

УДК 532.2

MSC2020 11B37 + 33E05

© К. А. Чехонин<sup>1</sup>

## Численное моделирование роста лежащей капли расплава металла на горизонтальной подложке в условиях прямой подачи лазерной энергии и порошка

В работе предлагается новый способ исследования динамики растекания, смачивания и тепломассопереноса в лазерных прямых аддитивных технологиях металлоизделий (L-DED) путем наращивания лежащей капли. Ее наращивание производится при неподвижном лазерном излучении, действующем на подложку и металлический порошок, который подается струей инертного газа в область фокусировки лазерного луча. Тепломассоперенос расплава металла с ньютоновской реологией считается ламинарным с не зависящей от температуры плотностью. Подаваемый с подогревом порошок на поверхности ванны мгновенно плавится и добавляется в виде непрерывного потока массы через свободную поверхность растущей капли с заданным распределением. Динамические условия на ее свободной поверхности зависят от величины поверхностного натяжения, касательного напряжения Марангони и нормального давления от воздействия струи газа с порошком. Моделирование смачивания расплавом твердых поверхностей производится в рамках модифицированной модели Воинова. Численное решение задачи производится в трехмерной и осесимметричной постановках методом смешанных конечных элементов с использованием ALE-алгоритма отслеживания свободной поверхности. Исследованы особенности тепломассопереноса в растущей капле и эволюции ее свободной поверхности. Показано существенное влияние потока газа и массового расхода порошка на структуру конвекции расплава в капле и эволюцию свободной поверхности с образованием кратера.

**Ключевые слова:** *лазерная (L-DED) аддитивная технология, конвективный тепломассоперенос, растущая капля, метод смешанных конечных элементов, свободная поверхность, эффект Марангони, контактный угол смачивания.*

DOI: <https://doi.org/10.47910/FEMJ202426>

---

<sup>1</sup>Хабаровское отделение Института прикладной математики ДВО РАН, 680038, г. Хабаровск, ул. Серышева, 60. Электронная почта: [lex7861@rambler.ru](mailto:lex7861@rambler.ru)

## Введение

В лазерном порошковом аддитивном производстве способом направленного энергетического осаждения (L-DED) металлический порошок переносится инертным газом в область фокусировки лазерного луча и мгновенно расплавляется с образованием жидкой расплавленной ванны, которая затем смачивает твердые предыдущие слои или подложку, образуя металлургическую связь; в итоге печатаются 3D-детали послойным способом [1, 2]. Рассматриваемый быстро протекающий процесс является многофизичным и многомасштабным, а высокая скорость охлаждения и низкая свободная энергия на границе твердого тела и расплава способствуют значительному гетерогенному росту центров кристаллизации и, следовательно, более мелкому размеру зерна с улучшенными физико-механическими свойствами. Тем не менее большое разнообразие рабочих параметров (более 70 [2]) может влиять на концентрацию порошка, тепломассоперенос, адгезию от слоя к слою и, в конечном счете, определять качество наращиваемых слоев и их геометрическую точность [1–7]. Проведенные к настоящему моменту экспериментальные исследования рассматриваемых быстро протекающих процессов требуют значительных материальных затрат и малоинформативны [1–8]. Поэтому численное моделирование лазерного наращивания слоя с использованием физически мотивированных математических моделей поможет построить взаимосвязь между параметрами процесса, его геометрией и качеством [4, 5]. Кроме того, результаты численного моделирования являются крайне важным условием построения системы управления технологическим процессом наращивания слоев с обеспечением требуемой надежности и качества [1]. Обзор разработанных к настоящему времени математических моделей для исследования различных стадий наращивания слоев металла в аддитивных технологиях и численных алгоритмов их решения приведен в недавней монографии [2] и работах [4–6]. Обзор способов исследования конвективного тепломассопереноса в L-DED-технологии с оценкой геометрии наращивания слоя приведены в работах [4, 7]. Особенности построения математических моделей неизотермического растекания капли вязкой жидкости, учитывающих эффекты Марангони и смачивания в условиях фазового перехода, приведены в [9–11], а с эффективными численными алгоритмами решения задач о движении вязкой и неньютоновских жидкостей со свободной поверхностью с учетом различных условий взаимодействия с твердой поверхностью (трение-скольжение, смачивание и т.д.) можно ознакомиться в работах [12–17]. Обзор экспериментальных исследований процесса наращивания слоя с использованием L-DED-технологии приведен в работах [1–3, 18–20].

В настоящей работе предлагается новый способ исследования динамики L-DED технологии для изучения процессов растекания расплава и смачивания (рис. 1) путем исследования роста лежащей капли. Рост объема капли расплава при неподвижном лазерном излучении, действующем на подложку, и подаваемый струей инертного газа металлический порошок. Рассматриваемый подход позволяет исследовать влияние режимов лазерного наращивания на эволюцию геометрии ванны расплава и температуры в ней, гидродинамические процессы роста капли и ее растекания в условиях фазового перехода. Влияние скорости сканирования лазерного луча на

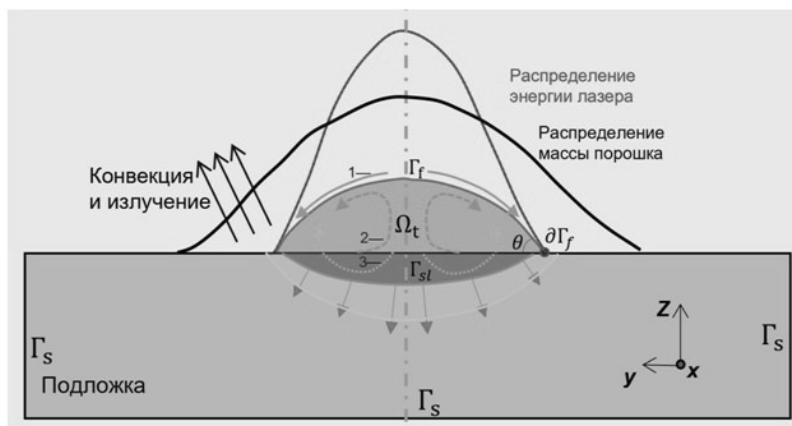


Рис. 1. Расчетная область лазерного выращивания капли, где 1 — направление действия капиллярных сил Марангони; 2 — силы естественной конвекции; 3 — направление воздействия потока инертного газа и струи порошка.

процесс лазерного наращивания можно учесть путем регулирования периода подачи лазерной энергии. Такой подход дает возможность на порядок сократить затраты компьютерного времени при численном моделировании, значительно сократить период разработки лазерной технологии наращивания; помимо того, более прост в теоретическом и численном анализе протекающих процессов, а также в реализации экспериментальных исследований. Следует отметить, что в гидродинамике при исследовании задач смачивания и растекания использование метода лежащей капли для определения динамических параметров смачивания является классическим, но информация об использовании рассматриваемого способа в L-DED и селективных лазерных технологиях в доступной литературе отсутствует [2].

## 1. Математическая постановка задачи

Лазерное наращивание слоя в L-DED-технологии представляет собой сложный быстро протекающий физический процесс, включающий в себя явления конвективного теплопереноса, термодиффузии, прирост массы путем струйной подачи порошка потоком инертного газа, сопровождаемый фазовым переходом плавления при воздействии лазерного излучения и затвердевания остывающей капли расплава после отключения лазера. В процессе теплопереноса расплава металла в растущей капле считаем гидродинамический поток ньютоновской жидкости ламинарным с не зависящей от температуры плотностью. Подаваемый порошок мгновенно плавится и добавляется в виде непрерывного потока массы через свободную поверхность с заданным распределением. Динамические условия на свободной поверхности растущей капли зависят от величины поверхностного натяжения, касательного напряжения Марангони и нормального давления от воздействия струи газа

с порошком. Моделирование динамики смачивания твердой поверхности подложки расплавом металла на линии трехфазного контакта (ЛТФК) производим в рамках модифицированной модели Воинова. Эффективность абсорбции лазерного излучения объемом растущей капли расплава и частицами порошка считаем не зависящей от температуры с учетом эффекта Брюснера [2]. В начальный момент времени предполагаем поверхность подложки плоской с известной начальной температурой подогрева. В момент включения лазера рабочая поверхность подложки начинает плавиться с образованием расплавленной ванночки в форме параболоида, в которую добавляется поток массы расплавленного металла порошка. В этом случае на поверхности подложки образуется лежащая растущая капля расплава. Рост объема капли сопровождается её растеканием по подложке с условиями динамического смачивания, которое продолжается до момента одновременного прекращения лазерного излучения и подачи порошка. С учетом сделанных предположений решение рассматриваемой неизотермической задачи с фазовым переходом будет заключаться в определении вектора скорости  $\mathbf{u}$ , давления  $p$  и температуры  $T$  в изменяющейся во времени расчетной области  $\Omega_t$  (рис. 1), удовлетворяющих уравнению неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0,$$

уравнениям сохранения импульса

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)) + \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_m,$$

уравнению энергии

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_p \mathbf{u} T) = \nabla \cdot k \nabla T + S_T.$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $\mu(T)$  — динамическая вязкость,  $k(T)$  — коэффициент теплопроводности,  $c_p(T)$  — удельная теплоемкость,

$$S_T = -\rho L_m \left( \frac{\partial f_l}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) f_l \right), \quad \mathbf{F}_b = (1 - \alpha(T - T_l)) \rho \mathbf{g}, \quad \mathbf{F}_m = -A_m \frac{(1 - f_l)^2}{f_l^3 + \varepsilon} \mathbf{u},$$

$\mathbf{F}_b$  — объемные силы тяжести и плавучести (Бруссиеска),  $L_m$  — латентное тепло,  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $\mathbf{g}$  — вектор гравитационного ускорения,  $\mathbf{F}_m$  — объемная сила сопротивления течению расплава в дендритном слое фазового перехода (рис. 1) с характерным размером  $d_\phi$  [2, 4–6],  $A_m = \frac{180\mu}{d_\phi^2}$ ,  $\varepsilon \ll 0$ . Долю жидкой фазы  $f_l$  в области фазового перехода  $T \in [T_s, T_l]$  определяем в виде

$$f_l = \begin{cases} 0, & T < T_s; \\ \frac{T - T_s}{T_l - T_s}, & T_s \leq T \leq T_l, \\ 1, & T > T_l, \end{cases}$$

при условии сохранения массы с учетом доли твердой фазы  $f_s$

$$f_l + f_s = 1.$$

Гидродинамической особенностью рассматриваемой задачи является наличие изменяющийся во времени свободной поверхности  $\Gamma_f$  (рис. 1) растущей капли расплава, на которой необходимо установить кинематические и динамические краевые условия. Для отслеживания неизвестной границы  $\Gamma_f$  расплава металла с окружающим потоком инертного газа используем ALM-алгоритм [6]. В этом случае скорость по нормали к  $\Gamma_f$  будет иметь вид

$$V_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} + \mathbf{v}_a \cdot \mathbf{n},$$

где  $\mathbf{n}$  — вектор единичной нормали к  $\Gamma_f$  (рис. 1). Скорость  $\mathbf{v}_a$  потока частиц в осевом направлении единичного вектора  $\mathbf{e}_z$  (рис. 1) с эффективным радиусом их распределения  $R_p$  по  $\Gamma_f$ , массовым расходом  $M_p$  и эффективностью их захвата  $\eta_c$  на  $\Gamma_f$ , определяем из выражения

$$\mathbf{v}_a = \frac{2\eta_c M_p}{\rho_p \pi R_p^2} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{R_p^2}\right) \phi_s(T) \mathbf{e}_z$$

с функцией сглаживания сингулярности

$$\phi_s(T) = \begin{cases} 0, & T < T_s; \\ 0,5 + 0,5 \sin\left(\pi \frac{T - (T_l + T_s)/2}{T_l - T_s}\right), & T_s \leq T \leq T_l, \\ 1, & T > T_l. \end{cases}$$

Приведенное кинематическое условие движения свободной поверхности требует некоторых пояснений. При отсутствии потока частиц, воздействующих на свободную поверхность, кинематическое условие приобретает вид  $(\frac{dx}{dt} - \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} = 0$ . Кроме того, предложенные к настоящему времени модели включают дополнение массы от потока частиц в расчетную область в виде источникового члена в уравнение неразрывности [17]. В этом случае, выполняя уравнение неразрывности, мы не имеем возможности учесть влияние кинетической энергии струи инертного газа с частицами и ее распределение по свободной поверхности.

Динамические граничные условия на свободной поверхности  $\Gamma_f$  (рис. 1) можно представить в виде

$$\mathbf{F} = \sigma \kappa \mathbf{n} - \gamma(\nabla T - (\nabla T \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}) - P_\Gamma \mathbf{I} \cdot \mathbf{n}, \\ \sigma = \sigma_{ref} + \gamma(T - T_l), \quad \kappa = \nabla \cdot \mathbf{n},$$

которые включают влияние поверхностного натяжения  $\sigma$ , термокапиллярных напряжений Марангони с термокапиллярным коэффициентом  $\gamma(T)$  и давления потока инертного газа с частицами  $P_\Gamma$  на  $\Gamma_f$  с распределением по Гауссу

$$P_\Gamma = \frac{2F_\Gamma}{\pi R_z^2} \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{R_z^2}\right),$$

где  $F_\Gamma$  — сила, действующая на свободную поверхность капли расплава со стороны потока газа с частицами [2],  $R_z$  — эффективный радиус распределения силы,

$$\mathbf{F} = \left( -p\mathbf{I} + \mu(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \right) \cdot \mathbf{n}.$$

Дополнительной гидродинамической особенностью рассматриваемой задачи является наличие у растущей капли ЛТФК  $\partial\Gamma_f$  (рис. 1) (расплав металла – твердая поверхность подложки – экранирующий газ). На  $\partial\Gamma_f$  устанавливаем динамические граничные условия скольжения и непротекания через границу твердой подложки

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{I} - \mathbf{nn}) = -\beta \mathbf{u} \cdot (\mathbf{I} - \mathbf{nn}), \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} = 0,$$

с использованием модифицированной модели Воинова [17, 21] для включения динамики смачивания на поверхности подложки

$$\frac{\mu u_{cl}(t)}{\sigma} = \alpha (\theta^3(t) - \theta_e^3),$$

$$\theta(t) = -2\sqrt{3} \operatorname{th} \left[ \frac{\sqrt{3}\mu t}{9\varepsilon\rho D^2} - \operatorname{th}^{-1}(\sqrt{3}\theta_e/6) \right] \quad \text{при } t < 3t_u,$$

где  $\theta_e = 50^\circ$  – равновесный контактный угол,  $\theta(t)$  – динамический контактный угол,  $\mu(T)$  – динамическая вязкость (по Арениусу [2]),  $Ca_{cl} = \frac{\mu u_{cl}}{\sigma}$  – капиллярное число,  $u_{cl}$  – скорость ЛТФК  $\partial\Gamma_f$ ,  $\boldsymbol{\tau}$  – тензор касательных напряжений на ЛТФК,  $\beta(T)$  – коэффициент трения-скольжения на  $\partial\Gamma_f$ ,  $D(t)$  – текущий диаметр растущей капли,  $\alpha(T) = 0.012$ ,  $t_u = \sqrt{\rho(D/2)^3/\sigma}$  – характерное инерционное время растекания капли расплава. Ограничение  $3t_u$  связано с характерным временем затвердевания расплава ( $t < 3t_u$ ) [2] в окрестности ЛТФК, а следовательно, с прекращением ее движения и фиксацией динамического контактного угла ( $\frac{\partial\theta(t)}{\partial t} = 0$ ).

Интенсивность лазерного источника, действующую на объем растущей капли (рис. 1), представляем в виде распределения по Гауссу

$$q_l(x, y) = \frac{4^{1/4}NP}{2\pi r_l^2 \Gamma(N/2)} \exp \left[ -2 \left( \frac{x^2 + y^2}{r_l^2} \right)^{N/2} \right],$$

$$r_l = r_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z - z_0}{z_R} \right)^2},$$

где  $r_l$  – распределение эффективного радиуса лазера  $r_0$  по вертикальной  $z$ -координате от  $\Gamma_f$  (рис.1),  $P$  – мощность лазерного излучения,  $N$  – порядок распределения,  $\Gamma(N/2)$  – гамма-функция,  $z_R$  – глубина воздействия лазерного излучения. Распределение интенсивности лазерной энергии при  $P = 1.4$  кВт,  $r_l = 1.6$  мм и  $N = 5$  приведено на рис. 2.

Понижение мощности лазера вследствие взаимодействия его с потоком частиц металла, распределенных по сечению струи с концентрацией

$$C(r, z) = \frac{2M_p}{m_p \pi v_p R_p^2(z)} \exp \left( -\frac{2r^2}{R_p^2(z)} \right),$$

определяем из закона Бира – Ламберта [2]

$$dq = -Q_{ext} \pi r_p^2 q_l(r, z) C(r, z) dz,$$

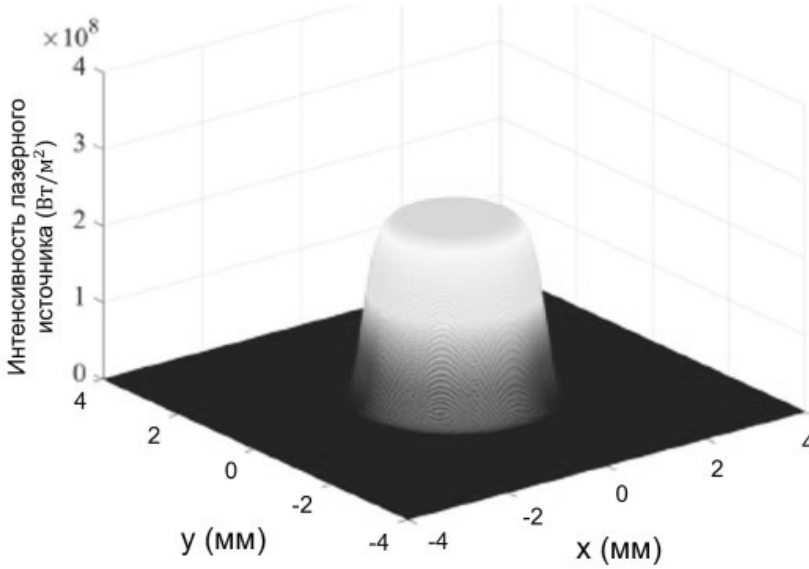


Рис. 2. Распределение интенсивности лазерного источника при  $N = 5$ .

где  $r, R_p$  — текущий и эквивалентный радиусы струи порошка соответственно,  $v_p$  — скорость частиц порошка,  $m_p$  — масса частицы радиусом  $r_p = 60$  мкм. Считаем, что длина волны лазерного излучения много меньше радиуса частиц, а  $Q_{ext} = 1$ .

С учетом вышеизложенного эволюцию температуры частиц  $T_p$  в период непосредственного их взаимодействия с энергией лазера в потоке инертного газа можно представить в виде

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = \eta_p q_l(r, z) \pi r_p^2 - h_p A_p (T_p - T_\infty) - \varepsilon \sigma A_p (T_p^4 - T_\infty^4) - m_p L_m^p \frac{df_l}{dt},$$

где  $L_m^p$  — латентное тепло,  $\eta_p$  — абсорбция лазерной энергии частицей,  $h_p$  — коэффициент теплоотдачи при взаимодействии частицы с инертным газом, имеющим температуру  $T_\infty$ ,  $A_p$  — площадь поверхности частицы,  $\varepsilon, \sigma$  — эмиссия и константа Больцмана соответственно.

Следует отметить, что возникающие потери интенсивности лазерного луча  $q_n$  при его взаимодействии с потоком частиц необходимо интегрировать по направлению воздействия луча по оси  $Oz$  (рис. 1)

$$q_n(r, z) = \sum_{z+z_0}^z q_l(r, z) [1 - \exp(-\pi r_p^2 C(r, z) \Delta z)].$$

При этом нагрев частиц от интенсивности лазерного источника (рис. 2) при встрече с поверхностью ванны (в зависимости от технологических режимов наращивания) достигает 200–300 градусов по Цельсию (рис. 3).

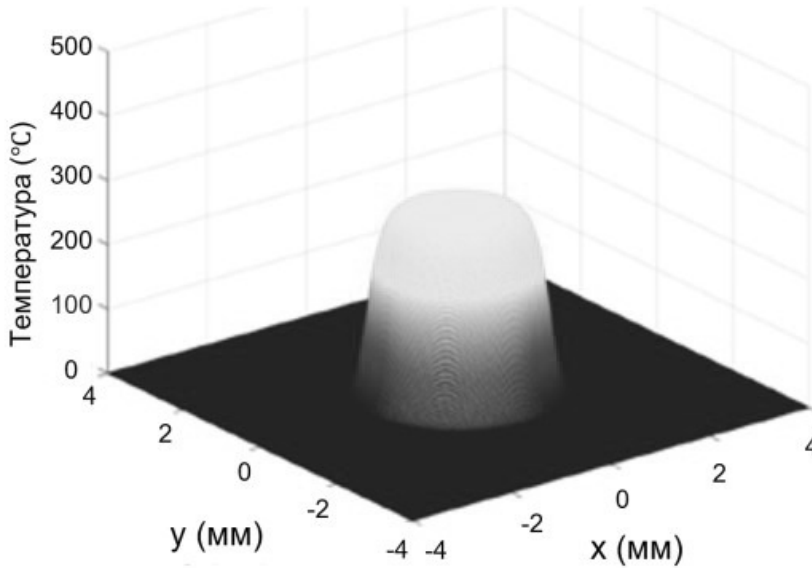


Рис. 3. Распределение температуры в потоке частиц перед взаимодействием со свободной поверхностью  $\Gamma_f$ .

В ходе фазового перехода теплофизические параметры среды определяем по правилу смеси объемных фазовых фракций

$$\rho = f_s \rho_s + f_l \rho_l, \quad c_p = \frac{1}{\rho} (f_s \rho_s c_{ps} + f_l \rho_l c_{pl}) + L_m \frac{\partial \alpha_m}{\partial T},$$

$$k = f_s k_s + f_l k_l, \quad \alpha_m = \frac{1}{2} \frac{f_l \rho_l - f_s \rho_s}{\bar{\rho}}.$$

Граничные условия для уравнения энергии заключаются в следующем. На свободной поверхности  $\Gamma_f$  (рис. 1) устанавливаем тепловой поток, являющийся суммой интенсивности лазерного излучения  $q_l$  с уровнем абсорбции лазерного излучения материалом подложки  $\eta_l$ , теплового потока  $q_p$  нагретых частиц порошка, конвективного и радиационного тепловых потоков с окружающей средой [17, 18]

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\Gamma_f} = \eta_l q_l - q_p - h_c (T - T_\infty) - \varepsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4),$$

$$q_p = \begin{cases} M_p'' [L_m + c_{p,s}(T_s - T_p) + c_{p,l}(T - T_l)] \phi_s(T), & T_p < T_s, \\ M_p'' [(1 - f_l)L_m + c_{p,l}(T - T_l)] \phi_s(T), & T_s < T_p < T_l, \\ M_p'' c_{p,l}(T - T_l) \phi_s(T), & T_p > T_l, \end{cases}$$

$$M_p'' = \frac{2\eta_c M_p}{\pi R_p^2} \exp \left[ -2 \frac{x^2 + y^2}{R_p^2} \right].$$



На поверхности подложки  $\Gamma_s$  (рис. 1) вне области контакта с растущей каплей расплава устанавливаем конвективный теплообмен

$$k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} = h_{cs}(T - T_{\infty})$$

с окружающей средой с коэффициентом теплоотдачи  $h_{cs} = 40 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$  [18].

## 2. Результаты расчетов

Рассмотрим процесс роста капли расплава с использованием L-DED-технологии. Численное решение задачи производим с использованием метода смешанных конечных элементов [22]. Ввиду ограниченности объема статьи, все теплофизические параметры материала подложки и металлического порошка, характерные для жаропрочных сплавов (ЖС32, ЭП648, In625), и их зависимости от температуры и фазового состояния берем из доступной литературы [1,2,18]. Расчетная область включает подложку размером  $4 \times 4 \times 2$  мм, на поверхности которой наращиваем каплю расплава металла с использованием лазера мощностью 1.4 кВт, радиусом луча 1.5 мм при продолжительности воздействия на подложку и струю порошка 0.2 секунды. В дальнейшем расчет продолжаем с временем охлаждения 0.1 секунды. Таким образом, результаты расчета включают полный цикл «жизни» капли: гидродинамическую стадию с эволюцией структуры потока внутри растущей капли, ее свободной поверхности и температурного поля, а в момент выключения лазера стадию охлаждения с затвердеванием. На рис. 4, 5 иллюстрируется трехмерная эволюция

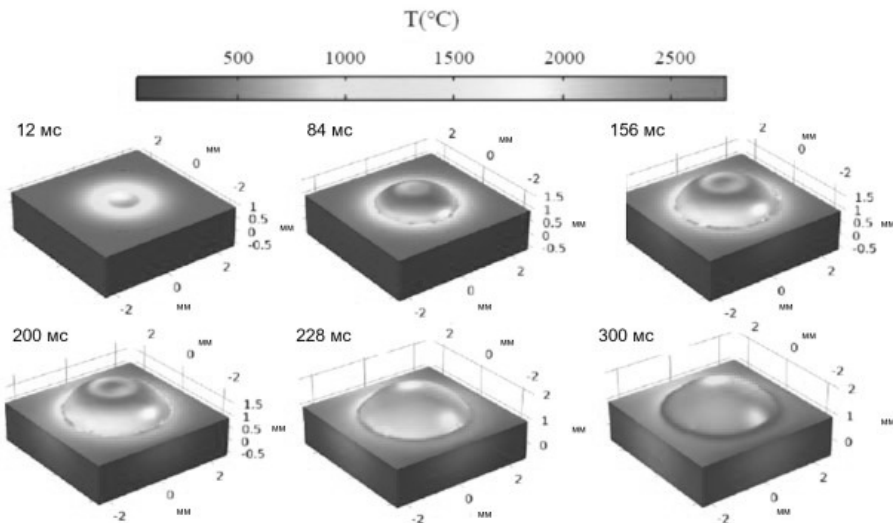


Рис. 4. Эволюция геометрии и температуры растущей капли при лазерном наращивании (трехмерная модель).

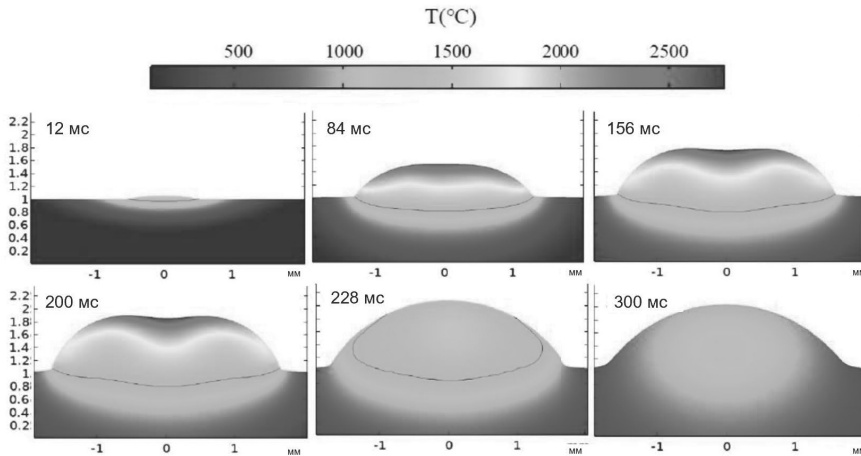


Рис. 5. Эволюция геометрии и температуры растущей капли (модель с осевой симметрией).

растущей капли с распределением температуры в ней. С целью сравнения на рис. 5 представлена эволюция распределения температуры в различные моменты времени, полученная при решении рассматриваемой задачи в двухмерной постановке (с осевой симметрией (рис. 1)). Из результатов расчетов следует, что температурное поле симметрично относительно оси  $Oz$  и позволяет проводить расчет в упрощенной осесимметричной постановке. Высокотемпературный центр расположен в области с максимальной плотностью энергии лазера, а распределение температуры находится в функциональной зависимости от плотности энергии лазера. Сравнительный анализ показал, что в этом случае численного моделирования происходит сокращение затрат компьютерного времени на порядок.

Следует отметить, что при экспериментальном исследовании [1–3, 18–20] часто возникают ситуации с неустойчивой работой лазера, а распределение плотности его энергии может изменяться во времени и по текущему радиусу лазерного луча. Кроме этого, в процессе экспериментального исследования возникают брызги расплава металла. Это приводит, как правило, к несимметричным температурным полям на поверхности растущей капли [2, 18–20]. Более того, в экспериментальных исследованиях распределение порошка может быть несимметрично от центра растущей капли [19]. Приведенные выше эффекты в настоящей математической модели не учитываются. На рис. 6 сравнение распределения температурного поля по поверхности растущей капли перед выключением лазерного источника показывает, что в экспериментальных исследованиях присутствует асимметрия в распределении температурного поля, которая является следствием отмеченных выше эффектов [2].

Из анализа результатов расчета можно сделать следующие выводы. Максимальное значение диаметра ЛТФК лежащей капли расплава при численном моделирова-

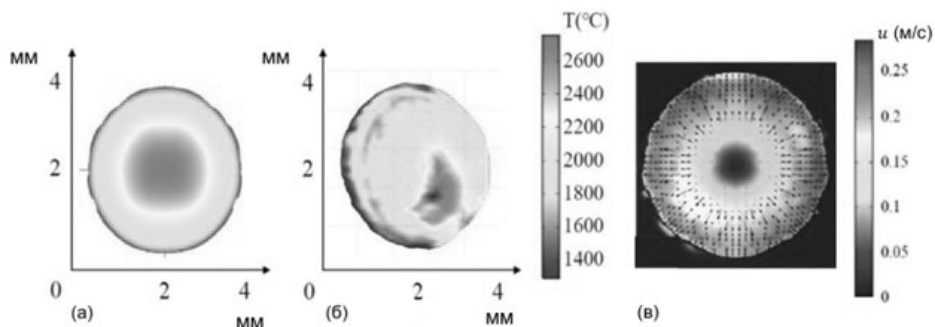


Рис. 6. Распределение температуры на поверхности капли (вид сверху) в момент выключения лазера; а) численный результат, б) эксперимент [2, 18–20], в) поле скорости на свободной поверхности ванны.

нии составляет 3.55 мм, тогда как в эксперименте его значение равно 3.57 мм. Следовательно, максимальное значение диаметра профиля ванны расплава при численном моделировании и в эксперименте близко в момент отключения работы лазера. В процессе лазерного воздействия с подачей порошка диаметр профиля растущей капли расплава непрерывно увеличивается (процесс растекания объема расплава капли по подложке). Наибольшая скорость нагрева материала растущей капли составила  $1.38 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{C/s}$  на начальном этапе её роста, а максимальная скорость охлаждения  $3.64 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{C/s}$  возникает также на начальном этапе, но только на стадии охлаждения с затвердеванием. В целом результаты численной модели хорошо согласуются с измерениями в экспериментах по однослойному наращиванию, что подтверждает достоверность результатов численных исследований [2]. Кроме этого, из результатов расчетов (рис. 4, 5) видно, что в процессе роста капли на ее поверхности в области максимального воздействия струи газа с порошком образуется кратер. На рис. 7 приведена структура течения в окрестности кратера с образованием дополнительного вихря. Приведенный результат получен впервые и требует дальнейшего более тщательного теоретического и экспериментального исследования. Максимальная скорость конвекции Марангони на поверхности ванны расплава составила 0.314 м/с в момент времени 174 мс. При прекращении лазерного воздействия и остановке газового потока с частицами кратер под действием капиллярных сил поверхностного натяжения быстро исчезает, а свободная поверхность капли расплава приобретает естественную выпуклую форму. По-видимому, этот эффект крайне сложно зафиксировать экспериментально.

## Заключение

В работе предложен новый способ исследования динамики растекания, смачивания и тепломассопереноса в L-DED технологии металлоизделий путем наращивания лежащей капли. Ее наращивание производится при неподвижном лазерном излуче-

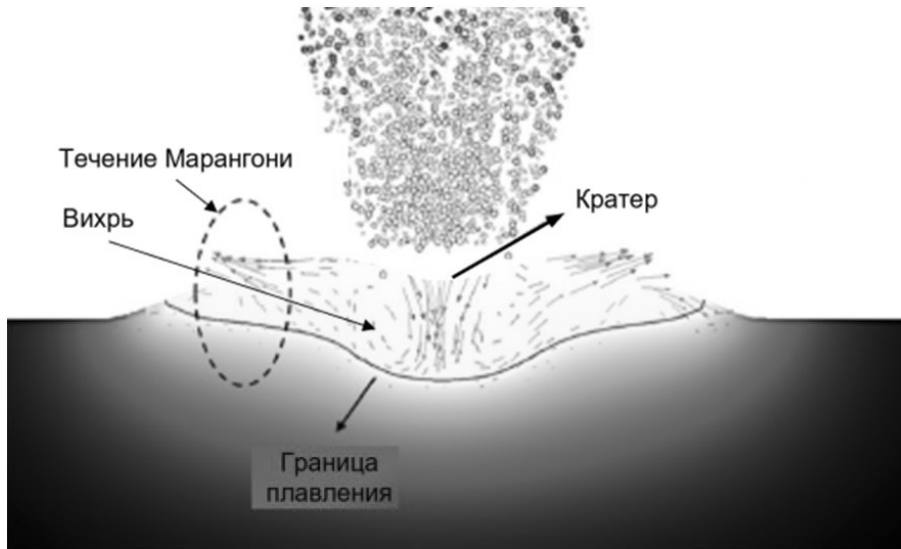


Рис. 7. Структура течения в окрестности кратера на вершине растущей капли.

нии, действующем на подложку и подаваемый инертным газом, металлический порошок. Особенностью предложенной математической модели является включение в динамические условия на свободной поверхности нормального давления от воздействия струи газа с подогретым лазерным излучением порошком и условий смачивания расплава на подложке. Для численного решения задачи предложен эффективный ALE-алгоритм кинематики свободной поверхности на основе метода смешанных конечных элементов. Исследованы особенности тепломассопереноса в растущей капле и эволюции ее свободной поверхности. Максимальное значение диаметра профиля расплава растущей капли составило 3.55 мм. Наибольшая скорость нагрева материала растущей капли составила  $1.38 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{C/s}$  на начальном этапе её роста, а максимальная скорость охлаждения  $3.64 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{C/s}$  возникает на начальном этапе стадии охлаждения с затвердеванием. Показано существенное влияние потока газа и массового расхода порошка на структуру конвекции расплава в капле и эволюцию свободной поверхности с образованием кратера. При этом изменяется структура течения Марангони в окрестности кратера с образованием дополнительного вихря. Этот результат получен впервые и требует дальнейшего более тщательного теоретического и экспериментального исследования. Максимальная скорость конвекции на поверхности ванны расплава составила 0.314 м/с в момент времени 174 мс. При выключении лазерного воздействия и газового потока с частицами, кратер под действием поверхностного натяжения быстро исчезает, а свободная поверхность капли расплава приобретает естественную выпуклую форму.

## Список литературы

- [1] Рудской В. К. [и др.], *Аддитивные технологии. Материалы и технологические процессы*, Политех – Пресс, СПб, 2021, 515 с.
- [2] Mukherjee T., DebRoy T., *Theory and Practice of Additive Manufacturing 1st Edition*, Wiley, 2023, 522 pp.
- [3] Liu T. S., Chen P., Qiu F., Yang H., Tan N. Y. J., Chew Y., Wang D., Li R., Jiang Q.-C., Tan Ch., “Review on laser directed energy deposited aluminum alloys”, *International Journal of Extreme Manufacturing*, **6:2**, (2024), 022004.
- [4] Bayat M., Dong W., Thorborg J., To A. C., Hattel J. H., “A review of multi-scale and multi-physics simulations of metal additive manufacturing processes with focus on modelling strategies”, *Additive Manufacturing*, **47**, (2021), 102278.
- [5] Yu T., Zhao J., “Quantitative simulation of selective laser melting of metals enabled by new high-fidelity multiphase, multiphysics computational tool”, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **399**, (2022), 115422.
- [6] Russell M. A., Souto-Iglesias A., Zohdi T. I., “Numerical simulation of Laser Fusion Additive Manufacturing processes using the SPH method”, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **341**, (2018), 163–187.
- [7] Kovalev O., Bedenko D., Zaitsev A., “Development and application of laser cladding modelling technique: From coaxial powder feeding to surface deposition and bead formation”, *Appl. Math.*, **57**, (2018), 339–359.
- [8] Yu J., Lin Y., Wang J., Chen J., Huang W., “Mechanics and energy analysis on molten pool spreading during laser solid forming”, *Applied Surface Science*, **256:14**, (2010), 4612–4620.
- [9] Shikhmurzaev Y. D., “Solidification and dynamic wetting: a unified modeling framework”, *Physics of Fluids*, **33**, (2021), 072101.
- [10] Herbaut et al R., “A criterion for the pinning and depinning of an advancing contact line on a cold substrate”, *Euro. Phys. J. Spec. Top.*, **229**, (2020), 043602.
- [11] Gielen et al M. V., “Solidification of liquid metal drops during impact”, *J. Fluid Mech.*, **883:A32**, (2020), 20.
- [12] Chekhonin K. A., Vlasenko V. D., “Three-dimensional finite element model of three-phase contact line dynamics and dynamic contact angle”, *WSEAS transactions on fluid mechanics*, **19**, (2024), 577–582.
- [13] Chekhonin K. A., Vlasenko V. D., “Three-dimensional finite element model of the motion of a viscous incompressible fluid with a free surface, taking into account the surface tension”, *AIP conference proceedings. Actual problems of continuum mechanics: experiment, theory, and applications*, **207**, (2023), 030007.
- [14] Белозеров Н. И., Чехонин К. А., “Трёхмерное конечно-элементное моделирование течения расплава металла со свободной поверхностью в условиях движущегося лазерного источника”, *Дальневост. матем. журн.*, **1**, (2024), 9–21.
- [15] Булгаков В. К., Чехонин К. А., Липанов А. М., “Заполнение области между вертикальными коаксиальными цилиндрами аномально вязкой жидкостью в неизометрических условиях”, *Инженерно-физический журнал*, **57:4**, (1989), 577–582.
- [16] Chekhonin K. A., Vlasenko V. D., “Modelling of capillary coaxial gap filling with viscous liquid”, *Computational Continuum Mechanics*, **12**, (2019), 313–324.
- [17] Белозеров Н. И., Чехонин К. А., “Роль поверхностного натяжения и смачивания при выращивании металлоизделий в прямых лазерных технологиях 3D-печати”, *Дальневост. матем. журн.*, **2**, (2024), 157–169.
- [18] DebRoy T., Wei H. L., Zuback J. S., Mukherjee T., Elmer J. W., Milewski J. O., Beese A. M.,

- Wilson-Heid A., De A., Zhang W., “Additive manufacturing of metallic components – Process, structure and properties”, *Prog. Mater. Sci.*, **92**, (2018), 112–224.
- [19] Вах В., Rajput R., Kellet R., “Systematic evaluation of process parameter maps for laser cladding and directed energy deposition”, *Additive Manufacturing*, **21**, (2018), 487–494.
- [20] Маликов А. Г., Гольшев А. А., Витошкин И. Е., “Современные тенденции лазерной сварки и аддитивных технологий (обзор)”, *Прикл. мех. техн. физ.*, **64**:1, (2023), 36–59.
- [21] Воинов О. В., “Гидродинамика смачивания”, *Изв. АН СССР. МЖТ*, **5**, (1976), 76–84.
- [22] Булгаков В. К., Чехонин К. А., *Основы теории метода смешанных конечных элементов*, Изд-во Хабар. политех. института, Хабаровск, 1999.

Поступила в редакцию  
10 октября 2024 г.

Работа выполнена в рамках госзадания ИПМ  
ДВО РАН (№ 075-00459-24-00).

---

*Chekhonin K. A.*<sup>1</sup> Numerical simulation of the growth of a sessile drop of metal melt on a horizontal substrate under direct feeding of laser energy and powder. *Far Eastern Mathematical Journal*. 2024. V. 24. No 2. P. 286–299.

<sup>1</sup>Institute for Applied Mathematics, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences

#### ABSTRACT

The paper proposes a new method for studying the dynamics of non-isothermal processes in laser direct additive manufacturing (L-DED) technologies of metal products by growing a sessile drop. Its growth is performed with stationary laser radiation acting on the substrate and metal powder, which is supplied by a jet of inert gas to the focusing area of the laser beam. Heat and mass transfer of a metal melt with Newtonian rheology is considered laminar with a temperature-independent density. The heated powder is instantly melted on the surface of the bath and added as a continuous mass flow through the free surface of the growing droplet with a given distribution. Dynamic conditions on its free surface depend on the value of surface tension, Marangoni shear stress and normal pressure from the action of a jet of gas with powder. Modeling of wetting of solid surfaces by the melt is performed within the framework of the modified Voinov model. The numerical solution of the problem is performed in three-dimensional and axisymmetric formulations by the mixed finite element method using the ALE free surface tracking algorithm. The features of heat and mass transfer in a growing droplet and the evolution of its free surface are investigated. A significant effect of the gas flow and the mass flow rate of the powder on the structure of melt convection in the droplet and the evolution of the free surface with the formation of a crater is shown.

Key words: *laser (L-DED) additive technology, convective heat and mass transfer, growing droplet, mixed finite element method, free surface, Marangoni effect, contact wetting angle.*