

УДК 621.9.048.7

Моделирование лазерной сварки плоских деталей с использованием модифицирующих нанопорошков*

А.Н. Черепанов¹, В.П. Шапеев^{1,2}

¹*Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный университет*

E-mail: vshapeev@ngs.ru

Сформулирована математическая модель для описания теплофизических процессов при лазерной сварке металлических пластин для случая, когда в сварочную ванну введены модифицирующие наночастицы тугоплавких соединений (нанопорошковые инокуляторы — НИИ). Специально подготовленные наночастицы тугоплавких соединений служат центрами кристаллизации, т. е. фактически они являются экзогенными затравками, на поверхности которых группируются отдельные кластеры. Благодаря этому можно управлять процессом кристаллизации сплава и формированием его структуры, а следовательно, и свойствами сварного соединения. В качестве примера приведены результаты расчета процесса сварки встык двух пластин из алюминиевого сплава и стали. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Ключевые слова: лазерная сварка металлов, фазовые переходы, кристаллизация, структура, модифицирующие нанопорошки, численное моделирование.

Введение

В последние годы возрастающее внимание уделяется разработке технологии лазерной сварки металлических изделий. Лазерная сварка имеет ряд достоинств по сравнению с другими видами соединения материалов. Но ее широкое внедрение сдерживается низкой стабильностью свойств сварных соединений. Экспериментальное изучение и определение оптимальных технологических параметров в связи с особенностями самого процесса сварки сопряжено с большими методическими трудностями и значительными затратами. В этой связи актуальна разработка адекватных математических моделей и численных алгоритмов для их компьютерной реализации. По технологиям лазерной обработки материалов (LMP — Laser Materials Processing) ведутся активные исследования. Растет число экспериментальных и теоретических работ, создаются новые экспериментальные установки, вопросам LMP посвящаются научные конференции, книги и обзоры публикаций. Ограничимся упоминанием двух таких обзоров [1, 2].

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 13-01-00227) и партнерского интеграционного проекта ИТПМ СО РАН–ИМаш УрО РАН № 4.

В настоящей работе разработана математическая модель для описания теплофизических процессов при лазерной сварке металлических пластин для случая, когда в сварочную ванну введены модифицирующие наночастицы тугоплавких соединений (нитридов, оксидов и др.). Как показали исследования в области модифицирования слитков и отливок [3, 4], специально подготовленные, хорошо смачиваемые нанопорошки тугоплавких соединений служат центрами кристаллизации. Введение ультрадисперсного порошка в расплав формирует самоорганизующуюся дисперсную систему, в которой ядром каждой частицы суспензии служит твердая фаза, окруженная кластеризованным слоем и гетерогенизирующая жидкий металл по химическому составу, вызывая концентрационное переохлаждение в объеме адсорбированного слоя. В результате этого каждая наночастица становится потенциальной затравкой для зарождения новой фазы (кристалла, интерметаллического или химического соединений и др.). Благодаря этому в расплаве в процессе его охлаждения формируется мелкодисперсная равноосная кристаллическая структура. Однако эти свойства порошков проявляются в результате их специальной обработки (активации), заключающейся в нанесении на поверхность частиц активированного переходного слоя, обеспечивающего хорошую смачиваемость расплавом, предохраняющим от коагуляции и окисления, а также вызывающего рост кристаллической фазы при небольших переохлаждениях. Поэтому синтезированные в плазмохимическом реакторе порошки в случае, если их размер превышает 100 нм, подвергаются дополнительному диспергированию и плакированию соответствующим металлом в центробежных планетарных мельницах [3, 5, 6].

Предложенная математическая модель базируется на неравновесном зарождении и росте кристаллической фазы на затравках, которыми являются наночастицы, с применением теории Колмогорова для расчета доли твердой фазы [4, 5]. При этом, как показано в работе [4], гомогенным зародышеобразованием можно пренебречь. Процесс плавления рассматривается в квазиравновесном приближении [7–9].

Моделирование теплопереноса основано на решении краевой задачи для трехмерного уравнения теплопроводности [10–19]. Условия теплового баланса на различных частях границы расчетной области описывают взаимодействие зоны сварки с лучом лазера и окружающей средой. Они являются краевыми условиями для уравнения теплопроводности. Для компьютерного моделирования использованы консервативные численные методы решения уравнения теплопроводности на неравномерных сетках. В зоне взаимодействия луча лазера с пластинами имеют место большие градиенты температуры, малого размера паровой канал и ванна с расплавом. Поэтому в этой зоне расчетная сетка сгущается, а на периферии расчетной области сетка грубее. В качестве примера приведены результаты расчета процесса сварки встык двух пластин из алюминиевого сплава и стали. Рассчитаны температурные поля в сварочной ванне и твердом металле, глубина парового канала, форма и размер сварочной ванны.

1. Физико-математическая модель процесса

Рассмотрим установившийся процесс сварки встык двух металлических пластин. Выберем систему декартовых координат с осью x , лежащей на верхней поверхности пластин, осью z , совпадающей с осью симметрии и направлением действия лазерного луча, и осью y , расположенной перпендикулярно стыку. Начало координат находится на оси луча на верхних поверхностях пластин (рис. 1). Луч перемещается вдоль стыка в отрицательном направлении оси x с постоянной скоростью сварки $\mathbf{v} = (-v, 0, 0) = \text{const}$. Для защиты металла от окисления свариваемые пластины обдуваются инертным газом, который частично уносит пары металла.

Будем считать, что теплофизические параметры сплава постоянны и равны их средним значениям в рассматриваемом интервале температур. Ввиду малой концентрации дисперсных наночастиц ($\sim 0,05\%$ по массе) их влиянием на физические параметры сплава

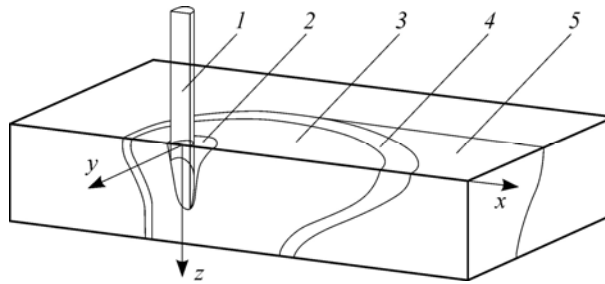


Рис. 1. Схема области сварки.

1 — луч лазера, 2 — парогазовый канал, 3 — жидкая фаза (сварочная ванна), 4 — двухфазная зона, 5 — твердая фаза.

можно пренебречь. Сплав считаем бинарной системой. С учетом принятых допущений трехмерное уравнение теплопереноса в сварочной ванне и твердом металле в подвижной системе координат примет вид:

$$c_i \rho_i v \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_i \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \delta \kappa \rho_1 v \frac{\partial f_s}{\partial x}, \quad (1)$$

где c_i , λ_i , ρ_i — удельная теплоемкость, теплопроводность и плотность i -й фазы (индексами $i = 1, 2, 3$ обозначены параметры твердого, двухфазного и жидкого состояний металла); в области плавления $\delta = 0$, в области кристаллизации $\delta = 1$; f_s , $f_l = 1 - f_s$ — сечения (доли) твердой и жидкой фаз в двухфазной зоне соответственно.

В варианте модели, использованной в настоящей работе, все частицы изделия в подвижной системе координат перемещаются параллельно оси x со скоростью сварки.

Процесс плавления рассмотрим в приближении задачи Стефана, считая границу фазового перехода гладкой поверхностью, на которой выполняются условия термодинамического равновесия и баланса тепла соответственно:

$$T = T_m, \quad -\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_2 + \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_1 = \kappa \rho_1 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}),$$

где $T_m = (T_{l0} + T_s)/2$ — фиктивная температура плавления, T_{l0} , T_s — температуры равновесных значений ликвидуса и солидуса соответственно, \mathbf{n} — единичная нормаль к границе раздела фаз, κ — теплота плавления (кристаллизации), $(\lambda_1 \partial T / \partial \mathbf{n})_1$ и $-(\lambda_2 \partial T / \partial \mathbf{n})_2$ — потоки тепла, вычисленные со стороны твердой и жидкой фаз соответственно, $(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$ — скалярное произведение векторов \mathbf{a} и \mathbf{b} . Принятое допущение оправдано, поскольку при высоких градиентах температуры зона фазового перехода при плавлении представляет собой тонкий слой, толщина которого много меньше характерного размера сварочной ванны. Принимая в качестве температуры плавления $T_m = (T_{l0} + T_s)/2$, мы можем непрерывно перейти к моделированию неравновесной гетерогенной кристаллизации на активных ультрадисперсных затравках в области затвердевания сплава ($T_e \leq T < T_{l0}$). Здесь T_e — температура конца процесса затвердевания, определяемая из кинетического уравнения: $T_e = T_l(C_e) - \xi_e / K_e$, где ξ_e , C_e , K_e — скорость движения границы затвердевания, концентрация примеси на ней и кинетическая константа соответственно. Для упрощения задачи кинетическим переохлаждением ввиду его малости пренебрегаем ($\xi_e / K_e \approx 0$), а температура конца процесса затвердевания, аналогично теории квазиравновесной двухфазной зоны [14], принимается равной температуре эвтектики $T_e = T_l(C_e)$, где C_e — концентрация примеси в точке эвтектики.

В области затвердевания ($i = 2$) темп кристаллизации определяется процессами зарождения и роста твердой фазы в переохлажденном сплаве на затравках, которыми являются активированные тугоплавкие наночастицы. Считая, что все наночастицы являются центрами кристаллизации, определим, воспользовавшись формулой Колмогорова [7], сечение твердой фазы f_s :

$$f_s = 1 - e^{-\Omega}, \quad (2)$$

где $\Omega(x, y, z) = \frac{4\pi}{3} N_p \left(r_p + \frac{K_u}{v} \int_{x_{i0}}^x \Delta T d\xi \right)^3$ — объем кристаллической фазы, образовавшейся

в переохлажденном расплаве. Здесь N_p — число наночастиц в единице объема; x_{i0} — координата точки на изотерме с температурой ликвидуса T_{i0} , $f_i(T_{i0}) = e^{-4\pi N_p / 3} \approx 1$; r_p — радиус наночастиц; K_u — константа скорости роста кристалла в кинетическом законе [7–9] $u = K_u [T_l(C) - T]^n$, где u — скорость роста, n — физическая константа (при нормальном механизме роста $n = 1$, при дислокационном — $n = 2$); $T_l(C)$ — температура ликвидуса. Последнюю аппроксимируем линейной зависимостью от растворенной компоненты C в рассматриваемом бинарном сплаве $T_l(C) = T_{i0} - \beta(C - C_0)$, где C_0 — исходная концентрация растворенной компоненты, β — модуль коэффициента наклона линии ликвидуса на диаграмме состояния соответствующего бинарного сплава. Тогда ΔT — локальное переохлаждение, определяемое выражением $\Delta T = T_l(C) - T$.

Формулу (2) после соответствующих преобразований представим в виде

$$\frac{\partial f_s}{\partial x} = (36\pi N_p)^{1/3} (1 - f_s) [\ln(1 - f_s)]^{2/3} K_u \Delta T / v. \quad (3)$$

Согласно уравнениям (1) и (3), в зоне кристаллизации ($T_e \leq T \leq T_l$) появляется источник тепла, связанный с тепловыделением при кристаллизации расплава. Ввиду нелинейной зависимости $f_s(T)$ для учета вклада этого тепловыделения уравнение теплопроводности можно решать итерационно, уточняя на итерациях значения $f_s(T)$ и, следовательно, T в зоне кристаллизации.

1.1. Краевые условия

На бесконечном удалении от источника излучения $x \rightarrow \infty, y \rightarrow \infty$ полагаем $T(x, y, z) = T_0$. На верхней и нижней поверхностях пластин ($z = 0, z = h$), обдуваемых инертным газом, выполняются условия сложного конвективного и радиационного теплообмена

$$\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0, h} = \alpha_{\Sigma m} (T \Big|_{z=0, h} - T_g).$$

Здесь T_g — температура газа, $\alpha_{\Sigma m}$ — суммарный коэффициент теплопередачи, определяемый выражением

$$\alpha_{\Sigma m} = \alpha_{km} + \varepsilon_m \sigma_0 \left(T \Big|_{z=0}^2 + T_g^2 \right) \left(T \Big|_{z=0} + T_g \right),$$

здесь ε_m — приведенная степень черноты поверхностей теплообмена, $m = 0, 1$ — для верхней и нижней поверхностей соответственно, σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана,

α_{km} — коэффициент конвективного теплообмена, имеющий вид [20]

$$\alpha_{km} = 0,646 \operatorname{Re}_m^{1/2} \operatorname{Pr}^{1/3} \lambda_g / l,$$

где $\operatorname{Re}_m = v_{gm} / \nu_g$, $\operatorname{Pr} = \nu_g / a_g$, v_{gm} — скорость течения газа, l — характерная длина зоны охлаждения, ν_g , a_g , λ_g — кинематическая вязкость, температуропроводность и теплопроводность газа соответственно.

В области действия лазерного излучения (на поверхности парового канала $z = Z_c(x, y)$) выполняется условие баланса тепла:

$$-\lambda_3(\nabla T \cdot \mathbf{n}) = (\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}) - L\dot{m}.$$

Здесь \dot{m} — массовая скорость испарения вещества с единицы поверхности, связанная с избыточным давлением паров $P(z)$, необходимым для удержания стенок канала от схлопывания, задается соотношением $\dot{m} = \sqrt{P(z)\rho_v}$, ρ_v — плотность пара, L — удельная теплота испарения сплава, \mathbf{q} — поглощенный поток излучения с учетом переотражения, \mathbf{n} — единичная нормаль к поверхности парового канала. При численном моделировании последнее соотношение определяет поток тепла на поверхности парового канала и является краевым условием для уравнения (1).

Считаем, что сварка осуществляется излучением CO_2 лазера с длиной волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм. Интенсивность излучения описывается нормальным распределением Гаусса

$$I(x, y, z) = I_0 e^{-2r^2 / r_z^2},$$

где $I_0 = 2W / (\pi r_z^2)$, W — мощность лазера, r_z — радиус лазерного луча на глубине z парового канала, определяемый соотношением [21]

$$r_z = \sqrt{r_F^2 + \left[\frac{z - Z_F}{\pi r_F} \lambda_0 \right]^2},$$

где r_F — радиус лазерного луча в фокальной плоскости, Z_F — положение фокуса относительно верхних поверхностей свариваемых деталей.

Для величины распределения плотности поглощенной мощности излучения поверхностью парового канала с координатами $z = Z_c(x, y)$ в области прямого воздействия луча имеем выражение

$$q(x, y, Z(x, y)) = \frac{2 A_{\text{eff}} W}{\pi r_z^2} \exp(-2r^2 / r_z^2).$$

Здесь $A_{\text{eff}} = A + A_e(1 - A)$ — эффективный коэффициент поглощения. Первое слагаемое в этом коэффициенте учитывает поглощение излучения, попадающего на поверхность напрямую от лазера, а второе слагаемое учитывает поглощение излучения, многократно

отраженного стенками канала, величина $A_e = A \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(1 - A) S_b}{S_b + S_c} \right]^n$ — эквивалентный

коэффициент поглощения [22], S_b , S_c — площади боковой поверхности канала и ее входного отверстия, соответственно, A — коэффициент поглощения лазерного излучения поверхностью канала. В области, куда падает только отраженное излучение, в A_{eff} отсутствует первое слагаемое.

На верхней и нижней поверхностях пластин вне парового канала ставятся краевые условия, учитывающие тепловые потери за счет радиационной теплоотдачи и конвективного теплообмена с окружающей средой.

1.2. Модель формирования парового канала

Если мощность лазера выше некоторого критического значения, то в области взаимодействия луча с металлом в окрестности оси луча возникает паровой канал. Даже в случае однородного материала пластин при постоянных величинах мощности излучения и скорости сварки его стенки хаотично колеблются в силу гидродинамической неустойчивости. Здесь следует определить, какие допущения принимаются в рассматриваемой модели процесса лазерной сварки. Среди большого числа опубликованных работ на эту тему предложены различные модели передачи тепла от луча лазера к металлу при сварке, имеющие различные достоинства и недостатки, которые здесь не обсуждаются. В большинстве своем сначала в рамках принятых в конкретной модели допущениях отдельно рассчитывается собственно выемка в металле, которая образуется под воздействием луча лазера. Затем с учетом потока тепла, поступающего от луча на стенки канала, рассчитывается поле температуры в изделии без учета обратного воздействия поля температуры в изделии на форму канала. В модели парового канала, использованной в настоящей работе, это взаимодействие учтено за счет одновременного расчета канала и поля температуры.

Отметим предварительно еще несколько экспериментальных фактов, которые учитываются в принятой здесь модели канала. Как показывают эксперименты по пробитию лазером нетолстых металлических пластин, сечение полученных отверстий близко к круглой форме и имеет радиус, немного превышающий радиус луча в фокальной плоскости. При движении луча с постоянной скоростью ось луча незначительно опережает ось канала и находится на передней по ходу движения луча стенке канала. На стенки канала действует равномерно во всех направлениях давление паров испаряющегося металла, которое стремится расширить канал. В противовес ему действуют сила поверхностного натяжения расплавленного металла и сила гидростатического давления. Последняя по оценкам ее величины незначительна по сравнению с другими силами при небольшой толщине пластин и малости радиусов кривизны поверхности канала.

В данных расчетах не учитывается вызванная истекающими из канала парами сила трения, воздействующая на стенки канала. Не учитывается также воздействие на форму стенки канала конвективного движения расплава в ванне. Все указанные силы имеют гладкие профили. Поэтому стенки канала гладкие и не имеют ступенек и других особенностей.

При описании модели парового канала примем еще некоторые упрощающие допущения.

1. Колебания стенок канала происходят около некоторого среднего во времени положения. Колебания величин параметров расплава в ванне происходят около некоторых средних значений, которые принимаются за значения параметров рассчитываемого стационарного процесса.

2. Будем считать, что поверхность парового канала является монотонно сужающейся с ростом глубины поверхности вращения относительно оси, параллельной оси z и лежащей в плоскости симметрии. Это соответствует экспериментальным наблюдениям.

3. Луч лазера и паровой канал расположены относительно друг друга так, как это показано на рис. 2, а именно: ось вращения поверхности парового канала отстоит от оси луча лазера на расстоянии его радиуса, а при $z = 0$ (на поверхности пластин) радиус парового канала вдвое больше радиуса луча лазера.

4. Дно парового канала локально имеет форму сферической поверхности, радиус R_c которой можно оценить из условия локального равновесия сил, обусловленных давлением

Рис. 2. Схема расположения парового канала и луча лазера.

пара, поверхностного натяжения и гидростатического давления жидкого металла по формуле

$$R_c = \frac{2\sigma}{P_{\max} - \rho_3gh}. \quad (4)$$

Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла, g — ускорение свободного падения, h — глубина парового канала, избыточное давление паров металла достигает максимальное значение P_{\max} на дне канала. Гидростатическое давление ρ_3gh и поверхностное натяжение расплава стремятся ликвидировать паровой канал, вернуть поверхности расплава плоскую форму. Напротив, избыточное давление, вызванное парами металла в канале, уравнивает их и препятствует ликвидации канала.

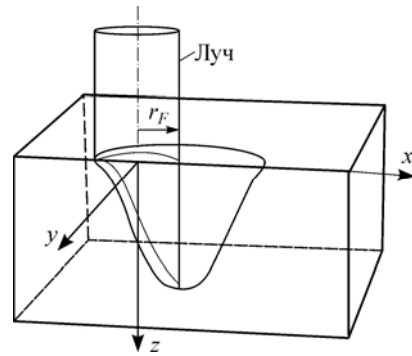
5. Форма парового канала в нижней части близка к сферической из-за наличия поверхностного натяжения и малости радиуса кривизны в этой части поверхности канала. Поэтому у образующей поверхности канала (линии пересечения ее поверхности с плоскостью, проходящей через ось канала) в нижней части кривизна положительна. Вблизи средней части по оси z каждая образующая меняет знак кривизны, так как благодаря поверхностному натяжению поверхность канала гладко примыкает к горизонтальной верхней поверхности ванны с расплавом.

Наибольшее значение температуры на поверхности парового канала находится вблизи оси луча и не может значительно превышать температуру кипения расплава. Однако оно может не достигать температуры кипения на периферии фокального пятна. При этом наибольший поток тепла приходится на зону действия прямого лазерного излучения. И среди всех возможных образующих поверхности парового канала (согласно второму допущению, являющейся поверхностью вращения) линия, лежащая в плоскости $y = 0$ на его передней стенке, будет самой прогретой (т. е., согласно принятой модели, из всех образующих эта линия будет иметь самый протяженный участок, на котором достигается температура кипения). Поэтому примем ее в качестве образующей поверхности парового канала. При построении этой линии будем руководствоваться следующим допущением: на возможно большем ее участке вблизи оси луча лазера температура должна быть близка к температуре кипения сплава T_{sat} при заданных параметрах режима сварки.

Образующая поверхности парового канала AC , лежащая в плоскости $y = 0$, ищется в виде сплайна — линии, состоящей из двух частей AB и BC ($AC = AB \cup BC$). AB представляет собой кубический полином, по касательной сопрягающийся с BC , являющейся частью окружности (см. рис. 3). При этом AB целесообразно рассматривать принадлежащим двухпараметрическому семейству

$$M(c, h) = \left\{ x(z): x(z) = \left(\frac{r_F - ch}{h^3} \right) (z-h)^3 + c(z-h), 0 \leq c \leq r_F/h, h > 0 \right\}$$

с независимыми параметрами c и h . Линии этого семейства при принятых допущениях проходят через точку A (см. рис. 3) и обладают свойством симметрии относительно точки ее пересечения с прямой $x = 0, y = 0$ (осью луча лазера). При этом параметр h — координата по оси z точки симметрии AB , а c — тангенс угла θ наклона линии $x(z)$ к оси z в точке симметрии (это минимальный угол θ наклона линии AC к оси z). В точке B линия $x(z)$ сопряжена с частью окружности, радиус которой дается формулой (4). Поверхность парового канала с образующей AC , построенной указанным способом, удовлетворяет



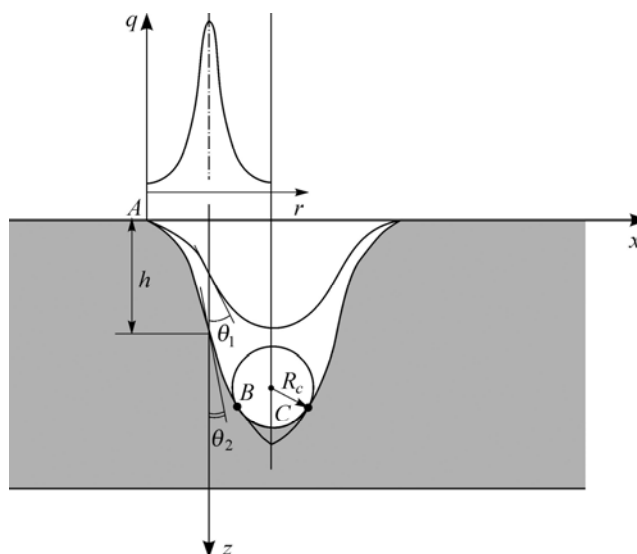


Рис. 3. Схема построения парового канала.

допущениям 2–5. Заметим попутно, что принятое здесь расположение луча относительно передней стенки канала и форма образующей стенки хорошо согласуются с приведенными в работе [14].

Допустим, имеется возможность решить задачу о нахождении поля температур в пластине при известной и фиксированной форме поверхности парового канала. В этом случае задача о нахождении этой поверхности сводится к следующему. Варьируя форму поверхности канала, подбираем такое решение (т. е. распределение температуры), которое удовлетворяет принципу: на возможно большем участке AC вблизи оси луча лазера температура близка к температуре кипения сплава T_{sat} . Иными словами, управляя параметрами c и h , постараемся построить наилучшую с точки зрения сформулированного принципа линию AC . Осуществляется это описанным ниже способом.

Управление параметром h . Вычислим среднюю температуру T_{cp} на симметричном относительно точки пересечения с осью z участке линии AB , находящемся вблизи оси луча лазера. Если $T_{\text{cp}} > T_{\text{sat}}$, значит, расплав перегрет и необходимо увеличить расчетную глубину парового канала (это достигается увеличением значения параметра h). Площадь поверхности канала, поглощающей прямое лазерное излучение, при этом возрастает, что, в свою очередь, приводит к спаду температуры на ней. Аналогично, в случае $T_{\text{cp}} < T_{\text{sat}}$ необходимо уменьшать h . Так подбирается глубина канала.

Управление параметром c . После подбора подходящего значения h может оказаться, что на пересечении линии AC и оси луча лазера температура превышает (или наоборот, не достигает) температуру кипения T_{sat} , в то время как на небольшом удалении на AC по обе стороны от оси луча наблюдается обратная ситуация. Это свидетельствует о неправильном выборе параметра c , характеризующего угол наклона стенок канала к оси z . Уменьшение (или увеличение) угла наклона θ позволяет добиваться того, что ближайшая окрестность точки пересечения линии AC и оси луча лазера будет получать меньше (больше) тепла по сравнению с периферией (это связано с тем, что плотность мощности лазерного излучения имеет Гауссово распределение, а поглощенное стенками канала тепло от прямого излучения лазера пропорционально $\sin \theta$).

Таким образом, варьируя величины параметров c и h , находим оптимальную форму поверхности парового канала. Дальнейшее уточнение формы стенки парового канала связано с учетом условий теплового баланса и динамического равновесия

$P(z) = \sigma K_c + g \rho_3 z$, $z = Z_c$ на ее поверхности. Здесь $P(c)$ — давление на стенке, K_c — ее кривизна, Z_c — координата z точки на поверхности. В силу малости размеров сечений парового канала, в направлениях, перпендикулярных оси z , ввиду большой кривизны K_c и значительности σ , по-прежнему с точностью до величин более высокого порядка малости поверхность канала можно считать поверхностью вращения. Поэтому уточнение ее формы можно свести к уточнению ее образующей. Величина $P(z)$ представляет собой сумму статического давления при поверхностном испарении $P_s(z)$ и давления отдачи (реакции) истекающего из канала пара P_r . Используя упрощающую гипотезу, величины $P_s(z)$ и P_r можно выразить через температуру. В итоге в условиях теплового баланса и динамического равновесия остаются две величины T и $x(z)$, которые можно уточнять итерационно.

2. Численный метод

Для численного решения задачи о распределении температуры в расчетной области использована известная итерационная конечно-разностная схема установления:

$$\begin{aligned} & \left((I - \tau \sigma L_x)(I - \tau \sigma L_y)(I - \tau \sigma L_z) \right) \left(\frac{T_{ijk}^{n+1} - T_{ijk}^n}{\tau} \right) = \\ & = \left(L_x(T_{ijk}^n) + L_y(T_{ijk}^n) + L_z(T_{ijk}^n) \right) + \delta_n \kappa \rho_1 v \frac{\partial f_{sijk}^n}{\partial x}. \end{aligned}$$

Здесь σ — весовой параметр ($0 \leq \sigma \leq 1$). Для аппроксимации дифференциальных операторов

$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - q \frac{\partial T}{\partial x} + \delta_n \kappa \rho_1 v \frac{\partial f_s}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)$, $\frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)$ в качестве L_x, L_y, L_z были приняты следующие разностные операторы:

$$\begin{aligned} & -q_{ijk}^n \frac{T_{i+1jk} - T_{i-1jk}}{2h_x} + \delta_n \kappa \rho_1 v \frac{f_{si+1jk} - f_{si-1jk}}{2h_x}, \\ L_x(T) &= \frac{1}{h_x} \left(\lambda_{i+(1/2)jk}^n \frac{T_{i+1jk} - T_{ijk}}{h_x} - \lambda_{i-(1/2)jk}^n \frac{T_{ijk} - T_{i-1jk}}{h_x} \right) - \\ L_y(T) &= \frac{1}{h_y} \left(\lambda_{ij+(1/2)k}^n \frac{T_{ij+1k} - T_{ijk}}{h_y} - \lambda_{ij-(1/2)k}^n \frac{T_{ijk} - T_{ij-1k}}{h_y} \right), \\ L_z(T) &= \frac{1}{h_z} \left(\lambda_{ijk+1/2}^n \frac{T_{ijk+1} - T_{ijk}}{h_z} - \lambda_{ijk-1/2}^n \frac{T_{ijk} - T_{ijk-1}}{h_z} \right), \end{aligned}$$

где

$$q = c_i \rho_i v, \quad \lambda_{i\pm 1/2} = \lambda \left(\frac{T_{i\pm 1} + T_i}{2} \right), \quad \lambda(T) = \begin{cases} \lambda_1, & T > T_l \\ \lambda_2, & T \leq T_l \end{cases}$$

Схема записывается и реализуется в виде схемы в дробных шагах [23]. С ее помощью определяется распределение температуры в пластинах, устанавливается положение внутренней границы раздела фаз. В этом итерационном процессе также итерационно строится

описанным выше методом поверхность парового канала. В реализованной компьютерной программе эти итерационные процессы совмещены. А именно, после каждой итерации схемы корректируется форма поверхности парового канала. При этом величина h может принимать значения кратные величине шага сетки по оси z (т. е. образующая парогазового канала в сечении $y = 0$ проходит через узел сетки, лежащий на оси z), а ее изменение производится в том случае, если

$$|\bar{T} - T_{\text{sat}}| > \frac{1}{2} \mu h_z \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{\substack{x=0, \\ y=0, \\ z=h}},$$

где \bar{T} — среднее значение температуры на поверхности парогазового канала в плоскости $y = 0$ вблизи оси луча лазера, μ — параметр для управления границами коридора, в пределах которого изменение величины h не производится. Такой механизм дискретного (ступенчатого) изменения параметра h используется для того, чтобы избежать малых колебаний формы канала, которые мешают установлению поля температур. Изменение параметра s также производится дискретно аналогичным образом.

Указанные выше приемы построения поверхности канала были запрограммированы, что позволило автоматизировать процесс его формирования. Благодаря этому, образующая его поверхности строилась в одном расчете вместе с полем температуры. Все упомянутые выше итерационные уточнения формы канала и ванны, изотерм $T_l = \text{const}$ и $T_e = \text{const}$ совмещены в одном итерационном процессе.

3. Некоторые результаты численного моделирования

В расчетах определяются температурные поля в изделии, положение внутренних границ между фазами материала изделия, форма и глубина парового канала. По результатам расчетов можно сделать прогноз о величинах зон, занимаемых в процессе сварки различными фазами, и определить, какая скорость движения лазерного луча вдоль сварочного шва при заданной мощности лазера может обеспечить наличие достаточной по величине зоны жидкой фазы при отсутствии сквозного парового канала (пробоя изделия лучом лазера). Проведены численные эксперименты на последовательности сеток с убывающими шагами, прежде всего в расчетной области с фиксированной длиной. Наблюдались расчетные параметры задачи (распределение температуры, положение изотерм, границ парового канала и границ между фазами материала). Обнаружен первый порядок их сходимости в расчетах на последовательности сеток при измельчении шагов сетки.

На рисунках 4, 5, 6 приведены результаты расчетов температурных полей в жидкой ванне и прилегающих слоях твердого сплава. В качестве масштаба длины по всем осям

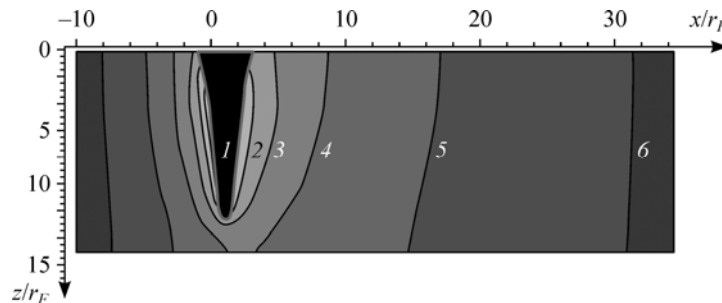


Рис. 4. Поле температур и изотермы в расчетной области (сечение $y = 0$).

1 — паровой канал, 2 — 2629,1 К (температура кипения), 3 — $T = 2155$ К, 4 — $T = 1724$ К, 5 — $T_{l0} = 862$ К (температура равновесного ликвидуса), 6 — $T = 420$ К.

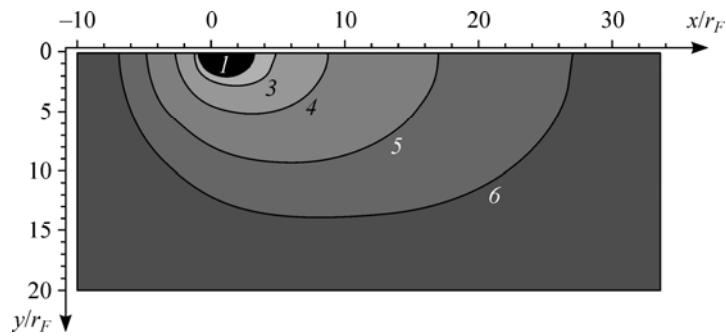


Рис. 5. Поле температур и изотермы в расчетной области (вид сверху, плоскость $z = 0$).

1 — паровой канал, 3 — $T = 2155$ К, 4 — $T = 1293$ К, 5 — $T_0 = 862$ К (температура равновесного ликвидуса), 6 — $T = 560,3$ К.

выбран радиус луча r_F в фокальной плоскости. На рисунках для наглядности приведена картина в небольшой части расчетной области. Численные расчеты проведены для сплава Al + 10 % Si (% массы) при тех же теплофизических параметрах, что и в работе [19]: $\lambda_1 = 155,7$ Вт/(м·К); $\lambda_2 = 127,85$ Вт/(м·К); $\lambda_3 = 100$ Вт/(м·К); $c_1 = 1000$ Дж/(кг·К); $c_2 = 1050$ Дж/(кг·К); $c_3 = 1100$ Дж/(кг·К); $\rho_1 = 2,6 \cdot 10^3$ кг/м³; $\rho_2 = 2,45 \cdot 10^3$ кг/м³; $\rho_3 = 2,3 \cdot 10^3$ кг/м³; $T_A = 933$ К; $T_0 = 862$ К; $T_l = 850$ К; $\kappa = 5,37 \cdot 10^5$ Дж/кг; $L = 1,11 \cdot 10^7$ Дж/кг; $C_{10} = 10$ % (по массе); $\beta_1 = 7,1$ К/%; $k_1 = 0,14$; $A = 0,65$; $x_F = 10^{-4}$ м; $z_F = 0$; $T_g = 293$ К; $\lambda_g = 0,024$ Вт/(м·К); $v_g = 1,37 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $T_{1v} = 2720$ К; $T_{2v} = 2628$ К; $A_1 = 33,294$; $B_1 = 37723,14$ К; $A_2 = 43,584$; $B_2 = 63590,782$ К; $P_{10} = P_{20} = 1$ Н/м²; значение $K_v = 0,00014$ м/с·К; $\sigma = 0,57$ Н/м; $\varepsilon_1 = 0,176$; $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0,18$; $v_g = 0,5$ м/с; $l = 0,1$ м.

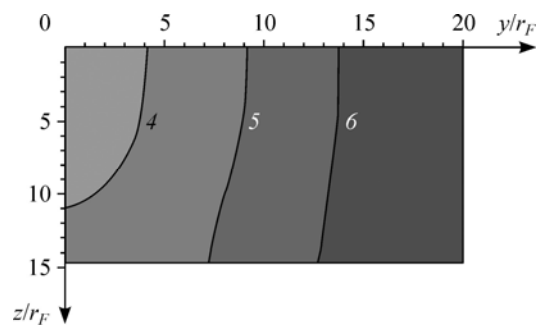
Пример: Мощность лазера $W = 3,18$ кВт, скорость сварки $v = 4,7$ м/мин, толщина пластины $h = 1,5$ мм, $350 \times 200 \times 150$ — число шагов сетки по x , y и z .

Из рисунков видно, что самые прогретые участки, а также самые большие градиенты температуры в расчетной области находятся вблизи поверхности парового канала. Из расчетов также следует, что область наибольших градиентов температур находится в окрестности передней границы канала (в области плавления). Изотермические поверхности слева и справа от канала (в области охлаждения и затвердевания расплава) являются выпуклыми, при этом по мере удаления от канала их кривизна уменьшается, т. е. поле температур в пластинах выравнивается. Также можно заметить, что на передней поверхности парогазового канала температура на достаточно протяженной ее части в окрестности оси лазера близка к температуре кипения, это согласуется с сформулированным выше допущением при описании алгоритма построения канала.

Выбирая из расчета сечение жидкой ванны плоскостью $x = \text{const}$, соответствующей максимальной ее ширине (на верхней поверхности пластин), можно

Рис. 6. Поле температур и изотермы в расчетной области (сечение $x = 0,6$ мм, соответствующее наибольшей ширине жидкой ванны).

4 — 1293 К, 5 — $T_0 = 862$ К (температура равновесного ликвидуса), 6 — $T = 560,3$ К.



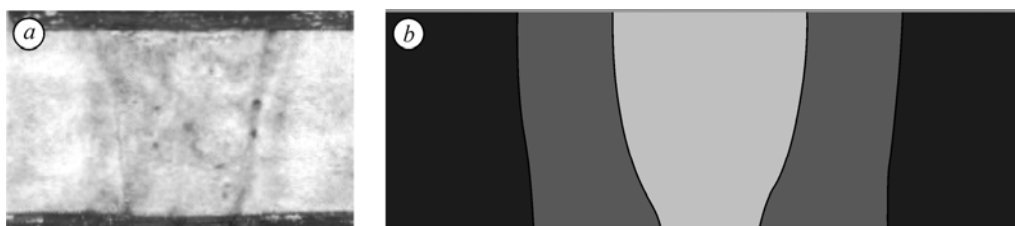


Рис. 7. Сравнение размеров поперечных сечений сварного шва.

a — фотография шлифа сварного шва в плоскости, перпендикулярной сварному шву (видна граница застывшей ванны), *b* — сечение расчетной области плоскостью, перпендикулярной оси x , в точке с максимальной шириной ванны (область ванны отмечена наиболее светлым оттенком).

сопоставить рассчитанные размер и форму области, занятой жидким металлом, с экспериментально наблюдаемыми размерами сварного шва, полученного при тех же параметрах сварки, что и в расчете. Пример такого сопоставления приведен на рис. 7. Сравнение размеров поперечных сечений сварного шва (рис. 7, *a*) и расчетной жидкой ванны (рис. 7, *b*) показывает их удовлетворительное согласие. Отличие несколько вогнутой формы экспериментального соединения от выпуклой формы рассчитанной сварочной ванны связано с наличием конвективного движения расплава в сварочной ванне и усадочными процессами, действие которых в рассматриваемой модели не учитывается. Поэтому, принимая во внимание упрощающие допущения, сделанные при постановке задачи, результаты сопоставления можно считать удовлетворительными.

Однако заметим, что в случае сварки изделий из металла с низкой теплопроводностью формы поперечных сечений ванны с наибольшей шириной и формы ее сечения с наибольшей глубиной могут заметно различаться. Это различие увеличивается с увеличением скорости сварки и уменьшением величины коэффициента теплопроводности. Поэтому в расчетах в качестве границ поперечного сечения сварного шва следует брать границу проекции сварочной ванны на плоскость $x = \text{const}$.

Особенностью кристаллизации сплава с модифицирующим нанопорошком является образование переохлаждения в области зарождения и роста кристаллической фазы, что обуславливает немонокотность изменения температуры вдоль координаты x (рис. 8).

Максимальная величина переохлаждения составляет ~ 5 К и зависит от количества наночастиц N_p в единице объема расплава. Ввиду большой удельной поверхности наночастиц в расплаве формируется высокодисперсная кристаллическая структура.

Рисунок 9 иллюстрирует расчет поля температур при сварке пластин толщиной 1,5 мм из алюминий–кремниевго сплава при одних и тех же значениях мощности лазера и скорости сварки: без применения (*a*) и с применением (*b*) нанопорошка. Показано положение изотерм в плоскости стыка пластин: 1 — область, занятая паровым каналом, 2 — 1724 К, 3 — 1207 К, 4 — 862 К — граница ванны с жидким металлом, 5 — 517 К, 6 — 344 К. Видно, что применение нанопорошка увеличивает глубину и объем жидкой ванны (она вышла на нижнюю поверхность пластин, следовательно, можно несколько повысить скорость сварки).

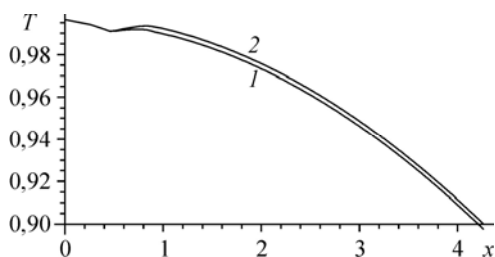


Рис. 8. Профиль безразмерной температуры в зоне кристаллизации. Начало оси x в точке x_0 .
 $N_p = 10^{18}$ (1), 10^{19} (2) м^{-3} .

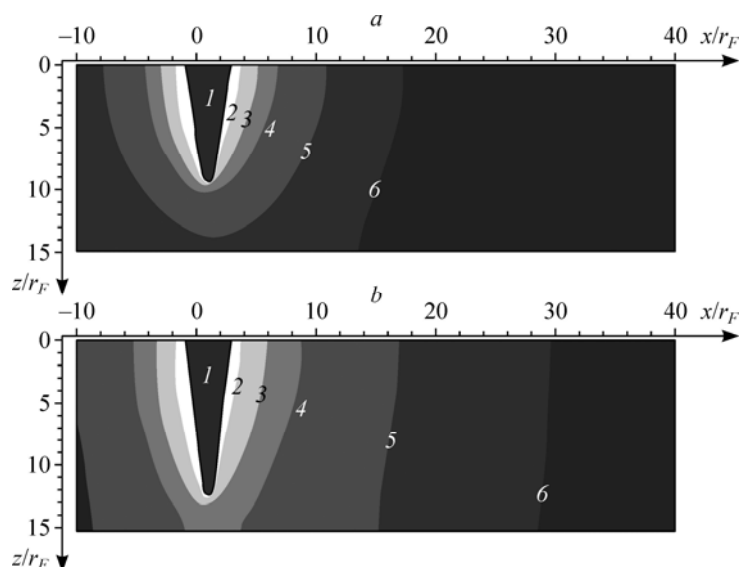


Рис. 9. Глубина проплавления алюминиевых пластин без НПИ (а) и с НПИ (б).

Также были проведены расчеты процесса сварки пластин из углеродистой стали. Химический состав стали: С — $0,17 \div 0,24$, Мп — $0,35 \div 0,65$, Si — $0,17 \div 0,37$, S — $0,04$, Р — $0,35$, Ni — $0,3$, Cu — $0,3$, Cr — $0,25$. Сварка производилась CO_2 лазерным излучением мощностью $W = 2,3$ и $5,2$ кВт, скорость сварки $V_w = 2$ и $0,6$ м/мин, $Z_F = 0$ мм.

На рис. 10 приведены фотографии поперечного сечения сварного шва, полученного в эксперименте (а, с), и формы этого сечения, полученной численным моделированием (б, d).

На рис. 10, а в верхней части сварочной ванны имеется выступ, который в работах [22, 24, 25] назван «плечом». Он образовался под действием вихревого течения расплава в сварочной ванне [22, 24, 25], а также некоторых других факторов. Поскольку в модели, которая используется в настоящей работе, влияние этих вихревых течений не учитывается, то рассчитанная форма сварного шва несколько отличается от полученной в эксперименте. Однако глубина зоны проплавления, средняя ширина шва и площадь его поперечного сечения, полученные в расчете, удовлетворительно согласуются с экспериментом. На рис. 10, с «плечо» отсутствует. Поскольку скорость сварки здесь более чем в 3 раза меньше, чем в предыдущем случае, то, по-видимому, и конвективные движения расплава менее интенсивны и их влияние менее существенно, чем в эксперименте, результаты которого приведены на рис. 10, а. Из сравнения рис. 10, с и d видно, что в этом случае используемая модель позволяет более точно рассчитать форму и положение границы сварочного шва.

Выводы

Построена математическая модель кристаллизации многокомпонентного сплава, модифицированного активными нанодисперсными затравками (инокуляторами), позволяющая анализировать влияние концентрации инокуляторов и их размера на процессы кристаллизации сплава. Особенностью гетерогенной кристаллизации сплава с модифицирующим нанопорошком является образование переохлаждения в области зарождения

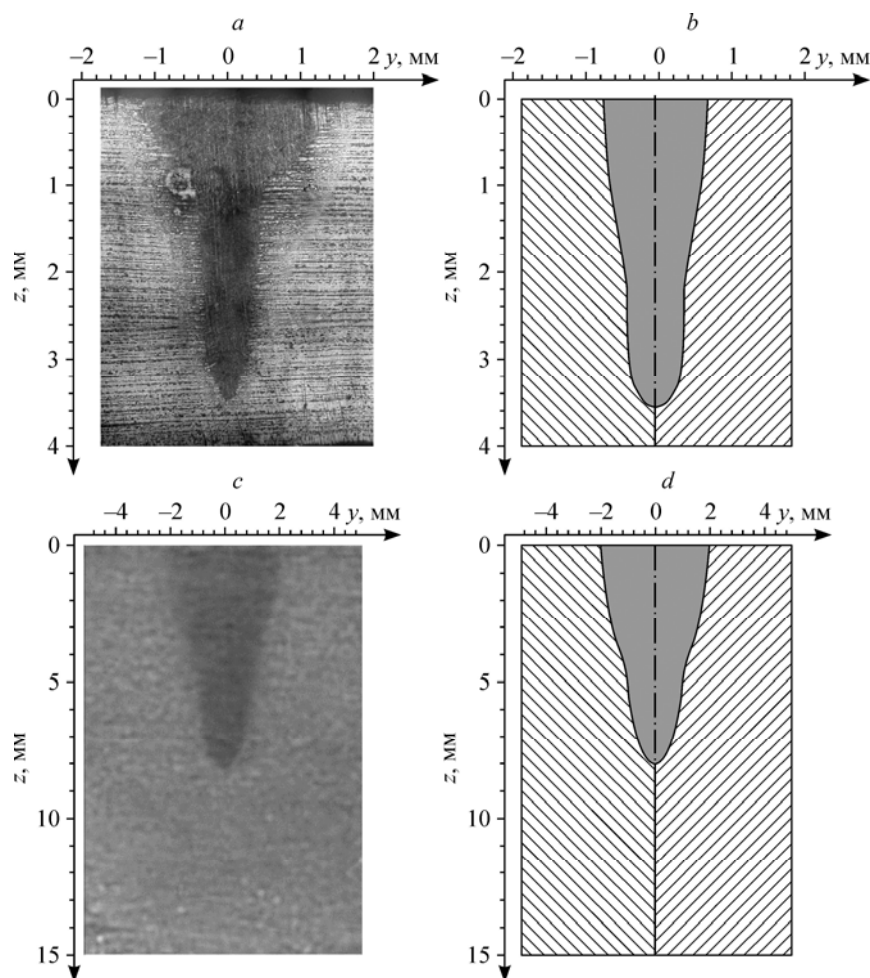


Рис. 10. Сравнение морфологии поперечных сечений швов, полученных лазерной сваркой (*a, c*) и в результате численного моделирования (*b, d*), при различной мощности лазерного излучения и скорости сварки.

a, b — $W = 5,2$ кВт, $V = 2$ м/мин; *c, d* — $W = 2,3$ кВт, $V = 0,6$ м/мин.

и роста кристаллической фазы. Сравнение данных численного расчета и эксперимента показало удовлетворительное согласование результатов по форме сварного шва, что указывает на достаточную адекватность предложенной математической модели.

Список литературы

1. Dowden J. The theory of laser materials processing // Springer Series in Materials Science. 2009. Vol. 119. P. 168–215.
2. Zhao H., White D.R., DebRoy T. Current issues and problems in laser welding of automotive aluminium alloys // Intern. Materials Reviews. 1999. Vol. 44, No. 6. P. 238–266.
3. Сабуров В.П., Еремин Е.Н., Черепанов А.Н., Миннеханов Г.Н. Модифицирование сталей и сплавов дисперсными инкуляторами. Омск: Изд-во ОмГТУ, 2002. 212 с.
4. Cao L., Cherepanov A.N., Tang X., Gu H., Li A., Zhang Y. Effect of nanopowdered refractory compound on the refinement of solidifying structure and properties of K403 superalloy // Rare Metals. 2009. Vol. 28, Spec. Issue. P. 1–4.
5. Черепанов А.Н., Борисов В.Т. К теории гетерогенного зародышеобразования на ультрадисперсных сферических частицах // Докл. РАН. 1996. Т. 351, № 6. С. 783–785.

6. **Калинина А.П., Черепанов А.Н., Полубояров В.А., Сабуров В.П.** Влияние размерных и электрических эффектов на нуклеацию в сплавах, содержащих тугоплавкие наночастицы // Физическая мезомеханика. 1999. Т. 2, № 5. С. 93–98.
7. **Баладин Г.Ф.** Теория формирования слитка. М.: Машиностроение, 1979. 335 с.
8. **Черепанов А.Н., Попов В.Н., Солоненко О.П.** Объемная кристаллизация капли никеля, содержащей тугоплавкие наночастицы, при соударении с подложкой // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 1. С. 29–34.
9. **Борисов В.Т.** Теория двухфазной зоны металлического слитка. М.: Metallurgia, 1986. 224 с.
10. **Rosenthal D.** The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments // Trans. ASME. 1946. Vol. 68. P. 849–866.
11. **Barber J.R.** The influence of interface thermal contact resistance on the heat transfer performance of prestressed duplex tube // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1986. Vol. 29. P. 761–767.
12. **Beck J.V., Blackwell B., Haji-Sheikh A.** Comparison of some inverse heat conduction methods using experimental data // Inter. J. Heat Mass Transfer. 1996. Vol. 39, No. 17. P. 3649–3658.
13. **Laraqi N.** Thermal constriction resistance of coated solids — static and sliding contacts // Intern. Comm. in Heat and Mass Transfer. 1999. Vol. 26. P. 299–309.
14. **Jin X., Li L., Zhang Y.** A heat transfer model for deep penetration laser welding based on an actual keyhole // Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 15–22.
15. **Tian X., Kennedy F.E.** Maximum and average flash temperatures in sliding contacts // ASME J. Tribol. 1994. Vol. 116. P. 167–174.
16. **Yevtushenko A.A., Kulchytsky-Zhyhailo R.D.** Approximate solution of the thermoelastic contact problem with frictional heating in the general case of the profile shape // J. Mechanics and Physics of Solids. 1996. Vol. 44, Iss. 2. P. 243–250.
17. **Yilbas B.S., Mansoor S.B.** Laser pulse heating and phase changes in the irradiated region: temperature dependent thermal properties case // Intern. J. of Thermal Sci. 2008. Vol. 48. P. 761–772.
18. **Wen J., Khonsari M.M.** Transient temperature involving oscillatory heat source with application in fretting contact // ASME J. Tribol. 2007. Vol. 129. P. 517–527.
19. **Черепанов А.Н., Шапеев В.П., Фомин В.М., Семин Л.Г.** Численное моделирование теплофизических процессов при лазерно-лучевой сварке // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 5. С. 88–96.
20. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1979. 656 с.
21. **Оравский А.Н.** Гауссовы пучки и оптические резонаторы // Тр. Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева. М.: Наука, 1988. Т. 187. С. 3–59.
22. **Судник В.А., Радаи Д., Дорофеев В.А.** Компьютерное моделирование лазерно-лучевой сварки. Модель и верификация // Свароч. пр-во. 1997. № 1. С. 28–33.
23. **Yanenko N.N.** The Method of Fractional Steps // Berlin-Heidelberg-NewYork: Springer-Verlag, 1971. 160 p.
24. **Semak V., Matsunava A.** The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 23. P. 2541–2552.
25. **Sudnik W., Radaj D., Breitschwerdt S., Erofeev W.** Numerical simulation of weld pool geometry in laser beam welding // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. Vol. 33. P. 662–671.
26. **Черепанов А.Н., Афонин Ю.В., Маликов А.Г., Оришич А.М.** О применении нанопорошков тугоплавких соединений при лазерной обработке материалов // Тяжелое машиностроение. 2008. № 4. С. 25–26.

Статья поступила в редакцию 19 марта 2012 г.