

621.9.048.7:621.375.826

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЛАЗЕРНО-ЛУЧЕВОЙ СВАРКЕ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПАРОВОГО КАНАЛА

А. Н. Черепанов, В. П. Шапеев, В. М. Фомин, Л. Г. Семин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск  
E-mail: ancher@itam.nsc.ru

Разработана квазидвумерная математическая модель лазерной сварки пластин из бинарного сплава с учетом испарения металла и образования парового канала. На основе этой модели построены разностный алгоритм и компьютерная программа. В качестве примера численно исследованы процессы плавления, испарения и затвердевания сплава при сварке встык алюминиевых пластин. Рассчитаны форма и глубина парового канала и сварочной ванны при заданных значениях мощности излучения и скорости сварки. С использованием полуэмпирических соотношений и полученных расчетных данных проведена оценка характерного размера дендритной структуры затвердевшего сплава.

**Ключевые слова:** моделирование, лазерная сварка, теплоперенос, испарение, паровой канал, двухфазная зона, дендритная структура.

**Введение.** Промышленное развитие технологии лазерной сварки ставит перед технологами задачу повышения качества сварного соединения за счет создания условий, обеспечивающих формирование бездефектной высокодисперсной кристаллической структуры, сохранения исходного химического состава соединения, а также снижения термических напряжений, вызывающих возникновение внутришовных трещин и деформацию детали. Многообразие физико-химических и термогидродинамических процессов, протекающих при высоких скоростях и температурах, затрудняет их экспериментальное изучение и отработку рациональных режимов сварки. В этом случае наиболее эффективны математическое моделирование и численный эксперимент, что, в свою очередь, требует создания адекватных математических моделей.

Известные в настоящее время численные модели учитывают лишь отдельные аспекты сложных процессов в сварочной ванне и околошовной области без анализа их взаимовлияния [1–6]. Недостаточно изучены вопросы структуро- и фазообразования, формирования химической неоднородности при кристаллизации многокомпонентных сплавов, испарения легирующих элементов в случае образования парового канала, возникновения газосадовой пористости и др.

В данной работе сформулирована математическая модель теплофизических процессов в сварочной ванне с учетом образования парового канала. Процессы плавления и кристаллизации бинарного алюминиевого сплава описываются в предположении квазиравновесия в двухфазной зоне [7]. На основе предложенной модели построено численное решение задачи в квазидвумерном приближении. Выполнены оценки характерных размеров дендритной структуры и ширины двухфазной зоны в области кристаллизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 06-01-00080-р, 05-01-00311).

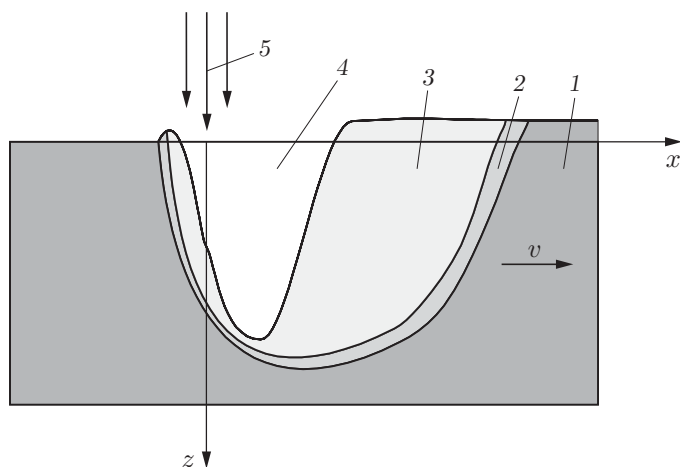


Рис. 1. Схема сварочной ванны (сечение  $y = 0$ ):

1 — твердая фаза; 2 — двухфазная зона; 3 — жидкая фаза; 4 — парогазовый канал; 5 — ось луча лазера

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим установившийся процесс лазерной сварки встык двух пластин из алюминиевого сплава. Ввиду сложности и недостаточной изученности термо- и гидродинамических процессов в зоне сварки исследование теплофизической задачи на данном этапе проведем при некоторых упрощающих допущениях. Будем считать, что скорость перемещения лазерного луча (скорость сварки) постоянная, поле температур и положения фазовых границ в сварочной ванне квазистационарные, парогазовый канал находится в динамическом равновесии с окружающей его жидкостью [2, 6]. При численном решении квазидвумерного уравнения теплопереноса в жидкой фазе конвективный перенос тепла, обусловленный переносом тепла из области плавления (от передней стенки канала) в область затвердевания (к задней стенке) [3, 6], моделируется введением эффективного источника тепла в уравнение теплового баланса на поверхности задней стенки парогазового канала. Пар рассматривается как прозрачная среда. Эффекты оптического пробоя и ионизации пара не учитываются.

В рассматриваемой области введем декартову систему координат, в которой лазерный луч, падающий на плотный стык свариваемых пластин, неподвижен, а пластины перемещаются со скоростью сварки  $v$ . Ось  $z$  направлена вниз вдоль оси луча, ось  $x$  — вдоль стыка в направлении перемещения пластин, а ось  $y$  — перпендикулярно стыку. Начало координат находится на оси луча на верхних поверхностях пластин (рис. 1). Для защиты металла от окисления свариваемые пластины обдуваются нейтральным газом, который частично уносит пары металла.

**2. Основные уравнения и соотношения.** В выбранной системе координат квазистационарные уравнения теплопереноса запишем в виде

$$c_{ei}v \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_i \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right); \quad (1)$$

$$c_{ei} = \begin{cases} c_1 \rho_1, & T < T_e, \\ c_2 \rho_2 \left( 1 + \frac{\varkappa}{c_2} \frac{\partial f_l}{\partial T} \right), & T_e \leq T \leq T_{l0}, \\ c_3 \rho_3, & T_{l0} < T, \end{cases} \quad (2)$$

где  $c_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $\rho_i$  — удельная теплоемкость, теплопроводность и плотность  $i$ -й фазы (индексами  $i = 1, 2, 3$  обозначены параметры твердого, двухфазного и жидкого состояний металла);  $T_{l0}$ ,  $T_e$  — температура начала и окончания затвердевания;  $f_l$  — сечение (доля) жидкой фазы в двухфазной зоне;  $\varkappa$  — скрытая теплота плавления.

Рассматривается процесс сварки пластин из бинарного сплава Al + 10 % Si (по массе). Уравнение состояния сплава аппроксимируется линейной функцией

$$T_l = T_A - \beta C, \quad (3)$$

где  $T_l$  — температура ликвидуса;  $T_A$  — температура плавления чистого компонента-растворителя;  $\beta$  — модуль угла наклона линии ликвидуса;  $C$  — концентрация легирующего компонента. Зависимость между концентрацией  $C$  и сечением жидкой фазы описывается законом Шейла [7]

$$C = C_0 f_l^{k-1}, \quad (4)$$

где  $C_0$  — исходная концентрация легирующего компонента в рассматриваемом сплаве;  $k$  — коэффициент распределения.

Подставляя (4) в (3) и учитывая условие квазиравновесия в двухфазной зоне ( $T = T_l(C)$ ), получим зависимость между величиной  $f_l$  и температурой  $T$

$$T = T_A - \beta C_0 f_l^{k-1}. \quad (5)$$

Дифференцируя левую и правую части (5) по  $T$ , определим величину  $\partial f_l / \partial T$ :

$$\frac{\partial f_l}{\partial T} = \frac{1}{\beta C_0 (1-k) f_l^{k-2}}. \quad (6)$$

Будем считать, что сварка осуществляется излучением CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны  $\lambda_0 = 10,6$  мкм. Интенсивность излучения описывается нормальным распределением Гаусса

$$I(x, y, z) = I_0 \exp(-2(x^2 + y^2)/r_z^2),$$

где  $I_0 = 2W/(\pi r_z^2)$ ;  $W$  — мощность лазера;  $r_z$  — радиус лазерного луча на глубине  $z$  парогазового канала, определяемый соотношением [8]

$$r_z = \sqrt{r_F^2 + \left(\frac{z - Z_F}{\pi r_F} \lambda_0\right)^2}; \quad (7)$$

$r_F$  — радиус лазерного луча в фокальной плоскости;  $Z_F$  — положение фокуса относительно верхних поверхностей свариваемых деталей. Тогда выражение для плотности мощности излучения, поглощенной элементом поверхности парогазового канала  $z = Z_c(x, y)$ , запишем в виде

$$q(x, y, Z(x, y)) = \frac{2W_{abs}}{\pi r_z^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_z^2}\right), \quad (8)$$

где  $W_{abs}$  — суммарное значение всей многократно поглощенной мощности;  $r_z$  определяется формулой (7).

**3. Граничные условия.** Согласно принятым допущениям при формулировке граничных условий потери на поглощение излучения парогазовым облаком, частично сносимым нейтральным газом, не учитываются; течение газа является ламинарным. В этом случае на поверхности  $z = 0$  в областях твердого, затвердевшего, а также жидкого сплава и двухфазного состояния имеем

$$\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = (\alpha_k + \alpha_{ri})(T|_{z=0} - T_g), \quad i = 1, 2, 3, \quad (9)$$

где  $T_g$  — температура защитного газа;  $\alpha_{ri} = \varepsilon_i \sigma_0 (T^2|_{z=0} + T_g^2)(T|_{z=0} + T_g)$  — радиационный коэффициент теплоотдачи;  $\varepsilon_i, \sigma_0$  — приведенная степень черноты и константа

Стефана — Больцмана соответственно;  $\alpha_k$  — коэффициент конвективной теплоотдачи, определяемый согласно [9] в виде

$$\alpha_k = 0,646 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \lambda_g/l; \quad (10)$$

$\text{Re} = v_g l/\nu_g$ ;  $\text{Pr} = \nu_g/a_g$ ;  $v_g$  — скорость течения газа;  $l$  — характерная длина зоны охлаждения;  $\nu_g$ ,  $a_g$ ,  $\lambda_g$  — кинематическая вязкость, температуропроводность и теплопроводность газа соответственно. Условие, аналогичное (9), имеем и на нижних поверхностях свариваемых пластин при  $z = h$ .

В зоне действия лазерного излучения (на поверхности парового канала  $z = Z_c(x, y)$ ) справедливо уравнение

$$-\lambda_3 \nabla T \cdot \mathbf{n} = \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} - L\dot{m} + \delta q_c, \quad (11)$$

где  $\dot{m}$  — массовая скорость испарения вещества с единицы поверхности, связанная с избыточным давлением паров  $P(z)$ , необходимым для удержания стенок канала от схлопывания, соотношением  $\dot{m} = \sqrt{P(z)\rho_v}$ ;  $\rho_v$  — плотность пара;  $L$  — удельная теплота испарения сплава;  $\mathbf{q}$  — поглощенный поток излучения с учетом переотражения; на передней стенке канала  $\delta = 0$ , на задней —  $\delta = 1$ ;  $q_c$  — конвективный поток тепла, переносимый от передней стенки канала к задней, который определяется соотношением  $q_c = c_3 \rho_3 v_r (T_1 - T)$ ;  $T_1$  — осредненное значение температуры на передней стенке канала;  $v_r$  — средняя скорость движения расплава при обтекании канала, значение которой оценивалось согласно работам [6, 10]. При определении величины  $W_{abs}$  в формуле (8) считаем, что остаток мощности после первого отражения ( $W_1 = (1 - A)W$ , где  $A$  — коэффициент поглощения) равномерно рассеивается по поверхности канала включая входное отверстие. Тогда с учетом переотражений мощность, поглощаемую стенками канала, вычислим приближенно через эффективный коэффициент поглощения  $A_{eff} = A + A_e(1 - A)$  по формуле

$$W_{abs} = A_{eff}W, \quad (12)$$

где  $A_e$  — эквивалентный коэффициент поглощения для многократно отраженного излучения лазера. Следуя [3], определим его по формуле

$$A_e = A \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{(1 - A)S_b}{S_b + S_c} \right)^n, \quad (13)$$

где  $S_b$ ,  $S_c$  — площади боковой поверхности канала и входного отверстия соответственно. Границу между жидкой фазой и двухфазной зоной определим по изотерме ликвидуса:

$$T|_{z=\xi_l(x,y)} = T_{l0}, \quad (14)$$

а границу между двухфазной зоной и твердой (исходной или затвердевшей) фазой — по изотерме, соответствующей температуре эвтектики рассматриваемого сплава:

$$T|_{z=\xi_e(x,y)} = T_e. \quad (15)$$

На границах фазовых переходов должны выполняться условие непрерывности температур и условия теплового баланса.

С целью упрощения численного алгоритма сначала рассмотрим квазидвумерную модель теплопереноса. Для этого уравнение (1) осредним по координате  $y$ , в результате чего получим соотношение

$$c_{ei}v \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_i \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \frac{\lambda_i}{l_T^2} (T - T_a), \quad (16)$$

где  $l_T = 2\sqrt{a_i\tau}$  — длина распространения тепловой волны за время  $\tau = 2r_F/v$ ;  $a_i$  — температуропроводность  $i$ -й среды;  $T_a$  — характерная температура пластины вне области осреднения.

**4. Модель формирования парового канала.** При описании процесса лазерной сварки сплавов в случае достаточно высоких мощностей излучения важной и сложной проблемой является моделирование образования парового канала под действием избыточного давления паров металла, в том числе реактивного давления (давления отдачи), уравновешивающего капиллярную силу и гидростатическое давление расплава. В первом приближении определим форму этого канала по изотерме  $T_{sat}$  кипения сплава при нормальном давлении:

$$T|_{z=Z_c} = T_{sat}. \quad (17)$$

Границы канала уточняются из условий теплового баланса (12) и равновесия давлений на его стенках:

$$P(z) = -\sigma K_c + g\rho_3 z, \quad z = Z_c. \quad (18)$$

Здесь  $\sigma$  — поверхностное натяжение сплава;  $K_c$  — кривизна поверхности  $Z_c$ ;  $P(z)$  — избыточное давление пара, которое представляет собой сумму статического давления при поверхностном испарении  $P_s(z)$  и давления отдачи (реакции)  $P_r(z)$ :

$$P = P_s + P_r. \quad (19)$$

Величина  $K_c$  определяется соотношением

$$K_c = \operatorname{div} \left( \frac{\nabla Z_c}{\sqrt{1 + |\nabla Z_c|^2}} \right). \quad (20)$$

Запишем выражение для давления насыщенного пара при поверхностном испарении  $j$ -го вещества, входящего в состав сплава [7]:

$$P_{sj} = P_{0j} T^{-1} \exp(A_j - B_j/T) \quad (21)$$

( $P_{0j}$ ,  $A_j$ ,  $B_j$  — эмпирические константы). Давление насыщения смеси испарившихся компонентов сплава определим по формуле

$$P_s = \sum_{j=0}^1 0,01 C_j P_{sj}, \quad (22)$$

где  $C_j$  — молярная концентрация  $j$ -го компонента сплава ( $j = 0, 1$ ). Согласно [10] для величины  $P_r$  примем линейную зависимость от давления  $P_s$ :  $P_r = bP_s$ . Считая далее пар идеальным газом, для которого справедливо уравнение Клапейрона — Менделеева, для плотности пара  $j$ -го компонента получим выражение

$$\rho_j = \frac{\mu_j}{RT^2} \exp\left(A_j - \frac{B_j}{T}\right), \quad (23)$$

а для смеси —

$$\rho_v = \sum_{j=0}^1 0,01 C_j \frac{\mu_j}{RT^2} \exp\left(A_j - \frac{B_j}{T}\right), \quad (24)$$

где  $\mu_j$  — молярная масса.

Наибольшее избыточное давление достигается на дне канала:

$$P_{\max} = \sigma/r_c + \rho_3 g Z_{c,\max} \quad (25)$$

( $r_c$  — радиус кривизны дна, определяемый полуокружностью, аппроксимирующей поверхность  $z = Z_c$  в точке наибольшей глубины канала  $Z_{c,\max}$ ). Свободная верхняя граница

жидкой ванны  $z = Z_w(x, y)$  связывает поверхность парового канала  $Z_c$  с линией ликвидуса  $Z_l$ . Равновесие поверхности  $Z_w$  описывается уравнением, аналогичным (18):

$$P = -\sigma \operatorname{div} \left( \frac{\nabla Z_w}{\sqrt{1 + (\nabla Z_w)^2}} \right) - \rho_3 g Z_w + B. \quad (26)$$

Здесь  $B$  — постоянная, характеризующая поле собственных напряжений, которую определим совместно с константами интегрирования уравнения (26) из граничных условий:

— в области плавления и испарения ( $x < 0$ )

$$Z_w|_{x=x_c^-} = Z_c|_{x=x_c^-} = 0, \quad Z'_c|_{x=x_c^-} = Z'_w|_{x=x_c^-}, \quad Z_w|_{x=x_e^-} = 0; \quad (27)$$

— в области испарения и кристаллизации ( $x > 0$ )

$$Z_w|_{x=x_c^+} = Z_c|_{x=x_c^+} = 0, \quad Z'_w|_{x=x_c^+} = Z'_c|_{x=x_c^+}, \quad Z'_w|_{x=x_e^+} = 0 \quad (28)$$

( $x_c^-, x_c^+$  — координаты точек пересечения границ канала с поверхностью  $z = 0$ ;  $x_e^-, x_e^+$  — координаты точек пересечения границ области плавления с поверхностью  $z = 0$  и области затвердевания с поверхностью валика соответственно; знак “минус” соответствует левой границе относительно оси  $z$ , знак “плюс” — правой).

Уравнения (16), (18), (26) с учетом соотношений (2), (6), (9)–(15), (17), (19)–(25), (27), (28) решались численно методом конечных разностей.

**5. Краткое описание численного алгоритма.** В плоскости сечения рассматриваемой зоны сварки, представленной на рис. 1, выберем расчетную область  $G$ , которая на первом этапе расчета (без парового канала и валика из затвердевшего металла) имеет вид прямоугольника со сторонами  $z = 0, z = h, x = -l_1, x = l_2$ , где  $l_1, l_2$  — расстояния от левой и правой границ прямоугольника до оси луча лазера соответственно. Выбор величин  $l_1$  и  $l_2$  зависит от мощности лазера и скорости сварки.

Для численного решения уравнения (16) на прямоугольной разностной сетке  $G_h$  с узлами  $\{kh_1, mh_2\}, k = 0, 1, \dots, n_1, m = 0, 1, \dots, n_2$  используем схему метода установления

$$\begin{aligned} & \frac{T_{k,m}^{n+1} - T_{k,m}^n}{\tau} + v \frac{T_{k+1,m}^n - T_{k-1,m}^n}{2h_1} = \\ & = a_i \left( \frac{T_{k-1,m}^{n+1} - 2T_{k,m}^{n+1} + T_{k+1,m}^{n+1}}{h_1^2} + \frac{T_{k,m-1}^n - 2T_{k,m}^n + T_{k,m+1}^n}{h_2^2} \right) - \frac{a_i}{l_T^2} (T_{k,m}^{n+1} - T_a), \quad (29) \end{aligned}$$

где  $a_i = \lambda_i / c_{ei}$ . При этом начало отсчета индекса  $k$  не совпадает с началом отсчета координаты  $x$ .

Схема (29), неявная по переменной  $x$  и явная по  $z$ , для каждого значения индекса  $m$  реализуется итерационно прогонками по индексу  $k$  вдоль координатных линий  $x = \text{const}$ . Помимо схемы (29) была использована также схема условной аппроксимации, которая отличается только тем, что во второй разностной производной по  $z$  значение  $T_{k,m}^{n+1}$  для усиления диагонального преобладания матрицы системы линейных алгебраических уравнений (29) (с целью ускорения сходимости итераций) взято на временном слое с индексом  $n + 1$ .

Расчетная область содержит подобласти с различными коэффициентами теплопроводности, соответствующими жидкому, твердому и двухфазному состояниям металла. Поэтому на каждой итерации последовательно циклически перебираются все указанные подобласти, а внутри конкретной подобласти последовательно перебираются по индексу  $m$  все линии  $x = \text{const}$ . Итерации прекращаются, когда максимум модуля невязки разностных уравнений становится меньше заданного значения во всех узлах расчетной сетки.

В данной реализации численного алгоритма производные в краевых условиях аппроксимируются с первым порядком точности. После того как определены узлы сетки, ближайшие к границе канала изнутри расчетной области (околограничные узлы), полагаем, что условия на границе канала сносятся в эти точки. Для того чтобы определить, из какой точки границы канала сносятся условия в конкретный околограничный узел сетки (поскольку для записи условий в разностном виде необходимо знать направление нормали к границе в рассматриваемой точке), определяются точки пересечения двух сеточных линий  $x = \text{const}$  и  $z = \text{const}$ , проходящих через данный узел, с границей канала. В качестве направления нормали в точке границы, ближайшей к рассматриваемому узлу сетки, принимается направление перпендикуляра, опущенного из этого узла на хорду, проведенную через две точки, найденные на границе. Начальные приближения границ канала (передней и задней) выбираются в виде однозначных функций  $x = x_0(z)$  на всем интервале значений  $0 < z < h_c$  ( $h_c$  — глубина канала). В данной модели приближения к границам канала в ходе итерационного процесса ( $k = 1, 2, \dots$ ) остаются некоторыми однозначными функциями вида  $x = x_k(z)$ . В отсутствие точки пересечения с границей канала сеточной линии  $x = \text{const}$ , проходящей через рассматриваемый узел около передней границы канала вблизи верхней границы области  $z = 0$ , необходимо дополнительно искать точку пересечения линии сетки с касательной к передней границе канала, проведенной из точки  $z = 0$ . Производная по  $x$  в узле  $(x_k, z_m)$  вблизи передней границы аппроксимировалась отношением  $(T_{k,m} - T_{k-1,m})/h_1$ , а производная по  $z$  — отношением  $(T_{k,m} - T_{k,m-1})/h_2$ . Это позволяет выписать в разностном виде условия на границе канала. Аналогично выписываются условия на задней стенке канала. Для ускорения итераций при счете на установление в эти условия в качестве отдельного слагаемого вносится фиктивная разностная производная по времени от решения в данном околограничном узле. Для реализации этих условий в итерационном процессе (в прогонках вдоль оси  $x$ ) на текущей итерации неизвестные берутся только в двух соседних по  $x$  узлах сетки, а коэффициенты при них и остальные слагаемые — с предыдущей итерации. Таким образом, эти условия одновременно линеаризуются относительно неизвестных, вычисляемых прогонкой вдоль конкретной сеточной линии  $x = \text{const}$ .

Аналогично с первым порядком точности аппроксимируются условия баланса тепла на границах подобластей, занятых различными фазами металла.

Основным моментом в итерационном процессе является положение границ парового канала. Как только их положение устанавливается, температура в его окрестности в ходе дальнейших итераций меняется мало и практически не зависит от изменений температуры на некотором удалении от него в расчетной области со стороны задней стенки канала. Эксперименты на сходимость численного решения с использованием различных сеток показывают, что имеет место сходимость не хуже первого порядка. В расчетах число узлов достигало  $3,5 \cdot 10^6$ .

**6. Анализ результатов численного моделирования.** Ниже представлены результаты численного расчета процесса сварки встык двух пластин из сплава АЛ2 (Al + 10 % Si). Исходные данные для физических величин сплава взяты из работ [9, 10]:  $\lambda_1 = 155,7$  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/м<sup>3</sup>;  $\rho_2 = 2,45 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_3 = 2,3 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $T_A = 933$  К;  $T_{l0} = 862$  К;  $T_l = 850$  К;  $\alpha = 5,37 \cdot 10^5$  Дж/кг;  $L = 1,11 \cdot 10^7$  Дж/кг;  $C_{10} = 10$  %;  $\beta_1 = 7,1$  К/%;  $k_1 = 0,14$ ;  $A = 0,65$ ;  $r_F = 10^{-4}$  м;  $Z_F = 0$ ;  $T_g = 293$  К;  $\lambda_g = 0,024$  Вт/(м·К);  $\nu_g = 1,37 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/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/м<sup>2</sup>;  $\sigma = 0,57$  Н/м;  $\varepsilon_1 = 0,176$ ;  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0,18$ ;  $v_g = 0,5$  м/с;  $l = 0,1$  м;  $b = 0,55$ .

Результаты расчета при скорости сварки  $v = 0,08$  м/с и мощности излучения  $W = 4$  кВт представлены на рис. 2, 3.

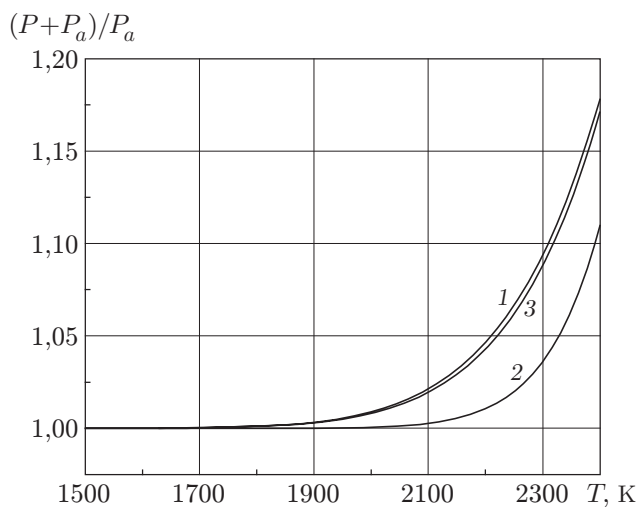


Рис. 2. Зависимости парциальных давлений испарившихся компонентов сплава (1, 2), а также суммарного давления (3) от температуры:

1 — алюминий; 2 — кремний

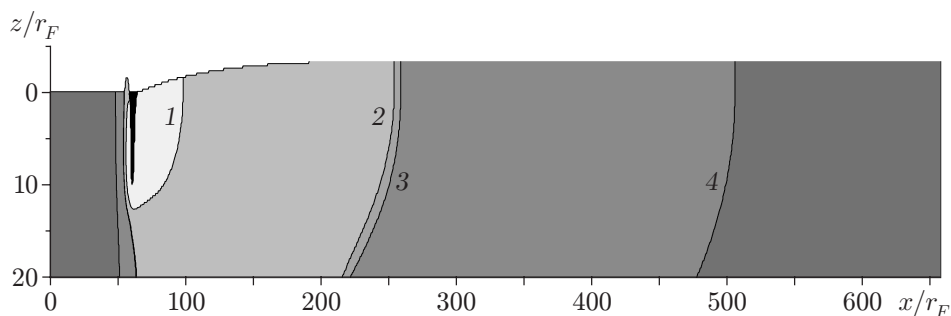


Рис. 3. Поле температур в расчетной области:

1 —  $T = 1207$  К; 2 —  $T_{l0} = 862$  К (начало затвердевания); 3 —  $T_e = 850$  К (окончание затвердевания); 4 —  $T = 517$  К

На рис. 2 приведена зависимость суммарного и парциальных давлений паров Al и Si от температуры, описывающая испарение рассматриваемого бинарного сплава с учетом его химического состава.

На рис. 3 показаны изотермы в сварочной ванне и форма парового канала. Для наглядности использованы различные масштабы по осям  $x$  и  $z$ , поскольку длина расчетной области много больше ее высоты. Разным интервалам изменения температуры соответствуют разные оттенки серого цвета (бóльшим значениям соответствуют более светлые оттенки). Область парового канала имеет форму перевернутого конуса черного цвета. Из расчетов следует, что область наибольших градиентов температур находится в окрестности передней границы канала (в области плавления). Изотермические поверхности справа от канала (в области охлаждения и затвердевания расплава) обращены выпуклостью в направлении перемещения пластин, при этом по мере удаления от канала их кривизна уменьшается, т. е. температура выравнивается в направлении поперек пластин. Положение линий ликвидуса и солидуса определяет ширину двухфазной зоны  $l_2$  и время пребывания расплава в двухфазном состоянии (время затвердевания)  $t_2 = l_2 / (v \cos \chi)$ , где  $\chi$  — угол между вектором скорости перемещения пластин и нормалью к касательной к изотерме затвердевания. При рассматриваемых условиях сварки средние по оси  $z$  значения этих величин равны  $l_2 = 3,2 \cdot 10^{-4}$  м,  $t_2 = 4 \cdot 10^{-3}$  с. Таким образом, ширина переходной зоны, как и время затвердевания, характеризуется малыми значениями, что обусловлено достаточно большими градиентами температуры и соответственно высокой скоростью охлаждения затвердевающего сплава:  $\bar{v}_T = (T_{l0} - T_e) / t_2 = 12 / (4 \cdot 10^{-3}) = 3 \cdot 10^3$  К/с.



Вследствие этого в зоне кристаллизации формируется мелкодисперсная кристаллическая структура. Для оценки характерного размера дендритной ячейки  $d_1$  используем полуэмпирическое соотношение [13]:  $d_1 = 1,13 \cdot 10^{-4} v_T^{-1/2} = 1,13 \cdot 10^{-4} / (3 \cdot 10^3)^{1/2} = 2,06 \cdot 10^{-6}$  м.

Высота валика (см. рис. 3), образующегося при сварке встык в области затвердевшего металла, составляет примерно  $0,15 \div 0,20$  мм, что по порядку величины согласуется с экспериментальными данными [5].

**7. Выводы.** Разработана двумерная математическая модель теплофизических процессов при лазерной сварке встык пластин из бинарного алюминиевого сплава с образованием парового канала. На основе этой модели создана компьютерная программа для моделирования теплофизических режимов сварки, позволяющая определять поля температур в изделии, положение внутренних границ между фазами, давление паров насыщения в канале, форму и глубину парового канала. Результаты численных расчетов могут быть использованы для прогнозирования размера зон, занимаемых в процессе сварки различными фазами, степени дисперсности кристаллического зерна, а также для определения при заданных значениях мощности лазера и толщины пластин оптимальной скорости сварки, обеспечивающей формирование области жидкой фазы необходимого объема при отсутствии сквозного парового канала (пробоя изделия лучом лазера).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В. и др. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985.
2. Kroos J., Gratzke U., Simon G. Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding // J. Phys. D. Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 474–480.
3. Судник В. А., Радаи Д., Дорофеев В. А. Компьютерное моделирование лазерно-лучевой сварки. Модель и верификация // Свароч. пр-во. 1997. № 1. С. 28–33.
4. Semak V. V., Damkroger B., Kempka S. Temporal evolution of the temperature field in the beam interaction zone during material processing // J. Phys. D. Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1819–1825.
5. Гладков Э. А., Гаврилов А. И., Малолетков А. В. и др. Динамическая нелинейная модель технологического процесса лазерной сварки с глубоким проплавлением // Свароч. пр-во. 2001. № 12. С. 17–24.
6. Голубев В. С. Анализ моделей глубокого проплавления материалов лазерным излучением. Шатура, 1999. (Препр. / Ин-т пробл. литья РАН; № 83).
7. Борисов В. Т. Теория двухфазной зоны металлического слитка. М.: Металлургия, 1987.
8. Ораевский А. Н. Гауссовы пучки и оптические резонаторы // Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева. М.: Наука, 1988. Т. 187. С. 3–59.
9. Кутателадзе С. С. Основы теплообмена. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1970.
10. Semak V., Matsunava A. The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing // J. Phys. D. Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 2541–2552.
11. Басин А. С., Шишкин А. В. Получение кремниевых пластин для солнечной энергетики: Методы и технологии. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2000.
12. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справ. М.: Металлургия, 1989.
13. Черепанов А. Н. Анализ подобия в процессах кристаллизации и структурообразования двойных сплавов // Металлы. 1988. № 3. С. 69–76.

*Поступила в редакцию 15/VII 2005 г.,  
в окончательном варианте — 7/XI 2005 г.*