



# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СВАРОЧНОЙ ВАННЫ ПРИ ТОЧЕЧНОЙ СВАРКЕ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ\*

А. П. СЕМЕНОВ, И. В. ШУБА, И. В. КРИВЦУН, В. Ф. ДЕМЧЕНКО

ИЭС им. Е. О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев-150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Процесс испарения металла при лазерной сварке сопровождается динамическим воздействием паров металла на свободную поверхность ванны. Поскольку этот процесс проходит неравномерно по поверхности ванны, реактивное давление паров на различных ее участках может значительно отличаться, что приводит к прогибу свободной поверхности расплава. В настоящей работе предложена математическая модель, позволяющая исследовать динамику проплавления и форму свободной поверхности сварочной ванны при лазерной сварке тонколистовых металлов неподвижным импульсным источником (точечная сварка). При разработке модели полагали, что процесс теплопереноса в металле осуществляется за счет теплопроводности и конвекции, а потери тепла с поверхности обусловлены испарением металла и потерей энергии на тепловое излучение. В работе приводятся результаты численного моделирования динамики проплавления сварочной ванны, полученные с использованием разработанной модели. Библиогр. 6, рис. 7.

*Ключевые слова:* лазерная точечная сварка, тонколистовой материал, математическая модель, динамика проплавления, форма сварочной ванны

Воздействие концентрированных источников энергии, таких, например, как сфокусированный лазерный пучок, на свариваемые металлические изделия может приводить к интенсивному испарению металла с поверхности сварочной ванны. Процесс испарения сопровождается как тепловыми потерями, так и динамическим воздействием паров металла на свободную поверхность расплава. При определенных условиях нагрева реактивное давление паров может быть достаточно велико, чтобы вызвать значительный прогиб поверхности сварочной ванны. Кроме того, нагрев концентрированным источником энергии приводит к возникновению высокого градиента температуры вдоль свободной поверхности расплава, что является причиной возникновения термокапиллярной конвекции Марангони в объеме сварочной ванны. Как показывают предыдущие исследования [1], термокапиллярные поверхностные силы оказывают существенное влияние на картину течения металла в сварочной ванне и в значительной степени определяют размеры и форму зоны проплавления при различных способах сварки плавлением.

В настоящей работе предложена математическая модель, описывающая тепловые и гидродинамические процессы в ванне расплавленного металла при точечной лазерной сварке тонколистовых металлов. При разработке модели полагали, что теплоперенос в металле осуществляется

за счет теплопроводности и конвекции, а потери тепла с поверхности обусловлены испарением металла и потоком теплового излучения. Используемая в работе модель гидродинамических процессов основывается на уравнениях Навье–Стокса для вязкой несжимаемой жидкости и учитывает капиллярное давление, обусловленное кривизной свободной поверхности расплавленного металла, а также термокапиллярный эффект Марангони. Для упрощения модели допускали, что все описываемые физические процессы обладают свойством осевой симметрии. В работе анализируется влияние различных физических факторов на динамику процесса проплавления. Для этого был выполнен сравнительный анализ трех моделей динамики сварочной ванны:

теплопроводностная модель;

модель конвективно-кондуктивного переноса тепла с учетом искривления свободной поверхности за счет реактивного давления паров;

модель конвективно-кондуктивного переноса тепла с учетом реактивного давления паров и термокапиллярного эффекта Марангони.

**Оценка скорости движения металла.** Перед изложением математической модели сделаем оценку скорости движения расплава в сварочной ванне при точечной лазерной сварке тонколистовой низкоуглеродистой стали. Используемые в

\* По материалам доклада, представленного на Международной конференции «Лазерные технологии в сварке и обработке материалов», 27–31 мая 2013 г., пос. Кацивели, Крым, Украина.

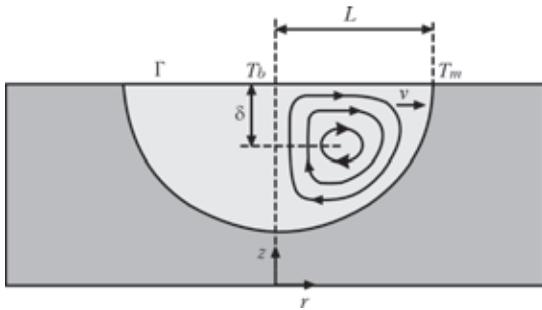


Рис. 1. Характерная картина течения в сварочной ванне при термокапиллярной конвекции Марангони

дальнейших расчетах свойства материала взяты из литературы [2] и приведены ниже:

Плотность $\rho$ , кг·м <sup>-3</sup> .....	7200
Коэффициент поверхностного натяжения $\gamma$ , Н·м <sup>-1</sup> .....	1,2
Коэффициент Марангони $\partial\gamma/\partial T$ , Н·м <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup> .....	10 <sup>-4</sup>
Динамическая вязкость $\mu$ , Па·с .....	0,006
Теплопроводность $\lambda$ , Вт·м <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup> .....	22
Удельная теплоемкость твердой фазы $c_s$ , Дж·кг <sup>-3</sup> ·К <sup>-1</sup> .....	700
Удельная теплоемкость жидкой фазы $c_p$ , Дж·кг <sup>-3</sup> ·К <sup>-1</sup> .....	780
Степень черноты $\epsilon$ .....	0,4
Температура плавления $T_m$ , К .....	1812
Температура кипения $T_b$ , К .....	3133
Скрытая теплота плавления $L_m$ , Дж·кг <sup>-1</sup> .....	2,47·10 <sup>5</sup>

Запишем приближенное выражение для касательных напряжений  $P_m$  на поверхности расплавленного металла  $\Gamma$ , полагая, что сама поверхность является плоской

$$P_m = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{\Gamma} \approx \mu \frac{u_s}{\delta}, \quad (1)$$

где  $u_s$  — значение радиальной компоненты вектора скорости на поверхности;  $\delta$  — расстояние от поверхности до центра вихря (рис. 1);  $\mu$  — динамическая вязкость жидкого металла. С другой стороны для величины  $P_m$  можно записать:

$$P_m = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{\Gamma} \approx \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{T_b - T_m}{L}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла;  $T_b$ ,  $T_m$  — температура кипения и плавления, соответственно;  $L$  — радиус сварочной ванны. При выводе (2) полагали, что температура в центре ванны соответствует точке кипения

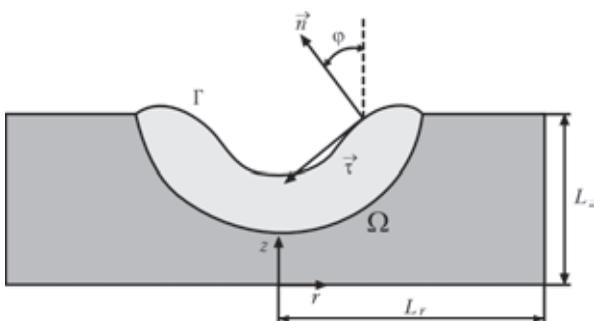


Рис. 2. Схема расчетной области

при нормальных условиях. Будем также считать, что  $\delta = L/4$ , тогда окончательно имеем

$$u_s = \frac{\delta}{\mu L} \frac{\partial \gamma}{\partial T} (T_m - T_b) \approx 5,5 \text{ м/с}. \quad (3)$$

По значению числа Пекле для рассматриваемых условий  $Pe = u_s L / \alpha = 630$ , где  $\alpha$  — коэффициент температуропроводности расплавленного металла, можно судить о том, что конвективное влияние на тепловое состояние металлической ванны.

**Описание математической модели. Методика численного решения.** Для описания тепловых процессов в свариваемом металле используем уравнение переноса тепла в области  $\Omega$  (рис. 2):

$$\frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial r} + v \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (4)$$

$$H(T) = \int_{T_0}^T c \rho dT + L_m \rho \eta, \quad (5)$$

где  $u$ ,  $v$  — компоненты вектора скорости;  $H$  — удельная энтальпия;  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$  — теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала, соответственно;  $L_m$  — удельная теплота плавления материала;  $\eta$  — доля жидкой фазы. Уравнение (4) дополним граничными и начальными условиями:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = A(T_{\Gamma}, \varphi) \cos(\varphi) q_s(r) - q_{ev}(T_{\Gamma}) - q_{rad}(T_{\Gamma}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=L_r} = 0, \quad (7)$$

$$T(r, z, 0) = T_0, \quad (r, z) \in \Omega. \quad (8)$$

В условии (6) введены следующие обозначения:  $A$  — коэффициент поглощения лазерного излучения поверхностью металла;  $q_s$  — плотность мощности лазерного излучения;  $q_{rad}$  — удельный лучистый тепловой поток;  $q_{ev}$  — удельный тепловой поток, обусловленный испарением металла с поверхности ванны. Для описания распределения мощности излучения в лазерном пучке использовалась зависимость

$$q_s(r) = q_0 \exp\left(-2(r/r_0)^2\right), \quad (9)$$

где  $q_0$  — интенсивность лазерного излучения на оси пучка;  $r_0$  — радиус пучка на поверхности изделия. При вычислении коэффициента поглощения предполагалось, что лазерное излучение имеет случайную поляризацию. В этом случае

$$A(T_{\Gamma}, \varphi) = 1 - \frac{R_s(T_{\Gamma}, \varphi) + R_p(T_{\Gamma}, \varphi)}{2}. \quad (10)$$



Здесь

$$R_s(T_\Gamma, \varphi) = \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon_\omega(T_\Gamma) - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon_\omega(T_\Gamma) - \sin^2 \varphi}} \right|^2$$

$$\text{и } R_p(T_\Gamma, \varphi) = \left| \frac{\varepsilon_\omega(T_\Gamma) \cos \varphi - \sqrt{\varepsilon_\omega(T_\Gamma) - \sin^2 \varphi}}{\varepsilon_\omega(T_\Gamma) \cos \varphi + \sqrt{\varepsilon_\omega(T_\Gamma) - \sin^2 \varphi}} \right|^2$$

— коэффициенты отражения поверхностью металла  $s$ - и  $p$ -поляризованных волн, соответственно;  $\varphi$  — угол падения (см. рис. 2);  $\varepsilon_\omega$  — комплексная диэлектрическая проницаемость металла на частоте лазерного излучения. Потери энергии, обусловленные тепловым излучением, определялись из закона Стефана–Больцмана

$$q_{rad}(T_\Gamma) = \varepsilon \sigma (T_\Gamma^4 - T_\infty^4),$$

где  $\varepsilon$  — степень черноты поверхности металла;  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана;  $T_\infty$  — температура окружающей среды.

Модель гидродинамических процессов в сварочной ванне основана на уравнениях Навье–Стокса для вязкой несжимаемой жидкости:

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{rr}) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} - \frac{\varphi \varphi}{r} \quad (11)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{rz}) + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} - g \rho, \quad (12)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

где  $\sigma_{rr} = -P + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r}$ ,  $\sigma_{zz} = -P + 2\mu \frac{\partial v}{\partial z}$ ,  $\sigma_{rz} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)$ ,  $\sigma_{\varphi\varphi} = -P + 2\mu \frac{u}{r}$  — компоненты тензора напряжений  $\tilde{\sigma}$ ;  $g$  — ускорение свободного падения;  $P$  — давление в расплаве. Граничные условия для уравнений (11)–(13) запишем в виде

$$\tilde{\sigma} \cdot \vec{n} = -(2\gamma K + P_{ev}) \vec{n} + \frac{\partial \gamma}{\partial s} \vec{\tau}, \quad (14)$$

$$(\vec{n}, \vec{V}|_\Gamma) = (\vec{n}, \vec{V}_\Gamma), \quad (15)$$

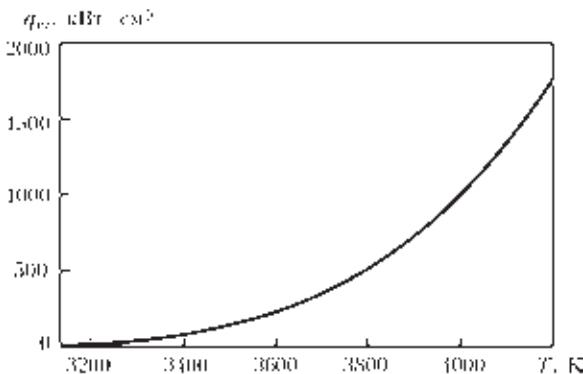


Рис. 3. Температурная зависимость тепловых потерь, обусловленных испарением

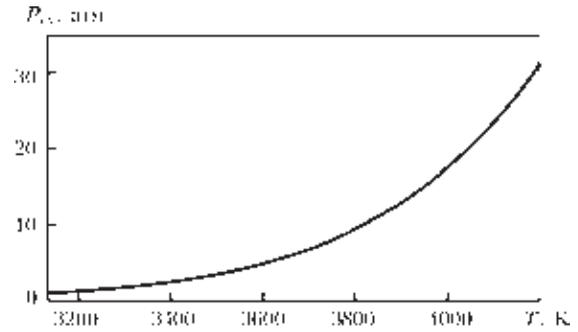


Рис. 4. Температурная зависимость реактивного давления паров металла

$$\vec{V}|_{r=L_r} = \vec{V}|_{r=0} = \vec{V}|_{z=0} = 0, \quad (16)$$

где  $\vec{\tau}$ ,  $\vec{n}$  — единичные векторы касательной и нормали к поверхности соответственно (см. рис. 2);  $\vec{V}_\Gamma$  — скорость движения границы;  $K$  — средняя кривизна поверхности жидкого металла. Уравнение (14) описывает баланс нормальных и касательных напряжений на свободной поверхности ванны, тогда как (15) — кинематические граничные условия.

Для решения задач (4)–(8) и (11)–(16) использовали произвольный лагранжево-эйлеровый метод (ALE) [3] совместно с методом конечных элементов (МКЭ) [4]. Расчетная область  $\Omega$  (см. рис. 2) охватывает область жидкого металла, а также включает в себя твердую фазу. При решении задачи гидродинамики вязкость в твердой фазе задается достаточно большой (в  $10^8$  раз превышает вязкость жидкого металла). При выполнении вычислительного эксперимента это позволяет подавить движение металла в твердой фазе, а также исключает необходимость адаптировать конечно-элементную сетку под форму фронта плавления и задавать дополнительные граничные условия на фронте плавления. Такой подход впервые был предложен в работе [5] и встречается в литературе под названием «метод эффективной вязкости».

**Результаты численного моделирования.** Численные эксперименты проводили для условий точечной лазерной сварки (Nd:YAG-лазер) низкоугле-

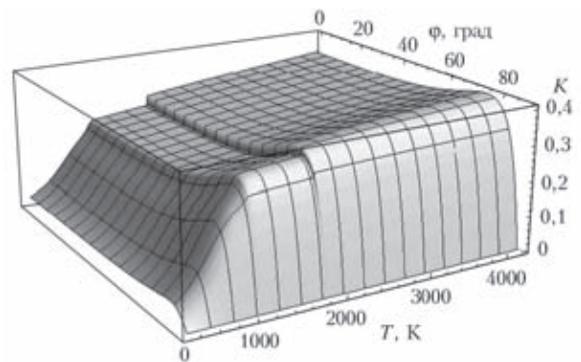


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения лазерного излучения (длина волны 1,06 мкм) поверхностью низкоуглеродистой стали от температуры поверхности и угла падения

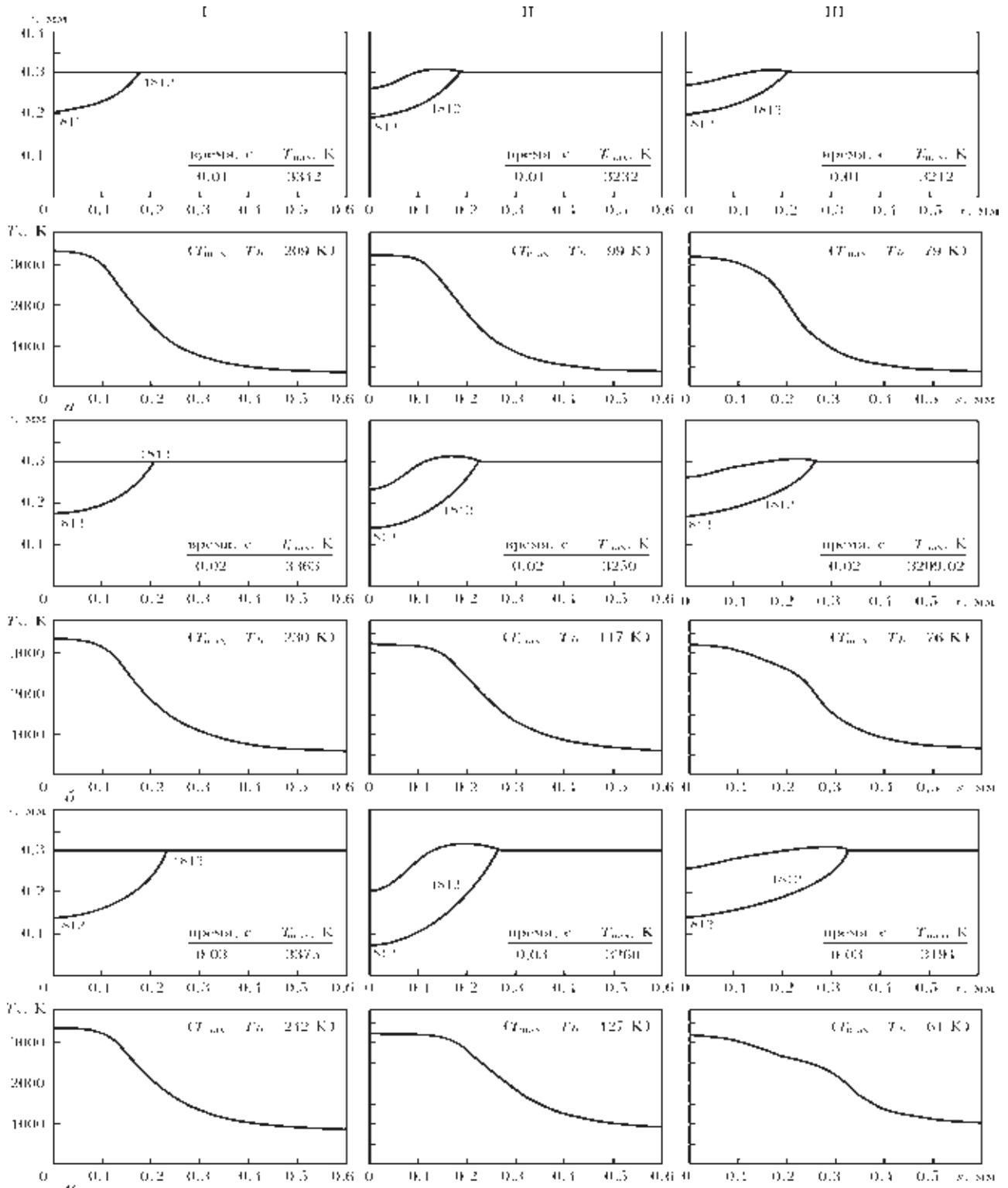


Рис. 6. Динамика изменения во времени формы сварочной ванны и распределения температуры вдоль поверхности расплава: а —  $t = 0,01$ ; б —  $0,02$ ; в —  $0,03$  с

родистой стали толщиной 0,3 мм. Температурные зависимости характеристик процесса испарения (потери тепла за счет испарения и реактивное давление паров металла) были получены с помощью модели, предложенной в работе [6] и приведены на рис. 3 и рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения для лазерного излучения с выбранной длиной волны от угла падения и температуры поверхности металла,

определяемая выражением (10), приведена на рис. 5. Технологические параметры, используемые в расчетах, приведены ниже:

- Толщина свариваемого металла  $L$ , мм .....0,3
- Максимальная интенсивность лазерного излучения на поверхности металла  $q_0$ , Вт·см<sup>-2</sup>..... $3 \cdot 10^5$
- Радиус лазерного пучка на поверхности металла  $r_0$ , мм.....0,2

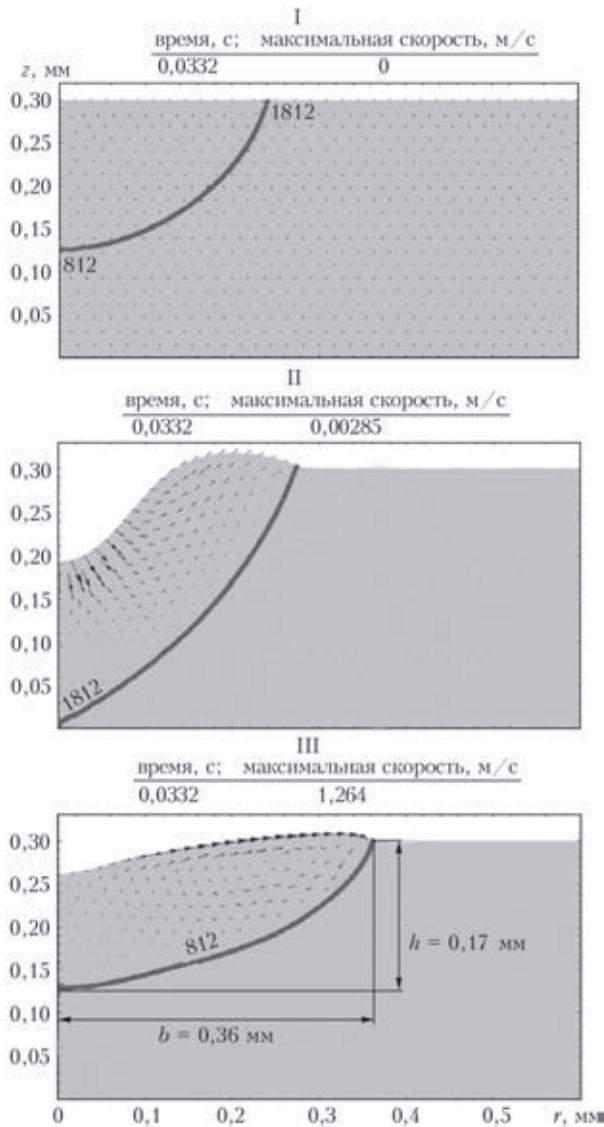


Рис. 7. Сравнительный анализ размеров и формы зоны проплавления, полученных с помощью различных моделей

Как показывают результаты численных исследований, расчетные значения температуры поверхности в центре пятна лазерного нагрева, полученные с помощью модели I, значительно превышают температуру кипения (рис. 6). Наименьший перегрев поверхности над температурой

кипения наблюдается при использовании модели III. В соответствии с этим отличаются размеры и форма сварочной ванны. Так, при одном и том же времени воздействия лазерного излучения на поверхность свариваемого металла ( $t = 0,0332$  с) глубина  $h$  и полуширина  $b$  зоны проплавления составляют соответственно 0,17 и 0,24 мм для модели I, 0,30 и 0,28 мм — для модели II и 0,17 и 0,36 мм для модели III (рис. 7).

В целом, приведенные на рис. 6, 7 результаты моделирования позволяют утверждать, что конвекция Марангони главным образом влияет на ширину зоны проплавления, тогда как прогиб поверхности ванны способствует увеличению ее глубины. К такому результату приводит увеличение теплового потока в твердую фазу, обусловленное уменьшением толщины прослойки жидкого металла между поверхностью ванны и границей плавления.

Таким образом, наиболее адекватной математической моделью проплавления металла при точечной лазерной сварке тонколистовых материалов является модель конвективно-кондуктивного переноса тепла в сварочной ванне с учетом реактивного давления паров на ее поверхность и термокапиллярного эффекта Марангони (модель III). Данная модель наиболее полно учитывает процессы тепло-, массопереноса на поверхности и в объеме сварочной ванны при лазерной сварке металлов малых толщин.

1. Kou S. Fluid flow and solidification in welding: Three decades of fundamental research at the university of Wisconsin // *Welding J.* – 2012. – № 91. – P. 11.
2. Hu J., Tsai H. L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt.I: The arc // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* – 2007. – **50**. – P. 833-846.
3. *Arbitrary Lagrangian-Eulerian methods: Encyclopedia of computational mechanics* / J. Donea, A. Huerta, J. Ph. Ponthot et al. – John Wiley & Sons, 2004. – Vol. 1. – 2336 p.
4. Zienkiewicz O. C., Taylor R. L. The finite element method. Vol. 1: The Basis. – Oxford: Butterworth-Heinemann, 2000. – 689 p.
5. Kou S., Sun D. K. Fluid flow and weld penetration in stationary arc welds // *Metall. Trans. A.* – 1985. – **16**. – P. 203–213.
6. Knight C. J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // *J. AIAA.* – 1979. – **17**. – P. 519–523.

Поступила в редакцию 10.01.2014

**Бондарев А. А. Электронно-лучевая сварка изделий из алюминиевых сплавов. – Київ: Видавничий центр Національного університету біоресурсів та природокористування України, 2014. – 360 с.**

В монографии изложены современные данные о физической сущности и процессах, имеющих место при электронно-лучевой сварке изделий из алюминиевых сплавов. Особое внимание уделено вопросам совершенствования электронно-лучевой сварочной аппаратуры, автоматического управления и программирования процесса сварки. Приведены методы управления массопереносом в сварочной ванне и средства компьютерной диагностики оборудования для электронно-лучевой сварки.

Предназначена для широкого круга специалистов, работающих в области электронно-лучевой сварки изделий из алюминиевых сплавов ответственного назначения, а также для научных работников исследовательских институтов и студентов вузов машиностроительных и металлургических специальностей.