



УДК 621.791.72

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ*

Ю. С. БОРИСОВ, В. Ф. ДЕМЧЕНКО, А. Б. ЛЕСНОЙ, В. Ю. ХАСКИН, И. В. ШУБА
ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев-150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Предложена приближенная математическая модель, описывающая тепловые и гидродинамические процессы при комбинированной лазерно-плазменной наплавке. Рассматривается схема быстродвижущегося источника нагрева, обобщающая известную схему Н. Н. Рыкалина на случай совместного конвективно-кондуктивного переноса энергии в расплавленном металле. Плотности тепловых источников лазерного и плазменного источников нагрева различной мощности полагаются распределенными на поверхности пластины по нормальному закону с различными радиусами тепловых пятен; комбинированный источник полагается аддитивным. Уравнение локального теплового баланса на поверхности обрабатываемого изделия учитывает теплообмен излучением и потери тепла на испарение. Полагается, что движение расплава в условиях плазменного нагрева косвенного действия осуществляется под воздействием подъемной силы Архимеда и термокапиллярной силы. Проведена верификация математической модели и описаны результаты вычислительных экспериментов по исследованию формирования проплавленной зоны при воздействии лазерного и комбинированного лазерно-плазменного источников нагрева. Показано, что доминирующим силовым фактором, определяющим гидродинамику расплава, является сила Марангони. Изучено влияние конвективного переноса энергии на формирование расплавленной зоны. Библиогр. 8, табл. 4, рис. 8.

Ключевые слова: лазерно-плазменная наплавка, тепловые и гидродинамические процессы, моделирование, теплообмен, тепловой баланс, наплавка, проплавленная зона, сила Марангони

Постановка проблемы. Одной из актуальных проблем сварки, наплавки и других технологий обработки металлов с использованием плазменно-дугового, лазерного или комбинированного лазерно-плазменного нагрева является оценка результатов теплового воздействия источника тепла на обрабатываемое изделие. Вопросам теоретического и экспериментального исследования лазерного и плазменно-дугового воздействия на металлические материалы посвящено большое количество публикаций [1–3]. В то же время проблема совместного воздействия на металлы микроплазменной дуги (прямого или косвенного действия) и лазерного пучка, интерес к которой резко возрос при появлении комбинированных лазерно-микроплазменных технологий, изучена в гораздо меньшей степени.

Для адекватного теоретического описания процессов, протекающих при лазерно-микроплазменной наплавке металлических материалов, требуется принимать во внимание сложное взаимодействие различных физических процессов и явлений, связанных с нагревом и плавлением основного материала при воздействии комбинирован-

ного источника нагрева. С достаточно хорошим приближением можно полагать, что комбинированный лазерно-микроплазменный источник энергии является аддитивным, т. е. представляется в виде суммы распределенных по поверхности изделия лазерного и микроплазменного источников тепла.

В моделях теплового источника, генерируемого лазерным излучением, обычно учитывается поглощение лазерного излучения металлическим материалом и задается некоторый закон распределения плотности мощности по поверхности обрабатываемого материала. При анализе плазменной составляющей потока тепла примем во внимание, что комбинированная лазерно-микроплазменная наплавка осуществляется, как правило, с использованием плазмотронов косвенного действия, т. е. ток через обрабатываемое изделие не течет.

Тем не менее, тепловое взаимодействие бессточковой плазмы с поверхностью изделия происходит за счет передачи кинетической и потенциальной энергии частиц плазмы, в результате которого формируется закон распределения тепловой мощности плазменного источника нагрева.

При тепловом воздействии источника нагрева с плотностью 10^4 Вт/см² и выше температура поверхности сварочной ванны может превышать

* Публикуется по материалам доклада, представленного на Шестой международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 29 мая–1 июня 2012, пос. Кацивели.



температуру кипения на 10...20 К, вследствие чего потери тепла на испарение не только превосходят тепловые потери за счет конвективного и лучистого теплообмена вместе взятые, но и становятся сопоставимыми с плотностью теплового источника. Поэтому учет тепла на испарение является важным аспектом теоретического описания теплового воздействия комбинированного лазерно-плазменного источника нагрева на обрабатываемый материал.

Математическая модель. Будем исходить из положения о том, что формирование зоны расплавленного металла осуществляется в теплопроводном режиме. Под этим термином понимается такой режим, при котором проплавленная зона основного металла формируется без образования выраженного парогазового канала (key-hole).

В соответствии с этим свободная поверхность расплавленного металла полагается недеформируемой, а источник тепла, действующий на изделие, — поверхностным.

Несмотря на малые объемы расплава, образующегося при наплавке с использованием комбинированного лазерно-микроплазменного источника энергии, скорость движения жидкого металла в расплавленном металле может оказаться достаточно высокой, а, следовательно, конвективный перенос энергии может играть заметную роль в формировании теплового состояния наплавляемого изделия.

При отсутствии протекания тока через металлическую ванну в качестве силовых факторов, действующих на расплавленный металл, выступают термогравитационная сила Архимеда и термокапиллярная сила Марангони.

Пусть $\{x', y', z'\}$ — неподвижная система декартовых координат, связанная со свариваемым изделием, ось z' которой направлена по направлению действия силы тяжести; t' — время. Введем подвижную систему координат $\{x, y, z\}$ следующим образом $x = x' - v_w t'$, $y = y'$, $z = z'$, $t = t'$, где v_w — скорость перемещения источника нагрева.

При достижении квазистационарного теплового и гидродинамического состояния полная система уравнений гидродинамики и теплообмена записывается в виде

$$\begin{aligned} (V_x + v_w) \frac{\partial W}{\partial x} + V_y \frac{\partial W}{\partial y} + V_z \frac{\partial W}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{cases} (V_x + v_w) \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \Delta V_x; \\ (V_x + v_w) \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \Delta V_y; \\ (V_x + v_w) \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + \\ + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \Delta V_z + g \beta_T T; \\ \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где V_x, V_y, V_z — компоненты вектора скорости движения расплава; ν — кинематическая вязкость; P — давление; β_T — термический коэффициент объемного расширения расплава; g —

ускорение силы тяжести; $W = \rho \int_0^T c dT + \rho \chi \eta$ — эн-

тальпия; ρ — плотность; c — удельная теплоемкость материала; T — температура; χ — скрытая теплота кристаллизации; λ — коэффициент теплопроводности; $\eta = \eta(T, T_S, T_L)$ — объемная доля жидкой фазы в интервале температур кристаллизации; T_S, T_L — температура солидус и ликвидус. Уравнение (1) интегрируется в области $\Omega = \Omega_L \cup \Omega_S$, где Ω_L — сварочная ванна; Ω_S — нерасплавленный основной металл. Система уравнений (2) определена в области Ω_L .

Пусть $Pe = (v_w l) / a$ — тепловой критерий Пекле, где l — характерный геометрический размер (в данном случае — толщина наплавляемой пластины); a — коэффициент температуропроводности наплавляемого материала. При $Pe \gg 1$ хорошим приближением трехмерной задачи расчета температурного поля является схема быстродвижущегося источника, предложенная Н.Н. Рыкалиным [4] применительно к модели сварочного нагрева, сформулированной в рамках кондуктивного механизма переноса энергии в свариваемом изделии. В настоящей работе идея быстродвижущегося источника распространяется на случай совместного конвективно-кондуктивного переноса энергии. В рамках схемы быстродвижущегося источника пренебрегается переносом тепла в направлении движения источника сварочного нагрева и учитывается лишь теплопередача в поперечном сечении свариваемого изделия. Дополнительно к этому в уравнениях (2) положим $V_x = 0, \partial P / \partial x = 0$. Тогда система уравнений (1), (2) может быть записана в виде



$$\begin{aligned} & \frac{\partial W}{\partial \tau} + V_y \frac{\partial W}{\partial y} + V_z \frac{\partial W}{\partial z} = \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad y, z \in \Omega^*; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial V_y}{\partial \tau} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \Delta V_y; \\ \frac{\partial V_z}{\partial \tau} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \Delta V_z + g\beta_T T; \\ \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0; \\ y, z \in \Omega_L^*, \end{cases} \quad (4)$$

где $\tau = x/v_w$, $\Omega^* = \{0 < y < L_y, 0 < z < L_z\}$ — поперечное сечение пластины. Уравнения гидродинамики (4) интегрируются в подлежащей определению области Ω_L^* , ограниченной свободной поверхностью расплава и фронтом кристаллизации. Геометрия области подлежит определению из решения тепловой задачи.

Граничные условия для уравнения (3) запишем в виде

$$\begin{aligned} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L_z} &= \alpha [T(y, L_z, t) - T_c] + \\ &+ \varepsilon \sigma [T^4(y, L_z, t) - \bar{T}_c^4]; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \alpha [T(y, 0, t) - T_c] + \\ &+ \varepsilon \sigma [\bar{T}^4(y, 0, t) - \bar{T}_c^4] + q_v(T) + q_h(y, t); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=L_y} = 0, \quad (7)$$

где α — коэффициент теплообмена; T_c — температура окружающей среды; ε — приведенная степень черноты поверхности; σ — постоянная Стефана–Больцмана; T — абсолютная температура; $q_v(T)$ — потери тепла на испарение; q_h — плотность теплового потока, сообщаемого поверхности изделия источниками плазменного и лазерного нагрева. Тепловые потери на испарение с поверхности расплава оценивали в соответствии с моделью Найта [5, 6].

Распределения плотности теплового потока $q_h(y, t)$ как для лазерного излучения, так и плазменного источников энергии зададим в виде

$$q_h(y, t) = q_0 \exp(-k(\sqrt{(x_0 - v_w t)^2 + y^2})^n),$$

где x_0 — начальное смещение центра источника относительно начала неподвижной системы

координат $\{x', y', z'\}$. Обозначим через r_L, r_P — эффективные радиусы пятен лазерного и плазменного источников энергии (полагается, что в пятне эффективного радиуса выделяется 95 % мощности соответствующего источника), $a = \max\{r_L, r_P\}$. Если в качестве x_0 положить $x_0 = 1,2a$, то при $t = 0$ в начале подвижной системы координат плотность теплового потока комбинированного лазерно-плазменного источников нагрева будет практически равна нулю.

Полагая свободную поверхность расплава недеформируемой, граничные условия для уравнений гидродинамики (4) запишем в виде

$$V_z \Big|_{z=0} = 0, \quad \nu \frac{\partial V_y}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{\beta_\sigma}{\rho} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{z=0}, \quad (8)$$

где $\beta_\sigma = \frac{d\sigma}{dT}$, $\sigma = \sigma(T)$ — коэффициент поверхностного натяжения расплава. Второе из этих условий является балансом касательных напряжений, выписанное с учетом действия термокапиллярной силы Марангони. На фронте затвердевания задаются условия прилипания и непроницаемости, а при $y = 0$ условия симметрии

$$V_y \Big|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial V_z}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0. \quad (9)$$

Численная реализация сформулированной модели осуществлялась с использованием совместного лагранжево-эйлерового метода и схем расщепления уравнений (3), (4) по физическим подпроцессам и пространственным переменным [7, 8].

Результаты расчетов. Для верификации модели были проведены экспериментальные исследования формы проплавленной зоны и зоны термического влияния при воздействии на металлическую пластину толщиной $L_z = 1$ см из стали 09Г2С источника лазерного излучения Nd:YAG мощностью $P_L = 1,25$ кВт (диаметр фокусирующей линзы $D_F = 5$ см, диаметр пучка на фокусирующей линзе $D_L = 4$ см, фокусное расстояние линзы $F = 30$ см, скорость перемещения источника нагрева $v_w = 60$ м/ч). При проведении численных исследований анализировали влияние гидродинамического фактора на формирование расплавленной зоны основного металла в следующих вариантах:

- 1) без учета конвекции расплава;
- 2) учитывается лишь свободная конвекция;
- 3) учитывается действие термокапиллярной силы;
- 4) совместное воздействие термогравитационной и термокапиллярной сил.

Результаты расчета, выполненные при $\eta = 0,32$, $r_L = 0,1$ см, приведены в табл. 1 и на рис. 1. В



Таблица 1. Влияние гидродинамических факторов на параметры проплавления

| № п/п | Вид оценки | | H, см | B, см | V _y , см/с | V _z , см/с | T _{max} , °C |
|-------|-------------|---------------|-------|-------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | Эксперимент | | | | | | |
| 1 | Расчет | без конвекции | 0,051 | 0,168 | 0 | 0 | 2905 |
| 2 | | A | 0,049 | 0,174 | 0,191 | 0,089 | 2896 |
| 3 | | M | 0,045 | 0,234 | 51,101 | 16,205 | 2875 |
| 4 | | A + M | 0,042 | 0,252 | 51,300 | 16,310 | 2874 |

Примечание. А — свободная конвекция; М — конвекция Марангони.

таблице приведены расчетные данные о ширине *B* и глубине проплавления *H*, а также о величине максимального перегрева поверхности металлической ванны и максимальных значениях компонент вектора скорости движения расплава. Из табл. 1 следует, что наиболее близкое совпадение расчетных и экспериментальных данных достигается при воздействии на расплав термогравитационной и термокапиллярной сил, при этом доминирующим фактором, определяющим ширину проплавления, является термокапиллярная конвекция Марангони.

Направление течения расплава и его скорость (~50 см/с), обусловлены доминирующим влиянием силы Марангони, под воздействием которой потоки расплава переносят наиболее перегретый металл из приосевой части приповерхностных слоев ванны к периферии, способствуя увеличению ширины проплавления в полтора раза по сравнению с вариантом расчета, не учитывающим конвекцию расплава. На рис. 2 показано сопоставление результатов расчета очертаний ванны и

зоны термического влияния (см. табл. 1, № 4) с экспериментальными данными. На макрошлиф нанесены расчетная форма проплавленной зоны (кривая 1, изотерма $T = 1480\text{ }^\circ\text{C}$) и граница зоны термического влияния (кривая 2 — изотерма $T = 750\text{ }^\circ\text{C}$).

Как следует из рис. 2, наилучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных наблюдается при одновременном учете термогравитационной и термокапиллярной сил. Имеющееся отличие расчетных и экспериментальных данных по форме оплавленной зоны, вероятно, связано с деформацией свободной поверхности ванны под воздействием реакции отдачи паров. На рис. 3, 4 показано поле изотерм на поверхности пластины и в продольном сечении шва (координата $x = 0$ соответствует центру источника нагрева).

Из рис. 3–4 следует, что максимальная глубина и ширина проплавления основного металла смещена от центра источника нагрева в хвостовую часть на расстояние 0,06...0,08 см.

На рис. 5 показаны термические циклы в различных сечениях по высоте пластины. Из рисунка следует, что пластина прогревается выше температуры $750\text{ }^\circ\text{C}$ на глубину менее 0,3 см со средним временем пребывания 0,15 с в температурном интервале $800...500\text{ }^\circ\text{C}$.

Результаты исследования влияния параметров режима лазерного нагрева (тепловой мощности лазерного излучения, радиуса теплового пятна,

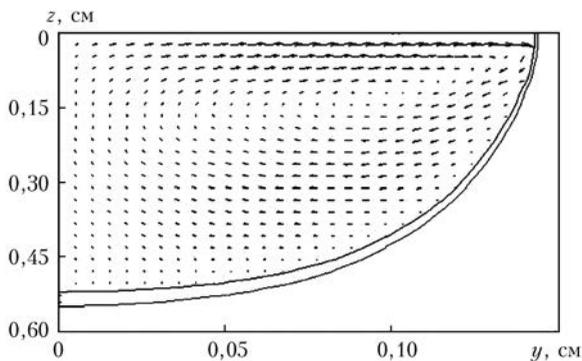


Рис. 1. Поле скоростей движения расплава в поперечном сечении металлической ванны (табл. 1, вариант № 4)

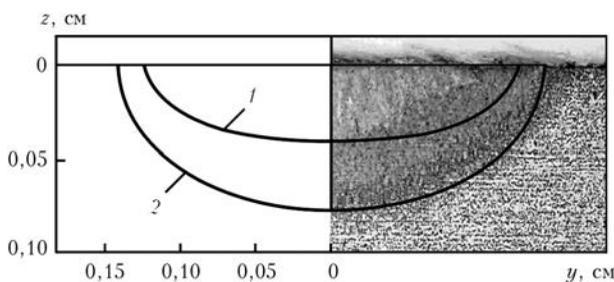


Рис. 2. Проплавленная зона и зона термического влияния при лазерном нагреве: 1, 2 — см. в тексте

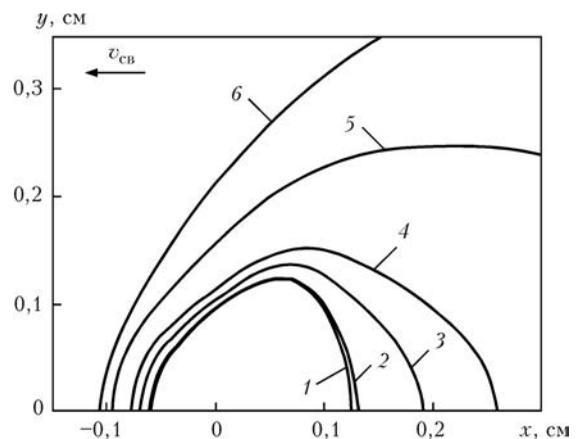


Рис. 3. Поле изотерм на поверхности пластины при $T = 1480$ (1), 1430 (2), 1000 (3), 600 (4), 250 (5), 100 (6) °C

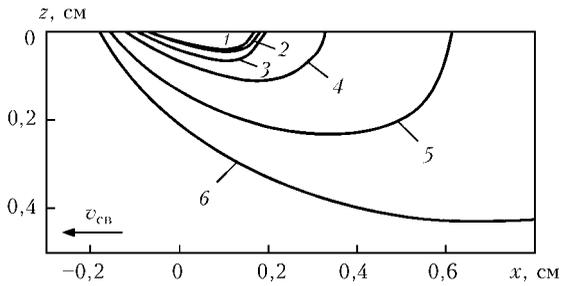


Рис. 4. Поле изотерм в осевом сечении шва при $T = 1480$ (1), 1430 (2), 1000 (3), 600 (4), 250 (5), 100 (6) °C

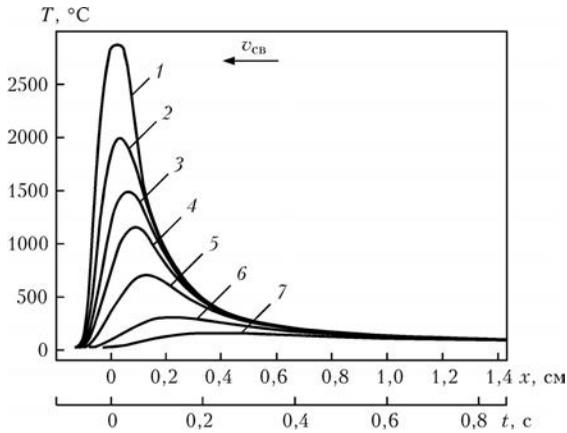


Рис. 5. Температурные циклы на оси шва для различных сечений по высоте пластины при $z = 0$ (1), 0,02 (2), 0,04 (3), 0,06 (4), 0,28 (5), 0,36 (6), 0,44 (7) см

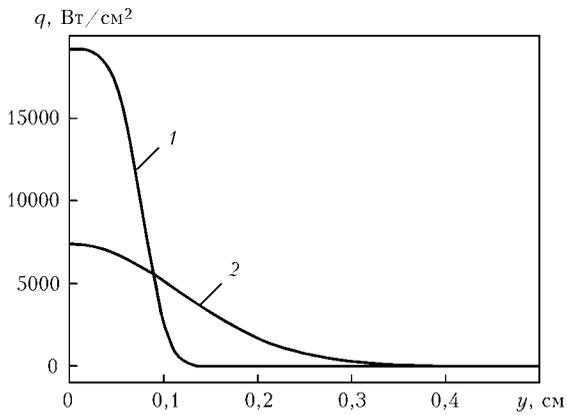


Рис. 6. Распределение удельного теплового потока лазерного (1) и плазменного (2) источников тепла на поверхности пластины ($r_L = 0,1$ см, КПД = 0,32, $P_L = 1250$ Вт, $r_P = 0,25$ см, КПД = 0,5, $P_P = 1300$ Вт)

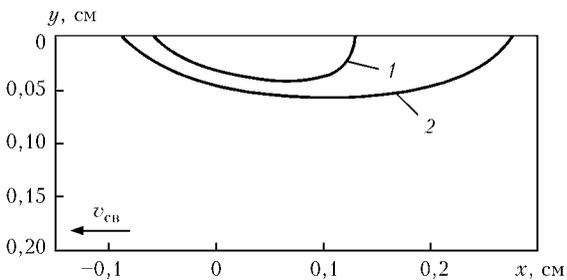


Рис. 7. Форма проплавленной зоны в осевом сечении шва ($T = 1480$ °C) при воздействии лазерного (1) и комбинированного лазерно-микрплазменного источников тепла (2)

Таблица 2. Влияние тепловой мощности, вводимой в пластину, на параметры проплавления при $v_w = 1,67$ см/с, $r_L = 0,1$ см

| P_L , Вт | H , см | B , см | T_{max} , °C | V_x , см/с | V_y , см/с |
|------------|----------|----------|----------------|--------------|--------------|
| 200 | 0,0165 | 0,1094 | 1886 | 12,8 | 3,7 |
| 300 | 0,0339 | 0,1872 | 2518 | 38,2 | 12,6 |
| 400 | 0,0418 | 0,2526 | 2880 | 51,3 | 16,5 |
| 500 | 0,0455 | 0,2826 | 2920 | 54,9 | 17,3 |
| 600 | 0,0475 | 0,3022 | 2944 | 57,1 | 17,9 |

Таблица 3. Влияние радиуса теплового пятна нагрева на проплавление при $P_L = 400$ Вт, $v_w = 1,67$ см/с

| r_L , см | H , см | B , см | T_{max} , °C | V_x , см/с | V_y , см/с |
|------------|----------|----------|----------------|--------------|--------------|
| 0,10 | 0,0418 | 0,2526 | 2880,65 | 51,30 | 16,50 |
| 0,12 | 0,0396 | 0,2338 | 2589,32 | 39,24 | 12,74 |
| 0,14 | 0,0346 | 0,2150 | 2274,98 | 27,45 | 8,42 |
| 0,16 | 0,0276 | 0,1920 | 2002,03 | 17,19 | 4,85 |
| 0,18 | 0,0171 | 0,1550 | 1748,69 | 7,62 | 2,04 |
| 0,20 | 0,0042 | 0,0712 | 1512,43 | 0 | 0 |

скорости перемещения источника нагрева) представлены в табл. 2–4.

Увеличение мощности от 200 до 400 Вт приводит к росту глубины проплавления в 2,5 раза, дальнейшее повышение мощности ($P_L > 400$ Вт) не оказывает существенного влияния на глубину проплавления, поскольку максимальная температура поверхности ванны жидкого металла становится выше температуры кипения основного материала пластины, соответственно этому возрастают тепловые потери на испарение металла с поверхности расплава.

Рассмотрим особенности нагрева пластины при воздействии комбинированного лазерно-микрплазменного источника энергии. При проведении вычислительного эксперимента полагали, что центры пятен лазерного и плазменного нагрева совпадают. Распределение плотности мощности каждого из указанных источников нагрева на поверхности обрабатываемого материала показано на рис. 6, где P_P — мощность плазменного источника.

На рис. 7, 8 показаны формы проплавленной зоны основного металла в продольном сечении

Таблица 4. Влияние скорости перемещения источника нагрева на проплавление при $P_L = 400$ Вт, $r_L = 0,1$ см

| v_w , см/с | H , см | B , см | T_{max} , °C | V_x , см | V_y , см |
|--------------|----------|----------|----------------|------------|------------|
| 1,0 | 0,051 | 0,3220 | 2890 | 51,6 | 16,7 |
| 2,0 | 0,039 | 0,2320 | 2872 | 50,4 | 16,2 |
| 3,0 | 0,032 | 0,1860 | 2742 | 45,2 | 14,5 |
| 5,0 | 0,023 | 0,1480 | 2453 | 30,7 | 10,7 |
| 10,0 | 0,010 | 0,1040 | 1956 | 9,8 | 2,0 |

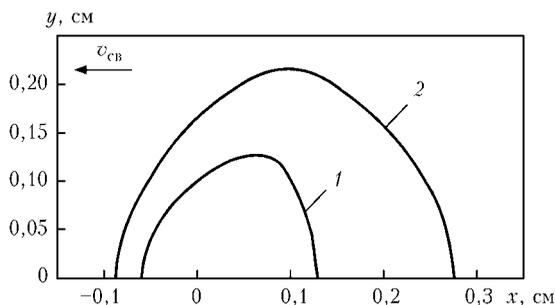


Рис. 8. Форма проплавленной зоны на поверхности пластины при воздействии лазерного (1) и комбинированного лазерно-микроплазменного (2) источников тепла

(рис. 7) и на поверхности (рис. 8) обрабатываемой пластины.

Расчетные данные показывают, что при воздействии комбинированного лазерно-микроплазменного нагрева ширина проплавленной зоны увеличивается в 1,5 раза по сравнению с лазерным. Благодаря этому при комбинированной лазерно-микроплазменной обработке можно получить существенно больший размер наплавленного валика.

Заключение. При воздействии источника лазерного нагрева на поверхность пластины в расплавленной зоне формируется интенсивное (~50 см/с) приповерхностное течение расплава, обусловленное доминирующим действием термокапиллярной силы, которая возникает за счет высокого градиента температуры (~7000 °C/см) на свободной поверхности металлической ванны. Это течение, направленное от осевой части ванны в сторону фронта плавления, интенсифицирует перенос энергии из перегретой при осевой части ванны в ее периферийную область и способствует

увеличению ширины проплавленной зоны. Влияние конвективного перемешивания ванны на глубину проплавления существенно меньше ввиду преимущественно приповерхностного течения расплава. Использование комбинированного лазерно-микроплазменного источника энергии для наплавки порошковыми материалами (в том числе — насыпными) позволяет увеличить ширину наплавленного валика по сравнению с лазерной наплавкой и повысить производительность процесса наплавки.

1. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. — М.: Мир, 1986. — 504 с.
2. Воздействие лазерного излучения на материалы / Р.В. Арутюнян, В.Ю. Баранов, Л.А. Большов и др. — М.: Наука, 1989. — 367 с.
3. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 208 с.
4. Рыкалин Н.Н. Расчет тепловых процессов при сварке. — М.: Машгиз, 1951. — 295 с.
5. Knight Ch. J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA J. — 1979. — 17, № 5. — P. 519-523.
6. Демченко В. Ф., Кривцун И. В., Семенов И. Л., Турчин Г. А. Математическое моделирование процессов нагрева и конвективного испарения металла при воздействии импульсного лазерного излучения // Proc. of the IV intern. conf. «Beam technologies and laser applications», (Санкт-Петербург, 23–25 сент. 2009 г.). — Saint-Petersburg: Politechnical univ., 2009. — P. 81–85.
7. Ляшко И.И., Демченко В.Ф., Вакуленко С.А. Вариант метода расщепления уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости на лагранжево-эйлеровых сетках // Докл. АН УССР. Сер. А. — 1981. — С. 43–47.
8. Демченко В.Ф., Лесной А.Б. Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии // Докл. НАН Украины. — 2000. — № 11. — С. 71–75.

Поступила в редакцию 24.01.2013

ПРОДУКЦИЯ ДЛЯ ХИМИЧЕСКИХ ПРЕДПРИЯТИЙ РОССИИ И БОЛГАРИИ

ПАО «Сумское НПО им. М. В. Фрунзе» заканчивает производство аппаратов использования тепла нейтрализации (ИТН) для ОАО «Дорогобуж» (Российская Федерация) и ООО «Неохим» АД (Болгария) — промышленных предприятий, специализирующихся на выпуске химической продукции.

Согласно контрактам две единицы оборудования предназначены для ОАО «Дорогобуж» и одна — для ООО «Неохим» АД. Аппараты используют для нейтрализации азотной кислоты газообразным аммиаком и получения раствора аммиачной селитры. Они будут установлены в Димитровграде (Болгария), а также в поселке Верхнеднепровский (Смоленская область Российской Федерации).

Как отмечает ведущий менеджер управления продаж НПО им. М. В. Фрунзе В. Фролов, сумские машиностроители не впервые сотрудничают с ООО «Неохим» АД. В 2010 г. предприятие поставило этой компании реактор каталитической очистки для линии по производству азотной кислоты. Специалисты НПО им. М. В. Фрунзе участвовали и в шефмонтаже оборудования.

Продукция торговой марки FRUNZE также работает и на ОАО «Дорогобуж». По словам ведущего менеджера управления продаж С. Антыкова, аппараты ИТН сумского производства эксплуатируются здесь уже свыше 25 лет. В настоящее время проходит их плановая замена.