

Математическое моделирование процессов лазерной сварки стали*

В.И. ИСАЕВ, В.П. ШАПЕЕВ, А.Н. ЧЕРЕПАНОВ

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
e-mail: shapeev@itam.nsc.ru

Описана 3D-модель процесса лазерной сварки металлических пластин и численный алгоритм ее реализации. Предложена поправка в краевое условие на поверхности парового канала, компенсирующая погрешность в тепловом балансе в расчетной области, которая возникает из-за упрощающих предположений модели. Показано, что при таком подходе интегральный закон сохранения в проведенных расчетах выполнен с относительной погрешностью менее 1%.

Технологии лазерной обработки материалов (LMP – Laser Materials Processing): резка, сварка, поверхностная обработка и другие – находят все более широкое применение в промышленности. Отдельные недостатки этих технологий, использование в них новых материалов и поиск новых областей приложения требуют всестороннего теоретического и экспериментального исследования их физических основ [1]. Основной целью данной работы является верификация модели, развиваемой авторами и подробно описанной в [2-5], путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными по лазерной сварке стальных пластин, предоставленными коллегами из ИТПМ СО РАН и ИМаш УрО РАН. При реализации модели для численного решения трехмерного уравнения теплопроводности в данном исследовании используется консервативный метод коллокаций и наименьших квадратов, предложенный авторами. Он позволяет проводить расчеты на нерегулярных сетках с локальным сгущением в окрестности особенностей решения. Благодаря применению таких сеток, в данной работе удалось существенно сократить время расчета при той же точности приближенного решения, что была достигнута с использованием разностных схем и регулярных сеток.

Моделируется установившийся процесс лазерной сварки встык двух металлических пластин, имеющих форму прямоугольных параллелепипедов одинаковой толщины. Ось луча лазера в процессе сварки находится в плоскости стыка пластин и направлена перпендикулярно к их верхней поверхности. В рассматриваемой области введена декартова система координат, в которой лазерный луч неподвижен, а пластины перемещаются с постоянной скоростью сварки $\mathbf{V}_w = (V_w, 0, 0)$. 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 границах пластин. Поверхности пластин для защиты жидкого металла от окислительных процессов обдуваются инертным газом. В модели приняты упрощающие допущения. Считая, что все локальные колебания физических параметров в области сварки происходят около некоторых их средних стационарных значений, рассматриваются и рассчитываются именно эти средние значения. Затвердевание расплава (плавление металла) описано в приближении Стефана. Как и в [4,5] для упрощения модели стенка парового канала ищется в

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-01-00575-а) и СО РАН (интеграционные проекты №11.5, 26 и комплексный интеграционный проект №140).

виде поверхности вращения из выбранного параметрического семейства поверхностей. Среди параметров глубина канала, угол наклона стенки к оси z в точке наиболее интенсивного лазерного излучения и другие. Выбор значений параметров – выбор поверхности из этого семейства делается на основе экспериментальных данных и требования того, чтобы на большей части поверхности в окрестности оси луча температура была близка к температуре кипения металла, немного превосходя ее в лазерном пятне. При этом радиус выходного отверстия канала считается фиксированным и равным $2r_F$, где r_F – радиус луча лазера в фокальной плоскости. Канал строится в ходе итерационного процесса автоматически одновременно с расчетом температурных полей во всей расчетной области. В приведенных здесь расчетах в отличие от [5,6] полагалось, что частицы жидкого металла в ванне перемещаются плоскопараллельно вдоль оси x , как в твердом теле. С учетом сделанных предположений теплоперенос в области твердой и жидкой фаз описывается уравнением

$$c_i \rho_i V_w \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \right),$$

где c_i , λ_i , ρ_i – удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и плотность i -й фазы ($i = 1$ – твердая, $i = 2$ – жидкая фазы), u, v, w – компоненты скорости вещества по осям x, y, z (относительно системы координат, в которой луч лазера неподвижен). Поэтому во всей расчетной области $v = 0$, $w = 0$, в твердой фазе $u = V_w$, в области жидкой фазы $u = V_w \rho_1 / \rho_2$. Множитель ρ_1 / ρ_2 появился здесь вследствие требования выполнения закона сохранения массы на границе фазового перехода. На ней задается условие Стефана

$$\left(\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n} \right)_2 - \left(\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial n} \right)_1 = \rho_1 k \mathbf{n} \cdot \mathbf{V}_w,$$

где \mathbf{n} – единичная нормаль к границе раздела фаз, k – теплота плавления (кристаллизации). Граница между твердой и жидкой фазами определяется по изотерме кристаллизации ($T = T_e$). Задача рассматривается здесь в криволинейной области $\Omega = \{(x, y, z) : -\infty < x/h < \infty, -\infty < y/h < \infty, 0 < z/h < 1\} \setminus \Omega_{ch}$, где h – толщина пластин; то есть, температура внутри парового канала Ω_{ch} не рассчитывается. Тепловое взаимодействие зоны сварки с лучом лазера и окружающей средой моделируется соотношениями теплового баланса на границах расчетной области.

Сварка осуществляется излучением CO_2 – лазера с длиной волны $\lambda_0 = 10.6$ мкм, интенсивность излучения которого описывается нормальным распределением Гаусса. В зоне действия лазерного излучения (на поверхности парового канала $z = Z_c(x, y)$, где $(x - r_F)^2 + y^2 \leq (2r_F)^2$) справедливо уравнение теплового баланса [5]

$$-\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n} = \mathbf{q}_l \cdot \mathbf{n} + q_r + q_v + q_c + q_b. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ – единичная нормаль к поверхности канала, направленная внутрь области жидкой фазы, $\mathbf{q}_l = q_l \mathbf{e}_z$ – поглощенный поток лазерного излучения без учета переотражения, \mathbf{e}_z – орт оси z , q_r – поток тепла, возникающий в результате переотражений от стенок канала, q_v – потери тепла за счет испарения металла. В (1) q_c моделирует конвективный поток тепла с передней стенки канала на заднюю:

$$q_c(x, y) = -c_2 \rho_1 V_w (T(x, y, Z_c(x, y)) - T(2r_F - x, y, Z_c(x, y))),$$

где $(x, y, Z_c(x, y))$ и $(2r_F - x, y, Z_c(x, y))$ – симметричные относительно плоскости $x = r_F$ точки поверхности парового канала. Допущение, что в модели расплав в любой точке ванны движется со скоростью $u = V_w \rho_1 / \rho_2$, $v = 0$, $w = 0$ приводит к тому, что через любой элемент поверхности канала dS имеется ненулевой поток тепла, равный $n_x c_2 T V_w \rho_1 dS$. В действительности же этих потоков нет, поскольку жидкий металл не течет через поверхность канала (потерей массы металла при испарении пренебрегаем ввиду ее малости), а обтекает ее, перенося тепло с хорошо прогретой лазером передней стенки, расположенной в полупространстве $x < r_F$, в область, примыкающую к задней стенке. Для компенсации вклада этих фиктивных потоков, "возникших" из-за упрощающих допущений модели, в уравнение (1) вносится слагаемое

$$q_b(x, y) = -n_x c_2 T(x, y, Z_c(x, y)) V_w \rho_1.$$

На поверхности $z = 0$ в областях твердой и жидкой фаз граничное условие имеет вид

$$\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} = (\alpha_{k_1} + \alpha_r)(T|_{z=0} - T_g) - q_l, \quad (x - r_F)^2 + y^2 > 4r_F^2, \quad (2)$$

где α_{k_1} – конвективный коэффициент теплоотдачи, которая обусловлена обдувом зоны сварки инертным газом и зависит от характера его течения (ламинарное или турбулентное), T_g – температура газа. Коэффициент α_r связан с радиационной теплоотдачей нагретого тела в окружающее пространство и определяется соотношением

$$\alpha_r = \epsilon_i \sigma_0 (T^2|_{z=0} + T_g^2)(T|_{z=0} + T_g), \quad i = 1, 2,$$

где ϵ_i – приведенная степень черноты, σ_0 – константа Стефана-Больцмана.

Условие, аналогичное (2), имеет место на нижней поверхности свариваемых пластин $z = h$. На достаточно большом расстоянии от луча лазера температура по всей толщине пластин принимается равной температуре окружающей среды (T_g): $T|_{(x,y) \rightarrow \pm\infty} = T_g$. Для численного решения краевой задачи для трехмерного стационарного уравнения теплопроводности в настоящей работе используется консервативный метод коллокаций и наименьших квадратов [5] первого порядка точности. Приближенное решение строится с помощью итерационного процесса. Положение границы фазового перехода уточняется на каждой итерации, исходя из рассчитанных значений температуры. Расчеты проведены на нерегулярных сетках, сгущающихся в окрестности парового канала. Вместо условий на бесконечности были использованы условия Дирихле, записанные на достаточно большом расстоянии от парового канала. За счет неравномерности сетки удалось рассчитать поле температуры в области значительных размеров. Такой подход позволил с хорошей точностью реализовать условие на бесконечности. Отметим здесь, что число ячеек сетки на единицу длины вблизи парового канала было существенно больше, чем в областях, удаленных от зоны сварки. В области больших градиентов расчетных величин шаг сетки был мелкий, на периферии зоны сварки – на удалении от границ ванны, где градиенты температуры малы, шаг сетки был относительно крупный. Кроме того, чем дальше отодвигалась граница расчетной области на периферию, тем меньше вблизи нее были градиенты температуры.

В настоящей работе производился контроль точности, с которой приближенное решение удовлетворяет интегральному уравнению теплового баланса, записанному для всей области Ω . Для рассчитанного распределения температуры в Ω вычислялись суммарные потоки тепла через поверхность парового канала и через другие границы области Ω (потери тепла через верхнюю, нижнюю и боковые поверхности пластин). Производилась проверка равенства притока тепла в Ω и суммарных потерь. Такой контроль

необходим для подтверждения того, что используемый численный метод позволяет получать приближенное решение, удовлетворяющее интегральному закону сохранения. Также эта проверка позволила сформулировать упрощающие допущения в модели таким образом, чтобы обеспечивалось выполнение теплового баланса. В расчетах, проведенных в данной работе, приближенные решения удовлетворяют уравнению теплового баланса, записанному для области Ω , с относительной погрешностью менее 1%.

Рассчитывался процесс сварки встык двух стальных пластин одинаковой толщины. В численных экспериментах определялись температурные поля в изделии, положение внутренних границ между фазами материала изделия, форма и глубина парового канала. Отдельные расчеты различались толщиной пластин, мощностью лазера и скоростью сварки. Здесь приведены результаты двух расчетов сварки стальных пластин и соответствующие экспериментальные данные. Значения физических параметров, использованные в расчетах, брались из широко распространенных источников. На рис. 1 приведен расчет сварки стальных пластин толщиной 15 мм лазером мощностью $W = 5.2$ кВт при скорости сварки $V_w = 0.6$ м/мин. На рис. 1 (слева) приведено распределение температуры в плоскости $y = 0$, а на рис. 1 (справа) приведено распределение температуры в плоскости $z = 0$. Для наглядности на рисунках показана лишь часть вычислительной области, содержащая рассматриваемые изотермы. Небольшая область черного цвета в окрестности точки $(0, 0, 0)$ соответствует паровому каналу. На рис. 1 изотерма со значением 1760 К (температура кристаллизации) является границей сварочной ванны. На рис. 2 (слева) приведена фотография поперечного среза сварного шва, полученная в эксперименте, на рис. 2 (справа) – форма сварного шва в поперечном сечении, полученная в расчете. Поперечное сечение сварного шва представляет собой проекцию сварочной ванны на плоскость (y, z) . Отметим, что сечение ванны в области, где она имеет наибольшую глубину, зачастую не совпадает с сечением в области наибольшей ее ширины. В верхней части ванны позади парового канала имеется небольшой выступ который в [6] назван "плечом". Причин появления подобных выступов на границе сварочной ванны может быть несколько. Первая – интенсивные вихревые течения в расплаве [5, 6], которые возникают из-за трения о свободную поверхность ванны паров металла, истекающих из парового канала, и градиента температуры на свободной поверхности ванны. Вторая причина – положение фокальной плоскости луча лазера, которое также может влиять на величину и форму таких выступов. В приведенном расчете фокальная плоскость имела координату $z = 0$. Поэтому металл в верхнем слое ванны получил относительно больше тепла, чем в нижних слоях, и задняя стенка ванны в этом месте продвинулась дальше по оси x , чем в других местах. Плечо менее выражено в сечении поперек сварного шва на рис. 2. Следует отметить, что имеются физические эксперименты, в которых выступы выражены сильнее, чем получилось в расчетах. Однако

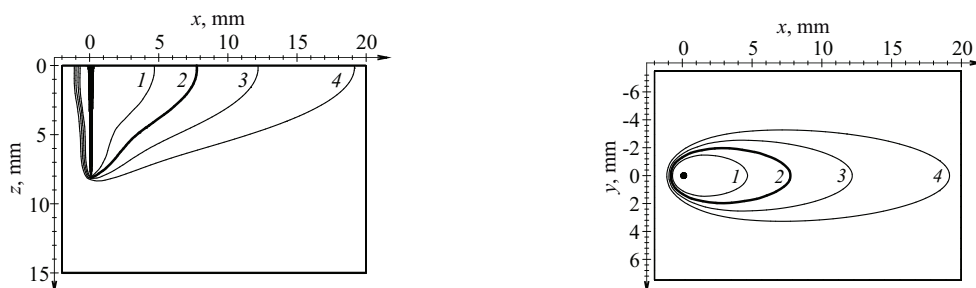


Рис. 1. Распределение температуры в сечениях плоскостями $y = 0$ (слева) и $z = 0$ (справа). Изотермы: 2100 (1), 1760 (2) (Te), 1400 (3), 1100 (4) К.

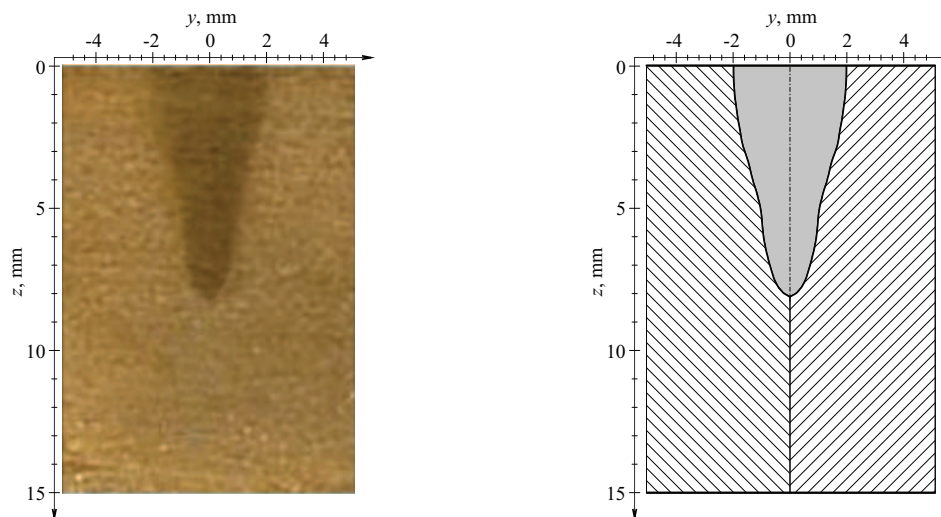


Рис. 2. Сечение сварного шва: эксперимент (слева) и расчет (справа).

при этом глубина зоны проплавления, средняя ширина шва и площадь его поперечного сечения, полученные в расчете, удовлетворительно согласуются с экспериментом. В расчете в этих случаях форма поперечного сечения сварного шва совпадает лучше с полученной в эксперименте, если движение расплава описывать уравнениями динамики вязкой жидкости [5, 6].

В данной серии расчетов для достижения лучшего совпадения расчета с экспериментом значение массовой скорости испарения металла с единицы поверхности парового канала варьировалось в небольших пределах по отношению к его значению, приведенному в справочной литературе.

Список литературы

- [1] DOWDEN J. The Theory of Laser Materials Processing. - Springer Series in Materials Science, Vol. 119, 2009.
- [2] ШЕРЕПАНОВ А.Н., ШАПЕЕВ В.П., ФОМИН В.М., СЕМИН Л.Г. Numerical modeling of thermophysical processes in laser-beam welding with formation of a vapor channel // J. of Applied Mechanics and Technical Physics. 2006. V. 47, № 5. P. 688-695.
- [3] ШАПЕЕВ В. П., ЧЕРЕПАНОВ А. Н. Конечно-разностный алгоритм для численного моделирования процессов лазерной сварки металлических пластин // Вычислительные технологии. 2006. Т. 11, № 4. С. 102-117.
- [4] ЧЕРЕПАНОВ А. Н., ШАПЕЕВ В. П. Численное исследование процесса сварки тонких металлических пластин // Вычислительные технологии. 2009. Т. 14, № 3. С. 96-106.
- [5] ИСАЕВ В. И., ШАПЕЕВ В. П., ЧЕРЕПАНОВ А. Н. Численное моделирование лазерной сварки тонких металлических пластин с учетом конвекции в сварочной ванне // Теплофизика и аэромеханика. 2010. № 3. С. 451-466.
- [6] SUDNIK W., RADAJ D., BREITSCHWERDT S., EROFEEV W. Numerical simulation of weld pool geometry in laser beam welding // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33 P. 662-671.