

УДК 621.791.76:621.7.044.2

*А.П. Пеев, С. В. Кузьмин, В. И. Лысак, С.В. Хаустов***РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ**

Волгоградский государственный технический университет

Процесс сварки металлов взрывом сопровождается резким повышением температуры в зоне соединения, о чем свидетельствуют изменения структуры металла околошовной зоны (участки рекристаллизации, литого металла, образование неравновесных структур и химических соединений и др.), что объясняется трансформацией энергии деформирования в тепловую энергию.

В работах [1-5 и др.] предприняты различные подходы к решению тепловой задачи при сварке металлов взрывом, однако ни одна из предложенных моделей не учитывает взаимосвязь между высокоскоростной пластической деформацией приконтактных объемов металла околошовной зоны и выделившимся в результате этого теплом. Авторами работы [6] предложена расчетно-экспериментальная методика оценки тепловыделения в сваренных взрывом металлах, которая учитывает взаимосвязь между остаточной пластической деформацией приконтактных объемов металла околошовной зоны и выделившимся в результате этого теплом. При этом отмечается, что тепло, выделяемое в этих объемах, распределяется неравномерно из-за существования градиента деформации.

Свойства металлических композиционных материалов, изготовленных сваркой взрывом, зависят, в том числе от температуры, до которой нагреваются элементарные слои при их высокоскоростной деформации и времени пребывания в диапазоне температур, при которых могут протекать процессы, изменяющие структуру полученного композита, что в ряде случаев приводит к снижению показателей качества.

В связи с вышеизложенным целью настоящей работы явилась разработка математической модели выравнивания температуры по сечению сваренных взрывом одно- и разнородных металлов.

Процесс высокоскоростного деформирования в целом можно считать адиабатическим, т. е. общее количество тепла, выделившегося в объеме тела, не изменяется. Принимается, что тепло выделяется в объемах тела мгновенно или в течение какого-либо промежутка времени (общее количество тепла в адиабатическом объеме должно быть неизменным в обоих случаях).

Тепловой расчет основывается на решении трехмерного дифференциального уравнения теплопроводности с граничными условиями 2-ого и 3-го рода для одно- и разнородных металлов. При этом должна учитываться температурная зависимость теплофизических свойств металлов. Пусть дано тело прямоугольной формы размерами  $X, Y, Z$  (рис. 1), со значениями теплофизических характеристик  $\alpha_1(T), c_{p1}(T)$  на участке  $\{0, X_p\}$ , и  $\alpha_2(T), c_{p2}(T)$  на участке  $\{X_p, X\}$ . В начальный момент времени  $t=0$  температура точек тела описывается функцией  $T(x, y, z)$ . Граничные условия 2-ого рода задают тепловой поток с поверхности равным нулю. Граничные условия 3-его рода определяют теплообмен на границе со средой с температурой  $T_c$  по правилу Ньютона (задается значение коэффициента поверхностной теплоотдачи  $\alpha_k = \alpha_k(T)$ ).

Расчет ведется численным методом.

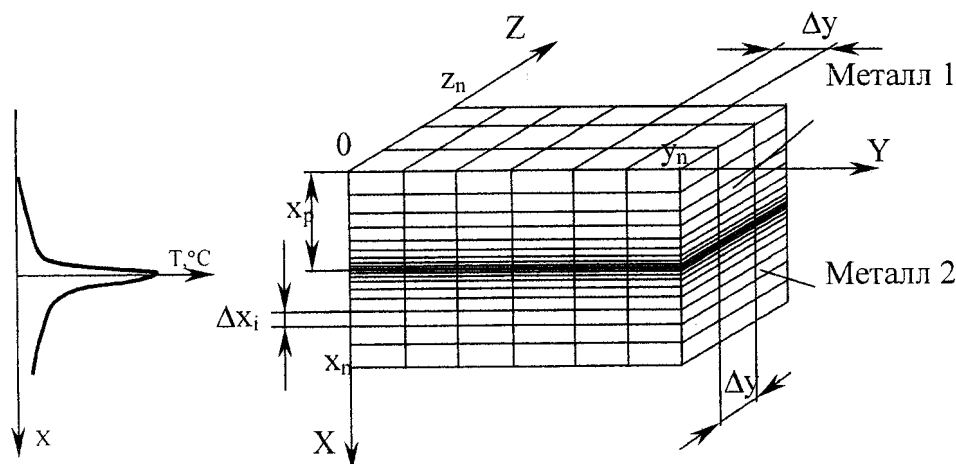


Рис.1. К расчету тепловых процессов

Дифференциальное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\partial T / \partial t = \alpha \cdot \nabla^2 T,$$

где  $\nabla^2 T$  – оператор Лапласа.

$$\frac{\Delta^2 T}{\Delta x^2} = \frac{T_{k+1,n} + T_{k-1,n} - 2 \cdot T_{k,n}}{\Delta x^2},$$

где  $T_{k-1}$ ,  $T_k$ ,  $T_{k+1}$  – температуры в сечениях  $k-1$ ,  $k$ ,  $k+1$  в момент времени  $n$ .

Дифференциальное уравнение теплопроводности при переходе к конечным разностям имеет вид:

$$\frac{\Delta T_{k,n}}{\Delta t} = \alpha_{k,n} \frac{(T_{k+1,n} + T_{k-1,n} - 2 \cdot T_{k,n})}{\Delta x^2}$$

где  $\Delta t$  – конечное приращение времени.

Процесс выравнивания температуры будет выражаться уравнением:

$$\frac{\Delta T_{k,n}}{\Delta t} = \alpha_{k,n} \frac{(T_{k+1,n} + T_{k-1,n} - 2T_{k,n})}{\Delta x^2}$$

Для трехмерного уравнения теплопроводности приращение температур точек тела определится как:

$$\Delta T_{x,y,z,t} = \frac{\alpha_i \Delta t}{\Delta x^2} [T_x] + \frac{\alpha_i \Delta t}{\Delta y^2} [T_y] + \frac{\alpha_i \Delta t}{\Delta z^2} [T_z], \quad (1)$$

где

$$[T_x] = T(x-1, y, z, t) + T(x+1, y, z, t) - 2T(x, y, z, t),$$

$$[T_y] = T(x, y-1, z, t) + T(x, y+1, z, t) - 2T(x, y, z, t),$$

$$[T_z] = T(x, y, z-1, t) + T(x, y, z+1, t) - 2T(x, y, z, t).$$

Полная температура в последующий момент времени  $t+1$  будет

$$T_{x,y,z,t+1} = T_{x,y,z,t} + \Delta T_{x,y,z,t},$$

где  $T_{x,y,z,t}$  – температура точки в предыдущий момент времени, при этом сумма конечных приращений  $\Delta t$ , фактически является временем выравнивания заданного температурного поля

Для решения составленных уравнений разобьем тело на участки  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  по координатам  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно, определяющие конечные размеры элементарных слоев или объемов. Организуется 4-мерная матрица

$M(x,y,z,t)$ :

$$x = 0 \text{ to } x_{n+1}, \text{ где } x_n = X/\Delta x$$

$$y = 0 \text{ to } y_{n+1}, \text{ где } y_n = Y/\Delta y$$

$$z = 0 \text{ to } z_{n+1}, \text{ где } z_n = Z/\Delta z$$

$$t = 0 \text{ to } t_{n+1}, \text{ где } t_n = t_{\text{рас}}/\Delta t$$

где  $x$ ,  $y$  и  $z$  – количество разбиений тела по соответствующим координатам.

Матрица заполняется значениями начальных температур при  $t=0$ :  $M(x,y,z,0) = T = F(x, y, z)$ .

По формуле (1) рассчитываются температуры точек внутреннего куба, не участвующие в теплообмене с окружающей средой, имеющие координаты  $x = 2 \text{ to } x_{n-1}$ ,  $y = 2 \text{ to } y_{n-1}$ ,  $z = 2 \text{ to } z_{n-1}$ . В формуле (1)  $\alpha_1$  – постоянный коэффициент температуропроводности, где:

$$i = 1, \text{ при } x < (X - X_p)/\Delta x$$

$$i = 2, \text{ при } x > (X - X_p)/\Delta x.$$

Температура на границе раздела теплофизических свойств ( $x = X_p$ ) не может определяться по формуле (1) (также формула (1) не может использоваться, если принимать во внимание зависимость теплофизических свойств от температуры). Если температура участков тела с  $x < X_p$  и  $x > X_p$  изменяется по-разному, то на границе раздела  $x = X_p$  появляется тепловой поток вследствие разных скоростей охлаждения (рис. 2). При этом количество тепла, подводимое к границе, равно количеству тепла, отводимому от границы. При выполнении условия равенства температур на границе раздела теплота, подводимая и отводимая от границы, определяется:

$$Q_{Kx} = 2 \frac{c\rho_1 \cdot c\rho_2}{(c\rho_1 + c\rho_2)} \cdot \frac{1}{\Delta x^2} [T_{x,y,z,t}(\alpha_2 - \alpha_1) + (\alpha_1 T_{x-1,y,z,t} - \alpha_2 T_{x+1,y,z,t})]$$

$Q_{Kx}$  может выступать в роли как источника, так и стока теплоты. При этом выравнивание температуры на границе раздела принимается адиабатическое.

Таким образом, приращение температуры на границе раздела свойств определится:

$$\Delta T_{x,y,z} = \Delta T_{x,y,z,t}^a - \Delta T_{x,y,z,t}^n$$

где

$$\Delta T_{x,y,z,t}^a = \frac{2 \cdot \alpha_1 \cdot \Delta t}{\Delta x^2} [T_{x-1,y,z,t} - T_{x,y,z,t}]$$

$$\Delta T_{x,y,z,t}^n = \frac{Q_{Kx} \cdot \Delta t}{c\rho_1}$$

Определим температуры граничных точек.

Граничные точки могут быть трех видов (рис. 1):

– угловые точки, имеющие координаты:

$$M(1,1,1,t), M(1,y_n,1,t), M(x_n,y_n,1,t), M(x_n,1,1,t),$$

$$M(1,1,z_n,t), M(1,y_n,z_n,t), M(x_n,y_n,z_n,t) \text{ и}$$

$$M(x_n,1,z_n,t);$$

– реберные точки с координатами:

$$x = \{2 \dots x_{n-1}\}$$

$$y = \{1, y_n\}$$

$$z = \{1, z_n\}$$

$$y = \{2 \dots y_{n-1}\}$$

$$x = \{1, x_n\}$$

$$z = \{1, z_n\}$$

$$z = \{2 \dots z_{n-1}\}$$

$$y = \{1, y_n\}$$

$$x = \{1, x_n\}$$

– точки граней с координатами:

$$x = \{2 \dots x_{n-1}\}$$

$$y = \{2 \dots y_{n-1}\}$$

$$z = \{1, z_n\}$$

$$y = \{2 \dots y_{n-1}\}$$

$$z = \{2 \dots z_{n-1}\}$$

$$x = \{1, x_n\}$$

$$z = \{2 \dots z_{n-1}\}$$

$$x = \{2 \dots x_{n-1}\}$$

$$y = \{1, y_n\}$$

Поверхностная теплоотдача с этих точек происходит с 3-х, 2-х, 1-ой поверхностей соответственно. Площадь одной элементарной поверхности равна  $F = \Delta x^2$ . Для выполнения граничных условий 3-го рода (правило Ньютона), сначала необходимо выполнить граничное условие 2-го (адиабатическое условие). Рассмотрим одномерное выравнивание температуры (рис.2).

Температура точки 2 определяется по двум соседним точкам по формуле (1). Температура граничной точки 1 определяется по точке 2 и условной точке 0, температура которой принимается равной  $T_2$ . Для выполнения этого условия в матрице  $M$  для каждой координаты  $x$ ,  $y$  и  $z$  зарезервированы ячейки 0 и  $x_{n+1}, y_{n+1}$  и  $z_{n+1}$  соответственно.

После выполнения адиабатического условия для каждой граничной точки вычисляется отрицательное приращение температуры вследствие теплообмена с окружающей средой. Краевое условие задается по правилу Ньютона:

$$Q = \alpha(T) (T - T_c)$$

Правило Ньютона в конечных приращениях: за время  $\Delta t$  с некоторой поверхности  $F$  уходит количество теплоты  $\Delta Q$ :

$$\Delta Q = \alpha(T) (T - T_c) F \Delta t$$

При этом температура элементарного объема  $V$  понизится на  $\Delta T$ :

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{c_p \cdot V} = \frac{\alpha(T)(T - T_c) \cdot F \cdot \Delta t}{c_p \cdot V}$$

Принимая  $F = \Delta x^2$ ,  $V = \Delta x^3$ ,  $K = 1, 2, 3$  – коэффициент, учитывающий вид граничной точки, окончательно получим:

$$\Delta T_{(x,y,z,t)}^r = K \frac{\alpha(T)(T - T_c) \cdot \Delta t}{c_p \cdot \Delta x}$$

Температура граничной точки определится как:

$$T_{x,y,z,t+1} = T_{x,y,z,t} + \Delta T_{x,y,z,t}^a - \Delta T_{x,y,z,t}^n - \Delta T_{x,y,z,t}^r \quad (2)$$

Коэффициент поверхностной теплоотдачи  $\alpha(T)$  определяется по адиабатической температуре:

$$\Delta T_{x,y,z,t}^a = T_{x,y,z,t} + \Delta T_{x,y,z,t}$$

Расчет выравнивания температуры проводится по формуле 2, до тех пор, пока сумма

$$\sum_0^{t_n} \Delta t = t_{\text{рас}},$$

где  $t_n$  – количество циклов расчета, а  $t_{\text{рас}}$  – время выравнивания температурного поля.

Решение представляется также в 2-х мерном и одномерном виде путем исключения из уравнения 1 соответствующих слагаемых и замены граничных условий. Для этого составлена программа на ЭВМ (рисунок 3).

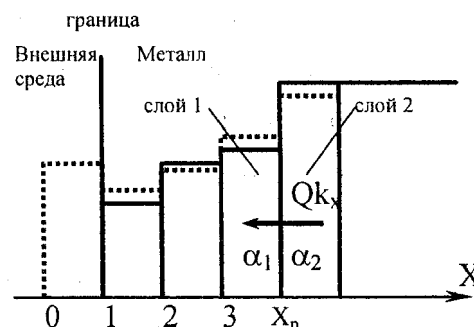


Рис. 2. Адиабатическое граничное условие

Программа включает в себя базу данных по теплофизическим свойствам различных металлов и сплавов и позволяет рассчитывать процесс выравнивания одно-, двух- и трехмерных температурных полей. В качестве исходных данных могут задаваться как температурные поля, так и эпюры остаточных сдвиговых деформаций. В последнем случае происходит пересчет эпюр деформации в температуру и автоматическое формирование начальных температурных полей. При этом принимается, что в начальный момент времени вся работа деформации в объеме металла полностью переходит в теплоту.

Расчет может проводиться с использованием распределенных тепловых источников перемен-

пересчет координатной сетки по мере уменьшения градиента температур.

Интерфейс программы позволяет:

- задавать пространственные температурные поля и эпюры деформаций;
- отображать динамику изменения температурных полей с течением времени, а также определять их параметры;
- определять параметры термических циклов во всех точках тела;
- определять общее количество теплоты в свариваемых материалах и энергию, затраченную на их деформирование.

Возможности программы позволяют, имея термические циклы выравнивания температурных полей при сварке взрывом для нескольких характерных точек, подбирать такие

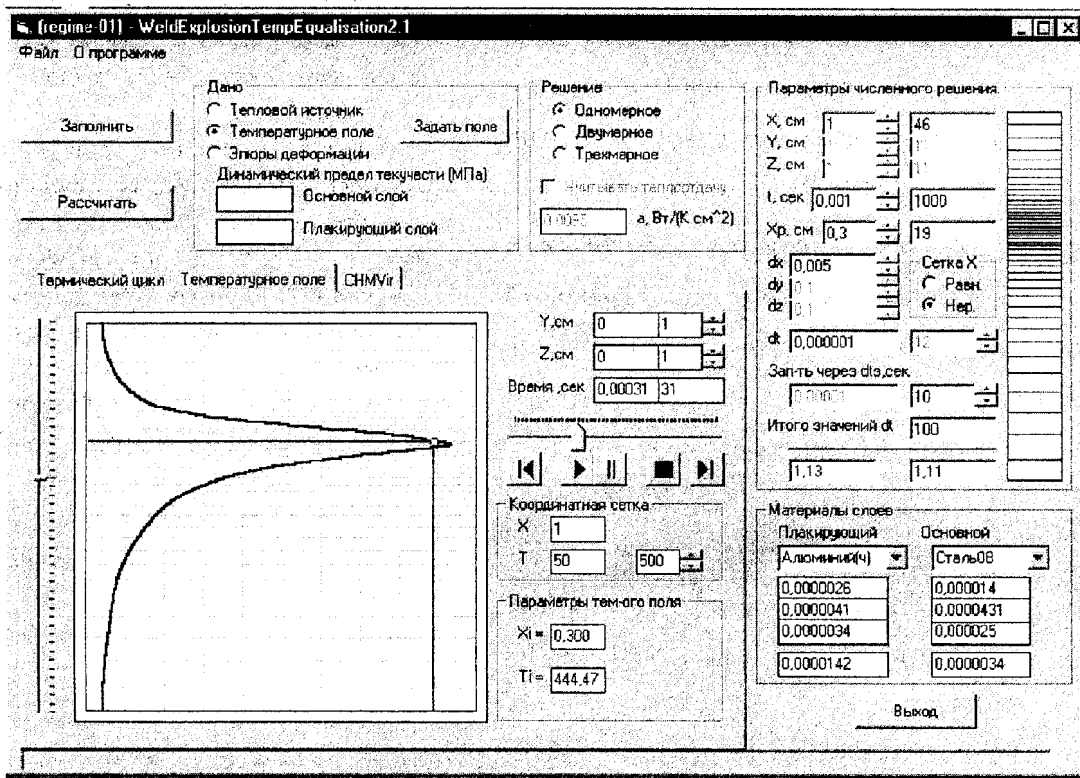


Рисунок 3. Рабочее окно программы

ной мощности и с использованием неравномерной координатной сетки, сгущающейся к стыку соединения по геометрической прогрессии (рисунок 1), при этом происходит автоматический

начальные температурные поля, которые будут однозначно соответствовать экспериментальным термическим циклам.

При этом появляется возможность уста-

новления более точной взаимосвязи между остаточной сдвиговой деформацией и выделившимся в результате ее действия теплом.

Адекватность данного метода расчета была проверена экспериментально следующим образом: один из торцов стержней из малоуглеродистой стали, алюминия и меди диаметром 15 мм, длиной 65 мм нагревался таким образом, чтобы температура на торце стержня в течение 0,25 ч оставалась равной  $150 \pm 3$  °С. С противоположного торца стержня снимались термические циклы процесса нагрева.

В численных расчетах задавался температурный источник на торце стержня в виде граничного условия 1-го рода (изотермическое условие). На противоположном торце электрода и боковых поверхностях принималось граничное условие 3-го рода в виде правила Ньютона, коэффициент теплоотдачи принимался постоянным и равным  $0,0092$  Вт/К·см<sup>2</sup>. При этом распространение тепла принималось линейным, и теплоотдача в воздух боковых поверхностей понижала среднюю температуру в сечении стержня.

Рассчитанные термические циклы сравнивались с экспериментальными. Максимальное расхождение составило в среднем  $\pm 5$  °С. С учетом погрешности измерения  $\pm 3$  °С, точность расчета в диапазоне температур  $25 \div 140$  °С

составила  $\approx 10\%$ .

Выводы:

Разработанная модель выравнивания температуры в ОШЗ взрывосварного соединения, основанная на решении трехмерного дифференциального уравнения теплопроводности с граничными условиями 2-ого и 3-го рода, позволяет определять параметры термических циклов во всех точках, как для границы металл-металл, так и металл-внешняя среда.

#### Библиографический список

1. Захаренко И.Д. Сварка металлов взрывом.-Мн.: Наука і тэхніка, 1990.-205 с.
2. Кудинов В.М., Коротеев М.Я. Сварка взрывом в металлургии / Под ред. Э.С. Каракозова.-М.: Металлургия, 1978.-168 с.
3. Хрипунов В.М., Покатаев Е.П. и др. Расчет тепловых процессов при сварке взрывом разнородных металлов// Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Межвузовский сб. науч. тр. / ВолгГТУ. – Волгоград, 2000.-С.43-47.
4. Бердыченко А.А. О распределении температур в околошовной зоне при сварке взрывом// Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Межвузовский сб. науч. тр. / ВолгГТУ. – Волгоград, 2000.-С.47-53.
5. Покатаев Е.П., Хрипунов В.М., Покатаева В.М. Аналитическое исследование тепловых процессов в сваренных взрывом плоских элементах// Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Межвузовский сб. науч. тр. / ВолгГТУ. – Волгоград, 1998.-С.84-92.
6. Пеев А.П., Кузьмин С.В., Лысак В.И. Расчетно-экспериментальная оценка тепловой ситуации в околошовной зоне при сварке металлов взрывом//Автоматическая сварка.-2004.-№4-С.9-12.
7. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке.-М.: Машгиз, 1951.-296 с.