

УДК 536.2:539.3

Веселовский В.Б. – канд. техн. наук, доц., ДНУ

Берлов А.В. – ст. препод., ДНУ

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОЛЕЙ РАЗЛИЧНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ

Получено структурное решение задач нестационарной теплопроводности для многослойных элементов конструкций, основанное на использовании операционного метода. Воздействие электромагнитных полей различной физической природы учтено введением источника тепла в уравнении теплопроводности в граничных условиях. Приведены результаты параметрических исследований.

Введение

Изменение теплового состояния элементов конструкций возникает под действием внешних и внутренних влияний, учет которых необходим для построения адекватных математических моделей задач нахождения тепловых режимов в составных элементах конструкций (СЕК) под воздействием электромагнитных полей (ЭМП). Физическая природа тепловых воздействий может быть различной: результат поглощения электромагнитного излучения от внешних источников или аэродинамического нагревания, если объект находится в высокоскоростном потоке газа. В последнее время наблюдается значительная интенсификация современных технологических процессов электромагнитными методами, в которых как интенсифицирующий фактор, служит энергия ЭМП.

Определение температурных полей элементов конструкций при действии на них источников электромагнитной природы требует решения целого комплекса взаимосвязанных задач электродинамики, которые характеризуют влияние электромагнитных полей, и нелинейной теории теплопроводности. Решение задач в такой сложной постановке вызывает ряд проблем, связанных с подходом и особенностями выбранного метода решения, а также представляет трудности с математической и вычислительной точек зрения [1 – 3].

В данное время решение уравнений, которые учитывают влияние ЭМП на составные элементы конструкций, может быть получено с помощью численных и приближенных методов.

© Веселовский В.Б., Берлов А.В., 2009

Одним из подходов к решению нелинейных задач теплопроводности является метод последовательных интервалов [4 – 6]. Идея метода была применена для расчета температурных полей в задачах металлургической теплотехники при переменных граничных условиях I рода Н.Ю. Тайцем [7]. При таком подходе все время тепловой нагрузки разбивается на L последовательных интервалов, в каждом из которых вид граничных функций конкретизирован. Решение краевой задачи в такой постановке приводится к решению L краевых задач, отличных начальными условиями и видом граничных функций. Причем, начальные условия на каждом интервале принимаются постоянными – равными среднеинтегральной температуре. Последующее развитие метод последовательных интервалов получил в работах [4 – 6]. В них решение линейных задач нестационарной теплопроводности получено в унифицированном виде для тел простой геометрической формы и системы плоских тел. Основная особенность решений заключается в разбивке времени процесса на конечные интервалы, в каждом из которых характеристики материала, внутренние источники тепла и коэффициенты теплоотдачи – постоянные, а начальные условия на каждом интервале задаются функцией, которая определяется из решения задачи для предыдущего интервала. В такой постановке нелинейная задача теплопроводности сводится к совокупности решений линейных задач с разными начальными и граничными условиями для каждого интервала времени. Для нахождения решений линейных задач в аналитической теории теплопроводности используется операционный метод, основанный на применении интегрального преобразования Лапласа [4, 5, 8].

В данной работе предложено воздействие ЭМП на элементы конструкций учитывать в виде источников теплоты в уравнении теплопроводности и в граничных условиях.

Постановка задачи

Классификацию электромагнитных методов можно провести по различным характеристикам поля: временным, частотным, пространственным, силовым и энергетическим. В частности, взаимодействие ядерного излучения с объектом приводит к превращению энергии излучения в тепловой эффект нагревания тела по всему объему, при этом рядом с изучением влияния интенсивности и мощности поглощенной энергии, возникает необходимость учета ее экспозиционной дозы. Кроме того, источники тепловых возмущений могут находиться непосредственно в объекте. Например, создать большой тепловой поток электронов полупроводника можно посредством разогрева высокочастотным электромагнитным полем. Внутри объекта могут проис-

ходить химические реакции, что сопровождается экзо- или эндотермическим эффектом. Выделение тепла происходит также в результате циклического деформирования составной конструкции, что также приводит к превращению части энергии деформации в теплоту.

Представим воздействие объемных источников (стоков) тепла в виде функции $W_{v,j}(x, \tau)$, ($j = 1, 2, \dots, N$), где N – количество воздействий.

Например, $W_{v,1}(x_v, T_v, \tau)$ – может характеризовать фазовые превращения в материале; $W_{v,2}(x_v, T_v, \tau) = I^2 R$ – джоулево тепловыделение, где R – сопротивление проводника электрическому току; $W_{v,3}(x_v, T_v, \tau) = I_c \cdot U \cdot \operatorname{tg} \delta$ – тепло, выделяемое из-за диэлектрических потерь в изоляции, где I_c емкостная сила тока и $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь; U – действующее напряжение; для радиочастотного коаксиального кабеля источники тепла определяются из выражения: $W_{v,4} = P_0 e^{-2\alpha z}$, где α – коэффициент затухания; z – координата по длине кабеля [6]. Выделение тепла при сверхвысокочастотном (СВЧ) воздействии определяется по формуле: $W_{v,5} = 0,287 \cdot E^2 f \cdot \varepsilon'' \cdot 10^{-6}$, где f – частота; E – напряженность электрического поля; ε'' – коэффициент диэлектрических потерь.

Задача теплопроводности для многослойного кусочно-однородного тела (неограниченная пластина), состоящего из m параллельных плоских слоев, учитывая, что для каждого слоя бралась своя система координат ($0_v \leq x_v \leq R_v$), формулируется следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_v(T_v) \frac{\partial T_v(x_v, \tau)}{\partial x_v} \right] = c_v(T_v) \frac{\partial T_v(x_v, \tau)}{\partial \tau} + W_{v,j,\Sigma}(x_v, T_v, \tau); \quad (1)$$

$$T_v(x_v, 0) = \varphi_v(x), \quad (v = 1, 2, \dots, m), \quad (2)$$

где $T_v(x_v, \tau)$ – температура v -го слоя теплоизоляции, зависящая от координаты x_v и времени τ ; $c_v(T_v)$ – коэффициент удельной объемной теплоемкости v -го слоя; $\varphi_v(x)$ – некоторые функции, которые характеризуют неравномерное распределение температуры в начальный момент времени.

Мощность внутренних источников (стоков) тепла представляет собой суперпозицию мощности источников тепла, являющихся следствием воздействия на конструкцию полей различной физической природы. В зависимости от воздействия функция $W_{v,j,\Sigma}(x_v, T_v, \tau)$, равна

$$W_{v,j,\Sigma}(x_v, T_v, \tau) = \sum_{j=1}^N W_{v,j}(x_v, T_v, \tau), \quad (3)$$

где N – количество воздействий.

Граничные функции, обусловленные наличием внешних поверхностных источников (стоков) тепла, записываются в виде совокупности воздействий: $f_{0,\Sigma}(R_\nu, T_\nu, \tau) = \sum_{i=1}^{N_1} f_{0,i}(R_\nu, T_\nu, \tau)$,

$f_{1,\Sigma}(R_\nu, T_\nu, \tau) = \sum_{i=1}^{N_2} f_{1,i}(R_\nu, T_\nu, \tau)$ или на границах слоев

$f_{2,\Sigma}(F_o) = \sum_{i=1}^{N_3} f_{2,i}(R_\nu, T_\nu, \tau)$, где N_1, N_2, N_3 – количество граничных воздействий. Внешние граничные условия:

$$\begin{cases} \alpha_0 \frac{\partial T_1(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_0 Bi_0 [f_{0,\Sigma}(\tau) - M_0 T_1(x, \tau)]_{x=0} \\ \alpha_1 \frac{\partial T_m(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=1} = h_1 Bi_1 [f_{1,\Sigma}(\tau) - M_1 T_m(x, \tau)]_{x=1}, \end{cases} \quad (4)$$

где $f_0(\tau)$, $f_1(\tau)$ – граничные функции, которые в зависимости от типа граничных условий являются температурой окружающей среды, тепловым потоком; $\alpha_0^*(T, \tau)$, $\alpha_1^*(T, \tau)$ – приведенные коэффициенты теплообмена на внешних поверхностях системы, включающие в себя составляющие конвективного и лучистого теплообмена. Полагая в (4) параметры унификации $\alpha_0, \alpha_1, h_0, h_1, M_0, M_1$ равными 0 или ± 1 , будем иметь граничные условия, соответственно, первого, второго, третьего рода и различные их сочетания.

Условия теплового контакта имеют вид:

$$\begin{cases} \lambda_\nu(T_\nu) \frac{\partial T_\nu(x_\nu, \tau)}{\partial x_\nu} \Big|_{x_\nu=R_\nu} = \frac{1}{R_{\nu,\nu+1}(T, \tau)} [T_{\nu+1}(0, \tau) - T_\nu(R_\nu, \tau)] \\ \lambda_\nu(T_\nu) \frac{\partial T_\nu(x_\nu, \tau)}{\partial x_\nu} \Big|_{x_\nu=R_\nu} - \lambda_{\nu+1}(T_{\nu+1}) \frac{\partial T_{\nu+1}(x_\nu, \tau)}{\partial x_{\nu+1}} \Big|_{x_{\nu+1}} = f_{2,\Sigma}(R_\nu, T_\nu, \tau), \end{cases} \quad (5)$$

где $R_{\nu,\nu+1}$ – термическое сопротивление на контакте слоев ν и $\nu+1$.

При $f_{2,\Sigma}(R_\nu, T_\nu, \tau) = 0$ условия (5) соответствуют условиям идеального теплового контакта на стыках слоев; при

$f_{2,\Sigma}(R_\nu, T_\nu, \tau) = \omega_{\nu,\nu+1}^*(T_\nu, \tau) = \frac{R_\nu}{\lambda_\nu} \omega_{\nu,\nu+1}(R_\nu, T_\nu, \tau)$ – условия (5) соответствуют

условиям неидеального теплового контакта; при

$f_{2,\Sigma}(R_\nu, T_\nu, \tau) = A_{\nu,\nu+1} \frac{\partial T_{\nu+1}(R_\nu, T_\nu, \tau)}{\partial \tau} \Big|_{x=0}$, $A_{\nu,\nu+1} = \frac{\delta_{\nu,\nu+1} R_\nu}{R_0^2} \cdot \frac{\lambda_0 c_{\nu,\nu+1}}{\lambda_\nu c_0}$ условия (5)

соответствуют условиям неидеального теплового контакта в виде тепловой емкости.

Решение нелинейных задач. Рассмотрим математическую постановку задачи для многослойного плоского тела (1) – (5), используя метод последовательных интервалов. От интервала к интервалу будем

изменять, ступенчатым образом, теплофизические характеристики, параметры неидеального теплового контакта, приведенный коэффициент теплообмена. Функции, зависящие от времени и координаты на каждом интервале, могут принимать любой конкретный вид из класса аналитических функций.

Разобьем временной интервал $[0, Fo_k]$ на ряд временных интервалов ΔFo_j так, что:

$$0_j \leq Fo \leq \Delta Fo_j, \quad j = 1, 2, 3, \dots, \ell,$$

где

$$\sum_{j=1}^{\ell} \Delta Fo_j = Fo_k.$$

Тогда задача (1) – (5) сведется к решению линейных задач на каждом временном интервале:

$$\beta_{v,j} \frac{\partial^2 T_{v,j}(x, Fo)}{\partial x^2} = \frac{\partial T_{v,j}(x, Fo)}{\partial Fo} - \beta_{v,j}^* w_{v,j, \Sigma}(x, Fo), \quad (6)$$

$$T_{v,j}(x, Fo) \Big|_{Fo=0} = \varphi_{v,j}(x), \quad (7)$$

$$\begin{cases} \alpha_0 \frac{\partial T_{1,j}(x, Fo)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_0 Bi_{0,j} \left[f_{0,j, \Sigma}(Fo) - M_0 T_{1,j}(x, Fo) \right] \Big|_{x=0} \\ \alpha_1 \frac{\partial T_{m,j}(x, Fo)}{\partial x} \Big|_{x=1} = h_1 Bi_{1,j} \left[f_{1,j, \Sigma}(Fo) - M_1 T_{m,j}(x, Fo) \right] \Big|_{x=1} \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} \alpha_2 \frac{\partial T_{v,j}(x, Fo)}{\partial x} \Big|_{x=1} = R_{v,v+1}^j \left[T_{v-1,j}(0, Fo) - T_{v,j}(1, Fo) \right] \\ \frac{\partial T_{v,j}(x, Fo)}{\partial x} \Big|_{x=1} - \mu_{v-1,v}^j \frac{\partial T_{v+1,j}(x, Fo)}{\partial x} \Big|_{x=0} = f_{2,j, \Sigma}(Fo) \end{cases} \quad (9)$$

При этом в условии (2)

$$T_{v,1}(x, Fo) \Big|_{Fo=0} = \varphi_{v,1}(x), \quad \varphi_{v,1}(x) = \varphi(x), \quad (10)$$

$$T_{v,j}(x, Fo) \Big|_{Fo=0} = \varphi_{v,j}(x), \quad \varphi_{v,j}(x) = T_{v,j-1}(x, \Delta Fo_{j-1}).$$

В условии (5) при $\alpha_2 = 1$, $f_{2,j}(Fo) = w_{v,v+1}^{*j}(Fo)$;

$$\text{при } \alpha_2 = 0, \quad f_{2,j}(Fo) = A_{v,v+1}^j \frac{\partial T_{v+1,j}(x, Fo)}{\partial Fo} \Big|_{x=0}.$$

Используя структурную форму решения [4], покажем, что общая структура решения задачи (6) – (10) отличается от полученных ранее

решений линейных задач теплопроводности для составных тел [5, 6] только содержанием простых структур.

Общая структура решения задачи (6) – (10) для j -го интервала имеет вид:

$$T_{v,j}(x, Fo) = \sum_{r=1}^{2m} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n,j} [\mu_{n,r}^v(x), \varphi_n] \cdot g_{r,j,\Sigma}^{(n)}(Fo) + \sum_{k=1}^{\infty} E_{r,j}(x, p_k) \exp(-\gamma_k^2 Fo) \right\} + z_{v,j}^k(x, Fo), \quad (11)$$

где

$$E_{r,1}(x, p_k) = \frac{\bar{g}_{r,1}(p_k)}{\Psi_1'(\varphi_n, p_k)} Q_1 [\mu_{n,r}^v(x), p_k],$$

$$E_{r,j}(x, p_k) = E_{r,j-1}(x, p_k) \exp(-\gamma_k^2 \Delta Fo_{j-1}) + \frac{\bar{g}_{r,j}(p_k)}{\Psi_j'(\varphi_n, p_k)} Q_j [\mu_{n,r}^v(x), p_k], \quad (12)$$

$$Z_{v,1}^*(x, Fo) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{v,1}^n \frac{Fo^n}{n!} \varphi_{v,1}^{(2n)}(x) + W_{v,1,\Sigma}(x, Fo),$$

$$Z_{v,j}^*(x, Fo) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{v,j}^n \frac{Fo^n}{n!} \varphi_{v,j}^{(2n)}(x) + W_{v,j,\Sigma}(x, Fo). \quad (13)$$

Здесь

$$\varphi_{v,1}(x) = \varphi_v(x),$$

$$\varphi_{v,j}(x) = Z_{v,j-1}^*(x, \Delta Fo_{j-1}) + \sum_{r=1}^{2m} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n,j-1} [\mu_{n,r}^v(x), \varphi_n] g_{r,j-1,\Sigma}^{(n)} \Big|_{Fo=\Delta Fo_{j-1}} \right\}.$$

Компоненты воздействия $g_{r,j}(Fo)$ вычисляются с учетом (10), (13) и

$$\varphi_{v,j}(x) \equiv T_{v,j-1}(x, \Delta Fo_{j-1}).$$

Из математической постановки задачи (6) – (10) следует, что она отличается от постановки линейной [5,6] только начальным условием (10) и, соответственно, компонентами воздействия. Следовательно, общая структура решения данной задачи имеет вид (11).

Решение (11) отличается от структурного решения линейной задачи только индексами j , характеризующими причастность к временным интервалам. Сращивание решений в (11) происходит через функции $\varphi_{v,j}(x)$, входящие в начальное условие (10).

Из (11) следует, что для первого интервала:

$$T_{v,1}(x, Fo) = \sum_{r=0}^{2m} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n,1} [\mu_{n,r}^v(x), \varphi_n] \cdot g_{r,1,\Sigma}^{(n)}(Fo) + \sum_{k=1}^{\infty} E_{r,1}(x, p_k) \exp(-\gamma_k^2 Fo) \right\} + Z_{v,1,\Sigma}^*(x, Fo), \quad (14)$$

где

$$E_{r,1}(x, p_k) = \frac{\bar{g}_{r,1,\Sigma}(p_k)}{\Psi_1'(\varphi_n, p_k)} Q_1[\mu_{n,r}^v(x), p_k],$$

$$Z_{v,1,\Sigma}^*(x, Fo) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{v,1}^n \frac{Fo^n}{n!} \varphi_{1,v}^{(2n)}(x) + \bar{W}_{v,1,\Sigma}(x, Fo).$$

Функция $\varphi_{1,v}(x)$ в (14) характеризует распределение температуры, заданное в первоначальный момент времени, т.е. $\varphi_{1,v}(x) = \varphi_v(x)$. Для второго интервала в решении (11) функция $\varphi_{v,2}(x)$ находится из решения для первого интервала (14) при $Fo = \Delta Fo_1$. Следовательно,

$$\varphi_{v,2}(x) = T_{v,1}(x, \Delta Fo_1). \quad (15)$$

Подставляя (15) в решение (11) при $j = 2$, после соответствующих преобразований, получим:

$$T_{v,2}(x, Fo) = \sum_{r=0}^{2m} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n,2} [\mu_{n,2}^v(x), \varphi_n] \cdot g_{r,2,\Sigma}^{(n)}(Fo) + \sum_{k=1}^{\infty} E_{r,2}(x, p_k) \exp(-\gamma_k^2 Fo) \right\} + Z_{v,2,\Sigma}^*(x, Fo), \quad (16)$$

где

$$E_{r,2}(x, p_k) = E_{r,1}(x, p_k) \exp(-\gamma_k^2 \Delta Fo_1) + \frac{\bar{g}_{r,2,\Sigma}(p_k)}{\Psi_2'(\varphi_n, p_k)} Q_2[\mu_{n,r}^v(x), p_k]$$

$$Z_{v,2,\Sigma}^*(x, Fo) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{v,2}^n \frac{Fo^n}{n!} \varphi_{2,v}^{(2n)}(x) + \bar{W}_{v,2,\Sigma}(x, Fo).$$

Здесь $\varphi_{2,v}(x)$ имеет вид:

$$\varphi_{2,v}(x) = Z_{v,1,\Sigma}^*(x, \Delta Fo_1) + \sum_{r=0}^{2m} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n,1} [\mu_{n,r}^v(x), \varphi_n] g_{r,1,\Sigma}^{(n)}(Fo) \right\}.$$

Компоненты воздействия $g_{r,2,\Sigma}(Fo)$ определяются через функции $\varphi_{v,2}(x)$ (10) и $Z_{v,2,\Sigma}^*(x, Fo)$ (13).

Повторяя эту процедуру для j -го интервала, получим (14) – (16), что и требовалось доказать.

Теплофизические характеристики, параметры неидеального теплового контакта, приведенный коэффициент теплообмена, изменяющиеся от интервала к интервалу ступенчатым образом, выбираются по значению некоторой определяющей температуры. Как показано в работе [2], определяющую температуру следует выбирать в зависимости от конкретных законов изменения нелинейных параметров и цели исследования.

Численные параметрические исследования

Сварка металлов токами высокой частоты получила широкое распространение из-за возможности высокой концентрации энергии в единицу времени на свариваемых поверхностях, что дает преимущество перед другими видами электрической сварки.

Рассмотрена задача нахождения тепловых режимов при изготовлении сварных труб (непрерывная сварка при индукционном нагреве) [11].

При протекании тока поверхности кромок нагреваются. На-

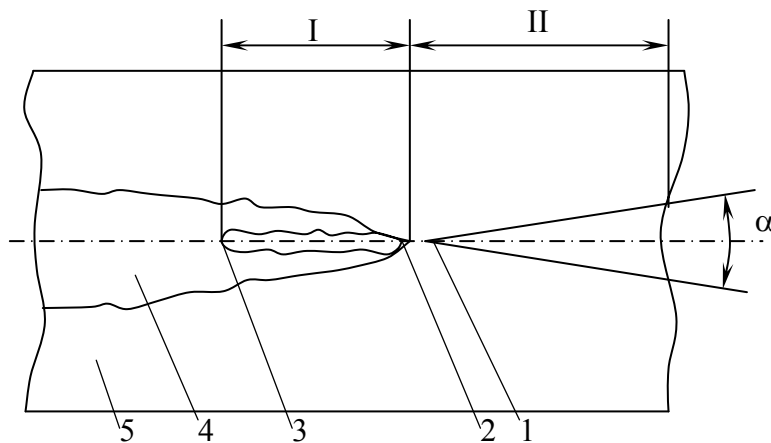


Рис. 1. Схема участка высокочастотной сварки трубы: I – участок нагрева кромок трубной заготовки; II – участок оплавления; 1 – точка охлаждения; 2 – перемычка; 3 – точка соединения; 4 – грат; 5 – труба; α – угол схождения кромок трубной заготовки

ибольшая температура будет в точке встречи кромок. Эти явления используются при высокочастотной сварке труб, оболочек кабелей и др. Сварка при нагреве токами высокой частоты нашла свое применение при производстве сварных труб из-за своей экономичности. Повышение надежности сварного соединения непосредственно связано с совершенствованием технологии сварочного процесса прямошовных труб спосо-

бом высокочастотной сварки на стане.

Технологический процесс высокочастотной сварки труб (рис. 1) заключается в прохождении четырех последовательных этапов (участков): I – участок нагрева трубной заготовки; II – участок оплавления кромок трубной заготовки; III – участок остывания (кристаллизации) сварного шва; IV – участок охлаждения сварного шва и трубы.

Трубная заготовка представляет собой систему двух неограниченных пластин с щелью V-образной формы. Таким образом, имеем двухслойную систему пластин с неидеальным тепловым контактом. Термическое контактное сопротивление обусловлено искривлением линий тока в значительном объеме металла, прилегающем к свариваемым кромкам, и изменяется в широких пределах. По мере продвижения трубы и нагрева свариваемых кромок приконтактные участки

трубы быстро нагреваются и пластически деформируются, а ток от более нагретых участков оттесняется к менее нагретым, что при отсутствии сильного окисления способствует выравниванию нагрева. Контактное сопротивление R_k при протекании через него тока является концентратором нагрева. При высокочастотной сварке контактное сопротивление существенно больше сопротивления металла трубы. Влияние высокочастотного электромагнитного поля на трубную заготовку выражено через интенсивность мгновенных точечных источников тепла, равную при нагреве тела током:

$$W_{v,6}(x, \tau) = \frac{I^2 * \rho}{c * \gamma}; \quad (17)$$

где T – температура; x – координата; a – коэффициент температуропроводности; c – теплоемкость; ρ – плотность материала трубы; γ – удельная теплопроводность.

Рассмотрена следующая модель температурных полей элементов свариваемых конструкций при высокочастотной сварке.

Свариваемые элементы конструкций представлены в виде двухслойной системы, на стыке слоев которой имеется неидеальный тепловой контакт. Контактное сопротивление связано с искривлением линий тока в значительном объеме металла, прилегающем к свариваемым кромкам, и изменяется в широких пределах.

По мере продвижения трубы и нагрева свариваемых кромок, при контактные участки трубы быстро нагреваются и пластически деформируются, а ток от более нагретых участков оттесняется к менее нагретым, что при отсутствии сильного окисления способствует выравниванию нагрева.

Технологический процесс высокочастотной сварки труб заключается в прохождении четырех последовательных этапов.

Первый этап-процесс формирования трубной заготовки, образование угла схождения и прогрев в высокочастотном индукторе до температуры плавления в точке схождения.

Второй этап-процесс плавления и осадки кромок трубной заготовки. Процесс плавления кромок происходит также в индукторе.

Третий этап-процесс охлаждения трубы и кристаллизации оплавленной части шва.

Четвертый этап-процесс охлаждения трубы и снятие внутренних термических напряжений путем равномерного охлаждения трубы водой.

Все четыре этапа происходят, соответственно, на последовательных этапах стана: S_1, S_2, S_3, S_4 за время $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4$. Скорости движения трубы на участках V_1, V_2, V_3, V_4 . Так как технологический

процесс высокочастотной сварки труб непрерывен, скорости движения трубы на каждом из участков равны:

$$V_1 = V_2 = V_3 = V_4 = V,$$

где V – скорость движения трубы на стане.

На участке нагрева трубной заготовки происходит образование угла схождения и прогрев в высокочастотном индукторе до температуры плавления кромок в точке схождения.

Разрезав трубную заготовку по линии, диаметрально противоположной свариваемому шву, получим систему двух неограниченных пластин с щелью V-образной формы. Таким образом, имеем двухслойную систему пластин с неидеальным тепловым контактом.

Влияние высокочастотного электромагнитного поля на трубную заготовку можно выразить через интенсивность мгновенных точечных источников тепла, равную при нагреве тела током $F(x, \tau)$.

Математическая формулировка задачи нестационарной теплопроводности имеет вид:

$$\frac{\partial T_v(x, \tau)}{\partial \tau} = a_v \frac{\partial^2 T_v(x, \tau)}{\partial x^2} + F_v(x, \tau); \quad (18)$$

$$T_v(x, 0) = \varphi_v(x), \quad v = 1, 2; \quad (19)$$

$$\left. \frac{\partial T_v(x, \tau)}{\partial x^2} \right|_{x=0_1} = 0; \quad (20)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 \frac{\partial T_1(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=L_1} = \frac{1}{R_{1,2}} [T_2(0, \tau) - T_1(L_1, \tau)] \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=L_1} - \lambda_2 \frac{\partial T_2(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=0_2} = \omega \end{array} \right., \quad (21)$$

где T_v – температура; x_v – координата; τ – время; a_v – коэффициент температуропроводности; $F_v(x, \tau)$ – мощность внутренних источников тепла (джоулево тепловыделение):

$$F_v(x, \tau) = I_v^2 \rho_v \left(\frac{1}{V_v X_v} \right), \quad (22)$$

где I_v – ток; ρ_v – удельное электрическое сопротивление; V_v – объем погонного метра трубной заготовки; λ_v – коэффициент теплопроводности материала пластин; $R_{1,2}$ – контактное термическое сопротивление на стыке слоев [4]; ω – интенсивность источников тепла на ширине слоя, равной глубине проникновения:

$$\omega = \frac{I^2 \rho_v}{S},$$

где S – площадь поперечного сечения трубной заготовки; $\varphi_v(x)$ – некоторые функции, характеризующие неравномерное распределение температуры в начальный момент времени.

Для расчета температурных полей при высокочастотной сварке труб использовались исходные данные, характерные для труб среднего диаметра Новомосковского трубного завода. Материал трубы – сталь, толщина трубной заготовки $\delta = 6$ мм, коэффициент температуропроводности $a = 6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, коэффициент теплопроводности $\lambda = 28,7 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$, степень черноты $\varepsilon = 0,8$, объемная теплоемкость $C = 4,78 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$, температура плавления $T_{\text{пл}} = 1490$ °С, температура исчезновения твердой фазы $T_{\text{ис}} = 1440$ °С.

Механические характеристики: предел текучести $\sigma_T = 3000$ кг/см², модуль упругости $E = 2 \cdot 10^6$ кг/см², удельное электрическое сопротивление $\rho = 0,18 \cdot 10^{-6}$ Ом·м, величина тока $I = 1300$ А.

Результаты расчета температурных полей трубной заготовки на участках – 4 представлены в таблице.

Длительность нагрева трубной заготовки до температуры плавления кромки трубы $\Delta\tau_1 = 1,2$ с. Анализ результатов показывает, что при высокочастотном нагреве, в основном, нагревается поверхностный слой кромки трубы.

Длительность оплавления кромки трубы $\Delta\tau_2 = 0,15$ с. Изменения температуры по координате практически не происходит. Используя данные экспериментальных исследований по определению длины зоны оплавления $l_{3.оп.}$ [9], получим скорость трубы на участке оплавления $\vartheta_2 = \frac{l_{3.оп.}}{\Delta\tau_2}$, при $l_{3.оп.} = 0,113$ м – $\vartheta_2 = 0,753$ м/с.

Зная длину зоны оплавления и длину индуктора, определим длину зоны прогрева $l_{\text{пр}}$ и скорость трубной заготовки на I-ом участке ϑ_1

$$l_{\text{пр}} = l_{\text{инд}} - l_{3.оп.}, \quad \vartheta_1 = \frac{l_{\text{пр}}}{\Delta\tau_1}.$$

Таблица 1

Изменение температуры трубной заготовки в процессе сварки

Расстояние от кромки трубы	Температура на участках технологического процесса			
	1	2	3	4
L	1450	1500	1280	92
I-Δ	120	125	220	75
I-2Δ	81	83	87	53

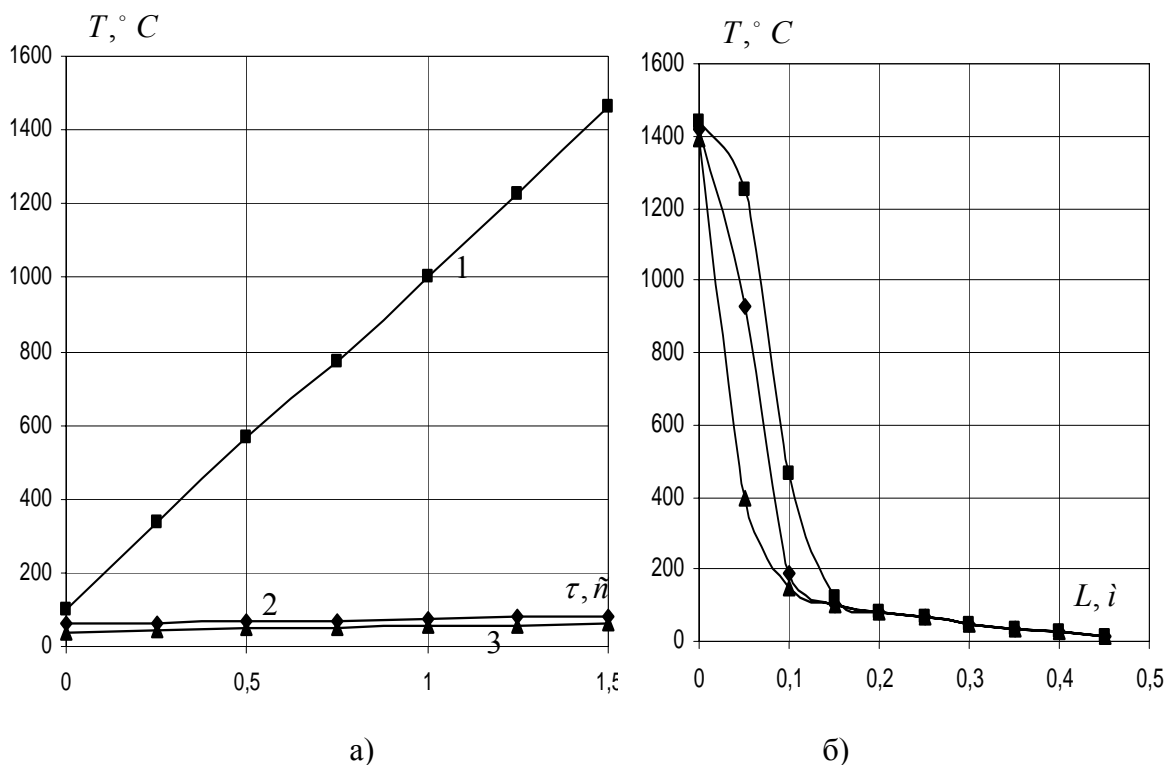


Рис. 2. Температурное поле двухслойной системы пластин на участке нагрева

Выводы

В результате анализа экспериментальных данных и результатов численных параметрических исследований установлена связь между температурными полями и скоростью трубы при высокочастотной сварке.

Список литературы

1. Тайц Н.Ю. Определение теплофизических свойств сталей и других веществ // Теплофизические свойства твердых тел. – М.: Наука, 1987. – С. 67 – 73.
2. Самарский А.А. Вычислительная теплопередача / А.А. Самарский, П.Н. Вабищевич. – М.: Эдиториал, 2003. – 784 с.
3. Кудинов В.А. Аналитические решения задач теплопереноса и термоупругости для многослойных конструкций / В.А. Кудинов, Э.М. Карташов, В.В. Калашников. – М.: Высш. шк., 2005. – 430 с.
4. Подстригач Я.С. Обобщенная термомеханика / Я.С. Подстригач, Ю.М. Коляно. – Киев: Наук. думка, 1976. – 312 с.

5. Веселовский В.Б. Решение задач нестационарной теплопроводности для многослойных плоских тел с неидеальным тепловым контактом / В.Б. Веселовский // Прикладные вопросы аэродинамики летательных аппаратов. – Киев: Наук. думка, 1984. – С. 140 – 144.

6. Веселовский В.Б. Метод последовательных интервалов в исследовании теплофизических процессов / В.Б. Веселовский // Днепропетровск, “Металлургическая теплотехника”. – 2004. С. 255 – 265.

7. Берлов А.В. Решение структурным методом задач теплопроводности для составных элементов конструкций при воздействии электромагнитных полей / А.В. Берлов // Диференціальні рівняння та їх застосування: Зб. наук. пр. ДНУ.– Д., 2006. – С. 70 – 79.

8. Берлов О.В. Нелінійні задачі теплопровідності для складених елементів конструкцій за дії електромагнітних полів / О.В. Берлов, В.Б. Веселовський // Конференція молодих учених із сучасних проблем механіки і математики імені академіка Я.С. Підстригала. Тези доповідей.– Львів., 2009. – 242 с.

9. Веселовский В.Б. Математическое моделирование и расчет температурных полей трубы при высокочастотной сварке / В.Б. Веселовский // Вісник Дніпропетр. ун-ту. Механіка.– 2000. – Вип.3, т. 1. – С. 102 – 112.

Рукопись поступила 01.07.2009 г.