

А. М. САРГՅԱՆ

НАГРЕВ СОСТАВНОЙ ПЛАСТИНЫ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА, ДВИЖУЩИМИСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПРЯМОЛИНЕЙНОМУ КОНТАКТУ

Задачи теплопроводности для составной пластины, рассмотренные, например, в [1—4], решаются обычно в предположении идеального теплового контакта между составными частями пластины.

В работе [5] при определении температурного поля стыковой сварки разнородных пластин было принято, что тепловой контакт между кромками является неидеальным, а источник тепла движется непосредственно по прямолинейному контакту.

В настоящей работе определяется квазистационарное температурное поле в двух сопряженных встык тонких изотропных полуограниченных пластинах, тепловые характеристики которых различны и не зависят от температуры.

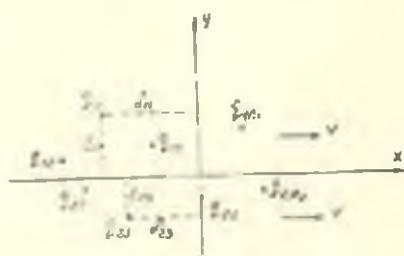


Рис. 1. Схема расположения источников тепла.

Рассматриваемая система нагревается линейными источниками тепла, которые движутся со скоростью v , параллельно контакту полуограниченных пластин (рис. 1). Тепловой контакт между пластинами принимается неидеальным. Через поверхности пластины осуществляется теплообмен с внешней средой постоянной температуры по закону Ньютона.

Предполагается, что на бесконечности разность температур пластины и среды, а также производные температур исчезают.

Такая постановка задачи позволяет определить температурные поля для ряда технологических процессов, связанных со сваркой разнородных материалов (сварка, сварка-пайка, сварка с интенсивным охлаждением [6], с применением промежуточной прокладки из биметалла с предварительным нагревом и т. д.) и выбрать оптимальные режимы этих процессов.

Для определения температурного поля должна быть решена система дифференциальных уравнений [5]

$$\frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_j}{\partial y^2} + \frac{v}{a_j} \frac{\partial T_j}{\partial x} - m_j^2 T_j = - \sum_{r=1}^{n_j} \frac{q_{jr}}{\lambda_j h} \delta(x + \varepsilon_{jr}) \delta(y - \varepsilon_{jr}), \quad (1)$$

$$j = 1, \quad y > 0, \quad \varepsilon_{1r} > 0; \quad j = 2, \quad y < 0, \quad \varepsilon_{2r} < 0; \quad |x| < 0$$

при вводящих условиях на контактной линии $y = 0$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=0} = \alpha (T_1 - T_2) \Big|_{y=0}, \quad (2)$$

где T_j — разность температур пластинок и среды; q_{jr} — мощности источников тепла; λ_j и a_j — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности материалов составляющих пластин; $\delta(x)$ — функция Дирака; h — толщина пластин; $m_j^2 = 2\alpha_j \beta_j h$; α_j — коэффициенты полной поверхностной теплоотдачи; σ^{-1} — коэффициент термического сопротивления; n_1 и n_2 — количество источников тепла в одной и другой пластине.

Применяя к (1) и (2) интегральное преобразование Фурье по x , получим:

$$\frac{d^2 T_j(u, y)}{dy^2} - k_j^2 T_j(u, y) = \frac{-1}{2\pi h \lambda_j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} e^{-i u \varepsilon_{jr}} \delta(y - \varepsilon_{jr}); \quad (3)$$

$$\lambda_1 \frac{dT_1}{dy} \Big|_{y=0} - \lambda_2 \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=0} = \alpha (T_1 - T_2) \Big|_{y=0}; \quad (4)$$

$$k_j^2 = u^2 + i u p_j + m_j^2; \quad p_j = v/a_j.$$

Общее решение (3) получим с помощью \sin — преобразование Фурье по y :

$$\begin{aligned} \bar{T}_j(u, y) &= \bar{T}_j(u, 0) e^{-|y|k_j} + \\ &+ \frac{(2\pi h)^{-1}}{2\lambda_j k_j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} [e^{-|y - |\varepsilon_{jr}||k_j} - e^{-(|y| + |\varepsilon_{jr}|)k_j}] e^{-i u \varepsilon_{jr}} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\operatorname{Re} k_j > 0.$$

Удовлетворяя (4) для неизвестных коэффициентов $\bar{T}_j(u, 0)$, получим:

$$\bar{T}_j(u, 0) = \frac{\lambda_{3-j} k_{3-j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} e^{-|\varepsilon_{jr}|k_j - i u \varepsilon_{jr}} + \alpha \sum_{s=1}^2 \sum_{r=1}^{n_s} q_{sr} e^{-|\varepsilon_{sr}|k_s - i u \varepsilon_{sr}}}{2\pi h [\lambda_1 k_1 \lambda_2 k_2 + \alpha (\lambda_1 k_1 + \lambda_2 k_2)]} \quad (6)$$

Решение задачи (1) — (2) после обратного преобразования Фурье представляется в виде

$$T_j(x, y) = \frac{(2\pi h)^{-1}}{i_j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} \left[K_0(\beta_r \sqrt{X^2 + Y_-^2}) - K_0(\beta_r \sqrt{X^2 + Y_+^2}) \right] e^{-\lambda_r \rho_{jr}} + \frac{1}{-ih} \int_0^{\infty} \left[\frac{EB_j - FD_j}{E^2 + F^2} \cos U_j - \frac{FD_j + FB_j}{E^2 + F^2} \sin U_j \right] e^{-|y|b_j} du, \quad (7)$$

где

$$b_j = \sqrt{0,5 \sqrt{(u^2 + m^2)^2 + u^2 p^2} + u^2 + m^2}; \quad \beta_j = \sqrt{m^2 + (p_j/2)^2};$$

$$E = \lambda_1 b_1 \lambda_2 b_2 + \alpha (\lambda_1 b_1 + \lambda_2 b_2) - u^2 \rho_1 \rho_2 p_j / 4 b_1 b_2; \quad X = x + \xi_{jr};$$

$$F = u [(2 + \lambda_2 b_2) \rho_1 p_j / 2 b_1 + (2 + \lambda_1 b_1) \rho_2 p_j / 2 b_2]; \quad Y_{\pm} = y \pm |\xi_{jr}|;$$

$$B_j = \alpha \sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^{n_j} q_{rs} e^{-|\xi_{rs}| b_j} \cos U_{rs} +$$

$$+ \lambda_{3-j} b_{3-j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} \left(\cos U_{jr} + \frac{u \rho_{3-j}}{2 b_{3-j}} \sin U_{jr} \right) e^{-|\xi_{jr}| b_j};$$

$$U_j = u (x + |y| \rho_j / 2 b_j); \quad U_{rs} = u (\xi_{rs} + |\xi_{rs}| \rho_j / 2 b_j);$$

$$D_j = \alpha \sum_{r=1}^2 \sum_{s=1}^{n_j} q_{rs} e^{-|\xi_{rs}| b_j} \sin U_{rs} +$$

$$+ \lambda_{3-j} b_{3-j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} \left(\sin U_{jr} - \frac{u \rho_{3-j}}{2 b_{3-j}} \cos U_{jr} \right) e^{-|\xi_{jr}| b_j};$$

$K_0(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента.

При переходе к безразмерному переменному $z = |u| \rho_1$ и безразмерным параметрам

$$\gamma = \lambda_2 b_2, \quad \alpha = a_1 / a_2, \quad \tau_j^2 = m^2 \rho_1^2, \quad \chi = \alpha \lambda_1 \rho_1, \quad \tau_j = 2\pi i h T_j / q_0, \quad (8)$$

$$\bar{\xi}_{jr} = |\xi_{jr}| \cdot \rho_1, \quad \bar{b}_{jr} = b_{jr} \cdot \rho_1, \quad \bar{X} = X \cdot \rho_1, \quad \bar{Y} = |Y| \cdot \rho_1, \quad \bar{q}_j = q_j / q_0,$$

q_0 — мощность источника, принятая за базовую. температурное поле (7) запишется в виде:

$$\bar{\tau}_j(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{1}{\gamma_j} \sum_{r=1}^{n_j} q_{jr} \left[K_0(\beta_r \sqrt{\bar{X}^2 + \bar{Y}_-^2}) - K_0(\beta_r \sqrt{\bar{X}^2 + \bar{Y}_+^2}) \right] e^{-\tau_j \bar{X} / 2} + 4 \int_0^{\infty} \left[\frac{\bar{E} \bar{B}_j - \bar{F} \bar{D}_j}{\bar{E}^2 + \bar{F}^2} \cos \bar{U}_j - \frac{\bar{E} \bar{D}_j + \bar{F} \bar{B}_j}{\bar{E}^2 + \bar{F}^2} \sin \bar{U}_j \right] e^{-\bar{y} \bar{b}_j} z dz,$$

$$\bar{b}_1 = \sqrt{0,5 \left((z^1 + \bar{z}^1)^2 + x_1^2 z^1 + z^1 + \bar{z}^1 \right)}; \quad \bar{b}_2 = \sqrt{\bar{z}^1 + (x_1/2)^2};$$

$$\bar{E} = \sqrt{b_1 b_2} + \chi (\bar{b}_1 + \sqrt{b_2}) - \nu x_1^2 / 4 \bar{b}_1 \bar{b}_2; \quad \bar{X} = \bar{x} + \bar{b}_1; \quad \nu_1 = 1;$$

$$\bar{F} = [(\chi + \nu \bar{b}_2) / 2 \bar{b}_1 + \nu (1 - \bar{b}_1) / 2 \bar{b}_2] z^1; \quad \bar{Y} = \bar{y} \pm \bar{b}_2; \quad \nu_2 = \nu;$$

$$\bar{B}_1 = \chi \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{n_j} \bar{q}_{jr} e^{-\bar{z}_{jr} \bar{b}_1} \cos \bar{U}_{jr} +$$

$$+ \nu_{2-j} \bar{b}_{2-j} \sum_{r=1}^{n_j} \bar{q}_{jr} \left(\cos \bar{U}_{jr} + \frac{z^{2-j} \nu_{2-j}}{2 \bar{b}_2^2} \sin \bar{U}_{jr} \right) e^{-\bar{z}_{jr} \bar{b}_1};$$

$$\bar{U}_j = z^2 (\bar{x} + x_1 \bar{y} / 2 \bar{b}_1); \quad \bar{U}_{jr} = z^2 (\bar{b}_1 + x_1 \bar{z}_{jr} / 2 \bar{b}_1); \quad \nu_1 = 1; \quad \nu_2 = \nu;$$

$$\bar{D}_1 = \chi \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{n_j} \bar{q}_{jr} e^{-\bar{z}_{jr} \bar{b}_1} \sin \bar{U}_{jr} +$$

$$+ \nu_{2-j} \bar{b}_{2-j} \sum_{r=1}^{n_j} \bar{q}_{jr} \left(\sin \bar{U}_{jr} - \frac{z^{2-j} \nu_{2-j}}{2 \bar{b}_2^2} \cos \bar{U}_{jr} \right) e^{-\bar{z}_{jr} \bar{b}_1}.$$

Легко видеть, что из (7) или (9) в частном случае можно получить решения, приведенные в [1—5].

Решение (7) является фундаментальным для уравнений (1) с условиями (2) и поэтому может быть использовано для отыскания решения данной задачи при любом другом распределении $q_{jr}(x, y)$.

Для иллюстрации применимости полученных формул при решении различных задач, связанных со сваркой, проведены численные расчеты согласно (9) в случае идеального теплового контакта между пластинами из малоуглеродистой стали и алюминия ($\chi \rightarrow \infty$, $\nu = 7.0$, $x = 0.08$). Расчетные схемы показаны на рис. 2—4. Параметры χ , x , ν заимствованы из [1] и [2].

На рис. 2 приведены кривые распределения безразмерной температуры при сварке-пайке разнородных пластин, когда источник тепла смещен в сторону более теплопроводящего материала. Из кривых видно, что максимум температуры в сечениях, перпендикулярных к сварному шву, находится за пределами границы контакта. С помощью полученных кривых можно определить участок линии контакта, где, с точки зрения технологии, имеет место оптимальный нагрев для сварки-пайки.

Температурное поле в процессе снятия сварочных остаточных напряжений термомпластическим методом [7] показано на рис. 3. По данному распределению температур определяется уровень и ширина зоны остаточных напряжений, которые можно уменьшить за счет пере-

распределения напряжений при нагреве пластины двумя источниками тепла.

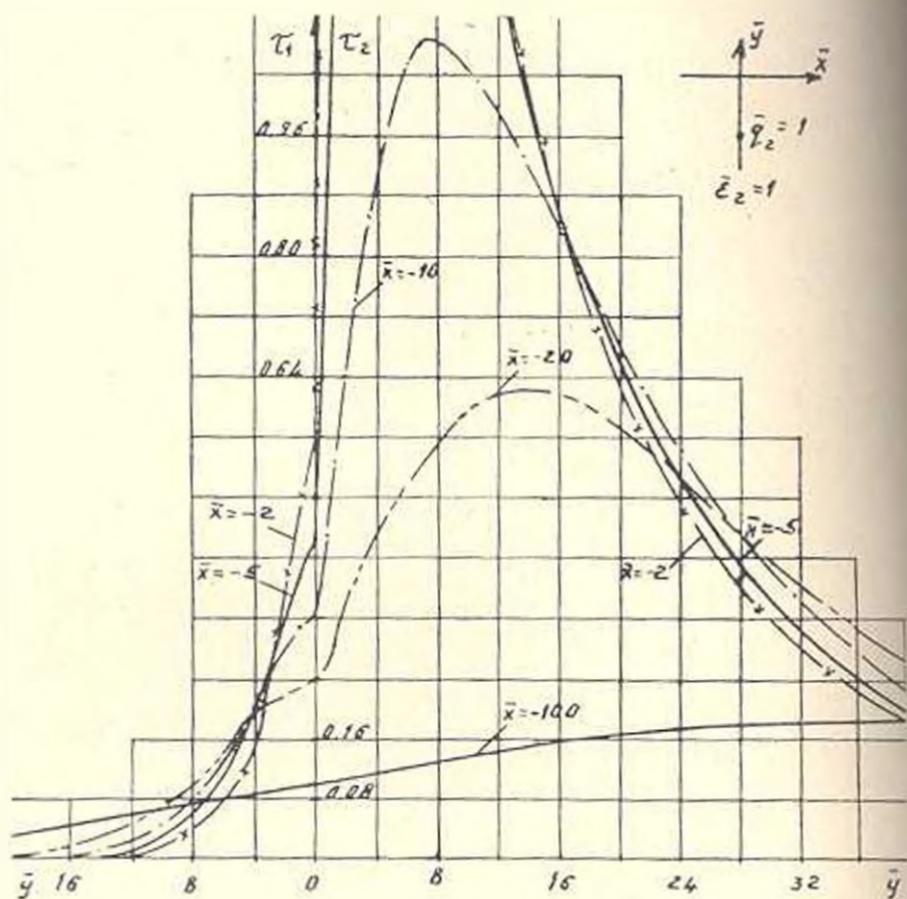


Рис. 2. Распределение безразмерной температуры τ_1 и τ_2 при сварке-пайке пластины из малоуглеродистой стали и алюминия.

Расчетные данные, приведенные на рис. 4, соответствуют условиям сварки разнородных пластин с интенсивным охлаждением, применяемым на практике. Кривые дают количественную оценку сужения участка действия температур, вызывающих пластические деформации, соответствующее им понижение сварочных остаточных деформаций (сплошные линии соответствуют условиям сварки без интенсивного охлаждения).

Численные расчеты предложенного метода определения температурных полей сопоставлены с экспериментальными данными из [2] при сварке-пайке алюминия с медью. Как видно из рис. 5, аналитическое решение дает удовлетворительное совпадение с экспериментом.

Таким образом, изменяя значения параметров $\bar{c}_1, \bar{c}_2, q_1, q_2$, а также $\bar{a}_1, \bar{a}_2, q_1, q_2$, можно определить температурное поле требуемого технологического процесса сварки.

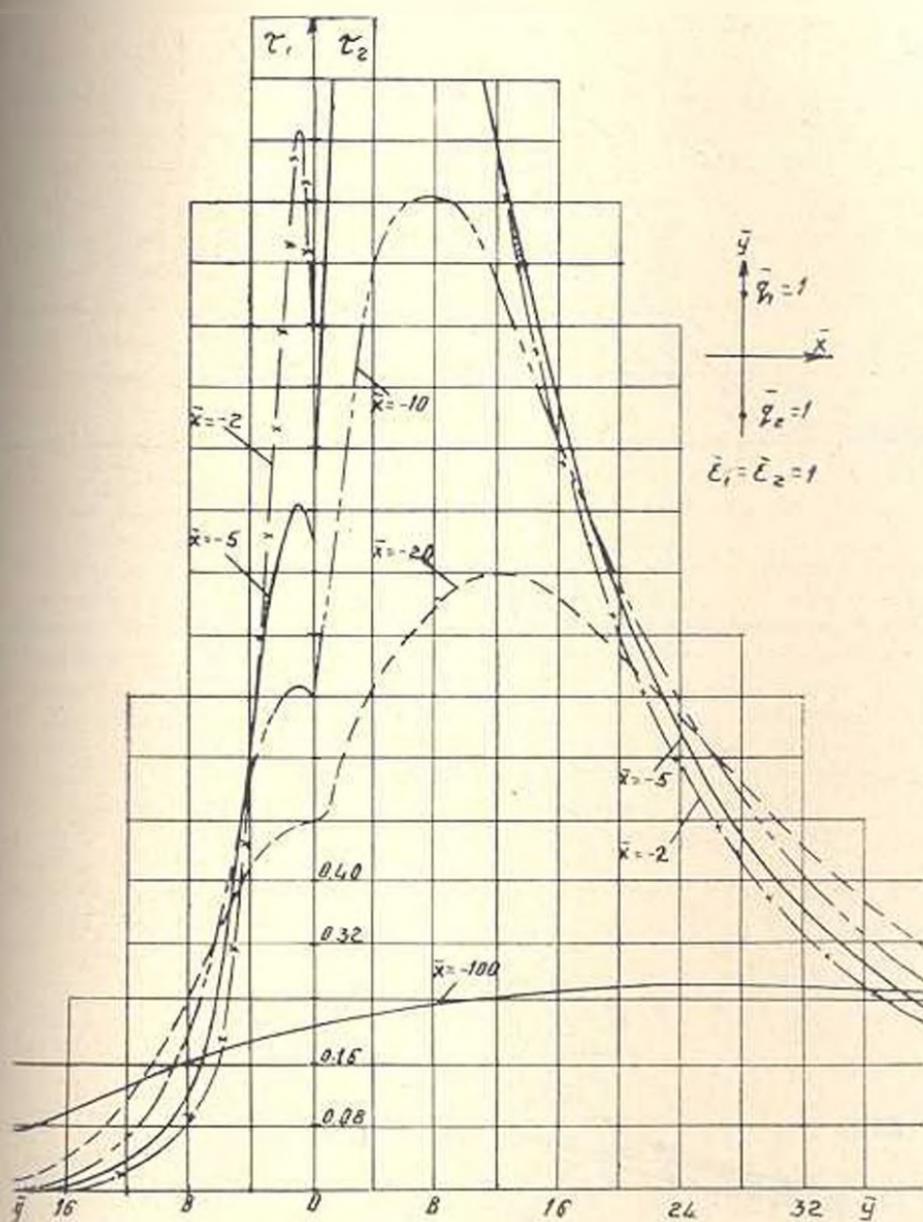


Рис. 3. Распределение безразмерной температуры $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2$ и процессе снятия сварочных остаточных напряжений термопластическим методом.

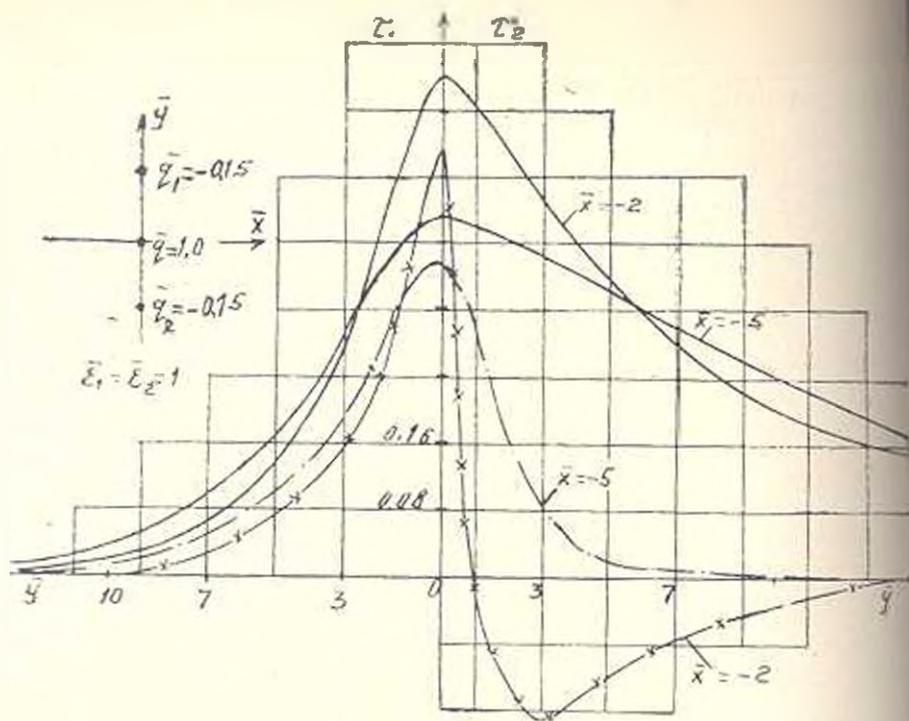


Рис. 4. Распределение безразмерной температуры τ_1 и τ_2 при сварке малоугловодистой стали и алюминия с интенсивным охлаждением и без охлаждения (сплошные линии).

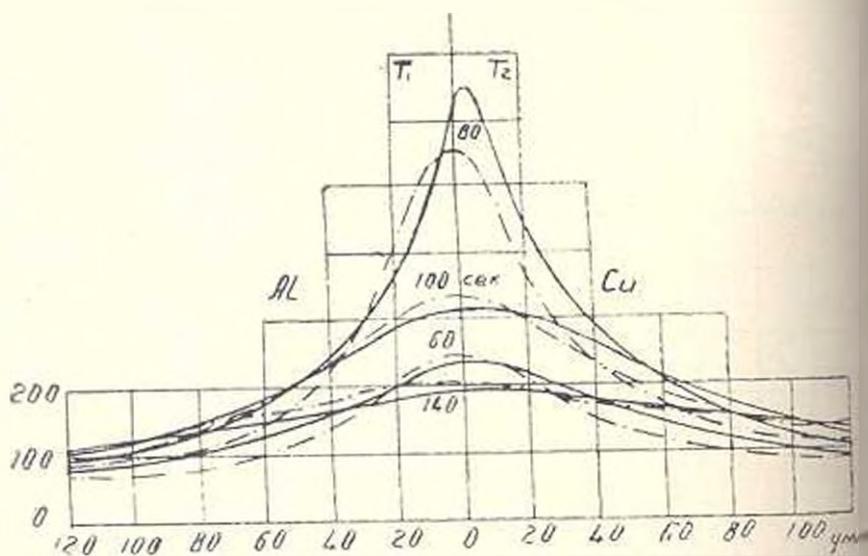


Рис. 5. Распределение температуры T_1 и T_2 (в градусах) в алюминиевой и медной пластинах по сечению, перпендикулярному к шву в различные моменты времени: — расчетные кривые; - - - экспериментальные.

ՔԱՂԱԳՐՏԱԿ ԹԻՓԵՂԻ ՏԱՔԱՑՈՒՄԸ ԻՆՎՂԱԳԾԱՅԻՆ ԿՈՆՏԱԿՏԻՆ
 ԳՈՒԳԱԼՆԻ ՇԱՐԺԼՈՂ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԱՂՔՏՈՒՐՆԵՐՈՎ

Ա. մ փ ո փ ո ս մ

Պրոշված է բաղադրյալ թիֆեղում կապիտալացիոնար ջերմային դաշտը, որն առաջանում է կոնտակտին զուգահեռ շարժվող ջերմային աղբյուրներից: Ենդիքը լուծված է Ֆուրյեի ինտեգրալ ձևափոխության մեթոդով: Ստացված լուծումը ննարայնություն է ապիս սրռչիլ եռակցման հետ կապված մի շարք անինտոգրիական պրոցեսների ջերմային դաշտերը (եռակցում, եռակցման-զոնում, ինտենսիվ սառեցումով եռակցում, եռակցում երկմնատաղական միջոցիկի ոգտագործումով, նախնական տարացումով եռակցում և այլն) և ջերմիլ ալղ պրոցեսների լավագույն ուեծիմները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Визченко В. И. Расчет тепловых процессов при сварке встык разнородных материалов «Физика и химия обработки материалов», 1967, № 6.
2. Ашмарин А. А., Воронай Н. М. Равномерное распределение тепла при сварке плавлением алюминия с медью. «Автоматическая сварка», 1966, № 7.
3. Позмиров А. А., Недосека А. Я. Расчет температурных полей в пластинках при электросварке плавлением. Киев. «Наукова думка», 1968.
4. Саргсян А. М. Температурное поле при сварке встык разнородных пластин в условиях теплоотдачи. «Физика и химия обработки материалов», 1975, № 5.
5. Саргсян А. М. К расчету температурного поля и свариваемых встык разнородных пластинках единичным источником тепла при неидеальном тепловом контакте между ними. «Физика и химия обработки материалов», 1979, № 2.
6. Дзюнов С. И. Технологии электрической сварки плавлением. Л., «Машиностроение», 1978.
7. Аснис А. Е., Иваницко Г. А. Способ снятия сварочных напряжений. Пат. свид. СССР. 197804, кл21h, 30/10.