

УДК 517.5

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ТРУБНОЙ ДОСКИ ПРИ ВВАРКЕ ПУЧКА ТРУБ

А. Б. Мазо

Институт механики и машиностроения КНЦ РАН, Казань, Россия

Предложены математическая модель и методика расчета динамики температурного поля трубной доски теплообменного аппарата при автоматической вварке пучка труб. С помощью методов осреднения исходные трехмерные уравнения теплопередачи в сложной многосвязной области сведены к плоской краевой задаче теплопроводности в круге, при этом теплообмен с пучком труб учитывается дополнительным членом уравнения — интегралом типа свертки. Рассмотрен случай одновременного действия нескольких сварочных источников. Получено численное решение задачи методом конечных элементов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ПРЕДЛОЖЕНИЯ

При изготовлении и ремонте теплообменных аппаратов возникает необходимость сварного соединения большого числа (до тысячи) труб с трубной доской (рис. 1.) Одним из способов технологического решения этой проблемы может быть использование нескольких автоматов, выполняющих дуговую сварку кольцевых швов с помощью вращающейся магнитоуправляемой дуги [1, 2]. Характерная особенность протекающих при этом тепловых процессов — наличие двух

пространственно-временных масштабов: локальный нагрев, плавление и кристаллизация металла в окрестности сварного шва происходят на фоне глобального разогрева трубной доски как целого. С точки зрения математического описания это означает, что локальный тепловой процесс при формировании сварного соединения можно рассматривать отдельно, учитывая глобальные изменения температуры через начальное условие задачи; в свою очередь, при расчете динамики температуры трубной доски в целом отпадает необходимость моделировать сложные процессы плавления — кристаллизации вблизи нагревателей, а сами источники тепла можно считать точечными.

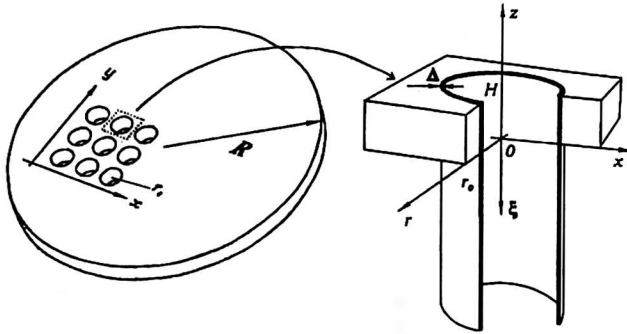


Рис. 1. Схематическое изображение трубной доски и ячейки периодичности

Основные уравнения и оценки критериев подобия для одиночного кругового шва получены в работе [2]; детальному численному анализу этой проблемы предполагается посвятить отдельную публикацию. В данной статье мы обратимся к построению и исследованию математической модели глобальных изменений температурного поля трубной доски.

Исследуемый объект, имеющий характерный размер R — радиус трубной доски, можно представить как периодическую структуру, состоящую из ячеек, масштаб которых определен радиусом трубки $r_0 \ll R$. Для избежания трудностей, связанных с трехмерностью объекта, мысленно расчленим конструкцию плоскостью $z = 0$, так что в каждой ячейке выделятся три части: собственно трубная доска, трубка ниже плоскости $z = 0$ и часть трубки $0 < z < H$, входящая в отверстие (см. рис. 1).

Запишем определяющие уравнения для каждой части и условия теплового взаимодействия между ними.

В безразмерных переменных, когда пространственные координаты нормированы на r_0 , а время — на величину r_0^2/a (a — температуропроводность), температурное поле трубной доски θ удовлетворяет краевой задаче:

$$\begin{aligned} \partial\theta/\partial\tau &= \Delta_{xyz} \theta, \quad x, y \in D^0, \quad 0 < z < H, \quad \tau > 0, \\ \tau = 0: \quad \theta &= 0; \quad \Gamma_c: \quad \partial\theta/\partial n = -B\theta; \\ \Gamma_j: \quad \partial\theta/\partial n &= Q_j; \\ z = 0: \quad \partial\theta/\partial z &= B\theta; \\ z = H: \quad \partial\theta/\partial z &= -B\theta + Q^*, \quad Q^* = \sum_{i=1}^N Q_i, \end{aligned} \tag{1}$$

где D^0 — многосвязная область с M отверстиями — проекция трубной доски на плоскость $z = 0$;

Γ_c — внешняя граница $r = R$;

Γ_j — объединение внутренних границ отверстий;

H — толщина доски;

B — коэффициент-критерий Био — характеризует теплообмен с внешней средой;

$Q_i, i = 1 \dots N$ — источники тепла;

Q_τ — плотность теплового потока к трубкам через границу Γ ;

Δ_{xyz} — оператор Лапласа в координатах x, y, z .

Задача теплопроводности для отдельной трубки в цилиндрических координатах с осью $\xi = -z$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \partial \theta_\tau / \partial \tau &= \Delta r_{\xi\varphi} \theta_\tau, \quad 1 < r < 1 + \Delta, \quad \xi > 0, \quad 0 < \varphi < 2\pi, \\ \tau = 0: \theta_\tau &= 0; \quad r = 1: \partial \theta_\tau / \partial r = 0; \\ r = 1 + \Delta: \partial \theta_\tau / \partial r &= -B \theta_\tau; \\ \xi = 0: \partial \theta_\tau / \partial \xi &= -q_0; \\ \xi \rightarrow \infty = 0: \theta_\tau &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где Δ — толщина стенки трубы, а величина q_0 задает теплообмен с верхней частью конструкции.

Для замыкания моделей (1) — (2) выпишем условия теплового контакта с верхней частью трубки $0 < z < H$, предполагая, что между отверстием и вставленной в него трубкой имеется узкий зазор $\Delta_3 \ll r_0$, заполненный веществом с низкой теплопроводностью $\lambda_3 \ll \lambda$. В этом случае на зазоре будет иметь место скачок температуры при непрерывном потоке тепла [3]

$$r = 1 + \Delta, \quad 0 < z < H: \theta_\tau - \theta_\tau = e Q_1, \quad \partial \theta_\tau / \partial r = -Q_1; \quad e \equiv \Delta_3 \lambda / r_0 \lambda_3, \quad (3)$$

где λ — теплопроводность металла.

Теплоотдачей с верхнего торца трубки и ее внутренней поверхности пренебрежем

$$z = H: \partial \theta_\tau / \partial z = 0; \quad r = 1: \partial \theta_\tau / \partial r = 0. \quad (4)$$

Наконец, в сечении $z = 0$ запишем условия идеального теплового контакта $z = 0, 1 < r < 1 + \Delta: \partial \theta_\tau / \partial z = q_0; \theta_\tau = \theta = \theta_0$.

(5)

ОСРЕДНЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для упрощения чрезвычайно сложной постановки (1) — (5) введем в рассмотрение величины:

средние по толщине доски

$$T \equiv \bar{\theta} = \frac{1}{H} \int_0^H \theta dz; \quad (6)$$

по сечению трубки

$$\bar{\theta}_\tau = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \theta_\tau d\varphi, \quad T_\tau = \langle \bar{\theta}_\tau \rangle = \frac{2}{\Delta(2+\Delta)} \int_1^{1+\Delta} \bar{\theta}_\tau r dr. \quad (7)$$

Аппроксимируя распределение $\theta(z)$ параболой с произвольными коэффициентами и удовлетворяя граничным условиям задачи (1), после интегрирования по z получим:

$$\partial T / \partial \tau = \Delta_{xy} T - bT + \frac{bQ^*}{2B}, \quad b = \frac{2B}{H(1+BH/6)}; \quad x, y \in D^0, \quad \tau > 0, \quad (8)$$

$$\tau = 0: T = 0; \quad \Gamma_c: \partial T / \partial n = -BT, \quad \Gamma_i: \partial T / \partial n = \bar{Q}_\tau,$$

Аналогичные преобразования задачи (2) с использованием средних (6), (7) дают

$$\partial T_\tau / \partial \tau = \partial^2 T_\tau / \partial \xi^2 - d T_\tau, \quad d = B/\Delta, \quad \tau > 0, \quad \xi > 0; \quad (9)$$

$$\tau = 0: \quad T_\tau = 0; \quad \xi = 0: \quad \partial T_\tau / \partial \xi = \bar{Q}_\tau H/\Delta, \quad \xi \rightarrow \infty: \quad T_\tau \rightarrow 0.$$

Граничное условие при $\xi = 0$ является следствием условий (3—5).

Чтобы связать задачи (8) и (9), необходимо выразить величину \bar{Q}_τ через T и T_τ . Для этого воспользуемся параболической аппроксимацией температурного поля в области $1 < r < 1 + \Delta$, $0 < z < H$, учтем граничные условия (3) — (5) и применим операции осреднения (6), (7). После несложных, но громоздких преобразований получим

$$\bar{Q}_\tau = (T_\tau - \bar{T}) / \left[e + \Delta/3 + H^2/3\Delta \right]. \quad (10)$$

Обратимся вновь к задаче (8). Ее непосредственное решение практически невозможно из-за многосвязности области D^0 . В подобных ситуациях обычно применяют методы гомогенизации [4], заменяя периодическую структуру D^0 сплошной средой D с эквивалентными средними свойствами. При этом, разумеется, меняется и вид определяющих уравнений. В нашем случае от постановки (8) перейдем к задаче

$$\partial u / \partial \tau = \mu \Delta_{xy} u - bu + \psi, \quad x, y \in D, \quad \tau > 0, \quad (11)$$

$$\tau = 0: \quad u = 0; \quad \Gamma_e: \quad \mu \partial u / \partial n = -Bu,$$

в которой область D покрывает D^0 вместе с отверстиями. Определение коэффициентов μ и ψ , а также связь температуры T с функцией u и можно пояснить, проинтегрировав уравнения (8) и (11) по ячейкам D_k^0 и D_k , соответственно. С учетом граничных условий будем иметь:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \int_{\Gamma_{e_k}} \frac{\partial T}{\partial n} d\Gamma_e - bT + \int_{\Gamma_{i_k}} \bar{Q}_\tau d\Gamma_i + \frac{b\check{Q}^*}{2B}, \quad T \equiv \int_{D_k^0} T dD^0; \quad (12)$$

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \tau} = \int_{\Gamma_{e_k}} \mu \frac{\partial u}{\partial n} d\Gamma_e - b\hat{u} + \hat{\psi}, \quad \hat{u} \equiv \int_{D_k} u dD. \quad (13)$$

Сравнивая уравнения (12) и (13), легко заметить, что если

$$\hat{\psi} = b\check{Q}^*/2B + 2\pi\bar{Q}_\tau, \quad (14)$$

то при равенстве потоков тепла через границы ячейки

$$\int_{\Gamma_{e_k}} \mu \frac{\partial u}{\partial n} d\Gamma_e = \int_{\Gamma_{e_k}} \frac{\partial T}{\partial n} d\Gamma_e \quad (15)$$

получим связь $\hat{u} = \check{T}$, которая при большом числе ячеек M может быть представлена в виде

$$u = mT, \quad m = \left| D_k^0 \right| / \left| D_k \right|. \quad (16)$$

Здесь $m < 1$ — отношение площади “скелета” трубной доски $\left| D^0 \right| = \pi(R^2 - M r_0^2)$ к общей площади $\left| D \right| = \pi R^2$. Коэффициент эффективной теплопроводности μ можно найти, решив модельную задачу на ячейке периодичности

$$\Delta_{xy} T = 0, \quad x, y \in D_k^0;$$

$$\Gamma_i, \quad x = 0, \quad x = l: \quad \partial T / \partial n = 0, \\ y = 0: \quad T = 0, \quad y = l: \quad T = l,$$

где l — размер ячейки, оси x и y направлены по ее сторонам (рис. 2).

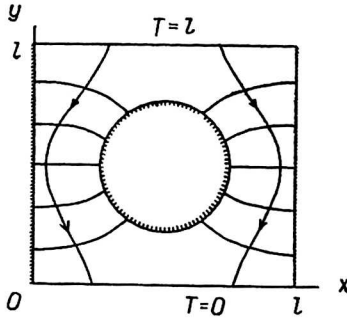


Рис. 2. Решение задачи для ячейки периодичности. Стрелками показаны потоки тепла, сплошными линиями — изотермы

Средний поток тепла, протекающий через ячейку D_k^0 , можно подсчитать по формуле

$$q = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{\partial T}{\partial y} dx, \quad y = l.$$

При замене D_k^0 на ячейку D_k с теплопроводностью μ при тех же граничных условиях на Γ_{e_k} тепловой поток, очевидно, равен $\mu [T(l) - T(0)] / l = \mu$. Поэтому следует выбрать $\mu = q$. Численное решение модельной задачи на ячейке показано на рис. 2 и дает значение $\mu = 0,27$. Заметим, что при таком выборе μ для рассмотренной ситуации выполняется и равенство (15).

Объединим полученные результаты, предварительно введя для удобства следующие новые обозначения:

$$v = T_\tau, \quad v_0 = v(0, \tau), \quad K_\Delta = \Delta/H, \quad q^* = Q^* / |D_k^0|, \quad (17) \\ \alpha = \left[K_\Delta \left(e + \Delta/3 + H^2/3\Delta \right) \right]^{-1}.$$

В соответствии с соотношениями (10) и (16) и при допущении, что $\bar{T} \approx \bar{T} / |D_k^0|$, имеем $\bar{Q}_\tau = K_\Delta \alpha (v_0 - u/m)$, а непосредственно из (14) следует $\psi = mbq^* / 2B + (1-m)\bar{Q}_\tau$. Подставляя эти выражения в уравнение (11), получим

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \mu \Delta_{xy} u - bu + \frac{mbq^*}{2B} + (1-m)K_\Delta \alpha (v_0 - u/m), \quad (18)$$

а задача (9) примет вид:

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \partial^2 v / \partial \xi^2 - dv, \quad \tau > 0, \quad \xi > 0; \\ \tau = 0: \quad v = 0; \quad \xi = 0: \quad \partial v / \partial \xi = \alpha (v - u/m), \quad v(\infty) = 0. \quad (19)$$

Далее сведем две полученные задачи (18) и (19) к одной краевой задаче для искомой температуры — функции u . Для этого с помощью интегрального преобразования Лапласа [5] по τ из (19) получим:

$$v_0(\tau) = \int_0^{\tau} u(\tau - \tau') K(\tau') d\tau', \quad (20)$$

$$K(\tau) = \frac{\alpha}{m} \left\{ \frac{\exp(-d\tau)}{\sqrt{\pi\tau}} - \alpha \exp\left[(\alpha^2 - d)\tau\right] \operatorname{erfc}(\alpha\sqrt{\tau}) \right\}. \quad (21)$$

Задача (20) для функции u полностью определена. Однако она записана в координатах x, y, τ , нормированных на локальный масштаб r_0 и соответствующее время r_0^2/a . Чтобы рассмотреть процесс глобальных изменений температурного поля, следует перейти к новым переменным

$$X = \frac{x}{\varepsilon}, \quad Y = \frac{y}{\varepsilon}, \quad t = \frac{\tau}{\tau_0}, \quad Z = \frac{z}{\sqrt{\tau_0}}; \quad \varepsilon = \frac{r_0}{R}, \quad \tau_0 = \frac{M}{N}. \quad (22)$$

Здесь τ_0 — время обработки M трубок с помощью N сварочных источников (предполагается, что в локальных координатах время варки одной трубы равно единице). Замечая, что $M = (1 - m)/\varepsilon^2$ и вводя точечные источники тепла через δ -функцию Дирака, окончательно получим математическую модель:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1 - m}{N} \mu \Delta u + \frac{b m (1 - m)}{2 B N} \sum_{i=1}^N q_i^* \delta(X - X^*, Y - Y^*) - \frac{(1 - m) M}{N} \left[b u + \frac{K_{\Delta} \alpha}{m} (u - m v_0) \right], \quad X, Y \in D, t > 0; \quad (23)$$

$$t = 0: u = 0; \quad \Gamma_{\varepsilon}: \partial u / \partial n = -B \sqrt{M / (1 - m)} u;$$

$$v_0(t) = \int_0^t u(t - t') K(t') dt'; \quad \alpha_1 = \sqrt{\frac{M}{N}} \alpha, \quad d_1 = \frac{M}{N} d,$$

$$K(t) = \frac{\alpha_1}{m} \left\{ \frac{\exp(-d_1 t)}{\sqrt{\pi t}} - \alpha_1 \exp\left[(\alpha_1^2 - d_1)t\right] \operatorname{erfc}(\alpha_1 \sqrt{t}) \right\}.$$

В уравнении (23) функции $X_i^*(t), Y_i^*(t)$ описывают “траекторию” перемещения сварочного источника интенсивности $q_i^*(t)$ по трубной доске.

АНАЛИЗ МОДЕЛИ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

Характер температурного поля, описываемого математической моделью (23), зависит от величины ее безразмерных коэффициентов. Для их оценки возьмем трубную доску со следующими параметрами: радиус $R = 0,4$ м, толщина 16 мм, число трубок $M = 120$, внутренний радиус трубки $r_0 = 25$ мм, толщина стенки 4,5 мм. Теплопроводность металла $\lambda = 40$ Вт/(м·К), температура плавления $\theta_f = 1500$ °С, температура окружающей среды $\theta_0 = 20$ °С, коэффициент теплообмена $\alpha_0 = 100$ Вт/(м²·К), эффективная мощность, обеспечивающая глубину кругового шва 2 мм за время порядка 5 с, составляет $P = 17$ кВт [2].

Соотношения (3), моделирующие тепловое взаимодействие трубной доски с трубками, содержат две константы — параметры зазора λ_3 и Δ_3 . В действительности процесс передачи тепла через зазор много сложнее и обусловлен не только теплопроводностью, но и излучением и конвекцией. Сама величина зазора Δ_3 не постоянна, и в местах касания обращается в нуль.

Следует учитывать и возможность перетока тепла через сварной шов в уже сваренных трубках. Таким образом, граничное условие (3) следует рассматривать лишь как приближенное описание теплового контакта на зазоре, а безразмерный критерий e трактовать как параметр идентификации математической модели (23). Порядок величины e можно определить, приняв $\Delta_3 = 0,2$ мм, $\lambda_3 = 0,2$ Вт/(м · К).

По формулам (3), (8), (9), (17), (22), (23) вычислим площадь ячейки $|D_k| = 0,0042$ м², $|D_k^0| = 0,0022$ м² и безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} m &= 0,53, \quad \varepsilon = 0,055, \quad e = 0,2, \quad H = 0,73, \quad \Delta = 0,2, \quad K_\Delta = 0,27, \\ B &= \alpha_3 r_0 / \lambda = 0,055, \quad b = 0,15, \quad d = 0,27, \\ \alpha &= 3/[H + K_\Delta (\Delta + 3e)] = 3,17, \quad q^* = P r_0 / (|D_k| \lambda (\theta_f - \theta_0)) = 1,7, \end{aligned} \quad (24)$$

позволяющие оценить масштаб уравнения (23).

Временной масштаб в задаче выбран так, что при любых M и N за время $t \approx 1$ с происходит варка всего пучка труб. При этом, согласно оценкам (24), суммарная интенсивность нагрева, характеризующаяся вторым слагаемым правой части уравнения (23), также имеет порядок единицы. Относительный вклад теплопроводности практически всегда невелик: при большом количестве источников M коэффициент при Δu становится малым, а при $N \sim 1$ доминирует последний член уравнения, описывающий отвод тепла в окружающую среду и в трубный пучок. Это означает, что при $M/N \gg 1$ доска в целом прогреваться не будет, и расчет локального температурного поля можно проводить на невозмущенном температурном фоне независимо для каждой ячейки или пары последовательно обрабатываемых ячеек. Другая предельная ситуация, когда $M/N \sim 1$ тоже не представляет интереса: в этом случае все ячейки нагреваются одновременно, и для математического описания этого процесса достаточно рассмотреть одну из них с условиями теплоизоляции (симметрии) на границе.

Более реальной и теоретически интересной представляется промежуточная ситуация $1 \ll M/N \ll M$, когда каждый источник варивает $C = M/N$ трубок. Так, при $C = 10$ общее время процесса составит ~ 1 мин, причем в каждый момент источники тепла воздействуют на $1/10$ часть площади доски. Поскольку интенсивность теплоотвода сравнительно велика (коэффициент при члене $u - \mu v_0$ пропорционален C), прогрев доски в среднем будет небольшим, однако при "сгущении" траекторий X_i^* , Y_i^* могут возникать нагретые до высоких температур области, размер которых в $\sim N$ раз превышает площадь одной ячейки. Для моделирования подобных ситуаций необходимо получить численное решение задачи (23).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для решения задачи (23) применялся метод конечных элементов [6]. Использовались лагранжевы треугольные элементы. Для определения узловатых значений искомой функции u на каждом временном слое прямым методом решалась система линейных уравнений. Оптимизация нумерации узлов конечноэлементной сетки, методы хранения коэффициентов, алгоритмы сборки, разложения Холецкого и обращения матриц заимствованы из алгебры разреженных систем [7, 8]. Расчеты проводились на сетке, содержащей 1559 узлов и 2991 элемент в области D и 800 слоев по времени t .

В качестве иллюстрации предложенной методики расчета глобального температурного поля трубной доски приведем некоторые результаты численного моделирования варки пучка 120 труб при помощи 10 сварочных источников постоянной мощности. Параметры задачи определены равенствами (24). Траектории движения нагревателей задавались так, что каждый из них обрабатывал сектор трубной доски с угловым раствором в 36° . При этом в каждом секторе содер-

жится 12 ячеек, обход которых может производиться сканированием источника от одной трубки к другой с общим перемещением либо от центра к периферии области, либо в противоположном направлении.

На рис. 3 изображены изотермы глобального температурного поля трубной доски, когда источники во всех секторах движутся от центра к периферии ($t = 0,4$) и от периферии к центру ($t = 0,56$). Пунктиром выделен один из секторов, обозначена траектория обхода ячеек. Интересно, что средний нагрев доски во втором случае (см. рис. 3, б) чуть меньше, что объясняется влиянием граничных условий. Вариант более равномерного нагрева изделия, когда направления обработки в смежных секторах противоположны, представлен на рис. 4 на момент $t = 0,2$. Как и следовало ожидать, среднеинтегральное значение температуры в рассмотренных случаях не превосходит $0,06$ (или 120°C), при этом температура в зонах сгущения траекторий (но за пределами ε -окрестности источников) достигает $0,2$ (480°C).

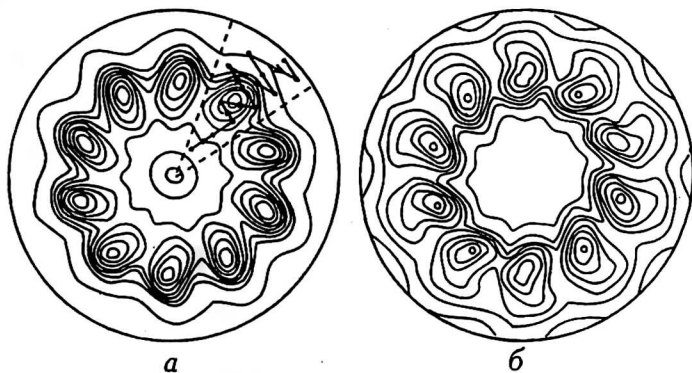


Рис. 3. Изотермы при движении источников:
а — от центра; б — к центру. Пунктиром показан один из секторов,
стрелками — траектория движения нагревателя



Рис. 4. Температурное поле трубной
доски при противоположном движении
источников в смежных секторах

Представляет интерес зависимость нагрева изделия в целом от критерия теплообмена на зазоре ε . По результатам расчетов для значений $\varepsilon = 0,16; 1,6$ (базовый вариант) и 16 построены кривые роста среднеинтегральной температуры со временем. Из рис. 5 следует, что увеличение ε на два порядка приводит к росту температуры трубной доски приблизительно в три раза от 90°C при $\varepsilon = 0,16$ до $\sim 270^\circ\text{C}$ при $\varepsilon = 16$.

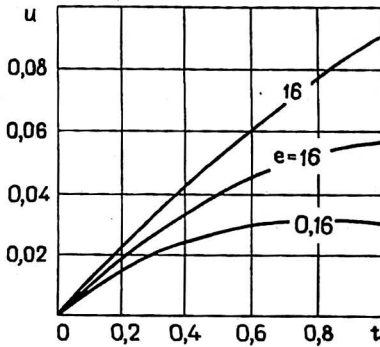


Рис. 5. Глобальный разогрев трубной доски в зависимости от условий контакта на зазоре

ВЫВОДЫ

1. Математическая модель (23) адекватно описывает глобальные тепловые процессы, протекающие в трубной доске теплообменника при автоматической сварке пучка труб.
2. При работе малого числа ($N \ll M$) сварочных аппаратов существенный нагрев наблюдается лишь в локальной зоне вблизи источника и может изучаться без учета глобальных изменений температуры доски.
3. Степень разогрева трубной доски существенно зависит от теплового контакта в зазоре между отверстиями и внешними поверхностями трубок. Для точных количественных оценок требуются дополнительные и, прежде всего, экспериментальные исследования.
4. Глобальные температурные изменения для случая $M/N \sim 10$ должны учитываться как начальные условия при решении задачи детального расчета тепловых полей в окрестности сварочного источника. Результаты компьютерного моделирования могут использоваться для оценки глобальных термонапряжений и деформаций при разработке перспективных технологий сварки.

Литература

1. А. с. 1775252 от 1.08.90, кл. В 23. К 9/08. Способ сварки кольцевых соединений магнитоуправляемой дугой / Б. Л. Ибатуллин и др. Бюл., 1992. № 42. С. 57
2. М а з о А. Б. и др. Математическое моделирование тепловых процессов при сварке вращающейся дугой // Моделирование нелинейных процессов в механике и теплотехнике: Тр. КФТИ. — Казань, 1989. Вып. 14. С. 78.
3. С а н ч е с - П а л е н с и я Э. Неоднородные структуры и теория колебаний. — М.: Мир, 1984. — 472 с.
4. Б а х в а л о в Н. С., П а н а с е н к о Г. П. Осреднение процессов в периодических средах. — М.: Наука, 1984. — 352 с.
5. Д и т к и н В. А., П р у д н и к о в А. П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. — М.: Физматгиз, 1961. — 346 с.
6. З е н к е в и ч О. Метод конечных элементов в технике. — М.: Мир, 1975. — 445 с.
7. П и с с а н е ц к и С. Технология разреженных матриц. — М.: Мир, 1988. — 412 с.
8. Д ж о р д ж А., Л ю Д ж. Численное решение больших разреженных систем уравнений. — М.: Мир, 1984. — 334 с.

THE TEMPERATURE FIELD OF A TUBE SHEET WHEN WELDING-IN THE BUNDLE OF TUBES

A. B. Mazo

Institute of mechanics and machine-building of Kazan Science Center
of Russian Academy of Sciences, Kazan, Russia

The mathematical model and the method of calculation for the temperature field dynamics of the heat exchanger tube sheet when automatic welding-in the tube bundle is presented.

The initial three-dimensional equations in the complex many-tuply connected domain were reduced to the two-dimensional heat problem in the circle using the homogenization methods. The heat transfer between tube sheet and tube bundle is described by the additional integral term of the equation. The simultaneous affects of several heat sources are considered.

The numerical solution of the problem was obtain by means of finite elements method.