

Теория реконструкции температурного поля на основе ультразвукового зондирования двухслойных стенок реакторов / Н. Дордиенко, О. Запорожец, В. Михайловский, А. Носарь // Вісник ТНТУ. — 2013. — Том 72. — № 4. — С.151-160. — (механіка та матеріалознавство).

УДК 620.179.16:539.32

Н. Дордиенко; О. Запорожец, канд. физ.-мат. наук;
В. Михайловский; А. Носарь, канд. физ.-мат. наук

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины

ТЕОРИЯ РЕКОНСТРУКЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДВУХСЛОЙНЫХ СТенок РЕАКТОРОВ

Резюме. Работа посвящена совершенствованию теоретической модели реструктуризации теплового профиля $T(x,t)$ в двухслойной пластине с односторонним доступом по данным измерений средней по толщине стенки x температуры $\langle T \rangle(t)$ при тепловом воздействии на недоступную поверхность пластины. Модель предназначена для использования в методе ультразвукового неразрушающего контроля УЗНК температурных полей и обусловленных ими термических напряжений в корпусах ядерных реакторов ЯР типа ВВЭР в нестационарных тепловых условиях. Он реализуется путем регистрации при внешних тепловых воздействиях изменений в реальном времени t времени задержки УЗ сигнала $\tau(t)$ на выделенном участке стенки корпуса реактора, определении по данным УЗ измерений средней по толщине стенки x температуры $\langle T \rangle(t) = f(\tau, t)$, реструктуризации по установленному на основе теоретической модели алгоритму теплового профиля и расчета соответствующих $T(x,t)$ термических напряжений $\sigma(x,t)$. В предыдущих работах с участием авторов основой для расчета теплового профиля по данным $\langle T \rangle(t)$ использована модель одно- или двухслойной полубесконечной пластины, а также однослойной пластины конечной толщины. При этом модель, несмотря на хорошую согласованность с экспериментом при малых временах УЗНК и вблизи приконтактной с теплоносителем зоны, не учитывает изменений температуры на поверхности конструкции, что ограничивает временные рамки УЗ мониторинга и увеличивает погрешность контроля. В данной работе получены выражения для теплового профиля $T(x,t)$ в двухслойной пластине конечной толщины, которая нагревается с одной поверхности. Выражения использованы для сравнительного анализа двух теоретических моделей при расчете теплового профиля по данным предыдущих комплексных УЗ и термометрических исследований массивных образцов из корпусной стали 15Х2МФА при импульсной тепловой нагрузке. Установлено, что теоретическая и экспериментальная временные зависимости температуры в сечении пластины (массивного образца) на фиксированном расстоянии от зоны контакта с источником нагрева $x = \text{const}$ хорошо описываются полиномом третьей степени. Результаты реструктуризации $T(x,t)$ по алгоритму усовершенствованной модели для $x = \text{const}$ хорошо согласуются с данными термометрических измерений.

Ключевые слова: неразрушающий контроль, ультразвук, температурное поле, термометрия, средняя температура.

N. Dordienko, O. Zaporozhets, V. Mykhailovsky, A. Nosar

THE THEORY OF RECONSTRUCTION TEMPERATURE FIELD BASED ON ULTRASONIC SENSING DUAL-LAYER WALLS OF REACTORS

Summary. The paper is devoted to improvement of the theoretical model of restructuring thermal profile $T(x,t)$ in the two-layer plate with one-way access based on measurements of average temperature $\langle T \rangle(t)$ by thickness wall x under the thermal action on inaccessible plate surface. The model is designed to be used it in the method of ultrasonic nondestructive testing (UNDT) of temperature fields and caused by them thermal stresses in reactor vessels of the WWER type at non-stationary thermal conditions. It is implemented by recording during the thermal actions of changes in real-time t delay signal $\tau(t)$ on a dedicated section of the reactor wall, determining of the average temperature by wall thickness $\langle T \rangle(t) = f(\tau, t)$ according to the ultrasound measurements data, restructuring thermal profile via algorithm based on the theoretical model and calculating corresponding to $T(x,t)$ thermal stresses $\sigma(x,t)$. In previous researches, in which the authors were involved, the basis for calculating the thermal profile according $\langle T \rangle(t)$ a one- or two-layer semi-infinite plate model and the one-layer plate of finite thickness were used. Despite of good consistency with experiment at small times UNDT

and around near-contact with the coolant zone the model does not take into account the temperature changes on the construction surface, which limits the time frame of ultrasound monitoring and increases method error. In this paper expressions for the thermal profile $T(x,t)$ in two-layer plate of finite thickness, which is heated on one surface were obtained. The expressions were used for comparative analysis of two theoretical models for the calculation of the thermal profile according to the previous complex ultrasound and thermometric studies of bulk samples of the vessel steel 15Cr2MFA under pulsed thermal loading. It was found that the theoretical and experimental temperature time dependence in the cross section of plate (bulk sample) at a fixed distance from the contact with a heat source $x=\text{const}$ is well described by the third degree polynomial. Restructuring results of $T(x,t)$ by the algorithm of improved model for $x=\text{const}$ are in good agreement with the thermometric measurements data.

Key words: Nondestructive testing, ultrasound, temperature field, thermometry, average temperature.

Введение. Одним из важных условий безопасной эксплуатации ядерных реакторов ЯР, главной составляющей атомных электростанций является мониторинг текущего состояния их корпусов [1, 2]. Для этого, в частности, могут стать достаточно эффективными методы ультразвуковой УЗ диагностики [3]. Однако в настоящее время на АЭС Украины эти методы используются лишь во время плановых остановок и направлены в основном на выявление в корпусах реакторов стандартных дефектов (поры, трещины, непровары и др.), а также в отдельных случаях для определения на выделенных участках конструкции остаточных макронапряжений. Действующие же напряжения в корпусах реакторов оцениваются лишь путем компьютерного моделирования и по результатам трудоемких исследований физико-механических свойств образцов-свидетелей. Сказанное относится и к определению порогового коэффициента интенсивности напряжения K_{Ih} , а также коэффициентов K_{Ic} , K_{Isc} и скорости роста трещин da/dN для переходных режимов работы реактора (например, при его быстром охлаждении). При этом степень достоверности таких исследований и надежность прогноза на этой основе остаточного ресурса реактора являются дискуссионными [1, 2]. С целью расширения возможностей применения УЗ метода для диагностики ЯР непосредственно в процессе работы группой специалистов ИМФ НАН Украины был предложен метод ультразвукового неразрушающего контроля УЗНК температурных полей и термических напряжений в замкнутых конструкциях с односторонним доступом в нестационарных тепловых условиях [4]. В рамках проектов программы НАН Украины «Ресурс» на основе теоретических и комплексных экспериментальных ультразвуковых и термометрических исследований образцов из фрагмента стенки корпуса реактора типа ВВЕР при импульсном тепловом нагружении ИТН было обосновано указанный метод, а также разработан и создан лабораторный вариант УЗ установки для его реализации [5]. Предлагаемый метод относится к нетрадиционным методам УЗ диагностики и базируется на зависимости от температуры упругих модулей и соответствующих скоростей УЗ в материалах в упругонеоднородном состоянии. Он реализуется путем автоматической регистрации при каждой тепловой нагрузке недоступной стенки корпуса реактора изменений в реальном времени t времени задержки УЗ эхо-импульса $\tau(t)$, определении по данным УЗ измерений средней по толщине стенки x температуры $\langle T \rangle(t) = f(\tau, t)$, реструктуризации по установленному на основе теоретической модели алгоритму теплового профиля $T(x,t)$ и вычислении соответствующих $T(x,t)$ термических напряжений $\sigma(x,t)$. По максимальным значениям последних, по известной методике [6] определяется повреждаемость контролируемого участка конструкции и с учетом истории термомеханических нагружений рассчитывается тепловая составляющая ее остаточного ресурса. В основу теоретического обоснования метода были положены ранние работы О.И. Носаря с соавторами [7 – 12], в которых для оценки теплового профиля при ИТН стенка конструкции рассмотрена как одно- или двухслойная полубесконечная пластина либо пластина конечной толщины. При этом модель, несмотря на хорошее согласие с экспериментом в области малых времен и в

приконтактной с теплоносителем зоне, не учитывает изменения температуры на ее поверхности, что ограничивает временные рамки УЗ мониторинга конструкции и понижает точность контроля [13]. Для устранения указанного недостатка в настоящей работе теоретически рассмотрена стенка реактора в виде двухслойной пластины конечной толщины, которая подогревается с одной недоступной поверхности. Результаты сравниваются с экспериментальными данными работы [13].

Постановка задачи. В предыдущих работах [10, 11] проведен расчет одномерного температурного профиля в двухслойной пластине из материалов с разными теплофизическими параметрами. Расчет проведен для полубесконечного тела в слое толщиной L .

В настоящей работе предлагается решение аналогичной задачи для пластины толщиной $L = l_1 + l_2$, состоящей из двух слоев толщиной l_1 и l_2 .

Для расчета одномерного температурного поля (температурного профиля) необходимо решить уравнение теплопроводности при следующих начальных и граничных условиях. Начальная температура постоянна $T_H = const$ при $t = 0$. На поверхности $x = -l_1$ ($-l_1 \leq x \leq l_2$, $x = 0$ на границе двух слоев) $T(-l_1, t) = T_{l_1}(t)$ – температура, которая определяется из решения $T(l_2, t) = T_{l_2} = const$ при $t > 0$. Все величины снабжаются индексом слоя – 1 или 2: $T_1(x, t), T_2(x, t)$ и т.д. Кроме того, должны быть удовлетворены равенства температур и тепловых потоков на границе раздела слоев: $T_1(0, t) = T_2(0, t)$ и $\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=0}$ при $t > 0$.

Решение в таком случае представляют в виде двух слагаемых [14]:

$$T(x, t) = T^0(x, t) + T^c(x, t),$$

где T^0 – решение при $T_{l_1} = T^0(-l_1, t) = T_0 = const$, $T_{l_2} = T^0(l_2, t) = 0$, $T^0(x, 0) = T_H = const$, а T^c – решение при $T_{l_1} = T^c(-l_1, t) = 0$, $T_{l_2} = T^c(l_2, t) = T_H = const$, $T^c(x, 0) = T_H = const$. Решение для T^0 приводится в первом разделе, а для T^c – во втором. Это исходная ситуация, на основе которой, измеряя среднюю температуру пластины $\langle T(x, t) \rangle$, требуется определить зависящую от времени температуру $T_{l_1}(t)$ недоступной поверхности $x = -l_1$.

Расчет температурного поля

Раздел 1. Расчет $T^0(x,t)$

Для удобства верхний индекс 0 опустим.

Температурный профиль при постоянной температуре $T_0 = T(-l_1)$, и $T(l_2) = 0, T_H = 0$ имеет следующий вид [14]:

$$\begin{cases} T_{01}(x,t) = T_0 \frac{\lambda_1 l_2 - \lambda_2 x}{\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1} - T_0 \frac{2\sigma}{\pi(r + \sigma s)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(\pi s n)}{n} \sin\left(\frac{\pi s n x}{l_1}\right) \exp\left[-\frac{a_1 s^2 \pi^2 n^2}{l_1^2} t\right] \\ T_{02}(x,t) = T_0 \frac{\lambda_1 (l_2 - x)}{\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1} - T_0 \frac{2}{\pi(r + \sigma s)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(\pi s n)}{n} \sin\left(\frac{\pi n x}{l_2}\right) \exp\left[-\frac{a_1 s^2 \pi^2 n^2}{l_1^2} t\right] \end{cases} \quad (2)$$

при условиях, что $k \frac{l_2}{l_1} = \frac{r}{s}$ – рациональная дробь, где $k = \sqrt{\frac{a_1}{a_2}}$, в (2) $\sigma = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} k$.

Численные оценки (в системе СГС) [13]: $a_1 = 0,06 \text{ см}^2/\text{с}$, $\lambda_1 = 18,5 \text{ кал/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$, $l_1 = 2 \text{ см}$, $a_2 = 0,098 \text{ см}^2/\text{с}$, $\lambda_2 = 32,5 \text{ кал/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$, $l_2 = 20 \text{ см}$. Отсюда $k = 0,78$, $\sigma = 1,37$, $k \frac{l_2}{l_1} = \frac{7,8}{1}$, $s = 1$, $r = 7,8$. Введя для удобства расчетов

обозначения $m = \frac{a_1 \pi^2 s^2}{l_1^2}$, из (2) с помощью теоремы Дюамеля [14] получаем при произвольном значении $T(-l_1) = T_1(t) \neq T_0 = \text{const}$

$$T_1(x,t) = \int_0^t T_1(t) \frac{\partial T_{01}(x,t-z)}{\partial t} dz = \frac{2\sigma m}{\pi(r + \sigma s)} \sum_{n=1}^{\infty} n \cos(\pi s n) \sin\left(\frac{\pi s n x}{l_1}\right) \int_0^t T_1(z) \exp[-mn^2(t-z)] dz \quad (3)$$

Средняя температура первого слоя толщиной l_1 с учетом первого члена в (3)

$$\langle T_1(t) \rangle = \frac{1}{l_1} \int_{-l_1}^0 T_1(x,t) dx = \quad (4)$$

$$= T_0 \frac{2\lambda_1 l_2 - \lambda_2 l_1}{2(\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1)} + \frac{2\sigma}{\pi^2 s (r + \sigma s)} m \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\pi s n) [\cos(s\pi n) - 1] \int_0^t T_1(z) \exp[-mn^2(t-z)] dz$$

При $s = 1$ $\cos(\pi n) [\cos(\pi n) - 1] = \begin{cases} 0, (n - \text{четное}) \\ 2, (n - \text{нечетное}) \end{cases}$ и из (4) получаем

$$\frac{\langle T_1(t) \rangle - b_1 T_0}{A_1 m} = \sum_{n=1}^{\infty} J_n \equiv J, \quad (5)$$

где $b_1 = \frac{2\lambda_1 l_2 - \lambda_2 l_1}{2(\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1)} \approx 0,84$, $A_1 = \frac{4\sigma}{\pi^2 (r + \sigma s)} \approx 0,06$, $J_n = \int_0^t T_1(z) \exp[-mn^2(t-z)] dz$.

Продифференцируем J по t :

$$\frac{dJ}{dt} = -\sum_n mn^2 J_n + NT_1. \quad (6)$$

Чтобы выразить $\frac{dJ}{dt}$ через J , оценим относительный вклад J_n , положив $T_1 = 1$:

$$J_n = -\frac{1}{mn^2} (1 - \exp(-mn^2 t)) \quad (7)$$

обозначим $j_n = (1 - \exp(-mn^2 t))$. Значения при $t = 1$ для первых шести членов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения j_n при $t = 1$ для $n = \overline{1,6}$.

n	1	2	3	4	5	6
j_n	0,14	0,45	0,74	0,9	0,98	0,99

Т. е. $j_n \rightarrow 1$ при $n > 6$. Поскольку, согласно (4), четные члены равны 0, ограничимся $n = 5$ ($N = 3$), откуда получаем

$$J = \sum_{n=1}^5 J_n = -1,75; \quad (8)$$

$$-\sum_{n=1}^5 mn^2 J_n = 1,85.$$

Тогда $-\sum_{n=1}^5 mn^2 J_n = -1,06J$, и, подставляя в (5) (заменяя T_0 на T_l), получаем уравнение для T_l

$$\dot{T}_l + \frac{3A_1 m + 1,06b_1}{b_1} T_l = \frac{\langle \dot{T} \rangle + 1,06T_l}{b_1}. \quad (9)$$

Его решение:

$$T_l(t) = \frac{1}{b_1} \left\{ \langle T_l(t) \rangle - \langle T_l(0) \rangle \exp[-p_1 t] - (p_1 - 1,06) \exp[-p_1 t] \int_0^t \langle T_l(z) \rangle \exp[p_1 z] dz \right\} + T_l(0) \exp[-p_1 t] \quad (10)$$

Для случая нулевой начальной температуры T_H выражение (10) принимает вид

$$b_1 T_l(t) = \langle T_l(t) \rangle - q_1 \int_0^t \langle T_l(z) \rangle \exp(p_1 z) dz, \quad (11)$$

где $p_1 = \frac{3A_1 m + 1,06b_1}{b_1} \approx 1,09$, $q_1 = (p_1 - 1,06) \exp(-p_1 t)$ (при $t = 0$ $q_1 \approx 0,03$).

Рассмотрим второй слой. Полагая $s = 1$, делая аналогичные выкладки, получаем уравнение для T_l

$$b_2 T_l(t) = \langle T_2(t) \rangle - q_2 \int_0^t \langle T_2(z) \rangle \exp(p_2 z) dz, \quad (12)$$

где $b_2 = \frac{\lambda_1 l_2}{2(\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1)} \approx 0,4254$, $A_2 = \frac{2}{\pi^2 r(r + \sigma)} \approx -0,0028$,

$p_2 = -\frac{4,6317b_2 + A_2 m}{b_2} \approx 4,6327$, $q_2 = (p_2 - 4,6317) \exp(-p_2 t)$ (при $t = 0$ $q_2 \approx 0,001$).

Тогда помня, что $L\langle T \rangle = l_1 \langle T_1 \rangle + l_2 \langle T_2 \rangle$, из (11) и (12) получаем

$$T_l = \frac{1}{l_1 b_1 + l_2 b_2} \left[\langle T \rangle L - q_1 l_1 \int_0^t \langle T_1(z) \rangle \exp(p_1 z) dz - q_2 l_2 \int_0^t \langle T_2(z) \rangle \exp(p_2 z) dz \right]. \quad (13)$$

Оценим формулу (13). При $\langle T_1 \rangle = const \equiv T_1$, $\langle T_2 \rangle = const \equiv T_2$, $\langle T \rangle = const \equiv T$ получаем

$$T_l = \frac{1}{l_1 b_1 + l_2 b_2} \left[\langle T \rangle L - \frac{l_1}{p_1} (p_1 - 1,06) (1 - \exp(-p_1 t)) T_1 - \frac{l_2}{p_2} (p_2 - 4,6317) (1 - \exp(-p_2 t)) T_2 \right]$$

Величины T , T_1 , T_2 одного порядка. Тогда получаем

$$T_i \cong \frac{1}{l_1 b_1 + l_2 b_2} [22 \langle T \rangle - 0,06(1 - \exp(-p_1 t)) T_1 - 0,004(1 - \exp(-p_2 t)) T_2]$$

С ошибкой в 0,3% (0,06 / 22) можно записать

$$T_i = \frac{L \langle T \rangle}{b_1 l_1 + b_2 l_2}, \quad (14)$$

что совместно с (3) дает решение поставленной задачи.

$$T_1^0(x,t) = \frac{L \langle T \rangle}{(b_1 l_1 + b_2 l_2)} \frac{(\lambda_1 l_2 - \lambda_2 x)}{(\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1)} + \frac{2\sigma L}{\pi(r + \sigma s)(b_1 l_1 + b_2 l_2)} m \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\pi s n) \sin\left(\frac{\pi s n x}{l_1}\right) n \int_0^t \langle T(z) \rangle \exp[-mn^2(t-z)] dz$$

$$T_2^0(x,t) = \frac{L \langle T \rangle}{(b_1 l_1 + b_2 l_2)} \frac{\lambda_1 (l_2 - x)}{(\lambda_1 l_2 + \lambda_2 l_1)} + \frac{2L}{\pi(r + \sigma s)(b_1 l_1 + b_2 l_2)} m \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\pi s n) \sin\left(\frac{\pi m x}{l_2}\right) n \int_0^t \langle T(z) \rangle \exp[-mn^2(t-z)] dz \quad (15)$$

Раздел 2. Расчет $T^c(x,t)$

Решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial^2 T^c}{\partial x^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial T^c}{\partial t} = 0 \quad (16)$$

(при $T^c(-l_1, t) = 0$, $T^c(l_2, t) = T_H = const$, $T^c(x, 0) = T_H = const$) найдем при помощи преобразования Лапласа, полагая $L(T_1^c) = v_1$, $L(T_2^c) = v_2$, где $L(T) = \int_0^{\infty} T(x,t) \exp(-pt) dt$ ($p > 0$).

Результат преобразования (16) для двухслойной пластины будет иметь вид

$$\frac{d^2 \tilde{v}_1}{dx^2} - q_1^2 \tilde{v}_1 = 0, \quad \frac{d^2 \tilde{v}_2}{dx^2} - q_2^2 \tilde{v}_2 = 0, \quad (17)$$

где $\tilde{v}_1 = v_1 - \frac{v_0}{p}$, $\tilde{v}_2 = v_2 - \frac{v_0}{p}$, $q_1^2 = \frac{p}{a_1}$, $q_2^2 = \frac{p}{a_2}$, a – температуропроводность, v_0 – начальная температура (постоянная). И граничные условия $\tilde{v}_1(l_1) = 0$, $\tilde{v}_2(l_2) = 0$, ω – температура поверхности $x = l_2$.

Решения уравнений (17), удовлетворяющие граничным условиям, представим в виде

$$\tilde{v}_1(x) = A_1 ch(q_1(x+l_1)) + B_1 sh(q_1(x+l_1));$$

$$\tilde{v}_2(x) = A_2 sh(q_2(x-l_2)) + B_2 ch(q_2(x-l_2)). \quad (18)$$

Из граничных условий находим

$$A_1 = 0, \quad B_2 = \frac{\omega}{p}. \quad (19)$$

B_1 и A_2 можно найти из равенств $\tilde{v}_1(0) = \tilde{v}_2(0)$ и $\left. \frac{d\tilde{v}_1}{dx} \right|_0 = \left. \frac{d\tilde{v}_2}{dx} \right|_0$. Перед нахождением из (18) B_1 и A_2 , произведем численные оценки величин, исходя из значений a_i , λ_i (в системе СГС): $a_1 = 0,06 \text{ см}^2 / \text{с}$, $\lambda_1 = 18,5 \text{ кал} / \text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$, $l_1 = 2 \text{ н} \dot{\text{и}}$, $a_2 = 0,098 \text{ см}^2 / \text{с}$, $\lambda_2 = 32,5 \text{ кал} / \text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$, $l_2 = 20 \text{ см}$. Из этого следует, что $q_1 l_1 = \sqrt{\frac{p}{a_1}} l_1 \cong 8,16 (p > 1)$, $q_2 l_2 \cong 63,88$.

Можно заметить, что $sh(q_i l_i) = \frac{e^{q_i l_i} - e^{-q_i l_i}}{2} \cong \frac{e^{q_i l_i}}{2} = ch(q_i l_i)$ (поскольку

$e^{q_i l_i} \approx 0,0002 \ll 1$) и $th(q_i l_i) \cong 1$. Так как $\lambda_i q_i = \lambda_i \sqrt{\frac{p}{a_i}}$, то после преобразований получаем

$$B_1 = \frac{\omega}{p} \frac{4k\sigma}{(k\sigma + 1)} \exp(-(q_1 l_1 + q_2 l_2)); \quad (20)$$

$$A_2 = \frac{\omega}{p} \left(1 + \frac{4k\sigma}{(k\sigma + 1)} \exp(-2q_2 l_2) \right),$$

где

$$k = \sqrt{\frac{a_1}{a_2}} \approx 0,79, \quad \sigma = k \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \approx 1,38.$$

Из (17), (19) и (20) получаем

$$\tilde{v}_1 = \frac{2\omega k\sigma}{1+k\sigma} \left[\frac{1}{p} (\exp(-q_1(kl_2 - x)) - \exp(-q_1(kl_2 + 2l_1 + x))) \right]; \quad (21)$$

$$\tilde{v}_2 = \frac{\omega}{p} \left[\exp(-q_2(l_2 - x)) - \frac{2k\sigma}{1+k\sigma} \exp(-q_1 k(3l_2 - x)) \right].$$

После обратного преобразования Лапласа [14], полагая $v_o = T_H$ и $\omega = T_H$, получаем

$$T_1^c = T_H + \frac{2T_H k\sigma}{1+k\sigma} \left[\Phi^* \left(\frac{kl_2 - x}{2\sqrt{a_1 t}} \right) - \Phi^* \left(\frac{kl_2 + 2l_1 + x}{2\sqrt{a_1 t}} \right) \right]; \quad (22)$$

$$T_2^c = T_H + T_H \left[\Phi^* \left(\frac{l_2 - x}{2\sqrt{a_2 t}} \right) - \frac{2k\sigma}{1+k\sigma} \Phi^* \left(\frac{k(3l_2 - x)}{2\sqrt{a_1 t}} \right) \right].$$

Оценим формулы (22). Обозначим

$$F_1 = \frac{2k\sigma}{1+k\sigma} \Phi^* \left(\frac{kl_2 - x}{2\sqrt{a_1 t}} \right), \quad F_2 = -\frac{2k\sigma}{1+k\sigma} \Phi^* \left(\frac{kl_2 + 2l_1 + x}{2\sqrt{a_1 t}} \right); \quad (23)$$

$$F_3 = \Phi^* \left(\frac{l_2 - x}{2\sqrt{a_2 t}} \right), \quad F_4 = -\frac{2k\sigma}{1+k\sigma} \Phi^* \left(\frac{k(3l_2 - x)}{2\sqrt{a_1 t}} \right).$$

Поскольку $L\langle T \rangle = l_1 \langle T_1 \rangle + l_2 \langle T_2 \rangle$, из (22) и (23) получим

$$\langle T \rangle = T_H + \frac{T_H}{L} \left\{ \int_{-l_1}^0 (F_1 + F_2) dx + \int_0^{l_2} (F_3 + F_4) dx \right\} \quad (24)$$

Согласно оценкам величина $F_3 \gg F_1, F_2, F_4$. Поэтому последними пренебрегаем и (24) принимает вид

$$T_1^c = T_H \quad (25)$$

$$T_2^c = T_H + T_H \Phi^* \left(\frac{l_2 - x}{2\sqrt{a_2 t}} \right).$$

Средняя температура

$$\langle T \rangle = T_H + \frac{2T_H}{L} \sqrt{\frac{a_2 t}{\pi}}. \quad (26)$$

Для определения температуры T_{l_1} на внутренней поверхности стенки сосуда с помощью УЗ зондирования по формулам (14) и (15) необходимо учесть, что они

получены в предположении, что $T_H = 0$. Поэтому в случае $T_H = const \neq 0$ из экспериментально полученного значения $\langle T \rangle$ следует вычесть (26).

Используя (15) и (25), окончательные выражения для температурного поля принимают вид

$$T_1(x,t) = T_H + \frac{L\langle T \rangle}{(b_1l_1 + b_2l_2)(\lambda_1l_2 + \lambda_2l_1)} + \frac{2\sigma L}{\pi(r + \sigma s)(b_1l_1 + b_2l_2)} m \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\pi sn) \sin\left(\frac{\pi snx}{l_1}\right) n \int_0^t \langle T(z) \rangle \exp[-mn^2(t-z)] dz. \quad (27)$$

$$T_2(x,t) = T_H + T_H \Phi^*\left(\frac{l_2 - x}{2\sqrt{a_2t}}\right) + \frac{L\langle T \rangle}{(b_1l_1 + b_2l_2)(\lambda_1l_2 + \lambda_2l_1)} + \frac{2L}{\pi(r + \sigma s)(b_1l_1 + b_2l_2)} m \sum_{n=1}^{\infty} \cos(\pi sn) \sin\left(\frac{\pi rn x}{l_2}\right) n \int_0^t \langle T(z) \rangle \exp[-mn^2(t-z)] dz. \quad (28)$$

Сравнение с экспериментом. Для сравнения ниже использованы результаты УЗ и термометрических измерений на массивных образцах из стали 15X2MФА без наплавленного защитного слоя при ИТН в режиме 20 – 300°C из предыдущей работы авторов [13].

Чтобы перейти к рассмотрению однослойной пластины нужно положить в (27) и (28) $\lambda_1 = \lambda_2 \equiv \lambda$, $a_1 = a_2 \equiv a$, и рассматривать однослойную пластину, состоящую из двух частей с одинаковыми теплофизическими параметрами.

Анализ выражений (27) и (28) показал, что временные зависимости температуры образца (прозвучиваемого участка стенки конструкции) на фиксированном удалении от приконтактной зоны $x = const$ при ИТН $T(t)_{teor}$ можно описать полиномом третьей степени. Так для $x = 34,1$ мм (рис. 1)

$$T(t)_{teor} = 27,89615 + 0,60079t - 0,0012t^2 + 1,03933 \cdot 10^{-6}t^3. \quad (29)$$

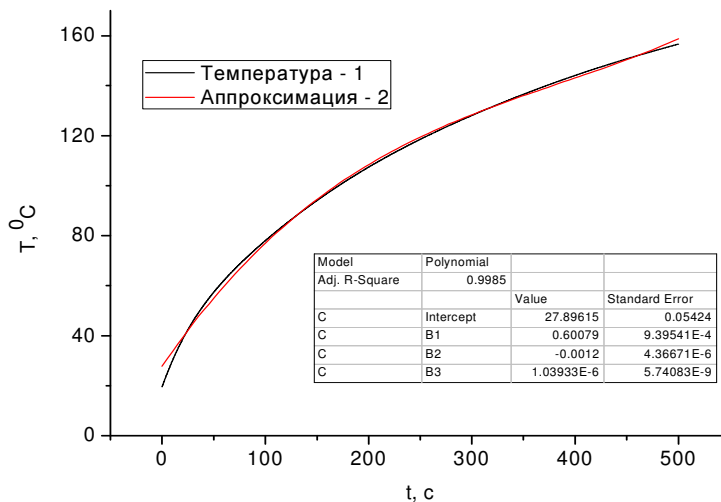


Рисунок 1. Временная зависимость температуры в сечении образца из стали 15X2MФА на расстоянии 34,1 мм от зоны ИТН в режиме 20 – 300°C: 1 – расчет по формулам (27) – (28); 2 – аппроксимация полиномом по формуле (29)

Figure 1. Time dependence of the temperature in the cross section of the 15Cr2MFA steel specimen at a distance 34.1 mm on the PTL zone in the mode of 20 – 300°C: 1 – calculation by the formulas (27), (28); 2 – third degree polynomial approximation by the formula (29)

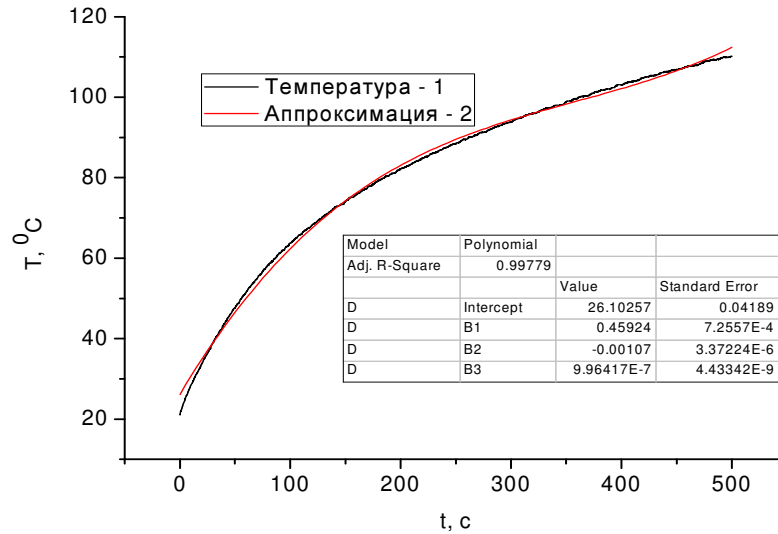


Рисунок 2. Временная зависимость температуры в сечении образца из стали 15Х2МФА на расстоянии 34,1 мм от зоны ИТН в режиме 20 – 300°C: 1 – термопарные измерения [13]; 2 – аппроксимация по формуле (30)

Figure 2. Time dependence of the temperature in the cross section of the 15Cr2MFA steel specimen at a distance 34.1 mm on the PTL zone in the mode of 20 – 300°C: 1 – an experiment [13]; 2 – approximation by the formula (30)

При расчете $T(t)_{teor}$ использована экспериментальная зависимость времени задержки УЗ сигнала $\langle \tau \rangle(t)$ в образце из стали 15Х2МФА при ИТН в режиме 20 – 300°C [13]. Аналогичная зависимость $T(t)_{exper}$ построена по результатам параллельных термометрических измерений из той же работы (рис. 2)

$$T(t)_{exper} = 26,10257 + 0,45924t - 0,00107t^2 + 0,996417 \cdot 10^{-6}t^3. \quad (30)$$

Видна хорошая степень согласованности построенных и аппроксимированных кривых на обоих рисунках. Также видно, что выражения (29) и (30) незначительно отличаются значениями постоянных составляющих и коэффициентов пропорциональности. Причиной наблюдаемого расхождения может быть, в частности, использование при расчетах тепловых параметров стали литературных данных вместо измеренных. Однако отмеченные расхождения можно учесть при машинной обработке результатов УЗ измерений.

Как показал проведенный анализ, достоинством предложенной модели является возможность ее применения для мониторинга на протяжении более длительного времени, чем при использовании предыдущей теоретической модели [13].

Выводы. Выполнен расчет теплового профиля $T(x,t)$ в двухслойной пластине конечной толщины, которая подвергается тепловому воздействию с одной поверхности. Получены выражения $T(x,t)$ в зависимости от средней по толщине стенки температуры $\langle T \rangle(t)$, которые хорошо аппроксимируются полиномами третьей степени. Результаты расчета временной зависимости температуры на фиксированном расстоянии $x=const$ от зоны контакта с источником нагрева удовлетворительно согласуются с аналогичными данными, полученными УЗ методом в предыдущей работе авторов при импульсном тепловом нагружении массивных образцов из корпусной стали 15Х2МФА. Анализ использованной теоретической модели показал ее перспективность для применения при реструктуризации $T(x,t)$ УЗ методом в замкнутых конструкциях типа корпусов реакторов ВВЭР в режиме мониторинга.

Conclusions. Thus, in this paper, the temperature profile $T(x,t)$ in two-layer plate of finite thickness which is subject the thermal action from one surface was calculated. Expressions for $T(x,t)$ as the function of average wall thickness of temperature $\langle T \rangle(t)$ were obtained and are well approximated by the third degree polynomials. Results of calculation temperature time dependence at a fixed distance $x=const$ from contact zone with the heat source are in good agreement with those data obtained by the ultrasonic method in our previous work for the pulsed thermal loading of bulk samples of the vessel steel 15Cr2MFA. The analysis of using theoretical model has shown that it is promising being used in the restructuring of $T(x, t)$ by ultrasonic technique in closed constructions of the WWNR type in monitor mode.

Список использованной литературы

1. Мелехов, Р.К. Конструкційні матеріали енергетичного обладнання. Властивості, деградація [Текст] / Р.К. Мелехов, В.І. Похмурський. – Київ: Наукова думка, 2003. – 384 с.
2. Механіка руйнування та міцність матеріалів: довідковий посібник. Том 8 [Текст]; під ред. В.В.Панасюка. – Київ: Видавничий дім «Академперіодика», 2005. – 541 с.
3. Крауткремер, Й. Ультразвуковой контроль материалов: справочник [Текст] / Й. Крауткремер, Г. Крауткремер. – М.: Металлургия., 1991. – 752 с.
4. Patent 21827 A Ukraine. G01L13/100. Method Non-destructive Control of Constructions / Zaporozhets O.I., Nemoshkalenko V.V., Nosar A.I. – Print. 30.04.98. Bul. N2.
5. Установка для ультразвукового неруйнівного контролю температурних полів і термічних напруг в корпусах водо-водяних ядерних реакторів при імпульсному тепловому навантаженні [Текст] / М.О. Дордієнко, О.І. Запорожець, Р.О. Мазманян, В.А. Михайловський, Ю.О. Фролов, А.П. Шпак // Проблеми ресурсу і безпеки експлуатації конструкцій, споруд та машин: збірник наукових статей за результатами, отриманими 2007 – 2009 рр. – ІЕЗ ім. Є.О. Патона НАН України: Київ. – 2009. – С. 299 – 305.
6. Лэнджер, Б.Ф. Расчеты сосудов давления на малоцикловую усталость [Текст] / Б.Ф. Лэнджер (B.F. Langer) // Техническая механика. – 1962. – № 3. – С.97 – 114.
7. Неразрушающий контроль температурных полей и механических напряжений в корпусах реакторов [Текст] / М.Е. Гуревич, В.С. Карасев, Ю.В. Корнюшин, А.И. Носарь // ИФЖ. – 1990. – Т. 59, № 2. – С. 323.
8. Веселовский, О.И. Экспериментальные исследования возможности создания системы контроля напряженного состояния корпусов ВВЭР [Текст] / О.И. Веселовский, М.Е. Гуревич, В.С. Карасев и др. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Физика. – 1992. – вып. 1 (58), 2 (59). – С. 129 – 132.
9. Zaporozhets, O.I. A technology for non-destructive testing of metalworks / O.I. Zaporozhets, A.V. Lichko, V.V. Nemoshkalenko, A.I. Nosar // Met. Phys. Adv. Tech. – 1999. – 17. – P. 961 – 971.
10. Носарь, А.И. К расчету температурного поля на основе измерения среднеобъемной температуры образца IV [Текст] / А.В. Лычко, А.И. Носарь // Металлофизика и новейшие технологии. – 2001. – Т. 23, №4. – С. 481 – 489.
11. Запорожец, О.И. К расчету температурного поля на основе измерения среднеобъемной температуры образца VI [Текст] / О.И. Запорожец, А.В. Лычко, А.И. Носарь // Металлофизика и новейшие технологии. – 2002. – Т. 24, № 3. – С. 375 – 379.
12. Лычко, А.В. К расчету температурного поля на основе измерения среднеобъемной температуры образца III [Текст] / А.В. Лычко, А.И. Носарь // Металлофизика и новейшие технологии. – 2001. – Т. 23, №1. – С. 71 – 73.
13. К обоснованию метода ультразвукового контроля температурных полей и термических напряжений в корпусах ядерных реакторов типа ВВЭР при импульсном тепловом нагружении [Текст] / Н.А. Дордиенко, О.И. Запорожец, В.А. Михайловский, В.Б. Молодкин // Металлофизика и новейшие технологии. – 2012. – Т. 34, №7. – С. 949 – 964.
14. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел [Текст] / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1964. – 437 с.

Получено 22.08.2013