

Метод теплового контроля с использованием быстрого преобразования Фурье

О.Н. Будадин, О.В. Лебедев, В.Г. Авраменко, Д.В. Киржанов, Д.В. Ким-Серебряков

Технологический институт энергетических исследований, диагностики и неразрушающего контроля "ВЕМО", Россия, г. Москва, 113162 Люсиновская ул., д.62,

Тел. (095) 236-83-15, 237-72-88. Email: budadin@wemo.ru.

Институт Машиноведения РАН им. А.А. Благонравова, Россия, Малый Харитоньевский пер., д.4.

Обеспечение надежности функционирования объектов различных отраслей промышленности требует наличия соответствующих методов и средств неразрушающего контроля и технической диагностики для определения их технического состояния. При этом повышение требований к достоверности результатов диагностики, и мировая тенденция это подтверждает, приводит к необходимости перехода от дефектоскопии объектов (обнаружение дефектов) к дефектометрии (определение характеристик дефектов), что дает возможность оценки остаточного ресурса.

Одним из интенсивно развивающихся методов, благодаря своим эксплуатационным и техническим преимуществам, является тепловой метод, основанный на анализе температурных полей объектов. Развитие этого метода, в соответствии с острой потребностью промышленности, с использованием современных достижений математики и компьютерной техники привели к созданию метода тепловой дефектометрии, основанного на решении обратной задачи нестационарной теплопроводности.

Данный метод реализован в ряде технологий, которые с успехом применяются в нескольких отраслях промышленности. Однако многолетняя эксплуатация выявила ряд недостатков, которые в последнее время стали сдерживающим фактором, ограничивающим применение метода на практике:

- производительность контроля относительно невысока (например, время решения обратной задачи для крупногабаритных объектов на современных быстродействующих компьютерах с использованием специальным программ достигают нескольких часов);
- для ряда практических задач погрешность результатов контроля остаётся достаточно высокой;
- из-за большого времени счёта отсутствует возможность оценки величины вычисленных погрешности при наличии погрешности входных данных;
- для выполнения обследований необходим обслуживающий персонал высокой квалификации;
- реализации метода в специализированных микропроцессорных системах, встраиваемых в вычислители и измерительные приборы, препятствуют некоторые технические трудности.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что эти недостатки обусловлены следующими основными причинами, связанными с особенностями математической модели метода:

- использование конечно-разностных схем решения дифференциальных уравнений для решения прямой задачи теплопроводности;
- неоптимальный метод численной минимизации функционала правдоподобия;
- недостаточная оптимизация вычислительной процедуры, реализующей методику решения обратной задачи теплопроводности.

Целью настоящей работы является создание усовершенствованного метода тепловой дефектометрии, свободного от вышеперечисленных недостатков, предназначенного для широкого применения для неразрушающего контроля и диагностики технического состояния объектов различных отраслей промышленности и способного решать практические задачи определения характеристик внутренних дефектов (нарушений сплошности) многослойных конструкций при наличии неопределенности входных данных.

Решение прямой задачи

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что исключение данных недостатков возможно путем применения метода обратного дискретного преобразования Фурье для решения прямой и обратной задачи теплопроводности.

Созданный метод тепловой дефектометрии, основан на решении обратной задачи теплопроводности с использованием «функционала правдоподобия» на базе преобразования Фурье.

Решение обратной задачи нестационарной теплопроводности в многослойном объекте заключается в определении теплофизических и геометрических параметров областей нарушений внутренней сплошности материалов - дефектов с учетом соответствующих граничных и начальных условий. В основе решения обратной задачи лежит многократное использование решений прямой задачи нестационарной теплопроводности – метод подбора квазирешений.

Для решения прямой задачи нестационарной теплопроводности рассмотрим квазиодномерный многослойный объект (рис. 1). Квазиодномерность объекта означает, что характерный пространственный масштаб неоднородности в плоскости XU значительно (более чем в 10 раз) превышает толщину объекта L . Температуры поверхностей объекта меняются со временем заданным образом. Решение прямой задачи теплопроводности заключается в расчете зависимости тепловых потоков через поверхности объекта от времени по известным граничным условиям на границах объекта.

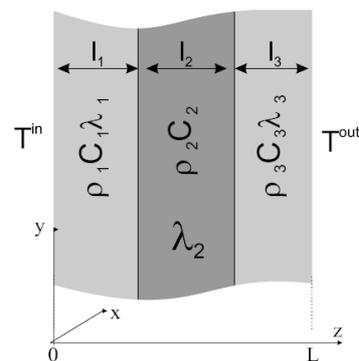


Рисунок 1. Квазиодномерный многослойный объект

Квазиодномерность объекта позволяет использовать одномерное нестационарное уравнение теплопроводности для расчета распределения температуры внутри объекта при сохранении достаточной степени общности математического моделирования:

$$C(z) \rho(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = \lambda(z) \frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2}$$

с граничными условиями первого рода на поверхностях стены:

$$T(z,t)|_{z=0} = T_1(t), \quad T(z,t)|_{z=L} = T_2(t)$$

Здесь $C(z)$, $\rho(z)$ и $\lambda(z)$ представляют собой кусочно-постоянные значения теплофизических характеристик области функции координаты.

На границах слоев структуры используются стандартные в теории теплопередачи условия непрерывности значений температуры и плотности теплового потока на границе слоев:

$$T(z,t)|_{z_b-0} = T(z,t)|_{z_b+0}$$

$$\left. \lambda(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right|_{z_b-0} = \left. \lambda(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right|_{z_b+0}$$

где z_b - координата границы рассматриваемого слоя.

Для решения задачи теплопроводности задается начальное распределение температуры внутри слоев структуры. Задание распределение температуры в начальный момент времени соответствует стационарному температурному режиму с температурами на границах объекта, равными, соответственно, $T^{in}(t=0)$ и $T^{out}(t=0)$.

Рассматриваемый объект содержит N_l слоев, теплофизические параметры которых (коэффициент теплопроводности λ_n , плотность ρ_n , удельная теплоемкость C_n и толщина L_n) известны. Одна из поверхностей объекта считается внутренней, другая - внешней. Нумерация слоев производится, начиная с внутренней поверхности. Известными также являются температурные истории на поверхностях объекта, т.е. последовательности значений температур поверхностей в моменты времени t_n (всего N_l значений).

В рамках описываемого метода предполагается, что температуры поверхностей задаются в последовательные моменты времени, интервал между которыми одинаков и равен некоторой величине dt . Если это условие не выполняется, то предварительно проводится интерполяция температурных историй на временную сетку $t_n = (n-1)dt$ (считается, что измерения начались в момент времени $t=0$).

Стационарное распределение температуры достигается, если поддерживать температуру поверхностей объекта постоянной в течение достаточно продолжительного времени, большего характерного времени его тепловой инерции – времени релаксации (рис. 2).

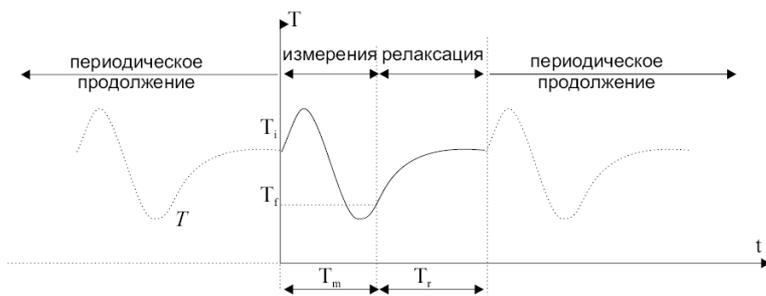


Рис. 2. Периодическое продолжение температуры окружающей среды внешней поверхности.

Далее по тексту продолжительность времени измерений обозначается как T_m , а релаксационного периода - T_r . Пусть функция, определяющая поведение температуры воздуха на интервале $[T_m, T_m + T_r]$ (релаксационная функция) определяется следующим выражением:

$$T^{(in,out)}(t_n) = T^{(in,out)} + \left(T^{(in,out)}(0) - T^{(in,out)}(T_m) \right) \exp\left(-\frac{5(t_n - T_m - T_r)}{T_r} \right)$$

здесь $n = (N_l + 1) \dots N_l + 1 + \text{round}\left(\frac{T_r}{dt}\right)$, где функция $\text{round}(\dots)$ является целой частью числа.

Таким образом, прямая задача теплопроводности решается на интервале $[0, T_m + T_r]$, а затем из рассчитанных значений плотности теплового потока выбираются те, которые рассчитаны на интервале $[0, T_m]$.

Определим температурную обследуемого объекта историю как совокупность необходимых для вычислений зависимостей температуры от времени. Температурная история может включать одну или несколько таких зависимостей. При практических обследованиях эти зависимости измеряются автоматическими самописцами температуры. Будем считать, что все самописцы, производившие измерения, начали и закончили работу в одни и те же моменты времени. В этом случае температурная история будет представлять собой несколько функций, заданных таблично на одном и том же интервале. Будем считать, что координатные сетки этих функций совпадают.

Для применимости быстрого преобразования Фурье необходимо, чтобы число точек всей температурной истории (т. е. количество значений температуры на интервале $[0, T_m + T_r]$)

было нечетным. В случае невыполнения этого требования, температурная история удлиняется, и в каждую температурную историю добавляется по одному значению в момент времени $T_m + T_r + dt$, равному $T^{(in)}(0)$ для температурной истории на внутренней поверхности объекта, и $T^{(out)}(0)$ - для температурной истории на внешней поверхности. Далее полное число значений температурной истории (на расширенном временном интервале $[0, T_m + T_r]$) обозначается как N .

Для нахождения теплового потока через поверхности объекта необходимо разложить температурную историю поверхностей стены в ряд Фурье. Но так как входная информация дискретна, воспользуемся алгоритмом дискретного преобразования Фурье, согласно которому температура в момент времени t_j определяется выражением:

$$T_j^{(in,out)} = \sum_{k=1}^N X_k^{(in,out)} e^{-i(t_j - t_1)\omega_k}$$

при этом амплитуда гармоник Фурье равна

$$X_n^{(in,out)} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N T_k^{(in,out)} \exp_{\text{и}} \frac{\text{ж } 2i\pi (n-1)(k-1) \text{ ц}}{N \text{ ш}}$$

Здесь для $k \leq \frac{N}{2}$ $\omega_k = \frac{2\pi(k-1)}{T}$, где полный период температурной истории $T = t_N - t_1 + \Delta t$ и для $k > \frac{N}{2}$ $\omega_k = -\omega_{N-k+2}$.

Такое преобразование связано с тем, что в дискретном преобразовании Фурье-гармоники k и $k - N$ эквивалентны, так как $\exp(i\omega_k \Delta t) = 1$, а корректное разложение Фурье вещественной функции должно иметь как положительные, так и отрицательные гармоники. Для того, чтобы не происходило искусственного увеличения частоты на $\frac{2\pi}{\Delta t}$,

производится калибровка номеров гармоник.

Из выражения следует, что для решения задачи теплопроводности необходимо найти тепловой отклик многослойного объекта на суперпозицию гармонических сигналов.

Представим температуру внутри объекта в виде ряда Фурье

$$T(z, t) \Big|_{t=t_j} = \sum_{k=1}^N T_k(z) e^{-i(t_j - t_1)\omega_k},$$

где частоты ω_k определяются теми же выражениями, что и частоты в соотношении. Из зависимости следует, что плотность теплового потока через поверхности объекта также представима в виде ряда Фурье:

$$I_j^{(in,out)} \text{ и } I^{(in,out)}(t_j) = \sum_{k=1}^N Y_k^{(in,out)} e^{-i(t_j - t_1)\omega_k}$$

Подставляя разложение в уравнение теплопроводности, получаем уравнение на амплитуды Фурье-гармоник внутри n -го слоя:

$$\frac{\partial^2 T_k}{\partial z^2} + \frac{i\omega C_n \rho_n}{\lambda_n} T_k = 0$$

Условие непрерывности на границах слоев n и $n + 1$ приобретают следующий вид:

$$T_j(z_b - 0) = T_j(z_b + 0)$$

$$\lambda_n \frac{\partial T_j}{\partial z} \Big|_{z_b - 0} = \lambda_{n+1} \frac{\partial T_j}{\partial z} \Big|_{z_b + 0}$$

где z_b - координата границы слоев n и $n + 1$.

Условия на границах объекта для различных гармоник n принимают следующий вид:

$$T_j \Big|_{z=0} = T_j^{in}, \quad T_j \Big|_{z=L} = T_j^{out}$$

В силу линейности задачи нестационарной теплопроводности, Фурье-амплитуды гармоник плотностей тепловых потоков и температур на границах многослойного объекта связаны соотношением

$$\begin{aligned} Y_k^{(in)} &= \chi_{11k} X_k^{(in)} + \chi_{12k} X_k^{(out)} \\ Y_k^{(out)} &= \chi_{21k} X_k^{(in)} + \chi_{22k} X_k^{(out)} \end{aligned}$$

Величина χ_{ijk} называется тензором тепловой восприимчивости объекта.

Для однослойного объекта величины C , ρ и λ внутри слоя являются постоянными, поэтому решение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} T_0 &= A_0 z + B_0 \\ T_n &= A_n \exp(k_n z) + B_n \exp(-k_n z), \quad n > 0, \\ k_n &= \frac{1-i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega C \rho}{\lambda}} \end{aligned}$$

Из выражений - и граничных условий следует, что Фурье-амплитуды гармоник плотностей тепловых потоков и температур на границах многослойного объекта связаны соотношениями и , при этом компоненты тензора тепловой восприимчивости определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \chi_{11n} &= \frac{\lambda}{L} \frac{k_n L}{\tanh(k_n L)}, \quad \chi_{12n} = -\frac{\lambda}{L} \frac{k_n L}{\sinh(k_n L)}, \quad \chi_{21} = -\chi_{12}, \quad \chi_{22} = -\chi_{11} \\ k_n &= \frac{i-1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega_n \rho C}{\lambda}} \end{aligned}$$

Граница, разделяющая поверхность объекта от воздуха, также рассматривается как приграничный слой со следующими значениями компонент тензора восприимчивости:

$$\chi_{11n} = \alpha, \quad \chi_{12n} = -\alpha, \quad \chi_{21n} = \alpha, \quad \chi_{22n} = -\alpha$$

Здесь α - коэффициент теплоотдачи на поверхности объекта. Справедливость этих выражений следует из соотношения между тепловым потоком через границу воздух-поверхность (воздух - слева, объект - справа) $I(t)$ с разностью температур с разных сторон поверхности $\Delta T(t) = T^{air}(t) - T^{wall}(t)$:

$$I(t) = \alpha \Delta T(t)$$

Если объект является составным, т.е. состоящим из двух слоев, каждый из которых имеет свои значения восприимчивостей $\chi_{ijk}^{(1)}$ и $\chi_{ijk}^{(2)}$, при этом слой 1 находится слева, а непосредственно к его правой границе прикреплен слой 2, то из условий непрерывности температуры и следует, что значения компонент тензора восприимчивости составного объекта $\chi_{ijk}^{(12)}$ определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \chi_{11k}^{(12)} &= \frac{\chi_{11k}^{(1)}(\chi_{22k}^{(1)} - \chi_{11k}^{(2)}) - \chi_{12k}^{(1)}\chi_{21k}^{(1)}}{\chi_{22k}^{(1)} - \chi_{11k}^{(2)}}, \quad \chi_{12k}^{(12)} = \frac{\chi_{12k}^{(1)}\chi_{21k}^{(2)}}{\chi_{22k}^{(1)} - \chi_{11k}^{(2)}} \\ \chi_{21k}^{(12)} &= -\frac{\chi_{21k}^{(1)}\chi_{12k}^{(2)}}{\chi_{22k}^{(1)} - \chi_{11k}^{(2)}}, \quad \chi_{22k}^{(12)} = \frac{\chi_{22k}^{(2)}(\chi_{11k}^{(1)} - \chi_{11k}^{(2)}) + \chi_{12k}^{(2)}\chi_{21k}^{(2)}}{\chi_{22k}^{(1)} - \chi_{11k}^{(2)}} \end{aligned}$$

Любой многослойный объект представим в виде суперпозиции однородных слоев и приграничных слоев. Восприимчивость всего объекта рассчитывается путем последовательного применения формул . Затем рассчитанные значения тензора восприимчивости подставляются в соотношения и , а далее с помощью соотношения по известным значениям амплитуд Фурье-гармоник плотности теплового потока рассчитываются значения плотности теплового потока через поверхности объекта на полной временной сетке. На конечном этапе решения прямой задачи теплопроводности из

полного набора рассчитанных значений плотности теплового потока выбираются лишь те, которые рассчитаны на временном интервале $[0 \ddot{e} T_m]$.

Решение обратной задачи нестационарной теплопроводности

Первым этапом решения обратной задачи нестационарной теплопроводности в исследуемом объекте, с целью уменьшения эффективной амплитуды шума датчиков температуры, заданные температурные серии (наружного воздуха $T_{out}^{air}(t_n)$, наружной поверхности $T_{out}^{wall}(t_n)$, внутренней поверхности $T_{in}^{wall}(t_n)$ и внутреннего воздуха $T_{in}^{air}(t_n)$) подвергаются процедуре усреднения (сглаживания).

Пусть температурные серии поверхностей содержит N значений. В рамках описываемого алгоритма предполагается, что температуры поверхностей задаются в последовательные моменты времени, интервал между которыми одинаков и равен некоторой величине dt .

Если это условие не выполняется, то предварительно проводится интерполяция температурных историй на временную сетку $t_n = (n - 1) dt$ (считается, что измерения начались в момент времени $t = 0$). Для исключения изменений температуры, характерный период которых равен $\delta\tau$, проводится быстрое преобразование Фурье:

$$X_{(in,out)n}^{wall} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N T_{(in,out)k}^{wall} \exp\left\{ \frac{2i\pi (n-1)(k-1) dt}{N} \right\}$$

Затем приравняются нулю все гармоники X_n с номерами:

$$n = (k + 1) \dots N + 1 - k, \quad k = 1 + \text{round} \left\{ \frac{N dt}{\delta\tau} \right\}$$

На конечном этапе проводится обратное Фурье преобразование:

$$\bar{T}_{(in,out)}^{wall}(t_n) = \text{Re} \left\{ \sum_{k=1}^N \tilde{X}_{(in,out)k}^{wall} \exp\left\{ -\frac{2i\pi (n-1)(k-1) dt}{N} \right\} \right\}$$

где функция $\text{Re}(\dots)$ выделяет вещественную часть числа. Аналогично преобразуются температурные серии внутреннего и внешнего воздуха.

Далее задается некоторый набор значений теплофизических параметров слоев объекта $\{\theta_j\}$, и рассчитываются плотности тепловых потоков через внешнюю $I^{(out)}(t_n, \{\theta_j\})$ и

внутреннюю $I^{(in)}(t_n, \{\theta_j\})$ поверхности способом, описанным ранее, а также вводятся

рассчитанные температурные серии внутреннего \tilde{T}_{in}^{air} и внешнего воздуха \tilde{T}_{out}^{air}

определяемые следующими соотношениями:

$$\tilde{T}_i^a(t_i, \{\theta_j\}, \alpha^{(l)}) = T_i^w(t_i) + \frac{I^{(l)}(t_i, \{\theta_j\})}{\alpha_l}$$

$$\tilde{T}_i^a(t_i, \{\theta_j\}) = T_i^w(t_i) + \frac{I^{(r)}(t_i, \{\theta_j\}, \alpha^{(r)})}{\alpha_r}$$

При истинных значениях теплофизических характеристик слоев объекта измеренные и рассчитанные температурные серии максимально близки. Причем кривые должны быть близки также на любом интервале полной температурной серии. Степень близости кривых рассчитывается в смысле нормы среднеквадратичной невязки.

Для проведения расчетов разобьём полную исходную температурную историю на интервалы времени с фиксированной продолжительностью Δ . Обозначим каждый из интервалов $[\tau_i, \tau_{i+1}]$. Пусть их число равно N_t . Вводятся следующие функционалы:

$$D_i^{(l,r)}(\{Q_j\}, a_i) = \frac{Dt}{\tau_{i+1} - \tau_i} \mathbf{e}^{-\frac{t}{\tau_i}} \left(T_{l,r}^a(t_i, a_{l,r}, \{Q_j\}) - T_{l,r}^a(t_i) \right)^2$$

Функционалы $D_i^{(in,out)}(\{\theta_j\}, \alpha^{(in,out)})$ называются функционалами правдоподобия из-за того, что при подстановке в них истинных значений параметров $\{\theta_j\}$ их значения минимальны. Вследствие влияния шумов, минимумы различных функционалов правдоподобия могут не совпадать. При этом истинные значения параметров находятся как математическое ожидание всей выборки реализуемых минимумов.

Значения коэффициента теплоотдачи $\alpha_i^{(in,out)}$, реализующего минимум функционала правдоподобия $D_i^{(in,out)}(\{\theta_j\}, \alpha^{(in,out)})$ на внутренней поверхности объекта, определяется из соотношения .

$$\left. \frac{\partial D_i^{(l)}(\{\theta_j\}, \alpha_i)}{\partial \alpha_i} \right|_{min} = 0$$

После подстановки и в выражение для функционала правдоподобия приобретает следующий вид (для краткости не указывается индекс i у функционала правдоподобия):

$$D^{(l)}(\{\theta_j\}, \alpha^{(l)}) = I_1 - 2 \frac{I_2(\{\theta_j\})}{\alpha^{(l)}} + \frac{I_3(\{\theta_j\})}{(\alpha^{(l)})^2}$$

$$S_1 = \frac{\Delta t}{\tau_{i+1} - \tau_i} \mathbf{e}^{-\frac{t}{\tau_i}} \left(T_c^a(t_i) - T_m^w(t_i) \right)^2$$

$$S_2(\{\theta_j\}) = \frac{\Delta t}{\tau_{i+1} - \tau_i} \mathbf{e}^{-\frac{t}{\tau_i}} \left(T_c^a(t_i) - T(t_i) \right) I(\lambda, t_i)$$

$$S_3(\{\theta_j\}) = \frac{\Delta t}{\tau_{i+1} - \tau_i} \mathbf{e}^{-\frac{t}{\tau_i}} I^{(l)}(t_i, \{\theta_j\})$$

Вычисление производной дает следующее выражение для коэффициента теплоотдачи, реализующего минимум:

$$\alpha^{(l)} = \frac{I_3(\{\theta_j\})}{I_2(\{\theta_j\})}$$

В результате функционал правдоподобия сводится к функции, зависящей только от теплофизических характеристик слоев:

$$D^{(in)}(\{\theta_j\}) = S_1 - \frac{S_2^2(\{\theta_j\})}{S_3(\{\theta_j\})}$$

Если значение коэффициента теплоотдачи известно, то выражение для функционала правдоподобия определяется формулой , где вместо коэффициента теплоотдачи используется известное фиксированное значение. В качестве фиксированных значений могут быть использованы либо значения коэффициента теплоотдачи, либо значения, рассчитанные по формулам и . Нахождение минимума функционала сразу по всей совокупности параметров $\{\theta_j\}$ представляет собой сложную задачу из-за чрезмерно высоких вычислительных затрат. Поэтому из всей совокупности параметров выбирается один или несколько, который наиболее существенно влияют на информативный параметр для исследуемого объекта. Значения остальных параметров полагаются априори

известными. Например, наиболее существенным параметром, влияющим на эффективность теплоизоляции строительной конструкции, является коэффициент теплопроводности слоя утеплителя λ . В результате, функционал правдоподобия при контроле строительной конструкции становится функцией лишь одной переменной $D^{(in)}(\{\theta_{jj}\})$ и $D^{(in)}(\lambda)$, и его минимум находится численно.

$$\alpha_{out} = 0,037 \frac{\lambda_a \cdot \frac{V_a L_b}{L_b V_a} \frac{\psi}{\psi}}{\frac{V_a L_b}{L_b V_a} \frac{\psi}{\psi}} \text{Pr}_a^{0.43} + \frac{5,67\varepsilon}{T_w - T_a} \frac{\frac{J}{I} \frac{J}{I} \frac{T_w + 273}{100} \frac{\psi}{\psi}}{\frac{J}{I} \frac{J}{I} \frac{T_w + 273}{100} \frac{\psi}{\psi}} - \frac{J}{I} \frac{J}{I} \frac{T_a + 273}{100} \frac{\psi}{\psi} \frac{\psi}{\psi}$$

$$\alpha_{in} = 0,73 \frac{\lambda_a}{H} \frac{\frac{J}{I} \frac{J}{I} 9,81 H^3 (T_w - T_a) \text{Pr}_a}{273 v_a^2} \frac{\psi}{\psi} + \frac{5,67\varepsilon}{T_w - T_a} \frac{\frac{J}{I} \frac{J}{I} \frac{T_w + 273}{100} \frac{\psi}{\psi}}{\frac{J}{I} \frac{J}{I} \frac{T_w + 273}{100} \frac{\psi}{\psi}} - \frac{J}{I} \frac{J}{I} \frac{T_a + 273}{100} \frac{\psi}{\psi} \frac{\psi}{\psi}$$

Найденные в результате процедуры минимизации характеристики областей нарушений сплошности используется для нахождения коэффициентов теплоотдачи поверхностей объекта по формуле. Аналогично рассчитываются функционалы правдоподобия на внешней поверхности объекта.

Минимумы функционалов правдоподобия на различных интервалах температурной истории могут иметь различные положения из-за различных факторов, например, вследствие шумов датчиков температуры, наличия влаги в материале стены, нарушение условий конвективного обмена. Иногда влияние этих, и, возможно, других неучтенных факторов приводит к тому, что функционал правдоподобия имеет минимум, соответствующий физически недопустимым параметрам задачи. В этом случае его значение не должно использоваться при дальнейших вычислениях.

Обозначим коэффициенты теплопроводности области нарушения сплошности,

вычисленные в результате минимизации функционалов правдоподобия $\lambda_j^{(in,out)}$. Разные значения индекса j соответствуют независимым процедурам вычисления коэффициента по экспериментальным данным. Индексы in и out соответствуют функционалам правдоподобия, построенным с использованием данных, полученных на, соответственно, внутренней и внешней поверхностях объекта.

Допустим, что в результате минимизации функционалов правдоподобия получен набор значений $\{\alpha_j^{(in)}\}$, $\{\lambda_j^{(in)}\}$ и $\{\alpha_j^{(out)}\}$, $\{\lambda_j^{(out)}\}$. Не все минимумы равнозначны.

Характеристики дефектов, например, коэффициент теплопроводности, удается вычислить более точно, если кривизна минимума максимальна. Действительно, если минимум выражен слабо (малая кривизна), то небольшой шум датчиков, немного изменяя форму функционала правдоподобия, может сильно сдвинуть положение минимума, или вообще привести к тому, что минимум исчезнет. Поэтому, ярко выраженные минимумы являются более предпочтительными. Кривизна характеризуется значением второй производной в минимуме. Чем больше вторая производная, тем более предпочтительным является минимум. Следовательно, для нахождения истинных значений параметров необходимо найти математическое ожидание для выборок соответствующих параметров, причем элементы выборок должны давать вклад, пропорциональный вторым производным функционала правдоподобия в соответствующих минимумах:

$$\alpha^{(in)} = \frac{e^{k_i^{(in)} \alpha_i^{(in)}}}{e^{k_i^{(in)}}}, \quad \alpha^{(out)} = \frac{e^{k_i^{(out)} \alpha_i^{(out)}}}{e^{k_i^{(out)}}}$$

$$\lambda = \frac{e^{k_i^{(in)} \lambda_i^{(in)}} + e^{k_i^{(out)} \lambda_i^{(out)}}}{e^{k_i^{(in)}} + e^{k_i^{(out)}}}$$

$$R_0 = \frac{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} R_0(\lambda_i^{(in)}, \alpha^{(in)}, \alpha^{(out)}) + \sum_i e^{-k_i^{(out)}} R_0(\lambda_i^{(out)}, \alpha^{(in)}, \alpha^{(out)})}{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} + \sum_i e^{-k_i^{(out)}}}$$

$$k_i^{(in,out)} = \left. \frac{\partial^2 D^{(in,out)}(\lambda)}{\partial \lambda^2} \right|_{\min} \quad \text{где}$$

$$R_0(\lambda, \alpha^{(in)}, \alpha^{(out)}) = \frac{1}{\alpha^{(in)}} + \frac{1}{\alpha^{(out)}} + \sum_{n=1}^{N_i} \frac{l_n}{\lambda_n}$$

Аналогично рассчитывается дисперсия найденных параметров:

$$\Delta \alpha^{(in)} = \sqrt{\frac{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} (\alpha_i^{(in)} - \alpha^{(in)})^2}{\sum_i e^{-k_i^{(in)}}}}, \quad \Delta \alpha^{(out)} = \sqrt{\frac{\sum_i e^{-k_i^{(out)}} (\alpha_i^{(out)} - \alpha^{(out)})^2}{\sum_i e^{-k_i^{(out)}}}}$$

$$\Delta \lambda = \sqrt{\frac{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} (\lambda_i^{(in)} - \lambda^{(in)})^2 + \sum_i e^{-k_i^{(out)}} (\lambda_i^{(out)} - \lambda^{(out)})^2}{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} + \sum_i e^{-k_i^{(out)}}}}$$

$$\Delta R_0 = \sqrt{\frac{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} (R_0(\lambda_i^{(in)}, \alpha^{(in)}, \alpha^{(out)}) - R_0)^2 + \sum_i e^{-k_i^{(out)}} (R_0(\lambda_i^{(out)}, \alpha^{(in)}, \alpha^{(out)}) - R_0)^2}{\sum_i e^{-k_i^{(in)}} + \sum_i e^{-k_i^{(out)}}}}$$

Проведем сравнение разработанного метода тепловой дефектометрии с известным методом (по возможности, в т.ч. определения погрешности, сравнительные графики по результатам решения и т.п.). Итоговые результаты экспериментальных исследований приведены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты экспериментальных исследований

Параметр сравнения методов определения теплотехнических параметров ограждающих конструкций	Расчёт сопротивления теплопередаче ограждающей конструкции с использованием	
	конечно-разностных схем	преобразования Фурье
Среднее время решения обратной задачи теплопроводности для типичной 3-4 слойной стены	Около 20 мин	Менее 1 мин
Время расчёта термического сопротивления типичной 3-4 слойной стены	Около 3 час	Менее 10 мин
Определяемые величины	Коэффициент теплопроводности исследуемого слоя, коэффициенты теплоотдачи	Коэффициент теплопроводности исследуемого слоя, коэффициенты теплоотдачи
Вычисление методической погрешности	Да	Да
Учёт погрешности датчиков температуры	Затруднён ввиду большого времени расчёта погрешности	Да
Учёт погрешности задания теплотехнических параметров слоёв ограждающей конструкции	Затруднён ввиду большого времени расчёта погрешности	Да

Учёт погрешности задания толщины слоёв	Затруднён ввиду большого времени счёта	Да
Время вычисления методической погрешности	Около 1 час	Около 1 мин
Вычисление полной погрешности	Затруднительно ввиду большого времени расчёта погрешности	Да
Время вычисления полной погрешности	Время вычисления может достигать десятков дней	Около 5 мин

Выводы

1. Разработан метод тепловой дефектометрии на базе решения прямой и обратной задачи теплопроводности в нестационарной постановке многослойных объектов для входных данных в виде температурных серий, основанный на методе преобразования Фурье. Применение метода позволило:

- сократить время обработки данных по сравнению с существующим методом, основанным на конечно-разностной схеме, в 20-100 раз.
- повысить точность результатов в 1,5-2 раза. Как показали исследования, погрешность расчета сопротивления теплопередаче не превышает 4-13%.

2. Разработан метод определения погрешности входных данных для решения обратной задачи. Впервые реализована возможность определять на практике при проведении тепловой дефектометрии различных объектов реальную погрешность получаемых результатов в зависимости от погрешности входных данных.

3. Полученные новые качества метода решения обратной задачи позволили значительно расширить область применения метода тепловой дефектометрии путем обеспечения контроля большого количества объектов, в т.ч. потенциально опасных практически, в реальном времени их эксплуатации.

Литература

- 1) Московские городские строительные нормы 2.01-99 “Энергосбережение в зданиях”, Москва, 1999.
- 2) ГОСТ Р 51387. Энергосбережение. Нормативно-методическое обеспечение. Основные положения. Принят и введен в действие Постановлением Госстандарта России от 30 ноября 1999г., № 485-ст.
- 3) O. Lebedev, D. Kirzhanov, V. Avramenko and O. Budadin, THERMAL NONDESTRUCTIVE TESTING OF BUILDINGS IN PRACTICE // Proceedings of 16th WCNDT – 2004, № 609, 1-8.
- 4) Будадин О. Н., Абрамова Е. В., Слитков М. Н. Методика диагностики и энергетических обследований наружных ограждающих конструкций строительных сооружений тепловизионным бесконтактным методом. Свидетельство об аттестации Госстандарта России № 09/442-2001 от 09.07.2001 г., 41 с.
- 5) Будадин О. Н., Абрамова Е. В., Круторогов О. С. и др. Методика диагностики и энергетических обследований наружных ограждающих конструкций строительных сооружений тепловизионным бесконтактным методом (летний вариант). Свидетельство об аттестации Госстандарта России № 02/442-2002 от 09.08.2002 г., 41 с.