ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

Том 280 1975

К ВОПРОСУ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВОГО МЕТОДА НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

В. П. ВАВИЛОВ, В. И. ГОРБУНОВ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Введение

В последние годы все большее внимание специалистов по неразрушающему контролю привлекают методы обнаружения скрытых дефектов, неоднородностей и изменений физических параметров, связанных с исследованием температурного поля поверхности объектов. Вопросам применения тепловых методов контроля в различных областях науки и техники посвящено большое количество работ [1—14], однако до сих пор отсутствует систематизированный подход к проблемам теплового контроля в целом. Такой подход, требующий объединения усилий специалистов по теплофизике, оптоэлектронике и инфракрасной технике, позволил бы выявить основные закономерности обнаружения локальных поверхностных градиентов и заменил бы существующий до сих пор интуитивный подход [2] количественным анализом любого конкретного случая.

При теоретическом рассмотрении вопросов тепловой дефектоскопии, на наш взгляд, следует различать две задачи: внутреннюю и внешнюю.

Внутренняя задача включает исследование вопросов возникновения локальных градиентов температуры при наличии в материале или изделии скрытого дефекта, а также вывод основных зависимостей градиента от геометрических характеристик, глубины залегания дефекта и соотношения теплофизических свойств основного тела и дефекта. В этом смысле идеальным явилось бы решение трехмерной задачи для простых геометрических форм изделия и дефекта. Внешняя задача в конечном счете заключается в нахождении зависимости величины сигнала на выходе детектора от величины градиента при наличии шумов.

В н у т р е н н я я з а д а ч а. Решение уравнения теплопроводности, описывающего процесс теплопередачи в твердых телах, может быть точным и приближенным. Строго говоря, точное решение возможно только в аналитическом виде, тогда как приближенное решение может быть получено аналитически, численно или путем моделирования.

Для решения внутренней задачи необходимо решить одно-, двух- или трехмерное нестационарное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t \tag{1}$$

в области, которая составлена данным телом при соответствующих краевых условиях, зависящих от начального распределения температур тела и среды и условий теплообмена тела со средой.

Следует сразу отметить, что решить задачу в таком виде точно возможно лишь при наличии довольно простых краевых условий, которые с той или иной степенью точности будут отражать реальные условия контроля. Таким образом, решение внутренней задачи может быть точным лишь в математическом смысле, на практике же оно всегда будет приближенным.

Из приведенных выше рассуждений можно вывести общий алгоритм решения внутренней задачи:

1) перейти от реальной геометрии контролируемого объекта к некоторой упрощенной геометрии, в которой будет проводиться решение,

естественно в таких случаях тело и дефект аппроксимировать простыми геометрическими формулами: пластиной, цилиндром, шаром;

2) заменить реальные краевые условия условиями, которые рассматриваются в классической теории теплопроводности;

3) получить решение, используя один из известных методов решения краевой задачи теплопроводности.

Ниже рассмотрим подробно каждый из этих пунктов:

1. Аналитическая теория теплопроводности занимается решением простых геометрических форм: пластины, цилиндра, шара. По-видимому, целесообразно выбрать эти формы и для аппроксимации дефектов и проводить решения уравнения теплопроводности в декартовой, цилиндрической или сферической системах координат [15]. Следует отметить, что, поскольку размеры дефектов, как правило, много меньше размеров самого объекта и для выявления градиента приходится контролировать объект с малым линейным разрешением, подобная аппроксимация дает достаточно хорошее приближение и может быть рекомендована даже при численном расчете для уменьшения объема вычислительной работы.

2. В теории теплопроводности рассматривается четыре типа граничных условий [16].

При граничных условиях первого рода задается распределение температуры поверхности тела для каждого момента времени:

$$t_п = f_1(x, y, z, \tau). \qquad (2)$$

При граничных условиях второго рода задается величина теплового потока для каждой точки поверхности тела и для любого момента времени:

$$g_п = f_2(x, y, z, \tau). \qquad (3)$$

Граничные условия третьего рода задают температуру окружающей среды и закон теплообмена между телом и окружающей средой. Обычно для записи используется закон Ньютона — Рихмана:

$$g_п = \alpha(t_п - t_c), \qquad (4)$$

где $t_п$ — температура тела; t_c — температура среды; α — коэффициент теплообмена.

При граничных условиях четвертого рода считается, что теплообмен тела со средой происходит только путем теплопроводности:

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial t_1}{\partial n} \right)_c = \lambda_2 \left(\frac{\partial t_2}{\partial n} \right)_c. \qquad (5)$$

Условие (5) выражает равенство тепловых потоков на поверхности контакта тела и среды. При этом λ — коэффициент теплопроводности; $\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_c$ — градиент температур в направлении нормали к поверхности раздела сред.

Поскольку в задачах тепловой дефектоскопии требуется найти распределение температуры по поверхности, то набор возможных граничных условий сводится к условиям второго, третьего и четвертого родов. Условие (3) будет означать нагрев объекта при активном методе контроля; условие (4) будет означать процесс теплообмена тела со средой в течение контроля; условие (5) будет описывать теплообмен тела и дефекта, так как в большинстве практических приложений теплопередача внутри дефекта осуществляется только за счет теплопроводности, а конвекцией и излучением можно пренебречь. В ряде случаев могут иметь место так называемые смешанные граничные условия. В качестве начального условия практически всегда можно считать

$$t(x,\ y,\ z)\big|_{\tau=0} = t_c = \text{const} \tag{6}$$

или

$$t(x,\ y,\ z,\ \tau)\big|_{\tau=0} = \text{const}, \tag{7}$$

$$t_c = \text{const}.$$

3. Рассмотрим методы решения уравнения теплопроводности. В качестве аналитических методов решения уравнения (1) используются методы разделения переменных, метод мгновенных источников, метод, основанный на применении функций Грина, Дирака и т. д. [16]. Очень широкое распространение получил операционный метод, использование которого для решения задачи охлаждения точечного сварного шва с внутренним дефектом показано в работе [17]. Основная трудность всех аналитических методов заключается в том, что они пригодны для решения простых (как правило, одномерных) геометрий и поэтому с их помощью трудно оценить тонкие эффекты, возникающие при нарушении вида температурного поля поверхности вследствие наличия малого дефекта. Этим можно объяснить небольшое количество теоретических работ, посвященных тепловому контролю. Тем не менее во многих случаях (протяженных дефектов типа расслоений, непроклея, трещин) аналитические методы могут дать удовлетворительные результаты. Основной задачей при этом является выбор правильной геометрической аппроксимации, используя либо многослойные геометрии вида тело—дефект—тело [18], либо различия в теплофизических свойствах основного тела и дефекта [19].

Так как аналитическое решение возможно практически только для одномерных задач, то, получив зависимость градиента от времени и одной из координат, мы ничего не сможем сказать о зависимости его от других координат; например, не сможем получить распределение температуры по поверхности в реальном виде. В подобных случаях приходится считать, что такое распределение имеет вид прямоугольной ступеньки с одним уровнем температуры над дефектом и с другим на соседних участках. Такое предположение становится неверным в случае, если раскрытие дефекта в направлении, перпендикулярном направлению распространения тепла, мало по сравнению с глубиной его залегания, так как здесь сильно начинает сказываться эффект растекания тепла по слоям, окружающим дефект. Для учета этого необходимо решить по крайней мере двумерную задачу, что может быть возможным при использовании метода сеток [15]. В работе [19] рассмотрено решение задачи нагрева металлической пластины с внутренним дефектом, конечным в двух измерениях, при помощи метода сеток.

Большой интерес может представить также использование тех или иных моделей для исследования уравнения теплопроводности, основывающихся, например, на гидродинамической или электрической аналогии. В работе [20] рассмотрено моделирование сварного шва, но в целом в этом направлении сделаны только первые шаги.

В н е ш н я я з а д а ч а. Рассчитав процесс возникновения градиента, следует установить однозначное соответствие между величиной образованного градиента и сигналом на выходе устройства, осуществляющего контроль, будь то тепловизор, инфракрасный радиометр или любая другая система регистрации теплового поля объекта. Кроме того, во внешней задаче следует определить необходимую мощность устройства, создающего нестационарный режим, и связать ее со временем регистрации. Эффект растекания тепла по оболочкам дефекта вызывает частичное или полное смазывание градиента, что предъявляет определенные требования к мощности нагревателя и времени контроля [2, 17]. При этом следует учитывать, что недостаточная мощность нагрева может не вызвать нужного градиента, а чрезмерная мощность нагрева может привести к перегреву изделия [5].

Расчет сигнала с детектора для большинства объектов контроля проводится по общей методике энергетического расчета инфракрасных систем. В результате такого расчета получаются параметры оптического тракта, требования к приемнику инфракрасного излучения и схеме обработки сигнала приемника. В общем виде величина сигнала на выходе приемника равна [21]

$$U = S\Gamma K \Delta F \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r(\lambda)\,\tau(\lambda)\,\varepsilon(\lambda)\,f(\lambda)\,d\lambda, \qquad (8)$$

где $\lambda_1 \div \lambda_2$ — рабочий диапазон длин волн, обусловленный диапазоном чувствительности приемника или применяемым фильтром;

$r(\lambda)$ — спектральная плотность излучения абсолютно черного тела, имеющего температуру контролируемого объекта;

$\tau(\lambda)$ — коэффициент пропускания среды;

$f(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность приемника;

Γ — геометрический фактор, связанный с оптикой и геометрией контроля;

K — коэффициент пропускания оптики;

ΔF — величина разрешения регистрирующего устройства на поверхности объекта;

S — интегральный коэффициент преобразования приемника;

$\varepsilon(\lambda)$ — коэффициент излучения объекта.

Формула (8) выведена для ламбертовского характера излучения объекта без учета рассеянного излучения. При тепловом контроле полезным сигналом является сигнал, вызванный изменением $r(\lambda)$ вследствие наличия градиента, а основным шумовым сигналом является изменение теплового потока вследствие поверхностного изменения $\varepsilon(\lambda)$. Поскольку можно считать, что при комнатной температуре изменению $\varepsilon(\lambda)$ на один процент соответствует величина градиента в один градус, становится очевидным, что возможности теплового контроля в целом ограничены локальными изменениями излучательной способности объекта.

Существует ряд способов борьбы с этим ограничением:

1) нанесение перед испытанием на поверхность объекта легко смываемой эмульсии, имеющей равномерный высокий коэффициент излучения;

2) снятие тепловых карт объекта в стационарном и нестационарном режимах и их последующее вычитание;

3) использование систем, чувствительных только к температуре и не зависящих от изменения $\varepsilon(\lambda)$ [22];

4) прием излучения в коротковолновом диапазоне, где зависимость энергии от температуры является более сильной, чем по закону Стефана-Больцмана [3];

5) «форсирование» излучения над поверхностью [3];

6) метод двух сканирующих радиометров, предложенных Д. Р. Грином [5].

С точки зрения высокой производительности контроля, наиболее предпочтительными являются последние три метода.

Заключение

Таким образом, основными проблемами неразрушающего контроля с помощью инфракрасного излучения являются проблемы, связанные с преодолением шумового влияния неравномерности коэффициента излучения и проблемы оптимального нагрева. Здесь мы не касаемся вопросов, связанных с проектированием систем для регистрации теплового изображения, так как они рассмотрены в многочисленной советской и зарубежной литературе [21, 25]. Основные параметры тепловизионных систем приведены в работе [26]. В работе [5] описаны особенности некоторых источников нагрева. В целом из обзора литературы по тепловым методам неразрушающего контроля видно, что тепловые методы контроля не только заменяют традиционные, но в ряде случаев являются единственно возможными.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Мирошников. «Оптико-механ. пром.», 1969, № 12.
2. Green D. R., Mat. Ev., 1971, N 11.
3. «Методы неразрушающих испытаний». (Сборник). М., «Мир». 1972.
4. А. К. Денель. Дефектоскопия металлов. М., «Металлургия», 1972.
5. Green D. R., Appl. Opt., v. 7, 1968, N 9.
6. Leftwich R F., Ordway G. B., Appl. Opt., v. 7, 1968, N 9.
7. Overbo P. I. and oth., Proc. IRE, 1959, N 9.
8. Kutzcsher E. and oth., Mat. Ev., 1968, N 7.
9. П. К. Ощепков. Заводская лаборатория, вып. 6, 1959.
10. Л. А. Вятич, В. М. Скобелкин. «Дефектоскопия», 1970, № 5.
11. Н. А. Бекешко, П. К. Ощепков. «Дефектоскопия», 1965, № 5.
12. Д. Ванцетти. «Электроника». 1967, № 7.
13. Н. Н. Гаврилов, Б. А. Хохлов. Труды НИИИН, вып. 6, 1972.
14. В. П. Сооль, А. Н. Безус, Г. С. Хулап. Труды НИИИН, вып. 6, 1972.
15. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. «Высшая школа», 1967.
16. В. П. Исаченко, В. А. Осипов, А. С. Сукомел. Теплопередача. М., «Энергия», 1969.
17. В. П. Вавилов, В. И. Горбунов, В. Б. Кузнецов. «Дефектоскопия», 1973, № 1.
18. Г. Ф. Мучник, И. Б. Рубашов. Методы теории теплообмена, ч. I, «Высшая школа», 1970.
19. В. П. Вавилов. Дипломная работа. НИИ ЭИ при ТПИ, 1972.
20. Ю. А. Попов, Н. А. Бекешко. Труды НИИИН, вып. 4, 1970.
21. Ю. Г. Якущенков. Основы теории и расчета оптико-электронных приборов. М., «Сов. радио», 1971.
22. Clair I. C. S., Mat. Ev., 1966, N 8.
23. Green D. R., Nucl. Sci. and Eng, v. 12, 1962, N 2.
24. Astheimer R. W., Warmser E. H., IOSA, v. 49, 1959, N 2.
25. Р. Хадсон. Инфракрасные системы. М., «Мир», 1972.
26. Н. А. Бекешко. «Дефектоскопия», 1972, № 4.