

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В МЕТАЛЛАХ С ПОМОЩЬЮ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОМПЬЮТЕРНЫМ ТЕРМОГРАФОМ IRTIS200

Карнов Ю.В.

*In the current paper an attempt was made to compare the stress fields and temperatures obtained by the numerical method algorithm with the temperature fields for a sample, which is in its flat stress state, registered with the help of computer thermography. Dependences between the temperature change  $\Delta T$  and the change of the sum of principal stresses  $\Delta \sigma$  are given. These dependences are true for all homogeneous isotropic materials which are loaded adiabatically in the linear area range of deformation.*

Выделим в деформируемой среде объем  $W$ , ограниченный поверхностью  $\Sigma$ . Пусть температура произвольной материальной частицы выделенного объема составит  $\vartheta$ , а за время  $dt$  изменится на  $d\vartheta$ . Элемент объема  $dW$  поглотит тепло, равное  $\rho \cdot dW \cdot c \cdot d\vartheta$ , где  $c$  — теплоемкость среды.

В зависимости от вида термодинамического процесса под  $c$  можно подразумевать  $c_v$  (давление  $p = const$ ),  $c_p$  (объем  $v = const$ ),  $c_\sigma$  (тензор напряжений  $T_\sigma = const$ ),  $c_\epsilon$  (тензор деформации  $T_\epsilon = const$ ) и т. д.

В целом для объема  $W$  это тепло будет равно  $\iiint_W (d\vartheta \cdot c \cdot \rho \cdot dW)$  и состоит из двух частей: теплового потока через поверхность  $\Sigma$  и тепла, выделяющегося в теле в процессе его деформации. При этом мы полагаем мощность распределенных по объему внешних тепловых источников равной нулю. Тем самым мы исключаем из рассмотрения такие процессы, когда деформируемое тело нагревается током высокой частоты, пропускаемым через тело электрическим током и т. д.

Выше мы предположили, что тензор скоростей деформаций  $T_{\dot{\epsilon}}$  может быть представлен в виде суммы двух тензоров: тензора скоростей упругих (обратимых) деформаций  $T_{\dot{\epsilon}}^e = [\dot{\xi}_{ik}^e]$  и тензора скоростей пластических (необратимых) деформаций  $T_{\dot{\epsilon}}^p = [\dot{\xi}_{ik}^p]$ . Величина  $\sigma_{ik} \cdot \dot{\xi}_{ik}^p$  называется диссипативной функцией, она представляет собой скорость диссипации (рассеяния) энергии в единице объема. При этом за время  $dt$  в элементе объема  $dW$  выделится тепло  $(1/J) \cdot \sigma_{ik} \dot{\xi}_{ik}^p \cdot dW \cdot dt$ , где  $J$  — механический эквивалент тепла.

Общее количество равно интегралу -

$$\frac{1}{J} \iiint_W \sigma_{ik} \cdot \dot{\xi}_{ik}^p \cdot dW \cdot dt.$$

Переходя к вычислению потока тепла через поверхность  $\Sigma$ , введем некоторые гипотезы.

Прежде всего предположим, что существует вектор теплового потока:  $\vec{q} = \vec{q}(\vec{x}, t)$ , причем количество тепла, протекающего за единицу времени через некоторую поверхность  $S$ , равно потоку вектора через эту поверхность:  $Q = \iint_S q_n \cdot ds$ .

В результате количество тепла, втекающего за время  $dt$  в объем  $W$ , равно  $-\iint_\Sigma q_n \cdot d\Sigma \cdot dt$ , а уравнение теплового баланса для объема  $W$  будет иметь вид

$$\iiint_W d\vartheta \rho c dW = -\iint_\Sigma q_n d\Sigma dt + \iiint_W \frac{\sigma_{ik} \dot{\xi}_{ik}^p}{J} dW. \quad (1)$$

Преобразуем интеграл по поверхности в интеграл по объему:

$$\iiint_W \left( \frac{d\vartheta}{dt} \rho c + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} - \frac{\sigma_{ik} \dot{\xi}_{ik}^p}{J} \right) dW = 0.$$

Поскольку объем  $W$  выбран соответственно произвольно, то

$$\frac{d\vartheta}{dt} \rho \cdot c + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} - \frac{\sigma_{ik} \dot{\xi}_{ik}^p}{J} = 0 \quad (2)$$

В качестве второй гипотезы свяжем вектор теплового потока  $q$  с градиентом температурного поля  $\vartheta$  следующей зависимостью (закон Фурье):

$$\vec{q} = -k \cdot grad \vartheta. \quad (3)$$

Здесь  $k$  — некоторая величина, называемая коэффициентом теплопроводности. Знак «минус» означает, что тепло движется от более нагретых к менее нагретым частям тела.

После подстановки этого уравнения в (2) получаем уравнение теплопроводности

$$\rho \cdot c \frac{d\vartheta}{dt} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} \right) - \frac{\sigma_{ik} \dot{\xi}_{ik}^p}{J} = 0 \quad (4)$$

Рассмотрим частный случай этого уравнения, когда  $k = const$ . Разделив обе части на  $\rho c$ , получаем

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \varpi \left( \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x_3^2} \right) + v \cdot \sigma_{ik} \cdot \dot{\xi}_{ik}^p, \quad (5)$$

где  $\varpi = k/\rho \cdot c$  называется коэффициентом температуропроводности, а величина  $v = 1/[\rho \cdot c]$ .

Из уравнения (4) следует, что изменение температуры деформируемого объема определяется как физическими свойствами материала тела, так его формой, конструктивными параметрами, скоростью нагружения и условиями теплообмена деформируемого материала с окружающей средой. При упругом деформировании твердого тела В. Томсон (лорд Кельвин) установил линейную зависимость между изменением температуры  $\Delta T$  и изменением суммы главных напряжений  $\Delta \sigma$ . Теорию Кельвина развил Био[2]. Было получено следующее уравнение:

$$\Delta T = \frac{T}{\rho c_\epsilon} \sum_{ij} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} \epsilon_{ij} + \frac{Q}{\rho c_\epsilon}, \quad (6)$$

где  $i, j = 1, 2, 3$ .

Для адиабатических условий  $Q=0$  и уравнение (6) можно представить в виде

$$\Delta T = \frac{E\alpha_L T}{\rho C_\varepsilon (1-2\nu)} \sum_{i=1,2,3} \varepsilon_{ii}, \quad (7)$$

где  $\sum_{i=1,2,3} \varepsilon_{ii}$  - сумма относительных деформаций.

Используя зависимость между удельными тепловыделениями при постоянных деформациях ( $C_\varepsilon$ ) и напряжениях ( $C_p$ ) и выражая линейные деформации через напряжения зависимость (7) представим в виде

$$\Delta T = -\frac{\alpha_L}{\rho C_p} T \sum_{i=1,2,3} \sigma_{ii}, \quad (8)$$

где  $\alpha_L$  — коэффициент линейного расширения материала,  $K^{-1}$ ;  $\rho$  — плотность материала,  $кг/м^3$ ;  $C_p$  — удельная теплоемкость материала при постоянном давлении или напряжении,  $Дж/(кг \cdot K)$ ;  $T$  — температура в точке измерения,  $K$ .

Уравнение (8) можно представить в виде:

$$\Delta T = -K_m T \Delta \sigma, \quad (9)$$

где  $\Delta \sigma$  — регистрируемая величина изменения суммы главных напряжений,  $Па$ .

Уравнение (9) справедливо для всех однородных изотропных материалов, загружаемых адиабатически в линейной области деформирования. Зависимость (9) можно связать с изменением потока фотонов ( $\Delta \Phi$ ) инфракрасной части спектра излучения тел. Для этого достаточно продифференцировать уравнение Стефана-Больцмана [2] по температуре в результате получим следующее выражение

$$\Delta \Phi = 13eB^* T^2 \Delta T. \quad (10)$$

Из выражений (9) и (10) следует зависимость [3]:

$$\Delta \Phi = -3eB^* T^3 K_m \Delta \sigma, \quad (11)$$

Из (11) вытекает, что при упругом деформировании материала сигнал, воспринимаемый фотонным детектором, пропорционален  $\Delta \sigma$ . Многочисленные эксперименты [2] подтвердили зависимость (11) при упругой работе материала. Для пластической стадии деформирования металлов проведены отдельные эксперименты по проверке соответствия изменений температуры величинам деформаций [2], результаты которых выявили более сложные зависимости между температурами и напряжениями, чем в предыдущем случае.

В настоящей работе предпринята попытка сопоставить поля напряжений и температур, получаемые расчетным методом, с полями температур для образца, находящегося в плоском напряженном состоянии, получаемых с использованием компьютерной термографии.

В качестве объекта исследования были выбраны плоские стальные образцы толщиной 1,5 мм с

двумя симметричными надрезами (рис. 1). Механические свойства материала образца были определены экспериментальным путем согласно требованиям ГОСТ 1497-84 ( $\sigma_{pr} = 360$  МПа,  $E = 257$  ГПа). Принимая во внимание, что толщина образца на два порядка меньше его остальных размеров, задача сводится к двумерной (плоской) задаче.

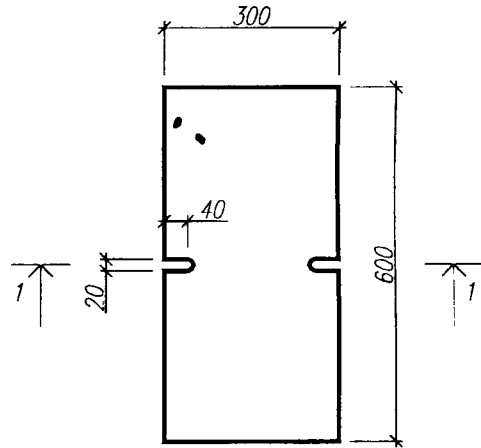


Рис. 1.

С помощью программного комплекса MSC/NASTRAN [5] был выполнен расчет величины суммы главных напряжений. Распределение  $\Delta \sigma$  по сечению 1-1 приведено на (рис. 2).

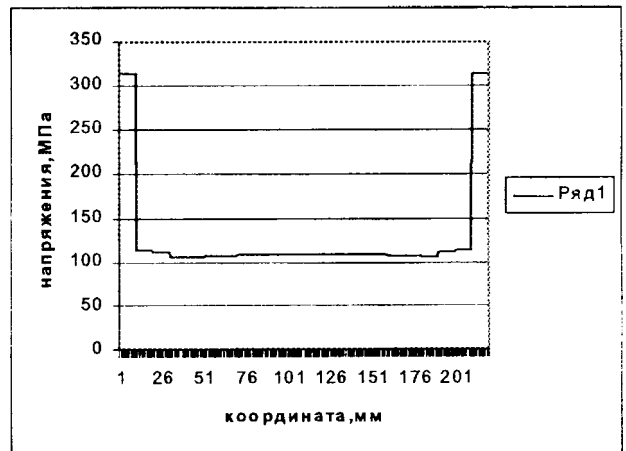


Рис. 2.

Анализ двумерного температурного поля с учетом рассчитанного распределения механических напряжений производился с помощью программного комплекса ELCUT [6]. Распределения температур по сечению 1-1 приведено на (рис. 3).

Экспериментальное исследование тепловыделений образцов при испытании на растяжение выполнялось с помощью компьютерного термографа IRTIS200 (периодом сканирования термограмм — 2 сек). Образцы испытывались до полного разрушения на разрывной машине Р-50. Опытное распределение температур в сечении 1-1 приведено на (рис. 3).

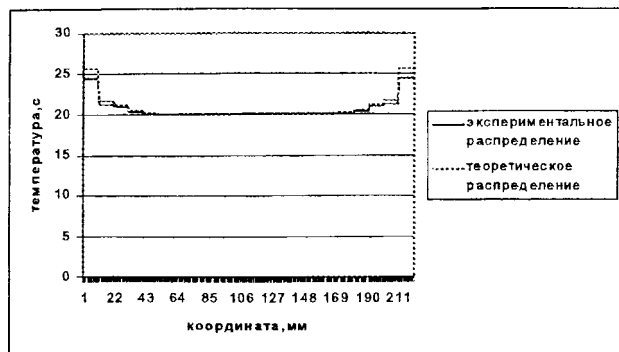


Рис. 3.

По результатам исследований можно сделать следующие выводы.

1. В упругой стадии работы стального плосконапряженного образца с симметричными надрезами наблюдается качественное соответствие полей расчетных напряжений и температур с распределением температур, полученных методом компьютерной термографии. В областях образца с нелинейной работой материала соответствие полей менее однозначно. В этой стадии работы требуются дополнительные экспериментальные и теоретические разработки методик тарировки и обработки экспериментальных данных.

2. Эксперименты подтвердили основные преимущества исследования полей напряжений и дефор-

маций при статическом нагружении образцов посредством анализа инфракрасного излучения с поверхности деформируемого металла (бесконтактность, широкий диапазон изменения нагрузки, минимальное время снятия показаний, минимальная подготовка поверхности, простота регистрации и обработки данных и др.). С использованием изложенного метода существенно упрощается исследование динамики зарождения и развития разрушения образцов. Экспериментально подтверждено, что при зарождении трещины в области ее вершины происходит значительное повышение температуры. Нагретая область металла у вершины движущейся трещины локализована в ее устье. Величина максимальной температуры в вершине увеличивается с ростом скорости движения трещины.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. Т.2.-М.:Мир, 1969.-864с.
2. Экспериментальная механика. В 2-х кн.: Кн.2.Пер. с англ./Под ред.А.Кобаяси.-М.:Мир,1990.-552с.
3. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена.- М.-Л.:Машгиз, 1962.-456с.
4. Шимкович Д.Г. Расчет конструкций в MSC/NASTRAN.-М.: МДК,2001.-448с.
5. <http://tor.ru/elcut>

## РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ МЕТОДА ОСРЕДНЕНИЯ И СТАТИСТИЧЕСКОГО ОБРАЩЕНИЯ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ МАКРО- И МИКРОСТРУКТУРЫ СРЕДЫ

Корчеменко С.В.

*Let us consider the problem of resolution of the method of averages and statistical inversion method for the identification of macro- and microstructure of a medium. The quality of identification is essentially affected by the distribution of the sources of detecting emission and the receivers of dispersed field. These problems are wide investigated in many papers. We will restrict our consideration by the problem the influence of the values used in the method of averages on the accuracy of unhomogenous medium structure reconstruction. According to the method of averages the identified function can be written as follows  $\varepsilon(\bar{x}) = \hat{\varepsilon}^* + \varepsilon'$ , where  $\hat{\varepsilon}^*$  is the effective wave operator containing the information about the integrated properties of medium structure and  $\varepsilon'$  are fluctuations characterizing local individual properties of given realization. The information about field correlation function  $\varepsilon(x)$  contains a good deal of information about the local properties of realization  $\varepsilon(x)$ : differentiability, structure regularity or irregularity, as well as about average dispersion of amplitudes and average scale of fluctuations.*

На качество идентификации структуры неоднородности оказывают влияние многие факторы, например, распределение источников зондирующего излучения и приемников рассеянного поля (разрешающая способность), многократное рассеяние, различной природы шумы.

Рассмотрим вопрос о влиянии метода осреднения на реконструкцию структуры неоднородности среды. Согласно методу осреднения реконструируемая функция неоднородности среды представляется в виде  $\varepsilon(\bar{x}) = \hat{\varepsilon}^* + \varepsilon'$ ,

где  $\hat{\varepsilon}^*$  — эффективный волновой оператор, содержащий информацию об интегральных свойствах структуры среды, а  $\varepsilon'$  — флуктуации, характеризующие локальные свойства данной реализации.

Выясним, какую информацию о конкретной реализации неоднородности можно получить, зная ее корреляционную функцию.

По виду корреляционной функции можно сделать вывод о степени гладкости реализации. На основании существования производной корреляционной функции  $R(z)$  при  $z=0$