

многоканальности, сформулированного В.С. Кулебакиным.

Для более эффективного использования выражения (10) можно, например, вместо заданных анали-

Литература

1. Одинцов, А.А. Экспериментальные исследования схемы автокомпенсации уходов трехстепенного гироскопа [Текст] / А.А. Одинцов, В.В. Карачун, Р.С. Жук // Вест. Киев. политех. ин-та. Приборостроение.: - Киев, КПИ. – Вып. 8, 1978. – С. 9-13.
2. Карачун, В.В. О схеме двухканальной автокомпенсации уходов трехстепенного свободного гироскопа [Текст] / В.В. Карачун // Механика гироскоп. Систем. – Респ. Междувед. научн.-техн. сб.: - Киев, КПИ. – Вып.4, 1985. – С. 35-38.
3. Автокомпенсация инструментальных погрешностей гиросистем / [Текст]: монография / С.М. Зельдович, М.И. Малтинский, И.М. Окон, Я.Г. Остромухов. – Л.: Судостроение, 1976. – 255 с.
4. Карачун, В.В. Влияние нестабильности значений параметров гироскопов двухканальных схем на погрешность курсоуказания [Текст] / В.В. Карачун, В.Н. Мельник // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – 2011. - № 3/7 (51). – С. 4-7.
5. Карачун, В.В. Гироскоп направления со структурной избыточностью [Текст] / В.В. Карачун, В.Н. Мельник // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – 2011. - № 2/7 (51). – С. 51-55.
6. Карачун, В.В. Структурная избыточность как средство повышения точности курсоуказания [Текст] / В.В. Карачун, В.Н. Мельник // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – 2011. - № 1/3 (49). – С. 52-56.

УДК 539.3

ТЕРМОУПРУГИЕ ВОЛНЫ И СКОРОСТЬ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧЕ ВЗАИМОСВЯЗАННОЙ ТЕРМОУПРУГОСТИ

А. Д. Шамровский

Доктор технических наук, профессор*

Г. В. Меркотан

Аспирант

Контактный тел.: 066-733-98-05

E-mail: merkatan@ukr.net

*Кафедра программного обеспечения
автоматизированных систем

Запорожская государственная инженерная академия
пр. Ленина, 226, Запорожье, Украина, 69000

В представленій роботі досліджується вплив температури на швидкості поширення теплової і механічної хвиль в узагальненій зв'язаній динамічній задачі термопружності для півпростору

Ключові слова: швидкість хвилі, термопружність, динамічна задача

В представленной работе исследуется влияние температуры на скорости распространения тепловой и механической волны в обобщенной связанной динамической задаче термоупругости для полупространства

Ключевые слова: скорость волны, термоупругость, динамическая задача

In the presented work is investigated the influence of temperature on thermal and mechanic waves in half-space in a generalized constrained dynamic task of thermoelasticity

Keywords: wave speed, thermoelasticity, dynamics

Рассматривается задача о распространении плоских механических и тепловых волн в полупространстве. В теории упругости известны скорости распространения тепловой и механической волн. При взаимном влиянии температурной и механической волны характер движения и скорости волн меняются вследствие взаимного их влияния друг на друга. Найдены числовые значения термоупругих волн и приведено числовое сравнение с чисто упругими скоростями

распространения механической (поперечной) и тепловой (продольной) волны.

Постановка задачи термоупругости в напряжениях рассматривалась в [3], причем решение было получено методом интегральных преобразований. В представленной статье задача решается методом асимптотико-группового анализа [4].

Постановка задачи

Для определения поля температур и деформаций в рассматриваемом полупространстве воспользуемся системой уравнений:

$$\begin{cases} \sigma_x = \rho u_{tt} \\ \sigma = (\lambda + 2\mu) u_x - k\rho S \\ S = \eta^{-1}(T - T_0) + k\eta^{-1}u_x \\ -q_x = \rho T_0 S_t \\ \tau_t q_t + q = -\lambda_t T_x \end{cases} \quad (1)$$

Уравнения системы (1) описывают соответственно уравнение движения, соотношение между напряжением и деформацией, плотность энтропии, плотность теплового потока, а также уравнение теплопроводности, которое учитывает скорость распространения тепла.

Здесь $k = T_0(3\lambda + 2\mu)\alpha_T c^{-1} \rho^{-1}$, $\eta = T_0 c^{-1}$, $T -$

температура среды, $u -$ перемещение вдоль оси x , $\sigma -$ напряжение, $S -$ энтропия на единицу массы, $q -$ тепловой поток, $\rho -$ плотность, $\lambda, \mu -$ адиабатические коэффициенты Ламе, $\tau_r -$ время релаксации теплового потока, $\lambda_r -$ коэффициент теплопроводности изотропного тела, $\alpha_T -$ температурный коэффициент линейного расширения изотропного тела, $c -$ теплоемкость.

Разрешим систему (1) относительно температуры $T(x, t)$ и напряжения $\sigma(x, t)$. Продифференцируем первые три уравнения, чтобы исключить перемещение $u(x, t)$ и энтропию $S(x, t)$.

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \rho u_{txx} \\ \sigma_{tt} = (\lambda + 2\mu) u_{xtt} - k\rho S_{tt} \\ S_{tt} = \eta^{-1} T_{tt} + k\eta^{-1} u_{xtt} \end{cases} \quad (2)$$

Подставив значение величины S_{tt} во второе из полученных уравнений, получим:

$$\sigma_{tt} = (\lambda + 2\mu) u_{xtt} - k\rho\eta^{-1} T_{tt} - k^2\rho\eta^{-1} u_{xtt}$$

или

$$\sigma_{tt} = \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right) u_{xtt} - k\rho\eta^{-1} T_{tt}$$

Учитывая, что $u_{txx} = \frac{\sigma_{xx}}{\rho}$, получим:

$$\rho\sigma_{tt} = \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right) \sigma_{xx} - \frac{k\rho}{\eta} T_{tt} \quad (3)$$

Из последних двух уравнений системы (1) исключим тепловой поток $q(x, t)$. Продифференцируем по времени уравнение, описывающее плотность теплового потока, системы (1).

$$-q_{xt} = \rho T_0 S_{tt}$$

Также продифференцируем по x последнее уравнение системы (1).

$$\tau_t q_{tx} + q_x = -\lambda_t T_{xx}$$

или

$$\tau_t q_{tx} + \rho T_0 S_{tt} = -\lambda_t T_{xx}$$

Тогда получим:

$$\tau_t \rho T_0 S_{tt} + \rho T_0 S_{tt} - \lambda_t T_{xx} = 0 \quad (4)$$

Найдем значение S_t через T и σ , для этого исключим из второго и третьего уравнения системы (1) величину $u_x(x, t)$.

$$S_t = \frac{k\eta^{-1}}{\left(\lambda + 2\mu - \frac{k\rho^2}{\eta} \right)} \sigma_t + \frac{(\lambda + 2\mu)\eta^{-1}}{\left(\lambda + 2\mu - \frac{k\rho^2}{\eta} \right)} T_t$$

Учитывая (11) исключим значения энтропии S_t и S_{tt} в (2.1.4). тогда получим:

$$\begin{aligned} \frac{\rho T_0}{\eta} T_{tt} + \frac{k\rho^2}{\eta^2} \frac{\tau_t k T_0}{\left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right)} T_{tt} + \frac{\tau_t \rho''_0 k}{\eta} \frac{1}{\left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right)} \sigma_{tt} + \frac{\rho''_0 k}{\eta \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right)} \sigma_t + \\ + \frac{\rho T_0 (\lambda + 2\mu)}{\eta \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right)} T_t - \frac{\lambda_t \eta}{\eta} T_{xx} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Приведя подобные в (5), получим:

$$\left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right) T_{xx} - \frac{\rho''_0 k}{\lambda_t \eta} (\tau_t \sigma_{tt} + \sigma_t) = \frac{\rho T_0 (\lambda + 2\mu)}{\lambda_t \eta} (\tau_t T_{tt} + T_t) \quad (6)$$

Мы перешли от системы уравнений (1) к системе из двух уравнений (3) и (6).

$$\begin{cases} \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right) \sigma_{xx} - \frac{k\rho^2}{\eta} T_{tt} = \rho\sigma_{tt} \\ \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2\rho}{\eta} \right) T_{xx} - \frac{\rho''_0 k}{\lambda_t \eta} (\tau_t \sigma_{tt} + \sigma_t) = \frac{\rho T_0 (\lambda + 2\mu)}{\lambda_t \eta} (\tau_t T_{tt} + T_t) \end{cases} \quad (7)$$

Полученная система уравнений (7) описывает поля температур и деформаций в термоупругом пространстве, а также их взаимное влияние.

Введем безразмерные переменные:

$$x = \frac{\lambda_T}{c_1 \rho c} \bar{x}; \quad t = \frac{\lambda_T}{c_1^2 \rho c} \bar{t}; \quad T = c_1 \sqrt{\eta} \cdot \bar{T}; \quad \sigma = \rho c_1^2 \bar{\sigma} \quad \beta = \frac{k}{\rho T_0}$$

$$c_1^2 = \frac{(\lambda + \mu)}{\rho} \quad \tau_0 = \frac{c_1}{c_q}$$

$$\tau_0 = \frac{c_1}{c_q} - \text{отношение скорости звуковой волны к}$$

скорости тепловой волны.

c_l - скорость распространения звуковой (продольной) упругой волны.

c_q - скорость распространения тепловой (поперечной) упругой волны.

Тогда уравнения системы (3) примут вид:

$$\begin{cases} \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2 p}{\eta} \right) \frac{\rho a^4}{(\beta \eta)^2} \sigma_{xx} - \frac{k p^2 a^5 \sqrt{\eta}}{\eta (\beta \eta)^2} \tau_{ii} = \frac{\rho^2 a^6}{(\beta \eta)^2} \sigma_{ii} \\ \left(\lambda + 2\mu - \frac{k^2 p}{\eta} \right) \frac{a^3 \sqrt{\eta}}{(\beta \eta)^2} T_{xx} - \frac{\rho^2 k}{\lambda, \eta} \left(\frac{\tau_0 \rho a^6}{(\beta \eta)^2} \sigma_{ii} + \frac{\rho a^4}{\beta \eta} \sigma_{ii} \right) = \frac{\rho T_0 (\lambda + 2\mu)}{\lambda, \eta} \left(\frac{\tau_0 a^5 \sqrt{\eta}}{(\beta \eta)^2} T_{ii} + \frac{a^3 \sqrt{\eta}}{\beta \eta} T_{ii} \right) \end{cases} \quad (8)$$

Введем безразмерный параметр связности

$$\varepsilon = \delta^2 = \frac{\alpha_T^2 T_0 (3\lambda + 2\mu)^2}{(\lambda + 2\mu) c_p}$$

Выполнив некоторые элементарные преобразования в системе (8) и опустив черточки над переменными, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1}{1 - \delta^2} \sigma_{tt} + \frac{\delta}{1 - \delta^2} T_{tt} = \sigma_{xx} \\ \frac{\delta \tau_0}{1 - \delta^2} \sigma_{tt} + \frac{\tau_0}{1 - \delta^2} T_{tt} = T_{xx} - \frac{\delta}{1 - \delta^2} \sigma_t - \frac{1}{1 - \delta^2} T_t \end{cases} \quad (9)$$

Предполагается, что на границе полупространства мгновенно приложены либо постоянное напряжение, либо постоянная температура.

Следует отметить, что полагая $c_q \rightarrow \infty$, то есть скорость распространения тепла бесконечна, получаем значение параметра $\tau_0 = 0$, следовательно, из (9) получаем математическую модель классической задачи термоупругости (без учета скорости распространения тепла). Если же положить параметр связности $\varepsilon = 0$, то получаем несвязанную задачу термоупругости, в которой напряжение и температура рассматриваются отдельно.

Решение

Структура системы уравнений (9), описывающая задачу распространения механических и тепловых волн в полупространстве, такова, что в ней явно не выделены волновые операторы, поэтому необходимо решать задачу о собственных числах, чтобы выделить волновые операторы.

Запишем уравнение (5) для случая отброшенных первых производных:

$$\begin{cases} \frac{1}{1 - \delta^2} \sigma_{tt} + \frac{\delta}{1 - \delta^2} T_{tt} = \sigma_{xx} \\ \frac{\delta \tau_0}{1 - \delta^2} \sigma_{tt} + \frac{\tau_0}{1 - \delta^2} T_{tt} = T_{xx} \end{cases} \quad (10)$$

Введем обозначения:

$$a_{11} = \frac{1}{1 - \delta^2}, a_{12} = \frac{\delta}{1 - \delta^2}, a_{21} = \frac{\delta \tau_0}{1 - \delta^2}, a_{22} = \frac{\tau_0}{1 - \delta^2}$$

$$\partial_x^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad \partial_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (11)$$

Это позволяет переписать систему уравнений (1) в виде:

$$\begin{cases} \partial_t^2 (a_{11} \sigma + a_{12} T) = \partial_x^2 \sigma \\ \partial_t^2 (a_{21} \sigma + a_{22} T) = \partial_x^2 T \end{cases} \quad (12)$$

Найдем собственные числа и вектора матрицы A , компонентами которой являются коэффициенты:

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Собственные числа матрицы A вычисляются по формулам:

$$\lambda_{1,2} = \frac{a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}a_{21}}}{2} \quad (14)$$

а собственные вектора являются столбцами матрицы:

$$U = \begin{pmatrix} a_{12} & a_{12} \\ \lambda_1 - a_{11} & \lambda_2 - a_{11} \end{pmatrix} \quad (15)$$

Запишем уравнения (12) в матричной форме:

$$\partial_t^2 A X = \partial_x^2 X, \quad X = \begin{pmatrix} \sigma \\ T \end{pmatrix} \quad (16)$$

Выполним преобразование:

$$X = U Y, \quad Y = \begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix} \quad (17)$$

Здесь f, g – новые искомые функции. Подставляя (17) в (16) получаем:

$$\partial_t^2 A U Y = \partial_x^2 U Y \quad (18)$$

Умножая (18) слева на обратную матрицу U^{-1} имеем:

$$\partial_t^2 U^{-1} A U Y = \partial_x^2 Y \quad (19)$$

Учитывая равенство:

$$U^{-1} A U = \Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \quad (20)$$

приходим к матричному уравнению:

$$\partial_x^2 \Lambda Y = \partial_t^2 Y \quad (21)$$

В развернутой форме это уравнение дает два скалярных уравнения:

$$\lambda_1 \partial_t^2 f = \partial_x^2 f \quad \lambda_2 \partial_t^2 g = \partial_x^2 g \quad (22)$$

Введем обозначения:

$$\lambda_1 = \frac{1}{a_1^2}, \quad \lambda_2 = \frac{1}{a_2^2} \quad (23)$$

переходя к стандартным формам волновых уравнений:

$$a_1^2 \partial_x^2 f - \partial_t^2 f = 0 \quad (24)$$

$$a_2^2 \partial_x^2 g - \partial_t^2 g = 0$$

Таким образом, мы заменили два связанных уравнения (10) на систему из двух независимых уравнений (24). Решая уравнения (24) относительно функций f и g , мы можем вернуться к прежним искомым функциям при помощи преобразования (17), которое в развернутой форме имеет вид:

$$\sigma = a_{12} f + a_{12} g \quad (25)$$

$$T = (\lambda_1 - a_{11}) f + (\lambda_2 - a_{11}) g$$

Кроме матрицы A , рассмотрим также матрицу B , состоящую из коэффициентов правой части системы (9):

$$B = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -a_{12} & -a_{11} \end{pmatrix} \quad (26)$$

Это позволяет переписать уравнения в следующей матричной форме:

$$\partial_t^2 AX = \partial_x^2 X + \partial_t BX \quad (27)$$

Подставим в (27) преобразование (17), получим:

$$\partial_t^2 AU Y = \partial_x^2 U Y + \partial_t B U Y \quad (28)$$

Умножая (28) слева на U^{-1} и вводя обозначение:

$$D = U^{-1} B U \quad (29)$$

имеем:

$$\partial_t^2 \Lambda Y = \partial_x^2 Y + \partial_t D Y \quad (30)$$

Вычислим матрицу D :

$$U^{-1} B = \begin{pmatrix} \frac{\lambda_2 - a_{11}}{a_{12}(\lambda_2 - \lambda_1)} & -\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \\ -\frac{\lambda_1 - a_{11}}{a_{12}(\lambda_2 - \lambda_1)} & \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -a_{12} & -a_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{a_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} & \frac{a_{11}}{\lambda_2 - \lambda_1} \\ -\frac{a_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} & -\frac{a_{11}}{\lambda_2 - \lambda_1} \end{pmatrix} \quad (31)$$

$$D = U^{-1} B U = \begin{pmatrix} \frac{a_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} & \frac{a_{11}}{\lambda_2 - \lambda_1} \\ -\frac{a_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} & -\frac{a_{11}}{\lambda_2 - \lambda_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{12} & a_{12} \\ \lambda_1 - a_{11} & \lambda_2 - a_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{pmatrix} \quad (32)$$

где:

$$d_{11} = -d_{21} = \frac{(a_{12})^2 + a_{11}(\lambda_1 - a_{11})}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad d_{12} = -d_{22} = \frac{(a_{12})^2 + a_{11}(\lambda_2 - a_{11})}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (33)$$

В развернутом виде матричное уравнение заменяется на два уравнения:

$$\lambda_1 \partial_t^2 f = \partial_x^2 f + d_{11} \partial_t f + d_{12} \partial_t g \quad \lambda_2 \partial_t^2 g = \partial_x^2 g + d_{21} \partial_t f + d_{22} \partial_t g \quad (34)$$

С учетом (23) окончательно имеем:

$$a_1^2 \partial_x^2 f - \partial_t^2 f = d_1 \partial_t f + d_2 \partial_t g \quad a_2^2 \partial_x^2 g - \partial_t^2 g = -d_1 \partial_t f - d_2 \partial_t g \quad (35)$$

$$\text{где } d_1 = -a_1^2 d_{11}, \quad d_2 = -a_2^2 d_{12}.$$

Следует отметить, что теперь мы имеем две функции $f(x,t)$ и $g(x,t)$, каждая из которых описывает фронт продольной и фронт поперечной волны. Кроме того мы получили конкретные значения скоростей распространения продольной (a_1) и поперечной (a_2). В отличие от c_1 и c_q , которые являются чисто упругими скоростями, то есть описывают значения скоростей без учета влияния температуры, новые полученные значения скоростей фронтов волн a_1 и a_2 учитывают тепловое влияние на распространение волн.

После решения уравнений (35) вновь возвращаемся к исходным искомым функциям при помощи преобразований (25).

Для решения полученных уравнений (35) применяем методику асимптотико-группового анализа [4].

Наиболее интересными являются задачи о везанно приложенном на границе напряжении, либо температуре. При этом будет $\sigma_i \neq 0$ и (или) $T_i \neq 0$, и $\gamma = 0$, а также $\sigma_i = 0, T_i = 0$ ($i=2,3,\dots$).

Результат

В процессе перехода от системы уравнений (1) к системе волновых уравнений (35) мы разделили две функции, описывающие распространение фронта тепловой волны $f(x,t)$ и распространение фронта температурной волны $g(x,t)$. А также нашли значения новых термоупругих скоростей распространения фронтов тепловой и температурной волны a_1 и a_2 . В отличие от скоростей чисто упругих волн эти значения учитывают взаимное влияние распространения тепловой и температурной волн. Ниже приведена таблица полученных данных для некоторых металлов и сплавов.

Таблица 1

Значения реальных скоростей фронтов продольных и поперечных упругих волн, их приведенные безразмерные значения, а также значения скоростей фронтов термоупругих волн.

Материал	$c_1 \cdot 10^3$	$c_q \cdot 10^3$	τ_0	c_1	c_q	a_1	a_2
				приведен.	приведен.		
Алюминиевый сплав литейный	6,1802	4,4358	1,3933 3,0353	1,0000	0,7177 0,3295	1,03381	0,70128 0,32785
Бетон	2,6131	0,8609	-	-	-	1,01503	-
	- 2,7023 6,1660	1,1024 1,6792	2,4513	1,0000	0,4079 0,2723	1,01698 1,01386	0,40519 0,27131
Гранит, мрамор	-	-	3,6721	-	-	-	-
	6,0970	1,4049	-4,3399	1,0000	0,2304	1,01311	0,22974
Дюралюминий катаный	5,8534	3,9528	1,4808	1,0000	0,6753	1,02991	0,66230
Каучук	0,2008	0,1841	1,0911	1,0000	0,1687	1,07344	0,86245
Кварцевая нить	5,4278	2,4626	2,2041	1,0000	0,4537	1,01837	0,45003
Латунь холоднотянутая прокатная	3,8347	2,6247	1,4610	1,0000	0,6845	1,03068	0,67078
Латунь корабельная канатная	4,4273	3,3211	1,3331	1,0000	0,7501	1,03746	0,73035
Медь холоднотянутая прокатная	4,4171	2,9659	1,4893	1,0000	0,6715	1,02960	0,65874
Свинец	1,3681	0,8320	1,6443	1,0000	0,5060	1,02520	0,59921
Серебро	3,7353	2,8603	1,3059	1,0000	0,7657	1,03947	0,74410
	5,0465	2,9439	1,7142	-	0,5834	-	0,57556
Стекло	-	-	-	-	-	1,02380	-
	4,7164	2,3333	2,0213	1,0000	0,4947 0,6857	-1,01981	0,49002
Титан	1,9213	1,3175	1,4583 1,2526	1,0000	0,7983	1,03079	0,67198
Фосфористая бронза катаная	2,4721	1,9736	-	-	-	1,04434	0,77217
	- 1,5939	1,2725	1,2526	1,0000	0,7984	1,04434	- 0,77217
Цинк катаный	3,7379	2,3023	1,6236	1,0000	0,6159	1,02567	0,60658
Чугун белый, серый	4,4132	2,6839	1,6443	1,0000	0,6082	1,02520	0,59921
Некоторые маркированные сплавы	$c_1 \cdot 10^3$	$c_q \cdot 10^3$	τ_0	c_1 приведен.	c_q приведен.	a_1	a_2
Бронза БрМц5 (для топок котлов)	3,6677	1,1212	3,2713	1,0000	0,3057	1,01452	0,30436
Бронза БрКМц3-1, БрОФ6.5-0.15, БрОЦ4-3	3,1823	1,0179	3,1262	1,0000	0,3196	1,01482	0,31839
Стали хромоникелевые	5,4550	3,5711	1,5275	-	0,6547	1,02830	0,64307
	-	-	-	1,0000	-	-	-
Сталь 02Н18К9М5Т (ЭП637А; ВКС-210), 03Н18К8М5Т (ВКС-170; ЭК21)	5,2566	3,4412	1,5275	-	0,6546	1,02830	0,64307
Сталь 14ХГН	5,4274	3,5531	1,5275	1,0000	0,6547	1,02830	0,64307
Сталь 14ХГН	5,8564	3,8339	1,5275	1,0000	0,6547	1,02830	0,64307

В таблице 1 показаны значения чисто упругих и термоупругих скоростей распространения тепловых и механических волн для известных экспериментальных данных. В пятой и шестой колонках приведенные скорости фронтов тепловой и механической волн. Сравнивая приведенные чисто упругие скорости с полученными термоупругими скоростями, видим, что одна волна становится количественно больше, а другая – меньше, то есть происходит процесс диссипации скоростей обеих волн.

Выводы

Получена система уравнений в напряжениях, описывающая движение тепловых и механических волн в

однородном полупространстве. Полученная система уравнений приведена к виду волновых уравнений с помощью ортогональных преобразований. Получены функции, описывающие движение фронтов тепловых и механических волн. Найдены скорости движения этих волн, которые под влиянием друг друга имеют уже другие числовые характеристики по сравнению с аналогичными скоростями чисто упругих волн (без учета влияния температуры).

Для решения поставленной задачи применен метод асимптотико-группового анализа.

Проведен количественный анализ для скоростей движения фронтов волн в различных термоупругих средах. Числовые значения скоростей волновых и тепловых волн необходимы для изучения поведения термоупругих сред при внезапном воздействии на грани-

Литература

1. Коваленко А. Д. Введение в термоупругость. – Киев: Наукова думка, 1965 г. – 204с.
2. Подстригач Я.С., Коляно Ю.М. Обобщенная термомеханика. – Киев: Наукова думка – 1976 г. – с. 115 – 168.
3. Кукуджанов В.Н. Динамические задачи взаимосвязанной термоупругости. / Кукуджанов В.Н., Острик А.В. // институт проблем механики, «Наука», М., 1988 г. – с. 125 – 130.
4. Шамровский А.Д. Асимптотико-групповой анализ дифференциальных уравнений теории упругости. // ЗГИА, 1997 г. – с. 20 – 136.

УДК 621.9

К ВОПРОСУ ВЛИЯНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА ПРОЧНОСТЬ ДЕТАЛЕЙ

А. А. Дудников

Профессор, заведующий кафедрой*
Контактный тел.: 095-515-55-75

А. И. Беловод

Кандидат технических наук, доцент*
Контактный тел.: 050-662-89-13

Р. П. Решитько

Магистрант*

В. В. Шевченко

Магистрант

*Кафедра ремонта машин и технологии конструкционных материалов

Полтавская государственная аграрная академия

ул. Сковороды, 1/3, г. Полтава, Украина, 36003

Контактный тел.: (0532) 22-29-81

Розглянути питання впливу пластичної деформації при звичайній і вібраційній обробці на величину зміцнення

Ключові слова: зміцнення, дислокації, напружений стан

Рассмотрены вопросы влияния пластического деформирования при обычной и вибрационной обработке на величину упрочнения

Ключевые слова: упрочнение, дислокации, напряженное состояние

The questions of influence of flowage are considered at ordinary and oscillation treatment on the size of work-hardening

Keywords: work-hardening, distributions, tense state