МЕХАНИКА
ТВЕРДОГО ТЕЛА
№ 4 • 1985

УДК 539.3:539.377

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ТЕРМОУПРУГОСТЬ ОБОЛОЧЕК С ТЕПЛОПРОНИЦАЕМЫМ РАЗРЕЗОМ

ГОЛЬЦЕВ А. С., ШЕВЧЕНКО В. П.

Задачи теплопроводности и термоупругости для пластин, содержащих теплоизолированные, теплопроницаемые и теплопроводящие разрезы, изучены в [1]. Аналогичные задачи в теории оболочек рассматривались лишь для теплоизолированных разрезов [2] [1]. При этом в задачах термоупругости не учитывался теплообмен с внешней средой и использовались уравнения теплопроводности для пластин [2].

В публикуемой работе при помощи теории обобщенных функций и двумерного преобразования Фурье разработан метод решения задач теплопроводности и термоупругости для изотропных оболочек произвольной гауссовой кривизны, содержащих произвольно ориентированный теплопроницаемый разрез. Предполагается линейное распределение температуры по толщине оболочки и учитывается теплообмен с внешней средой согласно закону Ньютона. Исследовано влияние теплопроницаемости разреза на величину возмущенного температурного поля и на коэффициенты интенсивности усилий и моментов. Полученные результаты сопоставлены с известными данными для оболочек с теплоизолированным разрезом.

1. Рассмотрим тонкую изотропную оболочку постоянной толщины $2h$, ослабленную произвольно ориентированным теплопроницаемым разрезом L (фиг. 1). Оболочка отнесена к ортогональной системе криволинейных координат x_i $(i=1, 2, 3)$, направленных, соответственно, по линиям главных кривизн срединной поверхности и по нормали к ней.

Компоненты термоупругого состояния оболочки с разрезом $H(x_1, x_2)$ представим в виде суммы двух слагаемых $H(x_1, x_2)=H^\circ(x_1, x_2)+H^*(x_1, x_2)$, где $H^*(x_1, x_2)$ и $H^\circ(x_1, x_2)$ — компоненты возмущенного термоупругого состояния, вызванного наличием разреза, и термоупругого состояния в сплошной оболочке. Для нахождения функций $H^*(x_1, x_2)$ используем уравнения состояний с большим показателем изменяемости [2, 3], которые совпадают с уравнениями теории пологих оболочек.

Задачу теплопроводности решаем в предположении линейного распределения температуры $T(x_1, x_2, x_3)$ по толщине оболочки

$$T(x_1, x_2, x_3)=T_1(x_1, x_2)+(x_3/h)T_2(x_1, x_2)$$

$$T_1=\frac{1}{2h}\int_{-h}^{h} T dx_3,\quad T_2=\frac{3}{2h^2}\int_{-h}^{h} x_3 T\, dx_3$$

При этом интегральные характеристики температуры T_1, T_2 удовлетворяют следующим уравнениям [4]:

$$h^2\Delta T_1-\mu_1 T_1-\mu_2^* T_2=-(\mu_1 t_1+\mu_2 t_2) \tag{1.1}$$

$$h^2\Delta T_2-3(1+\mu_1)T_2-3\mu_2^* T_1=-3(\mu_1 t_2+\mu_2 t_1)$$

$$\Delta=\partial^2/\partial x_1^2+\partial^2/\partial x_2^2,\quad \mu_{1,2}={}^1/_2(\mathrm{Bi}^+\pm\mathrm{Bi}^-)$$

$$\mu_2^*=\mu_2-{}^1/_2 h(k_1+k_2),\quad t_{1,2}={}^1/_2(t_c^+\pm t_c^-)$$

---

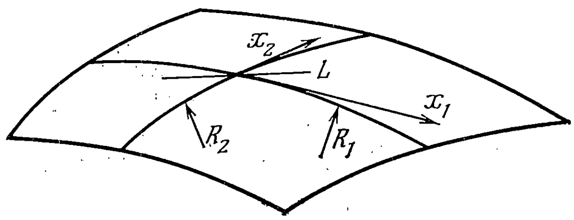
[1] См. также: *Осадчук В. А.* Задача теплопроводности для оболочек с разрезами. Минск, 1980.–13 с. Деп. в ВИНИТИ 07.12.79; № 209-80.

где Bi^+, Bi^-, t_c^+, t_c^- — критерий Био и температура среды на поверхностях $x_3=\pm h$, $k_1=1/R_1$, $k_2=1/R_2$ — главные кривизны. Уравнения (1.1) учитывают теплообмен оболочки с окружающей средой, который совершается по закону Ньютона.

Граничные условия для задачи теплопроводности получим исходя из расчетной модели теплового контакта берегов разреза, которая принята в [1]. Записывая общие условия сопряжения через тонкий промежуточный слой [5] с учетом принятых предположений и переходя к интегральным величинам T_1 и T_2, граничные условия для теплопроницаемого разреза представим в виде

$$\lambda_0(\partial T_i(s)/\partial n)^{\pm}-\lambda_n(T_i^+(s)-T_i^-(s))=0 \quad (s\in L) \quad (i=1,2) \tag{1.2}$$

Здесь λ_0 — коэффициент теплопроводности материала оболочки, λ_n — коэффициент теплопроницаемости, характеризующий теплопроводность



Фиг. 1

разреза в поперечном направлении [1], s — координата точки срединной поверхности, принадлежащая L, n — внешняя нормаль к линии разреза; знаками плюс и минус обозначены предельные значения функций справа и слева от L.

Для полного решения задачи термоупругости кроме уравнений теплопроводности (1.1) следует использовать уравнения равновесия пологих оболочек, соотношения упругости и соотношения, связывающие деформации и перемещения [4]. При этом граничные условия на линии разреза запишем следующим образом:

$$N_n^{\pm}(s)=S_{nt}^{\pm}(s)=M_n^{\pm}(s)=Q_n^{\pm}(s)=0 \quad (s\in L) \tag{1.3}$$

где N_n, S_{nt} — нормальное и касательное усилия, M_n, Q_n — изгибающий момент и обобщенная перерезывающая сила. Условия (1.3) имеют место в случае отсутствия контакта между берегами разреза.

2. Рассматриваемые задачи сведем к системам сингулярных интегральных уравнений. Для этого применим двумерное преобразование Фурье к уравнениям теплопроводности и термоупругости пологих оболочек, используя теорию обобщенных функций. В частности, производные будем определять из соотношений [6]:

$$\partial H/\partial x_j=\{\partial H/\partial x_j\}^k+n_j\delta_l[H] \quad (j=1,\ 2)$$

а трансформанты Фурье производных — по формуле

$$F\left\{\frac{\partial H}{\partial x_j}\right\}=(-i\xi_j)F\{H\}+\frac{1}{2\pi}\int_L n_j[H]\exp(i\xi_p x_p{}')\,dL \quad (j,p=1,2)$$

где $\{\partial H/\partial x_j\}^k$ — классическая производная функции H, $[H]=H^+-H^-$ — скачок функции H при переходе через линию L, n_j — направляющие косинусы нормали к линии разреза, δ_l — дельта-функция, сосредоточенная на линии разреза, ξ_j — переменные в пространстве трансформант, $x_p{}'$ — координаты точки на линии L.

Трансформанты интегральных характеристик температуры, их производных и внутренних силовых величин P_k имеют следующий вид:

$$F\{T_m\}=F\{T_m^\circ\}+\int_L A_{mn}{}^*[T_n]\exp(i\xi_p x_p')\,dL \quad (m,n,p=1;2) \tag{2.1}$$

$$F\left\{\frac{\partial T_m}{\partial x_j}\right\}=F\left\{\frac{\partial T_m^\circ}{\partial x_j}\right\}+\int_L\left\{E_j{}^*\frac{\partial[T_m]}{\partial s}+\right.$$
$$\left.+B^*_{mjn}[T_n]\right\}\exp(i\xi_p x_p')\,dL \quad (m,j,n,p=1,2) \tag{2.2}$$

$$F\{P_k\}=F\{P_k^\circ\}+\int_L\left\{D_{k1}{}^*[u_1]+D_{k2}{}^*[u_2]+\right.$$
$$+D_{k3}{}^*[u_3]+D_{k4}{}^*\left[\frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right]+D_{k5}{}^*\left[\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right]+D_{k6}{}^*[T_1]+$$
$$\left.+D_{k7}{}^*[T_2]+W_{kl}{}^*[P_l]\right\}\exp(i\xi_p x_p')\,dL \quad (p=1,2;\ k,l=1,2,\ldots,8) \tag{2.3}$$

Здесь $A_{mn}{}^*$, $E_j{}^*$, B^*_{mjn}, $D_{kr}{}^*$, $W_{kl}{}^*$ — трансформанты ядер, причем функции $D_{kr}{}^*$ $(r=1, 2,\ldots 5)$ имеют такой же вид, как и в случае силовой задачи [7], u_i $(i=1, 2, 3)$ — перемещения вдоль координатных осей. Интегральные члены в (2.1)—(2.3) определяют компоненты возмущенного термоупругого состояния оболочки с разрезом.

Вводя новые неизвестные функции

$$\psi_1=[T_1],\quad \psi_2=[T_2],\quad \psi_3=\partial[u_1]/\partial s+k_1n_2[u_3]$$
$$\psi_4=\frac{\partial[u_2]}{\partial s}-k_2n_1[u_3],\quad \psi_5=\frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right],$$
$$\psi_6=\frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right]$$

выражения (2.3) запишем в виде ($G_{kj}{}^*$ — трансформанты ядер)

$$F\{P_k\}=F\{P_k^\circ\}+\int_L\{G_{kj}{}^*\psi_j+$$
$$+W_{kl}{}^*[P_l]\}\exp(i\xi_p x_r')\,dL \quad (p=1,2;\ j=1,2,\ldots 6;\ l,k=1,2,\ldots 8) \tag{2.4}$$

Применяя к соотношениям (2.1), (2.2), (2.4) формулу обращения для двумерного преобразования Фурье и используя методику обращения, изложенную в [7], найдем интегральные представления компонент термоупругого состояния. Системы разрешающих интегральных уравнений получим используя найденные представления и граничные условия (1.2), (1.3).

Рассмотрим решение задачи теплопроводности. С учетом интегральных представлений для производных T_1, T_2 и граничных условий (1.2) придем к системе двух сингулярных интегродифференциальных уравнений относительно неизвестных функций ψ_1 и ψ_2:

$$\beta_0\psi_k(s_0)+\int_{s_1}^{s_2}\left\{\frac{\psi_k'(s)}{s-s_0}+B_{kj}^\circ(s-\right.$$
$$\left.-s_0)\psi_j(s)\right\}ds=Z_k(s_0) \quad (s_0\in L) \quad (k,j=1,2) \tag{2.5}$$

Здесь $\beta_0=\lambda_n/\lambda_0$, $B_{kj}{}^\circ$ — ядра системы, Z_k — производные от $T_k{}^\circ$ по нормали к линии разреза, s_1 и s_2 — координаты концов разреза. Решение системы (2.5) следует находить с учетом непрерывности температуры на концах разреза

$$[T_m]\,|_{s=s_1}=[T_m]\,|_{s=s_2}=0 \quad (m=1,\ 2) \tag{2.6}$$

Для решения задачи термоупругости используем граничные условия (1.3) и интегральные представления для внутренних силовых факторов. Разрешающая система четырех сингулярных интегральных уравнений относительно неизвестных функций ψ_3, ψ_4, ψ_5, ψ_6 имеет вид

$$\int\limits_{s_1}^{s_2} G_{kj}{}^\circ(s-s_0)\,\psi_j(s)\,ds=P_k{}^\circ(s_0)+$$

$$+\int\limits_{s_1}^{s_2} R_{km}{}^\circ(s'-s_0)\,\psi_m(s')\,ds' \quad (s_0\in L) \quad (m=1,2;\ k=1,2,\ldots 4;\ j=3,4,\ldots 6) \tag{2.7}$$

где $G_{kj}{}^\circ$ — ядра системы, $R_{km}{}^\circ$ — известные функции. Система (2.7) имеет единственное решение при выполнении условий непрерывности перемещений и углов поворота на концах разреза

$$\begin{gathered}[u_i]\,|_{s=s_1}=[u_i]\,|_{s=s_2}=0 \quad (i=1,\ 2,\ 3)\\ [\partial u_3/\partial x_j]\,|_{s=s_1}=[\partial u_3/\partial x_j]\,|_{s=s_2}=0 \quad (j=1,\ 2)\end{gathered} \tag{2.8}$$

Системы (2.5), (2.7) с учетом дополнительных условий (2.6), (2.8) решаются численно методом механических квадратур [8]. С помощью полученных решений определяются компоненты возмущенного термоупругого состояния в любой точке оболочки, а также коэффициенты интенсивности усилий и моментов.

3. Рассмотрим некоторые частные примеры. Пусть оболочка ослаблена разрезом длиной $2l$, расположенным на оси x_1 таким образом, что его середина находится в начале координат.

Вводя новые неизвестные функции $\Psi_j=\partial\psi_j/\partial x$, задачу теплопроводности сведем к решению системы двух сингулярных интегральных уравнений

$$\begin{gathered}\beta\psi_k(x_0)+\int\limits_{-1}^{1} K_{kj}(x-x_0)\,\Psi_j(x)\,dx=Z_k(x_0)\\ \beta=\beta_0 l \quad (|x_0|<1) \quad (k,\ j=1,2)\end{gathered} \tag{3.1}$$

при дополнительных условиях, которые следуют из (2.6):

$$\int\limits_{-1}^{1} \Psi_j(x)\,dx=0 \quad (j=1,2) \tag{3.2}$$

Ядра системы (3.1) представим следующим образом:

$$K_{kj}(x-x_0)=-\frac{\delta_{kj}}{2\pi(x-x_0)}+\frac{\tau_0}{2\pi}\sum_{m=1}^{2} X_{kj}^{(m)}\,Y(\tau e_m|x-x_0|)$$

$$X_{11}^{(m)}=(-1)^m\frac{\mu_1 e_m{}^2-3\mu_0}{2e_0e_m}, \qquad X_{12}^{(m)}=(-1)^m\frac{\mu_2{}^* e_m}{2e_0}$$

$$X_{21}^{(m)}=3X_{12}^{(m)}, \qquad X_{22}^{(m)}=(-1)^m\frac{3(1+\mu_1)\,e_m{}^2-3\mu_0}{2e_0e_m}$$

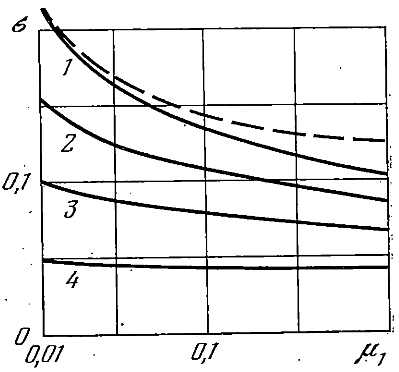
$$\tau_0=\tau\,\mathrm{sign}(x-x_0),\qquad \tau=l/h$$
$$\mu_0=\mu_1+\mu_1^2-(\mu_2^*)^2,\qquad e_0=e_1^2-e_2^2$$
$$e_{1,2}=\frac{1}{\sqrt{2}}(3+4\mu_1\pm\sqrt{(3+2\mu_1)^2+12(\mu_2^*)^2})^{1/2},\qquad Y(y)=\int_0^y G_{1,0}(z)\,dz$$

где δ_{kj} — символ Кронекера. Явное выражение специальной функции $G_{n,m}(z)$ приведено в [7].

Система (3.1) с учетом условий (3.2) решается численно в классе функций, неограниченных на концах отрезка $[-1, 1]$ [1, 8].

Если кривизны оболочки положить равными нулю, то получим задачу теплопроводности для пластинки с теплопроницаемым разрезом. Результаты расчетов в случае пластинки с термоизолированными поверхностями, а также при наличии теплообмена совпали с решениями, полученными в [1].

Численные исследования, проведенные для оболочек произвольной гауссовой кривизны, показали, что при отсутствии градиента температурного момента скачок $[T_1]$ слабо зависит от соотношения кривизн k_1/k_2. Максимальное значение возмущенного температурного поля достигается в случае теплоизолированного разреза ($\beta=0$).



Фиг. 2

С целью сравнения проведены расчеты для цилиндрической оболочки с продольным разрезом при равных коэффициентах теплообмена на боковых поверхностях ($\mathrm{Bi}^+=\mathrm{Bi}^-=\mu_1$). Построены графики зависимости отношения $\sigma = {}^1/_2[T_1]/(\partial T_1^\circ/\partial x_2)$ в середине разреза от величины теплообмена при $l/h=5$ (фиг. 2). Кривые *1—4* соответствуют следующим значениям параметра теплопроницаемости [2]: $\beta=0$ (теплоизолированный разрез); $\beta=0{,}25$; $\beta=0{,}7$; $\beta=2$.

Из графиков следует, что учет теплопроницаемости разреза оказывает значительное влияние на величину скачка $[T_1]$ и, следовательно, на значение возмущенного температурного поля.

Перейдем к решению задачи термоупругости. Рассмотрим оболочку, температура которой изменяется по линейному закону вдоль координаты x_2. При отсутствии силовой нагрузки термоупругое состояние оболочки с разрезом полностью определяется возмущенным температурным полем. Задача термоупругости сводится к случаю антисимметричного нагружения, что исключает контакт берегов разреза. В этом случае приходим к системе двух сингулярных интегральных уравнений относительно неизвестных функций $\Phi_1=\psi_3$ и $\Phi_2=\psi_5$ (ν — коэффициент Пуассона):

$$\int_{-1}^{1} J_{kj}(x-x_0)\,\Phi_j(x)\,dx=U_k(x_0)\qquad (|x_0|<1)\qquad (k,j=1,2)\tag{3.3}$$

$$J_{kj}(x-x_0)=\frac{\delta_{kj}}{2\pi}\frac{c_k}{x-x_0}+\frac{2\varphi_{kj}}{\pi^2}(x-x_0)\times$$

[2] Штриховой линией показано изменение σ для теплоизолированного разреза, полученное в работе, цитированной на стр. 153.

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{f_{nm}^{(kj)}}{m!} \{(1-\delta_{kj}) \operatorname{Re} G_{n,n+m-1}(\gamma|x-x_0|)+\delta_{kj} \operatorname{Im} G_{n,n+m-1}(\gamma|x-x_0|)\}$$

$$f_{nm}^{(kj)}=\int_0^{\frac{\pi}{2}} v_{kj} q_1^{n-1} q^m \sin^2\theta \cos(2n-1)\theta\, d\theta$$

$$v_{11}=q_1 \cos\theta, \qquad v_{12}=d_1^2 \cos\theta$$

$$v_{21}=\frac{\operatorname{sign}(t^2)}{\cos\theta} q_1 d_2^2, \qquad v_{22}=\frac{\operatorname{sign}(t^2)}{\cos\theta} d_1^2 d_2^2$$

$$q_1=|t^2|, \qquad q_2=1-|t^2|, \qquad t^2=\cos^2\theta+\lambda \sin^2\theta$$

$$d_1^2=(2-\lambda-\nu)\cos^2\theta+(1-\lambda\nu)\sin^2\theta$$

$$d_2^2=(2-\nu)\cos^2\theta+\sin^2\theta, \qquad \gamma=\sqrt{i}\tau\varkappa$$

$$c_1=1/\tau, \qquad c_2=-(3+\nu)/[3(1+\nu)\tau^3]$$

$$\varphi_{11}=-k_2 l \nu_0, \qquad \varphi_{12}=-\varphi_{21}=k_2 h, \qquad \varphi_{22}=-k_2 h/(\tau\nu_0)$$

$$\lambda=k_1/k_2, \qquad \varkappa=\sqrt{k_2 h \nu_0}, \qquad \nu_0=\sqrt{3(1-\nu^2)}$$

Функции Φ_j удовлетворяют дополнительным условиям, которые следуют из (2.8):

$$\int_{-1}^{1}\left\{\Phi_1(x)-\frac{k_1}{2}x^2\Phi_2(x)\right\}dx=0$$

$$\int_{-1}^{1}\Phi_2(x)\,dx=0, \qquad \int_{-1}^{1}x\Phi_2(x)\,dx=0 \tag{3.4}$$

Правые части системы (3.3) зависят от скачков интегральных характеристик температуры и находятся по формуле

$$U_k(x_0)=\delta_{2k}C_0+\int_{-1}^{1}R_{kp}(x'-x_0)[T_p(x')]dx' \qquad (k,p=1,2)$$

где C_0 — константа, определяемая из дополнительных условий (3.4).

Функции $R_{kp}(x'-x_0)$ запишем следующим образом:

$$R_{1p}(x'-x_0)=\delta_{1p}V_0^{(1)}(x'-x_0)+\frac{1}{\pi^2}\sum_{j=1}^{3}C_{pj}^{(1)}\,V_{pj}^{(1)}\,(x'-x_0)$$

$$R_{2p}(x'-x_0)=\delta_{2p}V_0^{(2)}(x'-x_0)+\frac{1}{\pi^2}\sum_{j=1}^{6}C_{pj}^{(2)}\,V_{pj}^{(2)}\,(x'-x_0)$$

$$V_0^{(k)}(x'-x_0)=\frac{\omega_k}{x'-x_0}\sum_{i=1}^{2}(-1)^{i+1}e_i^2 G_{1,1}(\tau e_i|x'-x_0|)$$

$$V_{pj}^{(k)}(x'-x_0)=(x'-x_0)\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\sum_{i=1}^{2} f_{npjk}^{(i)} G_{n,n-1}(\tau e_i|x'-x_0|)+\right.$$

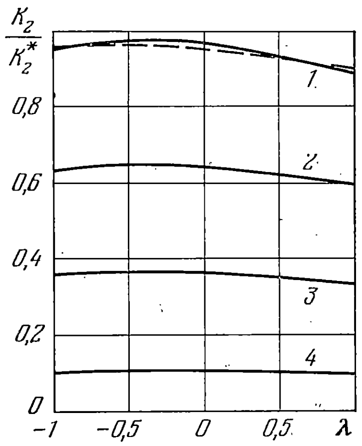
$$\left.+\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{m!}\left(f_{nmpjk}^{(1)} \operatorname{Re} G_{n,n+m-1}(\gamma|x'-x_0|)-f_{nmpjk}^{(2)} \operatorname{Im} G_{n,n+m-1}(\gamma|x'-x_0|)\right)\right\}$$

$$f^{(i)}_{npjk} = a^{(i)}_{pjk} \int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{g^{(i)}_{pjk}(\theta)}{e_i^4 + \varkappa^4 t^4} \cos(2n-1)\theta\, d\theta$$

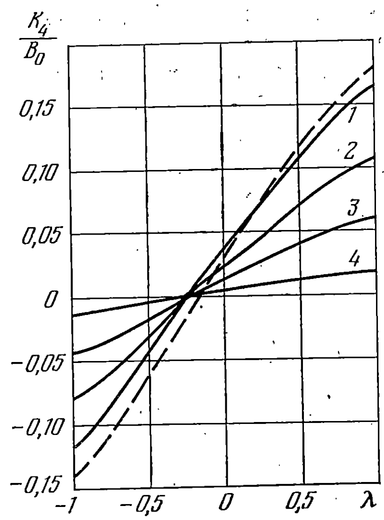
$$f^{(i)}_{nmpjk} = b^{(i)}_{pjk} \int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{r^{(i)}_{nmpjk}(\theta)}{(e_1^4 + \varkappa^4 t^4)(e_2^4 + \varkappa^4 t^4)} \cos(2n-1)\theta\, d\theta$$

$$\omega_1 = \alpha/(\pi\tau e_0), \qquad \omega_2 = \alpha/(3\pi e_0 \tau^2)$$

Здесь α — коэффициент линейного теплового расширения, $C^{(i)}_{pj}$, $a^{(i)}_{pjk}$, $b^{(i)}_{pjk}$ — константы, зависящие от механических и теплофизических свойств материала, геометрических параметров оболочки и разреза, характеристик теплообмена, $g^{(i)}_{pjk}(\theta)$ — функции переменной θ и параметра λ,



Фиг. 3



Фиг. 4

$r^{(i)}_{nmpjk}(\theta)$ — функции переменной θ, зависящие от характеристик теплообмена, материала и геометрии оболочки. Например

$$C^{(1)}_{23} = -2\tau\alpha(1+\nu)\mu_1 k_2 h, \qquad a^{(1)}_{131} = -e_1^4/e_0$$

$$b^{(1)}_{242} = \varkappa^4(e_1^2+e_2^2), \qquad g^{(1)}_{162}(\theta) = t^2 \cos\theta \sin^2\theta$$

$$r^{(2)}_{nm242}(\theta) = (\varkappa^4 t^4 - e_1^2 e_2^2)\, q_1^{n+2} q_2^m \cos\theta \sin^2\theta$$

Система (3.3) с учетом условий (3.4) решается численно в классе функций, неограниченных на концах отрезка $[-1, 1]$. После определения функций Φ_j коэффициенты интенсивности усилий и моментов находим по формулам (E — модуль Юнга):

$$K_2 = -\frac{Eh}{2}\sqrt{l}\lim_{x\to1}\sqrt{1-x^2}\,\Phi_1(x), \qquad K_4 = \frac{(3+\nu)Eh^3}{6(1+\nu)l}\sqrt{l}\lim_{x\to1}\sqrt{1-x^2}\,\Phi_2(x)$$

Описанная выше методика применима также для решения задач термоупругости пластин с теплопроницаемым разрезом. Расчеты, проведенные для пластин с термоизолированными поверхностями и при учете теплообмена, хорошо согласуются с имеющимися [1].

Численные исследования проведены для оболочек с термоизолированными поверхностями ($Bi^+=Bi^-=2\cdot10^{-4}$) при действии градиента $q_0=\partial T_1^{\circ}/\partial x_2$. Исследовано влияние теплопроницаемости разреза на величину коэффициентов интенсивности усилий и моментов для оболочек произвольной гауссовой кривизны. Результаты этого исследования представлены на фиг. 3, 4, где K_2^* — коэффициент интенсивности усилий в пластине с теплоизолированным разрезом, $B_0=2q_0\alpha l^{3/2}Eh^2/\nu_0$. Вычисления проводились для значений параметров: $k_2h=0{,}01$, $\nu=1/3$, $\tau\varkappa=1$, $\alpha=12\cdot10^{-6}$ 1/град.

Кривые *1—4* соответствуют следующим значениям теплопроницаемости разреза: $\beta=0$ (теплоизолированный разрез); $\beta=0{,}3$; $\beta=1$; $\beta=5$. Штриховыми линиями показаны зависимости, взятые в первом приближении для теплоизолированного разреза [2].

Из графиков следует, что влияние геометрии оболочки на величину коэффициентов интенсивности усилий и моментов ослабевает с ростом параметра теплопроницаемости β. Максимальное значение коэффициентов интенсивности достигается в случае теплоизолированного разреза.

Численные расчеты показали, что параметр теплопроницаемости β не влияет на величину отношения $K_2(\beta, \lambda)/K_{2p}^*(\beta)=f(\lambda)$, где K_{2p}^* — коэффициент интенсивности усилий в пластине с теплопроницаемым разрезом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кит Г. С., Кривцун М. Г.* Плоские задачи термоупругости для тел с трещинами. Киев: Наук. думка, 1983. 277 с.
2. *Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацышин А. П.* Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. Киев: Наук. думка, 1976. 443 с.
3. *Саврук М. П.* Двумерные задачи упругости для тел с трещинами. Киев: Наук. думка, 1981. 323 с.
4. *Подстригач Я. С., Швец Р. Н.* Термоупругость тонких оболочек. Киев: Наук. думка, 1978. 343 с.
5. *Підстригач Я. С.* Умови теплового контакту твердих тіл.— Доп. УРСР, 1963, № 7, с. 872–874.
6. *Владимиров В. С.* Обобщенные функции в математической физике. М.: Наука, 1976. 280 с.
7. *Хижняк В. К., Шевченко В. П.* Смешанные задачи теории пластин и оболочек. Донецк: Изд-е Донецк. ун-та, 1980. 127 с.
8. *Каландия А. И.* Математические методы двумерной упругости. М.: Наука, 1973. 303 с.

Донецк

Поступила в редакцию
14.VIII.1984