ՀԱՅԿԱԿԱՆ ԽՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա 43, № 3, 1990 Механика

УДК 539.3.

К ЗАДАЧЕ МАГНИТОУПРУГОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИНКИ-ПОЛОСЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

КАЗАРЯН К. Б.

Устойчивость токонесущих пластин исследована, в частности, в работах [1, 2], где за основу были взяты решения связанных уравнений магнитоупругости для пластин бесконечных размеров. В настоящей работе исследована устойчивость токонесущей конечной пластинки-полосы, вдоль бесконечного размера которой течет ток. Получено замкнутое интегро-дифференциальное уравнение устойчивости относительно нормального прогиба пластинки. Для шарнирно-опертой пластинки найдены значения критической плотности тока. Проведено сравнение с результатами работ [1, 2]. Дана оценка погрешности модели пластинки бесконечных размеров.

§ *1*. Отнесем пластинку-полосу к декартовой системе (x, y, z) так, что срединная плоскость полосы совпала с плоскостью (x, y). По пластинке-полосе толщины $2d_0$ и ширины $2a$ течет вдоль направления Ox равномерно распределенный по толщине электрический ток плотностью j_0. В рассматриваемой системе координат пластинка-полоса занимает область $D^{(i)}: |x|<\infty,\ |y|\leqslant a,\ |z|\leqslant d_0$.

Собственное магнитное поле пластинки $\bar{H}_0$ определяется из решения краевой задачи магнитостатики

$$\operatorname{rot}\bar{H}_0^{(i)}=\frac{4\pi}{c}\bar{J}_0;\quad \operatorname{div}\bar{H}_0^{(i)}=0;\quad (x, y, z)\in D^{(i)} \tag{1.1}$$

$$\operatorname{rot}\bar{H}_0^{(e)}=0;\quad \operatorname{div}\bar{H}_0^{(e)}=0;\quad (x, y, z)\in D^{(e)}$$

$$\bar{H}_0^{(i)}=\bar{H}_0^{(e)}\quad \text{на границе области}\quad \gamma_0=D^{(i)}\cap D^{(e)}$$

В (1.1) индексы (i), (e) указывают на принадлежность к внутренней области, занимаемой пластинкой и к внешней области, отождествляемой с вакуумом ($D^{(e)}: |x|<\infty,\ |y|>a;\ |z|>d_0$).

Из симметрии задачи следует, что

$$H_{0x}\equiv 0,\quad \bar{H}_0=\bar{H}_0(y, z)$$

Решение (1.1) известно на основе методов уравнений математической физики. Это решение мы приведем, пользуясь методом, развитого в работе [3], использование которого будет удобным и при определении в дальнейшем возмущенного магнитного поля деформированной пластинки.

Введем в рассмотрение комплексную функцию $\tilde{H}_0=H_{0z}+iH_{0y}$ от переменной $\eta=y+iz$.

Уравнения Максвелла во внешней области для функции $\tilde{H}_0^{(e)}$ оказываются условиями Коши—Римана, откуда следует регулярность функции $\tilde{H}_0^{(e)}$ в области $D^{(e)}$.

В области $D^{(i)}$ введем в рассмотрение комплексную функцию $F(\eta)=\tilde{H}_0^{(i)}-\frac{2\pi\gamma_0}{c}\eta^*$, которая также в силу уравнений Максвелла является регулярной в области $D^{(i)}$ (η^* есть комплексно сопряженное число с η).

Из интегральной формулы Коши применительно к функции $F(\eta)$ имеем

$$F^{(i)}=\frac{1}{2\pi i}\oint\limits_{\gamma_0}\frac{F^{(i)}(\xi)}{\xi-\eta}d\xi=\begin{cases}\tilde{H}_0^{(i)}-\frac{2\pi\gamma_0}{c}\eta^*; & \eta\in D^{(i)}\\ 0, & \eta\in D^{(e)}\end{cases} \tag{1.2}$$

$$F^{(e)}=-\frac{1}{2\pi i}\oint\limits_{\gamma_0}\frac{F^{(e)}(\xi)}{\xi-\eta}d\xi=\begin{cases}0; & \eta\in D^{(i)}\\ \tilde{H}_0^{(e)} & \eta\in D^{(e)}\end{cases} \tag{1.3}$$

Из условия непрерывности векторов $\bar{H}_0^{(i)}=\bar{H}_0^{(e)}$ на контуре γ_0 имеем

$$F^{(i)}-F^{(e)}=-\frac{2\pi\gamma_0}{c}\xi^* \tag{1.4}$$

С учетом (1.4) имеем окончательно следующую формулу, определяющую магнитное поле во всем пространстве:

$$\frac{ij_0}{c}\oint\limits_{\gamma_0}\frac{\xi^*}{\xi-\eta}d\xi=\begin{cases}\tilde{H}_0^{(i)}-\frac{2\pi j_0}{c}\eta^*\\ H_0^{(e)}\end{cases} \tag{1.5}$$

Произведя в (1.5) интегрирование по контуру прямоугольника $y\in[-a,a]$, $z\in[-d_0,d_0]$ для компонент векторов магнитного поля H_{0y}, H_{0z}, получим следующие общие формулы, как в области $D^{(i)}$, так и в области $D^{(e)}$:

$$\begin{aligned}H_{0y}=\frac{2j_0}{c}\Big\{&(d_0-z)\left(\operatorname{arctg}\frac{a+y}{d_0-z}+\operatorname{arctg}\frac{a-y}{d_0-z}\right)-\\&-(d_0+z)\left(\operatorname{arctg}\frac{a+y}{d_0+z}+\operatorname{arctg}\frac{a-y}{d_0+z}\right)-\\&-\frac{a-y}{2}\ln\left|\frac{(a-y)^2+(d_0+z)^2}{(a-y)^2+(d_0-z)^2}\right|-\frac{a+y}{2}\ln\left[\frac{(a+y)^2+(d_0+z)^2}{(a+y)^2+(d_0-z)^2}\right]\Big\}\end{aligned} \tag{1.6}$$

$$\begin{aligned}H_{0z}=\frac{2j_0}{c}\Big\{&(a+y)\left(\operatorname{arctg}\frac{d_0+z}{a+y}+\operatorname{arctg}\frac{d_0-z}{a+y}\right)-\\&-(a-y)\left(\operatorname{arctg}\frac{d_0+z}{a-y}+\operatorname{arctg}\frac{d_0-z}{a-y}\right)+\end{aligned} \tag{1.7}$$

$$+\frac{d_0+z}{2}\ln\left[\frac{(a+y)^2+(d_0+z)^2}{(a-y)^2+(d_0+z)^2}\right]+\frac{d_0-z}{2}\ln\left[\frac{(a+y)^2+(d_0-z)^2}{(a-y)^2+(d_0-z)^2}\right]\Bigg\}$$

В начальном невозмущенном состоянии взаимодействие электрического тока с собственным магнитным полем приводит к появлению пондеромоторной силы Ампера

$$\overline{Q}_0=\frac{1}{c}[\overline{j}_0\times\overline{H}_0]$$

(c—электродинамическая постоянная).

Под действием этой силы в пластинке устанавливается обобщенное плоско-напряженное состояние, характеризуемое усилием

$$T_{0y}=\int_{-d_0}^{d_0}\sigma_{0y}dz$$

(σ_{0y}—упругое напряжение).

Усилие T_{0y} определим из следующей краевой одномерной задачи:

$$\frac{dT_{0y}}{dy}=\frac{j_0}{c}\int_{-d_0}^{d_0}H_{0z}dz;\quad T_{0y}(\pm a)=0 \tag{1.8}$$

Отметим, что $T_{0z}=\frac{j_0}{c}\int\limits_{-d_0}^{d_0}H_{0y}dz=0.$

Решение задачи (1.8) имеет вид

$$T_{0y}=\frac{2j_0^2}{c^2}\Bigg\{2d_0\left[(a+y)^2\operatorname{arc\,ctg}\frac{a+y}{2d_0}+(a-y)^2\operatorname{arc\,ctg}\frac{a-y}{2d_0}-\right.$$

$$\left.-4a^2\operatorname{arc\,ctg}\frac{a}{d_0}\right]+\frac{8d_0^3}{3}\left(\operatorname{arctg}\frac{a+y}{2d_0}+\operatorname{arctg}\frac{a-y}{2d_0}-\right.$$

$$\left.-\operatorname{arctg}\frac{a}{d_0}\right)+\frac{(a+y)^3}{3}\ln\left(1+\frac{y}{a}\right)+\frac{(a-y)^3}{3}\ln\left(1-\frac{y}{a}\right)+$$

$$+2(a+y)\left[d_0^2-\frac{(a+y)^2}{12}\right]\ln\left[\left(1+\frac{y}{a}\right)^2+\frac{4d_0^2}{a^2}\right]+2(a-y)\times$$

$$\times\left[d_0^2-\frac{(a-y)^2}{12}\right]\ln\left[\left(1-\frac{y}{a}\right)^2+\frac{4d_0^2}{a^2}\right]-8ad_0^2\ln 2-$$

$$-4a\left(d_0^2-\frac{a^2}{3}\right)\ln\left(1+\frac{d_0^2}{a^2}\right)\Bigg\}$$

Функция $T_{0y}(y)$ в интервале $(-a,\ a)$ является четной, при $d_0^2/a^2\ll 1$ является неположительной; монотонно возрастающей в интервале $(0,\ a)$. Анализ функции $T_{0y}(y)$ позволяет сделать вывод, что вследствие взаимодействия электрического тока с собственным магнитным полем в тонкой пластинке возникает сжимающее переменное по ширине усилие.

Для тонкой пластинки при $d_0^2/a^2 \ll 1$ аппроксимация функции $T_{0y}(y)$ имеет вид

$$T_{0y} \sim -\frac{8\gamma_0^2 a a_0^2}{c^2}\left[2\ln 2-\left(1+\frac{y}{a}\right)\ln\left(1+\frac{y}{a}\right)-\left(1-\frac{y}{a}\right)\ln\left(1-\frac{y}{a}\right)\right] \tag{1.9}$$

§ 2. Рассмотрим теперь вопрос определения возмущений магнитного поля, обусловленных деформацией полосы. В [1, 2] на основе точного решения уравнений электродинамики для медленно движущихся сред на примере бесконечной пластинки показано, что при определении малых возмущений магнитного поля достаточно ограничиться рассмотрением следующей краевой задачей электро-магнитостатики: уравнения магнитостатики в области $D^{(i)}$

$$\operatorname{rot}\bar h^{(i)}=\frac{4\pi\sigma}{c}\bar e^{(i)}=0;\quad \operatorname{div}\bar h^{(i)}=0,\quad \operatorname{rot}\bar e^{(i)}=0;\quad \operatorname{div}\bar e^{(i)}=0 \tag{2.1}$$

уравнения магнитостатики в области $D^{(e)}$

$$\operatorname{rot}\bar h^{(e)}=0,\quad \operatorname{div}\bar h^{(e)}=0,\quad \operatorname{rot}\bar e^{(e)}=0,\quad \operatorname{div}\bar e^{(e)}=0 \tag{2.2}$$

граничные условия на деформированом контуре

$$(\bar j,\bar n)=0;\quad \bar H^{(i)}(\bar r_0+\bar u)=\bar H^{(e)}(\bar r_0+\bar u) \tag{2.3}$$

где $\bar h$, $\bar e$ есть вектора малых возмущений магнитного и электрического полей соответственно; $\bar H=\bar H_0+\bar h$, $\bar j=\bar j_0+\sigma\bar e$; $\bar n$ — вектор внешней нормали к деформированной поверхности полосы, $\bar r_0$ — вектор точек недеформированной поверхности, $\bar u$ — вектор упругих перемещений; σ — коэффициент электропроводности материала оболочки. Отметим, что данная постановка задачи определения возмущений электромагнитного поля использовалась в [4], где исследовалась устойчивость упругого токонесущего стержня, а также в [5, 6] при рассмотрении устойчивости токонесущей цилиндрической оболочки.

При решении задачи (2.9)—(2.11) ограничимся случаем двумерных возмущений, когда все искомые функции не зависят от координаты x (цилиндрические возмущения).

Для двумерных возмущений из симметрии задачи следует, что $h_x=e_y=e_z=0$. Более того, из уравнения Максвелла для вектора $\bar e$, следует также, что и $\bar e_x=0$.

Для определения компонент вектора магнитного поля h_y, h_z используем метод комплексного представления двумерного магнитного поля [3].

Введем комплексную функцию $h=h_z+ih_y$ от переменной $\eta=$

$=y+iz$. Функция $\bar{h}$ в силу уравнений Максвелла (2.1) и (2.2) является регулярной, как в области $D^{(i)}$, так и в области $D^{(e)}$.

Проведем линеаризацию второго граничного условия (2.3) при малых упругих перемещениях. Представляя вектор $\bar{H}$ в виде $\bar{H}_0+\bar{h}$ и разлагая функцию $\bar{H}_0(\bar{r}_0+\bar{u})$ в ряд Тейлора для малых упругих возмущений $\bar{u}$, сохраняя только линейные члены разложения с учетом условия непрерывности векторов $\bar{H}_0^{(i)}(\bar{r}_0)=\bar{H}_0^{(e)}(\bar{r}_0)$ получим следующие граничные условия на недеформируемом контуре l_0:

$$h_y^{(i)}-h_y^{(e)}=-[(\bar{u}\bar{\nabla})H_{0y}^{(i)}-(\bar{u}\bar{\nabla})H_{0y}^{(e)}],\quad h_z^{(i)}-h_z^{(e)}=-[(\bar{u}\bar{\nabla})H_{0z}^{(i)}-(\bar{u}\bar{\nabla})H_{0z}^{(e)}]$$

или

$$\bar{h}^{(i)}-\bar{h}^{(e)}=[(\bar{u}\bar{\nabla})\bar{H}_0^{(e)}-(\bar{u}\bar{\nabla})\bar{H}_0^{(i)}] \tag{2.4}$$

где $\bar{\nabla}$ есть набла—функция, $\bar{u}\bar{\nabla}=u_z\dfrac{\partial}{\partial z}+u_y\dfrac{\partial}{\partial y}$.

На основе интегральной формулы Коши имеем

$$\frac{1}{2\pi i}\oint\limits_{l_0}\frac{\bar{h}^{(i)}(\xi)}{\xi-\eta}\,d\xi=\begin{cases}\bar{h}^{(i)}; & \eta\in D^{(i)}\\ 0; & \eta\in D^{(e)}\end{cases}$$

$$-\frac{1}{2\pi i}\oint\limits_{l_0}\frac{\bar{h}^{(e)}(\xi)}{\xi-\eta}\,d\xi=\begin{cases}0; & \eta\in D^{(i)}\\ \bar{h}^{(e)}(\eta); & \eta\in D^{(e)}\end{cases} \tag{2.5}$$

Используя (2.4), имеем окончательно следующую формулу в виде интеграла типа Коши, определяющее двумерное возмущенное магнитное поле

$$\frac{1}{2\pi i}\oint\limits_{l_0}\frac{(\bar{u}\cdot\bar{\nabla})\bar{H}_0^{(e)}(\xi)-(\bar{u}\cdot\bar{\nabla})\bar{H}_0^{(i)}(\xi)}{\xi-\eta}\,d\xi=\begin{cases}\bar{h}^{(i)}(\eta); & \eta\in D^{(i)}\\ \bar{h}^{(e)}(\eta); & \eta\in D^{(e)}\end{cases} \tag{2.6}$$

Формула (2.6) справедлива при определении двумерного возмущенного магнитного поля для любого бесконечного упругого цилиндрического односвязного (сплошного) проводника с током.

Для тонкой упругой пластинки, принимая справедливость гипотезы Кирхгофа $u_z=w(y)$ и пренебрегая деформацией торцов пластинки $u_y=0$ при $y=\pm a$, на контуре интегрирования имеем следующие выражения относительно числителя подынтегрального выражения:

$$\bar{h}^{(i)}-\bar{h}^{(e)}=\frac{4\pi j_0 iw}{c};\quad z=\pm d_0;\quad \bar{h}^{(i)}-\bar{h}^{(e)}=0;\quad y=\pm a \tag{2.7}$$

При выводе формул (2.7) были использованы следующие значения скачков производных от функций H_{0y}, H_{0z} на граничном контуре, полученных на основе (1.6), (1.7):

$$\frac{\partial H_{0y}^{(e)}}{\partial z}-\frac{\partial H_{0y}^{(i)}}{\partial z}=\frac{4\pi j_0}{c} \qquad z=\pm d_0$$

$$\frac{\partial H_{0z}^{(e)}}{\partial z}-\frac{\partial H_{0z}^{(i)}}{\partial z}=0$$

После интегрирования (2.6) с учетом (2.7) имеем следующие выражения для функций $h_z^{(i)}$, $h_y^{(i)}$ в области, занимаемой пластинкой:

$$h_z^{(i)}=\frac{2j_0}{c}\int_{-a}^{a}\left[\frac{1}{(\alpha-y)^2+(d_0+z)^2}-\frac{1}{(\alpha-y)^2+(d_0-z)^2}\right]w(\alpha)(\alpha-y)d\alpha$$

$$h_y^{(i)}=\frac{2j_0}{c}\int_{-a}^{a}\left[\frac{d_0-z}{(\alpha-y)^2+(d_0-z)^2}+\frac{d_0+z}{(\alpha-y)^2+(d+z)^2}\right]w(\alpha)d\alpha$$

§ 3. Уравнение устойчивости пластинки-полосы с учетом начального сжимающего усилия и возмущенных электромагнитных нагрузок в рамках гипотезы Кирхгофа имеет вид [7]

$$D\frac{d^4w}{dy^4}-\frac{d}{dy}\left(T_{0y}\frac{\partial w}{\partial y}\right)=\int_{-d_0}^{d_0}\left(Q_z+z\frac{dQ_y}{dy}\right)dz \tag{3.1}$$

В (3.1) D есть жесткость на изгиб, $D=2Ed_0^3/(1-\nu^2)$, E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона. Вектор пондеромоторной возмущенной силы $\bar{Q}$ связан с возмущениями магнитного поля следующим образом:

$$\bar{Q}=\frac{1}{c}(\bar{j}_0\times\bar{h});\quad Q_x=0;\quad Q_y=-\frac{j_0}{c}h_z^{(i)};\quad Q_z=\frac{j_0}{c}h_y^{(i)} \tag{3.2}$$

Подставляя (3.2) в (3.1), после интегрирования по толщине пластинки для правой части уравнения (3.1) имеем

$$Q=\int_{-d_0}^{d_0}\left(Q_z+z\frac{dQ_y}{dy}\right)dz=\frac{4j_0^2}{c^2}\int_{-a}^{a}\left\{\ln\left|1+\frac{4d_0^2}{(\alpha-y)^2}\right|-\frac{2d_0^2}{(\alpha-y)^2+4d_0^2}-\right.$$

$$\left.-\pi d_0\delta(\alpha-y)\right\}w(\alpha)d\alpha \tag{3.3}$$

где $\delta(\alpha)$ есть функция Дирака.

Таким образом, нами получено искомое уравнение устойчивости пластинки-полосы с током, представляющее собой интегро-дифференциальное уравнение относительно нормального прогиба w срединной плоскости пластинки. Уравнение (3.1) можно рассматривать также и для бесконечной пластинки при $a\to\infty$. Представляя прогиб w в виде $w=w_0\sin ky$ (или $w=w_0\cos ky$) получим следующее уравнение (при этом T_{0y} принимается равным нулю, так как для бесконечной пластинки $H_{0z}=0$):

$$D\frac{d^4w}{dy^4}-\frac{8f_0^2}{c^2}w(y)\int_0^{\infty}\left[\ln\left(1+\frac{4d_0^2}{s^2}\right)-\frac{2d_0^2}{s^2+4d_0^2}-\pi d_0\delta(s)\right]\cos ks\,ds$$

Откуда после интегрирования при $kd_0 < 1$ имеем уравнение

$$D\frac{d^4w}{dy^4}-\frac{8\pi f_0^2 w d_0}{c^2}=0 \qquad (3.4)$$

совпадающее с известным уравнением, полученным в [2], на основе решения задачи бесконечной пластинки.

После введения безразмерных параметров

$$y\to y/a; \quad w\to w/a; \quad \delta_0=d_0/a; \quad s=s/a$$

искомое уравнение устойчивости запишется следующим образом:

$$\frac{d^4w}{dy^4}-\lambda\left[\int_{-1}^{1}K(s-y)w(s)ds-\pi w(y)-2\delta_0\frac{d}{dy}\left(T_0\frac{dw}{dy}\right)\right]=0 \qquad (3.5)$$

В (3.5) приняты следующие обозначения:

$$K(s)=\frac{1}{\delta_0}\ln\left(1+\frac{4\delta_0^2}{s^2}\right)-2\frac{\delta_0}{s^2+4\delta_0^2}$$

$$T_0=2\ln 2-(1+y)\cdot\ln(1+y)-(1-y)\ln(1-y); \quad \lambda=\frac{6f_0^2a^4(1-\nu^2)}{Ed_0^3c^2}$$

Не умаляя общности задачи, решение приведем для случая шарнирно-опертой пластинки

$$w=0; \quad \frac{d^2w}{dy^2}=0 \qquad y=\pm 1 \qquad (3.6)$$

Так как ядро интегрального члена уравнения (3.4) является симметричным, то вследствие теоремы Фубини [8] и самосопряженного вида дифференциального оператора уравнения (3.4) [9] краевая задача (3.4), (3.5) является самосопряженной.

Для решения искомой задачи используем метод Галеркина [10]. Представим решение в виде

$$w=\sum_{m=1}^{\infty}w_{0m}\sin\frac{\pi m(1+y)}{2} \qquad (3.7)$$

Подставляя (3.7) в (3.5) и проводя обычный процесс ортогонализации метода Галеркина, получим бесконечную систему однородных алгебраических уравнений, определитель которой является нормальным [11].

$$\left|\left(\frac{\pi m}{2}\right)^4\delta_{mn}-\lambda\beta_{mn}\right|w_{0m}=0 \qquad (3.8)$$

где

$$\beta_{mn}=\int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1} K(s-y)\sin\frac{\pi m(1+y)}{2}\sin\frac{\pi n(1+s)}{2}\,dy\,ds-$$

$$-\pi\delta_{mn}+\delta_0\pi^2 mn\int_0^1 T_0\cos\frac{\pi m(1+y)}{2}\cos\frac{\pi m(1+y)}{2}\,dy$$

δ_{mn}—символ Кронекера.

Ограничиваясь вторым приближением уравнения (3.8), из условия равенства нулю его определителя получим численные значения критической плотности электрического тока и зависимости от параметра $\delta_0=d_0/a$. Сравнение численных результатов рассматриваемой конечной полосы с результатами, полученными в [1, 2], на основе решения бесконечной пластинки (уравнение (3.4), показывает, что для пластинки-полосы с параметрами до $\delta_0=1/10$ в отношении критической плотности тока имеется расхождение порядка до 9%. Для более тонких пластин это расхождение становится не существенным. С уменьшением относительной толщины разница этих результатов стремится к нулю, что достигается практически при толщине $\delta_0\approx 1/60$.

В заключение приведем один численный пример, иллюстрирующий количественную сторону вопроса рассматриваемой задачи устойчивости. Для пластинки-полосы, изготовленной из алюминия с параметрами толщины 0,2 см, ширины 20 см критическая плотность равна $j_0=3{,}53$ кА/см^2.

Автор выражает благодарность участникам семинара «Волновые процессы» Института механики АН Арм. ССР за ценные советы при обсуждении работы.

TO THE PROBLEM OF MAGNETO-ELASTIC STABILITY OF PLATE-STRIP WITH ELECTRICAL CURRENT

K. B. KAZARIAN

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔՈՎ ՍԱԼ-ՇԵՐՏԻ ՄԱԳՆԻՍԱԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԽՆԴՐԻ ՄԱՍԻՆ

Կ. Բ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Ամփոփում

Ուսումնասիրված է հոսանքատար սալ-շերտի կայունությունը, երբ հաշվի է առնված սկզբնական էլեկտրամագնիսական լարվածային վիճակը և սալի միջին մակերևույթի դեֆորմացիայով պայմանավորված գրգռված էլեկտրամագնիսական բեռի առկայությունը։ Խնդիրը բերված է սալի նորմալ ճկվածքի նկատմամբ ինտեգրադիֆերենցիալ հավասարման լուծմանը։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Белубекян М. В.* К задаче колебаний токонесущих пластин.—Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1975, т. 28, №2, с. 22—30.
2. *Белубекян М. В.* О статической устойчивости токонесущей пластинки.—Докл. АН Арм. ССР, 1982, т. 71, с. 208—212.
3. *Beth A. R.* An integral formula for two-dimensional fields.—Jour. Appl. Physics, 1967, v. 38, № 12, p. 4689—4692.
4. *Chattopadhyay S., Moon F.* Magnetoelastic buckling and vibration of a rod carrying electric current.—J. Appl. Mech, 1975. 42, № 4, p. 809—811.
5. *Казарян К. Б.* Об уравнении магнитоупругой устойчивости цилиндрической оболочки, служащей для транспортировки электрического тока.—Изв. АН Арм. ССР. Механика, 1988, т. 61, №6, с. 44—50.
6. *Kazarian K. B.* Magnetoelastic stability of a current—carrying cylindrical shell.—Electromechanical Interaction in Deformable Solids and Structures. Proc. of IUTAM Symp.—Ams. Nort-Holland. 1987, p. 33—37.
7. *Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В.* Магнитоупругость тонких оболочек и пластин.—М.: Наука, 1977. 272 с.
8. *Колмогоров А. Н., Фомин С. В.* Элементы теории функции и функционального анализа.—М.: Наука, 1968. 496 с.
9. *Наймарк М. А.* Линейные дифференциальные операторы.—М.: Наука, 1970. 526 с.
10. *Коллатц Л.* Задачи на собственные задачи.—М.: Наука, 1968. 503 с.
11. *Болотин В. В.* Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости.—М.: Физматгиз, 1961. 339 с.

Институт механики
АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
1.XII.1989