ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա XXIX, № 5, 1976 Механика

М. В. БЕЛУБЕКЯН

К ЗАДАЧЕ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНКИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Применение гипотез Кирхгофа в задачах магнитоупругих колебаний пластинки хотя и приводит к некоторым упрощениям, однако не позволяет делать общие выводы для достаточно широкого класса задач. Необходимость дальнейших упрощений привела к исследованию задач магнитоупругих колебаний пластинки с использованием дополнительных допущений: модель идеально проводящей пластинки [1], гипотеза магнитоупругости тонких тел [2], пренебрежение токами смещения как в пластинке, так и в среде, окружающей пластинку [3]. Приведенные ссылки выбраны из обширной литературы по этим вопросам [4] как наиболее характерные.

В настоящей работе, на основе решения частной задачи магнитоупругих колебаний, исследуются вопросы применимости указанных дополнительных допущений. При этом выбор задачи обусловлен как возможностью получения достаточно обозримого точного решения (без использования дополнительных упрощений), так и требованием сохранения возможно более общего характера, присущего задачам магнитоупругих колебаний.

1. Бесконечная пластинка постоянной толщины $2h$ помещена в постоянное магнитное поле H_0, вектор напряженности которого параллелен срединной плоскости пластинки. Упругие и электромагнитные свойства материала пластинки характеризуются жесткостью D, плотностью ρ, электропроводностью σ. Магнитная и диэлектрическая проницаемости пластинки и среды, окружающей пластинку, принимаются равными единице.

Прямоугольная система координат (x, y, z) выбирается так, что координатная плоскость (x, y) совпадает со срединной плоскостью пластинки, а направление оси ox — с направлением вектора напряженности заданного магнитного поля.

Основные допущения при рассмотрении задачи колебаний такой пластинки следующие: гипотеза Кирхгофа; справедливость линейных уравнений магнитоупругости [2]; независимость колебаний от координаты x — волны распространяются в плоскости (y, z).

При указанных предположениях уравнения электродинамики для индуцированного электромагнитного поля в области, занимаемой пластинкой $(|z| \leqslant h)$, следующие:

$$\frac{\partial h_x}{\partial z} = \frac{4\pi\sigma}{c}\left(e_y + \frac{H_0}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right) + \frac{1}{c}\frac{\partial e_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial e_z}{\partial y} - \frac{\partial e_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial h_x}{\partial t}$$

$$-\frac{\partial h_x}{\partial y} = \frac{4\pi\sigma}{c}\left(e_z + \frac{H_0}{c} z \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial t}\right) + \frac{1}{c}\frac{\partial e_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z} = 4\pi\rho_e \qquad (1.1)$$

Здесь $w(y, t)$ — прогиб пластинки, h_x — компонента возмущенного магнитного поля в направлении координаты x; e_y, e_z — компоненты возмущенного электрического поля соответственно в направлении координат y и z. Остальные компоненты электромагнитного поля тождественно равны нулю вследствие независимости колебаний от координаты x. Последнее уравнение из (1.1) служит для определения электрических зарядов ρ_e, возникающих в процессе колебаний.

Для среды, окружающей пластинку ($|z|>h$) принимается справедливость уравнений электродинамики для вакуума

$$\frac{\partial h_x^{(\varepsilon)}}{\partial z}=\frac{1}{c}\frac{\partial e_y^{(\varepsilon)}}{\partial t},\qquad \frac{\partial h_x^{(\varepsilon)}}{\partial y}=-\frac{1}{c}\frac{\partial e_z^{(\varepsilon)}}{\partial t}$$
$$\frac{\partial e_z^{(\varepsilon)}}{\partial y}-\frac{\partial e_y^{(\varepsilon)}}{\partial z}=-\frac{1}{c}\frac{\partial h_x^{(\varepsilon)}}{\partial t},\qquad \frac{\partial e_y^{(\varepsilon)}}{\partial y}+\frac{\partial e_z^{(\varepsilon)}}{\partial z}=0 \tag{1.2}$$
$$(\varepsilon)=(1),\ (2)$$

Здесь индексы (1) и (2) показывают принадлежность соответствующей компоненты возмущенного электромагнитного поля к областям $z>h$ и $z<-h$ соответственно. Последнее уравнение из (1.2) является следствием остальных уравнений.

Уравнения (1.1) и (1.2) связаны общими граничными условиями на поверхностях пластинки

$$h_x=h_x^{(1)},\quad e_y=e_y^{(1)}\quad \text{при}\quad z=h$$
$$h_x=h_x^{(2)},\quad e_y=e_y^{(2)}\quad \text{при}\quad z=-h \tag{1.3}$$

Условия (1.3) означают непрерывность соответствующих компонент электромагнитного поля на поверхностях разрыва при справедливости принятой линеаризации [2]. На нормальную к поверхности разрыва компоненту электрического поля e_z не налагается никаких условий. Разрывы компоненты e_z допустимы, так как в процессе колебаний может возникнуть распределение поверхностных электрических зарядов.

Существенное отличие рассматриваемой частной задачи магнитоупругих колебаний от ранее рассмотренных частных задач (в продольном магнитном поле, когда колебания не зависят от королинаты y [2], в поперечном магнитном [5]) заключается в том, что здесь электрические заряды действительно возникают.

Отметим, что для задач, рассмотренных в [2], [5], выполняются условия отсутствия электрических зарядов, полученных в [6] при справедливости линейных уравнений магнитоупругости и гипотезы Кирхгофа.

Для компонент возмущенного электромагнитного поля среды, окружающей пластинку, должны выполняться также условия затухания возмущений на бесконечности, например,

$$e_y^{(1)}\to 0\quad \text{при}\quad z\to\infty,\qquad e_y^{(2)}\to 0\quad \text{при}\quad z\to-\infty \tag{1.4}$$

В данной задаче, согласно уравнениям (1.2), из выполнения условий затухания возмущений (1.4) для какой-нибудь компоненты, например, e_y, автоматически следует выполнение условий затухания и для остальных компонент.

Задача нахождения возмущений электромагнитного поля — уравнения (1.1), (1.2), условия (1.3), (1.4) — была бы полностью определенной, если бы было задано движение пластинки. Для данной задачи требуется знание только функции $w(y, t)$ (следствие гипотезы Кирхгофа), поэтому необходимо к приведенным уравнениям и условиям присоединить также уравнение движения пластинки

$$D\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = R_z + \frac{\partial m_y}{\partial y} \tag{1.5}$$

Записанные в правой части уравнения (1.5) сила и момент, обусловленные взаимодействием электромагнитного поля с движущимся проводником, согласно [2], имеют вид

$$\begin{gathered} R_z = -\frac{\sigma H_0}{c}\left(2h\frac{H_0}{c}\frac{\partial w}{\partial t} + \int\limits_{-h}^{h} e_y dy\right) \\ m_y = \frac{\sigma H_0}{c}\left(\frac{2h^3 H_0}{3c}\frac{\partial^2 w}{\partial y \partial t} + \int\limits_{-h}^{h} z e_z dz\right) \end{gathered} \tag{1.6}$$

Приведенные выше уравнения и граничные условия полностью определяют рассматриваемую задачу магнитоупругих колебаний пластинки.

2. Для поставленной в первом пункте задачи рассматривается решение следующего вида:

$$Q = Q_0(z)\exp i(\omega t - ky), \quad w = w_0 \exp i(\omega t - ky) \tag{2.1}$$

где через Q обозначена любая из компонент электромагнитного поля, $Q_0(z)$ подлежит определению удовлетворением уравнениям и граничным условиям задачи.

Подставляя (2.1) в уравнения (1.1) и (1.2), решая получающиеся при этом обыкновенные дифференциальные уравнения и удовлетворяя условиям (1.3), (1.4), находим соответствующие для компонент возбужденного электромагнитного поля функции $Q_0(z)$, выраженные через w_0

$$\begin{gathered} e_{0y} = \frac{4\pi\sigma i\omega}{c}\left(N \operatorname{ch} \nu z - \frac{1 + k^2/\nu^2}{4\pi\sigma + i\omega}\right) H_0 w_0 \\ h_{0x} = \frac{4\pi\sigma i\omega}{\nu c^2}\left[(4\pi\sigma + i\omega) N \operatorname{sh} \nu z - \frac{k^2}{\nu} z\right] H_0 w_0 \\ e_{0z} = -\frac{4\pi\sigma k\omega}{\nu c}\left(N \operatorname{sh} \nu z + \frac{i\omega}{\nu c^2} z\right) H_0 w_0 \\ e_{0y}^{(e)} = \frac{4\pi\sigma i\omega}{c} M H_0 w_0 \exp \nu_0 (h + z) \end{gathered} \tag{2.2}$$

$$h_{0x}^{(e)} = \pm \frac{4\pi\sigma\omega^2}{c^2\nu_0} MH_0 w_0 \exp \nu_0 (h \mp z)$$

$$e_{0z}^{(e)} = \frac{4\pi\sigma\omega k}{c\nu_0} MH_0 w_0 \exp \nu_0 (h \mp z)$$

Здесь верхний знак соответствует индексу $(e)=(1)$, нижний — $(e)=(2)$,

$$\nu^2 = k^2 + \frac{4\pi\sigma i\omega}{c^2} - \frac{\omega^2}{c^2}, \qquad \nu_0^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$$

$$N = \left[\frac{k^2h^2}{\nu^2} + \frac{i\omega}{\nu_0(4\pi\sigma + i\omega)}\left(1 + \frac{k^2}{\nu^2}\right)\right]\left(\frac{4\pi\sigma + i\omega}{\nu} \operatorname{sh} \nu h + \frac{i\omega}{\nu_0} \operatorname{ch} \nu h\right)^{-1} \quad (2.3)$$

$$M = \left[\frac{k^2h^2}{\nu^2} \operatorname{ch} \nu h - \frac{1}{\nu}\left(1 + \frac{k^2}{\nu^2}\right) \operatorname{sh} \nu h\right]\left(\frac{4\pi\sigma + i\omega}{\nu} \operatorname{sh} \nu h + \frac{i\omega}{\nu_0} \operatorname{ch} \nu h\right)^{-1}$$

Разность $e_{0z} - e_{0z}^{(e)}$ при $z = \pm h$ дает плотность свободных поверхностных зарядов, возникающих в процессе колебаний.

Подставляя (2.1) с учетом (2.2) в уравнение движения пластинки (1.5), получим характеристическое уравнение, определяющее частоты колебаний

$$Dk^4 - 2\rho h\omega^2 = -2h\frac{\sigma i\omega}{c^2} H_0^2 \left\{1 + \frac{k^2h^2}{3} + \frac{4\pi\sigma}{h\nu^2}\left[\nu N \operatorname{sh} \nu h - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{k^2 + \nu^2}{4\pi\sigma + i\omega} h - \frac{k^2}{\nu} N (\nu h \operatorname{ch} \nu h - \operatorname{sh} \nu h) - \frac{k^2h^3}{c^2} i\omega\right]\right\} \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) является трансцендентным и его исследование в общем случае связано с большими трудностями.

Применяя модель идеально проводящей пластинки [1], легко получить, что правая часть уравнения движения пластинки (1.5) тождественно равна нулю. Однако в этом случае в правой части уравнения (1.5) необходимо учитывать также добавочные силы, возникающие вследствие появления поверхностного тока, что ведет к разрыву тензора Максвелла на поверхностях $z = \pm h$.

Переходя в выражениях (2.2), (2.4) к пределу при $\sigma \to \infty$, получим решение, совпадающее с решением на основе модели идеально проводящей пластинки. В частности, характеристическое уравнение будет иметь вид

$$Dk^4 - 2\rho h\omega^2 = \frac{\omega^2}{2\pi c^2\nu_0} H_0^2 \quad (2.5)$$

Если задачу решать при условии пренебрежения токами смещения по сравнению с токами проводимости в уравнениях (1.1) и сравнить с решением (2.2) и (2.4), то заметим, что такое упрощение эквивалентно условию $|\omega| \ll 4\pi\sigma$. Это условие для пластин с обычной электропроводностью выполняется и принимается в дальнейшем.

Если же задачу решать при условии пренебрежения токами смещения всюду как в уравнениях (1.1), так и в уравнениях (1.2), то правая часть характеристического уравнения (2.4) оказывается равной нулю. Естественно, что для данной задачи такое упрощение не будет приемлемым, так как не учитывает взаимодействия пластинки с электромагнитным полем.

3. С целью упрощения выражений (2.2) и, следовательно, характеристического уравнения (2.4) берется первый член разложений по z для выражений (2.2). Такое приближение будет справедливым при условии

$$|\nu^2|h^2 \ll 1 \tag{3.1}$$

Нетрудно показать, что условие (3.1) выполняется для реальных электропроводящих пластин, толщина которых на порядок больше межмолекулярных расстояний и при ограничении $k^2h^2 \ll 1$, принятом в теории колебаний пластин. В этом смысле можно считать, что условие (3.1) согласуется с условием $k^2h^2 \ll 1$, использованным при получении правой части уравнения движения пластинки (1.5).

В приближении (3.1), а также при пренебрежении токами смещения по сравнению с токами проводимости выражения (2.2) принимают вид

$$e_{0y} = -\frac{4\pi\sigma i\omega\nu_0 h}{c\delta} H_0 w_0, \qquad e_{0y}^{(e)} = -\frac{4\pi\sigma i\omega\nu_0 h}{c\delta} H_0 w_0 \exp \nu_0 (h \mp z)$$

$$h_{0x} = -\frac{4\pi\sigma\omega^2}{c^2\delta} z H_0 w_0, \qquad h_{0x}^{(e)} = \mp \frac{4\pi\sigma\omega^2 h}{c^2\delta} H_0 w_0 \exp \nu_0 (h \mp z) \tag{3.2}$$

$$e_{0z} = -\frac{4\pi\sigma k\omega}{c}\left(1 + \frac{i\omega}{\delta}\right) z H_0 w_0, \qquad e_{0z}^{(e)} = \mp \frac{4\pi\sigma\omega k h}{c\delta} H_0 w_0 \exp \nu_0 (h \mp z)$$

$$\delta = 4\pi\sigma\nu_0 h + i\omega$$

Характеристическое уравнение (2.4) приводится к виду

$$Dk^4 - 2\rho h\omega^2 = \frac{2h\sigma\omega^2}{c^2\delta} H_0^2 \tag{3.3}$$

Интересно отметить, что, несмотря на приближение (3.1), при $\sigma \to \infty$ уравнение (3.3) совпадает с уравнением (2.5).

Принимая дополнительно условие $k^2 \gg \omega^2/c^2$, уравнение (3.3) приведем к следующему безразмерному виду:

$$\theta^3 + \alpha(1 + \beta)\theta^2 + \theta + \alpha = 0 \tag{3.4}$$

где

$$\theta = \frac{i\omega}{\Omega_0}, \quad \Omega_0^2 = \frac{Dk^4}{2\rho h}, \quad \beta = \frac{H_0^2}{4\pi\rho c^2 kh}, \quad \alpha = \frac{4\pi\sigma kh}{\Omega_0}$$

Численные результаты показывают, что частота колебаний пластинки ($\mathrm{Im}\,\theta$) при $\alpha > 1$, что заведомо выполняется для хорошо проводящих материалов, слабо зависит от α и ее можно вычислить для случая $\alpha \to \infty (\sigma \to \infty)$. Коэффициент затухания ($-\mathrm{Re}\,\theta$) с увеличением напряженности магнитного поля (с увеличением β) увеличивается, достигая максимума при определенном значении β, затем уменьшается и в пределе стремится к нулю при $\beta \to \infty$. В табл. 1 приводятся некоторые значения безразмерных коэффициентов затухания и частоты колебаний пластинки при $\beta = 1$.

Таблица 1

α	$\mathrm{Re}\,\theta$	$\mathrm{Im}\,\theta$
0	0	1
0.01	−0.005	1
0.1	−0.05	0.999
10	−0.0125	0.7074
100	−0.0013	0.7071
∞	0	0.7071

4. Решение задач колебаний пластинки значительно упрощается применением гипотезы магнитоупругости тонких тел [2]. Для частной задачи колебаний пластинки в продольном магнитном поле, рассматриваемой в настоящей работе, применение указанных гипотез означает, что, наряду с гипотезой Кирхгофа, предполагается неизменность продольной компоненты возбужденного электрического поля по толщине пластинки

$$e_y = \varphi(y, t) \quad \text{при} \quad |z| \leqslant h \tag{4.1}$$

Используя (4.1) в уравнениях (1.1) и осредняя их по толщине пластинки так, как это делается в [2], получим

$$\varphi = -\frac{H_0}{c}\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{c}{4\pi\sigma}\frac{h_x^+ - h_x^-}{2h}$$

$$h_x = \frac{h_x^+ + h_x^-}{2} + \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\varphi + \frac{H_0}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right) z \tag{4.2}$$

$$e_z = -\frac{c}{4\pi\sigma}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{h_x^+ + h_x^-}{2}\right) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} z - 2\frac{H_0}{c} z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2 \partial t}$$

Здесь токи смещения пренебрежены по сравнению с токами проводимости, h_x^+, h_x^- — значения компоненты h_x при $z = \pm h$, подлежащие определению в ходе решения задачи.

Подстановкой (4.2) в (1.5) с учетом (1.6) уравнение движения пластинки приведется к виду

$$D\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -\frac{H_0}{4\pi}(h_x^+ - h_y^-) \tag{4.3}$$

Рассматривая (4.2) и (4.3) совместно с уравнениями электродинамики для вакуума и граничными условиями (1.3) и (1.4) и представляя искомые функции в виде (2.1), легко получить решение задачи. Указанное решение в точности совпадает с выражениями для компонент электромагнитного поля (3.2) и характеристическим уравнением (3.3). Это обстоятельство еще раз указывает, что гипотеза магнитоупругости тонких тел справедлива с точностью $|\nu^2| h^2 \ll 1$.

В работе [8] предложены допущения о характере изменения электромагнитного поля в вакууме вблизи от поверхностей пластинки $z = \pm h$, которые в сочетании с гипотезами магнитоупругости тонких тел еще более упрощают решение задачи магнитоупругих колебаний. Эти допущения для данной задачи следующие:

$$
\begin{aligned}
h_x^{(1)} &= h_x^{(2)}(y, t) \quad \text{при} \quad h \leqslant z \leqslant h + \lambda \\
h_x^{(2)} &= h_x^{(2)}(y, t) \quad \text{при} \quad -h-\lambda \leqslant z \leqslant -h
\end{aligned}
\tag{4.4}
$$

$$
e_y^{(1)}(h+\lambda) = e_y^{(1)}(h), \quad e_y^{(2)}(-h-\lambda) = e_y^{(2)}(-h)
$$

где λ—некоторый характерный размер (в частности, длина полуволны [8]).

Исключая компоненту $e_z^{(r)}$ из уравнений (1.2), осредняя полученные уравнения по толщине λ [8] и используя граничные условия (1.3), найдем

$$
\frac{\partial^2 h_x^+}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 h_x^+}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda c}\frac{\partial \psi}{\partial t}, \qquad \frac{\partial^2 h_x^-}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 h_x^-}{\partial t^2} = -\frac{1}{\lambda c}\frac{\partial \psi}{\partial t} \tag{4.5}
$$

Уравнения (4.5) совместно с уравнениями (4.2) полностью замыкают уравнения задачи магнитоупругих колебаний.

Исключая функцию ψ из (4.2) и (4.5), рассматриваемую задачу приведем к решению следующей системы уравнений:

$$
\begin{aligned}
&D\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -\frac{H_0}{4\pi}\Phi, \qquad (\Phi = h_x^+ - h_x^-) \\
&\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{2}{\lambda c}\left(-\frac{H_0}{c}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{c}{8\pi\sigma h}\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)
\end{aligned}
\tag{4.6}
$$

Представляя функции Φ и w в виде (2.1), получим уравнение, определяющее частоты колебаний,

$$
Dk^4 - 2\rho h\omega^2 = \frac{2h\sigma\omega^2 H_0^2}{c^2(4\pi\sigma\nu_0^2 h + i\omega)} \tag{4.7}
$$

Уравнение (4.8) совпадает с уравнением (3.3), если принять $\lambda = \nu_0^{-1}$, что при пренебрежении ω^2/c^2 по сравнению с k^2 эквивалентно равенству $\lambda = k^{-1}$.

Таким образом, допущения (4.4) в сочетании с гипотезой магнитоупругости тонких тел приводят к решению системы двух уравнений с дв мя неизвестными (4.6), где за характерный размер λ следует принять длину полуволны.

Это обстоятельство позволяет решать задачу магнитоупругих колебаний также для пластин с конечными размерами. В этом случае решения системы (4.6) должны удовлетворять граничным условиям на торцах пластинки как для прогибов w, так и для функции Φ.

В частности, для жестко-защемленного либо шарнирно-опертого края можно принять $\Phi=0$, так как решение задачи бесконечной пластинки показывает, что компонента h_z прямо пропорциональна производной по t.

Рассмотрим для примера колебания пластинки шириной $2a(-a\leqslant y\leqslant \leqslant a)$ с шарнирно-опертыми краями. Длина пластинки произвольна, так как колебания не зависят от координаты x (цилиндрический изгиб).

Граничные условия принимаются в следующем виде:

$$w(a)=w(-a)=0, \quad \Phi(a)=\Phi(-a)=0$$
$$\frac{\partial^2 w(a)}{\partial y^2}=\frac{\partial^2 w(-a)}{\partial y^2}=0 \tag{4.8}$$

Система уравнений (4.6) при граничных условиях (4.8) имеет решения следующего вида:

$$w=w_1(t)\sin\frac{m\pi y}{a}, \qquad \Phi=\Phi_1(t)\sin\frac{m\pi y}{a} \quad (m=1,\ 2,\dots) \tag{4.9}$$

Следовательно, для характерного размера λ необходимо принять (λ зависит от длины волны)

$$\lambda_m=a/(m\pi) \quad (m=1,\ 2,\ \dots)$$

В этом случае уравнение, определяющее частоты колебаний для каждой волны при условии $\omega^2/c^2\ll k^2$, приводится к виду

$$\theta_m^3+\gamma_m(1+\beta_m)\,\theta_m^2+\theta_m+\gamma_m=0 \tag{4.10}$$

где

$$\theta_m=\frac{i\omega_m}{\Omega_{0m}}, \qquad \Omega_{0m}^2=\frac{D}{2\rho h}\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2, \qquad \beta_m=\frac{aH_0^2}{4\pi^2\rho c^2 mh}, \qquad \gamma_m=\frac{4\pi^2\sigma hm}{a\Omega_{0m}}$$

Уравнение (4.10) отличается от характеристического уравнения (3.4) для бесконечной пластинки тем, что волновые числа (k) принимают определенные дискретные значения.

Институт механики АН
Армянской ССР

Поступила 15 VI 1976

Մ. Վ. ԲԵԼՈՒԲԵԿՅԱՆ

ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱՀԱՂՈՐԴԻՉ ՍԱԼԻ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԽՆԴՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Դիտարկվում է վերջավոր էլեկտրահաղորդականություն ունեցող անվերջ սալի տատանումների մագնիսաառաձգականության խնդիրը երկայնական մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում։ Խնդրի լուծումը բերվում է այն դեպքի համար, երբ ալիքները տարածվում են մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորին ուղղահայաց հարթությունում։

Քննարկվում է մագնիսաառաձգականության խնդիրների լուծման համար օգտագործվող տարբեր մոտավորությունների ճշտությունը։ Բերվում է եզրերով հոդակապորեն հենված սալի մագնիսաառաձգական տատանումների խնդրի լուծումը։

ON THE VIBRATION PROBLEM FOR AN ELECTROCONDUCTING PLATE IN THE LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

M. V. BELUBEKIAN

Summary

The magnetoelastic vibration problem for an infinite plate with finite electric conductivity in the presence of the longitudial magnetic field is considered. The solution of the problem is given for the case where waves propagate in the plane perpendicular to the magnetic field vector.

Accuracy of different approximations used in solving magnetoelastic problems is discussed. The approach to solving the problem for the case of plates with finite dimentions is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kaliski S.* Magnetoelastic vibration of perfectly conducting plates and bars assuming the principle of plane sections. Proc. vibrat. problems, 1962, vol. 3, No. 4.
2. *Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В.* К трехмерной задаче магнитоупругих колебаний пластинки. ПММ, 1971, т. 35, вып. 2.
3. *Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В.* Об уравнениях магнитоупругости тонких пластин. ПММ, 1975, т. 39, № 5.
4. *Амбарцумян С. А.* О некоторых вопросах развития исследований в области электромагнитоупругости тонких тел. МТТ, 1974, № 2.
5. *Багдасарян Г. Е., Мкртчян П. А.* О колебаниях проводящих пластин в поперечном магнитном поле. Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1975, т. XXVIII, № 1.
6. *Белубекян М. В.* Условия отсутствия электрического заряда в задачах электромагнитоупругости. Докл. АН Арм. ССР, 1973, т. VI, № 5.
7. *Белубекян М. В.* К уравнениям магнитоупругости токонесущих пластин. Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1974, т. XXVII, № 2.
8. *Белубекян М. В.* К задаче колебаний токонесущих пластин. Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1975, т. XXVIII, № 2.