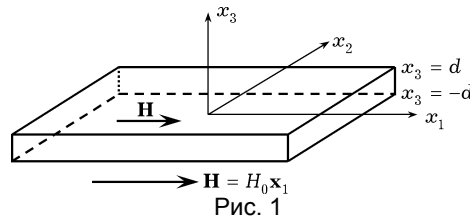


МАГНИТОУПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОГО УПРУГОГО СЛОЯ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На основании точного решения связанной задачи о магнитоупругих колебаниях упругого электропроводного (при конечном значении коэффициента электропроводности) слоя в продольном магнитном поле установлено, что в случае таких колебаний тонкой пластинки правильные результаты получают исходя из гипотезы Кирхгофа и гипотезы магнитоупругости тонких тел.

Задача о распространении периодических волн в упругом слое со свободными границами впервые была решена Рэлеем и Лэмбом [5]. Волны в упругом слое, лежащем на жестком основании, были рассмотрены в [4]. Вопросы о магнитоупругих колебаниях пластин рассматривались во многих работах, в частности, в [1, 2]. К недавно опубликованным работам по колебаниям тонких тел во внешнем магнитном поле можно отнести работы [3, 6–8]. Является актуальным получение адекватного решения таких задач с применением упрощающих гипотез, при которых решение сопряжено с меньшими математическими трудностями.

Рассматривается задача о периодических колебаниях упругого слоя толщиной $2d$, заключенного между плоскостями $x_3 = \pm d$, свободными от напряжений. Слой является электропроводным (с конечным значением коэффициента электропроводности) и находится во внешнем постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0 = (H_0, 0, 0)$, направленном вдоль оси x_1 (рис. 1).



Математически задача о магнитоупругих колебаниях слоя во внешнем магнитном поле формулируется следующим образом [1]. Необходимо найти решения связанных уравнений динамической теории упругости и уравнений Максвелла в области, занимаемой упругим слоем, т.е.

$$c_t^2 \Delta \mathbf{U} + (c_l^2 - c_t^2) \text{grad div } \mathbf{U} + \frac{1}{4\pi\rho} \text{rot } \mathbf{h} \times \mathbf{H}_0 = \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2},$$

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{4\pi\sigma}{c} \left(\mathbf{e} + \frac{1}{c} \mathbf{U} \times \mathbf{H}_0 \right),$$

$$\text{div } \mathbf{h} = 0, \quad \mathbf{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}, \quad (1)$$

и уравнений магнитостатики Максвелла в окружающей слой среде (рассматриваемой относительно электрических и магнитных свойств материала в приближении вакуума):

$$\text{div } \mathbf{h}^{(s)} = 0, \quad \text{rot } \mathbf{e}^{(s)} = 0, \quad \text{div } \mathbf{e}^{(s)} = 0, \quad \text{rot } \mathbf{h}^{(s)} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{U} – вектор упругих перемещений; \mathbf{h}, \mathbf{e} – векторы напряженностей индуцированных магнитного и электрического полей в упругом слое; $\mathbf{h}^{(s)}, \mathbf{e}^{(s)}$ – векторы напряженностей индуцированных магнитного и электрического полей во внешней среде, окружающей слой; σ – коэффициент электропроводности; c_t – скорость поперечных волн; c_l – скорость продольных волн; ρ – плотность материала слоя; c – электродинамическая постоянная

ная, равная скорости света в вакууме; H_0 – интенсивность заданного магнитного поля.

На границе раздела $x_3 = \pm d$ упругого слоя с вакуумом имеют место следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \sigma_{13} + T_{13} &= T_{13}^{(s)}, & \sigma_{23} + T_{23} &= T_{23}^{(s)}, & \sigma_{33} + T_{33} &= T_{33}^{(s)}, \\ \mathbf{e} &= \mathbf{e}^{(s)}, & \mathbf{h} &= \mathbf{h}^{(s)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{13}, \sigma_{23}, \sigma_{33}$ – компоненты тензора упругих напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_{13} &= \rho c_\ell^2 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right), & \sigma_{23} &= \rho c_\ell^2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right), \\ \sigma_{33} &= \rho \left[c_\ell^2 \frac{\partial u_3}{\partial x_3} + (c_\ell^2 - 2c_t^2) \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$T_{ij}, T_{ij}^{(s)}$ – компоненты соответствующего тензора Максвелла:

$$\begin{aligned} T_{ij} &= \frac{1}{4\pi} (H_{0i} h_j + H_{0j} h_i - \delta_{ij} \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{h}), \\ T_{ij}^{(s)} &= \frac{1}{4\pi} (H_{0i} h_j^{(s)} + H_{0j} h_i^{(s)} - \delta_{ij} \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{h}^{(s)}). \end{aligned} \quad (5)$$

Помимо граничных условий, имеют место также условия затухания решений внешней задачи магнитостатики на бесконечности

$$\lim_{x_3 \rightarrow \pm\infty} \mathbf{h}^{(s)} = 0, \quad \lim_{x_3 \rightarrow \pm\infty} \mathbf{e}^{(s)} = 0. \quad (6)$$

В дальнейшем рассматриваем плоскую задачу, когда упругие перемещения и возмущения электромагнитного поля не зависят от переменной x_2 ($x_1 = x, x_3 = z$).

После введения потенциала электромагнитного поля посредством соотношений

$$\begin{aligned} \mathbf{h} &= \text{rot } \mathbf{A}, & \mathbf{e} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, & \mathbf{h}^{(s)} &= \text{rot } \mathbf{A}^{(s)}, \\ \mathbf{e}^{(s)} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}^{(s)}}{\partial t}, & \text{div } \mathbf{A} &= 0, & \mathbf{A} &= (0, A, 0), \\ h_3 &= \frac{\partial A}{\partial x}, & h_1 &= -\frac{\partial A}{\partial z}, & e_2 &= -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \\ h_3^{(s)} &= \frac{\partial A^{(s)}}{\partial x}, & h_1^{(s)} &= -\frac{\partial A^{(s)}}{\partial z}, & e_2^{(s)} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial A^{(s)}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (7)$$

уравнения связанной плоской задачи запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \theta \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} + (1 - \theta) \frac{\partial^2 U_3}{\partial x \partial z} - \frac{\theta}{c_t^2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} &= 0, \\ \frac{\partial^2 U_3}{\partial z^2} + \theta \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} + (1 - \theta) \frac{\partial^2 U_1}{\partial x \partial z} + \\ &+ \frac{H_0}{4\pi \rho c_\ell^2} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right) - \frac{\theta}{c_t^2} \frac{\partial^2 U_3}{\partial t^2} = 0, \\ \Delta A^{(s)} &= 0, & \Delta A &= \frac{4\pi\sigma}{c^2} \left(\frac{\partial A}{\partial t} - H_0 \frac{\partial U_3}{\partial t} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Граничные условия для плоской задачи при $z = \pm d$ примут вид

$$\frac{\partial U_1}{\partial x_3} + \frac{\partial U_3}{\partial x_1} + \frac{H_0}{4\pi \rho c_\ell^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{H_0}{4\pi \rho c_\ell^2} \cdot \frac{\partial A^{(s)}}{\partial x},$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial x_3} + (1 - 2\theta) \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \frac{H_0}{4\pi r c_\ell^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{H_0}{4\pi r c_\ell^2} \cdot \frac{\partial A^{(s)}}{\partial z},$$

$$A = A^{(s)}, \quad \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A^{(s)}}{\partial z}, \quad \theta = \frac{c_t^2}{c_e^2}. \quad (9)$$

Условия затухания запишутся как

$$\lim_{z \rightarrow \pm\infty} A^{(s)} = 0. \quad (10)$$

Представив упругие перемещения и возмущения электромагнитного поля в виде плоской монохроматической волны (ω – частота колебаний, k – волновое число)

$$\begin{aligned} U_1 &= U_{10}(z)e^{i(\omega t - kz)}, & U_3 &= U_{30}(z)e^{i(\omega t - kz)}, \\ A &= A_0 e^{i(\omega t - kz)}, & A^{(s)} &= A_0^{(s)} e^{i(\omega t - kz)}, \end{aligned} \quad (11)$$

получим следующую связанную систему обыкновенных дифференциальных уравнений для соответствующих комплексных амплитуд:

$$\begin{aligned} \theta U_{10}' - \left(k^2 - \theta \frac{\omega^2}{c_t^2}\right) U_{10} - ik(1 - \theta)U_{30}' &= 0, \\ \theta U_{30}' - \left(k^2 - \frac{\theta \omega^2}{c_t^2}\right) U_{30} - ik(1 - \theta)U_{10}' + \frac{H_0}{4\pi r c_\ell^2} (A_0'' - k^2 A_0) &= 0, \\ A_0'' - \left(k^2 + \frac{i4\pi\sigma\omega}{c^2}\right) A_0 + \frac{i4\pi\sigma\omega H_0}{c^2} U_{30} &= 0, \\ A_0^{(s)''} - k^2 A_0^{(s)''} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь штрих обозначает дифференцирование по z .

Отметим, что решения этой системы разделяются соответственно на случаи симметричных и антисимметричных колебаний. В случае симметричных колебаний функция U_{10} является симметричной, а функции U_{30} , A_0 , $A_0^{(s)}$ – антисимметричными относительно плоскости $z = 0$. В случае антисимметричных колебаний функция U_{10} является антисимметричной, а функции U_{30} , A_0 , $A_0^{(s)}$ – симметричными относительно плоскости $z = 0$.

В дальнейшем ограничимся случаем антисимметричных колебаний, которому в случае тонкого слоя соответствуют изгибные колебания. Для этого случая решение системы уравнений (12) имеет вид

$$\begin{aligned} U_{10}(z) &= i(1 - \theta) \sum_{j=1}^3 C_j (p_j^2 - \tau) p_j \operatorname{sh}(p_j kz), \\ U_{30}(z) &= \sum_{j=1}^3 C_j (p_j^2 - \tau) (\theta p_j^2 - \gamma) \operatorname{ch}(p_j kz), \\ A_0(z) &= -a\eta H_0 \sum_{j=1}^3 C_j (\theta p_j^2 - \gamma) \operatorname{ch}(p_j kz). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь C_1, C_2, C_3 – постоянные интегрирования, p_1, p_2, p_3 ($p_4 = -p_1, p_5 = -p_2, p_6 = -p_3$) – корни уравнения

$$\begin{aligned} p^6 - p^4(\alpha + \tau + \gamma + \beta\theta) + \\ + p^2[\alpha\gamma + \alpha\tau + \gamma\tau + \beta(1 + \alpha\theta)] - \gamma(\alpha\tau + \beta) &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

В (14) приняты следующие обозначения для безразмерных параметров:

$$\alpha = 1 - \eta^2, \quad \gamma = 1 - \theta\eta^2, \quad \tau = 1 + a\eta, \quad \beta = a\eta b_0,$$

$$\eta = \frac{\omega}{kc_t}, \quad a = \frac{i4\pi\sigma c_t}{kc^2}, \quad b_0 = \frac{H_0^2}{4\pi r c_t^2}. \quad (15)$$

Решением внешней задачи, удовлетворяющим условию затухания на бесконечности, будет

$$\begin{aligned} \tilde{A}_0^{(1)} &= \tilde{C}_1 e^{-k(z-d)} & \text{в области } z \geq d, \\ \tilde{A}_0^{(2)} &= \tilde{C}_2 e^{k(z+d)} & \text{в области } z \leq -d. \end{aligned}$$

Удовлетворяя граничным условиям непрерывности потенциала электромагнитного поля и его нормальной производной при $x = d$,

$$A_0 = A_0^{(1)}, \quad A_0' = (A_0^{(1)})', \quad (16)$$

получим следующие граничные условия относительно потенциала внутренней задачи:

$$\begin{aligned} A_0' + kA_0 &= 0, & x_3 &= d, \\ A_0' - kA_0 &= 0, & x_3 &= -d. \end{aligned} \quad (17)$$

Рассматривая эти граничные условия совместно с граничными условиями на плоскостях $x_3 = \pm d$ для перемещений

$$\begin{aligned} U_{10}' + ikU_{30} &= 0, & x_3 &= d, \\ U_{30}' + (1-2\theta)ikU_{10} &= 0, & x_3 &= -d, \end{aligned} \quad (18)$$

и подчиняя решения уравнения (13) граничным условиям при $x_3 = d$ (или при $x_3 = -d$), получим следующую однородную систему линейных алгебраических уравнений для определения постоянных C_1, C_2, C_3 :

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 C_j (p_j^2 - \tau)(p_j^2 - \gamma) \operatorname{ch}(p_j kd) &= 0, \\ \sum_{j=1}^3 C_j p_j (p_j^2 - \tau) [\theta p_j^2 - \gamma - (1-2\theta)(1-\theta)] \operatorname{sh}(p_j kd) &= 0, \\ \sum_{j=1}^3 C_j (\theta p_j^2 - \gamma) [p_j \operatorname{sh}(p_j kd) + \operatorname{ch}(p_j kd)] &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Приравняв к нулю определитель Δ полученной линейной системы (19)

$$\Delta = \begin{vmatrix} \tilde{g}_1 & \tilde{g}_2 & \tilde{g}_3 \\ \tilde{q}_1 \tanh(\xi p_1) & \tilde{q}_2 \tanh(\xi p_2) & \tilde{q}_3 \tanh(\xi p_3) \\ \tilde{r}_1 [p_1 \tanh(\xi p_1) + 1] & \tilde{r}_2 [p_2 \tanh(\xi p_2) + 1] & \tilde{r}_3 [p_3 \tanh(\xi p_3) + 1] \end{vmatrix}, \quad (20)$$

получим дисперсионное уравнение $\Delta = 0$, определяющее фазовую скорость η . Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{g}_j &= (p_j^2 - \tau)(p_j^2 - \gamma), & \tilde{q}_j &= (p_j^2 - \tau) [\theta p_j^2 - \gamma - (1-2\theta)(1-\theta)], \\ \tilde{r}_j &= p_j^2 - \gamma, & t_j &= p_j^2 (1-2\theta) + 1 - \theta \eta^2. \end{aligned}$$

Собственные функции, соответствующие собственным числам η , выражаются посредством (16), где постоянные C_1, C_2, C_3 имеют вид

$$\begin{aligned} C_1 &= C_0 [\tilde{g}_2 \tilde{r}_3 (p_3 \tanh \xi p_3 + 1) - \tilde{r}_2 \tilde{g}_3 (p_2 \tanh \xi p_2 + 1)] \operatorname{ch} \xi p_2 \operatorname{ch} \xi p_3, \\ C_2 &= C_0 [\tilde{r}_1 \tilde{g}_3 (p_1 \tanh \xi p_1 + 1) - \tilde{g}_1 \tilde{r}_3 (p_3 \tanh \xi p_3 + 1)] \operatorname{ch} \xi p_1 \operatorname{ch} \xi p_3, \\ C_3 &= C_0 [\tilde{g}_1 \tilde{r}_2 (p_2 \tanh \xi p_2 + 1) - \tilde{r}_1 \tilde{g}_2 (p_1 \tanh \xi p_1 + 1)] \operatorname{ch} \xi p_1 \operatorname{ch} \xi p_2. \end{aligned} \quad (21)$$

В приближении тонкой пластинки, принимая

$$\xi = kd \ll 1, \quad |p_j \xi| \ll 1, \quad \tanh(p_i \xi) \approx p_i \xi \left(1 - \frac{1}{3} p_i^2 \xi^2\right) \quad (22)$$

и используя соотношения Виетта

$$\begin{aligned} p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 &= \alpha + \gamma + \tau + \beta\theta, \\ p_1^2 p_2^2 + p_1^2 p_3^2 + p_2^2 p_3^2 &= \alpha\gamma + \alpha\tau + \gamma\tau + \beta(1 + \alpha\theta), \\ p_1^2 \cdot p_2^2 \cdot p_3^2 &= \gamma(\alpha\tau + \beta), \end{aligned} \quad (23)$$

получим следующее дисперсионное уравнение:

$$(p_1^2 - p_2^2)(p_1^2 - p_3^2)(p_2^2 - p_3^2)G(\eta) = 0, \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} G(\eta) &= 4\xi^2(1 + \xi)(1 - \theta) + a\eta(3(1 + \xi)b_0 + 4\xi^3(1 - \theta)) - \eta^2(3(1 + \xi) + \\ &\quad + a^2 b_0(1 + \theta b_0)\xi^2(\xi + 1)) + a\xi\eta^3(-3 + 2b_0\xi\theta(1 + \xi)) + \\ &\quad + \xi^2\eta^4(-(1 + \xi)\theta + a^2\xi(1 + \theta b_0)) - a\xi^3\theta\eta^5. \end{aligned}$$

В случае $(p_1^2 - p_2^2)(p_1^2 - p_3^2)(p_2^2 - p_3^2) \neq 0$ имеем уравнение

$$G(\eta) = 0. \quad (25)$$

Используя обозначения

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{4\pi\sigma\Omega_0}{k^2 c^2}, & \Omega &= \frac{i\omega}{\Omega_0}, & \beta_0 &= \frac{1 + kd}{kd}, & \gamma_0^2 &= \frac{H_0^2 k^2}{4\pi\rho\Omega_0^2}, \\ \Omega_0^2 &= \frac{D}{2\rho d} k^4, & D &= \frac{2Ed^3}{3(1 - \nu^2)} \equiv \frac{8\rho C_t^2(1 - \theta)d^3}{3}, \end{aligned}$$

где D – изгибная жесткость пластинки, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона материала пластинки, Ω_0 – частота собственных колебаний пластинки в отсутствие магнитного поля, из (25) получим следующее дисперсионное уравнение относительно безразмерной частоты Ω магнитоупругих колебаний тонкой пластинки:

$$\begin{aligned} \delta \cdot \Omega^3 + \beta_0 \cdot \Omega^2 + \delta(1 + \beta_0\gamma_0^2) \cdot \Omega + \beta_0 - \frac{k^2 d^2}{3} \delta^2 \cdot \Omega^4 - \\ - \frac{4\theta(1 - \theta)k^4 d^4}{9} [\delta \cdot \Omega^5 + (\beta_0 + \delta^2\gamma_0^2) \cdot \Omega^4 + \\ + 2\delta\gamma_0^2\beta_0 \cdot \Omega^3 + \delta^2\gamma_0^4\beta_0 \cdot \Omega^2] = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Из уравнения (26) в силу малости параметра kd окончательно имеем

$$\delta \cdot \Omega^3 + \beta_0 \cdot \Omega^2 + \delta(1 + \beta_0\gamma_0^2) \cdot \Omega + \beta_0 = 0. \quad (27)$$

Подчеркиваем, что уравнение (27) совпадает с уравнением, полученным в [1] на основе гипотез Кирхгофа и магнитоупругости тонких тел.

Отметим что, при значениях $\eta = \eta_0$, при которых $(p_1^2 - p_2^2)(p_1^2 - p_3^2) \times (p_2^2 - p_3^2) = 0$, имеем случай тривиальных решений $U_{10} = U_{30} = A_0 \equiv 0$. Действительно, принимая, в частности, $p_1 = p_2$, из (21) имеем, что $C_3 = 0$, $C_2 = -C_1$ и, следовательно, $U_{10} = U_{30} = A_0 \equiv 0$. Таким образом, на основе точного решения связанной задачи о магнитоупругих колебаниях упругого электропроводного слоя в продольном магнитном поле для тонкой пластинки установлено, что гипотеза Кирхгофа и гипотеза магнитоупругости тонких тел для рассматриваемой задачи приводит к правильному результату.

Отметим, что в ряде работ по теории магнитоупругости, в частности, в работах [3, 6], на основе численных решений дисперсионных уравнений относительно частоты магнитоупругих колебаний делается вывод о неприменимости (или применимости) гипотезы Кирхгофа к некоторому классу задач магнитоупругих колебаний тонких тел. На наш взгляд, численные результаты решения трансцендентных уравнений относительно частот колебаний без их аналитического анализа недостаточны для вывода о неприменимости (или применимости) гипотезы Кирхгофа в задачах колебания тонких пластин и оболочек.

Авторы выражают благодарность С. А. Амбарцумяну, Г. Е. Багдасаряну, М. В. Белубекяну за ценные советы при обсуждении результатов настоящей работы.

1. Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В. Магнитоупругость тонких оболочек и пластин. – Москва: Наука, 1977. – 272 с.
2. Амбарцумян С. А., Белубекян М. В. Некоторые задачи электромагнитоупругости пластин. – Ереван: Изд-во Ереван. гос. ун-та, 1991. – 143 с.
3. Багдоев А. Г., Варданян А. В., Варданян С. В. Определение линейных частот изгибных колебаний магнитоупругой цилиндрической оболочки // Докл. НАН Армении. – 2006. – № 3. – С. 227–237.
4. Ишков П. К. О распространении упругих волн в слое, лежащем на жестком основании // Изв. АН СССР. Сер. Геофизика. – 1941. – № 2. – С. 169–176.
5. Новацкий В. Теория упругости. – Москва: Мир, 1975. – 872 с.
6. Bagdoyev A. G., Vardanyan A. V., Vardanyan S. V. The determination of linear frequencies of bending vibrations of ferromagnetic shell by exact space treatment // Proc. IUTAM Symp. on Relations of Shell, Plate, Beam, and 3D Models dedicated to the Centenary of Ilya Vekua's Birth. (Tbilisi, Georgia, April 23–27, 2007. – Springer, 2007. – P. 49–57.
7. Belubekyan M., Chazaryan K., Marzocca P., Cormier C. Localized magnetoelastic bending vibration of an electroconductive elastic plate // Trans. ASME. J. Appl. Mech. – 2007. – 74. – P. 1071–1077.
8. Ghazaryan K., Marzocca P., Milanese A. Selected vibration problems of a conductive plate exposed to a magnetic field // Проблемы механики деформируемого твердого тела: Сб. науч. статей. – Ереван, 2007. – С. 118–127.

МАГНІТОПРУЖНІ КОЛІВАННЯ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОГО ПРУЖНОГО ШАРУ В ПОЗДОВЖНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

На основі точного розв'язку зв'язаної задачі про магнітопружні коливання пружного електропровідного (при скінченному значенні коефіцієнта електропровідності) шару в поздовжньому магнітному полі встановлено, що у випадку таких коливань тонкої пластинки правильні результати отримують виходячи з гіпотези Кірхгофа та гіпотези магнітопружності тонких тіл.

MAGNETOELASTIC VIBRATIONS OF ELECTRICALLY CONDUCTIVE ELASTIC LAYER IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Magnetoelastic vibrations of a thin electrically conductive plate is described with use of Kirchoff's hypothesis and magnetoelasticity hypothesis for thin bodies. The solution to the vibration problem for the plate is obtained based on exact solution of a coupled problem on electrically conductive elastic layer vibrations in a longitudinal magnetic field. Electrical conductivity coefficient is supposed to be finite.

Ин-т механики НАН Армении, Ереван, Армения

Получено
11.04.09