ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Մեխանիկա 53, №3, 2000 Механика

УДК 539.3

ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОПЕРЕЧНЫХ СДВИГОВЫХ ДЕФОРМАЦИЙ НА КОЛЕБАНИЕ ПРОВОДЯЩИХ ПЛАСТИН В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Погосян А.С.,Саркисян Самвел В.

Ա.Ս. Պողոսյան, Ս.Վ. Սարգսյան
Ինդուկցված էլեկտրամագնիսական դաշտի և լայնական սահքի դեֆորմացիաների ազդեցությունը լայնական մագնիսական դաշտում տատանվող հաղորդիչ սալերի վրա

Դուրս են բերված լայնական մագնիսական դաշտում գտնվող հաղորդիչ սալերի տատանման մագնիսաառաձգականության հավասարումները, որոնք հաշվի են առնում ինդուկցված էլեկտրամագնիսական դաշտը և լայնական սահքի դեֆորմացիաները: Ստացված հավասարումների հիման վրա հետազոտված է սալ-շերտի տատանման խնդիրը լայնական մագնիսական դաշտում:

A.S. Pogosyan , S.V. Sarkisyan
Influence of perturbed electromagnetic field and transverse shear deformations on vibrations of conductive plates in transverse magnetic field

Выведены уравнения магнитоупругих колебаний проводящей пластинки в поперечном магнитном поле, учитывающие влияние индуцированного электромагнитного поля и поперечных сдвиговых деформаций. На основе полученных уравнений исследована задача колебаний пластинки-полосы в поперечном магнитном поле.

В работе [1] на основе гипотезы магнитоупругости тонких тел получена система двумерных уравнений движения тонких проводящих пластин в стационарном магнитном поле. В [2] для анализа колебаний упругой пластинки в постоянном поперечном магнитном поле использована уточненная теория изгиба пластин, учитывающая поперечные сдвиговые деформации. На основе предположения о линейном законе изменения тангенциальных компонент вектора напряженности индуцированного электрического поля и нормальной компоненты вектора напряженности индуцированного магнитного поля по толщине пластинки в работах [3,4] выведены уравнения магнитоупругих колебаний проводящих пластин в поперечном магнитном поле. В [5] на основе гипотез уточненной теории пластин, применением операторного метода в комплексе с методом усреднения компонентов вектора индуцированного электромагнитного поля по толщине пластинки пространственная задача магнитоупругости пластин сведена к интегрированию системы уравнений на срединной плоскости. В настоящей работе выведены уравнения магнитоупругих колебаний проводящей пластинки, учитывающие влияние индуцированного электромагнитного поля и поперечных сдвиговых деформаций в случае поперечного магнитного поля.

1.Пусть упругая проводящая пластинка постоянной толщины $2h$ отнесена к декартовой системе координат xyz так, что срединная плоскость недеформированной пластинки совпадает с координатной плоскостью xoy. Пластинка, изготовленная из материала с конечной постоянной электропроводностью σ, находится в заданном поперечном постоянном магнитном поле $\overline{H}(0,0,H)$. Магнитная и диэлектрическая проницаемости материала пластинки считаются равными единице, а электромагнитные свойства среды, окружающей пластинку, считаются эквивалентными свойствам вакуума.

Принимаются следующие предположения:

а) гипотеза уточненной теории изгиба пластинки [2], согласно которой

$$u_1 = u - z\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{J_0}{G'}\Phi(x,y,t),\ u_2 = \mathrm{v} - z\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{J_0}{G'}\psi(x,y,t),\ u_3 = w(x,y,t) \quad (1.1)$$

где w, $u(x,y,t)$, $\mathrm{v}(x,y,t)$-искомые перемещения срединной плоскости пластинки, Φ,ψ –искомые функции, характеризирующие поперечные сдвиговые деформации пластинки, $\vec{u}(u_1,u_2,u_3)$-вектор перемещения произвольной точки пластинки;

$$J_0 = z\left(h^2 - z^2/3\right)/2.$$

б) линейный закон изменения e_1, e_2 и h_3 по толщине пластинки [3,4]

$$e_1 = \varphi + z\varphi_1,\quad e_2 = \psi + z\psi_1,\quad h_3 = f + zf_1 \quad (1.2)$$

где e_1, e_2–тангенциальные компоненты индуцированного в пластинке электрического поля $\vec{e}(e_1,e_2,e_3)$; h_3 - нормальная компонента индуцированного в пластинке магнитного поля $\vec{h}(h_1,h_2,h_3)$; $\varphi,\psi,f,\varphi_1,\psi_1,f_1$-искомые функции координат x, y и времени t.

Если в (1.1) и (1.2) принять $G'=\infty$, $\varphi_1=\psi_1=f_1=0$, то (1.1) и (1.2) будут представлять собой аналитическую запись предположений гипотезы магнитоупругости тонких тел [1].

Трехмерная линеаризованная задача магнитоупругости сводится к совместному интегрированию следующих систем дифференциальных уравнений [1]: уравнения электродинамики во внутренней и внешней областях и уравнения движения пластинки. К этим приведенным уравнениям присоединим условия на поверхностях пластинки ($z=\pm h$):

$$h_i = h_i^{(e)},\quad e_1 = e_1^{(e)},\quad e_2 = e_2^{(e)} \quad (1.3)$$

а также граничные условия на торцах пластинки и условия на бесконечности.

Из уравнений электродинамики во внутренней области, согласно (1.1) и (1.2), будем иметь

$$\frac{\partial h_1}{\partial z} = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\psi - \frac{H}{c}\left(\frac{\partial u}{\partial t} - z\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}\right)\right) + z\left(\frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{4\pi\sigma}{c}\psi_1\right) - \frac{4\pi\sigma H}{c^2}\frac{J_0}{G'}\frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial z} = \frac{\partial f}{\partial y} - \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\varphi + \frac{H}{c}\left(\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial t} - z\frac{\partial^2 w}{\partial y\partial t}\right)\right) + z\left(\frac{\partial f_1}{\partial y} - \frac{4\pi\sigma}{c}\varphi_1\right) - \frac{4\pi\sigma H}{c^2}\frac{J_0}{G'}\frac{\partial\Psi}{\partial t}$$

$$e_3 = \frac{c}{4\pi\sigma}\left(\frac{\partial h_2}{\partial x} - \frac{\partial h_1}{\partial y}\right),\quad \frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{\partial\varphi}{\partial y} + \frac{1}{c}\frac{\partial f}{\partial t} + z\left(\frac{\partial\psi_1}{\partial x} - \frac{\partial\varphi_1}{\partial y} + \frac{1}{c}\frac{\partial f_1}{\partial t}\right) = 0 \quad (1.4)$$

Интегрируя первые два уравнения (1.4) по z в пределах от нуля до z с учетом поверхностных условий (1.3) для оставшихся компонент индуцированного в пластинке магнитного поля h_1 и h_2 получим

$$h_1 = \frac{h_1^+ + h_1^-}{2} + z\left[\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\psi - \frac{H}{c}\frac{\partial u}{\partial t}\right)\right] + \frac{z^2 - h^2}{2}\left[\frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\psi_1 + \frac{H}{c}\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}\right)\right] -$$

$$-\frac{4\pi\sigma H}{c^2G'}\left[\frac{z^2}{4}\left(h^2-\frac{z^2}{6}\right)-\frac{5h^4}{24}\right]\frac{\partial\Phi}{\partial t} \tag{1.5}$$

$$h_2=\frac{h_2^+ + h_2^-}{2}+z\left[\frac{\partial f}{\partial y}-\frac{4\pi\sigma}{c}\left(\varphi+\frac{H}{c}\frac{\partial v}{\partial t}\right)\right]+\frac{z^2-h^2}{2}\left[\frac{\partial f_1}{\partial y}-\frac{4\pi\sigma}{c}\left(\varphi_1-\frac{H}{c}\frac{\partial^2 w}{\partial y\partial t}\right)\right]-$$

$$-\frac{4\pi\sigma H}{c^2G'}\left[\frac{z^2}{4}\left(h^2-\frac{z^2}{6}\right)-\frac{5h^4}{24}\right]\frac{\partial\Psi}{\partial t}$$

Здесь индексами „ ±„ отмечены значения соответствующих величин при $z=\pm h$.

Третья компонента возбужденного электрического поля определяется из (1.4) с учетом (1.5).

Таким образом, принимая гипотезы (1.1) и (1.2), все компоненты индуцированного в пластинке электромагнитного поля с помощью формул (1.2), (1.4) и (1.5) представляются искомыми функциями u, v, w, Φ, ψ, φ, ψ, f, φ_1, ψ_1, f_1 и значениями компонент индуцированного магнитного поля h_1 и h_2 на поверхностях пластинки.

2. Согласно (1.1), для напряжений в пластинке имеем известные представления [2]. Для компонент объемных сил электромагнитного происхождения с учетом (1.1) и (1.2) получим

$$X_1=\frac{\sigma H}{c}\left[\psi+z\psi_1-\frac{H}{c}\left(\frac{\partial u}{\partial t}-z\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}+\frac{J_0}{G'}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)\right]$$

$$X_2=-\frac{\sigma H}{c}\left[\varphi+z\varphi_1+\frac{H}{c}\left(\frac{\partial v}{\partial t}-z\frac{\partial^2 w}{\partial y\partial t}+\frac{J_0}{G'}\frac{\partial\Psi}{\partial t}\right)\right],\ X_3=0 \tag{2.1}$$

Введя вместо напряжений в рассмотрении статически эквивалентные им внутренние силы и моменты [2], проинтегрировав уравнения движения по z в пределах от $-h$ до h, далее, умножив первые два уравнения движения на z и проинтегрировав результат по z в тех же пределах, согласно (2.1), получим следующие осредненные по толщине уравнения движения пластинки:

$$\frac{2Eh}{1-\nu^2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{1+\nu}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial y}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)+\frac{2\sigma hH}{c}\left(\psi-\frac{H}{c}\frac{\partial u}{\partial t}\right)=2\rho h\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

$$\frac{2Eh}{1-\nu^2}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{1+\nu}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial y}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right)-\frac{2\sigma hH}{c}\left(\varphi+\frac{H}{c}\frac{\partial v}{\partial t}\right)=2\rho h\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

$$\frac{2h^3}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}+\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)=2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \tag{2.2}$$

$$\frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)}\left(\frac{\partial^3 w}{\partial x^3}+\frac{\partial^3 w}{\partial x\partial y^2}\right)-\frac{4Eh^5}{15G'(1-\nu^2)}\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}+\frac{1+\nu}{2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial y\partial x}\right)+$$

$$+\frac{2h^3}{3}\Phi-\frac{\sigma H}{c}\left[\frac{2h^3}{3}\psi_1+\frac{H}{c}\left(\frac{2h^3}{3}\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}-\frac{4h^5}{15G'}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)\right]=\frac{2\rho h^3}{3}\frac{\partial^3 w}{\partial x\partial t^2}-\frac{4\rho h^5}{15G'}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}$$

$$\frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)}\left(\frac{\partial^3 w}{\partial y^3}+\frac{\partial^3 w}{\partial x^2\partial y}\right)-\frac{4Eh^5}{15G'(1-\nu^2)}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{1+\nu}{2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial y}\right)+ \tag{2.3}$$

$$+\frac{2h^3}{3}\Psi'+\frac{\sigma H}{c}\left[\frac{2h^3}{3}\varphi_1-\frac{H}{c}\left(\frac{2h^3}{3}\frac{\partial^2 w}{\partial y\partial t}-\frac{4h^5}{15G'}\frac{\partial\Psi}{\partial t}\right)\right]=\frac{2\rho h^3}{3}\frac{\partial^3 w}{\partial y\partial t^2}-\frac{4\rho h^5}{15G'}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}$$

К этим уравнениям присоединим осредненные по толщине пластинки уравнения электродинамики. Интегрируя первые два уравнения и четвертое уравнение (1.4) по z в пределах от $-h$ до h с учетом условий (1.3) будем иметь

$$\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{4\pi\sigma}{c}\left(\psi-\frac{H}{c}\frac{\partial u}{\partial t}\right)=\frac{h_1^+-h_1^-}{2h},\ \frac{\partial f}{\partial y}-\frac{4\pi\sigma}{c}\left(\varphi+\frac{H}{c}\frac{\partial v}{\partial t}\right)=\frac{h_2^+-h_2^-}{2h} \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial x}-\frac{\partial\varphi}{\partial y}+\frac{1}{c}\frac{\partial f}{\partial t}=0\qquad \frac{\partial\psi_1}{\partial x}-\frac{\partial\varphi_1}{\partial y}+\frac{1}{c}\frac{\partial f_1}{\partial t}=0 \tag{2.5}$$

В уравнениях (2.4) входят неизвестные граничные значения $h_1^\pm, h_2^\pm$ тангенциальных компонент магнитного поля. Поэтому полученные уравнения необходимо рассматривать совместно с уравнениями электродинамики во внешней области. В [1] излагается метод сведения трехмерной линейной задачи магнитоупругости пластинки к двумерной. Согласно этому методу будем иметь:

$$\left(h_1^++h_1^-\right)=\frac{2h}{\lambda}\left(\frac{\partial f_1}{\partial x}+\frac{1}{c}\frac{\partial\psi_1}{\partial t}\right),\quad \left(h_2^++h_2^-\right)=\frac{2h}{\lambda}\left(\frac{\partial f_1}{\partial y}-\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right) \tag{2.6}$$

$$\left(h_1^+-h_1^-\right)=\frac{2}{\lambda}\left(\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right),\qquad \left(h_2^+-h_2^-\right)=\frac{2}{\lambda}\left(\frac{\partial f}{\partial y}-\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right) \tag{2.7}$$

Здесь $\equiv\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}$, $\lambda-$некоторый характерный для данной задачи размер. Тринадцать уравнений (2.2)-(2.7) содержат пятнадцать неизвестных u, v, w, $\Phi,\Psi',\varphi,\psi,f,\varphi_1,\psi_1,f_1,h_1^+-h_1^-,h_2^+-h_2^-,h_1^++h_1^-,h_2^++h_2^-$. Из оставшихся уравнений электродинамики согласно (1.2) получаем недостающие уравнения

$$\frac{\partial\varphi_1}{\partial y}-\frac{\partial\psi_1}{\partial x}=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial h_2}{\partial y}+\frac{\partial h_1}{\partial x}\right),\qquad \frac{\partial h_1}{\partial x}+\frac{\partial h_2}{\partial y}+f_1=0 \tag{2.8}$$

Эти уравнения должны быть осреднены по толщине пластинки с учетом (1.5).

Таким образом, получили полную систему уравнений магнитоупругости пластин конечной электропроводности на основе гипотез (1.1)-(1.2). Отметим, что система дифференциальных уравнений (2.2), (2.4) и (2.7) позволяет исследовать продольные колебания пластинки, а система (2.3), (2.5), (2.6) и (2.8)-поперечные колебания пластинки в поперечном постоянном магнитном поле.

3. Рассмотрим задачу поперечных колебаний свободно опертой по краям, бесконечно длинной трансверсально-изотропной пластинки шириной a в поперечном магнитном поле. Из системы уравнений (2.3), (2.5), (2.6) и (2.8) для данного случая легко получить следующие уравнения

$$\frac{2h^3}{3}\frac{\partial\Phi}{\partial x}=2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$$

$$\frac{2Eh^3}{3\left(1-\nu^2\right)}\frac{\partial^3 w}{\partial x^3}-\frac{4Eh^5}{15G'\left(1-\nu^2\right)}\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+\frac{2h^3}{3}\Phi-$$

$$-\frac{\sigma H}{c}\left[\frac{2h^3}{3}\psi_1+\frac{H}{c}\left(\frac{2h^3}{3}\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}-\frac{4h^5}{15G'}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)\right]=\frac{2\rho h^3}{3}\frac{\partial^3 w}{\partial x\partial t^2}-\frac{4\rho h^5}{15G'}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial\psi_1}{\partial x}+\frac{1}{c}\frac{\partial f_1}{\partial t}=0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\left(h_1^+ + h_1^-\right)=\frac{2h}{\lambda}\left(\frac{\partial f_1}{\partial x}+\frac{1}{c}\frac{\partial\psi_1}{\partial t}\right) \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial\psi_1}{\partial x}-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h_1^+ + h_1^-}{2}\right)-\frac{h^2}{3}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial f_1}{\partial x}+\frac{4\pi\sigma}{c}\left(\psi_1+\frac{H}{c}\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}\right)\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{4\pi\sigma H}{c^2 G'}\frac{2h^4}{15}\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial t}\right]=0.$$

Решение системы (3.1) представим в виде

$$\left\{w,\Phi,\psi_1,f_1,h_1^+ + h_1^-\right\}=A_i e^{\omega t}\left\{\sin\lambda_m x,\cos\lambda_m x\right\},\ \lambda_m=m\pi/a \tag{3.2}$$

удовлетворяя граничным условиям свободного опирания по краям $x=0$, $x=a$ [1,5].

Подставляя решение (3.2) в систему уравнений (3.1) и приравнивая определитель из коэффициентов $A_i\,(i=1,5)$ нуля, для определения Ω получим следующее характеристическое уравнение:

$$\alpha_1\Omega^5+\alpha_2\Omega^4+\alpha_3\Omega^3+\alpha_4\Omega^2+\alpha_5\Omega+\alpha_6=0 \tag{3.3}$$

$$\alpha_1=\nu_0 h_*\frac{h^2\lambda_m^2}{9},\ \alpha_2=h_*\frac{h^2\lambda_m^2}{3},\ \alpha_3=2\beta_0 h_*\alpha_6+\nu_0\frac{h^2\lambda_m^2}{9}\left(1+\frac{3}{h^2\lambda_m^2}(1+h_*)\right)$$

$$\alpha_4=\frac{h^2\lambda_m^2}{3}\alpha_6\left(1+\frac{3}{h^2\lambda_m^2}(1+h_*)\right),\alpha_5=\frac{\nu_0}{3}+2\beta_0\alpha_6,\alpha_6=1+h\lambda_m+\frac{h^2\lambda_m^2}{3},\Omega=\frac{\omega}{\omega_0},$$

$\omega_0=\sqrt{\dfrac{E}{3\rho\left(1-\nu^2\right)}}h\lambda_m^2$ – собственная частота колебаний пластинки при отсутствии магнитного поля, $\nu_0=4\pi\sigma\omega_0 h^2/c^2$, $\beta_0=\sigma H^2 h^2\lambda_m^2/6\rho\omega_0 c^2$ - коэффициент, характеризирующий интенсивность влияния магнитного поля. $h_*=2Eh^2\lambda_m^2/5G'\left(1-\nu^2\right)$ – характеризует учет поперечных сдвигов.

Полагая в (3.3) $G'=\infty$, получаем характеристическое уравнение третьей степени, соответствующее работе [4], где учитывается только влияние индуцированного электромагнитного поля. Если в (1.2) принять $\varphi_1=\psi_1=f_1=0$, то характеристическое уравнение (3.3) переходит в уравнение четвертой степени, полученное в [2] , на основе гипотезы магнитоупругости тонких тел с учетом поперечных сдвиговых деформаций. Если же вместо (1.1) и (1.2) принять гипотезу магнитоупругости тонких тел, то уравнение (3.3) становится уравнением второй степени [1]. Совместный учет поперечных сдвиговых деформаций и индуцированного электромагнитного поля приводит к повышению порядка характеристического уравнения, который может существенно изменить колебательный процесс в проводящей пластинке при наличии поперечного магнитного поля. Проведены расчеты при $E/G'\left(1-\nu^2\right)=4, m=1$, а для относительной толщины взяты следующие три значения $h/a=0.01, 0.02, 0.1$. Численные расчеты подтвердили результаты, полученные в [1-4]. В классическом случае [1] с увеличением интенсивности магнитного поля частота колебания уменьшается и достигает нулевого значения при определенном значении параметра β_0. При дальнейшем увеличении происходит затухание возмущений без колебания. При учете поперечного сдвига [2] картина колебаний вначале напоминает классическую форму, т.е. до определенного значения β_0 частота колебаний с увеличением интенсивности магнитного поля уменьшается, достигая нуля. Далее следует участок, где возмущения затухают без колебания. При дальнейшем увеличении β_0 появляется новый колебательный процесс с существенно высокой частотой. При учете только влияния индуцированного электромагнитного поля [3,4], в зависимости от толщины пластинки, частота колебания с увеличением интенсивности магнитного поля уменьшается, достигая нуля, далее возмущения затухают без колебания, а при дальнейшем увеличении β_0 возмущение затухают с колебаниями, частоты которых достаточно быстро увеличиваются с увеличением β_0. Следовательно, влияние учета поперечных сдвигов на частоту колебаний имеет такой же характер, что и учет влияния индуцированного электромагнитного поля в пластинке.

β_0	$\mathrm{Im}\,\Omega_1$	$\mathrm{Re}\,\Omega_1$	$\mathrm{Im}\,\Omega_2$	$\mathrm{Re}\,\Omega_2$	$\mathrm{Re}\,\Omega_3$
0	0.9962	0	348.173	0.1923	-6.3848
	0.9176	0	15.506	0.8313	-7.6625
0.2	1.0098	-0.2051	350.944	0.1422	-5.8741
	0.9308	-0.1503	17.981	-0.1437	-5.4121
0.4	0.9804	0.4450	353.694	0.0935	-5.2969
	0.9398	-0.3242	20.366	-0.7810	-3.7897
0.6	0.8686	-0.7496	356.423	0.0463	-4.5934
	0.9559	-0.5626	22.582	-1.2010	-2.4727
0.8	0.3667	-1.2527	359.131	0.0005	-3.4956
	1.1704	-0.9428	24.631	-1.4916	-1.1313
1	1.5340	-2.6417	361.820	-0.0439	-0.6288
	1.5665	-0.9740	26.536	-1.7027	-0.6467
2	3.8050	-2.6245	374.973	-0.2477	-0.2557
	2.1484	-0.6323	34.565	-0.2384	-0.2585
4	5.7464	-2.3565	399.991	-0.5881	-0.1245
	2.3600	-0.3545	46.667	-2.5830	-0.1250
6	6.8723	-2.1157	423.540	-0.8429	-0.0828
	2.4190	-0.2457	56.222	-0.7128	-0.0831

Учет поперечных сдвиговых деформаций и индуцированного электромагнитного поля приводит к следующему. Характеристическое уравнение (3.3) имеет один действительный и две пары комплексно-сопряженных корней. Из таблицы ($\nu_0 = 0.5$, верхняя строка соответствует относительной толщине 0.02, а нижняя-0.1) видно, что для относительно тонких пластин частота колебания с увеличением интенсивности магнитного поля β_0 увеличивается, далее уменьшается, достигая некоторого конечного значения, а затем при дальнейшем увеличении β_0 возмущения затухают с колебаниями , частоты которых увеличиваются с увеличением β_0. Для толстых пластин возмущения в пластинке затухают с колебаниями, частоты которых с увеличением интенсивности магнитного поля имеют тенденцию возрастания. Таким образом, совместный учет поперечных сдвиговых деформаций и индуцированного электромагнитного поля приводит к исчезновению зоны, где возмущения в пластинке затухают без колебания.

В заключение выражаем благодарность академику НАН Армении С.А. Амбарцумяну и профессору М.В. Белубекяну за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян С.А., Багдасарян Г.Е., Белубекян М.В. Магнитоупругость тонких оболочек и пластин .- М.: Наука, 1977. 272 с.
2. Амбарцумян С.А. К вопросу о колебаниях электропроводящей пластинки в поперечном магнитном поле.-Изв. АН СССР, МТТ , 1979, N3, с. 164-173.
3. Багдасарян Г.Е. Об учете влияния индуцированного электромагнитного поля на колебание проводящих пластин в поперечном магнитном поле.- Механика, Межвуз. сб. науч. трудов, 1987, вып. 6, изд-во ЕГУ, с. 49-57.
4. Амбарцумян С.А. , Багдасарян Г.Е. Электропроводящие пластинки и оболочки в магнитном поле . -М.: Физматлит , 1996. 288 с.
5. Саркисян С. В. Динамические задачи электропроводящих пластин в сильных магнитных полях. - Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Ереван, 1997.

Ереванский госуниверситет

Поступила в редакцию
17.11.1999