

ИЗГИБ И СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ БЕСКОНЕЧНОЙ ПОЛОСЫ
 ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Григорян Э. Ф.

Գրիգորյան Հ.Ֆ.

Փոփոխական հաստության անվերջ շերտի ծոռնը և ազատ տատանումները

Ներկա աշխատանքում դիտարկվում են փոփոխական հաստության անիզոտրոպ թարակ սալերի մի քանի եզրային խնդիրներ: Խնդրի լուծման համար օգտագործվում է փոքր պարամետրի մեթոդը: Արդյունքներն ավելի պարզ տեսք են ստանում, երբ անվերջ շերտի համար հաստությունը փոխվում է $h(y) = h_0 e^{\beta y/3}$ օրենքով: Խնդրի լուծումը տրվում է փոքր պարամետրի աստիճանների շարքի տեսքով:

Grigoryan H. F.

The bending and free vibrations of strip-plate with variable thickness

Some boundary problems for anisotropic thin plates with variable thickness are considered in this work. The results are becoming simpler when the bending and free vibrations of strip-plate with variable thickness is changed according this $h(y) = h_0 e^{\beta y/3}$ law. The method of small parameter is offered for the solution. The recurrent systems of differential integrable equations are built.

В настоящей работе рассматриваются некоторые краевые задачи для анизотропных тонких пластин переменной толщины. Подобные задачи исследованы в [1,2,5]. Для решения задачи предлагается метод малого параметра. Решение представлено в виде ряда по степеням малого параметра.

§1. Основные дифференциальные уравнения и необходимые выражения.

Пусть имеем анизотропную пластинку переменной толщины, зависящих от двух переменных x и y . Рассмотрим изгиб тонкой упругой ортотропной пластинки под действием поперечной нагрузки $q(x, y)$. Обозначим через $h = h(x, y)$ толщину пластинки, а через $W(x, y)$ прогиб срединной плоскости. Тогда дифференциальное уравнение изгиба ортотропной пластинки будет [4].

$$\begin{aligned}
 & D_{11} \frac{\partial^4 W}{\partial x^4} + 2(D_{12} + 2D_{66}) \frac{\partial^4 W}{\partial x^2 \partial y^2} + D_{22} \frac{\partial^4 W}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial D_{11}}{\partial x} \frac{D^4 W}{Dx^3} + 2 \left[2 \frac{\partial D_{66}}{\partial y} + \frac{\partial D_{12}}{\partial y} \right] \frac{\partial^3 W}{\partial x^2 \partial y} + \\
 & + 2 \left[2 \frac{\partial D_{66}}{\partial x} + \frac{\partial D_{12}}{\partial x} \right] \frac{\partial^3 W}{\partial x \partial y^2} + 2 \left[\frac{\partial D_{66}}{\partial x} + \frac{\partial D_{12}}{\partial x} \right] \frac{\partial^3 W}{\partial x \partial y^2} + 2 \frac{\partial D_{22}}{\partial y} \frac{\partial^3 W}{\partial y^3} + \left[\frac{\partial^2 D_{11}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 D_{12}}{\partial y^2} \right] \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \\
 & + 4 \left[\frac{\partial^2 D_{11}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 D_{12}}{\partial y^2} \right] \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + 4 \frac{\partial^2 D_{66}}{\partial x \partial y} \frac{\partial W}{\partial x \partial y} + \left[\frac{\partial^2 D_{12}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 D_{22}}{\partial y^2} \right] \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = q
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Предположим, что толщина пластинки меняется по закону

$$h(x, y) = h_0 \exp \left[\frac{1}{3} (\alpha x + \beta y) \right] \tag{1.2}$$

где h_0 , α и β – постоянные.

Тогда для выражения жесткости будем иметь

$$Dij(x, y) = \tilde{D}_y^0 h^3 = \tilde{D}_y^0 h_0^3 e^{(\alpha x + \beta y)} \tag{1.3}$$

Подставляя (1.3) в (1.1) и переходя к новым переменным $X = x/b, Y = y/b$, получим

$$A[W] + H[W] = qe^{-b(\alpha x + \beta y)} \quad (1.4)$$

где

$$A[W] = \frac{1}{b^4} \left[\tilde{D}_{11}^0 \frac{\partial^4 W}{\partial X^4} + 2(\tilde{D}_{12}^0 + 2\tilde{D}_{66}^0) \frac{\partial^4 W}{\partial X^2 \partial Y^2} + \tilde{D}_{22}^0 \frac{\partial^4 W}{\partial Y^4} \right] \quad (1.5)$$

$$H[W] = \frac{2\alpha}{b^3} \frac{\partial}{\partial X} \left[\tilde{D}_{11}^0 \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + (\tilde{D}_{12}^0 + 2\tilde{D}_{66}^0) \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} \right] + 2 \frac{\beta}{b^3} \frac{\partial}{\partial Y} \left[\tilde{D}_{22}^0 \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + (\tilde{D}_{12}^0 + 2\tilde{D}_{66}^0) \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} \right] + \frac{1}{b^2} \left[(\alpha^2 \tilde{D}_{11}^0 + \beta^2 \tilde{D}_{12}^0) \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + 4\alpha\beta \tilde{D}_{66}^0 \frac{\partial^2 W}{\partial X \partial Y} + (\alpha^2 \tilde{D}_{12}^0 + \beta^2 \tilde{D}_{22}^0) \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} \right] \quad (1.6)$$

Приведем граничные условия для двух случаев:

а) край заземлен

$$W = 0, \quad \frac{\partial W}{\partial n} = 0 \quad (1.7)$$

б) край оперт

$$W = 0, \quad M_n = 0 \quad (1.8)$$

§2. Изгиб бесконечной полосы-пластины переменной толщины

Теперь рассмотрим изгиб неоднородной бесконечной ортотропной полосы-пластины ($b/a \ll 1$) под действием изгибающей нагрузки

$$q = q_0 = \text{const.}$$

Тогда дифференциальное уравнение (1.4) примет следующий вид:

$$\frac{d^4 W}{dY^4} + 2b\beta \frac{d^3 W}{dY^3} + b^2\beta^2 \frac{d^2 W}{dY^2} = \frac{q_0 b^4}{\tilde{D}_{22}^0} e^{-\beta b Y} \quad (2.1)$$

при граничных условиях

$$W = \frac{dW}{dY} = 0, \quad \text{когда } Y = 0; 1. \quad (2.2)$$

Решение уравнения (2.1) будет таким:

$$W = C_1 + C_2 Y + C_3 e^{-\beta b Y} + C_4 Y e^{-\beta b Y} + \frac{q_0 e^{-\beta b Y}}{2\tilde{D}_{22}^0 \beta^4} \left[\beta^2 b^2 Y^2 + 4\beta b Y + 6 \right] \quad (2.3)$$

А постоянные C_i можно найти при помощи граничных условий (2.2).

$$C_1 = \frac{q_0}{\tilde{D}_{22}^0 \beta^4} \left[-3 - \left(e^{-2\beta b} \left(\frac{\beta^2 b^2}{2} - 3 \right) + e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^3 b^3}{2} + 2\beta^2 b^2 + 9 \right) - e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^3 b^3}{2} + \frac{5}{2} \beta^2 b^2 + 9 \right) + 3 \right) K(\beta) \right]$$

$$C_2 = \frac{q_0}{\tilde{D}_{22}^0 \beta^4} \left[\beta b + \beta b \left(e^{-2\beta b} \left(\frac{\beta^2 b^2}{2} - 3 \right) + e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^3 b^3}{2} + 2\beta^2 b^2 + 9 \right) - e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^3 b^3}{2} + \frac{5}{2} \beta^2 b^2 + 9 \right) + 3 \right) K(\beta) - \right.$$

$$\left. - \left(e^{-2\beta b} (-\beta^2 b^2 - 2\beta b) + e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^4 b^4}{2} + \beta^3 b^3 + \beta^2 b^2 + 4\beta b \right) - 2\beta b \right) K(\beta) (e^{-\beta b} - 1) \right] \quad (2.4)$$

$$C_3 = \frac{q_0}{\tilde{D}_{22}^0 \beta^4} \left(e^{-2\beta b} \left(\frac{\beta^2 b^2}{2} - 3 \right) + e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^3 b^3}{2} + 2\beta^2 b^2 + 9 \right) - e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^3 b^3}{2} + \frac{5}{2} \beta^2 b^2 + 9 \right) + 3 \right) K(\beta)$$

$$C_4 = \frac{q_0}{\tilde{D}_{22}^0 \beta^4} \left(e^{-2\beta b} (-\beta^2 b^2 - 2\beta b) + e^{-\beta b} \left(\frac{\beta^4 b^4}{2} + \beta^3 b^3 + \beta^2 b^2 + 4\beta b \right) - 2\beta b \right) K(\beta) (e^{-\beta b} - 1)$$

где $K(\beta) = \frac{1}{(e^{-\beta b} - 1) (-\beta^2 b^2 e^{-\beta b} (e^{-\beta b} - 1)^2)}$.

Следовательно, из (2.3) при помощи (2.4) для прогиба бесконечной полосы находим

$$W = \frac{q_0}{\tilde{D}_{22}^0 \beta^4} \left[-3 + \beta_0 Y + \left(e^{-2\beta_0} \left(\frac{\beta_0^2}{2} - 3 \right) + e^{-\beta_0} \left(\frac{\beta_0^3}{2} + 2\beta_0^2 + 9 \right) - e^{-\beta_0} \left(\frac{\beta_0^3}{2} + \frac{5}{2} \beta_0^2 + 9 \right) + 3 \right) K(\beta_0) \times \right. \\ \left. \times (\beta_0 Y + e^{-\beta_0 Y} - 1) + \left(e^{-2\beta_0} (-\beta_0^2 + 2\beta_0) + e^{-\beta_0} \left(\frac{\beta_0^4}{2} + \beta_0^3 + \beta_0^2 + 4\beta_0 \right) - 2\beta_0 \right) K(\beta_0) (e^{-\beta_0} - 1) \times \right. \\ \left. \times (Y e^{-\beta_0 Y} - Y) + \frac{e^{-\beta_0 Y}}{2} (\beta_0^2 Y^2 + 4\beta_0 Y + 6) \right] \quad (2.5)$$

$(\beta_0 = \beta b)$

В частности, когда имеем однородную полосу ($\beta = 0$), раскрывая неопределенность по Лопиталю, находим

$$W|_{\beta \rightarrow 0} = \frac{q_0 b^4 Y^4}{24 \tilde{D}_{22}^0}$$

Вычисляем значения $W(\beta_0)$ и $W(0)$ в точках $Y = 0, 2; 0, 5; 0, 8$. Введем обозначение $R(\beta_0) = \frac{W(\beta_0)}{W(0)}$. Ниже в табл. 1 приводятся значения функции $R(\beta_0)$ и графики.

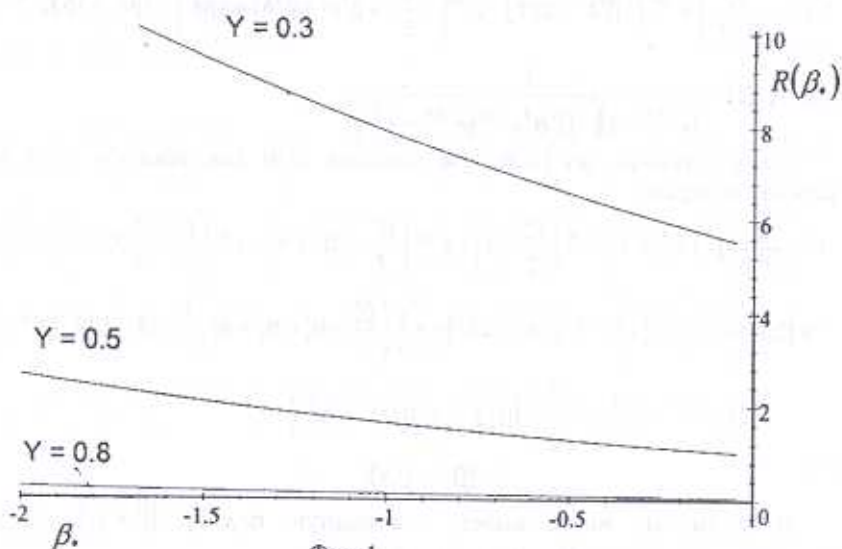
Вычисления показывают, что функция $W(Y)$ принимает свое наибольшее значение при $Y \approx 0,5374$ (когда $\beta_0 = -1$) и

$$\max W|_{Y \approx 0,5374} \approx 0,0043 \frac{q_0}{\tilde{D}_{22}^0}$$

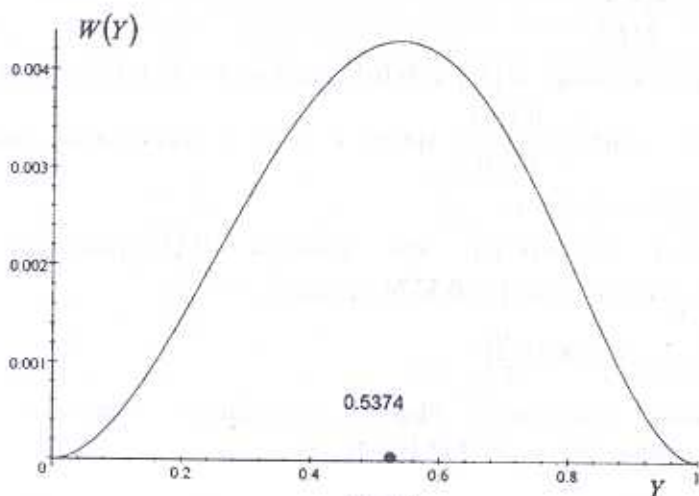
Этот факт показывает эффект переменной толщины. Ниже приводится график функции $W(Y)$ (фиг. 2).

Таблица 1

$Y \backslash \beta_0$	0	0,1	-0,5	-1
0,3	5,451	5,602	6,443	7,955
0,5	1	1,041	1,208	1,642
0,8	0,081	0,089	0,092	0,125



Фиг. 1



Фиг. 2.

§3. Свободные колебания бесконечной полосы переменной толщины

Рассмотрим задачу о свободных колебаниях бесконечной полосы переменной толщины. Тогда уравнение задачи будет

$$\frac{d^4 W}{dy^4} + 2\beta \frac{d^3 W}{dy^3} + \beta^2 \frac{d^2 W}{dy^2} - \frac{\omega^2 \rho}{h_0^2 D_{22}} e^{-\frac{2}{3}\beta y} W = 0 \quad (3.1)$$

где

$$D_{22} = D_{22}^0 h_0^3 e^{\beta y}, \quad h(y) = h_0^3 e^{\frac{\beta y}{3}},$$

ω — частота собственных колебаний, ρ — плотность материала.

Введем малый параметр

$$\delta = \beta\beta_1 \quad (0 \leq \delta < 1) \quad (3.2)$$

Тогда, с учетом (3.2) получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^4 W}{dy^4} + 2\delta\beta_1^{-1} \frac{d^3 W}{dy^3} + \delta^2\beta_1^{-2} \frac{d^2 W}{dy^2} - \omega_*^2 W \sum_{m=0}^{\infty} R_m \delta^m = 0 \quad (3.3)$$

где

$$R_m = \frac{(-1)^m}{m} \left(\frac{2}{3} \beta_1^{-1} y \right)^m, \quad \omega_*^2 = \frac{\omega^2 \rho}{h_0^2 D_{22}^0} \quad (3.4)$$

Представим решение уравнения (3.3) W и ω_*^2 в виде ряда по степеням δ

$$\begin{aligned} W &= W_0 + \delta W_1 + \delta^2 W_2 + \dots \\ \omega_*^2 &= \Omega_0 + \delta \Omega_1 + \delta^2 \Omega_2 + \dots \end{aligned} \quad (3.5)$$

Подставляя эти значения в (3.3) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях δ , получим систему рекуррентных уравнений

$$\frac{d^4 W_0}{dy^4} - \Omega_0 R_0 W_0 = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{d^4 W_1}{dy^4} - \Omega_0 R_0 W_1 = -\frac{2}{\beta_1} \frac{d^3 W_0}{dy^3} + W_0 (\Omega_0 R_1 + \Omega_1 R_0) \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^4 W_2}{dy^4} - \Omega_0 R_0 W_2 &= -\frac{2}{\beta_1} \frac{d^3 W_1}{dy^3} - \frac{1}{\beta_1^2} \frac{d^2 W_0}{dy^2} + W_1 (\Omega_0 R_1 + \Omega_1 R_0) + W_0 (\Omega_0 R_2 + \\ &+ \Omega_1 R_1 + \Omega_2 R_0) \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\dots$$

$$\frac{d^4 W_n}{dy^4} - \Omega_0 R_0 W_n = \frac{2}{\beta_1} \frac{d^3 W_{n-1}}{dy^3} - \frac{1}{\beta_1^2} \frac{d^2 W_{n-2}}{dy^2} + \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^{n-i} \Omega_i R_j W_i \quad (3.9)$$

При заданных граничных условиях эти уравнения решаются с учетом разрешимости неоднородных уравнений, определяются последующие приближения выражений собственных функций и собственных значений.

Пусть бесконечная полоса оперта по длинным сторонам, тогда граничные условия будут

$$W|_{y=0,b} = 0 \quad \text{и} \quad \left. \frac{d^2 W}{dy^2} \right|_{y=0,b} = 0 \quad (3.10)$$

Решение уравнения (3.6) представим в виде

$$W_0 = A_n \sin \lambda_n y \quad \left(\lambda_n = \frac{n\pi}{b} \right) \quad (3.11)$$

Очевидно, что (3.11) удовлетворяет граничным условиям

$$W_0|_{0,b} = 0 \quad \text{и} \quad \left. \frac{d^2 W_0}{dy^2} \right|_{0,b} = 0 \quad (3.12)$$

Подставляя (3.11) в (3.6), для Ω_0 получим

$$\Omega_0(n) = \left(\frac{\pi n}{b}\right)^4 \quad (3.13)$$

Теперь приступим к нахождению первого приближения. С этой целью подставляем значения W_0 и Ω_0 в уравнение (3.7).

$$\frac{d^4 W_1}{dy^4} - \lambda_n^4 W_1 = -\frac{2}{\beta_1} \frac{d^3 W_0}{dy^3} + W_0 \lambda_n^4 \left(-\frac{2}{3} \beta_1^{-1} y\right) + \Omega_1 W_0 \quad (3.14)$$

$$W_1|_{y=0,b} = 0 \text{ и } \frac{d^2 W_1}{dy^2} \Big|_{y=0,b} = 0 \quad (3.15)$$

Тогда для

$$\Omega_1(n) = \frac{\lambda_n^4 \beta_1^{-1} b}{3} \quad (3.16)$$

А для W_1 находим

$$\frac{d^4 W_1}{dy^4} - \lambda_n^4 W_1 = A_n (2\lambda_n^3 \beta_1^{-1} \cos \lambda_n y - \frac{2}{3} \lambda_n^4 \beta_1^{-1} y \sin \lambda_n y + \Omega_1 \sin \lambda_n y) \quad (3.17)$$

Общее решение уравнения (3.17) представим в виде

$$W_1 = \bar{W}_1 + \tilde{W}_1 \quad (3.18)$$

где \tilde{W}_1 является частным решением неоднородного уравнения (3.17), а \bar{W}_1 — общим решением однородного уравнения.

$$\tilde{W}_1 = \frac{A_n \beta_1^{-1}}{4} \left[\left(-\frac{\lambda_n y^2}{3} + \frac{\lambda_n b y}{3} \right) \cos \lambda_n y - y \sin \lambda_n y \right] \quad (3.19)$$

$$\bar{W}_1 = C_1 \operatorname{ch} \lambda_n y + C_2 \operatorname{sh} \lambda_n y + C_3 \cos \lambda_n y \quad (3.20)$$

В (3.20) не представлен $C \sin \lambda_n y$, потому что он уже представлен в W_0 .

Теперь перейдем к определению $C_i (i=1,2,3)$, учитывая граничные условия (3.15).

Окончательно получим

$$W_1 = A_n \beta_1^{-1} \left[\frac{1}{3\lambda_n} \left(\operatorname{ch} \lambda_n y + \frac{(-1)^n - \operatorname{ch} \lambda_n b}{\operatorname{sh} \lambda_n b} \operatorname{sh} \lambda_n y - \cos \lambda_n y \right) + \frac{1}{4} \left(\left(-\frac{\lambda_n y^2}{3} + \frac{\lambda_n b y}{3} \right) \cos \lambda_n y - y \sin \lambda_n y \right) \right] \quad (3.21)$$

Подставляя (3.21) в уравнение (3.8) и поступая аналогично, как для $\Omega_1(n)$, для $\Omega_2(n)$, получим

$$\Omega_2(n) = \beta_1^{-2} \lambda_n \left[\frac{8((-1)^n - \operatorname{ch} \lambda_n b)}{9b \operatorname{sh} \lambda_n b} + \frac{11}{216} \lambda_n^3 b^2 - \frac{183}{72} \lambda_n \right] \quad (3.22)$$

Если довольствоваться первыми тремя приближениями, то значения собственных частот свободных колебаний определяются формулой

$$\omega^2 = \left(\frac{\pi l}{b} \right)^4 \left[1 + \frac{\beta_1^{-1} b}{3} \delta + \frac{\Omega_2(n)}{(\lambda_n)^4} \delta^2 \right] \quad (3.23)$$

Подставляя (3.22) в уравнение (3.8), находим

$$\begin{aligned} W_2 = & C_1 \operatorname{ch} \lambda_n y + C_2 \operatorname{sh} \lambda_n y + C_3 \cos \lambda_n y + \\ & + A_n \beta_1^{-2} \left[\frac{1}{36} (-y^2 + by) \left(\operatorname{sh} \lambda_n y + \frac{(-1)^n - \operatorname{ch} \lambda_n b}{\operatorname{sh} \lambda_n b} \operatorname{ch} \lambda_n y \right) + \right. \\ & + \left(-\frac{\lambda_n^2}{288} y^4 + \frac{\lambda_n^2 b}{144} y^3 + \left(-\frac{95}{288} - \frac{\lambda_n^2 b}{288} \right) y^2 + \frac{by}{36} \right) \sin \lambda_n y + \\ & \left. + \left(\frac{19}{432} \lambda_n y^3 - \frac{\lambda_n b}{18} y^2 + \left(-\frac{107}{96 \lambda_n} + \frac{\Omega_2(n)}{4 \beta_1^{-2} \lambda_n} - \frac{b}{96 \lambda_n} + \frac{b}{24} \right) y \right) \cos \lambda_n y \right] \end{aligned} \quad (3.24)$$

где

$$\begin{aligned} C_1 = & -\frac{A_n \beta_1^{-2}}{72 \lambda_n^2} \left[-2 \frac{(-1)^n - \operatorname{ch} \lambda_n b}{\operatorname{sh} \lambda_n b} + \frac{23}{12} \lambda_n b \right] \\ C_2 = & \frac{-\tilde{W}_2(b) - (-1)^n C_3 - C_1 \operatorname{ch} \lambda_n b}{\operatorname{sh} \lambda_n b} \\ C_3 = & \frac{A_n \beta_1^{-2}}{72 \lambda_n^2} \left[-2 \frac{(-1)^n - \operatorname{ch} \lambda_n b}{\operatorname{sh} \lambda_n b} + \frac{23 \lambda_n b}{12} \right] \end{aligned} \quad (3.25)$$

А теперь приведем значения $\Omega_{10}, \Omega_{11}, \Omega_{12}$, если малый параметр δ равен 0.01; 0.05; 0.1.

Таблица 2

$\delta \backslash \beta_1$	$\beta_1 = -1$			$\beta_1 = -2$		
	Ω_{10}	$\Omega_{10} + \delta \Omega_{11}$	$\Omega_{10} + \delta \Omega_{11} + \delta^2 \Omega_{12}$	Ω_{10}	$\Omega_{10} + \delta \Omega_{11}$	$\Omega_{10} + \delta \Omega_{11} + \delta^2 \Omega_{12}$
0.01	1,201	1,1889	1,1886	1,201	1,1949	1,1948
0.05	1.201	1.1409	1.1344	1.201	1.1709	1.1693
0.1	1.201	1.081	1.0553	1.201	1.141	1.1345

Из табл. 2 видно, что ω^2 уменьшается от 5.1% до 12.1%, если в выражении (3.5) взять три члена ряда.

Теперь, пусть направления анизотропии $o\xi$ и $o\eta$ не совпадают с направлением ox и oy , а система $\xi\eta z$ получена из системы xuz путем

поворота вокруг оси z на угол φ . Тогда D_y и \tilde{D}_y связаны между собой формулами [1], [3].

Подставляя эти формулы в (3.23), можно получить изменение частоты в зависимости от угла поворота φ .

Введем обозначение

$$R(\varphi, \beta_*) = \frac{\omega_n^2(\varphi, \beta)}{\omega_n^2(0, 0)} = \left(\frac{D_1}{D_2} \sin^4 \varphi + 2 \frac{D_3}{D_2} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \cos^4 \varphi \right) \left(1 + \frac{\beta_*}{3} \right) \quad (3.26)$$

Предположим, что материал пластины — стеклотексолит КАСТ-В со следующими упругими постоянными:

$$E_1 = 1.23 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2, \quad E_2 = 2.15 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$$

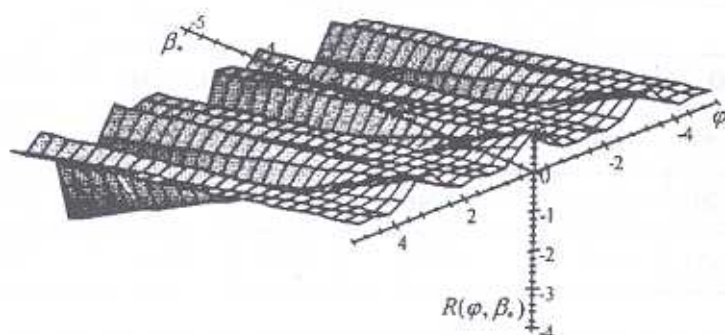
$$G = 0.207 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2, \quad \nu_1 = 0.11, \quad \nu_2 = 0.19$$

тогда $R(\varphi, \beta_*) = (0.41 \sin^4 \varphi + 0.07 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \cos^4 \varphi) \left(1 + \frac{\beta_*}{3} \right)$ (3.27)

В табл. 3 приводятся значения функции $R(\varphi, \beta_*)$ и график (фиг. 3).

Таблица 3

$\beta_*/3 \backslash \varphi$	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
0	1	0.896	0.601	0.368	0.306	0.370	0.41
-0.2	0.8	0.716	0.480	0.295	0.244	0.296	0.328
-0.5	0.5	0.448	0.300	0.184	0.153	0.185	0.205
-0.8	0.2	0.179	0.120	0.073	0.612	0.074	0.082



Фиг. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Саркисян В.С. Некоторые задачи математической теории упругости анизотропного тела. Ереван: Изд-во ЕГУ. 1976. 534с.
2. Прочность. Устойчивость. Колебания. Т.3. Справочник в трех томах под редакцией И.А. Биргера и Я.Г. Пановко. М.: "Машиностроение", 1968. 567с.
3. Лехницкий С. Г. Анизотропные пластинки. М.: Госиздат технико-теоритической литературы, 1957. 356с.
4. Саркисян В.С., Григорян Э.Ф. О решении некоторых краевых задач анизотропных пластин переменной толщины. "Математичні методи механіки неоднородних структур". Національна академія наук України. Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С.Підстригача. Львів: 2003. С. 343-346.
5. Киракосян Р.М. Прикладная теория ортотропных пластин переменной толщины, учитывающая влияние деформаций поперечных сдвигов, Ереван: Изд. Гитутюн НАН РА. 2000. 122с.

Ванадзорский государственный
педагогический институт

Поступила в редакцию
11.04.2005