

ИЗГИБ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАСТИНКИ С ЦЕНТРАЛЬНОЙ КРУГОВОЙ ПОЛОСТЬЮ И ДВУМЯ ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ РАЗРЕЗАМИ

Рассматривается в классической постановке задача изгиба анизотропной пластинки, ограниченной снаружи эллиптическим контуром, а внутри круговым с двумя примыкающими разрезами одинаковой длины. В связи с тем, что область, занимаемая сечением пластинки, двусвязна, требуемое (по известным схемам) построение функции, реализующей конформное отображение, сопряжено с затруднениями. При помощи полиномов Фабера, получена возможность ограничиться функциями, отображающими внешность каждого из граничных контуров независимо, причем отображение внешности внутреннего контура осуществляется приближенно (из-за удержания в разложении конечного числа членов). Задача сводится к решению четырех систем бесконечных линейных алгебраических уравнений. Рассмотрен числовой пример для ортотропной пластинки.

Рассмотрим изгиб анизотропной пластинки толщиной h , срединная плоскость которой – двусвязная область, ограниченная извне эллипсом L_2 с полуосями a и b , а внутри – окружностью L_1 радиуса r с двумя прямолинейными разрезами, расположенными вдоль оси абсцисс (фиг. 1). Начало координат поместим в центре окружности L_1 . Координаты концевых точек разреза обозначим $\pm e$. Положим, что в каждой точке пластинки имеется плоскость упругой симметрии, параллельная срединной плоскости.

Как и в случае изотропной пластинки, решение задачи основывается на гипотезе Кирхгофа. Края плиты могут быть жестко защемлены, шарнирно оперты и свободны от внешних усилий или же загружены изгибающими моментами и перерезывающими силами.

Внешность наружного контура L_2 (эллипса) отображается на внешность единичной окружности при помощи функции

$$z = A_2 \left(\xi_2 + \frac{m_2}{\xi_2} \right), \quad A_2 = \frac{a_2 + b_2}{2}, \quad m_2 = \frac{a_2 - b_2}{a_2 + b_2} \quad (1)$$

Функция, обратная к (1), имеет вид

$$\xi_2 = \chi(z) = (z/A_2) \sum a_n^{(1)} (A_2/z)^{2n} \quad (2)$$

Здесь и всюду далее суммирование по n ведется от $n = 0$ до $n = \infty$.

Величины $a_n^{(1)}$ определяются по известным формулам [1–5]. Внешность внутреннего контура L_1 (окружность с двумя разрезами) отображается на внешность единичной окружности функцией [3–5]

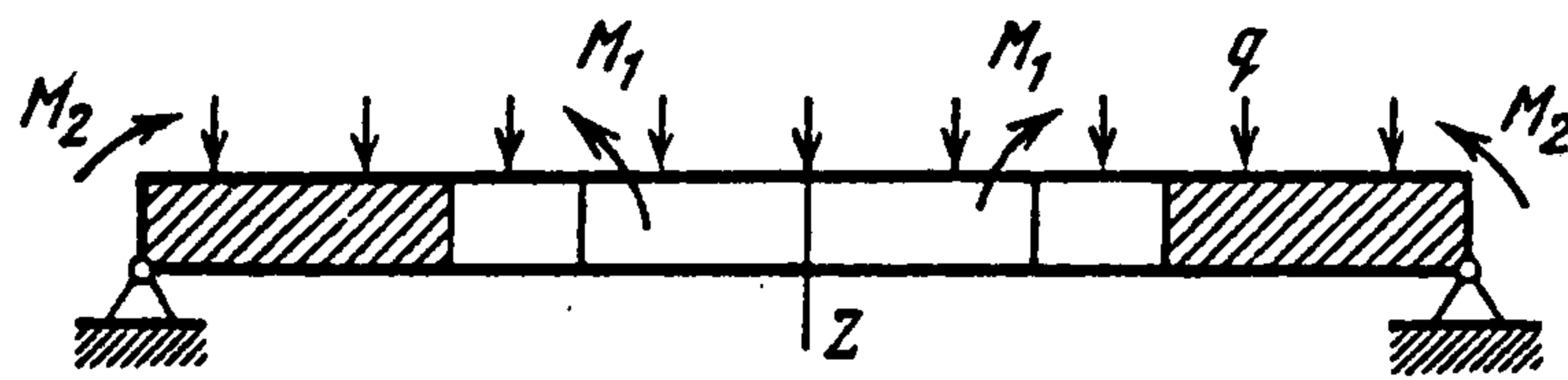
$$z = r \gamma_{-1} \xi_1 \sum \gamma_{n-1}^{(1)} \xi_1^{-n} \quad (3)$$

Функция $\xi_1 = f(z)$, обратная к разложению (3), такова:

$$\xi_1 = \chi(z_1) = (z/r) \delta_{-1} \sum \delta_{n-1}^{(1)} (r/z)^n \quad (4)$$

Основное уравнение технической теории изгиба тонких анизотропных пластин имеет вид [6–10]

$$D_{11} \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^4} + 4D_{16} \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^3 \partial y} + 2(D_{12} + 2D_{66}) \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^2 \partial y^2} + 4D_{26} \frac{\partial^4 \omega}{\partial x \partial y^3} + D_{22} \frac{\partial^4 \omega}{\partial y^4} = q \quad (5)$$



Фиг. 1

Здесь q – равномерно распределенная нагрузка, D_{ij} ($i, j = 1, 2, 6$) – жесткости пластины, которые выражаются через упругие постоянные a_{ij} .

Общее решение уравнения (5) представим в виде суммы его частного и общего решения соответствующего однородного уравнения, определяемого корнями характеристического уравнения. Было показано [2, 10], что корни этого уравнения для реальных анизотропных материалов являются комплексными или чисто мнимыми. В общем случае имеем

$$\mu_j = \alpha_j + i\beta_j \quad (j=1,2), \quad \mu_3 = \bar{\mu}_1, \quad \mu_4 = \bar{\mu}_2 \quad (6)$$

Комплексные параметры μ_j ($j = 1, 2$) называются параметрами изгиба пластин.

Общий вещественный интеграл уравнения (5) можно записать в виде

$$\omega = \frac{qx^4}{24D_{11}} + 2\text{Re}[\omega_1(z_1) + \omega_2(z_2)] \quad (7)$$

Здесь $\omega_1(z_1)$ и $\omega_2(z_2)$ – аналитические функции обобщенных комплексных переменных z_j ($j = 1, 2$). При этом обобщенные (или усложненные) комплексные переменные z_j получаются из обыкновенного комплексного переменного z следующими аффинными преобразованиями:

$$z_j = x_j + iy_j = x + \mu_j y, \quad x_j = x + \alpha_j y, \quad y_j = \beta_j y \quad (8)$$

Переменная $z = x + iy$ относится к области S (исходная область пластинки), а переменные z_1 и z_2 – к областям S_1 и S_2 , полученным из S аффинным преобразованием (8).

Таким образом, прогиб анизотропной плиты (в конечном итоге – изгибающие моменты, перерезывающие силы и напряжения) выражается через две аналитические функции $\omega_j(z_j)$ ($j = 1, 2$). Следует отметить, что такая же картина наблюдается и в случае плоской задачи для анизотропного тела.

При помощи аффинных преобразований (8) внешний контур L_2 преобразуется и становится также эллипсом с осями

$$b_2^{(j)} = \beta_j b_2, \quad a_2^{(j)} = a_2 + \alpha_j b_2$$

Функция, отображающая внешности L_{2j} ($j = 1, 2$) (т.е. внешности преобразованных эллипсов), на внешности единичной окружности, имеет вид [7–10]

$$z_j = A_{2j} \left(\xi_{2j} + \frac{m_{2j}}{\xi_{2j}} \right), \quad A_{2j} = \frac{a_2 - i\mu_j b_2}{2}, \quad m_{2j} = \frac{a_2 + i\mu_j b_2}{a_2 - i\mu_j b_2}$$

Внутренний контур L_1 переходит также в эллипс с двумя разрезами вдоль оси абсцисс и полуосями

$$a_1^{(j)} = r(1 + \alpha_j), \quad b_1^{(j)} = \beta_j r$$

Функция, отображающая внешности контуров L_{2j} (т.е. внешности эллипсов с двумя разрезами) на внешность единичной окружности, представима в виде [3–5]

$$z_j = A_{2j} \xi_{2j} \sum \Pi_{nj} \xi_{2j}^{-n} \quad (9)$$

Функции $\omega_j(z_j)$ зависят от формы закрепления края плиты, а также от вида действующих усилий.

В частности, если край пластинки загружен изгибающими моментами $m(S)$ и перерезывающими силами $p(S)$, граничные условия на контурах L_j для определения функций $\omega_j(z_j)$ будут иметь вид [6, 7]

$$2 \operatorname{Re}[p_1 \mu_1^{-1} \varphi(z_1) + p_2 \mu_2^{-1} \psi(z_2)] = \varphi_1(S) \quad (10)$$

$$2 \operatorname{Re}[q_1 \varphi(z_1) + q_2 \psi(z_2)] = \varphi_2(S)$$

Здесь

$$\varphi(z_1) = d\omega_1(z_1)/dz_1, \quad \psi(z_2) = d\omega_2(z_2)/dz_2$$

$$\varphi_1(S) = \int_0^S [f_1 dS - m dy - f dx] + C_1 x + C_{01} \quad (11)$$

$$\varphi_2(S) = -\int_0^S [f_2 dS + m dx - f dy] + C_1 y + C_{02}$$

Если по внешнему контуру L_2 равномерно распределены изгибающие моменты интенсивностью $m(S)$, то

$$\varphi_1(S) = -my, \quad \varphi_2(S) = -mx, \quad f_1 = f_2 = 0 \quad (12)$$

На внутреннем контуре (т.е. на окружности с двумя разрезами) в этом случае будем иметь: $m = 0; f = 0; f_1 = f_2 = 0$.

Если внутренний контур L_1 нагружен постоянным изгибающим моментом интенсивностью m , а наружный контур свободен от внешних усилий, то

$$\text{на } L_2: m = 0, f = 0, f_1 = f_2 = 0$$

$$\text{на } L_1: \varphi_1(S) = \int_0^S m dy + C_1 x = my + C_1 x$$

$$\varphi_2(S) = -\int_0^S m dx + C_1 y = -mx + C_1 y \quad (13)$$

Если на внешнем контуре плиты действуют изгибающие ее, нормальные усилия интенсивности p , то равенства (11) приводятся к виду

$$\varphi_1(S) = \mu_1 d p_2 \int_0^S f dy - \mu_1 d \mu_2 q_2 \left(-\int_0^S f dx \right) \quad (14)$$

$$\varphi_2(S) = \mu_2 d(p_1 \varphi_2 - \mu_1 q_1 \varphi_1)$$

$$f = \int_0^S p(S) dS, \quad p(S) = p, \quad f = pt$$

Граничные условия (10) иногда целесообразно представить в форме [7]

$$\varphi(t_1) + K_{12} \overline{\varphi(t_1)} + K_{22} \overline{\psi(t_2)} = f_{1j} + C(\alpha_1 x + \alpha_2 y) \quad (15)$$

$$\psi(t_2) + K_{32} \overline{\varphi(t_1)} + K_{42} \overline{\psi(t_2)} = f_{2j} + C(\alpha_3 x + \alpha_4 y)$$

$$f_{k2} = \mu_k d [p_k \varphi_2 - \mu_2 q_2 \varphi_k], \quad k=1,2; \quad p_{22} = p_{42} = K_{42}$$

причем функции $\varphi_1(S)$ и $\varphi_2(S)$ определяются равенствами (11).

Если один из контуров пластинки жестко защемлен, то на этом контуре должны выполняться условия (вместо требования равенства нулю прогиба пластинки):

$$\partial \omega / \partial x = 0, \quad \partial \omega / \partial y = 0$$

Учитывая в этих условиях выражения (7) и (11), граничные условия для определения функций $\varphi(z_1)$ и $\psi(z_2)$ на защемленном крае приводим к виду [7, 9]

$$\varphi(t_1) + K_{11} \overline{\varphi(t_1)} + K_{21} \overline{\psi(t_2)} = f_1^{(1)} \quad (16)$$

$$\psi(t_2) + K_{31} \overline{\varphi(t_1)} + K_{41} \overline{\psi(t_2)} = f_2^{(1)}$$

Если внутренний контур жестко защемлен, то в равенствах (15) и (16)

$$K_{j1} = (\bar{\mu}_j - \mu_2) / (\mu_1 - \mu_2), \quad e = 0, \quad p_{j1} = K_{j1} \quad (17)$$

$$K_{2+j1} = (\mu_1 - \bar{\mu}_j) / (\mu_1 - \mu_2), \quad p_{2j} = K_{2+j1}, \quad j=1,2$$

Если внешний контур жестко защемлен, то

$$p_{1j} = K_{j2}, \quad p_{21} = K_{32}, \quad p_{23} = K_{42}, \quad p_{31} = K_{11}, \quad p_{32} = K_{21}, \quad p_{4j} = K_{j+1,1} \quad (18)$$

Если плиты изгибаются под действием нормальной нагрузки интенсивности q , равномерно распределенной по верхнему основанию, то

$$\omega_0 = qx^4 / (24D_{11}) \quad (19)$$

$$f_1^{(1)} = \left(\mu_2 \frac{\partial \omega_0}{\partial x} - \frac{\partial \omega_0}{\partial y} \right) \frac{1}{\mu_1 - \mu_2}$$

$$f_2^{(2)} = \left(\mu_1 \frac{\partial \omega_0}{\partial x} - \frac{\partial \omega_0}{\partial y} \right) \frac{1}{\mu_1 - \mu_2}$$

При этом имеем [6, 7]

$$\varphi(t_1) = M_1 \ln z_1 + \varphi_*(t_1), \quad \psi(t_2) = M_2 \ln z_2 + \psi_*(t_2) \quad (20)$$

Коэффициенты (комплексные постоянные) M_1 и M_2 определяются из условий

$$\sum_{j=1}^2 (M_j - \bar{M}_j) = 0, \quad \sum_{j=0}^2 (\mu_j M_j - \bar{\mu}_j \bar{M}_j) = 0 \quad (21)$$

$$\sum_{j=1}^{\infty} (\mu_j^2 M_j - \bar{\mu}_j^2 \bar{M}_j) = 0$$

$$\sum_{j=1}^2 \left(\frac{M_j}{\mu_j} - \frac{\bar{M}_j}{\bar{\mu}_j} \right) = -\frac{qa_1^2 C_1}{2iD_{11}}$$

Таким образом, решение задачи изгиба анизотропных пластинок (у которых один край жестко защемлен) сводится к определению двух функций $\varphi(z_1)$ и $\psi(z_2)$, удовлетворяющих граничным условиям (10) и (16).

Функции $\varphi(z_1)$ и $\psi(z_2)$, регулярные соответственно в областях S_1 и S_2 , ищем в виде [1–5]

$$\varphi(z_1) = \sum \alpha_n \xi_{11}^{-n} + \sum b_n \left(\frac{z_1}{A_2^{(1)}} \right)^n \quad (22)$$

$$\psi(z_2) = \sum d_n \xi_{21}^{-n} + \sum c_n \left(\frac{z_2}{A_2^{(2)}} \right)^n$$

$$b_k = \sum_{v=k}^{\infty} \beta_v a_{v-k/2}^{(k)}, \quad c_k = \sum_{v=k}^{\infty} c_v h_{v-k/2}^{(k)}$$

Величины $a_n^{(k)}$ и $h_n^{(k)}$ определяются для каждого конкретного контура [3–5].

На внутренних контурах имеем (учитывая в (22) отображающую функцию (9))

$$\varphi(t_1) = \sum \alpha_n \tau^{-n} + \sum \tau^n H_1(n) + \sum \tau^{-n} H_2(n) \quad \text{на } L_{11} \quad (23)$$

$$\psi(t_2) = \sum d_n \tau^{-n} + \sum \tau^n H_3(n) + \sum \tau^{-n} H_4(n) \quad \text{на } L_{12}$$

Здесь учтено также, что точкам z_j контуров L_{1j} соответствует одна и та же точка на единичной окружности.

Постоянная C_1 (11), (13) и (21) определяется из условия однозначности прогиба ω срединной плоскости пластины. Для бесконечной области $C_1 = 0$.

На внешних переобразованных контурах L_{2j} имеем

$$\varphi_1(t_1) = \sum \alpha_n \xi_{11}^{-n} + \sum b_n (t_1 / A_2^{(j)})^k \quad \text{на } L_{21} \quad (24)$$

$$\psi(t_2) = \sum D_k (A_1^{(2)} / t_2)^k + \sum c_k (t_2 / A_1^{(2)})^k \quad L_{22} \quad (25)$$

Подставляя в (24), (25) отображающие функции, после некоторых преобразований получим

$$\varphi(z_1) = \sum_{v=0}^{\infty} \tau^{-v} V_1(v) + \sum_{v=0}^{\infty} \tau^v V_2(v) + \sum_{v=0}^{\infty} \tau^{-v} V_3(v) \quad \text{на } L_{21} \quad (26)$$

$$\psi(z_2) = \sum_{v=0}^{\infty} \tau^{-v} V_4(v) + \sum_{v=0}^{\infty} \tau^v V_5(v) + \sum_{v=0}^{\infty} \tau^{-v} V_6(v) \quad \text{на } L_{22}$$

Значения всех величин, входящих в (23)–(26), определяются согласно [3–5].

Учитывая поочередно (23), (26) в граничных условиях (10), получим четыре системы уравнений (перейдя к переменной τ).

Приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях переменной τ , получим следующие четыре системы бесконечных линейных алгебраических уравнения для определения коэффициентов разложения функций $\varphi(z_1)$ и $\psi(z_2)$:

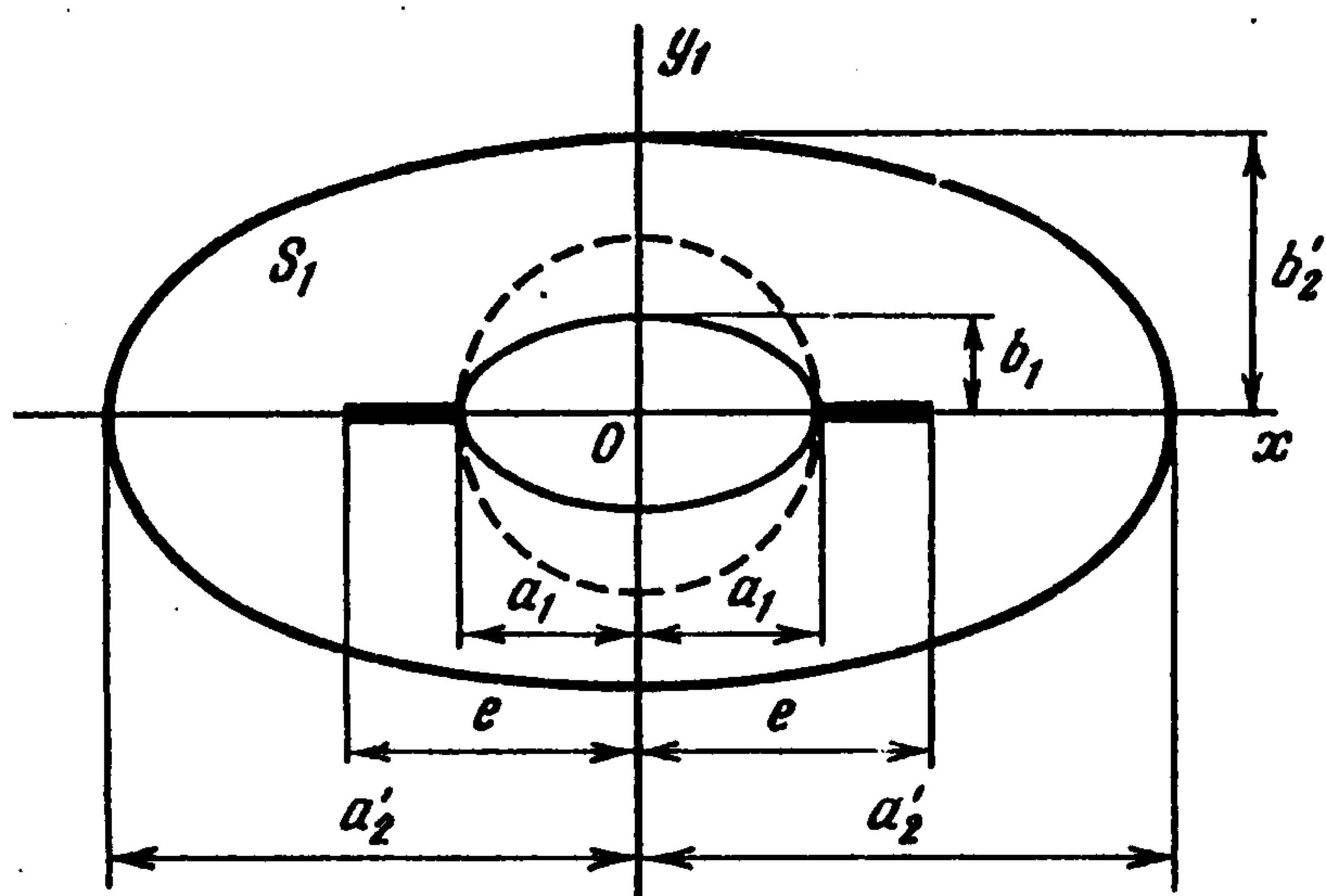
$$\frac{p_1}{\mu_1} [\alpha_n + H_1(n) + H_2(n)] + \frac{p_2}{\mu_2} [d_n + H_3(n) + H_4(n)] = f_{11} \quad \text{на } L_{11} \quad (27)$$

$$q_1 [\alpha_n + H_1(n) + H_2(n)] + q_2 [d_n + H_3(n) + H_4(n)] = f_{21} \quad \text{на } L_{12} \quad (28)$$

$$\frac{p_1}{\mu_1} [V_1(v) + V_2(v) + V_3(v)] + \frac{p_2}{\mu_2} [V_4(v) + V_5(v) + V_6(v)] = f_{12} \quad \text{на } L_{21} \quad (29)$$

$$q_1 [V_1(v) + V_2(v) + V_3(v)] + q_2 [V_4(v) + V_5(v) + V_6(v)] = f_{22} \quad \text{на } L_{22} \quad (30)$$

Таким образом, решение задачи сводится к решению четырех систем (27)–(30) беско-



Фиг. 2

Взяв несколько первых членов этих уравнений, находят коэффициенты α_n , β_n , d_n и c_n . Далее определяются функции $\varphi(z_1)$ и $\psi(z_2)$, а затем по формулам (7) определяются прогибы плиты ω .

Можно было подставлять (23), (26) в граничные условия (15) и (16) и получить решения задачи изгиба плиты с одним жестко заземленным контуром.

После определения комплексных потенциалов $\varphi_*(z)$ и $\psi_*(z)$, коэффициенты интенсивности напряжений (КИН) возле вершины разреза при изгибе анизотропной пластинки вычисляются по одной из следующих формул [6]:

$$\mu_1 [K_1 p_2 + K_2 q_2 \mu_2] = -\frac{24}{h^2} (p_1 q_2 \mu_2 - p_2 q_1 \mu_1) \frac{\varphi'_*(\tau)}{\sqrt{\omega''(\tau)}} \quad (31)$$

$$\mu_2 [K_1 p_1 + K_2 q_1 \mu_1] = -\frac{24}{h^2} (p_1 \mu_2 q_2 - p_2 q_1 \mu_1) \frac{\psi'_*(\tau)}{\sqrt{\omega''(\tau)}} \quad (32)$$

Здесь τ – точка единичной окружности, которая соответствует точке возврата на контуре дефекта (т.е. разрезу).

Для иллюстрации полученного решения рассмотрим числовые примеры.

1°. Изгиб эллиптической пластинки с эллиптической полостью под действием равномерно распределенных по внешнему контуру моментов интенсивности $m(S) = m$. Внутренний контур считается жестко заземленным (фиг. 2).

Если в системах (27)–(30) принять $e = r$, то в преобразованных сечениях S_j , внутренним контуром будет эллипс с полуосями a_{1j} и b_{1j} . Из указанных систем уравнений были удержаны первые пять и определены коэффициенты разложения функции $\varphi_*(z_1)$ и $\psi_*(z_2)$, т.е. α_k , β_k , c_k и d_k .

Далее по формуле (22) определяем регулярные функции $\varphi_*(z_1)$ и $\psi_*(z_2)$, а затем по формуле (7) и при учете (11) вычисляем прогибы пластинки ω в характерных точках. Согласно [7, 10] определяем изгибающие моменты и перерезывающие силы в характерных точках сечения.

В качестве материала плиты была взята фанера, для которой [7, 10]

$$\mu_1 = 1,04 + 1,55i, \quad \mu_2 = -1,04 + 1,55i$$

а также когда плита изготовлена из СВМ при [7, 10]

$$\mu_1 = 0,442 + 0,899i, \quad \mu_2 = -0,442 + 0,899i$$

Найденные значения изгибающих моментов занесены в табл. 1.

Максимальный прогиб в фанерной плите оказался приблизительно в шесть раз больше, чем в плите из СВМ.

чем в плите из СВАМ.

Таблица 1

Точки z/a_2	M_x		M_y	
	фанера	СВАМ	фанера	СВАМ
0,2	0,8950	2,5268	0,004	0,3412
0,5	1,2120	1,020	0,8021	1,022
1,0	1,004	1,04	1,024	0,9866
0,1i	0,651	0,1304	2,064	1,004
0,25i	1,721	0,5124	1,1434	1,22
0,5i	1,464	0,7311	1,012	1,022

Таблица 2

Доли	Вариант	Стекло-эпоксид		Графит-эпоксид	
		$\beta = 0$	$\pi/2$	0	$\beta = \pi/2$
$\sigma_x \frac{\sqrt{2r_1} h}{K_1 \delta}$	а	0,46	0,22	0,46	0,22
	б	0,67	0,44	0,64	0,38
$\sigma_y \frac{\sqrt{2r_1} h}{K_1 \delta}$	а	2,0	0,54	2,0	0,44
	б	3,64	1,21	3,81	1,10

Плиту с параметрами $a_2/a_1 = 10$ без заметной погрешности ($\leq 4\%$) можно принять бесконечной, так как результаты прогиба, изгибающих моментов и перерезывающих сил почти совпадают с результатами для бесконечной пластинки, жестко защемленной по контуру эллиптического отверстия [6].

2°. Изгиб эллиптической пластинки с центральным прямолинейным разрезом под действием равномерно распределенных по внешнему контуру моментов интенсивности $m(S) = m$.

Из систем (27) и (30) были удержаны пять первых уравнений (при $m_1 = 1$ и $b_1 = 0$) и найдены коэффициенты α_k, β_k, c_k и d_k .

Числовой расчет был произведен для отношений

а) $a_1/a_2 = 0,2$, б) $a_1/a_2 = 0,5$

В концевых точках разреза согласно (32) определены КИН для различных материалов в случае чистого изгиба ортотропной пластинки (как и в случае изотропной пластинки, $K_2 = 0$).

Результаты представлены в табл. 2, где r_1 – координата в локальной полярной системе, началом в вершине трещин ($r_1 \ll l$, $l = e - r$ – длина трещин).

Следует отметить, что при отношении $a_1/a_2 = 0,2$ значения КИН совпали с результатами [6] для бесконечной пластинки с прямолинейным разрезом вдоль оси абсцисс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шерман Д.И. Об одной задаче теории упругости // Докл. АН СССР. 1940. Т. 27. № 9. С. 907–910.
2. Шерман Д.И. Плоская задача теории упругости для анизотропной среды // Тр. Сейсмол. ин-та АН СССР. 1938. № 86. С. 51–77.
3. Кулиев С.А. Напряженное состояние круглой пластинки ослабленной центральным квадратным отверстием и двумя разрезами // Изв. АН СССР. МТТ. 1987. № 6. С. 184–190.
4. Кулиев С.А. Кручение круглого бруса ослабленного двумя полостями различного

- очертания // Изв. АН СССР. МТТ. 1989. № 3. С. 177–181.
5. Кулиев С.А. Об одной задаче для двухсвязной области некоторого вида // Изв. АН АзССР. Сер. физ.мат. и техн. наук. 1969. № 5. С. 46–53.
 6. Бережницкий Л.Т., Деляевский М.В., Панасюк В.В. Изгиб тонких пластин с дефектами типа трещин. Киев: Наук. думка, 1979. 400 с.
 7. Космодамианский А.С. Напряженное состояние анизотропных сред с отверстиями или полостями. Киев; Донецк: Вицц. шк., 1976. 200 с.
 8. Мухелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966. 707 с.
 9. Савин Г.Н. Распределение напряжений около отверстий. Киев: Наук. думка, 1968. 887 с.
 10. Лехницкий С.Г. Анизотропные пластинки. М.: Гостехиздат, 1957. 463 с.
 11. Амензаде Ю.А. Теория упругости. М.: Высш. шк., 1976. 272 с.

Баку

Поступила в редакцию
17.I.1991

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

В последнем абзаце формулировки теоремы 1 статьи Мильштейна Г.Н., Ряшко Л.В. "Устойчивость и стабилизация орбит автономных систем при случайных возмущениях" (ПММ. 1992. Т. 56. Вып. 6. С. 951–958) на с. 953 после слов "...является ЭОСК-устойчивым в некоторой инвариантной окрестности U " по недосмотру авторов

пропущен текст: "и интеграл $E \int_0^{\infty} |\Delta(x(s))|^2 ds$ – достаточно гладкая функция в U ".

Г.Н. Мильштейн, Л.Б. Ряшко
3.XII.1992

Технический редактор А. В. Рудницкая

Сдано в набор 29.01.93. Подписано к печати 09.03.93. Формат бумаги 70 × 100 1/16
Печать офсетная. Усл.печ.л. 14,3. Усл.кр.-отт. 16,8 тыс. Уч.-изд.л. 14,2. Бум.л. 5,5
Тираж 1156 экз. Зак. 3890 Цена 12 р.

Адрес редакции: 117526 Москва, В-526, просп. Вернадского, 101. Тел. 434-21-49
Московская типография № 2 ВО "Наука", 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6