

УДК 539.3

ОБ ОДНОЙ НЕКЛАССИЧЕСКОЙ ЗАДАЧЕ ОРТОТРОПНОЙ
ПЛАСТИНЫ-ПОЛОСЫ ЛИНЕЙНО-ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Геворкян Г.З., Киракосян Р.М.

Ключевые слова: пластина, ортотропный, поперечный сдвиг, переменная толщина.

Key words: plate, ortotrope, lateral shear, variable thickness.

Գ.Զ. Գևորգյան, Ռ.Մ. Կիրակոսյան

Գծայնորեն փոփոխական հաստության սալ-շերտի ոչ դասական մի խնդրի մասին

Դիտարկվում է մի եզրում անշարժ, մյուս եզրում հողակապորեն ամրացված, գծայնորեն փոփոխվող հաստության, մակերևութային բեռներ կրող օրթոտրոպ սալ-շերտի ոչ դասական խնդրի՝ մակերևութային բեռների ազդեցության տակ: Լայնական սահքը, σ_z նորմալ լարումը, լայնական սեղմումը հաշվի են առնվում [1] տեսության հիման վրա: Որպես օրինակ լուծվում են վերին մակերևութային շոշափող և ուղղահայաց բեռների ազդեցության տակ գտնվող սալ-շերտի խնդիրները:

G.Z. Gevorgyan, R.M. Kirakosyan

On the Non Classic Problem of Orthotrope Strips of Linear Variable Thickness

Non Classical problem for orthotrope linear variable thickness strip is considered. Lateral shears, normal stress σ_z , lateral displacement are considered by theory [1]. As examples are solved the problems for strip under loading parallel and perpendicular of upper surface of strip.

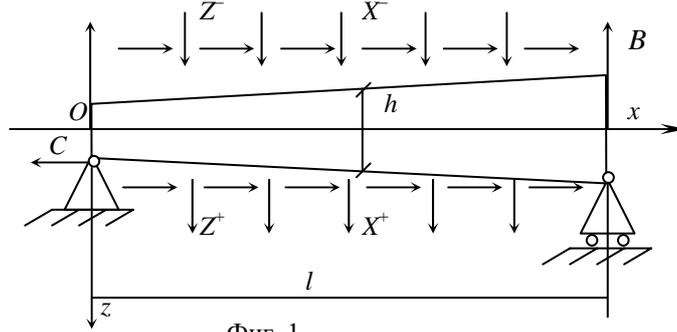
Рассматривается неклассическая задача шарнирно-опертой ортотропной пластины-полосы линейно-переменной толщины, несущей распределенные поверхностные нагрузки. Влияния поперечного сдвига, нормального напряжения σ_z и обжатия учитываются в рамках теории [1]. В качестве примера приводятся окончательные решения в безразмерном виде для двух случаев нагружения верхней лицевой поверхности пластины-полосы. В первом случае нагрузка перпендикулярна, а во втором – параллельна этой поверхности. На основе анализа решений делаются качественные и количественные заключения. В частности, констатируется, что вклад плоской задачи в значения перемещения u_z , нормального к срединной плоскости пластины-полосы, незначителен и без заметного ущерба точности им можно пренебречь. Рассматривается также случай постоянной толщины. Приводится сравнение решения при параллельной нагрузке с решениями, полученными на основе новой итерационной [2] и классической теорий. Показываются, что выражения перемещения u_z , полученные в рамках теории [1] и новой итерационной теории [2], совпадают. Для перемещения u_x , параллельного срединной плоскости, отмеченные теории дают качественно разные распределения по толщине, которые количественно незначительно отличаются друг от друга. При этом значения перемещений u_x и u_z во всех точках нижней поверхности $\bar{z} = 1/2$ по обеим теориям равны и совпадают с соответствующими классическими значениями.

1. Рассмотрим ортотропную пластину-полосу линейно-переменной толщины. Координатную плоскость xOy совместим со срединной плоскостью пластины, а ось Oz направим вертикально вниз (фиг. 1).

Толщина полосы изменяется по закону

$$h = h_0 + h_1 x, \quad 0 \leq x \leq l \quad (1.1)$$

где l – ширина полосы, $h_0 > 0$ и $h_1 > -h_0/l$ – заданные постоянные. Материал линейно-упругий и ортотропный, главные направления анизотропии которого параллельны координатным осям. Полоса несет распределенные поверхностные нагрузки с интенсивностями проекций X^\pm, Z^\pm . Знаки «+» и «-» относятся к поверхностям $z = h/2$ и $z = -h/2$ соответственно. Вдоль линии



Фиг. 1

$x = 0, z = h_0/2$ полоса шарнирно закреплена. Линия же шарнирного опирания $x = l, z = (h_0 + h_1 l)/2$ может свободно перемещаться только горизонтально. Из уравнений статики для опорных реакций находим:

$$\begin{aligned} A &= Z_2 l / 2 + X_1 (2h_0 + h_1 l) / 2 - X_2 h_0 / 2 \\ B &= Z_2 l / 2 - X_1 (2h_0 + h_1 l) / 2 + X_2 h_0 / 2, \quad C = X_2 l \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь, как обычно [1]

$$X_1 = (X^+ - X^-) / 2, \quad X_2 = X^+ + X^-, \quad Z_1 = (Z^+ - Z^-) / 2, \quad Z_2 = Z^+ + Z^- \quad (1.3)$$

Перейдем к безразмерным величинам

$$x = l\bar{x}, \quad z = h_0 \bar{z}, \quad h_0 / l = s, \quad h_1 / s = \gamma, \quad h = h_0 H, \quad H = 1 + \gamma \bar{x} \quad (1.4)$$

$$u = h_0 \bar{u}, \quad w = h_0 \bar{w}, \quad u_x = h_0 \bar{u}_x, \quad u_z = h_0 \bar{u}_z, \quad X_i = B_{11} \bar{X}_i, \quad Z_i = B_{11} \bar{Z}_i$$

$$T_x = B_{11} h_0 \bar{T}_x, \quad N_x = B_{11} h_0 \bar{N}_x, \quad M_x = B_{11} h_0^2 \bar{M}_x, \quad B_{ij} = B_{11} \bar{B}_{ij}$$

$$1 + \gamma = \beta, \quad \varphi_1 = B_{11} \bar{\varphi}_1, \quad \varphi_2 = B_{11} \bar{\varphi}_2 / h_0, \quad \chi = a_{55} B_{11}, \quad \Delta_1 = \bar{\Delta}_1 / B_{11}, \quad \Delta_2 = \bar{\Delta}_2 / B_{11}$$

Здесь [2]

$$\Delta_1 = a_{13} A_1 + a_{23} A_2 - a_{33}, \quad \Delta_2 = a_{13} \alpha_1 + a_{23} \alpha_3 - a_{33}, \quad A_1 = a_{13} B_{11} + a_{23} B_{12} \quad (1.5)$$

$$A_2 = a_{23} B_{22} + a_{13} B_{12}, \quad \alpha_1 = \chi + A_1, \quad \alpha_3 = a_{55} B_{12} + A_2$$

(использованы также общеизвестные обозначения [1]).

С учетом (1.2)–(1.4) для безразмерных усилий \bar{T}_x, \bar{N}_x и изгибающего момента \bar{M}_x находим:

$$\bar{T}_x = \bar{X}_2 (1 - \bar{x}) / s, \quad \bar{N}_x = \frac{1}{2s} \left\{ s \left[(2 + \gamma) \bar{X}_1 - \bar{X}_2 \right] + (1 - 2\bar{x}) \bar{Z}_2 \right\}$$

$$\bar{M}_x = \frac{1}{2s^2} [s\bar{X}_2 + \bar{x}(\bar{Z}_2 + \gamma s\bar{X}_1)](1 - \bar{x}) \quad (1.6)$$

В рамках теории [2] для этих величин имеем выражения

$$\bar{T}_x = \alpha H \left[4s \frac{d\bar{u}}{d\bar{x}} - A_1(\gamma s\bar{X}_2 + 4\bar{Z}_1) \right], \quad \bar{N}_x = \frac{H}{3} (\bar{X}_1 + 2\bar{\Phi}_1) + \frac{\gamma s \bar{M}_x}{H} \quad (1.7)$$

$$\bar{M}_x = -\frac{sH^3}{12} \left[s \frac{d^2\bar{w}}{d\bar{x}^2} - \alpha_1 \frac{d\bar{\Phi}_1}{d\bar{x}} \right], \quad \alpha = 1/(4 + A_1\gamma^2 s^2) \quad (1.8)$$

\bar{u} и \bar{w} – безразмерные перемещения точек срединной плоскости пластины-полосы по осям x и z , $\bar{\Phi}_1$ – функция, характеризующая распределение касательного напряжения τ_{xz} .

Приравняв соответствующие выражения (1.6) и (1.7), находим

$$\frac{d\bar{u}}{d\bar{x}} = \frac{A_1}{4s} (\gamma s\bar{X}_2 + 4\bar{Z}_1) + \frac{\bar{X}_2}{4\alpha s^2} \frac{1 - \bar{x}}{H} \quad (1.9)$$

$$\frac{d^2\bar{w}}{d\bar{x}^2} = -\frac{3\beta\alpha_1}{2s^2 H^3} [\bar{Z}_2 + \gamma s(\bar{X}_1 - \bar{X}_2)] - \frac{6\bar{X}_2(1 - \bar{x})}{s^3 H^3} - \frac{6(\bar{Z}_2 + \gamma s\bar{X}_1)\bar{x}(1 - \bar{x})}{s^4 H^3}$$

$$\bar{\Phi}_1 = \frac{3\bar{Z}_2}{4s} \frac{1 - 2\bar{x} - \gamma\bar{x}^2}{H^2} + \frac{4 + 3\gamma + 2\gamma\bar{x} + \gamma^2\bar{x}^2}{4H^2} \bar{X}_1 - \frac{3\beta\bar{X}_2}{4H^2}$$

Проинтегрировав первые два уравнения (1.9), получим:

$$\bar{u} = C_1 - \frac{\bar{X}_2(H - \beta \ln H)}{4\gamma^2 s^2 \alpha} + \frac{A_1(\gamma s\bar{X}_2 + 4\bar{Z}_1)\bar{x}}{4s} \quad (1.10)$$

$$\bar{w} = C_3 + C_2\bar{x} + \frac{6}{\gamma^4 s^4} \left\{ [(2 + \gamma)(\bar{Z}_2 + \gamma s\bar{X}_1) - \gamma s\bar{X}_2] \ln H - \right.$$

$$\left. - (\bar{Z}_2 + \gamma s\bar{X}_1)H(1 - \ln H) \right\} + \frac{3\beta}{4\gamma^4 s^4 H} (4 - \gamma^2 s^2 \alpha_1) [\bar{Z}_2 + \gamma s(\bar{X}_1 - \bar{X}_2)]$$

Здесь C_1, C_2, C_3 – постоянные интегрирования, которые определяются из краевых условий.

$$\bar{u}_x \Big|_{\substack{\bar{x}=0 \\ \bar{z}=1/2}} = 0, \quad \bar{u}_z \Big|_{\substack{\bar{x}=0 \\ \bar{z}=1/2}} = 0, \quad \bar{u}_z \Big|_{\substack{\bar{x}=1 \\ \bar{z}=\beta/2}} = 0 \quad (1.11)$$

где

$$\bar{u}_x = \bar{u} - \bar{z} \left(s \frac{d\bar{w}}{d\bar{x}} - \chi \bar{\Phi}_1 \right), \quad \bar{u}_z = \bar{w} + k\bar{z} \bar{w}_1 + \bar{z}^2 \bar{w}_2 \quad (1.12)$$

$$\bar{w}_1 = (A_1 - \alpha \bar{\Delta}_1 \gamma^2 s^2) s \frac{d\bar{u}}{d\bar{x}} - \alpha \bar{\Delta}_1 (\gamma s\bar{X}_2 + 4\bar{Z}_1), \quad \bar{w}_2 = -\frac{s}{2} \left(A_1 s \frac{d^2\bar{w}}{d\bar{x}^2} - \bar{\Delta}_2 \frac{d\bar{\Phi}_1}{d\bar{x}} \right) \quad (1.13)$$

Коэффициент k принимает значение 1 или 0. При $k = 1$ учитывается вклад плоской задачи в значение нормального перемещения u_z , а при $k = 0$ не учитывается.

Значения C_1, C_2, C_3 , а также окончательные выражения \bar{u}_x и \bar{u}_z не

приводим, поскольку они очень громоздки, а численные результаты можно получить и без них путем применения соответствующей программы вычислений.

2. В качестве примера рассмотрим два случая, при которых нагружена только верхняя поверхность пластинки-полосы $z = -h/2$, а ее нижняя поверхность $z = h/2$ свободна от нагрузок:

$$a) X^+ = 0, X^- = \gamma q s / 2, Z^+ = 0, Z^- = q$$

$$(\bar{X}_1 = -\gamma \bar{q} s / 4, \bar{X}_2 = \gamma \bar{q} s / 2, \bar{Z}_1 = -\bar{q} / 2, \bar{Z}_2 = \bar{q}) \quad (2.1)$$

$$b) X^+ = 0, X^- = p, Z^+ = 0, Z^- = -\gamma p s / 2$$

$$(\bar{X}_1 = -\bar{p} / 2, \bar{X}_2 = \bar{p}, \bar{Z}_1 = \gamma \bar{p} s / 4, \bar{Z}_2 = -\gamma \bar{p} s / 2) \quad (2.2)$$

В случае а) распределенная нагрузка перпендикулярна, а в случае б) параллельна поверхности $z = -h/2$.

Вычисления будем проводить для ортотропной пластинки-полосы. Пусть

$$a_{12} / a_{11} = -0,3, a_{13} / a_{11} = -0,2, a_{23} / a_{11} = -0,4, a_{22} / a_{11} = 4$$

$$a_{33} / a_{11} = 20, a_{44} / a_{11} = 8, a_{66} / a_{11} = 6, a_{55} / a_{11} = 7 \quad (2.3)$$

Таблица 1 (случай а)

			k=0			k=1		
			$\bar{x} = 0$	$\bar{x}_m =$	$\bar{x} = 1$	$\bar{x} = 0$	$\bar{x}_m =$	$\bar{x} = 1$
$\frac{u_x B_{11}}{h_0 q}$	-H/2	Ут.	91,058	47,073	-5,024	91,437	47,310	-4,551
		Кл.	91,615	46,347	-6,575	91,615	46,347	6,575
	0	Ут.	45,529	46,429	47,03	45,718	46,620	47,22
		Кл.	45,807	46,347	46,53	45,807	46,347	46,53
	H/2	Ут.	0	45,784	99,09	0	45,930	98,00
		Кл.	0	46,347	99,63	0	46,347	99,63
$\frac{u_z B_{11}}{h_0 q}$	-H/2	Ут.	0	210,64	0	10,247	223,22	15,29
		Кл.	0	165,99	0	0	165,99	0
	0	Ут.	-5,675	207,59	0	-0,551	213,88	3,834
		Кл.	0	165,99	0	0	165,99	0
	H/2	Ут.	0	210,64	0	0	210,63	0
		Кл.	0	165,99	0	0	165,99	0

Таблица 2 (случай б)

			k=0			k=1		
			$\bar{x} = 0$	$\bar{x}_m =$	$\bar{x} = 1$	$\bar{x} = 0$	$\bar{x}_m =$	$\bar{x} = 1$
$\frac{u_x B_{11}}{h_0 p}$	-H/2	Ут.	67,203	51,297	45,247	67,071	51,195	45,082
		Кл.	58,294	41,379	34,398	58,294	41,379	34,398
	0	Ут.	33,601	45,496	52,771	33,535	45,389	52,705
		Кл.	29,147	41,379	48,382	29,147	41,379	48,382
	H/2	Ут.	0	39,695	60,295	0	39,582	60,328
		Кл.	0	39,695	60,295	0	39,582	60,328

		Кл.	0	41,379	62,367	0	41,379	62,367
$\frac{u_z B_{11}}{h_0 p}$	-H/2	Ут.	0	51,005	0	0,612	50,998	-1,149
		Кл.	0	57,507	0	0	57,507	0
	0	Ут.	2,038	52,273	0,574	2,344	52,271	-1,921
		Кл.	0	57,507	0	0	57,507	0
	H/2	Ут.	0	51,005	0	0	51,001	0
		Кл.	0	57,507	0	0	57,507	0

Нетрудно проверить, что при (2.3) удовлетворяются условия положительности энергии деформации [1].

В этом случае

$$\chi = 7,161, A_1 = -0,2353, \bar{\Delta}_1 = -20,36, \bar{\Delta}_2 = -22,05 \quad (2.4)$$

С целью сравнения рассмотрим также классический случай, когда

$$\chi = A_1 = \bar{\Delta}_1 = \bar{\Delta}_2 = 0 \quad (2.5)$$

Для выяснения роли члена плоской задачи zW_1 , фигурирующего в выражении нормального перемещения u_z , вычисления будем проводить еще и при его отсутствии ($k=0$).

В табл. 1 и 2 представлены безразмерные значения перемещений \bar{u}_x и \bar{u}_z в точках $\bar{z} = -H/2, \bar{z} = 0, \bar{z} = H/2$ опорных сечений $\bar{x} = 0, \bar{x} = 1$ и сечения максимального прогиба срединной полосы $\bar{x} = \bar{x}_m$.

Данные этих таблиц показывают, что влияние члена плоской задачи zW_1 незначительно и без заметного ущерба точности можно им пренебречь.

3. Рассмотрим пластинку-полосу постоянной толщины. Положив

$$\gamma = 0, H = \beta = 1, \alpha = 1/4 \quad (3.1)$$

для этого случая из (1.9) получим:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}}{d\bar{x}} &= \frac{A_1}{s} \bar{Z}_1 + \frac{\bar{X}_2}{s^2} (1 - \bar{x}) \\ \frac{d^2 \bar{w}}{d\bar{x}^2} &= -\frac{3\alpha_1}{2s^2} \bar{Z}_2 - \frac{6\bar{X}_2}{s^3} (1 - \bar{x}) - \frac{6\bar{Z}_2}{s^4} \bar{x}(1 - \bar{x}) \\ \bar{\Phi}_1 &= \bar{X}_1 - \frac{3\bar{X}_2}{4} + \frac{3\bar{Z}_2}{4s} (1 - 2\bar{x}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Проинтегрировав первые два уравнения (3.2) и определив постоянные интегрирования из условий (1.11) при $\beta = 1$, получим:

$$\begin{aligned} \bar{U}_x &= -\frac{\chi \bar{X}_1}{2} (1 - 2\bar{z}) + \frac{\bar{X}_2}{8s^2} \{ (1 - 2\bar{z}) [8 + s^2 (3\chi + 5A_1)] + 4\bar{x}(2 - \bar{x})(1 + 6\bar{z}) \} + \\ &+ \frac{A_1 \bar{Z}_1}{s} \bar{x} + \frac{\bar{Z}_2}{8s^3} \{ (1 - 2\bar{z})(2 + 3A_1 s^2) + 4\bar{x} \bar{z} [2\bar{x}(3 - 2\bar{x}) + 3A_1 s^2] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{U}_z &= \frac{1-\bar{x}}{4s^3} [4\bar{x}(2-\bar{x}) - A_1 s^2 (1-2\bar{z})(5+6\bar{z})] \bar{X}_2 + \\
&+ \frac{1-2\bar{z}}{2} (\bar{\Delta}_1 - A_1^2) \bar{Z}_1 + \frac{\bar{Z}_2}{16s^4} [3s^4(1-4\bar{z}^2)(\bar{\Delta}_2 - A_1 \alpha_1) + \\
&+ 8\bar{x}(1-2\bar{x}^2 + \bar{x}^3) + 12s^2 \bar{x}(1-\bar{x})(\alpha_1 + 4A_1 \bar{z}^2)]
\end{aligned} \quad (3.3)$$

Рассмотрим случай, когда нижняя поверхность пластинки-полосы $\bar{z} = 1/2$ свободна от нагрузок, а на ее верхней поверхности $\bar{z} = -1/2$ действует только равномерно распределенная касательная нагрузка, параллельная оси x :

$$\begin{aligned}
X^+ = Z^+ = 0, \quad X = p, \quad Z = 0 \\
(\bar{X}_1 = -\bar{p}/2, \quad \bar{X}_2 = \bar{p}, \quad \bar{Z}_1 = \bar{Z}_2 = 0)
\end{aligned} \quad (3.4)$$

С учетом (3.4) из (3.3) находим

$$\begin{aligned}
\bar{u}_x &= \frac{\bar{p}}{8s^2} [12 - 4(1-\bar{x})^2 + 5\alpha_1 s^2] + \bar{z} \frac{\bar{p}}{4s^2} [4 - 12(1-\bar{x})^2 - 5\alpha_1 s^2] \\
\bar{u}_z &= \frac{\bar{p}(1-\bar{x})}{4s^3} \{4\bar{x}(2-\bar{x}) - A_1 s^2 [5 - 4\bar{z}(1+3\bar{z})]\}
\end{aligned} \quad (3.5)$$

При постановке $k = 0$

$$\begin{aligned}
\bar{u}_x &= \frac{\bar{p}}{8s^2} [12 - 4(1-\bar{x})^2 + (5\chi + 3A_1)s^2] + \bar{z} \frac{\bar{p}}{4s^2} [4 - 12(1-\bar{x})^2 - (5\chi + 3A_1)s^2] \\
\bar{u}_z &= \frac{\bar{p}(1-\bar{x})}{4s^3} [4\bar{x}(2-\bar{x}) - 3A_1 s^2 (1-4\bar{z}^2)]
\end{aligned} \quad (3.6)$$

4. Для сравнения задачу пластинки-полосы постоянной толщины при действии только касательной поверхностной нагрузки решим еще и в рамках новой итерационной теории [1]. Отметим, что такое сравнение для случая действия только нормальной поверхностной нагрузки сделано в [3].

В рамках классической теории при (3.4) имеем:

$$\begin{aligned}
\bar{\sigma}_x^0 &= \frac{\bar{p}}{s} (1-\bar{x})(1+6\bar{z}), \quad \bar{\sigma}_y^0 = \bar{B}_{12} \bar{\sigma}_x^0, \quad \bar{\sigma}_z^0 \equiv 0 \\
\bar{\tau}_{xy}^0 &= \bar{\tau}_{yz}^0 \equiv 0, \quad \bar{\tau}_{xz}^0 = -\frac{\bar{p}}{4} [5 - 4\bar{z}(1+3\bar{z})]
\end{aligned} \quad (4.1)$$

Из обобщенного закона Гука для классического значения деформации e_z^0 с учетом (4.1) и в силу основной гипотезы новой итерационной теории [1] имеем:

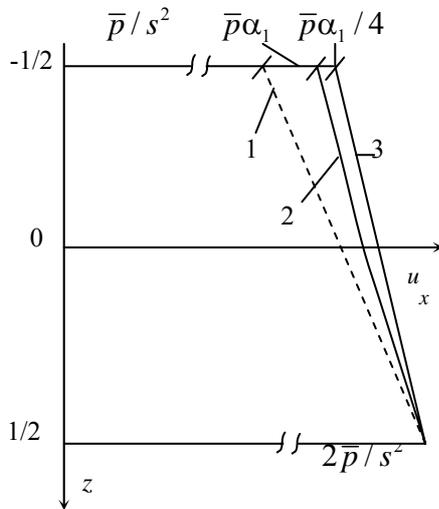
$$e_z = e_z^0 = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}} = \frac{A_1 \bar{p}}{s} (1-\bar{x})(1+6\bar{z}) \quad (4.2)$$

Выполнив необходимые выкладки, для перемещений \bar{u}_x и \bar{u}_z после первой итерации получим:

$$\begin{aligned}
\bar{u}_x &= \frac{\bar{p}}{8s^2} [12 - 4(1-\bar{x})^2 + 3\alpha_1 s^2] + \frac{\bar{z} \bar{p}}{4s^2} [4 - 12(1-\bar{x})^2 - 5\alpha_1 s^2] + \\
&+ \frac{\bar{z}^2 \bar{p}}{2} \alpha_1 (1+2\bar{z})
\end{aligned} \quad (4.3)$$

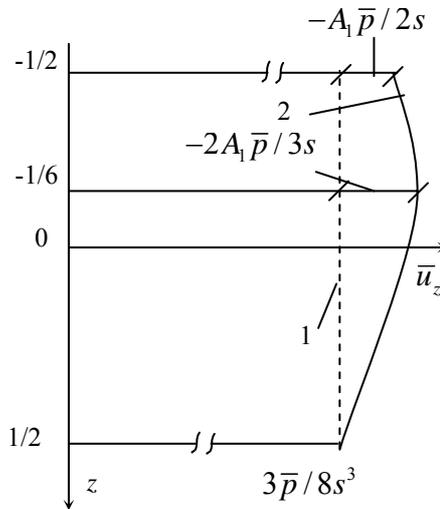
$$\bar{u}_z = \frac{\bar{p}(1-\bar{x})}{4s^3} \{4\bar{x}(2-\bar{x}) - A_1 s^2 [5 - 4\bar{z}(1+3\bar{z})]\}$$

Следует отметить, что из-за статической определенности задачи, последующие итерации приведут к тем же результатам (4.3). Сравнивая (3.5) и (4.3), замечаем, что выражения \bar{u}_z , полученные в рамках теории [2] и новой итерационной теории [1], совпадают. Выражения же перемещения \bar{u}_x , соответствующие отмеченным двум теориям, отличаются друг от друга. Теория [2] приводит к линейному, а новая итерационная теория [1] – к кубическому законам изменения этого перемещения по толщине пластинки-полосы. Нетрудно заметить, что значения \bar{u}_x и \bar{u}_z в точках нижней поверхности $\bar{z} = 1/2$ по обеим теориям совпадают с соответствующими классическими значениями. На фиг. 2 и 3 представлены графики изменения \bar{u}_x и \bar{u}_z по толщине сечений $\bar{x} = 1$ и $\bar{x} = 1/2$ соответственно. Из графиков фиг. 2 замечаем, что, несмотря на разность характеров изменения по толщине, значения \bar{u}_x по обеим теориям практически мало отличаются друг от друга. Интересно отметить, что значения \bar{u}_x в верхних точках $\bar{z} = -1/2$ сечения $\bar{x} = 1$ существенно (по классической теории в два раза) меньше, чем в нижних точках этого сечения. Этот факт объясняется тем, что при нагрузке (3.6) пластинка-полоса кроме продольного сдвига испытывает еще и деформирование поперечного изгиба.



Фиг. 2. Графики \bar{u}_x в сечении $\bar{x} = 1$.

1 – по классической теории, 2 – по итерационной теории [1], 3 – по теории [2].



Фиг. 2. Графики \bar{u}_z в сечении $\bar{x} = 1/2$.

1 – по классической теории, 2 – по итерационной теории [1] и по теории [2].

Сравнение решений (3.5) и (3.6) показывает, что в выражении \bar{u}_z без ущерба точности можно пренебречь членом плоской задачи $\bar{z}\bar{w}_1$. Такое заключение для пластинки-полосы постоянной толщины при действии только нормальной

поверхностной нагрузки сделано в [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян С.А. Теория анизотропных пластин. М.:Наука.1987.360с.
2. Киракосян Р.М. Основные уравнения ортотропных пластин переменной толщины при учете поперечных сдвигов и обжатия.// Изв. НАН РА. Механика. 2002. Т. 55. №4. С.12-23.
3. Киракосян Р.М., Саркисян М.А. Напряженно-деформированное состояние ортотропной пластинки-полосы при учете поперечного сдвига и обжатия. // Изв. НАН РА. Механика. 2003. Т. 56. №3. С.20-29.

Институт механики
НАН Армении

Поступила в редакцию
29.11.2006