

С. Н. КУКУДЖАНОВ

ВЛИЯНИЕ ТАНГЕНЦИАЛЬНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ
 НА СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО-
 НАПРЯЖЕННОЙ ОРТОТРОПНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ
 ОБОЛОЧКИ

Исследуется влияние параметров ортотропии упругого материала на свободные колебания цилиндрической оболочки, находящейся под предварительным действием внешнего давления, при различных тангенциальных граничных условиях, включая упругое закрепление в осевом направлении. Основное внимание уделяется наименьшим частотам, практически наиболее важным и наиболее чувствительным к внешним воздействиям.

Исследование велось на основании полубезмоментной теории [1, 2]. Рассматривались оболочки средней длины и длинные, для которых полубезмоментная теория достаточно хорошо отражает физическую суть явления [3]. Приводятся простые формулы для определения наименьших частот и соответствующих форм волнообразования. При этом получено, что если для незагруженной оболочки упругие постоянные материала в осевом и радиальном направлениях влияют равноценно на наименьшие частоты, то в случае действия внешнего давления большую роль начинают оказывать упругие свойства в радиальном направлении. Причем степень их влияния существенно зависит от величины предварительного напряжения и вида тангенциальных граничных условий. В случае же упругого закрепления края влияние упругих постоянных материала на наименьшие частоты незагруженной оболочки, в отличие от вышесказанного, различно. Приводятся пределы применимости полученных формул.

Введем следующие обозначения: R_z , R_φ — координаты в осевом и радиальном направлениях; R , h , l — радиус, толщина, длина оболочки; E_1 , E_2 — модули упругости в осевом и радиальном направлениях; γ — удельный вес материала; q — внешнее давление, t — время, ϵ — жесткость упругого закрепления.

Используя основные допущения полубезмоментной теории и пренебрегая влиянием продольной компоненты силы инерции [4], получаем основное уравнение относительно радиального перемещения w

$$\epsilon \frac{\partial^4}{\partial z^4} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + w \right) + \frac{E_1}{E_2} \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + \epsilon_2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + w \right) - \frac{\gamma R^2}{E_2 g} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\epsilon = \frac{h^2}{12R^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{\gamma R^2}{E_2 g}, \quad \epsilon_3 = \frac{qR}{E_2 h}$$

и следующие соотношения для определения продольного u и окружного v смещений, осевого T , и сдвигающего S усилий

$$v = \int w d\varphi, \quad u = - \int \frac{dw}{\sigma^2} d\bar{r}, \quad T_s = \frac{E_1 h}{R} \frac{du}{d\bar{r}}, \quad S = - \int \frac{T}{r\bar{r}} d\bar{r} \quad (2)$$

Для решения уравнения (1) в случае замкнутой оболочки необходимо удовлетворить четырем граничным условиям в осевом направлении (по два на каждом крае) и условию периодичности в радиальном направлении. Поэтому решение уравнения (1) ищем в форме

$$w = X(\xi) \cos n\bar{r} \cos \omega t \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в уравнение (1), получаем

$$X^{IV} - \lambda^4 X = 0, \quad \lambda^4 = \frac{7R^2}{E_1 g} \omega^2 n^2 (n^2 + 1) + \rho^2 \frac{E_2}{E_1} n^4 (n^2 - 1) \frac{E_2}{E_1} \varepsilon n^4 (n^2 - 1) \quad (4)$$

Решение уравнения (4) для полубезмоментной оболочки совпадает по форме с обычным решением уравнения свободных поперечных колебаний балки и имеет вид

$$X(\xi) = C_1 \sin \lambda \xi + C_2 \cos \lambda \xi + C_3 \operatorname{sh} \lambda \xi + C_4 \operatorname{ch} \lambda \xi \quad (5)$$

C_i — произвольные постоянные.

Очевидно, что для рассматриваемой оболочки, безмоментной в осевом направлении, не имеют смысла моментные граничные условия, с другой стороны, пренебрежение этими граничными условиями оправдано тем, что относительная зона их влияния на цилиндрическую оболочку (средней длины или длинную) мала и изменение наименьшей частоты незначительно [5].

Выразим на основании соотношений (2) безмоментные граничные условия в осевом направлении ($\xi = \text{const}$) через w . В результате получаем

$$\begin{aligned} v = 0 \quad (X = 0), \quad u = 0 \quad (X' = 0) \\ T_s = 0 \quad (X'' = 0), \quad S = 0 \quad (X''' = 0) \end{aligned} \quad (6)$$

Граничное условие для упругого закрепления края в осевом направлении имеет вид

$$T = \sigma u \quad \left(X'' = \gamma X', \quad \gamma = \frac{cl}{E_1 h} \right) \quad (7)$$

Таким образом, полубезмоментная теория, достаточно хорошо отражая физическую суть явления, позволяет свести сложную задачу колебания цилиндрической оболочки к хорошо известному решению уравнения свободных колебаний балки. Причем упругому закреплению края оболочки в осевом направлении соответствует упругое закрепление конца балки относительно углового смещения [6].

На основании выражения (4) находим зависимость для частоты

$$\frac{\gamma R^2}{E_1 g} = \frac{\lambda^2}{n^2(n^2+1)} = \rho \frac{E_2 n^2(n^2-1)}{E_1(n^2+1)} = \frac{E_2 n^2(n^2-1)^2}{E_1(n^2+1)} \quad (8)$$

Следовательно, если граничные условия для оболочки заданы, то ее собственные частоты ω определяются через соответствующие собственные частоты λ для балки на основании выражения (8), где фигурирует параметр n , характеризующий число полуволн в окружном направлении для той или иной формы колебания.

В дальнейшем исследуем, как влияют постоянные ортотропии на колебания цилиндрической оболочки при различных тангенциальных граничных условиях в зависимости от величины внешнего воздействия.

Рассмотрим различные виды граничных условий, приведенные в таблице (где i соответствует номеру типа граничных условий). Наименьшее собственное значение уравнения (4) для определенного типа граничных условий записано в графе k_i, λ_i , при этом $\lambda_i = \frac{-R}{l}$.

Таблица

i	Граничные условия		λ_i k_i
	$z=0$	$z=l, R$	
1	$v=T_1=0$ ($X=X'=0$)	$v=T_1=0$ ($X=X''=0$)	1
2	$v=T_1=0$ ($X=X''=0$)	$v=u=0$ ($X=X'=0$)	1.25
3	$v=u=0$ ($X=X'=0$)	$v=u=0$ ($X=X''=0$)	1.5
4	$v=u=0$ ($X=X''=0$)	$u=S=0$ ($X=X'''=0$)	0.75
5	$v=u=0$ ($X=X'=0$)	$T_1=S=0$ ($X''=X'''=0$)	0.6
6	$v=T_1=0$ ($X=X''=0$)	$u=S=0$ ($X''=X'''=0$)	0.5
7	$v=0, T_1=cu$ ($X=0, X''=\rho X'$)	$v=T_1=0$ ($X=X''=0$)	$k_7(\rho)$
8	$v=0, T_1=cu$ ($X=0, X'=\rho X'$)	$v=u=0$ ($X=X'=0$)	$k_8(\rho)$

Введем параметр $k_i = \lambda_i \lambda_i^{-1}$, где индекс i соответствует номеру перечисленных граничных условий.

$k_i(\rho)$ ($i=7, 8$) — некоторые функции от относительной жесткости упругого закрепления $\rho = cl/E_1 h$ [7] (фиг. 1). Нетрудно видеть, что при изменении ρ в интервале $0 \leq \rho < \infty$, $k_i(\rho)$ лежат в области значений

$$1 \leq k_i(\rho) \leq 1.25$$

При $\rho=0$, $k_i(0)=1$ получаем известное решение для оболочки со свободно опертыми краями. При $\rho=\infty$, $k_i(\infty)=1.25$ получаем решение для оболочки, у которой один край свободно оперт, а другой жестко заделан.

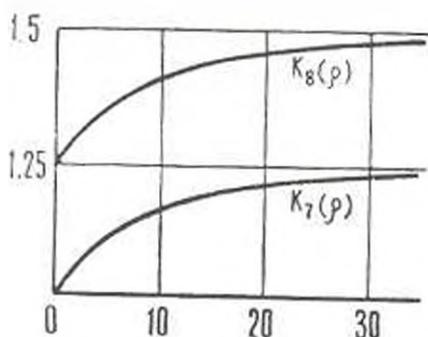
Из графиков $k_i(\rho)$ нетрудно определить то значение относительной жесткости ρ , начиная с которого закрепление края можно считать жестким.

При $\rho = \frac{el}{E_1 h} > 35$ край оболочки можно считать закрепленным жестко, так как $k_s(\rho > 35) \approx 1.25$.

Значения $k_s(\rho)$ определяются второй кривой фиг. 1. При этом, как нетрудно видеть, $k_s(\rho)$ изменяется в интервале

$$1.25 \leq k_s(\rho) \leq 1.5 \quad (9)$$

В данном случае закрепление второго края можно принять жестким при $\rho \geq 30$ и взять $k_s \approx 1.5$.



Фиг. 1.

Практически наибольший интерес представляют наименьшие частоты. Определим в зависимости от величины упругих постоянных E_1 , E_2 а также от величины жесткости упругого закрепления ϵ и предварительного напряжения l^0 значение n_* , при котором реализуется наименьшее значение частоты $\omega_1^2(n)$.

Если $n^2 \gg 1$, то соотношение (8) примет вид

$$\Omega_1 \omega_1^2 = \epsilon n^{-4} - l^0 n^2 = \epsilon \frac{E_2}{E_1} n^4, \quad l_1^0 = \frac{qR}{E_1 h}, \quad \Omega_1 = \frac{R^2}{E_1 g} \quad (10)$$

Представим выражение (10) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \omega_{01}^2 \left(1 - \delta_n^2 \frac{l_1^0}{l_0} \right), & \Omega_1 \omega_{01}^2 &= \epsilon n^{-4} + \frac{E_2}{E_1} \epsilon n^4 \\ \delta_n^2 &= \frac{l_1^0}{T_0'} & T_0' &= \epsilon n^{-6} + \frac{E_2}{E_1} \epsilon n^2, & l_0 &= 1.75 l_1 \epsilon^{3/2} \end{aligned} \quad (11)$$

Введя обозначение $n = x^2$, приходим к следующим соотношениям:

$$\min \omega_{01}^2 = \omega_{01}^2(x_{01}) \quad \text{при} \quad x_{01} = k_7 l_1, \quad x_{01} = (E_1 E_2)^{-1/2} k_7 l_1 \epsilon^{1/4} \quad (12)$$

$$\min T_0' = T_0'(x_0) \quad \text{при} \quad x_0 = k_7 l_1, \quad x_0 = 1.3 (E_1 E_2)^{-1/2} k_7 l_1 \epsilon^{1/2} \quad (13)$$

При этом k_i ($i = 1, \dots, 6$) есть величины постоянные, а при $i = 7, 8$ k_i есть некоторая функция от ρ .

Отметим, что на основании соотношений (12) получаем формулу для наименьшей частоты незагруженной ортотропной оболочки

$$\omega_{0r}^2(n_{0r}) = \frac{2V E_1 E_2 g k_i^2 \lambda_1^2}{R^2} \quad (13)$$

и формулу критического напряжения, согласно соотношений (13),

$$\sigma_{cr}^i = (E_1)^{1/4} (E_2)^{3/4} 1.75 k_i t_0 \varepsilon^{3/4}$$

совпадающую с известными результатами.

На основании рассуждений, аналогичных работе [4], получаем, что $\min \omega_{0r}^2(n)$ будет при $n = n_0$, заключенном в интервале

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1/4} k_i t_0 \varepsilon < n < 1.315 \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1/4} k_i n_0^2, \quad n_0^2 = t_0 \varepsilon^{-1/2} \quad (14)$$

так как $(n_0^2)^2 = 1.315 n_0^2$. Для значений, находящихся в интервале (14), $n_0^2 \gg 1$, если величины $k_i n_0^2 (E_1/E_2)^{1/4} \gg 1$. Это условие приводит к соотношению, ограничивающему l сверху (для оболочек средней длины)

$$\frac{R}{l} \geq 2.74 k_i^{-1} \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1/4} \left(\frac{h}{R}\right)^{1/2} \quad (15)$$

При этом использовалось обычно принятое условие, что $n^2 \gg 1$, если $n_0 \gg 4$. Ограничение l снизу, накладываемое полубезмоментной теорией, будет приведено ниже.

При $n = n_{0r}$ и $n = n_0^2$ из соотношений (11) получаем

$$T_{n_{0r}}^i = k_i t_0 \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^{3/4}, \quad T_{n_0^2}^i = 1.134 k_i t_0 \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^{3/4}, \quad t_0 = 1.75 i_1 \varepsilon^{3/4}$$

$$\omega_{n_{0r}}^i = \frac{t_0}{T_{n_{0r}}^i} = k_i^{-1} \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{3/4}, \quad \omega_{n_0^2}^i = \frac{t_0}{T_{n_0^2}^i} = k_i \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{3/4} \cdot 0.883 \quad (16)$$

$$\omega_{0r}^2(n_{0r}) = k_i^2 \omega_{0r}^2(n_0), \quad \omega_{0r}^2(n_0^2) = 1.155 k_i^2 \omega_{0r}^2(n_0), \quad n_{0r}^2 = \frac{1}{2} \frac{E_1 E_2 g}{R^2} 2 i_1^2 \varepsilon^{3/2} \quad (17)$$

$\omega_{0r}^2(n)$ — наименьшая частота незагруженной ортотропной оболочки со свободно опертыми краями.

Запишем E_1 и E_2 в следующем виде (γ_1, γ_2 — независимые параметры):

$$E_1 = \gamma_1 E, \quad E_2 = \gamma_2 E \quad (18)$$

Подставляя соотношения (16) — (18) в выражение (11), получаем

$$\omega_{0r}^2(n_{0r}) = 1 \frac{\gamma_1 \gamma_2 k_i^2 \varepsilon^2}{\gamma_1^2 \gamma_2^2} \omega_{0r}^2(n_0) \left(1 - 0.883 \frac{k_i^3}{\gamma_1^2 \gamma_2^2} \frac{i_1^0}{t_0}\right)$$

$$\omega_i^2(n_0^0) = 1.155 \sqrt{\frac{\gamma_2 \gamma_3 k_i^2 \omega_0^2(n_0)}{\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3}} \left(1 - \frac{k_i^2}{\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3} \frac{l^0}{l_*} \right), \quad \omega_0^2(n_0) = \frac{E g}{\gamma_1 K} 2 \gamma_2 \gamma_3^{1/2} \quad (19)$$

$$l^0 = \frac{\gamma_2}{E} = \frac{qR}{Eh}, \quad l_* = \frac{\gamma_2}{E} = 1.75 \gamma_1 \varepsilon^{3/4}, \quad \frac{l^0}{l_*} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 \varepsilon^{3/4}}$$

$\omega_0(n_0)$ — наименьшая частота изотропной оболочки с модулем упругости E ($E_1 = \gamma_1 E$, $E_2 = \gamma_2 E$) при шарнирном закреплении краев; γ_1^0 , γ_2^0 — начальное и критическое напряжения.

Функция ω_i^2 при различных граничных условиях в зависимости от l^0/l_* для фиксированных γ_1 и γ_2 , на основании выражений (19), представляет прямые A, C_i и A, C_i , показанные на фиг. 4. Абсцисса точки их пересечения (обозначим ее T_i^0) будет

$$T_i^0 = \frac{l^0}{l_*} = 0.565 k_i \gamma_1^{1/4} \gamma_2^{3/4} \quad (20)$$

Обозначив $l = x l^0$, из выражения (10) получаем

$$\Omega \gamma_1 = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \varepsilon x - 2 \gamma_1^4 x^{-1} - \frac{l^0}{\gamma_1} = 0, \quad l^0 = 2x (\gamma_2^2 - \gamma_1^2 k_i^2 x^{-4}) \quad (21)$$

Отсюда, в частности, при $l^0 = 0$ и $l^0 = \gamma_1^{1/2} \gamma_2^{3/4} k_i l_*$, получаем соотношения $x_1 = x_0^2$ и $x_1^0 = (n^0)^2$.

Введем безразмерные величины

$$N = x x_0^{-2}, \quad T = l^0 l_*^{-1}, \quad (x_0 = k_i \varepsilon^{-1/4}, \quad l_* = 1.75 \gamma_1 \varepsilon^{3/4}) \quad (22)$$

Тогда соотношение (21) примет вид

$$T = 1.15 (\gamma_2 N - \gamma_1 k_i^4 N^{-2}) \quad (23)$$

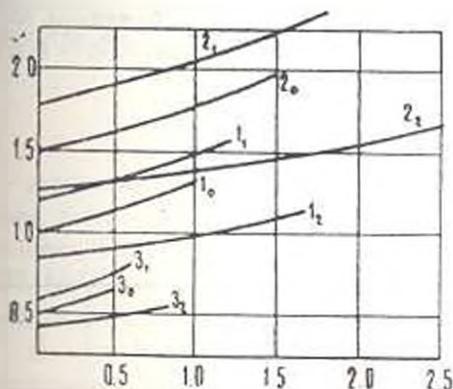
а неравенство (14) будет

$$\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \right)^{2/3} k_i < N < 1.315 \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \right)^{2/3} k_i \quad (24)$$

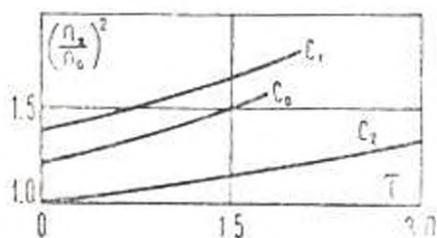
Задавая значения N из интервала (24), определим по формуле (23) соответствующие значения T . Построенные таким образом кривые зависимости $N_{\pm}(T)$ приведены на фиг. 2, в частности, для значений $(\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 1)$ (0), $(\gamma_1 = 2, \gamma_2 = 1)$ (1) и $(\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 2)$ (2) (при $i = 1, 3, 6$) соответственно кривые $1_0, 1_1, 1_2, 2_0, 2_1, 2_2$ и $3_0, 3_1, 3_2$. На фиг. 3 приведены аналогичные кривые для случаев (0), (1), (2), когда край упруго закреплен ($i = 7$) при $c_* = 16 \frac{Eh}{l}$. Отметим, что в случае (1)

относительная жесткость $\rho_* = \frac{c_* l}{\gamma_1 E h} = \frac{c_* l}{2 E h}$, в случае же (2) $\rho_* = \frac{c_* l}{E h}$.

Нетрудно видеть, что число волн n в окружном направлении, при котором реализуется наименьшая частота нагруженной оболочки, существенно зависит от параметров ортотропии, вида граничных условий, величины жесткости упругого закрепления и величины предварительного напряжения. На основании этих кривых и выражения (11) легко определить значения n_0 и соответствующие минимальные частоты $\omega_0(n_0)$ при заданных граничных условиях и нагрузке P .



Фиг. 2.



Фиг. 3.

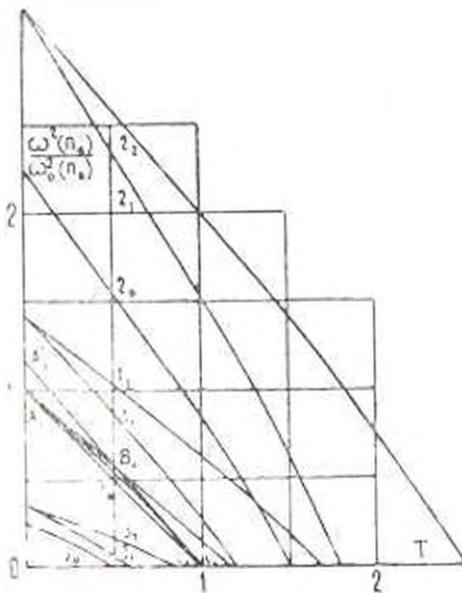
Учитывая, что для внешнего давления, изменяющегося в интервале $0 \leq P_1^{-1} \leq \frac{1}{1+k_1} k_1$, соответствующие значения n_0 лежат в интервале [24], на основании выражения (11) легко построить кривые наименьших значений $\omega^2(n_0)$. Кривая эта заключена в области $A_1 B_1 C_1$, так как наименьший и наибольший угловые коэффициенты для прямой (11) будут у $C_1 A_1$ и $C_1 A_1$, уравнения которых имеют вид (19). На фиг. 4 для краткости представлены только прямые $C_1 A_1$ и $C_1 A_1$. Запишем уравнение прямой $C_1 A_1$

$$\omega_0^2 = \omega_0^2(n_0) k_1 \left[1 - \frac{k_1^{-1}}{1 + \frac{1}{1+k_1} k_1} \frac{P}{E_2} \right] \quad (25)$$

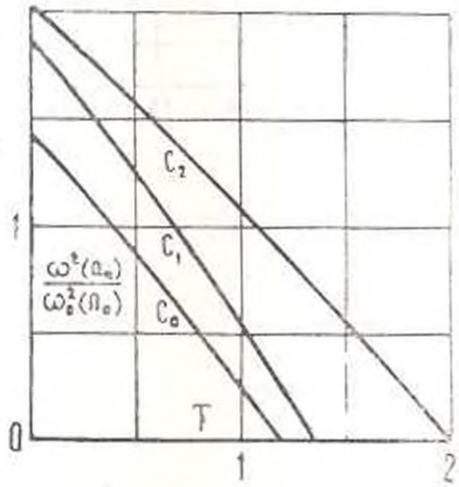
На фиг. 4 для вышечтенных случаев (0), (1), (2) представлены кривые наименьших частот при различных граничных условиях ($i = 1, 3, 6$) в зависимости от величины внешней нагрузки. Аналогичным образом нетрудно построить кривые для иных случаев и иных значений γ_1, γ_2 . Легко заметить, что параметры ортотропии в продольном и окружном направлении по-разному влияют на частоту предварительно-напряженной оболочки. Если для незагруженной оболочки влияние их равноценно, то по мере увеличения внешней нагрузки большую роль начинает играть величина радиального модуля упругости. При этом нетрудно заметить, что вид граничных условий сильнее сказывается по мере возрастания внешней нагрузки и параметров ортотропии.

Случай упругого закрепления края $i=7$ при $\epsilon = \epsilon_*$ представлен на фиг. 5 как для изотропной оболочки $E_1 = E_2 = E$ (кривая C_0), так и для ортотропных оболочек $E_1 = 2E, E_2 = E$ (кривая C_1) и $E_1 = E, E_2 = 2E$ (кривая C_2). При сравнении кривых C_0, C_1, C_2 с $1_0, 1_1, 1_2$ (фиг. 3) можно видеть степень влияния упругого закрепления как для изотропной оболочки, так и для ортотропной. Нетрудно заметить, что для ортотропной незагруженной оболочки, если $\epsilon = 0$, то постоянные E_1 и E_2 в равной мере влияют на наименьшие частоты, тогда как для ортотропной оболочки с упругим закреплением $\epsilon = \epsilon_*$ влияние E_1 и E_2 на наименьшую частоту незагруженной оболочки различно. Это обусловлено тем, что при $i=7, 8$ имеем $k_1 = k_2(\epsilon)$,

$$\epsilon = \frac{c_l}{E_3 h}$$



Фиг. 4.



Фиг. 5.

Таким образом, все вышесказанное относится и к упругому закреплению края, за исключением того, что для незагруженной ортотропной оболочки влияние упругих постоянных материала на наименьшую частоту различно.

На основании (11) можно установить, что отношение $\omega_1^2(\eta)/\omega_0^2(\eta)$ будет минимальным при $\xi_0 = 1$ (для $\eta = \eta_1$), то есть независимо от ϵ , в отличие от минимума частоты $\omega_1^2(\eta)$.

Рассмотрим колебания длинных цилиндрических оболочек, находящихся под действием внешнего давления. В данном случае, ввиду малости $\lambda_0 = k_1(\epsilon)\epsilon$, величина η^2 , при которой реализуется наименьшая частота, сравнима с единицей. Следовательно,

$$\omega_i^2 = \frac{E_2}{\gamma R^3} \frac{\gamma_1 k_i^2 (h/2)^4 - \gamma_2 n^4 (n^2 - 1)^2 - l^0 n^4 (n^2 - 1)}{n^2 (n^2 + 1)}, \quad \nu = \frac{\sigma^0}{E} = \frac{qR}{Eh} \quad (26)$$

Учитывая из вышесказанного, что при колебаниях предварительно-напряженной оболочки более существенную роль играют упругие свойства оболочки в радиальном направлении в сравнении с осевым следует, что при сохранении веса конструкции желательнее проводить радиальные подкрепления. В частности, если оболочка подкреплена достаточно часто расположенными радиальными ребрами, симметричными относительно срединной поверхности, тогда для γ_1, γ_2 получаем следующие значения [3]:

$$\gamma_1 = 1, \quad \gamma_2 = 1 + \frac{12J_z}{ah^3}$$

a — расстояние между подкрепляющими ребрами, J_z — момент инерции сечения радиального ребра относительно центральной оси осевого сечения оболочки. Подставляя данные значения γ_1, γ_2 в выражения (11), (18), (23), (24), получаем наименьшую частоту и соответствующую форму полубезмоментной для оболочки, подкрепленной шпангоутами.

Для ортогональных цилиндрических оболочек условием применимости полубезмоментной теории является соотношение

$$\left(\frac{E_2}{E_1}\right)^{1/2} |\omega^{(2)}| \gg |\omega^{(1)}|$$

которое, как показали расчеты, в данном случае принимает вид

$$\left(\frac{E_2}{E_1}\right)^{1/2} n_i^2 \gg i^2$$

за исключением малых зон, примыкающих к краям оболочки. Отсюда получаем

$$\frac{l}{R} \gg M_0 k_i \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^{1/4} \left(\frac{h}{R}\right)^{1/4} \quad (27)$$

В работе [8] при $k_i = 1$, $E_1 = E_2 = E$ приведена аналогичная оценка, при этом $M_0 = 15$. Подставляя это значение M_0 в (27), получаем условие применимости полубезмоментной теории, ограничивающее l снизу.

Ս. Ն. ԿՈՒԿՈՒՋԱՆՈՎ

ՏԱՆԳԵՆՏԻԱԼ ԵԶՐԱՅԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՍՆԱԹՅԵՄ
 ԼԱՐՎԱՅ ԾՐԹԾՏՐՈՊ ԳԻՆԱՍՏԻՆ ԲԱՎԼԱԹԻ ՍԵՓԱՎԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԳՐԱ

Ա մ փ ո թ ո ռ ը

Ուսումնասիրվում է առաձգական նյութի օրթոտրոպիայի պարամետրների ազդեցության աստիճանը նախապես արտաքին ճնշման ազդեցության տակ անխոչ ցանային թաղանթի սեփական տատանումների ձևի և ճանախակահատվածի վրա տարբեր տանգենցիալ կտրային պայմանների ժամանակ տանցյալին ազդեցությամբ առաձգական ամրացումը ներառյալ:

Հիմնական ուշադրությունը դարձվում է ամենափոքր ճանախակայիններին, որոնք դարձնականապես ավելի կարևոր են և ավելի պրայուն արտաքին ազդեցությունների նկատմամբ:

THE EFFECT OF TANGENTIAL BOUNDARY CONDITIONS
 ON FORCE VIBRATION OF THE PRESTRESSED
 ORTHOTROPIC CYLINDRICAL SHELL.

S. N. KUKUDJANOV

S u m m a r y

The effect is considered of elastic orthotropic material parameters on free vibration of a cylindrical shell under the preliminary action of external pressure and different tangential boundary conditions, including elastic fixing in the axial direction. The main attention is given to the lowest frequencies actually most important and sensible to external influences.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Կուսով В. Э. Некоторые новые задачи строительной механики оболочек и тонкостенных конструкций. Известия АН СССР, ОТИ, 1947, № 1.
2. Կուսով В. В. Теория тонких оболочек. А., Судпрогиз, 1962.
3. Կոլմար А. С. Устойчивость деформируемых систем. М., Физматгиз, 1967.
4. Կուսով С. Н. О влиянии тангенциальных граничных условий на собственные колебания предварительно напряженной цилиндрической оболочки. Прикладная мех. АН СССР, 1973, т. 19, в. 11.
5. Koraberg K. Influence of boundary conditions of the modal characteristics of thin cylindrical shells. MAA J., 1964, v. 2, No. 12.
6. Լիֆտոս Н. А. О влиянии упругого закрепления краев цилиндрической оболочки в осевом направлении на значение первого критического давления. Проблемы устойчивости в строительной механике. М., 1965.
7. Դավыдов И. В. Справочник по расчету собственных колебаний упругих систем, 1946.
8. Զոլոտ В. А. Влияние условий закрепления торцов оболочки на величину критического внешнего давления. Труды VI Всесоюз. конф. по теор. оболочек и пл., Бaku, 1966.