

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

А. А. Хачатрян

Об устойчивости круговой цилиндрической
 оболочки при некоторых нагрузках

1. В настоящей работе рассматривается устойчивость трансверсально-изотропной круговой цилиндрической оболочки средней длины при совместном действии осевого и равномерного поперечного давления и при кручении.

Эти задачи подробно рассмотрены многими авторами, однако все они исходят из классической теории оболочек, т. е. теории, которая опирается на гипотезы Кирхгоффа-Лява.

Здесь мы будем исходить из общей теории анизотропных оболочек, предложенной С. А. Амбарцумяном [1], учитывающей влияние поперечных сдвигов на напряженное и деформированное состояние оболочки.

За координатную поверхность принимается срединная поверхность рассматриваемой оболочки, которая представляется координатами α, β (α — вдоль образующей, β — по дуге поперечного сечения) и радиусом кривизны $R = \text{const}$. Координатная ось γ направлена по внешней нормали к срединной поверхности оболочки. Принимается также, что плоскости изотропии в каждой точке параллельны срединной поверхности оболочки.

В основу теории, данной в работе [1], кладутся следующие гипотезы:

а) нормальные напряжения σ_γ на площадках, параллельных срединной поверхности, пренебрегаются по сравнению с прочими напряжениями;

б) расстояния по нормали (γ) между двумя точками оболочки после деформации остаются неизменными;

в) касательные напряжения $\tau_{\alpha\gamma}$ и $\tau_{\beta\gamma}$ по толщине оболочки изменяются по закону квадратной параболы

$$\tau_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{4} - \gamma^2 \right) \varphi(\alpha, \beta), \quad \tau_{\beta\gamma} = \frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{4} - \gamma^2 \right) \psi(\alpha, \beta), \quad (1.1)$$

где $\varphi(\alpha, \beta)$, $\psi(\alpha, \beta)$ — неизвестные функции, h — толщина оболочки.

Исходя из теории пологих цилиндрических оболочек, для тангенциальных сил (T_1, T_2, S), моментов (M_1, M_2, H) и перерезывающих сил (N_1, N_2) получим следующие выражения [2]:

$$\begin{aligned}
 T_1 &= \frac{Eh}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \nu \frac{\partial v}{\partial \beta} + \frac{\nu}{R} w \right), \\
 T_2 &= \frac{Eh}{1-\nu^2} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \beta} + \frac{1}{R} w \right), \\
 S &= \frac{Eh}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial u}{\partial \beta} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\
 N_1 &= \frac{h^2}{12} \tau, \quad N_2 = \frac{h^2}{12} \psi, \\
 M_1 &= \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left[- \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) w + \frac{h^2}{10G'} \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} + \nu \frac{\partial \psi}{\partial \beta} \right) \right], \\
 M_2 &= \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left[- \left(\nu \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) w + \frac{h^2}{10G'} \left(\nu \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial \beta} \right) \right], \\
 H &= \frac{Eh^3}{24(1+\nu)} \left[-2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \beta} + \frac{h^2}{10G'} \left(\frac{\partial \tau}{\partial \beta} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

где E , ν — модуль упругости и коэффициент Пуассона в плоскостях изотропии; G' — модуль сдвига в плоскостях, нормальных к срединной поверхности; u , v , w — перемещения точек срединной поверхности по направлениям соответственно x , β и γ .

Эти усилия и моменты при отсутствии тангенциальных составляющих внешней нагрузки должны удовлетворять следующим дифференциальным уравнениям равновесия:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial \beta} &= 0, \quad \frac{\partial S}{\partial x} + \frac{\partial T_2}{\partial \beta} = 0, \\
 -\frac{T_2}{R} + \frac{\partial N_1}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial \beta} + Z &= 0, \\
 \frac{\partial M_1}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial \beta} - N_1 &= 0, \\
 \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial M_2}{\partial \beta} - N_2 &= 0,
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

где Z — интенсивность нормальной составляющей внешней нагрузки.

Подставляя (1.2) в (1.3), будем иметь:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) u + \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \beta} + \frac{\nu}{R} \frac{\partial w}{\partial x} &= 0, \\
 \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \beta} + \left(\frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) v + \frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial \beta} &= 0, \\
 -\frac{hE}{R(1-\nu^2)} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \beta} + \frac{w}{R} \right) + \frac{h^2}{12} \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial \beta} \right) + Z &= 0,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial}{\partial x} \Delta w + \frac{h^2}{10 G'} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) \varphi + \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial \beta} \right] - \frac{1-\nu^2}{E} \varphi &= 0, \\
 -\frac{\partial}{\partial \beta} \Delta w + \frac{h^2}{10 G'} \left[\frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial \beta} + \left(\frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) \psi \right] - \frac{1-\nu^2}{E} \psi &= 0,
 \end{aligned} \quad (1.4)$$

где

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2}.$$

Из последних трех уравнений этой системы, исключив φ и ψ , окончательно получим следующую систему трех дифференциальных уравнений относительно перемещений u , v и w :

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) u + \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \beta} + \frac{\nu}{R} \frac{\partial w}{\partial x} &= 0, \\
 \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \beta} + \left(\frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) v + \frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial \beta} &= 0,
 \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$\frac{E h^3}{12(1-\nu^2)} \Delta \Delta w + (1-k_0 \Delta) \left[Z - \frac{E h}{R(1-\nu^2)} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \beta} + \frac{w}{R} \right) \right] = 0,$$

где

$$k_0 = \frac{E h^2}{10(1-\nu^2) G'}.$$

При рассмотрении вопроса устойчивости, предполагаем, что рассматриваемая оболочка до потери устойчивости находится в безмоментном напряженном состоянии. Тогда уравнения устойчивости получим, если в (1.5) заменим Z выражением [3]

$$Z = T_1^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_2^0 \frac{\partial^2 w}{\partial \beta^2} + 2S^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \beta}, \quad (1.6)$$

где T_1^0 , T_2^0 , S^0 — внутренние тангенциальные силы начального безмоментного состояния оболочки. Причем уже под u , v , w нужно понимать дополнительные перемещения, получающиеся вследствие потери устойчивости.

Таким образом, подставляя (1.6) в (1.5), получим следующие три уравнения устойчивости относительно дополнительных перемещений u , v , w :

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) u + \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \beta} + \frac{\nu}{R} \frac{\partial w}{\partial x} &= 0, \\
 \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \beta} + \left(\frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \right) v + \frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial \beta} &= 0, \\
 -\frac{E h^3}{12(1-\nu^2)} \Delta \Delta w + (1-k_0 \Delta) \left[T_1^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_2^0 \frac{\partial^2 w}{\partial \beta^2} + 2S^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \beta} - \right.
 \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$-\frac{Eh}{R(1-\nu^2)}\left(\nu\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{w}{R}\right) = 0.$$

Поступая так, как в [4], эту систему представим в виде

$$\begin{aligned}\Delta\Delta u &= -\frac{\nu}{R}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial^3 w}{\partial x\partial z^2}, \\ \Delta\Delta v &= -\frac{2+\nu}{R}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2\partial z} - \frac{1}{R}\frac{\partial^3 w}{\partial z^3}, \\ \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}\Delta\Delta\Delta\Delta w &+ \frac{Eh}{R^2}(1-k_0\Delta)\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} - \\ &- (1-k_0\Delta)\Delta\Delta\left[T_1^0\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_2^0\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + 2S^0\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial z}\right] = 0.\end{aligned}\quad (1.8)$$

Уравнения (1.8) отличаются от соответствующих уравнений классической теории устойчивости цилиндрических оболочек наличием членов с коэффициентом k_0 .

2. Рассмотрим случай, когда оболочка подвергнута одновременному действию осевого сжатия и равномерного поперечного давления. При этом имеем

$$T_1^0 = -P, \quad T_2^0 = -qR, \quad S^0 = 0. \quad (2.1)$$

Первые два уравнения системы (1.8) остаются без изменения, а третье уравнение в силу (2.1) принимает вид

$$\begin{aligned}\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}\Delta\Delta\Delta\Delta w &+ \frac{Eh}{R^2}(1-k_0\Delta)\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \\ &+ (1-k_0\Delta)\Delta\Delta\left(P\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + qR\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) = 0.\end{aligned}\quad (2.2)$$

Принимая

$$\begin{aligned}u &= A \cos \frac{m\pi x}{l} \sin \frac{n\pi z}{R}, \\ v &= B \sin \frac{m\pi x}{l} \cos \frac{n\pi z}{R}, \\ w &= C \sin \frac{m\pi x}{l} \sin \frac{n\pi z}{R},\end{aligned}\quad (2.3)$$

где A, B, C — некоторые постоянные, l — длина оболочки, удовлетворим условиям шарнирного опирания оболочки по краям.

Подставляя (2.3) в первые два уравнения (1.8), получим

$$A = \frac{\lambda(\lambda^2 - n^2)}{(\lambda^2 + n^2)^2} C, \quad B = -\frac{[(2+\nu)\lambda^2 + n^2]n}{(\lambda^2 + n^2)^2} C, \quad (2.4)$$

где

$$\lambda = \frac{m\pi R}{l}$$

Далее, подставляя значения ω из (2.3) в (2.2), из условия существования нетривиального решения ($C \neq 0$, т. к. при $C = 0$, в силу (2.4) имеем $A = B = 0$) получим уравнение для определения критических значений внешних сил

$$\frac{Pk^2 + qRn^2}{Eh} = c^2 \frac{(\lambda^2 + n^2)^2}{1 + k(\lambda^2 + n^2)} + \frac{\lambda^4}{(\lambda^2 + n^2)^2}, \quad (2.5)$$

где

$$c^2 = \frac{h^2}{12(1 - \nu^2)R^2}, \quad k = \frac{k_0}{R^2} = \frac{Eh^2}{10(1 - \nu^2)R^2G'} \quad (2.6)$$

Отметим, что формула (2.5) при $q = 0$, т. е. когда оболочка находится под действием только осевых сжимающих сил, совпадает с соответствующей формулой, полученной для трансверсально-изотропной цилиндрической панели [6], если только в (2.5) заменить n через $n\pi/b$ (b — центральный угол поперечного сечения панели).

Дальнейшее исследование можно произвести методом, аналогичным методу, данному в книге С. П. Тимошенко [5]. А именно, при данных значениях коэффициента k , если известны размеры оболочки и приняты определенные значения для чисел m и $2n$, которые означают соответственно число полуволн в осевом и окружном направлениях, уравнение (2.5) представит некоторую линейную зависимость между величинами P/Eh и qR/Eh , определяющими внешние давления. Если принять эти величины за прямоугольные координаты, уравнение (2.5) определит прямую линию.

Каждый раз фиксируя m и давая n различные значения, получаем систему таких прямых. Части этих прямых, имеющих для данной абсциссы наименьшие ординаты, образуют ломаную линию, которую можно использовать для определения критических значений внешних сил.

Предположим, что внешние силы меняются так, что их отношение остается постоянным ($P/qR = \text{const}$). Тогда нужно построить прямую, представляющую данное отношение, точки пересечения которой с ломаными линиями определяют соответствующие критические значения внешних сил.

Примером такого отношения может служить, например, случай цилиндрической оболочки, закрытой по краям, подвергнутой действию равномерного внешнего давления. В этом случае $P/qR = 1/2$.

3. В случае кручения рассматриваемой оболочки моментами, приложенными на концах, имеем

$$T_1^0 = T_2^0 = 0, \quad S = \frac{M}{2\pi R^2}, \quad (3.1)$$

где M — приложенный крутящий момент.

При этом первые два уравнения системы (1.8) остаются без изменения, а третье уравнение в силу (3.1) принимает вид

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \Delta \Delta \Delta \Delta w + \frac{Eh}{R^2} (1 - k_0 \Delta) \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} - \frac{M}{\pi R^2} (1 - k_0 \Delta) \Delta \Delta \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \beta} = 0. \quad (3.2)$$

Относительно граничных условий отметим, что удовлетворить всем граничным условиям весьма затруднительно. С другой стороны, известно [4, 5], что при кручении не очень коротких оболочек замена заделки краев оболочки шарнирным закреплением мало сказывается на ее устойчивости. Поэтому здесь, как и в [4], будем удовлетворять только следующим граничным условиям

$$w = 0 \quad \text{при} \quad x = 0 \quad \text{и} \quad x = l. \quad (3.3)$$

Тогда решение уравнения (3.2) можно представить в виде

$$w = \sum_{i=1}^2 C_i \sin \left(\mu_i \frac{x}{R} - n \frac{\beta}{R} \right). \quad (3.4)$$

При этом условия (3.3) сводятся к следующим

$$C_1 + C_2 = 0,$$

$$C_1 \sin \left(\mu_1 \frac{l}{R} - n \frac{\beta}{R} \right) + C_2 \sin \left(\mu_2 \frac{l}{R} - n \frac{\beta}{R} \right) = 0.$$

Эти условия имеют место при любом β и отличных от нуля значениях C_i , если

$$\sin (\mu_2 - \mu_1) \frac{l}{2R} = 0,$$

т. е., когда

$$\mu_2 - \mu_1 = \frac{2m\pi R}{l} \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (3.5)$$

Подставляя (3.4) в (3.2), получим

$$\sum_{i=1}^2 C_i \left\{ \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{(\mu_i^2 + n^2)^2}{R^6} + \frac{Eh}{R^6} \mu_i^3 \left[1 + \frac{k_0}{R^2} (\mu_i^2 + n^2) \right] - \right. \\ \left. - \frac{M}{\pi R^2} \left[1 + \frac{k_0}{R^2} (\mu_i^2 + n^2) \right] n \mu_i \frac{(\mu_i^2 + n^2)^2}{R^6} \right\} \sin \left(\mu_i \frac{x}{R} - n \frac{\beta}{R} \right) = 0.$$

Отсюда для критического значения крутящего момента получим следующее выражение

$$M^* = \pi R^2 E h \left\{ c^2 \frac{(\mu_i^2 + n^2)^2}{n \mu_i [1 + k(\mu_i^2 + n^2)]} + \frac{\mu_i^3}{n(\mu_i^2 + n^2)^2} \right\}, \quad (3.6)$$

где c^2 и k определяются по формулам (2.6). Причем μ_i ($i = 1, 2$) удовлетворяют условию (3.5), кроме того они должны быть такими, что

бы выражение (3.6) принимало одно и то же значение при $i=1$ и $i=2$. Учитывая это, можно дальнейшее исследование произвести графическим методом, аналогичным методу, данному в [4].

Для этого заменим в формуле (3.6) величину μ_i на μ и рассмотрим при фиксированном n выражение

$$y = c^2 \frac{(\mu^2 + n^2)^2}{n\mu [1 + k(\mu^2 + n^2)]} + \frac{\mu^3}{n(\mu^2 + n^2)^2} \quad (3.7)$$

как функцию μ . Так как эта функция нечетная относительно μ , то достаточно рассмотреть ее при $\mu > 0$.

С целью исследования графика функции (3.7), представим ее в виде суммы $y = y_1 + y_2$, где

$$y_1 = c^2 \frac{(\mu^2 + n^2)^2}{n\mu [1 + k(\mu^2 + n^2)]}, \quad y_2 = \frac{\mu^3}{n(\mu^2 + n^2)^2} \quad (3.8)$$

Рассматривая отдельно y_1 и y_2 замечаем, что, на всей положительной оси μ , y_1 имеет единственный экстремум-минимум при

$$\mu = \mu_{01} = \left[\frac{2(1 + kn^2)}{3 + \sqrt{9 + 4kn^2(1 + kn^2)}} \right]^{1/2} n, \quad (3.9)$$

а y_2 имеет единственный экстремум-максимум при $\mu = \mu_{02} = n\sqrt{3}$; причем, как нетрудно показать,

$$\frac{n}{\sqrt{3}} < \mu_{01} < n\sqrt{\frac{1 + kn^2}{3}}. \quad (3.10)$$

Из этих рассмотрений, а также рассмотрением производных функций (3.8) приходим к выводу, что функция y (3.7) монотонно убывает, принимая свое минимальное значение где-то в интервале $0 < \mu < \mu_{01}$, а потом монотонно возрастает до $\mu < n\sqrt{3}$ (может быть несколько больше, чем $n\sqrt{3}$, это уже зависит от геометрических и механических постоянных рассматриваемой оболочки).

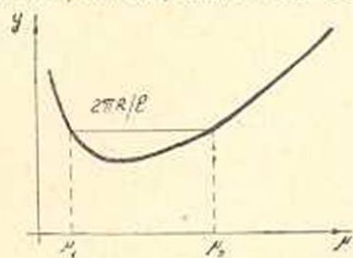
Ограничимся рассмотрением кривой $y = y(\mu)$ только в интервале $0 < \mu < n\sqrt{3}$. Примерный график этой кривой показан на фиг. 1.

Допустим, что в эту кривую проведена хорда, параллельная оси μ , длиной $2m\pi R/l$ (m — фиксированное натуральное число).

Здесь предполагаем, что размеры рассматриваемой оболочки такие, что указанное построение возможно при некотором значении $m > 1$.

Тогда ясно, что ордината этой хорды имеет значение $M^2/\pi R^2 E h$, так как при этом удовлетворяются условия (3.5)

и $y(\mu_1) = y(\mu_2)$. Но так как эта ордината зависит от чисел m и n , то она при различных значениях m и n может принимать различные



Фиг. 1.

значения. Наименьшее из этих ординат, соответствующих всевозможным натуральным m и n , определяет значение искомой критической нагрузки.

Исходя из этого и учитывая, что указанная выше хорда будет расположена тем ниже, чем меньше ее длина, принимаем $m=1$.

Таким образом, с целью определения критического значения крутящего момента (3.7) нужно построить графики функции (3.7) в рассматриваемом интервале для ряда натуральных n и, вкладывая в эти графики указанную хорду длиной $2\pi R/l$, выбрать из них тот, при котором ордината хорды будет наименьшей.

Естественно, что такой путь нахождения наименьшего значения критической силы потребует установления верхней границы числа n — некоторое число N . Определить такое N можно следующим образом.

Рассмотрим y_1 (3.8), которая, как указывалось выше, на всей положительной оси n имеет единственный минимум при $n = n_{01}$ (3.9) равный

$$y_{1\min} = z(n) = c^2 \frac{(n_{01}^2 + n^2)^2}{n n_{01} [1 + k(n_{01}^2 + n^2)]} \quad (3.11)$$

Нетрудно показать, что с возрастанием n n_{01} и $z(n)$ монотонно возрастают.

Построим теперь при каком-нибудь значении n_1 кривую $y = y(n)$ (3.7) и вложим в нее горизонтальную хорду длиной $2\pi R/l$. Пусть ордината этой хорды будет y_0 .

Определив n_0 из равенства

$$y_0 = z(n_0) \quad (3.12)$$

и учитывая, что $z(n)$ возрастает с возрастанием n , можно n_0 принимать за искомую верхнюю границу числа n . Однако нахождение n_0 из (3.12) связано с большими затруднениями. Поэтому в (3.12) заменим $z(n_0)$ выражением

$$z_0(n_0) = \frac{16c^2 n_0^2}{\sqrt{3}(3 + 4kn_0^2)} < z(n_0), \quad (3.13)$$

т. е. в (3.11) положим $n_{01} = n/\sqrt{3}$.

Тогда для n_0 получим

$$n_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{3[1 - 3y_0]}{4c^2 - \sqrt{3}ky_0} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

Ясно, что при такой замене (3.13) получим для n_0 несколько большее значение, чем оно могло получиться из (3.12).

Таким образом, учитывая свойства рассмотренных выше функций и их графиков, в качестве N можем взять ближайшее к n_0 (3.14) целое число.

Ս. Ս. ԽԱՉԱՏՅԱՆ

ԿԼՈՐ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ
ՈՐՈՇ ԲԵՌԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ի Մ

Աշխատությունում դիտարկվում են տրանսվերսալ-իզոտրոպ նյութից պատրաստված կլոր գլանալին թաղանթի կայունության հետևյալ խնդիրները՝ ա) կլոր թաղանթի վրա միամասնակ ազդում են առանցքային սեղմող ուժեր և հավասարաչափ բաշխված արտաքին ճնշումը, բ) կլոր թաղանթը գտնվում է ոլորող մոմենտների ազդեցության տակ:

Հետազոտության հիմքում ընկած է Ս. Ա. Համբարձումյանի կողմից առաջադրված անիզոտրոպ թաղանթների ընդհանուր տեսությունը, որտեղ կատարվում են հետևյալ ընդունելությունները.

1) թաղանթի միջին մակերևույթին զուգահեռ հարթալիներում գործող է նորմալ լարումներն արձամարձվում են մյուս լարումների նկատմամբ:

2) թաղանթի միջին մակերևույթին նորմալ դժային էլեմենտը դեֆորմացիայից հետո էի փոխում իր երկարությունը.

3) $\gamma_{\alpha\beta}$ և $\gamma_{\beta\alpha}$ շոշափող լարումներն ըստ թաղանթի հաստության փոխվում են պարարտական օրենքով (1.1):

Վերը նշված խնդիրներից ա)-ն լուծված է եզրերով հոգակապորեն ամրացված կղրալին պալմանների դեպքում, իսկ ոլորման խնդրում բավարարված են միայն (3.3) կղրալին պալմանները:

Ստացված են բանաձևեր կրիտիկական ուժերի համար, որոնք թաղանթների կլանիկ տեսությունով ստացվող համապատասխան մեծություններից տարբերվում են k գործակցի (2.6) անկախությամբ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Амбарцумян С. А. К общей теории анизотропных оболочек. ПММ*, 22, 1, 1958.
2. Амбарцумян С. А., Пештмалджян Д. В. К теории ортотропных оболочек и пластин. Известия АН АрмССР (серия физ.-мат. наук)*, 12, 1, 1959.
3. Власов В. З. Общая теория оболочек, Гостехиздат, М.—Л., 1949.
4. Даревский В. М., Карташкин Б. Д. Руководство для конструкторов по расчету на прочность газотурбинного двигателя. Методика расчета на прочность и устойчивость корпусов турбореактивных двигателей. Вып. 5, Оборонгиз, М., 1956.
5. Тимошенко С. П. Устойчивость упругих систем, Гостехиздат, М.—Л., 1946.
6. Амбарцумян С. А., Хачатрян А. А. Об устойчивости и колебаниях пологой ортотропной цилиндрической панели. ДАН АрмССР*, 30, 1, 1960.