

С увеличением угла конусности возрастает влияние отверстия на критическую нагрузку.

Л и т е р а т у р а

1. В ы б о р н о в В . Г . Устойчивость усеченных конических оболочек с отверстием при действии внешнего равномерно-го давления и кручения. В сб.: Исследования по теории пластин и оболочек, вып.15. -Казань: Изд-во КГУ, 1980.

2. В ы б о р н о в В . Г . Устойчивость консольных усеченных конических оболочек, ослабленных отверстиями при изгибе сосредоточенной силой. - В сб.: Исследования по теории пластин и оболочек, вып.14. -Казань: Изд-во КГУ, 1979.

К РАСЧЕТУ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТИН И ОБОЛОЧЕК СО СЛОЖНЫМ КОНТУРОМ

В.Н.Паймушин

Зачастую пластины и оболочки, изготовленные из композиционных материалов, имеют сложные очертания контура. Анализ их напряженно-деформированного состояния обычно сводится к отысканию решения уравнений теории анизотропных оболочек в неканонических областях. В виду сложности этих задач к настоящему времени хорошо изученными являются лишь отдельные частные виды оболочек неканонических очертаний, в частности, пластины и цилиндрические панели полигональных форм в плане [1].

В статьях [2-4] был разработан подход к расчету оболочек сложной геометрии, который базируется на построении специальной параметризации срединной поверхности. На его основе в работах [5,6] и др. предложены численные и вариационные методы решения различных задач механики деформирования тонких изотропных пластин и оболочек, имеющих как сложную форму срединной поверхности, так и сложные очертания контура.

В предлагаемой работе изучены особенности применения подхода [2-4] к расчету анизотропных пластин и оболочек с нестандартными очертаниями контура.

I. Предположим, что оболочка отнесена к некоторым криволинейным координатам α^1, α^2 на срединной поверхности \mathcal{G} (или поверхности приведения) и к координате \bar{z} , нормальной к \mathcal{G} . Контур Γ области Ω , занимающей оболочкой на поверхности \mathcal{G} , заданной векторным уравнением

$$\bar{r}^{\circ} = \bar{r}^{\circ}(\alpha^1, \alpha^2), \quad (I)$$

состоит из четырех гладких кусков $\Gamma_{11}, \Gamma_{12}, \Gamma_{21}, \Gamma_{22}$. Последние будем считать не совпадающими с координатными линиями $\alpha^i = \text{const}$. Поэтому в соответствии с [2] на \mathcal{G} выберем некоторую каноническую область Ω_0 , ограниченную контурными линиями $\alpha^i = \alpha^i_n, \alpha^i_k$, которую отобразим на область Ω с помощью векторного равенства

$$\bar{r}(\alpha^i) = \bar{r}^{\circ}(\alpha^i) + H^s(\alpha^i) \bar{r}_s^{\circ} + H_3(\alpha^i) \bar{m}^{\circ} \quad (i, s = 1, 2). \quad (2)$$

Здесь \bar{r}°, \bar{r} - радиус-векторы соответствующих точек $M_0 \in \Omega_0$ и $M \in \Omega$; $\bar{r}_i^{\circ} = \partial \bar{r}^{\circ} / \partial \alpha^i$, \bar{m}° - базисные векторы; $H^s(\alpha^i), H_3(\alpha^i)$ - некоторые непрерывные функции, удовлетворяющие условиям, сформулированным в [2]. При заданном уравнении (I) и построенных функциях H^s, H_3 в области $\Omega \in \mathcal{G}$ базисные векторы \bar{r}_i, \bar{m} , компоненты первого (a_{ik}) и второго (b_{ik}) метрических тензоров определяются по формулам

$$\bar{r}_i = (\delta_i^k + e_i^{\circ k}) \bar{r}_k^{\circ} + \omega_i^{\circ} \bar{m}^{\circ}, \quad \bar{m} = J_0^{-1/2} (\bar{m}^{\circ} E_3^{\circ} + \bar{r}_0^i E_i^{\circ}), \quad (3)$$

$$a_{ik} = a_{ik}^{\circ} + 2\varepsilon_{ik}^{\circ}, \quad b_{ik} = -J_0^{-1/2} \{ \omega_k^{\circ} \nabla_i^{\circ} E_3^{\circ} + (\delta_k^j + e_k^{\circ j}) \nabla_i^{\circ} E_j^{\circ} - \beta_{ij}^{\circ} [E_3^{\circ} (\delta_k^j + e_k^{\circ j}) - \omega_k^{\circ} E_0^j] \}, \quad (4)$$

$$e_i^{\circ k} = \nabla_i^{\circ} H^k - \beta_i^{\circ k} H_3, \quad \omega_i^{\circ} = \nabla_i^{\circ} H_3 + \beta_i^{\circ k} H_k, \quad E_i^{\circ} = \omega_i^{\circ} e_i^{\circ k} - \omega_i^{\circ} (1 + e_k^{\circ k}), \quad E_3^{\circ} = (1 + e_1^{\circ 1})(1 + e_2^{\circ 2}) - e_1^{\circ 2} e_2^{\circ 1}, \quad 2\varepsilon_{ik}^{\circ} = e_{ik}^{\circ} + e_{ki}^{\circ} + e_{ij}^{\circ} e_k^{\circ j} + \omega_i^{\circ} \omega_k^{\circ}, \quad J_0 = 1 + 2\varepsilon_i^{\circ i} + 4(\varepsilon_1^{\circ 1} \varepsilon_2^{\circ 2} - \varepsilon_1^{\circ 2} \varepsilon_2^{\circ 1}), \quad (5)$$

где δ_i^k - символ Кронекера, ∇_i° - символ ковариантного дифференцирования в метрике $a_{ik}^\circ = \bar{z}_i^\circ \bar{z}_k^\circ$; β_{ik}° - второй метрический тензор в точке $M_0 \in \Omega_0$, являющейся образом точки $M \in \Omega$.

Отображение (2) представляет собой фиктивную конечную деформацию $\Omega_0 \in \mathcal{G}$ в $\Omega \in \mathcal{G}$ [2,3] с вектором фиктивных перемещений $\bar{U}_\varphi = H^s \bar{z}_s^\circ + H_3 \bar{m}^\circ$. Будем считать, что параметры α^1 и α^2 , определяющие на \mathcal{G} положение точки $M_0 \in \Omega_0$, кроме того, в силу (2) также и положение $M \in \Omega$, являются переменными Лагранжа. Так как области Ω_0 и Ω принадлежат одной и той же поверхности, заданной уравнением $\bar{z}^\circ = \bar{z}^\circ(\alpha^i)$, положение точки $M \in \Omega$ определяется также некоторыми параметрами x^1, x^2 , являющимися для этой точки переменными Эйлера. Если отображение (2) является взаимно-однозначным, то между x^i и α^i всегда можно установить взаимно-однозначные зависимости вида

$$x^i = x^i(\alpha^1, \alpha^2). \quad (6)$$

Координатные линии $x^i = const \in \mathcal{G}$ принадлежат, как следует из вышеизложенного, тому же семейству координатных линий $\alpha^i = const \in \mathcal{G}$, соответствующих параметризации поверхности \mathcal{G} уравнением $\bar{z}^\circ = \bar{z}^\circ(\alpha^i)$, а зависимости (6) представляют собой переход от независимых переменных x^i к новым независимым переменным α^i , соответствующим параметризации \mathcal{G} уравнением (2). Если теперь предположить, что в параметризации (I) известными являются некоторые тензоры B_0^{ik} , A_0^{ikjs} , B_{ik}° , то в параметризации (2) они могут быть определены по правилам вида

$$B^{mn} = B_0^{ik} D_i^m D_k^n, \quad A^{lqmn} = A_0^{ikjs} D_i^l D_k^q D_j^m D_s^n, \quad (7)$$

$$B_{mn} = B_{ik}^\circ d_m^i d_n^k,$$

где

$$D_i^m = \frac{\partial \alpha^m}{\partial x^i}, \quad d_i^m = \frac{\partial x^m}{\partial \alpha^i}. \quad (8)$$

При построенных зависимостях вида (6) величины D_i^m через найденные значения d_i^m выражаются по формулам (κ - якобиан отображения (6))

$$D_1^1 = d_2^2 / \kappa, \quad D_2^1 = -d_2^1 / \kappa, \quad D_1^2 = -d_1^2 / \kappa, \quad D_2^2 = d_1^1 / \kappa, \\ \kappa = d_1^1 d_2^2 - d_1^2 d_2^1.$$

2. Расчеты пластин и оболочек, изготовленных из композиционных материалов, как правило, основываются на уточненных теориях оболочек, учитывающих поперечные составляющие деформации, в частности, на соотношениях теории типа Тимошенко. Основные соотношения этой теории [7] в случае малых перемещений в обозначениях [2] в построенной в области $\Omega \in G$ метрике a_{ik} имеют вид:

уравнения равновесия

$$\nabla_i T^{ik} - b_i^k N^i + X^k = 0, \quad \nabla_i N^i + b_{ik} T^{ik} + X^3 = 0, \\ \nabla_i M^{ik} - N^k + M^k = 0; \quad (9)$$

кинематические соотношения

$$\varepsilon_{ik}^z = \varepsilon_{ik} + z \alpha_{ik}, \quad 2\varepsilon_{i3} = \omega_i + \gamma_i, \quad \varepsilon_{33} = 0, \\ 2\varepsilon_{ik} = e_{ik} + e_{ki}, \quad 2\alpha_{ik} = \nabla_i \gamma_k + \nabla_k \gamma_i, \quad (10) \\ e_{ik} = \nabla_i u_k - b_{ik} w, \quad \omega_i = \nabla_i w + b_i^k u_k.$$

Здесь T^{ik} , N^i - тангенциальные и перерезывающие усилия; M^{ik} - изгибающие и крутящий моменты; $\bar{X} = X^i \bar{e}_i + X^3 \bar{m}$, $\bar{M} = M^i \bar{e}_i$ - векторы заданных усилий и моментов, приведенных к G

В соотношениях теории типа Тимошенко для кинематических соотношений (10) связь между напряжениями и деформациями используется в виде [7]

$$G^{ik} = A^{ikjs} \varepsilon_{js}^z, \quad G^{i3} = 2A^{i3k3} \varepsilon_{k3}, \quad (11)$$

в которых независимыми являются 9 компонент тензора упругости A^{ijkl} , A^{i1i2} , A^{i2i2} , A^{i2i2} , A^{2222} , A^{i3i3} , A^{i3i3} , A^{2323} . При

расчете конкретных оболочек на основе изложенного подхода известными, как правило, являются компоненты указанного тензора в параметризации (I), через которые входящие в (II) независимые компоненты в параметризации (2) могут быть определены по формулам (7). В развернутой форме необходимые расчетные соотношения примут вид

$$A^{1111} = A_0^{1111} (D_1^1)^4 + 4A_0^{1112} (D_1^1)^3 D_2^1 + (2A_0^{1122} + 4A_0^{1212}) (D_1^1)^2 (D_2^1)^2 + 4A_0^{1222} D_1^1 (D_2^1)^3 + A_0^{2222} (D_2^1)^4,$$

$$A^{1112} = A_0^{1111} (D_1^1)^3 D_1^2 + A_0^{1112} (D_1^1)^2 (D_1^1 D_2^2 + 3D_1^2 D_2^1) + (A_0^{1122} + 2A_0^{1212}) D_1^1 D_2^1 (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + A_0^{1222} (D_2^1)^2 (3D_1^1 D_2^2 + D_2^1 D_1^2) + A_0^{2222} (D_2^1)^3 D_2^2,$$

$$A^{1122} = A_0^{1111} (D_1^1)^2 (D_1^2)^2 + 2A_0^{1112} D_1^1 D_1^2 (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + A_0^{1122} [(D_2^1)^2 (D_1^2)^2 + (D_1^1)^2 (D_2^2)^2] + 4A_0^{1212} D_1^1 D_1^2 D_2^1 D_2^2 + 2A_0^{1222} D_2^1 D_2^2 (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + A_0^{2222} (D_2^1)^2 (D_2^2)^2,$$

$$A^{1212} = A_0^{1111} (D_1^1)^2 (D_1^2)^2 + 2A_0^{1112} D_1^1 D_1^2 (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + 2A_0^{1122} D_1^1 D_1^2 D_2^1 D_2^2 + A_0^{1212} (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1)^2 + 2A_0^{1222} D_2^1 D_2^2 (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + A_0^{2222} (D_2^1)^2 (D_2^2)^2, \quad (I2)$$

$$A^{1222} = A_0^{1111} D_1^1 (D_1^2)^3 + A_0^{1112} (D_1^2)^2 (3D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + (A_0^{1122} + 2A_0^{1212}) D_1^1 D_2^2 (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + A_0^{1222} (D_2^2)^2 (D_1^1 D_2^2 + 3D_1^2 D_2^1) + A_0^{2222} D_2^1 (D_2^2)^3,$$

$$A^{2222} = A_0^{1111} (D_1^2)^4 + 4A_0^{1112} (D_1^2)^3 D_2^2 + (2A_0^{1122} + 4A_0^{1212}) (D_1^2)^2 (D_2^2)^2 + 4A_0^{1222} D_1^2 (D_2^2)^3 + A_0^{2222} (D_2^2)^4,$$

$$A^{1313} = A_0^{1313} (D_1^1)^2 + 2A_0^{1323} D_1^1 D_2^1 + A_0^{2323} (D_2^1)^2,$$

$$A^{1323} = A_0^{1313} D_1^1 D_2^2 + A_0^{1323} (D_1^1 D_2^2 + D_1^2 D_2^1) + A_0^{2323} D_2^1 D_2^2,$$

$$A^{2323} = A_0^{1313} (D_1^2)^2 + 2A_0^{1323} D_1^2 D_2^2 + A_0^{2323} (D_2^2)^2.$$

3. Рассмотрим два примера применения предложенного подхода к формулировке основных соотношений для расчета анизотропных пластин и оболочек со сложным контуром.

Пример I. Круговая цилиндрическая оболочка радиуса R имеет косые срезы, наклоненные к плоскостям нормальных срезов под углами λ_1 и λ_2 (рис. I).

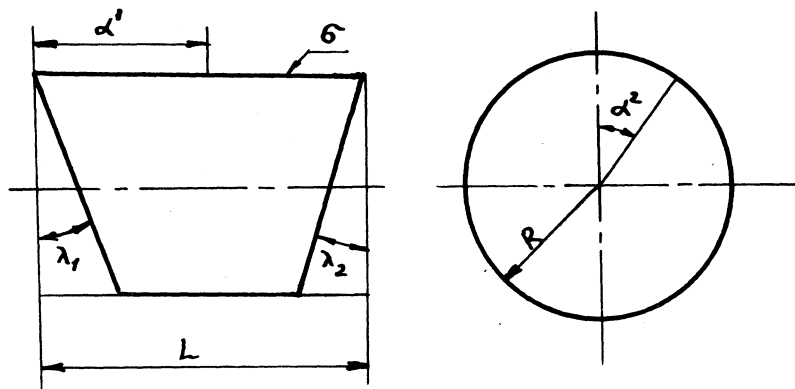


Рис. I.

Отнесем поверхность \mathcal{G} к координатам: α^1 - расстоянию вдоль образующей и α^2 - полярному углу. В такой параметризации, как известно, $a_{11}^0 = 1$, $a_{12}^0 = 0$, $a_{22}^0 = R^2$, $b_{11}^0 = b_{12}^0 = 0$, $b_{22}^0 = -R$. В соответствии с [2] на \mathcal{G} выберем каноническую область Ω_0 , ограниченную координатными линиями $\alpha_{11}^1 = 0$, $\alpha_{1k}^1 = L$. В рассматриваемом случае область $\Omega_0 \in \mathcal{G}$ может быть отображена на область $\Omega \in \mathcal{G}$ с помощью векторного равенства

$$\bar{c}(\alpha^i) = \bar{c}^0(\alpha^i) + H^1(\alpha^i) \bar{c}_1^0, \quad (I3)$$

в котором

$$H^1(\alpha^i) = (\xi_1 - \alpha^1 \xi_2)(1 - \cos \alpha^2),$$

$$\xi_1 = R \operatorname{tg} \lambda_1, \quad \xi_2 = R(\operatorname{tg} \lambda_1 + \operatorname{tg} \lambda_2)/L. \quad (I4)$$

В параметризации (I3) метрические тензоры a_{ik} , b_{ik} и символы Кристоффеля второго рода Γ_{ik}^s в точках области Ω оказываются равными

$$a_{11} = (1 + e_{11}^0)^2, \quad a_{12} = R e_{21}^0 (1 + e_{11}^0), \quad a_{22} = R^2 [1 + (e_{21}^0)^2],$$

$$b_{11} = b_{12} = 0, \quad b_{22} = -R, \quad (I5)$$

$$\Gamma_{11}^1 = \Gamma_{22}^2 = \Gamma_{12}^2 = \Gamma_{11}^2 = 0, \quad \Gamma_{12}^1 = -(1 + e_{11}^0)^{-1} \xi_2 \sin \alpha^2,$$

$$\Gamma_{22}^1 = (1 + e_{11}^0)^{-1} (\xi_1 - \alpha^1 \xi_2) \cos \alpha^2,$$

где $e_{11}^0 = -\xi_2(1 - \cos \alpha^2)$, $e_{21}^0 = (\xi_1 - \alpha^1 \xi_2) \sin \alpha^2 / R$.

В том случае, когда оболочка выполнена из ортотропного материала с известными значениями модулей нормальной упругости E_1 , E_2 в направлениях координатных линий α^1 , α^2 , модулей сдвига G_{12} , G_{13} , G_{23} в соответствующих плос-

костях и коэффициентов Пуассона ν_{12} , ν_{21} , связанных E_1 и E_2 зависимостью $E_1 \nu_{12} = E_2 \nu_{21}$, величины A_o^{ikjS} , входящие в (I2), вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} A_o^{1111} &= E_1 (a_{11}^o)^{-2} (1 - \nu_{12} \nu_{21})^{-1}, \quad A_o^{1122} = \nu_{12} E_1 [a_{11}^o a_{22}^o (1 - \nu_{12} \nu_{21})]^{-1}, \\ A_o^{1212} &= G_{12} (a_{11}^o a_{22}^o)^{-1}, \quad A_o^{2222} = E_2 (a_{22}^o)^{-2} (1 - \nu_{12} \nu_{21})^{-1}, \\ A_o^{1112} &= A_o^{1222} = A_o^{1323} = 0, \quad A_o^{1313} = G_{13} / a_{11}^o, \quad A_o^{2323} = G_{23} / a_{22}^o, \end{aligned} \quad (I6)$$

в которых $a_{11}^o = 1$, $a_{22}^o = R^2$.

В данном случае зависимости (6), как нетрудно убедиться, принимают вид

$$x^1 = \alpha^1 + H^1(\alpha^1, \alpha^2), \quad x^2 = \alpha^2, \quad (I7)$$

а величины D_i^m оказываются равными

$$D_1^1 = (1 + e_{11}^o)^{-1}, \quad D_1^2 = 0, \quad D_2^1 = -R e_{21}^o (1 + e_{11}^o)^{-1}, \quad D_2^2 = 1. \quad (I8)$$

Таким образом, при расчете рассматриваемой оболочки геометрические параметры в уравнениях (9) и (10) определяются формулами (I5), а при построении уравнений состояния используются формулы (II), (I2), (I6) и (I8).

Пример 2. Пусть пластина ограничена контуром Γ , состоящим из четырех гладких кусков Γ_{is} ($i, s = 1, 2$) (рис.2). Если предположить, что материал пластины является ортотропным, у которого заданы упругие характеристики E_1 , E_2 , ν_{12} , G_{12} , G_{13} , G_{23} в направлениях декартовых координат α^1 , α^2 , то в параметризации плоскости указанными декартовыми координатами компоненты A_o^{ikjS} будут вычисляться по формулам (I6), в которых $a_{11}^o = a_{22}^o = 1$. Для некоторых видов областей Ω , указанных в [2,4], на Ω с помощью векторного равенства

$$\bar{c}(\alpha^i) = [\alpha^1 + H^1(\alpha^1, \alpha^2)] \bar{c}_1^o + [\alpha^2 + H^2(\alpha^1, \alpha^2)] \bar{c}_2^o \quad (I9)$$

может быть отображена прямоугольная область Ω_0 , ограниченная координатными линиями $\alpha_n^i = 0, \alpha_k^i = \ell_i$. Из (19) усматриваются зависимости вида (6)

$$x^1 = \alpha^1 + H^1(\alpha^1, \alpha^2), \quad x^2 = \alpha^2 + H^2(\alpha^1, \alpha^2), \quad (20)$$

для которых

$$d_i^K = \delta_i^K + \frac{\partial H^K}{\partial \alpha^i}, \quad K = (1+e_{11}^0)(1+e_{22}^0) - e_{12}^0 e_{21}^0, \quad e_{iK}^0 = \frac{\partial H^i}{\partial \alpha^K}.$$

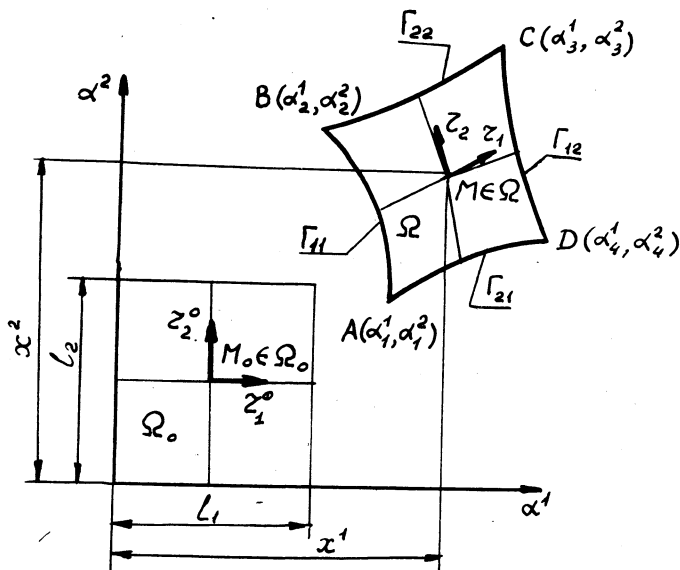


Рис.2.

При построенных функциях H^1, H^2 в точках области $\Omega \in \mathcal{G}$ могут быть найдены величины a_{iK} , Γ_{iK}^s , компоненты тензора A^{ikjs} , входящие в разрешающую систему уравнений задачи. В частности, если область Ω ограничена кусками прямых линий, то, как показано в [2],

$$H^1 = \alpha_1^1 + \frac{\alpha_2^2}{l_2} (\alpha_2^1 - \alpha_1^1) + \frac{\alpha_4^1}{l_1} (\alpha_4^1 - \alpha_1^1 - l_1) + \frac{\alpha_1^1 \alpha_2^2}{l_1 l_2} (\alpha_1^1 - \alpha_2^1 + \alpha_3^1 - \alpha_4^1),$$

$$H^2 = \alpha_1^2 + \frac{\alpha_2^1}{l_1} (\alpha_2^2 - \alpha_1^2) + \frac{\alpha_2^2}{l_2} (\alpha_2^2 - \alpha_1^2 - l_2) + \frac{\alpha_1^1 \alpha_2^2}{l_1 l_2} (\alpha_1^2 - \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - \alpha_4^2),$$

где α_{β}^i ($i = \overline{1, 2}$; $\beta = \overline{1, 4}$) - декартовы координаты угловых точек А, В, С, D (рис.2).

Л и т е р а т у р а

1. Григолюк Э. И., Попович В. Е., Пухлий В. А. О расчете анизотропных цилиндрических панелей с трапециевидным контуром. - В сб.: Тр. Всесоюзн. конф. по теории оболочек и пластин, т.2. (Кутаиси, 1975). - Тбилиси: Мецниереба, 1975, с.558-569.

2. Паймушин В. Н. К проблеме расчета пластин и оболочек со сложным контуром. - "Прикл. механика", т.16, №4, 1980, с.63-70.

3. Паймушин В. Н. К задаче параметризации срединной поверхности оболочки сложной геометрии. - В кн.: Прочность и надежность сложных систем. - Киев: Наукова думка, 1979, с.78-84.

4. Паймушин В. Н. Задача параметризации срединной поверхности оболочек со сложным контуром в плане и об одном методе ее решения. - В сб.: Исследования по теории оболочек. Тр. Семинара, вып.10. Казан. физ.-техн. ин-т КФ АН СССР. Казань, 1978, с.66-78.

5. Корнишин М. С., Паймушин В. Н., Якупов Н. М. Гибкие двухсвязные пластины со сложным очертанием контура. - В сб.: Статика и динамика оболочек. Тр. семинара, вып.12. Казан. физ.-техн. ин-т КФ АН СССР. Казань, 1979, с.80-91.

6. Паймушин В. Н., Фирсов В. А. Интегрально-разностные схемы для решения двумерных краевых задач теории оболочек типа Тимошенко. - В сб.: Численные методы решения задач теории упругости и пластичности, ч. II. - Материалы VI Всесоюзной конф., Ин-т теоретической и прикладной механики Сибирского отделения АН СССР. Новосибирск, 1980, с. II7-124.

7. Рикардс Р. Б., Тетерс Г. А. Устойчивость оболочек из композитных материалов. -Рига: Зинатне, 1974, с.310.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОКРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОСЕВОГО СЖАТИЯ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

М.В.Малеев

Голографическая интерферометрия в последние годы все шире используется для качественного и количественного анализа перемещений оболочек, находящихся под действием различных нагрузок. Методы голографической интерферометрии используются и для изучения докритического поведения круговых цилиндрических оболочек, подвергающихся действию осевого сжатия [1,2].

В настоящей работе проводилось исследование круговых цилиндрических оболочек, изготовленных из алюминиевой фольги и из лавсановой пленки. Целью работы является качественный анализ докритического поведения оболочек.

Исследования осуществлялись с помощью голографического интерферометра, описание которого приводится в работах [3,4]. Для определения поля перемещений использовался двухэкспозиционный метод. Ввиду того, что диапазон перемещений, измеряемых с помощью метода голографической интерферометрии, невелик, использовалось поэтапное нагружение. На каждом этапе приращение нагрузки было одинаково и составило для оболочек, изготовленных из алюминиевой фольги - 9,8 н, а для оболочек, изготовленных из лавсановой пленки - 4,9 н.

Оболочки имели следующие геометрические параметры: длина образующей - $88 \cdot 10^{-3}$ м, радиус основания - $44 \cdot 10^{-3}$ м. Толщина алюминиевой фольги равнялась $0,45 \cdot 10^{-4}$ м, лавсановой пленки - $1 \cdot 10^{-4}$ м. Граничные условия были близки к жесткому защемлению.

В результате проведенных экспериментов были получены интерферограммы, по которым и исследовалось докритическое поведение оболочек. На рис.1 представлена интерферограмма оболочки, изготовленной из алюминиевой фольги. Приращение нагрузки сос -