

УДК 539.3

Г. С. Никогосян, С. О. Саркисян

Упругие тонкие оболочки по несимметричной теории упругости со стесненным вращением

(Представлено академиком Л.А. Агаловяном 31/I 2005)

В последние десятилетия наряду с классической теорией упругости интенсивно развиваются математические модели микрополярных упругих сред с учетом вращательного взаимодействия и моментных напряжений. С использованием методологии континуума на основе микрополярной (несимметричной, моментной) теории упругости рассматривается влияние микроструктуры материала тел на напряженно-деформированное состояние и динамические характеристики; изучаются эффекты концентрации напряжений вокруг отверстий и трещин, задачи механики разрушения. Актуальна проблема построения теорий микрополярных упругих тонких стержней, пластин и оболочек [1]. В [1] с использованием достижений общеизвестной уточненной теории пластин и оболочек [2,3] по трехмерной несимметричной теории упругости с независимыми полями перемещений и вращений [4] на основе метода гипотез построена микрополярная теория пластин и оболочек. На основе метода гипотез по трехмерной несимметричной теории упругости со стесненным вращением [4-8] выведены уравнения тонкой цилиндрической оболочки [9].

Одним из основных методов построения теории упругих тонких стержней, пластин и оболочек является асимптотический метод [10-13], весьма эффективный также при построении теории тонких стержней, пластин и оболочек, когда граничные условия на лицевых поверхностях указанных тел являются неклассическими (в смысле теории пластин и оболочек) [11,12]. В [14] разработан асимптотический подход и построена асимптотическая теория микрополярных упругих тонких пластин, в основе которой лежит трехмерная несимметричная теория упругости с независимыми полями перемещений и вращений (НТУ с НППВ). Построена прикладная-двумерная теория микрополярных упругих тонких пластин на основе НТУ с НППВ. В [15] на основе НТУ с НППВ построены асимптотическая теория микрополярных упругих тонких оболочек и прикладная-двумерная теория микрополярных оболочек.

В данной статье развивается асимптотический подход работ [14,15] и построена асимптотическая теория микрополярных упругих тонких оболочек на основе несимметричной теории упругости со стесненным вращением (НТУ с СВ). Построена прикладная-двумерная теория микрополярных упругих тонких оболочек на основе НТУ с СВ.

1. Будем рассматривать оболочку постоянной толщины $2h$ как трехмерное упругое тело. Дифференциальные уравнения несимметричной теории упругости со стесненным вращением имеют вид [4-6]:

уравнения равновесия

$$\nabla_j \sigma^{ji} = 0, \quad \nabla_j \mu^{ji} + e^{ijk} \cdot \sigma_{jk} = 0; \quad (1.1)$$

соотношения упругости

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ -(\sigma_{ij} + \sigma_{ji}) = 2\mu \cdot \gamma_{ij} + \lambda \cdot \gamma_{kk} \cdot \delta_{ij}, \\ 2 \\ \mu_{ji} = (\gamma + \varepsilon)\kappa_{ji} + (\gamma - \varepsilon)\kappa_{ij} + \beta \cdot \kappa_{kk} \cdot \delta_{ij}; \end{array} \right. \quad (1.2)$$

геометрические соотношения

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \cdot \text{rot } \vec{u}, \quad \gamma_{ji} = \frac{1}{2} \cdot (\nabla_j u_i + \nabla_i u_j), \quad \kappa_{ji} = \nabla_j \omega_i \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (1.3)$$

где σ^{ij} , μ^{ij} - соответственно контравариантные компоненты силового и моментного тензоров напряжений; $\vec{u}$ - вектор перемещения; $\vec{\omega}$ - вектор поворота; γ_{ji} , κ_{ji} - соответственно ковариантные компоненты тензора деформации и тензора изгиба-кручения; λ , μ , β , γ , ε - упругие константы материала оболочки.

Далее отнесем оболочку к триортогональной системе координат α_i ($i = 1, 2, 3$), принятой в теории оболочек [7]. К определяющим уравнениям НТУ с СВ (1.1)-(1.3) присоединим соответствующие граничные условия. Для граничных условий на лицевых поверхностях оболочки примем граничные условия первой граничной задачи НТУ с СВ, которые можем записать:

$$\sigma_{3i} = -\pm q_i^{\pm}, \quad \mu_{3i} = -\pm m_i^{\pm} \quad \text{при} \quad \alpha_3 = \pm h \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.4)$$

Граничными условиями на боковой поверхности оболочки (которая представляет собой замкнутый торец) могут быть граничные условия первой, второй или смешанной граничной задачи НТУ с СВ; для определенности примем граничные условия первой граничной задачи:

$$\sigma_{ji} n_j = p_i^* \quad (i = 1, 2, 3), \quad \mu_{jk} n_j = m_k^* \quad (k = 1, 2, 3) \quad \text{при} \quad \alpha_1 = \alpha_{10}. \quad (1.5)$$

Отметим, что НТУ с СВ имеет некоторые особенности [5]: а) в этой теории Коссера можно считать инвариант моментного тензора напряжений $\mu_{11} + \mu_{22} + \mu_{33}$ равным нулю: $\mu_{11} + \mu_{22} + \mu_{33} = 0$, что в свою очередь означает, что упругая константа β входит в физические соотношения (1.2) формально и не играет никакой роли; б) число как силовых, так и геометрических граничных условий равно пяти, а не шести, как формально было представлено формулами (1.4), (1.5)

Перейдем к построению внутреннего итерационного процесса поставленной краевой задачи НТУ с СВ.

Введем новые независимые переменные, положив [7]:

$$\alpha_i = R \cdot \lambda^{-p} \cdot \xi_i, \quad \alpha_3 = R \cdot \lambda^{-1} \cdot \zeta \quad (i = 1, 2), \quad (1.6)$$

где R - некоторый характерный радиус кривизны срединной поверхности, p, l - целые числа, удовлетворяющие неравенствам $l > p \geq 0$, а λ - большой постоянный параметр, определяемый формулой $h = R \cdot \lambda^{-1}$.

В трехмерных уравнениях (1.1)-(1.3) по формулам работы [15] перейдем к безразмерным величинам

$$(\bar{\tau}_{ij}, \bar{\nu}_{ij}, \bar{\tau}_{33}, \bar{\nu}_{33}, \bar{\tau}_{i3}, \bar{\nu}_{i3} (3 \neq i), \bar{V}_i, \bar{\gamma}', \bar{\varepsilon}', \bar{R}_i, \bar{\mu}', \bar{\lambda}').$$

Будем считать, что упругие константы материала оболочки $\bar{\gamma}'$ и $\bar{\varepsilon}'$ имеют представления

$$\bar{\gamma}' = \lambda^{2l} \cdot \tilde{\gamma}', \quad \bar{\varepsilon}' = \lambda^{2l} \cdot \tilde{\varepsilon}', \quad (1.7)$$

где величины $\tilde{\gamma}'$, $\tilde{\varepsilon}'$ считаются величинами порядка λ^0 .

Тогда из полученной системы уравнений на уровне асимптотической точности $O(\lambda^{p-1})$ часть величин можем получить интегрированием по переменной ζ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{V}_i = \lambda^{l-p} \left(\bar{V}_i^0(\xi_1, \xi_2) + \lambda^{2p-1-c} \zeta \cdot \bar{V}_i^1(\xi_1, \xi_2) \right), \quad \bar{V}_3 = \lambda^{l-c} \cdot \bar{V}_3^0(\xi_1, \xi_2), \\ \bar{\tau}_{ij} = \lambda^l \left(\bar{\tau}_{ij}^0(\xi_1, \xi_2) + \lambda^{2p-1-c} \zeta \cdot \bar{\tau}_{ij}^1(\xi_1, \xi_2) \right), \\ \bar{\tau}_{3i} = \lambda^p \left(\bar{\tau}_{3i}^0(\xi_1, \xi_2) + \zeta \cdot \bar{\tau}_{3i}^1(\xi_1, \xi_2) + \lambda^{2p-1-c} \zeta^2 \cdot \bar{\tau}_{3i}^2(\xi_1, \xi_2) \right), \\ \omega_i = \lambda^{p+l-c} \cdot \bar{\omega}_i^0(\xi_1, \xi_2), \quad \omega_3 = \lambda^l \left(\bar{\omega}_3^0(\xi_1, \xi_2) + \lambda^{2p-1-c} \zeta \cdot \bar{\omega}_3^1(\xi_1, \xi_2) \right), \\ \bar{\nu}_{ij} = \lambda^{2p-1-c} \cdot \bar{\nu}_{ij}^0(\xi_1, \xi_2), \quad \bar{\nu}_{33} = \lambda^{2p-1-c} \cdot \bar{\nu}_{33}^0(\xi_1, \xi_2), \quad (i = 1, 2, j = 1, 2), \end{array} \right. \quad (1.8)$$

где $c = 0$ при $2p \leq 1$ и $c = 2p - 1$ при $2p \geq 1$; $\bar{\tau}_{ij}$ - несимметричный тензор силовых напряжений [7], $\bar{\nu}_{ij}$ - аналогичный тензор для моментных напряжений [15].

Здесь основными функциями, зависящими от ξ_1 и ξ_2 , являются $\bar{V}_i^0(\xi_1, \xi_2)$ и $\bar{V}_3^0(\xi_1, \xi_2)$; остальные величины будут определяться через указанные функции по соответствующим формулам. Остальная часть расчетных величин поставленной трехмерной задачи выражается

через вышеотмеченные величины и через величины $\bar{\nu}_{3i}^*$, для определения которых приходим

к дифференциальным уравнениям (относительно координаты ζ) с соответствующими граничными условиями при $\zeta \pm 1$.

Далее переходим к осредненным по толщине оболочки силовым и моментным характеристикам [14,15] и одновременно к понятиям перемещений и поворотов точек срединной поверхности оболочки. На основе построенной асимптотики для поставленной краевой задачи (1.1)-(1.5) на уровне асимптотической точности $O(\lambda^{p-1})$ приходим к следующей разрешающей системе двумерных уравнений:

уравнения равновесия

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial T_{ii}}{\partial \alpha_i} + \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_j}{\partial \alpha_i} \cdot (T_{ii} - T_{jj}) + \frac{1}{A_j} \cdot \frac{\partial S_{ji}}{\partial \alpha_j} + \\
 + \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot (S_{ij} + S_{ji}) - (q_i^+ + q_i^-) = 0, \\
 \frac{1}{A_1} \cdot \frac{\partial (G_{11} - L_{12})}{\partial \alpha_1} + \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} \cdot ((G_{11} - L_{12}) - (G_{22} + L_{21})) - \\
 - \frac{1}{A_2} \cdot \frac{\partial (H_{21} + L_{22})}{\partial \alpha_2} - \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \frac{\partial A_1}{\partial \alpha_2} \cdot ((H_{12} - L_{11}) + (H_{21} + L_{22})) - \\
 - N_{13} + [h(q_1^+ - q_1^-) + (m_2^+ + m_2^-)] = 0, \\
 \frac{1}{A_2} \cdot \frac{\partial (G_{22} + L_{21})}{\partial \alpha_2} + \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \frac{\partial A_1}{\partial \alpha_2} \cdot ((G_{22} + L_{21}) - (G_{11} - L_{12})) - \\
 - \frac{1}{A_1} \cdot \frac{\partial (H_{12} - L_{11})}{\partial \alpha_1} - \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} \cdot ((H_{21} + L_{22}) + (H_{12} - L_{11})) - \\
 - N_{23} + [h(q_2^+ - q_2^-) - (m_1^+ + m_1^-)] = 0, \\
 \frac{T_{11}}{R_1} + \frac{T_{22}}{R_2} + \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial \alpha_1} (A_2 N_{13}) + \frac{\partial}{\partial \alpha_2} (A_1 N_{23}) \right] + (q_3^+ + q_3^-) = 0;
 \end{array} \right. \quad (1.9)$$

соотношения упругости

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{ii} = 2h \cdot \frac{4\mu(\mu + \lambda)}{2\mu + \lambda} \cdot \left(\Gamma_{ii} + \frac{\lambda}{2(\mu + \lambda)} \cdot \Gamma_{jj} \right), \quad S_{ij} = 2\mu h \cdot \left(\Gamma_{ij} + \Gamma_{ji} \right), \\ G_{ii} = -\frac{2}{3} h^3 \cdot \frac{4\mu(\mu + \lambda)}{2\mu + \lambda} \cdot \left(K_{ii} + \frac{\lambda}{2(\mu + \lambda)} \cdot K_{jj} \right), \quad H_{ij} = -\frac{2}{3} \mu h^3 \cdot \left(K_{ij} + K_{ji} \right), \\ L_{ij} = 2h \cdot \left((\gamma + \varepsilon) \cdot \chi_{ij} - (\gamma - \varepsilon) \cdot \chi_{ji} \right), \quad L_{ii} = 4\gamma h \cdot \chi_{ii}; \end{array} \right. \quad (1.10)$$

геометрические соотношения

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{ii} = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial \alpha_i} + \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot u_j - \frac{w}{R_i}, \quad K_{ii} = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial \beta_i}{\partial \alpha_i} + \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot \beta_j, \\ \Gamma_{ij} = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial \alpha_i} - \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot u_i, \quad K_{ij} = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial \beta_j}{\partial \alpha_i} - \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot \beta_i, \\ \chi_{ii} = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial \Omega_i}{\partial \alpha_i} + \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot \Omega_j - \frac{\Omega_3}{R_i}, \quad \chi_{ij} = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial \Omega_j}{\partial \alpha_i} - \frac{1}{A_i A_j} \cdot \frac{\partial A_i}{\partial \alpha_j} \cdot \Omega_i, \\ \beta_i = \frac{1}{A_i} \cdot \frac{\partial w}{\partial \alpha_i} + \frac{u_i}{R_i}, \quad \Omega_i = (-1)^i \cdot \beta_j, \\ \Omega_3 = -\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{A_1} \cdot \frac{\partial u_2}{\partial \alpha_1} - \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \frac{\partial A_1}{\partial \alpha_2} \cdot u_1 - \frac{1}{A_2} \cdot \frac{\partial u_1}{\partial \alpha_2} + \frac{1}{A_1 A_2} \cdot \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} \cdot u_2 \right). \end{array} \right. \quad (1.11)$$

Здесь T_{ii} , S_{12} , S_{21} - усилия; N_{13} , N_{23} - перерезывающие силы; G_{ii} , H_{12} , H_{21} - моменты силового происхождения; L_{ii} , L_{12} , L_{21} - моменты моментного происхождения; Γ_{ii} , Γ_{12} , Γ_{21} - компоненты тензора деформации в точках срединной поверхности оболочки; K_{ii} , K_{12} , K_{21} - компоненты тензора изгибных деформаций и кручения, связанные с моментами силового происхождения; χ_{ii} , χ_{12} , χ_{21} - компоненты тензора изгибных деформаций и кручения, связанные с моментами моментного происхождения; u_i , w - перемещения точек срединной поверхности оболочки; Ω_i , Ω_3 - компоненты вектора вращения точек срединной поверхности оболочки. После решения основной разрешающей системы уравнений (1.9)-(1.11) остальные искомые величины будут определяться по соответствующим формулам. (1.9)-(1.11) представляют собой уравнения

разрешающей системы прикладной-двумерной теории микрополярных упругих тонких оболочек, когда в ее основу положена трехмерная НТУ с СВ.

2. Обратимся к изучению краевых упругих явлений; отправными также будут уравнения трехмерной теории НТУ с СВ (1.1)-(1.3).

Будем считать, что край оболочки, вблизи которого надо исследовать напряженное состояние, задается уравнением $\alpha_1 = \alpha_{10}$, и введем замену независимых переменных по формулам [7]:

$$\alpha_1 - \alpha_{10} = R\lambda^{-1} \cdot \xi_1, \quad \alpha_2 = R\lambda^{-p} \cdot \xi_2, \quad \alpha_3 = R\lambda^{-1} \cdot \zeta, \quad (2.1)$$

где величины R, λ, l, p имеют тот же смысл, что и в (1.6).

В трехмерных уравнениях (1.1)-(1.3) по формулам работы [15] перейдем к безразмерным величинам и выполним соответствующие замены искомых величин.

После этого уравнения НТУ с СВ можем представить в виде двух групп уравнений и при отбрасывании величин порядка λ^{p-1} получим две отдельные группы независимых однородных уравнений, представляющих собой системы уравнений так называемой смешанной, силовой-моментной (антиплоской и плоской) погранслоистой задачи несимметричной теории упругости. Будем исходить из предположения, что напряженное состояние трехмерного тела оболочки по НТУ с СВ составляется из внутреннего напряженного состояния и погранслоев:

$$(\text{НДС})_{\text{полн}} = (\text{НДС})_{\text{вн}} + \lambda^r \cdot (\text{НДС})_{\text{кр}}^a + \lambda^\theta \cdot (\text{НДС})_{\text{кр}}^b, \quad (2.2)$$

где числа r, θ назовем показателями интенсивности плоского и антиплоского погранслоев, которые пока произвольны. Считается, что погранслои локализуются вблизи бокового края оболочки.

Для того, чтобы осуществить сращивание внутренней задачи и погранслоев по НТУ с СВ, следует подставить (2.2) в граничные условия (1.5). При этом показатели r и θ будем выбирать так, чтобы итерационный процесс для выполнения граничных условий (1.5) был удобным.

Единственно приемлемые значения r и θ в случае нагруженного края оболочки на уровне асимптотической точности $O(\lambda^{p-1})$ определяются так:

$$r = 2p - c, \quad \theta = 2p - c. \quad (2.3)$$

С учетом (2.3), в результате подстановки (2.2) в условия (1.5) и ограничиваясь асимптотической точностью $O(\lambda^{p-1})$, получим, что граничные условия трехмерной теории НТУ с СВ (1.5) расщепляются между внутренней задачей (прикладной-двумерной теорией оболочек) и погранслоистыми задачами.

Для прикладной-двумерной теории микрополярных оболочек (определяющая система уравнений (1.9)-(1.11)) получим граничные условия следующего вида:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left. T_{11} \right|_{\alpha_1=\alpha_{10}} = \int_{-h}^h p_1^* d\alpha_3, \quad \left. S_{12} \right|_{\alpha_1=\alpha_{10}} = \int_{-h}^h p_2^* d\alpha_3, \\ & \left. \left(-N_{13} + \frac{1}{A_2} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha_2} (H_{12} - L_{11}) \right) \right|_{\alpha_1=\alpha_{10}} = \int_{-h}^h \left(p_3^* + \frac{1}{A_2} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha_2} (\alpha_3 \cdot p_2^* - m_1^*) \right) d\alpha_3, \\ & \left. (L_{12} - G_{11}) \right|_{\alpha_1=\alpha_{10}} = \int_{-h}^h (m_2^* + \alpha_3 \cdot p_1^*) d\alpha_3. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Уравнения (1.9)-(1.11) и граничные условия (2.4) составляют граничную задачу прикладной-двумерной теории микрополярных упругих тонких оболочек, когда в ее основу положена трехмерная НТУ с СВ.

Отдельные граничные условия получены также для погранслойных уравнений.

Гюмрийский государственный педагогический институт им. М. Налбандяна

Литература

1. Амбарцумян С.А. Микрополярная теория оболочек и пластин. Ереван. Изд-во НАН Армении. 1999. 214 с.
2. Амбарцумян С.А. Теория анизотропных пластин. М. Наука. 1967. 266 с.
3. Амбарцумян С.А. Общая теория анизотропных оболочек. М. Наука. 1974. 446 с.
4. Новацкий В. Теория упругости. М. Мир. 1975. 862 с.
5. Койтер В. Т. - Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1965. N3. С. 89-112.
6. Миндлин Р. Д., Тирстен Г. Ф. - Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1964. N4. С. 80-114.
7. Савин Г.Н. Основы плоской моментной теории упругости. Киев. Изд-во Киевск. ун-та. 1965. 162 с.
8. Морозов. Н.Ф. Избранные двумерные задачи теории упругости. Л. Изд-во ЛГУ. 1978. 182 с.
9. Бабич Д. В. - ПМ. Т. II. В. 12. 1966. С. 41-48.
10. Гольденвейзер А.Л. Теория упругих тонких оболочек. М. Наука. 1976. 510 с.
11. Агаловян Л.А. Асимптотическая теория анизотропных пластин и оболочек. М. Наука. 1997. 414 с.
12. Агаловян Л.А. - ПМ. 2002. Т. 38. N7. С. 3-24.
13. Саркисян С.О. Общая двумерная теория магнитоупругости тонких оболочек. Ереван. Изд-во АН Армении. 1992. 260 с.
14. Саркисян С.О. В: Сб. науч. трудов, посвященный 80-летию академика НАН РА С.А. Амбарцумяна. Ереван. Изд-во НАН РА. 2002. С. 285-296.
15. Никогосян Г. С., Саркисян С. О. - Изв. НАН Армении. Механика. 2005. Т. 58. N1.

Գ. Ս. Նիկողոսյան, Ս. Հ. Սարգսյան

**Առաձգական բարակ թաղանթները կաշկանդված պտույտներով
առաձգականության ոչ սիմետրիկ տեսությամբ**

Դիտարկվում են եռաչափ բարակ թաղանթի տիրույթում առաձգականության ոչ սիմետրիկ տեսության (երբ պտույտներն արտահայտվում են տեղափոխություններով) ստատիկական խնդրի ընդհանուր հավասարումները համապատասխան եզրային պայմաններով: Ասիմպտոտիկ մեթոդի կիրառմամբ կառուցվում են ներքին ասիմպտոտիկ վերլուծությունը և սահմանային շերտերը: Ցույց է տրվում, որ սահմանային շերտերը երկուսն են՝ հարթ և հակահարթ (միացյալ ուժային-մոմենտային): Ուսումնասիրվում են ներքին և սահմանային շերտի տիպի խնդիրների համակցումը բավարարելու համար թաղանթի կողմնային մակերևույթի վրա առաձգականության ոչ սիմետրիկ տեսության եռաչափ եզրային պայմանները: Այս ուսումնասիրման արդյունքում ինչպես ներքին ասիմպտոտիկ վերլուծության, այնպես էլ սահմանային շերտերի համար ստացվել են առանձին եզրային պայմաններ:

Ասիմպտոտիկ մեթոդի հենքի վրա կառուցված է կաշկանդված պտույտներով միկրոպոլյար առաձգական բարակ թաղանթի ընդհանուր կիրառական-երկչափ տեսությունը:

G. S. Nikoghosyan, S. H. Sargsyan

Elastic Thin Shells on Asymmetric Theory of Elasticity with the Constraint Rotation

The general equations of asymmetric theory of elasticity with the constraint rotation are considered in the sphere of three-dimensional thin shell. The interior iterative process and micropolar boundary layers are constructed by applying the asymptotic method. It is shown that both boundary layers - plane and antiplane, are of mixed force - momental character. The mating of the interior problem and the boundary value problems are studied for the satisfaction of three-dimensional boundary conditions on the lateral surface of the shell. In the result of this research, the boundary conditions for the interior micropolar problem and the separate boundary conditions for micropolar boundary layers are obtained.

On the basis of the asymptotic method, the general applied two-dimensional theory of micropolar shells with the constraint rotation is constructed.