MEXANİKA

ПОСТРОЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО РЕШЕНИЯ ДЛЯ РАДИАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОГО ЦИЛИНДРА В НЕОСЕСИММЕТРИЧНОМ СЛУЧАЕ

Н.К.АХМЕДОВ
Бакинский Государственный Университет

В работе различными способами строятся неоднородные решения для радиально-неоднородного цилиндра в неосесимметричном случае. Методом асимптотического интегрирования уравнений теории упругости построены неоднородные решения. Далее дается алгоритм построения точных частных решений уравнений равновесия для специальных видов нагрузок, боковая поверхность которых нагружена силами, полиномиально зависящими от осевой координаты.

1. Рассмотрим неосесимметричную задачу теории упругости для радиально- неоднородного цилиндра малой толщины. Допустим, в цилиндрической системе координат цилиндр занимает объем

$$\Gamma = \{r \in [r_1, r_2],\ \varphi \in [0, 2\pi],\ z \in [-L; L]\}.$$

Уравнения равновесия при отсутствии массовых сил в цилиндрической системе координат имеют вид [1]:

$$\begin{cases}
\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left[He^{-\varepsilon\rho}\dfrac{\partial u_\rho}{\partial\rho} + \lambda\varepsilon\left(\left(\dfrac{\partial u_\varphi}{\partial\varphi} + u_\rho\right)e^{-\varepsilon\rho} + \dfrac{\partial u_\xi}{\partial\xi}\right)\right] + \varepsilon^2 G \times \\
\times\left[e^{-\varepsilon\rho}\left(\dfrac{\partial^2 u_\rho}{\partial\varphi^2} + \dfrac{1}{\varepsilon}\dfrac{\partial^2 u_\varphi}{\partial\rho\partial\varphi} - 3\dfrac{\partial u_\varphi}{\partial\varphi} + \dfrac{2}{\varepsilon}\dfrac{\partial u_\rho}{\partial\rho} - 2u_\rho\right) + \dfrac{1}{\varepsilon}\dfrac{\partial^2 u_\xi}{\partial\rho\partial\xi} + e^{\varepsilon\rho}\dfrac{\partial^2 u_\rho}{\partial\xi^2}\right] = 0, \\
\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left[Ge^{-\varepsilon\rho}\left(\varepsilon\dfrac{\partial u_\rho}{\partial\varphi} + \dfrac{\partial u_\varphi}{\partial\rho} - \varepsilon u_\varphi\right)\right] + \left(\varepsilon^2 H\dfrac{\partial^2 u_\varphi}{\partial\varphi^2} + \right. \\
\left. + \varepsilon^2(H + 2G)\dfrac{\partial u_\rho}{\partial\varphi} + \lambda\varepsilon\dfrac{\partial^2 u_\rho}{\partial\rho\partial\varphi} + 2G\varepsilon\dfrac{\partial u_\varphi}{\partial\rho} - 2\varepsilon^2 G u_\varphi\right)e^{-\varepsilon\rho} + \\
+ \varepsilon^2 G e^{\varepsilon\rho}\dfrac{\partial^2 u_\varphi}{\partial\xi^2} + \varepsilon^2(G + \lambda)\dfrac{\partial^2 u_\xi}{\partial\xi\partial\varphi} = 0, \\
\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left[G\left(e^{-\varepsilon\rho}\dfrac{\partial u_\xi}{\partial\rho} + \varepsilon\dfrac{\partial u_\rho}{\partial\xi}\right)\right] + \varepsilon^2(G + \lambda)\left(\dfrac{\partial^2 u_\varphi}{\partial\xi\partial\varphi} + \dfrac{\partial u_\rho}{\partial\xi}\right) + \\
+ \left(G\varepsilon\dfrac{\partial u_\xi}{\partial\rho} + \varepsilon^2 G\dfrac{\partial^2 u_\xi}{\partial\varphi^2}\right)e^{-\varepsilon\rho} + \varepsilon^2 He^{\varepsilon\rho}\dfrac{\partial^2 u_\xi}{\partial\xi^2} + \varepsilon\lambda\dfrac{\partial^2 u_\rho}{\partial\rho\partial\xi} = 0,
\end{cases} \tag{1.1}$$

здесь $H = 2G + \lambda$; $\rho = \frac{1}{\varepsilon}\ln\left(\frac{r}{r_0}\right)$, $\xi = \frac{z}{r_0}$ - новые безразмерные переменные, $\rho \in [-1;1]$, $\xi \in [-l;l]$; $\varepsilon = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$ - малый параметр, характеризующий толщину цилиндра, $r_0 = \sqrt{r_1 r_2}$, $l = \frac{L}{r_0}$; u_ρ, u_φ, u_ξ - компоненты вектора перемещений, $u_\rho = \frac{u_r}{r_0}$, $u_\xi = \frac{u_z}{r_0}$, $u_\varphi = \frac{u_\varphi}{r_0}$.

Будем считать, что упругие параметры Ламе $G = G(\rho)$, $\lambda = \lambda(\rho)$ - произвольные положительные кусочно-непрерывные функции переменной ρ.

Изучаем изгибную деформацию цилиндра. Для изгибной деформации компоненты u_ρ, u_ξ вектора перемещения принимаются пропорциональными косинусу, а u_φ - синусу азимутального угла φ [1]:

$$u_\rho = u(\rho,\xi)\cos\varphi,\quad u_\varphi = \upsilon(\rho,\xi)\sin\varphi,\quad u_\xi = w(\rho,\xi)\cos\varphi. \qquad (1.2)$$

Общий случай (пропорциональность $\cos n\varphi$ и, соответственно, $\sin n\varphi$) здесь не рассматривается. С учетом (1.2) уравнения равновесия (1.1) в перемещениях имеют вид:

$$\left(A_0 + \frac{\partial}{\partial\xi}A_1 + \frac{\partial^2}{\partial\xi^2}A_2\right)\bar{a} = \bar{0}, \qquad (1.3)$$

здесь $\bar{a}(\rho;\xi) = (u(\rho;\xi), \upsilon(\rho;\xi), w(\rho;\xi))^T$, A_k - матричные дифференциальные операторы вида:

$$A_0 = \left\| \begin{matrix} \partial((H\partial + \lambda\varepsilon)e^{-\varepsilon\rho}) + \\ + \varepsilon G e^{-\varepsilon\rho}(2\partial - 3\varepsilon) & \varepsilon\partial(\lambda e^{-\varepsilon\rho}) + \varepsilon G e^{-\varepsilon\rho}(\partial - 3\varepsilon) & 0 \\ -\partial(\varepsilon G e^{-\varepsilon\rho}) - e^{-\varepsilon\rho}\times \\ \times(\varepsilon^2(H+2G) + \lambda\varepsilon\partial) & \partial(G e^{-\varepsilon\rho}(\partial - \varepsilon)) + (2\varepsilon G\partial - \varepsilon^2 \times \\ \times (H+2G))e^{-\varepsilon\rho} & 0 \\ 0 & 0 & \partial(G e^{-\varepsilon\rho}\partial) + \varepsilon G e^{-\varepsilon\rho}(\partial - \varepsilon) \end{matrix} \right\|$$

$$A_1 = \left\| \begin{matrix} 0 & 0 & \varepsilon(\partial(\lambda) + G\partial) \\ 0 & 0 & -\varepsilon^2(G+\lambda) \\ \varepsilon^2(G+\lambda) + \lambda\varepsilon\partial + \varepsilon\partial(G) & \varepsilon^2(G+\lambda) & 0 \end{matrix} \right\|$$

$$A_2 = \begin{Vmatrix} \varepsilon^2 G e^{\varepsilon\rho} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^2 G e^{\varepsilon\rho} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^2 H e^{\varepsilon\rho} \end{Vmatrix}, \ \partial = \frac{\partial}{\partial\rho}.$$

Предположим, что на боковую часть границы действует нагрузка

$$\begin{aligned} \sigma_{\rho\rho}\big|_{\rho=\pm1} &= f^{\pm}(\xi)\cos\varphi, \\ \sigma_{\rho\varphi}\big|_{\rho=\pm1} &= t^{\pm}(\xi)\sin\varphi, \\ \sigma_{\rho\xi}\big|_{\rho=\pm1} &= g^{\pm}(\xi)\cos\varphi. \end{aligned} \tag{1.4}$$

Характер граничных условий на торцах уточнять не будем. Однако, будем считать, что на торцах заданы произвольные граничные условия, оставляющие цилиндр в равновесии.

2. Рассмотрим построение частных решений уравнений (1.3), удовлетворяющих граничным условиям (1.4), т.е. неоднородных решений. При построении частных решений (1.3) можно использовать различные приемы. Если относительная толщина цилиндра достаточно мала, а нагрузка, заданная на боковых поверхностях, достаточно гладкая и относительно ε имеет порядок $O(1)$, то для построения однородных решений целесообразно использовать первый итерационный процесс асимптотического метода [2], который позволяет быстрее достичь конечной цели.

С помощью первого итерационного процесса построим частные решения (1.3), удовлетворяющие граничным условиям (1.4). Решения (1.3), (1.4) будем отыскивать в виде

$$\begin{aligned} u(\rho,\xi) &= \varepsilon^{-1}(u_0 + \varepsilon u_1 + \ldots), \\ \upsilon(\rho,\xi) &= \varepsilon^{-1}(\upsilon_0 + \varepsilon \upsilon_1 + \ldots), \\ w(\rho,\xi) &= \varepsilon^{-1}(w_0 + \varepsilon w_1 + \ldots). \end{aligned} \tag{2.1}$$

Подстановка (2.1) в (1.3), (1.4) приводит к системе, последовательное интегрирование которой по ρ дает соотношения для коэффициентов разложения (2.1):

$$u_0 = C_1(\xi),\ \upsilon_0 = C_2(\xi),\ w_0 = C_3(\xi),$$

$$u_1 = -\left(C_2(\xi) + C_1(\xi) + C_3'(\xi)\right)\int_0^{\rho}\frac{\lambda}{H}\,dt + C_4(\xi),$$

$$\upsilon_1 = \rho\left(C_2(\xi) + C_1(\xi)\right) + C_5(\xi),$$

$$w_1 = -\rho C_1'(\xi) + C_6(\xi),$$

где

$$C_1(\xi) = \frac{f(\xi)}{g_0} - \frac{t_0}{g_0}C_3'(\xi) - C_2(\xi),$$

$$\begin{cases} C_2'(\xi) - C_3(\xi) + \dfrac{\left(g_0^2 - t_0^2\right)}{G_0 g_0} C_3''(\xi) = -\dfrac{1}{G_0}\left(g(\xi) + \dfrac{t_0}{g_0} f'(\xi)\right), \\ C_2''(\xi) - C_3'(\xi) = \dfrac{1}{G_0}\left(f(\xi) - t(\xi)\right), \end{cases}$$

$$C_4(\xi) = -C_5(\xi) - \frac{t_0}{g_0} C_6'(\xi) + \frac{(Q_0 - g_1 + g_0)}{g_0}\left(C_1(\xi) + C_2(\xi)\right) +$$
$$+ \frac{(g_1 - g_0)}{g_0} C_2''(\xi) + \frac{(2t_1 - t_0)}{g_0} C_1''(\xi) + \frac{(Q_1 - g_1 + g_0)}{g_0} C_3'(\xi) +$$
$$+ \frac{(g_1 - g_0)}{g_0} C_3''''(\xi) + \frac{1}{g_0}\left(2t^-(\xi) + \frac{2dg^-(\xi)}{d\xi} + f^-(\xi)\int_{-1}^{1} \frac{2G}{H} d\rho \right);$$

$$\begin{cases} \left(g_0 - \dfrac{t_0^2}{g_0} \right) C_6''(\xi) + G_0 C_5'(\xi) - G_0 C_6(\xi) = \\ = \left(Q_4 - g_1 + \dfrac{t_0(g_1 - g_0 - Q_0)}{g_0} \right) C_1'(\xi) + \\ + \left(G_0 + t_0 - 2G_1 - 2t_1 + Q_4 - \dfrac{t_0}{g_0} Q_0 + \dfrac{t_0(g_1 - g_0)}{g_0} \right) C_2'(\xi) + \\ + \left(Q_5 + \dfrac{t_0(g_1 - g_0 - Q_1)}{g_0} \right) C_3''(\xi) + \dfrac{t_0(g_0 - g_1)}{g_0}\left(C_4^{(IV)}(\xi) + C_2''''(\xi)\right) + \\ + \left(g_1 + \dfrac{t_0(t_0 - 2t_1)}{g_0} \right) C_1'''(\xi) - G_0 C_3(\xi) - 2g^-(\xi) - \\ - \dfrac{2t_0}{g_0}\left(\dfrac{d^2 g^-}{d\xi^2} + \dfrac{dt^-}{d\xi} \right) - \dfrac{df^-}{d\xi}\displaystyle\int_{-1}^{1} \dfrac{\lambda}{H} d\rho - \dfrac{t_0}{g_0}\dfrac{df^-}{d\xi}\displaystyle\int_{-1}^{1}\dfrac{2G}{H} d\rho, \\ G_0 C_5''(\xi) - G_0 C_6'(\xi) = (Q_0 - Q_2 + g_0 - g_1)\left(C_2(\xi) + C_1(\xi)\right) + \\ + (2t_1 - g_1 - t_0) C_1''(\xi) + (Q_1 - Q_3 + g_0 - g_1) C_3'(\xi) + (g_1 - g_0 - 2G_1) C_2''(\xi) + \\ + (g_1 - g_0) C_3''''(\xi) + 2\left(f^-(\xi) - t^-(\xi)\right) + 2\dfrac{dg^-}{d\xi}; \end{cases}$$

$$t(\xi) = t^+(\xi) - t^-(\xi); \quad g(\xi) = g^+(\xi) - g^-(\xi); \quad f(\xi) = f^+(\xi) - f^-(\xi);$$

$$Q_0 = \int_{-1}^{1} \frac{2G}{H}\left(\int_{-1}^{\rho} \frac{4G(G+\lambda)}{H} dt \right) d\rho + \int_{-1}^{1} \frac{4G(G+\lambda)}{H}\left(\int_{0}^{\rho} \frac{\lambda}{H} dt \right) d\rho;$$

$$Q_1 = \int_{-1}^{1} \frac{4G(G+\lambda)}{H}\left(\int_{0}^{\rho} \frac{\lambda}{H} dt \right) d\rho + 2\int_{-1}^{1} G\left(\int_{-1}^{\rho} \frac{2G\lambda}{H} dt \right) d\rho;$$

$$Q_2=2(g_0-g_1)-\int_{-1}^{1}\frac{\lambda}{H}\left(\int_{-1}^{\rho}\frac{4G(G+\lambda)}{H}dt\right)d\rho+\int_{-1}^{1}\frac{4G(G+\lambda)}{H}\left(\int_{0}^{\rho}\frac{\lambda}{H}dt\right)d\rho;$$

$$Q_3=\int_{-1}^{1}\frac{4G(G+\lambda)}{H}\left(\int_{0}^{\rho}\frac{\lambda}{H}dt\right)d\rho-\int_{-1}^{1}\lambda\left(\int_{-1}^{\rho}\frac{2G\lambda}{H}dt\right)d\rho+2(G_0+t_0-G_1-t_1);$$

$$Q_4=t_0-t_1+\int_{-1}^{1}\frac{2G\lambda}{H}\left(\int_{0}^{\rho}\frac{\lambda}{H}dt\right)d\rho-\int_{-1}^{1}\frac{\lambda}{H}\left(\int_{-1}^{\rho}\frac{4G(G+\lambda)}{H}dt\right)d\rho;$$

$$Q_5=G_0+t_0-2(G_1+t_1)+\int_{-1}^{1}\frac{2G\lambda}{H}\left(\int_{0}^{\rho}\frac{\lambda}{H}dt\right)d\rho-\int_{-1}^{1}\frac{\lambda}{H}\left(\int_{-1}^{\rho}\frac{4G(G+\lambda)}{H}dt\right)d\rho;$$

$$g_k=\int_{-1}^{1}\frac{4G(G+\lambda)}{H}\rho^k d\rho;\quad t_k=\int_{-1}^{1}\frac{2G\lambda}{H}\rho^k d\rho;\quad G_k=\int_{-1}^{1}G\rho^k d\rho.$$

3. Построим неоднородные решения для радиально- неоднородного цилиндра методом, изложенным в [3-5].

Считаем, что на боковых поверхностях цилиндра заданы следующие граничные условия:

$$\begin{gathered}\sigma_{\rho\rho}\big|_{\rho=\pm1}=\tau_{\pm}\frac{\xi^m}{m!}\cos\varphi,\\ \sigma_{\rho\varphi}\big|_{\rho=\pm1}=q_{\pm}\frac{\xi^m}{m!}\sin\varphi,\\ \sigma_{\rho\xi}\big|_{\rho=\pm1}=t_{\pm}\frac{\xi^m}{m!}\cos\varphi,\end{gathered}\tag{3.1}$$

где $\tau_{\pm}$, $q_{\pm}$, $t_{\pm}$ -интенсивности нормальных и касательных напряжений, соответственно.

Подставляя (1.2) в (3.1), с помощью обобщённого закона Гука получаем:

$$\left(B_0+\frac{\partial}{\partial\xi}B_1\right)\bar{a}=\bar{\sigma}_{\pm}\frac{\xi^m}{m!},\tag{3.2}$$

здесь $\bar{\sigma}_{\pm}=(\tau_{\pm},q_{\pm},t_{\pm})$,

$$B_0=\begin{Vmatrix}\left(\frac{H}{\varepsilon}\partial+\lambda\right)e^{-\varepsilon\rho} & \lambda e^{-\varepsilon\rho} & 0\\ -Ge^{-\varepsilon\rho} & \left(\frac{G}{\varepsilon}\partial-G\right)e^{-\varepsilon\rho} & 0\\ 0 & 0 & \frac{Ge^{-\varepsilon\rho}}{\varepsilon}\partial\end{Vmatrix},$$

$$B_1 = \begin{Vmatrix} 0 & 0 & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \\ G & 0 & 0 \end{Vmatrix}.$$

Отметим, что, имея набор решений для различных целых $''m''$, можно построить решения для произвольных граничных условий, заданных гладкими функциями, аппроксимировав их предварительно полиномами.

Рассмотрим сначала вспомогательную задачу. Предположим, что на боковых поверхностях вместо степенной нагрузки задана нагрузка:

$$\sigma_{\rho\rho}\big|_{\rho=\pm1} = \tau_{\pm} e^{\alpha\xi} \cos\varphi,$$

$$\sigma_{\rho\varphi}\big|_{\rho=\pm1} = q_{\pm} e^{\alpha\xi} \sin\varphi, \tag{3.3}$$

$$\sigma_{\rho\xi}\big|_{\rho=\pm1} = t_{\pm} e^{\alpha\xi} \cos\varphi.$$

С учетом обобщённого закона Гука и (1.2), из (3.3) получаем:

$$\left(B_0 + \frac{\partial}{\partial\xi} B_1\right)\overline{a} = \overline{\sigma}_{\pm} e^{\alpha\xi}. \tag{3.4}$$

При такой нагрузке решение задачи (1.3), (3.4) ищем в виде

$$\overline{a}(\rho,\xi) = \overline{b}(\rho) e^{\alpha\xi}, \tag{3.5}$$

где $\overline{b}(\rho) = (\widetilde{u}(\rho),\ \widetilde{\upsilon}(\rho),\ \widetilde{w}(\rho))$

После подстановки (3.5) в (1.3) и (3.4) имеем:

$$\begin{cases} \left(A_0 + \alpha A_1 + \alpha^2 A_2\right)\overline{b} = \overline{0}, \\ \left(B_0 + \alpha B_1\right)\overline{b}\big|_{\rho=\pm1} = \overline{\sigma}_{\pm}. \end{cases} \tag{3.6}$$

Решения (3.6) являются мероморфной функцией спектрального параметра α. Полюса её совпадает со спектром однородной задачи, когда $\overline{\sigma}_{\pm} = \overline{0}$:

$$\begin{cases} \left(A_0 + \alpha A_1 + \alpha^2 A_2\right)\overline{b} = \overline{0}, \\ \left(B_0 + \alpha B_1\right)\overline{b}\big|_{\rho=\pm1} = \overline{0}. \end{cases} \tag{3.7}$$

Можно показать, что $\alpha = 0$ является четырёхкратной точкой спектра однородной задачи (3.7). В окрестности нуля решения краевых задачи (3.6) имеют вид:

$$\overline{b}(\rho) = \alpha^{-4} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha^k \overline{b}_k(\rho). \tag{3.8}$$

Введем оператор

$$P(\cdot) = \frac{1}{(m+4)!} \lim_{\alpha\to 0} \frac{d^{(m+4)}\alpha^4(\cdot)}{d\alpha^{m+4}}. \tag{3.9}$$

Если к правой части (3.4) применить оператор $P(\cdot)$, то получим выражение, стоящее в правой части (3.2). Подставим (3.8) в (3.5), а затем в (1.3), (3.4). Далее, подействуем на (1.3), (3.4) оператором (3.9) и, приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях ξ, получаем рекуррентную систему краевых задач для определения $\overline{b_k}(\rho)$:

$$\begin{cases} A_0\overline{b_0} = \overline{0}, \\ B_0\overline{b_0}\Big|_{\rho=\pm1} = \overline{0}; \end{cases} \tag{3.10}$$

$$\begin{cases} A_0\overline{b_1} + A_1\overline{b_0} = \overline{0}, \\ \left(B_0\overline{b_1} + B_1\overline{b_0}\right)\Big|_{\rho=\pm1} = \overline{0}; \end{cases} \tag{3.11}$$

$$\begin{cases} A_0\overline{b_2} + A_1\overline{b_1} + A_2\overline{b_0} = \overline{0}, \\ \left(B_0\overline{b_2} + B_1\overline{b_1}\right)\Big|_{\rho=\pm1} = \overline{0}; \end{cases} \tag{3.12}$$

$$\begin{cases} A_0\overline{b_3} + A_1\overline{b_2} + A_2\overline{b_1} = \overline{0}, \\ \left(B_0\overline{b_3} + B_1\overline{b_2}\right)\Big|_{\rho=\pm1} = \overline{0}; \end{cases} \tag{3.13}$$

$$\begin{cases} A_0\overline{b_{4+k}} + A_1\overline{b_{3+k}} + A_2\overline{b_{2+k}} = \overline{0}, \\ \left(B_0\overline{b_{4+k}} + B_1\overline{b_{3+k}}\right)\Big|_{\rho=\pm1} = \overline{\sigma}_{\pm}\delta_{0k}, \end{cases} \tag{3.14}$$

здесь δ_{0k} - символы Кронекера, $k = \overline{0,m}$. Решение, удовлетворяющее граничному условию (3.2), принимает вид:

$$\overline{a}(\rho;\xi) = \sum_{k=0}^{m+4} \frac{\xi^{m+4-k}}{(m+4-k)!}\overline{b_k}(\rho).$$

Система краевых задач (3.10)-(3.14) эффективно решается методом малого параметра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лурье А.И. Теория упругости. М.: Наука, 1970. 939с.
2. Гольденвейзер А.Л. Построение приближенной теории изгиба оболочки при помощи асимптотического интегрирования уравнений теории упругости. Прикладная математика и механика. 1963, т.27, вып.4, с.593-608.
3. Устинов Ю.А. О построении неоднородных решений для плит с переменными упругими свойствами по толщине. Изв. Север. Кавказ. Науч. Центра, естеств. науки, 1974, т.4, с.46-49.
4. Устинов Ю.А. Осесимметричное напряженно- деформированное состояние неоднородной цилиндрической оболочки малой толщины. Прикладная механика. 1975, т.11, вып.7, с.35-41.
5. Ахмедов Н.К. О построении неоднородных решений для радиально-слоистого цилиндра. Вестник Бакинского Государственного Университета, серия физ.-матем. наук, 2006, №4, с.82-89.

SİMMETRİK OLMAYAN HALDA QEYRİ-BİRCİNS SİLİNDR ÜÇÜN QEYRİ-BİRCİNS HƏLLƏRİN QURULMASI

N.Q.ƏHMƏDOV

XÜLASƏ

Bu işdə simmetrik olmayan halda radial qeyri-bircins silindr üçün qeyri-bircins həllər müxtəlif üsullarla qurulur. Elastikiyyət nəzəriyyəsi tənliklərinin asimptotik inteqrallanması üsulu ilə qeyri-bircins həllər müəyyən edilir. Yan səthə silindrin oxu istiqamətindəki koordinatdan çoxhədli şəklində asılı olan qüvvə təsir etdikdə tarazlıq tənliklərinin xüsusi həllinin dəqiq qurulması alqoritmi verilir.

ON CONSTRUCTION OF INHOMOGENEOUS SOLUTIONS FOR A RADIALLY-LAMINARY CYLINDER

N.K.AKHMEDOV

SUMMARY

In the paper inhomogeneous solutions for a radially-laminary cylinder are constructed. Algorithm for construction of exact particular solutions of equilibrium equations is given for special forms of loads whose lateral surface is loaded by forces that polynomially depend on axial coordinate. Having a set of solutions we can construct solutions for arbitrary boundary conditions given by smooth functions, preliminarily approximating them by polynomials.