

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA’LIM, FAN VA
INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI**

**MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI O‘ZBEKISTON MILLIY
UNIVERSITETINING JIZZAX FILIALI**



KOMPYUTER ILMLARI VA MUHANDISLIK TEXNOLOGIYALARI
mavzusidagi Xalqaro ilmiy-texnik anjuman materiallari to‘plami
2026-yil 25-26-sentabr

(1-qism)

JIZZAX-2026

Kompyuter ilmlari va muhandislik texnologiyalari. Xalqaro ilmiy-texnik anjuman materiallari to'plami – Jizzax: O'zMU Jizzax filiali, 2026-yil 25-26-sentabr. 507-bet.

Xalqaro miqyosidagi ilmiy-texnik anjuman materiallarida zamonaviy kompyuter ilmlari va muhandislik texnologiyalari sohasidagi innovatsion tadqiqotlar aks etgan.

Globalashuv sharoitida davlatimizni yanada barqaror va jadal sur'atlar bilan rivojlantirish bo'yicha amalga oshirilayotgan islohotlar samarasini yaxshilash sohasidagi ilmiy-tadqiqot ishlariga alohida e'tibor qaratilgan. Zero iqtisodiyotning, ijtimoiy sohalarni qamrab olgan modernizatsiya jarayonlari, hayotning barcha sohalarini liberallashtirishni talab qilmoqda.

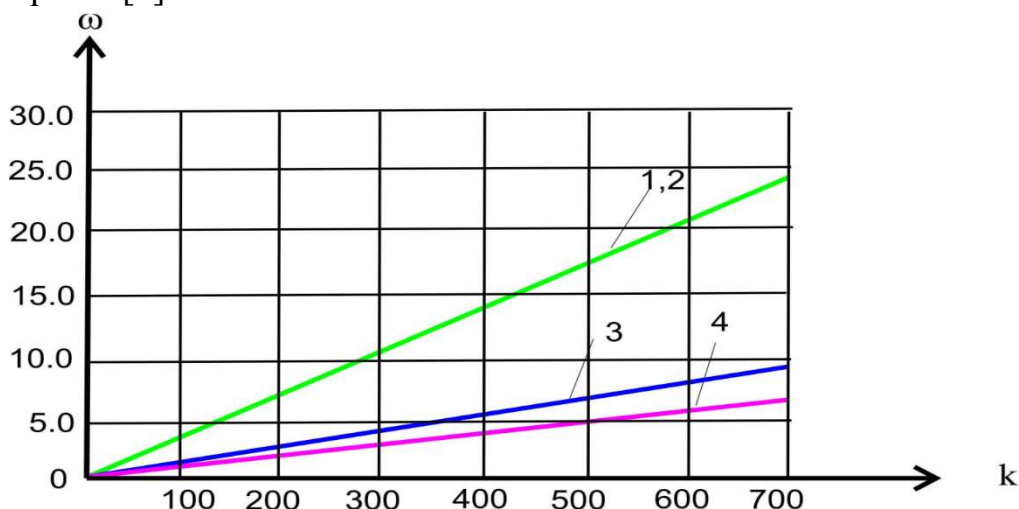
Ushbu ilmiy ma'ruza tezislari to'plamida mamlakatimiz va xorijlik turli yo'nalishlarda faoliyat olib borayotgan mutaxassislar, olimlar, professor-o'qituvchilar, ilmiy tadqiqot institutlari va markazlarining ilmiy xodimlari, tadqiqotchilari, magistr va talabalarining ilmiy-tadqiqot ishlari natijalari mujassamlashgan.

Mas'ul muharrirlar: DSc.prof. Turakulov O.X., t.f.n., dots. Baboyev A.M.

Tahrir hay'ati a'zolari: p.f.d.(DSc), prof. Turakulov O.X., t.f.n., dots. Baboyev A.M., t.f.f.d.(PhD), prof. Abduraxmanov R.A., p.f.f.d.(PhD) Eshankulov B.S., p.f.n., dots. Aliqulov S.T., p.f.n., dots. Alimov N.N., p.f.f.d.(PhD), dots. Alibayev S.X., t.f.f.d.(PhD), dots. Abdumalikov A.A., p.f.f.d.(PhD) Hafizov E.A., f.f.f.d.(PhD) dots., Norbekova B.Sh. p.f.f.d.(PhD) dots. Sindorov L.K., t.f.f.d.(PhD), dots. Nasirov B.U., b.f.f.d. (PhD) O'ralov A.I., p.f.n., dots. Aliqulov S.T., t.f.f.d.(PhD) Kuvandikov J.T., i.f.n., dots. Tsoy M.P., Sharipova S.F., Jo'rayev M.M.

Mazkur to'plamga kiritilgan ma'ruza tezislarining mazmuni, undagi statistik ma'lumotlar va me'yoriy hujjatlarning to'g'riligi hamda tanqidiy fikr-mulohazalar, keltirilgan takliflarga mualliflarning o'zlari mas'uldirlar.

borar ekan. Ular orasidagi farq chiziqli qonunga yaqin bo'lgan qonun bilan ortib borar ekan. To'ltin sonini ortib borishi ular orasidagi farqni juda sekin ortib borishiga olib kelar ekan. To'ltin sonini ($k100$) katta qiymatlardagi chastota va to'ltin soni orasidagi munosabat: 1- chastotani haqiqiy qismi; 3 va 4 – chastotalarni mavhum qismi. [2]



3- rasm. To'ltin sonini katta qiymatlardagi (100k) chastota va to'ltin soni orasidagi munosabat: 1- chastotani haqiqiy qismi; 3 va 4 – chastotalarni mavhum qismi

Rasmdan ko'rinib turibdiki to'ltin sonini katta qiymatlarida birinchi va ikkinchi chastota bir biriga yaqinlashib bir xil bo'lib ketar ekan. Lekin mavhum qismlarini bir biriga yaqinlashishi sekin bo'lar ekan. Chastotani haqiqiy va mavhum qismi to'ltin soni orasidagi bog'lanish chiziqli funktsiya qonuniga asosan o'zgarar ekan. Bu o'zgarish o'suvchi chiziqli funktsiya ko'rinishda bo'lar ekan. Keyingi 3,4 rasmda buralish va egilish to'ltinlarini, to'ltin soniga bog'liq o'zgarishi keltirilgan. Ko'rinib turibdiki buralish to'ltini egilish to'ltini chastotasidan 5-7% ko'p bo'lar ekan. To'ltin sonini juda kichik qiymatlarida ham orasidagi farq saqlanar ekan.

ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Ерофеев В.И., Орехова О.И. Нелинейные крутильные и изгибнокрутильные волны в стержнях // LAP LAMBERT Academic Publishing. Saarbrücken, Deutschland, 2012. 137 с.
2. Амензаде Р.Ю., Кийко И.А. Асимптотический анализ влияния сдвига на волновые характеристики многослойной цилиндрической оболочки с жидкостью // Известия РАН. Механика твердого тела, 2007, № 3. - С. 107-114.

КОЛЕБАНИЮ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОДВИЖНОЙ НАГРУЗ

И.И. Сафаров., Б.З. Нуриддинов., Е.Д. Тлеукеев, Д.И.

Кўпаймуратов,

Р. Мухиддинов, Б.Н. Мирзакабилов

Ташкентский химико-технологический институт

bmirzakabilov@gmail.com

Аннотация. В работе исследуется динамическое поведение цилиндрической оболочки, находящейся в вязкоупругой среде, при воздействии подвижной нагрузки. Движение вязкоупругой среды описывается динамическими уравнениями теории упругости, а для цилиндрической оболочки используются уравнения Кирхгофа–Лява. Рассмотрены различные условия контакта оболочки с окружающей средой: скользящий контакт, жесткий контакт и контакт с жесткой в своей плоскости поверхностью. Для решения поставленной задачи применяется экспоненциальное преобразование Фурье. Полученная система уравнений позволяет определить перемещения и напряжённно-деформированное состояние оболочки и окружающей среды. Обратное преобразование Фурье осуществляется численно с использованием метода Ромберга. Проведены численные исследования влияния частоты вибрации подвижной нагрузки и её скорости на распределение напряжений и критическую скорость. Показано, что частотные характеристики исследуемой механической системы существенно зависят не только от скорости движения нагрузки, но и от соотношения механических свойств материалов оболочки и окружающей среды.

Ключевые слова. цилиндрическая оболочка, вязкоупругая среда, подвижная нагрузка, динамика оболочки, напряжённно-деформированное состояние, контактное взаимодействие, преобразование Фурье, функция Бесселя, численное интегрирование, метод Ромберга, критическая скорость, частота вибрации.

Движение вязкоупругой среды описывается динамическими уравнениями теории упругости (1), которые в цилиндрической системе

координат $\left(\eta = \frac{x - \mathcal{G}^* t}{R}, z \right)$ имеют следующий вид:

$$\begin{cases} (\bar{\lambda}_1 + 2\bar{\mu}_1) \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{2\bar{\mu}_1}{R} \frac{\partial \omega_\phi}{\partial \eta} = \rho_1 \frac{\mathcal{G}^{*2}}{R^2} \frac{\partial^2 U_z}{\partial \eta^2}, \\ (\bar{\lambda}_1 + 2\bar{\mu}_1) \frac{\partial e}{\partial \eta} - \frac{2\bar{\mu}_1}{R} \frac{\partial}{\partial z} (z \omega_\phi) = \rho_1 \frac{\mathcal{G}^{*2}}{R^2} \frac{\partial^2 U_\eta}{\partial \eta^2}, \end{cases} \quad (1)$$

где $\omega_\phi = \frac{1}{R} \frac{\partial U_z}{\partial \eta} - \frac{\partial U_\eta}{\partial z}$, $e = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \eta} (z U_\eta) + \frac{\partial U_z}{\partial z}$; U_z, U_η – радиальное и тангенциальное перемещения среды; R – радиус оболочки. Для описания движения упругой оболочки используются уравнения типа Кирхгофа – Лява, которые в цилиндрической системе координат приводятся к следующему виду:

$$\begin{cases} \left(1 - \frac{(1-\nu_2)\rho_2 \mathcal{G}^2}{2\bar{\mu}_2} \right) \frac{d^2 U}{d\eta^2} - \nu_2 \frac{dW}{d\eta} = -\frac{(1-\nu_2)}{2\bar{\mu}_2 \varepsilon^2} (\bar{P} - P_{c,\tau}), \\ \frac{\varepsilon^2}{12} \frac{d^4 W}{d\eta^4} + \frac{(1-\nu_2)\rho_2 \mathcal{G}^2}{2\bar{\mu}_2} \frac{d^2 W}{d\eta^2} + W - \nu_2 \frac{dU}{d\eta} = \frac{(1-\nu_2)}{2\bar{\mu}_2 \varepsilon^2} (P_c - P_{c,h}). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon = \frac{h}{R}$; h – толщина оболочки; U, W – тангенциальное перемещение и прогиб оболочки; $\bar{\mu}_1, \bar{\mu}_2$ – комплексные модули сдвига, ν_1, ν_2 – коэффициенты Пуассона, ρ_1, ρ_2 – плотности упругой среды и оболочки соответственно;

$\bar{P}_c = \bar{P}_c(P_{c,\eta}, P_{c,\tau})$ – силы действующая на оболочку со стороны среды; $\bar{P} = \bar{P}(P_z, P_\eta)$ – движущаяся внутри оболочки нагрузка. Ввиду тонкостенный оболочки условия контакта можно перенести на срединную поверхность оболочки. Рассматриваются следующий вида контакта:

а) Скользящий контакт $z = R$:

$$U_z = W, \sigma_{zz} = 0, \sigma_{rz} = -P_{c,\eta} \quad (3)$$

б) Жесткий контакт $z = R$:

$$z = R: U_z = U, U_r = W, \sigma_{rz} = -P_{c,\tau}, \sigma_{zz} = -P_{c,\eta} \quad (4)$$

в) Жесткая в своей плоскости поверхность контакта $z = R$:

$$U_z = 0, U_r = W, \sigma_{rz} = -P_{c,\tau}, \sigma_{zz} = -P_{c,\eta}. \quad (5)$$

Для решения поставленной задачи используется экспоненциальное преобразование Фурье по переменной ζ [1]:

$$\varphi^F(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\zeta) \exp(-is\zeta) d\zeta, \quad \varphi(\zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^F(s) \exp(is\zeta) ds,$$

где s – параметр преобразования Фурье, а знак $\sim$ обозначает принадлежность к пространству изображений. Вводятся потенциальные функции φ и ψ по формулам

$$U_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta \partial z}, \quad U_\eta = \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (1) и применяя преобразование Фурье по ζ , получаем для определения φ^ζ и ψ^ζ модифицированные уравнения Бесселя, решения которых, с учетом затухания возмущений на бесконечности, имеют вид

$$\varphi^F(s) = A_1 K_0(m_2 s \zeta), \quad \psi^F(s) = A_2 K_0(m_{s,2} s \zeta), \quad (7)$$

где

$$\zeta = \frac{z}{R}, \quad m_{s,2}^2 = M_{s,2}^2 - M_2^2, \quad m_2^2 = 1 - M_2^2, \quad M_{s,2} = \frac{v^*}{C_{s,2}}, \quad M_2 = \frac{v^*}{C_2}, \quad C_2 > C_{s,2}.$$

– скорости волн растяжения–сжатия и сдвига соответственно. Используя преобразованные условия контакта, находим выражения для констант интегрирования A_1 и A_2 через φ^ζ и ψ^ζ . Затем находим выражения для $\beta_{c,\tau}^\zeta$ и $\beta_{c,\eta}^\zeta$ через φ^ζ и ψ^ζ . Подставляя их в преобразованные уравнения движения оболочки, получаем систему алгебраических уравнений для определения φ^ζ и ψ^ζ . Решив эту систему, найдем выражения для φ^ζ и ψ^ζ , а затем можно найти вид перемещений и напряженно-деформированного состояния всей оболочки, так и среды. Таким образом, получается решение поставленной задачи в

пространстве изображений. Ввиду сложности выражений обратное преобразование Фурье осуществляется численно методом Ромберга [2].

Алгоритм вычисления несобственного интеграла.

Как показана на рис.1 максимальное напряжения при воздействии нормальное движущийся нагрузок является контурное напряжений. Это напряжения в виде $\sigma_{\theta\theta} / \sigma_0$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}^F(\zeta, \theta, \eta, \Omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \zeta_{\xi p} \left[\frac{\nu}{1-2\nu} \alpha_3^2 G_n^{(\Omega)} H_n^{(1)}(m_2 \zeta) + \right. \\ \left. + \frac{1}{r} \left[G_n^{(\Omega)} H_n^{(1)}(m_2 \zeta) - \frac{n^2}{r} F_n^{(\Omega)} H_n^{(1)}(m_2 \zeta) \right] + \right. \\ \left. + \frac{n}{r} \left(F_n^{(\Omega)} H_n^{(1)}(m_{s,2} \zeta) - n F_n^{(\Omega)} H_n^{(1)}(m_{s,2} \zeta) \right) \right] \cos(n\theta). \end{aligned} \quad (8)$$

Для определения оригинала используется следующие формулы несобственного интеграла

$$\sigma_{\theta\theta}(\zeta, \theta, \eta, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{\theta\theta}^F(\zeta, \theta, \eta, \Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega \quad (9)$$

Поскольку вычислить численный интеграл в бесконечных пределах невозможно, мы заменяем интеграл (9) следующим образом

$$\sigma_{\theta\theta}(\zeta, \theta, \eta, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_b}^{\omega_a} \sigma_{\theta\theta}^F(\zeta, \theta, \eta, \Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega. \quad (10)$$

Пределы интегрирования $\sigma_{rr}^{(p)F}$ выбираются в зависимости от типа передаваемого движущейся нагрузки. Согласно предложению, Р. Хиклинга, пределы интегрирования и следует выбирать в соответствии в зависимости от требуемой точности. Однако пока неясно, какая ошибка возникнет, если отбросить части интегралов от ω_α до ω_β . Конечно, практически невозможно вычислить точное значение бесконечного ряда. Однако известно, что в случаях, когда аргумент или порядок функций Бесселя и Ханкеля порядка достаточно велик, можно построить асимптотические выражения для этих функций. В то же время важно оценить погрешность, возникающую при вычислении бесконечного ряда с использованием этого асимптотического подхода. В результате бесконечный ряд заменяется суммой конечных членов для практических вычислений, а влияние остаточных членов определяется теоретически. Кроме того, точность вычислений можно повысить, используя предложенные методы суммирования [2]. Этот подход широко используется в сложных задачах, таких как дифракция волн, анализ динамики упругих и неупругих сред. На этой основе мы сохраняем бесконечную сумму в формуле (10). Вычисление проводится по следующим двум алгоритмам: первый — алгоритм вычисления коэффициентов (10); второй — алгоритм вычисления интеграла (10) с требуемой точностью для различных объектов. Первый и второй алгоритмы не зависят от точного типа объекта и математической модели. На практике формулу $\sigma_{\theta\theta}^F / \sigma_0$ можно вычислить на компьютере

следующим образом. Сначала вводятся все необходимые численные параметры. Введем следующие определения: $X_1 = \Omega$; $X_2 = n_1 \Omega$, где $n_1 = C_p / C_s$; $X_1 = \omega_\alpha / C_p$; $X_2 = n_1 X_1$.

Вычисляются значения функций Бесселя $J_n(\xi)$ и (здесь) для двух $X_k (k=1,2)$ значений. Эти величины вычисляются с помощью рекурсивной формулы:

$$U_n(\xi) = \frac{2(n-1)}{\xi} U_{n-1}(\xi) - U_{n-2}(\xi), \quad U_n(\xi) = \begin{cases} J_n(\xi) \\ N_n(\xi) \end{cases} \quad (11)$$

Точность вычисления (11) была установлена с помощью численных экспериментов. При этом было показано, что абсолютные значения функции Бесселя быстро уменьшаются с увеличением индекса n . В этом случае нецелесообразно использовать формулу (11) напрямую. Однако можно организовать вычисление с помощью рекурсивной формулы [54]. Для численного интегрирования функции (11) ее необходимо записать в следующей форме.

$$\Theta_\Theta^P(r^*, \Theta; n) e^{-i\omega t} = \Theta_\Theta^P(r^*, \Theta; n) + i\Theta_\Theta^P(r^*, \Theta; n). \quad (12)$$

Используя формулу Эйлера $\exp(i\omega t)$ а, и учитывая (12), разложим на действительную и мнимую части $H_n^{(1,2)}(z) = J_n(z) \pm iN_n(z)$. После этих подстановок Θ_Θ^P получаем в виде :

Для получения численных результатов использовалось трехпараметрическое слабо-сингулярное ядро Ржаницына-Колтунова $R_E(t) = A e^{-b_1 t} / t^{1-a_1}$. $A_1 = 0,048; \beta_1 = 0,05; \alpha_1 = 0,1$. Коэффициент Пуассона цилиндра принят $n_1 = 0.25, n_2 = 0.35$ и остальные исходные параметры $\varepsilon = \frac{h}{R} = 0,025; \rho = \frac{\rho_2}{\rho_1} = 0.45$.

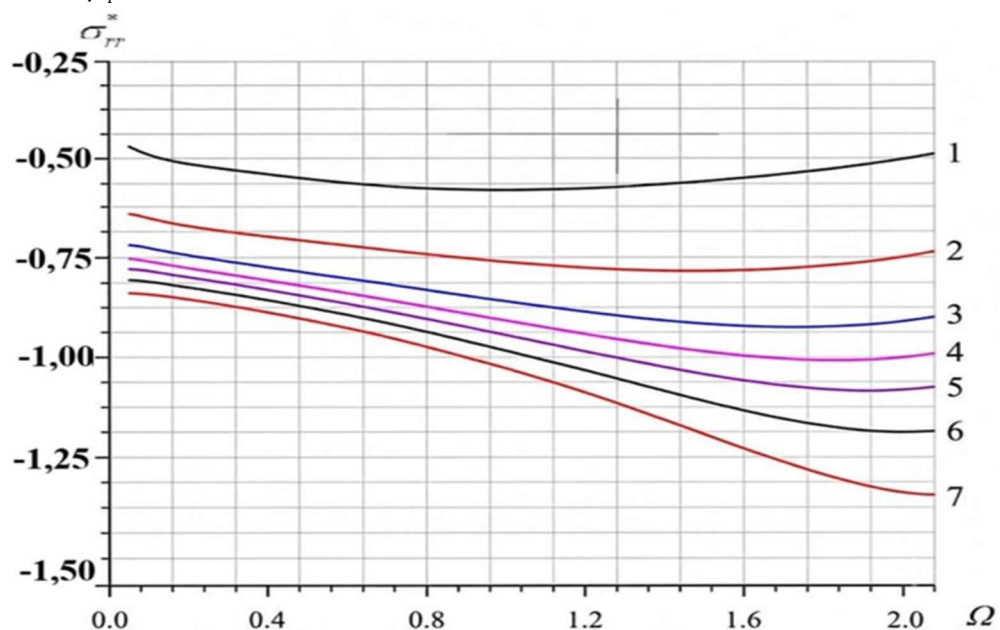


Рис.2. Изменение радиальное напряжения в зависимости от частоты

Численные расчеты проведены для нормальной кольцевой нагрузки, движущейся вдоль оболочки с докритической скоростью. Исследована осесимметричная задача о динамике вибродвижущейся кольцевой нагрузки, действующей внутри полого цилиндра, окруженного бесконечной средой и при этом исследовании основное внимание уделено влиянию частоты вибрации движущейся нагрузки на значение критической скорости. Также, подробно исследовано влияние указанной частоты на распределение напряжений в зависимости от координат и от скорости движущейся нагрузки. Полученные численные результаты приведены на рис. 1.

Таким образом частотная характеристика и напряжений исследуемых механических системы зависит не только от скорости движущейся нагрузки, а также значительно зависит от отношения механических свойств выбранных пар материалов для рассматриваемой системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Achenbach, S. P. Keshava, and G. Hermann, "Moving load on a plate resting on an elastic half-space," Trans. ASME Ser. E J. Appl. Mech., 34, No. 4, 183–189 (1967).
2. H. A. Dieterman and A. V. Metrikine, "Critical velocities of a harmonic load moving uniformly along an elastic layer," Trans. ASME Ser. E J. Appl. Mech, 64, 596–600 (1997).
3. A. V. Metrikine and A. C. W. M. Vrouwenvelder, "Surface ground vibration due to a moving load in a tunnel: two-dimensional model," J. Sound Vibr., 234, No. 1, 43–66 (2000).

DEFORMATSIYALANUVCHI IKKI QATLAMLI TIZIMLAR TEBRANISH TENGLAMALARINI TUZISH XUSUSIYATLARI

f.-m.f.f.d. (PhD) Xoljigitov Sobir Mamarasupovich

O'zbekiston Milliy universiteti Jizzax filiali "Amaliy matematika" kafedrası dotsenti, sobirjon2020@inbox.ru

Egamberdiyeva Mohinur Fahriddin qizi

O'zbekiston Milliy universiteti Jizzax filiali "Amaliy matematika" kafedrası magistranti mohinuregamberdiyeva13@gmail.com

Annotatsiya: Ushbu tezisdá ikki qatlamli elastik plastinkalarning nostatsionar tebranishlarini matematik modellashirishning nazariy asoslari, xususan, deformatsiyalanuvchi tizimlar uchun harakat tenglamalarini tuzish xususiýatlari ko'rib chiqilgan. Qatlamlar orasidagi mukammal yopishish (kontakt) shartlari, geometrik va fizik-mexanik parametrlarning hisobga olinishi hamda tayanch konturidagi chegaraviy shartlarni tanlash masalalari tahlil qilingan.