ГРУНТ БИЛАН НОМУКАМАЛ КОНТАКДА БЎЛГАН ЦИЛИНДРИК ҚОБИҚДАГИ НОСТАЦИОНАР ТЎЛҚИН ТАЪСИРИ

Намозов Ж [1][0000-0002-3254-9802], ***Бутинов Ж*** [2][0009-0004-9193-2272].

[1] *Termez State University of Engineering and Agrotechnology, Uzbekistan.*
E-mail: jasurnamozov786@gmail.com
[2] *Tashkent Chemical-Technological Institute, Tashkent, Uzbekistan.*
E-mail: j.butunov@tkti.uz

Аннотация. Бу ишда қовушоқ - эластик мухит билан номукамал контакда бўлган цилиндрик кобиқдаги ностационар тўлқин таъсири масаласи кўрилган. Узун цилиндрсимон қобиқ чексиз қовушоқ - эластик мухитда жойлашган. Ностационар тушаётган *P*-тўлқин ковушоқ эластик мухит орқали горизонтал ўқи бўйлаб камайиб борувчи йўналишда тарқалади ва қобиқнинг ташқи юзасига таъсир қилади. Силжиш майдони чегаранинг бутун узунлиги бўйлаб узилишли деб тахмин қилинади, кучланиш майдони эса узлуксиз ҳисобланади. Қовушоқ - эластик бир жинсли изотроп муҳитдаги цилиндрик кобиқ ва мухитнинг харакат дифференциал тенгламаси оператор коэффицентли Ламе тенгламаси орқали олинди. Интегродифференциал тенгламани ечишда вакт бўйича Лапласнинг интеграл алмаштириши қўлланаган, масалалар кўчиш потенциалари орқали ечилган. Ишлаб чиқилган методика ва алгоритм асосида сонли натижалар олинган.
Калит сўзлар: ностационар тўлқин, контур кучланиши, частота, изотроп муҳит, кўчиш потенциалари.

Аннотация. В данной работе рассматривается задача о воздействии нестационарной волны на цилиндрическую оболочку, находящуюся в несовершенном контакте с вязкоупругой средой. Длинная цилиндрическая оболочка расположена в бесконечно вязкоупругой среде. Нестационарно падающая P-волна распространяется через вязкоупругую среду в убывающем направлении вдоль горизонтальной оси и воздействует на внешнюю поверхность оболочки. Предполагается, что поле смещения прерывисто по всей длине границы, а поле напряжений считается непрерывным. Дифференциальное уравнение движения цилиндрической оболочки и среды в вязкоупругой однородной изотропной среде получено с помощью уравнения Ламе с операторными коэффициентами. При решении интегродифференциального уравнения применяется интегральное преобразование Лапласа по времени, задачи решаются с помощью потенциалов перемещений. На основе разработанной методики и алгоритма получены численные результаты.
Ключевые слова: нестационарная волна, контурное напряжение, частота, изотропная среда, потенциалы перемещения.

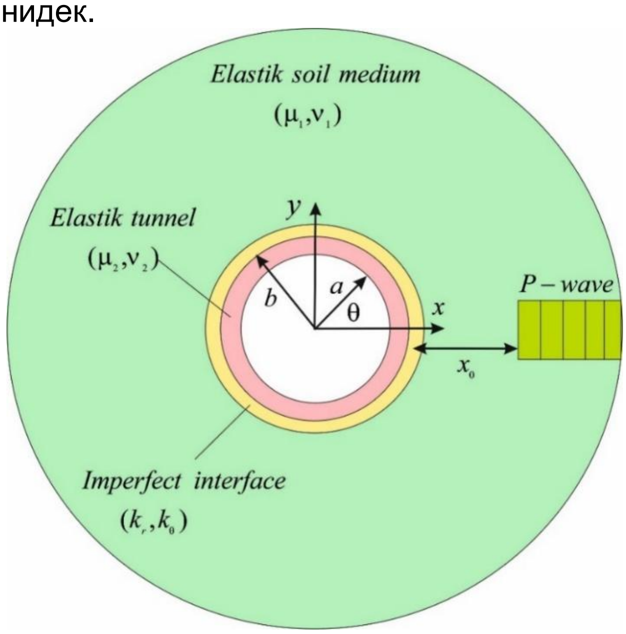
Abstract. In this work, the problem of the influence of a non-stationary wave on a cylindrical shell in imperfect contact with a viscoelastic medium is considered. A long cylindrical shell is located in an infinitely viscoelastic medium. A non-stationary incident P wave propagates through a viscoelastic medium in a decreasing direction along the horizontal axis and affects the outer surface of the shell. It is assumed that the displacement field is intermittent along the entire length of the boundary, and the stress field is considered continuous. The differential equation of motion of a cylindrical shell and a medium in a viscoelastic homogeneous isotropic medium was obtained using the Lame equation with operator coefficients. When solving the integro-differential equation, the Laplace time integral transform is applied, and the problems are solved using displacement potentials. Based on the developed methodology and algorithm, numerical results were obtained.
Keywords: non-stationary wave, contour voltage, frequency, isotropic medium, displacement potentials.

Кириш

Ностационар тўлқин режимида тадқиқотчилар ярим ва тўлиқ фазовий муҳитдаги бўшлиқларда ёки туннелларда ўтиш даври тўлқинларининг тарқалишини, унинг ер юзаси ва туннел реакциясига таъсирини ўрганиш учун сонли усуллардан, масалан, чекли элементлар усули (ЧЭУ) ва чегара элементлари усули (ЧЭУ)дан фойдаланишган. Динамик тадқиқотлар учун ярим аналитик усуллардан ҳам фойдаланилган. Цилиндрсимон юпқа қобиқларнинг уч ўлчовли назариясидан фойдаланишган, асосан аналитик натижалари таҳлилига эътибор қаратганлар. Кўмилган қувур ичида содир бўлган портлашнинг уч ўлчовли масаласи ҳам мукаммал контакт учун ечилган. Ўтиш жараёнида механик туннелнинг динамик реакциясининг энг таъсирли параметрларидан бири тоғ жинси ва туннел орасидаги чегаранинг сифатидир. Бундан ташқари, бу узилишлар қисман ҳаво ёки сув билан тўйинган бўлиши мумкин ва шу билан кирувчи энергиянинг тарқалишини ўзгартириши мумкин. Бир нечта тадқиқотларда номукаммал контакни чизиқли пружина ёки параллел чизиқли амортизатор ва пружина тузилмалари ёрдамида моделлаштирилган [1,2].

Асосий қисм

Муаммонинг икки ўлчовли холати 1-расмда келтирилган. Узун цилиндрсимон кобик чексиз ковушоқ - эластик мухитда. Қобиқнинг ташқи радиуси b , ички радиуси эса a . Ностационар тушаётган P -тўлқин қовушоқ эластик муҳит орқали x ўқи бўйлаб камайиб борувчи йўналишда тарқалади ва қобиқнинг ташқи юзасига таъсир қилади 1-расмда кўрсатилганидек.



1 - расм. Номукаммал контактда бўлган цилиндрик қобиқнинг ҳисоб схемаси

Бу ерда қовушоқ - эластик муҳит ва қобиқ орасидаги чегарада номукаммал чегара шартлари қўйилади. Аслида, чегара зонасида турли хил қисман тўйинган узилишлар, масалан, қатламланиш, микро ёриқлар, мезоскал бўшлиқлар, ёриқлар ёки синишлар бўлиши мумкин. Бу узилишлар туннелнинг динамик реакциясига сезиларли таъсир кўрсатиши мумкин. Гарчи бу гунтли муҳитни тушуниш жуда қийин бўлсада, чунки у асосан мураккаб хусусиятга эга , тоғ жинсининг ички хусусиятлари ва иншоотларнинг ўзини қуриш усули билан белгиланади, номукаммал чегара шароитларини ҳисобга оладиган моделлардан бири бу икки чизиқли пружина моделидир: силжиш майдони чегаранинг бутун узунлиги бўйлаб узилишли деб тахмин қилинади, кучланиш майдони эса узлуксиз ҳисобланади. Қовушоқ - эластик бир жинсли изотроп муҳитдаги цилиндрик қобиқ ва мухитнинг харакат дифференциал тенгламаси куйидагича бўлади

$$\tilde{\mu}\nabla^2\vec{u}_k + (\tilde{\lambda} + \tilde{\mu})graddi\vartheta\vec{u}_k = \rho\frac{\partial^2\vec{u}_k}{\partial t^2}, \quad (1)$$

бу ерда

$$\begin{gathered}\tilde{\lambda}_k\phi(t) = \frac{\nu_k}{(1+\nu_k)(1-2\nu_k)}E_{0k}\left[\phi(t) - \int_0^t R_{Ek}(t-\tau)\phi(t)\,d\tau\right];\\ \tilde{\mu}_k\phi(t) = \frac{\nu_k}{2(1+\nu_k)}E_{0k}\left[\phi(t) - \int_0^t R_{Ek}(t-\tau)\phi(t)\,d\tau\right], k=1,2.\end{gathered} \quad (2)$$

Бу ерда $\phi(t)$ - вақтнинг ихтиёрий функцияси; $R_{E\kappa}(t-\tau)$ –материалнинг релаксация ядроси; $E_{0\kappa}$ –оний эластиклик модули ва ν_κ - Пуассон коэффиценти, $\vec{u}$ - жисмнинг силжиш вектори; ρ_κ - жисм материалининг зичлиги. Агар чексиз қовушоқ - эластик мухитдаги цилиндрик қобиқни эркин тебраниш масаласи кўрилса, у холда (2) интеграл учун музлатиш усули қўлланилади. Юқоридаги (2) даги интеграл ҳад кичик деб фараз қилсак, функция қуйидагича ифодаланиши мумкин, $\phi(t)=\psi(t)e^{-i\omega_R t}$,бу ерда $\psi(t)$ - вақтнинг секин ўзгариб турадиган функцияси ва ҳақиқий катталик. Кейин (2) муносабатларини қуйидаги кўринишдаги тахминий муносабатлар билан алмаштирамиз

$$\begin{gathered}\bar{\lambda}_1[\phi(t)] = \lambda_{01}\left[1-\Gamma_{\lambda1}^C(\omega_R) - i\Gamma_{\lambda1}^S(\omega_R)\right][\phi(t)],\\ \bar{\mu}_1[\phi(t)] = \mu_{01}\left[1-\Gamma_{\mu1}^C(\omega_R) - i\Gamma_{\mu1}^S(\omega_R)\right][\phi(t)]\end{gathered},$$

бу ерда

$$\Gamma_{\lambda1}^c(\omega_R) = \int_0^\infty R_{\lambda1}(\tau)\cos\omega_R\tau\,d\tau,\ \Gamma_{\lambda1}^s(\omega_R) = \int_0^\infty R_{\mu1}(\tau)\sin\omega_R\tau\,d\tau,$$

$$\Gamma_{\mu1}^c(\omega_R) = \int_0^\infty R_{\mu1}(\tau)\cos\omega_R\tau\,d\tau,\ \Gamma_{\lambda1}^s(\omega_R) = \int_0^\infty R_{\mu1}(\tau)\sin\omega_R\tau\,d\tau$$

мос равишда материалнинг релаксация ядросининг косинус ва синус Фурье образи ядро образи. Қовушоқ - эластик материал релаксация ядроси сифатида Ржаницйн-Колтунов релаксация ядросини оламиз: $R_n(t) = A_n e^{-\beta_n t}/t^{1-\alpha_{jn}}$. Кейин, (1) тенгламалар ўрнига, мураккаб коеффициентларга эга хусусий хосилали дифференциал тенгламаларни оламиз

$$\bar{\mu}_k\nabla^2\vec{u}_k + (\bar{\lambda}_k + \bar{\mu}_k)graddi\vartheta\vec{u}_k = \rho_k\frac{\partial^2\vec{u}_k}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Эркин тебранишлар масаласини ечишда ташқи юклар йўқ ва эркин частоталар физик, механик ва геометрик параметрларнинг берилган қийматлари учун аниқланади. Ушбу концепциянинг қўлланилиши нафақат сейсмик тўлқинларнинг тарқалишига, балки бузмайдиган синов усуллари ва табиий ёки саноат композит материалларига ҳам тегишли[3,4].

$$\begin{gathered}\sigma_{rr1} = \sigma_{rr2}, \sigma_{r\theta1} = \sigma_{r\theta2},\\ \sigma_{rr1} = \tilde{k}_r(u_{r1} - u_{r2}), \sigma_{r\theta1} = \tilde{k}_\theta(u_{\theta1} - u_{\theta2}),\end{gathered} \quad (4)$$

бунда $\bar{k}_r$ ва $\bar{k}_\theta$ мос равишда нормал ва тангенциал пружинанинг оператор формадаги эластиклик модуллари. Ички $r=a$ сиртда кучланишлардан озод қилинганлик шарти қўйилади:

DOI 10.24412/2181-1431-2026-1-79-86

$$\sigma_{rr2} = 0,\ \sigma_{r\theta 2} = 0. \tag{5}$$

Чексизликда тўлқини ютилиши, яъни Зоммерфельднинг шартлари қўйилади

$$\lim_{r\to\infty}\sqrt{r}\varphi^{(1)} = 0,\ \lim_{r\to\infty}\sqrt{r}\left(\frac{d\varphi^{(1)}}{dr} + i\frac{\omega}{c_p}\varphi^{(1)}\right) = 0,$$
$$\lim_{r\to\infty}\sqrt{r}\Psi^{(1)} = 0,\ \lim_{r\to\infty}\sqrt{r}\left(\frac{d\Psi^{(1)}}{dr} + i\frac{\omega}{c_s}\Psi^{(1)}\right) = 0. \tag{6}$$

Куйилган массала аналтик ечилади. Қуйилган масалани ечиш методикасини келтирамиз. Кўйилган масала кўчиш потенциалларда ифодаланиб, ечимлар (кўчиш ва кучланишлар) комплекс параметрли дисперцион муносабат аналитик олинади ва сонли ечилади. Олинган (3) тенгламани кўчиш векторини потенциалли ва соленоидли кўринишда тасвирласак, у ҳолда қатламларнинг кўчиши қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\vec{u}_k = grad\varphi_k + rot\vec{\psi}_k,\ div\vec{\psi}_k = 0. \tag{7}$$

Бунинг учун Грин -Лемб алмаштирилиши бажарилади. Бу ерда қуйидаги масала текис деформация холати масаласи бўлганлиги сабабли кўчиш потенциалларига нисбатан қуйидаги комплекс коэффицентли тенгламаларни оламиз

$$\nabla^2\varphi_к - \frac{1}{\bar{c}_{pк}^2}\frac{\partial^2\varphi_к}{\partial t^2} = 0,$$
$$\nabla^2\psi_к - \frac{1}{\bar{c}_{sк}^2}\frac{\partial^2\psi_к}{\partial t^2} = 0, \tag{8}$$

бу ерда $\bar{c}_{sк}^2 = c_{sk}^2\Gamma_k^{\bullet},\ \bar{c}_{pк}^2 = c_{pk}^2\Gamma_k^{\bullet}$

Агар чексиз мухитдаги цилиндрик қобиқ учун ностационар тўлқин тушиши оқибатидаги динамик жараёнлар ўрганилса, у холда музлатиш усулини қўллаб бўлмайди. Натижада (8) ни ўрнига кучиш потенциаллари орқали ифодаланувчи интегро-дифференциал тенгламаларни оламиз

$$\nabla^2\varphi_к - \int_0^t R_{1k}(t-\tau)\nabla^2\varphi_к(\tau)d\tau = \frac{1}{c_{pк}^2}\frac{\partial^2\varphi_к}{\partial t^2} = 0,$$
$$\nabla^2\psi_к - \int_0^t R_{2k}(t-\tau)\nabla^2\psi_к(\tau)d\tau = \frac{1}{c_{sк}^2}\frac{\partial^2\psi_к}{\partial t^2} = 0. \tag{9}$$

бу $c_{pк}^2 = (\lambda_k + 2\mu_k)/\rho_k$ ва $c_{sк}^2 = \mu_k/\rho_k$ мос равишда бўйлама ва кўндаланг тўлқин потенциали, $\bar{c}_{pк} = c_{pк}\Gamma_{\lambda\mu к},\ \bar{c}_{sк} = c_{sк}\Gamma_{\mu к}$.Юкорида келтирилган масала (9) ва (4)-(6) вакт бўйича Лаплас алмаштириш орқали ечилади

$$\bar{f}(r,\theta,p) = \int_0^\infty f(r,\theta,t)e^{-st}dt\ . \tag{10}$$

Фараз килайлик $t=0$ вақтда $\theta = 0$ нуқтада скаляр тўлқин потенциалига эга бўлган $\varphi^{(p)}$ таъсир этсин. У холда

$$\bar{\varphi}^{(p)} = e^{-\bar{\alpha}_1 x_0}F(p)\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n I_n(\bar{\alpha}_1 r)\cos n\theta + \sum_{n=0}^{\infty}A_n(p)K_n(\bar{\alpha}_1 r)\cos n\theta \tag{11}$$

бу ерда $\bar{\alpha}_1 = p/c_{p1}$; $\varepsilon_n = \{1, n=0;\ \ 2, n\geq 1\}$, I_n ва K_n - Бесселнинг биринчи ва иккинчи жинсли модифицланган функцияси.

© Journal of Advances in Engineering Technology Vol.1(21), January — March, 2026
DOI 10.24412/2181-1431-2026-1-79-86

Қовушоқ эластик мухит ва цилиндрик қобиқ орасидаги чегара туфайли қобиқнинг ташқи юзасига тушган тўлқин таъсир қилганда, иккита қайтган (бўйлама *(P)* ва кундаланг *(S)* ёки синган) тўлқинига ажралади. Дифракцион тўлқин $r \to \infty$ бўлганда нолга тенг бўлгани учун қайтган тўлқинлар Бесселнинг иккинчи тур модифицирланган функцияси орқали ифодаланади. Шунинг учун, қовушоқ-эластик муҳитни ифодаловчи тўлқин тенгламасининг ечими Лаплас алмаштиришидан кейин қуйидагича бўлади

$$\bar{\psi}_1 = \sum_{n=0}^{\infty} B_n(p) K_n(\bar{b}_1 r)\sin n\theta \,, \tag{12}$$

бунда $A_n(p)$ ва $B_n(p)$ лар интеграл ўзгармаси чегаравий ва контакт шартларидан топилади, $\bar{b}_1 = p/\bar{c}_{s1}$.

Шунингдек, цилиндрик қобиқ муҳити учун (индекс 2), скаляр ва вектор потенциаллари синган ва қайтган тўлқинларнинг комбинатцияси сифатида қуйидагича ёзилиши мумкин

$$\begin{gathered} \bar{\varphi}_2 = \sum_{n=0}^{\infty} (C_n(p) I_n(\bar{\alpha}_2 r) + D_n(p) K_n(\bar{\alpha}_2 r))\cos n\theta, \\ \bar{\psi}_2 = \sum_{n=0}^{\infty} (M_n(p) I_n(\bar{b}_2 r) + N_n(p) K_n(b_2 r))\sin n\theta. \end{gathered} \tag{13}$$

бу ерда $C_n(p), D_n(p), M_n(p), N_n(p)$ номаълум коэффициентлардир, бўлиб контакт ва чегаравий шартлардан топилади. Кейинчалик ечимни чегара шартлари билан бирлаштириб ва ортогоналлик хусусиятларидан фойдаланиб, матрица тизими қуйидагича ёзилиши мумкин

$$E_n(p) Q_n(p) = e^{-\bar{\alpha}_1 x_0} F_n(p)\,\Omega_n\, G_n(p) \,. \tag{14}$$

Юқорида олинган (4.15) муносабата, унинг элементлари матрицалардан иборат:

$$Q_n(p) = [A_n(p) \quad B_n(p) \quad C_n(p) \quad A_n(p) \quad M_n(p) \quad N_n(p)]^T,$$

$$G_n(p) = [\bar{\mu} f_3(\bar{\alpha}_1 b) \quad \bar{\mu} f_5(\bar{\alpha}_1 b) \quad f_1(\bar{\alpha}_1 b) - (2\bar{\mu}_1/(bk_r)) f_3(\bar{\alpha}_1 b) \quad f_2(\bar{\alpha}_1 b) - (2\bar{\mu}_1/(bk_q)) f_5(\bar{\alpha}_1 b) \quad 0 \quad 0]^T$$

Бу ерда $\bar{\mu} = \bar{\mu}_1/\bar{\mu}_2$. Юқорида келтирилган 6х6 матрицанинг элементлари қуйидагича бўлади:

$$\begin{aligned} f_1(\bar{\alpha} r) &= n I_n(\bar{\alpha} r) + (\bar{\alpha} r) I_{n+1}(\bar{\alpha} r), \\ f_{11}(\bar{\alpha} r) &= n K_n(\bar{\alpha} r) - (\bar{\alpha} r) K_{n+1}(\bar{\alpha} r), \\ f_{12}(\bar{b} r) &= n K_n(\bar{b} r), \\ f_{13}(\bar{\alpha} r) &= n I_n(\bar{\alpha} r) + (\bar{\alpha} r) I_{n+1}(\bar{\alpha} r), \end{aligned}$$

(14) тенгламанинг турли қийматлари учун ечими, бу ерда *N*- чексиз қаторнинг кесиш катталиги бўлиб, A_n(p) …N_n(p) коэффициентларини топишда ва тескари Лаплас алмаштиришини амалга оширишга имкон беради[5-7]. Қуйидаги ўлчовсиз миқдорлар учун натижалар олинди.

$$u_k = u_k/b, \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\theta\theta}/\sigma_0, t = c_{p1}t/b, c_{p1} = 1,$$
$$c_{p2} = c_{p2}/c_{p1}, c_{s2} = c_{s2}/c_{p1}, c_{s1} = c_{s1}/c_{p1}$$

Юқорида келтирилган цилиндрик қобиқ ва уни ўраб турувчи мухит тенгламаларини ечиш учун вакт бўйича Лапласнинг интеграл алмаштиришни қўллаганлигимиз учун $(0 < t < T)$ олинган ечимлардан фойдаланиб кўчиш потенциалларни тасвирдаги ифодаларидан (11) – (14). Кучланиш ва кўчишларни топамиз. Улар хам тасвирда бўлади. Оргинални топиш учун қўйидаги интегралдан фойдаланамиз

© Journal of Advances in Engineering Technology Vol.1(21), January — March, 2026
DOI 10.24412/2181-1431-2026-1-79-86

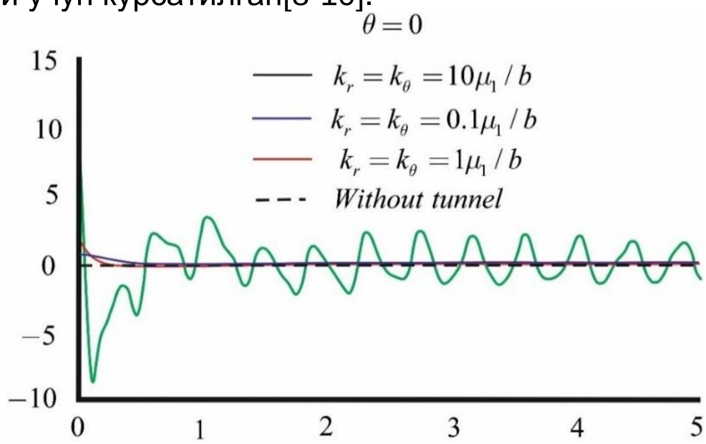
$$f(t)=\frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{st} f^{L}(s)ds = L^{-1}\left[f^{L}(s)\right]. \qquad (15)$$

Материалларнинг қовушоқлиги ҳисоблашларда уч параметрли Колтунов-Ржаницин релаксация ядросидан фойдаланилди $R_k\left(t\right)=A_k e^{-\beta_k t}/t^{1-\alpha_k}$, $A=0,048;\quad \beta=0,05;\quad \alpha=0,1$. Юқорида келтирилган (15) тенгламадаги интеграл мунтазам бўлгани учун, C ичидаги чекли қутблар сонига таъсир кўрсатмайди, у ҳолда Жордан теоремаси ва Коши Вичит теоремасига мувофиқ, (15) интегрални формуладан фойдаланиб ҳисоблаш мумкин

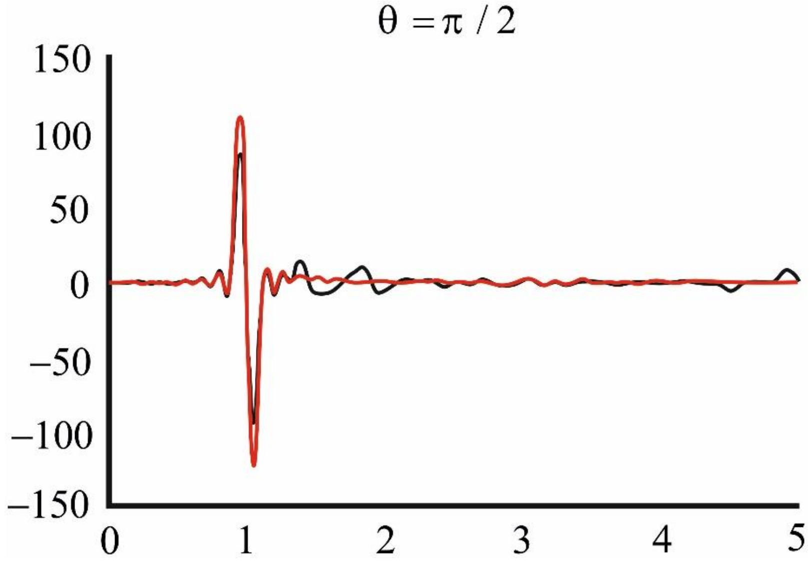
$$\int_C f(\zeta)d\zeta = 2\pi i\sum_{n=1}^{m} R_n, \qquad (16)$$

R_n-функция вичитининг $f(\zeta)$ функция интеграцияси соат стелкасига тескари йўналишда амалга оширилади. Илдизларнинг кейинги таърифи уларнинг комплекс ёки мавхум эканлигини кўрсатади. Иккала ҳолатда ҳам барча қутблар пастки ярим текисликда жойлашган. Агар илдизлар комплекс бўлса, уларнинг қўшмалари ҳам пайдо бўлади. Агар илдизлар фақат мавхум бўлса, улар бир-биридан фарқ қилади, бундан ташқари , илдизлардан бирига тўғри келади, кейин учта оддий қутб ва битта иккинчи даражали қутбга эга бўлади. Бироқ, бу ҳолатда ҳам вичитларни комплекс ўзгарувчининг функциялари назариясининг бевосита усуллари ёрдамида ҳисоблаш мумкин. Барча илдизлар мураккаб ёки мавхум бўлган ҳолатлар ҳам мавжуд. Агар илдизлар комплекс $\lambda_к$ ($k=1,..4$) бўлса, у ҳолда $f(\zeta)$ қуйидаги кўринишни эгалайди. () Мухит ва цилиндрик қобиқ параметрлари қуйидагича олинган: $\nu_1=\nu_2=0.25, \mu_{01}/\mu_{02}=0.95, c_{p1}/c_{p2}=0.75,$

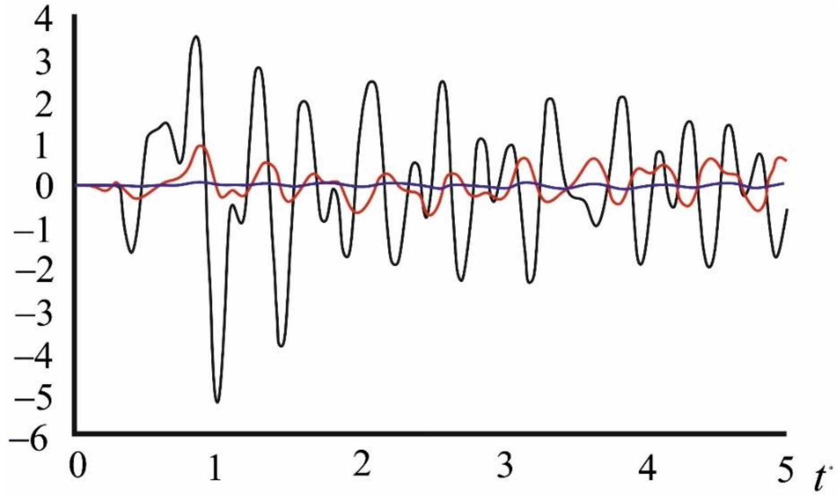
$c_{p2}/c_{s2}=\nu_2=0.95, b/a=1,2,\ c_{s1}/c_{s2}=0.85,\ k_r=k_\theta=98\mu_{01}/b,\quad A=0,048;\quad \beta=0,05;\quad \alpha=0,1$, $b_2=0.3$, $\mu_1/\mu_2=0.31$, $c_{p1}/c_{p2}=0.7$, $b/a=1.2$ ва $\alpha_{1a}=1$,$\sigma_{\theta\theta}^{\square}=\left|\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0\right|, \sigma_0=\mu_1\beta_1^2\phi_0$. k_r ва k_θ нинг уч хил қиймати ҳам ҳисобга олинади. Жорий натижалар ва [10] тадқиқот натижалари ўртасида ажойиб мослик мавжуд. 2-5 расмларда ўлчамсиз контур кучланишини $\sigma_{\theta\theta1}^{\square}$($r=b$, $\theta=0$ ва $\pi/2$) нуқталарда ва қобиқ $\sigma_{\theta\theta2}^{\square}$($r=a$, $\theta=0$ ва $\pi/2$) нуқталарда ўзгариши, бу номукаммал чегара шарти коэффициентларининг бир хил уч хил қиймати учун курсатилган[8-10].



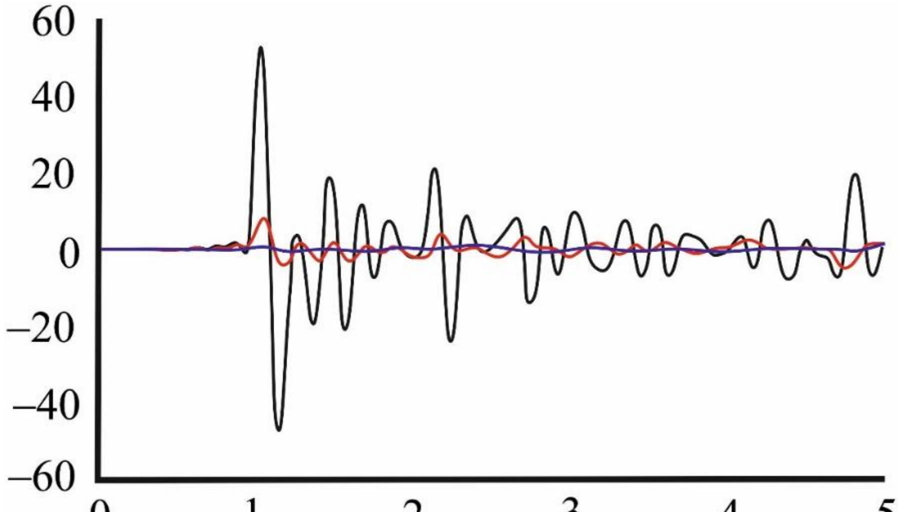
2 -расм. $r=b$ **в** $\theta=0$ **да қовушоқ эластик мухит ва қобиқдаги ўлчовсиз контур кучланишлари,** k_r **ва** k_θ **нинг турли қийматлари (** $h=0.1m$ **).**



3 -расм. $r=b$ **ва** $\theta=\pi/2$ **да қовушоқ эластик мухит ва қобиқдаги ўлчовсиз контур кучланишлари,** k_r **ва** k_θ **нинг турли қийматлари (** $h=0.1m$ **).**



4- расм. $r=a$ **ва** $\theta=0$ **да қовушоқ эластик мухит ва қобиқдаги ўлчовсиз контур кучланишлари,** k_r **ва** k_θ **нинг турли қийматлари (** $h=0.1m$ **).**



5 -расм. $r=a$ **ва** $\theta=\pi/2$ **да қовушоқ эластик мухит ва қобиқдаги ўлчовсиз контур кучланишлари,** k_r **ва** k_θ **нинг турли қийматлари (** $h=0.1m$ **).**

Хулоса

Бу ердаги энг муҳим нуқта қобиқнинг ва камроқ даражада мухитнинг динамик тебранувчи табиати билан боғлиқ. Аксинча, жуда паст k_r ва k_θ қийматларида ёки жуда номукаммал чегара шароитларида материаллар бир-бирига боғланмаган ва мухит қобиқга деярли ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Аслида, мухитнинг холати қобик йўқлиги холатига ўхшайди (узуқ чизиқлар).
Масалан, $\theta = 0$ да туннелдаги ўлчовсиз силжиш (расмнинг пастки чап қисми) $k_r = k_\theta = 10\mu_1/b$ ва $k_r = k_\theta = \mu_1/b$ ҳолатларида бир неча юз фоизга фарқ қилади (мос равишда қора ва қизил егри чизиқлар). Бу шуни кўрсатадики, заиф контактда кирувчи энергия нотекис чегара туфайли қобик ва мухит орасидаги ишқаланишга сарфланади ва туннел камроқ энергия олади.
Қовушоқ эластик ва эластик мухитдаги қобикда хосил бўладиган кучланишлар фарки 15% гача бўлар экан.
Асосий фарқ тебранишларда: қобиқ қалинлиги туфайли тебраниш даври кўпаяди. Тебраниш амплитудалари унчалик сезиларли даражада ўзгармайди.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати:

[1]. Ньюмарк, Н., Розенблюэт Э. Основы сейсмостойкого строительства/Под ред. Я. М. Айзенберга. – М.: Стройиздат, 1980. –344 с.
[2]. Островерх Б.Н. Задачи расчета тоннелей при сейсмическом воздействии. – В кн.: Динамика оснований, фундаментов и подземных сооружений. Т.2, Ташкент, 1997, с.98-103
[3]. Фотиева Н.Н., Саммаль А.С. Расчет многослойных тоннельных обделок переменной толщины на статические и сейсмические воздействия // Известия ТулГУ. Сер. Геомеханика. Механика подземных сооружений. Вып. 2. – Тула: Изд-во ТулГУ, 2004. – С. 231–240
[4]. Pao Y.H. Mow C.C. The diffraction of elastic waves and dynamic stress concentrations. – N.Y.: Crane Russak and Co. 1973, p. 694
[5]. *Huang H., Lu Y.P., Wang Y.FF.* Transient interaction of spherical acoustic waves a cylindrical elastic shell and it's internal multi-degree-of – freedom mechanical systems. *J.Acoust. Soc. America*. 1974, Vol 56, №1, p. 4-10
[6]. J.Zhang, M. Xiao, E. Bilotta, C. Li, and Y. Yuan, "Analytical solutions for seismic responses of shaft-tunnel junction under travelling SH-wave," Tunnelling and Underground Space Technology, vol. 112, Article ID 103910, 2021
[7]. Yan W., Ying J., Chen W.Q. The behavior of angle-ply laminated cylindrical shells with viscoelastic interfaces in cylindrical bending // Composite Structures. – 2007. – T. 78. – №4. – C. 551–559.
[8]. Sheng, G.; Wang, X. Thermomechanical vibration analysis of a functionally graded shell with flowing fluid. Eur. J. Mech. A Solids 2008, 27, 1075–1087.
[9]. Bagherizadeh, E.; Kiani, Y.; Eslami, M. Thermal buckling of functionally graded material cylindrical shells on elastic foundation. AIAA J. 2012, 50, 500–503.
[10]. Sofiyev, A.; Kuruoglu, N. Torsional vibration and buckling of the cylindrical shell with functionally graded coatings surrounded by an elastic medium. Compos. Part B Eng. 2013, 45, 1133–1142.