

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН НА ПОДЗЕМНЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ ТРУБОПРОВОДЫ, РАСПОЛОЖЕННЫЕ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ**

**<sup>1</sup>Болтаев Зафар Ихтиёрович – доктор физико-математических наук, профессор.**

**<sup>1</sup>Хожиев Азизжон Холмуродович – доцент кафедры механики и инженерной графики,**

**<sup>1</sup>Сафаров Учкун Исроилович – доктор философии по техническим наукам (PhD), доцент.**

**<sup>1</sup>Бухарский государственный технический университет**

**Аннотация.** В работе рассматривается напряженно – деформированное состояние заглубленного трубопровода в вязкоупругой среде при воздействии гармонических волн. Здесь большое внимание уделяется на длинноволновой и низкочастотный анализ и динамические поведения длинной цилиндрической оболочки (непрерывного трубопровода), находящегося в вязкоупругой среде. Связь между напряжениями и деформациями удовлетворяет наследственному интегралу Больцмана – Вольтера. Уравнения движения окружающей среды удовлетворяет уравнениям Ламе с операторными коэффициентами. На контакте ставятся условия жесткого (или скользящего) контакта. В бесконечности ставятся условия излучения Зоммерфельда. Разработаны методика и алгоритм аналитического решения задачи. На основе оболочечной теории показано, что динамическое усилие кольцевых и осевых напряжений, возникающих в оболочке за счет продольных (или поперечных) бегущих гармонических волн, существенно зависят от соотношения жесткостей трубы и окружающего грунта. Представлены результаты напряжений и усилий соответственно в окружающей среде и оболочке в зависимости от направления падающих волн, при различных значениях коэффициентов Пуассона и жесткостей материалов грунта и труб.

**Ключевые слова:** заглубленный трубопровод, вязкоупругая среда, оболочка, условия излучения, уравнение Ламе, жесткий контакт.

## **THE EFFECT OF SEISMIC WAVES ON A BURIED MULTILAYER PIPELINES LOCATED IN A VISCOELASTIC MEDIUM**

**<sup>1</sup> Boltaev Zafar Ikhtiyorovich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor.**

**<sup>1</sup> Khojiev Azizjon Kholmurodovich – associate professor of the Department of Mechanics and Engineering Graphics,**

**<sup>1</sup> Safarov Uchkun Isroilovich – Doctor of Philosophy in Technical Sciences (PhD), associate professor.**

**<sup>1</sup> Bukhara State Technical University**

**Annotation.** The paper considers the stress–strain state of a buried pipeline in a viscoelastic medium under the influence of harmonic waves. Here, much attention is paid to long-wave and low-frequency analysis and dynamic behavior of a long

cylindrical shell (continuous pipeline) located in a viscoelastic medium. The relationship between stresses and deformations satisfies the hereditary Boltzmann–Voltaire integral. The equations of motion of the environment satisfy the Lamé equations with operator coefficients. Conditions of hard (or sliding) contact are set on the contact. At infinity, the Sommerfeld radiation conditions are set. A methodology and algorithm for the analytical solution of the problem have been developed. Based on the shell theory, it is shown that the dynamic force of annular and axial stresses arising in the shell due to longitudinal (or transverse) traveling harmonic waves significantly depends on the ratio of pipe stiffness and the surrounding soil. The results of stresses and forces in the environment and shell, respectively, depending on the direction of incident waves, are presented for different values of Poisson coefficients and stiffness of soil and pipe materials..

**Keywords:** embedded pipeline, viscoelastic medium, shell, radiation conditions, Lamé equation, rigid contact.

## 1. Введение

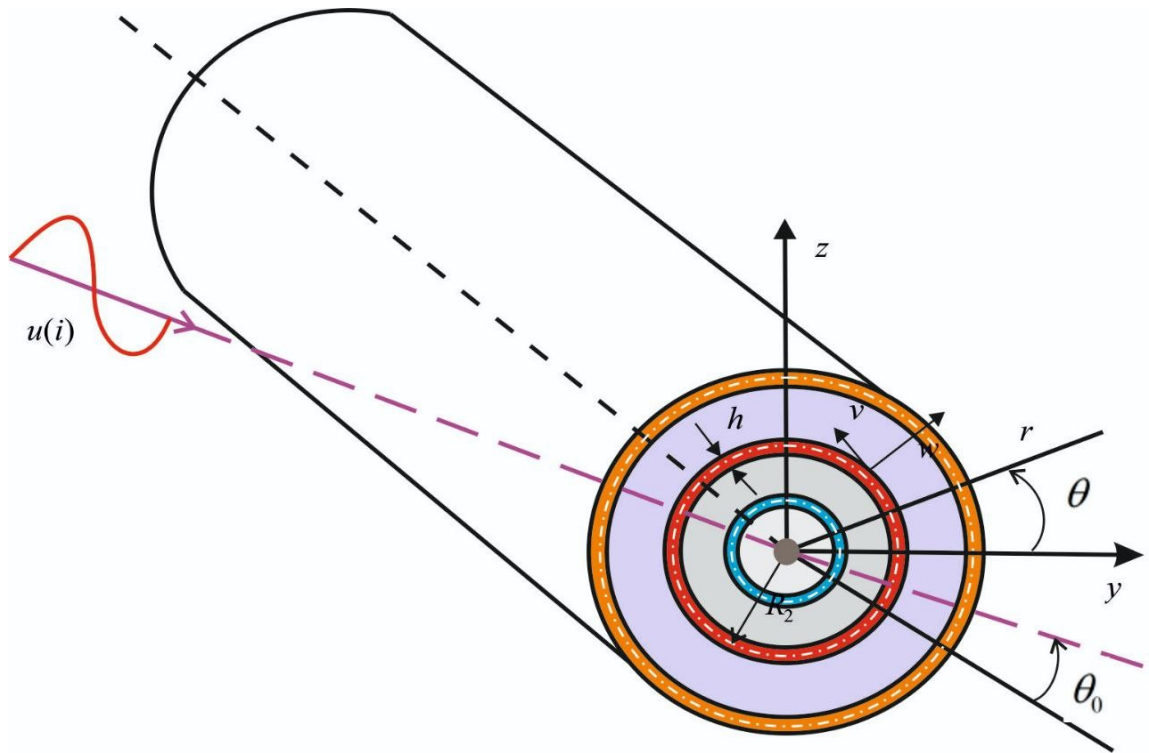
Подземные трубопроводы широко используются в народном хозяйстве, машиностроении, строительстве и других областях. Например, часто подземные трубопроводы используются для транспортировки нефти и газа. При воздействии сейсмических волн или взрывного удара, они могут вызвать серьезные разрушения [1,2]. По этой причине многие исследователи, для обеспечения проблемы сейсмостойкости подземных трубопроводов, используют различные теоретические и экспериментальные методы исследования [3,4]. Ранее в работах [5,6] проблема исследовалась в плоской постановке (плоское деформированное состояние). Они использовали метод разложения по волновой функции для изучения рассеяния плоской гармонической волны давления на цилиндрическую полость, включенное в упругое твердое тело. В работах [7,8] для исследования дифракции волн на цилиндрическое отверстие использовали ряд Фурье-Бесселя и выпуклую аппроксимацию для изучения поперечного отклика подземной полости и трубы к падающим поперечным SV-волнам. Для решения задачи рассеяния волн, в работе [9], использовали метод граничных элементов для определения динамического напряженного состояния трубопроводов и окружающей среды при воздействии продольных и поперечных волн (P- и

SV). Так же проблема изучалась многими другими исследователями [10,11]. В некоторых работах [13,14,15] исследована дифракция и рассеяние волн в цилиндрических телах, находящихся в вязкоупругих средах.

В настоящей работе исследована динамическая реакция подземной оборочки, находящейся в вязкоупругой среде. Исследовано напряжённо – деформированное состояние цилиндрической оболочки из различных типов материала, подвергающихся воздействию сейсмических (гармонических) волн. Используются преобразования Грина-Лемба и получены волновые уравнения для решения которых применяется метод разделения переменных. Используя граничные условия и неразрывность между окружающим грунтом и трубопроводом, получены аналитические результаты.

## **2. Постановка задачи и методы решения.**

Динамическая реакция глубоко заглубленной многослойной трубопроводной системы на воздействие гармонических волны может сводиться к дифракции установившейся Р - волны вокруг круглой трубы в бесконечном пространстве (рис.1). Окружающую среду и многослойный трубопровод можно считать изотропными, т.е., однородными вязко - упругими материалами. Свойства материала можно определить по константам Ламе  $\lambda_{oj}, \mu_{oj} (j=1,2,\dots,N)$  и плотности  $\rho_j$ . Здесь нумерация  $j=1,2,\dots,N-1$  - соответствует многослойной цилиндрической оболочке, а  $j=N$  - к окружающей среде.



**Рис.1. Расчетная схема**

Для того, чтобы получить волновую функцию, точно удовлетворяющую условию нулевого напряжения, мы использовали выпуклую поверхность с радиусом кривизны, чтобы аппроксимировать плоскую свободную волну.

Уравнение движения многослойного цилиндрического тела имеет следующий вид

$$(\tilde{\lambda}_j + 2\tilde{\mu}_j) \text{grad div } \vec{u}_j - \tilde{\mu} \text{rot rot } \vec{u}_j + \vec{b}_j = \rho_j \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2}, (j = 1, 2, \dots, N) \quad (1)$$

Здесь  $\tilde{\lambda}_j$ ,  $\tilde{\mu}_j$  и  $\tilde{E}_k$  модули упругости, которые в операторном виде записываются как

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_j f(t) &= \lambda_{0j} \left[ f(t) - \int_{-\infty}^t R_\lambda^{(i)}(t-\tau) f(\tau) d\tau \right], \\ \tilde{\mu}_j f(t) &= \mu_{0j} \left[ f(t) - \int_{-\infty}^t R_\mu^{(i)}(t-\tau) f(\tau) d\tau \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

где  $f(t)$  - произвольная непрерывная функция;  $R_E^{(i)}(t-\tau)$ ,  $R_\mu^{(i)}(t-\tau)$  и  $R_\lambda^{(i)}(t-\tau)$  - ядра релаксации;  $\lambda_{0j}$ ,  $\mu_{0j}$  - мгновенные коэффициенты упругости,  $E_{01}$  -

мгновенный модуль Юнга. Между слоями и с окружающей вязкоупругой средой ставятся условия жесткого контакта, т.е. выполняется непрерывность перемещений и напряжений

$$\begin{aligned} r = a_k : \sigma_{rrk} = \sigma_{rr(k+1)}; \sigma_{r\theta k} = \sigma_{r\theta(k+1)}; \sigma_{rz k} = \sigma_{rz(k+1)}; \\ u_k = u_{k+1}; \vartheta_k = \vartheta_{k+1}; w_k = w_{k+1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Если между цилиндрическими телами ставятся условия скользящего контакта, тогда ставятся следующие условия

$$\begin{aligned} r = a_k : \sigma_{rrk} = \sigma_{rr(k+1)}; \sigma_{r\theta k} = \sigma_{r\theta k} = 0; \\ \sigma_{r\theta(k+1)} = \sigma_{rz(k+1)} = 0; w_k = w_{k+1}. \end{aligned}$$

На бесконечности ставятся условия излучения Зоммерфельда в потенциалах перемещений

$$\begin{aligned} \lim_{r \rightarrow \infty} r \phi_N = const, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} r \left( \frac{\partial \phi_N}{\partial r} - ik_{1N} \phi_N \right) = 0, \\ \lim_{r \rightarrow \infty} r \psi_N = const, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} r \left( \frac{\partial \psi_N}{\partial r} - ik_{2N} \psi_N \right) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Пусть падающую нагрузку продольных волн принимаем в виде

$$\phi^{(p)} = \frac{u_0^{(i)}}{ik_{N1}} e^{-i\xi(x-ct)} \sum_{n=0}^{\infty} a_n J_n(\gamma_N r) \cos n\theta, \quad \psi^{(p)} = 0, \chi^{(p)} = 0, \quad (5)$$

$$a_n = \begin{cases} 1, & n=0, \\ \dots \end{cases} \quad \gamma_N = \sqrt{k_{1N}^2 - \xi^2}, \quad k_{1N}^2 = \frac{\omega}{c_{1N}}, \quad c_{1N}^2 = \frac{\lambda_{01N} + 2\mu_{01N}}{\rho_{1N}}.$$

При воздействии поперечных волн (5) принимает следующий вид

$$\psi^{(p)} = \frac{u_0^{(i)}}{ik_{1N} \sin \theta_0} e^{-i\xi(x-ct)} \sum_{n=0}^{\infty} b_n J_n(\delta_N r) \cos n\theta, \quad \phi^{(p)} = 0, \chi^{(p)} = 0, \quad (6)$$

$$b_n = a_n, \quad \delta_1 = \sqrt{k_{2N}^2 - \xi^2}, \quad k_{2N}^2 = \frac{\omega}{c_{2N}}, \quad c_{2N}^2 = \frac{\mu_{01N}}{\rho_N}.$$

где

Основной целью является определение напряженно - деформированного состояния цилиндрического тела и окружающей среды. Перемещения  $\vec{u}^{(i)}(u_x, u_y, u_z)$  окружающей среды при распространение сейсмических волн в декартовой системе координат принимает следующий вид:

$$u_x^{(i)} = u_0^{(i)} \cos \theta_0 e^{ik_1(X-ct)}, u_y^{(i)} = u_0^{(i)} \sin \theta_0 e^{ik_1(X-ct)}, u_z^{(i)} = 0$$

где  $X (= x \cos \theta_0, y \sin \theta_0)$ ,  $u_0^{(i)}$  - константа, зависящая от интенсивности падающей волны и имеющая размерность длины.

### 3. Методика решения

Поскольку в среде лежит оболочка, перемещение  $\vec{u}_k(u_r, u_\theta, u_z)$  ( $k=1,2,\dots,N$ ) в любой точке в среде состоит из двух частей: падающего поля  $\vec{u}_N^{(i)}(u_r, u_\theta, u_z)$ , созданного за счет продольной волны, движущейся по оболочке и рассеянной волны  $\vec{u}_{jk}^{(s)}(u_r, u_\theta, u_z)$ . Уравнения движения многослойного цилиндрического тела решаются с помощью преобразований Грин-Лемба

$$u_k = \text{grad} \phi_k + \text{rot} \psi_k, \text{div} \psi_k = 0.$$

(7)

Здесь  $\phi_k$  - потенциал продольных волн,  $\vec{\psi}_k(\psi_{rk}, \psi_{\theta k}, \psi_{zk})$  - потенциал поперечных волн. Вектор перемещенный (7) можно написать в координатной формуле

$$\begin{aligned} u_{rk} &= \frac{\partial \phi_k}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{zk}}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi_{\theta k}}{\partial z}, \\ u_{\theta k} &= \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_k}{\partial \theta} + \frac{\partial \psi_{rk}}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{zk}}{\partial r}, \\ u_{zk} &= \frac{\partial \phi_k}{\partial z} + \frac{\partial \psi_{\theta k}}{\partial r} + \frac{\psi_{\theta k}}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{rk}}{\partial \theta}. \end{aligned}$$

Потенциалы продольных и поперечных волн удовлетворяют волновым уравнениям

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{n, \alpha r} [\varphi_n(\alpha_k r)] &= 0, \\ \mathfrak{R}_{n, \beta r} [\psi_{nz}(\beta_k r)] &= 0, \\ \mathfrak{R}_{n+1, \beta r} [\psi_{nr} - \psi_{n\theta}] &= 0, \\ \mathfrak{R}_{n-1, \beta r} [\psi_{nr} + \psi_{n\theta}] &= 0. \end{aligned}$$

(8)

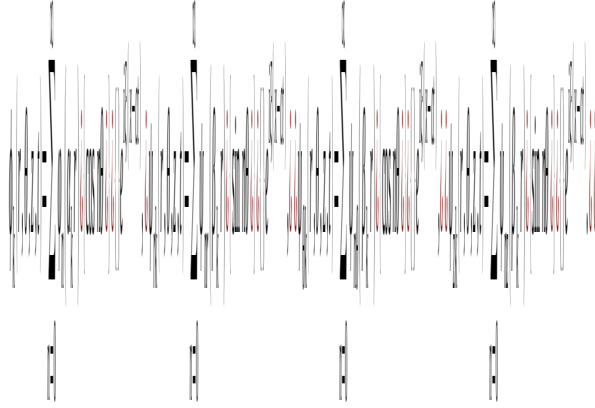
Здесь

$$\mathfrak{R}_{n,x} = \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} - \left( \frac{n^2}{x^2} - 1 \right) \right],$$

$$\alpha_k^2 = \omega^2 / \bar{c}_{pk}^2 - \gamma_p^2; \beta_k^2 = \omega^2 / \bar{c}_{sk}^2 - \gamma_p^2.$$

$$\bar{c}_{sk}^2 = c_{sk}^2 \Gamma_{\kappa}^i, \bar{c}_{pk}^2 = c_{pk}^2 \Gamma_{\kappa}^i.$$

Решение дифференциальных уравнений (8) ищется в виде



(9)

Функции  $\varphi_n(\alpha_k r), \psi_{nr}(\beta_k r), \psi_{n\theta}(\beta_k r), \psi_{nz}(\beta_k r)$  удовлетворяют уравнениям Бесселя и Ханкеля, которые принимают следующий вид

$$\begin{aligned} \varphi_n(\alpha_k r) &= A_n Z_n(\alpha_k r) + B_n W_n(\alpha_k r), \\ \psi_{nz}(\alpha_k r) &= A_{3n} Z_n(\beta_k r) + B_{3n} W_n(\beta_k r), \\ \psi_{nr} - \psi_{n\theta} &= 2 A_{1n} Z_{n+1}(\beta_k r) + 2 B_{1n} W_n(\beta_k r), \\ \psi_{nr} + \psi_{n\theta} &= 2 A_{2n} Z_{n-1}(\beta_k r) + 2 B_{2n} W_{n-1}(\beta_k r). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $Z_n$  и  $W_n$  - соответственно функции Бесселя и Неймана. Перемещения и напряжения из (7) принимают вид

$$\begin{aligned} u_r &= \left[ \varphi_n' + (n/r) \psi_{nz} + 0.5 \gamma_p (\psi_{nr} - \psi_{n\theta}) \right] \cos n\theta e^{i\xi(x-ct)}, \\ u_\theta &= \left[ -\psi_{nz}' - (n/r) \varphi_n + 0.5 \gamma_p (\psi_{nr} - \psi_{n\theta}) \right] \sin n\theta e^{i\xi(x-ct)}, \\ u_z &= \left[ -\gamma_p \varphi_n - (\psi_{nr} - \psi_{n\theta})' - (n+1) (0.5 (\psi_{nr} - \psi_{n\theta}) / r) \right] \cos n\theta e^{i\xi(x-ct)}. \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \left\{ -\bar{\lambda}(\alpha^2 + \gamma_p^2) \varphi_n + 2\mu \left[ \varphi_n' + (n/r)(\psi_{nz}' - \frac{\psi_{nz}}{r}) + \gamma_p 0.5(\psi_{nr} - \psi_{n\theta})' \right] \right\} \cos n\theta e^{i\xi(x-ct)} \\ \sigma_{r\theta} &= \mu \left\{ -\frac{2n}{r}(\varphi_n' - \frac{\varphi_n}{r}) - (2\psi_{nz}'' + \beta^2 \psi_{nz}') - \gamma_p \left( \frac{n+1}{r} 0.5(\psi_{nr} - \psi_{n\theta}) - 0.5(\psi_{nr} - \psi_{n\theta})' \right) \right\} \sin \theta e^{i\xi(x-ct)}, \\ \sigma_{rz} &= \mu \left\{ -2\gamma_p^2 \varphi_n' - 0.5 \frac{n}{r} (\psi_{nr} - \psi_{n\theta})' + 0.5 \left[ -\frac{n(n+1)}{r^2} + (\beta^2 - \gamma_p^2) \right] - \frac{n\gamma_p}{r} 0.5(\psi_{nr} + \psi_{n\theta}) \right\} \cos n\theta e^{i\xi(x-ct)}. \end{aligned}$$

Если использовать граничные условия (3) и (4), тогда получается система неоднородных алгебраических уравнений с комплексными коэффициентами

$$C_{ij} X_j = Q_i, \quad (i, j=1,9)$$

(12)

где  $C_{ij}$ - квадратная матрица (9x9), элементы которой состоят из функций Бесселя и Ханкеля комплексного аргумента;  $X_j$ - вектор столбец, состоящий из произвольных постоянных,  $Q_i$ - вектор внешних нагрузок.

Система неоднородных алгебраических уравнений (12) решается методом Гаусса с выделением главного элемента.

#### 4. Численные результаты

В качестве примера рассмотрим взаимодействия сейсмических волн с однослойной пространственной оболочкой. Для описания вязких свойств материала многослойной оболочки используется трех параметрическое ядро релаксации Колтунова – Ржаницына:  $R_E(t) = A_\kappa e^{-\beta_\kappa t} / t^{1-\alpha_\kappa}$ , с параметрами  $A_\kappa = 0,048$ ;  $\beta_\kappa = 0,05$ ;  $\alpha_\kappa = 0,1$  ( $\kappa=1,2$ ). В статье для исследования используются два типа материалов оболочки: Q235 и X70. Основные параметры приведены в таблице 1 ( $\eta = b/a$ ,  $\delta = \omega b / C_{p1}$ ).

**1-таблица. Характеристики материала оболочки**

Материалы оболочки	$\delta$	$\eta$	$\nu_k$	$\theta^0$
X235	1.0	1.05	0.25	30°



X70	0.30	1.02	0.20	0°
-----	------	------	------	----

Результаты расчетов получены в безразмерном виде. Для этого использовались амплитуды напряжений падающих волн  $\sigma_0^{(i)} = \mu_{01} u_0^{(i)} k_1 c_1^2 / c_2^2$ . Введены следующие обозначения:  $\rho^i = \rho_1 / \rho_0$ ,  $M = \mu / G$ ,  $m = h / R$ . Численные результаты приведены на рис.2.

На рисунке 2 приведены изменения осевых и кольцевых напряжений от углов падения сейсмических волн, когда  $|\sigma_{\theta\theta}^i|$  при  $\theta = 90^\circ$ ,  $r = a + h/2$ . При решении задачи использованы три группы исходные данных: 1) стальная труба в камне ( $\rho^i = 3,0, v = 0,25, \mu = 0,3$ ); 2) бетонная труба в жёстком грунте ( $\rho^i = 0,84, M = 0.45, v = 0.2$ ), 3) бетонная труба в мягком грунте ( $\rho^i = 0,84, M = 0.04, v = 0.2$ ).

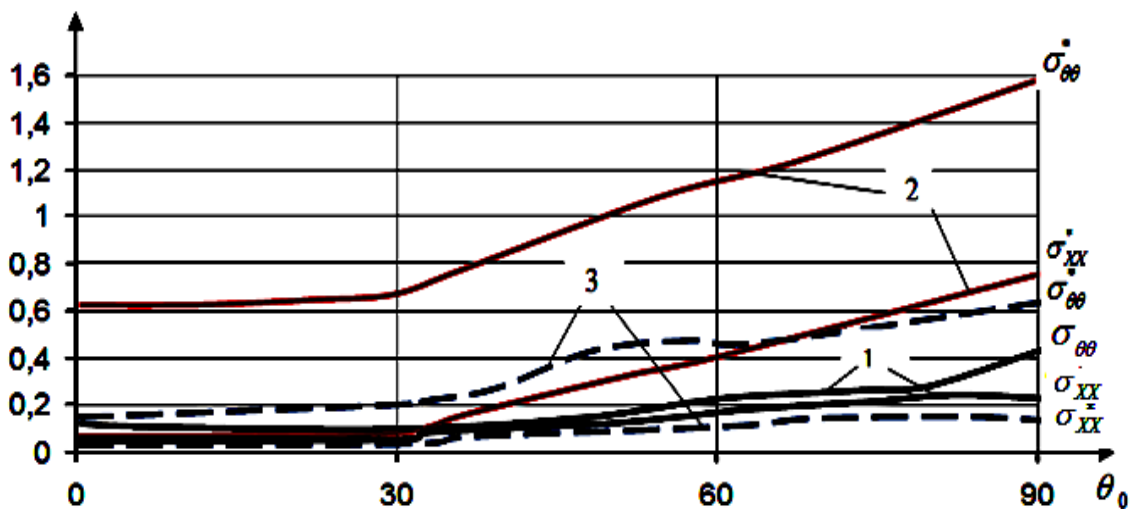


Рис.2.Изменение кольцевых и осевых усилий в зависимости от угла падения сейсмических волн.

Видно, что при воздействии падающих волн напряженно-деформированное состояние цилиндрического тела сильно зависит от угла падения сейсмических волн. Это относится для кольцевых и осевых напряжений.

## Заключения

Таким образом, в работе разработаны методика и алгоритм для определения напряженно – деформированного состояния цилиндрических оболочек при воздействии низко частотных сейсмических волн. При увеличении угла падения плоских продольных волн на низкой частоте распределение напряженно – деформированного состояния становится более сложным, чем вертикальное падение продольных волн. При этом амплитуда осевых и контурных напряжений сначала сохраняет неизменное состояние, а затем резко уменьшается.

## Использованная литература

1. T. Asakura, Y. Shiba, S. Matsuoka, T. Oya, and K. Yashiro, “Damage to mountain tunnels by earthquake and its mechanism,” *Doboku Gakkai Ronbunshu*, vol. 659, pp. 27–38, 2000. View at: [Publisher Site](#) [Google Scholar](#)
2. Z. Z. Wang, Y. J. Jiang, C. A. Zhu, and T. C. Sun, “Shaking table tests of tunnel linings in progressive states of damage,” *Tunnelling and Underground Space Technology incorporating Trenchless Technology Research*, vol. 50, pp. 109–117, 2015. View at: [Google Scholar](#)
3. H. Liu and E. Song, “Seismic response of large underground structures in liquefiable soils subjected to horizontal and vertical earthquake excitations,” *Computers and Geotechnics*, vol. 32, no. 4, pp. 223–244, 2005. View at: [Publisher Site](#) [Google Scholar](#)
4. Seyyed, A. Hasheminejad, and Miri, “Seismic isolation effect of lined circular tunnels with damping treatments,” *Earthquake Engineering & Engineering Vibration*, vol. 7, no. 3, pp. 305– 319, 2008. View at: [Google Scholar](#)
5. S. Shimamura, H. Kasai, and M. Haruumi, “Seismic isolation effect for a tunnel with a soft isolation layer,” *Structural Engineering Earthquake Engineering*, vol. 2, no. 16, pp. 143–154, 1999. View at: [Google Scholar](#)
6. H. B. Mohammad, R. M. Masoud, K. Dong-Soo, and W. C. Yun, “Effect of underground tunnel on the ground surface acceleration,” *Tunnelling and*

Underground Space Technology, vol. 44, pp. 10– 22, 2014. View at: Google Schola

7. Almuheidib, A.M. & Toksz, M.N., 2015. Imaging of near-surface heterogeneities by scattered elastic waves, *Geophysics*, 80(4), 83–88.

8. Bishop, I., Styles, P., Emsley, S.J. & Ferguson, N.S., 1997. The detection of cavities using the microgravity technique: Case histories from mining and karstic environments, *Geol. Soc. Lond. Eng. Geol. Spec. Publ.*, 12(1), 153–166.

9. Bitri, A., Samyn, K. & Filippi, C., 2016. Can we really detect cavities using seismic Rayleigh waves?, *Near Surface Geoscience 2016–22nd European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*, EAGE.

10. Belfer, I., Bruner, I., Keydar, A., Kravtsov, A. & Landa, E., 1998. Detection of shallow objects using refracted and diffracted seismic waves, *J. appl. Geophys.*, 38(3), 155–166.

11. Berkovitch, A., Belfer, I., Hassin, Y. & Landa, E., 2009. Diffraction imaging by multifocusing, *Geophysics*, 74(6), 75–81. Blonk, B. & Herman, G.C., 1994. Inverse scattering of surface waves: a new look at surface consistency, *Geophysics*, 59(6), 963–972.

12. Bretaudeau, F., Brossier, R., Leparoux, D., Abraham, O. & Virieux, J., 2013. 2D elastic full-waveform imaging of the near-surface: application to synthetic and physical modelling data sets, *Near Surf. Geophys.*, 11(3), 307– 316.

13. Bretaudeau, F., Leparoux, D., Durand, O. & Abraham, O., 2011. Small-scale modeling of onshore seismic experiment: a tool to validate numerical modeling and seismic imaging methods, *Geophysics*, 76(5), 101–112.

14. Butler, D.K., 1984. Microgravimetric and gravity gradient techniques for detection of subsurface cavities, *Geophysics*, 49, 1084–1096. Campman, X.H., van Wijk, K., Scales, J.A. & Herman, G.C., 2005. Imaging and suppressing near-receiver scattered surface waves, *Geophysics*, 70(2), 21–29.

15. Cardarelli, E., Marrone, C. & Orlando, L., 2002. Evaluation of tunnel stability using integrated geophysical methods.