ISSN 1811-1807

ҒЫЛЫМИ ЖУРНАЛ

С. Торайғыров атындағы
Павлодар мемлекеттік
университеті

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКАЛЫҚ СЕРИЯ

3-4′ 2012

ПМУ ХАБАРШЫСЫ
ВЕСТНИК ПГУ

УДК 539.3:534.1

В. Н. Украинец, С. Р. Гирнис, Д. А. Алигожина

РЕАКЦИЯ ПОДЗЕМНОГО ТРУБОПРОВОДА НА ДВИЖУЩУЮСЯ ПЕРИОДИЧЕСКУЮ НАГРУЗКУ

Движущаяся в подземном транспортном трубопроводе нагрузка создает колебания как в самом трубопроводе, так и в окружающем его породном массиве. Возникающие при этом деформации и напряжения в значительной мере зависят от вида и параметров нагрузки, а также от глубины заложения трубопровода. В данной *работе, на модельной задаче о равномерно движущейся вдоль тонкой круговой цилиндрической оболочки в упругом пространстве периодической нагрузке, исследуется влияние ее скорости и периода на деформированное состояние трубопровода глубокого заложения.*

1. Используя для исследований модельный подход, представим транспортный подземный трубопровод глубокого заложения как расположенную в линейно-упругом, однородном и изотропном пространстве (массиве) бесконечно длинную круговую цилиндрическую тонкостенную оболочку, ось которой совпадает с осью z цилиндрической неподвижной системой координат (r, θ, z). Обозначим радиус срединной поверхности оболочки R, а её толщину $-h_0$. В силу малости толщины оболочки полагаем, что массив контактирует с оболочкой вдоль ее срединной поверхности. Контакт между оболочкой и массивом полагаем жестким. Физико-механические свойства оболочки и массива характеризуются соответственно следующими постоянными: ν_0, ν – коэффициенты Пуассона; μ_0, μ модули сдвига; ρ_0, ρ – плотности. Пусть на внутреннюю поверхность оболочки действует движущаяся с постоянной скоростью с в направлении оси z нагрузка P, периодическая по z. При этом будем считать, что скорость движения нагрузки меньше скоростей распространения волн сдвига в массиве (дозвуковой случай).

Определим реакцию упругого пространства на данную подвижную нагрузку, используя для описания движения оболочки классические уравнения теории тонких оболочек [1]

$$\frac{\partial^2 u_{0z}}{\partial z^2}+\frac{1-\nu_0}{2R^2}\frac{\partial^2 u_{0z}}{\partial\theta^2}+\frac{1+\nu_0}{2R}\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial z\partial\theta}+\frac{\nu_0}{R}\frac{\partial u_{0r}}{\partial z}=\rho_0\frac{1-\nu_0}{2\mu_0}\frac{\partial^2 u_{0z}}{\partial t^2}+\frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0}\left(P_z-q_z\right)$$

$$\frac{1+\nu_0}{2R}\frac{\partial^2 u_{0z}}{\partial z\partial\theta}+\frac{\left(1-\nu_0\right)}{2}\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial z^2}+\frac{1}{R^2}\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial\theta^2}+\frac{1}{R^2}\frac{\partial u_{0r}}{\partial\theta}=\rho_0\frac{1-\nu_0}{2\mu_0}\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial t^2}+\frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0}\left(P_\theta-q_\theta\right)$$

$$\frac{\nu_0}{R}\frac{\partial u_{0z}}{\partial z}+\frac{1}{R^2}\frac{\partial u_{0\theta}}{\partial\theta}+\frac{h_0^2}{12}\nabla^2\nabla^2 u_{0r}+\frac{u_{0r}}{R^2}=-\rho_0\frac{1-\nu_0}{2\mu_0}\frac{\partial^2 u_{0r}}{\partial t^2}-\frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0}\left(P_r-q_r\right) \qquad (1)$$

где $u_{0z}, u_{0\theta}, u_{0r}$ – перемещения точек срединной поверхности оболочки; P_z, P_θ, P_r – составляющие интенсивности подвижной нагрузки P; $q_z=\sigma_{rz}\big|_{r=R}$, $q_\theta=\sigma_{r\theta}\big|_{r=R}$, $q_r=\sigma_{rr}\big|_{r=R}$ – составляющие реакции окружающей оболочку среды (σ_{rj} – компоненты тензора напряжений в среде, $j = z, \theta, r$); ∇^2 – оператор Лапласа.

Для описания движения массива воспользуемся динамическими уравнениями теории упругости в векторной форме [2]

$$(\lambda+\mu)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{u}+\mu\nabla^2\mathbf{u}=\rho\,\partial^2\mathbf{u}/\partial t^2, \qquad (2)$$

где $\lambda = 2\mu\nu/(1-2\nu)$, $\mathbf{u}$ – вектор смещения упругой среды.

Так как рассматривается установившийся процесс, то картина деформаций стационарна по отношению к движущейся нагрузке. Поэтому удобно перейти к подвижной системе координат $r, \theta, \eta = z - ct$, связанной с нагрузкой P. Тогда уравнения (1) и (2) соответственно примут вид

$$\left[1 - \frac{(1-\nu_0)\rho_0 c^2}{2\mu_0}\right]\frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \eta^2} + \frac{1-\nu_0}{2R^2}\frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \theta^2} + \frac{1+\nu_0}{2R}\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \theta \partial \eta} + \frac{\nu_0}{R}\frac{\partial u_{0r}}{\partial \eta} = \frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0}\left(P_\eta - q_\eta\right)$$

$$\frac{1+\nu_0}{2R}\frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \theta \partial \eta} + \frac{(1-\nu_0)}{2}\left[1 - \frac{\rho_0 c^2}{\mu_0}\right]\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{R^2}\frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \theta^2} + \frac{1}{R^2}\frac{\partial u_{0r}}{\partial \theta} = \frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0}\left(P_\theta - q_\theta\right) \quad (3)$$

$$\frac{\nu_0}{R}\frac{\partial u_{0\eta}}{\partial \eta} + \frac{1}{R^2}\frac{\partial u_{0\theta}}{\partial \theta} + \frac{h_0^2}{12}\nabla^2\nabla^2 u_{0r} + \frac{(1-\nu_0)\rho_0 c^2}{2\mu_0}\frac{\partial^2 u_{0r}}{\partial \eta^2} + \frac{u_{0r}}{R^2} = -\frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0}\left(P_r - q_r\right)$$

$$\left(M_p^{-2} - M_s^{-2}\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{u} + M_s^{-2}\nabla^2\mathbf{u} = \partial^2\mathbf{u}/\partial\eta^2. \quad (4)$$

Здесь $M_p = c/c_p, M_s = c/c_s$ – числа Маха; $c_p = \sqrt{(\lambda+2\mu)/\rho}$, $c_s = \sqrt{\mu/\rho}$ – скорости распространения волн расширения-сжатия и сдвига в среде.

Преобразуем уравнение (4), выразив вектор смещения упругой среды через потенциалы Ламе [3]

$$\mathbf{u} = \operatorname{grad}\Phi_1 + \operatorname{rot}\left(\Phi_2\mathbf{e}_\eta\right) + \operatorname{rot}\operatorname{rot}\left(\Phi_3\mathbf{e}_\eta\right) \quad (5)$$

где $\mathbf{e}_\eta$ – орт оси η.

Из (4) и (5) следует, что потенциалы Φ_j удовлетворяют видоизмененным волновым уравнениям

$$\nabla^2\Phi_j = M_j^2\,\partial^2\Phi_j/\partial\eta^2,\ j = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Здесь $M_1 = M_p, M_2 = M_3 = M_s$.

Выразим компоненты напряженно-деформированного состояния (НДС) массива через потенциалы Φ_j.

Компоненты вектора $\mathbf{u}$ (5):

$$u_r = \frac{\partial\Phi_1}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi_2}{\partial\theta} + \frac{\partial^2\Phi_3}{\partial\eta\partial r},$$

$$u_\theta = \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi_1}{\partial\theta} - \frac{\partial\Phi_2}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2\Phi_3}{\partial\theta\partial\eta}, \quad (7)$$

$$u_\eta = \frac{\partial\Phi_1}{\partial\eta} + m_s^2\frac{\partial^2\Phi_3}{\partial\eta^2},$$

где $m_s^2 = 1 - M_s^2$.

Используя закон Гука и соотношения (7), получаем выражения для компонент тензора напряжений

$$\sigma_{\eta\eta} = (2\mu + \lambda M_p^2)\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial\eta^2} + 2\mu m_s^2\frac{\partial^3\Phi_3}{\partial\eta^3},$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \lambda M_p^2\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial\eta^2} + \frac{2\mu}{r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial\theta^2} + \frac{\partial\Phi_1}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi_2}{\partial\theta} - \frac{\partial^2\Phi_2}{\partial r\partial\theta} + \frac{1}{r}\frac{\partial^3\Phi_3}{\partial\theta^2\partial\eta} + \frac{\partial^2\Phi_3}{\partial r\partial\eta}\right)$$

$$\sigma_{rr} = \lambda M_p^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \eta^2} + 2\mu\left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \theta \partial r} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta} + \frac{\partial^3 \varphi_3}{\partial r^2 \partial \eta}\right)$$

$$\sigma_{r\eta} = \mu\left(2\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \eta \partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \theta \partial \eta} + (1+m_s^2)\frac{\partial^3 \varphi_3}{\partial \eta^2 \partial r}\right) \qquad (8)$$

$$\sigma_{\theta\eta} = \mu\left(\frac{2}{r}\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \theta \partial \eta} - \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial r \partial \eta} + \frac{(1+m_s^2)}{r}\frac{\partial^3 \varphi_3}{\partial \theta \partial \eta^2}\right)$$

$$\sigma_{r\theta} = 2\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \theta \partial r} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial r^2} - \frac{m_s^2}{2}\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \eta^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial^3 \varphi_3}{\partial r \partial \theta \partial \eta} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial \theta \partial \eta}\right)$$

Таким образом, для определения компонент НДС массива необходимо решить уравнения (6) совместно с граничными условиями, которые при жестком сопряжении оболочки с массивом можно представить в виде

$$u_j\big|_{r=R} = u_{0j}, \quad j = \eta, \theta, r. \qquad (9)$$

Рассмотрим случай действия на оболочку синусоидальной подвижной нагрузки с произвольной зависимостью от угловой координаты

$$P_j(\theta,\eta) = p_j(\theta)\, e^{i\xi\eta}, \quad p_j(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_{nj} e^{in\theta}, \quad j = r, \theta, \eta, \qquad (10)$$

где константа ξ определяет период $T = 2\pi/\xi$ действующей нагрузки.

Потенциалы φ_j будем искать в аналогичном (10) виде

$$\varphi_j(r,\theta,\eta) = \Phi_j(r,\theta)\, e^{i\xi\eta}. \qquad (11)$$

Подставляя (11) в (6), получим видоизмененные уравнения Гельмгольца

$$\nabla_2^2 \Phi_j - m_j^2 \xi^2 \Phi_j = 0, \; j = 1,2,3. \qquad (12)$$

Здесь $m_j^2 = 1 - M_j^2$, $m_1 \equiv m_p$, $m_2 = m_3 \equiv m_s$; ∇_2^2 – двумерный оператор Лапласа.

В дозвуковом случае $M_s < 1$ $(m_s > 0)$, и мы приходим к известным решениям уравнений (12)

$$\Phi_j = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} K_n(k_j r)\, e^{in\theta}, \qquad (13)$$

где $K_n(k_j r)$ – функции Макдональда, $k_j = m_j \xi$; a_{nj} – неизвестные коэффициенты, подлежащие определению.

Подставляя (13) с учётом (11 в (7), (8), получаем формулы для вычислений компонент напряженно-деформированного состояния массива (* означает, что данные компоненты найдены при действии на оболочку синусоидальной подвижной нагрузки)

$$u_l^* = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^{3} T_{lj}\left(K_n(k_j r)\, e^{i(\xi\eta + n\theta)}\right) a_{nj}, \qquad (14)$$

$$\square^{*}_{lm} / \square = \sum_{n=\square\square}^{\square} \sum_{j=1}^{3} S_{lmj} \left(K_n(k_j r)\right) e^{i(\square\square+n\square)} a_{nj} ,$$

где $l = r,\square,\square, \quad m = r,\square,\square;$

$$T_{r1} = k_1 K'_n (k_1 r), \quad T_{r2} = \square\frac{n}{r} K_n (k_2 r), \quad T_{r3} = \square\square k_3 K'_n (k_3 r),$$

$$T_{\square 1} = \frac{n}{r} K_n (k_1 r), \quad T_{\square 2} = \square k_2 K'_n (k_2 r), \quad T_{\square 3} = \square\frac{n}{r}\square K_n (k_3 r),$$

$$T_{\square 1} = \square K_n (k_1 r), \quad T_{\square 2} = 0, \quad T_{\square 3} = \square k_3^2 K_n (k_3 r),$$

$$S_{rr1} = 2\left(k_1^2 + \frac{n^2}{r^2} \square \frac{\square M_p^2 \square^2}{2\square}\right) K_n (k_1 r) \square \frac{2k_1 K'_n (k_1 r)}{r},$$

$$S_{rr2} = \frac{2n}{r^2} K_n (k_2 r) \square \frac{2k_2 K'_n (k_2 r)}{r},$$

$$S_{rr3} = \square 2\square\left(k_3^2 + \frac{n^2}{r^2}\right) K_n (k_3 r) + \frac{2\square k_3 K'_n (k_3 r)}{r},$$

$$S_{\square\square 1} = \square 2\left(\frac{n^2}{r^2} + \frac{\square M_p^2 \square^2}{2\square}\right) K_n (k_1 r) + \frac{2k_1 K'_n (k_1 r)}{r},$$

$$S_{\square\square 2} = \square\frac{2nK_n (k_2 r)}{r^2} + \frac{2nk_2 K'_n (k_2 r)}{r}, \quad S_{\square\square 3} = \frac{2\square n^2 K_n (k_3 r)}{r^2} \square \frac{2\square k_3 K'_n (k_3 r)}{r},$$

$$S_{\square\square 1} = \square 2\square^2 \left(\frac{1 + \square M_p^2}{2\square}\right) K_n (k_1 r), \quad S_{\square\square 2} = 0, \quad S_{\square\square 3} = 2m_3^2 \square^3 K_n (k_3 r),$$

$$S_{r\square 1} = \square\left(\square\frac{2nK_n (k_1 r)}{r^2} + \frac{2nk_1 K'_n (k_1 r)}{r}\right),$$

$$S_{r\square 2} = \square\left(\square\left(k_2^2 + \frac{2n^2}{r^2}\right) K_n (k_2 r) + \frac{2k_2 K'_n (k_2 r)}{r}\right),$$

$$S_{r\square 3} = \square\left(\frac{2n\square K_n (k_3 r)}{r^2} \square \frac{2n\square k_3 K'_n (k_3 r)}{r}\right),$$

$$S_{\square\square 1} = \square\frac{2n\square K_n (k_1 r)}{r}, \quad S_{\square\square 2} = \square k_2 K'_n (k_2 r), \quad S_{\square\square 3} = \frac{n\square^2 \left(1 + m_3^2\right) K_n (k_3 r)}{r},$$

$$S_{r\square 1} = 2\square k_1 K'_n (k_1 r), \quad S_{r\square 2} = \square\frac{\square nK_n (k_2 r)}{r}, \quad S_{r\square 3} = \square\square^2 k_3 \left(1 + m_3^2\right) K'_n (k_3 r),$$

$$K'_n (kr) = \frac{dK_n (kr)}{d (kr)}.$$

В установившемся состоянии зависимость всех величин от □ имеет вид (10), поэтому для тонкой оболочки

$$u_{0j}(\square,\square) = U_{0j}(\square)e^{i\square}, \quad U_{0j}(\square) = \sum_{n=\square\square}^{\square} u_{0nj}e^{in\square}, \quad j = r,\square,\square. \tag{15}$$

Подставляя (10) и (15) в (3), для n-го члена разложения получим

$$\begin{aligned} &\square_1^2 u_{0n\square} + \square_{02} n \square_0 u_{0n\square} \square 2i\square_0\square_0 u_{0nr} = G_0 (P_{n\square} \square q_{n\square}) \\ &\square_{02} n \square_0 u_{0n\square} + \square_2^2 u_{0n\square} \square 2inu_{0nr} = G_0 (P_{n\square} \square q_{n\square}) \\ &2i\square_0\square_0 u_{0n\square} + 2inu_{0n\square} + \square_3^2 u_{0nr} = G_0 (P_{nr} \square q_{nr}) \end{aligned} \tag{16}$$

где $\square_1^2 = \square_0^2 \square \square_0^2,\ \square_2^2 = \square_0^2 \square \square_0^2,\ \square_3^2 = \square_0^2 \square \square_0^2,\ \square_0 = \square R,$

$$\square_0^2 = 2\square_0^2 + \square_{01} n^2,\ \square_0^2 = \square_{01}\square_0^2 + 2n^2,\ \square_0^2 = \square^2 (\square_0^2 + n^2) + 2,\ \square_0^2 = \square_{01}\square_0^2 M_{s0}^2,$$

$$\square_{01} = 1 \square \square_0, \square_{02} = 1 + \square_0, M_{s0} = c / c_{s0}, c_{s0} = \sqrt{\frac{\square_0}{\square_0}}, \square^2 = \frac{h_0^2}{6R^2}, G_0 = \square \frac{\square_{01} R^2}{\square_0 h_0};$$

при $r = R$: $q_{n\square} = (\square_{r\square}^*)_n$, $q_{n\square} = (\square_{r\square}^*)_n$, $q_{nr} = (\square_{rr}^*)_n$.

Разрешая (16) относительно $u_{0n\square}, u_{0n\square}, u_{0nr}$, находим

$$\begin{aligned} u_{0n\square} &= \frac{G_0}{\square_n} \sum_{j=1}^{3} \square_{\square j} (P_{nj} \square q_{nj}) \\ u_{0n\square} &= \frac{G_0}{\square_n} \sum_{j=1}^{3} \square_{\square j} (P_{nj} \square q_{nj}) \\ u_{0nr} &= \frac{G_0}{\square_n} \sum_{j=1}^{3} \square_{rj} (P_{nj} \square q_{nj}) \end{aligned} \tag{17}$$

Здесь $\square_n = \square_{|n|} = (\square_1\square_2\square_3) \square (\square_1\square_1)^2 \square (\square_2\square_2)^2 \square (\square_3\square_3)^2 + 2\square_1\square_2\square_3$,

$\square_{\square 1} = (\square_2\square_3)^2 \square \square_1^2, \quad \square_{\square 2} = \square_1\square_2 \square \square_3\square_3^2, \quad \square_{\square 3} = i(\square_2^2\square_2 \square \square_1\square_3)$,

$\square_{\square 1} = \square_{\square 2}, \quad \square_{\square 2} = (\square_1\square_3)^2 \square \square_2^2, \quad \square_{\square 3} = i(\square_1^2\square_1 \square \square_2\square_3)$,

$\square_{r1} = \square\square_{\square 3}, \quad \square_{r2} = \square\square_{\square 3}, \quad \square_{r3} = (\square_1\square_2)^2 \square \square_3^2$,

$\square_1 = 2n, \quad \square_2 = 2\square_0\square_0, \quad \square_3 = \square_{02}\square_0 n$,

для P_{nj} è q_{nj} индекс j = 1 соответствует индексу □, j = 2 – □, j = 3 – r.

Подставляя (14), (17) с учётом (10) в граничные условия (9) и приравнивая коэффициенты рядов при $e^{in\square}$, получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений блочно-диагонального вида для определения коэффициентов a_{nj} (j =1, 2, 3):

$$\sum_{j=1}^{3} \left[\frac{\square_n}{\square G_0} T_{lj} (K_n(k_j R)) \square \sum_{i=1}^{3} \square_{li} S_{rij} (K_n(k_j R)) \right] a_{nj} = \sum_{i=1}^{3} \square_{li} P_{ni}, \tag{18}$$

$l = \square, \square, r$; äëÿ P_{ni}, S_{rij} $i = 1 = \square, \quad i = 2 = \square, \quad i = 3 = r$; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

Решение системы уравнений (18) находим известным методом, если соответствующий для каждого n определитель системы $\square_n(\square, \tilde{n})$ отличен от нуля.

После определения коэффициентов a_{nj}, компоненты напряжённо-деформированного состояния массива при действии синусоидальной бегущей нагрузки можно вычислить по формулам (14).

В случае произвольной периодической по □ нагрузки, разлагая ее в ряд Фурье, для каждой составляющей ряда получим вышерассмотренную задачу.

2. Исследуем влияние на деформированное состояние подземного трубопровода скорости движения c и периода $T = 2\pi/\xi$ нормальной осесимметричной синусоидальной нагрузки P_r □P с амплитудой P_A, оказывающей наибольшее давление на внутреннюю поверхность трубопровода в начале подвижной системы координат. В качестве примера рассмотрим подземный стальной трубопровод глубокого заложения с характеристиками: $□_0 = 0{,}3$, $□_0 = 8{,}08 \times 10^{10}$ Ï à, $□_0 = 7{,}8 \times 10^{3}$ êã/ì ^{3}; $R = 0{,}703$ì , $h_0 = 0{,}014$ì [4].

Для исследований возьмем породы, механические свойства которых существенно отличаются друг от друга [5]:

а) известняк – □= 0,25, □= 2,8×10^3 Ì Ï à, □= 2,65×10^3 êã/ì ^{3}, c_s = 1028 ì /ñ;

а) песчаник – □= 0,28, □= 7,8×10^3 Ì Ï à, □= 2,50×10^3 êã/ì ^{3}, c_s = 1766 ì /ñ.

Контакт трубопровода с массивом полагаем жестким.

Как показали расчеты, увеличением скорости движения нагрузки с любым фиксированным периодом приводит к возрастанию прогибов трубопровода. При этом, нагрузка с большим периодом T вызывает большие прогибы. Иная картина наблюдается при движении нагрузки с разными периодами. В таблице 1 приведены значения максимальных прогибов $\overset{\circ}{u}_r = u_r□/P_A$ трубопровода (в частности, в начале подвижной системы координат □=0) при разных скоростях движения c (т.е. при различных числах Маха $M_s = c/c_s$) и периодах T нагрузки.

Таблица 1 – Максимальные прогибы $\overset{\circ}{u}_r$ трубопровода при разных скоростях c и периодах T нагрузки

M_s	T, ì	Èçâåñòíÿê	Ïåñ÷àíèê
		$\overset{\circ}{u}_r$, ì	
0,1	2□	0,181	0,239
0,8	□/4	0,125	0,162

Из анализа данных таблицы следует, что, независимо от свойств породного массива, уменьшение периода нагрузки оказывает более существенное влияние на деформацию трубопровода, чем увеличение скорости ее движения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 **Вольмир, А. С.** Нелинейная динамика пластин и оболочек. – М. : Наука, 1972. – 432 с.

2 **Слепян, Л. И.** Нестационарные упругие волны. – Л. : Судостроение, 1972. – 374 с.

3 **Гузь, Л. И., Кубенко, В. Д., Черевко, М. А.** Дифракция упругих волн. – Киев : Наукова думка, 1978. – 308 с.

4 **Бородавкин, П. П.** Подземные магистральные трубопроводы. – М. : Недра, 1982. – 384 с.

5 **Булычев, Н. С.** Механика подземных сооружений в примерах и задачах. – М. : Недра, 1989. – 270 с.

Павлодарский государственный университет
имени С. Торайгырова, г. Павлодар.
Материал поступил в редакцию 24.12.12.

В. Н. Украинец, С. Р. Гирнис, Д. А. Алигожина

Жүктеменің кезеңдік қозғалуына жер астындағы құбырдың реакциясы

С. Торайгыров атындагы Павлодар мемлекеттік университеті,
Павлодар қ.
Материал 24.12.12 редакцияга түсті.

V. N. Ukrainets, S. R. Girnis, D. A. Aligozhina

The response of an underground pipeline on the running periodic load.

S. Toraigyrov Pavlodar State University, Pavlodar.
Material received on 24.12.12.

Қажетті шамада тоннель бойынша жүретін жүктеме, оны қоршаган текті массивте тербелесті құрады. Оган қоса қайта қалыптастыруда, сонымен қатар салынган тоннельдің тереңдігінен пайда болады. Берілген жұмыста, модельдік жагдайда дөңгелек цилиндрлік қуыс айналысымен бірқалыпты қозгалуы туралы кезеңдік жүктемеде серпімді кеңістікте бекітілмеген терең салынган тоннельде қайта қалыптастыру жагдайына оның жылдамдыгы мен кезеңінің әсері зерттеледі.

The load running along a tunnel creates oscillations in the surrounding rock massif. The arousing deformations considerably depend on the kind and the parameters of the load, as well as on the depth of the tunnel bedding. In the given work, on the basis of a model task on the periodic load uniformly moving in an elastic space along a round cylinder vesicle, the influence of its speed and the period on the deformed condition of the unsupported tunnel of deep bedding is studied.