

ПРОЦЕСС РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ, ВОЗДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА ПОДЗЕМНОЕ СООРУЖЕНИЕ

Бутунов Жахонгир Рузикулович

ассистент, Чирчикский государственный педагогический институт, Республика

Узбекистан, г. Чирчик

Хамидов Садриддин

студент второго курса технологического образования Чирчикского
государственного педагогического института Ташкентской области

THE PROCESS OF PROPAGATION OF A SEISMIC WAVE AFFECTING AN UNDERGROUND STRUCTURE

Jakhongir Butunov

Assistant, Chirchik State Pedagogical Institute, Republic of Uzbekistan, Chirchik

Khamidov Sadriddin

Second year student of the faculty of Technological Education in Chirchik State
Pedagogical Institute of Tashkent

АННОТАЦИЯ

Рассмотрено воздействие сейсмической волны на подземное сооружение.

Поднятые вопросы решаются в аналитических специальных функциях. Получены
и проанализированы численные результаты.

ABSTRACT

The impact of a seismic wave on an underground structure is considered. The issues raised are addressed in analytic special functions. Numerical results are obtained and analyzed.

Ключевые слова: сооружения, сейсмическая волна, функции Бесселя и
Ханкеля, продольная волна, сдвиговая волна.

Keywords: structures, seismic wave, Bessel and Hankel functions, longitudinal
wave, shear wave.

Введение. При землетрясении от очага к сооруженному подходит сейсмическая волна, которая несет с собой определенную энергию. Если эпицентр близкой, а гипоцентр глубокий по отношению к рассматриваемому сооружению

первой к нему подходит объемная продольная волна, т.е. волна сжатия – растяжение. Она проходит по сооружению так же, как в грунт, меняя при этом свои характеристики из – за изменения упругих свойств среды. За объемной продольной подходит объемная поперечная(сдвиговая) волна, которая и несет с собой основную массу энергии.

Постановка задачи и методики решения.

В случае достаточна протяженной подземных сооружений и воздействия, направленного перпендикулярного ее продольной оси, окружающая среда и обделок сводится к плоской задаче динамической теории упругости (или вязкоупругости). В предположении обобщенного плоско деформированного состояния уравнение движения в смещениях имеет вид [1]

$$(\lambda + 2\mu)graddiv \vec{u} - \mu rotrot \vec{u} + \vec{b} = \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где λ и μ -модули упругости, называемыми постоянными Ламе; \vec{b} -вектор плотности объемных сил ($b = 0$); ρ -плотность материала, \vec{u} –вектор смещения, который зависит от r, θ, t . Поставленная задача решается в потенциалах перемещений

$$\vec{u} = u_r \vec{i} + u_\theta \vec{k}; \quad u_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} ; \quad u_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi}{\partial r} .$$

Потенциалы φ и ψ удовлетворяют волновому уравнению

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{C_\alpha^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} ; \quad \nabla^2 \psi = \frac{1}{C_\beta^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} , \quad (2)$$

где φ и ψ -являются потенциалы перемещений, C_α и C_β -фазовая скорость распространения волн расширения и сдвига. В работе[1] показано, что жидкость можно считать идеальной, а ее движение безвыхревым и изотермическим. При давлениях до 100 МПа движение жидкости в полнее удовлетворительно описывается волновыми равнениями для потенциалов скорости частиц жидкости [2]

$$\nabla \varphi = \frac{1}{C_o^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2},$$

где C_o - скорость звука в жидкости. Потенциал φ и вектор скорости жидкости связаны зависимостью $\vec{V} = \text{grad} \varphi$. Давление жидкости можно определить с

помощью линеаризованного интеграла Коши-Лагранжа $P = -\rho_o C_o \frac{\partial \varphi}{\partial t}$, где ρ_o - плотность жидкости.

При условии безотрывного обтекания жидкости нормальная компонента скорости жидкости и оболочки на поверхности их контакта должны быть равны. Отсюда следует следующие граничные условия

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{S_o} = \frac{\partial u_r}{\partial t},$$

где S_o - поверхность контакта; n -нормальные поверхности оболочки;

u_r -перемещения оболочки по нормали. Падающая плоская волна расширения (или сдвига) рассматривается распространяющейся в положительном направлении оси x и представляется следующим образом

$$\varphi^{(p)} = \varphi_0 e^{i(\alpha x - \omega t)}; \psi^{(p)} = 0; \text{или} \psi^{(p)} = \psi_0 e^{i(\beta x - \omega t)}; \varphi^{(p)} = 0,$$

где φ_0 или ψ_0 - величина амплитуды: ω - круговая частота $\alpha^2 = \omega^2 / C_p^2$ и

$\beta^2 = \omega^2 / C_\beta^2$ - волновые числа расширения и сдвига соответственно. Если

граница области, в которой изучается волновое поле, уходит в бесконечность, тогда требуются дополнительные условия в бесконечности. В первые эти условия получены Зоммерфельдом и подробно обсуждены в работах [1,2]. Если функции φ удовлетворяет уравнению Гельмгольца (в нашего случая удовлетворяет), то однозначность решения задачи в бесконечной области можно обеспечить требованиям условия излучения Зоммерфельда. Здесь r радиус в цилиндрической системе координат. На границе двух тел, выполняется условие жесткого контакта, т.е. выполняется условие равенства соответствующих перемещения и напряжения

$$\sigma_{rr}^{(1)} = \sigma_{rr}^{(2)}; \sigma_{r\theta}^{(1)} = \sigma_{r\theta}^{(2)}; u_r^{(1)} = u_r^{(2)}; u_r^{(1)} = u_r^{(2)}.$$

Одна из задач посвящена распространению гармонических сдвиговых волн, в двумерном упругом теле с круглым отверстием (подкрепленным). В такой постановке изучается наложение подходящих волн и отраженных от отверстия волн сдвига и растяжения–сжатия, что приводит к концентрации напряжения. Решение дифракционной задачи для плоской гармонической сдвиговой волны получено в [1], которые имеет следующий вид ($\sigma_{\theta\theta}^* = \sigma_{\theta\theta}/\sigma_0$; $\sigma_0 = \mu\beta^2\psi_0$; ψ_0 – амплитуда падающих волн, μ – коэффициент Ламе)

$$\sigma_{\theta\theta}^* = \frac{8}{\pi} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{n \left(n^2 - 1 - \frac{\beta^2 \alpha^2}{2}\right) H_n(\alpha a)}{\Delta_n} \sin n\theta e^{-i\omega t}$$

Где

$$\begin{aligned} \Delta_n &= \alpha a H_{n-1}(\alpha a) \left[(n^2 - 1)\beta a H_{n-1}(\beta a) - (n^3 - n + \frac{1}{2}\beta^2 \alpha^2) H_n(\beta a) \right] + \\ &+ H_n(\alpha a) \left[-(n^3 - n + \frac{1}{2}\beta^2 \alpha^2) \beta a H_{n-1}(\beta a) + (n^2 - n - \frac{1}{4}\beta^2 \alpha^2) \beta^2 \alpha^2 H_n(\beta a) \right], \end{aligned}$$

$H_n(\beta, a)$ – функция Ханкеля; $\alpha = \omega/C_p$; $\beta = \omega/C_s$; C_p и C_s – соответственно скорости распространение продольных и поперечных волн; ω – круговая частота, $\pi = 3,14$. Расчеты методами теории упругости дают при отсутствии обделки вокруг отверстия и длине волны существенно больше диаметра отверстия следующее приближенное выражение для напряжений по периметру

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{2Gv_0}{c_s} \left(1 - c_s^2/c_p^2\right) \sin 2\theta \sin \omega t,$$

где G – модуль сдвига для грунта, v_0 – амплитуда скорости падающей сейсмические волны.

Численные результаты и обсуждения.

Ввиду того, что длины сейсмических волн как правило превышают характерные размеры поперечных сечений выработок (например диаметр D), особой интерес представляют решение дифракционных задач для длинноволновых воздействий, т.е. когда $\frac{D}{\lambda} < 1$. Максимальные коэффициенты

динамических концентраций напряжений K_σ (отношение максимальных напряжений на контуре к амплитуде падающей плоской волны) на рис.1, в зависимости от значений параметры $\frac{D}{\lambda}$ и коэффициента Пуассона ν материала плоскости. При больших длинах волн ($\frac{D}{\lambda} = 0,04 \div 0,16$) максимальные коэффициенты динамических концентраций оказалась на 5–10% больше, чем при соответствующие двуосном статическом нагружены ($\lambda \rightarrow \infty$)[1]. При $\frac{D}{\lambda} > 0,16$ динамические концентрации напряжений существенно ниже статических. Числовые результаты, представленные на рис.1 и рис.2 , показывает, что здесь в отличие от случая жесткого включения [1], величина K_σ очень сильно зависит от $\frac{D}{\lambda}$. Учет вязких свойств материала окружающей среды при расчета на действие сейсмических волн, снижает напряжения и перемещения на 10–15%. Расчеты показывает, что при фиксированных значениях амплитудах и длительности действия падающий волны с увеличением акустических параметров жидкости, прогибы и усилия также увеличиваются. В области длинных волн распределения напряжения трубы с жидкостью и без жидкостью отличается до 15%, а в области коротких волн в некоторых значениях частоты они отличается до 40%. Анализ полученных результатов позволяют сделать следующие выводы. Методы волновой динамики позволили решить ряд плоских и пространственных задач о концентрациях напряжений в линейно упругой постановке. Полученные результаты показывают, что при воздействии сейсмических волн на сооружения возникает сложное поле, которое принципиально не может быть изучено другими методами.

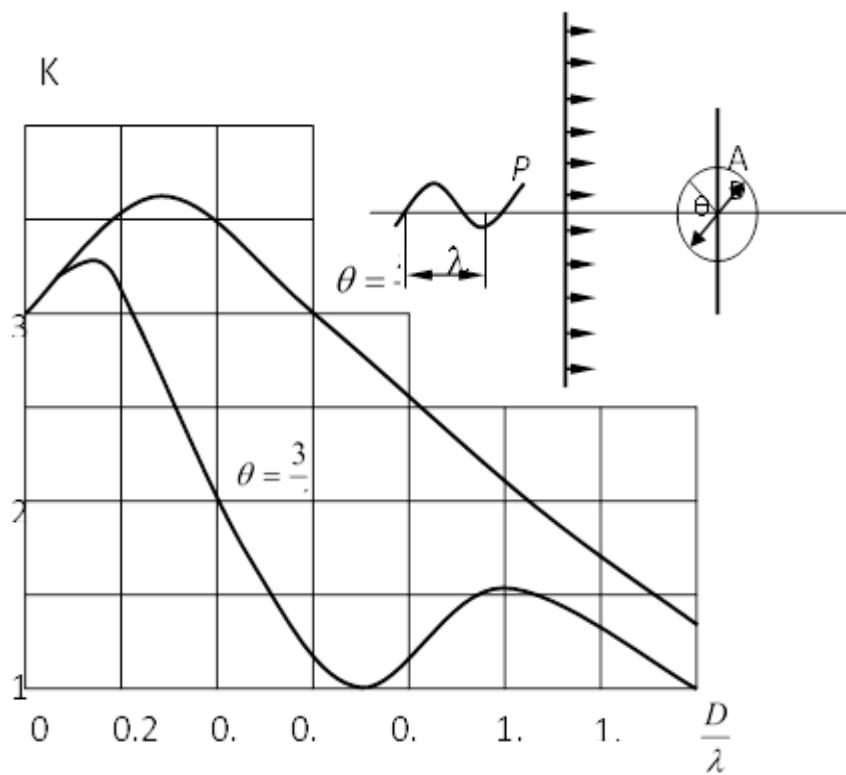


Рис.1 Зависимость коэффициента концентрации напряжения от длины волны.

В следующем примере рассмотрим поле динамических напряжений и смещений, возникающее вблизи горных выработок (цилиндрических полости) и включения произвольной плотности в упругой среде при прохождении плоской волны сдвига. Падающая плоская волна сдвига рассматривается в положительном направлении оси x и представляется следующим образом

$$\psi^{(p)} = \psi_0 \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n J_n(\beta r) \cos n\theta e^{-i\omega t}, \quad \varphi^{(p)} = 0,$$

где ψ_0 - величина амплитуды; ω - круговая частота; а $\beta = \omega/C_\beta$ - волновое число сдвига; $C_\beta^2 = \mu/\rho$; λ и μ - константы Ламе; ρ - плотность; $\varepsilon_n = \{1, n=0; 2, n \geq 1\}$; J_n - функция Бесселя; ψ_0 - амплитуда падающих волн; (r, θ) - полярная системы координат. Граничные условия при $r=a$, где a - радиус цилиндрической поверхности разрыва будет $\sigma_{rr}=\sigma_{r\theta}=0$ (радиальное и касательное напряжение). Коэффициенты A_n и B_n - определяются из предыдущих условий для каждого значения n .

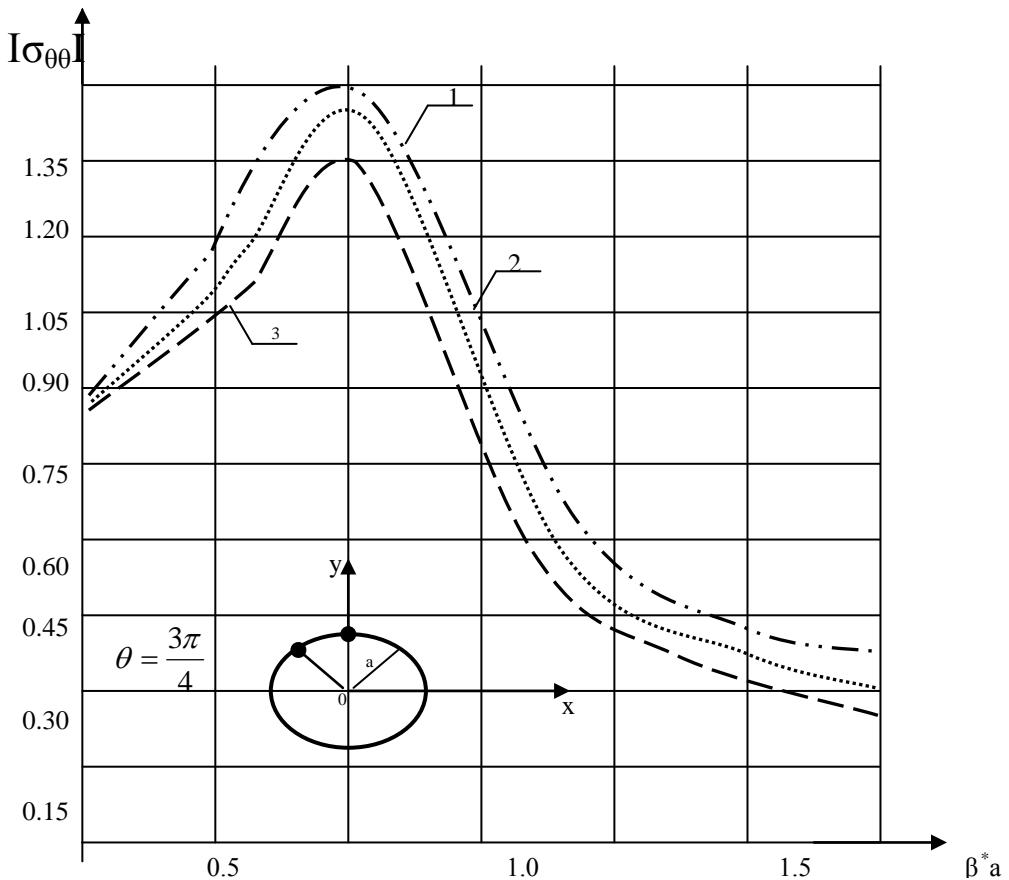


Рис.2 Изменение кольцевых напряжений в зависимость от волнового числа β а при воздействия поперечных волн в цилиндрическом теле. 1 – упругая среда ($A=0$). 2- $A=0,01$; $\beta=0,05$; $\nu=0,25$; $a=0,1$ 3- $A=0,05$; $\beta=0,01$; $\nu=0,25$; $a=0,1$

На границе $r=a$ безразмерные напряжения $\sigma_{\theta\theta}^*(\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0, \sigma_0=\mu\beta^2\psi_0)$ выражаются следующими формулами

$$\sigma_{\theta\theta}^* = -\frac{8}{\pi} \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} \frac{n \left(n^2 - 1 - \frac{\beta^2 \alpha^2}{2}\right) H_n(\alpha a)}{\Delta_n} \cdot \sin n\theta,$$

где $k^2 = \beta^2 / \alpha^2 = \frac{c_\alpha^2}{c_\beta^2} = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}$; ν - коэффициент Пуассона;

$$\Delta_n = \beta^2 \alpha^2 \left(n^2 + n - \frac{\beta^2 \alpha^2}{4} \right) H_n(\alpha a) H_n(\beta a) + \alpha \beta a^2 (n^2 - 1) H_{n-1}(\alpha a) \times H_{n-1}(\beta a) + \left(n - n^3 - \frac{\beta^2 \alpha^2}{2} \right) [\beta a H_n(\alpha a) H_{n-1}(\beta a) + \alpha a H_{n-1}(\alpha a) H_n(\beta a)].$$

Все выражения для напряжений и смещений имеют вид

$$(R + i \operatorname{Im}) e^{-i\omega t} = (R^2 + \operatorname{Im}^2)^{\frac{1}{2}} e^{-i(\omega t - \gamma)}.$$

Пусть дана в безграничной деформируемой среде цилиндрическая полость. В этом случае единственным, не обращающимся в нуль, напряжением на границе является $\sigma_{\theta\theta}$, поэтому оно одновременно и представляет, собой максимальное главное напряжение и смещение были получены для значений $V = 0.25$, $A=0.01$; $\beta = 0.05$; $\alpha = 0.1$. Результаты расчетов распределения $|\sigma_{\theta\theta}^*|$ при различных значениях волновых чисел приведена на рис. 2. Следует заметить, что при $\beta^* a = 0.1$ и распределения напряжений почти такое же, как в статическом случае, $\beta^* a = 1.5$ в то время как при более высоких волновых числах распределение напряжений значительно отличается от статического случая. Следует отметить, что максимальное напряжение достигается в $\theta = 45^\circ$ и 135° ; а также распределение напряжение при $\beta a = 0.099$ почти такой же как в статическом случае, в то время как при более высоких волновых числах распределение напряжений значительно отличается от статического. Отношения плотностей $\eta = \rho_0 / \rho_1$ оказывает большое влияние на напряжения, смещения и поворот жесткого включения. По мере возрастания плотности включения максимальные величины напряжения, смещения и поворот возрастают. $\beta a = 0.099$ почти такой же как в статическом случае, в то время как при более высоких волновых числах распределение напряжений значительно отличается от статического. Отношения плотностей $\eta = \rho_0 / \rho_1$ оказывает большое влияние на напряжения, смещения и поворот жесткого включения. По мере возрастания плотности включения максимальные величины напряжения, смещения и поворот возрастают. Таким образом, разработанная методика и алгоритм для решения

поставленных задач, позволяют найти напряженно-деформированное состояние цилиндрических тел при воздействии гармонических волн.

Литература

1. Выборнов Б. И. Ультразвуковая дефектоскопия / Б. И. Выборнов. – М. : Металлургия, 1985. – 256с.
2. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. В 10-ти т. Т.VII. Теория упругости : Учеб. пособие. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1987. – 248 с.
3. Бутунов Ж.Р., Аблокулов Ш.З. КОЛЕБАНИЯ ВЯЗКОУПРУГИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК С ЖИДКОСТЬЮ // Universum: технические науки : электрон. научн. журн. 2022. 3(96).

URL: <https://7universum.com/ru/tech/archive/item/13303>