

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН СДВИГА В СЛОЕ С ЭФФЕКТИВНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Чигарев А.В., Белоус Е.А.

Process of distribution of a wave of shear in an effective layer is described. Change of amplitude of a wave depends on wave resistance of environment, which decreases in a direction of a free surface.

Исследование процессов распространения сейсмических волн в слое грунта представляет большой интерес для строительства. Энергия, выделяемая в источнике землетрясения, из-за неоднородности структурного состава Земли распространяется не равномерно во все стороны, а по направлениям, определяемым физико-механическими свойствами пород и грунтов. Источник землетрясения порождает пакеты волн переносящих энергию.

Лучевой метод является наиболее эффективным среди различных асимптотических методов для решения дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами [1-5]. Для нестационарных волн применение этого метода корректно, если длина волны λ много меньше, чем изменение масштаба параметров эффективного слоя. Это имеет место, если неоднородность слоя изменяется вглубь монотонно. Известно, что жесткость от слоя к слою изменяется локально с глубиной не монотонно, а эффективная жесткость монотонная функция пространственной координаты вглубь слоя.

Зададим начальные и граничные условия на плоскости $x_1 = x_{10}$ в виде

$$V_2(x_1, t)|_{t=0} = V_2(x_1, 0), \quad V_2(x_1, t)|_{x_1=x_{10}} = V_2(x_{10}, t), \quad (1)$$

$$T_{12}(x_1, t)|_{t=0} = T_{12}(x_1, 0), \quad T_{12}(x_1, t)|_{x_1=x_{10}} = T_{12}(x_{10}, t). \quad (2)$$

Уравнения движения в этом случае запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{11}}{\partial x_1} - \frac{\partial P_1}{\partial x_1} &= 0 \\ \frac{\partial T_{12}}{\partial x_1} - \rho \frac{\partial V_2}{\partial t} &= 0 \end{aligned}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{11}}{\partial t} - K_1 \frac{\partial V_2}{\partial x_1} - K_2 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| &= 0, \quad \frac{\partial T_{12}}{\partial t} - K_3 \frac{\partial V_2}{\partial x_1} - K_4 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| = 0 \\ \frac{\partial T_{22}}{\partial t} - K_5 \frac{\partial V_2}{\partial x_1} - K_6 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| &= 0, \quad \frac{\partial T_{33}}{\partial t} - K_7 \frac{\partial V_2}{\partial x_1} - K_8 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| = 0 \end{aligned}. \quad (4)$$

Коэффициенты K_i имеют вид [1]

$$\begin{aligned} K_1 &= -T_{12}^\circ + h_2 \widehat{T}_{12}^\circ \widehat{T}_{11}^\circ, \quad K_2 = \sqrt{2} h_3 \left(\widehat{T}_{11}^\circ - \frac{1}{6} \right), \\ K_3 &= \frac{1}{3} (T_{11}^\circ - T_{22}^\circ) + \frac{h_1}{2} + h_2 (\widehat{T}_{12}^\circ)^2, \quad K_4 = \sqrt{2} h_3 \widehat{T}_{12}^\circ, \\ K_5 &= T_{12}^\circ + h_2 \widehat{T}_{12}^\circ \widehat{T}_{22}^\circ, \quad K_6 = \sqrt{2} h_3 \left(\widehat{T}_{22}^\circ - \frac{1}{6} \right), \\ K_7 &= h_2 \widehat{T}_{12}^\circ \widehat{T}_{33}^\circ, \quad K_8 = \sqrt{2} h_3 \left(\widehat{T}_{33}^\circ - \frac{1}{6} \right), \quad \widehat{T}_{ij}^\circ = \frac{T_{ij}^\circ}{tr(T_{ij}^\circ)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Предположим, что для начального состояния имеет место условие $T_{12}^{\circ}(x_1) = 0$. Тогда коэффициенты K_1, K_4, K_5, K_7 исчезнут, и из (3), (4), (5) получим

$$\frac{\partial T_{11}}{\partial x_1} - K_2 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| = 0, \quad \frac{\partial T_{12}}{\partial t} - K_3 \frac{\partial V_2}{\partial x_1} = 0$$

$$\frac{\partial T_{22}}{\partial t} - K_6 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| = 0, \quad \frac{\partial T_{33}}{\partial t} - K_8 \left| \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right| = 0, \quad (6)$$

$$K_2 = \sqrt{2}h_3 \left(\widehat{T}_{11}^{\circ} - \frac{1}{6} \right), \quad K_3 = \frac{1}{2} (T_{11}^{\circ} - T_{22}^{\circ}) + \frac{h_1}{2}$$

$$K_6 = \sqrt{2}h_3 \left(\widehat{T}_{22}^{\circ} - \frac{1}{6} \right), \quad K_8 = \sqrt{2}h_3 \left(\widehat{T}_{33}^{\circ} - \frac{1}{6} \right), \quad (7)$$

Комбинируя (3), (6), получим уравнения для распространения волны возмущения в стратифицированном гранулированном слое с эффективными свойствами.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho(x_1) \frac{\partial V_2}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial x_1} \left(K_3(x_1) \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{1}{K_3(x_1)} \cdot \frac{\partial^2 T_{12}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{\rho(x_1)} \frac{\partial T_{12}}{\partial x_1} \right). \quad (9)$$

Запишем уравнения для распространения волны возмущения в стратифицированном гранулированном слое с эффективными свойствами в форме

$$V_2(x_1, t) = \sum_{h=0}^{\infty} V_2^{(h)}(x_1) f_h(t - \psi(x_1)), \quad (10)$$

$$T_{12}(x_1, t) = \sum_{h=0}^{\infty} T_{12}^{(h)}(x_1) f_h(t - \psi(x_1)), \quad (11)$$

$$\frac{df_n(\xi)}{d\xi} = f_{n-1}(\xi), \quad (12)$$

где $\psi(x_1)$ – эйконал, $V_2^{(n)}(x_1)$, $T_{12}^{(n)}(x_1)$ – искомые величины.

Если $f_n(t - \psi(x_1)) = \frac{[t - \psi(x_1)]^n}{n!}$, тогда лучевые ряды (10), (11) имеют вид

$$V_2(x_1, t) = \sum_{n=0}^{\infty} V_2^{(n)}(x_1) \frac{(t - \psi(x_1))^n}{n!}, \quad (13)$$

$$T_{12}(x_1, t) = \sum_{n=0}^{\infty} T_{12}^{(n)}(x_1) \frac{(t - \psi(x_1))^n}{n!}, \quad (14)$$

Если f_0 – функция Хевисайда $H(\tau)$, тогда функция f_n имеет вид

$$f_n = \frac{(t - \psi(x_1))^n}{n!} H(t - \psi(x_1)). \quad (15)$$

Подставляя (7) в (4), (5) получим

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -[(\psi')^2 K_3 - \rho] V_2^{(n)} f_{n-2} - [2K_3 \psi' V_2^{(n)'} + (K_3' \psi') V_2^{(n)}] f_{n-1} + [K_3 V_2^{(n)''} + K_3 V_2^{(n)'}] f_n \right\} = 0, \quad (16)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ [(\psi')^2 K_3 - \rho] T_{12}^{(n)} f_{n-2} - [2K_3 \psi' T_{12}^{(n)'} + (K_3' \psi') T_{12}^{(n)}] f_{n-1} + [K_3 T_{12}^{(n)''} + K_3 T_{12}^{(n)'}] f_n \right\} = 0, \quad (17)$$

Для $n < 0$ должно быть $V_2^{(n)} = 0$, $T_{12}^{(n)} = 0$ т.к. коэффициент при f_0 равен 0

$$\left[(\psi')^2 K_3 - \rho \right] V_2^{(n+1)} - 2K_3 \psi' V_2^{(n)} - (K_3 \psi')' V_2^{(n)} + K_3 V_2^{(n-1)''} + K_3' V_2^{(n-1)'} = 0, \quad (18)$$

$$\left[(\psi')^2 K_3 - \rho \right] T_{12}^{(n+1)} - 2K_3 \psi' T_{12}^{(n)} - (K_3 \psi')' T_{12}^{(n)} + K_3 T_{12}^{(n-1)''} + K_3' T_{12}^{(n-1)'} = 0. \quad (19)$$

Для $n = -1$ получим $V_2^{(n)} = 0$, $T_{12}^{(n)} = 0$, но $V_2^{(0)} \neq 0$, $T_{12}^{(0)} \neq 0$ и поэтому из (18), (19) следует

$$(\psi'(x_1))^2 = \frac{\rho(x_1)}{K_3(x_1)} = C_S^{-2}(x_1), \quad (20)$$

где $C_S(x_1)$ – скорость сдвиговой волны. Решение (20) записывается в виде

$$\psi(x_1) = \psi(x_{10}) \pm \int_{x_{10}}^{x_1} \frac{dx_1}{C_S(x_1)}. \quad (21)$$

В формуле (21) берется знак $+$ для волны, которая распространяется в направлении $+x_1$, и знак $-$ для волны в направлении $-x_1$. Подставляя (21) в (18), (19) получим уравнения переноса для $V_2^{(n)}(x_1)$, $T_{12}^{(n)}(x_1)$. Уравнения (18), (19) с учетом (21) решаются в общем виде

$$V_2^{(n)}(x_1) = V_2^{(n)}(x_{10}) W^{-1}(x_1, x_{10}) + \int_{x_{10}}^{x_1} V_2^{(n-1)}(\tau) W^{-1}(x_1, \tau) d\tau, \quad (22)$$

$$V_2^{(n-1)} = \frac{\pm 1}{2(\rho K_3)^{1/2}} \cdot \frac{d}{dx_1} \left[K_3 V_2^{(n-1)'} \right], \quad W(x_1, x_{10}) = \left[\frac{\rho(x_1) k_3(x_1)}{\rho(x_{10}) k_3(x_{10})} \right]^{1/4}, \quad (23)$$

$$T_{12}^{(n)}(x_1) = T_{12}^{(n)}(x_{10}) W(x_1, x_{10}) + \int_{x_{10}}^{x_1} P_{12}^{(n-1)}(\tau) W(x, \tau) d\tau, \quad (24)$$

$$P_{12}^{(n-1)} = \pm \frac{(\rho K_3)^{1/2}}{2} \frac{d}{dx_1} \left[\frac{T_{12}^{(n-1)'}}{\rho} \right], \quad W(x_1, \tau) = \left[\frac{k_3(x_1)}{k_3(x_{10})} \right]^{1/4}, \quad (25)$$

В формулах (22), (24) члены при $n = 0$ являются основными т.к. они описывают главную часть волновой энергии. Полагая $n = -1, 0$ в уравнениях (18), (19), получим уравнения (20), (21) и уравнения переноса

$$+ 2K_3 \psi' V_2^{(0)'} + (K_3 \psi'' + K_3 \psi') V_2^{(0)} = 0, \quad (26)$$

$$+ 2K_3 \psi' T_{12}^{(0)'} + (K_3 \psi'' + K_3 \psi') T_{12}^{(0)} = 0. \quad (27)$$

Умножая (26) на $V_2^{(0)}$ и (27) на $T_{12}^{(0)}$, получим

$$K_3 \psi' (V_2^{(0)2})' + (K_3 \psi') V_2^{(0)2} = 0, \quad (28)$$

$$K_3 \psi' (T_{12}^{(0)2})' + (K_3 \psi') T_{12}^{(0)2} = 0, \quad (29)$$

или преобразуя, получим закон сохранения энергии вдоль лучевой трубки

$$(K_3 \psi' V_2^{(0)2})' = 0, \quad (30)$$

$$(K_3 \psi' T_{12}^{(0)2})' = 0. \quad (31)$$

Выражения (30), (31) в случае неоднородной трехмерной среды записываются в виде

$$\nabla \cdot \bar{P}_2^{(0)} = 0, \quad \bar{P}_2^{(0)} = |u_2^{(0)}|^2 \bar{K}_V, \quad (32)$$

$$\nabla \cdot \bar{P}_{12}^{(0)} = 0, \quad \bar{P}_{12}^{(0)} = |T_{12}^{(0)}|^2 \bar{K}_\sigma, \quad (33)$$

где $\bar{K}_v = \text{grad}\psi_v$, $\bar{K}_\sigma = \text{grad}\psi_\sigma$, $\bar{P}_2^{(0)}$, $\bar{P}_{12}^{(0)}$ векторы потока плотности энергии (векторы Умова-Пойнтинга) [6,7]. Интегрируя (32), (33) по объему и применяя теорему Гаусса, получим закон сохранения энергии в интегральной форме

$$\oint_S \bar{P}_2^{(0)} \cdot \bar{n} ds = 0, \quad \oint_S \bar{P}_{12}^{(0)} \cdot \bar{n} ds = 0 \quad (34)$$

где S – замкнутая поверхность лучевой трубки, \bar{n} нормальный вектор к S [7].

В нашем случае из (30), (31) сдвиговой волны следует условие

$$P_2^{(0)}(L) = P_2^{(0)}(0) \frac{dS_0}{dS_L}, \quad (35)$$

$$P_{12}^{(0)}(L) = P_{12}^{(0)}(0) \frac{dS_0}{dS_L} \quad (36)$$

где dS – область основания лучевой трубки при $x_1 = x_{10}$, а dS_L – область верхнего основания лучевой трубки при $x_1 = x_{10} + L$.

Для $dS_0 = dS_L$ получаем закон сохранения плотности потока энергии для рассматриваемой задачи

$$P_2^{(0)}(L) = P_2^{(0)}(0), \quad P_{12}^{(0)}(L) = P_{12}^{(0)}(0). \quad (37)$$

Решение уравнений (26), (27) запишем в виде

$$V_2^{(0)}(x_1) = V_2^{(0)}(x_{10}) W(x_1, x_{10}), \quad T_{12}^{(0)}(x_1) = T_{12}^{(0)}(x_{10}) W(x_1, x_{10}) \quad (38)$$

Следуя [8] рассмотрим распространение волны в форме функции Хевисайда.

Положим начальный импульс в форме импульсной функции $f_0(t)$

$$f_0(t) = J_0(t, \tau) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \tau < t \end{cases} \quad (39)$$

где функция $J_0(t, \tau)$ – выражение, полученное при помощи функции Хевисайда

$$J_0(t, \tau) = H_0(t) - H_0(t - \tau) \quad (40)$$

Граничные условия при $x_1 = x_{10}$ имеют вид

$$\begin{aligned} V_2^{(0)}(x_{10}, t) &= V_2^{(0)}(x_{10}) J_0(t, \tau) \\ T_{12}^{(0)}(x_{10}, t) &= T_{12}^{(0)}(x_{10}) J_0(t, \tau) \end{aligned} \quad (41)$$

Амплитуда импульса $V_2^{(0)}$, которая приходит в точку x_1 возрастает, а $T_{12}^{(0)}$ убывает, с учетом (38) имеем

$$\begin{aligned} V_2^{(0)}(x_1, t) &= V_2^{(0)}(x_{10}) W^{-1}(x_1, x_{10}) J_0\left(t - \tau - \int_{x_{10}}^{x_1} \frac{dx_1}{C_S(x_1)}\right) \\ T_{12}^{(0)}(x_1, t) &= T_{12}^{(0)}(x_{10}) W(x_1, x_{10}) J_0\left(t - \tau - \int_{x_{10}}^{x_1} \frac{dx_1}{C_S(x_1)}\right) \end{aligned} \quad (42)$$

Условие (37) позволяет получить изменение профиля волны. С учетом (41), (42) имеем

$$J_0(t_1 \tau) = W^{-2}(x_1, x_{10}) J_0 \left(t - \tau - \int_{x_{10}}^{x_1} \frac{dx_1}{C(x_1)} \right) \quad \text{для } V_2^{(0)} \quad (43)$$

$$J_0(t_1 \tau) = W^2(x_1, x_{10}) J_0 \left(t - \tau - \int_{x_{10}}^{x_1} \frac{dx_1}{C(x_1)} \right) \quad \text{для } T_{12}^{(0)}$$

Интегрируя по t левую часть (43) от 0 до $\tau(x_1)$ получим

$$\tau_V = \tau_{1V} W^{-2}(x_1, x_{10}) \quad (44)$$

$$\tau_T = \tau_{1T} W^2(x_1, x_{10}) \quad (45)$$

Из (43), (45) следует, что если $W^2(x_1, x_{10}) < 1$, тогда имеет место сжатие профиля. Поэтому ширина импульса скорости перемещений сжимается, а ширина импульса напряжений сдвига имеет декомпрессию, рис. 1.

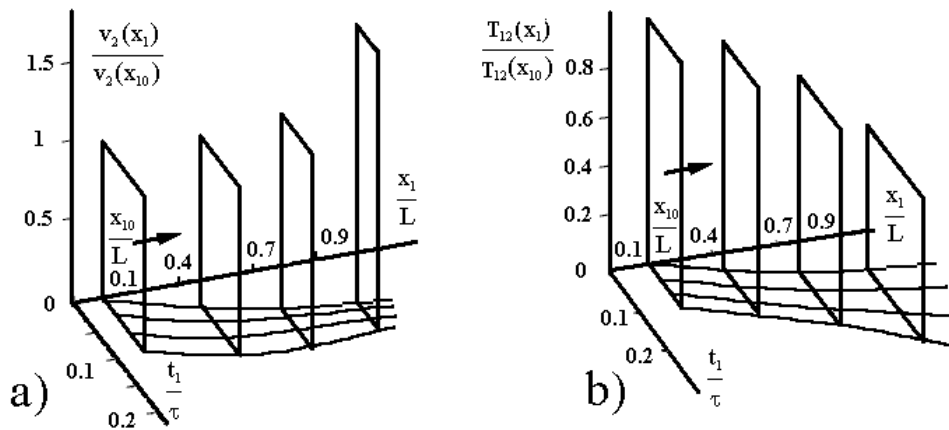


Рис.1. а) Компрессия прямоугольного импульса для волн скорости смещений.
 б) Декомпрессия прямоугольного импульса для напряжений.

Рассмотрим распространение импульса сдвига, профиль которого имеет треугольную форму. В этом случае можно провести вычисления аналогично прямоугольному импульсу. Результаты этих вычислений схематично представлены на Рис.2 (а, б).

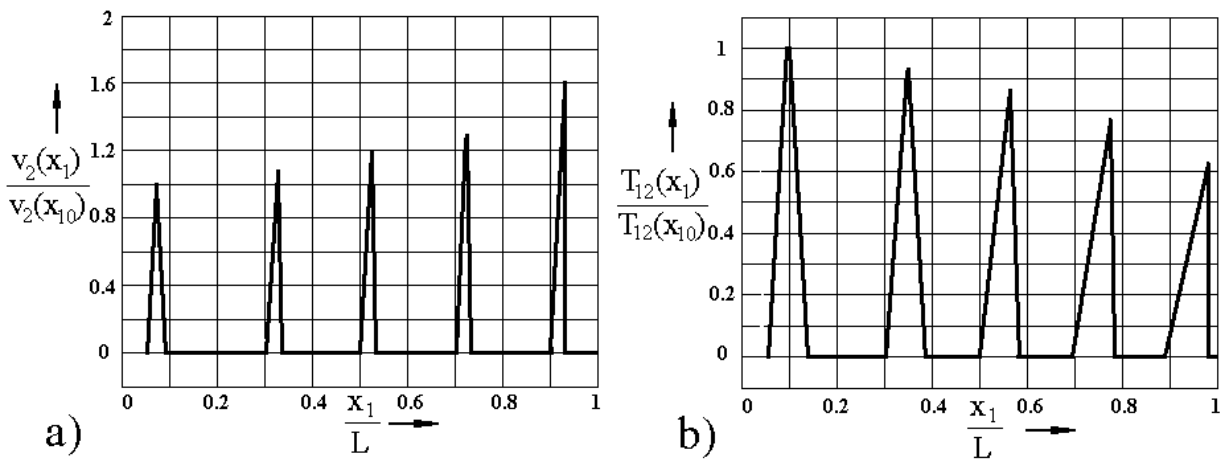


Рис.2. а) Компрессия треугольного импульса для волн скорости смещений.
 б) Декомпрессия треугольного импульса для напряжений.

Изменение амплитуды волны зависит от волнового сопротивления среды, которое убывает в направлении свободной поверхности. В этом случае амплитуды перемещения и скорости перемещения возрастают, а амплитуды сдвиговых напряжений убывают. Для возмущения в форме импульсной функции из закона сохранения энергии получаем, что высота импульса растет для перемещения и скорости перемещения, а ширина уменьшается. Для возмущения напряжения – наоборот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А.С., Бабич В.М., Гельчинский Б.Я. Лучевой метод вычисления интенсивности волновых фронтов. – В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, вып. 5, Л.: ЛГУ, 1961.
2. Achenbach J.D., Reddy D.P Note on wave propagation in linearly viscoelastic media. ZAMP. vol. 18, 1967, 141–144.
3. Karal F.C. and Keller J.B. Elastic wave propagation in homogeneous and inhomogeneous media. J.Acoust. Soc. Amer., vol. 31, 1959, pp.694–705.
4. Rossikhin Yn. A., Shitikova M.V. Ray method for solving dynamics problems connected with propagation of wave surfaces of strong and weak discontinuities, ASME Appl Mech Rev vol. 48, no 1, 1995, 39 p.
5. Чигарев А.В. Стохастическая и регулярная динамика неоднородных сред. – Мн.: Технопринт 2000, – 450с.
6. Osinov V., Gudehus G. Dynamics of Hypoplastic Materials: Theory and Numerical Implementation, In: Deformation and Failure of Granular and Porous Continua, N. Kirchler and K. Hutter (eds), Springer, 2002.
7. Osinov V. A., Gudehus G. Plane shear waves and loss of stability in a saturated granular body. Mech. Cohesive-frictional Mater., 1, pp.25-44.
8. Гольдин С.В., Березин Ю.А. Сейсмические волны в сыпучих грунтах в рамках гипопластической модели // Физическая мезомеханика ,т.6 № 1, 2003

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ В СЛОЕ С ЭФФЕКТИВНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Белоус Е.А.

Process of distribution of the reflected wave of shear in an effective layer is described. From the law of conservation of energy follows, that the amplitude of a direct wave of moving decreases, amplitudes of return waves are summarized and grow in a direction of a free surface.

Рассмотрим задачу о распространении волны, которая отражается от свободной поверхности $x_1 = x_{10} + L$. Такая плоская волна распространяется в направлении $-x_1$ и распадается на две: прямую и обратную волны [1-4]. Это обусловлено возрастанием волнового сопротивления в направлении $-x_1$.

Уравнения распространения волны возмущения в стратифицированном гранулированном слое с эффективными свойствами имеет вид

$$C_0^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x_1^2} - (1 - \varepsilon(x)) \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (1)$$

где $C_0^2 = h_1/2\rho$, $\varepsilon(x) \approx (C_1/C_0)^2$, $C_1^2 = (T_{11}^0 - T_{22}^0)/2\rho$, $U(x_1, t) = V_2(x_1, t)$. Для упрощения вычислений предположим, что $\rho = \text{const}$. Падающая волна генерирует на свободной поверхности распределение волновых источников $f(t_1)$, которое определяется из уравнения [4, 5].

$$U(x_{10} + L, \psi(x_{10} + L)) = \frac{1}{2C_0} \int dt_1 \theta(t - t_1) f(t_1) \quad (2)$$

В этом случае отраженное волновое поле описывается с помощью функции Грина $G(x_1, t, x_{10} + L, t_1)$ в виде

$$U(x_1, t) = \int G(x_1, t, x_{10} + L, t_1) f(t_1) dt_1 \quad (3)$$

Функция Грина $G(x_1, t, x_{10} + L, t_1)$ удовлетворяет интегральному уравнению [5]

$$\begin{aligned} G(x_1, t, x_{10} + L, t_1) = & g(x_1 - x_{10} - L, t - t_1) - \int_{x_{10}}^{x_{10}+L} \varepsilon(x_2) dx_2 \int dt_2 g(x_1 - x_2, t - t_1) \times \\ & \times \frac{\partial^2}{\partial t_1^2} G(x_2, t_1, x_{10} + L, t_2) g(x_1 - x_{10} - L, t - t_1) \cdot g(x_1 - x_{10} - L); \\ & g(x_1 - x_{10} - L, t - t_1) = \frac{1}{2C_0} \theta\left(t - t_1 - \frac{1}{C_0} |x_1 - x_{10} - L|\right). \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t_1^2} G(x_2, t_1, x_{10} + L, t_2) g(x_1 - x_{10} - L, t - t_1) = \frac{1}{2C_0} \theta\left(t - t_1 - \frac{1}{C_0} |x_1 - x_{10} - L|\right)$$

Решение уравнения (4) можно получить в виде ряда рассеяния. В приближении однократного рассеяния решение запишем в виде

$$\begin{aligned} G(x_1, t, x_{10} + L, t_1) \approx & g(x_1 - x_{10} - L, t - t_1) - \\ & - \int_{x_{10}}^{x_{10}+L} \varepsilon(x_2) dx_2 \int dt_2 g(x_1 - x_2, t - t_1) \frac{\partial^2}{\partial t_1^2} g(x_2 - x_{10} - L, t_1 - t_2) \end{aligned} \quad (5)$$

Представим функцию G в виде

$$G(x_1, t, x_{10} + L, t_1) = G_1(x_1, t, t_1) + G_2(x_1, t, t_1) \quad (6)$$

где G_1 описывает распространение прямой волны, G_2 описывает отраженную волну.

Функция G связана с G_1, G_2 формулами [5].

$$\frac{2}{C_0} \frac{\partial}{\partial t} G_1(x_1, t, t_1) = \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{1}{C_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) G(x_1, t, x_{10} + L, t_1) \quad (7)$$

$$- \frac{2}{C_0} \frac{\partial}{\partial t} G_2(x_1, t, t_1) = + \left(\frac{\partial}{\partial x_1} - \frac{1}{C_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) G(x_1, t, x_{10} + L, t_1) \quad (8)$$

На рис 1 (а, б) изображены G_1, G_2 , соответственно.

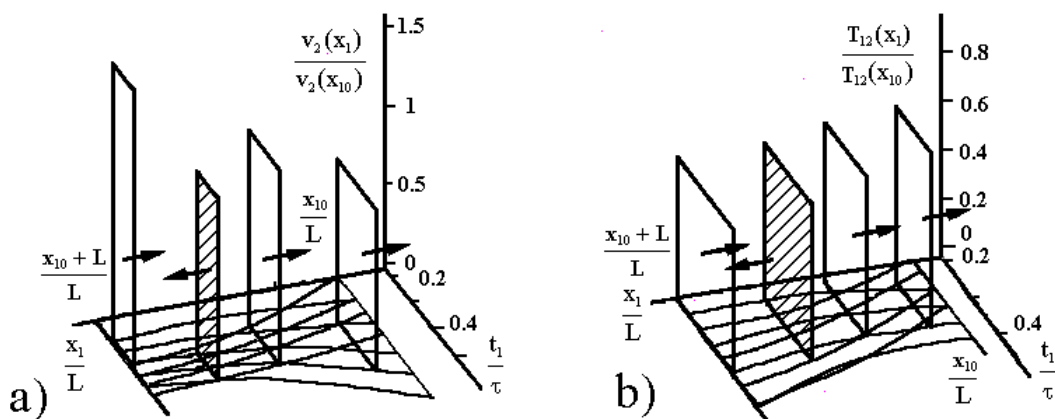


Рис. 1. а) \square – прямая волна, \square – обратная волна для скорости перемещений
 б) \square – прямая волна, \square – обратная волна для напряжений

На рис 2 (а, б) изображены прямые и обратные волны, которые вычисляются согласно формуле (3).

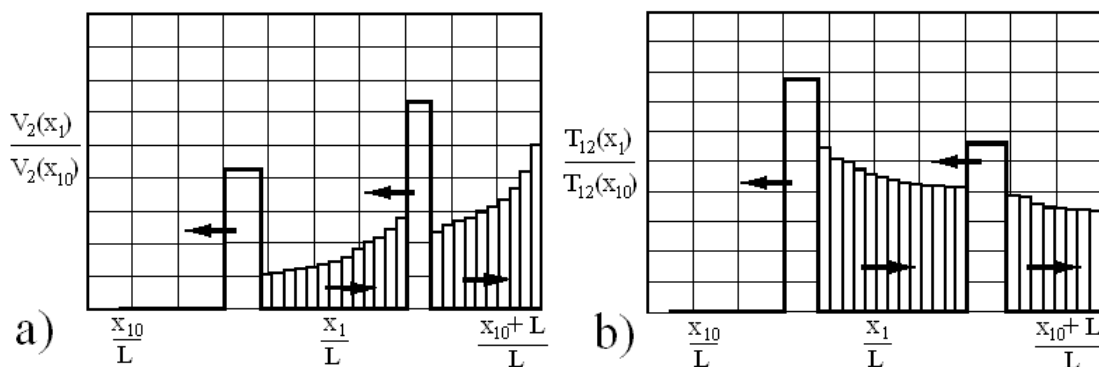


Рис. 2. а) Схематическое изображение прямой и обратной волн для скорости перемещений.
 б) Схематическое изображение прямой и обратной волн для напряжений.

Как следует из рис.2 (а, б) амплитуда прямой волны скоростей перемещений убывает, профиль испытывает декомпрессию, обратная волна излучается с фронта прямой волны в направлении к свободной поверхности и образует шлейф. Амплитуда прямой волны напряжений растет, профиль испытывает компрессию, шлейф обратной волны убывает в сторону свободной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А.С., Бабич В.М., Гельчинский Б.Я. Лучевой метод вычисления интенсивности волновых фронтов. – В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, вып. 5, Л.: ЛГУ, 1961.
2. Achenbach J.D., Reddy D.P Note on wave propagation in linearly viscoelastic media. ZAMP. vol. 18, 1967, 141–144.
3. Гольдин С.В., Березин Ю.А Сейсмические волны в сыпучих грунтах в рамках гипопластической модели // Физическая мезомеханика, т.6 № 1, 2003
4. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980,– 304с.
5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн.– М.: Наука, 1979,–383с.