

УДК 539.3

ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ С КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ГРАНИЦАМИ РАЗДЕЛА

АРТИКОВ Т. У.

Исследования о распространении акустических и электромагнитных волн в областях с криволинейными границами раздела (периодическими или произвольными) подробно описаны в литературе, но в области упругих и неупругих сред эти волны изучены недостаточно. В [1, 2] рассмотрено отражение гармонических волн от криволинейной поверхности полупространства методом возмущения. В [3] получены коэффициенты отражения и преломления гармонических волн в криволинейно-слоистых средах. Упругие поверхностные волны на плоской и сильно гофрированной поверхности в недиссипативной среде рассмотрены в [4].

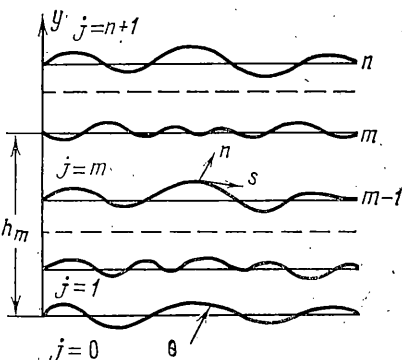
В публикуемой работе построено и реализовано на ЭВМ решение задачи о распространении волн в пористых средах (слоистых с поглощением), внутренние поверхности которых имеют произвольную криволинейную форму. Используя метод возмущений с последующим применением матричного метода, решение задачи представлено в виде степенного ряда по степени малого параметра. При этом криволинейные границы описываются аналитическими функциями, имеющими непрерывную первую производную. Решение в общем случае представлено в матричной форме. Члены нулевого порядка являются решением задачи для плоского случая. В качестве примера приводятся два случая для слоя, лежащего на полупространстве: слой является поверхностным включением; слой имеет поверхность раздела в виде зубчатого выступа.

1. Постановка задачи. Пусть среда состоит из пористых слоев, насыщенных жидкостью, находящихся между полупространствами (фиг. 1). Границы между слоями и полупространствами описываются функциями $y = f_i(x, z)$. Слои, верхние и нижние полупространства характеризуются плотностями $\rho_{lk(j)}$ и фазовыми скоростями $c_{\alpha j}$, где первый индекс относится к моде распространения ($\alpha=1$ для волны $P1$, $\alpha=2$ для волны $P2$, $\alpha=3$ для поперечной волны SV), а второй, взятый в скобках, — к части среды ($j=1, 2 \dots n$ означает слои, $j=0$ и $j=n+1$ — полупространства).

Требуется найти поле перемещений в любой точке пространства, когда плоская гармоническая волна с частотой ω падает параллельно оси z под углом θ на границу раздела между слоями $j=1$ и полупространством $j=0$. В данной постановке задача является двумерной, и решение не будет зависеть от значения z .

Уравнения движения пористых сред в формулировке М. А. Био в напряжениях имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \rho_{11} \ddot{u}_{11} + \rho_{12} \ddot{u}_{21} + b(u_{11} - u_{21}) \\ \sigma_{12} &= \rho_{12} \ddot{u}_{11} + \rho_{22} \ddot{u}_{21} + b(u_{21} - u_{11}) \end{aligned} \quad (1.1)$$



Фиг. 1

где σ_{ii} — тензор напряжений, σ — давление жидкости, u_{1i} и u_{2i} — вектора смещения скелета и жидкости, ρ_{kl} — приведенные плотности, b — коэффициент «диффузии» волн; точки означают производные по времени.

Вводя потенциалы $\varphi_{\alpha j}$, как в [5], получаем уравнение, эквивалентное уравнению (1.1):

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{a_{\alpha j}^2} \right) \varphi_{\alpha j} = 0, \quad c_{\alpha j} = \frac{|a_{\alpha j}|^2}{\operatorname{Re} a_{\alpha j}}, \quad \zeta_{\alpha j} = \frac{\omega \operatorname{Im} a_{\alpha j}}{|a_{\alpha j}|^2} \quad (1.2)$$

где $c_{\alpha j}$ — скорости волн в среде с затуханием, $\zeta_{\alpha j}$ — коэффициент затухания волн в j -среде.

Волновые поля в каждом слое и полупространствах описываются следующими потенциалами:

$$\varphi_{\alpha j} = \int_{-\infty}^{\infty} [A_{\alpha j} \exp(ir_{\alpha j}y) + B_{\alpha j} \exp(-ir_{\alpha j}y)] \exp(i\eta x) d\eta \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (1.3)$$

$$\varphi_{\alpha j} = \int_{-\infty}^{\infty} A_{\alpha j} \exp[i(r_{\alpha j}y + \eta x)] d\eta \quad (j=0, j=n+1) \quad (1.4)$$

$$r_{\alpha j} = \sqrt{\omega^2/a_{\alpha j}^2 - \eta^2} \quad |\omega/a_{\alpha j}| > |\eta|$$

$$r_{\alpha j} = -i\sqrt{\eta^2 - \omega^2/a_{\alpha j}^2} \quad |\eta| > |\omega/a_{\alpha j}|$$

Если волна падает под углом θ к вертикальной оси, то потенциал этой волны равен

$$\varphi_{t(0)} = a_t \exp[i\omega(x \sin \theta + y \cos \theta)/c_{t(0)}] \quad (1.5)$$

где t — тип падающей волны.

В качестве граничного условия используем непрерывность напряжений и скоростей смещения, закона сохранения потока веществ на границе раздела среды. Так как n и z являются нормальными и тангенциальными направляющими к поверхности $y=f_j(x)$, то компоненты смещения в k -й среде через j — поверхность раздела — имеют вид

$$u_{nni}^{(k)} = \frac{u_i^{(k)} - v_i^{(k)} f_j'(x)}{\sqrt{1+f_j'^2(x)}}, \quad u_{nsi}^{(k)} = \frac{v_i^{(k)} - u_i^{(k)} f_j'(x)}{\sqrt{1+f_j'^2(x)}} \quad (i=1, 2)$$

$$\sigma_{nn}^{(k)} = [\sigma_{yy}^{(k)} + \sigma_{xx}^{(k)} f_j'^2(x) - 2\sigma_{xy}^{(k)} f_j'(x)] / (1+f_j'^2(x))$$

$$\sigma_{ns}^{(k)} = [(\sigma_{yy}^{(k)} + \sigma_{xx}^{(k)}) f_j'(x) + \sigma_{xy}^{(k)} (1+f_j'^2(x))] / (1+f_j'^2(x)) \quad (1.6)$$

Введем вектор-функцию $G_j^{(m)}$ и F с компонентами

$$G_j^{(m)} = \{u_{nn1(j)}^{(m)},$$

$$u_{ns1(j)}^{(m)}, \beta_j(u_{nn2(j)}^{(m)} - u_{nn1(j)}^{(m)}), \sigma_j^{(m)}, \sigma_{nnj}^{(m)}, \sigma_{nsj}^{(m)}\}, \quad F = [F_1 + F_2 + \dots + F_6].$$

Тогда с учетом значений (1.3)–(1.6) вектор-функции $G_j^{(m)}$ и F можно представить в следующем виде ($\Gamma_{(j)}$ — диагональная матрица):

$$G_j^{(m)} = \int_{-\infty}^{\infty} [L_{0(j)}(\eta) + L_{1(j)}(\eta) f_m'(x) + L_{1(j)}(\eta) f_m'^2(x)] F_{(j)} Z_{(j)} e^{i\eta x} d\eta \quad (1.7)$$

$$F = [L_{0(0)} + L_{1(0)} f_0'(x) + L_{2(0)} f_0'^2(x)] \Gamma_0 Z_0^* \exp(ikx \sin \theta)$$

$$L_{0(j)}(\eta) = \omega \begin{vmatrix} r_{1(j)} & r_{2(j)} & -\eta & -r_{1(j)} & -r_{2(j)} & -\eta \\ \eta & \eta & r_{3(j)} & \eta & \eta & -r_{3(j)} \\ q_{1(j)} & q_{2(j)} & -q_{3(j)}^* & -q_{1(j)} & -q_{2(j)} & -q_{3(j)}^* \\ \alpha_{1(j)} & \alpha_{2(j)} & 0 & \alpha_{1(j)} & \alpha_{2(j)} & 0 \\ \gamma_{1(j)} & \gamma_{2(j)} & s_{3(j)} & \gamma_{1(j)} & \gamma_{2(j)} & -s_{3(j)} \\ s_{1(j)} & s_{2(j)} & z_{3(j)}^* & -s_{1(j)} & -s_{2(j)} & z_{3(j)}^* \end{vmatrix}$$

$$L_{1(j)}(\eta) = \begin{vmatrix} -\eta & -\eta & r_{3(j)} & -\eta & -\eta & r_{3(j)} \\ -r_{1(j)} & -r_{2(j)} & \eta & r_{1(j)} & r_{2(j)} & \eta \\ -q_{1(j)}^* & -q_{2(j)}^* & -q_{3(j)} & -q_{1(j)}^* & -q_{2(j)}^* & -q_{3(j)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2s_{1(j)} & 2s_{2(j)} & 2z_{3(j)}^* & -2s_{1(j)} & -2s_{2(j)} & 2z_{3(j)}^* \\ 2z_{1(j)}^* & 2z_{2(j)}^* & -2s_{3(j)} & 2z_{1(j)}^* & 2z_{2(j)}^* & 2s_{3(j)} \end{vmatrix}$$

$$L_{2(j)}(\eta) = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \gamma_{1(j)}^* & \gamma_{2(j)}^* & -s_{3(j)} & \gamma_{1(j)}^* & \gamma_{2(j)}^* & s_{3(j)} \\ s_{1(j)} & s_{2(j)} & z_{3(j)}^* & s_{1(j)} & s_{2(j)} & -z_{3(j)}^* \end{vmatrix}$$

$$Z_0^* = [a_1, a_2, a_3, 0, 0, 0] \quad c_x = c_t / \omega \sin \theta$$

$$q_{\alpha(j)} = q_{\alpha(j)}^* r_{\alpha(j)} / \eta, \quad q_{\alpha(j)}^* = [(\beta_{\alpha(j)} - 1) \beta_j + 1] \eta$$

$$s_{\alpha(j)} = 2\mu_j \eta r_{\alpha(j)} / \omega, \quad z_{\alpha(j)}^* = -\mu_{(j)} (\eta^2 - r_{\alpha(j)}^2) / \omega$$

$$\alpha_{\alpha(j)} = -(Q_{(j)} + R_{(j)} \beta_{\alpha(j)}) k_{\alpha(j)}^2 / \omega, \quad k_{\alpha(j)} = \omega / q_{\alpha j}$$

$$\gamma_{\alpha(j)} = [(\lambda_{(j)} + 2\mu_{(j)} + Q_{(j)} \beta_{\alpha(j)}) k_{\alpha(j)}^2 - 2\mu_{(j)} \eta^2] / \omega$$

$$\gamma_{\alpha(j)}^* = [(\lambda_{(j)} + Q_{(j)} \beta_{\alpha(j)}) k_{\alpha(j)}^2 + 2\mu_{(j)} \eta^2] / \omega$$

$$\Gamma_{(j)} = \{ \exp(ir_{1(j)} f_j(x)), \dots, \exp(-ir_{3(j)} f_j(x)) \}$$

Используя условия непрерывности напряжений, давления, скорости смещения и сохранения потока веществ, граничные условия на поверхности раздела с помощью вектор-функции G и F запишем в виде

$$G_j(x, y) = G_{j-1}(x, y), \quad G_1(x, y) = F + G_0(x, y) \quad (1.8)$$

2. Метод решения. Получить аналитическое решение поставленной задачи в общем случае практически невозможно. Поэтому далее воспользуемся методом возмущений в комбинации с матричным методом.

Введем малый параметр ε в виде

$$\exp(\pm ir_{\alpha j} f_j) \rightarrow \exp(\pm ir_{\alpha j} (h_j + \varepsilon_{j f_j}^*)) \quad (2.1)$$

Для удобства звездочку над функциями $f_j^*(x)$ опустим.

Представим неизвестные коэффициенты $A_{\alpha j}$ и $B_{\alpha j}$ и вектор-функции $Z_j(\eta, h_m)$ в виде степенного ряда от ε_j :

$$A_{\alpha j} = A_{\alpha j}^{(0)} + \varepsilon_j A_{\alpha j}^{(1)} + \varepsilon_j^2 A_{\alpha j}^{(2)} + \dots, \quad B_{\alpha j} = B_{\alpha j}^{(0)} + \varepsilon_j B_{\alpha j}^{(1)} + \varepsilon_j^2 B_{\alpha j}^{(2)} + \dots$$

$$Z_j(\eta, h_m) = Z_j^{(0)} + \varepsilon_j Z_j^{(1)} + \varepsilon_j^2 Z_j^{(2)} + \dots$$

$$Z_j(\eta, y) = [A_{1j} \exp(ir_{1j} y), \dots, B_{3j} \exp(-ir_{3j} y)]$$

Затем, разлагая $e^{\varepsilon f}$ в ряд маклорена и подставляя в (1.7), получим

$$G_j(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} [L_{0(j)}(\eta) + L_{1(j)}(\eta) \varepsilon_m f_m'(x) + L_{2(j)}(\eta) \varepsilon_m^2 f_m'^2(x)] \left[\Gamma_j^{(0)} + \right. \\ \left. + \varepsilon_m f_m(x) \Gamma_j^{(1)} + \frac{1}{2!} \varepsilon_m^2 f_m^2(x) \Gamma_j^{(2)} + \dots \right] [Z_j^{(0)} + \varepsilon_m Z_j^{(1)} + \varepsilon_m^2 Z_j^{(2)} + \dots] d\eta + FF_0 \quad (2.2)$$

Запишем F и $\Gamma_j^{(k)}$ в виде $(\Gamma_j^{(k)})$ — диагональная матрица):

$$F = [L_{0(0)}(c_x) + \varepsilon_0 f'(x) L_{1(0)}(c_x) + \varepsilon_0^2 f_0'^2(x)$$

$$L_{2(0)}(c_x)] Z_0 \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_0^k \Gamma_0^{(k)} f_0^{(k)}(x) \exp(ic_x x)$$

$$\Gamma_j^{(k)} = \{(ikr_{1j})^k/k!, \dots, (-ikr_{3j})^k/k!\}, \quad F_0 = 1 \quad (j=0), \quad F_0 = 0 \quad (j \neq 0)$$

Подставляя (2.2) в (1.8) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях ε , имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} L_{0(j)}(\eta) Z_j^{(0)}(\eta, h_{j-1}) \exp(i\eta x) d\eta = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} L_{0(j-1)}(\eta) Z_{(j-1)}^{(0)}(\eta, h_{j-1}) \exp(i\eta x) d\eta + F_0 L_{0(0)}(c_x) \exp(ic_x x) \quad (2.3)$$

Аналогично получаем системы уравнения для определения неизвестных коэффициентов k -го приближения.

Для определения неизвестных коэффициентов произвольного приближения (ε^k) будем иметь

$$\sum_{m=0}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{k-m} \frac{\Gamma_j^{(k-m-l)}}{k-m-l} L_{mj}(\eta, h_{j-1}) [f_{j-1}'(x)]^m [f_{j-1}^{(k-m-l)}] \exp(i\eta x) d\eta = \\ = \sum_{m=0}^2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{k-m} \frac{\Gamma_{j-1}^{(k-m-l)}}{k-m-l} L_{m(j-1)}(\eta) Z_{j-1}^{(l)} \times \right. \\ \left. \times [f_{(j-1)}'(x)]^m [f_{(j-1)}^{(k-m-l)}] \exp(i\eta x) + F_0 F_m^{(k)} \right\} \quad (2.4)$$

$$F_m^{(k)} = \frac{f_0^{(k-m)}(x)}{(k-m)!} [f_0'(x)]^m L_{m(0)}(c_x) \Gamma_0^{k-m} Z_0^* e^{ic_x x}$$

Определим $Z_j(\eta)$ для нулевого приближения. Применим преобразование Фурье к системе интегральных уравнений (2.3) и (2.4), а затем матричный метод [1, 3]; в результате получим следующие рекуррентные формулы, связывающие вектор-функции $Z_j^{(0)}$ с вектором функции $Z_0^{(0)}$

$$Z_j^{(0)}(\eta, h_{j-1}) = L_{0(j)}(\eta) D_{(j-1)}^{(0)} [L_{0(0)} Z_0^{(0)}(\eta, 0) - L_{0(0)}(c_x) Z_0^* \delta(\eta - c_x)] \quad (2.5)$$

$$D_{(j-1)}^{(0)} = \prod_{l=1}^{j-1} L_{0(l)}(\eta) [K_l(\eta) L_{0(l)}(\eta)]^{(-1)}$$

$$K_l(\eta) = \{\exp(ir_{1(l)}(h_{l+1} - h_l)), \dots, \exp(-ir_{3(l)}(h_{l+1} - h_l))\}$$

где $\delta(\eta)$ — дельта-функция Дирака; в случае $j=n+1$ из (2.5) получим соотношения, связывающие вектор-функции нулевой и $(n+1)$ -среды. Без привлечения других физических условий эти вектор-функции однозначно определить невозможно. Поэтому используем физические условия отсутствия отраженных волн в верхнем полупространстве, а также значения падающих волн в нижнем полупространстве.

Из матричного уравнения (2.5) определяем

$$Z_0^{(0)} = E1 \ E3, \quad Z_{(n+1)}^{(0)} = E2 \ E3$$

$$E3 = D1^{-1}(\eta) L_{0(n+1)}^{-1}(\eta) D_n^{(0)}(\eta) L_{0(0)}(c_x) Z_0^* \delta(\eta - c_x)$$

$$E1 = \{0, 0, 0, 1, 1, 1\}, \quad F2 = \{1, 1, 1, 0, 0, 0\}$$

$$D1(\eta) = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & -l_{14} & -l_{15} & -l_{16} \\ 0 & 1 & 0 & -l_{24} & -l_{25} & -l_{26} \\ 0 & 0 & 1 & -l_{34} & -l_{35} & -l_{36} \\ 0 & 0 & 0 & -l_{44} & -l_{45} & -l_{46} \\ 0 & 0 & 0 & -l_{54} & -l_{55} & -l_{56} \\ 0 & 0 & 0 & -l_{64} & -l_{65} & -l_{66} \end{vmatrix}$$

где l_{ij} — элементы матрицы $L^*(\eta) = L_{(n+1)}^{-1}(\eta) D_n^{(0)}(\eta) L_{0(0)}(\eta)$.

Подставляя полученные значения вектор-функции $Z_{(j)}^{(0)}$ в (1.3) и (1.4), определим потенциалы $\Phi_{\alpha j}^{(0)}$ нулевого приближения.

Аналогично определяются коэффициенты k -го приближения, учитывающие неровности границы раздела. Эти коэффициенты можно определить точно в элементарных функциях, если $f_j(x)$ и $f_j'(x)$ представимы в виде ряда Фурье. В других случаях непосредственный численный расчет интегралов сложен, поскольку при больших η интегральное выражение сильно осциллирует.

Поэтому необходимо идти по пути приближенного определения данных коэффициентов. Пусть справедливо следующее представление:

$$f_j(x) = \sum_{k1} a_{k1} \exp\left(\frac{2i\pi k1x}{T_j}\right), \quad f_j'(x) = \sum_{k1} b_{k1} \exp\left(\frac{2\pi i k1x}{T_j}\right)$$

Тогда получим систему интегральных уравнений для определения Z_j первого приближения

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} L_{0(j)}(\eta) Z_{(j)}^{(1)}(\eta, h_{j-1}) e^{i\eta x} d\eta + \int_{-\infty}^{\infty} L_{0(j-1)}(\eta) Z_{j-1}^{(1)}(\eta, h_{j-1}) e^{i\eta x} d\eta = \\ = \sum_{k1} S_{(j-1)}^* \exp\left[i\left(c_x + \frac{2\pi k1}{T_{j-1}}\right)x\right] \quad (j=n+1, i) \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} S_{j-1}^* &= [a_{k1}^{(j-1)} L_{(j-1)}(c_x) \Gamma_{(j-1)}^{(1)}(c_x) + \\ &+ b_{k1}^{(j-1)} L_{1(j-1)}(c_x) \Gamma_{(j-1)}^{(0)}] K_{(j-1)}(c_x) D_{(j-1)}(c_x) S_0 - [a_{k1}^{(j-1)} L_{(j)}(c_x) \Gamma_{(j)}^{(1)}(c_x) + \\ &+ b_{k1}^{(j-1)} L_{1(j)}(c_x) \Gamma_{(j)}^{(0)}] D_j(c_x) S_0 + F_0 F_{k1}^{(1)} \\ F_{k1}^{(1)} &= [a_{k1}^{(0)} L_{0(0)}(c_x) + b_{k1}^{(0)} L_{1(0)}(c_x) \Gamma_{(0)}^{(0)}(c_x)] Z_0^* \end{aligned}$$

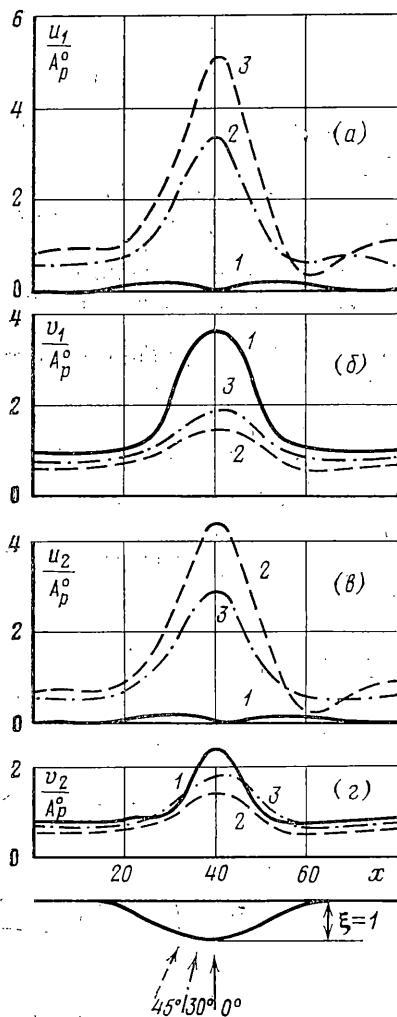
Применяя к (2.4) и (2.6) обратное преобразование Фурье и используя матричный метод, найдем

$$Z_j^{(1)}(\eta, h_{j-1}) = L_{0(j)}^{(-1)}(\eta) D_{(j-1)}^{(0)} L_{0(0)}(\eta) Z_0^{(1)}(\eta, 0) + \\ + L_{0(j)}^{(-1)}(\eta) \sum_{m=1}^j \left\{ \prod_{l=m}^{j-1} D_{(l)}(\eta) \sum_{k1} S_{(m-1)}^* \delta \left(\eta - c_x - \frac{2\pi k1}{T_{m-1}} \right) \right\}$$

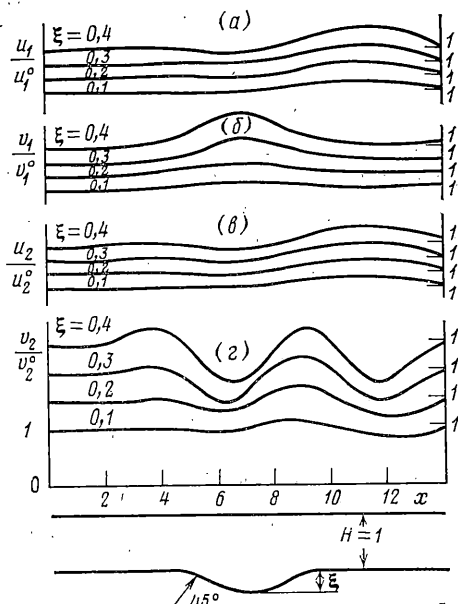
Аналогично определяется вектор-функция k -го приближения. После этого окончательно будем иметь $Z_j = \sum \epsilon^k M^k(\eta, h_j) \delta(\eta - \eta_k)$. Подставляя соответствующие коэффициенты $Z_j(y, \eta)$ в (1.3) и (1.4) и используя свойства обобщенных функций, получим аналитическое решение задачи. Построенное решение упрощается, когда описывающие функции неровности границы слоев периодические.

3. Пример. На основании полученных решений разработаны алгоритм и программы на языке Фортран для ЭВМ БЭСМ-6. Колебания слоя, имеющие многоугольные границы, методом конечных элементов рассмотрены в [6], где показано влияние угла наклона границы на распространение и отражение волн. В [7] рассмотрены колебания поглощающего слоя с плоскими границами.

На фиг. 2 показан рассматриваемый «слой» в качестве поверхностного включения в виде косинуса. Кривые 1-3 соответствуют отношению значений составляющих смещения свободной поверхности слоя к модулю вектора смещения при отсутствии слоя для трех значений угла падения продольной волны первого типа ($\theta = 0, 30^\circ, 45^\circ$). Линейные размеры x и ξ даны в км. В рассматриваемом случае: $c_{11} = 709$ м/с, $c_{21} = 312$ м/с, $c_{31} = 352$ м/с, $\beta = 0,26$, $\rho = 2480$ кг/м³ $\text{Im } a_{\alpha 1}/$



Фиг. 2



Фиг. 3

/Re $a_{\alpha 1}=0,05$) как поверхностное включение в полупространстве ($c_{10}=4654$ м/с, $c_{20}=800$ м/с, $c_{30}=2800$ м/с, $\rho=2600$ кг/м³, $\beta=0,2$, $b=0$) способствует увеличению всех компонентов смещения свободной поверхности. При нормальном падении $P1$ ($\theta=0$) с частотой ω вертикальная компонента смещения скелета (фиг. 2, б) и жидкости (фиг. 2, г) достигает наибольшего значения на оси симметрии неровности. С увеличением угла падения (θ) вертикальные составляющие смещения уменьшаются, а горизонтальные (фиг. 2, а, е) увеличиваются. При этом максимальное значение смещения относительно оси симметрии неровности сдвигается вправо.

В качестве следующего примера рассмотрим влияние амплитуды неровности нижней границы слоя на значение смещения свободной поверхности (фиг. 3). Характеристика среды та же, что и на фиг. 2 с отличием в том, что слой характеризуется скоростями $c_{11}=2236$ м/с, $c_{21}=1033$ м/с, $c_{31}=1220$ м/с. На фиг. 3 u_1° и v_1° соответствуют значениям компонентов смещения свободной поверхности слоя при $\xi=0$. Как видно из фиг. 3, при $\xi/\lambda < 0,05$ влияние неровности границы на значение смещения свободной поверхности слоя незначительно и не превышает 5–6%.

Горизонтальные компоненты смещения (фиг. 3, а, е) уменьшаются непосредственно над зоной неровности и достигают своих максимальных значений вне зоны неровности ($x=11$) и далее уменьшаются. Вертикальное смещение скелета (фиг. 3, б) достигает своего наибольшего значения вблизи оси симметрии неровности, а составляющая жидкого компонента вертикального смещения (фиг. 3, г) изменяется в другой фазе относительно твердого компонента. Наибольшего значения она достигает вблизи над границей неровности, а минимального — при $x=4$ и $x \approx 9$. Неровности границы слоя оказывают существенное влияние на поле v_2/v_2° , так как его амплитуда на поверхности слоя наибольшая.

Таким образом, влиянием неровности границы при решении сейсмологических задач можно пренебречь, если $\xi/\lambda \leq 0,03$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Разматулин Х. А., Саатов Я. У., Филиппов И. Г., Артыков Т. У. Волны в двухкомпонентных средах. Ташкент: Фан, 1974. 266 с.
2. Abubakar I. Reflection and refraction of plane SH-waves at irregular interfaces.— J. Phys. Earth., 1962, v. 10, № 1, p. 1–14.
3. Levy A., Deresiewicz H. Reflection and transmission of elastic waves in a system of corrugated layers.— Bul. seismol. Soc. America, 1967, v. 57, № 3, p. 393–419.
4. Glass N. E., Maradudin A. A. Leaky surface — elastic waves on both flat and strongly corrugated surfaces for isotropic, nondissipative media.— J. Appl. Phys., 1983, v. 54, № 2, p. 796–805.
5. Артыков Т. У., Саатов А. Дисперсия волн в пористых средах, насыщенных жидкостью.— Докл. АН УзССР, 1982, № 6, с. 14–15.
6. Артыков Т. У., Хужаев А. Р. Колебания полосы с произвольной многоугольной границей.— Изв. АН УзССР. Сер. техн. наук., 1982, № 6, с. 26–32.
7. Wolf J. P., Obernhuber P. Free-field response from inclined SH-waves and Love-waves.— Earthquake Eng. and struct. Dyn., 1982, v. 10, № 6, p. 823–845.

Ташкент

Поступила в редакцию
19.IV.1984