

Алгоритм численного решения одномерных прямых задач распространения SH волн в пористых средах

Холмуродов А.Э.

Каршинский государственный университет, Карши, Узбекистан;

1. Постановка прямой задачи

Одномерное уравнение распространения сейсмических волн в пористой среде с учетом поглощения энергии, обусловленного коэффициентом межкомпонентного трения $\chi(z)$, имеет вид [1, 2]

$$\rho_s(z)U_{tt} = (\mu(z)U_z)_z - \chi(z)\rho_l^2(z)(U_t - V_t) \quad (1)$$

$$\rho_l(z)V_{tt} = \chi(z)\rho_l^2(z)(U_t - V_t), \quad (2)$$

где U и V - компоненты вектора смещения частиц упругого пористого тела и жидкости с парциальными плотностями $\rho_s(z)$ и $\rho_l(z)$ соответственно, $\mu(z)$ - коэффициент Ламе.

Пусть пористая среда занимает полупространство $z > 0$, т.е. система уравнений (1), (2) справедлива при $z > 0$. Предположим, что среда покоится при $t \leq 0$:

$$U|_{t=0} = 0, \quad U_t|_{t=0} = 0. \quad (3)$$

$$V|_{t=0} = 0, \quad V_t|_{t=0} = 0. \quad (4)$$

Пусть на границе $z = 0$ приложена сила с импульсом:

$$\mu U_z|_{z=0} = F(t), \quad (5)$$

где

$$F(t) = \delta(t) + f(0)\varepsilon(t) + \dots,$$

$\delta(t)$ — дельта функция Дирака, $\varepsilon(t)$ — функция Хевисайда. Требуется по этой информации и заданным дважды непрерывно дифференцируемым функциям $\rho_s(z)$, $\mu(z)$ определить волновые поля $U = U(z, t)$, $V = V(z, t)$ из (1)-(4). Такую задачу будем называть прямой динамической задачей распространения сейсмических волн в пористой среде.

2. Вычислительный алгоритм решения прямой задачи

Проведем преобразования сначала для уравнения (1). Будем использовать систему координат времени пробега (x, t) с новой переменной $x(z) = \int_0^z \frac{1}{c(z)} ds$, (6) где $c(z) = \sqrt{\mu(z)/\rho_s(z)}$ - скорость волны. В системе координат (x, t) волновое уравнение преобразуется к виду

$$U_{tt} = \frac{[\sigma(x)U_x]_x}{\sigma(x)} - \tilde{q}(x)(U_t - V_t) \quad (7)$$

где $\tilde{q}(x) = \chi(x)\frac{\rho_l^2(x)}{\rho_s(x)}$ - известная функция, $\sigma(x) = \rho_s(x)c(x) = \sqrt{\mu(x)\rho_s(x)} = \frac{\mu(x)}{c(x)}$ полное сопротивление среды.

Так как уравнение (7) не меняется при умножении $\sigma(x)$ на константу, нормируем $\sigma(x)$ так, чтобы $\sigma(0) = 1$. Заметим, что при введенной таким образом функции $\sigma(x)$ вычисление коэффициента Ламе $\mu(x)$ становится эквивалентным вычислению $\sigma(x)$.

Положим $w = U_t$, $p = -\sigma(x)U_x$ и $r = V_t$. С новыми независимыми переменными волновое уравнение второго порядка (8) становится гиперболической системой уравнений первого порядка

$$\begin{bmatrix} p \\ w \end{bmatrix}_t + A(x) \begin{bmatrix} p \\ w \end{bmatrix}_x = - \begin{bmatrix} 0 \\ q(x)(w-r) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где

$$A(x) = \begin{bmatrix} 0 & \sigma(x) \\ \sigma^{-1}(x) & 0 \end{bmatrix}$$

Граничные условия преобразуются к виду

$$p(0, t) = -\sigma(0)U_x(0, t) = f(t). \quad (9)$$

Система (8) является строго гиперболической [3]. Она имеет два семейства характеристик, которые являются прямыми линиями с наклонами $+1$ и -1 , характеристическими корнями матрицы $A(x)$. Определяя

$$T(x) = \begin{bmatrix} 1 & \sigma(x) \\ 1 & -\sigma(x) \end{bmatrix}$$

имеем

$$T(x)A(x)T^{-1}(x) = \Lambda.$$

Умножая систему (8) слева на $T(x)$ и полагая, что $\sigma(x)$ дифференцируемая функция, получаем каноническую форму системы (8):

$$(T\nu)_t + \Lambda(T\nu)_x = \Lambda T_x \nu - T \begin{bmatrix} 0 \\ q(x)(w-r) \end{bmatrix}$$

где $v = (p \ w)^T$. В покомпонентной записи система выглядит так

$$(p + \sigma w)_x + (p + \sigma w)_t = \sigma' w - \sigma(x)q(x)(w-r) \quad (10)$$

$$(p - \sigma w)_x - (p - \sigma w)_t = -\sigma' w - \sigma(x)q(x)(w-r) \quad (11)$$

где $\sigma'(x)$ производная $\sigma(x)$. Уравнения (10), (11) можно также записать в интегральной форме. Для произвольной фиксированной точки (x, t) из области $t > x$ и любого $\tilde{x} < x$ можно проинтегрировать уравнение (10) вдоль характеристики $dt/dx = 1$ от $(\tilde{x}, t - x + \tilde{x})$ до (x, t) . При этом считаем, что $h = x - \tilde{x} > 0$ достаточно мало. В полученном соотношении $\sigma'(s)$ под интегралом заменим на $\frac{\sigma(x) - \sigma(\tilde{x})}{h}$ и применяя формулу трапеций получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & p(x, t) + \sigma(x)w(x, t) - [p(\tilde{x}, t - x + \tilde{x}) + \sigma(\tilde{x})w(\tilde{x}, t - x + \tilde{x})] = \\ & = \frac{1}{2} [\sigma(x) - \sigma(\tilde{x})] [w(x, t) + w(\tilde{x}, t - x + \tilde{x})] - \end{aligned}$$

$$-\frac{h}{2} [\sigma(x)q(x)(w(x,t) - r(x,t)) + \sigma(\tilde{x})q(\tilde{x})(w(\tilde{x},t - x + \tilde{x}) - r(\tilde{x},t - x + \tilde{x}))], \quad (12)$$

Проинтегрировав уравнение (11) вдоль характеристики $dt/dx = -1$ от $(\tilde{x}, t + x - \tilde{x})$ до (x, t) и поступая аналогично, получаем второе соотношение:

$$\begin{aligned} p(x, t) - \sigma(x)w(x, t) - [p(\tilde{x}, t + x - \tilde{x}) - \sigma(\tilde{x})w(\tilde{x}, t + x - \tilde{x})] = \\ = \frac{1}{2} [\sigma(x) - \sigma(\tilde{x})] [w(x, t) + w(\tilde{x}, t + x - \tilde{x})] + \\ + \frac{h}{2} [\sigma(x)q(x)(w(x, t) - r(x, t)) + \sigma(\tilde{x})q(\tilde{x})(w(\tilde{x}, t + x - \tilde{x}) - r(\tilde{x}, t + x - \tilde{x}))], \quad (13) \end{aligned}$$

Полученные уравнения (12) и (13) уже подходят для численного моделирования. Спроецируем величины p, w, r и σ на сетку, где точки сетки определяются пересечениями характеристических линий. Сеточные функции для σ, q, p, w и r определяются следующими соотношениями: $\sigma_i = \sigma[(i-1)h]$, $q_i = q[(i-1)h]$, $i = 1, 2, 3, \dots$, где σ нормирована так, что $\sigma_1 = 1$, $p_{ij} = p[(i-1)h, (2j-i-1)h]$, $w_{ij} = w[(i-1)h, (2j-i-1)h]$ и $r_{ij} = r[(i-1)h, (2j-i-1)h]$, для $i = 1, 2, 3, \dots$, и $j \geq i$.

Из начальных условий получаем, что

$$p_{ii} = w_{ii} = r_{ii} = 0 \text{ для } i = 1, 2, 3, \dots, \quad (14)$$

и, из граничных условий, имеем $p_{1j} = f_j = f[t = (j-1)h]$, $w_{1j} = g'_j = g'[t = (j-1)h]$. Предположим, что σ_i известны для $i = 1, 2, \dots, I$, а p_{ij} и w_{ij} вычислены для всех $i < I$ и $j > i$. Тогда мы можем выразить $p_{I,j}$ и $w_{I,j}$ из следующих соотношений, полученных с помощью проецирования уравнений (12) и (13) на сетку:

$$\begin{aligned} p_{I,j} + \sigma_I w_{I,j} = p_{I-1,j-1} + \sigma_{I-1} w_{I-1,j-1} + \frac{1}{2} [\sigma_I - \sigma_{I-1}] [w_{I,j} + w_{I-1,j-1}] - \\ - \frac{h}{2} [\sigma_I q_I (w_{I,j} - r_{I,j}) + \sigma_{I-1} q_{I-1} (w_{I-1,j-1} - r_{I-1,j-1})] \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_{I,j} - \sigma_I w_{I,j} = p_{I-1,j} - \sigma_{I-1} w_{I-1,j} - \frac{1}{2} [\sigma_I - \sigma_{I-1}] [w_{I,j} + w_{I-1,j}] - \\ - \frac{h}{2} [\sigma_I q_I (w_{I,j} - r_{I,j}) + \sigma_{I-1} q_{I-1} (w_{I-1,j} - r_{I-1,j-1})] \quad (16) \end{aligned}$$

для $j = I+1, I+2, \dots$. Разрешим эти уравнения относительно $p_{I,j}$ и $w_{I,j}$. Так как $\sigma(x) > 0$, то $\sigma_{I-1} + \sigma_I > 0$. Получим:

$$\begin{aligned} p_{I,j} = \frac{1}{2} (p_{I-1,j-1} + p_{I-1,j}) + \frac{1}{4} (\sigma_{I-1} + \sigma_I) (w_{I-1,j-1} - w_{I-1,j}) - \\ - \frac{h}{2} \sigma_I q_I (w_{I,j} - r_{I,j}) - \frac{h}{4} \sigma_{I-1} q_{I-1} [(w_{I-1,j-1} - r_{I-1,j-1}) + (w_{I-1,j} - r_{I-1,j})] \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w_{I,j} = \frac{(p_{I-1,j-1} - p_{I-1,j})}{\sigma_{I-1} + \sigma_I} + \frac{1}{2} (w_{I-1,j-1} + w_{I-1,j}) - \\ - \frac{h}{2} \frac{\sigma_{I-1} q_{I-1} [(w_{I-1,j-1} - r_{I-1,j-1}) - (w_{I-1,j} - r_{I-1,j})]}{\sigma_{I-1} + \sigma_I} \quad (18) \end{aligned}$$

В частности вычислены $p_{I,I+1}$ и $w_{I,I+1}$. Вернемся теперь к уравнению (2). Поделив его правую и левую части на $\rho_l(z)$, заметим, что его можно проинтегрировать по времени t . Учитывая начальные условия (3) и (4), получим:

$$V_t = \chi(x)\rho_l(x)(U - V). \quad (19)$$

Проецируя это уравнение на ту же сетку и приближая первую производную по времени V_t первой разностью $V_t(t, x) \approx \frac{V(t+2h, x) - V(t, x)}{2h}$, получим:

$$\begin{aligned} r_{ij} &= (\chi\rho_l)_i(U_{ij} - V_{ij}), \\ r_{i,j+1} &= (\chi\rho_l)_i(U_{i,j+1} - V_{i,j+1}) \end{aligned} \quad (20)$$

Вычитая первое уравнение из второго, получаем:

$$r_{i,j+1} - r_{ij} = (\chi\rho_l)_i((U_{i,j+1} - U_{ij}) - (V_{i,j+1} - V_{ij})).$$

Теперь, аналогично приближая U_t с помощью первой разности $w_{ij} = (U_t)_{ij} = \frac{U_{i,j+1} - U_{ij}}{2h}$, имеем:

$$r_{i,j+1} = r_{ij} + 2h(\chi\rho_l)_i(w_{ij} - r_{ij}) \quad (21)$$

Подставляя $i+1$ вместо I в уравнение (16) и i вместо I в уравнение (15), разрешая полученные соотношения относительно p_{ij} и w_{ij} , получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} w_{ij} &= \frac{1}{\Delta} \{ 2(p_{i-1,j-1} - p_{i-1,j}) + (\sigma_i + \sigma_{i-1})w_{i-1,j-1} + (\sigma_{i+1} + \sigma_i)w_{i+1,j} \} - \\ &- \frac{1}{\Delta} \{ h[\sigma_{i+1}q_{i+1}(w_{i+1,j} - r_{i+1,j}) - 2\sigma_i q_i r_{ij} + \sigma_{i-1}q_{i-1}(w_{i-1,j-1} - r_{i-1,j-1})] \} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} p_{ij} &= p_{i-1,j-1} - \frac{1}{2}[\sigma_i + \sigma_{i-1}]w_{i,j} + \frac{1}{2}[\sigma_i + \sigma_{i-1}]w_{i-1,j-1} - \\ &- \frac{h}{2}[\sigma_i q_i(w_{i,j} - r_{i,j}) + \sigma_{i-1}q_{i-1}(w_{i-1,j-1} - r_{i-1,j-1})] \end{aligned} \quad (23)$$

где $\Delta = \sigma_{i+1} + 2\sigma_i + \sigma_{i-1} + 2h\sigma_i q_i$. Подставляя в (17) и (18) $I = 2$ и исключая оттуда $p_{1,j-1}$, $w_{1,j-1}$ и $r_{1,j-1}$, а также учитывая, что $\sigma_1 = 1$, получаем соотношение

$$\begin{aligned} w_{1,j} &= w_{2,j} \frac{1 + \sigma_2 - h\sigma_2 q_2}{1 + \sigma_2 + hq_1} + \\ &+ \frac{2(p_{1,j} - p_{2,j}) + hq_1 r_{1,j} + h\sigma_2 q_2 r_{2,j}}{1 + \sigma_2 + hq_1} \end{aligned} \quad (24)$$

с помощью которого, вместе с соотношением (20), получаем схему решения прямой задачи (1)-(5).

По определению полагаем $p_{0,j} = w_{0,j} = r_{0,j} = 0$. Из формулы (18) находим $w_{1,2} = 0$, а из формул (14) и (21) следует, что $r_{1,2} = 0$. Аналогично вычисляются $w_{1,j} = 0$ и $r_{1,j} = 0$ при $j = 3, 4, \dots$. Далее вычисляются значения сеточных функций $p_{i,j}$, $w_{i,j}$, $r_{i,j}$ при $i = 2, 3, 4, \dots$

ЛИТЕРАТУРА

1. Доровский В.Н., Перепечко Ю.В., Роменский Е.И. Волновые процессы в насыщенных пористых упругодеформируемых средах // ФГВ. 1993, №1. с. 100-111.
2. *Imomnazarov Kh.Kh.* Combined One Dimensional Inverse Problems for Maxwell's equations and an Equations of the Continual Filtration Theory // Appl. Math. Lett, 1999, v. 12, №2, pp. 45-49.
3. Годунов С.К. Уравнения математической физики. М.:Наука, 1979.