

各向异性介质中 SH 波与多个半圆形凹陷地形的相互作用¹⁾

刘殿魁 许贻燕

(国家地震局工程力学研究所, 哈尔滨 150080)

摘要 本文利用多极坐标和复变函数方法研究各向异性介质中 SH 波与多个半圆形凹陷地形的相互作用。各向异性可用来模拟地质条件。本文给出了各向异性介质中多个半圆形凹陷地形的散射波的表达式, 并利用移动坐标的方法, 来满足给定的多个半圆形凹陷地形上的边界条件。将待解的问题归结为对一组无穷代数方程组的求解问题。本文最后给出了两个尺寸相同的半圆形凹陷地形的相互作用问题的解答和数值结果。

关键词 各向异性、半圆形凹陷、SH 波、相互作用

一、前言

在地震工程中研究地形对强震特性的影响,是十分重要的。在过去的20年中,有很多学者研究这一课题。求解问题的主要方法可分为两类:即解析法和数值法。解析法求得的结果是非常有限的,它们是: Trifunac^[1] 和 Wang^[2]。最近,刘殿魁和韩峰应用复变函数和保角映射的技术给出了一个求解稳态平面 SH 波对任意形凹陷地形的散射问题的新方法^[3]。数值法是指有限元、差分、边界元和边界法等^[4]。它们可以计算任意形状的凹陷地形的散射问题,但在分析过程中,对高频区域的分析则经常会遇到困难。

本文将利用多极坐标和复变函数方法研究各向异性介质中稳态 SH 波对多个半圆形凹陷地形的相互作用问题。各向异性介质可用来模拟地质条件。首先,构造了各向异性介质中 SH 波引起的多个半圆形凹陷地形的散射波波函数。它是用多极坐标方法构成的一个级数。再利用移动坐标方法,则可逐一满足多个半圆形凹陷地形上的边界条件,将问题的解归结为对一组无穷代数方程组的求解问题。并可通过截断无穷方程组的方法,得到解答。

本文最后,作为算例,给出了两个具有相同尺寸的半圆形凹陷地形的相互作用问题。分析和讨论了(1) SH 波的入射方向;(2)无量纲波数 $K_0 a$; (3)两个凹陷地形的中心距离 D ; (4)不同介质等情况对凹陷地形表面位移和相位的影响,并给出了数值结果。

二、各向异性介质中的反平面剪切运动

研究各向异性介质中弹性波散射问题,其最简单的模型就是反平面剪切运动。其运

1) 地震学联合基金项目。

本文于1991年7月28日收到第一稿,1991年12月9日收到修改稿。

动方程可以写成^[7]:

$$c_{55} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2c_{45} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + c_{44} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

此时,各向异性介质中,应力与位移之间的关系是:

$$\tau_{xx} = c_{55} \frac{\partial w}{\partial x} + c_{45} \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \tau_{yz} = c_{45} \frac{\partial w}{\partial x} + c_{44} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (2.2)$$

其中 $w(x, y, t)$ 是垂直于 (x, y) 平面且与 z 轴无关的位移, ρ 为介质密度, c_{55} 、 c_{44} 、 c_{45} 是弹性常数.

利用复变量 $Z = x + iy$ 和 $\bar{Z} = x - iy$, 则方程(2.1)可以写成:

$$\begin{aligned} & (c_{55} - c_{44} + 2ic_{45}) \frac{\partial^2 w}{\partial Z^2} + 2(c_{55} + c_{44}) \frac{\partial^2 w}{\partial Z \partial \bar{Z}} + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45}) \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{Z}^2} \\ & = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

为了求解上述方程,我们引进新变量:

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{1}{2} [(1 - i\gamma)Z + (1 + i\gamma)\bar{Z}] \\ \bar{\zeta} &= \frac{1}{2} [(1 - i\bar{\gamma})Z + (1 + i\bar{\gamma})\bar{Z}] \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中 $\gamma = -c_{45}/c_{44} + i(c_{55}c_{44} - c_{45}^2)^{1/2}/c_{44}$

利用式(2.4),则波动方程(2.3)可以写成:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial \zeta \partial \bar{\zeta}} = \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

其中 $c_T^2 = \mu/\rho$, $\mu = (c_{55}c_{44} - c_{45}^2)/c_{44}$

对稳态波入射问题,则位移 w 可以写成:

$$w(\zeta, \bar{\zeta}, t) = \text{Re}[w(\zeta, \bar{\zeta}) \cdot e^{-i\omega t}] \quad (2.6)$$

其中 $w(\zeta, \bar{\zeta})$ 是 $(\zeta, \bar{\zeta})$ 的复函数; ω 为 w 的圆频率. 代式(2.6)至式(2.5)则有

$$\frac{\partial^2 w}{\partial \zeta \partial \bar{\zeta}} = \left(\frac{iK_T}{2} \right) w(\zeta, \bar{\zeta}) \quad (2.7)$$

其中 $K_T = \omega/c_T$.

由[5]知,方程(2.7)决定的,各向异性介质中 SH 波引起的一个孤立的半圆形凹陷且满足半空间中 ox 轴上应力为零的边界条件的散射波,可以写成:

$$w^{(s)}(\zeta, \bar{\zeta}) = \sum_n A_n H_n^{(1)}(K_T |\zeta|) \left\{ \left[\frac{\zeta}{|\zeta|} \right]^n + \left[\frac{\bar{\zeta}}{|\zeta|} \right]^{-n} \right\} \quad (2.8)$$

其中 A_n 为未知系数; $H_n^{(1)}$ 为 n 阶第一类 Hankel 函数.

对于有任意分布的 k 个半圆形凹陷的情形 (如图 1), 则散射波可用多极坐标方法来构造. 由[8]知,它可以写成:

$$w^{(s)}(\zeta, \bar{\zeta}) = \sum_0^k \sum_0^\infty {}^k A_n H_n^{(1)}(K_T |\zeta_k|) \left\{ \left[\frac{\zeta_k}{|\zeta_k|} \right]^n + \left[\frac{\bar{\zeta}_k}{|\zeta_k|} \right]^{-n} \right\} \quad (2.9)$$

其中 $\zeta_k = \frac{1}{2} [(1 - i\gamma)Z_k + (1 + i\gamma)\bar{Z}_k]$, $Z_k = Z - d_k$, d_k 为第 k 个半圆形凹陷地形的中心坐标; A_n 为一组未知的系数。

式(2.2), 在复平面上, 则可写成:

$$\tau_{xx} - i\tau_{yz} = (c_{55} + c_{44}) \frac{\partial w}{\partial Z} + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45}) \frac{\partial w}{\partial \bar{Z}} \quad (2.10)$$

而在极坐标系中, (2.10) 则可写成:

$$\tau_{rz} - i\tau_{\theta z} = \left[(c_{55} + c_{44}) \frac{\partial w}{\partial Z} + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45}) \frac{\partial w}{\partial \bar{Z}} \right] e^{i\theta} \quad (2.11)$$

相类似, 在变换平面 ζ 上, 式(2.11)可以写成:

$$\begin{aligned} \tau_{rz} - i\tau_{\theta z} = & \frac{1}{2} \left\{ [(c_{55} + c_{44})(1 - i\gamma) + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45})(1 + i\gamma)] \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right. \\ & \left. + [(c_{55} + c_{44})(1 - i\bar{\gamma}) + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45})(1 + i\bar{\gamma})] \frac{\partial w}{\partial \bar{\zeta}} \right\} \cdot e^{i\theta} \end{aligned} \quad (2.12)$$

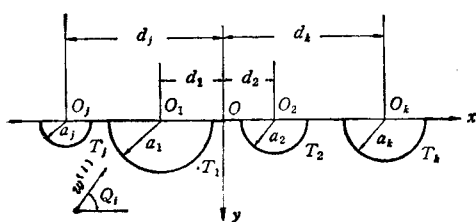


图 1 多个半圆形凹陷地形及周围的半空间

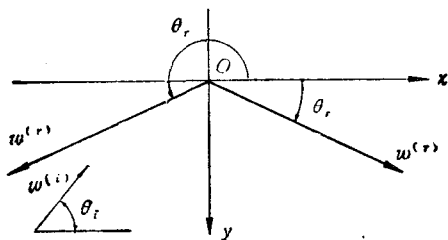


图 2 各向异性介质半空间中的入射波和反射波

三、各向异性介质半空间中 SH 波的人射和反射:

各向异性介质的半空间中 SH 波(图 2) 可以写成:

$$w^{(i)} = w_0 e^{i[K_{\theta_i}(x \cos \theta_i - y \sin \theta_i) - \omega t]} \quad (3.1)$$

其中 w_0 是入射波的幅值; θ_i 是入射角; 而 $\omega = K_{\theta_i} c_{\theta_i}$ 为入射波的圆频率, c_{θ_i} 为入射波的波速。

$$c_{\theta_i} = \left[\frac{1}{\rho} (c_{55} \cos^2 \theta_i - 2c_{45} \cos \theta_i \sin \theta_i + c_{44} \sin^2 \theta_i) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

而从各向异性半空间的自由表面上反射的反射波可以写成[5], 当 $\lg \theta_i \geq 2c_{45}/c_{44}$, 则反射波发生在第一象限, 并可以写成:

$$w^{(r)} = w_1 e^{i[K_{\theta_r}(x \cos \theta_r + y \sin \theta_r) - \omega t]} \quad (3.3)$$

并有:

$$\lg \theta_r = (\lg \theta_i - 2c_{45}/c_{44}) \quad (3.4)$$

和

$$c_{\theta_r} = \left[\frac{1}{\rho} (c_{55} \cos^2 \theta_r + 2c_{45} \cos \theta_r \sin \theta_r + c_{44} \sin^2 \theta_r) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

而当 $\lg \theta_i < 2c_{45}/c_{44}$, 则反射波发生在第二象限, 即:

$$w^{(r)} = w_2 e^{i[K_{\theta_r}(-x \cdot \cos \theta_r + y \sin \theta_r) - \omega t]} \quad (3.6)$$

$$\lg \theta_r = -(\lg \theta_i - 2c_{45}/c_{44}) \quad (3.7)$$

和

$$c_{\theta_r} = \left[\frac{1}{\rho} (c_{55} \cos^2 \theta_r - 2c_{45} \cos \theta_r \sin \theta_r + c_{44} \sin^2 \theta_r) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

其中 θ_r 是反射角, $\omega = K_{\theta_r} c_{\theta_r}$ 是反射波圆频率, 与入射波圆频率相等, 且 $w_2 = w_1 = w_0$, 而 c_{θ_r} 为反射波波速. 在 Z 平面上, 入射波可以写成:

$$w^{(i)} = w_0 e^{\frac{iK_{\theta_i}}{2} [Z \cdot e^{i\theta_i} + \bar{Z} e^{-i\theta_i}]} \quad (3.9)$$

同时反射波(3.3)和(3.6)则可以写成:

$$w^{(r)} = w_0 e^{\frac{iK_{\theta_r}}{2} [Z \cdot e^{-i\theta_r} + \bar{Z} e^{i\theta_r}]} \quad (3.10)$$

和

$$W^{(r)} = w_0 e^{-\frac{iK_{\theta_r}}{2} [Z \cdot e^{i\theta_r} + \bar{Z} e^{-i\theta_r}]} \quad (3.11)$$

四、各向异性介质中 SH 波引起多个半圆形凹陷地形的相互作用

研究 SH 波引起的多个半圆形凹陷地形的相互作用问题. 我们用一个带有多个半圆形凹陷的半空间作为模型来求解这个问题.

由于入射波的作用, 半空间中总的波场可以写成入射波、反射波和散射波之和:

$$\text{或} \quad w^{(t)} = w^{(i)} + w^{(r)} + w^{(s)} \quad (4.1)$$

$$w^{(t)} = |w^{(t)}| \cdot e^{i(\omega t + \phi)} \quad (4.2)$$

其中 ϕ 为 $W^{(t)}$ 的相位, 同时有:

$$\phi = -\tan^{-1} \left[\frac{\text{Im} W^{(t)}}{\text{Re} W^{(t)}} \right] \quad (4.3)$$

在一般情况之下, 我们总可以规定在这些半圆形的表面上给出应力自由的边界条件, 因为总波场 $w^{(t)}$ 已经满足了除掉凹陷部份 $T_i (i = 1, 2, 3 \cdots k)$ 之外的所有半圆形凹陷地形表面上的应力自由的边界条件. 因此, 对于 j 个半圆形凹陷, 边界条件可以写成:

$$\tau_{r,z}^{(i)} + \tau_{r,z}^{(r)} + \tau_{r,z}^{(s)} = 0 \text{ 在 } T_i \text{ 上 } (i = 1, 2 \cdots k) \quad (4.4)$$

代式(3.9)、(3.10)或(3.11)和(2.9)至应力表达式(2.12), 并将求得应力代入边界条件, 则可得一无穷代数方程组来决定其未知系数. 具体做法是: 如果 Z 在第 j 个半圆形凹陷地形上, 则亦引进一个新坐标系, 并令其原点放置在第 j 个半圆形凹陷地形的中心上, 则有:

$$\begin{aligned} Z &= Z_j + d_j \\ Z_k &= Z - d_k = Z + d_j - d_k = Z_j - {}^k d_j \end{aligned} \quad (4.5)$$

其中 ${}^k d_j = d_k - d_j$ 是第 k 个半圆形凹陷地形中心在以 d_j 为坐标原点的新坐标系中的坐标量. 因此当 $|z_j| = a_j$ 时, 则边界条件(4.4)可以写成:

$$\sum_1^k \sum_0^\infty {}^k A_n {}^k s_{j,n} = s_j \quad (j = 1, 2, \dots) \quad (4.6)$$

其中

$$\begin{aligned} {}^k s_{j,n} = & k_T \left\{ (a + ic) \left[F_{n-1}(Z_j) - F'_{n+1}(Z_j) + \sum_1^k (F_{n-1}(z_j + {}^k d_j) - F'_{n+1}(z_j + {}^k d_j)) \right] \right. \\ & - (b - ic) \left[F_{n+1}(z_j) - F'_{n-1}(z_j) + \sum_1^k (F_{n+1}(z_j + {}^k d_j) - F'_{n-1}(z_j + {}^k d_j)) \right] \left. \right\} \cdot e^{i\theta} + K_T \left\{ (b + ic) \left[F_{n-1}(Z_j) - F'_{n+1}(Z_j) \right. \right. \\ & + \sum_1^k (F_{n-1}(z_j + {}^k d_j) - F'_{n+1}(z_j + {}^k d_j)) \left. \right] - (a - ic) \left[F_{n+1}(Z_j) - F'_{n-1}(Z_j) \right. \\ & + \sum_1^k (F_{n+1}(z_j + {}^k d_j) - F'_{n-1}(z_j + {}^k d_j)) \left. \right] \left. \right\} \cdot e^{-i\theta} \\ s_j = & -iK_{\theta_i} Q_i \cdot G_i \{ [(c_{55} + c_{44}) \cdot e^{i\theta_i} + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45})e^{-i\theta_i}] \cdot e^{i\theta} \\ & + [(c_{55} - c_{44} + 2ic_{45}) \cdot e^{i\theta_i} + (c_{55} + c_{44}) \cdot e^{-i\theta_i}] \cdot e^{-i\theta} \} \\ & - iK_{\theta_r} \bar{Q}_i \bar{G}_i \{ [(c_{55} + c_{44}) \cdot e^{-i\theta_r} + (c_{55} - c_{44} - 2ic_{45}) \cdot e^{i\theta_r}] \cdot e^{i\theta} \\ & + [(c_{55} - c_{44} + 2ic_{45}) \cdot e^{-i\theta_r} + (c_{55} + c_{44}) \cdot e^{i\theta_r}] \cdot e^{-i\theta} \} \\ a = & (c_{55} \cdot c_{44} - c_{45}^2)^{\frac{1}{2}} [1 + (c_{55} \cdot c_{44} - c_{45}^2)^{\frac{1}{2}} / c_{44}] \\ b = & -(c_{55} \cdot c_{44} - c_{45}^2)^{\frac{1}{2}} [1 - (c_{55} \cdot c_{44} - c_{45}^2)^{\frac{1}{2}} / c_{44}] \\ c = & c_{45}(c_{55} \cdot c_{44} - c_{45}^2) / c_{44} \end{aligned}$$

而 $\sum_i^k$ 表示一个除掉 $n = j$ 之外的从 1 至 k 的求和,

$$F_n = H_n^{(1)}(K_T |\zeta_k(Z, \bar{Z})|) \left\{ \frac{\zeta_k(Z, \bar{Z})}{|\zeta_k(Z, \bar{Z})|} \right\}^n$$

$$F'_n = H_n^{(1)}(K_T |\zeta_k(Z, \bar{Z})|) \left\{ \frac{\zeta_k(Z, \bar{Z})}{|\zeta_k(Z, \bar{Z})|} \right\}^{-n}$$

$$Q_i = e^{iK_{\theta_r} {}^k d_j \cos \theta_i}$$

$$G_i = e^{iK_{\theta_i} |Z_j| \cos(\theta + \theta_i)}$$

当 $\lg \theta_i \geq 2c_{45}/c_{44}$

$$\bar{Q}_i = e^{iK_{\theta_r} {}^k d_j \cos \theta_r}$$

$$\bar{G}_i = e^{iK_{\theta_r} |Z_j| \cos(\theta - \theta_r)}$$

当 $\lg \theta_i < 2c_{45}/c_{44}$

$$\bar{Q}_i = -e^{-iK_{\theta_r} {}^k d_j \cos \theta_r}$$

$$\bar{G}_i = e^{-iK_{\theta_r} |Z_j| \cos(\theta + \theta_r)}$$

并且:

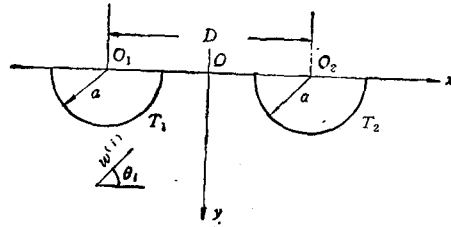


图3 两个相同的半圆形凹陷地形的相互作用

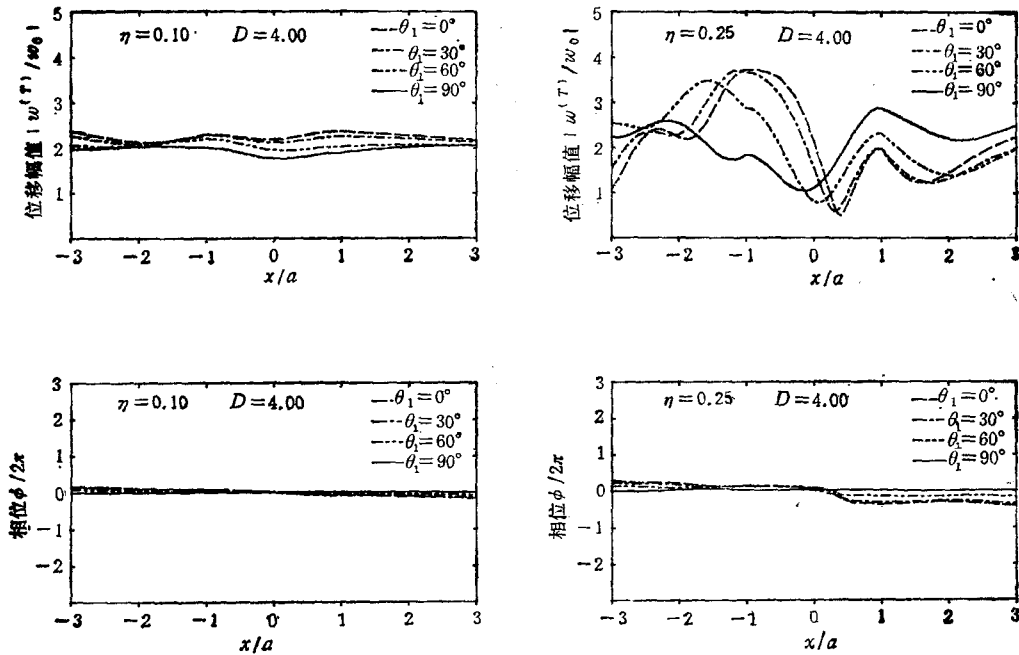


图4 各向同性介质中半圆形凹陷地形的位移幅值和相位,
 $x/a = 0$ 表示第一个凹陷中心; $x/a = \pm 1$ 表示第一个凹陷的边缘.

$$K_T = \frac{c_{\theta_i}}{c_T} \cdot K_{\theta_i}$$

$$K_{\theta_r} = \frac{c_{\theta_i}}{c_{\theta_r}} \cdot K_{\theta_i}$$

式(4.6)的两边乘以 $e^{-is\theta_i}$, 并在 $(-\pi, \pi)$ 区间进行积分, 则有:

$$\sum_1^k \sum_0^\infty {}^k A_n {}^k s_{i,n} = s_{i,i} \quad j = 1, 2, \dots, k \quad S = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (4.7)$$

其中:

$${}^k s_{i,n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} {}^k s_{i,n} e^{is\theta_i} d\theta_i$$

$$s_{i,s} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} s_i \cdot e^{is\theta_i} d\theta_i$$

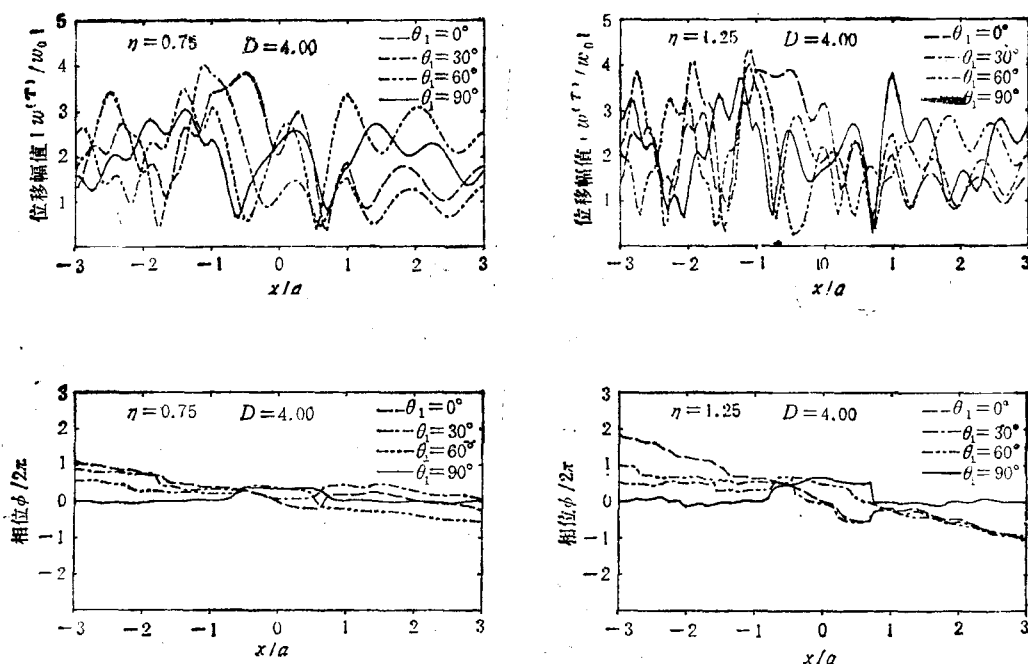


图 5 各向同性介质中半圆形凹陷地形的位移幅值和相位,

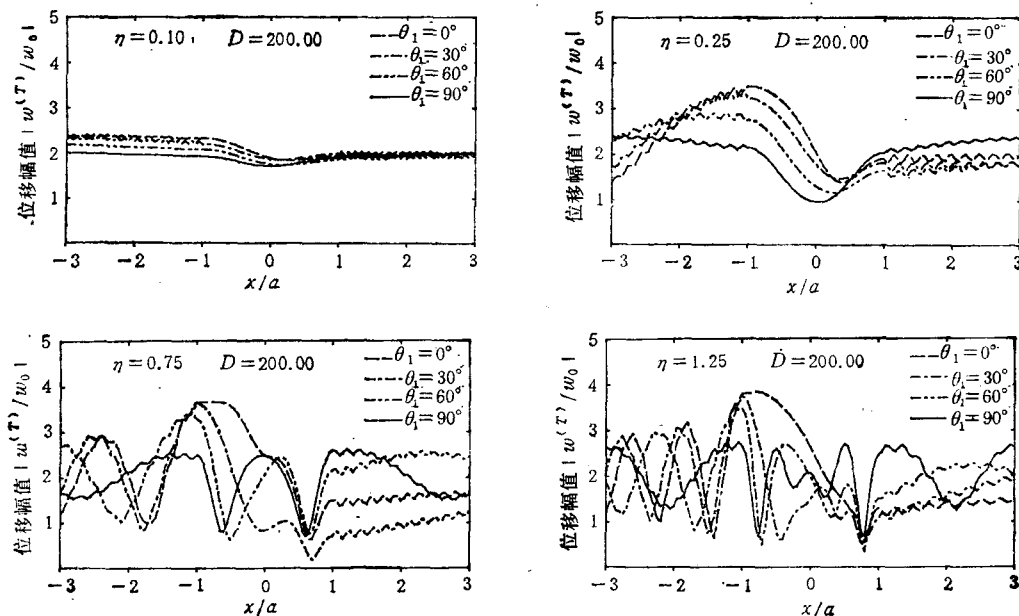
 $x/a = 0$ 表示第一个凹陷中心; $x/a = \pm 1$ 表示第一个凹陷的边缘.

图 6 各向同性介质中半圆形凹陷地形的位移幅值,

 $x/a = 0$ 表示第一个凹陷中心, $x/a = \pm 1$ 表示第一个凹陷的边缘.

五、算 例

作为算例, 我们研究在各向同性介质或各向异性介质中两个相同的半圆形凹陷地形

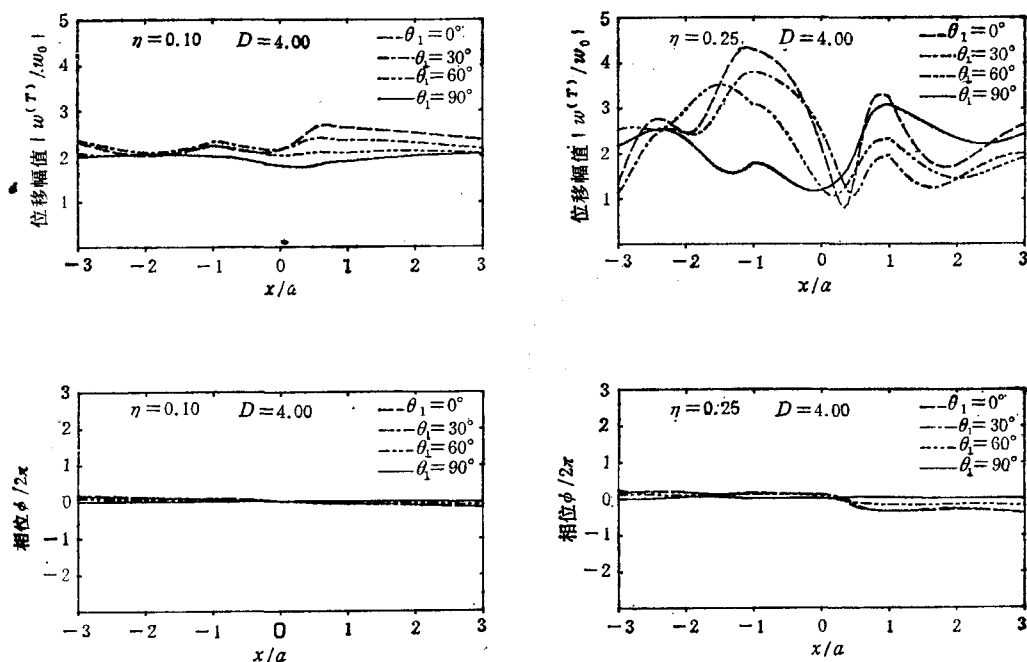


图 7 各向异性介质中半圆形凹陷地形的位移幅值和相位, $c_{45}/c_{55} = 0.2$,
 $c_{44}/c_{55} = 0.8$, $x/a = 0$ 表示第一个凹陷的中心, $x/a = \pm 1$ 表示第一个凹陷的边缘。

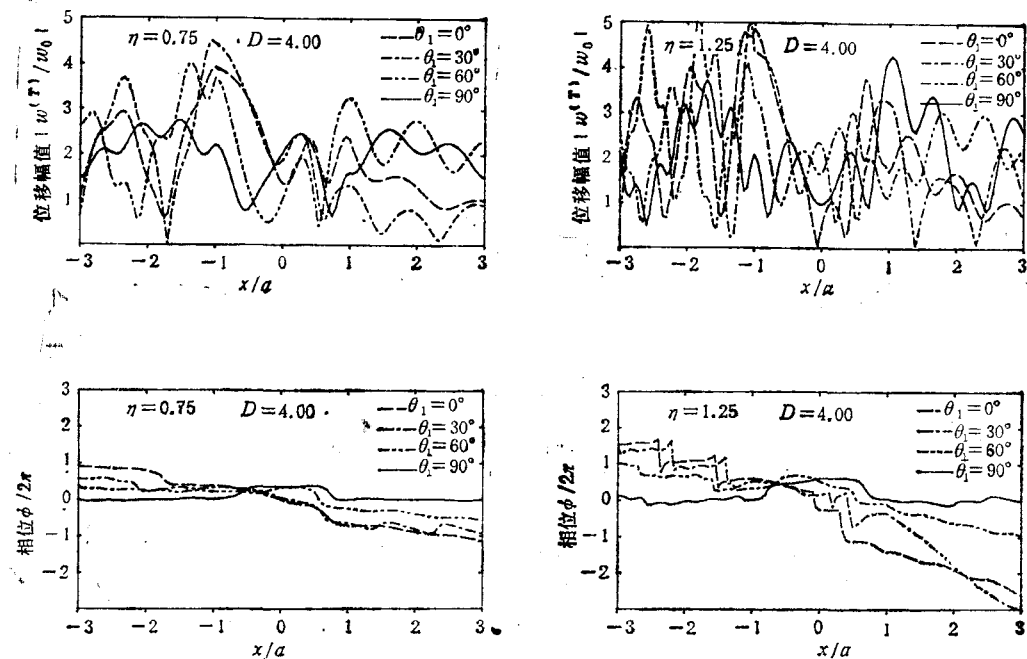


图 8 各向异性介质中半圆形凹陷地形的位移幅值和相位, $c_{45}/c_{55} = 0.2$,
 $c_{44}/c_{55} = 0.8$, $x/a = 0$ 表示第一个凹陷的中心, $x/a = \pm 1$ 表示第一个凹陷的边缘。

的相互作用问题(图 3)

如果截断无限矩阵 $n = s = 6$ (收敛与 $K_{\theta i a}$ 和 D 有关), 则可以求得系数 $k A_n (n =$

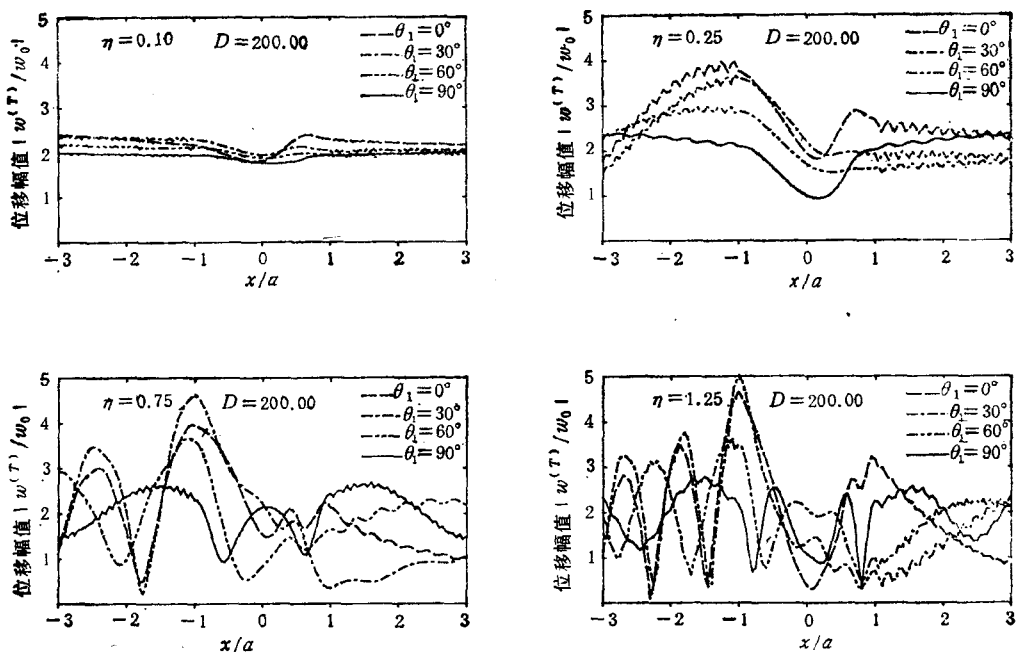


图 9 各向异性介质中半圆形凹陷地形的位移幅值, $c_{44}/c_{55} = 0.2$,
 $c_{44}/c_{55} = 0.8$, $x/a = 0$ 表示第一个凹陷的中心, $x/a = \pm 1$ 表示第一个凹陷的边缘。

1, 2)。图 4—图 9 给出了在 SH 波作用之下, 沿第一个凹陷地形表面上位移 $|w^{(t)}|$ 和相位 ϕ 的变化, 此时无量纲频率分别取 $\eta = 0.1$ 、0.25、0.75 和 1.25, $\eta = K_{\theta_1} a / \pi$ 。图 4—图 6 为各向同性情况, 当 $D = 0$ 时, 即孤立半圆形凹陷地形的情况, 可参阅[5]。

六、讨 论

本文给出了一个用复变函数和多极坐标方法分析在各向异性介质中多个半圆形凹陷地形相互作用问题的方法。并给出了算例。根据数值结果, 我们可对各向异性介质中两个相同半圆形凹陷地形的相互作用问题, 进行如下讨论:

1. 无论对各向同性或各向异性介质, 由于两个半圆形凹陷地形的相互作用, 在第一个半圆形凹陷表面上的位移 $|w^{(t)}|$ 有所增加, 在第一个半圆形凹陷地形的背波面, 位移 $|w^{(t)}|$ 可比孤立半圆形凹陷地形[5]高出 20—40%, 当入射角增加时, 这种影响会加重。

2. 无量纲波数的影响是明显的。 η 值增加时, 则位移 $|w^{(t)}|$ 的变化就会加剧, 当 $\eta = 1.25$ $D = 4a$ 时, 在各向同性或各向异性介质中, 背波面位移 $|W^{(t)}|$ 要高出孤立半圆形凹陷地形[5]的 40% 左右。

3. 对各向异性介质情况, 当 $D = 4a$ 时, 第一个半圆形凹陷表面上的位移 $|W^{(t)}|$ 要比各向同性介质情况高出 10~20% (图 5 和图 8)。

4. 非常明显, 中心距离 D 对第一个半圆形凹陷表面位移的影响是很强烈的。当 $D = 200a$ 时, 表面位移 $|W^{(t)}|$ 才会接近一个孤立半圆形凹陷(图 6、图 9)。但是, 无论在各向

同性或各向异性的介质中,自由表面上的位移与孤立半圆形凹陷表面位移仍有许多差异,即有很多高频的成份。根据计算结果, D 大约应为 $300a \sim 400a$,这种影响要完全消失。

参 考 文 献

- [1] Trifunac MD. Scattering of plane SH-wave by a semi-cylindrical canyon, *Earthq. Eng. and Struct. Dyn.*, 1973, 1: 267
- [2] Wang HL and Trifunac MD Scattering of plane SH-wave by a semi-Elliptical canyon. *Earthq. Eng. and Struct. Dyn.*, 1974, 3: 157
- [3] Liu Dian kui and Han Feng., Scattering of plane SH-wave by cylindrical canyon of Arbitrary shape. *Int. J. Soil Dyn. and Earthq Eng.*, 1991
- [4] Nasser Moemn-Vaziri and Trifunac MD. Scattering of SH-wave by cylindrical canyon of Arbitrary shape, *soil Dyn. and Earthq. Eng.*, 1985, 4(1): 18
- [5] Liu Dian-kei and HAN Feng. Sattering of plane SH-wave by canyon topography in anisotropic media., *Acta Mechanica Sinica*, Avgust 1990, 6(3)
- [6] Liu Dian-kui, Gai Bingzhen and, Tao Guiyuan, Application of the method of complex function to Dynamic Stress concentration. *Wave Motion*, 1982, 4: 293
- [7] Liu Diankui. Dynamic Stress concentration around a circular hole dueto SH-wave in anisotropic media. *Acta Mechanica Sinica*, 1988, 4(2): 146
- [8] Liu Diankui and Wang Xingwei. Dynamic Stress concentration around multiple media, *Earthq Eng. and Eng Vib Dec.* 1989, 9, (4) (in China)

INTERACTION OF MULTIPLE SEMI-CYLINDRICAL CANYONS BY PLANE SH-WAVES IN ANISOTROPIC MEDIA

Liu Diankui, Xu Yiyan

(Institute of Engineering Mechanics State Seismological Bureau, Harbin 150080, China)

Abstract In this paper, the interactions of multiple semicylindrical canyons by SH-waves in anisotropic media are studied by using multipolar coordinate and complex function method. The effects of the geological conditions can be simulated by anisotropic media. The so-called scattering wave function of the neighborhood of the multiple semi-cylindrical canyons in anisotropic media is given. Using the movign coordinate system, the boundary conditions of the given multiple semi-cylindrical canyons are satisfied step by step. Thus the problems to be solved can be summarized as the solution of an infinite set of algebraic equations. At last, the interactions of two neighboring semi-cylindrical canyons with same dimension are examined.

Key words anisotropic media, semi-cylindrical canyons, SH-wave, interactions