

文章编号: 1007-6069(2009)02-0114-06

SH 波对浅埋圆柱形弹性夹杂附近多个半圆形凸起的散射

吕晓棠¹, 杨在林², 刘殿魁²

(1. 合肥学院 建筑工程系, 安徽 合肥 230022; 2. 哈尔滨工程大学 航天与建筑工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘 要: 利用复变函数及移动坐标法建立了多个半圆形凸起及附近浅埋弹性夹杂对 SH 波散射问题的解析方法。求解时将整个求解模型进行分区, 区域 I 为包括多个半圆形凸起在内的多个圆形区域; 区域 II 包括多个半圆形凹陷和 1 个圆柱形弹性夹杂。然后在两个区域内分别构造满足边界条件的位移解。最后, 根据连接面的契合条件, 利用移动坐标法将两个区域在公共边界上装配起来, 同时考虑弹性夹杂的边界条件, 建立起求解该问题的无穷代数方程组。通过算例, 讨论了凸起间距, 夹杂埋深等参数对地表位移幅值的影响。

关键词: SH 波散射; 多个半圆形凸起; 弹性夹杂; 移动坐标

中图分类号: P315.31

文献标志码: A

Antiplane response of multiple semi-cylindrical hills above a subsurface elastic cylindrical inclusion to incident SH waves

LÜ Xiaotang¹, YANG Zailin², LIU Diankui²

(1. Department of Civil Engineering, Hefei University, Hefei 230022, China;

2. College of Aerospace and Civil Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: Based on complex function and moving coordinates, an analytic method is developed for scattering of SH-wave by multiple semi-cylindrical hills above a subsurface elastic cylindrical inclusion. During the solution, the whole solution domain is divided into two parts. The first one is circular domains which include the boundaries of multiple hills, and the second domain consists of multiple semi-cylindrical canyons and an elastic cylindrical inclusion. The displacement solutions satisfying the boundary conditions are constructed in two parts respectively. Then two domains are matched up on common boundary by the method of moving coordinates. Employed to the boundary condition around the elastic cylindrical inclusion, a series of infinite algebraic equations about the problem can be obtained. The calculating results of surface displacement are plotted to show the influence of some parameters on ground motion.

Key words: scattering of SH-wave; multiple semi-cylindrical hill; elastic cylindrical inclusion; moving coordinates

引言

地震时, 局部地形情况是影响地震动的重要因素。近几十年来, 在地面几何形状对地震动影响的研究工作中, 已经积累了一定数量的研究成果¹⁻⁸。袁晓铭²和刘殿魁³分别研究了半空间中单个及多个半圆形凸起对 SH 波的散射。这些成果有效地推进了地震科学中关于大陆边缘上的表面波和不规则表面反射等方

收稿日期: 2009-01-09; 修订日期: 2009-02-09

基金项目: 安徽省高等学校省级自然科学基金项目(KJ2009B246z); 合肥学院科研启动基金项目(RC039)

作者简介: 吕晓棠(1975-), 女, 讲师, 博士, 主要从事弹性波动理论及工程中的应用研究. E-mail: lvxiaotang@sina.com

面的研究。本文给出稳态 SH 波作用下浅埋弹性夹杂附近多个半圆形凸起散射问题的解析方法,并确定其对地震动的影响。若将弹性夹杂视为“隐蔽地形”,则本问题可归为地形影响范畴,具有一定的理论意义。同时,定量说明了浅埋圆柱形弹性夹杂对多个半圆形凸起地震动影响的一般规律,可以为深入研究地面运动提供参考。

本文利用复变函数和多极坐标法^[3-8]来构造问题的位移解。在求解过程中对整个求解区域进行分区^[2,3,8],区域 I 为包括多个半圆形凸起在内的多个圆形区域;剩余部分为区域 II。首先,在圆域中构造驻波解,使其预先满足半圆形凸起地形上半部边界应力为零而其余部分位移、应力任意的边界条件;在区域 II 中构造预先满足水平界面应力自由的散射波。最后,利用移动坐标法在“公共边界”上实施“契合”,并考虑弹性夹杂的边界条件,从而建立起求解问题的无穷代数方程组。

1 问题的表述

地上有 $j (j=1,2,\dots,k)$ 个半圆形凸起地形,地下有圆柱形弹性夹杂的弹性半空间模型如图 1 所示。求解该模型对 SH 波的散射问题,就是要在满足水平地表 S 和凸起边界 $C_j (j=1,2,\dots,k)$ 上应力自由,弹性夹杂边界 T 上位移、应力连续的条件下求解 SH 波的控制方程。

2 基本理论

2.1 控制方程

稳态 SH 波在各向同性、均匀、连续的介质中传播,仅产生垂直于 xy 平面的位移 W ,应力分量也仅在 xy 面内不为零。引入复变量 $z = x + iy, \bar{z} = x - iy$,在复平面上 (z, \bar{z}) ,位移 $W(x, y, t)$ 要满足运动方程。

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z \partial \bar{z}} + \frac{1}{4}k^2 W = 0 \tag{1}$$

式中: W 为位移函数,位移函数与时间的依赖关系为 $e^{-i\omega t}$ (以下略去谐和因子 $e^{-i\omega t}$)。 $k = \omega/c_s, \omega$ 为位移

$W(x, y, t)$ 的圆频率; $c_s = \sqrt{\mu/\rho}$ 为介质的剪切波速;以下的讨论中, $k^* = k_1/k_2, \rho_1, \rho_2$ 和 μ_1, μ_2 分别代表介质和弹性夹杂的质量密度和剪切模量。

应力与应变的关系

$$\tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial \bar{z}} \right), \tau_{yz} = i\mu \left(\frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial \bar{z}} \right), \tag{2}$$

在极坐标系中,应力表达式有

$$\tau_{rz} = \mu \left(\frac{\partial W}{\partial z} e^{i\theta} + \frac{\partial W}{\partial \bar{z}} e^{-i\theta} \right), \tau_{\theta z} = i\mu \left(\frac{\partial W}{\partial z} e^{i\theta} - \frac{\partial W}{\partial \bar{z}} e^{-i\theta} \right) \tag{3}$$

2.2 问题的求解

如图 2 所示,将整个求解模型进行分区,区域 I_j 为包括边界 C_j 和 \bar{C}_j 在内的圆形区域 ($j=1,2,\dots,k$);其余部分为区域 II,包括边界 S, \bar{S}_j 和 T 。其中, \bar{C}_j 和 \bar{S}_j 为 2 个区域的公共边界,应该满足应力、位移连续的“契合”条件。

2.2.1 区域 $I_j (j=1,2,\dots,k)$ 内的驻波

在 SH 波作用下,圆域 I_j 内会产生驻波,而且该驻波满足圆域上边界 C_j 上应力自由,下边界 \bar{C}_j 上应力任意的边界条件。在第 j 个圆域 $I_j (j=1,2,\dots,k)$ 内构造驻波解,使其满足上述边界条件,即在以第 j 个圆域 I_j 的圆心为原点的复平面 (z_j, \bar{z}_j) 中,有

$$\tau_{rz} = \begin{cases} 0 & z_j \in C_j \\ \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} j C_m [J_{m-1}(k_1 |z_j|) - J_{m+1}(k_1 |z_j|)] \left[\frac{z_j}{|z_j|} \right]^m & z_j \in \bar{C}_j \end{cases} \tag{4}$$

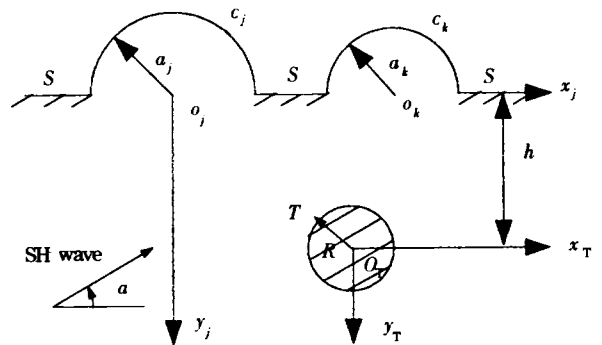


图 1 地下弹性夹杂地表多个半圆形凸起地形模型
Fig. 1 The model of multiple semi-cylindrical hills above a subsurface elastic cylindrical inclusion

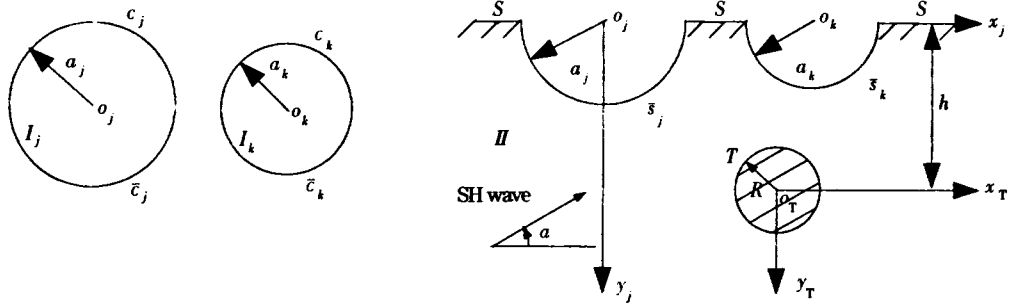


图2 求解区域的分割

Fig.2 Division of the solution domain

其中, W_0 为驻波的最大幅值, ${}^j C_m$ 为待求常数。

在复平面 (z_j, \bar{z}_j) 下, 这样的驻波解 $W_j^{(st)}$ 可写为^[8]:

$$W_j^{(st)}(z_j, \bar{z}_j) = W_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} {}^j C_m \frac{J_{m-1}(k_1 a_j) - J_{m+1}(k_1 a_j)}{J_{n-1}(k_1 a_j) - J_{n+1}(k_1 a_j)} a_{mn} J_n(k_1 |z_j|) \left[\frac{z_j}{|z_j|} \right]^n \quad (5)$$

相应的应力表达式为

$$\tau_{rz_j}^{(st)} = \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} {}^j C_m \frac{J_{m-1}(k_1 a_j) - J_{m+1}(k_1 a_j)}{J_{n-1}(k_1 a_j) - J_{n+1}(k_1 a_j)} a_{mn} [J_{n-1}(k_1 |z_j|) - J_{n+1}(k_1 |z_j|)] \left[\frac{z_j}{|z_j|} \right]^n \quad (6)$$

2.2.2 区域 II 内的波函数

区域 II 中的总波场由 k 个半圆形凹陷产生的散射波 $W_i^{(s)}$, 弹性夹杂产生的散射波 $W_T^{(s)}$ 以及入射波 $W^{(i)}$ 和反射波 $W^{(r)}$ 组成, 且总波场要满足水平边界 S 上应力自由的边界条件。在复平面 (z_j, \bar{z}_j) 下, 满足边界条件的位移解可以分别表示为

$$W_i^{(s)}(z_j, \bar{z}_j) = W_0 \sum_{s=1}^k \sum_{m=0}^{\infty} {}^s A_m H_m^{(1)}(k_1 |z_j - C_s|) \left\{ \left[\frac{z_j - C_s}{|z_j - C_s|} \right]^m + \left[\frac{z_j - \bar{C}_s}{|z_j - \bar{C}_s|} \right]^{-m} \right\} \quad (7)$$

式中 C_s 为第 s 个凹陷的圆心在复平面 (z_j, \bar{z}_j) 中的复坐标。

$$W_T^{(s)}(z_j, \bar{z}_j) = W_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m \left\{ H_m^{(1)}(k_1 |z_j - C_T|) \left[\frac{z_j - C_T}{|z_j - C_T|} \right]^m + H_m^{(1)}(k_1 |z_j - \bar{C}_T|) \left[\frac{z_j - \bar{C}_T}{|z_j - \bar{C}_T|} \right]^{-m} \right\} \quad (8)$$

式中 C_T 为弹性夹杂圆心在复平面 (z_j, \bar{z}_j) 中的复坐标, \bar{C}_T 为其共轭。

$$W^{(i)}(z_j, \bar{z}_j) = W_0 e^{\frac{ik_1}{2}[(z_j + C_s)e^{i\theta} + (\bar{z}_j + \bar{C}_s)e^{-i\theta}]} \quad (9)$$

$$W^{(r)}(z_j, \bar{z}_j) = W_0 e^{\frac{ik_1}{2}[(z_j + C_s)e^{-i\theta} + (\bar{z}_j + \bar{C}_s)e^{i\theta}]} \quad (10)$$

在以夹杂的圆心为原点的复平面 (z_T, \bar{z}_T) 上, 区域 II 中的波函数可以表示为

$$W_i^{(s)}(z_T, \bar{z}_T) = W_0 \sum_{s=1}^k \sum_{m=0}^{\infty} {}^s A_m H_m^{(1)}(k_1 |z_T - {}^s L_T|) \left\{ \left[\frac{z_T - {}^s L_T}{|z_T - {}^s L_T|} \right]^m + \left[\frac{z_T - {}^s L_T}{|z_T - {}^s L_T|} \right]^{-m} \right\} \quad (11)$$

$$W_T^{(s)}(z_T, \bar{z}_T) = W_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m \left\{ H_m^{(1)}(k_1 |z_T|) \left[\frac{z_T}{|z_T|} \right]^m + H_m^{(1)}(k_1 |z_T - C'_T|) \left[\frac{z_T - C'_T}{|z_T - C'_T|} \right]^{-m} \right\} \quad (12)$$

式中, ${}^s L_T = C_s - C_T, C'_T = \bar{C}_j - C_T$ 。

$$W^{(i)}(z_T, \bar{z}_T) = W_0 e^{\frac{ik_1}{2}[(z_T + C_T)e^{i\theta} + (\bar{z}_T + \bar{C}_T)e^{-i\theta}]} \quad (13)$$

$$W^{(r)}(z_T, \bar{z}_T) = W_0 e^{\frac{ik_1}{2}[(z_T + C_T)e^{-i\theta} + (\bar{z}_T + \bar{C}_T)e^{i\theta}]} \quad (14)$$

相应的应力可分别表示为

在复平面 (z_j, \bar{z}_j) 上,

$$\tau_{rz_j}^{(s)} = \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{s=1}^k \sum_{m=0}^{\infty} {}^s A_m \left\{ \left[H_{m-1}^{(1)}(k_1 |z_j - C_s|) \left[\frac{z_j - C_s}{|z_j - C_s|} \right]^{m-1} - H_{m+1}^{(1)}(k_1 |z_j - C_s|) \left[\frac{z_j - C_s}{|z_j - C_s|} \right]^{-(m+1)} \right\} e^{i\theta}$$

$$+ \left[-H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_j - C_s |) \left[\frac{z_j - C_s}{|z_j - C_s|} \right]^{m+1} + H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_j - C_s |) \left[\frac{z_j - C_s}{|z_j - C_s|} \right]^{-(m-1)} \right] e^{-i\theta_j} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \tau_{rz_j, T}^{(s)} = & \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m \left\{ \left[H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_j - C_T |) \left[\frac{z_j - C_T}{|z_j - C_T|} \right]^{m-1} - H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_j - \bar{C}_T |) \left[\frac{z_j - \bar{C}_T}{|z_j - \bar{C}_T|} \right]^{-(m+1)} \right] e^{i\theta_j} \right. \\ & \left. + \left[-H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_j - C_T |) \left[\frac{z_j - C_T}{|z_j - C_T|} \right]^{m+1} + H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_j - \bar{C}_T |) \left[\frac{z_j - \bar{C}_T}{|z_j - \bar{C}_T|} \right]^{-(m-1)} \right] e^{-i\theta_j} \right\} \quad (16) \end{aligned}$$

$$\tau_{rz_j, T}^{(i)} = \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m e^{ina} [J_{n-1}(k_1 | z_j + C_s |) - J_{n+1}(k_1 | z_j + \bar{C}_T |)] \left[\frac{z_j + C_s}{|z_j + C_s|} \right]^n \quad (17)$$

$$\tau_{rz_j, T}^{(r)} = \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m e^{-ina} [J_{n-1}(k_1 | z_j + C_s |) - J_{n+1}(k_1 | z_j + \bar{C}_T |)] \left[\frac{z_j + C_s}{|z_j + C_s|} \right]^n \quad (18)$$

在复平面 \$(z_T, \bar{z}_T)\$ 上,

$$\begin{aligned} \tau_{rz_T, s}^{(s)} = & \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{s=1}^k \sum_{m=0}^{\infty} A_m \left\{ \left[H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_T - {}^s L_T |) \left[\frac{z_T - {}^s L_T}{|z_T - {}^s L_T|} \right]^{m-1} - H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_T - {}^s L_T |) \left[\frac{z_T - {}^s L_T}{|z_T - {}^s L_T|} \right]^{-(m+1)} \right] e^{i\theta_T} \right. \\ & \left. + \left[-H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_T - {}^s L_T |) \left[\frac{z_T - {}^s L_T}{|z_T - {}^s L_T|} \right]^{m+1} + H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_T - {}^s L_T |) \left[\frac{z_T - {}^s L_T}{|z_T - {}^s L_T|} \right]^{-(m-1)} \right] e^{-i\theta_T} \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_{rz_T, T}^{(s)} = & \frac{\mu_1 k_1 W_0}{2} \sum_{s=1}^k \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m \left\{ \left[H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_T |) \left[\frac{z_T}{|z_T|} \right]^{m-1} - H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_T - C'_T |) \left[\frac{z_T - C'_T}{|z_T - C'_T|} \right]^{-(m+1)} \right] e^{i\theta_T} \right. \\ & \left. + \left[-H_{m+1}^{(1)}(k_1 | z_T |) \left[\frac{z_T}{|z_T|} \right]^{m+1} + H_{m-1}^{(1)}(k_1 | z_T - C'_T |) \left[\frac{z_T - C'_T}{|z_T - C'_T|} \right]^{-(m-1)} \right] e^{-i\theta_T} \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

$$\tau_{rz_T}^{(i)} = i\mu_1 k_1 W_0 \cos(\theta_1 + \alpha) e^{\frac{i\theta_1}{2}[(z_T+C_T)e^{i\alpha} + (\bar{z}_T+\bar{C}_T)e^{-i\alpha}]} \quad (21)$$

$$\tau_{rz_T}^{(r)} = i\mu_1 k_1 W_0 \cos(\theta_1 - \alpha) e^{\frac{i\theta_1}{2}[(z_T+C_T)e^{-i\alpha} + (\bar{z}_T+\bar{C}_T)e^{i\alpha}]} \quad (22)$$

2.2.3 弹性夹杂 \$T\$ 内的驻波

在复平面 \$(z_T, \bar{z}_T)\$ 上,弹性夹杂 \$T\$ 内的驻波可表示为

$$W_T^{(st)} = (z_T, \bar{z}_T) = W_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m J_m(k_2 | z_T |) \left[\frac{z_T}{|z_T|} \right]^m \quad (23)$$

相应的应力可表示为

$$\tau_{rz_T, T}^{(st)} = \frac{\mu_2 k_2 W_0}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m [J_{m-1}(k_2 | z_T |) - J_{m+1}(k_2 | z_T |)] \left[\frac{z_T}{|z_T|} \right]^m \quad (24)$$

2.2.4 边界条件及定解方程组

如上所述,水平地表和凸起边界的应力条件已经满足,下面的工作是在复平面 \$(z, \bar{z}_j)\$ 上将区域 \$I_j\$ 和区域 \$II\$ 装配起来,同时在复平面 \$(z_T, \bar{z}_T)\$ 上满足弹性夹杂边界 \$T\$ 上位移、应力连续的边界条件,则有

$$\begin{cases} W_{z_j, \bar{z}_j}^{(st)} = W_{z_j, \bar{z}_j}^{(i)} + W_{z_j, \bar{z}_j}^{(r)} + W_{\bar{z}_j, (z_j, \bar{z}_j)}^{(s)} + W_{T, (z_j, \bar{z}_j)}^{(s)} & \text{在 } \bar{S}_j \text{ 上} \\ \tau_{z_j}^{(st)} = \tau_{z_j}^{(i)} + \tau_{z_j}^{(r)} + \tau_{z_j, \bar{z}_j}^{(s)} + \tau_{z_j, T}^{(s)} & \text{在 } \bar{S}_j \text{ 上} \\ W_{T, (z_T, \bar{z}_T)}^{(st)} = W_{z_T, \bar{z}_T}^{(i)} + W_{z_T, \bar{z}_T}^{(r)} + W_{\bar{z}_T, (z_T, \bar{z}_T)}^{(s)} + W_{T, (z_T, \bar{z}_T)}^{(s)} & \text{在 } T \text{ 上} \\ \tau_{z_T, T}^{(st)} = \tau_{z_T}^{(i)} + \tau_{z_T}^{(r)} + \tau_{z_T, s}^{(s)} + \tau_{z_T, T}^{(s)} & \text{在 } T \text{ 上} \end{cases} \quad (25)$$

将位移和应力的表达式代入上式,然后在方程两边同时乘以 \$e^{-in\theta}\$,并在区间 \$(-\pi, \pi)\$ 上积分,即得到决定未知系数 \$A_m, B_m, C_m, D_m\$ 的无穷代数方程组。

2.2.5 地面位移幅值

弹性半空间区域 \$II\$ 中的总波场可表示

$$W^{(t)} = W^{(i)} + W^{(r)} + W_{\bar{z}_j}^{(s)} + W_T^{(s)} \quad (26)$$

入射波波数为

$$ka = \omega a / c_s \quad (27)$$

或写为

$$\eta = 2a / \lambda \quad (28)$$

其中, λ 为入射波的波长。

3 算例和结果分析

给出两个半径为 a 的半圆形凸起地形附近存在半径为 R 的弹性夹杂时对 SH 波散射的数值结果, 计算模型如图 3 所示。着重讨论左侧凸起地表位移幅值的变化, 给出以下 3 组无量纲材料参数比: $\mu_1/\mu_2 = 4/1$, 即周围介质的剪切模量 μ_1 是弹性夹杂剪切模量 μ_2 的 4 倍, 说明介质相对弹性夹杂较“硬”; $\mu_1/\mu_2 = 1/1$, 即周围介质的剪切模量与弹性夹杂剪切模量相同, 此时可以认为弹性夹杂不存在; $\mu_1/\mu_2 = 1/4$, 说明周围介质相对弹性夹杂较“软”。

图 4 给出了 $h/a = 3.0, R/a = 0.5$ 且入射角 $\alpha = 90^\circ$ 时, 左侧凸起地形及两侧水平地表位移幅值随 x/a 的变化情况。当 $\mu_1/\mu_2 = 1/1, D/a = 300$ 时, 可以看到地表位移的变化规律与文献[2]一致, 认为消除了夹杂和右侧凸起的影响, 相当于单独的半圆形凸起地形。当 $\eta = 0.25, 1.0$ 时, 右侧凸起表现出对左侧凸起顶点以右范围内地表位移的降低作用。

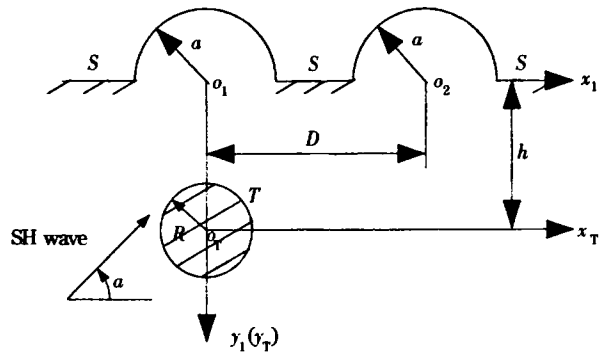


图 3 计算模型

Fig. 3 The model of calculation

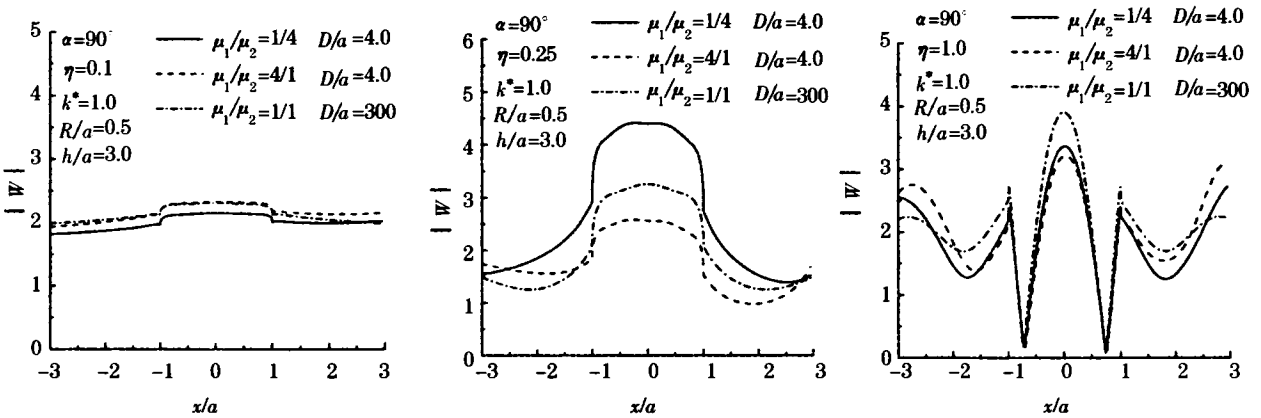


图 4 $h/a = 3.0$ 时左侧凸起地表位移幅值随 x/a 的变化

Fig. 4 Variation of surface displacement of left hill with x/a when $h/a = 3.0$

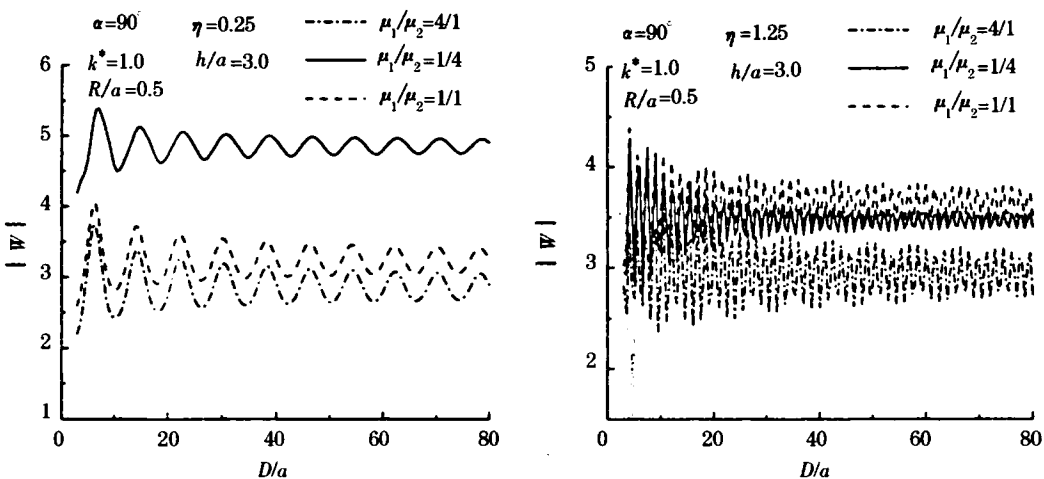


图 5 $h/a = 3.0$ 时左侧凸起顶点位移随 D/a 的变化

Fig. 5 Variation of displacement amplitude of left hill top with D/a when $h/a = 3.0$

由图5可见,SH波垂直入射且夹杂埋深 $h/a=3.0$ 时,左侧凸起顶点位移幅值随凸起间距 D/a 的增加呈现出周期性变化的趋势。 $\eta=0.25$ 时,较硬的夹杂对凸起顶点位移放大作用显著,而较软的夹杂则表现出对凸起顶点位移的缩小效应;当 $\eta=0.25$ 时,凸起顶点位移幅值振荡激烈,表现出明显的动力学特征;相对于无夹杂的情况,夹杂的存在都使凸起顶点位移减小;夹杂较软时的缩小作用更明显。

图6给出 $\alpha=90^\circ, D/a=4.0$ 时,左侧凸起顶点位移随夹杂埋深的变化。随埋深 h/a 的增加,凸起顶点位移幅值振荡幅度减小,逐渐趋于无夹杂的状态。当 $\eta=1.25$ 时,凸起顶点位移幅值在夹杂埋深 $13 < h/a < 35$ 的范围内,呈现出阶段性减小。

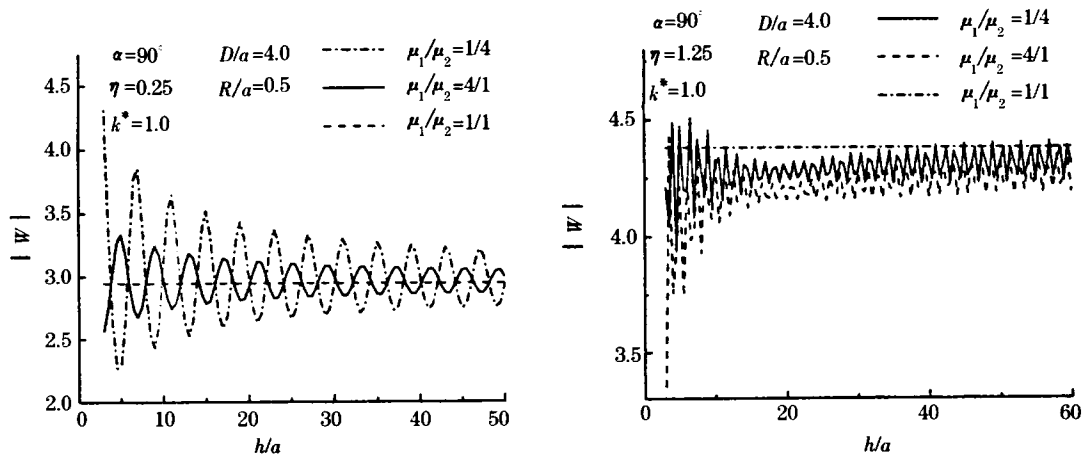


图6 $D/a=4.0$ 时左侧凸起顶点位移随 h/a 的变化

Fig. 6 Variation of displacement amplitude of left hill top with $h/a=3.0$ when D/a

4 结论

(1)夹杂的存在表现出对地表位移的放大或缩小效应,具体的影响情况与夹杂的埋深和夹杂与周围介质的弹性模量比密切相关。当夹杂埋深以后,这种影响可以忽略。

(2)夹杂埋深一定时,凸起间的相互影响随凸起间距的增加而呈周期性变化,当后,可以认为相互间的影响已经消除。

参考文献:

- [1] Trifunac M D. Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves[J]. Bull Seism Soc Am., 1971, 61(2): 1755 - 1770.
- [2] Yuan X, Men F. Scattering of plane SH-waves by a semi-cylindrical hill[J]. Earthq. Eng. and Struct. Dynamics, 1992, 21(12): 1091 - 1098.
- [3] 刘殿魁,曹新荣,崔志刚. 多个半圆形凸起地形对平面SH波散射[J]. 固体力学学报, 1998, 19(4): 178 - 185.
- [4] 许贻燕,韩峰. 平面SH波在相邻多个半圆形凹陷地形上的散射[J]. 地震工程与工程振动, 1992, 12(2): 12 - 18.
- [5] Han F, Wei Y, Liu D K. The interaction of plane SH-wave and circular cavity surfaced with lining in anisotropic media[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 1995, 16(2): 1067 - 1078.
- [6] Wang G Q, Liu D K. Scattering of SH-wave by multiple circular cavities in half space[J]. EEEV, 2002, 1(1): 36 - 44.
- [7] 刘殿魁,林宏. 浅埋的圆形孔洞对SH波散射与地震动. 爆炸与冲击[J]. 2003, 23(1): 6 - 12.
- [8] 刘殿魁,王国庆. 浅埋圆形孔洞附近的半圆形凸起对SH波的散射[J]. 力学学报, 2006, 38(2): 209 - 218.