

饱和土沉积谷场地对平面 Rayleigh 波的散射

王磊^{1,2}, 赵成刚¹

(1. 北京交通大学土木建筑工程学院, 北京 100044; 2. 铁道第一勘察设计院, 陕西 西安 710043)

摘要: 把沉积谷软土地用饱和多孔介质的 Biot 动力学理论模拟, 周围的场地用单相介质弹性动力学理论模拟, 利用波函数展开法, 给出具有饱和土沉积层的沉积谷对 Rayleigh 波散射问题的解析解。通过数值计算, 分析了入射波波长、沉积谷的高宽比、沉积层的软硬 (利用波速描述其软硬) 对地面运动的影响。

关键词: 沉积河谷; 平面 Rayleigh 波; 散射; 地面运动放大; 饱和土

中图分类号: TU432 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-4548(2007)02-0204-08

作者简介: 王磊 (1981-), 男, 黑龙江齐齐哈尔人, 硕士研究生, 主要从事土动力学和地震工程方面的研究。E-mail: wlaill@126.com。

Scattering of plane Rayleigh waves in alluvial valleys with saturated soil deposits

WANG Lei^{1, 2}, ZHAO Cheng-gang¹

(1. School of Civil Engineering and Architecture, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China; 2. The First Survey and Design Institute of China Railways, Xi'an 710043, China)

Abstract: The scattering and diffraction of plane Rayleigh waves in circular alluvial valleys with soft soil deposits was studied with the deposits simulated by saturated porous medium of Biot dynamic theory, and the half space assumed to be elastic single-phase medium. The expansion technique of Fourier-Bessel series was used to solve this problem. The results of amplitudes of surface displacement were presented, and the effects of frequency and the stiffness of the valley were discussed for soft and harden alluvial valleys.

Key words: porous medium; plane Rayleigh waves; wave scattering; surface displacement amplitude; saturated soil

0 引言

局部不规则场地对地震地面运动及地震灾害有重要影响。1985年9月19日在距墨西哥城400 km外的墨子根州海岸发生8.1级强烈地震, 21日又发生7.5级强余震, 两次地震给距离震中较近的地区造成了中等程度的破坏, 但给远离震中却位于沉积盆地上的墨西哥城造成严重破坏和经济损失^[1]。研究表明: 此次地震中盆地基岩的地震动被放大了6倍或更多。地震波在三维软沉积盆地内的聚集放大效应是造成严重灾害的根本原因^[1]。近30多年来局部场地条件对地震地面运动影响一直是工程界关注的重要课题, 并取得了丰硕的研究成果。在解析法的研究上, 继 Trifunac^[2]利用波函数展开法求解了平面SH波对半圆形凹陷地形的散射之后, 解决沉积谷场地地震波散射问题的研究得到了迅速发展^[3-6], 但绝大多数解析解都是针对单相均质弹性体的。实际上, 地震波传播, 经常要穿过饱和土层最后到达地面。尤其是墨西哥城软土沉积盆地用饱和多孔介质模拟更符合实际情况。用饱和多孔介质 Biot 动力理论模拟局部不均匀场地的地震波散射

问题, 只是近几年才给出一些解析解^[7-10], 李伟华和赵成刚^[8-9]利用 Fourier-Bessel 级数展开法给出了饱和土沉积谷场地对平面P波、SV波散射问题的级数解答。对饱和多孔介质沉积谷场地在平面 Rayleigh 波入射下的盆地的聚集放大效应的散射问题到目前为止还没有解析解。而1985年著名的墨西哥地震中, 传播较远的 Rayleigh 面波是造成远离震中并位于沉积盆地上的墨西哥城严重破坏的主要原因。因此对 Rayleigh 面波的局部不均匀场地的散射问题的分析非常重要。

本文参考了文献[11]的思路, 利用 Biot 饱和多孔介质动力理论模拟饱和和沉积谷软土地, 利用弹性介质动力理论模拟弹性半空间, 给出饱和和沉积谷场地对平面瑞雷波散射问题的解析解, 并通过数值计算, 分析了入射波波长、沉积谷的高宽比和沉积谷的软硬对地震地面运动的影响。

1 模型与基本方程

模型如图 1 所示, 有一镶嵌在半空间的饱和土沉积河谷, 采用的直角坐标系 (x, y) , (x_1, y_1) 和柱坐标系 (r_1, θ_1) 以及地形的尺寸均示于图 1 中。圆弧界面的半宽度和深度分别为 a 和 h , 圆心在 O_1 点, 半径为 a_1 , 圆心到半空间表面的距离为 d 。河谷沉积层为流体饱和多孔介质。半空间介质为单相弹性介质。单相弹性介质的材料参数由 Lamé 常数 λ , μ 以及质量密度 ρ 确定。假定本文讨论的问题为二维平面应变问题。

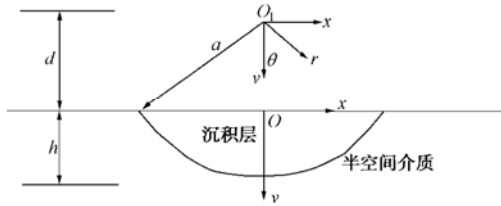


图 1 入射波场模型

Fig.1 The model of incident wave feild

设入射平面瑞雷波为 P 波和 SV 波两个势函数组成, 其表达式为

$$\begin{cases} \phi^R(x, y) = A_i \exp[(ik_R x - v_\alpha y) - i\omega t] \\ \psi^R(x, y) = B_i \exp[(ik_R x - v_\beta y) - i\omega t] \end{cases} \quad (1)$$

式中, $k_R = \omega/c_R$ 为瑞雷波数, c_R 为瑞雷波速, i 表示虚数单位, t 为时间坐标。

$$\begin{cases} v_\alpha = \sqrt{k_R^2 - k_{s\alpha}^2} \\ v_\beta = \sqrt{k_R^2 - k_{s\beta}^2} \end{cases} \quad (2)$$

式中, $k_{s\alpha}$ 为纵波波数, $k_{s\beta}$ 为横波波数, 将时间因子略去, 式 (1) 可简化为

$$\begin{cases} \phi^R(x, y) = A_i \exp[(ik_R x - v_\alpha y)] \\ \psi^R(x, y) = B_i \exp[(ik_R x - v_\beta y)] \end{cases} \quad (3)$$

由坐标之间的关系 $\begin{cases} x = x_1 \\ y = y_1 - d \end{cases}$, $\begin{cases} x_1 = r_1 \sin \theta_1 \\ y_1 = r_1 \cos \theta_1 \end{cases}$ 可

以得到柱坐标系下两个势函数的表达式:

$$\begin{cases} \phi^R(r_1, \theta_1) = A_i \exp(ik_R r_1 \sin \theta_1 - v_\alpha r_1 \cos \theta_1 - v_\alpha h) \\ \psi^R(r_1, \theta_1) = B_i \exp(ik_R r_1 \sin \theta_1 - v_\beta r_1 \cos \theta_1 - v_\beta h) \end{cases} \quad (4)$$

由于瑞雷波是表面波, 它已经满足自由边界条件, 在半空间自由表面不会产生反射波。令 c_s 表示 S 波的波速。设泊松比 $\nu = 0.25$, 由 Rayleigh 方程可得^[19]

$$c_R \approx 0.9194 c_s \quad (5)$$

2 问题的解

2.1 边界条件

边界条件为半空间和沉积层表面的边界条件以及沉积层与半空间交界面的连续条件。半空间为单相

性介质, 其自由表面的边界条件为零应力边界条件:

$$\tau_{yy}^s = \tau_{yx}^s = 0 \quad (y=0) \quad (6a)$$

沉积层为流体饱和多孔介质, 假定自由表面为透水的, 则沉积层自由表面的边界条件为

$$\tau_{yy}^v = \tau_{yx}^v = \sigma^v = 0 \quad (y=0) \quad (6b)$$

上标 s, v 分别表示半空间和沉积层。

设半空间的弹性土层和沉积层交界面的连接处是连续的, 则交界面连续条件可表示如下^[12]。

(1) 沉积层的流体饱和和多孔介质的固体骨架部分的法向位移与半空间的单相弹性介质的法向位移连续, 即:

$$u_r^v = u_r^s \quad (r_1 = a_1) \quad (7a)$$

(2) 沉积层的流体饱和和多孔介质的固体骨架部分的切向位移与半空间的单相弹性介质的切向位移连续, 即:

$$u_\theta^v = u_\theta^s \quad (r_1 = a_1) \quad (7b)$$

(3) 沉积层的流体饱和和多孔介质的固体骨架部分的法向应力和流体部分的应力之和与半空间的单相弹性介质的法向应力连续, 即:

$$\tau_{v,rr}^s + \tau_{v,rr}^l = \tau_{s,rr} \quad (r_1 = a_1) \quad (7c)$$

(4) 沉积层的流体饱和和多孔介质的固体骨架部分的切向应力与半空间的单相弹性介质的切向应力连续, 即:

$$\tau_{r\theta}^s = \tau_{r\theta}^v \quad (r_1 = a_1) \quad (7d)$$

(5) 当界面透水时, 流体饱和多孔介质中流体部分的应力为零, 即:

$$\sigma^v = 0 \quad (r_1 = a_1) \quad (7e)$$

2.2 波场分析

(1) 自由场波函数的级数展开

Rayleigh 波的性质与 SV 波在大于临界角入射的情况下产生反射 P 波相似, 是沿 $Y=0$ 表面传播的一种面波, 其半空间中其幅值随 Y 轴坐标的增加呈指数级衰减, 因此可以按照文献[13]中那样展开成如下的级数形式:

$$\begin{cases} \phi^*(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{s\alpha} r_1) (A_{0n} \cos n\theta_1 + B_{0n} \sin n\theta_1) \\ \psi^*(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{s\beta} r_1) (C_{0n} \sin n\theta_1 + D_{0n} \cos n\theta_1) \end{cases} \quad (8)$$

式中, 对于给定的 r_1 (如 $r_1 = a_1$) 有

$$\begin{cases} A_{0,0} = A_{0,N} = \frac{a_0(r_1)}{2} \quad (n=1, \dots, N-1), \\ A_{0,n} = \frac{a_n(r_1)}{J_n(k_{s\alpha} r_1)} \quad (n=1, \dots, N-1), \\ B_{0,n} = \frac{b_n(r_1)}{J_n(k_{s\alpha} r_1)} \quad (n=1, \dots, N-1), \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} a_n(r_1) = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{2N-1} \phi^R \left(r_1, \frac{\pi l}{N} \right) \cos \left(\frac{\pi l}{N} n \right) \quad (n=0,1,\dots,N), \\ b_n(r_1) = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{2N-1} \phi^R \left(r_1, \frac{\pi l}{N} \right) \sin \left(\frac{\pi l}{N} n \right) \quad (n=0,1,\dots,N), \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} D_{0,0} = D_{0,N} = \frac{a_0(r_1)}{2} \quad (n=1,\dots,N-1), \\ D_{0,n} = \frac{d_n(r_1)}{J_n(k_{s\beta}r_1)} \quad (n=1,\dots,N-1), \\ C_{0,n} = \frac{c_n(r_1)}{J_n(k_{s\beta}r_1)} \quad (n=1,\dots,N-1), \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} c_n(r_1) = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{2N-1} \psi^R \left(r_1, \frac{\pi l}{N} \right) \cos \left(\frac{\pi l}{N} n \right) \quad (n=0,1,\dots,N), \\ d_n(r_1) = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{2N-1} \psi^R \left(r_1, \frac{\pi l}{N} \right) \sin \left(\frac{\pi l}{N} n \right) \quad (n=0,1,\dots,N). \end{cases} \quad (12)$$

(2) 半空间内散射波场

当存在沉积谷时, 会因沉积谷的存在而在半空间内产生散射波。这里采用一个半径为 a_2 , 圆心在 o_2 点的圆弧来模拟半空间自由表面 (图 2 为引入大圆弧假定后的波场模型)。

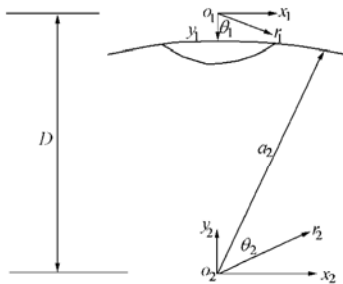


图 2 引入大圆弧假定后的模型

Fig. 2 The modified model

引入大圆弧假定后, 半空间内散射波场有: 由于沉积谷交界面的存在而产生的 P 波散射势函数 $\phi_{s1}(r_1, \theta_1)$ 和 SV 波散射势函数 $\psi_{s1}(r_1, \theta_1)$ 和由于大圆弧假定而产生的 P 波散射势函数 $\phi_{s2}(r_1, \theta_1)$ 和 SV 波散射势函数 $\psi_{s2}(r_1, \theta_1)$ 。它们的 Fourier-Bessel 级数形式如下:

$$\begin{cases} \phi_{s1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(1)}(k_{s\alpha}r_1) (A_{s1,n}^{(1)} \cos n\theta_1 + B_{s1,n}^{(1)} \sin n\theta_1), \\ \psi_{s1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(1)}(k_{s\beta}r_1) (C_{s1,n}^{(1)} \sin n\theta_1 + D_{s1,n}^{(1)} \cos n\theta_1), \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \phi_{s2}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{s\alpha}r_2) (A_{s2,m}^{(2)} \cos m\theta_2 + B_{s2,m}^{(2)} \sin m\theta_2), \\ \psi_{s2}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{s\beta}r_2) (C_{s2,m}^{(2)} \sin m\theta_2 + D_{s2,m}^{(2)} \cos m\theta_2). \end{cases} \quad (14)$$

由于饱和多孔介质有 3 种体波: P_I 波、P_{II} 波和 SV

波。所以沉积谷内的散射波为

$$\begin{cases} \phi_{1,v1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{\alpha,1}r_1) (A_{v1,n}^{(1)} \cos n\theta_1 + B_{v1,n}^{(1)} \sin n\theta_1), \\ \phi_{2,v1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{\alpha,2}r_1) (C_{v1,n}^{(1)} \cos n\theta_1 + D_{v1,n}^{(1)} \sin n\theta_1), \\ \psi_{v1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{\beta}r_1) (E_{v1,n}^{(1)} \sin n\theta_1 + F_{v1,n}^{(1)} \cos n\theta_1), \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} \phi_{1,v2}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{\alpha,1}r_2) (A_{v2,m}^{(2)} \cos m\theta_2 + B_{v2,m}^{(2)} \sin m\theta_2), \\ \phi_{2,v2}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{\alpha,2}r_2) (C_{v2,m}^{(1)} \cos m\theta_2 + D_{v2,m}^{(1)} \sin m\theta_2), \\ \psi_{v2}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{\beta}r_2) (E_{v2,m}^{(1)} \sin m\theta_2 + F_{v2,m}^{(1)} \cos m\theta_2). \end{cases} \quad (16)$$

式 (13) ~ (16) 中, 下标 s1, s2 和 v1, v2 分别表示半空间和沉积层中两类不同的散射波。上标 (1),

(2) 分别表示 (r_1, θ_1) 和 (r_2, θ_2) 两种坐标。由于地表位移在 o 点处为有限值, 因此必须选择第一类 Bessel 函数来表示驻波函数。

上述波的势函数是以不同的坐标系形式给出的, 同样根据 Graf^[14] 加法公式进行变换可以得到两组波的势函数在另一个坐标系下的表达。

由式 (13) 得到

$$\begin{cases} \phi_{s1}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{s\alpha}r_2) (A_{s1,m}^{(2)} \cos m\theta_2 + B_{s1,m}^{(2)} \sin m\theta_2), \\ \psi_{s1}(r_2, \theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{s\beta}r_2) (C_{s1,m}^{(2)} \sin m\theta_2 + D_{s1,m}^{(2)} \cos m\theta_2), \end{cases} \quad (17)$$

其中,

$$\begin{cases} \begin{Bmatrix} A_{s1,m}^{(2)} \\ D_{s1,m}^{(2)} \end{Bmatrix} = \frac{\varepsilon_m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_{s1,n}^{(1)} \\ D_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} H_{m+n}^{(1)}(k_s D) + (-1)^n H_{m-n}^{(1)}(k_s D) \\ H_{m+n}^{(1)}(k_s D) - (-1)^n H_{m-n}^{(1)}(k_s D) \end{Bmatrix}, \\ \begin{Bmatrix} B_{s1,m}^{(2)} \\ C_{s1,m}^{(2)} \end{Bmatrix} = \frac{\varepsilon_m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} B_{s1,n}^{(1)} \\ C_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} H_{m+n}^{(1)}(k_s D) - (-1)^n H_{m-n}^{(1)}(k_s D) \\ H_{m+n}^{(1)}(k_s D) + (-1)^n H_{m-n}^{(1)}(k_s D) \end{Bmatrix}. \end{cases} \quad (18)$$

由式 (14) 得到

$$\begin{cases} \phi_{s2}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{s\alpha}r_1) (A_{s2,n}^{(1)} \cos n\theta_1 + B_{s2,n}^{(1)} \sin n\theta_1), \\ \psi_{s2}(r_1, \theta_1) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{s\beta}r_1) (C_{s2,n}^{(1)} \sin n\theta_1 + D_{s2,n}^{(1)} \cos n\theta_1), \end{cases} \quad (19)$$

其中,

$$\begin{cases} \begin{Bmatrix} A_{s2,n}^{(1)} \\ D_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \frac{\varepsilon_n}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_{s2,m}^{(2)} \\ D_{s2,m}^{(2)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_{n+m}(k_s D) + (-1)^m J_{n-m}(k_s D) \\ J_{n+m}(k_s D) - (-1)^m J_{n-m}(k_s D) \end{Bmatrix}, \\ \begin{Bmatrix} B_{s2,n}^{(1)} \\ C_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \frac{\varepsilon_n}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} B_{s2,m}^{(2)} \\ C_{s2,m}^{(2)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_{n+m}(k_s D) - (-1)^m J_{n-m}(k_s D) \\ J_{n+m}(k_s D) + (-1)^m J_{n-m}(k_s D) \end{Bmatrix}. \end{cases} \quad (20)$$

由(15)得到

$$\left. \begin{aligned} \phi_{1,v1}(r_2, \theta_2) &= \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{\alpha,1} r_2) (A_{v1,m}^{(2)} \cos m\theta_2 + B_{v1,m}^{(2)} \sin m\theta_2), \\ \phi_{2,v1}(r_2, \theta_2) &= \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{\alpha,2} r_2) (C_{v1,m}^{(1)} \cos m\theta_2 + D_{v1,m}^{(1)} \sin m\theta_2), \\ \psi_{v1}(r_2, \theta_2) &= \sum_{m=0}^{\infty} J_m(k_{\beta,1} r_2) (E_{v1,m}^{(1)} \sin m\theta_2 + F_{v1,m}^{(1)} \cos m\theta_2), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

其中,

$$\left. \begin{aligned} \begin{Bmatrix} A_{v1,m}^{(2)} \\ C_{v1,m}^{(2)} \\ F_{v1,m}^{(2)} \end{Bmatrix} &= \frac{\varepsilon_m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_{v1,n}^{(1)} \\ C_{v1,n}^{(1)} \\ F_{v1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_{m+n}(kD) + (-1)^n J_{m-n}(kD) \\ J_{m+n}(kD) - (-1)^n J_{m-n}(kD) \end{Bmatrix}, \\ \begin{Bmatrix} B_{v1,m}^{(2)} \\ D_{v1,m}^{(2)} \\ E_{v1,m}^{(2)} \end{Bmatrix} &= \frac{\varepsilon_m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} B_{v1,n}^{(1)} \\ D_{v1,n}^{(1)} \\ E_{v1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_{m+n}(kD) - (-1)^n J_{m-n}(kD) \\ J_{m+n}(kD) + (-1)^n J_{m-n}(kD) \end{Bmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

由(16)得到

$$\left. \begin{aligned} \phi_{1,v2}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{\alpha,1} r_1) (A_{v2,n}^{(1)} \cos n\theta_1 + B_{v2,n}^{(1)} \sin n\theta_1), \\ \phi_{2,v2}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{\alpha,2} r_1) (C_{v2,n}^{(1)} \cos n\theta_1 + D_{v2,n}^{(1)} \sin n\theta_1), \\ \psi_{v2}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty} J_n(k_{\beta,1} r_1) (E_{v2,n}^{(1)} \sin n\theta_1 + F_{v2,n}^{(1)} \cos n\theta_1), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

其中,

$$\left. \begin{aligned} \begin{Bmatrix} A_{v2,n}^{(1)} \\ C_{v2,n}^{(1)} \\ F_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} &= \frac{\varepsilon_n}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_{v2,m}^{(2)} \\ C_{v2,m}^{(2)} \\ F_{v2,m}^{(2)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_{n+m}(kD) + (-1)^m J_{n-m}(kD) \\ J_{n+m}(kD) - (-1)^m J_{n-m}(kD) \end{Bmatrix}, \\ \begin{Bmatrix} B_{v2,n}^{(1)} \\ D_{v2,n}^{(1)} \\ E_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} &= \frac{\varepsilon_n}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} B_{v2,m}^{(2)} \\ D_{v2,m}^{(2)} \\ E_{v2,m}^{(2)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_{n+m}(kD) - (-1)^m J_{n-m}(kD) \\ J_{n+m}(kD) + (-1)^m J_{n-m}(kD) \end{Bmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

这样, 半空间中波势函数为

$$\left. \begin{aligned} \phi_s &= \phi^R + \phi_{s1} + \phi_{s2}, \\ \psi_s &= \psi^R + \psi_{s1} + \psi_{s2}. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

沉积谷中波的势函数:

固相

$$\left. \begin{aligned} \phi_v &= \phi_{1,v1} + \phi_{2,v1} + \phi_{1,v2} + \phi_{2,v2}, \\ \psi_v &= \psi_{v1} + \psi_{v2}, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

液相

$$\left. \begin{aligned} \Phi_v &= \eta_1[\phi_{1,v1} + \phi_{1,v2}] + \eta_2[\phi_{2,v1} + \phi_{2,v2}], \\ \Psi_v &= \eta_3(\psi_{v1} + \psi_{v2}), \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

式中, n_1 , n_2 , n_3 分别为对应于 n_1 波, n_2 波和 SV 波的 3 个液相波的参与系数^[15]。

确定了地震波场之后, 接下来要做的是利用边界条件, 求解上述散射波场的波势函数表达式中

Fourier-Bessel 级数的待定系数。问题的边界条件已在式(6)、(7)中给出。引入大圆弧假定后, 边界条件(6)可表示为

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rr}^s &= \tau_{r\theta}^s = 0 \quad (r_2 = a_2), \\ \tau_{rr}^v &= \tau_{r\theta}^v = \sigma^v = 0 \quad (r_2 = a_2). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

由边界条件 $\tau_{rr}^s = \tau_{r\theta}^s = 0$ ($r_2 = a_2$) 可得到

$$\left. \begin{aligned} \begin{Bmatrix} \tau_{rr}^s \\ \tau_{r\theta}^s \end{Bmatrix} &= \sum_{m=0}^{\infty} \begin{bmatrix} ES_{11}^{(1)}(m, a_2) & ES_{12}^{(1)}(m, a_2) \\ -ES_{21}^{(1)}(m, a_2) & ES_{22}^{(1)}(m, a_2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_{s1,m}^{(2)} + A_{s2,m}^{(2)} \\ C_{s1,m}^{(2)} + C_{s2,m}^{(2)} \end{Bmatrix} \cos m\theta_1 + \\ \sum_{m=0}^{\infty} \begin{bmatrix} ES_{11}^{(1)}(m, a_2) & -ES_{12}^{(1)}(m, a_2) \\ ES_{21}^{(1)}(m, a_2) & ES_{22}^{(1)}(m, a_2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_{s1,m}^{(2)} + B_{s2,m}^{(2)} \\ D_{s1,m}^{(2)} + D_{s2,m}^{(2)} \end{Bmatrix} \sin m\theta_1 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

容易看出若使式(29)成立, 须有

$$\begin{Bmatrix} A_{s1,m}^{(2)} \\ B_{s1,m}^{(2)} \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} A_{s2,m}^{(2)} \\ B_{s2,m}^{(2)} \end{Bmatrix}, \quad \begin{Bmatrix} C_{s1,m}^{(2)} \\ D_{s1,m}^{(2)} \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} C_{s2,m}^{(2)} \\ D_{s2,m}^{(2)} \end{Bmatrix}, \quad (30)$$

把式(18)、(20)代入式(30)中, 可以得到

$$\begin{Bmatrix} A_{s2,n}^{(1)} \\ B_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = - \sum_{l=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} RS_{nl} A_{s1,l}^{(2)} \\ RS_{nl} B_{s1,l}^{(2)} \end{Bmatrix}, \quad (31)$$

$$\begin{Bmatrix} C_{s2,n}^{(1)} \\ D_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = - \sum_{l=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} RS_{nl} C_{s1,l}^{(1)} \\ RS_{nl} D_{s1,l}^{(1)} \end{Bmatrix}, \quad (32)$$

且 $A_{s1,n}^{(1)}$ 和 $B_{s1,n}^{(1)}$ 对应于 $k_s = k_{s\alpha}$, $C_{s1,n}^{(1)}$ 和 $D_{s1,n}^{(1)}$ 对应于 $k_s = k_{s\beta}$ 。

由边界条件 $u_r^v = u_r^s$, $u_\theta^v = u_\theta^s$, $u_r^v - U_r^v = 0$ ($r_1 = a_1$) 得到

$$\text{FAV} \begin{Bmatrix} A_{v1,n}^{(1)} + A_{v2,n}^{(1)} \\ C_{v1,n}^{(1)} + C_{v2,n}^{(1)} \\ E_{v1,n}^{(1)} + E_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + \text{FAS1} \begin{Bmatrix} A_{0n} + A_{s2,n}^{(1)} \\ C_{0n} + C_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + \text{FAS3} \begin{Bmatrix} A_{s1,n}^{(1)} \\ C_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad (33a)$$

$$\text{GAV} \begin{Bmatrix} B_{v1,n}^{(1)} + B_{v2,n}^{(1)} \\ D_{v1,n}^{(1)} + D_{v2,n}^{(1)} \\ F_{v1,n}^{(1)} + F_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + \text{GAS1} \begin{Bmatrix} B_{0n} + B_{s2,n}^{(1)} \\ D_{0n} + D_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + \text{GAS3} \begin{Bmatrix} B_{s1,n}^{(1)} \\ D_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad (33b)$$

其中

$$\text{FAV} = \begin{bmatrix} -D_{11,1}^{(1)}(n, a_1) & -D_{11,2}^{(1)}(n, a_1) & \mp D_{12}^{(1)}(n, a_1) \\ \pm D_{21,1}^{(1)}(n, a_1) & \pm D_{21,2}^{(1)}(n, a_1) & -D_{22}^{(1)}(n, a_1) \\ (1-\eta_1)D_{11,1}^{(1)}(n, a_1) & (1-\eta_2)D_{11,2}^{(1)}(n, a_1) & \pm(1-\eta_3)D_{12}^{(1)}(n, a_1) \end{bmatrix}, \quad (34a)$$

$$\text{FAS1} = \begin{bmatrix} DS_{11}^{(1)}(n, a_1) & \pm DS_{12}^{(1)}(n, a_1) \\ \mp DS_{21}^{(1)}(n, a_1) & DS_{22}^{(1)}(n, a_1) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (34b)$$

$$\text{FAS3} = \begin{bmatrix} DS_{11}^{(3)}(n, a_1) & \pm DS_{12}^{(3)}(n, a_1) \\ \mp DS_{21}^{(3)}(n, a_1) & DS_{22}^{(3)}(n, a_1) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (34c)$$

由式(33)可以得到

$$\begin{Bmatrix} A_{v1,n}^{(1)} + A_{v2,n}^{(1)} \\ C_{v1,n}^{(1)} + C_{v2,n}^{(1)} \\ E_{v1,n}^{(1)} + E_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = -FAV^{-1} \cdot FAS1 \begin{Bmatrix} A_{0n} + A_{s2,n}^{(1)} \\ C_{0n} + C_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} - FAV^{-1} \cdot FAS3 \begin{Bmatrix} A_{s1,n}^{(1)} \\ C_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix}, \quad (35a)$$

$$\begin{Bmatrix} B_{v1,n}^{(1)} + B_{v2,n}^{(1)} \\ D_{v1,n}^{(1)} + D_{v2,n}^{(1)} \\ F_{v1,n}^{(1)} + F_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = -GAV^{-1} \cdot GAS1 \begin{Bmatrix} B_{0n} + B_{s2,n}^{(1)} \\ D_{0n} + D_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} - GAV^{-1} \cdot GAS3 \begin{Bmatrix} B_{s1,n}^{(1)} \\ D_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix}. \quad (35b)$$

由边界条件 $\tau_{v,rr}^s + \tau_{v,rr}^l = \tau_{s,rr}$, $\tau_{r\theta}^s = \tau_{r\theta}^v$ ($r_1 = a_1$) 得到

$$FBV \begin{Bmatrix} A_{v1,n}^{(1)} + A_{v2,n}^{(1)} \\ C_{v1,n}^{(1)} + C_{v2,n}^{(1)} \\ E_{v1,n}^{(1)} + E_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + FBS1 \begin{Bmatrix} A_{0n} + A_{s2,n}^{(1)} \\ C_{0n} + C_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + FBS3 \begin{Bmatrix} A_{s1,n}^{(1)} \\ C_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad (36a)$$

$$GBV \begin{Bmatrix} B_{v1,n}^{(1)} + B_{v2,n}^{(1)} \\ D_{v1,n}^{(1)} + D_{v2,n}^{(1)} \\ F_{v1,n}^{(1)} + F_{v2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + GBS1 \begin{Bmatrix} B_{0n} + B_{s2,n}^{(1)} \\ D_{0n} + D_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + GBS3 \begin{Bmatrix} B_{s1,n}^{(1)} \\ D_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad (36b)$$

其中,

$$FBS1 = \begin{bmatrix} ES_{11}^{(1)}(n, a_1) & \pm ES_{12}^{(1)}(n, a_1) \\ \mp ES_{21}^{(1)}(n, a_1) & ES_{22}^{(1)}(n, a_1) \end{bmatrix}, \quad (37a)$$

$$FBS3 = \begin{bmatrix} ES_{11}^{(3)}(n, a_1) & \pm ES_{12}^{(3)}(n, a_1) \\ \mp ES_{21}^{(3)}(n, a_1) & ES_{22}^{(3)}(n, a_1) \end{bmatrix}. \quad (37b)$$

把式 (35) 带入 (36) 得到

$$\begin{aligned} & (FBS1 - FBV \cdot FAV^{-1} \cdot FAS1) \begin{Bmatrix} A_{0n} + A_{s2,n}^{(1)} \\ C_{0n} + C_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + \\ & (FBS3 - FBV \cdot FAV^{-1} \cdot FAS3) \begin{Bmatrix} A_{s1,n}^{(1)} \\ C_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad (38a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (GBS1 - GBV \cdot GAV^{-1} \cdot GAS1) \begin{Bmatrix} B_{0n} + B_{s2,n}^{(1)} \\ D_{0n} + D_{s2,n}^{(1)} \end{Bmatrix} + \\ & (GBS3 - GBV \cdot GAV^{-1} \cdot GAS3) \begin{Bmatrix} B_{s1,n}^{(1)} \\ D_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}. \quad (38b) \end{aligned}$$

把式 (31)、(32) 带入式 (38) 中得到

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} (FBS1 - FBV \cdot FAV^{-1} \cdot FAS1) \begin{Bmatrix} A_{s1,j}^{(1)} RS_{nl}^- \\ C_{s1,j}^{(1)} RS_{nl}^- \end{Bmatrix} - \\ & (FBS3 - FBV \cdot FAV^{-1} \cdot FAS3) \begin{Bmatrix} A_{s1,n}^{(1)} \\ C_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} \\ & = (FBS1 - FBV \cdot FAV^{-1} \cdot FAS1) \begin{Bmatrix} A_{0n} \\ C_{0n} \end{Bmatrix}, \quad (39a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} (GBS1 - GBV \cdot GAV^{-1} \cdot GAS1) \begin{Bmatrix} B_{s1,i}^{(1)} RS_{nl}^- \\ D_{s1,j}^{(1)} RS_{nl}^- \end{Bmatrix} - \\ & (GBS3 - GBV \cdot GAV^{-1} \cdot GAS3) \begin{Bmatrix} B_{s1,n}^{(1)} \\ D_{s1,n}^{(1)} \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

$$= (GBS1 - GBV \cdot GAV^{-1} \cdot GAS1) \begin{Bmatrix} B_{0n} \\ D_{0n} \end{Bmatrix}. \quad (39b)$$

值得说明的是上面各所有矩阵的分量是根据流体饱和和多孔介质中波的势函数、应力和位移的关系以及单相弹性介质中波的势函数、应力和位移的关系确定的, 具体的求解过程这里不再赘述。

解线性方程组 (39) 可以解得 $\{A_{s1,n}^{(1)} B_{s1,n}^{(1)} C_{s1,n}^{(1)} D_{s1,n}^{(1)}\}$, 代回式 (31) 中求得 $\{A_{s2,n}^{(1)} B_{s2,n}^{(1)} C_{s2,n}^{(1)} D_{s2,n}^{(1)}\}$, 再由式 (35) 解得 $\{A_{v1,n}^{(1)} + A_{v2,n}^{(1)} B_{v1,n}^{(1)} + B_{v2,n}^{(1)} C_{v1,n}^{(1)} + C_{v2,n}^{(1)} D_{v1,n}^{(1)} + D_{v2,n}^{(1)} E_{v1,n}^{(1)} + E_{v2,n}^{(1)} F_{v1,n}^{(1)} + F_{v2,n}^{(1)}\}$, 从而得到整个波场的波函数在坐标系 (r_1, θ_1) 下的表达式中所有的待定系数。这就是饱和土沉积谷场地对平 Rayleigh 波散射问题的求解过程。

3 表面位移计算

下面将给出饱和土沉积谷场地地表位移分量。

当 $r_1 \leq a_1$ 时, 沉积层中的位移场的表达式如下:

$$\begin{aligned} u_r^v &= \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{D_{11,1}^{(1)}(n, r_1)(A_{v1,n}^{(1)} + A_{v2,n}^{(1)}) + D_{11,2}^{(1)}(n, r_1)}{(C_{v1,n}^{(1)} + C_{v2,n}^{(1)}) + D_{12}^{(1)}(n, r_1)(E_{v1,n}^{(1)} + E_{v2,n}^{(1)})} \right] \cos n\theta_1 + \\ & \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{D_{11,1}^{(1)}(n, r_1)(B_{v1,n}^{(1)} + B_{v2,n}^{(1)}) + D_{11,2}^{(1)}(n, r_1)}{(D_{v1,n}^{(1)} + D_{v2,n}^{(1)}) - D_{12}^{(1)}(n, r_1)(F_{v1,n}^{(1)} + F_{v2,n}^{(1)})} \right] \sin n\theta_1, \quad (40a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_{\theta}^v &= \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{-D_{21,1}^{(1)}(n, r_1)(A_{v1,n}^{(1)} + A_{v2,n}^{(1)}) - D_{21,2}^{(1)}(n, r_1)}{(C_{v1,n}^{(1)} + C_{v2,n}^{(1)}) + D_{22}^{(1)}(n, r_1)(E_{v1,n}^{(1)} + E_{v2,n}^{(1)})} \right] \cos n\theta_1 + \\ & \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{D_{21,1}^{(1)}(n, r_1)(B_{v1,n}^{(1)} + B_{v2,n}^{(1)}) + D_{21,2}^{(1)}(n, r_1)}{(D_{v1,n}^{(1)} + D_{v2,n}^{(1)}) + D_{22}^{(1)}(n, r_1)(F_{v1,n}^{(1)} + F_{v2,n}^{(1)})} \right] \sin n\theta_1. \quad (40b) \end{aligned}$$

当 $r_1 > a_1$ 时, 半空间中的位移场:

$$\begin{aligned} u_r^s &= \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{DS_{11}^{(1)}(n, r_1)(A_{0n} + A_{s2,n}^{(1)}) + D_{12}^{(1)}(n, r_1)(C_{0n} + C_{s2,n}^{(1)})}{+DS_{11}^{(3)}(n, r_1)A_{s1,n}^{(1)} + DS_{12}^{(3)}(n, r_1)C_{s1,n}^{(1)}} \right] \cos n\theta_1 + \\ & \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{DS_{11}^{(1)}(n, r_1)(B_{0n} + B_{s2,n}^{(1)}) - DS_{12}^{(1)}(n, r_1)(D_{0n} + D_{s2,n}^{(1)})}{+DS_{11}^{(3)}(n, r_1)B_{s1,n}^{(1)} - DS_{12}^{(3)}(n, r_1)D_{s1,n}^{(1)}} \right] \sin n\theta_1, \quad (41a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_{\theta}^s &= \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{-DS_{21}^{(1)}(n, r_1)(A_{0n} + A_{s2,n}^{(1)}) + D_{22}^{(1)}(n, r_1)(C_{0n} + C_{s2,n}^{(1)})}{-DS_{21}^{(3)}(n, r_1)A_{s1,n}^{(1)} + DS_{22}^{(3)}(n, r_1)C_{s1,n}^{(1)}} \right] \cos n\theta_1 + \\ & \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{DS_{21}^{(1)}(n, r_1)(B_{0n} + B_{s2,n}^{(1)}) + DS_{22}^{(1)}(n, r_1)(D_{0n} + D_{s2,n}^{(1)})}{+DS_{21}^{(3)}(n, r_1)B_{s1,n}^{(1)} + DS_{22}^{(3)}(n, r_1)D_{s1,n}^{(1)}} \right] \sin n\theta_1, \quad (41b) \end{aligned}$$

进行坐标变换

$$\begin{Bmatrix} u_x \\ u_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta_1 & \cos \theta_1 \\ \cos \theta_1 & -\sin \theta_1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_r \\ u_{\theta} \end{Bmatrix}, \quad (42)$$

式中, u_r , u_{θ} 分别代表 u_r^s , u_{θ}^s 和 u_r^v , u_{θ}^v 。求得直角

表 1 材料参数
Table 1 Properties of materials

情况	孔隙率 n	泊松比 ν_s	骨架刚度 μ_s	流体饱和多孔介质的弹性常数			P_1 波速 $V_{\alpha,1}$	P_2 波速 $V_{\alpha,2}$	剪切波速 V_β
				A	Q	R			
情况 1	0.3	0.25	0.22×10^9	3.8133×10^9	1.54×10^9	0.66×10^9	1977	289	327
情况 2	0.3	0.25	2.20×10^9	5.7933×10^9	1.54×10^9	0.66×10^9	2524	716	1036

坐标系下各位移分量的幅值:

$$\left. \begin{aligned} |u_x| &= \sqrt{\text{Re}^2(u_x) + \text{Im}^2(u_x)}, \\ |u_y| &= \sqrt{\text{Re}^2(u_y) + \text{Im}^2(u_y)}, \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

式中, $\text{Re}(\cdot)$ 和 $\text{Im}(\cdot)$ 分别指复数的实部和虚部。

4 结果分析

同样引入无量纲频率 η , 其定义为圆弧形凹陷的宽度与入射波波长的比值:

$$\eta = \frac{2a}{\lambda_{s\beta}} = \frac{k_{s\beta} a}{\pi}, \quad (44)$$

式中, $\lambda_{s\beta}$ 为半空间的 SV 波的波长。

4.1 材料参数

半空间介质为单相弹性介质, 设其泊松比 $\nu=0.25$, Lamé 常数为 $\lambda=\mu=2.48 \times 10^9 \text{ Pa}$, 密度 $\rho=2.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 则相应的压缩波波速为 1928.7 m/s , 剪切波波速为 1113.6 m/s 。沉积层介质为饱和多孔介质, 不考虑其耗散, 并不计固体骨架的压缩, 取固体骨架密度 $\rho_s=2700 \text{ kg/m}^3$, 孔隙水密度 $\rho_f=1000 \text{ kg/m}^3$, 水的体积模量 $K_f=2.2 \times 10^9 \text{ Pa}$, 其他材料参数以及相应的波速见表 1。表 1 中两种情况分别表示较软土层和较硬土层。在自由场地中, 当入射瑞雷波的振幅 $A_i=1$ 时, 水平与垂直位移的幅值为 0.4226 与 0.6204 。

4.2 入射频率及孔隙率对地表位移的影响

本文为透水边界条件, 根据表 1 中情况 1, 如图 3 所示, 图 3 (b) ~ (d) 分别给出了 3 种不同的无量纲频率 η 为 $0.5, 1.0, 2.0$ 时, 且 $\mu_s/k_f=0.1$ 沉积谷自由地表的位移幅值, 为了与单向介质比较, 特别给出图 3 (a), 即孔隙率为 0 的情况, 图中横坐标为地表的 x 坐标与河谷半宽 a 的比值, 由图 3 可见得出以下 2 点: ①沉积谷对入射波有较强的放大作用, 使场地的地面运动在平均意义上得到放大, 并且沉积层地表的位移幅值在平均意义上要比河谷外部地表点的位移幅值大; ②可以看出, 当入射频率变大的情况下, 运动变得异常的复杂。再次对比图 3 (a), 3 (b) 可以看出, 把沉积谷模拟成两介质的情况下位移的放大系数大于把沉积谷模拟成单相介质^[6]的情况。

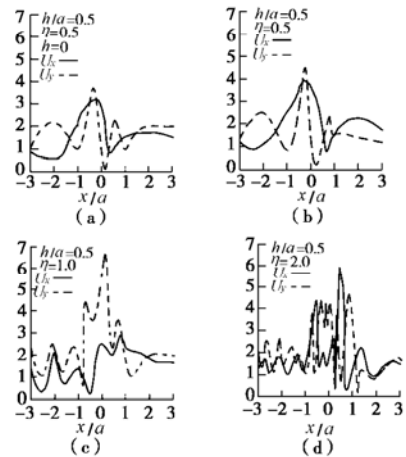


图 3 位移放大系数 ($h/a=0.5, \mu_s/k_f=0.1$)

Fig. 3 The amplification of displacement

4.3 沉积层固体骨架的相对刚度 μ_s/k_f 对地表位移的影响

根据表 1 中的情况 2, 我们得到图 4 (a), 4 (b), 此时 $\mu_s/k_f=1$ 。当沉积谷场地的刚度较大的时候, 场地的放大反映并不明显, 场地运动也不复杂, 这就说明场地土的软硬对沉积谷场地的地震运动的影响很大。对比图 3 (c), 3 (d) 与图 4 (a), 4 (b), 可以看出, 在相同的高宽比和入射频率条件下, 场地土越软, 场地的响应越明显, 沉积谷地的运动也越复杂, 竖向和水平向的放大作用也越大。

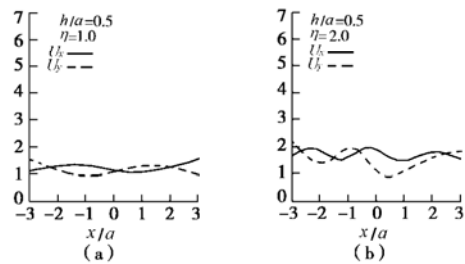


图 4 硬沉积谷地表位移放大系数 ($\mu_s/k_f=1$)

Fig. 4 The amplification of displacement of harden alluvial valleys for hard alluvial valley

4.4 沉积谷的高宽比对地表位移的影响

图 5 (a), 5 (b) 给出了高宽比 ($h/a=1.0$) 的计算结果, 与图 3 (c), 3 (d) 对比 ($h/a=0.5$), 从两种不同高宽比的沉积谷的地面运动来看, 当沉积谷的高宽比较小时, 沉积谷的地表位移幅值较大, 并且运动也较复杂。

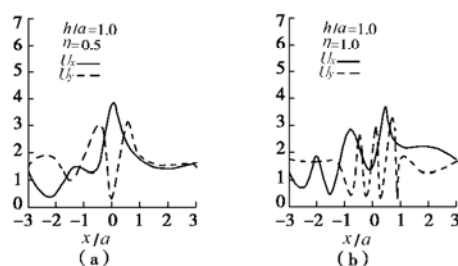


图5 软沉积谷地表位移放大系数 ($h/a=1.0$, $\mu_s/k_f=0.1$)

Fig.5 The amplification of displacement of soft alluvial valleys for soft alluvial valley ($h/a=1.0$, $\mu_s/k_f=0.1$)

5 结 论

(1) 利用 Biot 饱和多孔介质理论和波函数展开法, 给出了弹性半空间具有饱和土沉积层的沉积谷场地对平面 Rayleigh 波入射下动力响应分析的一个解析解。

(2) 沉积谷对入射波有较强的放大作用, 使沉积层地表的位移幅值在平均意义上要比河谷外部地表点的位移幅值放大很多。沉积谷中各点的位移幅值的大小强烈地依赖入射波频率和该点的位置, 这一性质提醒我们在用简单模型来解释实地沉积谷的地震动时要格外注意, 需要对入射波的性质和沉积谷的地质构造都要有详细的了解, 否则在模型计算结果和实地记录之间很容易出现较大误差。

(3) 饱和土沉积谷场地的地面运动除了与入射频率和高宽比有关, 还与沉积层的孔隙率有关, 但由于影响饱和土沉积谷场地地面运动因素的复杂性, 尚不能找出其中的规律性。但是可以看出沉积层模拟为单相弹性介质时地表位移反应和把沉积层模拟为流体饱和多孔介质时的反应是有较大差别的。

(4) 沉积层固体骨架的相对刚度 μ_s/k_f 对地表位移的影响也比较的大, 饱和土体的固体骨架的刚度决定了土质的软硬, 随着 μ_s/k_f 的减小, 饱和土的剪切波速减小。表明场地土越软, 研究表明沉积层的软硬是影响沉积谷场地地面运动的重要因素。随着饱和土剪切波速的减小, 场地的反映变得复杂和剧烈。

(5) 通过与文献[7, 9]的比较中发现, 瑞雷波入射到沉积谷场地中其位移散射放大系数要大于 P 波与 SV 波的放大系数, 并且波型变得更加复杂, 这也能更好的解释墨西哥地震灾害重的成因。

(6) 通过与文献[6]的比较, 我们发现, 将沉积层模拟成双向介质的情况下, 地表位移的幅值在普遍意义上要大于将沉积谷模拟成单向介质的情况。

参考文献:

- [1] ANDERSON J G, et al. Strong ground motion from the Michoacan, Mexico[J]. Earthquake Science, 1986, **233**(4768): 1043 - 1049.
- [2] TRIFUNAC M D. Scattering of plane SH wave by a semi-cylindrical canyon[J]. Earthquake Eng Struct Dyn, 1973, **1**: 267 - 281.
- [3] TODOROVSKA M, LEE V W. Surface motion of shallow circular alluvial valleys for incident plane SH waves: analytical solution[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 1991, **10**(4): 192 - 200.
- [4] 梁建文, 严林隽, 李军伟, Wincent W L. 圆弧形沉积河谷场地在平面 P 波入射下的响应分析[J]. 岩土力学, 2001, **22**(2): 138 - 143. (LIANG Jian-wen, YAN Lin-jun, LI Jun-wei, WINCENT W L. Response of circular-arc alluvial valleys under incident plane P waves[J]. Rock and Soil Mechanics, 2001, **22**(2): 138 - 143. (in Chinese))
- [5] 梁建文, 严林隽. 圆弧形凹陷地形表面覆盖层对入射平面 p 波的影响[J]. 固体力学学报, 2002, **23**(4): 387 - 411. (LIANG Jian-wen, YAN Lin-jun. Scattering of incident plane P waves by a circular-arc canyon with a covering layer[J]. Acta Mechanica Solida Sinica, 2002, **23**(4): 387 - 411. (in Chinese))
- [6] TODOROVSKA M I, LEE V W. A note on scattering of Rayleigh waves by shallow circular canyons: analytical approach[J]. ISET J Earthquake Technology, 1991, **28**(2): 1 - 16.
- [7] 李伟华, 赵成刚. 圆弧形凹陷饱和土地对平面 P 波散射问题的散射解析解[J]. 地球物理学报, 2003, **46**(4): 539 - 546. (LI Wei-hua, ZHAO Cheng-gang. An analytical solution for the diffraction of plane P-waves by circular cylindrical canyons in a fluid-saturated porous media half space[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2003, **46**(4): 539 - 546. (in Chinese))
- [8] 李伟华, 赵成刚. 饱和土沉积谷场地对平面 P 波的散射[J]. 岩土工程学报, 2003, **25**(3): 346 - 351. (LI Wei-hua, ZHAO Cheng-gang. Scattering of plane P waves in alluvial valleys with saturated soil deposits. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2003, **25**(3): 346 - 351. (in Chinese))
- [9] 李伟华, 赵成刚. 饱和土沉积谷场地对平面 SV 波的散射问题的解析解[J]. 地球物理学报, 2004. (LI Wei-hua, ZHAO Cheng-gang. Scattering of plane SV waves by circular-arc alluvial valleys with saturated soil deposits[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2004. (in Chinese))

- [10] 董俊, 赵成刚. 三维半球形凹陷饱和土地对平面 p 波散射问题的解析解[J]. 地球物学报, 2005, 48(3): 680 - 688. (DONG Jun, ZHAO Cheng-gang. An analytic solution for the diffraction of plane P-wave by three-dimensional hemispherical canyons in a fluid-saturated porous media half space[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2005, 48(3): 680 - 688. (in Chinese))
- [11] 李伟华. 含饱和土的复杂局部场地波动散射问题的解析解和显示有限元数值模拟[D]. 北京: 北京交通大学, 2004. (LI Wei-hua. Analytical solutions and numerical simulation of the scattering of plane waves by local sites with saturated soil[D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2004. (in Chinese))
- [12] DERESIEWICZ H, SKALAK R. On uniqueness in boundary poroelasticity[J]. Bull Seism Soc Am, 1963, 53(4): 783 - 788.
- [13] HAMMING R W. Numerical methods for scientists and engineers[M]. New York: McGraw-Hill, 1962: 67 - 78.
- [14] 数学手册编写组. 数学手册[M]. 北京: 高等教育出版社, 1979. (Mathematics Handbook Writing Group. Mathematics handbook[M]. Beijing: Higher Education Press, 1979. (in Chinese))
- [15] DERESIEWICZ H, RICE J T. The effect of boundaries wave propagation in a liquid-filled porous solid: III. Reflection of plane waves at a free plane boundary(general case)[J]. Bull Seism Soc Am, 1962, 52(3): 595-625
- [16] HAMMING R W. Numerical methods for scientists and engineers[M]. New York: McGraw-Hill, 1962: 67 - 68.
- [17] HAJRA S, et al. Reflection and refraction of seismic waves incident obliquely at the boundary of a liquid-saturated porous solid[J]. Bulletin of Seismological Society of America. 1982, 72: 1509 - 1533.
- [18] SINGH S K, MENA E, CASTRO R. Some aspects of source characteristics of the 19 September 1985 Michoacan earthquake and ground motion amplification in and near Mexico city from strong motion data[J]. Bulletin of Seismological Society of America, 1988, 78(2): 451.
- [19] 阿肯巴赫. 弹性固体中波的传播[M]. 徐植信, 洪锦如, 译. 上海: 同济大学出版社, 1992. (ACHENBACH J D. Wave propagation in elastic solids[M]. XU Zhi-xin, HONG Jin-ru, translators. Shanghai: Tongji University Press, 1992. (in Chinese))
- [20] 佟恩宠, 等. 唐山大地震天津市工程震害[M]. 天津: 天津科学技术出版社, 1984. (TONG En-chong, et al. The earthquake damage in Tianjin during TangShan mega seism [M]. Tianjin: TianJin Science and Technology Press, 1984. (in Chinese))
- [21] 杨俊, 吴世明, 蔡元强. 饱和土中弹性波的传播特性[J]. 振动工程学报, 1996, 9(2): 128 - 137. (YANG Jun, WU Shi-ming, CAI Yuan-qiang. Characteristics of propagation of elastic waves in saturated soils [J]. Journal of Vibration Engineering, 1996, 9(2): 128 - 137. (in Chinese))
- [22] 沈珠江. 理论土力学[M]. 北京: 中国水利水电出版社, 2000. (SHEN Z J. Theoretical soil mechanics[M]. Beijing: China WaterPower Press, 2000. (in Chinese))

第八届全国桩基工程学术年会（第一号通知）

第八届全国桩基工程学术年会将于 2007 年 9 月 12~14 日在上海隆重召开。本次会议由中国土木工程学会土力学及岩土工程分会桩基础学术委员会、中国工程建设标准化协会地基基础专业委员会与上海市力学学会岩土力学专业委员会主办，现代设计集团华东建筑设计研究院有限公司、同济大学和上海交通大学承办，上海市基础工程公司、上海岩土工程勘察设计研究院有限公司和北京市三一重机有限公司等单位协办。

本次会议主要研讨桩基工程的基本理论、实践探索、新技术和新方法等，具体内容包括：桩基标准与规范、桩基基本理论及科研成果、桩基设计、桩基施工与监理、桩基检测、桩基施工设备和检测仪器、桩基工程案例等。

本次会议论文集将以《土木工程学报》增刊形式发表，热忱欢迎桩基工程各个领域的研究、设计、施工人员踊跃投稿。论文格式等详见《土木工程学报》征稿简则。来稿请注明作者

详细通讯地址、E-mail 及联系电话。

请于 2007 年 4 月 15 日前提交论文全文，2007 年 5 月 31 日前通知是否录用，2007 年 6 月 20 日前提交修改后的论文。要求寄 2 份正式稿件给会务组，同时以电子邮件或磁盘方式向会务组提供电子文件。

(1) 论文投稿及相关事宜请联系：中国建筑科学研究院地基所 李大展研究员（请在信封上注明“第八届全国桩基工程学术会议”字样）；北京市北三环东路 30 号 (100013)；010-64517585；lidazhan22@163.com

(2) 设立展位及其它会务事宜请联系：华东建筑设计研究院有限公司地基基础与地下工程设计部 戴斌；上海市江西中路 246 号 12 楼 (20002)；021-33134530-6226，13162980555；Bin_dai@ecadi.com

(王卫东 供稿)