第28卷 第3期 2006年9月
西北地震学报 NORTHWESTERN SEISMOLOGICAL JOURNAL
Vol. 28 No.3 Sept., 2006

三维层状地基空沟主动隔振分析

高广运[1]，彭争光[1]，李　伟[2]，冯世进[1]
(1.同济大学地下建筑与工程系，上海　200092；2.上海申元岩土工程有限公司，上海　200041)

摘　要：基于薄层法在研究层状介质中波的传播问题的高效性、边界单元法处理无限域问题的精确性，结合二者的优点提出三维层状地基薄层法基本解答，建立了基于三维层状半空间薄层法位移基本解答的半解析动力边界元法。该方法可有效的分析多层场地的动力问题，解决土－结构动力相互作用问题。同时分别对粘弹性上软下硬地基及上硬下软地基的三维空沟主动隔振进行了详细的分析。结果表明，两种情况下采用空沟屏障隔振均可以取得一定的隔振效果；同时，地基分层参数对空沟隔振体系的隔振效果影响显著。

关键词：三维层状地基；空沟；主动隔振；边界元；薄层法
中图分类号：P315.9　　**文献标识码**：A　　**文章编号**：1000－0844(2006)03－0210－06

3-D Analysis of Active Vibration Isolation by Open Trench in Layered Ground

GAO Guang-yun[1], PENG Zheng-guang[1], LI Wei[2], FENG Shi-jin[1]
(1. *Department of Geotechnical Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*;
2. *Shanghai Shenyuan Geotechnical Engineering Co., Ltd., Shanghai 200011, China*)

Abstract: Thin-layered method (TLM) is very efficient to study the wave propagation in layered media, and boundary element method (BEM) is very precise to solve infinite domain problems. Combining the advantages of two methods, the BEM, in which Green function is as fundamental solution of stratified half-space obtained by TLM, is used in this paper for analyzing the dynamic problems in stratified foundation. It is an efficient tool for dynamic soil-structure interaction problems. The effects of active vibration isolation by 3D open trench in rigid upper layer and soft lower layer or soft upper layer and rigid lower layer visco-elastic foundations are analyzed in detail. The results show that vibration isolation effect can be relatively good in both cases. The vibration isolation effect is greatly affected by the parameters of layered foundation.

Key words: **3-D layered ground; Open trench; Active vibration isolation; Boundary element method; Thin-layered method**

0　引言

因为工程中振动多是通过地基传播的，所以地基屏障是一种有效的隔振方式。按屏障与振源的距离可分为近场主动隔振和远场被动隔振，据屏障形式又可分为连续屏障和非连续屏障隔振[1]。

由于问题的复杂性，目前对屏障隔振分析主要采用数值方法(如边界元[1-7]、有限元[8])和试验研究[9-10]，其中大多数的研究是针对均质弹性半空间，只有少量文献分析了层状地基屏障隔振效果。实际上天然地基多为层状介质，土的参数随着深度而改变。普通的边界元方法在处理层状地基时，需要在每层交界面上进行离散，大大增加了系统的自由度和计算工作量，因此只能应用于较少土层的情况。而层状半空间的半解析格林函数则可以较好的解决这一问题，如 Banerjee 等[4]和 Leung 等[6]应用

收稿日期：2006-06-15
基金项目：国家自然科学基金重点项目(50538010)；高等学校博士学科专项科研基金(20050247030)
作者简介：高广运(1961－)，男(汉族)，安徽阜阳人，教授，博士生导师，主要从事土动力学和环境土工的研究.

半空间格林函数分析了层状半空间屏障隔振。文献[11]采用二维薄层法层状半空间基本解答作为格林函数的边界元法，对粘弹性层状地基二维空沟主动隔振进行了分析。本文基于薄层法在研究层状介质中波的传播问题的高效性，边界单元法处理无限域问题的精确性，结合两种方法的优点，建立了采用薄层法格林函数的半解析边界元法，并利用这种方法研究了三维层状半空间地基中空沟的隔振效果，进行了空沟隔振的参数分析。

1　三维地基薄层法基本解答

边界元法是利用基本解函数，即格林函数，将微分控制方程的定解问题转化为边界积分方程求解，因此寻求恰当的基本解函数是边界元法求解的关键。而通常采用的均质全空间或均质半空间解析格林函数在应用到层状半空间时，会使计算变得非常复杂。为此一些研究者致力于层状半空间格林函数的研究。由于薄层法(TLM)在研究层状半空间土与结构动力相互作用问题中，具有通用性和高效性，因此得到了广泛的应用。

薄层法是一种半解析半数值方法，即将土层划分为有限个薄层，如图 1 所示，对波动微分方程在竖向进行离散，而在其余坐标方向进行解析求解。

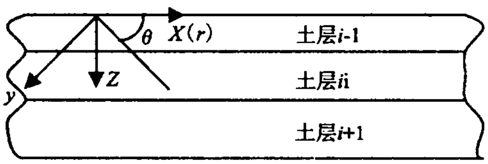


图 1　土的分层示意图

Fig. 1　Sketch of layered ground.

柱坐标系下弹性动力微分平衡方程为

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial\theta}+\dfrac{\partial\tau_{zr}}{\partial z}+\dfrac{\sigma_r-\sigma_\theta}{r}+f_r=\rho\dfrac{\partial^2u_r}{\partial t^2}\\ \dfrac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial r}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\sigma_\theta}{\partial\theta}+\dfrac{\partial\tau_{z\theta}}{\partial z}+\dfrac{2\tau_{r\theta}}{r}+f_\theta=\rho\dfrac{\partial^2u_\theta}{\partial t^2}\\ \dfrac{\partial\tau_{rz}}{\partial r}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\tau_{\theta z}}{\partial\theta}+\dfrac{\partial\sigma_z}{\partial z}+\dfrac{\tau_{rz}}{r}+f_z=\rho\dfrac{\partial^2u_z}{\partial t^2}\end{cases}\tag{1}$$

式中：σ_r、σ_θ、σ_z、$\tau_{z\theta}=\tau_{\theta z}$、$\tau_{rz}=\tau_{zr}$、$\tau_{r\theta}=\tau_{r\theta}$分别为柱坐标系正应力和剪应力分量；$u_r$、$u_\theta$、$u_z$ 分别为柱坐标系下轴向、切向和竖向位移分量；f_r、f_θ、f_z 分别为柱坐标系下轴向、切向和竖向体力分量。

柱坐标系下的几何方程为

$$\begin{cases}\varepsilon_r=\dfrac{\partial u_r}{\partial r};\ \varepsilon_\theta=\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial u_\theta}{\partial\theta}+\dfrac{u_r}{r};\\ \varepsilon_z=\dfrac{\partial u_z}{\partial z};\ \gamma_{\theta z}=\dfrac{\partial u_\theta}{\partial z}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial u_z}{\partial\theta};\\ \gamma_{rz}=\dfrac{\partial u_r}{\partial z}+\dfrac{\partial u_z}{\partial r};\ \gamma_{z\theta}=\dfrac{\partial u_\theta}{\partial r}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial u_r}{\partial\theta}-\dfrac{u_\theta}{R};\\ \varepsilon_V=\varepsilon_r+\varepsilon_\theta+\varepsilon_z\end{cases}\tag{2}$$

式中：ε_r、ε_θ、ε_z、$\gamma_{\theta z}$、γ_{rz}、$\gamma_{z\theta}$、ε_V 分别为柱坐标系下相应的正应变、剪应变和体积应变分量。各向同性均质弹性介质的本构关系(即虎克定律)为

$$\begin{cases}\sigma_r=\lambda\varepsilon_V=2\mu\varepsilon_r\\ \sigma_\theta=\lambda\varepsilon_V=2\mu\varepsilon_\theta\\ \sigma_z=\lambda\varepsilon_V=2\mu\varepsilon_z\\ \tau_{\theta z}=\mu\gamma_{\theta z}\\ \tau_{\theta r}=\mu\gamma_{\theta r}\\ \tau_{r\theta}=\mu\gamma_{r\theta}\end{cases}\tag{3}$$

其中：λ 和 μ 为拉梅常数。

将式(2)和式(3)代入式(1)，就可以得到 Navier—Cauchy 方程：

$$\begin{cases}\mu\left[\nabla^2u_r-\dfrac{1}{r}\left(2\dfrac{\partial u_\theta}{r\partial\theta}+\dfrac{u_r}{r}\right)\right]+(\lambda+\mu)\dfrac{\partial\varepsilon_V}{\partial r}+f_r=\rho\dfrac{\partial^2u_r}{\partial t^2}\\ \mu\left[\nabla^2u_\theta-\dfrac{1}{r}\left(\dfrac{u_\theta}{r}-2\dfrac{\partial u_r}{r\partial\theta}\right)\right]+(\lambda+\mu)\dfrac{\partial\varepsilon_V}{r\partial\theta}+f_\theta=\rho\dfrac{\partial^2u_\theta}{\partial t^2}\\ \mu\nabla^2u_z+(\lambda+\mu)\dfrac{\partial\varepsilon_V}{\partial z}+f_z=\rho\dfrac{\partial^2u_z}{\partial t^2}\end{cases}\tag{4}$$

式中 $\nabla^2=\dfrac{\partial^2}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}+\dfrac{1}{r^2}\dfrac{\partial^2}{\partial\theta^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$。考虑水平面上的应力，并设 $\boldsymbol{T}=\{\tau_{rz},\tau_{\theta z},\sigma_z\}^T$。

对竖向坐标 z 进行有限元离散，将半空间地基离散为 n_s 个水平薄层，对层内位移采用线形插值。则第 i 层内土体位移 u_r、u_θ、u_z 为

$$\begin{cases}\mu_r=\mathbf{N}\mathbf{u}_{ri}\\ \mu_\theta=\mathbf{N}\mathbf{u}_{\theta i}\\ \mu_z=\mathbf{N}\mathbf{u}_{zi}\end{cases}\tag{5}$$

式中：$\mathbf{u}_{ri}=\{u_{ri},u_{r(i+1)}\}^T$、$\mathbf{u}_{\theta i}=\{u_{\theta i},u_{\theta(i+1)}\}^T$、$\mathbf{u}_{zi}=\{u_{zi},u_{z(i+1)}\}^T$ 分别为第 i 薄层土相应的结点位移矢量；$\mathbf{N}=[1-\xi,\xi]$为插值函数；ξ 为广义坐标，对于第 i 层土，当 $z_i\leqslant z\leqslant z_{i+1}$ 时，$\xi=\dfrac{z-z_i}{z_{i+1}-z_i}$。

对于任意第 i 层土，我们可以给出一组合理的位移 $\delta\mathbf{u}^*$，即 $\delta\mathbf{u}^*=\{\delta u_r^*,\delta u_\theta^*,\delta u_z^*\}^T$，使其满足第 i 层土体的动力位移微分平衡方程式(4)。按照加权余量法，选取位移插值函数 $\boldsymbol{N}$ 作为试探函数，对 $\delta\mathbf{u}^*$ 进行离散，将离散的位移 $\mathbf{u}$ 代入第 i 层的位移微

分平衡方程式(4)和边界条件式,可得相应的残余应力,并考虑取这些残余应力在可能的位移 δu^* 上所做的功在整个区域内加权为零,并考虑到 δu^* 为一组任意合理的位移,经过化简可得下式:

$$\sum_{i=1}^{n_s}\left\{\int_{V_i}\begin{bmatrix}\mu\left[\nabla^2 u_r-\frac{1}{r}(2\frac{\partial u_\theta}{r\partial\theta}+\frac{u_r}{r}\right]+(\lambda+\mu)\frac{\partial\varepsilon_V}{\partial r}+f_r-\rho\frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}\\ \mu\left[\nabla^2 u_\theta-\frac{1}{r}(\frac{\partial u_\theta}{r}-2\frac{\partial u_r}{r\partial\theta}\right]+(\lambda+\mu)\frac{\partial\varepsilon_V}{r\partial\theta}+f_\theta-\rho\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial t^2}\\ \mu\nabla^2 u_z+(\lambda+\mu)\frac{\partial\varepsilon_V}{\partial z}+f_z-\rho\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}\end{bmatrix}dV+\int_{\Omega_i}\boldsymbol{N}^T\boldsymbol{I}\boldsymbol{F}_{si}\,d\Omega+\int_{\Omega_i}\boldsymbol{N}^T\boldsymbol{I}\begin{bmatrix}\mu\frac{\partial u_r}{\partial z}+\mu\frac{\partial u_z}{\partial r}\\ \mu\frac{\partial u_\theta}{\partial z}+\mu\frac{1}{r}\frac{\partial u_z}{\partial\theta}\\ \lambda\varepsilon_V+2\mu\frac{\partial u_z}{\partial z}\end{bmatrix}d\Omega\right\}=0 \tag{6}$$

式中:V_i、Ω_i 分别为第 i 层土体的体积域和边界域;$\boldsymbol{F}_{si}$ 为第 i 层土体的面力;$\boldsymbol{I}$ 为 3×3 阶单位矩阵。

然后对式(6)沿切向坐标 θ 进行 Fourier 级数分解,并只考虑其中第任意 m 项,可得新的表达式;对新的表达式第一、二行分别相加和相减,形成新的方程组;并对此方程组的第一、二、三行分别沿轴向坐标 r 进行 $m-1$、$m+1$ 和 m 阶 Hankel 变换,并进行式(8)所示的变量代换,可以形成新的方程组为

$$\sum_{i=1}^{n_s}\left\{\int_{V_i}\begin{bmatrix}\mu\left[-K^2\bar{u}_m^1+\frac{\partial^2\bar{u}_m^1}{\partial z^2}\right]+\bar{f}_m^1-\rho\frac{\partial^2\bar{u}1_m}{\partial t^2}\\ \mu\left[-K^2\bar{u}_m^2+\frac{\partial^2\bar{u}_m^2}{\partial z^2}\right]-k^2(\lambda+\mu)\bar{u}_m^2+k(\lambda+\mu)\frac{\partial\bar{u}_{zm}}{\partial z}+\bar{f}_m^2-\rho\frac{\partial^2\bar{u}_m^2}{\partial t^2}\\ \mu\left[-K^2\bar{u}_{zm}+\frac{\partial^2\bar{u}_{zm}}{\partial z^2}\right]-k(\lambda+\mu)\frac{\partial\bar{u}_m^2}{\partial z}+(\lambda+\mu)\frac{\partial^2\bar{u}_{zm}}{\partial z}+\bar{f}_{zm}-\rho\frac{\partial^2\bar{u}_{zm}}{\partial t^2}\end{bmatrix}dV\right.$$

$$\left.+\int_{\Omega_i}\boldsymbol{N}^T\boldsymbol{I}\boldsymbol{F}_{smi}\,d\Omega+\int_{\Omega_i}\boldsymbol{N}^T\boldsymbol{I}\begin{bmatrix}\mu\frac{\partial\bar{u}_m^1}{\partial z}\\ \mu\frac{\partial\bar{u}_m^2}{\partial z}+\mu k\bar{u}_{zm}\\ -\lambda k\bar{u}_m^2+(\lambda+2\mu)\frac{\partial^2\bar{u}_{zm}}{\partial z}\end{bmatrix}d\Omega\right\}=0 \tag{7}$$

上式中相应的变量代换为

$$\bar{u}_m^1=\frac{1}{2}\int_0^\infty(u_{rm}+u_{\theta m})rJ_{n-1}(kr)dr+\frac{1}{2}\int_0^\infty(u_{rm}+u_{\theta m})rJ_{n+1}(kr)dr \tag{8a}$$

$$\bar{u}_m^1=\frac{1}{2}\int_0^\infty(u_{rm}+u_{\theta m})rJ_{n-1}(kr)dr-\frac{1}{2}\int_0^\infty(u_{rm}+u_{\theta m})rJ_{n+1}(kr)dr \tag{8b}$$

$$\bar{f}_m^1=\frac{1}{2}\int_0^\infty(f_{rm}+f_{\theta m})rJ_{n-1}(kr)dr+\frac{1}{2}\int_0^\infty(f_{rm}-f_{\theta m})rJ_{n+1}(kr)dr \tag{8c}$$

$$\bar{f}_m^1=\frac{1}{2}\int_0^\infty(f_{rm}+f_{\theta m})rJ_{n-1}(kr)dr-\frac{1}{2}\int_0^\infty(f_{rm}-f_{\theta m})rJ_{n+1}(kr)dr \tag{8d}$$

式中:u_{rm}、$u_{\theta m}$、u_{zm}、分别为 u_r、u_θ、u_z 的第 m 阶 Fourier 级数的系数;ε_{Vm} 为体积应变的第 m 阶 Fourier 级数的系数;f_{rm}、$f_{\theta m}$、f_{zm} 分别为 f_r、f_θ、f_z 的第 m 阶 Fourier 级数的系数;F_{smi} 为相应层表面面力的第 m 阶 Fourier 级数的系数;$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}-\frac{m^2}{r^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$。

相应的 Hankel 变换和反变换为

$$\bar{f}_m(k)=\int_0^\infty f(r)rJ_m(kr)dr \tag{9a}$$

$$f(r)=\int_0^\infty\bar{f}_m(k)rJ_m(kr)dk \tag{9b}$$

式中:$\bar{f}_m(k)$ 称为 $f(r)$ 的 m 阶 Hankel 变换;$J_m(kr)$为第一类 m 阶 Bessel 函数;k 为与坐标 r 相应当波数。

考虑简谐振动($e^{-i\omega t}$),对位移 $\bar{u}$ 在每一层内进行如式(5)所示的线形插值,并代入到式(7)中,对竖向坐标 z 进行积分,整理后可得

$$\bar{\boldsymbol{P}}_m=\boldsymbol{K}\bar{\boldsymbol{U}}_m \tag{10}$$

通过对式(10)进行特征值问题的求解,可求得层状介质中频域波数域力和位移的关系式。对于给

定的力 $\boldsymbol{P}$ 先进行切向坐标的 Fourier 分解,然后进行轴向坐标 r 的 Hankel 变换,即可求出频域波数域内的位移表达式,然后对此位移表达式进行 Hankel 逆变换和 Fourier 综合,即可求得频域笛卡儿坐标系内的位移表达式。

由于对竖向坐标 z 进行有限元离散,仅能将半空间离散为一定深度的有限个薄层,若这些薄层的总深度较小,则会产生较大的误差。旁轴近似是 Kausel 和 Seal[13-14] 为了解决薄层法模拟半空间的难题而提出的一种精度较高的措施,但仅给出了适用于柱坐标系的底层半空间的旁轴近似解答。本文结合前面的推导,求出适合于切向坐标 Fourier 级数分解后,相应于第 m 个 Fourier 级数(即场量随切向坐标按 $\sin(m\theta)$ 或 $\cos(m\theta)$ 变化的情形)的通用旁轴近似解答。

考虑作用于薄层第 j 个结点上的水平盘状荷载 P_{1j},该荷载可表达为

$$P_{1j}=\begin{cases}\dfrac{q_1\delta(z-z_j)}{\pi R^2} & 0\leq r\leq R\\ 0 & r>R\end{cases}\tag{11}$$

式中:$\delta(x)$ 为 Dirac 函数;R 为盘状荷载作用半径;q_1 为单位荷载。

荷载 P_{1j} 进行 Fourier 级数分解,进行如式(8c)和式(8d)所示的变量代换,然后可得频域波数域内的位移,并对此位移进行如式(8a)、(8b)和(9b)相应的变量代换和 Hankel 逆变换,就可得到水平盘状荷载作用下层状介质柱坐标系下的结点位移场表达式。若考虑荷载作用半径 $R\to 0$,则可得水平点荷载作用时场地介质的结点位移场表达式。

对于作用于 j 结点上的竖向荷载,采用与水平荷载相同的处理方法,可以得到其位移场。

将水平点荷载和竖向点荷载作用时场地介质的结点位移场代入式(5)、几何方程式(2)和本构方程式(3),则可以求得层状地基内任意一点的位移和相应的应力。

从上述推导过程中可以发现:柱坐标系下的薄层法本身就需要依次将各个薄层的介质参数代入生成刚度矩阵进行计算,对于层状地基,只需将各层的介质参数代入对应的薄层刚度矩阵中,不需要额外的步骤,不会增加计算工作量。因此薄层法特别适用于层状地基土与结构动力相互作用的计算。

2　三维半解析边界元法的验证

在得到三维层状半空间位移和力的基本解后,利用频域内的动力边界元积分方程及离散的频域内的动力 Somigliana 公式,即可求得域内任意点的位移,具体可参见文献[11-12]。

为了验证本文算法的正确性,本文选取 Lamb 问题进行对比分析。Lamb 于 1904 年首先对半空间表面和内部波源产生的地面波动问题进行了系统深入的研究[15]。后来,王贻荪[16]利用突加力问题的闭合解求得了 Lamb 问题的解答,避免了对难以计算的积分形式解的求积。针对 Lamb 问题,运用本文的算法与王贻荪的解答进行了对比,如图 2 示,可以发现两者的计算非常接近。

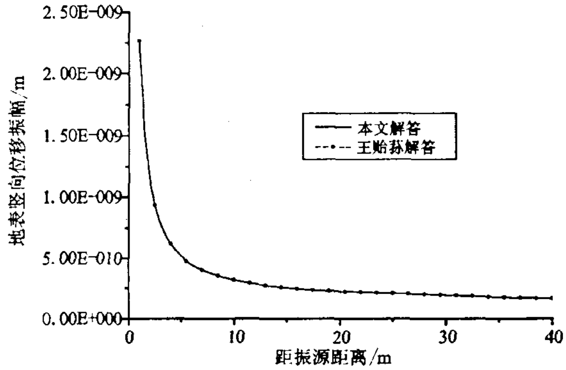


图 2　SH 荷载激振地表位移解答对比

Fig. 2　Contrast solutions of ground displacement under SH load.

3　三维层状地基空沟主动隔振数值分析

表 1　地基土的物理力学参数

土层	密度 /(kg·m^{-3})	剪切模量 /MPa	泊松比	S 波波速 /(m·s^{-1})	波波长 /m
A	1 800	53.0	0.33	160	10.0
B	2 000	120.0	0.49	233	14.6
C	1 522	20.5	0.44	110	6.9

采用本文建立的采用薄层法格林函数的半解析边界元法,对图 3 所示的空沟主动隔振进行数值分析。分层土的计算参数见表 1。场地一:由位于表层的厚为 h 的 A 类土和 B 类土均质半空间构成的上软下硬的双层地基模型;场地二:由表层的厚为 h 的 A 类土和 C 类土均质半空间构成的上硬下软的双层地基模型。基础考虑为无质量的刚性基础,其直径设为 $b=2.0$ m;激振方式为竖向简谐激振,振动频率 $f=40$ Hz。采用表层土的 S 波波长 L_S($L_S=4$ m)对各种长度尺寸归一化:空沟的归一化深度为 $L=l/L_S$;表土层的归一化厚度为 $H_1=h_1/L_{S1}$。并选取 $w=0.5$ m。设各分层地基的粘滞阻尼比均

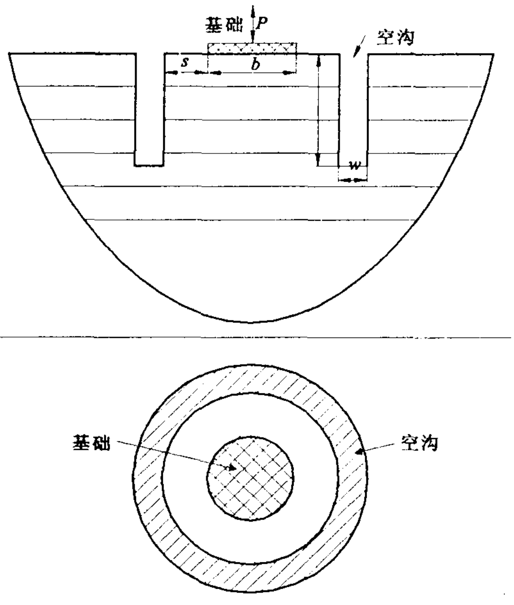


图 3 三维空沟主动隔振分析模型

Fig. 3 Model of active isolation by 3D open trench.

为 $\xi_S=0.05$。

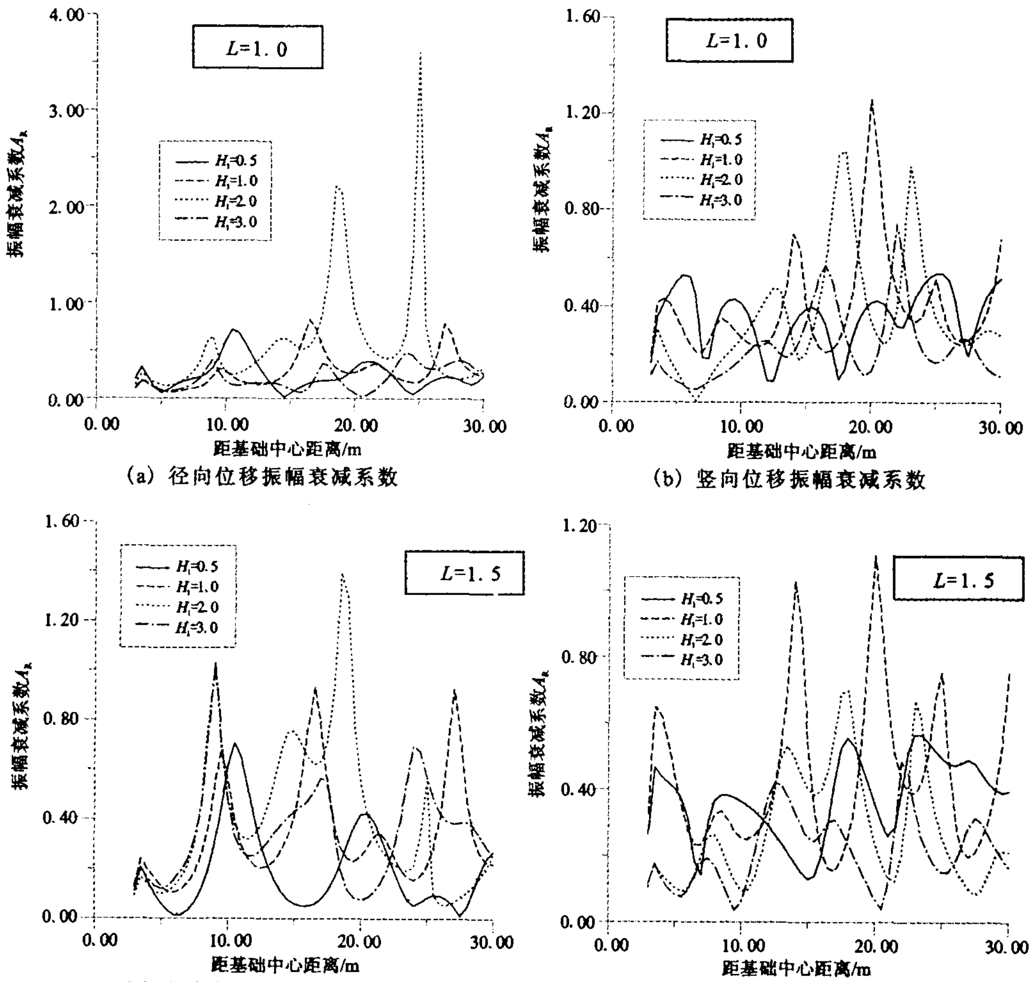
3.1 上软下硬层状半空间空沟主动隔振分析

图 4 表示场地一当沟深 $L=1.0$、1.5 和归一化表土层厚度 H_1 变化时，地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数 A_R 随距离变化的曲线。由图可知，对上软下硬地基不同表层土厚度，采用空沟屏障隔振均可以取得一定的隔振效果。且当表土层厚度变化时，采用相同沟深的空沟隔振，其隔振效果相差很大，变化复杂。虽缺乏规律性，但对径向位移分量，$H_1=0.5$ 时隔振效果较好；对竖向位移分量，$H_1=3.0$ 时隔振效果较好。图中 A_R 为

$$A_R=\text{设置空沟后屏蔽区内的径向或竖向振幅}/\text{无空沟时屏蔽区内的径向或竖向振幅} \tag{12}$$

3.2 上硬下软层状半空间空沟主动隔振分析

图 5 表示场地二当沟深 $L=1.0$、1.5 和归一化表土层厚度 H_1 变化时，地表径向位移和竖向位移振



(a) 径向位移振幅衰减系数 (b) 竖向位移振幅衰减系数

(c) 径向位移振幅衰减系数 (d) 竖向位移振幅衰减系数

图 4 场地一的位移振幅衰减系数 A_R 随距离变化

Fig. 4 Graphs of A_R (amplitude attenuation ratio) variation along distance (case 1).

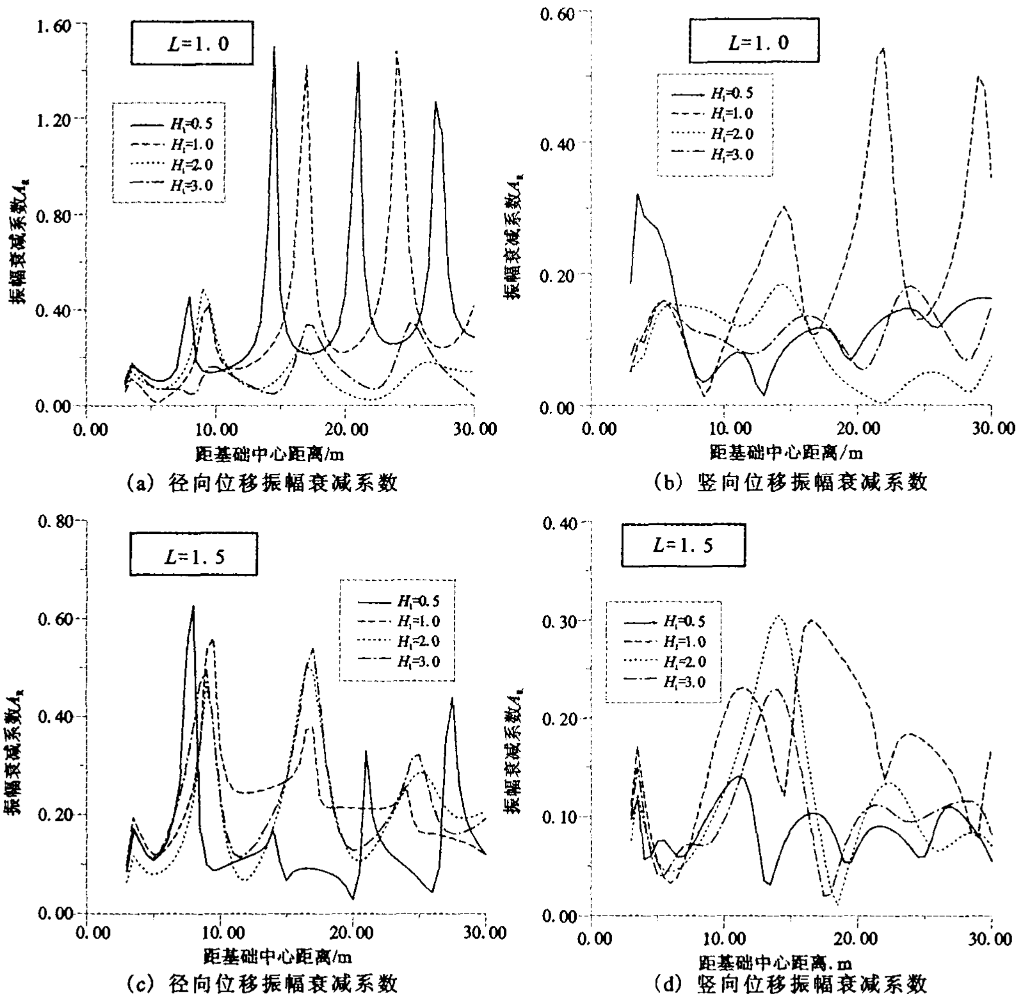


图 5　场地二的位移振幅衰减系数 A_R 随距离变化

Fig. 5　Graphs of A_R variation along distance in case 2.

幅衰减系数 A_R 随距离变化的曲线。由图可知，对于上硬下软层状地基不同表土层厚度，采用空沟屏障隔振可获得较理想的隔振效果，较上软下硬层状地基好。对于本算例，当选取相同的沟深、不同表土层厚度时，空沟隔振的隔振效果变化也较复杂，虽缺乏规律性，但对竖向位移分量，$H_t=0.5$ 时隔振效果较好。这表明，两种情况下地基分层参数对空沟隔振体系的隔振效果影响都显著，应在隔振设计实践中予以充分重视，有针对性的进行分析。

4　结论

(1) 三维薄层法半空间格林函数边界元法是分析三维屏障隔振问题的一种有效数值分析手段，由于采用了薄层法层状半空间的格林函数，在求解成层状地基中的屏障隔振问题时，只需在土与结构交界面进行离散，即可模拟任意分层地基，并可大大缩短计算时间，提高了计算效率。

(2) 不论是上软下硬层状地基还是上硬下软地基，采用空沟屏障隔振均可取得一定的隔振效果，且上硬下软层状地基采用空沟隔振效果较上软下硬地基好。

(3) 层状地基空沟近场主动隔振，受地基分层和表土层厚变化影响较大，实践中应根据工程的具体情况进行分析，确定合理的屏障设计参数，才能得到理想的隔振效果。

(下转 220 页)

无损检测,2003,**25**(4):201—203.

[9] 周琦,刘方军,李志军,等.超声相控阵成像技术与应用[J].兵器材料科学与工程.2002,**25**(3):34—37.

[10] 吕秀品,冯克成,刘伟奇.光学相控阵扫描的理论研究[J].长春理工大学学报,2002,**25**(2):47—49.

[11] 堤坝管涌探测技术获突破——武大研制成双频多普勒相控阵地质雷达[N].光明日报,2001-04-11.

[12] 施京,陈淑珍,邹炼,等.时频方法在分析相控阵探地雷达正演数据中的应用[J].武汉大学学报(理学版),2003,**49**(5):645—648.

[13] 赵云峰,陈淑珍,肖柏勋.相控阵探地雷达数据的叠加速度分析[J].武汉大学学报(理学版),2004,**50**(1):123—126.

[14] 孙骏,陈淑珍,邹炼. Wigner高阶矩谱在分析相控阵探地雷达数据中的应用[J].武汉大学学报(理学版),2004,**50**(5):637—640.

[15] Ristow D, Ruhl T. Fourier Finite-difference Migration[J]. Geophysics,1994,**59**(12):1 882—1 893.

(上接215页)

[参考文献]

[1] 高广运. 非连续屏障地面隔振理论与应用[D]. 杭州:浙江大学,1998.

[2] Emad K, Manolis G D. Shallow trenches and propagation of surface waves[J]. J. Eng. Mech. ,1985,**111**(2): 279—82.

[3] Beskos D E, Dasgupta B, Vardoulakis I G. Vibration isolation using open or filled trenches[J]. Comput. Mech. ,1986, (1): 43—63.

[4] Banerjee P K, Ahmad S, Chen K. Advanced application of BEM to wave barriers in multi-layered three-dimensional soil media[J]. Earthquake Eng. Struct. Dyn. , 1988,**16**: 1041—60.

[5] Ahmad S, Al-Hussaini T M. Simplified design for vibration screening by open and in-filled trenches[J]. J. Geotech. Engng. Div. , ASCE 1991,**117**(1): 67—88.

[6] Leung K L, Beskos D E, Vardoulakis I G. Vibration isolation using open or filled trenches[J]. Comput. Mech. ,1990,(7): 137—48.

[7] Klein R, Antes H, Le Houe'dec D. Efficient 3D modelling of vibration isolation by open trenches[J]. Comput. Struct. , 1997,**64**: 809—17.

[8] May T W, Bolt B A. The effectiveness of trenches in reducing seismic motion[J]. Earthquake Eng. Struct. Dyn. , 1982,**10**: 195—210.

[9] Woods R D. Screening of surface waves in soils[J]. J. Soil Mech. Found. Div. , ASCE. 1968, **94**(4): 951—79.

[10] Liao S, Sangrey D A. Use of piles as isolation barriers[J]. J. Geotech. Eng. Div, ASCE 1978; **104**(GT9): 1139—52.

[11] 李伟,高广运. 二维层状地基空沟主动隔振分析[J]. 地下空间,2004,**24**(3): 391—395.

[12] 稽醒,臧跃龙,程玉民. 边界元法进展及通用程序[M]. 上海:同济大学出版社,1997.

[13] Kausel E, Seal S H. Static loads in layered half-spaces[J]. J. App. Mech. , ASME, 1987, **54**(2): 403—408.

[14] Seal S H, Kausel E. Dynamic and static impedances of cross-anisotropic halfspaces[J]. Soil Dyn. Earthquake Eng. ,1990, **8**(4):.

[15] Lamb H. On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid[J]. Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A. , 1904, **203**: 1—42.

[16] 王贻荪. 地面波动分析若干问题[J]. 建筑结构学报,1982,**3**(2):56—67.