

三维层状地基竖向激振波阻板主动隔振分析

高广运¹, 冯世进¹, 李伟², 郑建国³

(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 200011; 3. 中国联合工程公司, 浙江 杭州 310022)

摘要: 为了研究三维层状地基中波阻板的隔振效果, 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, 提出三维层状地基薄层法基本解答, 利用薄层法格林函数建立半解析边界单元法, 分别对上软下硬和上硬下软两种三维层状半空间地基中波阻板的隔振效果进行分析。研究表明: 增加波阻板的厚度、提高波阻板的弹性模量可以显著提高隔振效果, 分层土体厚度和土性参数对于径向和竖向的位移振幅衰减系数有较大影响。

关键词: 薄层法; 边界元; 三维层状地基; 波阻板; 隔振

中图分类号: P315.966

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2007)04-0471-06

作者简介: 高广运(1961-), 男, 安徽阜阳人, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事土动力学和环境土工方面的研究。

E-mail: gaoguangyun@263.net。

3D analysis of active vibration isolation with wave impeding block in layered ground under vertical loading

GAO Guang-yun¹, FENG Shi-jin¹, LI Wei², ZHENG Jian-guo³

(1. Department of Geotechnical Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China; 2. Shanghai Shenyuan Geotechnical Engineering Co., Ltd., Shanghai 200011, China; 3. China United Engineering Corporation, Hangzhou 310022, China)

Abstract: Thin-layered method (TLM) is very efficient to study the wave propagation in layered ground, and boundary element method (BEM) is very precise to solve infinite domain problems. Combining the advantages of the above two methods, 3D semi-analytical BEM model based on TLM was presented with the Green function as fundamental solution of stratified half-space. The effectiveness of active vibration isolation with 3D wave impeding block (WIB) in the upper stiff-layer and lower soft-layer was analyzed in detail. It was shown that the increase of thickness and modulus of WIB could increase effectiveness of isolation of ground vibration. It was found that the properties and thickness of layered soils significantly affected the screening effectiveness of ground vibration in radial and vertical directions.

Key words: thin-layered method; boundary element method; 3D layered ground; wave impeding block; ground vibration isolation

0 引言

目前, 对于中低频振动污染的治理, 一种可供选择的隔振屏障是在振源或被保护结构下一定深度内埋置弹性板进行隔振, 这是由于基岩上单一土层的振动存在截止频率, 当表面作用荷载的频率低于这个截止频率时, 土层中没有波的传播, 即辐射阻尼接近于零; 仅当激振频率大于截止频率时, 土层中才会出现波的传播现象。因此, 根据土层中波的传播存在截止频率这个现象, Schmid et al 建议人工设置一个类似的硬夹层, 以形成一个有限尺寸的人工基岩来进行隔振, 并将这个人工基岩称为波阻板(简称为 WIB)^[1]。

对于波阻板屏障隔振, 近年来国内外一些学者进

行了研究, Schmid et al 采用二维频域边界元法对波阻板主动隔振和被动隔振进行了分析, 指出增加波阻板的刚度, 可以改善隔振效果^[1]; Takemiya 和 Fujiwara 则采用二维时域边界元法分析了波阻板在瞬态激励下的隔振效果^[2]; Kaynia et al 研究了高速铁路产生的振动, 并分析了在道碴中或道碴下埋置刚性板(可认为是波阻板)的隔振效果^[3]。Peplow et al 采用边界积分方程法研究了二维双层地基波阻板的主动隔振效果^[4]。虽然边界积分方程法能够解决半无限介质的振动

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50538010, 50678128); 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20050247030)

收稿日期: 2006-02-23

问题,但因层状介质没有通用的格林函数,不适合解决多层地基的隔振问题,高广运和李伟提出薄层法层状半空间基本解答作为格林函数的边界元法,研究二维层状地基波阻板主动隔振效果^[5]。目前,对波阻板隔振的研究多集中于二维地基,在实际工程中一般要考虑波阻板的三维效应,但仅有少量的文献对三维均质土层问题进行了分析,尚需对复杂土层条件下 WIB 隔振体系及其参数进行详细分析。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,建立了三维层状地基薄层法格林函数的半解析边界元法,据此研究了三维层状地基中 WIB 体系的主动隔振,并进行了 WIB 隔振体系的参数分析。

1 三维层状地基薄层法基本解答

寻求恰当的基本解函数是边界元法求解的关键,在土与结构动力相互作用问题的研究中,通常是采用全空间或均质半空间的解析格林函数,但这种格林函数应用到层状半空间时,会导致系统的自由度急剧增大。而薄层法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,因此可利用薄层法格林函数,建立半解析边界单元法来研究层状半空间土与结构动力相互作用的问题^[6]。

薄层法属于一种半解析半数值方法,即对波动微分方程在竖向进行与有限单元法类似的离散,将土层划分为有限个薄层,如图 1 所示,而在其余坐标方向进行解析求解。

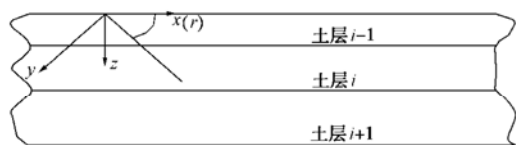


图 1 土的分层示意图

Fig. 1 Layered ground

这里分析三维地基薄层法基本解答,首先给出柱坐标系下弹性动力学基本方程。柱坐标系下弹性介质动力微分平衡方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + f_r = \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{z\theta}}{\partial z} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} + f_\theta = \rho \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} + f_z = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z, \tau_{z\theta} = \tau_{\theta z}, \tau_{rz} = \tau_{zr}, \tau_{r\theta} = \tau_{\theta r}$ 分别为柱坐标系下正应力和剪应力分量; u_r, u_θ, 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。

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}; & \varepsilon_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r}; \\ \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}; & \gamma_{\theta z} = \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta}; \\ \gamma_{rz} = \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}; & \gamma_{r\theta} = \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r}; \\ \varepsilon_V = \varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z. \end{cases} \quad (2)$$

式中 $\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z, \gamma_{\theta z}, \gamma_{rz}, \gamma_{r\theta}, \varepsilon_V$ 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

$$\begin{cases} \sigma_r = \lambda \varepsilon_V + 2\mu \varepsilon_r, \\ \sigma_\theta = \lambda \varepsilon_V + 2\mu \varepsilon_\theta, \\ \sigma_z = \lambda \varepsilon_V + 2\mu \varepsilon_z, \\ \tau_{\theta z} = \mu \gamma_{\theta z}, \\ \tau_{rz} = \mu \gamma_{rz}, \\ \tau_{r\theta} = \mu \gamma_{r\theta}. \end{cases} \quad (3)$$

式(3)中 λ 和 μ 为拉梅常数。将式(2)和式(3)代入到式(1),就可以得到 Navier-Cauchy 方程

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

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

下面首先对竖向坐标 z 进行有限元离散,将半空间地基离散为 n_s 个水平薄层。当每一层的厚度较小时,对于该层内的位移就可以采用各种插值技术来模拟。本文对层内位移均采用线形插值。第 i 层内土体位移 u_r, u_θ, u_z 为

$$\begin{cases} u_r = \mathbf{N} \mathbf{u}_{ri}, \\ u_\theta = \mathbf{N} \mathbf{u}_{\theta i}, \\ u_z = \mathbf{N} \mathbf{u}_{zi}, \end{cases} \quad (5)$$

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。

对于任意第 i 层土,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 $\mathbf{N}$ 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, 考虑取这些残余应力在可能的位移 $\delta \mathbf{u}^*$ 上所做的功在整个区域内加权为零, 并考虑到 $\delta \mathbf{u}^*$ 为一组任意合理的位移, 经过化简可得下式

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

式中 V_i , Ω_i 分别为第 i 层土体的体积域和边界域; $\mathbf{F}_{si}$ 为第 i 层土体的面力; $\mathbf{I}$ 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, 并进行变量代换, 可以形成新的方程组。考虑简谐振动 ($e^{-i\omega t}$), 对位移 $\bar{\mathbf{u}}$ 在每一层内进行如式(5)所示的线形插值, 并代入到上面新的方程组, 对竖向坐标 z 进行积分, 整理后可得

$$\bar{\mathbf{P}}_m = \mathbf{K} \bar{\mathbf{U}}_m. \quad (7)$$

通过对式(7)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 $\mathbf{P}$ 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。虽然随着离散深度的增加, 其解答也逐渐趋近于半空间解答, 但会使离散的结点数量急剧增多, 计算时间急剧增加。为了提高计算精度, 且采用较少数量的离散结点, 需要采取某些方法模拟底层半空间。可以采取的措施包括, 增加计算深度、在底层结点处引入弹簧或阻尼器或采用旁轴近似。其中, 旁轴近似是 Kausel 和 Seal^[6]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。旁轴近似是通过均质半空间(或半平面)波

数域内的刚度矩阵进行二阶 Taylor 级数展开, 得到适合于薄层法的底层半空间的近似解答, 但 Kausel 和 Seal^[6]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。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。

2 三维半解析边界元法及其验证

将薄层法位移基本表达式和相应的面力基本表达式代入离散的边界积分方程组, 可得到半解析边界元法的位移影响系数矩阵和面力影响系数矩阵。在分析波阻板与土体动力相互作用时, 可分别按上述方法, 对波阻板和土体分别获得离散积分方程组, 代入已知的位移边界条件、面力边界条件以及交界面上的位移连续条件和面力协调条件, 即可获得关于未知的边界结点的位移和面力的线性方程组, 求解该方程组即可得到未知边界结点的位移值和面力值。随后, 即可利用边界单元的位移插值函数和面力插值函数获得边界上各点的位移和面力; 或代入 Somigliana 恒等式、几何方程、本构关系, 即可确定体积域内的任意一点的位移和应力^[7]。

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的研究^[8]。王贻荪利用极易计算的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^[9]。针对 Lamb 问题, 运用本文的算法与王贻荪的解答进行了对比(见图2), 计算结果比较接近, 可以验证本文的算法是正确的。

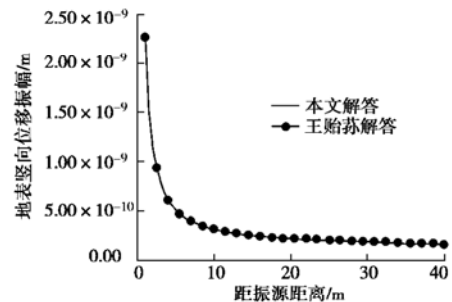


图2 SH 荷载激振地表位移解答对比

Fig. 2 The contrast of solutions for ground displacement under SH loading

3 三维层状地基竖向激振 WIB 主动隔振分析

利用上文的推导结果,可以对三维任意层地基中波阻板的隔振效果进行分析,下面针对上软下硬和上硬下软两种层状半空间模型,详细分析 WIB 参数和层状地基参数对隔振效果的影响。如图 3 示,分层土的计算参数见表 1。场地(一):由位于表层厚度为 h 的 A 类土和下部的 B 类土构成的上软下硬的双层地基模型;场地(二):由位于表层厚度为 h 的 A 类土和下部的 C 类土构成的上硬下软的双层地基模型。这里设基础为无质量的刚性基础,其直径设为 $b=2\text{ m}$,为简谐竖向激振,振动频率 $f=16\text{ Hz}$, WIB 的直径和厚度分别记为 w 、 t , WIB 顶面距地表的距离记为 h ,表土层的厚度记为 h_1 。采用表土层的 R 波波长 L_{R1} ($L_{R1}=10\text{ m}$)对各种长度尺寸归一化:WIB 的归一化直径和厚度分别为 $W=w/L_{R1}$, $T=t/L_{R1}$; WIB 顶面距地表的归一化埋深为 $H=h/L_{R1}$;表土层的归一化厚度为 $H_1=h_1/L_{R1}$ 。WIB 的归一化剪切模量 $M=\sqrt{G_b/G_{s1}}$,其中 G_b 、 G_{s1} 分别为 WIB 和表层土体的剪切模量;WIB 密度为 $\rho_b=2400\text{ kg/m}^3$,泊松比为 $\nu_b=0.20$ 。对于上软下硬和上硬下软两种地基模型,均取 WIB 的黏滞阻尼比为 $\xi_b=0.05$ 。

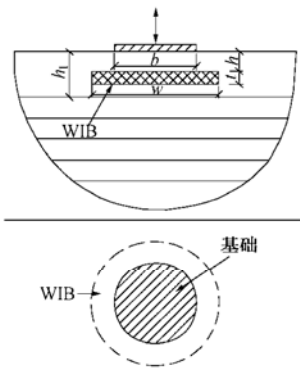


图 3 WIB 隔振示意图

Fig. 3 Model of active vibration isolation with WIB

表 1 地基土的物理力学参数

Table 1 Physical and mechanical parameters of ground soil			
土层	A	B	C
密度/(kg · m ⁻³)	1800	2000	1522
剪切模量/MPa	53.0	120.0	20.5
泊松比	0.33	0.49	0.44
黏滞阻尼比	0.05	0.05	0.05
R 波波速/(m · s ⁻¹)	160	233	110
R 波波长/m	10.0	14.6	6.9

3.1 上软下硬层状半空间 WIB 主动隔振分析

图 4 和图 5 为上软下硬层状半空间地基中,当

$H_1=1.0$, $W=1.0$, $H=0.05$, $M=12$ 及 WIB 的归一化厚度 T 变化时,地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数 A_R ^[10](即隔振效果)随距离的变化曲线。由图可知,随着 WIB 厚度的增加,地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数逐渐减小,两者随距离的变化渐趋平缓,在上软下硬层状半空间中采用 WIB 可以取得好的隔振效果。当 WIB 的无量纲厚度 $T \leq 0.2$ 时,随着 WIB 厚度的增加,其隔振效果迅速提高;当 WIB 的无量纲厚度 $T > 0.2$ 时,随着 WIB 厚度的增加,WIB 隔振体系的隔振效果虽然也在提高,但提高的幅度却迅速减小。对于层状地基,增加 WIB 厚度是提高 WIB 隔振效果最有效的措施之一。

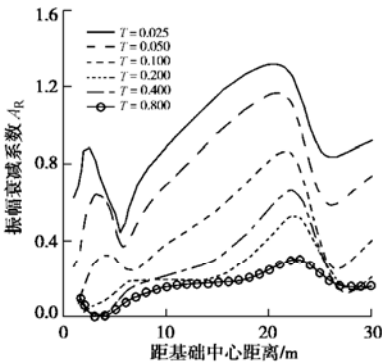


图 4 不同 WIB 厚度时场地(一)径向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 4 Variation of radial A_R along distance for various T (case 1)

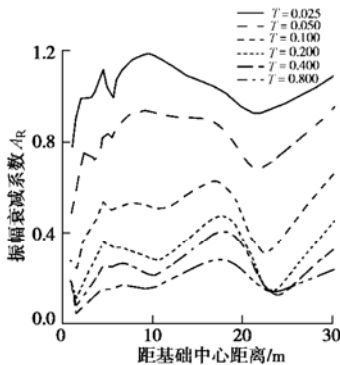


图 5 不同 WIB 厚度时场地(一)竖向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 5 Variation of vertical A_R along distance for various T (case 1)

图 6 和图 7 为上软下硬层状半空间地基中,当 $T=0.1$, $W=1.0$, $H=0.05$, $M=12$ 及表层土厚度变化时,地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数随距离的变化曲线。由图可知,对于径向位移振幅衰减系数,当距振源距离小于 15 m 时,不同表层土厚度的场地 WIB 隔振效果比较一致;当距振源距离大于 15 m 时,不同表层土厚度的场地径向位移振幅衰减系数有一定的差异,但不显著。对于竖向位移振幅衰减系数,仅在距离振源很近的地方(小于 5 m),不同表层土厚度

的场地 WIB 隔振效果比较一致, 在稍远距离处, 便产生较大的差异, 这表明层状地基的参数对于 WIB 的隔振效果有较大的影响。图中 A_R 为^[10]

$$A_R = \frac{\text{设置WIB后屏蔽区内的径向或竖向振幅}}{\text{无WIB时屏蔽区内的径向或竖向振幅}} \quad (8)$$

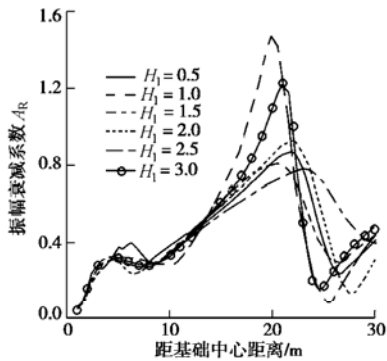


图6 不同表层土厚度时场地(一)径向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 6 Variation of radial A_R along distance for various H_1 (case 1)

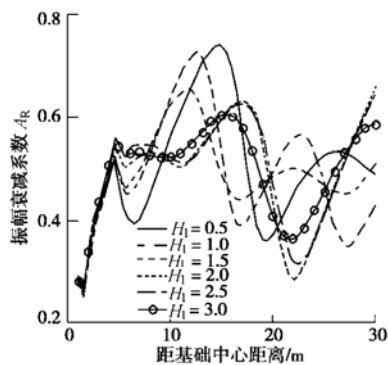


图7 不同表层土厚度时场地(一)竖向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 7 Variation of vertical A_R along distance for various H_1 (case 1)

3.2 上硬下软层状半空间 WIB 主动隔振分析

图8和图9为上硬下软层状半空间地基中, 当 $H_1=1.0$, $T=0.1$, $W=1.0$, $H=0.05$ 及 WIB 的归一化剪切模量 M 变化时, 地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数随距离的变化曲线。由图可知, 随着 WIB 剪切模量的增加, 地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数逐渐减小, 两者随距离的变化渐趋平缓。对于上硬下软地基, 采用 WIB 隔振, 也能取得理想的隔振效果。当 WIB 的无量纲剪切模量 $M \leq 24$ 时, 随着 WIB 剪切模量的增加, 其隔振效果迅速提高; 当 WIB 的无量纲剪切模量 $M > 24$ 时, 随着 WIB 剪切模量的增加, 其隔振效果的增幅迅速减小。对于层状地基, 增加 WIB 剪切模量是提高 WIB 隔振效果的有效措施之一。

图10和图11为上硬下软层状半空间地基中, 当 $T=0.1$, $W=1.0$, $H=0.05$, $M=12$ 及表层土厚度变

化时, 地表径向位移和竖向位移振幅衰减系数随距离的变化曲线。从图中可见, 当表层土无量纲厚度 $H_1=0.5$ 时, 其径向位移和竖向位移振幅衰减系数曲线差异较大; 对于其它地基条件, 振幅位移衰减系数曲线均比较接近。与图6和图7相比, 上硬下软层状半空间地基隔振效果较上软下硬层状地基稍好, 表明土层软硬及其参数的变化对 WIB 隔振效果有较大影响。

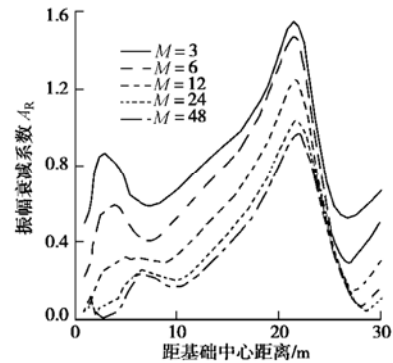


图8 不同 WIB 模量时场地(二)径向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 8 Variation of radial A_R along distance for various M (case 2)

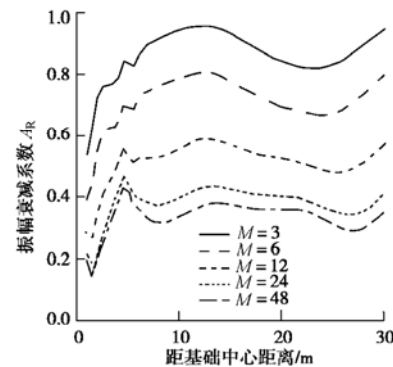


图9 不同 WIB 模量时场地(二)竖向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 9 Variation of vertical A_R along distance for various M (case 2)

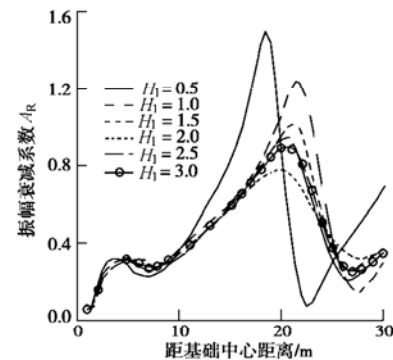


图10 不同表层土厚度时场地(二)径向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 10 Variation of radial A_R along distance for various H_1 (case 2)

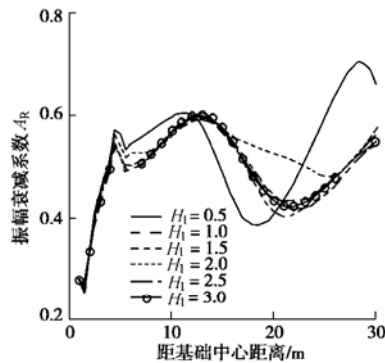


图 11 不同表层土厚度时场地(二)竖向位移振幅衰减系数随距离变化曲线

Fig. 11 Variation of vertical A_R along distance for various H_1 (case 2)

4 结 语

(1) 提出三维层状地基薄层法基本解答, 利用薄层法格林函数建立半解析边界单元法, 分析三维层状半空间地基与结构动力相互作用。在求解三维层状半空间地基中波的传播问题时, 只需在土与结构交界面进行离散, 可模拟任意多层土体, 与常规边界元法和有限元法相比, 可以大大提高计算效率, 缩减计算时间。

(2) 对竖向激振的三维层状半空间地基模型, 采用 WIB 主动隔振体系可获得理想的隔振效果, 增加波阻板的厚度和剪切模量可以显著提高 WIB 的隔振效果。

(3) 土层参数的变化对 WIB 的隔振效果有显著的影响, 层状地基表层土厚对隔振效果的影响大, 变化复杂, 但上硬下软层状地基的隔振效果比上软下硬地基稍好。

参考文献:

[1] SCHMID G, CHOUW N, LE R. Shielding of structures from soil vibrations[C]//Proceedings of Soil Dynamics and Earthquake Engineering: V. Computational Mechanics Publi-

cations, USA, 1992, 651 - 662.

- [2] TAKEMIYA H, FUJIWARA A. Wave propagation/impediment in a stratum and wave impeding block (WIB) measured for SSI response reduction[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 1994, **13**(1): 49 - 61.
- [3] KAYNIA M A, MADSHUS C, ZACKRISSON P. Ground vibration from high-speed trains: prediction and countermeasure[J]. Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering, 2000, **126**(6): 531 - 537.
- [4] PEPLOW A T, JONES C J C, PETYT M. Surface vibration propagation over a layered elastic half-space with an inclusion[J]. Applied Acoustics, 1999, **56**(4): 283 - 296.
- [5] 高广运, 李 伟. 二维地基波阻板隔振分析[J]. 地震工程与工程振动, 2005, **25**(2): 130 - 135. (GAO Guang-yun, LI Wei. 2-D analysis of ground vibration isolation using wave impeding block[J]. Earthquake Engineering and Engineering Vibration, 2005, **25**(2): 130 - 135. (in Chinese))
- [6] KAUSEL E, SEAL S H. Static loads in layered halfspaces[J]. Journal of Applied Mechanics, 1987, **54**(2): 403 - 408.
- [7] 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. (JI Xing, ZANG Yue-long, CHENG Yu-min. Progress and general program of boundary element method[M]. Shanghai: Tongji University Press, 1997. (in Chinese))
- [8] 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.
- [9] 王贻荪. 地面波动分析若干问题[J]. 建筑结构学报, 1982, **4**(2): 56 - 67. (WANG Yi-sun. Some issues about analysis of ground surface wave-motion[J]. Journal of Building Structures, 1982, **4**(2): 56 - 67. (in Chinese))
- [10] WOODS R D, BARNET N E, SANGESSER R H. A new tool for soil dynamics[J]. Journal of Geotechnical Engineering, 1974, **100**(11): 1231 - 1247.