

层状地基对表载及体力的响应*

潘 尔 年

【提要】 多层地基的静态或动态响应问题，一直受到工程界很大的关注。本文利用特殊向量函数系的正交分解特点及文中给出的推广到非齐次问题的传播矩阵法的优越性，分别推导出了对静态及动态问题适应的表面位移及应力向量；而内部任一层内的位移及“面”应力向量可由简单的矩阵相乘得到，其余应力分量则可简单地利用胡克定律表达为位移及“面”应力向量的线性组合。

本文给出的公式可用于求解任意表面载荷及任意体力作用下多层地基的静态、动态或准静态响应。特殊向量函数系的引入可将全问题分解为两个相互独立的、更简单的子问题来分别求解；而传播矩阵法的推广使用则在于避免解其阶数约为层数4倍的联立线性方程组。当使用对应定理研究多层地基的粘弹性响应时，其优越性尤为明显。

国内外文献上虽有不少文章考虑过多层介质问题，但大多数都将表面载荷限定为轴对称，且很少有人将体力考虑进去，与工程实际还有一段差距。本文对任意表面载荷及任意体力作用下的多层地基求出了一般解，简单且易于实际应用，无疑能更好地模拟此类工程问题。此解法在国内外文献中尚未见报导。

一、引 言

表面荷载（如库水荷载等）对地基的影响，一直是工程界很关注的一个问题。地基对库水荷载响应的研究无疑有助于我们对水库诱发地震机制的进一步了解^[1]。最近作者在分析均匀地基对库水荷载的响应的同时（潘尔年，1986，库水荷载引起的位移及应力场，未发表），完成了一套对层状地基的处理方法，它可用来更真实地模拟垂直向非均匀的地基结构，即将其用有限个水平均匀层来近似。很明显，它在分析库水荷载对地基的影响时，将能得到更符合实际的响应特征^[2, 5]。此外，本文方法还适用于分析一般体力（包括源力，如爆炸源、地震断层源等）作用下，层状地基的响应特征，特别是地表的响应特征。这将有助于我们更好地把握住对地基上结构物（如大坝）的输入，从而得到在真实地震或爆破环境下，地面结构物的响应。最后，此法还可推广到线性粘弹性介质情形及多孔介质情形，以研究此种介质的蠕变、压实等效应^[6, 7, 8]。

* 本文是在抗震防护所汪雍熙高级工程师的鼓励和支持下完成的；北京大学王仁教授阅读过初稿并提出了宝贵意见。

二、层状地基的弹性静力学问题

层状地基的分析,或者说成层弹性半空间问题的分析,就作者所知,经典的工作是由地球物理学家完成的。Kuo^[9]在柱坐标系下,利用Bessel函数和Hankel变换,首先导出了多层介质在一般表载下的静态响应。随后则由Singh^[10]将柱谐向量函数系引入,使得解可由两组独立的、简明的式子表达,并由此对内部静态源作用下多层介质地表的静态响应给予了解的推导。但他的分析只限于源的情形,且其矩阵求逆方法亦无法用到一般体力作用的情形。但对一般体力情形的处理,在考虑自重、温度及孔压的影响时,又是十分必要的^[11]。为此,我们将先从弹性静力学的齐次问题出发,得到其传播矩阵^[12],然后对任意体力情形求出特解,并由此构造出新的传播矩阵,以便能继续利用传播矩阵法的优越性来处理对应的非齐次问题。

如图1所示,假定我们研究的地基是由 P 个各向同性的弹性均匀层组成的;层与层之间的连续性条件为简化起见取为固接(由下面的推导不难看出,对存在位移或应力向量间断的界面,亦可推广处理)。

坐标原点选在最上一层的表面,且选取图示的两组坐标系,即笛卡尔系与柱坐标系。在此情形下,对任一层(如对第 n 层),都有如下弹性静力平衡方程

$$\text{grad div } \vec{u}_n - \beta_n \text{rot rot } \vec{u}_n = -\alpha_n \rho_n \vec{F}_n \quad (1)$$

$$\alpha_n = \frac{(1+\nu_n)(1-2\nu_n)}{E_n(1-\nu_n)}$$

$$\beta_n = \frac{(1-2\nu_n)}{2(1-\nu_n)}$$

式中 \vec{F}_n ——第 n 层中的体力向量;

ρ_n ——第 n 层的密度;

grad 、 div 及 rot ——分别表示梯度、散度及旋度算符;

E_n 、 ν_n ——分别为第 n 层中介质的弹性模量和泊松比。

下面我们将分两种情形来讨论方程(1)的解,即无体力与体力作用情形。

1. 无体力情形

此时,式(1)变为

$$\text{grad div } \vec{u}_n - \beta_n \text{rot rot } \vec{u}_n = 0 \quad (2)$$

不难证明,下面三个相互独立的解向量皆为式(2)之解,^[10,13]

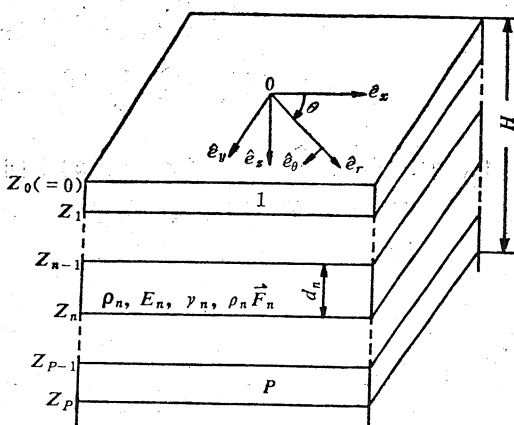


图1 坐标系及各层参数示意图

$$\begin{cases} \vec{N}_m^\pm = e^{\pm kz} (\pm \vec{P}_m + \vec{B}_m) \\ \vec{F}_m^\pm = e^{\pm kz} [(\pm 1 - 2\delta_n kz) \vec{P}_m - (1 \pm 2\delta_n kz) \vec{B}_m] \\ \vec{M}_m^\pm = e^{\pm kz} \vec{C}_m \end{cases} \quad (3)$$

其中

$$\delta_n = 1/(3 - 4\nu_n);$$

而向量 \vec{P}_m 、 \vec{B}_m 及 \vec{C}_m 则是由柱Bessel函数表示的一组新的柱谐向量函数系, 它们分别是

$$\begin{cases} \vec{P}_m = \hat{e}_z J_m(kr) e^{im\theta} \\ \vec{B}_m = \left(\hat{e}_r \frac{\partial}{\partial kr} + \hat{e}_\theta \frac{1}{kr} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) J_m(kr) e^{im\theta} \\ \vec{C}_m = \left(\hat{e}_r \frac{1}{kr} \frac{\partial}{\partial \theta} - \hat{e}_\theta \frac{\partial}{\partial kr} \right) J_m(kr) e^{im\theta} \end{cases} \quad (4)$$

式(4)中, $(\hat{e}_r, \hat{e}_\theta, \hat{e}_z)$ 为 (r, θ, z) 方向的单位向量。

这样, 第 n 层中的位移向量一般解便可由上述解向量的线性组合得到, 即

$$\vec{u}_n = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \vec{u}_{nm} k dk$$

其中,

$$\vec{u}_{nm} = A'_{nm} \vec{N}_m^- + A''_{nm} \vec{N}_m^+ + B'_{nm} \vec{F}_m^- + B''_{nm} \vec{F}_m^+ + C'_{nm} \vec{M}_m^- + C''_{nm} \vec{M}_m^+$$

将其按 \vec{P}_m 、 \vec{B}_m 及 \vec{C}_m 之系数组合, 则变为

$$\vec{u}_{nm} = x_{nm} \vec{P}_m + y_{nm} \vec{B}_m + z_{nm} \vec{C}_m \quad (5)$$

式(5)中, x_{nm} 、 y_{nm} 及 z_{nm} 为待定常数 A'_{nm} 、 A''_{nm} 、 B'_{nm} 、 B''_{nm} 、 C'_{nm} 及 C''_{nm} 的线性组合, 其具体表达式不难从下面的式(8)、(9)看出。

有了位移向量解, 我们便可利用下面的变形几何关系及Hooke定律

$$\begin{aligned} e_{ij} &= \frac{1}{2} (\partial_i u_j + \partial_j u_i) \\ \sigma_{ij} &= \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} e_{kk} \delta_{ij} + \frac{E}{1+\nu} e_{ij} \end{aligned}$$

求得对应的应变张量及应力张量。特别, 我们可得到在第 n 层中 z 为常数的平面上的应力向量

$$\begin{aligned} \vec{T}_{nm} &= \sigma_{rz} \hat{e}_r + \sigma_{\theta z} \hat{e}_\theta + \sigma_{zz} \hat{e}_z \\ &= 2kX_{nm} \vec{P}_m + 2kY_{nm} \vec{B}_m + kZ_{nm} \vec{C}_m \end{aligned} \quad (6)$$

同样, 这里的系数 X_{nm} 、 Y_{nm} 及 Z_{nm} 亦为待定常数的线性组合。为以下推导方便, 我们引入如下列阵

$$\begin{cases} [A_{nm}(z)] = [x_{nm}, y_{nm}, X_{nm}, Y_{nm}]^T \\ [K_{nm}] = [A'_{nm}, A''_{nm}, B'_{nm}, B''_{nm}]^T \\ [A_{nm}^L(z)] = [z_{nm}, Z_{nm}]^T \\ [K_{nm}^L] = [C'_{nm}, C''_{nm}]^T \end{cases} \quad (7)$$

及方阵

$$[Z_n(z)] = \begin{bmatrix} -e^{-kz} & e^{kz} & -(1+2\delta_n kz)e^{-kz} & (1-2\delta_n kz)e^{kz} \\ e^{-kz} & e^{kz} & -(1-2\delta_n kz)e^{-kz} & -(1+2\delta_n kz)e^{kz} \\ \mu_n e^{-kz} & \mu_n e^{kz} & \mu_n \delta_n (1+2kz)e^{-kz} & \mu_n \delta_n (1-2kz)e^{kz} \\ -\mu_n e^{-kz} & \mu_n e^{kz} & \mu_n \delta_n (1-2kz)e^{-kz} & -\mu_n \delta_n (1+2kz)e^{kz} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$[Z_n^L(z)] = \begin{bmatrix} e^{-kz} & e^{kz} \\ -\mu_n e^{-kz} & \mu_n e^{kz} \end{bmatrix} \quad (9)$$

式(8)、(9)中, μ_n 为第 n 层中的剪切模量, 即

$$\mu_n = E_n / [2(1+\nu_n)]$$

这样, 式(5)、(6)中的 x_{nm} 、 y_{nm} 、 z_{nm} 、 X_{nm} 、 Y_{nm} 及 Z_{nm} 与待定常数 A'_{nm} 、 A''_{nm} 、 B'_{nm} 、 B''_{nm} 、 C'_{nm} 及 C''_{nm} 间的线性关系则可由下面的矩阵公式表示

$$[A_{nm}(z)] = [Z_n(z)][K_{nm}] \quad (10)$$

$$[A_n^L(z)] = [Z_n^L(z)][K_n^L] \quad (11)$$

式(10)、(11)将任一层 n 中的解由六个待定常数表示出来了, 这六个待定常数将由此层的上下边界条件确定; 另外我们还看到, 解在向量函数 \vec{P}_m 及 \vec{B}_m 下的展开系数是彼此耦合的, 而在 \vec{C}_m 下的系数是独立的(以下我们将简称对应于 \vec{C}_m 的问题为 L 问题, 因它在动力学问题中, 与SH体波及Love面波有关)。因而我们便可分开求解式(10)与式(11)。因式(10)比较复杂, 在我们下面的讨论中将主要围绕它。式(11)的考虑类似, 但要简单得多(见附录I)。

可以看到, 对每一层, 都有类似于式(10)的表达式。尚若此地基可由 p 层模型模拟, 则由层间的连续性条件(如对第 $n-1$ 层与第 n 层的层间面 $z=z_{n-1}$)

$$[A_{n-1,m}(z_{n-1})] = [A_{nm}(z_{n-1})] \quad (12)$$

以及第一层的上界面和最下层 p 的下界面边界条件, 将组成 $4p+4$ 个未知量的 $4p+4$ 个线性方程组。很明显, 若 p 比较大, 则其计算量是相当大的; 而且我们知道, 对地基材料的更接近实际的模拟应用线性粘弹性模型^[7, 14]。在利用对应定理时要作Laplace反演变换, 其计算量就要更大。

这里, 我们将利用地震学上已趋成熟的传播矩阵法来处理此问题。

首先, 由式(10)及(12), 我们不难得到

$$[A_{n-1,m}(z_{n-1})] = [a_n][A_{nm}(z_n)] \quad (13)$$

其中

$$[a_n] = [Z_n(z_{n-1})][Z_n(z_n)]^{-1} \quad (14)$$

即所谓的传播矩阵。

利用传播矩阵法的关键, 往往在于找基本解矩阵的逆。这里, 我们是利用由波动方程的对称性而得到的一个关系式来求逆的^[15]。基本思想是, 如果我们所得到的—阶线性微分方程组的系数矩阵符合某种特殊的对称性, 并且解析基本解已得到, 那么我们便可将它的逆阵表为一常数对角阵与原基本解阵的某种转置的乘积, 而没有必要象Singh^[10]或

Teng^[10]那样去花很大的精力求其逆阵。对我们现在的问题,有

$$[Z_n(z)]^{-1} = [N_n^{-1}][\hat{Z}_n^{-1}(z)] \quad (15)$$

其中

$$[N_n^{-1}] = \frac{1}{2\mu_n(1+\delta_n)} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$[\hat{Z}_n^{-1}(z)] = \begin{bmatrix} \mu_n e^{-kz} & -\mu_n e^{-kz} & e^{-kz} & -e^{-kz} \\ \mu_n e^{kz} & \mu_n e^{kz} & -e^{kz} & -e^{kz} \\ \mu_n \delta_n (1+2kz) e^{-kz} & \mu_n \delta_n (1-2kz) e^{-kz} & (1+2\delta_n kz) e^{-kz} & (1-2\delta_n kz) e^{-kz} \\ \mu_n \delta_n (1-2kz) e^{kz} & -\mu_n \delta_n (1+2kz) e^{kz} & -(1-2\delta_n kz) e^{kz} & (1+2\delta_n kz) e^{kz} \end{bmatrix} \quad (17)$$

比较(8)和(17)两式可见, $[Z_n(z)]$ 的逆矩阵和 $[Z_n(z)]$ 本身几乎有一样的形式, 即象它原来那样简单。

完成(14)式右边的矩阵乘后, 便得到 $[a_n]$ 的表达式(注意, 如果此矩阵乘之结果并不简单, 此步是无须做的), 它与Singh^[10]之结果完全一致。有了传播矩阵 $[a_n]$, 我们便可利用式(12)和(13), 向上和向下“传播”, 最后得到关系式

$$[A_{1,m}(z)] = [a_1][a_2] \cdots [a_{p-1}][a_p][A_{p,m}(z)] \quad (18)$$

或者

$$\begin{bmatrix} x_{1,m}(0) \\ y_{1,m}(0) \\ X_{1,m}(0) \\ Y_{1,m}(0) \end{bmatrix} = [a_1][a_2] \cdots [a_{p-1}][a_p] \begin{bmatrix} x_{p,m}(H) \\ y_{p,m}(H) \\ X_{p,m}(H) \\ Y_{p,m}(H) \end{bmatrix} \quad (19)$$

由最上层上界面及最下层下界面上的边界条件, 方程(19)左右两边的列矩阵必各有二量为已知, 因而此式便归为含有4个待定量的4个线性方程。有了 $z=0$ 及 $z=H$ 处的位移、应力分量后, 我们便可利用上述已给的适当关系式, 传播而得到任意深处的位移、应力分量。比如, 计算库水载荷作用下, 水库区附近的沉陷等, 此法比起文[4]及文[8]的处理, 既更具一般性, 又显得特别简单明了。

2. 体力作用情形

如我们已述, 对实际的地基情况, 往往还必须考虑某种体力的影响, 如自身重量, 地下某一层或某几层内因开挖等工程活动引起的等价体力等。这时, 方程(1)中的 \vec{F}_n 不为0。但是在比较一般的假定下, 我们可将其在柱谐向量函数系下展开, 即

$$\vec{F}_n = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} k dk [f_p(z) \vec{P}_m + f_B(z) \vec{B}_m + f_C(z) \vec{C}_m] \quad (20)$$

其中

$$f_p(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} r dr \int_0^{2\pi} d\theta \vec{F}_n \cdot \vec{P}_m^*$$

$$f_B(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} r dr \int_0^{2\pi} d\theta \vec{F}_n \cdot \vec{B}_m^*$$

$$f_c(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} r dr \int_0^{2\pi} d\theta \vec{F}_n \cdot \vec{C}_m^*$$

这里, 星号“*”表其复共轭。

因为我们在上节已对齐次情形作了较详细的分析, 在此将只注意特解的寻求及特解加齐次解后, 如何推广使用传播矩阵法。

我们不妨亦将欲求的特解在 $(\vec{P}_m, \vec{B}_m, \vec{C}_m)$ 系下展开, 即

$$\vec{u}_n^0 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} k dk [x_{nm}^0 \vec{P}_m + y_{nm}^0 \vec{B}_m + z_{nm}^0 \vec{C}_m] \quad (21)$$

$$\vec{T}_n^0 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} k dk [2k X_{nm}^0 \vec{P}_m + 2k Y_{nm}^0 \vec{B}_m + k Z_{nm}^0 \vec{C}_m] \quad (22)$$

将式(20)及(21)代入方程(1), 并将其结果按 \vec{P}_m 、 \vec{B}_m 及 \vec{C}_m 分开后, 可得到下面三个方程

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{d}{dz} x_{nm}^0 - k y_{nm}^0 \right) - \beta_n k \left(k x_{nm}^0 - \frac{d}{dz} y_{nm}^0 \right) = -\alpha_n \rho_n f_p \quad (23)$$

$$k \left(\frac{d}{dz} x_{nm}^0 - k y_{nm}^0 \right) - \beta_n \frac{d}{dz} \left(k x_{nm}^0 - \frac{d}{dz} y_{nm}^0 \right) = -\alpha_n \rho_n f_B \quad (24)$$

$$\beta_n \left(\frac{d^2}{dz^2} z_{nm}^0 - k^2 z_{nm}^0 \right) = -\alpha_n \rho_n f_c \quad (25)$$

我们再次看到, \vec{C}_m 型是独立于 \vec{P}_m 、 \vec{B}_m 型的, 且易知下式为式(25)之特解

$$z_{nm}^0(z) = -\frac{\alpha_n \rho_n}{k \beta_n} \int_0^z f_c(y) \text{sh}(k(z-y)) dy \quad (26)$$

\vec{P}_m 与 \vec{B}_m 型是耦合的, 它们的特解亦不难得到

$$x_{nm}^0(z) = \alpha_n' \int_0^z [\beta_n' f_p(y) \text{sh}(k(z-y)) - (z-y) f_p(y) \text{ch}(k(z-y)) \\ + (z-y) f_B(y) \text{sh}(k(z-y))] dy \quad (27)$$

$$y_{nm}^0(z) = \alpha_n' \int_0^z [\beta_n' f_B(y) \text{sh}(k(z-y)) + (z-y) f_B(y) \text{ch}(k(z-y)) \\ - (z-y) f_p(y) \text{sh}(k(z-y))] dy \quad (28)$$

式(26)~(28)中, sh和ch分别为双曲正弦与双曲余弦函数;

$$\alpha'_n = \frac{-\alpha_n \rho_n (1 - \beta_n)}{2\beta_n}, \quad \beta'_n = \frac{1 + \beta_n}{k(1 - \beta_n)}$$

由其特解位移, 不难由下列关系得到 z 为常数的平面上的应力向量在柱谱向量函数系下的分量

$$\begin{cases} X_{nm}^0 = \frac{\mu_n}{1 - 2\nu_n} \left(\frac{1 - \nu_n}{k} \frac{dx_{nm}^0}{dz} - \nu_n y_{nm}^0 \right) \\ Y_{nm}^0 = \frac{\mu_n}{2} \left(x_{nm}^0 + \frac{1}{k} \frac{dy_{nm}^0}{dz} \right) \\ Z_{nm}^0 = \frac{\mu_n}{k} \frac{dz_{nm}^0}{dz} \end{cases} \quad (29)$$

为将传播矩阵法推广到非齐次问题, 我们构造如下矩阵

$$[\bar{A}_{nm}(z)] = [x_{nm} + x_{nm}^0, y_{nm} + y_{nm}^0, X_{nm} + X_{nm}^0, Y_{nm} + Y_{nm}^0, 1]^T \quad (30)$$

$$[\bar{K}_{nm}] = [A'_{nm}, A''_{nm}, B'_{nm}, B''_{nm}, 1]^T \quad (31)$$

$$[\bar{Z}_n(z)] = \begin{bmatrix} & & & & x_{nm}^0 \\ & & & & y_{nm}^0 \\ [Z_n(z)] & & & & X_{nm}^0 \\ & & & & Y_{nm}^0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (32)$$

式(32)右端的左上角矩阵即对应齐次问题的基本解矩阵, 它由(8)式给出。易推知, $[\bar{Z}_n(z)]$ 的逆阵为

$$[\bar{Z}_n(z)]^{-1} = \begin{bmatrix} & & & & b_1(z) \\ & & & & b_2(z) \\ [Z_n(z)]^{-1} & & & & b_3(z) \\ & & & & b_4(z) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (33)$$

其等式右边的左上角阵即对应基本解阵 $[Z_n(z)]$ 之逆, 由式(15)给出; 而 $b_i(z)$ 则是与特解有关的几个量, 它们分别为式(32)中最下一行 0 元素的代数余子式除以行列式 $\det Z_n(z)$ 。

对应于齐次问题的传播矩阵法, 易推出下列关系

$$[\bar{A}_{n-1,m}(z_{n-1})] = [\bar{a}_n][\bar{A}_{nm}(z_n)]$$

其中

$$[\bar{a}_n] = [\bar{Z}_n(z_{n-1})][\bar{Z}_n(z_n)]^{-1}$$

而最上层上界面及最下层下界面上位移及应力分量的关系可由如下矩阵乘联系

$$\begin{bmatrix} x_{1m}(0) \\ y_{1m}(0) \\ X_{1m}(0) \\ Y_{1m}(0) \\ 1 \end{bmatrix} = [\bar{a}_1][\bar{a}_2] \cdots [\bar{a}_{p-1}][\bar{a}_p] \begin{bmatrix} x_{pm}(H) \\ y_{pm}(H) \\ X_{pm}(H) \\ Y_{pm}(H) \\ 1 \end{bmatrix}$$

Rundle^[11]虽曾对非齐次问题作过处理,但他的方法没有这里的简单明了。

三、层状地基的弹性动力学问题

地震或爆炸波在弹性介质中的传播特征及其在地表面的振动研究,无疑会对抗震防护工作提供一些定量依据。近年来,地震学界一直很感兴趣于计算垂直非均匀弹性介质中(可近似地由若干个水平均匀层模拟)的合成地震图^[11,12]。但是,上述文献基本上都是对单个体力源情况考虑的,故有必要推广到一般体力作用的情形。为此,我们将先简述齐次情形的一些重要关系式,然后仿我们对静态非齐次方程的处理,给出对应的动力学非齐次问题的特解及其传播矩阵。

假定在任一层 n 中的体力为一简振型,即

$$\vec{F}_n \propto \vec{f}_n e^{i\omega t}$$

这里, ω 即振动频率。对应的位移及应力向量解亦可设为此型。对不同频率的响应问题,求Fourier反变换便得。

第 n 层中动力问题的基本方程为

$$\text{grad div} \vec{u}_n - \beta_n \text{rot rot} \vec{u}_n + \alpha_n \rho_n \omega^2 \vec{u}_n = -\alpha_n \rho_n \vec{f}_n \quad (34)$$

不难证明,此方程的齐次基本解为^[11]。

$$\vec{L}_m^\pm = \frac{1}{k_\alpha} e^{\pm \sigma_\alpha z} (\pm \sigma_\alpha \vec{P}_m + k \vec{B}_m)$$

$$\vec{N}_m^\pm = \frac{1}{k_\beta} e^{\pm \sigma_\beta z} (k \vec{P}_m \pm \sigma_\beta \vec{B}_m)$$

$$\vec{M}_m^\pm = e^{\pm \sigma_\beta z} \vec{C}_m$$

式中

$$\sigma_\alpha = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_\alpha^2} & k > k_\alpha \\ i \sqrt{k_\alpha^2 - k^2} & k < k_\alpha \end{cases}, \quad \sigma_\beta = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_\beta^2} & k > k_\beta \\ i \sqrt{k_\beta^2 - k^2} & k < k_\beta \end{cases}$$

k_α 和 k_β 分别为该层中的纵波数和横波数,即

$$k_\alpha = \omega / \sqrt{\frac{E_n(1-\nu_n)}{\rho_n(1+\nu_n)(1-2\nu_n)}}, \quad k_\beta = \omega / \sqrt{\frac{E_n \nu_n}{2\rho_n(1+\nu_n)}}$$

这里,为书写方便,已将 k_α 、 k_β 、 σ_α 及 σ_β 所应带的下标 n 略写。

类似于静力弹性问题,第 n 层中的位移及应力向量解可表为

$$\vec{u}_n = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \vec{u}_{nm} k dk$$

$$\vec{T}_n = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \vec{T}_{nm} k dk$$

这里,

$$\vec{u}_{nm} = A'_{nm} \vec{L}_m^- + A''_{nm} \vec{L}_m^+ + B'_{nm} \vec{N}_m^- + B''_{nm} \vec{N}_m^+ + C'_{nm} \vec{M}_m^- + C''_{nm} \vec{M}_m^+$$

类似于静力弹性问题, 应力向量 \vec{T}_{nm} 的表达式可对上述位移解应用变形几何关系及Hooke定律后得到。两者在柱谐向量函数系 $(\vec{P}_m, \vec{B}_m, \vec{C}_m)$ 下亦可表为

$$\begin{aligned}\vec{u}_{nm} &= x_{nm} \vec{P}_m + y_{nm} \vec{B}_m + z_{nm} \vec{C}_m \\ \vec{T}_{nm} &= X_{nm} \vec{P}_m + Y_{nm} \vec{B}_m + Z_{nm} \vec{C}_m\end{aligned}$$

因而有关系式

$$\begin{aligned}[A_{nm}(z)] &= [Z_n(z)][K_{nm}] \\ [A_{nm}^L(z)] &= [Z_n^L(z)][K_{nm}^L]\end{aligned}$$

四个列阵的定义同上节的(7)式; 方阵 $[Z_n(z)]$ 及 $[Z_n^L(z)]$ 的元素见附录II。

类似于对静态问题的解矩阵求逆, 我们可以很容易地求出 $[Z_n(z)]^{-1}$ 和 $[Z_n^L(z)]$ (亦见附录II)。这样, 我们便得到各自的传播矩阵

$$\begin{aligned}[a_n] &= [Z_n(z_{n-1})][Z_n(z_n)]^{-1} \\ [a_n^L] &= [Z_n^L(z_{n-1})][Z_n^L(z_n)]^{-1}\end{aligned}$$

类似于弹性静力齐次方程问题的处理, 我们即可由上述适当的公式求解无体力边值问题, 如在最上层的上界面或最下层的下界面给一简振型位移或表面力。但是, 如本文所述, 对体力情形的推广, 前人所用方法一直是: 设某一层中有一点源, 则可将此点源所在深度处的水平面视为一位移和(或者)应力分量间断面, 然后利用对无体力问题所发展的传播矩阵法, 便可求得此点源在介质任意处的影响; 再将所得影响与源函数卷积则得有限尺度源的影响^[21], 或者将此点源力问题转变为数学上等价的表面力问题来处理^[22]。这些方法的推广应用显然会受到两点限制: ①源尺度的限制, 源只能在一个特定的层中, 而不可跨越多个层; ②不宜处理不同层中的源同时作用的情况(如人工爆破中会遇到此类问题)。但是, 如果用我们上述推广的传播矩阵法, 这些困难就容易克服了。它只需要我们: ①求出指定的体力(源)函数在柱谐向量函数系下的展开式, 而对较一般的体力(源)函数, 我们是可求出它们的展开式的, 或者它们的展开式是存在的; ②对体力(源)的展开系数, 求出弹性动力学非齐次方程的特解。有了特解, 我们便可按类似于对弹性静力学非齐次问题的处理方法, 构造出推广的解矩阵及传播矩阵。简述如下:

此情况下的弹性动力学方程即式(34)。设体力(源)可在柱谐向量函数系下展开, 即

$$\vec{f}_n = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} k dk [f_p(z) \vec{P}_m + f_b(z) \vec{B}_m + f_c(z) \vec{C}_m] \quad (35)$$

注意, 与式(20)不同之处是, 此处的体力 \vec{f}_n 及其展开系数 f_p 、 f_b 和 f_c 皆可随频率不同而异。

特解的展开可设为

$$\vec{u}_n^0 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} k dk [x_{nm}^0 \vec{P}_m + y_{nm}^0 \vec{B}_m + z_{nm}^0 \vec{C}_m] \quad (36)$$

$$\vec{T}_n^0 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} k dk [X_{nm}^0 \vec{P}_m + Y_{nm}^0 \vec{B}_m + z_{nm}^0 \vec{C}_m] \quad (37)$$

将式(35)及(36)代入方程(34), 且将其结果按 \vec{P}_m 、 \vec{B}_m 及 \vec{C}_m 型分开后, 可得

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{d}{dz} x_{nm}^0 - k y_{nm}^0 \right) - \beta_n k \left(k x_{nm}^0 - \frac{d}{dz} y_{nm}^0 \right) + \alpha_n \rho_n \omega^2 x_{nm}^0 = -\alpha_n \rho_n f_p \quad (38)$$

$$k \left(\frac{d}{dz} x_{nm}^0 - k y_{nm}^0 \right) - \beta_n \frac{d}{dz} \left(k x_{nm}^0 - \frac{d}{dz} y_{nm}^0 \right) + \alpha_n \rho_n \omega^2 y_{nm}^0 = -\alpha_n \rho_n f_B \quad (39)$$

$$\beta_n \left(\frac{d^2}{dz^2} z_{nm}^0 - k^2 z_{nm}^0 \right) = -\alpha_n \rho_n f_c \quad (40)$$

(40)式即(25)式, 故其特解为

$$z_{nm}^0(z) = \frac{-\alpha_n \rho_n}{k \beta_n} \int_0^z f_c(y) \text{sh}(k(z-y)) dy \quad (41)$$

而式(38)和(39)的特解可分别取为如下形式

$$x_{nm}^0(z) = \alpha'_n \int_0^z \left\{ f_p(y) \left[\frac{k}{\sigma_\alpha} \text{sh}(\sigma_\beta(z-y)) - \frac{\sigma_\beta}{k} \text{sh}(\sigma_\alpha(z-y)) \right] - f_B(y) \frac{\sigma_\beta}{\sigma_\alpha} [\text{ch}(\sigma_\beta(z-y)) - \text{ch}(\sigma_\alpha(z-y))] \right\} dy \quad (42)$$

$$y_{nm}^0(z) = \alpha'_n \int_0^z \left\{ f_p(y) \frac{\sigma_\beta}{\sigma_\alpha} [\text{ch}(\sigma_\beta(z-y)) - \text{ch}(\sigma_\alpha(z-y))] - f_B(y) \frac{\sigma_\beta}{\sigma_\alpha} \left[\frac{\sigma_\beta}{k} \text{sh}(\sigma_\beta(z-y)) - \frac{k}{\sigma_\alpha} \text{sh}(\sigma_\alpha(z-y)) \right] \right\} dy \quad (43)$$

$$\text{其中 } \alpha'_n = \frac{k \alpha_n \rho_n \sigma_\alpha}{\beta_n \sigma_\beta (k^2 + \sigma_\beta^2)}.$$

其对应的特解应力向量之展开分量可由类似于式(29)的表达式得到。

推广的列阵 $[\bar{A}_{nm}]$ 、 $[\bar{K}_{nm}]$ 及方阵 $[\bar{Z}_n(z)]$ 的定义类似于式(30)~(32), 且其解矩阵的求逆亦类似于对应的静态体力作用问题。至此, 我们便可认为, 对一般体力(源)作用下的弹性动力学问题的传播矩阵法解已经完成。下面我们将转向传播矩阵法的另一种推广使用, 即当介质为粘弹性时。

四、对粘弹性层状介质情形的推广

我们觉得, 以上的理论结果, 除可用来计算库水载荷作用下弹性层状地基的沉陷及其内部应力场和一般动态体力作用下弹性层状介质的响应外, 还可用来分析在工程上常常遇到的某些非弹性介质的层状响应。

我们知道, 象粘土及软岩这类材料的本构关系一般是不适宜用弹性胡克定律描述的, 而需要用某种粘弹性本构关系来尽可能好地描述其时间依赖行为, 或流变行为。但是, 只要此粘弹性本构关系关于应力、应变分量及其时间导数是线性的, 我们便可用对应定理将

此关系表为与弹性胡克关系类似的形式, 在Laplace变量域内求解, 然后反演便可得到工程上感兴趣的结果^[14]。

比如, 对较适宜于描述上述材料的粘性行为的广义 Kelvin 流变模型^[7], 其本构关系为

$$\begin{cases} \sum_{i=0}^n a_i \sigma_m^{(i)} = \sum_{i=0}^n b_i \varepsilon_m^{(i)} \\ \sum_{i=0}^n c_i s_{ji}^{(i)} = \sum_{i=0}^n d_i e_{ji}^{(i)} \end{cases} \quad (44)$$

这里, 上标 (i) 表示对时间的导数阶; a_i 、 b_i 、 c_i 和 d_i 为常数, 由所选定模型的弹性常数及粘性常数表示; σ_m 和 ε_m 分别为静水压力和体应变; s_{ji} 和 e_{ji} 则分别为偏应力和偏应变分量。

Laplace变换后, 式(44)变为

$$\begin{cases} \bar{\sigma}_m(s) = 3\bar{K}(s)\bar{\varepsilon}_m(s) \\ \bar{s}_{ji}(s) = 2\bar{\mu}(s)\bar{e}_{ji}(s) \end{cases} \quad (45)$$

其中 $\bar{K}(s)$ 和 $\bar{\mu}(s)$ 即分别为等价的体弹性模量和剪切模量, 它们与模型参数间的关系分别是

$$\begin{cases} \bar{K}(s) = \frac{1}{3} \frac{\sum_{i=0}^n b_i s^i}{\sum_{i=0}^n a_i s^i} \\ \bar{\mu}(s) = \frac{1}{2} \frac{\sum_{i=0}^n d_i s^i}{\sum_{i=0}^n c_i s^i} \end{cases} \quad (46)$$

因式(45)与胡克关系完全一样, 我们便可先对固定的Laplace变量 s , 用上几节已给的传播矩阵法求解, 然后再作离散的Laplace反演便得时间域的结果^[23]。

另一条推广在工程上也是极其重要的, 即温度和孔隙压的考虑。我们可以在某种近似假定下(如准静态假定), 将温度及孔隙压的影响在数学上转化为一等价体力的影响^[11], 然后便可用我们前述的方法数值分析此类问题。

附录 I

式(11)中矩阵 $[Z_n^L(z)]$ 的元素为

$$[Z_n^L(z)] = \begin{bmatrix} e^{-kz} & e^{kz} \\ -\mu_n e^{-kz} & \mu_n e^{kz} \end{bmatrix} \quad (I.1)$$

很明显, 其逆矩阵为

$$[Z_n^L(z)]^{-1} = \frac{1}{2\mu_n} \begin{bmatrix} \mu_n e^{kz} & -e^{kz} \\ \mu_n e^{-kz} & -e^{-kz} \end{bmatrix} \quad (I.2)$$

在第 n 层与第 $n-1$ 层的层间面 $Z=z_{n-1}$ 处的连续性条件为

$$[A_{n-1,m}^L(z_{n-1})] = [A_{n,m}^L(z_{n-1})] \quad (I.3)$$

由式(11)及式(I.3)不难得到

$$[A_{n-1,m}^L(z_{n-1})] = [a_n^L][A_n^L(z_n)] \quad (I.4)$$

其中

$$[a_n^L] = [Z_n^L(z_{n-1})][Z_n^L(z_n)]^{-1} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch}kd_n & -\mu_n^{-1}\operatorname{sh}kd_n \\ -\mu_n\operatorname{sh}kd_n & \operatorname{ch}kd_n \end{bmatrix} \quad (I.5)$$

这里, $d_n = z_n - z_{n-1}$ 为第 n 层的厚度。

由式 (I.3) 及 (I.4), 我们可将解传播到任意深度处, 特别, 可将其最上层上界面与最底层下界面上的值联系起来, 它们是

$$\begin{pmatrix} z_{1,m}(0) \\ Z_{1,m}(0) \end{pmatrix} = [a_1^L][a_2^L]\cdots[a_{p-1}^L][a_p^L] \begin{pmatrix} z_{p,m}(H) \\ Z_{p,m}(H) \end{pmatrix}$$

由最下层下界面及最上层上界面上的边界条件, 上式可转化为关于两个未知量的两个线性方程; 有了最上层顶面值和最下层底面值, 我们就可用传播矩阵将解传播到任意深处而求得此处的响应。

附录 II

$$[Z_n(z)] = \begin{bmatrix} \frac{-\sigma_\alpha}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{\sigma_\alpha}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{k}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{k}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} \\ \frac{k}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{k}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{-\sigma_\beta}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{\sigma_\beta}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} \\ \frac{Q_1}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{Q_1}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{-kQ_2}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{kQ_2}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} \\ \frac{-kQ_3}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{kQ_3}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{Q_1}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{Q_1}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} \end{bmatrix}$$

$$[Z_n^L(z)] = \begin{bmatrix} e^{-\sigma_\beta z} & e^{\sigma_\beta z} \\ -\mu_n \sigma_\beta e^{-\sigma_\beta z} & \mu_n \sigma_\beta e^{\sigma_\beta z} \end{bmatrix}$$

其中

$$Q_1 = \frac{-2\nu_n \mu_n k_\alpha^2 + 2\mu_n \sigma_\alpha^2}{1 - 2\nu_n}$$

$$Q_2 = 2\mu_n \sigma_\beta$$

$$Q_3 = 2\mu_n \sigma_\alpha$$

利用文中方法很容易求出它们各自的逆矩阵。矩阵 $[Z_n(z)]$ 的逆矩阵为

$$[Z_n(z)]^{-1} = [N^{-1}][\hat{Z}_n^{-1}(z)]$$

其中, $[N^{-1}]$ 有下列非零元素:

$$(1, 1) = -(2, 2) = 2(\lambda_n + 2\mu_n)\sigma_\alpha$$

$$(3, 3) = -(4, 4) = 2\mu_n \sigma_\beta$$

$$\lambda_n = \frac{2\nu_n \mu_n}{1 - 2\nu_n}$$

$$[\widehat{Z}_n^{-1}(z)] = \begin{pmatrix} \frac{Q_1}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{kQ_3}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{-\sigma_\alpha}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} & \frac{-k}{k_\alpha} e^{\sigma_\alpha z} \\ \frac{Q_1}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{-kQ_3}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{\sigma_\alpha}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} & \frac{-k}{k_\alpha} e^{-\sigma_\alpha z} \\ \frac{kQ_2}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} & \frac{Q_1}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} & \frac{-k}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} & \frac{-\sigma_\beta}{k_\beta} e^{\sigma_\beta z} \\ \frac{-kQ_2}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{Q_1}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{-k}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} & \frac{\sigma_\beta}{k_\beta} e^{-\sigma_\beta z} \end{pmatrix}$$

矩阵 $[Z_n^L(z)]$ 的逆矩阵为

$$[Z_n^L(z)]^{-1} = \frac{1}{2\mu_n \sigma_\beta} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\mu_n \sigma_\beta e^{-\sigma_\beta z} & -e^{-\sigma_\beta z} \\ \mu_n \sigma_\beta e^{\sigma_\beta z} & -e^{\sigma_\beta z} \end{bmatrix}$$

参 考 文 献

- [1] 王卓凯译, 大坝与地震, 地震出版社, 1980年.
- [2] Gough, D.I. & Gough, W.I., Stress and deflection in the lithosphere near Lake Kariba-I, Geophys. J.R. astr. Soc., 1970, 21:65-78.
- [3] Gough, D.I. & Gough, W.I., Load-induced earthquakes at Lake Kariba-II, Geophys. J.R. astr. Soc., 1970, 21:79-101.
- [4] Lee, T., A method for computing the deformation of the crust caused by the filling of large lakes, Bull. Seism. Soc. Am., 1972, 62:1592-1610.
- [5] Bock, G., Load-induced stresses and their relation to the initial stress field, J. Geophys., 1980, 48:94-100.
- [6] Bell, M.L. & Nur, A., Strength changes due to reservoir-induced pore pressure and stresses and application to Lake Oroville, JGR, 1978, 83:4469-4483.
- [7] Carini, A. & Gioda, G., A boundary integral equation technique for viscoelastic stress analysis, Int. j. numer. anal. methods geomech., 1986 10:585-608.
- [8] Withers, R.J. & Nyland, E., Theory for the rapid solution of ground subsidence near reservoirs on layered and porous media, In: Induced Seismicity, Eng. Geol., 1976, 10: 169-185.
- [9] Kuo, J.T., Static response of a multilayered medium under inclined surface loads, JGR, 1969, 74: 3195-3207.
- [10] Singh, S.J., Static deformation of a multilayered half-space by internal sources, JGR, 1970, 75:3257-3263.
- [11] Rundle, J.B., Some solutions for static and pseudo-static deformation in layered, nonisothermal, porous media, J. Phys. Earth, 1982, 30: 421-440.
- [12] Gilbert, F. & Backus, G., Propagator matrices in elastic wave and vibration problems, Geophys., 1966, 31: 326-332.
- [13] Ben-Menahem, A. & Singh, S.J., Computation of models of elastic dislocations in the earth, in: Methods in Computational Physics, 1972.
- [14] Booker, J.R. & Small, J.C., Finite layer analysis of layered viscoelastic

- materials under three-dimensional loading conditions, *Int. j. numer. methods eng.*, 1985 21: 1709-1728.
- [15] Chapman, C.H. & Woodhouse, J.H., Symmetry of the wave equation and excitation of body waves, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 1981, 65: 777-782.
- [16] Teng, T., Inversion of the spherical layer matrix, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 1970, 60: 317-320.
- [17] Luco, J.E. & Apsel, J., On the Green's functions for a layered half-space, Part I, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 1983, 73: 909-929.
- [18] Apsel, R.J. & Luco, J.E., On the Green's functions for a layered half-space, Part II, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 1983, 73: 931-951.
- [19] Ha, J., Propagation of SH-waves in a layered medium, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 1984, 78: 291-305.
- [20] Ha, J., Recurrence relations for computing complete P and SV seismograms, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 1984, 79: 863-873.
- [21] Matsu'ura, M. et al, Ouasi-static displacements due to faulting in a layered half-space with an intervenient viscoelastic layer, *J. Phys. Earth*, 1981 29: 23-54.
- [22] Sabadini, R. et al, The effects of post-seismic motions on the moment of inertia of a stratified viscoelastic earth with an asthenosphere, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 1984, 79: 727-745.
- [23] Schapery, R.A., Approximate methods of transform inversion for viscoelastic stress analysis, in: *Proc. 4th US nat. Congr. appl. meth.*, New York, Am. Soc. Mech. Eng., 1962, 1075-1085.

The Responses of Multilayered Foundations to the Surface Loading and Body Force

Pan Ernian

Abstract

The static or dynamic response of multilayered foundations has long been an interesting subject in the engineering. In this paper, the orthogonal characteristic of the system of special vector functions and the advantage of the propagator matrix method, which has been extended to the inhomogeneous case by the author, are employed to deduce the surface displacement and stress vector caused by general surface loading and body force in a multilayered elastic system. While the displacement and "surface" stress vector in the interior of any layer is obtained by the multiplication of matrixes, other stress components can be expressed as the linear combination of the displacement and "surface" stress vector by means

of Hooke's law.

The formulae given in this paper can be used to analyze the static, dynamic or quasi-static responses of multilayered foundations to any surface loading and body force. On one hand, the system of special vector functions is introduced to divide the entire solution into two sub-solutions which are simple and independent with each other; on the other hand, the propagator matrix method has the advantage of avoiding solving a high-order linear system which has the order of about 4 times the number of layers. This characteristic can be seen more obviously when the correspondence principle is used to analyze the viscoelastic responses of layered foundations.

Though there are some papers on this subject, few of them can be extended to the general case as discussed in the present paper. As the formulae given are simple and easy to apply in practice, it will be more efficient to use them to model this type of engineering problems.

内 容 提 要

本书为水利水电科学研究院结构材料所、岩土研究所、抗震与防护所近年来的科学研究论文选集,包括以下三个方面的内容:

1. 西北口混凝土面板堆石坝筑坝材料特性、碾压试验、垫层料渗透变形特性、渗流稳定、渡汛基层的喷射混凝土和喷乳化沥青等。

2. 坝基灌浆后岩石的强度与变形,节理岩体数值分析,隧洞弹性抗力系数与粘弹塑性分析,高压大型三轴仪与平面应变仪研制,声发射测估岩体应力。非稳定渗流的坝坡稳定,粉煤灰混凝土的碳化与抗裂性等。

3. 爆破堆石体块度级配预测方法,爆岩块度分布,土石坝坝顶地震加速度放大倍数分析,层状地基对表载及体力的响应,土的动力特性测定,土坡静动力稳定分析程序等。

本书可供从事结构材料,岩土与抗震、爆破工程方面的工程技术人员和大专院校有关专业师生参考。

水利水电科学研究院

科学研究论文集

第 32 集

(结构材料、岩土与抗震工程)

*

水利电力出版社出版、发行

(北京三里河路6号)

各地新华书店经售

水利电力出版社印刷厂印刷

*

787×1092毫米 16开本 14.5印张 327千字

1991年1月第一版 1991年1月北京第一次印刷

印数001—680册

ISBN 7-120-01240-1/TV·419

定价10.65元

编者说明

我院科学研究论文集从1963年8月到1965年7月由中国工业出版社出版了第1~6集,包括有土工、水文、河渠、水工、灌溉、排水、结构、材料等方面的内容。

自1982年起,由水利电力出版社陆续出版我院科学研究论文集,已出版了第7~31集,包括水力学、冷却水、泥沙、水资源、灌溉、排水、水利史、水力机械、结构、材料、岩土工程、抗震与爆破工程、自动化、计算技术、测试等方面的内容。

本集是我院结构材料所、岩土研究所、抗震与防护研究所近年来的部分科研成果。包括的内容有:西北口混凝土面板堆石坝筑坝材料特性,碾压试验,垫层料渗透变形特性,渗流稳定,渡汛垫层的喷射混凝土和喷乳化沥青保护试验等;在岩土与材料力学方面有:坝基灌浆后岩石强度与变形研究,节理岩体的数值分析,水工隧洞弹性抗力系数 k 值的修正与粘弹塑性有限元分析,高压大型三轴仪、平面应变仪研制,声发射测估岩体应力状态,非稳定渗流动水压力下坝坡稳定,粉煤灰混凝土的碳化与抗裂性的研究等;在抗震与爆破方面有:爆破堆石体块度级配预测方法,爆岩块度分布,土石坝坝顶地震加速度放大倍数分析,层状地基对表载及体力的响应,土的动力特性测定,土坡静动力稳定分析程序等。

本集可供从事结构材料、岩土与抗震、爆破工程方面的科技人员参考。部分科研成果已在工程实际中应用。疏漏不当之处,恳请读者指正。

本集由张泽楨、蒋国澄高级工程师审定。

水利水电科学研究院

1989年10月

水利水电科学研究院

科学研究论文集

第 32 集

(结构材料、岩土与抗震工程)

水利电力出版社