

地层基床系数对竖井结构 动力响应的影响*

翁智远 徐帮伟
(同济大学)

摘要 本文提出一种解析的方法,将竖井结构看作一端简支,一端轴向弹性支承的有限长中厚圆柱壳,求得其在冲击波作用下的动力响应,着重考察了地层基床系数的影响。算例表明,当主要关心 N_{zz} 值时,竖井底部简化处理成刚性固结,没有造成很大偏差。

关键词 竖井,壳,响应,冲击波。

一、引言

地下防护结构在冲击波作用下的动力响应正日益引起人们重视。在设计此类结构时,必须考虑介质和结构的相互作用。齐地表竖井结构的动力响应计算是一个极其复杂的问题,这是由于:介质与井筒之间的耦联影响按照三维波动理论尚很难解决;圆柱型竖井的壳厚与中面半径比值较大时,经典薄壳理论误差较大;壳体具有依赖于时间的动力边界条件,必须先进行处理才能运用振型分解法;传统方法求解复杂齐次边界条件下,壳体自由振动振型函数,要联立求解高次方程及阶次较高的线性方程组,这是十分繁琐的。竖井结构的底部通常以基岩为基础,为了求解方便,常将它们看作底部刚性固结的圆柱壳^{[1][2]}。但是,在冲击波作用下,地基沉陷对竖井的动力响应究竟有多大影响,尚很少研究,采用弹性半空间的模型来求解解析,还难以实现。

H. Chung等^[3]曾用有限元法研究过地层基床系数对圆柱壳自振频率的影响。孙钧等^[4]对拱顶直墙型地下结构抗爆动力响应提出了一种按弹性介质内多自由度体系计算的方法,研究了地层基床系数对隧道衬砌结构的影响。

本文提出一种解析的方法,把竖井结构看作一端简支,另一端轴向弹性支承的有限长中厚壳。考虑到竖井周围的介质一方面具有传递静、动荷载的作用,另一方面又阻碍结构自由变形,产生弹性抗力,把作用在圆柱壳上的表面动荷载分为二部分,一部分是由一维平面波引起的移动面力荷载,另一部分是介质的弹性抗力。周向和轴向的弹性抗力采用工程上常用的文克尔假设来计算,地表经顶板传来的动荷载反映为与时间有关的动力边界条件。

根据上述原则,文中运用哈密顿原理,推导了计及转动惯性和横向剪切变形,轴向、周向分别有文克尔弹簧约束的中厚圆柱壳运动方程以及相应的边界条件,用Mindlin-Goodmann方法^[5],把整个解分为拟静力解和动力解。拟静力解表示成空间变量多项式与时间函数的乘

* 中国科学院科学基金资助的课题。

1987年4月15日收到原稿,7月31日收到修改稿。

积，动力解必须满足的运动方程及静力复杂边界条件，采用Fourier级数展开和Stokes变换来解决。这样，一端铰支、一端弹性支承的中厚壳受有周向弹性抗力时的自振频率，只需求解二阶的频率行列式就可得到。文中着重考察了地层基床系数对竖井结构动力响应的影响。

算例表明，地层基床系数的变化对于基频、轴向位移影响很大，轴向力峰值出现时刻随基床系数变化而不同，但峰值的大小却相差不多。

二、基本公式

对于图 1 所示的结构，假设空中爆炸产生的土中入射压缩波为垂直向下传播的一维平面波，地表冲击波荷载简化为突加平台荷载。竖井结构和周围介质均为均匀、连续、各向同性的线弹性材料，周向介质和基岩的弹性抗力采用文克尔假设，得到图 2 所示的力学计算模型。

壳体受到的荷载有

(1) 压缩波引起的动荷载 (沿壳体轴线方向移动)

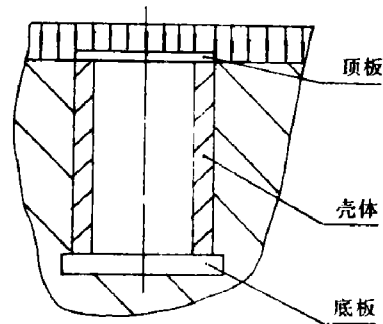


图 1 结构纵截面 (含壳体轴) 示意图

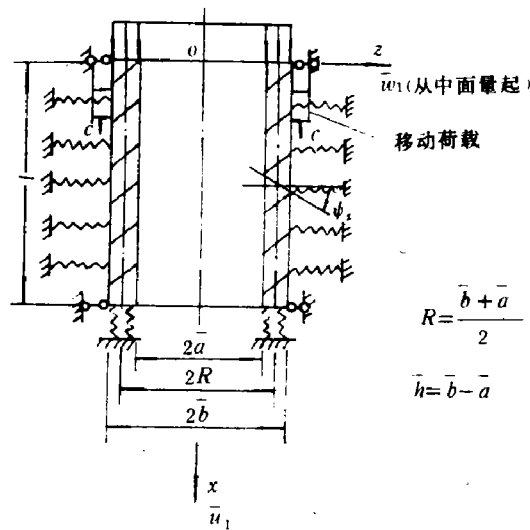


图 2 壳体的力学计算模型

设地表压力荷载 $\Delta p = P_m H(t)$ ， P_m 为超压峰值， $H(t)$ 为 Heaviside 阶跃函数，由一维弹性波理论和土力学中的侧压力公式，深度 x 处的周向动载强度为

$$f_z = -\frac{\nu_2}{1 - \nu_2} P_m H(ct - x) \quad (1)$$

式中 ν_2 为介质的泊松系数， c 为介质中的弹性波速。

(2) 顶板传来的动荷载

把作用在顶板 (看作刚性的) 上的动载折合成均布在圆柱壳端部壳壁，面力荷载强度为

$$f_x(0, t) = -\frac{\bar{b}^2}{(\bar{b}^2 - \bar{a}^2)} \Delta p \quad (2)$$

式中 \bar{a} , \bar{b} 分别为壳体的内、外半径。

(3)周向介质的弹性抗力 $-k\bar{w}_1(x, t)$, k 是周向介质弹性抗力系数, $\bar{w}_1(x, t)$ 为壳体中面上点的径向位移分量。

(4)作用在刚性底板上的基岩弹性抗力, 其折合荷载强度为

$$f_x(l, t) = -\frac{\bar{b}^2}{(\bar{b}^2 - \bar{a}^2)} k_2 \bar{u}_1(l, t) \quad (3)$$

式中 k_2 是基岩地层基床系数, $\bar{u}_1(l, t)$ 是壳底中面上点轴向位移分量。

当圆柱壳壁厚与中面半径比值较大时, 采用基于Love-Kirchhoff假设的经典理论来计算, 误差较大。本文从哈密顿原理出发, 仿照Herrmann和Mirsky的方法^[6], 计及横向剪切变形和转动惯性的影响, 在能量表达式中加入周围径向弹簧力, 轴向弹簧力所作的功, 得到如下的无量纲位移运动方程(符号含义见附录)

$$\left. \begin{aligned} u'' + \frac{\nu}{r_0} w' + \frac{h^2}{12r_0} \phi_x'' &= \ddot{u} + \frac{I^2}{r_0} \ddot{\phi}_x \\ -\frac{\nu S^2}{r_0} u' + \left\{ w'' - \frac{S^2}{r_0^2} \left(1 + \frac{h^2}{12r_0^2} \right) w \right\} + \phi_x' &= S^2 \ddot{w} - p_r + k_1 w \\ \frac{h^2 S^2}{12r_0} u'' - w' + \frac{h^2 S^2}{12} \phi_x'' - \phi_x &= I^2 S^2 \left(\ddot{\phi}_x + \frac{\ddot{u}}{r_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

这儿 $k_1 = \frac{(1 + \bar{h}/2R) l^2 k}{\kappa^2 G \bar{h}}$, p_r 对应于一维平面波引起的移动荷载。

相应的边界条件为

$$\xi = 0 \text{ 处, } N_{xx} = f_1(\tau) = A^0 H(\tau) \quad \left(A^0 = -\frac{(R + \bar{h}/2)^2 (1 - \nu^2)}{2RE\bar{h}} P_m \right) \quad (5)$$

$$w(0, \tau) = 0, \quad M_{xx}(0, \tau) = 0$$

$$\xi = 1 \text{ 处, } N_{xx} = -B^0 u(1, \tau) \quad \left(B^0 = \frac{(R + \bar{h}/2)^2 (1 - \nu^2)}{2RE\bar{h}} k_2 l \right) \quad (6)$$

$$w(1, \tau) = 0, \quad \phi_x(1, \tau) = 0$$

边界条件(5)中, $f_1(\tau)$ 是 τ 的已知函数, 求解时把它作为动力边界条件处理。(6)中 N_{xx} 与 $u(1, \tau)$ 都是 τ 的未知函数, 通过相应的振型函数来满足。

内力—位移关系式为

$$\left. \begin{aligned} N_{xx} &= u' + \frac{E}{r_0} w + \frac{h^2}{12r_0} \phi_x' \\ N_{\theta\theta} &= \nu u' + \frac{w}{r_0} \left(1 + \frac{h^2}{12r_0^2} \right) \\ Q_x &= \phi_x + w' \\ M_{xx} &= \phi_x' + \frac{u'}{r_0} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

初始条件为

$$\begin{aligned} u(\xi, 0) = \dot{u}(\xi, 0) = \phi_x(\xi, 0) = 0 \\ \dot{u}(\xi, 0) = \dot{w}(\xi, 0) = \dot{\phi}_x(\xi, 0) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

依赖于时间的边界条件, 即所谓的动边界条件, 必须先行处理。常用的方法有积分变换法, Mindlin-Goodmann法和模态加速度法, 后两种方法可以避开复杂的求逆变换, 也适用于积分变换不存在或逆变换不知道的情况。本文采用Mindlin-Goodmann方法, 设

$$\begin{aligned} u(\xi, \tau) &= \sum_{i=1}^6 g_{iu}(\xi) f_i(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} U_m(\xi) T_m(\tau) \\ w(\xi, \tau) &= \sum_{i=1}^6 g_{iw}(\xi) f_i(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} W_m(\xi) T_m(\tau) \\ \phi_x(\xi, \tau) &= \sum_{i=1}^6 g_{i\phi_x}(\xi) f_i(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} \Phi_{xm}(\xi) T_m(\tau) \end{aligned} \quad (9)$$

辅助的空间变量的函数 $\{g_i(\xi)\} = \{g_{iu}(\xi), g_{iw}(\xi), g_{i\phi_x}(\xi)\}$ 满足

$$D_j(g_i(0)) = \delta_{ij} \quad j=1, 2, 3, \quad i=1, 2, 3, 4, 5, 6$$

$$D_j(g_i(1)) = \delta_{ij} \quad j=4, 5, 6, \quad i=1, 2, 3, 4, 5, 6$$

这组 D_j ($j=1, 2, 3$) 和 D_j ($j=4, 5, 6$) 分别对应于 $\xi=0$ 和 $\xi=1$ 处边界条件的微分算子。

$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases}$, 由此可得

$$\begin{aligned} u(\xi, \tau) &= \left[-\frac{1}{B^0} + \frac{1}{h^2} \frac{(\xi-1)}{1 - \frac{12r_0^2}{h^2}} \right] f_1(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} U_m(\xi) T_m(\tau) \\ w(\xi, \tau) &= \sum_{m=1}^{\infty} W_m(\xi) T_m(\tau) \\ \phi_x(\xi, \tau) &= \frac{1}{r_0 \left(1 - \frac{h^2}{12r_0^2} \right)} (1-\xi) f_1(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} \Phi_{xm}(\xi) T_m(\tau) \end{aligned} \quad (10)$$

U_m , Φ_{xm} 和 W_m 为一端简支, 另一端轴向弹性支承的中厚壳计及周围径向弹性抗力时的振型函数。它们满足边界条件

$$\begin{aligned} \xi=0 \text{ 处, } N_{xx0} = 0, \quad W = 0, \quad M_{xx0} = 0 \\ \xi=1 \text{ 处, } N_{xx1} + B^0 U = 0, \quad W = 0, \quad \Phi_x = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

以及方程

$$\left. \begin{aligned} \left(U'' + \frac{\nu}{r_0} W'' + \frac{h^2}{12r_0^2} \Phi_x'' + \mathcal{Q}^2 \left(U + \frac{r_0}{h} \Phi_x \right) \right) &= 0 \\ -\frac{r_0 S'}{r_0} U'' + \left\{ W'' - \left[\frac{S^2}{r_0^2} \left(1 + \frac{h^2}{12r_0^2} \right) + k_1 \right] W \right\} + \Phi_x'' + \mathcal{Q}^2 S^2 W &= 0 \\ \frac{h^2 S^2}{12r_0^2} U'' - W'' + \frac{h^2 S^2}{12} \Phi_x'' - \Phi_x + r_0 S' \mathcal{Q}^2 \left(\Phi_x + \frac{U}{r_0} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中 Ω 为无量纲频率。设

$$\left. \begin{aligned} U(\xi) &= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\pi\xi & (0 \leq \xi \leq 1) \\ \Phi_x(\xi) &= B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos n\pi\xi & (0 \leq \xi \leq 1) \\ W(\xi) &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin n\pi\xi & (0 \leq \xi \leq 1) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

这组函数（简称为 CCS 组，并不逐项满足边界条件，但我们可以利用 Stokes 变换，得到在有限区间上展开的 Fourier 级数的导数的正确表达式^[1]，再通过运动方程（12）、 $\xi = 0$ 处的边界条件和内力—位移关系式得到 A_0 、 B_0 、 A_n 、 B_n 和 C_n 由未知的边缘力 N_{x1} 、 M_{x1} 及频率 Ω 来表示的关系式

$$\begin{Bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \Omega^2 & \frac{I^2 \Omega^2}{r_0} \\ \frac{I^2 \Omega^2}{r_0} & I^2 \Omega^2 - \frac{1}{s^2} \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} -N_{x1} \\ -\frac{h^2}{12} M_{x1} \end{Bmatrix} \quad (14)$$

$$\begin{Bmatrix} A_n \\ B_n \\ C_n \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ & s_{22} & s_{23} \\ \text{对称} & & s_{33} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 2(-1)^n N_{x1} \\ (-1)^{n+1} \frac{h^2}{6} M_{x1} \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (15)$$

式中 $s_{11} = \Omega^2 - n^2 \pi^2$ ， $s_{12} = \frac{I^2 \Omega^2}{r_0} - \frac{h^2}{12 r_0} n^2 \pi^2$ ， $s_{13} = \frac{v}{r_0} n \pi$

$$s_{22} = I^2 \Omega^2 - \frac{1}{s^2} - \frac{h^2}{12} n^2 \pi^2, \quad s_{23} = -\frac{n \pi}{s^2}$$

$$s_{33} = \Omega^2 - \frac{n^2 \pi^2}{s^2} - \frac{1}{r_0^2} \left(1 + \frac{h^2}{12 r_0} \right) - \frac{k_1}{s^2}$$

（13）式所设的级数并不逐项满足，因而必须强加的边界条件 $N_{x1} + B^0 U = 0$ ， $\phi_1 = 0$ 成为

$$\begin{aligned} N_{x1} + B^0 \left[A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n A_n \right] &= 0 \\ B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n B_n &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

以 A_n 、 A_n 、 B_0 、 B_n 代入也就得到了关于 N_{x1} 、 M_{x1} 的齐次线性方程组，此方程组有非零解的条件，即导出频率行列式，这是一个二阶行列式，其中各个元素都是无穷级数。具体求解时，截取有限项级数，用搜索法来求得频率方程的根，再回代进去可以得到振型函数。由此可见，本方法不仅能用于求解齐次边界条件的振型函数，也可用于求解弹性支承的情况。适当选用 CCS 组或 SCC 组（用 SCC 组即分别把 U 、 Φ_x 、 W 设成正弦、余弦、余弦级数来解，本题得到的是 $6 - 2 = 4$ 阶行列式），总可使得到的频率行列式的阶数 ≤ 3 。

轴向有弹性支承时，可推得振型函数正交关系仍为

$$\int_0^1 \left[(U_m + (I^2/r_0) \Phi_{xm}) U_n + W_m W_n + I^2 (\Phi_{xm} + (U_m/r_0) \Phi_{xn}) \right] d\xi = 0 \quad (\text{当 } m \neq n) \text{ 或 } l_m \quad (\text{当 } m = n) \quad (17)$$

利用此正交关系, 可使广义坐标解耦, 再通过 Duhamel 积分可得

$$T_m(\tau) = G_{im} f_i(\tau) + \frac{1}{\Omega_m^2} (G_{im}^* - Q_m^2 G_{im}) A^0 (1 - \cos \Omega_m \tau) - \frac{1 + (h/r_0) + (1 - \nu_2) \nu_2}{l_m E h (1 - \nu_2)} P_m \frac{K_m}{\Omega_m}$$

式中 $K_m = \int_0^1 \left\{ \int_0^1 W_m H \left[\tau_1 - \frac{\xi}{c} \left(\frac{E}{\rho(1-\nu_2^2)} \right)^{1/2} \right] d\xi \right\} \sin \Omega_m (\tau - \tau_1) dx_1$, 反映了一维平面波引起的移动荷载的影响。

$$G_{im} = -\frac{1}{l_m} \int_0^1 \left\{ \left[-\frac{1}{B^0} + (\xi - 1) \right] U_m - \frac{I^2}{B^0 r_0} \Phi_{xm} \right\} d\xi, \\ G_{im}^* = \frac{1}{l_m} \int_0^1 \frac{1}{r_0 s^2 [1 - (h^2/12r_0^2)]} \left\{ -(1 + \nu s^2) W_m + (\xi - 1) \Phi_{xm} \right\} d\xi$$

需要指出的是 $T_m(\tau)$ 中同时反映了边缘干扰的影响。从力学意义上说, 这表明具有动边界条件的结构, 其动力解是在对应的齐次边界条件下, 由于面荷载及边缘干扰引起的附加荷载的共同效应。

三、数值例子及讨论

作为数值例子, 对具有以下参数的中厚壳的动力响应进行了计算
地表冲击波超压为突加平台荷载, 压力幅值 $P_m = 196 \text{ KPa}$ 。

壳体几何尺寸: $\frac{R}{l} = \frac{1}{6}$, $\frac{\bar{h}}{l} = \frac{1}{30}$, 壳体材料弹性模量 $E = 2.6 \times 10^6 \text{ t/m}^2$, 泊桑比 $\nu = 0.167$, 容重 $\rho g = 2.5 \text{ t/m}^3$, 介质泊桑比 $\nu_2 = 0.2$, 介质中弹性波速 $c = 2500 \text{ m/s}$ 。

表 1 是壳体的无量纲基频随周围介质的弹性抗力系数 k 和地层基床系数 k_2 变化的情况 (k 和 k_2 的单位为 kg/m^3)。

由于竖井结构一般都比较长 ($\frac{\bar{h}}{l} < \frac{1}{10}$), 其基频是主要对应于轴向运动的频率^[7], 由表 1 可见, 地层基床系数的变化对它影响很大, 而周围介质弹性抗力系数对它的影响不如地层

表 1 壳体的无量纲基频随 k 和 k_2 变化的情况

k_2 (地层基床系数) \ / \ k (周围介质的弹性抗力系数)	0	0.125×10^8	1.0×10^8	1.2×10^8	1.5×10^8	2.0×10^8
0.125×10^8	0.1605	0.1605	—	—	—	—
1.0×10^8	0.9157	0.9161	0.9180	—	—	—
1.2×10^8	1.0283	1.0288	1.0312	1.0316	—	—
1.5×10^8	1.1710	1.1717	1.1749	1.1754	1.1761	—
2.0×10^8	1.3576	1.3579	1.3624	1.3631	1.3640	1.3653
刚性固定	2.449	2.453	2.469	2.472	2.476	2.480

基床系数敏感。地层基床系数及周围介质弹性抗力系数增大时，壳体的基频提高。地层基床系数 $k_2 \rightarrow \infty$ 时，即对应于壳体底部刚性固定的情况，所得到的频率与 [1] 的结果相同。

图 3 和图 4 分别为地层基床系数 $k_2 = 1.2 \times 10^8 \text{ kg/m}^3$ 与底部刚性固定时壳体的前三个振型曲线 U_m 、 W_m 和 Φ_{xm} ($m = 1, 2, 3$)，前者的对应频率分别为 1.0316、12.535、39.481，后者的对应频率分别为 2.4721、22.012、49.845。由图可见，尽管作为壳体，三个广义位移 U_m 、 W_m 和 Φ_{xm} 是互相耦合的（其最大值有一定比例），但其轴向位移的振型曲线分别与一端自由、一端弹性支承的杆和一端自由、一端固定的杆的轴向振动振型曲线相似。振型 U_m 、 W_m 和 Φ_{xm} 的互相耦合，使 Φ_{xm} 、 W_m 的振型曲线在这两种情况下有一些差异。

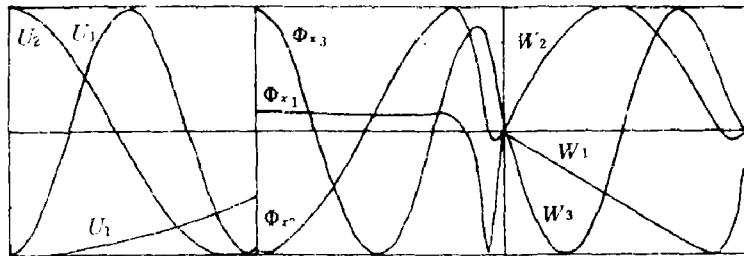


图 3 $k_2 = k = 1.2 \times 10^8 \text{ kg/m}^3$ 时的振型曲线

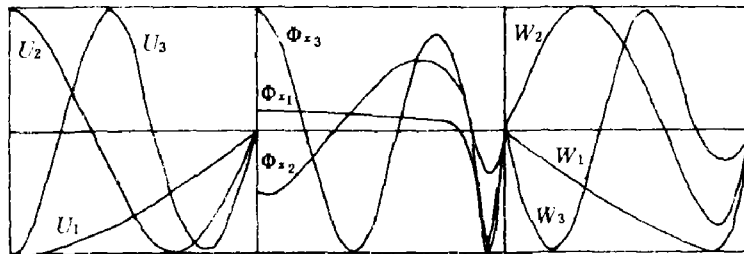


图 4 $k_2 \rightarrow \infty$, $k = 1.2 \times 10^8 \text{ kg/m}^3$ 时的振型曲线

图 5 和图 6 分别为 $\xi = 0$ 与 $\xi = 0.5$ 处轴向位移 u 的动力响应曲线，可见考虑地基沉降时壳体的轴向位移最大值 u_{max} 比下端刚性固定时 u_{max} 要大得多，考虑地基沉降时轴向位移 u 的周期变长（主要是由于基频变小）。

图 7 是 $\xi = 0.5$ 处轴向力 N_{xx} 的动力响应曲线，考虑地基沉降时轴向力的最大值出现的时刻推迟，但最大值的数值与底部刚性固定时的最大值数据差不多。

图 8 是 $\xi = 0.5$ 处环向力 $N_{\theta\theta}$ 的动力响应曲线，二种情况下最大值相差不多，变化周期相近。同时可以看到在所考虑的受载情况下， N_{xx} 比 $N_{\theta\theta}$ 更大（其它截面情况也相似）。

由以上算例，可得出下列几点结论

- (1) 地层基床系数对竖井结构的基频影响很大，考虑地基沉降时求得的基频低。
- (2) 考虑地基沉降时，壳体的轴向位移 u 增加很多，轴向力 N_{xx} 的最大值出现时刻推迟，但 N_{xx} 的最大值相差不多。
- (3) 竖井结构受地表冲击波荷载时，轴向内力 N_{xx} 比环向内力 $N_{\theta\theta}$ 更大。地层基床系数

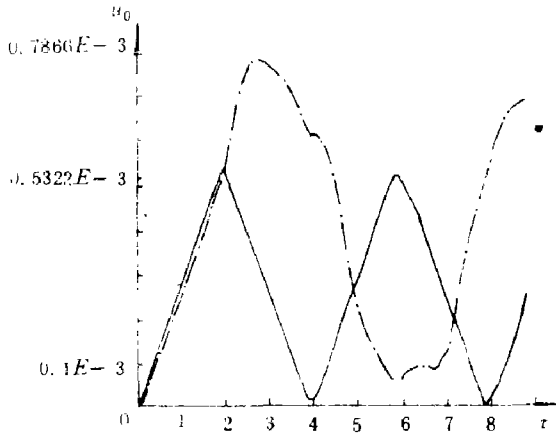


图5 $\xi=0$ 处轴向位移 u 的动力响应

——下端刚性固定；----- $k_2=1.2 \times 10^8 \text{kg/m}^3$

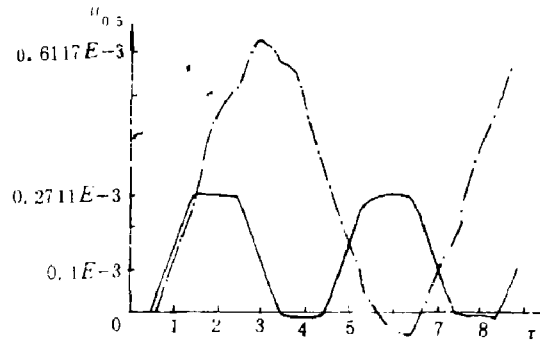


图6 $\xi=0.5$ 处轴向位移 u 的动力响应

——下端刚性固定；----- $k_2=1.2 \times 10^8 \text{kg/m}^3$

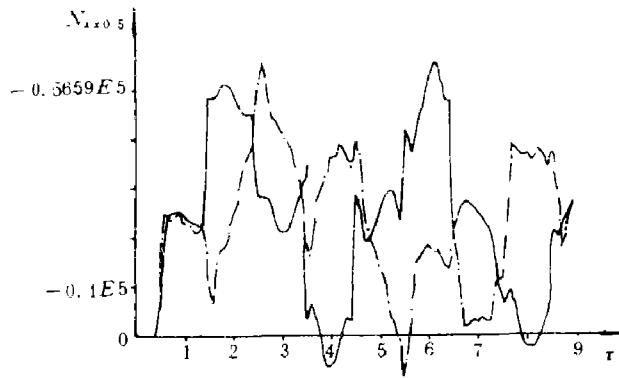


图7 $\xi=0.5$ 处轴向力 N_x 的动力响应

——下端刚性固定；----- $k_2=1.2 \times 10^8 \text{kg/m}$

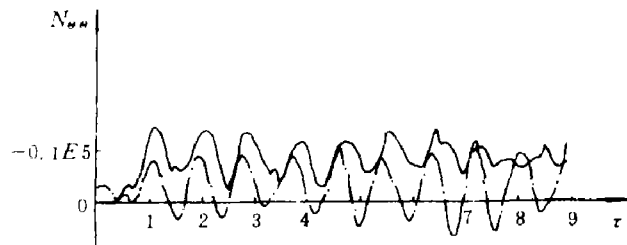


图8 $\xi=0.5$ 处环向力 N_{θ} 的动力响应

——下端刚性固定；----- $k_2=1.2 \times 10^8 \text{kg/m}^3$

变化对 N_{θ} 的最大值影响不明显。

附录: 符号说明

"·"表示对时间求导, "′"表示对 ξ 求导,

\bar{h} : 壳壁厚度, R : 壳体中面半径,

l : 壳体长度, \bar{b} 、 \bar{a} 分别为壳体外半径和内半径,

ν : 壳体材料的泊桑比, E : 壳体材料的弹性模量,

ν_0 : 介质材料的泊桑比, G : 壳体材料的剪切弹性模量,

P_m : 地表压力荷载峰值, κ^2 : 横向剪切系数,

$\bar{u}_1(x, t)$: 中面 $Z=0$ 上的点的轴向位移分量,

$\bar{w}_1(x, t)$: 中面 $Z=0$ 上的点的径向位移分量,

$\psi_x(x, t)$: 横截面在 $x-Z$ 平面内的转角,

$$u = \frac{\bar{u}_1}{l}, \quad r_0 = \frac{R}{l}, \quad \xi = \frac{x}{l}, \quad h = \frac{\bar{h}}{l}, \quad I^2 = \frac{h^2}{12}$$

$$\phi_x = \psi_x, \quad w = \frac{\bar{w}_1}{l}, \quad s^2 = \frac{E}{\kappa^2 G (1 - \nu^2)}$$

$$\frac{\tau}{l} = \frac{1}{l} \left(\frac{E}{\rho (1 - \nu^2)} \right)^{1/2} \quad \rho: \text{壳体材料的密度,}$$

f_x : x 方向的面力荷载强度,

f_z : Z 方向的面力荷载强度,

$$D_r = \left[f_z \left(1 + \frac{Z}{R} \right) \right]_{Z=0}^{Z=h} \frac{l}{\kappa^2 G h}$$

c : 介质中弹性波速,

$$\omega: \text{圆频率,} \quad \frac{\omega}{Q} = \frac{1}{l} \left(\frac{E}{G (1 - \nu^2)} \right)^{1/2}$$

参 考 文 献

- [1] 徐邦伟, 翁智远, 竖井结构抗爆动效计算, 工程力学, 待发表
- [2] 徐邦伟, 翁智远, 洪善桃, 冲击波作用下地下中厚圆柱壳的动力响应, 第一届华东固体力学学术讨论会论文集, 上海 (1984)
- [3] Chung, H. et al., *Nuclear Engineering and Design*, **63** (1981), 109.
- [4] 孙钧, 陆浩亮, 隧道衬砌结构抗爆动效计算, 同济大学学报, **3** (1980)
- [5] Mindlin, R. D., Goodman, L. E., *J. Appl. Mech.*, **17** (1950), 377.
- [6] Herrmann, G., Mirsky, I., *J. Appl. Mech.*, **23** (1956), 563.
- [7] 翁智远, 王远功, 曾德顺, 弹性厚圆柱壳的振动, 同济大学学报, **1** (1985)

INFLUENCE OF GROUND RESISTANCE
COEFFICIENT TO THE DYNAMIC
RESPONSE OF SHAFT
STRUCTURE *

Weng Zhiyuan Xu Bangwei

(Tongji University)

ABSTRACT In this paper, an analytical method is presented to the dynamic response analysis of the shaft structure subjected to shock waves. The shaft structure is modeled as a finite, moderate-thick circular shell with one end simply supported and another end supported by axial springs. Attention is paid to the influence of ground resistance coefficient. Numerical examples show that if we are mainly concerned for the value N_{xx} , it would only make small deviation for the shaft structure modeled as rigidly clamped at the bottom. Thus, calculation would be simplified.

KEY WORDS shafts, shell, response, shock waves

*Project Supported by the Science Fund of the Chinese Academy of Science