

文章编号: 1000-7598-(2008) 08-2203-06

爆破振动作用下城门洞形衬砌的临界振速研究

易长平¹, 卢文波², 张建华¹, 张爱平³

(1. 武汉理工大学 资源与环境工程学院, 武汉 430070; 2. 武汉大学 水利水电学院, 武汉 430072; 3. 湖北水利水电总公司, 武汉 430061)

摘 要: 根据应力波理论, 采用复变函数方法, 对爆破振动作用下城门洞形衬砌的应力和振速分布进行了研究, 进而求解了入射波入射角度不同时衬砌的临界振速。首先将城门洞形衬砌映射为一个内径为 1, 外径大于 1 的圆环, 再求解稳态 P 波作用下圆环的动态响应; 计算结果表明: 入射波的入射方向对于城门洞形衬砌的临界振速有较大的影响, 入射角度为 90°时, 衬砌的临界振速最大, 入射角为 0°时次之, 入射角为 270°时最小。

关 键 词: 爆破振动; 城门洞形衬砌; 复变函数; 临界振速

中图分类号: TU 434

文献标识码: A

Study on critical failure vibration velocity of arch with vertical wall lining subjected to blasting vibration

YI Chang-ping¹, LU Wen-bo², ZHANG Jian-hua¹, ZHANG Ai-ping³

(1. School of Resources and Environmental Engineering, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China; 2. School of Water Resources and Hydropower, Wuhan University, Wuhan 430072, China; 3. Hubei Provincial Water Resources & Hydropower Construction Company, Wuhan 430061, China)

Abstract: The function of complex variable and stress wave theory are employed to study the stress and vibration velocity distribution of *arch with vertical wall lining*(AVWL) induced by blasting vibration; then the critical failure vibration velocity of AVWL is gotten when the incidence angles of incident wave are different. Firstly, the AVWL is mapped into a circularity whose outside radius is bigger than 1 but inside radius is equal to 1, and then the dynamical response of the circularity is solved under the acting of harmony P wave. The result shows that the incidence angle of incident wave has large influence on failure vibration velocity of AVWL, when the incidence angle is 90°, 0°, 270°, the critical failure vibration velocity of lining is decrease by degrees.

Key words: blasting vibration; arch with vertical wall lining; function of complex variable; critical vibration velocity

1 引 言

由于城门洞形洞室良好的受力性能、布置方便、净空浪费小等优点, 在地下洞室的开挖中被广泛采用, 由于地质条件或工程的其他要求, 地下洞室往往需要设置衬砌来提高其稳定性。在铁路复线建设、水电站地下厂房洞室群开挖以及地下矿山的开采中, 爆破开挖往往会对已存在的地下洞室及其衬砌产生不利影响, 如何保证爆破振动作用下地下洞室及其衬砌的安全往往是工程的关键技术问题, 因此研究爆破振动作用下地下洞室及其衬砌的稳定问题具有重要的工程意义。

在以往对于爆破振动对地下洞室及其衬砌的影响研究中, 多以数值模拟和试验研究为主^[1-3],

理论研究主要集中于圆形洞室^[4, 5], 不规则洞室的动力响应问题由于理论研究的复杂性, 研究相对较少, 主要的研究方法有: 积分方程方法、转换矩阵法、边界摄动法、射线理论法等^[6]。1982 年, 刘殿魁^[7]提出了求解不规则洞室动力响应的复变函数方法, 为不规则洞室的动力响应问题求解提供了新的思路。本文采用复变函数方法, 求解爆破振动作用下城门洞形衬砌的临界振速。

对城门洞形有衬砌的结构, 可以采用复变函数和保角映射的方法, 采用相应的映射函数, 将城门洞形衬砌的内边界和外边界映射成一个内径为 1 且外径大于 1 的圆环, 其映射圆环及实际的计算模型如图 1 所示。结构的内外边界分别与圆环的内外边界相对应。实际上, 这样的映射有一定的近似性,

收稿日期: 2006-12-08

基金资助: 国家自然科学基金面上项目 (No.50779050); 湖北省自然科学基金杰出青年人才项目 (No.2007ABB026); 教育部新世纪优秀人才支持计划 (No.NCET-06-0616)。

作者简介: 易长平, 男, 1975 年生, 博士, 讲师, 主要从事岩石动力学方面的教学与研究工作。E-mail: yccpp@163.com

如果取内边界的映射对应关系是精确的, 通过计算可知, 外边界的映射是近似的, 当衬砌的厚度不大时, 这个差别在工程中是完全可以接受的。如图 1 所示, 取映射函数 $Z = \omega(\eta)$, 将真实结构图 1(a) 映射成一个圆环图 1(b), 若取内边界为精确的, 则衬砌外边界与一个半径大于 1 的外圆相对应, 实际计算表明, 此圆环对应于新结构图 1(c), 当结构厚度不大时图 1(c) 与图 1(a) 的差别很小, 实际计算时可用图 1(c) 代替图 1(a) [8]。

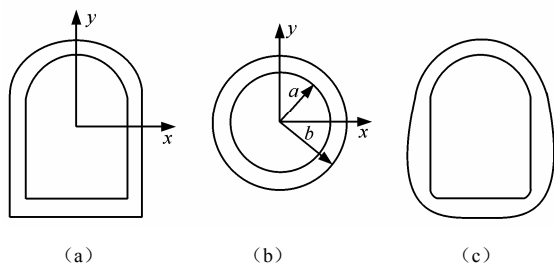


图 1 城门洞形衬砌保角变换示意图
Fig.1 Conformal transformation schematic drawing for arch with vertical wall lining

2 控制方程及其一般形式解

爆破地震波是多频率成分叠加而成的复杂组合, 因而任何单个振动的传播特征都无法代表爆炸地震波, 但各频率成分地震波的贡献却有大有小, 如果选取统计意义上贡献最大的频率成分作为参考对象, 可将爆破地震波视为简谐平面波[9]。由于爆破作用在介质内部引起的地震波为体波, 本文主要研究平面简谐 P 波与地下洞室的相互作用, 而 S 波与洞室的相互作用可类似解决。

在平面问题中, 位移场可以用两个标量势函数 Φ 和 Ψ 表示如下:

$$\begin{cases} U = \partial\Phi/\partial x + \partial\Psi/\partial y; \\ V = \partial\Phi/\partial y - \partial\Psi/\partial x \end{cases} \quad (1)$$

而标量势函数 Φ 和 Ψ 满足如下波动方程:

$$\Delta^2\Phi = \frac{1}{C_p^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}; \quad \Delta^2\Psi = \frac{1}{C_s^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} \quad (2)$$

式中: C_p 和 C_s 为介质中 P 波和 S 波的传播速度。

令

$$\begin{cases} \Phi(x, y, t) = \phi(x, y) \exp(-i\omega t) \\ \Psi(x, y, t) = \psi(x, y) \exp(-i\omega t) \end{cases} \quad (3)$$

式中: ω 为圆频率。 ϕ 和 ψ 满足 Helmholtz 方程:

$$\Delta^2\phi + \alpha^2\phi = 0; \quad \Delta^2\psi + \beta^2\psi = 0 \quad (4)$$

式中: α 、 β 分别为纵波和横波波数, $\alpha = \omega/C_p$,

$\beta = \omega/C_s$, 利用复变量 $Z = x + iy$, $\bar{Z} = x - iy$, 式 (4) 可写成为

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial Z\partial\bar{Z}} = \left(\frac{i\alpha}{2}\right)^2 \phi; \quad \frac{\partial^2\psi}{\partial Z\partial\bar{Z}} = \left(\frac{i\beta}{2}\right)^2 \psi \quad (5)$$

引入将 Z 平面上非圆形孔洞映射为 η 平面上单位圆上的映射函数 $Z = W(\eta)$, 则方程 (5) 在 η 平面上的表达式可写为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2\phi}{\partial\eta\partial\bar{\eta}} = \left(\frac{i\alpha}{2}\right)^2 w'(\eta)\overline{w'(\eta)}\phi(\eta, \bar{\eta}); \\ \frac{\partial^2\psi}{\partial\eta\partial\bar{\eta}} = \left(\frac{i\beta}{2}\right)^2 w'(\eta)\overline{w'(\eta)}\psi(\eta, \bar{\eta}) \end{cases} \quad (6)$$

根据文献[7], 式 (6) 的一般形式解可写为

$$\begin{cases} \phi(\eta, \bar{\eta}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n H_n(\alpha |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n; \\ \psi(\eta, \bar{\eta}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n H_n(\beta |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n \end{cases} \quad (7)$$

式中: a_n 、 b_n 为待定常数。 H_n 是 n 阶 Hankle 函数, 其中第 1 类 Hankle 函数表示外行波, 第 2 类 Hankle 函数表示汇聚波。

3 应力和位移的表达式及边界条件

在 Z 平面内, 极坐标系下应力表达式可以写为

$$\begin{cases} \sigma_r + \sigma_\theta = -2\alpha^2(\lambda + \mu)\phi; \\ \sigma_\theta - \sigma_r + 2i\tau_{r\theta} = -8\mu \frac{\partial^2}{\partial Z^2}(\phi + i\psi)e^{2i\theta} \end{cases} \quad (8)$$

式中: σ_r 、 σ_θ 、 $\tau_{r\theta}$ 分别为径向应力、切向应力和剪应力; λ 和 μ 为 Lamé 常数。

在 η 平面内, 式 (8) 可写为

$$\begin{cases} \sigma_r + \sigma_\theta = -2\alpha^2(\lambda + \mu)\phi; \\ \sigma_\theta - \sigma_r + 2i\tau_{r\theta} = -8\frac{\eta^2}{r^2 w'(\eta)} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[\frac{1}{w'(\eta)} \frac{\partial}{\partial\eta}(\phi + i\psi) \right] \end{cases} \quad (9)$$

由式 (8) 和式 (9) 可得

$$\begin{cases} \sigma_r - i\tau_{r\theta} = -\alpha^2(\lambda + \mu)\phi + \\ 4\mu \frac{\eta^2}{r^2 w'(\eta)} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[\frac{1}{w'(\eta)} \frac{\partial}{\partial\eta}(\phi + i\psi) \right]; \\ \sigma_r + i\tau_{r\theta} = -\alpha^2(\lambda + \mu)\phi + \\ 4\mu \frac{\bar{\eta}^2}{r^2 \bar{w}'(\eta)} \frac{\partial}{\partial\bar{\eta}} \left[\frac{1}{\bar{w}'(\eta)} \frac{\partial}{\partial\bar{\eta}}(\phi - i\psi) \right] \end{cases} \quad (10)$$

在 Z 平面内极坐标系下位移表达式为

$$\left. \begin{aligned} u_r + iv_\theta &= 2 \frac{\partial}{\partial \bar{Z}} (\phi - i\psi) e^{-i\theta}; \\ u_r - iv_\theta &= 2 \frac{\partial}{\partial Z} (\phi - i\psi) e^{i\theta} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中: u_r 为径向位移; v_θ 为切向位移。

在 η 平面内, 式 (11) 可写为

$$\left. \begin{aligned} u_r + iv_\theta &= 2 \frac{\bar{\eta}}{r |w'(\eta)|} \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} (\phi - i\psi); \\ u_r - iv_\theta &= 2 \frac{\eta}{r |w'(\eta)|} \frac{\partial}{\partial \eta} (\phi + i\psi) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

边界条件: 在衬砌的外边界上应满足应力和位移的连续条件, 即

$$u_{r1} = u_{r2}; \quad u_{\theta 1} = u_{\theta 2}; \quad \sigma_{r1} = \sigma_{r2}; \quad \tau_{r\theta 1} = \tau_{r\theta 2} \quad (13)$$

而在衬砌内边界上的边界条件为

$$\sigma_{r2} = 0; \quad \tau_{r\theta 2} = 0 \quad (14)$$

4 入射波及介质中的波场

设入射平面 P 波的传播方向与水平方向的夹角为 θ_0 , 则其波函数可写为

$$\Phi^{(i)} = \phi^{(i)} \exp(-i\omega t) \quad (15)$$

式中

$$\begin{aligned} \phi^{(i)} &= \phi_0 \exp\{i\alpha(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)\} = \\ &\phi_0 \exp\{i\alpha r \cos(\theta - \theta_0)\} \end{aligned} \quad (16)$$

其在 Z 平面内的形式为

$$\phi^{(i)} = \phi_0 \exp[(i\alpha/2)(Z \exp(-i\theta_0) + \bar{Z} \exp(i\theta_0))] \quad (17)$$

在 η 平面内的表达式为

$$\phi^{(i)} = \phi_0 \exp[(i\alpha/2)(\omega(\eta) \exp(-i\theta_0) + \overline{\omega(\eta)} \exp(i\theta_0))] \quad (18)$$

式中: ϕ_0 为入射 P 波的波幅。入射 P 波在岩石与衬砌的交界面将会反射一个向外传播的 P 波 ($\phi_1^{(r)}$) 和 SV 波 ($\psi_1^{(r)}$), 在衬砌内产生折射波 $\phi_2^{(f)}$ 、 $\psi_2^{(f)}$, 而折射波又在衬砌内边界上产生向外传播但仍处于衬砌内部的反射波 $\phi_2^{(r)}$ 、 $\psi_2^{(r)}$, 故岩石中的波场可表示为

$$\phi_1^{(t)} = \phi_1^{(i)} + \phi_1^{(r)}; \quad \psi_1^{(t)} = \psi_1^{(r)} \quad (19)$$

衬砌中的波场可表示为

$$\phi_2^{(t)} = \phi_2^{(f)} + \phi_2^{(r)}; \quad \psi_2^{(t)} = \psi_2^{(f)} + \psi_2^{(r)} \quad (20)$$

上述所有反射波和折射波都满足式 (6) 并具

有形如式 (7) 的表达形式, 具体可写为

$$\left. \begin{aligned} \phi_1^{(r)}(\eta, \bar{\eta}) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n^{(1)} H_n^{(1)}(\alpha_1 |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n; \\ \psi_1^{(r)}(\eta, \bar{\eta}) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n^{(2)} H_n^{(1)}(\beta_1 |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n; \\ \phi_2^{(f)}(\eta, \bar{\eta}) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n^{(3)} H_n^{(2)}(\alpha_2 |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n; \\ \psi_2^{(f)}(\eta, \bar{\eta}) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n^{(4)} H_n^{(2)}(\beta_2 |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n; \\ \phi_2^{(r)}(\eta, \bar{\eta}) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n^{(5)} H_n^{(1)}(\alpha_2 |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n; \\ \psi_2^{(r)}(\eta, \bar{\eta}) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n^{(6)} H_n^{(1)}(\beta_2 |w(\eta)|) \left[\frac{w(\eta)}{|w(\eta)|} \right]^n \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

式中: α_1 、 β_1 分别为岩石中 P 波和 SV 波的波数; α_2 、 β_2 分别为衬砌中 P 波和 SV 波的波数; $a_n^{(j)} (j=1, 2, \dots, 6)$ 为待定的未知系数。

将式 (18) 和式 (19) 代入边界条件式 (13) 和式 (14), 即可得到如下方程:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^6 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n^{(mj)} a_n^{(j)} &= B^{(m)} \\ (n=0, \pm 1, \pm 2 \dots, m=1, 2, \dots, 6) \end{aligned} \quad (22)$$

式中: $A_n^{(mj)}$ 、 $B^{(m)}$ 分别为上述无穷线性代数方程组中未知系数前的系数和方程组的非齐次项。将式 (22) 两边乘以 $\exp(-is\theta)$ 并在 $[-\pi, \pi]$ 上积分, 便可得到如下形式的确定波函数中未知系数的无穷代数方程:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^6 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n^{(mjs)} a_n^{(j)} &= B^{(ms)} \\ (n, s=0, \pm 1, \pm 2 \dots, m=1, 2, \dots, 6) \end{aligned} \quad (23)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} A_n^{(mjs)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} A_n^{(mj)} \exp(-is\theta) d\theta; \\ B^{(ms)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} B^{(m)} \exp(-is\theta) d\theta \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

5 算例分析

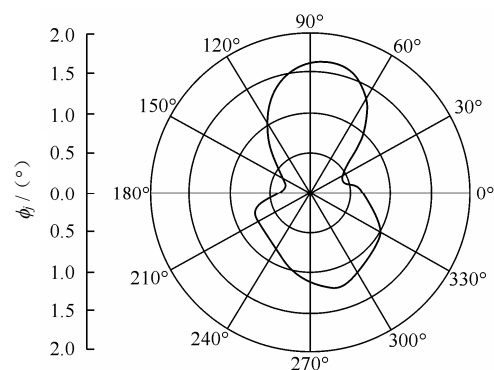
根据文献[10], 将跨度为 6 m、高 7.5 m、衬砌厚 1 m 的城门洞形带衬砌洞室映射为圆环, 其保证内边界精确的保角映射函数为

$$Z = \omega(\eta) = 3.722\,085(\eta - 0.092\,179\eta^{-1} - 0.066\,978i\eta^{-2} - 0.099\,957\eta^{-3} + 0.043\,063i\eta^{-4}) \quad (25)$$

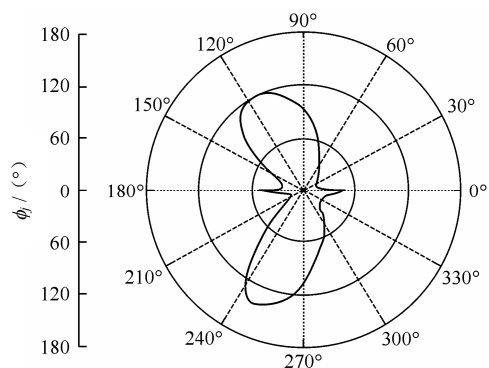
式中: $\eta = R_j \exp(i\theta)$, $j=1, 2$ 。对映射圆环的外边界, 取 $R_1 = 1.189$, 对其内边界, 取 $R_2 = 1.0$ 。

设岩石的弹性模量为 45 GPa, 密度为 2.7 g/cm³, 泊松比为 0.25; 混凝土衬砌的弹性模量为 24 GPa, 密度为 2.4 g/cm³, 泊松比为 0.2; 入射波为稳态平面 P 波, 其幅值为 ϕ_0 , 频率为 100 Hz。

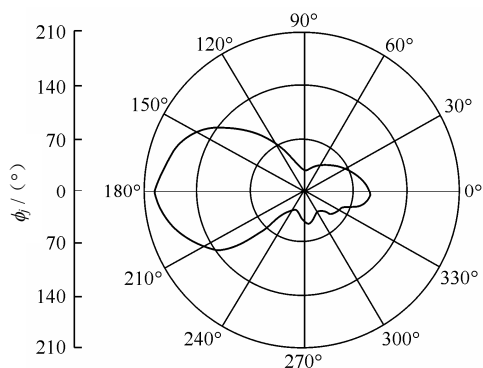
图 2~4 分别为爆破地震波以不同角度作用于带衬砌直墙拱形地下洞室时衬砌的应力和振速分布



(a) 衬砌内侧峰值切向应力分布 (单位: GPa)



(b) 衬砌内侧切向峰值振速分布 (单位: m/s)

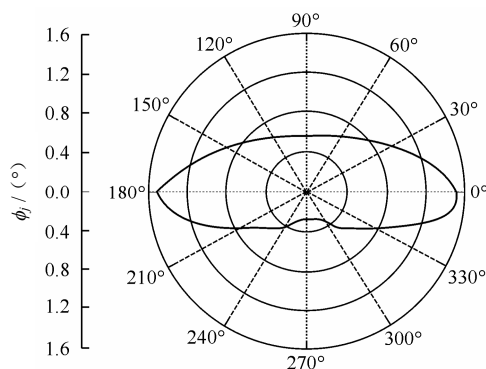


(c) 衬砌内侧径向峰值振速分布 (单位: m/s)

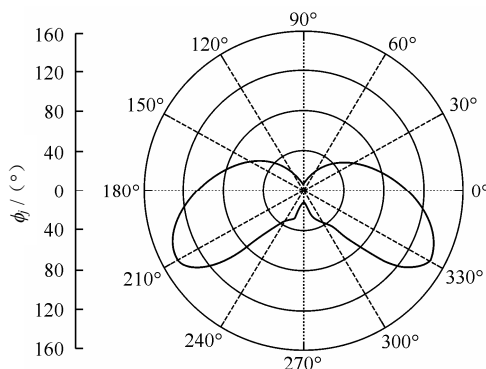
图 2 入射角为 0°时衬砌结构的应力和振速分布

Fig.2 Stress and vibration distribution for lining when the incidence angle is 0°

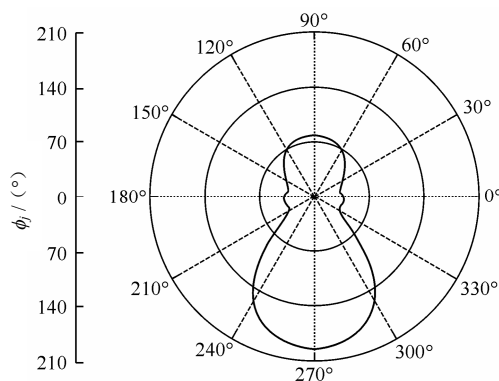
图。根据文献[11], 衬砌内侧的峰值振速和应力均大于衬砌外侧以及围岩内侧的峰值振速和应力, 限于篇幅, 本文仅列出衬砌内侧的峰值振速和应力分布图, 衬砌外侧和围岩内侧的峰值振速和应力分布可参见文献[11]。入射角为 0°时衬砌结构的应力和振速分布如图 2 所示。P 波入射角为 90°时衬砌和围岩的应力和振速分布如图 3 所示。



(a) 衬砌内侧峰值切向应力分布 (单位: GPa)



(b) 衬砌内侧切向峰值振速分布 (单位: m/s)

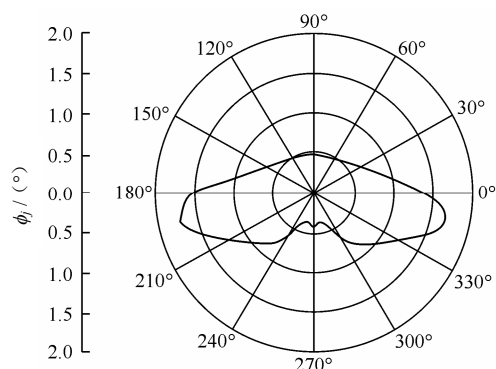


(c) 衬砌内侧径向峰值振速分布 (单位: m/s)

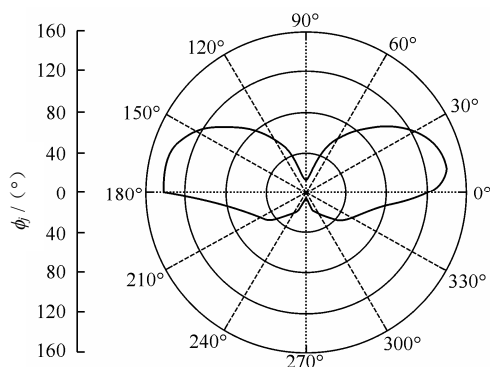
图 3 入射角为 90°时衬砌结构的应力和振速分布

Fig.3 Stress and vibration distribution for lining when the incidence angle is 90°

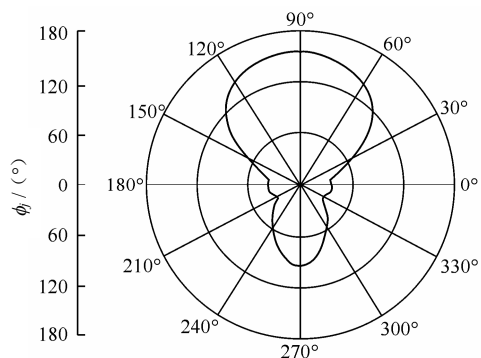
P 波入射角为 270°时衬砌内侧的应力和振速分布如图 4 所示。



(a) 衬砌内侧峰值切向应力分布 (单位: GPa)



(b) 衬砌内侧切向峰值振速分布 (单位: m/s)



(c) 衬砌内侧径向峰值振速分布 (单位: m/s)

图 4 入射角为 270°时衬砌结构的应力和振速分布

Fig.4 Stress and vibration distribution for lining when the incidence angle is 270°

由图 2~4 可以看出, 入射角度的变化对衬砌的应力和振速分布有较大的影响, 当入射角为 0°时, 由于对入射波来说, 没有对称轴, 衬砌边界上的应力分布比较复杂, 衬砌内侧边界上的最大切向应力出现在拱顶偏向背爆侧的地方; 衬砌内侧的峰值切向振速偏向于迎爆侧; 当入射角为 90°时, 衬砌内的应力和振速分布都以爆破地震波的入射方向对称分布, 峰值切向应力出现在 0°和 180°的地方, 峰值径向应力出现在底板中心处, 衬砌边界上的切向振速峰值都偏向于迎爆侧, 峰值径向振速出现在底板

中心处, 迎爆侧的径向峰值振速要远大于背爆侧的径向峰值振速, 比较衬砌内侧的振速可知, 衬砌内侧的峰值径向振速最大; 当入射角为 270°时, 衬砌内侧的峰值切向应力偏向于背爆侧, 衬砌内侧的峰值切向振速都偏向于迎爆侧, 峰值径向振速出现在拱顶中心部位, 背爆侧的径向振速很小。

6 衬砌临界振速的确定

由图 2~4 可知, 当入射波的频率、地下洞室的大小以及围岩和衬砌的性质一定的情况下, 衬砌中的应力和振速的大小由入射波的幅值 ϕ_0 决定, 要使衬砌在爆破地震波作用下不致破坏, 必须严格控制入射波的波幅; 又入射 P 波为简谐波, 其动力响应也呈简谐变化, 故可将围岩周围的最大切向应力看作围岩周围产生的最大切向拉应力, 由文献[10]可知, 简谐应力波作用下衬砌内侧的最大剪应力小于衬砌内侧的最大切向拉压应力, 而混凝土的抗拉强度远低于其抗压强度和抗剪强度, 当爆破引起的振动过大时可以认为衬砌是因为切向拉应力过大而破坏, 设衬砌的抗拉强度为 σ_1 , 令

$$\sigma_{\theta}|_{r=a} = \sigma_1 \quad (24)$$

即可求出最大允许入射的应力波幅值 ϕ_0 , 根据图 2~4 可知, P 波作用下衬砌内侧的最大径向振速要大于切向振速, 根据式 (24) 求出的允许应力波幅值 ϕ_0 , 结合围岩的径向振速分布, 即可求出相应衬砌的临界破坏振速。一般混凝土的抗拉强度约为 2~3 MPa, 据此确定出爆破地震波以不同角度作用于直墙拱形洞室衬砌时, 衬砌的临界破坏振速见表 1。

表 1 衬砌的临界振速

Table 1 Critical vibration velocity of lining

入射角度 / (°)	0	90	270
临界振速 / m·s ⁻¹	23.8~35.7	26.5~39.8	18.9~27.4

目前对于混凝土衬砌的临界振速还没有专门的试验研究, 根据葛洲坝、隔河岩等一些水电工程建设中对爆破振动对混凝土结构影响的实测数据表明^[12]: 在爆破振动作用下, 对于龄期为 40 d 的混凝土结构, 爆破振动峰值振速为 30.2 cm/s 时混凝土结构没有破坏, 当爆破振动峰值振速为 46.6~65.3 cm/s 时混凝土结构被破坏, 可见本文的理论计算结果与实测结果处于同一量级。

7 结 论

本文通过保角变换和复变函数方法, 推导了应

力波作用下不规则洞室衬砌的应力和位移表达式,并以深埋城门洞形洞室衬砌为例,求出了爆破地震波以不同角度作用下,洞室衬砌的应力和振速分布规律,结合混凝土衬砌的抗拉强度,得到了不同情况下衬砌的临界破坏振速,计算结果与试验结果处于同一量级。

参考文献

- [1] 刘慧. 近距侧爆情况下马蹄形隧道动态响应特点的研究[J]. 爆炸与冲击, 2002, 20 (2): 175—181.
LIU Hui. Dynamic responses of hoof-shaped tunnels to adjacent blasting [J]. **Explosive and Shock Waves**, 2002, 20(2): 175—181.
- [2] 朱瑞庚, 李铮. 爆破地震波作用下岩石隧道的临界振动速度[C]//土岩爆破文集(第二辑). 北京: 冶金工业出版社, 1983: 285—291.
ZHU Rui-geng, LI Zheng. Critical vibration velocity for rock tunnels under the blasting seismic wave[C]//Corpus of Blasting in Soil and Rock. Beijing: Metallurgy Industry Press, 1983: 285—291.
- [3] 陈蕴生, 李宁, 吕强. 混凝土衬砌的爆振模拟试验研究[J]. 西安理工大学学报, 1996, 12 (1): 47—51.
CHEN Yun-shen, LI Ning, LU Qiang. The concrete lined blasting vibration simulation test[J]. **Journal of Xi'an University of Technology**, 1996, 12(1): 47—51.
- [4] 周香莲, 周光明, 王建华. 饱和土中圆形衬砌结构对弹性波的散射[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24 (9): 1 572—1 576.
ZHOU Xiang-lian, ZHOU Guang-ming, WANG Jian-hua. Scattering of elastic wave by circular cavity with lining in saturated soil[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2005, 24(9): 1 572—1 576.
- [5] 周香莲, 周光明. SH 波对无限介质土中衬砌结构的动力应力集中[J]. 岩土力学, 2004, 25 (增刊): 366—368.
ZHOU Xiang-lian, ZHOU Guang-ming. Dynamic stresses concentration of SH wave by cavity with lining in infinite soil[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2004, 25(Supp.1): 366—368.
- [6] Yih-Hsing PAO. Elastic waves in solids[J]. **Journal of Applied Mechanics**, 1983, 50(4): 1 152—1 164.
- [7] LIU D K, GAI B Z, TAO G Y. Applications of the method of complex function to dynamic stress concentration[J]. **Wave Motion**, 1982, (4): 293—304.
- [8] SHI Shou-xia, HAN Feng, WANG Zhen-qing. The interaction of plane SH-waves and non-circular cavity surfaced with lining in anisotropic media[J]. **Applied Mathematics and Mechanics**, 1996, 17(9): 855—867.
- [9] 许红涛, 卢文波, 蔡联明. 邻近爆破对坝基灌浆帷幕的影响机理研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2004, 23 (8): 1 325—1 329.
XU Hong-tao, LU Wen-bo, CAI Lian-ming. Mechanism study of blast-induced influence on vicinal curtain grouting[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2004, 23(8): 1 325—1 329.
- [10] 于学馥, 郑颖人. 地下洞室围岩稳定分析[M]. 北京: 煤炭工业出版社, 1983.
- [11] 易长平. 爆破振动对地下洞室的影响研究[D]. 武汉: 武汉大学, 2005.
- [12] 卢文波. 新浇基础混凝土爆破安全震动速度的确定[J]. 爆炸与冲击, 2002, 22 (4): 327—332.
LU Wen-bo. Determination of the limit of the safety velocity for Young foundation concrete under blasting vibration loading[J]. **Explosion and Shock Waves**, 2002, 22(4): 327—332.
- [9] 孙学先. 黄土地基矩形挖井侧面水平摩阻力试验分析[J]. 兰州铁道学院学报, 1997, 16 (1): 1—5.
SUN Xue-xian. The experimental study of level friction resistance of rectangly-dug well side on loess ground[J]. **Journal of Lanzhou Railway Institute**, 1997, 16(1): 1—5.
- [10] 孙学先, 崔文监. Q₄ 黄土地基地下连续墙水平承载模型试验研究[J]. 兰州铁道学院学报, 1995, 14 (3): 49—55.
SUN Xue-xian, CUI Wen-jian. Horizontal bearing test of the diaphragm wall modle in loess subgrade(Q₄)[J]. **Journal of Lanzhou Railway Institute**, 1995, 14(3): 49—55.
- [11] 李涛. 铁路桥梁连续墙挖井基础设计方法的试验研究[J]. 中国铁道科学, 1997, 18 (2): 46—53.
LI Tao. Test and research on the design method for diaphragm wall-type digging well foundation of railway bridge[J]. **China Railway Science**, 1997, 18(2): 46—53.
- [12] 于书翰. 黄土地区拱桥桥台人工开挖地下连续墙基础[J]. 西安公路交通大学学报, 2000, 20 (4): 32—35.
YU Shu-han. Manual excavated continuous concrete wall of the arch bridge abutment foundation in the loess region[J]. **Journal of Xi'an Highway University**, 2000, 20(4): 32—35.
- [13] 路桥集团第一公路工程局. JTJ041—2000 公路桥涵施工技术规范[S]. 北京: 人民交通出版社, 2000.
- [14] 中国建筑科学研究院. JGJ94—94 建筑桩基技术规范[S]. 北京: 中国建筑工业出版社, 1995.

上接第 2188 页