



论文集

中国土木工程学会防护工程学会
第三次年会暨抗爆结构学术交流会

一九九二年九月 烟台

中国土木工程学会防护工程学会
第三次年会暨抗爆结构
学术交流会

论 文 集



一九九二年九月 烟台

前 言

中国土木工程学会防护工程学会第三次年会暨抗爆结构学术交流会议于1992年9月2日至4日在山东烟台召开。本次年会旨在总结近年来防护工程抗爆领域的重要科技成果,深入交流和探讨抗爆结构的有关问题,提高防护工程的科技水平。

本次年会有百余名专家、学者、科研和工程技术人员出席,是一次较为大型的专业性学术交流会议。会议应征论文近百篇,经遴选,编辑出版《中国土木工程学会防护工程学会第三次年会暨抗爆结构学术交流会议论文集》。本论文集汇集了具有代表性的文章63篇。由于受篇幅、会议主题和交稿时间的限制,一些论文未能刊登,一些论文作了适当的删节,少数有较高水平而不宜公开发表的论文也未列入本论文集,谨向热情支持本次年会工作的作者致歉。

本论文集的内容包括:抗爆结构的动力性能与动力分析;爆炸与冲击环境下岩土与结构相互作用;结构震动与抗震设计;设计计算方法;动载作用下地下洞室的稳定性分析;爆炸与冲击作用下模拟试验技术;新材料与新型结构的应用等七部分。既有理论分析、试验研究的文章,又有实践总结的报告,具有一定的深度和广度,可供从事防护工程科研、设计、教学等方面的科技工作者借鉴与参考。由于专题内容的交叉,列在某一部分的论文有不少是与其他部分相通的,论文的排列顺序与论文的水平 and 重要性无关。

本论文集在编辑、出版过程中得到总参工程兵科研三所、四所等单位的帮助和支持,谨致谢意。

由于时间仓促,水平有限,本论文集在编排中定有不少疏漏和错误,诚望批评指正。

中国土木工程学会防护工程学会
一九九二年九月

中国土木工程学会防护工程学会
第三次年会暨抗爆结构学术交流会

1992.9. 烟台

领导小组:

周培根 金春斌 殷之书 钱七虎 徐植信 孙 钧
陈肇元 张根发 郑彦林 孙永起

组织委员会:

孙永起(主任委员) 詹 森(副主任委员)
黄建忠 任玉光 王好玉 徐明利 章善彪

学术委员会:

钱七虎(主任委员) 陈肇元(副主任委员)
殷之书 孙 钧 高伯扬 陈君春 詹 森 王年桥
周丰峻 张位林 史维汾 陈震元

论文编辑组:

詹 森 任玉光 徐明利

目次

抗爆结构的动力性能与动力分析

地下抗爆结构动力分析的基本方法	赵玉祥 宋熙太 钱尔旋 (1)
平面应力波环境中软回填层的地下复合圆形结构动力计算方法	李欢秋 赵玉祥 (9)
强冲击条件下最佳回填厚度的解析算法	宋熙太 赵玉祥 (17)
坑道抗动载数值计算涉及的几个岩石力学性质问题	王承树 (24)
土中浅埋钢筋混凝土板在爆炸压力荷载下的承载能力	江水德 王双进 牛小玲 (30)
用模态近似法求解多层钢管在冲击波作用下的动力压扁问题	曾首义 晏麓晖 文树春 陈斌 (36)
瞬态波传播有限元分析中的几个问题	方秦 (44)
突加线性衰减动载作用下土中浅埋索网结构动力分析	陈德兴 王年桥 (50)
一个实用的变轴力杆系结构弹塑性动力分析程序(NONFAP)	顾渭建 邢秋顺 陈肇元 (59)
地下圆形结构抗爆性能的试验研究	骆文海 (67)
钢筋混凝土无梁板的抗爆性能	王悦新 赵庆新 何树第 (76)
砖砌体在快速加载下的性能	陈君泰 (83)
核爆炸动载可靠度分析的随机过程方法	孙钧 赖允瑾 (91)
核爆炸冲击波作用下高层建层防空地下室的稳定性分析	罗文豹 (97)
竖井结构的模型试验及分析	陈志龙 俞儒一 方秦 (104)
在封闭爆炸条件下复合圆形结构抗爆和抗震性能有限元分析	周早生 (111)
硬岩中爆炸近区地表运动规律研究	楼涛涛 张业和 许学忠 刘英 (118)
复合材料夹层结构大变形有限元动力分析	伍俊 周早生 李福厚 (123)
水下爆破对挡水闸门的影响及其防护	王炳乾 (132)
结构非线性动力分析中的数值稳定性	杜修力 朱镜清 (136)
高层剪力墙房屋下附建式人防地下室倾复问题的简化分析	苗启松 陈肇元 (141)

爆炸与冲击环境下岩土与结构相互作用

土中抗爆结构中应用一维波理论研究的进展	刘泽圻 (150)
关于浅埋结构顶板自由面效应的讨论	谷学东 王双进 牛小玲 (155)
行波作用对地下结构的影响	邢秋顺 陈肇元 (159)
重复爆炸荷载下浅埋结构的塑性计算	李福厚 陈洛燕 李超斌 (167)
核爆地冲击作用下远场深埋防护结构与介质的动力相互作用	王怀忠 (171)
非线性岩土中冲击波与圆柱结构的相互作用	房营光 孙钧 (180)
环流效应对饱和土中工事荷载的影响	涂克强 (191)

土中结构荷载研究方法的新设想——周边法向及切向荷载的反算模拟法.....谷学东 (197)

非线性岩土中冲击波与非圆结构相互作用的复变函数方法.....房营光 孙 钧 (201)

岩土介质中爆炸波与结构相互作用研究.....钱七虎 方 秦 (211)

结构震动与抗震设计

核爆炸条件下高层剪力墙房屋防空地下室的振动.....熊建国 高伟建 (222)

水平-摇摆耦合振动隔震地板系统参数的确定陆顺永 吴万新 (228)

地下工程地板振动参数的计算.....宋熙太 郝义勇 (234)

爆炸振动对动物的损伤效应.....田志敏 宋熙太 任辉启 (239)

常规武器爆炸作用下浅埋结构内部的冲击环境.....田志敏 赵秦晋 周丰峻 (245)

地下封闭爆炸地震场砂垫层组合隔震性能分析.....许学忠 楼涛涛 (252)

建筑物在爆破冲击作用下的振动响应研究.....阎贵平 夏 禾 陈英俊 (256)

剪切型滞变结构非线性地震反应分析.....栾茂田 (261)

线形装药强爆炸地震反应谱与地震力计算.....李 铮 杨升田 (271)

隧洞的爆破地震动效应问题.....林学文 欧阳骥 王兰民 (280)

爆破地震效应若干问题的探讨.....李宏男 王炳乾 林 泉 (284)

断裂构造隔震效应的初步研究.....蔡钟业 (290)

设计计算方法

用变分方法求解大变形对称弹性力学问题.....赵玉祥 顾祥珍 宋熙太 (397)

三区理论及其应用.....曾宪明 (303)

土中浅埋钢筋混凝土结构塑性设计中的几个问题.....王永喜 翟恩地 (310)

浅埋钢筋混凝土梁大变形计算.....李福厚 裴广勇 (318)

浅埋复合材料夹芯结构大变形计算.....李福厚 李超斌 陈洛燕 (323)

空气冲击波作用下建筑物的安全距离.....李 铮 (329)

动载作用下地下洞室的稳定性分析

爆炸荷载作用下岩石隧道应变测试与破坏分析.....陆遐龄 张新国 (337)

爆炸动载作用下地下洞室的稳定性分析.....张继芳 (344)

强冲击压力作用下坑道围岩—屈服锚杆支护体系的能量分析方法.....易梦文 (350)

RSEAP 程序及其在防护工程稳定性分析中的应用周平生 (355)

爆炸地震波作用下隧道稳定性的计算.....李 铮 (362)

爆炸与冲击作用下模拟试验技术

洞库装药爆炸的应力波相似律.....黄日德 (369)

土洞喷射混凝土支护平面装药加载原型试验研究概述
.....曾宪明 苏绍曾 曹长林 肖 峰 (375)

结构抗爆试验的荷载模拟技术.....苏绍曾 宋红民 赵银三 (383)

土中可调式激波管及其在防护工程结构抗动载试验中的应用.....曾荣生 陈志林 (387)

平面装药模拟高超压长持续时间爆炸作用.....周丰峻 陈叶青 苏绍曾 (391)

YTS-30 型饱和土应力传感器设计中的几个问题

.....汪恩清 张玉生 徐济鹤 姜德亚 (397)

新材料与新型结构的应用

立式钢爆炸塔的设计.....丁曙锦 高丙南 肖 革 (403)

一种分析钢圆管吸能机理的工程方法及其在防护设备中的应用

.....曾首义 陈 斌 文树春 晏麓晖 (407)

硬质聚氨脂泡沫塑料动力性能试验研究.....蔡灿柳 田志敏 (412)

地下抗爆结构动力分析的基本方法

赵玉祥 宋熙太 钱尔旋

提 要

本文建立了地下抗爆结构动力分析的广义变分原理, 相应地导出地下结构弹塑性分析的广义泛函, 给出非保守体系的广义变分原理, 从而提出了地下抗爆结构动力分析的基本理论。文中还对地下圆形抗爆结构进行了动力计算和试验对比。

一、前 言

地下抗爆结构的分析计算, 涉及到不同的动荷载种类和各种各样的结构形式, 动力分析是十分复杂的。本文根据地下抗爆工程结构常遇到的实际受力状态, 应用 Lagrange 乘子法, 1. 建立了两端边界均为完全约束的地下平面双层结构动力分析的广义泛函; 2. 导出了地下结构弹塑性分析的广义泛函; 3. 对于非保守体系的各种情况, 考虑了非保守力的作用, 给出了非保守体系的广义变分原理。从而, 在理论上建立了地下抗爆结构动力分析的基本方法, 可广泛地应用于平面结构的弹性分析和弹塑性分析。最后本文给出了非保守体系地下圆形结构的动力分析实例, 并与试验结果进行了对比。

二、地下平面结构抗爆分析的基本理论

1. 平面曲杆的基本关系

对于双层复合结构, 在结构的轴线上取一长度 $ds = R d\theta$ 的微段作为隔离体, 如图 1 所示。

根据力的平衡条件可以得到下面的平衡方程:

$$\frac{\partial N_1}{\partial S} - \frac{Q_1}{R} - \bar{m}_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + q_u(t) - p_u(t) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 M_1}{\partial S^2} + \frac{N_1}{R} - \bar{m}_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} - k w_1 + q_w(t) - p_w(t) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial S} - \frac{Q_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + p_u(t) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 M_2}{\partial S^2} + \frac{N_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} + p_w(t) = 0 \quad (4)$$

上式中, M 、 N 、 Q 为结构的弯矩、轴力和剪力;
 w 、 u 为结构的经向和切向位移; q_w 、 q_u 为作用在

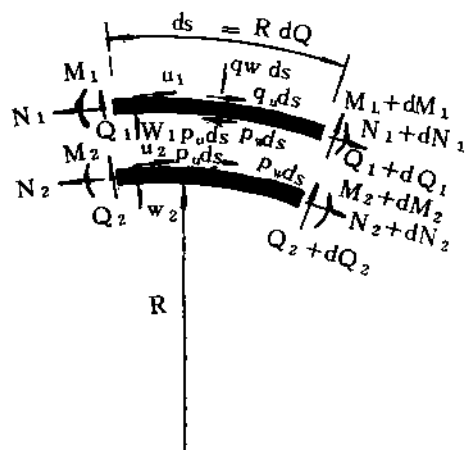


图 1

结构上的径向荷载和切向荷载； k 是结构周围介质的弹性地基系数； p_w 、 p_u 为两层结构之间的径向和切向相互作用力； R 是结构轴线的曲率半径； $\bar{m}$ 是结构单位长度的质量。

根据几何关系，有如下的几何方程：

设结构的轴向应变为 ε ，则有

$$\varepsilon_i = \frac{\partial u_i}{\partial S} - \frac{w_i}{R} \quad (5)$$

设结构的截面转角为 φ ，则有

$$\varphi_i = \frac{\partial w_i}{\partial S} + \frac{u_i}{R} \quad (6)$$

设结构轴线变形后曲率的改变量为 χ ，则有

$$\chi_i = \frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{R_i} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial S} \quad (7)$$

结构截面内力与变位之间有下面的关系：

$$M_i = -E_i J_i \chi_i = -E_i J_i \left(\frac{\partial^2 w_i}{\partial S^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u_i}{\partial S} \right) \quad (8)$$

$$N_i = E_i F_i \varepsilon_i = E_i F_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial S} - \frac{w_i}{R} \right) \quad (9)$$

$$Q_i = \frac{\partial M_i}{\partial S} = -E_i J_i \left(\frac{\partial^3 w_i}{\partial S^3} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 u_i}{\partial S^2} \right) \quad (10)$$

式中： ρ_i 为变形后的曲率半径； $E_i J_i$ 为截面抗弯刚度； F_i 为截面面积； $i=1, 2$ 。

2. 边界条件

曲杆的边界条件，系指曲杆的端点条件，对于曲杆的两端点来说，最多有六个约束条件，其约束方程为

$$u_i(0, t) - \bar{u}_i(0, t) = 0 \quad (11)$$

$$w_i(0, t) - \bar{w}_i(0, t) = 0 \quad (12)$$

$$\varphi_i(0, t) - \bar{\varphi}_i(0, t) = 0 \quad (13)$$

$$u_i(l, t) - \bar{u}_i(l, t) = 0 \quad (14)$$

$$w_i(l, t) - \bar{w}_i(l, t) = 0 \quad (15)$$

$$\varphi_i(l, t) - \bar{\varphi}_i(l, t) = 0 \quad (16)$$

式中： $u_i(0, t)$ 、 $w_i(0, t)$ 、 $\varphi_i(0, t)$ 是曲杆左端待求的切向位移、径向位移和转角； $u_i(l, t)$ 、 $w_i(l, t)$ 、 $\varphi_i(l, t)$ 是曲杆右端待求的切向位移、径向位移和转角；而 $\bar{u}_i(0, t)$ 、 $\bar{w}_i(0, t)$ 、 $\bar{\varphi}_i(0, t)$ 和 $\bar{u}_i(l, t)$ 、 $\bar{w}_i(l, t)$ 、 $\bar{\varphi}_i(l, t)$ 为相应的已知值； $i=1, 2$ 。

双层结构在接触面上应满足变形协调条件，即

$$w_1 - w_2 = 0 \quad (17)$$

$$u_1 - u_2 = 0 \quad (18)$$

3. 地下平面结构抗爆分析的广义变分原理

广义变分原理 I：在服从几何方程 (5)、(6)、(7) 和内力与变位关系 (8)、(9)、(10)，并在 $t=t_1$ 和 $t=t_2$ 时 w_i 、 u_i 为已知的条件下，在所有容许的位移 w_i 、 u_i 中，其真实解使下述广义泛函取驻值。

$$\begin{aligned}
\Pi_1 = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \frac{1}{2} \bar{m}_i \left[\left(\frac{\partial w_i}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2 \right] dS - \int_L \frac{E_i J_i}{2} \left(\frac{\partial^2 W_i}{\partial S^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u_i}{\partial S} \right)^2 dS - \right. \\
& - \int_L \frac{E_i F_i}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial S} - \frac{w_i}{R} \right)^2 dS - \int_{L_k} \frac{1}{2} k w_i^2 dS + \\
& + \int_{L_p} (q_w w_1 + q_u u_1) dS + \int_L p_w (w_1 + w_2) dS + \int_L p_u (u_1 - u_2) dS - \\
& - N_i(0, t) [u_i(0, t) - \bar{u}_i(0, t)] - Q_i(0, t) [w_1(0, t) - \bar{w}_1(0, t)] + \\
& + M_i(0, t) [\varphi_i(0, t) - \bar{\varphi}_i(0, t)] + N_i(l, t) [u_i(l, t) - \bar{u}_i(l, t)] + \\
& + Q_i(l, t) [w_i(l, t) - \bar{w}_i(l, t)] - M_i(l, t) [\varphi_i(l, t) - \bar{\varphi}_i(l, t)] \Big\} dt \quad (19)
\end{aligned}$$

式中: $w_i, u_i, p_w, p_u, N_i(0, t), Q_i(0, t), M_i(0, t), N_i(l, t), Q_i(l, t), M_i(l, t), u_i(0, t), w_i(0, t), \varphi_i(0, t), u_i(l, t), w_i(l, t), \varphi_i(l, t)$ 在变分时都是独立变量; L 为曲杆结构的全长; L_k 为结构与周围介质的弹性抗力边界; L_p 为外荷载力边界。

下面进行证明。

根据哈密顿原理, 在满足条件 (5)~(18) 时, 体系的泛函为

$$\begin{aligned}
\Pi = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \frac{1}{2} \bar{m}_i \left[\left(\frac{\partial w_i}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2 \right] dS - \right. \\
& - \int_L \frac{E_i J_i}{2} \left(\frac{\partial^2 w_i}{\partial S^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u_i}{\partial S} \right)^2 dS - \\
& - \int_L \frac{E_i F_i}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial S} - \frac{w_i}{R} \right)^2 dS - \int_{L_k} \frac{1}{2} k w_i^2 dS + \\
& + \int_{L_p} (q_w w_1 + q_u u_1) dS \Big\} dt \quad (20)
\end{aligned}$$

我们引入待定的 Lagrange 乘子 $\mu_1, \mu_2, \lambda_i (i=1, 2, \dots, 12)$, 将曲杆两端的位移约束条件 (11)~(16) 及变形协调条件 (17)、(18) 合并到泛函 (20) 中, 于是可得到下列无条件变分的泛函

$$\begin{aligned}
\Pi_1^* = & \Pi + \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \mu_1 (w_1 - w_2) dS + \int_L \mu_2 (u_1 - u_2) dS + \right. \\
& + \lambda_1 [u_1(0, t) - \bar{u}_1(0, t)] + \lambda_2 [w_1(0, t) - \bar{w}_1(0, t)] + \\
& + \lambda_3 [\varphi_1(0, t) - \bar{\varphi}_1(0, t)] + \lambda_4 [u_1(l, t) - \bar{u}_1(l, t)] + \\
& + \lambda_5 [w_1(l, t) - \bar{w}_1(l, t)] + \lambda_6 [\varphi_1(l, t) - \bar{\varphi}_1(l, t)] + \\
& + \lambda_7 [u_2(0, t) - \bar{u}_2(0, t)] + \lambda_8 [w_2(0, t) - \bar{w}_2(0, t)] + \\
& + \lambda_9 [\varphi_2(0, t) - \bar{\varphi}_2(0, t)] + \lambda_{10} [u_2(l, t) - \bar{u}_2(l, t)] + \\
& + \lambda_{11} [w_2(l, t) - \bar{w}_2(l, t)] + \lambda_{12} [\varphi_2(l, t) - \bar{\varphi}_2(l, t)] \Big\} dt
\end{aligned}$$

在对 (21) 进行变分时 $w_i, u_i, u_i(0, t), w_i(0, t), \varphi_i(0, t), u_i(l, t), w_i(l, t), \varphi_i(l, t)$ 及引入的 Lagrange 乘子均为独立变量; 当泛函 Π_1^* 达到驻值时, 有 $\delta \Pi_1^* = 0$, 通过连续分部积分的运算, 利用几何方程及内力与位移的关系代换, 经整理后得到

$$\begin{aligned}
\delta \Pi_1^* = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \left[\frac{\partial^2 M_1}{\partial S^2} + \frac{N_1}{R} - \bar{m}_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} + \mu_1 \right] \delta w_1 dS - \int_{L_k} k w_1 \delta w_1 dS + \right. \\
& + \int_{L_p} q_w \delta w_1 dS \Big\} dt + \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \left[\frac{\partial N_1}{\partial S} - \frac{Q_1}{R} - \bar{m}_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + \mu_2 \right] \delta u_1 dS + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \int_L q_u \delta u_1 dS \} dt + \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \left[\frac{\partial^2 M_2}{\partial S^2} + \frac{N_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} - u_1 \right] \delta w_2 dS \right\} dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \frac{\partial N_2}{\partial S} - \frac{Q_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - \mu_2 \right\} \delta u_2 dS \} dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} \left[\int_L (w_1 - w_2) \delta \mu_1 dS \right] dt + \int_{t_1}^{t_2} \left[\int_L (u_1 - u_2) \delta \mu_2 dS \right] dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_1 + N_1(0, t)] \delta u_1(0, t) dt + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_2 + Q_1(0, t)] \delta w_1(0, t) dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_3 - M_1(0, t)] \delta \varphi_1(0, t) dt + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_4 - N_1(l, t)] \delta u_1(l, t) dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_5 - Q_1(l, t)] \delta w_1(l, t) dt + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_6 + M_1(l, t)] \delta \varphi_1(l, t) dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_7 + N_2(0, t)] \delta u_2(0, t) dt + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_8 + Q_2(0, t)] \delta w_2(0, t) dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_9 - M_2(0, t)] \delta \varphi_2(0, t) dt + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_{10} - N_2(l, t)] \delta u_2(l, t) dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_{11} - Q_2(l, t)] \delta w_2(l, t) dt + \int_{t_1}^{t_2} [\lambda_{12} + M_2(l, t)] \delta \varphi_2(l, t) dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [u_1(0, t) - \bar{u}_1(0, t)] \delta \lambda_1 dt + \int_{t_1}^{t_2} [w_1(0, t) - \bar{w}_1(0, t)] \delta \lambda_2 dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\varphi_1(0, t) - \bar{\varphi}_1(0, t)] \delta \lambda_3 dt + \int_{t_1}^{t_2} [u_1(l, t) - \bar{u}_1(l, t)] \delta \lambda_4 dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [w_1(l, t) - \bar{w}_1(l, t)] \delta \lambda_5 dt + \int_{t_1}^{t_2} [\varphi_1(l, t) - \bar{\varphi}_1(l, t)] \delta \lambda_6 dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [u_2(0, t) - \bar{u}_2(0, t)] \delta \lambda_7 dt + \int_{t_1}^{t_2} [w_2(0, t) - \bar{w}_2(0, t)] \delta \lambda_8 dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [\varphi_2(0, t) - \bar{\varphi}_2(0, t)] \delta \lambda_9 dt + \int_{t_1}^{t_2} [u_2(l, t) - \bar{u}_2(l, t)] \delta \lambda_{10} dt + \\
& + \int_{t_1}^{t_2} [w_2(l, t) - \bar{w}_2(l, t)] \delta \lambda_{11} dt + \int_{t_1}^{t_2} [\varphi_2(l, t) - \bar{\varphi}_2(l, t)] \delta \lambda_{12} dt \quad (22)
\end{aligned}$$

所以, 由 $\delta \Pi^*$ 取驻值的条件, 导出了 Lagrange 乘子的物理意义, 从广义功的角度来解释, 是比较容易理解的:

$$\left. \begin{aligned}
\mu_1 &= -\frac{\partial^2 M_1}{\partial S^2} - \frac{N_1}{R} + \bar{m}_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} + k w_1 - q_w = -p_w \\
\mu_2 &= -\frac{\partial N_1}{\partial S} + \frac{Q_1}{R} + \bar{m}_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - q_u = -p_u
\end{aligned} \right\} \\
\text{或} \quad \left. \begin{aligned}
\mu_1 &= \frac{\partial^2 M_2}{\partial S^2} + \frac{N_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} = -p_w \\
\mu_2 &= \frac{\partial N_2}{\partial S} - \frac{Q_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = -p_u
\end{aligned} \right\} \quad (23) \\
\left. \begin{aligned}
\lambda_1 &= -N_1(0, t), \lambda_2 = -Q_1(0, t), \lambda_3 = M_1(0, t), \\
\lambda_4 &= N_1(l, t), \lambda_5 = Q_1(l, t), \lambda_6 = -M_1(l, t), \\
\lambda_7 &= -N_2(0, t), \lambda_8 = -Q_2(0, t), \lambda_9 = M_2(0, t), \\
\lambda_{10} &= N_2(l, t), \lambda_{11} = Q_2(l, t), \lambda_{12} = -M_2(l, t)
\end{aligned} \right\}$$

同时, 还导出了平衡方程:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 M_1}{\partial S^2} + \frac{N_1}{R} - \bar{m}_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} - k w_1 + q_w - p_w &= 0 \\ \frac{\partial N_1}{\partial S} - \frac{Q_1}{R} - \bar{m}_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + q_u - p_u &= 0 \\ \frac{\partial^2 M_2}{\partial S^2} + \frac{N_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} + p_w &= 0 \\ \frac{\partial N_2}{\partial S} - \frac{Q_2}{R} - \bar{m}_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + p_u &= 0\end{aligned}$$

位移边界条件和变形协调条件:

$$\begin{aligned}u_i(0, t) - \bar{u}_i(0, t) &= 0, & w_i(0, t) - \bar{w}_i(0, t) &= 0, \\ \varphi_i(0, t) - \bar{\varphi}_i(0, t) &= 0, & u_i(l, t) - \bar{u}_i(l, t) &= 0, \\ w_i(l, t) - \bar{w}_i(l, t) &= 0, & \varphi_i(l, t) - \bar{\varphi}_i(l, t) &= 0, \\ w_1 - w_2 &= 0, & u_1 - u_2 &= 0\end{aligned}$$

从上面的结果可见, 由 $\delta \Pi_1^* = 0$ 导出了问题的全部方程, 从而广义变分原理得证。将 (23) 式代入 (21) 式, 便可得到广义泛函 (19) 式。

广义变分泛函 (19), 可以应用于各种支承条件的平面结构, 是问题精确求解或近似求解的基础。

4. 泛函 (19) 的退化

当遇到单层平面结构时, 两层之间的作用力 p_w 、 p_u 为零, 两层结构接触面上的变形协调条件亦不存在, 这时广义变分原理的泛函为

$$\begin{aligned}\Pi_{II} = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \frac{1}{2} \bar{m} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \right] ds - \int_L \frac{EJ}{2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial S^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial S} \right)^2 ds - \right. \\ & - \int_L \frac{EF}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial S} - \frac{w}{R} \right)^2 ds - \int_L \frac{1}{2} k w^2 ds + \int_{L_p} (q_w w + q_u u) ds - N(0, t) \\ & [u(0, t) - \bar{u}(0, t)] - Q(0, t)[w(0, t) - \bar{w}(0, t)] + M(0, t)[\varphi(0, t) - \\ & - \bar{\varphi}(0, t)] + N(l, t)[u(l, t) - \bar{u}(l, t)] + Q(l, t)[w(l, t) - \bar{w}(l, t)] - \\ & \left. - M(l, t)[\varphi(l, t) - \bar{\varphi}(l, t)] \right\} dt\end{aligned}\quad (24)$$

5. 在平面曲杆结构的弹塑性动力分析中, 只要把塑性铰当成外力, 广义泛函 (19)、(24) 也同样适用

例如: 在一维平面波作用下的一个对称无铰拱, 当拱顶出现一个塑性铰时, 其广义泛函为 (取其一半):

$$\begin{aligned}\Pi_{III} = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_{L/2} \frac{1}{2} \bar{m} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \right] ds - \int_{L/2} \frac{EJ}{2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial S^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial S} \right)^2 ds - \right. \\ & - \int_{L/2} \frac{EF}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial S} - \frac{w}{R} \right)^2 ds - \int_{L/2} \frac{1}{2} k w^2 ds + \int_{L_p/2} (q_w w + q_u u) ds - \\ & - N(0, t)[u(0, t) - \bar{u}(0, t)] - Q(0, t)[w(0, t) - \bar{w}(0, t)] + M(0, t) \\ & [\varphi(0, t) - \bar{\varphi}(0, t)] + N\left(\frac{l}{2}, t\right) \left[u\left(\frac{l}{2}, t\right) - \bar{u}\left(\frac{l}{2}, t\right) \right] + \\ & \left. + \bar{M}\left(\frac{l}{2}, t\right) \varphi\left(\frac{l}{2}, t\right) \right\} dt\end{aligned}\quad (25)$$

式中: $\bar{M}\left(\frac{l}{2}, t\right)$ 为拱顶的塑性弯矩, 当材料和几何尺寸一定时为一个定值。

6. 非保守体系的广义变分原理

上述广义变分原理的泛函 Π_I 、 Π_{II} 、 Π_{III} 只适用于保守体系, 若推广到非保守体系^[3], 便有如下的形式

$$\delta \Pi_i + \int_{t_1}^{t_2} \sum_{j=1}^J Q_j \delta q_j dt = 0 \quad (26)$$

这里 Q_i 为体系的诸非保守力, q_i 为体系的广义坐标, $i=I, II, III$ 。

三、抗爆结构动力分析基本理论的应用

1. 问题的提出及计算简图

设地面下 h_0 深处, 有一足够长的圆形隧道受到地面平面冲击波的作用, 取图 2 所示的计算简图。

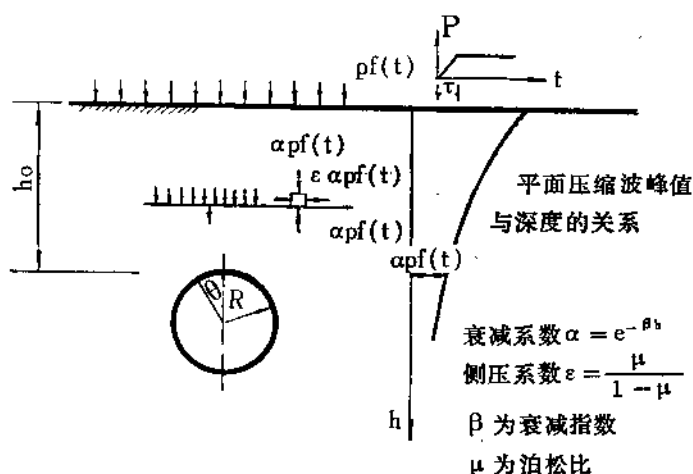


图 2

2. 结构周边荷载的确定

根据(1) 一维平面波在传播过程中, 介质质点应力与介质质点速度之间的关系; (2) 波在结构表面上的压力协调条件; (3) 结构表面上质点速度与结构变形速度的协调条件, 可得到作用在结构表面上的径向荷载和切向荷载。

在 $0 \sim \pi$ 之间

$$\bar{q}_w = 2 \alpha p f(t) (\cos^2 \theta + \epsilon \sin^2 \theta) - \alpha \rho \dot{w}(\theta, t)$$

$$q_u = 2 \alpha p f(t) (1 - \epsilon) \sin \theta \cos \theta$$

3. 结构位移的选取

利用圆形结构的特点, 用三角函数表示结构的位移, 并假设结构在变形过程中轴线长度保持不变, 则

$$w(\theta, t) = \sum_{m=1}^{\infty} q_m \cos m \theta$$

$$u(\theta, t) = \sum_{m=1} \frac{1}{2} q_m \sin m\theta$$

式中: q_m 为广义坐标, 只与时间有关。

4. 结构运动微分方程的建立

在忽略结构剪力位能的情况下, 将广义力和位移的表达式代入 (24) 中, 可得广义泛函为

$$\begin{aligned} \Pi_{II} = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \int_L \frac{1}{2} \bar{m} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \right] ds - \int_L \frac{EJ}{2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial s^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial s} \right)^2 ds - \right. \\ & \left. - \int_{L_k} \frac{1}{2} k w^2 ds + \int_{L_r} (q_w w + q_u u) ds \right\} dt \\ = & \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{\pi \bar{m} R}{2} \sum_{m=1} \left(1 + \frac{1}{m^2} \right) \dot{q}_m^2 - \frac{\pi EJ}{2 R^3} \sum_{m=1} (1 - m^2)^2 q_m^2 - \right. \\ & - k R \sum_{m=1} \left(\frac{\pi - \alpha_c}{2} - \frac{1}{4m} \sin 2m\alpha_c \right) q_m^2 + k R \sum_{m=1} \sum_{\substack{n=1 \\ (n \neq m)}} \left[\frac{\sin(m+n)\alpha_c}{\alpha(m+n)} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\sin(m-n)\alpha_c}{\alpha(m-n)} \right] q_m q_n + 4 R p f(t) \sum_{m=1} H_m q_m \right\} dt \end{aligned}$$

式中: $q_w = 2 \alpha p f(t) (\cos^2 \theta + \varepsilon \sin^2 \theta)$, 只考虑了保守力; α_c 为结构变形过程中不挤压周围介质的角度, 计算中通过迭代确定。

由介质声阻抗 $\alpha \rho$ 引起体系的耗散函数为

$$D = \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \alpha \rho \dot{w}^2 \cdot R \alpha \theta = \sum_{m=1} \frac{1}{2} \pi R \alpha \rho \dot{q}_m^2$$

于是, 体系的非保守力为

$$Q_m = \frac{\partial D}{\partial \dot{q}_m} = \pi R \alpha \rho \dot{q}_m$$

将上述结果代入 (26) 式, 可得到结构运动的微分方程

$$a_m \ddot{q}_m + d \dot{q}_m + c_{mm} q_m + \sum_{\substack{n=1 \\ (n \neq m)}} e_{mn} q_n = G_m$$

式中: $a_m = \frac{\pi \bar{m} R}{2} \left(1 + \frac{1}{m^2} \right)$

$$d = \frac{1}{2} \pi R \alpha \rho$$

$$c_{mm} = \frac{\pi EJ}{2 R^3} (1 - m^2)^2 - k R \left(\frac{\pi - \alpha_c}{2} - \frac{1}{4m} \sin 2m\alpha_c \right)$$

$$e_{mn} = -k R \left[\frac{\sin(m+n)\alpha_c}{2(m+n)} + \frac{\sin(m-n)\alpha_c}{2(m-n)} \right]$$

$$G_m = 2 R p f(t) H_m$$

$$\begin{aligned} H_m = & \int_0^\pi e^{-\beta[k_0 + R(1 - \cos \theta)]} \left[\cos m\theta (\cos^2 \theta + \varepsilon \sin^2 \theta) + \frac{\sin m\theta}{m} (1 - \varepsilon) \cdot \right. \\ & \left. \cdot \sin \theta \cos \theta \right] d\theta \end{aligned}$$

5. 计算结果

运动微分方程的求解问题见[4]。现将模爆器中结构模型的试验结果与本文理论结果作一对比（见图3）。

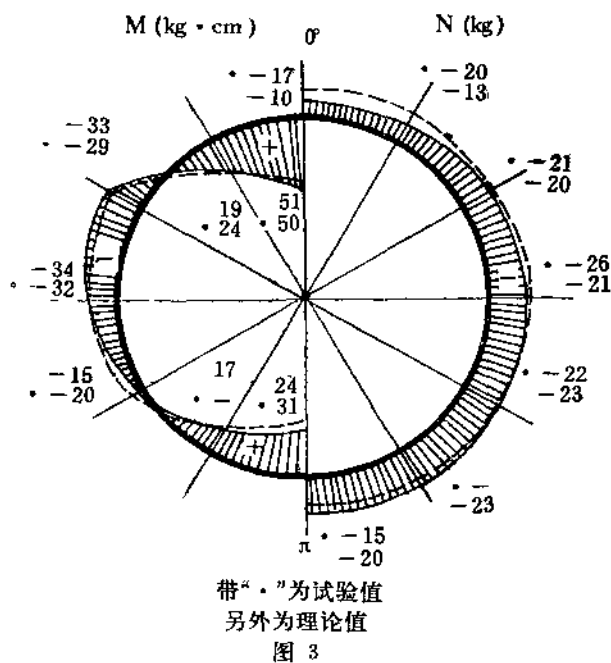


图 3

参 考 文 献

- [1] 钱伟长, 变分法及有限元, 科学出版社, 1980.
- [2] 薛大为, 《应用数学和力学》, 209~218, 3(1991).
- [3] 赵玉祥、顾祥珍, 《固体力学学报》, 628~634, 4(1984).
- [4] 赵玉祥、顾祥珍, 《隧道及地下工程》, 6(1984).

平面应力波环境中软回填层的地下复合圆形结构动力计算方法

李欢秋 赵玉祥

提 要

本文依据有关平面应力波作用下, 复合圆形结构动力试验和有限元计算结果, 提出了一种在平面应力波环境中, 有软回填层的复合圆形结构动力响应计算方法。该方法把一定厚度的围岩和衬砌视作复合体的外层和内层结构, 按杆件系统分析, 中间为联系外层和内层结构的软回填层, 按服从 Drucker-Prager 屈服准则的弹塑性连续体考虑。以能量方法建立起体系的泛函, 采用 Hamilton 变分原理求得体系的运动方程, 并编制了相应的计算程序。通过算例, 表明: 该方法具有力学概念直观、计算精度较好、计算速度快、便于应用等特点。

一、前 言

在承受动荷载大压力的地下结构中, 采用具有软回填层的复合式圆形结构是提高工程抗力和抗震性能的经济而又实用的方法。这种复合结构通常是由三部分组成: (1) 钢筋混凝土衬砌, (2) 锚杆、喷射混凝土等加固后的围岩, (3) 介于前二者之间的回填层如泡沫混凝土、砂等。对于这种体系的动力计算, 虽然可以采用目前广为应用的有限元法、边界元法等, 但是用这些方法常常要做大量的、繁多的数据准备工作和花费昂贵的机时。本文在研究大压力平面波作用下复合圆形结构受力方式和变形特点中, 提出了一种复合圆形结构动力响应计算方法。该方法在给定的满足平面波荷载引起的复合结构变形规律和边界条件的位移函数条件下, 从系统的能量守恒建立体系的泛函, 通过 Hamilton 变分原理, 建立体系的非线性运动方程组并对其进行了解。最后将整个求解过程用 Fortran 语言编制的程序, 算例表明: 本文所用的方法具有计算精度较好, 应用方便, 计算省时等特点, 对于计算一个具有 40 个加载步的动力问题, 在 AST 386 微机上也只需要约 10 分钟便可获得较好的结果。

二、力学模型的提出及假设

围岩具有很高的自承和承载能力已被人们所公认, 因此在一些石质较好的岩体中修建无被复的隧道也是常有的事, 尤其是随着喷锚支护技术的应用和发展, 大大加强了围岩的整体性, 提高了岩体洞室的承载能力, 使洞室周边被加固的围岩可以看成是一个支撑结构物。因此, 对于岩体中建造的具有软回填层的复合圆形结构, 在力学模型上可将加固了的围岩简化成外层结构 (即围岩环), 钢筋混凝土整体被复则看成是复合体的内层, 在内外两层之间, 是用于消波减震的软回填材料层。

根据体系受平面应力波作用的特点, 可作下列 4 点假设:

(1) 在面积爆炸波作用下, 可把足够长的隧道视为广义平面应变问题。

(2) 围岩环外侧与岩体之间的相互作用, 采用 Winkler 假设, 即当围岩环向岩体作膨胀运动时, 岩体对其提供弹性抗力, 否则不提供弹性抗力。

(3) 由于岩体中压缩波的传播速度很大, 隧道的横断面尺寸相对来说很小, 因此, 计算中不考虑行波的影响, 并假设压缩波随深度的衰减服从指数规律。

(4) 作用在围岩环外侧的荷载取为等深度无扰动的自由场应力。

由此得到图 1 所示的计算简图。

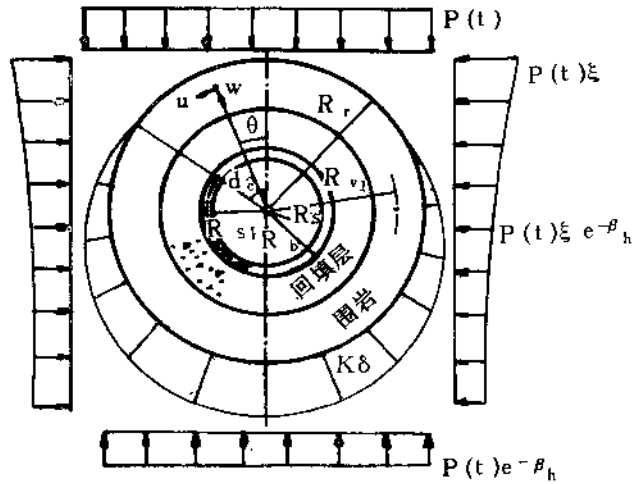


图 1 计算简图

三、运动方程的建立

1. 位移模式的设定

一般来说, 设定的位移函数应满足位移边界条件, 并且应反映体系的变形规律, 所包含的待定系数由位移变分方程确定。根据上述要求以及平面应力波作用下体系的变形特定, 采用如下的三角级数和多项式来表示各层的径向和环向位移:

$$\begin{cases} w_{r(\theta, t)} = \left(\frac{R_b - R_s}{R_s} \right)^2 b(t) + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m\theta \\ u_{r(r, \theta, t)} = \frac{r}{R_s} \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin m\theta \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} w_{b(r, \theta, t)} = \left(\frac{r - R_s}{R_s} \right) b(t) + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m\theta \\ u_{b(r, \theta, t)} = \frac{r}{R_s} \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin m\theta \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} w_{s(\theta, t)} = \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m\theta \\ u_{s(\theta, t)} = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin m\theta \end{cases} \quad \left(\text{以下} \sum \text{表示} \sum_{m=1}^{\infty} \right) \quad (3)$$

其中 w 、 u 分别表示各层的径向位移和环向位移, 其下标 r 、 b 、 s 分别表示围岩环、回填层和衬砌。 a_m 、 b 、 c_m 仅为时间 t 的函数, 定义为广义坐标。上述所设函数满足各层的位移边界条件, 且反映了体系的变形特点。