

DOI :10.3880/j.issn.1006-7647.2011.02.009

节理岩体边坡稳定上限分析方法

张宏涛¹,赵宇飞²,纪洪广³,刘应华⁴

(1. 北方工业大学土木工程系,北京 100144 ;2. 中国水利水电科学研究院,北京 100044 ;
3. 北京科技大学土木工程系,北京 100083 ;4. 清华大学工程力学系,北京 100084)

摘要 运用 Goodman 节理单元和上限分析定理研究节理岩体边坡稳定情况。假设组成岩体的岩块和节理为理想刚塑性且满足 Mohr-Coulomb 屈服准则,采用 Goodman 节理单元建立了节理岩体边坡稳定的上限分析有限元格式。通过把外载或自重的载荷乘子作为目标函数,形成了带等式约束的非线性数学规划问题,采用一种无搜索直接迭代算法求解。数值计算结果表明单组节理岩体的节理方向对岩体边坡稳定影响明显。

关键词 节理岩体 边坡稳定 上限分析 Goodman 节理单元

中图分类号 :TU457 **文献标识码** :A **文章编号** :1006-7647(2011)02-0038-05

Upper bound limit analysis for stability of jointed rock slopes//ZHANG Hong-tao¹, ZHAO Yu-fei², JI Hong-guang³, LIU Ying-hua⁴(1. Department of Civil Engineering, North China University of Technology, Beijing 100144, China ;2. China Institute of Water Resources and Hydropower Research, Beijing 100044, China ;3. Department of Civil Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China ;4. Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract :The stability of a jointed rock slope was investigated by use of the Goodman joint elements and the upper bound limit theorem. The constitutes of rock masses, rock block and joints, were assumed to be perfectly rigidly plastic and to satisfy the Mohr-Coulomb yield criterion. A finite element scheme of the upper bound analysis for the stability of the jointed rock slope was established by means of the Goodman joint elements. By regarding the loading factor of external load or self-weight as the objective function, the nonlinear mathematical programming with equation constraints was formulated, and it was solved by using direct iterative algorithm without searching. Numerical results show that the direction of joints has obvious effect on the jointed rock slopes.

Key words :jointed rock mass ;slope stability ;upper bound limit analysis ;Goodman joint element

利用弹塑性有限元^[1-3]和极限分析有限元^[4-8]方法研究岩土结构的承载能力和边坡稳定性日趋成熟和完善。而实际岩体边坡中,节理或不连续面往往大量存在,对其进行稳定分析时必须对节理进行单独处理。赵尚毅等^[9]利用无厚度接触单元对节理岩质边坡进行了分析,蒋坤等^[10]利用离散元中的 BB 和 MC 模型对节理岩体边坡进行了分析,刘红岩等^[11]利用 UDEC 分析了节理岩体边坡自然和地震工况下的稳定问题,冯树荣等^[12]推导了两组节理边坡的极限平衡解析解。总体说来,对节理岩体边坡稳定的研究一直在发展中。

本文基于岩体的 Mohr-Coulomb 屈服准则,利用传统的位移有限元和 Goodman 节理单元,结合极限

分析上限定理,建立了节理岩体边坡稳定的上限分析有限元数学规划格式,并采用一种直接迭代算法进行求解。算例分析表明了该方法的有效性。

1 边坡稳定上限分析方法

假设节理岩体材料为理想刚塑性。塑性极限分析中的上限定理描述为 在所有机动可能速度场中,真实速度场所对应的塑性耗散总功率最小。在不考虑速度间断面的情况下,有

$$\int_V \sigma_{ij}^* \epsilon_{ij}^* dV \geq \int_{\Gamma} t_i u_i^* d\Gamma + \int_V f_i u_i^* dV \quad (1)$$

式中 σ_{ij} 为应力分量 ; ϵ_{ij} 为应变分量 ; t_i 为边界载荷 ; u_i 为位移分量 ; f_i 为体力 ;* 号表示机动允许的速

基金项目 国家自然科学基金 (50809003) ;‘十一五’国家科技支撑计划 (2008BAB33B03-04)

作者简介 张宏涛 (1978 —),男,山东青州人,讲师,从事边坡及岩石力学研究。E-mail :zhanghongtao95@tsinghua.org.cn

度场所对应的物理量。

上限定理应用到边坡稳定分析,分为求解超载系数(承载力)和稳定安全系数(安全储备)问题^[8]。这2个问题可以合成如下数学规划问题:

$$\begin{cases} \lambda = \min \int_V \sigma_{ij}(\epsilon_{ij}) \epsilon_{ij} dV \\ \text{s.t.} \quad \int_{\Gamma_a} t_i u_i d\Gamma + \int_V f_i u_i dV = 1 \\ \epsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (\text{空间域 } V \text{ 内}) \\ u_i = 0 \quad (\text{位移边界 } \Gamma_u \text{ 上}) \end{cases} \quad (2)$$

式中: V 为结构的空域; Γ_u 为结构的位移边界。

求解超载系数时,边界载荷 t_i 作为基准载荷,体力做的功作为已知量加到目标函数中,结构所能承受的极限载荷为 λt_i ; 求解安全系数时,体力 f_i 作为基准载荷,外力做的功作为已知量加到目标函数中,结构所能承受的极限载荷为 λf_i 。这样就将边坡稳定问题转换为求解极限载荷乘子 λ 。

在运用上限定理对边坡进行极限分析时,应把式(1)左边化为用应变表示的形式。根据塑性变形的正交流动法则和 Mohr-Coulomb 屈服准则可以实现上述转换。

首先,应力张量和应变张量均采用列向量表示,即 $\epsilon = [\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, \epsilon_{33}, 2\epsilon_{12}, 2\epsilon_{23}, 2\epsilon_{31}]^T$, $\sigma = [\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{31}]^T$, Mohr-Coulomb 屈服准则为

$$F = (\sigma - b)^T A (\sigma - b) - 1 = 0 \quad (3)$$

其中

$$A = \begin{bmatrix} \frac{1}{4c^2} & \frac{-1 - \sin^2 \varphi}{4c^2 \cos^2 \varphi} & 0 \\ \frac{-1 - \sin^2 \varphi}{4c^2 \cos^2 \varphi} & \frac{1}{4c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{c^2 \cos^2 \varphi} \end{bmatrix}$$

$$b = \begin{bmatrix} -c \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \\ -c \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \\ 0 \end{bmatrix}$$

由塑性正交流动法则,有

$$\dot{\epsilon}_{p ij} = \dot{\mu} \frac{\partial \varphi(\sigma_{ij})}{\partial \sigma_{ij}} \quad (4)$$

式中: c, φ 分别为黏聚力和摩擦角; $\varphi(\sigma_{ij})$ 为塑性势函数; $\dot{\mu}$ 为非负的塑性比例因子。

根据相关联流动法则,势函数 $\varphi(\sigma_{ij})$ 即为屈服函数 $F(\sigma_{ij})$ 。写成张量形式为

$$\epsilon = 8\mu c^2 \cos^2 \varphi A (\sigma - b) \quad (5)$$

式(5)求逆得到

$$\sigma = \frac{1}{8\mu c^2 \cos^2 \varphi} A^{-1} \epsilon + b \quad (6)$$

把式(6)代入式(3)有

$$\mu = \frac{\sqrt{\epsilon^T A^{-1} \epsilon}}{8c^2 \cos^2 \varphi} \quad (7)$$

式(1)中的塑性耗散功率可以表示为

$$\sigma_{ij}(\epsilon_{ij}) \epsilon_{ij} = \sqrt{\epsilon^T A^{-1} \epsilon} + b^T \epsilon \quad (8)$$

这样就得到了以应变表示的塑性耗散函数表达式。由式(2)和式(8),岩体边坡稳定的上限分析可以变为如下的数学规划问题:

$$\begin{cases} \lambda = \min \int_V (\sqrt{\epsilon^T A^{-1} \epsilon} + b^T \epsilon) dV \\ \text{s.t.} \quad \int_{\Gamma_a} t_i u_i d\Gamma + \int_V f_i u_i dV = 1 \\ \epsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (\text{空间域 } V \text{ 内}) \\ u_i = 0 \quad (\text{位移边界 } \Gamma_u \text{ 上}) \end{cases} \quad (9)$$

2 采用 Goodman 节理单元的有限元格式

利用有限元技术将节理岩体边坡分为 N 个岩块有限元离散体和 P 个节理单元,即 $V = \bigcup_{m=1}^N V_{me} + \bigcup_{j=1}^P V_{je}$, 式中 m 表示岩块, j 表示节理, e 表示单元。为避免混乱下文中 m 省略。岩块的塑性耗散能离散形式根据式(8)可以得

$$\int_V (\sqrt{\epsilon^T A^{-1} \epsilon} + b^T \epsilon) dV = \sum \int_{V_e} (\sqrt{(B_e u_e)^T A^{-1} (B_e u_e)} + b^T B_e u_e) dV = \sum_{i \in I_G} \sum \rho_i [\sqrt{u_e^T (B_e^T)_i A^{-1} (B_e)_i u_e} + b^T (B_e)_i u_e] \quad (10)$$

式中: ρ_i 为积分权重; I_G 为单元积分点集; u_e 为岩块单元结点的位移列向量; B_e 为岩块单元的应变矩阵,与一般有限元形式相同。

下面对节理单元的塑性耗散表达式进行推导。这里采用的节理单元为无厚度界面单元,由 Goodman 等^[13]最先提出,在岩体数值分析中利用广泛。图1为无厚度节理单元示意图, IJ 与 KL 分别与相邻岩块单元连接。

节理单元 $IJKL$ 的节点位移为

$$u_{je} = [u_I, v_I, u_J, v_J, u_K, v_K, u_L, v_L]^T \quad (11)$$

定义界面相对位移 ΔU 为节理单元的塑性应变,在局部坐标系 (s, n) 中表示为

$$\Delta U = B_{je} u_{je} \quad (12)$$

其中

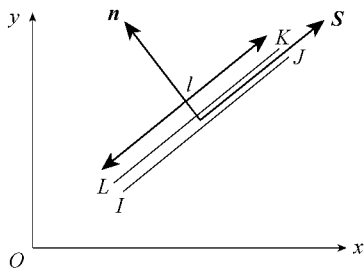


图1 无厚度 Goodman 节理单元

$$B_{je} = \begin{bmatrix} \frac{\zeta}{l} - 1 & 0 & \frac{\zeta}{l} & 0 & \frac{\zeta}{l} & 0 & 1 - \frac{\zeta}{l} & 0 \\ 0 & \frac{\zeta}{l} - 1 & 0 & \frac{\zeta}{l} & 0 & \frac{\zeta}{l} & 0 & 1 - \frac{\zeta}{l} \end{bmatrix}$$

式中: ζ 表示局部坐标系坐标; l 为节理单元长度。

假设节理塑性应变 ΔU 与作用力满足塑性正交流动法则:

$$\Delta \dot{U} = \dot{\mu}_j \frac{\partial f(T)}{\partial T} \quad (\dot{\mu}_j \geq 0) \quad (13)$$

定义节理的屈服函数 $F_j(\sigma_{ij})$ 与塑性势函数 $f(T)$ 之间满足如下关系^[14]:

$$\frac{\partial F(\sigma)}{\partial \sigma} = \frac{\partial f(T)}{\partial T} \otimes n_j \quad (14)$$

这样节理单元的塑性应变率就可以写成与式(4)相同的形式:

$$\dot{\epsilon}_{jp} = \Delta \dot{U} \otimes n_j = \dot{\mu}_j \frac{\partial F(\sigma)}{\partial \sigma} \quad (15)$$

从而 P 个节理单元的塑性耗散表达式为

$$\begin{aligned} & \int_{V_j} (\sqrt{\epsilon_j^T A_j^{-1} \epsilon_j} + b_j^T \epsilon_j) dV_j = \\ & \sum \int_{l_{je}} [\sqrt{(B_{je} u_{je} \otimes n_{je})^T A_j^{-1} (B_{je} u_{je} \otimes n_{je})} + \\ & b_j^T (B_{je} u_{je} \otimes n_{je})] ds = \\ & \sum_{i \in I_{jc}} [\sum \rho_i (B_{je} u_{je} \otimes n_{je})^T A_j^{-1} (\sqrt{B_{je} u_{je} \otimes n_{je}}) + \\ & b_j^T (B_{je} u_{je} \otimes n_{je})] \end{aligned} \quad (16)$$

式中: T 为作用在节理单元上的面力 $(\sigma_n, \tau)^T$; $f(T)$ 为节理的塑性势函数; $\dot{\mu}_j$ 为节理的非负塑性比例因子; $\otimes$ 表示张量的对称运算; n_j 为节理面的单位法向量。

引入岩块单元和节理单元的结点转换矩阵 C_e 和 C_{je} , 则 $u_e = C_e U$, $u_{je} = C_{je} U$, U 为所有单元的结点位移动向量。令 $K_e = B_e^T A^{-1} B_e$, $K_{je} = (B_{je} \otimes n_{je})^T \cdot A_j^{-1} (B_{je} \otimes n_{je})$, 各单元集成总体刚度矩阵后, 节理岩体边坡的总塑性耗散能为

$$\sum_{i \in I} \rho_i (\sqrt{U^T K_i U} + b_i^T B_i U) +$$

$$\sum_{i \in I_j} \rho_i (\sqrt{U^T K_{ji} U} + b_{ji}^T B_{ji} U) \quad (17)$$

其中

$$\begin{cases} K_i = K_e^T K_{ei} C_e \\ K_{ji} = C_{je}^T K_{jei} C_{je} \end{cases} \quad (18)$$

$$\begin{cases} B_i = B_e^T C_e \\ B_{ji} = (B_{ji} \otimes n_{je})^T C_{je} \end{cases} \quad (19)$$

同时式(10)中的约束条件可化为

$$Q^T U = 1 \quad (20)$$

式中: I 为离散岩块积分点集; I_j 为节理积分点集; Q 为基准载荷对应的等效节点载荷列向量; U 为结点位移列向量。

于是, 节理岩体边坡的上限分析数学规划格式表示为

$$\begin{cases} \lambda = \min_U \frac{1}{V} \sum_{i \in I} \rho_i (\sqrt{U^T K_i U} + b_i^T B_i U) + \\ \sum_{i \in I_j} \rho_i (\sqrt{U^T K_{ji} U} + b_{ji}^T B_{ji} U) \\ \text{s.t. } Q^T U = 1 \end{cases} \quad (21)$$

式中优化变量为 U 。这样就将节理岩体边坡的塑性上限分析转化为求解一个带等式约束的非线性数学规划问题。

3 迭代算法

式(17)是一个带等式约束的非线性规划问题, 其中的目标函数是非线性非光滑函数。对此进行规划求解时需判断刚性区位置, 因为在刚性区 ($U^T K_i U = 0$, $U^T K_{ji} U = 0$) 目标函数呈现不可微性。这里采用一种直接迭代算法求解^[8]。

在问题求解之前刚性区未知, 迭代求解从全塑性开始, 在迭代过程中不断识别刚性区, 并依此对目标函数进行不断修正, 将约束条件 $Q^T U = 1$ 通过拉氏乘法引入目标函数中。迭代过程中产生的载荷因子序列单调递减收敛于真实解。算法步骤如下:

第1步: 求解以下极小化问题, 实现对 U 的初始化

$$\begin{cases} \lambda = \min_U \frac{1}{V} \sum_{i \in I} \rho_i (U^T K_i U + b_i^T B_i U) + \\ \sum_{i \in I_j} \rho_i (U^T K_{ji} U + b_{ji}^T B_{ji} U) \\ \text{s.t. } Q^T U = 1 \end{cases} \quad (22)$$

求得初始化节点位移 U_0 后, 初始极限载荷乘子 λ_0 可按式(23)确定:

$$\lambda_0 = \frac{1}{V} \sum_{i \in I} \rho_i (U_0^T K_i U_0 + b_i^T B_i U_0) + \sum_{i \in I_j} \rho_i (U_0^T K_{ji} U_0 + b_{ji}^T B_{ji} U_0) \quad (23)$$

第 $k+1$ 步 ($k=0,1,2,\dots$): 逐个计算 $U^T K_i U$ ($i \in I$) 和 $U^T K_{ji} U$ ($i \in I_j$) 是否等于零, 确定岩块和节理的刚性区集合分别为 R_{k+1} 和 $R_{j,k+1}$, 塑性区集合分别为 Y_{k+1} 和 $Y_{j,k+1}$ 。求解如下极小化问题:

$$\begin{cases} \lambda = \min_U \frac{1}{V} \sum_{i \in Y_{k+1}} \rho_i \left(\frac{U^T K_i U}{\sqrt{U^T K_i U_k}} + b_i^T B_i U \right) + \\ \sum_{i \in Y_{j,k+1}} \rho_i \left(\frac{U^T K_{ji} U}{\sqrt{U^T K_{ji} U_k}} + b_{ji}^T B_{ji} U \right) \\ \text{s.t. } Q^T U = 1 \\ Q^T K_i U = 0 \quad (i \in R_{k+1}) \\ U^T K_{ji} U = 0 \quad (i \in R_{j,k+1}) \end{cases} \quad (24)$$

由此可求得该步迭代中的节点位移 U_{k+1} , 可按式(25)计算第 $k+1$ 步极限荷载乘子:

$$\lambda_{k+1} = \frac{1}{V} \sum_{i \in I} \rho_i (U_{k+1}^T K_i U_{k+1} + b_i^T B_i U_{k+1}) + \sum_{i \in I_j} \rho_i (U_{k+1}^T K_{ji} U_{k+1} + b_{ji}^T B_{ji} U_{k+1}) \quad (25)$$

按照上述迭代步骤, 就可以得到一个单调递减的极限荷载乘子序列, 该序列最终收敛于极限荷载乘子的真实解。迭代收敛的判断准则由式(26)确定:

$$\begin{cases} \frac{|\lambda_{k+1} - \lambda_k|}{\lambda_{k+1}} \leq \eta_1 \\ \frac{\|U_{k+1} - U_k\|}{\|U_{k+1}\|} \leq \eta_2 \end{cases} \quad (26)$$

式中: η_1 和 η_2 为收敛值。

4 验证算例

为了验证以上方法, 本文计算了赵尚毅等^[9]的算例。图2为节理面倾角 40° 、 $l=10\text{ m}$ 的边坡示意图, 坡角为 70° 。图3为边坡的离散网格, 采用平面四边形4节点单元, 为构造图1中的节理单元, 用2条重合的直线表示节理并进行离散, 从而可以获得4节点节理单元。节理和岩块的黏聚力 c 、内摩擦角 φ 、密度 ρ 分别为 1 MPa , 38° , $2.5 \times 10^3\text{ kg/m}^3$ 和 0.12 MPa , 24° , $1.7 \times 10^3\text{ kg/m}^3$ 。迭代计算过程如图4所示, 迭代过程表明数值解能迅速收敛。本文计算结果为 1.11 , 有限元和极限平衡结果分别为 1.03 和 1.06 , 其中极限平衡解为指定滑面的分析结果。本文结果作为上限解与赵尚毅等^[9]的有限元结果相差 5% , 满足精度要求, 作为一种直接求解方法, 可以满足工程的需要。由于上限解对应的岩体已经开始滑动破坏, 因此利用该方法时要考虑一定的安全余度, 建议把结果折减 10% 处理。

为研究节理倾角对岩体边坡稳定的影响, 利用本

文方法对不同节理倾角的边坡稳定进行分析, 得到的安全系数如图5所示。分析结果表明: 当节理倾角比边坡坡角小时, 边坡稳定系数小; 节理倾角为 0° 或 90° 时, 边坡稳定系数大, 此时与没有节理的岩体边坡稳定系数相当。通过以上算例研究, 表明迭代4次基本可以得到收敛结果, 迭代算法稳定可靠, 而且与传统的极限平衡分析方法相比不用搜索滑面。

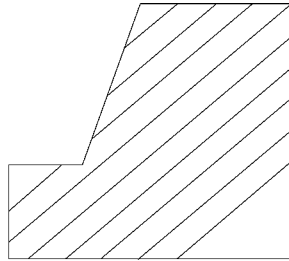


图2 节理岩体边坡几何模型

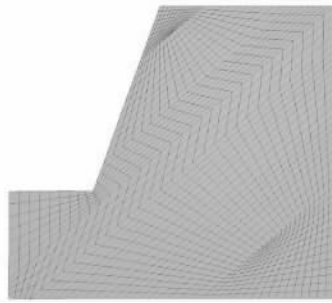


图3 边坡有限元网格

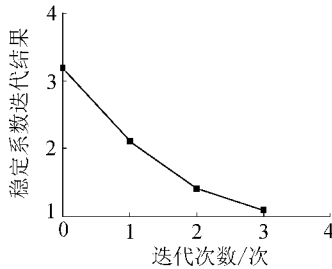


图4 边坡稳定迭代求解过程

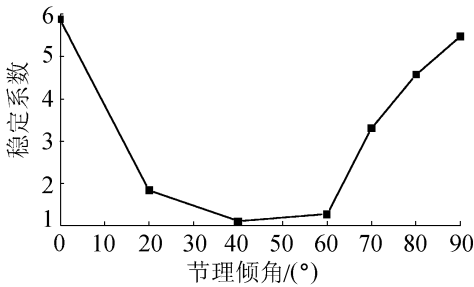


图5 不同节理倾角对应的边坡稳定安全系数

利用本文方法还对2组节理的情况进行了分析, 如图6所示。计算得到的岩体边坡稳定系数为 1.08 , 与单组节理岩体边坡稳定系数 1.11 相差不大, 表明优势节理面为顺坡节理。计算得到的破坏情况如图7所示, 利用本文方法可以得到破坏区的分布和位移等。

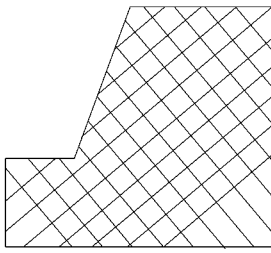


图 6 2 组节理岩体边坡

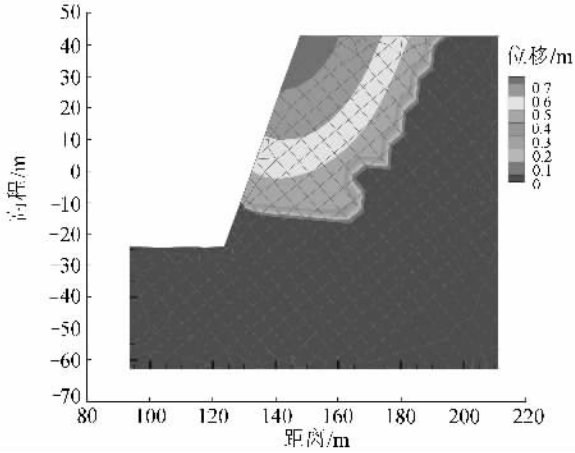


图 7 2 组节理岩体边坡破坏位移分布

5 结 语

基于 Mohr-Coulomb 屈服准则,研究了满足理想刚塑性假设的节理岩体边坡稳定分析方法。根据塑性极限分析理论中的上限定理,利用 Goodman 节理单元,建立了基于传统位移有限元模式的节理岩体边坡稳定分析数学规划格式,采用一种直接迭代算法进行了求解。算例迭代过程和结果表明本文方法计算效率高、稳定性好,研究表明节理倾角对岩体边坡稳定有比较大的影响。本方法可应用于含裂隙、断层和硬性结构面等岩体边坡稳定分析中。

参考文献:

- [1] 周桂云. 基于强度折减的边坡稳定安全系数有限元迭代解法[J]. 水利水电科技进展, 2010, 30(3): 58-61.
- [2] GRIFFITHS D V, LANE P A. Slope stability analysis by finite elements[J]. Géotechnique, 1999, 49(3): 387-403.
- [3] 李凯, 陈国荣. 基于滑移线场理论的边坡稳定性有限元分析[J]. 河海大学学报: 自然科学版, 2010, 38(2): 191-195.
- [4] LI Hua-xiang, YU Hai-sui. Kinematic limit analysis of frictional materials using nonlinear programming [J]. International Journal of Solids and Structures, 2005, 42: 4058-4076.
- [5] 殷建华, 陈健, 李焯芬. 岩土边坡稳定性的刚体有限元上限分析法[J]. 岩石力学与工程学报, 2004, 23(6): 398-905.
- [6] 郑颖人, 赵尚毅. 岩土工程极限分析有限元法及其应用

[J]. 土木工程学报, 2005, 38(1): 91-98.

- [7] 王均星, 王汉辉, 张优秀, 等. 非均质土坡的有限元塑性极限分析[J]. 岩土力学, 2004, 25(3): 415-421.
- [8] 张宏涛, 纪洪广, 王金安, 等. 岩土边坡的机动极限分析方法[J]. 金属矿山, 2010, 406(4): 53-57.
- [9] 赵尚毅, 郑颖人, 邓卫东. 用有限元强度折减法进行节理岩质边坡稳定性分析[J]. 岩石力学与工程学报, 2003, 22(2): 254-260.
- [10] 蒋坤, 夏才初. 基于不同节理模型的岩体边坡稳定性分析[J]. 同济大学学报: 自然科学版, 2009, 37(11): 1440-1445.
- [11] 刘红岩, 王明. 节理岩质边坡稳定性的离散元分析[J]. 金属矿山, 2008(9): 15-18.
- [12] 冯树荣, 赵海斌, 蒋中明. 节理岩体边坡稳定性分析新方法[J]. 岩土力学, 2009, 30(6): 1639-1642.
- [13] GOODMAN R E, TAYLOR R E, BREKKE T. A model for the mechanics of jointed rock [J]. ASCE Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, 1968, 94(3): 637-659.
- [14] MAGHOUS S, BERNAUD D, GARNIER D. Elastoplastic behavior of jointed rock masses as homogenized media and finite element analysis [J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2008, 45(8): 1273-1286.

(收稿日期: 2010-06-13 编辑: 高建群)

· 简讯 ·

第 12 届国际岩石力学大会将在北京举行

由国际岩石力学学会(ISRM)主办、中国岩石力学与工程学会和新加坡岩石力学学会共同承办的第12届国际岩石力学大会将于2011年10月18—21日在北京国家会议中心召开。这是首次在中国举行的国际岩石力学大会,大会主题是“岩石工程与环境和谐”。国际岩石力学大会是国际上最高水平的岩石力学与工程界的学术大会,每4年举办1次,至今已举办过11届。成功申办到第12届国际岩石力学大会的举办权是我国强盛的体现,对我国岩石力学界科技人员给予了极大鼓舞。本次大会还将举办国际岩石力学学会成立50周年纪念会,也是世界岩石力学界的一次盛会,国际组织对我国举办第12届国际岩石力学大会寄予厚望。本次大会将以大会特邀报告、分会场报告和论文展示等多种方式开展学术交流。届时将有近400余位国外专家学者参会。本次大会旨在使岩石力学和岩石工程得到社会更多的了解和支持,进一步发展和推进岩石力学学科,同时也向世界展示中国工程建设和岩石力学领域的新成果和新技术。

(本刊编辑部供稿)