

接触摩擦单元在模拟隧道开挖中的应用

雷晓燕

(建筑工程系)

摘 要

本文提出了一种新的二维接触摩擦单元。这种单元以节点接触应力和节点位移作为基本未知量,能够模拟两物体间的摩擦滑动,张开和闭合过程。在这种模型中,接触单元的几何和静力约束条件是作为补充方程包含在刚度方程中。应用虚位移原理,建立了增量形式的等效单元刚度—约束矩阵。由于刚度矩阵是非对称的,文章还讨论了对称化方法。

作为应用实例,我们对在节理和软弱介质中隧道开挖进行了有限元模拟。计算结果证实了该单元的有效性和正确性。

关键词:接触摩擦单元;有限元方法;隧道开挖

0 引 言

节理是地质中常见的现象。节理的存在对岩体的强度和稳定性有极大的影响。近年来,一种特殊的单元——节理单元被广泛地应用于模拟岩体中的断层,剪切带和不连续区域^{[1]~[4]}。在节理单元中,由于节理法向和剪切刚度测试上的困难,使得节理单元的应用受到了一定的限制。Katona^[5]于1983年提出了一种不用刚度系数的简单接触摩擦单元。但是,这种单元难以适应接触面复杂的问题,接触应力的精度也较低,同时更难以推广到三维问题中。

本文在Katona工作的基础上提出了一种新的接触摩擦单元,在这种单元中,直接选取节点接触应力作为基本未知量,采用六节点的等参元以模拟接触面复杂的几何形状。接触单元的几何和静力约束则作为补充方程包含在刚度方程之中。运用虚位移原理,导出了接触摩擦问题的等效单元刚度—约束矩阵和等效的荷载向量。本法在程序设计上简单易行,便于应用。文中还就等效单元刚度——约束矩阵的对称化问题进行了讨论,并提出了解决方法。

本文于1992年9月16日收到

1 节理性质

通常的岩体总是存在着断层, 节理和软弱夹层, 如图 1 所示。到目前为止, 对于这些现象, 大致有两类描述方法, 即显式和隐式^[11]。显式模型包括各种节理单元^[2], 接触单元^{[5],[6]}, 离散单元^[12]和薄层单元^[9]。在这些模型中, 节理和位移不连续性质是直接由单元来描述的。隐式方法则是通过本构方程将节理性质用一种等效的连续体表示, 这种描述方法包括复合层状模型^[10], 各向异性弹塑性连续介质模型^[11]和损伤力学模型^[13]。

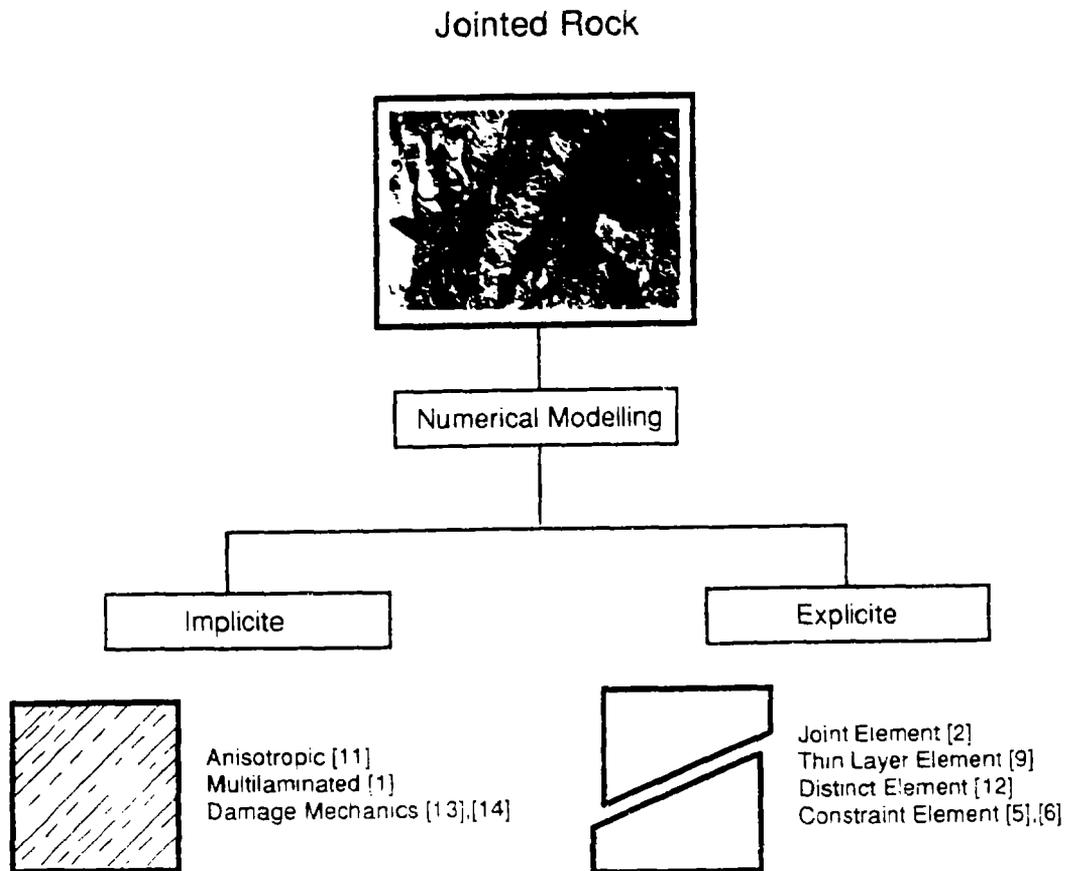


图 1 岩土材料的显式和隐式计算模型

2 接触摩擦单元的刚度矩阵

考察两物体 A 和 B 的接触, 我们用标准的有限元离散方法将其网格化。在接触面上布置双节节点, 如图 2 (a) 所示。整个问题的描述采用笛卡尔坐标系 x, y , 而局部坐标系 n, s 则用于描述接触摩擦单元。

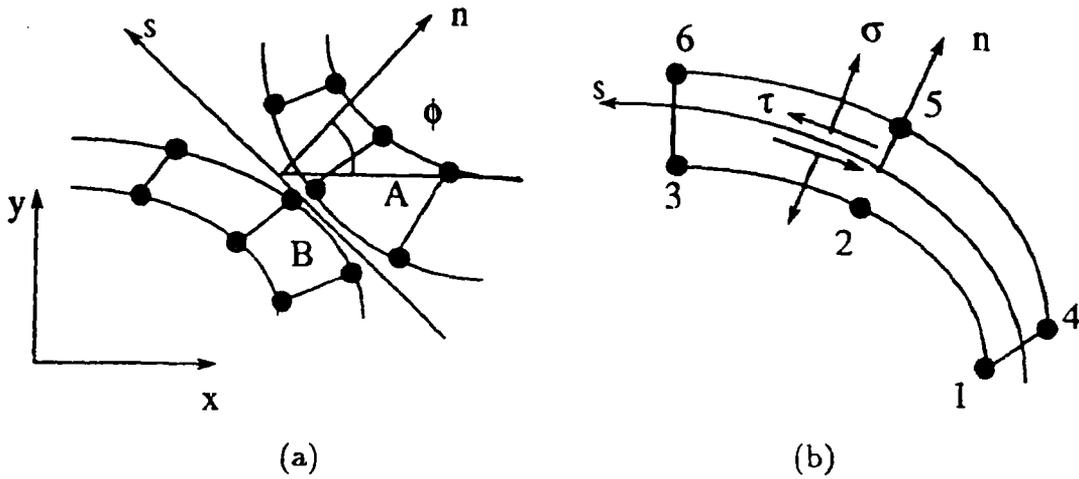


图2 有限元离散网络和接触摩擦单元

接触摩擦单元定义于图2 (b), 运用虚位移原理, 得到

$$\delta \underline{a}^T \underline{F} = \int_r (\delta \underline{A})^T \underline{\Sigma} d\Gamma \tag{1}$$

其中 \underline{a} 及 \underline{F} 为整体坐标系中增量节点位移矢量和增量等效节点力矢量

$$\underline{a} = \{ u_1, v_1, u_2, v_2, \dots, u_n, v_n \}^T$$

$$\underline{F} = \{ F_{x1}, F_{y1}, F_{x2}, F_{y2}, \dots, F_{xn}, F_{yn} \}^T$$

\underline{A} 及 $\underline{\Sigma}$ 分别为局部坐标系中增量相对位移矢量及增量接触应力矢量

$$\underline{A} = \{ \Delta u', \Delta v' \}^T$$

$$\underline{\Sigma} = \{ \sigma, \tau \}^T$$

引入插值函数矩阵 \underline{N}

$$\underline{N} = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & N_2 & 0 & N_3 & 0 \\ 0 & N_1 & 0 & N_2 & 0 & N_3 \end{bmatrix} \tag{2}$$

单元内任一点的相对位移可用节点相对位移表示为

$$\underline{A} = \underline{N} \Delta \underline{a}' \tag{3}$$

其中, $\Delta \underline{a}'$ 为局部坐标系中增量节点相对位移矢量

$$\Delta \underline{a}' = \{ \Delta u'_1, \Delta v'_1, \Delta u'_2, \Delta v'_2, \Delta u'_3, \Delta v'_3 \}^T$$

单元内任一点的接触应力可用节点接触应力表示为

$$\underline{\Sigma} = \underline{N} \underline{\sigma} \tag{4}$$

其中, $\underline{\sigma}$ 为局部坐标系中增量节点接触应力矢量

$$\underline{\sigma} = \{ \sigma_1 \tau_1 \sigma_2 \tau_2 \sigma_3 \tau_3 \}^T$$

局部坐标系中增量节点相对位移与整体坐标系中增量节点位移之间的关系为

$$\Delta \underline{a}' = \underline{C} \underline{a} \quad (5)$$

其中, \underline{C} 为转换矩阵

$$\underline{C} = \begin{bmatrix} -\underline{L}_1 & 0 & 0 & \underline{L}_1 & 0 & 0 \\ 0 & -\underline{L}_2 & 0 & 0 & \underline{L}_2 & 0 \\ 0 & 0 & -\underline{L}_3 & 0 & 0 & \underline{L}_3 \end{bmatrix} \quad (6)$$

上式中:

$$\underline{L}_i = \begin{bmatrix} \cos \varphi_i & \sin \varphi_i \\ -\sin \varphi_i & \cos \varphi_i \end{bmatrix} \quad (7)$$

φ_i 为整体坐标轴 x 与局部坐标轴 n 之间的夹角, 如图 2 (a)。

将 (3), (4), (5) 三式代入 (1) 中, 得到

$$\underline{C}^T \underline{S} \underline{\sigma} = \underline{F} \quad (8)$$

其中,

$$\underline{S} = \int_r \underline{N}^T \underline{N} dr \quad (9)$$

3 几何和静力约束条件

对二维问题, 接触条件可分为三类, 即固定, 滑动和张开。对不同的接触状态, 接触面上的位移和应力应满足不同的平衡方程和连续条件。

接触摩擦单元的几何和静力约束方程可统一表示成

$$\{ \underline{C}^1 \quad \underline{R} \} \begin{Bmatrix} \underline{a} \\ \underline{\sigma} \end{Bmatrix} = \underline{a}^* \quad (10)$$

其中: \underline{C}^1 为坐标转换矩阵, \underline{R} 为对角矩阵, \underline{a}^* 为给定的节点相对位移或节点接触应力矢量, 其值由表 2 确定。

$$\underline{C}^1 = \begin{bmatrix} \underline{L}_1^1 & 0 & 0 & \underline{L}_1^1 & 0 & 0 \\ 0 & -\underline{L}_2^1 & 0 & 0 & \underline{L}_2^1 & 0 \\ 0 & 0 & -\underline{L}_3^1 & 0 & 0 & \underline{L}_3^1 \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\underline{R} = \begin{bmatrix} \underline{R}_1 & 0 & 0 \\ 0 & \underline{R}_2 & 0 \\ 0 & 0 & \underline{R}_3 \end{bmatrix} \quad (12)$$

上两式中的子矩阵 \underline{L}_i^1 和 \underline{R}_i 与节点对之间的接触状态有关, 现以滑动状态为例, 给出具体表达式。

在滑动状态, 节点对之间在法线方向仍保持固定, 但在切线方向产生滑动, 总剪应力等于容许剪应力。

假设仅节点对 (1, 4) 处于滑动状态, 其余节点对仍处于固定状态, 见图 2 (b), 则约束条件成为:

$$\begin{aligned} \Delta u'_1 &= \Delta u_1^* \\ \tau_1 &= T_1 \\ \Delta u'_i &= \Delta u_i^* \\ \Delta v'_i &= \Delta v_i^* \quad (i = 2, 3) \end{aligned} \quad (13)$$

上述约束条件当用统一形式 (10) 式表示时, 相应于 (11), (12) 两式中的子矩阵 \underline{L}_i^1 和 \underline{R}_i 分别为

$$\underline{L}_1^1 = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$\underline{L}_i^1 = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (i = 2, 3) \quad (15)$$

$$\underline{R}_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\underline{R}_i = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (i = (2, 3)) \quad (17)$$

$$\underline{a}^* = \{\Delta u_1^* \quad T_1 \quad \Delta u_2^* \quad \Delta v_2^* \quad \Delta u_3^* \quad \Delta v_3^*\}^T \quad (18)$$

上式中的 Δu_1^* , Δu_2^* , T_1 等给出在表 2 中。

4 接触摩擦问题的有限元方程

上两节分别建立了节点接触应力和节点荷载之间的关系 (8) 及约束方程 (10)。

从形式上, (8), (10) 两式可合写成

$$\begin{bmatrix} 0 & \underline{C}^T \underline{S} \\ \underline{C}^1 & \underline{R} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{a} \\ \underline{\sigma} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \underline{F} \\ \underline{a}^* \end{Bmatrix} \quad (19)$$

上式称为接触摩擦单元的有限元方程。通过形成如下所示的刚度——约束矩阵 \underline{K}_c 和荷载矢量 \underline{f}_c , 这种新单元可以在单元水平上进行刚度和荷载的组装。

$$\underline{K}_c = \begin{bmatrix} 0 & \underline{C}^T \underline{S} \\ \underline{C}^1 & \underline{R} \end{bmatrix} \quad (20)$$

$$\underline{f}_c = \begin{Bmatrix} 0 \\ \underline{a}^* \end{Bmatrix} \quad (21)$$

(20)、(21)两式分别被称为等效单元刚度——约束矩阵和等效荷载向量，可用标准的有限元集成规则迭加到总刚度矩阵和总荷载向量中。

注意到由(19)式给出的刚度——约束矩阵是非对称的，求解非对称线性方程组将多耗时，多占内存。下面讨论对称化的方法。

对(10)式两端前乘S矩阵，则得到

$$\begin{Bmatrix} \underline{S} \underline{C}^1 & \underline{S} \underline{R} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{a} \\ \underline{\sigma} \end{Bmatrix} = \underline{S} \underline{a}^* \quad (22)$$

由于矩阵S是对称、正定矩阵，因此(22)与(10)是相互等价的。

再将 $\underline{C}^T \underline{S}$ 和 $\underline{S} \underline{R}$ 改写为：

$$\underline{C}^T \underline{S} = (\underline{S} \underline{C}^1)^T + (\underline{S} \underline{C}^2)^T \quad (23)$$

$$\underline{S} \underline{R} = \underline{R}^T \underline{S} \underline{R} + (\underline{I} - \underline{R}^T) \underline{S} \underline{R} \quad (24)$$

其中，I为单位矩阵

$$\underline{C}^2 = \underline{C} - \underline{C}^1 \quad (25)$$

将以上各式代入到(19)中，得到

$$\begin{Bmatrix} 0 & (\underline{S} \underline{C}^1)^T \\ \underline{S} \underline{C}^1 & \underline{R}^T \underline{S} \underline{R} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{a} \\ \underline{\sigma} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \underline{F} \\ \underline{S} \underline{a}^* \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} (\underline{S} \underline{C}^2)^T \underline{\sigma} \\ (\underline{I} - \underline{R}^T) \underline{S} \underline{R} \underline{\sigma} \end{Bmatrix} \quad (26)$$

相应的刚度——约束矩阵 \underline{K}_c 和荷载向量 \underline{f}_c 为

$$\underline{K}_c = \begin{Bmatrix} 0 & (\underline{S} \underline{C}^1)^T \\ \underline{S} \underline{C}^1 & \underline{R}^T \underline{S} \underline{R} \end{Bmatrix} \quad (27)$$

$$\underline{f}_c = \begin{Bmatrix} -(\underline{S} \underline{C}^2)^T \underline{\sigma} \\ \underline{S} \underline{a}^* + (\underline{I} - \underline{R}^T) \underline{S} \underline{R} \underline{\sigma} \end{Bmatrix} \quad (28)$$

(28)中的应力矢量 $\underline{\sigma}$ 一般是未知的，但我们可用前一次迭代的解作为应力近似值。试算结果表明这种算法收敛较快。

5 数值实现

接触摩擦问题需经多次迭代才能获得正确解。计算时, 首先假设单元处于某种接触状态(固定, 滑动和张开), 按照假定的状态, 分别计算等效单元刚度矩阵和等效荷载向量。解有限元方程后, 得到一组试验解。将试验解进行接触状态检查, 看其是否与原假设状态相同。若相同, 说明原假设接触状态正确, 相应的解即为正确解, 计算结束。若不同, 则选取试验解为新的假设状态, 并修改荷载向量, 进行新一轮迭代, 直至收敛。

现给出主要计算步骤。假设在荷载步 K , 已进行了第 $(i-1)$ 次迭代, 相应的位移和应力 $\underline{a}_{i-1}^K, \underline{\sigma}_{i-1}^K$ 已经求得, 现考察第 i 次迭代的情况:

步骤 1. 假设第 $(i-1)$ 次迭代时求得的接触状态为正确状态, 按 (27) 式计算等效单元刚度——约束矩阵。

步骤 2. 根据假设的接触状态, 根据表 2 按 (28) 式形成等效单元荷载向量。

步骤 3. 将等效单元刚度——约束矩阵和单元荷载向量分别组集到总刚度矩阵和总荷载向量中。

步骤 4. 求解有限元方程, 得到增量位移 \underline{a} 和增量应力 $\underline{\sigma}$ 。

步骤 5. 计算总位移和总应力

$$\begin{aligned}\underline{a}_i^K &= \underline{a}_{i-1}^K + \underline{a} \\ \underline{\sigma}_i^K &= \underline{\sigma}_{i-1}^K + \underline{\sigma}\end{aligned}$$

步骤 6. 按表 1 对每一节点对选择新的接触状态。

步骤 7. 检查新的接触状态是否与原假设相同, 若相同, 判别计算是否收敛, 若收敛, 计算结束, 转新的荷载增量步; 否则, 转步骤 1, 进行新的下一轮迭代。

表 1 给出了各个荷载步中每次迭代进行接触状态检查的判据, 表 2 为给定的约束荷载向量。

本文采用了最大拉应力和 Mohr-Coulomb 剪切滑动破坏准则, 即

$$\sigma \leq [\sigma] \quad \tau \leq [\tau] \quad (29)$$

其中

$$[\tau] = C - \sigma \tan \varphi \quad (30)$$

C 为粘性系数, φ 为内摩擦角, σ 为正值时表示拉应力。

表 1 接触状态判别表

迭代步 (i)	固 定	滑 动	张 开
(i-1) 固 定	$\sigma < [\sigma]$ $\tau < [\tau]$	$\sigma < [\sigma]$ $\tau > [\tau]$	$\sigma > [\sigma]$
滑 动	$\sigma < [\sigma]$ $\Delta v' [\tau] < 0$	$\sigma < [\sigma]$ $\Delta v' [\tau] > 0$	$\sigma > [\sigma]$
张 开	$\Delta u' + g < 0$		$\Delta u' + g > 0$

表2 给定的约束荷载向量 \underline{a}^*

荷载 (k)	固 定	滑 动	张 开
(k-1) 固 定	$\Delta u^* = 0$ $\Delta v^* = 0$	$\Delta u^* = 0$ $T = [\tau]^k - \tau^{k-1}$	$N = -\sigma^{k-1}$ $T = -\tau^{k-1}$
滑 动	$\Delta u^* = 0$ $\Delta v^* = 0$	$\Delta u^* = 0$ $T = [\tau]^k - \tau^{k-1}$	$N = -\sigma^{k-1}$ $T = -\tau^{k-1}$
张 开	$\Delta u^* = -(\Delta u')^{k-1}$ $\Delta v^* = \Delta v' \left \frac{\Delta u^*}{\Delta u'} \right $	$\Delta u^* = -(\Delta u')^{k-1}$ $T = [\tau]^k$	$N = 0$ $T = 0$

表中 $[\sigma]$, $[\tau]$ 分别为法线和切线方向的最大容许应力。

6 算 例

为了验证理论的正确性, 本文对混凝土基础与地基相互作用进行了有限元分析。

图3为混凝土基础与地基相互作用的示意图, 材料参数和几何尺寸如图所示。有限元网格将混凝土基础和地基离散成292个三角形六节点单元, 基础与地基的交界面则离散成六个接触单元。

基础与地基交界面间的法向接触应力及与解析解的对比均示于图4中, 由此可见, 本文解与解析解相当吻合, 说明了理论的正确性。

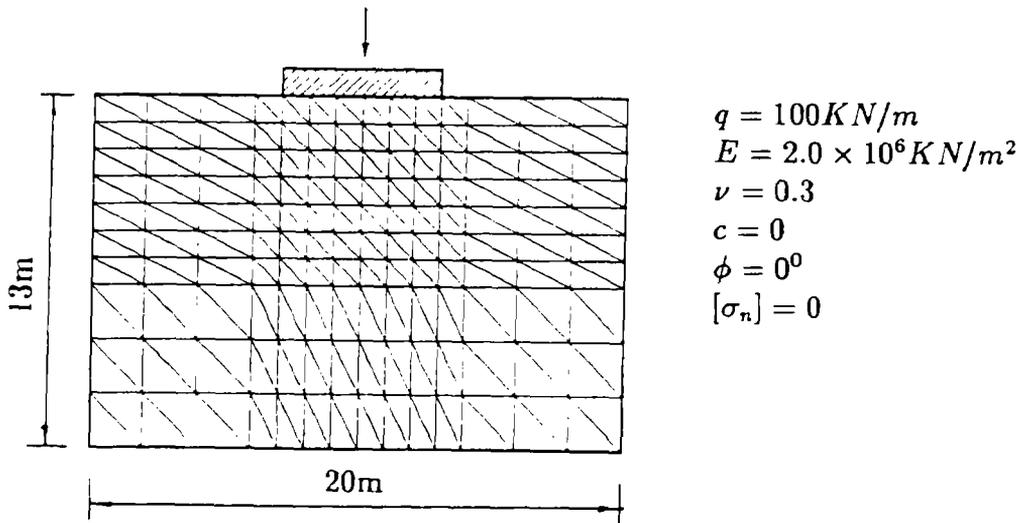


图3 混凝土基础与地基相互作用

1: Newton-Cotes scheme
2: theoretical result

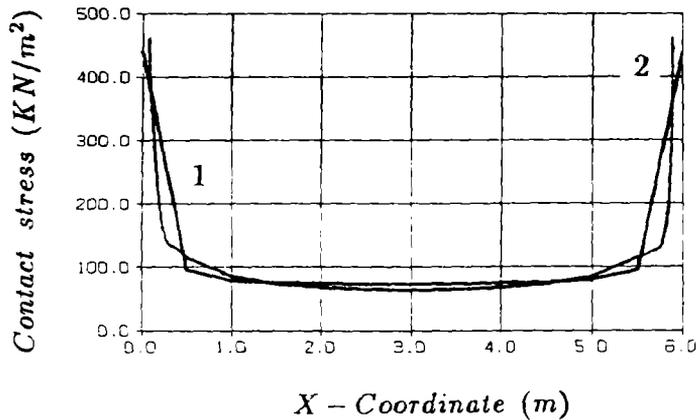


图 4 法向接触应力 (1—本文解; 2—解析解)

7 节理岩体中隧道开挖的有限元模拟

作为应用实例,我们对某电站压力隧道开挖进行了有限元模拟。岩体地质情况和隧道设计资料见图 5。隧道为全断面一次开挖,开挖后实施喷锚支护和混凝土衬砌。为比较节理对隧道开挖的影响,本文考虑了三种情况。

情况 1,无节理影响的弹塑性模拟。

假设岩体为均质各向同性,无节理存在的连续体,但考虑开挖后材料的塑性性质。材料系数为:

$$E=11 \times 10^6 \text{KN/m}^2 \quad \nu=0.16 \quad \rho=28 \text{KN/m}^3$$

$$\varphi=35^\circ \quad C=1000 \text{KN/m}^2$$

情况 2,具有节理 A-A 和软弱夹层影响的弹塑性模拟。

假定岩体中存在节理 A-A 和软弱夹层“2”(图 5),其中“1”区的材料系数同情况 1,“2”区软弱夹层的材料参数为:

$$E_2=8.5 \times 10^6 \text{KN/m}^2 \quad \nu_2=0.15 \quad \rho_2=28 \text{KN/m}^3$$

$$\varphi_2=35^\circ \quad C_2=1000 \text{KN/m}^2$$

节理的材料参数为:

$$\varphi_1=35^\circ \quad C_1=30 \text{KN/m}^2 \quad [\sigma]_s=1000 \text{KN/m}^2$$

情况 3,具有双节理 A-A, B-B 和软弱夹层影响的弹塑性模拟。

假设岩体中存在双节理 A-A、B-B 和软弱夹层,其中 B-B 节理穿过开挖面,如图 5 所示,材料参数同情况 2。

有限元网格将岩体离散成 430 个六节点三角形单元,42 个接触摩擦单元,1010 个节点。

计算结果用 FEMVUE 程序图形表示,对应于三种情况的计算分别表示在图 6,图 7 和图 8 中,其中,(a) 图为变形网格图,(b) 图为主应力矢量,(c) 图为衬砌墙中的轴力,(d) 图

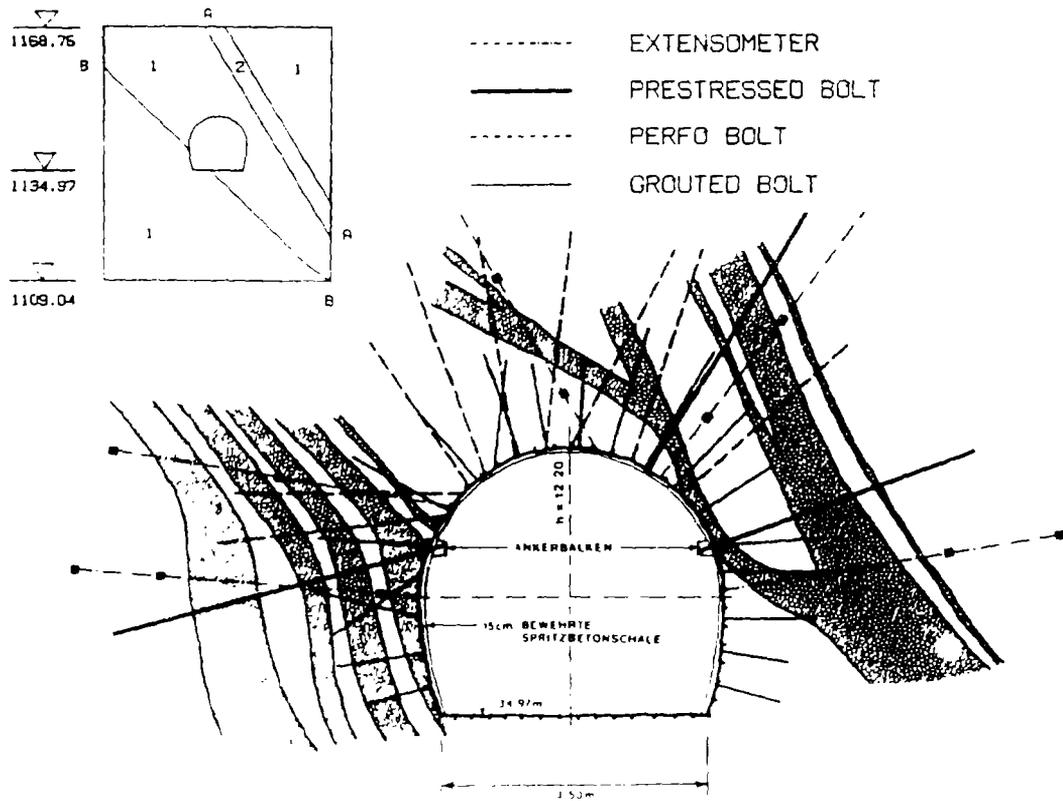


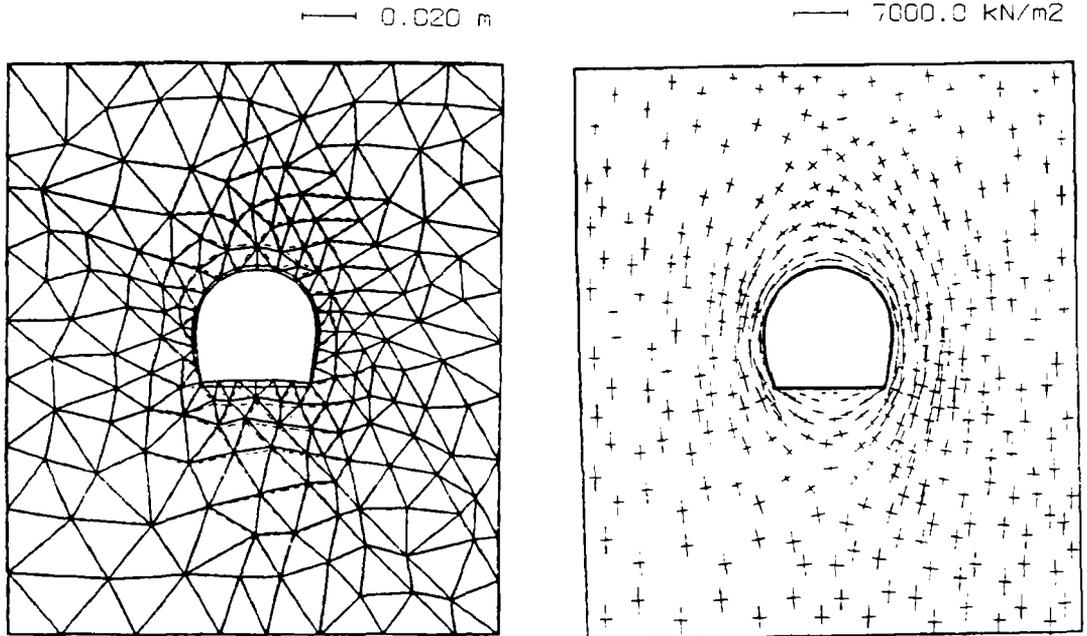
图5 隧道开挖和衬砌示意图

为衬砌墙中的弯矩。由计算知：

(1) 节理的存在将引起较大的变形，在节理 A-A 面上，局部区域产生了滑动和张开，图 7 (a)，在节理 B-B 与洞室的交界处有明显的张开现象，如图 8 (a)。

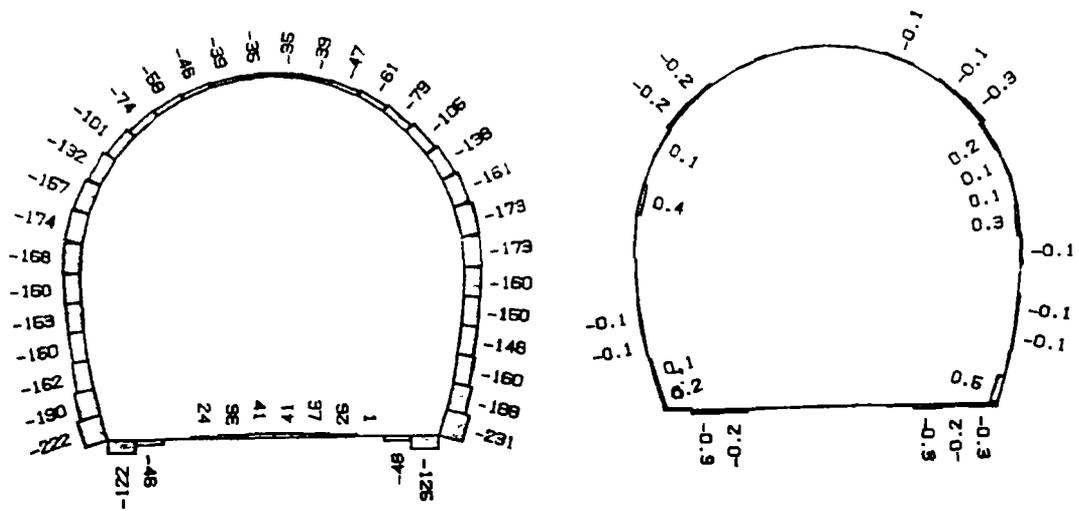
(2) 节理和软弱夹层影响主应力的分布。节理 A-A 面的左部区域受开挖影响，右部区域则由于节理和软弱夹层的存在而受影响甚微。同时在节理 B-B 面附近出现了不规则的应力分布和较大的拉应力，见图 7 (b) 和图 8 (b)。

(3) 无节理和软弱软夹层时，衬砌墙中的最大轴力为 -231KN ，最大弯矩为 0.5KNm ，发生于洞室右下角；当有一个节理面存在时，轴力增至为 -469KN ，弯矩为 -1.8KNm ，见图 7 (c) 和 7 (d)；而当节理穿过洞室时，最大轴力和弯矩则猛增至 4884KN 和 82.1KNm ，均发生在节理与洞室的交界处，见图 8 (c) 和 8 (d)。由此可见，节理的存在使得其变形和受力状况大大恶化，在设计时需加以特别注意。



(a)

(b)



(c)

(d)

图6 无节理影响的弹塑性分析

- (a) 网格变形图；
- (b) 主应力矢量；
- (c) 衬墙中的轴力；
- (d) 衬墙中的弯矩

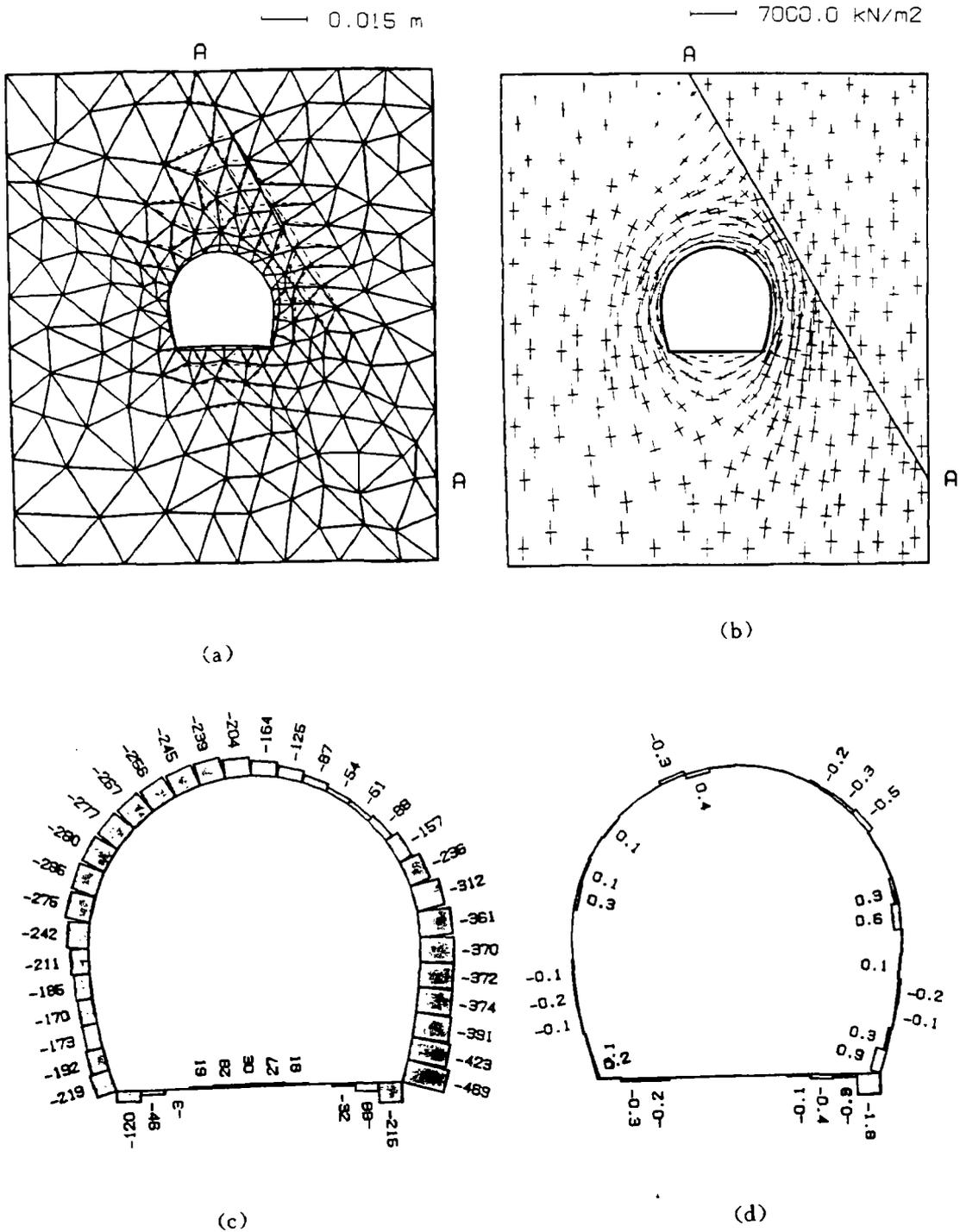


图7 具有半圆 A-A 影响的弹塑性分析

- (a) 网格变形图;
- (b) 主应力矢量;
- (c) 衬墙中的轴力;
- (d) 衬墙中的弯矩

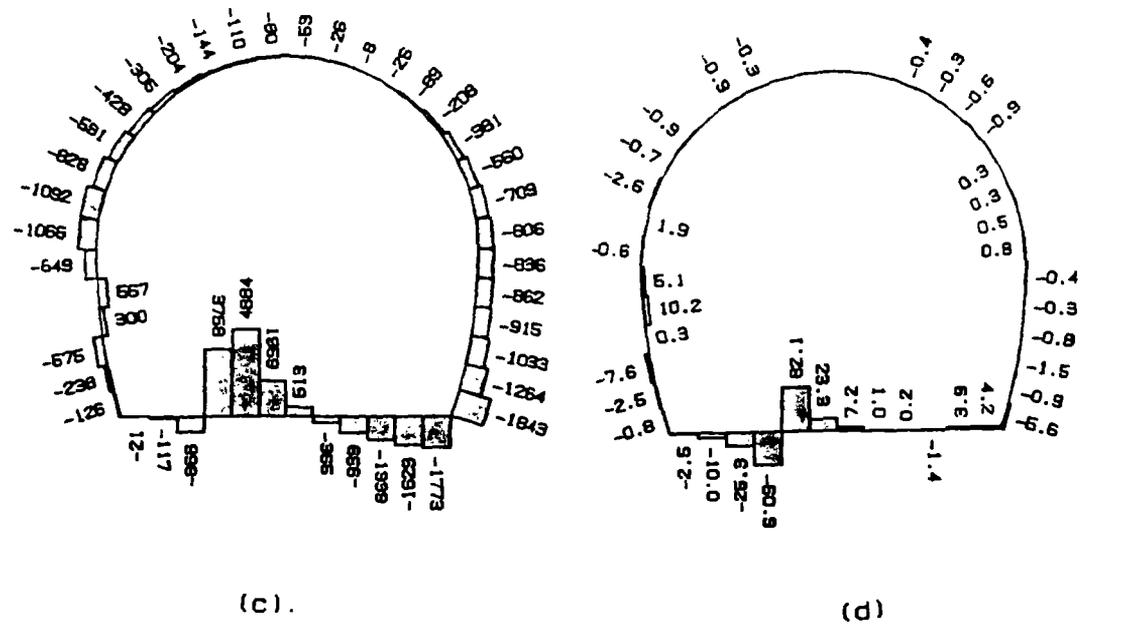
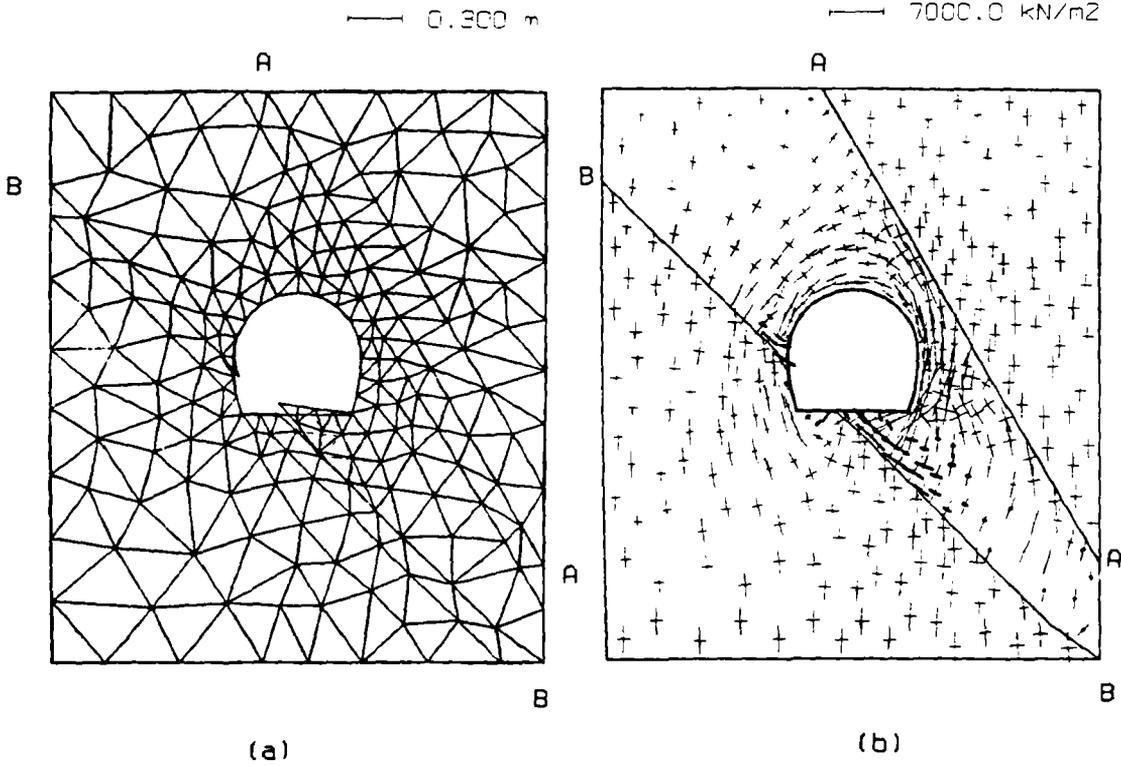


图8 具有节理A-A和B-B影响的弹性分析
 (a) 网格变形图; (b) 主应力矢量;
 (c) 衬墙中的轴力; (d) 衬墙中的弯矩

8 结 论

尽管到目前为止,已有各种各样的接触单元,但大都算法复杂,需采取特殊的处理措施,因而限制了在实际工程中的广泛应用。本文提出的接触摩擦单元的优点是建立了等效单元刚度——约束矩阵和等效单元荷载向量,与常规的有限元一样,可在单元水平上进行刚度和荷载的迭加。因此该单元很容易与现有的有限元程序系统联接,能广泛地用来分析实际工程问题。该单元的另一优点是采用节点接触应力作为基本未知量,使得接触应力既具有较高的精度,又便于用来处理实际问题。

附 录

在接触单元中,仅用中面的三个节点定义单元的几何形状,如图9所示,有关公式如下:

$$N_1 = -\frac{1}{2}\xi(1-\xi) \quad N_2 = 1-\xi^2 \quad N_3 = \frac{1}{2}\xi(1+\xi) \quad (31)$$

$$x = \sum_{i=1}^3 N_i x_i \quad y = \sum_{i=1}^3 N_i y_i \quad (32)$$

$$\frac{dx}{d\xi} = \sum \frac{dN_i}{d\xi} x_i \quad \frac{dy}{d\xi} = \sum \frac{dN_i}{d\xi} y_i \quad (33)$$

$$\cos \varphi = \frac{dy}{Jd\xi} \quad \sin \varphi = -\frac{dx}{Jd\xi} \quad (34)$$

$$J = \sqrt{\left(\frac{dx}{d\xi}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\xi}\right)^2} \quad (35)$$

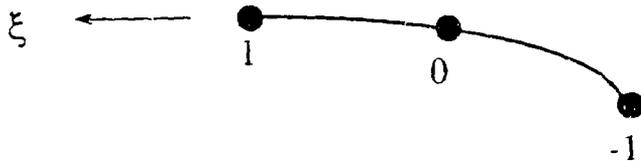


图9 曲线坐标系

参 考 文 献

- [1] G. N. Pande, G. Beer and J. R. Williams, Numerical Methods in Rock Mechanics, John Wiley & sons Ltd (1990).
- [2] R. E. Goodman, R. L. Taylor, and T. L. Brekke, A model for the mechanics of jointed rock, J. Soil Mech. Dn. A. S. C. E. 94, SM3. (1968).
- [3] M. A. Mehtab, and R. E. Goodman, Three dimensional finite element analysis of jointed rock slopes, Proc. 2nd Congress of the Int. Soc. of Rock Mech., Belgrade, 1970; 3
- [4] G. N. Pande, N. Bićanić, and O. C. Zienkiewicz, Influence of joint interface nonlinearity on strengthening of dams, Short Comm., Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech. 1979; 3: 293-300.
- [5] M. G. Katona, A simple contact-friction interface element with applications to buried culverts, Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., 1983; 7: 371-384.
- [6] G. Swoboda, H. Ebner, S. J. Wang and J. M. Zhang, Application of the decoupled finite element analysis in tunnelling, Numerical Methods in Geomechanics (Innsbruck). Swoboda Edt (1988).
- [7] S. H. Chan and I. S. Tuba, A finite element method for contact problems of solid bodies, Int. J. Mech. Sciences, 1971; 13: 615-639.
- [8] N. Okamoto and M. Nakazawa, Finite element incremental contact analysis with various frictional conditions, Int. J. Numer. Methods Eng., 1979; 14: 337-357.
- [9] C. S. Desai, M. M. Zaman, J. G. Lightner and H. J. Siriwardane, Thin layer element for interfaces and joints, Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., 1984; 8: 19-43.
- [10] O. C. Zienkiewicz and G. N. Pande, Time-dependent multilaminar model of rocks—a numerical study of deformation and failure of rock masses, Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., 1977; 1: 219-247.
- [11] H. Alehossein and J. P. Carter, On the implicit and explicit inclusion of joints in the analysis of rock masses, Mechanics of jointed and faulted rock, Rotterdam Edt 1990; 487-494.
- [12] P. A. Cundall, Distinct element models of rock and soil structures, In analytical and computational methods in engineering rock mechanics, E. T. Brown Ed. 1987; 129-163.
- [13] T. Kawamoto, Y. Ichikawa and T. Kyoya, Deformation and fracturing behaviour of discontinuous rock mass and damage mechanics theory. Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., 1988; 12: 1-30.
- [14] G. Swoboda and M. Stumvoll, Damage tensor theory and its application to tunnelling, Mechanics of jointed and faulted rock, Rotterdam Ed. 1990; 51-58.

Application of Contact-friction Interface Element to Tunnel Excavation in Faulted Rock

Lei Xiaoyan

ABSTRACT

A new contact friction interface element for 2D models is developed here. This model takes nodal contact stresses and nodal displacements as unknowns. The element can simulate frictional slippage, decoupling and re-bonding of two bodies. The geometric and static constraint conditions on contact surfaces are treated as additional conditions and are included in stiffness equations. Based on the incremental finite element theory, the equivalent element stiffness-constraint matrix is established. Since the stiffness matrix is unsymmetric, symmetrizing techniques are discussed in this paper.

As an example of its application, the excavation of a tunnel with soft media and joint interfaces is simulated. The results obtained demonstrate the feasibility of the element.

Key words: Contact friction element; Finite element method; Tunnel excavation