

裂隙岩体的弹塑性本构模型及有限元分析^{*}

盛金昌 速宝玉 詹美礼

(河海大学水利水电工程学院 南京 210098)

摘 要 首先用弹塑性理论建立起裂隙的非线性应力应变关系,然后引入表征单元体的概念,定义了平均应力及平均应变,在此基础上建立了裂隙岩体的本构模型.该模型克服了应变叠加原理的不足,同时有效地模拟了裂隙的强烈非线性变形及剪胀等特性.编制了相应的三维有限元分析程序,并给出了算例分析.计算表明,裂隙的存在对整个岩体的变形及稳定性起控制作用,模型可直接应用于裂隙岩体的渗流应力耦合分析研究.

关键词 裂隙岩体;本构模型;弹塑性

中图分类号 TV139.14

岩体是地质过程中形成的岩块和结构面网络组成的裂隙体.岩体不同于均质各向同性体,一般岩体均是非均质、各向异性的,它的强度、变形受分布裂隙的控制,其力学性质在很大程度上依赖于裂隙的力学特性、几何特性及分布规律.

目前裂隙岩体中结构面的处理方法有两类:一类是以有限元为基础,引入能反映结构不连续性的模型,如节理单元法、用于模拟多节理岩体的等效连续体模型和损伤模型等;另一类是把岩体结构看成是由软弱结构面切割而成的一系列岩块组成,如离散单元法、块体理论和刚性元等.由于天然岩体的结构形态非常复杂,难以用一种方法来描述,上述两种处理方法各有所长.当岩体仅含有几个大的软弱夹层时,则可用古德曼的节理单元进行模拟;实际上岩体一般都是裂隙化的,若裂隙不是很密,岩块可能产生如滑动、分离和转动等变形行为,这时一般用离散元、块体理论来模拟;若裂隙的分布相对于研究域的特征尺寸而言较密,岩体的总体行为可视为是连续的或等效连续的,则可用等效连续模型来求解.

用节理单元或离散元模拟裂隙岩体的结构面时需要知道每个节理的确切位置及力学特性.然而在实际工程中,裂隙的几何和物理参数一般只有统计值,当裂隙数量很多而且裂隙分布的详细信息不能确定时,用这种确定的方法来模拟每个裂隙是不可能的.因而对裂隙化程度较高的岩体,等效连续介质模型对解决工程问题应该具有实际意义.

裂隙岩体的等效连续模型在岩石力学中是一种常用的模型,国内外许多学者在这方面做了大量有意义的工作.在等效连续模型中,普遍采用应变或应变速率叠加原理^[1,2](其前提是裂隙为平面且同组裂隙相互平行,裂隙间距与研究边界尺寸相比是小量).而对一般裂隙岩体而言,应变叠加原理并不存在.有些学者在处理裂隙的刚度时,认为其法向刚度 K_n 和剪切刚度 K_s 是常数^[3],或者认为法向变形与应力是双曲线关系,而剪切变形仍是线弹性.文献[4]指出,不论是法向变形还是剪切变形,都存在强烈的非线性关系,另外,裂隙的另一个重要特性就是剪胀,因此,如果本构模型不把裂隙这种复杂的力学行为包含进去,将难以反映岩体真实的力学行为.

本文提出的方法主要是针对节理化程度较高的岩体,即认为岩体存在表征单元体 REV.首先用弹塑性理论来描述裂隙含有剪胀特性的非线性力学特性.裂隙岩体的本构关系则是通过表征单元内体积平均应力和应变建立起来的增量关系,在建立岩体本构关系时需要计算裂隙面的相对位移.该模型克服了应变叠加原理的不足.文中编制了相应的有限元分析程序,并给出了算例.这种分析可望对实际岩体工程的设计和安全

收稿日期:1998-09-12

第一作者简介:盛金昌,男,博士研究生,水力学及河流动力学专业,主要从事裂隙岩体渗流及渗流应力耦合研究.

^{*} 国家自然科学基金资助项目(59879004),水利部水利技术开发基金(97472603)资助项目.

使用提供必要的理论参考和依据.

1 裂隙变形的力学特性及本构模型

1.1 裂隙变形的特点

根据文献 [4] 的试验结果,节理的典型法向变形曲线如图 1(a)所示,法向应力和法向位移之间存在很明显的非线性关系.典型的剪应力和剪切位移之间的曲线关系如图 1(b)所示.由图可见,剪切变形曲线可分为峰值前、峰值、峰值后 3 个阶段.剪切变形的一个重要特性也是非线性.应变软化阶段的关系非常复杂,本文给出的节理弹塑性本构模型只包含应变硬化阶段.另外,节理的变形还存在明显的剪胀特性.下面将根据经典的弹塑性理论给出节理本构模型的详细公式.

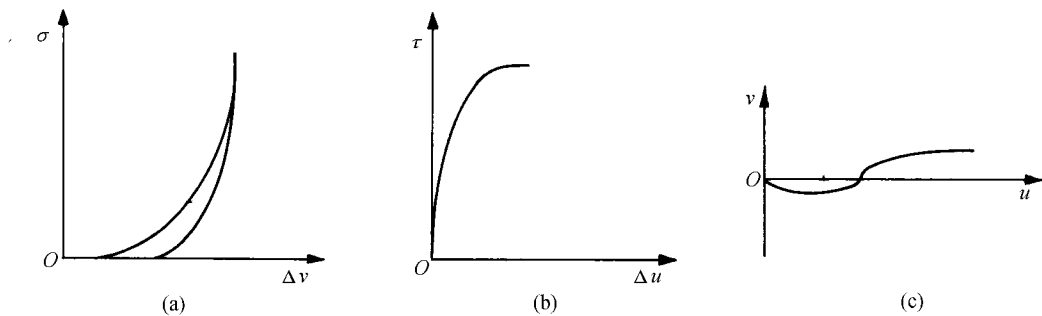


图 1 岩体节理的应力-相对位移关系

Fig.1 Stress-relative displacement of rock joints

1.2 裂隙本构模型

设节理面的局部坐标系(n, s, t)如图 2 所示.节理面相对位移增量可分为弹性和塑性两部分:

$$\begin{Bmatrix} dv \\ du_s \\ du_t \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} dv^e \\ du_s^e \\ du_t^e \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} dv^p \\ du_s^p \\ du_t^p \end{Bmatrix}$$

式中上标 e 和 p 分别表示弹性和塑性分量.

弹性位移增量和应力增量满足下列关系:

$$\begin{Bmatrix} d\sigma \\ d\tau_s \\ d\tau_t \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{nn}^e & 0 & 0 \\ 0 & K_{ss}^e & 0 \\ 0 & 0 & K_{tt}^e \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} dv^e \\ du_s^e \\ du_t^e \end{Bmatrix} = \mathbf{K}_{ij}^e \begin{Bmatrix} dv^e \\ du_s^e \\ du_t^e \end{Bmatrix} \quad (2)$$

$$K_{nn}^e = K_{ni} \left(1 - \frac{\sigma}{V_m K_{ni} + \sigma} \right)^{-2} \quad (3)$$

$$K_{ss}^e = K_{tt}^e = \frac{100}{l} \sigma \tan(\varphi_r + JRC \cdot \lg \frac{JCS}{\sigma}) \quad (4)$$

式中: σ ——正应力; K_{ni} ——节理初始法向刚度; V_m ——节理的最大闭合量; φ_r ——剩余摩擦角; JRC ——节理粗糙度系数; JCS ——节理附近岩块的抗压强度; l ——节理的特征长度.

式(3)(4)为经验公式^[4].

根据塑性流动理论,有

$$\begin{Bmatrix} dv^p \\ du_s^p \\ du_t^p \end{Bmatrix} = \begin{cases} 0, & \tilde{f} < 0 \\ d\lambda \begin{Bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \sigma} \\ \frac{\partial g}{\partial \tau_s} \\ \frac{\partial g}{\partial \tau_t} \end{Bmatrix}, & \tilde{f} \geq 0 \end{cases} \quad (5)$$

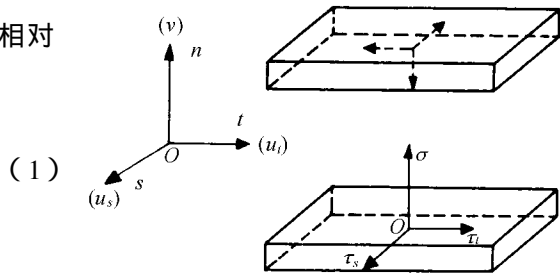


图 2 三维节理的应力和位移的定义

Fig.2 Definition of stress and displacement of three-dimensional joint

其中 $\tilde{f}, g, \lambda$ 分别为加载函数、塑性势函数和塑性乘子.

由于三维问题非常复杂,这里作简化处理(更复杂的三维模型需进一步研究).假设在节理面的任一方向上都可以把节理面理想化为具有微型锯齿状的结构,如图 3 所示,其中起伏角为 α .假设节理面的塑性滑动服从 Coulomb 定律,且塑性滑动方向总是沿着节理凸起体的表面进行,则初始屈服函数为

$$f = \sqrt{(\tau \cos \alpha + \sigma \sin \alpha)^2} + \mu(\sigma \cos \alpha - \tau \sin \alpha) \quad (6)$$

式中: μ ——摩擦系数; $\tau = \sqrt{\tau_s^2 + \tau_t^2}$. 其中 σ, τ_s, τ_t 由单元应力经坐标转化而来.

塑性势函数的梯度代表塑性滑动方向,取为^[5]

$$g = \sqrt{(\tau \cos \alpha + \sigma \sin \alpha)^2}$$

加载函数为

$$\tilde{f}(\sigma, \tau_s, \tau_t, w^p) = f(\sigma, \tau_s, \tau_t) - H(w^p) \quad (7)$$

式中: H ——硬化函数; w^p ——塑性功.

在较高的压应力和剪应力的作用下,节理面的凸起体将被压缩.即使压应力和剪应力较小,如果滑移量较大的话,凸起体也会因磨损而降低.为计及这类影响,这里用起伏角的变化来表示^[6]

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-cw^p) \quad (8)$$

式中: c ——常数,反映凸起体降低的快慢; α_0 ——初始起伏角,

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} JRC \lg \frac{JCS}{-\sigma} \quad (9)$$

根据经典的塑性理论,可以得到节理的弹塑性本构关系

$$\begin{Bmatrix} d\sigma \\ d\tau_s \\ d\tau_t \end{Bmatrix} = \mathbf{K}^{ep} \begin{Bmatrix} dv \\ du_s \\ du_t \end{Bmatrix} \quad (10)$$

$$\mathbf{K}_{ij}^{ep} = \mathbf{K}_{ij}^e - \mathbf{K}_{ij}^p \quad (11)$$

$$\mathbf{K}_{ij}^p = \frac{\partial f}{\partial \sigma_n} \mathbf{K}_{im}^e \mathbf{K}_{nj}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_m} \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_m} \mathbf{K}_{mn}^e \frac{\partial g}{\partial \sigma_n} - \tilde{H} \right) \quad (12)$$

$\tilde{H}$ 是硬化参数,定义为

$$\tilde{H} = \frac{\partial H}{\partial w^p} \sigma_k \frac{\partial g}{\partial \sigma_k} \quad (13)$$

这里假设节理的破坏模式为

$$\tau \leq \tau_p \quad (14)$$

其中 $\tau_p = \sigma \tan(\varphi_r + JRC \cdot \lg \frac{JCS}{\sigma})$.

2 裂隙岩体的弹塑性本构模型^[7]

在介绍用均化方法处理裂隙岩体本构关系之前,先定义“表征单元体”.表征单元体(REV)是指其力学性质不再具有尺寸效应的最小体积,其尺寸比节理的特征尺寸大,但比工程特征尺寸小.REV 的总体力学行为可认为是连续介质理论中一点的力学行为.对于裂隙化程度较高的岩体,一般认为存在表征单元体.

取一表征单元体,其体积为 V ,外表面积为 S .在 REV 内含有 J 组裂隙,所有裂隙所占的总体积为 V^J ,表面积为 S^J .这样,完整岩块所占的总体积为 $V^R = V - V^J$.上标 R, J 分别表示与完整岩块和节理有关的量. S 面上的面力为

$$\mathbf{T}_i^0 = \bar{\sigma}_{ij} \mathbf{n}_j \quad (15)$$

式中: $\mathbf{n}_j$ —— S 的外法向单位矢量;

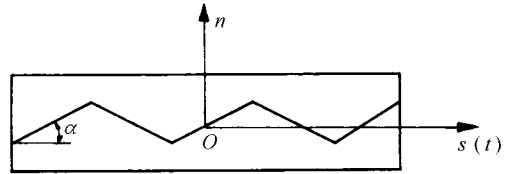


图 3 理想化的节理面微结构
Fig.3 Idealization of joint surface

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} dV \quad (16)$$

是平均应力,有关概念参看文献[8].同样,平均应变定义为

$$\bar{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{V} \int_V \epsilon_{ij} dV \quad (17)$$

其中 $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$ (u_i 是位移场). 同样定义以下变量:

$$\begin{cases} \bar{\sigma}_{ij}^R = \frac{1}{V^R} \int_{V^R} \sigma_{ij} dV, & \bar{\sigma}_{ij}^J = \frac{1}{V^J} \int_{V^J} \sigma_{ij} dV \\ \bar{\epsilon}_{ij}^R = \frac{1}{V^R} \int_{V^R} \epsilon_{ij} dV, & \bar{\epsilon}_{ij}^J = \frac{1}{V^J} \int_{V^J} \epsilon_{ij} dV \end{cases} \quad (18)$$

记 $f_1 = V^J/V$, 式(16)(17)可改写为

$$\bar{\sigma}_{ij} = (1 - f_1) \bar{\sigma}_{ij}^R + f_1 \bar{\sigma}_{ij}^J \quad \bar{\epsilon}_{ij} = (1 - f_1) \bar{\epsilon}_{ij}^R + f_1 \bar{\epsilon}_{ij}^J \quad (19)$$

式(19)中 $\bar{\epsilon}_{ij}^J$ 利用几何关系可写为

$$\bar{\epsilon}_{ij}^J = \frac{1}{V^J} \int_{V^J} \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) dV = \frac{1}{V^J} \int_{S^J} \frac{1}{2} (\underline{u}_i n_j + \underline{u}_j n_i) dS \quad (20)$$

式中 $\underline{u}_i$ 为节理面的相对位移.

假设完整岩块是线弹性且各向同性,则

$$\bar{\epsilon}_{ij}^R = C_{ijkl}^R \bar{\sigma}_{kl} \quad (21)$$

式中 C^R 为岩块的弹性柔度张量.

假设裂隙本身是非充填的空隙,则在 V^J 内 $\sigma_{ij} = 0$. 因此,将式(20)(21)代入式(19)得

$$\bar{\epsilon}_{ij} = C_{ijkl}^R \bar{\sigma}_{kl} + \frac{1}{2V} \sum_k \int_{S_k} (\underline{u}_i n_j + \underline{u}_j n_i) dS_k^J \quad (22)$$

将式(22)改写成增量形式,即

$$\Delta \bar{\epsilon}_{ij} = C_{ijkl}^R \Delta \bar{\sigma}_{kl} + \frac{1}{2V} \sum_k \int_{S_k} (\Delta \underline{u}_i n_j + \Delta \underline{u}_j n_i) dS_k^J \quad (23)$$

下面处理上式右边的后面一项.在节理的局部坐标(用'表示)中,应变增量和位移增量的关系为

$$\Delta \bar{\epsilon}_{ij}' = \frac{1}{2V} \sum_k \int_{S_k} (\Delta \underline{u}_i' n_j' + \Delta \underline{u}_j' n_i') dS_k^J \quad (24)$$

因为 $n'_3 = 1, n'_1 = n'_2 = 0$, 所以第 k 个节理的应变增量为

$$\begin{aligned} (\Delta \bar{\epsilon}_{33}')_k &= \frac{S_k^J}{V} \Delta (\underline{u}_3')_k \\ (\Delta \bar{\epsilon}_{31}')_k &= \frac{S_k^J}{V} \Delta (\underline{u}_1')_k \\ (\Delta \bar{\epsilon}_{32}')_k &= \frac{S_k^J}{V} \Delta (\underline{u}_2')_k \end{aligned} \quad (25)$$

其他的 $(\Delta \bar{\epsilon}_{ij}')_k = 0$.

$$(\Delta \underline{u}_i')_k = \frac{1}{S_k^J} \int_{S_k^J} (\Delta \underline{u}_i')_k dS_k^J \quad i = 1, 2, 3 \quad (26)$$

$\Delta (\underline{u}_i')_k$ 是节理的平均位移增量.

由式(25)(26)可得节理 k 的柔度矩阵

$$(C^J)_k = \frac{S_k^J}{V} (\tilde{K}^{ep})_k^{-1'} \quad (27)$$

式中 $(\tilde{K}^{ep})_k^{-1'}$ 是由 $(K^{ep})_k^{-1'}$ 扩张同时第 5、6 行除以 2 后得到的 6×6 的矩阵,这样就得到

$$\Delta \bar{u}^J + (\tilde{K}^{ep})_k^{-1'} \Delta \bar{\sigma}^J \quad (28)$$

$$\Delta \bar{u}^J = \{0, 0, \Delta \bar{u}_3', 0, \frac{1}{2} \Delta \bar{u}_2', \frac{1}{2} \Delta \bar{u}_1'\} \quad \Delta \bar{\sigma}^J = \{\Delta \bar{\sigma}_{11}', \Delta \bar{\sigma}_{22}', \Delta \bar{\sigma}_{33}', \Delta \bar{\sigma}_{12}', \Delta \bar{\sigma}_{23}', \Delta \bar{\sigma}_{31}'\}^T$$

将局部坐标系下的节理柔度矩阵转化到整体坐标系下,最后可以得到三维裂隙岩体的柔度矩阵为

$$\bar{C}_{ijkl} = C_{ijkl}^R + \sum_k \bar{T}_{ip} \bar{T}_{jq} \bar{T}_{kr} \bar{T}_{ls} \bar{C}_{pqrs}' \tag{29}$$

式中 $\bar{T}$ 是坐标转化矩阵,这样裂隙岩体的弹塑性本构关系为

$$\Delta\sigma_{ij} = D_{ijkl}^{ep} \Delta\varepsilon_{kl} \tag{30}$$

在式(29)中,没有要求各组裂隙之间必须相互平行,裂隙的分布可以是任意的,而且裂隙岩体的等效弹性参数包含了较丰富的岩体特征信息,在式(27)(29)中, C^R 反映完整岩块的力学性质, C^J 反映节理面的变形特性, S^J 反映节理面的尺寸, T_{ij} 反映节理面的产状, V 反映了裂隙岩体力学性质的尺寸效应,当 V 达到一定大的时候,裂隙岩体的弹性参数就应该达到一个定值,否则就表明 REV 不存在,就不能将岩体当作等效连续体来处理。

3 增量理论的弹塑性有限元分析

构造三自由度(u, v, w)八结点等参单元,利用变分原理可以得到有限元方程

$$\sum_e M^e \Delta\delta^e = \sum_e \Delta F^e \tag{31}$$
$$\Delta\delta^e = \{\Delta u_1, \Delta v_1, \Delta w_1, \dots, \Delta u_8, \Delta v_8, \Delta w_8\}^T \quad \Delta F^e = \{\Delta F_1^1, \Delta F_1^2, \Delta F_1^3, \dots, \Delta F_8^1, \Delta F_8^2, \Delta F_8^3\}^T$$
$$(M^e)_{8 \times 8} = \begin{bmatrix} m_{ji}^{11} & m_{ji}^{12} & m_{ji}^{13} \\ m_{ji}^{21} & m_{ji}^{22} & m_{ji}^{23} \\ m_{ji}^{31} & m_{ji}^{32} & m_{ji}^{33} \end{bmatrix} = \iiint_{\Omega^e} (B_j)^T D_{ep} B_i d\Omega$$

根据以上模型编制了相应的三维有限元分析程序,由于裂隙的变形特性具有强烈的非线性,在计算过程中采用中点增量法进行计算。

4 算例及分析

某岩体边坡如图 4 所示,高 70.0 m,分两种工况进行计算。工况 1(图 4(a))含一组裂隙,用来分析裂隙岩体的变形;工况 2(图 4(b))含两组交叉裂隙,用来分析边坡的稳定性。采用相同的有限元网格,计算参数如下:弹模 $E = 28 \text{ GPa}$,泊松比 $\nu = 0.2$,重度 $\gamma = 25 \text{ kN/m}^3$ 。

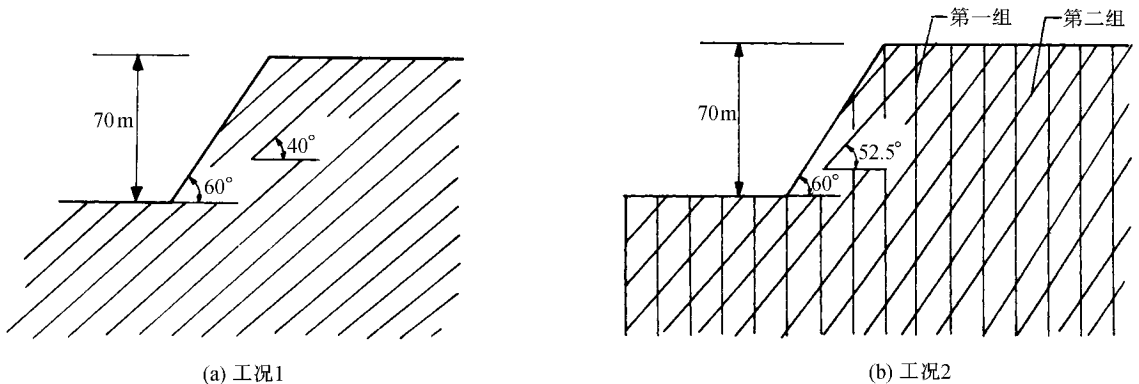


图 4 边坡的节理分布及倾角
Fig.4 Joints distribution and dip of a rock slope

a. 工况 1. 图 4(a) 中岩体含有一组裂隙,裂隙间距 $d = 0.2 \text{ m}$, $\varphi_r = 45.0^\circ$. JRC, JCS 取不同的值进行计算。节理的初始法向刚度 K_{ni} 、初始力学隙宽 V_m 等力学指标与 JRC, JCS 的关系参照文献[4]:

$$K_{ni} = -7.15 + 1.75JRC + 0.02\left(\frac{JCS}{a_j}\right)$$
$$V_m = A + B \cdot JRC + \alpha \left(\frac{JCS}{a_j}\right)^p$$

对于不同的 JRC 和 JCS ,边坡上点的位移值也不同。表 1、表 2 给出了边坡上两个点(图 5(a))的水平位移

随 JRC , JCS 的变化情况.

表 1 点 1 2 的水平位移随 JRC 的变化情况 ($JCS = 100.0 \text{ MPa}$)

Table 1 Variation of horizontal displacement of points 1 and 2 with changing JRC							mm
JRC	4.0	8.0	10.0	12.0	16.0	20.0	
点 1	8.1286	13.2970	13.4570	13.2278	11.7280	10.0860	
点 2	4.3183	8.6314	8.6315	8.7973	7.6323	6.3350	

表 2 点 1 2 的水平位移随 JCS 的变化情况 ($JRC = 10.0$)

Table 2 Variation of horizontal displacement of points 1 and 2 with changing JCS							cm
JCS/MPa	10.0	20.0	40.0	60.0	80.0	100.0	
点 1	4.1903	3.9451	3.3517	2.6535	1.9700	1.3457	
点 2	3.3452	3.1134	2.5765	1.9759	1.3907	0.8632	

从计算结果看,节理的存在,从宏观上整体弱化了岩体结构,节理面的 JRC , JCS 对节理的刚度起控制作用,从而控制了整个岩体的变形行为,节理面进入塑性阶段后,其剪切刚度将降低,切向位移增大,图 5(a)给出了 $JRC = 10.0$, $JCS = 100.0 \text{ MPa}$ 时屈服区域的分布情况.

b. 工况 2. 图 4(b)中设两组裂隙的参数相同: $JRC_1 = JRC_2 = 10.0$; $JCS_1 = JCS_2 = 100.0 \text{ MPa}$; $\varphi_{r1} = \varphi_{r2} = 25.0^\circ$; 节理间距 $d_1 = d_2 = 0.2 \text{ m}$,边坡的破坏区域见图 5(b). 计算结果表明:第 2 组裂隙比第 1 组裂隙更易发生屈服,更危险,该岩体边坡稳定性主要受第 2 组裂隙的剪切破坏所控制. 节理面的强度对整个岩体的安全和稳定性起控制作用.

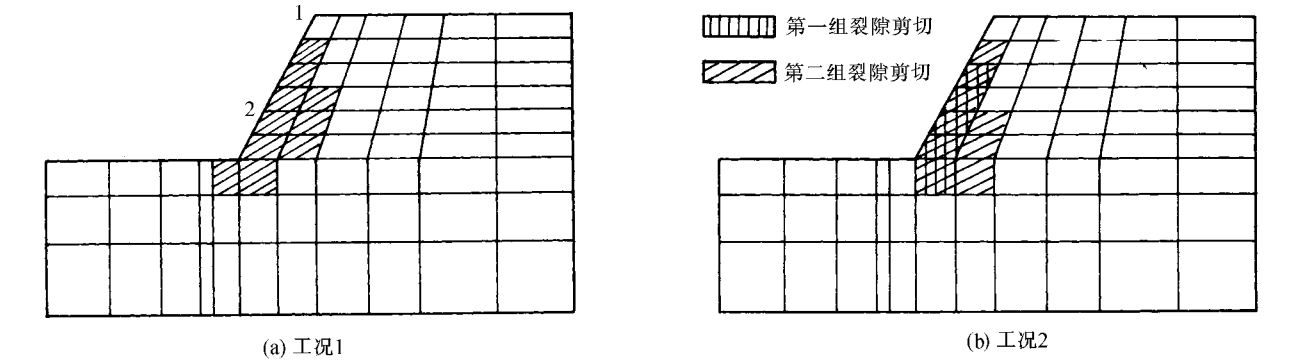


图 5 边坡破坏情况
Fig.5 Slip region of rock slope

5 结 语

本文提出的模型反映了裂隙岩体的非线性力学特性.在表征单元体上定义了平均应力和平均应变,以此建立了裂隙岩体的增量本构模型.该模型克服了应变叠加原理的不足.裂隙岩体的等效弹性参数包含了较丰富的岩体特征信息.算例表明,节理的存在,从宏观上整体弱化了岩体结构,节理网络控制了整个岩体的变形行为.

本文的工作需要进一步完善和深入,该模型本身还需要通过试验进一步验证、完善和修改.由于裂隙岩体的变形行为具有高度的非线性,因此发展有关的非线性数值分析技术是十分必要的.

参 考 文 献

1 Morland L W. Continuum model of regularly jointed mediums. J Geophys Res ,1974 ,79(2) 357 ~ 362

2 陈胜宏. 节理岩体的弹塑性和弹-粘塑性有限元计算. 武汉水利电力学院学报 ,198(6) :76 ~ 86

3 Singh B. Continuum characterization of jointed rock mass. Int J Rock Mech Min Sci & Geomech Abstr ,1973 ,10 311

4 Bandis S C ,Lumsden A C ,Barton N R. Fundamentals of rock joint deformation. Int J Rock Mech Min Sci & Geomech Abstr ,1983 20(6) : 249 ~ 268

5 Michalowski R ,et al. Associated and nonassociated sliding rules in contact friction problems. Archives of mechanics ,1978 30 259 ~ 276

6 Plesha M E. Constitutive modelling of rock joints with dilation. In :Eileen Ashworth A A ,eds. 26th US Symp on Rock Mechanics. Netherlands :Balkema Publishers ,1985. 387 ~ 395

7 Cai M ,Horii H. A constitutive model of highly jointed rock masses. Mass of Materials ,1992 ,13 217 ~ 246

8 Horii H ,Nemat-Nasser S. Overall moduli of solids with microcracks. J Mech Phys Solids ,1983 31 :155 ~ 171

A Constitutive Model of Jointed Rock Masses and Its Finite Element Analysis

Sheng Jinchang Su Baoyu Zhan Meili
(College of Water Conservancy and Hydropower Engineering ,Hohai Univ. ,Nanjing 210098)

Abstract The mechanical behavior of joints is represented by the classical theory of elasto-plasticity. Based on this ,the stress-strain relations of the jointed rock masses are formulated by taking the volume average of the stress and strain inside a representative volume element where the evaluation of the relative displacement across the joints is required. The model overcomes shortcomings of the strain superposition principle ,and predicts joint responses ,such as non-linearity and dilatancy. The finite element code based on the model is established and applied to engineering problems. The model can be directly applied to the coupled stress and fluid flow analysis for jointed rock masses.

Key words jointed masses ;constitutive model ;elasto-plasticity

《河海大学学报》征订启事

《河海大学学报》(自然科学版) 是以水资源开发、利用与保护为重点的综合性学术期刊 , 主要刊登本校在水资源、水文、地质、测量、水利工程、水电工程、水运工程、海洋及海岸工程、水工结构、工程力学、水力学及河流动力学、岩土工程、计算机科学、电力工程、电子技术及自动化工程、工业与民用建筑、管理工程、水利经济、环境工程、机械工程等学科方面的科研成果学术论文、学术讨论、研究动态等学术性文章 , 可供上述有关专业的科技工作者及大专院校师生阅读和参考。

本刊创办于 1957 年 , 是我国中文核心期刊 , 在国内工程技术界和学术界有较大影响。刊载的文章中 , 有不少国家科技攻关 (重点) 项目和各种科学基金资助项目的研究成果 , 部分达到了国内领先和国际先进水平 , 为我国水利、水电、水运工程及其他有关工程建设的规划、设计、施工和管理提供了科学理论、方法和具体建议 , 发挥了较大的社会效益和经济效益 , 深受工程界和科技界赞许 , 并于 1989 年分别获得江苏省和全国高等学校自然科学学报优秀编辑质量一等奖。本刊每逢单月出版 , 国内外公开发行 , 邮发代号 28 - 63 , 每期定价 8.00 元 , 全年订费 48.00 元。欢迎广大读者在全国各地邮局订阅或直接与编辑部联系。联系地址 : 南京市西康路 1 号《河海大学学报》编辑部 , 邮政编码 210098。