

中低围压下细观非均匀性岩石本构关系研究

Study on the complete stress-strain relation for mesoscopic heterogenous rock under triaxial compression with moderate or low lateral compressive stress

周小平^{1,2}, 张永兴¹, 朱可善¹

(1. 重庆大学 土木工程学院, 重庆 400045; 2. 上海交通大学 建筑工程和力学学院, 上海 200030)

摘要: 研究了中低围压条件下细观非均匀性岩石的变形局部化问题和全过程应力应变关系。研究表明, 全过程应力应变关系包括线弹性阶段、非线性强化阶段和应变软化阶段。分析了产生应变软化的主要原因是损伤和变形局部化, 将损伤和变形局部化引入本构模型是和以往本构模型的重要区别。通过和实验对比分析验证了模型的正确性和有效性。

关键词: 中低围压; 细观非均匀性岩石; 损伤和变形局部化; 全过程应力应变关系

中图分类号: TU 452

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2003)05-0606-05

作者简介: 周小平(1970-), 男, 江西瑞金人, 博士, 主要从事岩土工程的科研工作。

ZHOU Xiao-ping^{1,2}, ZHANG Yong-xing¹, ZHU Ke-shan¹

(1. School of Civil Engineering, Chongqing University, Chongqing 400045, China; 2. School of Civil Engineering and Mechanics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China)

Abstract: Based on the self-similar model of microcrack growth, the localization of strain and damage, and complete stress-strain relation for mesoscopic heterogenous rock under triaxial compression with moderate or low lateral compressive stress are investigated. It is showed that the complete stress-strain relation includes the stages of linear elasticity, non-linear hardening, and strain softening. The behaviour of strain softening is due to localization of deformation and damage. The constitutive model, which analyse localization of strain and damage, is distinct from the conventional model. Theoretical predictions have shown to be consistent with the experimental results.

Key words: moderate or low lateral compressive stress; mesoscopic heterogenous rock; localization of strain and damage; the complete stress-strain relation

0 引言*

研究受压条件下损伤岩石的变形和强度特性具有重要的理论和现实意义。为此进行了大量的基础理论研究, 取得了许多有实用价值的成果, 形成了唯象学法^[1,2]和细观力学方法^[3~11]等的应力应变关系描述方法。基于连续损伤力学方法的唯象学模型是采用一个矢量、标量或张量的方法定义损伤变量, 然后通过损伤变量建立材料的宏观本构模型。但是唯象学方法的最大缺点是究竟用多少参数来描述一点的损伤状态仍然没有解决, 且如何确定损伤参数的演化规律还存在很大问题。细观力学方法是利用损伤断裂力学方法描述微裂纹的成核、扩展和汇合, 并通过微裂纹的成核、扩展和汇合反映材料宏观力学性能的变化。

从现有的研究看, 在研究受压岩石损伤问题时, 有两种基本模型: 一为自相似扩展模型, 它利用裂纹表面的张开位移和法向矢量确定裂纹发生自相似扩展对非线性应变的贡献^[3]; 二是摩擦弯折裂纹模型, 它是应用最为广泛的模型。摩擦弯折模型认为岩石受压时原生裂纹产生向最大主压应力方向扩展的次生拉伸裂纹, 并且该次生拉伸裂纹是岩石产生劈裂破坏的主要原

因^[4~11]。在中低围压下, 由于围压的存在对次生拉伸裂纹的产生和扩展具有抑制作用, 因此可以认为微裂纹在中低围压下发生自相似扩展。目前细观力学方法仅能描述极限荷载前材料的力学性能, 对极限荷载后岩石材料的力学性能没有探讨。为此本文利用自相似模型探讨中低围压下岩石的应变和损伤局部化问题和全过程应力应变关系。

1 理论模型

如果将岩石在加载过程中的变形分解为岩石母体的变形和微裂纹的变形之和, 则在加载过程中岩石的变形由岩石母体的线弹性变形和微裂隙引起的非线性应变组成:

$$d\epsilon_y = d\epsilon_y^0 + d\epsilon_y^1 + d\epsilon_y^2 + d\epsilon_y^3 \quad (1)$$

式中 $d\epsilon_y$ 为总应变增量; $d\epsilon_y^0$ 为岩石母体的线弹性应变增量, 用胡克定理求解; $d\epsilon_y^1$ 为微裂隙由于摩擦滑动引起的非线性应变; $d\epsilon_y^2$ 为微裂隙由于自相似扩展引起的非线性应变; $d\epsilon_y^3$ 为微裂隙由于失稳扩展引起的

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59879012, 59649008)

收稿日期: 2002-10-16

非弹性应变。

1.1 微裂隙由于摩擦滑动引起的非弹性应变

如图1所示, 裂纹 pp' 的长度为 $2c$, 方位角为 θ 。分解在裂纹面 pp' 上的正应力和剪应力分别为

$$\begin{aligned}\sigma_{22} &= \sigma_2 \cos^2 \theta + \sigma_1 \sin^2 \theta \\ \tau_{12} &= \frac{1}{2} (\sigma_2 - \sigma_1) \sin 2\theta\end{aligned}\quad (2)$$

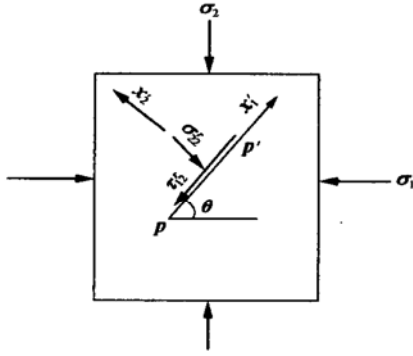


图1 压应力作用下的摩擦裂纹模型

Fig. 1 The frictional sliding crack model under compression

根据 Mohr-Coulomb 准则有

$$\tau_{12} = \tau_c + \mu \sigma_{22}, \quad (3)$$

式中 τ_c 为黏聚力, μ 为摩擦系数。

实际产生摩擦滑动的有效剪应力为

$$\begin{aligned}\tau_{\text{eff}} &= (\sigma_2 - \sigma_1) \cos \theta \sin \theta - \tau_c - \\ &\quad \mu (\sigma_1 \sin^2 \theta + \sigma_2 \cos^2 \theta),\end{aligned}\quad (4)$$

由式(4)可得发生摩擦滑动的外部临界应力条件为

$$\sigma_2 = \frac{\tau_c + \mu \sigma_1 \sin^2 \theta + \sigma_1 \sin \theta \cos \theta}{-\mu \cos^2 \theta + \sin \theta \cos \theta}, \quad (5)$$

由式(5)可证明方位角为 $\theta_0 = \arctan[\mu + (\mu^2 + 1)^{1/2}]$ 的裂纹首先发生摩擦滑动, 将 θ_0 代入式(5)可得发生摩擦滑动所需的最小应力 σ_{20} , 根据式(4)可以确定发生摩擦裂纹的方位角范围假设为 $(\theta_{lf}, \theta_{2f})$ 。

当 $0 < \sigma_2 < \sigma_{20}$ 时, 没有裂纹发生摩擦滑动, 没有发生能量耗散, 这一阶段是弹性阶段; 当 $\sigma_2 = \sigma_{20}$ 时, 方位角为 $\theta_0 = \arctan[\mu + (\mu^2 + 1)^{1/2}]$ 的裂纹发生摩擦滑动; 当 $\sigma_{20} < \sigma_2 < \sigma_{2c}$ 时方位角为 $(\theta_{lf}, \theta_{2f})$ 的裂纹发生摩擦滑动, 此时发生能量耗散。

根据线弹性断裂力学知识, 由 τ_{eff} 诱导的 II 型裂纹的平均张开位移为

$$\bar{b}_1 = \frac{\pi c \tau_{\text{eff}} (1 - \nu_0^2)}{E_0}, \quad (6)$$

式中 c 为原生裂纹的半长度。

根据 Rice (1971) 热力学观点^[9], 非弹性应变增量可表示为

$$d\varepsilon_{ij}^n = \frac{1}{V_0} \sum \frac{\partial f_a(\sigma, H)}{\partial \sigma_{ij}} d\xi_a. \quad (7)$$

式中 V_0 为代表性单元体积; $f_a(\sigma, H)$ 为共轭于内变量 ξ_a 的热力学力; H 为内变量的当前状态。

根据热力学知识, 将余能分解为弹性和非弹性两部分:

$$\Psi(\sigma, H) = \Psi^0(\sigma) + \Delta \Psi(\sigma, H), \quad (8)$$

式中 $\Psi^0(\sigma) = (\sigma_{ij} S_{ij}^0 \sigma_{ij})/2$, S_{ij}^0 为岩石母体的柔度张量。

非弹性余能可表示为^[11]

$$\Delta \Psi(\sigma, H) = \frac{1}{A_0} \int_{-c}^c \int_0^{b_1(x_1)} \tau_{12}(\sigma, b) db dx_1. \quad (9)$$

根据 Rice 热力学观点^[9], 可得方位角为 $(\theta_{lf}, \theta_{2f})$ 的裂纹因发生摩擦滑动而产生的非弹性应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^n = \rho \int_{c_{\min}}^{c_{\max}} \int_{\theta_{lf}}^{\theta_{2f}} c^2 p(c) p(\theta) \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| d\bar{b}_1 d\theta dc. \quad (10)$$

式中 $\rho = N/A_0$, N 为岩石中的裂纹总数, A_0 为代表性单元面积; $p(c)$ 为裂纹长度的分布概率密度函数; $p(\theta)$ 为裂纹方位角的分布概率密度函数; $\bar{b}_1 = \bar{b}_1/c$ 。

为便于讨论, 假设裂纹具有统计平均长度 c_0 , 则方位角为 $(\theta_{lf}, \theta_{2f})$ 的裂纹因发生摩擦滑动而产生的非弹性应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^n = \rho c_0^2 \int_{\theta_{lf}}^{\theta_{2f}} \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| p(\theta) d\bar{b}_1 d\theta, \quad (11)$$

这一阶段总的应变增量为

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^0 + d\varepsilon_{ij}^n. \quad (12)$$

1.2 微裂隙由于自相似扩展引起的非弹性应变

当继续加载时, 裂纹将发生自相似扩展, 发生自相似扩展应力条件为

$$\sigma_2 = \frac{\left| \frac{2K_{IIc}}{\sqrt{\pi c}} + 2\tau_c + (\sin 2\theta + \mu - \mu \cos 2\theta) \sigma_1 \right|}{\sin 2\theta - \mu - \mu \cos 2\theta}, \quad (13)$$

式中 K_{IIc} 为弱面的 II 型断裂韧性。

由式(13)可以证明方位角为 $\theta_0 = \arctan[\mu + (\mu^2 + 1)^{1/2}]$ 的裂纹首先发生 II 型自相似扩展。将 θ_0 代入式(13)可得裂纹发生自相似扩展的最小应力 σ_{2c} , 根据式(13)可以确定发生自相似扩展裂纹的方位角假设为 $(\theta_{lp}, \theta_{2p})$ 。

当 $\sigma_{20} < \sigma_2 < \sigma_{2c}$ 时, 没有裂纹发生自相似扩展, 只有方位角为 $(\theta_{lf}, \theta_{2f})$ 的裂纹发生摩擦滑动; 当 $\sigma_{2c} < \sigma_2$ 时, 方位角为 $(\theta_{lp}, \theta_{2p})$ 的裂纹发生自相似扩展, 这一阶段为非线性强化阶段。

根据线弹性断裂力学知识, 由 τ_{eff} 诱导的 II 型裂纹自相似扩展的平均张开位移为

$$\bar{b}_2 = \frac{\pi c_b \tau_{\text{eff}} (1 - \nu_0^2)}{E_0}, \quad (14)$$

式中 c_b 为裂纹发生自相似扩展后的统计平均半长度。

非弹性余能可表示为

$$\Delta \Psi(\sigma, H) = \frac{1}{A_0} \int_{-c_b}^{c_b} \int_0^{b_2(x_1)} \tau_{12}'(\sigma, b) db dx_1. \quad (15)$$

根据 Rice(1971) 热力学观点^[9], 可得方位角为 $(\theta_{1p}, \theta_{2p})$ 的裂纹由于自相似扩展而产生的非弹性应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^{n2} = \rho_c^2 \int_{\theta_{1p}}^{\theta_{2p}} p(\theta) \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| d\tilde{b}_2 d\theta, \quad (16)$$

式中 $\tilde{b}_2 = \bar{b}_2 / c_b$ 。

方位角为 $(\theta_{1f}, \theta_{1p}) \cup (\theta_{2p}, \theta_{2f})$ 的裂纹因发生摩擦滑动而产生的非弹性应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^{n1} = \rho_c^2 \int_{\theta_{1f}}^{\theta_{1p}} \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| p(\theta) d\tilde{b}_1 d\theta + \rho_c^2 \int_{\theta_{2p}}^{\theta_{2f}} \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| p(\theta) d\tilde{b}_1 d\theta, \quad (17)$$

这一阶段总的应变增量为

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^0 + d\varepsilon_{ij}^{n1} + d\varepsilon_{ij}^{n2}. \quad (18)$$

1.3 微裂隙由于失稳扩展引起的非弹性应变

当继续加载到极限荷载 σ_{2cc} 时, 方位角为 θ_0 的裂纹将发生失稳扩展, 发生失稳扩展所需的应力条件为

$$\sigma_{2cc} = \frac{\left| \frac{2K_{IIcc}}{\sqrt{\pi c_b}} + 2\tau_c + (\sin 2\theta_0 + \mu - \mu \cos 2\theta_0) \sigma_1 \right|}{\sin 2\theta_0 - \mu - \mu \cos 2\theta_0}, \quad (19)$$

式中 K_{IIcc} 为岩石的 II 型断裂韧性。

此时总的应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^{cc} = d\varepsilon_{ij}^0 + d\varepsilon_{ij}^{n1} + d\varepsilon_{ij}^{n2}, \quad (20)$$

在应变控制的加载条件下, 当应变越过门槛值 ε_{ij}^{cc} 时, 岩石发生应变软化, 这一阶段为应变软化阶段。

令

$$G_1 = \left| \frac{K_{II}}{K_{IIcc}} \right|^2, \quad (21)$$

式中 G_1 为无量纲的能量释放率。

随着方位角为 θ_0 的微裂纹的失稳扩展, 一方面方位角为 θ_0 的微纹扩展的尺寸增大, G_1 也随之增大, 导致这些微裂纹的继续扩展; 另一方面, 应力水平的下降导致 G_1 下降, 对于没有发生失稳扩展的微裂纹保持不变的尺寸。但应力水平的下降, 使这些微裂纹部分弹性卸载变形, 这意味着损伤局部化的发生。同时, 由于应力水平的下降时, 原来由大部分微裂纹共同承担

的非弹性应变逐渐集中到由发生失稳扩展的少数微裂纹承担, 这意味着应变局部化的发生, 因此应力水平的下降是由连续损伤和均匀应变向损伤局部化和应变局部化过渡的宏观表现, 而其本质原因是微裂纹的二次失稳扩展。在应变软化阶段必须满足下列条件: 一是微裂纹失稳扩展的准则必须满足, 二是岩石母体与微裂纹对应变的贡献之和等于外加宏观应变。

如果单位体积满足 $\theta = \theta_0$ 的微裂纹统计平均数目为零, 可认为在一个微小的取向范围 $(\theta_0, \theta_0 + \theta_{cc})$ 内所有的微裂纹发生二次失稳扩展, 由微裂纹二次失稳扩展准则 $K_{II} = K_{IIcc}$, 可得二次扩展的微裂纹的半长度 c_2 和应力的关系为

$$c_2 = \frac{4K_{IIcc}^2}{[\sigma_2(\sin 2\theta - \mu - \mu \cos 2\theta) - 2\tau_c - \sigma_1(\sin 2\theta + \mu - \mu \cos 2\theta)]^2 \pi}. \quad (22)$$

根据线弹性断裂力学知识, 由 τ_{eff} 诱导的 II 型裂纹的平均张开位移为

$$\bar{b}_3 = \frac{\pi c_2 \tau_{\text{eff}} (1 - \nu_0^2)}{E_0}. \quad (23)$$

非弹性余能可表示为

$$\Delta \Psi(\sigma, H) = \frac{1}{A_0} \int_{-c_2}^{c_2} \int_0^{b_3(x_1)} \tau_{12}'(\sigma, b) db dx_1, \quad (24)$$

方位角为 $(\theta_0, \theta_0 + \theta_{cc})$ 的微裂纹发生的二次失稳扩展对应变增量的贡献为

$$d\varepsilon_{ij}^{n3} = \rho_c^2 \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \theta_{cc}} p(\theta) \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| d\tilde{b}_3 d\theta, \quad (25)$$

式中 $\tilde{b}_3 = \bar{b}_3 / c_2$ 。

方位角为 $(\theta_{1p}, \theta_0) \cup (\theta_0 + \theta_{cc}, \theta_{2p})$ 的裂纹由于自相似扩展而产生的非弹性应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^{n2} = \rho_c^2 \int_{\theta_{1p}}^{\theta_0} p(\theta) \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| d\tilde{b}_2 d\theta + \rho_c^2 \int_{\theta_0 + \theta_{cc}}^{\theta_{2p}} p(\theta) \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| d\tilde{b}_2 d\theta, \quad (26)$$

方位角为 $(\theta_{1f}, \theta_{1p}) \cup (\theta_{2p}, \theta_{2f})$ 的裂纹因发生摩擦滑动而产生的非弹性应变增量为

$$d\varepsilon_{ij}^{n1} = \rho_c^2 \int_{\theta_{1f}}^{\theta_{1p}} \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| p(\theta) d\tilde{b}_1 d\theta + \rho_c^2 \int_{\theta_{2p}}^{\theta_{2f}} \left| \frac{-\sin 2\theta}{\sin 2\theta} \right| p(\theta) d\tilde{b}_1 d\theta, \quad (27)$$

这一阶段总的应变增量为

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^0 + d\varepsilon_{ij}^{n1} + d\varepsilon_{ij}^{n2} + d\varepsilon_{ij}^{n3}. \quad (28)$$

对于均匀分布的微裂纹, $p(\theta) = 1/\pi$, 岩石的应力应变关系可表示为

$$d\varepsilon_{22} = \begin{cases} \frac{1-\nu_0^2}{E_0} d\sigma_2 - \frac{\nu_0(1+\nu_0)}{E_0} d\sigma_1 & (\text{弹性阶段}), \\ \frac{1-\nu_0^2}{E_0} d\sigma_2 - \frac{\nu_0(1+\nu_0)}{E_0} d\sigma_1 + F_0(\theta) d\tilde{\varepsilon}_1 + F_1(\theta) d\tilde{\varepsilon}_2 & (\text{非线性强化阶段}), \\ \frac{1-\nu_0^2}{E_0} d\sigma_2 - \frac{\nu_0(1+\nu_0)}{E_0} d\sigma_1 + F_0(\theta) d\tilde{\varepsilon}_1 + F_1(\theta_{cc}) d\tilde{\varepsilon}_2 + F_2(\theta_{cc}) d\tilde{\varepsilon}_3 & (\text{应变软化}). \end{cases} \quad (29)$$

式中

$$\begin{cases} F_0(\theta) = \frac{\rho_0^2}{2\pi} (\cos 2\theta_{1f} - \cos 2\theta_{2f} + \cos 2\theta_{2p} - \cos 2\theta_{1p}) \\ F_1(\theta) = \frac{\rho_b^2}{2\pi} (\cos 2\theta_{1p} - \cos 2\theta_{2p}) \\ F_1(\theta_{cc}) = \frac{\rho_b^2}{2\pi} [\cos 2\theta_{1p} - \cos 2\theta_{2p} - \cos 2\theta_0 + \cos 2(\theta_0 + \theta_{cc})] \\ F_2(\theta_{cc}) = \frac{\rho_2^2}{2\pi} [\cos 2\theta_0 - \cos 2(\theta_0 + \theta_{cc})] \end{cases} \quad (30)$$

对于非均匀分布的微裂纹, 其概率密度函数可以用 Weibull 分布很好地近似:

$$p(\theta) = \frac{m}{\theta_1} \left| \frac{\theta}{\theta_1} \right|^{m-1} \exp \left[- \left| \frac{\theta}{\theta_1} \right|^m \right], \quad (31)$$

式中 m 为 Weibull 模量; $\theta_1 = \pi$ 。

为方便讨论, 本文取 $m = 1$ 进行讨论, 对于 m 为其他值时也可用相同方法求解, 此时岩石的本构关系为

$$d\varepsilon_{22} = \begin{cases} \frac{1-\nu_0^2}{E_0} d\sigma_2 - \frac{\nu_0(1+\nu_0)}{E_0} d\sigma_1 & (\text{弹性阶段}), \\ \frac{1-\nu_0^2}{E_0} d\sigma_2 - \frac{\nu_0(1+\nu_0)}{E_0} d\sigma_1 + F_{01}(\theta) d\tilde{\varepsilon}_1 + F_{11}(\theta) d\tilde{\varepsilon}_2 & (\text{非线性强化阶段}), \\ \frac{1-\nu_0^2}{E_0} d\sigma_2 - \frac{\nu_0(1+\nu_0)}{E_0} d\sigma_1 + F_{01}(\theta) d\tilde{\varepsilon}_1 + F_{11}(\theta_{cc}) d\tilde{\varepsilon}_2 + F_{21}(\theta_{cc}) d\tilde{\varepsilon}_3 & (\text{应变软化}). \end{cases} \quad (32)$$

式中

$$\begin{cases} F_{01}(\theta) = \frac{\rho_0^2 \pi^2}{1+4\pi^2} \exp \left| \frac{-\theta_{1f}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{1f} + 2\pi \cos 2\theta_{1f}) - \exp \left| \frac{-\theta_{1p}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{1p} + 2\pi \cos 2\theta_{1p}) - \\ \exp \left| \frac{-\theta_{2f}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{2f} + 2\pi \cos 2\theta_{2f}) + \exp \left| \frac{-\theta_{2p}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{2p} + 2\pi \cos 2\theta_{2p}) \\ F_{11}(\theta) = \frac{\rho_b^2 \pi^2}{1+4\pi^2} \exp \left| \frac{-\theta_{1p}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{1p} + 2\pi \cos 2\theta_{1p}) - \exp \left| \frac{-\theta_{2p}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{2p} + 2\pi \cos 2\theta_{2p}) \\ F_{11}(\theta_{cc}) = \frac{\rho_b^2 \pi^2}{1+4\pi^2} \exp \left| \frac{-\theta_{1p}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{1p} + 2\pi \cos 2\theta_{1p}) - \exp \left| \frac{-\theta_0}{\pi} \right| (\sin 2\theta_0 + 2\pi \cos 2\theta_0) + \\ \exp \left| \frac{-\theta_0 - \theta_{cc}}{\pi} \right| (\sin 2(\theta_0 + \theta_{cc}) + 2\pi \cos 2(\theta_0 + \theta_{cc})) - \exp \left| \frac{-\theta_{2p}}{\pi} \right| (\sin 2\theta_{2p} + 2\pi \cos 2\theta_{2p}) \\ F_{21}(\theta_{cc}) = \frac{\rho_2^2 \pi^2}{1+4\pi^2} \exp \left| \frac{-\theta_0}{\pi} \right| (\sin 2\theta_0 + 2\pi \cos 2\theta_0) - \exp \left| \frac{-\theta_0 - \theta_{cc}}{\pi} \right| (\sin 2(\theta_0 + \theta_{cc}) + 2\pi \cos 2(\theta_0 + \theta_{cc})) \end{cases} \quad (33)$$

2 理论和实验成果对比分析

为验证理论模型的正确性, 选用徐松林对大理岩在等围压的实验成果作对比分析^[12]。由于大理岩具有各向同性、致密的力学特性, 因而 $p(\theta) = 1/\pi$ 。假设裂纹间的粘聚力为零。在计算中, 大理岩的力学参数

如下: $E_0 = 3.2 \text{ GPa}$, $\nu_0 = 0.19$, $c_0 = 4.5 \times 10^{-4} \text{ m}$, $c_b = 9 \times 10^{-4} \text{ m}$, $K_{llc} = 0.20 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$, $K_{llcc} = 0.75 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$, $\rho = 25.5 \times 10^5$, $\mu = 0.77$ 。

理论模型计算结果见图 2, 黑点为实验所得结果。可见本文的本构模型和实验结果相吻合, 说明了本构模型的正确性。

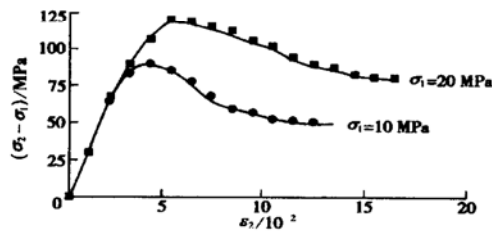


图2 理论和实验比较

Fig. 2 Analytical results vs experimental data for a marble under conventional triaxial compression

3 结 论

(1) 中低围压作用下岩石中的微裂纹的损伤机制主要表现为自相似扩展, 其破坏特性表现为剪切破坏。岩石在压应力作用下的变形可分解为岩石母体的变形、裂纹的摩擦、自相似扩展和二次失稳扩展变形。

(2) 微裂纹岩石在压应力作用下的本构关系包括线弹性、非线性强化和应变软化 3 个阶段。该模型分析了各个阶段的细观损伤机制和本构关系, 指出应变软化是分布损伤向损伤局部化的过渡引起的, 而微裂纹的失稳扩展是损伤局部化和应变局部化的根本原因, 将损伤局部化引入材料的损伤本构关系是和以往损伤模型的又一重要差别。

(3) 该模型考虑了岩石材料的细观的非均匀性, 特别分析了 Weibull 分布时岩石受压作用下的全过程应力应变关系。

(4) 实验证实本文提出的本构模型能较好地反映岩石在压应力作用下的变形特性。

参考文献:

[1] Simo J C, Ju J W. Strain and stress-based continuum damage

models[J]. International Journal of Solids and Structures, 1987, 23: 821- 840.

[2] Ortiz M. A constitutive theory for the inelastic behaviour of concrete[J]. Mech Mater, 1985, 4: 67- 93.

[3] Ju J W. On two-dimensional self-consistent micromechanical damage models for brittle solids[J]. International Journal of Solids and Structures, 1991, 27: 227- 258.

[4] Horri H, Nemat Nasser S. Compression induced microcrack growth in brittle solids: axial splitting and shear failure[J]. Journal of Geophysics Research, 1985, 90: 3105- 3125.

[5] Ashby M F, Hallam S D. The failure of brittle solids containing small cracks under compressive states[J]. Acta Metallica, 1986, 34: 497- 510.

[6] Kachanov M. A microcrack model of rock inelasticity (part I): frictional sliding on microcracks[J]. Mechanics of Materials, 1982, (1): 19- 27;

[7] Nemat Nasser S, Obata M. A microcrack model of dilatancy in brittle materials[J]. Journal of Applied Mechanics, 1988, 55: 24- 35.

[8] Deng H, Nemat Nasser S. Microcrack interaction and shear fault failure[J]. International Journal of Damage Mechanics, 1994, (3): 3- 37.

[9] Rice J R. Inelastic constitutive relations for solids: an internal variable theory and its application to metal plasticity[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1971, 19: 433- 455.

[10] Yu S W, Feng X Q. A micromechanics-based model for microcrack-weakened brittle solids[J]. Mech Mater, 1995, 20: 59- 76.

[11] 周小平. 裂隙岩体卸荷本构理论研究及其应用[D]. 重庆: 重庆大学, 2000.

[12] 徐松林, 吴文, 王广印, 等. 大理岩等围压三轴压缩全过程研究(I): 三轴压缩全过程和峰前、峰后卸围压全过程实验[J]. 岩石力学与工程学报, 2001, 20(6): 763- 767.

《台湾大地工程发展史》即将问世

近数十年来, 台湾的大地工程技术随着岛内经济的发展及多项大型公共工程相继建设, 已成为土木工程学科中发展最快、成就最多的门类之一, 且其学术水准已提升至较高的层次, 而引人注目。

为了搜集整理和系统地记述留存台湾大地工程数十年来的艰辛发展历程、珍贵的经验业绩和许多极具时代意义的技术突破和观念创新等史料, 以及无数学术和工程先进的心血智慧与戮力奉献的事迹, 岛内地工界人士于 1995 年提出了筹编《台湾大地工程发展史》之议。几年来由于大地工程技术内涵复

杂, 且涉及工程领域甚广, 曾二度草拟编撰框架。最后确定该书共设六章, 分别以“空间”(即所涉及的工程领域)、“时间”(即相关技术的演进)、“机构”(即相关机构的设置)及“人和事”(即教育体系、人才培养、规范制定等的历程)为主线, 进行撰写。

《台湾大地工程发展史》可望于 2003 年末编成出版。该书的编撰及审订小组由相关的各方著名专家学者郑文隆、周功台、黄灿辉、张惠文、张吉佐、蔡茂生等组成, 郑文隆为召集人, 参加编审的专家近 100 人。

(史佩栋 供稿)