

文章编号: 1000-0887(2004)09-0943-08

单轴拉伸条件下细观非均匀性岩石损伤 局部化和应力应变关系分析

周小平^{1,2}, 王建华², 张永兴¹, 哈秋聆¹

(1. 重庆大学 土木工程学院, 重庆 400045;

2. 上海交通大学 建筑工程与力学学院, 上海 200030)

(谢和平、陈山林推荐)

摘要: 岩石在拉应力状态下的力学特性不同于压应力状态下的力学特性。利用细观力学理论研究了细观非均匀性岩石拉伸应力应变关系包括: 线弹性阶段、非线性强化阶段、应力降阶段、应变软化阶段。模型考虑了微裂纹方位角为 Weibull 分布和微裂纹长度的分布密度函数为 Rayleigh 函数时对损伤局部化和应力应变关系的影响, 分析了产生应力降和应变软化的主要原因是损伤和变形局部化。通过和实验成果对比分析验证了模型的正确性和有效性。

关键词: 单轴拉伸; 细观非均匀性岩石; 损伤局部化; 应力应变关系

中图分类号: TU45 **文献标识码:** A

引 言

由于岩石或岩体所能承受的拉应力很小, 拉应力作用下岩石的变形特性在边坡和地下工程稳定性评价中占有重要的地位, 因而研究拉应力作用下特别是单轴拉伸条件下岩石应力应变关系具有重要的理论和现实意义。尽管对岩石受拉应力作用下的变形特性进行了一些有价值的实验研究^[1~4], 但从理论上研究尚不多见, 而且以往模型仅仅研究极限荷载以前的本构关系, 而对极限荷载以后的本构关系几乎没有研究, 这是为什么边坡和地下工程计算所得的变形和实际观测变形不吻合的主要原因, 为此本文重点研究单轴拉伸条件下岩石极限荷载以后的本构关系。

众所周知, 岩石中含有大量弥散的微裂纹。微裂纹的成核、扩展和汇合对岩石材料的力学特性产生显著的影响, 可以导致材料的逐步劣化直到断裂。研究拉应力作用下损伤岩石的变形和强度特性有二种方法: 1) 唯象学方法^[5,6] 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。但是该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。2) 细观力学方法^[7~11] 细观力学方法是通过利用损伤

收稿日期: 2002_07_15; 修订日期: 2004_03_15

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

作者简介: 周小平(1970), 男, 江西瑞金人, 博士, 副教授(联系人, Tel: + 86_23_65405987; Fax: + 86_23_65121982; E_mail: zhouxiaoping@ sina. com)

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的宏观力学性能的变化 目前细观力学方法仅仅能描述极限荷载前材料的力学性能,对极限荷载后(包括应力跌落和应变软化)材料的力学性能很少探讨 为此本文利用细观力学方法探讨单轴拉伸条件下岩石的损伤局部化问题和全过程应力应变关系 为了验证模型的正确性,本文将理论结果与 Okubo 和 Fukui^[3] 和金丰年^[4] 获得的稻田花岗岩实验结果作对比分析

1 理论模型

如图 1 所示:建立总体坐标系 (x_1, x_2) 和局部坐标系 (x'_1, x'_2) , 其中局部坐标系的 x'_2 轴的方向和裂纹表面的法线方向一致 假设微裂纹半长度 c 的分布范围为 (c_0, c_1) , 其中 c_0 为微裂纹最小半长度, c_1 为微裂纹最大半长度, 方位角为 θ , 受远场拉应力 σ_2 作用 微裂纹在单轴拉应力作用下的应力强度因子为

$$\begin{cases} K_I = \sigma_2 \cos^2 \theta \sqrt{c}, \\ K_{II} = \sigma_2 \cos \theta \sin \theta \sqrt{c}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 K_I, K_{II} 分别表示裂纹尖端的 I 型和 II 型应力强度因子, 微裂纹扩展准则为

$$K_I = K_{Ic}, \quad (2)$$

其中 K_{Ic} 为弱面的断裂韧性

将式(1)代入式(2)得

$$\sigma_2 = \frac{K_{Ic}}{\cos^2 \theta \sqrt{c}} \quad (3)$$

由上式可知, 首先扩展的裂纹必定是方位角为 $\theta = 0$ 且长度为 $2c_1$ 的裂纹, 因为它所需的拉应力最小

$$\sigma_2 = \frac{K_{Ic}}{\sqrt{c_1}} \quad (4)$$

如果利用 c_0 和 c_1 代替式(3)的 c , 可以确定裂纹发生扩展的最大和最小方位角分别为

$$\theta_{u1} = \arccos \left[\frac{K_{Ic}}{2 \sqrt{c_1}} \right]^{1/2}, \quad \theta_{u0} = \arccos \left[\frac{K_{Ic}}{2 \sqrt{c_0}} \right]^{1/2} \quad (5)$$

方位角范围为 $(\theta_{u0}, \theta_{u1})$ 的裂纹发生扩展所需的最小长度可以根据式(3)确定

$$c_{01} = \frac{K_{Ic}^2}{2 \cos^4 \theta}, \quad (6)$$

a) 当 $0 < \sigma_2 < \sigma_{2c}$ 时微裂纹不发生自相似扩展, 只有微裂纹的张开变形

对于 Taloy 模型, 根据 Sumarac 和 Krajcinovic^[8] 和 Ju^[9] 可得单一裂纹张开对柔度张量的贡献为(平面应变问题)

$$S_{ij} = \frac{2 c^2 (1 - \nu_0)}{A_0 E_0} (g_2 g_2 + g_3 g_3), \quad (7)$$

其中 A_0 为代表性单元面积, E_0 为岩石的弹性模量, ν_0 为岩石的泊松比

$$g = \begin{bmatrix} \cos^2 & \sin^2 & \sin 2 \\ \sin^2 & \cos^2 & -\sin 2 \\ -\frac{\sin 2}{2} & \frac{\sin 2}{2} & \cos 2 \end{bmatrix} \quad (8)$$

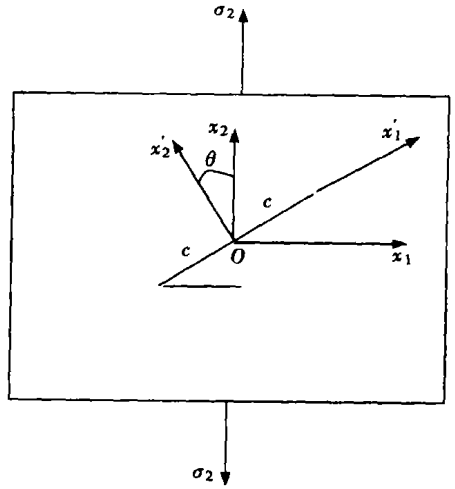


图 1 岩石受拉应力作用

对多裂纹问题有(平面应变问题)

$$S_{ij}^1 = \frac{(1-\frac{2}{0})}{E_0} \int_0^{c_1} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) p(c) p(\theta) c^2 dc d\theta, \tag{9}$$

其中 $\theta = N/A_0$, N 为岩石中的裂纹数, $p(c)$ 和 $p(\theta)$ 分别为原生裂纹长度和方位角的分布概率密度函数, $p(c)$ 可以用 Rayleigh 函数很好的近似, $p(\theta)$ 可以用 Weibull 分布很好的近似

b) 当 $c = c_c$ 时, 方位角为 $\theta = 0$ 且长度为 $2c_1$ 的裂纹首先发生一次稳定扩展, 直到被具有更高强度的能障所束缚而停止扩展, 其扩展长度为 $2c_2$

c) 当 $c_c < c < c_{cc}$ 时, 所有满足了扩展准则式(2) 的裂纹发生了一次稳定扩展, 直到被具有更高强度的能障所束缚而停止扩展 设经过一次稳定扩展后的裂纹半长度的范围为 (c_0, c_2) , 其中 c_2 与材料的细观结构有关, 这一阶段是非线性强化阶段

未发生一次稳定扩展裂纹对柔度张量的贡献为

$$S_{ij}^1 = \frac{(1-\frac{2}{0})}{E_0} \left[\int_0^{c_1} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\theta) dc d\theta + \int_{c_0}^{c_1} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\theta) dc d\theta \right] \tag{10}$$

发生一次稳定扩展的裂纹对柔度张量的贡献为

$$S_{ij}^2 = \frac{(1-\frac{2}{0})}{E_0} \left[\int_0^{c_2} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\theta) dc d\theta + \int_{c_0}^{c_1} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\theta) dc d\theta \right], \tag{11}$$

其中

$$u_1 = \arccos \left[\frac{K_c}{2 \sqrt{c_1}} \right]^{1/2}, \quad u_0 = \arccos \left[\frac{K_c}{2 \sqrt{c_0}} \right]^{1/2}, \quad c_{01} = \frac{K_c^2}{2 \cos^4}$$

总的柔度张量为

$$S_{ij} = S_{ij}^0 + S_{ij}^1 + S_{ij}^2 \tag{12}$$

在非线性强化阶段的应变可以表示为

$$\epsilon_{ik} = (S_{ij}^0 + S_{ij}^1 + S_{ij}^2) \epsilon_{jk} \tag{13}$$

当继续加载至应力达到最大承载力 c_{cc} 时, 立即发生应力降, 某些取向上的微裂纹将穿越晶界的束缚发生二次失稳扩展 微裂纹发生二次失稳扩展的准则可表示为

$$K = K_{cc}, \tag{14}$$

其中 K_{cc} 表示岩石基质材料的断裂韧度

根据式(1)和(14)可以知道方位角为 $\theta = 0$ 且长度为 $2c_2$ 的微裂纹将发生二次失稳扩展, 因为该方位角的裂纹所需的拉应力最小

$$c_{cc} = \frac{K_{cc}}{\sqrt{c_2}} \tag{15}$$

当 $c < c_{cc}$ 时, 没有裂纹发生二次失稳扩展

当 $c = c_{cc}$ 时, 这一阶段是应力跌落阶段, 此时方位角为 $\theta = 0$ 且长度为 $2c_2$ 的微裂纹将发生二次失稳扩展

如果单位体积内满足 $\theta = 0$ 的微裂纹统计平均数目为零, 因此可以认为在一个微小的取向范围 θ 内所有微裂纹发生二次失稳扩展 一旦方位角范围为 $\theta = 0$ 且长度

为 $2c_2$ 的微裂纹满足二次失稳扩展准则(14), 材料立即发生应力跌落和产生损伤和变形局部化现象

由微裂纹二次失稳扩展准则(14)可得二次失稳扩展的微裂纹半径 c_3 与应力 σ_2 的关系为

$$c_3 = \frac{K^2 \sigma_2}{2} \tag{16}$$

发生二次失稳扩展的微裂纹对柔度张量的贡献为

$$S_{ij}^{i3} = \frac{(1-\sigma_2^2)}{E_0} \int_0^{c_3} \int_{c_2}^{c_3} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\sigma_2) dc d\sigma_2 \tag{17}$$

发生一次稳定扩展的裂纹对柔度张量贡献为

$$S_{ij}^{i2} = \frac{(1-\sigma_2^2)}{E_0} \int_0^{u_2} \int_{c_0}^{c_2} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\sigma_2) dc d\sigma_2 + \frac{(1-\sigma_2^2)}{E_0} \int_{u_2}^{u_3} \int_{c_0}^{c_2} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\sigma_2) dc d\sigma_2, \tag{18}$$

式中 $u_3 = \arccos\left[\frac{K \sigma_2}{2c_2 \sqrt{c_1}}\right]^{1/2}, u_2 = \arccos\left[\frac{K \sigma_2}{2c_2 \sqrt{c_0}}\right]^{1/2}$

未发生一次稳定扩展裂纹对柔度张量的贡献为

$$S_{ij}^{i1} = \frac{(1-\sigma_2^2)}{E_0} \left[\int_{u_3}^{1/2} \int_{c_0}^{c_1} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\sigma_2) dc d\sigma_2 + \int_{u_2}^{u_3} \int_{c_0}^{c_0} (g_{2i}g_{2j} + g_{3i}g_{3j}) c^2 p(c) p(\sigma_2) dc d\sigma_2 \right] \tag{19}$$

应力降前的总的柔度张量为

$$S_{ij} = S_{ij}^0 + S_{ij}^{i1} + S_{ij}^{i2} \tag{20}$$

应力降前的应变张量为

$$\epsilon_{ik} = (S_{ij}^0 + S_{ij}^{i1} + S_{ij}^{i2})_{jk} \tag{21}$$

由于应力降过程中应变保持不变, 有

$$\sigma_2 = 2c_2 \sigma_1 \tag{22}$$

式中 $2c_2$ 为单轴加载至 $2c_2$ 处的轴向应变, σ_2 为应力降过程中的轴向应变

应力降的幅度可以由式(22)确定 假设应力跌落到 σ_{sc} 时, 岩石材料将发生应变软化现象 应变软化阶段的应力应变关系为

$$\epsilon_{ik} = (S_{ij}^0 + S_{ij}^{i1} + S_{ij}^{i2} + S_{ij}^{i3})_{jk} \tag{23}$$

对于均匀分布的微裂纹, 平面应变条件下的微裂纹岩石单轴拉伸本构模型为

$$\sigma_2 = \begin{cases} F_0 \sigma_2 & (0 < \sigma_2 < 2c_2), \\ [F_0 + F(\sigma_1)] \sigma_2 & (2c_2 < \sigma_2 < 2c_2c), \\ [F_0 + F(\sigma_2)] 2c_2 & (\sigma_{sc} < \sigma_2 < 2c_2c), \\ [F_0 + F(\sigma_2) + F(\sigma_{cc})] \sigma_2 & (0 < \sigma_2 < \sigma_{sc}), \end{cases} \tag{24}$$

其中

$$F(\sigma_1) = \frac{1-\sigma_2^2}{4 E_0} (c_2^2 - c^2) (2\sigma_1 + \sin 2\sigma_1), c_3 = \frac{K^2 \sigma_2}{2}, \sigma_2 = \arccos\left[\frac{2c_2}{2c_2}\right]^{1/2}, \sigma_1 = \arccos\left[\frac{\sigma_2}{2c_2}\right]^{1/2}, \sigma_{sc} = \frac{[F_0 + F(\sigma_2)] 2c_2}{[F_0 + F(\sigma_2) + F(\sigma_{cc})]}$$

$$F(\sigma_c) = \frac{1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}}{4} (c_3^2 - c_2^2)(2\sigma_c + \sin 2\sigma_c),$$

$$F(\sigma_2) = \frac{1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}}{4} (c_2^2 - c^2)(2\sigma_2 + \sin 2\sigma_2), \quad F_0 = \frac{1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}}{E_0} \left[1 + \frac{1}{4} c^2 \right]$$

对于非均匀分布的微裂纹, 微裂纹的方位角分布密度函数可以采用 Weibull 分布很好的近似, 其概率密度函数为^[10]

$$p(\theta) = \frac{m}{\theta} \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^{m-1} \exp \left[- \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^m \right], \quad (25)$$

其中 m 为 Weibull 模量或形状因子, 一般是经验材料常数, θ_0 为尺度参数

成核的微裂纹的长度分布密度函数可以采用 Rayleigh 函数很好的近似, 其概率密度函数为^[10]

$$p(c) = A_1 \left(\frac{c}{c_{00}} \right) \exp \left[- \left(\frac{c}{c_{00}} \right)^2 \right], \quad (26)$$

其中 c_{00} 为特征长度, $A_1 = 2/c_{00}$ 为归一化常数

平面应变条件下细观非均匀性岩石的单轴拉伸本构模型为 ($m = 1$)

$$\sigma_2 = \begin{cases} F_1 \sigma_2 & (0 < \sigma_2 < \sigma_{c2}), \\ (F_1 + F_2) \sigma_2 & (\sigma_{c2} < \sigma_2 < \sigma_{c2c}), \\ (F_1 + F_3) \sigma_{c2c} & (\sigma_{sc} < \sigma_2 < \sigma_{c2c}), \\ (F_1 + F_3 + F_4) \sigma_2 & (0 < \sigma_2 < \sigma_{sc}), \end{cases} \quad (27)$$

其中

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}}{E_0} \left[1 + \frac{A}{1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0}} (1 + 2 \frac{\sigma_0^2}{E_0} - 2 \frac{\sigma_0^2}{E_0} \exp(-0.5 / \theta_0)) \right], \\ F_2 &= \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}) \theta_0 (D + B - A)}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \left[\exp \left(- \frac{u_1}{\theta_0} \right) \cos u_1 \left(2 \sin u_1 - \frac{\cos u_1}{\theta_0} \right) - 2 \theta_0 \exp \left(- \frac{u_1}{\theta_0} \right) \right] + \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}) \theta_0 (C - B - D)}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \\ &\quad \left[\exp \left(- \frac{u_0}{\theta_0} \right) \cos u_0 \left(2 \sin u_0 - \frac{\cos u_0}{\theta_0} \right) - 2 \theta_0 \exp \left(- \frac{u_0}{\theta_0} \right) \right] + \\ &\quad \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0})}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \left[- 2 A \frac{\sigma_0^2}{E_0} \exp \left(- \frac{\sigma_0^2}{2 \theta_0} \right) + (1 + 2 \frac{\sigma_0^2}{E_0}) C \right], \\ F_3 &= \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}) \theta_0 (D + B - A)}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \left[\exp \left(- \frac{u_3}{\theta_0} \right) \cos u_3 \left(2 \sin u_3 - \frac{\cos u_3}{\theta_0} \right) - 2 \theta_0 \exp \left(- \frac{u_3}{\theta_0} \right) \right] + \\ &\quad \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}) \theta_0 (C - B - D)}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \\ &\quad \left[\exp \left(- \frac{H_2}{H_0} \right) \cos H_2 \left(2 \sin H_2 - \frac{\cos H_2}{H_0} \right) - 2 H_0 \exp \left(- \frac{H_2}{H_0} \right) \right] + \\ &\quad \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}) Q}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \left[- 2 A H_0 \exp \left(- \frac{P}{2 H_0} \right) + (1 + 2 \frac{\sigma_0^2}{E_0}) C \right], \\ F_4 &= \frac{(1 - \frac{\sigma_0^2}{E_0}) \theta_0}{E_0 (1 + 4 \frac{\sigma_0^2}{E_0})} \left[H_0 \exp \left(- \frac{H_c}{H_0} \right) \cos H_c \left(2 \sin H_c - \frac{\cos H_c}{H_0} \right) - 2 H_0 \exp \left(- \frac{H_c}{H_0} \right) \right] + \\ &\quad \frac{1}{H_0} \cos H_c \left[- 2 H_0 \exp \left(- \frac{H_c}{H_0} \right) + 2 H_0 + 1 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A &= c_0^2 \exp\left[-\left(\frac{c_0}{c_{00}}\right)^2\right] + c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_0}{c_{00}}\right)^2\right] - \\
&\quad c_1^2 \exp\left[-\left(\frac{c_1}{c_{00}}\right)^2\right] - c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_1}{c_{00}}\right)^2\right], \\
B &= c_0^2 \exp\left[-\left(\frac{c_0}{c_{00}}\right)^2\right] + c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_0}{c_{00}}\right)^2\right] - \\
&\quad c_{02}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_{02}}{c_{00}}\right)^2\right] - c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_{02}}{c_{00}}\right)^2\right], \\
C &= c_0^2 \exp\left[-\left(\frac{c_0}{c_{00}}\right)^2\right] + c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_0}{c_{00}}\right)^2\right] - \\
&\quad c_2^2 \exp\left[-\left(\frac{c_2}{c_{00}}\right)^2\right] - c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_2}{c_{00}}\right)^2\right], \\
D &= c_{02}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_{02}}{c_{00}}\right)^2\right] + c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_{02}}{c_{00}}\right)^2\right] - \\
&\quad c_2^2 \exp\left[-\left(\frac{c_2}{c_{00}}\right)^2\right] - c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_2}{c_{00}}\right)^2\right], \\
H &= c_2^2 \exp\left[-\left(\frac{c_2}{c_{00}}\right)^2\right] + c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_2}{c_{00}}\right)^2\right] - \\
&\quad c_3^2 \exp\left[-\left(\frac{c_3}{c_{00}}\right)^2\right] - c_{00}^2 \exp\left[-\left(\frac{c_3}{c_{00}}\right)^2\right], \\
c_{02} &= \frac{K_c^2}{P R_2^2 (H_{l1} - H_{l0})} \left(\frac{\sin H_{l1}}{3 \cos^3 H_{l1}} + \frac{2 \sin H_{l1}}{3 \cos H_{l1}} - \frac{\sin H_{l0}}{3 \cos^3 H_{l0}} - \frac{2 \sin H_{l0}}{3 \cos H_{l0}} \right), \\
R_{sc} &= \frac{(F_1 + F_3) R_{cc}}{F_1 + F_3 + F_4}, \quad c_3 = \frac{K_{cc}^2}{P R_2^2}
\end{aligned}$$

2 理论和实验成果对比分析

为了验证理论模型的正确性, 本文选择 Okubo and Fukui^[3]和金丰年^[4]对稻田花岗岩的单轴拉伸实验作对比分析#

在计算中, 稻田花岗岩的力学参数如下^[4]

$$\begin{cases} E_0 = 37\ 600 \text{ MPa}, & c = 7.5 @ 10^{-4} \text{ m}, & c_2 = 5 @ 10^{-3} \text{ m}, \\ K_c = 0.1 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}}, & \nu_0 = 0.23, & R_{cc} = -6.7 \text{ MPa}, & Q = 4.5 @ 10^5, \\ H_{cc} = 0.1 \text{ lb}, & K_{cc} = 0.85 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}}, & p(H) = 1/H \end{cases} \quad (28)$$

图 2 中圆点为 Okubo and Fukui^[3]和金丰年^[4]的稻田花岗岩实验结果, 实线为本文计算结果# 从图 2 可知本文的本构模型和实验结果十分吻合, 因而说明本构模型的正确性#

3 结 论

本文利用损伤力学理论研究了单轴拉伸条件下细观非均匀性岩石损伤局部化问题及其全过程应力应变关系, 主要得出如下结论:

1) 单轴拉伸过程的损伤机制主要表现为自相似扩展. 岩石在拉伸过程的变形可分解为岩石母体的变形、裂纹的张开、一次稳定扩展、二次失稳扩展变形;

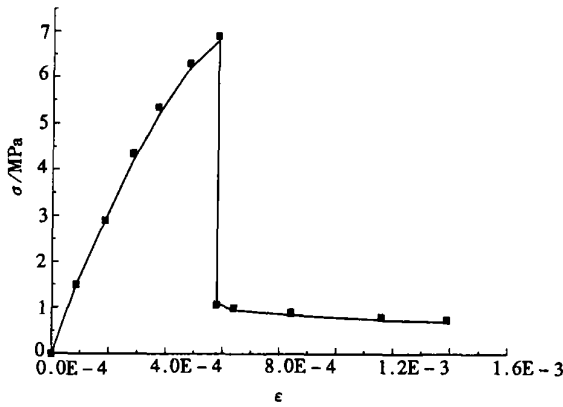


图2 稻田花岗岩实验成果和理论模型比较

2) 微裂纹岩石在单轴拉伸过程中的本构关系包括线弹性、非线性强化、应力降和应变软化四个阶段. 该模型分析了各个阶段的细观损伤机制和本构关系#

3) 该模型考虑了岩石材料的细观非均匀性, 特别研究了裂纹方位角为 Weibull 分布和裂纹长度的分布用 Rayleigh 函数表示时岩石单轴拉伸时的全过程应力应变关系, 并给出了封闭解;

4) 实验研究证实本文提出的微裂纹岩石单轴拉伸本构模型能较好地反映岩石在单轴拉伸过程的变形特性#

[参 考 文 献]

- [1] Nova R, Zaninetti A. An investigation into the tensile behavior of a Schistose rock[J]. Int J Rock Mech Sci Geomech Abstr, 1990, 27(4): 231) 242.
- [2] Okubo S, Jin F, Akiyama M. Loading rate dependency of uniaxial and indirect tensile strength[J]. Journal of the Mining and Materials Processing Institute of Japan, 1993, 109(11): 865) 869.
- [3] Okubo S, Fukui K. Complete stress-strain curves for various rock types in uniaxial tension[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 1996, 33(6): 549) 556.
- [4] 金丰年. 岩石的非线性流变[M]. 南京: 河海大学出版社, 2001.
- [5] Simo J C, Ju J W. Strain and stress based continuum damage models [J]. Int J Solids Struct, 1987, 23(7): 821) 840.
- [6] Ortiz M. A constitutive theory for the inelastic behavior of concrete[J]. Mech Mater, 1985, 4(1): 67) 93.
- [7] Budiansky B, O. Connell R J. Elastic moduli of a cracked solids[J]. Int J Solids Struct, 1976, 12(2): 81) 79.
- [8] Sumarac D, Krajcinovic D. Self-consistent model for microcrack-weakened solids[J]. Mechanics of Materials, 1987, 6(1): 39) 52.
- [9] Ju J W. On two-dimensional self-consistent micromechanical damage models for brittle solids[J]. International Journal of Solids and Structures, 1991, 27(2): 227) 258.
- [10] ZHOU Xiao-ping. Analysis of the localization of deformation and the complete stress-strain relation for mesoscopic heterogeneous brittle rock under dynamic uniaxial tensile loading[J]. International Journal of Solids and Structures, 2004, 41(5/6): 1725) 1738.
- [11] FENG Xi-qiao, YU Shou-wen. Micromechanical modelling of tensile response of elastic brittle materi-

al[J]. International Journal of Solids and Structures, 1995, 32(22): 3359-3372.

A n a l y s i s o f t h e L o c a l i z a t i o n o f D a m a g e a n d t h e C o m p l e t e
S t r e s s _ S t r a i n R e l a t i o n f o r M e s o s c o p i c H e t e r o g e n e o u s
R o c k U n d e r U n i a x i a l T e n s i l e L o a d i n g

ZHOU Xiao_ping^{1,2}, WANG Jian_hua²,

ZHANG Yong_xing¹, HA Qiu_ling¹

(1. School of Civil Engineering, Chongqing University,

Chongqing 400045, P. R. China;

2. School of Civil Engineering and Mechanics, Shanghai Jiaotong University,

Shanghai 200030, P. R. China)

Abstract: The mechanical behavior of rock under uniaxial tensile loading is different from that of rock under compressive loads. A micromechanics based model was proposed for mesoscopic heterogeneous brittle rock undergoing irreversible changes of their microscopic structures due to microcrack growth. The complete stress-strain relation including linear elasticity, nonlinear hardening, rapid stress drop and strain softening was obtained. The influence of all microcracks with different sizes and orientations were introduced into the constitutive relation by using the probability density function describing the distribution of orientations and the probability density function describing the distribution of sizes. The influence of Weibull distribution describing the distribution of orientations and Rayleigh function describing the distribution of sizes on the constitutive relation were researched. Theoretical predictions have shown to be consistent with the experimental results.

Key words: uniaxial tensile loading; mesoscopic heterogeneous rock; localization of damage and deformation; complete stress-strain relation