·综 述·

节理岩体的动力学损伤变量

(15) 100—105 TU452

张建华 吴德伦
(重庆建筑大学岩土工程研究所 630045)

摘 要 综述了目前节理岩体损伤描述的各种损伤变量及其意义、着重讨论了它们的适用场合，指出以波动理论定义的动力损伤变量对于岩体工程具有重要意义

关键词 节理岩体，损伤变量，波动 损伤张量
中图法分类号 TU459.3

岩体作为一种大地介质，通常包含着断层、断裂带、软弱夹层、节理、层面等天然间断面，因此它是一种非连续介质。在评价岩体力学性质时，由于单独考虑节理影响时所遇到的几何描述和实际上的困难、近年来许多研究者引入损伤力学的概念、从宏观上研究节理对岩体力学行为的影响。

Kachanov(1958)首先提出的损伤概念是用一损伤变量来量度材料内部的裂纹及其扩展，并用以分析了一维的蠕变破坏问题。此后，很多人对损伤进行的工作，其中包括多维损伤分析，大都集中于金属材料的损伤问题。后来，Dragon 和 Morz(1979)应用损伤概念研究岩石与混凝土的应变软化弹塑性本构关系、认为它们的塑性膨胀率与损伤直接相关。Frantziskonis 和 Desai(1987)提出了一个损伤模型、并用于岩石软化的分析。Lemaitre(1985)则用等效应变概念提出了一个应力应变关系，认为只须将常规本构关系中的应力用有效应力替换、就能描述损伤材料应变性能。把岩石节理看作是一种初始损伤，Kawamoto 等(1988)提出了描述节理岩体的二阶损伤张量。Vallippan(1990) 则研究了岩石的横观各向异性损伤问题、在 Kawamoto 等的基本框架内，利用损伤前后岩体的弹性余能相等、建立了损伤岩石的本构方程。以上研究，几乎都是在材料几何损伤的框架中研究损伤行为的。以动力学为基础进行的损伤研究最早见 Hongliang 和 Ahrens(1994)在实验室通过对冲击荷载作用下岩石的损伤研究、提出用 P 波波速来定义损伤变量。并通过大量的实验数据和回归分析、对辉长岩建立了有效 Young 模量与初始损伤变量之间的函数关系式。

一般说来，可遵循两种方法去研究损伤问题。其一是从微观或细观去研究材料的微结构变化；另一种方法是用宏观变量去描述材料的各种损伤变化、连续损伤力学(CDM)就是属于这种方法。从方法学上看连续损伤力学的研究路线是：

1) 引用合适的损伤变量来描述由微观空隙引起的宏观力学现象；

2) 建立损伤演变方程来描述损伤变量的演变规律；

收稿日期：1997－01－20
张建华，男，1963年生，讲师

3）建立以损伤变量与其它连续介质力学变量为基础的材料本构方程；

4）建立损伤材料的控制方程并用解析法或数值法求解。

节理岩体的损伤力学、为了利用连续损伤力学的模型、还必须依据一定的等效原则建立节理岩体的等效连续体本构方程。目前常用的等效原则包括：材料参数等效；能量等效；变形等效；强度等效等。当前，节理岩体的损伤力学研究，大都是以其等效连续体为基础进行的。

1 损伤变量

连续损伤力学方法中的损伤变量，最直观的是定义材料的损伤变量为材料损伤形成的空洞面积与材料损伤前总承载面积之比，或为应力释放区的体积与材料的总体积之比。

设 A_0 为原始无损伤截面积，A_D 为损伤空隙的总面积，A 为初始含损伤的截面积。则损伤变量 D 可表示为：

$$D = \frac{A_D}{A_0} \qquad (0 \leqslant D \leqslant 1) \tag{1}$$

当 $A_D = 0$ 时，无损伤发生，则 $D = 0$；而当 $A_D = A_0$ 时，产生全部损伤，则 $D = 1$，在通常情况下，由于材料内部总是存在缺陷或初始损伤，因此损伤变量又可定义为：

$$D = \frac{A_D}{A} \qquad (0 \leqslant D \leqslant 1) \tag{2}$$

引进有效应力 σ_{ef} 概念，σ_{ef} 定义为：

$$\sigma_{ef} = \frac{P}{A_{ef}} \tag{3}$$

式中：P 为外荷载；$A_{ef} = A_0 - A_D$ 为有效承载面积。则有效应力又可以写作：

$$\sigma_{ef} = \frac{P}{(1 - D)A_0} \tag{4}$$

因此，按照这一定义、连续力学中的应力张量只要用有效应力张量代替就可以研究材料的损伤问题。式中按定义式(1)$\sigma = P/A_0$ 即为 Green 应力，如按定义式(2)，则 $\sigma = P/A$ 为 Cauchy 应力。进一步，如以损伤材料的弹性模量 E' 和未损伤材料的弹性模量 E 去度量应变，则由式(4)可得：

$$E' = (1 - D)E \tag{5}$$

由此可见，材料的损伤变量可用应力状态或材料参数定义为：

$$D = 1 - \frac{\sigma}{\sigma_{ef}} \quad 或 \quad D = 1 - \frac{E'}{E} \tag{6}$$

以上是根据一维材料在受力过程中内部裂纹的生成与扩展的事实，从宏观上定义的损伤变量，一般情况可直接引申为张量定义。

从岩石动力学的观点、岩体对地震波的响应也是岩体内部结构的一种综合反映。岩体内部的损伤必然引起岩体的动力学参数的变化，如波速、阻尼、频率等、利用这些宏观参数来定义岩体的损伤变量无疑是岩体损伤力学的一条新的途径。例如，Hongliang 和 Ahrens 提出用岩体 P 波波速来定义节理岩体的损伤变量。

设未损伤岩体的 P 波波速为 C_{P0}，节理岩体视为具有初始损伤的介质，其 P 波波速为

C_P，定义损伤变量为：

$$D = 1 - \left(\frac{C_P}{C_{P0}}\right)^2 \tag{7}$$

关于这一定义的实用意义，本文后面将加以详细论述。

2 损伤张量

单一的损伤标量往往不能描述具有分布裂隙的节理岩体的各向异性损伤，因而需要引入损伤矢量或损伤张量来描述。Kawamoto[1] 等于 1985 年首先将村上和大野提出的二阶张量应用于岩体的损伤分析，作者将岩体内的节理裂隙等不连续面作为岩体的损伤来考虑、假定有效面积的减少是形成损伤的主要因素，因此描述分布节理裂隙岩体的损伤张量应能反映节理裂隙等不连续面的方向及其有效面积。

村上和大野提出的描述物体或岩石内部裂隙与空穴的损伤模型的基本思想是：把材料的各向异性损伤，看作材料内部小椭球穴腔不同方向平面具有不同的损伤量，按(1)式定义考虑平面方向的损伤量，应写作材料的损伤张量的形式：

$$D = \sum D_i (n_i \otimes n_i) \tag{8}$$

式中：D_i 为第 i 面的损伤量，n_i 为第 i 面的方向矢量($i = 1,2,3$)。$\otimes$表示方向矢量的矢量积。

村上等建立的损伤模型是对金属蠕变损伤问题提出的，川本等人对岩体的损伤分析进一步作了以下假定补充：岩体内节理裂隙面为一平面，而且损伤沿微裂隙的界面扩展。设在体积 V 内有 N 条裂隙，平均间距为 l，第 K 条裂隙的表面积为 a^k，其单位法向量为 n^k，仿照式(8)体积 V 内的损伤张量为：

$$D = \frac{l}{V} \sum a^k (n^k \otimes n^k) \tag{9}$$

仿照式（9），对正交各向异性损伤岩体，考虑岩体三个正交方向的 P 波波速的变化，由式(7)定义各个方向的损伤量，节理岩体的损伤矢量可定义为：

$$D = (D_1,\ D_2,\ D_3) \tag{10}$$

式中

$$D_i = 1 - \left(\frac{C_{Pi}}{C_{P0}}\right)^2 \tag{11}$$

式(11)中 C_{Pi} 为 i 方向的 P 波波速($i = 1,2,3$)。

3 岩体动力学损伤张量的意义

以上(1)、(2)和(6) 是依据材料的微观空穴型损伤机制定义的损伤变量。对于一般的受拉构件来说具有明确的物理概念。然而，岩石是一种天然地质体并处于特定的受压应力状态中，其损伤主要表现为微裂隙的扩展或闭合、颗粒胶结面的滑移等，即使当岩石完全破坏后，岩块和岩石颗粒间仍然有部分接触，若按(1)或(2)式，损伤变量 D 不可能趋于 1，也就是说岩石不可能丧失承载能力。而实际上岩石已经完全破坏，不具备承载能力了。因此，采

用(1)或(2)式来描述岩石的内部结构的损伤状态时，其物理概念与岩体损伤机制不符。至于空隙面积的确定问题。从已有的文献来看，如 Kawamoto 等[1]、Zhang 和 Valliappan[4]及支国华[6]等，空隙面积的确定都是在假定裂隙面为一理想平面的基础上，通过对岩体分布裂隙的统计分析计算空隙面积。如此计算得出的结果，其误差将很难准确判断是由何种因素产生的。式 (1) 所定义的损伤变量对节理裂隙分布易量测的岩体进行分析是较为理想的方法。(6) 式所定义的材料损伤变量是依据材料的宏观量度定义的损伤变量。一般认为，随着岩石内部结构的损伤发展、岩石的弹性模量有所下降，通过测量岩石的弹性模量的变化，可以获得岩石的损伤发展状态。但是在加载过程中弹性模量的变化不仅仅代表岩石内部结构的损伤，同时也反映了岩石的固有特征，是多种变形机制的综合反映，不能唯一地反映岩石的损伤程度。

式 (7) 也是依据材料的宏观量度来定义材料的损伤变量。其基本思想是视岩体为一黑箱体、不具体量测岩体的节理裂隙分布，如此则完全避免了复杂岩体几何描述的困难性、同时根据弹性波理论，岩体的 P 波波速不仅反映了岩体节理发育特征，而且还反映了岩体的力学特性。根据完整岩体和损伤岩体的 P 波波速的计算公式：

$$C_{P0}^2=\frac{E_0(1-\nu_0)}{\rho_0(1+\nu_0)(1-2\nu_0)} \tag{12-a}$$

$$C_P^2=\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \tag{12-b}$$

式中 ρ_0、V_0、E_0、ν_0 及 ρ、V、E、ν 分别为完整岩体与损伤岩体的质量密度、体积、弹性模量、Poisson 比。把(12)式代入(7)式，同时引入由于节理岩体与完整岩体间的体积变化，可将损伤变量写作：

$$D=1-\xi\frac{V}{V_0} \tag{13}$$

式中

$$\xi=\frac{E}{E_0}\frac{(1-\nu)\ (1+\nu_0)\ (1-2\nu_0)}{(1-\nu_0)\ (1+\nu)\ (1-2\nu)} \tag{14}$$

从(13)式易见损伤变量 D 依赖于完整岩石与损伤岩石体积之比及参数 ξ，从式(14)参数 ξ 完全依赖完整岩体和损伤岩体的基本力学参数 E_0、ν_0 和 E、ν。由此可见，以岩石动力学为基础定义的损伤变量既反映了损伤岩体的几何性质的变化也反映了它的基本力学参数的变化。另一方面，如果把体积改变 V/V_0 改写为：

$$\frac{V}{V_0}=\frac{V-\Delta V}{V_0}=1-\frac{\Delta V}{V_0}=1-\varepsilon_v \tag{15}$$

式中 ε_v 为体积变形。因此，(13)式又可以写作：

$$D=1-\xi+\xi\varepsilon_v \tag{16}$$

这样，由波速测得的损伤变量 D 可直接用以拟合岩体的体积变形 ε_v 和力学参数 ξ。

采用节理岩体的连续性等效模型，应力－应变关系可以写作：

$$\sigma_{ij}=\lambda\varepsilon_v\delta_{ij}+2\mu\varepsilon_{ij} \tag{17}$$

式中 λ、μ 为拉梅常数。由上式可以得出体积变形与第一不变量 σ_I 之间的关系为：

$$\varepsilon_v = \frac{\sigma_I}{3\lambda} \tag{18}$$

联合式(16)、(18)可得损伤变量 D 与第一不变量之间的关系为:

$$D = 1 - \xi + \frac{\xi}{3\lambda}\sigma_I \tag{19}$$

进一步将(16)式之 ε_v 代入(17)式得到动力损伤本构方程

$$\sigma_{ij} = \lambda\left(\frac{D-1+\xi}{\xi}\right)\delta_{ij} + 2\mu\,\varepsilon_{ij} \tag{20}$$

或写作:

$$\sigma_{ij} = \lambda_D\,\delta_{ij} + 2\mu\,\varepsilon_{ij} \tag{21}$$

式中:

$$\lambda_D = \frac{D-1+\xi}{\xi}\lambda \tag{22}$$

从前面的分析、我们可以看出以下几点:

1) 按照纵波波速变化定义的损伤变量 D、当 $D=0$ 时, 体积变形 $\varepsilon_v = 0$、$\sigma_I = 0$、$\sigma_{ij} = 2\mu\,\varepsilon_{ij}$, 说明这个定义只能反映岩体的体积变形、对于岩体的形状变形无法反映, 这是定义式(7)存在的明显不足;

2) 由于岩体即使遭到破坏后, 其波速 $C_P \neq 0$, 因此损伤变量 $D \neq 1$, 这与前述的定义式(1)、(2)是个明显的改进, 而当 $D=1$ 时、作为一个极端情况, 则可得 $\varepsilon_v = 1$, $\sigma = 3\lambda$, $\sigma_{ij} = \lambda\,\delta_{ij} + 2\mu\,\varepsilon_{ij}$, 显然对于岩体而言这是根本不可能发生的;

3) 由纵波波速定义的损伤变量, 不仅反映岩体损伤时的体积改变, 同时也反映了岩体力学参数的变化, 因此, 以动力学为基础定义的损伤变量是一个几何和力学参数的综合变化。

4) 为了反映损伤过程中岩体形状改变的影响、可在定义损伤变量时同时考虑横波的影响。

5) 对岩体的地震波测试, 现已有一套完整的技术。因而, 节理岩体的岩石动力学损伤变量不仅理论上是可靠的, 而且实际应用也十分方便。

参 考 文 献

1 Kawamoto T、Ichikawa and Kyoya T, Deformation and fracture behaviour of discontinuous rock mass and damage mechanics theory. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 1988, 12: 1 – 30

2 Murakami S, Mechanical modeling of material damage. Transactions of the ASME. 1988, 55: 280 – 286

3 Lemaitre. J. Coupled elasto – plasticity and damage constitutive equtions, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 51: 31 – 49

4 Zhang Wohua, Vallippan S. Analysis of random anisotropic damage mechanics problems of rock mass Part I—probalistic simulation, Rock Mechanics and Rock Engineering, 1990, 23: 91 – 112; Part II statistical estimation, 1990, 23: 241 – 259

5 Hong liang, Ahrens. Mechanical properties of shocked – damage rocks, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr, 1994, 31: 525 – 533

6 支国华. 岩体的节理裂隙及断层对爆破地震波传播影响的动力分析. 上海: 同济大学博士论文, 1994

7 John A. Hudson etal, Comprehensive Rock Engineering, principles, pratics & projects, Pergamon Press/Oxford/New York/Seoul/Tokyo/, 1993, (1): 188 – 190

The Dynamic – Damage Variables of Jointed Rock Masses

Zhang Jianhua　Wu Delun

(Institute of Geotechanical Engineering, Chongqing Jianzhu University, 630045)

Abstract This paper comprehensively reviews various damage variables of jointed rock masses and their meaning. The practical occasion of these variables is discussed. And the paper points out the significance of appling the dynamic – damage variable into rocks engineering.

Key Words jointed rock masses, damage varible, wave propagation.

(编辑：刘家凯)

科研成果

多彩花纹内墙涂料

内容简介及技术水平：

多彩花纹内墙涂料是一种高档乳胶漆。它是以高分子乳液为主要成膜物，配上体质填料和助剂经分散，研磨而成。经测试其技术指标已达美国及日本 JISK 标准水平。其特点是：该种涂料表面硬度大，吸附力强，使用寿命长、耐碱、耐水洗、无放射性元素、耐污染、光泽均一、色彩稳定。