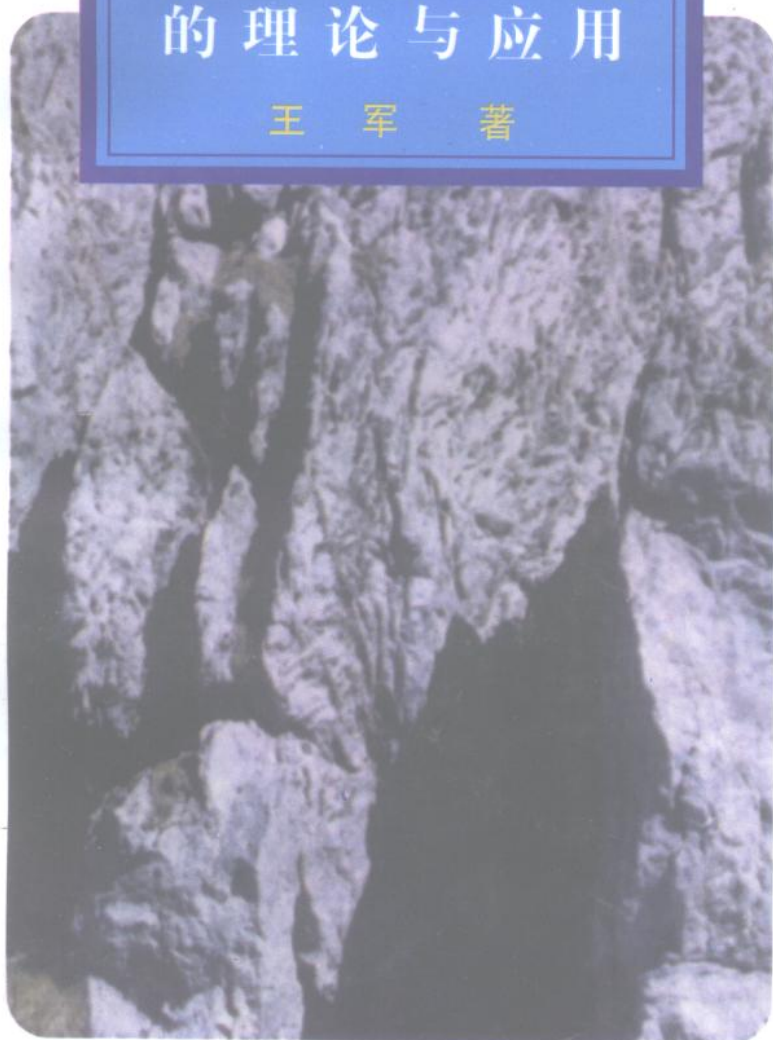


损伤力学

的理论与应用

王 军 著



科学出版社

损伤力学的理论与应用

王 军 著

科 学 出 版 社

1997

内 容 简 介

损伤力学是近 30 年来固体力学的一门新的分支学科,近 10 年来已逐步完善,并在工程中得到了应用。

本书共 10 章,全面介绍了损伤力学理论研究的最新成果与应用实例,内容包括蠕变损伤、弹-塑性损伤、蠕变-疲劳耦合损伤、各向异性损伤理论、混凝土的损伤理论、复合材料的损伤理论、断裂力学与损伤力学互补分析方法和细观损伤模型。

本书可供力学专业、机械专业、土木专业科研人员及高等院校有关专业高年级学生、研究生参考。

图书在版编目(CIP)数据

损伤力学的理论与应用/王 军著. —北京:科学出版社,1997
ISBN 7-03-005633-7

I. 损… II. 王… III. 损伤力学 IV. O346.5

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

中国科学院武汉分院科技印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1997 年 4 月第 一 版 开本:850×1168 1/32

1997 年 4 月第一次印刷 印张:7

印数:0001~1050 字数:184 000

定价:16.80 元

目 录

第一章 引论	(1)
1.1 两种破坏理论——断裂力学与损伤力学	(1)
1.2 损伤变量	(2)
1.3 有效应力与应变等效性假设	(3)
1.4 损伤力学的发展概述	(4)
第二章 各向同性蠕变损伤	(5)
2.1 蠕变	(5)
2.2 Hoff 粘性破坏时间	(7)
2.3 Kachanov 脆性破坏时间	(8)
2.4 破坏前沿	(9)
2.5 纯弯曲构件的脆性破坏	(10)
2.6 Kachanov 脆-粘性破坏时间	(12)
2.7 Rabotnov 理论	(14)
2.8 三维应力——Rabotnov 理论	(19)
2.9 三维应力——Hayhurst 理论	(20)
第三章 各向同性弹-塑性损伤	(23)
3.1 Hult-Broberg 理论	(23)
3.2 Lemaitre-Chaboche 热力学理论	(24)
3.3 密度测损模型	(32)
3.4 线性损伤模型——应力控制	(34)
3.5 线性损伤模型——应变控制	(41)
第四章 疲劳损伤与蠕变-疲劳耦合损伤	(47)
4.1 Chaboche 疲劳模型	(47)
4.2 Wang 疲劳模型	(48)
4.3 Lemaitre 疲劳模型	(58)
4.4 蠕变-疲劳耦合损伤	(59)
第五章 蠕变损伤的各向异性理论	(65)
5.1 Murakami 模型	(65)

5.2	应变率无关模型	(73)
5.3	Chaboche 模型	(74)
5.4	Betten 模型	(77)
5.5	有限变形条件下塑性损伤与蠕变损伤的耦合效应	(83)
第六章	弹-塑性损伤的各向异性理论	(90)
6.1	有效应力与损伤影响张量	(90)
6.2	热力学框架	(96)
6.3	弹性与损伤	(100)
6.4	塑性与损伤	(103)
6.5	损伤应变能释放率	(106)
6.6	损伤演变——损伤应变能释放率模型	(108)
6.7	损伤演变——损伤等效应力模型	(109)
6.8	损伤演变模型	(112)
6.9	破坏准则	(117)
6.10	非比例加载条件下的损伤演变	(118)
6.11	损伤模型的验证	(121)
6.12	有限元法	(128)
第七章	混凝土的损伤理论	(135)
7.1	矢量模型	(135)
7.2	概率模型	(146)
第八章	复合材料的损伤理论	(151)
8.1	损伤表征	(151)
8.2	本构关系	(154)
第九章	断裂力学与损伤力学互补分析方法	(168)
9.1	损伤力学与断裂力学的关系	(168)
9.2	损伤材料的 Dugdal 模型	(172)
9.3	时间无关过程裂纹扩展模型	(182)
9.4	时间相关过程裂纹扩展模型	(186)
第十章	细观损伤模型	(191)
10.1	Ashby 蠕变损伤模型	(191)
10.2	Gurson 弹塑性损伤模型	(197)
参考文献		(203)

第一章 引 论

1.1 两种破坏理论——断裂力学与损伤力学

结构的破坏控制一直是工程设计的关键所在。结构的破坏不会突然发生,而是损伤积累的结果。这里所说的损伤可能是制造加工过程中产生的微裂纹、微裂隙,它们在外载的作用下会长大、汇合形成宏观裂纹。宏观裂纹继续扩展,导致结构的强度持续降低,最终失去承载能力,结构完全破坏。破坏控制的目的就是制止结构在服役期内发生这种灾难性的完全破坏,即控制结构强度在安全值以上,或者说微裂隙、微裂纹的扩展必须在容许的范围以内。为了确定裂纹扩展的容许尺度,就必须知道结构强度随裂纹扩展的变化规律;而为了确定结构的安全服役期,又必须知道裂纹的扩展规律。为此,必须预先确认裂纹的萌发位置,有了这个前提,才能深入分析裂纹的扩展规律及其对结构强度的影响。

源于 Griffith 的断裂力学为这一分析提供了理论框架。在过去的 30 年中,断裂力学的应用领域日益扩大。应用断裂力学进行破坏控制的方法是将破坏与表征裂纹尖端状态的某一参量的临界值相关联,不论结构的几何条件与载荷状况如何,一旦这一参量达到临界值,就假定裂纹起始扩展。应力强度因子 K_I , 应变能释放率 G 等是线弹性断裂分析中常用的控制参量;COD 和 J - 积分等则常用于弹塑性断裂。

实际上,微裂纹形式的损伤在材料的制造、加工过程中已经存在,这些微裂纹的聚合与长大造成了宏观裂纹的形成与扩展。由于断裂力学只能分析宏观裂纹的扩展行为,不能预估宏观裂纹的萌生位置,而基于断裂力学的破坏分析常常包含着对裂纹萌生位置

的人为假定,因此所得结论带有经验性。

此外,在断裂力学理论中,裂纹被理想化为具有光滑表面的几何间断面,因而裂纹前沿的应力应变场具有奇异性,其奇异阶数与材料的本构关系相关。断裂力学理论还假定裂纹尖端区域的材料性能与远离裂端区是一样的。如前所述,宏观裂纹是由微裂纹聚合、长大形成的,其扩展总是伴随着微裂纹损伤。因而,在裂纹尖端区域微裂纹对材料机械性能的影响是不应该忽略的,这就需要更精确的破坏分析模型,损伤力学正是在这一工程背景中产生与发展的。

损伤力学是在过去的 30 年间发展起来的连续体力学的一个分支。它系统地讨论微观缺陷对材料的机械性能、结构的应力分布的影响以及缺陷的演化规律,可用于分析结构破坏的整个过程,即微裂纹的演化、宏观裂纹的形成直至构件的完全破坏。

1.2 损伤变量

损伤变量可借助于图 1-1 所示的损伤单元来定义,图中 A 为单元体法向为 n 的横截面的截面积。单元体受载后,由于微裂纹和微孔洞的存在、微缺陷所导致的微应力集中以及缺陷的相互作用,有效承载面积减小为 $\tilde{A}$ 。假定这些微裂纹和微孔洞在空间各个方向均匀分布, $\tilde{A}$ 与法向 n 无关,这时可定义各向同性损伤变量 D 为

$$D = (A - \tilde{A})/A \quad (1.1)$$

事实上,微缺陷的取向、分布及演化与受载方向密切相关,因此材料损伤实质上是各向异性的。损伤的各向异性早已得到实验验证,如蠕变裂纹扩展、延性断裂实验都表明损伤的各向异性对裂纹扩展型式、断裂时间、断裂载荷等有显著的影响。为了描述损伤的各向异性,通常采用 2 阶或 4 阶张量 D 来定义损伤。

损伤值不一定总是增加的。事实上,损伤演化存在着某种阈

值,超过了阈值,损伤才会发展。例如,低于疲劳极限的常应力幅载荷不会导致破坏。更进一步地,有观点认为存在着某种“负损伤”。例如,预硬化过载可以使应力控制的疲劳寿命增加;某些低刚度岩石受压后刚度会增加,等等。这些现象与通常的损伤概念是不协调的,因此不能假定每一种机械载荷都会导致损伤值增加,相反有时会发生“修复”。

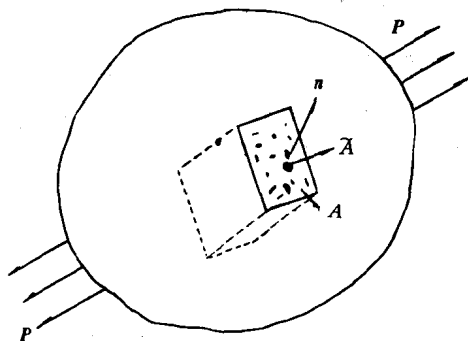


图 1-1

1.3 有效应力与应变等效性假设

1.3.1 有效应力

根据 (1.1) 定义的有效面积,可定义有效 Cauchy 应力张量 $\tilde{\sigma}$

$$\tilde{\sigma} = \sigma A / \tilde{A} = \sigma / (1 - D) \quad (1.2)$$

式中 σ 为名义 Cauchy 应力张量。对于各向异性损伤, (1.2) 定义的有效应力可推广为

$$\tilde{\sigma} = M(D) : \sigma \quad (1.3)$$

式中符号 $(:)$ 表示对张量的两个指标的缩并; $M(D)$ 为一个 4 阶张量定义的对称线性算子,称为损伤影响张量。在一般情况下,

$M(D)$ 有 21 个独立分量,当损伤为各向同性时, $M(D)$ 退化为一个标量因子 $1/(1-D)$ 。

有效应力是损伤力学理论中的一个重要概念。迄今为止,损伤力学模型的许多假定,如应变等效性假设、能量等效性假设等,都是基于有效应力的概念而提出的。有效应力有时也称为净应力。

1.3.2 应变等效性假设

应变等效性假设由 Lemaitre (1971) 提出:

损伤单元在应力 σ 作用下的应变响应与无损单元在 (1.2) 定义的有效应力 $\tilde{\sigma}$ 作用下的应变响应相同。

对于一维线弹性情形,这一假设导致

$$\epsilon^e = \tilde{\sigma}/E = \frac{\sigma}{E(1-D)} \quad (1.4)$$

式中 ϵ^e 为一维弹性应变; σ 为一维应力; E 为杨氏模量。

1.4 损伤力学的发展概述

损伤力学理论是由 Kachanov(1958)计算拉伸棒的蠕变断裂时间时引入的。对于拉伸棒的粘性断裂,Hoff 曾作过分析。实验结果表明,延性断裂总是伴随着蠕变率的增加而加大,这是因为材料的“粘性”流动导致横截面积减少。据此,Hoff 定义拉伸棒的粘性断裂时间为其横截面积准粘性流动到零所需的时间。对于小变形情形,微裂纹的存在同样导致蠕变率增加,而 Hoff 的假设却不能解释小变形断裂,于是 Kachanov 引入连续性因子的概念,提出了脆性破坏模型。随后,Rabotnov (1963) 引入了损伤变量,对蠕变损伤破坏开展了系统的研究。在最近的 10 余年中,连续损伤的概念被应用于不同的耗散过程:低周疲劳、高周疲劳、蠕变-疲劳、脆性损伤、延性损伤、复合材料损伤等等,并开始应用于解决工程中遇到的实际问题,为破坏控制提供了有效的分析模型。

第二章 各向同性蠕变损伤

2.1 蠕 变

2.1.1 单轴蠕变

常载常温条件下的典型单轴蠕变曲线见图 2-1, 从图中可以看出蠕变的 3 个典型阶段: 初级蠕变 AB, 稳态蠕变 BC 和三期蠕变 CD。

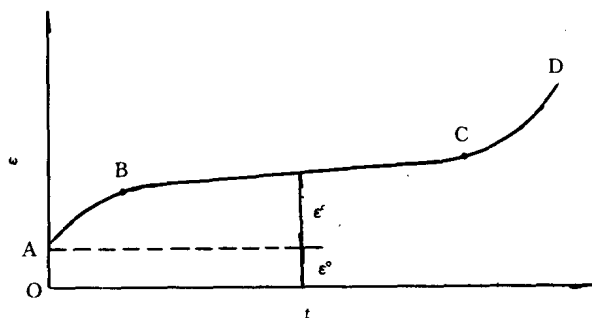


图 2-1

在稳态蠕变阶段, 蠕变速率近似为常数; 而在三期蠕变阶段, 蠕变速率逐渐增加, 直至试件完全破坏。图中 ϵ° 代表瞬时弹性(或弹塑性)应变。

2.1.2 单轴稳态蠕变方程

忽略初期蠕变, 稳态蠕变方程可表示为

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma)$$

对于常用的金属材料,多采用 Norton 的幂律方程

$$\dot{\epsilon} = B\sigma^n \quad (2.1)$$

式中 B 和 n 为材料常数。

2.1.3 多轴稳态蠕变方程

在多轴应力状态下,通常假定材料是不可压缩的,因此蠕变与静水压力无关。若假设应力张量 σ_{ij} 的主轴与应变率张量 $\dot{\epsilon}_{ij}$ 的主轴重合,则多轴稳态蠕变方程可表示为

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \lambda_c S_{ij} \quad (2.2)$$

式中 S_{ij} —— 偏应力张量的分量;
 λ_c —— 标量乘子。

将 (2.2) 缩并,得

$$H = 2\lambda_c T$$

式中

$$H = (2\dot{\epsilon}_{ij}\dot{\epsilon}_{ij})^{1/2}$$

为剪应变率强度,而

$$T = \left(\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij} \right)^{1/2}$$

为剪应力强度。Norton 定律可表示为

$$H = B_1 T^n$$

式中

$$B_1 = 3^{(n+\frac{1}{2})} B$$

故

$$\lambda = \frac{H}{2T} = \frac{B_1}{2} T^{n-1}$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} B_1 T^{n-1} S_{ij}$$

2.2 Hoff 粘性破坏时间

考虑一个拉伸圆棒在常载作用下的伸长。设外载为 P , 圆棒初始横截面积为 A_0 , 瞬时横截面积为 A , 则 $\sigma = P/A_0$, 由不可压缩条件, 有

$$\frac{dA}{A} = -d\epsilon \quad (2.3)$$

将(2.3)代入 Norton 定律(2.1), 得

$$A^{n-1}dA + BP^n dt = 0$$

积分上式, 得

$$\frac{A}{A_0} = \left(1 - \frac{t}{t_1}\right)^{\frac{1}{n}} \quad t \leq t_1 \quad (2.4)$$

式中

$$t_1 = \frac{1}{nB\sigma_0^n} \quad (2.5)$$

$$\sigma_0 = \frac{P}{A_0}$$

显然, 当 $t = t_1$ 时, $A = 0$, 即由于准粘性流动, 圆棒的横截面积变为零。因此, t_1 即为拉伸棒的粘性破坏时间。

Hoff 的解有其局限性。因为根据这一假设, 受扭构件不可能发生破坏, 这显然与实验结果不符。此外, Hoff 理论无法解释小变形破坏。

2.3 Kachanov 脆性破坏时间

Kachanov (1958) 对高温环境下工作的构件的脆性破坏进行了理论分析。他引进了一个连续性因子 ψ 来描述材料的损伤状态, 并假定材料一旦受载, 材料中的裂纹即开始扩展。因此, 在初始无损状态, $\psi=1$; 发生脆性破坏时, $\psi=0$ 。他还进一步假定损伤演变由最大拉应力控制。单轴拉伸实验结果表明微裂纹平面多数与拉应力方向垂直, 因此这一假定是可取的。

基于上述假定, Kachanov 提出了如下演变方程

$$\frac{d\psi}{dt} = -a \left(\frac{\sigma_M}{\psi} \right)^m \quad (2.6)$$

式中 $a > 0, m \geq 0$ 为材料常数; σ_M 为拉伸应力。如果我们粗略地将 ψ 定义为损伤单元的“净承载面积” $\tilde{A}$ 与表观承载面积 A 之比, 即:

$$\psi = \tilde{A}/A$$

则比值 σ_M/ψ 可解释为有效应力。

仍然考虑 2.2 节中的拉伸圆棒。在脆性破坏条件下应变很小, 故

$$\sigma_M = \sigma_0 = P/A_0$$

积分 (2.6) 得

$$1 - \psi^{m+1} = a(m+1)\sigma_0^m t \quad (2.7)$$

让 $\psi=0$, 即得脆性破坏时间 t_2

$$t_2 = 1/[(m+1)A\sigma_0^m] \quad (2.8)$$

2.4 破坏前沿

假定裂纹的存在对蠕变的影响可忽略不计,因而蠕变方程可独立求解,进而可由(2.6)求解 ψ 场。如果在某一时刻 $t=t_i$,物体中某一点发生破坏 $\psi=0$,随后就会在物体中形成两个区域(图2-2):在 V_1 区, $\psi>0$;在破坏前沿 Σ , $\psi=0$ 。一般情况下,物体内的应力会重新分布。

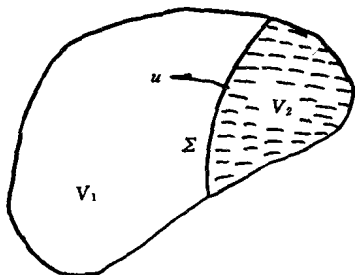


图 2-2

由于在破坏前沿面 Σ 上,
 $\psi=0, \frac{d\psi}{dt} = 0$, 故

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial u} \frac{du}{dt} = 0 \quad (2.9)$$

式中 u 为沿破坏前沿传播方向的传播距离。

积分(2.6),得

$$1 - \psi^{m+1} = a(m+1) \int_0^t \sigma^m(\tau) d\tau \quad (2.10)$$

将(2.6)和(2.10)代入(2.9),得破坏前沿方程

$$\frac{du}{dt} = -(\sigma^m)_{\Sigma} \left[\frac{\partial}{\partial u} \int_0^t \sigma^m d\tau \right]^{-1} \quad (2.11)$$

对于均匀应力场,上式右边分母为零,破坏前沿传播速度为无穷大,即完全破坏在瞬间发生;对于非均匀应力场,传播速度是有限值。

(2.11)也可用另一种方法导出。对于非均匀应力场,应力 σ 为时间和空间的函数,由于在破坏前沿面上 $\psi=0$,故由(2.10),有

$$a(m+1) \int_0^t \sigma^m(u, \tau) d\tau = 1 \quad (2.12)$$

和

$$\frac{d}{dt} \left\{ a(m+1) \int_0^t \sigma^m(u, \tau) d\tau \right\} = 0$$

即

$$\sigma^m + \frac{\partial}{\partial u} \left[\int_0^t \sigma^m d\tau \right] \frac{du}{dt} = 0$$

上式即为(2.11)。

2.5 纯弯曲构件的脆性破坏

考虑图 2-3 所示的矩形截面梁受纯弯矩的作用。在初始阶段 $0 \leq t \leq t_1$ 时,连续性因子 $\psi > 0$ 处处成立,故梁的整个截面都能承受弯矩,其法向应力分布为

$$\sigma = \frac{M}{I_{n0}} y_0'' \quad (y_0 > 0, \mu = \frac{1}{n}) \quad (2.13)$$

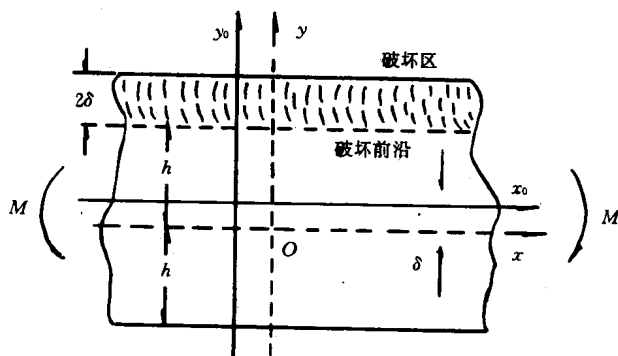


图 2-3

式中 M 为弯矩, y_0 为原点在初始中性轴上的纵坐标, n 为 (2.1) 定义的材料常数。广义惯性矩为

$$I_{n0} = \frac{4b}{2 + \mu} h_0^{2+\mu} \quad (2.14)$$

式中 $2b$ 与 $2h_0$ 分别为梁截面的宽度和高度。

在拉伸区, 即 $y_0 > 0$, 连续性因子 ϕ 可由 (2.6) 计算; 而在压缩区, 即 $y_0 < 0$, 根据最大拉应力准则不会发生破坏, 故 $\phi = 1$ 。将 $y_0 = h_0$ 代入 (2.13), 并由 (2.8) 可得潜在破坏时间 (即破坏扩展起始时间) t_1 为

$$t_1 = \left[(m+1)a \left(\frac{M}{I_{n0}} \right)^m h_0^{m/n} \right]^{-1}$$

此后 $t > t_1$, 破坏前沿面 Σ 便由梁截面的表层 $y_0 = h_0$ 向中部扩展 (图 2-3)。设在 $t > t_1$ 时, 已破坏层厚度为 2δ , 相应的法向应力为

$$\sigma = \frac{M}{I_n} y^n$$

式中 y 坐标原点在新的中性轴上。广义惯性矩为

$$I_n = \frac{4b}{2 + \mu} h^{2+\mu}$$

由 (2.12), 有

$$a(m+1)M^n \int_0^1 y^{m/n}(\tau) \frac{d\tau}{I_n^m(\tau)} = 1 \quad (2.15)$$

由于

$$\begin{aligned} y(\tau) &= y_0 + h_0 - h(\tau) \\ y(t) &= h(t) \end{aligned}$$

故

$$\begin{aligned}y_0 + h_0 &= 2h(t) \\ y(\tau) &= 2h(t) - h(\tau)\end{aligned}$$

(2.15) 变为

$$a(m+1)M^n \int_0^t [2h(t) - h(\tau)]^{m/n} \frac{d\tau}{I_n^n(\tau)} = 1$$

为简化计算, 设 $n=m$, 将上式对时间求导, 得

$$2 \frac{dh}{dt} \int_0^t h(\tau)^{-1-2n} d\tau + h^{-2n} = 0$$

再次求导可得 $h(t)$ 的微分方程

$$\frac{d^2 h}{dt^2} + 2(n-1) \frac{1}{h} \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 = 0 \quad (2.16)$$

初始条件为

$$t = t_1 \text{ 时, } h = h_0, \quad \frac{dh}{dt} = -\frac{h_0}{2t_1} \quad (2.17)$$

积分 (2.16) 并代入 (2.17), 得

$$\frac{t}{t_1} = 1 + \frac{2}{2n-1} \left[1 - \left(\frac{h}{h_0} \right)^{2n-1} \right]$$

显然, 梁的完全破坏对应于 $h=0$, 相应的破坏时间为

$$\frac{t'}{t_1} = 1 + \frac{2}{2n-1}$$

2.6 Kachanov 脆-粘性破坏时间

对于脆-粘性复合破坏, Kachanov 作出一个附加假设: 损伤演