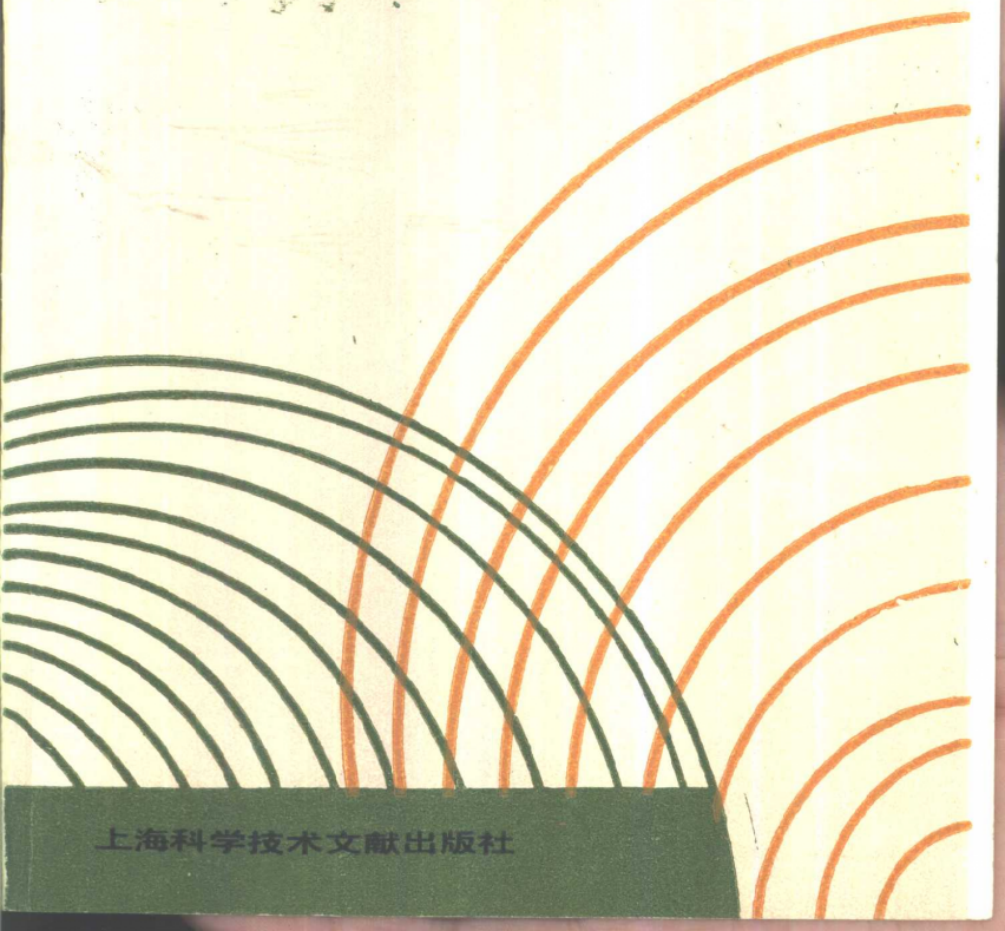


[美] J. W. Hutchinson 著 欧阳豊 译

非线性断裂力学

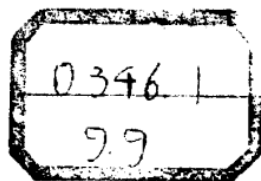
教程

上海科学技术文献出版社

The lower half of the book cover features an abstract graphic design. It consists of several sets of concentric, semi-circular arcs that originate from the bottom left and curve upwards and to the right. The arcs are drawn in two colors: dark green and orange. The green arcs are on the left, and the orange arcs are on the right, with some overlapping between the two groups. The background is a light cream or off-white color.

责任编辑：蒋惠明

封面设计：白玉芳



科技新书目：121-¹⁷⁸~~212~~

书 号：13192 · 87

定 价： 0.60 元

非线性断裂力学 教程

[美] J. W. 哈钦森 著
欧阳颀 译

上海科学技术文献出版社

a course on
**NONLINEAR
FRACTURE
MECHANICS**
JOHN W. HUTCHINSON
DEPARTMENT OF SOLID MECHANICS
THE TECHNICAL UNIVERSITY OF DENMARK

非线性断裂力学教程

[美] J. W. 哈钦森

欧阳豊译

上海科学技术文献出版社出版
(上海武康路2号)

发行所上海发行所发行

宜兴南漕印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 3 字数 72,000

1986年5月第1版 1986年5月第1次印刷

印数: 1—3,400

书号: 13192·87 定价: 0.60 元

178

《科技新书目》131-012-

译 序

非线性断裂力学目前已是断裂研究的重点领域之一。这是由于工程中,有关中低强度金属材料的大量被应用,这些材料的断裂超出了小范围屈服的范圈,线性断裂理论已不适用,于是提出了非线性断裂力学。本书论述非线性断裂力学的基本概念、原理、分析方法和基本结果。全书由十七个章节组成,由线性断裂理论的限制讲到非线性断裂的主要内容:裂纹顶端弹塑性场、 J 、 δ_I 、裂纹的扩展与失稳、大范围屈服分析等。深入浅出,一气呵成。

本书作者哈佛大学应用力学系J. W. 哈钦森(J. W. Hutchinson)教授是国际上非线性断裂理论的开拓者之一。本书系1981年2月哈钦森教授相赠。经过细读,觉得作者能用这样一个不大的篇幅,对非线性断裂这样困难而深入的问题作出概要而深刻的阐释,使读者研读之后能立即进入研究前缘,实在难得。它是一本研究非线性断裂力学的重要入门书。哈钦森教授为本书中译本写了序,在此本人深表谢意。

个人衷心希望《非线性断裂力学》中译本的出版,将有助于各工程技术领域中研究材料强度结构的人们。

欧阳颀

一九八四年十一月

于上海复旦园

中 译 版 序

我感谢欧阳颀教授对翻译我的小册子作的努力和兴趣,使得它能够为中国断裂同行们所用。这些短的章节乃是 1978 年我为丹麦固体力学系的一个课程准备的讲演稿。从那之后,在非线形断裂力学的发展中又有了许多进展,其中包括中国研究家们对这一学科的贡献。然而,我相信,作为得到本主题入门的一个迅速途径,本书仍然有它的价值。我希望我的中国读者们将发现事实正是这样。

J. W. 哈钦森

1984 年 10 月 15 日

原 序

非线性断裂力学教程

本书所含内容是由 1978 年秋作者在丹麦理工大学固体力学系所作一组讲演而准备的，它得到了丹麦应用数学和力学中心的赞助。多少是从主题的一点开始，但假设读者至少有适当的塑性知识，我尝试着将他们引导到从工程和研究二方面目前正在感兴趣的某些题目上来。

J. W. 哈钦森

1979 年 1 月 5 日

目 录

一. 线弹性断裂力学	1
1. 线弹性裂纹问题的解	1
2. 能量释放率、柔度分析及与应力强度因子的关系	6
3. 估算 G 和 K 的能量方法	10
4. 小范围屈服(S. S. Y.)的概念	12
5. 小范围屈服中裂纹扩展的起始	13
6. 小范围屈服中裂纹的扩展和稳定性	17
7. 线弹性断裂力学的其它应用	24
二. 非线性断裂力学	26
8. J -积分	26
9. Dugdale-Barenblatt 模型	31
10. 裂纹顶端场	36
11. 小范围屈服下的弹塑性解	42
12. 大范围屈服(L. S. Y.)的分析	47
13. J -积分的测试	55
14. 在大范围屈服中的构形依赖性和裂纹顶端单一 参数表征的限制	61
15. 在 J -控制条件下 δ_i 和 J 的关系	67
16. 在 J -支配条件下的裂纹扩展和稳定性	69
17. 稳定裂纹扩展的来由	80

一、线弹性断裂力学

1. 线弹性裂纹问题的解

参考文献: P. Paris and G. Sih, ASTM STP 381, 1965.

H. Tada, P. Paris and G. Irwin The Stress Analysis of Cracks Handbook, 1973.

H. Liebowitz(editor), Fracture, Academic Press (7 vols.), 1971.

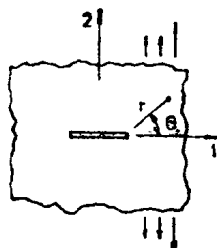
考虑各向同性, 均匀弹性材料, 其弹性模数为 E , 泊松比为 ν , 设平面应变中 $k=3-4\nu$, 平面应力中 $k=(3-\nu)/(1+\nu)$, 剪切模数为 $G=E/[2(1+\nu)]$ 。

对所有平面问题裂纹顶端处的控制奇性是相同的。

(i) 在平面应力或平面应变中, (I 型) 裂纹顶端的对称场为

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta}^I(\theta) \quad (1-1)$$

$$u_\alpha = u_\alpha^0 + \frac{K_I}{2G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \tilde{u}_\alpha^I(\theta, K) \quad (1-2)$$



其中, $\tilde{\sigma}_{12}^I(\theta=0) \equiv 1$, $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}^I(\theta)$ 和 $\tilde{u}^I(\theta)$ 在几乎所有断裂教程中已

给出。注意,在裂纹前面有

$$\sigma_{22} = K_I / \sqrt{2\pi r} \quad (1-3)$$

K_I 称为(I型)应力强度因子。

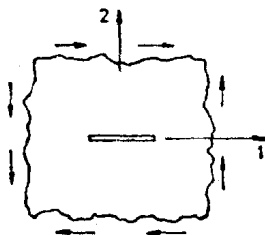
在平面应力中, $\sigma_{33} = 0$ 、在平面应变中 $\sigma_{33} = \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22})$ 。

(ii) 在平面应力和平面应变中, (II型)裂纹顶端反对称场为

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta}^{II}(\theta) \quad (1-4)$$

$$u_\alpha = u_\alpha^0 + \frac{K_{II}}{2G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \tilde{u}_\alpha^{II}(\theta, K) \quad (1-5)$$

其中, $\tilde{\sigma}_{12}^{II}(\theta=0) \equiv 1 (\sigma_{11} = \sigma_{22} = 0, \theta = 0)$ 。



(iii) 反平面剪切(III型)

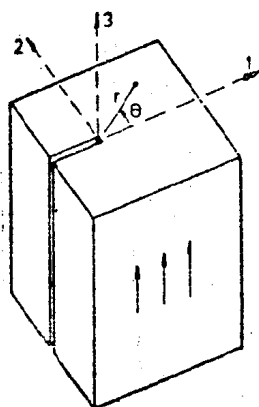
$$\sigma_{3\alpha} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \tilde{\tau}_\alpha(\theta) \quad (1-6)$$

$$u_3 = 2 \frac{K_{III}}{G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin(\theta/2) \quad (1-7)$$

其中, $\tilde{\tau}_1 = -\sin(\theta/2)$ 和 $\tilde{\tau}_2 = \cos(\theta/2)$ 。

一般,在任何平面问题中,裂纹顶端奇性场乃是I型和II型的线性迭加;对于一个三维问题,在裂纹边缘任意点处奇异应力场将是I型、II型(平面应变)和III型的线性迭加。

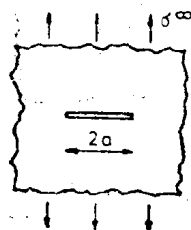
目前已有大量的应力强度因子的目录可用,绝大多数基本的(某些不是那么基本)弹性裂纹问题似乎都已用解析法或数值



法解决。《裂纹应力分析手册》是这方面最完整的原始资料。下面列出某些例子：

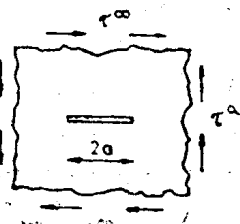
无限平面受拉的有限裂纹

$$K_I = \sigma^\infty \sqrt{\pi a} \quad (1-8)$$



无限平面中受剪的有限裂纹

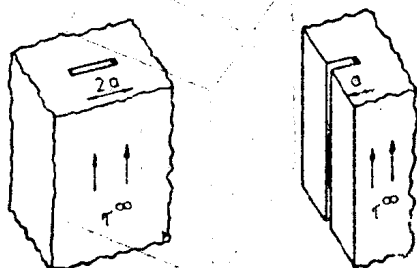
$$K_I^* = \tau^\infty \sqrt{\pi a} \quad (1-9)$$



* 式(1-9)中原书误为 K_I , 应为 K_{II} ——译者注

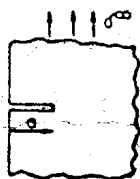
III 型无限体中有限裂纹和半空间中边界裂纹

$$K_{III} = \sigma^{\infty} \sqrt{\pi a} \quad (1-10)$$



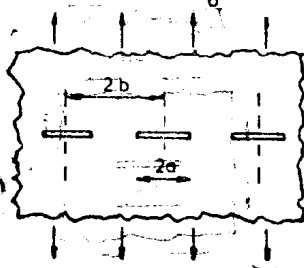
半平面内受拉边界裂纹

$$K_I = 1.122 \sigma^{\infty} \sqrt{\pi a} \quad (1-11)$$



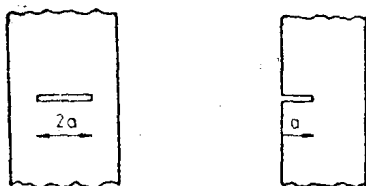
受拉的(和 III 型)裂纹线

$$K_I = \sigma^{\infty} \sqrt{\pi a} \left[\frac{2b}{\pi a} \tan \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right]^{1/2} \quad (1-12)$$



有限宽板条中 III 型裂纹

$$K_{III} = \tau^{\infty} \sqrt{\pi a} \left[\frac{2b}{\pi a} \tan \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right]^{1/2} \quad (1-13)$$

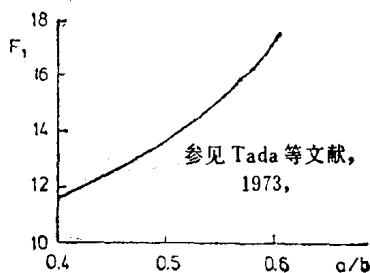
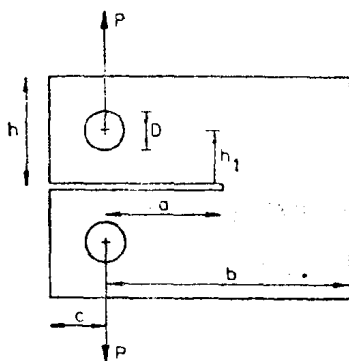


标准的 ASTM* 紧凑拉伸试样

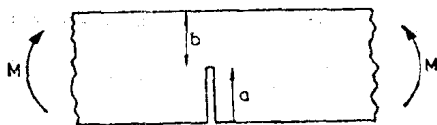
P = 载荷/单位厚度

($h=0.6b$, $h_1=0.275b$, $D=0.25b$, $c=0.25b$, 厚度 $=b/2$)

$$K_I = (P/b) \sqrt{a} F_1(a/b) \quad (1-14)$$



受弯板条中的边界裂纹



M = 弯矩/厚度

* 即为 American Society for Testing Materials, 美国材料试验学会——译者

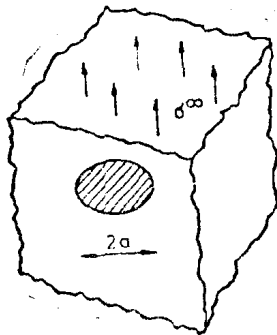
$$K_I = Mb^{-3/2}f(a/b) \quad (1-15)$$

$$(a/b \rightarrow 1, f \rightarrow 3.95)$$

$$(a/b \rightarrow 0, K \rightarrow 1.122\sigma\sqrt{\pi a})$$

铜币状裂纹。在裂纹边缘附近恒同于 I 型平面应变

$$K_I = \frac{2}{\pi} \sigma^\infty \sqrt{\pi a} \quad (1-16)$$



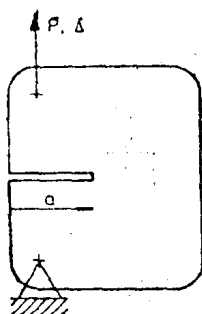
2. 能量释放率、柔度分析及与应力强度因子的关系

参考文献: Tada, et al, 1973.

首先,考虑给定载荷的 I 型问题。设 a 是裂纹长度, P 是单位厚度上的载荷。设 PE 表示(单位厚度)的系统势能, Δ 是载荷点位移, P 通过它而作功。以 G 记单位厚度的能量释放率, 即

$$G = - \left(\frac{\partial PE}{\partial a} \right)_P \quad (2-1)$$

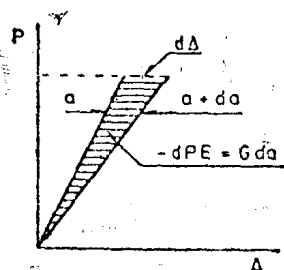
对给定的 P 现在有



$$PE = SE - P\Delta = \frac{1}{2} P\Delta - P\Delta = -\frac{1}{2} P\Delta$$

$$G = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial a} (P\Delta) \Big|_P = \frac{P}{2} \left[\frac{\partial \Delta}{\partial a} \right]_P \quad (2-2)$$

这里 SE 为单位厚度的应变能。



定义物体的柔度 O 为

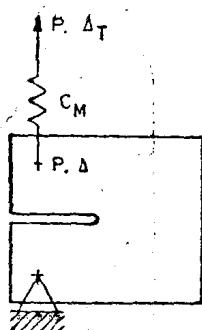
$$O = \Delta / P \quad (2-3)$$

其中 O 仅与几何、 E 和 ν 有关

$$\left[\frac{\partial \Delta}{\partial a} \right]_P = P \frac{dO}{da} \Rightarrow G = \frac{1}{2} P^2 \frac{dO}{da} \quad (2-4)$$

其次, 考虑一个裂纹体, 在柔性条件下 I 型受载 (参见图)。设 O_M 为与物体串联的弹簧 (例如, 试验机) 柔度, 设 Δ_T 为总位移, 视为已知。

$$\Delta_T = \Delta + O_M P = \Delta + (O_M / O) \Delta \quad (2-5)$$



现在有势能 $PE = SE + \frac{1}{2} C_M P^2$

$$= \frac{1}{2} C^{-1} \Delta^2 + \frac{1}{2} C_M^{-1} (\Delta_T - \Delta)^2$$

又能量释放率为

$$\begin{aligned} G &= - \left[\frac{\partial PE}{\partial a} \right]_{\Delta_T} \\ &= - [C^{-1} \Delta - C_M^{-1} (\Delta_T - \Delta)] \left(\frac{\partial \Delta}{\partial a} \right)_{\Delta_T} + \frac{1}{2} C^{-2} \Delta^2 \frac{dC}{da} \\ &= \frac{1}{2} C^{-2} \Delta^2 \frac{dC}{da} = \frac{1}{2} P^2 \frac{dC}{da} \end{aligned} \quad (2-6)$$

因此, 能量释放率不依赖于载荷系统的性质。应注意, $C_M \rightarrow \infty$ 即对应于孔载荷, 即前面的情况; 而 $C_M = 0$ 对应于给定位移, 即一个刚性加载系统, 方程(2-6)经常在试验确定 G 中用到, 两个所含裂纹长度小有差别的恒同试件的柔度可用试验确定, 如此 dC/da 可以估计出来。

现推导 I 型中 G 和 K 的关系。设物体经受给定位移(刚已证明, G 与载荷性质无关)。我们来计算在裂纹的微小扩展 Δa 中所释放的能量。如图中所描述, 在裂纹扩展前作用在面 $y=0$ 上的应力为 $\sigma_{22}(x, 0)$, 且对小的 Δa (往后设 $\Delta a \rightarrow 0$)

$$\sigma_{22}(x, 0) = \frac{K(a)}{\sqrt{2\pi x}} \quad 0 < x \leq \Delta a \quad (2-7)$$

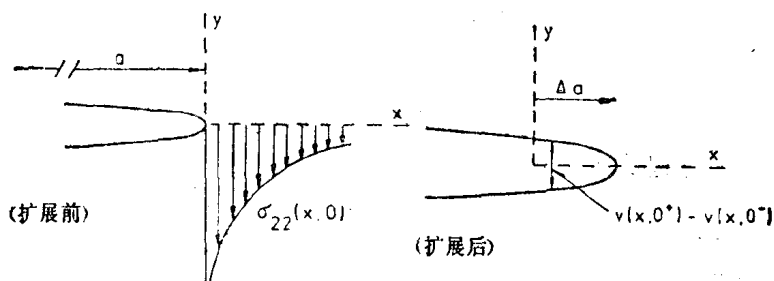
其中 $K(a)$ 表示裂纹长为 a 时在给定位移下的应力强度因子。扩展中的能量释放率 $G\Delta a$ 是表面力 $\sigma_{22}(x, 0)$ 做功的负号, 且为

$$G\Delta a = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta a} \sigma_{22}(x, 0) [V(x, 0^+) - V(x, 0^-)] dx$$

其中 $V(x, 0^+) - V(x, 0^-)$ 是当裂纹为 $a + \Delta a$ 时最终位置下裂纹面的分离距离。根据式(1-2)(以及任意的标准参考文献), 对小的 Δa

$$V(x, 0^+) - V(x, 0^-) = K(a + \Delta a) \frac{(1+k)}{G} \sqrt{\frac{\Delta a - x}{2\pi}}$$

其中, $K(a + \Delta a)$ 为 K 的最终值。



$$\begin{aligned} \text{因此, } G\Delta a &= \frac{1+k}{4\pi G} K(a) K(a + \Delta a) \int_0^{\Delta a} \sqrt{\frac{\Delta a - x}{x}} dx \\ &= \frac{1+k}{8G} K(a) K(a + \Delta a) \Delta a \end{aligned}$$

所以得 $G = (1+k) K^2 / 8G_0$ 。利用 k 的表式, 得

$$G = \frac{1-\nu^2}{E} K^2 \quad (\text{平面应变}) \quad (2-8)$$

$$= \frac{K^2}{E} \quad (\text{平面应力}) \quad (2-9)$$

在具有 I, II, III 型裂纹边缘的三维物体中, 单位裂纹边缘长度