



国家自然科学基金委员会资助出版

# 断裂与环境断裂

褚武扬 乔利杰 陈奇志 高克玮 著

科学出版社

2000

## 内 容 简 介

本书系统、全面地介绍金属材料的氢脆与应力腐蚀(总称为环境断裂)。书中第一、二两章介绍断裂力学和断裂物理的基础知识,第三章论述从位错层次和原子层次研究断裂的最新成果,第四章从氢在金属中的基本行为和状态出发,介绍了各种氢脆形成(或氢损伤)的表象规律及机理,评述了各种氢致开裂的机理,特别是氢促进位错发射和运动进而导致氢致裂纹的形核机理。第五章除介绍应力腐蚀的基本知识以及各种合金体系应力腐蚀的规律外,重点介绍应力、应变以及氢在应力腐蚀中的作用以及阳极溶解型应力腐蚀的各种机理,特别是从位错层次探讨了这个问题,提出了腐蚀促进局部塑性变形,并使应变局部化,从而导致应力腐蚀的新机理。

本书可作为高等院校材料专业研究生的教材,也可作为从事断裂和环境断裂研究及失效分析专业人员的参考书。

### 图书在版编目(CIP)数据

断裂与环境断裂/褚武扬等著.-北京:科学出版社,2000

ISBN 7-03-008167-6

I. 断… II. 褚… III. 金属-断裂 IV. TG111.91

中国版本图书馆 CIP 数据核字(1999)第 73130 号

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

\*

2000 年 8 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

2000 年 8 月第一次印刷 印张:15 3/4

印数:1-2 000 字数:350 000

定价:40.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈科印〉)

# 前 言

氢脆和应力腐蚀(总称环境断裂)是材料在使用中失效乃至发生灾难性断裂事故的重要原因。随着能源的开发、输运和转化,以及新材料、新工艺的广泛应用,这个问题愈来愈突出。因此,发展具有良好抗环境断裂的新材料、新工艺乃是材料科学工作者亟待解决的问题。另一方面,尽管世界各国科学家对氢脆和应力腐蚀的规律已进行了大量研究,但对其微观机理一直存在争议,仍是一个尚未解决而值得深入研究的领域,因此,从1976年以来我们一直从事环境断裂(应力腐蚀,氢脆)的基础研究工作。在“六五”期间,我们获得原国家科学技术委员会重大项目的资助;在“七五”、“八五”和“九五”期间,我们则一直得到国家自然科学基金委员会重大项目和一般项目的资助,从而使得我们在环境断裂领域的基础研究能持续20多年,并不断深入下去。在这个领域中我们已在国内一级学报及国外刊物上发表了200多篇论文,并曾获国家自然科学基金二等奖1项,国家教委科技进步一等奖2项,省、部级科技进步二等奖5项。本书是在我们多年研究的基础上,按我们的学术观点编写的。

环境断裂是一门边缘学科,只有综合运用断裂力学、断裂物理和电化学等方面的基础知识才能进行深入研究。因此,在本书的前两章中介绍了断裂力学和断裂物理的基础知识。另一方面,环境断裂的本质是环境因素(腐蚀介质或氢)影响形变和断裂的基元过程,从而导致低应力脆断,因而必须从位错层次来进行研究。作为第一步,首先要从位错层次来弄清空气中拉伸时微裂纹的形核机理以及材料韧脆转变的物理本质,这就是本书第三章的内容。第三章(断裂的微观机理)、第四章(氢致断裂)以及第五章(应力腐蚀)则是本书的核心。

本书第一章和第二章,除个别内容引用了最近研究成果外,其余内容和一般教科书相似,故称为基础篇。第三章是断裂的微观机理,大多数内容是最新研究成果,而且按照我们的学术观点进行组织与编写,并力图从位错层次以及原子层次来研究微裂纹的形核过程。第四章及第五章除介绍氢脆和应力腐蚀的一般规律外,主要是按照我们的学术观点来组织材料,介绍和评述国内外最新发展动态,重点介绍我们所取得的最新的研究成果;从环境(腐蚀介质和氢)影响位错发射、运动的角度出发,来研究应力腐蚀和氢致开裂的机理。

作者感谢肖纪美院士和王燕斌教授对本书的支持。本书还获得国家重点基础研究专项经费资助(G1990650)。

# 第一章 断裂力学基础

断裂力学可定量描述含裂纹体断裂的宏观过程,另外,用断裂力学测出的断裂韧性已成为材料韧性的重要指标,并成为联系断裂力学和断裂物理的重要参量.因此,断裂力学就成为研究断裂过程的力学基础,故把它作为本书的第一章.本章 1.1.1—1.1.4 节介绍线弹性断裂力学,内容和一般教科书相同,但更为简练.第 1.1.5 节介绍缺口断裂力学.因为实际材料中裂纹的裂尖总存在一定的曲率,故可作为尖缺口来处理.另外,断裂力学以连续介质为对象,但实际晶体材料则是不连续的,非局部力学理论考虑了这种不连续性,因而用它来描述晶体裂纹顶端应力场就更为合理,故本节对非局部力学理论做了简单介绍.第 1.2.1 节( $J$  积分)和第 1.2.2 节(COD)介绍弹塑性断裂力学,以  $J$  积分为主.因为  $J$  积分在理论上是严格的,近年来又解决了含裂纹体的  $J$  积分计算,从而就可用  $J$  积分对弹塑性构件进行安全性评价.

## 1.1 线弹性断裂力学

### 1.1.1 应力场强度因子

#### 1. 三种裂纹组态

张开型裂纹(I型).如图 1.1(a)所示,外加正应力  $\sigma_{yy}$ (第一下标表示作用面外法线方向,第二下标为应力指向)和裂纹面垂直,在  $\sigma_{yy}$  作用下裂纹尖端张开,且扩展方向和外应力垂直,这种裂纹称张开型裂纹,也称 I 型裂纹.

滑开型裂纹(II型).如图 1.1(b)所示,在平行裂纹面且指向裂纹扩展方向的剪应力  $\tau_{yz}$  作用下,裂纹滑开扩展,称滑开型裂纹,也称为 II 型裂纹.

撕开型裂纹(III型).如图 1.1(c)所示,在平行裂纹面且垂直裂纹扩展方向的剪应力  $\tau_{yz}$  作用下,裂纹面上上下下错开,裂纹沿原来的方向向前扩展,称为撕开型或 III 型裂纹.

如果体内裂纹同时受到正应力和剪应力的作用,或裂纹面和正应力成一角度,这时

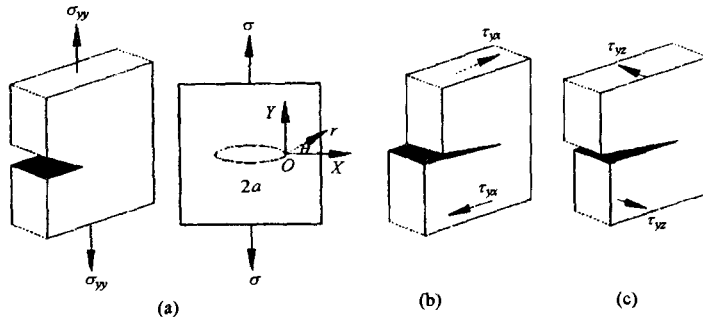


图 1.1 I 型(a), II 型(b)和 III 型(c)裂纹

就同时存在 I 型和 II 型(或 I 型和 III 型)裂纹,称为复合型裂纹. 在工程构件内部, I 型裂纹是最危险的,容易引起低应力脆断. 实际裂纹即使是个复合型裂纹,也往往把它作为 I 型来处理,这样更安全,因此我们重点研究 I 型裂纹.

## 2. 裂纹顶端附近应力场

如图 1.1(a)所示的中心贯穿裂纹,长为  $2a$ ,在远处均匀的拉应力  $\sigma$  作用下,裂纹张开,故是 I 型裂纹. 当板很薄时,是平面应力问题( $\sigma_{zz}=0$ ),板很厚,就是平面应变问题 [ $\sigma_{zz}=\nu(\sigma_{xx}+\sigma_{yy})$ ]. 裂纹顶端附近各点(坐标为  $r$  和  $\theta$ )的应力分量和位移分量如下<sup>[1]</sup>:

$$\begin{aligned}\sigma_{yy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{xx} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \tau_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\ K_I &= \sigma \sqrt{\pi a} \\ \epsilon_{yy}, \epsilon_{xx} &= \frac{K_I}{2\mu(1+\nu)} \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ (1-\nu) \pm (1+\nu) \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] \quad (1.1) \\ \gamma_{xy} &= \frac{K_I}{2\mu \sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \\ u &= \frac{K_I}{\mu(1+\nu)} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ (1-\nu) + (1+\nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \\ v &= \frac{K_I}{\mu(1+\nu)} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} \left[ 2 - (1+\nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \\ E &= 2\mu(1+\nu)\end{aligned}$$

对平面应力:  $\nu = \nu, \sigma_{zz} = 0$

对平面应变:  $\nu = \nu/(1-\nu), \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$

上式是裂纹尖端附近应力、应变场的近似表达式,愈接近裂纹尖端,精确度愈高,即上式适用于  $r \ll a$  的区域. 在裂纹延长线上(即  $x$  轴上),  $\theta=0, \sin\theta=0$ ,故上式变为

$$\sigma_{yy} = \sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}, \quad \tau_{xy} = 0 \quad (1.2)$$

## 3. 应力场强度因子 $K_I$

由式(1.1)可知,裂纹前端应力、应变场都和  $K_I$  这个量有关. 对于裂纹前端任意一点  $A$ ,其坐标  $(r, \theta)$ ,该点的应力分量和位移分量完全由  $K_I$  所决定.  $K_I$  控制了应力、应变场,故称为应力场强度因子,下标 I 表示 I 型裂纹(张开型裂纹). 式(1.1)是针对无限大试样中心贯穿裂纹推导出来的,  $K_I = \sigma \sqrt{\pi a}$ . 对于其他裂纹组态的张开型裂纹,式(1.1)也是成立的,但  $K_I$  应为

$$K_I = \sigma Y \sqrt{a} \quad (1.3)$$

其中  $Y$  是一个和裂纹形状、加载方式以及试样几何有关的量<sup>[2]</sup>。对宽板中心贯穿裂纹， $Y = \sqrt{\pi}$  ( $K_I$  的单位为  $\text{MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ )。

由式(1.1)可知，当  $r$  趋于零时，全部应力分量都趋于无限大。这就表明，在裂纹尖端 ( $r=0$  的点)，应力、应变是奇点(所谓奇点就是此点的数值趋于无穷大)。这就是说，裂纹尖端应力应变场具有奇异性，应力场强度因子  $K_I$  就是用来描述这种奇异性的力学参量。

由式(1.2)可知， $K_I = \sigma_{yy}(\theta=0)\sqrt{2\pi r}$ ，此式仅在  $r \ll a$  才适用，即  $r$  愈小上式愈精确，故用极限来定义  $K_I$ ，即

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \sigma_{yy}(\theta=0) \sqrt{2\pi r} \quad (1.4)$$

在很多情况下可以通过上式来求  $K_I$ 。对 II 型和 III 型裂纹，也存在类似关系，如对中心贯穿裂纹为

$$K_{II} = \tau \sqrt{\pi a}, K_{III} = \tau \sqrt{\pi a} \quad (1.5)$$

#### 4. 临界应力场强度因子 $K_{IC}$

由式(1.3)知， $K_I$  和外加应力以及裂纹长度有关。随外应力  $\sigma$  增大(或随裂纹慢慢长大)，裂纹前端  $K_I$  增大，当  $K_I$  大到足以使裂纹失稳扩展，从而导致试样或构件断裂时，就称为临界状态。裂纹失稳扩展的临界应力场强度因子也称为断裂韧性，用  $K_{IC}$  表示，即

$$K_{IC} = Y\sigma_c \sqrt{a_c} \quad (1.6)$$

其中  $\sigma_c$  和  $a_c$  是临界状态的应力及裂纹尺寸。如裂纹长度不变，通过  $\sigma$  增大到  $\sigma = \sigma_c$ ， $K_I$  增大而达到裂纹失稳扩展的临界状态时， $\sigma_c$  就是断裂应力。上式的  $a_c$  指原始裂纹尺寸  $a_0$ 。如果外加工作应力  $\sigma$  不变，通过裂纹从  $a_0$  增大到  $a_c$  (如疲劳、氢致开裂或应力腐蚀)从而使  $K_I$  增大而到达临界状态时， $a_c$  就是临界裂纹尺寸，上式中的  $\sigma_c$  就是工作应力  $\sigma$ 。对 II 型和 III 型裂纹，也存在断裂韧性  $K_{IIc}$  和  $K_{IIIc}$ 。

式(1.6)表明，如用预裂纹试样 ( $a$  和  $Y$  已知) 在空气中加载，测出裂纹失稳扩展所对应的应力  $\sigma_c$ ，代入上式就可测出此材料的  $K_{IC}$  值。由于  $K_{IC}$  是材料性能，故用试样测出的  $K_{IC}$  值就是实际含裂纹构件抵抗裂纹失稳扩展的  $K_{IC}$  值。因此，当构件中裂纹的形状和大小一定时(即  $a$  和  $Y$  一定)，如果该材料的断裂韧性  $K_{IC}$  值大，则按式(1.6)，使裂纹失稳扩展从而构件脆断所需的外应力  $\sigma_c$  也高，即构件愈不容易发生低应力脆断。反之，如构件在工作应力下脆断  $\sigma = \sigma_c$ ，这时构件内的裂纹长度必须大于或等于式(1.6)所确定的临界值  $a_c = (K_{IC}/\sigma Y)^2$ 。显然，当材料的  $K_{IC}$  愈高时，就可容许构件中存在更长的裂纹。

#### 1.1.2 塑性区及其修正

式(1.1)表明，当  $r \rightarrow 0$ ，即接近裂纹顶端时， $\sigma_{yy} \rightarrow \infty$ 。但对实际的金属材料来说，当裂纹前端正应力等于或大于有效屈服应力  $\sigma_{ys}$  时，材料就要屈服，发生塑性变形，从而使裂纹尖端区的应力松弛(因为如不考虑加工硬化，屈服区内的应力恒等于  $\sigma_{ys}$ )。这就是说，裂纹尖端附近的应力不能无限大，材料一旦屈服，就不遵从弹性规律，故线弹性断裂力学不适用于屈服区。但如果屈服区很小，则其周围广大区域仍是弹性区，经过必要的修正后，线弹性断裂力学的分析仍然有效。

## 1. 屈服判据

什么叫屈服? 对于单向拉伸, 当外加应力  $\sigma_{yy}$  等于材料的屈服强度  $\sigma_s$  时, 材料就屈服, 产生宏观塑性变形. 但对于含裂纹构件, 即使是单向拉伸, 裂纹附近也存在二向或三向内应力, 如式(1.1)所示. 在多向拉应力条件下, 可用最大剪应力判据或形状改变能判据来确定屈服条件. 最大剪应力判据(屈雷斯加判据)如下:

$$\frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2} = \frac{\sigma_s}{2} \quad (1.7)$$

其中  $\sigma_{\max}$  是最大主应力,  $\sigma_{\min}$  为最小主应力. 形状改变能判据(米塞斯判据)为

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2\sigma_s^2 \quad (1.8)$$

其中  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  是三个主应力. 计算表明, 主应力和应力分量  $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \tau_{xy}$  关系如下:

$$\sigma_1, \sigma_2 = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} \pm \sqrt{\frac{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2}{4} + \tau_{xy}^2} \quad (1.9)$$

$$\sigma_3 = 0 \quad (\text{平面应力}), \quad \sigma_3 = \nu(\sigma_1 + \sigma_2) \quad (\text{平面应变})$$

对于 I 型裂纹问题, 用式(1.2)代入上式, 就得到裂纹延长线上( $\theta=0$ )的主应力为

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \quad (1.10)$$

$$\sigma_3 = 0 \quad (\text{平面应力}) \quad \sigma_3 = 2\nu\sigma_1 \quad (\text{平面应变})$$

我们把塑性(屈服)区中的最大主应力  $\sigma_{\max}$  叫做有效屈服应力, 用  $\sigma_{ys}$  来表示. 因为弹性区的  $\nu < 0.5$ , 故上式表明,  $\sigma_1 = \sigma_{\max} = \sigma_{ys}$ ,  $\sigma_3 = \sigma_{\min}$ . 把它们代入式(1.7)可求出有效屈服应力  $\sigma_{ys} = \sigma_1$  为

$$\sigma_{ys} = \sigma_s \quad (\text{平面应力}), \quad \sigma_{ys} = \frac{\sigma_s}{1 - 2\nu} \quad (\text{平面应变}) \quad (1.11)$$

$$Q = \frac{\sigma_{ys}}{\sigma_s}$$

把有效屈服应力(即最大主应力  $\sigma_{\max}$ )和  $\sigma_s$  的比值叫做强化因子  $Q$ . 由上式可知, 对平面应力的 I 型裂纹,  $Q=1$ ; 对平面应变,  $Q=3$ (取  $\nu=1/3$ ). 但实际上, 厚试样的前后表面仍是平面应力状态, 再考虑裂纹钝化效应, 故平面应变厚试样的强化因子要比 3 小. 用圆柱切口试样测出  $Q = \sqrt{2} \sqrt{2}$ . 故规定

$$\sigma_{ys} = \sigma_s \quad (\text{平面应力}), \quad \sigma_{ys} = \sqrt{2} \sqrt{2} \sigma_s \quad (\text{平面应变}) \quad (1.12)$$

## 2. 裂纹前端塑性区大小

由式(1.10)可知, 愈接近裂纹顶端( $r$  愈小),  $\sigma_1$  (或  $\sigma_{yy}$ ) 愈高, 当  $r=r_0$ , 从而  $\sigma_1 = K_I / \sqrt{2\pi r_0}$  等于有效屈服应力  $\sigma_{ys}$  时, 材料就屈服. 因此, 根据  $\sigma_1 = K_I / \sqrt{2\pi r_0} = \sigma_{ys}$ , 就可求出屈服区在裂纹延长线( $x$  轴)上的尺寸为  $r_0 = (2\pi)^{-1} (K_I / \sigma_{ys})^2$ , 再代入式(1.12), 可得

$$r_0 = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2 \quad (\text{平面应力})$$

$$r_0 = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2 \quad (\text{平面应变}) \quad (1.13)$$

由此可知,平面应变屈服区尺寸远比平面应力屈服区尺寸要小. 应当指出,如用米塞斯屈服判据,上式同样成立,但两种屈服判据所得到的屈服区形状并不相同.

如不考虑屈服, I 型裂纹前端应力分布  $\sigma_1 = K_I / (2\pi r)^{1/2}$  [见式(1.10)], 如图 1.2 上的虚线 DBC 所示. 一旦屈服, 则屈服区内的最大主应力恒等于屈服应力  $\sigma_{ys}$  (不考虑加工硬化). 因此在屈服区内 ( $r \leq r_0$ ) 多出来的那部分应力(积分应力, 它等于图 1.2 引线画出的面积 ABD) 就要松弛掉.  $r \leq r_0$  区域内松弛掉的应力能传给  $r > r_0$  的区域, 它使  $r_0$  前方局部区域的应力升高, 从  $\sigma_{yy} = K_I / (2\pi r)^{1/2}$  升高到等于  $\sigma_{ys}$ , 从而这部分区域也发生屈服. 这就是说, 屈服区内应力松弛的结果将导致屈服区进一步扩大, 从  $r_0$  扩大到  $R$ . 使  $R - r_0$  区域屈服所需的积分应力为  $\sigma_{ys}(R - r_0)$  (即图 1.2 中  $BER_0r_0$  面积所代表的应力), 它应当等于原屈服区松弛的积分应力 (ABD 面积所代表的应力), 其值为  $\int (\sigma_{yy} - \sigma_{ys}) dr = \int (K_I / (2\pi r)^{1/2} - \sigma_{ys}) dr$ . 让它等于  $BER_0r_0$  面积  $(R - r_0)\sigma_{ys}$ , 就可解出  $R = (2K_I / \sigma_{ys})(r_0 / 2\pi)^{1/2}$ , 把式(1.12)的  $\sigma_{ys}$  和式(1.13)给出的  $r_0$  代入  $R$  公式, 就得

$$R = \frac{1}{\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2 \quad (\text{平面应力})$$

$$R = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2 \quad (\text{平面应变}) \quad (1.14)$$

即  $R = 2r_0$ , 应力松弛后塑性区增大了一倍. 在裂纹失稳扩展的临界状态,  $K_I = K_{IC}$ , 最大塑性尺寸为

$$R = \frac{1}{\alpha\pi} \left( \frac{K_{IC}}{\sigma_s} \right)^2$$

$$\alpha = 1 \quad (\text{平面应力}), \alpha = 2\sqrt{2} \quad (\text{平面应变}) \quad (1.15)$$

### 3. 塑性区修正

对实际金属材料, 裂纹前端总存在一个或大或小的塑性区(即屈服区). 由式(1.15), 其最大值和  $K_{IC}$  成正比, 和  $\sigma_s^2$  成反比. 如果材料的强度级别较高 ( $\sigma_s$  高), 断裂韧性  $K_{IC}$  又较低, 这时由式(1.15)算出的  $R$  很小; 或者虽然  $R$  不很小, 但试样(构件)本身尺寸很大, 故相对塑性区尺寸仍很小, 这就称为小范围屈服. 这时裂纹前端广大区域仍是弹性区, 故线弹性断裂力学分析仍适用, 但有时必须对塑性区的影响作修正. 由于塑性区的存在, 相当裂纹伸长  $\Delta a = r_y$ . 这就是说, 实际裂纹长度为  $a$ , 塑性区尺寸为  $R$ , 如认为裂纹长度等于有效裂纹长度  $a^* = a + r_y$ , 则可不考虑塑性区的存在, 仍可用线弹性断裂力学来处理问题. 该等效裂纹顶端  $O'$  和原裂纹顶端  $O$  的距离为  $r_y$ , 在新坐标系 ( $xO'y$ ) 中等效裂纹的应力场为  $\sigma_{yy} = K_I / (2\pi r')^{1/2}$ , 其中  $r'$  是某一点离  $O'$  的距离,  $r$  是该点离  $O$  的距离, 故  $r' = r - r_y$ . 在塑性区边界  $r = R$  处, 实际裂纹应力等于  $\sigma_{ys}$ , 对等效裂纹来说, 在该处  $r' = R - r_y$  的应力为  $\sigma_{yy} = K_I / (2\pi r')^{1/2} = K_I / [2\pi r (R - r_y)]^{1/2}$ . 令两者相等(即上式等于  $\sigma_{ys}$ ), 就可求出  $r_y = R/2$ . 引进有效裂纹长度概念后, 就可认为线弹性断裂力学的分析仍然有效, 应力场仍由

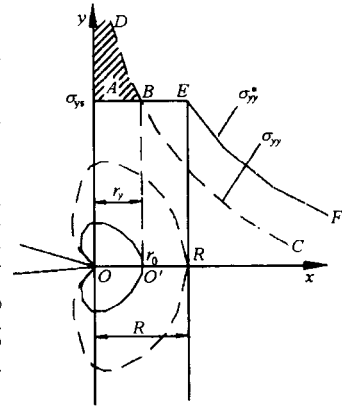


图 1.2 应力松弛后(虚线)的屈服区



式(1.1)给出,但式(1.16)中的  $a$  要用有效裂纹长度  $a^* = a + R/2$  来代替,即

$$a^* = a + \frac{1}{2a\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_s} \right)^2$$

$$K_I = Y\sigma \sqrt{a + \frac{R}{2}} \quad (1.16)$$

一般来说,  $Y$  和  $a$  有关,故也该用  $a + R/2$  来代替.

对中心贯穿裂纹,修正后的应力强度因子为  $K_I = [1 - 0.5(\sigma/\sigma_{ys})^2]^{-1/2} \sigma \sqrt{\pi a}$ .  
小范围屈服的判据为

$$\sigma/\sigma_{ys} < 0.5, \quad a \gg R \quad (1.17)$$

### 1.1.3 裂纹扩展的能量判据

#### 1. 裂纹扩展阻力 $R$

现在我们来研究裂纹扩展过程中的能量关系,由此可以更清楚地揭示断裂韧性的物理含义. 很显然,裂纹扩展中要消耗能量. 如裂纹扩展,裂纹表面积就增加,裂纹表面能为  $\gamma$ ,裂纹扩展时形成上下两个新表面,故裂纹扩展单位面积所需要消耗的表面能为  $2\gamma$ . 对金属材料来说,裂纹扩展前都要产生塑性变形,这也要消耗能量,称为塑性变形功. 设裂纹扩展单位面积所消耗的塑性变形功为  $\gamma_p$ ,对金属材料,  $\gamma_p$  远大于  $\gamma$ ,例如  $\gamma_p = 10^2\gamma - 10^4\gamma$ . 总起来,裂纹扩展单位面积所需要消耗的能量用  $R$  表示,即

$$R = 2\gamma + \gamma_p \quad (1.18)$$

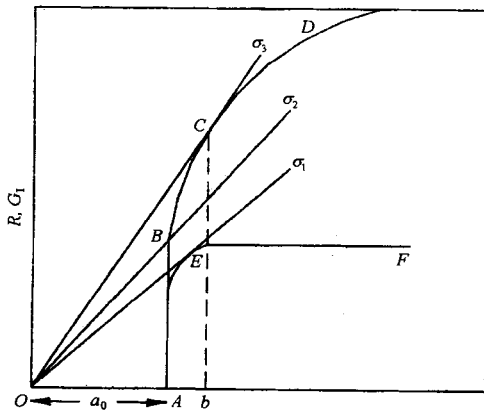


图 1.3 裂纹扩展的阻力曲线和动力曲线

很显然,  $R$  就是裂纹扩展的阻力. 随裂纹扩展,  $\gamma$  保持不变(它是单位面积能量),但  $\gamma_p$  却有可能升高,这可能与裂尖塑性区大小及其中的变形量有关. 因此,随裂纹扩展,  $R$  也不断升高或很快达到稳态. 阻力曲线( $R-\Delta a$  曲线)如图 1.3 所示. 它不仅和  $K_{IC}/\sigma_s$  以及材料的本质有关,也和试样尺寸有关. 一般来说,在平面应力条件下[试样厚度  $B$  远比  $(K_{IC}/\sigma_s)^2$  要小],随裂纹扩展,  $R$  明显升高,如图 1.3 曲线  $ABCD$  所示. 在平面应变条件下,即  $B \geq 2.5(K_{IC}/\sigma_s)^2$ ,裂纹少量扩展后  $R$  就趋于饱和,如曲线  $AEF$  所示,它也是大多数脆性材料的阻力曲线. 但对于  $TiAl$  和  $Ti_3Al+Nb$  金属间化合物,其平面应变阻力曲线如  $ABCD$  所示,即类似韧性材料的阻力曲线<sup>[3]</sup>.

#### 2. 裂纹扩展动力 $G_I$

要使裂纹扩展,必需提供动力. 设裂纹扩展单位面积系统提供的动力为  $G_I$ ,则在裂纹扩展过程中,  $G_I \geq R$ . 设整个系统(试样和试验机一起构成一个系统)的能量(即势能)用  $U$  表示,则裂纹扩展  $\Delta A$  面积需要消耗的能量为  $R\Delta A = G_I\Delta A$ . 这就相当于系统势能下降

$-\Delta U$  (因为裂纹扩展所需的能量由系统势能来提供, 裂纹扩展, 系统势能下降), 即  $G_I \Delta A = -\Delta U$ . 在极限条件下就有

$$G_I = - \frac{\partial U}{\partial A} \quad (1.19a)$$

$G_I$  就是裂纹扩展单位面积系统能量的下降率 (或称系统能量释放率), 它是裂纹扩展的动力, 下标 I 表示 I 型裂纹. 对长为  $a$  的贯穿裂纹,  $dA = Bda$ ,  $B$  是试样厚度, 对单位厚试样  $B=1$ , 因此,

$$G_I = - \frac{\partial U}{\partial a} \quad (1.19b)$$

即  $G_I$  是裂纹扩展单位长度系统势能的下降率, 称之为裂纹扩展力.

含裂纹试样加外力  $P$ , 试样伸长  $d\delta$ , 从而外力做功  $dW = Pd\delta$ , 试样伸长的同时, 弹性能增加  $dE = \sigma \cdot \epsilon \cdot V/2 = (P/A)(d\delta/L)V/2 = Pd\delta/2$ . 裂纹扩展过程中所消耗的能量就是系统应当提供的能量, 即为  $G_I dA$  (裂纹扩展单位面积应当提供的能量为  $G_I$ ). 很显然, 在裂纹扩展过程中, 外力做功的增量  $dW$  一方面使体内应变能增加  $dE$ , 另一方面用来使裂纹扩展, 即  $dW = dE + G_I dA$ , 则

$$G_I = - \frac{\partial(E - W)}{\partial A} \quad (1.20)$$

与式(1.19)相比可知

$$U = E - W \quad (1.21)$$

对恒位移试样 (如螺钉加载的 WOL 试样),  $\delta = \text{常数}$ ,  $d\delta = 0$ ,  $dW = 0$ , 从而就有

$$G_I = - \frac{\partial E}{\partial A} = - \frac{\partial E}{\partial a} \quad (B = 1) \quad (1.22)$$

其中已令  $B=1$ . 上式表明, 随着裂纹的扩展, 原来储存的弹性应变能要释放, 当释放出来的弹性应变能  $-dE$  等于或大于裂纹扩展所消耗的能量  $Rda$  时, 裂纹就能自动扩展, 即在恒位移条件下,  $G_I$  可以叫做裂纹扩展应变能释放率. 但在恒载荷或拉伸条件下, 随着裂纹的扩展, 储存的弹性应变能不是释放而是增加, 外力做功的增量  $dW$  在扣除应变能增长量  $dE$  之后, 用于裂纹扩展. 这时  $G_I$  就不能叫做应变能释放率, 当  $dW - dE \geq G_I da$  时, 裂纹就能扩展.

### 3. $G_I$ 和 $K_I$ 关系

闭合一小段裂纹系统应变能的变化  $dE$  显然和裂尖应力场  $\sigma_{yy}$  和位移场有关, 它们均和应力场强度因子  $K_I$  有关 [见式(1.1)]. 求出  $dE$  再将其代入式(1.22)就可获得  $G_I$ , 从而就可把  $G_I$  和  $K_I$  相联系, 详细的计算表明<sup>[1]</sup>

$$G_I = K_I^2 / E' \quad (1.23)$$

$$E' = E \quad (\text{平面应力}), E' = E / (1 - \nu^2) \quad (\text{平面应变})$$

利用式(1.1), 对中心贯穿裂纹,  $K_I^2 = \sigma^2 \pi a$ , 即  $G_I = \sigma^2 \pi a / E'$ . 不同外加应力  $\sigma$  下的阻力曲线 ( $G_I - a$  曲线) 是过原点的直线, 如图 1.3 直线  $OE$ ,  $OB$ ,  $OC$  所示.

#### 1.1.4 断裂韧性和断裂应力

##### 1. 临界裂纹扩展力和断裂韧性

很显然, 只有当  $G_I \geq R$  时裂纹才能扩展. 图 1.3 表明, 随裂纹扩展,  $R$  和  $G_I$  均增大.

但是如果  $dR/da$  大于  $dG_I/da$ , 裂纹扩展一段距离后  $G_I < R$ , 那么就会停止扩展, 构件不会断裂. 如外加恒应力  $\sigma_2$ , 则动力曲线为  $OB$ , 它和韧性材料(或平面应力)阻力曲线  $ABCD$  相交于  $B$  点. 在  $B$  点以下,  $G_I > R$ , 故裂纹能扩展; 但超过  $B$  之后  $G_I < R$ , 裂纹停止扩展. 如果外加恒应力为  $\sigma_3$ , 则动力曲线为  $OC$ , 它和阻力曲线相切. 随着裂纹扩展,  $G_I$  永远大于(或等于)  $R$ , 即裂纹能一直扩展直至试样断裂. 动力曲线和阻力曲线的切点  $C$  就对应裂纹失稳扩展的临界状态. 让动力曲线的斜率  $dG_I/da$  和阻力曲线斜率  $dR/da$  相等就可求出临界点(切点)  $C$  的坐标, 即令  $dG_I/da = dR/da$ , 可求出临界点  $C$  所对应的裂纹长度  $a_c$  (即  $Ob$ ) 和外加应力  $\sigma_3$ . 代入式(1.23), 就可获得导致裂纹失稳扩展的临界动力  $G_{IC} = \sigma_3^2 a_c / E'$ , 它等于裂纹失稳扩展的临界阻力  $R_c = 2\gamma + \gamma_{pc}$ .

因为当试样不满足平面应变条件时, 其阻力曲线的形状和试样厚度  $B$  有关, 从而临界阻力  $R_c = G_{IC}$  也和厚度有关. 一旦试样满足平面应变条件, 例如  $B > 2.5(K_{IC}/\sigma_3)^2$ , 则阻力曲线就不再随试样厚度而改变, 其形状如图 1.3 曲线  $AEF$  所示. 大量实验表明, 在平面应变条件下, 临界点  $C$  (阻力曲线和动力曲线的切点) 所对应的临界裂纹长度为  $a_c = 1.02a_0$  ( $a_0$  为原始裂纹长度). 在临界点, 裂纹相对扩展量  $\Delta a/a_0$  为 2%. 这就是说, 在平面应变条件下, 裂纹相对扩展 2% 以后就将失稳扩展, 导致断裂. 这时的临界裂纹扩展阻力  $R_c = G_{IC}$  就是一个最低的稳定值, 它是材料常数, 也称做材料的断裂韧性, 因为它是材料抵抗裂纹失稳扩展能力的度量, 即

$$G_{IC} = R_c = 2\gamma + \gamma_{pc} \quad (1.24)$$

平面应变条件下的  $G_{IC}$  和  $K_{IC}$  都是材料抵抗裂纹失稳扩展能力的度量, 都称为断裂韧性. 通过式(1.23), 可把两者联系起来, 即平面应变条件下,

$$G_{IC} = (1 - \nu^2)K_{IC}^2/E = 2\gamma + \gamma_p \quad (1.25)$$

这里的  $\gamma_p$  就是式(1.24)的  $\gamma_{pc}$ . 在平面应力条件下所测出的  $G_{IC} = R_c$  不是材料常数(它和试样厚度有关). 因此, 只有在平面应变条件下测出的  $G_{IC} = R_c$  以及  $K_{IC}$  才和试样厚度无关, 是材料常数, 称为材料的断裂韧性.

由图 1.3 可知, 一旦裂纹扩展动力  $G_I \geq R_c = G_{IC}$  (临界点的阻力), 则随裂纹扩展, 动力永远大于阻力, 不用增大外应力, 裂纹就能自动扩展直至试样(构件)断裂. 因为  $G_I = (1 - \nu^2)K_I^2/E$ , 因此,  $G_I \geq G_{IC}$  和  $K_I \geq K_{IC}$  等价. 这就是说, 裂纹失稳扩展从而试样断裂的力学判据为

$$\begin{aligned} G_I &\geq G_{IC} = R_c \\ K_I &\geq K_{IC} \end{aligned} \quad (1.26)$$

## 2. 断裂韧性 $K_{IC}$ 测试

实验测量  $G_I = -dU/da$  以及  $R = 2\gamma + \gamma_p$  很困难. 但因为  $K_I = \sigma Y a^{1/2}$ , 对具体的试样,  $Y$  是已知的, 因而通过测量外应力就可求出  $K_I$ , 进而可算出  $G_I = K_I^2/E'$ . 只要能确定裂纹失稳扩展的临界点, 临界点的  $K_I$  就是断裂韧性  $K_{IC}$ . 上节指出, 在平面应变条件下, 阻力曲线和动力曲线相切的临界点和  $\Delta a/a = 2\%$  相对应, 因而可把  $\Delta a/a = 2\%$  作为平面应变裂纹失稳扩展的临界点<sup>[4]</sup>.

因为  $K_{IC}$  是材料常数, 故可以用多种类型的试样测出  $K_{IC}$ . 目前通用的是三点弯曲试样[图 1.4(a)]和紧凑拉伸试样[图 1.4(b)]. 在某些条件下, 表面裂纹试样、中心贯穿裂

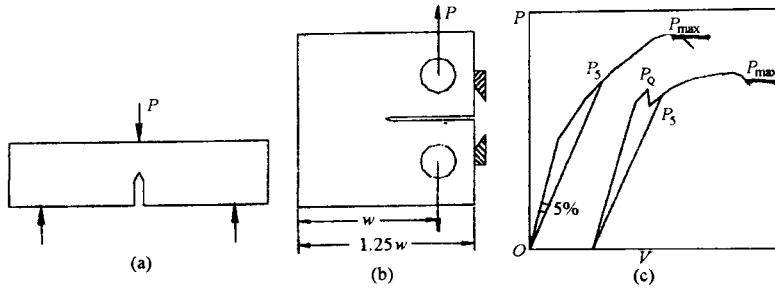


图 1.4 测量  $K_{1c}$  的试样和  $P-V$  曲线

纹试样以及其他类型的试样也有特点<sup>[4]</sup>. 由式(1.3)可知, 裂纹前端的应力场强度因子为  $K_1 = Y\sigma a^{1/2}$ , 其中  $Y$  是和裂纹形状、试样类型有关的量,  $\sigma = P/Bw$ ,  $Y = f_1(a/w)$ ,  $f(a/w)$  可查表. 如对标准紧凑拉伸试样<sup>[4]</sup>

$$K_1 = \frac{P}{Bw} f_1\left(\frac{a}{w}\right) \sqrt{a} = \frac{P}{B\sqrt{w}} f\left(\frac{a}{w}\right) \quad (1.27)$$

故已知载荷  $P$ , 可按上式算出  $K_1$ . 把裂纹失稳扩展临界点(即  $\Delta a/a = 2\%$ )对应的临界载荷  $P_c$  代入, 就可求出断裂韧性  $K_{1c}$ .

试样先预制疲劳裂纹( $a$ 一定), 缺口两侧贴刀口[图 1.4(b)]; 按引伸计, 测裂纹张开拉移  $V$ . 把试样拉伸至断裂, 记录  $P-V$  曲线. 可以证明, 临界点  $\Delta a/a = 2\%$  就相当  $\Delta V/V = 5\%$ , 就是斜率比  $P-V$  弹性直线低 5% 的  $OP_5$  直线和  $P-V$  曲线的交点  $P_5$ [图 1.4(c)]. 如  $P_5$  前有更大载荷, 则用它作为  $P_Q$  (否则  $P_5 = P_Q$ ). 把  $P_Q$  代入式(1.27)可得  $K_{1Q}$ , 如果满足下述条件:

$$P_{\max}/P_Q \leq 1.1, B \geq 2.5(K_{1Q}/\sigma_s)^2 \quad (1.28)$$

其中  $P_{\max}$  是  $P-V$  曲线上最大载荷, 这时  $K_{1Q}$  就是  $K_{1c}$ .

### 3. 含裂纹构件的安全性

对于 I 型裂纹, 按式(1.26), 当  $K_1 = K_{1c}$  时, 裂纹就将失稳扩展从而导致试样(或构件)断裂, 利用  $K_1 = K_{1c}$  这个断裂判据可对裂纹构件进行安全性评估.  $K_{1c}$  是材料常数, 实验测出的  $K_{1c}$  就等于构件的  $K_{1c}$ . 而构件中各种真实裂纹的  $K_1 = \sigma Y \sqrt{a}$  可以查应力强度因子手册, 或直接计算(如有限元计算)<sup>[2]</sup>. 其中含有两个重要参量, 一个是工作应力(外加应力或残余应力或两者之和)  $\sigma$ , 另一个是初始裂纹长度  $a_0$ . 如  $a_0$  已知(用无损探伤法求出), 则可用  $\sigma Y a_0^{1/2} = K_{1c}$  求出使裂纹失稳扩展, 从而构件断裂的应力为  $\sigma_c = K_{1c}/Y a_0^{1/2}$ . 如工作应力低于这个断裂应力, 则构件是安全的. 如果工作应力  $\sigma$  已知, 由断裂判据  $K_1 = \sigma Y a^{1/2} = K_{1c}$  可求出断裂时所对应的最大裂纹尺寸  $a_c = (K_{1c}/\sigma Y)^2$ . 如果探伤发现的初始裂纹长度  $a_0 < a_c$ , 则构件是安全的.

如果构件受到交变应力, 则初始裂纹会通过疲劳裂纹扩展而不断长大, 当裂纹从  $a_0$  扩展到  $a_c = (K_{1c}/\sigma_{\max} Y)^2$  时, 构件就将断裂. 裂纹从  $a_0$  扩展到  $a_c$  所经历的疲劳周次就是构件的疲劳寿命. 如构件中有氢或在应力腐蚀环境下工作, 则即使在恒定的工作应力下, 通过应力腐蚀或氢致开裂, 初始  $a_0$  也能不断长大至  $a_c = (K_{1c}/\sigma Y)^2$ , 从而导致构件断

裂. 对工程构件进行安全性评估包含三部分工作, 即用满足平面应变条件的试样测出材料的断裂韧性  $K_{IC}$ ; 用无损探伤法测出构件中裂纹的位置、形状和大小; 正确计算工作应力, 然后用断裂力学方法算出该裂纹的  $K_I$  值. 当  $K_I < K_{IC}$  时, 该构件是安全的, 可用  $K_{IC}/K_I$  作为含裂纹构件安全性的度量.

#### 4. 含裂纹构件的断裂应力

如已知  $K_{IC}$ , 则含裂纹构件的断裂应力  $\sigma_c = K_{IC}/Y\sqrt{a}$ , 对长为  $2a$  的中心贯穿裂纹,  $Y = \sqrt{\pi}$ , 故

$$\sigma_c = \frac{K_{IC}}{\sqrt{\pi a}} \quad (1.29)$$

由式(1.25)可求出  $K_{IC}^2 = (2\gamma + \gamma_p)E/(1-\nu^2)$ , 把它代入上式, 可得

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{(2\gamma + \gamma_p)E}{\pi a(1-\nu^2)}} \quad (1.30)$$

这就是 Orowan 断裂理论. 对没有局部塑性变形的脆性材料(如玻璃、陶瓷),  $\gamma_p = 0$ , 故上式就变为

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a(1-\nu^2)}} \quad (1.31)$$

这就是 Griffith 理论. 应当指出, 对金属材料, 即使是脆性的金属间化合物,  $\gamma_p$  仍远大于  $2\gamma$ , 故必须应用 Orowan 公式.

### 1.1.5 缺口断裂力学

#### 1. 缺口应力集中

在宽板中心有一贯穿的椭圆孔, 长轴为  $a$ , 短轴为  $b$ , 外加均匀拉应力为  $\sigma$ , 用弹性力学方法可解出缺口前端应力场, 在长轴顶端, 应力  $\sigma_{yy}$  有极大值, 即

$$\sigma_{\max} = \sigma \left( 1 + \frac{2a}{b} \right) = \sigma \left( 1 + 2\sqrt{\frac{a}{\rho}} \right) \quad (1.32)$$

其中  $\rho = b^2/a$  为椭圆长轴端曲率半径. 最大应力和外应力之比称为应力集中系数  $K_t$ , 即

$$K_t = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma} = 1 + \frac{2a}{b} = 1 + 2\sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (1.33)$$

对圆孔,  $a=b$ ,  $K_t=3$ . 把椭圆孔对中切开就获得单边缺口, 切割产生的自由表面将使应力松弛约  $\sigma$ , 当  $\rho$  较小(如  $a/b \geq 10$ ), 上式中的第二项远大于第一项, 故单边缺口顶端应力仍可用上式表示.

#### 2. 尖缺口前方应力场

对于一个椭圆形或双曲线的尖缺口, 可用应力强度因子  $K_I$  来表示其应力场. 如把坐标原点选在缺口内部  $\rho/2$  处, 即缺口顶端的坐标为  $r = \rho/2$ ,  $\theta = 0$ , 则计算表明, 在缺口延长线上( $\theta = 0$ ), 应力分布为<sup>[5]</sup>

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \left( 1 + \frac{\rho}{2r} \right) \quad (1.34)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \left(1 - \frac{\rho}{2r}\right), \tau_{xy} = 0$$

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a}$$

在缺口顶端( $\theta=0, r=\rho/2$ ), 应力有最大值

$$\sigma_{yy} = \sigma_{\max} = \frac{2K_I}{\sqrt{\pi\rho}} = 2\sigma \sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (1.35)$$

$$\sigma_{xx} = \tau_{xy} = 0$$

这个结果和式(1.32)是一致的, 因为对尖缺口,  $\rho$  很小,  $a/\rho \gg 1$ , 故可把式(1.32)括号中的 1 略去. 上述结果对单边裂纹也适用.

### 3. 缺口前方塑性区中的应力分布

式(1.34)表明, 当外加  $K_I$  较大或  $\rho$  很小时, 缺口前方某一区域中的应力将会等于有效屈服应力, 从而在缺口前方就存在一个塑性区. 塑性区中的应力分布可用滑移线场求解, 如不考虑加工硬化, 结果为(坐标原点在缺口顶端)<sup>[5]</sup>

$$\begin{aligned} \sigma_{yy} &= \sigma_s \left[1 + \ln\left(1 + \frac{x}{\rho}\right)\right] \\ \sigma_{xx} &= \sigma_s \ln\left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (\text{平面应力}), \quad \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad (\text{平面应变})$$

缺口前方应力分布如图 1.5. 应当指出, 在弹性条件下 Poisson 比  $\nu=0.2-0.35$ , 但在塑性条件下  $\nu=1/2$ , 因而在塑性区中, 在平面应变条件下,

$$\sigma_{zz} = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})/2 = \sigma_s \left[\frac{1}{2} + \ln\left(1 + \frac{x}{\rho}\right)\right] \quad (1.37)$$

这个结果也适用于张角为  $\theta$  的缺口. 上式表明, 随  $x$  增大, 塑性区中的应力也升高, 当  $x$  到达塑性区边界时, 即  $x=x_{\max}=R$ , 应力有极大值, 其值也可用滑移场理论计算. 结果表明,  $\ln(1+x_{\max}/\rho) = (\pi-\theta)/2$ . 把它代入式(1.36), 可得

$$\sigma_{\max} = (\sigma_{yy})_{\max} = \sigma_s \left[1 + \ln\left(1 + \frac{x_{\max}}{\rho}\right)\right] = \sigma_s \left(1 + \frac{\pi-\theta}{2}\right) \quad (1.38)$$

$$(\sigma_{xx})_{\max} = \sigma_s \frac{\pi-\theta}{2}, \quad (\sigma_{zz})_{\max} = \sigma_s \frac{1+\pi-\theta}{2}$$

$$\sigma_h = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3 = \sigma_s \left[\frac{1}{2} + \ln\left(1 + \frac{x}{\rho}\right)\right]$$

由此可求出最大应力所在位置  $x_{\max}$ , 即

$$x_{\max} = \rho \left[ \exp\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right) - 1 \right] \quad (1.39)$$

对  $\theta=0$  的平缺口和  $\theta=\pi/4$  的 V 型缺口, 最大应力所在位置分别为

$$x_{\max}(\theta=0) = 3.81\rho, \quad x_{\max}\left(\theta = \frac{\pi}{4}\right) = 2.25\rho \quad (1.40)$$

在弹性区中的应力分布可由式(1.34)给出. 考虑到应力分布的连续性, 在塑性区边界, 应力有极大值, 由式(1.38)给出. 缺口前端应力分布如图 1.5 所示.

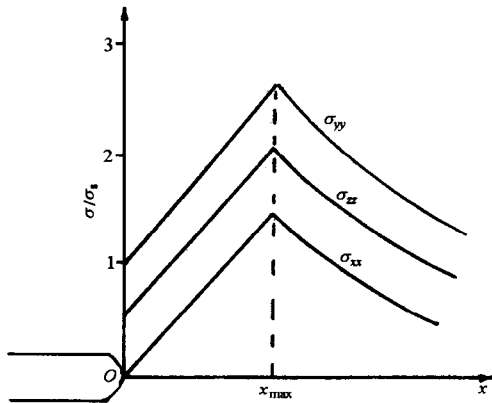


图 1.5 缺口前方应力分布

由式(1.38)可知,平直缺口( $\theta=0$ )前方塑性区中的最大应力  $\sigma_{\max} = \sigma_s(1 + \pi/2) = 2.57\sigma_s$ ,如果考虑塑性区中存在加工硬化,其值要乘上系数  $\beta > 1$ . 有限元计算表明,塑性区中最大应力不超过  $(3-5)\sigma_s^{[6]}$ ,即  $\sigma_{\max} = (3-5)\sigma_s$ . 把式(1.36)代入主应力公式(1.9),可得  $\sigma_1 = \sigma_{yy}, \sigma_2 = \sigma_{xx}$ . 根据定义,塑性区中最大主应力  $\sigma_1 = \sigma_{yy}$ 称为有效屈服应力  $\sigma_{ys}$ . 故对缺口试样,  $\sigma_{ys} = \sigma_1 = \sigma_{\max}$ .

#### 4. 约束系数 $L$ 和强化因子 $Q$

对厚为  $B$ ,宽为  $w$  的单边缺口,当塑性区扩展到整个截面(即  $R=w-a$ )时,整个试样都屈服,称整体屈服. 产生整体屈服所需的外载荷可由式(1.36)的  $\sigma_{yy}$ 对屈服区面积求积分获得,即

$$P_{GY} = \int \sigma_{yy} B dx = \sigma_s(w-a)B \left[ 1 + \frac{a}{w-a} \ln \left[ 1 + \frac{w-a}{a} \right] \right] \quad (1.41)$$

对厚为  $B$ ,宽  $w-a$  的光滑试样,发生整体屈服时所需的外载荷为  $P_s = \sigma_s(w-a)B$ . 定义  $L = P_{GY}/P_s$  为约束系数,即

$$L = P_{GY}/P_s = \left[ 1 + \frac{a}{w-a} \ln \left[ 1 + \frac{w-a}{a} \right] \right] \quad (1.42)$$

因为缺口前端存在三向应力,塑性变形受约束,材料发生整体屈服所需外载荷  $P_{GY}$  就比无缺口试样的屈服载荷  $P_s$  要高  $L$  倍. 故  $L$  是缺口对塑性变形受约束程度的度量,也是缺口引起三向应力状态的度量. 塑性区中有效屈服应力  $\sigma_{ys}$ , 等于最大应力  $\sigma_{yy}$ [式(1.36)], 它和屈服强度  $\sigma_s$  之比称为强化因子  $Q$ , 即

$$Q = \frac{\sigma_{ys}}{\sigma_s} = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_s} = 1 + \ln \left( 1 + \frac{x}{\rho} \right) \leq (3-5) \quad (1.43)$$

应力集中系数  $K_t$  是指由于缺口的存在,缺口前方应力比外加应力增大的倍数,这是应力比. 强化因子是强度比(强度是材料性能,应力是力学参量),它是由于缺口的存在使塑性变形受约束(存在  $L$ ),从而使缺口前方材料发生屈服所需的应力增加,即材料屈服强度从  $\sigma_s$ (光滑试样)增加到  $Q\sigma_s$ ,即缺口引起了强化作用. 约束系数  $L$  和  $Q$  相似,与强度概念有关. 缺口前端应力升高用应力集中系数  $K_t$  来度量. 另一方面,缺口前端存在三向应力,从而存在强化效应,使材料难于屈服,用约束系数  $L$  和强化因子  $Q$  来度量. 应当指出,对 V 形缺口试样,  $L$  和  $Q$  均和张角  $\theta$  有关.

#### 5. 缺口断裂韧性 $K_{IC}(\rho)$

对于尖缺口试样,也可用拉断后的临界载荷  $P_Q$  按式(1.27)来求缺口断裂韧性  $K_{IC}(\rho)$ . 实验表明<sup>[7]</sup>

$$\begin{aligned} K_{IC}(\rho) &= K_{IC}, \rho \leq \rho_0 \\ K_{IC}(\rho) &= A \sqrt{\rho}, \rho > \rho_0 \end{aligned} \quad (1.44)$$

其中  $\rho_0$  和  $A$  是材料常数. 对脆性材料,  $\rho_0$  较大, 因而可用尖缺口试样代替预裂纹试样来测材料断裂韧性  $K_{IC}$ .

## 6. 晶体裂纹前端应力场

到目前为止, 所有公式都是在弹性连续介质条件下导出的. 但实际的材料具有晶体结构, 由一个个原子构成, 它是不连续的. 考虑到晶体结构的不连续性, 发展了非局部力学理论. 利用这个理论, 裂纹附近的应力场在形式上和式(1.1)相同. 当裂纹顶端选在  $x = a, y = 0$  之后, 式(1.1)的  $r = [(x-a)^2 + y^2]^{1/2}$ , 但在非局部力学理论中,  $r = [(a-x)^2 + y^2 + \epsilon^2]^{1/2}$ , 其中  $\epsilon$  为表征晶体结构不连续性的小参数,  $\epsilon < b, b$  为晶格常数. 因此, 在裂纹顶端 ( $x = a, y = 0$ ) 处,  $r = \epsilon > 0$ , 这样一来, 裂纹顶端应力场就不等于无限大, 即不再存在奇异性. 计算表明, 最大应力并不在裂纹顶端, 而是离裂尖  $0.2b$  处, 其最大应力为<sup>[8]</sup>

$$\sigma_{yy} = \frac{1.23K_I}{\sqrt{\pi b}} \quad (1.45)$$

如果考虑晶体结构, 实际的裂纹顶端曲率半径不会等于零, 而是  $\rho_0$ , 它应当和晶格常数  $b$  相当, 即晶体中的裂纹可认为是一个曲率为  $\rho_0$  的缺口. 缺口顶端应力为[见式(1.35)]

$$\sigma_{yy} = \frac{2K_I}{\sqrt{\pi\rho_0}} \quad (1.46)$$

如认为  $\rho_0 = 2.64b$ , 则式(1.45)就和式(1.46)相同. 这就是说, 考虑到晶体结构的不连续, 可把晶体裂纹看成是一个  $\rho_0 = (2-3)b$  的尖缺口, 这时用连续介质力学算出的尖缺口顶端应力场[式(1.46)]就和非局部力学理论(它引入  $\epsilon$  以考虑晶体结构)得出的裂尖应力场[式(1.45)]相同.

## 1.2 弹塑性断裂力学

对金属材料来说, 在裂纹前端存在有屈服区(塑性区), 其最大线尺寸由式(1.15)给出, 约为  $R = 0.1(K_{IC}/\sigma_s)^2$ . 如果相对塑性区尺寸[即  $R/a, R/B, R/(w-a)$ ]很小[即满足式(1.17)], 称为小范围屈服, 这时塑性区周围仍为广大的弹性区所包围, 故线弹性断裂力学的分析仍适用. 但有时需对塑性区影响作些修正, 即用  $a + R/2$  来代替  $a$ . 如对超高强度材料做的构件, 由于其  $\sigma_s$  很高,  $K_{IC}$  又较低, 故  $R$  的绝对值很小, 即使对薄壁容器, 也能满足小范围屈服的要求, 故应用线弹性断裂力学没有困难. 对工业上广泛使用的中低强度钢, 由于  $\sigma_s$  低,  $K_{IC}$  又高,  $R$  的绝对尺寸很大, 这时只有当构件截面很大的时候(如大型发电机转子、汽轮机叶轮、厚壁核反应容器等), 相对塑性区尺寸才比较小, 从而可用线弹性断裂力学来处理. 但对一般中小型零件来说, 相对塑性区尺寸就很大, 这时称为大范围屈服, 有时塑性区可以布满整个韧带 ( $w - a$  称韧带), 即裂纹扩展前韧带已经整体屈服. 对这两种情况, 即便引进塑性区修正, 线弹性断裂力学已不再适用了. 因此, 这时就不能用  $K_I \geq K_{IC}$  (或  $G_I \geq G_{IC}$ ) 作为断裂判据了. 但对这类中低强度构件, 仍然有可能发生断裂事故. 对这类弹塑性裂纹的断裂问题, 就要用弹塑性断裂力学解决.

目前最常用的弹塑性断裂力学理论是  $J$  积分理论和裂纹张开位移(COD)理论. 本节



介绍  $J$  积分理论, 下一节介绍 COD 理论.

### 1.2.1 $J$ 积分理论

#### 1. $J$ 积分定义

式(1.21)中的  $U = E - W$  可用积分表示, 设  $\omega$  为应变能密度, 则  $dE = \omega dV = \omega B dx dy = \omega dx dy (B=1)$ , 故  $E = \iint \omega dx dy$ . 设试样边界  $\Gamma$  上作用有张力  $T$ , 试样侧面元面积  $dA = B ds$  ( $s$  是周界弧长,  $B=1$ ) 上的外力为  $P = T$ ,  $dF = T ds$ , 设边界  $\Gamma$  上各点位移是  $u$ , 则  $ds$  弧长上外力作的功为  $dW = \mathbf{u} \mathbf{T} ds = u_i \sigma_{ij} n_j ds = u \sigma_{xx} dx + u \tau_{xy} dy + v \tau_{xy} dx + v \sigma_{yy} dy$  (注意  $u_1 = u, u_2 = v, n_1 ds = dx, n_2 ds = dy$ ). 由此可得

$$U = E - W = \iint \omega dx dy - \int u_i \sigma_{ij} n_j ds \quad (1.47)$$

可以证明<sup>[1]</sup>

$$G_1 = - \frac{\partial U}{\partial a} = \int_{\Gamma} \left( \omega dy - \frac{\partial u_i}{\partial x} \sigma_{ij} n_j ds \right) \quad (1.48)$$

其中  $\Gamma$  是裂纹下表面走向上表面的任意一条路径<sup>[1]</sup>. 上式是在线弹性条件下导出的, 但对于任何弹塑性体 (即大范围屈服或整体屈服条件), 上式右边的积分总是存在的, 我们称之为“ $J$  积分”, 即

$$\begin{aligned} J &= \int_{\Gamma} \omega dy - \frac{\partial u_i}{\partial x} \sigma_{ij} n_j ds \\ &= \int_{\Gamma} \omega dy - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \sigma_{xx} dx + \frac{\partial u}{\partial x} \tau_{xy} dy + \frac{\partial v}{\partial x} \tau_{xy} dx + \frac{\partial v}{\partial x} \sigma_{yy} dy \right) \end{aligned} \quad (1.49)$$

这就是  $J$  积分的定义. 很显然, 在线弹性条件下, 由于式(1.48)成立, 就有

$$J = G_1 = (1 - \nu^2) K_I^2 / E \quad (1.50)$$

其中利用了  $G_1 = K_I^2 / E'$  [式(1.23)], 对平面应变,  $E' = E / (1 - \nu^2)$ . 在弹塑性体中, 如果总的应变能 (弹性应变和塑性应变之和) 很小, 就称为小应变条件. 在小应变条件和其他几个条件满足时, 可以证明,  $J$  积分是和积分路径无关的, 回路  $\Gamma$  可以是围绕裂纹尖端从下表面反时针走到上表面的任意一条回路.

在弹性范围内,  $J = G_1 = -\partial U / \partial a$ . 可以证明, 在弹塑性小应变条件下, 这个关系式也是成立的, 即

$$J = - \frac{\partial U}{\partial a} = - \frac{\partial E}{\partial a} \quad (1.51)$$

已令试样厚度  $B=1$ . 因  $dU = dE - dW$ , 在恒位移条件下  $dW=0$ , 这时上式降为

$$J = - \frac{\partial E}{\partial a} \quad (1.52)$$

应变能  $E$  等于外力  $P$  和施力点位移  $\delta$  曲线下的面积, 即

$$E = \int P d\delta \quad (1.53)$$

在弹性条件下,  $P = k\delta$  是直线, 故  $E = P\delta/2$ .

#### 2. 弹塑性裂纹前端应力应变场

式(1.1)表明, 在线弹性条件下, 裂纹前端应力应变场由  $K_I$  来决定, 即  $\sigma_{ij} = AK_I /$