

第一届钛及钛合金会议文集

(第二册)

第一届钛及钛合金会议文集编辑小组编

上海科学技术情报研究所

目 录

第 二 册

金属材料中的静态裂纹与动态裂纹.....	1
钛合金中的马氏体转变.....	16
钛及钛合金的氢脆.....	28
钛合金中的 ω 相.....	43
高温钛合金热稳定性问题.....	55
耐热钛合金.....	71
耐腐蚀钛合金.....	85
低温钛合金.....	98
高强度 β 型钛合金研制概况.....	113
IMI-679 合金.....	123
钛及其合金的粉末冶金.....	137
钛合金锻造.....	155

金属材料中的静态裂纹与动态裂纹

东北工学院 金属物理教研室

提 要

本文简要阐述结构材料断裂韧性的基本概念和原理。讨论影响钛合金断裂韧性值 K_{10} 的因素; 界面运用断裂韧性值对非金属夹杂物进行评级的可能途径; 初步分析钛合金疲劳裂纹的速度; 最后界面有关动态断裂韧性的测试方法。

裂纹的静态、准静态和动态的行为是结构材料断裂的基本问题。在发展成为迅速扩大的裂纹之前, 如果没有慢扩展的过程, 可以称这样的裂纹为静态裂纹; 以一定的速度在材料中不断扩大的裂纹为动态裂纹; 介于这两种状态之间的裂纹为准静态裂纹, 疲劳裂纹和应力腐蚀裂纹都属于这一类。静态裂纹是暂时的, 在一定条件下将过渡到动态, 研究动态裂纹必须联系到静态的行为。准静态实际上包含着运动。本文用断裂力学的方法分析这三种状态的裂纹的行为, 以钛合金为主, 讨论结构材料断裂韧性的若干问题。

一、描述裂纹顶端区域的参量与断裂韧性

有两种方法可以用来建立裂纹扩展的判据。一种是分析能量平衡, 这一方法始于 Griffith 的脆性断裂理论。其基本概念是, 线性弹性体中的裂纹开始进行扩展时, 势能的降低率最低限度等于新断裂面的表面能量, 势能的降低推动裂纹的扩展。另外一种方法则是分析裂纹顶端的弹性应力场, 找出反映应力场特征奇异值的参数, 当这个参数达到临界值的时候, 裂纹便开始扩展, 这一方法是由 Irwin 所创造的。这两种方法有一个共同点, 这就是裂纹的扩展是决定于裂纹“顶端区域”的力学状态, 一个是以功的形式表达, 另一个则以反映应力场奇异值的参数来描述。

裂纹“顶端区域”的状态顾名思义不使用某一点的应力(或应变)来表示。理所当然地要寻找一个新的物理量, 通过它去反映裂纹“顶端区域”的力学状态。这个物理量必须是可以测量的, 而且可以反映金属材料的某种性能——抗裂性能。Rice^[1] 积分是一个围绕着裂纹顶端的线积分, 它是描述裂纹顶端区域的力学状态的一个最合适的物理量。下面是 Rice 积分的定义及其物理意义。

在此仅讨论二维的变形场就足够了, 包括平面应变和平面应力。图 1 表示在材料中的裂纹, O 为其顶点, 离开它为无限远的地方加以均匀的应力, 使变形场是一个平面应变的问题。其应力张量和应变张量分别为 $[\sigma_{ij}]$ 和 $[e_{ij}]$, $i, j=1, 2$ 。在裂纹“顶端区域”的弹性场中任意作一条曲线, 如图中的 S , 一端始于裂纹的下表面, 另一端终止于裂纹的上表面, 裂纹的平面与 XZ 重合,

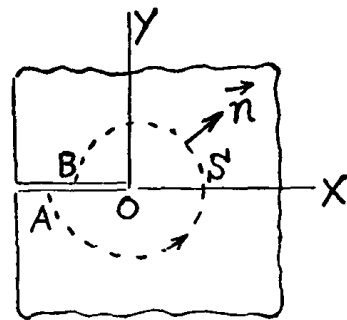
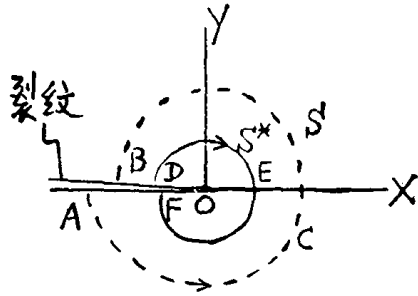


图 1 裂纹顶端区域的线积分

裂纹的两个表面都是自由表面。令 $W(x, y) = W(r, \theta) = \int_0^\epsilon \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}$ 为任意点 (r, θ) 的弹性



能密度。再令 \vec{T} 代表 S 外边的材料作用于 S 里边的材料, 通过界面任意点的内应力。

$T_i = \sigma_{ij} n_j$ (重复符号表示对那个符号求和), \vec{n} 是界面 S 向外的法线单位矢量。用 \vec{u} 代表任意点的弹性位移矢量。Rice 积分 J 的定义如下:

$$J = \int_{(S)} \left(W dy - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds \right) \quad (1)$$

图2 Rice 积分与路程无关 其中 ds 是曲线 S 的弧元, 这个线积分是沿着反时针方向进行。Rice 积分的明显特点是: (1) 与路程 S 的具体形状无关, 只要它是在弹性场中; (2) J 的量纲和单位面积的能量相同。关于特点(1)的证明很简单, 见图2。另作一条曲线 S^* , S 和 S^* 这两条曲线加上裂纹的表面联成一条封闭曲线 $ACBDEFA$, 这条封闭曲线所围的面积 (A) 不包含奇异值, 并且也无体积力。

对于封闭回路 $ACBDEFA$ 求线积分:

$$\oint \left(W dy - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds \right) = \oint \left(W dy - \sum T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} ds \right)$$

$$\because T_i = \sigma_{ij} n_j, T_1 = \sigma_{11} n_1 + \sigma_{12} n_2, T_2 = \sigma_{21} n_1 + \sigma_{22} n_2$$

因此上式化为:

$$\oint W dy - \oint [\sigma_{11} n_1 + \sigma_{12} n_2] \frac{\partial u_1}{\partial x} ds - \oint [\sigma_{21} n_1 + \sigma_{22} n_2] \frac{\partial u_2}{\partial x} ds$$

$$\because ds \cdot n_1 = dy, ds \cdot n_2 = -dx$$

上式又可以化为:

$$\oint W dy - \oint \left[\sigma_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} dy - \sigma_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x} dx + \sigma_{21} \frac{\partial u_2}{\partial x} dy - \sigma_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} dx \right]$$

根据 Green 定理, 线积分转变为面积分:

$$\iint_{(A)} \frac{\partial W}{\partial x} dx dy - \iint_{(A)} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_{21} \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) \right] dx dy$$

简单地写, 就是:

$$\iint_{(A)} \left[\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \right] dx dy \quad (2)$$

$$\because dW = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}$$

$$\begin{aligned} \therefore \frac{\partial W}{\partial x} &= \sigma_{ij} \frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial x} = \sigma_{11} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + 2\sigma_{12} \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) + \sigma_{22} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_{11} \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_{12} \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) \\ &\quad - \left(\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} \right) \frac{\partial u_1}{\partial x} - \left(\frac{\partial \sigma_{12}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y} \right) \frac{\partial u_2}{\partial x} \end{aligned}$$

由于平衡方程 $\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0$, 所以上式只剩下前四项, 简单地写就是:

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \quad (3)$$

以此代入公式 2, 可见对于封闭回路 $ACBDEF A$, 线积分之值恒等于零。在 BD 和 FA 上, 这两段对线积分无贡献, 所以:

$$\int_{ACB} \left(W dy - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds \right) + \int_{DEF} \left(W dy - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds \right) = 0,$$

即:

$$\int_{ACB} \left(W dy - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds \right) = \int_{FED} \left(W dy - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds \right) \quad (4)$$

这证明了 Rice 积分实际上与路程无关。

在物理学上, 往往寻找一个守恒的量去表征状态, Rice 积分 J 具备这个条件。但还必须进一步分析 Rice 积分的物理意义。

以一个 I 型变形的平面应变问题为例, 见图 3。感兴趣的是裂纹顶端范性区较其他长度都小的情况。我们只要裂纹顶端附近弹性场具有奇异值的解, 这就是:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) \\ i, j &= 1, 2 \\ \left. \begin{aligned} f_{11}(\theta) &= \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] \\ f_{22}(\theta) &= \cos \frac{\theta}{2} \left[1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] \\ f_{12}(\theta) &= \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

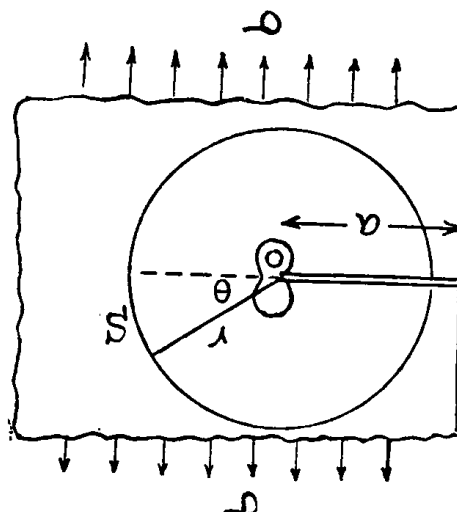


图 3 Rice 积分与裂纹扩展力

K_1 称为应力强度因子, 其值等于 $\sqrt{\pi a} \cdot \sigma$, a 为图中裂纹的长度, σ 为远离开于裂纹并垂直于裂纹平面的名义应力。

对于有限大小的材料, K_1 还包含有几何尺寸或几何形状的因素。应力强度因子将裂纹长度、外加应力、以及材料的几何形状结合起来形成一个量, 通过这个量反映裂纹顶端附近任意点的弹性应力场。为了反映这个应力场包围着裂纹顶端范性区的特点, 需计算 Rice 线积分。既然 J 与路程无关, 进行线积分时就不必拘束于裂纹顶端, 可以顶端 O 为中心, 以超过范性区的长度 r 为半径, 在此圆周上求值。由于 $y = r \sin \theta$, $ds = r d\theta$, 则:

$$J = r \int_{-\pi}^{+\pi} \left[W(r, \theta) \cos \theta - \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} \right] d\theta \quad (6)$$

但是:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x} &= \frac{\partial u_i}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial u_i}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial u_i}{\partial r} \cos \theta - \frac{\sin \theta}{r} \left(\frac{\partial u_i}{\partial \theta} \right) \\ \therefore \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} &= \sum T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} = (\sigma_{11} \cos \theta + \sigma_{12} \sin \theta) \left(\frac{\partial u_1}{\partial r} \cos \theta - \frac{\sin \theta}{r} \cdot \frac{\partial u_1}{\partial \theta} \right) \\ &\quad + (\sigma_{22} \sin \theta + \sigma_{12} \cos \theta) \left(\frac{\partial u_2}{\partial r} \cos \theta - \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial u_2}{\partial \theta} \right) \end{aligned}$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \frac{K_1}{\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - 2\nu + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \\ u_2 &= \frac{K_1}{\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \frac{\theta}{2} \left[2 - 2\nu - \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

μ 为切变模量, ν 为泊松比, 见文献[2]。此外, 弹性能密度为:

$$W = \frac{1}{2E} (1 - \nu^2) (\sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2) - \frac{1}{E} (1 + \nu) \nu \sigma_{11} \sigma_{22} + \frac{1}{E} (1 + \nu) \sigma_{12}^2$$

E 为杨氏模量。用公式(5)代入, 即可写出 $W(r, \theta)$ 。再以这些代入公式(6), 这个积分最终可以化简为:

$$J_1 = \frac{K_1^2 (1 - \nu^2)}{E} \quad (8)$$

J_1 现在代表 I 型变形, 平面应变的 Rice 积分值。我们知道, Irwin 所提出的能量释放率(即裂纹扩展力) G_1 等于 $\frac{K_1^2 (1 - \nu^2)}{E}$, 见文献[2], 可见, Rice 积分 J_1 和 G_1 相等。在临界状态, Rice 积分值 J_{1c} 就是临界状态的裂纹扩展力 G_{1c} 。

以上讨论表明, 只要裂纹顶端范性区比其他长度都小, 弹性区包围了范性区, 对于这样的弹性场, 原则上可以按照 Rice 线积分确定出裂纹的扩展力, 裂纹的扩展力是客观存在的, 所以和计算的积分路程无关。在 I 型变形平面应变的情况下, 决定裂纹扩展力的参数正是裂纹顶端弹性场的参数 K_1 。因此, 若要判断一个构件中的裂纹处在 I 型变形的条件下是否安全, 首先要计算针对这具体问题的 K_1 。进行断裂实验时, 我们要针对具体的试样进行 K_1 的标定, 就是这个道理。

很显然, 裂纹所受的扩展力是有限度的, 扩展力如果超过此限度, 裂纹便不能处于平衡状态。这个限度决定于材料本身的性能(假如温度和变形速度是一定的)。裂纹扩展力 G_1 是裂纹边界上单位长度上的“力”, 实际上是裂纹平面扩大单位面积时所吸收的能量。前面已经指出线积分 J_1 的量纲和单位面积的能量相同, 这也是 $J_1 = G_1$ 所必须具备的条件。达到临界状态时, $G_{1c} = 2(\gamma + \gamma_p)$, γ 是断裂面单位面积的表面能, γ_p 则是裂纹顶端范性区当裂纹扩大单位面积时所消耗的范性功。 γ 和 γ_p 都决定于材料的性质, 由此可知 G_{1c} 以及由 G_{1c} 所联系的 K_{1c} 也是材料常数。

问题已经十分明显, 描述裂纹顶端区域的基本参量是 K_1 , 当 $K_1 < K_{1c}$ 时, 裂纹尚能处于平衡状态, 而当 $K_1 \geq K_{1c}$ 时, 裂纹转入不平衡状态。照理, G_{1c} 既然是裂纹扩大单位面积所吸收的能量, 应当用 G_{1c} 来表征材料的断裂韧性, 就是由于 G_{1c} 是通过 K_{1c} 来决定的, 所以我们称 K_{1c} 为 I 型变形平面应变状态下的断裂韧性。用 K_{1c} 来表征材料的抗裂性还有一个优点, 能够把断裂韧性和材料允许的裂纹尺寸联系起来, 见文献[2]。在下面还要讨论运用 K_{1c} 评定金属材料允许的非金属夹杂物的方法。

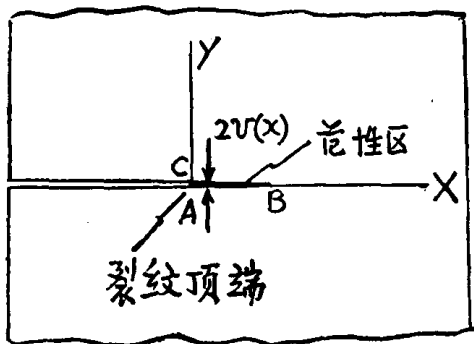


图4 Dugdale 模型

另外, 一种断裂判据认为裂纹顶端的位移达到临界值 COD^* 时, 裂纹将由静态开始扩展。以 Dugdale 模型说明这种判据也可以由 Rice 积分的临界值得到。

根据 Dugdale 模型, 见文献 [2], 范性区呈尖劈形状, 见图 4。先就平面应力的情况来说, “断裂面”延伸到范性区的部分, 上面有屈服应力

($\pm\sigma_{0.2}$)作用着。范性区的长度应该使范性区顶端无应力奇异值。紧贴着范性区断裂面 ABC 作为线积分的路程。由于在范性区 $dy \approx 0$,

$$J = - \int_{ABC} \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds, \quad |T| = \sigma_{0.2}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v(x)}{\partial x},$$

$v(x)$ 是断裂面各点纵向位移。

$$\therefore J = - \int_A^B \sigma_{0.2} \cdot 2 \left(\frac{\partial v(x)}{\partial x} \right) dx, \quad \frac{\partial v(x)}{\partial x} < 0$$

即:

$$J = - \int_A^B \sigma_{0.2} \cdot \frac{d}{dx} [2v(x)] dx = -\sigma_{0.2} [(2v)_B - (2v)_A]$$

$$\therefore J = \sigma_{0.2} (COD) \quad (9)$$

COD 就是裂纹顶端 A 的位移。可见, 如果也和上面讨论的平面应变问题一样, 采纳 Rice 积分达到临界值为断裂判据, 实质上等于承认裂纹顶端位移达到临界值 COD^* 为断裂判据。可以计算出, 当外加名义应力 $\sigma < \sigma_{0.2}$ 时, 根据 Dugdale 模型, $J_0 = \frac{K_0^2}{E}$, E 为杨氏模量。代入公式 9, 便可求得:

$$K_0 = \sqrt{E \sigma_{0.2} (COD)^*} \quad (10)$$

对于平面应变的问题, 也可以算出 K_{10} 和 COD^* 之间的关系。有两个略为不同的结果。一个是:

$$K_{10} = \sqrt{\frac{1.3E\sigma_{0.2}(COD)^*}{1-\nu^2}} \approx 1.2\sqrt{E\sigma_{0.2}(COD)^*} \quad (11)$$

见文献[2]。另一个是:

$$K_{10} \approx 1.5\sqrt{E\sigma_{0.2}(COD)^*} \quad (12)$$

见文献[3]。这表明也可以用裂纹顶端位移的临界值 COD^* 作为材料的断裂韧性值; 或者测出 COD^* (例如, 用双切口试样), 然后再用公式(11)或(12)转化为 K_{10} 。

由上述可知 K_{10} 或 COD^* 都可以反映材料的断裂韧性, 自然会提出这样的问题: 断裂韧性 K_{10} 和冲击韧性 a_k 有什么不同? 上面的论述, 已经指明 G_{10} 或 K_{10} 是反映一个尖锐的裂纹扩展单位面积所吸收的功, 这种断裂韧性纯粹是裂纹扩展所消耗的能量。通常测量冲击韧性所用的试样, 仅有机械切口, 没有真正的裂纹, 在进行冲击时, 首先在机械切口处形成一个裂纹, 然后扩展到断裂, 因此 a_k 值不仅包含裂纹的扩展功, 还有裂纹的形成功, a_k 值严格说来所反映的并不单纯是裂纹扩展所消耗的能量。下面是一个实验结果, 可以充分说明 a_k 值和 K_{10} 的差异, 见图 5。对含 Si 的 Ni-Cr-Mo-V 钢测定 K_{10} 和夏比冲击值的工作^[4], 表明了冲击值极大时并不一定断裂韧性也极大, 冲击值下

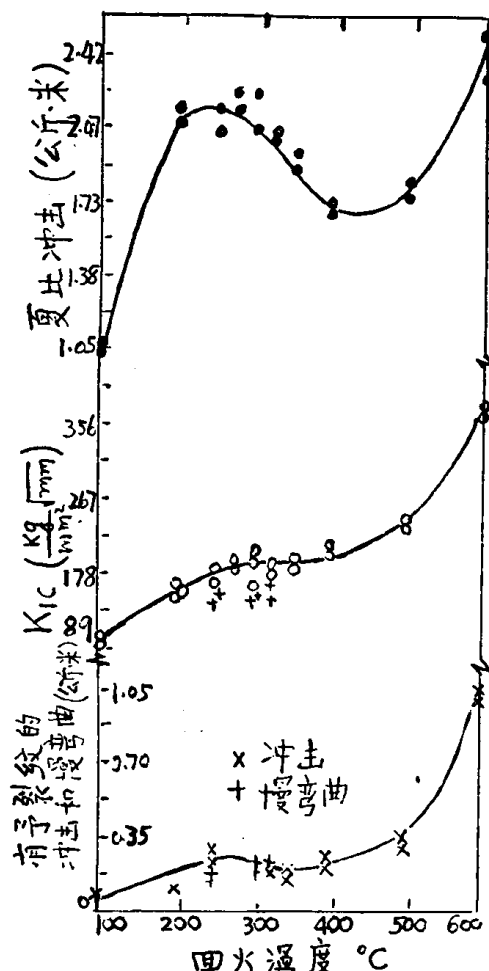


图 5 含 Si 的 Ni-Cr-Mo-V 钢的断裂韧性和冲击值的比较^[4]

降并不一定指明断裂韧性下降。实验表明,如果将夏比冲击试样(10×10×55毫米45°V型切口,切口深度2毫米)在进行冲击试验之前,开一个疲劳预裂纹,使它具有尖锐的疲劳裂纹,这时候的冲击值可以作为断裂韧性的参考,这种具有疲劳预裂纹的冲击值的变化情况和 K_{10} 的变化有着某种平行的关系。有预裂纹的夏比冲击值比通常的夏比冲击值小,的确表明了通常的冲击韧性 a_k 包含有裂纹的形成能,所以 a_k 值并不完全代表材料对裂纹扩展的阻力。

二、影响钛合金断裂韧性 K_{10} 的因素

对于冶金工作者,影响断裂韧性的因素是一个重要的实际问题。一般地说,材料的强度升高将导致 K_{10} 值下降。图6和7分别表示高强度钛合金(Ti-11Sn-4Mo-2.25Al-0.2Si)和Ti-17(Ti-5Al-2Sn-2Zr-4Mo-4Cr)的一些实验结果^[5,6]。对于前者,采取不同锻造温度和热处理,得到不同强度和不同的显微组织。从图6可以看出,随着 $\sigma_{0.2}$ 的提高,无论 α 相是针状还是等轴的, K_{10} 值逐渐下降。在图中所示的强度范围以内,针状的 α 相使材料的断裂韧性都高于相同强度下等轴 α 相的组织所具有的断裂韧性。这表明针状 α 对断裂韧性有利。该合金的 β 转变温度是950°C,采用 β 锻造,配合适当的热处理,获得充分的针状 α 相,这种组织比 α - β 锻造相同强度的组织具有较高的断裂韧性。但是,针状组织和等轴组织对比,前者的延伸率反而较差。这表明断裂韧性和通常单轴拉伸性能之间不是一种简单的联系。对于Ti-17合金, K_{10} 与强度几乎成反比的关系。同样也是 β 锻造产生较高的断裂韧性。断裂韧性和裂纹传播方向也有关系,裂纹扩大方向如果和流线垂直,断裂韧性较高。

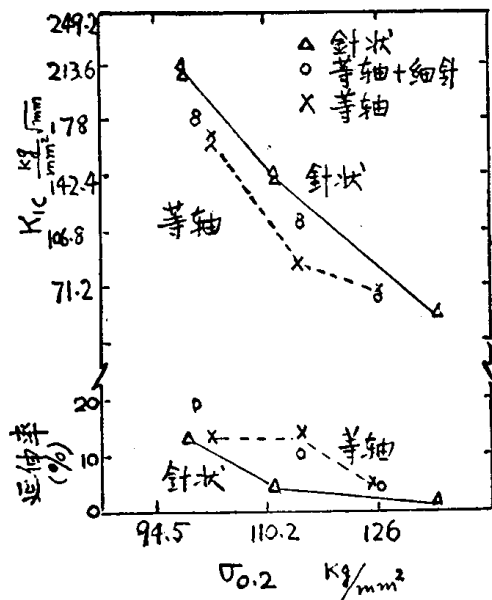


图6 锻造温度,热处理组织对Ti-11Sn-4Mo-2.25Al-0.2Si的断裂韧性的影响

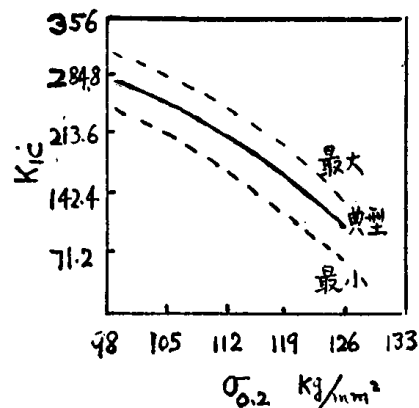


图7 Ti-17的断裂韧性与 $\sigma_{0.2}$ 之间的关系

断裂韧性虽然随强度提高而下降,但这并不表明为了提高 K_{10} 就可以不注意适当的强化作用。下面的例子可以说明适宜的强化正是提高 K_{10} 的一种途径。

一种叫做Ti-62222的合金(Ti-6Al-2Sn-2Zr-2Cr-2Mo-0.25Si),其性能如下^[6]:

锻 造	σ_b $\frac{\text{公斤}}{\text{毫米}^2}$	$\sigma_{0.2}$ $\frac{\text{公斤}}{\text{毫米}^2}$	$\psi(\%)$	K_{10} $\frac{\text{公斤}}{\text{毫米}^2} \sqrt{\text{毫米}}$
$\alpha-\beta$	117	112	37.5	210
β	122.5	110.6	17.4	265.6

可以看到,这两种锻造工艺, $\sigma_{0.2}$ 基本一样,但 β 锻造使抗拉强度提高,虽然断面收缩率减少, K_{10} 仍然提高。显然,后一种工艺使材料的加工硬化指数提高。这个例子说明,提高强度并不一定都使断裂韧性下降,断裂韧性是一个综合的指标,是由几个性能联合起来决定的。Hahn-Rosenfield^[2]曾分析 K_{10} 和拉伸性能之间的联系,

$$K_{10} \approx \sqrt{\frac{2}{3} E \sigma_{0.2} \bar{\epsilon}^* n^2} \quad (13)$$

其中 $\bar{\epsilon}^*$ 是断裂真应变, n 是加工硬化指数。按照这个结果,尽管断裂真应变小,如果加工硬化指数有足够增大, K_{10} 仍然可以提高。从 Ti-62222 的合金化来看,适当地注意强化,对 K_{10} 起着有利的作用。高 Al 有助改善杨氏模量, Sn 和 Zr 产生固溶强化, Mo 和 Cr 是 β 稳定元素,同时对于杨氏模量也有益, Si 固溶也会改善强度。再配合 β 锻造,使加工硬化指数有所提高,这些都可以提高 K_{10} 。

合金的纯度对 K_{10} 有明显影响。Carman 和 Katlin^[7]研究间隙原子对于钛合金平面应变断裂韧性的影响。所用的材料是 Ti-5Al-2.5Sn, 比较了工业纯度和高纯度对于 K_{10} 的影响,其成分(%)如下:

级 别	C	Fe	N	Al	H	Sn	Mn	O
高 纯	0.023	0.16	0.010	5.0	0.001	2.6	0.006	0.086
工业纯	0.023	0.34	0.015	5.1	0.017	2.3	0.006	~

前者含 Fe 和 H 较低。工业纯的材料,约 13 毫米厚,由室温到低温一系列拉伸性能和高纯材料相比都有差别,前者的抗拉强度和屈服强度较高,断面收缩率和延伸率则较低,但断裂韧性在低温的值,高纯材料明显地优于工业纯的材料,见图 8。

在高温(426~650°C)使用的钛合金,其主要问题是获得高温强度而不显著损失热稳定性。这里所指的热稳定性是合金经过在 426~650°C 长期暴露以后能够在低温保持足够的韧性。近来试验了高温钛合金,含 Al、Ga、Sn、Mo、Zr 和 Si, 其中 Al、Ga、Sn 是 α 稳定元素^[8]。实验表明,合金的抗蠕变性能随着 (Al+Sn+Ga) 的原子含量的增多而提高,见图 9。提高抗蠕变性能的主要因素是 α 稳定元素的总含量;其次是 Si 含量和高温屈服强度。Mo 的加入有利于提高高温屈服强度。Zr 和 Si 与 Ti 互相作用形成复合硅化物 $(\text{TiZr})_5\text{Si}_3$ 或者 Zr_5Si_3 , 显著增加蠕变抗力。硅在 β 钛中的溶解度大于在 α 钛中的溶解度,所以采用 β 热处理以固溶 Si, 然后在 593°C 时效 2 小时得到弥散的硅化物。经过 β 热处理后,合金的显微组织除了硅化物以外尚有在 α 片中的 Ti_3X 相,其中 X 代表 Al, Ga, Sn。以其中一个合金 C1 为例(Ga3, Al4.5, Sn2, Zr3, Si0.5, Mo1, 铝当量 7.9, β 转变温度 990°C), 它的优良抗蠕变性能是由于 α 相得到有序相 Ti_3X 的弥散强化作用,以及片与片之间和原 β 晶界被硅化物 $(\text{TiZr})_5\text{Si}_3$ 所钉扎。但是,这些合金经过热暴露以后的断裂韧性都随着 α 稳定元素含量增多而下降,见图 10。硅和钼提高高温强度,因而也会起着减少断裂韧性的作用。热暴露后断裂韧性下降是由于 Ti_3X (X=Al, Ga, Sn) 的生成与长大的缘故。在 537.5°C 以下的脆

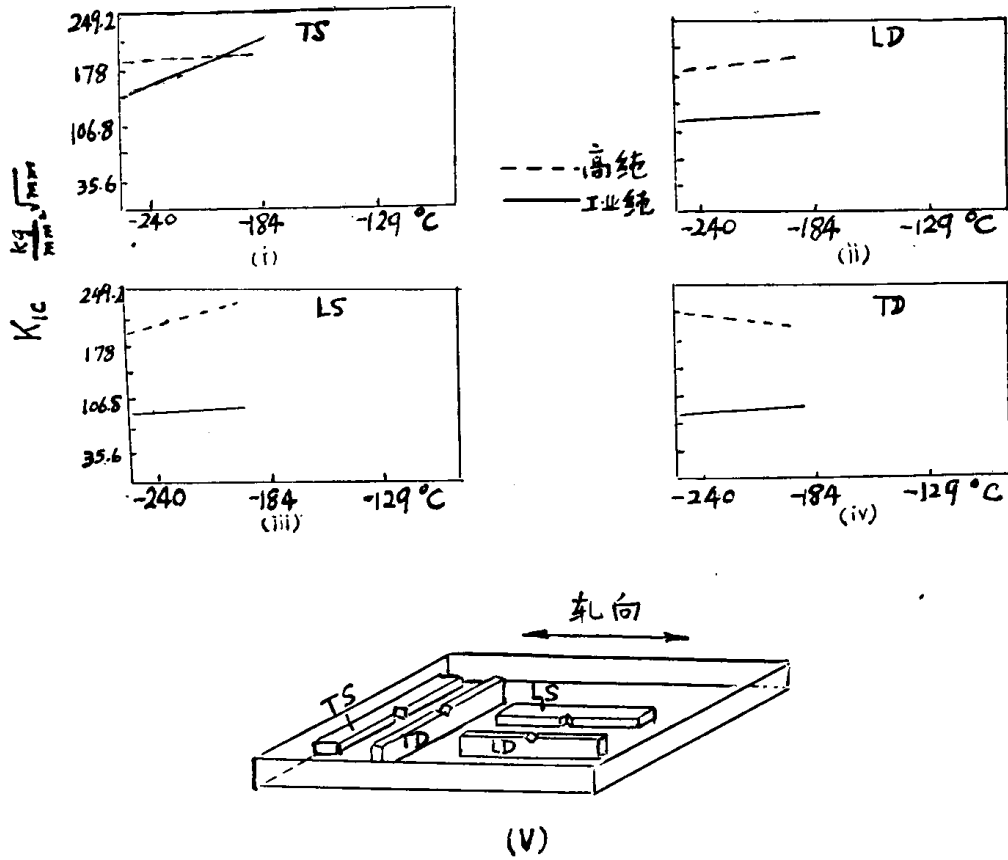


图8 Ti-5Al-2.5Sn 的纯度对 K_{10} 的影响

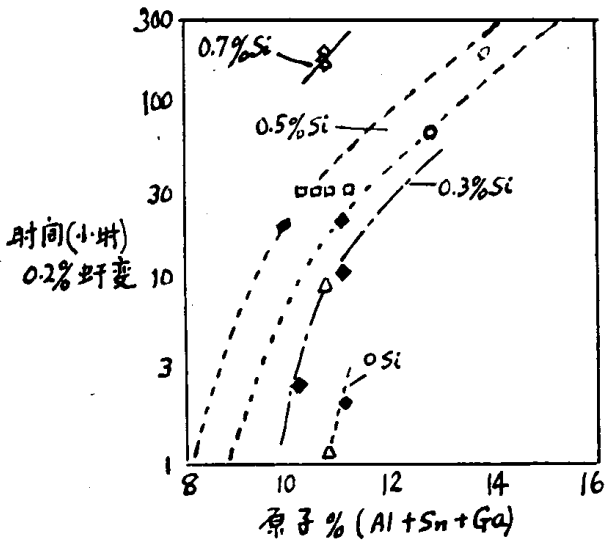


图9 高温钛合金的抗蠕变性能与 α 稳定元素总含量的关系 ($538^{\circ}\text{C}/38.7$ 公斤/毫米²)

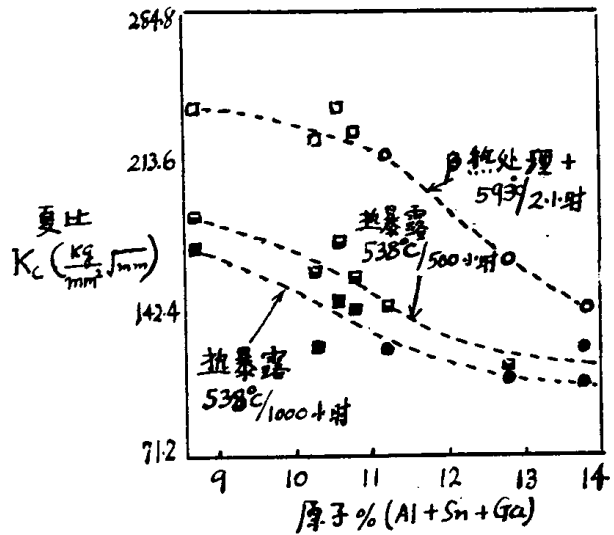


图10 热暴露对钛合金断裂韧性的影响

化动力学研究表明含 Ga 的钛合金脆化激活能大于只含 Al、Sn 的合金。这个研究指出高温钛合金经过热暴露以后断裂韧性下降正是由于产生高温强化作用的 Ti_3X 相,同时也指出用断裂韧性的变化衡量热稳定性要比用面缩的变化来得敏感和有效。

三、应用断裂韧性值 K_{1c} 对非金属夹杂物进行评级的可能途径

虽然提高金属材料的纯度能够有效提高断裂韧性,但是在实际生产条件下,金属材料中总是含有非金属夹杂物。哪一类的夹杂物对于材料的使用有害,影响的程度如何,怎样规定已经生产的材料只能在多大的应力水平下使用,这些都是生产材料和使用材料的重要实际问题。过去对于金属材料中的夹杂物评级只是根据长期所积累的经验,更多的是人为的规定,这样的规定有可能过于保守。假如我们能够寻找一种比较合理的方法,对各种非金属夹杂物分别对待,规定允许的缺陷(夹杂物)的尺寸,或者规定使用应力的范围,对材料的使用,就可以更加心中有数。例如,有过这样的规定,尺寸范围在 $1\sim 100\mu$ 之间的夹杂物称为显微夹杂物,而尺寸大于 100μ 的夹杂物列为宏观夹杂物。这种分类法只是根据观察夹杂物的方法,而不是根据各种大小的夹杂物可能带来的危害程度,因此,缺乏明显的物理意义。有了断裂韧性这个新的材料性能指标,它本来和材料中的裂纹无关,但它可反映出当材料出现裂纹以后的性能。如果在一定条件下,夹杂物可以被看成为裂纹,我们就可以根据材料的断裂韧性值 K_{1c} 对材料的非金属夹杂物进行评级。所以,首先一个问题必须解决,这就是哪一类的夹杂物在什么条件下可以看成是一个现成的裂纹。Kiessling 和 Nordberg^[9] 对钢进行了尝试,这个方法可以推广于钛合金或其他材料。根据别人的结果,他们认为钢中的一些非金属夹杂物,如 Al_2O_3 , $CaO-Al_2O_3$, 尖晶石等,它们的热膨胀系数比钢的基体小,因此在热加工以后的冷却中,这些夹杂物的收缩程度不及基体,热膨胀程度的差别引起了夹杂物周围的应力场,夹杂物周围的基体获得张应力,这种应力由于存在于夹杂物旁边,称为“镶边应力”。外加应力和镶边应力合起来,使得这一类夹杂物(如果是球形的)的周围的应力场等于一个球形空腔的应力场。按照这样的分析,膨胀系数比基体小的非金属夹杂物,它们虽然是球形实体,但是就它的应力场来说,可以把它们当做球形空腔来处理。如果夹杂物的形状是圆柱体,也可以看成是圆柱形空腔来处理它的应力场。

但是,球形空腔或者圆柱形空腔在外加应力作用下并不等于裂纹。Kiessling 和 Nordberg 进一步证明:如果空腔外面带有一对称的小裂口,见图 11、12,这样的空腔实质上就等于裂纹。首先我们讨论圆柱形空腔,外加均匀的名义应力是 σ_0 。这是一个二维的问题, X 轴上与 Y 轴平行的张应力,根据弹性力学的解,可得

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{x} \right)^2 + \frac{3}{2} \left(\frac{a}{x} \right)^4 \right] \quad (14)$$

其中 a 是圆柱体(夹杂物)的半径, x 是从与应力垂直的水平圆柱轴量起的横坐标。现在,如果圆柱体左右两端带有小裂口,裂口两端间距为 $2r$ 。这问题等于一个长为 $2r$ 的裂纹处在如公式 14 所揭示的应力场之中,裂纹顶端弹性场的应力强度因子应该这样求^[10]:

$$K = \sqrt{\frac{r}{\pi}} \int_{-r}^{+r} \frac{\sigma(x) dx}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad (15)$$

公式(14)和公式(15)联合起来将 K 表达为 σ_0 、 a 和 r 的函数,图 11 的纵坐标为 $\frac{K}{\sigma_0 \sqrt{\pi a}}$,

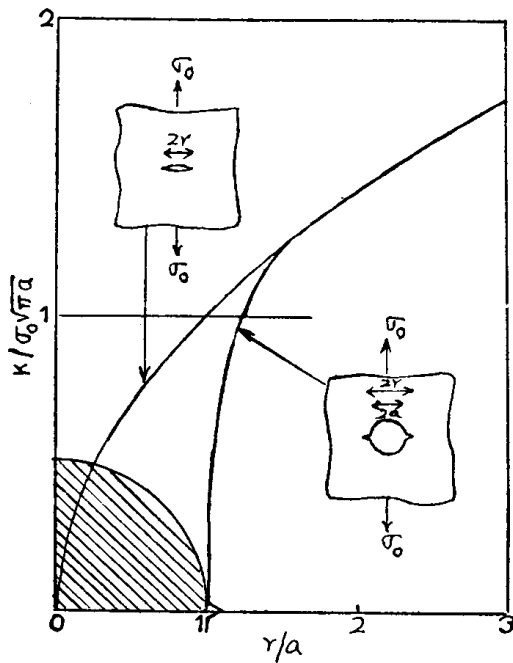


图 11 圆柱形夹杂物带有小裂口
相当于一个穿透型裂纹

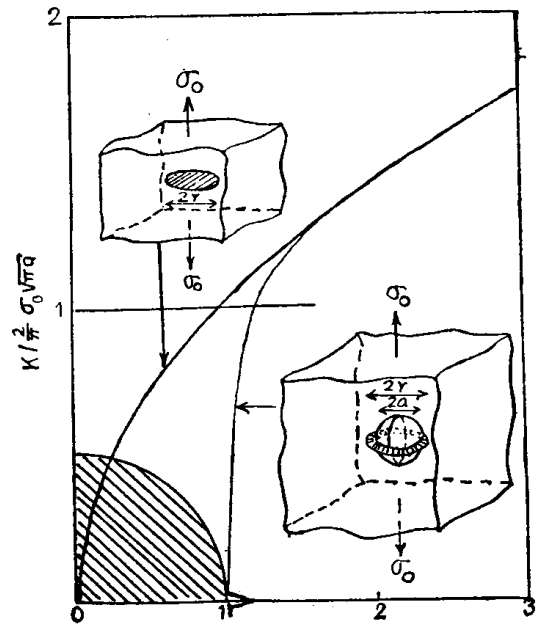


图 12 球形夹杂物赤道上带有小裂口
相当于一个盘形内部裂纹

横坐标为 $\frac{r}{a}$ 。由图中可以看出, 只要 $\frac{r}{a} = 1.15$ 应力强度因子 K 就会等于长为 $2a$ 的穿透型裂纹的应力强度因子即 $K = \sigma_0 \sqrt{\pi a}$ 。因此, 如果发现圆柱形夹杂物(膨胀系数小于钢的基体), 与外应力垂直的两端带有小裂口, 裂口长度为夹杂物半径(a)的 0.15 倍, 这样夹杂物虽然它是一个实体, 就其应力场来说已经等于一个现成裂纹, 其应力强度因子等于长为 $2a$ 的穿透型裂纹的应力强度因子。夹杂物周围裂口越长, 其作用越接近于现成的裂纹。

同样, 如果分析球形空腔, 也会得出这样的结论: 半径为 a 的球形夹杂物, 如果在其赤道周围界面上有小裂口, 它的长度只有 $0.2a$, 这样的夹杂物已经相当于一个内部圆形盘状裂纹, 半径等于 a 。裂口越长, 越可以看成内部裂纹, 见图 12。

实际上常常在 Al_2O_3 、尖晶石和 $30CaO-70Al_2O_3$ 等这样的夹杂物相联的基体中发现尖的裂口。例如, 在热加工温度, 这些夹杂物可变形度还很小, 经过热加工后的冷却, 引起在这些夹杂物的周围基体中出现裂纹。这一类夹杂物既然相当于现成裂纹, 就完全可以运用材料的 K_{1c} 值对这类夹杂物进行评级。其方法如下:

金属材料中椭圆形裂纹的最大应力强度因子为 $K = \nu \frac{\sigma \sqrt{\pi a}}{\Phi_0}$, 见文献 [2] 中的公式 (20)。其中 $\nu = 1 \sim 1.12$, Φ_0 是一个决定于椭圆两轴之比的椭圆积分。若外加应力 $\sigma = \frac{\sigma a^2}{n}$,

n 是一安全系数, 允许的椭圆裂纹的临界尺寸应该是:

$$a_0 = \frac{\Phi_0^2 n^2}{r^2 \pi} \left(\frac{K_{1c}}{\sigma_{0.2}} \right)^2$$

应用于内部球状的、热膨胀系数低的非金属夹杂物(已经证明它等于盘状现成裂纹), 它的临界尺寸应该是:

$$2a_0 = \text{夹杂物直径} = \frac{\pi}{2} n^2 \left(\frac{K_{1c}}{\sigma_{0.2}} \right)^2 \quad (16)$$

或者:

$$2a_0 \approx 1.57n^2 \left(\frac{K_{1c}}{\sigma_{0.2}} \right)^2 \quad \left(\because \Phi_0 = \frac{\pi}{2} \right)$$

应用于材料表面的半椭圆形裂纹(表面长条形非金属夹杂物, 设长度与深度之比 $2c/a=8$), 这样的非金属夹杂物的允许深度为:

$$a_0 = \frac{1.076^2 n^2}{1.12^2 \pi} \left(\frac{K_{1c}}{\sigma_{0.2}} \right)^2 \approx 0.3n^2 \left(\frac{K_{1c}}{\sigma_{0.2}} \right)^2 \quad (17)$$
$$\left(\because \frac{c}{a} = 4, \Phi_0^2 \approx 1.076^2 \approx 1.15 \right)$$

运用于具体材料时, 例如钛合金, 我们首先要研究非金属夹杂物的热膨胀系数, 观察哪一类夹杂物难于变形而且膨胀系数小, 然后, 再用以上公式对这类夹杂物进行评定。

四、钛合金的疲劳裂纹及其速度

疲劳断裂包括两部分的问题, 一个是裂纹的生成, 其次是裂纹的扩展。Ti-6Al-4V 是比较成熟的材料, 它的各种性能有过充分研究。例如, Benson 等人^[11] 研究了 this 合金在室温和 316°C 的疲劳性能。合金经过热处理后含有体积比 $\approx 95\%$ 的 α 相, 平均晶粒是 4μ , β 晶粒大约 0.5μ 。所用的试样是双边切口, 切口的形状是圆弧, 应力集中系数 $K_t \approx 2$, 用这种试样容易观察疲劳裂纹在切口处生成。疲劳试验包括高应力低周率和低应力高周率两部分, 而且应力是完全反复变化 ($R = -1$)。实验观察到, 除了在室温应力水平接近于疲劳极限这一情况外, 其他情况都表明疲劳裂纹在早期就已经开始, 并且都在六方 α 晶粒中通过滑移带机制产生出来。只是在室温和低应力时, 疲劳才是在 α/β 两相交界面处形成, 而且在这种情况下疲劳裂纹的生成要迟得多。

至于疲劳裂纹生成以后的扩展问题, 在 Ti-6Al-4V 中观察到裂纹的扩大分成两个阶段。在第一阶段, 裂纹几乎没有深入到材料里面去, 而是在切口表面上扩展。应力振幅比较大的时候, 无论是室温或者 316°C, 第一阶段的裂纹在切口表面上的扩展是许多滑移带上微裂纹联结起来的方式。室温低应力疲劳产生于 α/β 相界的裂纹在第一阶段中先是与纵向主应力成 45° 方向发展(切变形式), 而当应力强度因子比较大时就转为滑移带机制。用光学显微镜观察到, 在第一阶段, 裂纹向深度发展最多只有 $2\sim 4\mu$ 。正由于这个原因, 很可能给我们带来难于预测的结果, 因为在低应力作用下, 第一阶段所占的时间比较长, 疲劳裂纹在较长时间中都是切口表面的浅裂纹, 不容易被一般无损检验所查觉。第二阶段的裂纹扩展都是穿晶的方式, 在应力振幅比较大的时候, 第二阶段扩展伴随有孪晶形成。但是, 孪晶的形成并没有改变裂纹的速度。通常所指的裂纹速度是第二阶段的速度, 运用断裂力学的概念, 对于疲劳裂纹的速度获得了较充分的认识。对于 Ti-6Al-4V, 第二阶段的疲劳在低应力时只占整个寿命的 20%, 在大应力时可占 50%。

假如裂纹顶端的范性区较小而且被弹性区所包围, 我们已经知道通过弹性场的参数 K , 可以反映顶端范性区。疲劳裂纹的长大必定和范性区内的过程有关。因此, 裂纹在应力循环中的长大速度 $\frac{da}{dN}$ 可以和弹性场中应力强度因子的变量 ΔK_I 联系起来。Paris 最先总结出这样的规律:

$$\frac{da}{dN} = C (\Delta K_I)^m \quad (18)$$

其中 C 和 m 决定于材料(平均应力和变化频率可以影响 C), $\Delta K_1 = K_{\max} - K_{\min}$ 。Paris 认为许多材料 $m=4$ 。现在已经证明对很多材料并且对于相当大的速度范围, 上面的规律都能适合。当然, 当 ΔK_1 过小或者 K_{\max} 接近于材料的 K_{1c} 时上式不适合。不同材料有不同的 m 值。实验曾发现对于各种材料, m 值在 2~10 之间。高强材料和 K_{1c} 值较低的材料, m 值就偏大。Crooker 等人曾测得合金 Ti-7Al-2Nb-1Ta (T89) 的疲劳裂纹长大速度符合五次方的规律, $\frac{da}{dN} = C(\Delta K_1)^5$ 。根据 Throop 和 Miller^[12] 所列举的统计数据, 钛合金疲劳裂纹速度公式的 m 值是在 3.68~3.31 之间, 稍大于铝合金。

Romay^[13] 简单分析了疲劳裂纹速度与 ΔK_1 的关系问题。他认为如果是滑移面上反复切变消耗的能量控制裂纹的速度, 则 $\frac{da}{dN} \propto (\Delta K_1)^2$ 。在另一方面, 如果裂纹顶端范性区比较小, 外面被弹性区所包围, 并且假定疲劳裂纹的长大也是一种不稳定现象, 裂纹长大速度就决定于弹性场所释放的能量, 在这种情况下疲劳裂纹速度 $\frac{da}{dN} \propto (\Delta K_1)^6$ 。因此, 疲劳裂纹顶端的过程不一样, m 值就可以不同。

究竟应该采用那一种分析适合于钛合金是值得研究的问题。以上指出, 钛合金的 m 值在 3 以上, 而且实验证明^[14], 钛合金和铝、钢相比(在相同的规一化强度 $\frac{\sigma_{0.2}}{E}$ 的条件下, 钛合金的范性区较大。所以本文认为关于钛合金疲劳裂纹顶端的过程, 既要看到范性应变的累积, 也要考虑弹性区的作用。下面我们将要讨论一种分析方法。

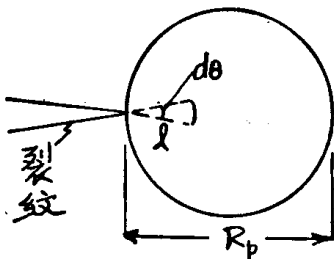
Mcclintock^[15] 认为首先要有一个断裂判据, 这个断裂判据不同于前面所说的单向静加载的断裂判据, 这是因为疲劳裂纹的长大是亚临界裂纹的长大, 即前面所提到的准静态, 所加的应力和裂纹的长度相配合还不足于使它迅速破断。我们仅讨论 σ_{\max} 不变的疲劳实验。Coffin 等指出^[15], 如果保持疲劳试验的应变振幅不变, 则:

$$N_f^{1/2} \Delta \varepsilon_p = \frac{1}{2} \varepsilon_f \quad (19)$$

其中 N_f 是试样完全断裂所经历的循环数, $\Delta \varepsilon_p$ 是循环塑性应变振幅, ε_f 是材料单向拉伸断裂真应变。上式也可以写成:

$$4N_f \left(\frac{\Delta \varepsilon_p}{\varepsilon_f} \right)^2 = 1 \quad (20)$$

根据这个定律的启示, 即使疲劳实验是在 σ_{\max} 不变的条件下进行, 但裂纹顶端区域是看作在恒应变振幅的条件下。顶端区域所积累的应变达到某临界值时便发生局部破断, 使裂纹增大。可以将 Coffin 定律应用于裂纹顶端区域 l 的范围内^[16], 见图 13。裂纹顶端区域 l 局部破断的条件是:



$$4 \left(\frac{\Delta \bar{\varepsilon}_p}{\varepsilon_f} \right)^2 \Delta N = 1 \quad (21)$$

图 13 裂纹顶端区域疲劳断裂的判据, ΔN 是使 l 局部破断的循环数, $\Delta \bar{\varepsilon}_p$ 是在长度为 l 的扇形面积的平均塑性应变振幅。所以用角度为 $d\theta$ 的一个扇形面积是因为裂纹是沿着其平面方向长大。但是, 裂纹顶端的平均塑性应变尚无严格的解释, 采用简单处理, 距裂纹顶端为 r 处的范性应变振幅大约是:

$$\Delta \varepsilon_p \approx \varepsilon_y \left(\frac{R_p}{r} \right) \quad (22)$$

其中 ε_y 是单向拉伸屈服真应变, R_p 是裂纹顶端反向屈服范性区的长度。求出 $\Delta \varepsilon_p$ 在扇形面积上的平均值, 得:

$$\bar{\Delta \varepsilon_p} = \frac{1}{\frac{1}{2} l^2 d\theta} \int_0^l \Delta \varepsilon_p r d\theta dr \approx \frac{2\varepsilon_y R_p}{l}$$

代入断裂判据公式(21), 并注意到疲劳裂纹速度 $\frac{da}{dN} = \frac{l}{\Delta N}$

因此:

$$\frac{da}{dN} = J \left(\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_f} \right)^2 \cdot \frac{R_p^2}{l} \quad (23)$$

此处 J 是个数值常数。对于一定的材料, $J \left(\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_f} \right)^2$ 是一定的。 l 究竟是多少, 单从连续介质力学不能确定, 它应当是这样的数量级: 比它小的长度不宜应用连续介质的观点, 所以 l 必定是与材料的组织结构有关, 可能与裂纹顶端的亚结构有关。对于 Ti-6Al-4V, 有实验结果^[17] 表明疲劳裂纹顶端有较细亚结构形成。从以上分析看出, 细小的 l 有使疲劳裂纹速度加快的倾向。除此之外, R_p 也是一个重要的量, 它是裂纹顶端反向屈服区, 比单向拉伸裂纹顶端屈服区要小, 可以认为有一定比例。再从范性区大小和应力强度因子之间的关系, 已经可以看到公式(23)的 $\frac{da}{dN}$ 是和 $(\Delta K_1)^4$ 成比例。应用于钛合金, 我们就可以理解 m 值在 4 附近, 而且和铝合金相比, 钛合金的 $\frac{R_p^2}{l}$ 要大一些。因此, 反映在疲劳裂纹的速度也不同, 裂纹顶端范性区的亚结构尺寸将会影响疲劳裂纹速度。

五、动态断裂韧性——断裂韧性与裂纹速度的关系

有些材料对于变形的速度很敏感, 例如软钢。有迹象表明某些钛合金对于静载和动载的反应不同。裂纹扩展速度决定了裂纹顶端的变形速度。断裂韧性与裂纹的速度有关, 也与温度有关。实际的动态断裂韧性以 K_{1d} 表示之, 它是裂纹的速度和温度的函数。中等强度材料的裂纹顶端很难保持理想的尖锐程度, 在变形的过程中将会变钝, 松弛应力, 从而, 影响静态断裂韧性。动态断裂韧性 K_{1d} 反映运动中的裂纹的阻力, 裂纹顶端不断迅速推进, 变钝的倾向性减少, K_{1d} 值可以说完全取决于范性功。

测定 K_{1d} 和测定 K_{1c} 不同, 必须针对具体的裂纹速度。使用楔形加载的双悬臂试样, 可以测出各种不同裂纹速度的裂纹扩展力^[18], 然后将裂纹扩展力 G_{1d} 转为 K_{1d} , 见公式(8)。首先要确定 G_{1d} 与裂纹速度之间的关系。以下是 Burns 和 Bilek 实验的原理, 见图 14。

如图所示的试样, 楔子以一定速度 V_w 向前推进时, 悬臂上下两部分发生弯曲。以裂纹顶端为坐标原点。假定上下两部分完全对称,

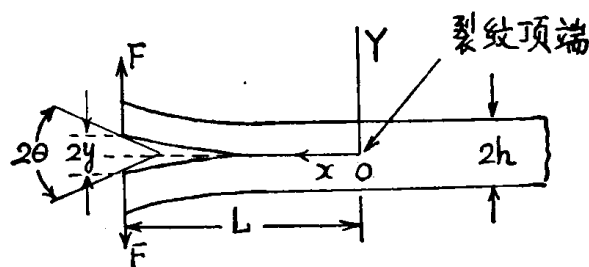


图 14 动态断裂韧性 K_{1d} 测定方法的原理

$$y(x) = \frac{F}{6IE} (3Lx^2 - x^3) \quad (24)$$

F 是试样顶端所受的推力, E 是杨氏模量, I 是惯性矩, 其值等于 $\frac{Wh^3}{12}$, W 是试样的宽度, $2h$ 为厚度。试样顶端位移是 $y(L) = Y$, 由上式, 得:

$$F = \frac{6IEY}{2L^3} = \frac{3YIE}{L^3}$$

试样的变形弹性能等于:

$$U = \int_0^Y 2F dY = \frac{3Y^2IE}{L^3}$$

试样因裂纹的扩展而获得的动能是:

$$K^* = \frac{1}{2} PWH \int_0^L [y(x)]^2 dx,$$

其中 P 是材料的密度, $H = 2h$ 。由上面知:

$$y(x) = \frac{Y}{2} \left(\frac{3x^2}{L^2} - \frac{x^3}{L^3} \right)$$

在求 $\dot{y}(x)$ 时要注意 Y 和 L , x 都是时间的函数, 而且 $\dot{x} = \dot{L}$, 由此可以求出动能:

$$K^* = \frac{33}{280} PWHV_e^2 L \left[1 + \dot{L} \cdot \frac{(t-t_0)}{L} + \frac{24}{33} \frac{\dot{L}^2}{L^2} (t-t_0)^2 \right]$$

其中, $V_e = \dot{Y}$, $Y = V_e(t-t_0)$, t_0 是楔子开始接触的时间。 V_e 和楔子速度 V_w 的关系是 $V_w \tan \theta = V_e$ 。为了要写出 Lagrange 运动方程式, 除了使用上述的动能 K^* 和弹性能 U 以外, 还得注意断裂面真正(可逆的)表面能密度 γ_0 和裂纹顶端消耗的范性功的等效表面能密度 γ_p , $2(\gamma_0 + \gamma_p) = 2\gamma = G_{1d}$ 。 γ_0 是可逆的, 应当做为力学体系势能的组成部, 这部分等于 $S = 2\gamma_0 WL$ 。消耗的范性功反映一种散逸, 是不可逆的, 所以 $Q_f = -2\gamma_p W$ 是一个广义的散逸力。因此, Lagrange 函数可以写为 $\mathcal{L} = K^* - (U + S)$, 而运动方程式则是:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{L}} \right) - \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial L} \right) = Q_f$$

Burns 和 Webb 按照这种方法写出运动方程式, 并且求得一个解答:

$$\frac{L^2}{t-t_0} = \sqrt{\frac{9EIV_e^2}{2W \left(\gamma + \frac{3}{56} PHV_e^2 \right)}} \quad (25)$$

已知试样的几何尺寸, 控制楔子进行的速度, 右端除了 γ 以外都是已知的, 只要在实验上测出 L^2 与 $(t-t_0)$ 的关系, 就可以算出 $2\gamma = G_{1d}$, 再换算为 K_{1d} 。因为, 可以在实验上求出裂纹长度 L 与时间的关系, 我们便可以求出裂纹速度 \dot{L} 和 $L^2/(t-t_0)$ 之间的对应关系, 通过公式(25), 最终求得 K_{1d} 与裂纹速度 \dot{L} 的关系。Burns 和 Bilek 用电阻法测量 L 与 t 的关系, 见示意图 15。 A 、 B 两端电压 V 和裂纹长度 L 之间的关系是 $V = A_1 L + B_1$, $V_1(t_1)$ 是裂纹开始运动时的电压, $V_2(t_2)$ 是裂纹开始接近试样末端时的电压, 用这两个电压可以算出上式中的两个常数 A_1 和 B_1 , 见图 16。通过时间坐标就求得裂纹长度 L 与时间的关系。

对软钢的结果表明动态断裂韧性 K_{1d} 总是小于 K_{1c} , 这表明变形速度降低断裂韧性, 显然是由于裂纹在运动中减少了变钝的倾向性。

这种测试方法在原理上是成立的, 但实验工作较难进行。它的优点在于能够将断裂韧性 K_{1d} 和具体的裂纹速度对应起来。测定结构材料的动态断裂韧性具有重要的实际意义。

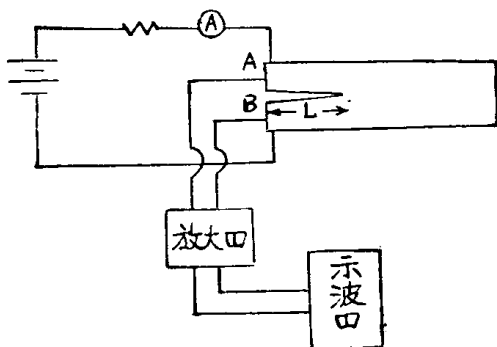


图 15 用电阻法测定裂纹长度的示意图

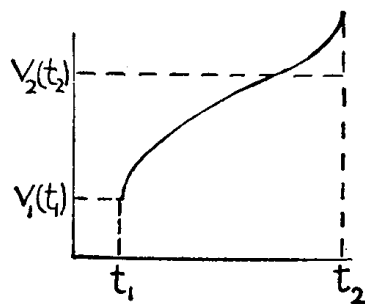


图 16 电压变化的典型曲线

参 考 文 献

- [1] Rice, J. Appl. Mech, June, 1968, 379.
- [2] 东工学报, 1973年, 第一期, 第53页
- [3] Osborne, Embury, Met. Trans. **4**, 1973, 2051.
- [4] Walker, May, Fracture Toughness of Highstrength Materials: Theory and Practice ISI Publication 120, 1970, 135.
- [5] Lee, Hubbard. 上述 ISI Publication 120, 1970, 127.
- [6] Miska, Mat. Eng. **77**, No. 5, 1973, 52.
- [7] Carman, Katlin, Applications Related Phenomena in Titanium Alloys, ASTM STP 432, 1968.
- [8] Shamblen, Redden, Met. Tras., **3** May 1972, 1299.
- [9] Kiessling, Nordberg, "Clean Steel" vol 1, Swedish Contributions, Symposium in Sandoiken, Sweden, March, 1971.
- [10] Eshelby, Fracture Toughness ISI Publication 121, 1968.
- [11] Benson 等 Met Trans., **3** May 1972, 1239.
- [12] Throop, Miller, ASTM STP 467, 1970, 154.
- [13] Ronay, Fracture, Vol. 3, 1971, 432.
- [14] Freed, Goode, NRL Rept. 6991, 1969.
- [15] McClintock, Fracture of Solids, 1963, 65.
- [16] Chanani 等, Met. Trans., **3**, Oct. 1972, 2661.
- [17] Grosskreutz 等, Acta Met. April., **20** 1972. 523.
- [18] Burns. Bilek, Met. Trans., **4**, 1973, 975. Burns. Webb J. Appl. Phys. **41**, 1970. 2036.