

合金材料韧性断裂的表征、 孔洞成核准则和断裂模型

洪友士

(中国科学院力学研究所)

关键词 韧性断裂; 孔洞成核准则; 断裂模型; 位错理论; 合金

1. 引言

韧性断裂是合金材料失效的主要形式之一。早在19世纪下半叶, 有人就开始注意到金属材料的韧性断裂是通过内部颈缩而发生的^[1]。本世纪50年代, Puttick^[2]通过一系列实验和分析, 提出了韧性断裂的机制是由于在材料内部的夹杂物上形成孔洞。随后, 越来越多的实验事实表明, 合金材料的韧性断裂是在材料里的第二相粒子(夹杂物)上形成孔洞, 随后孔洞生长、汇合这样一个过程。50年代以来, 位错理论的发展, 电子显微镜的诞生, 断裂学科的兴起, 这些都被广泛地应用到韧性断裂的研究, 从而进一步揭示了韧性断裂的表征并提出了若干模型: Gurland & Plateau^[3]及 Tanaka 等^[4]提出了孔洞萌生的能量准则并指出其局限性; Ashby^[5]和 Argon 等^[1]提出了孔洞萌生的局部应力准则及其模型; Krafft^[6]及其他人提出了一些关于断裂韧性 K_{Ic} 与材料显微组织参数和某些基本力学性能相联系的模型。近年来, 关于韧性断裂的研究又有了新的进展。

本文试图就合金材料由孔洞成核引起韧性断裂的表征、准则和模型做一些归纳和综述。

II. 由孔洞成核引起韧性断裂的表征

大量实验观察证实, 在合金材料内部的变形不均匀处将发生孔洞成核。在断口的纵剖面 and 断口上的观察结果^[2,7,8]都表明孔洞往往是在第二相粒子(夹杂物)上萌生的。合金材料由于在第二相粒子上萌生孔洞从而导致韧性断裂有以下若干表征:

1. 在同种基体里断裂性能与第二相粒子的体积百分数成反比。很多实验结果表明, 在同种基体里断裂韧性 K_{Ic} 与第二相粒子的体积百分数 f_v 呈反比关系。Hahn & Rosenfield^[9]综合大量实验结果来表明这一规律, 对应于几种不同的 σ_{ys}/E 比值 (σ_{ys} 是屈服强度, E 是杨氏模量), K_{Ic} 都与 $\sigma_{ys}^{1/2} E^{1/2} f_v^{-1/6}$ 成线性关系(图1)。Rawal & Gurland^[10]实验得出 $K_{Ic} \propto \sigma_{ys}^{1/2} f_v^{-1/4}$ (图2)。这说明 f_v 越小, K_{Ic} 值越高。一般认为, K_{Ic} 与 f_v 的这种关系是由于 $K_{Ic} \propto d_T^{1/2}$ (d_T 是第二相粒子的间距), 在三维下 $d_T \propto f_v^{-1/3}$, 在二维下 $d_T \propto f_v^{-1/2}$, 因此

就有 $K_{Ic} \propto f_v^{-1/4}$ 或 $K_{Ic} \propto f_v^{-1/4}$ (本文第四节将进一步讨论这种关系)。

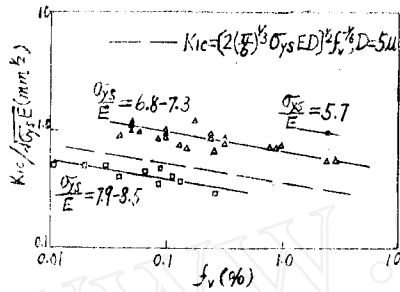


图1 f_v 与 $(K_{Ic} / \sqrt{\sigma_{ys}} E)$ 的关系^[10]

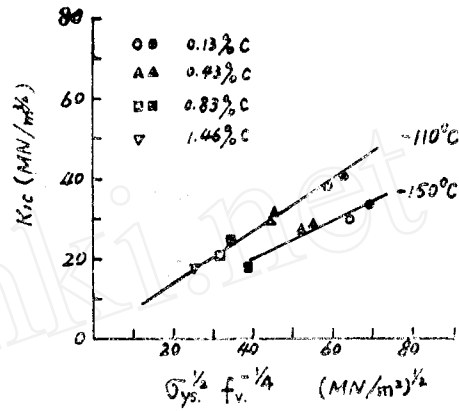


图2 K_{Ic} 与 $(\sigma_{ys}^{1/2} f_v^{-1/4})$ 的关系^[10]

Edelison & Baldwin^[11]综合前人及他们的实验结果,表明两相铜基合金的断裂应变 ϵ_f 和

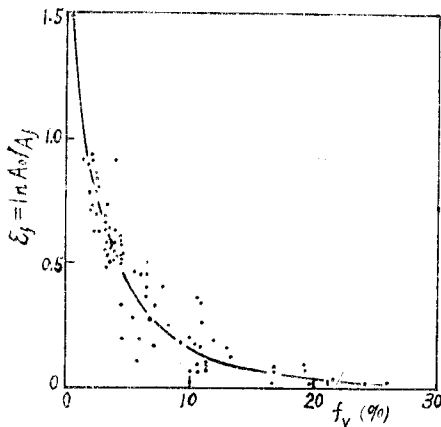


图3 铜合金的断裂应变 ϵ_f 与第二相粒子体积分数 f_v 的关系^[11]

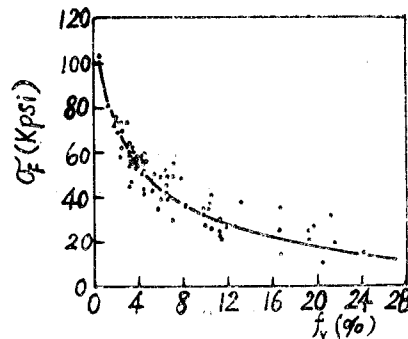


图4 铜合金的断裂应力 σ_F 与第二相粒子体积分数 f_v 的关系^[11]

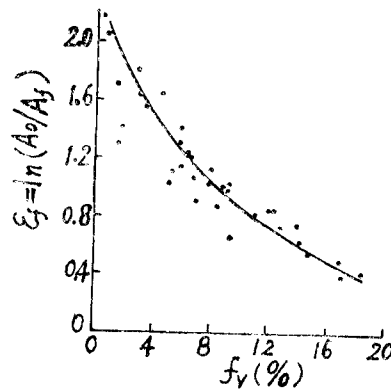


图5 球化碳钢的断裂应变 ϵ_f 与碳化物体积分数 f_v 的关系^[12]

断裂应力 σ_F 都随第二相粒子体积分数 f_v 的增加而降低 (图3, 图4)。最近, Roy 等^[12]也综合了前人和他们的实验资料,表明球化碳钢的断裂应变 ϵ_f 与球状碳化物的体积分数 f_v 成反比 (图5)。Edelison 等^[11]和 Roy 等^[12]都认为粒子大小对这种宏观的断裂应变基本无影

响。

2. 断口为韧窝形貌，韧窝大小与粒子间距有关。合金材料是通过在第二相粒子上形成孔洞，然后孔洞长大、聚合而发生韧性断裂。这种韧性断裂的断口呈韧窝形貌，在有的韧窝里可见到第二相粒子。有些实验资料表明，韧窝大小与第二相粒子的平均间距基本相对应^[3,13]。图6^[13]是其中一例。图中有些韧窝尺度的数据略大于第二相粒子的平均间距，这说明可能不是每个粒子都形成孔洞。韧窝的尺度或间距被称为韧性断裂的断裂单元。

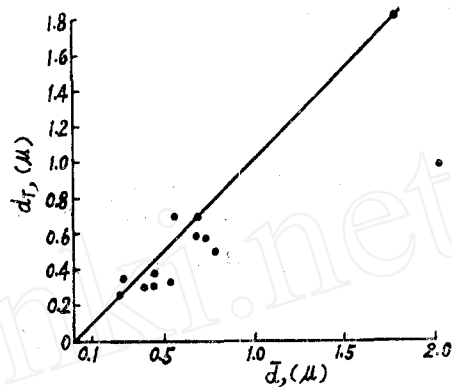


图6 韧窝平均直径 \bar{d}_1 与夹杂物平均间距 \bar{d}_2 的关系^[13]

3. 近似等轴状的粒子以粒子-基体界面分离的形式萌生孔洞，大粒子比小粒子在较小的应力应变条件下与基体分离。Argon等^[8]的研究工作是一个很好的例子。他们将1045钢，

Cu-0.6%Cr合金和马氏体时效钢中的第二相都处理成近似等轴状的粒子。在已拉断的拉伸试样断口附近的纵剖面上观察到在三种材料里孔洞都是通过粒子-基体界面的分离而萌生的；他们还观察到，离断裂面越远，大粒子分离的比例越大。他们测出1045钢原始截面上 Fe_3C 粒子的平均直径是 0.443μ ，而断面附近已脱开的 Fe_3C 粒子的平均直径是 0.65μ ，比原粒子的平均直径大46%。在距断面 $0.32a_0$ 距离处（ a_0 是试样无颈缩区的半径）脱开的 Fe_3C 粒子的平均直径是 0.732μ ，比原粒子的平均直径大65%（图7）。这说明较大的粒子较先脱开而较小的粒子与基体分

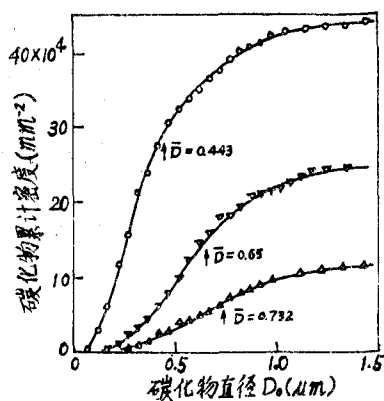


图7 三种情况下的碳化物累计密度分布曲线^[8]
上部曲线：未加载
中部曲线：断裂面附近已脱开的粒子
下部曲线：距断面 $0.32a_0$ 处已脱开的粒子

离需要较大的应力应变条件。此外，Cox & Low^[7]的实验结果也表明，在较大的粒子上首先萌生孔洞。但需指出，当基体不同或粒子类型不同时，相应的基体-粒子界面的结合程度往往随之改变。在这种情况下，孔洞萌生的条件不仅与粒子尺度有关，而且与基体-粒子界面的结合程度有关。例如，粒子尺度相同的三种合金材料：TD镍，铜合金和球化钢，TD镍的截面收缩率接近100%，其余两种材料的截面收缩率远小于100%^[14]，其原因可能是TD镍里的粒子-基体界面具有较强的结合力。

在多数合金材料里，除了起强化作用的弥散小粒子外，还或多或少地存在非金属夹杂物，后者往往颗粒较大且与基体结合较弱，孔洞一般先在其上形成。随后，大粒子之间的小

粒子萌生小孔洞与大孔洞汇合。在某些钢和铝合金里都观察到这种现象^[9,15]。图8^[15]示意了这种方式的孔洞形成和聚合。

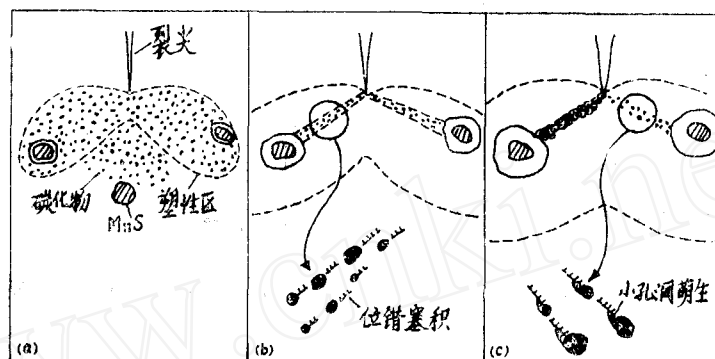


图8 一种韧性断裂方式的示意图^[15]

- (a) 在塑性区里的夹杂物 (MnS) 上萌生孔洞 (b) 在塑性区里变形局部化并形成剪切带
(c) 剪切带里的碳化物由于位错塞积达到临界状态而萌生小孔洞从而导致断裂

4. 长宽比值较大的粒子 (以及形状不规则的粒子) 通过粒子本身断裂而萌生孔洞, 条状粒子断开的位置趋于在长度方向的中部 Inoue & Kinoshita^[16]观察到, 片状珠光体钢是由于铁素体里的块状滑移带造成毗连的渗碳体片断裂而成为孔洞源。Lindley 等^[17]的实验观察发现钢中渗碳体片的断裂位置并不随机地分布在整个长度上, 而是趋于在渗碳体片的中部。最近, Beremin^[18]的研究工作表明, A508 钢引起韧性断裂的孔洞是在条状 MnS 夹杂上产生的。当条状 MnS 夹杂的长度方向与拉应力平行时, 条状 MnS 趋于在其长度方向的中部断裂而萌生孔洞。

Lindley 等^[17]用纤维加载机制 (fibre loading mechanism) 来解释条状粒子趋于在其中部断裂的现象。纤维加载机制的要点是, 当条状粒子的长度方向与拉应力方向平行时, 在粒子长度方向的中部受力最大, 因而趋于在中部断裂。

5. 水压应力显著影响韧性断裂性能 Bridgman^[19]的经典工作阐明在合金材料上叠加静水压力能提高其断裂抗力 (图9)。Francois^[20]的工作也表明, 铝合金韧性断裂

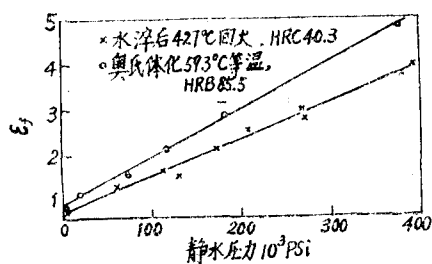


图9 静水压力对1045钢断裂应变 ϵ_f 的影响^[19]

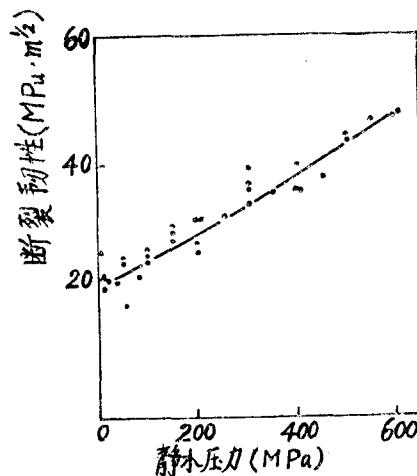


图10 7075铝合金断裂韧性 K_{Ic} 与静水压力的关系^[20]

的断裂韧性随静水压力的增加而增加 (图10)。反之, 水压拉力 (三向拉应力) 降低合金材

料的韧性断裂抗力。从表 1 的数据^[14]可看出这一点。

表 1 几种合金在不同缺口锐度下的截面收缩率^[14]

合金	板厚 (t) (mm)	截面收缩率 (%)		
		无缺口 (低静水拉力)	钝缺口 曲率半径=2t (中等静水拉力)	疲劳预裂纹 (高静水拉力)
2219-T68 铝	2.4	33.2	21.6	—
7075-T6 铝	2.5	32.7	20.7	8.1
4330M 钢	3.2	44.8	19.6	4.4

III. 孔洞成核准则及其模型

合金材料中粒子¹⁾-基体界面分离的准则主要有能量准则和局部应力准则。

1. 能量准则 能量准则的思想是, 当粒子周围释放的局部弹性能 $\Delta E_{e, l}$ 等于或大于将要形成的孔洞界面表面能 ΔE_s 时, 就将萌生孔洞^[3], 即

$$\Delta E_{e, l} \geq \Delta E_s \quad (1)$$

其中

$$\Delta E_s = 4\pi\gamma_a r^2 \quad (2)$$

式中 γ_a 是比表面能, r 是粒子半径。另一方面, Brown & Stobbs^[21] 求出 $\Delta E_{e, l}$ 近似为

$$\Delta E_{e, l} \approx (4/3)\pi\mu^* r^3 \varepsilon_p^{*2} \quad (3)$$

式中 μ^* 是粒子的剪切模量, ε_p^* 是基体和粒子之间变形不协调量。他们还推出

$$\varepsilon_p^* = (b\varepsilon_b/r)^{1/2} \quad (4)$$

式中 ε_b 是引起材料形状变化的对称剪应变, b 是 Burgers 矢量。式 (2) (3) (4) 代入式 (1), Brown 和 Stobbs 得到孔洞成核的临界应变 ε_c 的模型:

$$\varepsilon_c \geq 3\gamma_a/\mu^*b \quad (5)$$

对于含有 SiO_2 粒子的铜, 由式 (5) 估算的 ε_c 为 27%, 而实际观察到当应变约为 5% 时就有孔洞成核^[22]。式 (5) 的估计值比实测值高得多。Goods & Brown^[22] 认为, 式 (5) 是以粒子-基体界面完全脱开为依据, 而实际上脱开往往是从粒子的两端开始的。这样所形成的自由表面积应是 $2\pi r^2(1 - \cos\theta)$

(图 11), 因此表面能 $\Delta E'_s$ 应是

$$\Delta E'_s = (1 - \cos\theta)\Delta E_s \quad (6)$$

同时粒子周围的应力分布为

$$\sigma_n = \sigma_{max}(\cos^2\theta - \sin^2\theta \sin^2\phi) \quad (7)$$

在粒子端部的应力最大, 即 σ_{max} 。显然, 在端部松弛的应力比在整个粒子上松弛的平均应力大, 这意味着贡献给端部界面的平均弹性能比整个

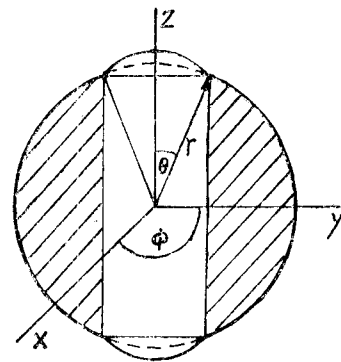


图11 孔洞在球状粒子端部萌生的示意图^[22]

1) 这里及下文中的“粒子”均指球状粒子。

粒子上的平均弹性能大。由此，Goods & Brown^[22]导出

$$\Delta E'_{e1} = 4 \sin^2 \theta \Delta E_{e1} \quad (8)$$

现在式(1)应为 $\Delta E'_{e1} \geq \Delta E'_s$ ，即

$$4 \sin^2 \theta \cdot \Delta E_{e1} \geq (1 - \cos \theta) \Delta E_s \quad (9)$$

从而

$$\varepsilon_c \geq \frac{1 - \cos \theta}{4 \sin^2 \theta} \cdot \frac{3\gamma_s}{\mu^* b} \quad (10)$$

经 Goods 和 Brown 这样考虑并处理后的式(10)较合理，若 θ 取 15° ，则 $\varepsilon_c = 3\%$ ，与实测值较接近。

Tanaka 等^[4]在 Eshelby^[23]工作的基础上，研究了含有球状夹杂物的基体在单轴拉伸下在夹杂物上的孔洞成核。他们以能量准则为判据得到了下面的模型：

$$\varepsilon_c \geq \begin{cases} (B/r)^{1/2}, & K < 1 \\ (B/Kr)^{1/2}, & K \geq 1 \end{cases} \quad (11)$$

式中，

$$B = 48 \times 10^{-9} \frac{[(7-5\nu)(1+\nu^*) + (1+\nu)(8-10\nu)K][(7-5\nu)(1-\nu^*) + 5(1-\nu^2)K]}{(7-5\nu)^2[2(1-2\nu^*) + (1+\nu)K]}$$

$K = E^*/E$ ， ν^* 是粒子的泊松比， ν 是基体的泊松比， E^* 是粒子的弹性模量， E 是基体的弹性模量， r 是粒子半径。

式(11)也应象式(5)那样进行修正，以反映孔洞是在粒子的端部首先成核这一事实。修正后的式中也同样是多乘上一个角度因子 $f(\theta)$ 。

Brown 和 Stobbs 的模型[式(5)或(10)]反映了临界应变与界面表面能成正比，但没有表出粒子尺度的影响。Tanaka 等的模型[式(11)]反映了临界应变与粒子尺度成反比。

Brown & Stobbs^[24]曾指出，能量准则只是夹杂物分离的必要条件。Tanaka 等^[4]经分析认为：对于直径在 $200-300 \text{ \AA}$ 以下的粒子，能量准则作为孔洞形成的判据是充要的。而对于直径在 $200-300 \text{ \AA}$ 以上的粒子，当达到由能量准则估计的临界应变时，有可能开始萌生孔洞，但只有在进一步的塑性应变下，孔洞才能形成。在这种情况下，由局部应力准则得到的临界应变是孔洞形成的上界值。在实际合金材料中，萌生孔洞的粒子多数是微米数量级，孔洞的形成需要局部应力达到粒子-基体的结合强度即局部应力准则。

2. 局部应力准则 Argon 等^[11]依据 Rice & McClintock^[25]的假定：应变硬化材料在不均匀变形场里的应变集中有两个边界——无硬化刚塑性和零屈服应力的线性硬化。Argon 等将这一概念推广到应力集中并导出

$$(3/2)k \leq \sigma_{r,r} - \sigma_T \leq 2k \quad (12)$$

式中， k 是剪切流动应力， σ_T 是三轴拉应力， $\sigma_{r,r}$ 是粒子和基体间的界面应力。他们取式

(12) 中的上下限的平均值 $1.75k \approx Y(\bar{\varepsilon}^p)$ ，即

$$\sigma_{r,r} \approx Y(\bar{\varepsilon}^p) + \sigma_T \quad (13)$$

这里 $Y(\bar{\varepsilon}^p)$ 是对应于平均局部塑性应变的流动应力(等效应力)。当界面应力 $\sigma_{r,r}$ 达到界面强度时，粒子-基体界面分离并生成孔洞。从式(13)可看出，粒子-基体界面的分离取决于

三轴拉应力和等效应力，但没有反映出粒子尺度的影响。

Beremin^[18]也是持局部应力准则的观点。他认为夹杂物所受的应力可分为两部分：基体里的应力和夹杂物与基体之间应变不均匀性引起的应力。他采用由 Berveiller & Zaoui^[26]推广到塑性变形的 Eshelby^[23]理论并分析得到

$$\sigma_c = \Sigma_1 + \sigma_{inh} \quad (14)$$

式中 σ_c 是界面临界应力， Σ_1 是最大主应力， σ_{inh} 是夹杂物-基体应变不均匀引起的应力。且

$$\sigma_{inh} = \alpha E_p \varepsilon_{eq} \quad (15)$$

式中 α 是粒子的形状系数（球状粒子 $\alpha=1$ ）， E_p 是塑性等效杨氏模量， ε_{eq} 是等效应变。

Beremin 认为，材料的屈服应力 σ_{ys} 基本不影响应变不均匀性，而且

$$E_p = (\sigma_{eq} - \sigma_{ys}) / \beta \varepsilon_{eq} \quad (16)$$

式中 σ_{eq} 是等效应力， β 是大于 1 的系数，以补偿材料非线性硬化的性质。这样，

$$\sigma_c = \Sigma_1 + (\alpha/\beta)(\sigma_{eq} - \sigma_{ys}) = \Sigma_1 + A(\sigma_{eq} - \sigma_{ys}) \quad (17)$$

Beremin 对含有条状 MnS 的 A508 钢的实验结果表明：当裂纹面与条状 MnS 垂直时， $A \approx 1.6$ ， $\sigma_c = 1120 \pm 60 \text{ MPa}$ 。当裂纹面与条状 MnS 平行时， $A \approx 0.6$ ， $\sigma_c = 810 \pm 50 \text{ MPa}$ 。

Beremin 用另一种分析方法得到了与 Argon 等人类似的模型。在 Beremin 的模型里，考虑了粒子-基体应变不均匀性的因素。这看来是合理的。

上述两个模型都是依据连续力学的理论而推导得到，这两个模型较少考虑孔洞萌生的微观物理机制。

另一方面，Ashby^[5]于 1966 年提出了一个关于二次滑移和二次位错的模型，并做了相应的力学分析。他不但用这种理论解释粒子强化的合金的加工硬化，而且还解释和设想这类合金断裂过程的孔洞萌生的微观过程。Ashby 的模型是较早应用位错理论分析孔洞形成机制的模型。

二次滑移和二次位错的理论和模型的要点是：处于滑移带里的粒子在剪应力作用下将在与滑移面成某一角度的方向上发生二次滑移，造成这种二次滑移是由于二次位错的运动。二次滑移即二次位错阻碍了主滑移面上的变形，造成加工硬化；当空位型的二次位错产生并汇集到临界状态时，将萌生孔洞。

图12是空位型的二次位错环的产生和汇集的示意图。当空位环的厚度达到临界值时，粒子-基体界面就脱开而萌生孔洞。Ashby^[5]认为，与这种空位型二次位错相对应的拉应力 σ_c 达到粒子-基体界面的结合强度 σ_b 时，就将在界面形成孔洞，他认为：

$$\sigma_c \propto \varepsilon_c D_0 / 4bL \quad (18)$$

$$\text{或} \quad \varepsilon_c \propto (4bL/D_0)\sigma_c \quad (19)$$

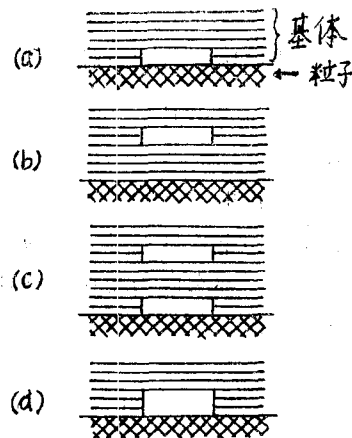


图12 二次位错环的产生和汇集的示意图

- (a) 粒子-基体界面形成空位环
- (b) 空位环滑动而离开界面
- (c) 旧环进一步滑动并有新环产生
- (d) 两个环汇集而形成裂缝

式中 ϵ_c 是主滑移面上的应变临界值, D_0 是粒子直径, b 是 Burgers 矢量, L 是二次位错的堆垛长度, L 可近似为粒子间距的一半。

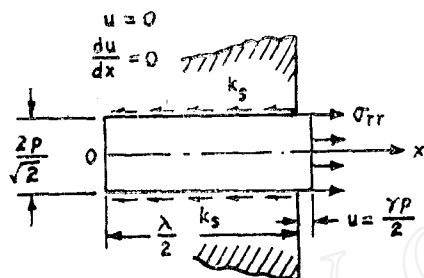


图13 二次塑性区的理想化模型示意图

出圆柱形孔洞(图13)。冲子的这种运动要克服 $\lambda/2$ 长度内的摩擦阻力 k_s , $\lambda/2$ 称为二次塑性区。可以得到平衡方程

$$\frac{d\sigma}{dx} - \frac{2\sqrt{2}k_s}{r} = 0 \quad (20)$$

对于粒子半径 $r \gg 100 \text{ \AA}$ 的情况, 采用 Hollomon 型的应力-应变关系

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_{ps}} = \frac{1}{\epsilon_{ps}} \frac{du}{dx} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_{ps}} \right)^n \quad (21)$$

当 $x = \lambda/2$ 时, 有

$$\sigma_{,r} = k_0 \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma_{ps}} \right)^n + \sqrt{3} \left(\frac{\sqrt{6(n+1)}}{m} \frac{\gamma}{\gamma_{ps}} \right)^{n+1} \right] \quad (22)$$

其中第一项是远场应力的贡献, 第二项是二次塑性区引起的界面应力。 k_0 是多晶体的剪切屈服应力, m 是 Taylor 因子, $m = \sqrt{3} k_0/k_s$ 。当界面应力 $\sigma_{,r}$ 达到界面强度 σ_c 时, 应变 γ 达到临界值 γ_c 。

Argon 等指出, 当材料里有许多夹杂物以至它们的间距相当于直径的数量级时, 在量纲分析中出现了一个长度参数, 但应力集中只依赖于夹杂物的尺度与间距之比。如果夹杂物具有同样的尺度, 那么应力集中只取决于第二相粒子的体积百分数。由此他们推出了当粒子之间有相互作用时,

$$\sigma_{,r} = k_0 \left[\sqrt{3} \left(\frac{\sqrt{3}(\gamma/\gamma_{ps})}{\sqrt{\frac{2\pi}{3f_v}} - \sqrt{\frac{8}{3}}} \right)^{1/n} + \frac{\sqrt{6}}{m} \left(\sqrt{\frac{2\pi}{3f_v}} - \sqrt{\frac{8}{3}} \right) + \left(\frac{\gamma}{\gamma_{ps}} \right)^{1/n} \right] \quad (23)$$

其中 $\sqrt{\frac{2\pi}{3f_v}} - \sqrt{\frac{8}{3}} = \frac{d_p}{r}$ 。当相邻粒子的二次塑性区相接触时将发生粒子之间的相互作用。

这时

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_{crit}}\right) = \frac{m}{\sqrt{6(n+1)}} \left| \frac{\sqrt{2}}{m} \left(\sqrt{\frac{2\pi}{3f_v}} - \sqrt{\frac{8}{3}} \right) \right|^{n+1} \quad (24)$$

可见, 粒子发生相互作用的临界应变与粒子的体积百分数成反比。当 $\gamma > \gamma_{crit}$ 时, 必须考虑粒子之间的相互作用。

Argon 等^[8]通过实验并用上述的局部应力准则的模型得出: 在 1045 钢里的 Fe_3C 粒子与基体分离的临界应力是 1670 MPa; Cu-0.6%Cr 合金里的 Cu-Cr 粒子与基体分离的临界应力是 994 MPa; 马氏体时效钢中的 TiC 粒子与基体分离的临界应力是 1822 MPa。

Argon 等的工作把 Ashby 的二次位错理论进一步公式化了。Ashby 的模型和 Argon 等的模型考虑了孔洞萌生的微观机制, 他们的模型具有一定的物理意义。这两个模型有待于用更多的实验结果给予评价。

IV. 断裂韧性 K_{Ic} 与材料微观参数和宏观力学性能相联系的若干模型

上节涉及孔洞成核的准则及其模型, 主要考察了韧性断裂的孔洞萌生的局部微观过程。另一方面, 对于整体的断裂韧性, 也有一些已报道的模型。这些模型试图在不同程度上解释断裂机制, 并在断裂韧性与材料的显微组织参数和某些基本力学性能之间建立联系。

1. Krafft 模型和 Schwalbe 模型 Krafft^[6]于 1964 年首先提出了一个关于 K_{Ic} 的模型。他设想裂纹开裂的过程是裂纹尖端前沿的一定距离内有微孔洞成核、长大和聚合。孔洞的起源主要是第二相粒子与基体的界面。他采用裂纹尖端 y 方向的线弹性解

$$\varepsilon_y = \frac{K_I}{E\sqrt{2\pi x}} \quad (25)$$

并定义应变 ε_y 的临界状态等于单轴拉伸的最大均匀应变 ε_u , 对于具有 Hollomon 关系的幂硬化材料,

$$\varepsilon_u = n \quad (26)$$

同时, 当临界状态时

$$x = d_T \quad (27)$$

因此当裂纹开裂时

$$K_{Ic} = En\sqrt{2\pi d_T} \quad (28)$$

Krafft^[6]的结果及 Birkle 等^[27]的结果表明, 式 (28) 与实测值符合较好。

Krafft 模型反映了 K_{Ic} 与 $d_T^{1/2}$ 和 n 成正比。从定性上说, 这与一些实验结果的趋势相符。但在定量上较好地符合式 (28) 的似乎很少。这是可以理解的, 因为 Krafft 对开裂过程的处理较简单; 其次, 他把线弹性解直接用于弹塑性的情况; 而且, 临界应变取为 ε_u 且 $\varepsilon_u = n$ 。这些处理都是很粗略的。

Schwalbe^[28,29]发展了 Krafft 的模型。他也是设想临界状态时 $x = d_T$, 但他用 III 型的应变解比拟 I 型的情况:

$$\varepsilon_y = \varepsilon_{ys} (W/x)^{\frac{1}{1+n}} \quad (29)$$

式中 ε_{ys} 是屈服应变, W 是 x 轴方向的塑性区宽度:

$$W = \frac{(1-2\nu)^2}{(1+n)\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (30)$$

Schwalbe^[28]于1974年在分析铝合金的断裂韧性时,采用 $\varepsilon_u = \varepsilon_s$ 的判据,这样

$$K_{Ic} = \frac{\sigma_{ys}}{1-2\nu} \sqrt{\pi(1+n)d_T \left(\frac{E\varepsilon_u}{\sigma_{ys}} \right)^{1+n}} \quad (31)$$

Schwalbe关于铝合金的实验结果^[29]与上式符合较好。

1977年, Schwalbe等^[29]在分析35CrNi3Mo钢的断裂韧性时,将 ε_u 的临界值取为单轴拉伸的断裂真应变 ε_f 。因此,

$$K_{Ic} = \frac{\sigma_{ys}}{1-2\nu} \sqrt{\pi(1+n)d_T \left(\frac{E\varepsilon_f}{\sigma_{ys}} \right)^{1+n}} \quad (32)$$

他们用马氏体片或铁素体片的宽度作为 d_T 代入式(32),得到的 K_{Ic} 值除个别点与实测值较接近外,其余的偏差较大。

Schwalbe模型把断裂韧性与材料的显微组织参数与多种力学性能建立了联系。但把III型解应用到I型以及临界应变取为 ε_u 或 ε_f 显然都是近似的处理。

最近,罗辉^[30]建议了一个模型。他取裂尖应变 ε 的表达关系为

$$\varepsilon = \varepsilon_{us} \left(\frac{W}{x-oo'} \right)^{\frac{1}{1+n}} \quad (33)$$

其中 W 是塑性区宽度[式(30)], x 是距裂纹尖端的距离, oo' 是初始裂纹顶端 o 到钝化裂纹顶端 o' 的距离,

$$oo' = \frac{K_I^2}{2\pi\sigma_{max}} \quad (34)$$

在断裂时, $K_I = K_{Ic}$, $x = d_T$, $\varepsilon = \varepsilon_f$ 。这样由式(33),(34)和(30)可得

$$K_{Ic} = [a\pi(E\varepsilon_f)^{1+n}\sigma_{ys}^{1-n}d_T]^{1/2} \quad (35)$$

其中

$$a = \left[\frac{(1-2\nu)^2}{1+n} + 50 \left(\frac{\sigma_{us}}{E} \right)^{1-n} \varepsilon_f^{1+n} \right]^{-1} \quad (36)$$

[30]列举了11个数据表明式(35)与实测值符合得相当好。

实际上,罗辉的模型是Schwalbe模型的一种修改。容易看出,若式(33)里的 $x-oo'$ 为 x ,那么由式(33)和(30)得到的就是Schwalbe模型。罗辉模型的特点是考虑了钝化,从而引进钝化距离 oo' 。但 oo' 的取法和 $(x-oo')$ 的这种处理似乎还值得商榷。因为按式(34)和[30]中相应的数据得到的 oo' 比 d_T 小得多,然而对于韧性断裂,很多实验结果表明钝化距离接近或大于 d_T 。若 oo' 接近或大于 d_T ,式(33)就成为不合理。

2. Rice-Johnson模型和Hahn-Rosenfield模型 Rice & Johnson^[31]设想,当裂纹开裂时,裂纹尖端张开位移COD的临界值 δ_c 与材料的显微组织参数有关,且认为

$$\delta_c = d_T \quad (37)$$

他们采纳了近似计算的结果

$$\delta_c \approx 0.5 K_{Ic}^2 / \sigma_{ys} E \quad (38)$$

从而得到

$$K_{Ic} = (2Ed_T\sigma_{ys})^{1/2} \quad (39)$$

Hahn & Rosenfield^[9]用三维下的第二相粒子平均间距 d_T 与其体积百分数 f_v 和平均直径 D_0 的关系

$$d_T = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6}} \frac{D_0}{\sqrt[3]{f_v}} \quad (40)$$

代入式 (39), 得

$$K_{Ic} = \left[2\sigma_{ys} E \left(\frac{\pi}{6} \right)^{1/3} D_0 \right]^{1/2} f_v^{-1/6} \quad (41)$$

他们综合了若干两相合金的实验资料表明确有 $K_{Ic} \propto E^{1/2} \sigma_{ys}^{1/2} f_v^{-1/6}$ 的关系 (图 1)。

另外, Rawal & Gurland^[10]的研究结果认为, 如果 d_T 与 f_v 取二维下的关系, 则计算值与实测值符合较好 (图 2), 即

$$K_{Ic} \propto \sigma_{ys}^{1/2} f_v^{-1/4} \quad (42)$$

他们指出, 在有些情况下观察到 $K_{Ic} \propto \sigma_{ys}^{1/2} \varepsilon^{1/2}$, 且 $\varepsilon \propto f_v^{-1/2}$ 。这样也同样是具有式 (42) 的关系。

在 R-J 模型和 H-R 模型中, 反映出 $K_{Ic} \propto d_T^{1/2}$ 或 $K_{Ic} \propto \sigma_{ys}^{1/2} f_v^{-1/6}$, 这在定性上都符合多数实验结果。而这两个模型的关键是 $\delta_c = d_T$ 。对于韧性断裂, 实测的 COD 临界值 δ_c 往往比第二相粒子的平均间距大得多。显然, $\delta_c = d_T$ 这种取法在定量上是值得商榷的。

3. Hahn-Rosenfield 模型 Hahn & Rosenfield^[32]认为, 当裂纹尖端 y 方向的应变达到临界值时, 裂纹将扩展。在临界情况下, 他们取

$$\varepsilon_y = \delta_c / W \quad (43)$$

和

$$\varepsilon_u = (1/3) \varepsilon_f \quad (44)$$

其中 W 为塑性区宽度。他们由实验得到

$$W \approx 25.4 n^2 (\text{mm}) \quad (45)$$

并采用近似结果 (38), 由上面四式可整理得

$$K_{Ic} = 5 \sqrt{\frac{2}{3}} E \sigma_{ys} \varepsilon_f n^2 \quad (46)$$

其中 K_{Ic} 单位为 $(\text{kg} \cdot \text{mm}^{-3/2})$, E 和 σ_{ys} 的单位为 $(\text{kg} \cdot \text{mm}^{-2})$ 。若用 SI 单位, 则

$$K_{Ic} = 0.16 \sqrt{\left(\frac{2}{3}\right)} E \sigma_{ys} \varepsilon_f n^2 \quad (47)$$

式中 K_{Ic} 单位是 $(\text{MPa} \cdot \text{m}^{1/2})$, E 和 σ_{ys} 的单位是 MPa 。

后来, 郑修麟^[33]提出, 如将 H-R 模型中的 n^2 修改为 $n \varepsilon_u$, 则上式成为

$$K_{Ic} = 0.16 \sqrt{\left(\frac{2}{3}\right)} E \sigma_{ys} \varepsilon_f n \varepsilon_u \quad (48)$$

郑修麟用式 (48) 估算了两种高强度结构钢的 11 个状态的 K_{Ic} 值, 并与实测值相比较。结果绝大部分数据的偏差在 $\pm 10\%$ 之内。因此他认为式 (48) 可用来估算淬火后低温回火的结构钢 ($C \leq 0.35\%$) 的 K_{Ic} 值。

式 (47) 和 (48) 把 K_{Ic} 与多种宏观力学性能建立了联系, 但在处理中多处采用了粗糙的近似假设。而且, 这一模型没有考虑微观组织参数的影响。

4. 陈箴模型 陈箴^[34]通过对裂纹尖端应力临界值的分析, 断定韧性断裂应是最大切应力判据。他采用线弹性下切口根部 0 点的 σ_{θ} [下面表示为 $(\sigma_{\theta l})_0$] 与 K_I 的关系^[35]:

$$K_I = \frac{1}{2} \sqrt{\pi l} (\sigma_{\theta l})_0 \quad (49)$$

$$G_I = \frac{\pi}{4} \rho (\sigma_{\theta l})_0 (\varepsilon_{\theta l})_0 \quad (50)$$

在小范围屈服条件下, 可比拟为

$$(\sigma_{\theta l})_0 (\varepsilon_{\theta l})_0 = \sigma_u \varepsilon_p \quad (51)$$

于是式 (50) 成为

$$G_I = (\pi/4) \rho \sigma_u \varepsilon_p \quad (52)$$

这里 G_I 是能量释放率, 在平面应变的临界情况

$$G_{Ic} = \frac{K_{Ic}^2 (1 - \nu^2)}{E} = \frac{\pi}{4} \rho_c \sigma_F \varepsilon_F \quad (53)$$

式中 ρ_c 是临界态裂纹的钝度, 且

$$\rho_c = d_T \eta(\varepsilon_F, n) \quad (54)$$

式中 $\eta(\varepsilon_F, n)$ 是与 ε_F 和 n 有关的无量纲系数。因此,

$$G_{Ic} = \frac{K_{Ic}^2 (1 - \nu^2)}{E} = \frac{\pi}{4} d_T \sigma_F \varepsilon_F \eta(\varepsilon_F, n) \quad (55)$$

式中 σ_F 是断裂应力, ε_F 是平面应变的断裂应变。陈箴给出

$$\varepsilon_F = \varepsilon_f \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^{1+n} \quad (56)$$

陈箴综合了一些实验资料表明, 在韧窝型起裂情况下 $\eta(\varepsilon_F, n)$ 基本上稳定, 其值约为 13。

陈箴模型也是将 K_{Ic} 与材料的显微组织参数和基本力学性能建立了联系。从定性上说, K_{Ic} 与 $d_T^{1/2}$, $\sigma_u^{1/2}$ 和 $\varepsilon_p^{1/2}$ 成正比的趋势是正确的。而且 $\rho_c = d_T \eta(\varepsilon_F, n)$ 这种考虑与 Rice-Johnson 的 $\delta_c = d_T$ 有相似之处, 但又进了一步。陈箴的处理放进了参数 η , 从而具有很大的调整余地。但至今对这一模型的讨论似乎还较少。在更多的情况下 η 是否稳定及其取值的范围, 还应由更多的实验结果来评定。

5. 郑哲敏模型 郑哲敏^[36]依据经 Orowan 改进的 Griffith 理论, 并考虑到合金材料的韧性断裂是由于在第二相粒子上形成孔洞, 孔洞长大和聚合, 从而提出了一个关于 K_{Ic} 与材料的微观和宏观参数相联系的模型。

他首先估计裂纹扩展单位长度所需的塑性功 γ_p 约为

$$2\gamma_p \approx c \sigma_u \varepsilon_u d_T \quad (57)$$

其中 ε_u 是材料所能承受的极限应变, c 是与孔洞形成和聚合有关的常数。

依据 Orowan 改进的 Griffith 理论, 与裂纹扩展相关的总能量 γ 包括表面能 γ_a 和塑性功 γ_p , 即

$$\gamma = \gamma_a + \gamma_p \approx \gamma_a + (c/2) \sigma_u \varepsilon_u d_T \quad (58)$$

由于 $\gamma_p \gg \gamma_a$, 因此导出

$$K_{Ic} = \sqrt{CE\sigma_{ys}\epsilon_u d_T / (1 - \nu^2)} \quad (59)$$

当裂纹扩展 dl 时, 式(58)成为

$$\begin{aligned} (2\gamma_u + c\sigma_{ys}\epsilon_u d_T + c'W\sigma_{ys}\bar{\epsilon})dl \\ \approx (c\sigma_{ys}\epsilon_u d_T + c'W\sigma_{ys}\bar{\epsilon})dl \end{aligned} \quad (60)$$

式中 $\bar{\epsilon}$ 为平均塑性应变。这样, 式(59)成为

$$K_{Ic} = \sqrt{\frac{E}{1 - \nu^2} (c\sigma_{ys}\epsilon_u d_T + c'W\sigma_{ys}\bar{\epsilon})} \quad (61)$$

式(59)和(61)与材料的显微组织参数和一些基本力学性能建立了联系。和前述的模型比较, 可以看出, 式(59)和(61)虽从另一角度提出, 仍与前述的模型大体相同, 而且与Schwalbe模型[式(31)或(32)]和陈箴模型[式(55)]是很相似的。

V. 结语

1. 合金材料的韧性断裂具有很多的表征。不同类型的合金材料的韧性断裂行为有相似之处也有不同的特点。因此, 用某种模型及其表达式来描述多种情况的韧性断裂, 看来很困难。而对于特定情况用某种模型来描述并对韧性断裂的性能做出较稳定的估计, 应是有可能的。这具有实际应用的意义。

2. 关于孔洞成核准则及模型的研究, 是从微观过程的角度研究合金材料的韧性断裂。这方面的研究主要考察局部的情况。其最后的判据用临界应变或临界应力来表达。这类研究往往侧重于无预裂纹的情况, 并侧重反映局部的开裂条件。

关于断裂韧性与材料组织参数和基本力学性能关系的若干模型, 主要研究预裂纹试样裂尖前沿由于孔洞的形成而导致断裂的情况。最后的判据用断裂韧性 K_{Ic} 来表达, 这基本上反映整体的断裂性能。

上述这两方面的研究如能有所结合, 互相补充, 可能会得到新的结果。

3. 迄今为止, 对合金材料韧性断裂的过程已经比较清楚。但对孔洞萌生的物理机制的研究似乎还较少, 也有待深入。而且, 裂纹尖端微区应力和应变的分布及其规律也是研究工作的一个薄弱环节。

总之, 关于合金材料韧性断裂的研究, 涉及力学方面和材料科学方面的问题。随着断裂学科的发展, 更需要这两方面的研究工作互相结合, 从而更深入地对这类问题进行研究。

参 考 文 献

- 1 Argon A. S., Im J., Safoglu R., *Met. Trans.*, **6A**, 4 (1975): 825.
- 2 Puttick K. E., *Phil. Mag.*, **4**, 44 (1959): 964.
- 3 Gurland J., Plateau J., *Trans. ASM.*, **56** (1963): 442.
- 4 Tanaka K., Mori T., Nakamura T., *Phil. Mag.*, **21**, 170 (1970): 267.
- 5 Ashby M. F., *ibid*, **14**, 132 (1966): 1157.
- 6 Krafft J. M., *Appl. Mat. Res.*, **3**, 2 (1964): 88.
- 7 Cox T. B., Low J. R., *Met. Trans.*, **5**, 6 (1974): 1457.
- 8 Argon A. S., Im J., *ibid*, **6A**, 4 (1975): 839.
- 9 Hahn G. T., Rosenfield A. R., *ibid*, **6A**, 4 (1975): 653.
- 10 Rawal S. P., Gurland J., *ibid*, **8A**, 5 (1977): 691.
- 11 Edelson B. I., Baldwin W. M., Jr., *Trans. ASM.*, **55** (1962): 230.
- 12 Roy G. Le., Embury J. D., Edwards G., Ashby M. F., *Acta Met.*, **29**, 8 (1981): 1509.
- 13 Broek D., *Eng. Frac. Mech.*, **5**, 1 (1973): 55.

- 14 Rosenfield A. R., *Met. Review.* **13**, 121 (1968): 29. In *Metals and Materials*, 2, 4 (1968).
- 15 King J. E., Knott J. F., *Met. Sci.*, **15**, 1 (1981): 1.
- 16 Inoue T., Kinoshita S., *Trans. Iron and Steel Institute of Japan*, **17**, 5 (1977): 24.
- 17 Lindley T. C., Oates G., Richards C. E., *Acta Met.*, **18**, 11 (1970): 1127.
- 18 Beremin F. M., *Met. Trans.*, **12A**, 5 (1981): 723.
- 19 Bridgman P. W., *Studies in Large Plastic Flow and Fracture, with Special Emphasis on the Effects of Hydrostatic Pressure*, N. Y. McGraw-Hill (1952): 71.
- 20 Francois D., *Advances in Research on the Strength and Fracture of Materials (Proc. ICF4)*, ed., Taplin, D. M. R., V. 1 (1977): 805.
- 21 Brown L. M., Stobbs W. M., *Phil. Mag.*, **34**, 3 (1976): 351.
- 22 Goods S. H., Brown L. M., *Acta Met.*, **27**, 1 (1979): 1.
- 23 Eshelby J. D., *Proc. R. Soc. (A)*, **241**, 1226 (1957): 376.
- 24 Brown L. M., Stobbs W. M., *Phil. Mag.*, **23**, 185 (1971): 1201.
- 25 Rhee S. S., McClintock F. A., *Proc. 4th U. S. Nat. Congr. Appl. Mech.*, V. 2 (1962): 1007.
- 26 Berveiller M., Zaoui A., *J. Mech. Phys. Solids*, **26**, 5/6 (1978): 325.
- 27 Birkle A. J., Wei R. P., Pellissier G. E., *ASM. Trans. Quart.*, **59** (1966): 981.
- 28 Schwalbe K-H., *Eng. Frac. Mech.*, **6**, 3 (1974): 415.
- 29 —, Backfisch W., 同[20], V. 2A (1977): 73.
- 30 罗辉, 金属材料 K_{Ic} 与材料宏-微观参数的关系, 理化检验物理分册, **18**, 4 (1982): 46.
- 31 Rice J. R., Johnson M. A., *Inelastic Behaviour of Solids*, eds., Kanninen, M. F., et al, McGraw-Hill Book Company (1970): 641.
- 32 Hahn G. T., Rosenfield A. R., ASTM STP 432 (1968): 5.
- 33 郑修麟, 估算低碳高强钢的断裂韧性 K_{Ic} 的简便方法, 理化检验物理分册, **16**, 3 (1980): 10.
- 34 陈麓, 金属断裂研究文集, 冶金工业出版社 (1978): 135.
- 35 陈麓, 蔡其巩, 王仁智等, 工程断裂力学, 国防工业出版社 (1977): 51.
- 36 郑哲敏, 连续介质力学与断裂, 力学进展, **12**, 2 (1982): 133.

CHARACTERIZATION OF DUCTILE FRACTURE IN ALLOYS, VOID NUCLEATION CRITERION AND FRACTURE MODELS

Hong You-shi

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

Ductile fracture is one of the main failure feature in alloys. It has been acknowledged that the mechanism of ductile fracture is owing to the nucleation, growth and coalescence of voids encircling the second phase particles. Developments of dislocation theory, electronic microscopy and fracture theory all contribute to the investigation of this field. Several fracture models have been proposed and the characterization of ductile fracture is unraveled progressively. The developments and achievements within this field are reviewed and commented in this paper.

Keywords *ductile fracture; voids nucleation criterion; fracture models; dislocation theory; alloys*