第 32 卷 第 10 期　　物 理 学 报　　Vol. 32, No. 10
1983 年 10 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　Oct., 1983

金 属 的 断 裂 韧 性

邢 修 三
(中国科学院原子能研究所)

1982 年 5 月 28 日收到；1983 年 1 月 19 日收到修改稿

提　　要

本文根据微裂纹的随机演化及其长大需要堆积位错群进一步滑移以将领首位错挤入微裂纹中的机理，导出了微裂纹扩展力和断裂韧性及其统计分布函数，讨论了影响因素.

一、引　　言

在研究金属断裂时，裂纹扩展力 G_{1c} 和断裂韧性 K_{1c} 的微观物理基础是什么？究竟可用哪些微观物理量或更基本的宏观物理量表示之？这是自断裂力学问世以来人们一直在探索的一个疑难课题. 过去有些作者[1)2)]虽然提出过一些模型，得出相应的表达式，它们也都能说明一些问题，但由于断裂过程甚为复杂，受很多因素影响，迄今尚缺乏一个物理图象比较清楚而其数学表达式又能概括多种实验结果的理论. 本文在作者过去工作[3]的基础上，从微裂纹长大的位错机理出发，研究了 G_{1c} 和 K_{1c} 的微观物理意义和宏观统计特性，给出了新的数学表达式.

二、断裂韧性的物理基础

根据微裂纹成核长大的堆积位错群模型(图 1)，微裂纹的扩展(即长大)是由于作用于堆积群上的外加切应力不断提高使得挤入微裂纹中的位错数目不断增多以及直接作用

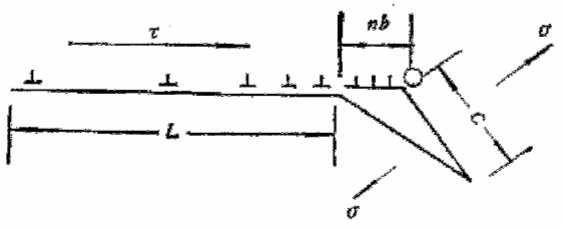

图 1

于微裂纹上的外加拉应力不断提高的结果[3]，即是说，要使微裂纹扩展，堆积群中位错就需进一步滑移以将领首位错不断挤入微裂纹中，为此，外应力就需做范性功. 当外加拉

1) 肖纪美　私人通讯.
2) 戴祖德　私人通讯.

应力和外加切应力各为 σ 和 τ 时，堆积群中的位错数目为 n_p，挤入微裂纹中的位错数为 n，微裂纹长度为 C，为使 n_p 个位错形成堆积群而于单位长度上所做的范性功为

$$n_p bL\tau = \frac{1}{2} n_p bL\sigma,$$

其中 L 为滑移面长度，b 为布氏向量，$\sigma \simeq 2t$. 当外应力提高 $d\sigma$ 时，微裂纹扩展的长度为 dc，为使堆积位错群滑移以增加挤入微裂纹中的位错数目而于单位长度上增做的范性功为 $d\left(\frac{1}{2} n_p bL\sigma\right) = \frac{1}{2} n_p bLd\sigma$，微裂纹扩展单位面积所消耗的范性功为

$$G = \frac{1}{2} n_p bL \frac{d\sigma}{dC} = \frac{1}{2} \frac{n_p bL}{\frac{dC}{d\sigma}}, \tag{1}$$

$dC/d\sigma$ 为微裂纹 C 对外应力 σ 的扩展速率，它与 C 的大小有关. 考虑到微裂纹长大到满足 Griffith 条件的临界长度 C_k 时是金属断裂的必要条件及微裂纹扩展的随机性[1,2]，故一个金属试样的裂纹扩展力可定义为 C_k 时微裂纹扩展单位面积平均消耗的范性功，即

$$G_{1c} = \frac{1}{2} \frac{\bar{n}_p bL}{\left(\frac{dC}{d\sigma}\right)_{C_k}}. \tag{2}$$

微裂纹在 C_k 时对范性变形 ε 的平均扩展速率为

$$\overline{\left(\frac{dC}{d\varepsilon}\right)} = \frac{2\mu\bar{n}b}{3\pi(1-\nu)\sigma^2} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}, \tag{3}$$

由此得

$$\overline{\left(\frac{dC}{d\sigma}\right)} = \frac{2\mu\bar{n}b}{3\pi(1-\nu)\sigma^2}. \tag{4}$$

为了计算 $\bar{n}b$，我们利用下述近似方法. 若将微裂纹看成是个大位错，处于坐标原点，其布氏向量为 nb，则它反作用于堆积群中领首位错的应力为

$$\tau_B = \frac{n\mu}{2\pi} \sin\left[-2\tan^{-1}\frac{2(1-\nu)x_0}{b}\right] \simeq 0.1n\mu,$$

其中 $x_0 = 2b$，μ 为切变模量，ν 为泊松比. 另方面，堆积群中所有 n_p 个位错作用于领首位错的应力为 $n_p\tau$，平衡时，二者相等，即

$$n_p\tau = 0.1n\mu \quad 或 \quad n_p = \frac{0.2n\mu}{\tau}. \tag{5}$$

当 $n = 2$ 时，看成微裂纹成核，即微裂纹的成核条件为

$$n_p^2\tau_0 = 0.2\mu. \tag{6}$$

τ_0 为微裂纹成核所需的作用于堆积群上的外加切应力. (6) 式与有些作者算得的微裂纹成核条件[3]

$$n_p^2\tau_0 = \frac{3\pi^2\gamma}{8b} \simeq 0.37\mu \quad (\gamma \simeq 0.1\mu b),$$

$$n_p^2\tau_0 = \frac{3.67\mu}{4\pi(1-\nu)} = 0.42\mu$$

近似相等.

将（5）式写为 $n_p \simeq 0.2n\mu/\beta\sigma_0$，其中 $\sigma_0 \simeq 2\tau_0$，$\beta > 1$，并与 $n_p = \pi(1-\nu)L\sigma/2b\mu$ 及(6)式联合求解，得

$$\frac{nb}{L} = 6\left(\frac{\pi(1-\nu)b}{5L}\right)^{1/2}\frac{\sigma}{\mu}. \tag{7}$$

(7)式中的 nb/L 可看成一个微裂纹中挤入 n 个位错所引起的范性变形，若单位体积内平均N个活动位错源都形成微裂纹且每个微裂纹内平均挤入 $\bar{n}$ 个位错，则其变形应为 $NL^2\bar{n}b$，代入(7)式得

$$NL^2\bar{n}b = 6\left(\frac{\pi(1-\nu)b}{5L}\right)^{1/2}\frac{\sigma}{\mu}. \tag{8}$$

将(8)式及经验公式 $\sigma = A\varepsilon^m$ 代入(3)，(4)式，得

$$\overline{\left(\frac{dC}{d\varepsilon}\right)_{C_k}} = 4\left(\frac{b}{5\pi(1-\nu)L}\right)^{1/2}\frac{m}{NL^2\varepsilon}, \tag{9}$$

$$\overline{\left(\frac{dC}{d\sigma}\right)_{C_k}} = \left(\frac{b}{5\pi(1-\nu)L}\right)^{1/2}\frac{4}{NL^2\sigma}, \tag{10}$$

A为强度系数，m为硬化指数．将(10)式及 $\varepsilon \simeq NL^2n_pb$ 代入(2)式，得

$$G_{1c} = \frac{1}{8}\left(\frac{5\pi(1-\nu)L}{b}\right)^{1/2}L\sigma_f\varepsilon_f. \tag{11}$$

(11)式中的 ε_f 和 σ_f 实际上就是 C_k 时的范性变形 ε 和外应力 σ，因 C_k 时可看成金属开始断裂，故这时的范性变形就是延伸 ε_f，而其外应力则是断裂强度 σ_f.

根据断裂力学，断裂韧性 K_{1c} 可定义为裂纹扩展力 G_{1c} 和杨氏模量 E 的几何平均值，代入(11)式，即得一个金属试样的断裂韧性

$$K_{1c} = (G_{1c}E)^{1/2} = \left[\frac{1}{8}\left(\frac{5\pi(1-\nu)L}{b}\right)^{1/2}LE\sigma_f\varepsilon_f\right]^{1/2}. \tag{12}$$

这就是我们从微裂纹长大的位错机理出发直接求得的基本结果．它说明：断裂韧性 K_{1c} 正比于强度 σ_f、范性 ε_f 和弹性 E 三者乘积的平方根值，是三者的综合表现．如果说 σ_f、ε_f 和 E 是金属的基本宏观力学量，则 L 显然是一个微观物理量，可见 K_{1c} 不能全部由几个宏观力学量来描述，它必需同时至少由一个微观物理量参与来共同描述之.

三、断裂韧性的统计特性

根据断裂的非平衡统计理论[1,2]，微裂纹在范性变形过程中的成核长大是由其演化方程描述的，将平均扩展速率(9)式代入微裂纹演化方程，则可求得微裂纹强度的几率分布函数

$$P(\varepsilon,\sigma)d\sigma = \left(\frac{5L}{\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{\varepsilon^{3/2}MN^2L^2\gamma\mu\alpha Am^m}{N(\varepsilon)\sigma^3}\exp\left[-\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\sigma^2}\right]$$
$$\times\exp\left\{-\alpha A\varepsilon^m\exp\left[-\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\sigma^2}\right]\right\}d\sigma, \tag{13}$$

其中 γ 为表面能；V 为金属试样体积；$N(\varepsilon)$ 为金属单位体积内的平均裂纹数；M 为单位体积内形成微裂纹所需障碍的平均数；a 为每个障碍的平均截面；$\alpha=1/(a^{3/2}MNL^2n_p^0b\mu)$. 金属的强度在 σ 和 $\sigma+d\sigma$ 间的断裂几率为

$$W(\varepsilon,\sigma)d\sigma=N(\varepsilon)V\left[\int_\sigma^\infty P(\varepsilon,\sigma)d\sigma\right]^{N(\varepsilon)V-1}P(\varepsilon,\sigma)d\sigma. \tag{14}$$

由于固体内部微观成分缺陷及相结构的不均匀性，反映固体特性的宏观力学量应是大量试样系综的相应的力学量的统计平均值，故若 $f(\sigma)$ 为某个与金属断裂有关的力学量，则其统计平均值为

$$\overline{f(\sigma)}=\int_0^\infty f(\sigma)W(\varepsilon,\sigma)d\sigma. \tag{15}$$

由此即可求得延伸率

$$\bar{\varepsilon}_f=\frac{1}{A^{1/m}}\left[\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\ln(N(\varepsilon_f)V)}\right]^{1/2m}, \tag{16}$$

断裂强度

$$\bar{\sigma}_i=\sigma_i+\left[\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\ln(N(\varepsilon_f)V)}\right]^{1/2}, \tag{17}$$

裂纹扩展力

$$\bar{G}_{1c}=\frac{1}{8}\left(\frac{5\pi(1-\nu)L}{b}\right)^{1/2}\frac{L}{A^{1/m}}\left[\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\ln(N(\varepsilon_f)V)}\right]^{\frac{1+m}{2m}}, \tag{18}$$

断裂韧性

$$\bar{K}_{1c}=\left[\frac{1}{8}\left(\frac{5\pi(1-\nu)L}{b}\right)^{1/2}\frac{LE}{A^{1/m}}\right]^{1/2}\left[\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\ln(N(\varepsilon_f)V)}\right]^{\frac{1+m}{4m}}. \tag{19}$$

(17) 式中的 σ_i 为位错的点阵阻力.

断裂韧性的统计特性，除表现在其宏观量应是统计平均值外，还可直接由其几率分布函数表示之. 若 $W(\varepsilon,K)dK$ 为断裂韧性的几率分布函数，它表示金属的断裂韧性和 $K+dK$ 间的断裂几率，定义为

$$\bar{K}_{1c}=\int_0^\infty K(\sigma)W(\varepsilon,\sigma)d\sigma=\int_0^\infty KW(\varepsilon,K)dK. \tag{20}$$

由 (12) 式得

$$\sigma=\left[\frac{8A^{1/m}}{LE}\left(\frac{b}{5\pi(1-\nu)L}\right)^{1/2}\right]^{\frac{m}{1+m}}K^{\frac{m}{1+m}}.$$

将此式及 (13), (14) 式代入 (20) 式，即求得

$$W(\varepsilon,K)dK=N(\varepsilon)V\left[\int_K^\infty P(\varepsilon,K)dK\right]^{N(\varepsilon)V-1}P(\varepsilon,K)dK, \tag{21}$$

其中

$$P(\varepsilon,K)dK=\frac{4m}{1+m}\left[\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right]^{1/2}\frac{a^{3/2}MN^2L^2\gamma\mu\alpha A\varepsilon^m}{N(\varepsilon)\theta K^{(5m+1)/(1+m)}}$$
$$\times\exp\left[-\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma\mu}{\theta^2K^{4m/(1+m)}}\right]$$

$$\times \exp\left\{-\alpha A\epsilon^m \exp\left[-\left(\frac{5L}{4\pi(1-\nu)b}\right)^{1/2}\frac{NL^2\gamma u}{\theta^2 K^{4m/(1+m)}}\right]\right\}dK,$$

$$\theta=\left[\frac{8A^{1/m}}{LE}\left(\frac{b}{5\pi(1-\nu)L}\right)^{1/2}\right]^{\frac{m}{1+m}}. \tag{22}$$

显然，$W(\epsilon, K)dK$ 满足归一化条件

$$\int_0^\infty W(\epsilon, K)dK=\int_0^\infty W(K_{1c})dK_{1c}=1.$$

(21) 式就是我们所求的断裂韧性 K_{1c} 的几率分布函数 $W(K_{1c})$ 的公式. 我们所以将 $W(\epsilon, K)$ 写成 $W(K_{1c})$ 是因 (21) 式中的 K 就是各个试样所测得的 K_{1c}. 根据 (21) 式，高强度钢的 K_{1c} 的 $W(K_{1c})$ 如图 2 所示. 这就说明，尽管金属的宏观成分工艺条件和外形尺寸相同，但因微观成分缺陷及相结构是不均匀的，因而由各个试样测得的 K_{1c} 并不完全相等，它们亦与强度一样，是有确定的分布规律的. 关于断裂韧性的统计分布，目前虽然实验资料甚少，可是人们已根据冲击韧性的统计分布，假设它是高斯分布的[4]. 当然，他们这些工作不仅是一种假设，而且亦不涉及金属的微观结构和断裂的动力学过程，本文则从微裂纹演化过程推导出了断裂韧性的几率分布函数 (21) 式，其形式亦与高斯分布不同.

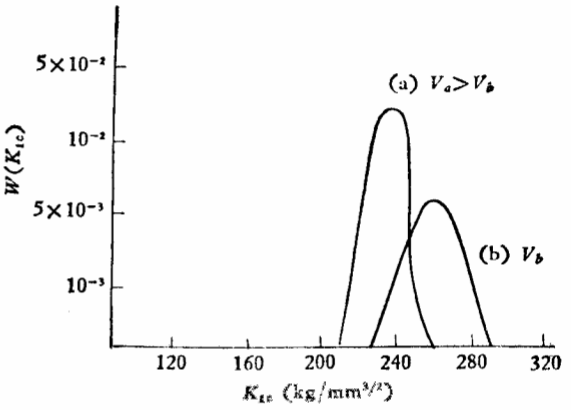

图 2

由 (21) 式或 (14) 式立即可求出断裂韧性、强度和延伸率的相对偏差分别为

$$\frac{\sqrt{\overline{(K_{1c})^2}-\overline{(K_{1c})}^2}}{\overline{K_{1c}}}=\frac{1+m}{4m\ln(VN(\epsilon_f))}, \tag{23}$$

$$\frac{\sqrt{\overline{(\sigma_f)^2}-\overline{(\sigma_f)}^2}}{\overline{\sigma_f}}=\frac{1}{2\ln(VN(\epsilon_f))}, \tag{24}$$

$$\frac{\sqrt{\overline{(\epsilon_f)^2}-\overline{(\epsilon_f)}^2}}{\overline{\epsilon_f}}=\frac{\sqrt{1-m}}{2m\ln(VN(\epsilon_f))}. \tag{25}$$

图 2 中给出两条分布曲线，其中 (a) 的试样体积 V 比 (b) 的大，两条曲线相比，后者比前者分布得平坦，且向大 K_{1c} 方向移动. 两者的这种差别，反映出众所周知的尺寸效应，不仅强度具有，断裂韧性亦具有：K_{1c} 随试样尺寸减小而增大. 这种尺寸效应，正是统计特性的重要表现之一. (19) 式亦直接给出这种结果. 近年来，实验上[5]已证明断裂韧性的尺寸效应，只不过尚未归纳出定量的经验关系式而已. 断裂韧性尺寸效应表达式的实用价值，在于它可使人们用小试样代替大试样，这样不仅可节约材料，更重要的，在某些特殊情况下，只有用较小的试样方能进行实验.

顺便指出，对于延伸率，过去由于其实验数据比强度更分散，人们认为它无物理意义，因而缺乏系统的分析．在我们的理论中，不仅可求得其统计平均值(16)式，而且可用类似求(21)式的方法求出延伸率的几率分布函数．为了从理论上了解延伸率是否更分散，我们亦可直接从分析其相对偏差着手．由(23)—(25)式看出，延伸率、断裂韧性和强度三者相对偏差之比为 $\sqrt{1-m}/2m:1+m/4m:1/2=4.7:2.8:0.5$（取 $m=0.1$）．这就说明：断裂韧性应比强度分散，而延伸率更为分散．由此可见，延伸率的实验数据远比强度的分散，也是我们理论的一个自然推论．

表 1

钢 种	e_f(%)	$\sigma_f\left(\frac{kg}{mm^2}\right)$	L(mm)	$K_{Ic}^{实}\left(\frac{kg}{mm^{3/2}}\right)$	$K_{Ic}^{理}\left(\frac{kg}{mm^{3/2}}\right)$
铸铁	1.6	26.8	6×10^{-3}	52.7	54.7
35CrMO	12	155	1.5×10^{-3}	134	131
4340	4	160	7×10^{-3}	245	241
18Ni	13	138	7×10^{-3}	402	403
603	9	170	10^{-2}	470	482

表中 e_f, σ_f, K_{Ic} 的实验值取自文献[6]和前面注1).

表1中的 $K_{Ic}^{理}$（即 K_{Ic} 的理论值）是按(12)式对各个钢种所作的计算的结果，同时列入其实验值 $K_{Ic}^{实}$ 以供参考．E 和 b 取铁的标准数值，至于滑移面长度 L，由于它是微观值，且是结构灵敏的，目前尚缺乏本文所讨论材料的精确实验值，通常约为 10^{-3}—10^{-2} mm[3]，故表1中的各个 L 值只是一种较为合理的假定值，而所得的 K_{Ic} 的理论值也是在此基础上得到的．

四、影响因素及提高韧性和强度的可能途径

如(15)，(16)式所示，裂纹扩展力 $\bar{G}_{Ic}$ 和断裂韧性 $\bar{K}_{Ic}$ 是由一组比 $\bar{\sigma}_f$ 和 $\bar{\sigma}_f$ 更基本的物理量 A, m, N, L, γ, μ, ν, V 等表示之．在这些物理量中，切变模量 μ、泊松比 ν、试样体积 V 是结构不灵敏的，而强度系数 A、硬化指数 m、活动位错源密度 N、滑移面长度 L 则是结构灵敏的，表面能 γ 本来是结构不灵敏的，但在断裂中，由于化学介质的作用，γ 也是结构灵敏的．对于一定宏观成分的金属，$\bar{G}_{Ic}$ 和 $\bar{K}_{Ic}$ 将随着工艺条件不同而显著变化．因 $\bar{K}_{Ic}\sim A^{-1/2m}(N\gamma)^{\frac{1+m}{4m}}$，而对于较脆的金属，$m<0.2$，故随着 A 增大、m 减小、N 减小或 γ 降低，$\bar{K}_{Ic}$ 将迅速降低；反之亦然．为了便于计算 $\bar{G}_{Ic}$ 和 $\bar{K}_{Ic}$ 随结构灵敏量的变化，对(15)，(16)式取差分，则得

$$\frac{\Delta\bar{G}_{Ic}}{\bar{G}_{Ic}}=-\frac{\Delta A}{mA}+\frac{\Delta m}{2m^2}\ln e_f^{-1}+\frac{1+m}{2m}\left(\frac{\Delta N}{N}+\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)+\frac{5+11m}{4m}\frac{\Delta L}{L},\qquad(26)$$

$$\frac{\Delta\bar{K}_{Ic}}{\bar{K}_{Ic}}=-\frac{\Delta A}{2mA}+\frac{\Delta m}{4m^2}\ln e_f^{-1}+\frac{1+m}{4m}\left(\frac{\Delta N}{N}+\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)+\frac{5+11m}{8m}\frac{\Delta L}{L}.\qquad(27)$$

可见：$\Delta A>0$，$\Delta m<0$，$\Delta N<0$，$\Delta L<0$，$\Delta\gamma<0$，则 $\Delta\bar{G}_{Ic}<0$，$\Delta\bar{K}_{Ic}<0$．$\Delta A>0$，$\Delta m<0$ 及 $\Delta L<0$ 都可理解为点阵硬化，$\Delta N<0$ 表示源硬化，$\Delta\gamma<0$

表示表面能降低，故凡是引起硬化和减小表面能的因素，都将降低韧性增加脆性，前者如加工硬化和辐照硬化所引起的脆化，后者如某些化学介质所引起的脆化．只要知道了ΔA，Δm，ΔN，ΔL 和 $\Delta\gamma$，即可由 (26)，(27) 式计算 $\Delta\bar{G}_{1c}$ 和 $\Delta\bar{K}_{1c}$，这些结果将有助于我们研究辐照脆化和化学介质脆化．

对于一种基体较强(大E)的金属，人们可通过冷加工、热处理、合金化、高能粒子辐照等途径来改变其力学性质，那末，能否通过什么途径在提高韧性的同时亦提高强度或至少不减小强度？ 这显然是人们在实际使用金属力学性能时最关心的一个课题． 从 (12) 式看，要提高韧性，就需

$$\Delta(L^{3/2}\sigma_f\varepsilon_f)>0,\quad 或\quad L^{3/2}\sigma_f\varepsilon_f>L^{03/2}\sigma_f^0\varepsilon_f^0. \tag{28}$$

冷加工和辐照，虽然提高了强度，但却使延伸率大为降低，并将缩短滑移面长度，不能满足 (28) 式，因而不是提高韧性的途径． 增加适当的多元合金元素，而后进行热处理，有可能形成某种新的韧性相，使得 $\Delta\sigma_f>0$ 并满足 (28) 式，低碳马氏体钢在低中温回火时就显示出韧性和强度同时提高[6]，故合金化加热处理是提高韧性和强度的可能途径． 至于较脆的纯金属，无论冷加工、辐照和热处理，都无法同时提高韧性和强度，但却可以通过高纯化以牺牲一定的强度而获得足够的韧性．

五、简短的讨论

关于金属断裂韧性的物理意义及其数学表达式，已有不少结果． 但本文与这些工作相比，有下列三点显著不同．

1) 从指导思想来说，本文认为脆性断裂过程是个不可逆的动力学过程，它是金属内部微裂纹在小范性变形过程中随机成核长大和传播导致的结果，这里突出了动力学过程、范性变形、微观与宏观相结合及统计性四者的有机联系，因而比较符合客观实际． 而现有其他理论，特别是提出断裂韧性概念的断裂力学，原先是从静态出发研究连续弹性体内裂纹失稳性的，现在虽也试图推广到动态和范性体上，但由于基本理论框架的局限性，难以进一步突破．

2) 从微观基础来说，本文从微裂纹长大的位错机理出发，认为 K_{1c} 是由于微裂纹扩展单位面积需要堆积位错群进一步滑移以将领首位错挤入微裂纹中而消耗范性功的结果，因而物理图象清楚，且不要什么新假设． 现有其他理论[1]，包括作者过去工作[4]，通常都认为 K_{1c} 是由于微裂纹尖端应力场引起附近位错滑移而消耗范性功的结果，因而需要提出尖端附近位错滑移的模型． 随着各个作者模型的不同，其表达式差异也很大．

3) 从具体结果来说，本文 (12) 式是将断裂韧性 K_{1c} 直接与弹性(模量 E)、范性 (延伸率 ε_f)、强度 (σ_f) 联系起来的，并由一个微观长度量(滑移面长度 L)参与来共同表示之，(19) 式则表明 K_{1c} 是由一组比 ε_f 和 σ_f 更基本的物理量表示之，能概括较多的实验结果，且改进了作者过去[4]的工作，(21) 式的几率分布函数则给出了 K_{1c} 的统计分布，它是从我们理论本身直接推导出的，不是一种附加的假设． 这些结果，不仅现有理论都不能统

1) 前面注 1)，2)．

一得出，即使(12)式，亦与多数作者的结果差别甚大. 至于(19)，(21)式中的某些重要结果如 K_{1c} 的统计分布形式. 尺寸效应及其随表面能的变化函数关系等，由于目前尚缺乏系统的实验数据以资比较，只能看成是理论的预言.

参 考 文 献

[1] 邢修三，物理学报，**29**(1980)，718.
[2] 邢修三，物理学报，**30**(1981)，1615.
[3] H. Liebowitz, ed., Fracture, **1**(1968), 373.
[4] A. B. Lidiard, Fracture Mechanics, Current Status, Future Prospects, Ed. R. A. Smith (1979), 149.
[5] G. G. Chell and D. A. Curry, Developments in Fracture Mechanics-2 Ed. G. G. Chell, (1981) 101.
[6] 西安交通大学金属材料及强度研究室，西安交通大学学报，(4)(1977)，35.

ON THE FRACTURE TOUGHNESS OF METALS

XING XIU-SAN
(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

According to stochastic evolution process of microcracks and the mechanism of microcrack growth which requires the gliding of pile-up group of dislocations continuously in order to force the leading dislocation into microcrack, the crack-extension force and fracture toughness and its statistical distribution function are derived and a discussion affecting factor are given.