

# 裂纹动态起始问题的研究进展\*

赵亚溥

中国科学院力学研究所非线性连续介质力学开放研究实验室, 北京 100080

**提要** 力图就前人提出的冲击载荷下裂纹的起始判据进行较全面的综述。这些较著名的判据有: (1) 动态应力强度因子判据; (2) 动态 $J$ 积分判据; (3) 最小作用量判据; (4) 极小作用时间判据等。简要介绍了近年来有关裂纹在冲击载荷(特别是短脉冲)下动态起始的一些重要实验和实验中所发现的一些重要结论。实验公认, 一般对于小范围屈服而言, 材料的动态断裂韧性随加载(应变)率的提高而减小, 此时材料的断裂形式为解理型; 而对于大范围屈服则韧性随加载率的提高而增大, 此时材料的断裂形式为纤维型。特别指出, Brown 大学的平板撞击实验表明, 裂纹在起始时, 观察到一个不再满足二分之一阶奇异性的“尖峰”, 按 Clifton 和 Freund 等人所给出的模型, 在裂纹起始断裂瞬间, 在裂纹顶端会突然形成一个小洞, 该洞的半径作为一个参数等于二相粒子的间距。

**关键词** 冲击载荷; 短脉冲; I型裂纹; 加载速率; 温度; 裂纹动态起始; 判据; 解理断裂; 纤维断裂; 过应力强度因子; 裂尖特征(内部)尺度

## 1 引言

从本世纪20年代初 Griffith 的开创性工作以来<sup>[1]</sup>, 准静态情况下的线弹性、弹塑性以及粘弹性材料的断裂力学行为已经得到了广泛而深入的研究。然而在动载作用下, 当惯性力不能再被忽略时, 由于问题的复杂性, 关于材料的动态断裂问题则相对研究得还很不够。而随着科学技术的发展, 冲击载荷下裂纹的稳定性问题的重要性也日益突出起来, 因此短脉冲载荷下裂纹的动态起始判据问题很自然地成为多年来学术界所关注的一个焦点。

动态断裂力学(或断裂动力学)通常被认为开始于物理学家 Mott 于1948发表的奠基性的研究论文<sup>[2]</sup>, 它研究两类问题: 第1类是裂纹静止(stationary), 而外力随时间迅速变化, 例如冲击、波动(爆炸冲击波、地震波等)和振动等载荷; 而第2类则研究恒定外力下的裂纹传播问题(裂纹的止裂包含在其中)。在第1类问题中, 除研究动载作用下裂尖的渐近场外, 主要研究裂纹的动态起始问题, 该问题的数学处理是求解波动方程(组)的初值-混

\* 国家自然科学基金和中国科学院院长基金资助项目。

合边值问题,同准静态下的裂纹起始问题相比,在计算上显然要复杂得多。由此可见,研究静止裂纹在冲击载荷下的动态起始问题不但具有十分重大的工程实际意义,而且还具有十分重要的理论意义。本文的目的是对以前关于冲击载荷作用下的 I 型裂纹动态起始问题的研究作较详细和系统的评述。

## 2 关于裂纹动态起始问题的一些重要概念

### 2.1 静态、“准”静态和动态的定义

众所周知,应变  $\varepsilon$  作为一个无量纲量是材料受力后变形大小的度量。而应变率  $\dot{\varepsilon}$  (单位为  $s^{-1}$ ) 则是变形快慢的度量。冲击载荷的高低除取决于冲击速度外,还取决于材料的损伤数<sup>[3]</sup> (damage number)  $\rho V^2/Y$ ,  $Y$  为材料的屈服强度。对于应变率,一般可以进行如下划分:

① 当  $\dot{\varepsilon}$  低于  $10^{-5} s^{-1}$  时,属于静态范围;

② 当  $\dot{\varepsilon}$  介于  $10^{-5} s^{-1}$  和  $10^{-3} s^{-1}$  时,属于准静态 (quasi-static) 范围,应变率效应可略去不计;

③ 当  $\dot{\varepsilon}$  高于  $10^{-3} s^{-1}$  时,已经进入材料的应变率敏感区域,一般应变率效应不能再忽略,此时所研究的问题称为动态问题。

应该指出的是,只有应变率的量级是主要的,所以一般情况下只提及它的量级。高应变率下工程材料的力学行为和准静态下有很大不同。如应变率提高时,材料的屈服极限和硬化指数也随之提高,具有体心立方结构材料(例如中、低强度钢)的屈服极限对应变率最为敏感。

不同学者对应变率范围的划分也不尽相同。如 Lindholm<sup>[4]</sup> 认为准静态应变率范围介于  $10^{-5} s^{-1}$ — $10^{-1} s^{-1}$  之间,而 Campbell<sup>[5]</sup> 则认为准静态应变率范围介于  $10^{-4} s^{-1}$ — $10^{-2} s^{-1}$  之间。Campbell<sup>[6]</sup> 还认为低应变率为  $10^{-4} s^{-1}$ — $10^{-1} s^{-1}$ ,中应变率为  $10^{-1} s^{-1}$ — $10^2 s^{-1}$ ,高应变率为  $10^2 s^{-1}$ — $10^4 s^{-1}$ 。

### 2.2 加载速率

仿照 Irwin<sup>[6]</sup> 在静态断裂力学中的分类方法,断裂动力学问题也可以分为 3 种类型:

(1) I 型(由垂直于裂纹面的作用力引起的面内张开型); (2) II 型(由平行于裂纹面而引起的面内滑移型); (3) III 型(反平面撕开型)。对于线弹性断裂问题,就是说当裂纹尖端塑性区和结构特征尺寸相比很小时,在冲击载荷作用下 I 型静止裂纹裂尖线弹性应力场可以表示为

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I(t)}{\sqrt{2\pi r}} \Sigma_{ij}(\theta) + \sigma_{ij}^0 + O(1) \quad (1)$$

式中,  $K_I(t)$  为 I 型裂纹的强度因子,它反映的是几何构形及载荷变化历史的影响,如何确定该值是断裂动力学的一个中心问题<sup>[7]</sup>; 而  $\Sigma_{ij}(\theta)$  是反映应力分量随角度变化的普遍函数。

在断裂动力学中,为了方便往往用应力强度因子率  $\dot{K}$  来表征加载速率,其定义为<sup>[8]</sup>

$$\dot{K}_I = \left( \frac{\partial K_I}{\partial t} \right)_{V=0}, \quad \text{当 } 0 < t < t_i \quad (2)$$

式中:  $V$  为裂纹传播速度,  $t_i$  为裂纹开始传播时间。显然,  $\dot{K}_I$  的单位为  $MPa\sqrt{m}/s$ 。在比

例加载的情况下, 平均加载速率则可以表示为<sup>[8]</sup>

$$\dot{K}_I = \frac{K_{ID}}{t_f}, \quad t = t_f \quad (3)$$

式中  $K_{ID}$  为材料的动态断裂韧性。

美国 ASTM-E399-72 规定准静态断裂韧性  $K_{Ic}$  在  $\dot{K}_I = 1 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  下测量<sup>[9]</sup>, 要求试件厚度  $B$ 、裂纹尺寸  $a$  和韧带宽度  $(W - a)$  满足下式:

$$B, a, (W - a) \geq 2.5 \left( \frac{K_{Ic}}{\sigma_y} \right)^2 \quad (4)$$

就笔者所知, 现在还没有关于动态实验的相应标准, 但一般假设在动态下有和式(4)相类似的条件<sup>[10]</sup>, 只是式中的  $K_{Ic}$  换为  $K_{ID}$ , 而且  $\sigma_y$  也应换为动态屈服应力。我们知道, 屈服应力会随应变率的提高而提高, 而且材料的动态断裂韧性也一般强烈地依赖于加载率, 因此  $K$  的主导区会和静态时有所不同。

对应于应变率, 针对应力强度因子率  $\dot{K}_I$  也有类似的分类:

- ① 当  $10^{-3} \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}} \leq \dot{K}_I \leq 10^3 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  时, 属于准静态断裂范围;
- ② 当  $10^3 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}} \leq \dot{K}_I \leq 10^5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  时, 属于动态断裂范围;
- ③ 当  $\dot{K}_I > 10^5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  时, 属于高速或短脉冲载荷作用下的断裂;

对于断裂动力学加载, 也可以大致进行如下分类:

① 静载情况: 实验中裂纹起始断裂的特征时间以秒为量级或更长。对这种类型的断裂已进行了大量的理论和实验研究, 理论基础和实验技术都已成熟, 并在实际中得到了广泛的应用;

② 普通动载情况: 实验中裂纹起裂的特征时间为毫秒或几十毫秒的量级, 应力波长远大于裂尖塑性区和应力强度因子主导区尺寸, 裂纹扩展前应力波已在该区域反射多个来回, 因此完全可以作为准静态情况来处理, 对此也已开展了大量的研究工作;

③ 短脉冲载荷情况: 实验中裂纹起始断裂的时间为纳秒量级, 应力波长与裂纹尖端区的塑性区尺寸或应力强度因子主导区尺寸相当。此时材料的不均匀性以及材料内部的微结构将起很重要的作用。

现在已有多种实验设备可供选择, 在加载速率  $\dot{K}_I$  上可以从准静态做到  $10^9$ , 即跨越十几个数量级。应用标准的试验机能获得最大  $\dot{K}_I \approx 1 \times 10^3 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  的加载速率, 应用快速的闭合回路加载装置可以获得大约为  $1 \times 10^4 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  的加载速率, 而标准化的 Charpy 实验 (instrumented Charpy test) 则可以获得  $\dot{K}_I \approx 1 \times 10^5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  的加载速率。获得高达  $\dot{K}_I \approx 1 \times 10^8 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  的加载速率的实验手段是应用改进后的 SHPB 技术。而应用冲击波加载, 现最高能获得  $\dot{K}_I \approx 1 \times 10^9 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$  的加载速率<sup>[8]</sup>。

可以证明, 应变率  $\dot{\epsilon}$  和应力强度因子率  $\dot{K}_I$  之间存在如下关系<sup>[8,11]</sup>:

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma_y}{E K_I} \dot{K}_I \quad (5)$$

式中  $\sigma_y$  为材料的屈服应力。对上式两边取自然对数得

$$\ln \dot{\epsilon} = \ln \left( \frac{\sigma_y}{E K_I} \right) + \ln \dot{K}_I \quad (6)$$

上式中,右端的第一部分被称为“对数转换因子(Logarithmic Conversion Factor)”。一般情况下,若考虑应变硬化,材料的切线模量为

$$E_t = \alpha E \quad (7)$$

上式中 $\alpha$ 为应变硬化系数,其范围是 $0.1 < \alpha < 1$ 。式(5)可以修正为<sup>[12]</sup>

$$\dot{\varepsilon} = k \frac{\sigma_y}{E K_1} \dot{K}_1 \quad (8)$$

式中, $1 \leq k \leq 10$ ,它是反映应变奇异性强化(intensification for strain singularity)的一个系数,对于韧性大的材料所对应的 $k$ 值也大, $k=1$ 对应的是线弹性。很自然地,可以定义特征时间为

$$t_c = \frac{K_{ID}}{\dot{K}_1} \quad (9)$$

同理对应于式(8),非线性弹性材料的对应关系为<sup>[13]</sup>

$$\dot{\varepsilon} = c \frac{J_I}{J_I} \quad (10)$$

其中,系数 $c$ 的范围为

$$0.0024 < c < 0.0025, \quad \text{在塑性区} \quad (11a)$$

$$c \approx 0.35, \quad \text{在过程区}^{1)} \quad (11b)$$

一般而言,在解理断裂的情况下,材料的断裂韧性 $K_{ID}$ 随应变率(加载率)的提高而降低;而在韧性断裂的情况下,材料的断裂韧性 $J_{ID}$ 则随应变率的提高而增加<sup>[14,13]</sup>,对于极个别的材料(如铝合金)的断裂韧性几乎不随加载率变化,关于这一点下面还将提到。特别是前者在工程实际中具有十分重要的意义,很明显这是因为前者破坏的可能性更大而且更迅速,如钢轨材料<sup>[15]</sup>、核工业中的材料以及天然气输运管道材料在应用中都存在这种问题。

### 3 关于裂纹的动态起始判据

#### 3.1 关于准静态断裂准则的简要回顾

裂纹的失稳(或起始断裂)准则首先是Griffith<sup>[1]</sup>提出来的。为了解释玻璃的断裂现象,在线弹性的前提下,他<sup>[16]</sup>引进了表面张力的概念,这一概念的引进被认为是对经典连续介质力学的一个重要补充,他的理论被称为Griffith能量释放率准则。后来,Irwin(1957)<sup>[17]</sup>对于线弹性材料证明了裂纹尖端的应力应变场具有 $r^{-1/2}$ 奇异性,并提出了与Griffith方法完全等价的著名的应力强度因子理论,按照Irwin的方法为解决裂纹扩展问题,只需要由纯线弹性问题求得裂纹前缘上的某些应力强度因子就够了<sup>2)</sup>,沿这个方向发展起来的学科就称为“线弹性断裂力学”。实际裂纹尖端附近总存在一个由塑性、损伤或其它物理机制所引起的非线性区,线弹性近似只有在所谓“自治(autonomy)”裂纹的条件下才成立,两个条件为:

- 1) 对于真实材料,在裂纹尖端附近存在一个小的区域,各种与断裂有关的微观过程在这个区域内发生并最后导致新的表面的生成和分离,通常称这个区域为断裂过程区(process zone)。
- 2) 从现在观点看,单考虑 $r^{-1/2}$ 一项已经不够了。

(1) 和系统(物体和加载)其它特征尺寸相比,裂尖非线性区的尺寸非常小;

(2) 裂尖区外部的解并不过分依赖于裂尖区内的过程。

这样,裂尖非线性区完全被弹性应力强度因子场所包围并由 $K$ 所确定,这就是Rice(1968)<sup>[18]</sup>提出的小范围屈服(SSY)的概念。

顺便指出,所谓小范围屈服的概念在动力学中的应用范围及条件还没有见有文献研究过<sup>[14]</sup>。

随后不同学者又提出过在本质上和应力强度因子准则类似的COD, CTOD, COA和CTOA等准则。对于弹塑性材料,在小变形和形变理论下,Rice等又提出了临界 $J$ 积分准则。内聚区模型是Barenblatt<sup>[19]</sup>首先提出来的,而最著名和最简明的内聚区模型是Dugdale<sup>[20]</sup>模型。这里应该强调指出的是,在线弹性和小范围屈服的假定下,上述各种准则在准静态下和最大拉应力准则以及裂纹前方某一特征距离处的临界应变准则都是完全等价的<sup>[21-24,16]</sup>。

按照文献[11]的分类方法,裂纹的起始断裂判据可以分为两大类:①全局型(global)判据;②局部型(local)判据。全局型判据是指由 $K$ 、 $G$ 或 $J$ 给出的能反映裂纹尖端全部条件的判据,这里包括COD和CTOD准则;而局部型判据是指在过程区内所给出的在离裂尖某一特征距离 $L_F$ 处最大拉应力 $\sigma_{22}$ 和应变 $\varepsilon_{22}$ 达到最大值 $\sigma_F$ 和 $\varepsilon_c$ <sup>[25,26]</sup>,即

$$\textcircled{1} \quad \sigma_{22} = \sigma_F, \quad \text{在 } L_1 = L_F \text{ 处}; \quad (12a)$$

$$\textcircled{2} \quad \varepsilon_{22} = \varepsilon_c, \quad \text{在 } L_1 = L_F \text{ 处}. \quad (12b)$$

但从总体上来讲,断裂力学还缺少一个普适的(universal)裂纹起始判据。

### 3.2 关于裂纹的动态起始判据

冲击载荷下,裂纹的常用动态起始判据现有如下几种:

(1) 动态应力强度因子判据<sup>[27,28]</sup>;

(2) 动态 $J$ 积分判据<sup>[13,14]</sup>;

(3) 最小作用量(least action)判据<sup>[29,30]</sup>;

(4) 极小作用时间(minimum time)判据<sup>[31-33]</sup>,等等<sup>1)</sup>。

显然,(1)和(2)是从静力学中类比过来的,下面我们还将证明(3)实质上属于Irwin应力强度因子型判据。下面将分别就以上判据进行讨论。

#### 3.2.1 动态应力强度因子判据

对于I型裂纹而言,在小范围屈服(解理断裂)的情形下,裂纹动态起始判据可以表示为<sup>[8,13,27,28,34]</sup>

$$K_I(t) = K_{ID}(\dot{K}_I, T) \quad (13)$$

式中 $T$ 为温度, $K_{ID}$ 为材料的动态断裂韧性。式(13)说明当动态应力强度因子达到材料的动态断裂韧性时,裂纹将扩展。该判据没有考虑加载历史及裂尖的钝化等效应,有人认为上述判据只适用于中等冲击速率情形<sup>[13]</sup>,即 $\dot{K}_I < 10^6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ 。从式(13)可以看出,对于冲击载荷下的静止裂纹而言,材料的断裂韧性 $K_{ID}$ 和加载速率 $\dot{K}_I$ 、环境温度 $T$ 有关。即

$$K_{ID} = f(\dot{K}_I, T)_{v=0} \quad (14)$$

1) 由于动态COD以及CTOD判据和(1)、(2)无本质区别,这里限于篇幅不再另外讨论。

上式也被称为断裂起始的本构曲面 (constitutive surface) 或断裂韧性曲面<sup>[8]</sup> (fracture toughness surface), 该关系式适用于小范围屈服情形。事实上, 对小范围屈服情况而言, 在高应变率下在某一特定的温度下其动态断裂韧性下降的幅度最大, 例如对于 A508C1.3 钢当加载率为  $\dot{K} = 1 \times 10^8 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$  时, 在环境温度  $T = 200\text{K}$  时其动态断裂韧性达到最小值, 约是静态断裂韧性的六分之一<sup>[8]</sup>。由此可见, 温度对动态断裂韧性的影响是一个应引起人们十分关注的工程问题, 特别对于工程设计尤为重要。从这里也可以看出, 当一个结构承受冲击载荷作用时, 在设计时考虑材料的断裂起始本构曲面是多么重要!

应该指出的是, 就对材料的动态断裂韧性而言, 温度和应变(加载)率是两个不同的影响因素, 也就是说单单变化环境温度或加载的应变率都会对  $K_{ID}$  产生影响, 但是这两个因素彼此之间并不独立。事实上, 温度和金属的塑性应变率的敏感性可以通过 Arrhenius 关系式联系起来, 即

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \ln\left(\frac{\Delta H}{kT}\right) = \text{const.} \quad (15)$$

式中,  $\Delta H$  为激活焓,  $k$  为 Boltzmann 常数,  $\varepsilon_0$  为特征应变率,  $\varepsilon$  和  $T$  分别为塑性应变率以及绝对温度。高应变率往往相当于低温效应, 有时常用一个温度和应变率组合而成的参量 (Zener & Hollomon<sup>[35]</sup> 参量)  $T \ln(K/\dot{\varepsilon})$  来表示温度和应变率对材料动态性质所产生的耦合作用 ( $K$  为材料常数)。

### 3.2.2 动态 $J$ 积分判据

对应于大范围屈服(韧性断裂)情形,  $K$  因子的主导地位不复存在, 而此时的裂纹动态起始判据则可以由

$$J_I(t) = J_{ID}(J_I, T) \quad (16)$$

给出, 式中  $J_{ID}$  为大范围屈服时的动态起始断裂韧性 (dynamic initiation fracture toughness under large scale yielding), 它和加载率  $\dot{J}_I \approx J_{Ic}/t_f$  及温度  $T$  有关, 它和  $K$  判据一样也忽略了历史效应。应该指出的是, 现在还没有一个公认的满意方法来对弹塑性情况时裂纹的动态起始进行有效的测量。另一个应注意的问题是, 随着应变率的提高材料随之出现从韧性到脆性的转变, 此时裂尖也将由  $J$  因子主导 (纤维断裂, fibrous fracture) 转向  $K$  因子主导 (解理断裂, cleavage fracture), 关于这一点还有待于更进一步定量化的研究。

### 3.2.3 最小作用量判据

该判据是由 Steverding 和 Lehigh 于 1970 和 1971 年共同提出的。对于矩形脉冲载荷, 裂纹动态起始的最小作用量判据形式为

$$\sigma^2 \tau = k \frac{\gamma E}{a} \quad (17)$$

式中,  $\sigma$  为矩形脉冲的峰值,  $\tau$  为脉冲作用时间,  $\gamma$  为裂纹表面能,  $E$  为材料的杨氏模量,  $a$  为材料的波速, 对于 I 型裂纹  $k = 2/3$ , 而对于钱币型裂纹  $k = 3.5$ 。

事实上由量纲分析, 裂纹起始传播的条件可以表示为

$$f(\sigma, \tau, \gamma, E, a, \nu) = 0 \quad (18)$$

上式中  $\nu$  为 Poisson 常数。根据  $\Pi$  定理, 有关系式

$$f\left[\sigma^2\tau/\left(\frac{\gamma E}{a}\right), \frac{E}{\sigma}, \nu\right] = 0 \quad (19)$$

因而再由量纲分析, 当忽略  $\frac{E}{\sigma}$  的影响时, 则可得到式 (17)。由此可见, 式 (17) 并不是一个精确的表达式。如果将式 (17) 换为形式

$$\sigma^2\tau a = k\gamma E \quad (20)$$

则因为材料中的波速  $a$  和脉冲作用时间  $\tau$  都是常数, 二者的乘积为一个长度  $2l$ , 也就是说, 式 (17) 可以改写为

$$\sigma^2 l = k_1 \gamma E \quad (21)$$

显然, 式 (21) 在形式上完全属于 Irwin 应力强度因子型判据。因此式 (17) 说明, 如果施加的应力波的比作用量为  $k\frac{\gamma}{a}$  的话, 将失稳的裂纹长度为 (这里采用原文中的符号)

$$c^* = a\tau \quad (22a)$$

所需脉冲的峰值为

$$\sigma^2 = kE\gamma/c^* \quad (22b)$$

当脉冲载荷不是矩形时, 显然式 (17) 可以改写为

$$\int_0^\tau \sigma^2 dt = k \frac{E\gamma}{a} \quad (23)$$

文献 [30, 36, 37] 指出, 方程 (17) 就是 Heisenberg 的测不准原理。事实上, 我们知道作用量和原子物理中的 Planck 常数  $\hbar$  量纲相同<sup>[38]</sup>, 所以式 (17) 两端都除以每立方厘米的原子个数  $n$  的话, 经推导式 (17) 可以表示为

$$\frac{\sigma^2\tau}{kEn} = \hbar \quad (24)$$

这样, 宏观的一个裂纹起始判据可以和微观的量子物理相联系起来。由于式

$$\hbar = \frac{\gamma}{an} \quad (25)$$

成立, 可见, 表面能  $\gamma$  也可以和波速  $a$  以及晶格参数联系起来。当然, 将宏观的动态断裂力学概念同微观的量子力学概念联系起来, 看来还是比较牵强的, 因为连续介质力学有其特定的研究范围, 超出这个范围连续介质力学的概念是否成立还是一个疑问。

### 3.2.4 极小作用时间判据

该判据强调裂纹的动态起始条件表达为: 动态应力强度因子必须超过材料的动态断裂韧性并保持一段最少时间。考虑到静态下裂纹的起始 (或失稳) 判据为<sup>[39]</sup>

$$K_I \geq K_{Ic} \quad (26a)$$

$$\frac{\partial K_I}{\partial t} \geq 0 \quad (26b)$$

式中  $l$  为裂纹的半长。Kalthoff 和 Shockey 将其推广到动力学情形, 数学表达式为

$$K_{I}^{dyn} \geq K_{ID} \quad (27a)$$

$$\frac{\partial K^{dyn}}{\partial a} + \frac{1}{v} \frac{\partial K^{dyn}}{\partial t} \geq 0 \quad (27b)$$

式中,  $K_{I}^{dyn}$  为 I 型裂纹的动态强度因子,  $K_{ID}$  为材料的动态断裂韧性,  $a$  为裂纹长度,  $v$  为裂纹传播速度。事实上, 式 (27b) 的左端为  $\frac{dK^{dyn}}{da}$ 。由该准则可知, 一个裂纹当动态应力强度因子瞬时超过材料的动态断裂韧性时, 该裂纹并不一定扩展, 还要看超过时间的长短。一般而言, 极小作用时间大约估计为脉冲的持续时间<sup>[31]</sup>。所以需要一极小作用时间, 这是裂纹尖端建立过程区所需要的。

联想到 Tuler 和 Butcher<sup>[40]</sup> 提出的关于层裂的积分型准则

$$\int_0^{\tau} (\sigma - \sigma_0)^{\lambda} dt = K \quad (28)$$

上式中,  $\tau$  为应力持续时间,  $\lambda$  和  $K$  为材料常数,  $(\sigma - \sigma_0)$  为过应力 (overstress)。再结合 Kalthoff 和 Shockey 的极小作用时间判据, 我们可以提出一个“过应力强度因子” (overstress intensity factor) 的概念, 即  $K_{I}^{dyn} - K_{ID}$ , 这一点在下面也将进一步论述。

应该指出的是, 近来又有人提出过几个裂纹动态起始判据, 如俄国学者 Morozov 和 Petrov (1990)<sup>[41]</sup> 曾提出如下判据:

$$\frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \frac{1}{d} \int_0^d \sigma(r, t') dr dt' \leq \sigma_c \quad (29)$$

式中,  $d$  和  $\tau$  分别为失效的结构尺寸 (structural size) 和结构时间 (structural time), 这些参数均需实验来确定。判据 (29) 还可以表达成形式<sup>[42]</sup>

$$J(t) \leq J_c \quad (30)$$

式中,  $J_c = \sigma_c \tau d$ 。  $J_c$  的物理含义是临界结构动量 (critical structure momentum)。上述两位学者在文[42]中针对短脉冲等情况又进行了推广。应该指出的是, 两位俄国学者提出的上述所谓“结构时间模型 (structure-time model)”中, 最主要的参数是结构时间  $\tau$ , 这里的结构时间也可以解释为极小作用时间判据中动态应力强度因子超过材料动态韧性的累积时间, 该值应该由实验来确定。

考虑到论述的系统性, 由实验结果分析得到的另外两个裂纹动态起始判据将在下面给出。

## 4 关于裂纹动态起始的有关实验结果

### 4.1 有关Brown大学的一些实验结果

近年来, 以 Clifton 教授为首的 Brown 大学研究组对该问题应用平板撞击进行了系统的研究。下面首先介绍文献[34]中的实验工作。他们的实验装置如图 1 所示, 试件是一个中面含有预制疲劳裂纹的圆盘, 疲劳裂纹的预制是首先从圆盘的外边缘沿中面方向开一个 V 型槽, 然后将疲劳裂纹扩展到圆盘的中心线为止。其材料牌号为 4340VAR 的合金钢。实验温度介于室温和  $-100^{\circ}\text{C}$  之间, 采用低温是为使材料具有更好的脆性, 这样做将能更好地用线

弹性断裂理论来解释实验的结果。实验中平板背面的位移和速度分别由法向位移干涉仪 (NDI) 和法向速度干涉仪 (NVI) 来记录。飞板的冲击速度介于 15—79m/s。他们的平板撞击实验有两个突出的优点：①较好地实现了平面应变的条件；②实验中应力强度因子率大约能达到  $\dot{K}_I = 10^8 \text{MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ ，比现在常用的加载技术要高出两个量级左右。施加脉冲的宽度和应力幅值由飞板的厚度以及冲击速度来决定，即

$$t_L = 2h/c_L \quad (31a)$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{2} \rho c_L V_0 \quad (31b)$$

上式中， $h$  为飞板的厚度， $\rho$  是其材料的密度， $c_L$  为纵波波速，该实验中  $t_L = 1\mu\text{s}$ 。在实验中飞板采用和试件相同的材料。实验中他们所得到的重要结论有以下几点：

- (1) 材料的断裂韧性强烈地依赖于环境温度，对于 4340 合金钢，室温下断裂韧性为  $62 \text{MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ ，而在低温时对应值为  $32 \text{MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ ；
- (2) 裂纹的传播速度能达到 0.6 倍的 Rayleigh 波速；
- (3) 在同样的加载条件下，低温下裂纹传播的距离要比室温下长的多；
- (4) 裂纹起始后的传播方向朝平板的背面弯折 (kink)，这可能是由于加载的不对称性。

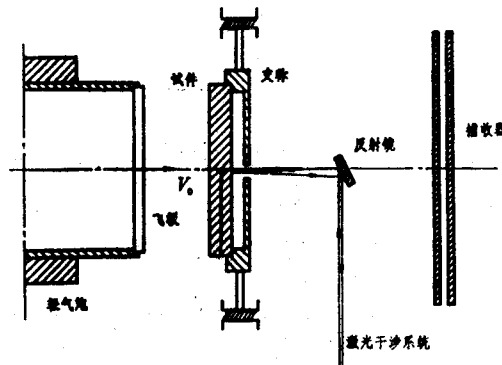


图1 平板撞击实验装置

用如下矩形脉冲载荷进行冲击实验：

$$\sigma(t) = \sigma_0 [H(t) - H(t - t_0)] \quad (32)$$

式中  $H(t)$  为 Heaviside 函数， $t_0$  为脉冲时间，按弹性波理论进行计算，其对应的应力强度因子为

$$K_I(t) = 2\sigma_0 \frac{\sqrt{c_L(1-2\nu)/\pi}}{1-\nu} \{ \sqrt{t} H(t) - \sqrt{t-t_0} H(t-t_0) \} \quad (33)$$

$K_I(t)$  随时间的变化关系如图 2 所示。文中用的是动态应力强度因子判据，所以由式 (32) 和最大动态应力强度因子判据，很容易求得从脉冲作用到裂纹起裂所经历的时间  $\tau$  以及止裂时间  $t_s$ 。其表达式分别为

$$\tau = \frac{1}{n^2(\nu)c_L} (K_{ID}/\sigma_0)^2 \quad (34)$$

$$t_a = \frac{\tau}{4} (1 + t_0/\tau)^2 \quad (35)$$

式中

$$n(\nu) = \frac{1}{1-\nu} \sqrt{(1-2\nu)/\pi} \quad (36)$$

文献[34]还针对上述实验采用线弹性和弹-粘塑性模型分别进行了数值计算。

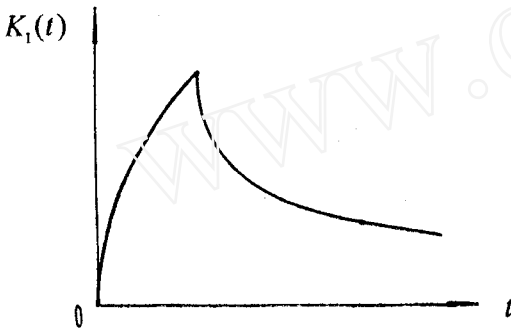


图2  $K_I(t)-t$  关系图

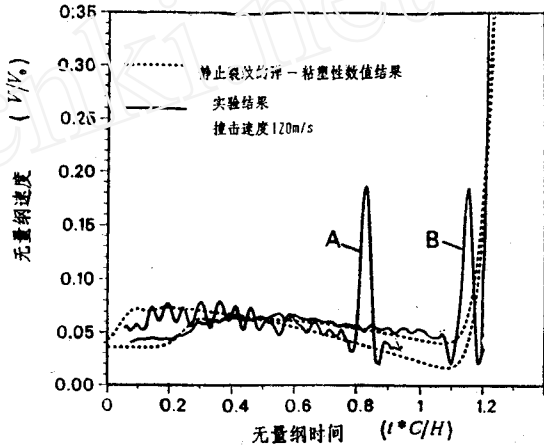


图3 平板实验中“尖峰”示意图

文献[43,44]也报导了和[34]类似的有关平板撞击研究起裂的实验结果以及理论分析, 所得到的重要结论有:

(1) 在实验中观察到一个突然升降的“尖峰 (spike)”, 该尖峰被认为是和裂纹的突然起动相关联。该峰已不再能由线弹性断裂力学的  $r^{-1/2}$  奇异性来解释, 而且以往的弹-粘塑性数值计算结果也得不到该峰 (如图3所示);

(2) 金相分析表明, 实验后试件预制疲劳裂纹尖端附近分为3个区域: (a) 预制疲劳 (prefatigued) 区; (b) 伸展 (stretched) 区; 和(c) 裂纹扩展区。在裂纹扩展初期是全韧性的, 由此说明该期内的微观力学机制为孔洞的形核、长大和贯穿。在(a)和(c)区之间, 存在着一个相对地无明显特征的 (relatively featureless) 区, 该区即是塑性伸展区, 该区由粗滑移台阶组成, 疲劳裂纹在此区内由滑移机制被钝化。随着裂纹区域塑性应变的增加, 裂尖附近夹杂处的孔洞在当地应变场和三轴应力的共同作用下随之长大, 裂纹起始被理解为钝化的裂尖和长大孔洞的第一次贯穿。因此可知裂纹的起动过程不是平缓的, 而是同钝化裂尖和孔洞之间材料纤维的突然断开相关联。这就导致了一个小洞在裂尖的突然形成。而该小洞形成过程则和实验所观测到的“尖峰”相对应。

(3) 文献[44]指出, 上述小洞的半径等于材料中夹杂大粒子之间距离的一半(30 $\mu$ m);

(4) 由以上的分析表明, 裂尖的动态应力场存在着比二分之一阶更强的奇异性 (大致为  $r^{-3/2}$ )。

文献[16]针对合金材料提出了裂纹尖端特征尺度的概念,并且指出,对于韧窝断裂,这个尺度与韧窝尺度即二相粒子(或夹杂物)的有效距离为同一个量级<sup>[16]</sup>。文献[16]中的这一观点是否在Brown的上述实验中从某一个侧面得到了很好的验证呢?!

#### 4.2 其它有关实验

文献[45]和[46]曾从实验中得到结论:材料的静态断裂韧性 $K_{Ic}$ 随静态屈服极限的提高而降低,如图4所示。但文献[46]和[47]的研究表明: $K_{Ic}$ 和环境温度之间的关系则要复杂得多(如图5所示),从图5可以看出,铝合金基本上没有温度效应。对于高韧性钢(high tensile steel)而言, $K_{Ic}$ 总是随温度的降低而降低。而对于结构钢,在低温时,材料的断裂韧性随温度的升高而升高,而当达到一定的温度后,则呈现出相反的趋势,即随着温度的提高材料的断裂韧性降低。

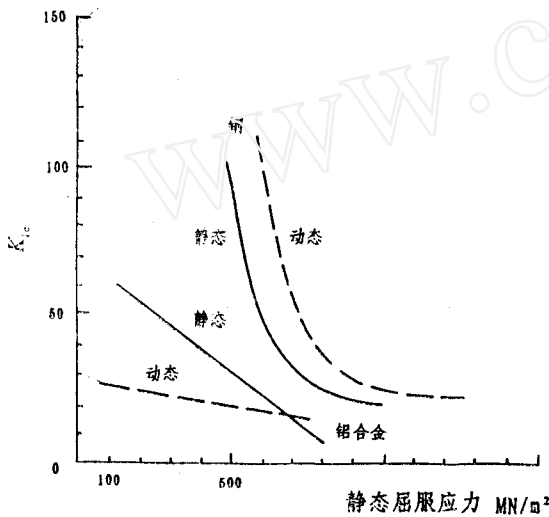


图4 断裂韧性和 $\sigma_y$ 的关系

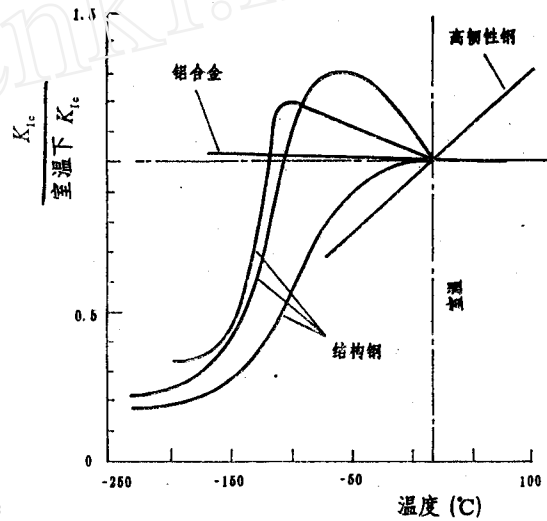


图5 无量纲断裂韧性随温度的关系

Costin 等(1979)<sup>[48]</sup>对一种冷轧结构钢进行的实验表明,对低温解理型断裂,高加载率材料会变脆;相反,对高温纤维型断裂,高加载率则使材料韧性提高。这一现象可以用裂尖高应力区的材料分离机理来解释<sup>[7]</sup>。一般认为,多晶材料的解理型断裂是属于应力控制的脆性断裂机制,而纤维型断裂则属于应变控制的韧性断裂机理。如以裂尖区中某一特征距离处的临界应力和临界应变分别作为这两种情况的起裂准则,那么,由于材料的应变率硬化效应,与准静态情况相比,对应力控制机制,高加载速率时达到临界应力所需要的应力功密度较小,这样由应力功转化的热也少,材料变脆;相反,对于应变控制的机制,高速加载时需要更大的应力功密度以达到与准静态相同的临界应变,这样材料韧性将提高。当然,实际的物理机制要复杂得多,上面给出的只是一种可能的解释。

Wilson<sup>[50]</sup>等(1980)对1020热轧结构钢在 $K_I = 2.2 \times 10^6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ 情况下应用文[49]应用过的分离式Hopkinson杆进行了裂纹动态起始实验,环境温度介于 $-157^\circ\text{C}$ 到 $121^\circ\text{C}$ 。准静态和动态下材料的断裂韧性随温度的关系如图6所示。从图6可以看出,存在3个决定断裂模式的温度区段:即解理段、纤维段和转换段。在低温时, $K_{ID}$ 明显低于 $K_{Ic}$ ,说明此

时对应于小范围屈服（应力诱导的解理断裂），加载率提高则断裂韧性降低。而当环境温度高于 20℃ 左右时， $K_{ID}$  开始高于  $K_{Ic}$ ，此时对应的是韧性大范围屈服情形。

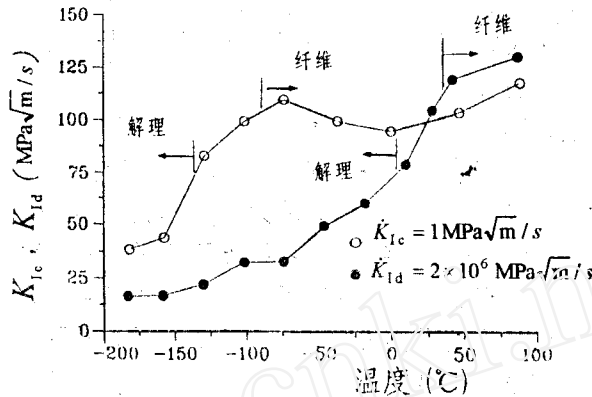


图 6

最近，日本的 T.Yakoyama<sup>[61]</sup> (1993) 应用 SHPB 技术在  $\dot{K}_I = 10^6 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$  对若干种金属材料进行了裂纹动态起始研究，实验表明：7075-T6 铝合金在加载速率为  $0.5 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s} < \dot{K}_I < 7 \times 10^5 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$

的很大范围内时，其断裂韧性几乎保持不变；在  $\dot{K}_I = 1.0 \times 10^6 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$  情况下，6246 Ti 合金的动态断裂韧性要比相应的静态值高出大约 50%；在加载速率  $\dot{K}_I = 1.4 \times 10^6 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$  时，4043 钢的动态断裂韧性要比对应的静态值高 40% 左右。

Ravi-Chandar 和 Knauss(1984)<sup>[52-55]</sup> 对 Homalite-100 材料<sup>1)</sup> 裂纹的动态起始进行了系统的实验研究。在裂纹面上所加的载荷在 25 $\mu\text{s}$  之内达到峰值，然后将保持为定值，该峰值的持续时间为 160 $\mu\text{s}$ 。实验条件为平面应力。实验表明：当载荷作用到裂纹起始的时间为 50 $\mu\text{s}$  量级时（载荷速率大约为  $10^4 \text{MPa}/\text{s}$ ），加载速率对断裂韧性的影响可以忽略，即此时的动态应力强度因子几乎等于其静态值；当加载速率提高时，其断裂韧性会有显著的提高，此时他们认为是材料的粘性效应起主导作用。当加载开始到裂纹起始之间的时间短于 50 $\mu\text{s}$  时，由实验确定出其动态断裂韧性  $K$  和相应的静态值  $K_{Ic}$  之差<sup>2)</sup> 满足式

$$K - K_{Ic} = \frac{\text{const}}{t_i^2} \quad (37)$$

式中  $t_i$  为裂纹的起始时间，由上式可见过应力强度因子强烈地依赖于  $t_i$ 。这一现象可以定性地归结为材料的粘弹性以及与断裂过程有关的固有速率。他们还有以下结论：

- ① 裂纹的传播是许多微裂纹相互联结 (linking up) 的结果；
- ② 被激活的微裂纹数目是应力强度因子和孔洞在材料中分布的函数；
- ③ 随着应力强度因子的增大，裂尖的断裂过程区随着应力强度因子的增大而扩大；
- ④ 随着断裂过程区的扩大，对断裂过程区有贡献的有势微裂纹的数目从统计意义上也随之增加，容易想象消耗在断裂过程区的能量也在增加；

1) 一种聚酯树脂。

2) 也就是过应力强度因子。

⑤ 而且随着被激活的微裂纹数目的增加,这些微裂纹之间的相互作用对于确定裂纹传播的特性起着非常重要的作用。

从宏观上讲,裂纹起始后在高速传播过程中所形成的表面由 3 部分组成: 镜面 (mirror) 区、模糊 (mist) 区和锯齿 (hackle) 区。在锯齿区后裂纹将分叉。在他们的实验中还发现了裂纹起始后的两个重要的特性, 即

(1) 当裂纹起始后, 不管应力强因子减小、保持不变还是增大, 裂纹的传播速度都保持不变; 而且, 裂纹的传播速度取决于裂纹起始时的断裂韧性值。

(2) 裂纹的最大传播速度(极限速度)大约为  $0.45 C_R$ , 其中  $C_R$  为 Rayleigh 波速<sup>1)</sup>。

Ravi-Chandar & Knauss 对上述第 (1) 点给出了解释: 在裂纹起始之前, 随着动态应力强度因子的增加裂纹前沿的高应力场引起微断裂, 裂纹动态起始的应力强度因子值决定了裂纹起始时这些微裂纹的区域及其形状(该区域也就是所谓的断裂过程区)。因此, 由于断裂区中微裂纹之间的交互作用而引起微裂纹的传播。而微裂纹之间的相互作用显然由断裂区开始传播时该区域的大小来决定。故可以认为裂纹起始时的应力强度因子确定了随后裂纹扩展的速度。这样在动态起始后的一小段时间内, 裂纹将稳态扩展, 直到由于应力波的交互作用使裂纹顶端过程区的尺寸发生显著变化为止, 而该过程区尺寸的变化是由于该区内微裂纹扩展和交汇所引起的。因此结论是, 裂纹起始后逐渐变化的应力强度因子并不能改变裂纹的传播速度, 而由于外加的应力幅值的显著改变(反射回应力波交互作用的影响)引起的断裂过程区的性质和形状的改变才可能引起裂纹传播速度的改变。

最近, Watanabe (1994)<sup>[56]</sup> 根据 Ravi-Chanda 和 Knauss 的上述实验提出了一个裂纹的动态起始判据, 即

$$K_{Ic}^{dyn} = K_{Ic} \frac{\sigma_c^{dyn}}{\sigma_c} \left( \frac{t_{q.s.}}{t} \right)^{\alpha_s/2}, \quad \text{当 } t < t_{q.s.} \text{ 时} \quad (38)$$

式中,  $K_{Ic}^{dyn}$  为裂纹动态扩展的临界应力强度因子,  $K_{Ic}$  为静态断裂韧性,  $\sigma_c^{dyn}$  和  $\sigma_c$  分别为裂纹尖端微裂纹在动载和准静态下增长的临界应力,  $t_{q.s.}$  为准静态下裂纹扩展的特征时间,  $t$  为裂纹起始时间,  $\alpha_s$  为一和微裂纹增长规律有关的材料常数。例如针对于文献[52—55], 其有关数据为:  $\sigma_c^{dyn} = \sigma_c$ ,  $\alpha_s = 0.9$ ,  $t_{q.s.} = 57 \mu s$ ,  $K_{Ic} = 0.47 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ 。

一般说来, 韧性撕裂在材料中的传播过程分为 4 个阶段, 初始尖裂纹的钝化和起裂, 裂纹缓慢地稳定扩展, 裂纹的失稳高速扩展, 裂纹止裂。很多研究表明, 裂纹的传播速度和材料的动态断裂韧性有关。对于双悬臂梁试件, 采用弹性基础上的 Timoshenko 梁模型进行简单的一维断裂动力学的分析表明, 裂纹的传播速度保持不变, 这已被楔形体加载的双悬臂梁试件的实验所证实。对销钉加载的双悬臂梁试件中裂纹的传播过程进行的高速摄影结果表明, 裂纹传播阶段的速度几乎是不变的。

#### 4 结束语

动载荷(计及惯性和应变率效应)下稳定裂纹的动态起始问题是断裂动力学的两个基本问题之一<sup>[57,58]</sup>。由于该问题的重要性和复杂性, 一方面有关这方面问题的文献浩如烟海,

1) 前面所提及的平板撞击的裂纹传播速度可达  $0.6 C_R$ 。

由于本文篇幅所限这里只对一些具有共性的问题以及对近年来的重要实验进行了讨论；另一方面，对于该问题的研究还是方兴未艾，还有很多问题有待于进一步深入研究。下面就本文的要点作一简要总结：

① 材料的动态断裂韧性曲面是加载速率和温度的强非线性函数；

② 在小范围屈服（解理断裂）的情况下，材料的动态断裂韧性随加载速率的提高而降低，而在大范围屈服（纤维断裂）的情况下其结论相反；

③ 本文对几个著名的裂纹动态断裂起始判据进行了介绍和评述；

④ 本文简要介绍了近年来有关裂纹在冲击载荷（特别是短脉冲）下动态起始的一些重要实验和实验中所发现的一些重要结论。这些无疑会对有关的后继工作起重要的参考作用。

综上所述，应该说现在还没有一个得到公认的、可以信赖的并且令人信服的裂纹动态起始判据，对短脉冲就尤为如此。这个问题的解决无疑还需要大量的、长期并且细致的实验和理论探索。

冲击载荷下裂纹动态起始问题的实验技术在文献[11,59,60]中已进行了详细的总结，有兴趣的读者可以参阅。

另外值得一提的是，文献[61]曾针对高加载率下裂纹传播问题的应力场分布作出如下分解：

$$\sigma_{ij} \rightarrow \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \Sigma_{ij}, \quad r \rightarrow \infty$$
$$\sigma_{ij} \rightarrow \frac{K_{tip}}{\sqrt{2\pi r}} \Sigma_{ij}, \quad r \rightarrow 0$$

式中， $K$  和  $K_{tip}$  分别为远场和裂纹顶端应力强度因子<sup>[61,62]</sup>，而应力的角分布 $\Sigma_{ij}$ 在远场和裂纹顶端是相同的。该种分解在冲击载荷下静止裂纹的动态起始中是否有启发作用还有待于进一步研究，而前提必须是对裂纹顶端的塑性区的演化规律有一个透彻的认识<sup>[63]</sup>。

量纲分析已在损伤和断裂力学中得到了广泛的应用<sup>[16,64-71]</sup>，特别是对破坏力学中尺度律的研究在最近十余年来得到了广泛的重视，由于该问题的重要性，国际理论和应用力学联合会(IUTAM)于1994年10月在意大利专门召开了有关“材料和结构损伤力学中的尺寸效应”的研讨会。在高加载率下如何应用普适的量纲分析来对动态断裂中的有关问题进行研究，在国际上这方面的工作还很少。

本文是在合作导师郑哲敏院士的指导下完成的，他曾先后两次审阅过全文并提出详细修改意见。笔者曾同韩闻生博士进行过多次有益的讨论。Z.P.Bazant教授和A.Carpinteri教授曾赠给作者大量有关损伤力学中尺度律的论文。另外，孔捧端工程师为本文绘制了插图，在此对他们的热情帮助一并表示衷心感谢！

## 参 考 文 献

- 1 Griffith A A. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A221 (1921) : 163—198
- 2 Mott N F. *Engineering*, 165 (1948) : 16
- 3 Johnson W. *Impact Strength of Materials*, Edward Arnold (1972)
- 4 Lindholm U S, In; Bunshan R T (ed.), *Techniques in Metals Research*, Vol.5, Interscience (1971)

- 5 Campbell J D. *Material Sci. & Engng*, **12** (1973) : 3—21
- 6 Irwin G R. In: Goodier J N, Hoff N J (eds.), *Structural Mechanics*. Pergamon (1960) : 557—591
- 7 Freund L B. *Dynamic Fracture Mechanics*. Cambridge University Press (1990)
- 8 Klepaczko J R. *Int. J. Impact Engng*, **3** (1985) : 191—210
- 9 ASTM Standard E339: Standard test method for plane strain fracture toughness of metallic materials
- 10 Rolfe S T, Barsom J M. *Fracture and Fatigue Control in Structures*, Prentice-Hall (1977)
- 11 Klepaczko J R. In: Klepaczko J R (ed.), *Crack Dynamics in Metallic Materials*, Springer-Verlag (1989)
- 12 Hoff R, Rubin C A, Hahn G T. In: Mescall J, Weiss V (eds.), *Material Behavior Under High Stress & Ultrahigh Loading Rates*, Plenum Press (1983) : 223—140
- 13 Mines R A W. *Int. J. Impact Engng*, **9** (1990) : 441—454
- 14 Nilsson F. In: Harding J (ed.), *Mechanical Properties at High Rates of Strain*, Institute of Physics, London (1984) : 185—204
- 15 Cannon D, Sharpe K A. In: Sih G C, Mirabile M (eds.), *Analytical and Experimental Fracture Mechanics*, Sijhoff and Noordhoff (1980) : 643—656
- 16 郑哲敏. 连续介质力学与断裂. *力学进展*, **12**, 2 (1982) : 133—140
- 17 Irwin G R. *J. Appl. Mech.*, **24** (1957) : 361—364
- 18 Rice J R. In: Liebowitz H (ed.), *Fracture*, Vol.2, Academic Press (1968) : 191—311
- 19 Barenblatt G I. In: Dryden H L, Karman Th von (eds.), *Advances in Applied Mechanics*, Vol.7, Academic Press (1962) : 55—129
- 20 Dugdale D C. *J. Mech. Phys. Solids*, **8** (1960) : 100—104
- 21 Eringen A C. *Crystal Lattice Defects*, **7** (1977) : 109—130
- 22 虞吉林, 郑哲敏. *力学学报*, **16** (1984) : 485—494
- 23 程品三. *力学学报*, **24** (1992) : 329—338
- 24 虞吉林. 见: 中国力学学会, LNM (编). *材料和结构的不稳定性*, 科学出版社 (1993) : 98—108
- 25 Ritchie R O, Knott J F, Rice J R. *J Mech Phys Solids*, **21** (1973) : 395
- 26 McClintock F A, Irwin G R. *Fracture Toughness Testing and its Applications*, ASTM STP 381, 84 (1965)
- 27 Sih G C. *Int. J. Fracture Mech.*, **4** (1968) : 51—68
- 28 Achenbush J D. *Int. J. Engng Sci.*, **8** (1970) : 947—966
- 29 Steverding B, Lehnigh S H. *J. Appl. Phys.*, **41** (1970) : 2096—2099
- 30 Steverding B, Lehnigh S H. *J. Appl. Phys.*, **42** (1971) : 3231—3238
- 31 Kalthoff J F, Shockey D A. *J. Appl. Phys.*, **48** (1977) : 984—993
- 32 Kalthoff J F, Shockey D A, Homma H. In: Harding J (ed.). *Proc. 3rd Conf. Mech. Prop. High Rates of Strain*, Oxford (1984) : 205—211
- 33 Shockey D A, Kalthoff J F, Erlich D C. *Int. J. Fracture*, **22** (1983) : 217—229
- 34 Ravichandran G, Clifton R J. *Int. J. Fracture*, **40** (1989) : 157—201
- 35 Zener C, Hollomon J H. *J. Appl. Phys.*, **15** (1944) : 22
- 36 Steverding B. *Mater. Sci. Eng.*, **6** (1970) : 392—394
- 37 Steverding B. *Mater. Sci. Eng.*, **9** (1972) : 185—189
- 38 中国大百科全书. *力学*, 中国大百科全书出版社 (1985) : 606
- 39 Cherepanov G P. *Mechanics of Brittle Fracture*, English Edition, McGraw-Hill Inc. (1979)
- 40 Tuler F R, Butcher B M. *Int. J. Fracture*, **4**, 4 (1968) : 431
- 41 Morozov N F, Petrov Y N. *Izv ANSSSR MTT (Solid Mechanics)*, (in Russian), **6** (1990) : 108—111
- 42 Petrov Y N, Morozov N F. *J. Appl. Mech.*, **61** (1994) : 710—712
- 43 Prakash V, Clifton R J. In: Emst H A, et al. (eds.), *Fracture Mechanics: 22nd Symposium*, Vol. 1, ASTM STP1131, ASTM (1992) : 412—444
- 44 Prakash V, Freund L B, Clifton R J. *J. Appl. Mech.*, **59** (1992) : 356—365
- 45 Andrzejewski A, et al. In: Francois D (ed.), *Advances in Fracture Research (Proc. 5th ICF)*, Pergamon (1981)
- 46 Krabiell A, Dahl W. In: Francois D (ed.), *Advances in Fracture Research (Proc. 5th ICF)*, Pergamon (1981)
- 47 American Society of Metals. *Metals Handbook*, 8th edn, Vol.10 (1975)
- 48 Costin L S, Duffy J. *J. Engng Mat. Tech.*, **101** (1979) : 258—264
- 49 Costin L S, Duffy J, Freund L B. In: Hahn G T, Kanninen M F (eds.), *Fast Fracture and Crack*

- Arrest, ASTM (1977) : 301—318
- 50 Wilson M L, Hawley R H, Duffy J. *Engng Fracture Mech.*, **13** (1980) : 371—385
- 51 Yokoyama T. *J. Pres. Ves. Tech.*, **115** (1993) : 389—397
- 52 Ravi-Chandar K, Knauss W G. *Int. J. Fracture*, **25** (1984) : 247—262
- 53 Ravi-Chandar K, Knauss W G. *Int. J. Fracture*, **26** (1984) : 65—80
- 54 Ravi-Chandar K, Knauss W G. *Int. J. Fracture*, **26** (1984) : 141—154
- 55 Ravi-Chandar K, Knauss W G. *Int. J. Fracture*, **26** (1984) : 189—200
- 56 Watanabe M. *J. Appl. Mech.*, **61** (1994) : 221—223
- 57 范天佑. 断裂动力学引论. 北京理工大学出版社 (1990)
- 58 范天佑. 断裂动力学的进展. 力学进展. **16** (1986) : 1—13
- 59 Kalthoff J F. In: Klepaczko J R (ed.). *Crack Dynamics in Metallic Materials*. Springer-Verlag (1989)
- 60 郑坚, 王泽平, 段祝平. 力学进展, **24** (1994) : 459—475
- 61 Freund L B, Hutchinson J W. *J. Mech. Phys. Solids*, **33** (1985) : 169—191
- 62 杨卫. 宏微观断裂力学. 国防工业出版社 (1995)
- 63 Zhao Ya-Pu (赵亚溥). Dynamic evolution of plastic zone at stationary crack tip under impact loading. *Engng Fract. Mech.*, (in press)
- 64 Zhao Ya-Pu. *Int. J. Fracture*, **71** (1995) : R77—R73
- 65 赵亚溥. 断裂力学中的相似方法及尺度律. 力学与实践, **17**, 5 (1995) : 11—17, 80 (续)
- 66 Bazant Z P. *J. Engng Mech.*, **119** (1993) : 1828—1844
- 67 Bazant Z P. *J. Engng Mat. Tech.*, **117** (1995) : 361—367
- 68 Carpinteri A. *Engng Fract. Mech.*, **16** (1982) : 467—481
- 69 Carpinteri A. *Int. J. Fracture*, **51** (1991) : 175—186
- 70 Barenblatt G I. In: Bodner S R, Singer J, Solan A, Hashin Z (eds.). *Theoretical and Applied Mechanics 1992*. Elsevier Science Publishers B.V. (1993) : 25—52
- 71 Zhao Ya-Pu. Irwin number and ductile-brittle fracture transition. *Int. J. Fracture*, **75**(1) (1996)

## THE ADVANCES OF STUDIES ON THE DYNAMIC INITIATION OF CRACKS

Zhao Yapu

Laboratory for Nonlinear Mechanics of Continuous Media (LNM),  
Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080

**Abstract** It is attempted by this paper to systematically review the existing dynamic initiation criteria. Some well-known dynamic initiation criteria are: (1) Dynamic stress intensity factor criterion; (2) Dynamic J-integral criterion; (3) Least action criterion; and (4) Minimum time criterion. Some recent important experiments and some important conclusions obtained from experiments are briefly introduced. It is generally agreed by the experiments that the dynamic fracture toughness of materials under small-scale yielding (SSY) decreases with increasing strain rate, the fracture in this case is one of cleavage in nature, on the other hand, the dynamic fracture toughness of materials under large-scale yielding (LSY) increases with increasing strain rate, resulting in a fibrous fracture. It is emphatically pointed out that a sharp “spike” was recorded by the plate impact experiments conducted in Brown University for the normal

velocity of the rear surface of the specimen at the onset of crack growth, which could not be predicted by the inverse square root singular stress field of the linear elastic fracture mechanics (LEFM). The crack initiation was modeled by Profs. Clifton and Freund *et al.* as the sudden formation of a very small hole at the crack tip. The radius of the hole, which appeared as a parameter in the solution, agreed reasonably well with the interparticle spacing.

**Keywords** *dynamic loading; short-duration pulse; mode I crack; loading rate; temperature; dynamic crack initiation; criteria; cleavage fracture; fibrous fracture; overstress intensity factor; characteristic scale (intrinsic internal dimension) at the crack tip*

---

## IUTAM 先进机械系统的动力学与控制专题会议

(1996年4月21—26日, 荷兰)

1996年4月21日至26日, 国际理论与应用力学联合会(IUTAM)主办的“先进机械系统动力学与控制专题会议”在荷兰 Eindhoven 召开。Eindhoven 工业大学机械系 van Campen 教授担任会议主席, 来自欧洲、美国、日本和中国的93名学者出席了会议。会议期间, 38位学者作了大会报告, 15位学者作了墙报交流。

国际理论与应用力学联合会规定, IUTAM 专题会议在世界范围内邀请部分著名学者提交论文并参加会议, 不接受自由投稿。会议学术委员会从录用的论文中选取30余篇作为大会报告, 其余作为墙报。因此, 这次会议会聚了本领域的国际著名学者。例如, 美国的 A.K. Bajaj、C. Grebogi、A.H. Nayfeh、R.A. Ibrahim, 德国的 W. Schiehlen、F. Pfeiffer、P.C. Mueller、K. Popp、E. Kreuzer, 英国的 J. Brindley、R.S. Sharp, 俄罗斯的 V.V. Beletsky、F.L. Chernousko, 丹麦的 H. True 等。我国南京航空航天大学胡海岩教授出席了会议, 作了题为“含预紧弹性约束机械系统的混沌运动控制”的大会报告。

这次会议涉及的内容有: ①非线性系统辨识(3篇), ②非线性动力学与分岔(8篇), ③机电一体化力学(3篇), ④最优控制(5篇), ⑤自适应控制(3篇), ⑥振动控制(7篇), ⑦控制混沌(9篇), ⑧车辆动力学与控制(4篇), ⑨机器人及运动控制(8篇), ⑩作动器建模与布局优化等(3篇)。多数论文的研究对象是高技术机电产品, 其动力学模型为非线性系统。因此, 非线性动力学与控制成为会议的主题。在理论与方法方面值得注意的是, 非线性系统的混沌控制论文数目高居榜首; 此外, 出现了饱和控制、Hopf 分岔控制

(下转第 305 页)