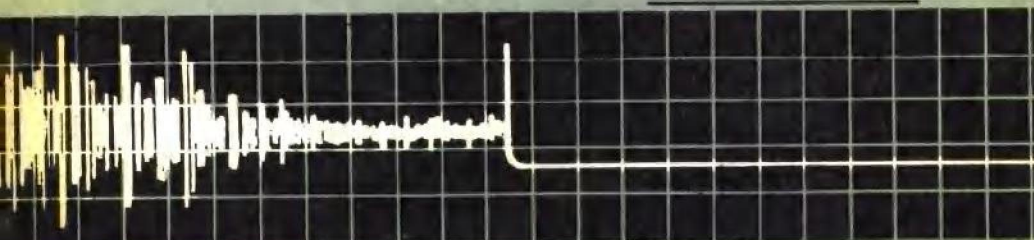
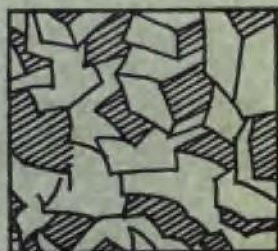


无机非金属材料

断裂力学

张福初 王西成
陆坚 沈琨 张金文
关振铎 等 校



中国建筑工业出版社

本书选译了美、英、加拿大、瑞典和苏联等国的学者关于陶瓷、玻璃、玻璃纤维、混凝土等无机非金属材料断裂力学22篇论文。重点介绍无机非金属材料断裂力学的基本概念，断裂韧性，临界应变能释放率， J 积分的确定，材料中微裂纹的检验，微裂纹的生长发展及对材料力学性能的影响，材料破坏的预报及断裂力学在非金属材料中的应用等。

本书可供从事陶瓷、玻璃、玻璃纤维、水泥、混凝土力学性能研究的技术人员和高等学校有关师生参考。

无机非金属材料
断 裂 力 学
张 福 初 王 西 成 译
陆 坚 沈 琨 张金文
关振铎 等 校

*

中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
中国建筑工业出版社印刷厂印刷(北京阜外南礼士路)

*

开本：850×1168毫米 1/32 印张，13¼字数：354 千字
1982年12月第一版 1982年12月第一次印刷
印数：1—3,500 册 定价：2.10元
统一书号：15040·4384

译 者 的 话

陶瓷、玻璃、玻璃纤维、混凝土等无机非金属材料具有许多优异的性能，因而应用日益广泛，很有发展前途。但是它们的致命弱点——脆性，则成为进一步发挥这类材料作用的主要障碍。这类材料的实际强度由于裂纹等缺陷的存在比理论强度低几个数量级。这是有待人们进一步探讨和解决的课题。无机非金属材料的断裂力学正是研究这类材料的断裂过程和规律，从而对含裂缝制品和结构的安全性和寿命给出定量和半定量的估算，为制品和结构的安全设计提供了理论基础，也为发展新型材料、新工艺以及合理选材指明了方向。

近年来，国外对无机非金属材料的断裂问题十分重视，进行了相当多的研究工作和专题讨论。本书选取22篇国外关于无机非金属材料断裂问题的论文成册。其中陶瓷、玻璃、玻璃纤维的论文系选自1973年、1977年两次世界陶瓷断裂力学会议论文集；混凝土的论文选自美国《水泥及混凝土研究》等杂志。这些论文重点介绍了陶瓷、玻璃、玻璃纤维、混凝土等无机非金属材料断裂力学的基本概念、实验方法、材料裂纹的形成及断裂力学在工程设计中的应用。

本书选取的论文是由许多国家作者撰写的，书中技术名词符号不尽统一，为尊重原作，未作改动，请读者谅解。

本译文集的陶瓷、玻璃、玻璃纤维部分由张福初、王西成、陆坚译，关振铎校；混凝土部分由沈琨、张金文译，陈长熊、许国干校。由于我们的水平有限，译文中不妥之处甚至错误在所难免，希读者指正。

一九八一年十二月

目 录

断裂力学的起源和应用.....	1
断裂力学参数的测定.....	14
玻璃中微缺陷的起源和检测.....	39
新拉制玻璃纤维的拉伸断裂.....	51
微观结构对陶瓷力学性质的影响.....	64
陶瓷中亚临界裂纹的生长.....	87
断裂力学方法在瓷器中的应用.....	118
利用断裂力学和声发射作出脆性材料中的破坏预报.....	136
脆性固体划伤时的微开裂.....	162
固体颗粒冲击引起脆性材料的侵蚀.....	178
高温下陶瓷的冲击断裂.....	203
分散相对玻璃断裂特性的影响.....	214
断裂的点阵理论.....	225
玻璃中亚临界裂纹生长的机理.....	266
微晶玻璃中亚临界裂纹的生长.....	298
陶瓷中显微结构对断裂力学参数的影响.....	311
混凝土的裂缝扩展和断裂.....	336
断裂力学在波特兰水泥混凝土中的应用.....	358
混凝土各组份的断裂力学研究.....	372
以 J 积分作为纤维混凝土的断裂判据.....	387
用断裂力学和有限元法分析混凝土	
内部裂缝的形成和发展.....	401
断裂力学在水坝（大体积混凝土构件）的裂缝	
研究中的应用.....	411

断裂力学的起源和应用

F.F.Lange

美国 西屋研究实验室

1. 断裂力学的起源

1-1 英格里斯和格里菲斯的贡献

许多理论计算表明，材料的抗拉强度应当位于该材料弹性模量 E 的 $1/10$ 左右的范围内[参阅凯利 (Kelley) ^[1] 的概要]。另一方面，由于存在着裂纹和缺陷，材料的实测抗拉强度介于 $E/10^3$ 和 $E/10^2$ 之间。消除掉既有的裂纹，会使材料的抗拉强度接近理论的估计值。例如，恩斯伯格 (Ernsberger) ^[2] 对各种玻璃已作过论证。

很久以前，材料中既有的裂纹就已被认为是其破坏的先兆。在1913年，英格里斯 (Inglis) ^[3] 通过报导椭圆孔周围的应力分布证实了这个假设，而这种椭圆孔可以认为与锐裂纹相类似。虽然他的计算表明裂纹尖端的应力要比这个有应力物体中任何其他地方的都大得多，但是它们并没有指出裂纹扩展导致材料破坏的条件。

格里菲斯 (Griffith) ^[4] 在 1920 年首先提出了这个条件，根据这个条件得到了一个说明物体强度与其材料性能和既有裂纹长度之间关系的表达式。他的推理依据是以一个有裂纹物体的自由能和所施加的力在裂纹扩展过程中不应当增加为前提的。

说明格里菲斯的观点以及推导他的重要强度关系式的方法有好几种。这里所选择的一种方法是考虑一个大的（相对于裂纹尺寸是无限大的）三维物体在受力形变时的三种不同状态。这个物

体的弹性模量是 E ，泊松比是 μ ，它的一端是固定的，在另一端则受到施加在荷载 L 上的重力作用而使整个物体处于拉应力状态，如图 1 所示。状态 A 和 B 是用来导出一个有裂纹物体的自由能表达式的，而状态 B 和 C 则用来导出裂纹不稳定性(裂纹扩展)的表达式。

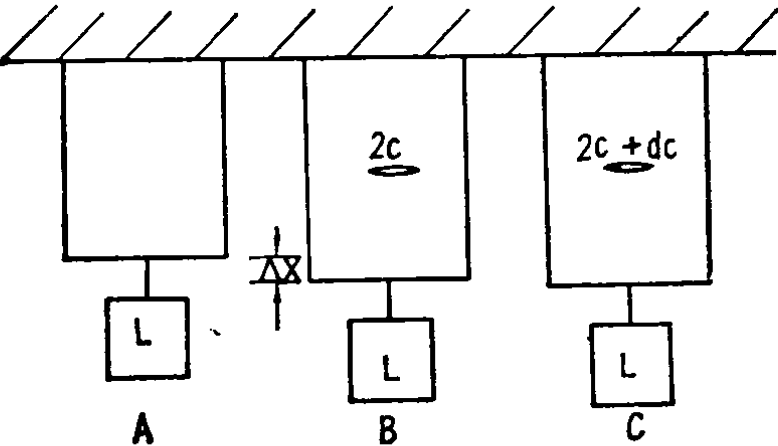


图 1

状态 A 只是把荷载 L 挂在这个无裂纹的物体上并使它在荷载的重力作用下伸长。在这个物体内部，拉应力是 σ ，它的总能量是 U_A 。状态 B 是用类似方式得到的，

不过在加载前，先在物体内部引入一个半径为 c 的扁平状裂纹。由于裂纹降低了物体的机械柔顺性，所以观测到荷载使物体相对于状态 A 进一步伸长 Δx 。现在来研究状态 A 和 B 的自由能之差。首先，裂纹引入了新的表面，使能量增加 U_s 。其次，较少的原子键必须承受所施加的同样荷载，这样，物体内部的应变能增加 U_{sB} 。第三，由于荷载的位置改变了 Δx ，它的势能减少 U_L ，即荷载施加的力对物体作的功。把这些能量相加，得到状态 B 的自由能是

$$U_B = U_A + U_s + U_{sB} + U_L \tag{1}$$

状态 C 也是用类似方法得到的，只是裂纹比状态 B 伸长 dc 。状态 C 的自由能是

$$U_C = U_B + \frac{\delta U_B}{\delta c} dc \tag{2}$$

因此，如果象格里菲斯所假设的那样，在裂纹扩展过程中自由能不会增加，那么

$$-\frac{\delta U_B}{\delta c} dc \leq 0 \tag{3}$$

格里菲斯利用 Inglis 所阐述的应力和位移的分析，得到了狭

长裂纹情况下的 U_{sE} 表达式。赛克 (Sack) ^[5] 把格里菲斯理论扩展到这里所考虑的内裂纹上。利用类似的分析 ^[6]，他得到了 U_{sE} 的表达式：

$$U_{sE} = \frac{8\sigma^2 c^3 (1 - \mu^2)}{3E} \quad (4)$$

表面能 U_s 等于裂纹的表面积与单位面积的表面能 γ 的乘积：

$$U_s = 2\pi c^2 \gamma \quad (5)$$

能够证明 ^[7]，荷载势能的减少两倍于应变能的增加：

$$U_L = -2U_{sE} = -\frac{16\sigma^2 c^3 (1 - \mu^2)}{3E} \quad (6)$$

U_L 之所以为负是因为相对于 U_s 和 U_{sE} 使系统能量增加，它却使系统能量减少了。把这些能量表达式代入方程 (1)，并对裂纹长度微分，就能把方程 (3) 改写为

$$\frac{\delta U_B}{\delta c} dc = \left[4\pi c \gamma - \frac{8\sigma^2 c^2 (1 - \mu^2)}{E} \right] dc \leq 0 \quad (7)$$

将这个式子加以整理 (对于 $dc > 0$)，便得到断裂方程为

$$\sigma_c \geq \left[\frac{\pi}{2} \right]^{1/2} \left(\frac{\gamma E}{c(1 - \mu^2)} \right)^{1/2} \quad (8)$$

这个方程规定出使一个无限大物体中的扁平状内裂纹变为不稳定所需要施加的临界应力 σ_c 。

根据格里菲斯的观点得到的这个表达式，不仅说明已由 Inglis 的分析所指出的裂纹是断裂的先兆，而且也表明实测的强度取决于裂纹的尺寸和材料的三种性能，即弹性性质 E 和 μ ，以及表面能 γ 。

自从格里菲斯的早期工作以来，已求得其他类型裂纹和加载构形的断裂方程 ^[5, 8, 9]。对于会导致破坏性断裂的各种加载方式，这些解的一般形式可表示为：

$$\sigma_c = A \left(\frac{\gamma E}{c(1 - \mu^2)} \right)^{1/2} \quad (9)$$

式中 A 是数值常数，它与裂纹的几何形状和位置、加载方式 (即拉伸、弯曲等) 以及所研究物体的尺寸有关。例如，对于格里菲斯 ^[4] 所考虑的无限大片状物体中的狭长裂纹， $A = \sqrt{2/\pi}$ 。

通过研究 U_B 的函数形式，能够较好地理解格里菲斯的观点。只要将适当的表达式代入方程（1），并略去恒定能量的项 U_A ，就可以把 U_B 改写为两项之和：

$$U_B=U_s+(U_{sE}+U_L)=2\pi c^2\gamma-\frac{8\sigma^2c^3(1-\mu^2)}{3E} \tag{10}$$

第二项较之第一项含有裂纹长度的高一次项，而且该项中也含有作用应力变量 σ 。设有一个物体含有半径为 c_0 的内裂纹，现在我们可以研究它的 U_B 随 c 变化的函数特性。对该物体的加载是以连续方式进行的，例如图2中所示，让水不断流入装在该物体自由端的桶中。图2也表示对于有限的应力（ $\sigma > 0$ ）， U_B 随 c 变化的曲线显示出一极大值（由 $\delta U_B/\delta c = 0$ 和 $\delta^2 U_B/\delta c^2 < 0$ 所确定），此极大值的位置随 σ 的增加而移向较小的 c 值。

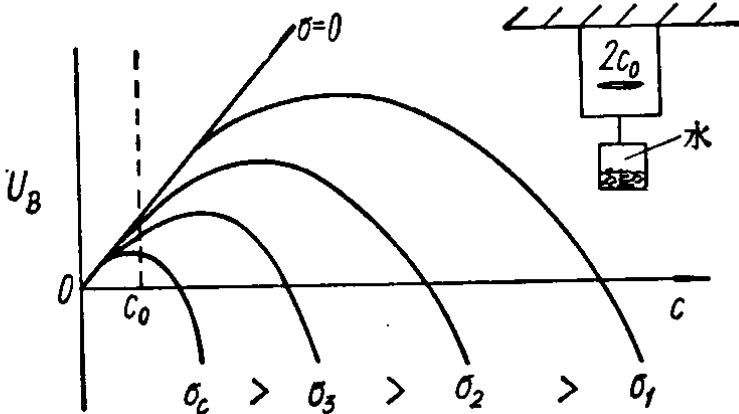


图 2

在达到临界应力 σ_c 之前，既有的裂纹（ c_0 ）并不会扩展，因为这么做要增加整个系统的自由能。当应力最终增至 σ_c 时，

U_B 的极大值移到 c_0 。在这个荷载下，会发生裂纹的扩展，这时开裂会使自由能减少。应当指出，在上述所考虑的系统中，裂纹的扩展将是破坏性的，即只要 $\sigma \geq \sigma_c$ ，则 U_B 随 c 变化的曲线的斜率对于 $c \geq c_0$ 的情况总是负的。

重要的是要认识到，格里菲斯的观点表明，只有在储存能量的变化 $\delta(U_{sE}-U_L)/\delta c_0$ 等于或大于为形成新表面所需要的能量变化 $(\delta U_s/\delta c_0)$ 的应力下，断裂才会发生。一旦这个条件得到满足，断裂便随之而发生。在该物体内，比形成新表面所需要的能量还多余的那部分应变能，本身会以热能和动能的形式耗散掉。落在地板上的重物，就是这种情况。

1-2 欧文的贡献

虽然对格里菲斯的断裂观点作出的若干修正都是根据能量计算进行的，但是其中大多数都归因于欧文 (Irwin) [10] 首先提出的一种不同的而且更通用的处理方法。这一方法主要涉及到裂纹前缘的应力场。

能够证明，如果把柱坐标系的原点选在裂纹前缘，则一般的裂纹和加载系统的应力表达式（在 $r \ll c$ 时）能表示为 [11]：

$$\sigma_{ij} = \frac{K}{(r)^{1/2}} f_{ij}(\theta) \quad (11)$$

式中 i 和 j 为应力张量的各个分量， r 和 θ 分别是矢径坐标和角度坐标。 K 具有应力与 (长度) $^{1/2}$ 乘积的量纲，被定义为应力强度因子，其显函数与裂纹的形状和位置，与有裂纹物体的尺寸以及外荷载的施加方式有关 [10, 11]。

Irwin 的方法是用数学方法将沿裂纹表面的张力迭加，然后计算出为了使一小段裂纹愈合所做的功。选择了在裂纹愈合期间这些张力和裂纹表面位移的适当表达式之后，可按下式计算为愈合单位长度裂纹所做的功：

$$G = \frac{(1 - \mu^2) \pi K^2}{E} \quad (12)$$

反过来，Irwin 推论出，为了使裂纹扩展单位长度，必须释放出同样数量的储存能量，因此他把量 G 叫做应变能释放率。

在这个问题上，说明 Irwin 的理论和格里菲斯的理论之间的相似点是有助益的。Irwin 所定义的 G ，相当于由格里菲斯方法计算得到的裂纹扩展单位长度时储存能量的减少，即

$$G = \frac{\delta(U_{SE} + U_L)}{\delta c} \quad (13)$$

他们俩人推导中的差别在于，格里菲斯考虑了整个物体内的应力和位移，而 Irwin 只考虑裂纹尖端附近的应力和位移。与格里菲斯相类似，Irwin 认为，只有在储存能释放率等于或大于为形成新裂纹表面所需的能量耗散率的情况下，裂纹扩展才会发生。

而与格里菲斯不同的是，Irwin 并没有规定材料的热力学表

面能 γ 是唯一的能量耗散方式。他指出，与耗散能量的裂纹扩展同时发生的所有机理，例如位错运动都包括在为愈合裂纹所需要的功中，因而反过来，亦包括在储存能释放率 G 中。Irwin 并没有去计算这些结果，他只是指出，只要 G 等于临界值 G_c ，则便会发生裂纹扩展。对于那些除热力学表面能之外没有任何其他能量耗散机理的材料来说， $G_c = \delta U_s / \delta c = 2\gamma_0$ 。在大多数材料中， $G_c \gg \gamma$ ①。因此，正如 Irwin 所确定的， G 是材料的一种性质，它与温度、微观结构等因素有关。同样，将方程(12)加以整理，可以看到，把 k 的特定值定义为临界应力强度因子 K_c ，它也是材料的一种性质：

$$K_c = \left[\frac{G_c E}{\pi(1-\mu^2)} \right]^{1/2} \quad (14)$$

Irwin 的处理方法的主要优点是，它给出一个对许多种裂纹-加载构形都通用的断裂方程[即方程(14)]。对于所研究的各种特定裂纹-加载构形，全都需要一个 K 的明晰表达式。例如，将 $K = 2/\pi \sigma \sqrt{c}$ 代入方程(14)，此式是含有扁平状裂纹的无限大物体的 K 的表达式^[9]，则便得到用格里菲斯方法[见方程(8)]导出的同样断裂方程。对于其他的裂纹-加载构形，它们的 K 的明晰表达式可在文献[12、13]中找到，而其中对于测量 K_c 很方便的一些式子，则在下一篇文章^[14]中介绍。

认识到由于 K_c 是材料的一种性质，它规定了材料的抗断裂性，所以每一个 K 的显函数本身就是一个断裂方程，这一事实是很重要的。用扁平状裂纹作为一个例子，由材料的既有裂纹尺寸 (c_0) 和临界应力强度因子 (K_c)，将这种裂纹-加载构形的 K 的明晰表达式加以整理，从而能预测此无限大物体的抗拉强度 (σ_0)：

$$\sigma_0 = \frac{\pi}{2} \frac{K_c}{\sqrt{c_0}}$$

① 应当指出，在陶瓷领域现代断裂力学应用中， γ 并不是指表面能，而是表示材料的断裂能，它包括所有能量的贡献。

同样，如果已知裂纹尺寸和断裂应力，则用这同一个表达式能测量所研究的特定材料的 K_c 值。伊万斯^[14] (Evans) 将评述如何对较为方便的裂纹-加载构形进行这些测量。

总之，格里菲斯-欧文的研究裂纹扩展的热力学方法，说明一个物体的强度与相对于外加应力分布最合适取向的裂纹尺寸和制得该物体的材料的几种性质之间的关系。材料的这些性质可以用一个参数，即临界应力强度因子来表示，也可以用（如方程(14)所示）临界应变能释放率 G_c 、弹性模量 E 和泊松比 μ 这几个参数来表示。正如下面简短讨论的，对于工程应用来说， K_c 是一个表示材料性质的更有用的参数；而如果将断裂力学应用于材料研制，则 G_c 、 E 和 μ 更为有用。

2. 断裂力学的一般应用

2-1 工程

断裂力学中导出的一些方程已在下述四个主要方面得到应用或者正在研究中：

- (1) 确定构件使用时最大的安全荷载限（或压力限）。
- (2) 推荐在一给定荷载下构件的安全使用期限。
- (3) 检测出构件中即将发生的断裂。
- (4) 对构件进行事后的断裂分析。

对于显示出滞后断裂的材料来说，前两项是不可分的。

这里先考虑构件是由未显示出滞后断裂的材料制作的情况。这时，加于构件上的不会引起破坏的最大应力能根据下述已知条件来确定：（a）构件内的应力分布；（b）所研究的裂纹-加载构形的 K 的显函数；（c）材料的性质 K_c ；（d）既有裂纹的位置、尺寸和形状。这种确定最大应力的例子已由上述简单模型（处于拉伸状态下，含有扁平状裂纹的无限大物体）给出。对于实际的构件，问题变得比较复杂。现在已有各种表示应力分布的近似方法。对于如研磨盘和压力容器^[15]之类比较简单的构件，

可采用直接的方法；而对于复杂的构件，则采用三点弯曲、有限元数值法之类的新技术。虽然并没有一个对所有类型的裂纹形状-加载构形都通用的 K 的显函数，但是，看来在裂纹尺寸比构件尺寸小时，用简单的 K 的表达式（如无限大物体内部扁平状裂纹的 K 的表达式）能够得到很好的近似式。对处于拉应力梯度和线应力梯度下的椭圆形表面裂纹和内裂纹，最近亦已得到其 K 的表达式^[16]。如果正确地测量这种材料的性质，也就是既指采用正确的测量方法，也指采用与材料的微观结构尺寸有关的、这种测量所用的裂纹尺寸，那么就很容易得到 K 的表达式。其中后一点是最近正在讨论的一个问题^[17]。在把这种分析应用于陶瓷材料时，最后一个方面现在产生的问题最多。尽管无损检验技术已能确定造成金属构件断裂的较大裂纹的位置^[18]，但是一般并没有合适的无损检验技术能够检测出引起大多数陶瓷断裂的十分小的裂纹（因为陶瓷的 $K_c \ll$ 金属的 K_c ）。这一方面需要进行积极的研究。

对于那些显示出滞后断裂（由在 $K < K_c$ 值时的慢速裂纹生长引起）的材料来说，也能利用断裂力学分析方法提出在给定作用荷载下构件的安全使用期限^[19]。引起这种称之为亚临界裂纹生长现象的机理也许取决于外界环境^[20、21]，或者取决于材料的微观结构^[22]。达顿（Dutton）^[21]根据格里菲斯的热力学断裂判据曾讨论过这个现象的力能学。由于 K 的数值一般随着裂纹的生长而增加，所以对于每一种材料，都可以用它的 K 随裂纹速度（ v ）变化的实验曲线来表述亚临界裂纹生长的现象。威德霍恩（Wiederhorn）^[23]和Evans^[14]讨论了获得这种曲线的各种方法。因此，如果知道了裂纹的起始长度，因而也就知道了所研究裂纹的起始的 K 值，那么便能利用 K 随 v 变化的实验曲线计算出裂纹生长至其临界尺寸（此时 $K = K_c$ ）所需要的时间^[23]。为了精确地进行这一类分析，也需要知道构件内的应力分布、 K 的显函数以及裂纹的尺寸、位置和形状的有关知识。

利用蒂法尼（Tiffany）和马斯特（Masters）^[24]介绍的断裂力学分析方法，不用直接知道裂纹的尺寸，也能作出断裂时

间的预报，因而也能作出构件可靠性的预报。他们的分析方法需要进行验证试验。能够证明，对于经受住验证试验的那些构件内的每一个体积元，这种试验^①可以用来规定允许存在的最大裂纹尺寸，因而规定最大的应力强度因子^[24]。所以，验证试验消除了确定既有裂纹的位置和测量其大小的要求。鉴于这个原因，验证试验看来是一种保证陶瓷构件最短安全使用期限的富有潜力的方法。断裂力学分析与上面论述的利用 K 随 v 变化的实验曲线的方法相类似。最近 Evans 和 Wiederhorn^[19]已报导在陶瓷材料中应用这种分析的详细情况。

第三个感兴趣的方面^[25]是，通过“监听”由亚临界裂纹生长引起的裂纹缓慢地扩展接近其临界尺寸，对即将发生的断裂进行检测。对于多晶陶瓷^[26]和多相陶瓷^[27]，都已观测到慢速生长的裂纹会发射出能量脉冲，并已经检测到以声发射形式出现的这些能量脉冲。对于瓷器的情形，业已表明声发射速率与裂纹速度（ v ）成正比，因此（由于 K 与 v 之间的关系）也与亚临界应力强度因子 K 成正比。

理论上，这就是说只要测量出正在使用的构件的声发射速率，就能求得 K 值。实际上，可以预料到，只有那些能与背景噪声相区别的声发射速率才会相应于较高的裂纹速度，即将要发生的破坏。因此，如果在检测到适当的声发射信号时能够迅速地将构件卸载，那么破坏性的断裂就会得到避免。

断裂力学的知识在进行事后的断裂分析中也会是有用的，它能帮助测定引起断裂的应力状况。虽然其中的许多分析纯属经验性的，而且依赖于观测者在拍摄断面照片和断裂力学两方面的熟练技能和知识，但是现在已经得到了在断裂形貌与应力强度因子之间存在的若干相互关系，从而能用较多的分析方法来研究这种事后的断裂分析。对于金属的情况，其中塑性形变与断裂一起发

① 验证试验必须模拟实际使用时的应力分布，而且对于某些材料还必须模拟起作用的环境介质。这种分析也要求试验应力等于或大于在使用时产生的应力。较高的应力确保较长的安全使用期限。

生，拉伸带的尺寸和疲劳条纹的间距直接与应力强度因子相关^[28]。后者被用来确定疲劳断裂期间的应力状态。

对于陶瓷断裂表面的情况（它们固有地缺乏这些特殊的表面标记），研究人员正在弄清楚在断裂镜面与引起断裂的起始裂纹尺寸之间的关系。正如在本卷的其他文章中详细讨论的^[29]，断裂镜面是包含有起始既有裂纹的比较光滑的断裂区域。在断裂镜面的边界，裂纹前缘的速度足够大，以致使裂纹发生分叉，所以开始出现粗糙得多的断裂面。对于许多材料，这种断裂镜面的大小（ r_m ）与断裂应力（ σ_c ）有关^[29]，每种材料都有一个类似的关系式：

$$\sigma_c(r_m)^{1/2} = \text{常数}$$

这个常数的单位就是应力强度因子的单位；因此能将上述表达式改写为 $\sigma_c(r_m)^{1/2} = K_{cb}$ ，式中角标 cb 表示裂纹分叉。克拉克（Clark）和Irwin^[30]采用了这种研究方法，他们证明对于玻璃的情况，比值 $K_{cb}/K_c = (12)^{1/2}$ 。因此，知道了 K_{cb} 、 K_c 和断裂镜面的大小，根据事后的分析研究，就能分别确定导致断裂的断裂应力（ σ_c ）和既有裂纹的尺寸（ C_0 ），即 $\sigma_c = K_{cb}/(r_m)^{1/2}$ 和 $C_0 = r_m(K_c/K_{cb})^2$ 。

2-2 材料研制

长期以来人们就已认识到，材料的强度与其微观结构有着密切的关系。而微观结构又与材料的制造方法有关。只要知道了微观结构是怎样影响三个支配强度的参数 G_c 、 E 和 c ^① 的，则断裂力学的框架便提供了理解这些关系的一个有力的工具。而知道了这些关系，也就指出了制造强度更高的材料的方向。

对于粒子复合材料的情形，最近已有文章评述微观结构对 G_c 、 E 和 c 的影响^[31]，许多典型的陶瓷以及一些新颖的陶瓷都可以归属此类材料。简单地说，已经表明只要把颗粒相加入脆性基体中，便可以预料到所有这三个参数都会发生明显的变化。弹

① 由于 μ 很少超过 0.3，基本上不受微观结构变化的影响，故式（8）中的因子 $(1 - \mu^2)^{1/2}$ 可以忽略。

性模量的变化与这两个相的弹性模量比值有关，利用在一些文章中已证明的表达式，通常能够相当精确地预测其变化。一般说来，较大颗粒尺寸的分散相得到的 G_c 值比较小颗粒尺寸的分散相的 G_c 值大。遗憾的是这些同样大的颗粒对增加裂纹尺寸 c ①也有明显的影响。因此，对于所评述的几种复合材料，其最佳强度是在中等颗粒尺寸的分散相时获得的。也已报导过，颗粒尺寸小的分散相并不影响裂纹的尺寸，而不管由这两个相的热膨胀系数之差引起的残余应力如何发展。这个结果的意义在于它表明可以巧妙地设计各种复合材料，以获得规定性质的数值（例如热导率）而并不降低其强度。

对于单相陶瓷，通常微观结构对裂纹尺寸有明显的影响。这是因为导致陶瓷破坏的裂纹尺寸与晶粒尺寸和次要相杂质（空隙和颗粒）尺寸之类的微观结构特点在大小上相类似，其中次要相杂质是在制造过程中无意掺入的。最近，通过断裂力学的研究，已经说明由热膨胀不均匀性形成的裂纹与晶粒尺寸的关系^[32]。除非裂纹的网络是微观结构的一部分，否则 E 不受微观结构变化的影响。虽然一般在单相材料中观测不到 G_c 有明显的变化^[33]，但是最近已经表明，在制造氮化硅获得拉长的晶粒形貌时，其临界应变能释放率要比具有等轴晶粒形貌的同样材料的大4倍^[34]。这个出乎意料的结果说明了为什么在获得高强度氮化硅材料时选择其起始的料粉是如此的重要，这种料粉看来支配了晶粒的形貌。

总之，在根据脆性材料的微观结构研究其强度特性时，断裂力学向材料科学家提供了一个“新颖”的概念。为了制造强度更高的材料，目标是十分清楚的，即形成使 G_c 和 E 两者均为极大而同时使 c 为极小的微观结构。

① 由于缺少确定陶瓷内裂纹的位置和测量其大小的实验技术，因此必须利用与式(9)相类似的关系式进行计算才能得到裂纹尺寸。这就需要材料的强度、 G_c 和 E (或 K_c)以及在测量材料强度时用到的裂纹-加载构形的 A 值这些知识。

参 考 文 献

1. A. Kelley, Strong Solids, pp. 1-35, Clarendon Press, Oxford (1966).
2. F. M. Ernsberger, Proc. 8th Inter. Conf. on Glass, Soc. of Glass Tech., Sheffield (1969).
3. C. E. Inglis, Inst. Naval Archetects Trans. 55, 219 (1913).
4. A. A. Griffith, Phil. Trans. Roy. Soc. (Lon.) 221A, 163 (1920).
5. R. A. Sack, Proc. Phys. Soc. (Lon.) 58, 729 (1946).
6. H. Neuber, Theory of Notch Stresses, (Eng. Trans.), Springer, Berlin (1958).
7. E. Orowan, Welding J. 34, Res. Supple. 157-S (1955).
8. K. Wolf, Z. Angew. Math. Mech. 3, 107 (1923).
9. I. N. Sneddon, Proc. Phys. Soc. (Lon.) 187A, 229 (1966).
10. G. R. Irwin, Hanbuck der Physik, Vol. 6, p. 551, Springer, Berlin (1958).
11. H. M. Westergaard, J. Appl. Mech. 61, A49 (1939).
12. P. C. Paris and G. C. Sih, ASTM STP No. 381, p. 30 (1965).
13. W. F. Brown and J. E. Srawley, ASTM STP No. 410 (1966).
14. A. G. Evans, this volume.
15. W. C. Clark, Jr. and W. A. Logsdon, this volume.
16. R. C. Sbab and A. S. Kobayashi, ASTM STP 513, pp. 3-21 (1973).
17. R. W. Rice, this volume.
18. O. R. Gericke, this volume.
19. A. G. Evans and S. M. Wiederhorn, Nat. Bur. Stand. Interim Rep. 73-147, March (1973).
20. W. B. Hillig and R. J. Charles, High-Strength Materials, Ed. by V. F. Zackay, pp. 682-705, John Wiley and Sons, New York (1965).
21. R. Dutton, this volume.
22. F. F. Lange, submitted to J. Am. Ceram. Soc.
23. S. M. Wiederhorn, this volume.
24. C. F. Tiffany and J. N. Masters, ASTM STP 381, p. 249 (1964).
25. H. Dunegan and A. S. Tetelman, Eng. Frac. Mech. 2, 387 (1971).
26. M. J. Noone and R. L. Mehan, this volume.

27. A. G. Evans and M. Linzer, to be pub., J. Am. Ceram. Soc. (1973).
28. R. C. Bates and W. G. Clark, Jr., ASM Trans. 62, 381 (1969).
29. H. P. Kirchner and R. M. Gruver, this volume.
30. A. B. J. Clark and G. R. Irwin, Exp. Mech. 6, 321 (1966).
31. F. F. Lange, Fracture and Fatigue of Composites, Ed. by L. J. Broutman and R. H. Krock, Academic Press (in press).
32. R. C. Bradt, to be pub. J. Am. Ceram. Soc.
33. R. W. Davidge, this volume.
34. F. F. Lange, J. Am. Ceram. Soc., to be published.