

进一步的研究表明,裂纹的点阵陷阱虽然起因于点阵原子的分离性,但点阵原子对裂纹扩展的阻力大小与原子间力中的长程作用关系很大.欣克莱尔(Sinclair)^[61]研究了四种不同类型的原子间力(图 29.35)对裂纹扩展的点阵陷阱作用的影响,结果表明(见表 29.3):具有长程作用的原子间力所产生的点阵陷阱系数比较小,为 1.13 至 1.45;而具有短程作用的线性原子间力的点阵陷阱系数比较大,为 7.3. 由此说明点阵陷阱作用对原子间力的选择非常敏感.

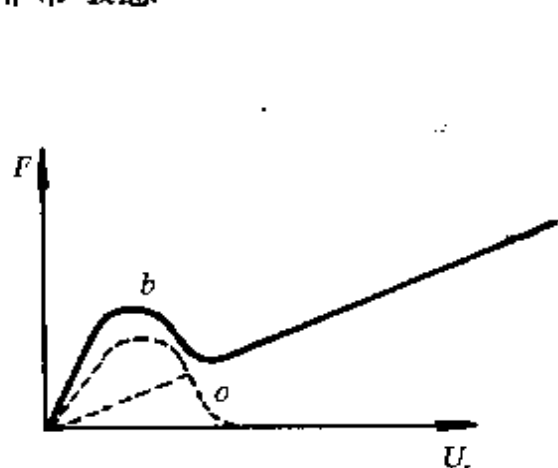


图 29.33 一个非线性力和一个线性力同时作用在裂纹尖端原子对上时的应力和位移之间的关系曲线.

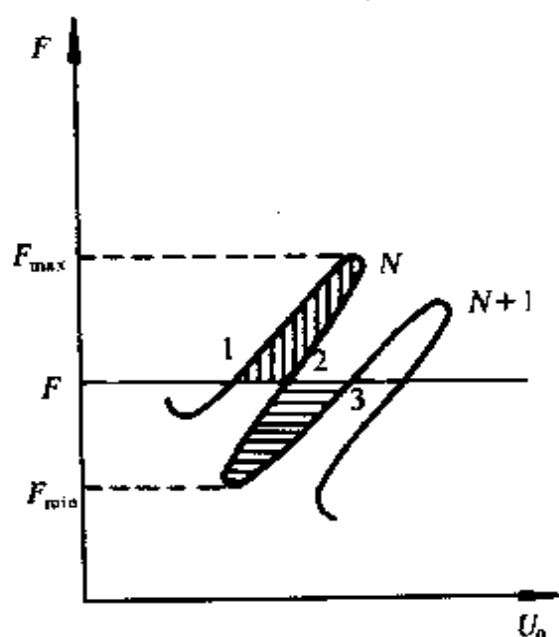


图 29.34 在非线性的原子间力作用下对应裂纹长度为 N 和 $N+1$ 的裂纹的应力和位移之间的关系.

表 29.3 裂纹扩展点阵陷阱比值与原子间力之间的关系^[61]

原子间力	曲线 I	曲线 II	曲线 III	曲线 IV
R	1.13	1.45	1.41	7.3

(b) 裂纹扩展的原子过程 盖伦(Gehlen)和卡尼能(Kanninen)^[62]首先采用简单的原子模型研究了体心立方金属 α -Fe 裂纹

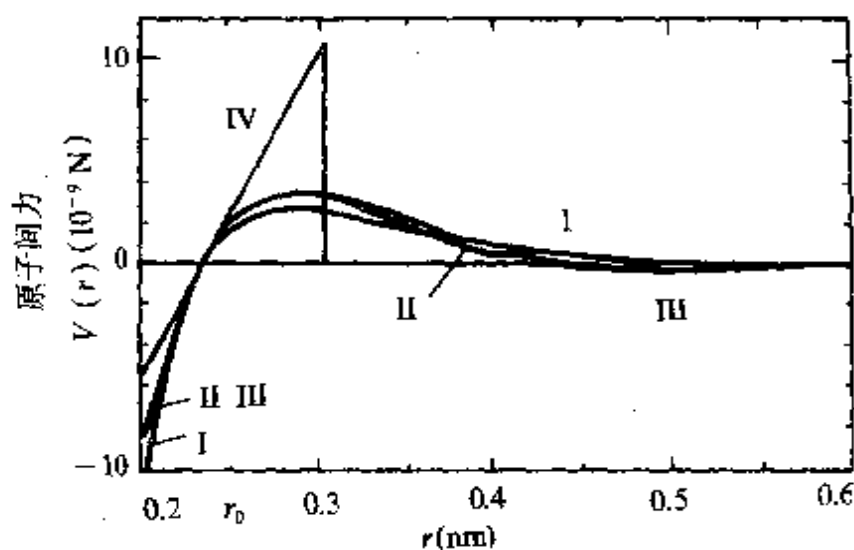


图 29.35 四种原子间力(I 至 IV)与距离的关系。

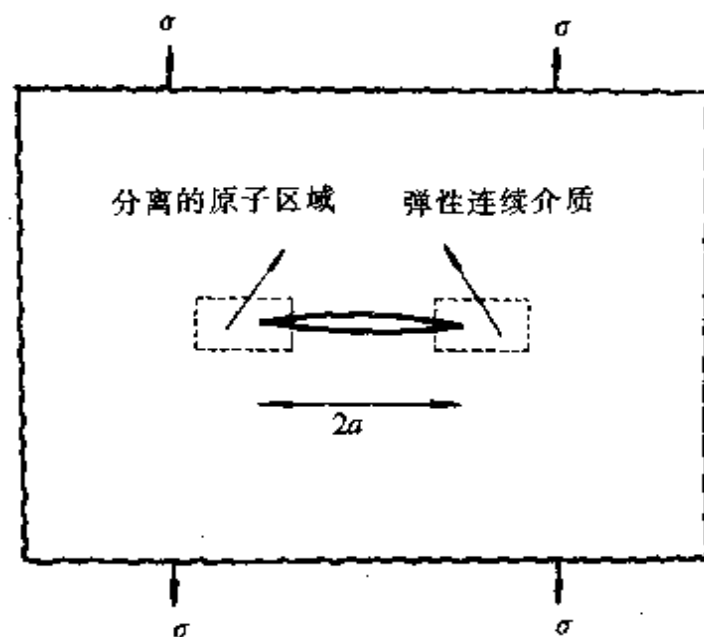


图 29.36 无限大二维弹性体中一个长度为 $2c$ 的裂纹的计算模拟
(裂尖虚线所示的方框内包含 200 个原子)。

扩展的原子过程。计算模型见图 29.36。在一个二维无限大的弹性体中存在一个长度为 $2c$ 的裂纹,在远处受到外加应力 σ 的作用,因此裂纹尖端的应力强度因子为 $K_I = \sigma \sqrt{\pi c}$ 。两个裂纹尖端区域内包含 200 个原子,这个区域内原子间力采用约翰逊势(图

29.37), 裂纹平面为(100)面, 裂纹取向为[100]方向(图 29.38). 采用固定边界条件计算温度为 0K 时裂纹扩展的过程. 结果表明, 当 K_I 增大到 $3K_{Ic}$ 时, 裂纹未发生失稳扩展或位错在裂尖成核, 表明断裂韧度的计算值明显偏高. 另外, 计算结果还表明: 解理裂纹沿[110]面扩展, 而不是沿{100}解理面扩展. 上述两个结果均与实验不符, 其原因与原子间势和边界条件的处理过于简单及计算的原子数目偏少有关. 后来, 德赛利斯(Decelis)等人^[63], 用分子动力学方法对 α -Fe 断裂的原子过程重新进行了研究, 改进了原子间势和边界条件, 增加计算的原子数目(达到 673 个), 得到了与实验符合很好的结果. 结果表明, α -Fe 沿[100]方向的断裂呈现脆性解理断裂, 断裂发生在 $K_I = K_{Ic}$ 时, 断裂过程中裂纹尖端未产生位错, 也不存在位错的发射过程. 另一方面, 他们还计算了面心立方金属铜的断裂的原子过程, 结果表明: 当 $K_I = 0.8K_{Ic}$ 时, 裂纹尖端产生肖脱基部分位错, 位错的发射引起裂纹尖端钝化, 导致延性断裂. 因此, 断裂的原子过程的研究表明体心立方 α -Fe 是本征脆性的, 而面心立方 Cu 是本征延性的, 下面给出计算结果的主要内容.

体心立方 α -Fe 中裂纹的晶体学几何和原子结构见图 29.38, 裂纹沿{100}平面, 方向为[100], 滑移面为{110}和 $\bar{1}\bar{1}0$. 原子间势分别选取约翰逊(Johnson)势, 原子间势和原子间力随原子间距离的变化示于图 29.37. 裂纹扩展过程的计算结果示于图 29.39. 由图可见, α -Fe 的解理裂纹的初始扩展沿 $\bar{1}\bar{1}0$ 面, 随后的稳定扩展沿{010}面, 裂纹扩展时的断裂韧度值 $K_I \cong K_{Ic}$, 式中

$$K_{Ic} = (\sigma \sqrt{\pi c}) = \sqrt{2E\gamma_{(100)}/(1 - \nu^2)},$$

式中 $\gamma_{(100)}$ 为(100)面的表面能. 裂纹扩展过程裂尖无位错产生, 因此断裂表现为沿(010)解理面的完全脆性断裂, 与实验观察相符. 表明 α -Fe 是本征脆性的金属.

面心立方铜的裂纹尖端的几何结构示于图 29.40. 裂纹平行于(110)面. 原子间势采用摩尔斯(Morse)势(图 29.41). 由于铜

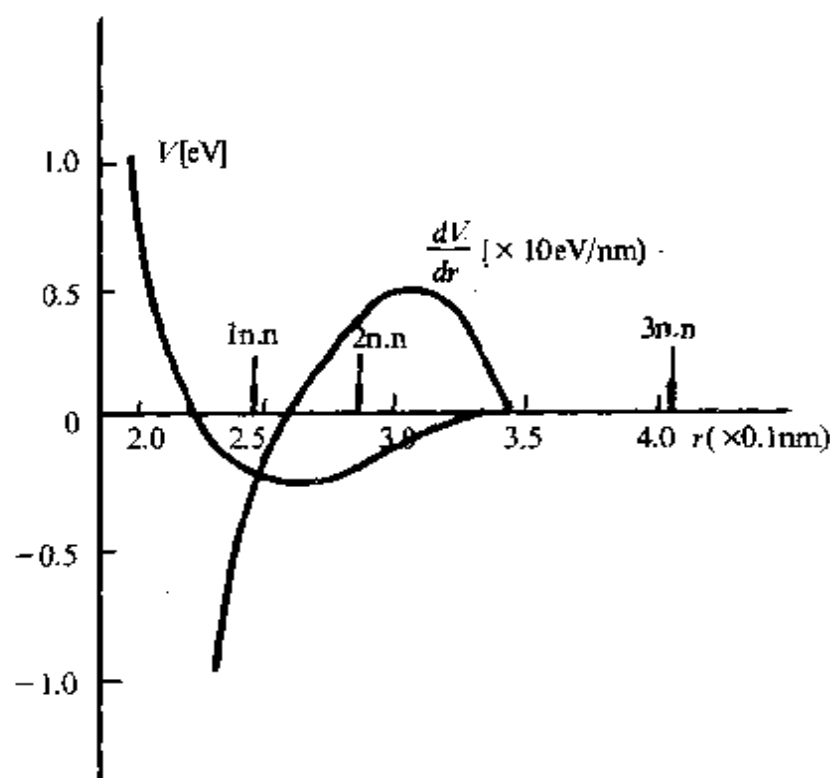


图 29.37 体心立方金属 α -Fe 的原子间相互作用势 $V(r)$

和原子间力 $\frac{dV}{dr}$ 与原子间距离 r 之间的关系。

的层错能低,在(111)面内的滑移位错为扩展位错,由两个肖脱基部分位错组成,布矢为 $\frac{1}{2}[01\bar{1}]$ 的位错分解为

$$\frac{1}{2}[01\bar{1}] \rightarrow \frac{1}{6}[\bar{1}1\bar{2}] + \frac{1}{6}[12\bar{1}]. \quad (29.120)$$

图 29.42 给出铜中柏格斯矢量为 $\frac{1}{2}[01\bar{1}]$ 的位错(由 $7 \rightarrow 2$)以及两个柏格斯矢量分别为 $\frac{1}{6}[\bar{1}1\bar{2}]$ 和 $\frac{1}{6}[12\bar{1}]$ 的肖脱基部分位错(由 $7 \rightarrow 0$ 和 $0 \rightarrow 2$)的原子结构图,图中实线和虚线圆圈分别代表两个原子层上的原子.在温度为 0K 和裂纹体受到外加应力强度因子 $K_I = 0.8K_{Ic}$ 作用时,分子动力学模拟给出肖脱基部分位错的成核和发射过程.由于裂纹沿 X 轴存在对称性,图 29.43 仅给出裂纹体的上半部分,图 29.43(a)示出弛豫后的裂纹原子结构.在外力作用下,第一个肖脱基部分位错在 $[\bar{1}1\bar{2}]$ 方向上产生,并沿 $[\bar{1}1\bar{2}]$ 方向

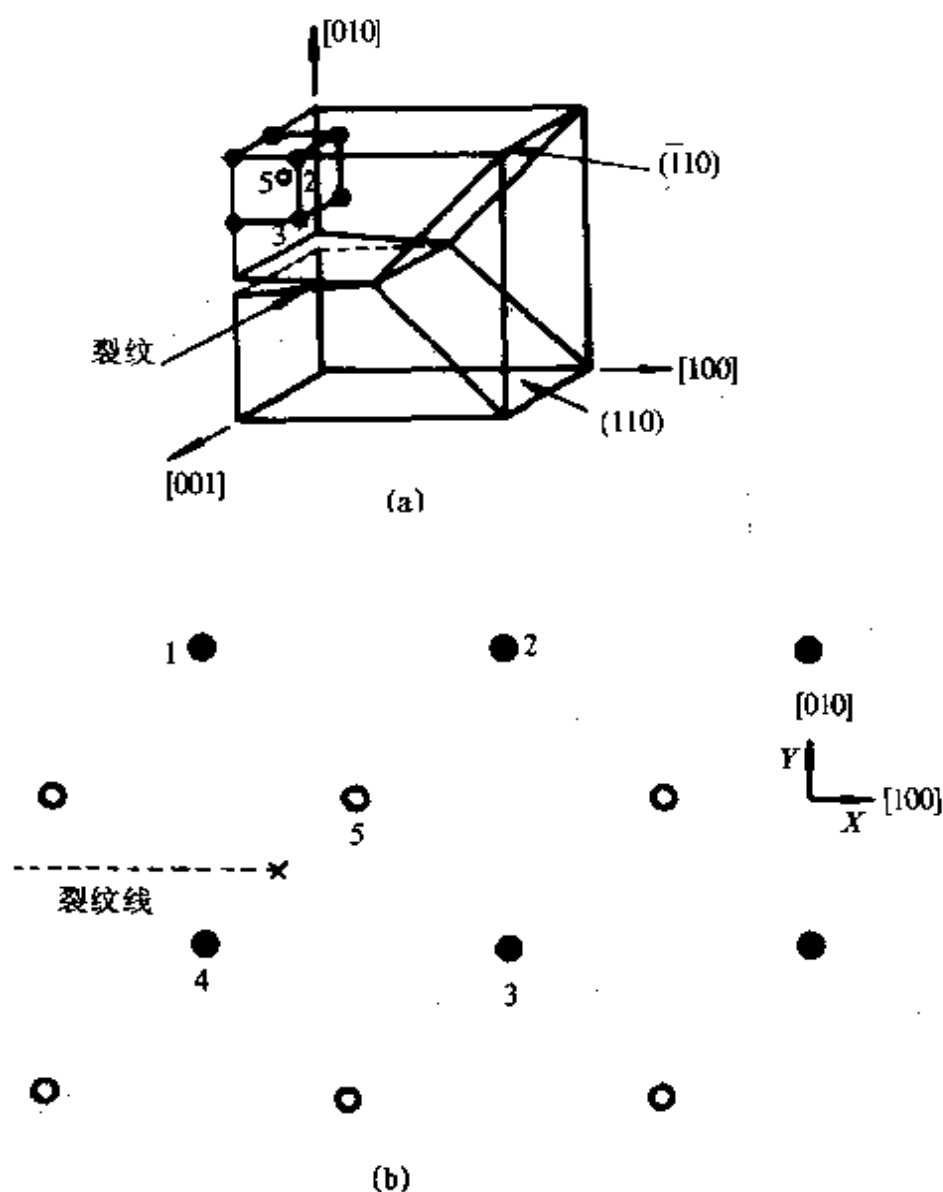


图 29.38 体心立方金属 α -Fe 裂纹尖端的 (a) 几何结构 (裂纹面平行于 $\{100\}$ 面);
(b) 原子结构 (● 表示位于体心立方晶胞顶角的原子, ○ 表示位于体心的原子)

运动 (发射), 经时间 $5 \times 10^{-12} \text{s}$ 后运动至位置 A [图 29.43(b)]. 随后第二个肖脱基部分位错在 X - Y 平面内沿 $[12\bar{1}]$ 方向产生, 并经时间 $5.5 \times 10^{-12} \text{s}$ 后扩展至与 A 点有一定距离的 B 点 [见图 29.43(c)]. 这两个部分位错发射后经过 $6 \times 10^{-12} \text{s}$ 运动至边界, 在边界上产生范性形变, 其形变量为最近邻距离, 见图 29.43(d)

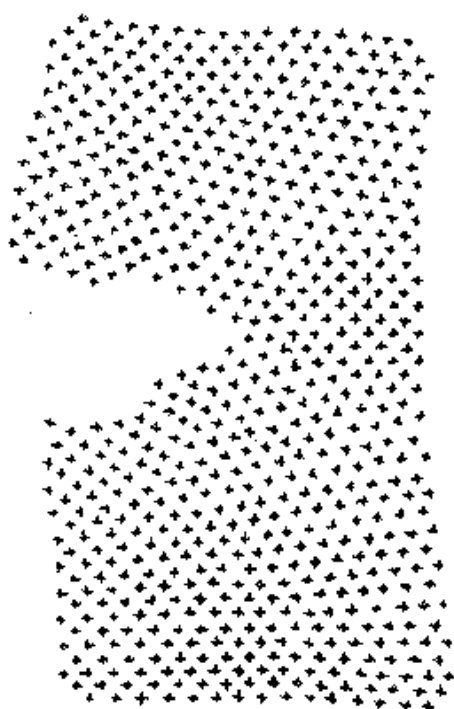


图 29.39 体心立方金属 α -Fe 在 $\{100\}$ 面上的裂纹扩展的原子过程，裂纹先沿 $\{\bar{1}10\}$ 面，然后沿 $\{010\}$ 面扩展，呈解理脆性断裂(图中+表示原子)。

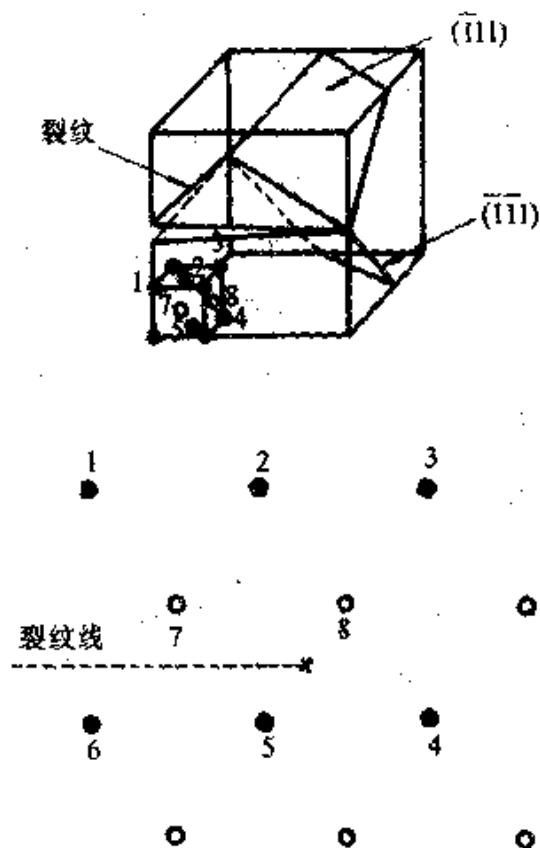


图 29.40 面心立方金属 Cu 的裂纹的晶体学结构和裂尖的原子结构 (●表示位于面心立方晶胞顶角位置的原子, ○为位于面心位置的原子)。

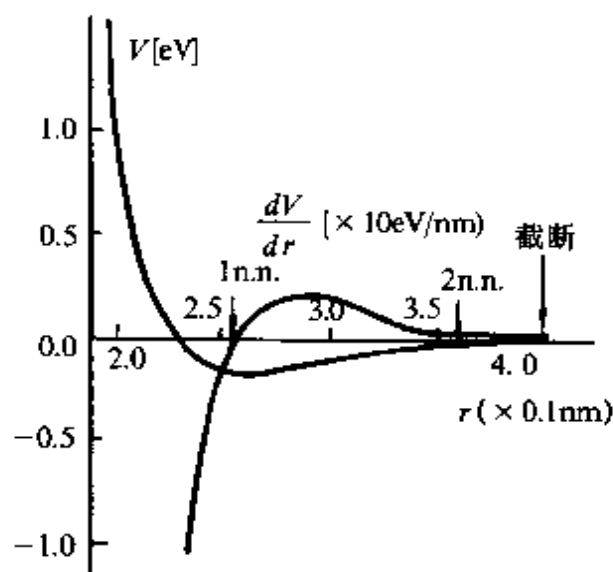


图 29.41 面心立方金属 Cu 的原子间势摩尔势 V 和原子间力 $\frac{dV}{dr}$.

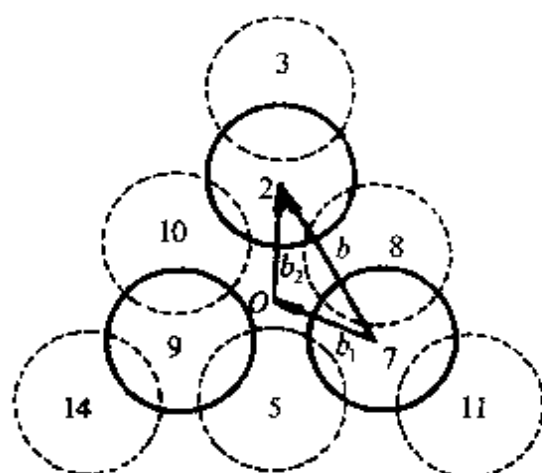


图 29.42 面心立方金属 Cu 中的位错(柏格斯矢量为 $\frac{1}{2}[01\bar{1}]$)和两个部分位错.

如果计算的原子数目很多,则两个部分位错的运动受阻于一个平衡位置而不能达到边界. 由于铜的点阵阻力很小,因此,更多数目的原子组成的体系将可给出更精确的结果. 由此可以说明,上述结果虽能给出与实验比较符合的结果,但是仍然存在局限性. 当温度升高至室温(300K 时),由于原子热运动,位错发射比较容易,大量的位错发射引起铜的裂纹尖端钝化. 图 29.44 示出温度为 300K 和裂尖受到应力强度因子 $K_I = 0.8 K_{Ic}$ 作用时,裂纹尖端的原子结构和原子位移随时间的变化而变化:(a)对应 $t=0$;(b)和(c)对应 $t=1000\Delta t$;(d)和(e)对应 $t=1050\Delta t$ 、(时间间隔 $\Delta t = 1.0 \times 10^{-14}s$). 可以看出,裂纹位错在 $\{111\}$ 滑移面内沿 $[11\bar{2}]$ 方向发射引起裂纹尖端原子发生很大的位移,并使裂纹尖端钝化,表现出延性断裂的范性形变特征.

§ 29.7 延性断裂

延性断裂有两种形式:一种是由于连续的切变或滑移引起的断裂[见图 29.2(d)和图 29.45];另一种是由于微孔洞的形成,长大和聚集引起的断裂(图 29.46). 延性断裂前通常已经发生了大

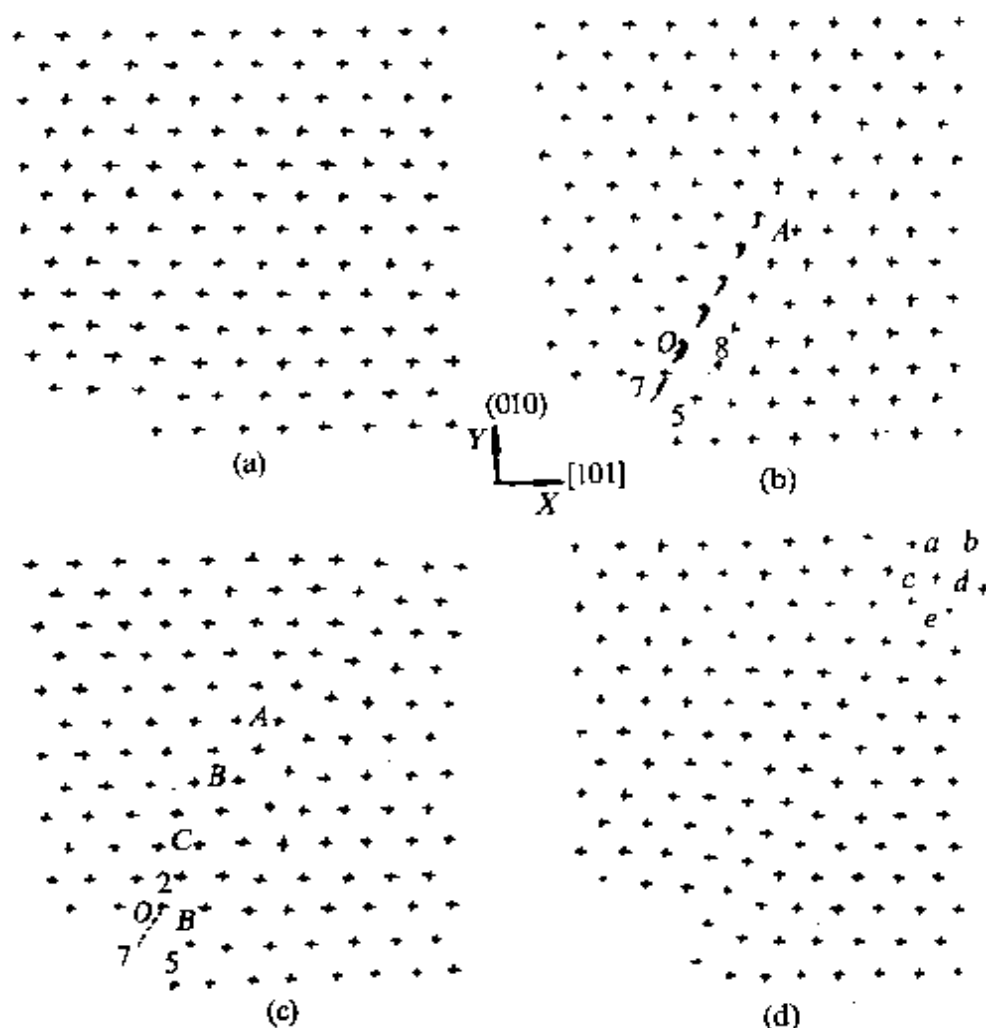


图 29.43 在温度为 0K 和裂尖受到 $K_I = 0.8K_{Ic}$ 作用时金属铜裂纹尖端发射位错与时间的关系: (a) $t=0$, 静态弛豫后的初始态; (b) $t=500\Delta t$; (c) $t=550\Delta t$; (d) $t=600\Delta t$; (其中: $\Delta t = 1.0 \times 10^{-14}s$) (+表示原子)。

量的范性形变,断裂是一个缓慢撕裂的过程,需要消耗相当多的能量。面心立方金属,低强度合金结构钢以及高温时体心立方金属和六方密集金属,常呈延性断裂。

剪切断裂可以发生在单晶的多晶中。在单晶中,剪切沿着一定的结晶学平面扩展;在多晶中,剪切沿着最大切应力的平面扩展。不相交的剪切引起裂纹张开[图 29.45(a)],相交的剪切可以导致平面应变拉伸形变,发生剪切断裂[图 29.45(b)]。高纯面心立方金属 Cu 单晶细丝经拉伸屈服后,要经历大量范性形变,直至细丝发生颈缩至针尖状,才由于失去强度而断裂,此时面缩率达 100%,这种断裂是完全的延性断裂[图 29.2(e)]。大多数金属材

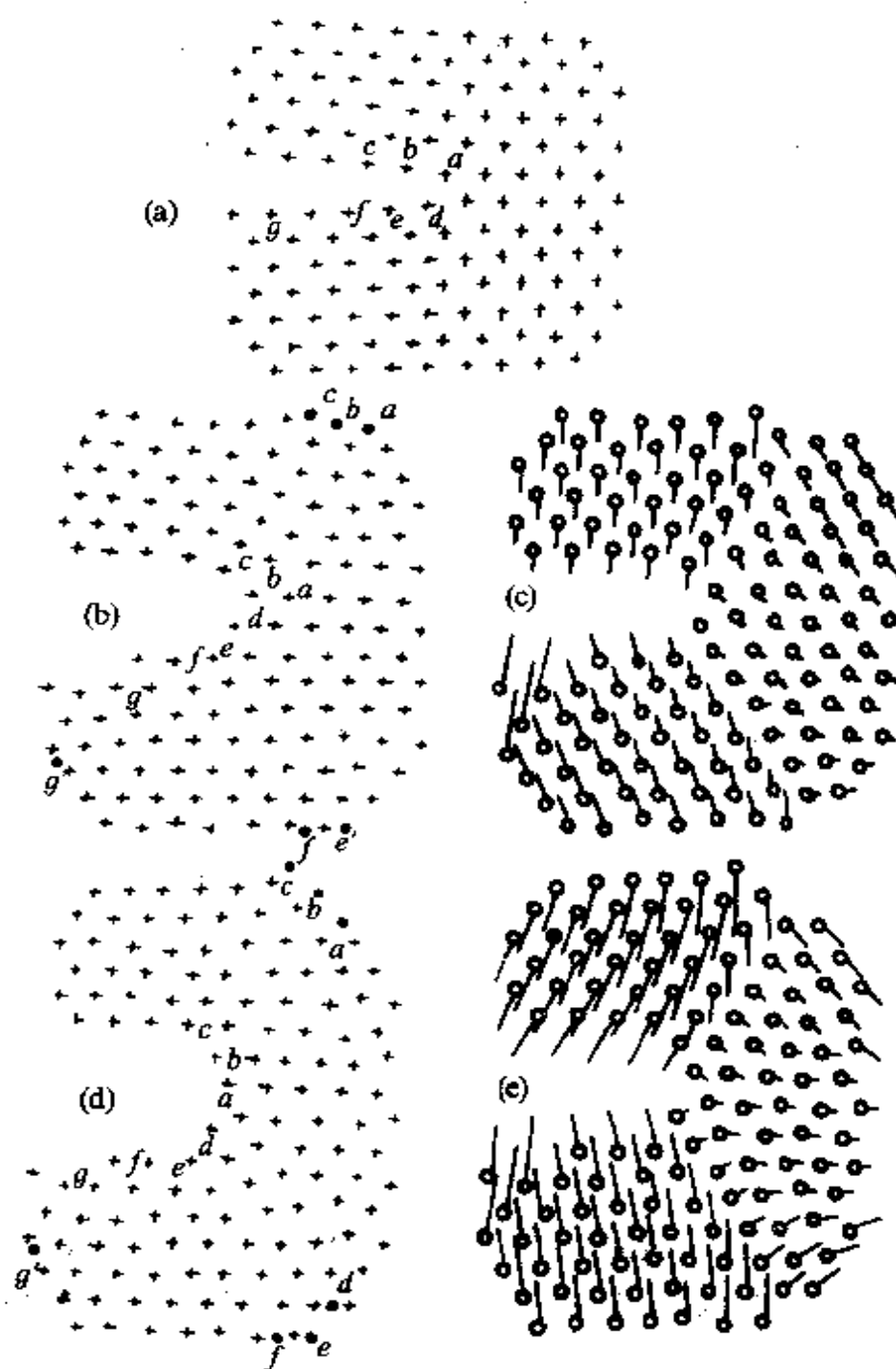


图 29.44 在温度为 300K 和裂纹受到应力强度因子 $K_I = 0.8K_{Ic}$ 作用时,金属 Cu 的裂纹尖端原子结构和原子位移随时间的变化:(a) $t=0$; (b) 和 (c) 对应 $t=1000\Delta t$; (d) 和 (e) 对应 $t=1050\Delta t$ (其中 $\Delta t=1.0\times 10^{-14}\text{s}$) (+表示原子, δ 表示原子位移)。

料,包括商业用纯铜单晶,拉伸范性形变量不如高纯铜单晶那样大,面缩不能达到 100%,是不完全延性断裂。例如圆棒形拉伸试样,在发生一定程度的面缩后即发生突然断裂,形成杯锥状断口

[见图 29.2(f)], 这类延性断裂是由于微孔洞聚集引起, 断裂过程分为两个阶段: (1) 试样发生颈缩. 当加工硬化所引起的强度增加不足以补偿截面收缩的效应时, 就产生了缩颈[图 29.46(a)], 相应的材料拉伸强度达到极大值, 称为极限拉伸强度, 此后材料的形变变得不均匀, 但是断裂尚未开始. (2) 试样中心裂纹的形成和扩展. 缩颈的形成引入三轴应力状态, 由于缩颈中央流体静张力的作用, 在夹杂物处形成许多小的空洞[图 29.46(b)]这些空洞逐渐汇聚成一个裂纹[图 29.46(c)], 裂纹沿着垂直于拉伸方向的方向扩展[图 29.46(d)], 最终导致断裂[图 29.46(e)].

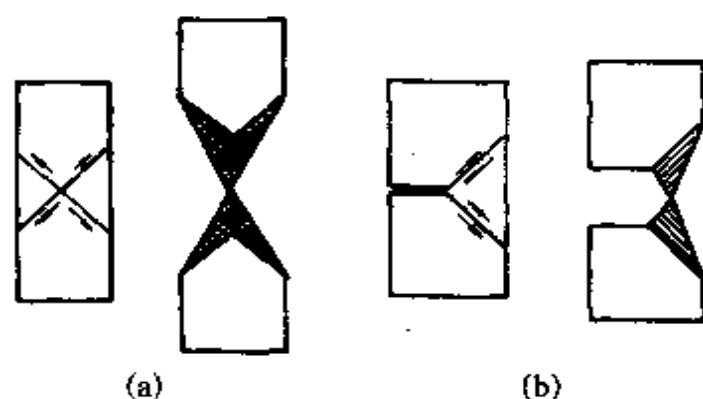


图 29.45 延性剪切断裂: (a) 剪切面不相交和 (b) 剪切面相交.

延性断裂的断口形成一般具有韧窝状特征, 在韧窝底部常可以观察到夹杂物或第二相粒子(图 29.47). 奥罗万^[64]提出韧窝状延性断口形成的微观机制为微空洞的形成和聚集. 由于材料内部存在夹杂物和第二相粒子, 一般情形下它们具有比金属基体高的硬度, 因此具有与金属基体不同的弹性和范性形变性能. 在范性形变过程中, 如果夹杂物(或二相粒子)和基体之间的界面的结合强度较弱, 则在界面处首先发生分离而产生微空洞. 随着范性形变继续增大, 各个夹杂物或第二相粒子处产生的微孔洞长大并聚集形成大的孔洞. 最后孔洞相互连接导致延性断裂. 这些孔洞就形成延性断口上的韧窝. 对于没有夹杂物和第二相粒子的高纯金属, 赫斯(Hirth)和罗塞(Lothe)^[65]指出微孔洞可以在位错胞墙的

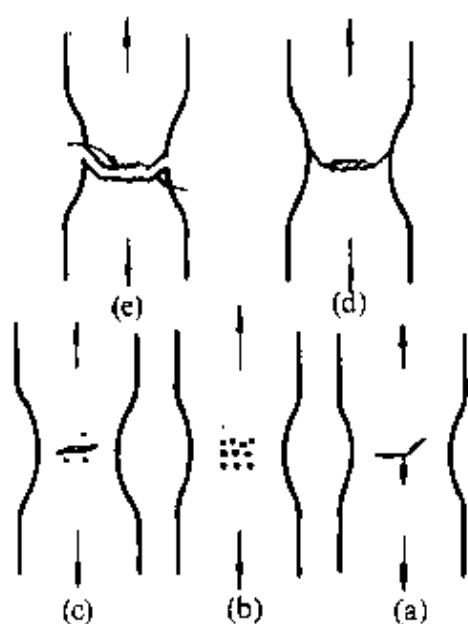


图 29.46 杯锥延性断裂过程中裂纹的形成和发展的各个阶段。

空位簇处成核。如果夹杂物或第二相粒子同金属基体之间的界面的结合很强,则范性形变可以使夹杂物和粒子发生脆断而导致裂纹扩展。

延性断裂的微孔洞形成和聚集模型的示意图见图 29.48,分为三个阶段:(1) 在外力作用下裂尖发生钝化,裂尖前方的夹杂物和第二相粒子处产生微孔洞[图 29.48(a)]。(2) 裂纹扩展启动,裂尖扩展至下一个夹杂物[图 29.48(b)];(3) 裂纹继续扩展,形成韧窝状断口[图 29.48(c)]。延性越好的材料,韧窝越深。由此汤普森 (Thompson) 和阿什比



图 29.47 延性断裂的韧窝状断口(在韧窝中可以看到第二相粒子)。

(Ashby)^[66]提出用韧窝的深度 h 和直径 W 之比

$$M = \frac{h}{W}, \quad (29.121)$$

表征材料延性的好坏, M 越大, 材料的延性越好. M 称为断口表面粗糙度.

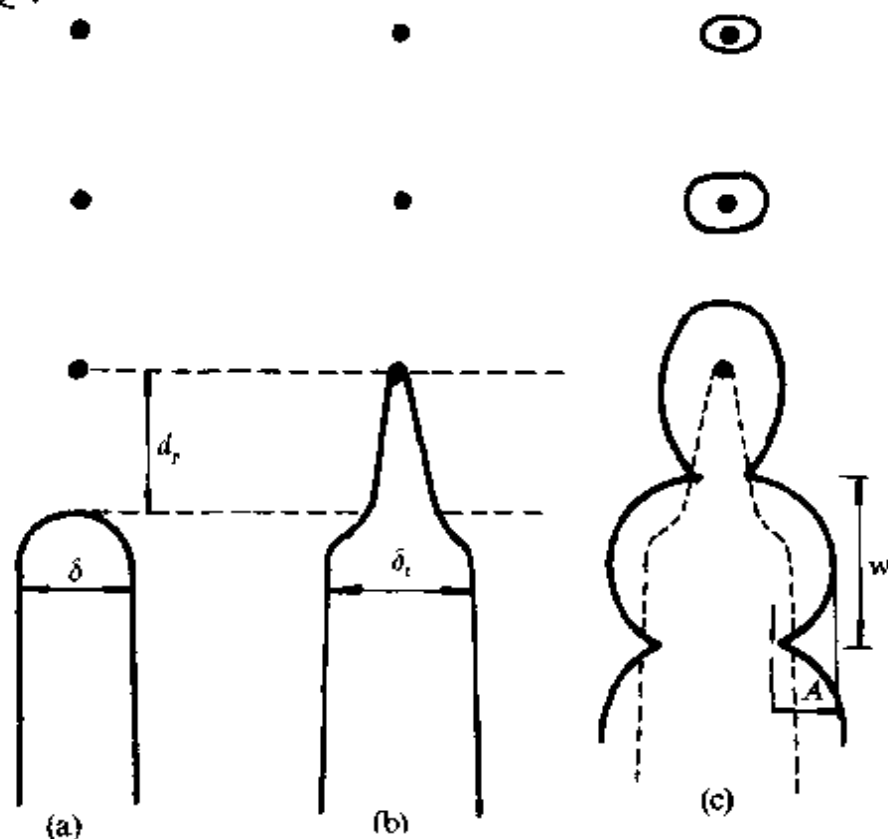


图 29.48 延性断裂的微孔洞形成和聚集模型: (a) 裂尖钝化; (b) 裂纹扩展至裂尖前方与裂尖距离为 d_f 处的第一个夹杂物(或第二相粒子处); (c) 裂纹继续扩展, 形成初窝状断口形貌.

裂纹试样的延性断裂用非线性弹塑性断裂力学 (§ 29.4) 描述, 可分为如下两个阶段:

(1) 裂纹启动阶段, 即裂纹在外力作用下开始扩展, 此时使裂纹启动的力等于 J_{1c} , 裂尖张开位移为 δ_c , 这两个参数为裂纹启动断裂韧性 (crack initiation toughness). 这些参数和弹性模量 E 及范性流变应力 σ_0 之间存在下述关系:

$$J_{1c} = \frac{K_{1c}^2}{E} = \frac{1}{\alpha} \sigma_0 \delta_c, \quad (29.122)$$

式中 α 与屈服应变 $\epsilon_0 = \sigma_0/E$ 、加工硬化指数 n 及断裂呈平面应变或平面应力状态有关.

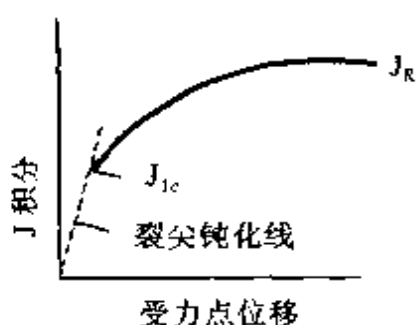


图 29.49 弹塑性延性断裂裂纹扩展的阻力曲线。

(2) 裂纹扩展阶段. 裂纹试样的裂纹启动后并不会立即导致断裂, 而存在一个裂纹扩展过程, 称为弹塑性裂纹的亚临界扩展过程, 用裂纹扩展阻力曲线 (图 29.49) 描述. 延性断裂在这个阶段的韧性称为裂纹扩展韧性, 以 J_R 表示. 对于高延性材料, J_R 可以比 J_{1c} 高出许多倍. 在此阶段, 撕裂模量 T_R 与 J_R 间存在下列关系:

$$T_R = \frac{E}{\sigma_0} \frac{dJ_R}{da}. \quad (29.123)$$

§ 29.8 脆性解理断裂

(a) 解理断裂的特征 在外力作用下, 裂纹沿着一定的晶体学平面扩展而导致的脆性断裂称为解理断裂. 这些晶体学平面称为解理面. 解理断裂发生于某些具有特殊晶体学结构的金属单晶和多晶材料中, 例如具有体心立方、密集六角、六角和菱形体心的金属晶体中. 表 29.1 给出各种金属晶体的解理面.

完全的解理断裂过程中无范性形变, 其断口特征除了平坦的解理断面之外还常观察到河流状解理台阶, 在有的解理断口上还存在舌状花样. 在具有复杂的显微结构的金属中, 解理裂纹并不总是沿着解理面扩展, 在断口上除了存在平坦的解理面和解理台阶以外, 还存在在二次相粒子位置形成的韧窝, 以及从解理向韧窝断口形貌过渡的撕裂带. 这种由脆性解理和延性韧窝两种断裂过程混合在一起的断裂称为准解理断裂. 解理断裂的断口形貌见图 29.50.

河流状解理面台阶的形成原因之一是由于解理裂纹沿解理面扩展时与垂直于解理面的螺型位错相遇. 弗里德尔 (Friedel)^[67] 提出, 解理裂纹可以看作两头被塞积的两个刃型位错塞积群构成

的裂纹位错,这些位错的柏格斯矢量与裂纹面垂直,位错只能沿着裂纹面作无扩散攀移运动,亦即裂纹通过位错攀移而扩展.当裂纹位错与一个垂直于解理面的螺位错相遇时,刃位错与螺位错的交截就形成割阶,亦即形成解理台阶(图 29.51).因此,最小的解理台阶的高度应当等于与解理面交截的螺位错的柏格斯矢量.但是由于观察断口的扫描电子显微镜的分辨率只有 5nm,因此不能观察到解理台阶形成的微观细节.一群密度为 D 的混乱分布的螺位错与解理面交截所产生的河流状解理台阶的高度与 D 成正比.因此,实验上观察到的平坦的解理台阶应当包括许多微观的解理台阶.由于晶界上分布有位错,解理裂纹与晶界上位错的相互作用除了可以改变解理台阶的形状以外,还可以改变解理裂纹的扩展方向,甚至阻止解理裂纹穿过晶界.图 29.52 示出 LiF 晶体的解理面通过亚晶界的情况,亚晶界中的一系列具有螺型分量的位错造成了一系列台阶,这些台阶随后合并成为更大的河流状台阶.解理裂纹通过小角度倾侧晶界时会改变扩展方向,但其河流状花样变化不大;但是解理裂纹通过扭转晶界或大角度晶界时河流状台阶会骤增,这是由于扭转和大角晶界具有大量螺位错,有时甚至会阻止解理裂纹扩展.断口上的河流状花样也可以是两个相邻近而高度不同的解理裂纹扩展连接在一起时形成的二次解理台阶.

舌状花样也是解理断口上一种常见的形貌特征,在低碳钢的低温拉伸或冲击断口上常可以见到.舌状花样是由于解理裂纹遇到孪晶和基体的交界面时,裂纹改变扩展方向而形成的.舌头是孪晶在断口上的露头,而孪晶则是裂纹在高速扩展过程中在裂纹前沿由于高速形变诱发而产生的.舌头的形成过程可以用图 29.53 加以说明:设晶面 (110) 平行于纸面,当解理主裂纹在 (100) 面上沿 $[110]$ 方向由 A 扩展至 B 时前方遇到孪晶(体心立方孪晶多发生在 (112) 面上,孪生方向为 $[111]$),继续沿直线向前扩展受到很大阻碍,于是便分出一个二次裂纹沿孪晶面和 (110) 面的交线 $[111]$ (即孪生方向)扩展.与此同时, AB 面上的主裂纹则绕过孪



图 29.50 脆性解理断裂的断口形貌。

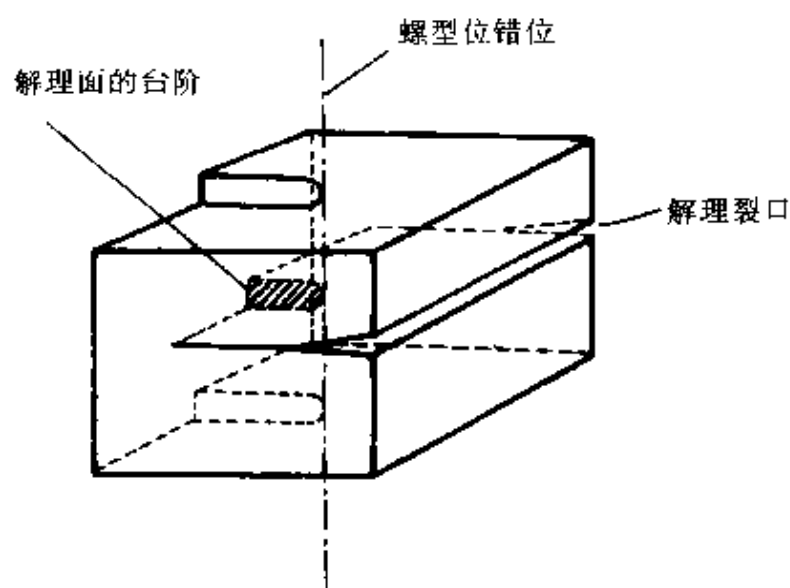
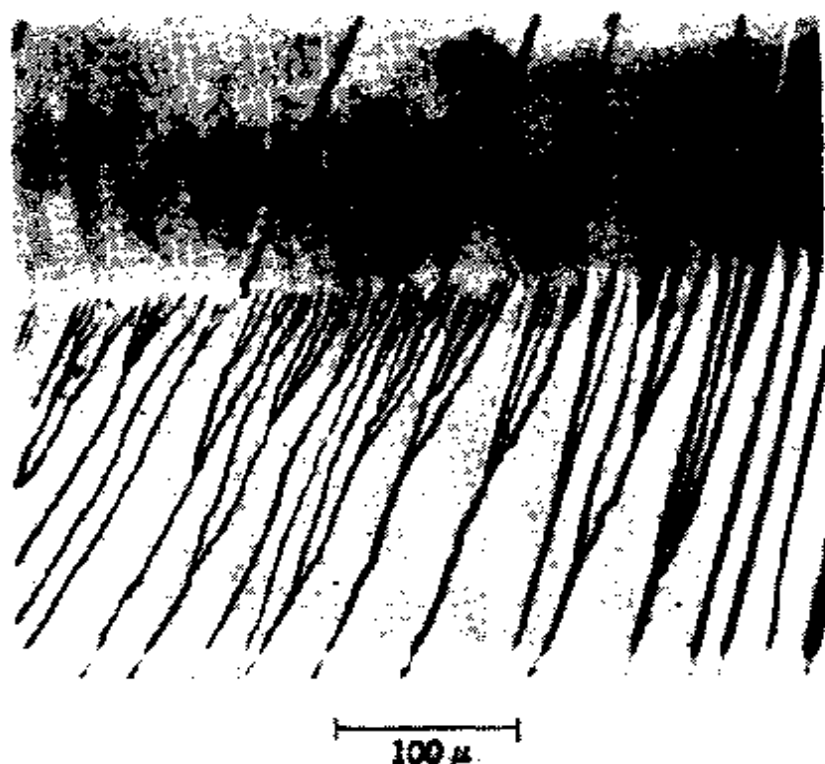


图 29.51 解理裂纹和螺型位错的交截形成解理面上的台阶。

晶(在纸面以外)扩展到 D , 并继续沿 DE 方向向前扩展。当二次裂纹沿孪晶面 (112) 和 $[111]$ 方向由 B 扩展至 C 时, 主裂纹与二次裂纹之间因形变增大而从 CD 断开, 于是整个裂纹又都回到 (100) 面上继续扩展, 形成解理舌头 BCD 。上述模型要求舌头的倾角为一特定值(此处为 35.16°), 已为实验测定所证实。



29.52 LiF 的解理台阶($\times 150$)(解理裂纹和亚晶界交截所引起的).

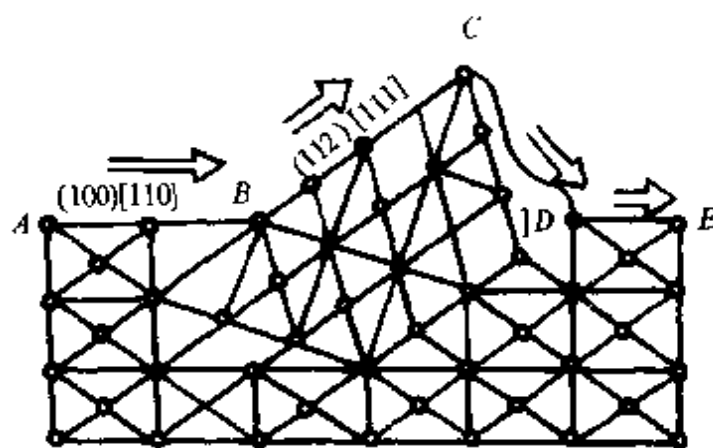


图 29.53 舌状花样形成过程示意图.

(b) 脆性解理断裂的凯利-泰松-科垂耳判据 前面介绍了解理断裂的特征,下面讨论解理断裂发生的条件.凯利(Kelly),泰松(Tyson)和科垂耳^[6],以及赖斯和汤姆逊^[66]先后提出两个判据.

解理断裂过程中裂尖常发生少量的范性形变,这是由于金属

材料的最大切变强度 τ_{\max} 比最大拉伸强度 σ_{\max} 小得多。在 § 29.2 中已计算过, 使原子键合断裂的最大拉伸强度 σ_{\max} 约为 $E/5$, 但是使完整晶体中点阵原子发生相互滑动的最大切变强度 τ_{\max} 通常比 σ_{\max} 小得多, 与材料有关。表 29.4 列出几种金属, 金刚石和食盐的理论拉伸强度 σ_{\max} 和切变强度 τ_{\max} 的值。由表可见, 面心立方金属的切变强度低于 $E/30$, 切变比拉伸形变要容易得多, 因此面心立方金属不容易发生脆性解理断裂, 而容易发生延性断裂。

表 29.4 几种材料的 $\sigma_{\max}/\tau_{\max}$, σ_i/τ_i 比值和断裂类型

材料	$\sigma_{\max}/\tau_{\max}$	σ_i/τ_i	断裂类型
Cu	28.2	12.6	延性断裂
Ag	30.2	14.4	
Au	33.8	24.7	
Ni	22.1	7.9	
W	5.04	8.5	与强度有关
α -Fe	6.75		
金刚石	1.16	3.6	解理断裂
NaCl	0.94		

体心立方金属的 τ_{\max} 较高。金刚石和食盐的 σ_{\max} 与 τ_{\max} 接近。据此, 凯利、泰松和科垂耳^[68] 提出: 晶态材料中沿某一可能的滑移面的最大张应力 σ_{\max} 和最大切应力 τ_{\max} 之比, 如果远大于理想张应力 σ_i 和理想切应力 τ_i 之比 (理论上, $\sigma_i \approx E/10$, $\tau_i \approx \mu/10$, 但是比值 σ_i/τ_i 和材料有关), 亦即 $\sigma_{\max}/\tau_{\max}$ 很大于 σ_i/τ_i , 则断裂为延性类型; 相反, 如果 $\sigma_{\max}/\tau_{\max}$ 小于 σ_i/τ_i 则断裂为脆性, 这时有效表面能 γ_{eff} 大于表面能 γ_0 。这个判据和实验相符。表 29.4 列出不同材料在 0K 时的 σ_i/τ_i 和 $\sigma_{\max}/\tau_{\max}$ 的数值以及断裂类型。面心立方金属,

解理,称为延脆转变,将在 § 29.9 中进一步讨论。

(c) 脆性断裂的赖斯-汤姆逊判据^[6] 凯利-泰松-科垂耳根据材料的本征力学性质提出了脆性或延性断裂判据,但是未涉及材料断裂的微观过程。在裂纹和位错交互作用研究的基础上 (§ 29.5)、赖斯和汤姆逊^[6]提出新的脆性或延性断裂判据。在 § 29.5 中曾讨论过裂纹尖端的位错既受到外加应力的作用引起的斥力,又受到裂纹自由面像力作用引起的引力,还受到点阵阻力的作用,上述三种力相互平衡时,存在一个临界平衡位置 ξ_c ,如果 ξ_c 大于位错芯的半径 ξ_0 ,而且位错所处位置距裂尖的距离大于 ξ_0 而小于 ξ_c 时,位错仍受到引力,位错由裂尖发射需克服一个能量位垒,也即需要激活能。当 $\xi_c \leq \xi_0$ 时位错可以由裂尖自然发射而不需激活能。如果位错容易由裂尖发射,则断裂呈延性;反之,如果位错不易或不能由裂尖发射,则断裂呈脆性。赖斯和汤姆逊计算了若干种材料的临界平衡位置 ξ_c ,位错芯半径 ξ_0 ,位错发射激活能 Ed ,以及与有效表面能有关的参量 $\mu b/\gamma$ (其中 μ 为切变模量, γ 为表面能, b 为柏格斯矢量)列于表 29.5。由表可见:(1) 面心立方金属的裂尖位错平衡距离 ξ_c 较短,位错芯的平衡半径 ξ_0 较长^[65], $\xi_c < \xi_0$ 位错可以自发地由裂尖发射而不需激活能,相应的 $\mu b/\gamma$ 值小于 8.5 (除 Ni 以外),断裂一般呈延性;(2) 体心立方金属 W,离子晶体,金刚石、半导体和六角密集金属的位错芯半径较小,裂尖位错平衡位置 ξ_c 较长, ξ_c 一般大于 ξ_0 ,位错发射的激活能很高,而且参数 $\mu b/\gamma$ 的值很高,因此,位错不易或不能由裂尖发射,这些材料的断裂一般呈脆性解理;(3) 体心立方金属 Fe 和面心立方金属 Ni 具有居中的 $\mu b/\gamma$ 值,激活能低,热涨落将会影响材料的断裂类型,因此材料的断裂类型和温度有关。

根据上述分析,赖斯和汤姆逊提出金属和其他材料发生延性或脆性断裂的判据:(1) 如果晶体(材料)的位错芯半径较宽,与有效表面能有关的无量纲参量 $\mu b/\gamma$ 小于 7.5~10,材料呈延性断裂;(2) 如果晶体的位错芯半径较小,参量 $\mu b/\gamma$ 值很大,则晶体呈脆性断裂。

表 29.5 材料的物性和力学参数

晶体结构	元素	解理面和方向	滑移面和方向	$\mu b/\gamma$	位错芯半径 ξ_0 (以 b 为单位)	位错平衡距离 ξ_c (以 b 为单位)	位错发射激活能(eV)
面心立方金属	Pb			5.8		1.1	
	Au	(001)		4.8		0.85	
	Cu	[110]	$[\bar{1}11]$	6.1	2	1.00	位错发射不需激活能
	Ag		$[10\bar{1}]$	6.5		1.09	
	Al			8.5		1.4	
	Ni			10.8		1.7	
体心立方金属	Na	(001)	(011)	3.75		1.2	0.02
	Fe	$[\bar{1}00]$	$[111]$	8.7	2/3	1.9	2.2
	W			26		4.0	329
	Fe*	(001)/ $[\bar{1}\bar{1}0]$	(110)/ $[\bar{1}11]$	8.7		2.7	19
离子晶体	LiF	(001)	(011)	26		3.2	58
	NaCl	[100]	[011]	26	0.25	3.4	62
	MgO			29		3.4	205
	Al ₂ O ₃	$(\bar{1}012)/[1\bar{2}10]$	(0001)/ $[\bar{1}\bar{1}20]$	18		2.3	852
金刚石结构	Si		(111)	19		2.2	111
	Ge	(111)	$(\bar{1}11)$	33	0.25	3.7	260
	C	$[0\bar{1}1]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$	24		2.4	351
六角密集	Be	(0001)	(ijko)	34	3/3	4.5	180
	Zn	[0001]	[0001]	33		4.3	107

根据 § 29.5, 材料裂尖发射位错的难易程度可以用脆性断裂的局域临界应力强度因子 k_c 和裂尖产生和发射位错的临界应力强度因子 k_{ic} 的比值表征, 对于平面应力情形, 裂尖局域临界应力因子为

$$k_{ic}^2 = k_{Ic}^2 = 4(1+\nu)\mu\gamma, \quad (29.124)$$

$$k_{IIc} = 4\mu\gamma.$$

对平面应变情形

$$k_{Ic}^2 = k_{Ic}^2 = \frac{4\mu\gamma}{1-\nu}, \quad (29.125)$$

$$k_{IIc}^2 = 4\mu\gamma.$$

裂尖发射位错的临界应力强度因子分别见式(29.103)、式(29.105)和式(29.106). 材料的断裂判据可以进一步表述为:(1) 当 $k_c < k_e$ 时, 裂尖不能发射位错, 材料呈脆性断裂;(2) 当 $k_c \approx k_e$ 时材料的断裂类型不确定;(3) $k_c > k_e$ 时, 裂尖容易发射位错, 材料呈延性断裂.

表 29.6 金属材料的 k_e/k_c 比值

金属材料	k_e/k_c				
	I 型裂纹		II 型裂纹		III 型裂纹
	平面应变	平面应力	平面应变	平面应力	
Al	0.81	0.86	0.26	0.27	0.21
Cu	0.73	0.77	0.22	0.23	0.18
Ni	0.87	0.92	0.29	0.30	0.23
Fe	1.40	1.49	0.44	0.47	0.36
Nb	1.07	1.19	0.24	0.26	0.20
Mo	1.46	1.55	0.47	0.50	0.39
W	1.48	1.57	0.48	0.51	0.40

对于几种金属材料的计算结果示于表 29.6. 由表可见: 对应于 II 型和 III 型裂纹, $k_c < k_e$ 的条件始终成立, 因此断裂呈延性; 对于 I 型裂纹, 金属表现出不同的断裂类型. 面心立方金属(Al, Cu 和 Ni)的 $k_c > k_e$, 断裂呈延性; 而体心立方金属(Fe, Nb, Mo 和 W), $k_c < k_e$, 因此断裂呈脆性.

(d) 裂纹的成核 不少迹象表明金属中的断裂是和范性形变密切相关的. 在 100K 左右观察到解理裂纹只出现在已经发生范性屈服的区域, 而尚未屈服的区域中根本找不到^[69]; 在一定温度范围内^[69], 软钢的脆断应力和压缩加载测出的屈服应力基本相同(见图 29.54), 这些结果都支持下述看法, 即在金属中要形成裂纹有赖于局部地区的范性流变.

关于裂纹成核的机制,曾经提出过多种的设想,通常都假定在应力作用下,刃型位错的合并可以构成裂纹的胚芽(见图 29.55).下面介绍科垂耳^[5]提出的范性形变促使裂纹成核的具体机制.

图 29.56(a)示出滑移带(或孪生带)被晶界(或其它障碍)阻挡,塞积的位错所引起的应力集中,促使裂纹成核.

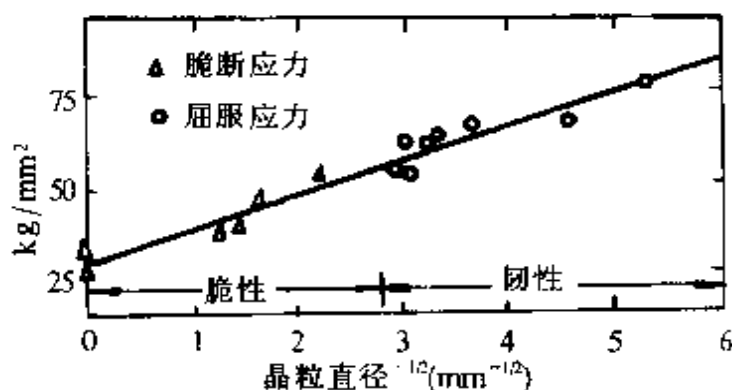


图 29.54 不同晶粒度软钢的脆断应力(拉伸)与屈服应力(压缩).

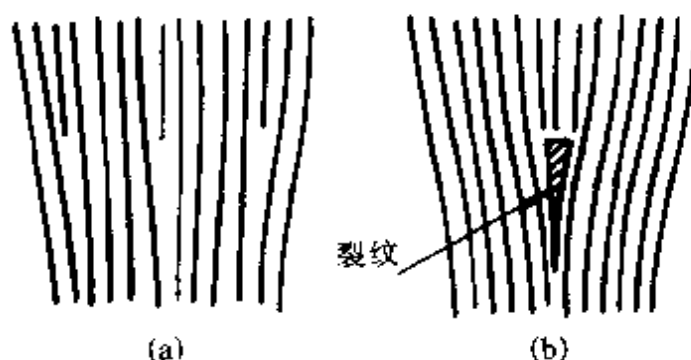


图 29.55 同号刃型位错合并成裂纹的胚芽.

图 29.56(b)示出相交的滑移带引起裂纹成核,在体心立方晶体中,位错反应

$$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}1] + \frac{1}{2}[111] \longrightarrow [001] \quad (29.126)$$

是能量降低的,两滑移带中位错交互作用的结果可以在解理面上形成不易滑移的 $[001]$ 刃型位错,这些位错的合并构成裂纹的胚芽.这个机制可以说明单晶体中裂纹的成核.

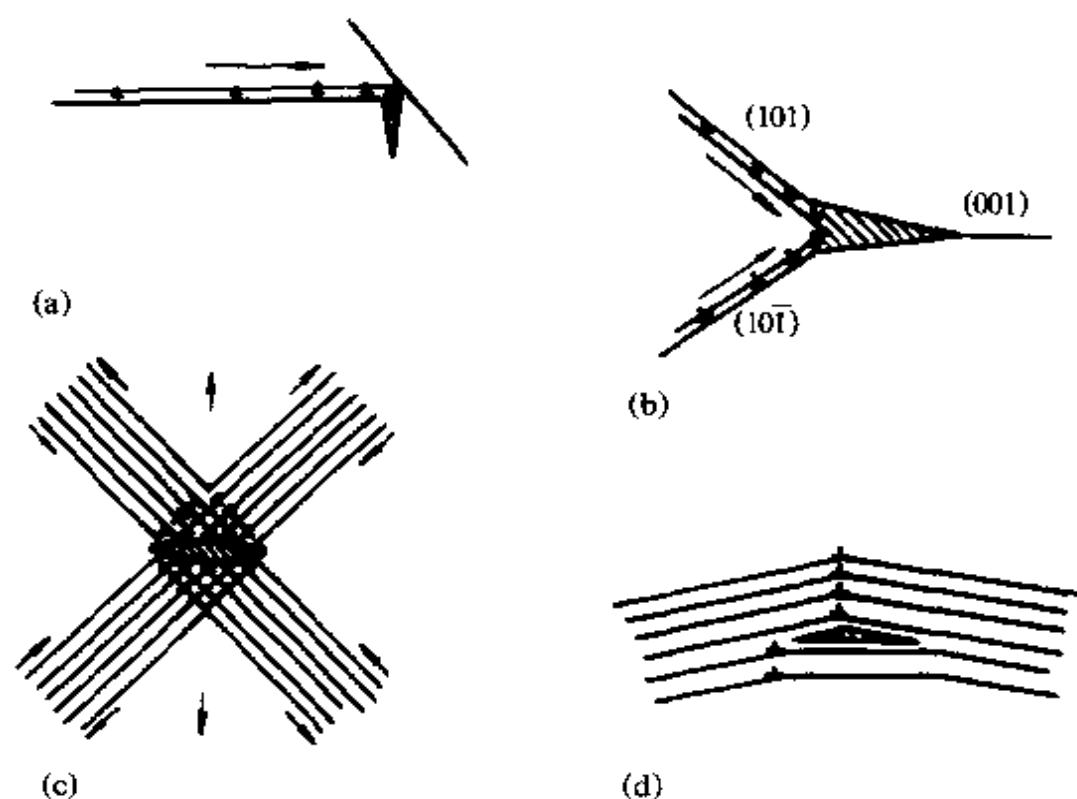


图 29.56 滑移过程形成的裂纹。

- (a) 滑移带的塞积；(b) 两个滑移带中位错的汇合；
 (c) 两个滑移带相交处应力集中引起裂纹成核；
 (d) 位错墙的侧移引起滑移面的弯折而使裂纹成核。

图 29.56(c) 示出了相交滑移带裂纹成核的另一机制，相交处形成不完整的位错墙，它的应力集中可以促使裂纹成核。这个机制也可以引伸到相交孪生带的应力集中的情况。

图 29.56(d) 示出了刃型位错墙的一部分发生了侧移，也会形成裂纹，裂纹面将和滑移面相重和。这可以解释六角金属中观测到的情况。

在 MgO 晶体中的观测证实了被晶界阻挡的滑移带引起的裂纹成核 (图 29.57)，也看到相交滑移带处裂纹的成核 (图 29.58)^[70]。但在 MgO 中并不会发生类似于式 (29.126) 的对能量有利的位错反应，因而裂纹的成核可能是按照图 29.56(c) 所示的机制。在硅铁单晶中的一些观测表明，裂纹通常出现在孪生带的

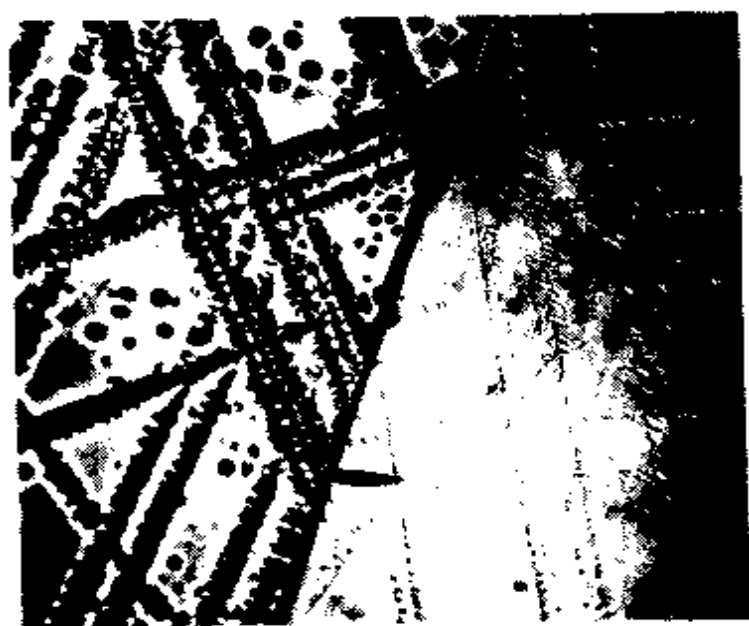


图 29.57 MgO 双晶体受阻于晶界的滑移带引起的裂纹
($\times 360$).

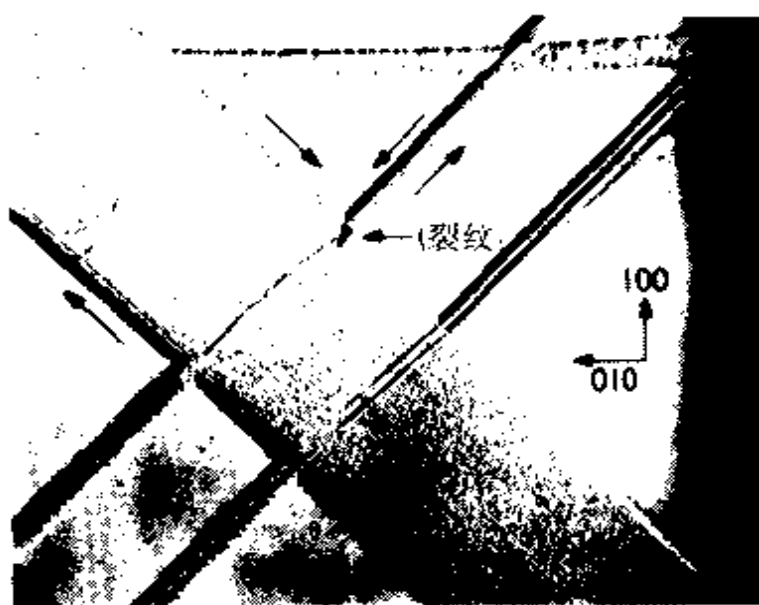


图 29.58 MgO 晶体滑移带交截处裂纹的成核($\times 325$).

相交处(图 29.59)^[71], 也有人看到滑移带相交处形成的裂纹(图 29.60)^[72]. 在 Zn 中看到了滑移面弯折所形成的裂纹^[73].

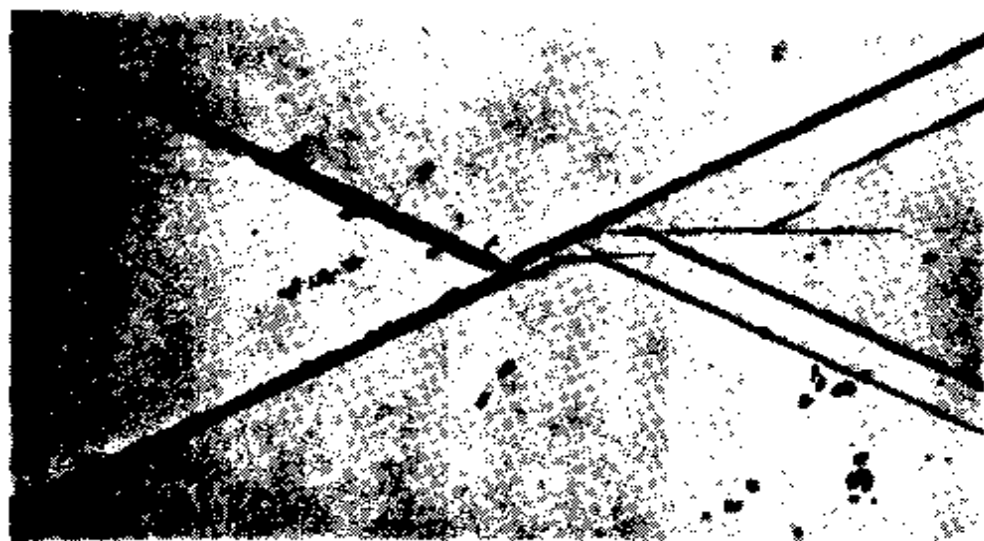


图 29.59 硅铁单晶孪生带相交处形成的裂纹($\times 440$).



图 29.60 滑移带式股处形成的裂纹。

§ 29.9 延性-脆性转变

(a) 基本规律 在 § 29.1 中, 我们已提到固体材料的断裂类型取决于多种因素, 除了材料本身的内在因素(诸如材料的成分、显微结构、杂质分布和应力状态等)以外, 还与材料使用时的外部因素(包括环境的温度、应变速率和环境介质等)有关. 因此, 在一定条件下, 延性断裂的材料在另一些条件下可以转变为脆性断裂.

例如增大材料的尺寸,可以使材料的受力状态由平面应力变为平面应变,材料的断裂韧度会大大下降(§ 29.3);尖锐缺口常使延性材料变脆;提高应变速率和降低使用温度也可以使材料呈脆性断裂;在§ 29.10中还将讨论杂质在多晶金属材料的晶界偏析以及多种环境介质使材料变脆的问题.但是本节所讨论的延性-脆性转变(ductile to brittle transition)则专指由于温度降低使材料由延性断裂转变为脆性断裂的力学现象.这是材料使用中的一个十分重要的问题.

延脆转变最早在六方密集结构的金属 Zn 中被观察到^[74],随后在金属间化合物、体心立方金属 Fe、面心立方金属 Cu 和金刚石结构的半导体 Ge 和 Si 中相继被观察到,是固体材料的普遍的力学现象.这方面早期的文献总结见麦克林(Mclean)的著作^[13].图 29.61 示出多种金属的延性-脆性转变曲线.可以看出,光滑圆棒试样的截面收缩率、延伸率和夏比(charpy)冲击试样的冲击吸收功随温度变化,在某一温度范围急剧下降,材料由延性断裂转变为脆性断裂.

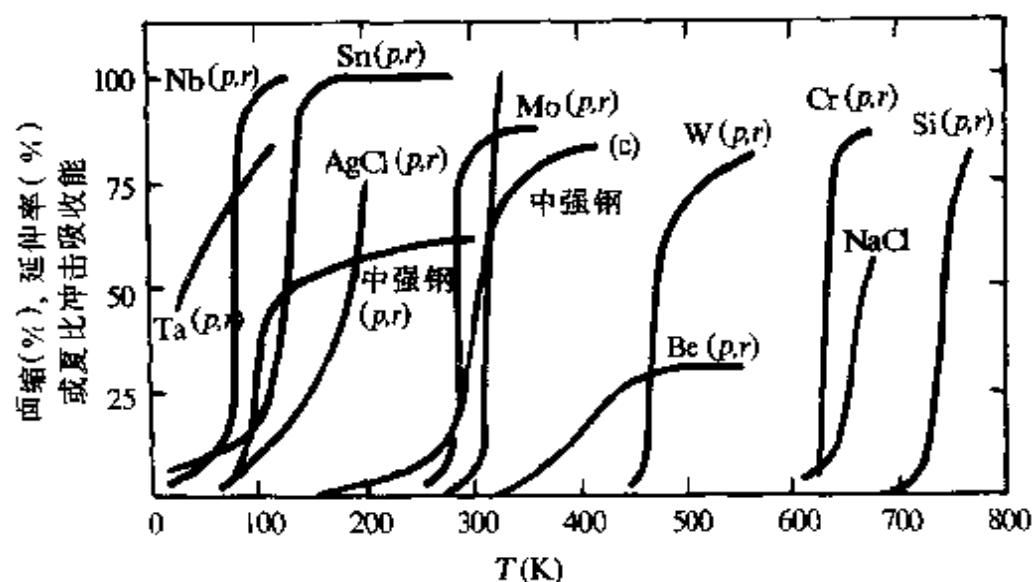


图 29.61 多种金属材料的延性-脆性转变曲线

(*p* 表示光滑拉伸试样, *r* 为面缩; *e* 为延伸率;

c 为夏比缺口冲击吸收能)。

工程上通常采用 V 型缺口夏比冲击试样测定材料的延性-脆

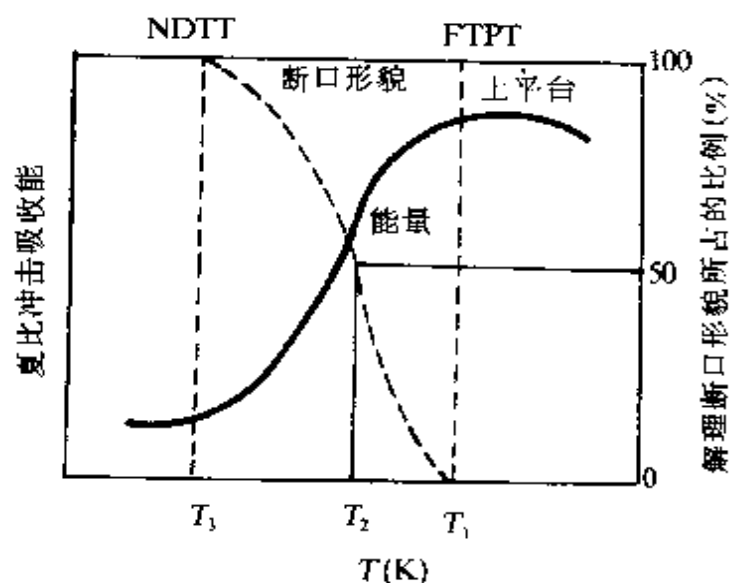


图 29.62 延性-脆性转变温度(T_1 为延脆转变起始温度或范性断裂转变温度 FTPT; T_2 为延脆转变温度 DBTT; T_3 为无延性转变温度 NDTT).

性转变温度. 典型的曲线如图 29.62 所示, 其中实线和虚线分别表示冲击吸收功和解理断口所占比例随温度的变化. 当温度高于 T_1 时, 材料的冲击吸收功基本保持恒定, 即存在一个上平台区, 断口为 100% 延性纤维状(低倍放大)和韧窝断裂(高倍放大); 当温度低于 T_1 时, 断口上开始出解理断裂成分, 因此, T_1 为延脆转变起始温度, 亦称为塑性断裂转变温度 FTPT. 图中 T_2 温度时冲击吸收功随温度降低急剧减少, 断口上出现 50% 解理形貌, 称 T_2 为断口形貌转变温度简称为 FATT (fracture appearance transition temperature), 通常用 T_2 表征延脆转变温度简称为 DBTT (ductile to brittle transition temperature), 以下以 T_c 表示延脆转变温度. 在温度 T_3 时, 断口 100% 为解理形貌, 表示材料已处于完全脆性断裂状态, 此后断裂应力也基本上不再随温度降低而减小, 存在断裂应力的下平台区, 称 T_3 为无延性转变温度, 简称为 NDTT (nil ductility transition temperature).

近期的研究测量材料的断裂韧度 K_{Ic} , J_{Ic} 或 δ_c 随温度的变化, 发现也存在如图 29.62 所示的基本规律. 图 29.63 示出 16Mn 结构钢的 J_{Ic} 随温度的变化, 以及相应的断口形貌的变化^[75].

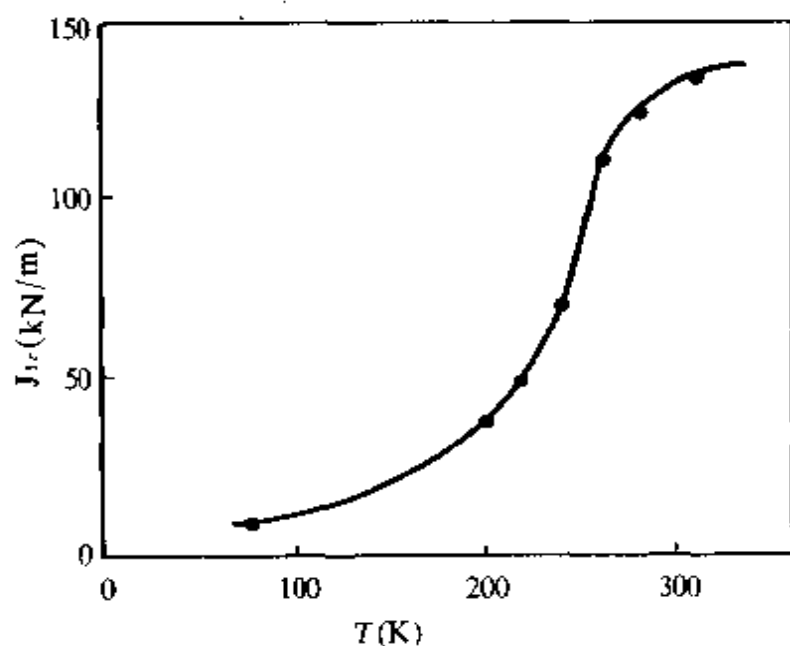


图 29.63 16Mn 结构钢的断裂韧性 J_{Ic} 随温度的变化, 显示明显的延性-脆性转变现象^[75].

实验发现, 材料的延脆转变行为与晶粒度、屈服强度、形变速率, 应力状态(用不同深度的缺口来影响应力状况)等因素有关. 一般说来, 材料的晶粒度越大, 延性-脆性转变温度 J_{Ic} 越高^[76] (图 29.64); 应变速率 $\dot{\epsilon}$ 增大, 延脆转变温度也提高(图 29.65)^[77].

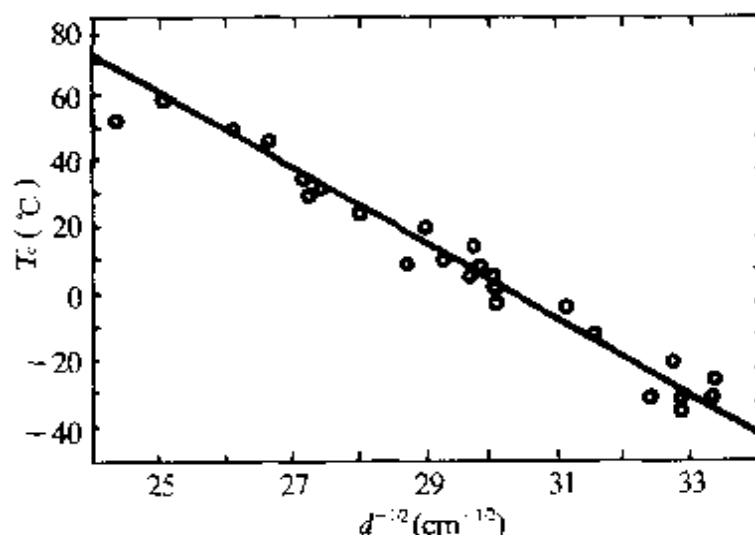


图 29.64 金属的延脆转变温度 T_c 与晶粒度 d 的关系^[76].

(b) 唯象解释^[78] 将图 29.61 和图 29.62 对照起来看, 可以

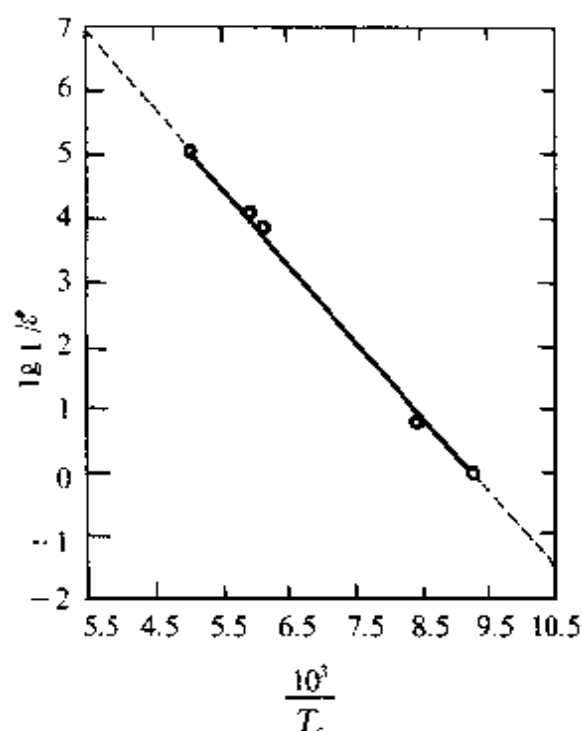


图 29.65 钢的延脆转变温度 T_c 与应变速率 $\dot{\epsilon}$ 的关系^[77].

发现一个粗略的对应关系：延性到脆性转变温度和屈服强度突然升高的温度相对应，对体心立方过渡金属，它接近 $0.1T_m$ (T_m 为熔点温度)，对非金属和金属化合物则约为 $0.5T_m$ ，根据这个事实，就引导出到对于延性-脆性转变的唯象解释。

唯象解释的基本观点是将范性形变和断裂看成相互独立的过程，各有其临界应力（分别用 σ_y 和 σ_f 表示）。如果 σ_y 随温度的下降而升高，但 σ_f 对温度不敏感，将 σ_y 及 σ_f 对温度作图，两条曲线就要相交，交点所对应的温度就是 T_c （图 29.66）。在 $T > T_c$ 的区域内， $\sigma_f < \sigma_y$ ，试样要经历一定量的范性形变才断裂，表现延性，而在 $T < T_c$ 的区域内， $\sigma_f > \sigma_y$ ，在范性形变之前就断裂，表现脆性。

根据这个假定，也可以解释其它参量对于脆性转变的影响。例如，形变速率的影响可以归结为屈服应力对于形变速率比较敏感，而断裂强度就不敏感。又如应变状态的影响也可以用这个观点得到解释。图 29.67 示出了相互正交的单轴拉伸所产生的切应力状态，可以看出两者的方向恰好相反。如果同时有两组或三组相互正

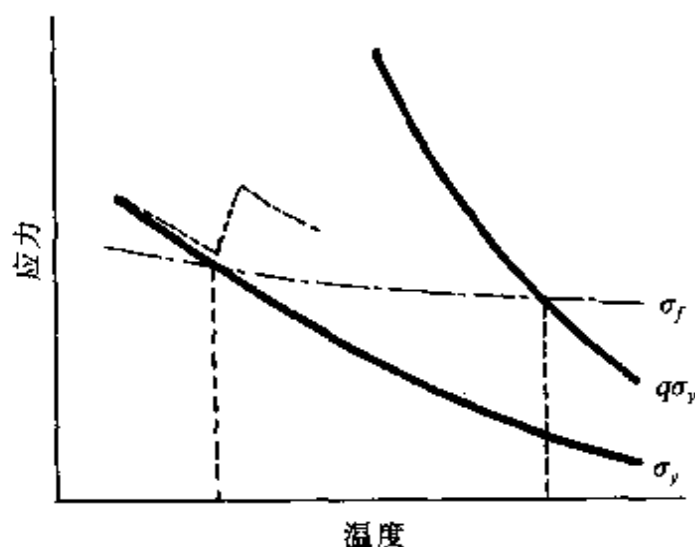


图 29.66 延性-脆性转变的唯象解释^[78].

交的拉伸应力作用在试样上(所谓双轴或三轴拉伸的应力状态),由于切应力相消了,对于滑移很不利. 刻有 V 形缺口的试样在拉伸,由于在缺口的截面上产生了三轴应力状态(见图 29.68),从而使试样整体的屈服应力提高为原来的 q 倍(q 称为范性约束因素,极大值约为 3), $q\sigma_y$ 的曲线将和 σ_f 相交在更高的温度(见图 29.66),这样就可以理解为什么对缺口试样求出的转变温度要比普通试样高得多. 如果试样在流体静压力作用下进行拉伸,情况就完全不同,在这种场合,外加的拉伸应力所引起的切应力、和两个压缩应力的切应力分量具有相同的方向,因而对于滑移特别有利. 这可以解释为什么许多脆性材料在高压下进行拉伸,表现出范性.

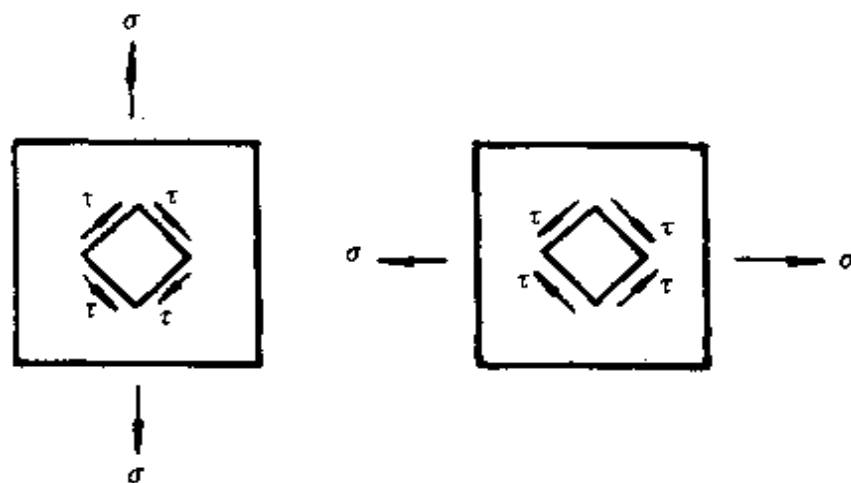


图 29.67 相互正交的张应力引起方向相反的切应力分量.

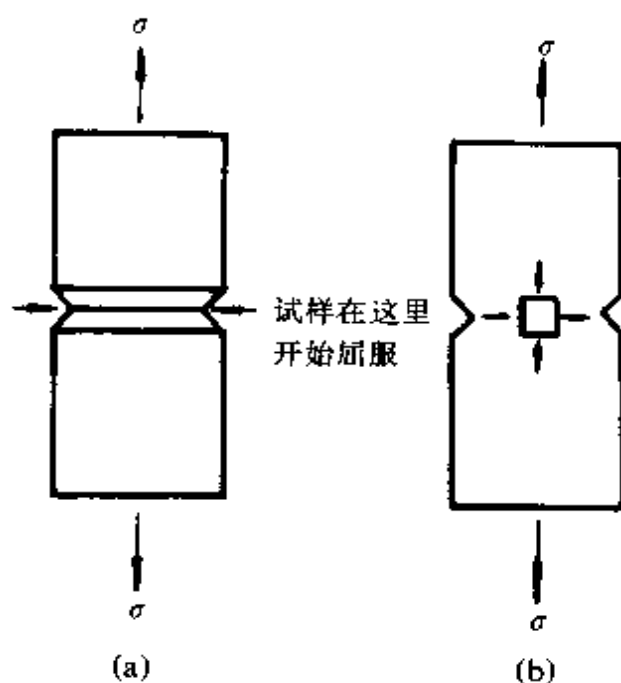


图 29.68 刻有缺口的拉伸试栏引起三轴张应力状态。
(a) 三维的面貌；(b) 截面图表示应力分布。

上述的唯象解释虽然能够定性地说明一些问题,但也有它的困难.因为它似乎和范性形变与裂纹成核和传播密切相关这一事实相矛盾;而对于断裂强度曲线的物理实质也没有给予说明,因此有必要再做深入一步的探讨.

(c) 温度和晶粒度对断裂强度的影响 在这里可以看一下有助于理解脆性转变的物理本质的一些实验结果.图 29.69 示出软钢的断裂应力、屈服应力,截面收缩率和微裂纹的形成与温度的依赖关系^[69].在区域 A(室温附近),试样发生延性断裂,出现杯锥断口,截面收缩率约为 50%~60%.在区域 B 中仍旧为韧性断裂.但在断口的外圈出现解理亮面, T_d 相当于延性-脆性转变温度.在此温度截面收缩率下降到接近于零,断裂应力伴随着有一显著下降.在 T_d 以上已经发现有微裂纹,在 T_d 以下的区域 C 内,包含微裂纹的晶粒数大为增加.在区域 D 内,断裂应力就和下屈服应力相同,试样经过不连续屈服随即断裂,表现为脆性断裂.到区域 E 内,断裂应力和上屈服应力相同,表明个别晶粒的屈服随即导致断裂.在区域 F 内断裂是由形变孪生所引起的.

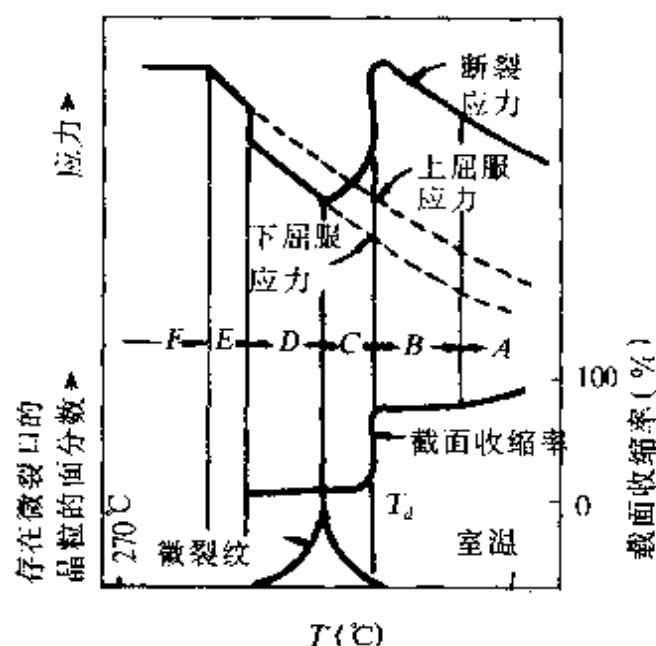


图 29.69 软钢的断裂应力、屈服应力、截面收缩率、微裂纹形成概率与温度的关系。

图 29.70 示出低碳钢中断裂强度、屈服强度、断裂前的应变与晶粒度的关系^[73]。可以看出,在延性的区域内断裂应力比屈服应力大,在脆性区域内断裂应力就处在屈服应力的外推线上。

根据图 29.69 及图 29.70 中所示出的实验结果,我们认为图 29.66 所示出的脆性转变的判据,仍然是有效的,只需对于图中的 σ_f 曲线做出新的解释^[78]。如果 σ_f 并不代表断裂应力,而是原始试样中裂纹扩展所需的临界应力,问题就迎刃而解了。应力达到裂纹扩展的所需要的临界应力只是发生断裂的必要条件,但不是充分条件,能不能发生断裂,要看有没有合适的裂纹存在。在 § 29.8 中我们已经讲过,金属中的裂纹依靠范性形变来成核,所以在 $\sigma_f < \sigma_y$ 的情况,应力达到 σ_f 并不发生断裂,因为此时金属中尚无裂纹。只有当应力加到 σ_y 时,裂纹才能成核,随即迅速扩展,导致脆断。所以断裂应力就等于裂纹成核的应力(即屈服应力)。在 $\sigma_f > \sigma_y$ 的情况下,当应力达到 σ_y 时就产生范性形变,也导致裂纹的成核,但此

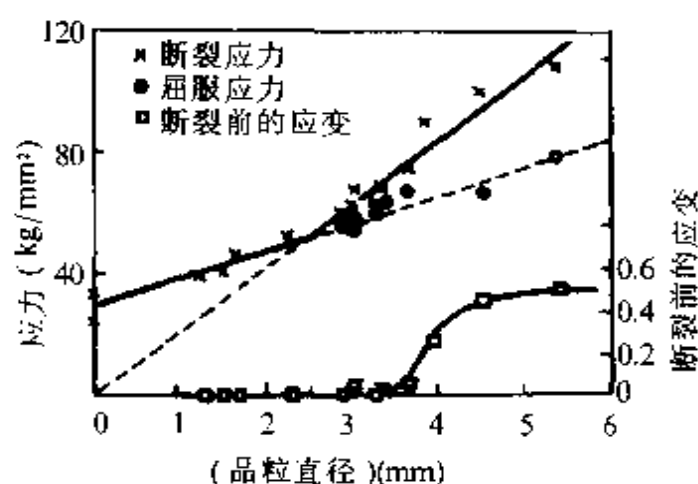


图 29.70 低碳钢的晶粒度对断裂应力和屈服应力的影响(—196°C拉伸).

时裂纹还不能扩展. 只有当应力达到裂纹扩展的临界应力时才能造成断裂. 由于范性形变使位错密度有很大的增加, 相应使有效表面能 γ_p 增加. 所以实际的断裂应力比 σ_f 还要高些, 相当于图 29.66 画出的虚线.

(d) 延脆转变的斯特劳理论^[4] 斯特劳(Stroh)^[4]提出金属材料的延脆转变与位错热激活运动有关, 并解释了延脆转变温度 T_c 与应变速率之间关系的实验结果. 斯特劳认为: 当温度升高至延脆转变温度以上时, 热涨落使位错塞积群中的位错脱离钉扎而变得可以自由运动, 这时材料呈延性断裂. 当温度低于延脆转变温度时, 热涨落的能量不足以使位错塞积群中的位错脱钉, 位错塞积群将不断长大导致裂纹成核 (§ 29.8), 此时金属呈现脆性断裂, 因此发生脆性断裂的概率应等于位错塞积群中的位错不能被热激活的概率. 假设为了激活位错所需的激活能为 $U(\sigma)$, 其中 σ 为外加应力, 则单位时间的位错激活的概率为 $\nu \exp\{-U(\sigma)/kT\}$, 其中 ν 为频率参量, 位错被激活的平均时间为

$$\tau = \frac{1}{\nu} \exp\{U(\sigma)/kT\}. \quad (29.127)$$

因此在 t 时间内位错不能被激活的概率(即发生脆性断裂的概率)

为

$$p = \exp\{-t/\tau\}. \quad (29.128)$$

由上两式得发生延脆转变的概率 p 和温度的关系为

$$\log \log \frac{1}{p} = \ln \nu t - U(\sigma)/kT. \quad (29.129)$$

由此求得

$$T_c = U(\sigma)/k \log \nu t. \quad (29.130)$$

斯特劳的理论可以解释应变速率对延脆转变温度的影响. 在式(29.128)中与应变速率 $\dot{\epsilon}$ 有关的参量是作用在位错上的外力达到 σ 的时间 t , 因此

$$t \simeq \sigma / \dot{\sigma},$$

式中 $\dot{\sigma}$ 表示应力对时间的微商. 位错塞积群所产生的应力 σ 与外加应力 $(\sigma_f - \sigma_0)$ 成比例, 其中 σ_0 为位错运动所受的阻力, 因此上式可以改写为

$$t \simeq (\sigma_f - \sigma_0) / \dot{\sigma}_f. \quad (29.131)$$

断裂应力 σ_f 和晶粒度之间服从霍尔-配奇关系

$$\sigma_f - \sigma_0 = Kd^{-1/2}, \quad (29.132)$$

由此可得

$$t = K/d^{1/2} \dot{\sigma}_f. \quad (29.133)$$

对于脆性材料, 裂尖不发生大范围屈服, 因此胡克定律成立

$$\sigma_f = E\epsilon, \dot{\sigma}_f = E\dot{\epsilon}, \quad (29.134)$$

由此得出

$$t \equiv K/Ed^{1/2}\dot{\epsilon}. \quad (29.135)$$

将式(29.135)代入式(29.129)得到

是位错塞积群的位错由于热涨落可以脱离塞积而变为自由,适用于位错被晶界、杂质原子或交滑移弱钉扎的情况.对于位错钉扎与温度无关的强钉扎情形(例如在中强度钢中),该理论不适用.根据位错运动的点阵阻力与温度有关的实验结果^[82],再考虑到解理裂纹扩展时裂尖会有位错运动,裂纹扩展的能量比裂纹成核的能量要高.科垂耳和配奇同时提出类似的理论,解释延脆转变.

如 § 29.8 所述,位错在晶界、交滑移面上的塞积可以引起裂纹成核.设裂纹由 n 个柏格斯矢量为 b 的位错塞积所构成,在外力 σ 作用下位错运动(相当于使裂纹长度增加)所需的功等于新产生的裂纹自由表面的有效自由表面能 2γ ,由(29.13)式有

$$\sigma = 2\gamma/nb, \quad (29.137)$$

式中 σ 为作用在裂纹上的法向应力.假设裂纹是在下屈服应力 σ_y 的作用下通过不连续屈服而成核,设滑移带的长度就等于晶粒直径 d ,作用于滑移带的切应力 $\sigma_y - \sigma_0$ (这里 σ_0 表示位错滑移的摩擦应力)因裂纹成核而被松弛,滑移带的切位移(相当于切应变 $(\sigma_y - \sigma_0)/\mu$ 乘以滑移带的长度 d)就等于裂纹位错的总柏格斯矢量

$$nb = \left(\frac{\sigma_y - \sigma_0}{\mu} \right) d, \quad (29.138)$$

而根据霍耳-配奇关系式

$$\sigma_y = \sigma_0 + k_y d^{-\frac{1}{2}}, \quad (29.139)$$

将式(29.138)中的 $\sigma_y - \sigma_0$ 消去,得

$$nb = k_y \cdot \frac{d^{\frac{1}{2}}}{\mu}, \quad (29.140)$$

再代入式(29.137),就得出

$$\sigma = \frac{2\mu\gamma}{k_y} d^{-\frac{1}{2}}. \quad (29.141)$$

由于解理断裂发生于裂尖屈服时,式(29.141)可将解理断裂发生的条件改写为

$$\sigma = \sigma_y = \sigma_0 + k_y d^{-\frac{1}{2}} = \frac{2\mu\gamma_e}{k_y} d^{-\frac{1}{2}}. \quad (29.142)$$

海斯洛普和配奇^[82]指出,在 bcc 金属中,位错运动的点阵阻力 σ_0 由一项与温度有关的应力 σ_0^* 和一项与温度无关的非热分量 σ_0^+ 组成,而且

$$\sigma_0 = \sigma_0^*(T) + \sigma_0^+, \quad (29.143)$$

$$\sigma_0^+ \propto \exp(-\alpha T), \quad (29.144)$$

α 为常数, T 为绝对温度. 如果 σ_0^+ 不是很大,则可认为 σ_0 也存在上述关系,引入常数 B 和 β ,有

$$\sigma_0 = B \exp(-\beta T), \quad (29.145)$$

$$\ln \sigma_0 = \ln B - \beta T. \quad (29.146)$$

将式(29.142)代入上式得延脆转变温度 T_c 为

$$\beta T_c = \ln B - \ln \left(\frac{2\mu\gamma_p}{k_y} - k_y \right) - \ln d^{-\frac{1}{2}}. \quad (29.147)$$

由上式可得

$$\frac{dT_c}{\ln d^{-\frac{1}{2}}} = -\frac{1}{\beta}. \quad (29.148)$$

表明 T_c 与 $\ln d^{-\frac{1}{2}}$ 成线性关系,解释了延脆转变温度 T_c 与晶粒度之间的关系的实验结果(图 29.64).

由式(29.147)可见,除了晶粒度以外,有效表面能 γ_p 和常数 B 对延脆转变温度也有影响.

(f) 延脆转变的多恩-雷纳克理论^[83] 前述的延脆转变理论提出延脆转变由位错的热激活过程所控制,并解释了一些实验结果. 但是对于位错热激活的类型和微观过程并未涉及. 多恩(Dorn)和雷纳克(Rajnak)^[83]进一步提出:体心立方金属延脆转变由位错运动的佩尔斯机制所控制,并给出与位错热激活运动有关的参量,与实验符合很好.

佩尔斯^[84]首先提出:位于与滑移面上原子密堆方向平行的位垒谷中的直线位错具有最低的能量,位错运动必须克服一个位垒(称为佩-纳势垒). 设外加应力 τ^* 沿着柏格斯矢量 b 的方向作用于滑移面的位错上,当 $\tau^* < \tau_p$ (τ_p 为佩-纳应力),且温度 T 不为零时,位于图 29.71 中佩-纳能谷的位错 $A_0B_0C_0$,运动至 ABC 位置,

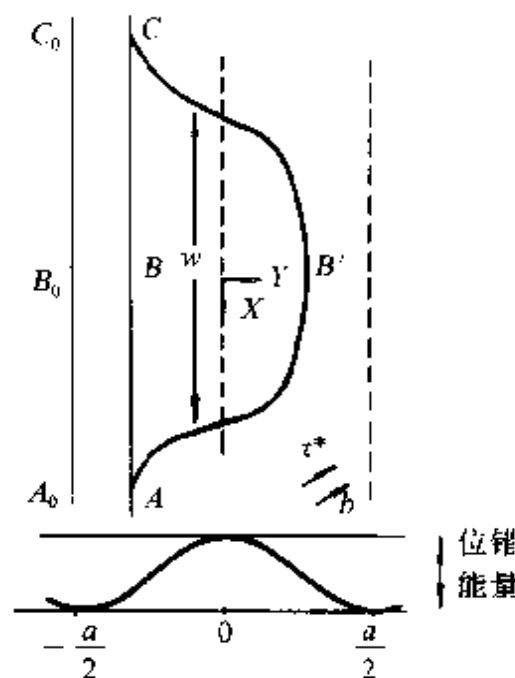


图 29.71 位错双弯结的运动.

但不能超越位垒. 由于热涨落位错形成双弯结 AB' 和 $B'C$ 及位错环, 位错环长大超过一定的临界长度以后可以越过位垒而移动一个点阵距离到达新的佩-纳能谷位置^[85]. 根据上述位错热激活的佩-纳机制, 多恩和雷纳克给出位错运动的激活焓 ΔH^* 和激活体积 ΔV^* 与温度的关系为

$$\Delta H^* = -T\Delta V^* \frac{\partial \tau^*}{\partial T}, \quad (29.149)$$

$$\Delta V^* = m^* kT / \tau^*, \quad (29.150)$$

式中 k 为玻尔兹曼常量, τ^* 为使位错运动的有效应力, $\dot{\epsilon}_p$ 为塑性应变速率, σ^* 为屈服应力的热分量

$$\tau^* = \sigma^* / 2, \quad (29.151)$$

$$m^* = \left| \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_p}{\partial \ln \tau^*} \right|_{\dot{\epsilon}_p} \quad (29.152)$$

位错激活体积 ΔV^* 近似等于位错的柏格斯矢量乘以位错环所扫过的面积.

根据多恩-雷纳克理论, 材料的延性-脆性转变与材料在低温时的塑性形变特性有关, 也即与位错运动的控制机制有关. 在延脆

转变温度以上的断裂(此时延性断裂占主导)由多种位错热激活机制控制,但是至于哪些位错热激活机制起控制作用目前尚不甚清楚.在延脆转变温度以下的脆性断裂主要由位错热激活运动的佩-纳机制控制,其特点是:(1)推动位错运动的佩-纳应力很高(图 29.72).例如体心立方金属结构钢的佩-纳应力 τ_p 在 600 至

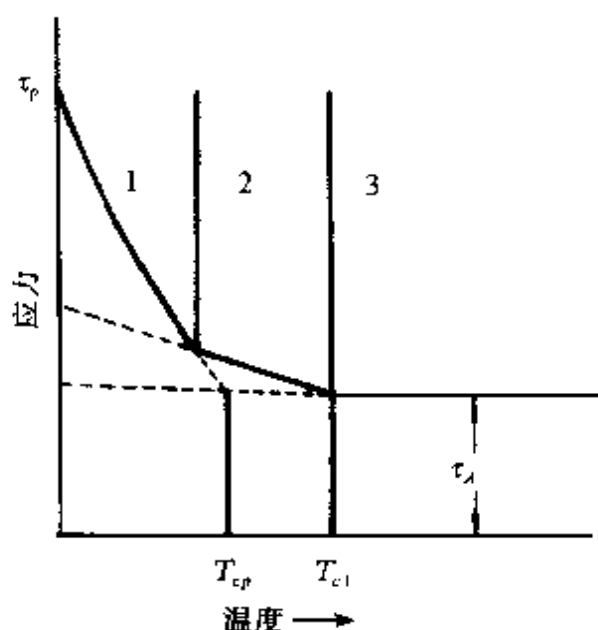


图 29.72 不同位错机制所对应的应力和温度的关系。

图中 1 为佩-纳机制,2 为多种位错机制,3 为非热激活过程。

920MPa 范围.如果佩-纳应力很低,材料的低温范性形变就由其它位错运动机制所控制.例如面心立方金属的低温范性形变由多种位错运动机制的相互交叉作用所控制(图 29.72 中虚线);(2)位错热激活体积 ΔV^* 小,一般为 $5 \sim 50b^3$.对于其它位错热激活机制, ΔV^* 的值要大;(3)外加切应力 τ^* 与佩-纳应力 τ_p 之比(τ^*/τ_p)与无量纲的温度参量 T/T_c 之间的关系如图 29.73 所示。

由派尔斯机制控制的范性形变的材料的屈服应力与温度的关系具有如图 29.72 所示的特点,图中 τ_A (或 σ_A)为临界切应力(或屈服应力)的非热分量, τ^* (或 σ^*)为临界切应力(或屈服应力)的热分量, τ_p 为派尔斯应力.图中的温度范围分为 3 个区域,在派尔斯机制控制范性形变的温区内,随温度升高, τ^* (或 σ^*)急剧降低;

在多种位错热激活交叉起作用同时控制范性形变的温区内,随着温度的升高 τ^* (或 σ^*)随温度升高降低缓慢,其延长线(图中虚线)所对应的派尔斯应力很低(对应面心立方金属的情形),温度继续升高, τ^* (或 σ^*)趋近于零; T_{cp} 和 T_{cl} 分别表示派尔斯机制和多种位错机制交叉开始发生作用的临界温度.

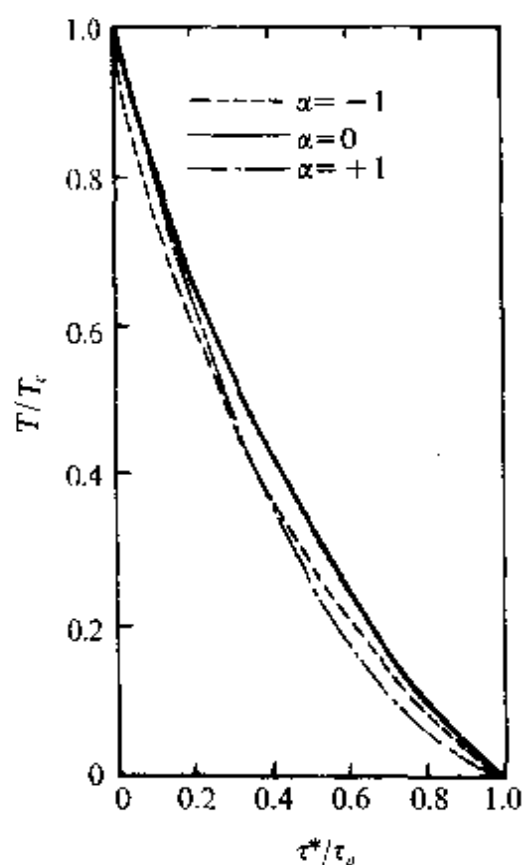


图 29.73 多恩-雷纳克机制的 T/T_c 和 τ^*/τ_p 的关系.

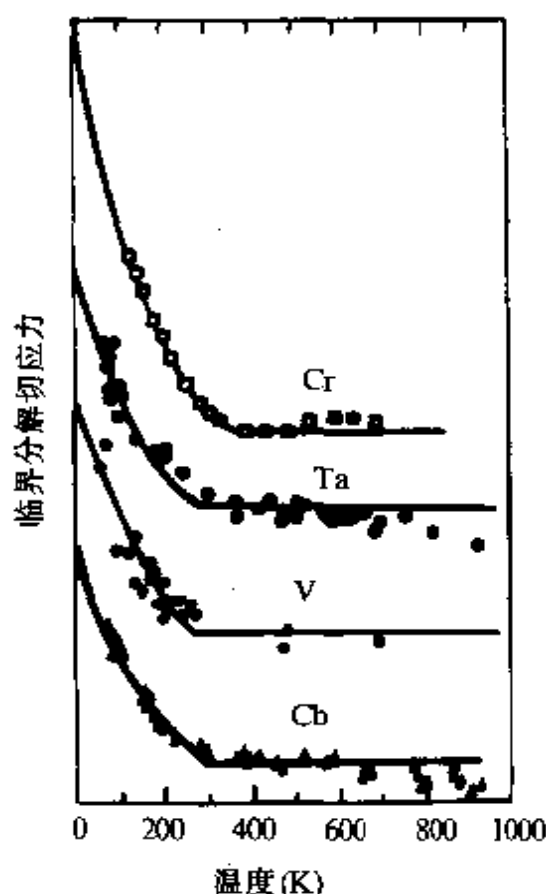


图 29.74 多种体心立方金属的临界分解切应力与温度的关系.

孔拉德(Conrad)^[86]研究了多种体心立方金属单晶(包括 V, Cr, Fe, Mo, Ta 和 W)的临界分解切应力与温度的关系(图 29.74),结果与图 29.72 形状十分相似.多种铁基合金和结构钢的屈服应力与温度的关系也符合图 29.72 的形状^[87,88].

§ 29.10 晶间断裂

(a) 晶间断裂的种类和原因 大多数金属材料为多晶材料.

晶间断裂(intergranular fracture)是裂纹沿多晶材料的晶界扩展导致材料失效的一种特殊的断裂类型. 晶间断裂是断裂表面能最



图 29.75 晶间断裂的断口形貌.

低的一种脆性断裂类型,因此具有很大的危险性. 从断裂事故的数量来看,晶间断裂的数量仅次于疲劳断裂. 在晶间断裂的断口上常可以看到光滑平坦的晶面,但是有时在断口的晶面上出现微孔洞,二次相在晶界沉淀也会改变断口的形貌,塑性较好的晶间断裂的断口上还可以看察到延性断裂的特征. 晶间断裂的断口形貌见图 29.75.

早在一百多年前,就在铁和钢的断裂事故中发现晶间断裂^[89],迄今为止的大量研究工作已经证明,引起晶间断裂的原因大致有以下几种:(1) 有害杂质元素在晶界偏析. 金属材料中某些有害微量杂质在一定的温度范围内由基体向晶界扩散,并且富集于晶界,减弱晶界的结合强度,导致晶间断裂. 图 29.76 示出杂质原子在基体的原子固溶度 χ_c 与晶界偏析浓度 $\chi_b = \beta_b \chi_c$ (β_b 为晶界

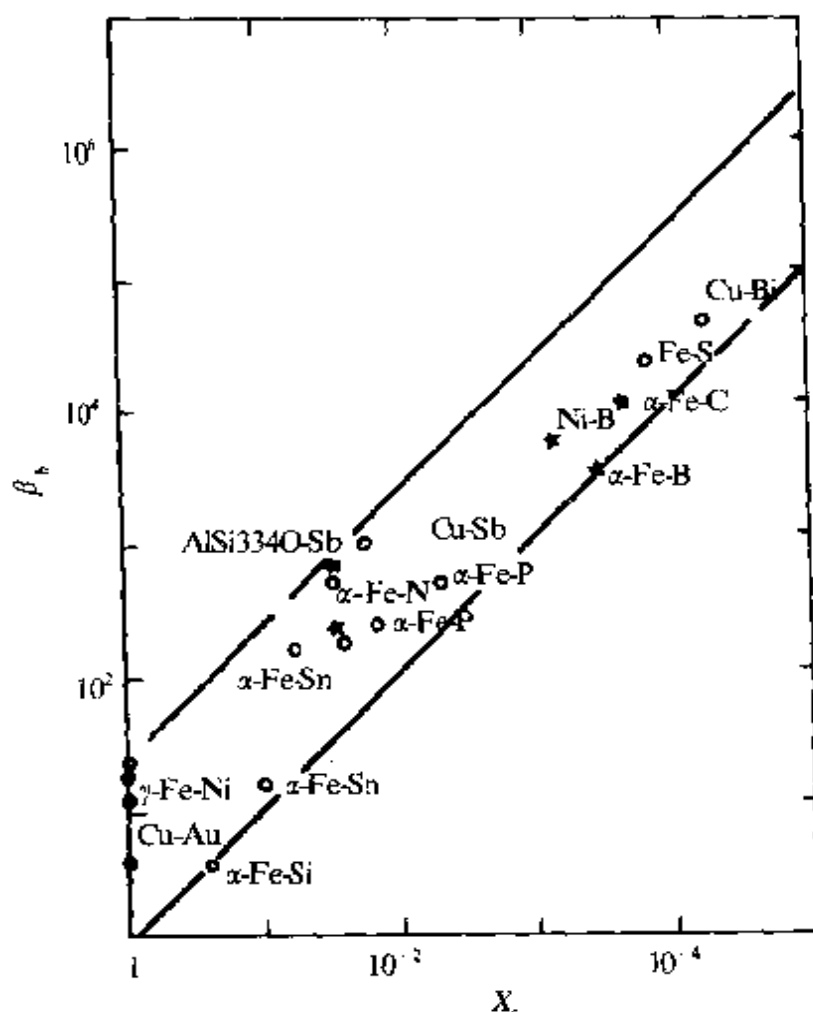


图 29.76 杂质原子在各种金属晶界处的富集比 β_b 与体浓度 X_b 的关系。

富集比)。例如,很早就知道,由于 Bi 原子在高纯铜的晶界偏析引起晶间断裂,称为铜的铋脆^[90]。类似的现象还有金属镍的硫脆等。微量杂质元素偏析引起晶间脆断还在极高纯的铁中发现。木村宏等人^[91]指出,极高纯的铁在低温 77K 时仍具有极好的延性,断面收缩率达 100%。在 4.2K 时仍能发生 2%~3% 的滑移而呈现延性穿晶断裂。但是当铁中氧含量超过 10 ppm 时,即表现为晶界脆性断裂。除了氧杂质以外,其它杂质元素,例如 N, P, As 和 Sb 等杂质偏析也可以引起铁的晶间断裂。此外,杂质 P, Sn, As 和 Sb 在结构钢的晶界偏析也是导致结构钢晶界断裂的主要原因。例如淬火回火马氏体高强度低合金钢在经奥氏体化热处理以后常需在低

于 400℃ 的温度进行回火处理,以提高钢的强度.但是经 300~400℃ 温度退火处理的结构钢常出现晶间脆性,称为钢的 350℃ 回火脆性(或称一步回火脆).另外,某些结构钢在 450~650℃ 温度进行等温时效处理时也常出现晶间脆性,而且延脆转变温度升高,这个现象称为二步回火脆性.麦克曼(McMahon)等人^[92]的研究表明,结构钢的回火脆性主要是由于在退火处理过程中,P,Sb,Sn 和 As 等杂质向晶界偏析引起.杂质氢原子向铁和钢的晶界偏析也常引起晶间断裂,称为氢脆.(2) 环境作用.与环境因素有关的晶间断裂有金属的氢脆(或称氢致开裂)^[93],应力腐蚀开裂、液态金属脆性和中子辐射致脆.金属与环境的相互作用(例如电解和电镀过程)常生成氢原子,并使之偏析于金属晶界而导致晶间断裂,称为氢脆^[93].氢脆断裂发生于 I 型、II 型和 III 型裂纹扩展情形.应力腐蚀开裂还发生于受压力情形^[94].(3) 二次相粒子在晶界析出.例如钢中 AlN 沉淀相和马氏体时效钢中 Ti(C,N)沉淀相在晶界析出,均会引起晶间断裂.许多金属材料在含有 NO_3^- , OH^- , CO_3^{2-} , HCO_3^- , Cl^- 和 H_2S 的水溶液中使用,并有外加应力作用时,常发生晶间断裂,称为应力腐蚀开裂^[95].这类晶间断裂是由于在晶界上偏析的杂质原子或二次相沉淀物择优与溶液中的上述离子发生氧化反应而导致晶界发生阳极溶解所致.如果外加应力为疲劳应力、则引起的晶间断裂称为腐蚀疲劳、大多数也为晶间断裂.金属铝在液态金属 Ga 中,以及碳钢和低合金钢在液态金属 Cd, Li, Cu, Zn, Hg, Sn, Sb, Te 和 Pb 中发生晶间断裂,称为液态金属脆性^[96].液态金属脆性也与晶界有害杂质元素偏析有关.此外,不锈钢和铁素体核压力容器在经受中子辐射后也可以导致晶间断裂,称为中子辐照脆性^[97].(4) 在高温下由于晶界滑移可以导致晶间蠕变断裂.这将在 § 30 中阐述.(5) 金属间化合物(例如 Fe_3Al 等)由于交滑移困难导致位错塞积产生的应力集中效应也会引起晶间断裂.

综上所述,导致晶间断裂的原因很多,但大多数与有害杂质在晶界的偏析有关.下面将进一步讨论杂质偏析引起金属材料晶间

断裂的物理过程和理论.

(b) 晶间断裂的热力学理论^[98] 考虑图 29.77 中所示的一个晶界, 杂质元素在晶界偏析的浓度为 Γ , 此时晶界的平衡化学势为

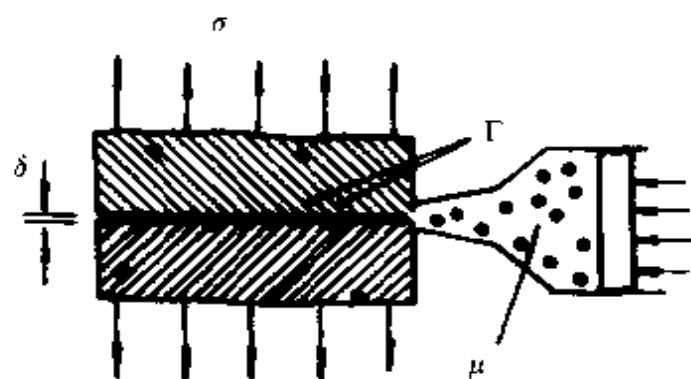


图 29.77 浓度为 Γ 的杂质原子在晶界偏析的热力学模型(σ 为外加应力, δ 为晶界两个表面的位移, μ 为杂质原子在晶界平衡偏析时的化学势).

μ , 设晶界在外加应力 σ 的作用下, 晶界由于结合强度减弱而发生位移 δ , 应力 σ 和 δ 的关系为图 29.30 所示. 令 σ - δ 曲线下的面积为 $2\gamma_{\text{int}}$, 亦即发生晶间断裂所需的功为 $2\gamma_{\text{int}}$

$$2\gamma_{\text{int}} = \int_0^{\infty} \sigma d\delta. \quad (29.153)$$

设发生晶间断裂后晶界上的杂质均匀地分布于新形成的两个表面上, 每个表面上的杂质浓度为 $\Gamma/2$, 赖斯和王(Wang J. S.) 得出^[98]

$$(2\gamma_{\text{int}})_{\Gamma=\text{常数}} = (2\gamma_{\text{int}})_{\Gamma=0} - \int_0^{\Gamma} \left\{ \mu_0(\Gamma) - \mu_b\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \right\} d\Gamma, \quad (29.154)$$

式中 $(2\gamma_{\text{int}})_{\Gamma=0}$ 为晶界无杂质偏析时发生晶间断裂所需的功, $\mu_b(\Gamma)$ 为杂质浓度为 Γ 的晶界在未受外加应力时的平衡化学势, $\mu_b\left(\frac{\Gamma}{2}\right)$ 为发生晶间断裂后新形成的两个表面的化学势, 每个表面上的杂质浓度为 $\frac{\Gamma}{2}$. 进而可得

$$(2\gamma_{int})_{F=\text{常数}} = (2\gamma_{int})_0 - (\Delta g_b^0 - \Delta g_s^0)_F, \quad (29.155)$$

式中 $(\Delta g_b^0 - \Delta g_s^0)$ 为杂质在晶界和在晶界的两个表面上偏析时自由能之差。

杂质偏析常引起延性-脆性转变温度升高,因此,赖斯和王^[98]提出,用 ξ 表示晶间脆性敏感性(embrittlement sensitivity),则延脆转变温度的变化 $\delta(\text{DBTT})$ 与晶界第 i 种杂质偏析量 $\delta\Gamma^i$ 之间的关系为

$$\delta(\text{DBTT}) = \sum_i \xi_i \delta\Gamma^i. \quad (29.156)$$

上式适用于存在多种杂质的共偏析情形.表 29.7 列出室温(300K)时杂质元素 C, Sn, P, Sb 和 S 在钢中偏析的 Δg^0 值和相应的脆性敏感性,由表可知,不同杂质偏析时结构钢的脆性敏感性不同,依照 P, Sn, Sb 和 S 的顺序脆性敏感性提高.但是 C 偏析时,钢的脆性的敏感性为负值,表示 C 偏析不仅不会导致晶间断裂,反而阻止产生晶间断裂.原因之一是, C 偏析的 $-\Delta g_b^0$ 值最大,最容易在晶界偏析而替换在晶界中已经偏析的其它有害杂质元素(例如 P, Sn, Sb 和 S 等),减低有害杂质偏析的浓度;原因之二是 C 偏析可以增强晶界结合[见 § 29.10(e)]. 上述结果也表示在图 29.78 中:

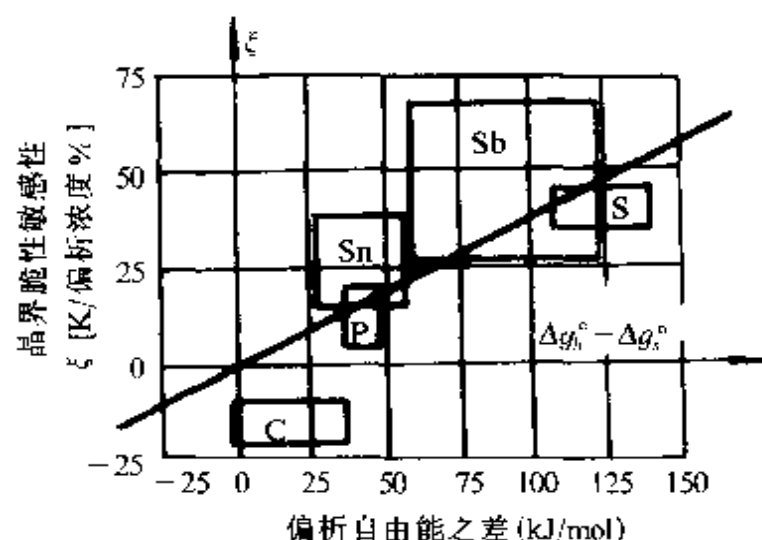


图 29.78 杂质原子在金属晶界偏析引起的晶界脆性敏感性 ξ 和偏析自由能之差 $(\Delta g_b^0 - \Delta g_s^0)$ 的关系。

表 29.7 杂质元素在钢中偏析时的脆性敏感性

杂质元素	$-\Delta g_b$	$-\Delta g_s$ (kJ · mol ⁻¹)	$\Delta g_b - \Delta g_s$	ξ (K/晶界偏析浓度%)
C	73~85	50~75	-2~35	-20~-10
Sn	61~87	30~35	26~57	15~38
P	76~80	32~41	35~48	5~20
Sb	83~130	8~25	58~122	28~67
S	165~190	50~58	107~104	35~45

(c) 晶间断裂的位错理论 实验发现^[99], Cu 双晶由于杂质元素 Bi 偏析引起的晶界断裂除了与杂质 Bi 的偏析浓度有关以外, 还与裂纹面与材料的滑移面的相对取向及裂纹的扩展方向有关. 例如, 对于以 $[110]$ 为转轴的倾侧 Cu-Bi 双晶 $\Sigma 9(2\bar{2}1)38.9^\circ$ (其晶界面和滑移面的晶体学取向关系见图 29.79), 当裂纹沿 $[\bar{1}\bar{1}4]$ 方

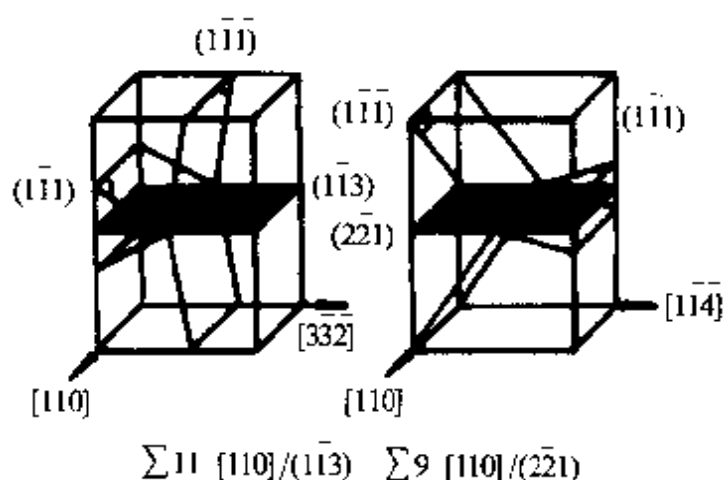


图 29.79 金属铜双晶 $\Sigma 9 [110]/(2\bar{2}1) 38.9^\circ$ 和 $\Sigma 11 [110]/(1\bar{1}3) 129.5^\circ$ 的晶界面和滑移面的晶体学取向关系.

向扩展时, 呈晶间脆性断裂, 断裂韧度较低; 但是当裂纹沿相反方向 (即 $[\bar{1}\bar{1}4]$ 方向) 扩展时, 呈穿晶韧性断裂, 断裂韧度升高. 为解释此现象, 马松 (Mason)^[100] 将赖斯-汤姆逊^[6] 关于延性或脆性断裂判据 (§ 29.8) 用于存在晶界的材料. 下面研究 3 个以 $[110]$ 为转轴

的倾侧铜双晶,除了 $\Sigma 9$ 以外,还有 $\Sigma 11(1\bar{1}3)129.5^\circ$ 和 $\Sigma 41(4\bar{4}3)55.9^\circ$, 裂纹扩展方向与晶界面和滑移面的关系如图 29.80 所示.

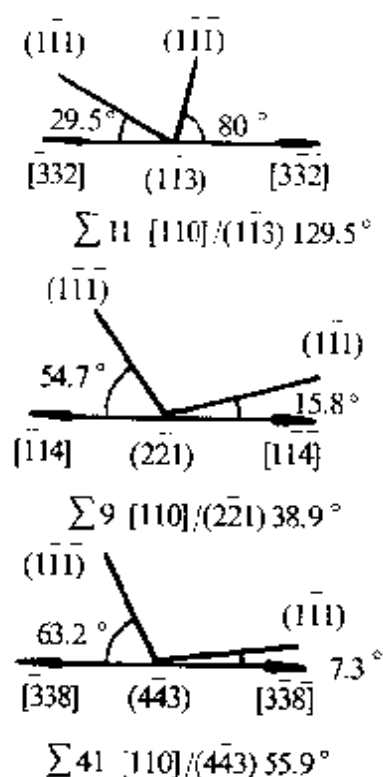


图 29.80 金属铜双晶 $\Sigma 11$, $\Sigma 9$ 和 $\Sigma 41$ 的晶界面、滑移面和裂纹扩展方向.

如果对应于解理断裂的能量释放率 $G_{\text{解理}}$ 大于位错发射的能量释放率 $G_{\text{位错}}$, 即

$$G_{\text{解理断裂}} > G_{\text{位错发射}},$$

则位错首先发射并导致延性断裂; 如果

$$G_{\text{解理断裂}} < G_{\text{位错发射}},$$

则位错不能从裂尖发射并导致脆性断裂. 如前所述

$$G_{\text{解理断裂}} = 2\gamma_{\text{int}}, \quad (29.157)$$

$G_{\text{位错发射}}$ 的计算在 § 29.8 中已做介绍. 王和安德逊^[39]对上述 3 种铜双晶的计算结果示于图 29.81. 图中实线将断裂分为两种类型, 实线以上的点对应 $G_d > G_c$, 为晶间脆性断裂, 实线以下对应 $G_d < G_c$, 对应延性断裂. 由图可见, 铜双晶的断裂类型与裂纹扩展方向有

关. 例如有 Bi 偏析的 $\Sigma 9\text{Cu}$ 双晶的裂纹沿 $(\bar{n}n\bar{m})$ 方向扩展与沿 $(\bar{n}nm)$ 方向扩展相比更容易呈晶间断裂.

(d) 晶间断裂的原子理论 应用定向生长的金属双晶研究杂质偏析引起的晶间脆性结果表明, 杂质偏析引起的晶间脆性不仅与裂纹沿晶界的扩展方向有关, 还于晶界结构有关^[101]. 吴希俊等人^[102]近期的研究结果进一步揭示, 金属铜双晶的晶间脆性与晶界结构的强相关性(图 29.82). 例如 Bi 杂质原子很容易在以 $[\bar{1}\bar{1}0]$ 为转轴的倾侧铜双晶 $\Sigma 33a$ (118) 20.05° 和 $\Sigma 9$ (114) 39° 的晶界偏析, 并引起晶间脆性断裂; 而 $[\bar{1}\bar{1}0]$ 倾侧铜双晶 $\Sigma 11$ (113) 50.5° 和 $\Sigma 27$ (115) 31.6° , 则显示较轻的脆脆倾向, 晶间断裂伴随着较多范性形变; 但是 $[\bar{1}\bar{1}0]$ 倾侧铜双晶 $\Sigma 3$ (112) 70.5° 和 $\Sigma 33c$ (225) 59° 以及具有小角晶界的双晶则对脆脆不敏感, 脆杂质原子不容易在这些双晶晶界中偏析, 因此不显示脆脆, 断裂为延性穿晶. 为解释上述实验结果, 吴希俊等人^[103]用原子多体相互作用势和分子动

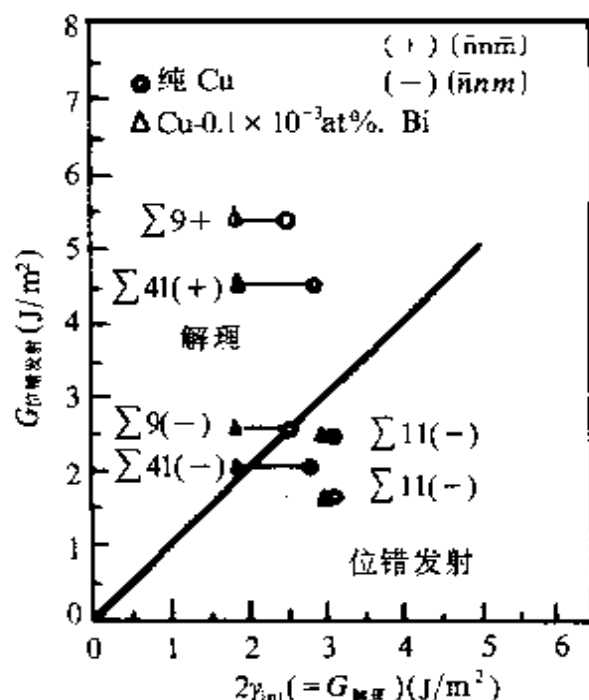


图 29.81 纯铜(o)和 $\text{Cu}-6.1 \times 10^{-3}\%$ Bi 双晶的晶界位错发射和晶间解理断裂与裂纹扩展方向和晶界结构的关系(+代表裂纹沿 $[\bar{n}n\bar{m}]$ 方向扩展, -代表沿 $[\bar{n}nm]$ 方向扩展)^[96].

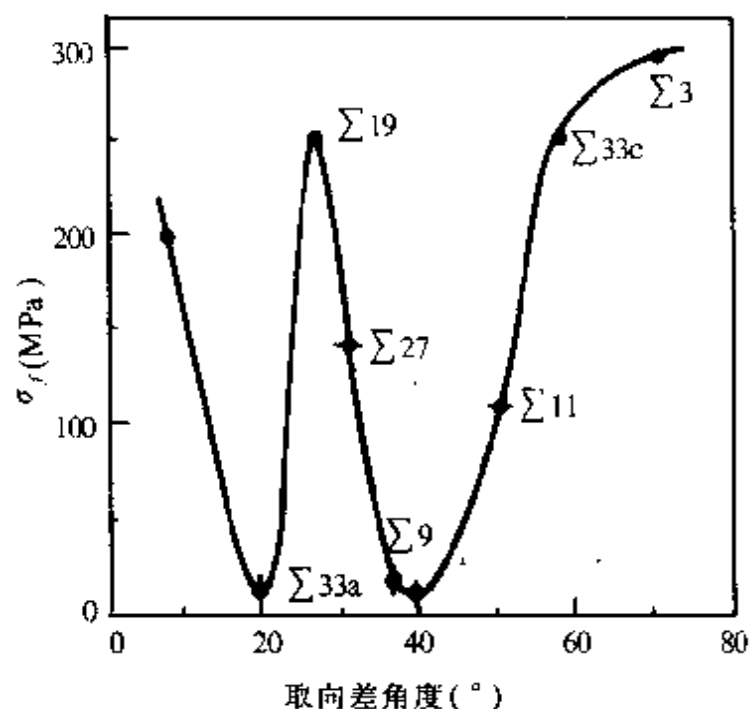


图 29.82 晶界结构(取向差角度)对 $[1\bar{1}0]$ 倾侧铜双晶晶界
铋脆断裂应力的影响^[102].

力学方法研究了铋杂质原子在铜双晶晶界的偏析行为及晶间断裂与晶界结构的关系. 结果表明, 铋杂质原子在晶界的偏析浓度和铋原子在晶界的分布、晶界的原子结构以及晶界位错的应力场有关. 图 29.83 至图 29.85 示出纯铜双晶 $\Sigma 9$, $\Sigma 11$ 和 $\Sigma 33c$ 的晶界原子结构和晶界位错应力场, Bi 杂质原子在晶界偏析的分布及断裂过程的分子动力学模拟, 由图可见, 上述双晶的晶界区域的位错应力场梯度不同, $\Sigma 9$ 双晶的应力场梯度最大, 而 $\Sigma 33c$ 的应力场梯度最小. 铋杂质原子容易偏析于晶界位错应力场梯度大的区域. 因而在 $\Sigma 9$ 双晶中的铋原子偏析的浓度高, 而且铋原子集中地分布在晶界芯区域; 在偏析的浓度较低, 而且铋原子的分布不完全集中于晶界的芯区域; 在 $\Sigma 33c$ 双晶中的铋原子在晶界芯区域的偏析浓度很低, 而且在晶粒内部也偏析(图 29.85). 铋杂质原子在铜双晶晶界的偏析会引起晶界结合下降. 由于上述几种双晶中铋杂质原子在晶界芯区域的偏析行为不同, 因此显示出不同的铋敏感性而分别呈现晶间脆性断裂, 晶间范性断裂和延性穿晶断裂.

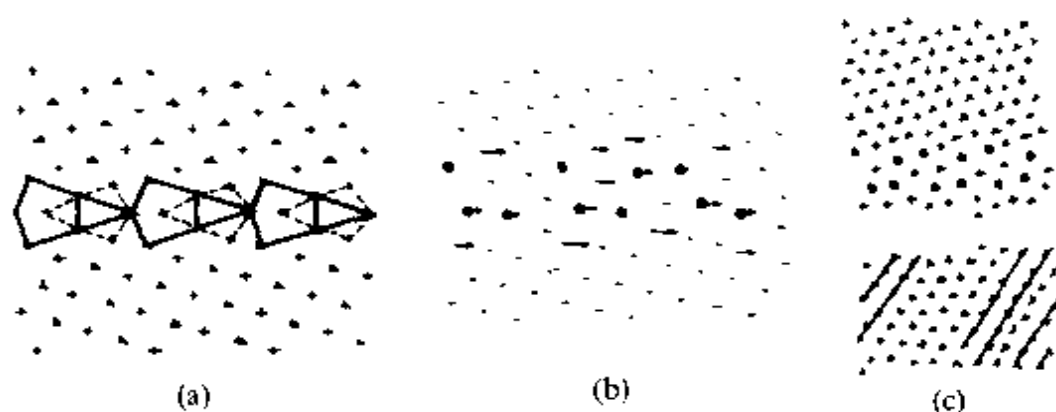


图 29.83 $[1\bar{1}0]$ 倾侧金属铜双晶 $\Sigma 9$ (114) 39° 的。

- (a) 晶界原子弛豫结构(十和▲分别代表相邻两个(202)原子面上的原子)；
 (b) 晶界位错应力场和铋原子(以●表示)偏析的分布(→和—分别表示两个相邻(202)面上原子位置的应力)；(c) 晶间铋偏析引起的沿晶脆性断裂的原子图像。

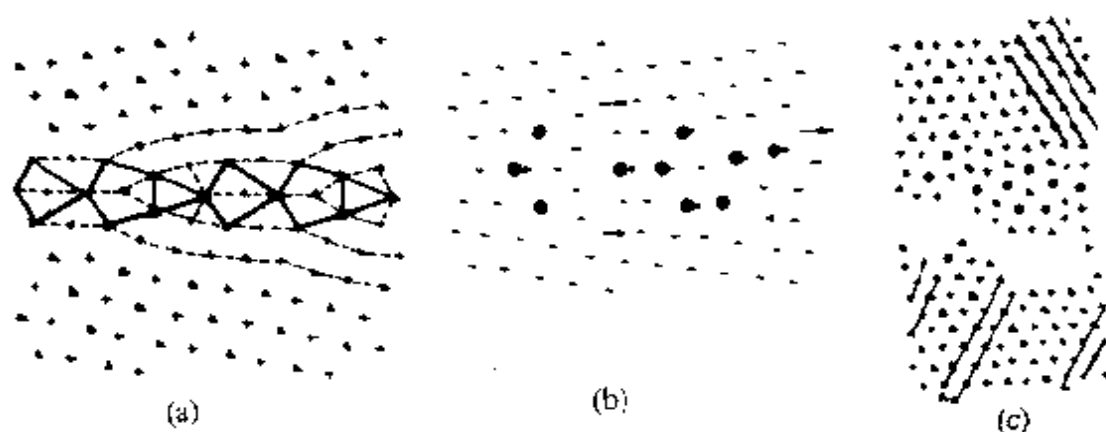


图 29.84 $[1\bar{1}0]$ 倾侧金属铜双晶 $\Sigma 11$ (113) 50.5° 的。

- (a) 晶界原子弛豫结构(十和▲分别代表相邻两个(202)原子面上的原子)；
 (b) 晶界位错应力场和铋原子偏析(以●表示)的分布；
 (c) 晶间铋偏析引起的沿晶脆性断裂的原子图像。

(e) 晶间断裂的电子理论^[104~106] 前面讨论了裂纹沿晶界面的扩展方向和晶界结构对晶间断裂的影响,但是为什么有的杂质在晶界偏析引起晶间断裂,而另一些杂质偏析不但不会引起晶间断裂,反而强化晶界结合强度.这个问题涉及晶间断裂的物理本质,迄今为止并未完全解决.本节介绍已取得的研究进展.

关于杂质偏析引起晶间脆性的电子过程,先后提出了三个模型,最早特赖恩诺(Troiano)^[104]提出晶间断裂是由于偏析的杂质

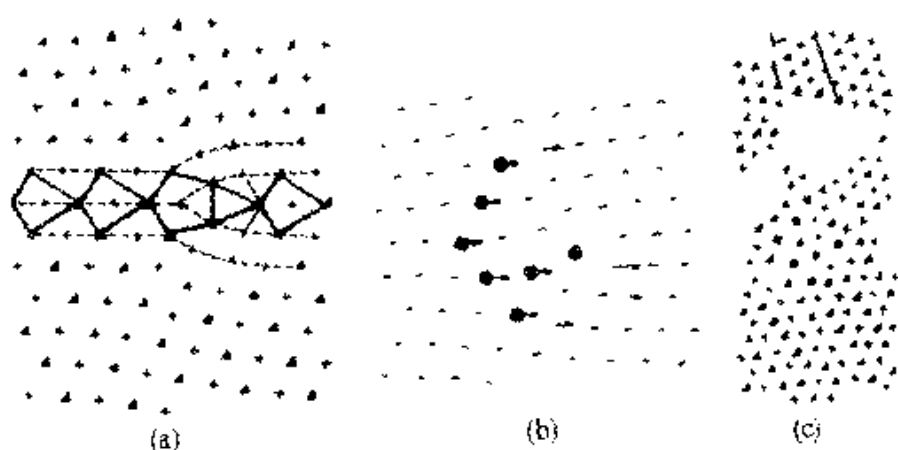


图 29.85 $[\bar{1}\bar{1}0]$ 倾侧金属铜双晶 $\Sigma 33c(225) 59^\circ$ 的
(a) 晶界原子弛豫结构; (b) 晶界位错应力场和秘杂质原子在晶界和晶内的分布;
(c) 晶界键偏析引起的穿晶范性断裂的原子图像。

原子与基体最近邻原子之间形成的化学键的强度低于邻近基体原子之间的键合强度,称为第一层原子减聚(合)模型。随后布里昂特(Briant)和麦司梅尔(Messmer)^[105]提出,杂质原子在晶界偏析引起杂质原子和基体原子之间发生电荷转移。如果杂质原子从与其相邻的基体原子得到电荷,则意味着最近邻和次近邻的基体原子的价电荷减少,它们之间的原子键合减弱,因此原子键断裂将发生于与杂质原子相邻的基体原子之间。这个模型被称为第二层减聚模型。如果杂质原子将电荷转移给相邻近的基体原子,则在杂质原子周围的基体原子之间的价电荷将增加,它们之间的原子键合增强,亦即晶界结合强化,这对应于某些有利杂质原子的偏析情形,例如 B 原子在金属 Ni 的晶界,以及 C 原子在金属 Fe 的晶界偏析的情形,因此布里昂特和麦司梅尔模型不仅解释了有害杂质偏析引起的晶间断裂现象,也解释了有利杂质偏析引起的金属晶界强化现象。

除了上述两个模型以外,海道克(Haydock)^[106]提出,杂质原子与基体原子之间形成的有方向性的共价键会改变纯金属中原来均匀电荷分布状态,出现局域化的不均匀电荷分布,从而可能改变局部的原子排列状态。这种局域化的原子键合的改变将阻碍应力弛豫,有利于诱发微裂纹,导致晶间断裂。

应当提出的是,上述 3 个模型只是定性地分析了杂质原子在晶界偏析引起的晶界键合的变化.但是上述理论的依据是基于对晶界上某些局部的原子结构单位(原子团簇)的电子结构的计算,由于计算中所取的原子团簇内的原子数目较少,尚难代表晶界的原子结构.再则尚未涉及杂质原子偏析对晶界强度影响的计算.因此,对于杂质原子偏析引起的晶界脆化或强化的问题尚需进一步研究.

§ 29.11 疲劳断裂

循环交变负载作用下引起的断裂称为疲劳断裂.疲劳断裂所需应力比通常的延性断裂应力低得多,对于大多数工程结构材料而言,仅为断裂强度的 30%~50%.由于许多材料在实际使用条件下承受交变负载(例如机器的零件,汽车和飞机的部件、铁轨等),因此疲劳断裂成为工程结构件发生断裂事故最多的一类断裂,是最重要的一类断裂.本节着重介绍疲劳断裂的基本规律,以及疲劳裂纹成核和扩展的微观机制,对实际材料的疲劳断裂的影响因素作简要的讨论.实际工程结构件的疲劳断裂还受到环境因素的作用,例如温度和海水等环境介质.高温条件下的疲劳断裂要考虑蠕变和疲劳的交互作用,这将在第三十章中进行讨论.在海水等环境介质中疲劳裂纹会加速扩展.这属于腐蚀疲劳的问题,本节不作讨论.

(a)疲劳断裂的基本规律和断口特征 材料的疲劳性能用应力振幅-疲劳寿命曲线(称为 $S-N$ 曲线)和疲劳裂纹扩展速率 (da/dN) -应力强度因子范围 $(\Delta K, \Delta I$ 和 $\Delta COD)$ 曲线表征.疲劳过

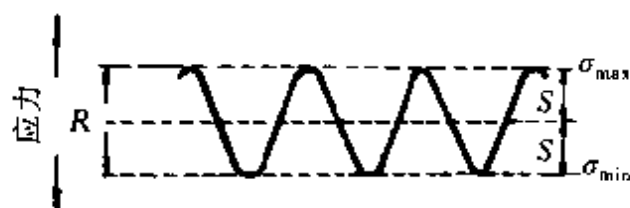


图 29.86 循环交变应力.

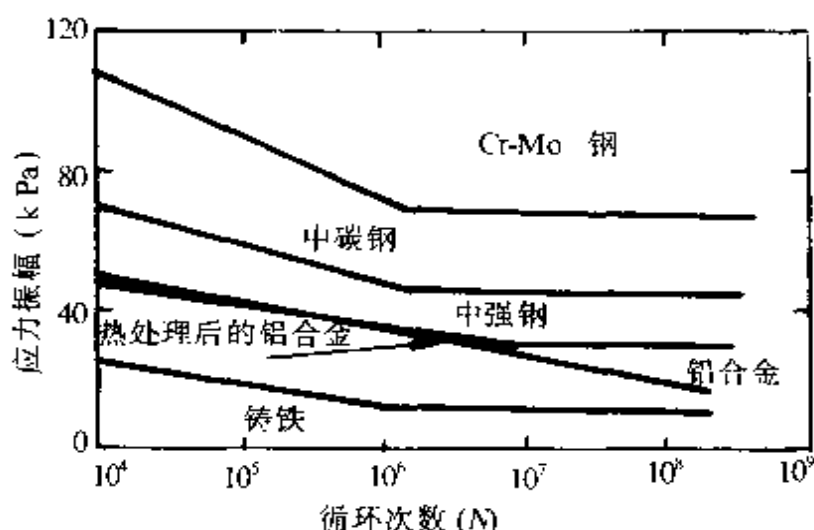


图 29.87 金属的典型疲劳曲线^[108].

程中的外加应力为循环交变应力(如图 29.86 所示). 最大应力 σ_{\max} 和最小应力 σ_{\min} 可为正(代表拉伸), 也可为负(表示压缩); 平均应力为 σ_m ; 应力振幅为 S ; 应力范围为 R . 对于拉伸疲劳, $\sigma_{\min} = 0$, $\sigma_{\max} = 2\sigma_m = 2S$; 对于拉伸-压缩疲劳, $\sigma_m = 0$, $\sigma_{\max} = -\sigma_{\min} = S$. 大多数疲劳断裂情形, σ_m 比屈服应力低得多, 因此重要的变量是应力振幅 S . 传统的表征材料的疲劳性能是用应力振幅 S 和疲劳寿命(疲劳断裂前所经历的循环数 N)^[107]. 图 29.87 示出两种典型的 S - N 曲线^[108], 表示材料的两类疲劳行为: 一类材料(例如铸铁、碳钢和低合金钢)有明确的疲劳极限, 当应力低于此极限值时, 循环次数即使无限大也不会引起断裂; 另一类材料(如铝合金), 并没有明确的疲劳极限, 对于这一类材料, 常将某一规定的循环数(例如 $N = 10^8$)下断裂所需的应力作为疲劳强度.

随着断裂力学的发展, 材料的疲劳寿命可以根据疲劳裂纹扩展速率(da/dN)进行推算. 设外加疲劳应力在裂尖产生的最大和最小应力强度因子分别为 K_{\max} 和 K_{\min} . 首先测量裂纹扩展长度 a 与循环数 N 的关系, 求出 da/dN , 进而可得 (da/dN) 与 ΔK 的关系曲线. 图 29.88 示出典型的 (da/dN) - ΔK 曲线. 由图可见, 疲劳断裂分为 3 个阶段: A 阶段称为第 I 裂纹扩展阶段, 在此阶段存在一个

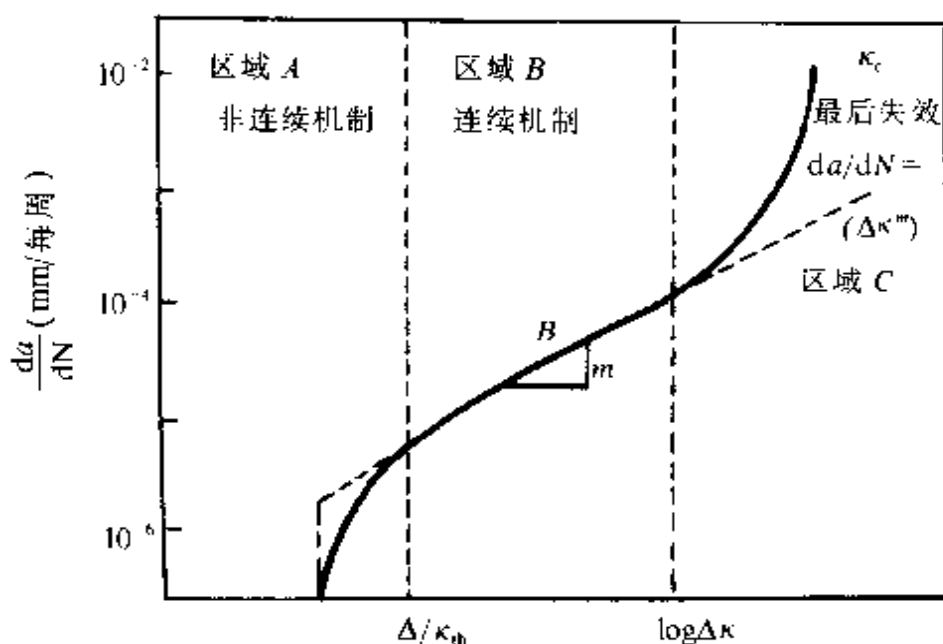


图 29.88 典型的金属疲劳裂纹扩展速率与应力强度因子范围 $\Delta\kappa$ 的关系, 以及显微组织, 平均应力和环境等因素对裂纹扩展的影响。

疲劳裂纹扩展门槛值 $\Delta\kappa_{th}$, 当 $\Delta\kappa$ 小于 $\Delta\kappa_{th}$ 时, 裂纹不扩展. 实验上采用 $N=10^7$ 时的 (da/dN) 小于 (10^{-8}mm/周) 所对应的 $\Delta\kappa$ 值为 $\Delta\kappa_{th}$, 此时在每一个应力循环中裂纹扩展量小于一个晶格. 在 A 阶段裂纹扩展速度小于 (10^{-6}mm/周) . B 阶段为裂纹稳定扩展阶段, 称为第 II 裂纹扩展阶段, 在此阶段中的裂纹扩展速度可由派力斯^[109]关系描述

$$\frac{da}{dN} = C\Delta\kappa^m, \quad (29.158)$$

式中 C 和 m 为常数, m 一般为 2 至 5, (da/dN) 一般在 10^{-6} 至 $10^{-3}(\text{mm/周})$ 的范围内. C 阶段为裂纹失稳扩展阶段, 裂纹扩展达到临界长度, 应力强度因子达到临界值 κ_{Ic} 或 κ_c .

对于中低强度金属材料的疲劳裂纹扩展, 道林(Dowling)^[110]提出用 J 积分描述, 类似于式(29.158), 得到裂纹扩展速率 $\frac{da}{dN}$ 与 J 积分振幅 ΔJ 之间存在下述关系

$$\frac{da}{dN} = C' \Delta J^{m'}, \quad (29.159)$$

式中 C' 和 m' 为常数. 图 29.89 示出屈服强度 σ_y 为 480MPa 的中低强度核压力容器用钢 A533B 的疲劳裂纹扩展速率 (da/dN) 与 J 积分振幅 ΔJ 的关系. 道林用实验证明 J 积分可以用来描述中低强度金属材料的疲劳裂纹扩展. 但是, 由于 J 积分理论不允许卸载, 因此用 J 积分描述疲劳裂纹扩展尚存在争议.

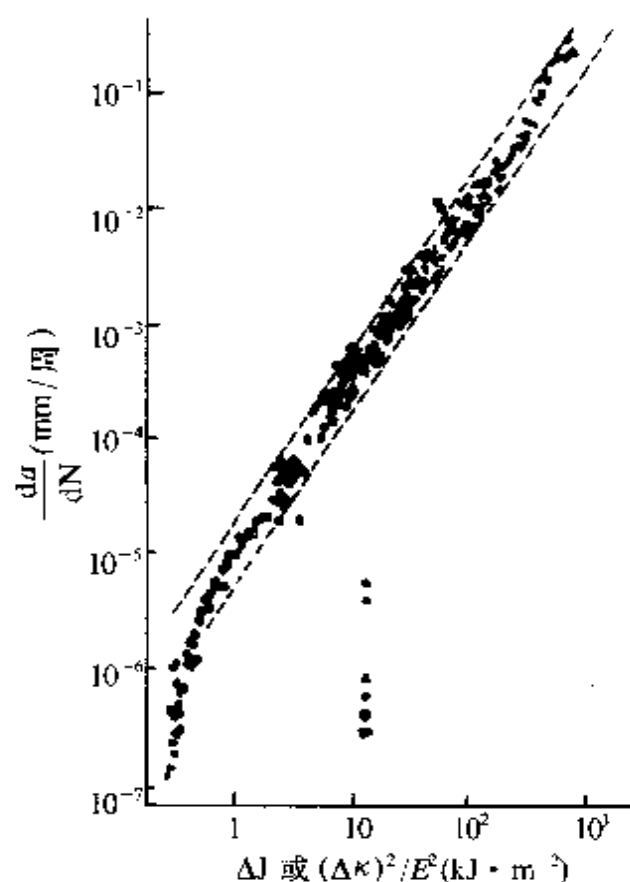


图 29.89 中低强度钢 A533B ($\sigma_y=480\text{MPa}$) 的疲劳裂纹扩展速率

$\frac{da}{dN}$ 与 J 积分振幅 ΔJ 的关系.

由于疲劳断裂是在交变负载作用下引起的, 因此疲劳断口的特征是存在波纹状疲劳线, 也称波纹线 (striation), 由疲劳线的取向和线间距可以判断裂纹扩展的方向和速率. 至裂纹扩展至一定长度后, 剩余截面的强度不足以再承受外加应力, 或者外加应力强度因子达到材料的断裂韧性时, 材料将发生如 § 29.3 和 § 29.4 所述的静载断裂. 因此在疲劳断口上可以观察到两个区域, 一个是疲劳区, 另一个是瞬时断裂区 (呈韧窝状、或解理、或沿晶, 与断裂时

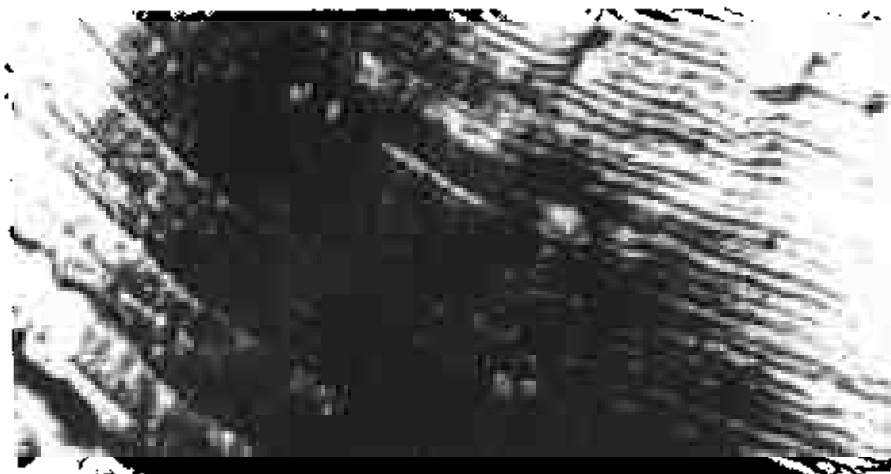


图 29.90 高温合金的疲劳断口。

的状态有关)。图 29.90 示出的是典型的疲劳断口,在图上可以见到清晰的疲劳条纹。

金属材料在疲劳过程中发生大量的塑性变形,在交变负载作用下的滑移系与静载作用下的滑移系相同,但是交变负载作用下滑移显示与静载下的滑移不同的特征:疲劳过程中的滑移带显示局域性,并非像静载下的滑移那样均匀地分布,而且滑移带较深。将试样进行抛光处理,可以消除试样表面大部分滑移带,但却有少量滑移带继续存在,这种滑移带被称为驻留滑移带或持续滑移带,最早由汤普森^[111]在多晶铜的试验中发现。我

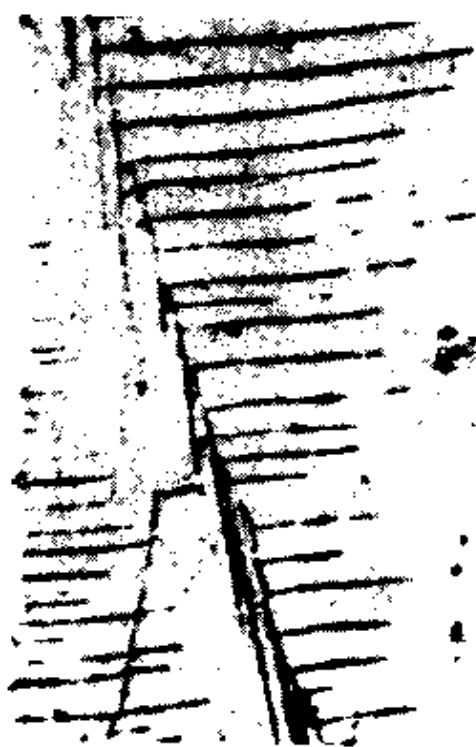


图 29.91 黄铜的持续滑移带($\times 175$)。

们曾讨论过疲劳硬化现象,我们看到疲劳硬化集中在疲劳的最初阶段,过后硬化就停止了,为相反的软化效应所补偿。软化效应使

交变的滑移集中在少数滑移带中,形成驻留滑移带(图 29.91),这些持续滑移带的进一步发展就成为表面上的侵入沟(intrusions)与挤出脊(extrusions)(图 29.92),这些在疲劳寿命的 5%~10% 的时期内就已经形成了. 侵入沟和挤出物的形成是交变负载下滑移带的产物(见图 29.93)^[112]. 对于形成它们的位错机制有过不少的设想^[113],目前尚无定论. 一种可能的机制是莫特提出的螺型位错作环路滑移一周,就可以引起高为 b 的挤出台阶,反复绕圈子,就可以形成中央为高峰的挤出带(见图 29.94). 类似于图 29.93

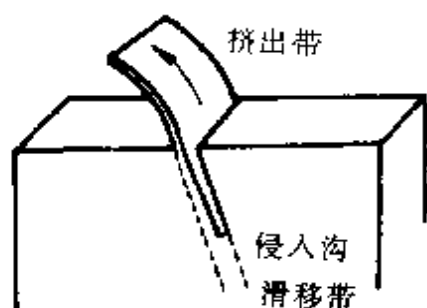


图 29.92 滑移带上的挤出物与侵入沟.

(c),环路滑移的实际路线是在沿主滑移面和交滑移面交替进行滑移,当应力反向时,并不完全沿原路回来. 按照这个机制,形成挤出带或侵入沟的关键因素是螺型位错的交滑移. 交滑移困难的晶体就应该不容易发生这个现象,这已为实验所证实^[114]. 这样,可以预期,添加降低层错能的合金元素或降低试验温度,将遏止交滑移,从而增加材料的疲劳寿命.

(b) 疲劳裂纹的萌生(成核)与扩展

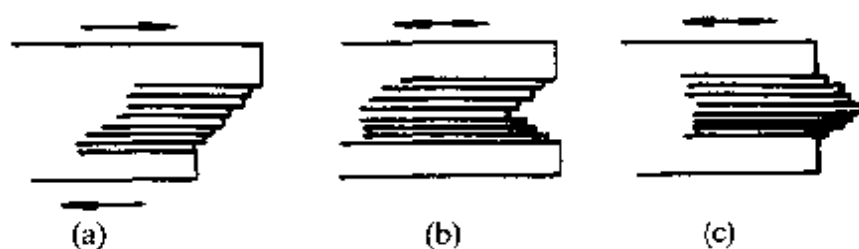


图 29.93 单向滑移与交变滑移表面组态的对照.

(a) 单向滑移; (b), (c) 交变滑移.

实验观察表明,疲劳裂纹萌生于驻留滑移带和基体的界面. 关于疲劳裂纹在驻留滑移带成核的模型最早由汤普森等人^[111]提出. 该模型(图 29.95)认为,裂纹成核与滑移带吸附气体分子有关. 每一个

滑移带被大气中的吸附原子或分子覆盖,当反向滑移时,吸附的气体分子留在滑移带内,滑移带成为裂纹核. 洪塞和诺依曼^[115]研究了在真空和大气环境中的疲劳裂纹成核问题,发现在真空度为 1mPa (10^{-5}mbar) 的环境中比在大气中产生疲劳裂纹所要求的范性形变大得多,证明大气中的气体分子对于疲劳裂纹成核起重要作用.

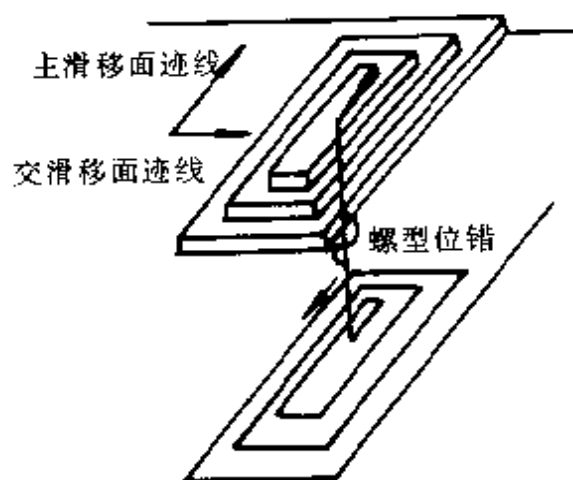


图 29.94 形成挤出物的螺型位错环路滑移机制.

洪塞和诺依曼^[115]详细研究了第 I 阶段裂纹如何在驻留滑移带的侵入沟成核和长大的过程. 实验表明,纯铜的驻留滑移带中侵入沟的平均宽度为 $2\mu\text{m}$,而裂纹核的平均间距为 $9\mu\text{m}$,因此约 20% 的侵入沟中包含疲劳裂纹核. 随后,裂纹核在每个侵入沟中存在. 由于驻留滑移带与基体之间界面的结合较弱,裂纹在侵入沟和界面成核. 关于驻留滑移带和基体界面较弱的原因是由于界面存在一个位错层^[116].

疲劳裂纹萌生后便开始扩展,疲劳裂纹的扩展分为两个阶段^[117]. 第 I 阶段的裂纹为驻留滑移带中形成的微裂纹沿滑移带方向扩展,由于驻留滑移带是在剪切应力最大的滑移面上形成的,在单轴加载情况下,最大切应力的面与外力方向成 45° . 因此第一阶段的裂纹沿平行于初始滑移面的方向扩展(图 29.96). 大部分微裂纹很快停止扩展,仅有少部分微裂纹在驻留滑移带中扩展并相互连接在一起向深度发展. 并且裂纹扩展方向也逐渐偏离滑移面方向转为与外加应力垂直的方向,这一阶段的裂纹被称为第二阶段裂纹(图 29.96).

第 I 阶段裂纹扩展很短,一般为几个晶粒的长度,断口形貌呈

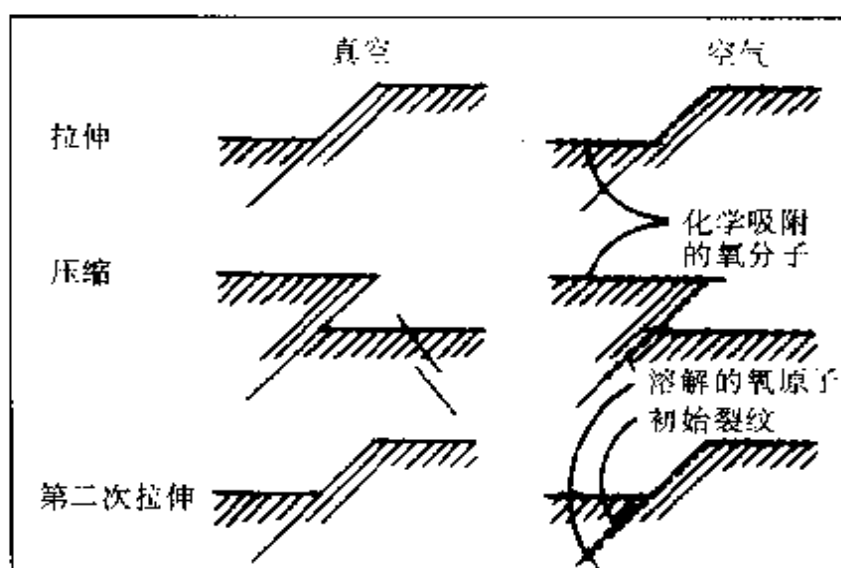


图 29.95 疲劳裂纹成核机制^[111].

现周期解理特征,可观察到明显的解理面和河流花样,表明周期解理具有晶体学特征,裂纹扩展是以周期滑移导致滑移面分离(脱开)的方式进行的。

第Ⅱ阶段是疲劳裂纹扩展的主要阶段,此阶段的断口特征是疲劳条纹,它是一系列基本上相互平行而略带弯曲的条纹,呈波浪形,依据断口上条纹的凹凸程度和塑性变形量不同,分为塑性条纹和脆性条纹两种,脆性条纹仅在有腐蚀介质存在或者在缓慢的循环应力条件下才出现,关于塑性条纹的形成机制,莱尔德(Laird)^[118]提出裂尖塑性钝化模型(图 29.97),此模型认为在每一个负载周期内裂纹的扩展是由于裂尖在交变负载作用下张开、前进、钝化[图 29.97 中阶段(a)至(d)],以及卸载后裂尖重新变锐(图 29.97 阶段(e)).经过这一周期,裂纹扩展了一个条纹,上述裂尖塑性钝化模型解释了多晶金属材料疲劳条纹的形成过程,诺依曼^[119]观察到铜单晶中的疲劳条纹并不像前述疲劳条纹那样弯曲,而呈平行直线排列,为解释单晶中的疲劳条纹的特点,诺依曼^[119]提出疲劳条纹形成的交滑移模型(图 29.98).在疲劳周期的裂纹张开过程中,与裂纹面成 45° 的两个滑移面内的交滑移在裂尖相交,这些滑移是不可逆的,在疲劳周期的裂纹闭合过程中形成波浪

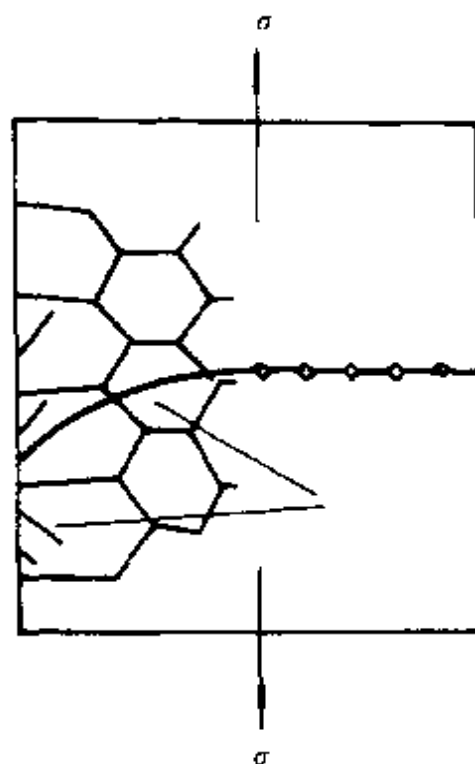


图 29.96 疲劳裂纹扩张第 I 和第 II 阶段示意图.

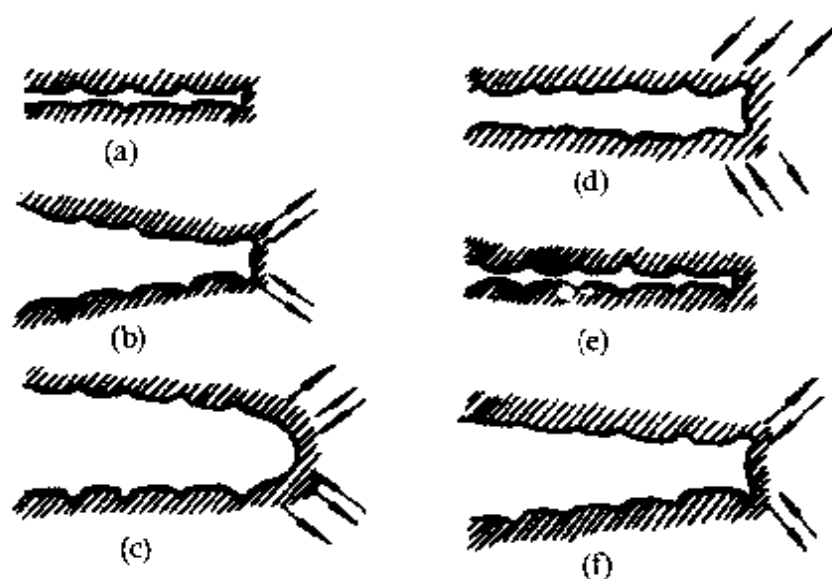


图 29.97 塑性疲劳条纹形成的塑性钝化模型^[118]. [(a)~(d)]疲劳裂纹张开并钝化, [(e)~(f)]疲劳裂纹闭合并重新变锐.

形的疲劳条纹.

(c)影响疲劳性能的因素 前面介绍了疲劳断裂的基本规律,

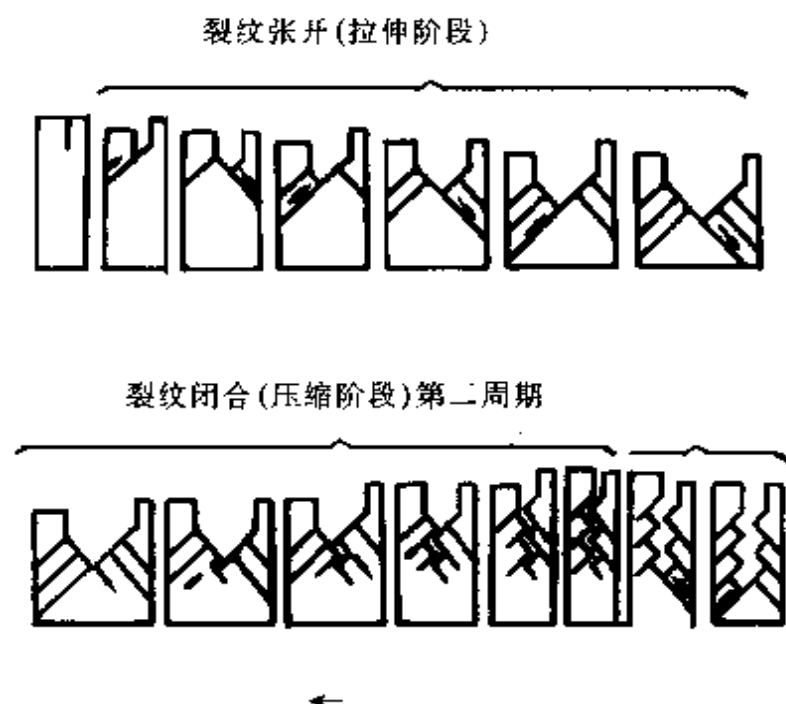


图 29.98 铜单晶疲劳条纹形成的交滑移模型^[119](图中→表示滑移方向)。

以及疲劳裂纹萌生和扩展的微观机制,但是实际金属材料的疲劳性能与许多因素有关,例如材料的成分、显微组织、纯净度和残余应力等,外在的因素包括构件的形状和尺寸,表面光洁度,以及受载历史等。

材料的疲劳性能和强度有关,在一定条件下提高材料的强度(如合金化和热处理等),一般可使疲劳极限提高,对钢的疲劳性能影响最大的有害杂质元素是硫,显微组织对疲劳性能影响很大,因此通过热处理常可改善材料的疲劳性能,尤其是通过热处理细化晶粒度,可以延迟疲劳裂纹萌生。

疲劳裂纹大多在表面上形成,因而对金属表面进行硬化处理可以提高其疲劳强度,例如钢的表面渗碳,渗氮和碳氮共渗等表面化学处理,以及表面喷丸等表面物理处理均可改善疲劳性能,反过来引起表面软化的处理,例如热处理钢的表面脱碳,对于疲劳强度就有不利的影响,另外,改善材料表面光洁度和改善设计减小缺口应力集中的影响均可提高材料疲劳性能。

(d)过载效应和短裂纹 另外,金属材料所受的加载历史对疲劳寿命也有很大影响.前述的疲劳裂纹扩展规律是针对恒定应力振幅情形而言的,但是实际结构件所受的应力振幅大多是变化的.实验发现(见图 29.99),当外加应力强度因子超过 $K_{I\max}$ 时[图 29.99(a)],疲劳裂纹扩展速率由 $\left(\frac{da}{dN}\right)_B$ 减小至 $\left(\frac{da}{dN}\right)_R$ [图 29.99(b)],在一定的循环次数 N^* 期间内,疲劳裂纹扩展长度 a^* 变短,至一定循环次数 N^* 以后,裂纹扩展速率才恢复到原来的速率[图 29.99(c)].这一现象称为过载效应^[120].产生过载效应的原因是,由于在过载应力的作用下,裂纹尖端的塑性区增大,裂尖钝化,使裂纹扩展速率减慢.当裂纹的扩展超过过载塑性区以后,裂纹扩展速率才又恢复至原来的状态.

疲劳裂纹扩展中的另一个重要问题是短裂纹的扩展^[121,122].图 29.88 的疲劳裂纹扩展规律是针对初始裂纹长度满足线弹性断裂力学的受力条件的,但是实际材料中存在许多裂纹长度不满足上述要求的短裂纹,它们的扩展速率不遵循派力斯公式(29.158),而显示不同的特征.短裂纹是指下列两种类型的裂纹:(1)裂纹长度与材料的细观显微结构(例如晶粒)的尺度相当;(2)裂纹长度与局域化塑性区的尺寸相当,对于超高强度(σ_y 为 2000MPa 级)材料,裂纹长度为 $1\mu\text{m}$ 量级;对于低强度(σ_y 为 300MPa 量级)材料,裂纹长度为 1mm 量级.短裂纹在交变应力作用下可以在临界应力强度因子门槛值 K_{th} 以下扩展.当裂纹长度短于晶粒尺寸时裂纹扩展速率随着裂纹长度增加而减小,当裂纹长度增加至超过晶粒尺寸以后,裂纹扩展速率开始增大,随后与长裂纹的扩展速率相同.图 29.100 示出晶粒度分别为 d_1 和 d_2 ($d_2 > d_1$) 的两种铝合金中的短裂纹的裂纹速率的扩展规律.

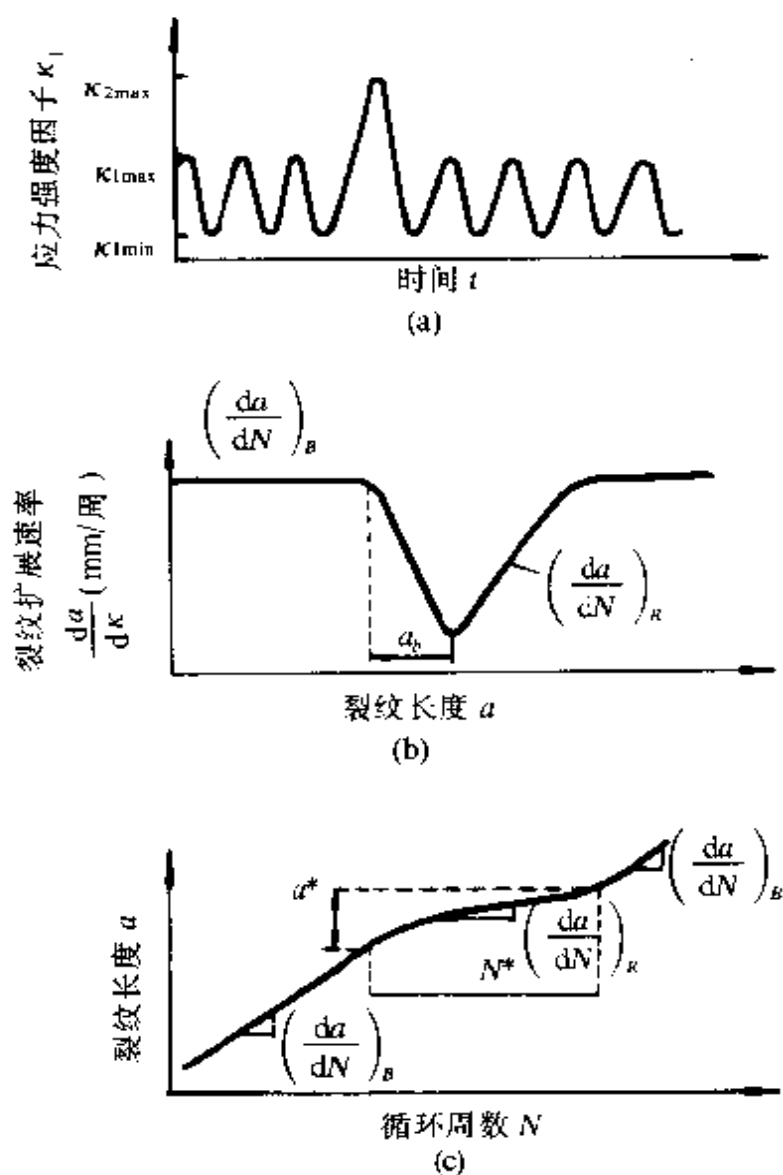


图 29.99 疲劳过载效应示意图。

(a) 应力强度因子 K_I 随时间的变化；(b) 在过载期间裂纹扩展速率减慢；(c) 裂纹长度随循环周数的变化。

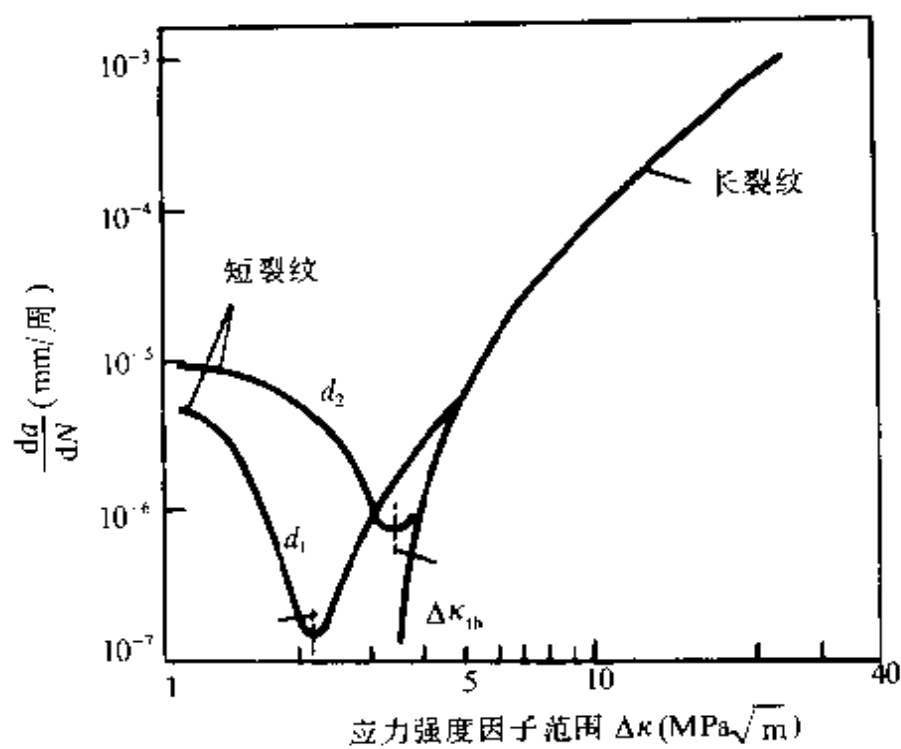


图 29.100 疲劳短裂纹的扩展
(在低于门槛值 ΔK 以下短裂纹仍能扩展)。

第三十章 高温力学性质

I 回复与再结晶

§ 30.1 概述^[123,124]

金属在范性形变过程中所消耗的机械能,有一部分转变成了热而散发掉,但还有一部分能量储存于金属中,从而使其自由能较范性形变前的状态为高. 金属经过范性形变后,缺陷(位错和点缺陷)的数量大大增加,物理性质(如电阻、密度等)和力学性质(如硬度、强度等)也发生了相应的变化. 由于自由能增高,系统处于热力学不稳定的状态,因而冷加工状态的金属有自发地恢复到形变前状态的倾向. 有的金属在室温停留一段时间(如低熔点金属)就可以实现这一恢复,但一般的金属要恢复到加工前的状态是需要加热的. 加热时温度升高,使金属中的原子获得足够的动能,以克服亚稳状态与稳定状态之间的势垒,从而冷加工金属有可能通过晶体缺陷的减少和重新排列而恢复到变形前的稳定状态.

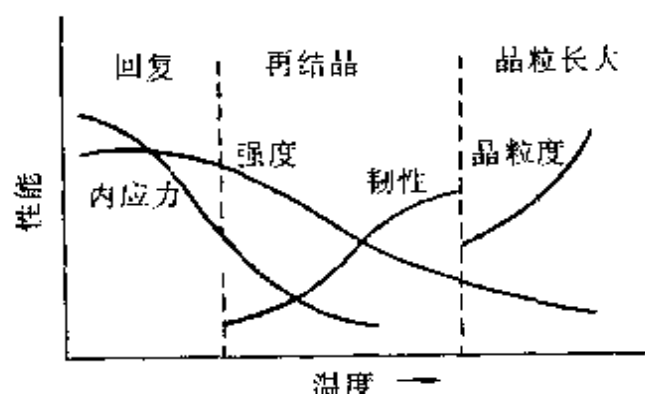


图 30.1 退火三阶段的示意图。

冷加工金属的组织 and 性能在加热时逐渐发生变化,这个过程统称为退火(annealing). 典型的退火过程,随着温度的升高,可以分为回复(recovery)、再结晶(recrystallization)和晶粒长大(grain growth)3个阶段,如图 30.1 所示. 实际上,不同阶段的分界,并不

是很明确的某一温度,而是一个温度区间.在此温度区间,两个相邻阶段的过程可以同时进行.

在回复阶段,晶粒取向和大角度晶界不发生明显的变化,但内应力有大幅度的下降,物理性质和力学性质发生部分的或全部的回复,亚结构发生某些变化或者形成亚结构.

在再结晶阶段,通过新晶核的形成和随后的生长,冷加工金属畸变的晶粒被新生的无畸变的晶粒所代替.

如果加热温度进一步提高,或者保温时间进一步延长,则再结晶的新晶粒将彼此吞并而进一步长大,这就是晶粒长大阶段.

冷加工金属的退火,可以采用两种不同的热处理制度来实现.一种是在恒定温度下保温,称为等温退火.另一种是从较低的温度连续地加热到较高温度,称为连续升温退火.

上面所述的回复和再结晶是冷加工金属在随后的退火中发生的.但在有些情况下,回复和再结晶可以在形变的同时就发生,例如在热加工和高温形变时的情况.这样的回复和再结晶分别称为动态回复和动态再结晶.

研究回复和再结晶过程的规律及其本质,可以帮助解决许多生产实际问题.例如,经过深冲制成的黄铜弹壳,要进行“去应力退火”,以防止应力腐蚀开裂.金属在冷加工过程中,有时要采用中间退火,消除硬化,才能继续加工.一般高温材料的使用温度都在再结晶温度以下,以防止在使用过程中晶粒长大.因而对于实际使用的高温材料,都希望有较高的再结晶温度.为了制备单晶体或者控制晶粒的择优取向,也需要回复和再结晶的知识.

§ 30.2 回复

图 30.2 示出多晶纯镍(99.6%)在室温形变后在加热过程中一些性能的变化^[125].由图可见,电阻和密度在较低温度就有变化,随着温度上升,电阻下降,密度上升.而硬度直至较高温度才开始下降.能量(冷加工的潜能)释放速率除在 100℃至 500℃间有一连续的背景外,在 260℃有一个小峰,在 610℃有一个大峰.图中数据

是在 $6^{\circ}\text{C}/\text{min}$ 的加热速率下测量出的。

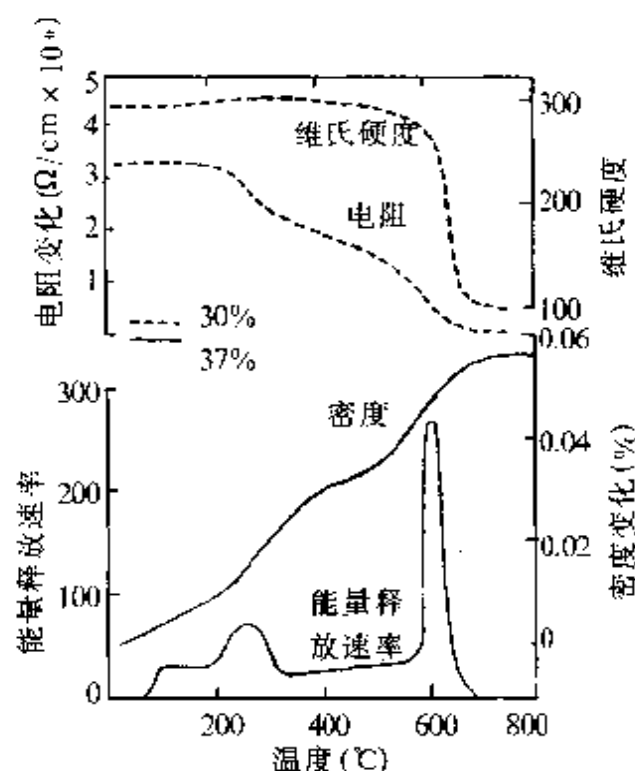


图 30.2 镍在退火过程中性质的变化和能量的释放。

金属的电阻率对点缺陷很敏感, 较低温度下电阻的下降和密度的升高与 260°C 的小潜能峰相对应。由电阻和密度两种数据估算出的空位浓度减少互相吻合, 因此, 可以认为这个温度范围的回复是由于空位的消失或聚合所引起的。

空位消失有以下几种可能的机制: (1) 空位迁移到金属的自由表面或晶界而消失; (2) 空位与范性形变所产生的间隙原子结合而消失; (3) 空位与位错发生交互作用而消失; (4) 空位聚集成空位片, 然后崩塌

成位错环。

图 30.2 中所示在 610°C 附近大的能量释放率峰与硬度的下降相对应, 是由于在回复和再结晶过程中位错的消除所引起。

在较高温度的回复中, 位错的运动成为可能, 并且往往形成“多边化”(polygonization)。冷加工金属加热时, 原来处在滑移面上的位错, 通过滑移和攀移, 形成了与滑移面垂直的亚晶界, 这一过程称为多边化。典型的多边化亚晶界是由同号刃型位错组成的小角度倾侧晶界。

图 30.3 示出的是 Fe-Si 单晶体经过低温弯曲后再加热时形成多边化亚晶界的示意图。试样弯曲时位错的滑移面为 $(01\bar{1})$, 弯曲轴与试样侧面 $(\bar{2}11)$ 垂直, 且在滑移面内。加热后形成的亚晶面

为(111),这时位错沿着与原来滑移面垂直的方向排列,形成了规则的亚晶界.将试样化学浸蚀以显示其腐蚀坑(位错露头),就观察到了这样的多边化结构.伴随着多边化的出现,形变晶体拉长了的劳埃星芒分裂成为间断的小斑点,这也表明连续弯曲的晶格由于退火而形成了若干亚晶粒.

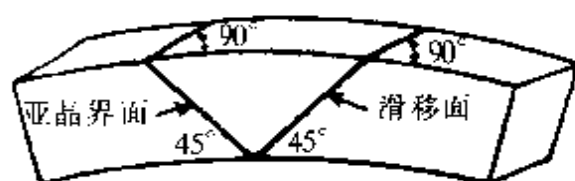


图 30.3 Fe-Si 单晶在低温弯曲后再加热时形成亚晶界的示意图.

经过多滑移变形的单晶体和多晶体,情况比上述单晶体单滑移时较为复杂.它们在回复时一般形成三维网络的胞壁(cell walls)结构.胞壁可以看成是广义的多边化间界,它不限于简单的倾侧晶界,其中的位错组态比较复杂.

多边化的驱动力来自应变能的降低.当同号的正刃型位错处在同一滑移面上时,它们的应变能是相加的.而当多边化后同号的正刃型位错沿滑移面的法线方向排列时,上下相邻的两个正刃型位错间的区域内,上面一个位错的张应变场正好与下面一个位错的压缩应变场相叠加,互相部分地抵消,从而降低了整个系统的应变能.

形成多边化的过程,需要通过位错的滑移和攀移.而位错的攀移是通过空位扩散到位错割阶来实现的.因此,多边化过程只有在较高温度才能实现.退火温度愈高,多边化过程进行得愈快,多边化就愈完全.在多边化完成后,进一步就发生亚晶粒长大的现象.因为两个取向差小的亚晶界合并成一个取向差较大的亚晶界,也可以降低能量.由于位错的这种排列方式使晶体内的长程应力减少,因而随着多边化的进行,金属逐步变软.

堆垛层错能不同的金属回复过程有差异.像铁、铝等层错能高的金属,由于位错攀移比较容易,因而回复退火易于使金属软化.在一定条件下,可以不经再结晶而只借助回复即可将加工硬化效果全部消除.多边化过程也进行得比较明显,退火时亚晶清晰.而

层错能低的金属,由于位错攀移困难,回复过程主要局限于空位运动,因此在再结晶以前看不到明显的位错重新排列和消除,同时也不容易多边化.例如铜就很少看到完整的多边化过程,这类金属即使形成亚晶也不明锐.

§ 30.3 再结晶

(a) 再结晶规律 在再结晶过程中,新的无畸变的晶粒取代了冷加工的畸变晶粒.再结晶新晶粒仍是原来的晶体结构,但其取向与原来晶粒的取向不同.此时,潜能全部释放,力学性质恢复到形变前的退火状态.影响再结晶的主要因素如下:

(1) 温度.从动力学过程来看,回复和再结晶是不同的.在等温退火中,回复的速率是逐渐递减的.但再结晶的速率在开始时为零,经过一潜伏期(或称孕育期)后才逐渐上升,达到一极大值,经过一段时间后又逐渐下降,见图 30.4.

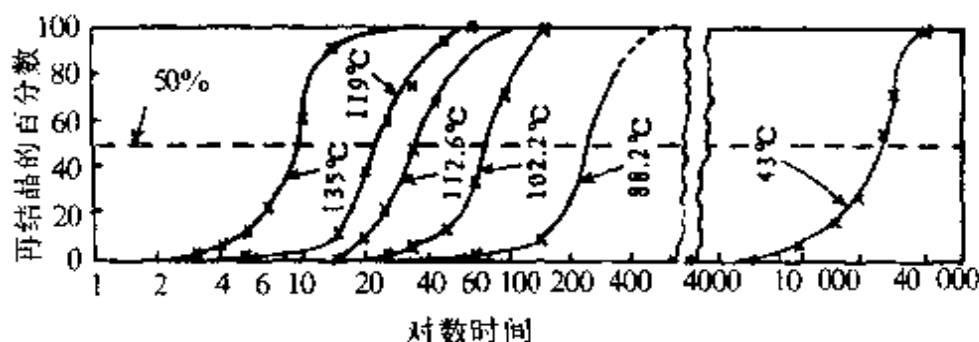


图 30.4 纯铜(经过冷轧 98%)的等温再结晶曲线.

由图 30.4 可以看出温度和时间对再结晶的影响.令 t 代表再结晶完成了一定的百分数(例如 50%或 100%)所需要的时间,实验结果表明,它和绝对温度 T 满足下列关系式:

$$\frac{1}{t} = A \exp \left(-\frac{Q}{kT} \right), \quad (30.1)$$

A 是常数, Q 被称为再结晶激活能.激活能 Q 的数值可由 $\log t - 1/T$ 图中的斜率求出.

冷加工金属以显著的速率进行再结晶的最低温度称为再结晶温度. 在此温度以下, 再结晶就几乎不能进行. 表 1 列出了一些金属的再结晶温度.

表 1 一些金属的再结晶温度

金 属	Ni	Fe	Cu	Al	Zn	Sn	Pb
再结晶温度 (°C)	500	450	200	150	20	<20	<20

从表中可看出, 金属的熔点愈高, 再结晶温度也愈高. 二者之间有以下经验关系:

$$\frac{T_r}{T_m} = 0.35 \sim 0.40, \quad (30.2)$$

T_r 为再结晶温度, T_m 为熔点温度, 两者都用绝对温标表示.

在金属学中采用的再结晶温度, 通常是指在规定时间内 (一般是半小时至一小时) 能完成再结晶的最低退火温度.

(2) 预形变量. 金属的预形变量愈大, 其储存的能量愈高, 再结晶的驱动力也愈大. 因此, 增加预形变量可以使再结晶激活能减小, 再结晶温度下降. 当预形变量低于某一临界值时, 则不能发生再结晶.

(3) 微量杂质原子. 再结晶对微量杂质原子是非常敏感的. 图 30.5 示出不同纯度的铝的再结晶温度. 当纯度从 99.97% 提高到 99.995% 时, 再结晶温度从大约 400°C 降至 100°C. 有人报道过纯度为 99.9992% 的铝在 -50°C 就发生再结晶. 由此可知, 一般

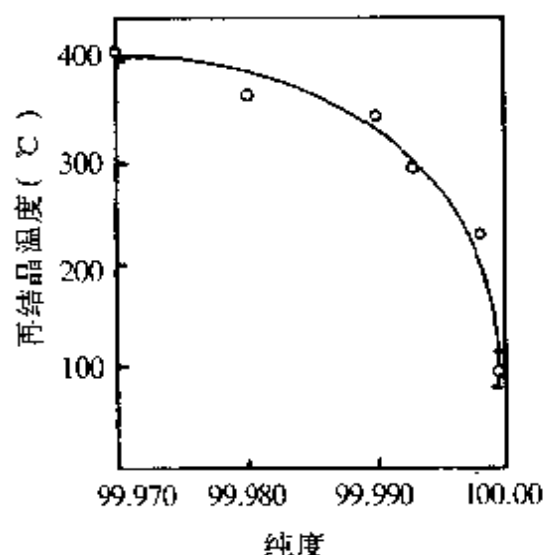


图 30.5 铝的纯度对再结晶温度的影响 (冷轧 70%, 退火 30min).

根据工业纯试样所求出的再结晶温度,实际上都包含了微量杂质的影响,并不能代表纯金属的真实情况.利用添加合金元素来提高再结晶温度是改善金属的高温强度的有效方法之一.

(4) 原始晶粒尺寸.原始晶粒尺寸愈小,则变形阻力愈大,冷变形后储存的能量愈高,因而再结晶温度较低.此外,金属的晶粒越小,单位体积内晶界总面积越大,由于位错在晶界附近塞积导致晶格强烈扭曲的区域也越多,提供了较多的成核场所,因此再结晶时成核率较大,形成的新晶粒也越细小.

(b) 再结晶机制 再结晶动力学的特征可以用成核和生长过程来说明.成核阶段对应于再结晶的孕育期.

(1) 成核

(i) 经典成核模型.经典成核理论把再结晶的成核过程看成是均匀成核过程.假设 ΔF_v 表示形成新晶粒前后单位体积的自由能差值,它决定于基体的畸变能.则形成半径为 r 的球形晶核的自由能等于

$$\Delta F = -\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \Delta F_v + 4\pi r^2 \gamma, \quad (30.3)$$

γ 是新晶粒的表面能,即晶界能.形成稳定晶核的临界半径 r_c 可以根据 $d\Delta F/dr=0$ 的条件求得,即

$$r_c = \frac{2\gamma}{\Delta F_v}. \quad (30.4)$$

代入式(30.3)可得出成核所需的激活能为

$$\Delta F_c = \frac{16}{3}\pi \frac{\gamma^3}{(\Delta F_v)^2}. \quad (30.5)$$

估计铜变形后的 ΔF_v 约为 0.1cal/cm^3 ,即约为 $4 \times 10^6\text{erg/cm}^3$,而晶界能 γ 约为 500erg/cm^2 .由式(30.5)算出的激活能为 10^8eV .即使局部畸变能比平均畸变能高 $10 \sim 100$ 倍,从理论计算得出的激活能,仍比实际可能值高出千倍.这能量在再结晶温度下无法供

给. 因此, 经典成核理论不适用于再结晶的成核.

(ii) 多边化成核模型. 为了克服经典成核模型的困难, 卡恩 (Cahn R. W.)^[123] 和科特雷耳^[126] 提出了一种多边化成核模型, 可称之为亚晶粒长大的成核模型. 它的要点是: 在基体中范性弯曲最强烈的区域, 通过局部的多边化形成了无畸变的亚晶粒. 亚晶粒吞并相邻的形变基体而逐渐长大, 直到它与基体间形成了大角度晶界, 就可以做为再结晶的晶核. 进一步长大可以通过大角度晶界的迁移来实现. 亚晶粒长大的时期对应于再结晶的潜伏期.

胡郇^[127] 根据电子显微镜直接观测的结果, 提出了稍微不同的多边化成核模型, 可称之为亚晶粒合并的成核模型. 两个亚晶粒间的亚晶界上的位错, 通过沿着亚晶界面的攀移转移到两个亚晶外面的亚晶界上, 而使中间的亚晶界消失, 合并成一个大的亚晶粒. 随着亚晶粒的长大, 取向差会越来越大, 最后构成了大角度晶界. 这样就构成了再结晶核心.

(iii) 应变诱导的晶界迁移模型. 培莱 (Bailey J. E.) 和赫许^[128] 根据电镜观察结果, 提出再结晶成核以晶界弓出的方式进行, 其示意图见图 30.6. 这个模型可称为应变诱导的晶界迁移 (strain-induced boundary migration, 或简称 SIBM)^[123].

图中横线上下为两个相邻晶粒, 由于形变的不均匀性, 晶界两侧的畸变能有差异. 发生再结晶时, 原来平直的晶界, 会通过晶界迁移而弓出, 在其前沿扫过的区域内留下无应变的晶体, 形成再结晶核心.

如果以 ΔF_v 表示单位体积的相邻晶粒的畸变能量差, 以 δV 表示弓出成核的晶粒所增加的体积, 以 δA 表示弓出成核时所增

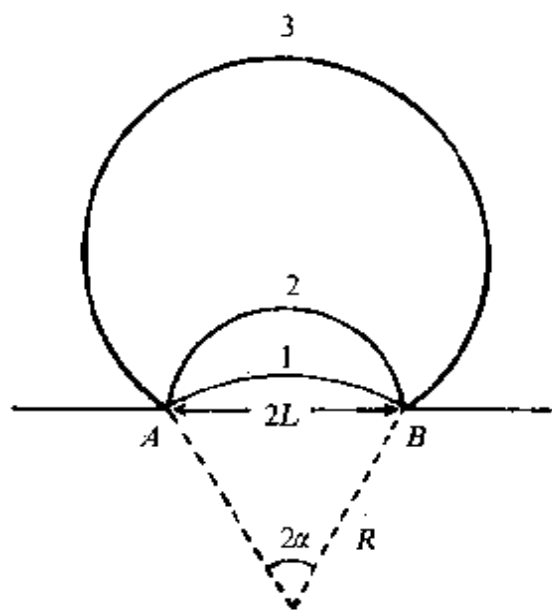


图 30.6 应变诱导的晶界迁移模型(SIBM).

加的晶界面积,以 γ 表示单位面积的晶界能,则通过晶界迁移而成核的能量条件为

$$\Delta F_v \cdot \delta V \geq \gamma \delta A, \quad (30.6)$$

即

$$\Delta F_v \geq \gamma \cdot \frac{\delta A}{\delta V}.$$

而

$$\begin{aligned} \frac{\delta A}{\delta V} &= \frac{d}{dR}(4\pi R^2) \bigg/ \frac{d}{dR} \left(\frac{4}{3}\pi R^3 \right) \\ &= \frac{2}{R} = \frac{2\sin\alpha}{L}. \end{aligned} \quad (30.7)$$

故

$$L \geq \frac{2\gamma\sin\alpha}{\Delta F_v}. \quad (30.8)$$

当 $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 时有极大值,这时晶界弓成半球形.故稳定的晶核尺寸为

$$L \geq \frac{2\gamma}{\Delta F_v}. \quad (30.9)$$

在达到半球形以前,相当于再结晶的潜伏期.一旦超过半球形,就进入了晶粒生长阶段.

以拉伸 26% 的银为例,所测得的 ΔF_v 约为 16.7J/mol , γ 约为 $4 \times 10^{-5}\text{J/cm}^2$, 变换单位后代入 (30.9) 式得 $L > 5 \times 10^{-5}\text{cm}$, 这和经冷加工的纯银在退火过程中所实际观测到的弓出成核的临界尺寸 ($L \sim 10^{-4}\text{cm}$), 符合得较好.

上述 (ii) 和 (iii) 两种成核模型都能够说明形变量对于再结晶的影响. 在亚晶粒长大的成核模型中, 形变量越大, 引起的点阵弯曲也愈厉害, 通过亚晶粒长大来成核也就更容易些. 在应变诱导的晶界迁移模型中, 则由于畸变能大, 使弓出部分的尺寸变小, 也使

成核容易.

(2) 生长. 再结晶核心无论以那种方式形成, 都可以借其周围的大角度晶界迁移而生长. 当各个再结晶核心生长到互相接触时, 就形成了完全由大角度晶界所分界的无应变的新晶粒组织.

再结晶过程中晶粒生长的驱动力仍来自基体中的畸变能, 晶粒生长的速率 v 可以表示为

$$v = A \cdot \Delta F_v \cdot \exp(-U/kT), \quad (30.10)$$

这里 A 是一常数, U 为晶界迁移的激活能, ΔF_v 是晶界两侧单位体积的畸变能的差值, 它在单位距离内的变化即晶界迁移的驱动力. 回复和再结晶的驱动力都是畸变能. 如果回复和再结晶同时进行, 回复使得 ΔF_v 逐渐减小, 就可以解释再结晶生长速率随时间衰减的实验结果. 在形变量不大时, 回复可以在再结晶开始前就接近完成, 这样就可以得到恒定的生长速率.

假定生长速率不随时间而改变, 则根据相变的形式理论可以导出阿佛拉密(Avrami)方程

$$X_v = 1 - \exp(-Bt^n), \quad (30.11)$$

其中

$$B = B_0 \exp(-nQ/kT), \quad (30.12)$$

这里的 X_v 为转变的体积分数, B_0 为一常数, t 为时间, Q 为再结晶激活能, n 为一常数, 在 $1 \sim 4$ 之间. 对于一定的 X_v 值, 根据式(30.11)和式(30.12), 就可导出

$$\frac{1}{t} = A \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right), \quad (30.13)$$

这就是再结晶动力学公式(30.1).

§ 30.4 晶粒长大

冷加工金属在完成再结晶后继续加热时会发生晶粒长大.

(a) 正常晶粒长大 在晶粒长大过程中,如果许多晶粒均匀地长大,晶粒尺寸保持均匀,这种晶粒长大称为正常晶粒长大,或称普遍晶粒长大。

作为晶粒长大的驱动力的 ΔF_v ,就不是畸变能的变化,而是单位体积中晶界能 γ 的变化. 设再结晶完成时的晶粒都是球形的,半径为 R ,则晶粒长大的驱动力近似为

$$\Delta F_v = \frac{\gamma}{R} \quad (30.14)$$

将式(30.14)代入式(30.10),用 $\frac{dR}{dt}$ 代表 v ,则

$$\frac{dR}{dt} = A \left[\frac{\gamma}{R} \exp \left(- \frac{U}{kT} \right) \right]. \quad (30.15)$$

积分后就得到抛物线型的晶粒长大的规律

$$R^2 = 2A\gamma(t - C)\exp(-U/kT), \quad (30.16)$$

这里 C 是积分常数. 式(30.16)与等温退火的实验结果相符合. 至于很长时期的退火,当 R 趋近于试样尺寸时,长大过程就停滞了. 如果基体中存在有弥散的第二相粒子,这些粒子对于晶界移动起了钉扎作用,阻碍了晶粒的长大,从而起到了细化晶粒的作用。

(b) 异常晶粒长大(二次再结晶) 异常晶粒长大又称二次再结晶. 这是指整个基体完成了初次再结晶以后,少数晶粒迅速长大,吞并了邻近的其它晶粒,直至这些迅速长大的晶粒完全互相接触时为止。

对于二次再结晶,目前还存在着不同的看法. 有人认为这并不是—种再结晶的过程,而是由于晶粒的“夸张性长大”. 有人认为二次再结晶是一种重新成核的过程. 他们认为,二次再结晶的晶核在初次再结晶后已经存在. 当晶粒正常长大受到阻碍时(由于杂质、第二相微粒和织构等),少数晶粒就可依靠其取向的有利关系(晶界具有最大的迁移率)发生选择性长大。

由于驱动力较小,二次再结晶的速率比初次再结晶要慢得多。

二次再结晶也引起组织的改变. 某些体心立方金属的初次再结晶组织不很明确, 利用二次再结晶可以获得所希望的组织, 使之具有优良的磁性.

§ 30.5 退火组织和退火孪生

本节叙述在退火再结晶时遇到的两个特殊现象, 即退火组织和退火孪生, 它们对材料的性质, 特别是磁学性质和力学性质, 有重要的影响.

(a) 退火组织 在大变形的多晶体中, 晶粒通常出现择优取向, 即众多晶粒趋近于某一种取向. 在极端情况下, 整个试样可以变成为伪单晶. 晶粒取向的这种分布称为组织. 当具有形变组织的多晶体退火时, 再结晶的晶粒也出现择优取向. 这种现象称为退火组织, 或称再结晶组织.

组织可以用它所趋近的取向来描述. 例如, 对于轧制板材, 组织用 $\{hkl\} \langle UVW \rangle$ 来描述. $\{hkl\}$ 是趋向于轧制面的点阵平面, $\langle UVW \rangle$ 是趋向于轧制方向的点阵矢量. 对于拔丝, 只需要确定 $\langle UVW \rangle$, 围绕拔丝方向的晶面取向是无规的.

退火组织的取向有时与形变组织的相同, 但更多情况下有很大的差别. 如冷轧黄铜在退火前后的组织都接近于 $\{113\} \langle 211 \rangle$. 但冷轧铜片退火前为 $\{112\} \langle 111 \rangle$ 组织, 而退火后得到的再结晶组织为立方组织 $\{100\} \langle 001 \rangle$. 形变组织与再结晶组织之间的位向关系, 大多数可以用绕结晶轴的转动来描述. 在面心立方晶格的金属中, 这种转动一般是绕 $\langle 111 \rangle$ 轴转动 $30^\circ \sim 50^\circ$, 也有绕 $\langle 100 \rangle$ 轴转动的.

关于再结晶组织的形成机制有两种不同的观点. 一种是定向生长理论, 即假设存在不同取向的晶核, 但只有那些取向有利的晶核具有较高的生长速率, 因而抑制了其它取向晶核的生长. 另一种是定向成核理论, 假定再结晶晶核本身就有择优取向的现象. 赫奈康 (Honeycombe, R. W. K.)^[124] 认为, 在再结晶组织的形成中, 这两种机制可能都起部分作用.

(b) 退火孪生 面心立方晶格金属, 尤其是低层错能的金属

和合金,在退火后常有很多孪生带出现.这些孪生带被称为退火孪生.孪晶面总是 $\{111\}$.退火孪生的形成是不难理解的.在再结晶退火时,新晶粒晶面的正常堆垛顺序为 $ABCABC\cdots$.但如果新增加的原子面某一层出现了错排,例如 $ABCABC B$,就构成了孪生的第一层.孪生一经形成后,就可以反着原来顺序来生长,直到堆垛顺序的另一错排出现为止,即 $ABCABC | BACBACBA | BC$ (两根直线之间就标志孪生的区域).

材料的层错能愈低,共格孪晶的界面能也愈低.因而具有低层错能的铜合金和奥氏体钢,很容易出现退火孪生,而纯铝中的退火孪生就很少见.

II 蠕 变

金属在恒定应力(或恒定载荷)下,除发生瞬时形变外,还要发生缓慢而持续的形变.这种形变量随着时间的延长而逐渐增加的现象,称为蠕变(creep).由于温度升高,由热激活控制的形变过程如位错的交截和交滑移等,以及由扩散控制的形变过程如位错的攀移、空位的定向扩散和晶界滑移等,都能迅速进行.故蠕变现象随着温度的升高而愈来愈显著.与蠕变相联系的一种现象,即在保持形变量恒定的情况下,应力随着时间的延长而减小的现象,称为应力弛豫(stress relaxation).由于蠕变或应力弛豫的发生,应力与应变之间就不是单值的对应关系.

在蒸汽轮机、燃气轮机、航空发动机、核动力装置以及石油工业、化学工业、宇航工业等的设备中,很多部件不但处在很高的温度下,而且经常经受着很大的应力.因而蠕变和蠕变断裂便成为材料性能的重要指标.而提高抗蠕变和抗蠕变断裂的能力,便成为研制高温材料时必须考虑的问题.研究蠕变和蠕变断裂的机制,对于研制各种用途的新型高温材料,以及合理地使用现有的高温材料,都有重要的意义.

本章将介绍蠕变和蠕变断裂的测试方法和实验规律,然后根

据这些规律和蠕变过程中的结构变化,着重讨论蠕变和蠕变断裂的微观理论,即从原子和晶体缺陷的运动来解释蠕变和蠕变断裂的理论.最后几节讨论影响蠕变强度的一些因素,以及与高温蠕变有类似机制的超塑性现象.

§ 30.6 蠕变试验及工程蠕变数据的表示

蠕变试验一般用蠕变试验机进行,即将试样保持在一个恒定温度,通过杠杆加载或者直接加载的方法,在试样上施加一恒定的载荷,然后记录试样的形变量随时间的变化.在某些情况下,只需要蠕变断裂时间的数据,试验过程中就不必记录形变.这种单纯的蠕变断裂试验,称为持久强度试验(也可称长期强度试验,或应力-断裂试验).单纯作这种断裂试验的试验机,就称为持久强度试验机.

蠕变可以在一种应力(拉力、压力或扭力等)的作用下发生,也可以在复合应力的作用下发生.虽然材料在使用条件下所受的应力往往是很复杂的,但是在很多实际情况下,引起蠕变的应力主要是拉伸应力.因而通常的蠕变试验大多是在拉伸应力的条件下进行的.本章中所叙述的蠕变试验,在没有特别说明时,都是指拉伸应力的情况.

在拉伸蠕变试验的过程中,由于试样伸长,截面积逐渐变小.因此在恒定载荷下的试验中,应力实际上是逐渐增加的.通常恒定载荷下的蠕变和蠕变断裂试验,都是用初始应力(载荷除以试样初始截面积)来表示试验应力.为了科学研究的某些特殊需要,也有人用专门设计的恒定应力的蠕变试验机进行试验.

工程上表示材料的高温强度,一般用“蠕变极限”和“持久强度”作为性能指标.蠕变极限的定义有两种.第一种用蠕变量来表示,即在给定温度下和规定时间内,使材料发生一定蠕变量的应力,标记为 $\sigma_{\delta t}^T$, T 是温度, t 是时间, δ 是蠕变量.第二种用蠕变速率来表示,即在给定温度下使材料发生一定的稳态蠕变速率的应力,标记为 σ_v^T , v 是稳态蠕变速率(即最小蠕变速率).持久强度的定义是:在给定温度下和规定时间内,使材料发生断裂的应力,标

记为 σ_t^T . 例如 $\sigma_{10^5}^{700^\circ\text{C}}$ 表示在 700°C , 一万小时内引起断裂的应力. 为了确定蠕变极限或持久强度的数值, 通常需要进行一组试样在不同应力下的试验, 用内插或外推方法来确定. 也可以进行一系列不同温度下的试验, 通过适当的“时间-温度参数”来确定.

蠕变试验的结果一般用应变(伸长率)为纵坐标, 时间为横坐标的蠕变曲线来表示. 蠕变曲线的典型形状如图 30.7 所示. 曲线的斜率 $\dot{\epsilon}$ 称为蠕变速率. 由图可见, 除加载瞬间发生的瞬时应变 ϵ_0 以外, 蠕变曲线可以分为以下 3 个阶段:

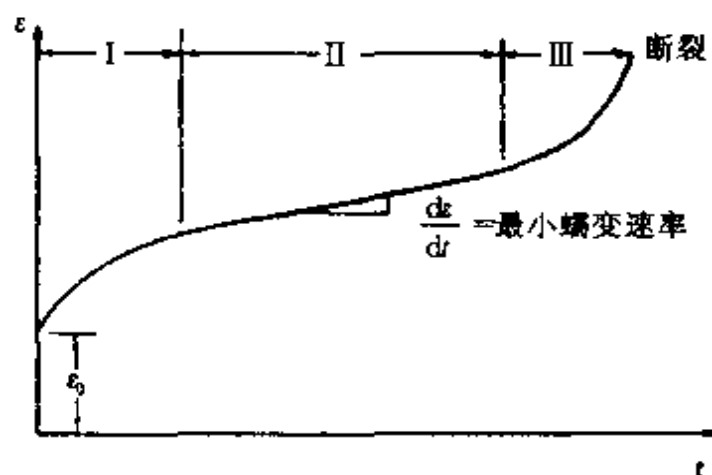


图 30.7 典型的蠕变曲线.

(1) 第 I 阶段, 即蠕变的减速阶段. 它的特点是蠕变的速率随时间而减小, 说明蠕变阻力由于形变而增加, 通常又称为瞬态蠕变 (transient creep).

(2) 第 II 阶段, 即蠕变的恒速阶段. 它的特点是蠕变的速率几乎保持不变, 说明蠕变阻力由于加工硬化和回复软化两种过程保持平衡而不变. 因而这一阶段通常又称为稳态蠕变 (steady state creep). 这一阶段的蠕变速率最小, 其平均速率即稳态蠕变速率, 或称最小蠕变速率.

(3) 第 III 阶段 (tertiary creep), 即蠕变的加速阶段. 它的特点是蠕变速率随时间而增加, 最后发生断裂. 早先不少人认为, 第三

阶段蠕变的加速是由于试样发生颈缩而引起应力增加的结果. 但有人在恒定载荷下进行拉伸和压缩试验, 都观察到蠕变加速阶段, 这说明蠕变加速不仅是由于应力增加的原故.

当变更应力或温度时, 蠕变 3 个阶段的特点仍然保持着, 不过各个阶段的持续时间会有很大的改变. 当降低温度或减少应力时, 蠕变曲线的第一、二阶段增长. 在回复几乎不能发生的低温下, 只出现第一阶段, 在一定时间后蠕变几乎停止, 第二阶段不出现. 当升高温度或增加应力时, 蠕变的第二阶段缩短, 甚至完全不出现, 即第一阶段后紧接着第三阶段. 图 30.8 表示在恒定温度下应力对蠕变曲线的影响.

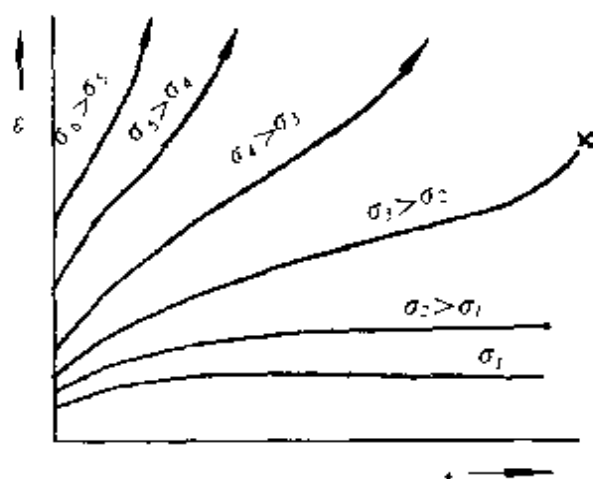


图 30.8 恒定温度下应力对蠕变曲线的影响(示意图).

§ 30.7 蠕变的实验规律

(a) 蠕变的时间律 蠕变量随时间的变化, 一般可以用下式来描述:

$$\dot{\epsilon} = \sum_i A_i t^{-n_i}, \quad (30.17)$$

式中 $\dot{\epsilon}$ 是蠕变速率, t 是时间, A_i 和 n_i 是依赖于温度和应力的常数, 并且 $0 \leq n_i \leq 1$.

在回复几乎不能发生的低温下, 只有蠕变速率递减的第 I 阶段, 在一定时间后蠕变几乎停止, 而不出现蠕变第 II 阶段和第 III 阶段, 见图 30.9 曲线 I. 这相当于 (30.17) 式中 $n_i = 1$ 的情况, 积分得

$$\epsilon_a = \epsilon_0 + a \log(at + 1), \quad (30.18)$$

式中 ϵ_a 是蠕变量, ϵ_0 是瞬时应变变量, α 和 a 是依赖于温度和应力的两个常数. 这种蠕变称为对数蠕变(logarithmic creep), 又称 α 蠕变.

在回复可以显著进行的较高温范围, 发生回复蠕变(recovery creep). 蠕变曲线一般出现三个阶段, 见图 30.9 曲线 I. 其中第 I 阶段的蠕变相当于 (30.17) 式中 $n_i = \frac{2}{3}$ 的情况, 积分得

$$\epsilon_\beta = \epsilon_0 + \beta t^{1/3}, \quad (30.19)$$

式中 ϵ_β 是蠕变量, β 是依赖于温度和应力的常数. 这种蠕变规律首先由安德瑞德(Andrade E. N. da C.)观察到, 常称为安德瑞德蠕变或 β 蠕变. 近年来的工作表明, 时间指数并不总是等于 $1/3$, 而是在 $1/4$ 到 $2/3$ 之间, 不过多数实验结果在 $1/3$ 附近.

蠕变速率恒定的第 II 阶段(稳态蠕变), 相当于 (30.17) 式中 $n_i = 0$ 的情况, 积分得

$$\epsilon = \epsilon_0 + \kappa t, \quad (3.20)$$

ϵ 是蠕变量, κ 也是依赖于温度和应力的常数. 这一阶段又称为 κ 蠕变. 以上规律在很多金属和非金属中均适用. 对于蠕变加速的第 III 阶段, 还没有一个共同的解析表达式, 有人称为 γ 蠕变, 见图 30.9 曲线 II. β 、 κ 和 γ 蠕变都属于回复蠕变.

(b) 应力和温度对蠕变的影响 在回复蠕变的温度范围内, 当应力不太大时, 应力和温度对稳态蠕变速率的影响, 可以表示为

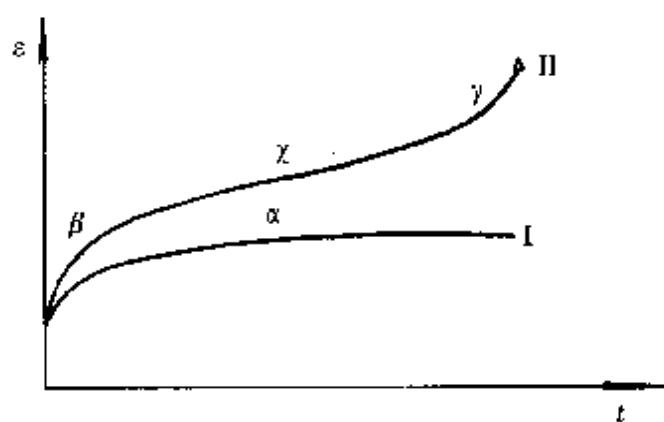


图 30.9 两种类型的蠕变曲线.

I. 低温小应力; II. 高温较大应力.

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma^m \cdot \exp(-U/kT), \quad (30.21)$$

式中 $\dot{\epsilon}$ 是稳态蠕变速率, A 是常数, σ 是应力, m 是应力指数, U 是蠕变激活能, k 是玻尔兹曼常数, T 是温度. 应力指数 m 的数值, 对于许多纯金属和某些合金, 在 4 到 5 之间, 也有一些合金 $m=3$. 在极低应力和极高温(接近熔点)下 $m=1$. 应力指数 m 的这三种不同的数值, 反映了不同的蠕变机制. 后面几节将详细说明, $m=4 \sim 5$ 的情况, 可以用位错攀移模型来解释. $m=3$ 可以用位错的粘滞运动来解释. $m=1$ 可以用空位的定向扩散来解释.

在保持应力不变的情况下, 改变实验温度就可以按下式求出蠕变激活能:

$$U = k \log (\dot{\epsilon}_2 / \dot{\epsilon}_1) / \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (30.22)$$

激活能的测定对于蠕变机制的了解是很有用的. 很多纯金属的高温蠕变激活能(当 $T \geq 0.5T_m$ 时, T_m 是熔点绝对温度)与自扩散激活能相近, 见图 30.10. 这说明高温蠕变的机制受原子扩散过程所控制. 位错的攀移、空位的定向扩散和晶界滑动等都包含着原子扩散过程.

在较低温度下, 即回复不能进行或进行得不完全的溫度下, 应力的影响主要反映在激活能中, 蠕变速率为

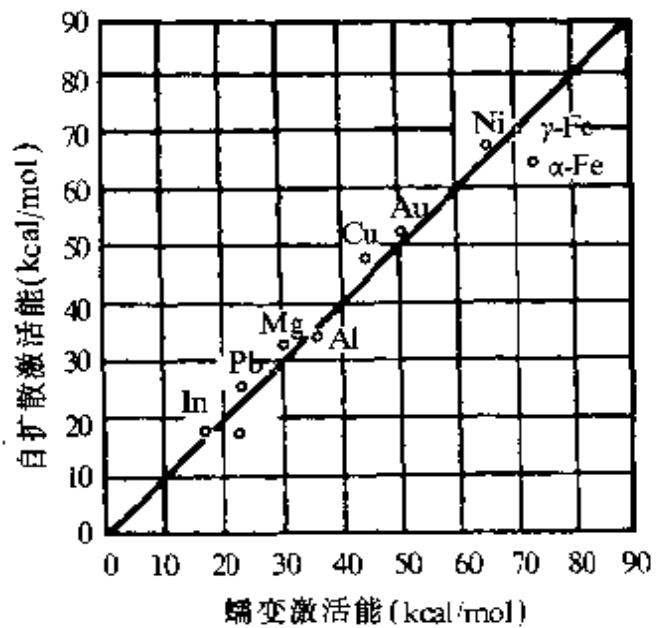


图 30.10 纯金属的自扩散激活能与高温蠕变激活能的比较^[129].

$$\dot{\epsilon} = C \cdot \exp \left(- \frac{U - \sigma \Omega}{kT} \right) \quad (30.23)$$

C 是常数, Ω 是激活体积. 这表明较低温度下的蠕变机制是应力帮助下的热激活过程.

图 30.11 表示铝单晶在不同温度范围的蠕变激活能, 低温区 OAB 的低激活能 U_1 相当于 α 蠕变. 高温回复区 $CDEF$ 相当于回复蠕变, 它有明显的两部分: EF (回复完全的范围) 的激活能 U_3 与自扩散激活能相同; CD 区 (回复不完全) 有一不同的激活能值 U_2 . 有人认为 U_2 相当于位错交滑移的激活能, 也有人认为相当于沿着位错管道扩散的激活能.

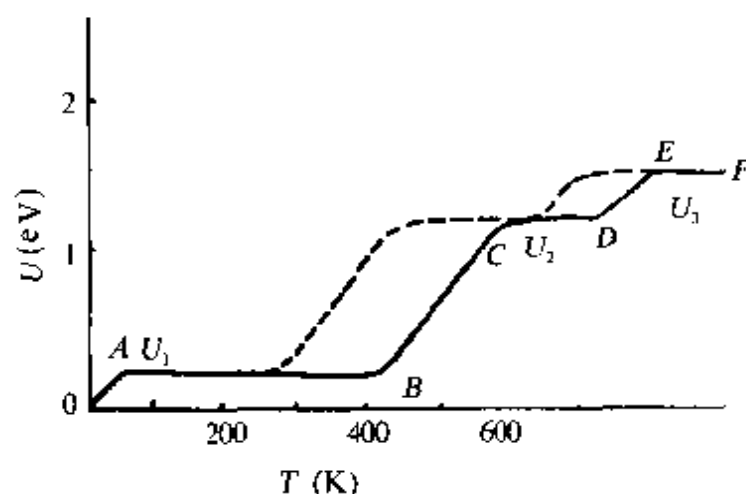


图 30.11 铝的蠕变激活能随温度的变化
(虚线对应的应变比实线的大).

(c) 蠕变断裂时间与应力和温度的关系 稳态蠕变速率 $\dot{\epsilon}$ 与蠕变断裂时间 t_f 之间存在反比的经验关系

$$t_f \propto 1/\dot{\epsilon}, \quad (30.24)$$

这个关系式一般称为孟客曼-格朗特 (Monkman-Grant) 关系^[130]. 联合式 (30.24) 和式 (30.21) 得到

$$t_f = A' \sigma^{-m} \cdot e^{U/KT}. \quad (30.25)$$

式 (30.21) 和式 (30.25) 是很有用的经验关系式, 可以用来由短期的试验数据外推长期的蠕变或蠕变断裂数据.

(d) 滞弹性蠕变 以上所述的蠕变实验结果都是当应力超过弹性应力范围的情况. 滞弹性蠕变的特点是所加的外力在试验温度的弹性极限以下, 当外力撤去后, 试样在一定时间内可以完全复原. 多晶纯铝^[131]和多晶纯铁^[132]在 $0.35 \sim 0.6T_m$ 温度范围内的滞弹性蠕变可以表示为

$$\frac{d_t}{d_0} = Af(te^{-U/KT}), \quad (30.26)$$

d_t 和 d_0 分别为时间 t 和加力瞬间的应变, A 是常数. 根据式 (30.26) 求出的激活能 U 的数值分别与纯铝和纯铁的自扩散激活能相近.

滞弹性蠕变是研究晶界和位错运动的有力工具. 滞弹性蠕变在交变应力下就表现为内耗.

(e) 蠕变图 在不同温度和应力范围内蠕变的特点, 可以简明地用蠕变图 (creep diagram)^[10] 表示, 如图 30.12 所示. 图中横坐标是 T/T_m , T 是蠕变温度, T_m 是熔点温度. 纵坐标是 σ/μ , σ 是蠕变应力, μ 是切变模量. σ_{crss} 是充分退火后的临界切应力, 低于此应力发生滞弹性蠕变, 超过此应力则发生范性蠕变.

由图可见, 蠕变图可以分为 4 个区域:

(1) 滞弹性蠕变, 在应力撤除后的一定时间内, 蠕变可以恢复到零.

(2) 低温蠕变, 即对数型蠕变. 在这个温区内, 位错只能在它们的滑移面上滑移, 即位错只有一个自由度.

(3) 高温蠕变, 即回复蠕变, 包括瞬态 β 型蠕变和稳态蠕变. 这时, 位错的攀移得以通过原子扩散而进行. 也可以说, 位错的自由度增加到 2 个.

(4) 极高温下的蠕变, 又称扩散蠕变. 这种蠕变的特点是蠕变速率与应力的一次方成正比, 可以用空位的定向扩散来解释.

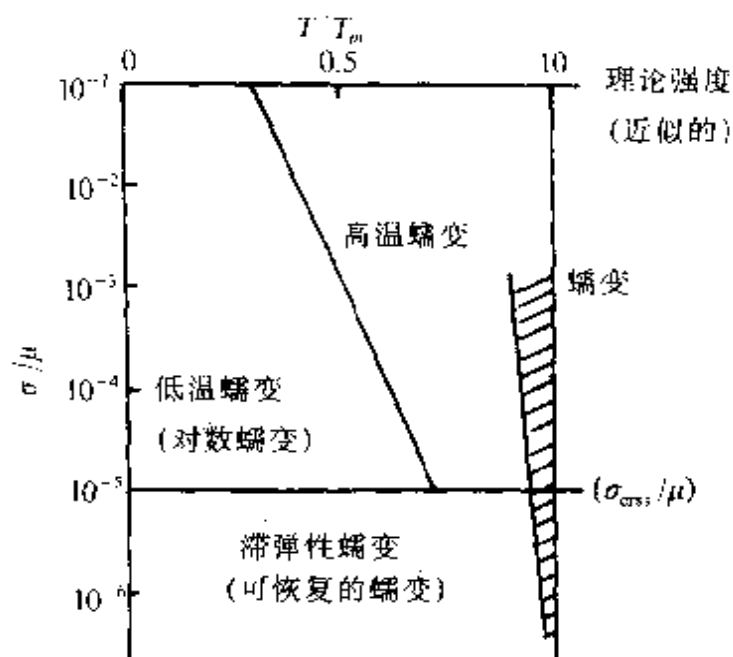


图 30.12 蠕变图^[10].

§ 30.8 蠕变过程中的结构变化

要了解蠕变过程的形变机制,必须对蠕变过程的结构变化进行研究.这里所说的蠕变过程中的结构变化,是指微观结构的组态变化,不涉及相变.最近几十年来在纯金属和合金中进行了大量金相、X 射线衍射和透射电镜观察,获得了比较清楚的图象.

上节所述蠕变图的 4 个区域中,滞弹性蠕变在应力撤除后可以完全恢复,不发生永久性的结构变化.极高温和低应力下的扩散蠕变,后面将要讲到它是由空位的定向扩散所引起,只能观察到晶粒形状伴随着试样伸长而发生的变化.低温蠕变的机制主要是位错的滑移,在蠕变过程中或蠕变后可以观察到位错滑移的痕迹和滑移带等.而高温蠕变过程中的结构变化,内容比较丰富,它包括位错滑移、亚结构的形成和晶界的滑动等.下面对高温蠕变过程中的形变机制和结构变化作一简略的概述.

(a) 滑移 金属在高温形变时有新的滑移面被激活.例如,铝在常温下的滑移面限于{111}面,而在高温下,则除去{111}面,滑

移还可以在 $\{100\}$ 和 $\{211\}$ 面上进行. 锌和镁在高温下除去基面滑移外, 还可发生非基面的滑移.

随着温度的升高或应力的降低, 滑移带变粗, 带间距增大. 在粗滑移带之间, 存在着光学显微镜观察不到的细滑移线. 但用电子显微镜可以分辨出这样的细滑移线. 此外, 随着温度的升高, 交滑移和形变带的形成倾向也增加.

(b) 亚结构的形成 亚结构的形成是高温蠕变过程中最显著的特征. 它在蠕变第 I 阶段末开始形成, 在第 II 阶段逐渐发展成为稳定的多边化结构.

多边化形成的亚晶界是二维的位错墙, 亚晶粒内运动的位错圈碰到位错墙即被吸收. 因此, 亚晶界两侧的取向差 θ 应随着蠕变的进行而增大. 实验测得^[15]

$$\theta \approx \epsilon, \quad (30.27)$$

式中 ϵ 是蠕变量, 这是符合上述机制的. 设亚晶粒的平均尺寸为 l , 每一个亚晶粒内有 n 个位错圈扫过面积 l^2 (亚晶粒的二维尺寸) 后并入亚晶界. 而单位体积中的亚晶粒数目是 l^{-3} . 因此, 应变为

$$\epsilon = (l^{-3} \cdot n) \cdot l^2 b = \frac{nb}{l}, \quad (30.28)$$

而亚晶界两侧的取向差为

$$\theta = \frac{nb}{l}. \quad (30.29)$$

比较(30.28)和(30.29)两式, 即得出式(30.27).

实验结果表明, 在蠕变第 I 阶段内, 亚晶粒内的位错密度不断增加, 这是位错增殖的结果. 在蠕变第 II 阶段内, 亚晶粒内的位错密度保持不变. 这是由于新增殖的位错, 通过滑移和攀移, 并入了亚晶界, 使亚晶粒内的位错密度保持不变. 而组成亚晶界的二维位错网中的位错密度, 则是不断增加的.

上述蠕变过程中的多边化, 在高层错能金属中(如 Al, α -Fe,

Ni), 由于交滑移和攀移比较容易, 形成的亚晶界比较清晰和完整. 而在低层错能金属中(如 Cu, Cu 合金, 奥氏体不锈钢), 由于交滑移和攀移比较困难, 形成的亚晶界就不很明确和完整. 这种情况与冷加工金属在退火时的回复很相似. 实际上, 高温蠕变(在回复温度下进行的蠕变)就是一种动态回复过程.

孔庆平等用透射电镜研究过一种简单镍基合金(Ni80Cr20)在高温下不同蠕变量以后的位错结构^[133~135]. 观察到蠕变第 I 阶段内的位错组态是均匀分布着的零散位错, 它们一般不处在滑移面上. 在蠕变第 I 阶段末和第 II 阶段内, 这些零散位错聚合成亚晶界, 形成了多边化结构. 根据对这些位错组态的分析, 他们指出: 在高温蠕变的第 I 和第 II 阶段内, 都有位错攀移的作用.

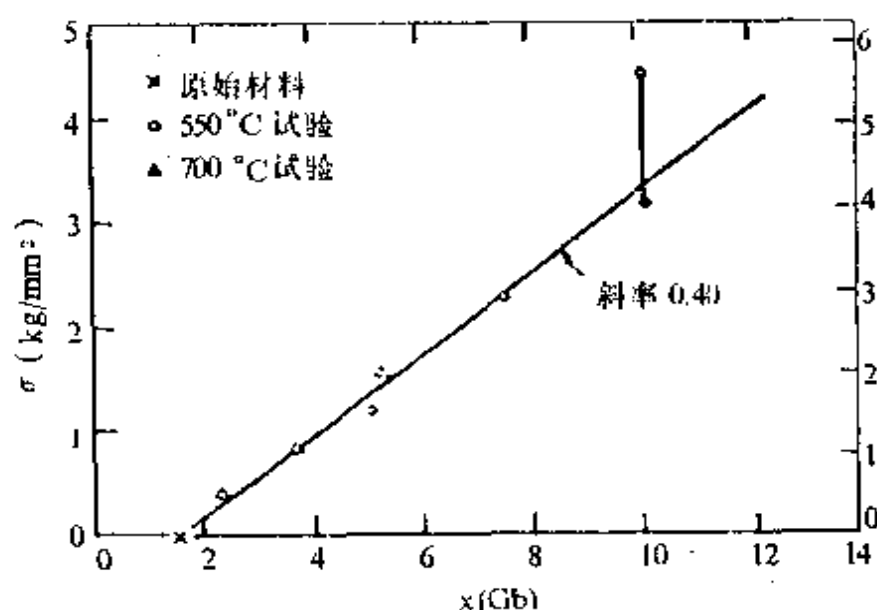


图 30.13 在 α 铁的蠕变第 I 阶段中外加应力与位错间距 x 的关系^[15].

图 30.13 示出在 α 铁的蠕变第 I 阶段中, 外加切应力 σ 与位错间距 x 成反比关系^[15]. 由于位错密度 $\rho \propto 1/x^2$, 因而这个结果说明蠕变应力 σ 与位错密度 ρ 的 $1/2$ 次方成正比关系. 这与加工硬化中流变应力和位错密度的关系相似. 由这个结果也可看出, 回复蠕变中的流变应力决定于亚晶粒内的位错密度, 而亚晶界中的位错对流变应力影响很小.

(c) 晶界的滑动和迁移 晶界的滑动是指相邻的两个晶粒沿着晶界面的相对运动. 晶界的迁移是指晶界沿着与晶界面接近垂直方向的移动. 晶界迁移是由于蠕变过程中晶粒内积蓄了畸变能, 晶界向着畸变能较高的一方移动. 显然, 晶界的滑动将引起试样的形变, 对蠕变的应变有贡献. 而晶界的迁移对蠕变的应变贡献很小, 但是由于它消除了晶界附近的畸变, 使晶内形变和晶界滑动得以进一步进行.

在较高温度的蠕变过程中, 晶界的滑动变得显著. 这时, 多晶材料的蠕变量 ϵ_t , 可以看成是两部分之和

$$\epsilon_t = \epsilon_g + \epsilon_b, \quad (30.30)$$

式中 ϵ_g 是晶粒内部引起的蠕变, ϵ_b 是晶界滑动引起的蠕变.

一些实验结果表明, 在单次蠕变试验过程中, ϵ_b/ϵ_t 的比例保持恒定. 即晶界滑动量随时间变化的曲线 (ϵ_b-t) 与整个试样的蠕变曲线 (ϵ_t-t) 形状相同. 这说明晶内的结晶学滑移与晶界滑动是相互制约的. 例如, 图 30.14 示出 Cu-0.37wt% Be 合金中晶界滑动量与试样总伸长之间的线性关系^[15].

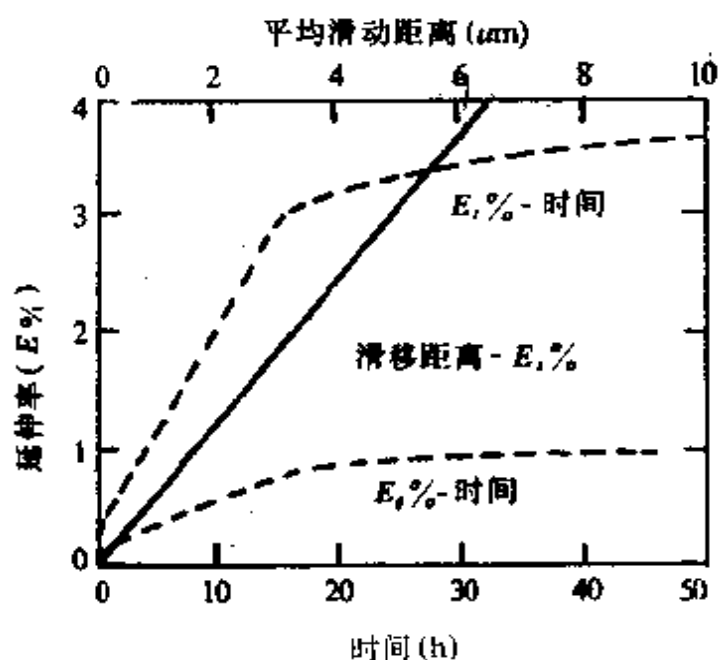


图 30.14 Cu-Be 合金中晶界滑动与总伸长之间的线性关系^[15].

在不同的蠕变实验条件下, ϵ_b/ϵ_t 可以有很大差别. 温度愈高, 应力愈小, 则 ϵ_b/ϵ_t 的比值愈大. ϵ_b/ϵ_t 的比值不仅与实验条件有关, 而且与材料本性有关. 不同金属和合金在不同实验条件下 ϵ_b/ϵ_t 的比值, 可以在 2.7%~93% 之间.

测量多晶试样中晶界滑动的方法有两种. 一种是在试样表面测量由于晶界滑动引起的台阶, 计算出晶界滑动量. 另一种是测量试样内部晶粒形状的改变. 由晶粒形状的改变, 计算出晶粒的形变. 再按式(30.30)由总蠕变量 ϵ_t 减去晶粒的蠕变量 ϵ_g , 即得出晶界滑动引起的蠕变量 ϵ_b .

§ 30.9 低温对数蠕变的理论^[136]

蠕变理论的任务在于通过原子尺度的微观模型推导出蠕变的实验规律. 本节和随后的几节将介绍目前比较成熟的几种蠕变理论.

在回复几乎不能进行的低温范围, 蠕变服从对数时间律[见式(30.18)], 即只出现蠕变速率递减的第 I 阶段, 而不出现第 II、III 阶段. 在此温度下位错不能攀移, 在一般应力下也不会发生交滑移. 假定在外加恒定应力作用下, 位错在滑移面上运动, 产生瞬时应变 ϵ_0 后, 遇到某种障碍而受阻. 有些障碍在热激活的帮助下是可以克服的(短程障碍), 于是位错可以继续滑移产生蠕变. 在纯金属中, 这种障碍主要是穿过滑移面的位错林. 由于形变的不断进行, 位错密度也不断增加, 造成硬化, 帮助位错越过障碍的有效应力不断减小. 因而使蠕变速率逐渐减小. 图 30.15 示出滑移位错通过位错林的情况^[136].

根据这一模型, 蠕变速率应为

$$\dot{\epsilon} = NAb\nu \cdot \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (30.31)$$

式中 N 是位错密度, A 是位错越过一次障碍后扫过的面积, b 是柏格斯矢量, ν 是位错线的振动频率, U 是在应力帮助下位错越过障

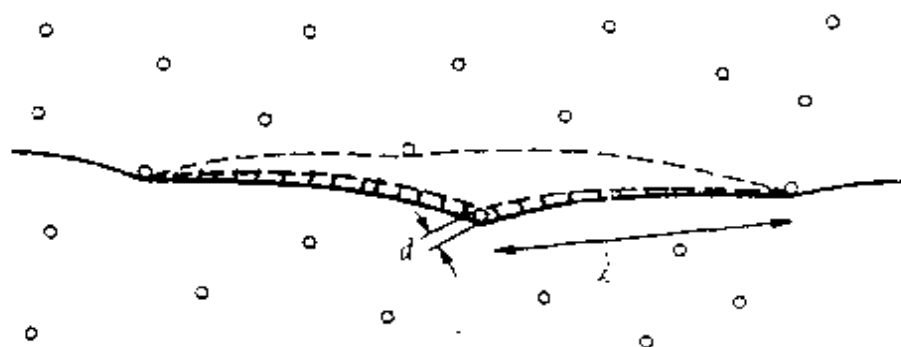


图 30.15 低温蠕变中滑移位错通过位错林的情况。

碍所需的激活能, k 是玻尔兹曼常量, T 是温度. 而

$$U = U_0 - \tau^* bdl = U_0 - \tau^* v, \quad (30.32)$$

式中 τ^* 是作用在位错上的有效应力, d 是林位错的直径, l 是林位错的间距, $v = bdl$ 是激活体积, U_0 是无应力时的激活能. 虽然外加应力 τ 是恒定的, 但由于加工硬化, 使有效应力随着应变 ϵ 的增加而减小, 即

$$\tau^* = \tau - \theta \epsilon, \quad (30.33)$$

式中 θ 是加工硬化系数.

将式(30.32)和式(30.33)代入式(30.31), 得

$$\dot{\epsilon} = NAbv \cdot \exp\left(-\frac{U_0 - \tau v - \theta v \epsilon}{kT}\right). \quad (30.34)$$

积分得

$$\epsilon = \epsilon_0 + a \log(at + 1), \quad (30.35)$$

式中

$$a = \frac{kT}{\theta v}, \quad (30.36)$$

$$a = \frac{\theta v}{kT} NAbv \cdot \exp\left(-\frac{U_0 - \tau v}{kT}\right). \quad (30.37)$$

式(30.35)就是前面的式(30.18). 系数 α 与温度的线性关系已为多晶铜的实验所证实.

§ 30.10 高温瞬态蠕变的理论^[9]

在回复蠕变的温度范围, 位错攀移能够以显著的速率进行. 在加载后的初期, 由位错的增殖、滑移和塞积引起硬化的速率, 大于由交滑移和攀移引起的回复软化的速率. 因而瞬态蠕变(即蠕变第1阶段)的速率逐渐减小, 形成了 β 蠕变.

莫特^[9]用位错攀移模型解释了 β 蠕变的时间律[见式(30.19)]. 设想在施加外力 σ 后, 产生瞬时应变 ϵ_0 . 此时材料处在图 30.16 所示曲线上的 P 点. 要使材料进一步变形, 必须增加应力 $\Delta\sigma = \theta\epsilon$ (θ 是应力-应变曲线上 P 点附近的斜率).

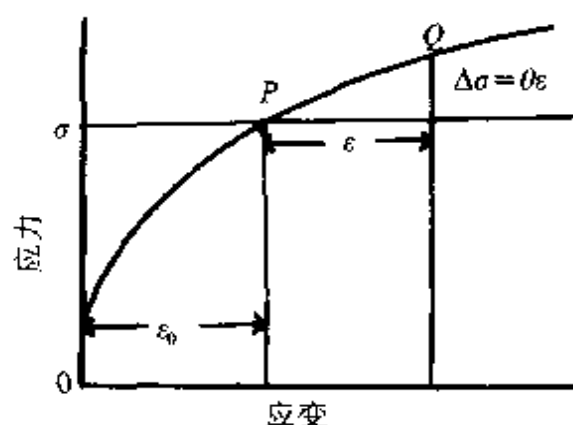


图 30.16 高温瞬态蠕变阶段中的应力-应变曲线.

如果塞积群中的位错发生了攀移, 将使邻近的位错源处的应力发生变化. 设每次攀移引起的应力变化为 σ_1 . 它的符号可正可负. 如与外应力 σ 同号, 则可使位错源继续开动, 产生形变. 根据经典概率理论, 经过 n^2 次攀移后, 位错源处的应力变化为 $n\sigma_1$. 当 $n\sigma_1$ 达到或超过由于硬化所需增加的应力 $\Delta\sigma$ 时(见图 30.16), 形变得以

继续进行, 因而

$$n\sigma_1 = \Delta\sigma = \theta\epsilon. \quad (30.38)$$

设每次攀移所需的时间为 τ , 则发生 n^2 次攀移所需时间为 $n^2\tau$. 在此过程中, 每个位错滑移的平均距离为 L . 因而位错运动的平均速率 $v = L/n^2\tau$. 设可动位错密度为 ρ , 则蠕变速率为

$$\dot{\epsilon} = \rho v b = \frac{\rho L b}{n^2 \tau} \quad (30.39)$$

将式(30.38)代入式(30.39),得

$$\dot{\epsilon} = \frac{\rho L b}{\tau} \left(\frac{\sigma_1}{\theta \epsilon} \right)^2 \quad (30.40)$$

积分式(30.40)得

$$\epsilon = \epsilon_0 + \beta t^{1/3}, \quad (30.41)$$

这就是 β 蠕变经验公式(30.19)。

§ 30.11 高温稳态蠕变的理论^[10]

回复蠕变的第Ⅱ阶段,通常称为稳态蠕变阶段.在此阶段,形变硬化和回复软化保持动态平衡,从而使蠕变速率保持恒定.威尔特曼(Weertman, J.)用位错攀移模型推导出了稳态蠕变速率的表达式^[10].其基本概念是:位错的滑移产生形变.当滑移遇到障碍时,位错的交滑移和攀移克服了滑移的障碍,使形变能够继续进行.由于攀移比交滑移慢,因此,控制形变速率的过程是攀移.

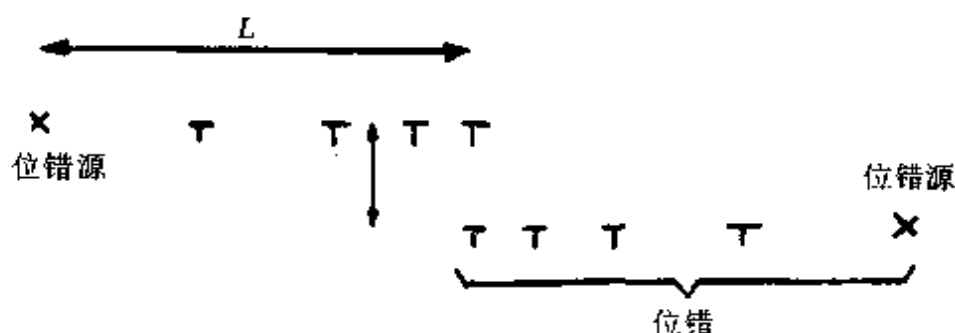


图 30.17 稳态蠕变中位错攀移的一种模型。

图 30.17 示出平行的两个滑移面上的位错源(用×表示),它们在应力的作用下发出位错并产生形变.由于位错间的相互作用,使滑移发生障碍.在高温下,异号刃型位错可以通过攀移而相消,使形变得以继续进行.位错运动的平均速率 v 受攀移速率 v_c 控

制,二者的关系为

$$v = \frac{v_c L}{h}, \quad (30.42)$$

h 是攀移高度, L 是位错滑移的平均距离. 于是, 稳态蠕变速率为

$$\dot{\epsilon} = \rho v b = \rho v_c L b / h, \quad (30.43)$$

式中 ρ 是可动位错密度.

位错攀移要通过吸收空位或放出空位来实现. 设 c_0 是没有外加应力时空位的热平衡浓度. 有外加应力时, 应力在形成空位时所做的功为 σb^3 . 于是, 放出空位的位错和吸收空位的位错附近(在离位错中心 r_0 的范围内)的空位浓度分别为

$$c_e = c_0 \exp(\pm \sigma b^3 / kT). \quad (30.44)$$

而在距离位错 r_1 处, 空位浓度为 c_0 . 在距离位错 r 处 ($r_0 < r < r_1$) 的空位浓度可设为

$$c = c_0 + (c_e - c_0) \frac{\log(r_1/r)}{\log(r_1/r_0)}. \quad (30.45)$$

于是, 空位浓度梯度为

$$\frac{dc}{dr} = \frac{1}{r} \cdot \frac{c_e - c_0}{\log(r_1/r_0)}. \quad (30.46)$$

对于单位长度的位错线, 在单位时间内向位错流入(或流出)的空位数是

$$J = 2\pi r D_v \cdot \frac{dc}{dr} = 2\pi D_v \cdot \frac{c_e - c_0}{\log(r_1/r_0)}, \quad (30.47)$$

D_v 是空位扩散系数. 向长度 b 的位错段流入一个空位使这位错段攀移高度 b , 故攀移速率为

$$v_c = 2\pi b^2 D_v \frac{c_e - c_0}{\log(r_1/r_0)} \approx b^2 D_v (c_e - c_0), \quad (30.48)$$

式中 $\log(r_1/r_0)$ 大约与 2π 相当, 可以相消. 又

$$D_v c_0 = D, \quad (30.49)$$

D 是自扩散系数. 故位错攀移速率为

$$v_c = b^2 D_v c_0 \left[\exp\left(\frac{\sigma b^3}{kT}\right) - 1 \right] \approx \frac{\sigma b^5 D}{kT}. \quad (30.50)$$

将式(30.50)代入式(30.43)得

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma b^6}{kT} \cdot \frac{\rho L D}{h}. \quad (30.51)$$

在式(30.51)中, 位错密度 ρ 与应力 σ 的平方成正比 [$\rho = (2\pi\sigma/\mu b)^2$]. 攀移高度 h 与 σ 成反比 [$\sigma = \mu b/8\pi(1-\nu)h$]. 关于位错滑移距离 L 与应力 σ 的关系, 尚无定论. 威尔特曼^[137]新近在一篇文章中指出, 一个位错圈的刃型位错段的滑移距离 L_c 受胞尺寸限制; 而其螺型位错段由于能够交滑移, 它的滑移距离 L_s 可以大于胞尺寸. 他认为应力愈大, 螺型位错段能够通过晶胞愈多, 从而得出 $L_s \propto \sigma$. 这样, 由式(30.51)便可得出

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \frac{\sigma^m}{kT} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right). \quad (30.52)$$

式中 A 是材料常数, 应力指数 $m=5$, Q 是自扩散激活能. 这实际上就是前面的式(30.21). 这个关系式与很多纯金属的实验结果相符, 应力指数 m 的实验值在 4~5 之间.

在稳态蠕变理论中, 除去上述的位错攀移模型外, 还有螺型位错带割阶滑移的模型^[138]. 螺型位错滑移时, 必须带着它的割阶作攀移运动. 割阶的攀移将控制位错滑移的速率. 仿上面的步骤, 也可以推导出式(30.52).

很多固溶合金的稳态蠕变也服从式(30.52), 不过实验观测到的应力指数 $m=3$. 这可以用位错拖着溶质原子气团运动的模型来解释^[10]. 根据这个模型, 位错作粘滞性运动的速率为

$$v = \sigma b / A, \quad (30.53)$$

A 是依赖于温度的常数. 稳态蠕变速率为

$$\dot{\epsilon} = \rho v b. \quad (30.54)$$

而 $\rho = (2\pi\sigma/\mu b)^2$, μ 是切变模量. 因而

$$\dot{\epsilon} = \frac{4\pi^2\sigma^3}{A\mu^2}. \quad (30.55)$$

§ 30.12 扩散蠕变的理论

在高温低应力下, 或者在位错能动性很差的情况下, 空位的定向扩散将成为蠕变的主要机制. 这一机制由纳巴罗和赫润提出^[11,12]. 其基本思想是: 相对于外加拉应力不同取向的晶界, 其空位平衡浓度不同, 因而形成了通过晶粒内部空位流动. 物质流动的方向与空位流动方向相反, 其结果就产生了沿拉应力方向的应变.

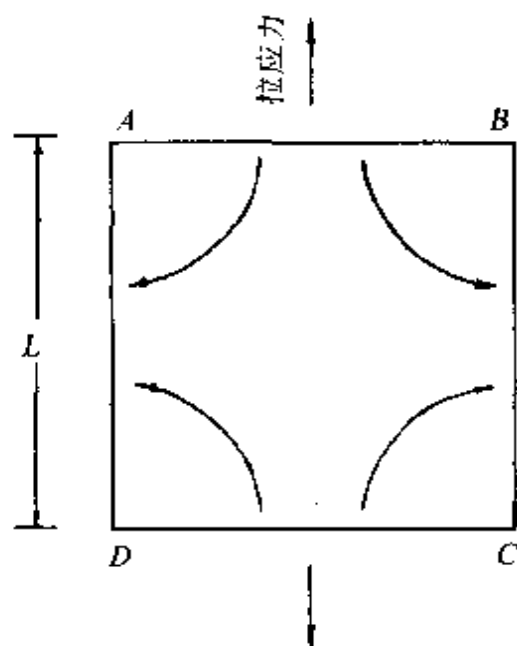


图 30.18 晶粒 ABCD 内应力感生的空位定向扩散.

图 30.18 示出晶粒的一个正方形截面 ABCD, 边长为 L . 在垂直于拉应力的晶界 AB 和 CD 上, 每个空位的形成能由于外力做功可减少 σb^3 . 因而这里的空位浓度 c 比无外力时的平衡浓度 c_0 要大. 当应力不大时, 有

$$c - c_0 = c_0 \cdot \frac{\sigma b^3}{kT}. \quad (30.56)$$

而在 AD 和 BC 晶界上, 因受压应力, 空位的形成要增加能量. 故空位浓度比平衡浓度低相同的数值. 由此在晶内造成空位浓度梯度, 导

致空位扩散. 物质流动方向与图中空位流动方向相反, 从而使晶粒沿拉伸方向伸长.

空位扩散的平均距离为 $L/2$, 故空位浓度梯度为

$$\frac{dc}{dx} = \frac{2c_0\sigma b^3}{LkT}. \quad (30.57)$$

单位时间内每单位面积晶界流出(或流入)的空位流量(单位取为每秒内空位流量的体积)为

$$J = D_v \frac{dc}{dx} = \frac{2\sigma b^3 D}{LkT}, \quad (30.58)$$

这也就是每秒内单位面积的横向晶界流出空位(即流入原子)所占的高度. 因此, 蠕变速率为

$$\dot{\epsilon} = \frac{J}{L} = \frac{\alpha \sigma b^3 D}{L^2 kT}, \quad (30.59)$$

式中 α 是常数, 数量级为 1.

式(30.59)说明, 扩散蠕变的速率与应力的一次方成正比, 与晶粒尺寸的平方成反比, 其激活能与体扩散激活能相同. 银、金、铜和铜铈合金的高温低应力蠕变, 以及位错能动性很低的以氧化铝和氧化铍为基的陶瓷材料的蠕变, 都曾观察到这样的规律.

式(30.59)中蠕变速率对晶粒尺寸 L 的依赖关系, 是假定只有晶界放出和吸收空位时才能成立, 例如, 无位错的晶体, 或者位错扩展得很宽的低层错能晶体的情况. 而高层错能晶体中的不扩展位错可以放出和吸收空位. 因此, 多边化墙或孤立位错都可作为空位的源头(source)和归宿(sink). 这时, 式(30.59)中的 L 就代表多边化尺寸或位错间距. 因此单晶中也可观察到这种蠕变.

在上述的扩散蠕变机制中, 假定空位在晶粒内作定向扩散, 形变速率受体扩散控制. 科贝尔(Coble, R. L.)指出^[139], 空位沿着晶界的扩散也可以产生蠕变. 他假定晶粒是球形的. 在拉伸应力作用下, 晶界球面的极点与赤道处的空位浓度将有差异. 此浓度差导致空位由极点向赤道沿着晶界面扩散, 这样便可导出

$$\dot{\epsilon} = \frac{\alpha \sigma b^3 \delta D_b}{L^3 k T}, \quad (30.60)$$

这里的 D_b 是晶界扩散系数, δ 是晶界厚度, $\dot{\epsilon}$ 与晶粒尺寸的三次方成反比.

§ 30.13 蠕变断裂

(a) 等强温度的概念^[129] 由于蠕变而导致的断裂, 称为蠕变断裂. 多晶金属材料在较低温度下一般发生穿晶断裂 (transgranular fracture), 而在较高温度下一般发生晶间断裂 (intergranular fracture, 或称沿晶断裂). 为了解释这种现象, 早在本世纪 20 年代就有人提出了“等强温度” (equicohesive temperature) 的概念. 这一概念至今仍被广泛引用.

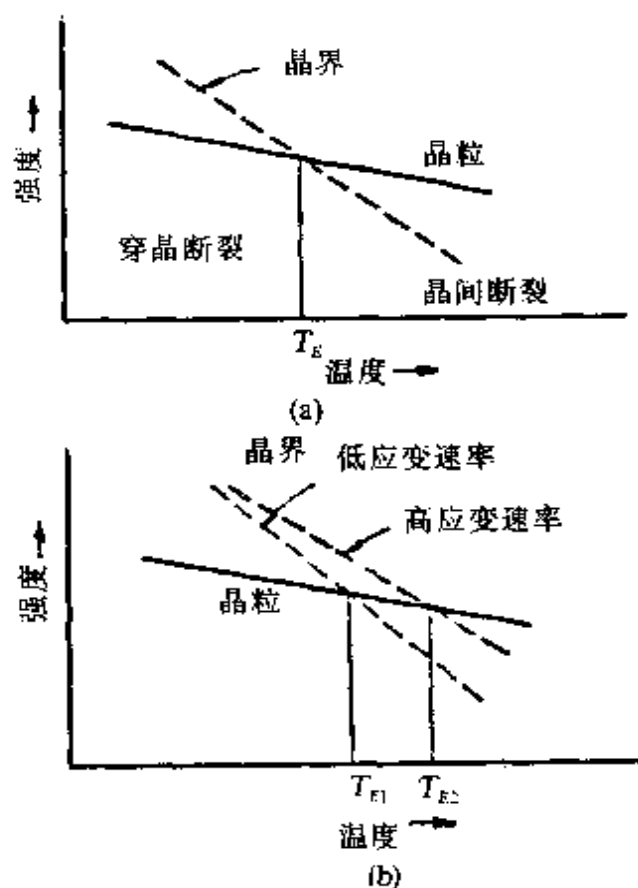


图 30.19 等强温度示意图.

图 30.19 示出的是等强温度的示意图. 图中的实线表示晶粒强度随温度的变化, 虚线表示晶界强度随温度的变化. 由于晶界的粘滞性质, 晶界强度变化的斜率大于晶粒强度变化的斜率. 两线交点处的温度 T_E , 称为等强温度, 如图 30.19(a) 所示. 这时晶界强度等于晶粒强度. 在此温度以下, 晶界强度高于晶粒强度, 因而发生穿晶断裂. 在此温度以上, 晶界强度低于晶粒强度, 因而发生晶间断裂. 等强温度并不是固定不变的, 它受形变速率(或试验应力)的影响. 相对于晶粒而言, 晶界强度对形变速率的敏感性要大得多. 因此, 等强温度随形变速率的增加而升高, 如图 30.19(b) 所示由 T_{E1} 升高到 T_{E2} . 当晶粒度增大时, 单位体积中的晶界总面积减小, 故在 T_E 以上粗晶材料的强度比细晶的高. 而在 T_E 以下则相反, 细晶材料的强度较高.

(b) 晶间断裂的机制^[129] 晶间断裂是高温蠕变条件下最普遍的断裂方式, 它也是高温部件中最常出现的问题. 由于试验条件的不同, 晶间断裂又有两种不同的断裂形貌.

(1) 楔形裂纹 (wedge-shape crack) 在较高应力和较低温度下, 裂纹一般形成在三晶交界处, 并且倾向于沿着垂直于外力的晶界而发展. 这种裂纹显然是由于晶界滑动在晶角造成应力集中所致. 图 30.20 示出由晶界滑动的几种方式产生的晶角裂纹. 这种由晶界滑动造成的应力集中, 若能被晶内协调形变或晶界迁移使畸变回复的方式所松弛, 则裂纹就不易形成. 高纯铝在高

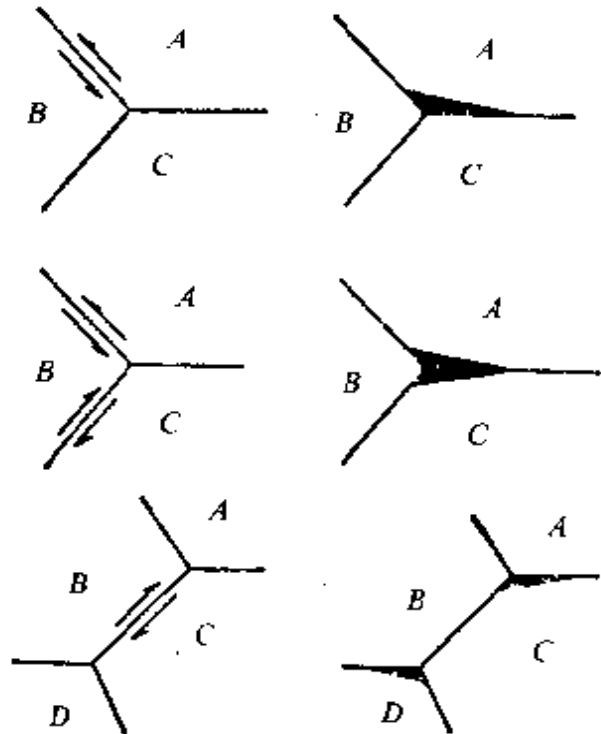


图 30.20 晶界滑动在三晶交界处形成裂纹的示意图^[146].

温蠕变时不易发生晶间断裂,就是因为晶内形变协调得比较好^[14c].

(2) 圆形空洞(round-shape cavity) 在较低应力和较高温度下,裂纹以圆形或椭圆形的空洞出现.它们并不择优于晶角形成,而是分散在晶界各处,一般择优于垂直拉伸轴方向的晶界上或晶界滑动较显著的晶界上.随着蠕变的进行,这些空洞长大、合并,最后导致断裂.空洞的成核有两种可能的机制.一种观点认为,由于过饱和空位在晶界上的凝聚所引起.另一种观点认为,由于晶界滑动在晶界台阶或第二相粒子处受阻,产生应力集中所引起.这两种机制中那一种起主导作用,尚无定论,可能视材料和试验条件而定.

梅克林(Mclean D.)估算了空洞成核得以发展的临界尺寸^[15].设球形空洞的半径为 r ,表面能为 γ ,则产生一空洞所需的能量为

$$W = 4\pi r^2 \gamma - \frac{4}{3}\pi r^3 F, \quad (30.61)$$

式中 F 是沉淀单位体积的空位后自由能的减少.如果过饱和空位是由垂直于横晶界的拉伸应力 σ 所造成,则按式(30.56)有

$$F = \frac{kT}{b^3} \log \frac{c}{c_0}, \quad (30.62)$$

c 和 c_0 分别是过饱和的和平衡的空位浓度. F (单位体积的自由能)与应力 σ (单位面积上的力)数值相等,量纲相同.由 W 为极小的条件,即可求出临界空洞半径为

$$r \geq \frac{2\gamma}{\sigma}. \quad (30.63)$$

上式说明拉伸应力愈大,裂纹或空洞的稳定尺寸愈小,即愈容易开裂.如果有其它原因产生过饱和空位,例如辐照,则按式(30.62)和式(30.63),临界尺寸也可以减小.此外,减少空洞的表面能,例如将铈加入到铜中,也减小空洞的临界尺寸,促使蠕变断裂.

(c) 对等强温度概念的进一步研究 孔庆平等^[141~145]研究了纯 Al 和纯 Cu 蠕变过程中晶界内耗峰和晶界区域显微硬度的变化. 观察到在断裂类型不同时发生了不同的变化. 所研究的晶界内耗峰的弛豫参量是: (1) 内耗峰高度; (2) 模量弛豫强度; (3) 内耗峰温度; (4) 激活能. 这四种弛豫参量在晶间型断裂的蠕变过程中, 与蠕变前的相比, 变化都不大. 而在穿晶型断裂的蠕变过程中, 峰高和模量弛豫强度显著降低, 峰温和激活能显著增高. 混合型断裂的情况介于二者之间. 根据晶界内耗的机制, 峰高和弛豫强度的降低表示晶界滑动产生的应变减小; 激活能和峰温的增高, 则从原子尺度上表示晶界滑动比较困难. 因而晶间型、混合型和穿晶型断裂的蠕变过程中晶界强度的变化, 可分别用图 30.21 中曲线 1, 2, 3 表示. 图中由滞弹性测量所推论的晶界强度变化, 已由蠕变过程中晶界附近区域的显微硬度测量所证实.

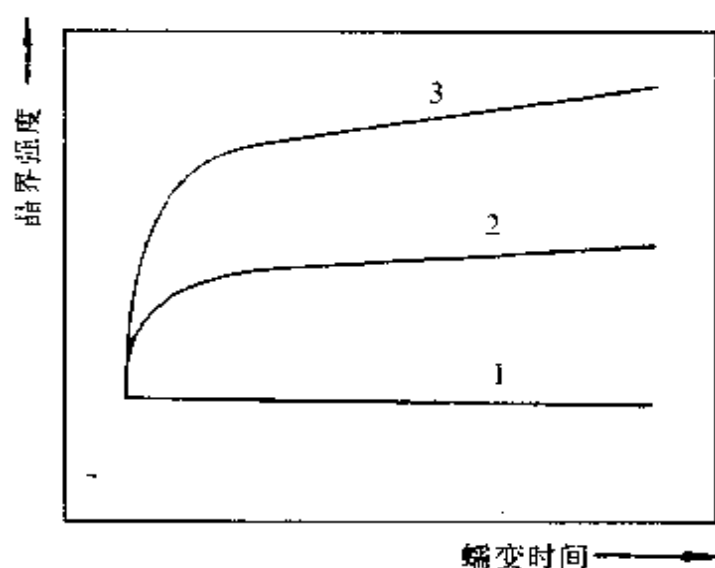


图 30.21 蠕变过程中晶界强度变化的示意图
(1:晶间断裂, 2:混合型断裂, 3:穿晶断裂).

传统的等强温度概念, 只考虑了试验温度和形变速率(或试验应力)对晶界强度的影响, 而没有考虑到在力学试验过程中晶界强度的可能变化, 以及这种变化对断裂类型的影响. 图 30.21 表明, 晶界强度在蠕变过程中是变化着的; 并且在不同试验条件下发生

的不同变化与最终的断裂类型有关. 即晶界显著强化时发生穿晶断裂, 晶界不发生强化时发生晶间断裂. 这对于传统的等强温度的概念, 是一个修正和补充.

§ 30.14 层错能与稳态蠕变速率的关系

层错能对材料的力学性质有重要的影响. 对于不同层错能的材料, 层错能 γ 与稳态蠕变速率 $\dot{\epsilon}$ 之间有以下经验关系^[146, 147]:

$$\dot{\epsilon} \propto \left(\frac{\gamma}{\mu b} \right)^m, \quad (30.64)$$

式中 μ 是切变模量, b 是柏格斯矢量的大小; m 是指数, 实验值在 2~4 之间, 多数情况下约等于 3. 这个关系式有重要的实际意义, 它指出降低材料的层错能是使蠕变速率减小的一个有效途径.

位错宽度 d 与层错能 γ 成反比, 对于刃型位错, 二者之间有如下关系(参见本书第一卷式(7.223)):

$$d = \left(\frac{\mu b}{\gamma} \right) \frac{(2 + \nu)b}{24\pi(1 - \nu)}, \quad (30.65)$$

式中 ν 是泊松比.

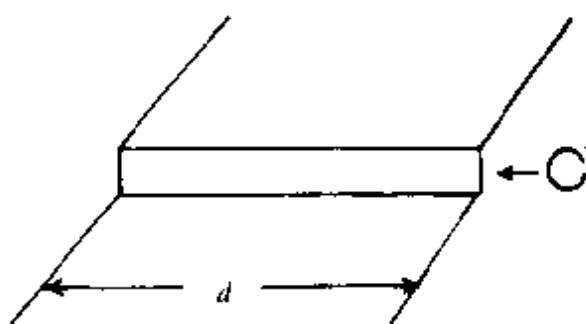


图 30.22 一个扩展位错上的扩展割阶.

为了从微观机制上阐明式(30.64)的本质, 80 年代以来, 人们对高温蠕变中扩展位错的攀移过程进行了分析. 在位错不扩展时(即层错能很高时), 割阶处吸收一个空位或原子, 就使割阶沿着位错线移动一个原子间距, 从而使位错逐步攀移. 而在扩展位错

(层错能较低)的情况下, 攀移过程就不这么简单, 图 30.22 表示一个扩展位错上的扩展割阶吸收一个空位或原子的情况.

阿刚(Argon A. S.)等^[148~150]认为在扩展割阶的两端各存在

一个“部分空位”(partial vacancy). 这两个部分空位通过沿割阶线的随机运动聚合成一个全空位. 这个全空位通过扩散离开割阶, 使得扩展割阶沿位错线移动一个原子间距. 部分空位聚合所需的时间与层错宽度有关, 从而得出位错攀移速率 $\dot{\epsilon}$ 正比于 $(\gamma/\mu b)^2$.

孔庆平及其合作者^[151~156]对高温蠕变中扩展位错的攀移过程做了较仔细的分析. 他们分析了攀移过程的两种可能机制: 一种是扩展割阶发生束集的情况, 另一种是不发生束集的情况.

对于扩展割阶发生束集的情况, 他们通过计算指出, 扩展割阶的束集在外加蠕变应力下是难以实现的, 而需要依靠热激活实现. 他们推导出扩展割阶的束集能 U_c 与割阶平衡宽度 d 之间的关系是

$$U_c = ab[\ln(d/b) - 1], \quad (30.66)$$

式中 a 是一个常数. 由此得出扩展割阶束集的概率 P 与层错能 γ 之间的关系

$$P = A(\gamma/\mu b)^\beta, \quad (30.67)$$

式中 A 是一个常数, β 是一个与材料常数和实验温度有关的一个常数. β 的数值对于大多数 fcc 金属和通常的蠕变实验温度 (在 $0.5T_m$ 附近) 约等于 3. 假定扩展割阶束集后沿位错线的运动导致扩展位错的逐步攀移, 并且稳态蠕变速率受位错攀移速率控制, 这样便可得出稳态蠕变速率 $\dot{\epsilon}$ 与层错能 γ 之间的关系为

$$\dot{\epsilon} \propto \left(\frac{\gamma}{\mu b} \right)^\beta. \quad (30.68)$$

上式与经验关系式 (30.64) 相符, 从而解释了实验规律, 并且说明了指数 β 在多数情况下约等于 3, 但可在 2~4 之间变动的原因.

对于扩展割阶不束集时的攀移过程, 他们认为可由以下两个连续的步骤来实现: (1) 扩展割阶端部吸收一个空位或原子; (2) 吸收的空位或原子在应力帮助下从割阶一端扩散到另一端, 使割阶线上的原子列逐个改变了堆垛位置. 这样, 扩展割阶就沿位错线