



上海交通大学  
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

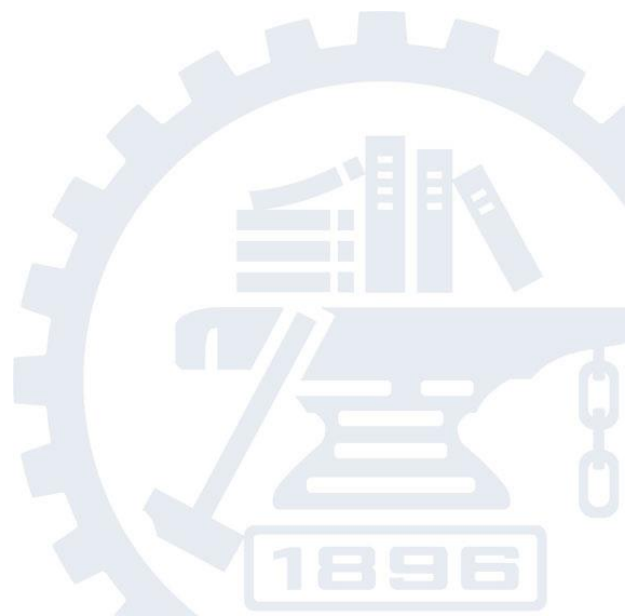


# 晶体塑性变形

沈耀

材料科学与工程学院

2021年11月2日





# 内容

晶体的塑性变形机制	单晶的塑性变形机制：滑移和孪晶
	多晶的塑性变形机制：晶界与晶粒变形协调
宏观屈服现象	Cottrell气团钉扎、位错动力学理论
	应力-应变曲线的解析式
均匀塑性流变	位错的阻力来源与流变的热激活机制
实际金属晶体的塑性变形	FCC、HCP和BCC的塑性变形
	多晶的晶界强化与变形均匀性
	固溶体的临界分切应力
	聚合型与弥散型两相合金的塑性变形
	金属间化合物的反常强化和塑性差的原因
塑性变形的多尺度特征	不同尺度下的塑性变形特征及其影响因素



# 塑性变形机制

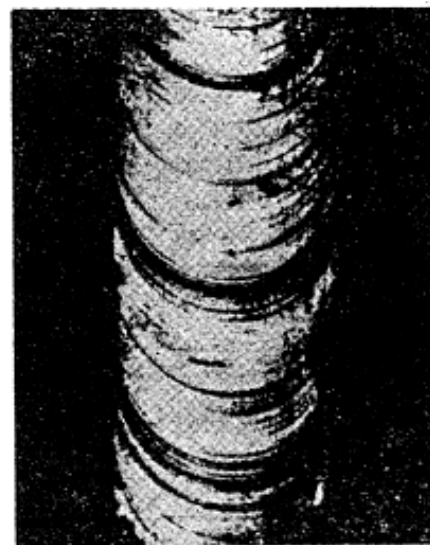
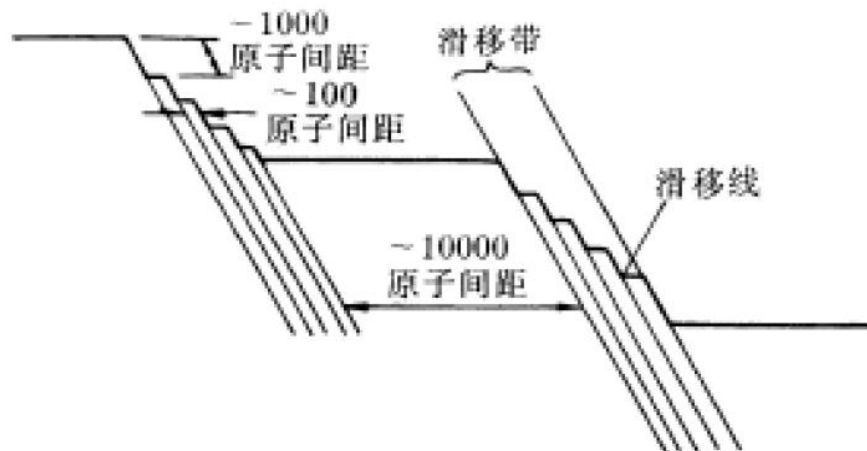
- ① 应力超过弹性极限, 材料发生塑性变形, 即产生不可逆的永久变形。
- ② 材料主要通过滑移、孪生和相变三种方式进行塑性变形。相变可以引起晶粒体积和形状改变, 使材料宏观变形出塑性变形, 在本章中不作介绍, 重点介绍滑移和孪生两种与位错相关的机制。



# 塑性变形机制

## 单晶的塑性变形——滑移

- 滑移线与滑移带：单晶体金属棒通过拉伸发生塑性变形后，滑移面与表面的交线称为滑移线。这些平行的滑移线组成了滑移带，宏观表现为金属表面出现的台阶；
- 位错在特定晶面上运动，造成特定方向的晶体滑移，这些晶面和晶向分别称为“滑移面”和“滑移方向”，一个滑移面与其上的一个滑移方向组成一个滑移系。





# 塑性变形机制

表 3-1 各种晶体的滑移系统和临界分切应力

晶体结构	金属	滑移面	滑移方向	临界分切应力/ $\text{MN/m}^2$
FCC	Ag	$\{111\}$	$\langle 110 \rangle$	0.37
	Al	$\{111\}$	$\langle 110 \rangle$	0.79
	Cu	$\{111\}$	$\langle 110 \rangle$	0.98
	Ni	$\{111\}$	$\langle 110 \rangle$	5.68
CPH	Mg	$(0001)$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	0.39~0.50
		$\{10\bar{1}0\}$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	40.7
	Be	$\{0001\}$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	1.38
		$\{10\bar{1}0\}$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	52.4
	Co	$\{0001\}$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	0.64~0.69
	Ti	$\{10\bar{1}0\}$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	12.8
	Zr	$\{10\bar{1}0\}$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	0.64~0.69
BCC	Fe	$\{110\}\{112\}\{123\}$	$\langle 111 \rangle$	27.6
	Mo	$\{110\}\{112\}\{123\}$	$\langle 111 \rangle$	96.5
	Nb	$\{110\}$	$\langle 111 \rangle$	33.8
	Ta	$\{110\}$	$\langle 111 \rangle$	41.4

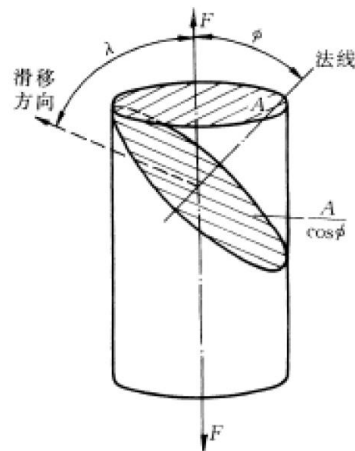


# 塑性变形机制

## 单晶的塑性变形——滑移

- 当外力在某一滑移系中的分切应力达到一定临界值时, 该滑移系首先发生滑移, 该分切应力称为滑移的**临界分切应力**;
- Schmid定律: 设有一截面积为 $A$ 的圆柱形单晶体受轴向拉力 $F$ 的作用,  $\phi$ 为滑移面法线与外力 $F$ 中心轴的夹角,  $\lambda$ 为滑移方向与外力 $F$ 的夹角, 则 $F$ 在滑移方向的分力为 $F\cos\lambda$ , 而滑移面的面积为 $A/\cos\phi$ , 于是, 外力在该滑移面沿滑移方向的分切应力 $\tau$ 为:

$$\tau = \frac{F}{A} \cos\phi \cos\lambda$$





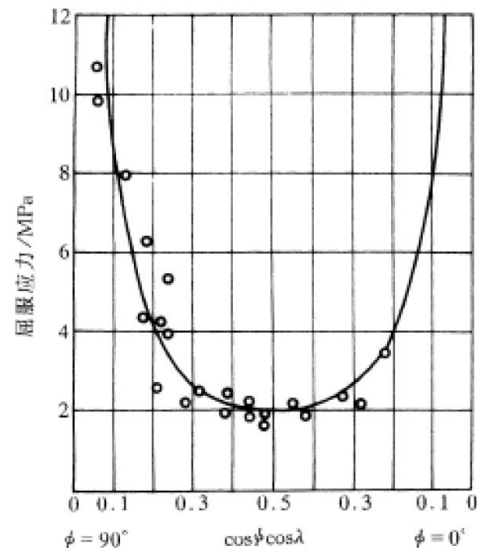
# 塑性变形机制

## 单晶的塑性变形——滑移

- 外力在该滑移面沿滑移方向的分切应力 $\tau$ 为：

$$\tau = \frac{F}{A} \cos\phi \cos\lambda$$

其中 $\sigma = \frac{F}{A}$ 为拉伸应力， $\mu = \cos\phi \cos\lambda$ 为Schmid因子。

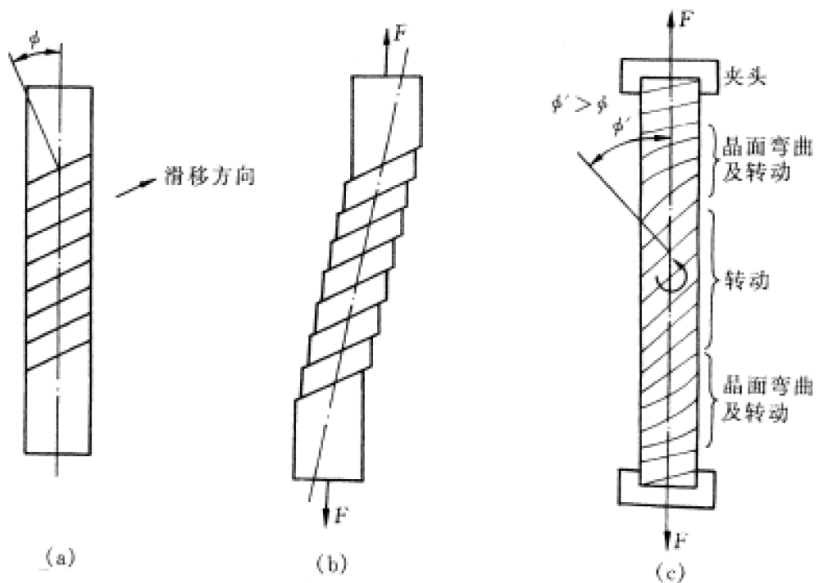


- ① 当 $\tau = \sigma\mu = \tau_s$ 时，滑移系可以开动， $\tau_s$ 称为临界分切应力。
- ② 对于单晶中的多个滑移系， $\sigma$ 相同，Schmid因子 $\mu$ 越大越容易达到 $\tau_s$ ，因此Schmid因子 $\mu$ 是区分滑移系开动难易的参数。
- ③ 不同取向的单晶 Schmid 因子也不同，导致起始屈服强度的差异。
- ④ 取向因子大的为软取向，而取向因子小的叫做硬取向。

# 塑性变形机制

## 单晶的塑性变形——滑移

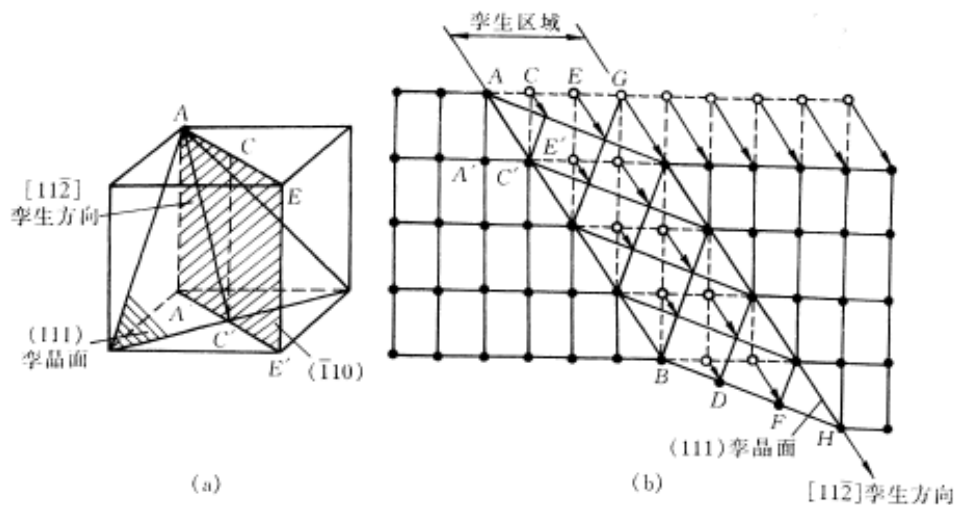
- 滑移时晶面的转动：晶体发生滑移时会导致轴线的偏移，因为端头部位的限制，需要通过晶面的旋转来保持轴线位置不变；
- 晶面转动改变了滑移系的Schmid因子，使一开始难以启动的滑移系转变为软取向。





## ④ 单晶的塑性变形——孪生

- 滑移难以发生的晶体中，孪晶面沿着孪晶方向发生均匀切变，分界面为孪晶界；
- 孪晶的形成：机械孪晶、生长孪晶和退火孪晶。



- ① 孪生所需的临界分切应力比滑移大得多；
- ② 孪晶是一种均匀切变，切变区内与孪晶面平行的每一层原子面均相对于其毗邻晶面沿孪生方向位移了一定的距离，且每一层原子相对于孪生面的移动量跟它与孪生面的距离成正比；
- ③ 孪晶的两部分晶体形成镜面对称的位向关系。

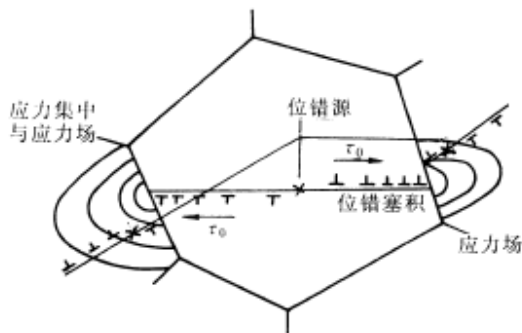


# 塑性变形机制



## 多晶的塑性变形

- 由于相邻晶粒之间取向不同，以及晶界的存在，因而多晶体的变形既需克服晶界的阻碍，又要求各晶粒的变形相互协调与配合。
- 晶粒取向的影响：不同晶粒Schmid因子不同，滑移难度不同，变形量大小和方位（应变张量）也不同。为了维持塑性变形的协调性，需要每个晶粒都具备可以实现任意变形以适应周围不同晶粒的不同变形。理论分析指出，多晶体塑性变形时要求每个晶粒至少能在5个独立的滑移系上进行滑移以实现任意的变形能力。
- 晶界的影响：晶界对位错滑移的阻碍作用，导致晶粒内与晶界处变形不均匀。



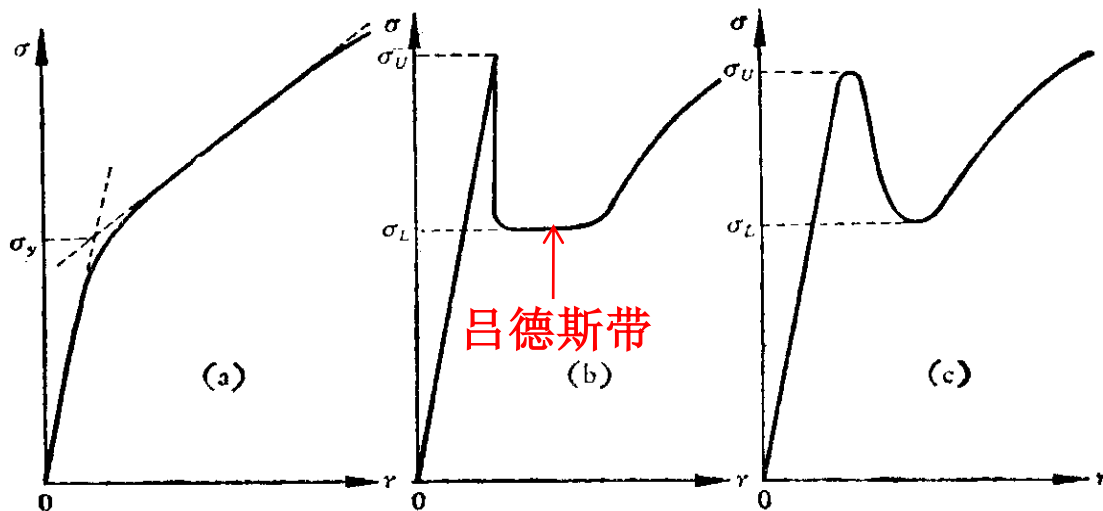


# 宏观屈服

fcc金属及多  
数有色金属

工业纯铁  
和低碳钢

bcc金属单晶  
和半导体晶体



(a)连续过渡屈服

(b)非均匀屈服

(c)均匀屈服

## 拉伸曲线中的三种典型屈服现象

对于应力应变曲线上出现的上下屈服点和平台，可以从位错理论的角度进行解释。

# 宏观屈服的位错理论

## ● Cottrell气团“钉扎”理论

- 溶质原子（如碳、氮等）由于与位错发生弹性交互作用，使得它们倾向于扩散到位错线附近，形成**偏聚**“气团”，从而**钉扎**位错。
- 位错要在更大的应力下才能挣脱溶质原子的“钉扎”滑移，这就形成了**上屈服点**。而一旦“**脱钉**”后，位错运动比较容易，因此应力有降落，出现**下屈服点**和**平台**。
- 钉扎对于溶质原子浓度十分敏感。约为0.001%的溶质原子含量，就可出现这种现象。

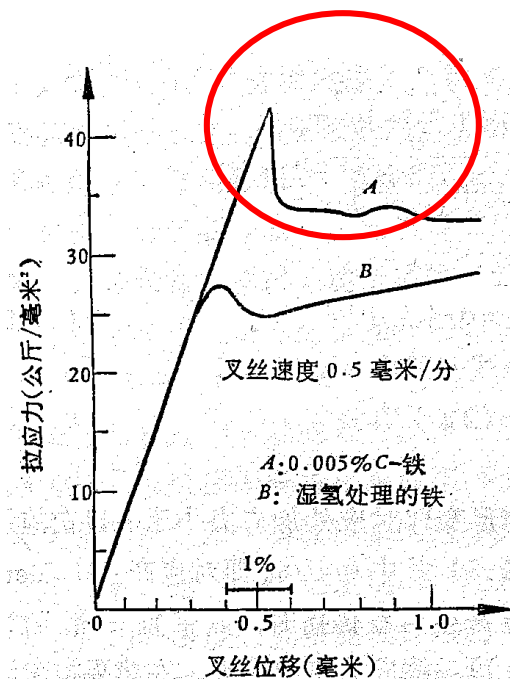


图11.5 含0.005% C (重量) 的铁和湿氢处理后在-78°C时的应力-应变曲线。



# 宏观屈服的位错理论

## 位错动力学理论

试验中加在材料上的**应变速率**与**位错运动速率**之间的关系为：

$$\dot{\epsilon} = b\rho_m \bar{v}$$

位错运动平均速率与施加的应力有关：

$$\bar{v} = \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m$$

式中， $\sigma_0$ 为位错作单位速度运动所需应力； $m$ 为位错速率应力敏感指数。

则有：

$$\dot{\epsilon} = b\rho_m \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m$$

在拉伸变形过程中， $\dot{\epsilon} = \text{Const.}$



在上屈服点： $\rho_m$ 小 $\sigma$ 大  
在下屈服点： $\rho_m$ 大 $\sigma$ 小

表 27.2 不同材料的  $m$  值

材 料	$m$ 值
Si (600~900℃)	1.4
Ge (420~700℃)	1.4~1.7
Cr	~7
Mo	~8
W	5
LiF	14.5
Fe-3% Si	35
Cu	~200
Ag	~300



一般位错密度是随应变而增加的，可用经验关系描述：

$$\rho = \rho_0 + C\varepsilon_p^a$$

式中， $\rho_0$ 为变形前的位错密度； $C$ 和 $a$ 都是常数。

设可动位错密度  $\rho_m$  为总位错密度的一个分数：

$$\rho_m = f_0\rho_0 + f_c\varepsilon_p^a$$

则可由位错理论得到：

$$\sigma = q\varepsilon_p + \sigma_0 \left[ \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\Omega b (f_0\rho_0 + f_c\varepsilon_p^a)} \right]^{\frac{1}{m}}$$

式中， $q$ 为加工硬化系数； $\Omega$ 为小于1的正数。

可见， $\rho_0$ 和 $m$ 值愈小，屈服降落愈明显。

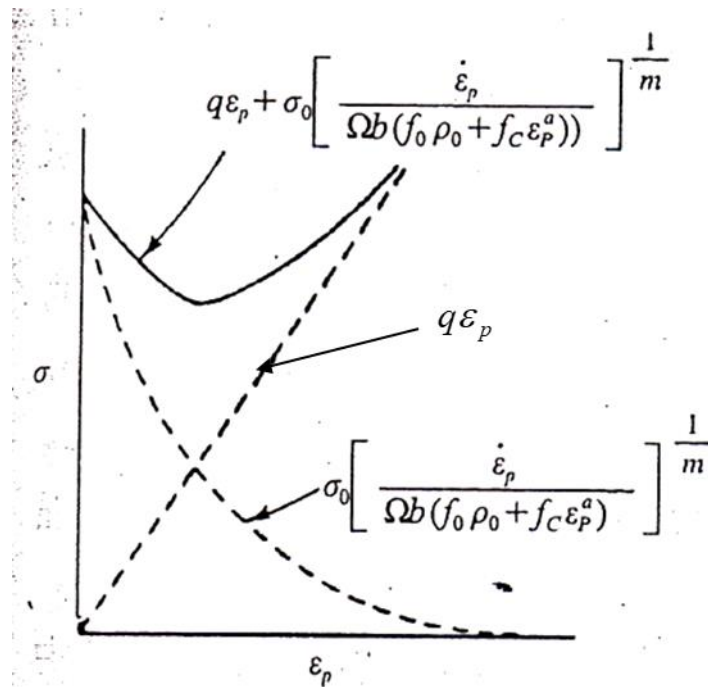


图 27.4 形成屈服降落的示意图。



# 均匀塑性流变

- **流变应力**：材料在屈服以后的均匀塑性流动过程中的瞬时应力。
- 大量实验表明，流变应力 $\tau$ 与位错密度 $\rho$ 之间具有如下关系（Taylor关系）：

$$\tau = \tau_0 + \alpha\mu b\rho^{\frac{1}{2}}$$

式中， $\tau_0$ 相当于位错密度为零的晶体流变应力，代表位错交互作用以外的因素对位错运动的阻力， $\alpha\mu b\rho^{\frac{1}{2}}$ 与位错交互阻力有关。

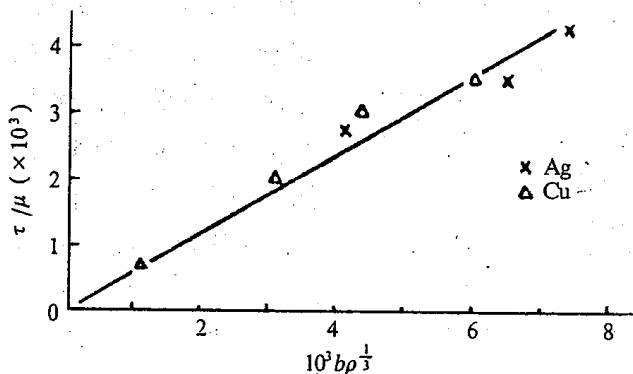


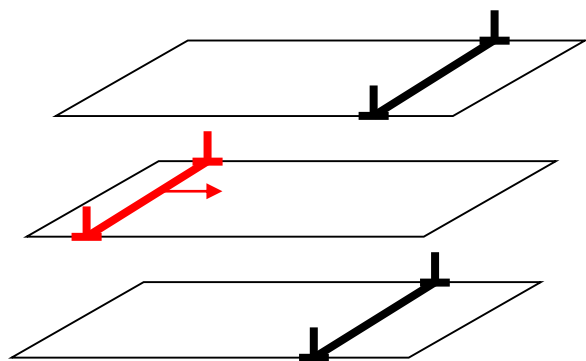
图 27.12 铝与铜多晶体流变应力与位错密度平方根的直线关系。

晶体类型		$\alpha$	$\tau_0/\mu$
面心立方	Cu(多晶)	0.55	$\sim 0$
	Cu(单晶)	0.3	$\sim 0$
	CuAl(单晶) (含 0.8, 2.5, 4.5% Al)	0.5	$\sim 0$
	Ag(多晶)	0.55	$\sim 0$
	Ni-Co(单晶含 0, 40, 60, 67% Co)	0.3	$\sim 0$
体心立方	Fe(多晶)	0.4	$0.46 \times 10^{-3}$
	Mo(单晶)	0.49	$0.56 \times 10^{-3}$

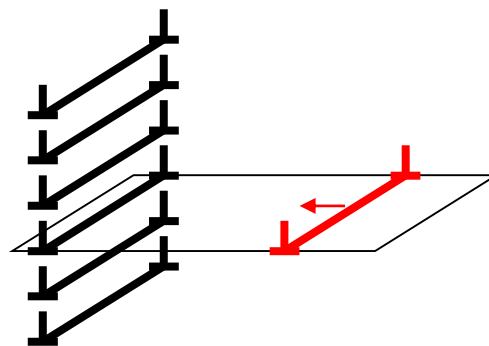


# 位错交互阻力

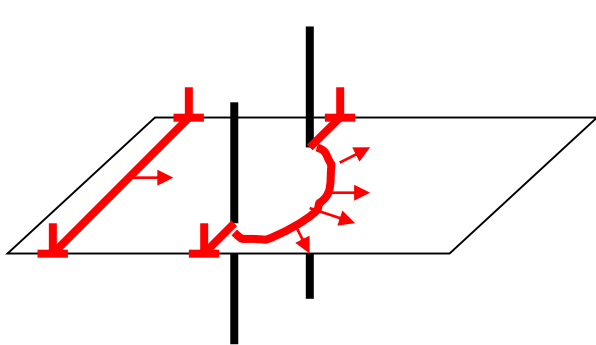
- 实际晶体在材料加工时位错迅速增殖，位错组态也发生了演化，位错间的相互作用更加显著，对可动位错的滑移带来了阻碍作用。



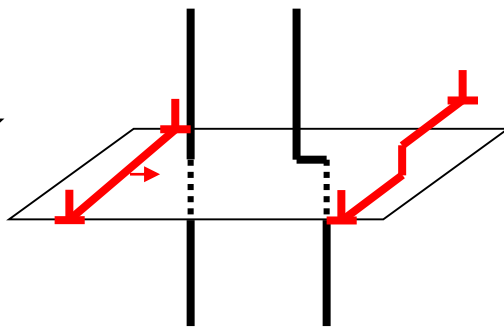
位错长程弹性交互作用



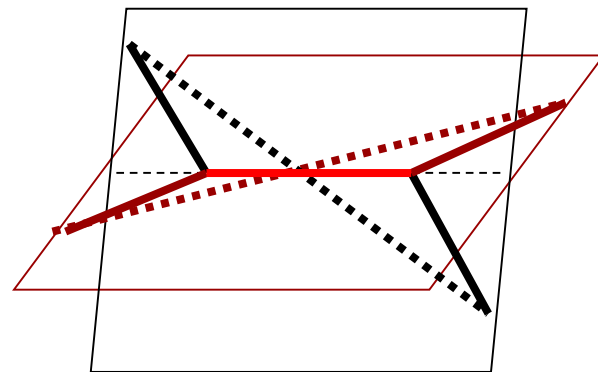
位错墙与墙外位错弹性交互作用



林位错钉扎



位错交割



位错会合



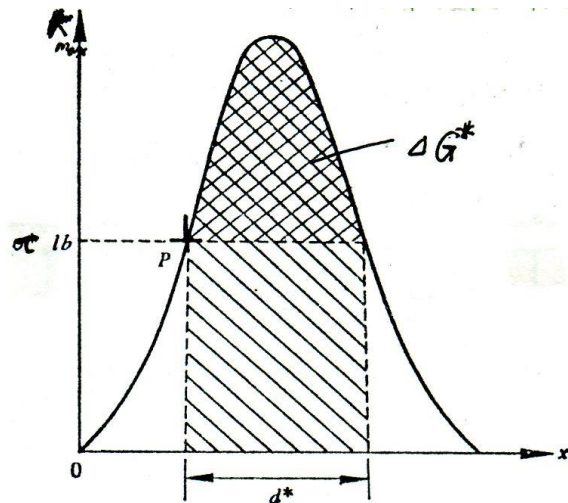


# 流变的热激活分析

- 现考虑一位错在外加切应力作用下沿 $x$ 轴方向运动，当遇到障碍时便产生交互作用。设每一障碍产生的阻力为 $K$ ，沿着位错线障碍物间距为 $l$ ，在此位错线段上向前的作用力为 $\tau bl$ 。
- 如果 $\tau bl < K_{max}$ ，位错就停止在障碍前某处，此时若欲使位错完全克服障碍势垒继续运动，必需靠热激活提供额外能量，其值大小为：

$$\Delta G^* = \Delta F - \tau V^*$$

式中， $\Delta F$ 为Helmoltz自由能变化，代表阻力曲线下总面积， $V^*$ 称为激活体积， $\tau V^*$ 则为外力提供的功。





# 流变的热激活分析

在温度  $T$  时，靠热涨落提供  $\Delta G^*$  的机率为  $e^{-\frac{\Delta G^*}{KT}}$ ，设位错线振动频率为  $\mu$ ，位错每秒内由热激活克服障碍的机率为  $\mu e^{-\frac{\Delta G^*}{KT}}$ 。

当位错克服障碍移动距离  $d$  时，位错的速度就可表示为：

$$v = d \cdot \mu e^{-\frac{\Delta G^*}{KT}}$$

根据位错动力学理论，应变速率与位错运动速度关系为  $\dot{\epsilon} = b\rho_m v$ ，则有：

$$\dot{\epsilon} = b\rho_m d \cdot \mu e^{-\frac{\Delta G^*}{KT}} = A\rho_m e^{-\frac{\Delta G^*}{kT}}$$

假定障碍物为规则分布，每一障碍的阻力是恒定的，则可以简单假定：

$$\Delta G^* = \Delta F \left[ 1 - \frac{\tau(T)}{\tau(0)} \right]$$

式中， $\tau(0)$  为绝对零度时克服障碍所需的应力， $\tau(T)$  为温度  $T$  下所施加的驱动力，可随应变速率而变化。



# 流变的热激活分析

整理得：

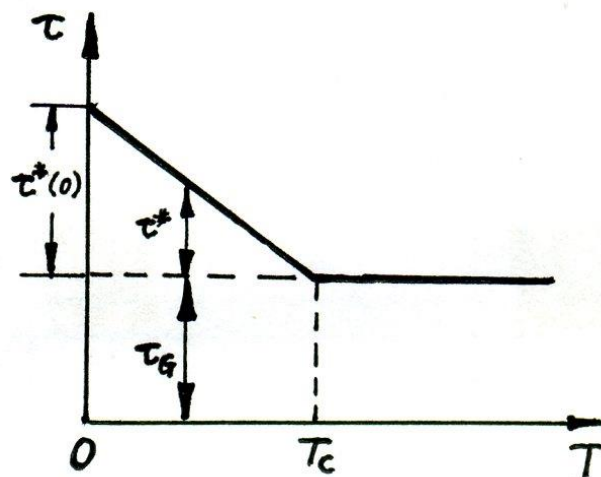
$$\dot{\varepsilon} = A\rho_m e^{-\frac{\Delta F[1-\frac{\tau(T)}{\tau(0)}]}{kT}} \Rightarrow \frac{\tau(T)}{\tau(0)} = \frac{kT}{\Delta F} \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\rho_m A}\right) + 1$$

当温度高于某一数值，比如 $T_c$ 时， $\tau(T_c) = 0$ ，即单凭热激活就能达到所需应变速率，这一温度应为：

$$T_c = \frac{-\Delta F}{k \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\rho_m A}\right)}$$

因此， $\frac{\tau(T)}{\tau(0)}$ 可简化为：

$$\frac{\tau(T)}{\tau(0)} = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$



一个十分简单的模型！注意 $T_c$ 不是常数，而随应变速率变化



# Zener-Hollomon参数

- 根据流变应力的热激活分析，可以发现，对于塑性变形，高应变率和低温具有等价性。因此在与应变率和温度有关问题中，可以将两者统一，综合考虑。
- 温度和应变率对变形的效果或所需应力的影响可以用Zener-Hollomon参数综合衡量：

$$Z = \dot{\epsilon} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right)$$

$Q$ —变形的激活能



# Zener-Hollomon参数

根据大量实验结果发现，很多金属中流变应力和应变、应变率以及温度存在以下关系：

$$\sigma_p = a_1 \varepsilon^{a_2} \sinh^{-1}(a_3 Z)^n$$

$a_1, a_2, a_3$ —材料参数

- 塑性变形过程中，不同温度和应变速率下应变硬化和动态再结晶的竞争态势可以依据Z值划分：

当Z值较小时，动态再结晶成为主导作用，材料发生软化

当Z值较大时，应变硬化成为主导作用，材料发生硬化



# 实际金属晶体的塑性变形

---

- ④ 单晶体
- ④ 多晶体
- ④ 两相合金
- ④ 金属间化合物
- ④ 塑性变形的多尺度特征及其影响因素



# 单晶体的塑性变形



## 面心立方晶体

### I：易滑移阶段

- 硬化速率 $\theta_I$ 很低，约 $10^{-4}G$ ；
- 晶体表面滑移线细且长，无交叉滑移现象。

### II：线性硬化阶段

- $\theta_{II}$ 为常数，其值约为 $G/300$ ；
- 表面滑移线长度 $L$ 与应变变量 $\gamma$ 有如下关系：

$$L = \frac{\Lambda}{\gamma - \gamma_I}$$

式中， $\Lambda$ —常数； $\gamma_I$ —第一阶段终止时的应变变量。

### III：抛物线硬化阶段

- $\theta_{III}$ 随应变的增大而减小；
- 表面出现交叉滑移线或波浪线。

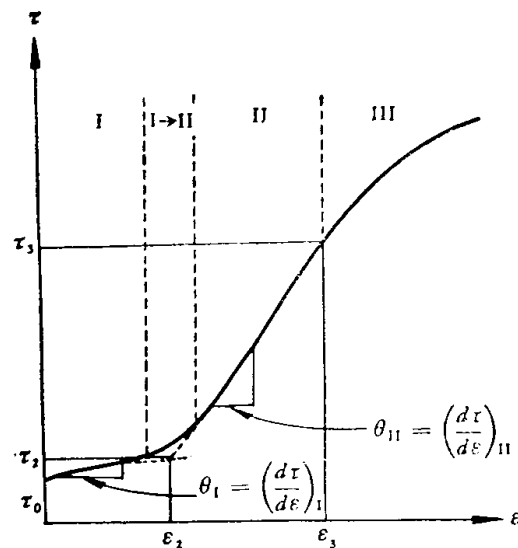


图7.3 面心立方结构金属晶体的应力-应变曲线示意图。

# 单晶体的塑性变形

## 晶体取向对加工硬化行为的影响

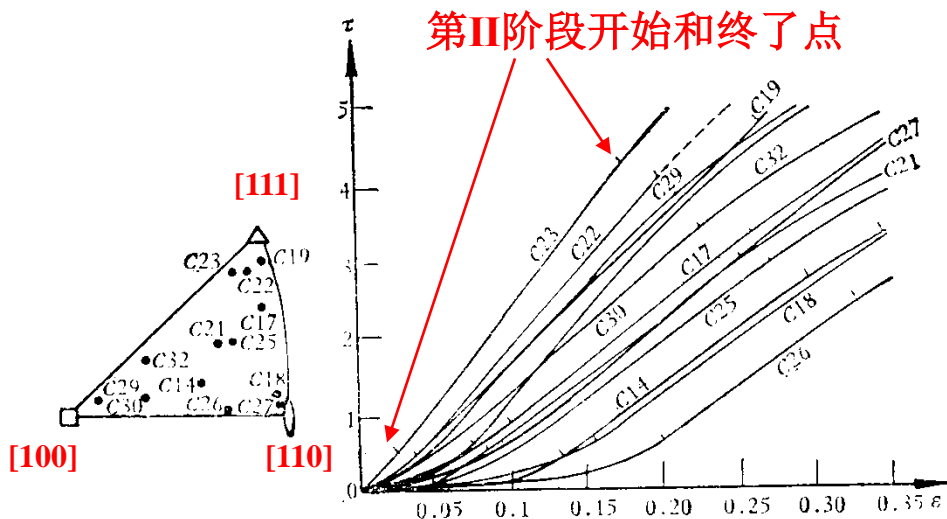


图7.5 晶体取向对铜单晶应力-应变曲线的影响。

对于 $\theta_I$ 来说,

- 取向在[111]和[100]附近的值较大;
- 取向在[110]附近的值较小。

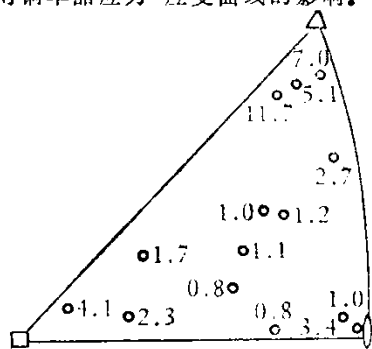


图7.7 纯铜硬化系数 $\theta_I$  (公斤/毫米<sup>2</sup>)与晶体取向的关系。

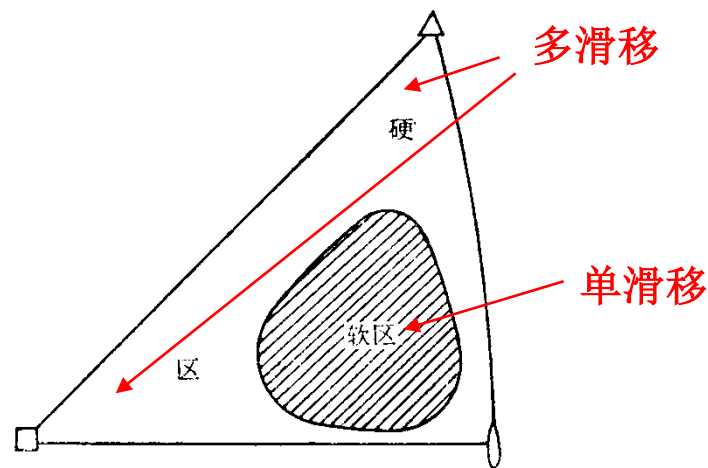


图7.6 铜单晶“软区”与“硬区”的取向。

取向对于 $\theta_{II}$ 的影响不如 $\theta_I$ 明显,

- 取向在[110]附近的 $\theta_{II}$ 值较小;
- 取向在[111]-[100]连线附近的值 $\theta_{II}$ 较大。

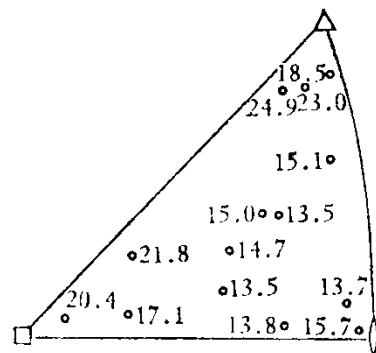


图7.8 纯铜硬化系数 $\theta_{II}$  (公斤/毫米<sup>2</sup>)与晶体取向的关系。



# 单晶体的塑性变形

## 纯度和温度对加工硬化曲线的影响

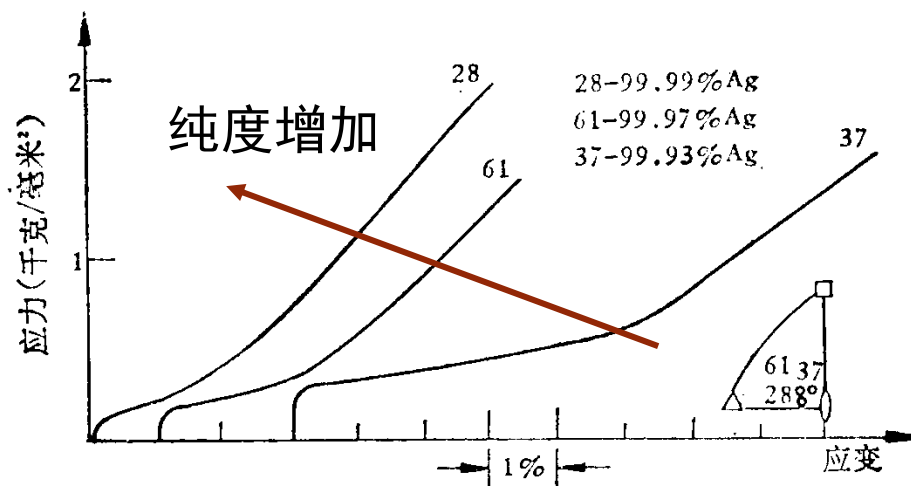


图7.4 杂质对银单晶应力-应变曲线的影响。

随纯度增加，第I阶段越短，  
而 $\theta_{II}$ 则变化不大。

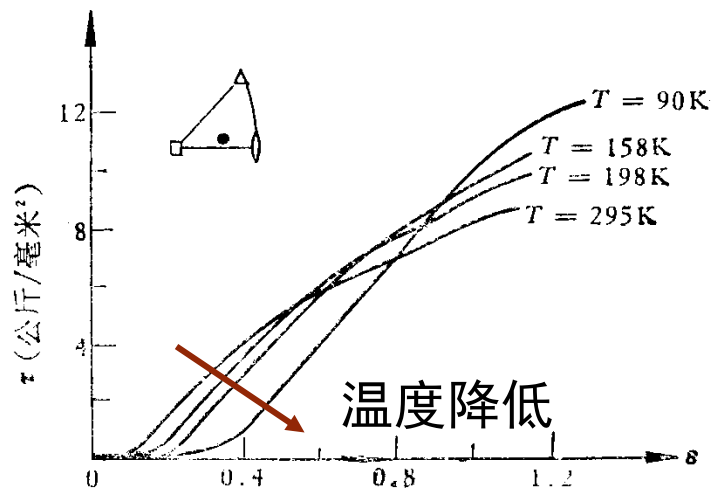
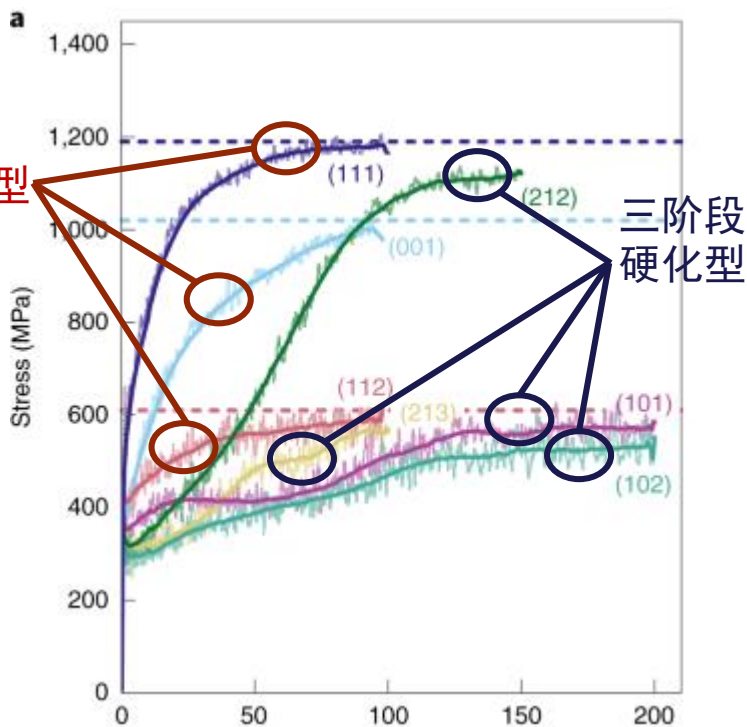


图7.9 形变温度对铜单晶应力-应变曲线的影响。

随温度下降，第I和第II阶段  
就越长，但是 $\theta_I$ 和 $\theta_{II}$ 却与温度无关。  
而第III阶段开始应力 $\tau_{III}$ 对温度非常敏感，温度越低， $\tau_{III}$ 则越高。

# 单晶体的塑性变形

- 《Nature Materials》：通过分子动力学方法模拟单晶铝在单向拉伸下原子的运动轨迹，验证了晶体旋转为三阶段硬化曲线的原因。



**Table 1 | Qualitative characteristics of strain hardening observed in MD simulations**

Initial axis	Initial slip symmetry	Does the crystal rotate?	Hardening response	End axis
[001]	Eight-fold, holds	No	Parabolic	[001]
[111]	Six-fold, holds	No	Parabolic	[111]
[101]	Four-fold, breaks	Yes	Three-stage	[112]
[112]	Two-fold, holds	No	Parabolic	[112]
[212]	Two-fold, holds	Yes	Three-stage	[111]
[102]	Two-fold, breaks	Yes	Three-stage	[112]
[213]	No symmetry	Yes	Three-stage	[112]
[8,5,13] <sup>a</sup>	No symmetry	Yes	Three-stage	[112]

Breaks and holds indicate, respectively, whether or not the initial crystal orientation experiences symmetry-breaking under straining. <sup>a</sup>Not shown in Fig. 1a; the stress-strain response of this crystal orientation is very similar to the [213] case.

七种不同取向的单晶铝在单向拉伸下的应力应变曲线（第八种取向与[213]基本重合）

Zepeda-Ruiz, L.A., Stukowski, A., Oppelstrup, T. et al. Atomistic insights into metal hardening. Nat. Mater. (2020).

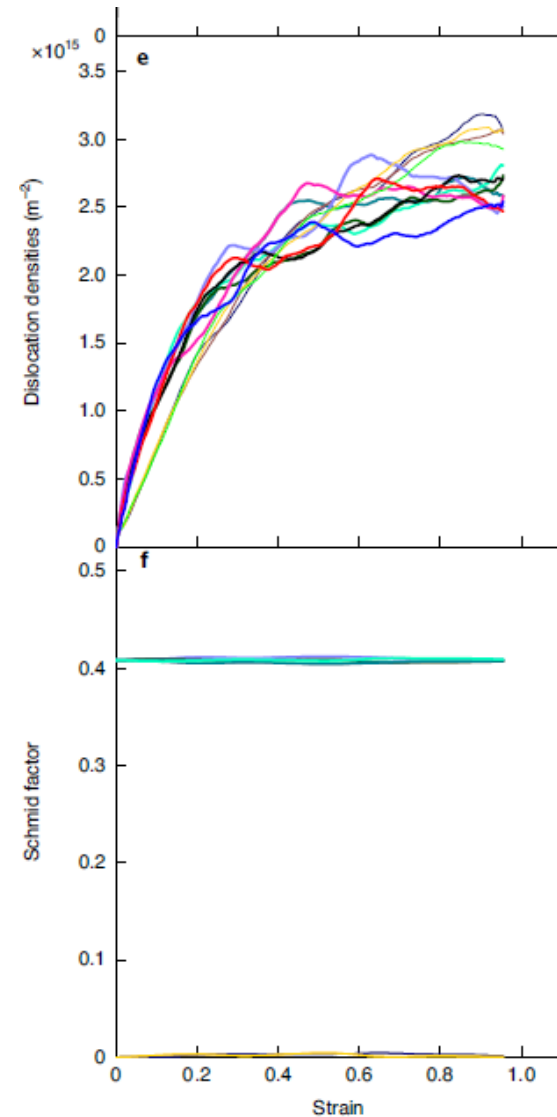


# 单晶体的塑性变形

## [001] Al单晶

图中：粗线为易滑移系  
（高施密特因子）  
细线为难滑移系  
（低施密特因子）

施密特因子几乎为零的滑移系中饱和位错密度更高：  
与位错缠结反应相关



# 单晶体的塑性变形

## 密排六方晶体

- 加工硬化曲线对**晶体取向**十分敏感。当取向远离 $[0001] - [10\bar{1}0]$ 对称线时，硬化曲线十分类似于fcc金属，即出现典型的三个阶段，但hcp的应变量（塑性）要低。
- 如果取向合适，例如基面处于拉伸轴有利方向时，则将以基面滑移为主，只出现加工硬化第 I 阶段， $\theta_I$  很低，并且应变量可以很长。

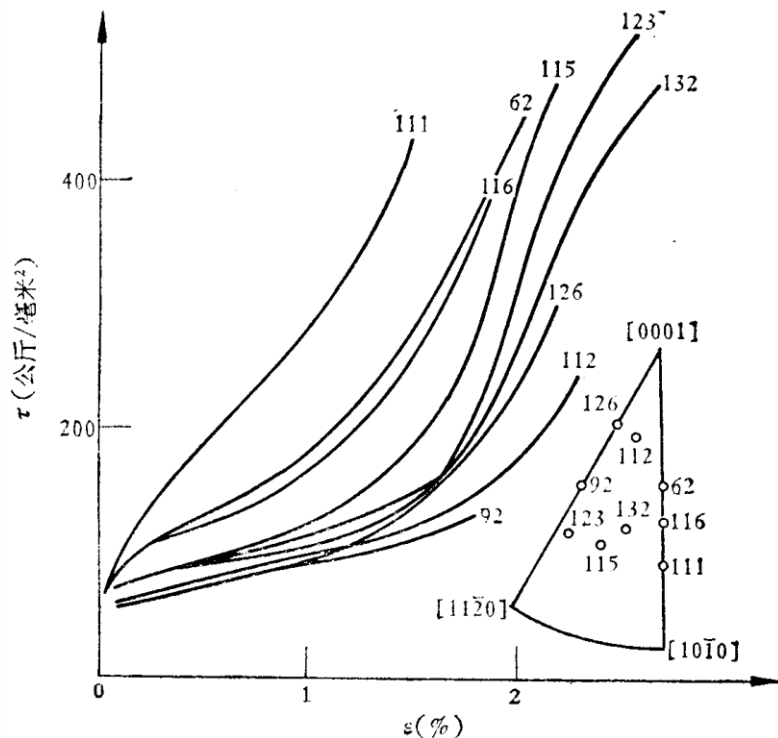


图7.12 99.995%纯锌在294K时的应力-应变曲线。

# 单晶体的塑性变形

## 体心立方晶体

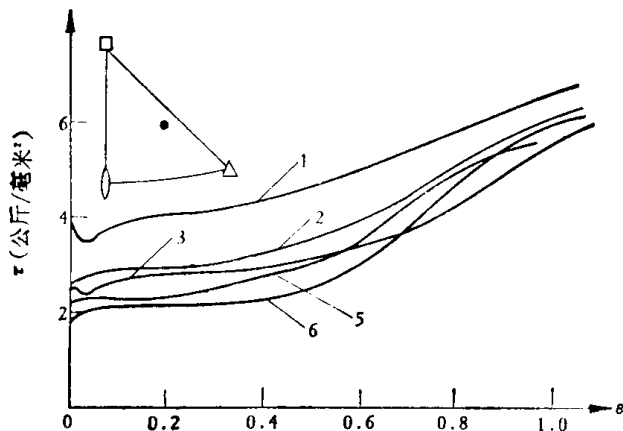


图7.17 不同纯度铌单晶在295K时的应力-应变曲线（图中数字为区熔次数）。

- bcc金属硬化曲线对**纯度**十分敏感，由于间隙原子的作用，硬化曲线上可出现屈服点。
- 随纯度增高（区域熔炼次数增加），硬化曲线三个阶段越明显，且不存在屈服点。

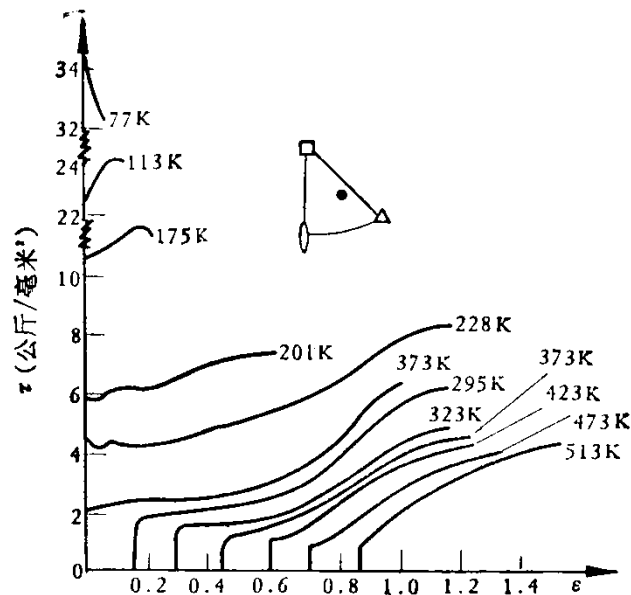


图7.18 区熔纯铌单晶在不同温度下的应力-应变曲线。  
( $\dot{\epsilon} = 4.5 \times 10^{-5} \text{秒}^{-1}$ )。

温度降低，直至273K时，易滑移区逐渐明显，但温度再降低时，三个阶段就不明显了。 $\theta_{II}$ 在实验温度范围内基本不变，约为 $G/600$ 。



# 多晶体的塑性变形



## 应力-应变曲线

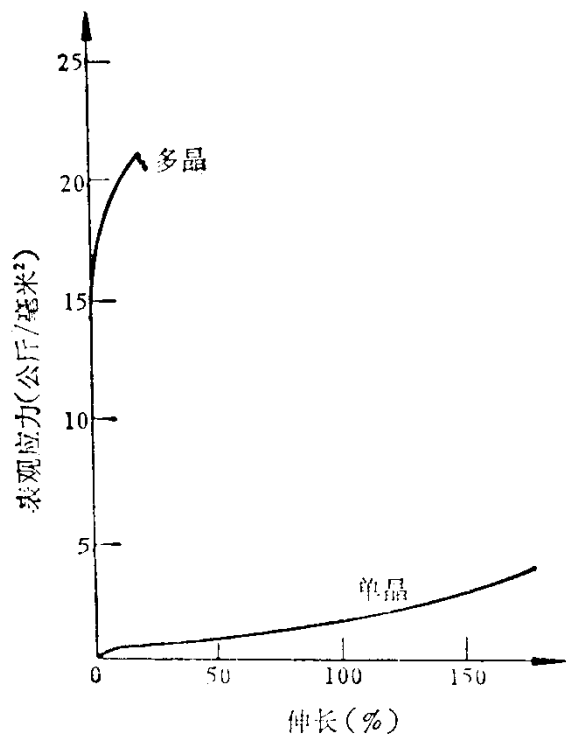


图9.2 镁单晶和多晶的拉伸曲线。

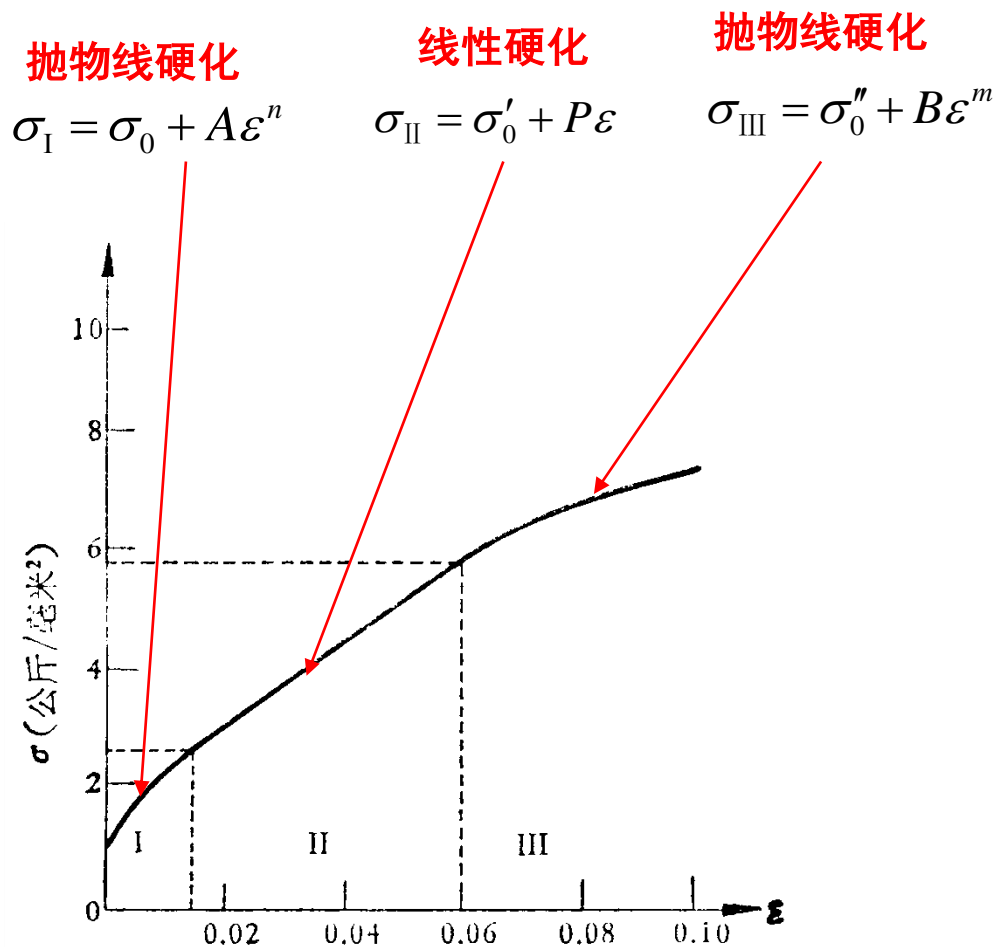


图9.6 铝多晶体77K时的应力-应变曲线。



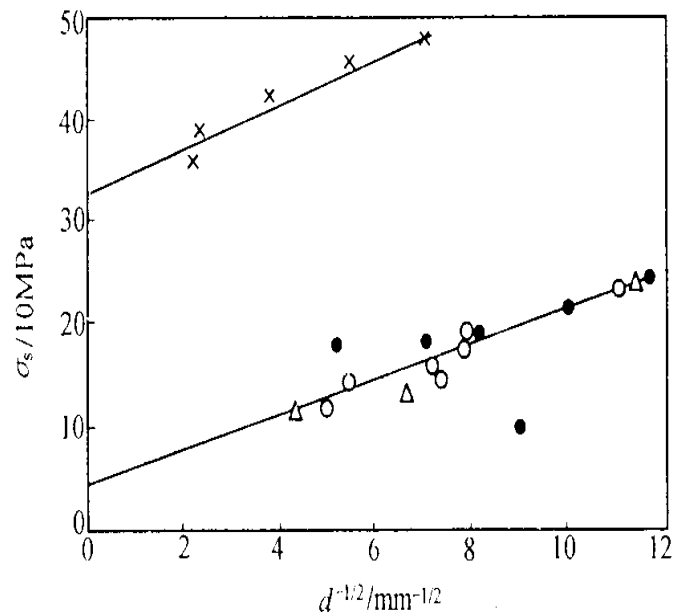
# 多晶体的塑性变形

## 晶界强化

- 晶界的存在对滑移有强烈的障碍作用，尤其是对滑移系少的金属（如 hcp 金属）影响尤其明显。
- 晶界强化作用体现在晶粒大小上，晶粒越细，晶界所占份额越大，强化作用越显著。大量实验表明，晶粒直径  $d$  与强度（如  $\sigma_s$ 、 $\sigma_e$  等）有如下 Hall-Petch 关系：

$$\sigma = \sigma_i + kd^{-\frac{1}{2}}$$

式中， $\sigma_i$ —晶格摩擦阻力； $k$ —常数。



Fe合金屈服强度与晶粒直径的关系

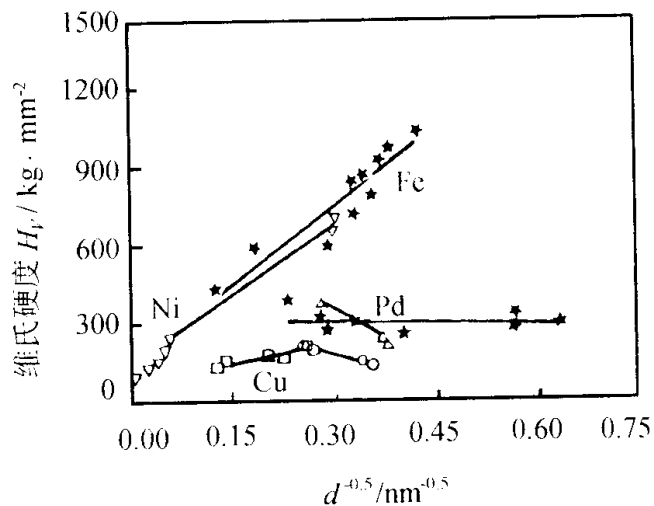
×—Fe-3%Si; •—Fe-0.045%C;

○—Fe-0.060%C; △—Fe-0.020%C

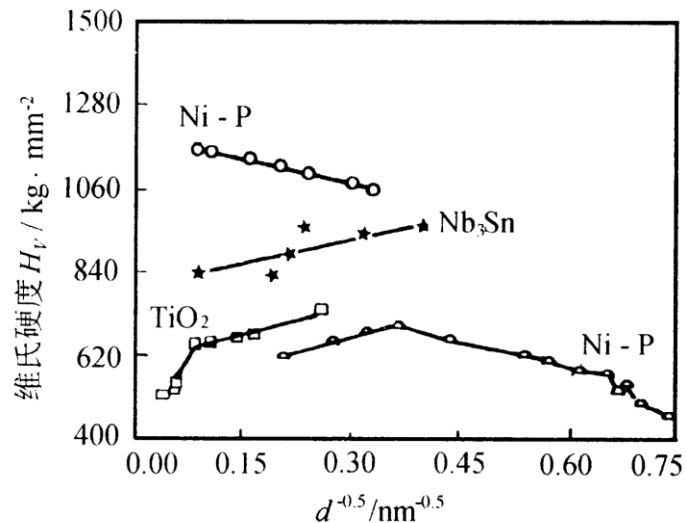


# 多晶体的塑性变形

## 晶粒尺寸效应



纳米晶金属的硬度与晶粒尺寸的关系



纳米晶合金及化合物的硬度与晶粒尺寸的关系

- ① 正Hall-Petch关系 ( $k > 0$ )
- ② 反Hall-Petch关系 ( $k < 0$ )
- ③ 正-反混合Hall-Petch关系



# 多晶体的塑性变形

## 变形协调性及不均匀性

- 多晶中晶粒取向不同，需要多个晶粒多个滑移系同时开动以使晶粒间变形协调材料连续；
- 变形不均匀性体现在不同晶粒的变形不同和同一晶粒内不同区域的变形不同。

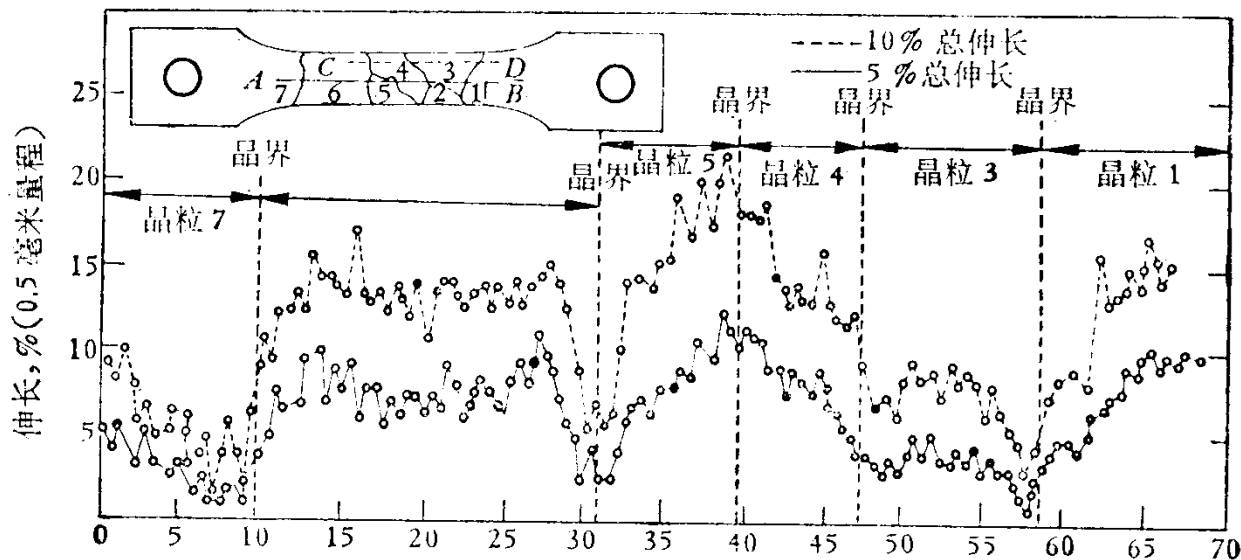


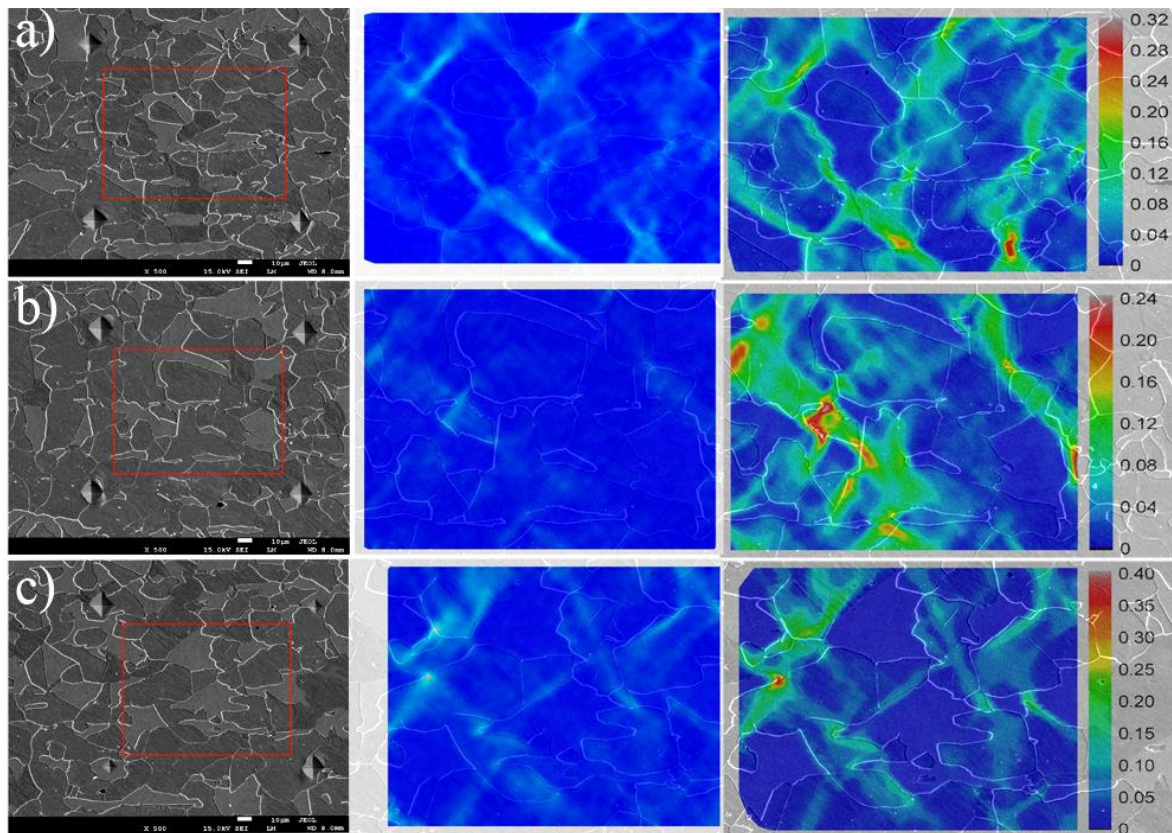
图9.7 铝多晶的局部伸长。



# 多晶体的塑性变形



## 变形协调性及不均匀性



显微形貌

1.5%

5.0%

DIC分析: 730SQ (30%M) 等效应变分布图

应变的微观分布很不均匀



# 两相合金的塑性变形

## 聚合型两相合金塑性变形

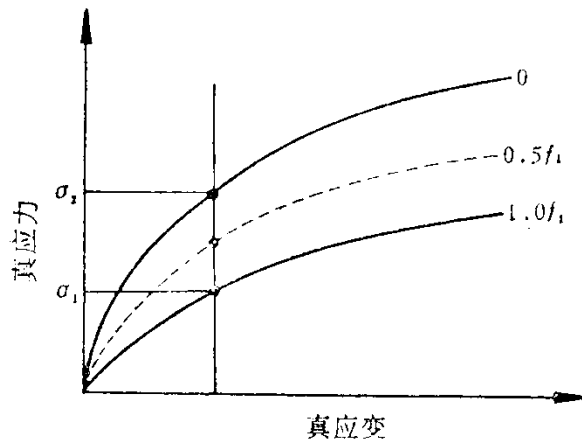
- 聚合型两相合金：第二相粒子与基体晶粒尺寸属同一数量级。
- 等应变假设

$$\sigma = \sigma_1 f_1 + \sigma_2 f_2$$

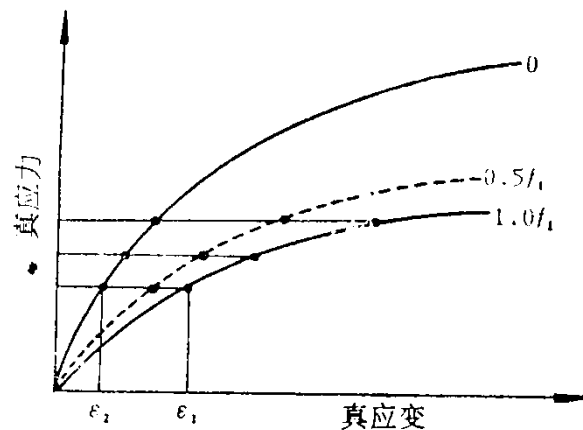
$$\sigma = \sigma_1 f_1 + \sigma_2 (1 - f_1) = \sigma_1 (1 - f_2) + \sigma_2 f_2$$

- 等应力假设

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_1 f_1 + \varepsilon_2 f_2 = \varepsilon_1 f_1 + \varepsilon_2 (1 - f_1) \\ &= \varepsilon_1 (1 - f_2) + \varepsilon_2 f_2\end{aligned}$$



等应变条件下两相合金应力-应变曲线示意图



等应力条件下两相合金应力-应变曲线示意图



# 两相合金的塑性变形

## 弥散型两相合金塑性变形

- 弥散型两相合金：第二相粒子细小弥散的分布在基体晶粒中。
- 与纯基体相比，第二相颗粒的加入能显著提高临界分切应力和流变应力，并能改变加工硬化曲线特征。

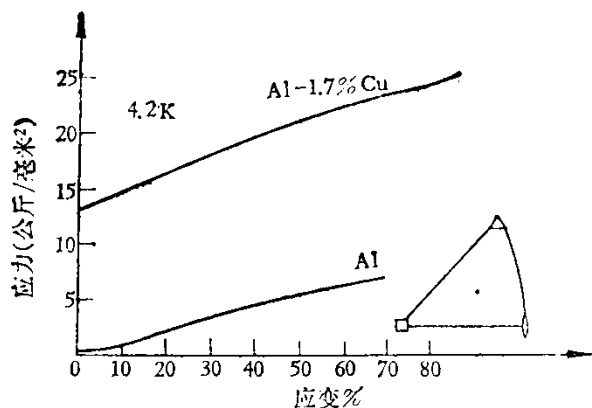


图10.24 Al及含G.P. 带的Al-Cu合金4.2K的应力-应变曲线。

# 两相合金的塑性变形

## 弥散型两相合金塑性变形

- 对不同含量  $\text{SiO}_2$  铜单晶体实验发现，其加工硬化曲线也分为三个阶段：
  - I 阶段—抛物线硬化；
  - II 阶段—线性硬化；
  - III 阶段—动态回复。
- 并且随  $\text{SiO}_2\%$  升高，第 I 阶段明显加长；但当  $\text{SiO}_2\%$  较高时，第 I 阶段又缩短，最后消失。

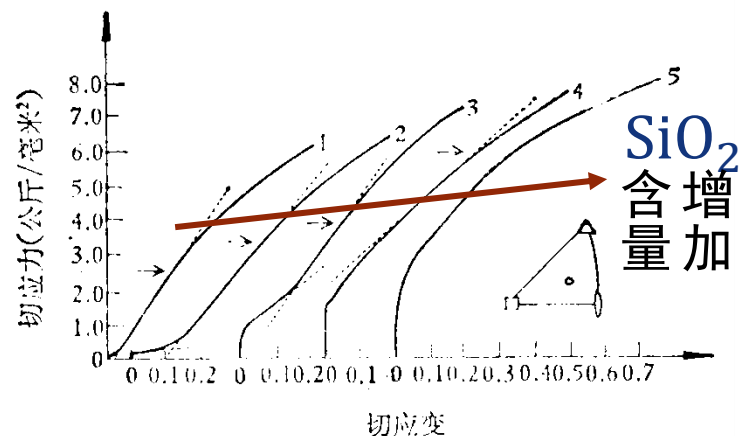


图10.27 含不同体积比，直径约900埃的 $\text{SiO}_2$ 铜单晶的应力-应变曲线。

1——纯铜；2——脱氧铜  $f = 0$ ；3——  $f = 0.33 \times 10^{-2}$ ；  
4——  $f = 0.66 \times 10^{-2}$ ；5——  $f = 1 \times 10^{-2}$ 。



## 金属间化合物的晶体结构

	结构类型	结构特点	代表金属
bcc为基的金属间化合物晶体结构	B2结构 (AB型化合物)	A原子占据 $\alpha$ 位置, B原子占据 $\beta$ 和 $\gamma$ 位置	NiAl、FeAl、NiTi
	DO <sub>3</sub> 结构 (A <sub>3</sub> B型化合物)	A原子占据 $\alpha$ 和 $\gamma$ 位置, B原子占据 $\beta$ 位置	Fe <sub>3</sub> Al、Fe <sub>3</sub> Si
	L2 <sub>1</sub> 结构 (A <sub>2</sub> BC型化合物)	A、B、C原子分别占据 $\alpha$ 、 $\beta$ 和 $\gamma$ 位置	Heusler合金
fcc为基的金属间化合物晶体结构	L1 <sub>2</sub> 结构 (A <sub>3</sub> B型化合物)	A原子占据面心的 $\beta$ 和 $\gamma$ 位置; B原子占据顶角的 $\alpha$ 位置。	Ni <sub>3</sub> Al、Ti <sub>3</sub> Sn、Mn <sub>3</sub> Sn等

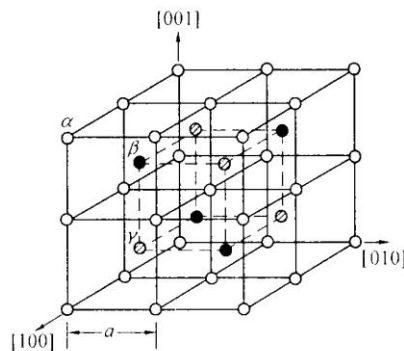


图 2.29 bcc 为基的金属间化合物的晶体结构

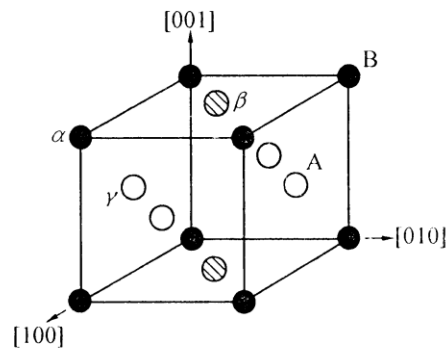


图 2.30 fcc 为基的金属间化合物的晶体结构

## 金属间化合物的流变应力

- 金属间化合物塑性变形最重要的特征是流变应力随温度升高而增高，即所谓**反常强化**（Anomalous Strengthening）。例如， $L1_2$ 结构和B2结构的某些金属间化合物。
- 反常强化出现在中等温度范围内，温度超过某一临界值，流变应力下降；
- 反常强化与晶体取向有关，不同取向的晶体强化程度不同。

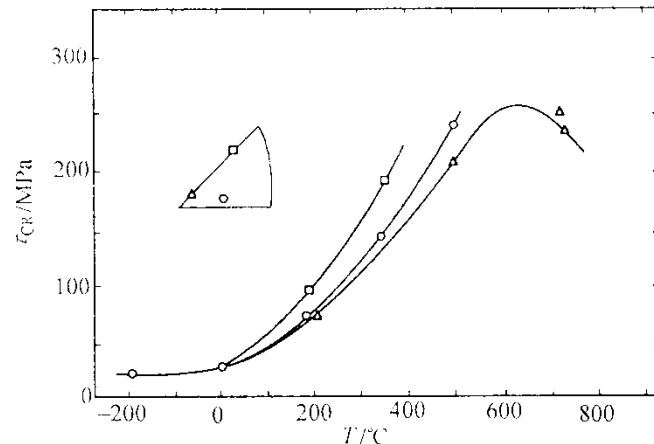


图 2.33  $Ni_3Ga$  单晶的反常强化

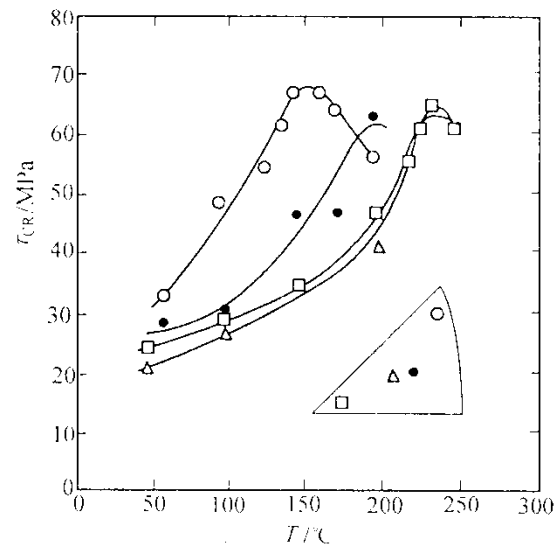


图 2.34 B 结构的  $CuZn$  化合物单晶的反常强化





## 金属间化合物塑性差的原因

- **结合键特性**：为金属键和共价键的混合键，有较强方向性。
- **晶体结构对称性**：与无序点阵相比，金属间化合物的有序点阵的滑移系和位错结构较复杂，滑移系数目较少。
- **晶界脆性**：当组成化合物的元素化学特性相差较大时，晶界处会形成很强的极性键，使晶界强度降低，造成晶界脆性。
- **氢脆**：空气中的水分与金属原子反应生成氢原子，引起氢脆。



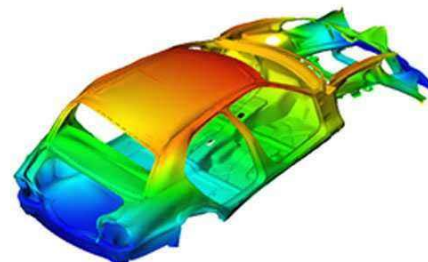
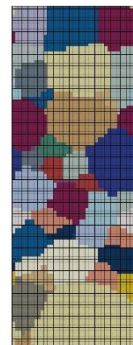
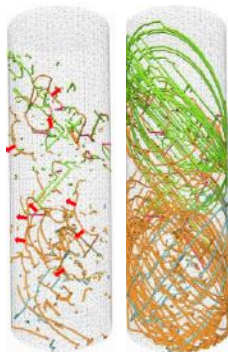
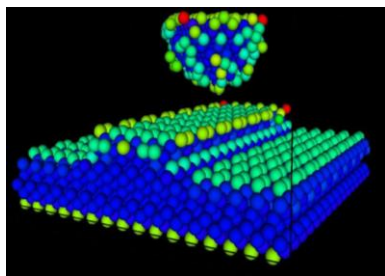
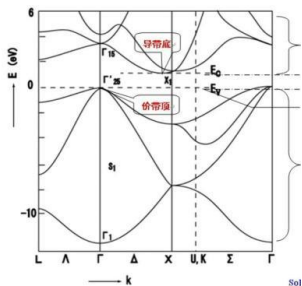
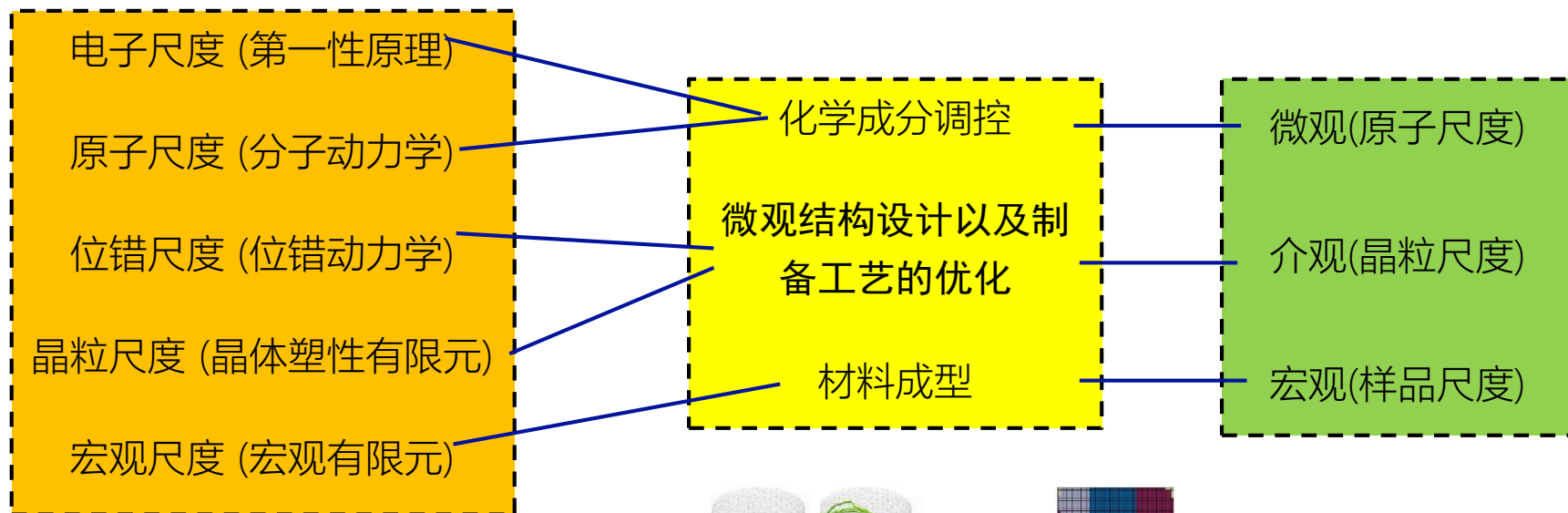
# 塑性变形的多尺度特征

## 塑性变形是多尺度问题

### ● 物理/力学角度

### ● 材料开发/加工

### ● 材料科学





# 塑性变形的多尺度特征

## 不同尺度下塑性变形的特征及其影响因素

### ● 特征

不连续的位错行为

微观

应变在晶内、晶间或相间的非均匀分布

介观

应变在样品不同部位的非均匀分布

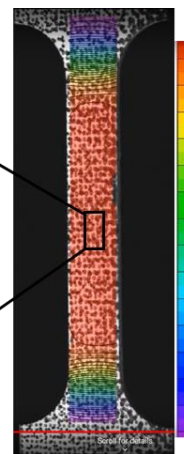
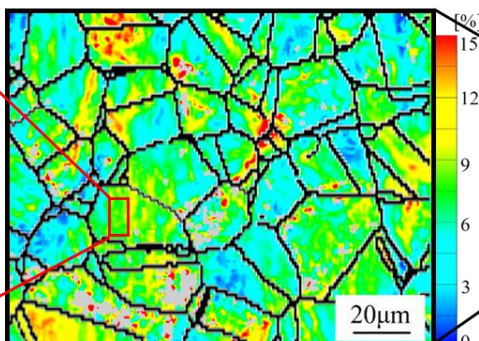
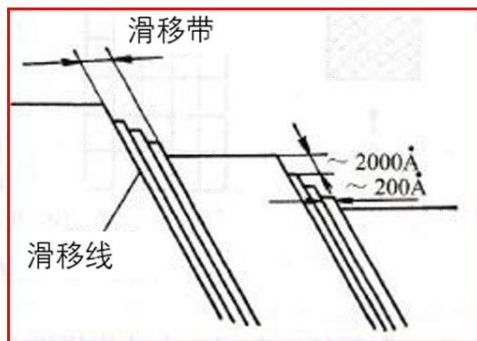
宏观

### ● 影响因素

晶格类型，缺陷的分布

晶粒尺寸、取向，各相性质，位错密度以及它们的介观分布特征

样品形状，加载方式





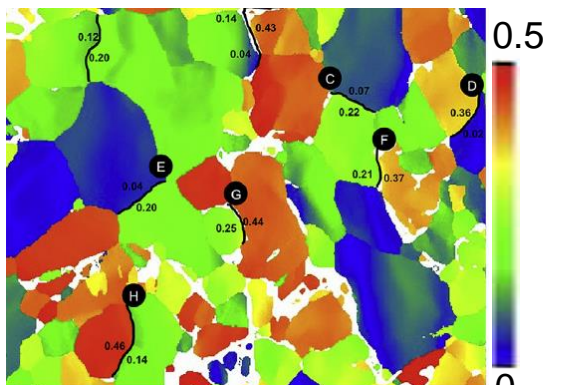
# 塑性变形的多尺度特征

## 影响材料介观尺度塑性变形的主要因素

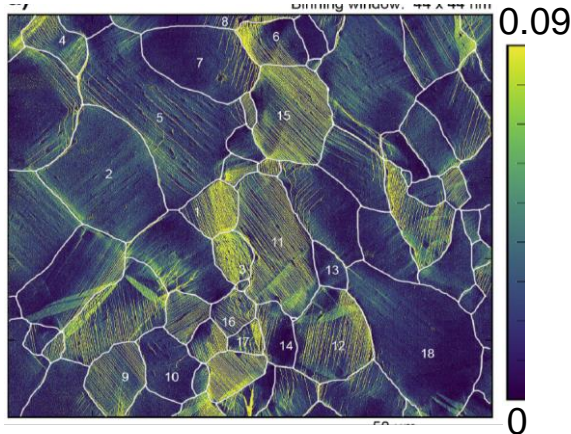
### ➤ 单相多晶材料：施密特因子

- 施密特因子越大的晶粒变形越多

施密特因子分布

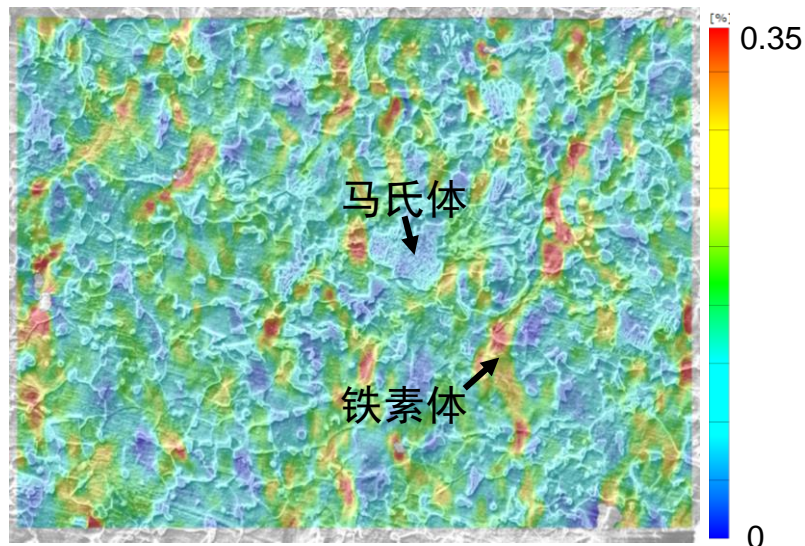


应变分布



### ➤ 多相材料：相的强度

- 双相钢：塑性变形集中在软相铁素体中



应变分布

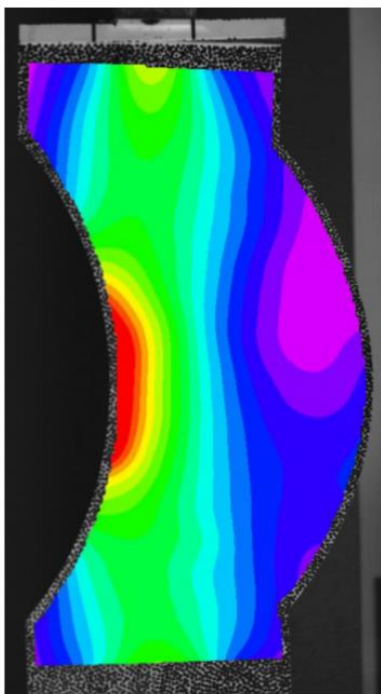




# 塑性变形的多尺度特征

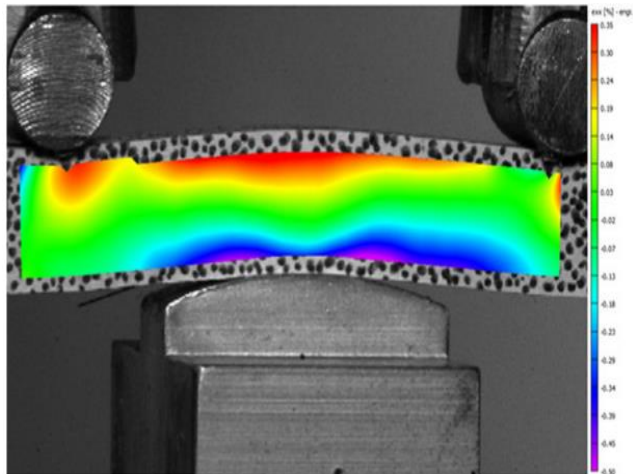
## 影响材料宏观尺度塑性变形的因素

➤ 样品的形状



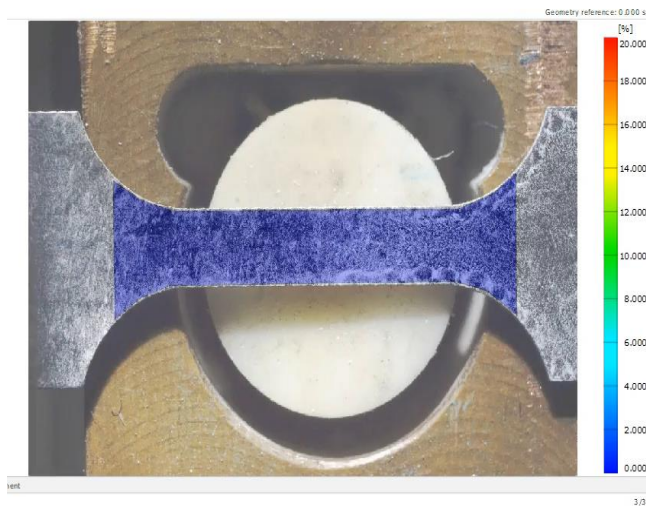
➤ 加载方式

- 弯曲



➤ 材料的宏观力学性能

- 宏观吕德斯带





# 塑性变形的多尺度特征



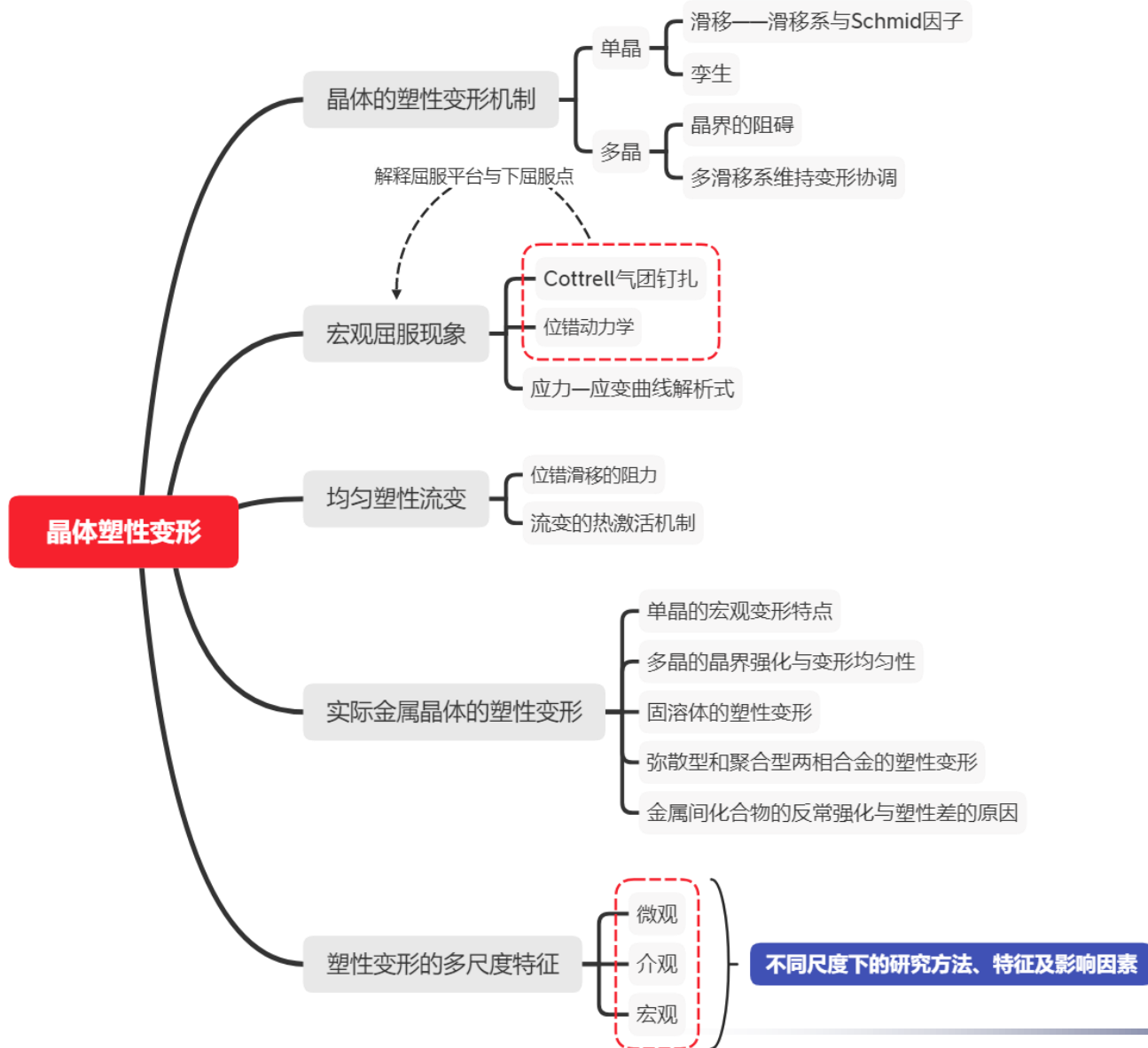


## 本章小结

晶体的塑性变形机制	单晶的塑性变形机制：滑移和孪晶
	多晶的塑性变形机制：晶界与晶粒变形协调
宏观屈服现象	Cottrell气团钉扎、位错动力学理论
	应力-应变曲线的解析式
均匀塑性流变	位错的阻力来源与流变的热激活机制
实际金属晶体的塑性变形	FCC、HCP和BCC的塑性变形
	多晶的晶界强化与变形均匀性
	固溶体的临界分切应力
	聚合型与弥散型两相合金的塑性变形
	金属间化合物的反常强化和塑性差的原因
塑性变形的多尺度特征	不同尺度下的塑性变形特征及其影响因素



# 本章小结





上海交通大学  
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY



谢 谢！

