

微纳米晶金属的应变率敏感性及其应变硬化行为分析*

谢子令 武晓雷 洪友士

(中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室,北京,100080)

摘 要 基于亚微米、纳米晶粒组织塑性变形过程中多种变形机制(位错机制、扩散机制及晶界滑动机制)共存,建立了理论模型,用于定量研究亚微米、纳米晶粒组织的塑性变形行为.以铜为模型材料,计算分析了晶粒尺度、应变率以及温度对亚微米、纳米晶粒组织塑性变形行为的影响.结果表明:相比粗晶铜,亚微米晶铜表现出明显的应变率敏感性,并且应变率敏感系数随晶粒尺度及变形速率的减小而增大;同时,增大变形速率或降低变形温度都能提高材料的应变硬化能力,延缓颈缩发生,进而提高材料的延性.计算分析结果与实验报道吻合.

关键词 纳米晶,塑性变形,应变率敏感性,应变硬化,铜

0 引言

实验研究表明,相比粗晶材料,面心立方(fcc)亚微米、纳米晶(在本文中称为微纳米晶)金属的应变率敏感性明显增大,但应变硬化能力降低,甚至消失.如,在对电解沉积纳米晶铜^[1]及纳米晶镍^[2]的拉伸实验中均表明增大加载速率能提高材料抵抗塑性变形的能力;Schwaiger 等^[3]采用不同的实验方法对致密无污染电解沉积镍的应变率敏感性进行了系统的研究,结果表明平均晶粒尺度为 40 nm 的纳米晶镍表现出明显的应变率敏感性,然而对于晶粒尺度大于 1 μm 的粗晶镍以及电解沉积的亚微米晶镍($d = 200 \text{ nm}$)却观测不到明显的应变率敏感性.在对等径转角挤压(ECAP)制备亚微米晶铜的实验^[4,5]中也观测到明显的应变率敏感性.实验^[6]研究还表明,微纳米晶金属在变形的初始阶段(5%)存在很强的应变硬化效应,在随后的变形中应变硬化能力消失.尽管,随着晶粒尺度的减小,fcc 金属应变率敏感性增大,应变硬化能力逐渐降低这一特性已得到一系列研究结果的证实,但对于导致这种不同于粗晶材料力学性能的变形机制仍是一个争论的焦点. Schwaiger 等^[3]认为由于晶界变形机制的启动导致纳米镍应变率敏感性增加,而 Wang 等^[4]则认为剧烈塑性变形(SPD)制备亚微米晶铜应变率敏感性的增大是由热激活位错机制所导致;同样

Torre 等^[5]也将 ECAP 铜应变率敏感性的增大归结于位错热激活消亡机制.上述文献都只是从定性分析的角度对实验现象进行了解释,同时现存的一些理论模型也存在明显的不足,如 Schwaiger 等^[3]的晶界影响区模型,只考虑到晶界体积比的变化对微纳米晶金属力学性能的影响,而反映不出亚微米晶金属独特的力学性能. Kim 等^[7]则基于塑性变形机制建立了描述微纳米晶材料塑性变形行为的理论模型.该模型能较好地预测微纳米晶材料的一些力学性能,但基于该模型计算得到的应力应变曲线在很大的应变范围内存在明显的应变硬化现象,这与实验观测不符,同时该模型不能预测出亚微米晶材料应变率敏感性增大的情况.本文基于微纳米晶金属的塑性变形机制,将微纳米晶材料看成一个整体(不同于混合法则)进行分析,并考虑到微观结构的演化对位错热激活过程的影响建立了一理论模型,用于定量研究和解释 SPD 制备 fcc 微纳米晶金属的塑性变形特征,并讨论应变率、温度及晶粒尺度对其变形行为的影响.

1 理论模型

对于运用 SPD 方法制备的微纳米晶金属,其晶粒尺度通常在亚微米量级^[4],在该晶粒尺度范围内位错机制仍是材料塑性变形的主导机制^[5].同时,考虑到严重变形态的微结构以及高的初始缺陷密度会

* 国家自然科学基金(10472117,50471086,50571110),国家 973(2004CB619305)资助.
2006-03-08 收到第 1 稿,2006-11-21 收到修改稿.

导致材料扩散性能急剧增大,为此,还需考虑其它变形机制对塑性变形的贡献.基于上述分析,假设材料的塑性变形是由多种变形机制共同作用的结果.如图 1 所示,材料的塑性应变率可写成

$$\dot{\epsilon}^p = \dot{\epsilon}_{\text{disl}}^p + \dot{\epsilon}_{\text{oth}}^p \quad (1)$$

其中 $\dot{\epsilon}^p$ 表示材料总的塑性应变率, $\dot{\epsilon}_{\text{disl}}^p$ 表示基于位错机制的塑性应变率, $\dot{\epsilon}_{\text{oth}}^p$ 表示其它机制(晶界滑动及扩散机制)协同作用所产生的塑性应变率.下面我们将详细介绍基于各种变形机制的塑性本构.

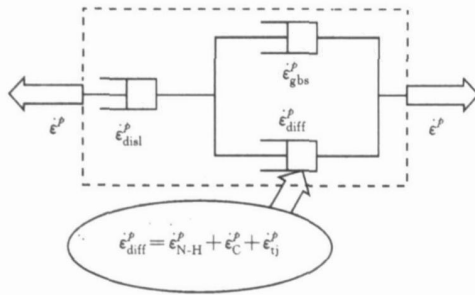


图 1 变形机制协同作用示意图

1.1 基于位错机制的塑性本构

考虑到位错机制仍是亚微米晶材料塑性变形的主导机制,因此要解释亚微米晶材料的应变率敏感性及应变硬化现象,必须确定位错密度随塑性变形的演化.为此,我们采用文献[8]给出的基于位错演化的单变量本构描述由位错滑移导致的塑性应变率 $\dot{\epsilon}_{\text{disl}}^p$,即

$$\dot{\epsilon}_{\text{disl}}^p = \dot{\epsilon}_0 \left(\frac{\sigma}{\Lambda} \right)^n \quad (2)$$

其中 $\dot{\epsilon}_0$ 为参考应变率, n 为应力指数, σ 为外加应力, Λ 为表征材料状态的内变量,对于亚微米晶材料根据文献[9]可以表示成

$$\Lambda = \sigma_0 + \frac{\sigma_0}{\sqrt{d}} + M \mu b \sqrt{\rho} \quad (3)$$

其中 σ_0 、 M 为比例系数, μ 为 Taylor 系数, μ 为剪切模量, b 为泊氏矢量的模, σ_0 表示晶格摩擦力,对于 fcc 金属该项可以忽略;第二项表示晶界引起的长程力,与晶粒尺度 d 有关;第三项反映位错间相互作用产生的硬化现象,其随总位错密度 ρ 的演化而变化.这里我们假设位错总密度 ρ 等于林位错密度 ρ_f 和可动位错密度 ρ_m 的简单叠加,即

$$\rho = \rho_f + \rho_m \quad (4)$$

对于晶粒尺度处于亚微米量级的材料,位错密度随应变的演化由文献[10]近似给出

$$\begin{cases} \frac{d\rho_m}{d\epsilon} = C_1 - C_2 \rho_m - C_3 \sqrt{\rho_f} \\ \frac{d\rho_f}{d\epsilon} = C_2 \rho_m + C_3 \sqrt{\rho_f} - C_4 \rho_f \end{cases} \quad (5)$$

其中参数 C_1 反映可动位错的增殖, C_2 反映可动位错间的消亡及缠绕, C_3 反映林位错对可动位错的捕获, C_4 是动态回复项,其值与温度及应变率有关.在不考虑温度及应变率对动态回复系数 C_4 的影响时,文献[10]给出了各参数值的估计方法,下面给出相关结果

$$C_4 = \frac{1}{f_s} \quad (6)$$

$$\begin{cases} C_1 = C_4 f_s \\ C_3 = \frac{C_4 \sqrt{f_s}}{1 +} \\ C_2 = \frac{(C_1 - C_3 f_s)}{m_s} \end{cases} \quad (7)$$

其中, f_s 、 m_s 分别表示林位错及可动位错的饱和密度. $C_2 = C_2 m_s / (C_3 \sqrt{f_s})$,表征可动位错间的消亡与林位错对可动位错的捕获这两种机制对可动位错演化的贡献.假设林位错对可动位错的捕获远大于可动位错间的消亡,则通常取 $C_2 = 0.1$ 是较为合理的^[10]. f_s 表示当塑性应变 $\epsilon = f_s$ 时, $(f_s - \rho_f) / (f_s - \rho_{f0}) = \exp(-1)$,它决定了位错密度演化的快慢,其中 ρ_{f0} 为初始林位错密度.为了研究应变率及温度对位错密度的演化,我们必须考虑温度及应变率对动态回复系数 C_4 的影响,为此我们采用文献[8]给出的表达式

$$C_4 = k_0 \left(\frac{\dot{\epsilon}_{\text{disl}}^p}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{-1/p} \quad (8)$$

取代式(6).其中, k_0 为材料常数, p 为与温度有关的参量,低温下 p 与绝对温度成反比, k_0 为材料微观结构状态的内禀常数,对材料晶粒尺度、晶体结构、堆垛层错能、晶界结构及其能态等因素非常敏感.在下面的计算分析中我们将作为实验的拟合参数.

下面推导应力指数 n 随微观结构的演化方程,根据文献[9],应力指数 n 与激活体积 v^* 及流变应力 σ 的关系可表达为

$$\frac{1}{n} = \frac{\sqrt{3}kT}{v^*}, \quad v^* = b \times \times l^* \quad (9)$$

其中, k 为 Boltzman 常数, T 为绝对温度, b 为泊氏矢量的模, l^* 为一次热激活过程中可动位错扫过的距离,可近似看成与晶粒尺度无关的常数,通常取为泊氏矢量模的 1/2 或 1/3^[11],在下面的分析中取 $l^* =$

$(1/3)b, l^*$ 表示参与热激活过程位错段的长度, $l^* = 1/\sqrt{\rho}$, 这里近似认为 $l^* = \sqrt{3}/\sqrt{\rho^{(12)}}$. 基于上述分析, 应变率敏感系数可表示为

$$\frac{1}{n} = \frac{3kT\sqrt{\rho}}{b^2} \quad (10)$$

由式(10)看出, 尽管材料的塑性变形机制没有改变, 但随着变形量的增大, 材料微结构的演化也导致材料应变率敏感系数的变化. 至此我们得到了基于位错演化机制的粘塑性本构方程(2) - (10).

1.2 其它塑性变形机制的本构

细化的晶粒, 以及严重变形态的微结构使得基于晶界变形的机制容易被激活, 如基于晶界的蠕变^[13], 三晶交扩散^[14], 以及晶界滑移^[15]. 由于扩散与晶界滑移是两个相辅相成的变形机制, 其中所需特征时间较长的机制成为率控制机制. 因此, $\dot{\rho}_{\text{oth}}$ 可表示为

$$\dot{\rho}_{\text{oth}} = \min(\dot{\rho}_{\text{diff}}, \dot{\rho}_{\text{gbs}}) \quad (11)$$

1.2.1 基于扩散机制的塑性本构

基于扩散的塑性应变率由以下几部分组成

$$\dot{\rho}_{\text{diff}} = \dot{\rho}_{\text{N-H}} + \dot{\rho}_{\text{C}} + \dot{\rho}_{\text{ij}} \quad (12)$$

其中 $\dot{\rho}_{\text{N-H}}$ 、 $\dot{\rho}_{\text{C}}$ 、 $\dot{\rho}_{\text{ij}}$ 分别表示含应力阈值的体扩散 (Nabarro-Herring 蠕变)^[16]、晶界扩散 (Coble 蠕变)^[17]、三晶交扩散^[14]

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{\text{N-H}} = 14 \frac{(\sigma - \sigma_0) D_{\text{td},0}^{\text{sd}}}{kT d^2} \exp\left(\frac{-Q_{\text{td}}}{kT}\right) \\ \dot{\rho}_{\text{C}} = 14 \frac{(\sigma - \sigma_0) w D_{\text{bd},0}^{\text{sd}}}{kT d^3} \exp\left(\frac{-Q_{\text{bd}}}{kT}\right) \\ \dot{\rho}_{\text{ij}} = 20 \frac{(\sigma - \sigma_0) l D_{\text{ij},0}^{\text{sd}}}{kT d^4} \exp\left(\frac{-Q_{\text{ij}}}{kT}\right) \end{cases} \quad (13)$$

其中 Ω 为原子体积, w 为晶界厚度, d 为晶粒尺度, l 为三晶交处晶界混乱区的特征长度, Δ 代表三晶交的宽度, σ, σ_0 分别为外加应力及扩散应力阈值, $D_{\text{td},0}^{\text{sd}}$ 、 $D_{\text{bd},0}^{\text{sd}}$ 、 $D_{\text{ij},0}^{\text{sd}}$ 及 Q_{td} 、 Q_{bd} 、 Q_{ij} 分别表示晶体、晶界、三晶交的自扩散系数及其对应的扩散激活能, 其它符号意义同上. 由于方程组(13)是基于 $\sigma / (kT) \ll 1$ 的假设得到的, 而对于微纳米晶材料, 由于材料的屈服应力都很大, 这一假设并不成立, 因此我们采用以下非简化形式描述

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{\text{N-H}} = 14 \sinh\left[\frac{(\sigma - \sigma_0)}{kT}\right] \frac{D_{\text{td},0}^{\text{sd}}}{d^2} \exp\left(\frac{-Q_{\text{td}}}{kT}\right) \\ \dot{\rho}_{\text{C}} = 14 \sinh\left[\frac{(\sigma - \sigma_0)}{kT}\right] \frac{w D_{\text{bd},0}^{\text{sd}}}{d^3} \exp\left(\frac{-Q_{\text{bd}}}{kT}\right) \\ \dot{\rho}_{\text{ij}} = 20 \sinh\left[\frac{(\sigma - \sigma_0)}{kT}\right] \frac{l D_{\text{ij},0}^{\text{sd}}}{d^4} \exp\left(\frac{-Q_{\text{ij}}}{kT}\right) \end{cases} \quad (14)$$

该方程组中的前两式引至文献[16, 17], 第三式是采用这两篇文献中的方法推导得到.

1.2.2 基于晶界滑动的塑性本构

对于晶界滑移的本构, 我们采用文献[15]中描述细晶材料超塑性的唯象本构, 即

$$\dot{\rho}_{\text{gbs}} = \frac{b}{\sqrt{3}d} \frac{D_{\text{eff}}}{h^2} \left\{ \exp\left[\frac{(1 - \rho) d (\sigma - \sigma_0)^2 b^3}{5.22 \mu b k T}\right] - 1 \right\} \quad (15)$$

其中, $h = d/a$ 表示位错的攀移距离, $a = 1.57 \times 10^{-2} \cdot d^{-1/2}$, $D_{\text{eff}} = D_{\text{td}} + 1.7 \times 10^{-2} D_{\text{bd}}$, 为等效扩散系数, 其它符号意义同上.

为此, 方程(1) ~ (12)和(14)、(15)构成了描述微纳米晶材料塑性变形的完备方程组. 在给定的相关系数下, 我们可以对微纳米晶材料的变形行为进行计算分析.

2 计算分析

由于描述位错演化的塑性本构是一组非线性方程组, 下面我们采用迭代方法进行计算. 给定初始位错密度(在下面的计算分析中, 假设初始位错密度为饱和位错密度的 5%)及晶粒尺度, 通过式(3)可求得 $\dot{\rho}$, 然后基于外加应变率等于材料的总塑性应变率 $\dot{\rho}$, 即弹性应变率忽略不计, 联立方程(2)、(10)、(11)、(12), 利用 Newton-Raphson 方法求解出 σ, n , 并代入式(2)求解出 $\dot{\rho}_{\text{diff}}$, 然后利用四阶龙格-库塔法由式(5)计算出下一时刻的位错密度. 重复上述步骤即可求得材料塑性应力应变率的关系. 在求解过程中, 对时间进行离散化(应变等于应变率乘以时间), 同时在计算中设定判据, 当应变达到一定值时, 突然增加总塑性应变率以实现应变率突变的模拟.

2.1 计算参数的选取

以铜为模型材料, 采用文献[7, 13, 14]有关铜的参数: $\dot{\rho}_0 = 0.005 \text{ s}^{-1}$, $\dot{\rho}_s = 1 \text{ s}^{-1}$, $p = 21.25$, $b = 2.56 \times 10^{-10} \text{ m}$, $\mu = 42.1 \text{ GPa}$, $\sigma_0 = 0.33$, $\sigma_s = 1.18 \times 10^{-29} \text{ m}^3$, $Q_{\text{td}} = 197 \text{ kJ/mol}$, $D_{\text{td},0}^{\text{sd}} = 2 \times 10^{-5}$, $D_{\text{ij}} = D_{\text{gb}} = 2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{s}$, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, $T = 298 \text{ K}$, $w = 1 \text{ nm}$, $l = 2.5w$, $\Delta = 1.5w$, $\sigma_0 = 0.064 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$. 由于低温下 p 与绝对温度成反比^[8], 因此在任意温度下, $p = 21.25 \times 298/T$.

材料饱和位错密度 ρ_s , 可由关系式 $d = \sqrt{\sigma_s / \rho_s}$ 近似给出, 其中 σ_s 为常数, 根据文献[18]给出的晶胞尺度及其对应的平均位错密度, 可分别求出 ρ_s 值, 通过

简单的体积平均后得到 $\rho = 12.2$, 考虑到材料中的林位错密度远大于可动位错密度, 因此设定 $\rho_s = 9 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$; 基于以上假设, 对于给定晶粒尺度的材料, 利用方程组 (7) 及式 (8) 我们可以求出描述位错随应变演化的参数 C_1 、 C_2 、 C_3 和 C_4 .

2.2 计算结果与分析

首先, 变换式 (8) 中的参数 k_0 , 计算分析位错动态回复系数对位错密度演化的影响, 如图 2 所示, 随着动态回复系数 k_0 的增大, 位错密度越容易达到饱和. 当 $k_0 = 4$, 应变 ϵ 达到 0.4 时, 位错密度仍处于增长趋势; 而当 $k_0 = 43$ 时, 在应变 $\epsilon = 5\%$ 的情况下, 位错的增殖与湮灭就达到了动态平衡, 位错密度达到饱和. 由式 (2) 及式 (3) 可知位错密度的演化直接导致流变应力的变化. 对比图 2 与图 3 可知, 流变应力随应变的变化关系同位错密度演化图极为相似, 位错密度的饱和导致材料应变硬化能力消失, 应力不同晶界结构的微纳米晶材料表现出不同应变硬化特征^[19], 以及在保证晶粒尺度没有明显长大情况下的低温退火会明显改变材料的变形行为特征. 考虑到微纳米晶金属在变形的初始阶段 ($\epsilon = 5\%$) 存在很

高的应变硬化, 在随后的变形中应变硬化能力消失, 为此, 在以下的计算分析中取 $k_0 = 43$.

图 4 给出的是当塑性应变达到 0.02 时, 突然增大加载速率来模拟应变率突跳实验. 基于图 4, 利用应变率敏感系数 $m = \partial \ln(\sigma) / \partial \ln(\dot{\epsilon})$ 可计算出不同应变率下的应变率敏感系数, 即得到图 5(a) 中 $d = 200 \text{ nm}$ 的应变率敏感系数随应变率的变化关系. 由图 5(a) 可以看出, 晶粒尺度的减小, 应变率敏感系数增大; 对于亚微米晶铜, 材料的应变率敏感系数随

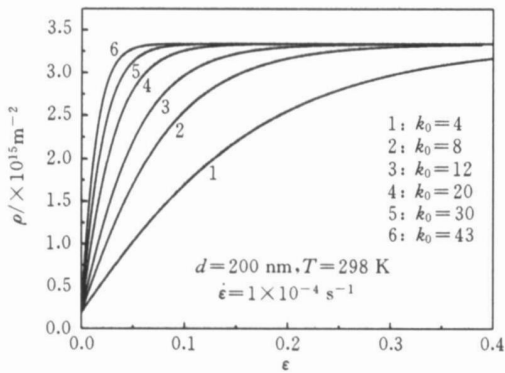


图 2 k_0 的变化对位错密度随应变演化的影响

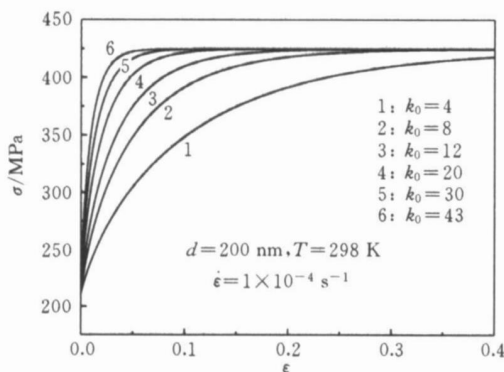


图 3 k_0 的变化对应力-应变关系曲线的影响

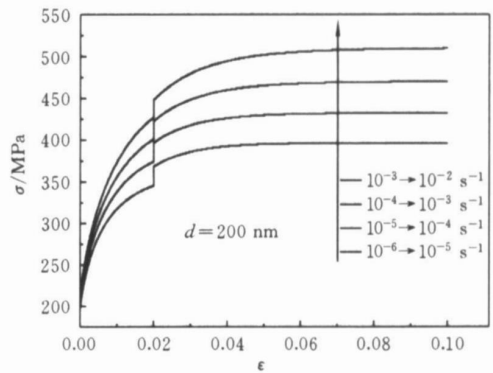
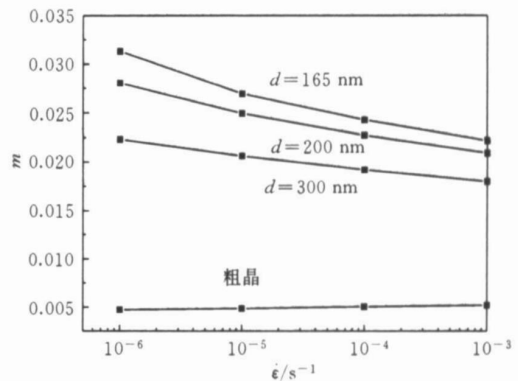
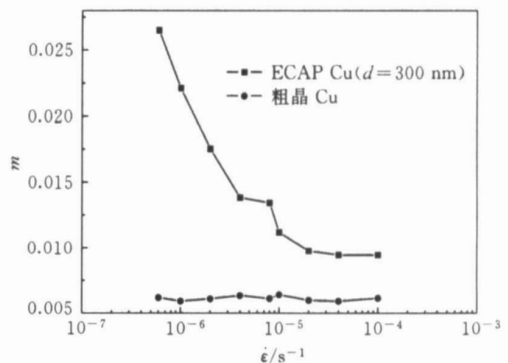


图 4 应变率突变计算结果



(a) 不同晶粒尺度下的计算结果



(b) 实验结果^[4]

图 5 应变率敏感系数随应变率的变化关系

应变率的减小而增大,而粗晶铜的应变率敏感系数在该应变率区段内几乎不变.这一变化趋势能较好地反映一些实验现象^[4](如图 5(b)所示).材料的宏观变形是位错机制和其它扩散机制共同作用的结果,而降低加载速率有利于扩散机制的启动,进而增大材料的应变率敏感性.

图 6 给出了不同加载速率下的应力及应变硬化率随应变的演化曲线.可以看出增大加载速率,亚微米晶铜的流变应力显著增大.利用 Hart's 判据^[20] $\frac{1}{\sigma} \cdot \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon}\right) = 1 + m > 0$ 可得到材料发生不均匀变形的位置,如图中 x 号所示.由图可知,亚微米晶铜的均匀变形能力随加载速率的增大而提高.分析描述位错演化方程的动态回复项式(8)可知提高加载速率能有效抑制位错的动态回复,有利于位错的增殖,提高材料的应变硬化能力,因此增大加载速率能提高材料的流变应力及均匀变形能力.正如 Wang 等^[21]建议通过增大加载速率来提高微纳米晶材料的均匀拉伸变形能力.

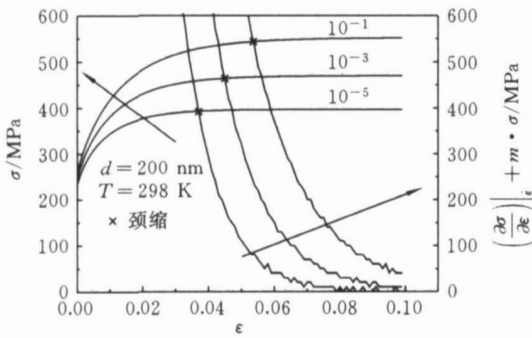


图 6 应变率对应力应变曲线的影响

图 7 给出了温度对亚微米晶铜流变应力的影响,温度降低,材料的流变应力增大.这一方面是由于温度的降低抑制位错的动态回复,有利于位错的增殖,进而提高材料的流变应力;另一方面,由式(14)、(15)可知温度降低可使材料的扩散性能急剧下降,从而基于扩散机制的变形所占的比重降低,材料得到进一步强化.

亚微米晶材料在室温及常规加载速率下的塑性变形是以位错机制为主导.由于扩散机制及晶界滑动机制对塑性变形的贡献受变形温度及加载速率的影响显著,因而降低加载速率或提高变形温度能增大扩散机制及晶界滑动机制对亚微米晶材料总塑性变形的贡献.

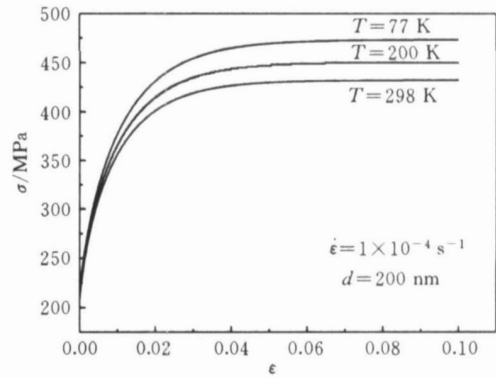


图 7 不同温度下的应力应变关系

3 结论

本文基于多种变形机制协同作用的思想,建立了用于描述亚微米、纳米晶材料塑性变形的理论模型.以铜为模型材料计算分析了晶粒尺度、温度、应变率等因素对材料的应变率敏感性及其应变硬化特征的影响.结果表明:细晶化的 fcc 金属铜的率敏感性增大,但由于小的晶粒尺度会使位错动态回复效应增强,位错的增殖与湮灭很快达到动态平衡,位错密度达到饱和,材料的应变硬化能力消失.提高加载速率和降低温度都能有效抑制位错的动态回复,进而提高材料的流变应力及应变硬化能力.

参 考 文 献

- [1] Lu L, Li S X, Lu K. An abnormal strain rate effect on tensile behavior in nanocrystalline copper. Scripta Mater, 2001, 45:1163-1169.
- [2] Dalla Torre F, Van Swygenhoven H, Victoria M. Nanocrystalline electrodeposited Ni: microstructure and tensile properties. Acta Mater, 2002, 50:3957-3970.
- [3] Schwaiger R, Moser B, Dao M, Chollacoop N, Suresh S. Some critical experiments on the strain-rate sensitivity of nanocrystalline nickel. Acta Mater, 2003, 51(17):5159-5172.
- [4] Wang Y M, Ma E. Temperature and strain rate effects on the strength and ductility of nanostructured copper. Appl Phys Lett, 2003, 83:3165-3167.
- [5] Dalla Torre F H, Pereloma E V, Davies C H J. Strain rate sensitivity and apparent activation volume measurements on equal channel angular extruded Cu

- processed by one to twelve passes. *Scripta Mater*, 2004, 51:367-371.
- [6] Wang Y M, Ma E. Strain hardening, strain rate sensitivity, and ductility of nanostructured metals. *Acta Mater*, 2004, 52:1699-1709.
- [7] Kim H S, Estrin Y, Bush M B. Plastic deformation behaviour of fine-grained materials. *Acta mater*, 2000, 48:493-504.
- [8] Estrin Y, in *Unified constitutive Laws of Plastic Deformation*. ed. Krausz A S, Krausz S. Academic Press, New York, 1996, 69-106.
- [9] Wei Q, Cheng S, Ramesh K T, Ma E. Effect of nanocrystalline and ultrafine grain sizes on the strain rate sensitivity and activation volume: fcc versus bcc metals. *Mater Sci Eng A*, 2004, 381:71-79.
- [10] Estrin Y, Kubin L P. Evolution of dislocation densities and the critical conditions for the Portevin-Le Chatelier effect. *Acta metal Mater*, 1990, 38(5):697-708.
- [11] Kobrinsky M J, Thompson C V. Activation volume for inelastic deformation in polycrystalline Ag thin films. *Acta mater*, 2000, 48:625-633.
- [12] Estrin Y, Tóth L S, Molinari A, Bréchet A Y. Dislocation-based model for all hardening stages in large strain deformation. *Acta mater*, 1998, 46:5509-5522.
- [13] Masumura R A, Hazzledine P M, Pande C S. Yield stress of fine grained materials. *Acta mater*, 1998, 46:4527-4534.
- [14] Fedorov A A, Gutkin M Y, Ovidko I A. Triple junction diffusion and plastic flow in fine-grained materials. *Scripta Materialia*, 2002, 47:51-55.
- [15] Watanabe H, Mukai T, Higashi K. Deformation mechanism of fine-grained superplasticity in metallic materials expected from the phenomenological constitutive equation. *Materials Transactions*, 2004, 45(8):2497-2502.
- [16] Herring C. Diffusional viscosity of a polycrystalline solid. *J Appl Phys*, 1950, 21(5):437-445.
- [17] Coble R L. A model for boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials. *J Appl Phys*, 1963, 34:1679-1682.
- [18] Lapovok R, Dalla Torre F H, Sandlin J. Gradient plasticity constitutive model reflecting the ultrafine micro-structure scale: the case of severely deformed copper. *J Mech Phys Solids*, 2005, 53:729-747.
- [19] Sun P L, Yu C Y, Kao P W, Chang C P. Influence of boundary characters on the tensile behavior of sub-micro-Aluminum. *Scripta mater*, 2005, 52:265-269.
- [20] Hart E W. Theory of the tensile test. *Acta Metall*, 1967, 15:351-355.
- [21] Wang Y M, Ma E. Three strategies to achieve uniform tensile deformation in a nanostructured metal. *Acta Mater*, 2004, 52:1699-1709.

ANALYSIS OF STRAIN RATE SENSITIVITY AND STRAIN HARDENING BEHAVIOR IN ULTRAFINE-GRAINED AND NANOCRYSTALLINE METALS

Xie Ziling Wu Xiaolei Hong Youshi

(State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080)

Abstract A physically based model is proposed to describe the plastic deformation of ultrafine grained and nanocrystalline metals. In the framework of the model, three mechanisms of plastic deformation, namely dislocation glide mechanism, diffusion mechanism and grain boundary sliding mechanism were considered to account for the plastic deformation behavior. Based on the model, we used copper as a "prototype" material to investigate the effects of grain size, strain rate and temperature on the plastic deformation behavior. The calculated results show that the strain rate sensitivity increases with decreasing grain size or strain rate, while the flow stress increases with increasing strain rate or decreasing temperature. In addition, increasing strain rate can improve the ductility of the ultrafine grained Cu. The calculation results are in good agreement with experiments in literature.

Key words nanocrystalline, plastic deformation, strain rate sensitivity, strain hardening, Copper