

DOI:10.3969/j.issn.1001-4551.2015.09.001

# 梯度纳米晶结构材料变形机制的理论模型研究<sup>\*</sup>

丁 松,周剑秋<sup>\*</sup>

(南京工业大学 机械与动力工程学院,江苏 南京 211800)

**摘要:**针对纳米晶材料拥有较高强度但是塑性较低的问题,对高塑性的纳米晶材料进行了归纳,对高强度高塑性的梯度纳米晶材料的微观结构和变形机制进行了研究。提出了一个基于晶粒尺寸和晶界取向角的新理论模型讨论晶粒大小为 20 nm ~ 300 nm 的梯度纳米晶结构的变形机制。研究了晶界滑移过程中晶界上位错的堆积情况,描述了晶界滑移和晶界迁移的能量特征。根据晶粒大小和晶界取向角这两个参数,通过能量法计算并定量分析了晶界滑移与晶界迁移能量特征之间的关系。研究表明,在梯度纳米晶材料中存在两种主要变形机制,相互竞争的两种变形机制最终导致梯度纳米晶材料不仅强度高而且韧性好;晶粒尺寸小于 170 nm 时主导变形机制为晶界迁移,大于 170 nm 时主导变形机制变为晶界滑移。

**关键词:**梯度纳米晶结构;能量特征;晶界取向角;变形机制

中图分类号:TH14

文献标志码:A

文章编号:1001-4551(2015)09-1151-05

## Theoretical model to grain boundary deformation in the gradient nano-grained structure materials

DING Song, ZHOU Jian-qiu

(College of Mechanical and Power Engineering, Nanjing Technology University, Nanjing 211800, China)

**Abstract:** Aiming at the problem that nanocrystalline materials possess high strength but low ductility, the nanocrystalline materials which own good ductility were summarized, and the microstructure and deformation mechanism of the gradient nano-grained (GNG) materials with both high strength and high ductility were studied. A new theoretical model based on the grain size and GB misorientation was proposed to describe the specific deformation mechanisms of the GNG structure with grain size varying from 20 nm ~ 300 nm. The dislocations piling up in the grain boundary under the GB sliding process were studied and the energy characteristics of the GB sliding and GB migration was described. According to the energy method, the energy difference for GB sliding and GB migration on the grain size and the GB misorientation angle was calculated and analyzed. The analysis demonstrates that there are two main deformation mechanisms competing in the GNG structure so that the GNG materials not only own high strength but also own good ductility. The GB migration is the dominant deformation mechanism for grains smaller than 170 nm, and the GB sliding becomes dominant above this size.

**Key words:** gradient nano-grained (GNG) structure; energy characteristic; GB misorientation angle; deformation mechanism

## 0 引 言

纳米晶材料由于其独特的力学性能受到了越来越多的关注。相对于粗晶材料而言,纳米晶材料呈现出高屈服强度,断裂强度和优良的耐磨性。然而低的拉伸延展性和断裂韧性严重限制了纳米晶材料在工程上的应用,其原因就是传统的变形机制停止工作<sup>[1-2]</sup>。

最近一些强度很大的纳米晶固体在常温下呈现出大

幅拉伸延展性<sup>[3-4]</sup>,或者在相对高的温度下呈现超塑性<sup>[5]</sup>。所以,如果能够有效地调节晶界滑移,纳米晶材料的延展性和超塑性将得到增强。最近晶界迁移作为调节晶界滑移的一种有效的新方式被提出并在理论上进行了分析<sup>[6]</sup>。由于晶界迁移不仅可以促使晶粒长大,而且可以有效抑制剪切带的产生,晶界迁移在纳米晶材料的变形过程中越来越重要了,通过晶界迁移配合其他的变形机制可以获得强度和韧性完美结合的纳米晶材料<sup>[7]</sup>。

收稿日期:2015-04-21

基金项目:江苏省工业支撑资助项目(BE2010092, BE2013129)

作者简介:丁 松(1989-),男,江苏南通人,主要从事纳米晶体材料力学性能和变形机制方面的研究. E-mail:302896797@qq.com

通信联系人:周剑秋,男,教授,博士生导师. E-mail:zhouj@njtech.edu.cn

最近, Fang 等人<sup>[8]</sup>制造出了狗骨头形状的拉伸杆件, 该试样经过表面机械研磨处理 (SMGT) 后晶粒尺寸沿直径方向呈梯度分布。经实验发现, 该试样表面纳晶层的延伸率和硬化率都非常好, 展现了  $31.2 \pm 2\%$  的均匀延展性, 同时应变局域化被完全抑制。根据微观结构观察, 晶界迁移是存在于梯度纳晶层的一种变形机制。大量实验和理论研究<sup>[9]</sup>表明: 机械加载过程中主要的两种变形机制为晶界迁移和晶界滑移。这两种变形机制共同作用于材料中本身就可以相互调节以促进材料的塑性, 很符合梯度纳晶材料高塑性的特性, 所以笔者假设晶界滑移也存在于梯度纳晶层中。

本研究的主要目的是通过能量特征来描述梯度纳晶层中的具体变形机制。笔者通过能量法具体描述梯度纳晶结构中晶界迁移与晶界滑移之间的关系。

## 1 微观结构和模型描述

本研究根据实验现象, 构建梯度纳晶层结构, 其晶粒尺寸介于  $20 \text{ nm} \sim 300 \text{ nm}$ 。

梯度纳晶层结构示意图如图 1 所示。

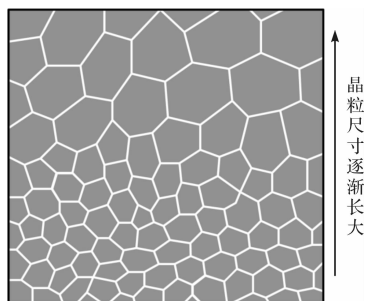


图 1 晶粒大小从  $20 \text{ nm}$  逐渐增大到  $300 \text{ nm}$  的梯度纳晶层结构示意图

在该模型中, 晶粒尺寸随着梯度层深度的增加而增加。根据实验观察, 发现梯度纳晶层的下表层由于应速率低, 大部分的晶界都是传统的高角晶界。因此, 本研究假设晶界取向角  $\theta(\omega)$  在该结构中随着晶粒大小的增大而增大。根据最新的文献报道<sup>[10]</sup>, 当样本受到机械加载, 晶界演变的基本方式为晶界迁移、晶界滑移或者这两种演变方式一起发生。

由于梯度纳晶材料中特殊的结构, 晶界滑移和晶界迁移相互竞争, 最终导致梯度纳晶材料不仅强度高而且延展性也较好。

## 2 能量特征

### 2.1 晶界滑移的能量特征

为了求出晶界滑移的能量特征, 笔者做了一些对结果没有实质性影响的一些假设:

(1) 仅考虑单条晶界上的滑移, 移动的位错跟相

邻的晶界之间不产生任何影响;

(2) 位错的伯格斯矢量值都是相等的。

为了计算出位错堆积在三晶交处的能量, 笔者首先根据给定晶界上的剪切应力和晶界长度计算出晶界上位错塞积群中位错的个数  $n$ 。

晶界滑移位错堆积在三晶交处的示意图如图 2 所示。

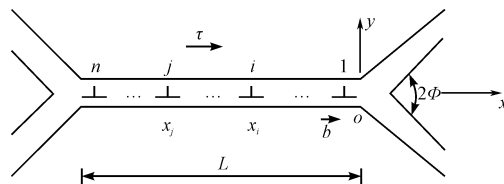


图 2 晶界滑移位错堆积在三晶交处的示意图

在剪切力  $\tau$  的作用下, 假设有  $n$  条位错沿晶界滑移并且每一条位错都用伯格斯矢量  $b$  来表示。当第一条位错沿着晶界滑移遇到三晶交时, 将会被三晶交阻碍, 同时会产生一背应力, 抑制位错塞积群后面的位错滑移。因此, 这些位错将受到两个力的作用: 一个是外加切应力, 一个是前面堆积的晶界位错产生的背应力。

晶界上的第一个位错的坐标为  $x_1$ , 第二个位错的坐标为  $x_2$ , 以此类推第  $n$  个位错的坐标为  $x_n$ 。根据经典位错力学<sup>[11]</sup>理论, 第  $i$  条位错产生的应力场对第  $j$  条位错作用的力为:

$$\sigma_{ij} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{1}{x_j - x_i} \quad (1)$$

由塞积群中所有位错对第  $j$  条位错的作用力为:

$$\sigma_{\Sigma}^j = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n \frac{1}{x_j - x_i} \quad (2)$$

当塞积群中的位错处于平衡状态时, 第  $j$  条位错所受的合力  $\sigma^j$  为零, 因此得到:

$$\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n \frac{1}{x_j - x_i} = \frac{2\pi(1-\nu)\tau}{Gb} \quad (3)$$

式(3)为塞积群中位错的平衡方程, 通过求解次方程可以得到塞积群中各位错的平衡位置, 但是求解过程却非常复杂。在本章中, 根据经典位错力学理论可以求得方程(3)的近似解为:

$$x_i = -\frac{\pi Gb}{16n(1-\nu)\tau} (i-1)^2 \quad (4)$$

从式(4)中可以看到, 位错的平衡位置  $x_i$  是跟  $(i-1)^2$  成正比的, 也就是说塞积群中各个位错的排列是不均匀的, 离三晶交越近, 位错排列越密。假设第  $n$  条位错的平衡位置  $x_n$  为塞积群的长度  $L$ , 同时也为晶界的长度, 则有:

$$d = L \approx \frac{\pi n Gb}{16(1-\nu)\tau} \quad (5)$$

因此, 给定的晶界长度  $d$ , 晶界上堆积位错的个数为:

$$n = \frac{16(1-\nu)\tau d}{\pi Gb} \quad (6)$$

由  $n$  条滑移晶界位错在三晶交处塞积产生的能量  $W_1$  包含两部分:一是位错塞积中各个位错自身的能量之和  $E^{\text{pile-up}}$ ,另一个是两任意位错之间的相互能之和  $E_{\Sigma}^{b-b}$ ,其具体形式可以表示为:

$$W_1 = E^{\text{pile-up}} + E_{\Sigma}^{b-b} \quad (7)$$

根据经典位错力学理论,各个位错自身的能量之和  $E^{\text{pile-up}}$  可以通过下式来得到:

$$E^{\text{pile-up}} = n \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left( \ln \frac{R}{b} + 1 \right) \quad (8)$$

式中: $R$ —位错应力场的屏蔽长度; $b$ —伯格斯矢量的数值; $G, \nu$ —材料的剪切模量和泊松比。

如无特殊说明,笔者所计算的位错能量均为单位位错线长度的能量。

根据 Hirth 和 Lothe<sup>[12]</sup> 的研究,两位错之间相互作用的能量可以描述为将其中一条位错在另一条位错所产生的应力场中从自由表面移动到当前位置所做的功。因此,能量  $E_{ij}^{b-b}$  的计算公式为:

$$E_{ij}^{b-b} = -b \int_{-R}^{-(x_j-x_i)} \sigma_{xy}^i dx \quad (9)$$

式中: $x_i, x_j$ —第  $i$  条位错和第  $j$  条晶界位错的位置。将式(1)代入式(9),可以得到:

$$E_{ij}^{b-b} = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{x_i - x_j} \quad (10)$$

因此,位错塞积群中  $n$  条位错之间总的相互作用能  $E_{\Sigma}^{b-b}$  为:

$$E_{\Sigma}^{b-b} = \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n E_{ij}^{b-b} = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \ln \frac{R}{x_i - x_j} \quad (11)$$

联立式(7,8,11),可以得到由  $n$  条晶界位错组成的位错塞积群的总能量为:

$$W_1 = \frac{nGb^2}{4\pi(1-\nu)} \left( \ln \frac{R}{b} + 1 \right) + \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \ln \frac{R}{x_i - x_j} \quad (12)$$

### 2.2 晶界迁移的能量特征

对于晶界迁移的能量特征,晶界迁移过程示意图如图3所示。

图3中,在剪切应力  $\tau$  的作用下,晶界  $MN$  迁移了  $l$  的距离,并产生了强度为  $\omega$  的向错偶极子。关于晶界迁移的能量特征,使用初始状态与最终状态的能量差表示,其能量差可表示为:

$$\Delta W_1 = W_1 - W_0 \quad (13)$$

式中: $W_0$ —初始状态下系统的缺陷能, $W_1$ —最终状态下系统的缺陷能。

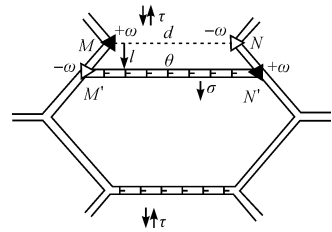


图3 晶界迁移过程示意图

当  $\Delta W_1 > 0$  时,晶界迁移无法发生,当  $\Delta W_1 < 0$  时,晶界迁移能够发生。

为了简化能量特征的计算,作如下假设:

- (1) 位于倾斜晶界上的晶格位错拥有相同的伯格斯矢量值  $b$ ;
- (2) 在晶界迁移到新的位置后,晶界上的晶格位错数量不变。

初始状态下系统的缺陷能  $W_0$  由下面2项组成:

$$W_0 = E_{\text{self}}^b + E_{\text{int}}^b \quad (14)$$

式中: $E_{\text{self}}^b$ —晶格位错自身能的总和, $E_{\text{int}}^b$ —晶界  $MN$  上所有晶格位错之间相互作用能的总和。

最终状态下系统的缺陷能  $W_1$  由下面5项组成:

$$W_1 = E_{\text{self}}^b + E_{\text{int}}^b + 2E_{\text{self}}^{\omega} + E_{\text{int}}^{\omega-b} + E_{\text{int}}^{\omega} - A \quad (15)$$

式中: $E_{\text{self}}^{\omega}$ —向错偶极子  $MN$  的自身弹性能(等于向错偶极子  $M'N'$  的自身弹性能); $E_{\text{int}}^{\omega}$ —向错偶极子  $MN$  与  $M'N'$  之间的相互作用弹性能; $E_{\text{int}}^{\omega-b}$ —向错偶极子与晶格位错之间的相互作用能,在该模型中,向错偶极子与晶格位错呈对称分布,在这种情况下有  $E_{\text{int}}^{\omega-b} = 0$ ;  $A$ —应力  $\tau$  对晶界  $MN$  迁移  $l$  的距离所做的功。

根据式(13~15),能量差  $\Delta W_1$  可以表达如下:

$$\Delta W_1 = E_{\text{int}}^{\omega} + 2E_{\text{self}}^{\omega} - A \quad (16)$$

根据参考文献[13]可知,式(16)右边三项可以按下面公式计算:

$$E_{\text{int}}^{\omega} = -\frac{1}{2}D\omega^2 d^2 \left( \ln \frac{R^2}{d^2 + l^2} - \frac{l^2}{d^2} \ln \frac{d^2 + l^2}{l^2} + 1 \right) \quad (17)$$

$$E_{\text{self}}^{\omega} = \frac{1}{4}D\omega^2 d^2 \left( 2 \ln \frac{R}{d} + 1 \right) \quad (18)$$

$$A = \tau \omega dl \quad (19)$$

式中: $D = G/[2\pi(1-\nu)]$ ,  $G$ —剪切模量,  $\nu$ —泊松比,  $R$ —位错应力场的屏蔽长度,  $\omega$ —向错的强度,  $d$ —平均晶粒尺寸,  $l$ —晶界迁移的距离。

假定  $l/d = m$ ,把式(17~19)代入式(16)可得能量差  $\Delta W_1$  为:

$$\Delta W_1 = \frac{1}{2}D\omega^2 d^2 \left[ (1+m^2) \ln(1+m^2) - m^2 \ln m^2 - \frac{2\tau}{D\omega} m \right] \quad (20)$$

因此,晶界迁移所需要的能量可以表示为:

$$\Delta W_2 = -\frac{1}{2}D\omega^2 d^2 \left[ (1+m^2) \ln(1+m^2) - m^2 \ln m^2 - \frac{2\tau}{D\omega} m \right] \quad (21)$$

### 3 结果和讨论

该模型中铜的参数来源于 Youssef 等人<sup>[14]</sup>制造的纳晶铜试样。

纳晶铜参数如表 1 所示<sup>[14]</sup>。

表 1 纳晶铜材料参数<sup>[14]</sup>

| 名称         | 符号    | 数值       |
|------------|-------|----------|
| 伯格矢量的值     | $b$   | 0.256 nm |
| 剪切模量       | $G$   | 42.1 GPa |
| 泊松比        | $\nu$ | 0.3      |
| 位错应力场的屏蔽长度 | $R$   | 256 nm   |
| 位错核心半径     | $r_c$ | 0.256 nm |
| 数值常数       | $Z$   | 1        |

晶界迁移和晶界滑移的能量随着晶粒、晶界取向变化关系如图 4、图 5 所示。

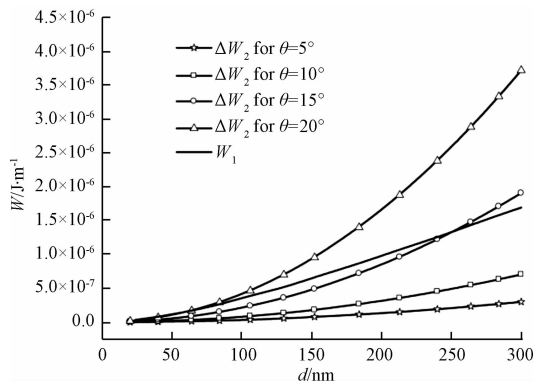


图 4 晶界迁移和晶界滑移的能量随着晶粒尺寸变化关系

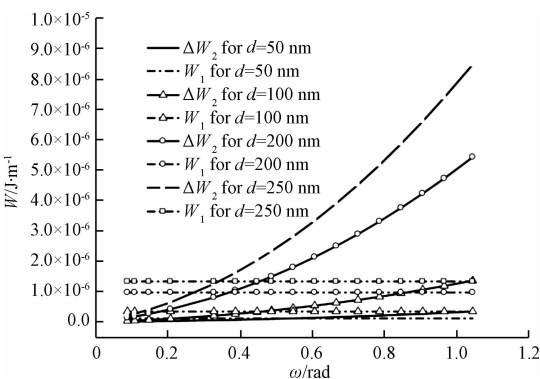


图 5 晶界迁移和晶界滑移的能量随着晶界取向角变化关系

本研究根据一些参数通过能量法对晶界迁移的变形机制(晶界迁移和晶界滑移)之间的对比进行详细地讨论。根据式(12,21),笔者结合图 4 和图 5,将从晶界尺寸  $d$  和晶界取向角  $\theta$  两个方面对晶界迁移和晶界滑移的能量进行讨论分析。

从图 4 中可以看出,晶界滑移的能量  $W_1$  和晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  都随着晶粒大小  $d$  的增加而呈曲线形式增长。晶界滑移的能量  $W_1$  和晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  的不同处在于在晶粒尺寸为一个固定大小时随着晶界取向角  $\theta$  的增加晶界迁移的能量逐渐增大。如果晶界取

向角  $\theta$  非常小,晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  总是小于晶界滑移的能量  $W_1$ 。当晶界取向角逐渐增大,晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  逐渐追上并最终超过晶界滑移的能量  $W_1$ 。

从图 5 中可以看出,当晶界取向角  $\theta$  为某一个固定值时,晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  和晶界滑移的能量  $W_1$  都随着晶粒尺寸  $d$  的增大而增大。当晶粒尺寸  $d$  为某一个特定值时,晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  随着晶界取向角的增大而增大,晶界滑移的能量  $W_1$  随着晶界取向角的变化未发生任何改变。在图 5 中,笔者定义晶界滑移的能量  $W_1$  和晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  的交点为  $m$ 。根据公式(12,21),计算得到  $m_1 = 0.34 \text{ rad}$  ( $d = 250 \text{ nm}$ ),  $m_2 = 0.373 \text{ rad}$  ( $d = 200 \text{ nm}$ ),  $m_3 = 0.458 \text{ rad}$  ( $d = 100 \text{ nm}$ ),  $m_4 = 0.519 \text{ rad}$  ( $d = 50 \text{ nm}$ )。对比  $m$  的值,发现  $m$  随着晶粒尺寸的减小而增大。也就是说,随着晶粒尺寸的增大晶界迁移的能量  $\Delta W_2$  越来越容易追上晶界滑移的能量  $W_1$ ,两个能量处于平衡位置所需要的晶界取向角  $\theta$  会变得越来越小。

结合图 4 和图 5,可以总结出,晶界迁移的能量和晶界滑移的能量都随着晶粒尺寸的增大而增大,但是只有晶界迁移的能量与晶界取向角  $\theta$  有关。开始阶段,晶界迁移的能量小于晶界滑移的能量,随着晶粒大小  $d$  和晶界取向角  $\theta$  的增大,晶界迁移的能量逐渐赶上并最终超过晶界滑移的能量。

目前本研究已分别用晶粒尺寸  $d$  和晶界取向角  $\theta$  这两个参数对该模型中的两种变形机制进行了分析。然而,在梯度纳晶结构中晶界取向角  $\theta$  和晶粒尺寸  $d$  均发生变化,并且晶界取向角  $\theta$  随着晶粒尺寸  $d$  呈规律性变化。因此,在该模型中,笔者假设梯度纳晶层最外层初始晶粒大小为 20 nm 的晶粒所对应的平均取向角为  $5^\circ$ ,最里层晶粒大小为 300 nm 的晶粒所对应的平均取向角为  $38^\circ$ ,并且取向角  $\theta$  随着晶粒尺寸的增大以线性形式增长。这样在剪切力  $\tau = 600 \text{ MPa}$  的情况下,根据式(12,21),笔者计算了晶界滑移和晶界迁移在本研究的模型中相互竞争的关系,实际情况下晶界迁移和晶界滑移的能量随着晶粒尺寸变化关系如图 6 所示。

从图 6 中可以看出,随着晶粒尺寸  $d$  的增加,也就是对应梯度纳晶结构中梯度层的深度增加,晶界迁移的能量,和晶界滑移的能量都是以曲线形式增长,并且开始阶段晶界迁移的能量小于晶界滑移的能量,随后逐渐追上并超过晶界滑移的能量。在晶粒大小为 170 nm 时,晶界迁移的能量与晶界滑移的能量相等。从能量角度来讲,两种变形机制相互竞争,一种变形方式想要先发生并且占据主导地位,则其所需要能量必定少于另一种变形机制。因此,梯度纳晶结构中当晶粒

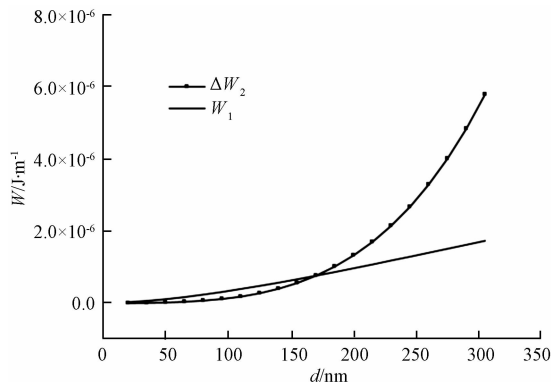


图6 实际情况下晶界迁移和晶界滑移的能量随着晶粒尺寸变化关系

尺寸为 20 nm ~ 170 nm 时,晶界取向角为  $5^\circ \sim 22.7^\circ$  时,材料主导变形机制为晶界迁移,晶粒大小在 170 nm ~ 300 nm,晶界取向角为  $22.7^\circ \sim 38^\circ$  时,主导变形机制则变为晶界滑移。由于晶界迁移导致晶粒软化而晶界滑移有利于晶粒硬化,计算结果与 Fang 等人<sup>[15]</sup> 的最新研究结果相一致。

## 4 结束语

本研究提出晶粒尺寸—晶界取向角为基础的理论模型,来探究梯度纳晶结构中的具体变形机制。在该模型中,晶粒尺寸随着梯度纳晶层深度的增加而增大,晶界取向角随着晶粒尺寸  $d$  的增加而以线性的方式增大。同时,理论性地描述了晶界迁移和晶界滑移的能量特性并对两种变形机制通过能量法进行了对比。

在该模型中,随着晶粒尺寸  $d$  的增加,也就是对应梯度纳晶结构中梯度层的深度的增加,晶界迁移的能量,和晶界滑移的能量都是以曲线形式增长,并且开始阶段晶界迁移的能量小于晶界滑移的能量,随后逐渐追上并超过晶界滑移的能量。在晶粒大小为 170 nm 时,晶界迁移的能量与晶界滑移的能量相同。

总之,在梯度纳晶层中存在两种主要变形机制:晶界迁移和晶界滑移,两种变形机制相互竞争。梯度纳晶结构中当晶粒尺寸为 20 nm ~ 170 nm 时,晶界取向角为  $5^\circ \sim 22.7^\circ$  时,其主导变形机制为晶界迁移,晶粒大小在 170 nm ~ 300 nm,晶界取向角为  $22.7^\circ \sim 38^\circ$  时,主导变形机制则变为晶界滑移。

## 参考文献 (References):

- [1] KOCH CC. Structural nanocrystalline materials: an overview [J]. *Journal of Materials Science*, 2007(42):1403-1414.
- [2] DAO M, LU L, ASARO R J, et al. Toward a quantitative understanding of mechanical behavior of nanocrystalline metals [J]. *Acta Materialia*, 2007(55):4041-4065.
- [3] FANG Q H, FENG H, LIU Y W, et al. Special rotational deformation effect on the emission of dislocations from a crack tip in deformed nanocrystalline solids [J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2012(49):1406-1412.
- [4] YOUSSEF K M, SCATTERGOOD R O, MURTY K L, et al. Nanocrystalline Al - Mg alloy with ultrahigh strength and good ductility [J]. *Scripta Materialia*, 2006(54):251-256.
- [5] SERGUEEVA A V, MARA N A, MUKHERJEE A K. Grain boundary sliding in nanomaterials at elevated temperatures [J]. *Journal of Materials Science*, 2007(42):1433-1438.
- [6] BOBYLEV S V, MOROZOV N F, OVID'KO I A. Cooperative grain boundary sliding and migration process in nanocrystalline solids [J]. *Physical Review Letters*, 2010(105):48-58.
- [7] LI J, SOH A K. Synergy of grain boundary sliding and shear-coupled migration process in nanocrystalline materials [J]. *Acta Materialia*, 2013(61):5449-5457.
- [8] FANG T H, LI W L, TAO N R, et al. Revealing extraordinary intrinsic tensile plasticity in gradient nano-grained copper [J]. *Science*, 2011(331):1587-1590.
- [9] SCHÄFER J, ALBE K. Competing deformation mechanisms in nanocrystalline metals and alloys: Coupled motion versus grain boundary sliding [J]. *Acta Materialia*, 2012(60):6076-6085.
- [10] SCHÄFER J, ALBE K. Influence of solutes on the competition between mesoscopic grain boundary sliding and coupled grain boundary motion [J]. *Scripta Materialia*, 2012(66):315-317.
- [11] 王亚男,陈树江,董希淳. 位错理论及其应用 [M]. 北京:冶金工业出版社, 2007.
- [12] HIRTH J P, LOTHE J. Theory of dislocations [M]. New York: John Wiley, 1982.
- [13] GUTKIN M Y, MIKAELYAN K N, ROMANOV A E, et al. Disclination models of misorientation band generation and propagation [J]. *Physica Status Solidi (a)*, 2002(193):35-52.
- [14] YOUSSEF K M, SCATTERGOOD R O, MURTY K L, et al. Ultrahigh strength and high ductility of bulk nanocrystalline copper [J]. *Applied Physics Letters*, 2005(87):40-44.
- [15] FANG T H, TAO N R, LU K. Tension-induced softening and hardening in gradient nanograined surface layer in copper [J]. *Scripta Materialia*, 2014(77):17-20.

[编辑:李辉]

## 本文引用格式:

丁松,周剑秋. 梯度纳米晶结构材料变形机制的理论模型研究 [J]. 机电工程, 2015, 32(9):1151-1155.

DING Song, ZHOU Jian-qiu. Theoretical model to grain boundary deformation in the gradient nano-grained structure materials [J]. Journal of Mechanical & Electrical Engineering, 2015, 32(9):1151-1155.

《机电工程》杂志: <http://www.meem.com.cn>