

晶粒尺寸对纳晶双峰材料断裂韧性的影响

刘英光, 彭秀雷, 祝晓燕

(华北电力大学, 河北 保定 071003)

摘要: 为了描述由纳晶基体和粗晶颗粒组成的纳晶双峰材料的断裂韧性, 通过建立一个粘聚力模型来研究纳晶双峰材料的临界应力强度因子 K_{IC} (表征材料断裂韧性)。考虑到纳晶双峰材料的一个典型情况: 裂纹位于 2 个纳晶颗粒的交界面处, 裂纹尖端与粗晶粒的晶界相交, 假设粘聚区的尺寸等于纳晶颗粒的尺寸 d 。裂纹的钝化和扩展过程受位错和粘聚力的共同影响, 刃型位错是从粘聚力裂纹的尖端发射, 该过程对裂纹产生屏蔽效应。模型计算结果显示: 当粗晶颗粒尺寸 D 确定时, K_{IC} 随着纳晶材料晶粒尺寸 d 的增大而增大; 当纳晶材料晶粒尺寸 d 确定时, K_{IC} 随着粗晶材料晶粒尺寸 D 的增大而增大; 相对于纳晶颗粒的尺寸, 断裂韧性对粗晶晶粒的尺寸更加敏感。

关键词: 纳晶双峰材料; 位错粘聚力; 断裂韧性; 晶粒尺寸

中图分类号: TG111.91

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2015)11-2798-05

很多试验研究表明, 纳晶材料与传统的粗晶粒材料相比具有较低的韧性^[1,2]。人们也发现了纳晶材料具有拉伸超塑性的证明, 但这些现象并不多, 而且往往只发生在高温下, 或者使用专门的测试方法对微观试样进行拉伸测试得到的^[3-5]。

在某些材料中, 由于其低断裂韧性的缺陷, 阻碍了它们在工程上的应用。根据工程实践和理论经验, 人们常常建立一种复合结构, 以提高这种材料的断裂韧性^[6-8]。科研工作者提出很多方法来提高纳晶材料的断裂韧性^[9-12]。其中的一个有效的方法就是建立晶粒双峰尺寸分布, 其中细晶粒提供高强度, 粗晶可以通过应变硬化来提高材料的断裂韧性^[13-15]。

从上面引用的文献可以知道, 虽然有很多试验观测到了纳晶材料的双峰分布且增加了材料的断裂韧性, 但是对纳晶双峰材料断裂韧性进行定量研究的却很少。例如, Ovid'ko 和 Sheinerman^[16]建立了一个研究纳晶双峰材料裂纹萌生的模型, 在塑性变形中裂纹在大晶粒和纳晶基体的交界面上产生, 但是他们没有考虑临界应力强度因子。Fan 等人^[17]研究了具有双峰晶粒尺寸分布的超细晶铝镁合金的塑性变形和断裂行为, Ramberg-Osgood 方程被用来拟合双峰超细合金的压缩应力-应变曲线。结果发现, 具有双峰微观结构的超细晶铝镁合金的塑性变形是高度局部化的。合金的断裂归因于压缩试验下的局部剪切, 或是拉伸试验下的局部剪切、气蚀和缩颈的结合。然而该研究中的超

细晶粒尺寸并没有达到纳米级。Han 等人^[18]研究了应变速率敏感性和应变速率对双峰 5083 铝韧性的影响, 在不同应变速率下, 对含有不同粗晶体积积分数的几种双峰 5083 铝合金的力学响应进行了研究。结果发现, 当应变速率小于 10^{-1} s^{-1} 时, 失效应变随着应变速率的减小而增大, 但使用他们的模型进行定量计算是很困难的。Zhu 等人^[19,20]为了研究纳晶双峰材料的强度和韧性, 建立了 2 个统计模型, 计算结果表明纳米微裂纹不会引起严重的失效, 相反, 这些裂纹的背应力增加了材料的应变硬化从而提高材料的韧性。但是, 他们的模型没有考虑裂纹的扩展与临界应力强度因子 (K_{IC}) 的计算。基于应变梯度塑形理论, Y. G. Liu^[21]也建立了一个纳晶双峰材料的本构模型, 但并未考虑这种材料的断裂情况。

此外, 还有许多其他的文献研究纳晶双峰材料^[22-24], 其中大部分主要描述试验现象, 而不是建立一个数学模型进行定量分析研究。在过去的几十年, 粘聚力模型越来越多地应用于研究裂纹的萌生和扩展^[25-28], 但大部分的粘聚力模型被用来研究粗晶粒材料的断裂行为, 而并未考虑纳晶或纳晶双峰材料。本研究通过建立一个位错-粘聚力模型来研究纳晶双峰材料的断裂韧性。

1 位错-粘聚力模型

所研究的是在位错屏蔽作用下, Dugdale^[29]粘聚力模型控制的 I 型裂纹的断裂韧性, 如图 1 所示。裂纹位于相邻纳晶颗粒间的交界面处, 同时裂纹尖端与粗

收稿日期: 2014-11-20

基金项目: 国家自然科学基金 (51301069)

作者简介: 刘英光, 男, 1983 年生, 博士, 讲师, 华北电力大学能源动力与机械工程学院, 河北 保定 071003, 电话: 0312-7522541, E-mail: yingguang266@126.com

晶粒的晶界相交。在纳晶双峰材料中，裂纹一般在纳晶基体中萌生与扩展，且形式为晶间裂纹，当裂纹扩展到粗晶晶界处时，由于纳晶和粗晶结构及性质的差异，裂纹会改变扩展机理，本工作所研究的恰恰是这种典型情况。图 1b 为 Dugdale 矩形关系粘聚力模型，假定粘聚区的长度 $OO'=L$ 。坐标原点与裂纹尖端重合。随着外加载荷的增加， N 个位错会从裂纹尖端发射，发射的位错在对面的晶界处堆积，如图 1a 所示。

在 O 点的应力强度因子 K_{IC} 可以表示成

$$K_{IC} = \sqrt{(K_{IC}^c)^2 - (k_{II}^d)^2} - k_I^d \quad (1)$$

式中， K_{IC}^c 是粘聚力 σ_c 下的应力强度因子， k_I^d 和 k_{II}^d 分别是由位错产生的裂纹扩展方向法线和切线方向的强度因子。对于半无限大 I 型裂纹来说，当其承受沿着裂纹表面法向牵引力 $p(x)$ 时，其应力强度因子为^[30]：

$$K_I = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^0 \frac{p(t) dt}{\sqrt{-t}} \quad (2)$$

在 Dugdale 模型中，当 $-L \leq t \leq 0$ 时，粘聚牵引力 $p_c(t) = -\sigma_c$ ，如图 1b 所示，相对应的 O 点的应力强度因子为^[31]：

$$K_{IC}^c = -\sigma_c \sqrt{\frac{8L}{\pi}} \quad (3)$$

需要注意的是在 Dugdale 模型中，粘聚力 σ_c 与材料的

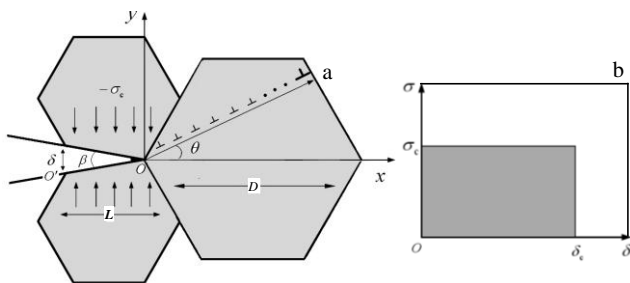


图 1 一个 Dugdale 粘聚性 I 型裂纹位于与 2 个相邻纳晶颗粒之间，裂纹尖端与第 3 个晶粒的晶界相交。 N 个伯格斯矢量为 b 的刃型位错从裂纹尖端发射并向相对的晶界方向滑移。粘聚区从 O' 点开始，长度为 L ，此点处裂纹张开位移可以计算。符 Dugdale（矩形）粘聚力模型的粘聚力 σ_c 和临界张开位移 δ_c 的关系

Fig.1 A Dugdale cohesive crack, subjected to a remote mode-I loading, lies at the interface of two adjacent grains with the crack tip intersecting the grain boundary of the third grain. N edge dislocations with Burgers vectors b emit from the crack tip and slip to the opposite grain boundary, the crack tip cohesive zone size is L the cohesive zone starts at O' where the crack-opening displacement is calculated (a) and Dugdale's (rectangular) cohesive law with cohesive strength σ_c and critical displacement δ_c (b)

屈服强度 σ_y 相等。然而，所有其它的粘聚力模型都认为粘聚力随着张开位移的变化而变化，并且存在一个最大值 σ_{max} ，这个值是屈服强度 σ_y 的若干倍^[32]。在本研究中，使用方程(4)来描述最大粘聚力 σ_{max} 和材料屈服强度 σ_y 之间的关系^[33]。

$$\sigma_{max} = \frac{\sigma_y}{\sqrt{\alpha^2 - \alpha + 1}} \left[\frac{2E}{\sigma_y} \frac{\alpha + 1}{2 - \alpha} C e^{-1.5H_0} + 1 \right]^n \quad (4)$$

$\alpha = \sigma_{II} / \sigma_I$ 是定义应力轴度的两向轴度比如图 2 所示。 H_0 是常量为 0.5， C 为与材料相关的无量纲常数， σ_y 可根据著名的 Hall-Petch 关系获得：

$$\sigma_y = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d}} \quad (5)$$

式中， σ_0 为材料的摩擦应力， k 是 H-P 常数， d 是晶粒尺寸。

需要注意的是：许多纳晶材料的晶粒尺寸降低到某一临界值 (3~20 nm) 时，就不再遵循 H-P 关系^[34-37]。所以在本研究中，将不考虑晶粒尺寸小于 20 nm 的情况；假定裂纹尖端的曲率半径 $\rho = 0$ ，从图 1a 中可以看到，在粘聚区，最大张开位移 $\delta_c = L\beta$ ， β 是裂纹尖端张开角度。一般来讲，在粘聚力模型中， $1 \text{ nm} \leq \delta_c \leq 100 \text{ nm}$ 。因此，为了限制张开位移的大小，将粘聚区的长度，也就是晶粒尺寸设定为 $L \leq 100 \text{ nm}$ ，如果晶粒尺寸超过 100 nm，那么本研究的模型将不一定会适用。对于纳晶铜，将 $\delta_0 = 25 \text{ MPa}$ 和 $k = 0.11 \times 10^6$ 代入公式(4)，就得到了最大粘聚力 σ_{max} 和晶粒尺寸 d 的关系，如图 3 所示。

下面计算由位错引起的应力强度因子 k_I^d 和 k_{II}^d 。如图 1a 所示， θ 是位错发射方向和裂纹扩展方向的夹角^[38]

$$k_I^d = -\frac{3\pi D b_T \sin\theta \cos(\theta/2)}{\sqrt{2\pi r_0}}$$

$$k_{II}^d = -\frac{\pi D b_T [\cos(\theta/2) + 3\cos(3\theta/2)]}{2\sqrt{2\pi r_0}} \quad (6)$$

式中， $D = G/[2(1-\nu)]$ ， G 是剪切模量； $b_T = Nb$ ，所有

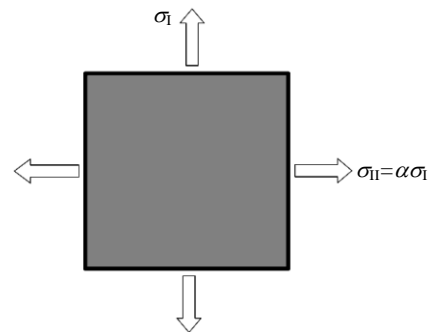


图 2 平面应力下双轴度率 α 的图解
Fig.2 Schematic diagram of bi-axiality ratio, α , under conditions of plane stress

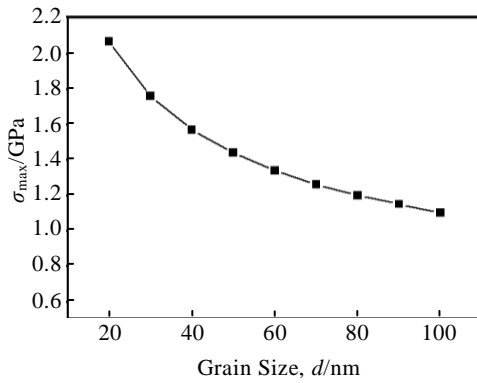


图 3 临界粘聚力 σ_{\max} 与晶粒尺寸 d 的关系

Fig.3 Dependence of critical cohesive stress σ_{\max} on grain size d

发射位错伯格斯矢量的总和; $b=0.256 \text{ nm}$, ν 是泊松比, r_0 为位错与裂纹尖端的距离。

接下来计算裂纹尖端发射位错的数量 N , 这些位错被阻碍到与粗晶粒的相对的晶界。在准静态平衡条件下, N 个位错发射所需的最小能量为 ΔW , ΔW 由 3 项组成

$$\Delta W = W_s + W_c - A \quad (7)$$

式中, W_s 是位错的弹性能, W_c 位错核能, A 是产生位错以及位错从初始位置滑移到最终位置所需的能量。因为位错位于裂纹自由表面, 它的应力被屏蔽, 所以考虑其象力条件下的位错弹性能为^[39]:

$$W_s \approx \frac{Db_T^2}{2} \ln \frac{r}{r_c} \quad (8)$$

式中, r_c 是位错核半径, 位错核能量 W_c 近似条件下可以表示为^[40]:

$$W_c \approx Db_T^2 / 2 \quad (9)$$

A 为产生位错以及位错从裂纹尖端滑移到最终位置的能量, 以标准方式计算, 能量 A 的计算可由(10)计算:

$$A = b_T \int_0^r \sigma_{r\theta}^{K_I} (r, \theta) d\rho \quad (10)$$

式中, 以原点在裂纹尖端的极坐标 (r, θ) 表示的 $\sigma_{r\theta}^{K_I} (r, \theta)$ 可用下式表达:

$$\sigma_{r\theta}^{K_I} (r, \theta) = \frac{K_I^c \sin\theta \cos(\theta/2)}{2\sqrt{2\pi r}} \quad (11)$$

根据式 (10) 和式 (11), 可以得到:

$$A = b_T r \left(\frac{K_I^c \sin\theta \cos(\theta/2)}{\sqrt{2\pi r}} \right) \quad (12)$$

结合式 (8) ~ (12), 得到 ΔW 如下:

$$\Delta W = \frac{Db_T^2}{2} \left(\ln \frac{r}{r_c} + 1 \right) - \frac{b_T r K_I^c \sin\theta \cos(\theta/2)}{\sqrt{2\pi r}} \quad (13)$$

当取 ΔW 最小值时, 存在 $\partial(\Delta W)/\partial b_T = 0$, 由此可得到发射位错的数量 N :

$$N = \frac{(1-\nu)K_I^c \sin\theta \cos(\theta/2)\sqrt{2\pi r}}{bG[\ln(r/r_c) + 1]} \quad (14)$$

在目前的工作中, 为了简化起见, 所有由裂纹尖端发射的位错都将到达对面的晶界上, 并且设每个位错滑移的距离都是粗晶材料晶粒尺寸 D 。根据参考文献[41], 可知已经计算出纳晶镍临界应力强度因子 K_{IC} 与晶界和裂纹扩展方向夹角 θ 的关系如图 4 所示。从图 4 可以看出, 当位错发射方向与裂纹扩展方向约为 70° 时, K_{IC} 达到最大值。将其代入 (14) 式中, 得到纳晶铜位错发射数量 N 与粗晶材料晶粒尺寸 D 的关系如图 5 所示。从图 5 可以看出, N 随着粗晶材料晶粒尺寸 D 的增大而增大。从中可以注意到 N 的值是相对较小的且增长率也是趋于降低的。这就意味着对于小尺寸的晶粒, 位错沿一个滑移面发射, 不能很容易的引起裂纹显著的钝化以及裂缝的扩展。这是因为当位错远离裂纹时被施加于位错的驱动力将会变小, 位错被阻止在晶界处, 这使得后面发射位错的滑动变得越来越困难。

2 结果与讨论

为了定量研究纳晶双峰材料的断裂韧性, 以纳晶铜为例来做数值计算, 关于铜的相关参数见表 1。

当纳晶基体的晶粒尺寸为常数时, 将式 (3) 和式 (6) 代入式 (1) 中, 得到纳晶铜的应力强度因子与粗晶颗粒尺寸 D 和纳晶颗粒 d 的关系, 如图 6 和图 7 所示。

从图 6 可以看出, 当纳晶基体的晶粒尺寸 d 为常数时, 临界应力强度因子 K_{IC} 随着粗晶粒尺寸 D 的增大而增大, 变化比较明显。例如: 当纳晶颗粒的尺寸 $d=30 \text{ nm}$ 时, 粗晶材料晶粒尺寸 D 在 $1 \sim 9 \mu\text{m}$ 时, 纳晶双峰材料的断裂韧性值增加了 31.6%; 纳晶材料

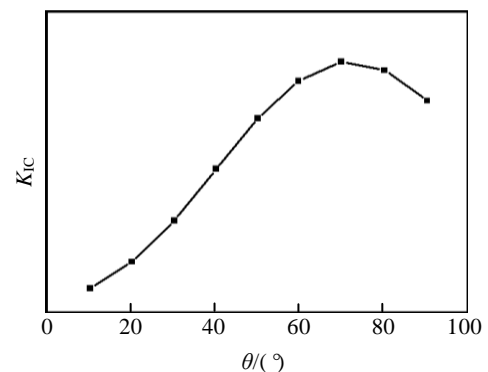


图 4 纳晶镍的临界裂纹强度因子 K_{IC} 与晶界和裂纹扩展方向夹角 θ 的关系

Fig.4 Dependence of critical crack intensity factor K_{IC} on the angle θ made by the boundary plane and the crack growth direction for nanocrystalline nickel

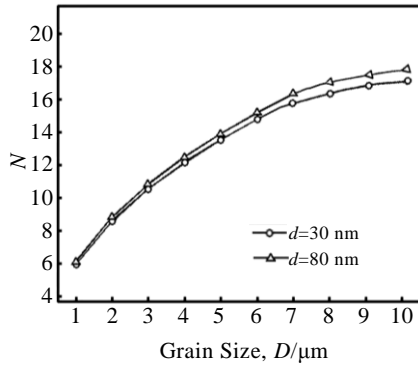


图 5 在纳晶铜中裂纹尖端沿着一个滑移面发射位错的最大数量 N 与粗晶颗粒尺寸 D 的关系

Fig.5 Maximum number N of edge dislocations emitted from the crack tip along one slip plane as a function of coarse grain size D in nanocrystalline copper

表 1 纳晶铜的参数

Table 1 Nanocrystalline copper parameters

G/GPa	b/nm	ν	$r_0/\mu\text{m}$	r_c/nm	k	σ_0/MPa	$\theta/(\text{^\circ})$
42	0.256	0.3	1	0.256	0.11×10^6	25	70

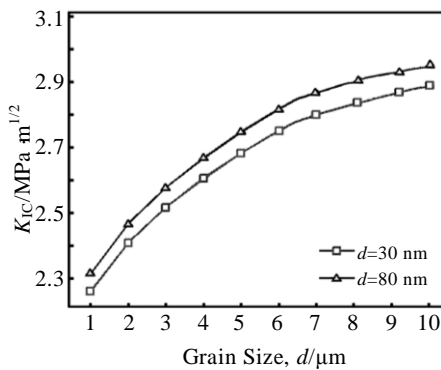


图 6 纳晶铜的临界裂纹应力强度因子 K_{IC} 与粗晶粒尺寸 D 的关系

Fig.6 Critical stress intensity factor K_{IC} vs. coarse grain size D in nanocrystalline copper

晶粒尺寸 $d=80 \text{ nm}$ 时，粗晶材料晶粒尺寸 D 从 $1 \mu\text{m}$ 到 $9 \mu\text{m}$ 时，纳晶双峰材料的断裂韧性值增加了 29.3%。这是因为发射位错的数量 N 随着粗晶尺寸的增加而增加，从而为裂纹扩展提供更多屏蔽效果。

当粗晶尺寸 D 不变时，采用相同的计算步骤可获得纳晶颗粒的尺寸 d 与断裂韧性的关系，如图 7 所示。从图 7 可以看出当粗晶粒尺寸 D 是常数时，临界应力强度因子(K_{IC})会随着纳晶颗粒尺寸 d 的增大而增大，但增大的幅度不大。例如：当粗晶材料晶粒尺寸 $D=5 \mu\text{m}$ ，纳晶材料晶粒尺寸 d 从 20 nm 增加到 100 nm 时，

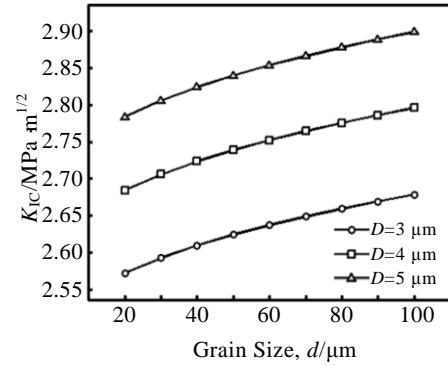


图 7 对纳晶铜，临界裂纹应力强度因子 K_{IC} 与晶粒尺寸 d 的关系

Fig.7 Critical stress intensity factor K_{IC} vs. grain size d in nanocrystalline copper

材料的断裂韧性增加了 4.2%。由此可以得出，纳晶双峰材料的断裂韧性对纳晶基体的晶粒尺寸 d 并不是很敏感。除此之外，计算的断裂韧性值在 $2\sim 3 \text{ MPa m}^{1/2}$ 之间，这个值比试验数据值小。这可以用 2 个原因来解释：(1) 在本模型中，除了位错从裂纹尖端发射，没有考虑真实材料中已经存在的位错；(2) 也没有考虑其他变形，例如晶界滑移、扩散蠕变、旋转变形和纳米孪晶等，这些变形在一定条件下，都能使纳晶双峰材料得到良好的韧性。

在这个模型中，只考虑了一种特殊情况下纳晶双峰材料的应力强度因子，即裂纹位于相邻纳晶颗粒之间的交界面上，同时裂纹尖端与粗晶粒的晶界相交。众所周知，裂纹的钝化和增长的过程会受到不同变形模式的强烈影响甚至被其控制(例如：扩散蠕变、旋转、晶界滑移和孪晶变形)，这些变形模式在一定条件下都会使纳晶材料的韧性增强或减小，不同变形对纳晶材料韧性的影响还需要进一步学习和研究。

3 结 论

- 1) 纳晶双峰材料比纳晶材料具有更高的断裂韧性。
- 2) 当纳晶颗粒尺寸 d 不变时，应力强度因子(K_{IC})会随着粗晶颗粒尺寸 D 的增大而增大，而且这种变化是很明显的。
- 3) 当粗晶粒尺寸 D 不变时，应力强度因子 (K_{IC}) 会随着纳晶颗粒尺寸 d 的增大而增大，但增大幅度不大。

参考文献 References

[1] Koch C C, Morris D G, Lu K *et al.* *MRS Bull*[J], 1999, 24: 54
 [2] Kumar K S, Swygenhoven V, Suresh S. *Acta Mater*[J], 2003, 51: 5743

- [3] Zhang S, Wang H, Scattergood R O *et al. Appl Phys Lett*[J], 2003, 81: 823
- [4] Karimpoor A A, Erb U, Aust K T *et al. Scr Mater*[J], 2003, 49: 651
- [5] Valiev R Z, Alexandrov I V, Zhu Y T *et al. J Mater Res*[J], 2002, 17: 5
- [6] Qiu H, Wang L N, Qi J G *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2013, 579: 71
- [7] Ghosh A, Sivaprasad S, Bhattacharjee A *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2013, 568: 61
- [8] Lee S H, Lee S U, Moon K I *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2004, 382: 209
- [9] Dao M, Lu L, Asaro R J *et al. Acta Mater*[J], 2007, 55: 4041
- [10] Zhang X, Wang H, Koch C C. *Rev Adv Mater Sci*[J], 2004, 6: 53
- [11] Han B Q, Lavernia E, Mohamed F A. *Rev Adv Mater Sci*[J], 2005, 9: 1
- [12] Ovid'ko I A. *Rev Adv Mater Sci*[J], 2005, 10: 89
- [13] Wang Y, Chen M, Zhou F. *E Ma Metal Nature*[J], 2002, 419: 912
- [14] Wang Y M, Ma E, Chen M W. *Appl Phys Lett*[J], 2002, 80: 2395
- [15] Chokshi A H, Mukherjee A K. *Metall Trans A*[J], 1988, 19: 1621
- [16] Ovid'ko I A, Sheinerman A G. *Acta Mater*[J], 2010, 58: 5286
- [17] Fan G J, Choo H, Liaw P K *et al. Acta Mater*[J], 2006, 54: 1759
- [18] Han B Q, Huang J Y, Zhu Y T *et al. Acta Mater*[J], 2006, 54: 3015
- [19] Zhu L L, Shi S Q, Lu K *et al. Acta Mater*[J], 2012, 60: 5762
- [20] Zhu L L, Lu J. *Int J Plast*[J], 2012, 30(31) : 166
- [21] Liu Y G, Zhou J Q, David H. *Composites Part B*[J], 2012, 43: 249
- [22] Han B Q, Lee Z, Witkin D *et al. Metall Mater Trans A*[J], 2005, 36: 957
- [23] Prasad M J N V, Suwas S, Chokshi A H. *Mater Sci Eng A*[J], 2009, 503: 86
- [24] Lee Z, Witkin D B, Radmilovic V *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2005, 410: 462
- [25] Needleman A. *J Appl Mech*[J], 1987, 54: 525
- [26] Tvergaard V, Hutchinson J W. *J Mech Phys Solids*[J], 1992, 40: 1377
- [27] Broedling N G, Hartmaier A, Gao H J. *Int J Fract*[J], 2006, 140: 169
- [28] Deshpande V S, Needleman A, Van der Giessen E. *Acta Mater*[J], 2001, 49: 3189
- [29] Dugdale D S. *Mech Phys Solids*[J], 1960, 8: 100
- [30] Bhandakkar T K, Chng A C, Curtin W A *et al. Mech Phys Solids*[J], 2010, 58: 530
- [31] Deshpande V S, Needleman A, Vander Giessen E. *Acta Mater*[J], 2002, 50: 831
- [32] Chandra N, Li H, Shet C *et al. Int J Sol Struct*[J], 2002, 39: 2827
- [33] Scheider I, Rajendran M, Banerjee A. *Eng Fract Mech*[J], 2011, 78: 534
- [34] Chokshi A H, Rosen A, Karch J *et al. Scr Metall Mater*[J], 1989, 23: 1679
- [35] Kim D K, Okazaki K. *Mater Sci Forum*[J], 1992, 553: 88
- [36] Shen T D, Schwarz R B, Feng S *et al. Acta Mater*[J], 2007, 55: 5007
- [37] Palumbo G, Erb U, Aust K T. *Scr Metall Mater*[J], 1990, 24: 2347
- [38] Zhang T Y, Li J C M. *Acta Metall Mater*[J], 1991, 39: 2739
- [39] Lin I H, Thomson R. *Acta Metall*[J], 1986, 34: 187
- [40] Ovid'ko I A, Sheinerman A G. *Acta Mater*[J], 2010, 58: 5286
- [41] Liu Y G, Zhou J Q, Wang L *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2011, 528: 15

Effect of Grain Size on the Fracture Toughness of Bimodal Nanocrystalline Materials

Liu Yingguang, Peng Xiulei, Zhu Xiaoyan

(North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

Abstract: To describe the fracture toughness of bimodal nanocrystalline (BNC) materials which are composed of nanocrystalline (NC) matrix and coarse grains, we have developed a theoretical model to study the critical stress intensity factor K_{IC} (which characterizes toughness) of BNC materials. A typical case has been considered where crack lies at the interface of two neighboring NC grains and the crack tip intersect at the grain boundary of the coarse grain, while the cohesive zone size is assumed to be equal to the grain size d of the NC matrix. Blunting and propagating processes of the crack is controlled by a combined effect of dislocation and cohesive zone. Edge dislocations emit from the cohesive crack tip and make a shielding effect on the crack. It is found that the critical stress intensity factor K_{IC} increases with the increasing of grain size d of the NC matrix as well as the coarse grain size D . Moreover, the fracture toughness is relatively more sensitive to the coarse grain size than that of NC matrix.

Key words: bimodal nanocrystalline materials; dislocation cohesive zone; fracture toughness; grain size

Corresponding author: Liu Yingguang, Ph. D., Lecturer, School of Energy and Power Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, P. R. China, Tel: 0086-312-7522541, E-mail: yingguang266@126.com