

短纤维增强金属基复合材料微屈服行为的细观力学分析*

吴 晶 李文芳 蒙继龙
(华南理工大学机械工程学院, 广州 510641)

摘 要 在 Eshelby 等效夹杂方法和双夹杂模型等的基础上建立了细观力学模型, 定量计算了短纤维增强金属基复合材料的微屈服行为. 计算结果表明: 在基体材料的微屈服行为符合 Brown-Lukens 线性规律的情况下, 复合材料的 $\sigma-(\epsilon^p)^{1/2}$ 也近似符合 Brown-Lukens 规律. 同时, 计算了增强体短纤维的含量、形状、热残余应力和位错密度诸因素对复合材料微屈服规律的影响.

关键词 金属基复合材料, 短纤维, 微屈服, 细观力学

中图分类号 TB330.1

文献标识码 A

文章编号 0412-1961(2003)07-0761-06

MICROMECHANICS ANALYSIS OF MICROYIELD BEHAVIOR OF SHORT FIBER REINFORCED METAL MATRIX COMPOSITE

WU Jing, LI Wenfang, MENG Jilong

College of Mechanical Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510641

Correspondent: LI Wenfang, professor, Tel: (020) 87111312, E-mail: mewfli@scut.edu.cn

Supported by National Natural Science Foundation of China (No.19972021)

Manuscript received 2002-09-19, in revised form 2003-01-17

ABSTRACT The microyield behavior of the short fiber reinforced metal matrix composite (MMC) is computed by micromechanics model based on the Eshelby's equivalent method and double-inclusion model. The result shows that the MMC's microyield behavior accords with Brown-Lukens's relation approximately if the matrix material obeys Brown-Lukens's relation. The MMC's microyield strength is lower than that of the matrix material. The effect of fiber volume fraction, fiber aspect ratio and density of dislocation on the process of MMC's microyield are studied quantitatively.

KEY WORDS metal matrix composite (MMC), short fiber, microyield, micromechanics

材料的微屈服行为是指塑性应变很小时材料的应力与应变关系 (通常指 $(1-2) \times 10^{-6}$ 残余应变), 它反映了材料在微小变形量情况下抵抗塑性变形的能力, 材料的微屈服行为与材料的许多性能尤其是尺寸稳定性密切相关. 随着金属基复合材料 (MMC) 的不断开发和应用, 金属基复合材料微屈服行为的研究已在国内外引起了广泛重视并且进行了大量研究. Mohn 等^[1,2] 针对颗粒增强 MMC 的尺寸稳定性问题, 提出应对微屈服行为以及热处理工艺进行研究. 此后, Barlow 等^[3] 以及 Kumar 等^[4] 参考 Al 合金的尺寸稳定化热处理工艺, 提出利用冷热循环消除热残余应力, 稳定位错组态, 提高微屈服强度. 李义春等^[5] 对不规则菱形 SiC 颗粒和球形 Al_2O_3

颗粒增强铝基复合材料的尺寸稳定化处理工艺进行了深入研究, 指出颗粒增强铝基复合材料的微屈服过程可以用 Brown-Lukens 规律去描述. 文献 [6, 7] 也对 SiC 颗粒 /Al 合金基体复合材料的微屈服行为及其时效和冷热循环热处理工艺的影响进行了深入研究, 与基体 Al 合金的对比表明, 冷热循环处理过程中, 由于 SiC 颗粒和基体 Al 合金的热膨胀系数相差甚大, SiC 颗粒的加入使得复合材料在凡有温度变化的热过程中不可避免地产生过高的热残余应力, 而且这一热残余应力已超过基体的屈服应力, 直接产生了塑性变形, 并引发高密度可动位错, 致使 MMC 的微屈服强度和尺寸稳定性下降. 以上实验结果都表明, 热残余应力和可动位错密度等是影响 MMC 微屈服行为的重要因素.

本文以短纤维增强金属基复合材料为研究对象, 建立了表征其微屈服行为的细观力学模型, 定量计算了 MMC 微屈服规律和增强体短纤维的含量、长径比、基体微塑性

* 国家自然科学基金资助项目 19972021

收到初稿日期: 2002-09-19, 收到修改稿日期: 2002-01-17

作者简介: 吴 晶, 男, 1974 年生, 博士生

变形规律、热残余应力和可动位错密度等多方面因素对 MMC 微屈服规律的影响.

1 计算模型与方法

1.1 计算模型

在非连续增强 MMC 的微屈服过程中, 材料内部将包括 3 个区域: 分散的增强体弹性区 1, 界面微塑性变形区 2 和连续的基体弹性区 0. 界面微塑性变形区包含一定密度的可动位错和微塑性应变. 增强体弹性区和界面微塑性变形区共同分散于连续的弹性基体上. 另外做以下 3 点假设:

(1) 增强体弹性区的形状为旋转椭球状. 这是因为短纤维为棒状, 大多数为圆截面, 其端头的菱角效应远小于长径比的作用, 因此用同样长径比的旋转椭球体代替.

(2) 界面微塑性变形区的外缘形状也为旋转椭球状, 并与前一个椭球同心, 但两者长径比不同 (前者小于后者), 两椭球面之间的区域即为微塑变区. 微塑变区长径比更大, 由此反映了短纤维的端头效应.

(3) 界面微塑变区与增强体结合无缺陷, 这样才能使热应力通过位错的方式得到松弛.

微屈服细观力学模型如图 1a 所示. 图中 L_0 和 L_1 分别为基体弹性区 0 和增强体弹性区 1 的弹性张量, L_2 为微塑性变形区 2 的等效割线弹性张量, ε^* 为均匀存在于增强体内的本征应变张量.

MMC 的微塑性变形区尺寸运用位错发射 (prismatic dislocation punched-out) 模型确定 [8], 由于应力集中的影响, 塑性变形首先发生在纤维端部, 纤维端部成了位错的发射源, 不断产生位错并向基体滑移, 位错滑移的范围就是微塑变区域的尺寸.

1.2 各相材料的本构关系

如图 1a 所示, 在基体弹性区 0 以及增强体弹性区 1 内, 材料的本构关系均符合经典的弹性力学广义 Hooke 定律.

在微塑性变形区 2, 材料的总变形 ε 包括弹性变形 ε^e 和塑性变形 ε^p 两部分的叠加: $\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^p$. 其中, 弹性变形部分仍符合经典的广义 Hooke 定律. 计算模型中设塑性变形部分符合 Brown-Lukens 关系 [9]

$$\varepsilon^p = \frac{\rho d^3 (\sigma - \sigma_0)^2}{2G\sigma_0} \quad (1)$$

式中, ρ 为可动位错密度, d 为晶粒尺寸, σ_0 为弹性极限, σ 为施加的应力, G 为切变模量.

引入比较材料, 以比较材料割线模量作为微塑变区瞬时弹性模量 [10,11], 比较材料的弹性张量即为图 1a 中的 L_2 . 在比例加载下, 比较材料割线模量 E^s 和 Poisson 比 ν^s 有如下关系

$$E^s = \frac{\sigma}{\varepsilon^e + \varepsilon^p} = -\frac{\sigma}{1/E + \rho d^3 (\sigma - \sigma_0)^2 / (2G\sigma_0)} \quad (2)$$

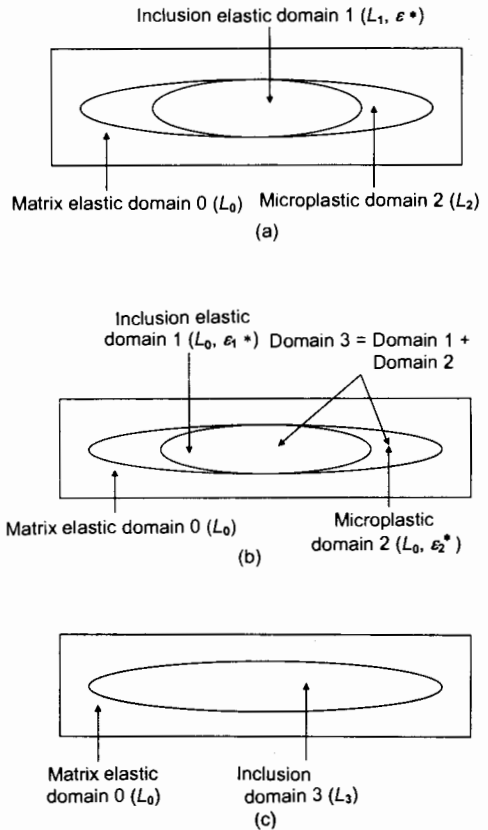


图 1 力学模型

Fig.1 Mechanics Model (L_0, L_1 —elastic tensor of matrix and fiber, L_2 —equivalent secant elastic tensor of microplastic domain 2, L_3 —elastic tensor of domain 3, ε^* —eigenstrain tensor in the inclusion elastic domain, ε_1^* —equivalent eigenstrain tensor in the inclusion elastic domain 1, ε_2^* —equivalent eigenstrain tensor in microplastic domain 2) (a) microyield micromechanics model (b) microyield equivalent model (c) Mori-Tanaka model [16]

$$\nu^s = 1/2 - (1/2 - \nu)E^s/E \quad (3)$$

式中, E 和 ν 分别为基体的弹性模量和 Poisson 比.

引用比较材料后, 原来的微塑变区在瞬时等效为比较材料, 这样微塑变区的本构关系在瞬时等效为比较材料的瞬时弹性本构关系.

1.3 热残余应力

大量的研究表明, 热残余应力在 MMC 微屈服过程中有着极其重要的影响. 在本文的计算中, 热残余应力通过热残余应变引入模型, 而热残余应变可认为是一个均匀存在于增强体弹性区 1 内的本征应变 ε^* .

$$\varepsilon^* = (\alpha_1 - \alpha_0)\Delta t \quad (4)$$

式中, α_0 和 α_1 分别为基体和增强体的热膨胀系数, Δt 为温差. 实际并不是在整个冷却过程中, MMC 中均有

热残余应力产生,只有在残余应力低于位错增殖应力时,复合材料中的热残余应力才可以被保存下来,当温度高于位错增殖应力时,残余应力将通过位错运动和增殖等方式得到松弛^[12].

1.4 Eshelby 等效夹杂方法^[13]与双夹杂模型^[14]

根据 Eshelby 等效夹杂方法^[13],设复合材料的基体相弹性张量为 L_0 , 对于一个弹性张量为 L_1 且具有本征应变 ε^* 的椭球体夹杂,可用具有与基体相同弹性张量 L_0 、与夹杂形状相同但与 ε^* 不同的等效本征应变 ε_1^* 的夹杂来代替.

$$L_1(\varepsilon^0 + \varepsilon' - \varepsilon^*) = L_0(\varepsilon^0 + \varepsilon' - \varepsilon_1^*) \quad (5)$$

式中, ε^0 为不存在夹杂时的应变; $\varepsilon' = \bar{S}\varepsilon_1^*$, 为等效本征应变 ε_1^* 引起的扰动应变; S 为四阶 Eshelby 张量. 在本文中,热残余应变即为夹杂的本征应变. 根据以上 Eshelby 等效夹杂关系,可以方便地求出由基体相和增强相构成的两相复合材料的本构关系. 但 MMC 微屈服行为的计算中,由于模型引入了界面微塑性变形区,构成了包括基体弹性区、界面微塑变区和增强体弹性区两相夹杂的三相模型,为此进一步引入双夹杂(double-inclusion)模型^[14],将图 1a 中模型等效于形状与原来各相材料相同,弹性张量均为 L_0 ,且在增强体弹性区 1 与微塑性变形区 2 中分别存在等效本征应变为 ε_1^* 和 ε_2^* 的微屈服等效模型(见图 1b).

根据 Eshelby 等效夹杂原理^[13]和双夹杂模型^[14],在如图 1b 区域 1 和 2 中有

$$\begin{aligned} \langle \sigma_1 \rangle &= L_1(\langle \varepsilon^\infty \rangle + \langle \varepsilon'_1 \rangle - \langle \varepsilon^* \rangle) \\ &= L_0(\langle \varepsilon^\infty \rangle + \langle \varepsilon'_1 \rangle - \langle \varepsilon_1^* \rangle) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma_2 \rangle &= L_2(\langle \varepsilon^\infty \rangle + \langle \varepsilon'_2 \rangle) \\ &= L_0(\langle \varepsilon^\infty \rangle + \langle \varepsilon'_2 \rangle - \langle \varepsilon_2^* \rangle) \end{aligned} \quad (7)$$

式中, $\langle \rangle$ 代表体积平均; $\langle \sigma_1 \rangle$ 和 $\langle \sigma_2 \rangle$ 分别为图 1b 区域 1, 2 中的体积平均应力张量; L_0, L_1, L_2 的意义同图 1a; $\langle \varepsilon^\infty \rangle$ 为不存在夹杂时基体在均匀远场应力 σ^∞ 作用下的体积平均应变张量; $\langle \varepsilon'_1 \rangle$ 和 $\langle \varepsilon'_2 \rangle$ 分别为区域 1 和 2 在 σ^∞ 作用下因为夹杂的出现而产生的体积平均扰动应变; $\langle \varepsilon_1^* \rangle$ 和 $\langle \varepsilon_2^* \rangle$ 分别为区域 1 和 2 的体积平均等效本征应变.

根据双夹杂模型^[14]可得

$$\langle \varepsilon'_1 \rangle = S_1 \langle \varepsilon_1^* \rangle + \Delta S \langle \varepsilon_2^* \rangle \quad (8)$$

$$\langle \varepsilon'_2 \rangle = S_3 \langle \varepsilon_2^* \rangle + (\varphi/(1-\varphi))\Delta S(\langle \varepsilon_1^* \rangle - \langle \varepsilon_2^* \rangle) \quad (9)$$

式中, φ 为图 1b 中区域 1 与由区域 1 和 2 合成的区域 3 的体积分数, S_1 和 S_3 分别为区域 1 和 3 在 L_0 下的四阶 Eshelby 张量, $\Delta S = S_3 - S_1$.

令 M 为一个 6×6 矩阵满足下式

$$\varepsilon^* = M\varepsilon^\infty \quad (10)$$

由式(6—10)可解得图 1b 中体积平均等效本征应变 $\langle \varepsilon_1^* \rangle$ 和 $\langle \varepsilon_2^* \rangle$.

$$\langle \varepsilon_1^* \rangle = A\varepsilon^\infty \quad (11)$$

$$\langle \varepsilon_2^* \rangle = B\varepsilon^\infty \quad (12)$$

$$A = -[E_1 + \Delta S(E_3)^{-1}E_4]^{-1}[I - \Delta S(E_3)^{-1}E_5M - E_5M] \quad (13)$$

$$B = -[\Delta S + E_1(E_4)^{-1}E_3]^{-1}[I - E^1(E_4)^{-1}E_5M - E_5M] \quad (14)$$

式中, I 为单位张量, $E_1 = (L_1 - L_0)^{-1}L_0 + S_1$, $E_2 = (L_2 - L_0)^{-1}L_0 + S_1$, $E_3 = E_2 - (\varphi/(1-\varphi))\Delta S$, $E_4 = (E_1 - (\varphi/(1-\varphi))\Delta S)$, $E_5 = (L_1 - L_0)^{-1}L_1$.

根据式(6—14),可得微塑性变形区 2 中的体积平均应力

$$\langle \sigma_2 \rangle = L_0[I + E_6B + (\varphi/(1-\varphi))\Delta SA]\varepsilon^\infty \quad (15)$$

式中, $E_6 = S_3 - I + (\varphi/(1-\varphi))\Delta S$.

在式(2)中计算塑性应变区 2 中的等效割线模量 E^s 时,该瞬时弹性模量是在塑性应变区 2 中施加应力 σ 条件下得出的.实际上这个 σ 即为 $\langle \sigma_2 \rangle$,由于在开始计算时不知道确切的 $\langle \sigma_2 \rangle$ 值,可采用以下反复迭代的方法^[15].

在运算开始时,先假定把 σ 代入式(2, 3)求出 E^s 和 ν^s 的值,并带入式(4—12)中求出 $\langle \sigma_2 \rangle$.再将计算所得结果 $\langle \sigma_2 \rangle$ 与先前代入值 σ 比较,如果两者差别极小,则假定值为所需的答案;如果差别很大,则应将该次的计算结果作为假定值代入,反复迭代直到得出相近的结果.

确定合适的 $\langle \sigma_2 \rangle$ 后,可进一步由式(6—15)得到区域 1 中的体积平均应力 $\langle \sigma_1 \rangle$ 以及区域 1 和 2 中的体积平均应变 $\langle \varepsilon_1 \rangle$ 和 $\langle \varepsilon_2 \rangle$.

$$\langle \sigma_1 \rangle = L_0[I + \Delta SB + (S_1 - I)A]\varepsilon^\infty \quad (16)$$

$$\langle \varepsilon_1 \rangle = \varepsilon^\infty + \langle \varepsilon'_1 \rangle = (I + \Delta SB + S_1A)\varepsilon^\infty \quad (17)$$

$$\langle \varepsilon_2 \rangle = \varepsilon^\infty + \langle \varepsilon'_2 \rangle = [I + (S_3 - (\varphi/(1-\varphi))\Delta S)B + (\varphi/(1-\varphi))\Delta SA]\varepsilon^\infty \quad (18)$$

定义

$$D = \varphi A + (1-\varphi)B \quad (19)$$

根据混合律及式(15—18),可得图 1b 中由区域 1 和 2 组成的区域 3 的体积平均应变 $\langle \varepsilon_3 \rangle$ 及平均应力 $\langle \sigma_3 \rangle$.

$$\langle \varepsilon_3 \rangle = (I + S_3D)\varepsilon^\infty \quad (20)$$

$$\langle \sigma_3 \rangle = L_0 [I + (S_3 - I)D] \varepsilon^\infty \quad (21)$$

根据混合律, 区域 3 中的本征应变

$$\langle \varepsilon_3^* \rangle = \varphi \varepsilon^* = \varphi M \varepsilon^* \quad (22)$$

设图 1b 中由区域 1 和 2 组成的区域 3 在一定的均匀远场应力 σ^∞ 下的等效弹性张量为 L_3 , 则

$$\langle \sigma_3 \rangle = L_3 (\langle \varepsilon_3 \rangle - \langle \varepsilon_3^* \rangle) \quad (23)$$

将式 (19—22) 代入式 (23), 化简后可得

$$L_3 = L_0 [I + (S_3 - I)D] (I + S_3 D - \varphi M)^{-1} \quad (24)$$

根据式 (24) 即可解得区域 3 在 σ^∞ 作用下的等效弹性张量 L_3 .

1.5 MMC 的等效弹性张量 L 及其本构关系

根据以上分析, 得到单个纤维及其微塑变区组成的单个区域 3 的等效平均弹性张量 L_3 , 对整体 MMC, 采用图 1c 的 Mori-Tanaka 模型^[16] 预报其等效弹性张量 L . 将图 1b 中的复合材料看做由基体 0 和区域 3 两相组成的复合材料, 其弹性张量分别为 L_0 和 L_3 , 区域 3 在复合材料中的体积分数 $\varphi_c = \varphi_f / \varphi$ (其中 φ_f 为增强体短纤维的体积分数, φ 为图 1b 中区域 1 在由区域 1 和 2 组成的区域 3 中所占的体积分数). 计算模型如图 1c 所示.

以 Mori-Tanaka 方法^[16] 预报复合材料的等效弹性模量

$$L = L_0 (I + \varphi_c Q)^{-1} \quad (25)$$

$$Q = \{L_0 + (L_3 - L_0)[\varphi_c I + (1 - \varphi_c)S_3]\}^{-1} (L_0 - L_3) \quad (26)$$

MMC 在均匀远场应力 σ^∞ 作用下的体积平均应变

$$\langle \varepsilon \rangle = L^{-1} \sigma^\infty \quad (27)$$

式 (27) 即考虑了界面微塑性变形区的 MMC 的等效本构关系, 其中 $\langle \varepsilon \rangle$ 包含了体积平均弹性应变 $\langle \varepsilon^e \rangle$ 与体积平均塑性应变 $\langle \varepsilon^p \rangle$.

2 计算结果与分析

将上述计算模型具体应用于分析一短纤维增强 SiC/Al 复合材料的微屈服行为. 材料的计算参数列于表 1 中.

计算结果如图 2, 3 所示.

图 2a 示出增强体短纤维体积分数 φ_f 对 MMC 微屈服规律的影响. 从图可见, 当基体材料符合 Brown-Lukens 关系时, MMC 的 $\sigma - \langle \varepsilon^p \rangle^{1/2}$ 也近似符合 Brown-Lukens 规律, 这与文献 [5] 中颗粒增强 MMC 的实验结果一致.

MMC 开始发生塑性变形时施加的应力 σ 与基体弹

表 1 计算参数

Table 1 Parameters used in calculation

Material	Elastic modulus E, GPa	Poisson ratio ν	Expansion coefficient $\alpha, 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Al alloy matrix	68.3	0.33	21.5
Reinforced phase SiC	490.0	0.17	3.8

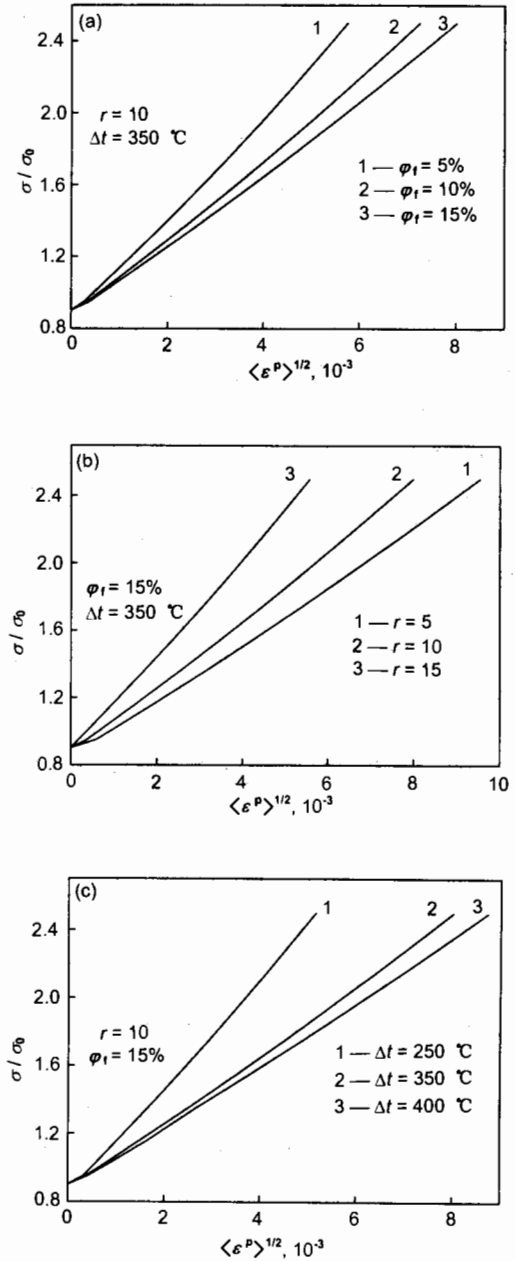


图 2 短纤维体积分数 φ_f 、长径比 r 及温差 Δt 对 MMC 微屈服行为的影响

Fig.2 Influences of reinforced short fiber's volume fraction φ_f (a), aspect ratio r (b) and temperature drop Δt (c) on the MMC's microyield behavior (grain diameter $d=100 \mu\text{m}$, $\sigma_0=100 \text{MPa}$, dislocation density $\rho = 10^9 \text{cm}^{-2}$)

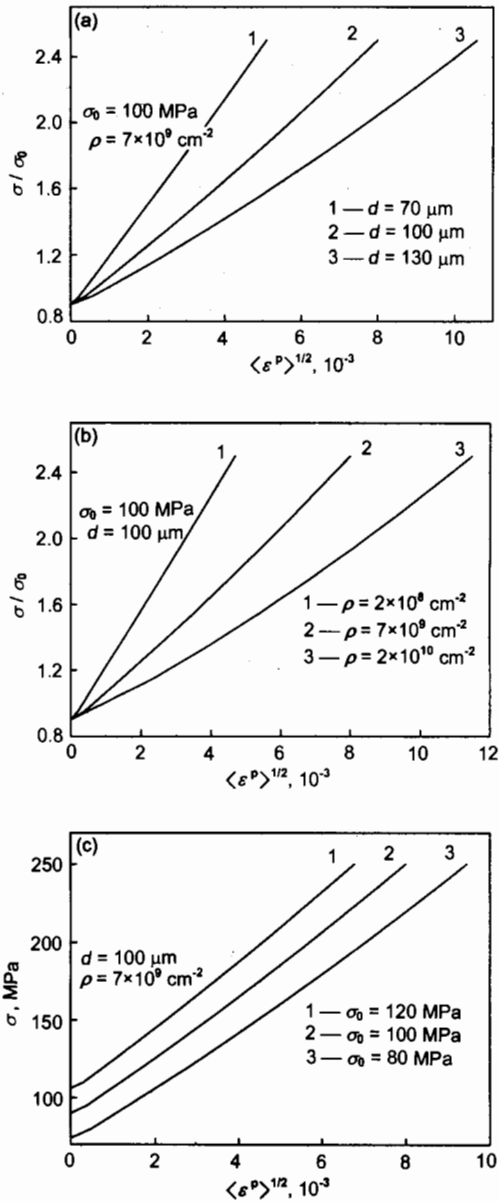


图3 晶粒直径 d 、位错密度 ρ 及 σ_0 对 MMC 微屈服行为的影响

Fig.3 Influences of grain diameter d (a), dislocation density ρ (b) and σ_0 (c) on the MMC's microyield behavior ($r=10$, $\Delta t=350$ $^{\circ}\text{C}$, $\varphi_f=15\%$)

性极限 σ_0 的比值 $\sigma/\sigma_0 < 1$, 说明此时应力值 σ 低于基体材料的弹性极限 σ_0 , 这是 MMC 的残余应力和内部的变形不协调造成的. 在 MMC 高温制备或热处理的冷却过程中, 由于基体和增强体之间的热膨胀系数差异和弹性系数的不同, 产生了较大的热残余应力, 并导致变形不协调产生应力集中, 使局部范围的基体材料过早产生塑性变形, 形成了界面的微塑性变形区, 从而使 MMC 开始发生微屈服时的应力低于基体材料. 这与文献 [7] 中未进行

时效处理时复合材料基体 2024Al 合金的微屈服强度高于 $\text{SiC}_p/2024\text{Al}$ 复合材料微屈服强度的实验结果一致. 而文献 [7] 中对 MMC 进行热处理后, MMC 的热残余应力水平和位错组态等都发生了复杂变化, 同时有细小的析出相出现阻碍位错运动, 由于 Brown-Lukens 规律是假设只存在晶界对位错运动的障碍提出的, 所以这时基体材料已经不符合 Brown-Lukens 规律, 这些都导致实验中热处理后的 MMC 微屈服强度发生了复杂变化.

图 2a 中曲线斜率随着增强体短纤维体积分数 φ_f 的增加而降低, 说明 MMC 的微屈服强度随着纤维体积分数的增加而降低, 这是由于复合材料的基体平均残余应力随纤维体积分数的增加而增加 [17], 从而导致复合材料应力集中和微塑性变形区的扩大.

图 2b 示出增强体短纤维的长径比 r 对 MMC 微屈服规律的影响. 从图可见, MMC 的微屈服强度随着短纤维长径比 r 的增加而增加. 这是由于在计算模型所采用的位错发射模型中, 位错滑移距离随着纤维长径比 r 的增加逐渐减小 [8], 造成了模型中微塑变区的减小, 从而提高了 MMC 的微屈服强度.

图 2c 示出温差 Δt 对 MMC 微屈服规律的影响. 从图可见 MMC 微屈服强度随着温差 Δt 的增加而减小. 这是随着温差 Δt 的增大, MMC 中的热残余应力增加所导致的.

图 3a, b, c 分别示出晶粒直径 d , 位错密度 ρ 和基体材料弹性极限 σ_0 对 MMC 微屈服行为的影响. 从图可见, 较小的晶粒直径 d , 较低的位错密度 ρ 和较高的 σ_0 有助于提高 MMC 的微屈服强度. 这是由于在本文 1.2 节中假定 MMC 的微塑性变形区材料符合 Brown-Lukens 关系. 从式 (1) 可见, 图 3 反映的晶粒直径 d , 可动位错密度 ρ 和 σ_0 对 MMC 微屈服行为的影响也符合 Brown-Lukens 关系.

3 结论

(1) 通过细观力学方法定量计算了短纤维增强金属基复合材料的微屈服行为. 计算结果表明, 在金属基复合材料 (MMC) 基体的微屈服行为符合 Brown-Lukens 线性规律的情况下, 复合材料的 $\sigma - \langle \epsilon^p \rangle^{1/2}$ 也近似呈线性关系, 符合 Brown-Lukens 规律.

(2) 由于 MMC 内部热残余应力和弹性性质不均导致复合材料变形不协调和界面应力集中, 使得复合材料开始发生塑性变形时的应力低于基体材料的弹性极限.

(3) 降低增强体短纤维的体积分数、减小晶粒直径、降低位错密度、提高短纤维长径比以及减小 MMC 中的热残余应力水平等, 均可提高复合材料的微屈服强度.

参考文献

- [1] Mohn W R, Vukobratovich D. *J Mater Eng*, 1988; 10: 225
- [2] Mohn W R. *Sampe J*, 1988; (11): 26
- [3] Barlow C Y, Hansen N. *Acta Metall Mater*, 1995; 43: 3633
- [4] Kumar S, Singh R N. *Acta Metall Mater*, 1995; 43: 2417
- [5] Li Y C, Fan J Z, Zhang K, Zhang S M, Shi L K, Wu G H, Sun D L, Yang D Z. *Chin J Nonferrous Met*, 1998; 8: 399
(李义春, 樊建中, 张奎, 张少明, 石力开, 武高辉, 孙东立, 杨德庄. 中国有色金属学报, 1998; 8: 399)
- [6] Zhang F, Li X C, Jin C. *Adv Comp Met*, 2000; 9 (1): 11
- [7] Zhang F, Li X C, Jin C, Qiu J M, Hu Z J. *Acta Metall Sin*, 1998; 34: 713
(张帆, 李小瑞, 金城, 邱继明, 胡正军. 金属学报, 1998; 34: 713)
- [8] Taya M, Mori T. *Acta Metall*, 1987; 35: 155
- [9] Brown N, Lukens K F Jr. *Acta Metall*, 1961; 9: 106
- [10] Li W F, Du S Y. *Acta Mech Sin*, 1994; 26: 541
(李文方, 杜善义. 力学学报, 1994; 26: 541)
- [11] Li W F, Meng J L, Du S Y. *Acta Metall Sin*, 1995; 31: B226
(李文方, 蒙继龙, 杜善义. 金属学报, 1995; 31: B226)
- [12] Vogelsang M, Arsenault R J, Fisher R M. *Metall Trans*, 1986; 17A : 379
- [13] Eshelby J D. *Proc R Soc London*, 1957; 241A: 376
- [14] Hori M, Nemat-Nasser S. *Mech Mater*, 1993; 14: 189
- [15] Ding K, Weng G J. *Appl Mech*, 1999; 66: 21
- [16] Mori T, Tanaka K, *Acta Metall*, 1973; 21: 571
- [17] Arsenault R J, Taya M. *Acta Metall*, 1987; 35: 651