

# TC4合金热变形过程中多形态 $\alpha$ 相的动态再结晶行为

张雪华<sup>1</sup>, 张雷<sup>1</sup>, 李育洛<sup>1</sup>, 杨一鸣<sup>1</sup>, 赵永庆<sup>2</sup>

(1. 西部金属材料股份有限公司, 陕西 西安 710201)

(2. 西北有色金属研究院, 陕西 西安 710016)

**摘要:** 以宽幅热轧开坯态TC4合金为研究对象, 采用Gleeble热模拟试验系统, 在变形温度1173 K、应变速率10、0.01 s<sup>-1</sup>条件下, 系统研究了2种典型初始组织(全层片组织和等轴-层片双态组织)的热变形响应及其动态再结晶行为。同时, 构建了相场-晶体塑性耦合模型, 对不同初始组织条件下 $\alpha/\beta$ 两相的应力-应变分配及位错密度演化进行了多尺度模拟, 探讨了初始组织构型对 $\alpha$ 相动态再结晶行为的影响。结果表明, 在高应变速率(10 s<sup>-1</sup>)条件下变形60%, 全层片组织中 $\alpha$ 相发生了显著的动态再结晶, 获得了平均尺寸为0.58  $\mu\text{m}$ 的均匀细晶组织; 而双态组织中, 仅部分层片 $\alpha$ 相呈现局部再结晶特征, 等轴 $\alpha$ 相则主要经历了动态回复过程。相比之下, 双态组织需更大的变形量才能同时激活等轴 $\alpha$ 相与层片 $\alpha$ 相的动态再结晶。这种不连续再结晶行为归因于等轴 $\alpha$ 相与层片 $\alpha$ 相在协同变形过程中应力-应变分配的差异, 从而影响了两者的位错积累与亚晶结构的形成, 最终改变了动态再结晶的驱动力条件。

**关键词:** 钛合金; 层片 $\alpha$ 相; 双态组织; 动态再结晶; 晶体塑性

**中图分类号:** TG146.23

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1002-185X(2026)04-0959-12

## 1 引言

钛合金作为重要的结构材料, 其优异的综合性能(如强度-塑性协同、高温稳定性和疲劳抗力等)源于其独特且可调控的微观组织结构。通过精确控制热机械加工参数, 可获得多种微观组织形态, 包括层片组织、等轴组织和层片/等轴混合双态组织等<sup>[1-6]</sup>。不同组织形态的钛合金展在力学性能方面展现出显著差异<sup>[4,7-8]</sup>。层片组织通常具有较高的强度, 而等轴组织则在疲劳性能、强度和塑性平衡方面具有优势。在 $(\alpha+\beta)$ 两相区进行热变形, 可促使层片 $\alpha$ 相会经历动态球化, 转变为等轴 $\alpha$ 晶粒, 这为材料性能的调控提供了重要途径<sup>[9-10]</sup>。由此可见, 通过调控 $\alpha$ 相的形貌、尺寸分布和体积分数, 有望实现强度、塑性、断裂韧性和疲劳寿命等多种性能间的最优匹配。因此, 深入揭示热变形过程中组织演变规律及其对力学性能的影响, 对于实现钛合金的组织-性能协同优化设计具有重要的理论意义与工程应用价值。

热变形过程中层片 $\alpha$ 相的动态球化行为与热机械工艺参数以及 $\alpha$ 相自身的特性密切相关<sup>[11-16]</sup>。Semiatin等<sup>[12]</sup>发现, 具有层片组织的TC4合金要实现完全球化, 等效应变需超过2.5。Shell等<sup>[17]</sup>发现, 在相同变形条件下, 薄 $\alpha$ 层片的球化速率显著快于厚层片, 这主要是由于 $\beta$ 相

在薄层片中更易渗透。Chen等<sup>[18]</sup>人在Ti-55511合金热变形过程中发现, 层状 $\alpha$ 相会打破经典的Burgers取向关系, 并发生明显的动态再结晶(DRX), 而等轴 $\alpha$ 相则主要通过动态回复(DRV)过程演变。Zhou等<sup>[19]</sup>研究表明, 双态混合组织中的片层 $\alpha$ 相主要通过连续动态再结晶(CDRX)实现组织演变, 但该过程表现出明显的非均匀性特征, 其球化程度与初始晶粒取向和应变水平密切相关。综上所述, 层片 $\alpha$ 相的球化与再结晶行为受热变形参数与片层几何特征的协同调控, 其演化机制具有显著的取向依赖性与非均匀性, 决定了组织转变的路径与效率。

层片 $\alpha$ 相的球化过程涉及一系列复杂微观机制<sup>[20-25]</sup>。通常认为, 在初始状态下,  $\alpha$ 相与 $\beta$ 基体保持Burgers取向关系。在变形初期,  $\alpha$ 相内部首先形成低角度晶界, 随后 $\alpha/\beta$ 相界发生沟槽化, 导致 $\alpha$ 片层发生颈缩, 同时原有的取向关系逐渐被破坏。随着变形的继续,  $\alpha$ 片层两侧的凹槽不断加深, 最终通过溶质扩散形成小长宽比的球状 $\alpha$ 相。Weiss等<sup>[1]</sup>的研究揭示了这一过程初期的特征, 即 $\alpha$ 板条上低/高角度晶界或局部剪切带的形成, 其中机械孪晶作为一种特殊的剪切变形模式参与其中。Zherebtsov等<sup>[7]</sup>的研究进一步阐明了端点迁移机制在 $\alpha$ 相球化过程的作用。在钛合金体系中, 这种结构演

收稿日期: 2025-06-17

基金项目: 国家重点研发计划(2021YFA0716301); 秦创原发展股份有限公司科技项目(QCYHT-JS-2024103); 新材料陕西实验室中试及工程化项目

作者简介: 张雪华, 女, 1982年生, 博士, 高级工程师, 西部金属材料股份有限公司, 陕西 西安 710201, E-mail: zxhxyt@126.com

变与连续动态再结晶(CDRX)过程紧密相关,主要表现为亚晶的渐进式旋转和凹槽加深2种方式。同时,由晶界凸出驱动的不连续动态再结晶机制也在层片 $\alpha$ 相球化过程中发挥着重要作用<sup>[16,26]</sup>。

尽管热变形过程中全片层 $\alpha$ 相及双态 $\alpha$ 相(由等轴 $\alpha$ 相与片层 $\alpha$ 相组成)的球化行为已被广泛研究<sup>[4-6,27-32]</sup>。但相关研究多基于组织相对均匀的棒材或小规格板材。对于工业化生产的宽幅TC4板材,其核心的科学问题在于,更大的尺寸与不同的工艺带来了更为复杂多变的初始组织。因此,直接以工业化生产的宽幅TC4合金板为研究对象,研究其热变形过程的力学特征和组织演变,揭示其塑性变形规律和变形机制,是目前宽幅薄板生产和应用面临的重要科学基础问题。尤其当板材为双态组织时,等轴 $\alpha$ 与片层 $\alpha$ 相在应力承载和应变协调方式上存在显著差异,二者如何协同作用并共同影响最终的球化过程与组织演化,已成为理解与控制宽幅板材成形性能的关键。

因此,本研究以工业化宽幅TC4合金板为对象,系统研究其在不同初始组织(双态与全片层组织)下的热变形行为和组织演化。通过设计两相区热压缩实验,并结合EBSD与TEM多尺度表征,揭示了2种组织在应力-应变分配、位错滑移及动态再结晶等机制上的显著差异。在此基础上,通过构建相场-晶体塑性耦合模型,阐明了初始组织形态通过调控局部应力应变分配,进而与 $\alpha$ 相演化形成耦合作用的内在关系。本研究不仅从机制上解释了组织演化差异的根源,也为宽幅细晶钛合金板的工业生产提供了关键的理论依据与工艺指导。

## 2 实验

实验采用自主设计与研发的工业宽幅TC4合金中厚板,其实测成分为:Al 6.16%, V 4.17%, Fe 0.062%, O 0.15%,余量为Ti。通过金相法测定该合金的相变点( $T_{\beta}$ )为(1253±5) K。

热压缩实验在Gleeble-3500型热模拟试验机上进行,采用2种不同初始组织的TC4钛合金板材:原始热轧态(双态组织)和热处理态(层片组织)。实验试样加工成 $\Phi 8\text{ mm}\times 12\text{ mm}$ 的圆柱体,轴向平行于板材厚度方向。实验前在试样两端涂覆石墨润滑剂并施加钼片以减小端面摩擦。采用铂铑热电偶实时监测试样温度,以10 K/s的速率加热至目标温度后保温5 min,随后以恒定应变速率压缩至预定变形量后立即水淬(图1a)。采用EBSD和TEM对最大变形区(图1b红线框标示区域)进行多尺度表征,重点关注剪切带(最大变形区)内 $\alpha$ 相的动态再结晶行为。

采用ZEISS 40MAT光学显微镜(OM)对TC4钛合金的原始态、热处理态及热压缩态组织进行表征,配合Image-Pro软件进行 $\alpha$ 相晶粒尺寸统计分析。通过SM6460型号场发射扫描电子显微镜自带的EBSD分析软件,分析热模拟压缩试样的晶粒大小、晶界形貌、织构和取向差。EBSD样品通过电解抛光制备,电解液成份为:HClO<sub>4</sub>:CH<sub>3</sub>COOH=5:95。亚微米尺度表征在JEM-200CX型TEM上进行。TEM样品制备采用标准双喷电解工艺:用线切割法切成0.3 mm厚的薄片,机械减薄至30  $\mu\text{m}$ ,再采用双喷电解抛光技术减薄至观测厚度。

## 3 相场-晶体塑性耦合模型

为了更好地表征不同形貌 $\alpha$ 相在热变形过程中的力学行为与组织演化机制,本研究开发了相场-晶体塑性耦合的多尺度模拟框架,用于实现从微观组织特征到宏观力学性能的定量关联。如图2所示,首先,通过相场模型构建具有不同形貌特征(等轴状、片层状等)和含量 $\alpha$ 相和 $\beta$ 相的微观组织,并将其作为初始代表体积单元(RVE)。在此基础上,利用基于快速傅里叶变换方法的晶体塑性模型(FFT-CP)系统模拟各RVE在热-力耦合条件下的力学响应行为,重点考察不同初始组织在热变形条件下的应力-应变分配和位错演化。

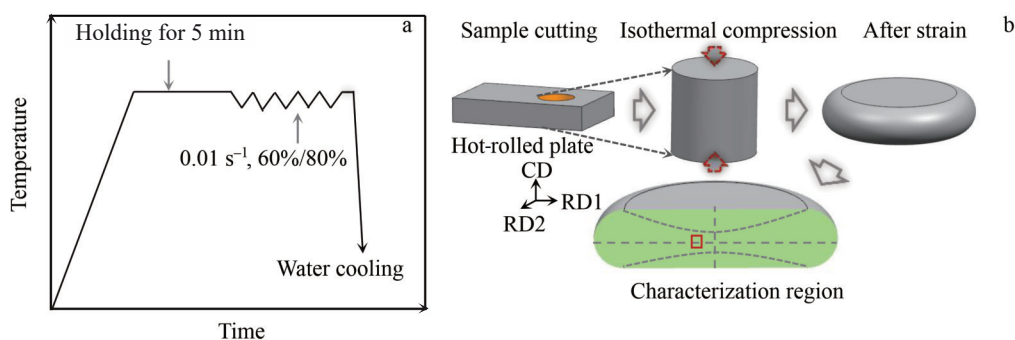


图1 热变形工艺方案及组织分析区域示意图

Fig.1 Thermal deformation process (a) and schematic diagram of microstructure analysis area (b) (CD: compression direction; RD1 and RD2: radial 1 and radial 2)

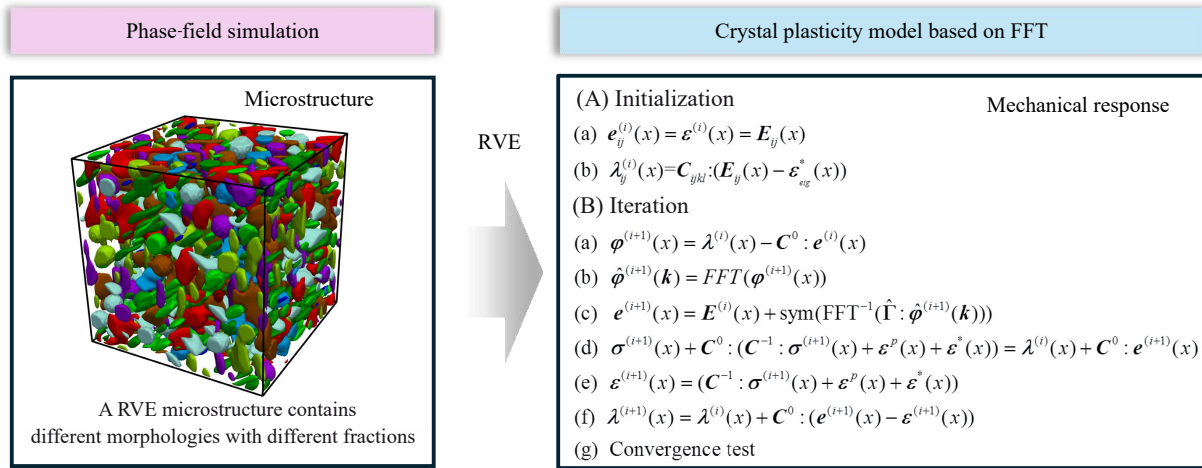


图2 TC4合金组织-力学响应预测的相场-晶体塑性耦合模型框架

Fig.2 Framework of phase-field and crystal plasticity coupled model for microstructure-mechanical response prediction of TC4 alloy

钛合金 $\beta \rightarrow \alpha$ 相变过程中涉及成分场和相场的演化,可分别通过Cahn-Hilliard方程和Allen-Cahn方程来描述,具体形式如下<sup>[33]</sup>:

$$\frac{1}{V_m} \cdot \frac{\partial X_i(x,t)}{\partial t} = \nabla \sum_{j=1}^{n-1} M_{kj}(T, X_i, \phi_j) \nabla \frac{\delta F}{\delta X_j(x,t)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi_p(x,t)}{\partial t} = -L_\phi \left\{ \frac{1}{N} \sum_{p \neq q} \left( \frac{\delta F^{\text{chem}} + \delta F^{\text{int}}}{\delta \phi_p(x,t)} - \frac{\delta F^{\text{chem}} + \delta F^{\text{int}}}{\delta \phi_q(x,t)} \right) + \frac{\delta F^{\text{el}}}{\delta \phi_p(x,t)} \right\} \quad (2)$$

式中,  $V_m$  为摩尔体积,  $M_{kj}(T, X_i, \phi_j)$  为扩散动力学系数,用以表征溶质原子扩散速率,  $X_i(x, t)$  和  $\phi_p(x, t)$  分别代表成分场和相场序参量,  $L_\phi$  为界面动力学系数,用以表征界面迁移率,  $N$  为 $\alpha$ 变体的数量,  $F, F^{\text{chem}}, F^{\text{int}}$  和  $F^{\text{el}}$  分别代表总自由能、化学自由能、界面能和弹性应变能。

本研究主要通过相场模型生成不同初始组织构型,通过界面能和弹性应变能控制 $\alpha$ 相的形貌。其中,界面能( $F^{\text{int}}$ )的表达如下:

$$F^{\text{int}} = \frac{1}{V_m} \int \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{12} [\nabla \phi_p]^T \kappa(i) [\nabla \phi_p] dV \quad (3)$$

式中,  $\kappa(i)$  为梯度项系数矩阵,用于描述 $\alpha$ 相的界面能各向异性,具体形式如下:

$$\kappa(i) = \begin{bmatrix} \kappa_1 & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_2 & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_3 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中,  $p$  为 $\alpha$ 相对应的12个变体,  $\kappa_i (i = 1 \dots 3)$  为各向异性系数,与 $\alpha$ 变体阔面、侧面和端面的界面能及界面位错结构相关。

钛合金 $\beta \rightarrow \alpha$ 相变过程中,晶体结构由bcc转变为hcp,引起原子重排排列。由于两相晶格常数存在差异,局部区域会产生应变,这种由相变引起的应变称为本征应变 $\epsilon_{ij}^{00}(p)$ ,进而导致体系中产生弹性应变能,其具体表

达式为:

$$F^{\text{el}} = \frac{1}{2} \int C_{ijkl}^0(x) \epsilon_{ij}^{\text{el}}(x) \epsilon_{kl}^{\text{el}}(x) dV \quad (5)$$

式中,  $C_{ijkl}^0(x)$  为弹性模量,弹性应变 $\epsilon_{ij}^{\text{el}}(x)$ 可表达为:

$$\epsilon_{ij}^{\text{el}}(x) = \bar{\epsilon}_{ij}(x) + \delta \epsilon_{ij}(x) - \epsilon_{ij}^*(x) - \epsilon_{ij}^p(x) = \bar{\epsilon}_{ij}(x) + \delta \epsilon_{ij}(x) - \epsilon_{ij}^{00}(p) \phi_p(x) - \epsilon_{ij}^p(x) \quad (6)$$

式中,  $\bar{\epsilon}_{ij}(x)$  为均匀应变,  $\delta \epsilon_{ij}(x)$  为非均匀应变,  $\epsilon_{ij}^*$  为本征应变,  $\epsilon_{ij}^p(x)$  为塑性应变。

相场模型中不仅考虑了各向异性界面能的影响,还引入了塑性变形对弹性应变能的贡献。通过调节模拟参数以控制上述2种作用条件的变化,可实现层片 $\alpha$ 相或等轴 $\alpha$ 相的形成。需特别指出,研究所采用的双态组织构型是通过以下方式获得的:首先,通过增加初始变形程度以增强塑性变形对弹性应变能的贡献,促使初生等轴 $\alpha$ 相形成;随后减少塑性变形量,降低其对弹性应变能的贡献,促使二次形核的次生 $\alpha$ 相转变为层片形貌,最终得到双态组织。

基于唯象晶体塑性理论,滑移系 $s$ 的塑性应变率 $\dot{\gamma}_s(x)$ 可采用幂律形式的分切应力函数表达:

$$\dot{\gamma}_s(x) = \dot{\gamma}_0 \left( \frac{\tau^s(x)}{\tau_0^s(x)} \right)^n \text{sgn}(\tau^s(x)) \quad (7)$$

式中,  $\dot{\gamma}_0$  为滑移系的参考剪切率,  $\tau_0^s(x)$  为临界分切应力,  $n$  为率敏感系数,  $\tau^s(x)$  为分切应力。通常Schmid张量建立宏观塑性变形与各滑移系塑性剪切应变率之间的本构关系,其表达式为:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p(x) = \dot{\gamma}_0 \sum_{s=1}^N m_{ij}^s(x) \left( \frac{|m_{kl}^s(x) : \sigma_{kl}^s(x)|}{\tau_0^s(x)} \right)^n \times \text{sgn}(|m_{kl}^s(x) : \sigma_{kl}^s(x)|) \quad (8)$$

式中,  $\dot{\epsilon}_{ij}^p(x)$  为塑性应变率,  $N$  为滑移系总数量,  $m_{kl}^s(x)$  为各滑移系对应的Schmid张量,  $\sigma_{kl}^s(x)$  为主应力,  $i, j, k, l$  为

自由指标。

采用林位错强化模型来描述滑移阻力的演化。该模型定量描述了滑移系  $s$  激活后与其他滑移系  $m$  之间的交互作用,其表达式为:

$$\tau^s(x) = \tau_0^s(x) + \frac{1}{2} \mu b \sqrt{q^p \sum_m h^{sm} \rho^m} \quad (9)$$

式中,右侧第 2 项表示变形过程中滑移阻力的演化,  $q^p$  为统计参数(反映实际位错分布与假想规则分布的偏差程度),  $\tau_0^s(x)$  为  $s$  滑移系对应的临界分切应力,  $\mu$  为剪切模量,  $b$  为柏氏矢量,  $\rho^m$  为位错密度,  $h^{sm}$  为硬化系数。在变形过程中,刃型位错和螺型位错通过形成林位错网络对位错运动产生阻碍作用。基于此物理机制,式(9)中的位错密度( $\rho^m$ )演化可分解为刃型位错密度( $\rho_{sc}^m$ )和螺型位错密度( $\rho_{ssw}^m$ )的共同贡献:

$$\rho^m = \rho_{sc}^m + \rho_{ssw}^m \quad (10)$$

其中,刃型位错和螺型位错密度演化可表示为:

$$\dot{\rho}_{sc}^m = \frac{C_{sc}}{b} \{ K_{sc} \sqrt{\sum_m \rho_T^m} - 2d_{sc} \rho_{sc}^m \} |\dot{\gamma}_s| \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{ssw}^m = \frac{C_{ssw}}{b} \{ K_{ssw} \sqrt{\sum_m \rho_{ST}^m} - \rho_{ssw}^m \{ K_{ssw} \pi d_{ssw}^2 \sqrt{\sum_m \rho_T^m} + 2d_{ssw} \} \} |\dot{\gamma}_s| \quad (12)$$

式(11)和(12)中,右侧第 1 项表示刃型位错或螺型位错的增殖项,第 2 项表示位错的湮灭项。其中,  $C_{sc}$  和  $C_{ssw}$  为与刃型位错或螺型位错运动相关的常数,  $K_{sc}$  和  $K_{ssw}$  分别表示移动刃型位错和螺型位错增殖系数,  $d_{sc}$  和  $d_{ssw}$  分别表示具有相反 Burgers 矢量的刃型位错对和螺型位错对发生湮灭反应的临界交互距离。

本工作中所有模拟采用的网格大小均为  $128 \times 128 \times 128 \Delta x^3$ 。针对钛合金高温变形特征,模型考虑了  $\beta$  相中的 2 类滑移系:  $\{110\}_\beta$  [111] $_\beta$  和  $\{112\}_\beta$  [111] $_\beta$ , 以及  $\alpha$  相中的 3 类滑移系: 基面  $\{0001\}_\alpha$  [11 $\bar{2}0$ ] $_\alpha$ , 柱面  $\{1010\}_\alpha$  [11 $\bar{2}0$ ] $_\alpha$  和锥面  $\{1011\}_\alpha$  [11 $\bar{2}0$ ] $_\alpha$ 。其他相关的材料参数和本构关系参数可参见文献[34-35]。

## 4 结果与讨论

### 4.1 不同形态 $\alpha$ 相 TC4 合金的热压缩行为

图 3 为 TC4 合金中厚热轧板的初始组织及其热处理后的组织。原始材料在室温下呈现典型的双态组织特征(图 3a),主要由初生  $\alpha_p$  相(平均尺寸约  $10 \mu\text{m}$ )、次生  $\alpha_s$  相以及少量晶间  $\beta$  相(体积分数小于 5%)组成。为系统研究组织对合金力学性能的影响,实验将板材分为 2 组:第 1 组保留原始双态组织;第 2 组在 1283 K(即  $T_\beta + 30 \text{ K}$ ) 条件下进行固溶处理,保温 30 min 后快速水淬,获得细化的层片组织(图 3b)。

图 4a 为全层片组织 TC4 合金在 1173 K、不同应变率下的热压缩力学响应。变形初期,流变应力随应变迅速上升至峰值,主要源于位错增殖引发的加工硬化

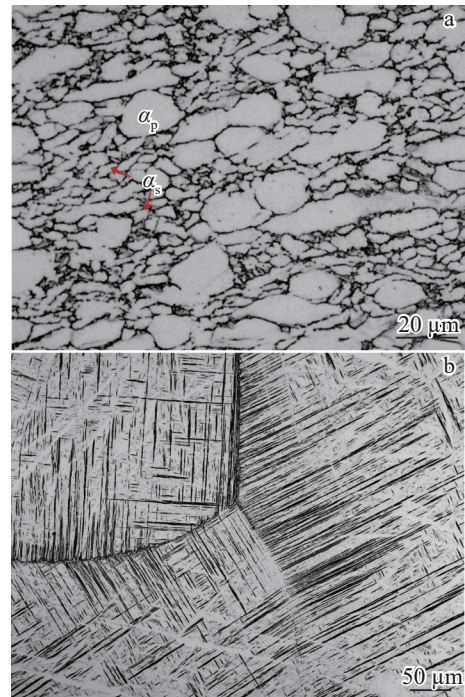


图 3 TC4 合金中厚板显微组织

Fig.3 Microstructures of TC4 alloy plate: (a) initial bi-modal microstructure; (b) lamellar structure after heat treatment (1283 K/0.5 h, WQ)

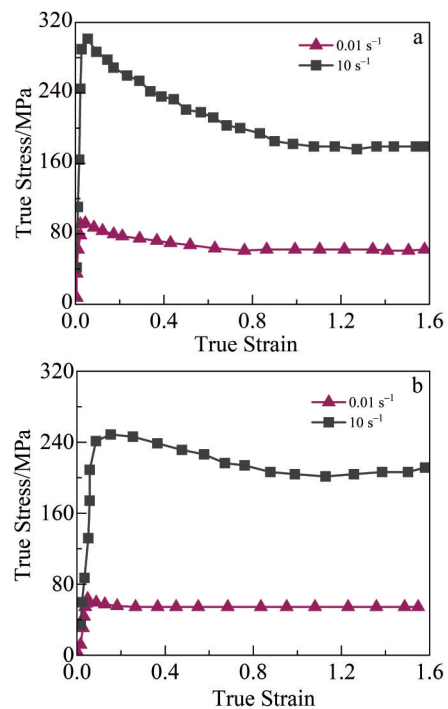


图 4 不同初始  $\alpha$  组织 TC4 合金 1173 K 下热压缩变形行为

Fig.4 Hot compression deformation behavior of TC4 alloy with different initial  $\alpha$  structures at 1173 K: (a) full lamellar  $\alpha$  phase and (b) bi-modal  $\alpha$  phase

效应。值得注意的是,峰值应力对应变率高度敏感,随应变率增加而明显升高。应变超过峰值后,材料表现出显著的流变软化行为,且在高应变率条件下尤为突出,这主要归因于 $\alpha$ 相中发生的动态回复(DRV)与动态再结晶(DRX)过程。对比双态组织TC4合金的压缩真应力-真应变曲线(图4b)可见,2种组织在初始阶段均表现出典型的加工硬化特征,峰值应力随应变率降低而减小。但在后续变形过程中,双态组织的软化程度显著低于层片组织。这一差异表明,初始显微组织在热变形行为中具有关键影响:全层片组织中 $\alpha$ 相的球化过程加剧了流变软化,而双态组织中 $\alpha$ 相的动态回复与再结晶程度有限,从而在一定程度上抑制了软化行为的发展。

#### 4.2 全层片组织TC4合金热压缩过程中组织演化

图5展示了全层片组织TC4合金在1173K热压缩变形(应变速率 $10\text{ s}^{-1}$ 、真应变60%)后最大变形区域(剪切带区域)的EBSD表征结果。根据先前的实验研究<sup>[36]</sup>,最大变形区域出现明显的剪切带,表现为剪切应变的剧烈局部化及严重变形带的形成。后续均以“剪切带”指代该区域。从晶粒取向图(图5a)可见,初始层片结构发生明显球化,转变为大量细小的等轴晶粒(平均尺寸约 $0.58\text{ }\mu\text{m}$ ),仅残留少量条状组织。物相定量分析显示,变形后 $\alpha$ 相体积分数为84.5%, $\beta$ 相

占比为15.5%。晶粒尺寸分布(图5c)进一步揭示组织的超细化特征,其中90%以上晶粒尺寸小于 $1\text{ }\mu\text{m}$ ,仅存在少量 $2\sim 3\text{ }\mu\text{m}$ 的异常粗化晶粒。结合相应热变形响应(图2)可知,当变形应力达到峰值(314 MPa)时,位错密度迅速积聚,导致晶格畸变能大幅上升。该高储能状态成为驱动组织演变的关键因素,促使层片结构发生球化并实现晶粒纳米化。图5e为剪切带区域的 $\alpha$ 相晶粒取向差(GOS)图,通过量化晶粒内部的取向梯度,有效反映再结晶程度。低GOS值区域(蓝色)对应完全再结晶晶粒,占比达63%,其内部取向高度均匀;中等GOS值区域(黄色)占比25%,反映晶内存在一定残余取向梯度,表现为亚晶结构;高GOS值区域(红色)占比仅为1%,仍保留变形特征。此外,晶界特征统计(图5f)表明,热压缩变形后高角度晶界(HAGBs)比例达85.2%,显著高于典型热变形组织中HAGBs含量(一般小于40%),从定量角度验证了动态再结晶在组织演化中的主导作用。高密度亚晶通过动态回复过程中位错重组及晶界迁移,最终经亚晶合并机制形成稳定的大角度晶界网络,标志着再结晶过程的完成。

为探究应变速率对层片 $\alpha$ 相TC4合金显微组织演化的影响,对比分析了在低应变速率( $0.01\text{ s}^{-1}$ )下、真应变60%条件下热压缩试样的微观组织特征。如图

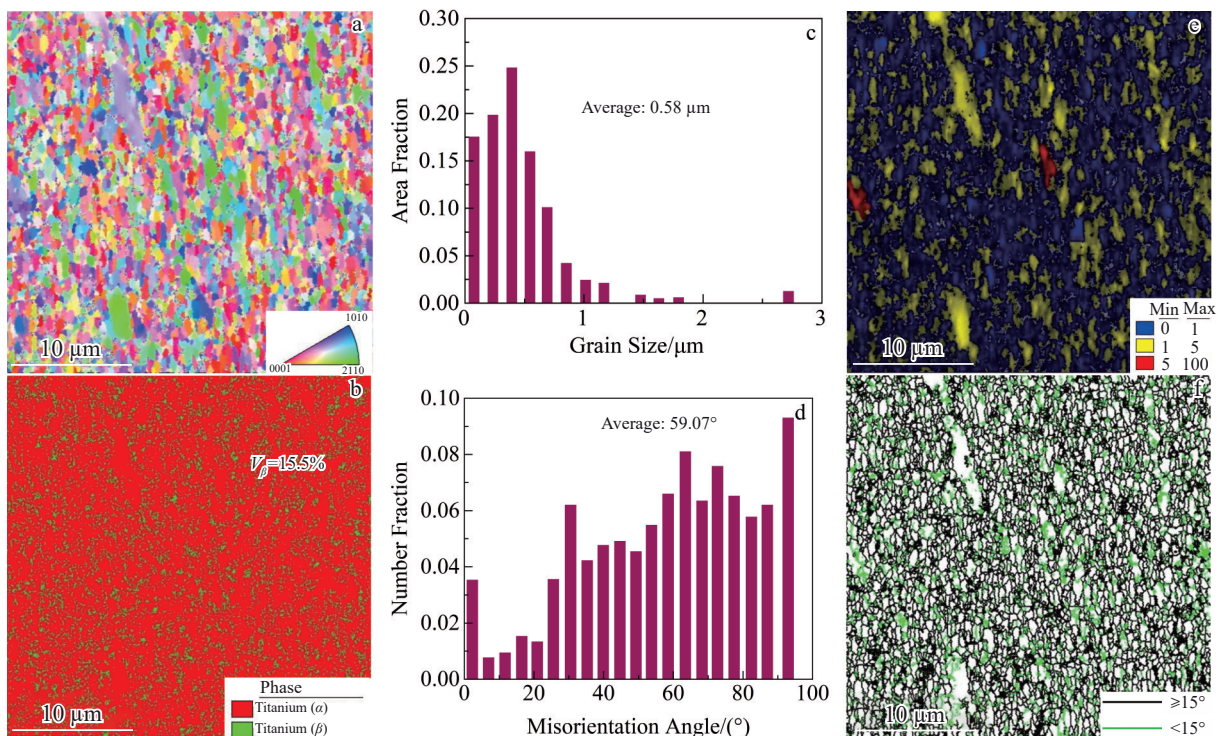


图5 层片组织TC4合金在1173 K/ $10\text{ s}^{-1}$ 条件下压缩变形60%后剪切带区域组织演化的EBSD分析

Fig.5 EBSD analysis of microstructure evolution at the shear band region of lamellar TC4 alloy after compression deformation of 60% at 1173 K with the strain rate of  $10\text{ s}^{-1}$ : (a) grain orientation distribution; (b) phase distribution; (c) grain size distribution; (d) grain misorientation distribution; (e) grain orientation spread map; (f) grain boundary distribution

6a 所示,晶粒取向分布较为均匀,未表现出明显的织构取向,同时可观察到大量初始层片  $\alpha$  相发生了显著形貌转变。其中部分区域  $\alpha$  相已实现完全球化,形成低长宽比的等轴晶粒;其余区域则呈现不同程度的球化中间态,包括竹节状结构和少量残余片层。相组成定量分析(图 6b)显示,变形后  $\alpha$  相体积分数为 90.6%,  $\beta$  相体积分数为 9.4%,明显低于高应变速率变形后剪切带内的  $\beta$  相含量(图 5b)。这种差异主要源于应变速率对相变动力学的调控:低应变速率下,较长的热变形时间增强了  $\beta \rightarrow \alpha$  相变的热激活能力;而高应变速率下显著的绝热升温效应使局部温度接近  $\beta$  相变点,从而抑制了  $\alpha$  相生成。图 6c 给出了剪切带内  $\alpha$  相晶粒的尺寸分布,结果表明其平均晶粒尺寸为 2.11  $\mu\text{m}$ ,显著大于高应变速率条件下的 0.58  $\mu\text{m}$ (图 5c)。该晶粒粗化现象主要归因于变形时间延长,促使完成球化后的  $\alpha$  相获得充分的晶界迁移与长大空间。GOS 图(图 6e)进一步揭示了再结晶行为:完全再结晶晶粒占比 41%,部分再结晶晶粒占 47%,而保留变形特征的晶粒仅占 3%。值得注意的是,尽管晶粒尺寸存在明显差异,低应变速率条件下的大角度晶界(HAGBs)比例仍达 85.0%,与高应变速率(85.2%)基本一致。这表明 2 种应变速率下的再结晶程度相近,但低应变速率显著

延长了晶粒生长阶段,最终促成了显微组织的粗化演化。

进一步分析了变形量对层片组织演化的影响。如图 7 所示,在 1173 K、应变速率 0.01  $\text{s}^{-1}$  条件下,当真应变由 60% 增至 80% 时,原始层片  $\alpha$  相的球化过程显著加快。组织定量分析结果(图 7b)显示,完全再结晶晶粒的比例由 41% 上升至 46%,部分再结晶晶粒比例由 47% 降至 30%,而保留变形特征的晶粒比例基本保持在约 3%。晶界特征分析(图 7f)进一步表明,大角度晶界(HAGBs)比例从 85.0% 增至 86.4%,小角度晶界(LAGBs)向大角度晶界的转变更加明显,表明动态再结晶过程得到了增强。机制分析表明,变形量的增加对动态再结晶具有多重促进作用:(1)更高的应变引发了位错密度的大幅增加,从而显著提升了驱动再结晶的储能水平;(2)亚晶界的迁移与合并过程加速,有利于形成高角度晶界网络;(3)再结晶晶核的成核率提高,推动再结晶过程向更完全的状态演化。上述因素协同作用,促使层片  $\alpha$  相在高变形量下实现更充分的动态再结晶转变。

### 4.3 双态组织 TC4 合金热压缩过程中组织演化

图 8 为双态组织 TC4 合金在 1173 K、应变速率 0.1  $\text{s}^{-1}$ 、压缩变形 60% 条件下的显微组织演化特征。晶体取向图(图 8a)显示,变形后材料仍保持典型的双态组织特征:

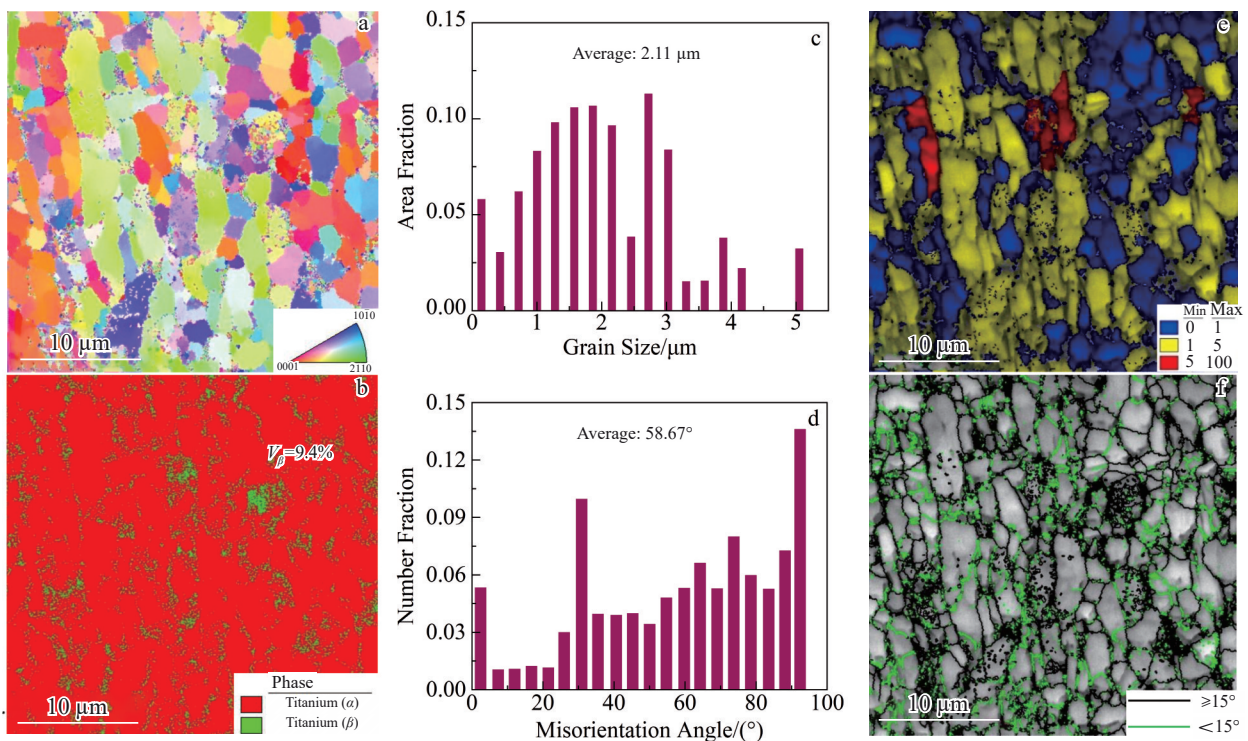


图 6 层片组织 TC4 合金在 1173 K/0.01  $\text{s}^{-1}$  条件下压缩变形 60% 后剪切带区域组织演化的 EBSD 分析

Fig.6 EBSD analysis of microstructure evolution at the shear band region of lamellar TC4 alloy after compression deformation of 60% at 1173 K with the strain rate of 0.01  $\text{s}^{-1}$ : (a) grain orientation distribution; (b) phase distribution; (c) grain size distribution; (d) grain misorientation distribution; (e) grain orientation spread map; (f) grain boundary distribution

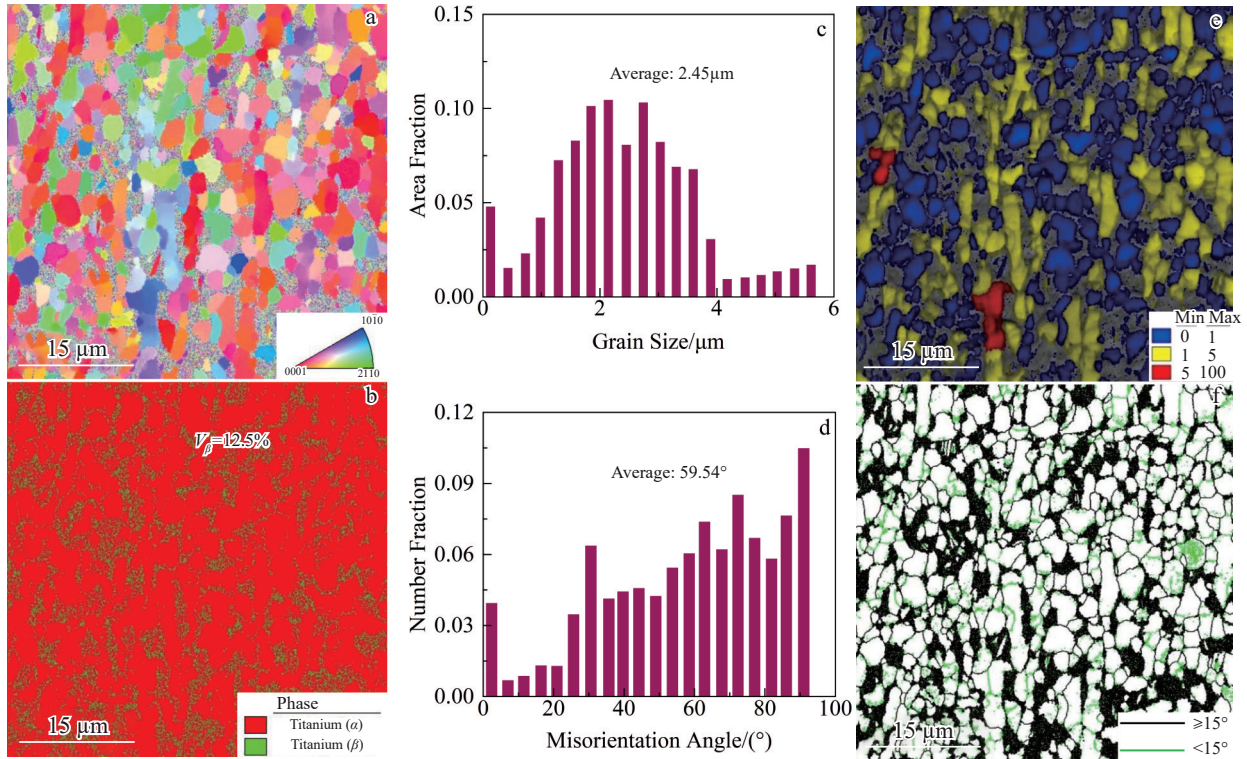


图7 层片组织TC4合金在1173 K/0.01 s<sup>-1</sup>条件下压缩变形80%后剪切带区域组织演化的EBSD分析

Fig.7 EBSD analysis of microstructure evolution at the shear band region of lamellar TC4 alloy after compression deformation of 80% at 1173 K with the strain rate of 0.01 s<sup>-1</sup>: (a) grain orientation distribution; (b) phase distribution; (c) grain size distribution; (d) grain misorientation distribution; (e) grain orientation spread map; (f) grain boundary distribution

原始初生 $\alpha$ 相经历显著塑性变形,转变为形貌拉长的扁状晶粒;次生板条状 $\alpha$ 相则在动态再结晶作用下形成细小的等轴晶粒。晶粒尺寸分布(图8c)呈现明显的双峰特征:63.48%的 $\alpha$ 相晶粒集中于0~3  $\mu\text{m}$ 范围(对应再结晶形成的细小等轴晶粒),而6~10  $\mu\text{m}$ 和>10  $\mu\text{m}$ 区间分别占17.69%和1.45%,主要对应于未发生完全再结晶的初生 $\alpha$ 相,整体平均晶粒尺寸为3.22  $\mu\text{m}$ 。取向差分析结果(图8d)表明, $\alpha$ 相平均取向角为54.65°,其中小角度晶界(LAGBs)占12.78%,主要分布于变形后的初生 $\alpha$ 相内部,反映出其内部形成了明显的亚晶结构。GOS分析(图8e)对再结晶程度进行了定量评估:完全再结晶晶粒占比30%,主要分布在细小等轴区域;部分再结晶晶粒占48%,处于再结晶过渡状态;而保留明显变形特征的晶粒(变形晶粒)占15%,多见于压扁的初生 $\alpha$ 相区域。晶界特征统计(图8f)显示,大角度晶界比例为67%,进一步印证了组织中存在2种主要的演化机制:(1)次生 $\alpha$ 相通过动态再结晶主导组织转变,形成大量大角度晶界;(2)初生 $\alpha$ 相则主要通过位错滑移和亚晶结构演化协调塑性变形过程。综上,双态组织TC4合金在热变形过程中,初生与次生 $\alpha$ 相的组织转变机制及响应程度表现出显著差异。

图9和图10分别为60%与80%压缩变形量下TEM

表征的微观结构特征。60%变形时,初生 $\alpha$ 相内部出现平行排列的 $\alpha/\alpha$ 界面(图9a),表现出典型的剪切变形特征;次生片层 $\alpha$ 相中则观察到高密度位错胞结构(图9b箭头所示)。亚晶结构形成及部分动态再结晶现象明显,表明再结晶过程已启动但尚未完成。随着变形量增至80%,初生等轴 $\alpha$ 相和次生片层 $\alpha$ 相均实现了动态再结晶,形成细小等轴晶粒。新生再结晶晶粒内部位错密度显著降低,呈现典型的再结晶特征;但部分再结晶晶粒在后续变形中重新积累位错(图10c红色虚线区域),新生成的位错线及亚晶界(图10d)为下一轮动态再结晶提供了潜在形核点。上述结果表明,随着应变的增加,组织演变遵循“位错增殖→位错胞形成→亚晶界演化→完全再结晶”的连续动态再结晶机制。

#### 4.4 不同形态 $\alpha$ 相热压缩过程中再结晶机制

为揭示不同初始 $\alpha$ 相组织的TC4合金在热变形过程中各相之间的应力-应变分配特征,本节基于相场模型构建了四种初始组织类型,包括单一层片 $\alpha$ 组织以及不同比例的等轴-层片双态组织,并将其作为代表性体积单元(RVE)。随后,采用晶体塑性模型对其在1173 K/0.01 s<sup>-1</sup>条件下的热变形行为进行了数值模拟。需要说明的是,本文模拟工作主要聚焦于不同初始组织在变形过程中的应力-应变响应及位错密度演化,未涉及后续的动态再结

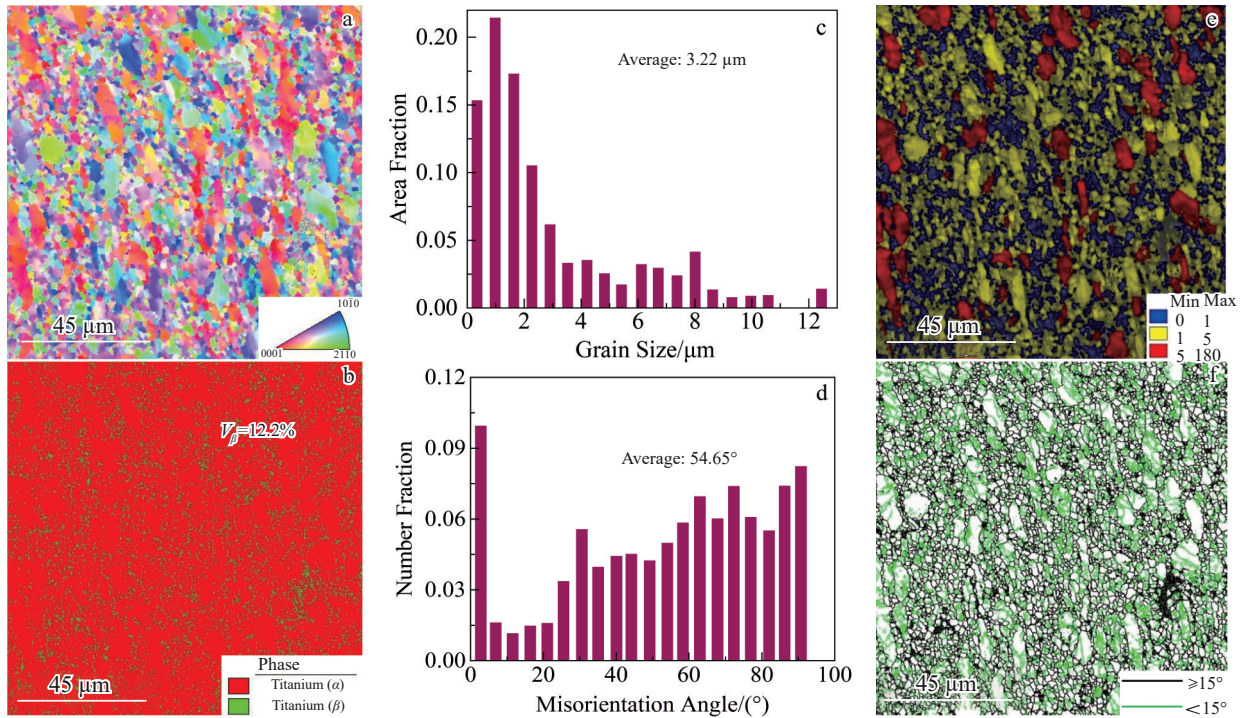


图 8 双态组织 TC4 合金在 1173 K/0.01 s<sup>-1</sup> 条件下压缩变形 80% 后剪切带区域组织演化的 EBSD 分析

Fig.8 EBSD analysis of microstructure evolution at the shear band region of the bi-modal TC4 alloy after compression deformation of 80% at 1173 K with the strain rate of 0.01 s<sup>-1</sup>: (a) grain orientation distribution; (b) phase distribution; (c) grain size distribution; (d) grain misorientation distribution; (e) grain orientation spread map; (f) grain boundary distribution

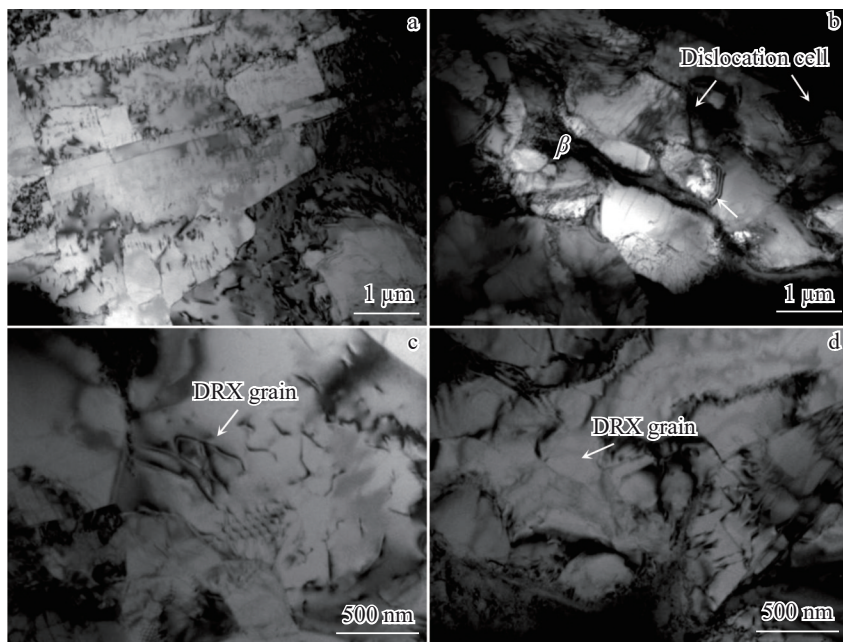


图 9 双态组织 TC4 合金在 1173 K/0.01 s<sup>-1</sup> 条件下压缩变形 60% 后剪切带区域的 TEM 组织

Fig.9 TEM microstructures of the shear band region of TC4 alloy after 60% compression deformation at 1173 K with the strain rate of 0.01 s<sup>-1</sup>: (a) primary α grain deformation structure; (b) subcrystal; (c-d) recrystallized grains

晶过程。通过对各类组织条件下应力-应变分配规律的系统分析,旨在为预测α相的再结晶行为提供理论依据。

图 11 为不同初始组织形态下 TC4 合金及其经热压

缩变形 60% 后的应力与位错密度分布特征。从图 11a 可以看出,在全层片组织中,热变形后应力主要集中于层片 α 相,而层片间 β 相承载的应力相对较低。位错密度分布

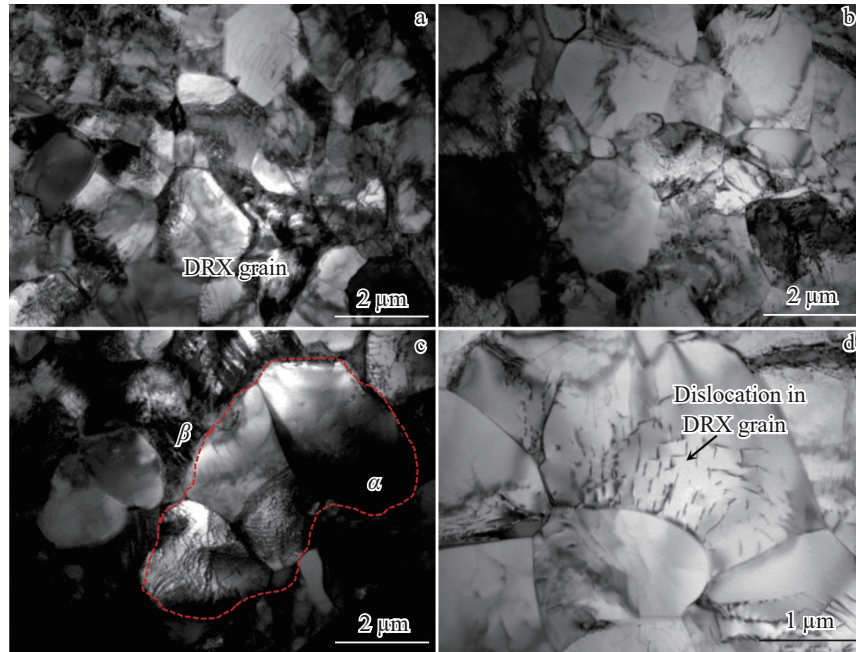


图10 双态组织TC4合金在1173 K/0.01 s<sup>-1</sup>条件下压缩变形80%后剪切带区域的TEM组织

Fig.10 TEM microstructures of the shear band region of the bi-modal TC4 alloy after compression deformation of 80% at 1173 K with strain rate of 0.01 s<sup>-1</sup>: (a) primary  $\alpha$  grain deformation structure; (b) subcrystal; (c-d) recrystallized grains

表明,高密度位错主要集中于 $\alpha/\beta$ 相界面,层片 $\alpha$ 相内部的位错密度则相对较低,这一结果与图9中的TEM实验观测结果一致。由于 $\beta$ 相相较于 $\alpha$ 相更软,热变形过程中应力趋于向较硬的 $\alpha$ 相分配,导致 $\alpha$ 相承担了更大的载荷。然而, $\beta$ 相的临界剪切应力较小,在较低应力下即可发生塑性变形,导致位错主要在两相界面附近积累,且靠近 $\alpha$ 相一侧的位错密度更高。

如图11b所示,当初始组织中引入等轴 $\alpha$ 相(即形成等轴-层片混合组织)后,热变形过程中层片 $\alpha$ 相内部的应力和位错密度均高于等轴 $\alpha$ 相。这表明,与层片组织相比,混合组织中的等轴 $\alpha$ 相在变形过程中更难形成亚晶结构,从而导致动态再结晶的发生较为困难。然而,相较于全层片组织,混合组织中层片 $\alpha$ 相所承受的应力显著降低,伴随其内部位错密度也明显减少。随着等轴 $\alpha$ 相体积分数的增加至50%,这种减弱趋势愈发明显。其主要原因在于,等轴 $\alpha$ 相界面各向异性较弱,变形过程中在界面区域产生的应力集中效应有限,从而限制了整体应力水平的提升。这一趋势可从图4中不同初始组织在变形过程中的峰值应力中得到验证。由于等轴 $\alpha$ 相与层片 $\alpha$ 相在热变形过程中所承受的应力均有所降低,导致其塑性变形能力受限,难以形成显著的位错堆积区,限制了动态再结晶的发生。若需在此类组织中形成显著的位错塞积并诱导亚晶结构进而发生动态再结晶,则需施加更大的塑性变形量。这一推论与前文实验结果一致。此外,可进一步推测,随着混合组织中等轴 $\alpha$ 相比例的增

加,2类 $\alpha$ 相所承载的局部应力水平将持续降低,从而进一步削弱其动态再结晶的能力。

模拟结果表明,对于全层片组织,变形过程中层片 $\alpha$ 相因承载应力较大,更易发生局部塑性变形,从而导致位错在局部区域内积累,促进亚晶结构的形成,有利于诱发动态再结晶过程。相比之下,在等轴-层片双态混合组织中,等轴 $\alpha$ 相由于其变形各向异性较弱,表现出较高的变形协同性,使得应力在组织中分布更加均匀,难以形成明显的局部应力集中区域。这种均匀的应力分布抑制了剧烈的局部塑性变形,降低了位错在特定区域的聚集倾向,因而使得等轴 $\alpha$ 相相较于层片 $\alpha$ 相更难发生动态再结晶。此外,随着混合组织中等轴 $\alpha$ 相体积分数的增加,整体组织的变形协调性进一步增强,局部应力水平逐渐降低,导致层片 $\alpha$ 相内部位错累积程度减弱,亚晶结构形成受限,从而进一步降低了动态再结晶的驱动力。综上所述,等轴 $\alpha$ 相含量越高,组织中 $\alpha$ 相整体的应力响应越低,动态再结晶的可能性也随之显著减弱。

尽管当前模拟结果对部分实验进行了验证,但必须指出,本研究构建的模型仍存在以下2个核心局限性:首先,初始代表体积单元的理想化设定,与真实的微观结构(晶粒取向、尺寸大小等)存在差距。未来若能基于实验统计数据构建,将能更精准地建立工艺-微观结构-性能的定量关联,特别是力学响应-位错滑移类型-球化机理之间的因果关系。此外,当前模型单向耦合的架构,

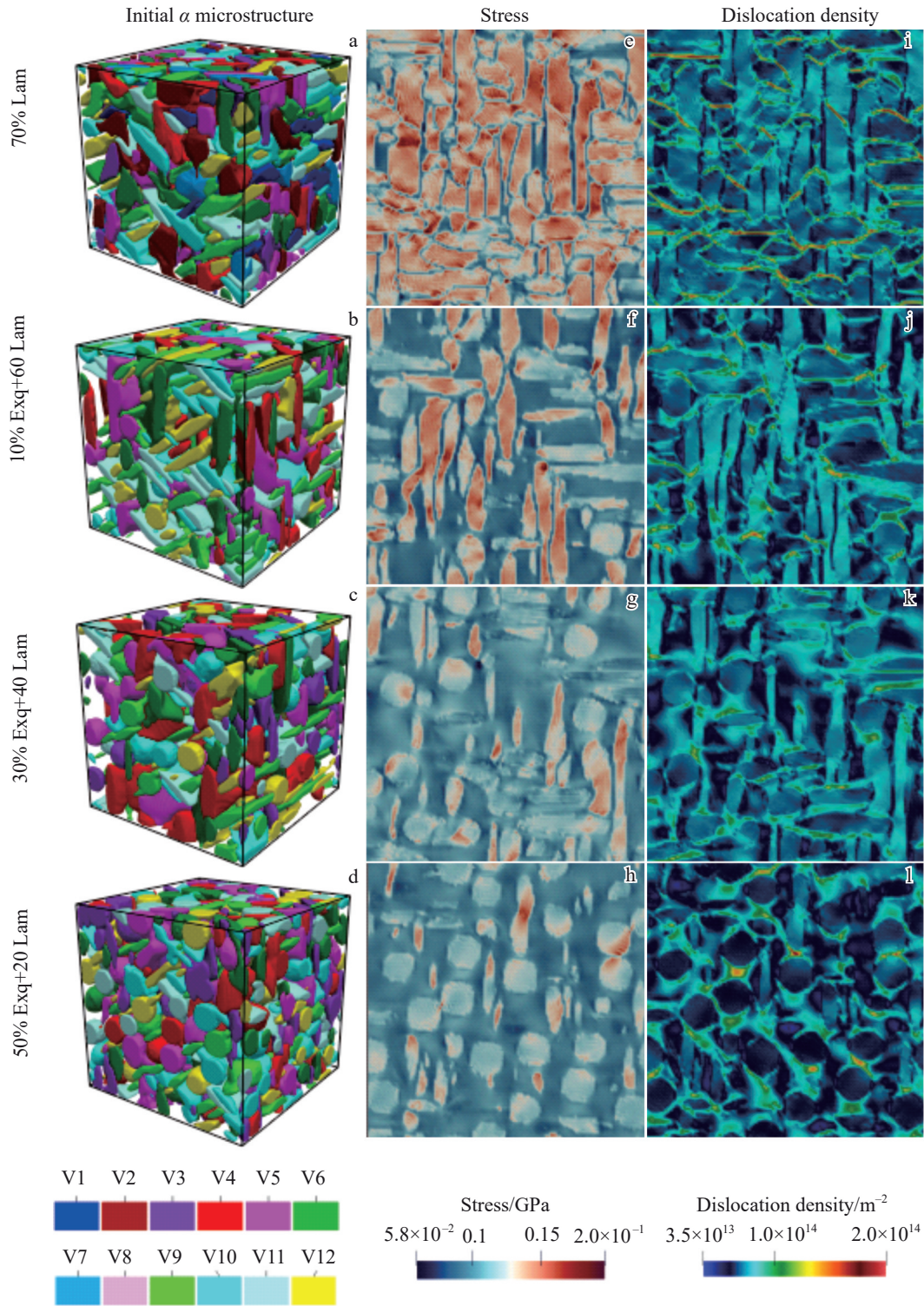


图 11 不同初始组织TC4合金在 1173 K/0.01 s<sup>-1</sup>条件下压缩变形后的应力和位错密度分布

Fig.11 Stress and dislocation density distributions of TC4 alloy with different initial microstructures after compression deformation at 1173 K with the strain rate of 0.01 s<sup>-1</sup> (Exq represents equiaxed  $\alpha$  grains; Lam represents lamellar  $\alpha$  grains)

未能体现变形过程中“性能与组织”的动态交互作用。发展一个双向耦合、能够反映这一正反馈机制的模型,将是实现完整路径预测的必然途径,也是后续研究的核心目标。

### 5 结论

1) 在相同应变量条件下,与等轴-层片双态组织相比,全层片组织更易发生动态再结晶,且随着应变速率与

应变量的增加,层片 $\alpha$ 相的再结晶程度显著增强。这种现象可归因于全层片组织的高长宽比,导致了更为显著的应力各向异性与组织不稳定性,从而更易发生球化。在1173 K/ $10\text{ s}^{-1}$ 变形条件下压缩变形60%时,可得到平均尺寸为 $0.58\text{ }\mu\text{m}$ 的均匀细晶组织。

2)对于双态组织,在较低应变(60%)条件下,仅部分层片 $\alpha$ 相发生局部动态再结晶,而初生等轴 $\alpha$ 相主要表现为动态回复行为。等轴 $\alpha$ 相的再结晶行为需在更高的塑性变形量(80%)下才能被激活,其不连续再结晶特征本质上源于等轴与层片 $\alpha$ 相在协同塑性变形过程中的应力-应变分配差异。

3)全层片组织中,由于层片 $\alpha$ 相易发生显著的应力集中,诱发局部位错积聚并形成超饱和态,从而为亚晶形核及后续动态再结晶提供充足的驱动力;相比之下,双态组织中等轴 $\alpha$ 相具备更强的应变协调能力,使得应力在组织内部趋于均匀分布,难以形成剧烈的局部应力集中区。这种应力分布均匀化抑制了局部剧烈塑性变形与位错聚集,进而降低了 $\alpha$ 相动态再结晶的驱动力。为实现宽幅细晶板材的制备,采用全层片初始组织并在高应变速率( $>10\text{ s}^{-1}$ )下变形是比双态组织更为理想的工艺方案。

#### 参考文献 References

- [1] Weiss I, Froes F H, Eylon D *et al. Metallurgical and Materials Transactions A*[J], 1986, 17: 1935
- [2] Xu J W, Zeng W D, Zhang X *et al. Journal of Alloys and Compounds*[J], 2019, 788: 110
- [3] Xu J W, Zeng W D, Zhou D D *et al. Journal of Materials Science & Technology*[J], 2020, 59: 1
- [4] Gao P F, Fu M W, Zhan M *et al. Journal of Materials Science & Technology*[J], 2020, 39: 56
- [5] Zhang J, Li H, Zhan M. *Manufacturing Review*[J], 2020, 7: 18
- [6] Semiatin S L. *Metallurgical and Materials Transactions A*[J], 2020, 51: 2593
- [7] Zherebtsov S, Murzinova M, Salishchev G *et al. Acta Materialia*[J], 2011, 59: 4138
- [8] Guo B, Jonas J J. *Journal of Alloys and Compounds*[J], 2021, 884: 161179
- [9] Ari-Gur P, Semiatin S L. *Materials Science and Engineering A*[J], 1998, 257: 118
- [10] He D, Zhu J C, Lai Z H *et al. Materials & Design*[J], 2013, 46: 38
- [11] Semiatin S L, Kinsel K T, Pilchak A L *et al. Metallurgical and Materials Transactions A*[J], 2013, 44: 3852
- [12] Semiatin S L, Seetharaman V, Weiss I. *Materials Science and Engineering A*[J], 1999, 263: 257
- [13] Chen H S, Liu X H, Liu G F *et al. Rare Metal Materials and Engineering*[J], 2016, 45(4): 901
- [14] Obasi G C, Biroscas S, Prakash D G L *et al. Acta Materialia*[J], 2012, 60: 6013
- [15] Chen H Q, Cao C H. *Rare Metal Materials and Engineering*[J], 2011, 40(6): 946
- [16] Ge C J, Li M Q. *Rare Metal Materials and Engineering*[J], 2014, 43(9): 2069
- [17] Shell E B, Semiatin S L. *Materials Science and Engineering A*[J], 1999, 30: 3219
- [18] Chen W, Lv Y P, Zhang X Y *et al. Materials Science and Engineering A*[J], 2019, 758: 71
- [19] Zhou D D, Zeng W D, Xu J W *et al. Materials Characterization*[J], 2019, 151: 103
- [20] Zhao Q Y, Bolzoni L, Chen Y N *et al. Journal of Materials Science & Technology*[J], 2022, 126: 22
- [21] Zhao Q Y, Yang F, Torrens R *et al. Materials & Design*[J], 2019, 169: 107682
- [22] Chong Y, Bhattacharjee T, Gholizadeh R *et al. Materialia*[J], 2019, 8: 100480
- [23] Zhang X Y, Wang K, Zhang C *et al. Chinese Journal of Aeronautics*[J], 2022, 35: 475
- [24] Wang K, Wu M, Yan Z *et al. Materials Science and Engineering A*[J], 2018, 712: 440
- [25] Luo Yumeng(骆雨萌), Liu Jinxu(刘金旭), Li Shukui(李树奎) *et al. Rare Metal Materials and Engineering(稀有金属材料与工程)*[J], 2018, 47(5): 1333
- [26] Jia R C, Zeng W D, Zhao Z B *et al. Journal of Alloys and Compounds*[J], 2022, 3: 162184
- [27] Lin Y C, Pang G D, Jiang Y Q *et al. Vacuum*[J], 2019, 169: 108878
- [28] Zhang W J, Ding H, Zhao J W *et al. Journal of Materials Research*[J], 2018, 33: 3677
- [29] Gao Y, Ma G Q, Zhang X Y *et al. Journal of Alloys and Compounds*[J], 2019, 809: 151852
- [30] Yu Weixin(于卫新), Li Misoquan(李淼泉), Luo Jiao(罗皎). *Rare Metal Materials and Engineering(稀有金属材料与工程)*[J], 2009, 38(1): 19
- [31] Tang B, Tang B, Han F B *et al. Rare Metal Materials and Engineering*[J], 2013, 42(9): 1761
- [32] Liu J L, Zeng W D, Shu Y. *Rare Metal Materials and Engineering*[J], 2016, 45(7): 1647
- [33] Zhang L, Li J J, Wang Y J *et al. Journal of Materials Research and Technology*[J], 2023, 27: 8181
- [34] Fan X G, Jiang X Q, Zeng X *et al. International Journal of Plasticity*[J], 2018, 104: 173
- [35] Salem A A, Semiatin S L. *Materials Science and Engineering A*[J], 2009, 508: 114
- [36] Zhang X H, Li R, Zhao Y Q *et al. Chinese Physics Letters*[J], 2020, 37: 116201

## Dynamic Recrystallization Behavior of Multi-modal $\alpha$ Phases in TC4 Alloy During Hot Deformation

Zhang Xuehua<sup>1</sup>, Zhang Lei<sup>1</sup>, Li Yuluo<sup>1</sup>, Yang Yiming<sup>1</sup>, Zhao Yongqing<sup>2</sup>

(1. Western Metal Materials Co., Ltd, Xi'an 710201, China)

(2. Northwest Institute for Nonferrous Metal Research, Xi'an 710016, China)

**Abstract:** The hot deformation response and dynamic recrystallization behavior of two representative initial microstructures (a fully lamellar microstructure and an equiaxed-lamellar bi-modal microstructure) were systematically investigated in a wide-width hot-rolled bloom TC4 alloy using a Gleeble thermal simulation testing system at deformation temperature of 1173 K and strain rates of 10 and 0.01 s<sup>-1</sup>. Meanwhile, a coupled phase-field and crystal plasticity model was developed to simulate the stress-strain distribution and dislocation density evolution in the  $\alpha/\beta$  phases under different initial microstructural conditions. This model was used to examine how initial microstructure configurations influence the dynamic recrystallization behavior of the  $\alpha$  phase. The results indicate that under a high strain rate of 10 s<sup>-1</sup> and the deformation of 60%, the fully lamellar microstructure undergoes significant dynamic recrystallization in the  $\alpha$  phase, resulting in a uniform fine-grained structure with an average grain size of 0.58  $\mu\text{m}$ . In contrast, in the bi-modal structure, only part of the lamellar  $\alpha$  phase exhibits localized recrystallization, while the equiaxed  $\alpha$  phase primarily undergoes dynamic recovery. Compared with the fully lamellar structure, the bi-modal microstructure requires greater deformation to activate dynamic recrystallization in both the equiaxed and lamellar  $\alpha$  phases. This discontinuous recrystallization behavior is attributed to differences in stress-strain distribution between the equiaxed and lamellar  $\alpha$  phases during concurrent deformation. These differences influence dislocation accumulation and subgrain formation, ultimately altering the driving force conditions for dynamic recrystallization.

**Key words:** titanium alloy; lamellar  $\alpha$  phase; bi-modal microstructure; dynamic recrystallization; crystal plasticity

---

Corresponding author: Zhang Xuehua, Ph. D., Senior Engineer, Western Metal Materials Co., Ltd, Xi'an 710201, P. R. China, E-mail: zxhxyt@126.com