

热加工过程中动态再结晶现象的多相场研究

徐树杰 师春生[†] 赵乃勤 刘恩佐

(天津大学材料科学与工程学院, 天津市材料复合与功能化重点实验室, 天津 300072)

(2011年9月17日收到; 2011年10月15日收到修改稿)

金属热加工过程中的动态再结晶引起的组织演化难以通过实验实时观察, 本文基于 Ginzburg-Landau 动力学方程, 构造多相场法与位错密度计算相耦合的物理模型, 模拟了热加工过程中的动态再结晶现象. 研究了不同温度和不同应变速率下的动态再结晶过程, 阐述了应力-应变曲线由单峰形式转变为多峰形式的原因. 此外, 本文利用多相场法对多阶段变形过程进行了系统模拟, 研究了静态回复对动态再结晶过程的影响, 分析了不同的热加工参数对动态再结晶动力学的影响, 发现在变形间断过程中, 晶粒尺寸不断增大, 较高的变形温度和较低的应变速率可以加速动态再结晶过程.

关键词: 动态再结晶, 应力-应变, 静态回复, 多相场模型

PACS: 61.50.Ah, 81.10.Jt, 64.70.K

1 引言

随着对动态再结晶过程物理机理认识的深入, 发展材料热加工过程中组织演变的定量模型成为可能. 通过建立适当物理模型, 并结合相关计算机模拟技术, 可以实时、定量再现热加工中的显微组织演化过程, 进而预测再结晶动力学、显微组织以及力学性能, 对于合理制定热加工工艺和优化制品的组织 and 性能具有重要意义^[1,2].

目前模拟显微组织演化的数值方法主要有蒙特卡罗法^[3-6]、元胞自动机法^[7-14]以及相场法^[15-25]等. 相场法与传统的显微组织模拟相比, 物理模型更加准确, 参数物理意义更加明确, 已成为显微组织模拟领域中一种强有力的工具. 该方法采用弥散的方法处理两相界面, 克服了经典理论中相界面必须为明锐界面的局限性, 可以高效追踪界面运动过程, 避免了尖锐界面模型中必须分别处理不同相及界面的复杂计算. Wang 等^[20]通过建立相场模型, 对 AZ31 镁合金再结晶晶粒长大过程进行了模拟研究. 高英俊等^[21]运用相场动力学方程对变形镁合金静态再结晶过程进行了模拟, 研究了静态再结晶过程和储存能的释放规律. Suwa 等^[22]

结合统一的亚晶生长理论利用相场模型研究了静态再结晶过程. 然而这些工作只局限于静态再结晶过程, 而对于动态再结晶过程, Takaki 等^[23]通过建立多相场动态再结晶模型研究了变形量对动态再结晶过程微观组织与宏观应力-应变关系的影响, 但是未对变形温度、多阶段变形的影响进行深入研究.

本文在多相场模型^[24]的基础上, 结合 Kocks-Mecking (KM) 模型^[26,27]和多相场动态再结晶 (multi-phase-field-dynamic-recrystallization, MPF-DRX) 模型^[23]中的位错密度算法, 构造了热变形过程的物理模型, 利用 Kim 等^[28]提出的高效算法, 研究了纯铜塑性变形过程中不同温度和不同应变速率下的动态再结晶过程, 分析了应力-应变曲线峰形转变规律, 在此基础上, 利用多相场法系统研究了热加工过程中多阶段变形对动态再结晶过程的影响.

2 动态再结晶模型

2.1 相场模型

在 Chen 等^[29,30]提出的连续相场方法中, 采

[†] E-mail: cssh@tju.edu.cn

用一系列连续场变量 $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$ 来描述多晶体的微观组织, 其中 ϕ_i 被称为取向场变量, 描述晶粒的不同取向. 该方法需要构造具有多个势阱形式的自由能密度函数, 而且模型中参数的选取大多采用唯象的形式, 难以与实际物性参数相对应. 考虑到该模型的复杂性和局限性, 本文采用 Steinbach 等 [24,25] 提出的多相场方法. 该方法与连续相场法相比, 场变量 ϕ_i 不仅可以代表不同晶粒的取向, 也可以代表不同的相, 而且不需要构造具有多个势阱形式的自由能密度函数.

在相场模型中, 界面为具有一定宽度的弥散界面, 对于存在 N 个晶粒的多晶系统, 通过相场变量 ϕ_α 来表示第 α 号晶粒, 在晶粒内部 $\phi_\alpha = 1$, 晶粒外部为 0, 在界面处, ϕ_α 满足 $0 < \phi_\alpha < 1$, 并且所有的相场变量在每一个格点上满足

$$\sum_{\alpha=1}^N \phi_\alpha = 1, \quad (1)$$

在这里使用自由能泛函

$$F = \int_V \left[\sum_{\alpha=1}^N \sum_{\beta=\alpha+1}^N \left(-\frac{a_{\alpha\beta}^2}{2} \nabla \phi_\alpha \cdot \nabla \phi_\beta + W_{\alpha\beta} \phi_\alpha \nabla \phi_\beta \right) + f_e \right] \cdot dV, \quad (2)$$

其中 $a_{\alpha\beta}$ 为梯度能系数, $W_{\alpha\beta}$ 是双阱势高度, f_e 是晶粒内部的自由能密度, V 是体积. 根据 Ginzburg-Landau 动力学方程

$$\frac{\partial \phi_q(r, t)}{\partial t} = -L \frac{\delta F}{\delta \phi_q(r, t)} \quad q = 1, 2, \dots, n, \quad (3)$$

可得到相场变量 ϕ_α 的演化方程

$$\dot{\phi}_i = - \sum_{j=1}^n \frac{2M_{ij}^\phi}{n} \left(\frac{\delta F}{\delta \phi_i} - \frac{\delta F}{\delta \phi_j} \right), \quad (4)$$

其中 M_{ij}^ϕ 是相场迁移率, 泛函 $\delta F / \delta \phi_i$ 的演化方程为

$$\frac{\delta F}{\delta \phi_i} = \sum_{k=1}^n \left(W_{ik} \phi_k + \frac{a_{ik}^2}{2} \nabla^2 \phi_k \right) + \frac{\partial f_e}{\partial \phi_i}, \quad (5)$$

其中, 驱动项

$$\frac{\partial f_e}{\partial \phi_i} - \frac{\partial f_e}{\partial \phi_j} = -\frac{8}{\pi} \sqrt{\phi_1 \phi_2} \Delta E_{ij}, \quad (6)$$

ΔE_{ij} 为晶粒 i 和晶粒 j 的储存能差值, 简化以后的

相场演化方程为

$$\dot{\phi}_i = - \sum_{j=1}^n \frac{2M_{ij}^\phi}{n} \left[\sum_{k=1}^n \left\{ (W_{ik} - W_{jk}) \phi_k + \frac{1}{2} (a_{ik}^2 - a_{jk}^2) \nabla^2 \phi_k \right\} - \frac{8}{\pi} \sqrt{\phi_i \phi_j} \Delta E_{ij} \right], \quad (7)$$

其中 a_{ij} , W_{ij} , M_{ij}^ϕ 与界面厚度 δ , 界面能 γ 和晶界迁移率 M_{ij} 有关, 满足

$$\begin{aligned} a_{ij} &= \frac{2}{\pi} \sqrt{2\delta\gamma_{ij}}, \\ W_{ij} &= \frac{4\gamma_{ij}}{\delta}, \\ M_{ij}^\phi &= \frac{\pi^2}{8\delta} M_{ij}. \end{aligned} \quad (8)$$

本文中不考虑各向异性, 则 $\gamma_{ij} = \gamma$, $M_{ij} = M$. 为了计算存储能, 引入位错密度, 在晶粒 α 内, ϕ_α 不为零时, ρ_α 为常数, 当 ϕ_α 为零时, $\rho_\alpha = 0$.

2.2 相场方程的数值计算方法

通常对于储存 N 个晶粒的二维体系, 需要在每一个格点上求解 N 个相场方程, 这样需要一个很大的存储空间. 而在通常情况下, 一个格点上并不需要存储 N 个相场变量, 对于二维系统通常一个格点只有 5 个相场变量为正值, 换句话说, 一个格点成为超过 5 个晶粒的交点的可能性很小, 在不影响计算结果的前提下, 可以忽略. 这样处理可以明显减少存储量, 提高计算效率, 本文中规定每一个格点最多存储 5 个相场变量, 采用 Kim 等 [28] 提出的算法, 具体计算过程如下:

1) 对于每个格点上的相场变量, 采用两个变量描述, q 表示晶粒标号, p 表示对应的相场值; 如一个格点上储存了 $q_1 = 20, q_2 = 23, q_3 = 30$ 三个编号, 对应的相场值为 $p_1 = 0.5, p_2 = 0.3, p_3 = 0.2$;

2) 利用相场方程求解储存在每一个格点上的相场变量;

3) 求解之后, 对每一个格点上的相场值从大到小进行排序, 对应的标号也进行排序, 舍去较小的相场变量, 对每个相场变量重新赋值 $\phi_i^* = \phi_i / \sum_{j=1}^n \phi_j$, 以满足 $\sum_{\alpha=1}^N \phi_\alpha = 1$.

2.3 位错密度模型

在塑性变形过程中, 存在加工硬化和软化两个

过程, 前一个过程位错密度不断累积, 后一过程位错密度不断减小, 平均位错密度满足

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \left(\frac{d\rho}{d\varepsilon}\right)_{\text{hard}} + \left(\frac{d\rho}{d\varepsilon}\right)_{\text{soft}} \quad (9)$$

根据文献 [26, 27] 提出的位错密度与应变的关系

$$\frac{d\rho_i}{d\varepsilon} = k_1\sqrt{\rho_i} - k_2\rho_i, \quad (10)$$

其中第一项表示加工硬化项, k_1 为硬化系数, 第二项表示软化项, 代表回复过程, k_2 为软化系数, 是温度和应变速率的函数 [11], 假设热加工过程中, 位错密度达到一定临界值后开始动态再结晶过程.

通常, 金属的流变应力 σ 与平均位错密度 $\bar{\rho}$ 之间满足 [27]

$$\sigma = \alpha\mu b\sqrt{\bar{\rho}}, \quad (11)$$

其中 α 为 0.5, μ 为剪切模量, b 是柏格斯矢量.

2.4 数值条件

本文利用上述多相场模型与位错密度模型计算相结合, 以纯铜为例, 模拟纯铜的动态再结晶过程, 采用的主要参数取值为 [10,23] 界面能 $\gamma = 0.208 \text{ J/m}^2$, 激活能 $Q_a = 2.75 \times 10^5 \text{ J/mol}$, 激活能 $Q_b = 1.1 \times 10^5 \text{ J/mol}$, 剪切模量 $\mu = 4.21 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, 柏格斯矢量 $b = 2.56 \times 10^{-10} \text{ m}$, 晶界迁移率 $M_0 = 0.139 \text{ m}^4\text{K/Js}$, 晶界厚度 $\delta = 7\Delta X$, 网格尺寸 $\Delta X = \Delta Y = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, 时间步长 $\Delta t = 0.013 \text{ s}$. 假设初始晶粒形状为规则的六边形, 临界位错密度 $\rho_c = 5.51 \times 10^{13}/\text{m}^2$, 随着变形过程的进行, 应变不断增加, 应变增量 $\Delta\varepsilon = \dot{\varepsilon}\Delta t$, 当晶界处的位错密度值达到临界位错密度值时, 在晶界上随机形核, 每一步形核 $\dot{n}\Delta t n_{\text{gb}}\Delta x\Delta y/\delta$, 其中形核率 $\dot{n} = \dot{\varepsilon}^d \exp(-Q_a/RT)$, n_{gb} 为晶界的格点数目, R 为理想气体常数, T 为温度, 新生成晶核的初始位错密度为 $\rho_{\text{ini}} = 1.0 \times 10^9/\text{m}^2$, 当新生成的再结晶晶粒的位错密度达到临界值时, 在其晶界上也可以形核. 在相场计算区域, 选择周期性边界条件.

3 模拟结果与分析

3.1 不同热加工条件下动态再结晶演化过程

在实际的热加工过程中, 晶粒尺寸是决定材料性能的主要因素之一, 控制变形速度与温度可以

得到预期的晶粒组织形态, 为此本文模拟研究了不同变形速度以及不同温度下动态再结晶演化过程. 图 1(a) 为模拟获得的温度为 800 K 时不同应变速率下的应力 - 应变曲线, 图 1(b) 为应变速率为 0.002 s^{-1} 时不同温度下的应力 - 应变曲线. 可以发现, 在应变速率较小或温度较高的情况下, 应力 - 应变曲线出现多峰形状; 而在应变速率较高或温度较低的情况下, 出现单峰形状, 这种变化规律与金属材料实际热加工过程以及实验现象一致 [2,31-33]. 在低应变速率或高温下, 通常第一周期再结晶结束后, 才开始第二周期再结晶, 应力 - 应变曲线出现多峰摆动的状态; 而在较高应变速率或较低温度下, 动态再结晶速率较慢, 当第一周期再结晶尚未完成时, 第二周期再结晶已经开始, 前后两个周期的再结晶过程叠加到一起, 应力 - 应变曲线只会现一个峰. 图 2 为温度为 800 K 时, 不同应变速率下的晶粒尺寸分布的情况. 可以发现, 随着应变速率的不断增大, 稳态再结晶平均晶粒尺寸逐渐减小, 这与文献 [34] 中报道的结果一致. 图 3 为应变速率为 0.002 s^{-1} 时, 不同温度下晶粒尺寸分布的情况, 结果表明, 温度对稳态的晶粒尺寸影响不明显.

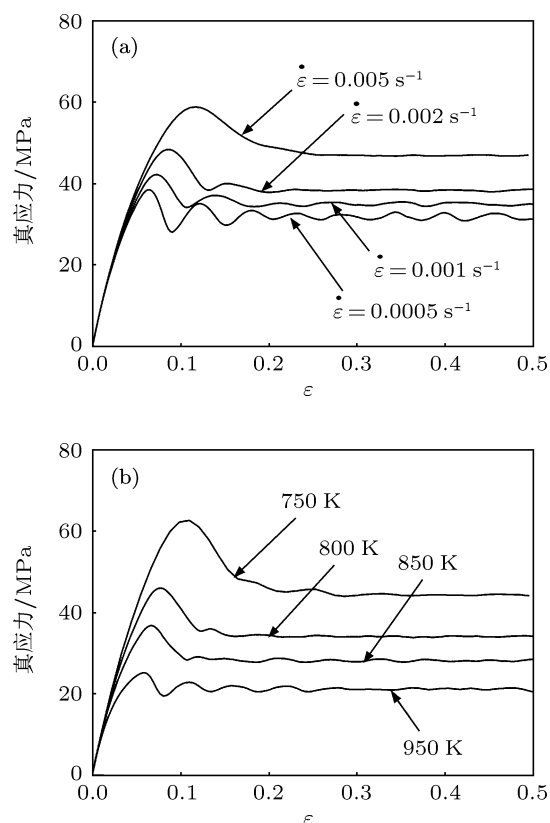


图 1 初始平均晶粒半径为 $R_0 = 37.76 \text{ }\mu\text{m}$ 时的应力 - 应变曲线 (a) $T = 800 \text{ K}$, 不同应变速率; (b) $\dot{\varepsilon} = 0.002 \text{ s}^{-1}$, 不同温度

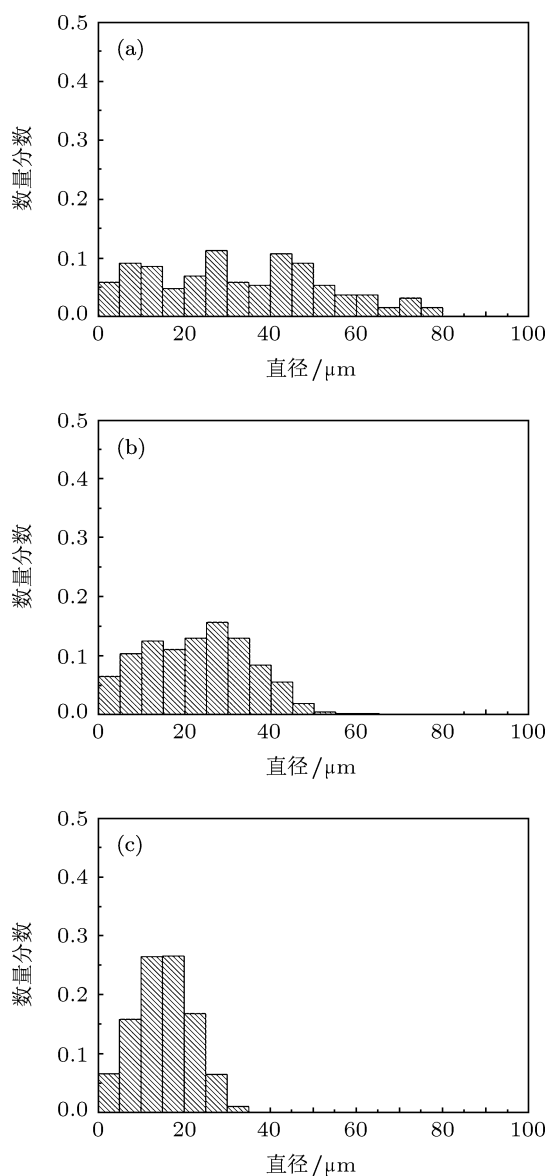


图2 $T = 800\text{ K}$ 时, 不同应变速率下晶粒尺寸的分布
(a) 0.0005 s^{-1} ; (b) 0.001 s^{-1} ; (c) 0.005 s^{-1}

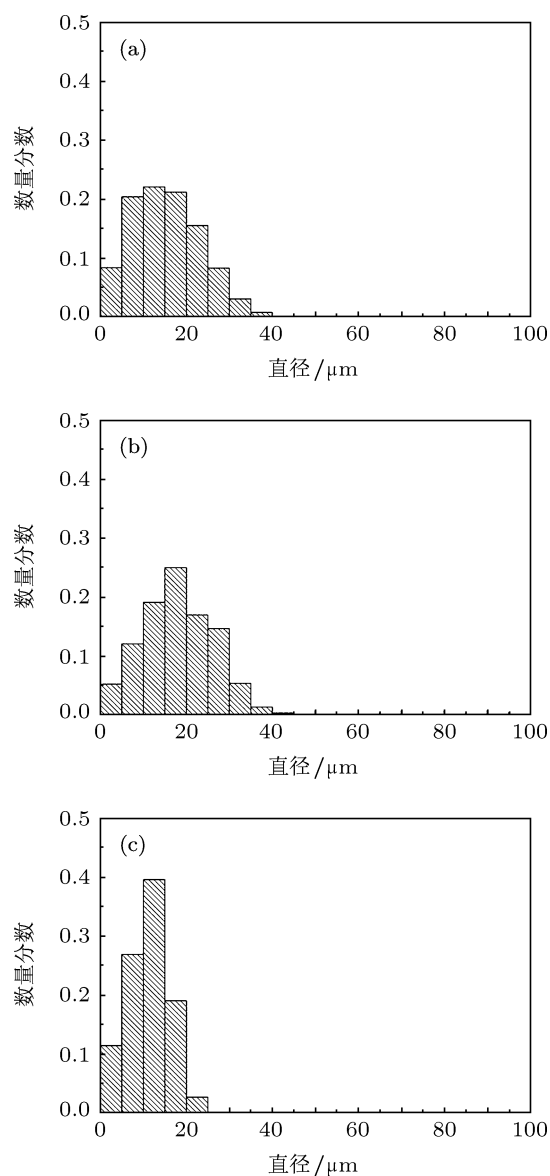


图3 $\dot{\epsilon} = 0.002\text{ s}^{-1}$ 时, 不同温度下晶粒尺寸的分布
(a) $T = 850\text{ K}$; (b) $T = 800\text{ K}$; (c) $T = 750\text{ K}$

3.2 初始晶粒尺寸对动态再结晶过程的影响

在实际的工业生产过程中, 由于不同热处理工艺下毛坯材料的初始组织状态不尽相同, 在后续的热加工过程中, 了解初始组织转变的规律对于合理制定热加工参数以及生产出符合实际应用要求的工程材料具有重要意义, 对此本文分别研究了初始平均晶粒的不同对动态再结晶过程的影响. 选择初始平均晶粒半径 $R_0 = 116.62, 67.34, 37.76, 13.56\ \mu\text{m}$ 的不同组织, 对应初始的晶粒个数分别为 4, 16, 56, 396 个, 初始的晶粒形状为规则的六

边形, 图 4(a) 为不同初始晶粒的应力 - 应变曲线, 随着晶粒尺寸的减小, 应力 - 应变曲线逐渐由单峰形式过渡到多峰形式. 图 4(b) 为平均晶粒半径的变化曲线, 稳定状态的晶粒尺寸收敛于同一个值 $R_s = 9.288\ \mu\text{m}$. 为了进一步说明初始晶粒尺寸对动态再结晶过程的影响, 研究了不同晶粒尺寸下, 变形过程中组织的变化情况, 获得的组织演化过程如图 5 所示, 图 5 中的应变值与图 4(a) 中圆形黑点所在位置一一对应. 在各种初始半径状态下, 随着应变的不断增大, 在母相的晶界上不断形成再结晶晶核, 当应变 $\epsilon = 0.5000$ 时, 各种初始半径条件下的稳定状态组织均为等轴细小的晶粒组织, 且呈现

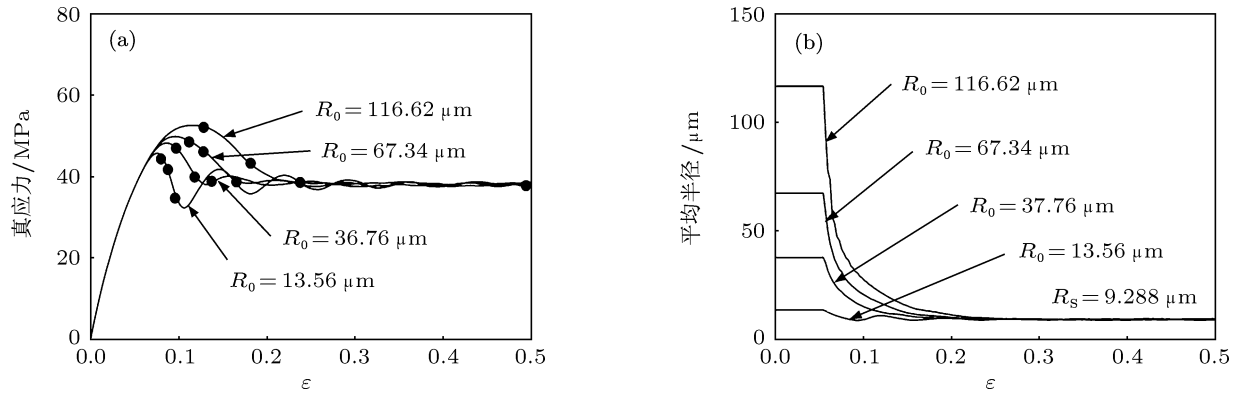


图4 (a) 初始不同晶粒半径的应力 - 应变曲线; (b) 平均半径随应变的变化曲线

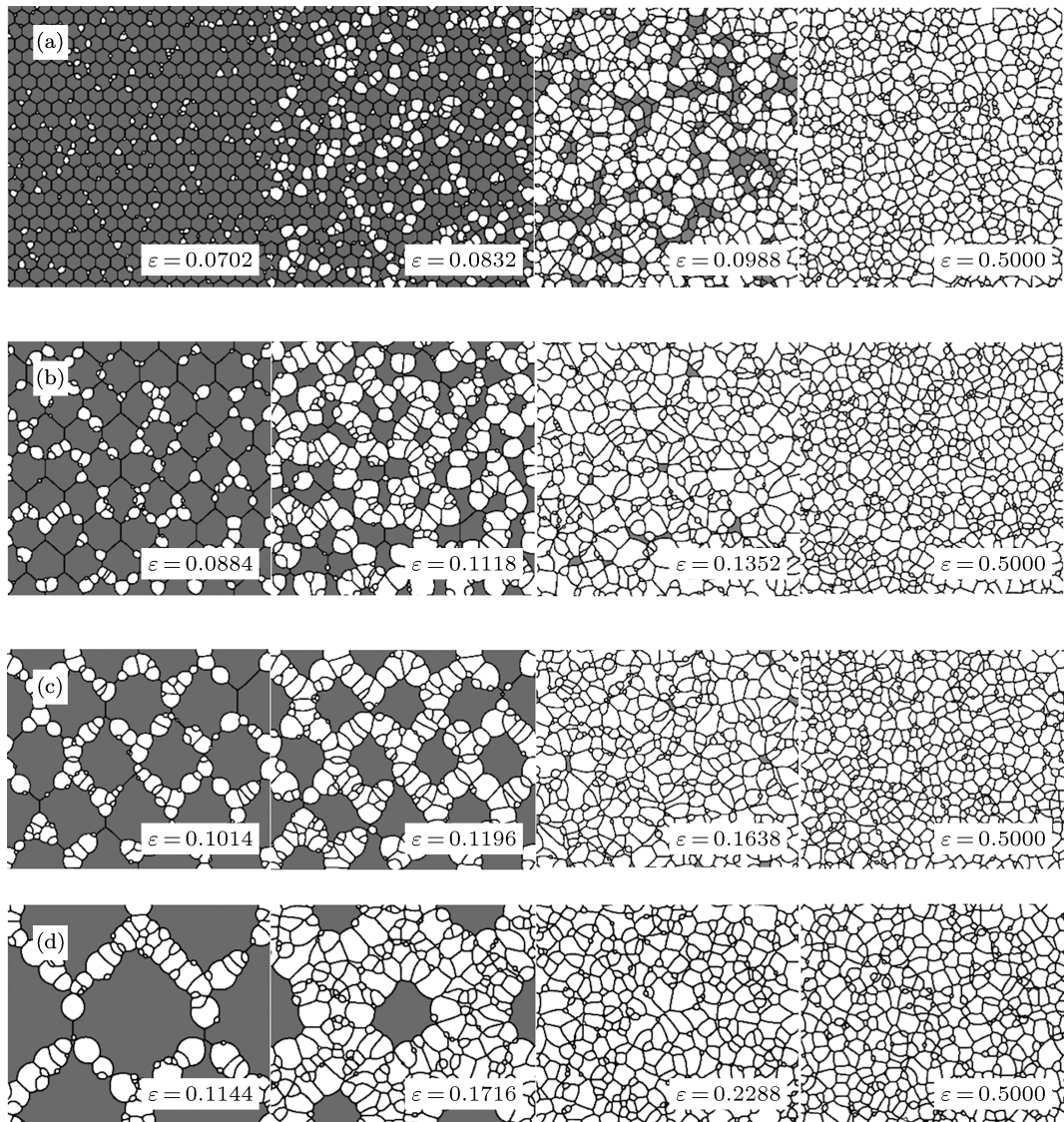


图5 不同初始半径的晶粒在变形过程中组织的演化过程, 灰色代表初始晶粒, 白色代表再结晶晶粒
(a) $R_0 = 13.56 \mu\text{m}$; (b) $R_0 = 37.76 \mu\text{m}$; (c) $R_0 = 67.34 \mu\text{m}$; (d) $R_0 = 116.62 \mu\text{m}$

出与初始组织无关的一种变化趋势. 在图 5 中, 当初始晶粒半径 $R_0 = 13.56 \mu\text{m}$ 时, 由于初始晶粒尺寸较小, 晶界面积较大, 可供形核的点位较多, 所以在第一周期再结晶结束后, 才开始第二周期再结晶, 因此应力 - 应变曲线呈现多峰的形式. 当初始晶粒半径增大时 ($R_0 = 116.62, 67.34, 37.76 \mu\text{m}$), 初始晶界面积较小, 可供形核的点位较少, 当 $\varepsilon = 0.1716, 0.1638, 0.1352$ 时, 第一周期再结晶尚未完成时, 在再结晶新生成的晶粒边界上又开始形核, 即第二周期的再结晶开始, 不同周期的再结晶过程相互重叠, 因此应力 - 应变曲线呈现单峰形式, 这也与实验中观察到的现象一致 [35].

3.3 静态回复对动态再结晶过程的影响

在实际的热轧生产过程中, 常常伴随着动态再结晶现象, 单道次与多道次轧制过程中, 材料微观组织的转变规律并不相同, 在各道次轧制间隙过程中, 常常发生静态回复现象, 为了分析阶段变形过程对动态再结晶的影响, 以期指导实际轧制过程, 本文分别研究了两阶段和三阶段变形过程中, 静态回复现象对动态再结晶过程的影响. 图 6(a) 为两个

阶段的应力 - 应变曲线, 在 $\varepsilon = 0.2$ 时, 停止变形后, 发生静态回复过程, 当平均应力降至 10 MPa 时, 重新开始变形, 达到临界位错密度 ρ_c 时, 动态再结晶过程重新开始, 图 6(a) 中 C1 和 C2 分别代表不连续再结晶过程和连续再结晶过程, 从图中可以看出, 不论是连续变形还是不连续变形, 应力 - 应变曲线最终收敛于同一值. 在图 6(b) 中, 在变形过程发生停顿之后, 由于静态回复的软化作用, 形核速率逐渐减小, 晶粒的位错密度不断减小, 形核位置不断减少, 新生成的再结晶晶粒的数目不断减小, 同时晶粒在不断长大, 造成晶粒的平均半径不断增长, 当变形过程重新开始后, 晶粒中的位错密度不断增加, 位错密度达到临界值时, 形核位置不断增加, 新生成的再结晶晶粒的数目不断增多, 与此同时, 由于晶粒中位错密度的不断增加, 降低了晶界迁移的速率, 阻碍了晶粒的长大, 造成了晶粒尺寸逐渐减小, 当 ε 达到 0.5 时, C1 和 C2 最终收敛于同一值, 静态回复过程并未对最终晶粒尺寸产生影响. 图 7 为变形过程中晶粒组织的演化情况, 与图 6(b) 中的平均半径变化情况相对应. 图 7(a) 为未停止变形, $\varepsilon = 0.1976$ 时的晶粒组织图, 图 7(b) 为重新开始变

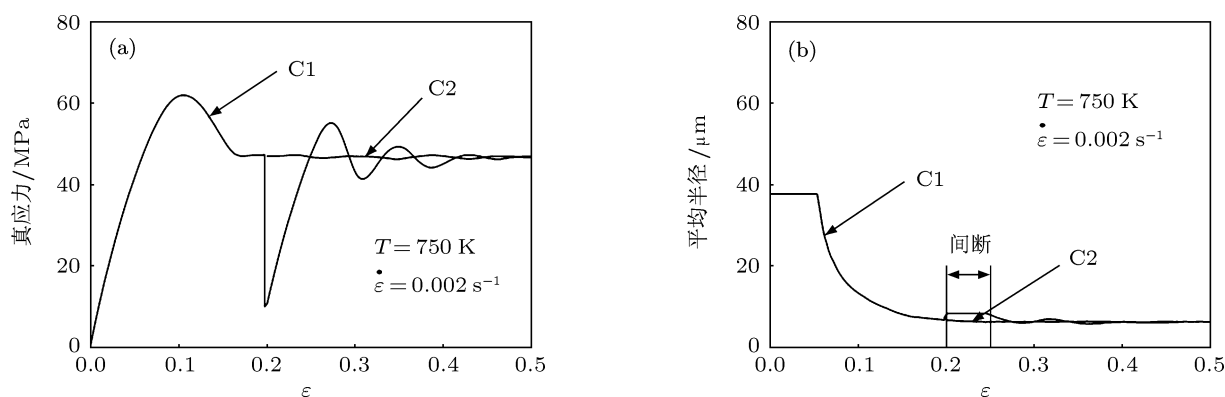


图 6 (a) 两阶段变形的应力 - 应变曲线;(b) 平均半径随应变的变化曲线

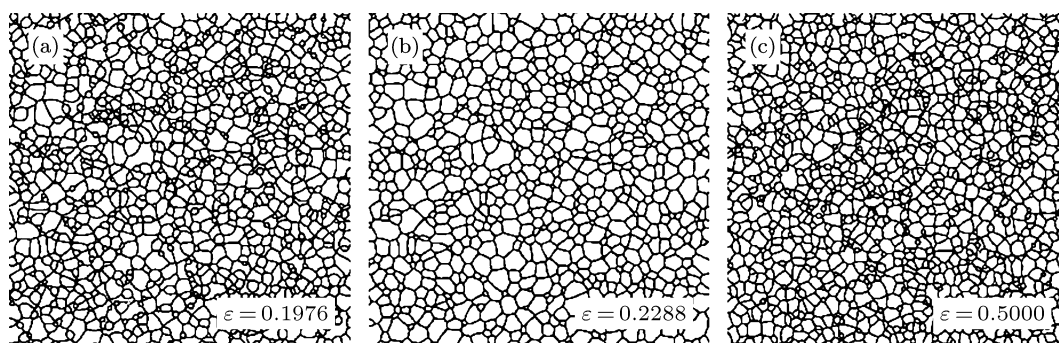


图 7 不同应变下的组织演化过程 (a) $\varepsilon = 0.1976$; (b) $\varepsilon = 0.2288$; (c) $\varepsilon = 0.5000$

形后, 应变为 $\varepsilon = 0.2288$ 时的组织图. 此时位错未达到临界值, 与图 7(a) 相比, 平均晶粒尺寸增大. 这是由于静态回复的软化作用, 造成了晶粒内的位错密度的减小, 停止变形后, 可供形核的晶界已经被消耗殆尽, 虽然此时变形重新开始, 但晶界上的位错密度没有达到临界值, 不能形核, 而原始的晶粒同时在不断长大. 与图 6(b) 中的曲线所对应, 图 7(c) 为 $\varepsilon = 0.5000$ 时的组织图, 晶粒尺寸又变得细小, 与图 7(a) 中晶粒尺寸相同. 在图 6(a) 中, C1 在重新开始变形后, 应力 - 应变曲线由单峰的形式转变为多峰的形式, 这与 Sakai^[36] 观察的实验现象相符. Sakai 指出, 单峰形式的应力 - 应变曲线与晶粒细化相关, 而多峰形式的应力 - 应变曲线与晶粒粗化相关. 曲线形式的变化不仅与热加工材料的原始晶粒尺寸 R_0 有关, 也与稳态晶粒尺寸 R_s 有关. 当晶粒尺寸满足 $R_0/R_s > 2$ 时, 应力 - 应变曲线是单峰的; 当 $R_0/R_s < 2$ 时, 由于初始晶粒细小, 提供了足够的晶界形核, 应力 - 应变曲线呈现多峰形式. 在图 6(b) 中, 中断变形时的平均晶粒尺寸与 $\varepsilon = 0$ 时的平均晶粒尺寸相比减小较多, 而两次变形的最终平均晶粒尺寸基本不变, 所以第一次变形时的应力 - 应变曲线呈现单峰形式, 而第二次变形时的曲线呈现多峰形式, 模拟结果与理论分析一致.

图 8 为三阶段变形过程的应力 - 应变曲线, 在 $\varepsilon = 0.2$ 和 0.3 时发生了两次中断, 晶粒尺寸也发生了两次跃迁, 但是最终晶粒尺寸都收敛于同一个值. 图 9 为变形过程中晶粒组织的变化情况, 与图 8(b) 中的平均半径变化情况相对应. 在停止变形

后, 形核只能在位错密度达到临界值的晶界上形核, 而由于静态回复的软化过程, 位错密度值不断下降, 形核无法继续, 晶粒发生了长大的现象. 恢复变形后, 当平均位错密度超过临界值时, 重新开始形核, 抑制了晶粒长大, 晶粒尺寸又逐渐减小. 无论是两阶段还是三阶段变形, 对最终稳态的晶粒尺寸并没有明显的影响, 变形中断后的应力 - 应变曲线由单峰形式转变为多峰形式.

3.4 温度和应变速率对动态再结晶动力学的影响

传统研究再结晶动力学通常采用金相法, 将变形金属在不同温度下退火, 测定发生再结晶分数随时间的变化. 本文利用验证的物理模型, 模拟不同温度和应变速率对动态再结晶分数的影响, 结果如图 10 所示. 从图 10 可以看出, 发生动态再结晶过程需要一定的孕育期, 即达到一定的应变值时才开始进行动态再结晶过程, 这与实验中^[37,38] 观察到的现象相符合. 此外图 10 还表明, 应变速率减小或温度升高可以缩短再结晶孕育期, 加速动态再结晶过程. 这与位错密度的累积速率以及动态再结晶开始时的临界位错密度值有关. 在较低应变速率或是较高温度时, 位错密度的累积速率较高, 所需临界位错密度较小, 孕育期短; 而对于较高的应变速率以及较低温度, 位错密度的累积速率慢, 所需的临界位错密度值较高, 孕育期长, 这也与图 1 的结论相一致. 因此, 可以借助模拟的手段研究动力学过程, 大大减少了实验的成本.

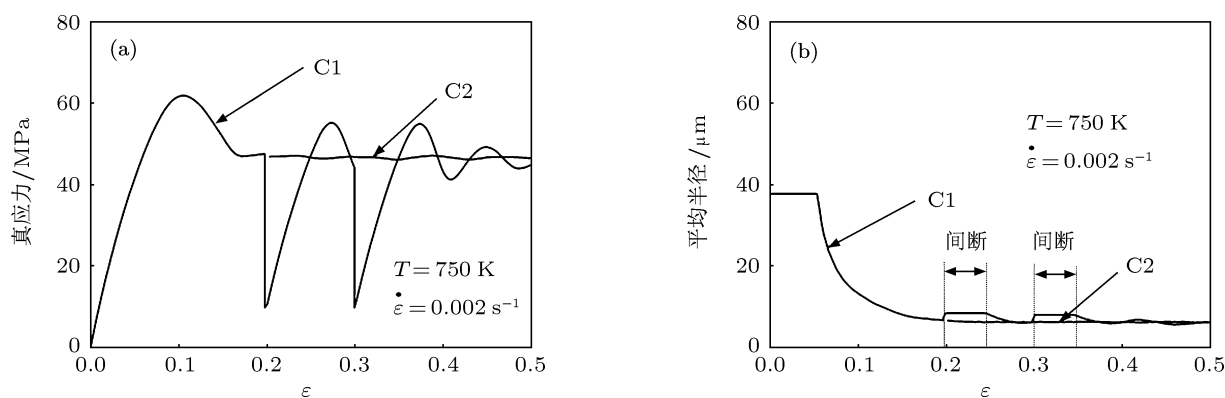


图 8 (a) 三阶段应力 - 应变曲线; (b) 平均半径随应变的变化

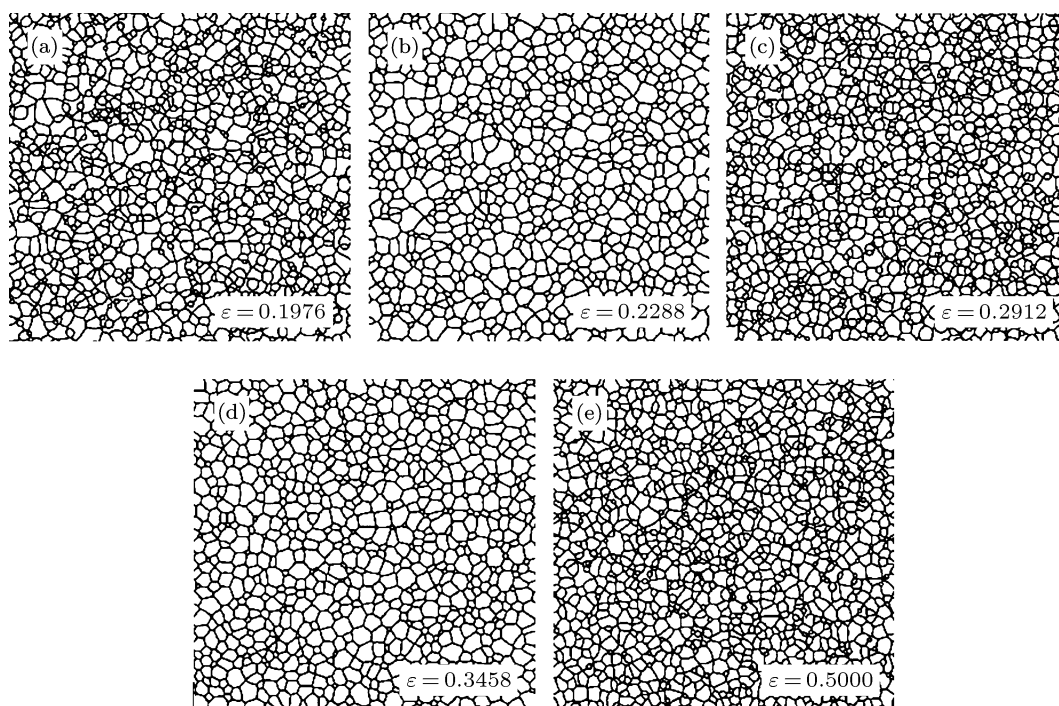


图9 不同应变状态下晶粒组织的演化过程 (a) $\varepsilon = 0.1976$; (b) $\varepsilon = 0.2288$; (c) $\varepsilon = 0.2912$; (d) $\varepsilon = 0.3458$; (e) $\varepsilon = 0.5000$

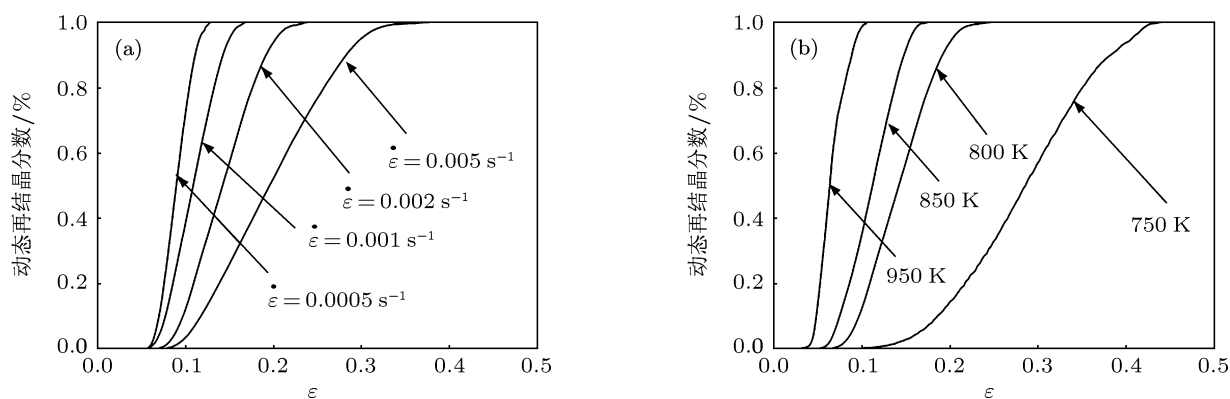


图10 (a) $T = 800 \text{ K}$ 时, 不同应变速率对动态再结晶分数的影响; (b) $\dot{\varepsilon} = 0.002 \text{ s}^{-1}$ 时, 不同温度对动态再结晶分数的影响

4 结论

本文采用多相场法模拟了金属材料热加工中的动态再结晶过程, 真实反映了微观组织演化过程, 与再结晶理论相一致. 提高变形速率, 得到了细小的晶粒组织, 而改变温度对再结晶晶粒尺寸的影响

较弱; 此外, 可以通过提高变形温度, 降低变形速率缩短孕育期, 加速动态再结晶过程. 细小的晶粒组织有助于形成多峰形式的应力 - 应变曲线, 不同的初始晶粒尺寸以及稳态晶粒尺寸都会影响动态再结晶过程, 温度和应变速率的变化也会造成应力 - 应变曲线形式的变化.

- [1] Momeni A, Dehghani K, Ebrahimi G R 2011 *J. Alloy. Compd.* **509** 9387
- [2] Manonukul A, Dunne F P E 1999 *Acta Mater.* **47** 4340
- [3] Ivasishin O M, Shevchenko S V, Semiatin S L 2009 *Acta Mater.* **57** 2834
- [4] Radhakrishnan B, Sarma G B, Zacharia T 1998 *Acta Mater.* **46** 4415
- [5] Shen X M, Guan X J, Zhang J X, Liu Y T, Ma X F, Zhao X M 2007 *Chin. J. Nonferrous Met.* **17** 124 (in Chinese) [申孝民, 关小军, 张继祥, 刘运腾, 麻晓飞, 赵宪明 2007 中国有色金属学报 **17** 124]
- [6] Sepehrband P, Esmaceli S 2010 *Scripta Mater.* **63** 4
- [7] Goetz R L, Seetharaman V 1998 *Scripta Mater.* **38** 405
- [8] Yang H, Wu C, Li H W, Fan X G 2011 *Sci. China Tech. Sci.* **54** 2107
- [9] Yin H, Felicelli S D, Wang L 2011 *Acta Mater.* **59** 3124
- [10] Kugler G, Turk R 2004 *Acta Mater.* **52** 4659
- [11] Ding R, Guo Z X 2001 *Acta Mater.* **49** 3163
- [12] Chen F, Cui Z S, Liu J, Chen W, Chen S J 2010 *Mater. Sci. Eng. A* **527** 5539
- [13] Das S 2010 *Comput. Mater. Sci.* **47** 705
- [14] Hallberg H, Wallin M, Ristinmaa M 2010 *Comput. Mater. Sci.* **49** 25
- [15] Li J J, Wang J C, Xu Q, Yang G C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1514 (in Chinese) [李俊杰, 王锦程, 许泉, 杨根仓 2007 物理学报 **56** 1514]
- [16] Zhang X G, Zong Y P, Wang M T, Wu Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 068201 (in Chinese) [张宪刚, 宗亚平, 王明涛, 吴艳 2011 物理学报 **60** 068201]
- [17] Zhang Q, Wang J C, Zhang Y C, Yang G C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 088104 (in Chinese) [张琪, 王锦程, 张亚丛, 杨根仓 2011 物理学报 **60** 088104]
- [18] Yang Y J, Wang J C, Zhang Y X, Zhu Y C, Yang G C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5290 (in Chinese) [杨玉娟, 王锦程, 张玉祥, 朱耀产, 杨根仓 2008 物理学报 **57** 5290]
- [19] Zong Y P, Wang M T, Guo W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** S161 (in Chinese) [宗亚平, 王明涛, 郭巍 2009 物理学报 **58** S161]
- [20] Wang M T, Zong Y P, Wang G 2009 *Comput. Mater. Sci.* **45** 217
- [21] Gao Y J, Luo Z R, Hu X Y, Huang C G 2010 *Acta Metall. Sin.* **46** 1161 (in Chinese) [高英俊, 罗志荣, 胡项英, 黄创高 2010 金属学报 **46** 1161]
- [22] Suwa Y, Sait Y, Onodera H 2008 *Comput. Mater. Sci.* **44** 286
- [23] Takaki T, Hisakuni Y, Hirouchi T 2009 *Comput. Mater. Sci.* **45** 881
- [24] Steinbach I, Pezzolla F 1999 *Physica D* **134** 385
- [25] Steinbach I, Pezzolla F, Nestler B, Seebelberg M, Prieler R, Schmitz G J, Rezende J L L 1996 *Physica D* **94** 135
- [26] Kocks U F 1976 *J. Eng. Mater. Tech.* **98** 76
- [27] Mecking H, Kocks U F 1981 *Acta Metall.* **29** 1865
- [28] Kim S G, Kim D I, Kim W T 2006 *Phys. Rev. E* **74** 061605
- [29] Fan D, Chen L Q 1997 *Acta Mater.* **45** 611
- [30] Fan D, Geng C W, Chen L Q 1997 *Acta Mater.* **45** 1115
- [31] Lee H W, Im Y T 2011 *Mater. Trans.* **51** 1614
- [32] Dehghan-Manshadi A, Barnett M R, Hodgson P D 2008 *Metall. Mater. Trans. A* **39A** 1359
- [33] Liu J, Cui Z S, Li C X 2008 *Comput. Mater. Sci.* **41** 375
- [34] Zhang Y, Zeng X Q, Lu C, Ding W J 2006 *Mater. Sci. Eng. A* **428** 91
- [35] Blaz L, Sakai T, Jonas J J 1983 *Met. Sci.* **17** 610
- [36] Sakai T 1995 *J. Mater. Process Technol.* **53** 349
- [37] Barnett M R, Kelly G L, Hodgson P D 2000 *Scripta Mater.* **43** 365
- [38] Bao S Q, Zhao G, Yu C B, Chang Q M, Ye C L, Mao X P 2011 *Appl. Math. Model.* **35** 3268

Dynamic recrystallization phenomenon in hot-working process by multi-phase-field model

Xu Shu-Jie Shi Chun-Sheng[†] Zhao Nai-Qin Liu En-Zuo

(Tianjin Key Laboratory of Composite and Functional Materials, School of Materials Science and Engineering,
Tianjin University, Tianjin 300072, China)

(Received 17 September 2011; revised manuscript received 15 October 2011)

Abstract

Evolution of the dynamic recrystallization microstructure in the hot working process of metal is difficult to observe in real time experimentally. Based on Ginzburg-Landau kinetic equation, a physical metallurgy model with coupling multi-phase field method and the dislocation density calculation is used to simulate dynamic recrystallization in the thermal processing. The dynamic recrystallization processes at the different temperatures and different strain rates are investigated. The reason for the stress-strain curve changing from single peak state to the multi-peak state is explained. In addition, we systematically simulate the process of multi-stage deformation and the effect of static recovery on dynamic recrystallization, and analyze the influence of thermal processing parameters on the kinetics of dynamic recrystallization. The simulation results show that the grain size increases during suspension of deformation, and higher deformation temperature and lower deformation strain rate can accelerate the process of dynamic recrystallization.

Keywords: dynamic recrystallization, stress-strain, static recovery, multi-phase-field model

PACS: 61.50.Ah, 81.10.Jt, 64.70.K

[†] E-mail: cssh@tju.edu.cn