

双态组织 Ti80 合金的动态再结晶行为

鲁龙龙¹, 张彦敏^{1,2}, 权思佳³, 李闪光¹, 李炎¹, 吴宇坤⁴, 宋克兴^{1,5}

(1. 河南科技大学, 河南 洛阳 471023)

(2. 有色金属共性技术河南省协同创新中心, 河南 洛阳 471023)

(3. 洛阳轴承研究所, 河南 洛阳 471039)

(4. 中国船舶重工集团公司第七二五研究所, 河南 洛阳 471039)

(5. 河南省有色金属材料科学与工程重点实验室, 河南 洛阳 471023)

摘要: 采用 Gleeble-1500 热模拟试验机对双态组织的 Ti80 合金在变形温度为 860~980 °C、应变速率为 0.01~1 s⁻¹ 的变形条件下进行了等温热压缩实验, 研究了合金的热变形行为, 利用加工硬化率确定了不同变形条件下动态再结晶临界应变。结果表明, 动态再结晶是 Ti80 合金热变形过程中的重要软化机制, 并发现动态再结晶临界应变随温度的升高和应变速率的降低而减小。基于 Z 参数和改进后的 Avrami 方程, 构建了 Ti80 合金动态再结晶临界应变与动力学模型。

关键词: Ti80 合金; 动态再结晶; 临界应变; 动力学

中图分类号: TG146.23

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2021)08-2979-07

Ti80 合金是我国自行研发的新型船用近 α 型钛合金, 具有耐蚀、可焊、高强、高韧及良好的低周疲劳等综合性能, 广泛应用于深潜器耐压壳体及舰船的结构件^[1,2]。由于钛合金室温下的塑性变形能力较差, 热塑性加工成为其主要的成形方式, 而动态再结晶(DRX)是钛合金热变形过程中的重要软化机制。动态再结晶不仅对钛合金塑性成形能力起到积极作用, 还可以细化晶粒, 获得所需要的显微组织, 从而提高材料的力学性能^[3]。目前针对 Ti80 合金的研究主要集中在热处理工艺^[4,5]、热变形本构方程及热加工图^[6-8]、疲劳裂纹扩展行为^[9]等。而 Ti80 合金热变形过程中的动态再结晶临界条件及动力学模型的研究鲜有报道, 因此, 有必要对 Ti80 合金的动态再结晶行为展开研究。

双态组织钛合金具有良好的强度与延展性, 目前应用最为广泛^[9]。本研究针对双态组织的 Ti80 合金, 进行了等温热压缩实验, 分析了流变应力曲线, 基于加工硬化率与改进后的 Avrami 方程构建了动态再结晶临界应变及动力学模型。动态再结晶临界应变模型可以用来判断不同变形条件下动态再结晶难易程度, 而动态再结晶动力学模型有助于预测不同应变条件下的动态再结晶体积分数, 以期对 Ti80 合金组织性能的调控与热加工工艺的制定提供理论指导。

1 实验

试验材料为中船重工第 725 所提供的双态组织 Ti80 合金, α/β 转变温度为(1000±7)°C, 化学成分如表 1 所列。将材料加工成 $\Phi 8$ mm×12 mm 的圆柱试样, 在 Gleeble-1500D 型热模拟试验机上进行等温热压缩试验, 变形温度为 860, 900, 940, 980 °C, 应变速率为 0.01, 0.1, 1 s⁻¹。热压缩实验过程如图 1 所示, 以 10 °C/s 的速率将试样加热至各变形温度, 到达各变形温度后, 保温 3 min, 再以各应变速率进行单向等温压缩变形, 最大变形量为 50%, 卸载后, 立即进行水淬处理, 用光学显微镜(OM)观察合金热变形后的组织形态。

2 结果与讨论

2.1 流变应力曲线分析

图 2 为 Ti80 合金不同变形条件的真应力-应变

表 1 Ti80 合金的化学成分

Table 1 Chemical composition of Ti80 alloy ($\omega/\%$)

Al	Nb	Zr	Mo	Ti
6.50	3.18	2.04	1.00	Bal.

收稿日期: 2020-09-11

基金项目: 河南省杰出人才创新基金(182101510003); 河南省重点攻关项目(20174GJPT1)

作者简介: 鲁龙龙, 男, 1997 年生, 硕士生, 河南科技大学材料科学与工程学院, 河南 洛阳 471023, E-mail:

lulonglong0102@163.com

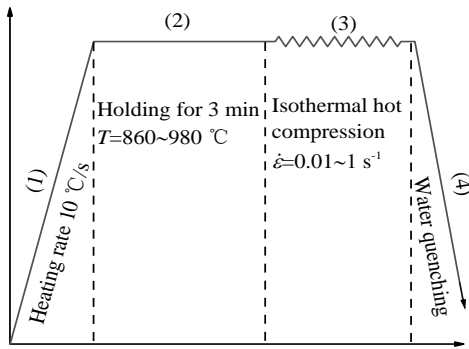


图 1 Ti80 合金等温热压缩试验流程

Fig.1 Isothermal hot compression test process of Ti80 alloy

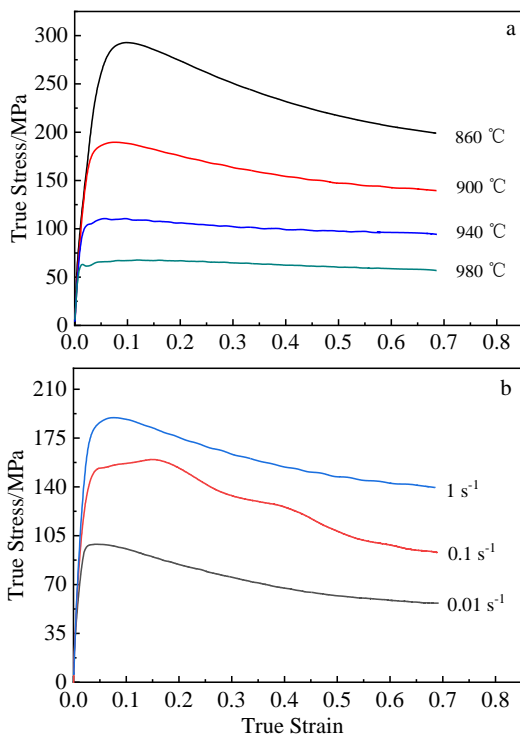


图 2 Ti80 合金不同热加工条件下真应力-真应变曲线

Fig.2 True stress-true strain curves of Ti80 alloy under various hot processing parameters: (a) 1 s⁻¹ and (b) 900 °C

曲线。在变形初期，应力急剧增大，合金在这一阶段呈现出加工硬化现象。随着变形量的增加，变形储能达到动态再结晶所需的临界值，动态再结晶行为发生，软化效应增强，应力增速减小，直至动态软化与加工硬化达到短暂平衡，曲线出现峰值应力。当变形量继续增加，动态再结晶程度加深，软化效应占主导地位，应力开始下降，最后加工硬化与动态软化再次平衡，达到稳态应力。

由图 2a 可知，应变速率为 1 s⁻¹ 时，860~940 °C 变

形温度下的峰值应力与再结晶软化现象更加显著，且峰值应力与稳态应力都随温度的降低而增大，出现了明显的动态再结晶特征。但是，在 980 °C 变形温度下，未出现明显的峰值应力现象，为确定这一变形条件下是否发生了动态再结晶，观察了不同状态下微观组织，如图 3 所示，可以看出在 980 °C、1 s⁻¹ 变形条件，Ti80 合金发生了动态再结晶。由图 2b 可以看出，在 900 °C、0.01~1 s⁻¹ 变形条件下，Ti80 合金都存在峰值应力现象，且峰值应力与稳态应力都随应变速率的降低而减小，出现了动态再结晶特征。

2.2 动态再结晶临界应变

真应力-应变曲线是材料微观组织的外在表现，出现峰值应力可被认为材料在热变形过程中发生了动态再结晶，且动态再结晶发生在峰值应力之前^[10,11]。但很难通过实验方法确定动态再结晶临界应变，针对这一问题，N. Ryan 和 McQueen^[12]提出利用真应力-应变曲线所获得的加工硬化率(θ)来确定材料动态再结晶临界应变，Poliak 和 Jonas^[13]进一步研究了 θ - σ 曲线，并发现材料发生动态再结晶时，其 θ - σ 曲线存在拐点，并提出这一拐点即为动态再结晶临界发生点。

$\theta = d\sigma/d\varepsilon \approx \Delta\sigma/\Delta\varepsilon$, θ - σ 曲线其拐点数学关系为：

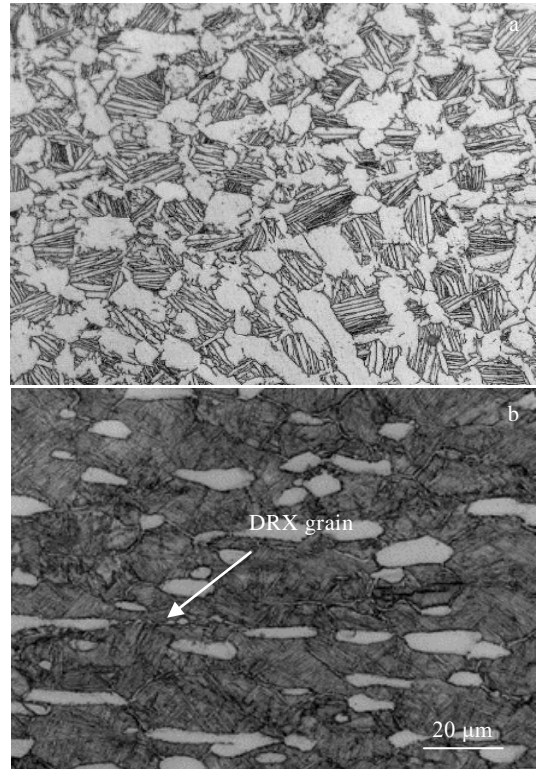


图 3 Ti80 合金热压缩显微组织

Fig.3 Microstructures of Ti80 alloy: (a) undeformed state and (b) deformed at temperature of 980 °C and strain rate of 1 s⁻¹

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial^2 \sigma_c} = 0 \tag{1}$$

式中， σ_c 为动态再结晶临界应力点，且

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial^2 \sigma_c} &= \frac{\partial}{\partial \sigma_c} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \sigma_c \partial \varepsilon_c} \right) = \frac{\partial}{\partial \sigma_c} \left(\theta \frac{\partial \theta}{\partial \varepsilon_c} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial \sigma_c} \left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial \varepsilon_c} \right) = \frac{\partial}{\partial \sigma_c \partial \varepsilon_c} \left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial \varepsilon_c} \right) \\ &= \frac{\partial}{\theta \partial \varepsilon_c} \left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial \varepsilon_c} \right) = \frac{\partial^2 \ln \theta}{\partial^2 \varepsilon_c} \end{aligned} \tag{2}$$

式中， ε_c 为动态再结晶临界应变，所以动态再结晶临界应变可以由 $\ln \theta - \varepsilon$ 曲线拐点表示，Mirzadeh 和 Najafizadeh^[14] 研究发现 $\theta - \sigma$ 关系曲线能够很好地表述为三次多项式，同理，可以将 $\ln \theta - \varepsilon$ 拟合为三次多项式：

$$\ln \theta = A\varepsilon^3 + B\varepsilon^2 + C\varepsilon \tag{3}$$

当 $\ln \theta - \sigma$ 关系处于拐点处时， $\varepsilon_c = -B/3A$ 。根据以上推导，应变速率为 1 s^{-1} 时，Ti80 合金的 $\ln \theta - \varepsilon$ 关系如图 4a 所示，合金的 $\ln \theta - \varepsilon$ 曲线存在拐点， $\partial(\ln \theta) / \partial \varepsilon - \varepsilon$ 关系曲线存在最小值，这一最小值即为动态再结晶临

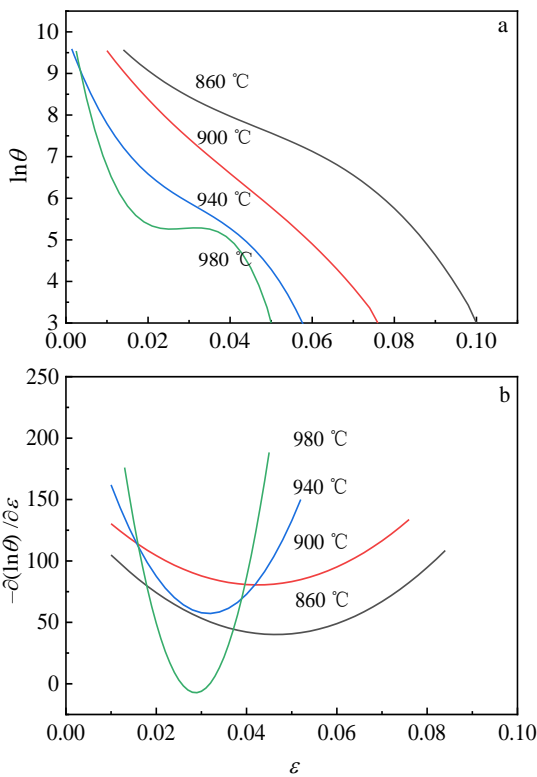


图 4 应变速率为 1 s^{-1} 时不同变形温度下的 $\ln \theta$ 及 $\partial(\ln \theta) / \partial \varepsilon$ 与 ε 关系曲线

Fig.4 Relationship between $\ln \theta$ (a), $\partial(\ln \theta) / \partial \varepsilon$ (b) and strain ε at strain rate of 1 s^{-1} and different temperatures

界应变值 ε_c 。根据以上方法，可以得到 Ti80 合金不同变形条件下的动态再结晶临界应变值 ε_c ，如图 5 所示。

由图 5 可以看出，在同一应变速率下，随着温度的升高，动态再结晶临界应变值整体呈现下降趋势，这是由于温度升高，原子扩散能力增强，加速了材料内部位错的积累，促进材料发生动态再结晶的形核。变形温度一定时，随着应变速率的增加，动态再结晶临界应变值整体呈现上升趋势，这是因为应变速率较大时，由于加工硬化而快速积累的位错来不及迁移，再结晶晶粒来不及形核与长大，且高应变速率下，钛合金片状 α 相晶粒容易发生破碎行为^[15]。合金在 0.01 s^{-1} 应变速率与 $860 \text{ }^\circ\text{C}$ 变形温度下，变化趋势出现波动，未符合整体变化规律，应当是热压缩模拟过程中环境变量对于变形的影响，以及三次拟合过程中存在一定的误差。

2.3 基于 Z 参数的动态结晶临界应变模型

Sellars 模型^[16]能很好地表示 DRX 临界应变与变形参数之间的关系，也是目前应用最为广泛的 DRX 临界模型，即：

$$\varepsilon_c = aZ^b \tag{4}$$

$$Z = \dot{\varepsilon} \exp(Q / RT) \tag{5}$$

式中， ε_c 为 DRX 临界应变， a 、 b 为常数， Z 为温度补偿应变速率因子， $\dot{\varepsilon}$ 为应变速率 (s^{-1})， T 为变形温度 (K)， Q 为热变形激活能 (kJ mol^{-1})， R 为气体常数 ($8.314 \text{ J (mol K)}^{-1}$)。本实验条件下的热变激活能表达式^[7]为：

$$Q = (0.099 + 0.127\varepsilon - 2.131\varepsilon^2 + 7.872\varepsilon^3 - 12.107\varepsilon^4 + 6.769\varepsilon^5) \times 10^7 \tag{6}$$

分别求出不同变形条件下 ε_c 对应的热变形激活能 Q ，结果如表 2 所示。

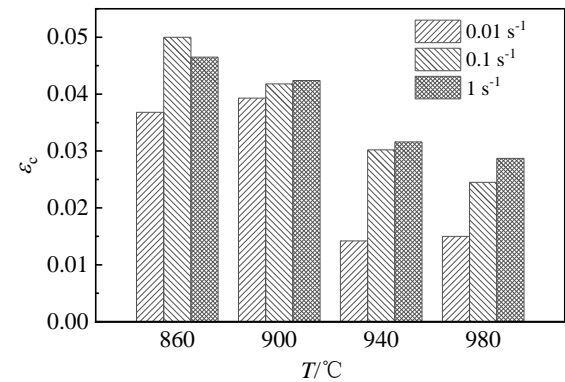


图 5 不同变形条件下 Ti80 合金临界应变值 ε_c

Fig.5 Critical strain ε_c of Ti80 alloy deformed under various parameters

表 2 Ti80 合金不同变形条件下 ε_c 对应的热变形激活能

Table 2 Thermal deformation activation energy corresponding to ε_c of Ti80 alloy under different deformation conditions (kJ/mol)

Temperature/°C	0.01 s ⁻¹	0.1 s ⁻¹	1 s ⁻¹
860	1011.583	1009.329	1010.341
900	1011.494	1011.240	1011.156
940	1003.957	1010.987	1011.218
980	1004.514	1009.438	1010.676

ε_c 与 Z 参数的表达式如公式(4)和(5), 依此可分别求得不同变形条件下 $\ln\varepsilon_c$ 、 $\ln Z$ 的值, 并绘制 $\ln\varepsilon_c$ - $\ln Z$ 关系曲线, 如图 6 所示, 对其进行线性回归拟合, 得 $a=5.09 \times 10^{-5}$ 、 $b=0.04936$, 建立的 Ti80 合金动态再结晶临界模型为:

$$\varepsilon_c = 5.09 \times 10^{-5} Z^{0.04936} \quad (7)$$

2.4 基于 Z 参数的动态结晶动力学模型

动态再结晶体积分数对于描述 DRX 动力学至关重要, 其确定方法有金相分析与真应力-真应变曲线 2 种方法, 金相分析法确定 DRX 体积分数有 2 个缺点, 首先过程太过于复杂, 需要对大量试样进行分析, 其次当再结晶晶粒发生长大或相互吞并时, 很难分辨变形组织中的动态再结晶晶粒。本研究采用 Sellars 提出的真应力-真应变法确定再结晶体积分数^[17,18], 其表达式如下:

$$X_{DRX} = \frac{\sigma_{sat} - \sigma}{\sigma_{sat} - \sigma_{ss}} \quad (8)$$

式中, σ_{sat} 为虚拟动态回复稳态应力(MPa), σ_{ss} 为动态回复与动态再结晶共同软化作用下的稳态应力(MPa), σ 为某一应变下的流变应力(MPa)。

通过分析加工硬化率与应力的关系可以得到虚拟动态回复曲线, 进而可以确定虚拟动态回复稳态应力

(σ_{sat})。以 900 °C、1 s⁻¹ 为例, 如图 7 所示, (σ_c, θ_c) 为动态再结晶临界应力点, 表示动态再结晶开始发生; ($\sigma_{sat}, 0$) 点为虚拟回复稳态应力点, 此时加工硬化与虚拟动态回复软化处于平衡状态, 加工硬化率为零。

稳态应力(σ_{ss})为加工硬化与动态软化最后达到平衡时的应力, 通过分析 θ - ε 和 σ - ε 曲线, 可以得到不同变形条件下 σ_{ss} 值。以 900 °C、1 s⁻¹ 为例, 如图 8 所示,

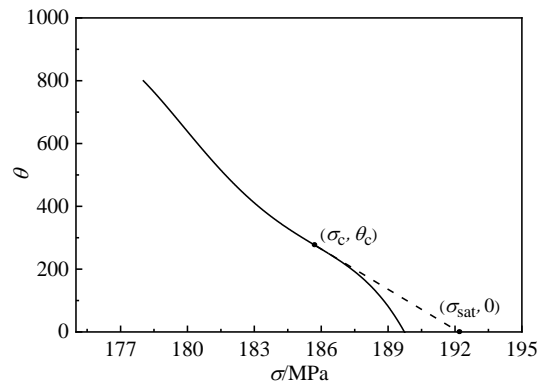


图 7 Ti80 合金 900 °C、1 s⁻¹ 变形条件下的 θ 与 σ 曲线
Fig.7 Relationship curve between θ and σ of Ti80 alloy at temperature of 900 °C and strain rate of 1 s⁻¹

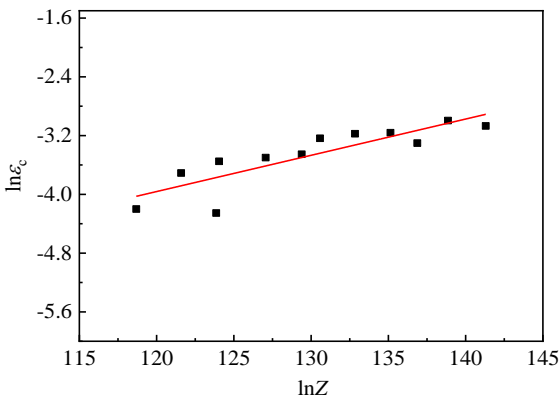


图 6 Ti80 合金 $\ln\varepsilon_c$ 与 $\ln Z$ 关系曲线

Fig.6 Relationship curve between $\ln\varepsilon_c$ and $\ln Z$ of Ti80 alloy

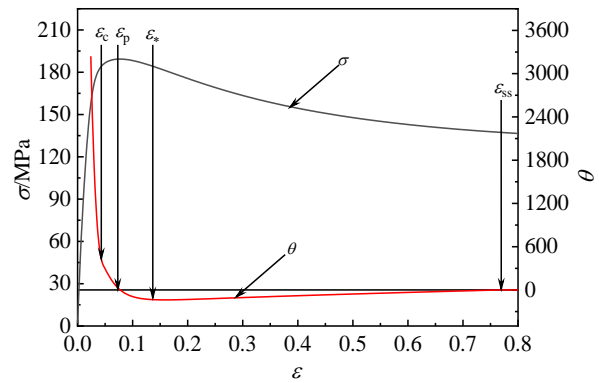


图 8 Ti80 合金 900 °C、1 s⁻¹ 下 θ - ε 和 σ - ε 的曲线

Fig.8 θ - ε and σ - ε curves of Ti80 alloy at temperature of 900 °C and strain rate of 1 s⁻¹

初始阶段，加工硬化率(θ)随着应变的增加而减小，在峰值应变(ε_p)处，软化效应与加工硬化第 1 次达到平衡，此时 θ 为零，随应变的继续增加， θ 在最大软化速率应变(ε_*)处达到最小值，最后在稳态应变(ε_{ss})处，加工硬化与动态软化再次达到平衡，此时 θ 再次为零，应力为稳态应力 σ_{ss} 。

由公式(8)及以上分析，可得 Ti80 合金 900 °C、1 s⁻¹ 变形条件下的 DRX 体积分数曲线，如图 9 所示，随着变形的增加，Ti80 合金动态再结晶体积分数增速先是比较缓慢，随后加快，最后又减缓，曲线呈现“S”型特征。

动态再结晶动力学模型常采用 Avrami 方程来描述，本研究采用 Serajzadeh 改进后 Avrami 方程来构建 Ti80 合金动态再结晶动力学模型^[19]，其表达式如下：

$$X_{DRX} = 1 - \exp\left[-K\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_p}\right)^n\right] \quad (9)$$

式中， X_{DRX} 为 DRX 体积分数， K 、 n 为常数， ε_c 为 DRX 临界应变， ε_p 为峰值应变。

峰值应变 ε_p 为 Ti80 合金热变形过程中的重要参数，由于动态回复和动态再结晶而产生软化效应与加工硬化在 ε_p 处第 1 次达到平衡， ε_p 与 Z 参数的关系曲线如图 10 所示，经过线性拟合，得 ε_p 的表达式为：

$$\varepsilon_p = 2.75 \times 10^{-5} Z^{0.05803} \quad (10)$$

对公式(9)两边求对数，得如下表达式：

$$\ln[-\ln(1 - X_{DRX})] = \ln K + n \ln[(\varepsilon_c - \varepsilon)\varepsilon_p] \quad (11)$$

由公式(8)及上述的 σ_{sat} 、 σ_{ss} 的计算方法，可以计算出不同变形条件下 DRX 体积分数，并求出 $\ln[-\ln(1 - X_{DRX})]$ 与 $\ln[(\varepsilon_c - \varepsilon)\varepsilon_p]$ 的值，绘制两者的关系图，

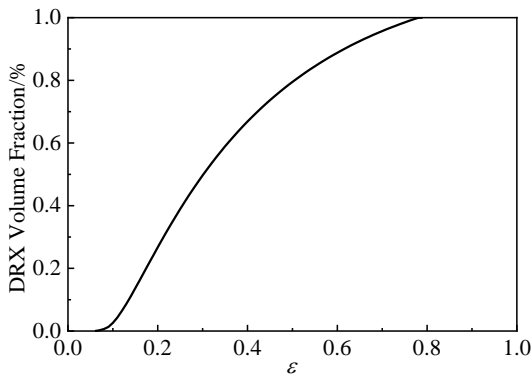


图 9 Ti80 合金 900 °C、1 s⁻¹ 下 DRX 体积分数曲线

Fig.9 DRX volume fraction curve of Ti80 alloy at temperature of 900 °C and strain rate of 1 s⁻¹

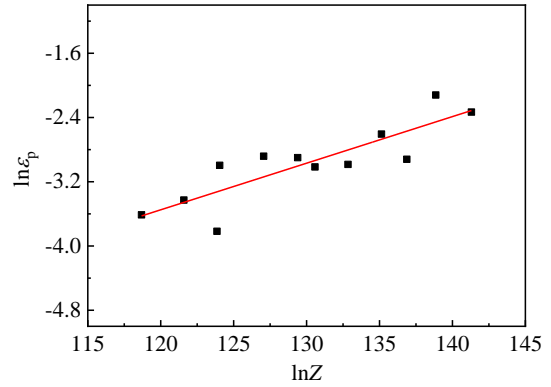


图 10 峰值应变 ε_p 与 Z 参数的关系曲线

Fig.10 Relationship curve between peak strain ε_p and Z parameter

并进行线性拟合，如图 11 所示，同理，可以得到不同变形条件的 K 、 n 的值。求平均值， $\bar{n} = 2.1103$ ， $\bar{K} = 0.0427$ 。Ti80 合金在此变形条件下的动态再结晶动力学模型为：

$$\begin{cases} X_{DRX} = 0 & (\varepsilon < \varepsilon_c) \\ X_{DRX} = 1 - \exp\left[-0.0427\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_p}\right)^{2.1103}\right] & (\varepsilon \geq \varepsilon_c) \\ \varepsilon_p = 2.75 \times 10^{-5} Z^{0.05803} \end{cases} \quad (12)$$

图 12 为不同变形条件下的动态再结晶体积分数曲线。公式(8)所求的再结晶体积分数可靠性已经得到了广泛的认可，为验证以动力学模型的可靠性，将动力学模型所预测的 DRX 体积分数与由公式(8)计算所得的 DRX 体积分数进行对比分析，如图 13 所示，可知所建立的动态再结晶动力学模型具有较高的可靠性。

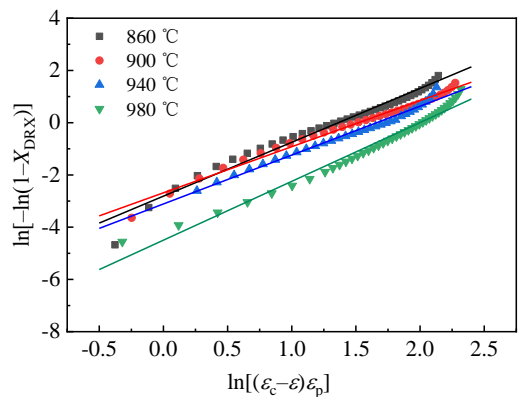


图 11 应变率为 1 s⁻¹ 时的 $\ln[-\ln(1 - X_{DRX})]$ 与 $\ln[(\varepsilon_c - \varepsilon)\varepsilon_p]$ 的关系曲线

Fig.11 Relationship curves between $\ln[-\ln(1 - X_{DRX})]$ and $\ln[(\varepsilon_c - \varepsilon)\varepsilon_p]$ at strain rate of 1 s⁻¹

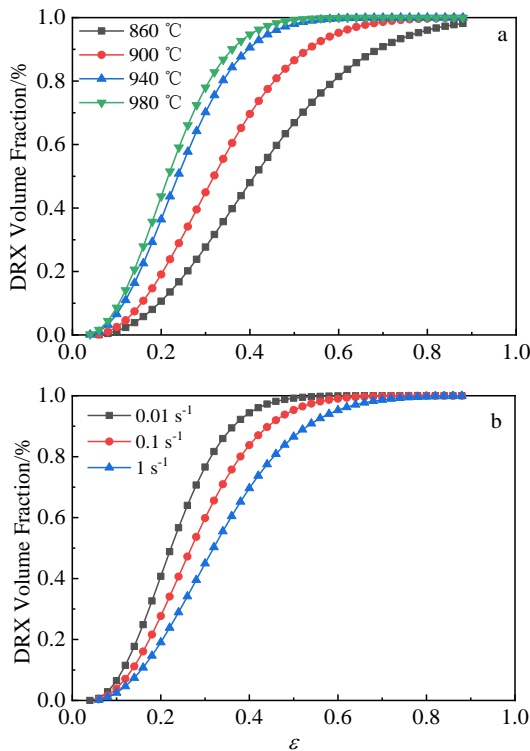


图 12 Ti80 合金不同变形条件下的 DRX 再结晶体积分数曲线
Fig.12 DRX volume fraction curves of Ti80 alloy deformed under various parameters: (a) 1 s⁻¹ and (b) 900 °C

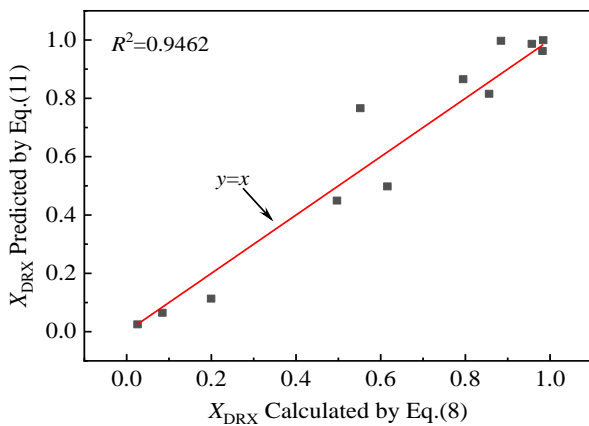


图 13 Ti80 合金再结晶动力学模型验证曲线
Fig.13 Validation curve of Ti80 alloy recrystallization kinetic model

3 结 论

1) 860~940 °C 变形温度下的流变应力曲线呈现了明显动态再结晶特征, 980 °C 的流变应力曲线未出现动态再结晶特征, 但是此条件下 Ti80 合金也发生了动态再结晶。

2) Ti80 合金动态再结晶的临界应变 ϵ_c 值随温度的

升高和应变速率的降低整体呈现下降趋势。基于 Z 参数的再结晶临界模型为:

$$\epsilon_c = 5.09 \times 10^{-5} Z^{0.04936}$$

3) 建立了 Ti80 合金动态再结晶动力学预测模型, 其表达式如下:

$$\begin{cases} X_{DRX} = 0 & (\epsilon < \epsilon_c) \\ X_{DRX} = 1 - \exp \left[-0.0427 \left(\frac{\epsilon - \epsilon_c}{\epsilon_p} \right)^{2.1103} \right] & (\epsilon \geq \epsilon_c) \\ \epsilon_p = 2.75 \times 10^{-5} Z^{0.05803} \end{cases}$$

参考文献 References

[1] Yang Yingli(杨英丽), Luo Yuanyuan(罗媛媛), Zhao Hengzhang(赵恒章) *et al. Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程[J], 2011, 40(S2): 538

[2] Sun Jianke(孙建科), Meng Xiangjun(孟祥军), Chen Chunhe(陈春和) *et al. Acta Metallurgica Sinica*(金属学报)[J], 2002, 38(S1): 33

[3] Jia Jianbo, Zhang Kaifeng, Lu Zhen *et al. Materials Science and Engineering A*[J], 2014, 607: 630

[4] Quan Sijia(权思佳), Song Kexing(宋克兴), Zhang Binbin(张斌斌) *et al. Transactions of Materials and Heat Treatment*(材料热处理学报)[J], 2018, 39(5): 44

[5] Wen Zhigang(文志刚), Wang Weiqi(王韦琪), Wang Xiaoxiang(王小翔) *et al. The Chinese Journal of Nonferrous Metals*(中国有色金属学报)[J], 2010, 20(S1): 647

[6] Chen Haisheng(陈海生), Liu Xianghong(刘向宏), Liu Guangfa(刘广发) *et al. Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2016, 45(4): 901

[7] Quan Sijia(权思佳), Song Kexing(宋克兴), Zhang Yanmin(张彦敏) *et al. Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2019, 48(11): 36 007

[8] Li Liang(李 梁), Song Dejun(宋德军). *The Chinese Journal of Nonferrous Metals*(中国有色金属学报)[J], 2010, 20(1): 738

[9] Wang Q, Ren J Q, Wu Y K *et al. Journal of Alloys and Compounds*[J], 2019, 789: 249

[10] Xu Yan, Hu Lianxi, Sun Yu *et al. Materials Science and Engineering A*[J], 2013, 578: 402

[11] Wan Zhipeng(万志鹏), Sun Yu(孙 宇), Hu Lianxi(胡连喜) *et al. Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2016, 45(2): 282

[12] Ryan N D, McQueen H J. *Journal of Materials Research and Technology*[J], 1990, 21(2): 177

[13] Poliak E I, Jonas J J. *Acta Materialia*[J], 1996, 44: 127

- [14] Najafizadeh A, Jonas J J. *ISIJ International*[J], 2006, 46(11): 1679
- [15] Li Shaojun(李少君), Lv Yaping(吕亚平), Zhang Xiaoyong(张晓泳) *et al. Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2018, 47(11): 3353
- [16] Sellars C M, Whiteman J A. *Metal Science*[J], 1979, 13(3-4): 187
- [17] Wang Wei, Ma Rui, Li Lianping *et al. Journal of Materials Research and Technology*[J], 2020, 9(2): 1929
- [18] Joans J J, Quelennec X, Lan J *et al. Acta Materialia*[J], 2009, 57(9): 2748
- [19] Serajzadeh S, Taheri A K. *Mechanics Research Communications*[J], 2003, 30(1): 87

Dynamic Recrystallization Behavior of Ti80 Alloy with Bimodal Structure

Lu Longlong¹, Zhang Yanmin^{1,2}, Quan Sijia³, Li Shanguang¹, Li Yan¹, Wu Yukun⁴, Song Kexing^{1,5}

(1. Henan University of Science and Technology, Luoyang 471023, China)

(2. Collaborative Innovation Center of Nonferrous Metals Henan Province, Luoyang 471023, China)

(3. Luoyang Bearing Research Institute, Luoyang 471039, China)

(4. Luoyang Ship Material Research Institute, Luoyang 471039, China)

(5. Henan Province Key Laboratory of Nonferrous Materials Science and Processing Technology, Luoyang 471023, China)

Abstract: The thermal compression tests of Ti80 alloy with bimodal microstructure was conducted at the deformation temperature of 860~980 °C and the strain rate of 0.01~1 s⁻¹ on the Gleeble-1500 thermal-mechanical simulator. The flow stress and dynamic recrystallization behavior of the alloy during hot deformation were investigated, and the critical strain of dynamic recrystallization was determined with the help of the work hardening rate. The results show that dynamic recrystallization is an important softening mechanism during hot deformation of Ti80 alloy, and the critical strain of dynamic recrystallization decreases with increasing temperature and decreasing strain rate. Based on the Z parameter and the improved Avrami equation, the critical strain and kinetics model for dynamic recrystallization of Ti80 alloy were constructed.

Key words: Ti80 alloy; dynamic recrystallization; critical strain; kinetics

Corresponding author: Zhang Yanmin, Ph. D., Professor, Henan University of Science and Technology, Luoyang 471023, P. R. China, E-mail: zhangmin70@163.com