

不同取向镍基单晶高温合金的蠕变参数及其与蠕变行为的关系研究

苏 勇^{1,2}, 田素贵¹, 张顺科², 于莉丽¹, 于慧臣³

(1. 沈阳工业大学, 辽宁 沈阳 110870)

(2. 沈阳化工大学, 辽宁 沈阳 110142)

(3. 北京航空材料研究院, 北京 100095)

摘 要: 通过蠕变性能的测试和内摩擦应力的测定, 研究了[001]、[011]和[111]取向镍基单晶高温合金分别沿[001]、[011]和[111]取向在高温/低应力条件下拉伸蠕变至稳态阶段的有效蠕变参数及其与蠕变性能和变形机制之间的关系。结果表明, 随着温度的升高和外加应力的降低, 3 种取向合金的内摩擦应力降低。在相同条件下, 3 种取向合金的内摩擦应力顺序为 $\sigma_{i[001]} > \sigma_{i[111]} > \sigma_{i[011]}$ 。蠕变前后[011]和[111]取向合金内相对于应力轴倾斜连贯的“屋脊”型基体通道是 2 种合金具有较低内摩擦应力和较差蠕变抗力的主要原因。[001]取向合金在 1040 °C/137 MPa 条件下的有效蠕变激活能为 $Q_{e[001]} = 281.32$ kJ/mol, 表明其稳态阶段的变形机制为元素扩散控制的位错攀移。[011]取向合金的有效蠕变激活能为 $Q_{e[011]} = 146.87$ kJ/mol, 其较低的数值与其内部开放的基体通道对位错滑移较小的阻碍作用有关; [111]取向合金较[011]取向合金较高的有效蠕变激活能 $Q_{e[111]} = 182.61$ kJ/mol 与其内部片层状的 γ' 相和位错的交滑移有关。

关键词: 蠕变; 内摩擦应力; 镍基单晶高温合金; 微观组织; 有效蠕变参数

中图分类号: TG132.3*2

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2017)04-0990-07

镍基单晶合金具有优良的高温性能, 已被广泛应用于制作燃气涡轮机和航空发动机中的叶片部件^[1-3], 在离心力作用下, 蠕变损伤是其主要的失效方式^[4,5]。

单晶合金的蠕变行为与其微观组织结构密切相关, 不同的结构对变形机制的影响不同。内摩擦应力是位错运动所必须克服的来源于相邻位错和其它障碍的阻力, 反映了合金内各种强化机制的叠加效应^[6-9]。深入研究合金的内摩擦应力, 结合微观组织观察, 有助于探索合金的变形机制。因此, 材料蠕变过程中内摩擦应力的测定, 得到许多研究者的重视。Ahlquist 和 Nix 等^[10]首先对 Al 及 Al-Mg 合金进行了内摩擦应力测定, 结果表明, 不同材料具有不同的内摩擦应力。在蠕变初期, 内摩擦应力随时间而变化, 在稳态蠕变期间, 内摩擦应力保持恒定。很多学者先后对不同系列的高温合金进行了内摩擦应力的测定^[11-14]。Rouault-Rogez 等^[13]对 CMSX-2 镍基单晶合金进行内摩擦应力测定后认为: 内摩擦应力与施加应力和温度有关, 这与文献[7,12]的观点是一致的。Yu 等^[14]研究发现 W 和 Ta 元素含量的增加有利于提高合金的内摩擦应力和蠕变抗力。

γ' 强化的 γ/γ' 双相镍基单晶高温合金蠕变稳态阶段的应变速率满足 Dorn 方程^[15]:

$$\dot{\epsilon}_s = A \sigma_a^{n_a} \exp\left(\frac{-Q_a}{RT}\right) \quad (1)$$

其中, A 为常数, σ_a 为外加应力, n_a 为表观应力指数, Q_a 为表观蠕变激活能, 这些唯象的参数可以较容易地从实验获得, 但不能直接反映两相合金的蠕变机制。内摩擦应力建立了合金蠕变期间表观和有效蠕变参数的桥梁, 根据其数值及随温度/应力的变化规律, 可通过唯象的表观蠕变参数确定有效蠕变参数, 有利于深入理解合金蠕变期间的变形机制。

虽然学者们对镍基单晶高温合金蠕变期间的内摩擦应力已经进行了一些研究, 但他们均针对[001]取向合金, 而且没有将其与单晶合金的蠕变各向异性及蠕变过程中 γ' 相的筏形化特征相联系。据此, 本研究对[001]、[011]和[111] 3 种取向合金进行了高温/低应力条件下的蠕变性能测试, 包括合金的蠕变曲线及内摩擦应力, 确定了合金的表观和有效蠕变参数, 结合合金的变形特征以及对合金蠕变期间组织演化的分析, 研究了 3 种取向合金的内摩擦应力、有效蠕变

收稿日期: 2016-04-23

基金项目: 国家自然科学基金 (50571070)

作者简介: 苏 勇, 男, 1979 年生, 博士生, 副教授, 沈阳工业大学材料科学与工程学院, 辽宁 沈阳 110870, 电话: 024-25494089, E-mail: suyong_1979@126.com

参数、微观组织结构和变形特征的关系。本研究对深入理解镍基单晶高温合金蠕变各向异性及不同取向合金的变形机制具有重要意义,对合金的开发和应用也有一定的工程意义。

1 实 验

在高温梯度真空定向凝固炉中,将成分为 NiCrAlCoWMoTi 的母合金分别采用选晶法制备[001]取向、采用籽晶法制备[011]和[111]取向的单晶合金试棒,3种取向合金的取向差与[001]、[011]和[111]方向的夹角均小于 7°,合金采用的热处理工艺为:1250 °C/4 h, AC + 870 °C/32 h, AC。

3种取向合金经充分热处理后,采用线切割将合金试棒沿特定晶面切取板状拉伸蠕变样品,试样的横断面为 4.5 mm×2.5 mm,标距为 15.0 mm,施加应力轴分别沿[001]、[011]和[111]取向。

试样经表面机械抛光后,置入 GWT504 型高温持久/蠕变试验机中,测定不同蠕变条件下的蠕变曲线。采用应变瞬间浸渍实验测量合金在不同温度和应力条件下的内摩擦应力^[10],其原理为对蠕变样品瞬间降低应力水平至一定值且保持恒定,寻找对应于应变速率为零的应力值,即为待测的内摩擦应力。进一步地,计算合金蠕变稳态阶段的有效蠕变参数。将 3 种取向合金蠕变至稳态阶段的试样制成 $\phi=3$ mm 的 TEM 样品,进行微观形貌观察,分析合金在蠕变期间的变形特征。

2 结果与分析

2.1 不同取向合金的蠕变特征

图 1 为合金在不同条件下的蠕变曲线,其中图 1a、1b 和 1c 分别对应于[001]、[011]和[111] 3种取向合金。总体来看,3种取向合金的蠕变均分为减速阶段、稳

态阶段和加速阶段(曲线 1 对应条件下合金的持久寿命为 462 h,图中未全部画出)。

2.2 不同取向合金在蠕变稳态阶段的内摩擦应力

内摩擦应力 σ_i 反映了合金蠕变时应变硬化和回复软化的平衡,其中,应变硬化可提高合金的内摩擦应力,而通过位错湮灭和重排导致的回复软化可降低内摩擦应力^[16]。[001]、[011]和[111]取向镍基单晶高温合金的内摩擦应力 σ_i 经测量并绘于图 2。

图 2a 所示为 3 种取向合金在 137 MPa、不同温度条件下的内摩擦应力。可以看出,在此温度范围内,3 种取向合金的内摩擦应力顺序为 $\sigma_{i[001]} > \sigma_{i[111]} > \sigma_{i[011]}$ 。对同一合金来说,随着温度的升高,合金的内摩擦应力有所降低,这归因于由温度升高导致的热激活使位错交滑移或攀移能力增强。图 2b 所示为 3 种取向合金在 1040 °C、不同应力条件下的内摩擦应力。3 种取向合金的内摩擦应力顺序未变,表明[001]取向合金较其它 2 取向合金具有更强的形变抗力。另外可以看出,随着应力水平的提高,3 种取向合金的内摩擦应力均有所增加,这是由于在较高的应力条件下,合金将产生较大的应变,并导致位错密度增加,相应的应变硬化率提高,使位错运动阻力增大。

2.3 不同取向合金的表现蠕变参数

根据公式 (1),合金在稳态蠕变阶段的应变速率是温度和外加应力的函数,表示如下:

$$\dot{\epsilon}_s = f(\sigma_a, T) \tag{2}$$

进一步地,合金蠕变稳态阶段的表现应力指数 n_a 和表现激活能 Q_a 分别可写作:

$$n_a = \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_s}{\partial \ln \sigma_a} \right)_T \tag{3}$$

$$Q_a = -R \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_s}{\partial (1/T)} \right)_{\sigma_a} \tag{4}$$

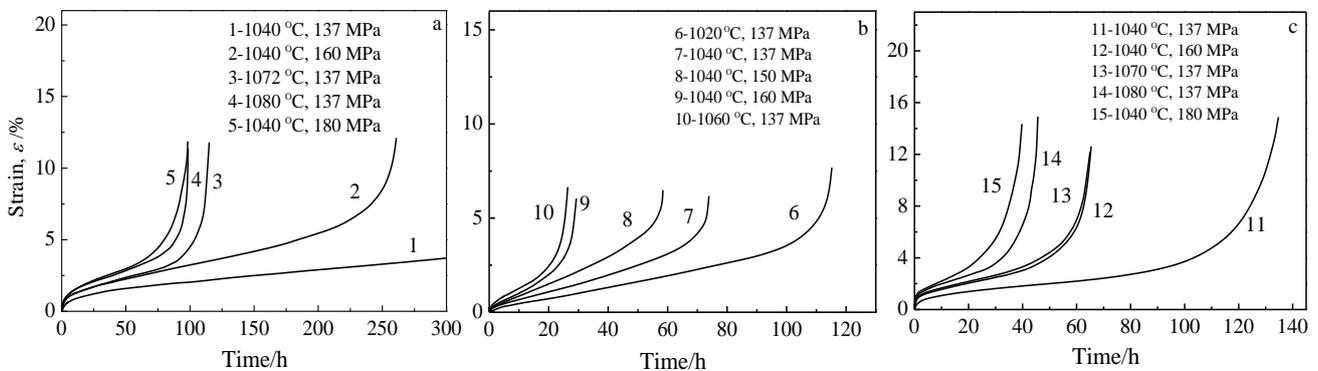


图 1 [001]、[011]和[111]取向镍基单晶合金在不同条件下的蠕变曲线

Fig.1 Creep curves of single crystal nickel-base superalloys with [001], [011] and [111] orientations under different conditions: (a) [001] alloy, (b) [011] alloy, and (c) [111] alloy

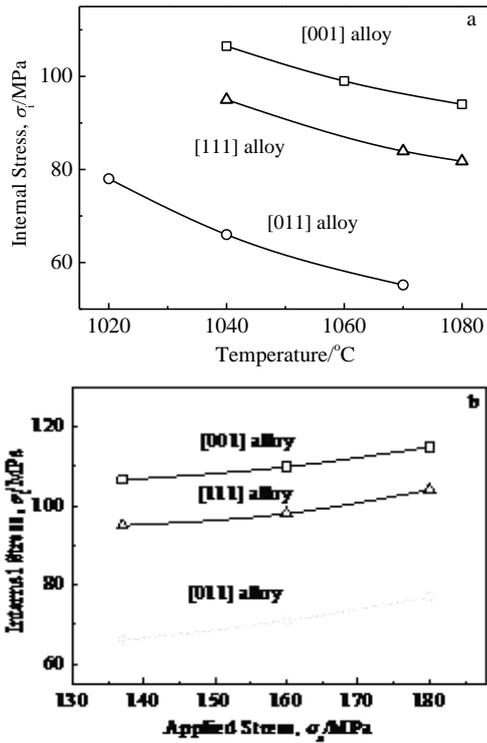


图 2 不同取向合金稳态蠕变期间的内摩擦应力

Fig.2 Internal friction stresses of different alloys during steady-stage creep under different conditions: (a) different temperatures at 137 MPa and (b) different stresses at 1040 °C

为求解 n_a 和 Q_a , 根据图 1 中的蠕变曲线计算出合金在稳态蠕变阶段的应变速率, 并根据公式 (3) 和 (4), 我们分别做出 $\ln \dot{\epsilon}_s$ 与 $1/T$ 及 $\ln \sigma_a$ 的关系(图 3a 和 3b), 并求出 3 种取向合金在实验条件下的表观蠕变激活能分别为 $Q_{a[001]} = 469.56$ kJ/mol, $Q_{a[011]} = 400.28$ kJ/mol 和 $Q_{a[111]} = 411.12$ kJ/mol; 表观应力指数分别为 $n_{a[001]} = 4.77$, $n_{a[011]} = 4.05$ 和 $n_{a[111]} = 5.56$ 。

2.4 不同取向合金的有效蠕变参数

不同于施加于材料的应力 σ_a , 施加于运动位错的有效应力 σ_e 于 1947 年首次被 Nowick 和 Machlin^[17] 提出, 之后又被 Johnston 和 Gilman^[18] 发展, σ_e 可表示如下:

$$\sigma_e = \sigma_a - \sigma_i \quad (5)$$

因此公式 (1) 可演变为:

$$\dot{\epsilon}_s = A' \sigma_e^{n_e} \exp\left(-\frac{Q_e}{RT}\right) \quad (6)$$

式中 A' 为常数, n_e 为有效应力指数, Q_e 为有效蠕变激活能, 进一步地, 有效蠕变参数可表示为:

$$n_e = \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_s}{\partial \ln \sigma_e}\right)_T \quad (7)$$

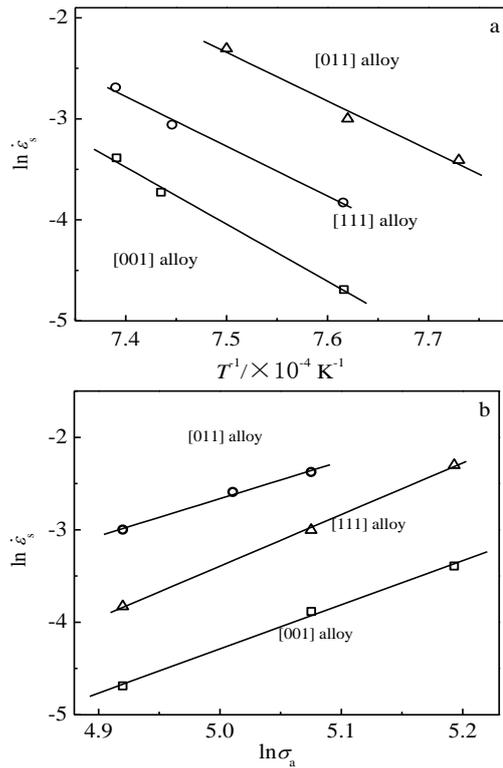


图 3 合金在稳态蠕变期间的应变速率与施加温度和应力的关系
Fig.3 Strain rate variations with applied temperatures (a) and stresses (b) during steady state creep

$$Q_e = -R \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_s}{\partial (1/T)} \right)_{\sigma_e} \quad (8)$$

现在我们引入体现内摩擦应力随外加温度和应力变化的参数 A_1 和 A_2 :

$$A_1 = \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial T} \right)_{\sigma_a} \quad (9)$$

$$A_2 = \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial \sigma_a} \right)_T \quad (10)$$

我们对图 2 中的曲线进行拟合, 并近似取 $A_{1[001]} = -0.305$ MPa/°C, $A_{1[011]} = -0.446$ MPa/°C 和 $A_{1[111]} = -0.312$ MPa/°C; $A_{2[001]} = 0.192$, $A_{2[011]} = 0.255$ 和 $A_{2[111]} = 0.207$ 。

根据公式 (3) 和 (7), n_a 和 n_e 的关系可写作:

$$n_e = \frac{n_a \sigma_e}{\sigma_a (1 - A_2)} \quad (11)$$

进一步地可计算出 3 种取向合金在 1040 °C/137 MPa 条件下的有效应力指数分别为: $n_{e[001]} = 1.31$, $n_{e[011]} = 2.81$ 和 $n_{e[111]} = 2.15$, 表明在此蠕变条件下 3 种取向合金具有不同的变形机制。

根据公式 (4) 和 (8), Q_a 和 Q_e 的关系可写作:

$$Q_e = Q_a + RT^2 n_a \frac{A_1}{\sigma_a (1 - A_2)} \quad (12)$$

进一步地可计算出3种取向合金在1040 °C/137 MPa条件下的有效蠕变激活能分别为 $Q_{e[001]}=281.32$ kJ/mol, $Q_{e[011]}=146.87$ kJ/mol 和 $Q_{e[111]}=182.61$ kJ/mol。

2.5 不同种取向合金蠕变变形特征

图4为3种取向合金在1040 °C/137 MPa条件下蠕变至稳态阶段后的微观组织。从图4a可以看出,[001]取向合金蠕变至50 h后已经形成垂直于应力轴的 γ' 筏状结构, γ'/γ 相界面处存在位错网, γ 基体通道内存在着大量的滑移位错,另外有少量位错切入筏状 γ' 相内。需要指出,位错切入筏状组织并不一定是由于外加应力导致的切应力分量整体上超过了 γ' 相的屈服强度,从位错切入 γ' 相的数量及 $Q_{e[001]}=281.32$ kJ/mol(文献[19]认为剪切 Ni_3Al 需要的有效激活能为424 kJ/mol)来看,位错剪切 γ' 相是由于合金基体通道内的运动位错受 γ'/γ 界面的阻碍而塞积,从而引起应力集中所致。从图4b可以看出,[011]取向合金蠕变至40 h后, γ' 相沿近似与[011]取向成45°的方向形成筏状组织,几乎看不到位错切入筏状 γ' 相内。从图4c可以看出,[111]取向合金蠕变40 h后从 $(\bar{1}01)$ 面上看形成了与拉伸应力轴近似成55°的筏状组织, γ'/γ 相界面处存在位错网结构,同时还可以看到仅有少量位错切入 γ' 相。

3 讨论

3.1 不同取向合金的微观组织结构对合金内摩擦应力及蠕变抗力的影响

镍基单晶高温合金具有双相的微观组织,并在蠕变过程中发生演化,这将对合金内位错的运动造成重要影响,并进一步地影响合金的内摩擦应力和蠕变抗

力。根据文献[20-22],分别构建不同状态[001]、[011]和[111]取向合金的微观组织示意图,如图5所示。图5a~5c分别为3种取向合金完全热处理后的微观组织示意图,表明合金均为立方 γ' 相以共格方式镶嵌在 γ 基体中,并沿 $\langle 001 \rangle$ 方向规则排列。需要特别指出,[011]取向合金中存在2种类型的基体通道(图5b):一种是平行于(100)晶面的“山墙”型基体通道 γ_g ;另一种是平行于(001)和(010)晶面的“屋脊”型基体通道 $\gamma_{r(001)}$ 和 $\gamma_{r(010)}$,其与拉伸应力轴[011]方向成45°。而[111]取向合金中存在3个与[111]方向约成55°角的倾斜连贯的基体通道 $\gamma_{sr(001)}$ 、 $\gamma_{sr(010)}$ 和 $\gamma_{sr(100)}$ (图5c),我们称其为“准屋脊”型基体通道。在拉伸蠕变过程中,[011]取向合金中的“屋脊”型基体通道承受最大剪切应力,而[111]取向合金中的“准屋脊”型基体通道也承受较大的剪切应力,有利于位错在其中的滑移。

图5d~5f分别为3种取向合金分别沿[001]、[011]和[111]取向拉伸蠕变至稳态阶段后的微观组织示意图。可以看出,[001]取向合金内形成了垂直于拉伸应力轴的片层状筏形化组织,在片层内部为网状结构(图5d);[011]取向合金保留了与拉伸应力轴成45°的“屋脊”型基体通道 $\gamma_{r(010)}$ (图5e),而[111]取向合金则保留了与[111]方向近似成55°的通道 $\gamma_{sr(010)}$ (图5f),倾斜贯通的基体通道内位错运动阻力较小,因此两取向合金较[001]取向合金具有较低的内摩擦应力。就[011]和[111]取向合金来说,[111]取向合金虽然保留了倾斜的基体通道,但仍形成了片层状组织,片层内部为网状结构。也就是说,[111]取向合金蠕变至稳态阶段后 γ' 相为二维结构,而[011]取向合金内 γ' 相为一维形筏,

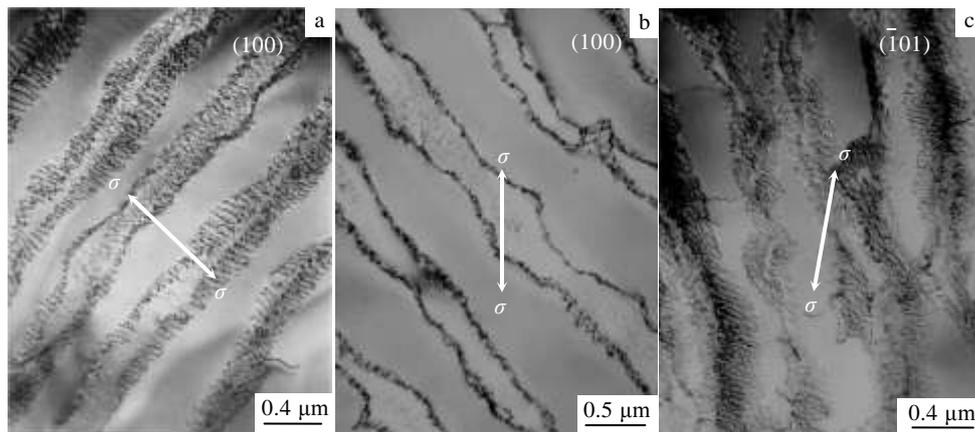


图4 不同取向镍基单晶高温合金在1040 °C/137 MPa条件下蠕变至稳态阶段后的微观组织

Fig.4 Microstructures of single crystal superalloys with different orientations after being crept to steady-state stage under 1040 °C/137 MPa: (a) [001] alloy after 50 h creep, (b) [011] alloy after 40 h creep, and (c) [111] alloy after 40 h creep

在另外的二维空间上是开放的，有利于位错的运动。因此，位错在[111]取向合金内运动的阻力比在[011]取向合金内运动的阻力大，即[111]取向合金较[011]取向合金具有较高的内摩擦应力。

综上，3种取向合金的微观组织对位错运动阻力的顺序为[001] > [111] > [011]，这与图2所示的内摩擦应力顺序是一致的， $\sigma_{i[001]} > \sigma_{i[111]} > \sigma_{i[011]}$ 。

3.2 合金有效蠕变激活能和变形机制的关系分析

根据2.4节，3种合金在1040 °C/137 MPa条件下蠕变至稳态阶段的有效蠕变激活能差别较大： $Q_{e[001]} = 281.32 \text{ kJ/mol}$ ， $Q_{e[011]} = 146.87 \text{ kJ/mol}$ 和 $Q_{e[111]} = 182.61 \text{ kJ/mol}$ ，表明3种取向合金具有不同的蠕变变形机制。另外，根据图4，本研究对变形机制的讨论主要集中于位错在 γ 基体中的运动。

根据文献[23-26]，镍在高温条件下的扩散激活能为265~285 kJ/mol，本研究中 $Q_{e[001]} = 281.32 \text{ kJ/mol}$ ，因此可认为[001]取向合金稳态蠕变阶段主要的变形机制为扩散控制的位错攀移，这一点也可从图4a和5d得到验证：合金的蠕变应变来源于位错在基体通道中的运动，而合金内平行于(001)晶

面的片层状筏形化组织(图5d)对位错沿<110>方向的滑移(在实验的高温蠕变条件下，仅考虑{111}<110>滑移系^[27,28])起到有效的抑制作用，迫使运动位错在界面位错网的辅助下通过攀移的方式越过 γ' 筏^[29]。对[011]和[111]取向合金来说， $Q_{e[011]} = 146.87 \text{ kJ/mol}$ ， $Q_{e[111]} = 182.61 \text{ kJ/mol}$ ，均低于镍在高温条件下的自扩散激活能，因此，位错攀移不是这2种合金在稳态蠕变阶段主要的变形机制。实际上，根据我们先前的工作^[30]，[011]取向合金在高温蠕变条件下主要的变形机制为位错在“屋脊”型基体通道中的滑移，其较低的有效蠕变激活能数值应与合金内开放的 γ 基体通道对位错滑移较小的阻力有关。[111]取向合金较低的有效蠕变激活能数值可能与位错的交滑移有关^[31,32]，其相对于[011]取向合金较高的数值与两合金的微观组织有关：根据3.1节中的解释，在蠕变稳态阶段，[111]取向合金虽然保留了的“准屋脊”型通道，但其仍形成了二维片层状组织，而[011]取向合金形成了一维的筏条状组织，因此，位错在基体通道中滑移时，[111]取向合金中位错遇到 γ 强化相而受阻的几率更大。

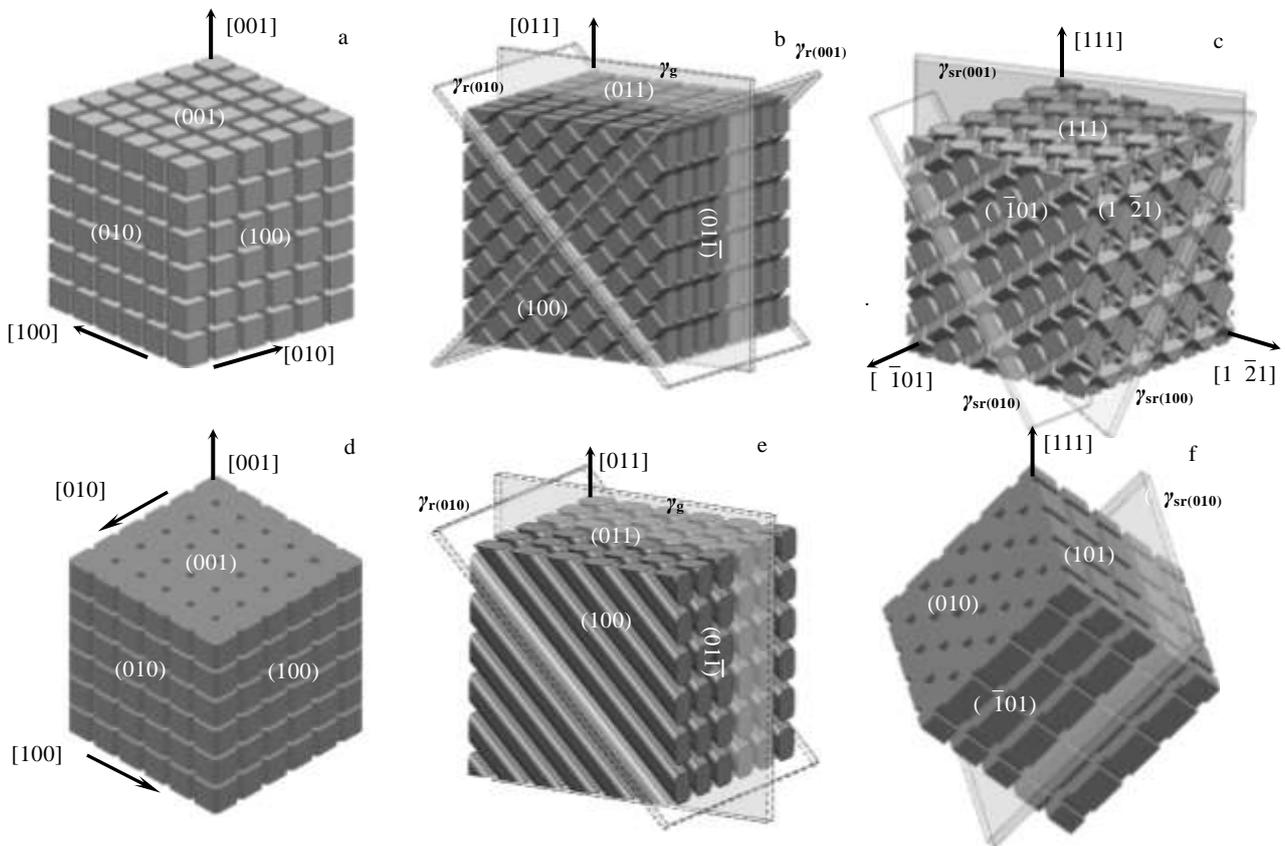


图5 [001]、[011]和[111]取向合金完全热处理后及在1040 °C/137 MPa条件下蠕变至稳态阶段的微观组织示意图

Fig.5 Schematic diagrams of the microstructures of the single crystal superalloys with [001] (a, d), [011] (b, e) and [111] (c, f) orientations after heat treatment (a-c) and being crept to steady-state stage under 1040 °C/137 MPa (d-f)

从另一方面来说,当[001]、[011]和[111]取向合金分别沿[001]、[011]和[111]取向拉伸蠕变时,合金内开动的滑移系数量分别为8、4和6^[33],滑移系数量的增加有利于来自不同滑移面和方向的位错相互交割,产生应变硬化,增加位错运动阻力,这也与3种取向合金有效蠕变激活能的顺序相一致。

4 结 论

1) 随着温度的升高和外加应力的降低,[001]、[011]和[111]取向合金蠕变至稳态阶段的内摩擦应力降低。在相同条件下,3种取向合金的内摩擦应力关系为 $\sigma_{i[001]} > \sigma_{i[111]} > \sigma_{i[011]}$ 。

2) 蠕变前后[011]和[111]取向合金内与应力轴相对倾斜连贯的“屋脊”型基体通道是2种合金具有较低内摩擦应力和较差蠕变抗力的主要原因。而前者较后者在蠕变中期更低的内摩擦应力归因于其更加开放的基体通道使位错在其中的运动具有更小的阻力。

3) [001]取向合金在1040 °C/137 MPa条件下的有效蠕变激活能为 $Q_{e[001]} = 281.32$ kJ/mol,表明其稳态阶段的变形机制为元素扩散控制的位错攀移。[011]和[111]取向合金的有效蠕变激活能分别为 $Q_{e[011]} = 146.87$ kJ/mol和 $Q_{e[111]} = 182.61$ kJ/mol,表明位错攀移不是这2种合金在稳态蠕变阶段主要的变形机制。其中,[011]取向合金较低的有效蠕变激活能与位错在“屋脊”型基体通道内滑移有关,而[111]取向合金较[011]取向合金较高的有效蠕变激活能与其内部片层状的 γ 相和位错的交滑移有关。

参考文献 References

- [1] Tian S G, Zhang S, Liang F S *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2011, 528(15): 4988
- [2] Wang Yi(王毅), Yue Zhufeng(岳珠峰), Stein M P. *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2006, 35(1): 39
- [3] Sun Yuejun(孙跃军), Zhang Jun(张军). *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2012, 41(9): 1615
- [4] Reed R C, Tao T, Warnken N. *Acta Mater*[J], 2009, 57(19): 5898
- [5] Zhang J, Li J G, Jin T *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2010, 527(13-14): 3051
- [6] Carry C, Strudel J L. *Acta Metall*[J], 1977, 25(7): 767
- [7] Tian S G, Zhang J H, Zhou H H *et al. Mater Sci Technol*[J], 1998, 14(8): 751
- [8] Pollock T M, Argon A S. *Acta Metall Mater*[J], 1992, 40(1): 1
- [9] Brien V, Decamps B. *Mater Sci Eng A*[J], 2001, 316(1-2): 18
- [10] Ahlquist C N, Nix W D. *Acta Metall*[J], 1971, 19(4): 373
- [11] Henderson P J, McLean M. *Acta Metall*[J], 1983, 31(8): 1203
- [12] Carry C, Strudel J L. *Acta Metall*[J], 1978, 26(5): 859
- [13] Rouault-Rogez H, Dupeux M, Ignat M. *Acta Metall Mater*[J], 1994, 42(9): 3137
- [14] Yu X F, Tian S G, Wang M G *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2009, 499(1-2): 352
- [15] Lagneborg R, Bergman B. *Metal Science*[J], 1976, 10(1): 20
- [16] Cottrell A H, Aytekin V. *J Inst Metals*[J], 1950, 77: 389
- [17] Nowick A S, Machlin E S. *J Appl Phys*[J], 1947, 18(1): 79
- [18] Johnston W G, Gilman J J. *J Appl Phys*[J], 1959, 30(2): 129
- [19] Hemker K J, Mills M J, Nix W D. *Acta Metall Mater*[J], 1991, 39(8): 1901
- [20] Zhang Shu(张姝), Tian Sugui(田素贵), Qian Benjiang(钱本江) *et al. Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2012, 41(1): 28
- [21] Tian S G, Su Y, Yu L L *et al. Appl Phys A*[J], 2011, 104(2): 643
- [22] Zhang Shu(张姝), Tian Sugui(田素贵), Yu Huichen(于慧臣) *et al. Acta Metallurgica Sinica*(金属学报)[J], 2012, 48(5): 561
- [23] Heilmaier M, Krüger M, Saage H *et al. JOM*[J], 2009, 61(7): 61
- [24] Dorn J E. *Symposium on Creep and Recovery*[C]. Cleveland: Am Soc Metals, 1957: 255
- [25] Feller-Kniepmeier M, Grundler M, Helfmeier H. *Z Metallk*[J], 1976, 67: 533
- [26] Maier K, Mehrer H, Lessmann E *et al. Phys Status Solidi B*[J], 1976, 78(2): 689
- [27] Le Graverend J B, Cormier J, Jouiad M *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2010, 527(20): 5295
- [28] Ghighi J, Cormier J, Ostoja-Kuczynski E *et al. Tech Mech*[J], 2012, 32(2-5): 205
- [29] Tian S G, Zhou H H, Zhang J H *et al. Mater Sci Eng A*[J], 2000, 279(1-2): 160
- [30] Su Y, Tian S G, Yu H C *et al. Scripta Mater*[J], 2014, 93: 24
- [31] Sass V, Feller-Kniepmeier M. *Mater Sci Eng A*[J], 1998, 245(1): 19
- [32] Sass V, Glatzel U, Feller-Kniepmeier M. *Acta Mater*[J], 1996, 44(5): 1967
- [33] Mäzler G, Hayes R W, Mack T *et al. Metall Mater Trans A*[J], 2007, 38(2): 314

Creep Parameters of Single Crystal Nickel-Base Superalloys with Different Orientations and Their Relationship with Creep Behavior

Su Yong^{1,2}, Tian Sugui¹, Zhang Shunke², Yu Lili¹, Yu Huichen³

(1. Shenyang University of Technology, Shenyang 110870, China)

(2. Shenyang University of Chemical Technology, Shenyang 110142, China)

(3. Beijing Institute of Aeronautical Materials, Beijing 100095, China)

Abstract: The effective creep parameters of the [001]-, [011]- and [111]-oriented single crystal nickel-base superalloys after being crept to steady-state stage under the conditions of high temperatures/low stresses along [001], [011] and [111] orientations, respectively, and their relationship with the creep performance and deformation mechanism were studied by the tests of creep performance and the measurements of internal friction stresses. Results show that with the increase of creep temperatures and the decrease of applied stresses, the internal friction stresses of the three alloys decrease. Under the same conditions, the order of the internal friction stresses is $\sigma_{i[001]} > \sigma_{i[111]} > \sigma_{i[011]}$. The inclined and continuous “roof”-type γ channels in the [011]- and [111]-oriented alloys before and after creep are responsible for the low internal friction stress and poor creep resistance of the two alloys. The effective creep activation energy of the [001]-oriented alloy is $Q_{e[001]} = 281.32$ kJ/mol, indicating that the deformation mechanism during steady-state creep stage is the dislocation climb controlled by element diffusion. The effective creep activation energy of the [011]-oriented alloy is $Q_{e[011]} = 146.87$ kJ/mol, and the low value is related to the open γ matrix channels possessing small resistance for dislocation slip. The effective creep activation energy of the [111]-oriented alloy is $Q_{e[111]} = 182.61$ kJ/mol, and the larger value than that of the [011]-oriented alloy is related to the lamellar γ rafts and the cross slip of dislocations in the [111]-oriented alloy.

Key words: creep; internal friction stress; single crystal nickel-base superalloy; microstructure; effective creep parameters

Corresponding author: Tian Sugui, Ph. D., Professor, School of Material Science and Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110870, P. R. China, Tel: 0086-24-25494089, E-mail: tiansugui2003@163.com