

文章编号: 1000-8055(2009)08-1691-08

# 镍基单晶合金高温蠕变筏化模型研究

曹娟, 王延荣, 石多奇

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

**摘 要:** 基于细观两相胞元结构的滑移本构模型, 引入高温蠕变筏化机制, 并与三维胞元应力应变解析模型结合, 模拟了 DD3 在 1223 K 和 SRR99 在 1123 K 及 1253 K 下的蠕变筏化. 在胞元应力模型中引入细观尺寸变化, 提出了判断  $\gamma'$  筏化类型和方向的准则, 定量模拟了  $\gamma'$  的高温筏化过程. 结果表明: 本模型对筏化方向的判断和筏化过程的模拟与试验相吻合, 筏化模型的引入使基于细观胞元结构的滑移本构模型可以较准确地模拟单晶材料的高温蠕变行为.

**关 键 词:** 镍基单晶; 细观胞元结构; 筏化

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

## A rafting model for creep of Ni base single crystal at high temperature based on microstructure cell

CAO Juan, WANG Yanrong, SHI Duoqi

(School of Jet Propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

**Abstract:** A rafting model for creep of Ni base single crystal based on microstructure cell was introduced into the dislocation slip model, and the rafting behaviors during creep of DD3 at 1223 K and SRR99 at 1123 K and 1253 K were described in combination with the cell's analytic stress model. By incorporating the changes of the cell's dimensions into the cell stress model, the criterion of rafting type and direction judgment was determined and the rafting deformation was simulated quantitatively. Both the results of rafting direction judgment and the simulation of rafting process were in agreement with experiments. With the introduction of rafting model, the dislocation slip model could simulate the creep behavior of single crystal at high temperature more accurately.

**Key words:** Ni base single crystal; microstructure cell; rafting

镍基单晶合金在高温下具有良好的抗蠕变性能, 与其在变形过程中细观尺度上沉淀相  $\gamma'$  的筏化和部分  $\gamma$  基体通道的消失是分不开的.  $\gamma$  相部分通道的消失使原本均匀分布并被  $\gamma$  基体相互隔开的  $\gamma'$  相互相连接加长, 从而有效抑制了细观位错运动.

以细观胞元为研究对象, 其结构演化主要包括其基体通道的宽度变化和沉淀相的筏化两种,

众多试验观测表明这二者的变化是相互关联的, 基体通道的变化往往伴随  $\gamma'$  筏化过程而产生, 因此对  $\gamma'$  筏化的研究成为材料细观研究的主要问题之一. 一般来说, 对筏化的描述与其系统能量的变化和内部原子移动导致的  $\gamma/\gamma'$  界面迁移是分不开的.

S. Socrate<sup>[1]</sup> 认为筏化是在蠕变第一阶段形成的, 其形成时间随着温度、外力、晶体错配度的

收稿日期: 2008-07-09; 修订日期: 2009-01-13

基金项目: 国家自然科学基金(50571004); 凡舟青年科研基金(20060404)

作者简介: 曹娟(1981-), 女, 陕西绥德人, 博士生, 主要从事镍基单晶合金的本构研究.

增大和合金初始结构的优化而减小,并将筏化看作是  $\gamma'$  受力后自然的微观演化,因此  $\gamma'$  的形貌变化是按照总能量最小的轨迹发展.而 T. M. Pollock 等人<sup>[2]</sup>则认为筏化总是沿着初始  $\gamma$  通道中应力较小的平面发生,且发生筏化的通道几乎没有位错,相反高应力的通道则充满位错.同样,文献[3]也认为初始位错密度在胞元中的分布是不均匀的, $\gamma'$  的哪个界面先出现位错,则其上的应力被缓解,使此界面膨胀,即筏化朝垂直此面的方向进行.以上论述都试图找出  $\gamma'$  筏化和材料变形特性的一一对应关系,来确定筏化的类型和方向.用总能量减小的原则来判断,由于系统能量涉及到多个方面,而由位错运动导致的能量变化不易精确计算,因此其判断结果有时与试验并不完全一致.更进一步的研究认为其细观尺度上的应力和位错密度分布都不均匀,筏化则是沿着应力较小的界面和位错分布较稀疏的方向发展,这种判断的依据确定性较强,易与试验吻合.本文的模型可以得到变形过程中每个状态下  $\gamma/\gamma'$  各界面的位错密度值及各基体通道的有效应力值,将此二者作为筏化的判断准则可以得到与试验相一致的结果.

为了定量模拟  $\gamma'$  相的筏化,人们还结合试验结论对其变形过程进行了简化并给出相应条件.文献[4]将筏化看作是为保持两相共格而产生的局部变形进程, $\gamma'$  的边界发生移动而其体积不改变,因此设想筏化是由位错导致的无塑性变形过程.J. Svoboda<sup>[5,6]</sup>则是利用  $\gamma/\gamma'$  界面上原子从一个通道扩散到另一个通道来同时分析  $\gamma'$  的筏化和基体通道的宽度变化,认为筏化是在高温下发生的扩散过程.文献[7]给出筏化发生的塑性应变门槛值为  $(0.1 \pm 0.03)\%$ ,当塑性应变小于此值时,筏化发生极其缓慢,一旦此值被超越,即使外力卸去也不影响筏化进程.这些研究对  $\gamma'$  筏化的本质属弹性或塑性变形看法有所不同,根据大量对筏化的观测,更多的结论认为其属于塑性变形的机会较大.

综上所述,对筏化的建模需要包括两个方面,一是对筏化类型和方向的判断,二是对筏化过程的定量.本文采用三维胞元应力应变解析模型<sup>[8]</sup>,结合 B. Fedelic<sup>[9]</sup>的细观滑移本构,通过对试验规律和计算结果的大量总结,提出将得到的  $\gamma/\gamma'$  各界面的位错密度及各基体通道的有效应力状态,作为筏化类型和方向的判断准则;再将 Avrami 方程应用到三维胞元模型中模拟筏化过程,得到细观胞元筏化后的尺寸,代入胞元应力模型更新

其应力状态;最后根据新的应力状态,结合细观塑性滑移模型刻划材料的高温力学行为.

# 胞元的筏化模型

## 1.1 应力平衡方程

利用细观周期性胞元建立明确区分两相的应力应变解析模型<sup>[8]</sup>,计及胞元尺寸的变化,将胞元模型的细观尺寸由常量改为参量.令  $\gamma'$  与坐标对应的三个边长为  $L(L_1, L_2, L_3)$ ,  $\gamma$  与坐标对应的三个通道宽度为  $h(h_1, h_2, h_3)$ ,其中下标表示与其平行的坐标轴,如图 1 所示.

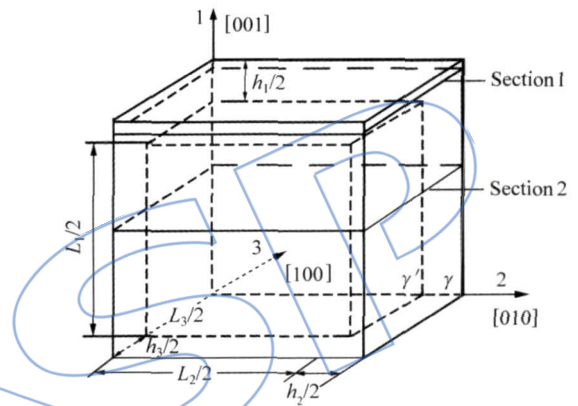


图 1 1/8 胞元截面选取示意图

Fig. 1 1/8 cell s section

应力模型中截面应力平衡方程变为

$$L_1 L_3 \sigma_{\bar{j},4} + \left( L_3 h_1 + \frac{h_1 h_3}{2} \right) \sigma_{\bar{j},1} + \left( L_1 h_3 + \frac{h_1 h_3}{2} \right) \sigma_{\bar{j},3} = (L_3 + h_3)(L_1 + h_1) \sigma_{\bar{j},app} \quad (ij = 22, 21, 23) \quad (1)$$

$$L_2 L_3 \sigma_{\bar{j},4} + \left( L_3 h_2 + \frac{h_2 h_3}{2} \right) \sigma_{\bar{j},2} + \left( L_2 h_3 + \frac{h_2 h_3}{2} \right) \sigma_{\bar{j},3} = (L_2 + h_2)(L_3 + h_3) \sigma_{\bar{j},app} \quad (ij = 11, 12, 13) \quad (2)$$

$$L_1 L_2 \sigma_{\bar{j},4} + \left( L_2 h_1 + \frac{h_1 h_2}{2} \right) \sigma_{\bar{j},1} + \left( L_1 h_2 + \frac{h_1 h_2}{2} \right) \sigma_{\bar{j},2} = (L_1 + h_1)(L_2 + h_2) \sigma_{\bar{j},app} \quad (ij = 33, 31, 32) \quad (3)$$

胞元其它的物理方程和变形协调方程保持不变<sup>[8]</sup>.对胞元模型各相几何尺寸的更新直接影响材料变形过程,使其表现出与温度较低时不同的变形特征.

1.2 筏化模型

通过大量试验观测和总结, 得到目前普遍认同的镍基单晶合金  $\gamma'$  的基本筏化规律<sup>[1, 10]</sup> 见表 1, 筏化类型和方向根据其错配度符号和载荷方向的不同而发生板状筏化和柱状筏化两种主要形式. 表中, 错配度定义为  $\delta = 2(\alpha_{\gamma'} - \alpha_{\gamma}) / (\alpha_{\gamma'} + \alpha_{\gamma})$ , 其中  $\alpha_{\gamma'}$  和  $\alpha_{\gamma}$  分别表示  $\gamma'$  和  $\gamma$  相的晶格常数, 因此错配度符号由其材料成分及热处理工艺等因素决定.

表 1 筏化规律  
Table 1 Rafting law

| 筏化类型 | 错配度符号 | 应力方向 |
|------|-------|------|
| 板状筏化 | -     | 拉应力  |
|      | +     | 压应力  |
| 柱状筏化 | +     | 拉应力  |
|      | -     | 压应力  |

$\gamma'$  的筏化状态一般用筏的长度和厚度的比值来定义

$$R = L / T \tag{4}$$

式中  $L$  和  $T$  分别是筏的长度和厚度, 因此得到  $R$  即可得到筏的尺寸关系. 以一个周期性胞元的变化为研究对象, 通过参考精细的试验观测和统计<sup>[3, 11]</sup> 结果, 可以取  $R$  的初值  $R_0 = 1$  (初始立方结构  $L = T$ ),  $R$  的完全筏化值  $R_{over} = 3.6$ , 即假设完全筏化后筏的长度是其厚度的 3.6 倍. 设参数  $\zeta$  表示某一时刻  $t$  时  $\gamma'$  的筏化因子

$$\zeta = \frac{R - R_0}{R_{over} - R_0} \tag{5}$$

$\zeta$  的值在 0~ 1 之间变化, 当  $\zeta = 0$  时, 保持初始状态, 没有筏化; 当  $\zeta = 1$  时, 筏化全部完成. 则利用 Avrami 方程<sup>[10]</sup>

$$-\ln(1 - \zeta) = Kt^n \tag{6}$$

$$K = K' \exp\left[-\frac{Q}{R_{gas} T}\right] \tag{7}$$

式中  $t$  为时间,  $Q$  为筏化激活能,  $R_{gas}$  为普适气体常数,  $T$  为温度,  $K'$  和  $n$  为参数. 首先通过式 (6), (7) 得到  $\zeta$  的值, 再通过式 (5) 得到  $R$  的值, 即某一时刻对应的  $\gamma'$  相筏化程度, 进而根据  $R$  的值对胞元尺寸进行更新, 实现筏化的定量.

假设胞元结构中只有  $\gamma'$  的长度  $L$  ( $L_1, L_2, L_3$ ) 和  $\gamma$  通道的宽度  $h$  ( $h_1, h_2, h_3$ ) 六个参数变化,

且变形过程中胞元始终保持长方体形状, 则对于板状筏化,  $\gamma'$  中与载荷垂直的两个边长是筏化方向, 假设其以同样的幅度增大, 如图 2 所示.

$$L_2 = L_3 = R \cdot L_1 \tag{8}$$

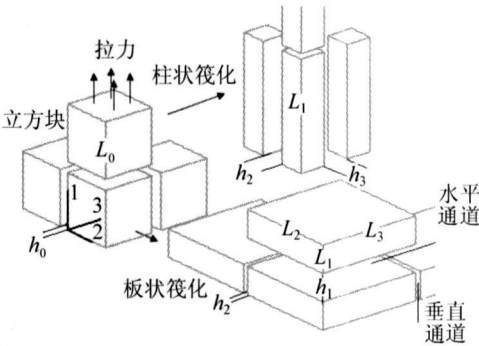


图 2 胞元筏化示意图  
Fig2 Cell s rafting

而  $\gamma'$  中与载荷平行的边长  $L_1$  则减小, 最多可以减少  $q_L = 1.8$  个初始通道的宽度

$$L_1 = L_0 - q_L h_0 \zeta \tag{9}$$

相应地与载荷垂直的  $\gamma$  通道 (水平通道) 宽度  $h_1$  则增大, 最多可增大  $q_h = 1.4$  个初始通道宽度

$$h_1 = h_0 (1 + q_h \zeta) \tag{10}$$

同时与载荷平行的  $\gamma$  通道 (垂直通道) 宽度减小, 直至基本消失

$$h_2 = h_3 = h_0 (1 - \zeta) \tag{11}$$

对于柱状筏化,  $\gamma'$  中与载荷平行的边长  $L_1$  是筏化方向, 因此其值增大

$$L_1 = R \cdot L_2 \tag{12}$$

而  $\gamma'$  中与载荷垂直的两个边长  $L_2$  和  $L_3$  则减小, 此时  $q_L$  取 0.7.

$$L_2 = L_3 = L_0 - q_L h_0 \zeta \tag{13}$$

相应地与载荷平行的两个  $\gamma$  通道 (垂直通道) 宽度以相同的幅度增大, 此时  $q_h$  取 0.3

$$h_2 = h_3 = h_0 (1 + q_h \zeta) \tag{14}$$

而与载荷垂直的  $\gamma$  通道 (水平通道) 宽度  $h_1$  则减小, 直至基本消失

$$h_1 = h_0 (1 - \zeta) \tag{15}$$

通过这种对胞元各相尺寸的更新, 可使蠕变过程中单个周期性胞元从立方块结构逐渐演化为周期性筏化结构, 从而达到模拟微观筏化变形的

目的. 其中除了筏化的变形量  $R$  外,  $q_L$  和  $q_h$  的值均是在参考试验的基础上通过计算调试得到, 其数值主要为保证模拟的结果.

1.3 滑移蠕变模型

本文所采用的是基于细观位错运动的滑移蠕变模型, 其根据位错在胞元基体通道中的增殖、在两相界面上的攀移和湮灭、对沉淀相的切割及恢复滑移的机制, 来描述每个滑移系上的变形过程. 通过对各个滑移系上 3 个主要的内变量: 塑性应变  $\mathcal{E}$ , 基体中可动位错环数量  $\rho_{gk}$  和  $\gamma/\gamma'$  界面上的位错密度  $\lambda_{gk}$  进行更新, 得到材料的整体塑性变形过程. 模型选取了 12 个八面体滑移系及与其滑移方向相反的另外 12 个作为研究对象, 首先给各滑移系上位错开动的 Orowan 应力引入了当前位错密度的影响, 则门槛应力

$$\tau_{gk}^{Orowan} = \alpha \cdot \frac{\mu b}{h_k} (1 + \beta \cdot \lambda_{gk}) \tag{16}$$

式中  $g=1, 2, \dots, 24$  分别代表 24 个八面体滑移系,  $k=1, 2, 3$  分别代表 3 个  $\gamma$  基体通道,  $b$  为 Burger 矢量的大小,  $\mu$  为剪切模量,  $h_k$  为基体通道的宽度, 这里具体变为  $h_1, h_2$  和  $h_3$ ,  $\alpha$  和  $\beta$  是参数. 则塑性应变率

$$\dot{\mathcal{E}}_k^p = \frac{1}{2} \sum_{g=1}^{24} \left( m_g \otimes n_g + n_g \otimes m_g \right) \dot{\gamma}_{gk} \tag{17}$$

$$\dot{\gamma}_{gk} = \dot{\gamma}_{gk}^{filling} + \dot{\gamma}_{gk}^{shear} + \dot{\gamma}_{gk}^{climb} + \dot{\gamma}_{gk}^{back} \tag{18}$$

式中  $\frac{1}{2} \left( m_g \otimes n_g + n_g \otimes m_g \right)$  是八面体滑移系的 Schmid 分量,  $\dot{\gamma}_{gk}$  是各滑移系上的剪应变率, 它由不同滑移机制产生的应变率叠加而成, 如式 (18), 其中前三项都是剪应变增加项, 最后一项是减少项, 其具体表述参见文献 [9].

基体中八面体滑移系可动位错环数量的增长率表示为

$$\dot{\rho}_{gk} = \frac{v_{gk} \rho_{gk}}{\sqrt{2} L_k} \tag{19}$$

它是位错滑移速率  $v_{gk}$ 、当前可动位错环数量  $\rho_{gk}$  及  $\gamma'$  长度  $L_k$  的函数, 表示基体通道中各滑移系上被激活的可动位错数, 正是这些可动位错在基体通道中的运动导致了界面上位错的沉积和变形的产生.

$\gamma/\gamma'$  界面上的位错密度增长率为

$$\dot{\lambda}_{gk} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{V_{channel}} w_k \rho_{gk} v_{gk} \tag{20}$$

式中  $V_{channel}$  是基体通道的总体积,  $w_k = \sqrt{\frac{3}{2}} h_k$  ( $k=1, 2, 3$ ) 是 {111} 平面上各基体通道的宽度,  $\dot{\lambda}_{gk}$  是位错密度的主要增长率, 下面所提到的位错密度都指这一项.

由于模型中各个位错运动机制涉及到的方程较多, 其具体形式就不一一列出, 请参考文献 [9] 中的描述.

2 算 例

2.1 模型参数

利用带上述筏化机制的细观塑性滑移模型对 DD3 在 1223 K 和 SRR99 在 1123 K 和 1253 K 下的蠕变变化进行了模拟. SRR99 和 DD3 的弹性常数分别参考文献 [9, 12] 中的值, 这里  $\gamma$  和  $\gamma'$  的弹性常数取值相同, 见表 2.

表 2 SRR99 和 DD3 的材料及细观几何常数  
Table 2 Material and geometry constants of SRR99 and DD3

| 变量                  | SRR99<br>(1123 K) | SRR99<br>(1253 K) | DD3<br>(1223 K) |
|---------------------|-------------------|-------------------|-----------------|
| $b/\text{nm}$       | 0.25              | 0.25              | 0.25            |
| $G_{11}/\text{MPa}$ | 194 000           | 180 000           | 115 568         |
| $G_{12}/\text{MPa}$ | 126 400           | 120 000           | 56 922          |
| $G_{44}/\text{MPa}$ | 98 350            | 93 000            | 109 390         |
| $h/\text{nm}$       | 80                | 80                | 68              |
| $L/\text{nm}$       | 450               | 450               | 440             |
| $\delta$            | -0.0015           | -0.0015           | -0.001          |

细观滑移蠕变模型的参数见表 3, 其中  $\alpha$  和  $\beta$  是表示 Orowan 门槛应力的参量,  $\rho_0$  是初始位错密度. 中间的 10 个参数均为模型中位错填充基体、攀移、剪切和卸载恢复几个机制的控制量, 涉及加载和卸载两部分, 其中  $v_0^{filling}$ ,  $v_0^{hear}$  和  $v_0^{back}$  分别是位错填充基体、剪切  $\gamma'$  和恢复滑移的初始滑移速率,  $V^{filling}$  和  $V^{shear}$  分别为填充和剪切机制的激活体积,  $E^{apb}$  是位错切割  $\gamma'$  所需的反向畴界能, 对于拉伸和蠕变曲线, 它们可能取不同的值,  $D, \theta, \varphi$  和  $q$  为参数. 确定这些参数共需要三种类型的试验曲线, 首先利用 [001] 方向的一条单调拉伸曲线和一条蠕变曲线得到加载部分相关的前 11 个参数. 这部分参数确定后保持不变, 再用一条应变率控制的对称循环曲线得到与卸载和反向加载有关的  $q$  和  $v_0^{back}$  两个参数的值. 表 3 中最后 4 个是筏化模型的参数, 这里对两种材料取值相同, 参考

表 3 SRR99 和 DD3 的滑移模型参数  
Table 3 Slip model parameters of SRR99 and DD3

| 变 量                              | SRR99<br>(1 123 K)                                    | SRR99<br>(1 253 K)    | DD3<br>(1 223 K)                                      |
|----------------------------------|-------------------------------------------------------|-----------------------|-------------------------------------------------------|
| $\alpha$                         | 2/3                                                   | 2/3                   | 2/3                                                   |
| $\beta/10^{-9}$                  | 2.2                                                   | 2.2                   | 2.2                                                   |
| $\rho_0$                         | 0.01                                                  | 0.01                  | 0.01                                                  |
| $U_0^{\text{slip}}/(nm/s)$       | $1.0 \times 10^{-4}$                                  | $3.59 \times 10^{-2}$ | $3.72 \times 10^{-2}$ (蠕变) 3.72(拉伸)                   |
| $V^{\text{slip}}(b^3)$           | 55.8                                                  | 63.2                  | 60.8                                                  |
| $D/(nm/s \cdot MPa)$             | $1.85 \times 10^{-7}$ (蠕变) $1.85 \times 10^{-5}$ (拉伸) | $8.72 \times 10^{-3}$ | $9.11 \times 10^{-2}$ (蠕变) $2.11 \times 10^{-2}$ (拉伸) |
| $\theta$                         | 0                                                     | 0                     | 0                                                     |
| $U_0^{\text{hear}}/(nm/s)$       | $8.31 \times 10^{-7}$                                 | $2.39 \times 10^{-1}$ | $1.24 \times 10^{-2}$ (蠕变) 8.37(拉伸)                   |
| $V^{\text{hear}}(b^3)$           | 58.6                                                  | 42.4                  | 25.3                                                  |
| $E^{\text{slip}}/(J/m^2)$        | 0.0664                                                | 0.0711                | 0.0539(蠕变) 0.0439(拉伸)                                 |
| $\varphi$                        | -400                                                  | -400                  | -400                                                  |
| $(q/\sqrt{2}L_k)/(eV)$           | 0.0156                                                | 0.0312                | 0.0124                                                |
| $U_0^{\text{heal}}/(nm/s)$       | $1.0 \times 10^{-5}$                                  | $6.31 \times 10^{-3}$ | $6.31 \times 10^{-1}$                                 |
| $Q/(kJ/mol)$                     | 432                                                   | 432                   | 432                                                   |
| $R_{\text{gas}}/(J/mol \cdot K)$ | 8.314                                                 | 8.314                 | 8.314                                                 |
| $\dot{\kappa}/10^{11}$           | 1.66                                                  | 1.66                  | 1.66                                                  |
| $n$                              | 1.215                                                 | 1.215                 | 1.215                                                 |

文献[11]中的值.

2 2 数值模拟结果及分析

蠕变变化在温度较高的情况下十分明显, 以 SRR99 在 1 253 K 下和 DD3 在 1 223 K 下的蠕变筏化过程为例, 首先分别给两种材料的 1 (即 [001]) 方向加恒定拉伸载荷 200 MPa. 其水平和垂直通道的位错密度变化如图 3 所示, 可以看出, 两种材料各通道的位错密度都迅速增大, 达到一个平衡状态后相对稳定, 且在相同的蠕变时间下, 材料水平通道的位错密度均远大于两个垂直通道

的位错密度值, 基本相差一个数量级左右, 这说明位错首先充满并沉积在  $\gamma$  相水平通道和  $\gamma/\gamma'$  水平界面上, 根据文献[3]的观点, 位错首先沉积的界面上应力会被缓解, 导致此界面的膨胀, 即应沿界面发生垂直于载荷的板状筏化.

图 4 是两种材料各通道的 Mises 应力变化, 可以看到, 其水平通道的等效应力值均较大, 并在蠕变一开始就迅速减小, 这正是由于沉积其上的位错缓解了错配应力的缘故, 而垂直通道的等效应力较小, 并在初始阶段有先增后减的情况, 这是

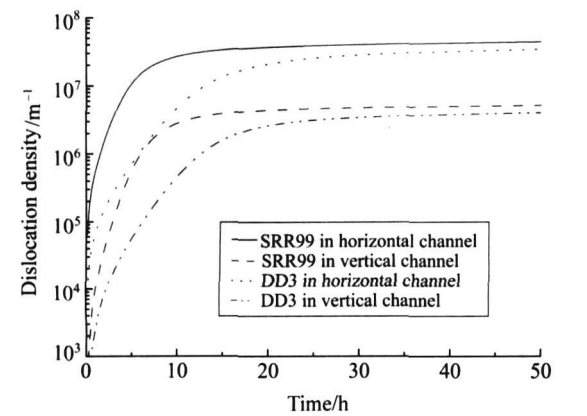


图 3 SRR99 和 DD3 在水平和垂直通道的位错密度  
Fig. 3 Dislocation density in horizontal and vertical channel of SRR99 and DD3

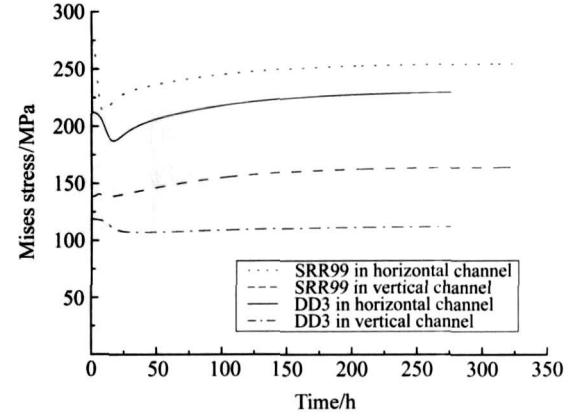


图 4 SRR99 和 DD3 在水平和垂直通道的 Mises 应力  
Fig. 4 Mises stress changes in horizontal and vertical channel of SRR99 and DD3

因为开始时外载使其应力略增,而后逐渐产生位错沉积使应力开始下降,根据文献[2]的观点,筏化总是沿着通道中应力较小的平面发生,则此时也应发生垂直于载荷的板状筏化.由于表2中这两种材料在高温下的错配度 $\delta$ 均为负值,又承受拉应力,根据表1中的试验规律对应的也为板状筏化,可见计算和判断的结果与试验相吻合,因此认为根据胞元中 $\gamma$ 各通道的位错密度和Mises应力来判断筏化的类型和方向可以得到符合试验的结论.另外,几个通道中的等效应力缓解过程都是很快发生,并逐渐趋于稳定,可见界面上的位错密度对错配应力的缓解出现在蠕变的最初阶段,这与试验的观测也较为吻合.

图5给出了蠕变筏化过程中, $\gamma$ 的长度和厚度变化以及 $\gamma$ 水平和垂直通道的宽度变化,可以看到, $\gamma$ 的增长由快到慢,逐渐趋于稳定,由于其厚度的减小使筏化长度最终达到 $0.55\mu\text{m}$ 左右,而 $\gamma$ 水平通道拓宽到原来的2.4倍,垂直通道逐渐变窄最终几乎接近消失.

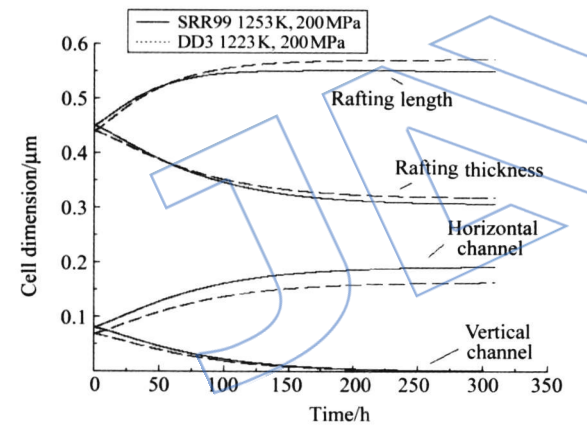


图5 SRR99 和 DD3 中  $\gamma$  的长度、厚度和  $\gamma$  通道宽度变化  
Fig.5 Changes of rafting length, thickness and channels' width of SRR99 and DD3

图6是筏化程度 $\zeta$ 随蠕变时间的变化,可以看到筏化速率在初始阶段较大,而后逐渐减小,约200h后达到稳定状态,这样的筏化进程也与试验观测较相符合<sup>[11]</sup>.这里由于两种材料的筏化参数取的一致,因此 $\zeta$ 的变化趋势相同,可以通过改变筏化模型的参数得到进程快慢不同的筏化过程.

通过对两种材料筏化进程的模拟,不管是筏化类型和方向的判断准则,还是胞元尺寸的变化,都可以得到趋势基本相同的曲线,因此可以认为这种定量描述筏化过程的方式是较为合理的.

单晶材料在高温下的蠕变曲线和中低温时的

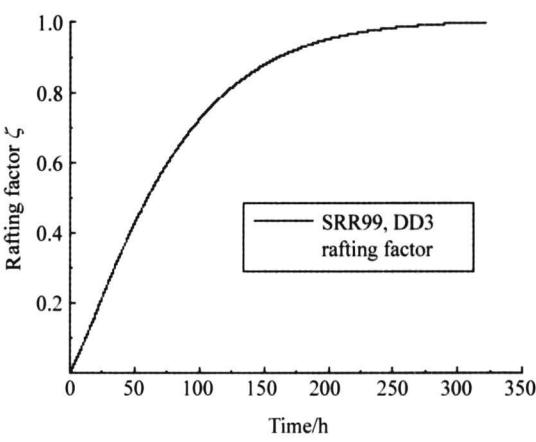


图6 SRR99 和 DD3 的  $\gamma$  筏化因子  
Fig.6 Rafting factor of SRR99 and DD3

有所不同,最明显的体现在高温时蠕变一阶段和二阶段持续时间的缩短以及三阶段蠕变率的增大.而蠕变筏化过程是温度敏感的,当温度相对较低时,筏化发生缓慢甚至不发生,其对蠕变曲线的影响也很小,而当温度较高时, $\gamma$ 会在很短的时间内迅速筏化并达到一个稳定状态.图7是SRR99在1123K时不同载荷条件下蠕变曲线的对比,其中试验曲线取自文献[9],此时筏化的程度较小.

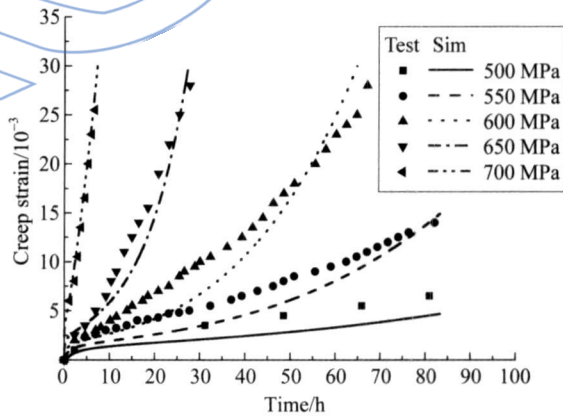


图7 SRR99 在 1123 K 的蠕变曲线  
Fig.7 Creep curves comparison of SRR99 at 1123 K

图8和图9是SRR99在1253K时不同载荷条件下,考虑筏化和不考虑筏化的蠕变曲线的对比,其中图8的载荷分别是200MPa和180MPa,可以看出,此时不论是蠕变的第一阶段还是第三阶段,考虑筏化模型的应变均较不考虑筏化模型的应变大一些,200MPa下相同条件的蠕变试验曲线取自文献[13],可见考虑筏化的蠕变模拟结果更为贴近.

图9的载荷分别是400MPa和300MPa,可以看到在300MPa时无论是蠕变一阶段还是三阶

段, 考虑筏化时的蠕变仍比不考虑筏化时的大, 但在 400MPa 的载荷下, 情况却恰恰相反, 此时不考虑筏化模型的蠕变更快, 再加大载荷情况与此类似. 可见, 在温度较高时, 低应力下筏化的发生使蠕变有所增加, 这是由于筏化使基体通道的宽度增加, 进而使位错运动容易发生, 而高应力时筏化的发生对蠕变有一定抑制作用, 使其有所减小, 这是因为初始快速的筏化使部分容易变形的基体通

道消失, 使  $\gamma'$  互相连接加长, 在一定程度上抑制了位错运动, 因而阻碍了进一步的蠕变变形发生.

图 10 是 DD3 在 1223 K 时不同载荷下的蠕变曲线, 可以看到, 在 200MPa 和 250MPa 的条件下, 不考虑筏化时蠕变稍小一点, 而在 300 MPa 时, 无筏化的蠕变曲线比考虑筏化的蠕变快得多, 这与先前得到的结论一致, 与试验曲线比较, 带筏化的模型无疑和试验符合得更好. 可见, 此筏化模型和细观滑移蠕变模型的结合可以较好地模拟材料的高温蠕变行为.

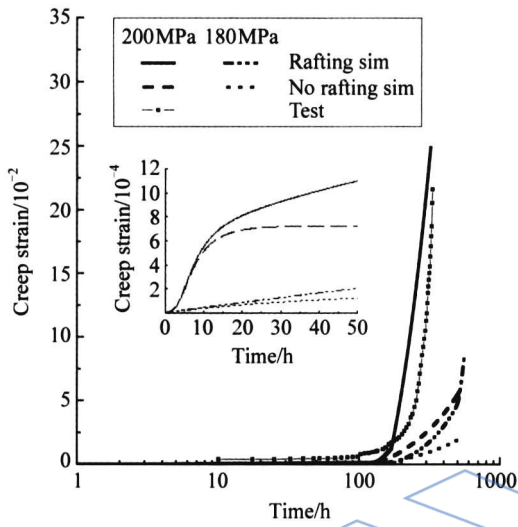


图 8 SRR99 在 1253 K 时 200 MPa 和 180 MPa 下筏化对蠕变的影响

Fig. 8 Rafting effects on creep of SRR99 at 1253 K under 200 MPa and 180 MPa

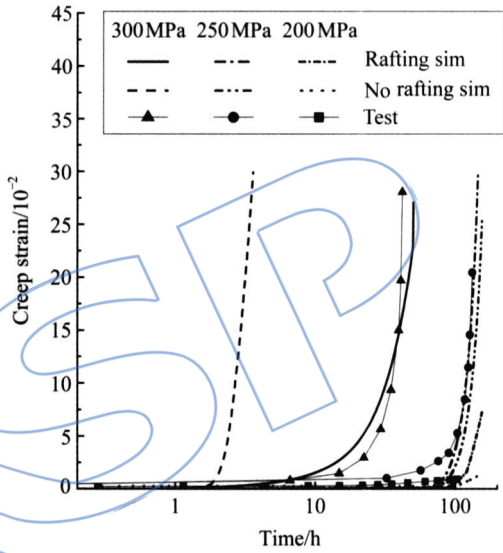


图 10 DD3 在 1223 K 时 200, 250 MPa 和 300 MPa 下筏化对蠕变的影响

Fig. 10 Rafting effects on creep of DD3 at 1223 K under 200, 250 MPa and 300 MPa

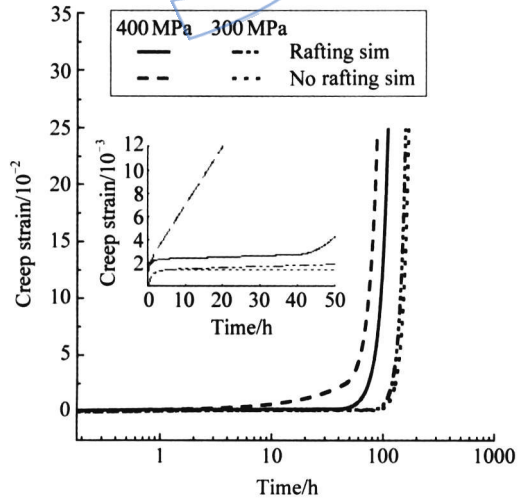


图 9 SRR99 在 1253 K 时 400 MPa 和 300 MPa 下筏化对蠕变的影响

Fig. 9 Rafting effects on creep of SRR99 at 1253 K under 400 MPa and 300 MPa

3 结 论

本文通过在细观胞元两相结构的塑性滑移本构模型中引入描述单晶材料高温筏化机制, 将筏化过程中两相尺寸的变化计入胞元的应力变化和塑性变形中.

首先, 通过胞元各基体通道的位错密度和等效应力大小判断筏化的类型和方向; 其次, 利用筏化模型定量计算基体通道宽度和  $\gamma'$  长度及厚度的变化, 得到新的胞元尺寸来更新其应力和蠕变状态, 从而实现了描述单晶材料高温下考虑细观组织结构变化的塑性变形过程.

通过对两种材料的筏化和蠕变过程的模拟, 并对比考虑筏化与否的蠕变差异, 可以看出高温下, 应力较小时筏化使蠕变有所增加, 而应力较大时初始筏化对蠕变有一定抑制作用. 此结合高温

筏化的细观滑移模型可以得到与试验筏化规律相吻合的筏化类型和方向的判断以及筏化的基本过程, 并通过与试验的蠕变曲线比较, 得到了较好的高温蠕变模拟结果.

## 参考文献:

- [ 1 ] Socrate S, Parks D M. Numerical determination of the elastic driving force for directional coarsening in Ni superalloys[ J]. *Acta Metall. Mater.*, 1993, 41( 7): 2185-2209
- [ 2 ] Pollock T M, Argon A S. Directional coarsening in Nickel base single crystal with high volume fractions of coherent precipitates[ J]. *Acta Metall. Mater.*, 1994, 42( 6): 1859-1874
- [ 3 ] Buffiere J Y, Ignat M. A dislocation based criterion for the raft formation in Nickel based superalloys single crystals[ J]. *Acta Metall. Mater.*, 1995, 43(5):1791-1797
- [ 4 ] Nabarro F R N, Cress C M, Kotschy P. The thermodynamic driving force for rafting in superalloys[ J]. *Acta Mater.*, 1995, 43( 8): 3189-3198
- [ 5 ] Svoboda J, Lukas P. Modelling of kinetics of directional coarsening in Ni superalloys[ J]. *Acta Mater.*, 1996, 44( 6): 2557-2565
- [ 6 ] Svoboda J, Lukas P. Creep deformation modelling of superalloy single crystal[ J], *Acta Mater.*, 2000, 48: 2519-2528
- [ 7 ] Matan N, Cox D C, Rae C M F, et al. On the kinetics of rafting in CMSX-4 superalloy single crystals[ J]. *Acta Mater.*, 1999, 47(7): 2031-2045
- [ 8 ] 曹娟, 王延荣, 石多奇. 镍基单晶合金黏塑性行为的微力学模型[ J]. *航空动力学报*, 2009, 24( 7): 1537-1543  
CAO Juan, WANG Yanrong, SHI Duoqi. Slip model for the plastic behavior of Ni base single crystal based on dual phase microstructure cell[ J]. *Journal of Aerospace Power*, 2009, 24( 7): 1537-1543 (in Chinese)
- [ 9 ] Fedelich B. A microstructural model for the monotonic and the cyclic mechanical behavior of single crystals of superalloys at high temperatures[ J]. *International Journal of Plasticity*, 2002, 18: 1-49
- [ 10 ] Conley J G, Fine M E, Weertman J R. Effect of lattice disregistry variation on the late stage phase transformation behavior of precipitates in Ni-Al-Mo Alloys[ J]. *Acta Metall.*, 1989, 37(4): 1251-1263
- [ 11 ] Reed R C, Cox D C, Rae C M F. Kinetics of rafting in a single crystal superalloy: effects of residual microsegregation[ J], *Materials Science and Technology*, 2007, 23( 8): 893-902
- [ 12 ] 尹泽勇, 岳珠峰, 杨治国, 等. 各向异性单晶合金结构强度与寿命[ M]. 北京: 国防工业出版社, 2003  
YIN Zeyong, YUE Zhufeng, YANG Zhiguo, et al. Anisotropy of structure strength and life of Ni base single crystal[ M ]. Beijing: National Defence Industry Press, 2003 (in Chinese)
- [ 13 ] Epishini A, Link T, Bruckner U, et al. Kinetics of the topological inversion of the  $\gamma/\gamma'$ -microstructure during creep of a Nickel based superalloy[ J]. *Acta Mater.*, 2001, 49( 19): 4017-4023