

文章编号: 1000-8055(2004)06-0762-09

定向凝固涡轮叶片的晶体热粘塑性变形与损伤分析

张克实¹, 杨士杰², 周柏卓²

(1 西北工业大学 工程力学系, 陕西 西安 710072;

2 沈阳航空发动机研究所, 辽宁 沈阳 110015)

摘要: 采用一种考虑损伤的单晶体热—粘塑性变形本构模型和迭代求解数值方法, 可以描述单晶在变温过程中的应力应变关系, 还可以描述单晶在晶体滑移机制控制下的蠕变变形和孔洞型损伤; 考虑定向凝固高温涡轮叶片的柱晶结构, 应用本文模型和算法对包含若干个柱晶晶粒的定向凝固气冷涡轮叶片进行不均匀温度场下的变温热粘塑性蠕变和损伤分析。分析结果表明: 该涡轮叶片在本文考虑条件下处于较低的应力水平, 500 小时叶尖蠕变伸长低于 0.006 mm。

关键词: 航空、航天推进系统; 各向异性; 晶体粘塑性; 定向凝固气冷涡轮叶片; 蠕变; 损伤

中图分类号: V 231.91

文献标识码: A

Crystalline Thermo Visco-Plastic Deformation and Damage of Directionally Solidified Turbine Blade

ZHANG Ke-shi¹, YANG Shi-jie², ZHOU Bai-zhuo²

(1. Department of Engineering Mechanics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

2 Aeroengine Institute of Shenyang, Shenyang 110015, China)

Abstract: A single crystalline thermo visco-plastic constitutive model associated with an iterative algorithm was introduced. They can be used to describe the stress-strain relationship of a single crystal in an anisothermal process, and also to describe the crystalline creep and damage of a single crystal under slipping mechanism. This model and algorithm were applied to the analyses of anisothermal visco-plastic creep and damage of an air-cooled directional solidification turbine blade taking into consideration of the column crystalline grain structure. The analysis shows that under the condition considered in the present paper, the air cooled directional solidification turbine blade is under going a relatively low stress, and the induced blade tip creep elongation is not more than 0.06 mm in 500 working hours.

Key words: aerospace propulsion system; anisotropy; crystalline visco-plasticity; directional solidification turbine blade; creep; damage

收稿日期: 2003-12-01; **修订日期:** 2004-04-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19972055); 航空科学基金资助项目(00C53022, 04C53027);

作者简介: 张克实(1954-), 男, 广西桂林人, 西北工业大学工程力学系教授、博导、博士, 主要从事细观力学、损伤力学和航空发动机结构强度研究

定向凝固涡轮叶片采用特殊铸造工艺制成, 消除了横向晶界, 因而大大改善了叶片的抗高温蠕变性能^[1]。由于定向生长, 所有晶粒会形成平行的纵向晶轴而横向晶轴的方向是随机的, 为分析方便以往都当横观各向同性材料来处理^[2,3]。但对于定向凝固材料常规试验来说, 一个试样往往只有几个晶粒, 因此与横向性能有关的测试结果往往分散性很大。对定向凝固涡轮叶片来说, 每个叶片一般也只包含数个或十余个柱状晶粒(沿流动方向排列), 将其当作横观各向同性材料来处理从严格意义上来说不是很合理。

另外, 定向凝固合金涡轮叶片在随时间变化的非均匀温度场下工作^[3], 由于晶粒很少而且定向生长, 其变形具有长程滑移的特点, 并且与时间和温度都相关。因此在分析叶片工作状态下的应力和变形时, 有必要同时考虑晶体的热—各向异性粘塑性滑移性质和叶片的柱晶结构, 更为合理地叶片进行强度和寿命评估。

针对定向凝固合金涡轮叶片材料结构特点, 本文建议将叶片按一定数目作柱状晶粒划分(算例中设为 12 个晶粒), 进而采用单晶热粘塑性滑移分析来进行叶片变形和应力计算。

1 单晶体变形的基本描述

现有的晶体粘塑性理论缘自 Hill, Rice, A saro 和 Pierce 等学者关于单晶体塑性有限变形的几何学、运动学、本构理论和计算方法的研究^[4~6]。但多数关于晶体粘塑性的研究都不考虑热的影响, 一些晶体热粘塑性分析往往也只是研究等温过程。而对涡轮叶片的力学分析, 热影响和变温过程是必须要加以考虑的。

考虑变温和热变形, 可以按乘法分解理论定义热弹性速度梯度张量和塑性速度梯度张量:

$$L = F^{e\theta} \cdot F^{e\theta-1}$$

$$L^p = F^{e\theta} \cdot F^p \cdot F^{p-1} \cdot F^{e\theta-1} \quad (1)$$

这里的基本分解是 $F = F^{e\theta} \cdot F^p$, 且 $F^{e\theta} = F^e \cdot F^\theta$ 。 F^e , F^θ 和 F^p 分别代表晶体中晶格畸变和刚性转动产生的变形梯度, 热变化产生的变形梯度和卸载构形下晶体沿滑移方向均匀剪切对应的粘塑性变形梯度。于是对应于当前构形的速度梯度张量 L 可分为热弹性和塑性两个部分:

$$L = L^{e\theta} + L^p$$

且

$$L^p = F^{e\theta} \cdot \left[\sum_{\alpha=1}^n (m^{(\alpha)} \otimes n^{(\alpha)}) \dot{\gamma}^{(\alpha)} \right] \cdot F^{e\theta-1} \quad (2)$$

式中 $\dot{\gamma}^{(\alpha)}$ 是第 α 滑移系的剪应变, $m^{(\alpha)}$ 和 $n^{(\alpha)}$ 分别表示第 α 滑移系滑移方向的单位向量和滑移面的单位法向量, n 是晶体滑移系的数目。利用 (2) 式, 可以有变形率的和分解:

$$\left. \begin{aligned} D &= D^{e\theta} + D^p \\ D^{e\theta} &= \frac{1}{2} (L^{e\theta} + L^{e\theta T}) \\ D^p &= \frac{1}{2} (L^p + L^{pT}) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

以上几何变形分析按率形式列出, 为提高计算效率实际计算是用增量来进行。对上式积分可以写出应变增量张量的和分解关系:

$$\Delta \epsilon = \Delta \epsilon^{e\theta} + \Delta \epsilon^p$$

$$\text{且可有} \quad \Delta \epsilon^{e\theta} = \Delta \epsilon^e + \Delta \epsilon^\theta \quad (4)$$

式中塑性应变增量按下式确定:

$$\Delta \epsilon^p = \sum_{\alpha=1}^n p^{(\alpha)*} \Delta \gamma^{(\alpha)} \quad (5)$$

而

$$p^{(\alpha)*} = \frac{1}{2} (m^{(\alpha)*} \otimes n^{(\alpha)*} + n^{(\alpha)*} \otimes m^{(\alpha)*})$$

$$m^{(\alpha)*} = F^{e\theta} \cdot m^{(\alpha)}, \quad n^{(\alpha)*} = n^{(\alpha)} \cdot F^{e\theta-1}$$

而对数应变增量 $\Delta \epsilon$ 可由变形率积分得到(在本构计算中它是已知的)。利用变形梯度的积分分解可以按文献[7]方法分别计算材料微元在有限变形下的刚性旋转和晶格旋转。对于材料小相对转动和小热弹性应变的情形, 由于晶格旋转 $R \approx R$ (即材料的刚体旋转近似等于晶格的刚体旋转)、热弹性应变 $|\epsilon^\theta| \ll 1$, 有:

$$p^{(\alpha)*} \approx p^{(\alpha)'} = R \cdot p^{(\alpha)} \cdot R^T \quad (6)$$

若采用与材料刚体转动共旋的坐标系, 则因局部坐标系的旋转与材料刚体旋转同步, 有 $R = I$ 。本文利用这一点以简化计算过程从而提高计算效率。

2 单晶体的热粘塑性与损伤模型

为方便起见, 以下讨论相对于晶轴坐标系。第 α 滑移系分解剪应力 $\tau^{(\alpha)}$ 按下式计算:

$$\tau^{(\alpha)} = p^{(\alpha)'} : \sigma^{crs} \quad (7)$$

式中 $\tau^{(\alpha)}$ 是在 α 滑移系上的分解剪应力, σ^{crs} 是相对于晶轴坐标系的 Cauchy 应力。

在给定温度下, 滑移系剪应变的演化规律^[8]可以由率相关的表达式描述:

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = \dot{\gamma}_0 \sin(\tau^{(\alpha)}) \left| \frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}} \right|^k \quad (8)$$

式中 $\dot{\gamma}_0$ 称为参考剪应变率, 是与温度有关的待定常数; k 也是与温度相关材料常数, 反映材料率相关性质(粘塑性); $g^{(0)}$ 是与材料单元的非弹性滑移 ($\dot{\gamma}^{(0)}$) 和温度 (θ) 环境有关的硬化函数(临界分解剪应力 CRSS)。长时间的高温 and 机械载荷会造成晶体材料的损伤或材质变化从而降低 $g^{(0)}$ 的数值, 使得粘塑性变形更容易进行。本文将 $g^{(0)}$ 的演化看作由三方面共同促成: (1) 滑移的硬化作用; (2) 变温导致的硬化性能改变; (3) 损伤或材质劣化造成的软化。于是其增量为:

$$\Delta g^{(0)}(\gamma, \dot{\gamma}^{(0)}, \theta) = \Delta g_{\dot{\gamma}}^{(0)} + \Delta g_{\theta}^{(0)} - \Delta g_D^{(0)} \quad (9)$$

上式右端第一项是滑移的硬化, 一般采用下式描述^[8]:

$$\Delta g_{\dot{\gamma}}^{(0)} = \int \sum_{\beta} h_{\alpha\beta}(\gamma, \theta) |\dot{\gamma}^{(\beta)}| d\tau$$

$$\text{及} \quad \gamma = \sum_{\beta} |\dot{\gamma}^{(\beta)}| \quad (10)$$

第二项是热对硬化的影响, 本文用下式计算:

$$\Delta g_{\theta}^{(0)} = \Delta g^{(0)}(\gamma, \theta, \Delta\theta) - g^{(0)}(\gamma, \theta) \quad (11)$$

式中 $\Delta g(\gamma, \theta)$ 利用单轴拉伸试验确定(对于具有 $\{111\} \langle 011 \rangle$ 滑移系的 FCC 晶体, 可由 $[001]$ 方向单轴拉伸试验确定)。第三项是损伤造成的影响, 考虑到应力、变形历史和三轴应力状态的共同作用, 可以对滑移系硬化能力变化作唯象的描述。一般来说, 蠕变损伤的微观机理与微孔洞演化有关, 而微孔洞演化与三轴应力状态有关。参照组合功密度模型的表述^[9], 本文建议:

$$\tau_0 \int \left[1 + \exp \left(\frac{\sigma_{kk}}{2\sigma_{eq}} \right) \right] \left(\frac{t}{A_D} \right)^{n_D} \epsilon_{eq}^p dt' \quad (12)$$

式中材料损伤的定义是滑移系临界分解剪应力的下降量(作为初步研究, 本文假设损伤造成各滑移

$$\Delta \sigma^{crys} = C : (\Delta \epsilon^{crys} - \Delta \epsilon^{crys\theta} - \Delta \epsilon^{crys^p}) \quad (17)$$

式中 $\Delta \epsilon^{crys\theta}$ 和 $\Delta \epsilon^{crys^p}$ 分别是晶轴坐标系下的增量热应变和塑性应变, 且:

$$\Delta \epsilon^{crys\theta} = \alpha^{crys} \Delta \theta, \quad \Delta \epsilon^{crys^p} = \sum_{\alpha=1}^n p^{(0)} \Delta \dot{\gamma}^{(0)} \quad (18)$$

式中 α^{crys} 由 $\alpha_j^{crys} = \alpha \delta_{ij}$ 确定, α 是晶轴方向的线膨胀系数。于是:

$${}^{t+\Delta t} \sigma^{crys} = {}^t \sigma^{crys} + C : (\Delta \epsilon^{crys} - \Delta \epsilon^{crys\theta}) - C : \left(\sum_{\beta=1}^n p^{(\beta)} \Delta \dot{\gamma}^{(\beta)} \right) \quad (19)$$

将增量分解剪应变表示为增量步初和增量步末的变化率线性组合, 则 $\Delta \dot{\gamma}^{(0)}$ 可写为:

$$\Delta \dot{\gamma}^{(0)} = [(1 - \eta) {}^t \dot{\gamma}^{(0)} + \eta {}^{t+\Delta t} \dot{\gamma}^{(0)}] \Delta t \quad (20)$$

这里常数 η 在 $[0, 1]$ 范围内取值。利用 Schmid 定律:

$$\tau^{(0)} = p^{(0)} : \sigma^{crys} \quad (21)$$

系临界分解剪应力 CRSS 的下降量相同, 即:

$$\Delta g_D^{(0)} = \Delta g_D^{(\beta)} = \Delta g_D$$

公式(9)~(12)中, A_D 和 n_D 是与温度相关的材料常数; 而 σ_{eq} 和 ϵ_{eq} 分别是 Mises 等效应力和等效塑性应变; $h_{\alpha\beta}$ 是硬化模量, 反映滑移系自硬化和潜硬化的比例, 且用下式描述^[8]:

$$h_{\alpha\beta}(\gamma, \theta) = h(\gamma, \theta) [\varphi(\theta) + (1 - \varphi(\theta)) \delta_{\alpha\beta}] \quad (13)$$

φ 是与温度相关的潜硬化系数; 在给定温度下

$h(\gamma, \theta)$ 可由下式确定:

$$h(\gamma, \theta) = h_0(\theta) \sec h^2 \left[\frac{h_0(\theta) \gamma}{\tau_s(\theta) - \tau_0(\theta)} \right] \quad (14)$$

这里 h_0 是初始硬化率, τ_0 是初始剪切屈服应力, τ_s 是剪切屈服应力的饱和值, 它们都与与温度有关。

3 当前构形下单晶的与热-粘塑性增量应力应变的计算方法

考虑到材料的刚体旋转, 应力的累积可以在当前构形下按照下式进行^[10]:

$${}^{t+\Delta t} \sigma = \Delta R \cdot {}^t \sigma \cdot \Delta R^T + \Delta \sigma(\Delta D) \quad (15)$$

式中右端第一项表示旋转的影响, 第二项则表示扣除旋转影响的应力增量。在材料相对小转动和热弹性应变 $|\epsilon^0|$ 的情形, 采用与材料固结的共旋坐标系, 则上式可以写为:

$${}^{t+\Delta t} \sigma^{crys} = {}^t \sigma^{crys} + \Delta \sigma^{crys}(\Delta D^{crys}) \quad (15')$$

上标“crys”表示相对于晶轴坐标系。由于弹性应变很小, 晶轴坐标系下对应于当前构形的 Cauchy 应力增量可以依照广义胡克定律求得:

$$\Delta \sigma^{crys} = \overset{\langle 4 \rangle}{C} : \Delta \epsilon^{crys^e} \quad (16)$$

式中 $\overset{\langle 4 \rangle}{C}$ 是晶轴坐标系下的四阶弹性本构张量。利用增量应变和分解(4)式, (16)式可以写为:

$$\Delta \sigma^{crys} = C : (\Delta \epsilon^{crys} - \Delta \epsilon^{crys\theta} - \Delta \epsilon^{crys^p}) \quad (17)$$

式中 $\Delta \epsilon^{crys\theta}$ 和 $\Delta \epsilon^{crys^p}$ 分别是晶轴坐标系下的增量热应变和塑性应变, 且:

$$\Delta \epsilon^{crys\theta} = \alpha^{crys} \Delta \theta, \quad \Delta \epsilon^{crys^p} = \sum_{\alpha=1}^n p^{(0)} \Delta \dot{\gamma}^{(0)} \quad (18)$$

式中 α^{crys} 由 $\alpha_j^{crys} = \alpha \delta_{ij}$ 确定, α 是晶轴方向的线膨胀系数。于是:

$${}^{t+\Delta t} \sigma^{crys} = {}^t \sigma^{crys} + \overset{\langle 4 \rangle}{C} : (\Delta \epsilon^{crys} - \Delta \epsilon^{crys\theta}) - \overset{\langle 4 \rangle}{C} : \left(\sum_{\beta=1}^n p^{(\beta)} \Delta \dot{\gamma}^{(\beta)} \right) \quad (19)$$

将增量分解剪应变表示为增量步初和增量步末的变化率线性组合, 则 $\Delta \dot{\gamma}^{(0)}$ 可写为:

$$\Delta \dot{\gamma}^{(0)} = [(1 - \eta) {}^t \dot{\gamma}^{(0)} + \eta {}^{t+\Delta t} \dot{\gamma}^{(0)}] \Delta t \quad (20)$$

这里常数 η 在 $[0, 1]$ 范围内取值。利用 Schmid 定律:

$$\tau^{(0)} = p^{(0)} : \sigma^{crys} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} {}^{t+\Delta t}\sigma^{crys} = & {}^t\sigma^{crys} + \overset{\langle 4 \rangle}{C} : (\Delta \epsilon^{crys} - \Delta \epsilon^{crys \theta}) - (1 - \eta) \Delta t \overset{\langle 4 \rangle}{C} : \left(\sum_{\beta=1}^n P^{(\beta)} \dot{\gamma}^{(\beta)} \right) - \\ & \eta \Delta t \overset{\langle 4 \rangle}{C} : \left[\sum_{\beta=1}^n P^{(\beta)} \dot{\gamma}^{(\beta)} \operatorname{sgn}({}^{t+\Delta t}\tau(\beta)) \left(\frac{|P^{(\beta)} \dot{\gamma}^{(\beta)} : {}^{t+\Delta t}\sigma^{crys}|}{{}^{t+\Delta t}g^{(\beta)}} \right)^k \right] \end{aligned} \quad (22)$$

上式可视为以 ${}^{t+\Delta t}\sigma^{crys}$ 为基本未知量的非线性方程组,且可用Newton-Raphson 迭代方法求解。需要指出,上述以应力为基本未知量的处理方法在求解上比以分解剪应变(率或增量)或弹性变形梯度或塑性变形梯度为基本未知量的方法要简洁。利用Taylor 展开,可以写出Newton-Raphson 迭代方程(篇幅所限,省略)。迭代过程中先取:

$${}^{t+\Delta t}g^{(\alpha)} \approx {}^tg^{(\alpha)} + \Delta g_{\theta}^{(\alpha)}$$

然后可以根据迭代预报的结果计算:

$$\begin{aligned} {}^{t+\Delta t}g^{(\alpha)} = & {}^tg^{(\alpha)} + \Delta g_{\theta}^{(\alpha)} + \\ & \Delta g_{\theta}^{(\alpha)} - \Delta g_{\theta}^{(\alpha)} \end{aligned} \quad (23)$$

再对应力计算结果进行修正。

为了加速有限元平衡迭代,在计算中更新Jacobi 矩阵 C^{cp} ,且按以下公式计算^[7]:

$$C^{cp} = \{ C - \eta \hat{P} [I + \eta (A_M \tau - A_g M_{sgn})]^{-1} A_M \tau \hat{P} \} \quad (24)$$

式中 C 是晶轴坐标系下4阶各向异性弹性张量改写的2阶各向异性弹性矩阵, $\hat{P}$ 由下式定义:

$$\begin{aligned} \hat{P} &= (P^{(1)}, P^{(2)}, \dots, P^{(n)}) \\ P^{(\alpha)} &= [P_{11}^{(\alpha)}, P_{22}^{(\alpha)}, P_{33}^{(\alpha)}, 2P_{12}^{(\alpha)}, 2P_{13}^{(\alpha)}, 2P_{23}^{(\alpha)}]^T \end{aligned} \quad (25)$$

而 A_{τ} 和 A_g 是对角矩阵,两者的非对角元素均为零,且 A_{τ} 和 A_g 的对角元素分别是:

$$\left. \begin{aligned} A_{\tau i} &= \Delta t \frac{\partial \dot{\gamma}^{(i)}}{\partial \tau^{(i)}} \quad (\text{不对 } i \text{ 求和}) \\ A_{g ii} &= \Delta t \frac{\partial \dot{\gamma}^{(i)}}{\partial g^{(i)}} \quad (\text{不对 } i \text{ 求和}) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$$\left. \begin{aligned} M_h &= [h_{\alpha\beta}] \quad \text{且} \\ M_{sgn} &= [\operatorname{sgn}(\tau^{(\beta)}) \delta_{\alpha\beta}] \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

4 材料性质、涡轮叶片温度场与边界条件

4.1 柱晶材料的单晶力学性质参数与线膨胀系数

定向凝固材料的纵向性能与单晶[001]方向性能十分相近,可以根据定向凝固材料纵向拉伸试验数据拟合和试算得到材料中单晶晶粒[001]

方向的性能参数。本文试以定向凝固材料DZ125L 为分析对象(其单晶结构是立方对称的)。表1 给出一组不同温度下DZ125L 材料中单晶的弹性力学性质参数;材料中单晶晶粒不同温度下的线膨胀系数见表2;不同温度下单晶的粘塑性滑移模型参数见表3;而材料损伤模型参数见表4。所有表中1100℃的数据均由外插得到,而泊松比参数是近似取值。材料的密度为8 300 kg/m³。材料中晶粒的滑移系定义见表5。

表1 不同温度下DZ125L 合金中的单晶材料弹性性能参数 ([001]方向)

Table 1 Elastic properties of single crystal grain of DZ125L in direction [001] under different temperature

温度 /℃	杨氏模量 E/GPa	剪切模量 G/GPa	泊松比 ν
常温	141	74	0.377
600	141	74	0.377
760	117.4	60.8	0.44
900	113	55	0.45
980	101	47.8	0.47
1 100	76	35	0.48

表2 不同温度下DZ125L 材料中的单晶的线膨胀系数

Table 2 Expansion coefficients of single crystal grain of DZ125L under different temperature

温度/℃	线膨胀系数 $\alpha \times 10^{-6}$
常温	10.6
600	10.6
760	12.44
900	12.9
980	12.9
1 100	12.9

4.2 定向凝固涡轮叶片模型与边界条件对涡轮叶片的分析通过模型数值模拟来进

表 3 不同温度下D Z125L 材料中的单晶材料滑移系粘塑性性质参数

Table 3 Visco-plasticity parameters of single crystal grain of D Z125L under different temperature

温度/°C	τ_0/MPa	τ_s/MPa	h_0/MPa	$\mathcal{H}$	k	q
常温	330	365	907	1×10^{-8}	200	1
600	330	365	907	1×10^{-8}	102	1
760	295	342	907	1×10^{-8}	16.6	1
900	120	160	3 590	1×10^{-8}	12.62	1
980	62.1	82	5 600	1×10^{-8}	12.2	1
1 100	26	30	5 600	1×10^{-8}	11.5	1

表 4 不同温度下D Z125L 合金中的单晶材料损伤模型参数

Table 4 Damage model parameters of single crystal grain of D Z125L under different temperature

温度/°C	常温	600	760	900	980	1 100
$A_D/(\text{s}^{-1})$	50 000 000	5 000 000	196 000	36 000	36 000	36 000
n_D	0.136	0.136	0.136	0.12	0.1	0.1

表 5 FCC 单晶八面体滑移系的滑移系矢量

Table 5 The directions and planes of slip systems for FCC single crystal

	1	2	3	4	5	6
n	(1 1 1)	(1 1 1)	(1 1 1)	($\bar{1}$ 1 1)	($\bar{1}$ 1 1)	($\bar{1}$ 1 1)
m	[1 0 $\bar{1}$]	[$\bar{1}$ 1 0]	[0 $\bar{1}$ 1]	[0 1 $\bar{1}$]	[$\bar{1}$ 1 0]	[1 0 1]
	7	8	9	10	11	12
n	($\bar{1}$ 1 1)	($\bar{1}$ 1 1)	($\bar{1}$ 1 1)	(1 $\bar{1}$ 1)	(1 $\bar{1}$ 1)	(1 $\bar{1}$ 1)
m	[$\bar{1}$ 0 $\bar{1}$]	[1 $\bar{1}$ 0]	[0 1 1]	[0 $\bar{1}$ 1]	[1 1 0]	[$\bar{1}$ 0 1]

行。设模型叶片采用内通道气流冷却,有两对榫齿,工作中靠涡轮盘榫槽定位面定位。为避免复杂的榫齿—榫槽接触计算(同时也避免了固定约束造成不合理的热应力),将第一对榫齿按法向约束处理,并将离心载荷造成的涡轮盘榫槽反力的一半折算到第二对榫齿齿面上。而通过榫头轴向定位面法向约束来模拟叶片轴向定位。

假定定向凝固涡轮叶片有 12 个沿径向生长的晶粒,它们沿流道方向等距排布,周向只有一层,并且各晶粒横向晶轴由随机方法生成。

忽略气动载荷和不稳定的动载荷,计算中设模型涡轮叶片承受的机械载荷只有离心力,并设转速为 14 820 r/min。

4 3 涡轮叶片的温度场

涡轮叶片稳定工作时的温度场由测试结合计算得到,本文叶片模型之叶身部分温度分布示意图 1。为简化计算(着重考虑稳定蠕变过程),计算中假定叶片各点温度与涡轮转速成比例增加,当涡轮转速稳定时叶片的温度场亦稳定下来。

5 材料和涡轮叶片变形、应力与损伤的数值分析

我们将本文 2~ 4 节描述的晶体粘塑性模型和计算方法编制了应用方便的用户程序,并采用 ABAQUS 6.3 软件进行计算。

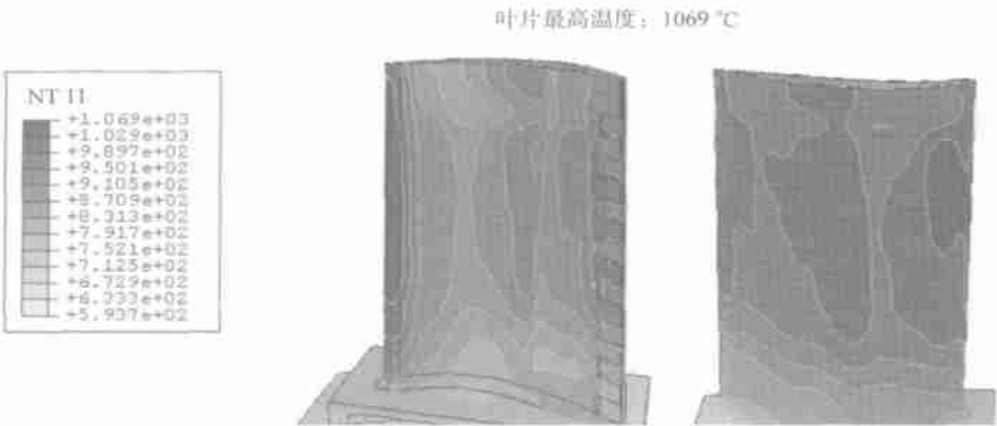


图 1 模型涡轮叶片的稳定温度分布示意

Fig 1 Static temperature distribution of turbine blade

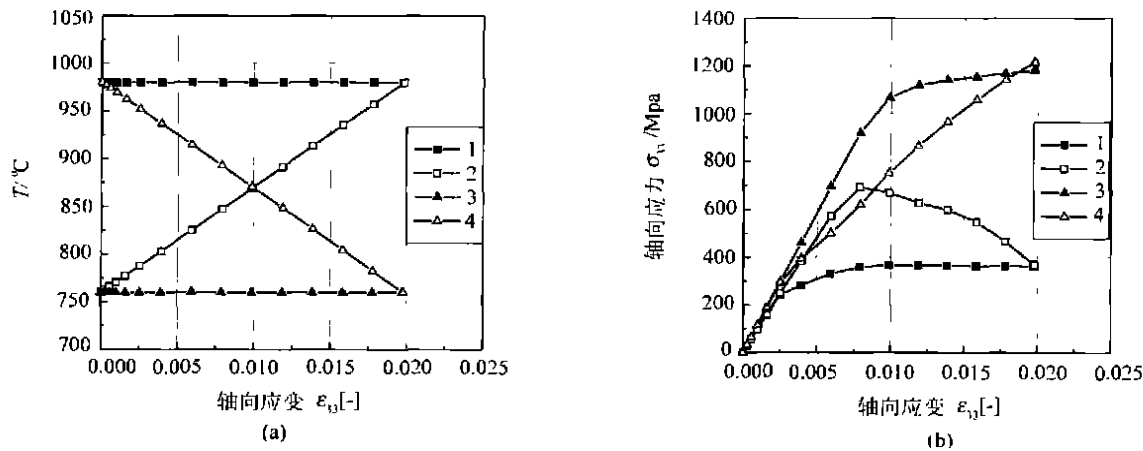


图 2 (a) 四种变温拉伸过程; (b) 单晶在变温单轴([001]方向)拉伸过程的应力应变响应

Fig 2 (a) Four paths for temperature changing; (b) The curves of stress with strain for single crystal tensioned in direction [001] corresponding with different temperature paths

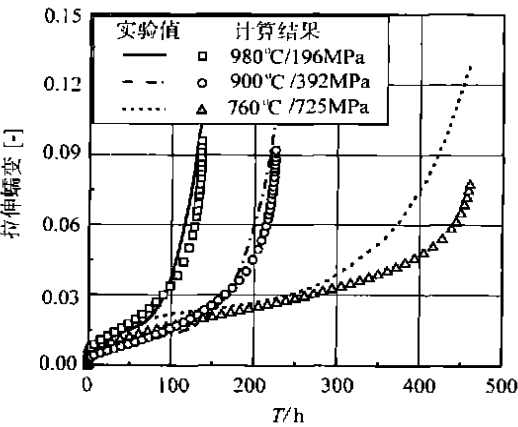


图 3 不同温度、应力下的单晶拉伸蠕变曲线 ([001]方向)

Fig 3 Creep curves of single crystal (Tensioned in direction [001]) under different temperature and stress

5 1 单晶变温单轴拉伸计算

涡轮叶片的温度分布因燃气流场、冷却和换热条件的原因很不均匀,而且在工作中温度分布随时间变化,因此变温过程热粘塑性计算对弄清热机械循环下叶片应力应变历程十分重要。为验证前面建议的变温热粘塑性计算方法的合理性,我们对定向凝固材料中的单晶在变温单轴([001]方向)拉伸过程的应力应变响应进行了数值模拟(拉伸应变速率是 $5.56\times10^{-5}\text{ s}^{-1}$)。图 2(a)的 4 条曲线表示的温度变化历程为: (1)拉伸过程中温度恒定在 980℃; (2)起始 760℃,拉伸过程中温度线性变化,末了温度为 980℃; (3)温度恒定在 760℃; (4)起始 980℃,温度线性变化,末了温度为 760℃。图 2(b)给出这四种情形的应力应变曲线,证实计算可以合理反映温度变化对材料拉伸性能的影响,表明本文方法和程序能用于时间相

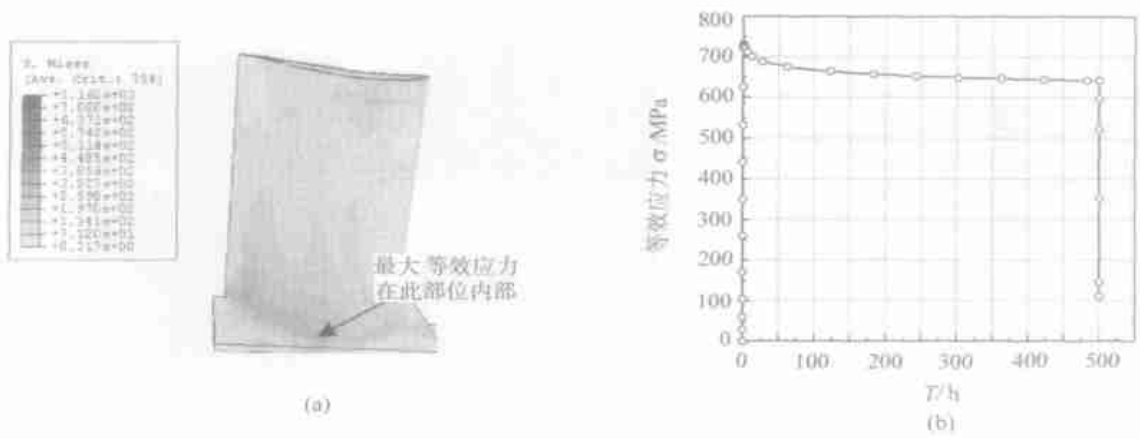


图 4 (a) 模型叶片叶身的等效应力分布; (b) 叶身等效应力最大处的等效应力—时间曲线

Fig 4 (a) Mises effective stress distribution of the turbine blade; (b) The Mises effective stress-time curve for the point where the Mises effective stress get maximum value

关、温度不均匀的涡轮叶片应力分析。

5.2 单晶单轴蠕变计算及与定向凝固材料单轴蠕变试验结果比较

图 3 给出用本文模型计算的分别在 $760^{\circ}\text{C}/725\text{ MPa}$ 、 $900^{\circ}\text{C}/392\text{ MPa}$ 和 $980^{\circ}\text{C}/196\text{ MPa}$ 的单晶拉伸蠕变—时间曲线。由于定向凝固材料纵向与其单晶[001]性能基本相同, 上述结果可以与定向凝固材料纵向蠕变试验结果比较, 从图 3 可知模型计算结果是合理的。

限于篇幅, 以上算例只对[001]方向拉伸进行了分析, 本文方法用于复杂情形如多晶情形的分

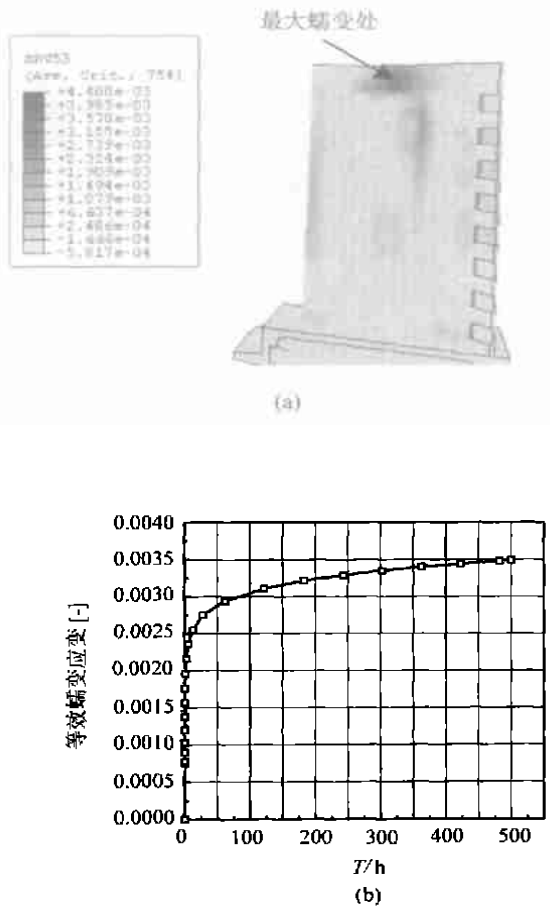


图 5 (a) 叶身的等效蠕变应变分布; (b) 叶身蠕变最大处的等效蠕变—时间曲线;

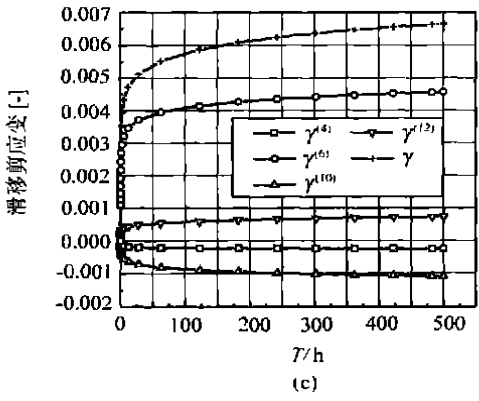
(c) 滑移系剪应变随时间的变化(4, 6, 10, 12 以外的滑移系剪应变小于 10^{-4})

Fig 5 (a) The effective creep strain distribution of the turbine blade;

(b) The effective strain-time curve for the point where the creep strain get maximum;

(c) The shearing strain on slip system-time curves

(The shearing strains are less than 10^{-4} , except for the slip systems, 4, 6, 10 and 12)



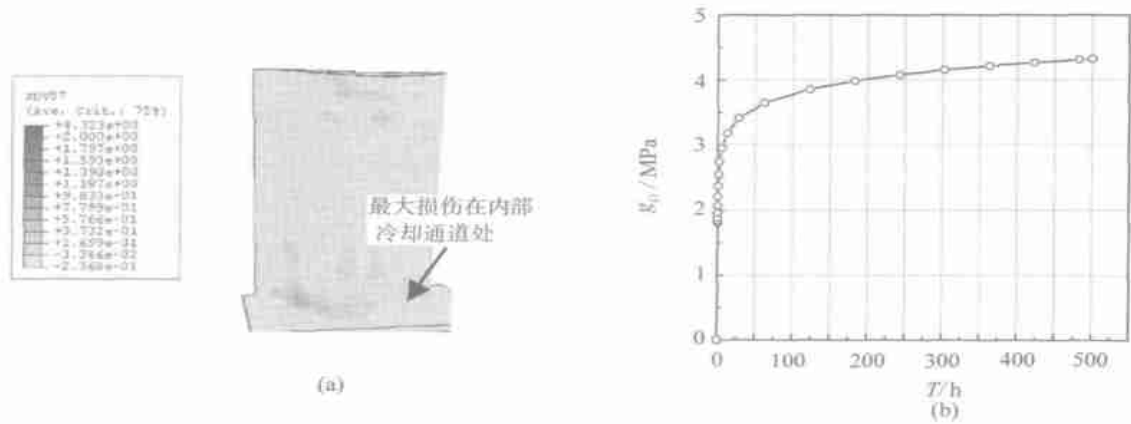


图 6 (a) 叶身临界分解剪应力下降量 g_D 的分布; (b) 最大损伤部位 g_D 与时间的关系
Fig 6 (a) The distribuion of CRSS drop g_D on blade;
(b) The curve of g_D with time for the point where the CRSS drop g_D get maximum value

析可参考文献[7]。

5.3 模型涡轮叶片的应力与蠕变计算

不考虑循环影响的蠕变分析可按以下步骤加载: 设涡轮叶片在启动过程中转速和温度同步增加, 且当转速稳定时涡轮叶片的温度也达到稳定状态; 设稳定状态持续 500 小时; 然后转速降到零, 5 小时后叶片温度降至常温。

由于温度不均匀, 模型叶片的等效应力、蠕变应变和损伤的最大位置是不对应的: 最大等效应力在温度相对很低的榫头上, 最大蠕变位置在叶片顶部附近, 而最大损伤处在叶片根部。需要指出, 这些结果强烈依赖于温度分布, 即强烈依赖叶片冷却通道的设计。

图 4(a) 显示模型叶片叶身的等效应力分布, 图 4(b) 给出叶身等效应力最大处的等效应力—时间曲线。结果表明, 叶片内最大应力是在温度较低处, 而且随着时间增加应力会有所松弛(意味着低应力处的应力会增高)。

图 5(a) 显示叶身的等效蠕变(粘塑性)应变分布, 图 5(b) 给出叶身蠕变最大处等效蠕变—时间曲线; 图 5(c) 给出激活滑移系滑移剪应变—时间曲线。计算结果表明, 叶片顶部、前、后缘、叶背中部、叶根都有较明显的蠕变区, 这是这些区域较高的温度和较高的应力联合作用造成的。但整体来说, 计算结果表明在给定条件下模型叶片的蠕变是稳定的, 而且最大等效蠕变应变小于 0.4%。这说明设计条件避免了较高的应力和温度, 叶片还有一定的强度储备。

5.4 模型涡轮叶片的损伤、蠕变伸长

加载持续 500 小时后叶身由损伤造成的

CRSS 下降量 g_D 分布见图 6(a), 而相应最大损伤处临界分解剪应力下降数值参数 g_D 与时间的关系可以参看图 6(b)。此计算结果也表明给定条件下模型叶片是安全的, 因为损伤的累积还很小。

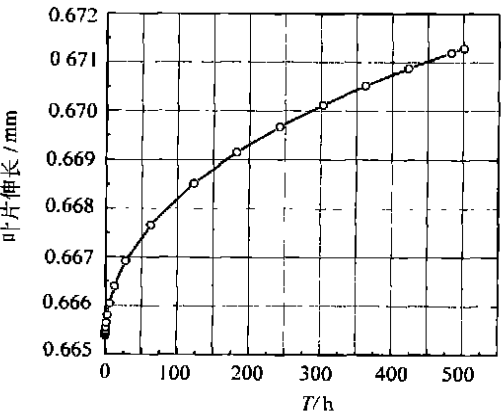


图 7 稳定蠕变过程中叶片伸长的变化
Fig 7 The elongation of turbine blade under stable creep

图 7 给出稳定蠕变过程中(即工作状态下)叶片伸长的变化, 它表明所给条件下蠕变造成的叶尖最大伸长是 0.005 8 mm (总伸长- 瞬间伸长)。工作状态下叶片伸长实际上难以测试, 因此需要计算卸载后的最大叶尖残余伸长。计算结果是 0.005 2 mm, 十分接近。此结果表明从蠕变伸长来看, 本文讨论条件下, 模型涡轮叶片的蠕变寿命应该大于 500 小时。

6 简短讨论与结论

定向凝固涡轮叶片只由数个到十余个柱状晶

粒构成,其力学性质是不均匀的,将其视为横观各向同性有可能造成较大误差(根据随机抽样数值分析,设纵向为 3 方向,横向弹性模量 E_1 和 E_2 与均值的误差可达 10%,而泊松比 ν_2 和 ν_3 的误差可达 40% 以上,另文发表)。因此本文建议将叶片按一定数目作柱状晶粒划分(算例中设为 12 个晶粒),进而采用单晶晶体热-粘塑性分析的方法来进行叶片的变形和应力计算。

本文计算采用了改进的单晶体的热-粘塑性变形及损伤本构模型和数值计算方法,特点是:(1)采用单晶率本构关系增量积分的求解方式,同时考虑实际情形采用了简化转动计算以提高计算效率;(2)考虑了三轴应力状态对蠕变损伤的影响;(3)以材料轴坐标系下的 Cauchy 应力为基本变量建立晶体粘塑性滑移本构关系的非线性方程组,采用 Newton-Raphson 方法求解;(4)可以计算变温过程中的应力应变响应。

采用本文模型和算法,作者对定向凝固材料的模型涡轮叶片考虑柱晶结构进行了变温过程的热粘塑性蠕变和损伤分析,并对模型涡轮叶片的蠕变伸长进行了计算。研究结果表明:

(1)应用本文方法于定向凝固涡轮叶片的力学行为分析是合理的,它可以考虑叶片的柱晶结构、晶体滑移规律、变温环境和不均匀温度场等条件,进行热粘塑性蠕变和损伤分析。

(2)对于本文研究的模型涡轮叶片,在本文所考虑的条件下是处于较安全的应力水平之下,其 500 小时蠕变伸长低于 0.006 mm。

需要指出:

(1)涡轮叶片的蠕变在载荷确定之后主要取决于温度分布,即强烈依赖于叶片的冷却设计,如果冷却不能保持稳定极可能造成不能控制的局部蠕变。

(2)发动机状态转换过程中(如起动、加减速

等)温度变化可以造成叶片热应力的强烈变化,这一因素对叶片寿命有重要影响。

(3)定向凝固涡轮叶片的柱晶构成具有随机性,叶片内因晶粒数目少横向性能数据必然分散。要对这种叶片进行详细的强度和寿命分析,有必要进一步做大量的统计分析和试验研究。

(4)镍基高温合金是双相材料,因此其滑移模式还与材料相结构有关。

参考文献

- [1] 陈荣章,王罗宝,李建华. 铸造高温合金发展的回顾与展望[J]. 航空材料学报, 2000, 20(1): 55- 61.
- [2] 饶寿期,田爱梅,岳彦芳. 定向结晶气冷涡轮叶片应力分析[J]. 航空动力学报, 1994, 9(1): 92- 94.
RAO Shou-qi, TIAN Aimei, YU E Yan-fang. Stress Analysis of Directionally-Solidified Air-Cooled Turbine Blades[J]. Journal of Aerospace Power, 1994, 9(1): 92- 94.
- [3] 周柏卓. 各向异性高温涡轮叶片材料本构关系研究[D]. 北京: 北京航空航天大学, 1999.
- [4] Hill R, Rice J R. Constitutive Analysis of Elastic-Plastic Crystal at Arbitrary Strain[J]. *J. Mech. Phys. Solids*, 1972, 20: 401- 413.
- [5] Asaro R J, Rice J R. Strain Localization in Ductile Single Crystals[J]. *J. Mech. Phys. Solids*, 1977, 25: 309- 338.
- [6] Peirce D, Asaro R J, Needleman A. Material Rate Dependence and Localized Deformation in Crystalline Solids[J]. *Acta Metall*, 1983, 31: 1951- 1976.
- [7] 张克实. 单晶塑性有限变形的迭代计算方法及算例—多晶材料力学行为分析[A]. 第六届全国计算力学大会会议文集[C]. 北京: 2003: 926- 933.
- [8] Hutchinson J W. Bounds and Self-Consistent Estimates for Creep of Polycrystalline Materials[C]. *Proc. R. Soc. Lond.* 1976, 348(A): 101- 127.
- [9] Zhang K S, Zheng C Q. Microvoid Multistage Nucleating Model and Its Application in Analyses of Micro Damage and Fracture[J]. *Engng. Fract. Mech.*, 1990, 37: 621- 629.
- [10] ABAQUS Reference Manuals[Z]. Hibbit, Karlsson & Sorenson, V 6.3, 2002.