镍基单晶涡轮叶片热应力分布与局部塑性行为多尺度模拟分析

王映尧[1] 叶显爵[1] 张文强[1] 陈 爽[1] 张跃飞[1,2*]
1.浙江大学材料科学与工程学院,杭州,310027
2.浙江大学硅及先进半导体材料全国重点实验室,杭州,310027

摘要:通过流-热-结构顺序耦合仿真流程,结合晶体塑性有限元方法(CPFEM),探究热障涂层(TBC)与单晶次级取向对航空发动机叶片热-机械行为及微观塑性滑移的具体影响。结果表明:TBC可显著降低叶片温度,使热点冷却效率提高约30%,但在强对流区隔热效果减弱并伴随热应力重分布加剧局部应力集中;结构干涉会诱发主导滑移系(DSS)转变,尤其在气膜孔区域表现为滑移系竞争行为增强;TBC可使孔周区域滑移混合分布收缩,缓解材料剪切作用并增强统一分布特征;将通过解析弹性应力结果得到的DSS和对应最大分切应力(MRSS)用于衡量取向匹配度与塑性变形风险,发现气膜孔区域晶体取向导致MRSS差异可达32%;通过提出的"S_1-S_2-S_3"指标,结合晶体塑性分析可定量评估多轴应力下的滑移系优先级;低应力三轴度区域应力张量与晶格接近满足空间对称关系时易形成多滑移系竞争现象,而高应力三轴度促进单一滑移系主导。

关键词:航空发动机叶片;多尺度建模;热障涂层;晶体塑性有限元方法;滑移系激活
中图分类号:V232.4;TB125
DOI:10.3969/j.issn.1004-132X.2026.10.028 **开放科学(资源服务)标识码(OSID)**:

Thermal Stress Distribution and Local Plasticity Analysis of Nickel-based Single Crystal Turbine Blades via Multiscale Simulation

WANG Yingyao[1] YE Xianjue[1] ZHANG Wenqiang[1] CHEN Shuang[1] ZHANG Yuefei[1,2*]
1.College of Materials Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou, 310027
2.State Key Laboratory of Silicon and Advanced Semiconductor Materials, Zhejiang University, Hangzhou, 310027

Abstract: By using sequential fluid-thermal-structural coupled simulations combined with the CPFEM, the specific effects of TBC and single-crystal secondary orientation on the thermo-mechanical behavior and slip mechanism of turbine blades were investigated. The results show that TBC lowers blade temperature and improves cooling by~30%, though the effect weakens in strong convection zones inducing thermal stress redistribution. Structural interference altered the dominant slip system(DSS), with intensified slip competition near cooling holes. TBC shrinks mixed slip zones near cooling holes, softens shear, and promotes slip uniformity. The DSS and the corresponding maximum resolved shear stress (MRSS), derived from the elastic stress analysis, reflect orientation mismatch and plastic risk, with MRSS differing by up to 32% near cooling holes due to crystal orientation differences. A cross-scale evaluation index "S_1-S_2-S_3" was established, combined with crystal plasticity analysis, to characterize the priority of slip system competition under multiaxial stresses. When stress triaxiality is low and the stress tensor is nearly aligned with the crystal lattice, multiple slip systems often compete, whereas high triaxiality promotes dominance of a single slip system.

Key words: aeroengine blade; multiscale modeling; thermal barrier coating(TBC); crystal plasticity finite element method(CPFEM); slip system activation

0 引言

单晶涡轮叶片是航空发动机热端核心部件,它在极端热-机械载荷下的结构完整性直接决定整机性能上限[1]。燃气温度持续提高推动冷却技术迭代,目前气膜冷却、内部对流与热障涂层(TBC)的协同应用已使叶片耐温能力突破材料本体极限[2]。

多场耦合技术,如共轭传热(CHT)与热-结构耦合(TSC)等方法,是预测高温热应力的关键

收稿日期:2025-04-17
基金项目:国家自然科学基金(52401025)

工具，可有效指导TBC与冷却结构优化，降低叶片表面温度与应力集中。KUMAR等[3]以C3X叶片为例，构建了涵盖TBC建模、共轭传热仿真与热-结构耦合的寿命评估流程。CAI等[4]指出，热应力集中高度依赖温度梯度与叶片几何特征，局部区域易发生热损伤，通过冷却结构优化与TBC增厚可显著缓解此类问题。但传统连续介质模型在刻画单晶材料各向异性响应、滑移演化等微观机制方面存在局限，难以精准预测气膜孔等关键部位的微裂纹萌生行为[5]。

镍基单晶合金的高温力学行为受温度与晶体取向的耦合调控：温度通过γ′相与位错的交互作用主导塑性行为[6]；晶体取向决定滑移系激活路径[7]。研究显示，晶向偏差超5°将显著削弱材料热稳定性，对整体结构性能的影响亦不容忽视[8]。目前主流热应力分析多采用统一宏观黏塑性模型，难以反映微观组织温敏演化与各向异性之间的复杂耦合，易导致叶片热机械疲劳寿命预测产生系统性误差[9]。相比之下，晶体塑性(crystal plasticity)有限元方法(CPFEM)可显式引入滑移系统演化与取向相关热响应，更适于刻画材料在热-机械耦合下的局部损伤机制[10]。

SKAMNIOTIS等[11-12]提出了一种新的多尺度损伤评估路径，将宏观热-离心耦合应力分布、微观几何特征与材料非线性响应机制有机结合，利用CPFEM揭示裂纹萌生机制，实现跨尺度性能评估。该模型主要基于恒温场假设，而局部温度梯度动态变化及γ′相粗化对临界分切应力(critical resolved shear stress，CRSS)的衰减影响[13]可能会导致晶界滑移预测结果存在一定偏差，因此亟需构建融合温度梯度-应力分布-滑移演化的跨尺度学科框架，以提高结构评估的精度。

针对上述问题，本研究开发流-热-结构仿真框架进行叶身高风险区域解析及成因分析；集成CPFEM方法跨尺度表征晶体取向相关滑移激活规律；构建温度敏感型本构方程和跨尺度评估指标量化取向-性能关联性，为单晶叶片多尺度优化设计提供新方法。

1　多学科分析理论依据

1.1　流体控制方程

流体力学控制方程基于质量、动量与能量守恒定律，由三方面构成[14]：

连续性方程(质量守恒)为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho \boldsymbol{u})=0 \tag{1}$$

式中：ρ为流体密度；$\boldsymbol{u}$为速度矢量。

Navier-Stokes方程(动量守恒)为

$$\frac{\partial(\rho \boldsymbol{u})}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho \boldsymbol{u}\otimes \boldsymbol{u})=-\nabla p+\nabla\cdot\boldsymbol{\tau}+\rho \boldsymbol{g} \tag{2}$$

式中：p为压力；$\boldsymbol{\tau}$为黏性应力张量；$\boldsymbol{g}$为重力加速度矢量。

该方程描述了流体动量的变化率与所受外力(压力、黏性力和体积力)的平衡关系。

能量方程为

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho \boldsymbol{u}E)=\nabla\cdot(k\nabla T)-p\nabla\cdot\boldsymbol{u}+\boldsymbol{\tau}:\nabla\boldsymbol{u} \tag{3}$$

式中：E为单位质量流体的总能量(包括内能和动能)；k为传热系数；T为温度。

湍流模拟需引入RANS时均化方法，其控制方程修正为

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j)}{\partial x_j}=-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}-\rho\bar{u}_i'\bar{u}_j'\right) \tag{4}$$

式中：u_i、u_j为速度分量；x_i、x_j为空间坐标分量；μ为流体的动力黏度；$-\rho\bar{u}_i'\bar{u}_j'$为雷诺应力张量，代表了湍流脉动对时均流场的影响。

1.2　耦合传热方程

在流体域与固体域的交界面处，热量传递需满足温度连续和热通量守恒(即热流密度相等)的物理条件，其数学表达式如下：

$$T_{\text{fluid}}=T_{\text{solid}} \tag{5}$$

$$\kappa_{\text{solid}}\left.\frac{\partial T}{\partial \boldsymbol{n}}\right|_{\text{fluid}}=\kappa_{\text{fluid}}\left.\frac{\partial T}{\partial \boldsymbol{n}}\right|_{\text{solid}} \tag{6}$$

式中：κ为热导率；$\boldsymbol{n}$为交界面法向矢量；$\partial T/\partial \boldsymbol{n}$为沿交界面法向的温度梯度。

1.3　热弹性本构方程

基于热弹性理论[15]，总应变$\boldsymbol{\varepsilon}$由热膨胀项$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{th}}$与弹性项$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{el}}$组成：

$$\boldsymbol{\varepsilon}=\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{th}}+\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{el}} \tag{7}$$

结合广义胡克定律$\boldsymbol{\sigma}=\boldsymbol{D}\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{el}}$，推得温度修正本构关系：

$$\boldsymbol{\varepsilon}=\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{th}}+\boldsymbol{D}^{-1}\boldsymbol{\sigma} \tag{8}$$

式中：$\boldsymbol{\sigma}$为柯西应力；$\boldsymbol{D}$为描述材料弹性范围力学响应的弹性系数矩阵。

设热应变$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{th}}$分量$\varepsilon_x^0=\varepsilon_y^0=\varepsilon_z^0=\alpha\Delta T$，其中$\alpha$为线膨胀系数，则可导出含温度效应的应力表达式：

$$\boldsymbol{\sigma}=\boldsymbol{D}\boldsymbol{\varepsilon}-\boldsymbol{D}\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{th}}=\boldsymbol{D}\begin{bmatrix}\varepsilon_x-\varepsilon_x^0\\ \varepsilon_y-\varepsilon_y^0\\ \varepsilon_z-\varepsilon_z^0\\ \gamma_{xy}\\ \gamma_{yz}\\ \gamma_{xz}\end{bmatrix}=\boldsymbol{D}\begin{bmatrix}\varepsilon_x-\alpha\Delta T\\ \varepsilon_y-\alpha\Delta T\\ \varepsilon_z-\alpha\Delta T\\ \gamma_{xy}\\ \gamma_{yz}\\ \gamma_{xz}\end{bmatrix} \tag{9}$$

式中：ε_x、ε_y、ε_z为x、y、z方向上的正应变分量；γ_{xy}、γ_{yz}、γ_{xz}为xy、yz、xz平面上的剪应变分量。

弹性系数矩阵$\boldsymbol{D}$表示为立方各向异性形式，

包含三个独立常数C_{11}、C_{12}、C_{44}，对应显式形式为

$$\boldsymbol{D}=\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \tag{10}$$

1.4 晶体塑性本构方程

晶体运动学理论[10]中，尽管微观滑移在空间上具有离散性与局部性，但在宏观或介观尺度上的累积效应可被近似为在晶粒（或材料点）内部均匀分布。为在连续介质力学框架下处理塑性滑移行为，通常引入一个连续的塑性变形梯度张量，在此基础上单晶材料的总变形梯度$\boldsymbol{F}$可被分解为弹性部分与塑性部分：

$$\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}^{\mathrm{e}}\boldsymbol{F}^{\mathrm{p}} \tag{11}$$

式中：$\boldsymbol{F}^{\mathrm{e}}$为晶格弹性变形；$\boldsymbol{F}^{\mathrm{p}}$为滑移系剪切变形。

金属材料的塑性变形源于其内部微观结构中位错在特定晶体学滑移系上的运动，而任意滑移系上塑性演化受滑移应变率$\dot{\gamma}^{(\alpha)}$控制，$\dot{\gamma}^{(\alpha)}$按幂律形式可描述为

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)}=\dot{\gamma}_0\left|\tau^{(\alpha)}/\tau_{\mathrm{c}}^{(\alpha)}\right|^{\frac{1}{m}}\mathrm{sgn}(\tau^{(\alpha)}) \tag{12}$$

$$\tau^{(\alpha)}=\boldsymbol{\sigma}:(\boldsymbol{m}^{(\alpha)}\otimes\boldsymbol{n}^{(\alpha)})$$

式中：敏感系数m、参考滑移率$\dot{\gamma}_0$均为描述塑性流变行为的材料本征参数；$\boldsymbol{m}^{(\alpha)}$、$\boldsymbol{n}^{(\alpha)}$为滑移系$\alpha$对应滑移方向和滑移面法向单位向量；分切应力$\tau^{(\alpha)}$（resolved shear stress，RSS）为应力张量$\boldsymbol{\sigma}$在滑移系α上的投影，由$\boldsymbol{m}^{(\alpha)}$、$\boldsymbol{n}^{(\alpha)}$决定。

$\dot{\tau}_{\mathrm{c}}^{(\alpha)}$为材料本征状态量，与材料硬化行为有关，是滑移剪切量γ和剪切率$\dot{\gamma}$的函数，本文采用的硬化模型[10,16]对应如下：

$$\dot{\tau}_{\mathrm{c}}^{(\alpha)}=\sum_{\beta=1}^{N}h_{\alpha\beta}\left|\dot{\gamma}^{(\beta)}\right| \tag{13}$$

其中，$h_{\alpha\beta}$表示受滑移行为控制的材料硬化模量，根据滑移系统自身作用与各滑移系统之间相互作用关系的不同，可分为表征滑移行为中自硬化及潜硬化作用的系数$h_{\alpha\alpha}$、$h_{\alpha\beta}$：

$$\left.\begin{aligned} h_{\alpha\alpha}&=q_{\alpha\alpha}h(\dot{\gamma})=q_{\alpha\alpha}h_0\mathrm{sech}^2\left|\frac{h_0\dot{\gamma}}{\tau_{\mathrm{s}}-\tau_0}\right| && \alpha=\beta \\ h_{\alpha\beta}&=q_{\alpha\beta}h(\dot{\gamma}) && \alpha\neq\beta \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

式中：τ_0、τ_{s}分别为初始和饱和状态下的滑移抗力，与初始硬化模量h_0、自硬化系数$q_{\alpha\alpha}$、潜硬化系数$q_{\alpha\beta}$均为描述变形硬化行为的材料本征参数。

2 离散模型及数值方法

建立叶片稳定工况下的小变形特征交叉学科跨尺度单向耦合分析框架：①流热耦合阶段通过共轭传热分析获取流场/温度场分布；②热-结构耦合阶段以温度场为边界条件，采用有限元方法求解宏观应力场；③局部塑性阶段引入晶体塑性模型揭示微尺度滑移机制。如图1所示，该层次化方法有效贯通宏观热力场与微观变形行为的跨尺度关联。

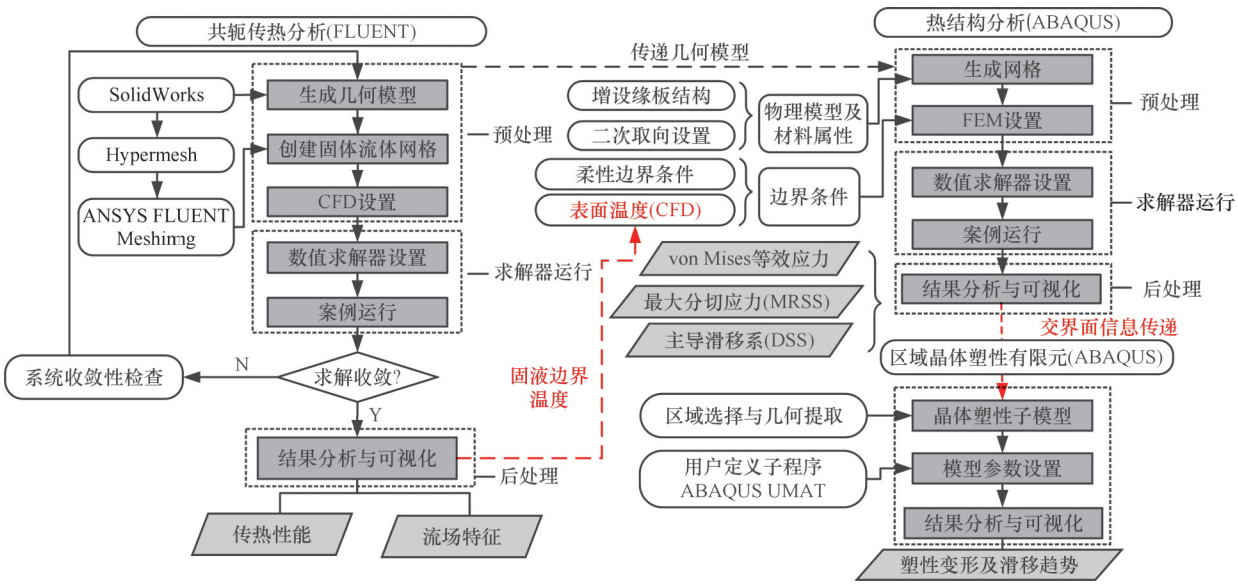


图1 数值仿真框架示意

Fig.1 Numerical schematic

2.1 流固热耦合仿真

采用NASA GE-E3公开项目中涡轮一级LUT导向叶片叶型几何设计参数（包含相关外流场以及气膜冷却结构）及低压实验数据[17]（图2）。冷却系统采用前/后腔室挡流板强化对流换热，表面覆盖0.5 mm厚TBC涂层并通过气膜孔连通外部实现气膜冷却，气膜孔参数如表1所示。通过输入低压实验边界条件进行几何结构精度和湍流

模型设置验证，结果与实验结果对比匹配良好，如图3所示。

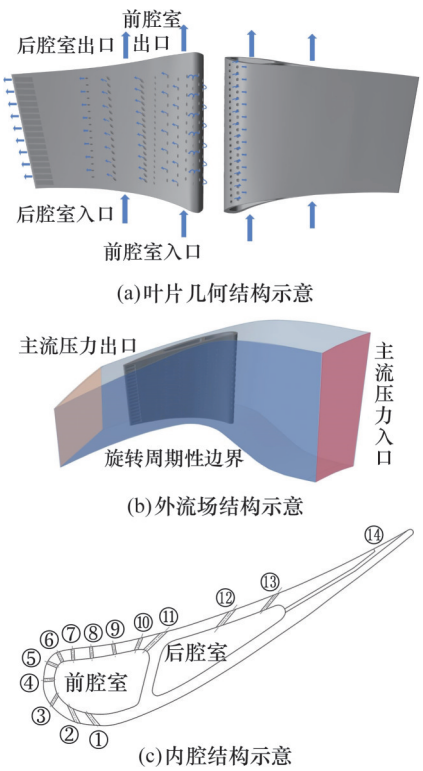


图2　物理模型建模

Fig.2　Physical modeling

表1　孔形参数

Tab.1　Holes parameter

序号	孔数目	孔半径/cm	孔结构类型
1	22	0.061	轴向，扩散型孔
2	23	0.061	轴向，扩散型孔
3	12	0.048	倾斜圆孔(复合角默认25°)
4	12	0.048	倾斜圆孔
5	12	0.048	倾斜圆孔
6	12	0.048	倾斜圆孔
7	12	0.048	倾斜圆孔
8	12	0.048	倾斜圆孔
9	12	0.048	倾斜圆孔
10	20	0.036	倾斜圆孔
11	19	0.061	倾斜圆孔，45°
12	16	0.061	倾斜圆孔，45°
13	16	0.048	轴向圆孔
14	18	0.055×0.155	劈缝(Slots)

采用单叶片周期对称模型(旋转角7.826°)缩减计算规模，通过Hypermesh/FLUENT Meshing联合生成含边界层(初始纵横比10、增长率1.2)的非结构网格(图4)，气膜孔区域进行局部加密。

网格无关性验证表明，当网格量达到中等数量设置时吸力面(PS)、压力面(SS)50%跨度曲线处极值温度误差低于1.5%，温度平均误差小于1%，如图5和表2所示，最终选用无/含TBC工况

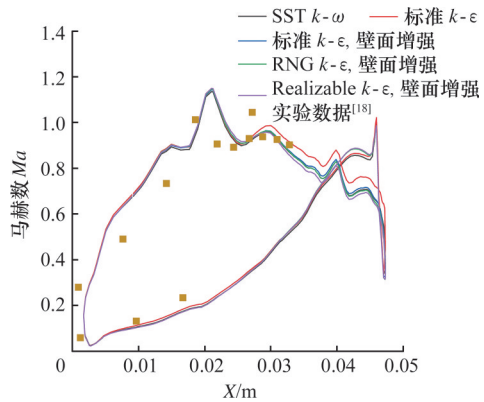


图3　不同湍流模型设置效果验证及实验数据对比

Fig.3　Validation of different turbulence model settings and comparison of experimental data

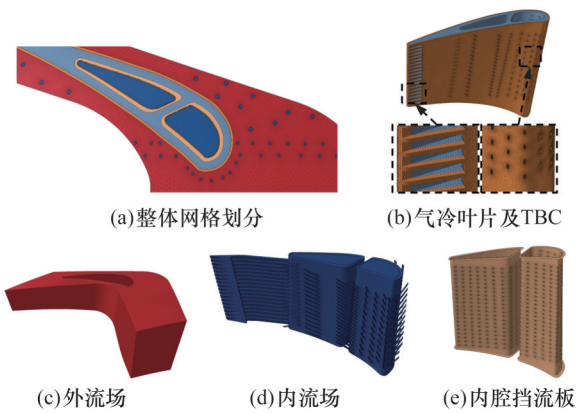


图4　网格离散模型

Fig.4　Mesh discretization model

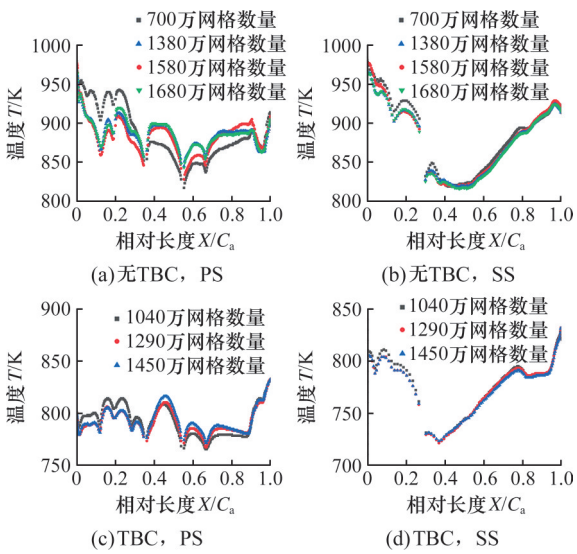


图5　网格无关性验证

Fig.5　Grid independence verification

1580万/1290万网格，图5中C_a为50%跨度处叶形外廓最大(沿涡轮盘)轴向距。为保证近壁计算精度，以第一层边界网格到流固界面的量纲一距离Y^+作为边界层网格质量指标，控制全域Y^+平均值为5.2，气膜孔区域低于4，以满足湍流模型对应边界层设计及精度要求。

表2 网格敏感性分析

Tab.2 Mesh sensitivity analysis

工况	网格数量/10^6	最高温度/K	最大温度误差/%	平均温度/K	平均温度误差/%	平均误差/%
无TBC	16.8	961		869.5		
	7.0	977	1.66	876.1	0.76	0.82
	13.8	975	1.47	873.5	0.46	0.51
	15.8	960	0.10	870.5	0.12	0.16
含TBC	14.5	832		793.3		
	10.4	832		792.8	0.06	0.79
	12.9	832		791.6	0.21	0.25

基于上述气冷叶片，通过引入接近真实服役场景的边界条件[18-19]，实现极端工况条件下材料的强度评估和塑性变形预测。流体介质按理想气体处理，固体域基材为CMSX-4单晶合金，TBC简化为各向同性8YSZ陶瓷层，对应热导率κ(W/(m•K))、质量热容c_p(J/(kg•K))值见表3[20-23]。设置压力入口(总压/总温)、静压出口边界，端壁冷却流按质量流量控制。采用SST k-ω模型捕捉近壁流动[4]，流固界面实施传热耦合，边界条件如表4所示。基于ANSYS FLUENT实施CHT同步求解，以均方根残差小于10^{-5}、最大残差小于10^{-4}及出口温度波动小于0.1%作为收敛判据。对流/扩散项采用高精度离散格式，重点监测叶片表面峰值与平均温度分布。

表3 温度相关材料物理属性参数(流热耦合部分)

Tab.3 Temperature-dependent thermophysical properties of materials(fluid-thermal coupling part)

材料	物理量	拟合式	来源文献
理想气体	κ	$6.00\times10^{-5}T+0.008\,10$	[20]
	c_p	$3.00\times10^{-4}T^2-0.0938T+1009$	[20]
CMSX-4	κ	$2.94\times10^{-5}T^2-0.0255T+15.79$	[21]
	c_p	$9.36\times10^{-4}T^2-1.32T+958$	[22]
8YSZ	κ	$3.71\times10^{-4}T^2-7.37\times10^{-4}T+1.30$	[23]
	c_p	$-1.57\times10^{-4}T^2+0.421T+356.5$	[23]

表4 边界条件

Tab.4 Boundary condition specifications

位置	压力/质流速率	总温/K	湍流度
主流入口	$p_{m,total}$=1.5 MPa	1400	5%
主流出口	$p_{m,static}$=0.9 MPa		5%
冷却通道入口A	$p_{c1,in}$=1.58 MPa	700	5%
冷却通道入口B	$p_{c2,in}$=1.56 MPa	700	5%
冷却通道出口A	$p_{c1,out}$=1.57 MPa		5%
冷却通道出口B	$p_{c2,out}$=1.55 MPa		5%
内环、外环喷嘴	$M_{c,in}=1\times10^{-4}$ kg/s	700	5%

2.2 热结构耦合仿真

涡轮叶片应力以热载荷为主导[3-4]，本研究采用顺序耦合热-结构分析方法，即将CHT温度场导入ABAQUS，结合多种二次取向条件，显式动力学求解器解析不同TBC配置的热应力分布。基于解耦算法分离传热与力学求解，采用全域均匀网格(单元数量270万，图6)提高计算效率。

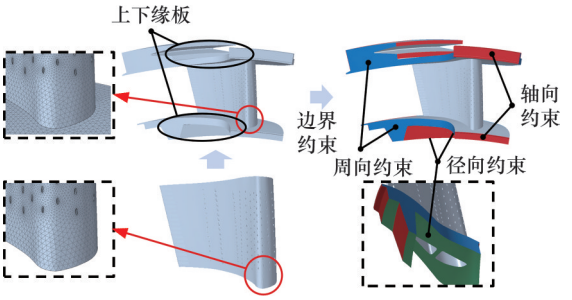


图6 热结构离散模型及约束条件

Fig.6 Discrete thermal structure model and constraint conditions

为获得薄膜冷却板的热应力分布[24]，需施加适当的结构约束。叶片的上下端壁增加缘板结构，帮助吸收热负荷并实现热膨胀补偿。采用固定约束可能导致更大的应力水平[20]，本研究采用弹性约束替代传统刚性约束，以反映级联结构真实响应，流程如图7所示。根据涡轮盘及固定装置常采用镍基多晶材料性质[25]，此处连接器刚度设为5。

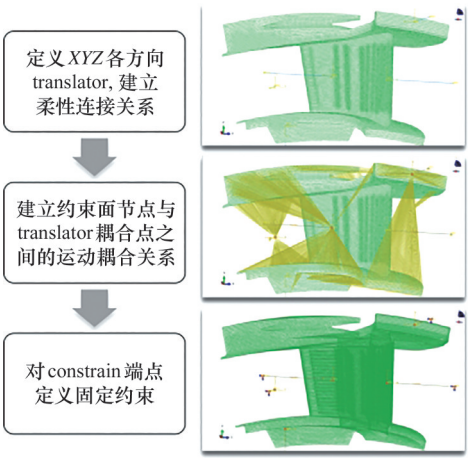


图7 柔性约束定义流程示意

Fig. 7 Schematic diagram of flexible constraint definition process

通过温度相关弹性刚度矩阵描述镍基单晶立方各向异性，弹性常数C_{11}、C_{12}、C_{44}与热膨胀系数α通过不同温度实验测定数据线性插值实现连续输入，数据如表5所示[26-27]。本文采用热弹耦合计算整体叶片的宏观弹性应力场分布，尽管热弹性仿真对局部塑性变形预测能力受限，但能有效模拟整体应力分布规律。

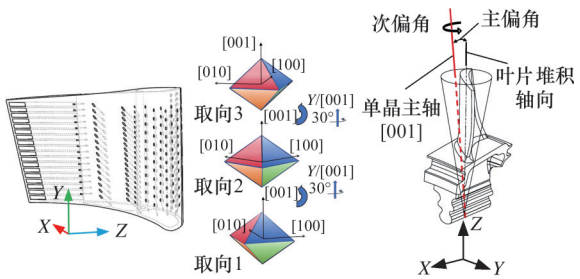
高热应力可促进镍基高温合金中晶体滑移的发生和扩展，且这一过程受晶体取向影响，并与材料的晶体变形及疲劳失效密切相关[13]。由于晶体

表 5　第二代单晶高温合金的温度依赖性弹性常数[26]和热膨胀系数[27]

Tab.5　Temperature-dependent elastic constants[26] and thermal expansion coefficient[27] of second-generation single crystal superalloys

温度/℃	弹性常数 C_{11}/GPa	弹性常数 C_{12}/GPa	弹性常数 C_{44}/GPa	热膨胀系数/($10^{-6}K^{-1}$)
20	184.6	87.8	126.0	14.8
100	190.0	95.6	123.0	—
200	182.0	90.4	120.0	15.2
300	179.0	89.8	117.0	—
400	176.0	89.2	114.0	15.6
500	166.0	81.1	111.0	—
600	167.1	85.7	108.0	16.2
700	165.8	87.8	105.0	—
800	153.7	79.5	101.0	16.9
900	145.2	75.8	96.8	—
1000	133.9	70.3	92.0	17.5
1100	117.0	60.2	86.5	17.6

对称性以及实际生产中二次取向随机，故本研究在[0，90°]区间内设置了多组次偏角(0°、30°、60°)，图 8a 展示了间隔 30°的三组二次取向配置。此取向设置主要参考文献[28]的研究设计方案，该文献中通过设置不同主次偏角(图 8b)研究了晶体取向对无冷却结构实体动叶在离心载荷下的弹性应力场分布影响。



(a)二次取向条件对应次偏角设置(0°, 30°, 60°)　(b)主、次偏角示意[28]

图 8　二次取向设置

Fig.8　Secondary orientation settings

2.3　晶体塑性有限元

宏观热应力仿真采用理想弹性假设，存在局部应力表征局限。针对气膜孔等应力集中区，需构建考虑晶体各向异性的弹塑性本构模型，通过 CPFEM 直接解析滑移系激活状态与分切应力分布。本研究通过构建叶根前缘(LE)子模型(图 9)，将宏观仿真的位移-温度场作为边界条件，来揭示微尺度滑移机制。该区域受晶体取向各向异性、热障涂层温变载荷及气膜孔应力集中三因素耦合作用，局部最大分切应力逼近材料屈服临界值。

镍基单晶滑移系统包含八面体(Oct1)、六面体(Cub)及十二面体(Oct2)三类。在中温服役工况(＜900 ℃)下简化为：八面体滑移系(12 组＜110＞{111})主导塑性变形，六面体与十二面体滑移系贡献可忽略[29]。采用 DING 等[30]实验数据构建温度敏感型本构：

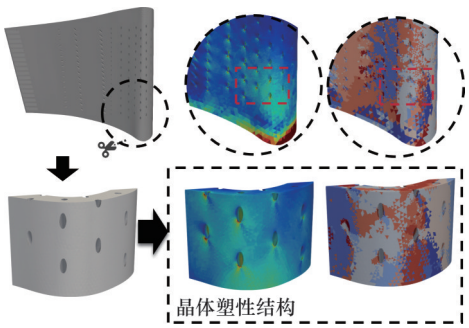


图 9　子模型抽取

Fig.9　Sub-model extraction

$$h_{\alpha\alpha}=h(\dot{\gamma},T)=h_0(T)\operatorname{sech}^2\left|\frac{h_0(T)\dot{\gamma}}{\tau_s(T)-\tau_0(T)}\right| \quad (15)$$

650～850 ℃三组温度下应力-应变曲线拟合如图 10 所示，得到的三组晶体塑性参数值如表 6 所示，构建线性插值温度相关函数。基于唯象型本构方程参数易校准、商业软件兼容性强优势，开发具有温度相关修正的晶体塑性用户定义子程序(UMAT)，实现如下功能：①弹性段立方各向异性温度响应；②塑性段温度依赖滑移激活准则；③非线性硬化行为表征。

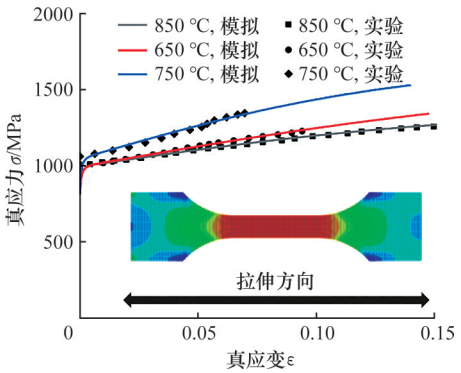


图 10　在不同温度下的应力-应变曲线拟合

Fig.10　Stress-strain curve fitting at different temperature

表 6　塑性流变及潜硬化行为拟合参数

Tab. 6　Fitting parameters for plastic flow and latent hardening behavior

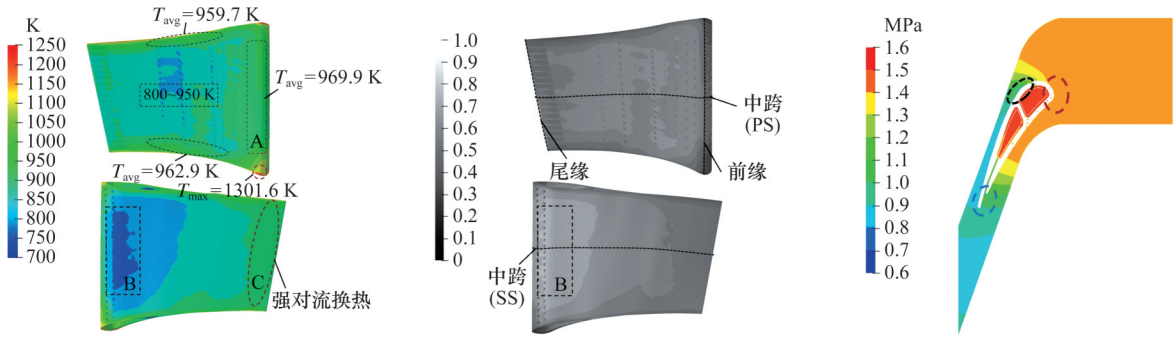
θ/℃	τ_0/MPa	τ_s/MPa	h_0/MPa	$\dot{\gamma}_0$	m	$q_{\alpha\alpha}$	$q_{\alpha\beta}$
650	300	480	360	0.0001	1×10^{-12}	1.9	1.9
750	450	490	370	0.0001	1×10^{-12}	1.9	1.9
850	250	440	360	0.0001	1×10^{-12}	1.9	1.9

3　结果与讨论

3.1　温度场分布及局部高温成因分析

涡轮叶片温度场呈现显著的空间分布特征，

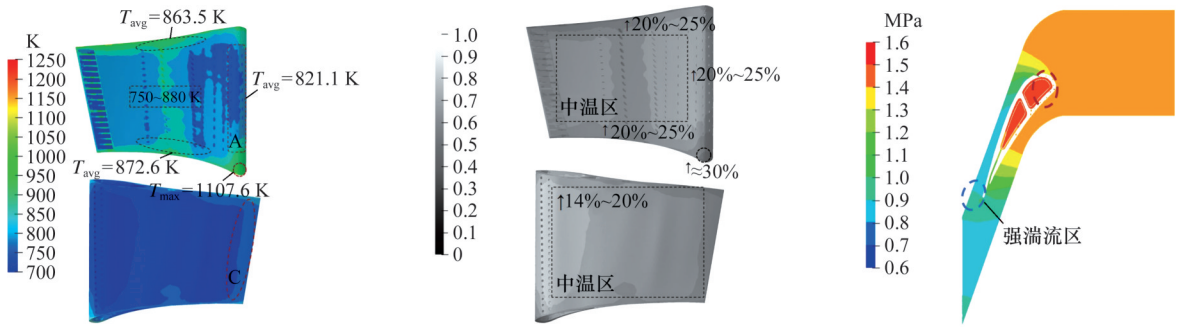
主要受气动、传热两方面因素协同影响，如图11、图12所示。无TBC时，前缘（图11a区域A）因气流滞止形成高温区（均值969.9 K，根部峰值1301.6 K），压力面、吸力面平均温度分别为862.7 K、859.2 K。TBC应用使整体温度降低50～120 K，压力面、吸力面降至802.9 K、782.4 K，前缘高温显著缓解（均值821.1 K、峰值1107.6 K），如图12a所示，凸显其在高热流区的隔热优势。



(a)外壁面温度分布云图　(b)外壁面冷却效率分布云图　(c)中跨截面压力云图

图11　无TBC工况条件流热耦合求解结果

Fig.11　Numerical results for TBC-free operating conditions



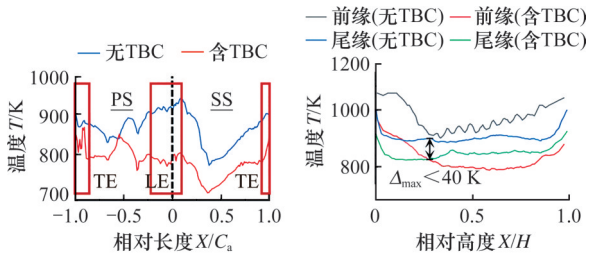
(a)外壁面温度分布云图　(b)外壁面冷却效率分布云图　(c)中跨截面压力云图

图12　含TBC工况条件流热耦合求解结果

Fig.12　Numerical results for TBC-coated operating conditions

流场特征方面，前缘及近压力面高温源于局部高压（较吸力面高15%～20%，图11c红框）引发的热流密度增大；吸力面扩散孔区域（图11a区域B）则因显著的流体压力变化（图11c蓝框）提高了内外压差，增强了气膜冷却效果（冷却效率ϕ值达84%～89%，图11b），导致局部温度梯度增大。此外，上下缘板交界处因气膜覆盖不足形成次高温区（无TBC时均温959.7～962.9 K），TBC可有效降温至863.5～872.6 K（图12a）。

TBC的隔热性能具有区域依赖性，与局部高温成因相关。在中温区，TBC使冷却效率ϕ平均提高10%～15%（图11b、图12b）。在高热流区域（如前缘），TBC隔热效果表现尤为显著，前缘分界线附近温差达140 K（区域A），根部冷却效率提高30%（图13a）。然而，在尾缘（TE）强对流区（区域C），湍流强化换热限制了TBC效果，温差小于40 K（图13b，其中H为叶片高度）。这表明了TBC效能受膜冷却效率、局部压力梯度和湍流传输特性协同调控，与SHI等[31]的结论一致。



(a)沿SS、PS中跨处路径分布　(b)沿LE、TE路径分布

图13　不同TBC设置条件下温度分布曲线

Fig.13　Temperature distribution profiles under varying TBC configurations

3.2　整体叶片宏观热应力场分析

本研究基于热-机械耦合分析得到热弹性应力场分布结果，结合主导滑移系（DSS）与最大分切应力（MRSS）信息评估结构性能。DSS、MRSS通过宏观热弹性应力场结果中的应力张量$\boldsymbol{\sigma}$与滑移系取向因子$\boldsymbol{P}^{(\alpha)}$解析计算滑移系分切应力$\tau^{(\alpha)}$得到，直接关联单晶屈服行为：

$$\tau^{(\alpha)}=\boldsymbol{P}^{(\alpha)}:\boldsymbol{\sigma} \tag{16}$$

$$\boldsymbol{P}^{(\alpha)}=\frac{1}{2}\left(\boldsymbol{m}^{(\alpha)}\otimes\boldsymbol{n}^{(\alpha)}+\boldsymbol{n}^{(\alpha)}\otimes\boldsymbol{m}^{(\alpha)}\right)$$

不同TBC设置条件下整体叶片力学指标如图14所示，von Mises应力分布曲线见图15。由图14a应力场结果可以看出，无论有无TBC，叶片应力分布模式相似，应力集中主要位于叶根前缘、压力面中弦近缘板处及气膜孔高曲率区，其分布与高温区（图11a、图12a）高度吻合，表明局部高温是应力集中的关键驱动因素。然而，各区域应力集中程度因几何结构、边界约束及温度载荷耦合作用而异。例如，边界约束与热膨胀的相互作用导致力学响应差异，对比最大分切应力（图14c）与等效应力（图14a）可见，气膜孔周边的剪切应力集中显著，而叶尖中弦区高应力水平对应材料剪切却不明显，源于后者应力集中主要受热载荷驱动。几何特征亦显著影响应力分布，尾缘薄壁对应力梯度敏感（图15b），几何不连续处（如前缘A、内腔壁B、气膜孔C）易引发应力突变并影响DSS转变。DSS分布（图14b）呈现三类区域：应力均一区的单一滑移系主导、几何特征驱动的多滑移系过渡区、滑移系竞争或应力梯度较大导致的多滑移系混合区。

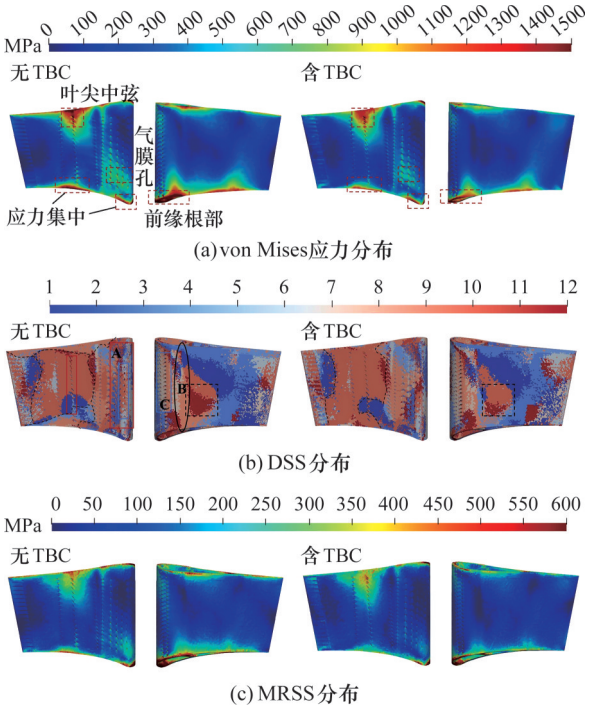


图14　不同TBC设置条件下力学指标云图

Fig.14　Contour plots of mechanical parameters under different TBC configurations

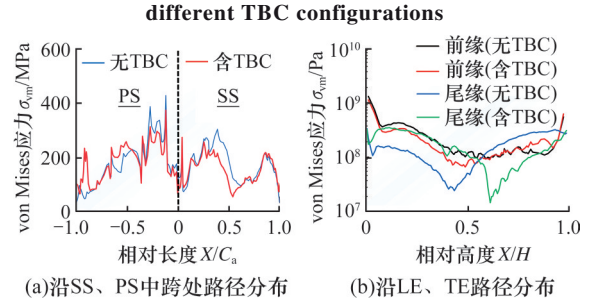


图15　von Mises应力分布曲线

Fig.15　von Mises stress distribution profiles

叶片任意位置的DSS与MRSS反映了晶体学层面在多轴应力下材料剪切变形倾向以及可能塑性变形模式。本文结合宏观应力层面的应力集中因子K_t指标对不同叶身位置的单元数据采样材料进行应力集中行为成因讨论，采样点位置见图16，统计数据如表7所示。具体而言，气膜孔附近因几何与冷却扰动形成“热-结构”复合应力集中，SP1、SP4、SP7处存在孔致应力集中，无TBC时应力集中因子K_t达3.6～4.5，远高于边界约束主导、呈低压应力状态的中温区（SP3，K_t≤0.6）。而TBC的引入通过降低整体温度，致使体积平均等效应力$\sigma_{eq,V}$从389 MPa降至333 MPa（表8），并改变局部梯度，产生双重效应，即在边界约束主导区（SP3、SP5、SP6），TBC隔热使得K_t降低5%～20%（如SP5处K_t：3.8→3.4），缓解了结构干涉引起的应力集中；但在湍流扰动的高温区（如SP1），局部热应力重分布反而加剧了应力集中（K_t：4.5→6.1），MRSS从516 MPa增至537 MPa。

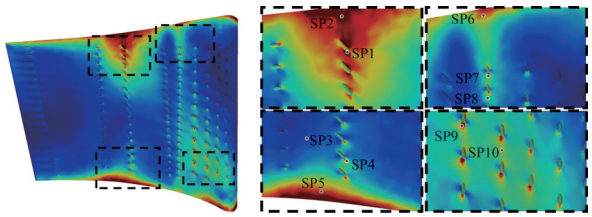


图16　热结构应力采样位置

Fig.16　Thermal-structural stress sampling locations

根据作为滑移系驱动力的DSS、MRSS数据，TBC显著影响塑性变形趋势。气膜孔附近（SP7）无TBC时MRSS高达932 MPa，驱动4、6、9号滑移系达到屈服行为对应分切应力水平，MRSS/CRSS比值分别为2.331、1.788、1.734；施加TBC后MRSS降至733 MPa（降幅21%），潜在滑移系减少（仅4、6号）。类似地，前缘SP9处DSS由10号切换为9号，MRSS降低23%（227 MPa至175 MPa）；叶尖中弦SP2处DSS由9号变为10号，MRSS降低19%。TBC的引入优化了局部应力场，增强了分布一致性，并通过调控局部滑移模式，可降低位错积累和延迟疲劳裂纹萌生风险[32]。

晶体取向对各向异性材料的应力分布及集中行为响应至关重要。不同取向（ORI1、ORI2、ORI3）下，整体叶片力学指标如图17所示，数据采样统计见表9，von Mises应力分布曲线见图18。不同取向（ORI1、ORI2、ORI3）下，应力集中区域与模式存在显著差异（图17a），应力集中因子随取向变化而不同（表9）。整体应力水平亦随

表7 不同TBC条件下热结构应力分布和材料响应数据采样统计

Tab.7 Statistical data of thermal-structural stress distribution and material response under different TBC conditions

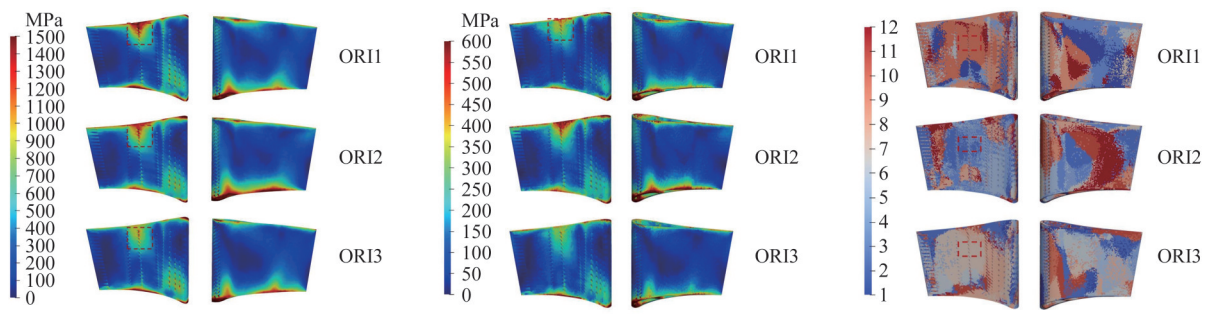
采样点（SP）	采样位置	应力类型	应力集中因子K_t		MRSS/MPa		DSS		潜在滑移系统及MRSS/CRSS	
			无TBC	TBC	无TBC	TBC	无TBC	TBC	无TBC	TBC
1	气膜孔/叶尖中弦	热载荷/结构应力集中	4.5	6.1	516.0	537.0	9	5	9(1.290) 12(1.090)	9(1.342) 12(1.339)
2	叶尖中弦	热载荷主导	3.9	4.0	420.0	338.0	9	10	9(1.049)	
3	中温区	压缩应力主导	0.6	0.6	84.2	80.3	1	10		
4	气膜孔/轮毂中弦	压缩/结构应力集中	3.6	2.5	398.0	227.0	9	1		
5	轮毂中弦	压缩应力主导	3.8	3.4	346.0	258.0	9	12		
6	叶尖	压缩应力主导	2.8	2.6	519.0	408.0	9	9	9(1.298)	9(1.021)
7	气膜孔/内部圆角	压缩/结构应力集中	3.9	3.6	932.0	732.0	4	4	4(2.331) 6(1.788) 9(1.734)	4(1.832) 6(1.469)
8	孔间/内部圆角	压缩/结构应力干涉	1.8	1.5	172.0	148.0	4	4		
9	气膜孔/前缘	压缩/结构应力集中	3.2	2.9	227.0	175.0	10	9		
10	孔间/前缘	压缩/结构应力干涉	2.1	1.9	193.0	142.0	2	3		

表8 不同配置下叶身体积平均等效应力

Tab.8 Volume-averaged equivalent stress in the blade body under different configurations MPa

无TBC+ORI1	无TBC+ORI2	无TBC+ORI3	含TBC+ORI1	含TBC+ORI2	含TBC+ORI3
389.7	419.6	388.3	333.2	361.4	333.9

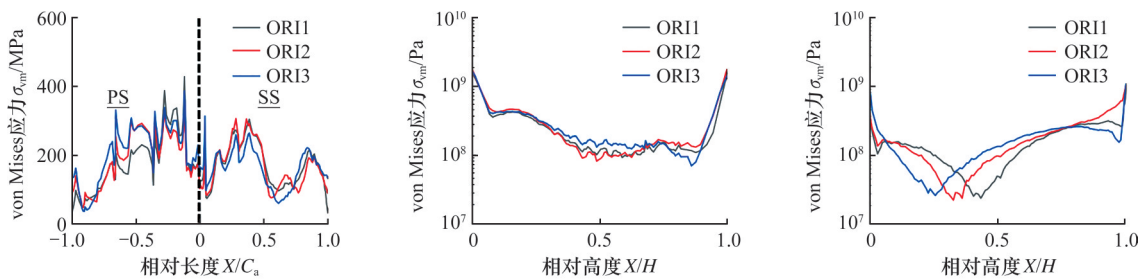
取向而波动，压力面和尾缘尤为敏感（图18）。对比等效应力（图17a）与MRSS（图17b）发现，两者集中区域并不完全一致（红框区域所示），表明MRSS可作为评估应力集中并预测单晶材料塑性变形的关键判据，并有效弥补依赖单一von Mises应力评估标准的不足。



(a)von Mises应力分布　(b)MRSS分布　(c)DSS分布

图17 不同取向条件下力学指标

Fig.17 Mechanical parameters under varying material orientations



(a)沿SS、PS中跨路径分布　(b)沿LE路径分布　(c)沿TE路径分布

图18 不同取向设置条件下von Mises应力分布曲线

Fig.18 von Mises stress distribution profiles under varying material orintation configurations

晶体取向通过改变应力张量与晶格的空间关系直接影响滑移系激活行为。如图17c所示，非结构干涉区以单一主导或竞争混合的DSS分布模式会因取向不同而转换，如图中标记区域在ORI1/ORI3为单一系，ORI2为混合系。气膜孔、缘板交界等区域因结构干涉受所取向条件影响，滑移系呈现“马赛克”分布，不同取向条件下存在不一致的主导滑移系转换现象，表明取向引起材

表9　不同材料取向条件下热结构应力分布和材料响应数据采样统计

Tab.9　Statistical sampling of thermo-structural stress distribution and material response data under different material orientation conditions

采样点	采样位置	应力集中因子K_t			MRSS/MPa			DSS			潜在激活滑移系		
		ORI1	ORI2	ORI3	ORI1	ORI2	ORI3	ORI1	ORI2	ORI3	ORI1	ORI2	ORI3
1	气膜孔/叶尖中弦	4.5	3.9	3.4	516.0	709.0	506.0	9	5	8	9(1.290) 12(1.090)	5(1.503) 3(1.291)	8(1.264) 3(1.028)
2	叶尖中弦	3.9	3.1	2.3	420.0	541.0	315.0	9	5	8	9(1.049)	5(1.352) 3(1.325)	
3	中温区	0.6	0.7	0.7	84.2	138.0	111.0	1	8	6			
4	气膜孔/轮毂中弦	3.6	3.5	2.9	398.0	553.0	442.0	9	5	2		5(1.381) 12(1.357) 6(1.204)	2(1.104)
5	轮毂中弦	3.8	3	3.5	346.0	446.0	406.0	9	3	8		3(1.115) 5(1.066)	8(1.014)
6	叶尖	2.8	2.5	2	519.0	519.0	485.0	9	10	2	9(1.298)	10(1.299) 6(1.002)	2(1.214)
7	气膜孔/内部圆角	3.9	3.7	2.7	932.0	1370.0	691.0	4	8	5	4(2.331) 6(1.788) 9(1.734)	8(3.426) 12(3.039) 3(2.206)	5(1.727) 2(1.702) 12(1.408)
8	孔间/内部圆角	1.8	1.4	1.2	172.0	294.0	179.0	4	8	11			
9	气膜孔/前缘	3.2	2.8	3.2	227.0	376.0	364.0	10	5	8			
10	孔间/前缘	2.1	2	2.4	193.0	252.0	266.0	2	5	8			

料响应模式和应力梯度发生改变。

根据表9汇总结果，中温区(SP3)三种取向的von Mises应力因子接近，但MRSS差异显著(84.2，138，111MPa)。ORI2体积平均等效应力最高(419 MPa)，ORI1与ORI3接近(约389 MPa)，但即使平均应力相近，ORI1、ORI3对应MRSS仍存较大差异，凸显了取向对局部剪切应力的决定性作用。关键应力集中区域如叶尖中弦、气膜孔的分析表明，ORI2取向导致MRSS显著升高，气膜孔处最高达1370 MPa，而ORI3在相似整体应力下MRSS水平最低，较ORI2降低约31.9%。不同取向下，各位置潜在激活滑移系的数目和种类亦不同，证实滑移激活对取向条件的高度敏感。

综上，本研究揭示了温度载荷、几何干涉、结构约束等宏观因素以及热障涂层和晶体取向对镍基单晶叶片宏观应力场、微观滑移行为(指标为DSS、MRSS)的复杂影响机制。结果表明：MRSS是评估应力集中风险更有效的指标，且TBC的应用及晶体取向的选择是调控局部应力、预测滑移行为、提高叶片性能的关键设计考量。

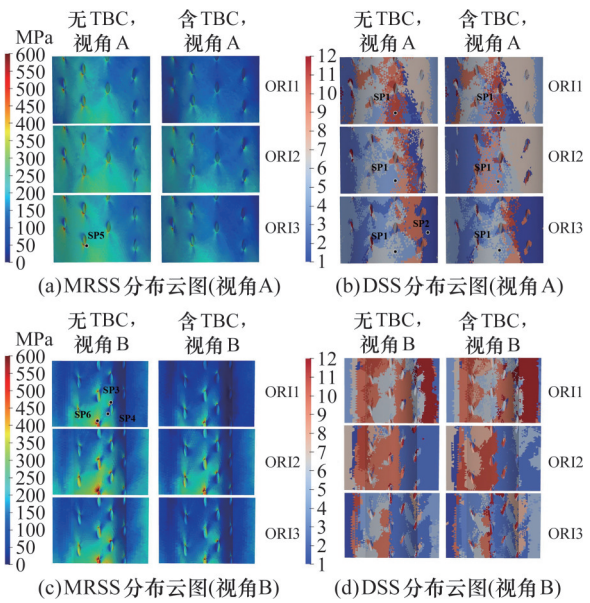
3.3　局部晶体塑性结果分析

为量化复杂应力状态下的滑移竞争，本研究在Schmid定律基础上，创新性地引入基于最大主应力方向的几何关系指标，即主应力幅值贡献S_1、畸变能量约束S_2和几何匹配度S_3，计算式如下：

$$S_1=\tau/\sigma_{MP}\qquad S_2=\tau/\sigma_{vm}\qquad S_3=\cos\phi^*\cos\lambda^*$$

其中，σ_{MP}为最大主应力；ϕ^*为滑移方向与最大主应力方向之间的夹角；λ^*为滑移面法向量与最大主应力方向之间的夹角。这些指标独立于宏观应力水平，可表征应力张量和晶格的空间匹配性，其比例关系可进一步衡量滑移系间的空间等效性，有助于在设计初期快速评估潜在塑性变形区域。当滑移系分切应力相近且$S_1/S_2/S_3$比例一致时，视为同一组空间对称的竞争滑移系。

CPFEM仿真聚焦于特征区域，如图19所示，



(a)MRSS分布云图(视角A)　(b)DSS分布云图(视角A)

(c)MRSS分布云图(视角B)　(d)DSS分布云图(视角B)

图19　前缘气膜孔列区域力学指标云图

Fig.19　Contour plots of mechanical parameters in leading-edge film cooling hole array

提取主应力、应力三轴度、分切应力(RSS)及累积塑性应变等参数，以耦合宏观应力与微观塑性演化。采样点布局见图19，数据汇总于表10。仿真结果显示，前缘气膜孔周边普遍存在多滑移系混合分布(图19b)。无TBC时，中心孔两侧呈单一DSS，边缘则为2-3组混合；施加TBC后，单一DSS区扩大，混合区缩小(对比图19b与图19d)，表明结构干涉减弱，与表10中SP1区域MRSS平均下降27.8%(不同取向条件)的趋势一致。在第2节涡轮叶片热机械应力分析中，宏观弹性场研究通过二次处理仿真数据得到作为滑移驱动力的分切应力及DSS、MRSS信息，从而能够快速评估叶片整体的应力分布，但其局部精度有限，且可能高估应力。相比之下，考虑晶体塑性的局部研究更贴近实际，因为塑性变形会释放应力集中，显著降低局部应力水平，尤其是在气膜孔等易失效区域(如SP5、SP6)，这为强度评估提供了更准确的视角。当局部应力超过屈服点时，塑性变形使局部应力保持在合理水平，而弹性分析则会出现数据失真。

表10 应力状态和滑移变形信息采样

Tab.10 Stress state and slip deformation indices sampling

采样点及条件设置	位置	应力状态	应力三轴度	材料响应	DSS/MRSS	滑移系激活信息(滑移系编号；$S_1/S_2/S_3/S_{avg}$)	累积塑性变形量γ
SP1-ORI1-NoTBC	气膜孔干涉区	介于单轴压缩、纯剪切	−0.17	剪切主导	11/234.63	11(0.642/0.509/0.424/0.525) 2(0.580/0.460/0.373/0.470)	$<1\times10^{-6}$
SP1-ORI2-NoTBC	气膜孔干涉区	介于单轴压缩、纯剪切	−0.16	剪切主导	4/233.78	4(0.578/0.461/0.387/0.475) 9(0.554/0.442/0.376/0.457)	$<1\times10^{-6}$
SP1-ORI3-NoTBC	气膜孔干涉区	介于单轴压缩、纯剪切	−0.18	剪切主导	6/231.55	6(0.582/0.481/0.438/0.500) 4(0.582/0.481/0.425/0.496)	$<1\times10^{-6}$
SP1-ORI1-TBC	气膜孔干涉区	介于单轴压缩、纯剪切	−0.20	剪切主导	11/163.23	11(0.587/0.496/0.423/0.505) 2(0.556/0.470/0.392/0.473)	$<1\times10^{-6}$
SP1-ORI2-TBC	气膜孔干涉区	介于单轴压缩、纯剪切	−0.18	剪切主导	4/173.76	4(0.570/0.468/0.400/0.479) 9(0.569/0.467/0.403/0.479)	$<1\times10^{-6}$
SP1-ORI3-TBC	气膜孔干涉区	介于单轴压缩、纯剪切	−0.21	剪切主导	4/168.23	4(0.561/0.480//0.429/0.490) 6(0.553/0.473/0.436/0.487)	$<1\times10^{-6}$
SP2-ORI3-NoTBC	前缘侧	介于单轴、双轴压缩	−0.47	剪切主导	1/158.48	1(0.467/0.517/0.452/0.479)	$<1\times10^{-6}$
SP3-ORI1-NoTBC	孔周	多轴压缩	−0.80	压缩主导	1/92.14	1(0.360/0.478/0.436/0.424) 3(0.327/0.435/0.352/0.371)	$<1\times10^{-6}$
SP4-ORI1-NoTBC	孔周	多轴压缩	−0.76	压缩主导	6/104.58	6(0.388/0.498/0.484/0.456) 10(0.349/0.448/0.443/0.413)	$<1\times10^{-6}$
SP5-ORI1-NoTBC	气膜孔应力集中处	介于单轴、双轴拉伸	0.47	拉伸主导	3/536.51	3(0.352/0.394/0.467/0.404) 8(0.302/0.339/0.353/0.331)	2.6×10^{-3}
SP6-ORI1-NoTBC	气膜孔应力集中处	接近单轴压缩	−0.35	压缩主导	6/564.70	6(0.406/0.411/0.419/0.412) 5(0.397/0.403/0.428/0.409)	8.45×10^{-3}

图20展示了采用了CPFEM方法和基于弹性应力场数据解析结果的应力水平对比。可以看到：在无TBC条件下，由于整体应力水平受高温影响上升，弹性场下的局部应力水平明显超出了材料承受极限，在考虑晶体塑性后，气膜孔结构产生应力集中处SP5、SP6对应的应力水平存在明显下降。

图21展示了SP5、SP6处不同场景下的应力释放结果。可以看到：当局部应力水平超过屈服点后，材料通过塑性变形使得局部MRSS维持在一定水平，而弹性场应力结果基本失真。因此，结合宏观热结构仿真和局部塑性变形仿真，能更有效地评估材料易失效区域的结构性能。

选取孔间干涉稳定区SP1进行深入分析。TBC的引入使SP1处主导滑移系的$S_1/S_2/S_3$指标均值从0.525/0.475/0.500降至0.505/0.479/0.490(降幅小于4%)，表明TBC主要通过降低整体温度($\Delta\theta\approx-150$ ℃)和影响局部应力梯度来缓解全局热机械应力及局部剪切峰值，但仅促进应力场均匀化(图19a、图19c)，而非改变应力-取向

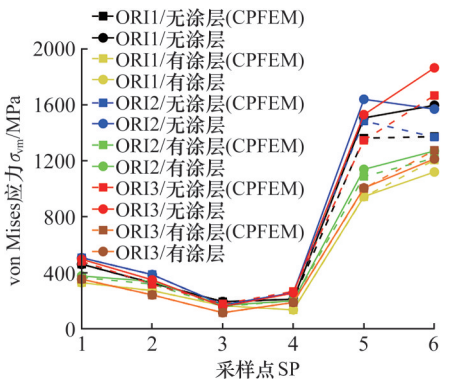
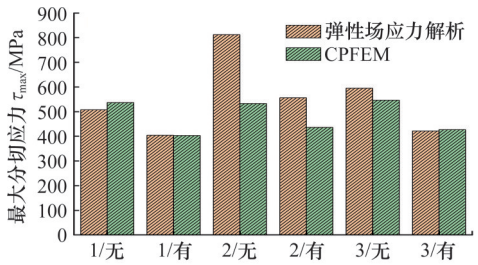
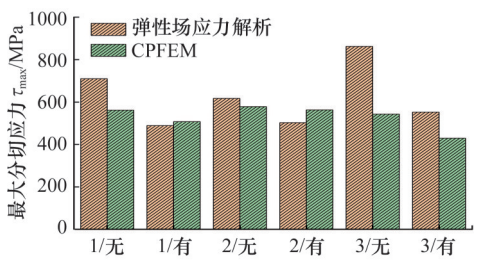


图20 不同取向设置和TBC条件下各取样点处von Mises应力分布

Fig.20 von Mises stress distribution at each sampling point under different orientation settings and TBC conditions



(a)采样点SP5处分切应力水平



(b)采样点SP6处分切应力水平

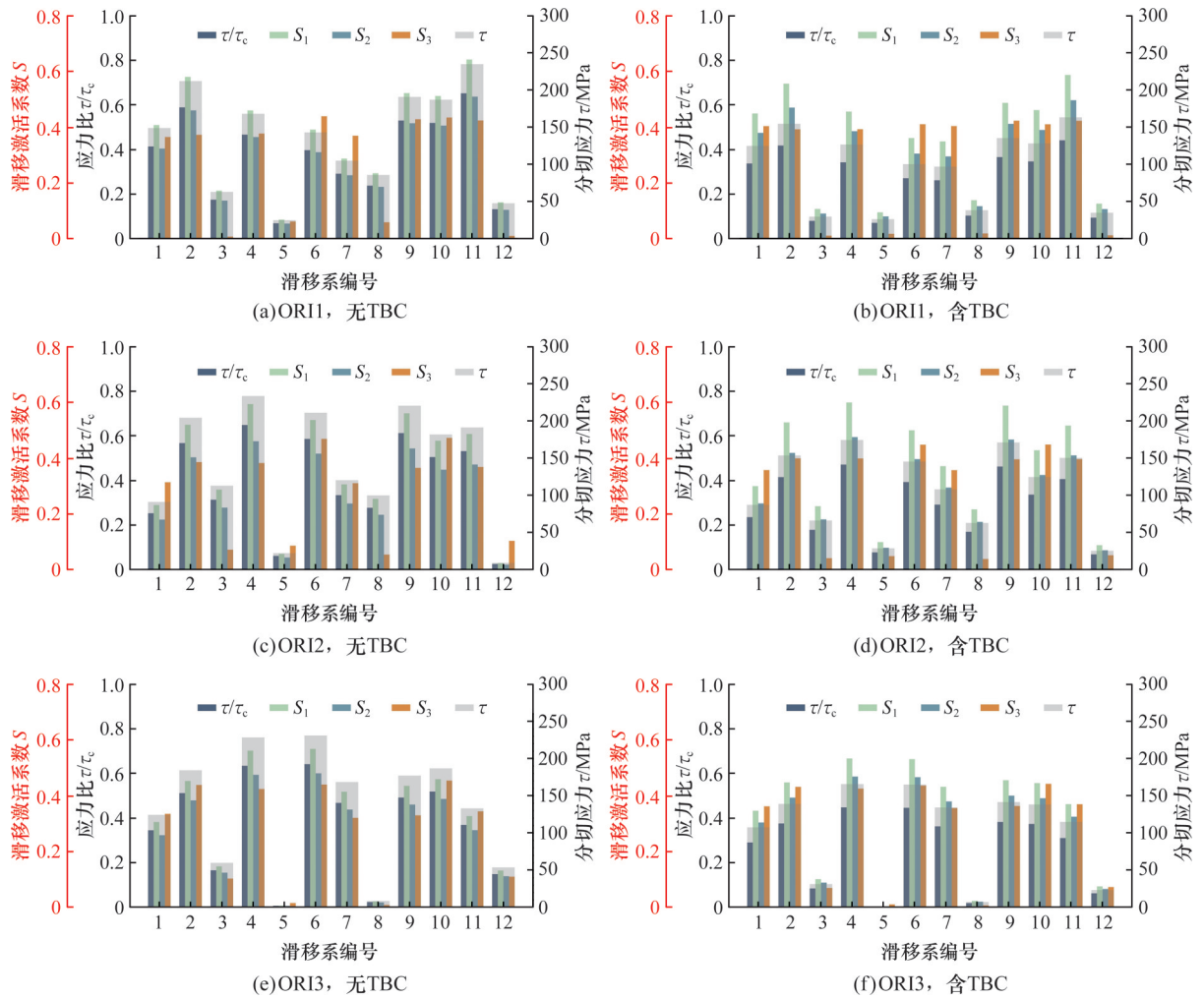
图21　弹性应力解析及晶体塑性有限元在应力集中处MRSS水平对比

Fig.21　Comparison of elastic stress analysis and CPFEM in MRSS level at stress concentration

空间匹配关系(S_3波动小于5%)。因此,尽管MRSS显著降低,但SP1处主要滑移系及竞争关系(如ORI1下保持为激活滑移系2、11号并由11号主导)构成基本不变。

晶体取向对滑移竞争行为起决定性作用。如图22所示,不同取向下主导滑移系发生显著转变。无TBC时,SP1位置ORI1、ORI3分别对应(2,11)与(4,6)两组竞争滑移系,且构成竞争关系的滑移系之间RSS相近且$S_1/S_2/S_3$比例接近一致,这主要源于应力张量与晶体取向满足一定空间对称性关系;ORI2则表现为同时存在两组竞争滑移系的过渡状态。以上结果对应了随晶体取向变化,竞争滑移系组的RSS交替波动,导致主导滑移系转变的规律,此现象与文献[28]报道的次级取向转变引起弹性应力周期性波动现象相匹配。TBC的引入虽整体上降低了RSS幅值,但并未改变主导滑移系种类及转换规律,再次印证了滑移演化主要受控于晶体取向与局部应力梯度。

为探究多轴应力状态的影响,分析扩展至



(a)ORI1，无TBC　(b)ORI1，含TBC

(c)ORI2，无TBC　(d)ORI2，含TBC

(e)ORI3，无TBC　(f)ORI3，含TBC

图22　不同TBC设置及取向条件下采样点SP1滑移趋势指标

Fig.22　Slip trend indices of sampling point SP1 under different tbc configurations and orientation conditions

SP2～SP6区域，各采样点载荷指标与应力状态如图23所示，滑移系指标数据如图24所示。SP2（剪切-双轴压缩，应力多轴度η=—0.47）的$S_1/S_2/S_3$指标为0.45～0.52，显示滑移系易激活，但近双轴应力状态未形成竞争组（图23b），与DSS云图（图19b）中大范围单一DSS分布吻合。孔周SP3/SP4（多轴压缩，η=—0.76/—0.80）对应多轴应力状态，滑移激活受抑制。SP3主导滑移系S指标均值降至0.424，较SP1降低18.3%，滑移系指标分布高度离散（图24b）。

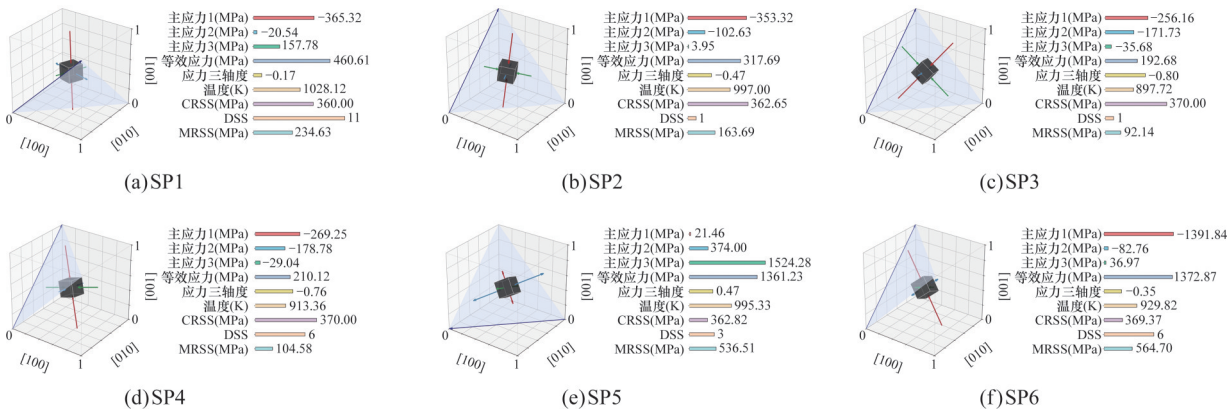


图23　各采样点载荷指标与应力状态示意

Fig.23　Schematic illustration of load index and stress state at sampling points

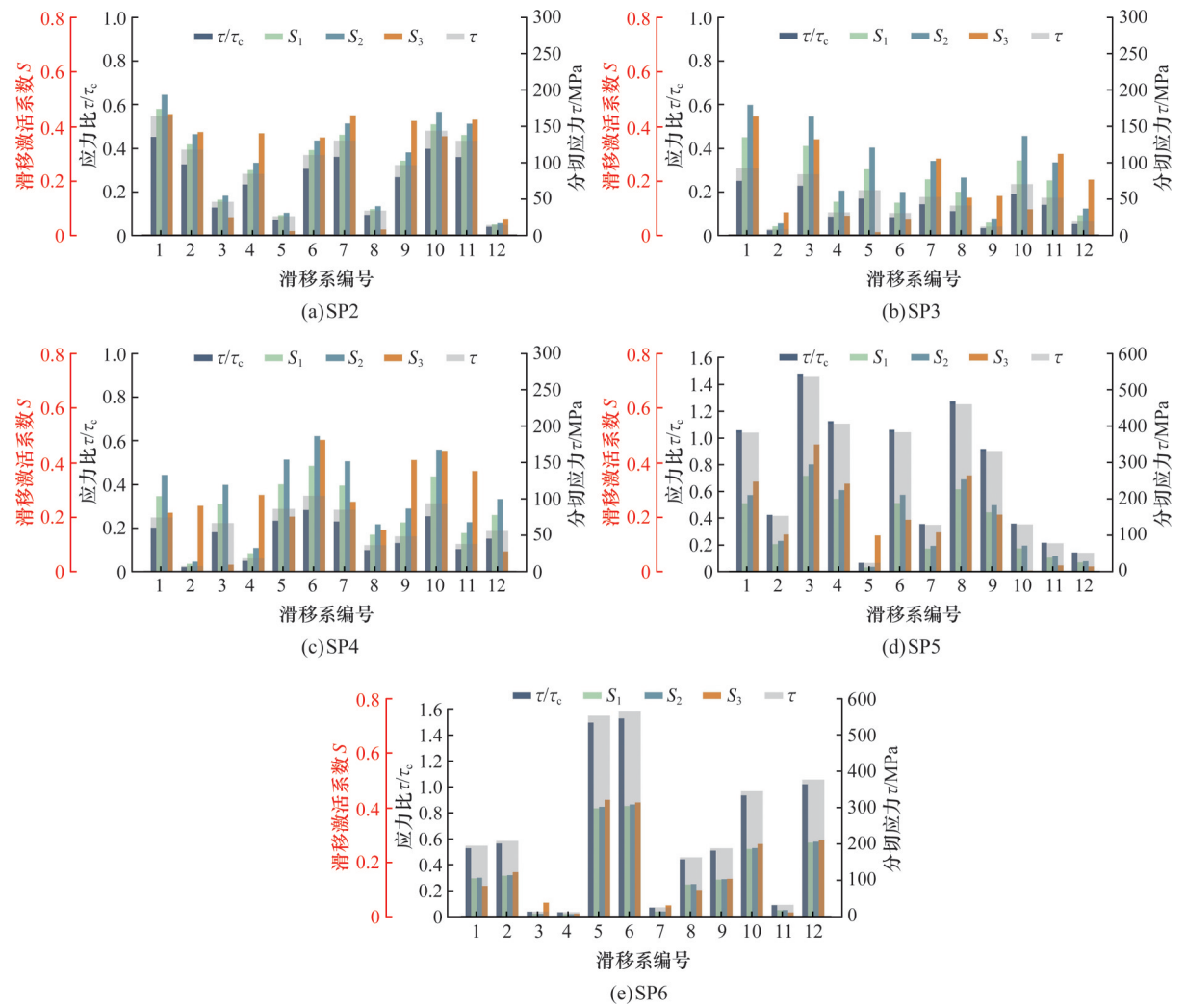


图24　各采样点滑移系指标数据示意

Fig.24　Schematic illustration of slip system parameters at sampling points

SP5、SP6位置产生了明显的塑性变形，高应力集中导致MRSS达536.5、564.7 MPa。应力集中点SP5（近单轴-双轴张力，η=0.47）和SP6（近单轴压缩，η=—0.35）接近单轴应力状态，倾向于

形成竞争滑移系。然而，主应力方向与晶体轴的匹配度同样对滑移系激活构成影响：相比于因SP1处主应力与[001]轴夹角$\theta<15^{\circ}$而存在滑移系满足线对称关系而形成竞争组，SP5处主应力方向与接近主应力轴向夹角$\theta=34.89^{\circ}$，破坏空间匹配度，RSS分布离散（图24d）。SP6处最大主应力方向与各晶体轴夹角关系如图23f所示，接近面对称关系，此时滑移系5、6对应S指标均值0.404/0.412，根据CPFEM结果中塑性演化数据（图25），对应滑移系激活行为由双滑移系主导。

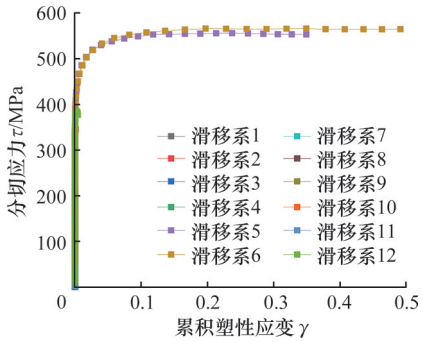


图25　各滑移系激活行为对比（SP6）

Fig.25　Comparison of activation behaviors for various slip systems（SP6）

综合SP1～SP6分析，本研究揭示了应力三轴度与晶体取向几何的协同控制机制。低三轴度（$|\eta|<0.5$）且存在空间对称关系时，易形成S指标比例匹配（$\Delta S<5\%$）的竞争滑移系组；$|\eta|$较高则破坏激活阈值一致性，趋向于由单一滑移系主导。这一发现为涡轮叶片气膜孔设计提供了关键指导：通过调控局部应力与晶体取向匹配度优化晶体取向，可最大化利用竞争滑移系的塑性协调能力，延缓高应力梯度区的失效。

4　结论

本研究创建了温度梯度-应力分布-滑移演化的跨尺度交叉学科框架，揭示热障涂层（TBC）、晶体取向及多轴应力状态对镍基单晶涡轮叶片热结构响应与局部塑性行为的复杂影响。主要结论如下：

1）TBC有效降低叶片整体温度，叶身主体降低50～120 K，前缘可达140 K，进而降低整体结构应力水平。对不同成因导致的应力集中部位的调控作用具有区域差异性，如TBC能缓解边界约束主导区的应力集中，但在高湍流扰动区可能因热应力重分布而加剧局部应力集中。

2）晶体取向是调控局部应力集中和滑移行为的关键因素。不同取向显著改变应力分布，并对最大分切应力产生决定性影响。特定取向如ORI2对应关键区域内最大分切应力（MRSS）可达1370 MPa（弹性应力解析结果），而优化取向如ORI3对应MRSS显著降低，相比ORI2降低约31.9%，表明MRSS是评估单晶材料塑性变形风险的更有效指标。

3）气膜孔周围复杂的应力状态驱动显著的滑移系竞争。TBC主要降低应力幅值和局部剪切效应，缩减混合滑移区，但晶体取向主导了滑移系的激活模式和竞争格局。关键发现是应力状态（三轴度η）与晶体取向几何协同控制滑移模式：低三轴度且应力张量与晶格满足空间对称关系时易形成有利于塑性协调的竞争滑移系组，而高三轴度则趋向单一滑移系主导。

本研究构建并验证了多尺度力学评估体系的必要性与有效性。通过CPFEM方法实现基于滑移变形机理的跨尺度力学仿真，揭示了塑性变形区域的应力释放现象和滑移激活行为规律。结合本文提出的$S_1/S_2/S_3$指标能有效表征多轴应力下的滑移系竞争优先级。研究结果强调，优化晶体取向、形成空间对称关系对利用竞争滑移系提高材料塑性协调能力、延缓损伤进程至关重要，为高性能单晶叶片设计提供了关键依据。

参考文献：

[1]　张俊红，刘萌，付曦，等. 复杂载荷作用下压气机叶片疲劳寿命数值分析[J]. 中国机械工程，2017，28(12)：1442-1448.
ZHANG Junhong，LIU Meng，FU Xi，et al. Numerical Analyses on Fatigue Life for Compressor Blades under Complex Loads[J]. China Mechanical Engineering，2017，28(12)：1442-1448.

[2]　CHOWDHURY T S，MOHSIN F T，TONNI M M，et al. A Critical Review on Gas Turbine Cooling Performance and Failure Analysis of Turbine Blades[J]. International Journal of Thermofluids，2023，18：100329.

[3]　KUMAR A，KUMAR S，PANDEY K N. Life Prediction of Thermal Barrier Coated C3X Gas Turbine Blade of CMSX-4 Material[C]//ASME 2021 Gas Turbine India Conference. New York，2021：V001T12A002.

[4]　CAI L，HE Y，WANG S，et al. Thermal-fluid-solid Coupling Analysis on the Temperature and Thermal Stress Field of a Nickel-base Superalloy Turbine Blade[J]. Materials，2021，14(12)：3315.

[5]　窦学铮，蒋立武，宋尽霞，等. 镍基单晶高温合金力学性能各向异性的研究进展[J]. 材料导报，2022，36(24)：154-168.
DOU Xuezheng，JIANG Liwu，SONG Jinxia，et al. Research Progress on Anisotropy of Mechanical Properties for Nickel Based Single Crystal Superalloys[J]. Materials Reports，2022，36(24)：154-168.

[6]　张健，王莉，谢光，等. 镍基单晶高温合金的研发进展[J]. 金属学报，2023，59(9)：1109-1124.
ZHANG Jian，WANG Li，XIE Guang，et al. Recent Progress in Research and Development of Nickel-based Single Crystal Superalloys[J]. Acta Metallurgica Sinica，2023，59(9)：1109-1124.

[7] PALMERT F, MOVERARE J, GUSTAFSSON D, et al. Fatigue Crack Growth Behaviour of an Alternative Single Crystal Nickel Base Superalloy[J]. International Journal of Fatigue, 2018, 109: 166-181.
[8] LI Y, WANG L, ZHAO S, et al. Creep Anisotropy of a 3rd Generation Nickel-base Single Crystal Superalloy in the Vicinity of [001] Orientation[J]. Materials Science and Engineering: A, 2022, 848: 143479.
[9] 崔海涛，钱春华. 镍基高温合金的热机械疲劳寿命预测模型研究[J]. 中国机械工程，2024，35(1)：67-73.
CUI Haitao, QIAN Chunhua. Research on Thermo-mechanical Fatigue Life Prediction Model of Ni-base Superalloy[J]. China Mechanical Engineering, 2024, 35(1): 67-73.
[10] 郑松林. 晶体塑性有限元在材料动态响应研究中的应用进展[J]. 高压物理学报，2019，33(3)：030108.
ZHENG Songlin. Advances in the Study of Dynamic Response of Crystalline Materials by Crystal Plasticity Finite Element Modeling[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2019, 33(3): 030108.
[11] SKAMNIOTIS C, COCKS A C F. Creep-plasticity-fatigue Calculations in the Design of Porous Double Layers for New Transpiration Cooling Systems[J]. International Journal of Fatigue, 2021, 151: 106304.
[12] SKAMNIOTIS C, COURTIS M, COCKS A C F. Multiscale Analysis of Thermomechanical Stresses in Double Wall Transpiration Cooling Systems for Gas Turbine Blades[J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2021, 207: 106657.
[13] BŁACHNIO J, SPYCHAŁA J, ZASADA D. Analysis of Structural Changes in a Gas Turbine Blade as a Result of High Temperature and Stress[J]. Engineering Failure Analysis, 2021, 127: 105554.
[14] 于海明，邓杰文，周岭. 流体力学[M]. 北京：机械工业出版社，2022.
YU Haiming, DENG Jiewen, ZHOU Ling. Fluid Mechanics[M]. Beijing: China Machine Press, 2022.
[15] 张行，王晋军. 热弹性力学基础[M]. 北京：科学出版社，2021.
ZHANG Hang, WANG Jinjun. Fundamentals of Thermoelasticity[M]. Beijing: Science Press, 2021.
[16] PEIRCE D, ASARO R J, NEEDLEMAN A. An Analysis of Nonuniform and Localized Deformation in Ductile Single Crystals[J]. Acta Metallurgica, 1982, 30(6): 1087-1119.
[17] TIMKO L P. Energy Efficient Engine High Pressure Turbine Component Test Performance Report[R]. Washington D C: NASA, 1984.
[18] QIAN X, YAN P, WANG X, et al. Numerical Analysis of Conjugated Heat Transfer and Thermal Stress Distributions in a High-temperature Ni-based Superalloy Turbine Rotor Blade[J]. Energies, 2022, 15(14): 4972.
[19] QIAN X, YAN P, WANG X, et al. Effect of Thermal Barrier Coatings and Integrated Cooling on the Conjugate Heat Transfer and Thermal Stress Distribution of Nickel-based Superalloy Turbine Vanes[J]. Energy, 2023, 277: 127774.
[20] WANG S, LI X, REN J. Comprehensive Evaluation on Conjugate Heat Transfer and Thermal Stress Performance of Film Cooling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2024, 219: 124850.
[21] MILLS K C. Recommended Values of Thermophysical Properties for Selected Commercial Alloys[M]. Cambridge: Woodhead Publishing, 2002.
[22] MATSUSHITA T, FECHT H J, WUNDERLICH R K, et al. Studies of the Thermophysical Properties of Commercial CMSX-4 Alloy[J]. Journal of Chemical & Engineering Data, 2009, 54(9): 2584-2592.
[23] ZHONG Y H. Study on Thermal Barrier Coating of Gas Turbine Blade[D]. Beijing: Mechanical Science Research Institute, 2015.
[24] KIM K M, MOON H, PARK J S, et al. Optimal Design of Impinging Jets in an Impingement/Effusion Cooling System[J]. Energy, 2014, 66: 839-848.
[25] 《中国航空材料手册》编辑委员会. 中国航空材料手册：第2卷 变形高温合金 铸造高温合金[M]. 2版. 北京：中国标准出版社，2002.
Editorial Committee of China Aeronautical Materials Handbook. China Aeronautical Materials Handbook: Vol. 2 Wrought Superalloys and Cast Superalloys[M]. 2nd ed. Beijing: China Standard Press, 2002.
[26] 刘金来，叶荔华，周亦胄，等. 一种单晶高温合金的弹性性能的各向异性[J]. 金属学报，2020，56(6)：855-862.
LIU Jinlai, YE Lihua, ZHOU Yizhou, et al. Anisotropy of Elasticity of a Ni Base Single Crystal Superalloy[J]. Acta Metallurgica Sinica, 2020, 56(6): 855-862.
[27] 郝义意. 涡轮叶片力-热耦合响应分析[D]. 北京：北京化工大学，2023.
HAO Yiyi. Analysis of Force-thermal Coupling Response of High-temperature Turbine Blades[D]. Beijing: Beijing University of Chemical Technology, 2023.
[28] SAVAGE M W R. The Influence of Crystal Orientation on the Elastic Stresses of a Single Crystal Nickel-based Turbine Blade[C]//Structures and Dynamics, Parts A and B. ASMEDC, 2011: 37-46.
[29] 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. Structural Strength and Life of Anisotropic Single Crystal Alloy[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2003.
[30] DING Q, BEI H, YAO X, et al. Temperature Effects on Deformation Substructures and Mechanisms of a Ni-based Single Crystal Superalloy[J]. Applied Materials Today, 2021, 23: 101061.
[31] SHI L, SUN Z, LU Y. The Combined Influences of Film Cooling and Thermal Barrier Coatings on the Cooling Performances of a Film and Internal Cooled Vane[J]. Coatings, 2020, 10(9): 861.
[32] MADEC R, DEVINCRE B, KUBIN L, et al. The Role of Collinear Interaction in Dislocation-induced Hardening[J]. Science, 2003, 301(5641): 1879-1882.

（编辑 袁兴玲）

作者简介：王映尧，男，1999年生，硕士研究生。研究方向为高温金属材料使役条件与结构性能数值仿真。E-mail：22226018@zju.edu.cn。**张跃飞***（通信作者），男，1976年生，教授、博士研究生导师。研究方向为原位高温电子显微学与仪器研制、高温合金的微观结构与性能表征、原位高通量表征技术与大数据机器学习。E-mail：yfzhang76@zju.edu.cn。

本文引用格式：

王映尧，叶显爵，张文强，等. 镍基单晶涡轮叶片热应力分布与局部塑性行为多尺度模拟分析[J]. 中国机械工程，2026，37(10)：2652-2666.

WANG Yingyao, YE Xianjue, ZHANG Wenqiang, et al. Thermal Stress Distribution and Local Plasticity Analysis of Nickel-based Single Crystal Turbine Blades via Multiscale Simulation[J]. China Mechanical Engineering, 2026, 37(10): 2652-2666.