

气膜冷却射流对叶片微细颗粒沉积影响

赵传鹏¹, 刘松², 谭晓茗¹, 王春华¹, 张靖周¹, 郭文²

(1. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016;

2. 中国航空发动机集团有限公司 四川燃气涡轮研究院, 成都 610500)

摘 要: 针对微细颗粒在涡轮叶片表面的沉积问题, 采用 EI-Batsh 沉积模型对涡轮叶片表面微细颗粒沉积情况进行数值仿真, 探究压力面冷却射流对颗粒沉积特性的影响。研究表明: 沉积主要发生于叶片前缘与压力面, 且沉积率随着粒径的增大不断增大, 但粒径增大到 $17\text{ }\mu\text{m}$ 后沉积率增加幅度开始变小。存在冷却射流时, 射流可以通过吹离和卷吸作用影响小粒径颗粒的碰撞率, 从而影响到沉积率, 但对大粒径颗粒碰撞率基本不存在影响。射流还可以通过冷却壁面降低颗粒黏附率, 进而影响沉积率, 且大粒径颗粒所受影响更明显; 改变吹风比后, 颗粒沉积率随吹风比增加总体上呈现出先减小后增大的趋势。

关 键 词: 涡轮叶片; 沉积特性; 离散项模型; EI-Batsh 沉积模型; 沉积率

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Effect of film cooling jet on deposition of micro particles on blades

ZHAO Chuanpeng¹, LIU Song², TAN Xiaoming¹, WANG Chunhua¹,
ZHANG Jingzhou¹, GUO Wen²

(1. College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. Sichuan Gas Turbine Establishment,

Aero Engine Corporation of China, Chengdu 610500, China)

Abstract: In view of the deposition of micro particles on the surface of turbine blades, the EI-Batsh deposition model was used to simulate the deposition of micro particles on the surface of turbine blades to explore the effect of pressure surface cooling jets on particle deposition characteristics. Results showed that, particles were mainly deposited on the leading edge and pressure surface of the blade, and the deposition rate increased with the particle diameter. However, when the particle diameter increased to $17\text{ }\mu\text{m}$, the increase of deposition rate began to decrease. When there was a cooling jet, the collision rate of small particles can be affected by off and entrainment, thereby affecting the deposition rate. But there was basically no impact on the collision rate of large particles. The jet can also reduce the particle adhesion rate by cooling the wall surface, and affect the deposition rate in this way. The large-size particles were affected more obviously. After changing the blowing ratio, the particle deposition rate decreased first and then increased as the blowing ratio increased.

收稿日期: 2021-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(51706097)

作者简介: 赵传鹏(1996—), 男, 硕士生, 主要从事航空发动机流动与传热研究。E-mail: zcp1996@nuaa.edu.cn

通信作者: 谭晓茗(1976—), 女, 教授, 博士, 从事航空发动机流动与传热研究。E-mail: txmyy@nuaa.edu.cn

引用格式: 赵传鹏, 刘松, 谭晓茗, 等. 气膜冷却射流对叶片微细颗粒沉积影响[J]. 航空动力学报, 2022, 37(3): 545-554. ZHAO Chuanpeng, LIU Song, TAN Xiaoming, et al. Effect of film cooling jet on deposition of micro particles on blades[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(3): 545-554.

Key words: turbine blades; deposition characteristics; discrete phase model;
EI-Batsh deposition model; deposition rate

影响航空涡轮发动机经济性与可靠性的因素除了其自身结构外,还有环境因素。工作于恶劣环境中的涡轮发动机,虽然配备有进口过滤装置和高效率的粒子分离器,但仍然会有微米级粒子进入发动机内部,产生碰撞、沉积甚至磨蚀,从而影响工作性能甚至安全性。随着航空发动机行业的发展,燃气轮机透平进口温度越来越高,先进的航空燃气轮机透平进口温度已经超过了 2 000 K,超过了叶片材料的蠕变极限,因此需要有效且稳定的冷却方法对叶片进行冷却,而颗粒污染物在叶片表面的沉积会严重影响到叶片表面的传热特性,所以研究颗粒在涡轮叶片表面的沉积特性显得尤为重要。

近年来国内外学者对涡轮叶片表面粒子的运动和沉积特性进行了一系列研究。Dring 等^[1]对叶栅内颗粒运动特性研究发现,颗粒运动情况主要受 Stokes 数影响。Stokes 数小于 0.1 的颗粒更容易跟随主流运动,大于 10 的颗粒更容易与壁面发生碰撞从而沉积于叶片表面。Brach 等^[2]最早考虑接触表面黏附力、赫兹弹性理论和经典撞击理论,建立临界速度沉积模型,如果颗粒碰撞壁面时具有的法向速度大于壁面的临界捕捉速度,颗粒将反弹,否则颗粒被壁面捕捉。Sreedharan 等^[3]基于合成气飞灰颗粒的软化特性建立了临界黏度沉积模型。该模型认为颗粒温度高于软化温度时颗粒沉积率为 1,而当颗粒温度低于软化温度时,颗粒沉积率与颗粒温度有关。Singh 等^[4]对临界黏度沉积模型进行修正,原模型仅考虑了温度的影响,新模型同时考虑了温度影响以及动量影响。Hansen^[5]基于颗粒的软化温度建立了颗粒软化沉积模型,认为颗粒软化比例在 10% 以下时无法沉积到叶片表面;软化比例在 10%~70% 之间沉积率与软化比例有关;软化比例在 70%~100% 时沉积率为 1。Barker 等^[6]采用临界速度模型对某型高压涡轮叶片壁面的颗粒沉积进行数值研究,结果表明该沉积模型能准确预测叶片表面的沉积情况。EI-Batsh^[7]通过对临界速度沉积模型进行补充与修正,建立了 EI-Batsh 沉积模型。其在原模型基础上加入了以临界剪切速度为判据的颗粒剥离模型,并且假设粒子在撞击到叶片之前,叶片表面已经覆盖有一层粒子,这一颗粒薄层与颗粒

相的性质相同,温度取值为壁面温度。结果表明,与原模型相比,EI-Batsh 沉积模型所得结果更接近实验结果。Ai 等^[8]基于 EI-Batsh 沉积模型,研究了平板气膜冷却模型中孔径与孔间距对颗粒沉积特性的影响,发现颗粒沉积率随吹风比的增大、气膜孔径的增大而降低。并且其通过实验验证进一步发现^[9],气膜孔间距减小,个数增加,沉积物明显减少,提高吹风比可以减少颗粒在冷却路径上的沉积。周君辉等^[10]针对平板气膜冷却模型,采用 EI-Batsh 沉积模型对气膜孔附近颗粒的沉积特性进行数值研究,发现 1、2 μm 粒径的颗粒沉积率随吹风比的增大而增大,3、4 μm 粒径颗粒沉积率随吹风比的增加而减小。该结果与 Hamed 等^[11]所得实验结果相一致。Rozati 等^[12]基于 EI-Batsh 沉积模型,采用大涡模拟方法对燃气透平叶片前缘气膜孔区域的沉积行为进行研究,发现随着粒径的增大,吹风比对叶片前缘位置沉积的影响逐渐减弱;吹风比增大,颗粒沉积率有所减小,颗粒粒径从 1 μm 增加至 10 μm ,颗粒沉积率由 1% 增加至 90%。裴钰^[13]对无气膜透平叶片表面颗粒沉积特性进行数值研究,发现燃气温度由 1 350 K 上升至 1 550 K 时,颗粒沉积效率增大,颗粒捕捉效率增大,并且更大粒径范围内的颗粒会发生沉积。进出口压比增加后,碰撞率有所提高但是颗粒沉积率降低。其所得结果与 Wenglarz 等^[14]所得实验结果相近。徐致远^[15]对颗粒在涡轮端壁处的沉积效应进行数值研究,发现颗粒在涡轮端壁前缘滞止点的沉积量最大,且沉积厚度会随着主流温度的增加而减小。赵静宇^[16]对颗粒在气膜冷却平板上的沉积机理进行研究,发现在模拟计算时 Saffman 力和拖曳力不可忽略。在高温情况下,射流的贴壁性越强、展向流场越均匀以及涡的扰动强度越小对沉积的优化作用就越强。Forsyth 等^[17]通过动网格技术对燃气轮机内颗粒沉积情况进行了模拟研究,发现采用动网格技术后的模拟结果能更好地反映实际沉积情况。

在已有数值研究中,所采用的物理模型多为平板气膜冷却模型以及没有冷却结构的涡轮叶栅,对于带有气膜冷却结构的真实叶片表面颗粒沉积特性的数值研究偏少。故本文以带有真实冷

却结构的高压涡轮静叶叶栅为计算模型,通过E1-Batsh沉积模型对不同Stokes数(Stokes数分别为0.01、0.1、0.5以及1.0)颗粒在其叶片表面的沉积特性进行数值研究,并进一步研究了压力面冷却射流对其沉积特性的影响,以期对涡轮叶片表面的颗粒沉积行为进行一定的预测。

1 物理模型

1.1 计算域与边界条件

由于颗粒沉积主要发生在涡轮静叶上,故本文计算模型选用某航空发动机高压涡轮静叶,如图1所示,取一个叶片周期作为计算域,由于静叶无需考虑转动的影响,并且为了简化计算,所以上下表面采用平移周期性边界。叶片弦长为71.4 mm,叶高为60 mm,栅距为80 mm。气膜孔开设在压力面 $S/L=0.2$ 处(S/L 表示叶片表面点与叶片前缘驻点沿叶片表面的距离与叶型弦长之比, $S/L=0$ 为叶片前缘驻点位置,正值表示叶片压力面,负值表示叶片吸力面),与壁面呈 30° 角,气膜孔直径 $D=0.6$ mm,孔间距为三倍孔径。

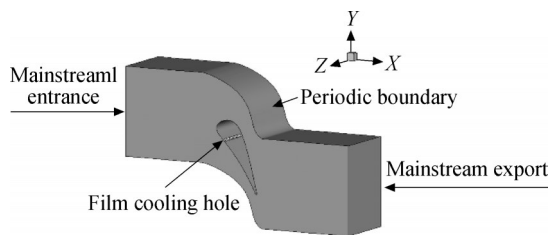


图1 三维叶栅模型

Fig.1 Three-dimensional cascade physical model

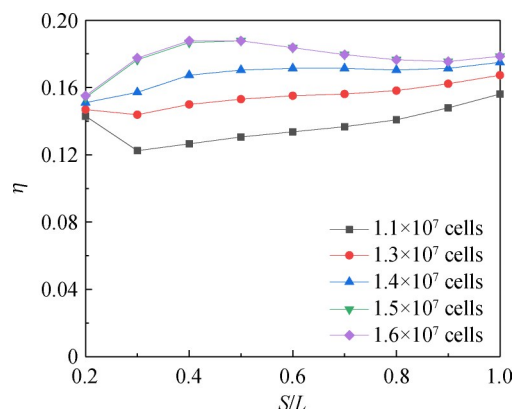
各边界条件设置如下:高温主流入口设置为流量入口,总温为1760 K,流量为1.693 kg/s;主流出口设置为压力出口,表压设置为1 MPa;次流入口设置为流量入口,总温为780 K,流量根据吹风比确定。各入口气体均设置为可压缩理想气体,入口湍流度为5%。

颗粒由主流入口射入计算域,由文献[6,18]选取颗粒粒径和相关参数。颗粒质量流量为 2.78×10^{-5} kg/s,密度为990 kg/m³,比热容为984 J/(kg·K),导热系数为0.5 W/(m·K),颗粒进口速度和温度均与主流一致,颗粒粒径分别为2.5、7.8、17、25 μm。

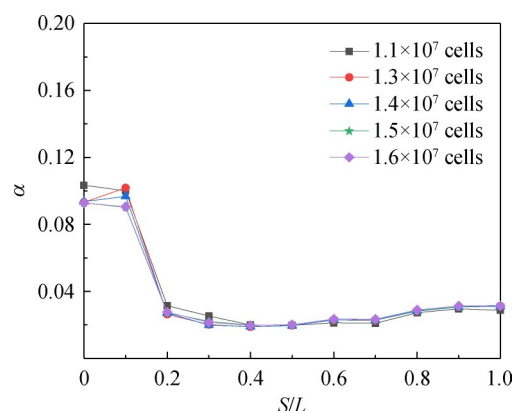
1.2 网格划分

对三维静叶叶栅计算域进行结构化网格划分,并且在叶片近壁区设置边界层,进行加密处

理,第一层网格高度为0.03 mm,壁面平均 y^+ 在1左右,网格最大纵横比为27,气膜孔出流位置也进行网格加密处理。图2所示为网格数对气膜出流下游沿程壁面绝热冷却效率(η)和颗粒沉积率(α)的影响。



(a) 网格数对沿程壁面绝热冷却效率的影响



(b) 网格数对沿程颗粒沉积率的影响

图2 网格数对计算结果的影响

Fig.2 Effect of the number of grids on the calculation results

壁面绝热冷却效率定义为

$$\eta = \frac{T_{\infty} - T_w}{T_{\infty} - T_c} \quad (1)$$

其中 T_{∞} 为主流温度(K), T_w 为壁面温度, T_c 为冷流温度。经过网格独立性验证,本文选择的计算网格数为1500万左右。计算域网格如图3所示。

颗粒沉积率定义为

$$\alpha = \frac{m_d}{m_{in}} \quad (2)$$

其中 m_d 为沉积质量(kg), m_{in} 为入射质量。

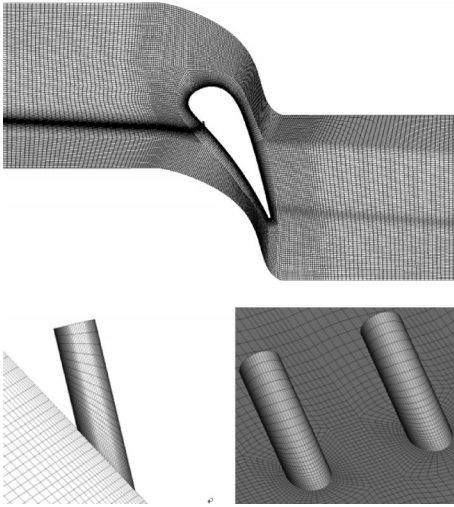


图3 整体网格与局部加密网格

Fig.3 Global grid and local refinement grid

2 数学模型

本文基于Fluent商业软件对流场特性以及颗粒的运动轨迹进行计算,通过嵌套入离散项模型中的用户自定义函数(UDF)对壁面处的沉积情况进行计算,并通过用户自定义内存(UDM)对相关数据进行存储。

2.1 气-固两相流动模型

颗粒运动轨迹采用拉格朗日法进行计算,主要考虑颗粒所承受的Stokes阻力(F_{Stokes}),由于叶片边界层处速度梯度较大,所以颗粒受到的Saffman力(F_{Saffman})也需要考虑在内。

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_{\text{Stokes}} + F_{\text{Saffman}} \quad (3)$$

式中

$$F_{\text{Stokes}} = \frac{1}{2} \rho (u - u_p)^2 A_{cp} C_d \quad (4)$$

$$F_{\text{Saffman}} = 1.615 \mu u_p^2 \sqrt{\frac{k_r}{v}} (u - u_p) \quad (5)$$

式中下标p表征颗粒,其他为气体参数, μ 为动力黏度($\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$), u 为流体速度(m/s), ρ 为流体密度(kg/m^3), u_p 为颗粒速度, v 为运动黏度(m^2/s), m_p 为单个颗粒质量, A_{cp} 为颗粒迎风面积(m^2), k_r 为局部速度梯度, C_d 为颗粒阻力系数,颗粒阻力系数和颗粒雷诺数定义为

$$C_d = \frac{24}{Re_p}, \quad Re_p = \frac{\rho d_p |u - u_p|}{\mu} \quad (6)$$

式中 d_p 为颗粒直径(m)。

颗粒的传热方程为

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h_c A_p (T_f - T_p) \quad (7)$$

式中 A_p 为颗粒表面积, c_p 为颗粒的比定压热容($\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$), T_f 为流体温度, T_p 为颗粒温度, h_c 为气流与颗粒之间的表面传热系数,由经验公式确定

$$Nu = \frac{h_c d_p}{\kappa} = 2.0 + 0.6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (8)$$

式中 Nu 为努塞尔数, Pr 为普朗特数, κ 为湍动能。

2.2 颗粒沉积模型

EI-Batsh沉积模型将颗粒的沉积过程分为两个阶段:第一阶段为颗粒在壁面的黏附过程;第二阶段为颗粒的剥离过程。如果颗粒在壁面发生黏附且未被剥离即判定颗粒沉积于壁面。

判断颗粒是否发生黏附采用临界速度模型,即颗粒碰撞到壁面时所具有的法向速度小于壁面临界捕捉速度则判定为黏附,否则颗粒将反弹。颗粒临界捕捉速度为

$$u_{p,cr} = \left(\frac{2E}{d_p} \right)^{10/7} \quad (9)$$

其中

$$E = 0.51 \left[\frac{5\pi^2 (k_s + k_p)}{4\rho_p^{3/2}} \right]^{2/5} \quad (10)$$

$$k_s = \frac{1 - \nu_s^2}{\pi E_s}, \quad k_p = \frac{1 - \nu_p^2}{\pi E_p} \quad (11)$$

$$E_p = 3 \times 10^{20} \exp(-0.02365 T_p) \quad (12)$$

其中 $u_{p,cr}$ 为颗粒临界捕捉速度, ρ_p 为颗粒密度, E_p 和 E_s 分别为颗粒与壁面材料的弹性模量(Pa),并且假设壁面上已经存在一层颗粒单层,这一单层与颗粒具有相同的性质,温度为壁面温度,壁面弹性模量等于该单层的弹性模量^[9], ν_p 和 ν_s 分别为颗粒和壁面材料的泊松比且均取值为0.27。

判断颗粒是否发生剥离采用临界剪切速度剥离模型,即如果湍流流动壁面摩擦速度大于颗粒的临界壁面剪切速度,颗粒便被剥离,否则颗粒沉积于壁面。临界壁面剪切速度为

$$u_{tc}^2 = \frac{C_u W_a}{\rho d_p} \left(\frac{W_a}{d_p E_c} \right)^{1/3} \quad (13)$$

$$v_w = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (14)$$

$$E_c = \frac{4}{3} \left(\frac{1 - \nu_s^2}{E_s} + \frac{1 - \nu_p^2}{E_p} \right)^{-1} \quad (15)$$

$$C_u = 1 + Kn \left(1.2 + 0.41 e^{-\frac{0.88}{Kn}} \right) \quad (16)$$

其中 u_{tc} 为壁面临界剪切速度(m/s); v_w 为壁面摩

擦速度; τ_w 为壁面切应力 (N/m^2); E_c 为复合弹性模量; C_u 为坎宁修正系数; Kn 为克努森数; W_a 为黏附功 (J/m^2), 取决于颗粒和壁面材料性质, 参考文献[19]取值为 0.039。

叶片表面沉积质量守恒方程为

$$m_d = m_a - m_b \quad (17)$$

式中 m_a 为黏附质量, m_b 为剥离质量。

2.3 参数定义

1) Stokes 数 S_i

$$S_i = \frac{\rho_p d_p^2 u}{18\mu l} \quad (18)$$

其中 l 为流域特征长度。

2) 吹风比 M

$$M = \frac{\rho_c u_c}{\rho_\infty u_\infty} \quad (19)$$

其中 ρ_c 和 u_c 分别表征冷却射流的密度与流速, ρ_∞ 与 u_∞ 表征主流的密度与速度。

3) 颗粒碰撞率 β

$$\beta = \frac{m_c}{m_{in}} \quad (20)$$

其中 m_c 为碰撞到叶片表面的颗粒质量。

4) 碰撞率变化率 δ

$$\delta = \frac{\beta_M - \beta_{M=0}}{\beta_{M=0}} \quad (21)$$

其中 β_M 为不同吹风比下的颗粒碰撞率, $\beta_{M=0}$ 为不存在冷却射流时叶皮表面的颗粒碰撞率。

5) 颗粒黏附率 n

$$n = \frac{m_a}{m_c} \quad (22)$$

6) 颗粒相质量浓度 ρ_{gp}

$$\rho_{gp} = \frac{m_{p, cell}}{V_{cell}} \quad (23)$$

其中 $m_{p, cell}$ 为某网格单元中所有颗粒相的质量, V_{cell} 为某网格单元的体积。

2.4 湍流模型验证

图4给出了不同湍流模型计算得到的叶片前缘处的沿程温度分布, 实验数据来自于某研究所针对同一叶型得到的测量数据, 数值计算所采用边界条件均与实验条件相同。图中纵坐标 T_{ave} 为每组计算结果的平均温度, 由图得, 相较于 standard $\kappa-\omega$ 和 shear stress transport (SST) $\kappa-\omega$ 湍流模型, realizable $\kappa-\epsilon$ 湍流模型计算所得结果与实验数据最为接近, 故本文选取 realizable $\kappa-\epsilon$ 湍流模型。

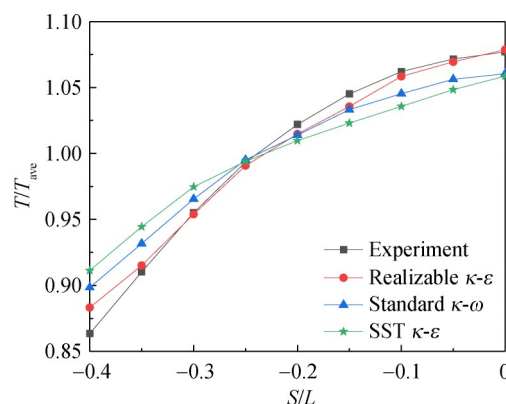


图4 湍流模型验证

Fig.4 Validation of turbulence models

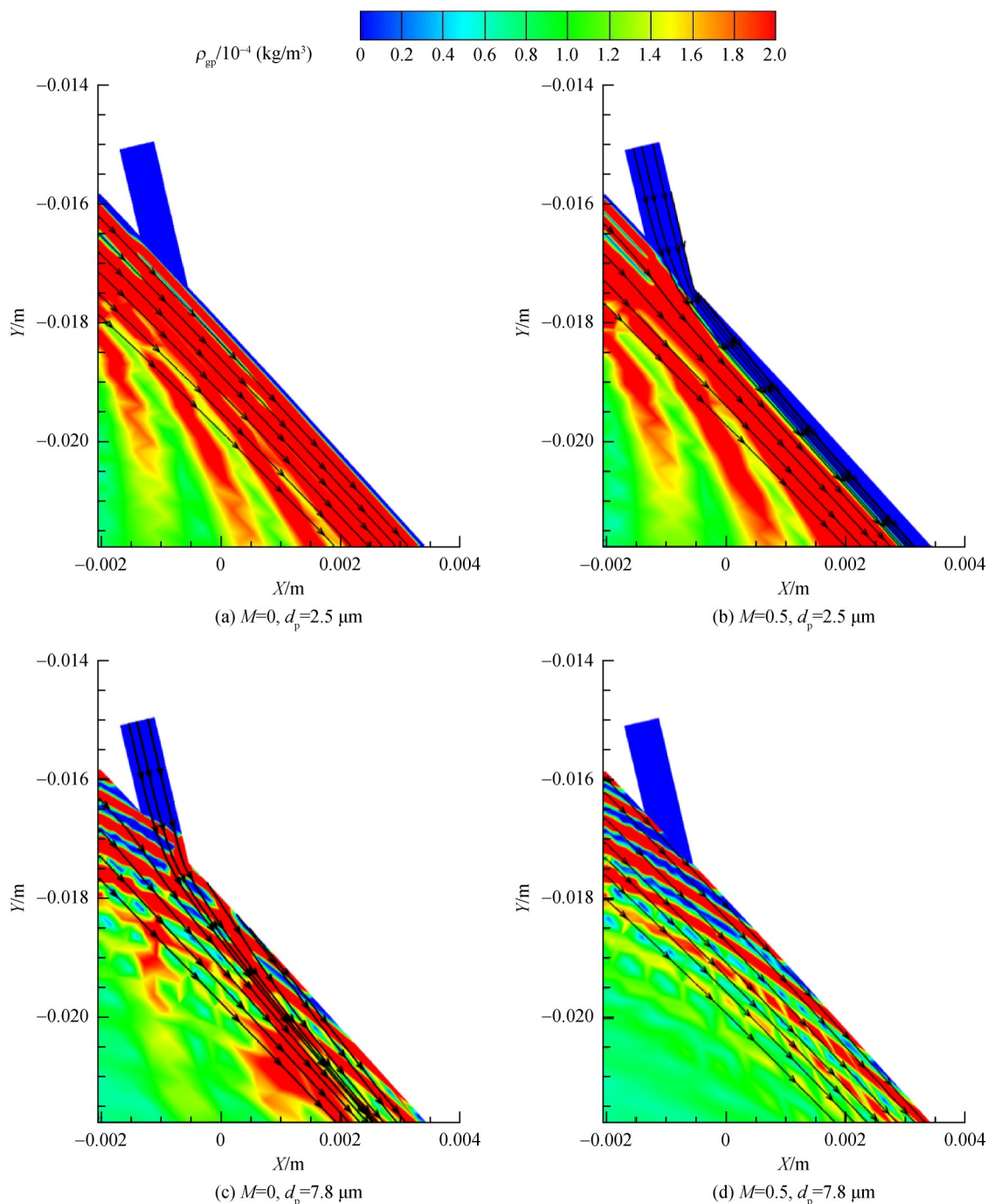
3 结果分析

3.1 颗粒运动特性

为分析冷却射流对较小粒径颗粒运动特性的影响, 选取 $2.5 \mu\text{m}$ ($S_i=0.01$) 和 $7.8 \mu\text{m}$ ($S_i=0.1$) 粒径颗粒分别在无气膜出流 ($M=0$), $M=0.5$, $M=1.0$ 以及 $M=2.0$ 工况下的计算结果进行对比分析。

图5为截面 $Z/D=50$ (原点 $Z=0$ 位于叶栅内侧端壁处, 外侧端壁处为 $Z/D=100$, D 为气膜孔直径, 横纵坐标为长度参数), 气膜出流下游位置处的颗粒质量浓度图, 所选工况分别为 $M=0$ 和 $M=0.5$ 。由图5(a)可得, 在 $M=0$ 时, $2.5 \mu\text{m}$ 粒径颗粒与叶片壁面无限接近, 但是由于自身动能过小, 运动轨迹主要受主流影响, 主流速度方向与叶片壁面所平行, 所以颗粒并不会直接接触到叶片压力面, 即图中叶片附近的蓝色薄层。存在气膜出流时, 叶片附近的蓝色区域明显增大, 大部分颗粒被冷流阻挡在外, 无法与叶片表面直接接触, 这是因为 $2.5 \mu\text{m}$ 粒径颗粒自身动能过小, 没有足够的能量穿过冷流所形成的气膜, 即表现为射流对颗粒的吹离作用, 如图5(b)。当粒径增大到 $7.8 \mu\text{m}$ ($S_i=0.1$) 时, 颗粒本身动能增加, 气膜出流阻断颗粒与壁面接触的作用已经不再明显, 颗粒可以在自身动能的作用下突破气膜接触到叶片壁面甚至冲击到气膜孔内壁, 如图5(d)。

图6为 $2.5 \mu\text{m}$ 粒径颗粒在不同吹风比情况下, 在气膜出流下游 $S/L=0.25$ (气膜孔下游 $6D$ 处) 截面处的质量浓度分布图。由图得, 当吹风比增大时, 气膜孔下游会形成肾型涡对且尺度增大, 并且颗粒会被涡对卷吸携带至壁面与壁面发生碰撞接触, 即表现为射流对颗粒的卷吸作用, 如图6

图 5 气膜孔下游近壁区域的颗粒质量浓度分布 ($Z/D=50$)Fig.5 Particle mass concentration distribution in the near wall area downstream of the film hole ($Z/D=50$)

中虚线区域所示。

为分析冷却射流对大粒径颗粒运动特性的影响,选取 $17\ \mu\text{m}$ ($S_i=0.5$) 和 $25\ \mu\text{m}$ ($S_i=1.0$) 粒径颗粒在 $M=0.5$ 工况下的计算结果进行对比分析。图 7 为不同粒径颗粒在截面 $Z/D=50$ 处的质量浓度分布图。由图得气膜出流已经无法影响其运动特性,大量颗粒碰撞到叶片表面,并且部分颗粒由于自身速度大于壁面临界捕捉速度而发生反弹,反弹路径如图中虚线所围区域所示。对于 $17\ \mu\text{m}$

粒径颗粒,其反弹后受主流影响较大,运动方向逐渐与主流趋同,不能穿过周期边界到达吸力面的上方,而对于 $25\ \mu\text{m}$ 粒径颗粒,主流对其影响进一步减小,大量颗粒反弹之后穿过周期边界到达吸力面上方区域,甚至有部分颗粒可以接触到叶片吸力面尾缘。

图 8 为 $M=0$ 时粒径对叶片表面颗粒碰撞率的影响情况。由图 8 得,随着粒径的增大颗粒碰撞率有明显的增大。其原因为颗粒粒径增加,表

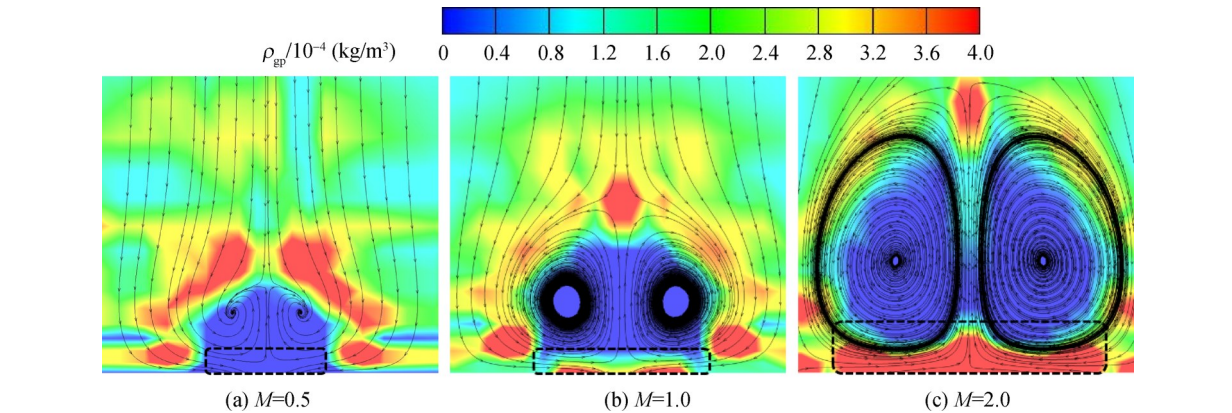


图 6 截面 $S/L=0.25$ 处流线与颗粒质量浓度分布图 ($Z/D=50$)

Fig.6 Streamlines and particle mass concentration diagram on section $S/L=0.25$ ($Z/D=50$)

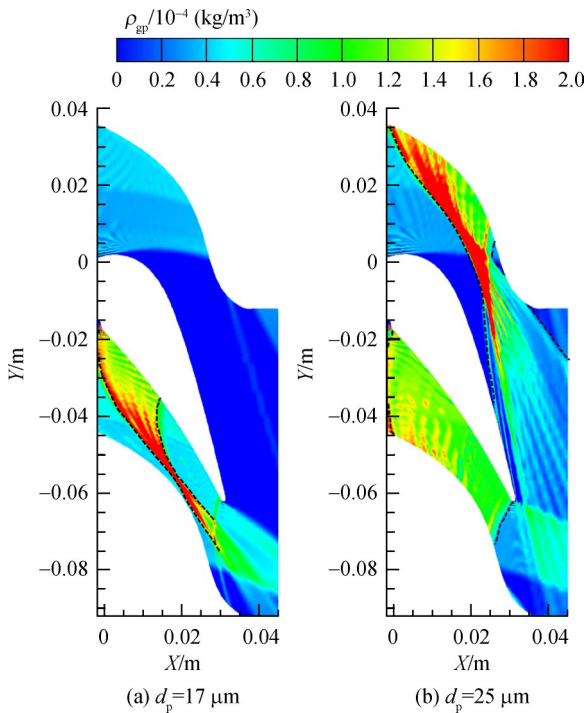


图 7 截面 $Z/D=50$ 处颗粒质量浓度图 ($M=0.5$)

Fig.7 Particle mass concentration distribution diagram on section $Z/D=50$ ($M=0.5$)

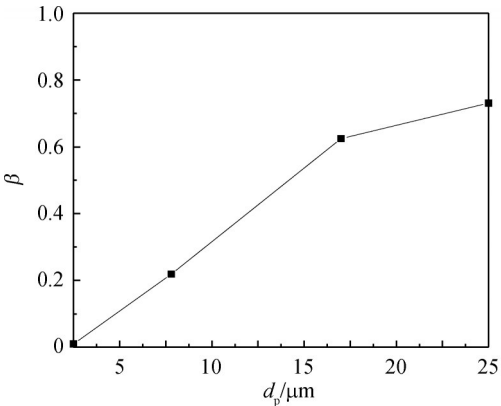


图 8 粒径对碰撞率的影响 ($M=0$)

Fig.8 Effect of particle diameter on collision rate ($M=0$)

征颗粒运动特性的 S_i 会显著增大,颗粒自身的惯性会在其运动中逐渐起到主导作用,更容易摆脱主流的裹挟,凭借自身惯性撞击至叶片表面。

表 1 为不同吹风比条件下,颗粒碰撞率的变化率情况。对于 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ 和 $7.8\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒,存在气膜出流时碰撞率都有一定的增加,但 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒碰撞率随吹风比增加呈现先减小后增大的趋势,而 $7.8\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒碰撞率呈现先增大后减小的趋势,且 $7.8\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒碰撞率变化幅度大幅减小。碰撞率下降的原因为冷却射流对颗粒的吹离作用,如图 6(a) 与图 5(b) 所示,而碰撞率增加的原因为冷却射流的卷吸作用,如图 6 虚线框区域所示。对于 $17\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒,随着吹风比的增加颗粒碰撞率表现为逐渐减小,但由于颗粒本身动能较大的原因,减少幅度极小。当粒径继续增大到 $25\text{ }\mu\text{m}$ 时,冷却射流对碰撞率的影响不存在明显规律。

表 1 吹风比对 δ 的影响

M	Table 1 Effect of blowing ratio on δ			
	$\delta/\%$			
	$d_p=2.5\text{ }\mu\text{m}$	$d_p=7.8\text{ }\mu\text{m}$	$d_p=17\text{ }\mu\text{m}$	$d_p=25\text{ }\mu\text{m}$
0.5	-26.04	0.91	-0.56	-0.42
1.0	-12.50	3.61	-0.66	0.31
1.5	10.42	-1.46	-0.75	-0.07
2.0	33.33	-3.79	-0.80	-0.15
2.5	43.75	-6.12	-0.88	0.13

3.2 颗粒黏附特性

为分析吹风比与粒径对颗粒黏附率的影响,获得图 9 相关数据,由图得当吹风比一定时,颗粒

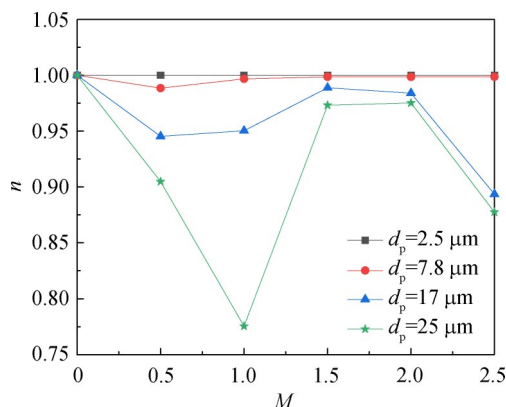


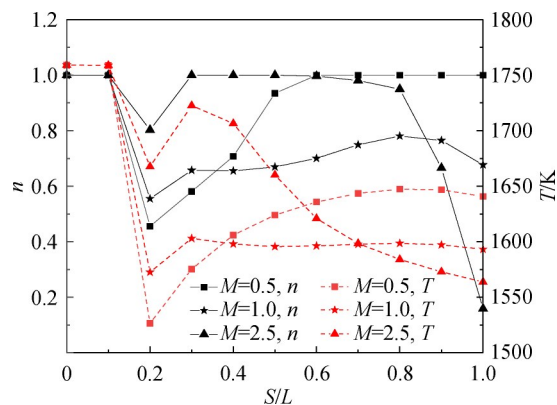
图9 粒径与吹风比对黏附率的影响

Fig.9 Effect of particle diameter and blowing ratio on adhesion rate

黏附率随着颗粒粒径的增大而不断减小,且吹风比小于1.5时,趋势最为明显。其原因为颗粒捕捉速度与颗粒粒径成反比,即颗粒粒径越大,颗粒捕捉速度越小,故不同粒径颗粒以相同速度碰撞到壁面后,大粒径颗粒有更大的概率发生反弹,所以大粒径颗粒的黏附率会更小。对于 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒,由于其本身粒径过小导致任何温度下捕捉速度都较大,所以不论吹风比如何变化其黏附率均为1。7.8 μm 粒径颗粒黏附率随着吹风比增加呈现先减小后增大的趋势。其原因为小粒径颗粒发生反弹所需要的壁面温度较低,计算结果表明只有在气膜孔近场区才会发生反弹,而随着吹风比的增大,近场区壁面温度呈现先降低后增大的趋势,所以黏附率呈现出先减小后增大的趋势。对于17 μm 和25 μm 粒径颗粒,随吹风比增大,颗粒黏附率均呈现先减小后增大再减小趋势。其中吹风比为1.0时,25 μm 粒径颗粒黏附率减小至最小值,这是因为吹风比为1.0时,叶片中后部分沿程温度比吹风比为0.5时更低,颗粒黏附率整体保持在一个较低水平(如图10),所以黏附率达到了最小值。当吹风比增加至2.5时,两种粒径颗粒的黏附率都再次发生明显的下降,其原因为 $M=2.5$ 时,叶片尾缘即气膜孔远场区得到了较好冷却,温度较低,碰撞至尾缘的颗粒在温度与粒径的双重作用下发生反弹,导致黏附率降低(如图10)。

3.3 颗粒沉积特性

在本文所设边界条件下,计算结果表明叶片表面并不会发生黏附颗粒的剥离脱落,即颗粒沉积质量等于黏附质量,由式(2)、式(20)和式(22)可得,此时颗粒沉积率在数值上等于碰撞率与黏

图10 吹风比对沿程温度与黏附率的影响($d_p=25\text{ }\mu\text{m}$)Fig.10 Effect of blowing ratio on temperature and adhesion rate along the way ($d_p=25\text{ }\mu\text{m}$)

附率的乘积,因此沉积率同时受到碰撞率与黏附率的影响。

为分析颗粒在叶片表面的总体沉积情况,以 $M=0$ 工况为例获得不同粒径颗粒在涡轮叶片表面的沉积情况如图11所示。由图可得,颗粒主要沉积于叶片前缘和整个压力面,而吸力面几乎不会发生沉积。其原因为高温主流可以直接冲击到叶片前缘,所以颗粒更容易接触到前缘壁面从而发生沉积,叶片压力面为凹面,颗粒在随着主流运动的过程中也会与压力面接触从而沉积于其表面,而吸力面为凸面,颗粒不容易与吸力面发生接触,所以基本不会在叶片吸力面表面发生沉积。

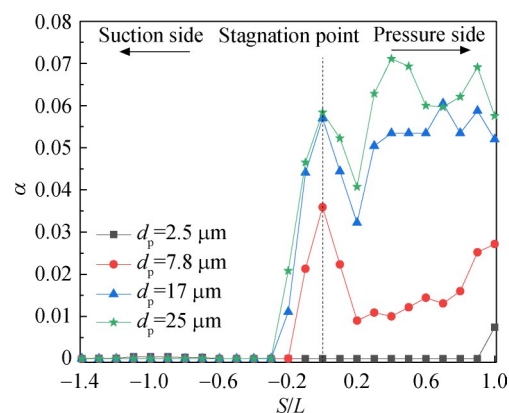


图11 无气膜时粒径对沉积率的影响

Fig.11 Effect of particle diameter on the deposition rate without film

由图11还可得出,当颗粒粒径从 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ 增加至17 μm 时,颗粒沉积率有明显的增加,而当粒径继续增大至25 μm 时沉积率的增幅变小。其原因为, $M=0$ 时,不同粒径颗粒黏附率均为100%,故沉积率完全由碰撞率所决定,颗粒粒径由 $2.5\text{ }\mu\text{m}$

增加至 $17\text{ }\mu\text{m}$ 时颗粒碰撞率有明显增大,如图8所示,所以表现为颗粒沉积率的明显增大。但是当粒径继续增大至 $25\text{ }\mu\text{m}$ 时,颗粒碰撞率的增幅变小,仅增加了 10% ,表现为沉积率的小幅度增加。

为分析吹风比对颗粒沉积率的影响,分别以 $7.8\text{ }\mu\text{m}$ 和 $17\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒代表小粒径颗粒与大粒径颗粒,获得两种颗粒在不同吹风比情况下沉积率沿 S/L 变化情况如图12和图13所示。由图得存在冷却射流时,气膜孔下游叶片表面颗粒沉积率都会受到一定影响,并且表现出明显的区域特征。

由图12可得,对于 $7.8\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒,在 $S/L=0.2\sim 0.3$ 之间, $M=0.5$ 时沉积率达到最小值,随着 M 增大沉积率逐渐增大,但是在 $S/L=0.3\sim 0.8$ 之间,颗粒沉积率随着吹风比的增加明显减小。其原因为,在 $S/L=0.2\sim 0.3$ 之间,随着吹

风比增加碰撞率变化并不大,但吹风比增加后, $S/L=0.2\sim 0.3$ 之间壁面冷却效果会变差, $M=0.5$ 时冷却效果最好(如图10红色虚线所示),所以颗粒碰撞到壁面后颗粒速度有更大概率大于临界捕捉速度从而发生反弹,故吹风比增加后颗粒沉积率呈现先减小后增大的趋势。在 $S/L=0.3\sim 0.8$ 之间,随着 S/L 的增大肾型涡对的尺度逐渐变小,对颗粒的卷吸作用减弱,但是冷却射流的吹离作用随着吹风比的增加而一直增加,所以吹风比增加颗粒碰撞率不断减小,而 $S/L=0.3\sim 0.8$ 之间壁面温度随吹风比增加均维持在一个较高温度,颗粒碰撞到壁面后均被壁面所捕捉,所以颗粒碰撞率越低则沉积率越低,故随着吹风比增加, $S/L=0.3\sim 0.8$ 之间沉积率逐渐变小。

由图13可得,对于 $17\text{ }\mu\text{m}$ 粒径颗粒,在 $S/L=0.2\sim 0.6$ 之间, $M=0.5$ 时沉积率同样减小到最小值,随着 M 增大沉积率逐渐增大。其原因为,对于 $17\text{ }\mu\text{m}$ 粒径的颗粒,由于其颗粒直径较大,颗粒的运动特性主要受到自身惯性的影响,所以随着吹风比的增大,肾型涡对对颗粒的卷吸作用以及主流的裹挟作用都不会有太大变化,颗粒的碰撞率便不会发生太大变化,如表1所示。所以对于大粒径颗粒,壁面温度是决定其沉积特性的重要因素。吹风比增大,近场区壁面的冷却效果变差,壁面温度便会升高,颗粒便更容易被捕获。所以 $M=0.5$ 时, $S/L=0.2\sim 0.5$ 区域颗粒沉积率最小,并且随着吹风比增加沉积率逐渐变大。而当 $M=2.5$ 时,由于叶片远场区得到了较好的冷却效果,所以 $S/L>0.6$ 区域沉积率明显下降。

4 结 论

本文基于 EI-Batsh 沉积模型,针对文中的三维涡轮叶栅模型,通过数值模拟的方法研究了压力面冷却射流对叶片表面微细颗粒沉积特性的影响,详细分析了不同情况下叶栅内颗粒运动特性以及叶片表面颗粒沉积特性,部分结论对于不同结构的涡轮叶栅可能存在一定变化。

主要结论如下:

1) 颗粒粒径越大碰撞率越大,冷却射流对微细颗粒运动特性的影响主要有两种,一是吹离作用减小颗粒碰撞率;二是卷吸作用增大颗粒的碰撞率,然而这两种作用仅对小粒径颗粒影响较大,对于粒径大于 $17\text{ }\mu\text{m}$ 的颗粒几乎不存在影响。

2) 颗粒粒径越大黏附率越小,对于粒径为

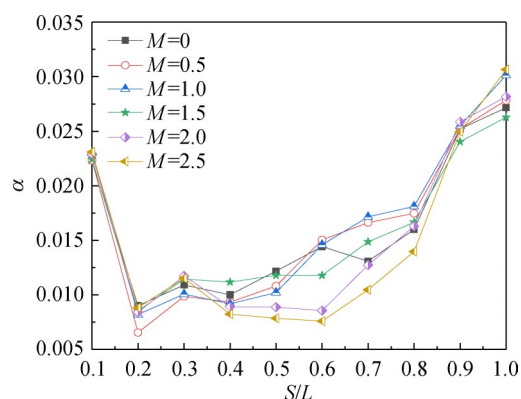


图12 吹风比对 $7.8\text{ }\mu\text{m}$ 颗粒沉积率的影响

Fig 12 Effect of blowing ratio on the deposition rate of $7.8\text{ }\mu\text{m}$ particle

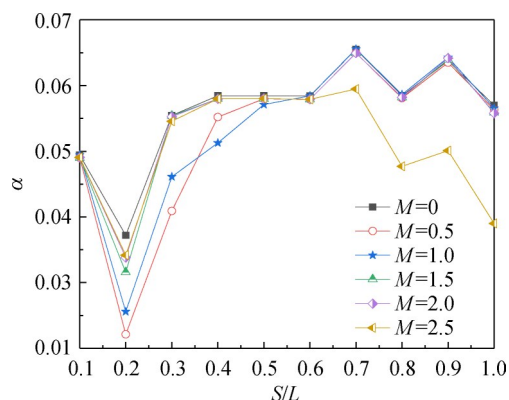


图13 吹风比对 $17\text{ }\mu\text{m}$ 颗粒沉积率的影响

Fig 13 Effect of blowing ratio on the deposition rate of $17\text{ }\mu\text{m}$ partic

2.5~17 μm 颗粒黏附率随着吹风比增大呈现为先减小后增大趋势, $M=0.5$ 时黏附率最小, 25 μm 粒径颗粒黏附率随吹风比增大呈现先减小后增大再减小的趋势, $M=1.0$ 时黏附率最小。

3) 颗粒沉积主要发生在叶片前缘与压力面。颗粒粒径从 2.5 μm 增加至 17 μm 时, 颗粒沉积率有大幅度增加, 但是当粒径从 17 μm 增加至 25 μm 后沉积率增加幅度变小。冷却射流对颗粒沉积率的影响有明显的区域性。对于小粒径颗粒随吹风比增加, 在 $S/L=0.2\sim0.3$ 之间沉积率呈先减小后增大的趋势, 而在 $S/L=0.3\sim0.8$ 之间沉积率逐渐减小。对于大粒径颗粒随吹风比增加, 在 $S/L=0.2\sim0.5$ 之间颗粒沉积率先减小后增大, 当吹风比增加至 2.5 时, 远场区的颗粒沉积率明显减小。

参考文献:

- [1] DRING R P, CASPAR J R, SUO M. Particle trajectories in turbine cascades[J]. Journal of Energy, 1979, 3(3):161-166.
- [2] BRACH R M, DUNN P F. A mathematical model of the impact and adhesion of microspheres[J]. Aerosol Science and Technology, 1992, 16(1):51-64.
- [3] SREEDHARAN S S, TAFTI D K. Composition dependent model for the prediction of syngas ash deposition in turbine gas hotpath[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2011, 32(1):201-211.
- [4] SINGH S, TAFTI D. Particle deposition model for particulate flows at high temperatures in gas turbine components[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2015, 52:72-83.
- [5] HANSEN L A. Melting and sintering of ashes[D]. Copenhagen, Denmark: Technical University of Denmark, 1998.
- [6] BARKER B, CASSDAY B, SHANKARA P, et al. Coal ash deposition on nozzle guide vanes: Part II computational modeling[J]. Journal of Turbomachinery, 2013, 135(1):011015.1-011015.9.
- [7] EI-BATSH H. Modeling particle deposition on compressor and turbine blade surfaces[D]. Vienna, Austria: Vienna University of Technology, 2001.
- [8] AI W, FLETCHER T H. Computational analysis of conjugate heat transfer and particulate deposition on a high pressure turbine vane[J]. Journal of Turbomachinery, 2012, 134(4):041020.1-041020.12.
- [9] AI W, MURRAY N, FLETCHER T H, et al. Deposition near film cooling holes on a high pressure turbine vane[J]. Journal of Turbomachinery, 2012, 134(4):041013.1-041013.11.
- [10] 周君辉, 张靖周. 气膜孔附近粒子沉积特性的数值研究[J]. 航空动力学报, 2014, 29(9):2166-2173.
ZHOU Junhui, ZHANG Jingzhou. Numerical investigation on particle deposition characteristics in vicinity of film cooling holes[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(9):2166-2173. (in Chinese)
- [11] HAMED A, TABAKOFF W G, WENGLARZ R V. Erosion and deposition in turbomachinery[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(2):350-360.
- [12] ROZATI A, TAFTI D K, SREEDHARAN S S. Effects of syngas ash particle size on deposition and erosion of a film cooled leading edge[J]. Journal of Turbomachinery, 2011, 133(1):011010.1-011010.9.
- [13] 裴钰. 燃气轮机涡轮叶片表面污染物沉积模型研究[D]. 天津: 中国民航大学, 2016.
PEI Yu. Research of deposition model on blade surface of gas turbine[D]. Tianjin: Civil Aviation University of China, 2016. (in Chinese)
- [14] WENGLARZ R A, FOX R G J. Physical aspects of deposition from coal water fuels under gas turbine conditions[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1989, 112(1):9-14.
- [15] 徐致远. 涡轮端壁处颗粒物沉积的数值研究[D]. 天津: 中国民航大学, 2018.
XU Zhiyuan. Study on the law of particulate deposition at endwall of turbine[D]. Tianjin: Civil Aviation University of China, 2018. (in Chinese)
- [16] 赵静宇. 颗粒在平板气膜冷却壁面沉积机理研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2017.
ZHAO Jingyu. Investigations of particle deposition mechanism on the flat plate wall with film cooling holes[D]. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2017. (in Chinese)
- [17] FORSYTH P R, GILLESPIE D, MCGILVRAY M. Development and applications of a coupled particle deposition-dynamic mesh morphing approach for the numerical simulation of gas turbine flows[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2018, 140(2):022603.1-026603.11.
- [18] 蔡柳溪. 燃气透平叶片表面颗粒沉积特性数值研究进展[J]. 工程热物理学报, 2020, 41(2):342-344.
CAI Liuxi. Numerical research progress on the particle deposition characteristics of gas turbines blade surface[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2020, 41(2):342-344. (in Chinese)
- [19] SOLTANI M, AHMADI G. On particle adhesion and removal mechanisms in turbulent flows[J]. Journal of Adhesion Science and Technology, 1994, 8(7):763-785.

(编辑: 陈越)