基于CFD-DEM的阵列冲击冷却通道颗粒流动及沉积特性研究*

李 琳, 刘 杰, 常助川, 康竟业

(新疆大学 电气工程学院,新疆 乌鲁木齐 830017)

摘 要：本文基于计算流体力学-离散单元法(CFD-DEM)对阵列冲击冷却通道内的颗粒流动及沉积特性开展数值模拟研究. 获得了冲击靶面颗粒沉积层的非稳态生长过程,揭示了颗粒直径和颗粒入口体积分数对颗粒流动与沉积特性的影响规律及作用机理. 研究结果表明,相邻冲击孔射流的相互作用诱导形成了对撞涡结构;冲击驻点区逐渐堆积形成锥形沉积层,而射流对撞区形成带状沉积层;随着颗粒直径与颗粒入口体积分数的增加,颗粒沉积质量与沉积率均逐渐增加. 颗粒直径的增大导致颗粒惯性力增加,加剧了颗粒碰撞后的动量耗散,颗粒入口体积分数的增大使颗粒间碰撞概率增加.

关键词：离散单元法(DEM);阵列冲击冷却通道;颗粒流动;颗粒沉积率

DOI：10.13568/j.cnki.651094.651316.2026.01.22.0001

中图分类号：V231.1 **文献标识码**：A **文章编号**：2096-7675(2026)05-0531-015

引文格式：李琳,刘杰,常助川,康竟业. 基于CFD-DEM的阵列冲击冷却通道颗粒流动及沉积特性研究[J]. 新疆大学学报(自然科学版中英文),2026,43(5):531-545.

英文引文格式：Li Lin, Liu Jie, Chang Zhuchuan, Kang Jingye. Investigation of particle flow and deposition characteristics in array impingement cooling passage using CFD-DEM[J]. Journal of Xinjiang University(Natural Science Edition in Chinese and English),2026,43(5):531-545.

Investigation of Particle Flow and Deposition Characteristics in Array Impingement Cooling Passage Using CFD-DEM

Li Lin, Liu Jie, Chang Zhuchuan, Kang Jingye

(School of Electrical Engineering, Xinjiang University, Urumqi Xinjiang 830017, China)

Abstract: This study numerically investigates the particle flow and deposition characteristics within array impingement cooling passage using the coupled computational fluid dynamics-discrete element method (CFD-DEM). The unsteady growth process of the particle deposition layer on the impingement target surface is captured, and the underlying mechanisms by which particle diameter and particle inlet volume fraction affect the flow and deposition behaviors are revealed. The results indicate that the interaction between adjacent impingement jets induces the formation of collision vortex structures. A conical deposition layer is gradually built up in the impingement stagnation region, whereas a band-shaped deposition layer is generated in the jet interaction region. Furthermore, both particle deposition mass and deposition rate increase with the increase of particle diameter and particle inlet volume fraction. Specifically, the increase in particle diameter enhances the particle inertial forces, exacerbating momentum dissipation after collisions, whereas the increase in particle inlet volume fraction leads to a higher probability of inter-particle collisions.

Key words: discrete element method (DEM); array impingement cooling passage; particle flow; particle deposition rate

* **收稿日期**：2026-01-22; **修回日期**：2026-03-19; **录用日期**：2026-03-20.

基金项目：新疆维吾尔自治区高校基本科研业务费“燃气透平叶片流道多尺度颗粒动力学特性及沉积机理研究”(XJ2019G037);国家自然科学基金青年科学基金“燃气透平叶片内冷通道颗粒迁移特性及沉积机制研究”(12402307).

作者简介：李琳(1992—),女,副教授,主要从事涡轮叶片冷却技术与颗粒沉积特性的研究,E-mail:lilin199207@126.com.

0 引 言

近年来,为满足更高的推重比与热循环效率需求,现代燃气轮机涡轮进口温度已超过2 000 K,远超高温合金材料的蠕变极限[1]. 在此高温下,高效的内部冷却技术是保障叶片安全稳定运行的关键. 在实际运行中,冷却气体中携带的微细颗粒物极易在通道表面附着,导致冷却通道堵塞以及传热恶化,严重威胁燃气轮机的运行安全[2]. 故研究颗粒在涡轮叶片内部冷却通道中的流动及沉积特性尤为重要[3].

随着计算流体力学(CFD)技术的发展,数值模拟方法已逐渐成为一种研究通道内颗粒流动和沉积特性的有力工具[4]. Cowan等[5]研究了带有阵列扰流柱的涡轮叶片内冷通道颗粒迁移特性,颗粒沉积率随颗粒斯托克斯数的减小而增加,与颗粒无量纲温度成反比. Li等[6]通过数值模拟探究了颗粒直径与雷诺数对U型通道中双侧带肋颗粒沉积特性的影响,第一根肋对下游肋上颗粒沉积具有一定保护作用,减小冷气雷诺数与增大颗粒直径都有利于颗粒在通道中沉积. Liu等[7]通过实验探究了不同气膜孔结构与吹风比对颗粒沉积特性的影响. Peng等[8]进一步通过数值模拟探究了气膜孔倾角与吹风比对颗粒沉积特性的影响,气膜孔倾角的增大与吹风比的减小都会增加气膜孔中颗粒沉积. 在此基础上,Chen等[9]进一步设计了一种既能减少颗粒沉积又能获得高气膜冷却效率的气膜冷却结构,提出了一种沟槽与扇形孔组合的模型,并通过数值模拟的方法研究了沟槽深度和宽度对扇形孔气膜冷却效率和颗粒沉积特性的影响. Sun等[10]以简化的C3X涡轮机叶片为研究对象,采用EI-Batsh沉积模型对颗粒沉积过程进行数值模拟,探究在不同颗粒直径、颗粒密度下的沉积特性,并采用动网格方法重建颗粒沉积表面形貌. Singh等[11]采用大涡模拟耦合离散相模型(LES-DPM)研究了矩形通道中颗粒迁移特性,研究表明,颗粒在通道中的沉积主要发生在第一根肋前区域,第一根肋对通道后程肋有遮蔽作用. Shah等[12]则进一步用此方法研究了U型通道中颗粒迁移与沉积特性,研究表明,颗粒在直通道段的沉积同样主要发生在第一根肋前,而颗粒在弯道中的沉积主要发生在外侧区域. 刘雨松等[13]探究了不同冲击孔形对靶面换热特性的影响,发现渐缩型冲击孔能减小工质流动阻力,且个数越多流动阻力越小、靶面换热性能越好. 在此基础上,马鹏博等[14]进一步针对冲击气膜冷却结构研究了冲击靶面沉积层形成对靶面换热特性的影响,沉积层的形成是一个具有显著阶段性特征的动态演化过程,伴随注入颗粒质量的增加,沉积层锥顶部的传热系数呈现局部最大值. Zhang等[15]采用UDF定义的沉积模型,结合动网格方法,对高温涡轮叶栅内的颗粒沉积进行数值模拟,分别探究了壁温与射流对颗粒沉积特性的影响,研究表明,恒定壁温会削弱热斑对温度分布的影响,导致非沉积区消失或缩小,沉积量整体增加. Wang等[16]同样采用此方法探究了颗粒直径与吹风比对沉积特性的影响,发现颗粒直径增大会显著增加颗粒沉积,吹风比增大可使前缘沉积更均匀,压力面形成非沉积区.

目前,针对涡轮叶片内部冷却通道颗粒沉积的数值模拟取得了大量成果,但这些研究普遍将颗粒视为质点,忽略了颗粒与颗粒、颗粒与流体间的相互作用[17]. 在实际流动过程中,随着近壁区局部颗粒密度的升高,高频的颗粒碰撞及颗粒与壁面相互作用对颗粒沉积有很大影响,将颗粒简化为无体积质点并依赖半经验沉积准则的传统轨道追踪方法,无法精准揭示这种涉及能量耗散的动态演化机制. 相比之下,计算流体力学-离散单元法(CFD-DEM)的发展,在解析多相流接触力学行为与流-固耦合上具有很大优势. DEM不再将颗粒简化为无体积的质点,而是赋予其真实的物理几何尺寸与力学属性. 通过引入接触力学模型,能够直接计算颗粒与壁面以及颗粒与颗粒之间的非弹性碰撞与黏附作用,进而真实追踪并还原沉积层的动态堆积过程与沉积形貌的演化[18].

Tsuji等[19]将DEM方法应用于二维流化床计算,发展了CFD-DEM方法,随后此方法在全球范围内取得了广泛应用. 为平衡求解精度与计算效率,Dufresne等[20]基于DEM方法开发了粗粒化离散单元法,指出引入合适的碰撞修正系数能够定量还原颗粒体系的真实能量衰减率. Hong等[21]采用三相耦合的CFD-DEM方法研究了矩形通道内颗粒迁移特性,揭示了颗粒沉积量随入口浓度的变化规律,并量化了气流速度对颗粒撞击粗糙壁面回弹角度的影响. 针对涡轮叶片典型内冷结构,Li等[22]利用该耦合方法重现了气膜孔内颗粒沉积与堵塞的非稳态演化过程,指出颗粒表面能的增加会强化沉积物内部的力链网络,进而决定了沉积层的结构稳定性. 孔德海等[23]基于CFD-DEM方法研究了带肋矩形通道内的沉积特性,发现颗粒沉积主要发生在第一根肋片的迎风面,颗粒的沉积质量均随斯托克斯数和颗粒体积分数增加而增加. Kong等[24]进一步对S型微型冷却

通道展开模拟，证实颗粒堆积主要集中在弯道外侧壁面，提高雷诺数与增大颗粒直径均能有效降低壁面颗粒沉积率．在冲击冷却结构方面，Li等[25]同样利用该方法捕捉到冲击靶面颗粒沉积的非稳态发展过程，揭示了沉积行为的主导机制在于颗粒间以及颗粒与壁面连续碰撞所引发的能量急剧耗散．

尽管CFD-DEM方法在多相流有关数值模拟中取得了丰硕的研究成果，但目前针对燃气轮机涡轮叶片阵列冲击冷却通道中颗粒的沉积演化特性数值模拟研究仍十分匮乏．阵列冲击冷却通道是燃气轮机涡轮叶片前缘典型的内部冷却结构，故本文采用CFD-DEM方法对阵列冲击冷却通道中的颗粒流动及沉积特性展开深入研究．首先，通过将数值模拟结果与已有的实验数据进行对比，验证该数值模拟方法的可靠性．其次，获得冲击靶面颗粒沉积层的非稳态生长过程，分析沉积层的生长高度对其表面颗粒受剪切力及通道内流场的影响，揭示颗粒直径和颗粒入口体积分数对颗粒流动及沉积特性的作用机理．

1　数值模拟方法

1.1　CFD-DEM数值求解方法

本文使用的CFD-DEM方法采用欧拉-拉格朗日框架，在欧拉框架下求解流体控制方程，在拉格朗日框架下求解每个颗粒的运动与接触受力．该方法能够显式解析颗粒间复杂相互作用，进而更好地模拟颗粒的团聚、分散、堆积及流动等行为．CFD-DEM耦合求解流程如图1所示．

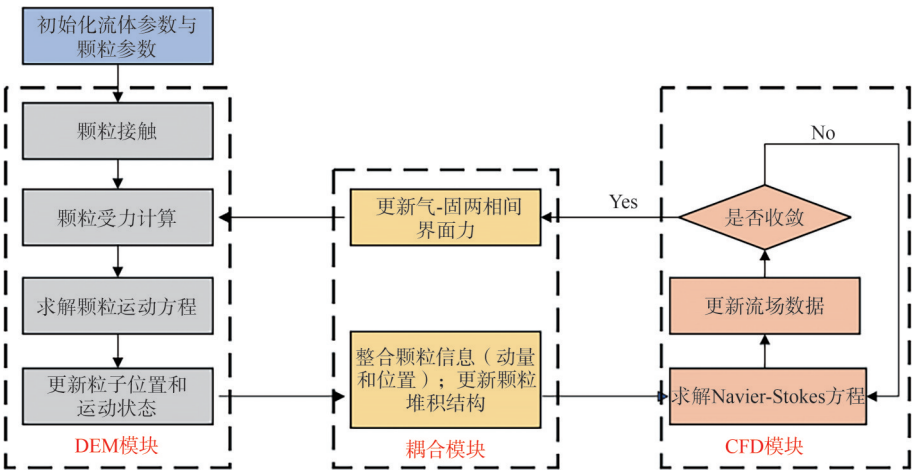


图 1　CFD-DEM耦合求解流程

Figure 1　Solution procedure of CFD-DEM coupling

1.1.1　气相模型

在气-固两相流动中，主流区通常表现为气相主导的稀相流动特征，颗粒间相互作用可被忽略，但在近壁面边界层内，颗粒局部浓度的升高导致颗粒间相互作用不可被忽略．同时，近壁面沉积层的增长改变了壁面边界条件和几何形状，使颗粒入口体积分数对流场的影响变得至关重要．标准的Navier-Stokes方程仅适用于单相连续介质的描述，为解决此问题，本研究引入欧拉多相流方程．

连续方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_f \rho_f\right)+\nabla\cdot\left(\varepsilon_f \rho_f \vec{u}_f\right)=S_f, \tag{1}$$

式中：ε_f为流体相体积分数；ρ_f为流体密度；$\vec{u}_f$为流体速度矢量；S_f为源项．

动量方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_f \rho_f \vec{u}_f\right)+\nabla\cdot\left(\varepsilon_f \rho_f \vec{u}_f \vec{u}_f\right)=-\varepsilon_f \nabla p+\nabla\cdot\bar{\bar{\tau}}_f+\varepsilon_f \rho_f \vec{g}+\sum_{i=1}^{n} F_i,$$

$$\bar{\bar{\tau}}_f=\varepsilon_f \mu_f\left(\nabla \vec{u}_f+\nabla \vec{u}_f^{\,T}\right)+\varepsilon_f\left(\lambda-\frac{2}{3}\mu_f\right)\nabla\cdot\vec{u}_f\bar{\bar{I}}, \tag{2}$$

式中：F_i为流体对颗粒的剪切力．由控制方程可知，随着通道中局部颗粒浓度的提升，体积分数项在方程中的

占比增加,进而对连续相的流动轨迹与能量耗散产生影响.

由于颗粒体积分数对流场的影响,湍流模型中必须包含该参数的耦合项. 针对流场求解,虽然标准k-ω模型在处理壁面流及自由剪切流的扩散速率方面表现优异,但其局限性在于对远场边界条件较为敏感. SST k-ω模型通过在自由流区还原为k-ε模型的行为特性,成功克服了这一不稳定性,实现了对复杂流动的预测,其湍流输运方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_f\rho_f k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\varepsilon_f\rho_f k u_{f,i})=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\varepsilon_f(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+\varepsilon_f(G_k-Y_k+S_k), \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_f\rho_f \omega)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\varepsilon_f\rho_f \omega u_{f,i})=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\varepsilon_f(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega})\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right]+\varepsilon_f(G_\omega-Y_\omega+D_\omega+S_\omega), \tag{4}$$

式中:G_k为由层流速度梯度而产生的湍流动能;G_ω为由层流速度梯度引起的扩散率;Y_k和Y_ω为k和ω的有效发散项;D_ω为正交发散项.

1.1.2 离散相模型

在DEM的拉格朗日框架下,颗粒相的动力学演化严格遵循牛顿第二运动定律. 在此体系中,每个颗粒被视为1个独立的离散实体,均有特定的几何形状、体积及材料属性. 颗粒运动方程为:

$$m_p\frac{\mathrm{d}\vec{u_p}}{\mathrm{d}t}=\sum F, \tag{5}$$

$$I\frac{\mathrm{d}w_p}{\mathrm{d}t}=\sum M, \tag{6}$$

式中:$\vec{u_p}$为颗粒运动速度矢量;F为颗粒所受的力;I为颗粒的转动惯量;w_p为颗粒的角速度;M为颗粒所受的力矩. 受力方程为:

$$\frac{m_p\mathrm{d}\vec{u_p}}{\mathrm{d}t}=\vec{F_G}+\vec{F_{Ar}}+\vec{F_D}+\vec{F_S}+\vec{F_P}+\vec{F_{Br}}, \tag{7}$$

式中:m_p为颗粒质量;t为颗粒运动时间;$\vec{F_G}$为重力;$\vec{F_{Ar}}$为浮力;$\vec{F_D}$为曳力;$\vec{F_S}$为萨夫曼升力;$\vec{F_P}$为压力梯度力;$\vec{F_{Br}}$为布朗力.

1.1.3 颗粒沉积有关参数定义

1)颗粒沉积率为:

$$\beta_{\mathrm{del}}=\frac{m_{\mathrm{del}}}{m_{\mathrm{total}}}\times 100\%, \tag{8}$$

式中:β_{del}为颗粒质量沉积率;m_{del}为沉积颗粒质量;m_{total}为注入颗粒总质量.

2)颗粒斯托克斯数为:

$$St=\frac{\rho_p d_p^2 u_f}{18\mu D}, \tag{9}$$

式中:ρ_p为颗粒密度;d_p为颗粒直径;u_f为流体特征速度;μ为气相流体的动力黏度;D为特征长度.

3)颗粒入口体积分数为:

$$\varepsilon_{ip}=\frac{M_p/\rho_p}{nA_j u_f+M_p/\rho_p}, \tag{10}$$

式中:M_p为颗粒入口的质量流量;n为冲击孔数量;A_j为冲击孔横截面积.

1.2 几何计算模型

本文建立的物理模型旨在模拟燃气轮机涡轮叶片前缘区域的阵列冲击冷却通道. 图2为阵列冲击冷却通道三维模型示意图,图3为阵列冲击冷却通道正视图与俯视图. 模型以冲击孔直径D=2.5 mm为特征尺度进行几何构建,气膜孔孔径为0.8D,冲击距为1D,冲击孔横向间距为4D,冲击孔纵向间距为3D,模型总长度16D,总宽度6D,其他定位尺寸见图中所示. 冷却气流由底部的速度入口进入,经由直径为D的冲击孔形成射流,垂直撞击冲击靶面.

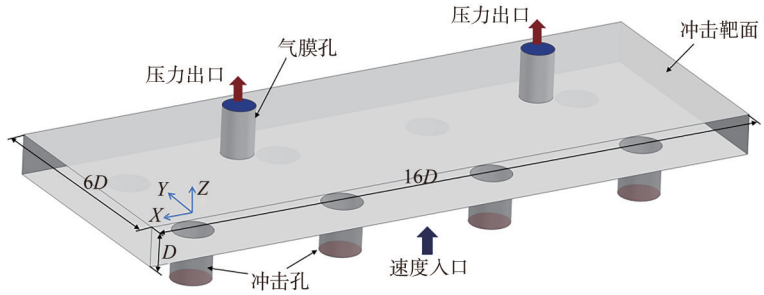


图 2　阵列冲击冷却通道三维模型

Figure 2　3D model of the array impingement cooling passage

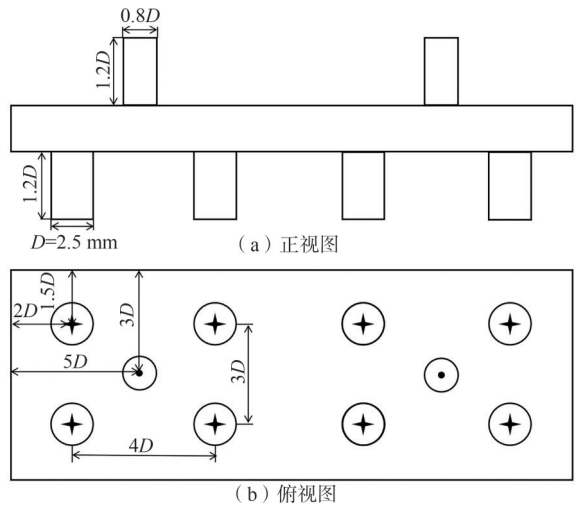


图 3　阵列冲击冷却通道(a)正视图与(b)俯视图

Figure 3　Array impingement cooling passage (a) front view and (b) top view

1.3　网格划分及无关性验证

本模型采用的六面体结构化计算网格如图4所示．在多相流参数解析中，颗粒体积分数的统计基于PCM方法实现．基于此算法特性，为避免因网格过密导致计算失真，CFD网格尺度被严格控制在颗粒尺度3~10倍范围内．如图5所示，本文使用5组不同直径颗粒来验证网格无关性，选取网格数在5.2×10^5~1.56×10^6范围内变化．根据沉积率研究，当网格数量超过1.07×10^6时，沉积率几乎保持稳定，故选用该网格数量．

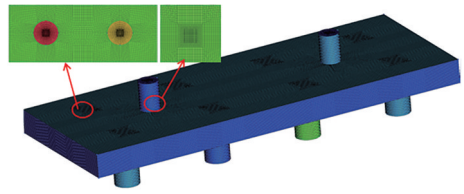


图 4　阵列冲击冷却通道网格划分

Figure 4　Computational mesh of the array impingement cooling passage

1.4　数值模拟方法验证

为验证CFD-DEM应用于阵列冲击冷却通道颗粒沉积模拟的可行性，本文将数值模拟结果与Li等[22]的实验数据进行对比，如图6所示．h_d/h_j为冲击驻点区域沉积层高度与冲击距之比．实验与计算结果的定性比较显示，数值模拟结果很好地还原了实验中驻点区锥形沉积层以及冲击孔间的带状沉积层．在定量分析方面，提取了模拟后驻点区锥形沉积层的无量纲高度峰值．结果显示，其峰值约为0.18，处于实验测量范围(0.16~0.20)，局部相对误差控制在10%以内．此外，在不同冲击射流雷诺数(Re_j=5 000~12 500)下，对比数值模拟结果与实验测量结果，低雷诺数(Re_j=5 000)下颗粒沉积率的相对误差为2.6%，全工况最大误差不超过13%，验证了CFD-DEM数值模拟方法的可靠性．

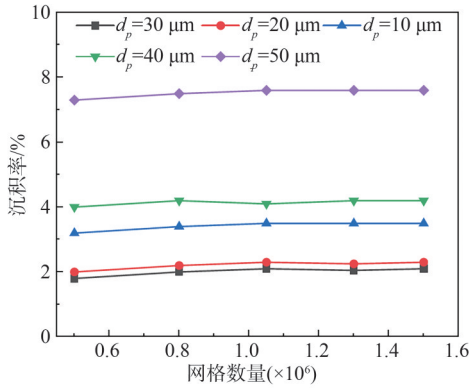
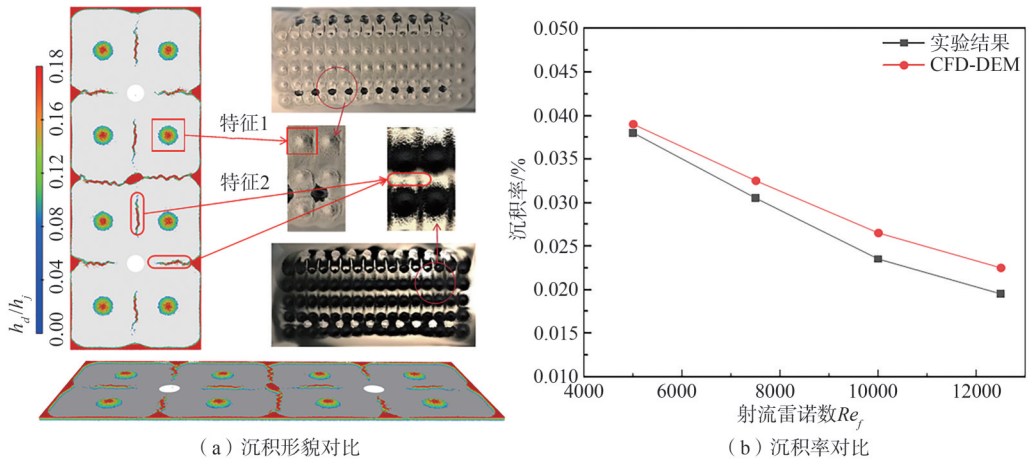


图 5 阵列冲击冷却通道网格无关性验证

Figure 5 Mesh independence validation of the array impingement cooling passage



(a) 沉积形貌对比 (b) 沉积率对比

图 6 阵列冲击冷却通道颗粒沉积的数值模拟结果与实验结果对比

Figure 6 Comparison of numerical and experimental results for particle deposition in the array impingement cooling passage

为验证数值模拟方法的可靠性,本文采用SST k-ω 湍流模型,对颗粒沉积行为展开数值模拟,计算覆盖的颗粒无量纲弛豫时间 τ_p^+ 介于0.01~100. 图7展示了CFD-DPM和CFD-DEM两种数值模拟方法获得的颗粒无量纲沉积速率随无量纲弛豫时间的变化规律. 与文献[26]实验结果对比,根据不同区域的颗粒无量纲沉积速率 V_d^+,颗粒沉积区域可分为:由布朗运动主导的扩散区 $\tau_p^+<0.1$,扩散-惯性共同作用的碰撞区 $0.1\leqslant\tau_p^+\leqslant10$ 以及惯性主导区 $\tau_p^+>10$. CFD-DEM数值模拟方法获得的颗粒无量纲沉积速率随无量纲弛豫时间的变化规律,与Liu等[26]的实验结果高度一致,验证了CFD-DEM数值模拟方法的可靠性.

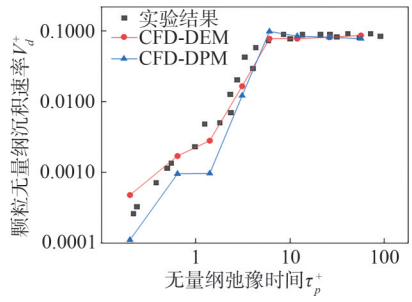


图 7 颗粒无量纲沉积速率随无量纲弛豫时间的变化规律

Figure 7 Variation of particle dimensionless deposition rate with dimensionless relaxation time

1.5 边界条件

表1为颗粒相与壁面边界的物理特性参数. 在离散元数值模拟过程中,为确保显式计算格式的稳定性,时

间步长的选取要严格遵循瑞利临界准则．考虑进入燃气轮机涡轮叶片内部冷却通道中颗粒的典型尺寸，本文选取10 μm、20 μm、30 μm、40 μm颗粒直径进行数值模拟．基于瑞利波在颗粒半球面的传递时间，将颗粒相求解时间步长设定为1×10^{-7} s，约为(0.2~0.4)Δt_{cr}，流场求解时间步长取1×10^{-4} s．此外，计算域边界分别定义为速度入口、压力出口及壁面无滑移边界条件．

表 1　颗粒和壁面的材料特性

Table 1　Material properties of the particles and walls

参数	颗粒	壁面
密度ρ/(kg·m^{-3})	2 450	4 000
剪切模量/Pa	1.4×10^{7}	1×10^{9}
杨氏模量/Pa	3.556×10^{7}	2.5×10^{9}
泊松比	0.27	0.25
碰撞恢复系数	0.1	0.15
滚动摩擦系数	0.01	0.01

1.6　颗粒沉积判断准则

在定量分析阵列冲击冷却通道的颗粒沉积特性前，须先明确合理的颗粒捕获判据．沉积层的生长是典型的动态演化过程，颗粒与壁面或颗粒与沉积层的碰撞，伴随着动能向弹塑性变形能及黏性耗散能的转化，故单一的仅基于速度趋零的静态阈值无法准确界定复杂的沉积行为．考虑到沉积层是由近壁区大量低能量颗粒堆积形成的致密结构，本文提出基于多参数的沉积判定准则：1)颗粒体积分数逼近物理堆积极限；2)同时满足瞬时速度小于0.1 m/s且在连续时间窗口内的位移低于5%，以确保颗粒处于准静止状态；3)颗粒位于距壁面2 mm的边界层区域内．同时满足上述3个几何约束的颗粒，即被认定为已沉积．

2　结果与讨论

2.1　冲击靶面处流场及沉积演化过程

图8为阵列冲击冷却通道中有无颗粒沉积时冲击靶面附近的速度矢量分布云图．无颗粒沉积时，冲击孔射流以高动量垂直冲击靶面，在冲击区形成低速驻点，随后冲击射流沿径向扩散，冲击靶面速度矢量呈现清晰的径向扩散特征．射流扩散过程中，相邻冲击孔射流在冲击孔间发生剪切掺混，而在气膜孔附近，流场受冲击流的驱动作用形成高速流区域．有颗粒沉积时，低速颗粒对冲击射流形成物理阻塞，射流动量的直接传递路径被沉积颗粒截断，冲击驻点区域速度更小且范围扩大．冲击靶面附近低速颗粒增大了流动黏性阻力，抑制冲击射流沿四周径向扩散，导致靶面整体流速降低．

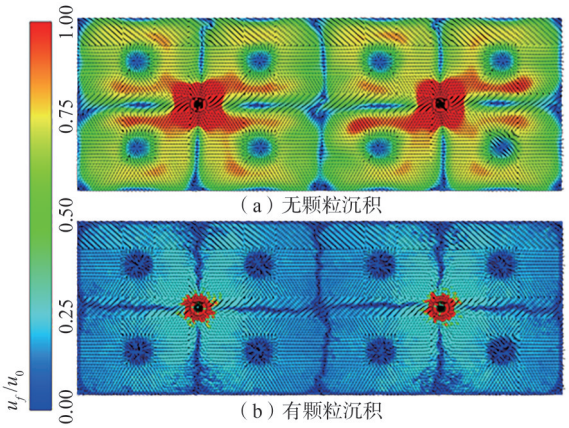


图 8　有无颗粒沉积时冲击靶面速度矢量分布云图(Re_f=10 000，d_p=20 μm，ε_{ip}=1.05%)

Figure 8　Velocity vectors colored by magnitude on the impingement target surface with and without particle deposition (Re_f=10 000，d_p=20 μm，ε_{ip}=1.05%)

图9展示了阵列冲击冷却通道内冲击孔纵向切面速度流线分布云图. 无颗粒沉积时,高速射流经冲击孔出流后垂直冲击靶面,动压在滞止区迅速转化为静压,并在压力梯度的驱动下转变为沿靶面切向扩展的壁面射流. 相邻射流在冲击孔间区域发生剧烈对撞,诱导流体垂直反向弹射,形成对撞涡结构. 与此同时,由于射流剪切层与周围低速流体的强烈动量交换与卷吸作用,在射流核心区两侧诱导出对称分布的大尺度循环涡,涡核区域呈现低速流动特征. 当通道中有颗粒流动并在冲击驻点区存在颗粒沉积时,沉积层本质上充当了非规则的粗糙壁面,迫使近壁面流线发生抬升,导致壁面射流路径随沉积形貌发生弯曲. 流体流经沉积层隆起处时,流通截面局部收缩加剧剪切层的不稳定性,壁面射流受沉积层几何外形挤压,其边界层厚度呈现非均匀变化. 此外,颗粒在冲击靶面及两侧壁面的沉积压缩了通道空间,使冲击孔两侧对撞涡结构减小且位置偏移,影响了通道中气动循环.

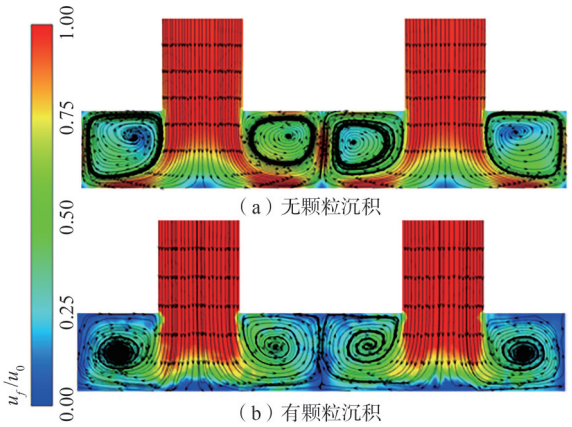


图 9 有无颗粒沉积时冲击孔纵向切面速度流线分布云图(Re_f=10 000,d_p=20 μm,ε_{ip}=1.05%)

Figure 9 Velocity contours and streamlines on the longitudinal section of the impingement hole with and without particle deposition (Re_f=10 000,d_p=20 μm,ε_{ip}=1.05%)

图10展示了冲击冷却通道中瞬态颗粒体积分数演化及流线分布. 在颗粒注入初期($m_{del}/m_{total}\leqslant 0.3$),高颗粒体积分数集中于射流冲击驻点区域,这是由于高速气流携带的颗粒在惯性撞击下产生能量耗散,从而被壁面捕获,沉积层演化进入快速生长期. 随着沉积层的生长,驻点区形成明显的锥形沉积层($0.3\leqslant m_{del}/m_{total}\leqslant 0.5$),迫使冲击靶面径向扩展的壁面射流发生抬升. 随着注入颗粒质量的增加,流场结构的改变引发沉积区域的再次扩展,相邻冲击孔射流在孔间发生剧烈对撞,诱导流体形成"喷泉流"及对撞涡结构. 该区域动压向静压的转化促使此处颗粒动能衰减增加并发生沉积,颗粒体积分数逐渐增大,最终生长为带状沉积层($0.5\leqslant m_{del}/m_{total}\leqslant 0.6$). 此后,沉积层不再有明显生长,沉积层演化进入稳定期. 高浓度下的颗粒沉积层占据流动空间,对两侧涡结构产生几何挤压效应,导致涡核位置偏移及涡核范围减小. 这种由沉积层生长引发的涡结构改变又削弱气流对壁面的冲刷能力,改变冷却气流的流动轨迹,从而加剧颗粒在冲击靶面的非稳态沉积.

图11为冲击靶面颗粒沉积形貌演化过程. 当颗粒流垂直冲击靶面时,颗粒在冲击驻点区与壁面发生垂直碰撞并反弹. 在此过程中,后续入射的颗粒流与从壁面回弹的颗粒发生剧烈的二次碰撞,导致颗粒动量迅速衰减. 这种频繁的颗粒间相互作用显著阻碍了颗粒逃逸,使低动量颗粒在冲击驻点区域大量聚集,最终演化形成具有一定高度的锥形沉积层. 冲击驻点区域沉积层基底形成后,成为吸收其他颗粒动量的缓冲层. 与刚性壁面相比,沉积层具有松散的多孔结构,当携带颗粒气流撞击该区域时,颗粒与颗粒间相互碰撞取代了颗粒与壁面间的直接碰撞,使动能传递效率更低,耗散速度更快. 当$0.2m_{total}\leqslant m_{del}\leqslant 0.5m_{total}$时,锥形沉积层快速增长,当锥形沉积层增长到一定高度时,此时颗粒撞击到锥形沉积层,在惯性力及气体曳力的影响下,部分颗粒从锥形沉积层滚落,锥形沉积层的增长速度随之降低,直至到达极限高度. 在携带颗粒的气流冲击靶面后,气流沿径向扩散,在靶面附近冲击孔间区域发生剪切掺混,从而增加扩散颗粒的碰撞概率,在相邻冲击孔间逐渐形成带状沉积层,此带状沉积层形成时间晚于驻点区域锥形沉积层,在$m_{del}\geqslant 0.3m_{total}$时形成,并逐渐增长达到稳定.

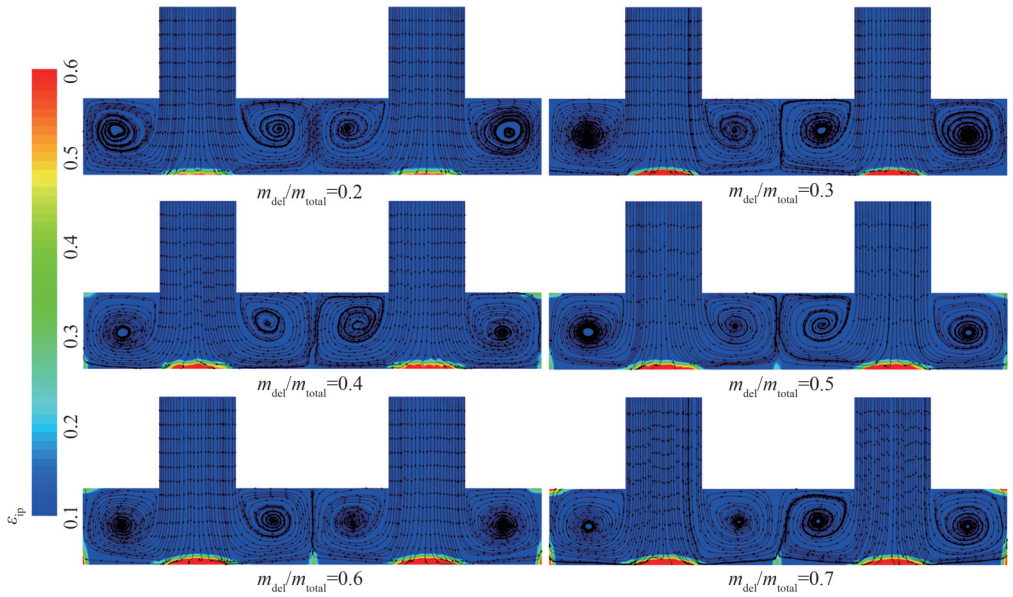


图 10　冲击冷却通道中瞬态颗粒体积分数演化及流线分布（Re_f=10 000，d_p=20 μm，ε_{ip}=1.05%）

Figure 10　Transient particle volume fraction and streamlines in the impingement cooling passage（Re_f=10 000，d_p=20 μm，ε_{ip}=1.05%）

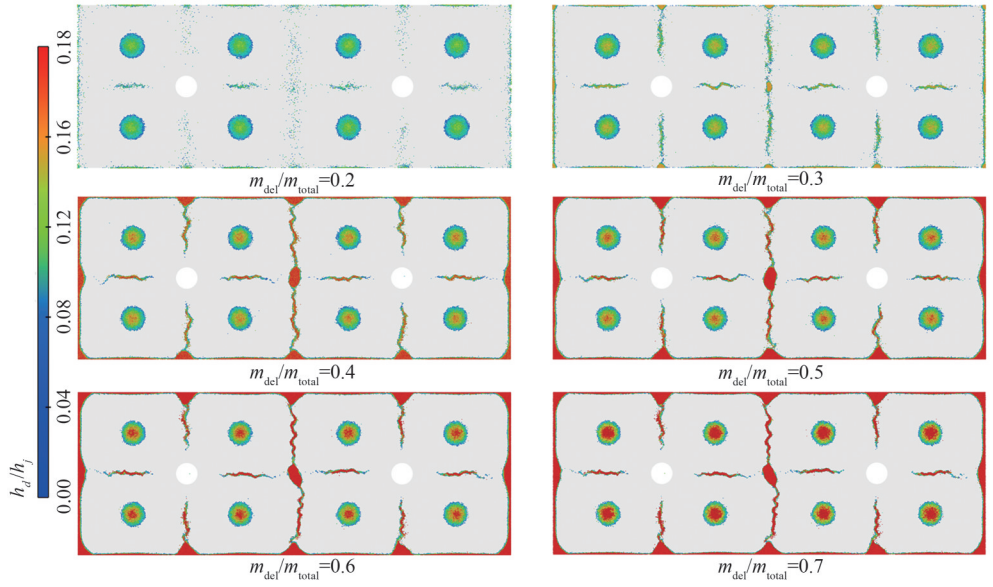


图 11　冲击靶面颗粒沉积形貌演化过程（Re_f=10 000，d_p=20 μm，ε_{ip}=1.05%）

Figure 11　Evolution process of particle deposition morphology on the impingement target surface（Re_f=10 000，d_p=20 μm，ε_{ip}=1.05%）

图 12 为冲击驻点区域在不同颗粒注入量下，沿冲击靶面径向的剪切力分布演化规律．无颗粒流动时，冲击射流到达靶面后沿径向扩散，冲击驻点中心区域的剪切力较小，并在径向壁面射流的发展过程中缓慢上升至约 3 Pa．初始阶段，微弱的剪切力小于颗粒间的黏附力，大量颗粒在驻点区发生附着并沉积．随着颗粒的持续注入（m_{del}/m_{total}=0.5），驻点区锥形沉积层逐渐生长，近壁面流道流动空间变窄，迫使局部气流加速，引发壁面剪切力的显著增加．在锥形沉积层顶部区域，颗粒所受剪切力增大至 600 Pa 以上．沉积演化进入稳定阶段（m_{del}/m_{total}=1.0）时，沉积层表面的剪切力最高值增大至 700 Pa．在此阶段，大量撞击到沉积层表面的颗粒在强剪切作用下发生滚落，使得单位时间内颗粒的“捕获-剥离”达到动态平衡，锥形沉积层不再生长．

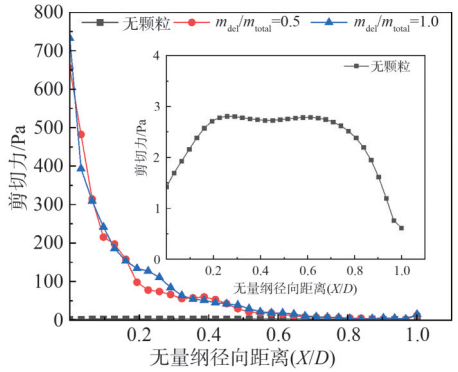


图 12　冲击靶面不同颗粒注入量下径向剪切力分布(Re_f=10 000,d_p=20 μm,ε_{ip}=1.05%)

Figure 12　Radial shear stress distribution on the impingement target surface under different particle injection amounts (Re_f=10 000,d_p=20 μm,ε_{ip}=1.05%)

为进一步量化沉积层在不同生长阶段对局部流场动态演化的影响程度,提取了冲击孔中心线上的轴向射流速度与冲击靶面上冲击驻点区沿径向的流体速度,如图13所示. 图13(a)为该过程中径向流体速度的变化规律. 无颗粒状态下,流体在驻点外侧迅速加速并形成强烈的壁面射流,在X/D=0.6~0.7处达到速度峰值. 当靶面形成颗粒沉积层后,由于沉积层呈现粗糙且多孔的几何拓扑特征,增加了近壁面的局部气动阻力与黏性耗散. 在沉积层快速生长期及稳定期,径向流体速度被大幅削弱,其最大径向流速相比无颗粒壁面下降了约50%. 图13(b)给出了不同沉积演化阶段下冲击孔中心线上的射流流速分布规律. 在冲击孔射流区(Z/H<0.5),颗粒流动与沉积对轴向速度分布的影响很小. 随着射流进入冲击腔区域(Z/H>0.5),冲击靶面沉积层的阻流效应逐渐显著. 在沉积层快速生长期与稳定饱和期,由于驻点区锥形沉积层的高度逐渐增加,有效冲击距离被缩短,导致射流的轴向动量提前发生耗散. 与无颗粒沉积壁面相比,有颗粒沉积时的近壁面射流速度衰减更为剧烈,且沉积层越高,速度下降得越早. 射流冲击靶面后动压转化为静压,并沿径向扩散转变为壁面射流.

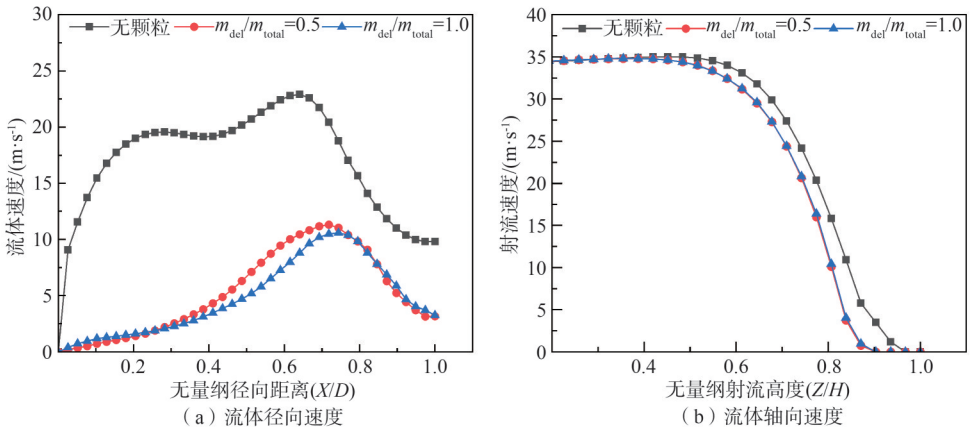


图 13　冲击靶面沉积层不同生长阶段流场速度动态演化规律(Re_f=10 000,d_p=20 μm,ε_{ip}=1.05%)

Figure 13　Dynamic evolution of the velocity field at different growth stages of the deposition layer on the impingement target surface (Re_f=10 000,d_p=20 μm,ε_{ip}=1.05%)

2.2　不同颗粒直径下颗粒沉积特性分析

图14为不同颗粒直径下冲击靶面沉积形貌及其沉积层高度比,沉积层高度表现强烈的尺寸依赖性. 在冲击驻点区域,沉积形貌演变由颗粒的惯性撞击机制主导,对于直径为10 μm的颗粒,由于其颗粒直径小、斯托克斯数小、颗粒随流性好,与冲击靶面垂直撞击后,颗粒随二次流逃逸的数量多,故冲击驻点区锥形沉积高度较低. 在相邻冲击孔间气流对撞区域,由于其颗粒直径小,颗粒碰撞概率减小,冲击孔间带状沉积层不易形成. 当颗粒直径增大至20 μm时,冲击驻点区锥形沉积层高度明显增加,冲击孔间带状沉积

层也逐渐形成．当颗粒直径增大至30 μm时，颗粒斯托克斯数增大、颗粒惯性增大、气流曳力的影响逐渐减弱，颗粒撞击冲击靶面后的反弹减弱，促进了颗粒在冲击驻点区沉积层的形成，锥形沉积层高度进一步增加．随着颗粒直径的增加，颗粒在冲击孔间气流对撞区域的碰撞概率大幅增加，促进了带状沉积层在长度与高度上的双重增长．这种沉积效应在颗粒直径增大至40 μm时达到最大，冲击靶面颗粒沉积量亦最大．

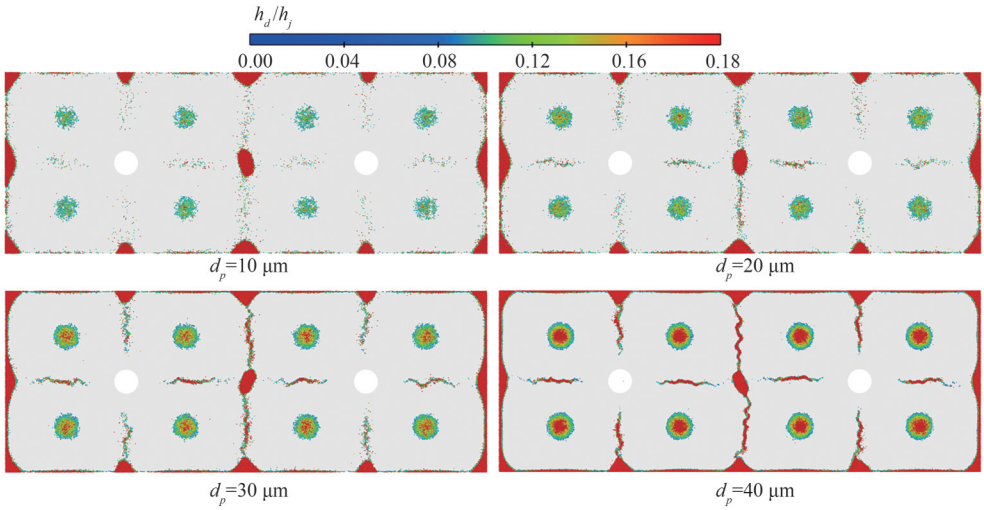


图 14　不同颗粒直径下冲击靶面沉积形貌及其沉积层高度比（Re_j=10 000，ε_{ip}=1.05%）

Figure 14　Deposition morphology and its layer height ratio on the impingement target surface under different particle diameters（Re_j=10 000，ε_{ip}=1.05%）

图15揭示了冲击靶面不同颗粒直径下颗粒沉积量与沉积率的变化规律．结合图15(a)沉积量的变化规律可知，当初始阶段$m_{del}\leqslant 0.1m_{total}$时，由于壁面清洁且远离沉积极限，沉积量呈现显著的线性增长特征．是由于此时颗粒与壁面碰撞主要表现为不可逆的黏附行为，且尚未受到沉积层形貌引起的近壁流场畸变干扰，故颗粒捕获维持在较高水平．随着沉积层高度增加，增长速率出现非线性衰减，最终颗粒沉积量逐渐进入饱和状态．造成该现象的根本原因在于，沉积层高度的增加改变了阵列冲击冷却通道中局部流场结构，导致靶面气流加速及局部剪切力增强，从而抑制后续颗粒附着，这种质量峰值的出现标志着沉积层达到了该流体环境下的临界高度．此时，单位时间内的颗粒捕获通量与由剪切力诱导的颗粒剥离量达到动态平衡，阵列冲击冷却通道冲击驻点区颗粒沉积进入“捕获-剥离”机制的主导阶段，多数超过该临界高度的新增沉积物都会在气流剪切作用下迅速脱落．结合图15(b)沉积率的变化规律可知，不同颗粒直径下沉积率的变化规律具有高度的一致性．当$m_{del}\leqslant 0.1m_{total}$时，由于尚未形成阻碍性极限形貌，颗粒沉积率急剧攀升，而随着颗粒输入量增加，沉积层高度逐渐逼近其几何阈值，导致沉积率逐渐递减．最终在$0.4m_{total}\leqslant m_{del}\leqslant 0.6m_{total}$的区间内，各工况下颗粒沉积相继达到饱和，颗粒沉积率仅表现为轻微波动状态．对于10 μm颗粒，相应的颗粒斯托克斯数小，表现出优异的随流性，易受二次流裹挟．随着颗粒直径的增大，斯托克斯数呈倍数增长，巨大惯性力使其彻底脱离流场束缚，直接穿透边界层撞击靶面是直径增大导致沉积率显著增加的本质原因．

图16为不同粒径下靶面径向颗粒剪切力的空间分布规律．各粒径下的剪切力均在冲击驻点区达到峰值，随后受气流径向扩散影响迅速衰减．颗粒直径对在近壁面承受的剪切力表现出显著放大作用，随着颗粒直径由10 μm增大至40 μm，驻点区气流对颗粒的剪切力从约500 Pa增大至1 200 Pa以上．这主要是因为在流-固耦合作用下沉积层几何形貌发生改变．颗粒直径越大，在冲击驻点区堆积形成的锥形沉积层越高，当颗粒间黏附力大于局部气动剪切力时，颗粒稳定附着并促使沉积层生长．不断增高的沉积层严重挤压近壁流道空间，迫使局部气流加速并产生速度梯度，暴露在沉积层表面的颗粒承受成倍增加的流体剪切作用，当沉积表面颗粒剪切力大于颗粒间黏附力时，颗粒被剥离沉积层．

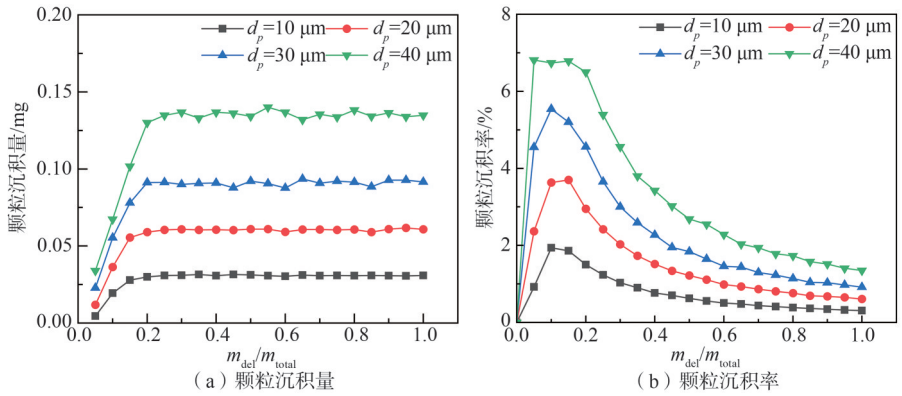


图 15 冲击靶面不同颗粒直径下颗粒沉积量与沉积率的变化规律(Re_f=10 000,ε_{ip}=1.05%)

Figure 15 Variations of particle deposition mass and deposition rate on the impingement target surface under different particle diameters (Re_f=10 000,ε_{ip}=1.05%)

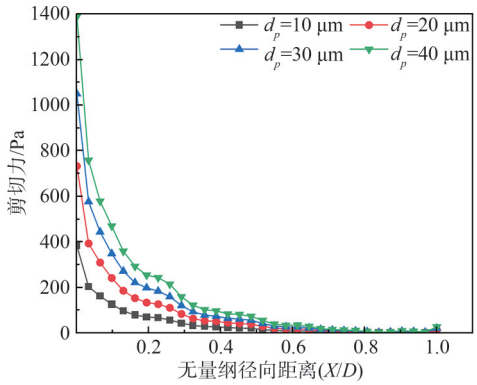


图 16 不同粒径下径向颗粒剪切力分布(Re_f=10 000,ε_{ip}=1.05%)

Figure 16 Radial particle shear stress distribution under different particle diameters (Re_f=10 000,ε_{ip}=1.05%)

2.3 不同颗粒入口体积分数下的颗粒沉积特性分析

图17为不同颗粒入口体积分数下冲击靶面沉积形貌及其沉积层高度比,展示颗粒入口体积分数变化对冲击靶面沉积层形貌及无量纲高度的影响,揭示了颗粒浓度对沉积层生长的影响规律. 随着颗粒入口体积分数的增加,促进了冲击驻点区锥形沉积层的生长,冲击靶面颗粒沉积量显著增加. 且由于锥形沉积层的生长存在物理堆积的极限高度,锥形沉积层底部出现明显的径向扩张趋势,形成基底更大的堆积形态. 此外,在相邻冲击孔间气流对撞区域,高浓度气-固两相流裹挟着大量颗粒随壁面射流扩散,增加了对撞区域颗粒的碰撞概率,直接促使冲击孔间的带状沉积层纵向延伸,此沉积规律表明,高体积分数下的颗粒流不仅通过增强惯性撞击加剧了驻点区域的锥形沉积,也通过壁面射流的二次输运促进颗粒在对撞区的带状沉积,最终导致冲击靶面沉积层几何尺度大幅增加.

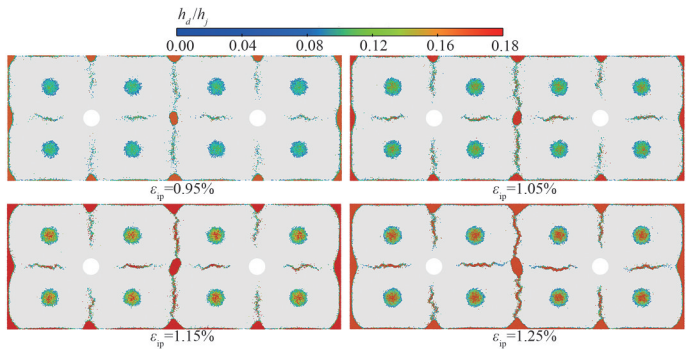


图 17 不同颗粒入口体积分数下冲击靶面沉积形貌及其沉积层高度比(Re_f=10 000,d_p=20 μm)

Figure 17 Deposition morphology and its layer height ratio on the impingement target surface under different particle inlet volume fractions (Re_f=10 000,d_p=20 μm)

图18为冲击靶面不同颗粒入口体积分数下颗粒沉积量与沉积率的变化规律．结合图18(a)沉积量的变化规律可知，在沉积初始阶段$m_{del}\leqslant 0.1m_{total}$时，冲击靶面处流场稳定且远离沉积极限，颗粒与壁面的黏附作用占据主导，流场尚未受到沉积形貌的显著扰动，故沉积量表现出显著线性增长特征．随着沉积层累积，冲击驻点区锥形沉积层高度增加，导致射流距离减小，诱发近壁区流场剪切强度增加，大量颗粒在撞击靶面处沉积层后受剪切作用滚落，导致沉积增长速率减小，最终靶面颗粒沉积量逐渐进入饱和状态．当沉积量曲线进入稳定期，不再随输入量的增加而上升时，标志着沉积层达到该流体环境下的极限高度．此时，靶面沉积处于一种“沉积-剥离”的动态平衡状态，单位时间内捕获的颗粒量与因气流强剪切作用而诱导的颗粒剥离量基本保持一致，颗粒沉积量不再增加．对比不同工况可以发现，虽然颗粒入口体积分数对最终沉积量的影响程度较小，但颗粒入口体积分数显著改变了阵列冲击冷却通道中的流场特性．当$0.2m_{total}\leqslant m_{del}\leqslant 0.4m_{total}$时，颗粒入口体积分数越大，沉积量上升越快，沉积量从快速生长期过渡到稳定状态的拐点出现越早．这是由于高颗粒入口体积分数对应着高颗粒浓度，提升了颗粒间的非弹性碰撞频率与团聚效应，从而加速沉积层向极限高度堆积的演化进程．结合图18(b)的沉积率可知，各工况下的演化规律一致．在颗粒注入的初始阶段，颗粒捕获率高，沉积率显著攀升至峰值．随着颗粒输入量增加，沉积层高度逼近几何阈值，气动阻力与剪切力增强，导致颗粒沉积率逐渐递减．最终在$0.4m_{total}\leqslant m_{del}\leqslant 0.6m_{total}$区间内相继达到饱和，此时沉积量只出现微小幅度变化．该现象印证了沉积层已从生长主导转变为剪切力维持的平衡状态．

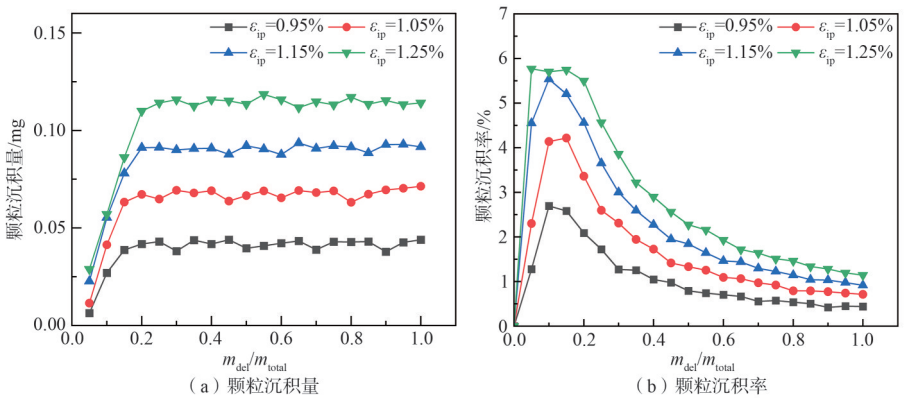


图18　冲击靶面不同颗粒入口体积分数下颗粒沉积量与沉积率的变化规律（Re_f=10 000，d_p=20 μm）

Figure 18　Variations of particle deposition mass and deposition rate on the impingement target surface under different particle inlet volume fractions（Re_f=10 000，d_p=20 μm）

图19为不同颗粒入口体积分数下靶面径向颗粒剪切力的分布规律．各体积分数下的剪切力均在冲击驻点处出现峰值，并随着径向距离的增加迅速衰减．当颗粒体积分数从0.95%升高至1.25%时，驻点位置的最大剪切力由约500 Pa增大至1 200 Pa以上．产生该现象的主要原因是堆积过程中颗粒间的黏附力大于气动剪切力，颗粒在冲击驻点区堆积出更高的锥形沉积层．随着沉积层高度的增加，通道中近壁面气体流动空间被逐渐压缩，导致流通截面收缩，迫使局部气流加速，加强近壁面的气动剪切力．当气动剪切力大于颗粒间黏附力时，颗粒沉积达到“捕获-剥离”的动态平衡，抑制沉积层的继续生长．

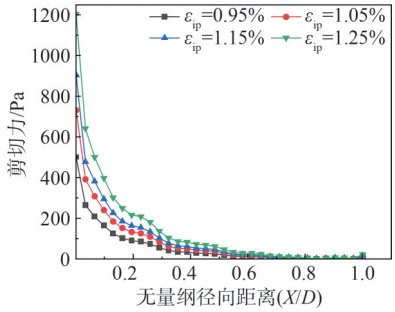


图19　不同颗粒入口体积分数下径向颗粒剪切力分布（Re_f=10 000，d_p=20 μm）

Figure 19　Radial particle shear stress distribution under different particle inlet volume fractions（Re_f=10 000，d_p=20 μm）

3 结 论

本文使用CFD-DEM数值模拟方法,获得阵列冲击冷却通道中的流场结构以及冲击靶面颗粒沉积形貌的非稳态发展过程,揭示了颗粒直径和颗粒入口体积分数对冲击靶面颗粒沉积特性的影响规律,并对其影响机理进行解释,主要结论如下.

1)相邻冲击孔射流的相互作用诱导形成对撞涡结构. 沉积形貌的演化呈现明确的时序性,冲击驻点区锥形沉积层的形成先于冲撞区的带状沉积层,且沉积层存在极限高度. 颗粒的流动与沉积使靶面近壁面径向最大流速下降约50%. 驻点区剪切力由无颗粒时的3 Pa增大至700 Pa.

2)颗粒直径是影响阵列冲击冷却通道中颗粒沉积形貌的关键因素. 颗粒直径增加时,颗粒惯性的增强使其在气流中抵抗气动剪切和湍流扰动的能力大幅提升,更容易克服气流曳力并维持原有轨迹与靶面发生剧烈撞击,这使得大直径下的颗粒沉积率明显升高. 40 μm颗粒形成的锥形沉积层比10 μm颗粒沉积层在冲击驻点区的剪切力提高约700 Pa,这种强剪切剥离作用抑制沉积层的生长.

3)颗粒入口体积分数的改变提高颗粒间碰撞概率,进而影响颗粒在冲击靶面上的沉积. 随着颗粒入口体积分数从0.95%增大至1.25%,通道内颗粒浓度逐渐增大,颗粒间的非弹性碰撞引发颗粒团聚. 团聚的颗粒加速总动能的衰减,导致通道内颗粒沉积量与沉积率显著增加,沉积高度增加. 沉积高度的增加同样使驻点区气动剪切力增加,沉积层颗粒提前进入“捕获-剥离”的动态平衡阶段.

参考文献:

[1] Tang H W, Wang S B, Wei N T, et al. Numerical simulation of particle distribution characteristics and spatiotemporal disorder under the influence of various modified pitched blade turbine impellers[J]. Physics of Fluids, 2025, 37(6): 063307.

[2] Li L, Liu C L, Ye L, et al. Experimental investigation on effects of cross-flow Reynolds number and blowing ratios to film cooling performance of the Y-shaped hole[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 179: 121682.

[3] Jiang L Y, Patnaik P, Suzuki M. Calibration and validation of a novel particle rebound and deposition model[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, June 24-28, 2024, London, England. New York: American Society of Mechanical Engineers, 2024: 88063.

[4] 张昊苏,姜玉廷,陆松兵,等. 燃气轮机高温涡轮颗粒沉积的研究进展[J]. 哈尔滨工程大学学报,2022,43(8):1122-1132.
Zhang H S, Jiang Y T, Lu S B, et al. Research progress of particle deposition in high temperature turbine for gas turbine[J]. Journal of Harbin Engineering University, 2022, 43(8): 1122-1132. (in Chinese)

[5] Cowan J B, Tafti D K, Kohli A. Investigation of sand particle deposition and erosion within a short pin fin array[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, June 14-18, 2010, Glasgow, UK. New York: American Society of Mechanical Engineers, 2010: 22362.

[6] Li L, Liu C L, Li B R, et al. Numerical study on particles deposition in the U-bend ribbed passage[J]. Journal of Heat Transfer, 2021, 143(2): 023002.

[7] Liu Z G, Zhang F, Liu Z X, et al. An experimental study of the effects of different transverse trenches on deposition on a turbine vane with film-cooling at high temperature[J]. Aerospace Science and Technology, 2020, 107: 106340.

[8] Peng Y B, Xu G Q, Luo X, et al. Particle deposition in the vicinity of multiple film cooling holes[J]. Micromachines, 2022, 13: 040523.

[9] Chen S Y, Li H W, Xie G, et al. Effects of trench structural features on the film cooling effectiveness and particle deposition performances of a fan-shaped hole[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, June 24-28, 2024, London, England. New York: American Society of Mechanical Engineers, 2024: 87998.

[10] Sun W J, Zheng Y Q, Zhang J Z, et al. Numerical study on particle deposition characteristics of turbine blade with cooling film[J]. Powder Technology, 2024, 439: 119679.

[11] Singh S, Tafti D, Reagle C, et al. Sand transport in a two pass internal cooling duct with rib turbulators[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2014, 46: 158-167.

[12] Shah A, Tafti D K. Transport of particulates in an internal cooling ribbed duct[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, May 8-11, 2006, Barcelona, Spain. New York: American Society of Mechanical Engineers, 2006: 14241.

［13］刘雨松，朱华，严彪，等. 渐缩型冲击孔对静叶前缘冲击冷却性能的影响[J]. 航空动力学报，2025，40(8)：418-426.
Liu Y S，Zhu H，Yan B，et al. Effect of converging impingement holes on leading-edge impingement cooling performance in stationary vanes[J]. Journal of Aerospace Power，2025，40(8)：418-426.（in Chinese）

［14］马鹏博，李广超，徐喆轩，等. 矩阵孔冲击射流下靶面沉积层演化规律及对传热特性的影响[J/OL]. 航空动力学报，2026-01-08. https：//doi.org/10.1324/j.cnki.jasp.20250430.
Ma P B，Li G C，Xu Z X，et al. Evolution of deposition morphology and its influence on heat transfer on the target surface under the condition of micro-particles entrained by hole matrix jets[J/OL]. Journal of Aerospace Power，2026-01-08. https：//doi.org/10.1324/j.cnki.jasp.20250430.（in Chinese）

［15］Zhang H S，Jiang Y T，Zhao Z X，et al. Simulations with dynamic mesh morphing of particle deposition on a high temperature turbine blade subject to an uneven hot streaks temperature distribution[J]. Physics of Fluids，2025，37(7)：073331.

［16］Wang F L，Zeng J W，Mao J K，et al. Numerical simulation on particle deposition characteristics and mechanism of turbine blade with film cooling[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer，2025，164：108826.

［17］Tian X，Jia H N，Zhang J Y，et al. Heat transfer characteristic of particle flow around the out-wall of different geometries[J]. Energy，2023，280：128217.

［18］Zhang G，Mao Y H，Liu Z X，et al. Study on particle deposition in pipeline groove from gas-particle two-phase flow[J]. Powder Technology，2024，438：119630.

［19］Tsuji Y，Kawaguchi T，Tanaka T. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed[J]. Powder Technology，1993，77：79-87.

［20］Dufresne Y，Boulet M，Moreau S. Energy dissipation and onset of instabilities in coarse-grained discrete element method on homogeneous cooling systems[J]. Physics of Fluids，2022，34(3)：033306.

［21］Hong W P，Liu Y，Wang B H，et al. Three-way coupling of fine particle deposition behavior on a rib-roughened surface[J]. Powder Technology，2020，372：420-427.

［22］Li B R，Liu C L，Li L，et al. Mechanism study on particle deposition and clogging characteristics in film cooling hole[J]. Physics of Fluids，2023，35(12)：123347.

［23］孔德海，李心慧，牛夕莹，等. 基于CFD-DEM微细带肋内冷通道中颗粒沉积特性比较研究[J]. 热能动力工程，2023，38(12)：84-94.
Kong D H，Li X H，Niu X Y，et al. Comparative study of particle deposition characteristics in a miniature ribbed internal cooling channel based on CFD-DEM[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power，2023，38(12)：84-94.（in Chinese）

［24］Kong D H，Tian X Y，Li G D，et al. Numerical study of particle deposition and heat transfer characteristics in an S-shaped miniature cooling channel of a gas turbine blade[J]. Powder Technology，2026，468：121612.

［25］Li L，Liu C L，Li W，et al. Numerical research on the particle transport and deposition in the impingement-film cooling passage[J]. Physics of Fluids，2023，35(5)：053302.

［26］Liu B Y H，Agarwal J K. Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow[J]. Journal of Aerosol Science，1974，5(2)：145-155.

责任编辑： 刘　敏