

引导射流改善冲击面压力脉动特征的 mPOD 分析

胡 傲¹, 宋兴州¹, 高咏辉¹, 吴 辉¹, 韩森鑫², 游永华²

(1. 宝武水务科技有限公司武汉分公司, 武汉 430080; 2. 武汉科技大学耐火材料与冶金国家重点实验室, 武汉 430081)

摘要: 为了解决气刀射流冲击面压力脉动诱导带钢镀层表面起伏的问题, 在有引导射流和无引导射流两种工况下分别对狭缝冲击射流进行 LES 仿真, 对比研究两者涡结构演变情况, 同时提取它们的冲击面压力场快照, 进行多尺度本征正交分解(mPOD), 在谱纯净基础上研究两种射流脉动功率密度谱, 并对比分析主能量谱下的空间模式和相干结构。涡结构分析显示, 引导射流促进了喷嘴出口两侧涡旋合并, 增大了流场中主导涡旋, 进而扩大了旋涡冲击壁面的空间尺度。模态和相干分析则表明, 引导射流显著降低了冲击面压力脉动频率, 并大幅提高了前 5 个模态能量份额, 压力脉动具有明显低秩特性。这些发现可用于深入理解热镀锌擦拭过程和改善镀层质量。

关键词: mPOD; 模态分析; 引导射流; 狭缝冲击射流; 大涡模拟; 相干结构

中图分类号: TF03 **文献标志码:** A **文章编号:** 1671-1807(2024)24-0316-09

热镀锌带钢广泛用于汽车、家电等行业, 其热镀过程的锌液膜及成型后镀层的厚度通常由气刀狭缝冲击射流来调控^[1]。理论分析模型^[2]表明, 锌液膜厚度取决于带钢线速度和气刀擦拭动力两个方面。喷嘴间隙、喷嘴-带钢距离、喷嘴倾角、喷射速度等对气刀擦拭性能有显著影响。人们对这些几何和工作参数进行实验和数值模拟^[3-5], 优化气刀结构和工艺参数, 开发新型多缝气刀结构^[6-7]。随着市场竞争的加剧, 工业界对带钢镀层质量提出了更高要求。生产实践表明, 带钢镀层存在波纹状起伏, 严重影响产品经济效益^[8]。学者认为上述起伏缺陷可能与气刀射流冲击压力的波动有关, 并将压力波动关联到冲击射流的湍流不稳定。在此基础上, 尝试对湍流冲击射流进行高时间、空间分辨的大涡模拟(LES)^[8-9], 并通过深入研究冲击面压力脉动特征来提高镀膜质量^[10-11]。众所周知, 借助模态分析来提取射流流场脉动特征(称为模态), 并利用前几个主要模态的重建来获取相干结构, 可以深入理解湍流能量和动量传递^[12-13]。常用模态分析法有本征正交分解(proper orthogonal decomposition, POD)、多尺度 POD(mPOD)和谱 POD(sPOD)等^[11, 14-20]。最近, Phan 等^[10]对典型热镀锌条件的单缝射流冲击干壁进行 LES 仿真, 通过冲击面压力

脉动 POD 分析, 识别了脉冲、摆动和异相位多脉冲等 3 个一维模态, 他们认为这些模态与剪切层旋涡-干壁相互作用密切相关。然而, 实际剪切层旋涡具有三维结构^[19], 它们与冲击面的相互作用是二维的。另外, 热镀锌气刀射流擦拭是准周期性过程, 提取压力频谱峰值模态具有重要意义。但是, Taira 等^[11]的 POD 模态未得到明显可区分频率。Mendez 等^[21]采用分尺度 mPOD 方法研究热镀锌冲击射流, 他们使用一个多分辨二维滤波器组, 对流场脉动快照时间协方差进行滤波, 准确获取了对应频带模态。特别指出, 热镀锌过程涉及高速射流撞击液膜, 相当复杂。学者尝试将大涡模拟(large eddy simulation, LES)与流体体积(volume of fluid, VOF)多相流模型相结合来进行数值模拟^[18, 22-23], 计算结果揭示了气刀射流冲击锌液膜的详细过程, 对工艺改进有很好的指导意义。然而, 由于锌液膜很薄, 多相流模拟计算量相当大。换个角度看, 锌液膜很薄, 意味着射流冲击干壁即可近似实际热镀锌冲击过程, 这能大幅度减少仿真工作量。实践表明, 主射流旁设置辅助引导射流可提高气刀擦拭动力。但是, 引导射流对气刀擦拭动态特性影响的公开报道比较少。Yoon 和 Chung^[8]采用冲击干壁这一策略开展气刀 LES 仿真, 探究引导

收稿日期: 2024-05-23

作者简介: 胡傲(1992—), 男, 湖北天门人, 硕士, 工程师, 研究方向为流体系统; 宋兴州(1970—), 男, 四川仁寿人, 工程师, 研究方向为流体系统; 高咏辉(1978—), 男, 湖北蕲春人, 工程师, 研究方向为流体系统; 吴辉(1975—), 男, 辽宁鞍山人, 工程师, 研究方向为流体系统; 韩森鑫(1996—), 男, 湖北襄樊人, 硕士, 研究方向为冲击射流大涡模拟; 通信作者游永华(1974—), 男, 江西樟树人, 博士, 副教授, 研究方向为传热传质与 CFD 仿真。

射流对狭缝射流冲击面动态压力的影响。值得指出,他们采用时均压力峰值和滞止线压力脉动均方根来表征,这些时均参数难以全面描述压力脉动动态特征。

为深入探究气刀引导射流对冲击面压力脉动的影响,并试图通过它改善冲击面压力脉动特征。首先,使用 CFD 软件 Fluent 分别对引入引导射流前后的狭缝冲击射流进行 LES 仿真,利用计算的流场信息对比研究单缝和双缝冲击射流涡结构;接着,通过 mPOD 分析冲击面压力快照,提取二维具有明确频率特征的空间模态,进行对比分析;最后,比较单缝和双缝射流能量占优的前 5 个模态,并通过重构获取它们各自的相干结构。为了减少计算工作量,数值模拟的气刀射流冲击干壁。

1 大涡模拟理论

湍流由不同尺度的涡组成,其中大尺度的含能涡与边界条件密切相关,决定动量和能量输运,表现为强烈各向异性;小尺度涡负责能量耗散,体现为各向同性。大涡模拟(LES)即建立在上述假设基础上。它借助离散网格分离湍流涡,并采用大涡模型描述亚网格尺度涡,过滤的大尺度涡则直接数值求解。式(1)和式(2)分别为不可压缩流体 LES 的质量和动量守恒方程。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中: ρ 为流体密度; t 为时间; x 为空间坐标; i, j 为张量索引; $\bar{u}_i$ 和 $\bar{p}$ 分别为网格过滤后的速度和压力; i 和 j 为张量索引; σ_{ij} 为分子黏性应力; τ_{ij} 为亚网格应力张量,与网格过滤后的应变率张量 $\bar{S}_{ij}$ 成比例,即

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (3)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

式中: μ_t 为亚网格尺度黏度,数值由大涡模型给出。

众所周知,近壁区湍流含能涡尺寸很小,需要非常精细的网格,这将显著提高计算工作量。为解决这一矛盾,采用在近壁区代数建模的大涡模型(AWMLES),并启用 Werner-Wengle 壁面函数^[20,23]。AWMLES 模型 μ_t 的计算公式为

$$\mu_t = \min[(\kappa d_w)^2, (C_{smag} \Delta)^2] S\{1 - \exp[-(y^+/25)^3]\} \quad (5)$$

$$\Delta = \min[\max(C_w d_w; C_w h_{max}; h_{wn}); h_{max}] \quad (6)$$

式中:卡门常数 $\kappa = 0.4187$; $C_{smag} = 0.2$; $C_w = 0.15$; d_w 为壁面距离; y^+ 为无量纲壁面距离; s 为应变率; h_{max} 和 h_{wn} 分别是网格单元最大边长和壁面法向网格间距。

2 LES 数值模型

气刀狭缝冲击射流工作介质空气的密度(ρ)和动力黏度(μ)分别为 $1.225 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 和 $1.7894 \times 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$ 。图 1 描述了传统气刀单缝冲击射流几何模型和边界条件,其狭缝特征长度 $d = 2 \text{ mm}$,速度 $U_0 = 57.553 \text{ m/s}$,对应雷诺数 $Re = 7880$,射流喷嘴出口与冲击面距离 $H = 9.1d$ 。这些参数与热镀锌工程实践一致。喷嘴有一定长度的进口段,以便射流喷出前能充分发展。经过权衡计算量和精度,几何模型流向(y 轴)长度 $L_y = 60d$,展向(z 轴)采用周期性边界条件,长度 $L_z = 2\pi d$,大于该方向含能涡尺度^[9,19]。网格划分时采用结构化网格,并在近壁区加密,如图 2 所示。

Fluent 模拟使用压力基求解器,压力速度耦合为压力隐式算子分裂法(PISO);压力和动量分别采用二阶迎风格式和有界中心差分格式离散;瞬态项采用有界二阶隐格式。时间步长为 $1/3 \times 10^{-6} \text{ s}$,满

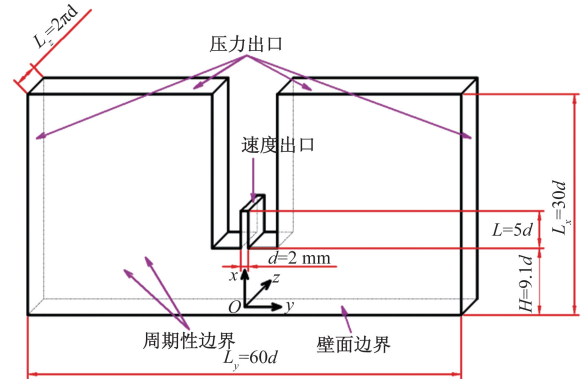


图 1 单缝射流几何模型和边界条件

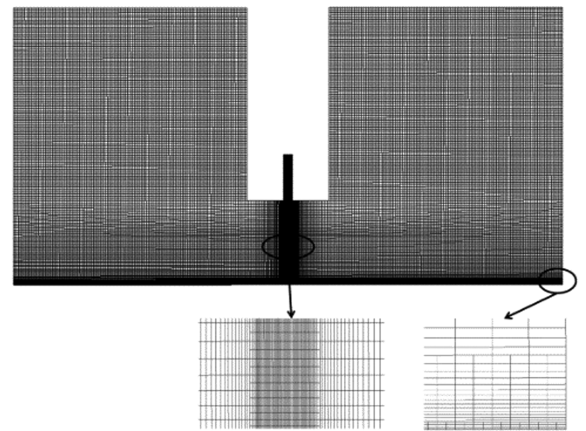


图 2 冲击射流网格划分策略

足 Courant-Friedrichs-Lewy 条件($CFL < 1$)。射流稳定,即瞬态计算时间 $t = 40H/U_0$ 后,按 10^6 Hz 频率对冲击面压力采样,采样总数量为 2^{13} 个快照。

为检验数值模型网格无关性,采用 5 种网格进行对比。它们计算的壁面时均压力极值 P_s 如图 3 所示。由图 3 可知,第 4 种方案(约 240 万)的网格模型满足网格无关性,且计算量适中,用于最终的数值模拟。实际上,该模型计算的 $P_s/0.5\rho U_0^2$ 约为 0.738,与文献[18]和文献[24]报道(0.743)符合良好。

引导射流特征长度 $d_1 = 2d/15$,相对于主射流的倾斜度 $\theta = 1^\circ$,出口偏移量 $d_2 = 2d/5$,如图 4 所示。引导射流速度 $U_{\text{guide}} = 0.69U_0$ 。双缝射流模型的网格划分和边界条件与前面的单缝射流相同,此处不予赘述。表 1 给出了引入引导射流前后,即单缝和双缝冲击射流数值模型网格尺寸和数量。初步结果表明,引导射流减少了壁面时均压力极值(1 473 Pa 降为 1 431 Pa),滞止线压力脉动均方根相应减少(1 454 Pa vs 1 407 Pa),与期望一致。

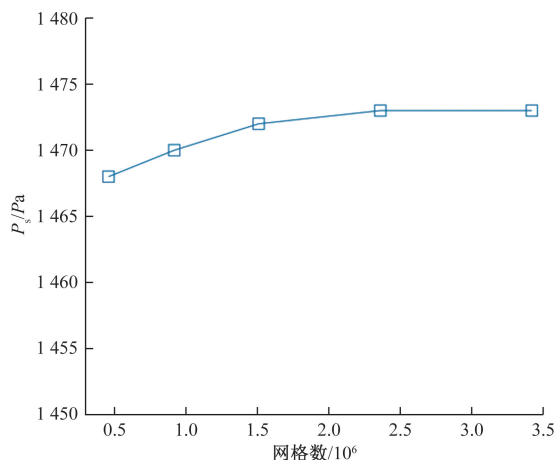


图3 网格无关性验证

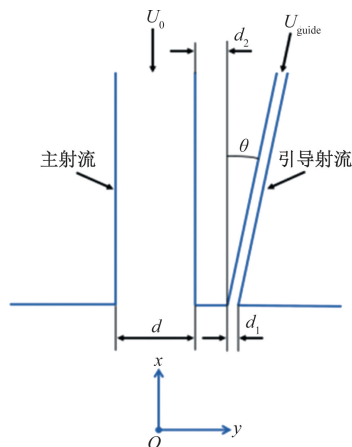


图4 引导射流的布置及几何尺寸

表1 数值网格尺寸及数量

案例	$\delta x/\text{mm}$	$\delta y/\text{mm}$	$\delta z/\text{mm}$	数量/万
单缝射流	0.02~0.49	0.04~0.50	0.11~0.43	236.3
双缝射流				245.8

3 mPOD 方法

假设第 n 时刻流场中 M 个位置的物理量快照记为 $\mathbf{d}^n = (d_1^n, d_2^n, \dots, d_M^n)^*$, 上标 $*$ 为矩阵共轭转置。通过连续、等间距记录 N 个流场快照,可以构建如下流场脉动的二阶时空统计矩阵,其中 $\bar{\mathbf{d}}$ 表示时均流场。

$$\mathbf{D}_{M \times N} = (\mathbf{d}^1 - \bar{\mathbf{d}}, \mathbf{d}^2 - \bar{\mathbf{d}}, \dots, \mathbf{d}^N - \bar{\mathbf{d}}) \quad (7)$$

通常 $\mathbf{D}_{M \times N}$ 为满秩矩阵,其奇异值分解(singular value decomposition, SVD)可表示为^[11]

$$\mathbf{D}_{M \times N} = \Phi \Sigma \Psi^* \approx \sum_{r=1}^R \sigma_r \boldsymbol{\phi}_r \boldsymbol{\phi}_r^* \quad (8)$$

式中: Σ 为对角阵,按奇异值 σ_r 的降序排列; $\boldsymbol{\phi}_r$ 和 $\boldsymbol{\phi}_r^*$ 分别为酉矩阵 Φ 和 Ψ 中第 r 列向量,分别代表第 r 空间模态和时间模态; R 为截断模态数。通常 $M \gg N$, 故通过脉动矩阵的时间协方差矩阵 $\mathbf{K}$ 来计算 Ψ , 即

$$\mathbf{K} = \mathbf{D}_{M \times N}^* \mathbf{D}_{M \times N} = \Psi \Sigma^2 \Psi^* \quad (9)$$

通过二维离散傅里叶变换(Ψ_F 是离散傅里叶变换算子),即式(10),得到 $\hat{\mathbf{K}}$, 其主对角线即为 $\mathbf{D}_{M \times N}$ 的一个功率谱密度(power spectral density, PSD)估计。

$$\hat{\mathbf{K}} = \Psi_F \mathbf{K} \Psi_F^* \quad (10)$$

mPOD 多分辨分析时,根据前面得到的 PSD 谱峰情况,选择合适的二维滤波器组 $\{H_l, l=1, 2, \dots, L\}$; 依次使用各个滤波器对 $\hat{\mathbf{K}}$ 进行滤波^[14-15], 可得

$$\sum_{l=1}^L \Psi_F [\hat{\mathbf{K}} \odot H_l] \Psi_F^* = \sum_{l=1}^L \mathbf{K}_l \approx \mathbf{K} \quad (11)$$

式中: $\odot$ 是哈达玛积; $\mathbf{K}_l$ 是正定矩阵,对其进行对角化,可得

$$\mathbf{K}_l = \Psi_l \Lambda_l \Psi_l^* = \sum_{r=1}^{R_l} \lambda_{l,r} \boldsymbol{\phi}_{l,r} \boldsymbol{\phi}_{l,r}^* \quad (12)$$

式中: $\Lambda = \Sigma^2 = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N)$, 第 n 模态能量份额 $E_n = \lambda_n / \sum_{i=1}^N \lambda_i$; Ψ_l 为滤波频带对应的时间模态。

最后,空间模态矩阵 Φ 的计算公式为

$$\Phi = \mathbf{D}_{M \times N} \Psi \Lambda^{-\frac{1}{2}} \quad (13)$$

4 计算结果和分析

4.1 LES 结果与验证

图 5 展示了 LES 模拟的单缝射流冲击面时均

压力分布及其与文献值的对比,其中, b_{pw} 是压力半宽,即 50%最大压力处距射流轴线的距离;图 6 为单缝射流轴向(负 x 轴向)不同位置处横截面时均速度分布及其与文献值的对比,其中, b_u 为射流半宽,代表 50%轴向速度处距射流轴线的距离。根据图 5 和图 6,无论从冲击面压力分布,还是射流发展情况,计算结果均与文献[18]、文献[24]~文献[27]符合良好。

充分发展湍流速度脉动概率密度函数(probability density function, PDF)服从理论正态分布^[28-30],据此进一步验证本文 LES 模型。为此,图 7(a)展示了本文计算的单缝射流壁面边界层对数律区典型测点 3 个速度分量脉动的 PDF 及对应的正态分布(两者均为无量纲值)。显然,两者吻合良好。另外,图 7(b)展示了同一壁面位置边界层不同区域展向速度脉动的 PDF。根据图 7(b),随着观测点从对数律区到缓冲区,再到黏性底层,计算的 PDF 与正态分布的偏离程度逐渐增大,与文献[28]一致。偏度(三阶中心矩)和峰度(四阶中心矩)是量化上述偏离程度的指标。理论正态分布的偏度和峰度分别为 0 和 3。根据图 7(b),从黏性底层到缓冲区和対数律区,本文模拟偏度绝对值分别为 0.29、0.27 和 0.25,峰度偏差绝对值则分别为 2.89、1.60、0.05,均依次减小,与文献一致。

根据上述对比分析,本文 LES 模拟有足够精度。

4.2 引入引导射流前后的流动特征

通过 Q 准则对 LES 模拟的流场数据进行分析,分别获得引入引导射流前后(即单缝和双缝射流)冲击射流涡结构^[24],如图 8 所示。根据图 8(a),单缝射流出口两侧产生的涡旋,历经涡结合和破裂,最后与壁面发生作用,引起壁面压力动态变化。与文献[27]类似,涡旋结合发生在距离喷嘴出口约 $4.5d$ 处。图 9(a)和图 9(b)分别给出两种射流冲击面时均 z 向涡度。对比图 8 和图 9 发现,引导射流促进了涡结合,产生了更多大尺度涡,增大了涡与冲击面作用的空间尺度,这利于缓解镀膜表面因射流脉动产生小尺度缺陷。

图 10 展示了单缝和双缝射流冲击面 z 向涡度归一化功率谱密度(PSD)。根据图 10 曲线,引导射流使得显著峰频率从 1 221 Hz 和 3 296 Hz 分别降至 245 Hz 和 2 564 Hz,这意味着双缝射流脉动能向低频集中。鉴于涡相互作用显著影响流场物理量输运^[31-33],合理布置引导射流能有效降低冲击面

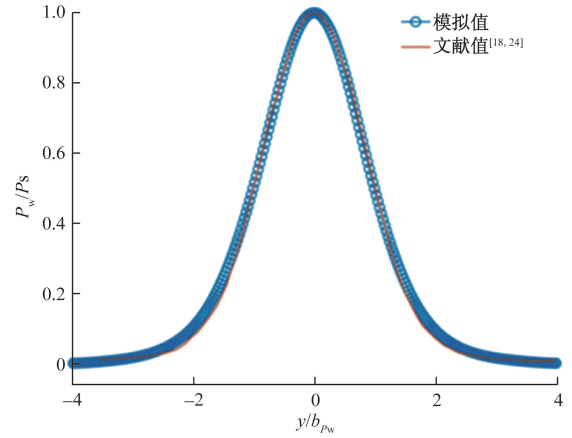


图 5 冲击面时均压力分布与文献值对比^[18, 24]

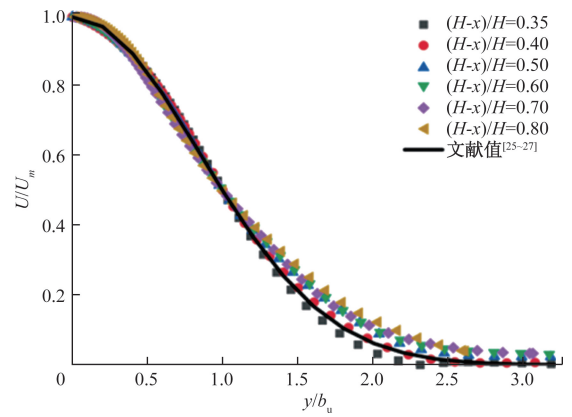


图 6 单缝冲击射流不同位置 $(H-x)$ 速度分布与文献值^[25-27]

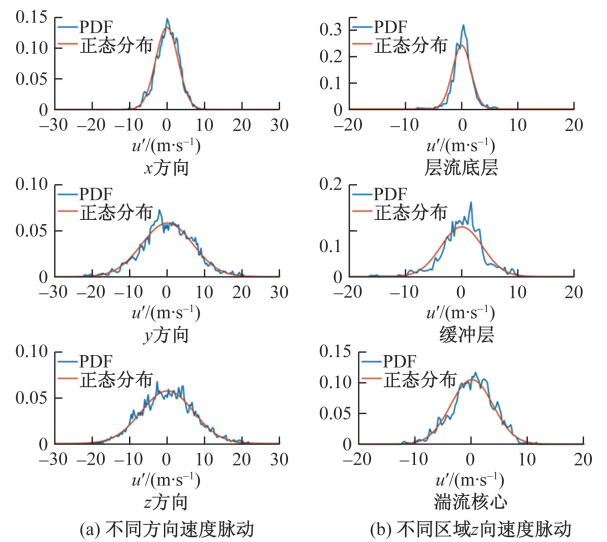


图 7 单缝射流壁面边界层速度脉动 PDF 计算值与理论正态分布^[28-30]

压力脉动频率。为验证这一猜想,图 11(a)和(b)分别用‘*’标识给出单缝和双缝射流冲击面压力脉动功率谱。图中两条功率谱曲线与图 10 的涡度功

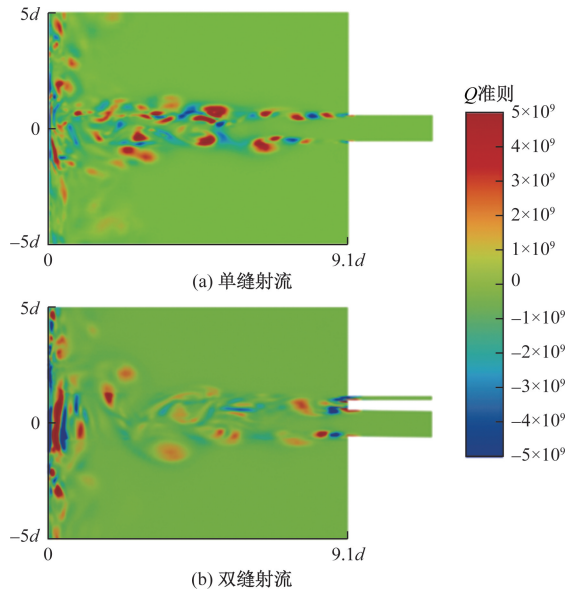
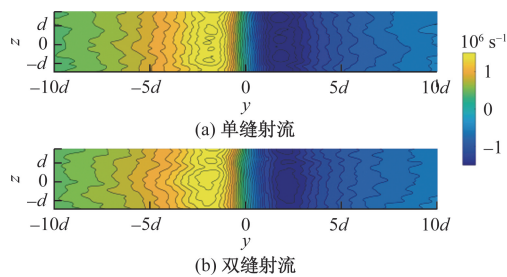
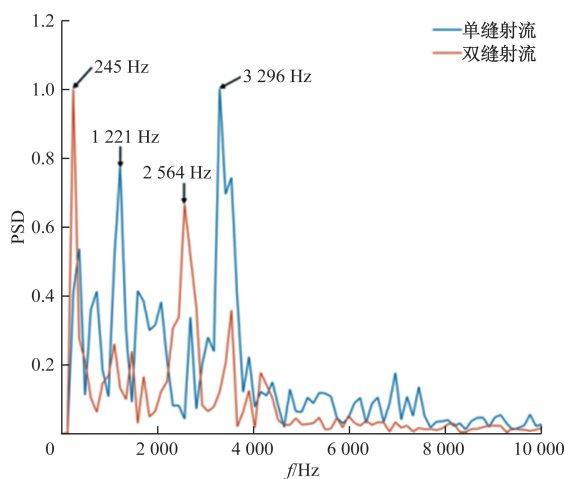


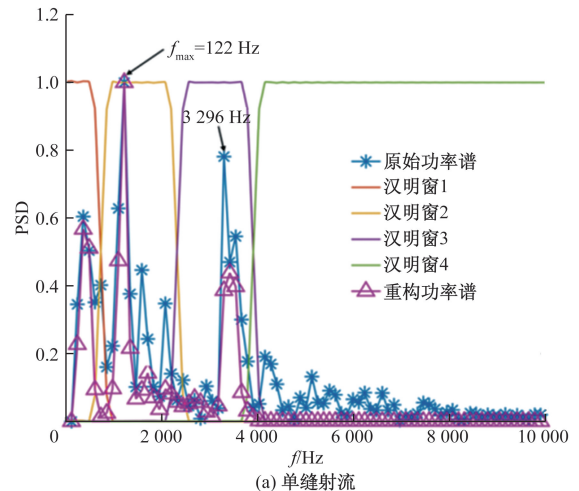
图8 冲击射流涡结构

图9 冲击面时均 z 向涡度图10 射流冲击面 z 向涡度功率谱密度(PSD)

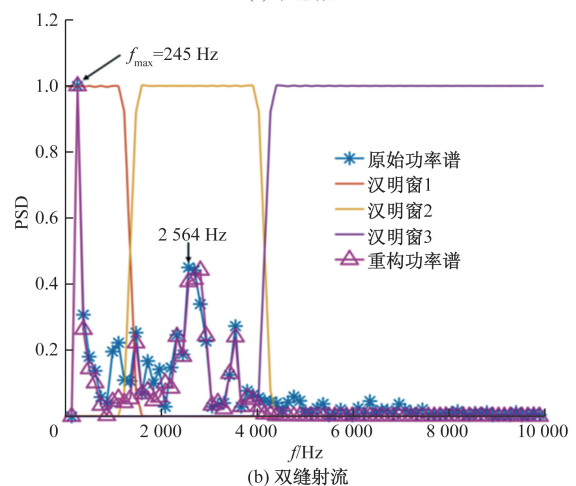
率谱曲线符合良好,这进一步证实引导射流增加了涡作用空间尺度,并显著降低冲击频率。

4.3 mPOD 分析

mPOD 多分辨分析算法在 MATLAB R2022b 环境运行。实施时,采用低旁瓣、低频率泄漏的汉



(a) 单缝射流



(b) 双缝射流

图11 冲击面原始压力脉动功率谱和前5个模式重构谱,以及mPOD滤波窗口

明窗^[34]。压力样本数据取自冲击面典型区域 $Y \times Z = [-10d, 10d] \times [-0.5\pi d, 0.5\pi d]$ 。为准确提取、分析峰值频率附近压力模式,根据图 11(a) 和图 11(b) 功率谱显著峰位置进行频域划分:单缝射流低通滤波器为 $[0, 732)$ Hz,带通滤波器为 $[732, 2\ 319)$ Hz 和 $[2\ 319, 3\ 906)$ Hz,高通滤波器为 $[3\ 906, +\infty)$ Hz。

图 12 展示了本文计算的单缝和双缝射流(即引入引导射流前后)冲击面压力脉动的 mPOD 能谱,其中 $\square$ 和 $\circ$ 分别表示第 n 模式能量和前 n 模式能量和。双缝射流低通、带通和高通滤波器范围分别为 $[0, 1\ 343)$ Hz, $[1\ 343, 4\ 150)$ Hz 和 $[4\ 150, +\infty)$ Hz。根据图 12,引入引导射流后,第 1 模式能量由 8.20% 提高到 11.89%,而前 5 模式能量和则由 21.66% 增加到 36.41%,这表明引导射流增强流动低秩特性,能量更加集中在前几个模式,此时用少数主导模式即可准确进行重构。

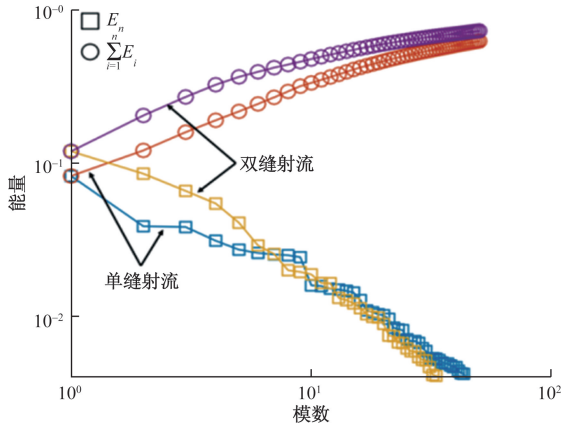


图 12 单缝和双缝射流冲击面 mPOD 能谱

图 13(a)和图 13(c)分别给出单缝和双缝射流前 5 个归一化二维空间模态(结构),图 13(b)和图 13(d)分别是相应的归一化时间模态 PSD,前者反应了模态空间特征,后者则通过频率成分描述模态时间特征。根据图 13(a)和图 13(c),狭缝冲击射流模态具有二维特征。不过,最主要的第 1 模态中,展向(z 轴)变化比较小,流向(y 轴)脉动则与文献[3]的一维摆动模态相近。另外,引导射流使第 1 模态冲击区($y \in [-2d, 2d]$)脉动更加均匀,与前面涡结构分析一致。对于其余 4 个主导模态,压力脉动分布未呈现显著规律。总体而言,引导射流有效地缓解了冲击区两侧的脉动,使得脉动能量集中于

冲击区,这将有助于缓解射流脉动对镀膜的干扰。从模态频率成分来看,单缝和双缝射流前 5 模态 PSD 都具有一定的谱纯净性,前者的前 3 模态频率成分与图 11(a)的 3 个显著峰一致,最后两个模态则由峰值与附近频率耦合产生。对于双缝射流,前 3 模态频率成分与图 11(b)显著峰一致,其余 2 模态出现不同程度频率泄漏。利用图 13 的前 5 能量主导模态对冲击面压力脉动进行重构,重构后的单缝和双缝射流功率谱分别在图 11(a)和图 11(b)中用‘ Δ ’符号标识。显然,两种射流 PSD 的低频成分都能较好地由它们各自前 5 模态重构,PSD 高频信息重构误差虽然较大,但是其能量份额比较低,因此,重构精度总体良好。

图 14(a)和图 14(b)分别展示了单缝和双缝射流不同时刻冲击面压力脉动分布情况,图 14(c)和图 14(d)呈现了对应时刻重构的相干结构。从图 14 可以看出,单缝射流重构过程丢失了更多含能小尺度信息,其相干结构与原压力脉动差异更显著,这是因为它的前 5 个模态能量占比比较低;双缝射流前 5 个模态能量占比高,流动具有低秩特性,相干结构与原压力脉动符合良好。

值得指出,当时间协方差矩阵在全频段加矩形窗进行低通滤波时,mPOD 会退化为 POD。图 15 给出了双缝射流冲击面压力脉动前 2 个 POD 模态及对应频率成分。与图 13(c)和图 13(d)列相比,尽

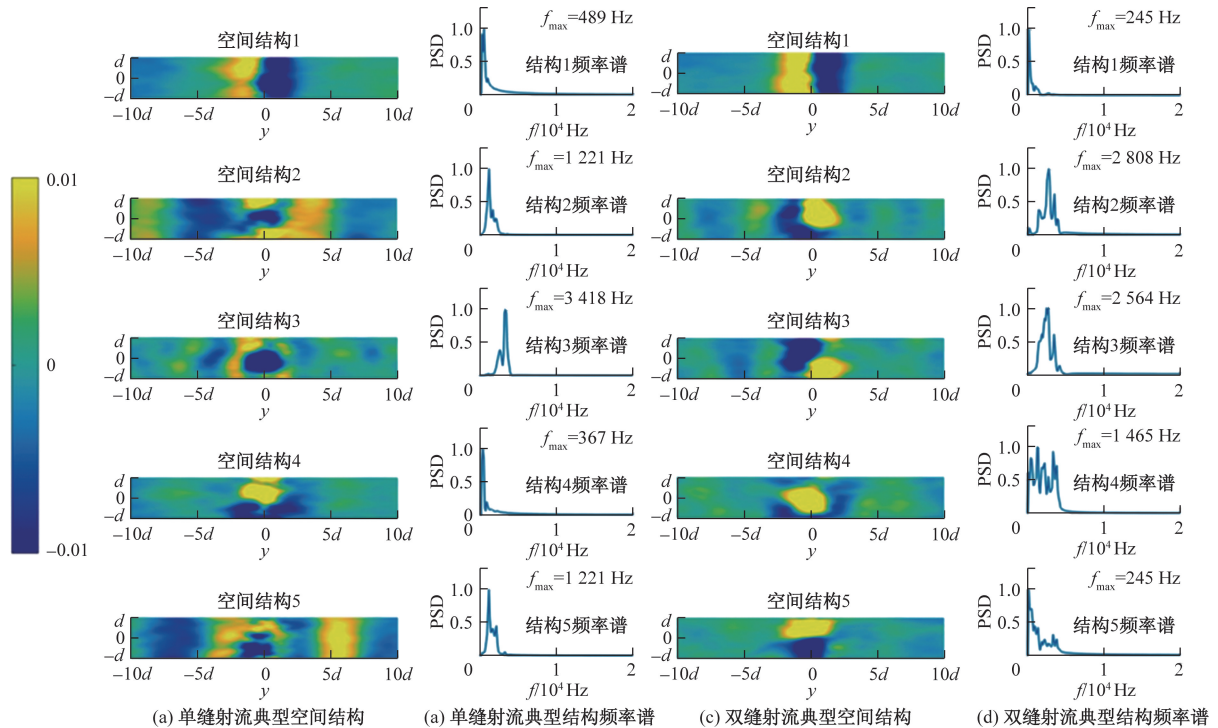


图 13 单缝和双缝射流冲击面压力脉动前 5 个 mPOD 空间模态及其 PSD 频率成分

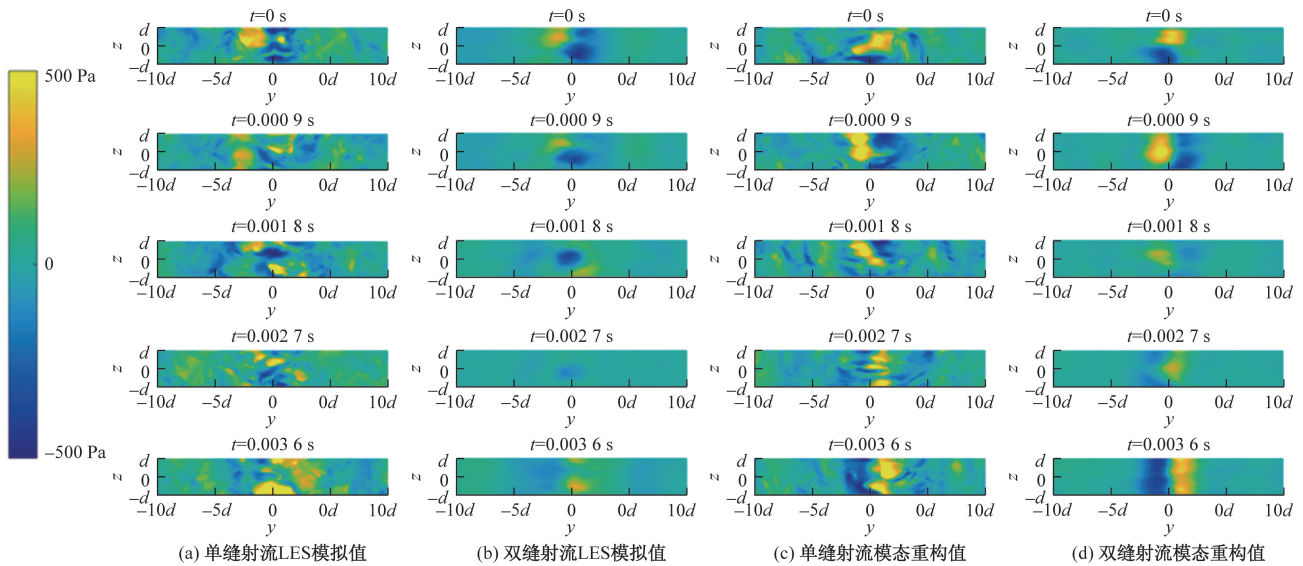


图14 单缝和双缝射流不同时刻冲击面压力脉动 LES 模拟值及前 5 个 mPOD 模式的重构

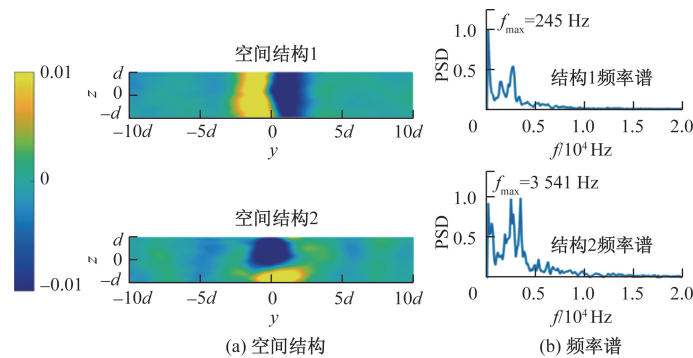


图15 双缝射流冲击面压力脉动前 2 个 POD 空间模式及 PSD 频率成分

管 POD 第 1 模式谱中耦合了一些高频成分,其 245 Hz 峰值依然占主导,空间结构也与 mPOD 第 1 空间模式较为相似。然而,POD 不具有谱纯净性,其能量谱耦合了其他成分,第 2 空间模式峰值频率为 3 541 Hz,显著高于图 11(b) 的 mPOD 次主峰频率 2 808 Hz,这导致 POD 第 2 空间模式与 mPOD 存在显著差异。因此,mPOD 在模式谱纯净基础上进行能量最优分析,能够更准确地提取流动特征。

5 结论

在引入引导射流前后分别对狭缝冲击射流进行 LES 模拟,利用计算的流场和压力场快照进行涡结构和 mPOD 模式分析。主要研究结论如下。

(1) 引导射流促进了喷嘴出口两侧涡旋的合并,增加了流场主导涡旋尺度,这将增大旋涡冲击壁面的空间尺度。mPOD 模式分析则证实,引导射流显著降低冲击面压力脉动频率。

(2) 狭缝射流冲击面压力脉动空间模式呈现典

型的二维特征。引入引导射流后,能量主导空间模式的压力脉动向冲击区集中,这有助于缓解压力脉动对下游液膜的干扰。

(3) 引导射流的引入进一步使能量集中在前几个主导模式。为此,借助少数模式即能准确描述双缝射流冲击面压力脉动特征,这有利于射流的控制及镀膜质量的改善。

(4) 与 POD 相比,多尺度 mPOD 能更好地处理具有多个显著峰的流场快照,能提供更加清晰的流动特征,适合热镀锌射流流场分析。

参考文献

- [1] GOSSET A, BUCHLIN J M. Jet wiping in hot-dip galvanization[J]. Transactions of the ASME, 2007, 129: 466-475.
- [2] NAPHADE P, MUKHOPADHYAY A, CHAKRABARTI S. Mathematical modeling of jet finishing process for hot-dip Zinc coatings on steel strip[J]. ISIJ International

- 2005, 45: 209-213.
- [3] ZHANG Y, CUI Q P, SHAO F Q, et al. Influence of air-knife wiping on coating thickness in hot-dip galvanizing[J]. *Journal of Iron and Steel Research International*, 2012, 19(6): 70-78.
 - [4] CHO T S, KWON Y D, KWON S B. A study of the influence of air-knife tilting on coating thickness in hot-dip galvanizing[J]. *Journal of Thermal Science*, 2009, 18: 262-267.
 - [5] JOHNSTONE A D, KOSASIH B, LE Q P, et al. Coating film profiles generated by fluctuating location of the wiping pressure and shear stress[J]. *ISIJ International*, 2019, 59(2): 319-325.
 - [6] YAHYAEE S A, MCDERMID J R, HRYMAK A N, et al. A parametric study of a multi-slot air knife for coating thickness reduction[J]. *ISIJ International*, 2020, 60: 1040-1051.
 - [7] TAKEDA G, TAKAHASHI H, KABEYA K. Jet flow characteristics of 3-Slot Nozzle in gas wiping process at continuous galvanizing line[J]. *ISIJ International*, 2017, 57: 1087-109.
 - [8] YOON H G, CHUNG M K. Development of novel air-knife system to prevent check-mark stain on galvanized strip surface [J]. *ISIJ International*, 2010, 50 (5): 752-759.
 - [9] 马龙威, 陈瀚. 热镀锌钢板表面锌波纹影响因素的数值分析[J]. *计算机辅助工程*, 2016, 25(2): 61-66.
 - [10] PHAN L Q, JOHNSTONE A D, KOSASIH B, et al. Patterns and reduced-order reconstruction of impinging wiping jet pressure profile fluctuation using proper orthogonal decomposition[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2022, 144(2): 021502.
 - [11] TAIRA K, BRUNTON S L, DAWSON S T M, et al. Modal analysis of fluid flows: an overview[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(12): 4013-4041.
 - [12] 许春晓. 壁湍流相干结构和减阻控制机理[J]. *力学进展*, 2015(45): 201504.
 - [13] MARUSIC I, ADRIAN R J. The eddies and scales of wall turbulence [M]. London: Cambridge University Press, 2012.
 - [14] MENDEZ M A, BALABANE M, BUCHLIN J M. Multi-scale proper orthogonal decomposition of complex fluid flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 870: 988-1036.
 - [15] NINNI D, MENDEZ M A. Modulo: a software for multiscale proper orthogonal decomposition of data[J]. *Software X*, 2020, 12: 100622.
 - [16] TOWNE A, SCHMIDT O T, COLONIUS T. Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 847: 821-867.
 - [17] Barreiro V D, Gosset A. On the dynamics of jet wiping: numerical simulations and modal analysis[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(6): 062114.
 - [18] 蒋会明, 潘鸿海, 闫寒, 等. 基于 SPOD 方法的压气机转子叶顶区域非定常流动分析[J]. *热能动力工程*, 2023, 38(8): 34-43.
 - [19] PHAN L Q, JOHNSTONE A D, KOSASIH B, et al. Vortex dynamics and fluctuations of impinging planar jet [J]. *ISIJ International*, 2020, 60(5): 1030-1039.
 - [20] MENDEZ M A, GOSSET A, BUCHLIN J M. Experimental analysis of the stability of the jet wiping process, part II: Multiscale modal analysis of the gas jet-liquid film interaction[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2019, 106: 48-67.
 - [21] PFEILER C, EBL W, REISS G, et al. , Investigation of the gas-jet wiping process two-phase Large Eddy Simulations elucidate impingement dynamics and wave formation on Zinc coatings[J]. *Steel Research International*, 2017, 87: 1600507.
 - [22] WAA B, YSA C, SZ A, et al. Planar jet stripping of liquid coatings: numerical studies [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2020, 132: 103399.
 - [23] BIEDER U, UITSLAG D H, MIKUZ B. Investigation of pressure loss and velocity distribution in fuel assemblies with wire-wrapped rods by using RANS and LES with wall functions [J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2021, 152: 108025.
 - [24] HAUSSMANN M, BARRETO A C, KOUYI G L, et al. Large-eddy simulation coupled with wall models for turbulent channel flows at high Reynolds numbers with a lattice Boltzmann method: application to Coriolis mass flow meter[J]. *Computers and Mathematics with Applications*, 2019, 78(10): 3285-3302.
 - [25] TU C V, WOOD D H. Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1996, 13(4): 364-373.
 - [26] BELTAOS S, RAJARATNAM N. Plane turbulent impinging jets[J]. *Journal of Hydraulic Research*, 1973, 11(1): 29-59.
 - [27] TADDESSE T M, MATHEW J. Development and scaling of turbulent, twin round jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 939: A13.
 - [28] DIOP S N, DIENG B, SENAHA I. A study on heat transfer characteristics by impinging jet with several velocities distribution[J]. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2021, 26: 101111.
 - [29] ZHOU J, ZHANG Q, LI J. Probability distribution function of near-wall turbulent velocity fluctuations[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2005, 26: 1245-1254.
 - [30] 钱宁, 万兆慧. 泥沙运动学[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
 - [31] ARINGAZIN A K, MAZHITOV M I. The PDF of fluid

- particle acceleration in turbulent flow with underlying normal distribution of velocity fluctuations[J]. *Physics Letters A*, 2003, 313(4): 284-290.
- [32] JEONG J, HUSSAIN F. On the identification of a vortex[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69-94.
- [33] TENNEKES H, LUMLEY J L. *A first course in turbulence* [M]. Cambridge, Massachusetts, USA: MIT Press, 1972.
- [34] POPE S B. *Turbulent flows*[M]. London: Cambridge University Press, 2000.

mPOD Analysis on Improving Fluctuation Characteristics of Impinging Pressure with a Guiding Jet

HU Ao¹, SONG Xingzhou¹, GAO Yonghui¹, WU Hui¹, HAN Miaoxin², YOU Yonghua²

(1. Wuhan Branch of Baowu Water Technology Co. Ltd., Wuhan 430080, China;

2. State Key Lab. of Refractories and Metallurgy, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081, China)

Abstract: In order to solve the undulation defects on the coating of galvanization strips, caused by pressure pulsation of turbulent jet of air knife, LES simulation was conducted on the slit impinging jet under the conditions with and without a guiding jet, respectively. The evolutions of vortex structures of two impinging jets were compared with the numerical fields. Meanwhile, a series of snapshots of impinging pressure fields were extracted for mode analysis via multi-scale Proper Orthogonal Decomposition (mPOD), where the fluctuation power density spectra were studied based on spectral purity, and the spatial modes and coherent structures at the dominant energy spectra were extracted and compared for the two types of jets. Vortex structure analysis shows that the guiding jet promotes the merging of vortices on both sides of nozzle outlet and increases the dominant vortex scale in the flow field. This leads to an increase in the spatial scale of vortex impinging on the wall. Modal and coherent analyses indicate that the guiding jet significantly reduces the fluctuation frequency of impinging pressure on the surface and increase the energy share of the first five modes, resulting in that pressure fluctuation exhibits a significantly low rank characteristic. These findings can help the understanding of wiping process in hot-dip galvanization and improve coating quality.

Keywords: mPOD; modal analysis; guiding jet; slit impinging jet; LES; coherent structures.