

集成压电风扇激励受限凹腔内 阵列射流强化换热研究

余延刚¹, 李金缘², 武彬彬¹, 李鑫郡^{1,3}

(1. 南京师范大学能源与机械工程学院, 江苏 南京 210023)

(2. 南京航空航天大学能源与动力学院, 江苏 南京 210016)

(3. 南京航空航天大学航空飞行器热管理与能量利用工信部重点实验室, 江苏 南京 210016)

[摘要] 基于压电风扇位移的周期性运动规律, 采用动网格技术对压电风扇激励凹腔内单排阵列射流的流动换热特性进行数值研究, 重点分析了压电风扇横向、纵向排布方式, 射流间距和冲击间距等因素的影响. 研究表明, 集成压电风扇脉动激励的受限凹腔内单排阵列射流冲击换热过程能够得到有效的强化, 风扇振动形成的“准射流”能够在不干涉“中心驻点”换热的前提下增强“次级驻点”对流换热. 纵向布置时, “次级驻点”的换热随射流间距增加而增加. 压电风扇横向布置时, 则无影响. 此外, 冲击间距仅影响“中心驻点”的传热特性, 且与风扇布置方式无关.

[关键词] 射流冲击, 压电风扇, 主动策略, 强化换热, 数值模拟

[中图分类号] O643; X703 [文献标志码] A [文章编号] 1672-1292(2025)04-0001-10

Research on Heat Transfer Enhancement in a Confined Cavity with Jet Array Integrated with Piezo-Fan

Yu Yangang¹, Li Jinyuan², Wu Binbin¹, Li Xinjun^{1,3}

(1. School of Energy and Mechanical Engineering, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

(2. College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

(3. Key Laboratory of Thermal Management and Energy Utilization of Aircraft, Ministry of Industry and Information Technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: A numerical study is performed to explore the flow and heat transfer characteristics a single array jet in a cavity excited by a piezoelectric fan. The numerical simulations are conducted by using dynamic meshing scheme in combination with the periodic movement law of the displacement of the vibrating fan. The research results indicate that the heat transfer performance of a single-row array jet impacting in a confined cavity, stimulated by an integrated piezoelectric fan's pulsating excitation, can be effectively enhanced. The "quasi-jet" created by the fan's vibrations can enhance the convective heat transfer at the secondary stagnation point without affecting with the heat transfer at the primary stagnation point. In the longitudinal arrangement, the heat transfer at the secondary stagnation point increases with the increase in jet spacing. However, this effect is not observed in the transverse arrangement of the piezoelectric fan. Additionally, the impact spacing only affects the heat transfer characteristics at the primary stagnation point, and this is independent of the fan's arrangement.

Key words: jet impingement, piezoelectric fan, active strategy, enhanced heat transfer, numerical simulation

射流冲击因具备目前已知最高水平单相换热能力而在航空航天、微电子技术等众多领域得到广泛应用^[1-2]. 近年来, 为适应高新科技发展所带来的日益强烈的高效传热需求, 研究更加注重对射流冲击传热主动、被动强化策略与机制的探索. 其中, 射流孔型与靶面结构优化是最典型的被动策略. 而利用声学或

收稿日期: 2024-10-26.

基金项目: 南京航空航天大学科研基地开放课题项目(CEPE2022011).

通讯作者: 武彬彬, 硕士, 讲师, 研究方向: 传热传质. E-mail: 62020@nju.edu.cn

机械激励(合成射流、脉冲射流)放大射流出口平面流动不稳定性并产生混合增强的大尺度高能涡结构是最突出的主动策略^[3-6]。研究表明,现有主动、被动策略在改善射流冲击流动换热的同时,往往存在一些共性问题。譬如,被动策略通常只能在特定工况高效运行,缺乏应时调节能力。而主动策略一般附加功耗大、控制复杂、性能不稳定。

射流冲击在航空领域的一类典型应用为热气防冰^[7-9]。飞机发动机进口导流支板热气防冰一般采用压气机级间引气,直接利用阵列射流冲击防冰部位^[8]。此时,射流-大曲率靶面相干、射流-射流相干、狭小空间的限制,都会对射流冲击产生复杂影响。譬如,靶面大曲率特征会基于两种相反效果强化或削弱传热,一方面靶面曲率离心力导致冲击区边界层变薄,从而小幅强化局部换热。另一方面曲率过大也会对壁面流动产生限制,削弱对流换热^[10]。射流-射流相干,主要包括抵达靶面前的相互夹带以及沿靶面展向的相互对冲^[11-12]。尤其是相互对冲作用会直接导致流阻攀升,壁面射流速度急剧衰减,对冲的壁面射流上洗后出现流动分离,形成次级驻点,进而导致换热能力大幅恶化。与中心驻点相比,次级驻点对流换热系数甚至减少 60%^[13]。因此,如何降低由射流-大曲率靶面、射流-射流相干以及狭小空间对射流发展限制所造成的流动损失,增强次级驻点换热,是目前射流冲击换热研究尚待解决的关键任务之一。

阵列射流主要是为了解决单股射流冲击换热面积有限而发展出的组合形式。二者在流动传热性能上的差异取决于射流-射流间距以及射流-靶面间距。具体如下:(1)较大射流-射流间距时,阵列射流间的相互影响十分微弱,因而各股射流均表现出与单股射流几乎完全相同的流动传热性能^[14]。(2)较小射流-射流间距或射流-靶面间距时,阵列射流存在两类相干效应。第一类是抵达靶面前,相邻射流间的相干作用。此类干涉是由于剪切层膨胀所引起,最终会削弱射流强度并缩短潜在核心距离,从而导致靶面整体传热退化^[3]。第二类是相邻射流沿壁面对冲相干作用,即“次级驻点”。此区域边界层产生明显分离形成上洗气流。根据对冲作用的强度,上洗气流可能在相邻射流之间形成再循环涡流区域,然后重新进入射流核心。此外,还可通过与由射流“热废气”形成的横流额外作用进一步增强上述效果^[3,9,15]。由于两类相干作用的叠加影响,使得阵列射流往往比单股射流具有更低的面平均努塞尔数和更高的流动阻力系数,与工业应用中所追求的“低阻力-高效率”整体流动换热目标相悖。

尽管当前涉及阵列射流的研究大多集中于平直靶面,但由于热气防冰、通道冷却、涡轮叶片冷却等特殊场景的需要,正迫使越来越多的研究者关注凹腔表面阵列射流。与平直靶面相比,非常小的凹腔靶面相对曲率(无量纲曲率为 0.016)不会导致流量分布及传热水平的显著变化^[16]。但随着曲率逐渐增加,可能会引起两方面的变化:(1)靶面曲率所产生的离心力会显著影响边界层的形成,特别是在停滞区。其一,边界层中 Taylor-Gortler 涡流,使得表面上的流动行为更加复杂,增强了射流冲击传热^[17]。其二,曲率导致边界层变薄,小幅增加了停滞区内传热。其三,凹腔表面射流停滞区的面积比平直靶面的更大,这可能是由于离开和进入射流的更高混合所致^[18]。(2)当冲击射流沿凹腔转向壁面射流时,在停滞区和壁面射流之间的过渡中观察到大尺度环形涡和凹腔之间的流动相互作用。随着射流雷诺数的增加,小尺度涡旋逐渐发展为大尺度环形涡。环形涡撞击位置通常与传热的“第二峰值”位置相同^[19]。研究表明,大曲率凹腔的限制作用客观上抑制了阵列射流沿壁面弦向的发展,易导致射流温度攀升,进一步削弱整体流动换热性能^[18]。

综上所述,射流-大曲率靶面与射流-射流相干作用、狭小空间对射流发展的限制,无疑会对受限凹腔单排阵列射流冲击流动换热机制产生极其复杂的影响,宏观上表现为“高阻力-低效率”的不利特征,因而亟待具有针对性的射流冲击强化策略的创新与发展。

从技术发展趋势和应用需求角度分析,探索低能耗、高效率、稳定易控的射流冲击主动强化策略已成为各领域研究者永恒追求的目标。其核心思路在于运用先进可靠的流动控制器件进行积极的流场干预。当前,一种新型流体主动控制器件——压电风扇,理论上十分契合射流冲击换热强化基本原理(强烈脉动和高湍流特征能够间歇性破坏目标靶面热边界层、增强趋近靶面流体湍流强度),且在主动激励强化换热和流动控制方面已展现出优异性能和应用前景^[19]。

为解决受限凹腔内单排阵列射流冲击换热时,因壁面气流对冲、分离、上洗、重新进入射流核心所导致的次级驻点换热能力被严重削弱、流动损失大等问题,本研究采用压电风扇作为射流冲击强化主动策略,通过将压电风扇置于次级驻点上方,利用应时控制柔性膜片振动激励“准射流”来调节上洗气流引发的不利影响。从流动控制和传热强化协同出发,重点探究其微观流动调控机制以及对宏观换热强化作用。

1 数值研究

1.1 压电风扇模型

本文所采用的压电风扇如图 1 所示,主要由压电陶瓷片、弹性膜片(不锈钢薄片)和固定支座组成.压电陶瓷片与弹性膜片使用黏结剂单侧粘附,固定支座则与安装平面刚性连接.其中,压电陶瓷片尺寸为 $16\text{ mm}\times 15\text{ mm}\times 0.3\text{ mm}$ (长 \times 宽 \times 厚度),弹性膜片尺寸为 $46\text{ mm}\times 15\text{ mm}\times 0.01\text{ mm}$ (长 \times 宽 \times 厚度).经过模态测量,获得压电风扇一阶振动频率为 67.3 Hz ,振幅(A_{pp})设定为 8 mm .

1.2 计算模型和边界条件

本研究共建立 2 类 3D 数值计算模型分别为纵向布置(longitudinal configuration, LC)和横向布置(transverse configuration, TC),如图 2 所示.模型主要由对称半圆形凹腔和单排射流管组成,射流管垂直安装于凹腔中心.其中,射流管管径 d 为 15 mm ,对称半圆形凹腔直径(D)为 100 mm 、高(W) 50 mm , S 为射流间距, H 为冲击间距.

在数值计算中压电风扇可简化为无厚度薄片,分别以 LC 和 TC 两种方式安装在相邻射流管的中心位置.流体工质为空气,环境压力设定为标准大气压(101 kPa),温度为 300 K .凹腔表面为无滑移速度边界且热流密度恒定($q=2000\text{ W/m}^2$).其他边界为标准大气压力边界条件.压电风扇为绝热振动壁面,其振动轨迹依据实测位移函数.

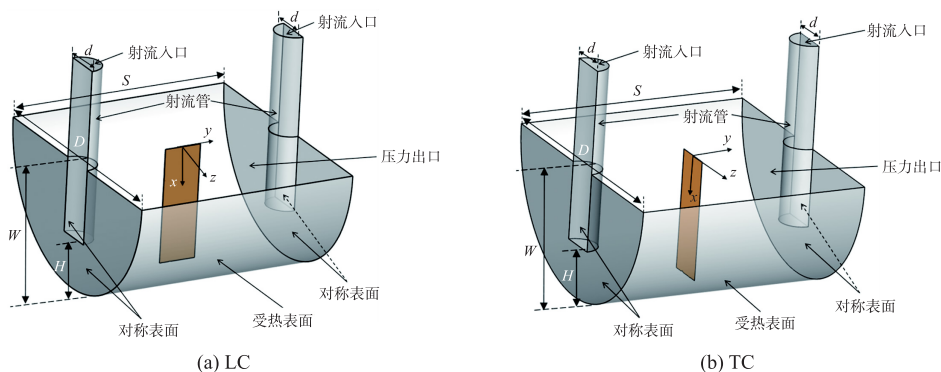


图 2 3D 计算模型示意图

Fig. 2 3D computational model

1.3 网格技术

计算网格采用网格生成软件 ANSYS ICEMCFD 14.5 生成.为了消除系统网格敏感性,已预先开展了网格独立性分析.结果显示,当网格数为 350 万时满足网格独立性要求.图 3 所示为横向布置时的网格.

在整个计算域中,变形最严重的网格(位于悬臂梁尖端和靶壁之间)被特别细化.同时,选取非常小的时间步长对于避免负网格来说至关重要.在本研究中,每个振动周期被划分为 200 个时间步长,时间分辨率为 $0.000\ 074\ 3\text{ s}$,然后根据式(1)和式(2)重新划分计算域的网格.对于每个数值模拟,这个时间步长足够短,使得所有计算单元中的 Courant 数都保持小于 1.每次模拟运行至少需要大约 9 000 次迭代.

计算过程中,采用基于弹性光顺法并结合局部重构

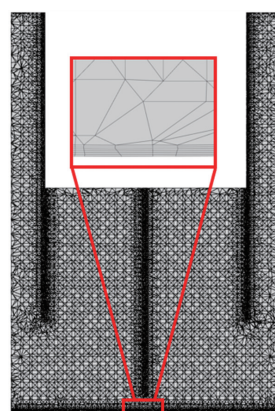


图 3 当 $S/d=4$ 且 $H/d=4/3$ 时,横向布置时的计算网格分布
Fig. 3 Grid distribution for transverse configuration with $S/d=4$ and $H/d=4/3$ under TC

法实时生成动网格^[20]. 弹性光滑法将相邻两个节点之间的所有边都视为互连的弹簧处理. 而当网格单元的偏斜度高于临界值时, 会激活局部重构来重新划分网格, 从而提高非稳态计算过程中的网格质量.

2 计算方法

2.1 控制方法及湍流模型

压电风扇的周期性运动轨迹函数为

$$y(x, t) = Y(x) \sin(2\pi ft), \quad (1)$$

$$Y(x) = p_1 x^4 + p_2 x^3 + p_3 x^2 + p_4 x + p_5. \quad (2)$$

式(1)中, x 表示叶片到固定端的距离; t 表示压电风扇运行时间; $Y(x)$ 表示压电风扇某个位置的峰值位移; f 为一阶振动频率. 式(2)中, 系数 $p_1 = -1.856 \times 10^{-7}$, $p_2 = 2.347 \times 10^{-4}$, $p_3 = -7.25 \times 10^{-3}$, $p_4 = 6.281 \times 10^{-2}$, $p_5 = -5.124 \times 10^{-2}$. 非稳态不可压缩 Navier-Stokes (N-S) 方程作为控制方程.

连续方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0. \quad (3)$$

动量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i. \quad (4)$$

式中, ρ 为流体密度; P 是流体压力; τ_{ij} 是粘性应力张量; g_i 是重力加速度.

能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j T) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2}. \quad (5)$$

式中, c_p 是空气比热容; T 是温度; k 是热导率.

此外, 根据 Lin^[20] 的相关研究成果, 模拟压电风扇时选择 SST k-w 双方程湍流模型, 采用 SIMPLEC 算法进行压力速度耦合求解, 并采用二阶迎风格式进行方程离散.

2.2 数据处理

为了探究压电风扇非定常振动对于单排阵列射流冲击凹腔表面的平均强化换热效果, 将对流换热过程稳定后压电风扇在一个振动周期内受热面的瞬时温度进行积分, 得到受热面的时均温度, 进而获得其时均对流努塞尔数.

$$\bar{T}_w = \frac{1}{t} \left(\int_{\tau}^{\tau+t} T_w dt \right), \quad (6)$$

$$h = \frac{q}{T_w - T_a}, \quad (7)$$

$$Nu = \frac{hd}{\lambda}. \quad (8)$$

其中, t 代表完整振动周期; τ 代表任意时刻; T_w 代表受热凹腔瞬时温度; T_a 为上方区域空气平均温度.

同时, 为了研究凹腔表面沿展向的平均努塞尔数分布规律, 引入沿翼展方向平均对流换热系数.

$$Nu_{avz} = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} Nu(z, y) dz}{L}. \quad (9)$$

式中, L 为积分的宽度, 此处 L 为 $1W_{PF}$.

3 结果与分析

3.1 压电风扇对阵列射流的换热强化作用

图 4 和图 5 分别为冲击间距 ($H/d=4/3$)、射流间距 ($S/d=4$ 或 $S/d=12$) 时凹腔表面时均 Nu 数分布情况. 图中黑色虚线框表示压电风扇振动包络区 (即风扇振动时叶尖扫过的最大面积), 黑色实线表示压

电风扇中心处平衡位置.

从图 4(a)可以看出,单排阵列射流冲击凹腔表面时,尽管直接射流冲击能够有效强化凹腔表面射流“中心驻点”位置及其附近区域内的传热性能,由于相邻射流在抵达凹腔靶面前存在一定的相干作用(源自剪切层膨胀,最终会削弱射流强度并缩短潜在核心距离)且抵达凹腔靶面后存在对冲、上洗作用,因而使得“次级驻点”附近的换热反而被弱化. 对比图 4(a)与图 4(b)和图 4(c),可以看出,在相邻射流之间引入压电风扇的激励作用确实能够有效强化“次级驻点”附近区域内的换热性能,究其原因可能是因为压电风扇周期性振动所产生的“准射流”一方面增强了对“次级驻点”的冲击作用,另一方面破坏了该位置的上洗气流. 从图 4 可以看出,当射流间距增大时,压电风扇的强化换热作用依然显著. 对比图 4 与图 5 对应工况下的结果可知,二者具有相似的表面时间 Nu 分布规律.

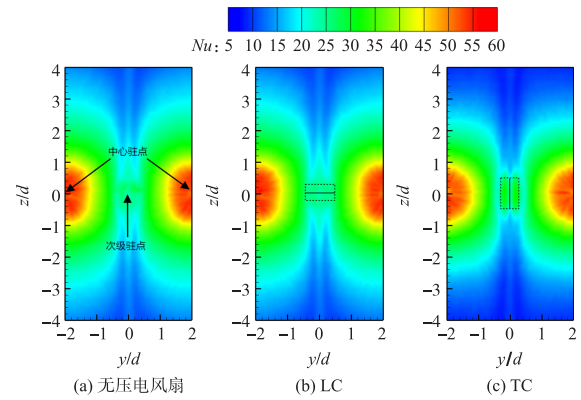


图 4 当 $S/d=4$ 且 $H/d=4/3$ 时,凹腔表面时均 Nu 分布
Fig. 4 Distribution of time-averaged Nusselt number on cavity surfaces with $S/d=4$ and $H/d=4/3$

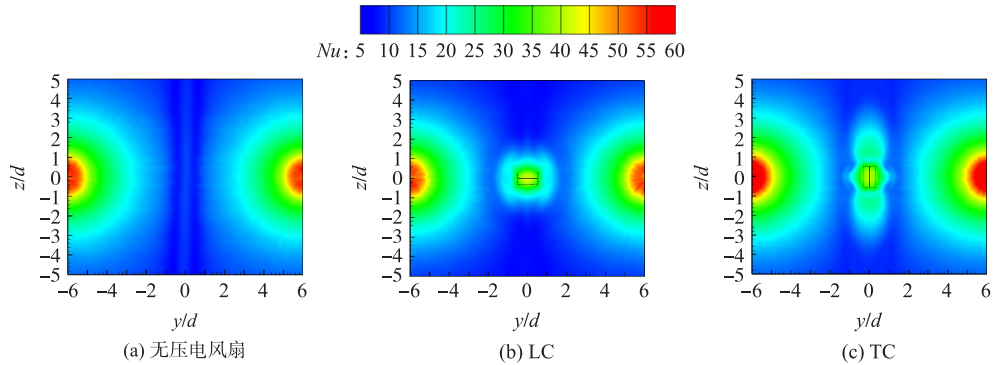


图 5 当 $S/d=12$ 且 $H/d=4/3$ 时,凹腔表面时均 Nu 分布

Fig. 5 Distribution of time-averaged Nusselt number on cavity surfaces with $S/d=12$ and $H/d=4/3$

图 6 所示为冲击间距 $H/d=4/3$ 、射流间距 $S/d=4$ 和 12,凹腔表面翼展向 1 倍 W_{PF} 宽度的时均 Nu 分布情况. 图中黑色实线代表压电风扇两侧边,黑色虚线代表压电风扇振动最大位移处.

从图 6(a)可以看出,当射流间距较小 ($S/d=4$) 时,无压电风扇时相邻射流间的对冲效应十分显著,平均 Nu 的最小值出现在“次级驻点”附近 ($y/d=0$). 而当相邻射流之间 LC、TC 压电风扇之后,由于风扇的非定常扰动作用确实能够有效提升“次级驻点”附近的 Nu . 其中 TC 比 LC 的情况高 5% 左右.

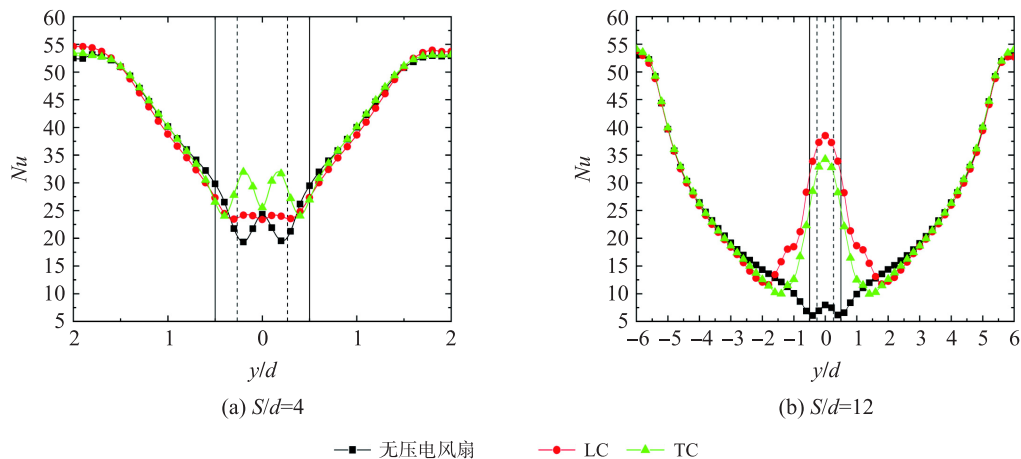


图 6 当 $H/d=4/3$ 时,凹腔表面沿展积分平均 Nu 分布情况

Fig. 6 Distribution of laterally-averaged Nusselt number in span direction with $H/d=4/3$

当射流间距 S/d 增大到 12 时,图 6(b)所示,压电风扇作用凹腔后,其增强振动包络区换热能力的作用非常明显,平均 Nu 数峰值比未安装压电风扇时增大了约 7 倍,说明此时对冲效应已十分微弱,风扇激励的“准射流”能够直接冲击壁面提升换热水平。

3.2 射流间距的影响

图 7 所示为固定冲击间距($H/d=4/3$)、不同射流间距时,凹腔表面的时均 Nu 数分布情况。对比图 5 和图 7,可以看出,当射流间距逐渐增加时,LC 和 TC 的压电风扇所激励的换热特征十分相似,振动包络区附近的强化换热区域图形逐渐由梭状演化为双肾形,影响范围逐渐增大,且“次级驻点”处的时均 Nu 也逐渐增大。这表明随着射流间距(S/d)的增加,“次级驻点”的换热能力不断增强,这主要是由于单排阵列射流所形成的对冲作用逐渐减弱所致。

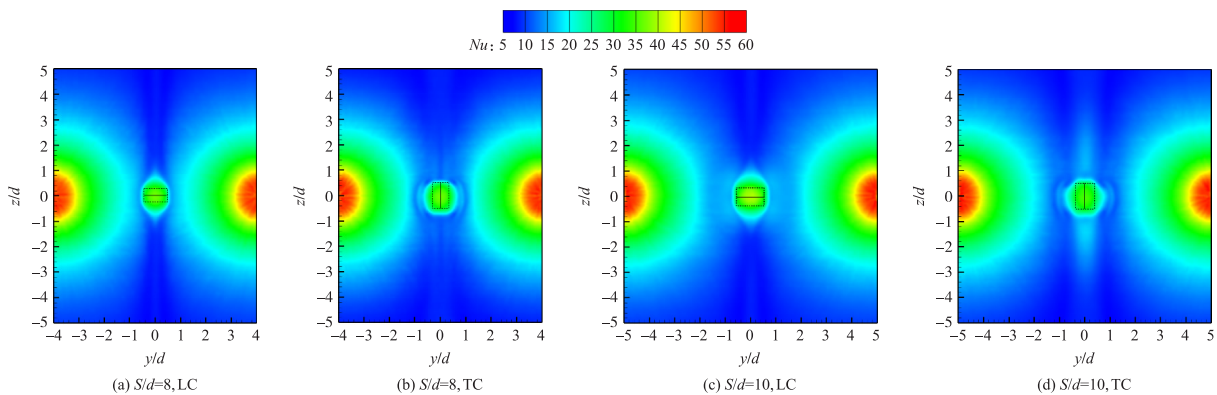


图 7 当 $H/d=4/3$ 时,不同射流间距时凹腔表面时均 Nu 分布情况

Fig. 7 Distribution of time-averaged Nusselt number on cavity surfaces at different S/d values with $H/d=4/3$

图 8 为固定冲击间距($H/d=4/3$)、不同射流间距($S/d=4, 8, 10$ 和 12)时,凹腔表面沿展积分平均 Nu 分布情况。从图 8(a)可以看出,当压电风扇 LC 时,“次级驻点”处的 Nu 峰值随射流间距(S/d)的增加逐步增加,压电风扇对相邻阵列射流上洗气流的抑制作用则主要集中在 $-1 < y/d < 1$ 的区域内。而当压电风扇 TC 时,从图 8(b)可以看出,“次级驻点”处的 Nu 峰值几乎不随射流间距(S/d)而变化且始终处于较大的值。这一方面说明 TC 的压电风扇能够有效阻挡相邻壁面射流的对冲作用,另一方面说明“次级驻点”处的换热强化完全是由压电风扇激励的“准射流”提供。

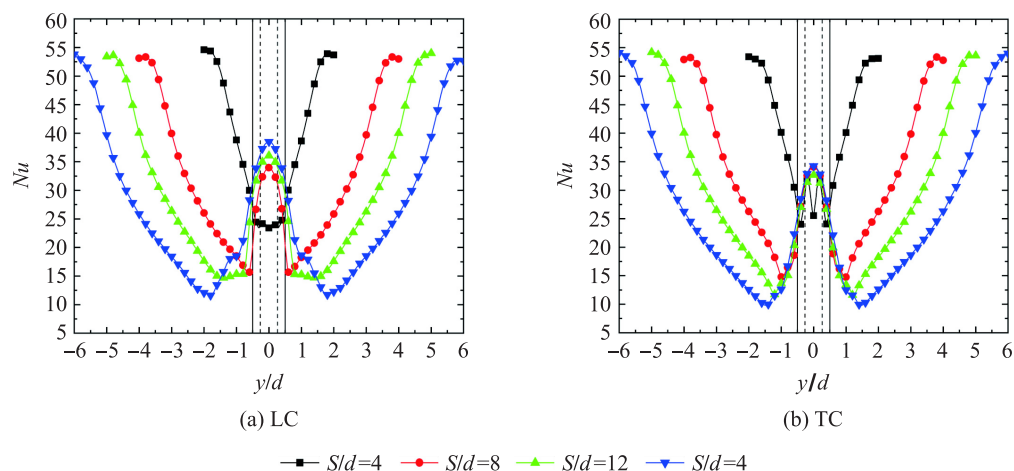


图 8 当 $H/d=4/3$ 时,不同射流间距时凹腔表面沿展积分平均 Nu 分布情况

Fig. 8 Distribution of laterally-averaged Nusselt number in span direction at different S/d values with $H/d=4/3$

3.3 冲击间距的影响

图 9 为固定射流间距($S/d=6$)、不同冲击间距($H/d=2/3, 4/3$ 和 $8/3$)时,凹腔表面的时均 Nu 数分布情况。可见,冲击间距(H/d)的变化主要影响凹腔表面射流“中心驻点”附近区域内的传热性能,该处时均 Nu 数随冲击间距(H/d)的增大逐渐降低并且与压电风扇的布置方式无关。

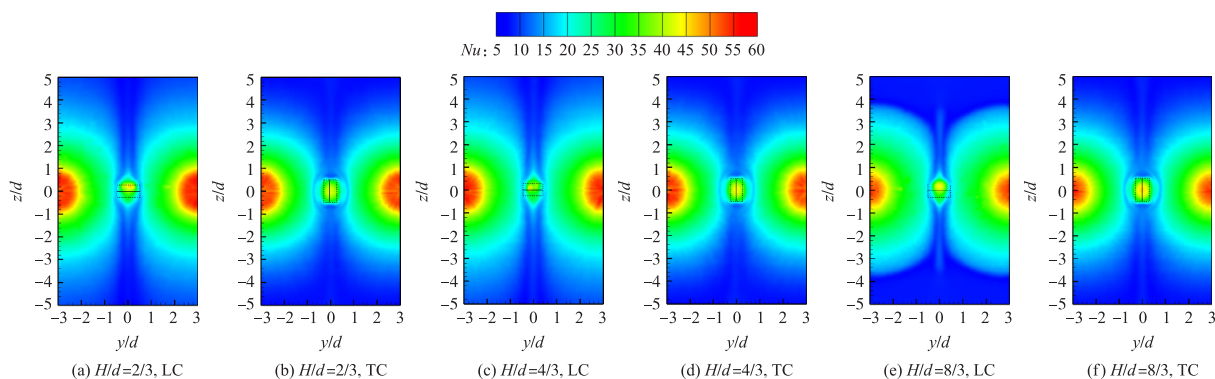


图9 当 $S/d=6$ 时,不同冲击间距时凹腔表面时均 Nu 分布情况

Fig. 9 Distribution of time-averaged Nusselt number on cavity surfaces at different H/d values with $S/d=6$

图 10 为不同冲击间距时凹腔表面沿展积分平均 Nu 分布情况. 可见,不同冲击间距下的平均 Nu 变化趋势基本一致,峰值均出现在振动包络区内且基本相等,但在两侧的主射流区内,随着冲击间距的增加,平均 Nu 数逐渐降低. 这说明冲击间距的变化虽不会影响“次级驻点”的换热,但对主射流区的换热存在显著的影响.

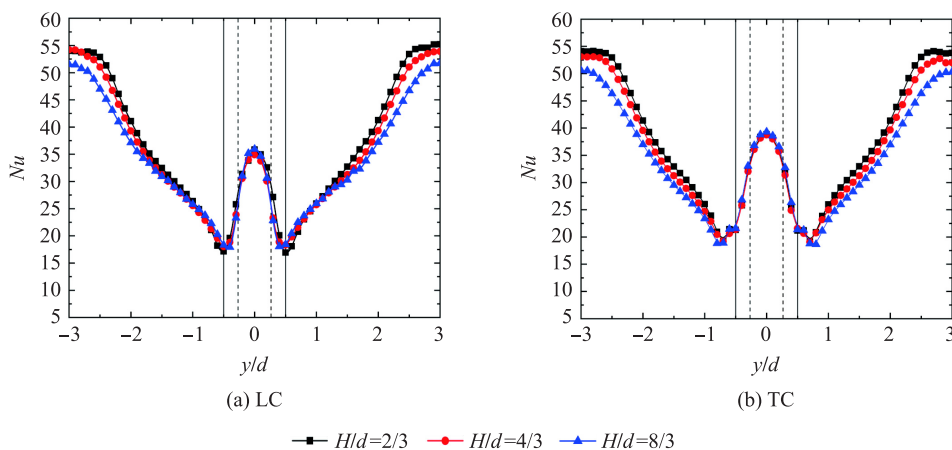


图 10 当 $S/d=6$ 时,不同冲击间距时凹腔表面沿展积分平均 Nu 分布情况

Fig. 10 Distribution of laterally-averaged Nusselt number in span direction at different H/d values with $S/d=6$

3.4 流场特性分析

为了揭示压电风扇强化凹腔内单排射流冲击换热的内在机制,分析其时均流场(速度云图)和瞬时流场(流线)特征.

图 11 所示为单纯射流冲击作用下凹腔中心截面时均速度云图和瞬时流线分布情况. 从图 11 可以看出,相邻射流抵达凹腔表面“中心驻点”后,首先会形成壁面射流,壁面射流发生对冲相干作用进而形成所谓“次级驻点”,此区域边界层产生明显分离形成上洗气流. 由于对冲作用的强度较大,因而部分上洗气流最终将在相邻射流之间形成再循环涡流区域,然后重新进入射流核心. 这一过程严重削弱了“次级驻点”附近的换热性能.

图 12 所示为纵向布置压电风扇激励作用下凹腔中心截面时均速度云图和瞬时流线分布情况.

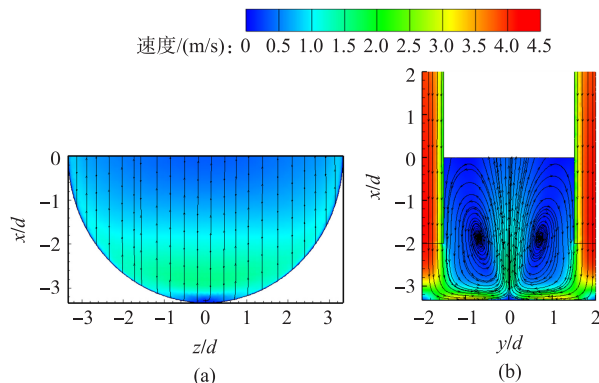


图 11 当 $S/d=4$ 且 $H/d=4/3$ 时凹腔中心截面时均速度和瞬时流线分布

Fig. 11 Time-averaged velocity contours and instantaneous streamlines in central sections with $S/d=4$ and $H/d=4/3$

对比图 12(a) 和图 11, 可以看出, 纵向布置压电风扇的激励作用主要集中在两方面, 一方面振动风扇本身由于叶片的周期性往复运动在一定程度上能够阻挡壁面射流对冲上洗的传输通道, 使得上洗气流被主动抑制, 从而大大降低了上洗气流在相邻射流之间形成再循环涡流区域的能力. 另一方面振动风扇激励的自叶尖向下的“准射流”加快了风扇振动包络区及“次级驻点”附近的局部扰动, 从而使得该区域内的对流换热得到一定程度的强化. 对比图 12(a)~图 12(c), 可以看出, 随着射流间距(S/d)逐渐增加相邻射流间的相干作用逐渐减弱, 与此同时压电风扇对于“次级驻点”区域内的扰动效果却逐渐增强, 具体表现在风扇振动激励的逆时针涡流的尺度逐渐增加. 这说明, 随着射流间距的增加, 压电风扇逐渐由激励调节作用转变为了主动强化作用.

对比图 12(d)~图 12(f), 可以看出, 当射流间距一定时, 冲击间距的增加主要影响“中心驻点”附近的流动换热情况. 这主要是因为风扇的扰动作用主要集中在振动包络区附近, 难以与较远距离的“中心驻点”区域形成直接影响.

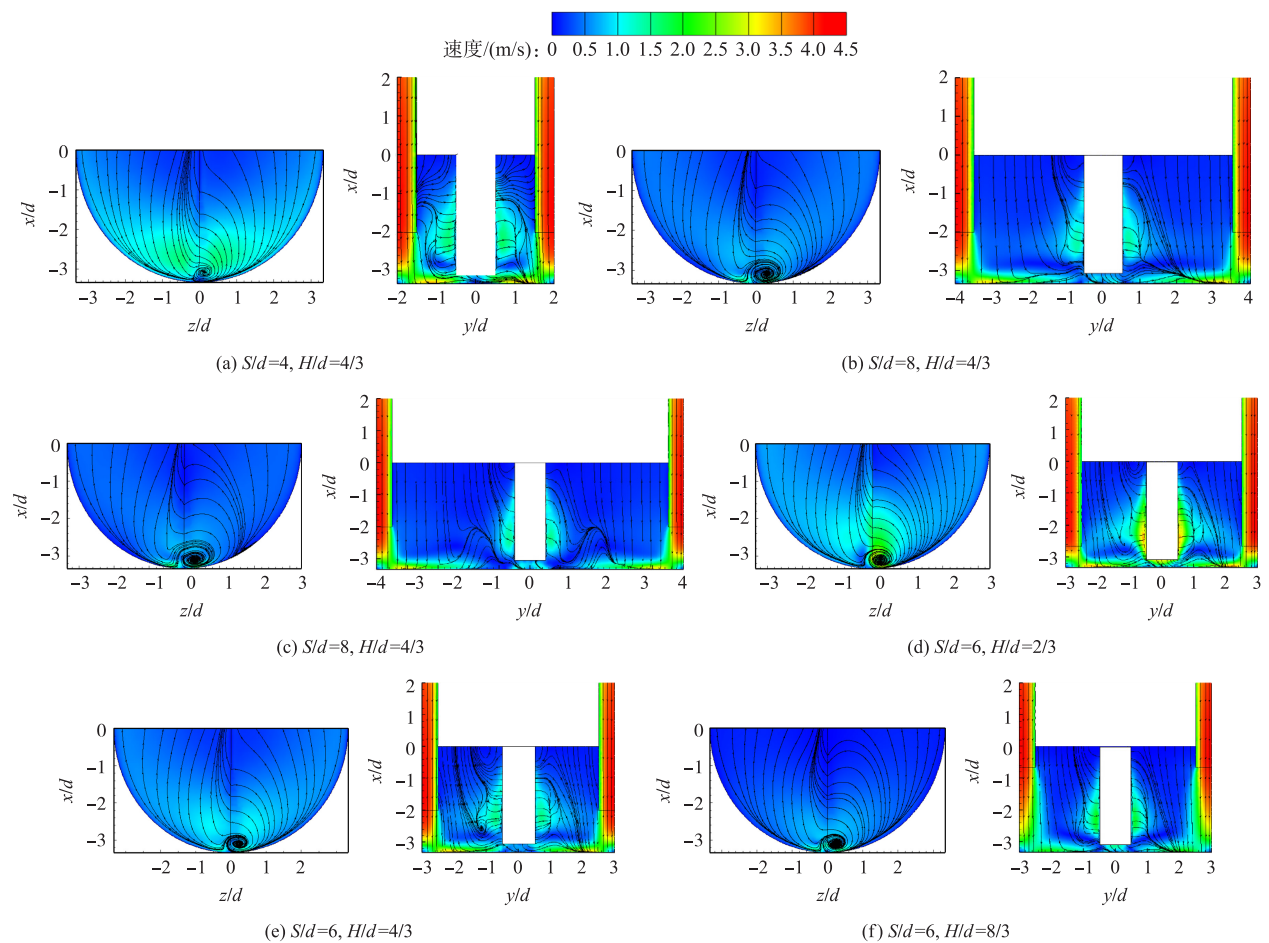


图 12 纵向布置时凹腔中心截面时均速度和瞬时流线分布

Fig. 12 Time-averaged velocity contours and instantaneous streamlines in central sections under LC

图 13 所示为横向布置压电风扇激励作用下凹腔中心截面时均速度云图和瞬时流线分布情况. 对比图 12(a) 和图 13(a), 可以看出, 相较于纵向布置的压电风扇, 横向布置的压电风扇由于其弹性膜片的安装方式为垂直于壁面射流方向, 因而在一定程度上能够起到隔绝射流的直接对冲, 从而使得“次级驻点”上方区域的上洗气流几乎完全消失. 与此同时, 风扇沿横向振动又加剧了壁面射流区域内反向涡对的形成^[21], 特别是在 $x-y$ 平面(射流对冲平面)内风扇的振动激励出了大尺度的反向涡对, 并且沿着风扇两侧振动方向逐渐向射流的“中心驻点”区域扩散. 此外, 还可以看出, 随着射流间距(S/d)逐渐增加反向涡对的尺度迅速增加, 说明壁面射流对风扇振动激励流动的影响逐渐消退.

而对比图 13(d)~图 13(f), 可以看出, 当射流间距一定时, 冲击间距的增加对反向涡对的尺度几乎无影响, 这进一步证实了利用风扇激励确实能够达到强化“次级驻点”换热的同时不削弱“中心驻点”的换热.

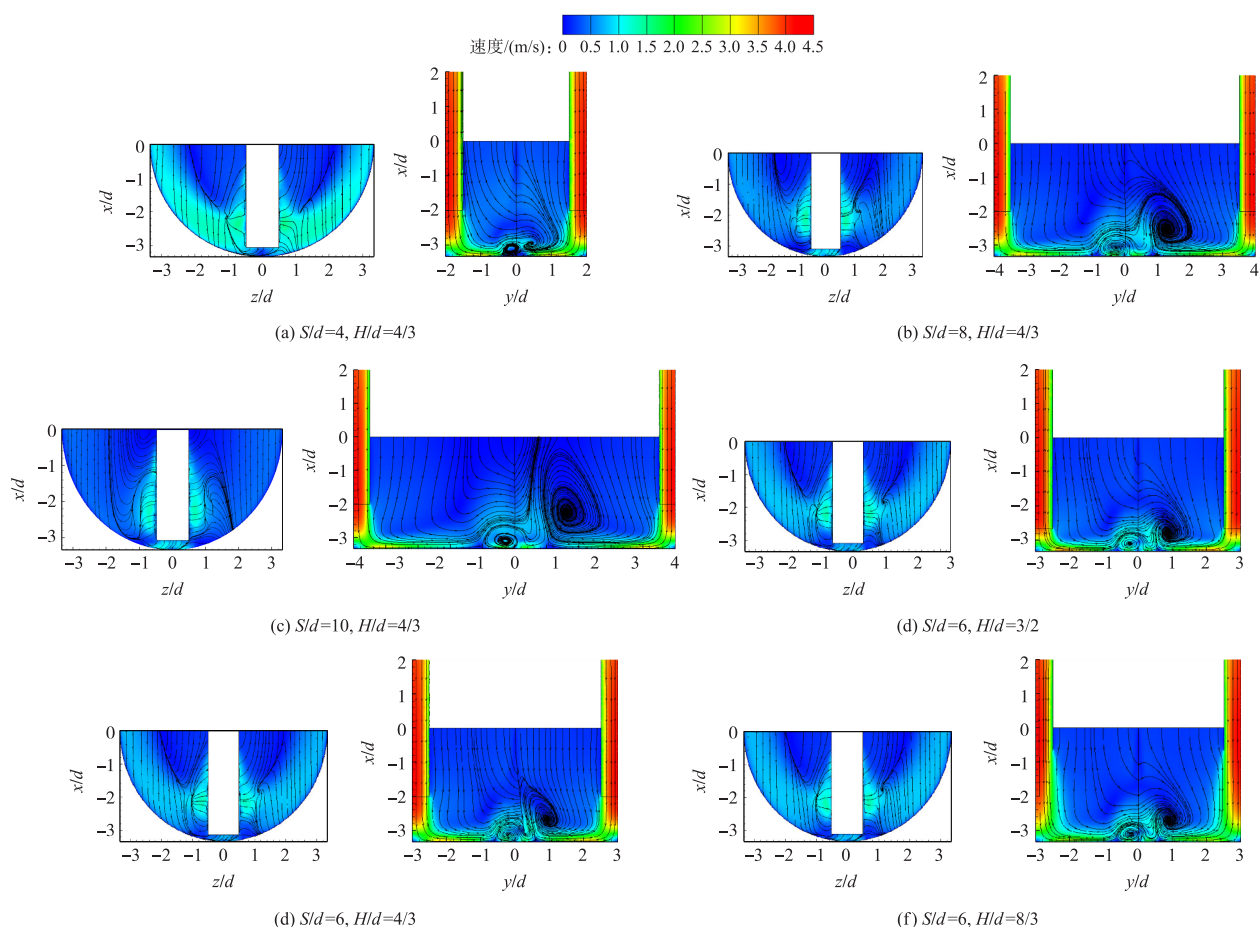


图 13 横向布置时凹腔中心截面时均速度和瞬时流线分布

Fig. 13 Time-averaged velocity contours and instantaneous streamlines in central sections under TC

4 结论

本文针对集成压电风扇脉动激励的受限凹腔单排阵列射流冲击强化换热开展相应的数值研究. 研究过程中,通过建立三维数值模型,并利用动网格技术来模拟压电风扇的周期性往复振动. 重点分析了压电风扇横向/纵向布置方式、相邻射流的射流间距和冲击间距等因素对于凹腔内流动换热的影响,研究结果表明:

(1) 集成压电风扇脉动激励的受限凹腔单排阵列射流冲击换热过程能够得到有效的强化. 压电风扇激励所产生的“准射流”能在不影响主射流区换热的情况下增强凹腔“次级驻点”附近的对流换热.

(2) 压电风扇纵向布置时,“次级驻点”处的 Nu 峰值随射流间距 (S/d) 的增加逐步增加. 压电风扇横向布置时,“次级驻点”处的 Nu 峰值几乎不随射流间距 (S/d) 而变化.

(3) 射流的冲击间距 (H/d) 的变化仅影响“中心驻点”附近区域内的传热性能,且与压电风扇的布置方式无关. “中心驻点”处时均 Nu 数随冲击间距 (H/d) 的增大逐渐降低.

[参考文献] (References)

- [1] 何雅玲,陶文铨. 强化单相对流换热的基本机制[J]. 机械工程学报,2009,45(3):12-32.
- [2] NASTASE I, BODE F. Impinging jets: A short review on strategies for heat transfer enhancement [J]. E3S Web of Conferences,2018,32(6):01013.
- [3] EKKAD S V, SINGH P. A modern review on jet impingement heat transfer methods[J]. Journal of Heat Transfer,2021,143(6):064001.
- [4] MAGHRABIE H M. Heat transfer intensification of jet impingement using exciting jets: A comprehensive review [J].

- Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2021, 139: 110684.
- [5] HUSSAIN L, KHAN M M, MASUD M, et al. Heat transfer augmentation through different jet impingement techniques: A state-of-the-art review[J]. Energies, 2021, 14(20): 6458.
- [6] LYU Y W, ZHANG J Z, ZHANG J Y, et al. Large eddy simulation of temperature-variation effect of impinging lobe synthetic jet on flat plate and the semi-cylindrical concave plate[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2023, 184: 107981.
- [7] CHITSAZAN A, KLEPP G, GLASMACHER B. Review of jet impingement heat and mass transfer for industrial application[J]. Heat Transfer Research, 2021, 52: 61–91.
- [8] GUAN T, ZHANG J Z, SHAN Y. Convective heat transfer by a row of tab-excited impinging jets on a wedge-shaped concave surface[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2016, 100: 37–53.
- [9] SALCEDO S A G, SILVA A F, ANDRADE C R. Turbulent impingement jet heat transfer on concave surfaces for aeronautical applications[J]. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2018, 40: 545.
- [10] FENOT M, DORIGNAC E, VULLIERME J J. An experimental study on hot round jets impinging a concave surface[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(4): 945–956.
- [11] XU L, YUN X, XI L, et al. Heat transfer characteristics of single row of jets issuing from screw-thread nozzles impinging on a concave surface[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2021, 28(3): 101590.
- [12] BARBOSA F V, TEIXEIRA S F C F, TEIXEIRA J G F. Convection from multiple air jet impingement: A review[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 218: 119307.
- [13] MOHAMMADPOUR J, ZOLFAGHARIAN M M, MUJUMDAR A S, et al. Heat transfer under composite arrangement of pulsed and steady turbulent submerged multiple jets impinging on a flat surface[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2014, 86: 139–147.
- [14] SAN J Y, CHEN J J. Effects of jet-to-jet spacing and jet height on heat transfer characteristics of an impinging jet array[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 71: 8–17.
- [15] LYU Y W, ZHANG J Z, WANG B Y, et al. Convective heat transfer on flat and concave surfaces subjected to an impinging jet form lobed nozzle[J]. Science China Technological Sciences, 2020, 63: 116–127.
- [16] HARRINGTON J, HOSSAIN J, WANG W P, et al. Effect of target wall curvature on heat transfer and pressure loss from jet array impingement[J]. Journal of Turbomachinery, 2017, 139(5): 051004.
- [17] JOSHI J, SAHU S K. Heat transfer characteristics of flat and concave surfaces by circular and elliptical jet impingement[J]. Experimental Heat and Mass Transfer, 2022, 35(7): 938–963.
- [18] SHIN D H, KIM Y, KIM J S, et al. Flow visualization of axisymmetric impinging jet on a concave surface[J]. Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 140(8): 080902.
- [19] MAASPURO M. Piezoelectric oscillating cantilever fan for thermal management of electronics and LEDs: A review[J]. Microelectronics Reliability, 2016, 63: 342–353.
- [20] LIN C N. Enhanced heat transfer performance of cylindrical surface by piezoelectric fan under forced convection conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 60(5): 296–308.
- [21] TAN L, ZHANG J Z, TAN X M. Numerical investigation of convective heat transfer on a vertical surface due to resonating cantilever beam[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2014, 80: 93–107.

[责任编辑:陈 庆]