



# 环形旋转冲击射流热流特性的实验研究

杨会群<sup>①②</sup>, 金东范<sup>②③</sup>, 卢天健<sup>②\*</sup>

① 贵州航空发动机研究所, 贵阳 550081;

② 西安交通大学强度与振动教育部重点实验室, 西安 710049

③ 金山大学工学院航空工业机械工程系, 约翰内斯堡 2050;

\* E-mail: tjlu@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期: 2010-07-17; 接受日期: 2010-10-25

国家重点基础研究发展计划(“973”计划)(批准号: 2011CB610305)、国家自然科学基金项目(批准号: 11072188)、国家高“111”引智计划(批准号: B06024)资助

**摘要** 实验研究了由导向叶片引起的环形旋转冲击射流的流动与传热特性, 并与传统环形冲击射流进行了比较. 采用粒子图像测速法观察了不同冲击距离下两种射流的出口流动结构; 测量并对比了两种射流在均匀加热冲击靶板上的局部压力及传热分布. 对于环形冲击射流, 所测得的流动结构、壁面压力及传热分布与公开数据一致; 在足够大的冲击距离下, 该射流显示出类似于单个圆管冲击射流的特征. 对于环形旋转冲击射流, 在中小冲击距离下, 局部压力和传热系数在冲击靶板上的分布与传统环形冲击射流相比更不均匀, 但总体传热性能更好, 这是由于漩涡在导向叶片下游脱落、对流所致; 在较大的冲击距离下, 环形旋转射流未显示出类似于单个圆管冲击射流的特征, 且由于高动量耗损, 其传热性能低于传统环形射流.

**关键词**

环形冲击射流  
流动结构  
旋转流  
导向叶片  
壁面传热  
壁面压力

与单相强制对流相比, 冲击射流具有更优良的换热性能, 因而在工程应用中被广泛应用于加强局部传热传质. 关于冲击射流的热流机制已有大量的实验及理论研究, 参见文献[1~8].

目前, 大部分计算机中央处理器(CPU)的散热都是借助轴流风扇进行空冷. 就几何结构特征而言, 轴流风扇的中心轮轴其与外轮廓组成几何环形, 真正直接的有效冷却区域就是这个环形区域. 当轴流风扇运行时, 由叶片引起的旋转流对 CPU 进行冷却. 这类冷却过程属于一种带有导向叶片的环形旋转射流问题.

环形射流是在压力差的作用下, 具有较高速度和能量的流体从环形管道喷射到物体表面的一种流体运动. 其不同于单个圆管射流的特征之一就是出

口流动结构, 即具有较高动量的径向流动. 环形自由射流的基本流动结构具有三个明显流动区域: 初始汇合区, 汇合区, 完全汇合区<sup>[9]</sup>. Sheen 等人<sup>[10]</sup>对环形射流的逆流区进行了实验研究, 发现当冲击板与射流出口的距离适当时, 逆流区会沿着中心轴方向形成.

Maki 和 Yabe<sup>[11]</sup>发现在中小冲击距离下, 由于逆向流的形成, 在冲击板上出现了逆向滞止点; 但在足够大的冲击距离下, 这种逆流的影响消失, 同向滞止点替代了逆向滞止点. Tesar 和 Trávníček<sup>[12]</sup>在针对环形合成射流的实验研究中也观察到了这种现象.

旋转流在流体到达冲击板面之前改变了射流的湍流特性. 环形旋转射流通常被应用在燃烧射流装置的设计中, 例如工业燃烧室及燃气轮机的燃烧室.

Rose<sup>[13]</sup>通过测量旋转射流的平均流速,发现旋转角度大的旋转流能夹带更多的周围的流体,故在引起平均速度快速衰减的同时增强了其紊流度. Syred 等人<sup>[14]</sup>和 Lilley<sup>[15]</sup>研究了旋转射流的空气动力特性,与圆管射流相比,发现旋转射流具有一些明显的特征,如: 涡流分离, 紊流强度高, 改善冲击板温度的径向分布等. 有关旋转流的传热特性及其机制的研究<sup>[16-18]</sup>表明, 相对于传统的冲击射流, 旋转冲击射流在大的冲击距离下能提供更均匀的传热<sup>[18]</sup>, 且在特定条件下会导致较高的滞止点传热<sup>[16]</sup>.

国内外针对旋转流的相关实验研究均明确地或含蓄地假定实验条件是充分发展的, 即流体在出口前经过相对较长的旋转通道. 有关非充分发展环形旋转冲击射流的热流特性, 目前未见公开报道, 故有必要将环形旋转冲击射流作为一个科学问题进行详细研究: 一方面, 可以丰富对环形冲击射流的认识, 另一方面可以为工程实践提供参考数据从而扩大环形旋转射流的实际应用. 有鉴于此, 本文通过实验详细地研究了由短导向叶片引起的旋转环形冲击射流的流动与传热特性, 及这些性质随着冲击距离的变化.

本文以实验为主要手段, 研究环形旋转冲击射流的流动与热流特性, 并与传统环形射流进行对比. 通过压力传感器采集射流冲击板上的压力确定压力系数  $C_p$  的分布, 借助粒子图像测速技术(PIV)获得两种冲击射流的出口流场, 采用热电偶及温度采集仪确定传热特征参量-努塞尔数  $Nu$  的分布. 在环形内外直径比为  $D_1/D_2=0.5$ , 雷诺数为  $Re=7.0 \times 10^3$  及不同冲击距离(从  $H/d=0.3$  以  $0.2H/d$  增量递增至  $H/d=6.1$ )的条件下, 分别测量了传统环形射流及环形旋转射流分别冲击平板时的主要特征参数分布, 即出口流动结构, 冲击板上的压力系数及传热系数分布.

## 1 实验装置及测试系统

### 1.1 实验装置

本文采用的环形冲击射流系统如图1所示. 鼓风机提供的风源经过流量计和整流后, 进入长度为  $L=0.35$  m 环形通道. 环形射流系统由一个圆管(内径  $D_2=0.068$  m)和一个实心圆杆(外径  $D_1=0.034$  m)组成, 即环形射流的直径比率  $n=D_1/D_2=0.5$ . 本文选用环形通道内外直径差,  $d=D_2-D_1$ , 作为计算  $Re$  数和  $Nu$  数的特征长度. 引发旋转流的导向叶片(图2(b))的几何

参数参见表1. 冲击平板(400 mm×600 mm)安装于专门设计的坐标架上, 通过坐标架调节平板与环形管道出口的距离(即喷射冲击距离). 在本实验中, 冲击距离的变换范围从  $H/d=0.3$  以  $0.2H/d$  的增量递增至  $H/d=6.1$ .

### 1.2 速度场测试系统

粒子图像测速系统(PIV, Gemini-200-15, LaVision<sup>TM</sup>)由双脉冲 YAG 激光发生器, 互相关 CCD 数字相机(ImagePro, LaVision<sup>TM</sup>)及示踪粒子发生器构成. 由光学系统产生厚度为 1 mm 的激光片对准测试平面, 即  $r-z$  平面. 为了尽量减少冲击平板的光学反射干扰, 在测试前将其喷涂成黑色. 对于环形旋转冲击射流,

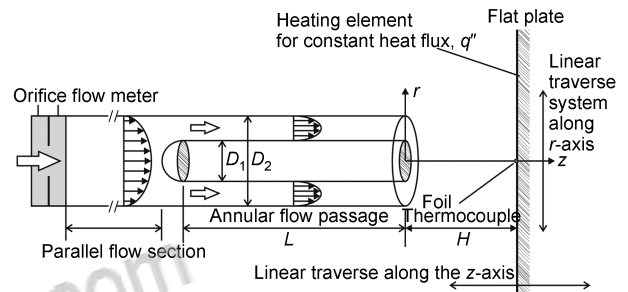


图1 环形冲击射流实验系统示意图

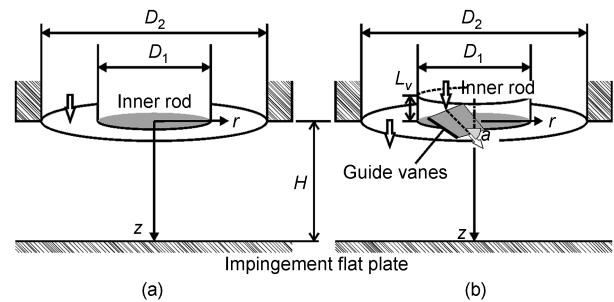


图2 冲击射流出口结构示意图: (a) 传统环形冲击射流; (b) 带有导向叶片的环形旋转冲击射流

表1 导向叶片的几何参数

Hub-to-tip ratio at guide vane inlet	0.5
Number of guide vanes	7
Guide vane thickness	0.0005 m
Guide vane span, $S$	0.0017 m
Exit flow angle, $\alpha$ at hub	20°
At mid-span	30°
At tip	40°
Linear twist angle, $\theta(a(\text{tip})-a(\text{hub}))$	20°
Axial length of guide vanes, $L_v$	0.01 m

其导向叶片及  $r$ - $z$  平面的相对位置如图 3 所示.

激光脉冲的时间间隔满足以下方程<sup>[19]</sup>:

$$1000(Vdt)B \leq \frac{dW}{4}, \quad (1)$$

其中  $V$  (m/s) 是示踪粒子的速度,  $B$  (pixel/mm) 是 CCD 数字相机的放大率,  $dW$  是查询区的宽度. 为了提高 PIV 测量的精度, 根据以下迭代可获得最佳  $dt$ :

$$dt_{i+1}(s) = 0.25 \left( \frac{dW}{1000(BV_i)} \right), \quad (2)$$

其中初始速度  $V_i$  根据质量流量计算得到,  $i=1, 2, 3 \dots$ , 迭代一直延续直到  $dt$  匹配到流体的平均速度. 根据平均流速值和对测试面的 CCD 相机景深, 设定两束激光的时间间隔  $\Delta t$  为 100  $\mu$ s, CCD 相机相应地捕获到一对图像 (2048 $\times$ 2048 pixels). 通过互相关分析法获得瞬态速度场, 其具有 32 $\times$ 32 pixels 的查询区及 50% 的矢量空间交叠; 具体测试时, 按采样频率 5 Hz 测得 40 幅瞬态速度场, 然后叠加得到总体平均速度场.

### 1.3 冲击板上压力及传热测试系统

沿冲击平板径向铺设 16 个静压测试点, 通过压力传感器 (DSA<sup>TM</sup>) 进行压力数据的采集.

传热测试系统由均匀加热的冲击平板和温度采集仪 (IOtech<sup>TM</sup>) 组成. 实验中采用薄加热片 (250 mm $\times$ 250 mm $\times$ 0.52 mm) 对冲击板进行加热, 并在其冲击正面上粘贴一层纯铜箔 (厚度 0.01 mm) 以进一步确保热流量的均匀. 加热片的背面粘附在厚为 0.01 m 的 Tufnol 板上, 然后用绝热材料覆盖. 通过热流密度仪测定板上的热流量 ( $q''=1400$  W/m<sup>2</sup>), 并以粘贴在加热片中心的 T 型薄膜热电偶 (厚度为 13  $\mu$ m) 测量平板在

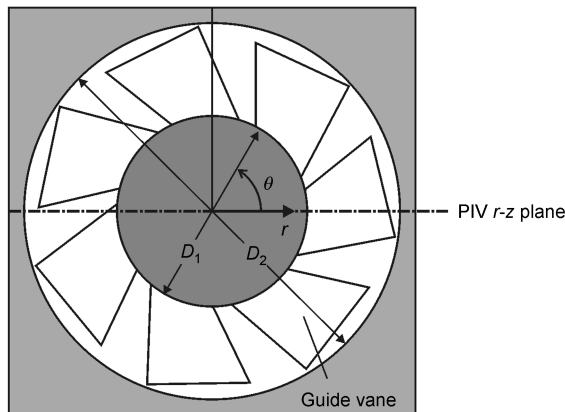


图 3 环形旋转冲击射流 PIV 测试的  $r$ - $z$  平面

该位置的温度, 并用温度采集仪将数据导入电脑进行温度值的读取.

### 1.4 数据处理和误差分析

$Re$  数定义如下:

$$Re_d = \frac{\rho U_m d}{\mu}, \quad (3)$$

其中  $U_m$  是通过流量计获得的入口平均流速,  $\mu$  为空气的粘性系数,  $\rho$  为空气密度. 实验过程中, 质量流量固定在 0.01 kg/s, 与此对应的  $Re_d$  为  $7.0 \times 10^3$ . 需要说明的是, 为了保持相同的质量流量 ( $Re$  数), 针对不同的冲击距离, 通过频率控制器调节鼓风机的转数.

为了研究射流对冲击板上静压的影响, 测量了冲击靶板壁面径向压力分布并用如下定义的无量纲压力系数  $C_p$  表示:

$$C_p = \frac{p(r/d) - p_{amb}}{\rho U_m^2 / 2}, \quad (4)$$

其中  $p(r/d)$  是冲击板上的静压,  $p_{amb}$  是环境压力.

表征冲击板上传热性能的  $Nu$  数定义如下:

$$Nu_d = \left( \frac{q''}{(T(r/d) - T_{in})} \right) \frac{d}{k_f}, \quad (5)$$

其中  $T(r/d)$  是冲击板上的表面温度 (开始位置为  $r/d=0$ , 然后径向改变),  $T_{in}$  是射流入口温度.

采用 Coleman 和 Steele<sup>[20]</sup> 建议的评估方法, 对平板压力系数  $C_p$  和努塞尔数  $Nu$  进行了误差评估, 获得的误差分别为 4.5% 和 5.8%. 这是相对误差, 因为系统误差通过仔细校核可以最小化到忽略不计.

分析 PIV 技术的测量误差时, 本文假设环形管道中的流体被示踪粒子很好的追踪及每对激光脉冲的时间间隔 (公式 1) 被准确的设定. 这就意味着  $r$ - $z$  平面速度上速度成分的误差主要是由粒子位移的测量误差引起. 根据 Wernet<sup>[19]</sup> 的研究结果, 粒子位移的互相关误差主要取决于穿过查询区的相关峰宽度  $d_r$  (单位: pixel) 与粒子在图像上的平均位移  $D_p$  (单位: pixel) 的比值, 即:

$$\sigma_D = \frac{d_r}{D_p}, \quad (6)$$

其中

$$D_p = \frac{1000 \Delta t V_0}{B}, \quad (7)$$

式中  $V_0$  和  $B$  分别是流场中示踪粒子的实际平均速度和

相机放大率. 基于设定的激光脉冲时间间隔  $\Delta t_0$ (s), 可获得示踪粒子的实际平均速度  $V_0$ (m/s). 采用 Wernet<sup>[19]</sup> 的评估方法得到射流管道出口与平板间速度场的误差在 2.5% 以内.

## 2 结果及讨论

### 2.1 流动模式

不同喷射距离下 ( $H/d=4.1, 2.1, 1.1, 0.5$ ), 图 4 给出了传统环形射流及带有导向叶片的环形旋转射流在  $r$ - $z$  平面上的速度矢量场. 为了突出漩涡结构, 在图 4 的矢量场中给出了流线.

正如  $r$ - $z$  平面上的平均速度矢量场所示, 当环形射流的流体接近冲击平板时, 其轴向减速, 径向向外偏流. 对于传统环形射流, 如图 4(a), 在大的冲击距离下 ( $H/d=4.1$ , 接近自由出口条件), 在实心圆杆后面的尾流区形成了一个明显的气流循环. 除了与冲击平板临近的区域, 整个流动结构类似自由环形射流. 从出口 (即  $z/d=0$ ) 到  $z/d \sim 2.0$  处, 流体向圆管中心轴线

收缩, 然后沿中心轴线流向冲击平板, 直到冲击板上游约  $1.0z/d$  处, 流体径向向外偏流.

在喷射距离  $H/d=2.1, 1.1, 0.5$  时, 在冲击板的中心位置 ( $r/d=0$ ) 出现逆流, 该逆流在冲击板的中心附近汇合及相互作用: 相对于“主滞止区”(出口流直接冲击平板), 这个区域通常被称为“次级滞止区”.

图 4(b) 给出了带有导向叶片的环形旋转射流的平均速度矢量场.  $H/d=4.1$  时, 在实心圆杆后面的尾流区并没有形成一个明显的气流循环, 取而代之的是从导向叶片脱落下来的漩涡对流, 其在冲击板上相互作用, 使得出口流为更加紊乱.  $H/d=2.1$  及  $1.1$  时, 涡流被限定在环形射流区和冲击板之间, 并在冲击板的中心区引起强烈的逆流, 且这些逆流比相应的传统环形冲击射流更强, 对冲击平板的区域压力分布有显著影响 (见后续讨论). 当喷射距离缩短到  $H/d=0.5$  时, 冲击板中心区的逆流减弱, 这是由于出口和冲击板间的空间不利于对流, 有较大的动量损耗.

为了量化旋转流对出口流动结构的影响, 图 5 给出了从  $r$ - $z$  平面的速度矢量场 (图 4) 中获取  $z/H=0.5$  轴

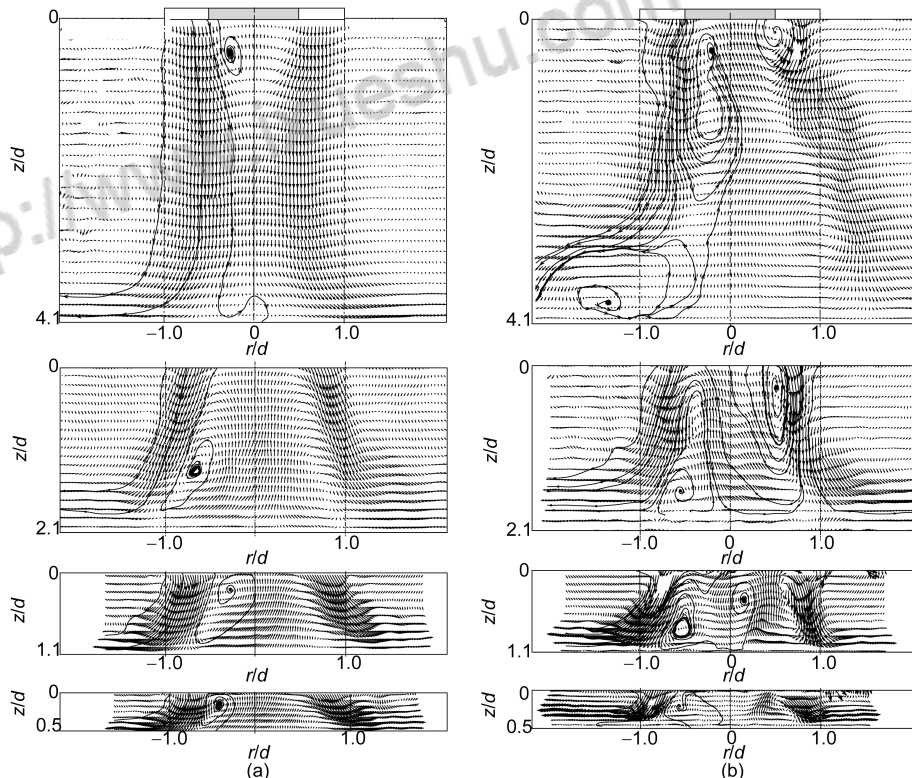


图 4 不同喷射距离下 ( $H/d=4.1, 2.1, 1.1, 0.5$ )  $r$ - $z$  平面的速度矢量图  
(a) 传统环形冲击射流; (b) 带有导向叶片的环形旋转冲击射流

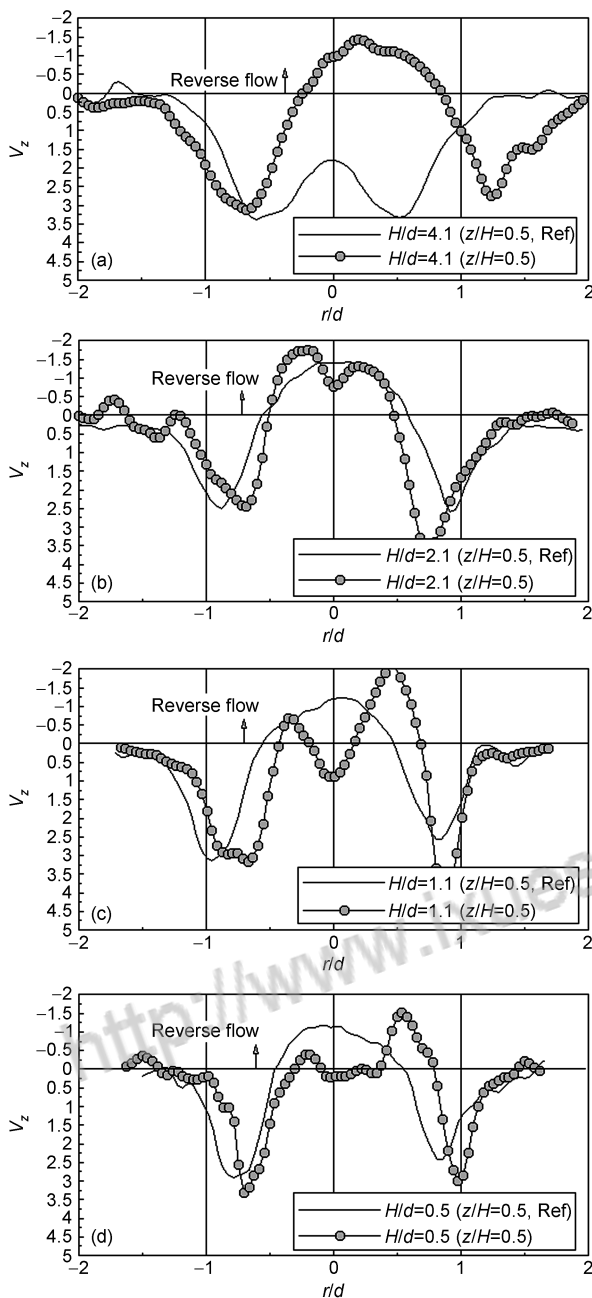


图5 传统环形冲击射流与环形旋转冲击射流的轴向速度 ( $z/H=0.5$ )沿径向分布曲线

向速度的径向分布, 可见带有导向叶片的出口流会引起轴向速度的径向分布关于中心轴线不对称. 对于传统环形冲击射流, 当喷射距离较大( $H/d=4.1$ )时, 出口流在中轴平面无逆流出现(图 5(a)); 在喷射距离  $H/d=2.1, 1.1, 0.5$  时, 有逆流出现且其逆向速度峰值出现在圆管中心轴线上, 见图 5(b), (c), (d).

与传统环形冲击射流不同, 环形旋转流中逆流的存在与喷射距离无关(图 5). 在中小喷射距离下, 具有明显的逆流双峰; 当喷射距离增加到  $H/d=4.1$  时, 逆流双峰融合成一个单峰. 在喷射距离  $H/d=0.5, 1.1, 2.1$  时, 环形旋转冲击射流的轴向速度峰值略比传统环形冲击射流的相应值高; 但在  $H/d=4.1$  时, 出口速度峰值却略低.

## 2.2 压力分布

压力系数  $C_p$  的径向分布如图 6 所示, 其冲击距离的变换范围为  $H/d=0.3\sim 6.1$ . 根据传统环形射流的压力系数分布(图 6(a)), 对流动转变范围与喷射距离的关系有以下总结. 1)  $H/d=0.3\rightarrow H/d=2.1$ :  $H/d=0.3$  时, 射流出口与冲击板相邻, 在射流轴线上出现高压区, 中心区滞止点位于  $r/d=0.7$  处; 喷射距离增加时, 滞止点外移; 喷射距离增加到  $H/d=2.1$  时, 滞止点位置移至  $r/d=1.3$  处,  $C_p$  峰值也明显外移. 圆管中心区的压力则随喷射距离的增加单向递减. 2)  $H/d=2.1\rightarrow H/d=6.1$ : 进一步增加喷射距离, 外边区( $r/d=1.3$ )的滞止线消失. 相反, 圆管中心区的压力逐渐增加, 峰值最终出现在靶板中心( $r/d=0$ ), 具有单个圆管冲击射流的特征.

由图 6(b)给出的环形旋转冲击射流的压力系数分布, 可得以下总结. 1)  $H/d=0.3\rightarrow H/d=1.7$ : 当射流出口与冲击平板相邻时(如  $H/d=0.3$ ), 在径向  $r/d=0.85$  处出现一个明显的压力系数峰值. 在该冲击距离下, 对传统环形冲击射流而言, 由于存在轴向速度的滞止点, 其中心区相对平坦, 没有明显峰值(图 6(a)). 当喷射距离增加至  $H/d=1.7$  时, 强逆流的存在(参见 PIV 数据)导致  $C_p$  值明显下降, 且由于动量的损耗和轴向速度的减少, 压力峰值下降明显. 在上述喷射距离范围内, 局部压力峰值从  $r/d=0.85$  径向外移到  $r/d=1.2$ . 2)  $H/d=1.7\rightarrow H/d=6.1$ : 喷射距离增加时, 整个径向范围内的压力系数下降; 在大的喷射距离下, 压力系数分布平坦, 不具备单个圆管流动特征.

为了量化导向叶片引起的旋转流的影响, 对两种环形冲击射流的压力系数进行了比较, 如图 7 所示.  $H/d=0.5$  和  $1.1$  时, 传统环形冲击射流在中心区具有较高的压力系数(在数值上与其峰值相当). 相反, 环形旋转冲击射流在中心出现低压区(甚至低于大气压), 并在  $r/d=1.0$  处出现一个明显峰值. 喷射距离从  $H/d=0.5$  增加到  $1.1$  时, 除了外围区的压力仍然等于大气压(即  $C_p=0$ ), 两种情形的压力系数均下降. 当然,

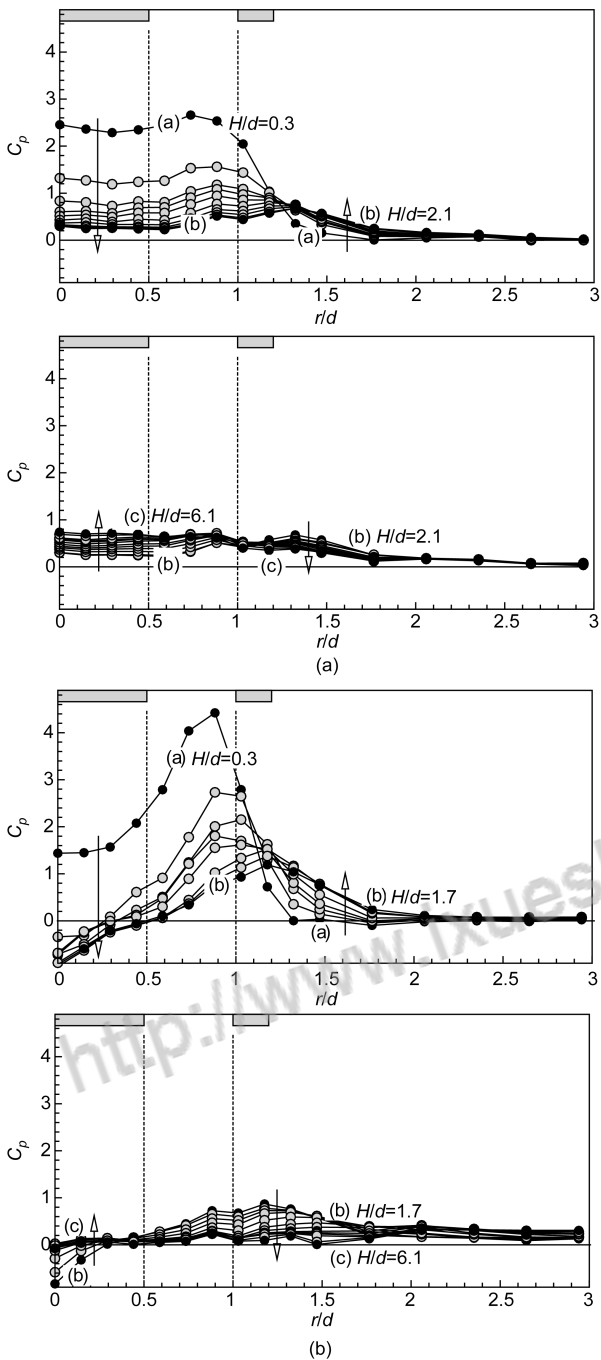


图6 压力系数  $C_p$  随不同冲击距离( $0.3 < H/d < 6.1$ )的系列变化曲线: (a) 传统环形冲击射流; (b) 带有导向叶片的环形旋转冲击射流

环形旋转冲击射流区的压力系数随着喷射距离的增加也降低。

$H/d=2.1$  时, 除中心区域外, 两种情形具有相似的压力系数分布。在中心轴线区, 强烈的逆向流循环运动

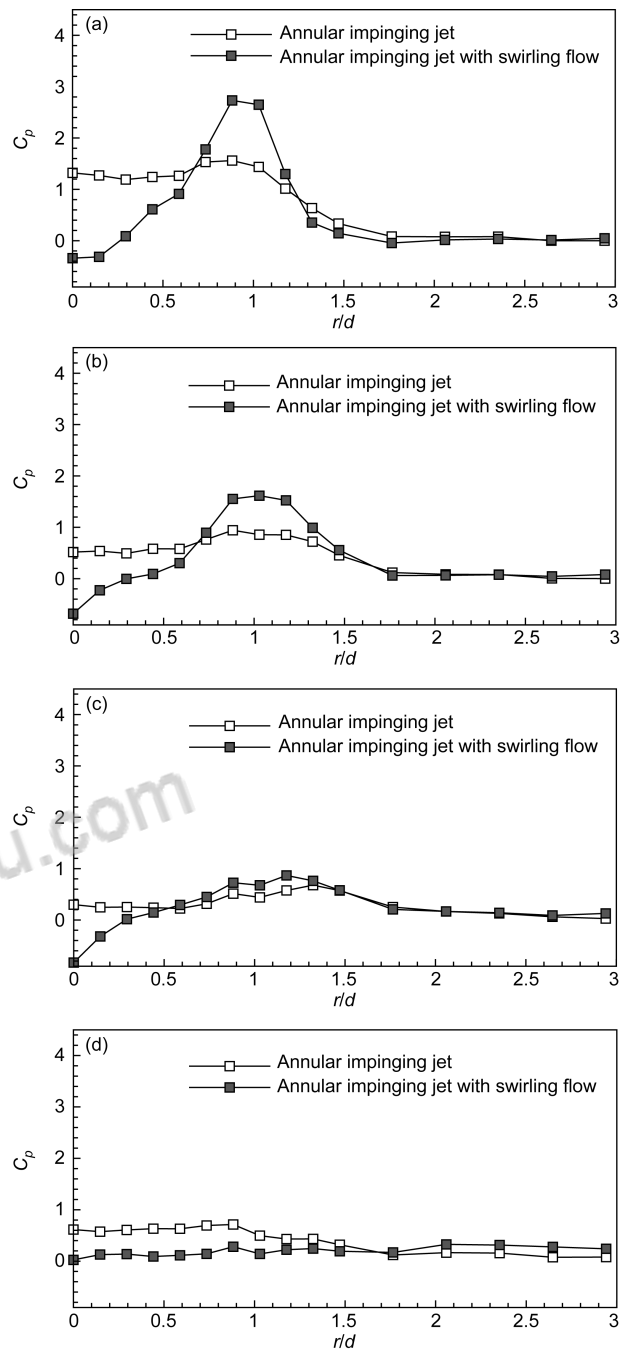


图7 压力系数在特定冲击距离下的对比曲线: (a)  $H/d=0.5$ ; (b)  $H/d=1.1$ ; (c)  $H/d=2.1$ ; (d)  $H/d=4.1$

席卷流向出口的流体, 导致旋转射流在中心区域的压力系数低于传统射流。喷射距离相对较大时(如  $H/d=4.1$ ), 旋转射流的压力系数分布平缓, 而传统射流在轴线处出现具有单个圆管冲击射流特征的峰值。综上所述, 随着冲击距离的增加, 由于旋转射流的影响,

环形射流向单个圆管射流特征转变的趋势逐渐消失.

### 2.3 局部传热分布

基于压力系数的分布, 研究了不同冲击距离 ( $H/d=4.1, 2.1, 1.1, 0.5$ ) 下的传热特性, 如图 8 所示. 对传统环形冲击射流而言,  $H/d=0.5$  时, 射流轴线处较低的传热随着径向距离的增加逐渐升高, 且峰值出现在  $r/d=1.0$  处, 然后逐渐下降, 如图 8(a).

当喷射距离从  $H/d=0.5$  增加到 1.1 和 2.1 时,  $Nu$  数的峰值逐渐偏离射流轴线;  $H/d=4.1$  时,  $Nu$  数的峰值却移向射流轴线, 且整体流动模式类似单个圆管冲击射流. 此情况与前面给出的 PIV 数据和压力系数分布吻合. 如果喷射距离足够大, 可以推断  $Nu$  数的峰值最终会出现在射流轴线上. 当然, 冲击距离的增加降低了整体传热性能, 如图 8(a) 所示.

直径比率较小时 ( $n=0.5$ ), 本文观察到的传统环形冲击射流流动模式及其随喷射距离的变化与他人<sup>[11,12,21]</sup>针对大直径比率 ( $n>0.5$ ) 的研究报道一致. 通常, 喷射距离对压力系数大小和分布的影响呈现非单调趋势; 但是, 随着喷射距离的增加, 传热特性呈单调下降趋势.

图 8(b) 给出了环形旋转冲击射流的局部传热特

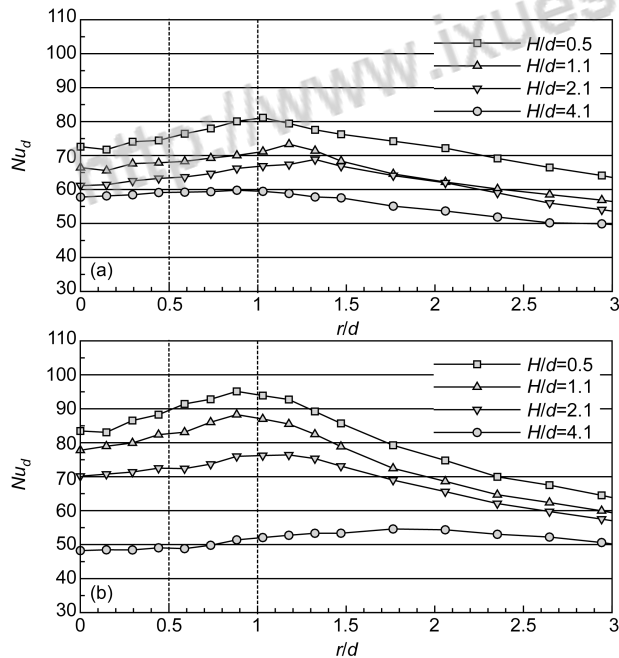


图 8 不同冲击距离下均匀加热平板的努塞尔数径向曲线分布: (a) 传统环形冲击射流; (b) 带有导向叶片的环形旋转冲击射流

性.  $H/d=0.5$  时, 射流轴线上的传热系数随着径向距离外移而逐渐增加, 峰值出现在  $r/d=0.85$  处, 然后随着径向距离的增加而降低. 当喷射距离逐渐增加到  $H/d=1.1, 2.1$  和 4.1 时,  $Nu$  数峰值逐渐径向外移. 但是, 总体而言, 冲击距离的增加降低了整体传热性能.  $H/d=4.1$  时, 与传统环形冲击射流相比, 旋转射流会导致环形射流向单个圆管射流特征转变的趋势消失, 这与图 6 和 7 给出的压力数据一致.

图 9 对比了传统环形冲击射流和环形旋转冲击射

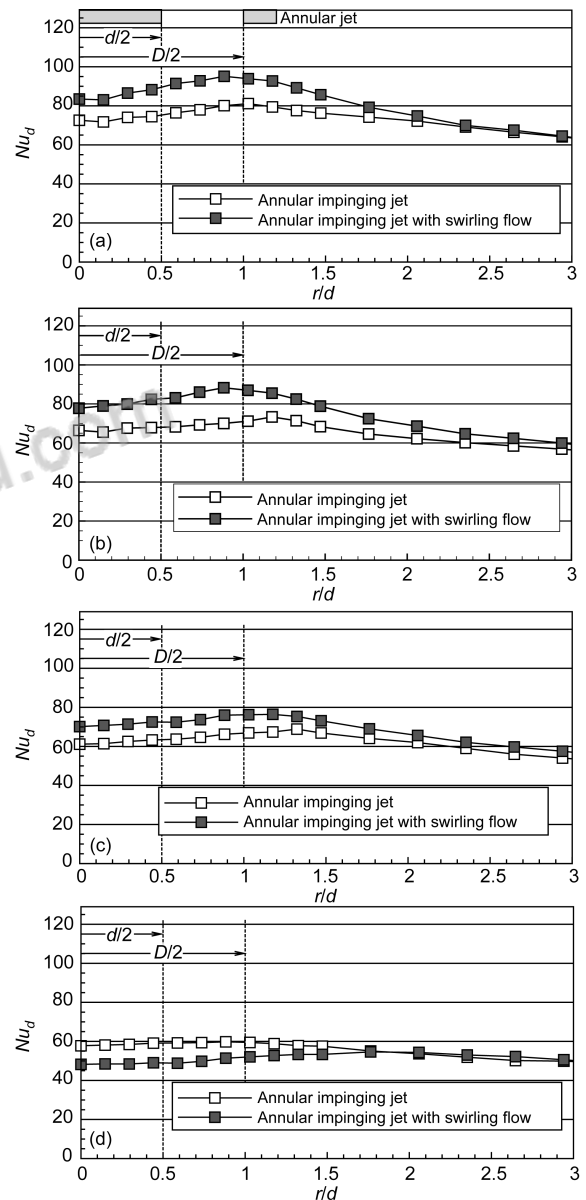


图 9 特定冲击距离下努塞尔数对比曲线: (a)  $H/d=0.5$ ; (b)  $H/d=1.1$ ; (c)  $H/d=2.1$ ; (d)  $H/d=4.1$

流在不同冲击距离下的局部传热性能.  $H/d=0.5, 1.1$  和  $2.1$  时, 后者的传热性能比前者高出 10%, 同时  $Nu$  数的峰值更接近射流轴线, 但其径向分布更不均匀, 这与文献[18]报道的结果相反. 文献[18]认为: 与传统单个圆管冲击射流相比, 单个圆管旋转冲击射流能提供更为均匀的壁面传热分布. 在大的冲击距离下(如  $H/d=4.1$ ), 环形旋转冲击射流在射流区域的传热性能比传统环形冲击射流差, 但在射流的外围区, 传热性能则相当. 在大的冲击距离下, 旋转流的运动导致  $Nu$  数的径向分布更加平缓, 这与前面给出的壁面压力分布一致.

综上所述, 与传统环形冲击射流相比较, 一方面, 在中小冲击距离下, 环形旋转冲击射流加强了局部传热, 但传热分布更不均匀; 另一方面, 在大的冲击距离下, 环形旋转冲击射流的传热性能略差, 但分布更均匀.

### 3 结论

本文通过实验详细的讨论了不同冲击距离对环形旋转冲击射流及传统环形冲击射流的出口流动, 壁面压力和传热分布的影响, 得到如下结论. 1) 对传统环形冲击射流来说, 在中小冲击距离时, 次级滞止区在冲击靶板的中央, 同时主滞止区的滞止点随着冲击距离的增加而径向外移. 2) 在中小冲击距离时, 由于导向叶片引起旋转流, 环形旋转冲击射流的壁面压力及传热分布变得很不均匀; 并且逆向流在小冲击距离时较弱. 3) 对于环形旋转冲击射流来说, 从导向叶片下游脱落和对流的漩涡与均匀加热的靶板相互作用, 能加强冲击板上的换热. 4) 在大的冲击距离下, 由于旋转流引起严重的动量耗损, 旋转环形冲击射流的壁面压力及传热分布比传统环形冲击射流均匀. 同时, 从冲击靶板带走的热量较少, 整体传热性能变差.

### 参考文献

- Downs S J, James E H. Jet impingement heat transfer: a literature survey. Proceedings of the National Heat Transfer Conference, ASME, Pennsylvania, PA, 1987. 87-HT-35
- Jambunathan K, Lai E, Moss M A, et al. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. Int J Heat Fluid Flow, 1992, 13(2): 106-115
- Viskanta R. Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. Exp Therm Fluid Sci, 1993, 6: 111-134
- Polat S. Heat and mass transfer in impinging drying. Dry Tech, 1993, 11(6): 1147-1176
- Webb B W, Ma C F. Single-phase liquid jet impingement heat transfer. Adv Heat Transfer, 1995, 26: 105-107
- Martin H. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. Adv Heat Transfer, 1997, 13: 1-60
- Baughn J W, Shimizu S. Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. J Heat Transfer, 1989, 111: 1096-1098
- Gardon R, Cobonpue J. Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it. Proc. 2nd Int. Heat Transfer Conference, ASME, New York, 1962. 454-460
- Chan W T, Ko N W. Coherent structures in the outer mixing region of annular jets. J Fluid Mech, 1978, 89: 515-533
- Sheen H J, Chen W J, Jeng S Y. Recirculation zones of unconfined and confined annular swirling jets. AIAA J, 1996, 34: 572-579
- Maki H, Yabe A. Heat transfer by the annular impinging jet. Exp Heat Transfer, 1989, 2: 1-12
- Tesař V, Trávníček Z. Excitational metamorphosis of surface flow field under an impinging annular jet. Chem Eng J, 2008, 144: 312-316
- Rose W G. A swirling round turbulent jet 1—mean-flow measurements. J Appl Mech, 1962, 29: 615-625
- Syred N, Beér J M. Combustion in swirling flows: A Review. Combust Flame, 1974, 23: 143-201
- Lilley D G. Swirl flows in combustion: A review. AIAA J, 1977, 15(8): 1063-1078
- Lee D H, Won S Y, Kim Y T, et al. Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45: 223-227
- Ward J, Mahmood M. Heat transfer from a turbulent, swirling, impinging jet. Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference HTD-3, 1982. 401-407
- Huang L, El-Genk M S. Heat transfer and flow visualization experiments of swirling, multi-channel, and conventional impinging jets. Int J Heat Mass Transfer, 1997, 41: 583-600
- Wernet M P. Application of DPIV to study both steady state and transient turbomachinery flows. Optics & Laser Tech, 2000, 32: 497-525
- Coleman H W, Steele W G. Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers. New York: John Wiley & Sons, 1999
- Maki H, Aida E, Akimoto K. Fundamental study on the annular impinging jet. Trans JSME(B), 1980, 46: 1959-1966



论文降重、修改、代写请加微信 (还有海量Kindle电子书哦)



免费论文查重, 传递门 >> <http://free.paperyy.com>

阅读此文的还阅读了:

1. [环形旋转冲击射流热流特性的实验研究](#)
2. [旋转水射流冲击压强的实验分析](#)
3. [异形喷嘴射流特性的实验研究](#)
4. [物理法随钻防漏堵漏机理研究](#)
5. [高压旋转水射流防治煤矿冲击地压实验研究](#)
6. [空心旋转液体射流初始阶段特性的实验研究](#)
7. [旋转射流冲击换热液晶显示实验研究](#)
8. [磨料浆体旋转射流破岩钻孔特性实验研究](#)
9. [同轴交叉旋转射流过程燃烧特性的实验研究](#)
10. [高压旋转射流流动特性的实验研究](#)