

小间距冲击凹柱面靶板换热特性实验^{*}

毛军逵¹, 刘震雄¹, 郭 文²

(1 南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016 2 中国燃气涡轮研究院, 四川 成都 610500)

摘 要: 利用热膜法, 实验研究了小间距下单孔冲击受限凹面靶板的局部换热特性。通过改变冲击 Re 数 (20 000~30 000), 冲击间距和冲击孔直径之比 H/D (0.2~1.0) 等参数, 重点分析冲击靶面周向和轴向的局部换热系数及其分布规律。结果表明: 小冲击间距工况下, 由于滞止区内高压区作用, 气流被加速, 靶面轴向上出现除滞止点以外的第二个强化换热峰值, 并且随着冲击间距的减小, 该效应越加明显; 当 H/D 较小时, 由于冲击导管端壁表面的限制, 冲击射流在凹面靶板的周向形成冲击射流, 显著提升了周向的局部换热效果, 周向上也出现了二次强化换热峰值。随着 H/D 的增加, 周向二次强化峰值迅速消失。实验中当 $H/D = 0.2$ 时, 凹面靶板的换热效果达到最佳。

关键词: 推进系统; 凹面⁺; 冲击; 传热

中图分类号: TK124 V231.1

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2008) 02-0143-06

Experiment of heat transfer on concave surface in single jet impingement cooling system in small jet-to-target space

MAO Jun-ku¹, LU Zhen-xiong¹, GUO Wen²

(1 Coll. of Energy and Power, Nanjing Univ. of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China

2 China Gas Turbine Establishment, Chengdu 610500, China)

Abstract The characteristics of local heat transfer on concave target surface in single jet impingement under small jet-to-target spacing was studied. Impingement Reynolds number was in the range of 20 000~30 000, and the ratio of the jet impingement distance to the diameter of the jet hole H/D was 0.2~1.0. And the secondary heat transfer peak in axial direction was observed because of the acceleration of cooling air, which was induced by the high pressure in jet stagnation region. These secondary peak of heat transfer is much more distinguished in small jet-to-target spacing such as $H/D = 0.2$. In radial direction, the secondary peak of heat transfer was also observed because of the spray jet in radial, which was induced by the too small distance between end wall of impingement nozzle and concave surface. With the increasing of H/D , the secondary peak of heat transfer in radial direction disappeared rapidly. All the results show that the heat transfer increased with the increasing of impingement Reynolds number and the decreasing of H/D . The maximum local and average heat transfer can be achieved in the case of $H/D = 0.2$.

Key words Propulsion system; Concave surface⁺; Impingement; Heat transfer

1 引 言

现代各类军用作战飞机采用的高性能燃气涡轮发动机, 其涡轮进口温度已经远远高于叶片材料的熔点温度, 必须对涡轮叶片进行冷却才能保证其安全工作。冲击射流冷却因为其结构简单、局部强化效果显

著, 在涡轮叶片的前缘和中弦区得到了广泛采用。其中由于叶片型面的影响, 前缘处的冲击靶面为凹面。Kombhly 等^[1]对靶面为凸面和凹面, 圆形喷射冲击的流场开展了流场显现实验研究。Comaro C 等^[2]使用烟线法对单孔冲击凹面的流场结构进行了实验研究, 在实验中清晰地拍摄到冲击靶板为曲面条件下

^{*} 收稿日期: 2006-12-11; 修订日期: 2007-07-03。

作者简介: 毛军逵 (1976—), 男, 博士, 副教授, 研究领域为传热、传质和发动机高温部件冷却设计。

Email: mjkpe@nuaa.edu.cn

的串型涡系;并通过改变冲击靶板型面曲率,观察到两种不同的涡系产生和破裂现象。Hrycak P等^[3]实验研究了单孔冲击半圆柱凹面的局部换热特性,实验中冲击间距和冲击孔直径之比 H/D 为2~8。研究中发现相同的实验工况条件下,半圆柱凹面冲击滞止区域的换热系数要高于冲击平板的滞止区域。Lee D H等^[4]利用热色液晶显示技术研究了单孔冲击半圆凹面的局部换热特性,实验中 H/D 从2变化至10。实验结果表明,当 H/D 为6~8时,冲击滞止点 Nu 达到最大值。Gau C等^[5]研究了凹半圆柱面的冲击换热特性,讨论了相对曲率变化对换热的影响。Mansoo Choi等^[6]对半球形凹曲面的冲击换热开展了实验研究,并利用激光多普勒仪进行了流场测量。Glezer等^[7]实验研究了叶片前缘区内受限空间内的冲击/气膜流动和换热特性。苑中显等^[8]同样采用液晶显示技术,对两种实际叶型的前缘凹面的模拟表面在大冲距范围内进行了射流冲击换热实验,并与半圆凹面的换热进行了比较。研究结果表明,在实验参数范围内,两实际叶型表面的 Nu 比半圆面约高12%。

随着先进精细铸造和激光加工等工艺技术的提高,美国、俄罗斯等在叶片壁面内部直接构造出各种形式的冷却通道,并将冲击射流应用在这些通道内^[9]。由于叶片壁面厚度的限制,这些冷却通道的空间一般较小,导致冲击距离 H 和冲击孔直径 D 相当甚至小于冲击孔直径。同时从加工工艺上考虑,叶片壁面内部通道横截面常呈现椭圆状,因此冲击靶面也是凹面。目前针对这种特殊冷却结构(H/D 小于1,冲击靶面为凹面)尚未开展细致的研究。本文利用热膜法,对于小间距条件下,单孔冲击凹面靶板的局部换热特性开展实验研究。

2 实验装置与测量方法

2.1 实验装置

图1是实验系统示意图,主要包括了供气系统、实验段、加热系统和采集系统。实验中冲击射流空气由小型压气机持续提供。压缩空气进入储气罐后整流,再经过稳压腔二次稳压后进入冲击导管流出,形成冷却冲击射流。旁通阀门、浮子流量计用来调节进入实验段的冷却空气流量和射流冲击雷诺数,并且在浮子流量计前管道设置压力测点和温度测点,结合浮子流量计的读数来计算实际的空气质量流量和冲击导管出口处的冲击雷诺数 Re_c 。

为了模拟等热流条件,在凹面靶板的内表面粘贴

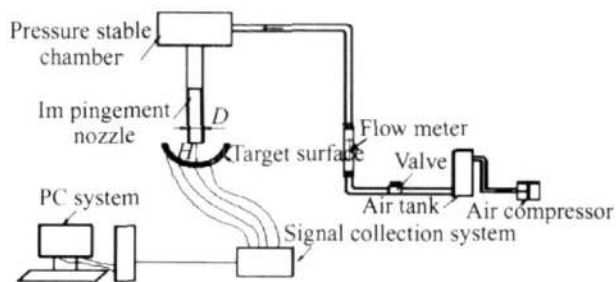


Fig. 1 Schematic of experimental apparatus

了厚度为0.01 mm的康铜膜,利用大功率可控硅提供低电压的加热电流。凹面靶板采用导热系数相对较小的胶木制作而成,厚度为10 mm。实验中采用热电偶测量凹面靶板内表面的温度,测点位置如图2和图3所示。

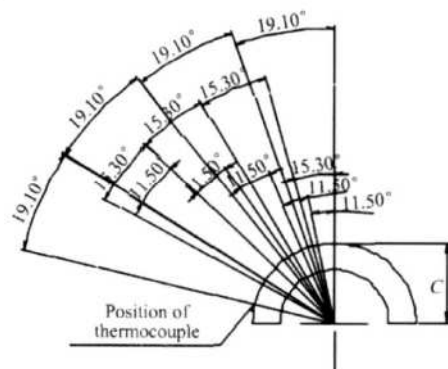


Fig. 2 Positions of thermocouples in radial direction

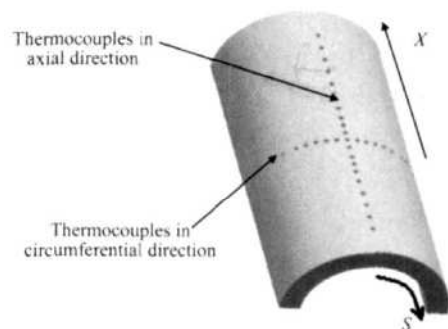


Fig. 3 Positions of thermocouples

在凹面靶板上加工直径为0.5 mm的通孔,将热电偶从靶板背面穿入。为了避免加热膜上加热电流对热电偶测温带来的影响,在加热膜内表面粘贴一层非常薄的导热绝缘膜(厚度约为2 μm),热电偶头部通过这层导热绝缘膜和加热膜紧密接触。热电偶得到的温度信号由NI PXI-1100系统统一采集和数据处理。实验中在凹面靶板的外表面埋设了4个热电偶,用以测量靶板的外表面温度,从而估算实验中的散热损失。

2.2 测量方法和参数定义

为了充分反映出凹面靶板上不同区域的局部换

热特性,在靶板的轴向(X 方向)和周向(S 方向)分别设定了两条热电偶测温线,具体如图 2 和图 3 所示。通过测量热电偶的读数、环境温度、冲击气流的温度以及康铜膜上的电流和电压,就可以得到冲击靶面上的局部换热系数 Nu 及其分布规律。 Nu 数具体定义如下

$$Nu = \frac{(IV - Q_{\text{loss}})D}{A(T_{w1} - T_j)\lambda_{\text{air},j}} \quad (1)$$

式中 IV 为电加热膜的加热功率, Q_{loss} 为散热损失, D 为冲击导管直径, A 为加热膜有效加热面积, T_j 为冲击射流空气温度, T_{w1} 为靶板内表面的温度, $\lambda_{\text{air},j}$ 冲击射流空气导热系数。散热损失 Q_{loss} 主要由靶板的导热损失 Q_1 和暴露在空气中的加热膜向外界的热辐射热量 Q_2 组成。其中

$$Q_1 = \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\frac{1}{2\pi\lambda_{b1}l} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (2)$$

式中 T_{w1} 与 T_{w2} 分别为冲击靶面内表面、外表面的壁面温度, r_1 与 r_2 分别为冲击靶面内、外壁面的半径, λ_{b1} 为胶木靶面的导热系数, l 冲击靶面轴向长度。

$$Q_2 = \varepsilon\sigma A_{\text{rad}}(T_{w1}^4 - T_a^4) \quad (3)$$

式中 ε 为辐射面的黑度, σ 为黑体辐射常数, 其值为 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$, A_{rad} 为辐射面的面积, T_a 为环境温度。

试验中具体的工况参数如下: 冲击间距和冲击孔直径之比 (H/D) 为 0.2 0.4 0.6 0.8 1.0 凹面冲击靶板的半径 R 为 30 mm, 凹面冲击靶板的弦高 c 为 30 mm, 冲击 Re 数 ($Re = \rho D u$, u 为冲击孔进口速度) 实验中设定为 20 000 25 000 30 000。

3 实验结果与讨论

3.1 Re 参数的影响

图 4(a) 和 (b) 为 $H/D = 0.2$ 工况下, 靶板局部

Nu 数随冲击 Re 数的变化规律图。其中图 4(a) 中横坐标 x/D 表示轴向水平距离和冲击孔直径之比 (以冲击孔轴心在靶板上的投影点为原点); 图 4(b) 中横坐标 s/D 表示周向靶面弧长和冲击孔直径之比。

从图 4 中可以看到, 沿冲击靶面轴向和周向局部 Nu 均随冲击雷诺数 Re 的增加而增大。当冲击雷诺数 Re 从 20 000 增加到 30 000 时, 冲击滞止点局部 Nu 从 235.01 增加到 306.35, 增加 30.36%。这主要是由于在其它条件不变的情况下, 冲击射流雷诺数的增大就意味着冷却空气流量的增加、速度的增大, 冷却空气与壁面的动量交换加剧, 从而增强冲击靶面的换热效果。

图 4(a) 中显示, 沿冲击靶面的轴向, 冲击靶面局部努塞尔数 Nu 随着 x/D 的增大, 变化并非单调。如冲击雷诺数 $Re = 30 000$ 时, 在 $x/D = 0$ 处即冲击孔正对靶面的位置, 由于冲击射流在该处速度滞止为零, 存在强烈的动量交换, 热边界层很薄, 导致此处局部努塞尔数 Nu 值较大, 达到了 306.35。随着 x/D 的增加, 冲击靶面局部努塞尔数 Nu 先降低后增加, 并且在 $x/D = 0.8$ 附近达到第二个峰值。这是由于在小间距条件 ($H/D < 1$) 情况下, 冲击导管和冲击靶面非常接近, 冲击气流受到冲击导管端面和冲击靶面的限制, 导致冲击气流冲击到冲击靶面上, 在 $x/D = 0.8$ 处, 滞止区域内压力梯度的存在促使流体沿冲击靶面轴向加速流动, 边界层厚度减薄, 加之该处此时湍流度维持最大, 从而换热系数急剧升高以致形成峰值。LYTLE D 和 WEBB B W^[10] 在针对单孔冲击光滑靶板所开展的实验中也发现, 当冲击间距与冲击孔直径比小于 0.25 时, 在远离冲击滞止区域附近出现明显的二次换热峰值。当 x/D 继续增加后, 冲击靶面局部努塞尔数 Nu 逐渐减小, 在 $x/D = 3$ 处以后, 轴向局部努塞尔数 Nu 已经降低为 154.09, 与冲击滞止点

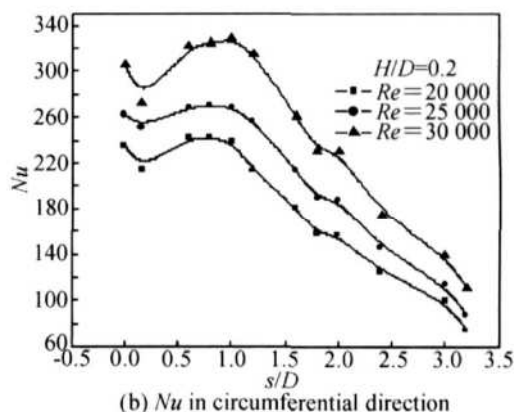
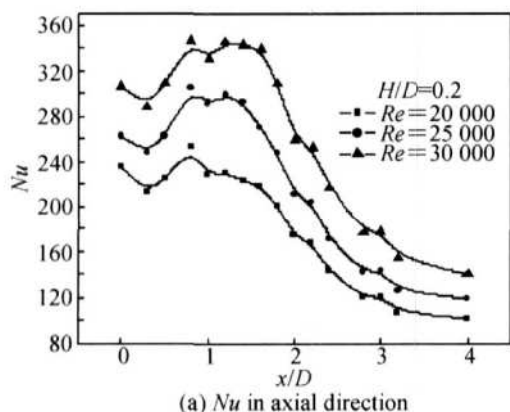


Fig 4 Local heat transfer coefficient Nu varying with jet Re ($H/D = 0.2$)

努塞尔数相比降低了大约 50% 左右, 换热能力明显减弱。

从图 4(a) 中发现: 在不同冲击雷诺数 Re 的条件下, 轴向局部 Nu 随 x/D 的变化规律基本一致, 但随着冲击雷诺数 Re 的增加, 第二个换热峰值和第一个换热峰值相比, 其强化换热效果愈加明显。如在 $Re = 20\ 000$ 时, $x/D = 0$ 时, 局部 Nu 为 235.01, $x/D = 0.8$ 附近时, 局部 Nu 为 252.79, 后者是前者的 107%; 而当 $Re = 30\ 000$ 时, $x/D = 0$ 时, 局部 Nu 为 306.35, $x/D = 0.8$ 附近时, 第二换热峰值的局部 Nu 为 346.12, 后者是前者的 113%。

图 4(b) 中显示在周向上, 局部努塞尔数 Nu 随着 s/D 的增大, 其变化也并非单调。在 $s/D = 0$ 的滞止区内, 局部努塞尔数 Nu 值较大。随着 s/D 的增加, 冲击靶面局部努塞尔数 Nu 先降低后增加, 并且在 $s/D = 1.0$ 附近达到第二个峰值。在前期的流场显现实验中发现, 当冲击距 $H/D = 0.2$ 较小时, 冲击导管和冲击靶面非常接近, 冲击导管的端部表面对冲击射流发展起到限制作用, 冲击气流在靶板的周向呈喷射状流出。这股气流对凹面靶板而言, 相当于在周向存在

着冲击作用。因此从图 4(b) 中可以看到, 由于这种周向的冲击作用, 存在强烈的动量交换, 导致此处的局部努塞尔数 Nu 达到第二峰值。随着气流在靶面上的不断运动, 热边界层逐步加厚, 换热效果随之降低。如 $Re = 30\ 000$, $s/D = 2.0$ 时, 局部 Nu 数仅仅为滞止点的 75%。

图 5(a) ~ (d) 分别为 $H/D = 0.4$ 和 0.6 工况下, 凹面冲击靶板局部 Nu 数随 Re 数的变化规律。

从图 5(a) ~ (d) 中可以看出: 沿冲击靶面轴向和周向, 冲击靶面局部 Nu 均是随冲击雷诺数 Re 的增加而增大。随着冲击距 H/D 的增加, 气流加速作用被削弱, 沿轴向的二次换热峰值逐渐减弱。并且当 H/D 后, 冲击导管端部对冲击气流的限制作用迅速削弱, 气流对冲击靶板周向的喷射冲击作用减弱, 气流冲击所产生的周向二次强化换热峰值消失。

3.2 H/D 参数的影响

由前文的分析可知, 冲击孔和凹面靶板之间的距离 H 显著影响了冲击靶板内表面的换热系数。为了更为清晰的表示出其对 Nu 数的影响规律, 图 6(a) 和 (b) 给出了在相同的 Re 条件下, H/D 参数变化时, 凹

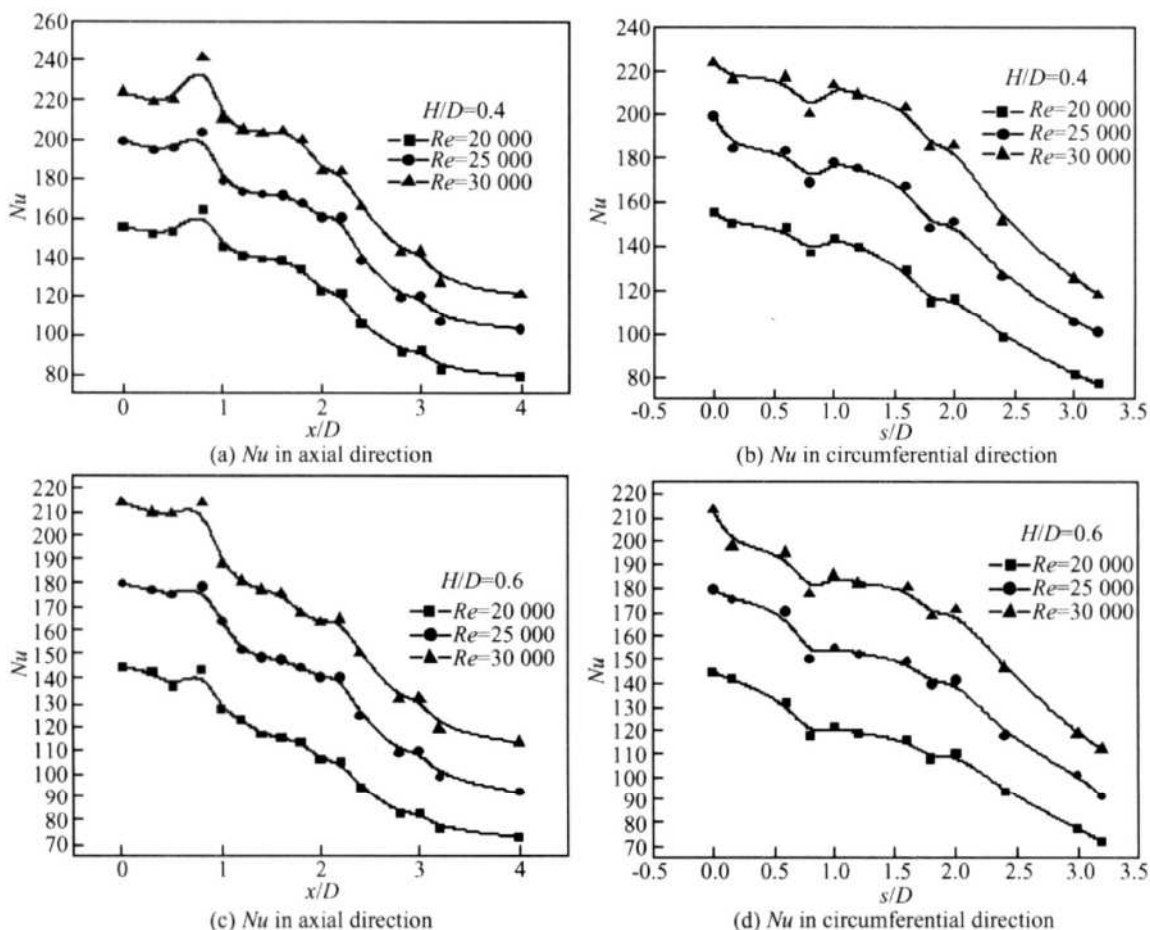


Fig 5 Local heat transfer coefficient Nu varying with jet Re ($H/D = 0.4$ and $H/D = 0.6$)

面靶板上 Nu 数的分布曲线。

从图 6 中可以观察到, 沿冲击靶板轴向和周向局部 Nu 均随着 H/D 的减小而增加。图 6(a) 中显示, 沿冲击靶面的轴向, 当 H/D 从 1.0 减小到 0.4 时, 冲击靶面局部 Nu 逐步增加, 但是变化不大, 换热效果比较接近; 而当 H/D 从 0.4 减小到 0.2 时, 滞止点局部 Nu 由 155.42 增加到 235.01, 增加 51.21%, 明显高于其它冲击距工况条件。这由于当 $H/D = 0.2$ 时, 冲击导管非常接近冲击靶面, 滞止区内压力梯度的存在促使流体沿冲击靶面轴向加速流动, 边界层厚度减薄, 换热效果提升。随着 H/D 的增加, 气流的加速作用减弱, 冲击射流流体与冲击靶面的动量交换减弱, 导致换热效果变差。

图 6(b) 中同样显示, 沿冲击靶面周向, 当 $H/D = 0.2$ 时, 冲击靶面局部 Nu 明显高于其它工况, 其换热效果达到最佳。当 $H/D = 0.2$ 时, 冲击导管和冲击靶面非常接近, 冲击导管的端部表面对冲击射流发展起到限制作用, 冲击气流呈喷射状流出, 这股气流对凹面靶板圆周方向存在冲击作用, 导致此处的局部努塞尔数 Nu 达到第二峰值。随着冲击间距的增加, 冲击导管端部对冲击射流的限制作用迅速削弱, 导致换热效果变差, 同时周向上二次强化换热峰值快速消失。

为了更好的说明冲击靶面换热特性随 H/D 的变

化规律, 图 7(a) ~ (d) 给出了沿冲击靶面轴向和周向 (Q_{1D}) 和 (Q_{2D}) 范围内平均努塞尔数 $\bar{Nu}$ 随 H/D 的变化曲线, 并且将实验结果和文献 [10] 中以平板为冲击靶板的实验结果进行了比较。

图 7 中虚线表示的 Plate 即为利用文献 [10] 中提供的准则关系式得到结果。实线表示的 Concave 为本文实验得到的结果。从图中可以看到, 无论是采用平面靶板还是凹面靶板, 靶面上 (Q_{1D}) 和 (Q_{2D}) 范围内平均努塞尔数 $\bar{Nu}$ 均是随着 H/D 的减小而不断增加。

如图 7(a) 和 (b) 所示, 当冲击雷诺数 $Re = 30\ 000$ 时: 沿冲击靶面轴向, $H/D = 0.2$ 工况, 平均努塞尔数 $\bar{Nu} = 317.74$, $H/D = 0.4$ 工况, 平均努塞尔数 $\bar{Nu} = 211.13$ 下降 33.55%; 沿冲击靶面周向, $H/D = 0.2$ 工况, 平均努塞尔数 $\bar{Nu} = 287.7$, $H/D = 0.4$ 工况, 平均努塞尔数 $\bar{Nu} = 206.12$ 下降 28.36%。

随着冲击距 H/D 继续增加时, 冲击靶面平均努塞尔数 $\bar{Nu}$ 下降幅度减弱, 趋于平缓, 沿冲击靶面轴向, $H/D = 0.6$ 工况, 平均努塞尔数 $\bar{Nu} = 189.71$, $H/D = 1.0$ 工况, 平均努塞尔数 $\bar{Nu} = 166.78$ 下降 12.09%; 沿冲击靶面周向, $H/D = 0.6$ 工况, 平均努塞

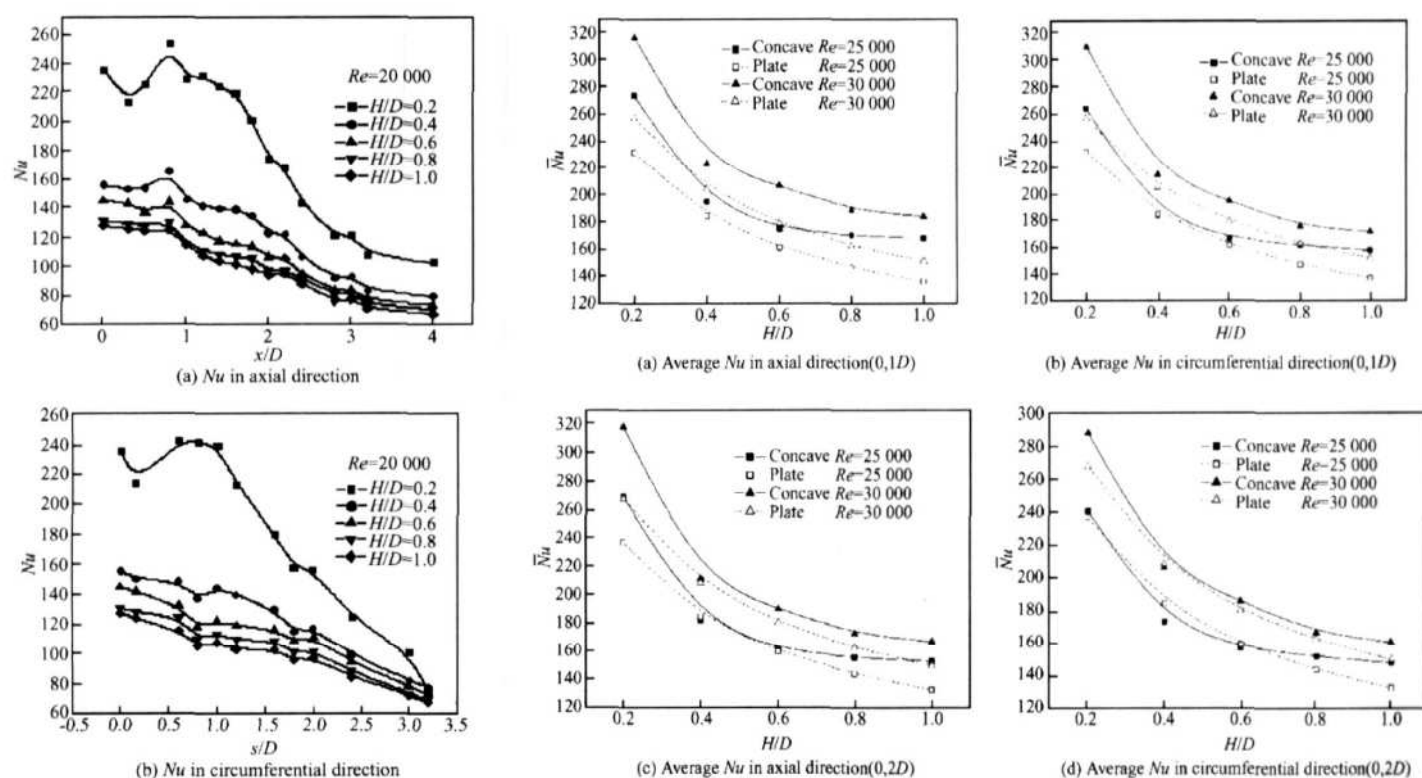


Fig. 6 Local heat transfer coefficient Nu varying with H/D ($Re = 20\ 000$)

Fig. 7 Local heat transfer coefficient Nu varying with H/D compared with Ref[10]

尔数 $\overline{Nu} = 185.86$ $H/D = 1.0$ 工况, 平均努塞尔数 $\overline{Nu} = 160.59$ 下降 13.6%。图 7(c)和(d)中显示的 0~2D 范围内平均 $\overline{Nu}$ 数随 H/D 的变化规律和 0~1D 范围内的基本一致。

同文献[10]中实验结果相比, 采用凹面靶板后, (0~1D)范围内平均努塞尔数 $\overline{Nu}$ 明显提高(约 6%~15%); (0~2D)范围内平均努塞尔数 $\overline{Nu}$ 略有提高, 并且在某些工况下(如 $H/D = 0.6$)两者基本相同。

4 结 论

(1) 凹面靶板轴向和周向局部 Nu 随冲击雷诺数 Re 的增加而提高。

(2) 靶面周向和轴向局部 Nu 数均随着 H/D 的减小而增加。当 H/D 从 1.0 减小到 0.4 时, 冲击靶面局部 Nu 逐步增加, 但是变化幅度不大; 而当 H/D 从 0.4 减小到 0.2 时, 局部 Nu 显著增加。

(3) 实验中观察到当 H/D 较小时 ($H/D < 1.0$), 冲击气流受到冲击导管端面和冲击靶面的限制, 滞止区内压力梯度的存在促使流体沿冲击靶面轴向加速流动, 在靶板轴向出现了二次换热峰值。随着 H/D 的减小, 二次换热峰值越加明显。

(4) 在凹面靶板的周向, 当 $H/D = 0.2$ 时, 由于冲击导管和凹面靶板之间距离非常近, 冲击导管的端部表面对冲击射流发展起到限制作用, 冲击气流在靶板的周向呈喷射状流出。由于这种周向的冲击作用, 存在强烈的动量交换, 导致此处的局部 Nu 达到第二峰值。而随着 H/D 的增加, 周向二次强化换热峰值迅速消失。综合实验结果, $H/D = 0.2$ 工况下达到最佳换热效果。

(5) 同平面靶板实验结果相比, 采用凹面靶板后, (0~1D)范围内平均努塞尔数 $\overline{Nu}$ 提高了 6%~11%, (0~2D)范围内平均努塞尔数 $\overline{Nu}$ 略有提高。

致 谢: 本项研究在中国燃气涡轮研究院资助下完成, 作者在

此表示感谢!

参考文献:

- [1] Komblum Y, Goldstein R J. Jet impingement on semi-cylindrical concave and convex surfaces Part two heat transfer[C]. *International Symposium on Physics of Heat Transfer in boiling and condensation*, 1997: 597~602
- [2] Comaro C, Fleische A S, Goldstein R J. Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1999, 20(2).
- [3] Hrycak P. Heat transfer from a row of jets impinging on concave semi-cylindrical surface[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1981, 24(3): 407~419
- [4] Dao Hee Lee, Young Suk Chung, Moo Geun Kim. Turbulent heat transfer from a convex hemispherical surface to a round impinging jet [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1999, 42(6): 1147~1156
- [5] Gau C, Chung C M. Surface curvature effect on slot-air-jet impingement cooling flow and heat transfer process [J]. *Journal of Heat Transfer*, 1991, 113(4).
- [6] Mansoo Cho, Han Seoung Yoo, Geunyoung Yang et al. Measurements of impinging jet flow and heat transfer on a semi-circular concave surface[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, 43(10): 1811~1822
- [7] Glezer B, Moon H K, O'Connell T. A novel technique for the internal blade cooling[R]. *ASME 96-GT-181*.
- [8] 苑中显, 阎小军, 王秋旺. 实际叶型前缘冲击冷却换热的液晶显示实验研究 [J]. *西安交通大学学报*, 1999, 33(11): 55~58
- [9] 曹玉璋, 陶 智, 丁水汀, 等. 航空发动机传热学 [M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2005
- [10] LITTLE D, WEBB B W. Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spaces[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1994, 37(12): 1687~1697.

(编辑: 梅 瑛)