

# 矩形管湍流冲击射流流动与传热的数值研究

陈庆光<sup>1, 2</sup>, 吴玉林<sup>1</sup>, 张永建<sup>2</sup>, 王 涛<sup>2</sup>

(1. 清华大学 热能工程系, 北京 100084; 2. 山东科技大学 机械电子工程系, 山东 青岛 266510)

**摘 要** 采用 SIMPLE 算法和 RNG  $k-\epsilon$  湍流模型, 通过求解三维  $N-S$  方程和能量方程, 对雷诺数为 10 000 和冲击高度为 4 倍喷管水力直径的矩形管湍流冲击射流进行了数值模拟。结果发现在冲击面附近的射流横截面上, 伴随着两个反向旋转涡对的出现, 形成了主流速度的两个偏心峰值。分析认为双偏心速度峰值的形成是由冲击面产生的涡量向上游截面扩散而引起的。温度场和冲击面局部  $Nu$  数分布的研究结果表明: 射流的传热特性受流动结构的控制, 采用矩形管湍流射流可以获得较大的冲击区和较均匀的冷却效果。

**关键词:** 矩形管冲击射流; 数值模拟; 偏心峰值; 传热  
**中图分类号:** TK124 **文献标识码:** A

## 1 前 言

冲击射流作为一种用于表面加热、冷却和干燥的高性能技术, 在工业中具有广泛应用, 主要包括纺织物、薄膜和纸张的干燥, 材料的热处理, 燃气轮机叶片的冷却, 机翼除冰以及电子元件的冷却等。最常见的射流形式主要有圆管射流和狭缝射流。Wadsworth 等人的研究表明<sup>[1]</sup>: 圆管射流在滞止点附近具有很高的局部传热率, 而矩形管射流在冷却的有效性、均匀性等方面则具有更突出的优点。实际研究中, 为了简化, 往往将矩形管射流做二维处理, 对于长宽比较大的喷嘴, 采用这种处理是近似合理的, 但对长宽比较小的情况则未必可行。目前, 人们对矩形管湍流冲击射流的三维物理性质还不清楚。本文对长宽比为 4 的矩形管三维湍流冲击射流流动及传热特性进行了数值研究。

## 2 控制方程与湍流模型

考虑图 1 所示的半封闭空间内的矩形管冲击射流, 介质为空气, 矩形喷嘴尺寸为  $a \times b = 40 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ , 水力直径  $d = 16 \text{ mm}$ 。取冲击高度  $H = 4d$ , 射流雷诺数  $Re = 10\ 000$ 。定义  $Re = w_j d / \nu$ , 其中:  $w_j$  为射流进

口平均流速  $\nu$  为空气的运动粘性系数。在图 1 所示的  $xyz$  直角坐标系中, 定常不可压缩湍流冲击射流的  $N-S$  方程、 $k$ 、 $\epsilon$  方程和能量方程可用如下统一形式的守恒型控制方程来描述:

$$\frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w \phi)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_\phi$$

其中:  $\phi$  为任意输运变量,  $\Gamma_\phi$  为广义扩散系数,  $S_\phi$  为广义源项。输运变量  $u, v, w, k, \epsilon$  和  $T$  对应的方程、扩散系数和源项的具体表达式参见文献 [2]。

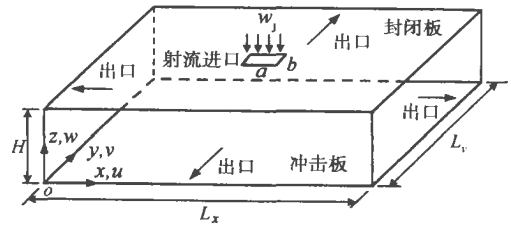


图 1 矩形管冲击射流示意图计算区域

本文采用 RNG  $k-\epsilon$  湍流模型使控制方程组封闭<sup>[3]</sup>, 该模型采用的  $k$  和  $\epsilon$  方程与标准  $k-\epsilon$  模型具有相同的形式, 但模型系数的取值不同。有关 RNG  $k-\epsilon$  模型的详细情况及模型系数的取值可参见文献 [3]。计算中空气的物性参数取  $20^\circ\text{C}$  时的值, 即: 密度  $\rho = 1.026 \text{ kg/m}^3$ , 导热率  $\lambda = 0.0267 \text{ W/(mK)}$ , 定压比热  $c_p = 1004 \text{ J/(kgK)}$ , 普朗特数  $Pr = 0.71$ , 湍流普朗特数  $Pr_t = 0.9$ 。

## 3 数值求解方法和边界条件

将图 1 所示的整场作为计算域, 取  $L_x = 80d, L_y = 60d$ 。采用有限容积法在非均分交错网格系统中离散

控制方程, 其中, 对流项采用延迟修正 QUICK 格式, 扩散项采用中心差分格式。采用 SIMPLE 算法处理压力与速度之间的耦合, 用交替方向隐式迭代加块修正的方法加速收敛。将流场出口压力作为参考压力, 计算中采用如下边界条件:

(1) 射流进口 ( $z=H$ ) 采用均匀进口条件, 即:  $u=v=0, w=w_j$ ; 取  $k_j=0.01w_j^2, \epsilon_j=c_\mu k_j^{3/2}/(0.05d), T_j=293\text{ K}$ 。

(2) 在出口边界上, 当计算区域取得足够大时, 可采用局部单向化条件, 即:

$$x=0, x=L_x: \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial \alpha}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$y=0, y=L_y: \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial \alpha}{\partial y} = \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

(3) 封闭板和冲击面采用无滑移条件, 即:  $u_w=v_w=w_w=0$ ; 在不考虑自然对流及辐射换热的情况下, 将封闭板设为绝热壁面, 即  $\partial T/\partial z|_w=0$ 。冲击面采用等温壁条件, 取  $T_w=333\text{ K}$ 。近壁节点用壁面函数法处理。

### 4 计算结果分析

#### 4.1 流动分析

从图 2 所示的流场水平截面上速度分量  $w$  的等值线分布可以看到, 从  $z=d$  截面(见图 2(a))开始的下游水平截面上都形成了  $w$  的两个偏心速度峰值, 而且离冲击面愈近偏心峰值也愈明显(见图 2(b))。

目前对导致上述速度分布形成的机理仍有争议。Masters 在非受限矩形管湍流射流中, 也观察到了这种偏心速度峰值<sup>[4]</sup>。Masters 曾认为可能是压力场诱导了二次流, 二次流又导致了下游双偏心速度峰值的形成。而 Quinn 则认为<sup>[5]</sup>, 双偏心速度峰值是由喷嘴上游的流动条件引起的, 在喷嘴上游, 流动在从一个大截面收缩到一个矩形小截面的过程中, 产生了强烈的流线弯曲。这种特殊的速度分布是第一类 Prandtl 二次流作用的结果, 而二次流是由压力驱动、流线弯曲和离心力共同作用而产生的。而 Sezai 等人采用很低的  $Re$  数对半封闭矩形管层流冲击射流进行的数值研究中<sup>[6]</sup>, 也观察到了双偏心速度峰值的存在, 这说明偏心速度峰值不是由喷管拐角处的湍流所引起的二次流而产生的。本文计算中采用了均匀速度分布进口条件, 因此 Quinn 所说的上游流动条件同样不是产生双偏心速度峰值的原因。图 3 所示的  $z=0.5d$  截面上的压力分布表明双偏心速度峰值也不是由压力场引起的。

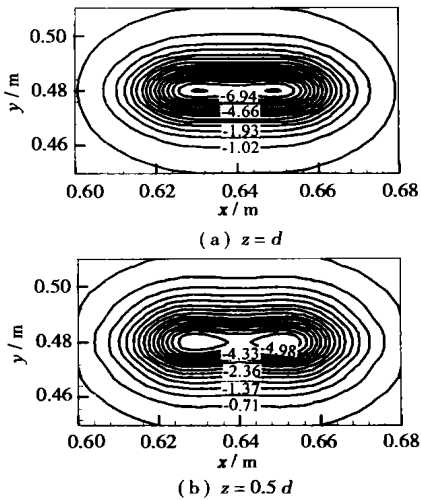


图 2 水平截面上速度分量  $w$  的等值线

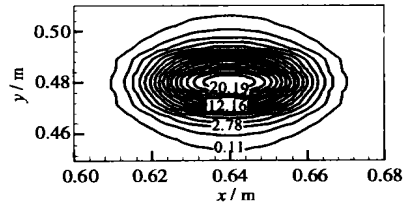


图 3  $z=0.5d$  水平截面上的压力分布

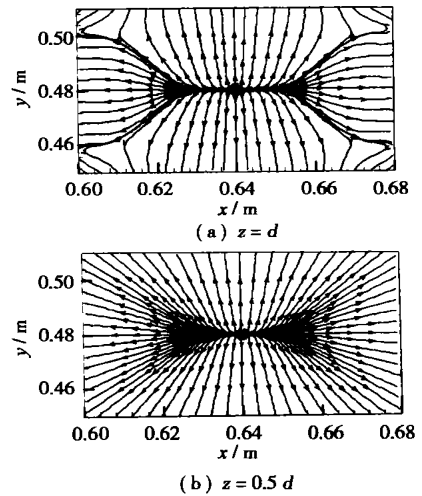


图 4 水平截面上的流线

图 4 是两个水平截面上射流中心区域的流线分

布。从图 4(a)可见,在双偏心速度峰值开始形成的  $z=d$  截面上,由于射流冲击壁面的作用,沿  $y$  方向形成了壁面射流,流体从射流中心向外流动,而在  $x$  方向流体则流向射流中心。在两个偏心速度峰值很明显的  $z=0.5d$  截面上,在整个射流中心区域都形成了壁面射流(见图 4(b))。还有一些研究者认为,偏心速度峰值的形成,是由滞止点下游流动的加速而引起的。但是,Chatterjee 等人最近否定了这种观点<sup>[7]</sup>,他们认为偏心速度峰值的形成,是由于冲击表面产生的涡量向上游扩散,导致射流进口截面速度分布的变化。本文采用了均匀进口条件,涡量向上游扩散不会改变其速度分布。

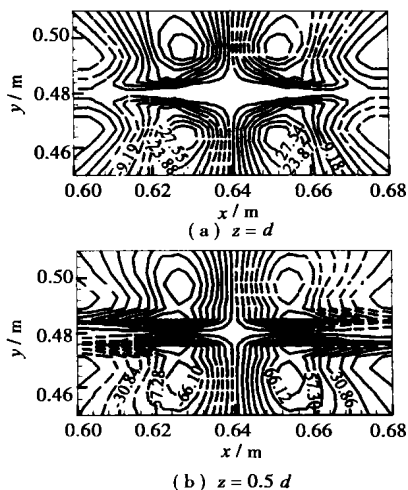


图 5 水平截面上的涡量等值线

从图 5 所示的水平截面上的涡量分布可以看出,在双偏心速度峰值开始出现的  $z=d$  截面上,形成了较弱的两个反向旋转涡对(见图 5(a)),在  $z=0.5d$  截面上具有相似分布形状,在该截面上沿  $x$  和  $y$  方向都形成了壁面射流(见图 5(b)),但是由于  $y$  方向的壁面射流速度比  $x$  方向的大,旋涡在  $y$  方向被拉伸,因此涡量强度比  $z=d$  截面上的大。图 5 中的涡量定义为  $\Omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ ,并规定沿逆时针方向为正,沿顺时针方向为负。根据以上分析,本文认为在矩形管湍流冲击射流中,当壁面射流在某一水平截面开始形成时,所出现的两个偏心速度峰值,是当射流冲击壁面时,在冲击面产生的涡量向上游扩散,影响了射流进口下游截面的速度分布而引起的。

图 6 是两个垂直对称面  $xz$  和  $yz$  上的流线分布,可以看到,由于射流对环境流体的卷吸以及流体与

上封闭板和冲击板之间的相互作用,在流场两侧的流出区域各形成了一个环形的回流区。而且在  $xz$  对称面两侧主回流区外边缘的冲击表面上还出现了两个较小的二次回流区。根据图 7 所示的  $xz$  对称面上沿冲击面的压力系数(定义为  $c_p = 2p_w / (\rho w_j^2)$ )分布,我们认为二次回流区的形成是由于射流动量不足以克服射流卷吸所引起的减速作用以及壁面的反向摩擦力,在滞止点下游产生了逆压梯度从而引起边界层的分离。

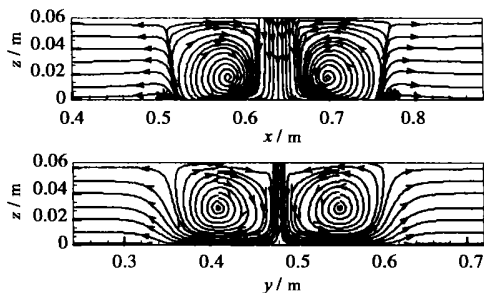


图 6 垂直对称面  $xz$  和  $yz$  上的流线分布

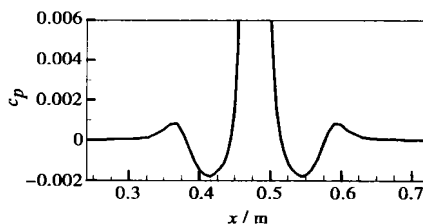


图 7  $xz$  对称面上沿冲击面的压力系数分布

### 4.2 传热特性分析

图 8 为垂直对称面  $xz$  和  $yz$  上的温度分布。可以看到,低温区集中在射流区和冲击区。由于矩形喷嘴  $x$  方向的尺寸比  $y$  方向大,所以  $xz$  对称面上的低

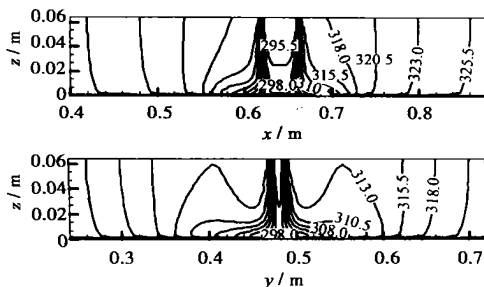


图 8 垂直对称面  $xz$  和  $yz$  上的温度分布

温区范围明显比  $yz$  对称面上的大, 即在滞止区内射流在  $x$  方向对冲击表面的冷却效果比  $y$  方向好。但在滞止区下游,  $xz$  对称面上的流体温度比  $yz$  对称面上的高。这一方面是由于  $xz$  对称面上的速度分量  $u$  低于  $yz$  对称面上的速度分量  $v$ , 使得被冲击面加热的流体在  $xz$  对称面上排出的速度较低; 另一方面则是由于在  $xz$  对称面上存在的二次回流区, 使下游的部分热流体又反流到流场内部。  $z=0.1d$  截面上的温度分布(见图 9)也反映了温度场的上述特征。

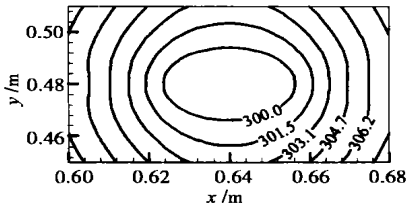


图 9  $z=0.1d$  水平截面上的温度分布

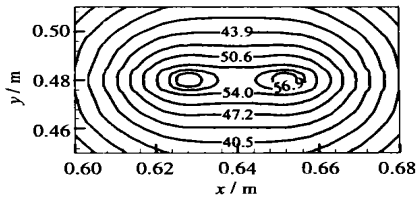


图 10 冲击面上的局部  $Nu$  数分布

图 10 为冲击面上的局部  $Nu$  数分布,  $Nu$  数定义为  $Nu = q_w d / [\lambda (T_w - T_j)]$ 。其中:  $\lambda$ —空气的分子导热率;  $T_w$ —冲击面温度;  $T_j$ —射流进口空气温度;  $q_w$ —冲击面上的局部对流热通量。当给定壁面温度并忽略辐射热通量时,  $q_w = h (T_w - T_j)$ , 其中:  $h$ —一壁上位于流体侧的局部传热系数, 它取决于局部流场条件(速度和温度分布等)。从图中可以看出, 冲击面上滞止点周围的  $Nu$  数较高, 而且与图 2 中的双偏心速度峰值相对应, 在高  $Nu$  数区内形成了局部  $Nu$  数的两个偏心峰值。

## 5 结 论

本文对三维矩形管湍流冲击射流的流动及传热特性进行了数值研究, 得出以下主要结论:

(1) 在矩形管湍流冲击射流中, 当壁面射流在某

一水平截面上开始形成时, 出现的主流速度的两个偏心峰值, 是由冲击面产生的涡量向上游扩散, 影响了射流进口下游截面的速度分布而引起的。

(2) 冲击射流的传热特性受流场结构的控制, 水平截面上两个偏心速度峰值的形成, 导致在冲击面上出现局部  $Nu$  数的两个偏心峰值。

(3) 采用矩形管湍流冲击射流, 可以在滞止点周围较大的区域内获得较均匀的冷却效果。

## 参考文献:

- [1] WADSWORTH D G, MUDAWAR I. Cooling of multichip electronic module by means of confined two-dimensional jets of liquids[J]. *ASME J Heat Transfer*. 1990, 112: 891—898.
- [2] YAKHOT V, ORSZAG S A. Development of turbulence model for shear flows by a double expansion technique[J]. *Phys Fluids A*. 1992, 4 (7): 1510—1520.
- [3] 陶文铨. 数值传热学[M]. 第 2 版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.
- [4] MASTERS G F. Spanwise velocity distribution in jets from rectangular slots[J]. *AIAA Journal*. 1981, 19: 148—152.
- [5] QUINN W R. Passive near-field mixing enhancement in rectangular jet flows[J]. *AIAA J*. 1991, 29: 515—519.
- [6] SEZAI I, MOHAMAD A A. Three-dimensional simulation of laminar rectangular impinging jets: flow structure and heat transfer[J]. *ASME J Heat Transfer*. 1999, 121: 50—56.
- [7] CHATTERJEE A, DEVIPRASATH L J. Heat transfer in confined laminar axisymmetric impinging jets at small nozzle-plate distances: the role of upstream vorticity diffusion[J]. *Numerical Heat Transfer (Part A)*, 2001, 39: 777—800.

## 书 讯

### 《电站汽轮机技术问答》

本书采用问答的形式, 介绍了热电厂中汽轮机设备和运行的基础知识。全书共 11 章, 主要内容包括热工基础知识、汽轮机基本概念、汽轮机本体设备、汽轮机调节保安系统和油系统、汽轮机辅助设备、热力系统设备、汽轮机的启动、停止与运行维护、汽轮机的事故处理、发电机基础知识。

该书 2005 年 8 月出版。

不同冲角端壁翼刀控制压气机叶栅二次流的实验研究 = **An Experimental Investigation of the Control of Compressor Cascade Secondary Flows by the Use of Endwall Fences at Different Incidences** [刊, 汉] / TIAN Fu, ZHONG Jing-jun (The School of Energy Science and Engineering under the Harbin Institute of Technology, Harbin, China, Post Code: 150001), CHEN Ying (Harbin No. 703 Research Institute, Harbin, China, Post Code: 150036) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2005, 20(5). — 464 ~ 468

An experimental investigation was conducted of a compressor cascade with endwall fences installed at different circumferential locations under different incidences. It has been found that the cascade total loss tends to be reduced when the endwall fences are far away from a suction surface and will tend to increase when the fences are near the suction surface. In case of a change in incidences the optimum fence location for achieving a decrease in cascade total loss will undergo a change. If the endwall fences are installed at a distance of 70% relative pitch from the suction-surface location, the cascade total loss within a certain range of incidences ( $-9^\circ \sim +6^\circ$ ) will still be lower than that in conventional cascades. Under a negative incidence the impact of fence installation on an in-channel flow will tend to decrease with an increase in incidence. Under a positive incidence the impact of fence installation on an in-channel flow will tend to strengthen with an increase in incidence. **Key words:** compressor cascade, endwall fence, incidence, cascade loss

倒角和间隙对跨音轴流压气机气动性能的影响 = **The Influence of Blade Root Fillet and Blade Tip Clearance on the Aerodynamic Performance of a Transonic Axial Compressor** [刊, 汉] / MAO Ming-ming, SONG Yan-ping, WANG Zhong-qi (The School of Energy Science and Engineering under the Harbin Institute of Technology, Harbin, China, Post Code: 150001) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2005, 20(5). — 469 ~ 473

Through the numerical simulation of the flow field of a single-stage transonic axial compressor a study was conducted of the impact of rotating-blade root fillet and tip clearance on the flow field aerodynamic performance. The results of the study indicate that the blade tip clearance will lead to a flow blockage at the top zone and increase the separation loss at that zone. The blade root fillet will decrease the flow turning angle at the blade root, decrease work-performing capacity and enlarge the blade root separation zone. This will lead to a decrease in flow rate and an increase in separation loss at the root zone. In view of the above, the rotating blade tip clearance and the blade root fillet should be taken into account in order to enhance the accuracy of the numerical simulation. **Key words:** transonic axial compressor, numerical simulation, blade tip clearance, blade root fillet

矩形管湍流冲击射流流动与传热的数值研究 = **Numerical Study of the Flow and Heat Transfer of a Rectangular-tube Turbulent Impinging Jet Flow** [刊, 汉] / CHEN Qing-guang, WU Yu-lin (Department of Thermal Energy Engineering, Tsinghua University, Beijing, China, Post Code: 100084), ZHANG Yong-jian, WANG Tao (Shandong University of Science & Technology, Qingdao, China, Post Code: 266510) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2005, 20(5). — 474 ~ 477

By employing algorithm SIMPLE and a RNG  $k-\epsilon$  turbulent model and through the solution of a three-dimensional  $N-S$  equation and energy equation a numerical simulation was performed of a rectangular-tube turbulent impinging jet flow with Reynolds number of 10000 and an impingement height of 4 times of nozzle hydraulic diameter. It has been found that at the jet flow cross-section near the impingement surface accompanied by the appearance of two counter-rotating vortex pairs there emerge two eccentric peak values of main stream velocity. An analysis shows that the formation of the dual-eccentric velocity peak values is caused by the vorticity upstream diffusion produced by the impingement surface. An investigation of the temperature field and the local Nusselt number distribution of the impingement surface indicates that heat transfer characteristics of the jet flow are controlled by the flow structure and the use of a rectangular-tube turbulent jet flow can result in a relatively large impingement zone and more uniform cooling effectiveness. **Key words:** rectangular-tube impingement jet, numerical simulation, eccentric peak value, heat transfer

电加热倾斜管温度场分布计算 = **Calculation of the Temperature Field Distribution in an Electrically Heated In-**