

文章编号: 1000-8055(2010)09-1971-07

基于大涡模拟分析气膜冷却的湍流场

刘 宁, 孙纪宁

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院

航空发动机气动热力科技重点实验室, 北京 100191)

摘 要: 用大涡模拟考察了单孔平板气膜冷却的湍流场, 气膜孔沿流向倾斜 30° , 气膜出流的雷诺数为 2 600, 吹风比为 0.5. 计算结果表明: ①气膜孔内的流动分离增加了湍流动能, 导致气膜冷却效率的降低, 在设计中要尽量避免或减少流动分离; ②与射流侧向扩展有关的涡黏性系数在气膜孔两侧存在峰值, 而采用各向同性的湍流模型预测气膜冷却时, 涡黏性系数的峰值出现在射流与主流的剪切区, 因此会高估射流的垂直穿透而低估射流的侧向扩展; ③可以用大涡模拟辅助建立各向异性的湍流模型, 以便提高湍流模型的预测精度.

关 键 词: 气膜冷却; 大涡模拟; 湍流动能; 湍流应力; 湍流模型

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Analysis of turbulence field of film cooling based on large eddy simulation

LIU Ning, SUN Jining

(National Key Laboratory of Science and Technology on Aero Engines,
School of Jet Propulsion, Beijing University of Aeronautics and Astronautics,
Beijing 100191, China)

Abstract: Large eddy simulation of film cooling over flat plate with 30° streamwise inclined cylinder hole was performed to investigate the turbulence field of film cooling. The Reynolds number at the jet exit was 2600, and the blowing ratio was 0.5. Numerical results show that flow separation in the hole increases the turbulence kinetic energy and results in the decrease of film cooling effectiveness, which should be avoided as much as possible in design of coolant supply plenum. Eddy viscosity coefficient relevant to the lateral diffusion of film has peak on both sides of the hole, while the peak predicted by isotropic eddy viscosity model is in the shear layer between mainflow and jet. This results in the overprediction of vertical penetration and underprediction of lateral spread of the jet. Large eddy simulation can be used to construct anisotropic turbulence model in order to improve the accuracy of turbulence model.

Key words: film cooling; large eddy simulation; turbulence kinetic energy; turbulence stress; turbulence model

气膜冷却是在航空发动机涡轮叶片中广泛应用的一种冷却技术, 为了深入理解气膜冷却的物理机制以期对优化冷却结构设计提出指导, 国内

外学者开展了大量的实验和数值研究工作^[1-2]. 气膜冷却的基本物理过程是射流进入主流(jet into cross-flow, 简称 JICF), 如果能对 JICF 问题中对

收稿日期: 2009-12-17; 修订日期: 2010-05-25

作者简介: 刘宁(1983-), 女, 河南许昌人, 博士生, 主要研究方向为数值模拟涡轮叶片外换热.

流动和换热起主导作用的涡系结构有深入的认识,就可以引导涡系结构向增大气膜覆盖面积、保持气膜的低温水平等方面发展,以便获得较好的冷却效果.这种设计思路的实现需要详细考察气膜冷却的流场和温度场,虽然实验测量能获得丰富的流动和换热数据,但与湍流结构相关的信息仍需借助数值模拟的方法获得.

常用的数值模拟方法中,直接数值模拟(direct numerical simulation,简称 DNS)能获得最全面的流场和温度场信息^[3],但 DNS 计算量巨大,不适于工程应用.工程计算中通常求解 Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程(Reynolds averaged Navier-Stokes,简称 RANS),由于 RANS 的不封闭项需要用湍流模型进行模化,这种方法通常高估射流的垂直穿透而低估射流的侧向扩散,导致对射流出口附近的冷气效率的预测误差.

作为 DNS 和 RANS 的折衷,大涡模拟(large eddy simulation,简称 LES)有接近 DNS 的预测精度,且其计算量能被一般科研机构承受,逐渐成为一种研究气膜冷却机理的有效工具^[4-6].此外,LES 的结果可以直接计算湍流模型中的统计平均项,能辅助建立不同形式的湍流模型表达式,以便改进 RANS 的预测精度^[7-8].为了利用 LES 的结果指导气膜冷却结构的设计和湍流模型的改进,本文用 LES 分析了典型气膜冷却的湍流场,通过考察气膜冷却结构中引起湍流动能增加和气膜冷却效率降低的原因,为气膜冷却的结构设计提供指导;通过考察湍流应力场,指出现有湍流模型预测气膜冷却时存在的缺陷,以及用 LES 辅助修正湍流模型的思路.

1 物理模型

图 1(a)是计算模型的几何结构,用平板表面近似模拟航空发动机涡轮转子叶片中段的气膜冷却表面,其中 X 为流向, Y 为展向, Z 为周向且垂直于气膜冷却的表面.

计算域包括气膜冷却表面上方的主流通道、气膜孔和冷气通道.主流沿 X 正向流入主流通道,冷气沿展向进入冷气通道,通过气膜孔后进入主流通道,与主流掺混后从出口流出.主流进口和冷气出口的平均速度分别为 U_0 和 U_c ,下标 c 和 0 分别代表冷气和主流的参数.气膜孔的直径为 D ,沿流向倾斜 30° ,气膜孔长度为 $6D$.主流通道在 X, Y, Z 三个方向的长度分别为 $20D, 12D, 6D$,冷气通道在 X, Y, Z 三个方向的长度分别为 $6D,$

$12D, 4D$.

采用商用软件 ICEM 划分块结构化六面体网格,气膜冷却表面和气膜孔壁面附近加密网格,保证靠近壁面的第一个计算单元的 y^+ 小于 1,垂直壁面方向节点间距的比例不超过 1.05,流动方向和展向的节点间距的比例不超过 1.15,整个计算域的六面体单元总数为 331 万.图 1(b)通过气膜孔中心截取 3 个投影平面,给出气膜孔附近的网格.

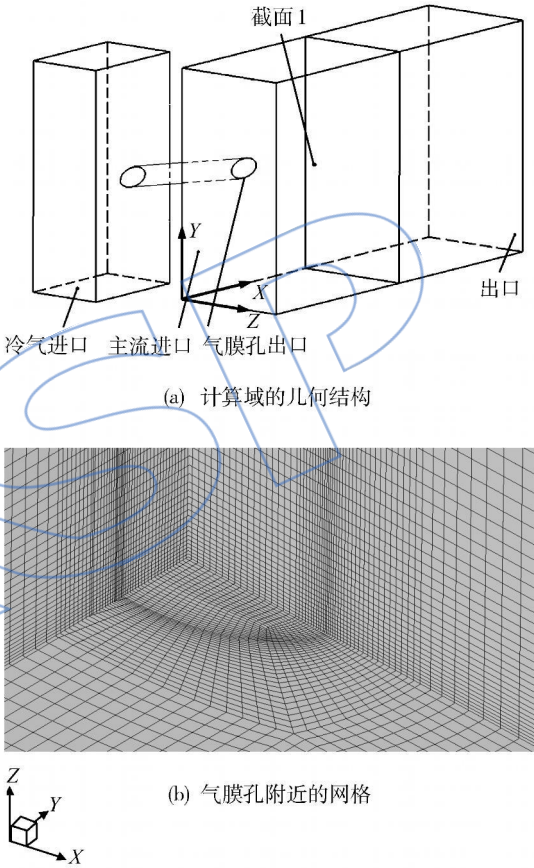


图 1 计算域的几何结构和网格
Fig. 1 Geometry and mesh of computational domain

2 计算方法

2.1 控制方程

求解三维、瞬态、不可压缩流动的 Navier-Stokes 方程,空间滤波后的控制方程为

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial X_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial X_j} \tag{2}$$

式中 ρ 和 ν 分别为流体的密度和运动黏度; t 表示时间; $i = 1, 2, 3$ 分别代表笛卡尔坐标系中 X, Y, Z 三个方向; U_i 是 X_i 方向速度的可解尺度分量, 在 X, Y, Z 三个方向分别为 U, V, W ; F_i 是 X_i 方向的体积力项, 本文的研究中 $F_i = 0$; p 是压力; τ_{ij} 是隐式滤波产生的亚格子尺度湍流关联项, 用动态亚格子尺度模型进行模化^[9].

2.2 数值方法

基于有限体积法在非结构化同位网格上数值求解控制方程, 对流项用二阶中心差分进行离散, 扩散项中的梯度用最小平方方法计算, 时间推进项的离散用三阶全隐式格式, 压力和速度通过 SIMPLE (semirimplicit pressure linked equation) 算法进行耦合, 离散形成的线性代数方程组用共轭梯度法进行求解. 基于消息传递的并行编程技术编制了程序^[9], 在高性能计算平台上运行程序.

2.3 定解条件

流体为 25 ℃ 的空气, 物性参数为常数, 用 D 和 U_c 作为特征尺度, 对控制方程进行无量纲化, 得到确定所研究物理问题的特征参数, 定义如下:

雷诺数

$$Re = DU_c/\nu \tag{3}$$

吹风比

$$M = \rho U_c/\rho_0 U_0 \tag{4}$$

计算中选取 $Re = 2600, M = 0.5$.

主流进口给定均匀的速度; 冷气通道的进口给定垂直于表面的速度, 保证该表面的质量流量与通过气膜孔的流量相等; 出口处所有变量的值由内场外推获得; 其他表面均为无滑移壁面.

全场给定均匀的初始速度, 以 D/U_c 为特征时间, 无量纲时间步长为 0.004. 总共计算 8 个流通周期(一个流通周期是流体从主流进口到出口所需的时间, 为 $20D/U_c$), 从第 5 个流通周期开始做统计平均.

3 计算结果及分析

LES 获得气膜冷却的流场, 首先将统计平均的速度分布和湍流应力分布与类似几何和流动条件下的实验数据^[10]进行对比, 验证计算结果的合理性. 然后对气膜冷却的湍流场进行分析, 展示 LES 的计算结果在指导气膜冷却结构设计和改进湍流模型方面存在的潜力.

3.1 程序验证

图 2 将预测的统计平均的速度分布与实验数

据^[10]进行了对比, 实验中的气膜孔倾角为 35°, 气膜孔长度为 $6D$, $Re = 11\,000, M = 0.5$. 在不同的流向位置(图中用 X/D 表示, $X/D = 0$ 代表气膜孔中心所在的位置)提取垂直于气膜冷却表面的直线, 给出统计平均的速度分布, 其中流向速度和垂直速度在气膜孔的中心平面内给出, 展向速度在气膜孔边缘 ($Y/D = 6.5$) 所在的平面内给出, 图中的速度值已用主流速度无量纲化.

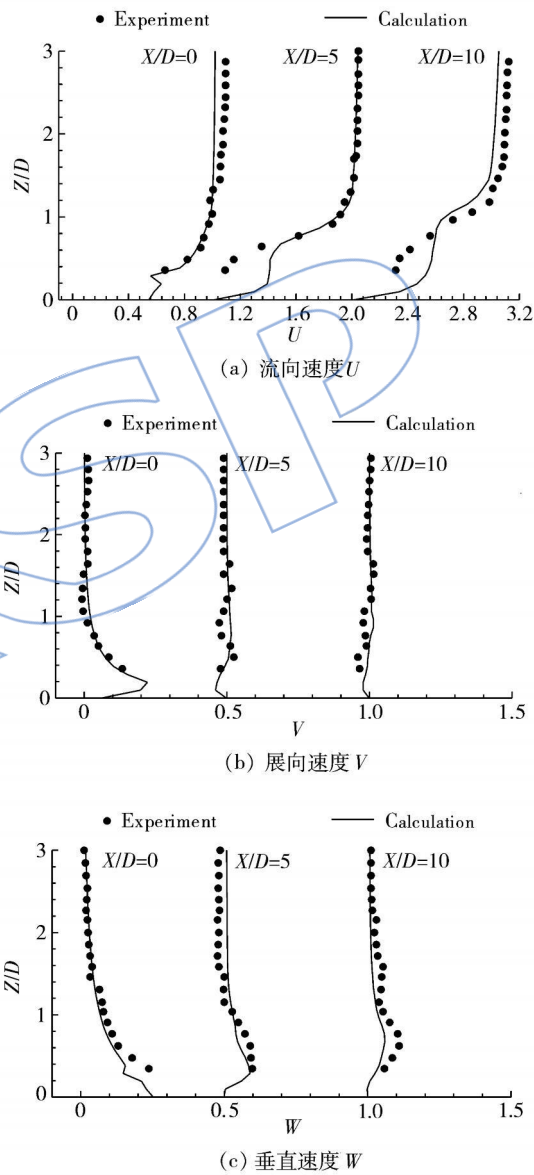


图 2 预测的统计平均的速度分布与实验数据^[10]的对比

Fig.2 Comparison of statistically averaged velocity distributions between calculation and experiment^[10]

图 2(a) 中预测的流向速度与实验数据^[10]的差别较大, 因为计算中未能给出与实验一致的主

流进口边界条件. 现有程序在双边周期条件下进行气膜冷却的模拟^[11], 避免了来流边界条件的不确定性, 得出的速度分布与实验数据符合很好. 尽管存在定量的差异, 现有计算能捕捉到射流穿透主流的过程中流向速度的演化过程. 图 2(b) 和 (c) 中, 展向速度和垂直速度的预测与实验数据符合的较好, 表明程序能精确捕捉射流的侧向和垂直穿透.

射流进入主流时产生的湍流应力是湍流动能的主要源项, 对湍流应力的正确预测, 有助于正确捕捉气膜冷却过程中的湍流场. 湍流应力的定义如下:

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = -\rho (\overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j}) \quad (5)$$

式中 u_i' 是 X_i 方向的脉动速度分量, 变量上面的横线表示进行统计平均的运算.

图 3 给出了气膜孔中心平面内的湍流应力 $-\rho \overline{u_i' w'}/\rho U_0^2$ 的分布, 用于对比的实验结果参看文献[12], 计算与实验有相同的吹风比, 但其他流动和几何条件均不相同, 计算与实验仅作定性对比.

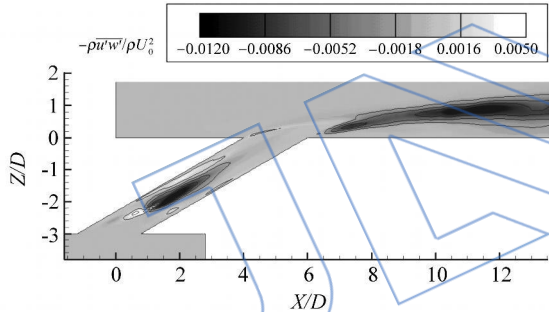


图 3 气膜孔中心平面内剪切应力 $-\rho \overline{u_i' w'}/\rho U_0^2$ 的云图
Fig. 3 Contours of shear stress $-\rho \overline{u_i' w'}/\rho U_0^2$ in the center plane

图 3 中, 在射流轨迹和射流下方的低速尾迹区的交界面, 负的剪切应力达到最大值, 计算的负剪切力的位置与实验符合. 气膜孔出口处有正的剪切应力, 计算与实验测量的应力分布一致, 但计算低估了剪切应力的数值, 与两者的来流边界条件和几何结构不同有关. 总体看来, 计算能再现气膜冷却典型的速度分布和应力分布, 表明现有程序对气膜冷却流场的预测是合理的.

3.2 湍流动能

图 4 给出孔中心截面内的湍流动能 k/U_0^2 的分布.

图 4 表明孔中心截面内存在 3 个湍流动能较高的区域, 一个在气膜孔内靠近冷气进口的位置,

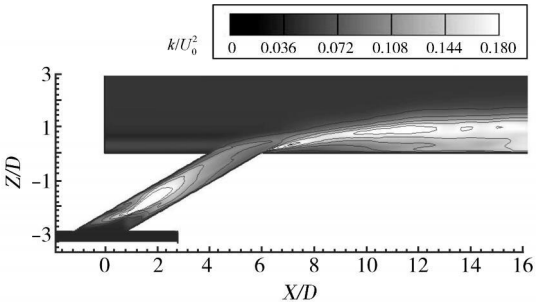


图 4 孔中心截面的湍流动能 k/U_0^2 的云图
Fig. 4 Contours of turbulence kinetic energy k/U_0^2 in the center plane

另外两个分别位于气膜孔出口靠近尾缘的区域和射流与主流相互剪切的区域. 冷气通道与气膜孔的连接处有尖锐转角, 使流体突然转弯进入气膜孔, 在气膜孔尾缘产生孔内分离, 并迫使分离区上游的流体加速, 产生喷射效应, 喷射区和分离区的剪切作用增强, 提高了气膜孔内流体的湍流度. 高的湍流度被带入主流, 会提高测试表面上的湍流度, 加剧射流和主流的掺混, 引起传热系数的增加和冷却核心的很快耗散, 降低了气膜冷却的性能.

孔内分离会导致气膜冷却效率的降低, 一方面因为它改变了射流出口的速度分布, 在射流出口截面产生速度亏损, 引起等效面积的减小, 造成等效速度比的增加, 促进了射流出口尾缘的分离. 此外, 分离在孔内产生回流, 与射流进入主流时形成的对转涡对的旋转方向相同, 会增强对转涡对的强度, 带动射流轨迹到达离开壁面更高的位置, 减小冷气的侧向扩展, 不利于气膜冷却. 以上分析表明, 设计冷气腔时需要考虑这一效应, 尽量避免或者减小孔内分离.

3.3 湍流应力

图 5 在孔下游 $3.5D$ 的流向横截面内, 给出湍流剪切应力的分布, 横截面所在的位置如图 1(a) 中的截面 1 所示, $Y=6$ 是气膜孔中心所在的位置. 湍流应力代表了湍流作用在流体上的黏性力, 会影响流体微团的平移和旋转运动.

图 5 中 3 个剪切应力的分布完全不同, $-\rho \overline{u_i' w'}$ 有负值和简单的分布形式, 占据射流和低动量尾迹之间的区域, 负值代表了射流与主流交界面的掺混, 对射流与主流交界面的剪切层涡有衰减作用. $-\rho \overline{u_i' v'}$ 在气膜孔两侧有相反的符号和较大的扩展范围, 与射流的侧向扩展有关. $-\rho \overline{v_i' w'}$ 有复杂的分布形式, 与对转涡对引起的垂直掺混有关, 且有衰减对转涡对的作用. 对湍流

应力分布规律的分析, 有助于理解流场中的湍流输运行为, 据此对 RANS 湍流模型的预测能力做出评价, 进而为改进湍流模型的预测精度提供指导.

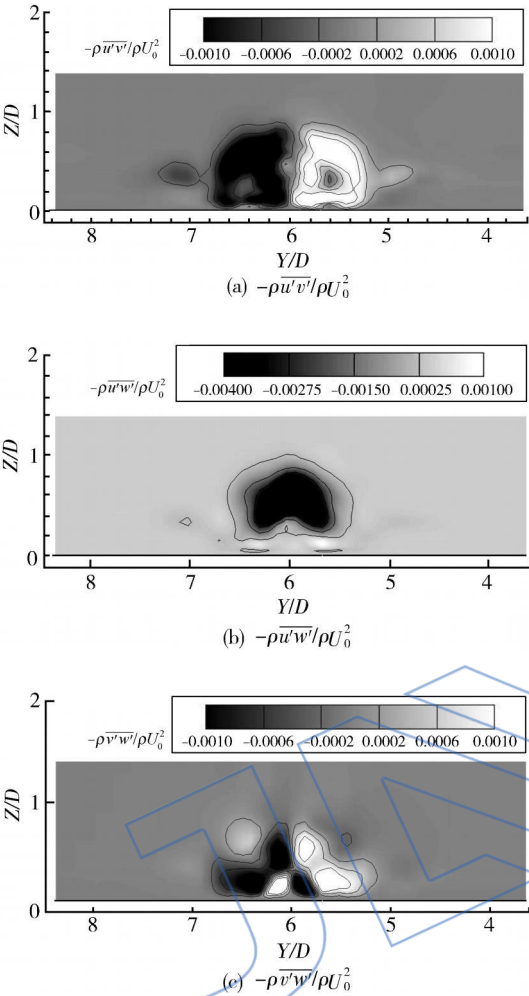


图 5 气膜孔下游 3.5D 的流向横截面内的湍流应力分布

Fig. 5 Distributions of turbulence stress in the cross section 3.5D downstream of the film hole

3.4 涡黏性系数

RANS 常用的湍流模型是基于各向同性假设的涡黏性模型, 将湍流应力 τ_{ij} 与剪切变形率 S_{ij} 通过一个涡黏性系数 μ_t 相联系, 即

$$\left. \begin{aligned} \tau_{ij} &= -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t S_{ij} \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

实际上 τ_{ij} 与 S_{ij} 这两个量之间的关系很复杂, 用一个系数不足以对其进行描述. 假设每个湍流应力分量都通过一个黏性系数与对应的剪切变形

率分量相联系, 各向异性的涡黏性系数可以估计如下:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{t,XY} &= -\frac{1}{2} \frac{\rho \overline{u'v'}}{S_{XY}} \\ \mu_{t,XZ} &= -\frac{1}{2} \frac{\rho \overline{u'w'}}{S_{XZ}} \\ \mu_{t,YZ} &= -\frac{1}{2} \frac{\rho \overline{v'w'}}{S_{YZ}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

图 6 在气膜孔下游 3.5D 的流向横截面内, 给出按式 (7) 计算的涡黏性系数的云图, 可以看出 3 个涡黏性系数的分布不相同.

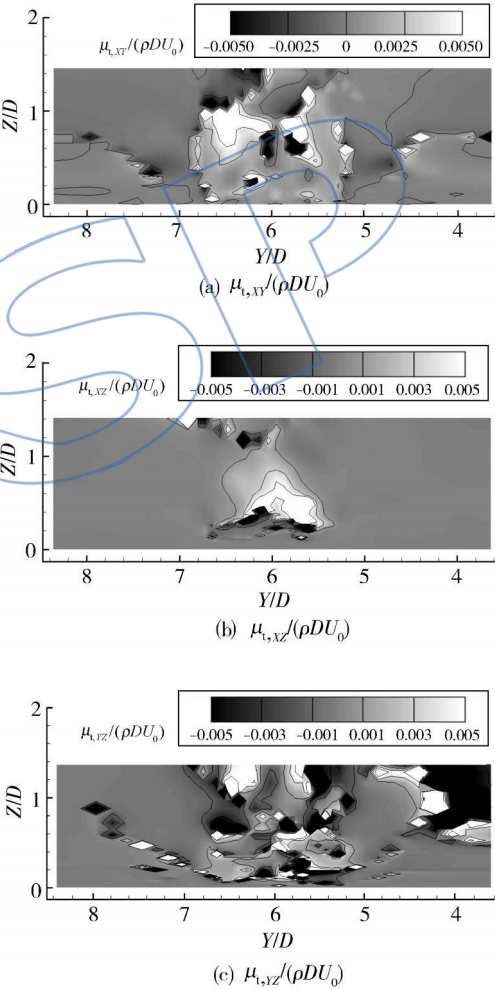


图 6 气膜孔下游 3.5D 的流向横截面内的涡黏性系数

Fig. 6 Eddy viscosity coefficient in the cross section 3.5D downstream of the film hole

$\mu_{t,XZ}$ 与流向剪切有关, 在射流正上方距离壁面 0.2D 以上的范围内有大的正值. $\mu_{t,XY}$ 与侧向的湍流掺混相对应, 在孔中心线两侧距离壁面较高的区域内有大的正值. $\mu_{t,YZ}$ 与对转涡对引起的

垂直掺混相对应,其最大值出现在离开壁面更高的区域。RANS 计算中采用各向同性的涡黏性系数,意味着 $\mu_{t,xz}$, $\mu_{t,yz}$ 与 $\mu_{t,xy}$ 有相同的值,如图 7 所示,给出了 RANS 计算出的涡黏性系数,计算中采用 $k-\varepsilon$ 湍流模型。

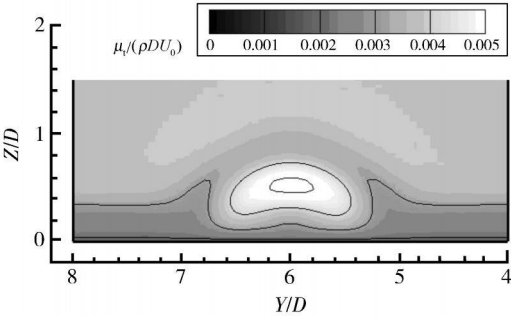


图 7 采用 $k-\varepsilon$ 湍流模型计算出的涡黏性系数
Fig.7 Eddy viscosity coefficient calculated by $k-\varepsilon$ turbulence model

湍流模型通常被调整到能正确预测流向剪切应力 $-\rho \overline{u'w'}$, 因此图 7 与图 6(b) 的涡黏性系数的分布类似,但 LES 的计算表明 $-\rho \overline{u'w'}$ 和 $-\rho \overline{u'v'}$ 在流向横截面内出现最大值的位置不相同,如果 RANS 计算中 $\mu_{t,xy}$ 与 $\mu_{t,xz}$ 的取值相同,孔中心线两侧的 $\mu_{t,xy}$ 就比实际值低很多,不能正确描述湍流引起的侧向掺混,导致射流的侧向扩展被低估;如果 $\mu_{t,xz}$ 的取值与 $\mu_{t,xy}$ 相同,会高估孔中心线两侧的 $\mu_{t,xz}$,从而预测出比实际情况高的射流垂直穿透。以上分析表明,各向同性的湍流模型不能正确描述气膜冷却的湍流场。

考虑到气膜冷却的湍流各向异性, Bergeles 等^[13] 在垂直壁面方向和侧向用了不同的涡黏性系数,提高了对气膜冷却效率和射流侧向扩散的预测精度。Azzi 等^[14] 对这种各向异性的湍流模型进行了扩展,由于考虑湍流各向异性的经验系数基于 DNS 槽道湍流的数据^[15] 获得,使模型的推广应用受到限制。此外,推导各向异性湍流模型时所依据的湍流场与气膜冷却的湍流场有差别, Kaszeta 等^[16] 用实验测量的湍流应力和速度梯度计算出涡黏性,表明湍流的各向异性不能像 Bergeles 等^[13] 提出的模型那样用简单的关系式表示。为了提高模型系数的通用性,有必要对气膜冷却的湍流场进行详细分析,基于气膜冷却的湍流场总结出各向异性的湍流模型系数,例如垂直方向和侧向的涡黏性系数之比,这些信息除了可以通过气膜冷却的实验测量外,也能通过 LES 的

计算获得。

从图 6 还可以看出, LES 计算出的涡黏性系数有负值,这与流场中相干结构的不稳定性有关^[16],而一般的湍流模型都假设涡黏性系数为正值,如图 7,不能捕捉流动不稳定性引起的动量逆向扩散,需要通过 LES 对流动的不稳定性进行机理分析,以便合理模化这种效应。

4 结 论

作为应用 LES 的计算结果辅助气膜冷却结构设计和湍流模型改进的初步探索,本文通过分析典型气膜冷却结构中的湍流场,得出以下结论:

- 1) 从孔中心截面内的湍流动能分布可以看出,高的湍流动能由冷气进入气膜孔时的流动分离引起,湍流度的提高加剧了冷气与主流的掺混和冷气核心的更快耗散,从而降低气膜冷却效率,在气膜冷却的结构设计中要尽量避免或减少这一效应。
- 2) 气膜冷却的表面附近存在明显的湍流各向异性,不同方向的涡黏性呈现不同的分布规律,因此,采用各向同性的湍流模型预测气膜冷却时,会高估射流的垂直穿透而低估射流的侧向掺混。可以利用 LES 计算出各向异性的涡黏性系数,反馈给湍流模型以便提高其预测精度。

参考文献:

[1] 葛绍岩,刘登瀛,徐靖中,等. 气膜冷却[M]. 北京: 科学出版社, 1985.

[2] Han J C, Dutta S, Ekkad S. Gas turbine heat transfer and cooling technology [M]. London: Taylor and Francis, 2000.

[3] Muldoon F, Acharya S. DNS study of pulsed film cooling for enhanced cooling effectiveness [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52: 3118-3127.

[4] Tyagi M. Large eddy simulation of complex turbulent flows [D]. Louisiana: Louisiana State University and Agricultural and Mechanical College, 2003.

[5] Yulia V P. Film cooling from inclined cylindrical holes using large eddy simulation [D]. Stanford: Stanford University, 2006.

[6] Mendez S, Nicoud F. Large eddy simulation of a bi periodic turbulent flow with effusion [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2008, 598: 27-65.

[7] Acharya S. Large eddy simulations and turbulence modeling for film cooling [R]. NASA/CR-1999-209310, 1999.

[8] Rodi W, Mansour N N. Low Reynolds number $k-\varepsilon$ modeling with the aid of direct simulation data [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 250: 509-529.

[9] Niceno B. An unstructured parallel algorithm for large ed

dy and conjugate heat transfer simulations [D]. Delft: Delft University, 2001.

[10] Lavrich P L, Chiappetta L M. An investigation of jet in a cross flow for turbine film cooling applications [R]. East Hartford, USA: United Technologies Research Center: UTRC Report No. 9004, 1990.

[11] Liu N, Hanjalic K, Borello D, et al. Large eddy simulation of periodic discrete hole effusion without and with rotation [R]. Graz: 8th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics, 2009.

[12] Pietrzyk J R, Bogard D G, Crawford M E. Effects of density ratio on the hydrodynamics of film cooling [J]. Journal of Turbomachinery, 1990, 112: 437-443.

[13] Bergeles G, Gosman A D, Launder B E. The turbulent jet in a cross stream at low injection rates: a three dimensional numerical treatment [J]. Numerical Heat Transfer, 1978, 1: 217-242.

[14] Azzi A, Lakehal D. Perspectives in modeling film cooling of turbine blades by transcending conventional two equation turbulence models [J]. Journal of Turbomachinery, 2002, 124: 472-484.

[15] Quarmby A, Quirk R. Measurements of the radial and tangential eddy diffusivities of heat and mass in turbulent flow in a plain tube [J]. International Journal of Heat Mass Transfer, 1972, 15: 2309-2327.

[16] Kaszeta R W, Simon T W. Measurement of eddy diffusivity of momentum in film cooling flows with streamwise injection [J]. Journal of Turbomachinery, 2000, 122: 178-183.

