

文章编号: 1000-8055(2002)05-0586-05

高位进气、径向出流的旋转腔内流动与换热的数值研究

孙纪宁, 陶 智, 丁水汀, 徐国强
(北京航空航天大学 动力系, 北京 100083)

摘要: 用标准 $k-\epsilon$ 模型模拟了航空发动机涡轮盘冷却系统的高位进气、径向出流盘腔模型的湍流流场和温度场, 分析了其盘面平均 Nu 数随旋转雷诺数 Re_{ω} 和进气雷诺数 Re 的变化。

关键词: 旋转盘腔; 传热; 自然对流; 湍流模型

中图分类号: V 231.1

文献标识码: A

Numerical Investigation of Fluid Flow and Heat Transfer Characteristics within a Rotating Cavity with a High Positioned Axial Inlet and a Radial Outlet

SUN Jining, TAO Zhi, DING Shuiting, XU Guo-qiang

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Numerical simulation was performed to study the turbulent flow and heat transfer within a rotating cavity with a high positioned axial inlet and a radial outlet. Analysis was carried out for the variation of the averaged Nu number on the heated disk surface vs Re_{ω} and Re .

Key words: rotating cavity; heat transfer; natural convection; turbulence model

1 前 言

现代航空发动机涡轮盘冷却系统大致可分为两种结构形式。一种是在涡轮盘前有一个静止整流罩, 冷气从整流罩上射出, 冷却涡轮盘后流出腔体进入叶片, 习惯上称之为转静系。这种结构的特点是在所研究的区域内只有一个边界是在运动的, 其余边界则是静止的。另一种是在涡轮盘前有一个与其一起旋转的辅助盘, 冷气从辅助盘射出, 冲击涡轮盘, 然后再流出腔体进入叶片, 可以称之为旋转系。这种结构的特点是系统以一定的角速度旋转, 这使得流动与换热有别于转静系统。

旋转系又可分为以下几种模型: 中心轴向进气、轴向出流模型; 径向进、排气模型; 中心轴向进

气、径向出流模型; 两轮盘互为反转的空腔模型; 高位射流进气模型^[1]。

自五十年代末以来, 高位射流冷却结构已在发动机冷却设计中采用并逐步获得推广。高位射流有两大好处, 其一是当采用预旋后, 可以降低相对总温; 其二是将从转盘边缘来的热量有效地加以阻隔, 减小其向纵深发展。这种冷却结构既可以降低全盘的温水平, 提高高温持久强度, 又可以使转盘的径向温差得以减小, 降低热应力。

对于旋转空腔中的流动与换热, 人们进行了大量的研究工作。Hudson、Tang 和 Abell^[2], Owen、Pincombe 和 Rogers^[3], Owen 和 Onur^[4], Owen 和 Bilimoria^[5], Yu, Sparrow 和 Eckert^[6]都对旋转空腔的流动与换热特性进行了大量的实

收稿日期: 2001- 11- 19; 修订日期: 2002- 04- 28

作者简介: 孙纪宁(1975-), 男, 辽宁辽阳人, 北京航空航天大学动力系博士生

验。Koosinlin, L aunder 和 Shama^[7], Chew^[8], L ap-
worth 和 Chew^[9], Ong 和 Owen^[10]则在数值计算
方面对旋转空腔的流动与换热特性进行了研究。
但由于高位进气的旋转系空腔模型的实验难度较
大, 且结构相对较新, 相关报道较少。文献[1]对高
位进气的旋转空腔进行了实验与数值研究, 数值
计算中采用的是混合长度湍流模型。但这种模型
在处理旋转盘腔这类有回流的复杂流动时如何确
定混合长度分布是非常困难的, 也无法处理表面
曲率、来流紊流度的影响等问题。而 $k-\epsilon$ 两方程模
型处理复杂流动方面比混合长度模型具有优越
性。本文采用标准 $k-\epsilon$ 模型来研究高位进气、径
向出流的旋转空腔内流动及换热特性, 以期更好
的模拟空腔中的流动与换热。这对于研究分析旋
转盘腔中的流动换热特性将会有很大的作用。

2 几何模型

高位进气、径向出流发动机盘腔冷却结构的
几何形状十分复杂, 必须进行相应的简化。图 1 为
简化后的模型。BC 边为恒定的加热热流, 取代涡
轮盘叶片根部的传热热量; 采用等厚轮盘, 将形
状不规则的盘腔简化为形状规则的圆柱形空腔, 将
离散的进、出口按面积折合为两条缝。

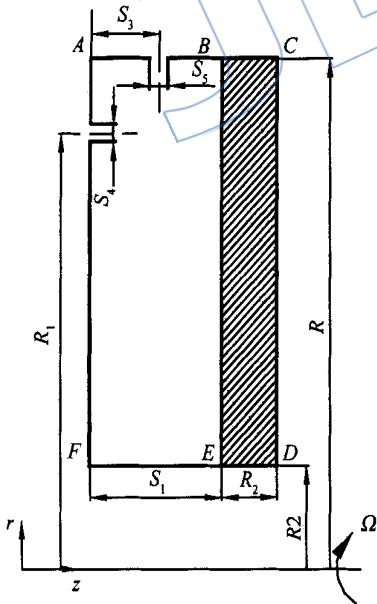


图 1 高位进气旋转腔计算模型

Fig 1 Simplified model of the rotating cavity

旋转腔内半径 $R_2=0.14\text{ m}$, 外半径 $R=0.27\text{ m}$, 旋转腔间隙 $S_1=0.035\text{ m}$; 入口条缝宽 $S_4=0.004147\text{ m}$, 出口条缝宽 $S_5=0.0026\text{ m}$; 旋转盘

厚度 $S_2=0.012\text{ m}$ 。冷气从半径 $R_1=0.2585\text{ m}$ 处
的入口射入旋转腔, 冲击到被加热的旋转盘上, 再
从距旋转腔冷壁 $S_3=0.0175\text{ m}$ 的顶部出口流出。

3 控制方程

本文的流动可近似成定常不可压湍流, 下面
列出其旋转系下基本方程(常物性, 不可压, 定常
流动):

设 z 轴(x_3 方向)为旋转轴, 转速为 ω

连续方程:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{1}$$

动量方程:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = & -\nabla p_{\text{eff}} + (\mu + \mu_t) \cdot \\ & \nabla^2 \vec{u} - \rho(2\vec{\omega} \times \vec{u} + \vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r}) + \\ & \rho\beta(2\vec{\omega} \times \vec{u} + \vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r})\Delta T \end{aligned} \tag{2}$$

能量方程:

$$\rho C_p (\vec{u} \cdot \nabla T) = \left(\lambda + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla^2 T \tag{3}$$

以上方程中, 速度 $\vec{u}$, 温度 T , 有效压力 p_{eff} 均
为时均值。 ρ 为密度; $\beta=1/T_0$ 为气体热膨胀系
数; λ 为导热系数; μ_t 为湍流粘性系数; Pr_t 为湍流
普朗特数。 p_{eff} 中包括两方面的贡献: (1) 静压; (2)
脉动速度。

湍流粘性由以下公式定义:

$$\mu_t = f_{\mu} C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\epsilon} \tag{4}$$

其中: $k \equiv \overline{u_i u_j} / 2$, 为湍流动能, ϵ 为湍流能量耗散
率。

湍流动能 k 方程:

$$\rho(\vec{u} \cdot \nabla) k = \frac{\mu_{\text{eff}}}{Pr_k} \nabla^2 k + \mu_t G_k - \rho \epsilon \tag{5}$$

湍流能量耗散率 ϵ 方程:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{u} \cdot \nabla) \epsilon = & \frac{\mu_{\text{eff}}}{Pr_{\epsilon}} \nabla^2 \epsilon + \\ & c_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t G_k - c_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \tag{6}$$

其中: μ_{eff} 为有效粘性系数。

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$$

G_k 为湍流动能生成项。

$$G_k = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad i, j = 1, 2, 3$$

湍流模型中各常数见表 1。

因为标准 $k-\epsilon$ 模型只在高 Re_t 数(湍流雷诺
数)区域起作用, 因此在 Re_t 数较低的近壁区域采
用一方程模型。本文采用 Norris 和 Reynolds 的一
方程模型^[11], k 方程同标准 $k-\epsilon$ 模型, ϵ 由代数式

表 1 标准 $k-\epsilon$ 两方程湍流模型常数表

Table 1 The constants of the standard $k-\epsilon$ turbulence model

C_μ	Pr_k	Pr_ϵ	C_1	C_2	K	f_μ
0.09	1.0	1.22	1.44	1.92	0.42	1.0

确定, 而式(4)中的 f_μ 也不再是常数, 而是一个函数。

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l} \left(1 + \frac{C_\epsilon}{Re_y} \right)$$
$$f_\mu = 1 - \exp \left[- \frac{1}{A_\mu} Re_y \right]$$

其中: y 为距离壁面的高度。

$$Re_y = \sqrt{k} y / \nu, \quad l = \kappa_\mu^{0.75} y$$
$$A_\mu = 50.5, \quad C_\epsilon = 5.3$$

通过无量纲分析, 本方程组由以下无量纲参数^[1]控制:

进气雷诺数: $Re = VR/\nu$

旋转雷诺数: $Re_\omega = \omega R^2/\nu$

修正哥拉晓夫数: $Gr^* = \frac{\omega^2 \beta Q R^5}{\lambda_0 \nu \pi (R^2 - R_2^2)}$

努赛数: $Nu = \alpha R/\lambda_0$

上述无量纲参数公式中, $\nu = \mu/\rho$, 为运动粘性系数, α 为对流换热系数, λ_0 为冷气导热系数, Q 为总加热量, V 为入口速度, Nu 是 Re, Re_ω, Gr^* 的函数, 可以表示为:

$$Gr^* = f(Re, Re_\omega, Gr^*)$$

对于边界上的速度条件, 根据无滑移条件, 在计算模型的全部固壁边界上, 壁面速度为零。

对于边界上的温度条件, 在空腔外轮壳 AB 上, 取第三类温度边界条件, 对流换热系数用旋转圆柱表面的换热经验公式 $Nu = 0.11 Re_\omega^{0.666}$ 计算, 流体温度取环境温度; 转盘加热边 BC 给出第二类边界条件, $\lambda \partial t / \partial r = q$; 转盘背面 CD 绝热, $\partial t / \partial z = 0$; 转盘内轮毂面 DE 绝热, $\partial t / \partial r = 0$; 空腔内轮毂 EF 绝热, $\partial t / \partial r = 0$; 设辅盘 FA 温度为冷气进口温度。由于采用流体和固体一起计算的耦合计算方法, 因此无需给出计算域内转盘与空气界面 BE 的温度边界条件。

在本文计算范围内, 流体的压力、温度变化较小, 因此取常物性。

本文采用有限差分对方程进行离散。对于对流项, 采用一阶迎风格式。在压力与速度耦合关系的处理方面, 选择 SIMPLE 算法。在湍流模型方面采用标准 $k-\epsilon$ 模型, 在 Re 数较低的近壁区域,

选用 Norris 和 Reynolds 一方程模型来代替壁面函数。

4 计算分析结果

本文共选取 18 个典型工况进行计算, 采用的网格为 128×52 , 主要研究转速对旋转腔流动及换热的影响。在所有的计算中, 保持加热量 Q 恒为 135 W。计算中, 选取转速 ω 分别为 100, 300, 600, 1200, 2000, 2500 r/min (对应旋转雷诺数 Re_ω 分别为 0.42, 1.27, 2.53, 5.06, 8.44, 10.5×10^5), 入口速度 V 分别为 3, 4, 7 m/s (对应雷诺数 Re 分别为 4.48, 5.97, 10.4×10^4)。

图 2 是不同雷诺数 Re 时盘面平均 Nu 数随旋转雷诺数 Re_ω 的变化曲线图。从图 2 可以看出, 平均 Nu 数随 Re_ω 的变化不是单调的, 呈现先降低后增加的趋势。这个变化关系在不同 Re 下都得到了验证, 只不过 Nu 数最小值所对应的 Re_ω 随 Re 的增加而后移。且图中的三条曲线在 Re_ω 较高时, 越来越接近。这些现象都是由旋转腔中的流体的流动特性决定的。

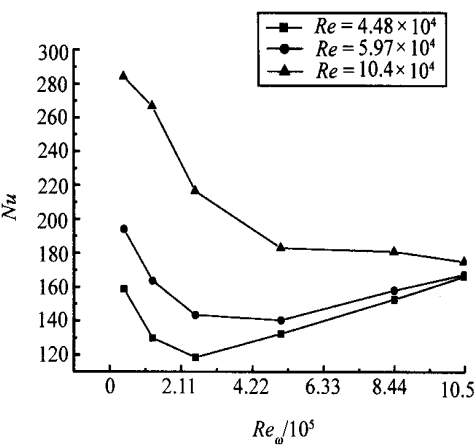


图 2 不同 Re 下盘面平均 Nu 数随 Re_ω 的变化

Fig 2 Effect of Re_ω on average Nu number over the surface of the heated disk with various Re

下面以雷诺数 Re 为 4.48×10^4 的情况为例, 分析这些现象。

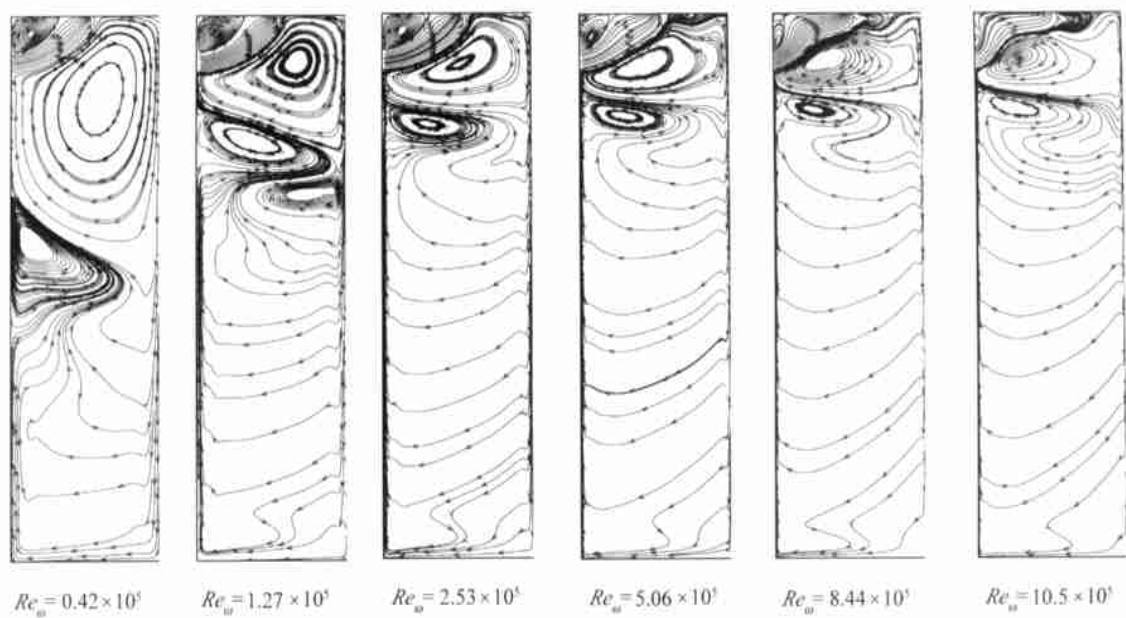


图 3 雷诺数 $Re = 4.48 \times 10^4$ 时不同旋转雷诺数 Re_ω 的流线图

Fig 3 Stream lines of the cases with $Re = 4.48 \times 10^4$ and Re_ω

从如图 3 所示的雷诺数 $Re = 4.48 \times 10^4$ 时不同旋转雷诺数 Re_ω 的流线图中, 可以看出, 旋转腔中的流动可以大致分为两个区域: 一是由惯性力控制的强迫对流区域, 一是由浮升力和哥氏力共同作用的自然对流区域。从数值计算的结果看, 涡轮盘与冷空气的热交换主要由主射流诱发的涡系及离心力衍生浮升力驱动自然对流来完成。

主射流从射流孔进入腔体后受压力梯度和离心力以及哥氏力作用而直接向上偏移, 由出口流出。其诱发的涡系从流线上看是非常复杂的。该涡系能量消耗主要来自于主射流动能, 其主要控制高半径区域。而在自然对流起主要作用的低半径区域, 涡轮盘附近的流体吸热后, 密度减小, 在离心力衍生的浮升力的作用下, 出现向心流动。同理, 在冷壁附近也会出现方向相反的同性质的流动。因此, 热壁附近, 流体向心流动, 冷壁附近, 流体离心流动。

对于此类盘缘加热涡轮盘来说, 壁面与冷气换热主要取决于主射流下面处于强迫对流区域的主涡及壁面附近的自然对流。图 3 中, 各个工况的表征强迫对流的雷诺数 Re 不变, 而表征自然对流的哥拉晓夫数 Gr^* 则随转速从 7.28×10^{10} 增大到 4.55×10^{13} 。当 Re_ω 较低时, 主射流诱发的主涡很大, 换热面积较大, 换热效果较强。虽然此时由于离心力及其衍生的浮升力都较小, 自然对流的换热效果比较弱, 但总体换热还是比较强的。随 Re_ω

增加, 主射流诱发的涡系被哥氏力压缩, 流线图明显显示主涡在尺寸上降低, 且主涡涡心向主流方向靠拢, 主涡的换热面积减小且在壁面的强度降低。尽管此时浮升力控制的自然对流换热有所增强, 但由于主涡的换热效果显著降低, 导致总体换热明显降低。随着转速进一步加强, 自然对流换热由于浮力增加而进一步加强, 而主射流下方的主涡的强度及换热面积不再有明显变化, 换热也就从此开始回升。

总之, Re_ω 增大的总体换热效果是强迫对流换热和自然对流换热的综合结果。 Re_ω 较小时, 自然对流换热较弱, 强迫对流换热较强, 这时是强迫对流占主导地位。随 Re_ω 增加, 强迫对流换热减弱, 自然对流换热增强, 二者处于同一量级。当转速增大到一定程度, 强迫对流不再对换热有明显的贡献, 换热主要由自然对流完成。

在图 2 的工况中, Re_ω 较低时, 随 Re_ω 增加, 强迫对流换热减弱很快, 而自然对流换热增加较慢, 在整体上表现为换热迅速减弱; 而随 Re_ω 的进一步增加, 自然对流换热的增强速度超过了强迫对流换热减弱的速度, 则总体换热开始增强。可以预见, 在一定 Re_ω 范围内, 随 Re_ω 增加, 换热将会持续增强。

从以上分析, 也可以看出, 当 Re 增大时, 惯性力增强, 所以压缩强迫对流涡系所需要的能量更大, 对应的 Re_ω 相应更高, 因此, 图 2 中 Nu 数最

小值所对应的 Re_w 随 Re 的增加而后移。

图 2 中的三条曲线在 Re_w 较高时, 越来越接近, 则是因为旋转使得主射流卷起的涡系缩小到一定程度后, 随转速进一步增加, 强迫对流的换热越来越弱, 其在盘面总换热中占的比例也越来越小。可以预期, 当转速足够高时, 强迫对流换热所占比例将越来越小, 盘面平均 Nu 数将主要与自然对流换热有关, 而同冷气流量关系较小, 图 2 的三条曲线将趋于重合。

旋转盘腔内的流动换热是一个在高离心、高浮力作用下的复杂湍流换热过程, 到目前为止, 尚没有公认的比较适合的湍流模型, 数值计算很难达到较高的准确度。但对于研究分析旋转盘腔中的流动及换热特性, 分析分解哥氏力、离心力、浮升力以及它们之间的相互作用、特征是十分有效的。

5 结 论

本文数值模拟了高位进气、径向出流的旋转盘腔的湍流流场和温度场及其随转速、流量的变化, 并分析了其盘面平均 Nu 数随转速、流量的变化。计算结果表明:

(1) 高位进气、径向出流的旋转盘腔中的流动明显分为强迫对流区和自然对流区; 随旋转加强, 强迫对流区域减小, 自然对流区域增大, 腔内自然对流占主导地位。

(2) 随旋转加强, 强迫对流换热减小, 自然对流换热增强; 当转速足够大时, 腔内换热主要是自然对流换热。

(3) 标准 $k-\epsilon$ 模型能够较好地定性反映出旋转腔中的流动换热特性。

参考文献

- [1] 丁水汀. 高位进气、径向出流的旋转空腔内冷气的流动与换热特性研究[D]. 北京: 北京航空航天大学, 1999.
- [2] Hudson J L, Tang O, Abell S. Experiments on Centrifugally Driven Thermal Convection in a Rotation Cylinder[J]. J. Fluid Mech, 1978, 86: 147- 160.
- [3] Owen J M, Pincombe J R, Rogers R H. Source-Sink Flow Inside a Rotation Cylindrical Cavity[J]. J. Fluid Mech, 1985, 155: 233- 266.
- [4] Owen J M, Onur H S. Convective Heat Transfer in a Rotation Cylindrical Cavity[R]. 82- GT- 151.
- [5] Owen J M, Bilimoria E D. Heat Transfer Cylindrical Cavities[J]. J. Mech. Engng. Sci., 1977, 19: 175- 187.
- [6] Yu J P, Sparrow E M, Eckert E R G. Experiment on a Shrouded Parallel Disk System with Rotation and Coolant Through Flow[J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, 16: 311 - 328.
- [7] Koosinlin M L, Launder B E, Shama B I. Prediction of Momentum, Heat and Mass Transfer in Swirling, Turbulent Boundary Layers[J]. ASME J. of Heat Transfer, 1974, 96: 204- 209.
- [8] John W Chew, Craig M Vaughan. Numerical Predictions for the Flow Induced by and Enclosed Rotating Disc[R]. 88- GT- 127.
- [9] Lapworth B L, Chew J W. A Numerical Study of the Influence of Disk Geometry on the Flow and Heat Transfer in a Rotating Cavity[R]. 90- GT- 136.
- [10] Ong C L, Owen J M. Computation of the Flow and Heat Transfer Due to a Rotating Disk, Int. J. Heat and Fluid Flow [J]. 1991, 12(2): 106- 115.
- [11] Norris L H, Reynolds W C. Turbulent Channel Flow with a Moving Wavy Boundary[R]. Report No. FM - 10, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, USA., 1975.

(责任编辑 吴一黄)