

文章编号: 1000-8055 (2001) 01-0013-06

封闭转静盘腔中紊流的数值模拟

吉洪湖, 张靖周, 梁 波

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘要: 对一个旋转盘腔的流场进行了数值计算研究。该盘腔由一个旋转盘, 一个静止盘及静止的外围屏组成。在盘腔的核心区采用标准 $k-\epsilon$ 模型, 在近壁区分别采用了两种低雷诺数紊流模型, 即 (1) 单方程模型和 (2) Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型, 并且在第二个模型中考虑了固体旋转引起的耗散率降低的修正。计算结果表明第二个模型比单方程模型能更准确地再现实验数据。

关键词: 紊流模型; 旋转盘腔; 数值模拟

中图分类号: V 232. 3; O 357. 5

文献标识码: A

1 引言

先进的燃气涡轮发动机中有各种各样的涡轮盘腔结构, 其中一种常见的结构是由转盘和静盘形成的转静盘腔。一般情况下有高压冷却气流穿过这些盘腔, 对其进行冷却并起防止高温燃气进入涡轮盘腔的封严作用。深入地了解涡轮盘腔中流场的基本特性, 对改进冷却结构设计, 减少对冷却气量的需求, 从而提高发动机的性能是十分有意义的。

本文对旋转盘腔流场进行了数值分析研究。所计算的旋转盘腔的几何结构与文献 [1] 实验研究中的结构相同, 如图 1 所示。图中横坐标与纵坐标分别为用转盘半径 b 无因次化的径向和轴向坐标。 $z/b = 0$ 和 0.127 分别对应转盘和静止盘的位置。 $r/b = 0$ 为旋转轴线, $r/b = 1$ 为静止的环形

围屏。为了清晰起见, 图中的网格没有完全画出来, 而是每五条线中画出一条线。在计算中采用有限容积法对雷诺平均的流动控制方程进行离散, 用 SIMPLE 算法对其求解。计算结果与实验数据进行了比较。为了节省篇幅, 本文仅对所采用的紊流模型进行简要的描述, 其他细节不再给予讨论。

2 紊流模型

本文采用常用的紊流模拟方法, 把流场区域分为完全紊流区和低雷诺数近壁区两部分。在完全紊流区采用高雷诺数模型, 在近壁区, 由于壁面的存在极大地影响了该区域的紊流运动, 使其有效紊流粘度变小, 因此分子粘度的作用变得显著起来。在紊流模拟时须采用低雷诺数模型。这两类模型各有许多种, 在本文中采用的高雷诺数

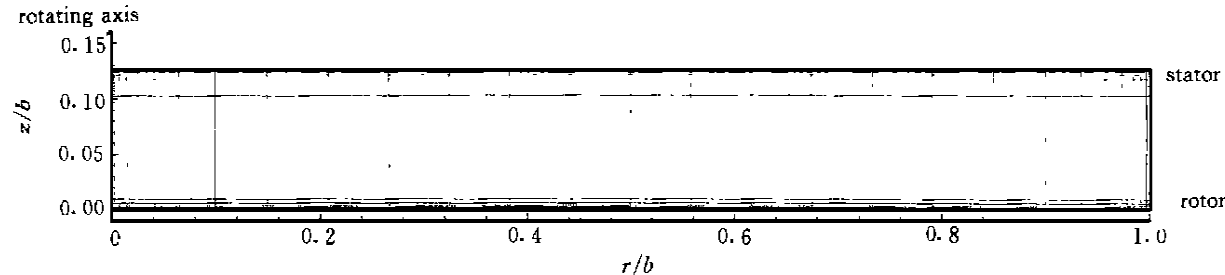


图 1 旋转盘腔流场几何结构

收稿日期: 2000-02-25; 修订日期: 2000-05-15

作者简介: 吉洪湖 (1957-), 男, 南京航空航天大学能源与动力学院教授

是标准的 $k-\epsilon$ 模型, 采用的低雷诺数模型有两种, 分别为 (1) 单方程模型和 (2) Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型。

2. 1 高雷诺数 $k-\epsilon$ 紊流模型

在高雷诺数区域中采用 $k-\epsilon$ 模型。根据有效粘度近似紊流应力可由下式模拟:

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k - \frac{\mu_t}{\rho} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad (1)$$

式中, 紊流粘度 $\mu_t = \rho c_\mu k^2 / \epsilon$, 其中紊流动能 k 及其耗散率 ϵ 根据 Jones 和 Launder^[2] 提出的以下微分方程求解:

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \rho P - \rho \epsilon \quad (2)$$

$$\frac{D(\rho \epsilon)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + c_{\epsilon 1} \rho \frac{\epsilon}{k} P - c_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3)$$

式中, σ_Φ 为普朗特-施密特数 (下标 Φ 代表 k 或 ϵ); 紊流动能生成率 P 定义为: $P = -\overline{u_i u_j} \partial U_i / \partial x_j$, 它反映了通过大尺度的紊流涡和平均应变场之间相互作用引起的从平均过程到脉动过程的能量传递。方程中的常数 $c_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\epsilon = 1.22$, $c_{\epsilon 1} = 1.44$, $c_{\epsilon 2} = 1.92$ 。

2. 2 低雷诺数紊流模型

2. 2. 1 单方程模型

单方程模型的紊流应力和紊流动能的方程与标准 $k-\epsilon$ 模型中的类似, 分别是方程 (1) 和 (2)。耗散率 ϵ 由给定的近壁区长度尺寸, 通过代数方程 $\epsilon = k^{3/2} / l_\epsilon$ 求出。式中, 长度尺寸 $l_\epsilon = 2.55Y [1 - \exp(-0.263y^*)]$, 并且 $y^* = Yk^{1/2} / \nu$, 其中, Y 代表壁面到方程中该点的垂直距离。紊流粘度根据 $\mu_t = \rho c_\mu l_\epsilon k^{1/2}$ 计算, 此处 $l_\epsilon = 2.55Y [1 - \exp(-0.016y^*)]$ 。

2. 2. 2 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型

为提高 $k-\epsilon$ 紊流模型的有效性, Launder 和 Sharma^[3] 把一些特殊的经验衰减函数 f_μ , f_1 和 f_2 , 引入了 μ_t 和 ϵ 的方程中, 并且在耗散率输运方程中增加了一个附加项 E 。实际上, Launder-Sharma 模型并不是解实际的耗散率 ϵ 的输运方程, 而是解一个 $\tilde{\epsilon}$ 的输运方程。变量 $\tilde{\epsilon}$ 与 ϵ 的关系为 $\tilde{\epsilon} = \epsilon - D$, 式中 $D = 2\nu (\partial \overline{k} / \partial x_j)^2$ 。在 Launder-Sharma 模型中, 紊流粘度 μ_t , 紊流动能 k 及变量 $\tilde{\epsilon}$ 的方程如下:

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \rho P_k - \frac{\mu_t}{\rho} \frac{\partial \rho c_\mu f_\mu k^2 / \tilde{\epsilon}}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$\frac{D(\rho \tilde{\epsilon})}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right] \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_j} \right] + c_{\epsilon 1} f_1 \rho \frac{\tilde{\epsilon}}{k} P_k - c_{\epsilon 2} f_2 \rho \frac{\tilde{\epsilon}^2}{k} + E + [YC] \quad (5)$$

$$\quad (6)$$

其中, 衰减函数 $f_\mu = \exp[-3.4/(1 + Re_t/50)^2]$, $f_2 = 1 - 0.3 \exp(-Re_t^2)$, $f_1 = 1$ 。可见 f_2 和 f_μ 都与当地紊流雷诺数 $Re_t (= k^2 / \nu \epsilon)$ 有关, 并且当 Re_t 较低时起作用。 E 项是 Jones 和 Launder^[2] 首次采用的, 它定义为 $E = 2\mu_t (\partial U_i / \partial x_k \partial x_i)^2$ 。用于考虑在低雷诺数紊流中即使最大尺度的紊流涡也会直接因为粘性耗散而损失能量。在固体表面, 实际耗散率 ϵ 等于 D , 零值壁面边界条件可用于 $\tilde{\epsilon}$ 输运方程。在完全紊流区域, Re_t 变大, 而且 D 和 E 趋于零, Launder-Sharma 模型便转化为高雷诺数 $k-\epsilon$ 模型。

符号 $[YC]$ 代表 Yap 修正项, 以防止在流动分离区计算出的近壁紊流长度尺寸过大。Yap^[4] 在二维分离流动的研究中, 提出了该修正项是计算出的长度尺寸 l_ϵ 与当地平衡长度尺寸 l 的比值的函数, 即:

$$[YC] = \text{Max} \left[0.83 \left[\frac{l_\epsilon}{l} - 1 \right] \left[\frac{l_\epsilon}{l} \right]^2 \frac{\epsilon^2}{k}, 0 \right] \quad (7)$$

式中, $l_\epsilon = k^{3/2} / \epsilon$, $l = 2.55Y$, 其中 Y 代表方程中该点到壁面的垂直距离。

2. 2. 3 固体旋转项的影响

近期研究表明, 流动中若存在旋转, 将影响紊流动能从大尺度脉动过程向小尺度脉动过程的能量转移机理。如 Shao 等^[5] 的直接数值模拟研究表明, 固体旋转降低了紊流的耗散率 ϵ 。为了在流动模拟中考虑这一因素, 在耗散率方程中引入了固体旋转修正, 如 Aupoix 等^[6] 和 Toumbanakis^[7] 所做的工作。

本文采用与文献 [7] 类似的方法, 通过引入标量固体旋转参数 Λ 来修正低雷诺数 $\tilde{\epsilon}$ 输运方程。首先对于静止的坐标系定义 $\Lambda = [(\Omega - S)^2 \Omega]^{1/3}$, 式中旋度 $\Omega = \frac{k}{\epsilon} \omega_i \omega_j$, 应变率 $S = \frac{k}{\epsilon}$

$S_{ij} S_{ij}$ 。其中 $S_{ij} = (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) / 2$, $\omega_i = (\partial U_i / \partial x_j - \partial U_j / \partial x_i) / 2$, 当坐标系以旋转矢量 ω 旋转时有 $\omega_j = (\partial U_i / \partial x_j - \partial U_j / \partial x_i) / 2 + \epsilon_{ijk} \omega_k$ 。引入固体旋转参数 Λ 是对 $\tilde{\epsilon}$ 方程的简单和经验性的修正, 较高的 Λ 值可降低耗散率的水平。

Toumbanakis^[7] 对转静盘腔流场的研究表明, 通过改变 $c_{\epsilon 1}$ 是降低 $\tilde{\epsilon}$ 方程中耗散率的最有效的途径。在 Toumbanakis 提出的修正中是通过

$(1 + 5\Lambda)$ 因子来降低 c_{el} 的。但由于该修正式在高速旋转情况下对旋转影响作出了过度的修正, 在后继的研究中在修正因子中又引入了紊流雷诺数 Re_t , 在低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型中采用的修正式变为 $c_{el}' = c_{el} / \{1 + \alpha \exp [(\beta - Re_t) / \beta] \Lambda\}$, 并且取 α

$= 5, \beta = 25$ 。

3 计算结果讨论

3. 1 平均速度

图 2 和图 3 分别给出了旋转雷诺数 Re_θ ($\equiv$

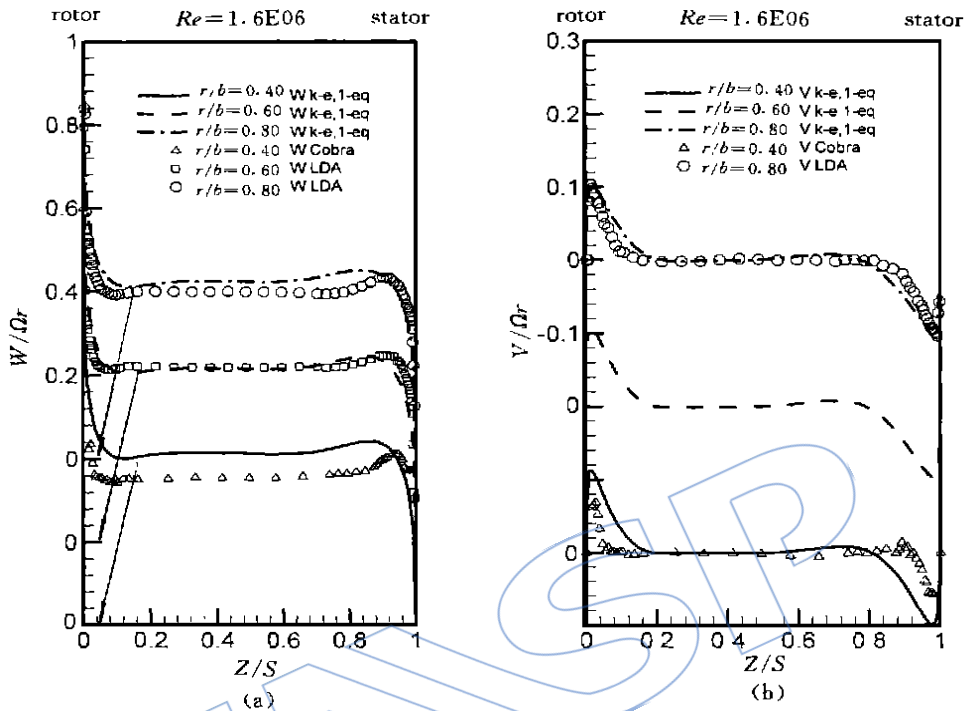


图 2 旋转盘雷诺数 Re_θ 为 1.6×10^6 时盘腔中 3 个不同的径向位置处 $W/\Omega r$ 和 $V/\Omega r$ 的计算与实验结果比较

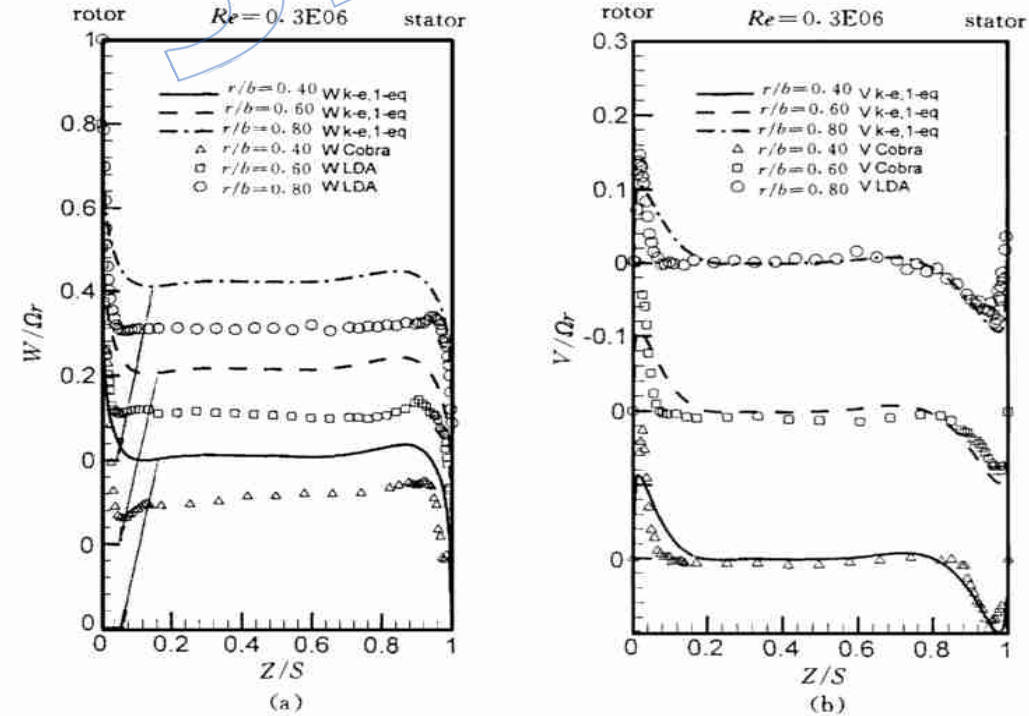


图 3 $Re_\theta = 3 \times 10^5$ 时盘腔中 3 个不同的径向位置处 $W/\Omega r$ 和 $V/\Omega r$ 的计算与实验结果比较

$\Omega b^2/\nu = 1.6 \times 10^6$ 时和 3×10^5 时盘腔中 3 个不同的径向位置处 ($r/b = 0.4, 0.6, 0.8$) 流体的无因次切向速度 $W/\Omega r$ 和无因次径向速度 $V/\Omega r$ 的

计算值与实验结果^[1]的比较。参数 $W/\Omega r$ 实际上反映了流体沿周向旋转的角速度与转盘角速度的比值。由图 2(a) 可以看出, 在 $Re_\theta = 1.6 \times 10^6$ 时,

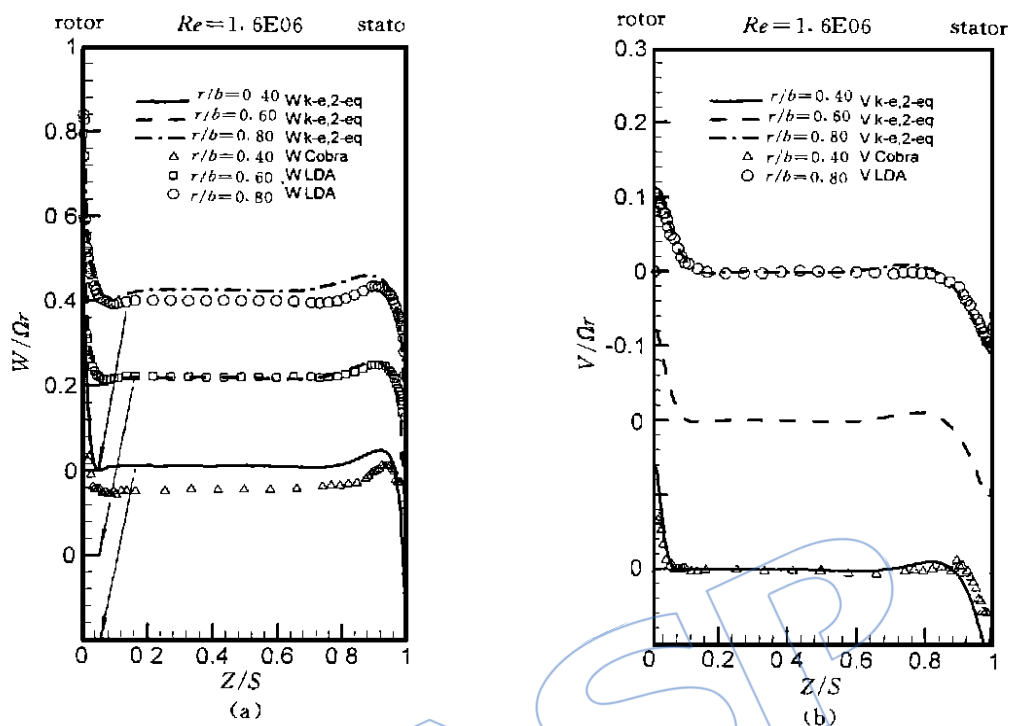


图 4 $Re_\theta = 1.6 \times 10^6$ 时的计算结果与实验结果比较

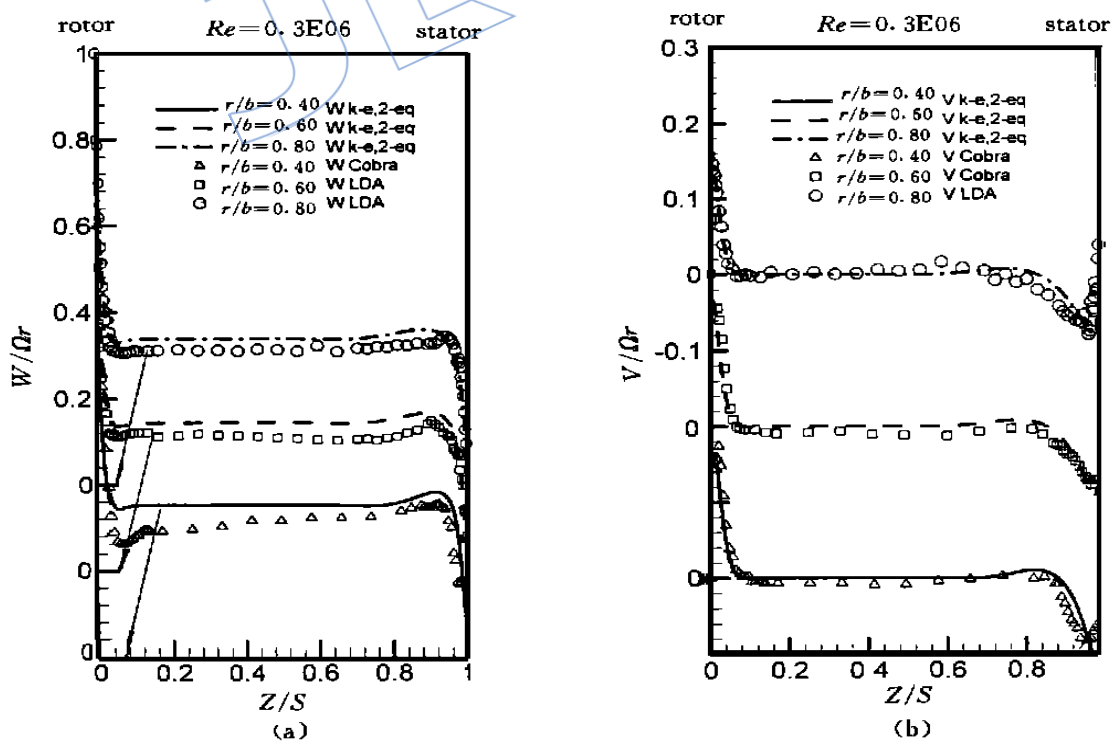


图 5 $Re_\theta = 3 \times 10^5$ 时的计算结果与实验结果的比较

在 $r/b=0.6$ 和 0.8 处计算值与实验值吻合得很好, 而在 $r/b=0.4$ 处 (此处当地雷诺数较低) 计算值与实验值有较大的偏差。图 2 (b) 给出的无因次径向速度表明: 在 r/b 较大时 (在这里 $r/b=0.6$ 处无实验数据) 计算结果与实验重合的很好, 在 $r/b=0.4$ 时尽管在盘腔的核心区计算结果与实验结果吻合得很好, 但在近壁区内计算结果与实验结果有较大的差异。由图 3 可以看出, 在雷诺数 $Re_\theta=3\times 10^5$ 时, 切向速度的计算结果均远远高出实验结果。这些结果表明, 在雷诺数比较低的区域内, 单方程紊流模型未能模拟实际的物理过程。

图 4 是 $Re_\theta=1.6\times 10^6$ 时, 核心区采用 $k-\epsilon$ 模型, 近壁区采用 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模

型的计算结果与实验结果的比较。通过图 4 与图 2 的比较可见, 此时切向速度和径向速度的计算结果与实验结果的吻合程度都有改善。在 $r/b=0.6$ 和 0.8 处在边界层中的计算精度得到进一步的改善; 在 $r/b=0.4$ 也有明显好转。

图 5 是 $Re_\theta=3\times 10^5$ 时的计算结果与实验结果的比较。通过图 5 与图 3 的比较可见, 此时切向速度和径向速度的计算结果与实验结果的吻合程度得到了十分显著的改善。在 $r/b=0.6$ 和 0.8 处切向速度的计算与实验基本重合; 在 $r/b=0.4$ 处计算与实验的偏差明显减小。边界层中的切向和径向速度 (除 $r/b=0.4$ 的切向速度分量外) 都基本与实验结果完全重合。该算例表明在近壁区

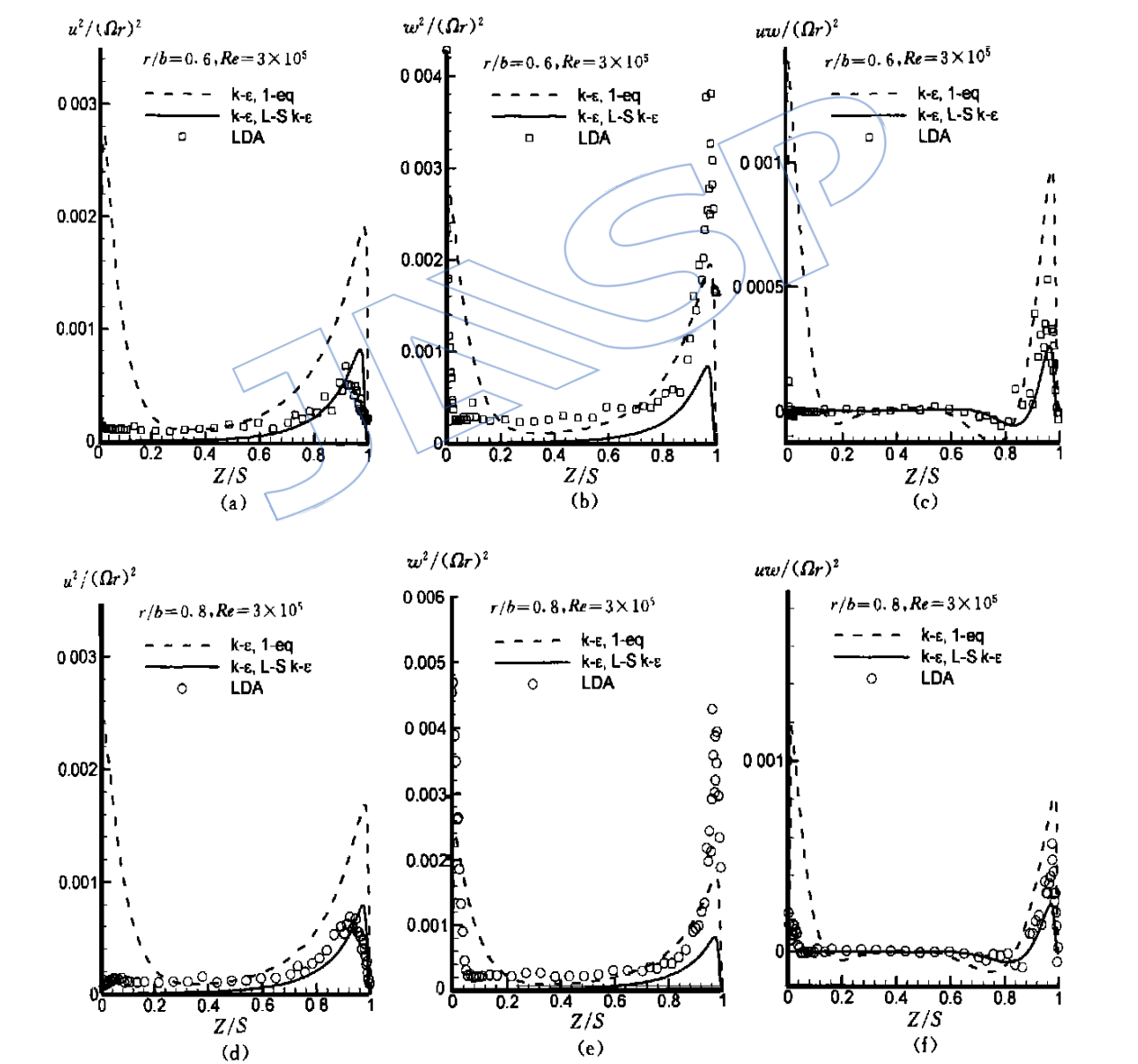


图 6 $Re_\theta=3\times 10^5$ 时 3 个雷诺应力分量在 $r/b=0.6$ 和 0.8 两个位置处的计算与实验的比较

内采用 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型比单方程模型能更好地模拟实际的物理过程。

总的来说, 采用以上两种不同的紊流模型结构计算的流场在总体分布上与实验结果的差别都不大, 但在近壁区其差别是明显的, 近壁区采用 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型的计算结果与实验结果符合的更好。因此, 就这两种模型而言在计算壁面传热和流动阻力时采用 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型为好。

3. 2 雷诺应力

图 6 给出了在 $Re=3 \times 10^5$ 时 3 个雷诺应力分量 $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$, $\overline{uw}$ 在 $r/b=0.6$ 和 0.8 两个位置处的计算与实验的比较。采用单方程模型时计算值在转盘边界层中没能再现实验数据的变化趋势。由此可以想象, 在这种情况下平均速度的计算结果必将与实验结果有较大的出入。而采用 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型取得的雷诺应力的计算值, 在转盘边界层中很好地再现了 $\overline{u^2}$, $\overline{uw}$ 、两个分量的变化趋势和幅度。这些必将有利于提高平均速度的模拟能力。

4 结 论

(1) 在核心区采用 $k-\epsilon$ 模型, 近壁区采用 Launder-Sharma 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型能满意地模拟转静盘腔的紊流。

(2) 在核心区采用 $k-\epsilon$ 模型, 近壁区采用单程模型在盘腔半径较大的区域能给出较好的结果,

但在半径较小的低雷诺数区域内结果不能令人满意。

参考文献:

- [1] 吉洪湖, Cheah S C, Iacovides H, Jackson D C, Launder B L. 旋转盘腔流场速度与压力的实验研究 [J]. 工程热物理学报, 1997, 18 (3): 300- 305.
- [2] Jones W P, Launder B E. The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence [J]. Int J. of Heat and Mass Transfer, 1972, 15: 301- 314.
- [3] Launder B E, Sharma B I. Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc [J]. Letters in Heat and Mass Transfer, 1974, 1: 131.
- [4] Yap C R. Turbulent Heat and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows [R]. PhD Thesis, University of Manchester, Faculty of Technology, 1987.
- [5] Shao L, Michard M, Bertoglio J P. Effects of Solid Body Rotation on the Transport of Turbulence [C]. 8th Symposium of Turbulent Shear Flows, Technical University of Munich, 1991.
- [6] Aupoix B, Cousteix J, Liandrat J. Effects of Rotation on Isotropic Turbulence [C]. 4th Int. Symp. Turb. Shear Flows, Karlsruhe, Germany, 1983.
- [7] Tzoumakis P. Computation of Flow in Rotor-Stator Disc Cavities [D]. MscDissertation, Faculty of Technology, University of Manchester, 1992.

(责任编辑 杨再荣)

Simulation of Turbulent Flow within an Enclosed Rotor-Stator Disc Cavity

JI Hong-hu, ZHANG Jing-zhou, LIANG Bo

(College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics,
Nanjing 210016, China)

Abstract: The flow inside an enclosed rotor-stator disc cavity was studied numerically. The disc cavity was composed of a rotating disc, a stationary disc and a stationary shroud. The standard $k-\epsilon$ turbulence model was employed in the core region of the cavity. Two low Reynolds number turbulence models, single equation model and Launder-Sharma Low Reynolds number $k-\epsilon$ model, were used in the near wall region. The modification of dissipation rate decrease caused by solid body rotation was considered in the second model. The results showed that Launder-Sharma low Reynolds $k-\epsilon$ model could more accurately reproduce the experimental data than the single equation model.

Key words: turbulence model; rotor-stator disc; numerical simulation