

文章编号: 1000-8055(2001) 04-0398-04

压气机叶栅内二次流的数值研究

钟兢军, 王会社, 贾剑波, 王仲奇
(哈尔滨工业大学 能源学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要: 本文应用 Beam-Warming 近似隐式因子分解格式以及 MML 代数湍流模型, 采用拟压缩性方法求解雷诺平均拟压缩 N-S 方程组, 对压气机叶栅内三维粘性流场进行了数值研究。结果发现, 在给定的流动条件下, 叶栅内有多涡系组成的二次流旋涡结构。这些涡系的产生、发展、破裂以及相互作用显示了叶栅通道内三维流动的主要特征并对流动损失具有重要影响。计算结果与实验结果比较, 两者吻合较好。

关键词: 压气机; 叶栅; 三维流动; 二次流

中图分类号: V232.4 文献标识码: A

1 前言

叶轮机械中二次流损失的大小与叶栅端壁附面层发展及其产生的各种旋涡流动有关^[1], 许多学者在近二十年来主要通过实验手段对叶轮机械中的二次流结构进行了大量研究, 其中具有代表性的是: Langston 端壁旋涡模型^[2], Sharma 和 Bluter 旋涡模型^[3], Goldstein 和 Spores 旋涡模型^[4], 它们的主要区别是马蹄涡的位置和它向下游的运动形态的不同。1997 年, Wang H P 等人建立了另一个旋涡模型^[5], 结果发现: 通道涡在其上方诱导出一靠近吸力面的壁面涡 (wall vortex), 马蹄涡的两分支和通道涡之间的相互缠绕及作用方式也与上述 3 种旋涡模型不同。但是, 由于测试手段的限制以及测试盲区的存在, 对旋涡流动结构的研究还不透彻, 尤其是压气机叶栅的气流流动机理和损失机理尚有待于深入研究。

2 数值方法

本文采用拟压缩方法^[6], 连续方程引入拟压缩项, 在曲线坐标系下, 含有拟压缩项的不可压

N-S 方程为:

$$\frac{5D}{5S} + \frac{5}{5N}(\mathbf{E}^d - \mathbf{E}^v) + \frac{5}{5G}(\mathbf{F}^d - \mathbf{F}^v) + \frac{5}{5F}(\mathbf{G}^d - \mathbf{G}^v) = 0 \quad (1)$$

若为正交网格: $\mathbf{N} \cdot \mathbf{N} \rightarrow 0$ (当 $i \neq j$)

粘性项通量:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{d}_{EM} &= \frac{M_u}{J} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{N} \cdot \frac{5D}{5N} \\ \mathbf{d}_{FM} &= \frac{M_u}{J} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{G} \cdot \frac{5D}{5G} \\ \mathbf{d}_{GM} &= \frac{M_u}{J} \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{F} \cdot \frac{5D}{5F} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$
$$\mathbf{I}_m = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

采用 Beam-Warming 近似因子分解格式, 将得到如下三角形式的方程:

$$\mathbf{L} \mathbf{L} \mathbf{L} \mathbf{L} (\mathbf{D}^{n+1} - \mathbf{D}^n) = \mathbf{RHS} \quad (3)$$

$$\mathbf{L}_N = \mathbf{I} + \frac{\$S}{2} \mathbf{J}^{n+1} \mathbf{D} (\mathbf{A}_1 - \#_1) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{N} \quad (4)$$

$$\mathbf{L}_G = \mathbf{I} + \frac{\$S}{2} \mathbf{J}^{n+1} \mathbf{D} (\mathbf{A}_2 - \#_2) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{G} \quad (4)$$

$$\mathbf{L}_F = \mathbf{I} + \frac{\$S}{2} \mathbf{J}^{n+1} \mathbf{D} (\mathbf{A}_3 - \#_3) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{F} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{RHS} = & - \$S \mathbf{J}^{n+1} [\mathbf{D} (\mathbf{E}^d - \mathbf{E}_M^d)^n + \\ & \mathbf{D} (\mathbf{F}^d - \mathbf{F}_M^d)^n + \mathbf{D} (\mathbf{G}^d - \mathbf{G}_M^d)^n] + \\ & \left[\frac{\mathbf{J}^{n+1}}{\mathbf{J}^n} - 1 \right] \mathbf{D}^n - \mathbf{E} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{N} \\ & [(\mathbf{N} \cdot \mathbf{N})^2 + (\mathbf{G} \cdot \mathbf{G})^2 + (\mathbf{F} \cdot \mathbf{F})^2] \end{aligned} \quad (5)$$

粘性项为:

收稿日期: 2001- 03- 16; 修订日期: 2001- 04-

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(5007600); 973 项目和全国优秀博士学位论文作者专项基金资助项目(199932)

作者简介: 钟兢军(1963-), 男, 哈尔滨工业大学能源学院教授, 博士生导师

$$\left. \begin{aligned} \#_1 &= \frac{M}{J} \cdot N \tilde{o} \cdots N_m D \\ \#_1 &= \frac{M}{J} \cdot G \tilde{o} \cdots G_m D \\ \#_1 &= \frac{M}{J} \cdot F \tilde{o} \cdots H_m D \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

格式具有二阶精度, 湍流模型见文献[7], 给定边界条件后, 方程(3)可进行求解。

3 计算结果和讨论

研究的叶栅由 NACA65-24A₁₀₋₁₀ 系列叶型叶片组成。通过求解椭圆方程生成 H 形叶栅三维计算网格, 网格数为 81×81×41(如图 1 所示), 叶栅几何参数详见文献[8]。

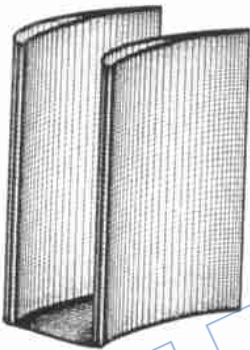


图 1 叶栅三维计算网格

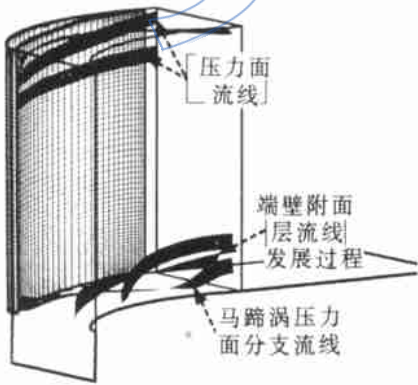


图 2 叶栅流道中流线图

在附面层内, 流动由于受到粘性阻滞的作用, 在较强的逆压梯度下, 流动达到某点后就会形成反向流动, 产生三维分离, 形成自由剪切层。剪切层卷曲形成涡核, 周围旋转流体被吸入并沿涡核轴向下游流动。图 2 给出了叶栅流道中部分流线的发展过程, 由图可见, 马蹄涡压力面分支流线始于叶片前缘压力面处, 沿着流向不断旋转且向端

壁、向吸力面运动, 在流道后部大约 80% 弦长处到达吸力面并卷起, 产生分离。端壁附面层流线在发展过程中由于马蹄涡压力面分支的卷吸作用被卷入, 并与马蹄涡压力面分支共同构成通道涡。叶片压力面流线的计算结果与实验结果完全一致^[8] (图 2), 表现出很强的二维性, 近端壁区的流线稍微向端壁方向偏转, 基本上为附着流。

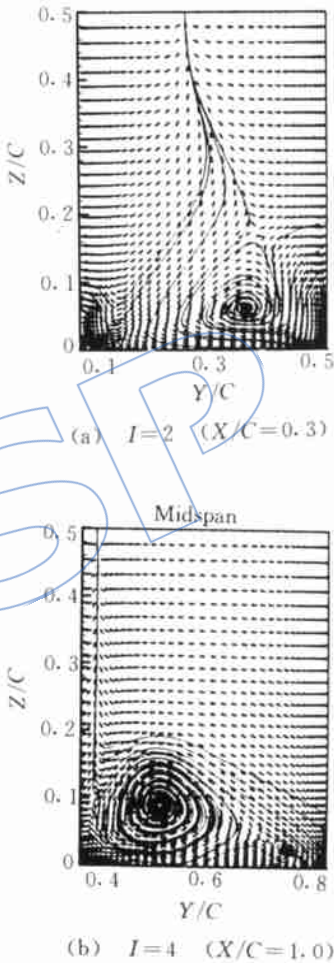


图 3 叶栅内沿流向横截面上的速度矢量图

图 3 给出了叶栅沿流动方向(X 方向)的横截面速度矢量图。在 $I=2$ 截面, 即在大约距叶栅前缘约 30% 的位置上, 通道涡已经形成, 只是影响范围很小, 位置靠近端壁, 靠近压力面, 此时端壁附面层尚未被充分卷起(图 2), 对通道涡起主要贡献的还是马蹄涡压力面分支。马蹄涡吸力面分支在逆压梯度的作用下沿叶片表面升高, 强度迅速减弱, 由于其很小强度又很弱, 难以观察到。当 $I=4$ 时(叶栅出口处), 通道涡进一步增强, 影响范围也随之扩大, 由于部分流体在流道出口靠近吸力面处卷起, 产生分离, 导致通道涡向流道中部

和端壁方向移动。此截面上除通道涡和壁角涡外, 由于吸力面角区的分离, 还产生一个与通道涡反向旋转的壁面涡。这个结果与文献[5, 8]的试验结果一致。在 $I=6$ 截面时, 即离开叶栅出口约 35% 弦长时, 旋涡速度矢量的螺旋形不明显, 说明此时的通道涡、端壁涡和壁面涡开始破裂。

图 4 给出了叶栅出口截面的涡量等值线图。从图中可以清楚地看到, 通道涡、壁面涡和壁角涡的尺度、强度及涡的位置的变化。在叶栅出口处, 由于马蹄涡压力面分支的卷绕作用, 叶栅流道中端壁附面层被卷入并与马蹄涡压力面分支形成通道涡; 由于吸力面角区分离而产生了壁面涡, 该涡与通道涡旋转方面相反, 这与叶栅内速度矢量分析的结果是相同的。此截面上, 通道涡内的涡量值开始减小, 但影响区还在扩大。此时壁面涡和壁角涡也较强, 影响范围也大。

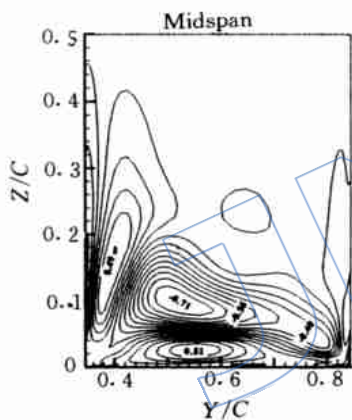


图 4 出口截面涡量等值线图

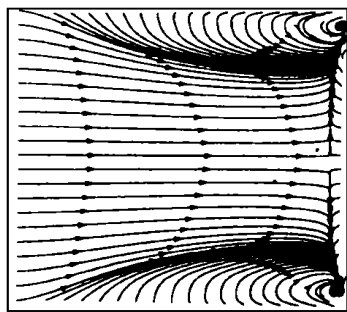


图 5 叶片吸力面表面流线计算结果

图 5 为叶片吸力面表面流线计算结果, 可见叶片吸力面上具有较大的分离区, 与上面的分析一致。实验结果表明^[8]: 在接近叶栅中部, 流线开始向端壁方向偏斜、弯曲, 在后缘 95% 弦长和

10% 叶栅高度处, 形成结点, 它周围的流体都指向它。而计算结果表明: 叶片吸力面流线在 10% 弦长开始向端壁偏斜、弯曲, 结点略靠近后缘和端壁, 并在叶栅后缘处出现明显的回流区。图 6 给出

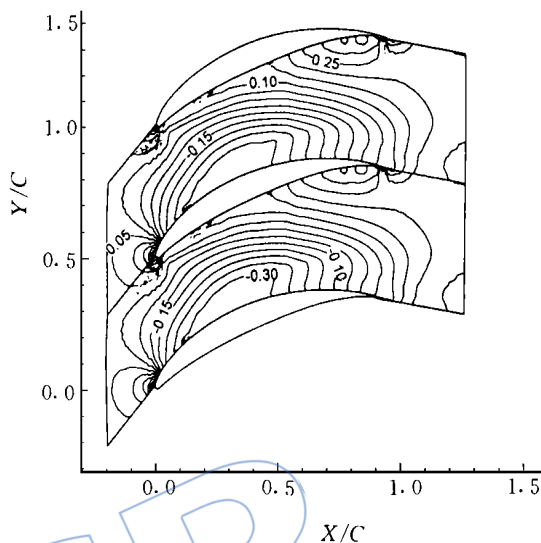


图 6 叶栅端壁上的静压分布曲线

了叶栅端壁处的静压分布曲线, 可见, 沿着流动方向压力逐渐增高, 表明压气机叶栅内具有较强的逆压梯度。在靠近压力面处的压力高而靠近吸力面低, 产生一个较大的横向压差, 造成了叶栅通道内的横向流动。

4 结 论

(1) 压气机叶栅内除马蹄涡、通道涡、壁角涡外, 还证实了由于吸力面角区分离而产生的壁面涡。它与通道涡旋转方向相反并与通道涡构成了新的反向涡对。马蹄涡压力面分支在发展过程中由于逐渐将端壁附面层卷入而不断壮大、不断向吸力面运动, 并在流道后部卷起。马蹄涡吸力面分支在逆压梯度的作用下沿叶片表面升高, 强度迅速减弱。

(2) 粘性和逆压梯度是旋涡生成的必要条件, 但横向压力梯度也是一个重要因素。由于压气机叶栅内产生的较大的横向压力梯度, 使通道涡很强, 产生的壁面涡也较明显。这些旋涡在叶栅出口截面靠近吸力面和端壁产生较大的损失区。计算结果和实验结果吻合较好。

参考文献:

[1] 王仲奇, 苏杰先, 钟兢军. 弯扭叶片栅内减少能量损失机理

研究的新进展[J]. 工程热物理学报, 1994, 15(2): 147-152.

[2] Langston L S. Crossflows in a Turbine Cascade Passage [J]. ASME J. of Engineering for Power, 1980, 102: 866-874.

[3] Sharma O P, Bultel T L. Predictions of Endwall Losses and Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascades [J]. ASME J. of Turbomachinery, 1987, 109: 229- 236.

[4] Goldstein R J, Spaores R A. Turbulent Transport on the Endwall in the Region between Adjacent Turbine Blades [J]. ASME J. of Heat Transfer, 1988, 110: 862- 869.

[5] Wang H P, et al. Flow Visualization in a Linear Turbine Cascade of High Performance Blades [J]. ASME J. of Turbomachinery, 1997, 119: 1- 8.

[6] 朱自强, 贾剑波. 三角翼大迎角不可压粘性流的数值模拟[J]. 力学学报, 1996(6): 736- 739.

[7] Conley J M, Leonard B P. Modification of the MML Turbulence Model for Adverse Pressure Gradient Flows [R]. AIAA 94- 2715.

[8] 钟兢军. 弯曲叶片控制扩压叶栅二次流动的试验研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学工学博士学位论文, 1995.

(责任编辑 杨再荣)

Numerical Simulation of Secondary Flow in Compressor Cascade

ZHONG Jing-jun, WANG Hui-she, JIA Jian-bo, WANG Zhong-qi

(2nd Dept. , Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: The numerical simulation has been carried out to investigate the secondary flow in compressor cascade. The method of the pseudo-compressibility was used and the incompressible Navier-Stokes equations were solved with Beam-warming's implicit approximate factorization algorithm and the MML turbulence model. It is shown that there are several vortices in the cascade under the given condition. In addition to the passage vortices, the horseshoe vortices, the corner vortices and the wall vortices induced by the strong separation in the corner of suction surface are found very close to the suction surface and become new vortex couples. The development and interaction of these vortices have a great influence on the energy loss. The agreement of calculated results with the experimental data is favorable.

Key words: compressor; cascades; three dimensional flow; secondary flow