

文章编号: 1000-8055(2009)09-2115-07

透平机械空穴漏气非定常流动的数值模拟

雷云涛, 袁 新

(清华大学 机械工程学院 热科学与动力工程教育部重点实验室, 北京 100084)

摘 要: 为了解空穴漏气在透平中非定常流动, 对某型带空穴漏气单级透平进行非定常数值模拟, 计算格式采用包括 LU-SGS-GE 隐式格式和改良型高精度、高分辨率的 MUSCL TVD 格式的时间推进算法, 非定常计算采用 Jameson 双时间步隐式迭代法。计算结果表明空穴漏气随着二次流的影响沿着动叶吸力面一侧向下游输运, 输运过程中会不断沿径向向外迁移。由于空穴漏气的射入, 非定常效应在动叶叶根处要比中间截面处明显, 而且随着漏气向下游的迁移, 非定常效应也逐渐削弱。

关 键 词: 空穴漏气; 非定常流; 数值模拟; 双时间步法

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Numerical simulation against unsteady flow from cavity leakage of turbomachinery stage

LEI Yun-tao, YUAN Xin

(Key Laboratory for Thermal Science and Power Engineering of Ministry of Education,
School of Mechanical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: An unsteady numerical simulation was performed for the effect of the unsteady flow from the cavity leakage on the turbine stage. LU-SGS-GE (lower upper symmetric Gauss Seidel Gaussian elimination method) implicit scheme and high precision high resolution MUSCL TVD (monotone upstream-centred scheme for conservation laws, total variation diminishing) scheme were used to solve 3-D Navier-Stokes equations. The dual time step implicit scheme was used for unsteady calculation. The results show that the patch of the cavity leakage through the rotor passage is moved close to the suction surface owing to the effect of the secondary flow. As the path is convected downstream, it migrates radially towards midspan. With the leakage flow entering into the rotor, there is more unsteadiness on the root of the rotor than that of the midspan, and the unsteadiness becomes weak as the leakage flow migrates downstream.

Key words: cavity leakage; unsteady flow; numerical simulation;
dual time step method

为提高燃气透平的气动热力性能, 透平进口温度越来越高, 现代燃气轮机的进口温度普遍在 1800K 左右, 这样的温度远远超过金属叶片的承受温度。为了保证燃气透平的寿命和安全稳定运行, 就需要对高温透平部件进行冷却。透平动静叶

轮毂之间存在空穴间隙, 由于主流高压作用驱使一部分燃气进入空穴间隙, 而高温燃气进入空穴后会增加轮盘和轴承的温度, 热应力以及热膨胀。为防止高温燃气进入空穴, 一般会从压气机高压级抽气来冷却轮盘和轴承, 并通过空穴漏气进一

收稿日期: 2008-08-30; 修订日期: 2008-11-04

基金项目: 国家自然科学基金(50676043); 国家重点基础研究发展计划(2007CB210108)

作者简介: 雷云涛(1981-), 男, 河南南阳人, 博士生, 主要从事热机气动热力学研究。

步来冷却叶片端壁和动叶近端壁部分. 为保持轮毂和端壁一个合理的工作温度和使用寿命, 空穴漏气在透平机械设计中占有很重要的位置.

近些年来, 关于空穴漏气与主流相互之间影响的实验研究, Lindqvist 等^[1]采用气体浓度比拟温度方法来研究漏气流量, 速度比和压力比三个参数对动叶温度的影响. McLean 等^[2-3]研究了低速情况下不同形式空穴漏气对透平气动性能的影响, 研究发现由于漏气和二次流之间的相互影响, 使得即使很小的漏气量(冷气量为主流的 1%)对透平气动性能的影响也是明显的. Roy 等^[4]对低速整级透平进行了时均和非定常压力场测定, 同时测量空穴内的速度分布.

数值研究方面, Weber^[5]采用交叠网格和相位延迟法对 1 级透平间隙漏气和空穴漏气进行非定常数值模拟, 并比较存在空穴漏气和没有空穴漏气对动叶流场的影响. Yang 等^[6]采用 Fluent 对 1/2 级透平在三种不同转速和三种不同空穴进气量下进行非定常数值计算, 发现随着空穴进气量的增加, 动叶端壁绝热冷却效率随之提高, 而且高的转速可以提高动叶端壁绝热冷却效率. Ong 等^[7]采用 Denton 的三维多块结构化网格黏性求解器 TBLOCK 对整级透平法进行非定常数值模拟.

本文以某型一级燃气透平为研究对象, 采用数值方法模拟空穴漏气在整级透平中的非定常流动, 研究不同时刻下空穴漏气对下游动叶流场的影响.

1 物理模型与数值计算方法

1.1 数理模型和计算方法

对于任意曲线坐标系 ξ , 可压缩 Reynolds 平均的三维 Navier-Stokes 方程和双方程湍流模型建立在旋转角速度为 Ω 的相对转动坐标系上, 可写成

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}_i}{\partial \xi_i} + \frac{1}{Re} \hat{D} + \hat{S} = 0$$

$\hat{Q}$ 为未知变量的一般形式, $\hat{F}_i$ 为对流量矢量, $\hat{D}$ 为黏性项, $\hat{S}$ 为源项, 包含离心力和哥氏力.

$$\hat{Q} = J \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E' \\ \rho \theta_1 \\ \rho \theta_2 \end{bmatrix} \quad \hat{F}_i = J \begin{bmatrix} \rho U_i \\ \rho u_1 U_i + \xi_{i,1} p \\ \rho u_2 U_i + \xi_{i,2} p \\ \rho u_3 U_i + \xi_{i,3} p \\ \rho H' U_i \\ \rho \theta_1 U_i \\ \rho \theta_2 U_i \end{bmatrix}$$

$$\hat{D} = - \frac{\partial}{\partial \xi_i} J \xi_{i,j} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{j1} \\ \tau_{j2} \\ \tau_{j3} \\ \tau_{k u k} - q_j \\ \varpi(\theta_1) \\ \varpi(\theta_2) \end{bmatrix}$$

$$\hat{S} = - J \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho \Omega (\Omega x_2 + 2u_3) \\ \rho \Omega (\Omega x_3 - 2u_2) \\ 0 \\ S_{\theta_1} \\ S_{\theta_2} \end{bmatrix}$$

ρ 为密度; u_1, u_2, u_3 为相对速度矢量的 3 个分量; E', H' 分别为相对滞止内能和滞止转焓; $J = \partial(x_1, x_2, x_3)/\partial(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ 为坐标变换 Jacobian 矩阵; $\xi_{i,j} = \partial \xi_i / \partial x_j$; $U_i = \xi_{i,j} u_j$ 为逆变速度.

高 Re 数流动需要考虑湍流的影响, 基于涡旋黏度假设的双方程模型能够有效地模拟分离流、剪切流等复杂流动现象. 应用较为广泛的有 Jones-Launder、Chien 等人的 $k-\epsilon$ 模型, Wilcox 的 $k-\omega$ 模型和 Coakley^[8]的 $q-\omega$ 模型, 以及基于 $k-\omega$ 的 SST 模型, 文献[9]详细比较了前三种湍流模型, 由于 $q-\omega$ 模型的计算量相对较少, 边界条件处理简单, 又能适应粗糙的初始湍流流场, 所以本文采用 Coakley 的 $q-\omega$ 双方程湍流模型.

数值计算格式采用了 LU-SGS-GE (lower upper symmetric Gauss Seidel Gaussian elimination method) 隐式格式^[10]和改良型高分辨率 MUSCL TVD (Monotone upstream centred scheme for conservation laws, total variation diminishing) 格式^[11]以加快收敛速度以及提高解的精度和分辨率. 非定常计算中时间项的离散采用 Jameson^[12]提出的双时间步隐式迭代法, 动叶转过一个静叶流道的时间取 200 个物理时间步长.

1.2 计算网格和边界条件

透平机械通道流动其固有的非定常性使得数值模拟非常困难. 动叶与静叶叶片数通常互为质数, 只有把整周叶片通道纳入计算域中, 才能最为真实地模拟透平机械通道流动. 但是这样会导致相当高的计算成本, 在工程应用中是不可接受的. 通常采用叶片约化法减少计算域, 节约计算成本. 本文中静叶数 32, 动叶数 72, 约化后计算域静叶

数与动叶数之比为 1:2. 动叶叶顶间隙为 1 mm, 静叶与动叶空穴缝隙宽度为 11.9 mm, 空穴深度为 24 mm, 如图 1 所示.

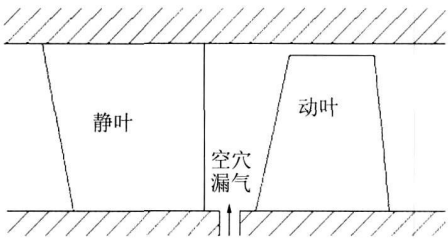


图 1 透平级空穴漏气示意图

Fig.1 Sketch map of the cavity leakage in turbine stage

为适应流场复杂拓扑结构的要求, 本文计算域采用多块结构化网格进行剖分. 静叶为 H-O 型结构化网格, 每个动叶划分为 7 块, 近壁区域采用 O 型网格, 叶顶间隙为蝶形结构化网格, 以提高叶片前尾缘网格质量, 空穴缝隙为 H 型网格, 计算域共分 17 块网格, 约 110 万网格点. 图 2 为整级计算域网格.

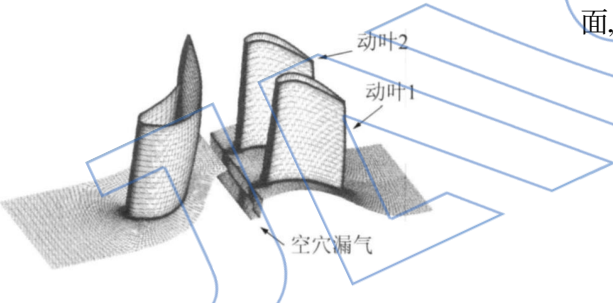


图 2 计算域网格示意图

Fig.2 Calculation grid of the turbine stage

主流场进口边界条件给定总温总压和气流角沿径向分布, 出口给定叶根截面背压采用简单径向平衡方程给出出口压力分布, 壁面设定无滑移绝热边界, 约化后的动叶排采用广义周期性边界条件, 动叶转速为 960 r/min. 静叶排出口与空穴网格分区交界面采用滑移界面方法, 即采用线性插值守恒变量来进行信息传递, 空穴与下游动叶排进口网格在交界面上重合, 以避免插值带来的精度损失. 空穴漏气流量约为主流进口流量的 6%, 沿径向进气. 为冷却动叶轮毂端壁, 漏气温度要低于主流温度, 但实验中有时采用漏气温度高于主流温度, 这是由于空穴漏气流量一般很小, 对其加热不仅更加经济而且更容易控制温度. 本算例设定漏气温度高于主流进口平均温度 100 K.

2 计算结果及分析

图 3 给出的是一个周期中动静叶的相对位置, $t/T = 0$ 定为一个周期的开始, $t/T = 1.0$ 为一个周期的结束, 此时两个动叶叶片均转过一个静叶通道.

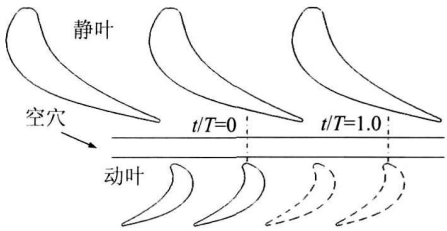


图 3 一个周期内动静叶相对位置图

Fig.3 Relative position of vane and rotor in a period

为研究空穴漏气在下游动叶通道中的流动, 我们把一个动叶周期分为 4 个时刻, 即 $t/T = 1/4, 2/4, 3/4, 4/4$. 并在动叶中取 5 个切面, 其相对动叶端壁位置如图 4 所示. C_x 表示相对轴向弦长, 这里分别取 20%, 45%, 75% 和 100% 处 4 个切面, $E-E$ 表示子午切面位置.

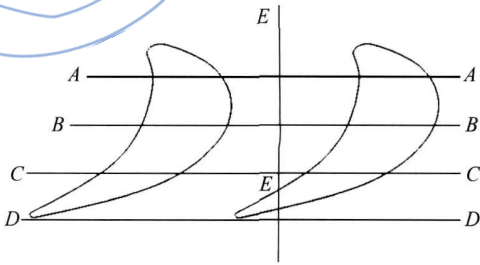


图 4 动叶 5 个切面相对位置示意图

$A-A: C_x = 20\%$, $B-B: C_x = 45\%$, $C-C: C_x = 75\%$,
 $D-D: C_x = 100\%$, $E-E$: 子午切面

Fig.4 Relative position of 5 slices of the rotor hub

$A-A: C_x = 20\%$, $B-B: C_x = 45\%$, $C-C: C_x = 75\%$,
 $D-D: C_x = 100\%$, $E-E$: slice of meridian plane

图 5 给出不同时刻动叶流道中无量纲相对滞止温度分布云图. T_{0rd1} 为相对滞止温度, T_{0c} 为空穴进口总温, $A-A, B-B, C-C$ 和 $D-D$ 分别表示不同切面(如图 4 所示), P 表示压力面一侧, S 表示吸力面一侧. 从图 5 中可以看出不同时刻下空穴漏气在动叶流道中迁移的过程. 在同一时刻下由于通道内二次流涡系结构的影响, 在靠近压力面一侧的流体会沿径向向叶根部迁移, 靠近端壁的流体由于动叶通道内存在横向的压力梯度会从压力面一侧向相邻一侧的吸力面迁移, 而吸力面一

侧的流体会沿半径方向向叶中运动. 空穴漏气进入动叶流道后被动叶前缘分成两部分, 受通道涡的影响, 吸力面一侧会沿着吸力面不断向下游发展, 而压力面一侧会在二次流的影响下逐渐向吸力面一侧迁移. 漏气的进入同时给二次流施加沿半径向外的动能, 额外的动能驱使空穴漏气在向下游输运流动过程中沿径向向叶中方向迁移.

在不同时刻下, 相邻两个流道在同一截面上相对滞止温度分布是不相同的, 这是由动静叶片干涉的非定常效应造成的. 在透平机械中, 动叶不断以固定频率切割静叶尾迹以及其流道中二次流涡系结构, 静叶尾迹和二次流被动叶切割后, 随流

体在动叶流道内向下游迁移, 导致相邻两个流道内的流动状态是不相同的.

图 6 所示为不同时刻下端壁无量纲温度分布云图. T_s 为静温, T_{ref} 为参考温度, 这里取空穴进口平均温度, $E-E$ 为子午切面, 其相对叶根位置如图 4 所示. 从图 6 中可以看出, 由于二次流的影响动叶端壁上靠近压力面区域的温度要明显低于吸力面附近的区域. 在静叶端壁靠近尾缘区域有一块明显的高温区, 说明从空穴漏入主流的高温气体在这个区域附近产生回流. 这是由于空穴处压力相对于主流压力较高, 会在静叶出口近端壁处存在逆压梯度, 而在静叶端壁近尾缘区域为一低速

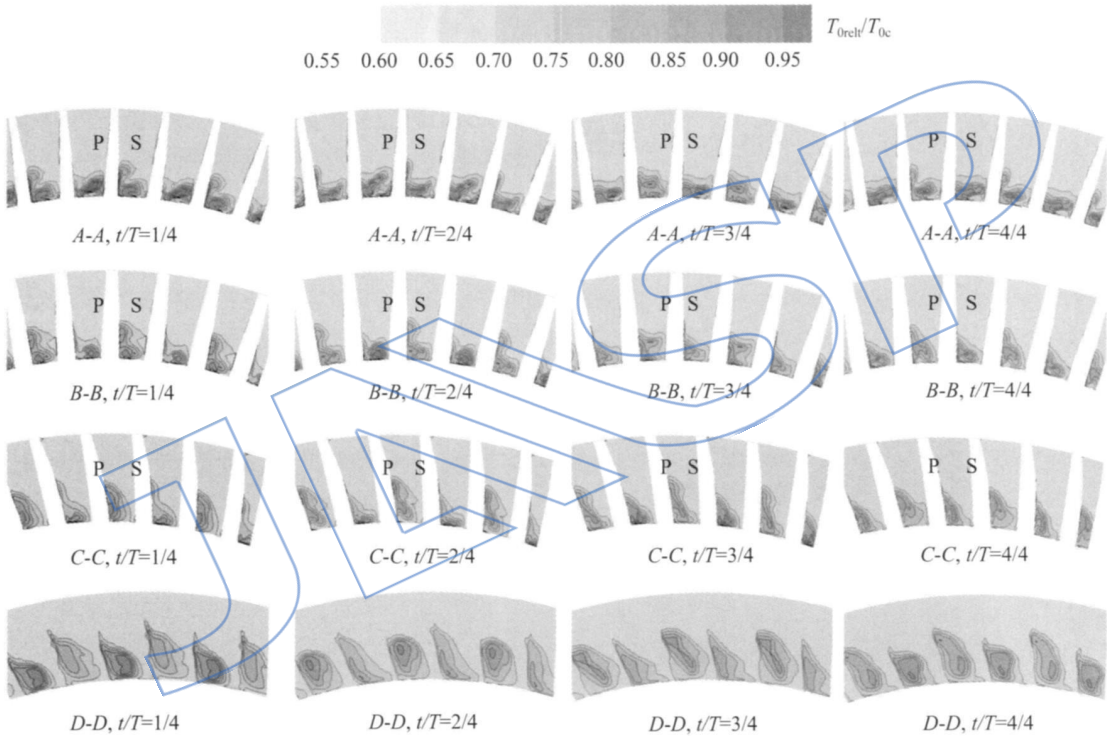


图 5 不同时刻动叶流道中相对滞止温度分布云图

Fig. 5 Relative stagnation temperature contours through the rotor passage at the different time phases

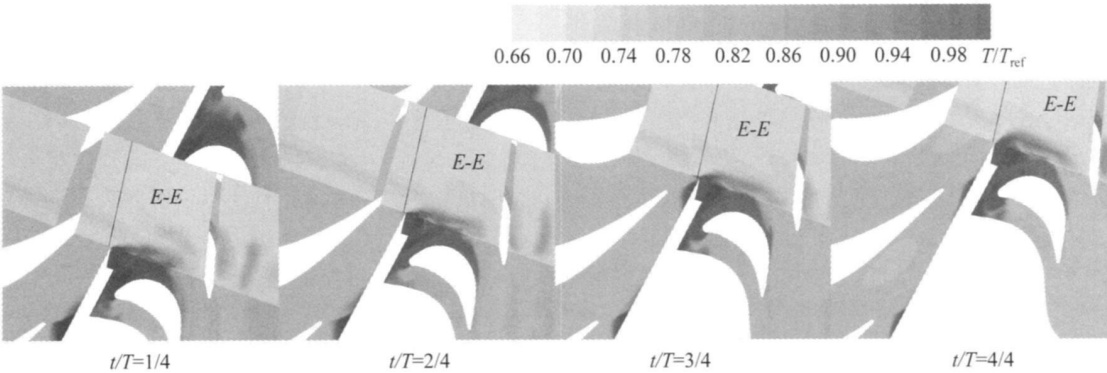


图 6 不同时刻下端壁温度分布云度

Fig. 6 Temperature contours on the endwall at the different time phases

低压区, 该区域流体动能不足克服这一逆压梯度时就会产生回流. 在 $E-E$ 子午切面上取一条实线, 如图 6 所示, 实线位置在静叶出口. 图 7 给出不同时刻下子午切面静叶出口位置(图 6 中实线位置)沿径向分布的轴向速度剖面, 图 8 给出相应位置(图 6 中实线位置)在不同时刻沿径向分布的温度剖面. U_x 为轴向速度, U_{av} 为静叶进口平均速度, H_t 表示相对叶高, 其值为 0 时表示轮毂端壁位置. 从图 7 中可看出不同时刻下, 近壁面的轴向速度剖面差别比较大, 尤其是在 $t/T=2/4$ 和 $t/T=3/4$ 时刻, 近壁面流体动能不足以克服由空穴漏气所带来的逆压梯度, 从而在该区域出现回流的情况. 随着相对叶高不断增大, 主流相对于空穴漏气的影响逐步增强, 使得速度剖面的差别越来越小. 这一现象也对该区域的温度分布造成相同的影响, 如图 8 中所示, $t/T=2/4$ 和 $t/T=3/4$ 两个时刻的近壁面温度由于回流的影响要明显高于其他两个时刻. 当 H_t 超过 5% 叶高时, 空穴漏气的影响逐渐减弱, 温度随时间变化的差别越来越小. 从图 6 大致可以看出, $t/T=2/4$ 时刻子午切面刚刚开始移动到静叶尾缘端壁处的高温区, $t/T=3/4$ 时刻子午切面恰好移过这一高温区域.

图 9~ 图 11 所示分别为静叶、动叶 1 和动叶 2 表面 50% 叶高处静压分布(两动叶的相对位置如图 2 所示). p_{ref} 为参考压力, 取静叶进口截面平均值. 从图 9 中可看出, 静叶中间截面的静压随时间的变化比较小, 动静叶片干涉效应对上游静叶表面压力影响很小. 图 10 和图 11 显示, 动叶中间截面的静压变化相对静叶要明显, 由于空穴漏气进入主流后, 受通道涡的拖曳作用会沿动叶吸

力面向下游不断迁移, 导致非定常压力波动在吸力

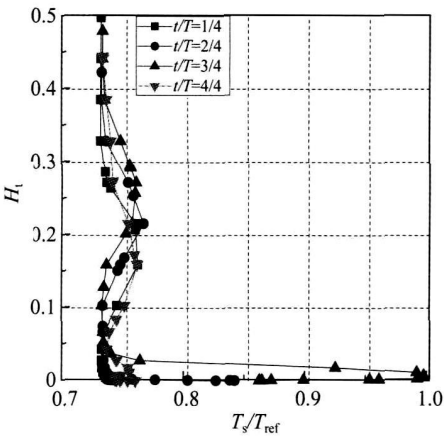


图 8 子午面静叶出口位置温度剖面
Fig. 8 Temperature profile at the vane exit on meridional surface

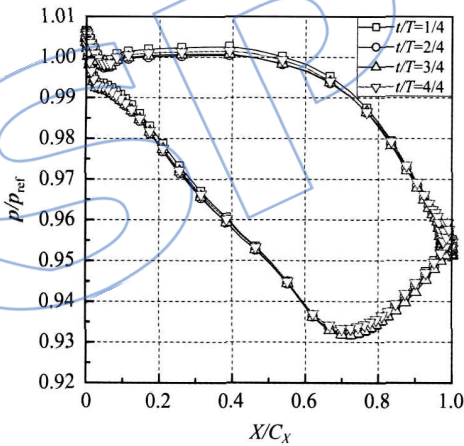


图 9 静叶表面 50% 叶高处静压分布
Fig. 9 Static pressure on the surface of the vane at 50% span

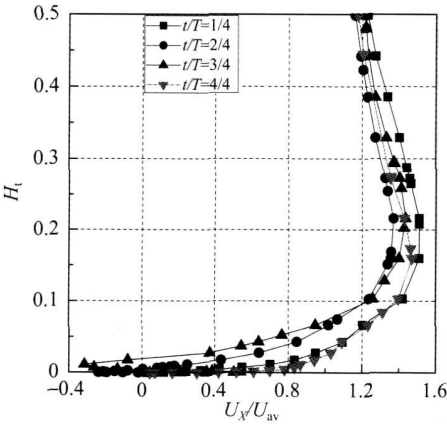


图 7 子午面静叶出口位置轴向速度剖面
Fig. 7 Axial velocity profile at the vane exit on meridional surface

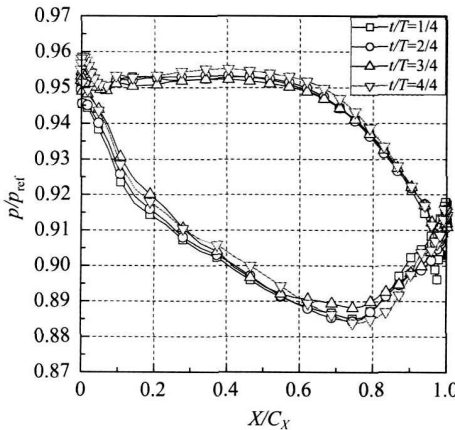


图 10 动叶 1 表面 50% 叶高处静压分布
Fig. 10 Static pressure on the surface of the rotor 1 at 50% span

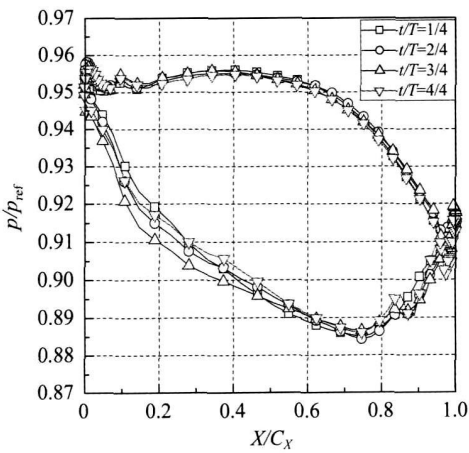


图 11 动叶 2 表面 50% 叶高处静压分布
Fig. 11 Static pressure on the surface of the rotor 2 at 50% span

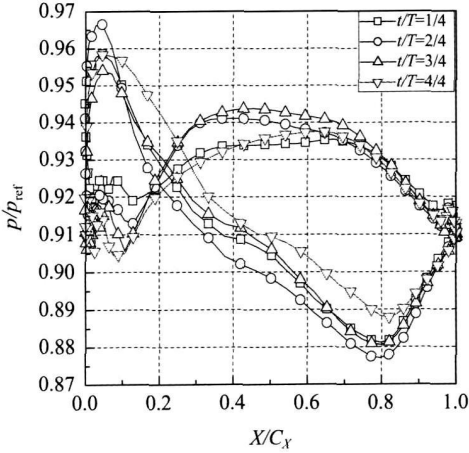


图 13 动叶 2 表面 10% 叶高处静压分布
Fig. 13 Static pressure on the surface of the rotor 2 at 10% span

面一侧要明显于压力面一侧。

图 12 和图 13 分别表示动叶 1 和动叶 2 表面 10% 叶高处的静压分布。从图中可以看出在 10% 叶高处, 两动叶非定常压力波动变化相对于 50% 叶高处要大, 并且在吸力面和压力面前 4/5 弦长表现得比较明显。这是由于在 50% 叶高处, 非定常压力波动主要源于动静叶片的干涉效应, 而在 10% 叶高处, 由于空穴漏气射入主流和主流相互作用后, 随主流一起被动叶切割, 这样改变了原来动叶进口入射角度, 加强了动静叶片干涉的非定常效应, 使得在靠近动叶叶根区域的压力波动较中间截面处要大。随着空穴漏气沿通道向动叶下游迁移, 由于与主流的不断掺混, 非定常效应逐渐减小, 从图 12 和图 13 中可以看出, 在动叶后 1/5 弦长部分, 叶片表面压力波动明显减弱。

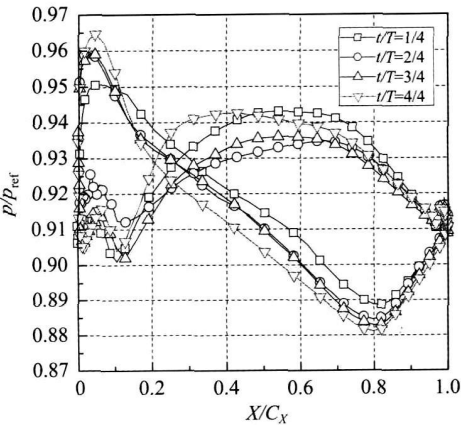


图 12 动叶 1 表面 10% 叶高处静压分布
Fig. 12 Static pressure on the surface of the rotor 1 at 10% span

图 14 所示为不同时刻及非定常时均下动叶端壁上周向平均温度曲线, X 为轴向坐标, l 为空穴宽度, 横坐标轴的原点取在动叶进口位置, 动叶前缘在 $X/l = 0.94$ 的位置。图 14 显示在不同时刻下, 温度最高值均在坐标轴原点并随着主流方向而逐渐减小。不同时刻下温度减小的趋势基本相同, 但相对于动叶下游, 动叶前缘附近区域的温度曲线差别比较明显, 这是由于动静叶片干涉的非定常效应造成。在动叶下游端壁处, 壁面温度变化越来越小, 这也是由于空穴漏气在迁移过程中不断与主流掺混, 非定常效应随之减弱的结果。

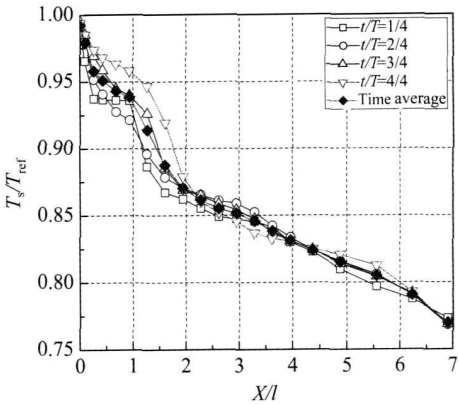


图 14 不同时刻及时均下动叶端壁上周向平均温度曲线
Fig. 14 Circumferentially averaged temperature curve on the rotor platform for various time phases and time average

3 结 论

本文采用多块结构化计算网格, 使用 LU-

SGS-GE 隐式时间推进算法, 改良型高精度、高分辨率的 MUSCL-TVD 差分格式及 Jameson 双时间步长法对某型单级透平进行非定常数值模拟, 计算域包括静叶、动叶和空穴三部分, 计算结果表明:

空穴漏气在进入主流后, 由于二次流涡系结构的影响沿靠近动叶吸力面一侧向下游输运, 输运过程中其核心区不断沿径向向叶顶方向迁移. 在不同时刻下, 由于动静干涉的非定常效应, 相邻两动叶流道中流场是不相同的, 但由于动静叶干涉呈近似周期性效应, 动叶流场也随着时间的推移呈周期性变化的趋势. 在静叶端壁靠近尾缘区域, 由于该区域流体动能不足以克服空穴漏气带来的逆压梯度, 使得在这一区域产生了回流, 存在一块明显的高温区.

由于空穴漏气的射入, 非定常效应在动叶叶根处要比中间截面处明显, 而且随着漏气向下游的迁移, 非定常效应也逐渐削弱. 动叶端壁周向平均温度在不同时刻下沿流向下降的趋势基本相同, 但在前缘附近区域由于动静叶片干涉效应存在明显的差别.

参考文献:

- [1] Lindqvist L O, Wickholm J E, Fransson T H, et al. Investigation of the spanwise transport of the rotor-stator slot flow in a test turbine[R]. ASME GT2000-0485.
- [2] Mclean C, Camci G, Glezer B. Mainstream aerodynamic effects due to wheel-space coolant injection in a high pressure turbine stage: Part I - Aerodynamic measurements in the stationary frame[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2001, 123: 687-696.
- [3] Mclean C, Camci G, Glezer B. Mainstream aerodynamic effects due to wheel-space coolant injection in a high pressure turbine stage: Part II - Aerodynamic measurements in the rotational frame[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2001, 123: 697-703.
- [4] Roy R P, Xu G, Feng J, et al. Pressure field and main-stream gas ingestion in a rotor-stator disk cavity[R]. ASME GT2001-0564.
- [5] Weber K F. Time-dependent analysis of leakage flow effects in a research turbine[R]. AIAA 2002-3640.
- [6] Yang H, Chen H C, Han J C. Numerical study of a rotating blade platform with film cooling from cavity purge flow in a 1/2 turbine stage[R]. ASME GT2006-90322.
- [7] Ong J H P, Miller R J, Uchida S. The effect of coolant injection on the endwall flow of a high pressure turbine[R]. ASME GT2006-91060.
- [8] Coakley T J, Huang P G. Turbulence modeling for high speed flows[R]. AIAA 92-0436.
- [9] 袁新. 可压缩粘性流动中双方程湍流模型的选择[J]. 工程热物理学报, 1998, 19(4): 47-432.
YUAN Xin. Selection of two-equation turbulence model for compressible viscous flow[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 1998, 19(4): 427-432 (in Chinese).
- [10] Yuan X, Daiguji H. A specially combined lower upper factored implicit scheme for three-dimensional compressible Navier-Stokes equations[J]. Computers and Fluids, 2001, 30(3): 339-363.
- [11] Daiguji H, Yuan X, Yamamoto S. Stabilization of higher order high resolution schemes for the compressible Navier-Stokes equations[J]. Int. J. Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, 1997, 7(2/3): 250-274.
- [12] Jameson A. Time dependent calculation using multigrid with applications to unsteady flows past airfoils and wings[R]. AIAA 91-1596.