

采用球窝控制边界层分离流动的大涡模拟

蓝吉兵, 谢永慧, 张荻

(西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

摘要: 用具有逆压梯度的平板分离流动模拟低压透平叶片吸力面的分离流动, 采用基于动力 Smagorinsky 亚格子应力模型的大涡模拟对逆压梯度条件下布置在平板上单个球窝的流动特性及球窝对边界层分离流动控制的效果进行了研究, 详细考察了球窝前沿边界层厚度和球窝深度的比值 R 分别为 0.378、0.994 和 1.453 时球窝的流动特性和控制性能。结果表明: R 较小时控制性能最好; 球窝内部的马蹄涡对球窝的流动起主导作用; 球窝内的马蹄涡周期性脱落并在球窝尾迹区形成发夹涡排, 发夹涡涡腿紧贴壁面形成流向涡, 流向涡卷吸主流高能流体, 由此增强了边界层能量。马蹄涡和发夹涡排对分离流动控制起主要作用。

关键词: 大涡模拟; 低压透平; 球窝; 分离流动; 流动控制

中图分类号: V211.6 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2010)09-0027-06

Large Eddy Simulation for Control of Boundary Layer Separation with Dimples

LAN Jibing, XIE Yonghui, ZHANG Di

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A flat plate separation flow with a diffusive upper wall was designed to simulate the boundary layer separation of a low pressure turbine cascade suction surface. Large eddy simulation with the dynamic Smagorinsky model was adopted to investigate flow dynamics and separation control effectiveness of a dimple under adverse pressure gradient on the flat plate. The effect of different ratio of leading edge boundary layer thickness to depth ($R=0.378, 0.994, 1.453$) on dimple flow dynamics and control effectiveness was investigated. The results show that the horseshoe vortex is the leading factor in the dimple flow dynamics for all three cases. Periodical shedding of the horseshoe vortex forms hairpin vortex lines arranged in dimple wake. The legs of the hairpin vortex are adjacent to the boundary layer and form streamwise vortex. In addition, the streamwise vortices absorb main stream high kinetic energy fluid into the boundary layer and augment the energy of the boundary layer. It appears that the horseshoe vortex and hairpin vortex lines are most effective to the suppression of boundary layer separation.

Keywords: large eddy simulation; low pressure turbine; dimple; separation flow; flow control

航空发动机在高空巡航时, 雷诺数降低将使发动机效率下降 2%^[1], 尤其是高空无人机巡航时, 其效率甚至降低 6%^[2]。其原因在于低压透平叶片在低雷诺数下运行时, 吸力面出现了分离流动。

分离流动的控制分主动和被动 2 种。文献[2-12]分别采用主动控制方法(涡旋射流、等离子激励器等)和被动控制方法(球窝、V 型凹槽、绊线等)研究了低压透平叶片吸力面分离的控制, 文献[10-12]

发现了球窝结构具有较宽的工况适用性和较好的控制效果,文献[13]采用标准 $k-\epsilon$ 湍流模型对球窝控制低压透平吸力面分离流动进行了数值模拟。

在低雷诺数工况下,低压透平中的流动十分复杂,出现了分离、转捩、再附等现象,加上球窝的作用,将使流动更为复杂,所以如何选取球窝参数以便更好地控制低压透平叶片流动分离,需要进行系统的研究。本文采用大涡模拟方法对逆压梯度条件下影响球窝控制流动分离能力的一个重要参数,即球窝前沿边界层厚度 δ 和球窝深度 h 的相对关系进行研究,并分析了球窝控制流动分离的机理。

1 数值方法

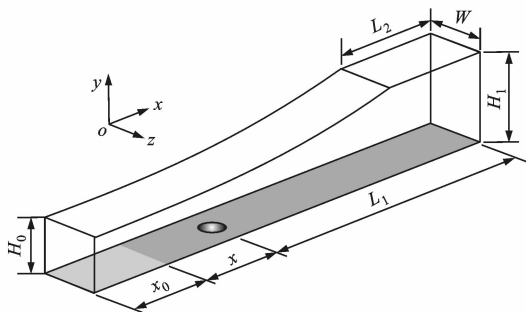
在低雷诺数下,低压透平流动固有的复杂性(分离、转捩、再附等)使得采用雷诺时均(RANS)方法很难得出准确的结果。大涡模拟方法对大尺度涡采用直接求解,对小尺度涡采用亚格子模型模拟,由此来描绘复杂流动。采用滤波函数对 Navier-Stokes 方程进行滤波,可得到滤波后的流动方程组,而采用亚格子应力模型可以封闭该方程组,最常用的是涡黏型 Smagorinsky 亚格子应力模型,其 Smagorinsky 常数 C_s 一般取 0.1~0.24,但该模型在剪切流的模拟中存在较大缺陷。

本文采用 GERMANO 方法来确定 C_s ,其更适合剪切流动的分析。采用有限容积方法对控制方程进行离散,对流项、扩散项均采用中心差分格式,时间项采用二阶向后差分格式,方程组求解采用 SIMPLEC 方法,求解器为 Fluent。

2 物理模型及边界条件

为了简化问题,本文在具有逆压梯度的平板上开展了研究。图 1 为带有球窝的平板分离流动控制计算域模型,包括底部的平板和平板上方设置的一个渐扩的顶面。用该模型来产生与低压透平吸力面相似的流动,其与文献[14]方法相似。涡轮叶片中常用扩压因子 D_s 来衡量扩压的大小, $D_s = 1 - U_2/U_{\max} = 0.405$,其中 U_2 和 $U_{\max}$ 分别为出口速度和壁面最大速度。未布置球窝时平板上流动分离的位置通过数值计算来确定,而球窝布置在分离点前沿。图 2 为球窝纵剖面图。为了使各工况流动大体一致,以减小其他因素对球窝流动特性的影响,本文保持计算域流向长度不变,并通过调整 x_0 和 x 的长度来调整球窝前沿的边界层厚度。平板 x_0 段为滑移壁面

(即欧拉壁, $\tau = 0$, τ 为壁面剪切应力),平板其他部分为无滑移壁面;顶面采用滑移壁面;展向为周期性边界条件。本文对 4 种工况进行了数值模拟, A 为设置球窝以前的工况, B、C、D 分别对应 $\delta/h = 0.378$ 、0.994、1.453 这 3 种工况, $R_D = U_{\text{in}} D/\nu = 11\,904$,其中 U_{in} 为入口速度, ν 为流体的运动黏度。



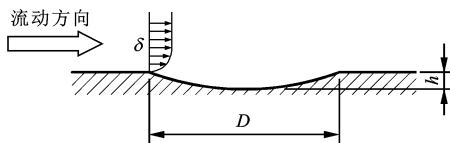
$H_0 = 38.3 \text{ mm}$; $H_1 = 61.84 \text{ mm}$; $W = 45 \text{ mm}$; $L_1 = 215.27 \text{ mm}$;

$L_2 = 78.97 \text{ mm}$; x 为流动方向; y 为平板法向;

z 为展向; 原点位于球窝中心

图1 数值计算区域模型

计算域网格采用结构化六面体网格。展向网格均匀布置, $\Delta z^+ = 10$; 流向网格非均匀布置, $\Delta x^+ \approx 10 \sim 20$, 球窝附近 $\Delta x^+ = 10$; 平板法向第 1 层网格 $y^+ \approx 0.5 \sim 1$, 球窝附近 $y^+ \approx 0.5$, 壁面法向网格增长比例为 1.05。球窝区采用 O 型网格, 该网格在所有工况(沿球窝圆周、半径和壁面法向)下的分布是一致的, 即 $196 \times 41 \times 63$ 。其他区采用 H 型网格, 即在 A 工况(x, y, z 方向)下网格分布为 $475 \times 63 \times 117$, 在 B 工况下网格分布为 $475 \times 63 \times 117$, 在 C 工况下网格分布为 $471 \times 63 \times 117$, 在 D 工况下网格分布为 $469 \times 63 \times 117$ 。时间步 $\Delta t = 4 \times 10^{-5} \text{ s}$, 对应的 CFL 数 (Courant-Friedrichs-Lewy Number) 近似为 1.0。



$D = 17.69 \text{ mm}$ 为球窝直径, $h/D = 0.09$;

δ 为边界层厚度(定义 $U_\delta = 0.99U_\infty$)

图2 球窝几何结构

3 计算方法验证

对典型低压高负荷叶片 Pak-B^[11] 在 $Re = 86\,000$ 、来流湍流度为 1% 的工况下进行了数值模

拟,以验证本文方法的正确性.展向网格均匀布置,即 $\Delta z^+=20$;流向网格非均匀布置,即 $\Delta x^+\approx 30-60$,分离区域附近 $\Delta x^+=30$;壁面法向第 1 层网格 $y^+\approx 0.5\sim 1$,分离区域附近 $y^+=0.5$;时间步 $\Delta t=4\times 10^{-5}$ s.图 3 为 Pak-B 叶片流动大涡模拟时均表面压力系数 C_p 分布. C_p 分布平坦预示着边界层流动出现分离, C_p 分布突降说明分离边界层发生转换而再附.表 1 给出了实验^[10-11]和本文数值模拟的分离点、再附点的位置,其中 $x_s\cdot c_x^{-1}$ 分别为分离点、再附轴向点的位置, c_x 为叶片轴向弦长.从表 2 看出,本文方法与文献^[11]结果吻合得很好.

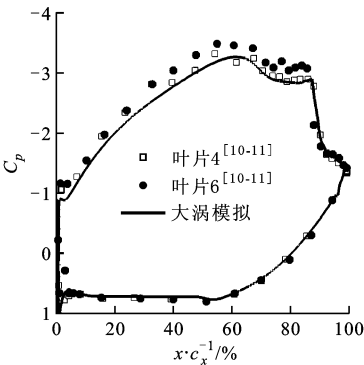


图 3 叶片表面压力系数分布

表 1 Pak-B 叶片边界层特性

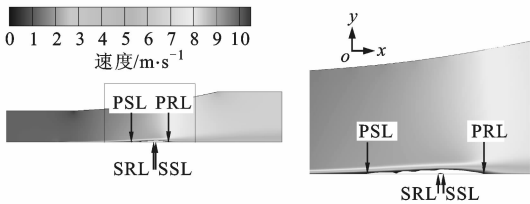
结果	$x_s \cdot c_x^{-1}$	$x_r \cdot c_x^{-1}$
实验	0.720	0.900
数值模拟	0.721	0.892

4 数值计算与分析

4.1 大涡模拟时均结果

图 4a 为未采用球窝控制、 $z=0$ 截面上的时均流向速度云图,图 4b 为分离区域局部放大图.

图 5~图 7 分别为 $\delta/h=0.378$ 、 0.994 、 1.453 时 3 种工况的球窝内分离流态图谱.可以看出, $\delta/h=0.378$,物面流态发展为包括初始分离线、一次



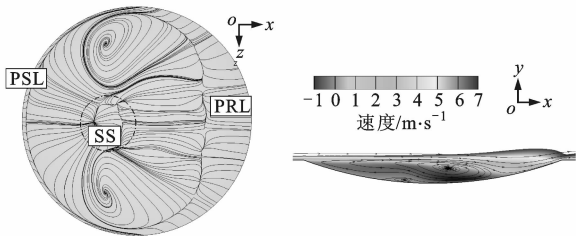
(a)时均流向速度云图 (b)分离区局部放大图

PSL 表示初始分离线;PRL 表示一次再附线;SSL 表示二次分离线;SRL 表示二次再附线

图 4 未采用球窝控制且 $z=0$ 平面流向速度云图

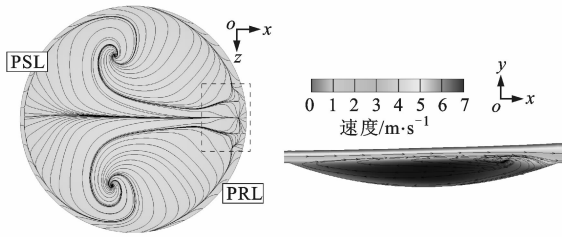
再附线、二次分离线和二次再附线组成的完整物面分离流谱.边界层在球窝前沿发生初始分离,在球窝后部出现一次再附,一次再附剪切层在球窝底部发生二次分离.对照 $z=0$ 平面流线图可以辨别出球窝内初始分离和二次分离的位置,初始分离区域明显大于二次分离区域.初始分离的涡核位于球窝的后半部,二次分离的涡核位于球窝前半部的底部.球窝前沿边界层分离卷起,在球窝壁面形成了与 $z=0$ 平面对称的 2 个焦点,并在球窝内形成了反向涡对. $\delta/h=0.994$ 时,边界层在球窝前沿出现初始分离,分离的边界层在球窝后沿处发生一次再附.对照 $z=0$ 平面流线图可以发现球窝内初始分离和一次再附的现象,球窝内未出现二次分离.球窝后沿处的流态比较复杂,该区域的局部放大图如图 8 所示.从图中可以看出,该区域形成了与 $z=0$ 平面对称的 2 个鞍点 S_1 、 S_2 和位于 $z=0$ 平面上的一个结点 F_1 .同样,球窝前沿边界层分离卷起,在球窝内部形成了与 $z=0$ 平面对称的 2 个焦点,形成了反向涡对. $\delta/h=1.453$ 时,球窝内未出现分离线和再附线,球窝内流动呈开式分离.对照 $z=0$ 平面流线图发现,边界层在到达球窝以前出现分离.分离的边界层卷起,同时在球窝内形成了与 $z=0$ 平面对称的 2 个焦点,形成了反向涡对. $\delta/h=0.378$ 时, δ 与 h 相比很小,分离卷起的剪切层吸卷了较多的高能流体,分离剪切流能量较大,因而在球窝后部很快出现了一次再附,附着的剪切层到达球窝后沿便形成了高能边界层. $\delta/h=0.994$ 时, δ 与 h 接近,分离卷起的边界层吸卷了部分高能流体,分离剪切流层在球窝后沿处发生一次再附,再附位置较之 $\delta/h=0.378$ 的靠后,同样在球窝后沿形成了高能边界层. $\delta/h=1.453$ 时, δ 比 h 大得多,分离的边界层能量较低,在球窝附近未出现再附,球窝后沿处剪切层能量很小.

图 9 为球窝附近 3D 流线.从图中看出,3 种工况下的球窝内部均形成了马蹄涡.马蹄涡腿源自



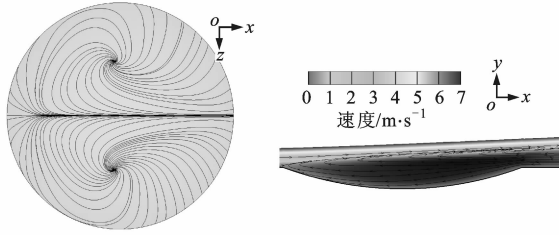
(a)壁面极限流线 (b)流线和流向速度

图 5 $\delta/h=0.378$ 球窝极限流线及 $z=0$ 平面流线和流向速度云图



(a) 壁面极限流线 (b) 流线、流向速度

图6 $\delta/h=0.994$ 球窝极限流线及 $z=0$ 平面流线和流向速度云图



(a) 壁面极限流线 (b) 流线、流向速度云图

图7 $\delta/h=1.453$ 球窝极限流线及 $z=0$ 平面流线和流向速度云图

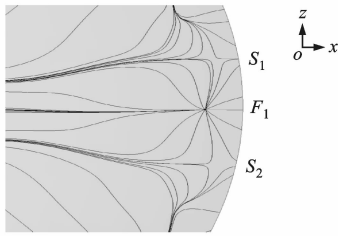
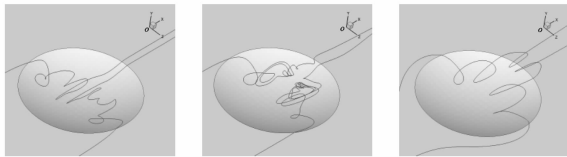


图8 $\delta/h=0.994$ 球窝后沿极限流线局部放大图



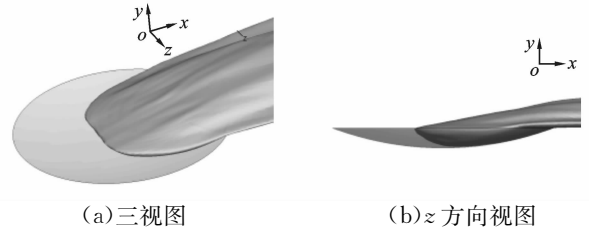
(a) $\delta/h=0.378$ (b) $\delta/h=0.994$ (c) $\delta/h=1.453$

图9 球窝内3D流线

$z=0$ 平面对称的2个焦点,马蹄涡头位于焦点下游.随着 δ/h 增加,马蹄涡的流向尺寸增大,马蹄涡头逐渐向下游移动. $\delta/h=0.378$ 时,马蹄涡头位于球窝中心; $\delta/h=0.994$ 时,马蹄涡头位于球窝后部; $\delta/h=1.453$ 时,马蹄涡头位于球窝下游.来流均由两侧被吸卷入球窝,然后绕着两侧焦点盘旋而上(形成马蹄涡腿),同时向纵剖面($z=0$ 平面)靠近,最后在纵剖面附近(马蹄涡头处)喷射而出.可见,马蹄涡系对球窝内部流动状态起主导作用. $\delta/h=0.378$,喷射出的

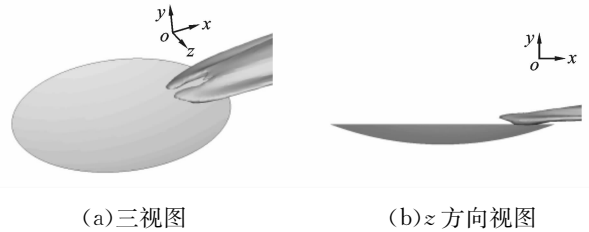
流体到达球窝后部,然后离开球窝. $\delta/h=0.994$,喷射出的流体到达球窝后沿,然后随主流向下游运动. $\delta/h=1.453$,喷射出的流体直接离开球窝.

图10~图12分别为 $\delta/h=0.378$ 、 0.994 、 1.453 时大涡模拟方均根速度(U_{RMS})的等值面图.可以看出, δ/h 对球窝内部流体的能量分布影响很大. $\delta/h=0.378$,球窝后半部的大部分区域都是高能区域,这使得球窝后沿的边界层能量很大. $\delta/h=0.994$,高能区域仅出现在球窝后沿附近区域. $\delta/h=1.453$,球窝及其附近区域的流体能量较小.可以推测,球窝内部能量的分布主要是受对球窝内部流动起主导作用的马蹄涡状态的影响.



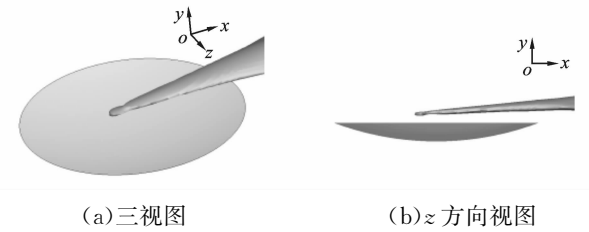
(a) 三视图 (b) z 方向视图

图10 $\delta/h=0.378$ 时 $U_{\text{RMS}}=1$ m/s 等值面



(a) 三视图 (b) z 方向视图

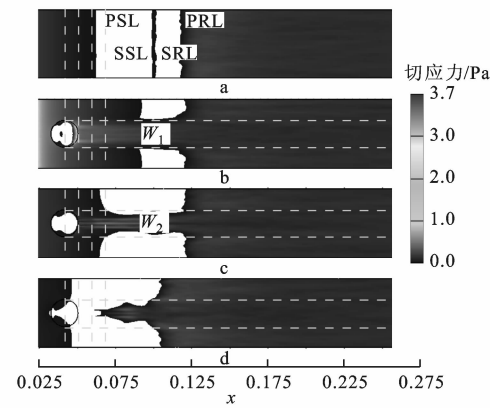
图11 $\delta/h=0.994$ 时 $U_{\text{RMS}}=1$ m/s 等值面



(a) 三视图 (b) z 方向视图

图12 $\delta/h=1.453$ 时 $U_{\text{RMS}}=0.15$ m/s 等值面

图13为壁面时均流向切应力分布云图,图中未着色区域为分离区域.图中4条竖线从左到右分别对应 $x/D=0$ 、 $x/D=0.5$ 、 $x/D=1.0$ 和 $x/D=1.5$ 截面,即球窝中心、球窝后沿、球窝后 $0.5D$ 和球窝后 $1.0D$ 截面.控制前,壁面上出现大面积分离,并有二次分离. $\delta/h=0.378$,由于球窝的作用,壁面分离区域面积约减小为原来的 $1/3$,分离区域流向长度约为原来的 $1/2$,并且在球窝后尾迹区域 W_1 未发生分离. $\delta/h=0.994$,壁面分离区域同样大幅减小,

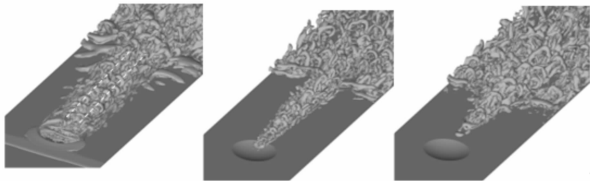


a:控制前;b: $\delta/h=0.378$;c: $\delta/h=0.994$;d: $\delta/h=1.453$
图 13 平板壁面时均流向切应力云图

约为原来的 2/3,分离区域流向长度基本不变,球窝后尾迹区域 W_2 未发生分离. $\delta/h=1.453$,分离区域面积几乎与控制前相当,分离区域向上游移动,球窝内为开口式分离,球窝分离区域和壁面分离区域联接为一个整体区域,分离的球窝尾迹区域由球窝后沿一直延伸到球窝后约 0.75D 的尾迹区域. 可以发现,控制分离流动最有效的区域是球窝后宽度为球窝直径 D 的尾迹区域.

4.2 非稳态结果分析

图 14 为壁面附近某瞬时涡系结构等 λ_2 图. $\delta/h=0.378$,球窝内部涡系较为复杂,连接 2 个焦点并贯穿球窝的马蹄涡明晰可见. 球窝内马蹄涡脱落,并在球窝尾迹区形成两排发夹涡(见图 14 中虚线),尾迹宽度与球窝直径 D 相当. $\delta/h=0.994$,仅在球窝后部存在涡系结构,球窝内部马蹄涡脱落并在球窝尾迹区形成一排发夹涡,尾迹区发夹涡始于球窝后部. $\delta/h=1.453$,球窝尾迹区形成一排发夹涡,发夹涡始于球窝后约 0.5D 位置,这与上述分析的马蹄涡头部位置一致. 在 3 种工况下,尽管球窝后发夹涡的状态和起始位置有所不同,但发夹涡均分布在球窝后宽度为 D 的球窝尾迹区,发夹涡头部抬起且为展向涡,而两腿紧贴壁面形成流向涡,流向涡卷吸主流高能流体,以增强边界层能量,因而控制了流动分离,这与图 13 中所示的球窝尾迹区控制能力最强



(a) $\delta/h=0.378$ (b) $\delta/h=0.994$ (c) $\delta/h=1.453$
图 14 某瞬时球窝附近涡结构

的结论是一致的.

图 15 为 $\delta/h=0.378$ 且在一个涡脱落周期内球窝附近的瞬时涡结构,其中 $T=1.241\times 10^{-3}$ s,与马蹄涡脱落频率 805.66 Hz 相对应(由频谱分析获得). 从图中可以看出,球窝中马蹄涡 A 的形成、发展和脱落过程为: $t=0$ 时,球窝中形成涡 A,随着时间的推进,A 向下游移动; $t=0.5T$ 时,从球窝底部开始形成新的涡结构 A',随着时间的进一步发展,A 继续向下游移动,而 A'则逐渐生长; $t=1.0T$ 时,A 已经完全脱落,而 A'发展为连接球窝内 2 个焦点并贯穿球窝的马蹄涡. 通过对瞬时涡结构的分析,可以确认静压频谱中扰动频率与球窝内马蹄涡脱落周期的一致性,周期性脱落的马蹄涡在球窝尾迹区形成发夹涡排,并对分离流动的控制起主导作用. 另外,图中马蹄涡 B 的发展过程显示了球窝内脱落并到达球窝后沿的马蹄涡形成球窝尾迹区发夹涡的过程. 限于篇幅,这里对 $\delta/h=0.994$ 和 $\delta/h=1.453$ 工况的瞬时涡结构不予详细分析.

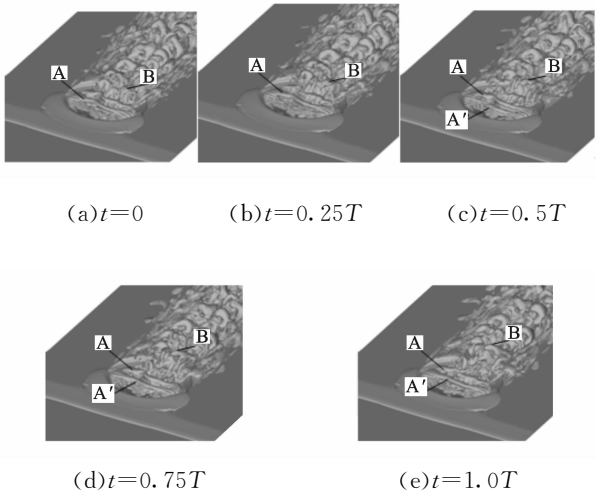


图 15 $\delta/h=0.378$ 时在一个涡脱落周期内的瞬时涡结构

5 结 论

本文采用大涡模拟方法,用具有逆压梯度的平板分离流动来近似低压透平吸力面分离流动,并对逆压梯度条件下球窝的流动特性及球窝对边界层分离流动控制的效果进行了研究,得到了以下结论.

(1) δ/h 值越小,球窝更易将主流高能流体卷吸进入边界层,由此提高了边界层能量,边界层分离流动控制效果更好.

(2)球窝内的马蹄涡周期性脱落并在球窝尾迹区形成宽度与球窝直径相当的发夹涡排. 发夹涡排和球窝内的马蹄涡对边界层分离控制起主导作用.

(3)球窝内连接2个焦点并贯通球窝的马蹄涡对球窝的流动特性起主导作用. 来流被吸卷入球窝, 然后绕着两侧焦点盘旋而上(形成马蹄涡腿), 同时向纵剖面($z=0$ 平面)靠近, 最后在纵剖面附近喷射而出(即马蹄涡头部).

(4)球窝内分离流图谱与来流的 δ/h 有关: $\delta/h=0.378$ 时, 在球窝前沿出现初始分离, 在球窝后部出现一次再附, 一次再附后的剪切流在球窝底部, 并伴随出现二次分离和二次再附; $\delta/h=0.994$ 时, 在球窝前沿发生初始分离, 并在球窝后沿出现一次再附; $\delta/h=1.453$ 时, 球窝内的流动为开式分离, 再附点在球窝下游.

参考文献:

- [1] VOLINO R J. Passive flow control on low-pressure turbine airfoils[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2003, 125(4):754-764.
- [2] BONS J P, SONDERGAARD R, RIVIR R B. Turbine separation control using pulsed vortex generator jets[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2001, 123(2):198-206.
- [3] Bons J P, SONDERGAARD R, RIVIR R B. Control of low pressure turbine separation using vortex generator jets[C]//37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, VA, USA: AIAA, 1999:367.
- [4] VOLINO R J. Separation control on low-pressure turbine airfoils using synthetic vortex generator jets[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2003, 125(4):765-777.
- [5] HUANG Junhui, THOMAS C C, THOMAS F O. Plasma actuators for separation control of low-pressure turbine blades[J]. AIAA Journal, 2006, 44(7):1477-1487.
- [6] SUZEN Y B, HUANG P G. Simulations of flow separation control using plasma actuators[C]//44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, VA, USA: AIAA, 2006:877.
- [7] BLOXHAM M, REIMANN D, CRAPO K. Synchronizing separation flow control with unsteady wakes in a low-pressure turbine cascade[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2009, 131(2):021019.
- [8] 张漫, 乔渭阳. 射流式旋涡发生器对涡轮流动分离控制[J]. 推进技术, 2008, 29(1):67-74.
ZHANG Man, QIAO Weiyang. Numerical simulation of vortex generator jets for low-pressure turbine separation control[J]. Journal of Propulsion Technology,

2008, 29(1):67-74.

- [9] CHEN F, TANG Y P, CHEN M Z. An experimental investigation of loss reduction with riblets on cascade blade surface and isolated airfoils[C]//ASME Turbo Expo. New York, NY, USA: ASME, 1990:207.
- [10] LAKE J P, KING P I, RIVIR R B. Reduction of separation losses on a turbine blade with low Reynolds number[C]//37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, VA, USA: AIAA, 1999:242.
- [11] LAKE J P, KING P I, RIVIR R B. Low Reynolds number loss Reduction on turbine blades with dimples and V-grooves[C]//38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, VA, USA: AIAA, 2000:738.
- [12] CASEY J P, KING P I, SONDERGAARD R. Parameterization of boundary layer control dimples on a low pressure turbine blade [C] // 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reston, VA, USA: AIAA, 2004:3570.
- [13] 乔渭阳, 王占学, 伊进宝. 低雷诺数涡轮流动损失控制技术[J]. 推进技术, 2005, 26(1):42-45.
QIAO Weiyang, WANG Zhanxue, YI Jinbao. Control of separation losses on turbine blade with low Reynolds number[J]. Journal of Propulsion Technology, 2005, 26(1):42-45.
- [14] VOLINO R J, HULTGREN L S. Measurements in separated and transitional boundary layers under low-pressure turbine airfoil conditions[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2001, 123(3):609-613.

[本刊相关文献链接]

凹槽状动叶顶部非定常气膜冷却性能的研究. 西安交通大学学报, 2010, 44(5):5-9.
低雷诺数对透平叶片间隙泄漏流动影响的研究. 西安交通大学学报, 2010, 44(3):11-15.
微型气浮轴承高速透平膨胀机的研制. 西安交通大学学报, 2010, 44(1):61-65.
透平级轴向间隙对非定常流动干涉影响的研究. 西安交通大学学报, 2009, 43(9):9-13.
微型向心透平级速比与DN值的最优选择. 西安交通大学学报, 2009, 43(7):16-20.
透平叶栅二次流瞬态特性试验及动力学分析. 西安交通大学学报, 2009, 43(1):10-14.
毫米级微型透平的气动优化设计研究. 西安交通大学学报, 2009, 43(1):15-19.

(编辑 苗凌 王焕雪)