

文章编号: 1000-8055(2005)04-0549-07

二维涡轮叶栅流场的直接数值模拟

魏东海, 邹正平, 叶建, 严明, 陆利蓬

(北京航空航天大学 航空发动机气动热力重点实验室, 北京 100083)

摘要: 采用高精度有限差分格式求解非定常 $N-S$ 方程组, 对低雷诺数下二维涡轮叶栅流动进行了直接数值模拟, 计算了雷诺数为 10 000, VKI 涡轮叶栅在 0° , 8° 以及 -8° 攻角下的流场, 对涡轮叶栅非定常流动机理做了初步的探讨。计算结果表明: 在叶栅尾缘处, 逆时针方向和顺时针方向的主涡交替在壁面产生, 并和主流相互作用产生二次涡, 而当二次涡与主流连通发生掺混时, 将引起主涡被分割并从叶片表面脱落, 攻角在一定范围内的变化对 VKI 涡轮叶片表面边界层发展影响不明显。文中还对尾迹区的统计量特性和速度亏损特性等进行了研究。

关键词: 航空、航天推进系统; 非定常; 涡轮叶栅; 直接数值模拟; 旋涡脱落

中图分类号: V 211.1

文献标识码: A

Direct Numerical Flow Simulation in a Two-Dimensional Turbine Cascade

WEI Dong-hai, ZOU Zheng-ping, YE Jian,

YAN Ming, LU Li-peng

(National Key laboratory of Aircraft Engines,

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

Abstract: Using high order finite difference scheme, a Direct Numerical Simulation (DNS) of vortex shedding in a two-dimensional VKI turbine cascade has been carried out. The Reynolds number is 10 000, and the angles of attack are 0° , 8° and -8° . The mechanism of unsteady flow in turbine cascade was investigated. Numerical results indicate that, near cascade trailing edge region, clockwise and anticlockwise primary vortices generate alternately from the surface. Secondary vortices form at the interactions of primary vortices and main flow. When secondary vortices mix with the main flow, primary vortices are divided and shedded from trailing edge. The changes of incidence in a certain range have no prominent influences on the development of blade boundary layer. The statistical characteristics and velocity defect characteristics in the wake region are also analyzed.

Key words: aerospace propulsion system; unsteady; turbine cascade;
direct numerical simulation; vortex shedding

自 Von Kármán 在 1912 年研究了涡街的形 成和稳定性等问题以来, 钝物体绕流和非定常尾

收稿日期: 2004-09-08; 修订日期: 2004-12-21

基金项目: 国家自然科学基金资助(50206001)

作者简介: 魏东海(1980-), 男, 陕西汉中, 北京航空航天大学航空发动机气动热力重点实验室硕士生, 主要从事叶轮机械内部流动机理的研究

迹成为倍受关注的课题,它不但涉及流动分离、旋涡的生成和脱落、旋涡的相互干扰等很多基本的理论问题,而且对许多实际工程问题也有非常重要的意义^[1]。旋涡脱落作为涡轮叶栅内部流动的非定常现象之一,经常诱发声学共振和结构振动,在涡轮尾迹区形成的涡街会造成一定的叶型损失;同时,尾迹还将与下游叶片排表面边界层相互作用,并影响下游通道的流动结构,因此正确理解和预测尾缘旋涡脱落对提高叶轮机性能有很重要的作用^[2]。

近年来已经有一些学者对涡轮叶栅内部流动进行了研究。宁卫和何力(1999)曾经利用 RANS 方法对圆柱体和 VKI 涡轮叶片尾缘涡脱落过程进行了数值模拟,得到了涡脱落的宏观流动图画^[2]。但是 RANS 方法并不能对流动中细微的结构进行描述,而且其预测能力受网格质量、湍流模型、计算方法等的影响。如 Sondak 和 Dorley (1998)的研究就表明网格质量对 RANS 计算结果具有较明显的影响,高质量的网格才有可能得到和实验吻合较好的尾缘压力分布以及压力频谱分析结果^[3]。目前的理论分析手段(如 Woodley 等, 1997)虽然能够对叶栅尾缘涡脱落过程进行初步的描述,但还不足以给出具体的非定常流动图画^[4]。而目前的试验手段还不能够对涡脱落的非定常流场进行非常细致的描述^[5]。为了弥补单纯计算能力的不足, Gehrler 等人(2000)采用数值模拟手段与试验相结合的办法对涡轮叶栅尾缘的涡脱落进行了研究,并分析了损失与非定常涡脱落之间的关系,得到了较为清晰的流动图画^[6]。

虽然进行了一系列的理论、实验和数值研究,但由于研究手段的限制,对涡轮尾缘旋涡脱落机制的认识,特别是尾缘涡的产生、发展非定常过程的细致结构还很不够,要全面了解低雷诺数涡轮内部流动问题进而对涡轮内部流动进行控制和组织,就必须对它进行更为详尽的研究。直接数值模拟(DNS)的计算结果准确可靠,可以给出清晰的物理流动图象;其结果可以为流动控制提供新的思路和方法;同时,利用高精度数值模拟计算结果建立的数据库,也有助于建立和校验适于描述分离和转捩等流动现象的湍流模型。

本文采用高精度差分格式,直接离散二维非定常 N-S 方程,在雷诺数为 10 000 的条件下,对二维 VKI 涡轮叶栅在不同攻角下的流动进行了计算,得到了流动的周期解。通过对计算结果的分析,研究了尾缘旋涡的产生和脱落过程,分析了边

界层的发展以及尾迹区的涡街结构,对涡轮叶栅内部非定常流动机理做了初步的探讨。

1 数值方法

1.1 控制方程与差格式

曲线坐标系下二维非定常可压缩的控制方程为:

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \right)$$

式中上标 $\wedge$ 代表曲线坐标系 (ξ, η) 下的变量,其中 $\partial \hat{E} / \partial \xi + \partial \hat{F} / \partial \eta$ 称为对流项, $\partial \hat{E}_v / \partial \xi + \partial \hat{F}_v / \partial \eta$ 称为粘性项,各项定义参见文献[7]。

对流项经矢通量分裂后采用 3 阶迎风紧致格式 UCD3 离散,粘性项采用 4 阶对称紧致格式 SCD4 离散。详细方法参见文献[8]。

1.2 计算网格

本文采用 VKI 涡轮叶栅,有关几何参数和实验结果参见文献[9]。计算域及网格如图 1 所示, x 和 y 坐标以弦长(C)无量纲化,计算域前后各延伸 1.5 倍弦长。本文采用 H 型网格,节点数为 543×143 。利用求解二维 Poisson 方程来划分网格,采用 Hilgenstock 方法控制源项从而调节网格间距和网格正交性^[10]。

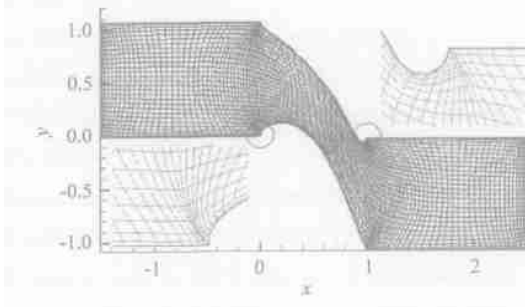


图 1 计算域及网格(网格为隔 5 取 1,前缘和尾缘放大)

Fig. 1 Computational domain and mesh (every 5th node in x -direction and y -direction are plotted leading edge and trailing edge are enlarged)

1.3 定解条件

计算中的雷诺数 $Re = \rho_{\infty} U_{\infty} / \mu_{\infty} = 10\,000$, 马赫数 $Ma_{\infty} = 0.3$, 其中下标 ∞ 表示无穷远流参数。计算的时间步长为 7×10^{-6} (特征时间为 C / U_{∞} ,下同)。在本文中,初始流场赋零值处理。在叶栅的上下表面,采用无滑移边界条件,温度采用绝热条件。叶栅前后延伸部分,全部流动参数满足周期性边界条件。进、出口采用特征边界条件^[11]。

进口为:

$$\begin{aligned} p_b &= \frac{1}{2} (p_\infty + p_e) + \\ &\quad \frac{1}{2} \rho_a (V_\infty - V_e) \cdot n \\ V_b \cdot n &= \frac{1}{2\rho_a} (p_\infty - p_e) + \\ &\quad \frac{1}{2} (V_\infty + V_e) \cdot n \\ \rho_b &= \rho_\infty \left(\frac{p_b}{p_\infty} \right)^{1/r} \quad (S_b = S_\infty) \\ u_b &= u_\infty + (V_b \cdot n - V_\infty \cdot n) n_x \\ v_b &= u_\infty + (V_b \cdot n - V_\infty \cdot n) n_y \end{aligned}$$

出口为:

$$\begin{aligned} p_b &= \frac{1}{2} (p_\infty + p_e) + \\ &\quad \frac{1}{2} \rho_a (V_\infty - V_e) \cdot n \\ V_b \cdot n &= \frac{1}{2\rho_a} (p_\infty - p_e) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} (V_\infty + V_e) \cdot n \\ \rho_b &= \rho_e \left(\frac{p_b}{p_e} \right)^{1/r} \quad (S_b = S_\infty) \\ u_b &= u_\infty + (V_b \cdot n - V_\infty \cdot n) n_x \\ v_b &= u_\infty + (V_b \cdot n - V_e \cdot n) n_y \end{aligned}$$

式中: 下标 b 表示将要计算的边界条件, 下标 e 表示从计算域外插获得的值, n 表示边界上指向计算域内的单位法向矢量。

2 计算结果与分析

求解控制方程, 得到的是随时间变化的非定常解。在程序中, 每 600 个时间步输出一个瞬态流场, 同时记录每个时间步某些指定点的状态参量。通过观察这些点状态参量随时间的变化曲线和瞬态流场的流动图画, 可以发现流场发展到一定阶段后其非定常解具有周期性。

图 2 是某点的总压时域图和总压频谱图。该点位于尾迹中心, 距离尾缘约为 0.2 倍弦长。从

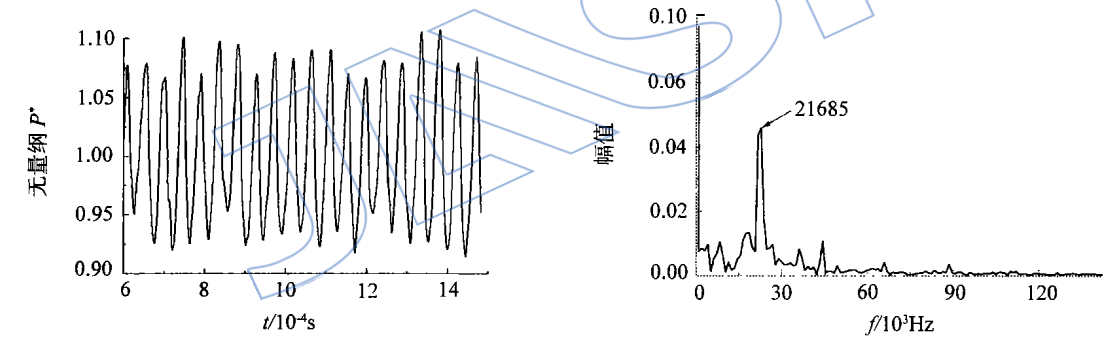


图 2 0 攻角下尾迹区一点的总压时域图和总压频谱图

Fig 2 Trace and frequency spectra of total pressure, angle of attack equals 0 deg

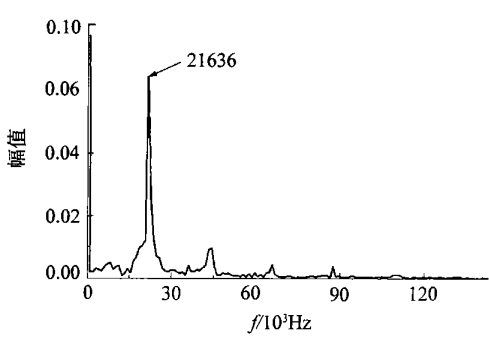


图 3 - 8 攻角下尾迹区一点的总压频谱图

Fig 3 Frequency spectrum of total pressure, angle of attack equals - 8 deg

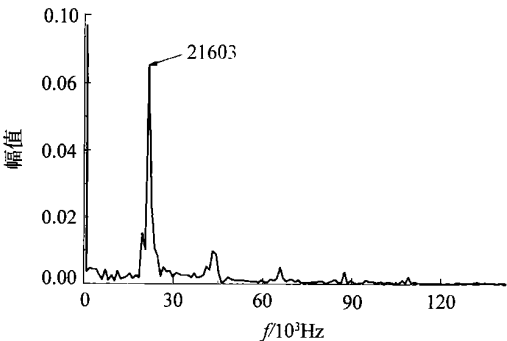


图 4 - 8 攻角下尾迹区一点的总压频谱图

Fig 4 Frequency spectrum of total pressure, angle of attack equals 8 deg

图中可以看出,该点的总压呈周期性变化,这和流场具有周期性的非定常解有关。对总压时域图进行快速 Fourier 变换,就得到了总压频谱图。图中 21 685 Hz 的频率对应的幅值远大于其它频率的幅值,其对应着 0 攻角下叶片尾缘涡脱落的频率。本文还做了在 8 和 -8 攻角下的总压频谱分析图,如图 3 和图 4 所示。总压变化周期和频谱分析得到的频率和 0 攻角的结果很接近。分析原因:涡脱落实际上边界层分离将邻近物面的涡量源源不断的往流体内部输运的结果,即壁面边界层发展和尾缘旋涡的产生密切相关。而在一定范围内,攻角的变化对 VKI 涡轮叶片尾缘表面边界层发展的影响不明显,这一点将在后面进行分析,因此 3 种攻角下涡脱落频率差异很小。

2.1 瞬时流场分析

本文所做的瞬时流场分析都是 0 攻角情况。图 5 首先给出了涡轮叶栅内部熵的分布图。由于旋涡会产生熵增,从瞬时流场中熵的分布,可以看到旋涡的特征。从图中可以看出每一排涡轮叶片的尾缘都有周期性的旋涡脱落,并向下游传播,在尾迹区形成了卡门涡街。



图 5 瞬时流场的等熵图

Fig 5 Instantaneous entropy contours

为了研究尾缘涡脱落的全过程,本文取了一个周期(T)内的若干瞬时流场涡量-流线图进行分析。由图 6 可清晰看见:

在 $t=0$,近尾缘的流体从压力面绕过尾缘流向吸力面,尾缘壁面产生的正涡量促使生成了很小的逆时针方向的主涡 1 和次涡 2。此后,压力面产生的正涡量被卷吸进主涡 1,促进了其涡量的增长。次涡 2 与吸力面一侧的主流方向相反,与之相互作用在 $t=7/40T$ “搓”出顺时针方向的新涡

3。涡 2 和 3 自身强度较小,同时受到主涡 1 和吸力面主流的挤压,尺度增大不明显。主涡 1 不断壮大,逐渐和吸力面一侧主流发生剪切,在 $t=14/40T$ “搓”出顺时针方向的二次涡 4。主涡 1 的涡量继续增长,强度增大。而二次涡 4 和次涡 2 相互作用涡量被耗散,在 $t=17/40T$ 二次涡 4 的涡量被耗散尽。随着二次涡 4 的消失,吸力面一侧的主流被卷吸进近尾缘区,近尾缘区的流动方向变为吸力面流向压力面,主涡被分割并开始从尾缘脱落,向下游运动。

和逆时针旋涡的产生类似,在 $t=21/40T$ 尾缘壁面产生的负涡量促使生成了顺时针方向的主涡 5。吸力面产生的负涡量被卷吸进主涡 5,使得主涡 5 的涡量不断增长,尺度变大。主涡 5 在壮大过程中遇到压力面一侧的主流,由于方向相反发生相互作用,在 $t=29/40T$ 生成了逆时针方向的二次涡 6。吸力面一侧的涡 3 被逐渐增大的主涡 5 卷吸,最终涡量被耗尽。二次涡 6 受到主涡的挤压向压力面一侧运动,在和主流掺混中二次涡 6 的涡量被耗散,在 $t=35/40T$ 涡量耗尽。随着二次涡 6 的消失,压力面一侧的主流被卷吸进近尾缘区,最终主涡 5 被分割并从尾缘壁面脱落,向下游传播。

这样在一个周期内,逆时针方向的主涡 1 和顺时针方向的主涡 5 从尾缘壁面交替脱落,在尾迹区形成了涡街结构。主涡从相对应的主流中卷吸涡量,同时受到这一侧主流的推动向另一侧主流运动,最终被分割从壁面脱落。这个过程中生成了二次涡 4 和 6,二次涡具有以下共性: (1) 都是主涡和主流作用产生的; (2) 在流场中存在时间都很短,即二次涡生成后很快其涡量就被耗散尽; (3) 二次涡与外流连通发生掺混耗散时,将引起主涡被分割从物体上脱落。可以看出主涡的壮大诱发了二次涡的生成,二次涡的耗散促成了主涡的脱落。

2.2 平均流场分析

本文对一个周期做时间平均的流场做为平均流场进行分析。图 7 是 0 攻角平均流场的等马赫数线图。可以看到叶栅通道内压力减小,速度增大的过程。

图 8 和图 9 是在 3 种攻角下叶片表面等熵马赫数和吸力面摩擦系数的对比图。可以看出: 3 种攻角下,等熵马赫数和表面摩擦系数的差异在前缘处比较显著,在尾缘很小。说明在一定范围内,不同的攻角对 VKI 涡轮叶片近壁面流动和边界

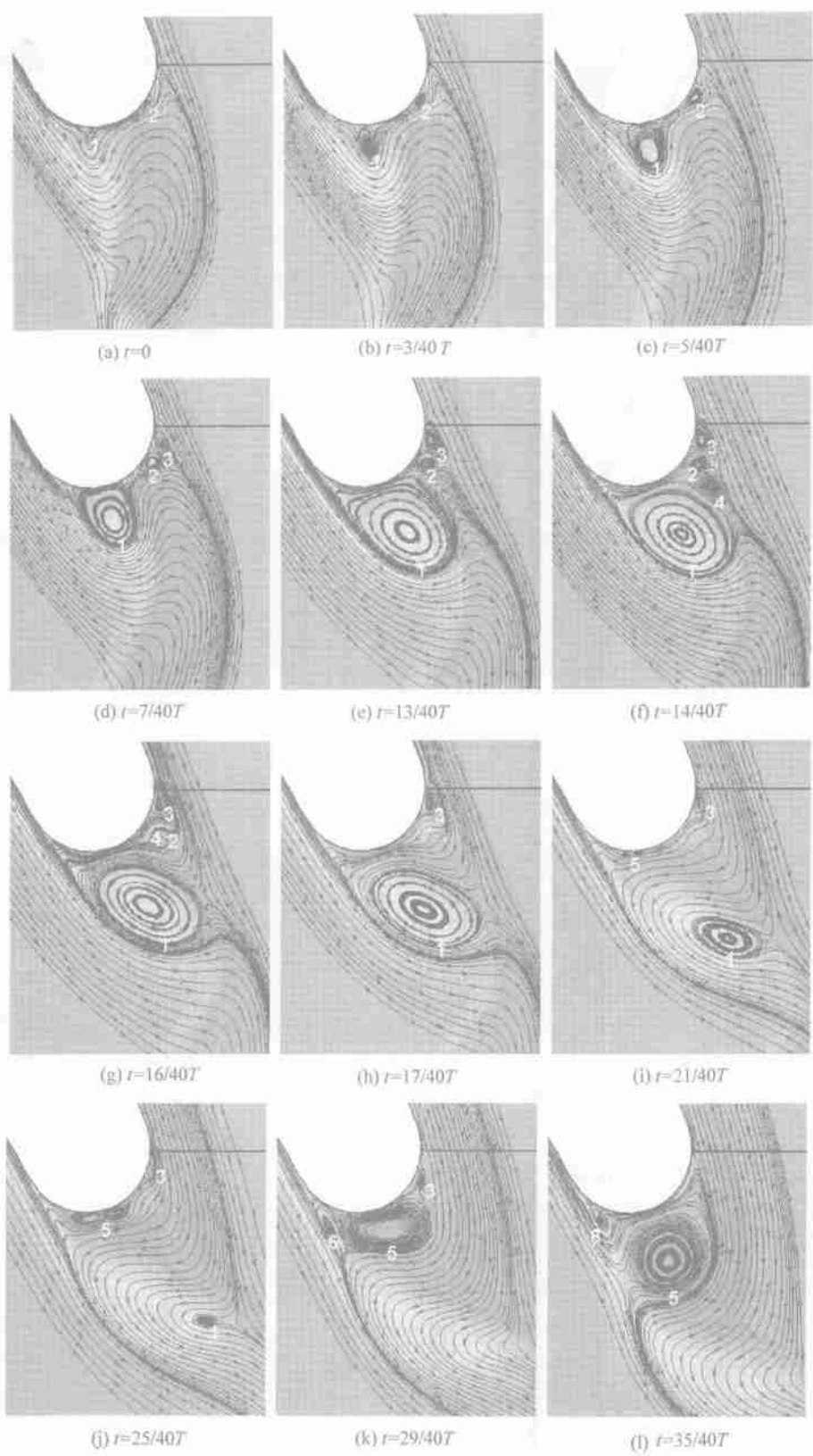


图 6 0 攻角下尾缘旋涡脱落过程的涡量- 流线图

Fig 6 Vortex shedding process of trailing edge, contours of vorticity-velocity field of different time, angle of attack equals 0 deg

层发展的影响仅仅局限在前缘, 对尾缘的流动和 边界层影响很小。

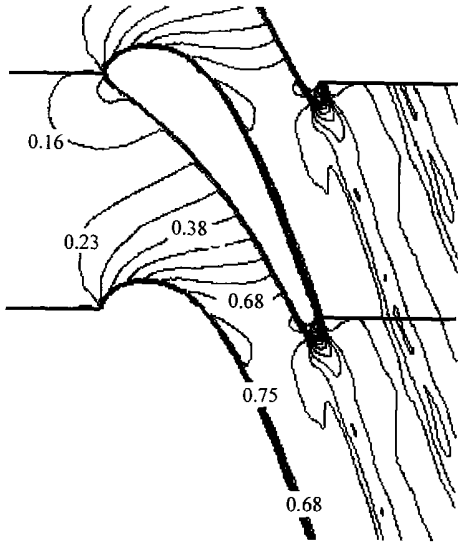


图 7 0 攻角平均流场等马赫数图

Fig 7 Time-averaged Mach number contours, angle of attack equals 0 deg

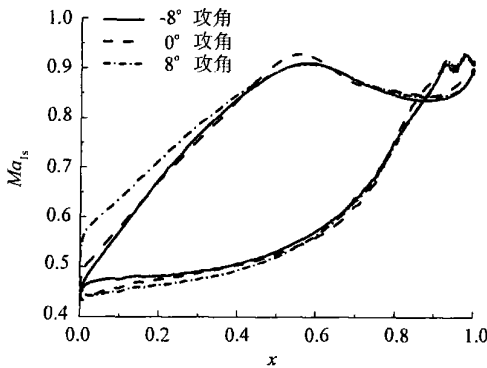


图 8 叶片表面马赫数分布

Fig 8 Isentropic Mach number distribution on the blade surface

图 10 是在尾迹中心线上取的 4 个点速度亏损。图 10(a) 是尾迹中心 4 个点的位置示意图。图 10(b) 纵坐标是尾迹中心线的垂线上的点到尾迹中心线的距离 (D), 正值是吸力面一侧点的距离, 负值是压力面一侧点的距离, 横坐标是沿平行与尾迹中心线方向的速度分量。可以看出, 沿着流向, 尾迹速度亏损逐渐减小, 尾迹吸力面和压力面两侧的速度亏损程度不同, 吸力面一侧的主流速度小于压力面一侧的主流速度。速度亏损图还可反映尾迹流动的一些基本特征, 比如曲线 1 的速度 U 先减小再增大说明在近尾缘区有分离发生。

图 11 为距离尾缘 0.5 倍弦长区域, 0 攻角的速度脉动量的二阶关联量 $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'v'}$ 的计算

结果。分析图象可以发现: $\overline{u'u'}$ 基本上是关于尾迹中心对称; 其最大值在尾缘下游, 距离尾缘约一倍尾缘厚度; 沿着尾迹绝对值迅速衰减。文献[2, 8]

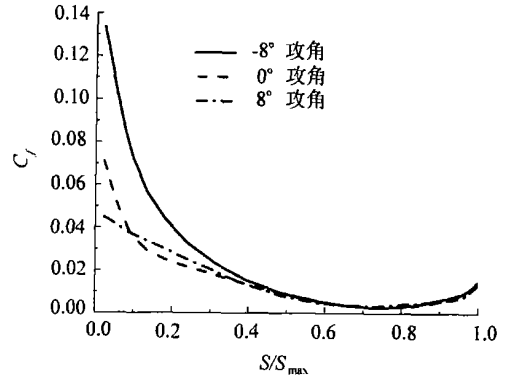


图 9 吸力面摩擦系数分布

Fig 9 Skin-friction coefficient distribution on suction surface

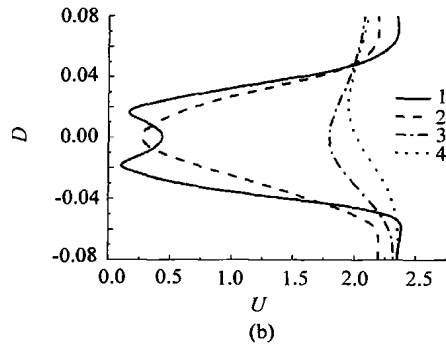
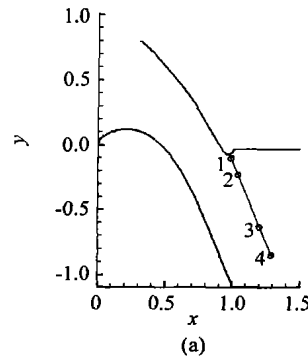


图 10 尾迹区速度亏损

Fig 10 Velocity defect of wake region

中分别指出, 在 0 攻角下, 圆柱体和对称翼型绕流形成的尾迹区, $\overline{v'v'}$ 和 $\overline{u'u'}$ 结构类似, 也是关于尾迹中心对称, $\overline{u'v'}$ 是关于尾迹中心反对称。但对于本文的叶栅流动尾迹区, $\overline{v'v'}$ 则不是关于尾迹中心对称, $\overline{u'v'}$ 也不是关于尾迹中心反对称, 它们幅值的绝对值都是吸力面一侧大于压力面一侧。分析原因主要是由从叶片压力面和吸力面上旋涡

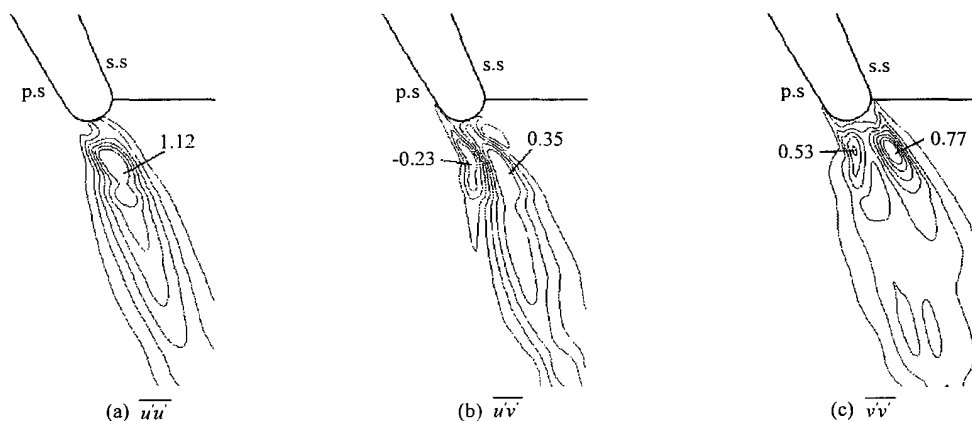


图 11 0 攻角尾迹区统计量的分布

Fig 11 Statistical results in the wake region, angle of attack equals 0 deg

脱落强度的不同造成的。尽管如此,尾迹区各个统计量形态上是相似的:沿着流向,尾迹的宽度都不变厚, $\overline{u'u'}$ 、 $\overline{u'v'}$ 、 $\overline{v'v'}$ 都是沿流向迅速达到极值后,其绝对值都逐渐减小,这一点与圆柱体、对称翼型绕流形成的尾迹特性相似。分析原因,由于叶片尾缘旋涡的不断脱落,在尾迹区形成了涡街的结构,从而导致了速度脉动 u 和 v 的出现,开始时由于速度亏损大,而旋涡涡量较高,有很强的诱导能力,通过吸卷主体流体,旋涡得到增强;但随着速度亏损的减小,旋涡和主流之间,旋涡与旋涡之间相互作用的结果使旋涡被耗散,旋涡涡量减小,逐渐变弱。因此速度脉动 u 和 v 都经历一个由小到大,再逐渐减小的过程。

3 结 论

(1) 涡量通常产生于叶片表面,压力面一侧产生正的涡量,吸力面一侧产生负的涡量,尾缘表面产生的涡量和近壁面的流向有关:当主流从压力面流向吸力面时,产生正的涡量;当主流从吸力面流向压力面时,产生负的涡量。

(2) 逆时针方向和顺时针方向的主涡交替在尾缘壁面产生,并和主流相互作用产生二次涡;而当二次涡与主流连通发生掺混时,将引起主涡被分割并从尾缘脱落,形成了卡门涡街结构。

(3) 攻角在一定范围内的变化,对二维 VKI 涡轮叶片近壁面流动和边界层发展的影响体现在前缘附近,对尾缘附近的流动和边界层影响很小。

(4) 速度亏损图可以反映尾迹内流动的一些基本特征。涡轮叶栅尾迹区的统计量特性: $\overline{u'u'}$ 基本上关于尾迹中心对称, $\overline{u'v'}$ 、 $\overline{v'v'}$ 结构不对称;沿

着流向,尾迹的宽度不断变厚, $\overline{u'u'}$ 、 $\overline{u'v'}$ 、 $\overline{v'v'}$ 都是沿流向迅速达到极值后,其绝对值再逐渐减小。

参考文献

- [1] 童秉刚,张炳喧,崔尔杰.非定常流与涡运动[M].北京:国防工业出版社,1993
- [2] Wei Ning, Li He. Some Modeling Issues on Trailing Edge Vortex Shedding[R]. ASME Paper 99- GT- 183
- [3] Sondak D L, Dorley D J. Vortex Shedding In a Turbine Cascade[R]. AIAA - 98- 3573
- [4] Woodley B M, Peake N. Vortex Shedding from a Cascade of Aerofoil[R]. AIAA - 97- 1814
- [5] Cicatelli G, Sieverding C H. The Effect of Vortex Shedding on the Unsteady Pressure Distribution Around the Trailing Edge of a Turbine Blade[R]. ASME Paper 96- GT- 39
- [6] Gehringer A, Lang H, Mayrhofer N. Numerical and Experimental Investigation of Trailing Edge Vortex Shedding Downstream of a Linear Turbine Cascade[R]. ASME Paper 2000- GT- 434
- [7] 傅德薰.计算空气动力学[M].北京:宇航出版社,1994
- [8] 叶建,林国华,邹正平,等.低雷诺数下二维翼型绕流的流场特性分析[J].航空动力学报,2003,18(1): 38~ 45
- [9] YE Jian, L N Guo-hua, ZOU Zheng-ping, et al. The Analysis of Flow Around 2D Airfoil at Low Reynolds Number [J]. Journal of Aerospace Power, 2003, 18(1): 38~ 45
- [10] Ubaidi M, Zunino P, Campora U. Detailed Velocity and Turbulence Measurement of Profile Boundary Layer in a Large Scale Turbine Cascade[R]. ASME Paper 96- GT- 42
- [11] 张涵信,沈孟育.计算流体力学—差分方法的原理和应用[M].北京:国防工业出版社,2003
- [12] 吴子牛.计算流体力学基本原理[M].北京:北京科学出版社,2001