

文章编号:1000-8055(2013)02-0401-09

低雷诺数 NACA0012 平面叶栅流场直接数值模拟

朱海涛, 单 鹏

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

摘 要: 采用具有 7 阶精度的 weighted essentially non-oscillatory(WENO)差分格式,直接求解可压缩二维非定常 N-S 方程组,研究了 NACA0012 翼型平面叶栅低雷诺数流动的特征.直接模拟及与文献对比的结果表明:叶栅尾缘涡脱落的形成过程与圆柱绕流涡脱落的形成过程非常相似.平面叶栅尾迹区的 2 阶统计量与孤立翼型尾迹区的 2 阶统计量具有相同的分布特征,但前者的强度显著大于后者.周期性的涡脱落不仅在上下翼面形成非定常分离,也使得尾迹区某点的总压发生准周期性的变化.随着栅距的减小,翼型上的平均分离位置向前缘移动;尾迹区某点的总压变化频率及其幅值均显著地增加;而且栅距越小,速度脉动 2 阶统计量反而越大.

关 键 词: 直接数值模拟; 低雷诺数; 平面叶栅; 涡脱落; WENO (weighted essentially non-oscillatory) 差分格式

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Direct numerical simulation of NACA0012 cascade flow at low Reynolds number

ZHU Hai-tao, SHAN Peng

(School of Energy and Power Engineering,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: Low Reynolds number flow field developed around a cascade of NACA0012 was numerically simulated by directly solving the unsteady two-dimensional Navier-Stokes equations through weighted essentially non-oscillatory (WENO) schemes with 7th order accuracy. As compared with references, direct numerical simulation results indicate that vortex-shedding process at the cascade trailing edge is similar to that of flow over a cylinder and the statistical traits of the wake region are similar between cascade flow and single airfoil flow at low Reynolds number, but the former is stronger. The vortex-shedding has a significant impact on the overall flowfield, which forms unsteady separation on the airfoil and makes the total pressure in the wake region vary instantaneously. With the decrease of the pitch, the average separation position moves towards the leading edge; the frequency and amplitude of total pressure in the wake region increase markedly, and the statistics of pulse velocity becomes bigger.

收稿日期:2012-09-18

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130131.0829.201302.401_022.html

作者简介:朱海涛(1982—),男,山西襄汾人,博士生,主要从事叶轮机械气动热力学、计算流体力学研究.

Key words: direct numerical simulation; low Reynolds number; cascade flow; vortex-shedding; WENO (weighted essentially non-oscillatory) scheme

低雷诺数流动对滑翔机、风力机、高空无人机、微型航空器等飞行器及其动力装置的性能有着重要的影响^[1]. 与高雷诺数流动相比,低雷诺数流动通常处于层流状态,由于逆压力梯度的存在,容易出现分离;在翼型或叶片的尾缘处,由于黏性的作用通常出现周期性的涡脱落,形成类似卡门涡街的尾迹. 对于孤立翼型绕流,这些非定常流动现象对翼型的升阻比等气动性能产生重要影响. 在叶栅内部,周期性的涡脱落极易诱发声学共振;且上游叶片产生的尾迹对下游叶片的流动有着巨大的影响. 此外,低雷诺数流动中包含的非定常分离、转捩和旋涡流动也是流体力学理论研究的重要研究对象. 因此,对低雷诺数流动的研究不仅具有重要的实际应用价值,而且也具有一定的理论研究意义.

低雷诺数翼型绕流已存在一定数量的理论和实验研究结果以及大量的数值模拟结果. Lissaman 对低雷诺数翼型的实验研究及其基础理论问题进行了综述^[1]; Mueller 等用烟丝法对低雷诺数翼型的分离过程进行了流场显示^[2];国内,王光华等用 particle image velocimetry (PIV) 技术研究了翼型尾迹的结构及其动力学和运动学机制^[3-4]. Tatineni 等对低雷诺数翼型绕流的分离过程进行了 Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS) 模拟,配合 e-N 转捩预测方法得到了较好的结果^[5];国内叶建等对低雷诺数翼型绕流的尾迹和分离进行了直接数值模拟^[6-7]. Farrel 等通过添加人工可压缩项得到了 NACA 0012 叶栅跨声速流动的势流解^[8]; Bendiksen 和 Hsiao 等分别用有限体积法和有限元方法数值求解 Euler 方程得到了与 Farrel 等相同的跨声速无黏解,并成为 NACA0012 叶栅跨声速无黏流动的公认解^[9-10]; Ahmed 等对 NACA0012 叶栅不可压缩流动进行了 RANS 模拟,并研究了栅距和攻角的影响^[11]. 目前,尚未见研究 NACA0012 叶栅中低雷诺数流动的文献报道.

由于受实验条件的限制,目前还无法对流动分离、旋涡、转捩等复杂现象以及湍流脉动及其各阶统计量等流动细节,进行深入细致的测量. 因此,随着计算机硬件、高精度数值方法和并行技术的不断发展,直接数值模拟已在逐渐成为探索复杂流动机理,揭示其内部规律的极其重要的推进

工具^[12]. 受计算资源的限制,当前尚不易进行具有 10^5 以上实用飞行雷诺数量级的直接数值模拟. 但相较于 RANS 和 large eddy simulation (LES),直接数值模拟由于不依赖于任何湍流模型,所得的数值结果更加准确、可靠;根据直接数值模拟建立的数据库不仅可以给出各个流动时刻清晰的流动图画,而且可以用来建立和检验各种湍流、分离及转捩模型. 同时,这些数据库也是研究复杂流动内部机制的有力工具.

本文即以直接数值模拟为研究手段,对入口为较低马赫数 $Ma_\infty = 0.3$,较低雷诺数 $Re_\infty = 20000$ 的 NACA0012 平面叶栅流动进行了计算. 研究了在 0° 攻角下,翼型尾缘的涡脱落过程,翼型表面的非定常分离及尾迹的结构,还对比研究了孤立翼型和不同栅距叶栅的流场特征.

1 数值方法及程序验证

1.1 数值方法及计算网格

考虑一般曲线坐标下可压缩二维非定常 N-S 方程组

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

上式中左端第一项为非定常项,后两项为无黏项;右端两项为黏性项,它们的具体形式可参见文献[13]. 对无黏项,首先对其进行 Steger-Warming 分裂^[13];然后对分裂后的正负流通矢量项采用具有迎风效应的守恒型差分格式 WENO 计算其空间导数. WENO 格式选用在光滑处有 7 阶精度,间断处有 5 阶精度的 WENO-7 差分格式^[14]. 原始的 WENO 格式引入了较多的数值耗散,这不利于对流动较光滑区域的直接数值模拟. 在本文的计算过程中采用了如下的相对限制器 RL (relative limiter)^[15]

$$w_k = \begin{cases} C_k, & \text{当 } \max(T_{vk}) / \min(T_{vk}) < A_{rl}^{T_v} \\ & \text{且 } \max(T_{vk}) < B_{rl}^{T_v} \\ \omega_k, & \text{其他} \end{cases} \quad (2)$$

其中 w_k 是 WENO-7 差分格式中第 k 个模板的权重,该格式共有 4 个插值模板; C_k 是第 k 个插值模板的最优权重,当选用最优权重时,该格式成为

显式 7 阶偏斜差分格式; T_{vk} 为第 k 个插值模板上的总变差,用来衡量该插值模板的光滑性; ω_k 是 WENO-7 差分格式根据第 k 个模板的光滑性定义的权重,使用该权重时会在间断处或流动不光滑处引入较大的数值耗散;实际计算时取 $A_{rl}^{T_v} = 5.0, B_{rl}^{T_v} = 0.2$. 计算过程中可以发现数值耗散较大的区域集中在有旋涡结构的尾迹区.黏性项中包含的速度和温度的空间导数及黏性项的空间导数均采用具有 8 阶精度的中心差分格式计算.最后得到的关于时间的常微分方程组采用具有 total variation diminishing(TVD)特性的 3 步 3 阶精度的 Runge-Kutta 格式求解.

叶栅流动直接数值模拟的计算网格为如图 1 所示的 H 型网格,为了显示清楚,在 x 方向每隔 40 个网格显示 1 个,在 y 方向每隔 5 网格显示 1 个.翼型上分布了 600 个点,总网格点数为 2031×201 .由于最后得到的是具有(准)周期性的数值解,因此,初值影响是很小的.本文计算中以自由来流为初值进行非定常计算.入口、出口采用二维定常特征边界条件,列出如下

$$\begin{cases} p_b = (p_\infty + p_e)/2 + \rho c(v_\infty - v_e) \cdot n/2 \\ v_b \cdot n = (p_\infty - p_e)/(2\rho c) + (v_\infty + v_e) \cdot n/2 \\ \rho_b = \rho_\infty (p_b/p_\infty)^{1/\gamma} \\ u_b = u_\infty + (v_b \cdot n - v_\infty \cdot n)n_x \\ v_b = v_\infty + (v_b \cdot n - v_\infty \cdot n)n_y \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} p_b = (p_\infty + p_e)/2 + \rho c(v_\infty - v_e) \cdot n/2 \\ v_b \cdot n = (p_\infty - p_e)/(2\rho c) + (v_\infty + v_e) \cdot n/2 \\ \rho_b = \rho_\infty (p_b/p_e)^{1/\gamma} \\ u_b = u_e + (v_b \cdot n - v_e \cdot n)n_x \\ v_b = v_e + (v_b \cdot n - v_e \cdot n)n_y \end{cases} \quad (4)$$

式中 p, c, ρ, u, v 分别为压强、声速、密度、 x 和 y 方向的速度; n 为边界上指向计算域内部的单位向量; ∞, b, e 分别为自由来流、边界处和由计算域外插得到的相应物理量; $\gamma = 1.4$. 翼型表面采

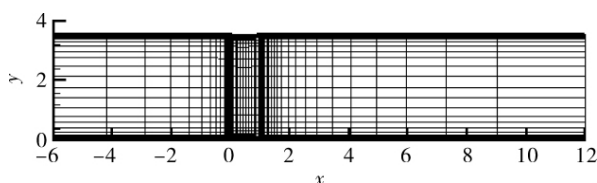


图 1 计算区域及网格(x 方向隔 40 取 1,
 y 方向隔 5 取 1)

Fig. 1 Computational area and grids (every 40th and 5th nodes are plotted in x and y directions)

用无滑移边界条件,绝热壁面;其余边界采用周期性边界条件.

尽管采用了特征边界条件,但试算中可见,由尾迹区旋涡在出口处产生的数值反射仍然对整个流场产生明显的影响.为了进一步消除出口边界数值反射对整个流场的影响,在出口处设置了 x 方向的带有滤波的边界反射扰动缓冲区^[16].缓冲区区间为 $x = 9.0 \sim 12.0$,沿 x 方向布置了 30 个间距不断增加的网格; y 方向为整个叶栅通道的长度.在缓冲区中,对每个守恒变量进行滤波操作;每个时间步进行 1 次滤波.实际计算中采用较为简单的显式滤波,滤波函数为

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{i,j} = \\ f_{i,j} + \sigma[(f_{i+1,j} + f_{i-1,j} + f_{i,j+1} + f_{i,j-1})/4 - f_{i,j}] \end{aligned} \quad (5)$$

滤波强度 σ 定义为

$$\sigma(\tilde{x}) = \alpha \tilde{x}^\beta \quad (6)$$

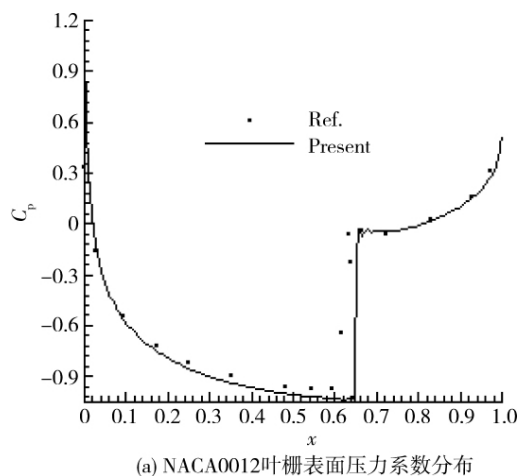
其中 $\tilde{x}$ 是由缓冲区长度及起始和终止坐标定义的归一化坐标; α, β 为经验常数^[17],这里取 $\alpha = 0.05, \beta = 2.0$.这样虽然减少了有效的计算区域,却大大地削弱了出口处数值反射对整个叶栅流场的影响.

1.2 程序验证

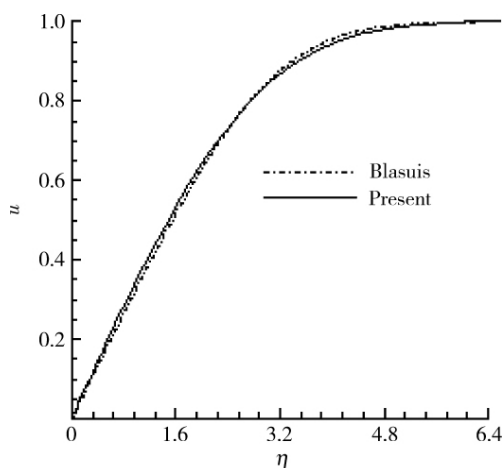
为了检验本文发展程序的正确性和可靠性,首先模拟了具有公认解的 NACA0012 平面叶栅的无黏跨声速流动,所得的数值解与公认解吻合;然后求解了低马赫数层流平板边界层流动,与 Blasius 解吻合甚好.

NACA0012 无黏跨声速流动的计算采用与图 1 相同的 H 型网格;翼型上布置了 200 个点,总的网格点数为 801×101 .入口马赫数 $Ma_\infty = 0.8$;栅距为 $d = 3.6$ (3.6 倍的翼型弦长,下同);攻角为 0° .图 2(a)为翼型表面压力系数分布图,可见本文的数值解和公认解是吻合的,并且具有更高的激波分辨率.

对于层流平板边界层流动的求解,入口处取标准大气海平面处的大气参数,入口马赫数 $Ma_\infty = 0.1$.计算网格在平板附近进行加密,网格总数为 1501×111 .入口和出口采用式(3)、式(4)所示的特征边界条件,物面为绝热无滑移边界条件.图 2(b)为平板层流边界层流动在 $Re_x = 1.45 \times 10^5$ 处的数值解与 Blasius 理论解的对比图,两者吻合甚好.



(a) NACA0012叶栅表面压力系数分布



(b) 层流平板边界层速度分布

图2 程序验证算例

Fig. 2 Examples for code verification

2 NACA0012 平面叶栅直接数值模拟

本文通过直接求解二维瞬态可压缩 N-S 方程,对 NACA0012 平面叶栅进行了直接数值模拟。N-S 方程根据自由来流的速度、密度、温度和翼型弦长进行无量纲化;计算的无量纲时间步长取为 1×10^{-5} ;开始计算时,每 10 000 个时间步输出一个瞬态流场,当观测点的总压和升力系数出现(准)周期性变化后,每 1 000 个时间步输出一个瞬态流场。入口马赫数 $Ma_{\infty} = 0.3$,入口雷诺数 $Re_{\infty} = 20\,000$;安装角为 90° ;攻角为 0° ;除非特别声明,以下的结果均为栅距 $d = 3.6$ 时的结果。

2.1 瞬时流场分析

图3是尾涡失稳前后的压力云图和流线图。由图3(a)可见,在翼型尾缘附近存在一定的逆压力梯度;压力呈上下对称分布,尾涡也基本上、下对称,但由于上、下翼面分别产生负、正的涡量,一对尾涡分别按逆、顺时针旋转。随着非常数计算的

推进,尾缘附近流场的涡量不断增强,这对尾涡也不断地生长,但两者的生长速度并不完全相等。当两者强度的差值达到某一临界点后,压力分布失去上下对称性,生长较快的尾涡首先失稳。在图3(b)中,上翼面尾涡失稳,并与下翼面的主流发生较强的剪切,在下翼面尾涡的末端形成一个高压区。该高压区使下翼面尾涡附近的逆压力梯度增大,促进了下翼面尾涡的生长。当下翼面尾涡生长到一定程度,也会变得不稳定,从尾缘上脱落。这样周而复始,不断地有上、下翼面的旋涡交替地从尾缘脱落,形成尾迹中的涡街结构。这样的涡脱落过程与圆柱绕流的涡脱落过程^[18]是相似的。

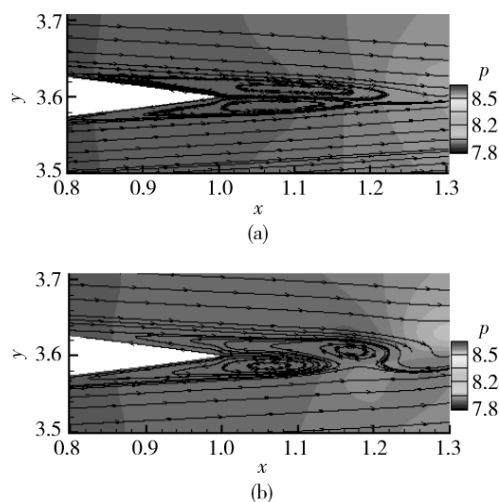


图3 尾涡失稳前后的压力-流线图

Fig. 3 Pressure-streamline before and after destabilization of vortex at trailing edge

图4显示了翼型尾涡的交替脱落过程及在尾迹区形成的涡街结构,其中 T 是涡脱落周期。在一个涡脱落周期刚开始时,即 $t=0$ 时,如图4(a)所示,上一个周期从翼型上表面脱落的顺时针方向旋转的旋涡1已完全离开尾缘,进入尾迹;该旋涡与主流作用,在翼型尾缘后的上半流场形成一个低压区,下半流场相应位置形成一个高压区。该高压区在上一个周期末尾促进了下翼面处逆时针方向旋转的尾涡2的生长。此时,尾涡2已获得充分的发展,变得不稳定;它与上翼面主流发生强的剪切,在尾缘处上半流场产生一个高压区。该高压区提供了上翼面尾涡3快速生长所需的逆压力梯度;同时,使尾缘处上半流场的压力高于下半流场。因此,尾缘附近的流体绕过尾缘,由上半流场进入下半流场。在图4(b)中,顺时针旋转的旋涡3不断从上翼面主流中卷吸流体,快速生长,并使大量的上翼面流体绕过尾缘进入下翼面。这部分流

体与下翼面主流通过剪切作用在下翼面尾缘处形成一个高压区,使旋涡2被切割,逐渐脱离尾缘.在图4(c)中,从下翼面脱落的旋涡2已经完全进入尾迹区.旋涡3获得充分发展后变得不稳定,开始从尾缘处脱落.该旋涡通过与下翼面主流的剪切作用使得下翼面尾缘处又被高压区控制.下翼面流体开始绕过尾缘进入上半流场;同时,由于有逆压力梯度的存在,新的下翼面尾涡4开始生长.上翼面旋涡3的脱落过程和下翼面旋涡2的脱落过程完全一致.交替脱落的尾涡在翼型尾迹区形成类似 Karman 涡街的结构.图4(d)为某时刻,流场中的密度云图,尾迹中每个低密度区均与一个旋涡结构对应.

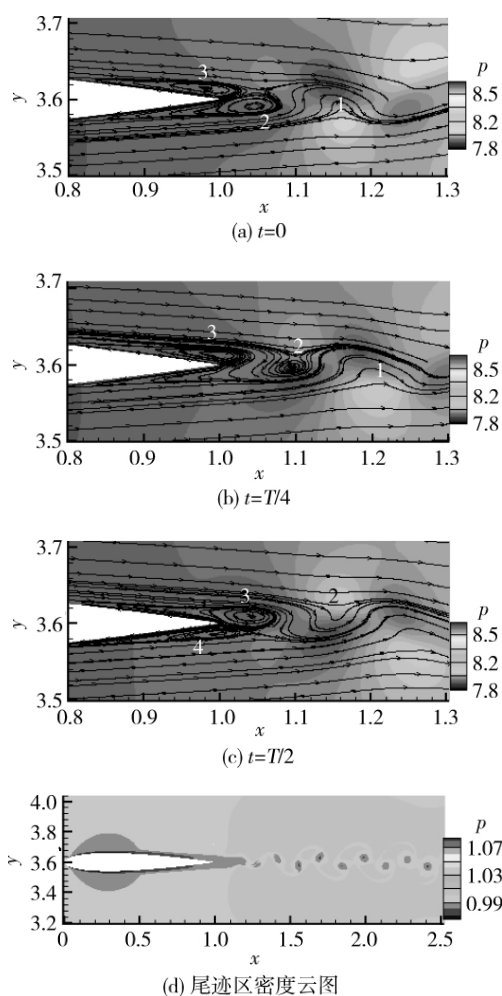


图4 尾涡脱落过程的压力-流线和尾迹区密度云图

Fig. 4 Pressure-streamline of vortex-shedding at trailing edge and contours of density in the wake

图5分别是上、下翼面尾涡脱落后的涡量云图.从图中可以看出,翼型表面附近流场的涡量很大;上下翼面的涡量符号相反;在尾迹区,符号相

反的两种涡量相互作用产生具有相反符号涡量的旋涡.

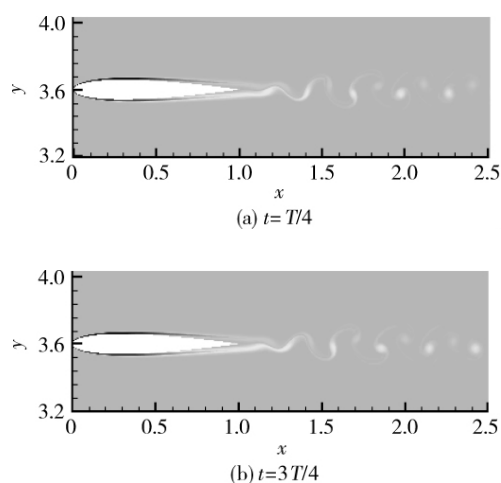


图5 尾涡脱落后的涡量云图

Fig. 5 Vorticity contours of vortex-shedding

周期性的涡脱落对整个流场产生巨大的影响.尾缘处的涡脱落,在翼型后部产生非定常分离.由于叶栅是静止的,因此分离点应满足

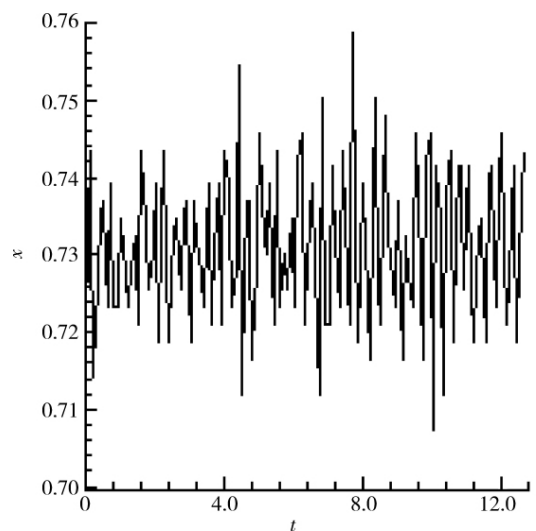
$$u_s = \frac{\partial u_s}{\partial n} = 0 \quad (7)$$

其中 s 是指翼型表面切线方向.显然,分离点和摩擦因数为0的点重合.图6(a)为翼型上表面摩擦因数为0的点的位置随时间的变化曲线.可见翼型表面上的分离区是非定常的.图6(b)是尾迹中心线上距翼型尾缘0.2倍弦长处总压随时间的变化曲线.由于尾缘处周期性的涡脱落,使得尾迹区该点的总压也发生着(准)周期的变化.

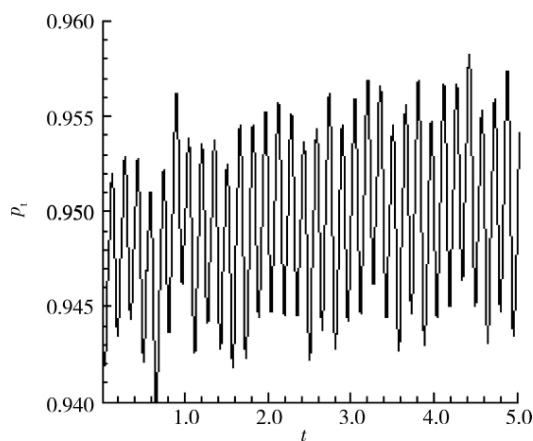
2.2 时均流场分析

当流动进入周期或准周期状态后,每0.01个无量纲时间输出一个瞬时流场,共输出700个流场.总计7个无量纲时间,约10个涡脱落周期.对所得的所有瞬态流场进行时间平均即得时均流场.图7给出了时均流场的马赫数云图、压力-流线和涡量云图.可以看出时均流场上下对称;在尾缘处有一对对称的尾涡;涡量的分布也上下对称,但上下两部分的涡量符号相反.这与圆柱绕流时均流场的特征相似.图8是翼型上下表面的压力系数和摩擦因数的分布曲线;2条曲线几乎完全重合,说明时均流场具有很强的上下对称性.根据上一小节的分析,图8(b)中的零点即为平均分离位置.上下翼面均在0.73019弦长处.

图9是翼型尾迹区速度脉动量2阶统计量的等值线图.可以看出, $\overline{u'u'}$ 关于尾迹中心线上下



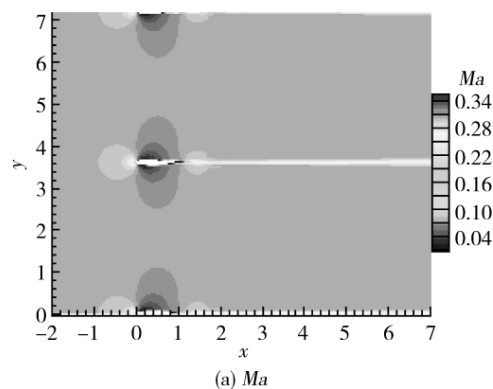
(a) 翼型上表面分离位置随时间的变化曲线



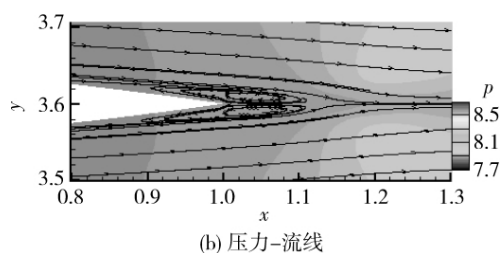
(b) 尾迹中心一点总压随时间的变换曲线

图 6 分离位置及尾迹中心某点总压变化的时间序列

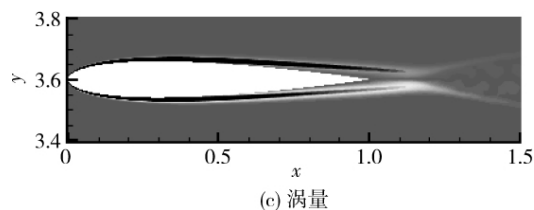
Fig. 6 Time series of separation and total pressure in the wake



(a) Ma



(b) 压力-流线



(c) 涡量

图 7 时均流场马赫数分布图、压力-流线图和涡量分布图

Fig. 7 Contours of Mach number, pressure, vorticity and streamline in the average flow field

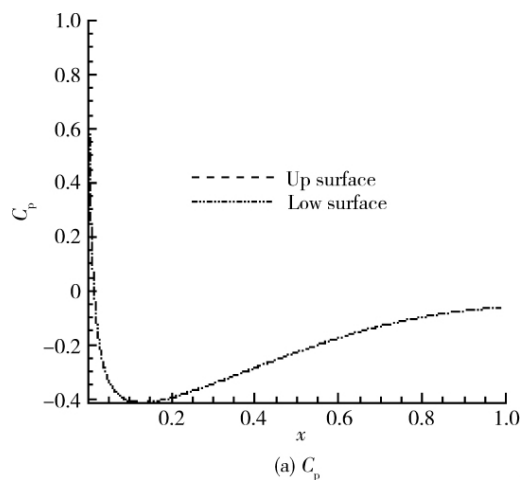
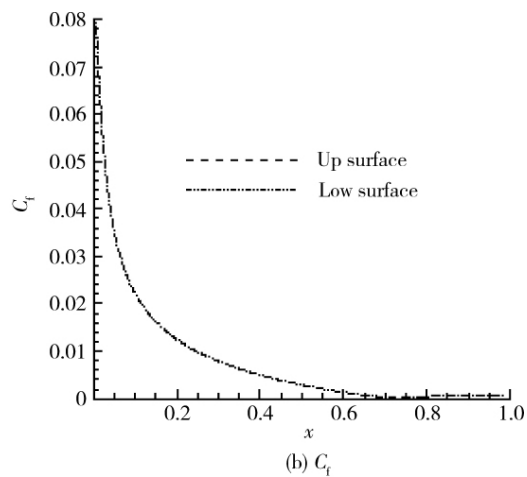
(a) C_p (b) C_f

图 8 时均流场翼型表面压力和摩擦因数分布

Fig. 8 Pressure and skin friction of airfoil surfaces in the average flow field

对称,在垂直于尾迹中心线方向上有 2 个上下对称的极值点. $\overline{u'v'}$ 也是关于尾迹中心线上下对称,但在垂直于中心线方向只有一个极大值,且位于中心线上. $\overline{u'v'}$ 关于中心线呈反对称分布;在垂直于中心线方向上也有 2 个上下对称的、绝对值的极大值点. 它们的共同点是其绝对值在流向上均迅速增加到最大值,然后逐渐减小. 其原因在于速度脉动量主要来自尾迹区旋涡和主流的相互

作用;在靠近尾缘处,旋涡的涡量较大,有较强的卷吸能力,与主流的剪切较为强烈;随着涡量不断耗散,两者之间的相互作用逐渐减小,速度脉动量也逐渐减小。

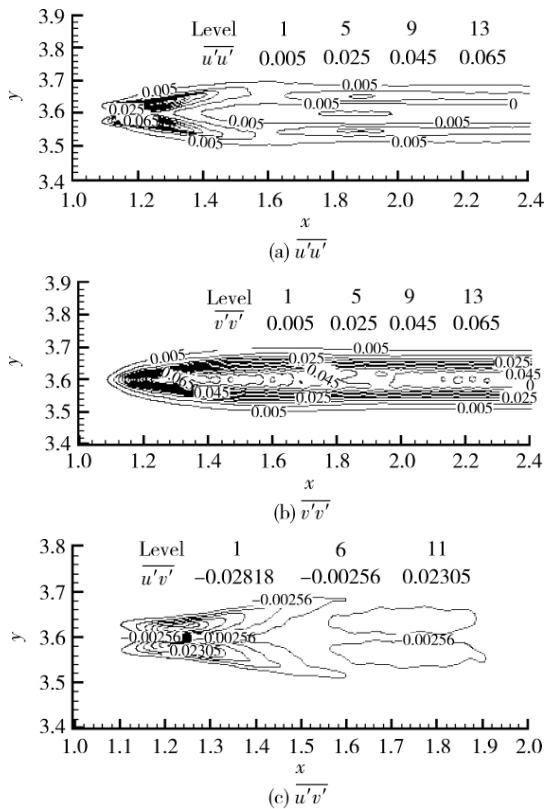


图9 速度脉动2阶统计量的分布

Fig. 9 Second-order statistics of velocity fluctuation

文献[6]采用紧致差分格式——对流项和黏性项分别采用具有3阶精度的迎风型紧致格式和4阶精度的对称型紧致格式,计算了入口马赫数 $Ma_\infty=0.3$, $Re_\infty=10\,000$ 的孤立翼型尾迹区速度2阶统计量的分布. 与该文献对比可以发现,叶栅尾迹速度的2阶统计量与孤立翼型的相应2阶统计量具有相同分布特征. 表1给出了该文献 0° 攻角的计算结果与本文不同栅距情形下的计算结果. 对比得到的基本规律为,栅距越小,各个速度脉动2阶统计量反而快速地增大。

表1 叶栅和翼型尾迹速度脉动2阶统计量最大值的对比

Table 1 Comparison of maximum statistics in the wake of cascades and airfoil

孤立翼型	$d=\infty^{[6]}$	$d=3.6$	$d=1.8$	$d=1.0$
$\overline{u'u'}$	0.046	0.06695	0.07117	0.08623
$\overline{v'v'}$	0.055	0.07082	0.07875	0.11336
$ \overline{u'v'} $	0.027	0.03303	0.03391	0.04336

2.3 栅距的影响

为了研究栅距对叶栅流场的影响,本文对栅距 $d=3.6, 1.8, 1.0$ 三种情形进行了计算. 图10是 $d=3.6, 1.0$ 两种栅距下时均流场的压力分布云图, $d=1.8$ 的压力分布介于两者之间. 可以发现在翼型尾缘后面有2个上下对称分布的高压区. 在瞬时流场中这2个区域总是高低压交错分布,产生上下翼面分离所需的逆压力梯度. 在时均流场中,该区域的压力分布也与平均分离位置有关. 图11是3种栅距情形下翼型上下表面压力系数和摩擦因数的分布曲线;为了显示清楚摩擦因数的零点,即分离的平均位置,图11(b)图只显示了后0.4弦长内摩擦因数的分布. 3种栅距对应的平均分离位置分别为0.73019, 0.71886, 0.70037. 由图11(a)可知,随着栅距的增大,翼型表面的压力显著地减小,而在图10中尾缘后部高压区的压力基本不变;因此,随着栅距的减小,尾缘附近流场的逆压力梯度会明显地增大,进而分离程度会增大,分离位置向前移动。

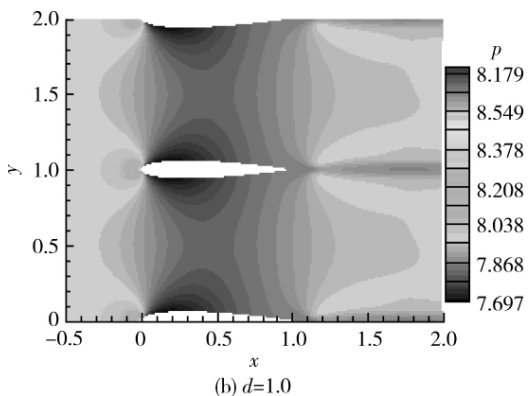
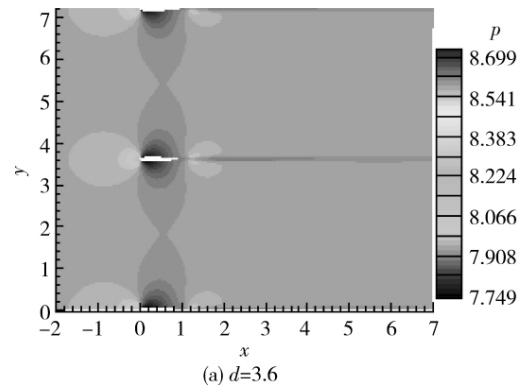


图10 不同栅距下时均流场压强的分布

Fig. 10 Contours of pressure for different pitches in average flow field

图12是3种栅距情形下,翼型表面等熵马赫数的分布曲线和尾迹区一点总压的频谱图;该点

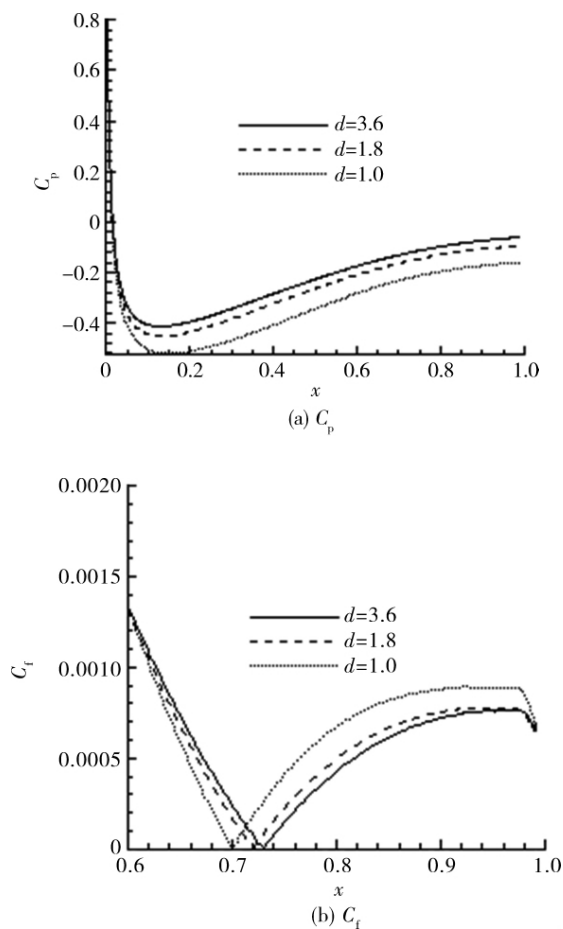


图 11 不同栅距下翼型表面压力和摩擦因数分布

Fig. 11 Pressure and skin friction of airfoil surfaces with different pitches

在尾迹中心线上距离尾缘 0.2 倍弦长处. 其中横坐标对应的是无量纲频率

$$f = f_0 L_0 / V_0 \quad (8)$$

图 12(a), 图 12(b) 和图 12(c) 中的主频率及幅值分别为 (6.5918, 0.0237), (6.64063, 0.04138) 和 (6.83594, 0.06818). 可见, 随着栅距的减小, 总压变化的主频率和幅值均增大. 由图 12(d) 知, 栅距减小, 翼型表面的等熵马赫数增大, 即叶栅通道内主流的速度增大; 在主流的作用下, 尾迹内旋涡的迁移速度增加, 因此, 尾迹区的总压变化频率也相应的增加. 由上面分析知, 随着栅距的减小, 叶

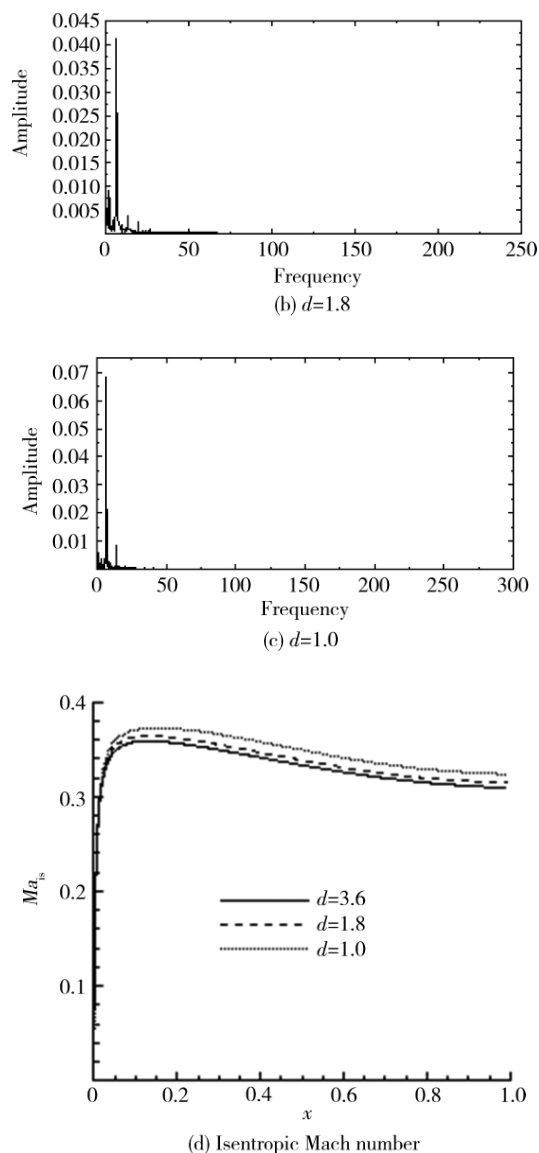
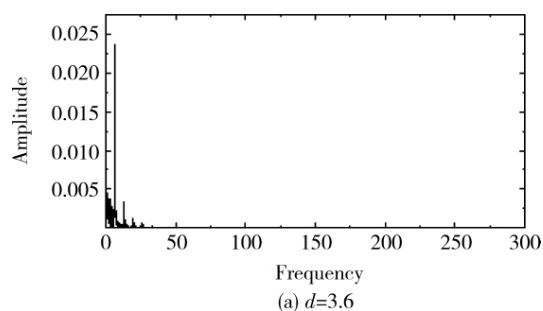


图 12 不同栅距下尾迹区一点总压频谱图及翼型表面等熵马赫数的分布

Fig. 12 Frequency spectra of total pressure at a point in the wake and the isentropic Mach number on the airfoil surfaces with different pitches

栅后部的分离越大, 逆压力梯度也越大; 因此, 在尾迹中, 旋涡与高速的主流剪切作用也会越剧烈, 导致总压的变换幅值也显著地增大. 在 3 种栅距情形下, 尾迹区 2 阶统计量的分布具有相同结构; 区别在于随着栅距的减小, 3 个速度 2 阶统计量的绝对值均显著的增大.

3 结 论

通过对 NACA0012 叶栅的直接数值模拟得到以下结论:

1) 在非定常的计算过程中, 首先在叶栅尾缘处出现一对较稳定尾涡; 随着计算时间的推移, 翼

型表面附近流场的涡量不断增强,尾涡逐渐失稳,在尾缘形成周期性的涡脱落.在尾迹中形成类似 Karman 涡街的结构;在翼型表面形成非定常分离.

2) 涡量主要分布在翼型表面附近的流场中;叶栅上下表面的涡量符号相反.在尾迹区,2 种符号相反的涡量相互作用,形成涡量符号交替分布的尾涡结构.

3) 在 0° 攻角下,时均流场具有较好的上下对称性.尾迹区速度脉动 2 阶统计量的分布与低雷诺数孤立翼型绕流的分布具有相同的特征;但强度均比后者大.

4) 随着栅距的减小,叶栅通道内的主流速度不断增加,翼型表面的平均分离越大,分离位置向越向前缘方向移动;尾迹区总压的变化频率和幅值均增大.栅距越小,各个速度脉动 2 阶统计量反而越大.

参考文献:

- [1] Lissman P. Low Reynolds number airfoils[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1983, 15: 223-239.
- [2] Mueller T J, Batill S M. Experimental studies of separation on a two-dimensional airfoil at low Reynolds numbers[J]. AIAA Journal, 1982, 20(4): 457-467.
- [3] 王光华, 刘宝杰, 刘涛, 等. 翼型近尾迹流动的 PIV 研究: 运动学特性[J]. 航空动力学报, 1999, 14(2): 119-124.
WANG Guanghua, LIU Baojie, LIU Tao, et al. A PIV study of near wake flow of airfoil: Part I kinematic characteristics[J]. Journal of Aerospace Power, 1999, 14(2): 119-124. (in Chinese)
- [4] 刘宝杰, 王光华, 高歌. 翼型近尾迹流动的 PIV 研究: 动力学机制[J]. 航空动力学报, 1999, 14(2): 125-130.
LIU Baojie, WANG Guanghua, GAO Ge. PIV study of airfoil near wake flow: Part II dynamic mechanism[J]. Journal of Aerospace Power, 1999, 14(2): 125-130. (in Chinese)
- [5] Tatineni M, Zhong X L. Numerical simulation of unsteady low Reynolds number airfoil aerodynamics[R]. AIAA-1997-1929, 1997.
- [6] 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.
YE Jian, LIN Guohua, ZOU Zhengping, et al. The analysis of flow around a 2-D airfoil at low Reynolds number[J]. Journal of Aerospace Power, 2003, 18(1): 38-45. (in Chinese)
- [7] 叶建, 邹正平, 陆利蓬, 等. 低雷诺数下翼型前缘流动分离机制的研究[J]. 北京航空航天大学学报, 2004, 30(8): 693-697.
YE Jian, ZOU Zhengping, LU Lipeng, et al. Investigation of separation mechanism for airfoil leading edge flow at low Reynolds number[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2004, 30(8): 693-697. (in Chinese)
- [8] Farrel C, Adamczyk J. Full potential solution of transonic quasi-three dimension flow through a cascade using artificial compressibility[J]. Journal of Engineering for Power, 1982, 104(1): 143-153.
- [9] Bendiksen O O. Euler calculations of unsteady transonic flow in cascades[R]. AIAA-91-1104, 1991.
- [10] Hsiao C, Bendiksen O. Finite element Euler calculations of unsteady transonic cascade flows[R]. AIAA-92-2120, 1992.
- [11] Ahmed N, Yilbas B S, Budair M O. Computational study into the flow field developed around a cascade of NACA 0012 airfoils[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1998, 167(1/2): 17-32.
- [12] Moin P, Mahesh K. Direct numerical simulation: a tool in turbulence research[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30: 539-578.
- [13] 傅德熏, 马延文, 李新亮, 等. 可压缩湍流直接数值模拟[M]. 北京: 科学出版社, 2010.
- [14] Wu M, Martin M P. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp[J]. AIAA Journal, 2007, 45(4): 879-889.
- [15] Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted essentially non-oscillatory schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126(1): 202-228.
- [16] Gloerfelt X, Lafon P. Direct computation of the noise induced by a turbulent flow through a diaphragm in a duct at low Mach number[J]. Computers & Fluids, 2008, 37(4): 388-401.
- [17] 叶建. 非定常环境中叶片边界层时空演化机制的大涡模拟[D]. 北京: 北京航空航天大学, 2008.
Ye Jian. Large-eddy simulation of blade boundary layer spatio-temporal evolution under unsteady disturbances[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2008. (in Chinese)
- [18] 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.