

湍流度对翼型绕流影响的数值模拟及与实验的对比*

李韶武¹, 王 庶¹, 王健平², 米建春²

(1. 北京大学 湍流与复杂系统国家重点实验室,北京 100871;
2. 北京大学 工学院 力学与空天技术系,北京 100871)

(胡文瑞推荐)

摘要: 研究了 NACA0012 翼型在低 Reynolds 数不同湍流度下的空气动力学特性. 既运用了有限谱法和 QUICK 格式相结合的数值计算方法,又通过实验手段,研究了湍流度对流场的影响,并得到了计算与实验相符的结果. 计算结果说明了有限谱法的高精度及与其他格式结合后应用的灵活性. 对翼型受力和流场的结果分析显示:低湍流度下无明显的失速特征,高湍流度下失速特征明显;湍流度还对边界层后的剪切层有很大影响,高湍流度的受力特征和流场结果与高 Reynolds 数下的情形相似.

关键词: 有限谱法; 湍流度; 边界层; 剪切层; 升力; 阻力; 失速

中图分类号: O35 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2011.08.007

引 言

近年来,随着小型风机和微型空中飞行器等应用领域的兴起,低 Reynolds 数翼型的研究逐渐受到重视^[1]. 目前针对 Reynolds 数 $Re = 10^2 \sim 10^4$ 下翼型的研究,有 Kunz 等^[2]、Akbari 等^[3]和 Alam 等^[4],在数值模拟和实验方面对翼型进行了测力和流场的分析,但没有研究湍流度对翼型的空气动力学特征的影响.

小型风机受到近地面气层和风场的影响,湍流度 ($T_u \equiv |u'|/U$, 其中 u' 为脉动速度, U 为平均速度)通常可以达到 10%,所处的流场状况不稳定,湍流度也时常发生变化. 文献[5-8]研究了 Reynolds 数 ($Re = 10^4 \sim 10^5$)的翼型,表明了湍流度的增加能够提高翼型的气动力学性能. 但是对于较低 Reynolds 数下的翼型,分离泡失速现象开始消失^[9],最大升力系数和失速角的概念不再适用,湍流度高低对于翼型性能的影响值得探讨.

本文重点研究来流湍流度对较低 Reynolds 数下翼型受力的影响,选用 NACA0012 翼型. 本文既通过有限谱-QUICK 格式的方法对 Reynolds 数 ($Re = 5\ 300$ 下)不同湍流度的翼型受力

* 收稿日期: 2011-02-21; 修订日期: 2011-05-08

基金项目: 国家基础研究 973 计划资助项目(2007CB714601); 国家自然科学基金资助项目(10872006)

作者简介: 李韶武(1986—),男,河南人,博士生(E-mail: shaowu0393@126.com);
王健平(1961—),男,吉林人,教授,博士(联系人. E-mail: wangjp@pku.edu.cn).

及流场进行了数值模拟分析,同时通过实验手段进行了测量验证.本文侧重点在于数值模拟方法,实验部分将另文讨论^[10].

1 计算方法

复杂流场一直是阻碍谱方法计算的一个主要问题^[11-14].原因在于谱方法的全域性与物体形状或流场性质的局域性的矛盾.为了使谱方法如同有限差分法、有限元法一样,可以计算任意复杂形状和复杂性质的流体力学问题,王健平提出了有限谱法^[15-17].这是一种以点为单位的局域谱方法,既具有高精度的长处,又避免了全域性的短处,与其他高精度格式相结合,可以构造各种各样的计算方法.

计算中,我们采用了C型贴体网格,因此需要把控制方程变化到计算坐标 (ξ, η) 下.变换后的二维粘性不可压缩流动的N-S方程的无量纲化守恒形式为

$$\begin{cases} \nabla^2 p = 2J \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) - \frac{\partial D}{\partial t}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + J \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{uU}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{uV}{J} \right) \right] = -J \left(\frac{\partial y_{\eta} p}{\partial \xi} - \frac{\partial y_{\xi} p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{Re} \nabla^2 u + f_x, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + J \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{vU}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{vV}{J} \right) \right] = -J \left(-\frac{\partial x_{\eta} p}{\partial \xi} + \frac{\partial x_{\xi} p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{Re} \nabla^2 v + f_y, \end{cases} \quad (1)$$

其中, u, v 分别是 x 方向和 y 方向的速度分量, p 为压力, f_x, f_y 分别是 x 方向和 y 方向的体积力.记速度散度为 $D = \partial u / \partial x + \partial v / \partial y$,而 U, V 为计算平面内的逆变速度,表示物理平面内流体总速度对于网格曲线坐标矢量的分量,它们与 u, v 的关系是:

$$U = J(y_{\eta} u - x_{\eta} v), \quad V = J(-y_{\xi} u + x_{\xi} v).$$

在式(1)中, f_x, f_y 分别是 x 方向和 y 方向的体积力.这个力是为了让流体加速到指定速度而虚拟的作用于全场的力,与质点的位置无关,而只是时间的函数.由于是从0时刻慢慢开始加速,初始流场是均匀流场,计算过程中速度的增加也是相对平缓的,可以较快地提升 p 的迭代时间.

假设无穷远处指定的速度大小为 v_0 ,机翼的攻角为 θ ,我们取质量力为

$$f_x(t) = \frac{v_0 \cos \theta}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

$$f_y(t) = \frac{v_0 \sin \theta}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (3)$$

其中, τ 是一个时间常数,代表加速过程的快慢,显然,当时间 t 趋于无穷大时,流场无穷远处的速度大小也趋于 v_0 .

在计算中,为了确保扰动速度可以影响到翼型周围流场并保证相应的湍流度,我们采取在图1竖线的地方加扰动速度.为了保证尾流湍流度为各向同性,扰动速度为

$$\begin{cases} u = f(T_u) | \sin(\text{rand}(\quad)) |, \\ v = f(T_u) | \cos(\text{rand}(\quad)) |, \end{cases}$$

$\text{rand}(\quad)$ 函数为C++中自带的随机数生成器.随着 $f(T_u)$ 选取的不同,湍流度也随之变化.

有限谱法(finite spectral method)是王健平提出的一种局域化的谱方法.有限谱的插值公式为

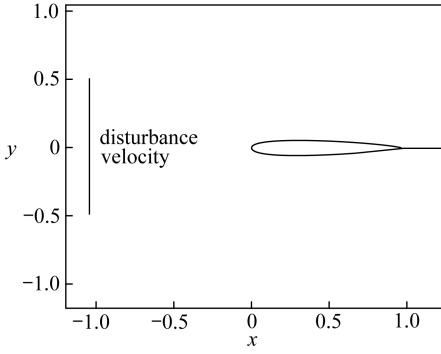
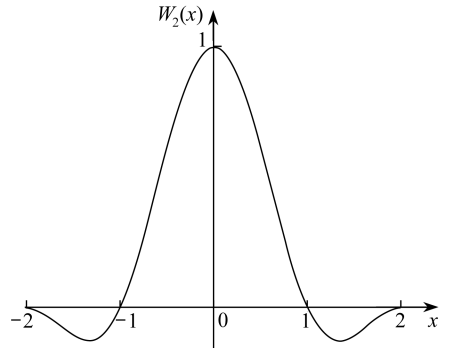


图1 扰动速度示意图

Fig. 1 Schematic diagram of disturbance velocity

图2 有限谱插值基函数 ($N = 2$)Fig. 2 Finite spectral interpolation function ($N = 2$)

$$f(x) \approx \sum_{j=i-N+1}^{i+N} f(x_j) W_N(x - x_j), \quad x_i \leq x \leq x_{i+1}, \quad (4)$$

其中

$$W_N(x) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N D_n \cos \frac{n\pi x}{N\Delta x},$$

$$D_n = \begin{cases} 0.5, & n = 0, N, \\ 1, & n = 1, 2, \dots, N-1, \end{cases}$$

D_n 为有限谱插值基函数, N 为有限谱的阶数. 以 $N = 2$ 为例, $W_2(x)$ 函数形状如图 2 所示. 有限谱基函数的特征: 任意一点对其周围有限区域的影响, 在其本身最大, 向两侧迅速衰减; 其函数值也以式(1)~(4)的形式受周围有限区域的影响, 如图 3 所示.

由于有限谱基函数具有无限可微及容易构造的特点, 我们发展了有限谱-QUICK 格式. 具体的内容参考文献[18].

下面以一个实例说明有限谱法的精度. 我们用有限谱法计算波动方程:

$$u_t + u_x = 0,$$

$u(x, t)$ 定义在区间 $[0, 1]$, 初值条件为

$$u(x, 0) = \sum_{n=0}^N \{ \cos[2\pi n(x + 0.5)] - \sin[2\pi n(x + 0.5)] \},$$

其精确解为

$$u(x, t) = \sum_{n=0}^N \{ \cos[2\pi n(x + 0.5 - t)] - \sin[2\pi n(x + 0.5 - t)] \},$$

给出的离散点是 32 个, 用三阶 ($N = 3$) 的有限谱法求各离散点 u_x , 同时用三阶中心差分格式计算此问题. 图 4 为计算结果. 从图 4 中, 我们可以看到有限谱法相对于差分法的优越性, 差分法计算过程中出现了相位误差, 而有限谱法没有相位差. 可见有限谱法在计算非定常波动问题时, 精度要明显优于有限差分法.

初始条件和边界条件

假设流体从静止状态开始运动, 即计算的初始条件为

$$u^0 = v^0 = 0, \quad p^0 = 1.$$

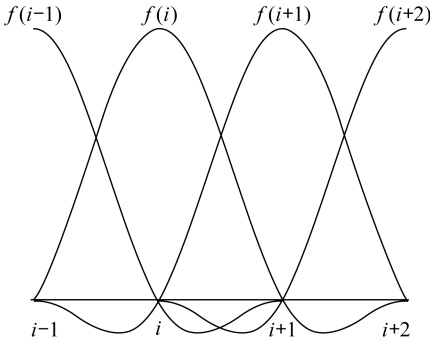


图3 有限谱插值 (N = 2)

Fig.3 Finite spectral method (N = 2)

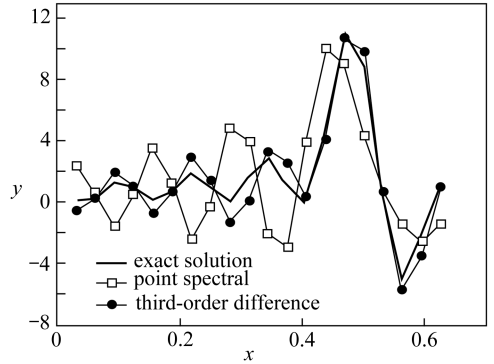


图4 插值结果 (N = 3)

Fig.4 Interpolation results (N = 3)

在无穷远边界处,物理量的一阶导数为0的条件为

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} = 0, \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0, \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0.$$

在物面上,速度边界条件为 $u = v = 0$. 压力在边界的条件为

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial \eta} &= x_\eta \frac{\partial p}{\partial x} + y_\eta \frac{\partial p}{\partial y} = \\ &= \frac{J\gamma}{Re} \left(x_\eta \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + y_\eta \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} \right) + x_\eta f_x(t) + y_\eta f_y(t) = \\ &= \frac{2J\gamma}{Re} (x_\eta u_1 + y_\eta v_1) + x_\eta f_x(t) + y_\eta f_y(t), \end{aligned}$$

其中 $\gamma = x_\xi^2 + y_\xi^2$.

2 实验方法

实验在香港理工大学水洞实验室循环式水洞中进行. 实验选用相同的翼型 NACA0012, 翼展 0.27 m, 弦长为 0.1 m, 翼型对应的 Reynolds 数和湍流度与计算实例相同. 有关实验装置及具体的实验方法参见文献[10]. 这里只介绍最新测量中采用的粒子成像测速技术(PIV).

PIV 是一种瞬时、多点、无接触式的流体力学测速方法. PIV 技术能在同一瞬态记录下大量空间点上的速度分布信息, 并可提供丰富的流场空间结构以及流动特性. 另外还具有较高的测量精度. 实验采用 Dantec 公司的 PIV2100 系统, 流场示踪粒子选用直径为 20 μm 的玻璃珠. PIV 处理时使用的诊断窗大小为 8×8, overlap 为 50%, 处理后得到的速度矢量场为 256×256, 精度足以显示翼型表面流动状态.

3 结果与讨论

计算选用的翼型 NACA0012, 如图 5 所示, 我们采用的网格是 321×108 的 C 型网格, 机翼弦长的无量纲长度是 1, 从机翼表面到无穷远边界的距离是机翼弦长的 30 倍. 翼型对应的 Reynolds 数为 $Re = 5\,300$, 湍流度为 0.6% 和 6%.

为了揭示湍流度对超低 Reynolds 数翼型受力的影响, 本文从升阻力系数、流场显示及翼型表面流动状态等对翼型流场进行全面综合的研究.

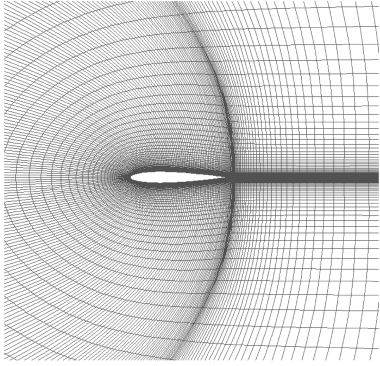


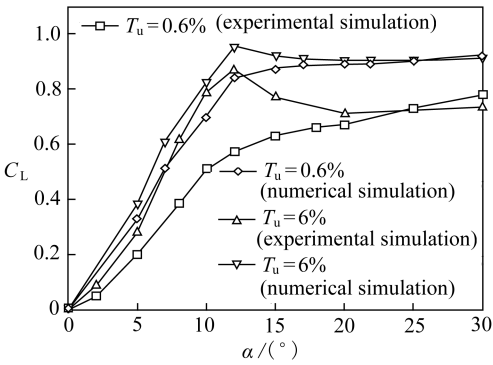
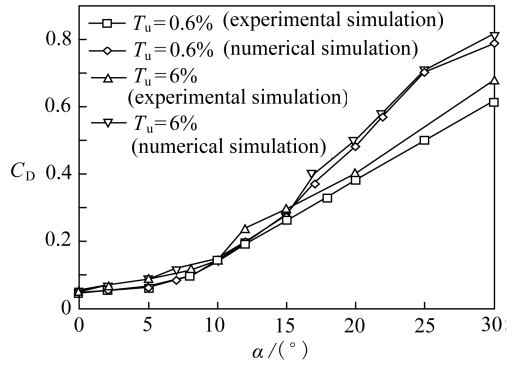
图5 翼型附近计算网格

Fig. 5 Grid near foil

3.1 升力系数和阻力系数

图6和图7分别给出了升力系数(C_L)和阻力系数(C_D)在不同湍流度(T_u)下随攻角(α)的变化情况。可以看到,计算结果和实验结果的趋势符合得很好。由于低Reynolds数下翼型受力的测量具有微小的误差和细微的三维效应,以及实际气流的粘性作用,导致实验结果比计算结果稍小。

从升力系数曲线中观察到,在低湍流度($T_u = 0.6\%$)下,升力系数 C_L 随着攻角 α 的增大而增大,由于分离泡的消失,没有观察到失速的现象。在高湍流度($T_u = 6\%$)下,随着攻角 α 的增大,升力系数 C_L 相对于低湍流度 T_u 有所增

图6 不同湍流度攻角 α 下翼型 C_L 曲线Fig. 6 Dependence of C_L on α 图7 不同湍流度攻角 α 下翼型 C_D 曲线Fig. 7 Dependence of C_D on α

大,并在攻角为 12° 时达到最大值。当攻角继续增大时,开始出现失速现象。高低2种湍流度 T_u 下升力系数 C_L 曲线有着明显的差别。

从图7中阻力系数曲线观察到,攻角为 0° 时,高低2种湍流度 T_u 下阻力系数 C_D 差别很小,当随着攻角的增大,高湍流度 T_u 下的阻力系数 C_D 相对于低湍流度 T_u 下有增大的趋势。在高湍流度 T_u 下,攻角从 11° 到 14° ,阻力系数 C_D 相对于低湍流度 T_u 提升得更为明显一些,正是翼型失速的明显特征。

3.2 流动显示结果

图8给出了不同湍流度 T_u 下翼型表面涡量图的计算结果,图9为实验的LIF结果。2种结果符合得很好。可以看出,在不同的湍流度 T_u 下,翼型表面的流场有着显著的区别。

1) 边界层分离点的位置不同,高湍流度 T_u 下,边界层分离点更靠前。在小攻角时,高低2种湍流度 T_u 下,上沿的机翼后缘边界层开始发生分离。低湍流度 T_u 时,层流边界层在很小的攻角时即发生完全分离,没有出现边界层重新附着的现象,也不会产生升力突降的失速现象。前一部分的升力系数曲线已经充分证明了这一点。

2) 高湍流度 T_u 下,层流边界层分离后,层流边界层已经经受不起下游过大的逆压梯度,于是会重新附着到翼型表面,形成分离泡。分离泡使得翼型在较大攻角范围内保持边界层不与翼面完全分离,使得环量相应地增加,根据Kutta-Joukowski定理可知,升力也相应增大。

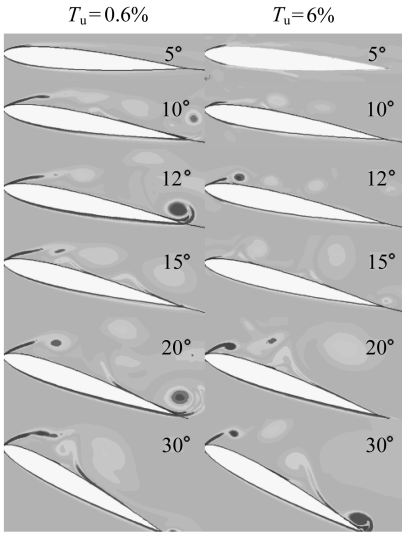


图8 翼型表面涡量图(计算结果)

Fig.8 Vorticity distribution of airfoil surface (calculated results)

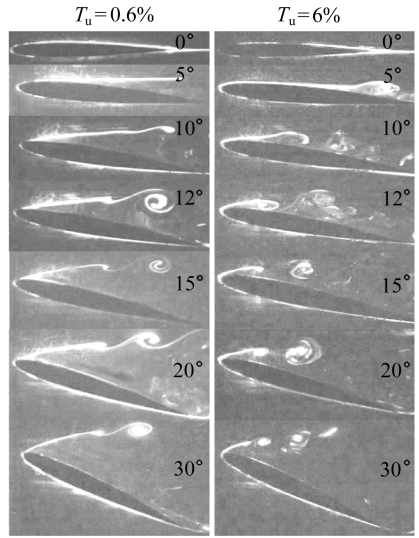


图9 LIF结果

Fig.9 Results of laser-induced fluorescence

3) 高湍流度 T_u 相对于低湍流度 T_u , 剪切层保持层流稳定状态的距离缩短, 转捩点提前, Kelvin-Helmholtz (K-H) 涡产生也较早.

3.3 流场的数值模拟和 PIV 测量结果

图 10 和图 11 分别为数值模拟和 PIV 测量的平均涡量场. 从图中可以明显地观察到, 计算和实验的结果符合得较好. 图中的实线代表逆时针方向的涡量等值线, 为正值; 而虚线代表顺时针方向的涡量等值线, 为负值. 涡量等值线集中的地方代表速度梯度大. 从涡量等值线可以反映出边界层及剪切层的位置、发展及变化.

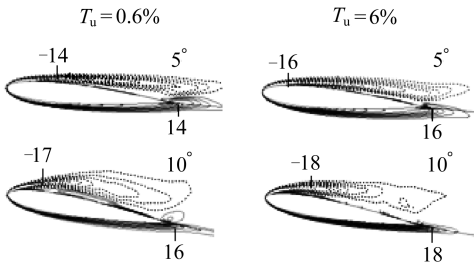


图10 平均涡量场(计算结果)

Fig.10 Average vorticity field (calculated results)

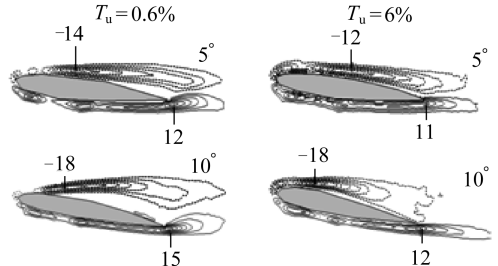


图11 平均涡量场(PIV结果)

Fig.11 Average vorticity field (PIV results)

观察 10° 攻角时的涡量场, 当湍流度 $T_u = 0.6\%$ 时, 翼型前缘上表面出现了正的涡量场, 这代表了边界层与翼面完全分离. 当湍流度 $T_u = 6\%$ 时, 原本保持分离的剪切层又出现了重新附着, 在涡量场上的表示则是翼面上的涡量为负值. 这与流动显示的结果是相符的. 湍流度 T_u 的增大对翼型前缘处的涡量并无明显影响, 而对后缘涡量影响较大, 同时我们也发现翼型上表面后半部分涡量为正, 这也代表了边界层分离后翼型表面出现了明显的回流现象.

图 12 至图 15 分别为计算和实验的平均速度场 u , 图中实线和虚线分别表示速度的正负. 我们可以通过 $u = 0$ 和 $u = u_{\infty}$ 的轮廓线来判断边界层或剪切层的位置. 从图中可以看到, 计算

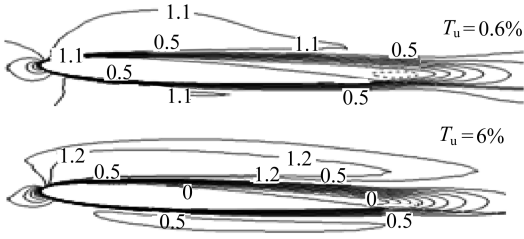


图 12 平均速度场 u (计算结果, $\alpha = 5^\circ$)

Fig. 12 Average velocity field u
(calculated results with $\alpha = 5^\circ$)

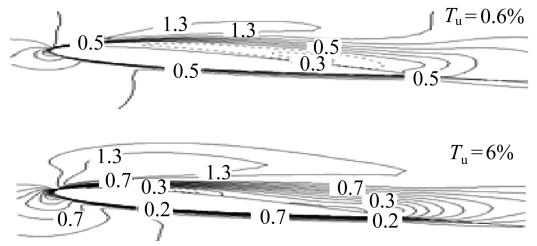


图 13 平均速度场 u (计算结果, $\alpha = 10^\circ$)

Fig. 13 Average velocity field u
(calculated results with $\alpha = 10^\circ$)

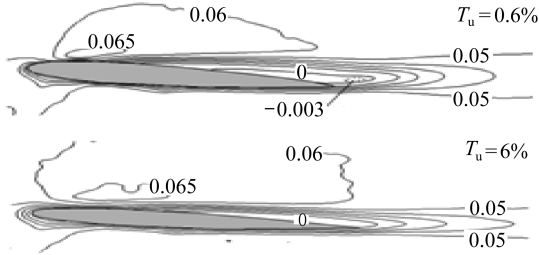


图 14 平均速度场 u (PIV 结果, $\alpha = 5^\circ$)

Fig. 14 Average velocity field u
(PIV results with $\alpha = 5^\circ$)

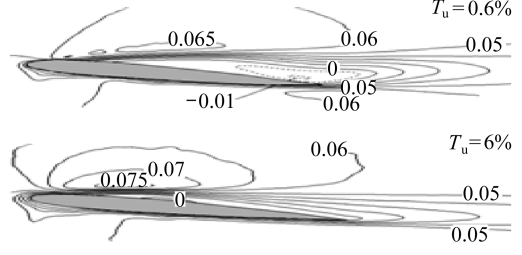


图 15 平均速度场 u (PIV 结果, $\alpha = 10^\circ$)

Fig. 15 Average velocity field u
(PIV results with $\alpha = 10^\circ$)

结果与实验结果符合得很好。

观察 10° 攻角时的速度场, 湍流度 $T_u = 6\%$ 时, 可以明显地看到 $u = 0$ 等值线与翼型上表面所包含的区域尚未扩展至翼型尾部, 即仍是封闭的分离泡, 而低湍流度 T_u 下, 该区域已扩展至翼型下游, 表示边界层已完全分离。

3.4 讨论

从升阻力和流场的结果可以看出, 低湍流度 T_u 时翼型表面边界层很早就发生分离, 观察不到分离泡的形成, 而高湍流度 T_u 下翼型表面在特定攻角下形成分离泡, 并发生失速现象。分离泡产生则推迟了边界层的分离, 使得翼型升力得到提升。

湍流度 T_u 增加引发分离泡产生的原因, 可以从流动显示和流场结果中得到解释。根据前面的分析, 湍流度 T_u 的增加加强了来流对边界层的扰动, 使得层流转捩提前, 从而促进了分离泡的形成。

通过对流场平均涡量及平均速度场的分析, 还发现了升阻力变化与流场的涡量极值点及速度极值点等特征量密切相关, 从而从另一个角度解释了翼型升阻力发生变化的原因。

4 结 论

本文研究了 Reynolds 数为 5 300, 湍流度 T_u 分别为 0.6% 和 6% 下 NACA0012 翼型的绕流问题, 计算结果与实验结果相比, 得出如下结论:

- 1) 有限谱与其他格式相结合的数值模拟方法, 计算结果准确, 具有较高精度;
- 2) 针对来流湍流度对低 Reynolds 数下翼型流场的研究, 总结了湍流度对翼型流场和升阻力系数的影响;

3) 湍流度变化时,翼型的升阻力系数会发生质的变化,由于有分离泡的生成,在高湍流度的情况下,流动会发生明显的失速现象。

参考文献:

- [1] Mueller T J, DeLaurier J D. Aerodynamics of small vehicles[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2003, **35**: 89-111.
- [2] Kunz P, Kroo I. Analysis, design, and testing of airfoils for use at ultra-low Reynolds numbers[C]//*Proceedings of a Workshop on Fixed and Flapping Flight at Low Reynolds Number*. Indiana: Notre Dame, 2000: 349-372.
- [3] Akbari M H, Price S J. Simulation of dynamic stall for a NACA0012 airfoil using a vortex method[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, **17**(6): 855-874.
- [4] Alam M M, Zhou Y, Yang H X, Guo H, Mi J. The ultra-low Reynolds number airfoil wake [J]. *Experiments in Fluids*, 2010, **48**(1): 81-103.
- [5] Hoffmann J A. Effects of freestream turbulence on the performance-characteristics of an airfoil[J]. *AIAA Journal*, 1991, **29**(9): 1353-1354.
- [6] Mish P F, Devenpor W J. Mean loading effects on the surface pressure fluctuations on an airfoil in turbulence [C]//*7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. The Netherlands: Maastricht, 2001.
- [7] Gilling L, Sørensen N N, Davidson L. Detached eddy simulations of an airfoil in turbulent inflow[C]//*47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. Orlando, Florida, 2009.
- [8] Mckeough P J, Graham J M R. Effect of mean loading on the fluctuating loads induced on aerofoils by a turbulent stream[J]. *Aeronautical Quarterly*, 1980, **31**(1): 56-69.
- [9] Huang R F, Lin C L. Vortex shedding and shear-layer instability of wing at low-Reynolds numbers[J]. *AIAA Journal*, 1995, **33**(8): 1398-1403.
- [10] 王庶, 米建春. 大湍流度对超低雷诺数下翼型受力及绕流的影响[J]. *航空学报*, 2011, **32**(1): 41-48. (WANG Shu, MI Jian-chun. High turbulence intensity effects on airfoil at very low Reynolds number[J]. *Acta Aerodynamica et Astronautica Sinica*, 2011, **32**(1): 41-48. (in Chinese))
- [11] Hussaini M Y, Zang T A. Spectral methods in fluid dynamics[J]. *Ann Rev Fluid Mech*, 1987, **19**: 339-367.
- [12] Wang J P. Key to problems in spectral methods[C]//Hafez M, Oshima K. *Computational Fluid Dynamics Review* 1998. Singapore: World Scientific, 1998: 369-378.
- [13] Morchoisne Y. *Inhomogeneous Flow Calculations by Spectral Methods: Mono-Domain and Multi-Domain Techniques*[M]. Hampton, V A: Workshop on Spectral Method, 1982.
- [14] Patera A T. A spectral element method for fluid dynamics: laminar flow in a channel expansion[J]. *J Comput Phys*, 1984, **54**(3): 468-488.
- [15] Wang J P. Finite spectral method based on non-periodic Fourier transform[J]. *Computers & Fluids*, 1998, **27**(5/6): 639-644.
- [16] 王健平. 谱方法的基本问题与有限谱法[J]. *空气动力学报*, 2001, **19**(2): 161-171. (WANG Jian-ping. The basic problems of spectral method and finite spectral method[J]. *Aerodynam-*

- ic Journal*, 2001, **19**(2): 161-171. (in Chinese))
- [17] Wang J P. Finite spectral method for compressible and incompressible flows[J]. *Computational Fluid Dynamics Journal*, 2002, **10**(4): 569-574.
- [18] Wang J P. Numerical calculation of flows passing circular cylinder by finite spectral QUICK method[J]. *J Yokkaichi University*, 1999, **3**(1): 71-78. (in Japanese)

Effect of Turbulence Intensity on Airfoil Flow: Numerical Simulations and Experimental Measurements

LI Shao-wu¹, WANG Shu¹, WANG Jian-ping², MI Jian-chun²

(1. *State Key Laboratory on Turbulence and Complex Systems, Peking University, Beijing 100871, P. R. China;*

2. *Department of Mechanics and Aerospace Engineering, College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, P. R. China*)

Abstract: Effect of the turbulence intensity of the oncoming stream on the aerodynamic characteristics of NACA-0012 airfoil was investigated by a direct numerical simulation. The numerical results were found to be consistent with the experimental measurements. Based on the finite spectral QUICK scheme, the simulation gets the high accuracy results. Both the simulation and experiment reveal that the airfoil stall does not exist for low turbulence intensity, however, occurs when the turbulence intensity increases sufficiently. Besides, the turbulence intensity has a significant effect on both the airfoil boundary layer and the separated shear layer.

Key words: finite spectral method; turbulence intensity; boundary layer; shear layer; lift force; drag force; airfoil stall