DOI：10.13245/j.hust.250082

S809翼型非定常气动性能雷诺数效应的数值研究

郑小波[1,2] 徐 晟[1] 李 晔[1,2,3] 秦 鹏[1]
(1．兰州理工大学绿色能源与储能学院，甘肃 兰州 730050；2．甘肃省风力发电工程技术创新中心，甘肃 兰州 730050；3．南方科技大学工学院，广东 深圳 518000)

摘要 为研究雷诺数(*Re*)对S809翼型非定常气动与流场特性的影响，使用计算流体力学方法数值求解二维非定常雷诺平均纳维-斯托克斯方程，探讨了气动力非定常特性与流场时空演化的关系．结果表明：各雷诺数下升阻力系数均随攻角α增大而从稳定收敛状态转变为非定常周期性波动状态，状态转变临界攻角随雷诺数增大而减小，在$\alpha=18°$处均转变为周期性波动状态；在升阻力系数稳定收敛状态下，流场主要流动结构为一对平直涡量层，在升阻力系数周期性波动状态下，无量纲波动频率随雷诺数先增大后减小；当$Re=3.0\times10^5$时，主要流动结构为翼型附近交替生成和脱落的反向涡旋，并在尾流形成卡门涡街，当$Re=5.0\times10^5$，6.5×10^5时，主要流动结构为翼型附近一对蜿蜒涡量层，涡量层强度沿尾流流线波动并逐渐衰减．

关键词 风力机；S809翼型；计算流体动力学；雷诺数；非定常；气体动力学；涡动力学
中图分类号 TK83；O355 **文献标志码** A **文章编号** 1671-4512(2026)10-0037-07

Numerical study on Reynolds number effect on unsteady aerodynamics of S809 airfoil

ZHENG Xiaobo[1,2] *XU Sheng*[1] *LI Ye*[1,2,3] *QIN Peng*[1]
(1．School of Green Energy and Energy Storage，Lanzhou University of Technology，Lanzhou 730050，China；2．Gansu Technology Innovation Center of Wind Power Generation Engineering，Lanzhou 730050，China；3．College of Engineering，Southern University of Science and Technology，Shenzhen 518000，Guangdong China)

Abstract To study the Reynolds number (*Re*) effect on the unsteady aerodynamics and flow fields of the S809 airfoil，the computational fluid dynamics method was used to numerically solve the two-dimensional unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations，and the relation between the unsteady aerodynamics characteristics and the spatial-temporal evolution of the flow fields was explored. Results show that，for all *Re* values，the lift and drag coefficients experience a transition from a stably convergent state to an unsteady state of periodical fluctuations as the angle of attack (α) increases. The critical angle of attack for the state transition decreases with the increasing *Re*，and the lift and drag coefficients experience a transition to the periodically fluctuating state at $\alpha=18°$ for all the studied *Re* values. In the stably convergent state，the main flow structure of the flow field is a pair of straight vorticity layers. In the periodically fluctuating state，the dimensionless fluctuation frequency increases first and then decreases with *Re*. At $Re=3.0\times10^5$，the main flow structure is a pair of opposite rotating vortices which are alternately generated and shed near the airfoil，and the vortex pairs form the Kármán vortex street in the wake. For $Re=5.0\times10^5$, 6.5×10^5，the main flow structure is a pair of meandering vorticity layers near the airfoil，whose intensity fluctuates and gradually decays along the streamlines in the wake.

Key words wind turbine；S809 airfoil；computational fluid dynamics；Reynolds number；unsteady；aerodynamics；vortex dynamics

收稿日期 2025-03-05.
作者简介 郑小波(1991—)，男，副教授，E-mail：xzwtzxb@lut.edu.cn.
基金项目 国家自然科学基金资助项目(12302298)；自然资源部舟山潮流能野外科学观测研究站基金资助项目(ZSTE2024KB02)；甘肃省科技计划资助项目(26JRRA505).

在“碳达峰碳中和”目标驱动下，我国风电产业发展迅猛．根据全球风能理事会最新数据[1]，全球海上风电累计装机容量达75.2 GW，而中国占其中38 GW．大型化和走向深远海的发展态势对风力机效率的要求日益提高，而对风力机翼型气动特性和流场特性的深入理解是提升风力机效率的前提．理想风力机翼型在设计条件下升阻比优越，在不同风速保持优秀气动性能，且对前缘粗糙度不敏感[2]．目前主要风力机翼型有美国国家可再生能源实验室(NREL)的S系列翼型、荷兰代尔夫特理工大学的DU系列翼型等[3]．其中，NREL-S系列S809翼型在不同雷诺数下具有良好的升阻比特性和抗失速能力，因此受到广泛关注．

在风力机翼型的实验研究方面，Butterfied等[4]测量了S809翼型在特定范围的平均升阻力系数和压强分布．Pires等[5]通过二维(2D)风洞实验，发现*Re*增加导致DU00W212翼型升力系数最大值增大、阻力系数减小．在数值模拟研究方面，Al-Ttowi等[6]采用计算流体动力学(CFD)方法，发现*k-ω* SST模型结合了*k-ω*模型在边界层附近的高准确性和*k-ω*模型在自由剪切流动中的计算稳定性，很好地解决了带有逆压梯度和边界层分离的流动问题．白鹏等[7]使用有限体积法(FVM)数值模拟和水洞实验，发现：当攻角α小于失速攻角时，小型风力机SD8020翼型分离点附近流场和压力分布稳定，后缘出现非定常涡流；当α大于失速攻角，分离点附近流场不稳定，分离涡向下游移动并伴随大范围压力脉动．刘强等[8]发现不同*Re*下FX63-137翼型的阻力系数剧增的机理是经典长层流分离泡的产生导致翼型压差阻力增大；升力系数剧降的主要原因是后缘层流分离泡使等效翼型后部弯度减小．

综上所述，风力机翼型气动性能的实验测量和数值模拟工作已有很多，但针对非定常气动特性的研究还不够充分，对非定常气动与流动结构动态关联的讨论比较匮乏，*Re*对风力机翼型非定常气动性能和流场结构的影响规律尚不明确．针对上述问题，本研究选取典型的S809翼型，使用CFD方法进行数值模拟，通过分析一定范围内升阻力系数的时变特性、频率特性、相位平均波形及对应的瞬时涡量场和流线的空间分布，讨论了*Re*对S809翼型非定常气动性能和流场特征的影响．

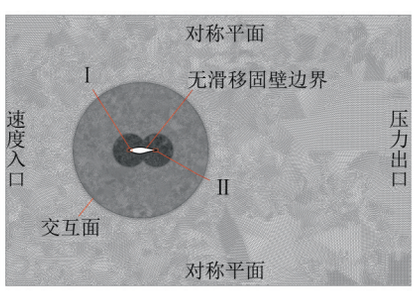
1　数值方法

本研究采用NREL研发的S809翼型为研究对象．为研究雷诺数效应，选择基于来流速度U_∞和翼型弦长C的雷诺数

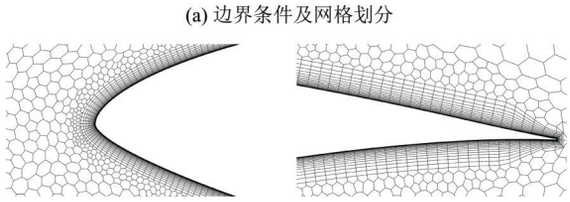
$$Re = \rho U_\infty C/\mu,$$

式中：空气密度ρ = 1.225 kg/m^3；翼型弦长C=0.2 m；空气动力黏度系数$\mu = 1.79\times10^{-5}$ Pa·s．对应U_∞分别为22，37，47 m/s，使用Simcenter STAR-CCM+软件对雷诺数$Re = 3.0\times10^5$，5.0×10^5，6.5×10^5下S809翼型进行CFD模拟，求解不可压缩匀质流体的2D非定常雷诺平均纳维-斯托克斯(URANS)方程组，使用*k-ω* SST模型处理湍流[6]，采用FVM对控制方程进行空间离散[7]，离散方程求解使用基于压强关联方程半隐式方法的分离流求解器，时间步长Δt = 0.001 s，每个时间步进行20次迭代，每个模拟时长1.5 s保证升阻力系数统计特征达到稳定状态．

数值模拟计算域、边界条件和网格划分如图1所示．计算域为流向横向范围15C × 10C的矩形域，上下游边界分别为入口速度边界、出口压强边界，横向两侧为对称边界，翼型表面为无滑移固壁边界．翼型模型形心距入口5C，距出口10C，距两侧对称边界5C．空间离散采用非结构多边形网格．



(a) 边界条件及网格划分

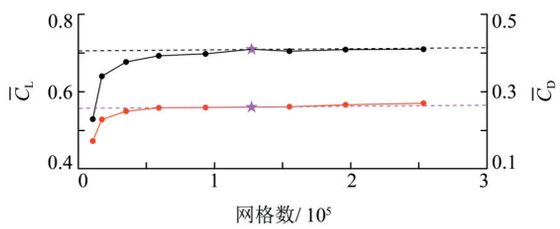


(b) 前缘局部网格Ⅰ　　(c) 尾缘局部网格Ⅱ

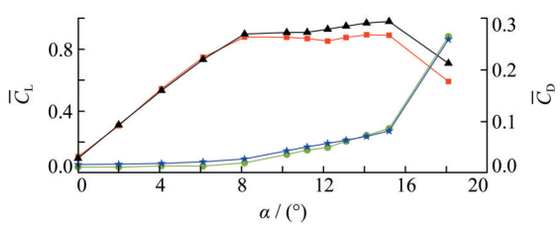
图1　计算域、边界条件和网格划分

以翼型形心为圆心，建立直径5C的圆形内域作为网格加密区，内外域间通过滑移网格边界交互，旋转内域实现攻角在0° ≤ α ≤ 18°范围调节．翼型表面棱柱层网格法向特征长度y^+均小于1，切向特征长度达到1 × 10^{-3} m，保证对边界层近壁区流动的解析能力．为更好地捕捉翼型附近的精细流动结构，以前缘和尾缘顶点为圆心设置直径0.12C的圆形局部加密域．

通过对 $Re = 6.5 \times 10^5$，$\alpha = 18°$ 工况的网格无关性验证，如图 2(a)所示，当网格数量为 1.27×10^5 时，平均升力系数 $\bar{C}_L$ 和平均阻力系数 $\bar{C}_D$ 对网格数不再敏感，相较稳定平均值的最大偏差不大于 4.7%，考虑计算成本，选定此网格进行空间离散．为验证数值模拟准确性，对 $Re = 3.0 \times 10^5$，不同攻角工况进行模拟，进而与 Butterfield 等[4]的测量结果对比．如图 2(b)所示：模拟和实验得到的 $\bar{C}_L$ 和 $\bar{C}_D$ 随攻角变化的趋势保持一致；$\bar{C}_D$ 结果整体符合较好；$\bar{C}_L$ 当 $\alpha \leqslant 8°$ 时符合较好，在 $\alpha = 15.2°$ 处偏差最大(但相对偏差不大于 9.1%)．基于以上验证，对不同 Re 和 α 组合工况的 S809 翼型非定常气动特性和流场进行数值模拟．



(a) 网格无关性验证



(b) 结果准确性验证

图 2　数值设置验证

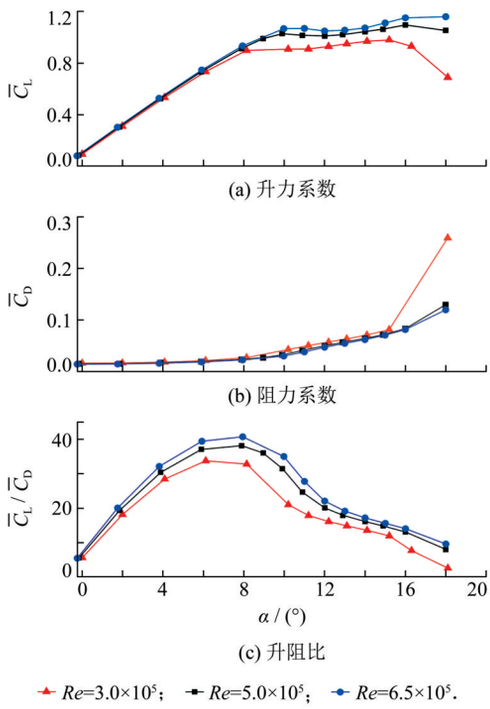
2　结果分析

2.1　气动力分析

首先分析 Re 对 $\bar{C}_L$ 和 $\bar{C}_D$ 的影响．对模拟初始瞬态效应衰减后的升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 进行时间平均获得的 $\bar{C}_L$ 和 $\bar{C}_D$ 结果，如图 3 所示．

对于 $\bar{C}_L$，当 $\alpha \leqslant 8°$ 时，$\bar{C}_L$ 对 Re 不敏感；当 $\alpha > 8°$ 时，$\bar{C}_L$ 随 Re 增大而增大．不同 Re 下的 $\bar{C}_L$ 在 $0° \leqslant \alpha \leqslant 8°$ 范围线性增长且斜率基本一致．以 $\bar{C}_L$ 随 α 线性增长之后不再继续增长(维持不变或者下降)对应攻角为翼型失速攻角[9]，则对于 $Re = 3.0 \times 10^5$，5.0×10^5，6.5×10^5，翼型失速攻角分别为 $\alpha = 8°$，$10°$，$11°$，即失速攻角随 Re 增大而增大．

对于 $\bar{C}_D$，当 $\alpha \leqslant 8°$ 时，$\bar{C}_D$ 对 Re 不敏感；当 $\alpha > 8°$ 时，$\bar{C}_D$ 随 Re 增大而略微增大．不同 Re 下的 $\bar{C}_D$ 在 $0° \leqslant \alpha \leqslant 8°$ 范围缓慢增大，在 $8° < \alpha \leqslant 15°$ 范围增长斜率有所增加，在 $\alpha > 15°$ 范围迅速增大；当 $Re = 3.0 \times 10^5$ 时，$\bar{C}_D$ 在 $\alpha = 15.2°$ 发生陡增．



(a) 升力系数

(b) 阻力系数

(c) 升阻比

图 3　$Re = 3.0 \times 10^5$，5.0×10^5，6.5×10^5 平均气动性能

对于升阻比 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$，各 α 下 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 均随 Re 增大而增大，且在 $4° \leqslant \alpha \leqslant 12°$ 范围增幅明显．在 $\alpha \leqslant 8°$ 范围，随着 Re 增大，$\bar{C}_L$ 微弱增大和 $\bar{C}_D$ 微弱减小(特别是后者)导致 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 随 Re 明显增大．在 $8° < \alpha \leqslant 12°$ 范围，$\bar{C}_L$ 随 Re 增大和 $\bar{C}_D$ 随 Re 减小加剧，导致 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 随 Re 增大更加显著．在 $\alpha > 12°$ 范围，$\bar{C}_D$ 随 α 不断增大，导致 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 不断减小，因而不同 Re 间 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 的绝对差别随之减小．不同 Re 下 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 随 α 变化趋势一致，均为先增大后减小．当 $Re = 3.0 \times 10^5$ 时，$\bar{C}_L$ 和 $\bar{C}_D$ 随 α 增大对 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 影响的重要性在 $\alpha = 6°$ 处发生变化，因此 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 在 $\alpha = 6°$ 处达到最大值．

类似地，当 $Re \geqslant 5.0 \times 10^5$ 时，$\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 在 $\alpha = 8°$ 处达到最大值．随着 α 增大，翼型表面边界层逆压梯度增大，流动从完全附着转变为分离，且分离点从翼型尾缘逐渐向前缘移动，流动分离逐渐加剧；随着 Re 增大，边界层流动从层流转捩为湍流，在一定程度上抑制了流动分离，进而抑制了 $\bar{C}_L$ 随 α 的增长变缓和突然下降及 $\bar{C}_D$ 随 α 的快速增长[10]．攻角和雷诺数的耦合作用，导致在 $Re = 3.0 \times 10^5$ 处各攻角 $\bar{C}_L/\bar{C}_D$ 的数值和其最大值对应的 α，均小于 $Re \geqslant 5.0 \times 10^5$ 情况下的相应值．

在明确 Re 对平均气动性能影响的基础上，考察瞬时气动性能所受影响．设 t 为时间，图 4～6 为

$Re = 3.0 \times 10^5$，5.0×10^5，6.5×10^5 情况下，C_L 和 C_D 初始瞬态效应衰减之后 1.3 s < t < 1.5 s 范围内的时程曲线．随着 Re 增大，C_L 和 C_D 分别在 0° ≤ α ≤ 16°，0° ≤ α ≤ 15°，0° ≤ α ≤ 14° 范围稳定收敛于其平均值，而分别在 α = 18°，16°，15° 处出现稳定的周期性波动．随着 α 增大，不同 Re 下 $C_L(t)$ 和 $C_D(t)$ 均从稳定收敛状态转变为稳定的周期性波动状态．

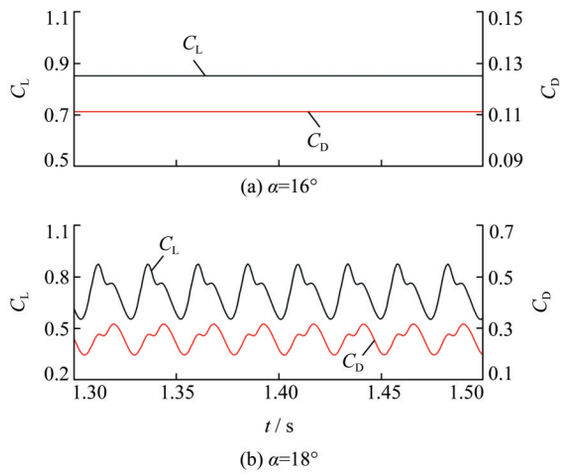


图 4　$Re = 3.0 \times 10^5$ 升阻力系数时程曲线

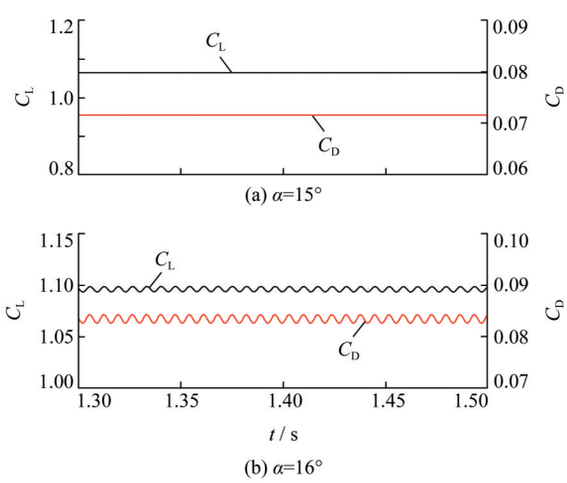


图 5　$Re = 5.0 \times 10^5$ 升阻力系数时程曲线

以开始周期性波动的攻角为时变状态变化的临界攻角 α_c，随着 Re 增大，α_c 分别在 16° < α_c ≤ 18°，15° < α_c ≤ 16°，14° < α_c ≤ 15° 范围，随 Re 增大而减小．在相同 Re 下，α_c 均大于经典失速攻角，且两者表现出相反的 Re 影响趋势．当 α = 18° 时，不同 Re 下 $C_L(t)$ 和 $C_D(t)$ 时程曲线均呈周期性波动，因此作为气动力非定常特征分析的研究对象．

为研究周期性波动状态气动力的频域特征，以升力系数为例进行功率谱密度(power spectral density，PSD)分析，如图 7 所示．对各工况下功率谱密度曲线 W_{PSD} 进行最大值归一化，将每条曲线分别

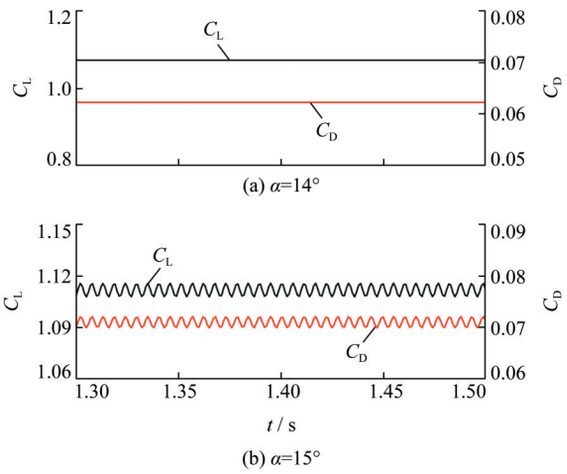


图 6　$Re = 6.5 \times 10^5$ 升阻力系数时程曲线

除其对应的最大值 W_{PSDM}，得到幅值范围 0～1 的归一化功率谱密度曲线；使用弦长 C 和 U_∞ 对频率 f 无量纲化得到斯特罗哈数

$$Sr = fC/U_\infty .$$

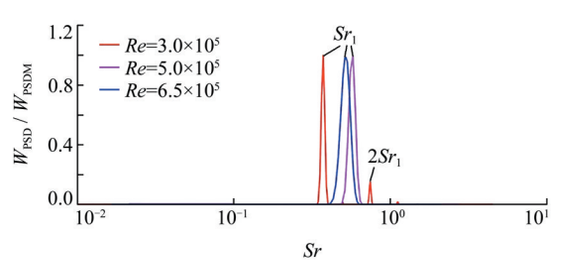


图 7　α = 18° 升力系数功率谱密度曲线

对于 $Re = 3.0 \times 10^5$，W_{PSD} 曲线出现一个明显主峰和一个微弱的 2 倍频峰，对应 $C_L(t)$ 曲线的主周期波动和叠加的高频弱波动．对于 $Re = 5.0 \times 10^5$，6.5×10^5，W_{PSD} 曲线均仅有一个主峰，对应 $C_L(t)$ 曲线的准简谐波动．α = 18° 处各 Re 工况 W_{PSD} 曲线主峰的斯特劳哈尔数 Sr_1 见表 1，表中 ΔC_L 和 ΔC_D 为 $\langle C_L(t)\rangle$ 和 $\langle C_D(t)\rangle$ 波形的峰峰值．在 $3.0 \times 10^5 \leqslant Re \leqslant 6.5 \times 10^5$ 范围内，无量纲波动频率 Sr_1 随 Re 先增大后减小．

表 1　α=18°处升阻力系数非定常特征随 Re 的变化

$Re/10^5$	Sr_1	ΔC_L	ΔC_D
3.0	0.373	0.325	0.121
5.0	0.577	0.007	0.002
6.5	0.515	0.034	0.010

为研究 S809 翼型升阻力系数周期性波动波形特征，对 α=18° 下 $Re = 3.0 \times 10^5$，5.0×10^5，6.5×10^5 周期性波动的 $C_L(t)$ 和 $C_D(t)$ 时程曲线进行相位平均[11]，得到一个主周期的相位平均升力系数曲线 $\langle C_L(t)\rangle$ 和相位平均阻力系数曲线 $\langle C_D(t)\rangle$

$$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle=\frac{1}{N+1}C_{\mathrm{L}}(t+nT);$$

$$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle=\frac{1}{N+1}C_{\mathrm{D}}(t+nT),$$

式中：N为参与相位平均的周期总数；T为周期；n为参与相位平均的周期序号．为揭示Re对升阻力系数非定常波动强度的影响，对比ΔC_{L}和ΔC_{D}，如表 1 所示．在 $3.0\times10^5\leqslant Re\leqslant 6.5\times10^5$ 范围内，ΔC_{L}和ΔC_{D}在相同数量级，而且随Re增大均呈现先减小后增大的趋势，与W_{PSD}曲线中的主峰峰值随Re的变化趋势一致．$Re=3.0\times10^5$处升阻力系数波动幅度远大于$Re\geqslant5.0\times10^5$波动幅度，意味着大攻角S809翼型附近的流动结构在$Re=3.0\times10^5$和$Re=5.0\times10^5$之间发生了显著变化．

t用T无量纲化、$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$和$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$基于各自峰峰值及$\bar{C}_{\mathrm{L}}$和$\bar{C}_{\mathrm{D}}$进行线性变换得到的波形如图 8 所示，图中

$$\tau_1=\left(\langle C_{\mathrm{L}}\rangle-C_{\mathrm{L}}\right)/\Delta C_{\mathrm{L}};$$

$$\tau_2=\left(\langle C_{\mathrm{D}}\rangle-C_{\mathrm{D}}\right)/\Delta C_{\mathrm{D}}.$$

当$Re=3.0\times10^5$时，$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$主分量表现出上升快于下降的不对称性，且在下降区间出现高频波动；$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$主分量表现出下降快于上升的不对称性，且在上升区间出现高频波动．当$Re\geqslant5.0\times10^5$时，$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$和$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$均表现为准简谐波动，且两者基本同步：当$Re=5.0\times10^5$时，$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$最大值相较$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$最大值提前了$0.04T$，而$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$最小值相较$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$最小值提前了$0.02T$；当$Re=6.5\times10^5$时，$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$最大值相较$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$最大值提前了$0.03T$，而$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$最小值相较$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$最小值提前了$0.02T$.

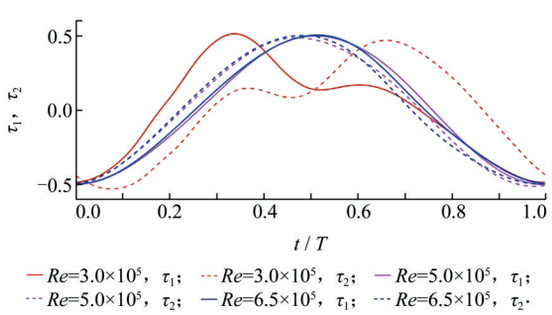


图8　升阻力系数周期波动状态相位平均波形

2.2　流场分析

为探索稳定收敛状态和周期性波动状态升阻力系数对应的流动结构，对S809翼型附近的涡量场和流线的空间分布进行分析．图 9 为$Re=3.0\times10^5$，6.5×10^5和$\alpha=0°$，14° 工况中稳定收敛升阻力系数对应的无量纲涡量场$\omega C/U_\infty$和流线，图中：ω为涡量；X为流向坐标；Y为垂直流向坐标．在$0°\leqslant\alpha\leqslant16°$范围，升阻力系数时程曲线最终收敛于其平均值，翼型周围流场也达到一个稳定状态．在对应升阻力系数稳定收敛状态的流场中，最主要的流动结构为一对旋转方向相反的涡量层，其中顺时针旋转的负涡量层(蓝色)源自翼型上表面(吸力面)，逆时针旋转的正涡量层(红色)源自翼型下表面(压力面)，并在尾流速度亏损区伴随着低速流体与两侧高速流体的剪切作用．

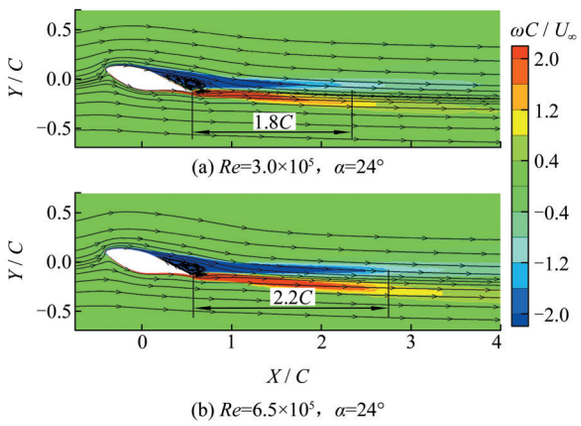


图9　升阻力系数稳定收敛状态涡量场和流线分布

在各种Re工况中，当$\alpha=0°$时，正负涡量层分别附着在翼型压力面和吸力面，边界层流动均附着在翼型两侧，仅在尾缘发生微弱分离，保证$\bar{C}_{\mathrm{L}}$随α线性增大；当$\alpha=14°$，流动分离点已前移至翼型最大厚度位置，分离涡进一步增大，横向尺寸已接近翼型厚度．翼型吸力面流动分离随α增大而加剧，导致$\bar{C}_{\mathrm{L}}$随α增大的增长率迅速减小．以翼型尾缘为尾流区平直涡量层上游边界，以$|\omega C/U_\infty|\geqslant1.2$作为涡量层下游边界判据，对尾流区一对平直涡量层流向范围进行比较：随着α从 0° 增大至 14°，$Re=3.0\times10^5$处的尾流区涡量层流向范围从$2.4C$缓慢减小至$1.8C$，$Re=5.0\times10^5$处流向范围从$0.8C$快速增大至$2.2C$，$Re=6.5\times10^5$处流向范围从$0.9C$快速增大至$2.2C$，后两者与前者表现出相反的α影响趋势．

根据$C_{\mathrm{L}}(t)$和$C_{\mathrm{D}}(t)$时程曲线，当α增大至 18° 时，各种Re情况下升阻力系数均转变为周期性波动，因此重点分析$\alpha=18°$处各Re工况的非定常涡量场和流线分布．图 10 为$Re=3.0\times10^5$下对应相位平均升阻力系数$\langle C_{\mathrm{L}}\rangle$和$\langle C_{\mathrm{D}}\rangle$最值的瞬态流场．当$t/T=0.07$时，$\langle C_{\mathrm{D}}\rangle$达到最小值：翼型前缘发生流动分离，在上表面(吸力面)靠近尾缘处形成一个负涡量(蓝色)顺时针涡旋(螺旋流线)，其尺寸约为

翼型厚度的1.5倍，并与翼型下游负涡量区相连，整个负涡量区流向尺寸约为2C；翼型下表面(压力面)产生的正涡量(红色)被输运到尾缘，形成一个未完全从尾缘脱落的逆时针涡旋．

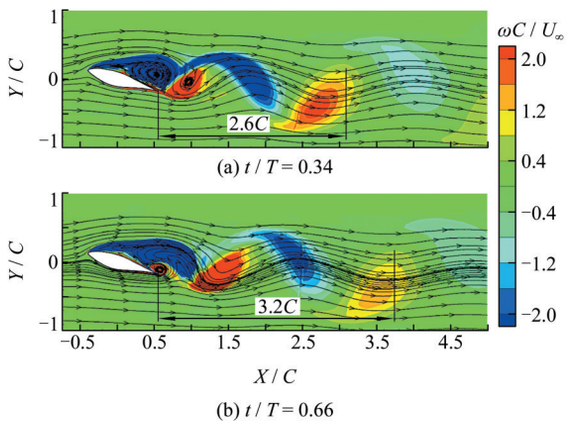


图10　Re = 3.0 × 10^{5}处瞬时涡量场和流线分布

在翼型远尾流区，出现顺时针涡旋和逆时针涡旋交替分布的卡门涡街，在向下游输运过程中涡旋强度逐步衰减．当t/T = 0.34时，$\langle C_{\mathrm{L}}\rangle$达到最大值：翼型上表面附着的顺时针涡旋和翼型尾缘附着的逆时针涡旋的强度和尺寸均有所增大，顺时针涡旋和下游负涡量区即将完全分离，逆时针涡旋核心已完全从尾缘脱落；翼型下游近尾流区中新形成的顺时针涡旋和逆时针涡旋，伴随着$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$曲线中的高频波动．当$t/T$ = 0.66时，$\langle C_{\mathrm{D}}\rangle$达到最大值：逆时针涡旋完全从尾缘脱落，而且在尾缘处再次形成了附着的逆时针涡旋，导致附着的顺时针涡发生形变，且有相当部分涡量向下游输运形成相连的新的负涡量区．当t/T = 1.00时，$\langle C_{\mathrm{L}}\rangle$达到最小值：流动结构空间特征与$t/T$ = 0.07处相近，经过一个周期的时空演化，t/T = 0.07处附着顺时针涡旋相连的尾流负涡量区、尾缘附着的逆时针涡旋均向下游输运并逐步衰减．以翼型尾缘为尾流区卡门涡街上游边界，以$|\omega C/U_\infty \geqslant 1.2|$为卡门涡街下游边界判据，则此工况卡门涡街流向长度时间平均值(标准差)为2.9C(±0.3C)，显著大于平直涡量层流向长度．

当$Re \geqslant 5.0\times10^5$时，$\langle C_{\mathrm{L}}(t)\rangle$和$\langle C_{\mathrm{D}}(t)\rangle$基本同步且均为准简谐波动，仅展示$Re$ = 6.5 × 10^{5}处$\langle C_{\mathrm{L}}\rangle$最小值和最大值对应的瞬态流场，如图11所示．翼型上表面(吸力面)产生的负涡量(蓝色)在翼型最大厚度之前开始分离，向下游输运形成沿流向分布的涡量层，且在尾缘形成顺时针涡旋(螺旋流线)；翼型下表面(压力面)产生的正涡量(红色)从尾缘分离，在尾缘下游形成逆时针涡旋，并向下游输运形成正涡量层．对应升阻力系数低幅值准简谐波动特征，在t/T = 0.00和t/T = 0.51两处，翼型附近正负涡量层及其中反向旋转的一对涡旋仅向下游轻微迁移而未发生明显变形．

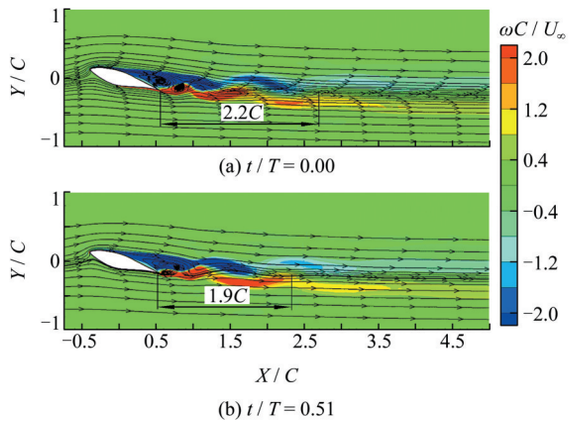


图11　Re = 6.5 × 10^{5}瞬时涡量场和流线分布

近尾流区流动结构与升阻力系数稳定收敛状态的平直连续涡量层结构、升阻力系数高幅值波动状态的涡街结构均不相同，表现为一对蜿蜒的涡量层结构[11-12]，其涡量强度沿流线发生明显波动并在远尾流区逐渐衰减．以翼型尾缘为尾流区蜿蜒涡量层上游边界，以$|\omega C/U_\infty \geqslant 1.2|$作为涡量层下游边界判据，则$Re$ = 5.0 × 10^5，6.5 × 10^{5}处蜿蜒涡量层流向长度时间平均值和标准差为1.9C ± 0.1C，2.0C ± 0.2C．蜿蜒涡量层流向长度受雷诺数影响不大，也与相同雷诺数且稍小攻角下平直涡量层流向长度差别不大，但显著小于较低雷诺数卡门涡街的流向长度．

3　结论

a．随着α增大，各Re升阻力系数均从稳定收敛状态转变为非定常周期性波动状态，而且α_{c}随Re增大而减小．当α = 18°时，各Re处升阻力系数均转变为周期性波动状态．对应升阻力系数稳定收敛状态的流场中，最主要的流动结构为一对反向平直涡量层．

b．Re = 3.0 × 10^{5}处的周期性波动W_{PSD}曲线存在一个主峰和一个2倍频峰，对应主周期波动和叠加的高频弱波动；翼型附近一对反向涡旋交替生成和脱落，导致了该Re处的W_{PSD}的双峰特征和主周期波动和高频波动叠加的特征；尾流区出现顺时针涡旋和逆时针涡旋交替分布的卡门涡街，并在向远尾流区输运的过程中逐步衰减．

c．Re = 5.0 × 10^5，6.5 × 10^{5}处的周期性波动

W_{PSD}曲线均仅有一个主峰，对应准简谐波动；这两个雷诺数下流场的流动结相似，翼型附近的一对正负涡量层及其中反向旋转的一对涡旋仅向下游轻微迁移而未发生明显变形；尾流区流动结构表现为一对蜿蜒的涡量层结构，其强度沿流线发生明显波动，并在远尾流区逐渐衰减．

参　考　文　献

[1] Global Wind Energy Council．Global wind report 2024 [R]．Brussels：Global Wind Energy Council，2024．

[2] JU Y P，ZHANG C H．Multi-point robust design optimization of wind turbine airfoil under geometric uncertainty[J]．Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers，Part A：Journal of Power and Energy，2012，226(2)：245-261．

[3] BURTON T，JENKINS N，SHARPE D，et al．Wind energy handbook[M]．3nd Edition．Chichester：Wiley，2021．

[4] BUTTERFIED C P，MUSIAL W P，SIMMS D A．Combined experiment phase I final report[R]．Golden：National Renewable Energy Laboratory，1992．

[5] PIRES O，MUNDUATE X，CEYHAN O，et al．Analysis of high Reynolds numbers effects on a wind turbine airfoil using 2D wind tunnel test data[J]．Journal of Physics：Conference Series，2016，753(2)：022047．

[6] AL-TTOWI A，MOHAMMED A N，AL-ALIMI S，et al．Computational fluid dynamics (CFD) investigation of NREL phase Ⅵ wind turbine performance using various turbulence models[J]．Processes，2024，12(9)：1994．

[7] 白鹏，李锋，詹慧玲，等．翼型低Re数小攻角非线性非定常层流分离现象研究[J]．中国科学：物理学、力学、天文学，2015，45(2)：41-52．

[8] 刘强，刘强，等．不同雷诺数下翼型气动特性及层流分离现象演化[J]．航空学报，2017，38(4)：22-34．

[9] ANDERSON J D．Fundamentals of aerodynamics[M]．7th Edition．Columbus：McGraw-Hill Education，2025．

[10] DURBIN P A．Some recent developments in turbulence closure modeling[J]．Annual Review of Fluid Mechanics，2018，50：77-103．

[11] ZHENG X B，PRÖBSTING S，WANG H L，et al．Characteristics of vortex shedding from a sinusoidally pitching hydrofoil at high Reynolds number[J]．Physical Review Fluids，2021，6(8)：084702．

[12] 郑小波，王红亮，徐文浩，等．不同涡脱落模式下垂直轴风力机叶片的气动响应[J]．空气动力学学报，2023，41(6)：26-34．