

湍流入流对风机尾流影响的数值分析

宁旭, 程萍, 万德成*

(上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院 海洋工程国家重点实验室 高新船舶与深海开发装备协同创新中心, 上海 200240)

*通信作者: dcwan@sjtu.edu.cn

摘要: 风电场中的风机往往在大气湍流和风机尾流形成的复杂环境中工作, 这要求对湍流入流下风机的气动性能与尾流结构进行深入的分析。本文基于致动线模型, 采用在 OpenFOAM 基础上开发的 ALMwindFarmFoam 求解器, 通过在计算域入口处生成满足连续性方程的随机脉动速度模拟湍流入流条件, 并使用大涡模拟方法计算湍流作用下风机的气动特性及其尾流特征。通过对比均匀来流与湍流来流下不同位置的轴向速度、气动载荷及尾流涡量分布等数据, 讨论与分析湍流入流对风机的影响。数值计算结果揭示了虽然两种入流条件下在转子平面的速度分布大体相似, 但随着尾流的延伸, 湍流流动对能量的运输性和耗散性很快凸显出来, 这使得尾流轴向速度在径向趋于均匀分布, 有别于均匀来流下在叶尖和叶根后方速度较大的现象。另外, 均匀来流下的尾涡结构可以在下游四个转子直径内保持稳定, 相反, 湍流来流的干扰在下游迅速破坏叶尖涡和根涡的形态, 增加了尾流的湍流程度。

关键词: 湍流入流; 致动线模型; 大涡模拟; 尾流场

1 引言

能源结构从化石能源向可再生能源转型已成为全球性趋势, 风力发电作为新能源的主力军, 其应用规模逐年上升, 这对风机尾流结构及气动性能的研究提出了更高的要求。在实际应用中风机的来流是同时具有风剪切与湍流特性的大气边界层流动, 尤其在大型风场中, 下游风机的入流还会受到上游风机尾流不同程度的影响, 所以充分研究湍流入流条件下风机的性能具有重要意义。

为了能够提高风机的能量转化效率, 很多学者和研究机构在研究湍流对风机性能的影响机制, 其中既有物理实验, 也包括 CFD 数值模拟。Sheinman 等^[1]使用动力学模型研究湍流对风机输出功率的影响, 发现若不考虑湍流入流的影响, 会对风机功率高估至少 10%。Vermeer 等^[2]的研究发现湍流入流减小了风机的扭矩。Sicot 等^[3]采用风洞实验的方法测量

HAWT 风机在不同湍流强度的入流下的气动性能, 结果显示湍流入流对风机的功率和推力系数有很大影响, 在 Johnson^[4]和 Chamorro 等^[5]的研究中也得到了相似的结果。Troldborg 等^[6]使用 EllipSys3D 求解器并结合致动线方法对湍流入流的风机进行模拟, 并指出大气湍流会破坏尾流中的叶尖涡和根涡结构, 并增加尾流的湍流程度。Chamorro, Barthelmie 等^[7-9]研究了边界层湍流以及上游风机尾流对风机性能的影响, 并指出湍流入流会造成风机输出功率的不稳定, 并降低风机的使用寿命。

以上的研究表明, 湍流入流相对于均匀入流条件对风机气动性能和尾流发展的影响是显著的, 在处于近地面大气边界层的大型风场中, 湍流效应会极大地影响风场的整体发电效率。本研究使用 CFD 方法并结合致动线模型, 采用 Kinematic Method 方法^[10]在计算域入口处产生速度脉动来生成湍流, 对两种来流条件下的风机尾流场进行数值模拟, 通过对二者的对比, 分析湍流入流对风机功率, 推力, 尾流演化的影响。

2 数值方法

2.1 控制方程

为了在有限计算资源的条件下更多地捕捉风机尾流的流动细节, 数值模拟采用大涡模拟 (LES) 方法模拟湍流。其控制方程如下

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

令 $\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$, 并称 $-(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ 为亚格子应力, 则上述公式

(1) 可以写为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} \quad (3)$$

不封闭项 $\overline{\tau_{ij}} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$ 的存在使得大涡模拟的实现必须构造亚格子应力的封闭模式, 本研究采用了常用的 Smagorinsky 涡黏模式, 即

$$\overline{\tau_{ij}} = 2\nu_t \overline{S_{ij}} + \frac{1}{3} \overline{\tau_{kk}} \delta_{ij} \quad (4)$$

式中, $\overline{S_{ij}}$ 是可解尺度的湍流变形率张量, 亚格子涡黏系数 $\nu_t = (C_s \Delta)^2 (\overline{S_{ij} S_{ij}})^{1/2}$, Δ 是滤波尺寸, C_s 是 Smargorinsky 常数, 可取 0.2。

2.2 湍流生成

采用 Kinematic Simulation (KS) 法生成计算域入口处的湍流脉动风速。KS 法的思想可以用如下等式表达^[11]

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^N [\overline{A}_n \cos(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \omega_n t) + \overline{B}_n \sin(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \omega_n t)] \quad (5)$$

等式左端是合成的脉动风速矢量, 它由 N 个随机傅里叶三角谐波函数叠加得到, $N \geq 100$ 时, 合成脉动速度的统计特征几乎无差别^[12], 故取 $N=100$ 。 \vec{k}_n 为随机波数向量, 其表达式如下

$$\vec{k}_n = k_n \vec{n}, \quad k_n = k_1 \left(\frac{L}{\eta}\right)^{(n-1)/(N-1)} \quad (6)$$

\vec{n} 是以 $(0, 0, 0)$ 为中心, 半径为 1 的单位圆向量, k_n 为波数, 结合大涡模拟方法, 三角谐波函数的最大波长应为含能尺度 (integral scale) L , 最小波长应为耗散尺度 (Kolmogorov scale) η , 在本研究中, L 取 1200m, η 取 1m, 所以 k_n 介于含能波数与耗散波数之间, 即

$$k_1 = \frac{2\pi}{L}, \quad k_N = \frac{2\pi}{\eta} \quad (7)$$

频率 ω_n 根据给定的湍动能谱取值,

$$\omega_n = \lambda \sqrt{k_n^3 E(k_n)} \quad (8)$$

三角谐波的振幅 \overline{A}_n 与 \overline{B}_n 以满足连续性方程为原则, 根据给定的能谱确定大小和方向, 具体实现如下

$$A_n^2 = B_n^2 = 2E(k_n) \Delta k_n \quad (9)$$

$$\Delta k_n = \begin{cases} \frac{k_2 - k_1}{2} & n = 1 \\ \frac{k_{n+1} - k_{n-1}}{2} & n = 2, \dots, N-1 \\ \frac{k_N - k_{N-1}}{2} & n = N \end{cases} \quad (10)$$

$$\vec{A}_n = A_n \frac{\vec{k}_n \times \vec{\alpha}_n}{|\vec{k}_n \times \vec{\alpha}_n|}, \quad \vec{B}_n = B_n \frac{\vec{k}_n \times \vec{\beta}_n}{|\vec{k}_n \times \vec{\beta}_n|} \quad (11)$$

式中 $\vec{\alpha}_n$ 与 $\vec{\beta}_n$ 是和 \vec{n} 一样的单位圆随机向量。

该方法的优点在于，可以在满足连续性方程的情况下根据给定的湍动能谱生成相应的各向同性的脉动速度，支持并行计算而且计算资源消耗较小^[12]。

3 计算设置

数值模拟采用美国国家能源部可再生能源实验室研发的 NREL-5MW 风机，其基本参数列于表 1，计算域布置情况如图 1 和图 2 所示。

表 1 NREL-5MW 风机技术参数

名称	参数
额定功率	5.3MW
转子朝向	上风型
叶片数	3
叶片/轮毂直径	126m, 3m
轮毂高度	90m
额定风速	11.4m/s
额定转速	12.1rpm

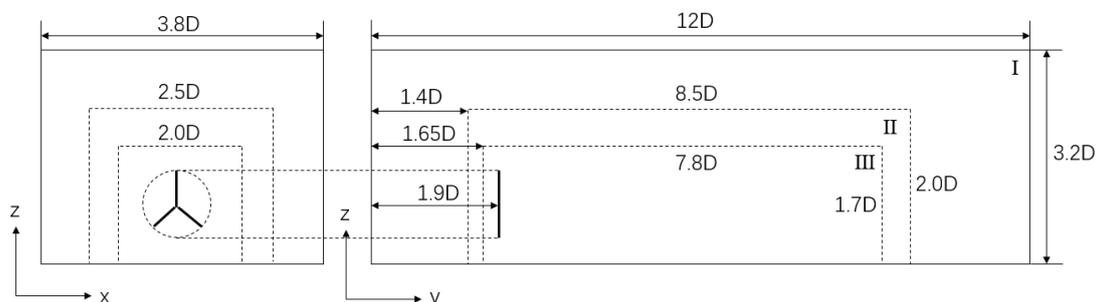


图1 计算域布置

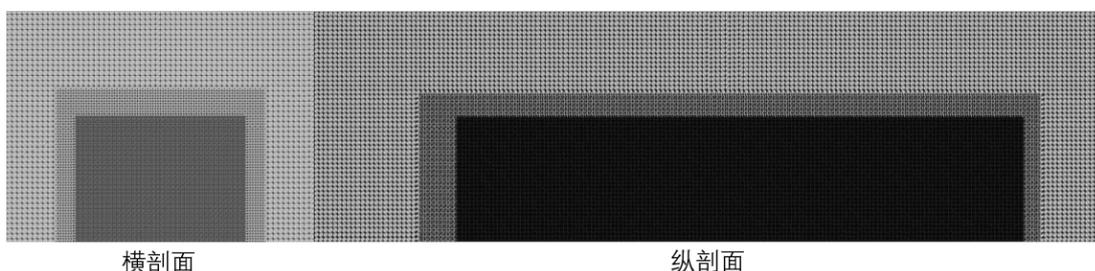


图2 网格划分示意图

从图1和图2中可以看到计算域被划分为3个区域，I、II、III区域的网格分辨率依次增加，单位网格尺度分别为8m、4m、2m（3个维度均匀划分），在风机及其尾流处形成局部较高的网格密度，从而在保证一定精确性的情况下节省了计算资源。

计算域布置的关键尺度参数以风机直径 $D=126\text{m}$ 为单位表示，风机距离速度入口处 $1.9D$ ，这样使得风机的运转不会对入口处的风速廓线造成影响；风机平面所在的纵向位置设为 $Y=0\text{m}$ ，这样可以用 Y 轴坐标直接表示风机下游距风机的距离；网格加密区一直延伸至转子平面后 $8D$ ，以保证计算域有足够的长度来分析尾流的演化过程，随后再经过 $2D$ 距离才到达出口，这样可以减少出口边界条件对数值计算的不良影响；计算域的宽度和高度达到 $3.8D$ 和 $3.2D$ ，能够准确捕捉尾流的膨胀现象。

边界条件方面，底部为壁面边界，两侧使用对称边界条件，顶部为滑移边界条件，左右分别是速度入口和出口，在数值模拟中，速度入口分别设置为均匀入流 11.4m/s ，以及在该均匀来流的基础上加入随机脉动生成的湍流入流，进而比较两种入流下风机的气动性能。

时间步长的选取根据 CFL 条件，

$$\max \left\{ \left| \frac{V_{\infty} \Delta t}{\Delta x} \right|, \left| \frac{V_t \Delta t}{\Delta x} \right| \right\} < 1 \quad (12)$$

式中， $V_{\infty} = 11.4 \text{ m/s}$ 为远处来流速度， $V_t = \omega R = 12.1 \times 2\pi / 60 \times 63 = 79.8 \text{ m/s}$ ，后

者远大于前者，又因为最小网格尺度为 2m，应使风机叶尖在一个时间步长内的位移要小于一个网格的距离，即 $\Delta t < \frac{\Delta x}{V_t} = 0.025 \text{ s}$ ，故令时间步长为 0.02s。

4 收敛性验证

在进行湍流入流数值实验之前，首先选取了 4 种不同的网格划分来计算入流 $U_\infty = 11.4 \text{ m/s}$ 时 NREL 风机的功率以验证数值方法的收敛性。图 3 中从左至右四个数据点代表 4 种不同网格划分情况得到的风机功率，横坐标表示加密区（即区域 III）的单位长度网格数量，第一种网格划分中整个计算域的网格单元尺度均为 8m，第二种情况每个网格长度为 4m，第三种划分在 I、II、III 区域的网格尺度分别为 8m、4m 和 2m，第四种网格划分在第三种的基础上将区域 III 的网格单元长度加密到 1m。

从图 3 的结果可以看到，当加密区的网格密度达到每米 0.5 个网格单元时计算结果几乎不再随着网格继续加密而变化，故下面的数值实验中加密区单位网格长度选为 2m。

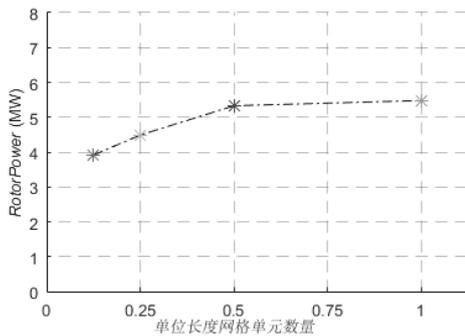


图 3 不同网格分辨率下计算功率

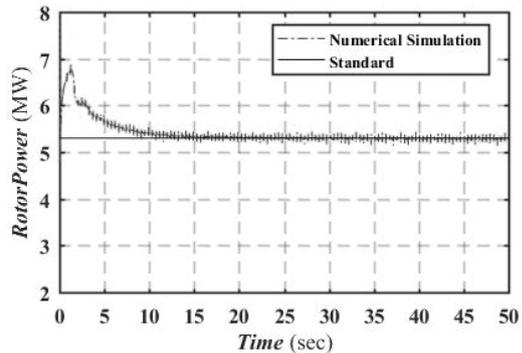


图 4 数值模拟所得功率与额定功率的对比

使用以上确定的网格密度计算风机的功率与标准值对比如图 4 所示，可以看到在额定入流速度下数值模拟的功率与风机额定功率吻合得很好。

5 计算结果分析

5.1 气动性能

图 5 是 NREL 风机分别在均匀入流和湍流入流条件下（平均入流速度均为 11.4m/s），从 125~150s 的功率和推力时历曲线对比，计算结果充分反映了湍流入流边界条件速度生成的随机特性，使得不同叶素在不同时刻内受到的来流速度都是不同的，这导致了功率和

推力曲线呈明显的非周期性振动，功率的不规律变化会影响风力发电机组的电能调度，而推力的振荡则会加速叶片材料的老化。

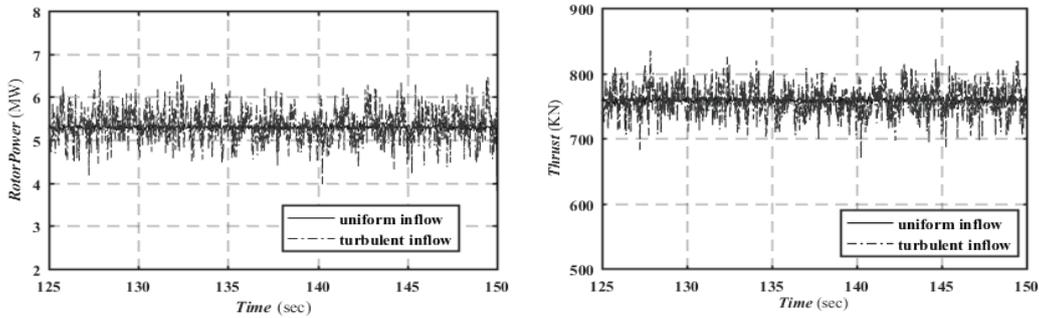
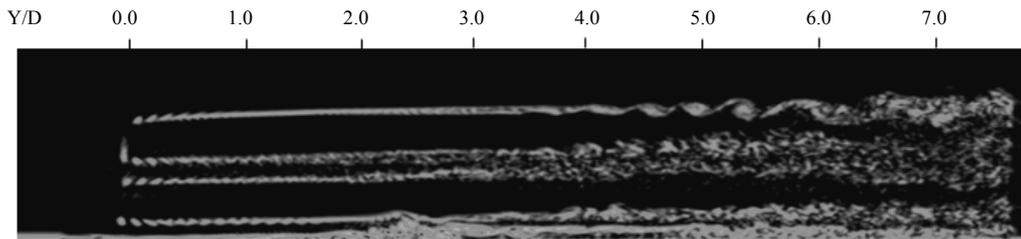


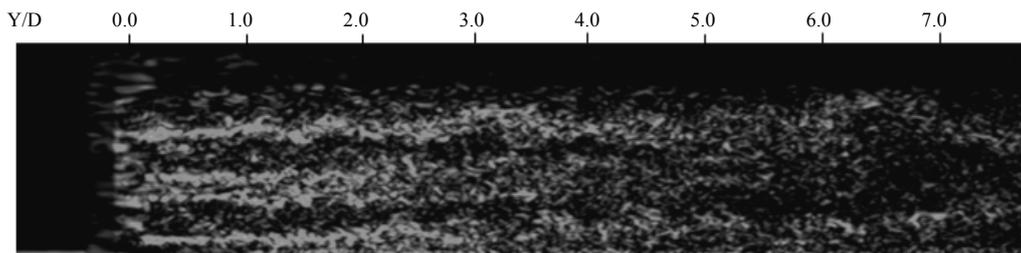
图5 功率与推力时历曲线对比

5.2 尾流涡结构

在计算时间为 $t=160s$ （该时刻尾流已经发展至计算域边缘且充分演化）的涡量云图中分别在中央截取纵剖面以及在风机下游不同位置截取横剖面以分析两种入流条件下风机尾流涡结构的演化。



(a) 均匀入流



(b) 湍流入流

图6 风机尾流纵剖面涡量云图对比

在叶尖速比 $\lambda=7.07$ 的均匀入流条件下，下游距风机平面一个转子直径内，可以观察到分别从叶尖和叶根脱落的涡结构，随着尾流继续向下游流动，原本相互独立的叶尖和叶根涡环开始连成涡片，上下两端的根涡发生相互作用并逐渐混合。值得注意的是，在 $Y=4D$ 附近捕捉到了开尔文不稳定的物理现象，这与 Trolborg^[6]所做的数值实验结果相吻合。在

$Y=7.5D$ 的位置，尖涡和根涡结构完全破坏并相互混合在一起形成湍流。

在湍流入流条件下，虽然仍能分辨出在叶尖和叶根处较为集中的泄涡，但是即便是紧邻转子平面的下游，也不能形成相对稳定的独立的叶尖涡和叶根涡结构。在湍流的作用下，尾流中的漩涡随机地向不同方向延伸，相互作用，并在下游 $Y=4D$ 的位置混杂在一起，不再能分辨叶尖涡和根涡，形成完全的湍流，这种现象的发生比均匀来流的情况下提前了约 $3.5D$ 的距离。

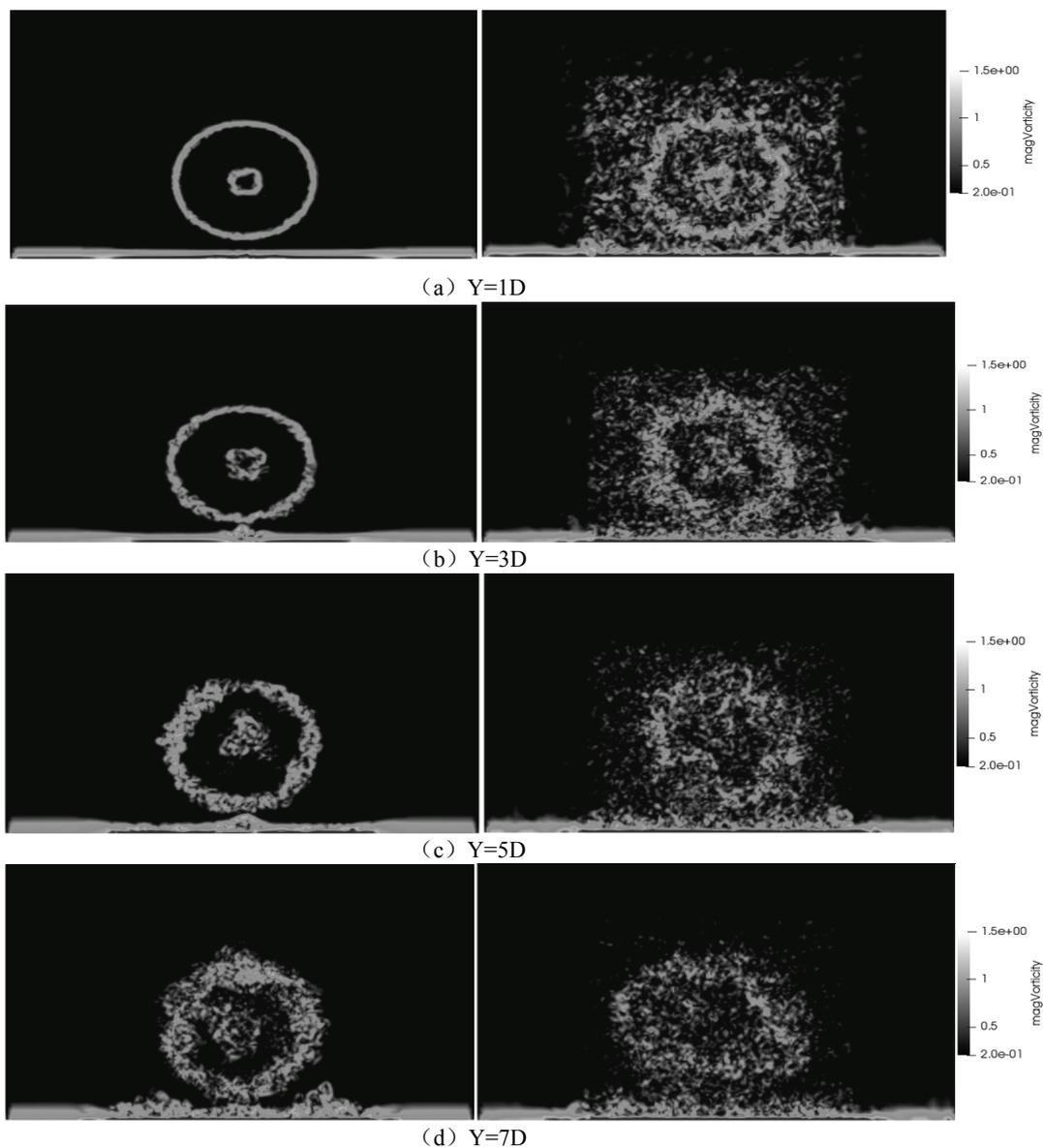


图7 风机尾流横剖面涡量云图对比（左侧为均匀入流，右侧为湍流入流）

涡量云图的横剖面图中可以更清晰地展示尾流发展演化的过程。在 $Y=1D$ 位置，均匀入流的风机尾流剖面涡量分布为十分清晰的叶尖涡环和根涡环，而在右侧的湍流入流情况下，虽然可见叶尖和叶根的泄涡，但其结构已经被破坏；在 $Y=3D$ 位置，左侧的涡环依然清晰可辨，右侧相对应的涡环已经严重变形； $Y=5D$ 时，均匀入流条件下尾流的根涡已经混成一体，而右边的图片展现了湍流入流下尾流演化的独特的尾流收缩现象^[6]，并且可见破碎的涡已经产生部分耗散；在距离风机 $7D$ 时，均匀入流下的根涡与叶尖涡发生了相互作用，并有继续混合的趋势，而湍流入流的尾流已不能分辨叶尖涡和根涡，成为完全的湍流。

5.3 尾流速度场

利用时间 $t=160s$ 的流场数据作尾流场的纵剖面速度云图如下所示，速度云图清晰地勾勒出风机尾流区的边界。对于均匀入流条件，在下游 4 个直径的距离内尾流区都能够保持稳定的形状，随后产生了开尔文不稳定现象，使得尾流边界的气流与外部流动产生了动量交换，叶根涡的分解也促进了这一过程，7 个直径的距离后，尾流中的速度开始恢复；湍流入流的情况与之形成鲜明对比，尾流区域与外部气流没有清晰稳定的边界线，动量交换从气流经过风机后就开始，并逐步增大，这在一定程度上加快了尾流区的速度恢复。

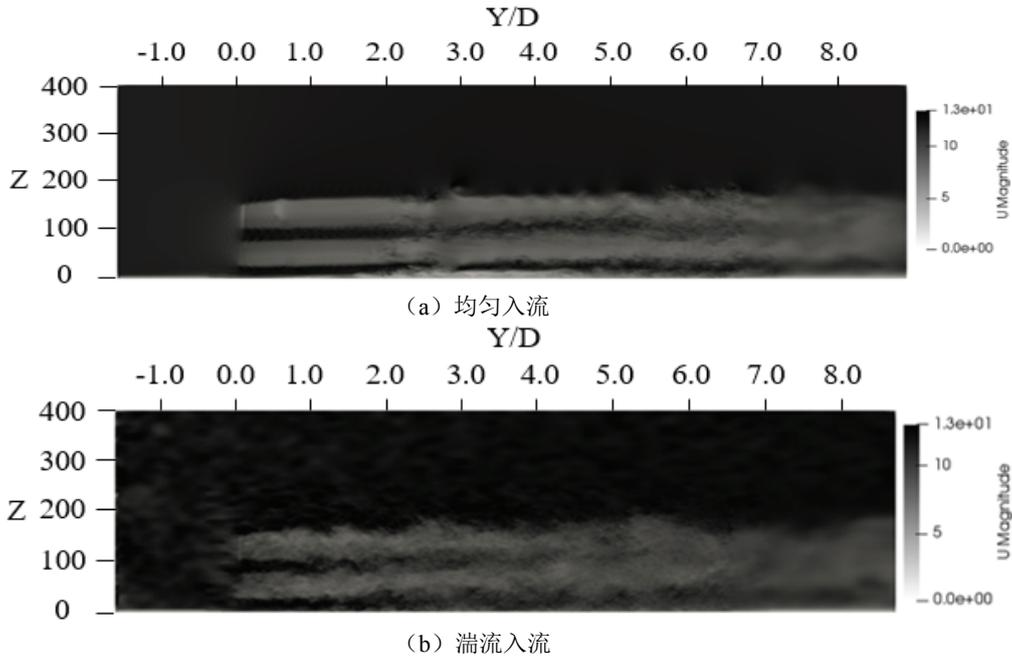
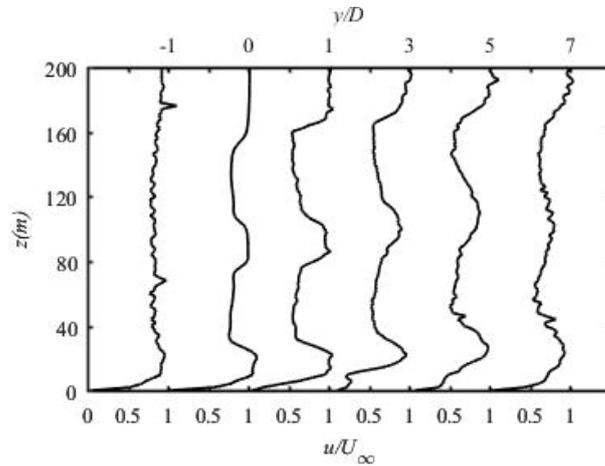


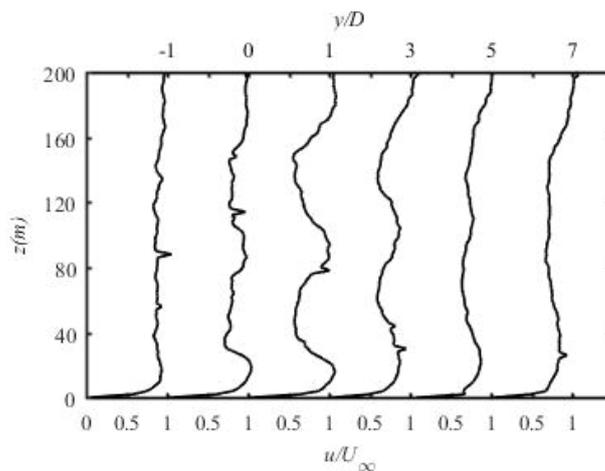
图 8 风机尾流纵剖面速度云图对比

图 9 展示了两种入流条件下风机下游不同距离处轴向速度随高度变化的分布图。上面的横坐标表示距离转子平面的距离，用实际距离与风机直径的比 y/D 表示，下面的横向坐标包括了 6 个独立的坐标尺度，分别表示对应位置处轴向速度与远处来流速度的比值，图

像中的数据是计算时间由 140~160s 的结果取平均值得到的。图 9 中可以直观地观察到由于风机的做功造成的尾流中的速度损失分布^[13-14]。



(a) 均匀入流



(b) 湍流入流

图 9 下游不同位置处风机尾流速度剖面对比

图 9 (a) 是均匀入流的情况，速度损失主要从转子平面到下游一个直径的距离内产生并发展至最大，沿高度近似呈钟形分布，主要集中在叶根与叶尖之间的叶片中段部分，在下游 1D 处，这部分的速度损失达到来流的 50%。随着尾流继续流向下游，速度开始缓慢恢复，该过程是由叶尖和叶根尾流区与内部的速度损失区的空气在湍流的作用下进行动量交换来完成的，这反映在图像中即是速度损失的钟形分布向 w 形分布演化。另外，在地面

的阻隔效应影响下,近地面处的速度剪切减小,这导致尾流的速度分布整体向高处平移,钟形的中心即根涡处所在位置,高度由 87.6m 上升至 100m。

(b) 图是湍流入流条件下的轴向速度分布,速度损失同样在下游 1D 处发展至最大,不同的是,沿高度没有呈现较为光顺的钟形分布,而是直接演化为 w 形,并且有一定波动,这是因为湍流来流使得叶片各截面处的入流情况各不相同,故而使下游 1D 内的尾流分布较均匀来流情况更“粗糙”。更明显的不同发生在下游 3D 距离后的区域,均匀来流下此区域的速度损失仍然较严重,呈 w 形分布,在径向距离 0.25D 处有明显的峰值;而在湍流入流条件下,尾流速度已经明显开始恢复,且由 w 形分布逐渐变为一个均匀的弧形分布,原本突出的叶根尾流速度剖面被抹平,这被称为尾流的自相似现象^[15],同时可观察到湍流入流下风机尾流的速度恢复过程比均匀入流条件下快。

6 结论

本研究采用致动线模型和 LES 方法,使用上海交通大学 CHML 基于 OpenFOAM 开源软件库开发的 ALMwindFarmFoam 求解器,对湍流入流条件下的风机尾流进行了数值模拟。通过与均匀来流条件的对比,分析了湍流入流对风机气动性能、尾流涡结构、尾流速度场的主要影响。在气动性能上,虽然两种条件下风机提供的平均推力和功率相近,但由于湍流运动使入流速度沿叶片剖面呈随机性分布,风机的推力和功率随时间波动剧烈,这会对风机叶片材料的疲劳强度以及风机发电组的电能调度和并网控制提出更高要求。湍流入流对尾流的影响主要体现在尾流涡结构和速度场的演化上。湍流入流时,风机尾流内没有稳定的叶尖涡和根涡结构,它们在风机下游迅速地参杂混合在一起,加速尾流场的各向同性化,这也体现在轴向速度沿高度的分布图由 w 形演化为一个均匀的弧形。另外,湍流对流体能量的运输性也使得尾流的速度恢复进程加快。

致谢

本工作获得了国家自然科学基金项目(51490675, 11432009, 51579145)、长江学者奖励计划(T2014099),上海高校东方学者特聘教授岗位跟踪计划(2013022),上海市优秀学术带头人计划(17XD1402300),以及工信部数值水池创新专项 VIV/VIM 项目(2016-23/09)资助。在此一并表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 1 Sheinman Y, Rosen A. A dynamic model of the influence of turbulence on the power output of a wind turbine.

- J. Wind Eng. Ind. Aerodyn, 1992, 39(1): 329-341.
- 2 Vermeer L J, Sørensen J N, Crespo A. Wind turbine wake aerodynamics. Prog. Aerosp. Sci., 2003, 39(6): 467-510.
 - 3 Sicot C, Devinant P, Laverne T, Loyer S, Hureau J. Experimental study of the effect of turbulence on horizontal axis wind turbine aerodynamics. Wind Energy, 2006, 9(4): 361-370.
 - 4 Johnson K E, Fingersh L J, Balas M J, Pao L Y. Methods for increasing region 2 power capture on a variable-speed wind turbine. J. Sol. energy Eng., 2004, 126(4): 1092-1100.
 - 5 Chamorro L P, Lee S J, Olsen D, Milliren C, Marr J, Arndt R E A, et al. Turbulence effects on a full-scale 2.5 MW horizontal-axis wind turbine under neutrally stratified conditions. Wind Energy 2015, 18(2): 339-349.
 - 6 Troldborg, N, Sørensen, J N, Mikkelsen R F. Actuator Line Modeling of Wind Turbine Wakes. D. 2009.
 - 7 Chamorro L P, Porte-Agel. F. A wind-tunnel investigation of wind-turbine wakes: boundary-layer turbulence effects. Bound. Layer. Meteorol, 2009, 132(1): 129-149.
 - 8 Barthelmie R J, Frandsen S T, Hansen K, Schepers J G, Rados K, Schlez W, et al. Modelling the impact of wakes on power output at Nysted and Horns Rev. In: European Wind Energy Conference, 2009.
 - 9 Barthelmie R J, Pryor S C, Frandsen S T, Hansen K S, Schepers J G, Rados K, et al. Quantifying the impact of wind turbine wakes on power output at offshore wind farms. J. Atmos. Ocean Technol. 2010, 27(8): 1302-1317.
 - 10 Daniel W M, Maximilian L, Eggersdorfer. Simulating particle collisions in homogeneous turbulence with kinematic simulation – A validation study. J. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2014, 454:57-64.
 - 11 Kraichnan R H. Diffusion by a random velocity field. J. Physics of Fluids. 1970, 13(1): 22-31.
 - 12 潘涛. 基于 OpenFOAM 大气边界层风场模拟. D. 重庆大学, 2015.
 - 13 Espana G, Aubrun S, Loyer S, Devinant P. Wind tunnel study of the wake meandering downstream of a modelled wind turbine as an effect of large scale turbulent eddies. J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 2012, 101:24-33.
 - 14 Mo J O, Choudhry A, Arjomandi M, Kelso R, Lee Y H. Effects of wind speed changes on wake instability of a wind turbine in a virtual wind tunnel using large eddy simulation. J Wind Eng. Ind Aerodyn. 2013, 117: 38-56.
 - 15 Troldborg N, Sørensen J N, Mikkelsen R F. Actuator Line Simulation of Wake of Wind Turbine Operating in Turbulent Inflow. J. Physics Conference Series 2007: 012063.

Numerical simulation of influence of turbulent inflow on wind turbine wake

NING Xu, CHENG Ping, WAN De-cheng*

(Collaborative Innovation Center for Advanced Ship and Deep-Sea Exploration, State Key Laboratory of Ocean Engineering, School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

*Corresponding author: dcwan@sjtu.edu.cn

Abstract: Wind turbines in wind farms often work in complex environments formed by atmospheric turbulence and turbine wakes. This requires an in-depth analysis of the aerodynamic performance and wake structure of wind turbines under turbulent inflow. Based on the Actuator Line Model, this paper uses the ALM_{isoFoam} solver developed from OpenFOAM to simulate the turbulent inflow condition by generating a random velocity that satisfies the continuity equation at the entrance of the computational domain, and uses the Large Eddy Simulation method to calculate the aerodynamic performance and wake characteristics of a wind turbine. By comparing the data of axial velocity, aerodynamic load, and wake vorticity distribution at different locations in different inflow conditions, the effects of turbulent inflow on the wind turbines are discussed and analyzed. The numerical results reveal that although the velocity distributions at the rotor plane are similar under the two inflow conditions, with the extension of the wake flow, the transportability and dissipation of energy to the turbulent flow quickly become apparent, which makes the radial distribution of axial velocity more uniform, which is different from the wake under uniform inflow, in that case the wake flows concentrating near the tip and root vortex. In addition, the wake vortex structure in uniform ambient flow can remain stable in four rotor diameters downstream. On the contrary, the disturbance of turbulent flow causes the wake field to quickly become chaotic flow.

Key words: Turbulent inflow; Actuator Line Model; Large Eddy Simulation; Wake field.