

中性大气边界层中风力机的湍流演化及叶根载荷分析

李德顺^{1,2,3}, 郭涛¹, 李伟¹, 胡进森¹, 李银然^{1,2,3}, 李仁年^{1,2,3*}, 李晔^{4*}, 胡文瑞^{5*}

1. 兰州理工大学能源与动力工程学院, 兰州 730050;

2. 甘肃省风力机工程技术研究中心, 兰州 730050;

3. 甘肃省流体机械及系统重点实验室, 兰州 730050;

4. 上海交通大学船舶与海洋工程学院, 上海 200240;

5. 中国科学院力学研究所, 北京 100080

* 联系人, E-mail: lirn@lut.edu.cn; ye.li@sju.edu.cn; wrhu@imech.ac.cn

2019-03-13 收稿, 2019-03-27 修回, 2019-04-04 接受, 2019-05-15 网络版发表

国家自然科学基金(51766009, 51566011)资助

摘要 针对一台外场试验风电机组, 采用大涡模拟(large eddy simulation, LES)耦合致动线模型的方法, 构建了中性大气边界层和风力机风轮的气动耦合求解模型, 模拟风力机在中性大气边界层中的流场. 通过连续小波分析、频谱分析和相关性分析, 研究了中性大气边界层中风力机前、后的湍流演化过程及其与叶根载荷的相关性. 研究发现, 自然来流从风轮前 $1D$ (D 为风轮直径)处运动到后 $1D$ 处时, 大气中的湍流强度逐渐增大; 在风轮平面处出现了较强的小尺度湍流结构, 这些小尺度的湍流结构在向下游运动过程中不断耗散, 并在风轮后 $1D$ 处能量基本耗散殆尽; 叶尖位置处的高频湍流出现频率约为 1.82 Hz , 此频率正好与叶片通过频率相对应. 风力机的叶根挥舞载荷对大气中的湍流结构响应明显, 低频湍流结构对叶根挥舞载荷的低频段影响显著, 高频湍流结构对叶根挥舞载荷的高频段影响明显; 叶尖高频湍流结构相对于叶根高频湍流结构, 频率更高, 能量更大, 其对叶根挥舞载荷高频段的影响更为明显; 同时, 叶尖高频湍流与叶根挥舞载荷的高频部分表现出了一致的周期性变化规律.

关键词 中性大气边界层, 叶根载荷, 大涡模拟, 致动线模型, 相关性, 频谱分析

大气边界层中的气流运动主要由不同强度的湍流流动构成, 具有很大的随机性. 大气中自然风的速度场随时间和空间不断变化^[1]. 大气运动中的湍流受温度、地形、地表粗糙度、大气稳定性等因素的影响, 不同环境中湍流特性不同, 对风力机性能影响也不同. 由于弃风限电问题, 平坦地区的在建风场越来越少, 风场逐渐向非平坦地区发展^[2]. 非平坦地区的来流风况具有高湍流强度特征, 高湍流强度来流与叶片疲劳载荷的增加以及风力机的寿命之间存在直接关系^[3,4]. 许多研究者^[5~7]探讨了地表粗糙度、大气稳定性、风速、湍流

强度等参数对风力机载荷的影响. 不同地表粗糙度和大气稳定性下的湍流相干结构对风力机结构响应、功率和尾流发展具有重要的影响^[8]. Frandsen和Thomsen^[9]比较了陆上风力机和海上风力机的载荷, 发现无论是单台风力机还是整个风电场风力机集群, 海上风力机比陆上风力机的疲劳载荷约小15%. Mouzakis等人^[10]的研究表明, 来流湍流结构是影响风力机疲劳载荷的主要因素. Lavelly等人^[11]发现, 极端载荷和湍流结构之间存在较强的空间相关性. Storey等人^[12]和Sim等人^[13]将大涡模拟(large eddy simulation, LES)与FAST

引用格式: 李德顺, 郭涛, 李伟, 等. 中性大气边界层中风力机的湍流演化及叶根载荷分析. 科学通报, 2019, 64: 1832-1843

Li D S, Guo T, Li W, et al. Evolution of turbulence in a wind turbine flow field with a neutral atmospheric boundary layer and an analysis of the blade root load (in Chinese). Chin Sci Bull, 2019, 64: 1832-1843, doi: 10.1360/N972019-00213

(fatigue, aerodynamics, structures, and turbulence)风轮动力学工具进行双向耦合模拟大气与风力机的相互作用,研究风力机载荷对大气边界层的响应. Andersen等人^[14]将致动线模型与FLEX5气动弹性工具进行了双向耦合,对叶片的气动弹性进行分析. 由于湍流相干结构对风力机载荷的作用时间较短,传统的频谱技术不适合对该问题进行分析. 而时频分析能够更精细地对短周期事件进行频谱分解,因此,小波变换方法被引入大气湍流的分析中. 罗涛等人^[15,16]和Liu等人^[17]利用小波分析对大气湍流特征以及下垫面对地表湍流的影响进行了研究. Kelley等人^[18-20]利用小波分析的方法研究了风轮前来流湍流与风力机载荷响应的关系. 结果表明,湍流相干结构引起风力机载荷响应,来流的湍流相干结构是风力机载荷波动的主要原因;同时,文献[20]指出,来流的雷诺应力项 $u'w'$ 为影响叶根挥舞载荷波动响应的最主要因素. 另外,为了更好地研究真实大气中风力机的气动性能,对于大气环境的数值模拟显得尤为重要. Calaf等人^[21]、Lu等人^[22]和Porté-Agel等人^[23]利用大涡模拟分别与致动盘模型和致动线模型进行耦合,模拟风力机在大气环境中的运行.

上述文献主要针对来流湍流结构对载荷的响应及大小的影响开展研究,但对大气湍流在风轮前后的演化过程及其对风力机载荷影响的机理分析仍显不足. 鉴于此,本文针对兰州理工大学外场试验机组,基于致动线模型对风轮进行建模;采用大涡模拟生成中性大气边界层,并与致动线模型耦合求解风力机流场;采用与FAST程序相同的叶素动量理论计算叶片所受的气动力和力矩,研究大气湍流流经风轮前后的时空演化过程,及其对风力机叶根挥舞载荷的影响规律.

1 计算模型及方法

本文在计算过程中,使用OpenFOAM开源软件中美国可再生能源实验室开发的SOWFA(the simulator for offshore wind farm applications)代码进行数值计算. 计算过程分为两部分^[8]: (1) 利用大涡模拟生成湍流大气风况和风力机尾流; (2) 利用致动线对风力机叶片进行建模. 首先利用LES生成无风力机的中性大气边界层,然后将风力机置于中性大气边界层中,采用LES耦合制动力模型的方法,研究风力机与大气边界层的相互作用.

1.1 大涡模拟

大涡模拟是通过滤波方法将湍流分为大尺度涡和

小尺度涡,大尺度涡通过Navier-Stokes方程直接求解,小尺度涡由亚格子模型建模模拟^[24]. 对中性大气边界层模拟时,应考虑浮力效应、科式力效应、地表热通量等的影响. 因此,滤波后的连续方程为^[8]

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

动量方程为^[25]

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j \tilde{u}_k - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}_0(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial x_i} - \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{gz}{\rho_0} \frac{\partial \rho_b}{\partial x_i} + \frac{\tilde{f}_c}{\rho_0}, \quad (2)$$

式中, t 是时间, x_i 和 x_j 分别是 i 和 j 方向上的空间坐标, u_i 和 u_j 分别是 i 和 j 方向上的速度分量, p 是动态压力, ρ_0 是空气恒定密度, ρ_b 是空气浮力密度, z 为地表粗糙度, \sim 表示滤波, Ω_j 是旋转率张量, 定义为 $\Omega = \omega[0, \cos(\phi), \sin(\phi)]$, 其中 ω 是地球旋转率, \tilde{f}_c 是风力机的体积力. 采用Smagorinsky模型^[8]对亚格子应力进行封闭:

$$\tilde{\tau}_{ij} = -2(c_s \Delta)^2 (2S_{ij} S_{ij})^{\frac{1}{2}} = -2\nu^{SGS} S_{ij}, \quad (3)$$

式中, c_s 是Smagorinsky常数, Δ 为滤波尺度, S_{ij} 如式(4)所示, 亚网格尺度(sub-grid scale, SGS)黏度由Smagorinsky模型^[26]给出.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (4)$$

位势温度输运方程^[8]为

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_j \tilde{\theta})}{\partial x_j} = -\partial \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \quad (5)$$

式中,

$$q_j = -k^{SGS} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j}, \quad (6)$$

$$k^{SGS} = \frac{\nu^{SGS}}{Pr_t}, \quad (7)$$

式中, Pr_t 为湍流Prandtl数, 取 $1/3$ ^[8].

1.2 致动线模型

致动线模型是将旋转的叶片简化成旋转的致动线,在致动线上布置若干计算点,每个计算点都对应所在位置处翼型的气动参数. 通过动量叶素(blade element momentum, BEM)理论对每个计算点处的当地风速进

行气动迭代计算, 求解气动体积力 \vec{f}_e . 本文在每个叶片上分布40个计算点, 气流流过计算点所对应的叶素时, 产生的气动体积力 \vec{f}_e 为

$$\vec{f}_e = (\vec{L}, \vec{D})^T = \frac{1}{2}\rho W^2 c (C_L \vec{e}_L + C_D \vec{e}_D)^T, \quad (8)$$

式中, W 为翼型的相对速度, c 为翼型弦长, 空气密度 ρ 为 1.225 kg/m^3 , C_L 和 C_D 分别为翼型的升力系数和阻力系数, \vec{e}_L 和 \vec{e}_D 分别为升力和阻力方向的单位矢量.

此外, 为了进一步提高该模型的求解精度, 在致动线模型中引入如下几个修正模型:

(1) Prandtl-Glauert叶尖/叶根损失校正模型, 其校正因子 $F^{[27]}$ 是

$$F = \frac{4}{\pi^2} \cos^{-1} \left[\exp \left(-\frac{B R - r}{2 r \sin \varphi} \right) \right] \cdot \cos^{-1} \left[\exp \left(-\frac{B r - R_{\text{hub}}}{2 r \sin \varphi} \right) \right], \quad (9)$$

式中, B 为叶片数.

(2) Glauert在大推力状态 ($a > 0.4$ 或 $C_T > 0.96F$) 时对轴向诱导因子 a 进行修正^[28]:

$$a = \frac{18F - 20 - 3\sqrt{C_T(50 - 36F) + 12F(3F - 4)}}{36F - 50}. \quad (10)$$

(3) 动态风速来流时风速不正对风轮, 因此根据 PittPeters模型进行斜风修正^[28]:

$$a_{\text{skew}} = a \left[1 + \frac{15\pi r}{32 R} \tan \frac{\chi}{2} \cos \psi \right], \quad (11)$$

式中, ψ 为风轮旋转的方位角, χ 为尾流偏斜角.

1.3 边界条件

1.3.1 中性大气边界层

计算域长、宽和高分别为3, 3和1 km. 以外场试验为参照, 轮毂中心高度 $h=15.4 \text{ m}$ 处的平均轴向风速为 3.95 m/s , 风向为 214.4° . 初始温度场在 $0\sim 700 \text{ m}$ 为 300 K ; $700\sim 800 \text{ m}$ 为覆盖逆温, 温度从 300 K 线性增加到 308 K ; 800 m 以上温度以 0.003 K/m 的比率增加. 在对大气边界进行湍流模拟时, 解析地表附近较大的含能尺度需要在该区域内具有类似DNS的网格. 为了避免这种限制, 对大气边界层进行LES模拟时, 地球表面采用应力和温度通量模型^[8]. 模拟时采用Moeng模型^[15]对大气边界层的表面应力和温度通量进行建模. 模型输入参数是表面粗糙高度 z , 实验时风力机周围为处于苗期的玉米, 根据GB50009-2001标准将地表粗糙高度 z 设置为 0.1 m ; 中性大气边界中水平平均的温度通量 $q_f=0$; 摩擦速度 u^* 为下表面平均剪切应力的平方根, 通过 MoninObukhov相似理论^[29,30]计算摩擦速度; 下表面为地表, 法向速度为 0 m/s ; 边界层上部的表面应力和温度通量均为零; 大气边界层模拟时, 侧边界均为周期性边界^[6].

图1(a)为中性大气边界层中位势温度 θ 沿高度 z_0 的分布曲线, 其中 $z_0=z_1/D$, z_1 为距离地面的垂直高度, D 为风轮直径. $z_0 \leq 45$ 时为覆盖逆温层, θ 随高度的增加而增加, 符合中性大气边界层的特点. 图1(b)为大气边界层中水平平均风速 u_0 随高度 z_0 的变化曲线, 虚线为壁面率, 其中 $u_0=u/U_h$, u 为水平平均风速, U_h 为轮毂中心高度处的水平平均风速. 可以看出, u_0 随高度的变化曲线与壁面率良好吻合.

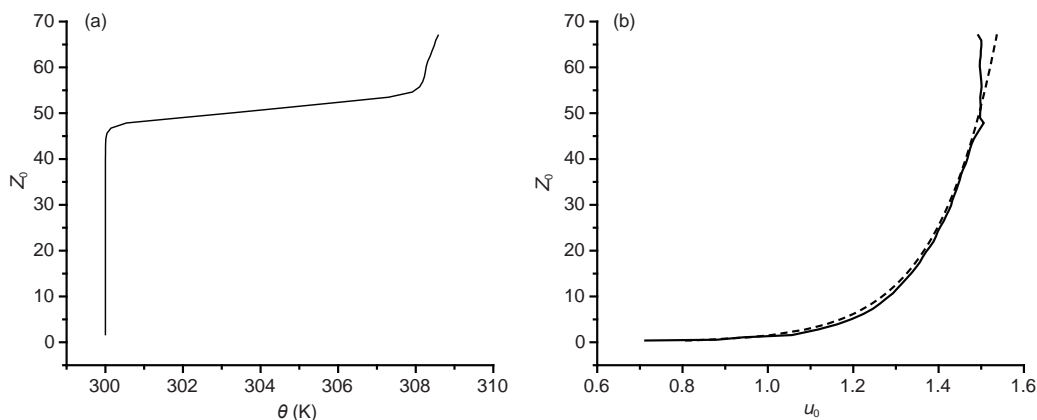


图1 位势温度 θ (a) 和水平平均速度 u_0 (b) 沿高度 z_0 的变化曲线
Figure 1 Distribution of the potential temperature θ (a) and horizontal average velocity u_0 (b) along height z_0

1.3.2 风力机流场

在中性大气边界层模拟结果的基础上, 将风力机置于其中. 风场侧边界不再设置为循环边界, 而是允许入流和出流, 其他边界条件与中性边界层一致. 风力机布置于计算域中心(即 $x=1500, y=1500, z=0$), 并在风力机附近利用topoSet和refineMesh工具对局部网格进行6次加密. 加密后的网格数为4353148, 最小网格尺寸为0.52 m, 即在风轮直径上分布了28个网格, 满足求解精度的要求. 计算域网格和风力机周围局部加密网格如图2所示. 边界层来流方向角和风力机的方向角均设置为 214.4° , 风力机转速为54.47 r/min. 数值计算的时间步长为0.02 s, 库郎数 $Co < 1$.

2 风力机参数及监测点设置

研究对象为兰州理工大学外场试验风力机, 为一台33 kW两叶片水平轴风力机, 风轮主要几何参数如表1所示. 该机组来流参数采用30 m拉线式测风塔进行测量, 风力机尾流利用3台CSAT3三维超声波风速仪测量. Li等人^[31]和Zheng等人^[32]已开展了相关研究, 探究了风力机尾流的亏损特性及湍流特性, 并通过外场试验验证了本文所采用数值计算方法的准确性^[30].

本文通过在风轮前、风轮叶根、叶尖处, 以及风力机尾流中布置监测点(如图3所示), 研究了中性大气边界层中风力机流场的湍流演化过程及其与叶根载荷的相关性. 监测点均位于风轮中心高度处的同一水平面内, A位于风轮中心前1D处, B位于风轮中心, C位于风轮中心后1D处, D位于叶尖处, E位于叶尖后1D处.

3 结果与分析

3.1 风轮前后湍流演化过程及其与叶根载荷的相互作用

大气湍流运动是由各种尺度的涡旋连续分布叠加而成, 经过风轮扰动之后, 大气中各种尺度的湍流将会发生变化. 为分析风轮扰动前、后湍流的变化过程, 本文将对雷诺应力分量进行功率谱分析(其中 u', v', w' 的方向分别是风轮轴向、风轮切向和垂直于地面的方向). 图4为各监测点的雷诺应力分量的功率谱. 可以看出, C点和E点的雷诺应力分量的功率谱所对应的湍流能量明显高于其他监测点, 即尾流中的湍流能量高于来流, 说明来流经过风轮的扰动后湍流强度增大, 尤其是在低频部分差异明显; E点对应的湍流能量高于C点,

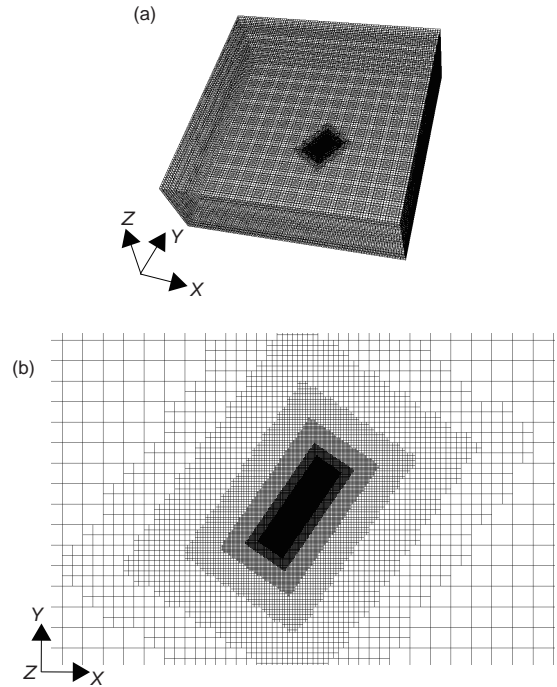


图2 风场计算域网格(a)和网格水平切面(b)
Figure 2 Computing mesh of wind farm (a) and mesh horizontal section (b)

表1 风轮主要几何及运行参数

Table 1 Main geometrical and operational parameters of the rotor

名称	单位	数值
直径	m	14.8
叶片数	个	2
轮毂高度	m	15.4
风轮转速	r/min	54.47
来流风速	m/s	3.95
翼型	NACA44XX	

说明叶尖对来流的扰动比叶根对来流的扰动更强; 风轮上的监测点B和D与尾流中监测点C和E对比发现, B和D点处的高频湍流能量明显高于尾流中的高频湍流能量, 说明风轮旋转将引起风轮附近小尺度湍流能量增加. 各监测点雷诺应力分量的功率谱中均表现出 $-5/3$ 斜率的规律, 湍流中符合 $-5/3$ 斜率的区域代表惯性子区. 可以明显看出, 风轮平面以及来、尾流的惯性子区所在频率位置发生明显变化; 相对于A点、B点和D点, C点和E点进入耗散区时的频率更低, 这表明尾流中湍流进入耗散区的涡尺度较大.

湍流具有时间和空间尺度的局部性结构, 而小波

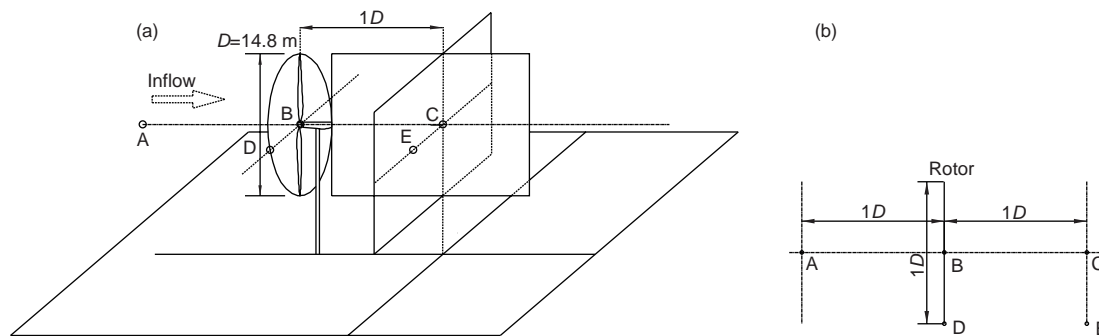


图3 数值模拟监测点示意图。(a)侧视图; (b)俯视图
Figure 3 Three-dimensional diagram of the monitoring points. (a) Side view; (b) top view

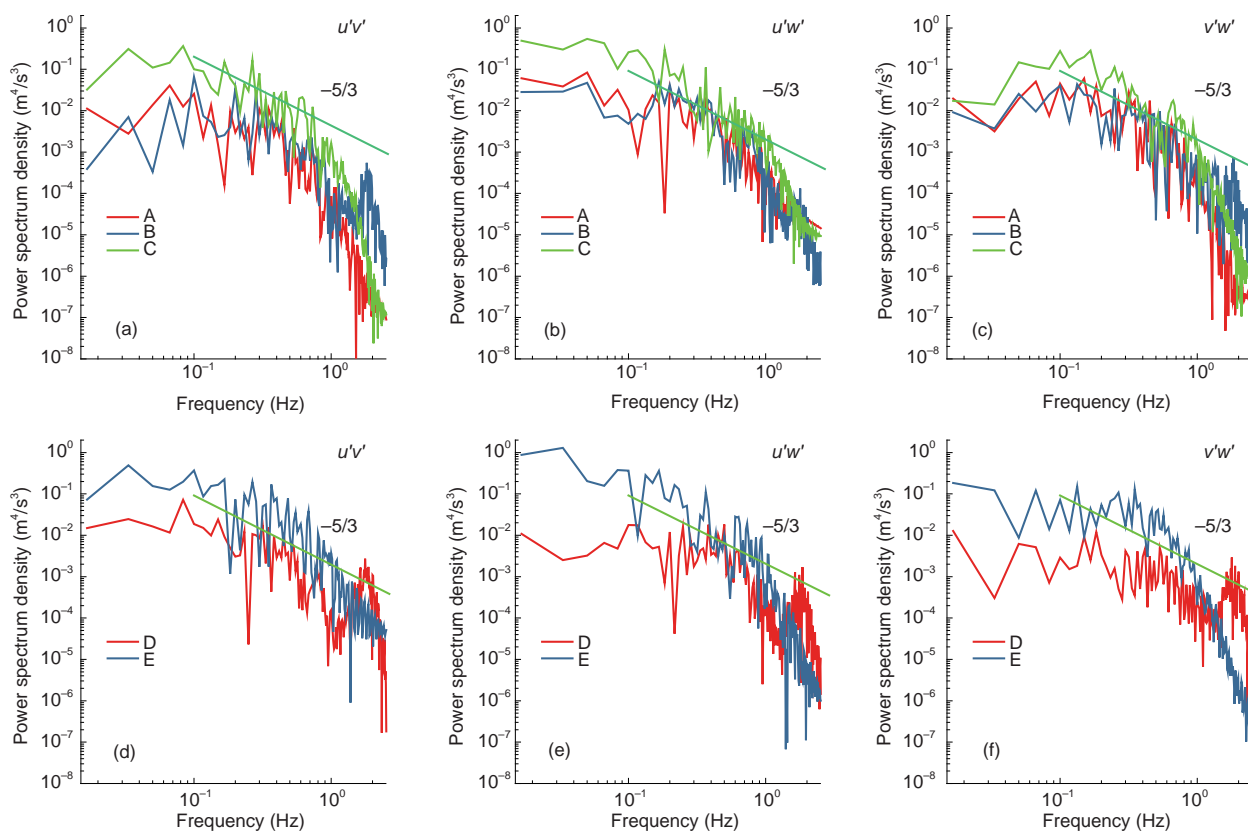


图4 各监测点的雷诺应力分量的功率谱。A, B, C点的 $u'v'$ (a), $u'w'$ (b)和 $v'w'$ (c)以及D, E点的 $u'v'$ (d), $u'w'$ (e)和 $v'w'$ (f)
Figure 4 The power spectrum of Reynolds stress components at each measuring points. $u'v'$ (a), $u'w'$ (b), and $v'w'$ (c) at points A, B, and C; $u'v'$ (d), $u'w'$ (e), and $v'w'$ (f) at points D and E

变换在伸缩、平移、空间和频域上同时具有良好的局部特性^[33]。因此, 本文将墨西哥帽小波作为母波, 对图3中不同监测点的雷诺应力分量和风力机叶片的叶根挥舞载荷分别进行了连续小波分析, 如图5所示。图中第1排是不同监测点处雷诺应力分量的时程图, 依次往下分别为3个方向雷诺应力分量 $u'v'$, $u'w'$ 和 $v'w'$ 的连续小

波分析, 第5排为叶根挥舞载荷的连续小波分析。连续小波分析中的颜色表示能量的强度, 红色表示强度最大, 蓝色表示强度最小, 横轴为时间, 纵轴为频率。

不同空间位置的监测点表现出不同湍流相干结构。由图5中的雷诺应力分量的时程图可以看出, A点位于风轮前, 表现出来流的湍流特点, 其雷诺应力分量的波

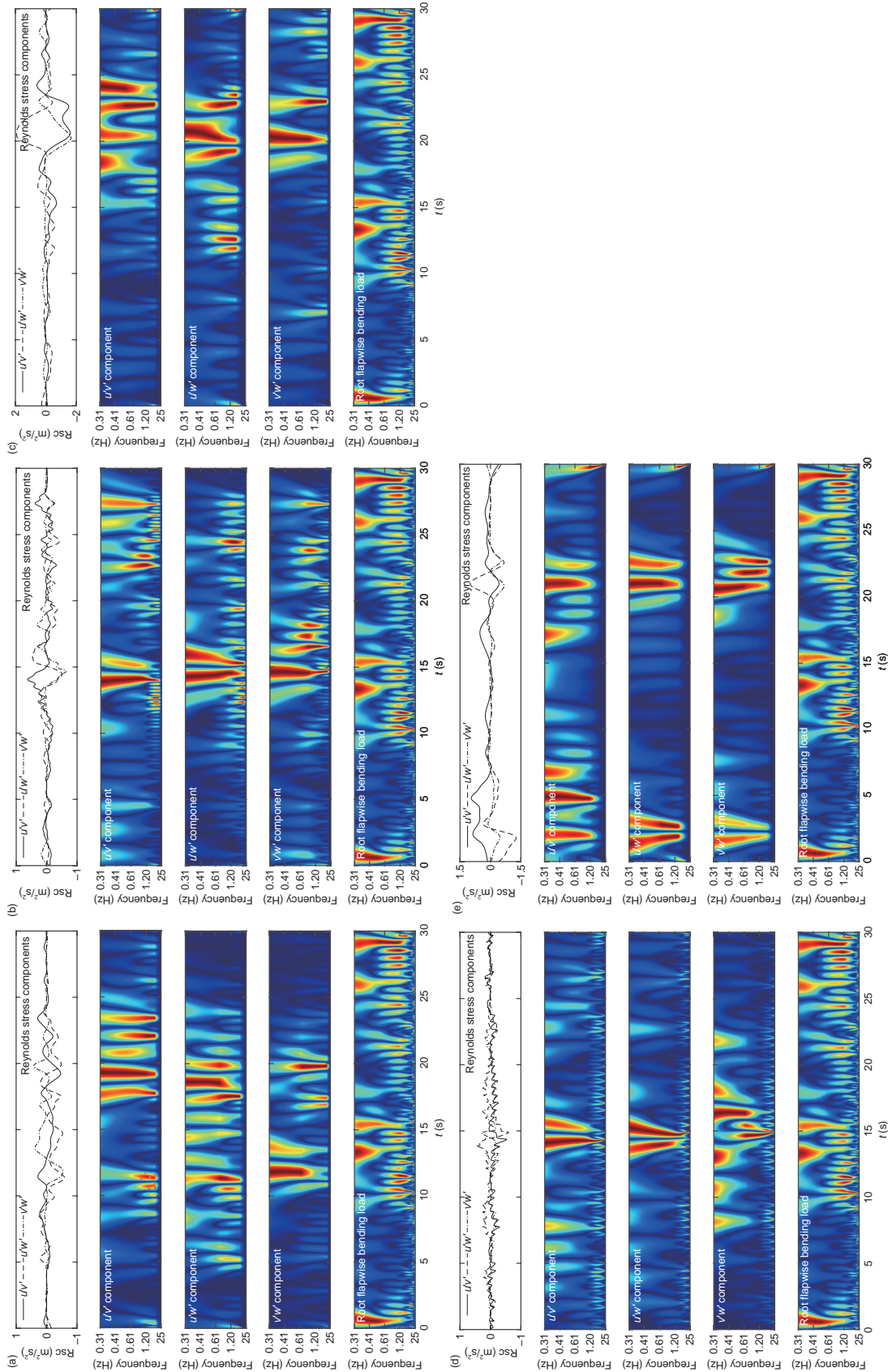


图 5 各监测点的雷诺应力分量时程图、雷诺应力分量和叶根挥舞载荷的小波分析图。(a) A点; (b) B点; (c) C点; (d) D点; (e) E点。Rsc代表雷诺应力分量
 Figure 5 Wavelet decomposition of root flapwise bending load and turbulence Reynolds stress components at monitoring points. (a) Point A; (b) point B; (c) point C; (d) point D; (e) point E. Rsc represents Reynolds stress components

动幅度较小, 湍流活动处于较弱状态; B点位于风轮中心, 该点流动与风轮发生了相互作用, 湍流活动较A点有所增强; C点处于风力机的尾流中, 位于中心涡区域, 与A和B点相比, C点的雷诺应力波动幅度最大, 湍流活动最为强烈. 从A点到C点的雷诺应力3个分量的幅值均逐渐变大, 表明从风轮前到风轮后1D处湍流活动逐渐变强.

由图5雷诺应力分量的时程图可知, A点处雷诺应力分量 $u'v'$ 在8~12和16~25 s内出现了较强的波动, $u'w'$ 在5~24 s内出现了较强波动, $v'w'$ 在9~22 s内发生了较剧烈的波动; 由雷诺应力各分量对应的小波分析图发现, 上述剧烈波动时间段对应的湍流能量较大频率范围较宽. 在其他监测点也有类似的规律, 这说明雷诺应力变化越剧烈, 湍流含有的能量越大, 并且能量较大湍流覆盖的频率范围也较宽. B点相对于A点, 湍流能量增加, 特别是在高频部分; 而高频部分对应小尺度的湍流结构, 即该点处小尺度湍流活动强烈, 说明湍流将能量传递给风轮的同时, 风轮的反作用使得流动出现高频的湍流结构; 同时B点大尺度湍流结构包含了较多小尺度的湍流结构, 因此, 该点处湍流结构比A点处更加复杂. 相对于A和B两点, C点的雷诺应力分量幅值变化更剧烈, 湍流包含的能量更大, 图4的分析也验证了这一点; 但C点处的高频湍流结构包含的能量相对B点明显减弱. 这表明来流经过风轮扰动后, 在风轮后1D处湍流能量增大, 但小尺度湍流结构在通过风轮向下游运动过程中快速耗散.

根据A, B, C点处的湍流特征发现, A点处强度较大的湍流经过约4 s到达B点时依然较大, 即B点的湍流结构含有A点的湍流结构特征. 该湍流结构经过风轮到达C点时相关特征依然存在, 但其活动时间变长, 这主要是由尾流中湍流的强度和尺度均增大所引起.

通过对B点中湍流能量较高时间段(12~29 s)的雷诺应力分量进行分析, 发现在B点的湍流能量较高的时刻, 叶根挥舞载荷相应较大, 存在明显的对应关系. 尤其B点的低频部分与载荷低频部分对应最好, 说明湍流风与风轮发生相互作用, 且低频湍流结构对叶根挥舞载荷的低频段影响显著.

相对于其他监测点, D点的雷诺应力分量波动明显. 由相对应的小波分析图可以发现, 在高频部分呈现出有规律的湍流结构, 5 s内高频部分出现约10次峰值, 对应2倍的风轮旋转频率, 即叶片通过频率(1.82 Hz). 说明湍流风运动到D点处推动风轮旋转, 同时风轮反作

用于来流, 在叶尖处出现叶尖涡, 叶尖涡的湍流中包含更高频率的湍流结构. 由E点雷诺应力分量的时程图和小波分析可以看出, E点的湍流结构基本处于低频范围, 即以大尺度湍流运动为主. 这是因为脱落的叶尖涡在向下游运动过程中不断耗散, 到达风轮后1D处时, 叶尖涡中高频小尺度湍流耗散殆尽, 因此E点湍流结构以低频的大尺度湍流为主.

B点和D点位于风轮旋转平面内, 在13~16 s内两点处的湍流强度和尺度均较大. 同时, 两点具有相似的湍流结构, 该大尺度湍流结构经过约8 s的运动, 在风轮后1D处依然存在, 但其高频湍流结构的能量明显降低. 同时可以看出, D点处存在频率更高、能量更大的小尺度涡, 这些小尺度涡与叶根挥舞载荷的高频段对应明显, 即高频湍流结构对叶根挥舞载荷的高频段影响显著. 相比A点到B点湍流的运动时间, D点到E点湍流的运动时间增长了约1倍, 这主要是由风轮后速度的亏损造成的.

由以上分析可知, 风轮平面上叶根与叶尖的湍流结构与叶根载荷有较好的对应关系, 因此将B点和D点的雷诺应力分量以及叶根挥舞载荷在不同时间尺度上进行了多分辨率分析. 多分辨率分析方法采用6阶Symmlet小波对雷诺应力分量和叶根挥舞载荷进行了6级细节分析. 表2为每个细节带对应的频率范围.

图6为叶根挥舞载荷和B, D两点雷诺应力分量多分辨率分析的时程图. 分析叶根挥舞载荷发现, 在B3~B6频带中, 3~10 s内的叶根载荷幅值较小, 尤其在B5和B6频带中表现最为明显, 10 s后不同频带中载荷的幅值较大. 其中, B3和B4出现不规则的波动, B5中出现了明显的周期性, 周期约为1 s, 与风轮旋转周期相近; 在高频段B1和B2中, 叶根载荷出现的峰值具有明显的周期性, 周期约为0.5 s, 与叶片通过频率基本一致. 分析B点雷诺应力分量的多分辨率时程图发现, 在3~10 s内, B3~B5频带中的幅值相对较小, 10 s后幅值出现波动较大; B6在5~12 s波动较小, 其他时间段波动

表2 多分辨率细节频带分布

Table 2 Detail frequency ranges of multiresolution analysis

细节频带	频率(Hz)	细节频带	频率(Hz)
B1	12.5~25	B4	1.565~3.125
B2	6.25~12.5	B5	0.781~1.562
B3	3.125~6.25	B6	0.39~0.781

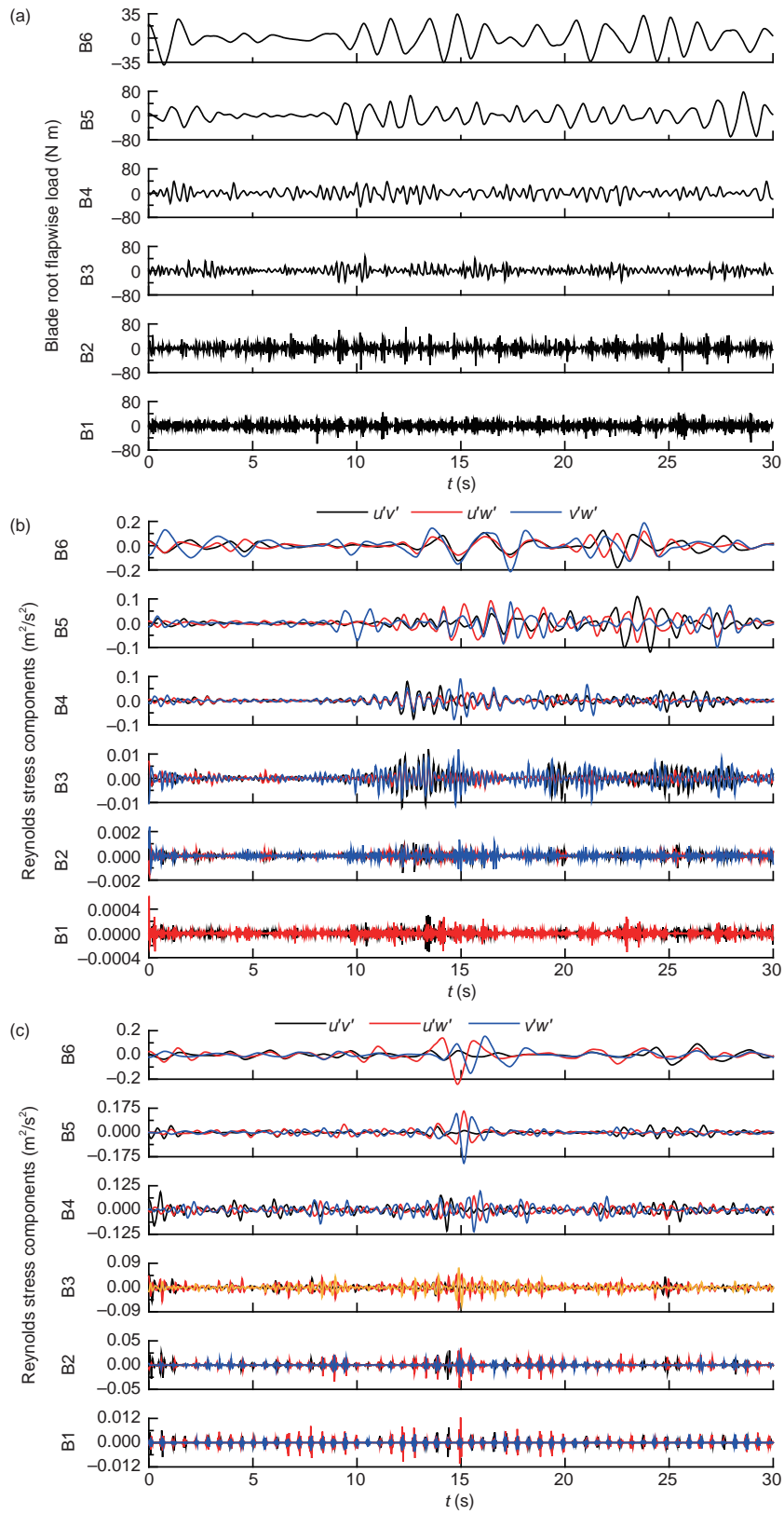


图 6 多分辨率分析. (a) 叶根挥舞载荷; (b) B点雷诺应力分量; (c) D点雷诺应力分量

Figure 6 Multiresolution analysis. (a) Blade root flapwise load; (b) Reynolds stress component at B; (c) Reynolds stress component at D

较大. 结合叶根挥舞载荷的多分辨率分析发现, 低频湍流结构与叶根挥舞载荷的响应关系明显, 即B点处, B3~B6频带内的湍流结构与叶根载荷存在明显的对应关系, B1~B2频带中湍流结构与叶根载荷没有明显的对应关系. 分析D点雷诺应力分量的多分辨率时程图发现, D点处的高频湍流含有的能量高于B点, 尤其在B1和B2频带, 并且出现了明显的周期性, 出现频率约为1.82 Hz, 与叶片的通过频率相同. 结合叶根挥舞载荷的多分辨率分析发现, 其高频湍流的特征与载荷的高频特征相对应; 但在B3~B6频带中雷诺应力分量变化平稳、能量较低, 与同一频带内的叶根挥舞载荷没有明显的对应关系.

总体来看, 低频湍流结构对叶根挥舞载荷的低频段影响显著, 高频湍流结构对载荷的高频段影响明显. 如前所述, 叶尖高频湍流结构相对于叶根高频湍流结

构, 频率更高、能量更大, 其对叶根挥舞载荷高频段的影响更加明显, 叶尖高频湍流与叶根挥舞载荷的高频部分表现出了一致的周期性变化规律.

3.2 湍流与风力机载荷的相关性分析

不同雷诺应力分量对载荷有不同的影响, 下面分析雷诺应力分量与叶片叶根挥舞载荷的相关性. 相关性系数定义为

$$r_{y_1 y_2}(k) = \frac{C_{y_1 y_2}(\tau)}{s_{y_1} s_{y_2}}, \tau = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (12)$$

其中, τ 为互相关偏移时间,

$$s_{y_1} = \sqrt{C_{y_1 y_1}(0)}, C_{y_1 y_1}(0) = Var(y_1),$$

$$s_{y_2} = \sqrt{C_{y_2 y_2}(0)}, C_{y_2 y_2}(0) = Var(y_2).$$

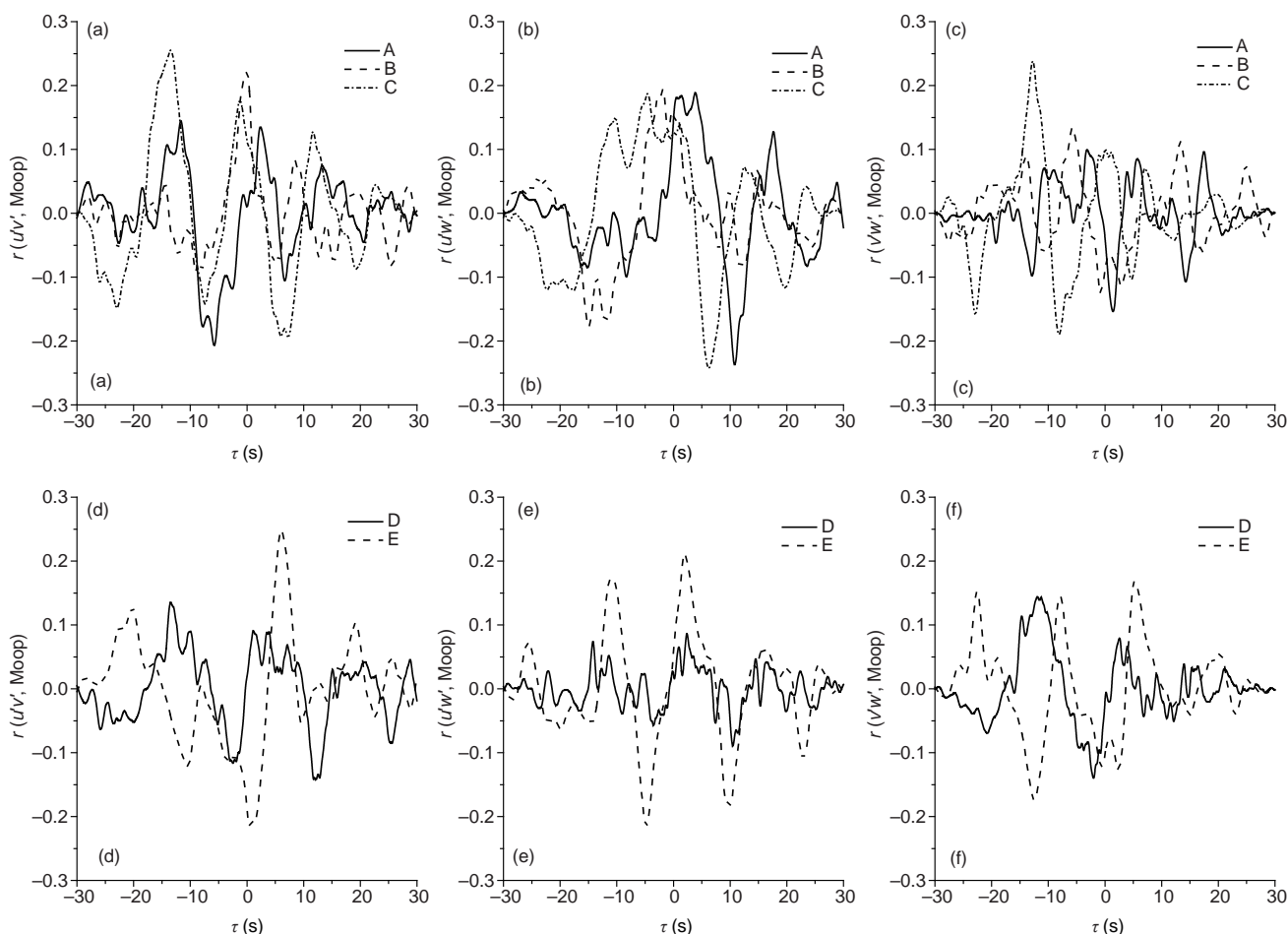


图7 各个监测点的雷诺应力分量与叶根挥舞载荷的相关性系数. A, B, C点的 $u'v'$ (a), $u'w'$ (b)和 $v'w'$ (c)以及D, E点的 $u'v'$ (d), $u'w'$ (e)和 $v'w'$ (f)
Figure 7 The correlation coefficient between Reynolds stress component and blade root flapwise load at each monitoring point. $u'v'$ (a), $u'w'$ (b), and $v'w'$ (c) at points A, B, and C; $u'v'$ (d), $u'w'$ (e), and $v'w'$ (f) at points D and E

$$C_{y_1, y_2}(t) = \begin{cases} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{T-t} (y_{1t} - \bar{y}_1)(y_{2, t+i} - \bar{y}_2); & t = 0, 1, 2 \dots \\ \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{T+t} (y_{2t} - \bar{y}_2)(y_{1, t-i} - \bar{y}_1); & t = 0, -1, -2 \dots \end{cases} \quad (13)$$

此处, $\bar{y}_i(i=1,2)$ 为 y_i 的平均值, y_1 为不同的雷诺应力分量, y_2 为叶根挥舞载荷。

图7表示A, B, C, D和E点的雷诺应力分量 $u'v'$, $u'w'$, $v'w'$ 和叶根挥舞载荷的相关系数随延迟时间的变化曲线。叶根挥舞载荷的方向垂直于风轮旋转平面, 而 $v'w'$ 的方向平行于风轮旋转平面。因此, 与 $u'v'$ 和 $u'w'$ 相比, $v'w'$ 与叶根挥舞载荷的相关程度较小。可以看出, 与B点相比, A点与载荷的最大正相关性的延迟时间约为4 s, 大约是A点湍流到达B点的时间, 说明叶根载荷对大气中来流的湍流结构响应迅速。B点和D点与载荷的相关性曲线出现较多的锯齿波动, 这主要是由风轮平面上的高频湍流引起的, 这点在小波分析中也得到了验证。从小波分析可以发现, D点的高频湍流结构与载荷的高频部分存在很好的对应关系, 但相关性分析中体现得并不明显。这主要是由于小尺度湍流结构含有的能量远小于大尺度湍流结构所携带能量, 其对叶根挥舞载荷的影响较弱。

参考文献

- Mandell J F, Samborsky D D, Cairns D. Fatigue of Composite Materials and Substructures for Wind Turbine Blades. In: Office of Scientific and Technical Information Technical Reports. 2002, doi: 10.2172/793410
- Balduzzi F, Bianchini A, Ferrari L. Microeolic turbines in the built environment: Influence of the installation site on the potential energy yield. *Renew Energy*, 2012, 45: 163-174
- Riziotis V A, Voutsinas S G. Fatigue loads on wind turbines of different control strategies operating in complex terrain. *J Wind Eng Ind Aerod*, 2000, 85: 211-240
- Ledo L, Kosasih P B, Cooper P. Roof mounting site analysis for micro-wind turbines. *Renew Energy*, 2011, 36: 1379-1391
- Talavera M, Shu F. Experimental study of turbulence intensity influence on wind turbine performance and wake recovery in a low-speed wind tunnel. *Renew Energy*, 2017, 109: 363-371
- Li D S, Li Y R, Li R N, et al. Investigation of horizontal-axis wind turbine (HAWT) blade three-dimensional rotational effect based on field experiments. *Appl Math Mech-Engl*, 2016, 37(Suppl): 31-42
- Lee S, Churchfield M J, Moriarty P J, et al. A numerical study of atmospheric and wake turbulence impacts on wind turbine fatigue loadings. *J Sol Energy Eng*, 2013, 135: 031001
- Churchfield M J, Lee S, Michalakes J, et al. A numerical study of the effects of atmospheric and wake turbulence on wind turbine dynamics. *J Turbul*, 2012, 13: 1-32
- Frandsen S, Thomsen K. Change in fatigue and extreme loading when moving wind farms offshore. *Wind Eng*, 1997, 21: 197-214
- Mouzakis F, Morfiadakis E, Dellaportas P. Fatigue loading parameter identification of a wind turbine operating in complex terrain. *J Wind Eng Ind Aerod*, 1999, 82: 69-88
- Lavelly A, Vijayakumar G, Kinzel M P, et al. Space-time loadings on wind turbine blades driven by atmospheric boundary layer turbulence. In: 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2011, 635, doi: 10.2514/6.2011-635
- Storey R C, Norris S E, Stol K A, et al. Large eddy simulation of dynamically controlled wind turbines in an offshore environment. *Wind Energy*,

4 结论

本文针对一台33 kW外场试验风电机组, 利用LES和致动线模型建立了中性大气条件和风力机模型, 模拟风力机在中性大气边界层中的运行状态, 研究风轮前后大气湍流的演化过程及其与风力机叶根载荷的相互作用。

从风轮前1D处运动到后1D处时, 大气中的湍流强度逐渐变大, 尾流中的湍流强度最大, 并且其差异主要出现在低频部分。相比来流和风轮平面处的湍流结构, 尾流处的湍流进入耗散区时的频率更低。受到风轮旋转的影响, 风轮平面处的湍流相比其他位置存在更强的小尺度湍流结构。这些小尺度的湍流在向下游传播过程中不断耗散, 在风轮后1D处小尺度湍流能量基本耗散, 湍流主要为较大尺度的结构运动。叶尖位置处出现了规律性很强的小尺度湍流, 出现频率约为1.82 Hz, 正好与叶片的通过频率相对应。

风场湍流结构对叶根挥舞载荷影响显著, 叶根挥舞载荷的低、高频特征分别与湍流的低、高频特征存在明显对应关系。叶根挥舞载荷高频段呈现出的周期性变化规律与叶尖处高频湍流结构的波动周期基本一致, 但高频小尺度湍流结构对叶根挥舞载荷的大小影响较弱。

- 2013, 16: 845–864
- 13 Sim C, Manuel L, Basu S. A comparison of wind turbine load statistics for inflow turbulence fields based on conventional spectral methods and large eddy simulation. In: 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2010, 829, doi: 10.2514/6.2010-829
 - 14 Andersen S J, Sørensen J N, Mikkelsen R, et al. Statistics of LES simulations of large wind farms. *J Phys-Conf Ser*, 2016, 753: 032002
 - 15 Xu C D, Kong Y F, Tong W W. A weighted linear regression model for precipitation spatial interpolation in altiplano and mountain area. *Geo-Inf Sci*, 2008, 10: 14–19
 - 16 Luo T, Yuan R M, Wu X Q, et al. Turbulent characteristics of atmospheric surface layer over complex underlying surface (in Chinese). *Nat Sci-J Nanjing Univ*, 2008, 44: 273–279 [罗涛, 袁仁民, 吴晓庆, 等. 复杂下垫面近地面层湍流特征的研究. *自然科学: 南京大学学报*, 2008, 44: 273–279]
 - 17 Liu G, Hong Z X. Multi-scale fractal characteristics of atmospheric boundary-layer turbulence. *Adv Atmos Sci*, 2001, 18: 787–792
 - 18 Kelley N D, Jonkman B J, Scott G N, et al. Impact of Coherent Turbulence on Wind Turbine Aeroelastic Response and its Simulation. Technical Report, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden. 2005
 - 19 Kelley N D, Osgood R M, Bialasiewicz J T, et al. Using wavelet analysis to assess turbulence/rotor interactions. *Wind Energy*, 2010, 3: 121–134
 - 20 Kelley N D. Turbulence-Turbine Interaction: The Basis for the Development of the TurbSim Stochastic Simulator. Technical Report, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden. 2011. doi: 10.2172/1031981
 - 21 Calaf M, Meneveau C, Meyers J. Large eddy simulation study of fully developed wind-turbine array boundary layers. *Phys Fluids*, 2010, 22: 015110
 - 22 Lu H, Porté-Agel F. Large-eddy simulation of a very large wind farm in a stable atmospheric boundary layer. *Phys Fluids*, 2011, 23: 065101
 - 23 Porté-Agel F, Wu Y T, Lu H, et al. Large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flow through wind turbines and wind farms. *J Wind Eng Ind Aerod*, 2011, 99: 154–168
 - 24 Sorensen J N, Shen W Z. Numerical modeling of wind turbine wakes. *J Fluids Eng*, 2002, 124: 393–399
 - 25 Churchfield M, Lee S, Moriarty P. Overview of the Simulator for Wind Farm Application (SOWFA). Technical Report, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden. 2012
 - 26 Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. *Mon Weather Rev*, 1963, 91: 99–164
 - 27 Zhong H, Du P, Tang F, et al. Lagrangian dynamic large-eddy simulation of wind turbine near wakes combined with an actuator line method. *Appl Energy*, 2015, 144: 224–233
 - 28 Burton T, Jenkins N, Sharpe D, et al. *Wind Energy Handbook*. 2nd ed. Wiley Online Library, 2011. doi: 10.1002/9781119992714
 - 29 Stull R B. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht: Springer Science & Business Media, 2012. doi: 10.1007/978-94-009-3027-8_10
 - 30 Lalas D P, Ratto C F. *Modelling of Atmospheric Flow Fields*. Singapore: World Scientific Publishing, 1996. 247–260, doi: 10.1142/9789814447164_0037
 - 31 Li D S, Guo T, Li Y R, et al. Interaction between the atmospheric boundary layer and a standalone wind turbine in Gansu—Part I: Field measurement. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 94711
 - 32 Zheng Z, Gao Z T, Li D S, et al. Interaction between the atmospheric boundary layer and a stand-alone wind turbine in Gansu—Part II: Numerical analysis. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 94712
 - 33 Guo H F, Qiu X, Liu Y L. Application of wavelet analysis in numerical study of turbulence (in Chinese). *Chin J Comput Mech*, 2006, 23: 58–64 [郭会芬, 邱翔, 刘宇陆. 小波变换在湍流数值研究中的应用. *计算力学学报*, 2006, 23:58–64]

Summary for “中性大气边界层中风力机的湍流演化及叶根载荷分析”

Evolution of turbulence in a wind turbine flow field with a neutral atmospheric boundary layer and an analysis of the blade root load

Deshun Li^{1,2,3}, Tao Guo¹, Wei Li¹, Jinsen Hu¹, Yinran Li^{1,2,3}, Rennian Li^{1,2,3*}, Ye Li^{4*} & Wenrui Hu^{5*}

¹ School of Energy and Power Engineering, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China;

² Gansu Provincial Technology Centre for Wind Turbines, Lanzhou 730050, China;

³ Key Laboratory of Fluid Machinery and Systems of Gansu Province, Lanzhou 730050, China;

⁴ School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

⁵ Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

* Corresponding authors, E-mail: lirm@lut.edu.cn; ye.li@sjtu.edu.cn; wrhu@imech.ac.cn

In this study, a neutral atmospheric boundary layer and wind turbine blades were constructed in a large eddy simulation and actuator line model for conducting a field experiment of a wind turbine. Further, the flow field of the wind turbine was simulated in a neutral atmospheric boundary layer. The evolution of the turbulence in the front and back of the rotor with a neutral atmospheric boundary layer and its correlation with the load were studied by analyzing the continuous wavelets, the spectrum, and the correlation. The results indicate that the coherent structure of the turbulence in the neutral atmospheric boundary layer becomes stronger from one-diameter ($1D$) front of the rotor plane to $1D$ back of it. The coherent structure of the turbulence in inflow is affected by the rotation of the rotor. Subsequently, strong small-scale turbulence structures appear in the rotor plane, which are continuously dissipated in the wind direction. The turbulent energy with small scales at $1D$ back of rotor is feeble, and the turbulence mainly moves on a large scale. The frequency of the small-scale turbulence is approximately 1.82 Hz at the tip, which corresponds to the passing frequency of the blade and is mainly generated because of the rotation of the rotor. The flapwise load of the blade root is high when the turbulent energy is high. The results of wavelet analysis denote that the turbulence structure at the monitoring points has a good relation with the flapwise load of the blade root, and the flapwise load of the blade root of the wind turbine has obvious response to the turbulent structure of the atmosphere. A multi-resolution analysis of two points at the center and tip of the rotor and the flapwise load of the blade root denotes that the low-frequency turbulent structure at the center of the rotor (B3–B6 frequency band) is dependent on the low-frequency flapwise load of the blade root, whereas the high-frequency turbulent structure (B1–B2 frequency band) has no obvious corresponding relation with the flapwise load of the blade root. The high-frequency turbulent structure at the tip (B1–B2 frequency band) is related to the high-frequency flapwise load of the blade root, whereas the low-frequency turbulent structure (B3–B6 frequency band) has no obvious corresponding relation with the flapwise load of the blade root. Therefore, the low-frequency turbulence structure significantly influences the low-frequency band of the flapwise load of the blade root, whereas the high-frequency turbulence structure significantly influences the high-frequency band of the flapwise load of the blade root. When compared with the high-frequency turbulent structure at the blade root, the high-frequency turbulent structure has a higher frequency and a higher energy at the blade tip, and its influence on the high-frequency band of the flapwise load of the blade root is more obvious, exhibiting a consistent regular periodic variation.

neutral atmospheric boundary layer, wind turbine load, large eddy simulation, actuator line model, correlation, spectral analysis

doi: 10.1360/N972019-00213