

风力机翼型挥舞摆振非定常气动特性分析

吕坤, 谢永慧, 张荻

(西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

摘要: 参考实际运行状态下的风力机翼型, 应用动网格并采用 $k-\omega$ SST 湍流模型对 NREL S809 翼型在 $Re=1 \times 10^6$ 情况下的翼型振荡进行了数值模拟, 同时分析了挥舞、摆振及二者耦合振动对风力机翼型气动性能的影响. 结果表明: 相同振幅和频率下, 翼型挥舞比摆振引起的气动力波动大得多; 翼型未达到失速时, 翼型吸力面的流动分离可以使翼型获得额外的升力; 挥舞的振幅或频率较大时, 翼型会发生失速, 且来流攻角越大, 挥舞使得翼型更易发生失速; 在挥舞-摆振耦合引起的翼型气动力变化中, 挥舞起主导作用.

关键词: 挥舞; 摆振; 风力机翼; 湍流模型; 数值模拟

中图分类号: TK83 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)09-0047-07

Investigation of Unsteady Aerodynamic Performance for Wind Turbine Airfoil

LÜ Kun, XIE Yonghui, ZHANG Di

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The moving mesh and the $k-\omega$ SST model were adopted to simulate the aerodynamic performance of the NREL S809 airfoil at the Reynolds number of 1×10^6 . The effects of flapwise, edgewise and combined flap/lead-lag oscillations on the aerodynamic performance of the airfoil were analyzed. The results show that the aerodynamic fluctuation caused by flapwise oscillation is much larger than that caused by edgewise oscillation with the same amplitude and frequency. The lift is greater due to flow separation on the suction surface of the airfoil when the airfoil is not in stall status. Larger amplitude and higher frequency of the oscillation will lead to dynamic stall of the airfoil, and the dynamic stall of the airfoil occurs more easily with the increase in the attack angle. In addition, flapwise oscillation plays a dominant role in the aerodynamic fluctuation caused by combined flap/lead-lag oscillation.

Keywords: flapwise oscillation; edgewise oscillation; wind turbine airfoil; turbulence model; numerical simulation

在气动力、惯性力和弹性力的耦合作用下, 风力机叶片旋转时容易发生振动, 通常振动有 3 种形式: ①挥舞, 即叶片在垂直于旋转平面上的弯曲振动; ②摆振, 即叶片在旋转平面内的弯曲振动; ③扭转, 即绕叶片变距轴的扭转振动^[1]. 这 3 种形式的振动在一起还会引发耦合, 由此产生气动弹性不稳定. 风力机叶片的振动及气弹耦合对风力机的气动性能及安

全性有重要影响, 所以深入研究翼型振荡状态下的气动特性, 对改进翼型设计、提高风力机的气动效率和安全性具有重要的意义.

许多学者对翼型振动的气动性能进行了深入研究, 如: Ekaterinaris 等^[2]采用 Baldwin-Barth 湍流模型对 NACA0012 翼型的俯仰、平振及耦合运动下的动态失速性能进行了计算, 指出振动状态下翼型

的气动性能有别于静止状态; Walker 等^[3]对翼型等速上仰问题进行了大量的实验研究,指出当攻角大于静态失速攻角时,动态失速涡的存在对翼型上表面的速度和压力分布有重大影响,随着翼型上仰速度的增加,动态失速涡附着在翼型上的时间更长,由此可以显著增加翼型大攻角条件下的时均气动力; Ramsay 等^[4]通过风洞实验系统地研究了不同的雷诺数、平均迎角、迎角振幅和减缩频率下 NREL S809 翼型俯仰振荡的动态失速性能,分析了各因素对动态失速性能的影响; Guerri 等^[5-6]应用计算流体力学方法深入研究了风力机叶型的流固耦合效应,得到了翼型的不同振型和气动力变化,同时着重研究了叶型的挥舞-扭转耦合振动。但是,迄今为止的大多数研究是针对翼型俯仰振荡运动的动态失速进行的,而针对翼型挥舞、摆振及二者耦合振动时的气动性能却不多见。本文应用动网格技术,采用 $k-\omega$ SST 湍流模型,在实验^[3]和 $Re=1\times 10^6$ 下对二维 NREL S809 翼型振荡进行了数值模拟。

1 数值模型

1.1 数值方法

求解雷诺平均 N-S 方程利用商业软件 CFX, 计算模型采用 $k-\omega$ SST 湍流模型^[5,7-8], 瞬态项离散采用二阶迎风后插隐式时间步方法, 空间离散采用二阶迎风格式, $k-\omega$ SST 湍流模型^[9]的计算方程如下

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \Omega F_2)}; \quad v_t = u_t / \rho \quad (1)$$

湍动能方程

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k, \\ \tau_{ij} = -\rho u'_i u'_j \quad (2)$$

湍流频率方程

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \\ \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \sigma_\omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3)$$

式中: F_1 和 F_2 是混合函数; $\beta, \gamma, \sigma_k, \sigma_\omega$ 为模型参数。 $k-\omega$ SST 湍流模型利用函数 F_1 将 $k-\epsilon$ 和 $k-\omega$ 方程结合起来, 然后利用函数 F_2 来改进涡团黏性系数 μ_t 在壁面逆压流动区域的结果, 充分发挥 $k-\epsilon$ 模型处理自由流、 $k-\omega$ 模型处理壁面约束流动的特长, 同时还借鉴了 Johnson-King 模型^[10]不平衡作用的思想, 以增强对复杂流的适应性。

1.2 计算模型

风力机翼选用 S809 翼型^[4](主要应用于两叶片 NREL Phase VI 风力机), 额定功率为 19.8 kW, 叶片展长为 5.03 m。参照实际建立了风力机模型, 如图 1 所示, 图中: V 为来流风入口的相对速度; α 为攻角; β_1 为桨距角; F 为作用在桨叶上的气动合力, F 可以分解为 F_x, F_y , F_x 与来流风向垂直, 称为驱动力, 使桨叶旋转做功, F_y 与来流风向平行, 称为轴向推力, 通过塔架作用在地面上。摆振沿 x 轴方向进行, 挥舞沿 y 轴方向进行。

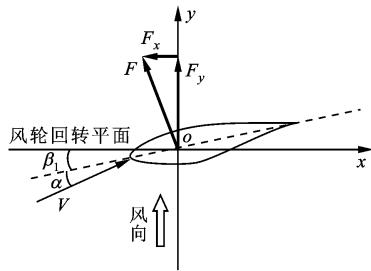
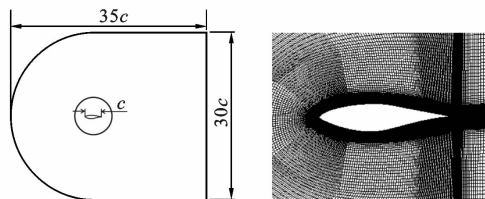
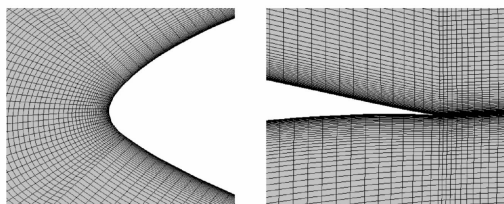


图1 风力机翼型受力模型

参考文献[7]中的风力机模型, 其叶片产生的最大功率区域在 0.75 倍展长附近, 该区域桨距角 $\beta_1 = 0^\circ$, 因此取 $\beta_1 = 0^\circ$ 建立计算域。计算网格用 C 型结构化网格, 翼型表面分布了 300 个节点, 翼型前缘和尾缘网格采用加密处理, 总网格数为 12 万。计算域及翼型周围网格如图 2 所示, 图中翼型弦长 $c = 600$ mm, 计算域外边界距离翼型边界面至少为 15 倍弦长, 计算域分内、外 2 个区, 内区是直径为 2 倍于翼型弦长的圆, 通过动网格来控制内区网格的移动可



(a) 翼型计算区域 (b) 翼型周围的网格分布



(c) 翼型前缘局部网格 (d) 翼型尾缘局部网格

图2 翼型计算区域及其周围网格分布图

模拟翼型振动。

为了验证计算模型的正确性,对不同来流攻角下翼型的升力、阻力系数进行了计算,结果如图3所示。由图3可见,来流攻角在 $0^\circ\sim 18^\circ$ 内,计算与实验的阻力系数基本吻合。来流攻角小于 10° ,计算获得的升力系数与实验的偏差很小;来流攻角大于 10° ,计算获得的升力系数与实验之间出现了偏差,但在工程上该偏差是可以容忍的。所以,来流攻角在 $6^\circ\sim 12^\circ$ 之间时,可以采用本文模型进行数值分析。

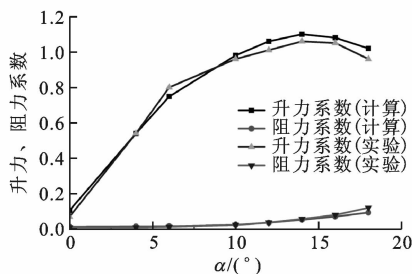


图3 不同来流攻角下翼型升力、阻力系数

为了便于研究翼型振荡对风力机输出功率的影响,在参考文献[8]中定义

$$C_x = \frac{F_x}{(1/2)\rho V_\infty^2 C}; \quad C_y = \frac{F_y}{(1/2)\rho V_\infty^2 C}$$

式中: C_x 为驱动力系数; C_y 为轴向推力系数。

2 数值模拟及分析

2.1 翼型挥舞

翼型挥舞在 y 方向上的位移^[5-6]为

$$Y = A \sin(2\pi ft + \varphi)$$

式中: A 为翼型挥舞的振幅; f 为振动频率; φ 为相位差, $\varphi=0$ 。

直径为45 m左右的叶轮,其自激振动频率在1~3 Hz之间,且随着叶片展长的减小,自激振动频率增加^[11-12]。该叶轮的叶片振型以一阶挥舞和一阶摆振为主,在极限挥舞载荷作用下通过叶片有限元模型计算和实验得到的叶尖挠度可以达到8 m以上。文献[13]在 $Re=1\times 10^5$ 、缩减频率 $k=0.8$ 、无量纲挥舞振幅 $h=A/c=0.4\sim 0.7$ 下数值模拟了NACA0012翼型的气动性能。参考文献[5-6,13-14]、结合实际风力机振动情况确定 $A=0.05\sim 0.5$ m, $f=1\sim 3$ Hz,其中3 Hz对应于最大的 $k=0.44$ 。每个振动周期的时间步长数 n 对计算精度有显著影响。图4为 $A=0.3$ m、 $f=3$ Hz、 $\alpha=10^\circ$ 时, n 分别取15、30、60的 C_x 计算结果。

由图4可见: n 取30、60时,对应二者的驱动力

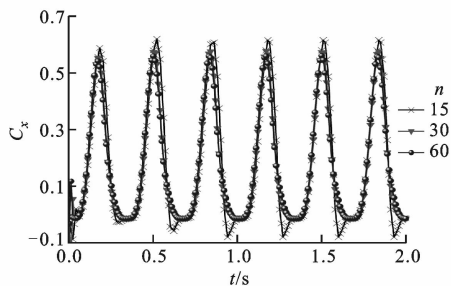
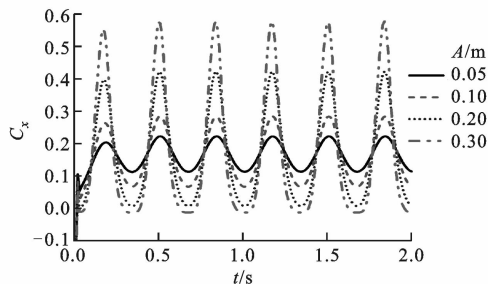


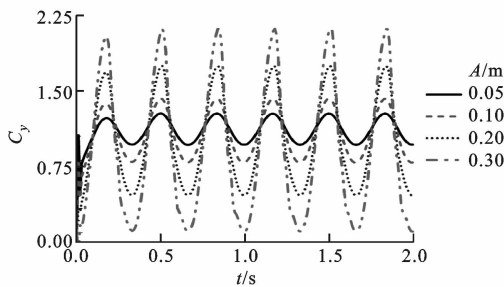
图4 不同 n 下的 C_x 计算结果

系数曲线几乎完全重合; n 取15时,对应曲线与前二者有明显区别。 n 不同时,对应驱动力系数峰值间存在最大误差。经分析知: $n=15$ 时, C_x 峰值偏差 $\Delta C_x=6.9\%$; $n=60$ 时, $\Delta C_x=2.3\%$,该值与 $n=30$ 时相差无几,所以计算时本文的 $n=30$ 。

图5为 $f=3$ Hz、 $\alpha=10^\circ$ 且在不同挥舞振幅下 C_x 、 C_y 随时间的变化,该结果与文献[6,14]相似。



(a) C_x 变化曲线



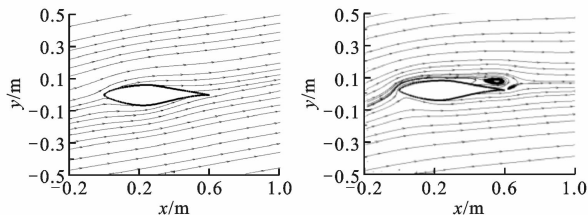
(b) C_y 变化曲线

图5 $f=3$ Hz、 $\alpha=10^\circ$ 且在不同挥舞振幅下 C_x 、 C_y 随时间的变化

由图5可见, C_x 和 C_y 随着翼型的振动产生了周期性的变化。结合翼型的运动规律可以发现:当翼型在平衡位置沿 y 轴正向运动时, C_x 和 C_y 达到最小值;当翼型在平衡位置沿 y 轴负向运动时, C_x 和 C_y 达到最大值。翼型振动时,对应来流速度的大小和方向均发生了变化:翼型沿 y 轴正向运动时,对应来流速度和攻角最小,翼型产生的升力最小, C_x

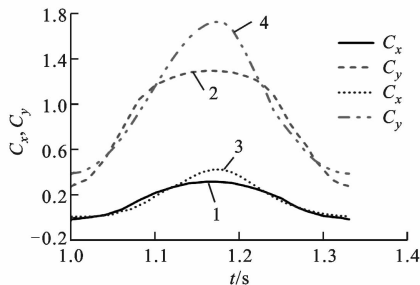
和 C_y 达到最小值;翼型沿 y 轴负向运动时,翼型仍未失速,其产生的结果恰好与正向运动时相反,所以 C_x 和 C_y 均达到最大值. 翼型的挥舞不仅导致来流速度和攻角发生变化,还会引发流动分离和旋涡. 图6为 $A=0.2\text{ m}$ 、 $f=3\text{ Hz}$ 、 $\alpha=10^\circ$ 且翼型在平衡位置沿 y 轴正向和负向运动时的流场.

当翼型沿 y 轴正向运动时,对应来流攻角较小,翼型表面不会发生流动分离. 当翼型从最大位移处沿 y 轴负向运动时,对应来流攻角逐渐增大,翼型表面逐渐出现流动分离;当翼型负向运动至平衡位置时,对应来流攻角达到最大值,流动分离更为严重;当翼型继续负向运动时,对应来流攻角逐渐减小,流动分离现象逐渐减弱,直至消失. 1.17 s 时,对应来流的速度和攻角达到最大值,流动分离最为严重,这2种因素均有可能导致 C_x 和 C_y 达到最大值. 考虑翼型振动前后 C_x 和 C_y 的变化如图7所示.



(a) 1 s 时沿 y 轴正向运动 (b) 1.17 s 时沿 y 轴负向运动

图6 翼型在平衡位置沿 y 轴正向和负向运动时的流场



曲线 1、2 对应于翼型静止状态;曲线 3、4 分别对应 $A=0.2\text{ m}$ 、 $f=3\text{ Hz}$ 、 $\alpha=10^\circ$ 的曲线

图7 考虑翼型振动前后 C_x 和 C_y 的变化

由图7可以发现:翼型沿 y 轴负向运动时,正常振动状态下的 C_x 和 C_y 均大于仅考虑来流速度及攻角的情况,振动下的 C_x 和 C_y 表现出增大的特性;翼型负向运动至平衡位置时,压力面附近气流压力增大,其大于吸力面,由此产生压力梯度,此时气流绕过翼型尾缘由压力面流向吸力面,并带动下游流体回流,使得边界层内的流体质点离开壁面挤向

主流,从而加剧了边界层分离. 下游回流的流体受到主流的冲击折返向下游流动,并在分离点的下游产生剪切涡和尾流区,造成能量损失,促使吸力面产生低压区,因而翼型获得额外的升力,使得 C_x 和 C_y 增大. 所以,来流速度和攻角增大和翼型振动引起的流动分离都会加剧 C_x 和 C_y 增大.

以上研究中挥舞振幅比较小,翼型未达到失速. 当挥舞振幅较大时,叶片会发生失速颤振. 研究发现,在 $f=3\text{ Hz}$ 、 $\alpha=10^\circ$ 下,当 A 大于或等于 0.4 m 时,翼型失速. 图8为 $A=0.5\text{ m}$ 时不同频率下 C_x 的变化规律.

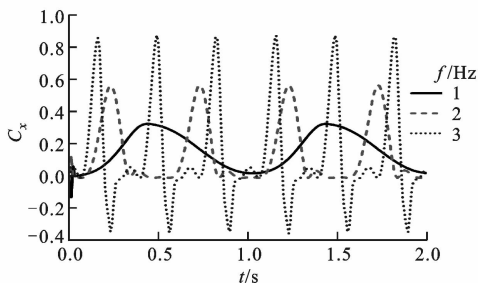
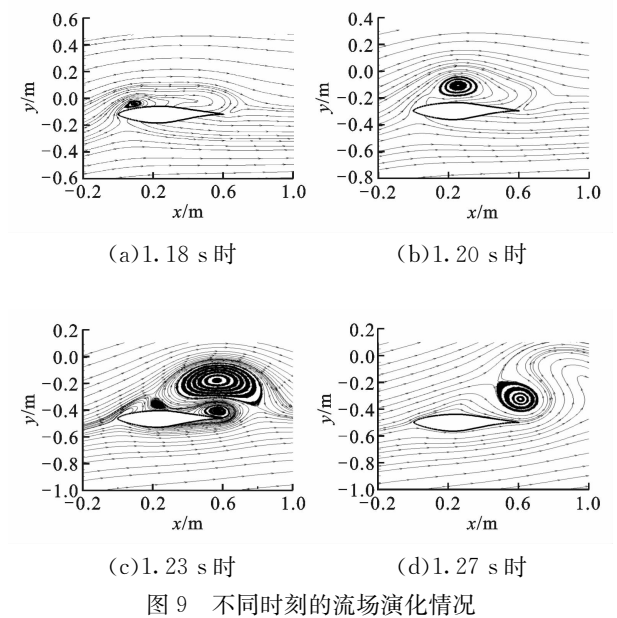


图8 $A=0.5\text{ m}$ 时不同频率下 C_x 的变化

由图8可见,在 $f=3\text{ Hz}$ 下, $A=0.5\text{ m}$ 与 $A=0.05\sim 0.3\text{ m}$ 时 C_x 情况有很大区别,其中: $A=0.05\sim 0.3\text{ m}$ 时驱动力一直为正值; $A=0.5\text{ m}$ 且翼型沿 y 轴负向运动至平衡位置附近时,驱动力会急剧降至负值, C_x 甚至达到 -0.4 . 由图8还可见:在相同的挥舞振幅下,振动频率越大,翼型受到的气动力波动越剧烈,当频率达到一定程度时,翼型失速;随着振动频率的增加,翼型沿 y 轴负向运动且在相同位移处的速度增大,来流速度和攻角随之增大,流动分离和旋涡产生的可能性就越大. 频率增大到了一定程度时,流动分离会导致翼型失速,如图8中 $f=3\text{ Hz}$ 的情况.

图9为翼型在一个振动周期内的流场演化. 在 $1\sim 1.17\text{ s}$ 之间,翼型从最大位移处沿 y 轴负向振动,但仅在翼型吸力面尾缘附近发生了流动分离. 1.17 s 时,翼型在平衡位置达到最大速度,此时来流速度和攻角最大,翼型前缘附近流动在逆压梯度的作用下开始发生流动分离,并在 1.18 s 时形成前缘分离涡. 前缘分离涡在向后扩展的运动中,翼型升力迅速增加,从而导致 C_x 迅速增加,这与文献[15]的实验结论吻合,说明前缘涡和翼型表面剪切涡的存在,有助于在翼型上表面产生低压区,进而获得额外的升力.



前缘涡继续向后运动,在 1.23 s 时翼型尾缘上部诱导出反向旋转的二次涡结构,翼型进入失速状态. 尽管此时前缘涡和剪切涡进一步增强,但后缘出现的反向旋转的后缘涡抵消了一部分前缘涡和剪切涡,从而造成升力迅速下降,阻力迅速增加, C_x 迅速降低,甚至达到 $C_x = -0.4$ 的情况. 在 1.27 s 时后缘涡脱离翼面向后运动,翼型脱离失速区. 此后,翼型继续沿 y 轴负向振动,对应的来流速度和攻角逐渐减小,翼型重新摆脱了失速状态.

2.2 翼型摆振

翼型摆振沿 x 方向的振荡形式^[6,16]为

$$X = B\sin(2\pi ft + \varphi)$$

式中: B 为翼型摆振振幅; φ 为相位差, $\varphi=0$.

叶片振型是以一阶挥舞和一阶摆振为主的,尽管不同振型时参振的惯性矩不同,但一般情况下,机翼的一阶挥舞和一阶摆振的固有频率比较接近. 图 10 为 $f=3\text{ Hz}$ 、 $\alpha=10^\circ$ ^[5-6,16] 且在不同摆振振幅下 C_x 、 C_y 随时间的变化.

对比图 10 和图 5 发现,在相同的振幅和频率下,翼型摆振比挥舞引起的气动力波动小得多. 摆振时,翼型沿 x 轴方向振动,远处来流在 x 轴方向的速度分量比 y 轴的大得多,所以摆振引起的来流速度和来流攻角的变化比挥舞小得多,同时摆振引起的流动分离也远不及挥舞的严重,因此在相同的振幅和频率下,翼型摆振比挥舞引起的气动力波动要小得多.

图 11 为 $\alpha=10^\circ$ 、 $f=1\sim 3\text{ Hz}$ 、 $A=0.2\text{ m}$ 、 $B=0.2\text{ m}$ 时挥舞和摆振下 C_x 随 X 、 Y 变化的曲线. 由

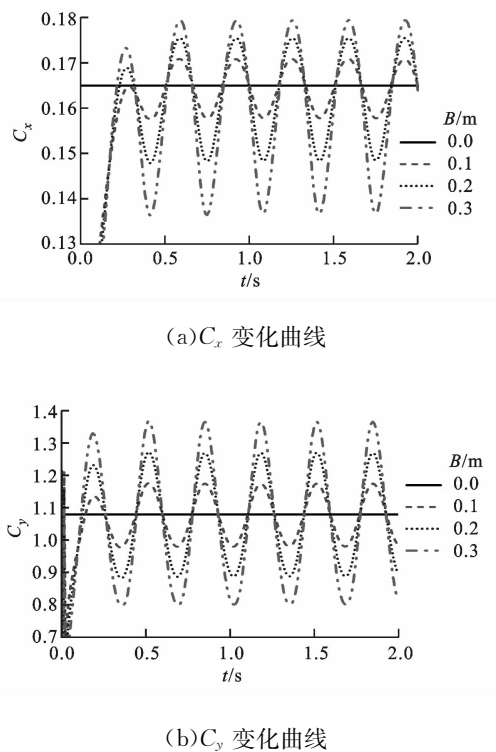


图 10 不同摆振振幅下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线

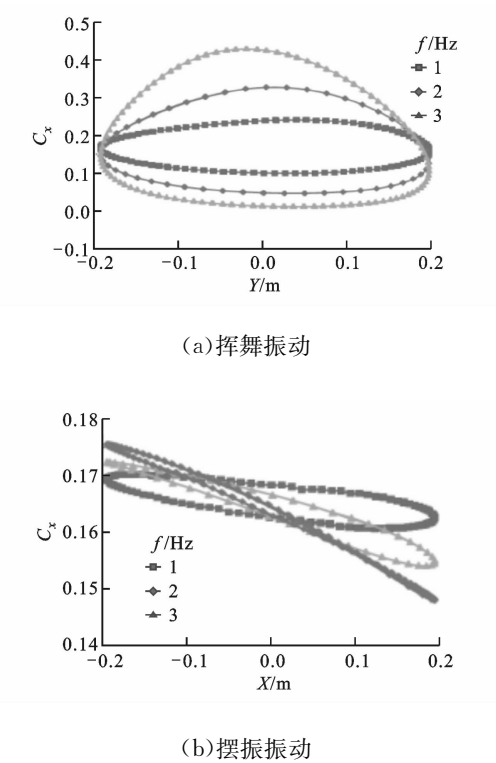


图 11 不同频率下 C_x 随 X 、 Y 变化的曲线

图 11 可以看出,相同振幅和频率下,翼型摆振比挥舞引起的气动力波动要小得多.

2.3 翼型挥舞-摆振耦合振动

挥舞-摆振不稳定性是风力机单个叶片在挥舞

与摆振耦合下产生的. 研究表明: 当风力机叶片在载荷作用下或者挥舞和摆振频率接近时, 挥舞-摆振不稳定性显现出来. 本文将挥舞和摆振的频率均设为 2 Hz, 在参考文献[5-6, 17]的基础上, 得到耦合振动下叶型受力的运动方程

$$Y = A\sin(2\pi ft)$$
$$X = B\sin(2\pi ft + \pi)$$

下面研究 $B=0.2\text{ m}$ 、 $\alpha=10^\circ$, A 分别为 0.05、0.1、0.2、0.3 m 时的情况. 图 12 为耦合振动时不同挥舞振幅下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线.

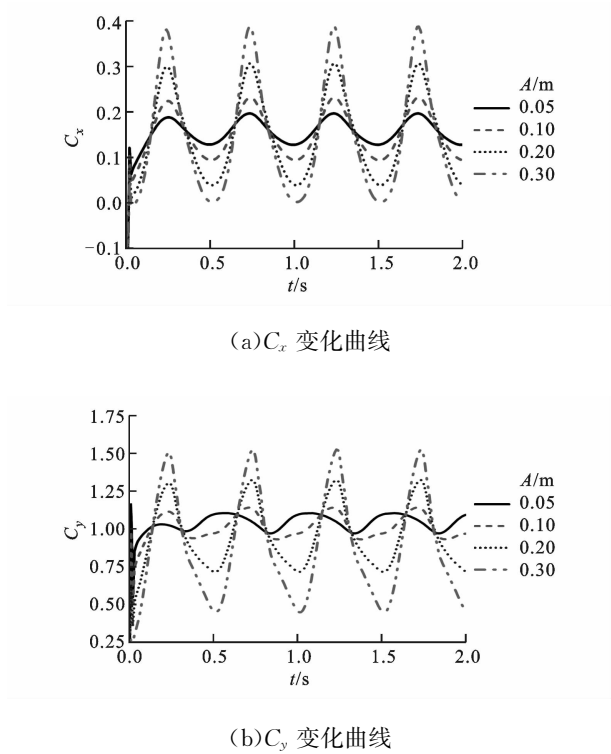


图 12 耦合振动时不同挥舞振幅下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线 ($B=0.2\text{ m}$)

对比图 12 和图 5 发现, 耦合振动时翼型受到的气动力的规律与挥舞时很相似, 即 C_x 和 C_y 均随着翼型的振动产生周期性的变化. 另外还发现, 在相同的挥舞振幅下, 耦合振动时气动力波动比挥舞时略小, 这与采用的耦合振动方程有关. 由于 2 种振型的相位差为 π , 所以翼型在以最大速度沿 y 轴负向振动的同时, 又以最大速度沿 x 轴正向振动, 此刻受翼型沿 x 轴方向运动的影响, 对应的来流速度和攻角有所减小.

为了研究耦合振动时摆振对翼型气动力的影响, 本文取 $A=0.2\text{ m}$, B 分别为 0.05、0.10、0.20、0.30 m, 攻角 $\alpha=10^\circ$. 图 13 为耦合振动时不同摆振振幅下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线.

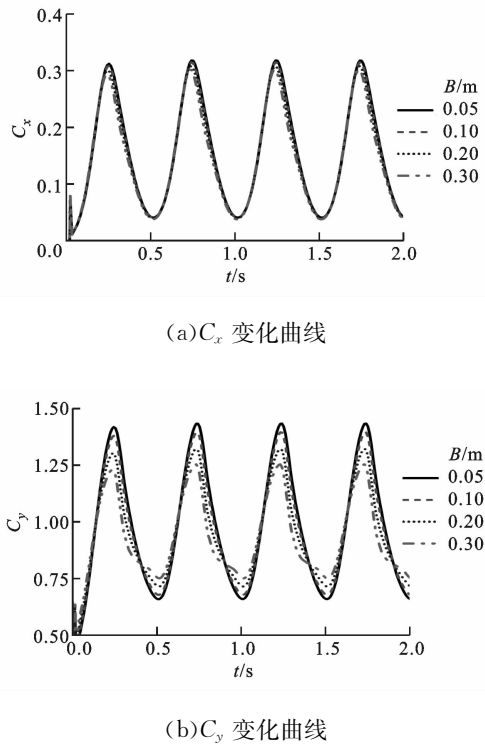
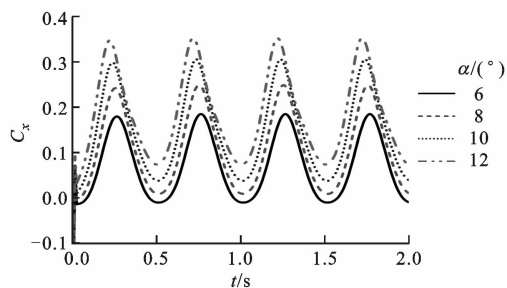
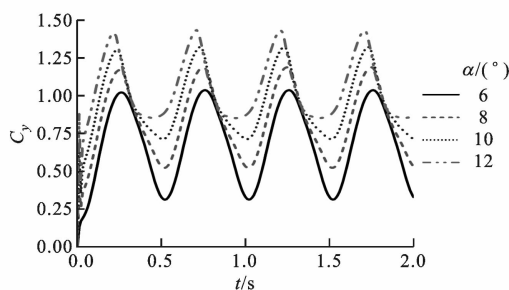


图 13 耦合振动时不同摆振振幅下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线 ($A=0.2\text{ m}$)

由图 13 可见, B 分别为 0.05、0.10、0.20、0.30 m 时, 对应的 C_x 变化曲线几乎完全重合. 对比图 13 与图 12 发现, 在耦合振动中, 摆振对翼型气动力的影响比挥舞小得多, 这个结果与非耦合振动下的结果是一致的. 由此可以推断, 在耦合振动引起的翼型气动力变化中, 挥舞起主导作用.

来流攻角的变化对风力机翼型气动性能的影响很大. 采用耦合振型研究不同来流攻角对翼型气动性能的影响时, 取 $A=0.2\text{ m}$, $B=0.2\text{ m}$, 攻角 α 分别为 6° 、 8° 、 10° 、 12° . 图 14 为不同来流攻角下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线.

由图 14 可见, 来流攻角对翼型气动性能的影响很显著. 相同振型下, 同一时刻来流攻角越大, C_x 和 C_y 越大. 这是因为, 翼型未失速, 对应来流攻角越大, 翼型的升力越大. 同时还发现, 相同振型下, 来流攻角越大, C_x 的波动越大, 而 C_y 的波动越小. 来流攻角在逐渐增大直至接近失速攻角的过程中 (见图 3), 翼型升力的增加逐渐减缓, 因而攻角较大时翼型振动引起的升力变化较小. 轴向推力主要是翼型升力沿 y 轴的正向分力, 因此 C_y 的波动较小. 但是, 由 $f=3\text{ Hz}$ 时的情况 (见图 8) 知, 来流攻角在逐渐增大直至接近失速攻角的过程中, 翼型驱动力仍可以快速增大, 因而 C_x 的波动较大.

(a) C_x 变化曲线(b) C_y 变化曲线图 14 不同来流攻角下 C_x 、 C_y 随时间变化的曲线

对不同来流攻角的翼型挥舞失速颤振研究发现:在 $f=3\text{ Hz}$ 下,当 $\alpha=8^\circ$ 、 $A\geq 0.5\text{ m}$ 时,翼型接近失速;当 $\alpha=10^\circ$ 、 $A=0.4\text{ m}$ 时,翼型会失速;当 $\alpha=12^\circ$ 、 $A=0.33\text{ m}$ 时,翼型失速. 当来流攻角接近于翼型失速攻角区域时,较小的挥舞振幅会使翼型进入失速状态,这说明来流攻角越大,挥舞更易导致翼型失速.

3 结 论

本文参考实际状态下的风力机模型,应用动网格技术,采用 $k-\omega$ SST 湍流模型,对 NREL S809 翼型在 $Re=1\times 10^6$ 时的翼型振动进行了数值模拟,分析了挥舞、摆振及二者耦合振动对风力机翼型气动性能的影响,由此得出如下结论.

(1)翼型在挥舞和摆振中, C_x 和 C_y 产生周期性的变化. 与摆振相比,挥舞更易引起气动力的大幅波动.

(2)翼型在未失速时,其吸力面的流动分离可以使翼型获得额外的升力,翼型振动引起的流动分离会促进 C_x 和 C_y 增大.

(3)当挥舞的振幅、频率较大时,翼型会发生失速. 挥舞时, $f=3\text{ Hz}$ 、 $\alpha=10^\circ$ 、 $A\geq 0.4\text{ m}$, 或者 $A=0.4\text{ m}$ 、 $\alpha=10^\circ$ 、 $f\geq 3\text{ Hz}$, 翼型会达到失速. 来流攻角越大,挥舞更易导致翼型失速.

(4)在耦合振动引起的翼型气动力变化中,挥舞起主导作用,摆振是次要的.

参考文献:

- [1] 李本立,宋宪耕,贺德馨,等. 风力机结构动力学 [M]. 北京:北京航空航天大学出版社,1999: 4-5.
- [2] EKATERINARIS J A, SORENSEN N N. Numerical investigation of airfoil dynamic stall in simultaneous harmonic oscillatory and translatory motion [J]. Journal of Solar Energy Engineering, 1998, 120(1): 75-83.
- [3] WALKER J M, HELIN H E, STRICKLAND J H. An experimental investigation of an airfoil undergoing large-amplitude pitching motions [J]. AIAA Journal, 1985, 23(8): 1141-1142.
- [4] RAMSAY R R, HOFFMAN M J. Effects of grid roughness and pitch oscillations on the S809 airfoil, NREL/TP-442-7817 [R]. Washington DC, USA: National Renewable Energy Lab., 1995: 1-166.
- [5] GUERRI O, HAMDOUNI A, SAKOUT A. Fluid structure interaction of wind turbine airfoils [J]. Wind Engineering, 2008, 32(6): 539-557.
- [6] GUERRI O, HAMDOUNI A, SAKOUT A. Numerical simulation of the flow around oscillating wind turbine airfoils: part 2 free vibrating airfoil [J]. Multi-Science Publishing, 2008, 2(4): 387-405.
- [7] GIGUERE P, SELIG M S. Design of a tapered and twisted blade for the NREL combined experiment rotor, NREL/SR-500-26173 [R]. Washington DC, USA: National Renewable Energy Lab., 1999: 1-32.
- [8] MARTIN. Aerodynamics of wind turbines [M]. London, UK: James and James Ltd.: Science Publishers, 2008: 7-13.
- [9] MENTER F R. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows, AIAA 93-2906 [R]. Reston, VA, USA: AIAA, 1993.
- [10] JOHNSON D, KING L. A mathematically simple turbulence closure model for attached and separated turbulence boundary layers [J]. AIAA Journal, 1985, 23(11): 1684-1692.
- [11] 周梅,朱志坚,乔印虎,等. 风力发电机振动保护仪的研制 [J]. 机械研究与应用, 2006, 19(3): 103-104. ZHOU Mei, ZHU Zhijian, QIAO Yinhu, et al. Research for wind turbine of vibration guard module [J]. Mechanical Research & Application, 2006, 19(3): 103-104.
- [12] 周鹏展,肖加余,曾竟成,等. 基于 ANSYS 的大型复合材料风力机叶片结构分析 [J]. 国防科技大学学报, 2010, 32(2): 46-50.

- ZHOU Pengzhan, XIAO Jiayu, ZENG Jingcheng, et al. Structural analysis of large-scale composite wind turbine blade based on ANSYS [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2010, 32(2):46-50.
- [13] TUNCER I H, PLATZER M F. Computational study of flapping airfoil aerodynamics [J]. Journal of Aircraft, 2000, 37(3): 514-519.
- [14] SVACEK P, FEISTAUER M, HORACEK J. Numerical simulation of flow induced airfoil vibrations with large amplitudes [J]. Journal of Fluids and Structures, 2007, 23(3):391-411.
- [15] 白鹏,崔尔杰,周伟,等. 等速上仰翼型动态失速现象研究 [J]. 力学学报, 2004, 36 (5): 569-576.
- BAI Peng, CUI Erjie, ZHOU Wei, et al. Investigation of the dynamic stall about the pitching airfoil [J]. Acta Mechanica Sinica, 2004,36 (5): 569-576.
- [16] CHAVIAROPOULOS P K. Flap/lead-lag aeroelastic stability of wind turbine blades [J]. Wind Engineering, 2001, 4(4): 183-200.
- [17] WOLFE W P, OCHS S S. CFD calculations of S809 aerodynamic characteristics [C]//16th American Society of Mechanical Engineers Wind Energy Symposium. Reston, NV, USA: AIAA, 1997:1-8.

(编辑 苗凌)