

基于面元-黏性涡粒子混合法的 风力机风轮气动计算

胡 昊^{1,2}, 宋小勇¹, 顾 波¹, 宋显成³

- (1. 华北水利水电大学 电力学院, 郑州 450011;
2. 华北电力大学 能源动力与机械工程学院, 北京 102206;
3. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

摘 要: 为了快速准确地预估大型风力机风轮的气动性能,建立了一种基于面元-涡粒子混合(HPVP)法的风力机气动性能计算方法,自主编制了相应的计算程序.以 MEXICO 风轮为算例,将计算结果与实验数据、CFD 计算进行了验证.结果表明:HPVP 方法可准确计算叶片主要出力区的压力分布.相比于 CFD 方法,在流动分离较小时,HPVP 方法可以快速获得与 CFD 方法精度相当的结果,但计算时间仅需要 CFD 方法的千分之一.除能够给出叶片压力分布外,HPVP 方法还能给出风轮流场的其他流动细节.

关 键 词: 风力机风轮; 面元法; 涡粒子; 面元-黏性涡粒子混合法

中图分类号: V21; TK83 **文献标志码:** A

Aerodynamic analysis of wind turbine wheel based on a hybrid panel-vortex particle method

HU Hao^{1,2}, SONG Xiao-yong¹, GU Bo¹, SONG Xian-cheng³

- (1. School of Electric Power,
North China University of Water Resources and Electric Power, Zhengzhou 450011, China;
2. School of Energy Power and Mechanical Engineering,
North China Electric Power University, Beijing 102206, China;
3. School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: To accurately and rapidly predict the aerodynamic performance of large wind turbine, a hybrid panel a viscous-vortex particle (HPVP) method was established to model the wind turbine aerodynamic, and corresponding procedure program was developed to solve flow equations For the calculation case, the MEXICO wheel was chosen to validate the accuracy and reliability of HPVP method by test data and CFD method. The results show that the pressure distribution of the main working zone of the blade is predicted accurately in HPVP method. Compared with CFD method, when the flow separation is small, the aerodynamic calculation in HPVP method is faster, and the CPU time by HPVP method is one thousandth of CFD method. Additionally, some other flow details of flow field of the wind turbine can be also showed by HPVP method including the pressure distribution of the blade surface.

Key words: wind turbine wheel; panel method; vortex particle; hybrid panel viscous-vortex particle method

在传统上,风力机气动性能计算和预估主要采用叶素-动量方法. 由于其理论模型引入诸多简化和假设,依赖大量的经验修正,气动计算存在较大误差,从而使得其应用受到限制^[1]. 随着 CFD 技术的不断发展,基于数值求解 N-S 方程的 CFD 方法得以实现并能够准确地计算风力机气动特性,如 Reynolds-averaged Navier-Stokes(RANS)^[2], detached eddy simulation(DES)^[3], large eddy simulation(LES)^[4]方法被用于风力机流场计算和性能分析. 但由于风力机自身尺寸和工况频繁变化等特点,CFD 方法计算量巨大,而且在湍流模型匹配和数值稳定性方面尚不完善,因此,运用 CFD 方法计算风力机流场和性能也具有其局限性. 基于无黏势流涡的自由尾迹方法^[5-6]虽然实现了升力线模型与全展涡丝尾迹模型耦合,然而,由于其采用了简化边界涡量的升力线模型,叶片的厚度等几何参数对气动的影响难以考虑,无法给出压力分布等气动载荷细节. 作为非边界涡的黏性尾涡区,采用不可压、无黏假设的涡丝离散求解,借助涡核模型考虑黏性效应. 由于涡丝法自身离散的特点,使得其对黏性扩散效应的计算难以准确实现. 当需要准确模拟远离尾迹区及桨涡干涉时,由于黏性扩散效应明显,应用涡丝法难以准确处理. 涡核模型中的涡核半径需通过实验测量和经验得到^[7],这使得全自由尾涡法在详细气动分析和设计应用中受到限制.

风力机风轮(简称风轮)流场属高雷诺数、低马赫数流场,黏性对涡量的扩散作用主要体现在叶片表面和尾迹. 根据涡方法原理,若以全尺度涡元粒子模拟叶片和尾迹组成的涡量场,可以获得精确的 N-S 方程解,但由于叶片表面涡尺度非常小,需要庞大的涡元数,其计算量相当于直接数值模拟,计算难以实现. 但是,若流动分离较小时,叶片表面的黏性扩散作用只集中在极薄的黏性薄层中,可以将这一极薄的涡层视作势流涡片,然后应用势流理论方法可以快速求得涡片强度. 面元法作为以速度势方程为控制方程的一种流场求解方法,其在航空器气动性能计算^[8-9]领域取得了良好的效果,可以引用到风力机气动计算中用以计算势流涡片强度. 涡片从尾缘释放到非边界尾迹区后,扩散作用逐渐明显,涡的尺度也越来越大,可以在较远尾涡区采用涡粒子离散,进行尾涡区的

黏性涡方法模拟. 如此混合求解就可大大节省计算成本,且能实现流场的准确模拟.

本文发展了一种基于面元-黏性涡粒子混合法的风力机气动性能计算方法,自主开发相应地计算程序求解,并将计算结果与 MEXICO 实验风轮数据进行了对比.

1 理论模型

1.1 面元法

在旋转坐标系 $O(x, y, z)$ 下,风轮绕 x 轴旋转,流场为无旋、无黏、不可压缩流场,来流风速为 V_0 . 流场的边界面由风轮表面、尾涡面和无穷远处边界面 S_∞ 组成. 在该流场中,由于风轮所诱导的速度场是有势的,由扰动速度势 φ 来表示风轮的扰动速度势, φ 满足拉普拉斯方程^[10]

$$\nabla^2 \varphi(t) = 0 \tag{1}$$

根据格林函数,流场空间任意一点 $P(x, y, z)$ 的扰动势可由以下积分表示^[11]:

$$4\pi E \varphi(P, t) = \iint_S \left[\varphi(Q, t) \frac{\partial}{\partial n_Q} \left(\frac{1}{L_{PQ}} \right) - \frac{\partial \varphi(Q, t)}{\partial n_Q} \cdot \frac{1}{L_{PQ}} \right] dS \tag{2}$$

式中 E 为常数,用来界定物面边界. 当 P 在 S 之内时, $E=1$; 当 P 在 S 之上时, $E=1/2$; 当 P 在 S 之外时, $E=0$. L_{PQ} 是场点 P 和边界上点 $Q(x_0, y_0, z_0)$ 间的长度. S 满足如下各种边界条件:

1) 在无穷远外边界面 S_∞ 上,风轮对其扰动速度趋于零,即

$$S \rightarrow \infty \quad \nabla \varphi(t) \rightarrow 0 \tag{3}$$

2) 在风轮表面 S_b 上满足法向速度是零的运动边界条件

$$\frac{\partial \varphi(t)}{\partial n_Q} = -V_0(t) \cdot n_Q \tag{4}$$

其中 n_Q 是风轮表面 S_b 上的单位法向量,其方向指向流场内部.

3) 假设风轮尾涡面 S_w 的厚度为零且平行于流线,尾涡面两侧法向速度差和压力差都应为零,即

$$p^+(t) - p^-(t) = 0$$

在 S_w 上 $\left(\frac{\partial \varphi(t)}{\partial n_{Q1}} \right)^+ - \left(\frac{\partial \varphi(t)}{\partial n_{Q1}} \right)^- = 0 \tag{5}$

式中 Q_i 表示尾迹涡面上的点, 上标 + 和 - 分别表示在尾迹涡面上、下表面。

将以上 3 个边界条件代入式(2), 有

$$2\pi\varphi(P, t) = \iint_{S_B} \varphi(Q, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}_Q} \left(\frac{1}{L_{PQ}} \right) dS + \iint_{S_w} \Delta\varphi(Q_i, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}_{Q_i}} \cdot \frac{1}{L_{PQ_i}} dS + \iint_{S_b} (V_0(t) \cdot \mathbf{n}_Q) \left(\frac{1}{L_{PQ}} \right) dS \quad (6)$$

式中 $\Delta\varphi(t)$ 为尾迹涡面两侧的速度势差。式(6)右端第 1 项代表物面上法向偶极子分布; 第 2 项代表尾迹面上偶极子分布; 第 3 项代表物面上源分布。方程(6)为第 2 类 Fredholm 积分方程^[12], 叶片表面上的偶极子为未知量, 偶极子强度值即为叶片表面速度势的值。

风轮叶片的尾缘处用库塔条件来确定尾涡强度。这里采用线性库塔条件来确定, 即

$$\Delta\varphi(t) = \varphi^+(t) - \varphi^-(t) \quad (7)$$

在尾迹涡面上, 法向偶极子分布与涡环分布存在等价关系, 因此尾迹涡强度 $\Delta\phi = \Delta\varphi$ 。

由于速度势面元法的控制方程是速度势方程, 传统的速度势面元法方法中一般都不考虑黏性作用的影响, 这必然会导致气动计算结果存在一定误差。因此, 为了气动性能计算更为精确, 必须要考虑空气的黏性作用对风轮气动性能的影响。本文利用 Prandtl-Schlichting 表面摩擦阻力公式修正黏性的影响, 阻力系数公式可表示为^[13]

$$C_f = \left(1 + \frac{t_m}{c} \right) \cdot \frac{0.455}{(\lg Re_x)^{2.58}} \quad (8)$$

式中 c 代表截面翼型弦长, t_m 代表叶片截面最大相对厚度。

表面摩擦阻力与叶片表面的切向速度方向相反, 于是, 推力和扭矩的黏性修正量可表示为

$$\begin{cases} T_v(t) = \frac{1}{2} \rho Z \sum_{i=1}^N (C_f)_i V_{tir}(t) V_{ti}(t) S_i \\ H_v(t) = \frac{1}{2} \rho Z \sum_{i=1}^N (C_f)_i (V_{tiz}(t) y_i - V_{tiy}(t) z_i) V_{ti} S_i \end{cases} \quad (9)$$

其中 $V_{tir}(t)$, $V_{tiy}(t)$, $V_{tiz}(t)$ 为第 i 个面元上切向速度的分量。

总推力和扭矩为

$$\begin{cases} T(t) = T_p(t) + T_v(t) \\ H(t) = H_p(t) - H_v(t) \end{cases} \quad (10)$$

1.2 黏性涡粒子法

假设流经风轮的流体不可压, 则叶片涡量场

可由三维不可压黏性流场描述。根据涡方法原理, 可将 Navier-Stokes 方程表示成速度-涡量 (u, ω) 形式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \cdot \nabla \omega = \nabla u \cdot \omega + \nu \nabla^2 \omega \quad (11)$$

其中 ν 运动黏度, ω 为涡量, u 为速度。式(11)右端第 1 项为拉伸项, 第 2 项为黏性耗散项。由于尾涡区极大的速度和涡量梯度, 若按照欧拉坐标下进行有限差分离散求解, 则会出现严重的数值耗散。为了避免这种数值耗散导致的求解误差, 本文采用 Lagrangian 体系描述涡量场。将涡量场离散成 N 个携带涡量、体积和质量的涡粒子, 则涡量场可离散成如下的分布函数:

$$\omega(x, t) = \sum_{i=1}^N \alpha_i \eta_\epsilon(x - x_i) \quad (12)$$

其中 x_i 为粒子点位置, α_i 为粒子点 i 的涡矢量, ϵ 为光滑参数, $\eta_\epsilon(x)$ 为高斯光滑分布函数^[14]

$$\eta_\epsilon(\rho) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \epsilon^3} e^{-\rho^2/2} \quad (13)$$

其中 $\rho = |x - x_j|/\epsilon$ 为无量纲距离。

基于上述涡量场重构, 则 N-S 方程可分裂为

$$\frac{dx}{dt} = u(x, t) \quad (14)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = \nu \nabla^2 \alpha + \nabla u \cdot \alpha \quad (15)$$

其中第 1 个方程描述涡量的对流效应, 第 2 个方程描述涡量的耗散和拉伸效应。

本文采用经典的 4 阶 Runge-Kutta 格式, 对式(14)积分推进, 求解涡粒子新位置 $x(t)$, 粒子点速度由 Biot-Savart 定律得到

$$u(x, t) = - \sum_{j=1}^N \frac{1}{\epsilon^3} K(\rho)(x - x_j) \cdot \alpha_j \quad (16)$$

其中 K 为 Biot-Savart 定律的核函数。

对于黏性耗散项 $\nu \nabla^2 \alpha$, 可采用多种方法模拟, 如随机走步法 (random-walk method)^[15], Fishelov 法^[16], 涡核扩散法^[17], 粒子强度交换 (PSE) 法^[18-19]。PSE 法是目前应用较多的黏性扩散模拟方法, 二维和三维黏性流动均可以用其进行模拟。本文采用粒子强度交换法模拟涡量黏性耗散效应。该方法基本思想是通过积分函数近似 Laplacian 算子 ∇^2 , 即

$$\nabla^2 \omega \approx \frac{2}{\epsilon^2} \int_V \zeta_\epsilon(x - y) [\omega(y) - \omega(x)] dy \quad (17)$$

其中核函数 $\zeta_\epsilon(\rho) = e^{-\rho^2/2} / [(2\pi)^{3/2} \epsilon^3]$ 。对涡量场积分得到

$$\left. \frac{d\boldsymbol{a}_i}{dt} \right|_{\text{diff}} = \frac{2\nu}{\epsilon^2} \sum_j \zeta_\epsilon(x_i - y_j) [V_i \boldsymbol{a}_j - V_j \boldsymbol{a}_i] \quad (18)$$

对于拉伸项 $\nabla u \cdot \boldsymbol{a}$, 该项描述由速度梯度导致的涡量拉伸和弯曲. 采用直接求解法^[20], 即将涡粒子速度梯度表示成核函数梯度和位置梯度的积

$$\nabla u(x, t) = - \sum_{j=1}^N \nabla \left[K(\rho) \frac{x - x_j}{\epsilon^3} \right] \cdot \boldsymbol{a}_j \quad (19)$$

通过解析推导核函数的梯度和 δ 函数, 则涡量拉伸效应表示为

$$\left. \frac{d\boldsymbol{a}}{dt} \right|_{\text{st}} = [\nabla u(x, t)] \boldsymbol{a} = - \left(\sum_{j=1}^N \frac{M \boldsymbol{a}_j}{\epsilon^3} \right) \boldsymbol{a} \quad (20)$$

其中 M 为核函数梯度, 下标表示 st 拉伸.

1.3 耦合求解

分别在叶片表面和尾迹面域划分网格, 每一个网格面称之为面元. 叶片面元上速度势 φ 、源强度 $V_0 \cdot \boldsymbol{n}$ 和尾涡强度 $\Delta\phi$ 都是均匀分布的. 在面元中心控制点, 满足壁面边界条件式(4), 得到方程(6)进行离散. 叶片表面离散为 N 个面元, 所以包含 N 个未知速度势, 对应离散的控制方程为

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N (\delta_{ij} - C_{ij}) \varphi_j(t) = \\ - \sum_{j=1}^N B_{ij} [V_0(t) \cdot \boldsymbol{n}_j] + \sum_{l=1}^{N_w} W_{il} \varphi_l(t) \\ i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (21)$$

式中 N 和 N_w 分别是一个叶片表面和尾涡面上的面元数; 当 $i = j$ 时, $\delta_{ij} = 1$, 否则 $\delta_{ij} = 0$. C_{ij} , W_{il} 和 B_{ij} 是影响函数.

采用线性库塔条件求解尾缘偶极子强度 $\Delta\phi_1$, 定义叶片尾缘上、下表面的偶极子强度分别为 ϕ^+ 和 ϕ^- , 则尾缘尾迹涡面的偶极子强度为

$$\Delta\phi(t)_1 = \phi^+(t) - \phi^-(t) \quad (22)$$

代入得

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N \boldsymbol{A}_{ij} \varphi_j(t) = - \sum_{j=1}^N B_{ij} [V_0(t) \cdot \boldsymbol{n}_j] \\ i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (23)$$

式中左端项 $\boldsymbol{A}_{ij}$ 为叶片表面和尾迹涡面偶极子影响系数矩阵之和, 右端项均为已知量. 式(23)为一线性方程组, 用线性方程组求解方法可以快速获得偶极子强度解.

为准确计算尾涡的黏性扩散效应, 采用黏性离散涡粒子代替偶极子尾迹面元, 并由此建立非定常面元法与黏性涡粒法之间的联系. 如图 1 所

示, 叶片和其脱出的尾缘偶极子面元构成每一时间步需要利用非定常面元法求解的未知偶极子面元强度, 为了便于描述, 将尾缘偶极子面元称为库塔面元, 其满足尾缘的库塔条件. 在库塔面元之后一组偶极子面元是用来等效涡粒子的面元, 称其为过渡面元. 它是上一时间步库塔面元沿时间推进得到的偶极子面元, 强度和位置均已知. 在过渡面元之后的尾迹涡量场均采用涡粒子离散, 这些涡粒子均是过渡面元等效成涡粒子后随时间推进得到, 其非定常发展过程完全按照上述的黏性涡粒子方法求解. 这样整体叶片涡量场便由叶片表面偶极子面元、库塔面元、过渡面元、离散涡粒子构成, 所有偶极子面元采用非定常面元法求解, 涡粒子部分采用黏性涡粒子求解. 借助过渡面元在每一时间步等效传递, 从而实现两种方法的耦合.

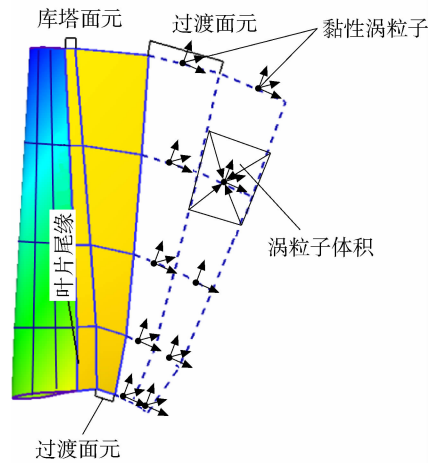


图 1 涡粒子-面元法混合示意图
Fig. 1 Sketch of HPVP method

过渡面元被用于实施偶极子面元与涡粒子等效, 生成离散涡粒子. 根据 Hess 等效原则^[21], 强度为 μ 的偶极子面元对空间任意一点的诱导速度与面涡强度为 $\gamma = \boldsymbol{n} \cdot \nabla \mu$ 和边界线涡 μ 的诱导速度相同, 即

$$u_\mu(x) = - \frac{1}{4\pi} \int_S \gamma \frac{\boldsymbol{r}}{r^3} dS + \frac{1}{4\pi} \int_C \mu \frac{d\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{r}}{r^3} \quad (24)$$

其中 $\boldsymbol{r}$ 为两点位置矢量, $\boldsymbol{l}$ 为线涡矢量, C 表示尾迹面元边界线. 对过渡面元的等效面涡 γ 和线涡 μ 积分, 得到面涡中心的粒子点涡量强度.

偶极子面元转化为涡粒子过程如图 1 所示. 在时间步 t 生成固定库塔面元, 库塔面元从桨叶后缘的对角线脱出, 根据非定常面元法求出叶片和库塔面元偶极子分布, 之后计算库塔面元的移

动速度,并由四阶 Runge-Kutta 方法计算下一时间步位置,构成下一时间步的过渡面元.在此时间步间隔中,假设面元移动时偶极子强度不变.在时间步 $t + \Delta t$,根据偶极子强度和涡粒子强度等效原则,将偶极子面元转换成涡粒子点,而后计算此时间步的桨叶和库塔面元偶极子强度分布,之后重复上述过程.

当上游尾迹流经下游风力机叶片时,尾迹涡与叶片涡将发生干扰,因此需考虑尾迹对叶片面元的影响.由于涡矢量无对应的标量势函数,因此无法通过标量势函数考虑涡粒子对桨叶面元的影响.采用速度场直接积分法对叶片流场数值积分可求解得到尾迹对面元的势函数,但该方法计算的势函数受初始值、积分路径及涡核函数影响.本文通过计算涡粒子点对桨叶面元的诱导速度,而后由 Neumann 物面边界条件确定面元汇的分布,进而反映涡粒子对偶极子面元的影响.考虑涡粒子点影响的面元汇强度分布如下:

$$-\sigma = \mathbf{n} \cdot \left(\mathbf{V}_0 + \sum_j \mathbf{V}_{p,j} \right) \tag{25}$$

其中 $V_{p,j}$ 为粒子点对面元的诱导速度.

根据式(21),叶片面元汇分布将影响偶极子分布,由此桨叶面元汇和偶极子强度分布与叶片尾迹黏性涡粒子相关,而尾迹黏性涡粒子强度由尾迹偶极面元强度确定,并通过尾缘库塔条件由叶片偶极子分布决定,因此非定常面元法与黏性涡粒子法紧密耦合.

基于上述面元法与黏性涡粒子法的混合方法(HPVP),自主开发了相应计算程序.图 2 给出了程序流程图.首先依据风轮几何模型生成叶片表面和库塔面元;然后利用面元法计算风轮叶片表

面和库塔面元的偶极子强度.随后,时间推进库塔面元,并用等效原则生成黏性涡粒子,同时下游已存在的粒子涡量场进行更新推进.然后在新的时间步求解叶片表面和库塔面元偶极子强度.如此反复,直至满足收敛标准停止计算.对于定常流场,收敛标准一般为气动性能达到恒定值时停止计算.对于非定常流场,一般给定足够时间步作为停止计算标准.若流场为周期性非定常变化流场(如偏航工况),可以设置气动性能开始重复循环作为收敛标准.

2 算例验证

为验证计算方法的有效性,选用 MEXICO 实验风轮为算例,用 HPVP 方法进行计算并与实验比较,同时也给出 CFD 方法的对比结果.

MEXICO 实验是继 NREL 实验完成以后,为进一步解决尾迹区测量和流动显示、偏航状态下的数据分析及建模等问题.国际能源署风能委员会(IEAWind)设置的一个研究专题实验.所采用的风力机模型直径为 4.5 m,3 个叶片,在 20%~45%,55%~65%,70%~100% 半径处分别选用 DU91-W2-250, RISOE-A1-21, NACA-64-418 翼型,其余截面采用光滑过渡.实验针对不同尖速比工况下测量 3 个叶片在 25%, 35%, 60%, 82%、92% 半径截面上的表面压力、叶片周向 270° 位置处三维 PIV 流场和叶片根部的应力,关于实验的详细资料见文献[20].

本文选择 MEXICO 风轮轴向均匀 10 m/s 来流风速工况作为验证算例,此时风轮的转速为 424.4 r/min,尖速比为 10,桨距角为 -2.3°,叶片表面流动基本处于贴体状态,符合变速变桨距风轮的流动特点.数值验证表明,叶片展向划分 50 个面元,周向划分 70 个面元,尾涡区流向划分 120 个涡粒子,可得到网格无关解.因定常轴对称流动的特殊性,利用单通道周期性边界条件,只需求解一个叶片的影响系数矩阵和尾涡诱导速度即可获得全场解,定常计算约 400 s 即可完成.

2.1 压力系数对比

图 3 给出了 10 m/s 来流风速下沿叶片展向的 $r/R = 35\%, 60\%, 82\%$ 和 92% 截面处压力系数(C_p)的计算值与实验值比较,同时也给出了 CFD 方法计算的结果^[22].通过比较可以看出,CFD 和 HPVP 两种方法的压力分布计算结果大多吻合了实验值.由于从叶根到叶尖流动的分

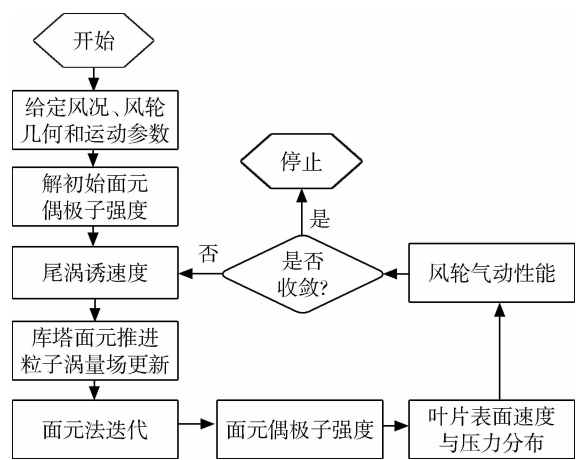


图 2 HPVP 方法计算流程图

Fig. 2 Calculation flow chart of HPVP method

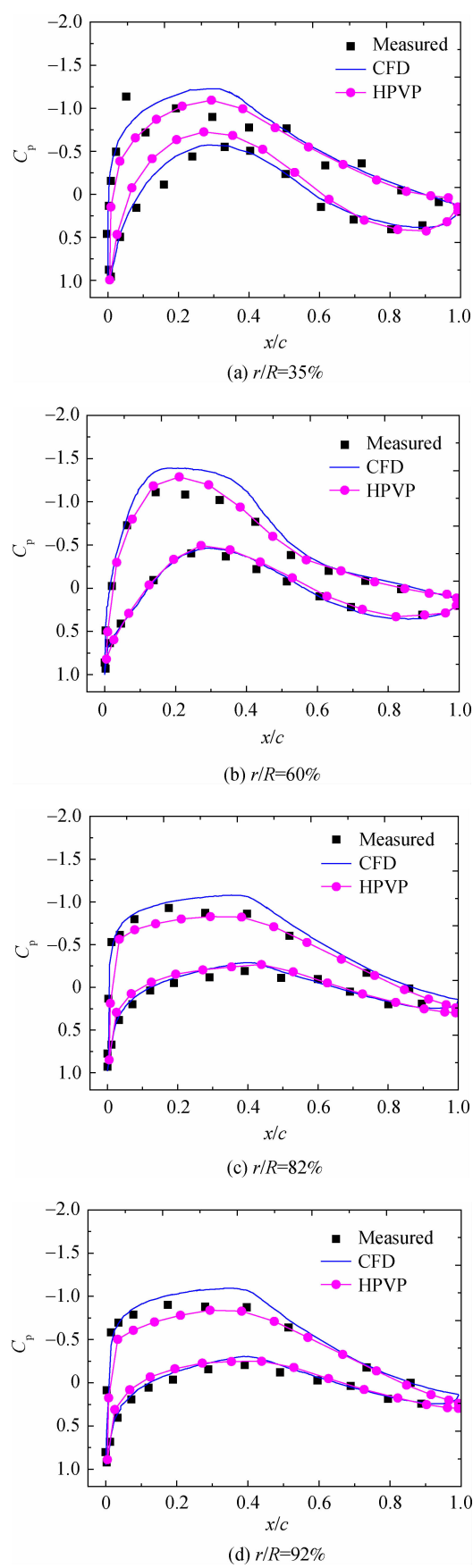


图 3 截面压力系数与实验对比

Fig. 3 Comparison of pressure coefficient by the experimental in various sections

程度逐渐减弱,所以平均误差从叶根到叶尖逐渐变小. 其中,HPVP 方法在叶根 $r/R=35\%$ 剖面处的平均误差 10% 左右,在叶尖 $r/R=92\%$ 处的误差是 4% 左右. 另外,从图中还可以看到,HPVP 方法在各个剖面前缘和尾缘附近区域偏差略大于翼型中部区域,这主要是因为,面元法是基于势流理论实现的,而实际流体存在黏性作用,叶片表面会存在摩擦阻力,并且在尾缘附近区域均会出现不同程度的分离,所以,面元法的势流无粘假设会低估这种黏性阻力的影响,从而使得压力分布在尾缘附近区域计算误差略大. 在各个剖面的压力面前缘附近区域,CFD 和 HPVP 两种方法都比实验值略偏小. 总体上,CFD 方法较 HPVP 方法略接近于实验测量值. 而在吸力面前缘附近区域,CFD 方法比实验偏小,HPVP 方法比实验偏大,但在总体上,HPVP 方法的计算结果更接近了实验值.

2.2 切、法向力对比

图 4 分别为 10 m/s 风速下法向力系数(F_n)和切向力系数(F_t)的径向分布与实验数据的对比,同时也给出了 CFD 方法的计算结果. 从图中

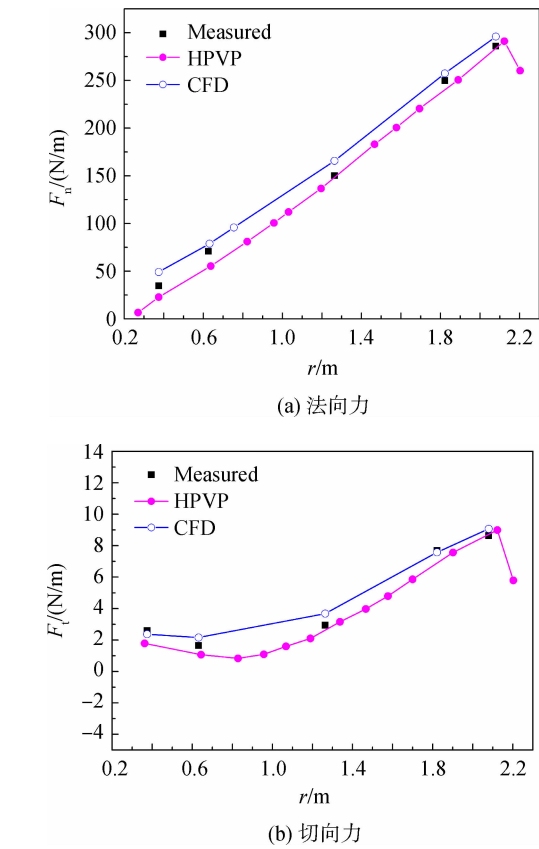


图 4 法、切向力系数与实验对比

Fig. 4 Normal and tangential force coefficients comparisons by experimental data

可以看出,两种方法在沿叶片展向的大部分区域内切向力和法向力与实验结果吻合良好.其中 CFD 方法预测值偏高,而 HPVP 方法预测的偏低. HPVP 方法在叶根 $r/R=35\%$ 翼展附近法向力系数和切向力系数的计算值误差较大.这主要是因为面元法对叶根区域的分离流动模拟不够准确所致.

2.3 总体性能对比

表 1 给出了应用本文 HPVP 方法计算的总气动性能参数与实验结果对比,其中主要给出了轴扭矩和轴向推力两个重要参数与实验平均值的对比.从表中可以看到,计算值相对于实验平均值分别偏大 6.6% 和 7.1%,取得了良好的准确度,这进一步表明 HPVP 方法计算风轮气动性能的准确性.另外从对比中可以发现,压力系数和气动载荷在叶根位置与实验相比都有稍大的计算误差,但由于总体积分的相互补偿以及叶根对总性能贡献较小等原因,总性能参数误差几乎没有受其影响,与实验吻合较好.

表 1 MEXICO 风轮总性能的计算值与实验数据对比
Table 1 Performance comparisons of MEXICO wind turbine between the calculation and experimental data

性能参数	实验平均值	计算值	误差/%
轴扭矩/(N·m)	61	65	6.6
轴向推力/kN	848	908	7.1

3 结 论

本文针对应用广泛的变速变桨风轮,发展了一种面元-黏性涡粒子混合的风轮气动性能计算方法,并开发了相应计算程序.以 MEXICO 实验风轮为算例,通过与实验结果和 CFD 方法对比,验证了该方法的可靠性,得到以下结论:

- 1) 对于风力机风轮,当流动仅在叶片根部发生分离流动、叶片中上部分为贴体流动时,HPVP 方法可准确计算叶片主要出力区的压力分布.
- 2) 相比于 CFD 方法,在流动分离较小时,HPVP 可以快速获得与 CFD 方法精度相当的结果,但计算时间仅需要 CFD 方法的千分之一.
- 3) HPVP 方法不仅可以给出叶片压力分布,还可以给出风轮流场的其他细节,这对研究风轮复杂气动与气弹问题以及开展风轮精细化优化设计工作都具有重要意义.

参考文献:

[1] 刘洋,李宇红,蒋洪德.基于速度势面元法的风力机风轮三维气动性能预估[J].清华大学学报,2011,51(12):1860-1864.
LIU Yang, LI Yuhong, JIANG Hongde. Prediction of 3D aerodynamics performance of wind turbines using potential based panel method[J]. Journal of Tsinghua University: Science and Technology, 2011, 51(12): 1860-1864. (in Chinese)

[2] Duque E P N, Burklund M D, Johnson W. Navier-Stokes and comprehensive analysis performance predictions of the NREL phase VI experiment[J]. Journal of Solar Energy Engineering, 2003, 125(4): 457-467.

[3] Gilling L, Sørensen N N, Davidson L. Detached eddy simulations of an airfoil in turbulent inflow[R]. AIAA-2009-270, 2009.

[4] Sanderse B, Pijl S P, Koren B. Review of computational fluid dynamics for wind turbine wake aerodynamics[J]. Wind Energy, 2011, 14(7): 799-819.

[5] Sant T, van Kuik G, van Bussel G J W. Estimating the angle of attack from blade pressure measurements on the NREL phase VI rotor using a free wake vortex model: axial conditions[J]. Wind Energy, 2006, 9(6): 549-577.

[6] Sandeep Gupta, J. Gordon leishman. comparison of momentum and vortex methods for the aerodynamic analysis of wind turbines[R]. Reno: 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.

[7] Bhagwat M J, Leishman J G. Generalized viscous vortex model for application to free-wake and aeroacoustic calculations[R]. Montreal: 58th Annual Forum and Technology Display of the American Helicopter Society International, 2002.

[8] Joseph K, Allen P. Low speed aerodynamics[M]. New York: Cambridge University Press, 2001.

[9] Willis D J, Peraire J, White J K. A combined PFFT-multipole tree code, unsteady panel method with vortex particle wakes[J]. Internal Journal for Numerical Methods in Fluids, 2007, 53(8): 1399-1422.

[10] 王国强. 船舶螺旋桨理论与应用[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社, 2005.

[11] Joseph K, Allen P. Low Speed Aerodynamics[M]. New York: Cambridge University Press, 2001.

[12] Leonard A. Vortex methods for flow simulation[J]. Journal of Computational Physics, 1980, 37(3): 289-335.

[13] 刘洋. 风力机风轮三维气动性能数值计算方法的研究[D]. 北京: 清华大学, 2010.
LIU Yang. Study on the numerical calculation method of three-dimensional aerodynamic performance of wind turbine wheel [D]. Beijing: Tsinghua University, 2010. (in Chinese)

[14] Chaviaropoulos P K. Viscous and aeroelastic effects on wind turbine blades. The VISCEL project. Part I: 3D Navi-

er-Stokes rotor simulations[J]. Wind Energy, 2003, 6(4): 365-385.

[15] Chorin A J. Numerical study of slightly viscous flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1973, 57(4): 785-796.

[16] Fishelov D. A new vortex scheme for viscous flows[J]. Journal of Computational Physics, 1990, 86(1): 211-224.

[17] Kuwahara K, Takami H. Numerical studies of two dimensional vortex motion by a system of point vortices[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 1973, 34(2): 247-253.

[18] Cottat G H, Mas-Gallic S, Raviart E A. Vortex methods for incompressible Euler and Navier-Stokes equations[M]. Berlin; Springer-Verlag, 1988.

[19] Degond P, Mas-Gallic S. The weighted particle method for convection-diffusion equations; Part I the case of isotropic viscospy[J]. International Journal of Applied Mathematics and Computer Science, 1989, 188(53): 485-507.

[20] Wilson R E, Lissaman P D S. Applied aerodynamics of wind power machines[R]. Oregon; Oregon State University, Report NSF/RA/N 7413, NTIS PB 238594, 1974.

[21] 林震. 水基火箭推进系统空间性能研究[D]. 北京航空航天大学, 2011.

LIN Zhen. Study of the space performance of water-based rocket propulsion system[D]. Beijing; Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2011. (in Chinese)

[22] Schepers J G, Boorsma K, Cho T. Mexnext; phase 1 analysis of MEXICO wind tunnel measurements[R]. Amsterdam; Energy Research Centre of the Netherlands, Final Report of IEA Task 29, 2012.