

定稿日期：2025年6月5日
答辩日期：2025年6月9日

漂浮式海上风力机气动弹性稳定与控制

漂浮式海上风力机 气动弹性稳定与控制

— 湖南大学博士学位论文

◎ 孟庆坤



扫描下载电子版

湖南大学博士学位论文

AEROELASTIC STABILITY AND
CONTROL OF FLOATING OFFSHORE
WIND TURBINES



学校代号 10532
分 类 号 TK83

学 号 B2001S0005
密 级 公开



湖南大学
HUNAN UNIVERSITY

博士学位论文

漂浮式海上风力机气动弹性稳定与控制

学位申请人姓名 孟庆坤

培 养 单 位 土木工程学院

导师姓名及职称 华旭刚 教授

学 科 专 业 土木工程

研 究 方 向 海上风力机动力学

论文提交日期 2025年5月9日

学校代号: 10532
学 号: B2001S0005
密 级: 公开

湖南大学博士学位论文

漂浮式海上风力机气动弹性稳定与控制

国家重点研发计划政府间国际创新合作专项（编号：2016YFE0127900）

国家自然科学基金杰出青年基金（编号：52025082）

学位申请人姓名: 孟庆珅

导师姓名及职称: 华旭刚 教授

培养单位: 土木工程学院

专业名称: 土木工程

论文提交日期: 2025 年 5 月 9 日

论文答辩日期: 2025 年 6 月 9 日

答辩委员会主席: 李寿英 教授

Aeroelastic stability and control of floating offshore wind turbines

by

MENG Qingshen

B.E. (Qinghai University) 2018

A dissertation submitted in partial satisfaction of the

Requirements for the degree of

Doctor of Engineering

in

Civil Engineering

in the

Graduate School

of

Hunan University

Supervisor

Professor HUA Xugang

June, 2025

湖南大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文是本人在导师的指导下独立进行研究所取得的研究成果。除了文中特别加以标注引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写的成果作品。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

作者签名： 日期： 年 月 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权湖南大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

- 1、保密 ，在____年解密后适用于本授权书
 - 2、不保密 。
- (请在以上相应方框内打"√")

作者签名： 日期： 年 月 日
导师签名： 日期： 年 月 日

摘要

随着漂浮式风力机向深远海部署并朝着大型化方向发展，其服役环境愈发严苛，工况更加多变，结构设计亦趋向更高的柔性化。与此同时，新材料和新结构体系在现代风力机中的应用，使得大型漂浮式风力机的经典气动弹性稳定性问题愈加突出。浮式风力机经典气弹稳定性问题涉及多物理场耦合，在现象描述、机理分析与控制技术方面均存在挑战。大型漂浮式风力机的复杂气动弹性响应还会对功率的稳定输出造成影响，成为独立于经典气弹稳定性以外的新问题。漂浮式风力机的经典气弹稳定性会影响结构安全，而功率稳定性关乎浮式风力机的运行性能，两者共同制约了风力机的大型化发展。

本文在国家重点研发计划政府间国际创新合作专项（编号：2016YFE0127900）和国家自然科学基金杰出青年基金（编号：52025082）的资助下，对浮式风力机的经典气动弹性稳定与功率稳定问题开展了较为系统的研究。首先建立了浮式风力机非线性与线性动力学模型，阐明了浮式风力机的气动与水动力阻尼机制；深入分析了浮式风力机在运行和停机状态下的经典气弹稳定性并完善了稳定性提升方法；探讨了气动弹性响应对功率稳定性的影响并补充了功率稳定性预测与控制技术。具体研究内容及主要结论如下：

(1) 基于 MATLAB 开发了漂浮式风力机结构—气动—水动—伺服控制一体化的非线性与线性动力学仿真系统，实现了漂浮式风力机时域和频域动力学分析。基于有限元理论，采用梁单元推导出适用于浮式风力机的刚柔耦合多体动力学模型，并提出利用耦合重力刚度实现对风力机重力的线性化模拟。基于准定常和非定常气动力理论，构建了动力学分析的非线性气动力模块；对准定常气动力进行线性化，实现了对气动阻尼的显式求解。水动力作用通过 Morsion 方程和势流理论进行描述，并提出了水动力线性化方法，实现了对水动力粘性与辐射阻尼的评估。该动力学仿真系统还结合了 PID 伺服控制以及非线性与线性系泊系统，能够进行漂浮式风力机动力学的时域与频域仿真分析。基于 NREL OC3 5-MW 风力机将该仿真系统与 OpenFAST 进行了响应对比，验证了仿真系统的准确性。

(2) 对 NREL OC3 5-MW 漂浮式风力机在正常发电状态下的阻尼进行了量化分析，评估了浮式风力机在无偏航发电状态下的动力失稳风险。推导出了适用于浮体、塔筒和叶片自由度的气动阻尼矩阵及浮体自由度的水动力阻尼矩阵，利用复模态分析进一步计算了漂浮式风力机主要模态的阻尼比。结果表明，漂浮式风力机不同模态下的阻尼比存在显著差异：在典型正常发电工况下，浮式风力机所有模态均表现出较高的正阻尼比，其中平台纵荡模态的总体阻尼比可达 32.93%，叶片挥舞模态的气动阻尼比可超过 80%，表明浮式风力机在正常运行状态下具备良好的气

动弹性稳定性。浮式风力机在故障发电运行工况下的气弹稳定性仍需深入研究。

(3) 结合时、频域分析方法系统评估了 NREL OC3 5-MW 漂浮式风力机在停机静止状态下的气弹稳定性，研究了浮式风力机中的失速颤振问题。对准定常升阻力模型计算得到的气动力进行线性化，推导出了浮式风力机停机状态下的气动阻尼矩阵。利用复模态分析方法评估了阻尼比，识别了浮式风力机停机状态下的失速颤振负阻尼模态。研究表明，失速颤振与风偏角以及叶轮方位角密切相关，在特定方位角条件下，平台艏摇和叶片摆振的失稳可以得到有效缓解。频域分析还揭示了失速颤振主要源于叶尖区域的气动负阻尼效应；且叶片挥舞与摆振模态之间存在显著气动耦合。利用频域阻尼分析结果评估了风力机失速颤振的安全裕度，并提出了降低失稳风险的主动控制策略。时域仿真再现了风力机在失速颤振发生时的极限环振荡，其中叶片摆振的最大振荡幅值可达 20 m。时域分析还发现了风力机失速颤振存在临界风速，NREL OC3 5-MW 风力机的叶片失速颤振临界风速约为 40 m/s。时域与频域分析识别到的失速颤振风偏角区间较为一致，但后者更为保守。

(4) 通过引入动态失速模型，将风力机停机状态下的气弹稳定性研究从准定常拓展至非定常框架。基于 IAG 动态失速模型，结合两分离点假设提出了改进的一阶 IAG 模型，并通过气动力迟滞曲线验证了其较高的准确性。为深入分析非定常失速颤振机理，基于 DTU 10-MW 风力机模型的叶片单元构建了集成动态失速模型的二维三自由度叶素气弹模型，并以非线性阻尼比为指标验证了模型准确性。基于所开发的非定常叶素气弹模型，探讨了非线性失速颤振特性。研究表明，动态失速对失速颤振的振幅发展具有抑制作用，但不同动态失速模型在气弹响应仿真中的表现存在差异。通过振幅依存的气动阻尼分析，揭示了气动负阻尼随振幅增长逐渐减弱至零阻尼的演化过程，并探讨了气动力做功与结构阻尼做功相互抵消促使结构进入限幅振荡的过程。

(5) 提出在风力机叶尖安装涡流发生器以延缓停机静止状态下叶尖截面的失速，从而降低风力机失速颤振风险。基于 NREL 5-MW 和 IEA 15-MW 风力机，结合粒子群优化算法，优化了涡流发生器的布置参数。为了加快优化效率，还提出了快速优化算法，并实现了优异的优化效果。对叶片失速颤振的仿真结果表明，该气动控制策略可将两风力机失速颤振发生的风偏角范围分别缩小 29.69% 和 22.95%，并降低失稳发生时的极限环振荡幅值。此外，叶尖安装涡流发生器还可提升失速颤振的临界风速，且对风力机正常运行时的发电性能无明显负面影响。该气动控制方法还改善了塔筒侧向振动特性，但可能对平台艏摇运动产生轻微不利影响。

(6) 围绕漂浮式风力机纵荡运动下气动非定常与伺服系统耦合并导致功率波动的问题，构建了 NREL OC3 5-MW 风力机一体化状态空间模型，可实现浮式风力机功率波动的预测。首先，提出了从离散到连续的动态入流方程转换方法，将离散形式的 Ferreira 动态入流模型写为连续形式，并通过时域仿真验证了其精确性。进

一步对连续形式的 Ferreira 动态入流模型进行了线性化处理，并集成至状态空间。其次，扩展了经典 PID 控制器，将其转化为状态空间形式，并进行了线性化。通过时域仿真验证了不同 PID 控制器在处理稳态问题中的一致性。在此基础上，实现了线性动态入流与 PID 控制器在状态空间内的耦合，建立了状态观测方程以预测风力机的功率波动，该模型预测能力得到了验证。

(7) 针对大型漂浮式风力机在气动弹性大变形下的能量损失问题，从现象、机理与补偿措施三个层面开展了系统研究。基于定常叶素动量理论，建立了能量损失分析模型，可结合功率曲线评估年发电量（AEP）损失。分析结果表明，叶片、塔筒及浮式平台的静位移与静倾角均会影响风力机功率输出，继而导致 IEA 22-MW 风力机的 AEP 下降 2.88%。发现了攻角偏移与功率损失之间的线性映射关系，指出功率下降可归因于气弹大变形导致的叶素局部攻角下降。提出了叶片预弯、预扭、桨距角校正及叶尖速比（TSR）校正四种能量损失补偿策略，并利用 AEP 量化了其补偿效果。结果表明，TSR 校正方法最优，可提升 AEP 约 1.62%，该提升效果在风力机发电量评估中十分显著。

本文从定常、准定常及非定常角度出发，结合线性与非线性分析模型，并运用时域与频域分析方法，系统研究了漂浮式风力机在运行及停机静止状态下的经典气动弹性稳定性及功率稳定性问题。本文研究工作涵盖现象、机理与控制三大层面，可为气动弹性稳定性领域更加深入的研究提供有益参考。

关键词： 漂浮式海上风力机；气动弹性；稳定；失速颤振；控制；一体化分析；功率

Abstract

As floating offshore wind turbines (FOWTs) are increasingly deployed in deeper and more remote seas and scale up in size, they face more demanding and variable service environment, and their structural designs become inherently more flexible. At the same time, the use of advanced materials and innovative structural systems in modern wind turbines has further underscored the classical challenges of aeroelastic stability in large-scale FOWTs. The aeroelastic stability involves strong multiphysics coupling, which complicates the characterization of aeroelastic phenomena, the analysis of physical mechanisms, and the development of effective control strategies. In addition, large FOWTs exhibit complex aeroelastic responses that impact the stability of power output—a distinct issue from classical aeroelastic stability. While aeroelastic stability primarily concerns structural safety, power stability relates to operational performance; together, these two aspects constrain the large-scale advancement of wind turbine technology.

This thesis, supported by the National Key R&D Program of Intergovernmental Cooperation in Science and Technology (Grant No. 2016YFE0127900) and the National Science Fund for Distinguished Young Scholars (Grant No. 52025082), conducts a systematic investigation into the classical aeroelastic stability and power stability issues of FOWTs. The study begins by establishing both nonlinear and linear dynamic models to elucidate the mechanisms of aerodynamic and hydrodynamic damping. It then provides an in-depth analysis of classical aeroelastic stability under both operational and standstill conditions, accompanied by enhancements to existing stability improvement methods. Finally, the work explores how aeroelastic responses affect power stability and introduces predictive and control strategies tailored to ensure stable power output. The specific research tasks and key findings are summarized as follows:

(1) A comprehensive nonlinear and linear dynamic simulation framework for FOWTs was developed in MATLAB, incorporating structural dynamics, aerodynamics, hydrodynamics, and servo control. This system supports both time-domain and frequency-domain analyses. Based on finite element theory, a rigid–flexible coupled multibody model was formulated using beam elements, and a linearization method employing coupled gravity stiffness was introduced to account for the gravitational effects of the turbine in a linear manner. The aerodynamic module was constructed using both quasi-steady and unsteady aerodynamic theories. The quasi-steady formulation was further linearized to explicitly

compute aerodynamic damping. Hydrodynamic forces were modeled using Morison's equation and potential flow theory, and a linearization approach was developed to evaluate viscous and radiation damping effects. The simulation platform also integrates a PID-based servo control system and both nonlinear and linear mooring system models, enabling comprehensive dynamic simulations in both the time and frequency domains. Response validation against the NREL OC3 5-MW reference turbine, using OpenFAST as a benchmark, demonstrated good agreement and confirmed the accuracy of the proposed simulation framework.

(2) A quantitative damping evaluation of the NREL OC3 5-MW FOWT under normal operating conditions was carried out to assess the risk of aeroelastic instability in zero-yaw scenarios. Aerodynamic damping matrices corresponding to the floater, tower, and blade degrees of freedom (DOFs), along with hydrodynamic damping matrices for the floater DOFs, were derived, and modal damping ratios were then obtained through complex modal analysis. The results reveal notable variation in damping ratios across different modes, and under typical power-generating conditions, all modes exhibit positive damping. In particular, the platform surge mode shows a total damping ratio as high as 32.93%, while the blade flapwise mode demonstrates aerodynamic damping exceeding 80%, reflecting strong aeroelastic stability during normal operation. Nonetheless, further investigations are required to evaluate aeroelastic stability under fault conditions.

(3) The classical aeroelastic stability of the NREL OC3 5-MW FOWT under standstill conditions was systematically investigated using a combination of time- and frequency-domain analyses, with particular attention to stall flutter phenomena. Aerodynamic forces computed from a quasi-steady lift and drag model were linearized to derive the aerodynamic damping matrix in the parked state. Complex modal analysis identified stall flutter modes with negative damping ratios. This study demonstrates that stall flutter is strongly influenced by wind yaw misalignment and rotor azimuth, and instabilities in platform pitch and blade flapwise motions can be effectively suppressed under specific azimuth angles. Frequency-domain analysis revealed that stall flutter primarily stems from negative aerodynamic damping near the blade tips. Strong coupling between blade flapwise and edgewise modes is also observed through frequency-domain analysis. A stall flutter stability margin was assessed based on frequency-domain damping results, and active control strategies were proposed to mitigate the instability risks. Time-domain simulations reproduced the development of limit cycle oscillations (LCOs) during stall flutter, with blade edgewise motion amplitudes reaching up to 20 m. These simulations also revealed a critical wind speed of approximately 40 m/s for the onset of blade stall flutter in the NREL OC3 5-MW

turbine. The wind yaw angle ranges associated with stall flutter identified through time- and frequency-domain analyses were in close agreement, although the frequency-domain method yielded more conservative estimates.

(4) By introducing the dynamic stall model, the aeroelastic stability analysis of the wind turbine in the standstill state is extended from the quasi-steady framework to an unsteady framework. Based on the IAG dynamic stall formulation, an improved first-order IAG model incorporating a two-separation-point hypothesis was developed and validated using aerodynamic hysteresis loops, demonstrating high predictive accuracy. A two-dimensional, three-degree-of-freedom aeroelastic blade element model incorporating the dynamic stall model was constructed using the DTU 10-MW turbine blade to investigate unsteady stall flutter mechanisms, and the model's validity was confirmed through comparisons of nonlinear damping ratios. Using this unsteady framework, the nonlinear characteristics of stall flutter were systematically analyzed. The results indicate that dynamic stall limits the growth of flutter amplitude, although the specific aeroelastic response is sensitive to the choice of dynamic stall model. Amplitude-dependent aerodynamic damping analysis revealed the evolution of aerodynamic negative damping gradually weakening to zero damping with increasing oscillation amplitude, and this study also explored how the aerodynamic work and structural damping work counteract each other to induce LCOs.

(5) A method of installing vortex generators at the blade tips was proposed to delay stall near the blade tip sections under standstill conditions, thereby reducing the risk of stall flutter. Using a particle swarm optimization algorithm, the layout parameters of vortex generators for the NREL 5-MW and IEA 15-MW turbines were optimized. To accelerate the optimization, a fast optimization method was developed, achieving excellent results. Simulations showed that this aerodynamic control strategy reduced the wind yaw angle range for stall flutter onset by 29.69% and 22.95% for the two turbines, respectively, and decreased the amplitude of LCOs during instability. Additionally, vortex generators increased the critical wind speed for stall flutter without significant negative effects on power performance during normal operation. This aerodynamic control also improved lateral tower vibration performance but may slightly adversely affect platform pitch motion.

(6) To address power fluctuations caused by aerodynamic unsteadiness and servo system coupling under platform surge motions, an integrated state-space model for the NREL OC3 5-MW turbine was developed to predict power fluctuations. First, a method was proposed to convert the discrete Ferreira dynamic inflow model into a continuous form, which was validated through time-domain simulations. The continuous Ferreira model was then linearized and incorporated into the state-space representation. Next, the classical PID

controller was extended, transformed into state-space form, and linearized. The consistency of different PID controllers in addressing steady-state issues was confirmed via time-domain simulations. Finally, the coupling of the linear dynamic inflow model and PID controller within the state-space framework was realized, and a state observer equation was established to predict turbine power fluctuations, with its prediction capability validated.

(7) A systematic study was conducted on energy losses caused by large aeroelastic deformations in large FOWTs, focusing on the phenomena, mechanisms, and compensation measures. Based on steady blade element momentum theory, an energy loss analysis model was established to evaluate annual energy production (AEP) loss using power curves. The analysis showed that static displacements and static inclinations of the blades, tower, and floating platform affect turbine power output, resulting in a 2.88% reduction of AEP for the IEA 22-MW turbine. A linear relationship between airfoil angle of attack (AoA) offset and power loss was identified, attributing the power reduction to local AoA decreases caused by aeroelastic large deformations. Four energy loss compensation strategies—blade prebend, pretwist, pitch angle correction, and tip speed ratio (TSR) correction—were proposed, and their effects quantified by AEP. TSR correction was found to be optimal, increasing AEP by approximately 1.62%, representing a significant improvement in turbine power assessment.

This thesis systematically investigates classical aeroelastic stability and power stability of floating offshore wind turbines in both operational and standstill states from steady, quasi-steady, and unsteady perspectives, combining linear and nonlinear models and utilizing both time- and frequency-domain analyses. The research covers phenomena, mechanisms, and control aspects, providing valuable references for deeper studies in aeroelastic stability of FOWTs.

Key Words: Floating offshore wind turbine; Aeroelasticity; Stability; Stall flutter; Control; Integrated analysis; Power

目 录

学位论文原创性声明和学位论文版权使用授权书	I
摘要	II
Abstract	V
插图索引	XV
附表索引	XXI
第 1 章 绪 论	1
1.1 研究背景	1
1.2 漂浮式风电发展现状	2
1.2.1 漂浮式风电产业发展现状	2
1.2.2 漂浮式风力机基准研究模型发展现状	4
1.3 漂浮式风力机一体化仿真与实验技术	5
1.3.1 漂浮式风力机一体化仿真技术	5
1.3.2 漂浮式风力机实验技术	7
1.4 漂浮式风力机的气动弹性稳定问题与控制	9
1.4.1 风力机经典气动弹性稳定问题	9
1.4.2 气弹稳定控制技术	16
1.4.3 漂浮式风力机气弹稳定性研究现状	20
1.5 现有研究不足和待解决的问题	22
1.6 论文工作概述	23
1.6.1 论文研究目的与思路	23
1.6.2 论文内容安排	23
第 2 章 漂浮式风力机的动力学一体化建模	25
2.1 引言	25
2.2 结构有限元建模	25
2.2.1 漂浮式风力机基本结构与坐标系定义	25
2.2.2 漂浮式风力机有限元模型概述	26
2.2.3 漂浮式风力机有限元结构矩阵推导	28
2.2.4 耦合重力刚度	31
2.3 系泊系统建模	32
2.3.1 非线性系泊模型	32
2.3.2 线性系泊刚度标定	34

2.4 气力建模	35
2.4.1 定常叶素动量理论	36
2.4.2 准定常叶素动量理论	40
2.4.3 非定常叶素动量理论	41
2.4.4 风力机停机状态下的气动升阻力计算模型	44
2.4.5 气动力的线性化	45
2.5 水力建模	45
2.5.1 静水刚度	45
2.5.2 Morison 方程	46
2.5.3 附加质量	47
2.5.4 势流理论	47
2.5.5 粘性拖曳力的线性化—水动力粘性阻尼	48
2.6 伺服系统建模	49
2.6.1 控制—测量滤波器	49
2.6.2 发电机—扭矩控制器	50
2.6.3 叶片—桨距控制器	50
2.7 模型基本工况验证	51
2.7.1 运行工况验证	51
2.7.2 停机工况验证	53
2.8 小结	55
第 3 章 运行状态漂浮式风力机的阻尼特性与气弹稳定	56
3.1 引言	56
3.2 漂浮式风力机运行状态下的气动阻尼矩阵	56
3.2.1 浮体气动力及气动阻尼矩阵	56
3.2.2 整机气动力及气动阻尼矩阵	61
3.2.3 气动阻尼的时间无关化	62
3.3 浮体水动力阻尼矩阵	63
3.3.1 辐射阻尼矩阵	63
3.3.2 粘性阻尼矩阵	64
3.4 气动阻尼与水动力阻尼验证	66
3.4.1 水动力阻尼验证	67
3.4.2 气动阻尼验证	67
3.4.3 时域瞬态响应验证	68

3.5 浮体阻尼分析结果	69
3.5.1 浮体气动阻尼分析结果	69
3.5.2 浮体水动力阻尼分析结果	70
3.5.3 浮体总体阻尼分析结果	71
3.6 整机气动阻尼分析	73
3.6.1 动力特性分析结果	73
3.6.2 整机模态气动阻尼分析结果	74
3.7 小结	75
第 4 章 停机状态漂浮式风力机的阻尼特性与失速颤振	77
4.1 引言	77
4.2 漂浮式风力机停机静止状态下的气动阻尼矩阵	77
4.2.1 风力机停机静止状态下的准定常气动力	77
4.2.2 整机气动力线性化及气动阻尼矩阵	80
4.3 频域稳定性分析	81
4.3.1 时域与频域比较研究流程	81
4.3.2 停机静止风力机的气动阻尼与失速颤振	82
4.3.3 准定常失速颤振机理	85
4.3.4 模态耦合分析	86
4.3.5 失速颤振安全裕度和控制策略	86
4.4 时域稳定性分析	88
4.4.1 叶片响应分析	88
4.4.2 平台响应分析	92
4.4.3 塔筒响应分析	93
4.5 小结	94
第 5 章 基于非定常叶素气动力理论的失速颤振分析	96
5.1 引言	96
5.2 动态失速数学模型	96
5.2.1 Stäblein 模型	96
5.2.2 Beddoes-Leishman 模型	98
5.2.3 HGM 模型	102
5.2.4 一阶 IAG 模型和两分离点一阶 IAG 模型	104
5.2.5 HGM ´ la OpenFAST 模型和 HGM <i>f</i> -scaled 模型	106
5.3 基于叶素的非线性气弹模型	107
5.3.1 叶素二维三自由度结构动力学模型	107
5.3.2 定常与准定常攻角	108

5.3.3 响应的近似解和精确解	110
5.4 模型验证	111
5.4.1 动态失速验证算例设置	111
5.4.2 动态失速模型气动力迟滞环验证	112
5.4.3 气动弹性验证	114
5.5 非定常失速颤振稳态响应	117
5.5.1 稳态振幅	117
5.5.2 有效攻角	120
5.6 非定常失速颤振的演化	121
5.6.1 振幅依存的气动阻尼	121
5.6.2 气动力做功分析	122
5.7 小结	123
第 6 章 基于涡流发生器的失速颤振控制	125
6.1 引言	125
6.2 失速颤振与涡流发生器基本理论	125
6.2.1 停机静止风力机的气动阻尼	125
6.2.2 涡流发生器布置方案	126
6.2.3 粒子群优化算法	128
6.3 失速颤振的初步分析结果	130
6.4 基于涡流发生器的气弹稳定性提升效果	131
6.4.1 作用机理	131
6.4.2 粒子群优化算法结果	133
6.4.3 快速优化算法及优化结果	133
6.4.4 时域效果验证	135
6.4.5 涡流发生器对 IEA 15-MW 风力机的失速颤振控制效果	136
6.5 讨论	138
6.5.1 叶轮方位角对涡流发生器布置优化的影响	138
6.5.2 来流风速对方案优化的影响	139
6.5.3 涡流发生器对正常运行工况的影响	140
6.5.4 涡流发生器对塔筒和平台响应的影响	141
6.6 小结	142
第 7 章 浮体纵荡导致的功率振荡及其预测	143
7.1 引言	143
7.2 纵荡引起的动态入流效应描述	144
7.2.1 时间离散格式描述	144

7.2.2	时间连续性格式描述	146
7.2.3	离散—连续变换的通用性	148
7.2.4	动态入流线性化	149
7.3	伺服控制系统	151
7.3.1	状态空间形式的控制理论	151
7.3.2	PID 控制器的线性化	152
7.3.3	PID 控制器验证	153
7.4	动态入流—伺服控制系统耦合及功率预测	154
7.4.1	状态空间内的耦合	154
7.4.2	状态观测	155
7.4.3	模型验证	155
7.5	模型其他应用与局限性	158
7.5.1	伺服系统作动响应预测	158
7.5.2	控制系统稳定性判定	158
7.5.3	模型的局限性	159
7.6	小结	159
第 8 章	气动弹性导致的能量损失与补偿	160
8.1	引言	160
8.2	漂浮式风力机能量损失模型	160
8.2.1	自由度与坐标系定义	160
8.2.2	变换矩阵	161
8.2.3	气动荷载与叶轮功率	164
8.2.4	年发电量估计	165
8.2.5	模型与验证	167
8.3	能量损失现象的量化	167
8.3.1	大型风力机气动弹性效应的量化	167
8.3.2	考虑气动弹性效应的功率曲线	168
8.3.3	年发电量损失	172
8.4	能量损失机理	175
8.4.1	攻角偏移与功率损失的线性映射	175
8.4.2	流场状态	176
8.5	能量损失的补偿	179
8.5.1	叶片预弯	179
8.5.2	叶片预扭	179
8.5.3	桨距角和叶尖速比的校正	181

8.6 小结	182
结 论	184
参考文献	188
致 谢	203
附录 A 攻读学位期间所发表的学术论文	205
附录 B 漂浮式风力机有限元结构矩阵	205
附录 C 运行风力机浮体气动阻尼矩阵中的元素	209
附录 D 浮体辐射阻尼系数	210
附录 E 停放风力机气动阻尼矩阵中的偏导数推导	211
附录 F 两分离点一阶 IAG 动态失速模型算法	213
附录 G 线性动态入流模型中的偏导数推导	217
附录 H 状态空间中线性 PID 控制器的矩阵元素推导	223

插图索引

图 1.1	OC3 和 OC4 系列 NREL 5-MW 海上风力机基础模型	4
图 1.2	米兰理工大学浮式风力机实验装置	8
图 1.3	荷兰海洋研究所 OC 4 半潜式风力机水池实验	8
图 1.4	湖南大学漂浮式风力机风洞浪槽试验	9
图 1.5	叶轮整体涡振 CFD 模拟	10
图 1.6	风力机摆振气动阻尼识别的激振装置: A.质量, B.旋转臂, C.垂直轴, D.电机, E.固定在机舱底板上的框架	12
图 1.7	NASA 机翼模型风洞颤振实验	14
图 1.8	MOD-2 (a) 和 Tjaereborg (b) 风力机坎贝尔图	15
图 1.9	两叶片 (a) 和三叶片 (b) 风力机塔筒的坎贝尔图	15
图 1.10	后掠型叶片示意图	16
图 1.11	风力机结构主、被动控制措施 (a) TMD, (b) TLD, (c) TMDI, (d) ATMD	17
图 1.12	后缘襟翼叶片沿叶片的 (a) 展向布置和 (b) 局部构造示意图....	18
图 1.13	传统塔筒涡振气动附属控制措施	19
图 1.14	涡流发生器装置	19
图 1.15	涡流发生器作用下翼型的流场对比图: 翼型为 NACA 63-621, 左侧为光滑翼型流场, 右侧为装备涡流发生器的流场	19
图 1.16	利用后缘襟翼叶片控制风力机叶片涡振	20
图 1.17	本文内容、章节安排与逻辑架构	24
图 2.1	NREL OC3 5-MW 浮式风力机结构布局图	26
图 2.2	浮式风力机塔筒 (a) 和叶片 (b) 的坐标系定义及柔性变形示意图	28
图 2.3	浮体的六个自由度	29
图 2.4	转换矩阵 A 示意图	30
图 2.5	耦合重力刚度矩阵机理示意图	32
图 2.6	多锚链系泊系统及其坐标系示意图	33
图 2.7	锚链运动的描述: (a) 垂直平面; (b) 水平平面	34
图 2.8	线性锚链刚度标定方法示意图	35
图 2.9	纵荡方向上锚链力与纵荡位移之间的非线性关系 (红色实线) 和六阶多项式拟合 (蓝色圆圈)	35
图 2.10	锚链系统刚度与平台位置的关系	35

图 2.11 叶素的风速三角形	36
图 2.12 dT 和 dS 的展向分布示意图	37
图 2.13 推力系数 C_T 与轴向诱导因子 a 关系曲线	39
图 2.14 气动弹性耦合	40
图 2.15 气动阻尼效应示意图	41
图 2.16 Larsen-Madsen 动态入流模型所反映的轴向诱导因子时间迟滞	42
图 2.17 失速现象	43
图 2.18 动态失速的演化	44
图 2.19 变速控制器的扭矩与转速关系曲线	50
图 2.20 传动链单自由度模型	51
图 2.21 NREL OC3 5-MW 风力机正常发电运行工况下的静态响应验证	52
图 2.22 NREL OC3 5-MW 风力机正常发电运行工况瞬态响应验证（均 匀风速为 15 m/s, 静水）	53
图 2.23 停机对风工况浮式风力机线性与非线性动力学模块验证（均匀 风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi \in [0^\circ, 120^\circ, 240^\circ]$, 风偏 角 $\chi = 0^\circ$, 静水环境）	54
图 2.24 停机偏航工况下浮式风力机非线性动力学模块失稳响应验证 (均匀风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi \in [0^\circ, 120^\circ, 240^\circ]$, 风偏角 $\chi = 25^\circ$, 静水环境)	55
图 3.1 叶素的感知风速与气动力	57
图 3.2 风力机塔顶的气动力	58
图 3.3 解析势流理论和 AQWA 对 NREL OC3 5-MW 风力机的 Spar 浮式 平台辐射阻尼系数计算结果对比（忽略浮体上部锥度）	64
图 3.4 Morison 方程线性化验证：JONSWAP 谱下 OC3 浮体的纵荡和纵 摇响应	65
图 3.5 线性模型和 FAST 模型中在波浪作用下浮体的幅值响应算子 (RAO)（不考虑风效应，波浪频率范围为 0.01 Hz 至 0.45 Hz）	67
图 3.6 线性模型与 FAST 在风浪联合作用下的浮体幅值响应算子 (RAO) (风 速从 0 到 25 m/s, 波浪频率范围为 0.01 Hz 至 0.25 Hz)	68
图 3.7 规则波和均匀来流作用下的浮体时域衰减试验（波高 = 5 m, 波 浪频率 = 0.035 Hz, 风速 = 15 m/s）	69
图 3.8 运行状态下浮体模态的气动阻尼比	70
图 3.9 浮体水动力辐射阻尼比随振动频率的变化规律	70
图 3.10 利用线性 Morison 方程计算得到的粘性阻尼比	71

图 3.11 不同阻尼作用下的纵荡 (a)、横摇 (b) 和纵摇 (c) 运动的 RAO (风速 = 11.4 m/s, 波高 = 5 m, 波浪频率 = 0.01 Hz–0.35 Hz)	72
图 3.12 塔筒振型: 一阶、二阶前后和侧向模态	73
图 3.13 叶轮模态: 一阶、二阶挥舞和摆振模态	73
图 3.14 运行中的 NREL OC3 5-MW 风力机主要模态的气动阻尼比	75
图 4.1 停机静止风力机叶素的局部攻角定义	79
图 4.2 失速颤振时域与频域比较研究流程	81
图 4.3 漂浮式风力机浮体模态相对于方位角和风偏角的气动阻尼比 (不含水动力阻尼)	82
图 4.4 漂浮式风力机塔筒模态相对于方位角和风偏角的气动阻尼比 (不含结构阻尼)	83
图 4.5 漂浮式风力机叶轮模态相对于方位角和风偏角的气动阻尼比 (不含结构阻尼)	84
图 4.6 DU91 翼型缩尺实验的 C_l 和 C_d 曲线波动	84
图 4.7 NREL OC3 5-MW 静止风力机平台模态的气动阻尼比, 风速 $V_0 = 50$ m/s, 偏航风偏角角 $\chi \in [-180^\circ, 180^\circ]$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$ (不包括水动力阻尼)	85
图 4.8 摆振气动阻尼系数: $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ (a) 和摆振模态阻尼系数 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \phi^2(x)$ (b) (风速 $V_0 = 50$ m/s, 风偏角 $\chi = [-180^\circ, 180^\circ]$)	86
图 4.9 一阶面内振动 (模态 9) 的耦合模态	87
图 4.10 三阶面外振动 (模态 14) 的耦合模态	87
图 4.11 考虑多模态 (平台艏摇、塔筒侧向和叶轮摆振模态) 时的气动稳定和不稳定区域	87
图 4.12 叶尖截面的极限环振荡 (LCOs) 及相应的功率谱密度 (PSD) (风偏角 $\chi = 25^\circ$, 来流风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)	89
图 4.13 Lissajous 曲线: 叶尖截面的极限环振荡 (LCOs) (方位角 $\Psi = 0^\circ$, 风偏角 $\chi = 14^\circ$ (a), $\chi = 20^\circ$ (b) 和 $\chi = 28^\circ$ (c), 风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$)	90
图 4.14 Lissajous 曲线: 叶尖截面的极限环振荡 (LCOs) (风偏角 $\chi = 50^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$ (a) 和 $\Psi = 60^\circ$ (b), 风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$)	90
图 4.15 叶尖 LCO 振幅云图 (风偏角 $\chi = 0^\circ \sim 50^\circ$, 风速 $V_0 = 26$ m/s ~ 50 m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)	90

图 4.16 叶尖 LCO 振幅和加速度随风偏角的变化规律 (风偏角 $\chi = 0^\circ \sim 50^\circ$, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)	91
图 4.17 水动力阻尼效应在横摇自由度上的时域验证 (风偏角 $\chi = 30^\circ$, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)	92
图 4.18 叶片失稳导致的平台纵摇和横摇加速度响应 (风偏角 $\chi = 30^\circ$, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)	93
图 4.19 叶片失稳引起的塔筒顶端位移响应 (风偏角 $\chi = 30^\circ$, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)	94
图 5.1 分离点函数 f 的定义	99
图 5.2 叶素单元的三自由度结构动力学模型	107
图 5.3 定常近场势流重建	109
图 5.4 定常与准定常基本角度的定义	109
图 5.5 Stäblein 动态失速模型验证 (算例 2): FFA-W3-221 翼型, $k = 0.63$, $c = 3 \text{ m}$, $u_0 = 10 \text{ m/s}$, $\Delta\gamma = 10^\circ$, $\gamma_0 = -5^\circ$	113
图 5.6 一阶 IAG 动态失速模型验证 (算例 1): S801 翼型, $k = 0.073$, $c = 0.457 \text{ m}$, $u_0 = 23.7 \text{ m/s}$, $\Delta\gamma = 10.85^\circ$, $\gamma_0 = 19.25^\circ$	114
图 5.7 AeroHor 动态失速模型验证 (算例 4): S814 翼型, $k = 0.094$, $c = 0.457 \text{ m}$, $u_0 = 27.5 \text{ m/s}$, $\Delta\gamma = 10^\circ$, $\gamma_0 = 14^\circ$	114
图 5.8 HGM-OpenFAST 动态失速模型验证 (算例 2): FFA-W3-221 翼型, $k = 0.63$, $c = 3 \text{ m}$, $u_0 = 10 \text{ m/s}$, $\Delta\gamma = 10^\circ$, $\gamma_0 = -5^\circ$	115
图 5.9 HGM f -scaled 动态失速模型验证 (算例 2 和算例 3): FFA-W3-221 翼型, $k = 0.63$, $c = 3 \text{ m}$, $u_0 = 10 \text{ m/s}$, $\Delta\gamma = 10^\circ$, $\gamma_0 = -5^\circ/20^\circ$	116
图 5.10 动态失速气动弹性验证	117
图 5.11 准定常及非定常叶素模型挥舞稳态振幅	118
图 5.12 准定常及非定常叶素模型摆振稳态振幅	119
图 5.13 准定常及非定常叶素的有效攻角 (或准定常攻角) 极值	120
图 5.14 叶素气动阻尼比随振幅的变化	121
图 5.15 做功分析	122
图 6.1 用于抑制失速颤振的叶片涡流发生器安装示意图	127
图 6.2 PSO 算法运行机制	128
图 6.3 涡流发生器布置优化的 PSO 方法流程图	129
图 6.4 第三个一阶叶轮摆振模态的振型及频率	130
图 6.5 在风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ 、方位角 $\Psi = 0^\circ$ 、风偏角 $\chi = [-180^\circ, 180^\circ]$ 条件下, NREL OC3 5-MW 停机静止风力机摆振、塔顶侧向和平台艏摇模态的气动阻尼比	131

图 6.6 利用涡流发生器增强风力机气动稳定性的机理示意图	132
图 6.7 未安装和安装涡流发生器叶片截面 (DU 93-W-210) 的升力系数 和阻力系数曲线 (数据由 XFoilVG 生成)	133
图 6.8 利用 PSO 算法对涡流发生器参数进行优化。(a) 涡流发生器的 方案设置; (b) 优化效果; (c) 迭代收敛过程	134
图 6.9 基于 PSO 的优化结果及其在 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 曲线中的位置	134
图 6.10 基于 PSO 和 FO 方法的 NREL 5-MW 风力机摆振稳定性提升效果	135
图 6.11 安装涡流发生器后的叶尖失速颤振振幅控制效果 (风偏角 $\chi =$ $0^\circ \sim 50^\circ$, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$)	136
图 6.12 安装涡流发生器后的叶尖失速颤振控制效果时域案例验证 (风 偏角 $\chi = 17^\circ$ 、风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ 、桨距角 $\beta = 90^\circ$)	136
图 6.13 15 MW 风力机摆振模态的模态阻尼沿叶片径向和叶轮风偏角方 向的分布 (a) 及涡流发生器在后移深度负阻尼区域中的贡献 (b)	137
图 6.14 基于 PSO 和 FO 方法的 15 MW 风力机摆振失稳控制: 涡流发 生器的优化布置方案及失稳控制效果	137
图 6.15 不同方位角和风偏角下第三个一阶叶轮摆振模态的阻尼比	139
图 6.16 叶轮级的风偏角 χ_{stall} 与叶素截面级的局部攻角 α'_{stall} 之间的映射	139
图 6.17 不同风速下叶片安装涡流发生器后的稳态振幅变化 (风速 $V_0 =$ $26 \sim 50 \text{ m/s}$, 风偏角 $\chi = 25^\circ$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$)	140
图 6.18 不同径向位置和运行风速下的叶片截面归一化局部攻角	141
图 6.19 涡流发生器对正常运行条件下的风力机功率和推力性能的影响 ..	141
图 6.20 安装涡流发生器前后的塔筒侧向和平台艏摇时域响应对比 (风 偏角 $\chi = 17^\circ$ 、风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ 、桨距角 $\beta = 90^\circ$)	142
图 7.1 平台纵荡运动激起的连锁反应 (图片来自 Wind Energy Science) ..	143
图 7.2 Ferreira 动态入流模型 (离散形式) 的稳态响应	146
图 7.3 Ferreira 动态入流模型 (离散形式) 变桨阶跃试验验证	147
图 7.4 Ferreira 动态入流模型的离散与连续形式方程瞬态响应对比	149
图 7.5 Larsen-Madsen 动态入流模型的离散与连续形式方程瞬态响应对比	149
图 7.6 三种 PID 控制器控制效果比较—功率输出	154
图 7.7 三种 PID 控制器控制效果比较—叶轮转速	154
图 7.8 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡振幅下的功率输出	156
图 7.9 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡振幅下的致动盘诱导速度 ..	156
图 7.10 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡周期下的功率输出	157
图 7.11 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡周期下的致动盘诱导速度	157
图 8.1 CS1 — CS7 坐标系定义	161

图 8.2 CS6 - CS7 以及 CS7 - CS8 的坐标变换与风速三角形定义	163
图 8.3 本文模型与 OpenFAST 对叶轮功率及荷载预测结果的对比	167
图 8.4 截面倾角的定义	169
图 8.5 沿叶片长度方向的截面倾角分布（方位角 $\Psi = 0^\circ$ ）	169
图 8.6 浮式风力机主要自由度在 DLC 1.1 工况下全风速范围内的静位移和静转角	169
图 8.7 考虑转子倾角和叶片锥角时的功率曲线.....	170
图 8.8 考虑转子倾角和叶片锥角以及叶片大变形时的功率曲线	170
图 8.9 考虑转子倾角和叶片锥角以及塔筒变形时的功率曲线	171
图 8.10 考虑转子倾角和叶片锥角以及平台静倾角时的功率曲线	171
图 8.11 实际风力机变形时的功率曲线	172
图 8.12 荷兰北海 Weibull 分布参数（图片来自 DOWA）	173
图 8.13 风速的概率密度函数 PDF 和累积分布函数 CDF.....	174
图 8.14 AEP 随风速的分布	174
图 8.15 不同原因导致的 AEP 下降	174
图 8.16 攻角偏移 $\Delta\alpha$ 与功率损失 ΔP_r 之间的线性映射	175
图 8.17 不同风力机布置下的叶素攻角偏移.....	176
图 8.18 叶片截面的流场状态（风速为 10 m/s）	177
图 8.19 风力机变形后（Configuration 5）的攻角摄动及对应的流场状态..	178
图 8.20 利用算法 8.1 进行的叶素攻角修正效果	181
图 8.21 桨距角校正对功率的影响	182
图 8.22 TSR 校正对功率的影响	182

附表索引

表 1.1	全球已建成的主要漂浮式风电项目（根据网络数据整理）	3
表 1.2	漂浮式风力机动力学主要模块及建模方法	7
表 2.1	NREL OC3 5-MW 浮式风力机的结构设计参数.....	27
表 3.1	浮体固有频率	69
表 3.2	NREL OC3 风力机的气动阻尼、辐射阻尼和 Morison 粘性阻尼比 (风速为 11.4 m/s、波高为 5 m、波浪周期为 9.6 s)	71
表 3.3	平台、塔筒和转子模态的固有频率	74
表 4.1	水动力阻尼比 (波高 = 5m, 波浪周期 = 9.6s)	84
表 4.2	叶轮振型 MAC 值.....	86
表 4.3	不同模型间失稳特性和计算复杂度的比较 (风速: 50 m/s, 方位 角: 0°)	92
表 5.1	动态失速气动力迟滞效应验证算例	112
表 6.1	艏摇模态水动力阻尼比 (波高 = 5 m, 波浪周期 = 9.6 s)	130
表 6.2	涡流发生器参数优化范围和利用 PSO 算法得到的优化结果	133
表 6.3	IEA 15-MW 风力机的固有频率验证	137
表 6.4	5 MW 和 15 MW 风力机摆振失稳风偏角范围及涡流发生器优化 控制效果汇总	138
表 6.5	叶片摆振、塔筒侧向和平台艏摇模态的失速颤振控制目标	142
表 8.1	不同风力机模型的叶片面外归一化变形.....	168
表 8.2	基准风力发电机叶片预弯统计数据	179
表 8.3	不同能量损失补偿方案的 AEP 性能提升比较	182

第1章 绪论

1.1 研究背景

1908 年丹麦研制出首台用于发电的风力机 — Poul La Cour^[1]，人类进入风力发电时代。20 世纪 70 年代能源危机爆发后，风力机技术迎来了快速发展^[1]。据国际可再生能源署（International Renewable ENergy Agency, IRENA）统计^[2]，截至 2023 年底，全球风电累计装机容量已超过 10.17 亿千瓦，其中，中国风电装机容量达 4.41 亿千瓦，占全球市场份额约 43%。

全球风能的迅速增长主要归功于大容量风力发电技术的快速迭代和海上风电市场的强势崛起，前者主要体现为风力发电结构的尺度大型化，特别是超长叶片的应用；后者侧重于深远海风资源的开发，以漂浮式风电技术为代表。目前，全球已下线的最大风力机为我国东方电气的 26 MW 海上风力机，其机组轮毂中心高度 185 米，叶轮直径达 313 米。漂浮式风电于 2017 年在英国实现商业化后便在全球得到迅速发展，其中，我国于 2021 年安装了第一台漂浮式风力机“三峡引领号”，单机容量为 5.5 MW。此后，2023 年建成了单机容量 7.25 MW 的漂浮式海上风力机“海油观澜号”，该风力机离岸距离 136 公里，安装水深达 120 米，且位于台风多发区，运行环境复杂。深远海严酷的运行环境对超大型漂浮式风力机的安全稳定运行提出了更严格的要求，保障风力机结构安全和发电性能稳定是当前风力机大型化和向深远海发展过程中面临的重要技术难题。

气动弹性失稳是威胁漂浮式海上风力机结构安全的主要问题之一。气动弹性失稳通常表现为失速颤振（又称失速失稳、失速诱发的振动）和经典颤振^[3]，两者是导致风力机叶片破坏与塔筒倒塌的重要原因。失速颤振是由于翼型失速导致风力机结构气动负阻尼进而引发的气弹失稳现象，在现代风力机上被多次发现：1980 年，研究人员在丹麦一台 Nibe 风力机上首次观测到了失速颤振现象^[4]；1990 年，在美国 Danwin 风力机上也测量到了失速颤振的信号^[5]。经典颤振比失速颤振更具有破坏性：2003 年，台风“杜鹃”导致汕尾红海湾风电场 25 台风力机中有 9 台因叶片发生扭转颤振而使风力机塔筒被拦腰截断^[6]。随着风力机叶片的不断大型化，在一些处于施工和服役状态的 10 MW 以上级别的风力机中，也观测到了气动弹性失稳现象^[7]，严重影响了风力机的结构安全，使风力机的动力设计可能从荷载控制转向气弹稳定控制^[8]。当前海上漂浮式风电装机规模尚小，暂未报道气动弹性失稳导致的结构破坏案例，但仍需对大型漂浮式风力机的气弹稳定性问题给予足够重视，并适当开展超前研究。同时也应积极探索相应的气弹失稳控制技术，以保障大型漂浮式风力机在极端环境下的结构自存，服务漂浮式风电的爆发式增长。

漂浮式风力机相较于固定式风力机还衍生出发电稳定性新问题。例如，浮式平台的运动会牵连叶轮产生显著的气动非定常效应^[9]，进而可导致功率输出波动^[10]；浮式平台的静倾角和叶片的气弹大变形还可能导致叶轮能量捕获效率下降进而造成能量损失^[10]。这些问题会影响漂浮式海上风力机的发电稳定性，需要从现象、机理和补偿措施层面开展深入研究。随着风力机向着大型化和漂浮式方向发展，其气弹稳定性与发电性能稳定性问题将愈发突出，对两者的研究对于保障大型漂浮式海上风力机的结构韧性与提升服役性能具有重要的实际意义。

1.2 漂浮式风电发展现状

1.2.1 漂浮式风电产业发展现状

上世纪 90 年代起，风力发电技术逐渐向海上发展。1991 年，世界首台海上风力发电机在瑞典的 Norgersund 安装^[11]；同年，世界首个海上风电场 Vindeby 在丹麦并网发电，该风电场安装了 11 台 450 kW 的 Bonus 风力机^[11,12]。进入 21 世纪后，随着近海风资源的锐减，深远海风能资源成为新的探索方向，漂浮式风电技术成为深远海趋势下的首选技术方案。在这一背景下，挪威石油公司 Statoil 于 2009 年 7 月在挪威西海岸安装了第一台兆瓦级漂浮式海上风力机样机 Hywind Demo^[13]。作为 Hywind Demo 项目的延续，2017 年 10 月，Hywind Scotland 漂浮式海上风电场在苏格兰海域并网发电，成为世界首个商业化运行的漂浮式海上风电场^[14]。

表 1.1 总结了全球范围内已建成的漂浮式风电项目，可以看出，不同形式的漂浮式基础均得到了发展。在 Hywind Demo 和 Hywind Scotland 技术积累的基础上，挪威基于 Spar 式浮体基础于 2023 年建成了世界装机容量最大的漂浮式海上风电场 Hywind Tampen，其最大安装水深接近 300 米；此外，半潜式基础也得到了广泛的应用：自 2011 年葡萄牙建成全球首台半潜式风电样机 WindFloat 1 以来，葡萄牙和英国相继建成了 WindFloat Atlantic 和 Kincardine Tranche 2 两个半潜式风力发电场，我国目前已建成的漂浮式样机也都采用了半潜式浮式平台；其他的基础形式目前还处于样机技术探索阶段，如法国和日本分别于 2018 年和 2019 年分别建成了单机容量为 2 MW 和 3 MW 的驳船式风力机，并采用了阻尼池技术；挪威于 2021 年建成了采用了创新的 TetraSpar 形式的样机；全球首个张力腿平台的风电场项目 Provence Grand Large 也于 2024 年建成投产。从已建成的漂浮式风电项目可以看出：（1）目前 Spar 和半潜式基础是应用最广泛，商业化探索最为成熟的浮式基础体系；（2）目前最大单机容量的漂浮式风力机搭载半潜式平台，而最大的漂浮式风电场项目依托 Spar 浮式基础；（3）目前仅 Spar 式浮体安装在水深超过 200 米的海域；（4）我国的海上漂浮式风电从 2021 年开始进入样机发展阶段，目前还没有规模化的漂浮式风电场建成；（5）我国目前的漂浮式风电技术以半潜式基础为主。

表 1.1 全球已建成的主要漂浮式风电项目（根据网络数据整理）

建成年份	项目名称	地点	装机规模 (MW)	单机容量 (MW)	基础形式	水深 (m)	备注
2009	Hywind Demo	挪威	2.3	2.3	Spar	220	世界首台兆瓦级漂浮式样机
2011	WindFloat 1	葡萄牙	2	2	半潜式	45	世界首台半潜式基础样机
2013	Haenkaze	日本	2	2	Spar	106.5	科研样机，后重新选址并命名 Sakiyama
2013	Fukushima Forward 1	日本	2	2	半潜式	120	利用率低，已退役
2015	Fukushima Forward 2	日本	7	7	半潜式	120	V-Shape 半潜式基础；利用率低，已退役
2016	Fukushima Forward 3	日本	5	5	Spar	120	Advanced Spar 基础；利用率低，已退役
2016	Goto Sakiyama	日本	2	2	Spar	100	采用钢混组合 Spar 浮体
2017	Hywind Scotland	英国	30	6	Spar	105	世界首个商业化漂浮式风电场
2018	Floatgen	法国	2	2	驳船式	33	世界首台驳船式基础样机，采用阻尼池技术
2019	Hibiki	日本	3	3	驳船式	50	两叶片风力机；阻尼池技术
2020	WindFloat Atlantic	葡萄牙	25.2	8.4	半潜式	100	全球首个半潜式漂浮式海上风电场
2021	TetraSpar Demo	挪威	3.6	3.6	TetraSpar	200	新型 TetraSpar 基础首次应用
2021	Kincardine Tranche 2	英国	50	9.5	半潜式	60-80	目前已投产单机容量最大的漂浮式风力机
2021	三峡引领号	中国	5.5	5.5	半潜式	27	中国首台漂浮式样机
2022	中船扶摇号	中国	6.2	6.2	半潜式	65	中国首台深远海漂浮式风力机
2022	X1 Wind	西班牙	0.225	0.225	TLP	50	全球首台 TLP 基础的浮式风力机
2023	海油观澜号	中国	7.25	7.25	半潜式	120	目前中国最大安装水深
2023	Hywind Tampen	挪威	94.6	8.6	Spar	260-300	目前世界总装机容量最大的海上浮式风电场
2024	国能共享号	中国	4	4	半潜式	35	全球首座风渔融合浮式平台
2024	明阳天成号	中国	16.6	8.3	半潜式	40	UHPC 浮式基础；双风轮设计
2024	Provence Grand Large	法国	25.2	8.4	TLP	100	全球首个 TLP 基础漂浮式风电场

1.2.2 漂浮式风力机基准研究模型发展现状

漂浮式风力机动力学的学术研究通常采用开源基准模型。较为常用的模型一般由美国国家可再生能源实验室（National Renewable Energy Laboratory, NREL）以及丹麦技术大学（Technical University of Denmark, DTU）或者经由国际能源署（International Energy Agency, IEA）协调两机构联合制订。开源模型的风力机单机容量通常领先于产业发展，是较为前沿的风力机设计，且风力机参数全面，因而更适合学术研究。比较常见的风力机开源模型有 NREL 发布的 5 MW 风力机模型^[15]、DTU 10-MW 固定式风力机模型^[16]以及 IEA 协调 NREL 和 DTU 联合制定的 15 MW^[17] 和 22 MW^[18] 海上风力机模型。

2009 年，NREL 定义了 NREL 5-MW 风力机^[15]，并于 2010 年定义了用于安放 5 MW 风力机的 OC3-Hywind Spar 式基础^[19]；2014 年，NREL 联合美国缅因大学（University of Maine, UMaine）和挪威科技大学定义了适配 5 MW 风力机的 OC4 半潜式基础^[20]。如图 1.1 所示，NREL 5-MW 风力机还定义了其他基础类型，可用于陆地固定式、近海固定式和深海漂浮式风力机的研究，是当前应用最为广泛的风力机基准模型。

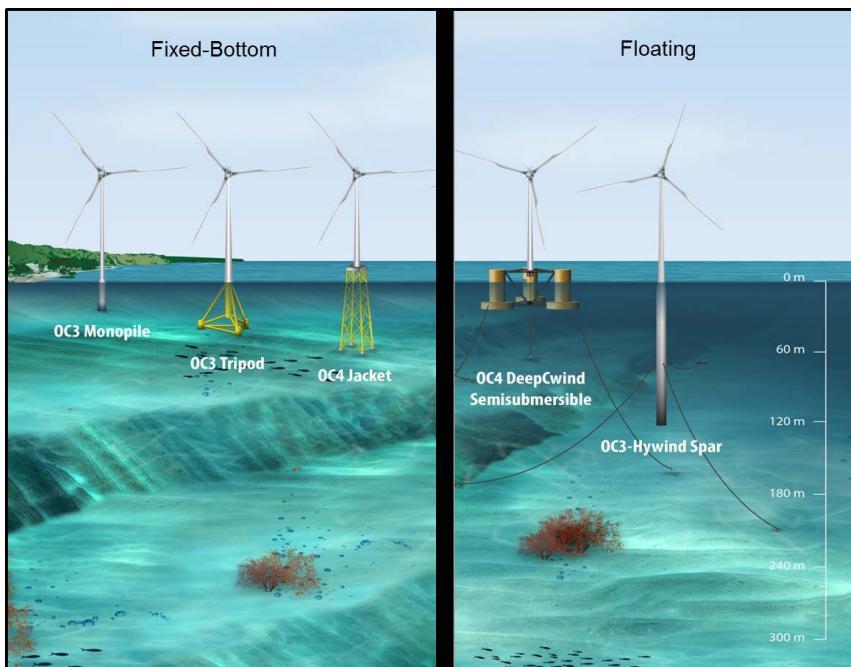


图 1.1 OC3 和 OC4 系列 NREL 5-MW 海上风力机基础模型^[21]

2013 年，DTU 的风能研究部门定义了 10 MW 风力机的基准模型^[16]，该模型专为固定式风力机研究设计，没有官方配套的浮式基础，但可利用 OO-Star 半潜式基础^[22]进行漂浮式风力机研究。

2020 年，在 IEA Task 37 的协调下，NREL 和 DTU 联合设计了 15 MW 风力机基准模型^[17]，UMaine 为 15 MW 风力机设计了半潜式平台^[23]。

2024 年，作为 IEA Task 37 的延续，DTU 联合 NREL 设计了 22 MW 基准风力

机，并为该风力机定义了基准半潜式基础^[18]。IEA 22-MW 风力机是 IEA 系列目前已开源的最大海上风力机模型。

湖南大学风工程试验研究中心团队从 2018 年国家重点研发计划中日国际合作项目（编号：2016YFE0127900）资助开始，着手海上风电浮体设计基础理论等方面的研究，设计了 16 MW 风力机的 Spar 式 UHPC 基础，目前该基础已完成总体尺寸设计，进入强度校核与运输安装研究阶段。

1.3 漂浮式风力机一体化仿真与实验技术

现阶段对于漂浮式风力机气动弹性问题的研究主要利用一体化仿真技术和实验技术两大类，本节综述两种研究方法的进展。

1.3.1 漂浮式风力机一体化仿真技术

漂浮式风力机将风电机组安放在浮式平台上，浮式平台的六自由度振动导致风力机的气动弹性响应变得更加复杂。目前，漂浮式平台与风力机间的动力耦合一体化精细模拟受限于多物理场耦合的复杂性和算力限制，在刚柔多体耦合、气动弹性响应高保真计算以及系泊和伺服系统的模拟方面仍具有相当难度，是漂浮式风力机动力学研究的核心问题，也是漂浮式风力机气动弹性稳定性研究的基础。

漂浮式风力机的动力学一体化仿真主要包含环境建模、荷载建模和风力机系统建模三部分^[24]。其中，环境建模包含风、浪等环境的生成；荷载模块包含气动力和水动力的求解；风力机系统建模至少应包含结构模块、系泊模块以及伺服模块^[25]。环境建模不在本文的讨论范畴，荷载和风力机系统模块之间交互构成了风力机气动弹性模拟的框架。

气力建模方面，叶素动量理论（Blade Element Momentum theory, BEM）是风力机气动弹性响应计算中应用最为广泛的半经验计算方法。该理论具有较高的计算效率、较低的计算资源消耗和中等的计算精度。叶素动量理论基于定常或准定常假设，其中定常假设通常用于荷载模拟和功率预测，而准定常假设则适用于气动弹性的时域仿真^[26]。对于较高精度要求的气动弹性模拟，可通过引入动态入流（Dynamic Inflow, DI）和动态失速（Dynamic Stall, DS）工程模型计入气动非定常效应^[26]。这种方式能够在保持较高计算效率的同时，提升对非定常气动现象的模拟精度。风力机气动弹性仿真涉及结构与气动力之间的耦合，在大幅运动和非线性荷载作用下，该耦合作用更为显著。对于需要大量时域仿真的气动弹性计算，叶素动量理论由于其在计算效率和精确度之间取得了良好平衡，因而成为当前主流的气动仿真方法。除叶素动量理论外，气动模块还可采用自由涡尾迹（Free Vortex Wake, FVW）方法、广义动态尾流（Generalized Dynamic Wake, GDW）方法以及 CFD（Computational Fluid Dynamics, 计算流体动力学）方法^[27]：自由涡尾迹和广

义动态尾流方法均基于涡动力学理论，能够更精细地捕捉尾流发展和涡结构演化，具有中等的仿真精确度和计算效率，适用于复杂气动干扰和尾流效应的分析。CFD 方法通过对 N-S 方程的大规模网格求解，可获得非常高的计算精确度，尤其在非定常、三维复杂流动的模拟中优势显著。然而，由于其计算效率较低，因此主要用于细致的气动分析和模型验证，而较少应用于较长仿真时长的时域计算。

浮式风力机的水动力计算同样可借助 CFD 方法，但其较高的计算消耗很大程度限制了 CFD 技术在风力机水动力学计算当中的应用。Morison 方程（莫里森方程，Morison's Equation, ME）通常用于计算浮体所受的拖曳力和惯性力^[28]，是一种计算效率更高的替代方案。Morison 方程假设浮体尺度相对波长较小，因此将波浪力分为黏性拖曳和惯性力两部分，并分别通过速度平方项和加速度项进行计算。Morison 方程简化了流体动力学问题，且无法对波浪绕射效应进行描述，因此主要适用于细长构件或半潜式平台等相对简单的结构形式。对于涉及辐射与绕射的复杂水动力问题，势流理论（Potential Flow, PF）更具优势。势流理论基于不可压、无旋流场假设，采用边界元法求解速度势函数，从而计算波浪辐射和绕射力^[29]。该方法能够较为准确地描述浮体与波浪间的相互作用，并广泛应用于柱状平台的水动力分析。然而，势流理论忽略了黏性效应，因此通常需与 Morison 方程相结合，以更全面地计算浮体所受的水动力荷载^[27]。此外，Cummins 方程（Cummins Equation, CE）在浮式风力机的时域水动力计算中也得到了广泛应用。Cummins 方程基于线性势流理论，通过卷积积分考虑了辐射力的时间记忆效应，即浮体运动对自身所产生波浪场的时滞影响^[30,31]。

在风力机的结构建模中，通常假设塔筒和叶片为柔性体，同时将浮体简化为具有六个自由度的刚性体。在此基础上，锚链系统、叶轮转动、叶轮与塔筒及浮体运动之间的耦合、以及传动链中的荷载传递等复杂动力学效应也需要系统考量。在叶轮和塔筒的弹性建模中，通常采用 Ritz 方法（又称假定振型法）或有限单元法（Finite Element method, FE）^[32]。Ritz 方法通过选取适当的假定振型来近似描述结构变形，具有计算效率高、适用于细长柔性结构（如塔筒、叶片）的优点，但振型的选取对精度影响较大。有限单元法则通过离散化结构并建立总体质量和刚度矩阵实现对柔性结构的仿真，能够准确捕捉复杂几何结构和非均匀材料的变形特性，适用于多段锥形塔筒和复杂几何叶片的精细建模。对于浮体的大周期刚体运动，通常借助刚体动力学（Rigid-Body dynamics, RB）进行模拟^[24]。随着浮体尺寸的增大，浮体局部效应变得突出，利用有限元模拟浮体的需求正变得日益迫切^[33]。

系泊系统通常通过线性弹簧（Linear Spring, LS）、集中质量法（Lumped Mass method, LM）、准静态法（Quasi-Steady method, QS）和有限元方法进行建模^[34,32]。通过线性弹簧模拟锚链计算量小，可以执行频域分析；集中质量法适用于动态响应的精确模拟，但计算量较大；准静态法计算效率高，适用于稳态工况；有限元方法

则可模拟复杂非线性效应，但对计算资源消耗巨大。

浮式风力机的动力学行为还受到塔筒与叶轮之间复杂的运动耦合、叶轮转动引起的陀螺力矩、以及传动链中荷载传递等效应的显著影响，这些效应可通过多体动力学（Multi-Body dynamics, MB）方法进行模拟。表 1.2 总结了除伺服模块外的漂浮式风力机动力学仿真模块与方法，并将其特点与适用性一并列出。鉴于系泊系统建模的复杂性，将其单独列出，以与其他结构组件的建模相区分。

表 1.2 漂浮式风力机动力学主要模块及建模方法

模块	方法	特点与适用性
气动力模块	BEM	计算效率高，精确度中等，适用于气动弹性时域仿真
	DI	引入气流的时间延迟效应
	DS	引入非定常气流分离作用
	FVW	中等精确度和计算效率，适用于尾流效应分析
	GDW	中等精确度和计算效率，捕捉尾流发展和涡结构演化
水动力模块	CFD	计算精确度高，但计算效率低，适用于详细气动分析
	ME	适用于细长构件或半潜式平台，计算效率高
	PF	准确描述浮体与波浪相互作用，但忽略了黏性效应
	CE	考虑辐射力的时间记忆效应，适用于耦合动力学仿真
结构模块	CFD	计算精度高，但计算消耗大，适用于详细水动力分析
	Ritz	计算效率高，适用于细长柔性体，振型选取择影响精度
	FE	精细建模，适用于设计复杂的塔筒和叶片
	RB	模拟浮体六自由度刚体运动，适用于大周期整体运动
系泊系统模块	MB	模拟塔筒、叶轮、传动链、浮体和锚链的耦合效应
	LS	可执行频域计算，计算量小
	LM	动态响应精确，但计算量较大
	QS	计算效率高，适用于稳态工况
FE	FE	可模拟复杂非线性效应，但计算资源消耗巨大

备注：表中的方法英文简称介绍如下：BEM—叶素动量理论；DI—动态入流；DS—动态失速；FVW—自由涡尾迹方法；GDW—广义动态尾流；CFD—计算流体动力学；ME—莫里森方程；PF—势流理论；CE—Cummins 方程；Ritz—Ritz 法（假定振型法）；FE—有限单元法；RB—刚体动力学方法；MB—多体动力学方法；LS—线性弹簧法；LM—集中质量法；QS—准静态法。

1.3.2 漂浮式风力机实验技术

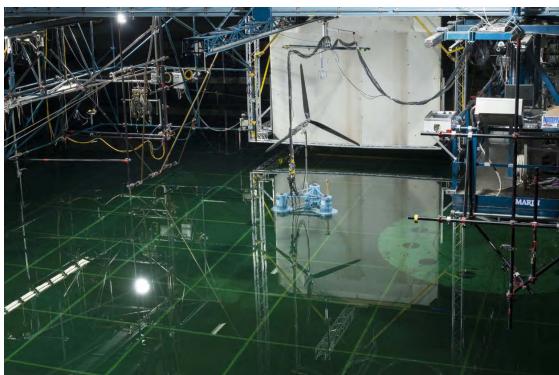
除了数值模拟技术，风浪联合风力机模型实验也得到开展，有助于推进对风力机气动弹性问题的研究。比较著名的实验有米兰理工大学的漂浮式风力机实验，该实验在米兰理工大学的风洞中进行（如图 1.2 所示），浮体的六个自由度通过安装在风力机底部的作动器进行模拟，并在模型中集成了自动控制变桨系统^[35]。米兰理工大学的实验系统较高精度地模拟了空气与结构之间的耦合作用，但浮体的响应通过数值子结构进行实时计算^[36]或者预先定义强迫输入^[37]，因而是一种粗略的近似。从这个角度来讲，米兰理工大学的浮式风力机实验仍然是一种基于风工程研

究视角的风洞结构气弹实验。



图 1.2 米兰理工大学浮式风力机实验装置^[35]

一些海工研究机构也对浮式风力机的动力学行为进行了实验研究。比如，荷兰海洋研究所（MARitime Research Institute Netherlands, MARIN）在其海工水池内对 OC4 半潜式风力机进行了 1/50 缩尺比的模型实验（如图 1.3 所示），风环境利用 5×7 个（4 m×3 m）风扇进行模拟^[38]。尽管相比米兰理工的实验，MARIN 的实验极大提高了浮体平台与波浪之间的耦合模拟精度，但却大大放松了对空气与叶轮之间耦合的模拟，使其仍然很难反应真实风力机在风浪联合作用下的响应。米兰理工与 MARIN 实验的局限性除了归因于高精度的风、浪联合模拟实验设施的稀缺以外，还需要考虑到风工程与海工实验在缩尺实验技术本身的局限性，比如风洞实验中雷诺数的模拟仍具有相当大的难度，海工结构与风工程实验设计之间的缩尺规则存在差异等。



(a) 水池实验整体布置图



(b) 波浪白噪声测试图

图 1.3 荷兰海洋研究所 OC 4 半潜式风力机水池实验^[38]

国内的研究机构也对漂浮式风力机的水池试验进行了许多探索。湖南大学风工程试验研究中心于 2019 年在风洞浪槽实验室中进行了半潜式风力机的风浪联合试验，评估了半潜式风力机在风浪联合环境下的动态响应，试验装置如图 1.4 所示。该实验环境可以实现较高精度的风环境模拟，但受限于波浪水池深度，其水动力模拟的能力还有所欠缺。

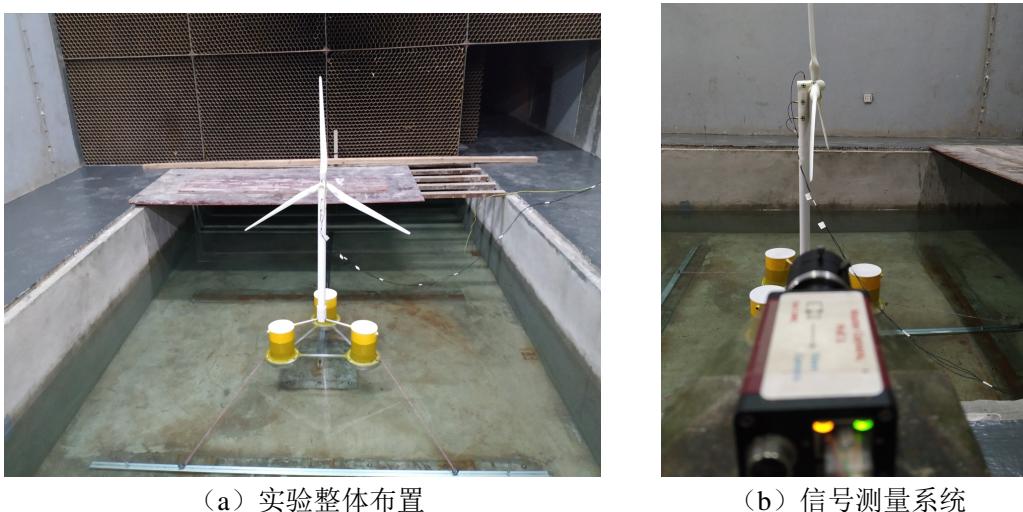


图 1.4 湖南大学漂浮式风力机风洞浪槽试验

尽管对于风力机的风洞实验已经有相当数量的研究，但风力机整机气动实验仍处于复现叶轮推力与扭矩的初级阶段，对于较为复杂的气动弹性现象的等效复现，特别是涉及非定常流动与结构响应耦合的气弹失稳现象时，当前的风洞实验技术仍难以实现。

1.4 漂浮式风力机的气动弹性稳定问题与控制

1.4.1 风力机经典气动弹性稳定问题

风力机的大型化伴随叶片柔性的增加，其经典气动弹性失稳风险也随之提升，在今后的风力机叶片设计中应引起足够重视。经典气动弹性稳定问题包含涡振、失速颤振与经典颤振问题，由于旋转谐波共振在现代大型风力机中的较强破坏性，本节将其纳入气弹稳定性问题一并进行综述。

1.4.1.1 涡振

涡振是指当流体流经结构物断面时，由于流体的涡旋与结构物之间的相互作用，导致结构物产生周期性振动的现象，这种振动通常发生在结构物的固有频率与流体产生的涡脱频率相近时。通常钝体断面由于更容易发生流动分离，因此更容易发生涡振。涡振带有自激性质，振动的结构反过来会对涡脱形成反馈机制，使得涡振振幅受到限制，因此涡振是一种带有自激性质的风致限幅振动^[39]。

在陆地固定式风力机结构当中，叶轮锁定或者空转状态下更容易发生涡振，而转动运行中的风力机几乎不存在涡振风险，这是因为运转状态下，涡脱结构容易被破坏，从而对涡振形成抑制^[40]。由于涡振现象的复杂性，低保真度的仿真方法难以预测风力机的涡振^[41]，因此通常采用 CFD 技术或风洞实验对涡振进行研究。

塔筒截面由于通常呈圆形，因此其涡振属于经典圆柱涡振的研究范畴，有大量

关于圆柱结构涡脱和涡振的研究论文^[40]。相关研究通常从塔筒截面和塔筒结构两个层面进行，比如，Ebstrup 等人^[42]利用数值方法研究了高雷诺数 ($Re = 8.0 \times 10^6$) 下塔筒截面的涡激力；Viré 等人^[43]建立了一个二自由度的塔筒流固耦合模型，涡激力采用非定常雷诺平均纳维—斯托克斯方程（Navier-Stokes Equation，后文简称 N-S 方程）建模，并利用该模型揭示了某些工况下塔筒气动力和运动的非定常本质。上述研究均采用 CFD 研究方法，而在实验方面，Kitagawa 等人^[44]进行了圆柱形塔筒涡振实验，测试了塔筒的横风向响应，并通过小波分析证明了模型顶部周围形成的不规律涡脱与振动的发生有关。一些学者也试图建立塔筒涡振分析的时域数学模型，Arnold^[45] 基于自适应谐波方程发展出了第一个半经验的风力机塔筒涡振时域仿真模型；Chen 等人^[46]利用范德波尔（Van der Pol）方程，建立了流体与结构之间的耦合关系，成功构建出风力机塔筒非线性涡振分析的理论模型，并由风洞模型实验进行了验证。

相比圆柱形塔筒结构，关于叶片涡振的研究仍不够充分。早期的研究集中在翼型截面的涡振上，比较具有代表性的工作包括：Zou 等人^[47]利用自由尾迹方法评估了具有弹性支撑的 DU96-W-180 翼型的涡振响应；Skrzypinski 等人^[48]对该翼型进行了更加详尽的分析，他们利用 2D 和 3D 的 RANS（Reynolds Averaged Navier Stokes，雷诺平均纳维—斯托克斯）方程和 DES（Detached Eddy Simulation，脱落涡模拟）以及 3D 的 DES 计算了 DU96-W-180 翼型在固定、强迫振动以及弹性支撑条件下的涡脱及涡振现象。丹麦技术大学在之前研究的基础上，实现了将风力机叶片涡振的研究从叶素扩充到了叶根固支的弹性叶片上^[49,50]。Manolas 等人^[40]则给出了 NREL 5-MW 风力机在组装过程中单叶片和双叶片布置的数值模拟结果，评估了最不利涡振情景下的风机荷载。Pirrung 等人^[41]利用 CFD 技术将风力机叶片的涡振研究从单叶片推进到了叶轮层次（图 1.5），并发现从叶轮整机预测到的涡振振幅大于对于单根叶片的分析结果。

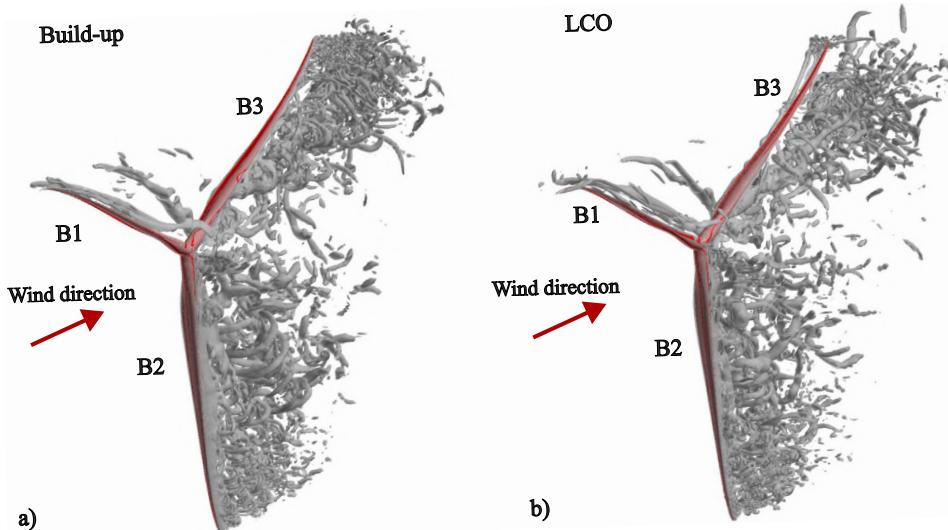


图 1.5 叶轮整体涡振 CFD 模拟^[41]

1.4.1.2 失速颤振

失速颤振最初发现于飞行器领域，学界对其开展了系统性研究。Ericsson^[51]于1972年在NASA的资助下首先对飞机直翼的非定常失速现象以及失速颤振进行了理论研究，其提出的失速颤振分析方法可对飞机直翼的失速颤振失稳区域进行较为保守的估计。次年，NASA的Crimi^[52]对旋转直升机叶片的失速颤振现象进行了研究，发现直升机在悬停状态和前进飞行中均可能出现失速颤振。

风力机中也存在失速颤振现象。失速颤振发生在风力机叶片截面经历中度失速时（通常定义为攻角（Angle of Attack, AoA）超过15°但小于40°的情况^[53,54]），这种情况会导致叶片截面由于升力对攻角的负斜率（ $\partial C_l / \partial \alpha < 0$ ）而产生气动负阻尼^[54]。虽然现代大型变桨型风力机在叶片设计时会避免失速条件，但研究表明，失速颤振仍然可能发生并会导致严重的摆振运动^[55]，尤其是在静止的风力机中，例如风力机在安装、维护或极端风事件（如台风）期间^[56]。失速颤振不仅会导致极大的静力荷载，还会对叶片产生疲劳荷载，从而最终减少其使用寿命^[54]。在正常运行条件下，仅叶片内侧（靠近叶根）截面的攻角可能超过静态失速角，进而导致这些截面失速。然而，由于较小的模态振幅，它们对整体模态阻尼的贡献相当有限，并不会引起显著的气动负阻尼。而当风力机处于切出区域（静止条件）并发生偏航时，叶片失速的风险变得更加明显^[8]，此时叶片外侧（靠近叶尖）截面的气动失速更大程度地影响模态气动阻尼，使风力机面临较高的失速颤振风险。

风力机的失速颤振分析框架主要基于准定常假设和频域特征值分析方法，由DTU的Hansen等人^[57,58]构建。Hansen^[57]和Chaviaropoulos^[59]基于线性结构动力学将阻尼比作为判断特定模态不稳定性的标准对风力机失速颤振现象进行了分析。阻尼比通过计算状态空间的特征值来确定，对于传统的陆地固定式风力机，整体阻尼包含结构和气动阻尼，因此两者通常作为失速颤振的评估参数。此外，在状态空间评估运行风力机的阻尼比时，需要将动力系统的时变状态方程转换为时不变体系，通常利用多叶片坐标变换（Multi-Blade Coordinate transform, MBC）将系统矩阵转换到Coleman域^[60,61]来实现。

气动阻尼反映了来流风对结构能量的耗散作用，通常以线性阻尼矩阵的形式进行量化，学者们对气动阻尼的研究相对充分。Hansen^[26]强调了气动阻尼在预测固定式风力机失稳中的重要性，Petersen等人^[62]推导出了失速型风力机的显式气动阻尼矩阵，证明了运行中的风力机气动阻尼与每个截面气动外形对应的升力和阻力系数以及转子旋转速度密切相关。此外，Thomsen等人^[63]开发了一套激振装置，用以确定摆振方向的气动阻尼，并在一台Bonus 600 kW风力机上得到了应用（图1.6）。Chen等人^[64]开发了一种基于小波的线性化方法，用于评估运行风力机的气动阻尼。FAST通过使用中心差分方程，可在任何运行状态处获取实时的气动阻尼

矩阵^[65,66]。

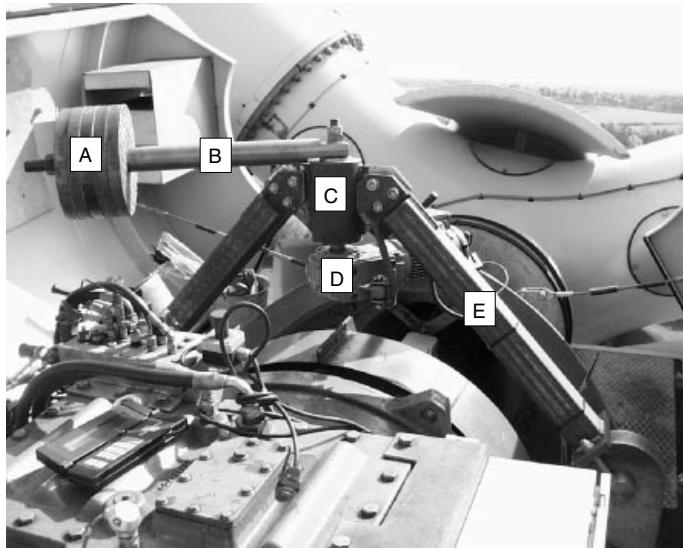


图 1.6 风力机摆振气动阻尼识别的激振装置：A.质量，B.旋转臂，C.垂直轴，D.电机，E.固定在机舱底板上的框架^[63]

风力机整机失速颤振稳定性评估方面同样取得了一些进展。Risø 国家实验室协调了一项欧洲项目 STABCON^[67]，该项目旨在为分析和优化大型风力机的气动弹性稳定性和主动控制策略开发可靠的设计工具。该项目最终提供了多个有价值的成果，包括著名的风力机气动弹性稳定性分析工具 HAWCStab^[68]，该工具可以进行失速颤振的风险评估。Wang 等人^[69]研究了一台 DTU 10-MW 风力机在空转状态下的气动弹性稳定性，发现通过独立特征值分析无法全面预测失速颤振风险。该研究还强调，在叶轮 30° 的偏航以及叶片顺桨状态下，叶轮面外的模态具有最低的阻尼比，而且反对称的面外 tilt 模态在全方位角范围内均表现为气动负阻尼。

近年来的失速颤振研究已逐渐开始纳入非定常气动特性的影响^[70]，其中动态失速成为研究的重点。针对准定常失速引发的不稳定性，现有分析通常基于二维定常气动力系数估算气动阻尼^[71]。然而，叶片振动会诱发翼型动态流动分离，导致升力与阻力系数出现迟滞效应，进而形成迟滞环，这些动态荷载对结构的气动阻尼具有显著影响^[72]。目前，大量研究致力于理解动态失速现象及其对气动阻尼的贡献。例如，Meng 等人^[73]提出了一种包含 Beddoes-Leishman 动态失速模型的简化漂浮式风力机动力学模型，并利用该模型对 IEA 15-MW 漂浮式风力机的气弹稳定性进行了分析。Branlard 等人^[70]通过整合动态入流和动态失速效应，进一步发展了 OpenFAST 的线性化模块，使其可以进行包含两种非定常效应的系统模态阻尼比评估。Meng 和 Branlard 等人的研究均表明动态失速效应会对风力机结构的气动阻尼比产生影响。

1.4.1.3 经典颤振

经典颤振是弯扭复合的发散振动，最先发现于薄的机翼，也是动力不稳定性的表现^[39]。机翼的经典颤振基本理论于 1934 年提出并以 NACA 技术报告的形式发

表^[74]。经典颤振发生在小攻角下，此时翼型未失速，位于线性升力区间内；而失速颤振发生于高攻角下，此时翼面已失速，气动力进入非线性响应区域。经典颤振振幅随时间发散，而失速颤振可形成极限环振荡，振幅有限且稳定，因此风力机中的经典颤振对结构的破坏作用比失速颤振更加剧烈^[3]。随着叶片长度的增加，叶片的扭转和弯曲刚度随之降低，当叶片长度超过 50 米时，叶片在初步设计阶段就应当考虑经典颤振风险^[75]。在 2007 年之前，在实践层面还未观测到实际的经典颤振事故^{1[3]}，因此经典颤振在以往的风力机设计中并不是一个主要的考量因素^[76]。

在基础理论层面，大量学者对叶片颤振²的诱发机理与参数分析进行了研究。经典颤振是由阻尼驱动的气弹失稳现象，线性颤振理论通常以气动阻尼比作为经典颤振是否被激发的判别依据^[77]。Hansen 等人^[3]指出，大型风力机的经典颤振可能在下列主要判别条件满足的情况下被诱发：附着流、高叶尖速度、低扭转与挥舞刚度以及叶尖的质心需位于截面气动中心的后侧。此外，经典颤振的发生还与空气与叶片质量比、叶片展弦比、材料阻尼和结构弯扭耦合等因素有关^[3]。Lobitz^[78] 基于一个单叶片的稳定性分析，利用准定常和非定常（Theodorsen 非定常气动理论^[74]）气动力研究了一台兆瓦级风力机叶片的颤振极限。Lobitz 的研究表明，基于准定常气动力预测的叶片颤振速度低于基于非定常气动力得到的颤振速度。Lobitz^[79] 进一步利用单叶片分析研究了移动质心位置和降低叶片扭转刚度对兆瓦级风力机叶片颤振极限的影响，该研究表明，对于较长的叶片，颤振模态主要由第二阶挥舞模态和第一阶扭转模态组成，并且当这两种模态的固有频率比降低时，颤振临界速度也会降低。此外，当叶片质心向后缘移动时，颤振临界速度也会降低。Hansen^[80] 采用了独立叶片分析和整机分析两种方法，研究了降低叶片扭转刚度对兆瓦级风力机颤振风险的影响，并发现对于特定风力机，单叶片分析和整机颤振稳定性分析的结果相似，这表明单叶片分析足够用于颤振极限预测。

应用层面，一些颤振预测仿真工具被相继开发并得到发展。美国桑迪亚国家实验室从上世纪 80 年代就开发出了垂直轴风力机的颤振仿真预测程序，90 年代又扩展到了水平轴风力机^[76]。Owens 等人^[81]开发了 BLAST 仿真工具，采用了 Lobitz 的颤振分析方法并进行了诸多改进和提升。

相比于上述关于颤振的理论与仿真研究，实验和场地测试层面的研究相对滞后。NASA 从上世纪三四十代就开始开展机翼颤振实验，如图 1.7 所示，研究人员在 NASA 的 8 英尺风洞中（图 1.7（a）），对 300 英里每小时以下风速被激发的模型颤振模态（图 1.7（b）为一主要颤振模态）进行了测试^[82]。但风力机的颤振模型实验却进展缓慢，相关文献鲜有报道。Lu 等人^[83]指出：由于风力机叶片的气动外形不规则，以及沿半径方向截面形状、刚度和重心的不规则分布，使得设计气弹

¹前文提及红海湾扭转颤振的分析论文发表于 2010 年，此处的研究结论发表于 2007 年，两者并不冲突。

²本文中的“颤振”均指经典颤振。

模型变得十分困难。此外，由于缩尺模型尺寸小且变形大、测量点布局选取和响应捕捉存在困难、实验干扰强烈且数据测量精度低，导致全球范围内缺乏针对超长柔性叶片三维颤振气弹缩尺模型的实验研究。风力机叶片三维颤振的风洞实验室再现极具挑战性，也成为了当前推进颤振研究的阻碍。

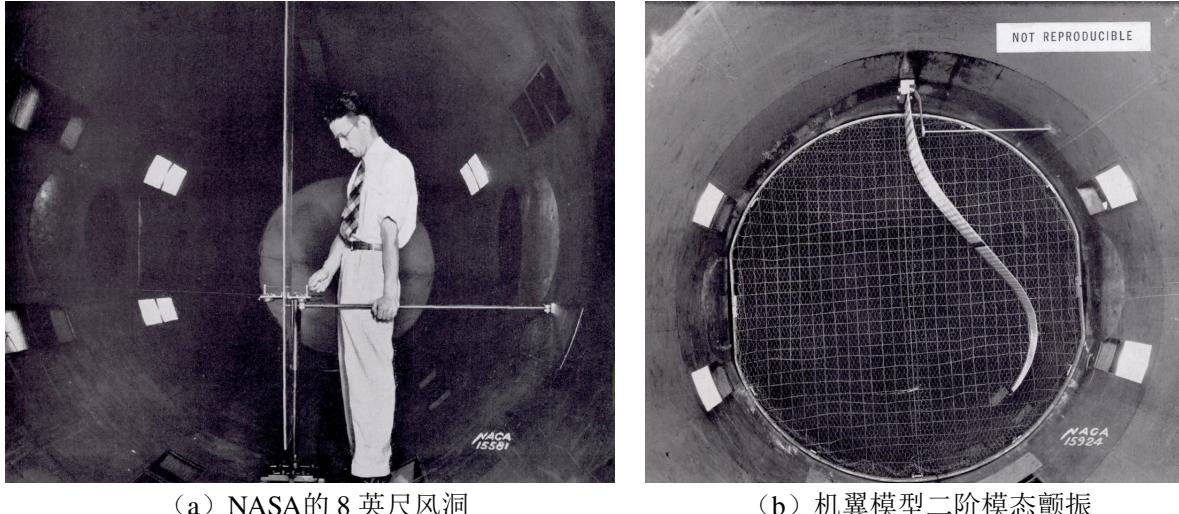


图 1.7 NASA 机翼模型风洞颤振实验^[82]

1.4.1.4 旋转谐波振动

风力机在运行过程中会受到旋转采样、动态入流、动态失速以及塔影效应等非定常效应的影响，在这些非定常效应作用下，叶轮会产生与叶片转速相关的振动^[84]。叶轮每转发生一次的效应通常被称为具有 1P 的频率，每转发生三次或 n 次的效应被称为发生在 3P 或 nP 的频率下^[84]，这种效应就是叶轮旋转引起的谐波振动。Tibaldi 等人^[85]指出，当风力机在以接近结构共振的频率转动运行时，风力机结构部件的谐波振动会产生显著的振荡水平。因此，在水平轴风力机的运行过程中，旋转谐波引起的叶片振动是叶片设计阶段需要重点分析的问题^[86]。

对于三叶片的风力机而言，3P 频率的振动主要是由风的湍流、风切变、风向、气流倾斜角度和塔影效应引起的。此外风电场的整体布局和湍流两个因素共同作用，可能导致风力机受到频率为 6P 和 9P 的谐波振动^[86]。一些特殊的振动形式还可能由其他倍频成分触发，比如，Torres 等人^[86]发现，叶片的一阶摆振模态在 4P 频率处发生共振，这是由于转子的旋转振荡（Backward whirling）模态受到 3P 旋转谐波激励所致。一些其他倍频成分的共振也有可能发生，比如，Trigaux 等人^[87]通过 LES 模拟发现了在 DTU 10-MW 和 IEA 15-MW 风力机中可能存在 5P 的挥舞谐波共振；在 NREL 5-MW 和 IEA 15-MW 风力机中观测到了 6P 的摆振谐波共振，并在 DTU 10-MW 风力机中测量到了 8P 的摆振共振。

在风力机的初步设计阶段，通常应借助坎贝尔图（Campbell Diagram）对风力机的结构模态进行共振检查，以避免共振的发生。一些危险且难以通过结构设计

避免的共振区间也可以通过调整主动控制策略进行规避。图 1.8 展示了 MOD-2 和 Tjaereborg 风力机叶轮的坎贝尔图。MOD-2 风力机是美国能源部与 NASA Lewis 研究中心（现 Glenn 研究中心）联合开发的两叶片 2.5 MW 风力机^[88]，因此在叶片动力设计时避开了 2P 频率。作为对比，Tjaereborg 是功率为 2 MW 的三叶片风力机，因此在坎贝尔图中避开了 3P 的频率。

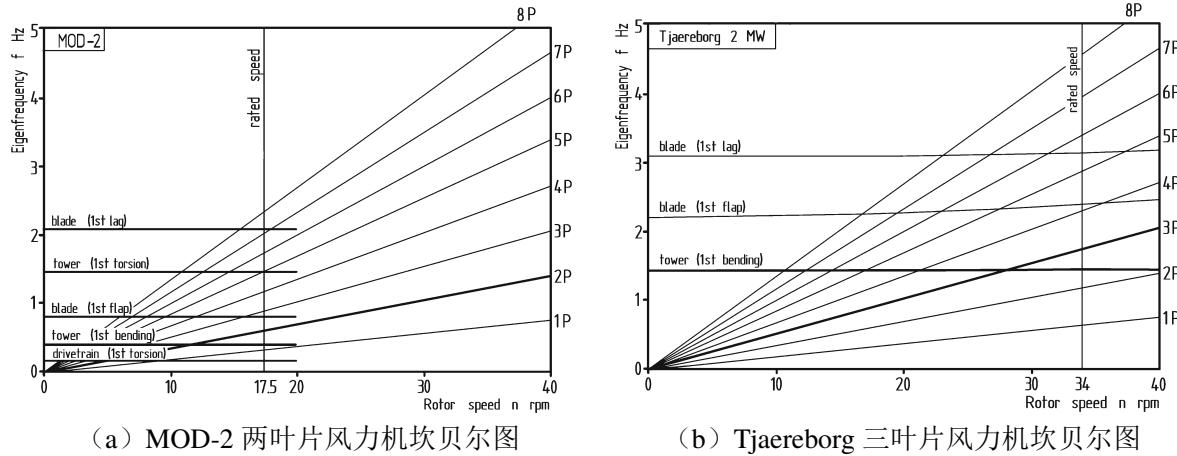


图 1.8 MOD-2 (a) 和 Tjaereborg (b) 风力机坎贝尔图^[89]

除了叶片设计需要借助坎贝尔图对共振进行规避以外，现代大型风力机的塔筒也容易遭受谐波共振的影响，需要针对叶轮的旋转频率，确定风力机塔筒动力设计中的谐波共振危险区域与允许设计范围。图 1.9 分别为两叶片和三叶片风力机塔筒设计中动力安全区域的确定案例，该图还给出了刚性塔、柔性塔、超柔性塔以及极柔性塔的定义范围。

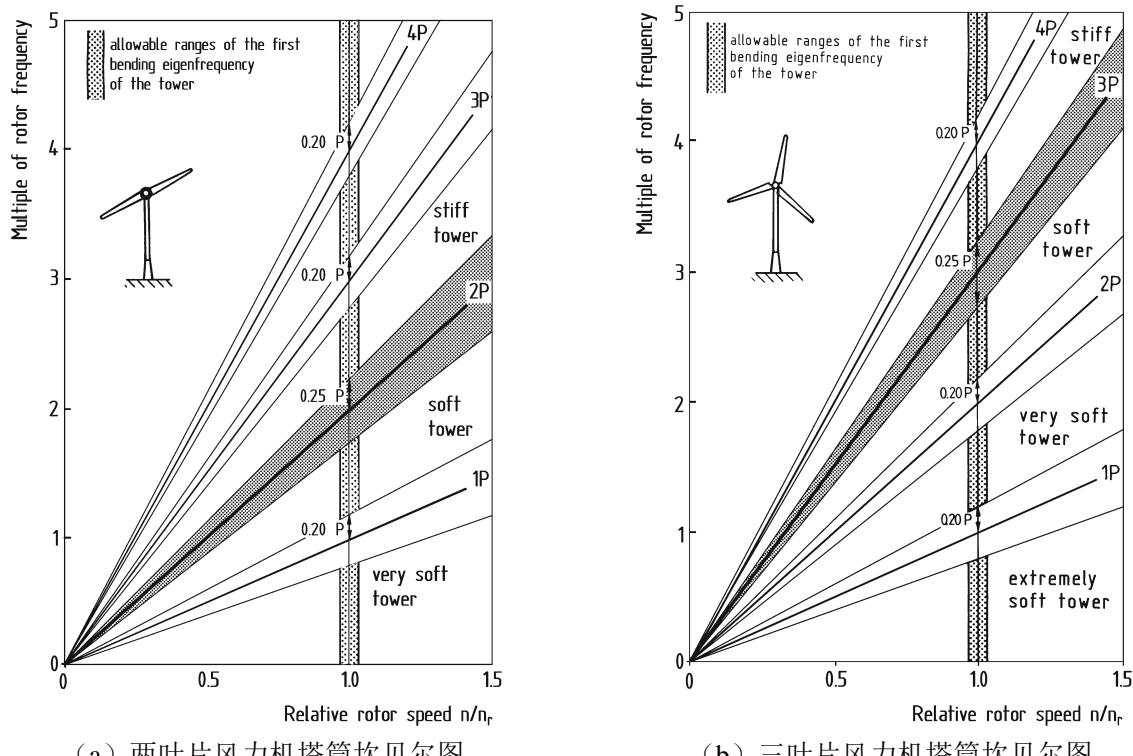


图 1.9 两叶片 (a) 和三叶片 (b) 风力机塔筒的坎贝尔图^[89]

1.4.2 气弹稳定控制技术

第 1.4.1 节介绍了风力机气动弹性的研究现状，回顾了该领域的最新研究成果和发展动态；本节则针对前述的涡振、失速颤振及经典颤振现象，综述其对应的稳定控制技术，主要涵盖结构和气动控制方法，并简要讨论它们的基本原理和实际应用。

1.4.2.1 结构控制方法

风力机气弹失稳的专用结构控制方法目前仍主要集中于经典颤振抑制方面，涡振和失速颤振的结构控制措施鲜有报道。在经典颤振控制的结构措施方面，气动弹性剪裁技术是最为常用的技术手段^[90,91,92,93]。此外，后掠型叶片^[94]（图 1.10）、在叶片中铺设阻尼层^[95,96]以及在设计阶段改变结构重心与气动中心的相对位置^[97]均可以改善风力机叶片的颤振失稳风险；在风力机涡振控制领域，气动控制措施是更为广泛采用的方法，结构控制策略报道较少；尽管失速颤振已被广泛关注，其失稳的结构控制措施研究仍然相对匮乏。

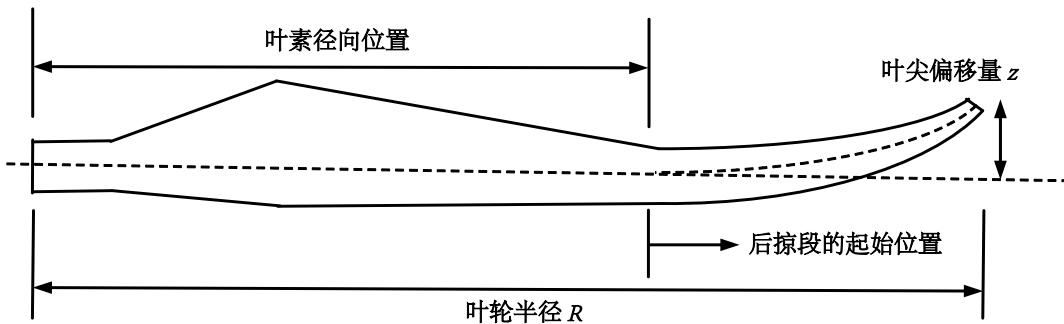


图 1.10 后掠型叶片示意图^[98]

从气弹失稳的机理来看，涡振属于共振现象，共振响应的振幅与动力系统的阻尼特性密切相关，因此涡振的控制可以通过增加结构阻尼来实现。失速颤振和经典颤振是由阻尼驱动的失稳现象，提升结构阻尼可以有效缓解气动负阻尼所导致的动力系统发散，从而对这两者起到控制作用。因此，结构阻尼控制方法可以对涡振、失速颤振以及经典颤振起到缓解作用，由欧盟牵头的 DAMPBLADE 项目^[99]即从增强结构阻尼的角度出发提升风力机的结构动力稳定性。

阻尼器方法是一种通用的结构减振技术。阻尼器方法通常包括主、被动以及半主动控制策略，此类控制方法从阻尼提升的角度出发对结构振动进行控制，因而具有很好的普适性，是较为通用的结构控制手段。阻尼器一般可以分为调谐质量阻尼器（Tuned Mass Damper, TMD）、调谐液体阻尼器（Tuned Liquid Damper, TLD）、调谐质量惯容阻尼器（Tuned Mass Damper Inerter, TMDI）以及主动质量阻尼器（Active Tuned Mass Damper, ATMD）等，图 1.11 给出了几种常见阻尼器的力学原理示意。这类阻尼器在风力机振动控制中得到了广泛的研究和应用，例如，

Altay 等人^[100]将 TMD 安装于风力机塔筒顶部，证实了 TMD 可以有效减轻塔筒振动并显著提高塔筒的疲劳寿命；Zhang 等人^[101]通过调谐 TMD，实现了对旋转叶片摆振的有效控制；FAST 集成的振动控制模块 FAST-SC 能够模拟安装 TMD 后的塔筒结构振动响应，用于评估 TMD 对塔筒振动控制的效果^[102]。Zhang 等人^[103]通过实时混合实验验证了 TLD 在 2 MW 和 3 MW 风力机塔筒侧向振动控制中的作用；基于 TLD 的调谐液柱阻尼器（Tuned Liquid Column Damper, TLCD）也被广泛研究应用于风力机的叶片振动控制当中^[104,105]。Sarkar 等人^[106]采用 TMDI 抑制了安装在 Spar 浮式平台上的风力机塔筒的振动响应，并指出在海上风力机的振动控制中，TMDI 有望替代 TMD；Zhang 等人^[107]还指出，风力机的叶片振动也可通过 TMDI 进行控制。Fitzgerald 等人^[108]评估了 ATMD 对风力机叶片振动的控制效果，指出 ATMD 可以显著降低长大柔性叶片的振动响应；随后他们又通过 ATMD 对兆瓦级风力机塔筒的振动进行了控制，发现 ATMD 在塔筒前后方向上的振动控制效果显著，某些风速下，前后方向的振动幅值可减少超过 40%^[109]。尽管前面提到的控制策略并未专门针对气弹失稳，但其对气弹失稳的控制具有借鉴意义。

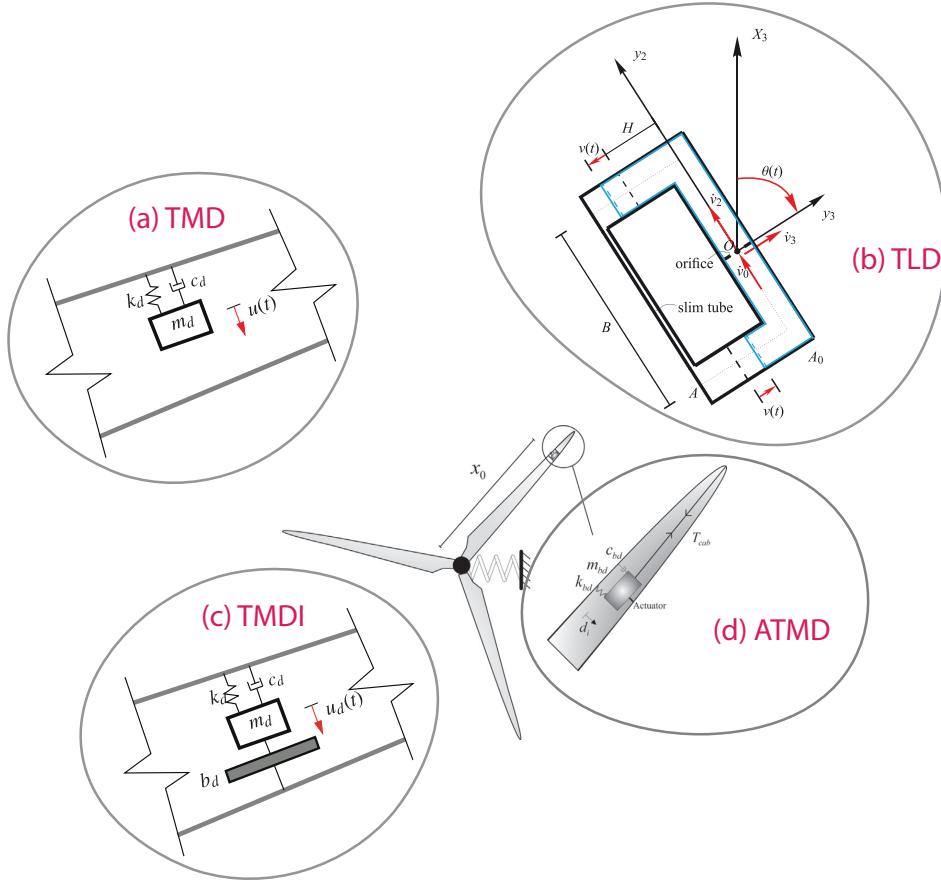


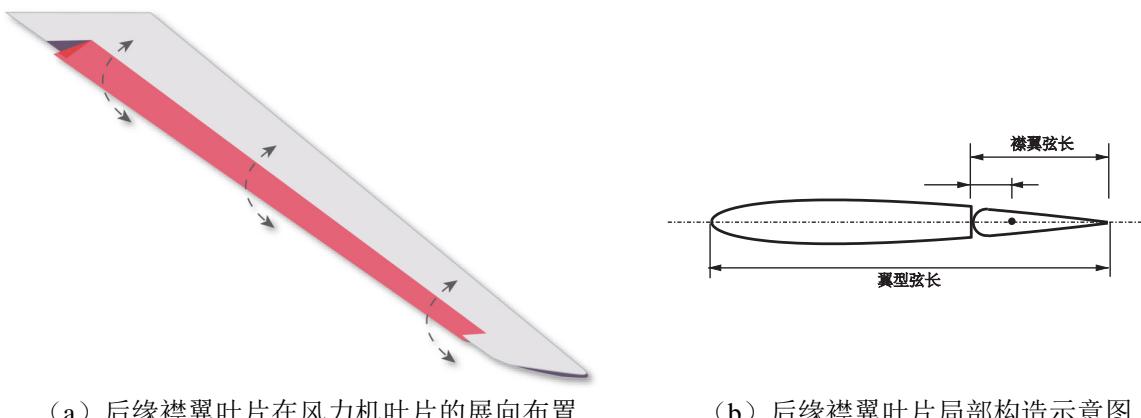
图 1.11 风力机结构主、被动控制措施 (a) TMD^[101], (b) TLD^[104], (c) TMDI^[107], (d) ATMD^[108]

1.4.2.2 气动控制方法

通过风力机的气动外形设计，可以改善风力机的气动性能，进而实现对气弹失

稳的控制。气动措施是控制风力机气弹失稳的主要手段之一，尤其在颤振研究领域，涌现出了许多新颖的气动控制方法。Politakis 等人^[110]利用在航空领域广泛应用的主动后缘襟翼叶片装置（图 1.12）实现了对风力机叶片颤振的控制。在此基础上延伸得到的自适应叶片技术，可以通过主动调节叶片拱度以保证叶素气动性能的稳定。此外，一些诸如扰流器之类的气动装置也被引入颤振的控制当中，可在一定程度上缓解叶片的颤振问题^[90]。

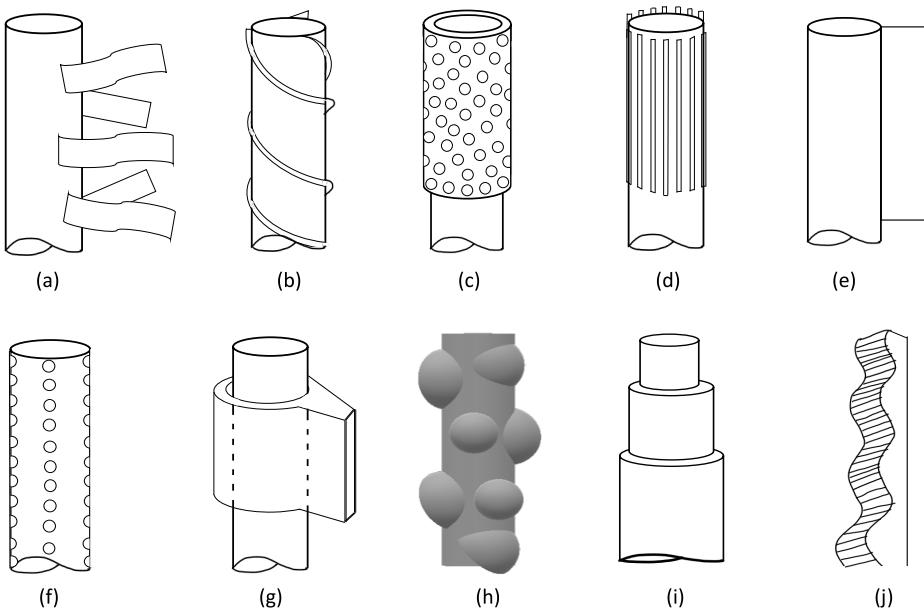
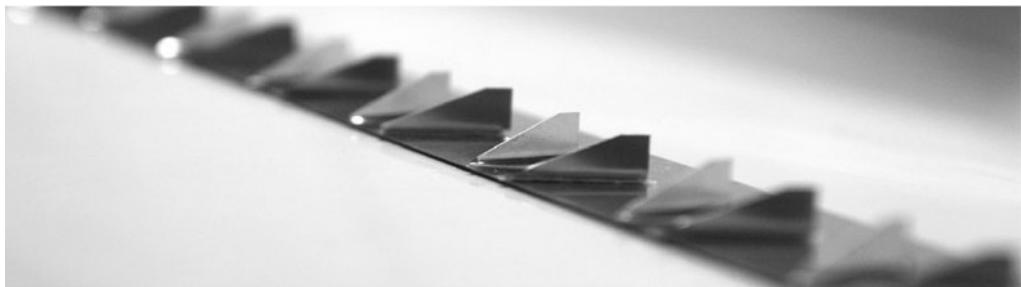
失速颤振气动控制措施的研究严重不足。Chen 等人^[111]提出可通过对单根叶片变桨的形式提升叶轮的整体阻尼比，从而实现对失速颤振的抑制。从叶轮整体角度来看，单根叶片的变桨改变了叶轮的整体气动外形，因而可以看做是气动控制措施。但除此之外，作者并未搜集到其他被报道的失速颤振气动控制措施。结合前文对结构控制措施的综述可以看出，失速颤振的控制策略较为缺乏。



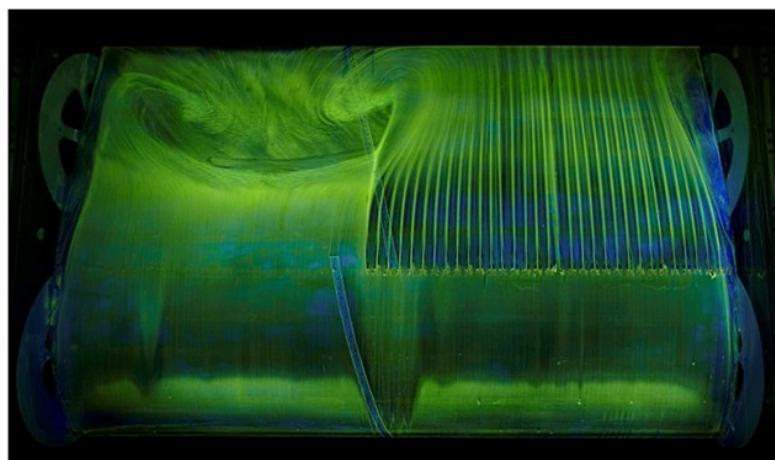
(a) 后缘襟翼叶片在风力机叶片的展向布置
 (b) 后缘襟翼叶片局部构造示意图
 图 1.12 后缘襟翼叶片沿叶片的 (a) 展向布置^[112]和 (b) 局部构造示意图^[113]

风力机涡振的气动控制策略发展相对较为充分，这主要得益于以下两点：一是涡振，特别是圆柱形截面结构物的涡振属于海工、航空、土木、机械在内的多学科经典科学与工程问题，因此对涡振控制的研究极其丰富；二是涡振的发生机理相对经典颤振和失速颤振较为直观，风洞实验容易开展，从气动角度进行涡振的控制也较为有效和直接，效果容易验证。在风力机塔筒的涡振控制方面，有许多附属气动措施可以减小涡振响应，Krishnappa 等人^[114]总结了近些年来针对风力机塔筒等类圆柱状结构的涡振附属气动措施，如图 1.13 所示。图 1.13 中传统的气动控制措施较为笨重、尺寸较大、造价较高且维护困难，此外，这些气动控制措施的有效性通常在水洞而非风洞中进行验证，因而当塔筒超过 60 - 120 米时，这些控制措施的有效性仍然存疑^[114]。在此背景下，涡流发生器（Vortex Generators, VGs）（图 1.14）凭借其轻量化、经济性和可靠性的优势可以作为塔筒涡振控制的替代方案^[114]。

涡流发生器通常应用于风力机叶片上。如图 1.15 所示，当涡流发生器安装在翼型的前缘时，它能够显著延迟翼型周围的流动分离^[116]。在现代大型风力机中，涡流发生器常被安装在叶片内侧（即靠近叶根的位置）翼型的上表面（吸力面，suction side）以延缓失速的出现，其效果已通过数值模拟^[117,118]和实验研究^[119]得

图 1.13 传统塔筒涡振气动附属控制措施^[114]图 1.14 涡流发生器装置^[115]

到印证。通过优化涡流发生器的大小、间距和安装角度，可以有效延迟翼型表面气流分离，进而提高升力并降低阻力，最终促进年发电量（Annual Energy Production, AEP）的提升^[120,121,122]。

图 1.15 涡流发生器作用下翼型的流场对比图：翼型为 NACA 63-621，左侧为光滑翼型流场，右侧为装备涡流发生器的流场^[118]

在叶片涡振控制方面，Horcas 等人^[123]提出利用后缘襟翼叶片技术对叶片涡振进行控制，其装置如图 1.16 所示。他们利用 CFD 数值模拟方法对一台装备后缘襟

翼叶片的 AVATAR 10-MW 风力机叶片进行了流固耦合模拟，证实了按照最优参数布置的后缘襟翼叶片可以有效缓解叶片涡振振幅。然而在不同风速和风向下，该装置的参数需要进行重新标定，否则控制效果急剧下降，这极大限制了该技术在叶片涡振当中的应用。此外，Martín-Alcántara 等人^[124]通过在叶素的前缘和后缘设置圆形截面，实现了对流场的被动控制，并在所有测试工况下将叶片气动荷载的标准差降低了 63% ~ 97%，降低了叶片涡振的发生风险。

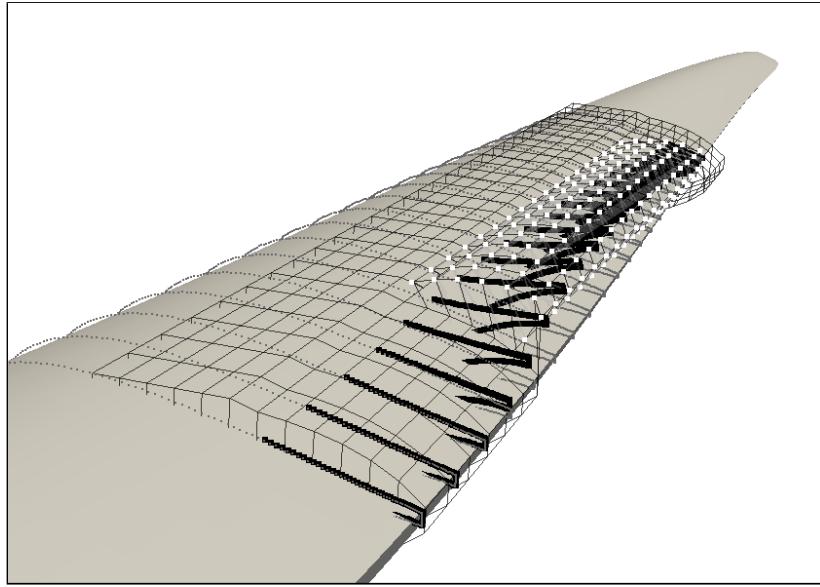


图 1.16 利用后缘襟翼叶片控制风力机叶片涡振^[123]

1.4.3 漂浮式风力机气弹稳定性研究现状

1.4.3.1 经典气弹稳定性问题

漂浮式风力机的气动弹性稳定性研究主要基于固定式风力机建立的理论框架。在涡振方面，目前仅有少量关于浮式风力机上部塔筒的研究报道^[125]，对于浮式风力机叶片的涡振研究尚未有报道，而针对浮体涡振的研究则较为丰富。由于浮体涡振不属于气动弹性稳定性研究的范畴，因此本节不对浮式风力机的涡振问题展开讨论。

风力机的漂浮式发展趋势伴随着大型化，因此经典颤振问题变得愈发突出。对于大型水平轴浮式风力机而言，无论是在运行状态还是停机状态，都可能发生经典颤振现象^[126,127]。在停机状态下，可利用 Theodorsen 颤振理论模型对叶片的气动荷载进行建模，并通过特征值分析确定叶片的颤振临界风速^[126]。Naeini 等人^[126]利用 Theodorsen 颤振自激力模型对 NREL 5-MW 浮式风力机停机状态下的经典颤振问题进行了研究，指出浮式平台的转动角速度会降低叶片的停机颤振临界风速。Fadaei 等人^[127]在此基础上，采用类似于 Theodorsen 的气动自激力模型，进一步评估了浮式风力机在运行状态下的颤振特性，结果表明其与停机状态类似，平台的转动同样会降低运行状态下风力机的颤振临界风速。Ahsan 等人^[128]还对垂直轴浮式

风力机进行了经典颤振分析并指出：浮式垂直轴风力机颤振转速相比固定式基础风力机提升了 154%。这些研究表明浮体运动对风力机的经典颤振具有显著影响。

目前漂浮式风力机的失速颤振问题已引起重视，众多学者相继开展了许多研究。Bir 等人^[8]利用 FAST 对安装在驳船式平台上的风力机进行了失速颤振研究，揭示了失速颤振可能发生在叶片的摆振、塔筒的侧向运动和平台的偏航模态中，并可能导致严重的结构破坏。Matha^[129]进一步利用 FAST 的线性化模块，分析了静止且偏航的 Spar 和 TLP 浮式风力机的荷载和动力特性，计算了不同浮体形式下风力机各模态的气动阻尼比，并分别在 Spar 和 TLP 风力机中识别出 7 个和 8 个负气动阻尼模态，表明这些模态具有失速颤振的潜在风险。在漂浮式风力机的失速颤振研究中，水动力效应正受到越来越多的关注：Men 等人^[7]提出了一种考虑波浪效应的漂浮式风力机特征值分析方法，并在 OpenFAST 软件中进行了集成。他们利用该工具对海上漂浮式（OO-Star 半潜式平台）和陆上固定式风力机的失速颤振特性进行了对比分析，证明了浮式风力机相对固定式风力机面临更高的失速颤振风险。

通过文献综述可以看出，当前的漂浮式风力机经典气弹稳定性研究主要集中在与固定式风力机的对比研究上，针对浮式风力机特殊失稳特性（如浮体模态的失稳和浮体振荡引发的气动非定常对失稳的影响）的研究仍然不够深入；浮式风力机经典气弹失稳的针对性控制方法也暂未有报道。

1.4.3.2 功率损失与振荡

除了经典的气动弹性稳定性问题，浮式风力机的运动还会降低叶轮的捕风能力或捕风稳定性，进而导致功率输出降低或出现振荡，这是漂浮式风力机在气动弹性稳定领域的新课题。

浮体在风、浪、流的共同作用下会产生动态摇摆，动态摇摆可以分解为静态倾斜和围绕静态倾斜位置处的局部振荡。静态倾斜导致叶轮在垂直风速方向上的投影面积减小，最终导致风能捕获能力（即功率）下降^[10,130]。此外，风力机叶轮的倾斜角（即 tilt 角）也会导致风力机静态功率输出下降^[131]。

浮式和固定式风力机还存在功率振荡现象，浮体的局部振荡响应使得漂浮式风力机的功率振荡行为比固定式风力机更为复杂。浮体在波浪作用下经历大范围纵荡运动时，会引发动态入流效应。一些学者已通过实验^[132]和高保真数值模拟^[133]揭示了该效应。动态入流会对浮式风力机的气动荷载与功率输出产生动态影响。此外，PID 控制器作为调节风力机转子功率输出的核心模块^[134]，其在设计和参数优化时，未充分考虑非定常气动效应（包括动态入流效应）的影响^[135]。在浮体运动和动态入流效应两者的共同作用下，PID 在稳定功率输出方面存在不足，无法完全抑制功率振荡。目前对于从浮体运动到引发动态入流直至激活 PID 作动并引发功率振荡的响应传递路径还不清晰，功率振荡的预测技术也有待进一步完善。

1.5 现有研究不足和待解决的问题

根据对漂浮式风力机气弹稳定性的综述可以看出，风力机的气弹问题最初源于航空领域，随后逐步扩展至固定式风力机。近年来，随着海上漂浮式风力机的快速发展，气弹稳定性研究逐渐成为该领域的重要课题。然而，关于浮式风力机气弹稳定性问题的研究历史尚短，相关研究仍不充分，诸多问题尚待完善和解决。结合本章的文献综述，本节将当前研究的不足与亟待解决的科学与工程问题总结如下：

(1) 一体化分析方法对漂浮式风力机动力问题特殊性的考量略显不足

现有的结构建模、荷载计算及响应分析方法缺乏针对浮式风力机这一特殊结构物应用背景的适配性，风力机动力学建模仍主要依赖各学科理论的简单拼接，不同计算模块之间的耦合还停留在通过输入与输出变量进行顺序连接的层面，无法实现不同物理场变量之间的直接耦合。这种松散的耦合方式难以准确描述各物理场间的深层次相互作用。

(2) 缺乏全面系统的漂浮式风力机气弹稳定性研究

漂浮式风力机的气弹稳定性分析系统性不足，体现在以下两个方面：

一是当前的气弹稳定性分析仍停留在个别失稳工况的点状模拟阶段，缺乏较为全面的稳定性分析体系。全面的分析体系应涵盖漂浮式风力机的主要模态及典型工况，同时兼顾线性与非线性、定常与非定常特性，以建立由点到面的气弹稳定性分析，实现更全面的稳定性评估；二是现有的稳定性分析理论主要聚焦于叶片和塔筒等弹性易损构件，对漂浮式基础的失稳模态、失稳机理及失稳发展过程的研究仍然较为薄弱，就水动力阻尼对漂浮式风力机系统稳定性的贡献也认识不足。

(3) 漂浮式风力机气弹稳定专用控制技术有待进一步丰富

漂浮式风力机气弹稳定性控制研究仍存在诸多空白。其中，失速颤振控制方法罕有报道，风力机叶片的涡振控制理论、方法及相应的工程实现手段也还不成熟。当前的风力机振动控制研究多聚焦于结构振动的通用被动抑制手段，而专门针对浮式风力机复杂气动环境下的稳定性控制策略显著不足。此外，由于浮式风力机在运行过程中会受到显著的六自由度刚体运动影响，其气弹失稳机制相比固定式风力机更为复杂，现有稳定性控制方法难以直接适用。因此，发展漂浮式风力机气弹失稳的控制理论与策略，是当前亟待解决的问题。

(4) 对漂浮式风力机功率损失与振荡现象应进一步量化分析并开发控制手段

当前对浮式风力机功率损失的研究主要聚焦于认识设计阶段的结构布局，以及漂浮式基础的倾斜对功率输出的影响。然而随着风力机大型化趋势的加速，叶片柔性显著增强，变形效应愈发明显，同时叠加浮体的振动效应，使得浮式风力机的功率损失与振荡问题进一步凸显，而现阶段对此仍缺乏全面的量化分析。此外，现有研究多侧重于功率损失问题的现象及其机理分析，针对功率损失补偿技术的探

索仍较为匮乏。对于漂浮式基础在大范围运动情况下的风力机功率振荡预测与控制研究则更为稀缺。

1.6 论文工作概述

1.6.1 论文研究目的与思路

针对当前在漂浮式海上风力机气动弹性稳定性分析与控制方面的研究不足，本文对前文总结的科研问题开展研究，旨在实现以下研究目标：

- (1) 对漂浮式风力机的一体化动力学仿真技术进行补充，从理论层面增强对浮式风力机模拟技术以及风力机运行机理的理解；
- (2) 以失速颤振为研究对象对漂浮式风力机进行更加全面的气动弹性稳定性分析，为风力机气弹稳定性评价提供参考；
- (3) 基于风力机失速颤振的发生机理，提出失速颤振控制技术、装置与优化方法，实现失速颤振的高效、针对性控制；
- (4) 探讨浮体运动导致的功率振荡现象，发展功率振荡预测模型；
- (5) 探讨气动弹性大变形对风力机功率损失的影响，并从设计角度探索功率提升技术，为超大型风力机的优化设计提供理论依据。

1.6.2 论文内容安排

本文共分为八个章节，文章的内容、章节安排与逻辑架构如图 1.17 所示。

第一章为绪论，主要介绍漂浮式海上风力机气动弹性稳定性的研究背景，研究现状以及相应的控制手段。在此基础上，探讨当前研究的局限性并提出本论文要解答的科学与工程问题。最后，介绍本文的行文思路与结构。

第二章介绍漂浮式风力机非线性与线性动力学建模方法，针对 NREL OC3 5-MW 风力机构建包含结构、荷载、控制的一体化动力学仿真模型；提出利用耦合重力刚度矩阵实现对风力机重力荷载的模拟，补充一体化研究的内容。

第三章提出浮式风力机在正常发电运行状态下的空气动力和水动力阻尼频域识别方法。基于准定常理论，将阻尼比作为指标，评价浮式风力机主要模态在发电运行状态下的失速颤振风险。

第四章将浮式风力机的气动阻尼识别研究推进到停机工况。通过考虑风偏角和叶轮方位角识别 Spar 式风力机的失稳模态，并确定浮式风力机在停机状态下的失速颤振安全裕度，提出失速颤振的主动规避控制策略。

第五章探讨风力机的非定常失速颤振现象。提出包含两个分离点的一阶 IAG 动态失速模型，并结合其他动态失速工程模型，构建非定常气动弹性叶素分析模型，以此深入探讨风力机失速颤振的非线性现象。

第六章提出利用涡流发生器来延迟叶尖失速以提升风力机的模态阻尼比，进而提升风力机的失速颤振稳定性。该章给出利用涡流发生器控制失速颤振的优化指标与优化方法，并全面探讨影响该技术方案实施的各项因素。

第七章以漂浮式风力机在波浪作用下的大幅度纵荡为研究背景，着眼于大纵荡振幅下激发的动态入流效应与 PID 作动及其导致的风力机功率振荡，开发功率振荡预测状态空间模型。

第八章研究气动弹性大变形导致的能量损失现象。本章探讨能量损失机理，并以年发电量为指标对能量损失进行量化。探索不同设计策略对能量损失的补偿效果，并给出在浮式风力机设计阶段增强能量捕获能力的建议。

本文回答或部分回答了第 1.5 节中提出的四个主要问题：第二章和第七章部分回答了问题一；第三、四、五章解答了问题二；第四章和第六章解答了问题三；最后，第七章和第八章回答了问题四。

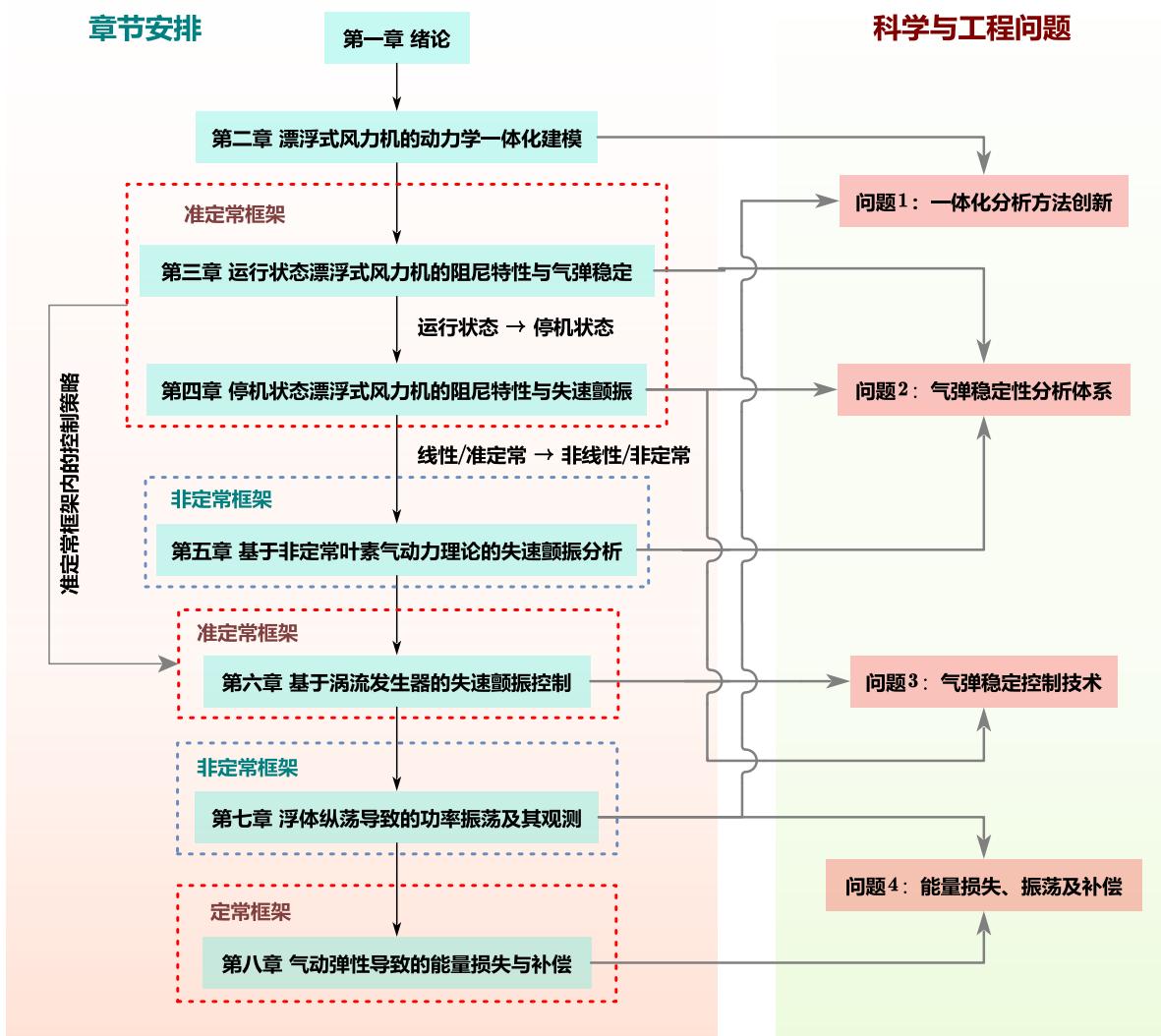


图 1.17 本文内容、章节安排与逻辑架构

第2章 漂浮式风力机的动力学一体化建模

2.1 引言

漂浮式风力机的动力学仿真以一体化建模为基础。本文第一章综述了漂浮式风力机建模的基本理论，通常按照研究目标选取不同建模理论对风力机动力学进行仿真。比如，NREL 开发的 OpenFAST^[24]为了实现中等保真度的结构动力响应快速模拟，采用了叶素动量理论、动态入流和动态失速计算风力机的气动力，并利用 Morison 方程和势流理论计算浮体的水动力，结构模块采用了 Ritz 方法和有限元梁单元模型，锚链系统则采用集成了集中质量法的 MoorDyn 程序^[136]；Tran 等人^[137]为了实现耦合气动与水动力的高精度计算，利用 CFD 仿真技术建立了半潜式风力机的高保真荷载求解模型；湖南大学任永礼^[32]利用 LS-DYNA 和 Simulink 构建了漂浮式风力机全耦合、高保真的结构弹塑性分析模型，其塔筒采用壳单元模拟，突破了漂浮式风力机船撞作用下结构失稳破坏的全过程非线性仿真难题；为了方便浮体建模并实现水动力的高保真计算，杨阳^[138]基于 AQWA 开发了可与 FAST 交互的 F2A，在 AQWA 中实现了与 FAST 气弹及伺服模块的集成，极大方便了不同浮体形式的风力机动力响应仿真。

为实现气动弹性稳定性分析的研究目标，本章建立了漂浮式风力机的非线性和线性一体化动力学模型。选取了类似 OpenFAST 的动力学建模思路，采用有限元梁单元建立风力机的上部塔筒和叶片，锚链系统则采用 OpenMOOR^[139]；分别采用叶素动量理论和定常升阻力模型计算发电运行状态和停机状态下的风力机气动力并基于 Morison 方程和势流理论考虑水与结构的相互作用；为运行状态的风力机集成了 PID 控制器。为实现气弹稳定性的频域研究，本章利用气动力与水动力线性化技术构建了风力机线性动力学模型。最后，利用 FAST 对所建立的浮式风力机非线性和线性一体化动力学模型进行了验证。本章所建立的线性模型基于解析线性化方法，线性矩阵具有明确的表达形式，相比 FAST 可显著降低线性分析的计算量，并可依据解析线性矩阵进行风力机气弹稳定机理分析与控制方法研究。

2.2 结构有限元建模

2.2.1 漂浮式风力机基本结构与坐标系定义

本文第一章综述了目前漂浮式风力机产业及基准研究模型的发展趋势，可以看出，目前 Spar 式基础是最具潜力的深远海漂浮式风力机方案之一，且现有基准研究模型中 NREL OC3 5-MW 模型是 Spar 式风力机研究的首选模型。因此，本

章的风力机动力学建模主要基于由美国国家可再生能源实验室开发的 NREL OC3 5-MW 风力机^[15,19]。

NREL OC3 5-MW 风力机主要由叶片、轮毂、机舱、塔筒、Spar 式平台和系泊系统组成，这些结构组件如图 2.1 所示，其详细参数列于表 2.1 中。如图 2.2 所示，建立漂浮式风力机有限元模型通常需定义至少四个坐标系。其中，全局坐标系 X, Y, Z 用于描述平台运动： X 轴垂直于初始转子平面并指向纸张内部，与来流方向平行； Z 轴的正方向指向塔基竖直向上； Y 轴则可通过右手定则确定。局部坐标系中的 x_t 和 x_b 分别指向塔筒和叶片的长度方向，而 y_t 和 y_b 始终保持垂直于转子平面。为适配柔性体（即塔筒和叶片）所采用的局部坐标系（ x_t 和 x_b ），全局坐标系 X, Y, Z 需通过转换矩阵 Rot 旋转至 X', Y', Z' ，以确保不同结构部件之间的坐标描述一致，该转换矩阵的具体表达式在后文给出。此外， X' 、 x_t 和 x_b 的原点分别对应于平台重心、塔基和叶片根部。

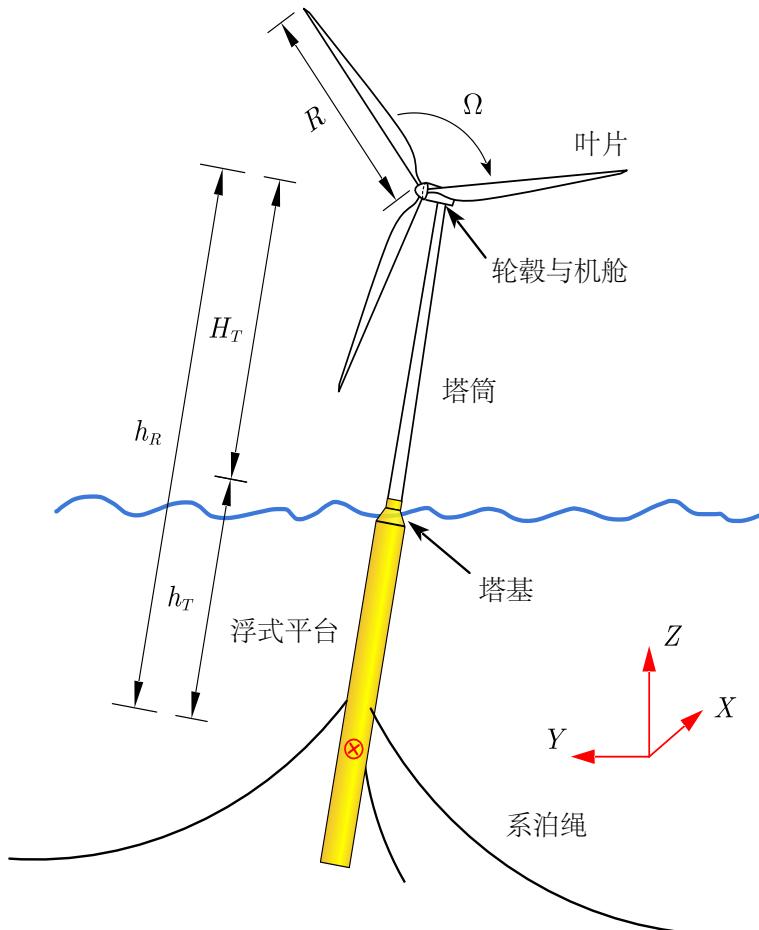


图 2.1 NREL OC3 5-MW 浮式风力机结构布局图

2.2.2 漂浮式风力机有限元模型概述

漂浮式风力机的有限元运动方程可表示为如下形式^[24,140]：

$$\mathbf{M}_s \ddot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{C}_s \dot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{K}_s \mathbf{x}(t) = \mathbf{F}_{\text{Aero}}(t) + \mathbf{F}_{\text{Buoy}}(t) + \mathbf{F}_{\text{Hydro}}(t) + \mathbf{F}_{\text{Moor}}(t) + \mathbf{F}_{\text{Gra}}(t) \quad (2.1)$$

表 2.1 NREL OC3 5-MW 浮式风力机的结构设计参数^[15,17]

参数	数值
叶轮半径, R	63 m
额定转速, Ω	1.267 rad/s
叶轮中心至 Spar 质心的长度, h_R	168 m
塔顶至 Spar 顶部的长度, H_T	87.6 m
塔基至 Spar 质心的长度, h_T	78 m
塔顶集中质量	3.5×10^5 kg
浮式平台直径	9.4 m
Spar 吃水深度	120 m
水深	320 m
包含压载舱的平台质量	7.46633×10^6 kg
附加艏摇弹簧刚度	9.834×10^7 Nm/rad
锚链数量	3
导缆孔到水面的距离	70.0 m
从平台中心线到锚点的半径	853.87 m
未拉伸的系泊线长度	902.2 m

其中，方程左侧的 \mathbf{M}_s 、 \mathbf{C}_s 和 \mathbf{K}_s 分别表示风力机的质量矩阵、阻尼矩阵和刚度矩阵，代表了风力机的结构特性。方程右侧的力矢量揭示了漂浮式风力机系统中的主要荷载来源，包括气动力（Aero）、浮力（Buoy）、水动力（Hydro）、系泊力（Moor）以及重力（Gra）。

方程 (2.1) 描述了一个常规的非线性运动方程，能够较为准确地捕捉漂浮式风力机的瞬态动力学行为^[140]。风力机阻尼识别与稳定性评估需要对应的线性化版本^[3,8]，与上述非线性运动方程对应的线性化方程表示为：

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{C}\dot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{K}\mathbf{x}(t) = \mathbf{F}_{\text{Aero}}^0 + \mathbf{F}_{\text{Buoy}}^0 + \mathbf{F}_{\text{Hydro}}^0(t) + \mathbf{F}_{\text{Moor}}^0 + \mathbf{F}_{\text{Gra}}(t) \quad (2.2)$$

式 (2.2) 中的质量矩阵 \mathbf{M} 不仅考虑了结构本身的质量，还包括由 Morison 方程描述的水动力荷载所引起的附加质量效应。阻尼矩阵 \mathbf{C} 涵盖了结构阻尼以及由流体—结构相互作用所导致的气动和水动力阻尼。其中，结构阻尼还包含陀螺阻尼^[141]，水动力阻尼则主要由粘性阻尼和辐射阻尼构成。此外，线性方程的刚度矩阵 \mathbf{K} 不仅包括结构刚度，还整合了浮力、系泊系统及重力提供的刚度效应：

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{M}_s + \mathbf{M}_{\text{add}} \\ \mathbf{C} &= \mathbf{C}_s + \mathbf{C}_{\text{aero}} + \mathbf{C}_{\text{hydro}} \\ \mathbf{K} &= \mathbf{K}_s + \mathbf{K}_{\text{buoy}} + \mathbf{K}_{\text{moor}} + \mathbf{K}_{\text{gra}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中，结构质量、阻尼以及刚度矩阵 (\mathbf{M}_s 、 \mathbf{C}_s 、 \mathbf{K}_s) 的推导见第 2.2.3 节。附加质量矩阵 \mathbf{M}_{add} 的推导详见第 2.5.3 节；气动阻尼 \mathbf{C}_{aero} 的确定方法在第 2.4.5 节；水动力阻尼 $\mathbf{C}_{\text{hydro}}$ 可进一步细分，粘性阻尼和辐射阻尼分别在第 2.5.5 节和第 3.3.1

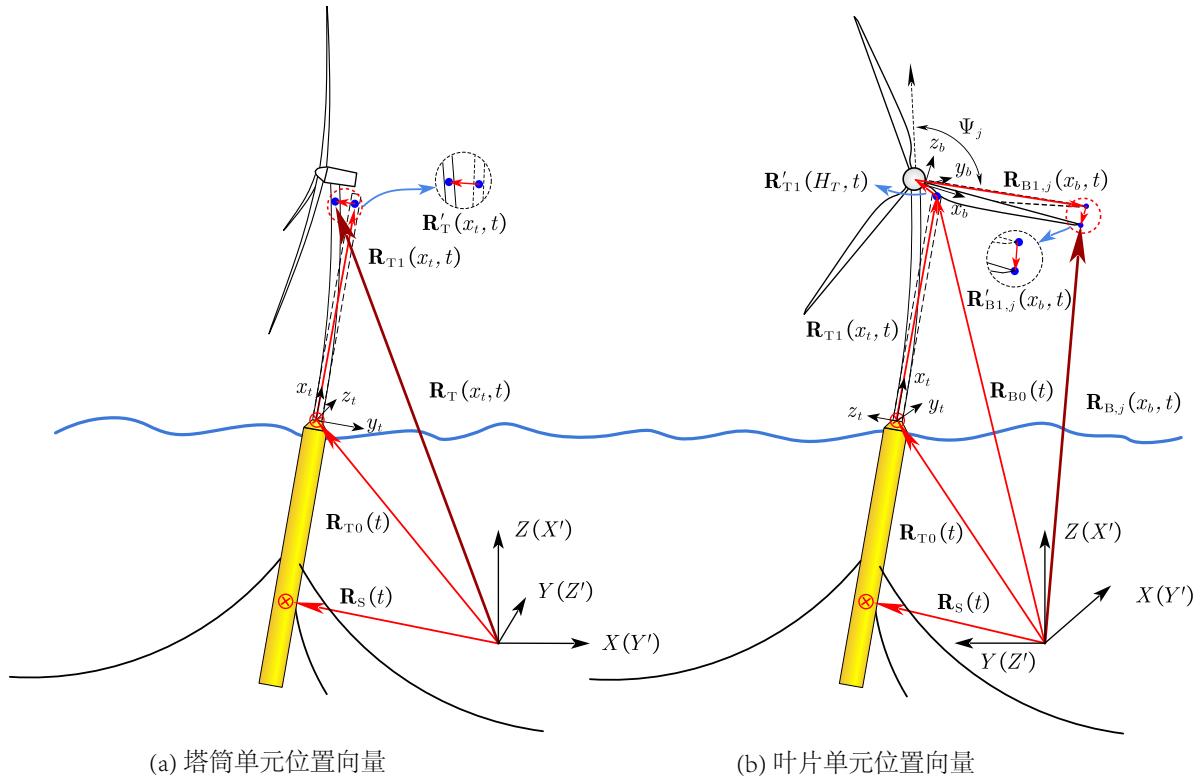


图 2.2 浮式风力机塔筒 (a) 和叶片 (b) 的坐标系定义及柔性变形示意图

节进行讨论；静水刚度 \mathbf{K}_{buoy} 的推导见第 2.5.1 节。此外，系泊刚度 \mathbf{K}_{moor} 的线性化分析位于第 2.3.2 节；而重力刚度是本论文针对浮式风力机动力学提出的新颖概念，其理论推导及应用将在第 2.2.4 节中详细阐述。

线性化方程 (2.2) 右侧的荷载为扣除阻尼与刚度效应后的稳态力。在非线性气弹模型建模时，通常将附加质量和静水刚度效应以线性矩阵的形式进行考量，以计入两者对浮体自振特性的影响。

2.2.3 漂浮式风力机有限元结构矩阵推导

漂浮式风力机有限元的推导基于欧拉—拉格朗日方程^[142]:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \right) - \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \mathbf{x}} = \mathbf{F} - \mathbf{C}_{s,r} \dot{\mathbf{x}} \quad (2.4)$$

方程左侧可推导得到有限元的结构矩阵，方程右侧代表风力机的力向量（含结构阻尼力 $\mathbf{C}_{s,r} \dot{\mathbf{x}}$ ）。此外， \mathcal{T} 是漂浮式风力机系统动能， \mathcal{V} 是系统势能， \mathbf{x} 表示自由度向量，其包含了叶片、塔筒与浮体的自由度（分别为： \mathbf{v} , \mathbf{u} 和 \mathbf{U} ）：

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \{\mathbf{v}, \mathbf{u}, \mathbf{U}\}^T \\ \mathbf{v} &= \{x_{b,i,j}, y_{b,i,j}, z_{b,i,j}, \theta_{b,x,i,j}, \theta_{b,y,i,j}, \theta_{b,z,i,j}, \dots\} \\ \mathbf{u} &= \{x_{t,i}, y_{t,i}, z_{t,i}, \theta_{t,x,i}, \theta_{t,y,i}, \theta_{t,z,i}, \dots\} \\ \mathbf{U} &= \{U_1, U_2, U_3, U_4, U_5, U_6\} \end{aligned} \quad (2.5)$$

式中， i 表示第 i 个单元， j 表示第 j 个叶片； \mathbf{U} 中的 1 - 6 个自由度分别代表

纵荡 (Surge)、横荡 (Sway)、垂荡 (Heave)、横摇 (Roll)、纵摇 (Pitch) 和艏摇 (Yaw)，它们的定义如图 2.3 所示。

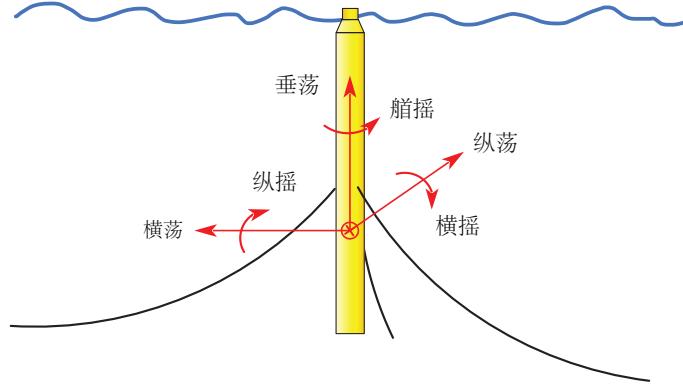


图 2.3 浮体的六个自由度

为简洁起见，本文仅推导叶片单元的动能与势能。塔简单元的推导是叶片单元的简化形式，本文不再给出。

根据图 2.2，位于 x_b 处叶片截面的位移矢量 $\mathbf{R}_{B,j}(x_b, t)$ 可表示在全局坐标系 (X', Y', Z') 中，其遵循矢量叠加定理：

$$\mathbf{R}_{B,j}(x_b, t) = \mathbf{R}_{T0}(t) + \mathbf{R}_{T1}(x_t, t) + \mathbf{R}'_{T1}(H_T, t) + \mathbf{R}_{B1,j}(x_b, t) + \mathbf{R}'_{B1,j}(x_b, t) \quad (2.6)$$

式中， $\mathbf{R}_{T0}(t) + \mathbf{R}_{T1}(x_t, t) + \mathbf{R}_{B1,j}(x_b, t)$ 表示依赖平台位移的三维位置矢量，且对于叶片单元 $x_t = H_T$ ；该矢量可归纳为两部分：静态位置矢量 $\tilde{\mathbf{R}}_j$ 和与平台运动相关的动态位置矢量 $\tilde{\mathbf{A}}_j \mathbf{U}_S$ ：

$$\mathbf{R}_{T0}(t) + \mathbf{R}_{T1}(x_t, t) + \mathbf{R}_{B1,j}(x_b, t) = \tilde{\mathbf{R}}_j + \tilde{\mathbf{A}}_j \mathbf{U}_S \quad (2.7)$$

其中， \mathbf{U}_S 是全局坐标系 (X', Y', Z') 中的位移向量，在坐标系 (X, Y, Z) 中可表示为 \mathbf{U} ，两者通过转换矩阵 \mathbf{Rot} 进行变换：

$$\mathbf{U} = \mathbf{Rot} \mathbf{U}_S \Leftrightarrow \mathbf{U}_S = \mathbf{Rot}^T \mathbf{U} \quad (2.8)$$

\mathbf{Rot} 具有如下形式：

$$\mathbf{Rot} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$\tilde{\mathbf{R}}_j$ 和 $\tilde{\mathbf{A}}_j$ 表示为：

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{R}}_j &= \{h_R + x_b \cos \Psi_j, 0, -x_b \sin \Psi_j, 0, 0, 0\}^T \\ \tilde{\mathbf{A}}_j &= \mathbf{A} (dx = h_R + x_b \cos \Psi_j, dy = 0, dz = -x_b \sin \Psi_j) \end{aligned} \quad (2.10)$$

式中， \mathbf{A} 用于反映当刚体一端 (i) 受到扰动时，另一端 (j) 的位置变化。其基本

机制如图 2.4 所示，矩阵 \mathbf{A} 定义如下：

$$\begin{Bmatrix} x_j \\ y_j \\ z_j \\ \theta_{x,j} \\ \theta_{y,j} \\ \theta_{z,j} \end{Bmatrix} = \mathbf{A} \begin{Bmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \\ \theta_{x,i} \\ \theta_{y,i} \\ \theta_{z,i} \end{Bmatrix}, \mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & dz & -dy \\ 0 & 1 & 0 & -dz & 0 & dx \\ 0 & 0 & 1 & dy & -dx & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

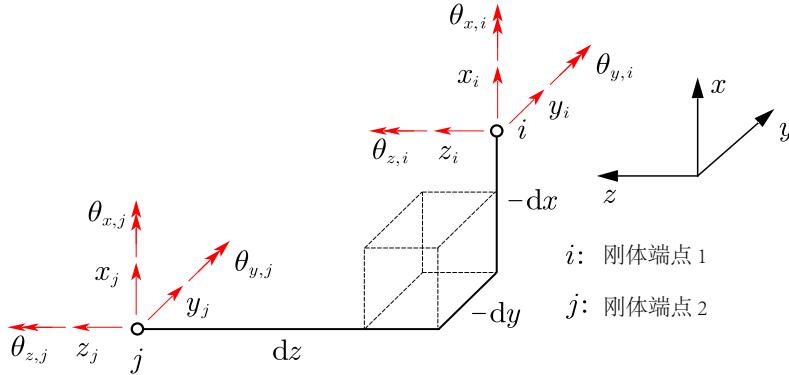


图 2.4 转换矩阵 \mathbf{A} 示意图

叶片的局部弹性变形向量为 $\mathbf{R}'_{B,j}(x_b, t)$ ，可借助形函数在局部旋转坐标系和全局坐标系中表示为与每个结点自由度相关的形式：

$$\mathbf{R}'_{B,j}(x_b, t) = \mathbf{N}\mathbf{v}_{j,\text{loc}}^e = \mathbf{N}\mathbf{T}_j\mathbf{v}^e \quad (2.12)$$

其中， \mathbf{N} 是欧拉—伯努利梁的形函数，其表达式可参见经典有限元教材^[142,143]。矢量 $\mathbf{v}_{j,\text{loc}}^e$ 表示局部旋转坐标系中叶片结点的自由度，其在全局坐标系中的表达式 (\mathbf{v}^e) 可通过变换矩阵 \mathbf{T}_j 确定。矩阵 \mathbf{T}_j 包含转子方位角 (azimuth angle Ψ_j)、转轴倾斜角 (tilt) 和叶片锥角 (cone) 的贡献。

$\mathbf{R}'_{T1}(H_T, t)$ 也可利用形函数表达：

$$\mathbf{R}'_{T1}(H_T, t) = \mathbf{N}\mathbf{u}^{\text{top},e} \quad (2.13)$$

其中， $\mathbf{u}^{\text{top},e}$ 表示塔顶的自由度。

将上述方程代入式 (2.6)，并对其求关于时间的一阶偏导数，可进一步确定第 j 个叶片在位置 x_b 处的单元速度矢量为：

$$\dot{\mathbf{R}}_{B,j}(x_b, t) = \frac{\partial \mathbf{R}_{B,j}(x_b, t)}{\partial t} = \tilde{\mathbf{A}}_j \mathbf{Rot}^T \dot{\mathbf{U}} + \dot{\mathbf{u}}^{\text{top},e} + \mathbf{T}_j \mathbf{N} \dot{\mathbf{v}}^e + \boldsymbol{\Omega} \mathbf{T}_j \mathbf{N} \mathbf{v}^e \quad (2.14)$$

式中，叶轮转动角速度矩阵 $\boldsymbol{\Omega}$ 可通过变换矩阵 \mathbf{T}_j 进行定义：

$$\boldsymbol{\Omega} = \dot{\mathbf{T}}_j \mathbf{T}_j^T \quad (2.15)$$

忽略转子倾斜角和叶片锥角后，角速度矩阵 $\boldsymbol{\Omega}$ 可简化为：

$$\boldsymbol{\Omega} \approx \dot{\mathbf{T}}_{\text{azi}} \mathbf{T}_{\text{azi}}^T = \begin{bmatrix} \tilde{\boldsymbol{\Omega}} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \tilde{\boldsymbol{\Omega}} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

其中，子矩阵 $\tilde{\Omega}$ 表示为：

$$\tilde{\Omega} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\Omega \\ 0 & 0 & 0 \\ \Omega & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

式中 Ω 为转子转速。

Ω 具有以下性质：

$$\Omega^T = -\Omega \quad (2.18)$$

三个叶片的总动能 T_B 和势能 V_B 可通过二次型表示如下：

$$\begin{aligned} T_B &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \int_L \dot{\mathbf{R}}_{B,j}^T \mathbf{M}_{B,j} \dot{\mathbf{R}}_{B,j} dx \\ V_B &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \int_L \mathbf{R}_{B,j}^T \mathbf{K}_{B,j} \mathbf{R}_{B,j} dx \end{aligned} \quad (2.19)$$

将式 (2.19) 代入式 (2.4) 可得叶片单元的质量、阻尼和刚度矩阵。漂浮式风力机整机的质量、阻尼和刚度矩阵的完整推导结果列于附录 B。

2.2.4 耦合重力刚度

重力荷载的计算方式是固定与漂浮式风力机分析中最显著的区别之一。在漂浮式风力机中，平台的三个转动自由度会导致风力机整体结构发生显著倾斜，从而对其他结构组件（如塔筒和叶片）施加额外的横向重力分量。在某些情况下，这些重力的分力效应不可忽略。例如，塔顶会受到机舱和叶轮重力分力的作用而产生较大横向结构变形，并因此显著放大塔底的弯矩 ($P - \Delta$ 效应) 与疲劳荷载。在漂浮式风力机荷载分析中，浮体倾斜导致的塔底疲劳荷载在一些工况下甚至可能占据主导地位。

选取代表性的塔简单元，其受重力分析如图 2.5 所示，该单元以角度 U_5 倾斜（即浮体存在纵摇角），该倾斜角会导致塔简单元的 y 方向上承受重力分力 F_{G,u_y} ：

$$F_{G,u_y} = G_t \sin U_5 \approx G_t U_5 \quad (2.20)$$

式中， G_t 为塔简单元自身重力。由于浮体倾斜角度通常较小，因此对式 (2.20) 进行了线性化处理。

当浮体以角度 U_4 倾斜时，塔筒梁单元 z 方向上产生的重力分力 F_{G,u_z} 为：

$$F_{G,u_z} = -G_t \sin U_4 \approx -G_t U_4 \quad (2.21)$$

将式 (2.20) 和 (2.21) 组装，可得：

$$\begin{Bmatrix} F_{G,u_y} \\ F_{G,u_z} \end{Bmatrix} = - \begin{bmatrix} 0 & -G_t \\ G_t & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} U_4 \\ U_5 \end{Bmatrix} \quad (2.22)$$

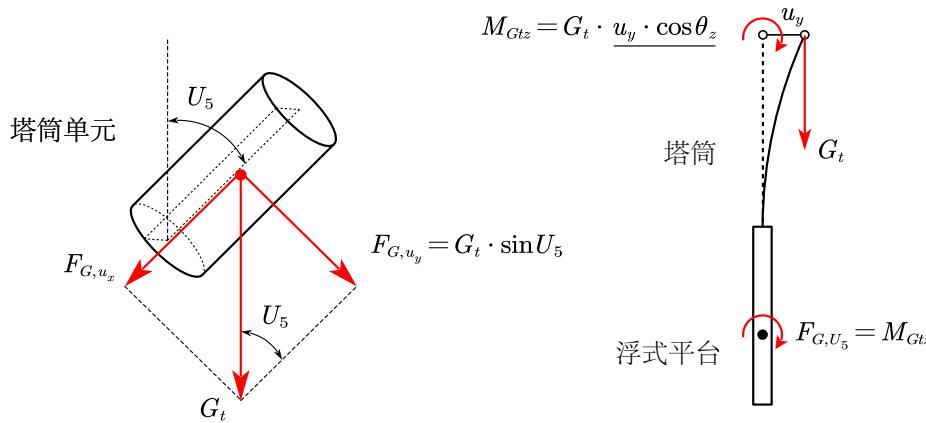


图 2.5 耦合重力刚度矩阵机理示意图

则可定义耦合重力刚度矩阵 $\mathbf{K}_{\text{Gra, tp}}^e$:

$$\mathbf{K}_{\text{Gra, tp}}^e = \begin{bmatrix} 0 & -G_t \\ G_t & 0 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

该重力刚度矩阵反映了因浮体倾斜而在塔筒上产生的横向重力荷载分量。

当塔简单元在 y_t 和 z_t 方向上分别发生位移 u_y 和 u_z 时, 重力 G_t 会以 u_y 和 u_z 为力臂对浮体旋转方向上的自由度产生力矩作用, 其大小为:

$$\begin{aligned} F_{G,U_4} &= -G_t u_z \cos \theta_y \approx -G_t u_z \\ F_{G,U_5} &= G_t u_y \cos \theta_z \approx G_t u_y \end{aligned} \quad (2.24)$$

进而可以得到反映因塔筒弯曲而在浮体转动自由度上产生重力弯矩作用的耦合重力刚度矩阵为:

$$\mathbf{K}_{\text{Gra, pt}}^e = \begin{bmatrix} 0 & G_t \\ -G_t & 0 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

浮体和塔筒与叶片单元之间均存在重力耦合, 涉及叶片的重力耦合矩阵推导需要将重力进行包含方位角等在内的坐标转换。

浮式风力机的动力学分析通常通过计算重力分力, 并将其作为外力施加到结构自由度上^[144], 而非通过耦合重力刚度矩阵的方式对重力进行建模。目前尚未有研究报道采用重力刚度矩阵来直接描述重力分力的作用。

2.3 系泊系统建模

本文利用 Chen 等人^[139]基于有限差分方法开发的 OpenMOOR 系泊计算程序进行非线性系泊仿真; 利用 OpenMOOR 标定得到线性系泊刚度矩阵构建漂浮式风力机线性分析程序中的系泊模块。

2.3.1 非线性系泊模型

如图 2.6 所示, 系泊系统由若干锚链组成, 这些锚链的一端通过导缆孔连接

至平台。平台与锚链共同承受波浪和洋流荷载的作用。可建立固定的全局坐标系 (o, x, y, z) 描述锚链运动。平台可建模为具有六自由度的刚体，其运动通过参考点的三个平动位移 (ξ_1, ξ_2, ξ_3) 和三个旋转角度 (ξ_4, ξ_5, ξ_6) 进行描述。

在平均风和洋流作用下，系泊系统中锚链的静态和动态响应会相互耦合。对于单根锚链而言，其静态和动态响应的求解可视为一个两点边值问题；而对于整个系泊系统，由于各锚链在导缆孔处的边界条件受平台运动的影响，因此它们之间存在复杂的耦合关系。为求解每根锚链的两点边值问题，可采用由 Tjavaras^[145,146] 及 Gobat 和 Grosenbaugh^[147] 开发的锚链模型。假设锚链具有均匀的圆形截面，其直径为 d ，单位长度质量为 m ，弯曲刚度为 EI ，扭转刚度为 GJ 。如图 2.6 和图 2.7 所示，每根锚链定义了一个固定的笛卡尔坐标系 (x_c, y_c, z_c) 。锚链笛卡尔坐标系的原点位于锚链海底锚点处，其中 x_c 轴指向上方， $x_c - y_c$ 平面位于由锚点与初始导缆孔位置定义的垂直平面内。锚点与初始导缆孔之间的水平距离和垂直距离分别用 l_c 和 h_c 表示。

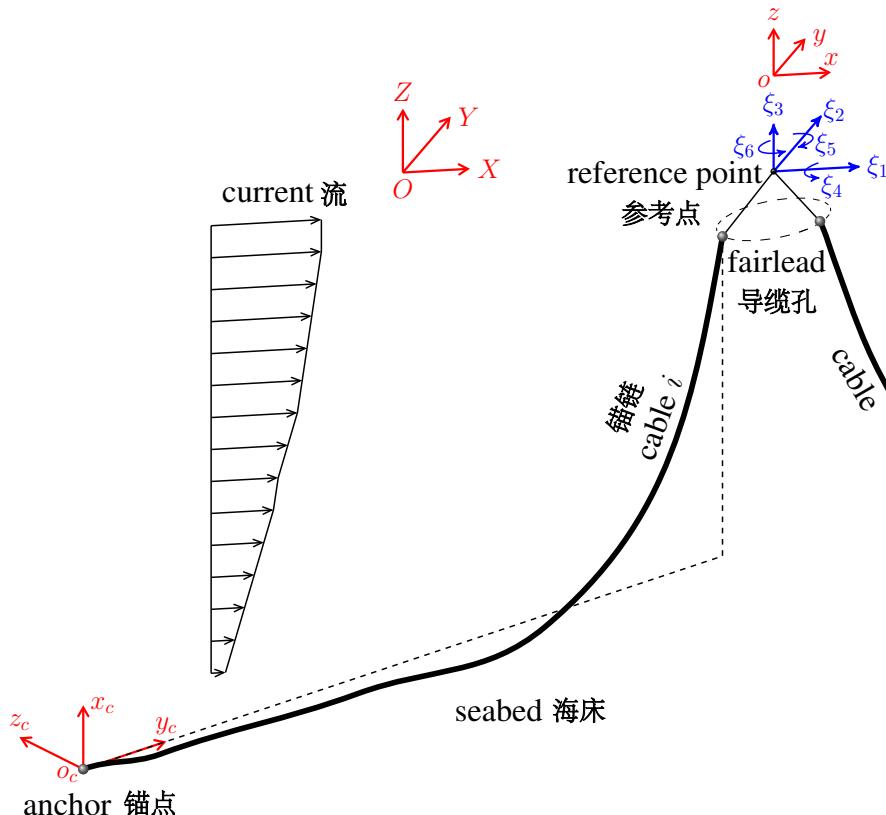
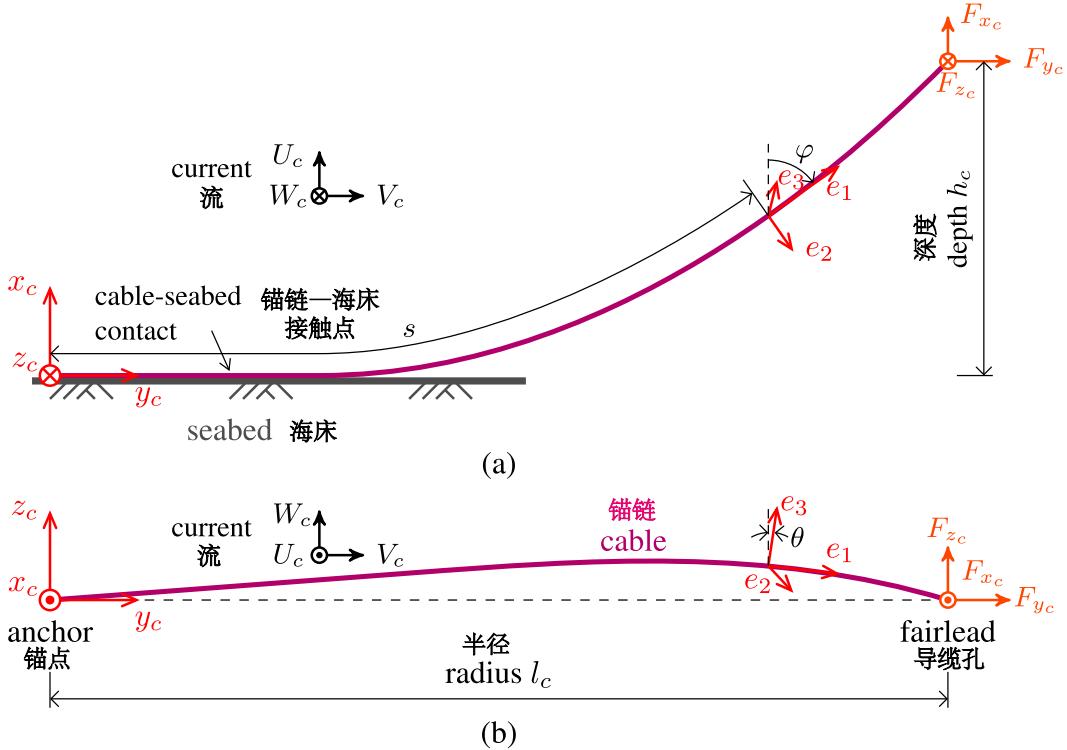


图 2.6 多锚链系泊系统及其坐标系示意图（图片来自 OpenMOOR 技术手册）

在推导运动方程时，力和力矩平衡方程在一个附着于未拉伸锚链的弧长 s 的拉格朗日坐标系中建立。该拉格朗日坐标系用 (e_1, e_2, e_3) 表示，分别对应于局部的切向、法向和副法向方向。拉格朗日坐标系以弧长 s 和两个角度 φ 和 θ 为参数。通过求解拉格朗日坐标系中的方程，可以利用 s, φ, θ 以及锚链应变 ε 来确定弧长为 s 的锚链在笛卡尔坐标系中的位置。具体的控制方程及边界条件的确定以及求解可以参照 Chen 等人^[139]的研究。

图 2.7 锚链运动的描述: (a) 垂直平面; (b) 水平平面^[139]

本文在非线性锚链力建模时, 采用了集成了上述方法的 OpenMOOR 程序, 该程序采用 C++ 编写, 并支持在 MATLAB 环境中调用^[139]。OpenMOOR 输出的锚链力为时变的非线性刚度力, 为了便于直接计算气动与水动力阻尼比, 有必要对锚链力进行线性化, 从而得到线性刚度矩阵。

2.3.2 线性系泊刚度标定

NREL^[19]给出了 OC3 5-MW 风力机的锚链荷载—平台位移关系曲线, 表明浮体在较大位移时, 锚链力呈现显著的非线性特征。根据胡克定律可知, 锚链力与平台位移关系曲线的斜率对应于锚链在该位移下为浮体所提供的刚度。因此, 只要获得锚链力随平台位移变化的关系曲线, 即可求得锚链系统的刚度矩阵。通过施加沿某一自由度方向的位移路径, 可以计算该方向及其他自由度方向上的锚链力响应(如图 2.8 所示)。依次施加六个自由度方向的位移路径, 可得到总计 36 组锚链力时程, 从而构建出 6×6 的锚链线性刚度矩阵。

以纵荡自由度为例, 首先利用 OpenMOOR 得到纵荡位移与纵荡方向锚链力之间的非线性关系(图 2.9 中的红色实线), 随后采用六阶多项式对该非线性关系进行拟合(图 2.9 中的蓝色圆圈)。通过对拟合曲线求一阶导数, 可确定平台锚链刚度矩阵中与“纵荡—纵荡”对应的刚度项。

按照该方法, 最终获得了一个 6×6 的线性锚链刚度矩阵, 矩阵的值与自由度的位置有关, 部分刚度元素与平台自由度位置的关系如图 2.10 所示。此外, 本文

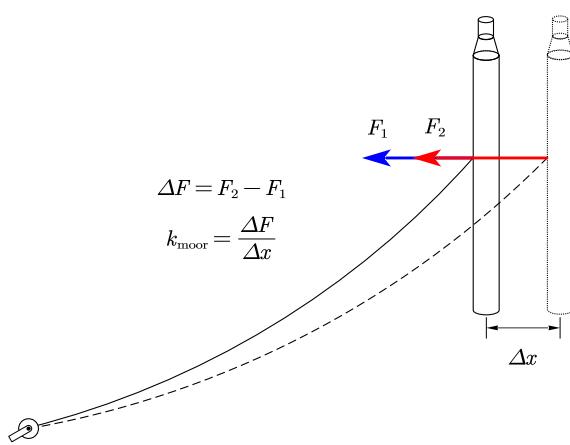


图 2.8 线性锚链刚度标定方法示意图

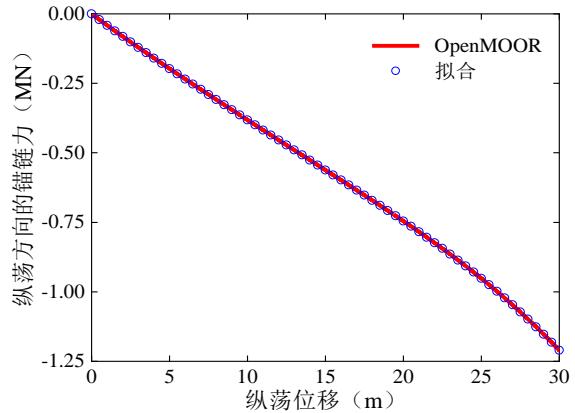


图 2.9 纵荡方向上锚链力与纵荡位移之间的非线性关系（红色实线）和六阶多项式拟合（蓝色圆圈）

还采用了中心差分法求取锚链刚度，所得结果与图 2.10 中的结果高度一致。

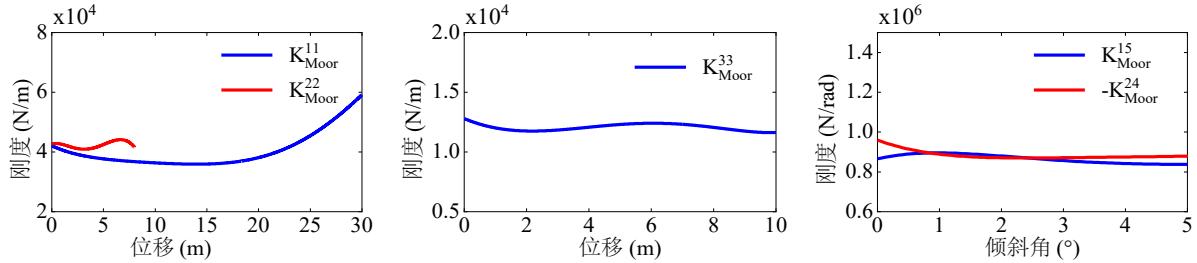


图 2.10 锚链系统刚度与平台位置的关系

为方便工程应用，给出平台在无风无浪静止位置处的线性系泊刚度矩阵：

$$\mathbf{K}_{\text{moor}} = \begin{bmatrix} K_{\text{moor}}^{11} & 0 & 0 & 0 & K_{\text{moor}}^{15} & 0 \\ 0 & K_{\text{moor}}^{22} & 0 & K_{\text{moor}}^{24} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & K_{\text{moor}}^{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & K_{\text{moor}}^{42} & 0 & K_{\text{moor}}^{44} & 0 & 0 \\ K_{\text{moor}}^{51} & 0 & 0 & 0 & K_{\text{moor}}^{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & K_{\text{moor}}^{66} \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

式中：

$$\begin{aligned} K_{\text{moor}}^{11} &= 4.21 \times 10^4 \text{ N/m}, \quad K_{\text{moor}}^{22} = 4.27 \times 10^4 \text{ N/m}, \quad K_{\text{moor}}^{15} = 9.07 \times 10^5 \text{ N/rad}, \\ K_{\text{moor}}^{51} &= 8.65 \times 10^5 \text{ N}, \quad K_{\text{moor}}^{24} = -9.60 \times 10^5 \text{ N/rad}, \quad K_{\text{moor}}^{42} = -9.21 \times 10^5 \text{ N}, \\ K_{\text{moor}}^{33} &= 1.28 \times 10^4 \text{ N/m}, \quad K_{\text{moor}}^{44} = -5.48 \times 10^6 \text{ N} \cdot \text{m/rad}, \\ K_{\text{moor}}^{55} &= -7.59 \times 10^6 \text{ N} \cdot \text{m/rad}, \quad K_{\text{moor}}^{66} = 1.16 \times 10^7 \text{ N} \cdot \text{m/rad}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

2.4 气动力建模

本节介绍运行发电和停机静止风力机的气动力建模。运行风力机气动力的计算采用叶素动量理论，停机工况下的气动力模拟采用升阻力模型。本节包含定常、准定常和非定常气动力理论，并对气动阻尼效应进行了论述。

2.4.1 定常叶素动量理论

2.4.1.1 经典定常叶素动量理论^[26]

经典定常叶素动量理论基于致动盘理论，可用于风力机的功率与荷载预测，不能处理复杂的气动弹性问题。根据一维动量定理及动量矩定理可得出致动盘环形单元的推力 dF 和扭矩 dM :

$$\begin{aligned} dF &= 4\pi r \rho_a V_0^2 a (1 - a) dr \\ dM &= 4\pi r^3 \rho_a V_0 \Omega (1 - a) a' dr \end{aligned} \quad (2.28)$$

式中， r 为叶素的径向坐标； ρ_a 为空气密度； V_0 为来流风速； a 为轴向诱导因子，其反映了风在流经叶轮平面时，垂直叶轮方向的叶素感知风速损失； a' 为切向诱导因子，其反映了叶轮旋转所导致的叶素面内方向感知风速的诱导增强； Ω 为叶轮旋转角速度。

图 2.11 可用来确定单个叶素 dr 所承受的叶轮面内和面外荷载，通过沿着展向进行积分，可分别得到叶片在来流作用下受到的扭矩和水平推力。当翼型以攻角 α 面临来流风时，叶素 dr 承受的升力 dL 和阻力 dD 为：

$$\begin{aligned} dL &= \frac{1}{2} \rho_a V_{\text{rel}}^2 c C_l dr \\ dD &= \frac{1}{2} \rho_a V_{\text{rel}}^2 c C_d dr \end{aligned} \quad (2.29)$$

式中， c 为叶片弦长； C_l 和 C_d 分别为翼型的升、阻力系数； V_{rel} 为合成风速，其可根据图 2.11 写为：

$$V_{\text{rel}} = \sqrt{V_0^2 (1 - a)^2 + r^2 \Omega^2 (1 + a')^2} \quad (2.30)$$

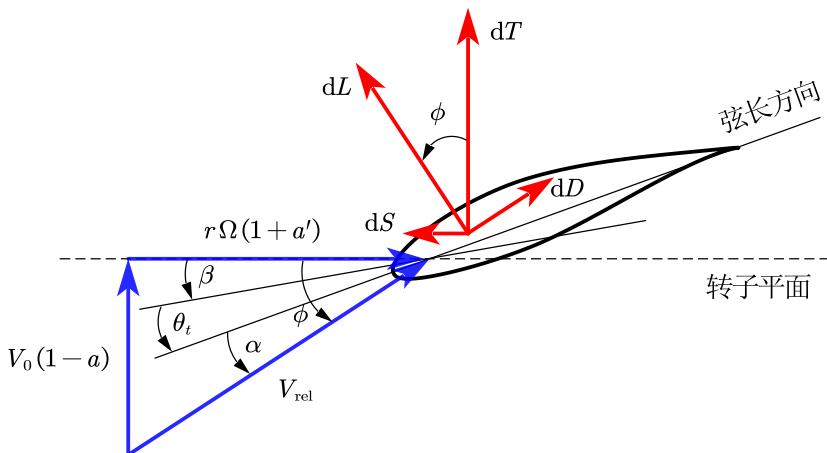


图 2.11 叶素的风速三角形

升力系数 C_l 和阻力系数 C_d 是攻角 α 的函数，由图 2.11 可以看出， α 由来流风速，风轮旋转速度和叶片的几何布置共同决定：

$$\alpha = \phi - \beta - \theta_t \quad (2.31)$$

式中, β 为叶片桨距角, θ_t 为叶片预扭角, 而入流角 ϕ 则由风速三角关系确定为:

$$\tan \phi = \frac{V_0(1-a)}{r\Omega(1+a')} \quad (2.32)$$

叶素的升、阻力方向由入流角确定, 在计算叶轮荷载时, 需要将两者投影到叶轮面外 (dT) 和面内 (dS):

$$\begin{aligned} dT &= dL \cos \phi + dD \sin \phi \\ dS &= dL \sin \phi - dD \cos \phi \end{aligned} \quad (2.33)$$

dT 和 dS 沿着展向的分布如图 2.12 所示。

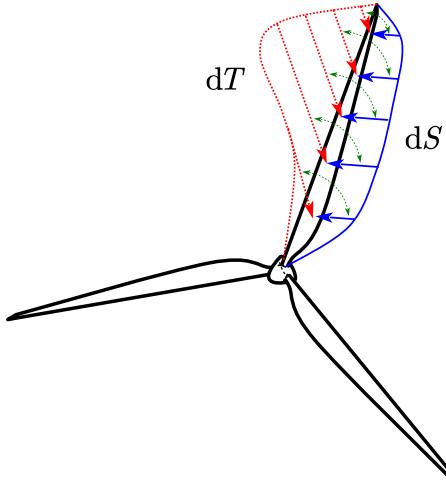


图 2.12 dT 和 dS 的展向分布示意图

利用 $\frac{1}{2}\rho_a V_{\text{rel}}^2 c dr$ 将式 (2.33) 无量纲化为轴向力系数 C_t 和切向力系数 C_s :

$$\begin{aligned} C_t &= C_l \cos \phi + C_d \sin \phi \\ C_s &= C_l \sin \phi - C_d \cos \phi \end{aligned} \quad (2.34)$$

其中:

$$\begin{aligned} C_t &= \frac{2dT}{\rho_a V_{\text{rel}}^2 c dr} \\ C_s &= \frac{2dS}{\rho_a V_{\text{rel}}^2 c dr} \end{aligned} \quad (2.35)$$

由于 dT 和 dS 分别表示叶素产生的面外和面内的气动力, 则叶素产生的推力和扭矩还可以表达为:

$$\begin{aligned} dF &= N_b dT \\ dM &= rN_b dS \end{aligned} \quad (2.36)$$

式中 N_b 表示叶片数量, 在本文中, N_b 统一取为 3。

根据图 2.11 中的风速几何关系, 还可得到:

$$\begin{aligned} V_{\text{rel}} \sin \phi &= V_0(1-a) \\ V_{\text{rel}} \cos \phi &= r\Omega(1+a') \end{aligned} \quad (2.37)$$

将式(2.28)和式(2.36)进行等价，并将式(2.35)和式(2.37)代入，可求得轴向诱导因子 a 和切向诱导因子 a' 的表达式：

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{\frac{4\sin^2\phi}{\sigma C_t} + 1} \\ a' &= \frac{1}{\frac{4\sin\phi\cos\phi}{\sigma C_s} - 1} \end{aligned} \quad (2.38)$$

式中， $\sigma = \frac{N_b c}{2\pi r}$ ，定义为实度，其物理意义为叶片半径 r 处，风力机 N_b 个叶片弦长之和与周长的比值，为无量纲参数。

2.4.1.2 普朗特叶尖损失

叶素动量理论的假设之一为叶片无限多。普朗特(Prandtl)推导出了修正因子 F 以消除该假设带来的计算误差，式(2.28)变为：

$$\begin{aligned} dF &= 4\pi r \rho_a V_0^2 a (1-a) F dr \\ dM &= 4\pi r^3 \rho_a V_0 \Omega (1-a) a' F dr \end{aligned} \quad (2.39)$$

其中， F 可由下式进行计算：

$$F = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} (e^{-f}) \quad (2.40)$$

式中，

$$f = \frac{N_b}{2} \frac{R-r}{r \sin \phi} \quad (2.41)$$

其中， R 为叶轮半径。

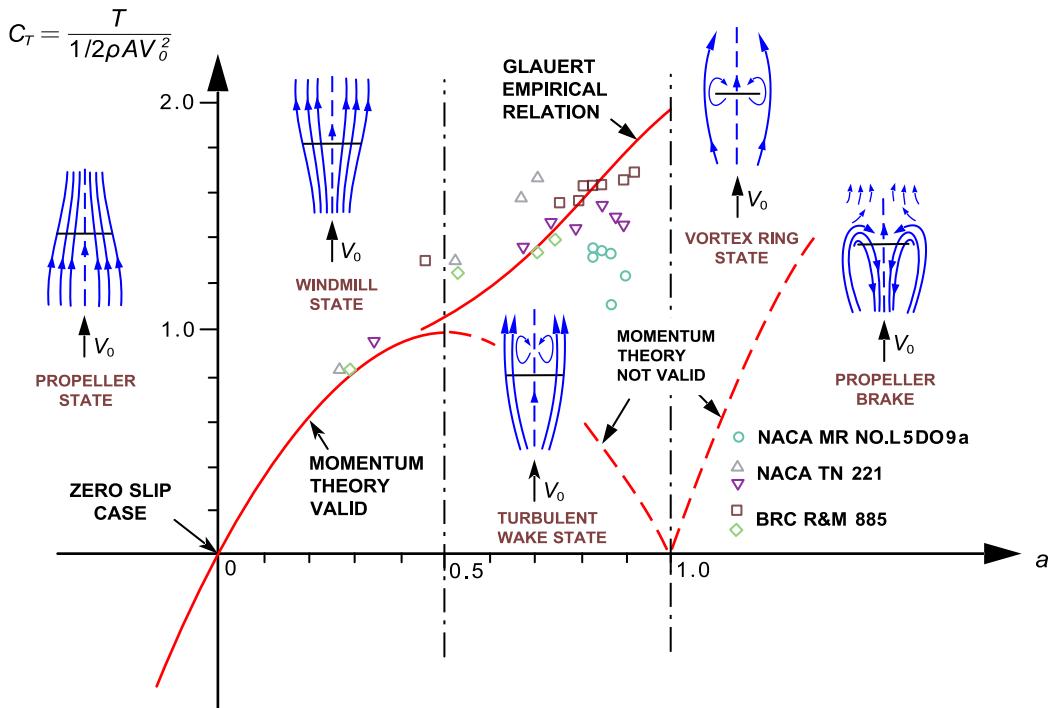
将式(2.39)取代(2.28)，则可重新推导得到诱导因子表达式为：

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{\frac{4F\sin^2\phi}{\sigma C_t} + 1} \\ a' &= \frac{1}{\frac{4F\sin\phi\cos\phi}{\sigma C_s} - 1} \end{aligned} \quad (2.42)$$

利用叶素动量理论求解诱导因子和计算气动力时，应将式(2.42)取代(2.38)进行迭代运算。

2.4.1.3 葛劳沃特修正

在轴向诱导因子高于临界值0.4时，叶轮会从“风车”模式脱离出来，继而进入湍流尾流状态。此时动量理论失效，继续采用动量理论得到的气动力将会被大大低估。如图2.13所示，定义推力系数 C_T 来描述这种现象较为直观。从图2.13可以看出，当诱导因子大于约0.4时，继续采用叶素动量理论所得到的 C_T 会出现下降段，而实验值与此现象并不吻合，需要采用经验公式对基于动量理论的推力系数进行修正，以保证叶素动量理论在高诱导因子情况下的适用性。

图 2.13 推力系数 C_T 与轴向诱导因子 a 关系曲线^[148]

Spera^[149]于 1994 年给出了一个经验公式，其可写为：

$$C_T = \begin{cases} 4a(1-a)F & a \leq a_c \\ 4(a_c^2 + (1-2a_c)a)F & a > a_c \end{cases} \quad (2.43)$$

其中 a_c 为诱导因子的临界值，可以约取为 0.4。

C_T 由推力进行无量纲化所得，其定义式为：

$$C_T = \frac{dF}{\frac{1}{2}\rho_a V_0^2 2\pi r dr} \quad (2.44)$$

将式 (2.35) 和式 (2.37) 代入式 (2.36)，则式 (2.36) 可重新写为：

$$dF = \frac{1}{2}\rho_a N_b \frac{V_0^2(1-a)^2}{\sin^2 \phi} c C_t dr \quad (2.45)$$

将式 (2.45) 代入式 (2.44)，则可得 C_T 的表达式为：

$$C_T = \frac{(1-a)^2 \sigma C_t}{\sin^2 \phi} \quad (2.46)$$

进一步将式 (2.46) 代入式 (2.43) 的左侧，式 (2.42) 中的轴向诱导因子更新为：

$$a = \begin{cases} \frac{1}{\frac{4F \sin^2 \phi}{\sigma C_t} + 1} & a \leq a_c \\ \frac{1}{2} \left[2 + K(1-2a_c) - \sqrt{(K(1-2a_c)+2)^2 + 4(Ka_c^2 - 1)} \right] & a > a_c \end{cases} \quad (2.47)$$

其中：

$$K = \frac{4F \sin^2 \phi}{\sigma C_t} \quad (2.48)$$

2.4.2 准定常叶素动量理论

第 2.4.1 节介绍的定常叶素动量理论假设叶片和塔筒为绝对刚性，忽略风力机位置和振动速度对气动力的影响。实际风力机的叶片和塔筒均具有显著柔性，浮式风力机的平台运动也十分剧烈。这些结构的运动会显著影响叶素截面所感知的相对风速，从而改变叶片气动力分布，而气动力的变化又会反作用于结构的弹性响应，这一现象被称为气动弹性耦合。考虑了气动—结构耦合作用的叶素动量理论为准定常叶素动量理论。典型的气弹耦合效应如图 2.14 所示，相较于定常叶素动量理论，准定常理论在气动力计算时额外引入了叶素的运动速度矢量 $\mathbf{V}_{\text{blade}}$ 。

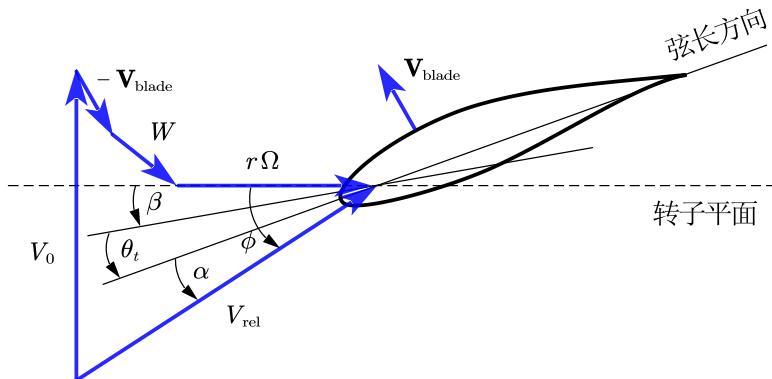


图 2.14 气动弹性耦合

在准定常叶素动量理论中，入流角 ϕ 的计算公式 (2.32) 变为：

$$\tan \phi = \frac{V_0(1-a) - V_{\text{blade,out}}}{r\Omega(1+a') + V_{\text{blade,in}}} \quad (2.49)$$

利用式 (2.30) 确定合成风速 V_{rel} 时也应计入由于叶片振动而引入的风速分量。

气弹耦合引起的典型现象是会引入气动阻尼效应，以图 2.15 为例进行说明：当叶素在倾角 α 下以速度 \dot{x} 做竖向运动时，来流风速 V_0 、倾斜角 α ，以及叶素的竖向运动速度 \dot{x} 共同影响叶素的实时入流角 ϕ ，导致经由叶素动量理论得到的升、阻力是其竖向振荡速度 \dot{x} 的函数。假设 \dot{x} 相对来流风速 V_0 为小量，则可在来流风速附近对气动力 $F_{\text{Aero}}(V_0, \dot{x})$ 进行如下线性化：

$$F_{\text{Aero}}(V_0, \dot{x}) \approx F_{\text{Aero}}^0(V_0) + \frac{\partial F_{\text{Aero}}}{\partial V_0} \dot{x} \quad (2.50)$$

方程中的泰勒一阶展开项可移项至运动方程的左侧并与阻尼力项合并，进而定义气动阻尼：

$$C_{\text{aero}} = -\frac{\partial F_{\text{Aero}}}{\partial V_0} \quad (2.51)$$

从功—能关系来看，气动力在叶素一个振荡周期内所做的功为：

$$W = - \oint F_{\text{Aero}} \cdot dx \quad (2.52)$$

将式 (2.50) 代入式 (2.52)，可以看出气动阻尼力项可能对结构做正功或负功，

表示从空气向结构中输入或耗散能量，导致结构响应的发散或收敛。

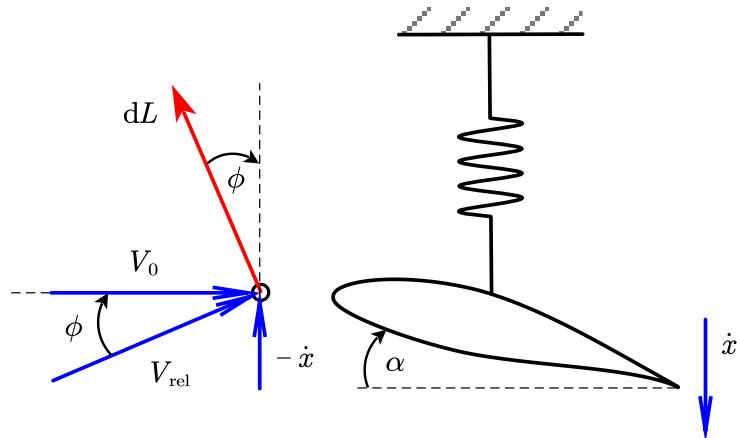


图 2.15 气动阻尼效应示意图

2.4.3 非定常叶素动量理论

实际运行的风力机叶片快速变桨会引起致动盘时延响应（动态入流），叶素周期性攻角变化会导致升阻力系数出现迟滞环效应（动态失速），而定常和准定常叶素动量理论无法刻画这些强非定常现象。可利用动态入流和动态失速工程模型对准定常叶素动量理论进行补充，以描述风力机实际运行中的非定常气动特性。

在 Hansen 等人^[150]的研究中，通过采用时间松弛因子来避免叶素动量理论在每个时间步内的诱导因子迭代。而 NREL 为 OpenFAST 开发的气动模块 AeroDyn 采用了本文前面所介绍的基于诱导因子概念的准定常叶素动量理论^[151]。本文所开发模型的气动模块与 AeroDyn 一致，并在此基础上集成动态入流和动态失速仿真模块，以实现非定常仿真能力。

2.4.3.1 动态入流

只要给定风力机的几何参数、运行状态（含振动速度）及来流风速，即可利用准定常叶素动量理论确定当前时刻的气动力。然而该方法计算出的荷载对应于风力机在时间充分条件下所能达到的最终稳态，由于风力机结构持续振动，叶片桨距角不断调整，风轮状态始终处于动态变化之中。因此，每个时间步的诱导因子不仅取决于当前的风力机状态，还受到历史效应的影响。在从某一时刻过渡至下一时刻的过程中，气动力响应会呈现一定的时间滞后效应，这一现象被称为动态入流。动态入流显著影响风力机荷载和功率在时域内的预测精度，因此许多学者提出了多种工程模型以描述动态入流效应。目前较为常用的模型包括 Pitt-Peters 模型^[152]、Øye 模型^[153,154]、ECN 动态入流模型^[155]以及 Larsen-Madsen 模型^[156]等。这些动态入流模型已应用于不同的气动弹性仿真程序中：Pitt-Peters 模型已应用于 NREL 的开源程序 AeroDyn 中^[157]，Øye 模型已应用于 DTU 的 HAWC2 软件中^[158]，ECN 模型已集成于 PHATAS 程序当中^[159]。然而，这些动态入流模型能在多大程度上反

映真实的动态入流问题尚不清楚，模型之间的性能比较也未得到完全评估。

Larsen-Madsen 模型利用时间离散的低通滤波器描述诱导因子时滞：

$$a(n) = a(n-1)e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} + a_{qs}(n) \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}\right)$$

$$\tau = 0.5 \frac{R}{U_{wake}} \simeq 0.5 \frac{R}{aV_0} \quad (2.53)$$

其中， a 为诱导因子， n 为离散时间步， Δt 为时间步长， a_{qs} 对应第 n 步时刻的准定常诱导因子（达到理想稳态的诱导因子）。

如图 2.16 中的红色虚线所示，在 $t = 0$ s 时刻存在诱导因子 $a = 0.1464$ ，且当 $t = 5$ s 时，诱导因子的准定常值跳变至 $a = 0.3064$ 。当采用基于低通滤波的 Larsen-Madsen 模型时，诱导因子变为图 2.16 中的蓝色平滑曲线。可以看出，采用动态入流模型的诱导因子曲线更符合时间连续的物理事实。本文第七章对 Larsen-Madsen 和 Ferreira 动态入流模型^[160]进行了建模。

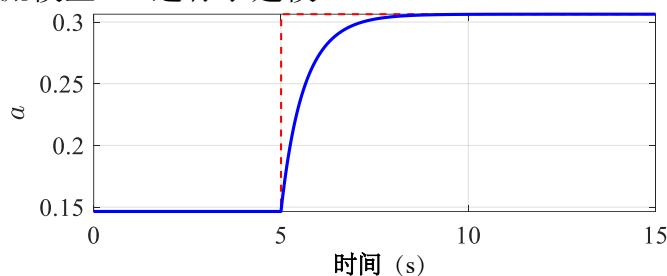


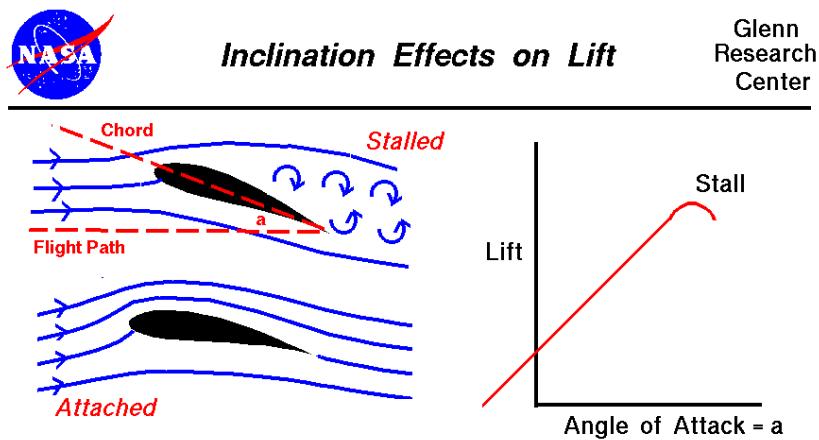
图 2.16 Larsen-Madsen 动态入流模型所反映的轴向诱导因子时间迟滞

2.4.3.2 动态失速

(1) 失速

如图 2.17 所示，当翼型以较小攻角面对来流时，气流从翼型的上下表面分别穿越，并在翼型的尾缘汇合，气流始终附着于翼型表面，不会出现漩涡和气流分离。在一定的攻角范围内，翼型周围的气流总是处于附着状态，表现在升力或者升力系数上，其对攻角的关系曲线接近于线性。当攻角超过某临界值时，气流会在翼型上表面发生分离现象，这种流动分离会显著缩小翼面上表面低压区范围，从而造成升力急剧下降。在升力系数曲线特性上表现为当攻角超过临界值时，升力系数呈现明显下降段，同时阻力系数急剧上升，此即为失速。

失速在风力机叶片上时常发生。从式 (2.31) 和 (2.32) 不难看出，叶素攻角在很大程度上由来流风速 V_0 与旋转产生的线速度 $r\Omega$ 共同决定。其中，后者大小强烈依赖于叶素的径向位置 r 。当叶素靠近叶根位置时， $r\Omega$ 的值较小，导致攻角 α 较大，意味着叶素可能会发生失速现象。叶根截面的失速会造成升力损失，进而导致能量捕捉效率下降，因此现代大型风力机常常在叶根位置处布置涡流发生器，延迟气流分离，以获得更高的升力从而增大能量俘获效率。当风力机停机且偏航的情况下，更多的叶片截面可能会面临失速风险，继而引发气动弹性失稳。

图 2.17 失速现象^[161]

(2) 动态失速

在湍流、风剪切、叶片的气弹作用以及变桨等因素的共同作用下，叶素可能经历较大的攻角波动，进而导致风力机翼型截面经历动态失速，动态失速使失速的发生被推迟至比静态失速更高的攻角^[162]。动态失速不仅推迟了失速的开始，还推迟了失速后的气流重新附着。此外，动态失速还引发升力—攻角迟滞效应，即失速后的升力恢复过程较慢，导致升力曲线形成一个滞后回环（迟滞环），这一现象对风力机的气动力和动态响应具有重要影响。值得注意的是，动态失速还会显著改变叶片的气动阻尼特性，在某些工况下，它可能会增强阻尼，从而抑制振动。因此，在风力机的气动分析与设计中，需要充分考虑动态失速的影响。

动态失速中的翼型表面流动可以分为五个连续阶段^[163]。图 2.18 中给出了这五个阶段的示意图。在第一阶段，当攻角从最小值增加到静态失速角时，升力随之增加，并展现出静态失速下的趋势，翼型表面的流场始终保持附着状态。一旦攻角超过静态失速角，逆压梯度开始在尾缘附近的边界层中出现，但此时还不会导致升力损失，这是由于前缘吸力峰值的增加和第二阶段前缘涡的发展。

从第二阶段（点）开始，前缘涡在吸力面（即翼型上表面）上对流，压力中心随之沿着弦线向下游移动。这导致一个大的向下的俯仰力矩，称为力矩“断裂”或力矩失速，该俯仰力矩的极值出现在图 2.18 中的第三点附近。当前缘涡开始向下游对流时，即当前缘吸力峰值达到最大时，力矩“断裂”就开始发生。

在前缘涡越过尾缘后，翼型经历完全流动分离，导致升力系数急剧下降，这一现象称为升力失速，此时对应图 2.18 中的第三点到第四点。此后，流动的重新附着被延迟，并发生在一个非常低的攻角（对应图中第五点）。

动态失速有很多可供使用的半经验工程模型，其中较为常用的包括 Beddoes-Leishman 模型（B-L模型）^[164]，其由 Westland 直升机公司开发，最初应用于直升机的叶片，后被引入风力机的动态失速研究。广为研究和使用的动态失速模型还包括：Snel 模型^[165]、ONERA 模型^[166]、Boeing-Vertol 模型^[167]以及 Øye 模型^[168]等。

本文对动态失速模型进行了建模，在第五章中作详细介绍。

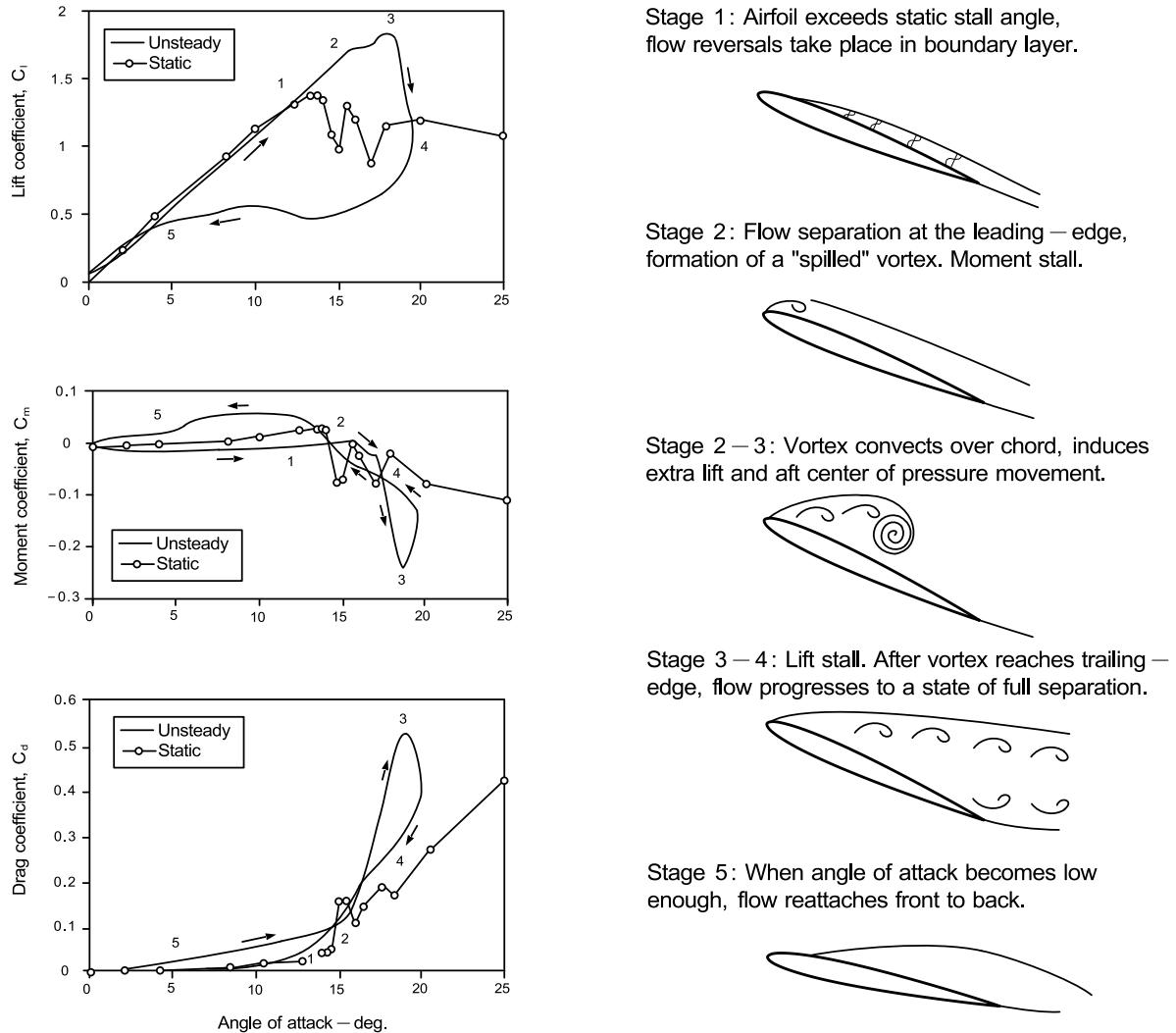


图 2.18 动态失速的演化^[163]

2.4.4 风力机停机状态下的气动升阻力计算模型

前文介绍的基于叶素动量理论的气动力计算方法适用于运行风力机。对于停机静止状态下的风力机，气动翼型仅受来流风速的影响，不再受到旋转效应的作用，致动盘的概念也不复存在，因此叶素动量理论不再适用。针对静止风力机的气动力计算可以采用多种方法，包括高保真度的 CFD 方法和中保真度的升—阻力公式计算方法。考虑到计算效率和工程适用性，本文采用准定常升—阻力气动力模型^[169]，单个叶素的准定常升—阻力表达式为：

$$\begin{aligned} dL(r, \alpha) &= \frac{1}{2} \rho_a c(r) V_{\text{rel}}^2(r) C_l(r, \alpha) dr \\ dD(r, \alpha) &= \frac{1}{2} \rho_a c(r) V_{\text{rel}}^2(r) C_d(r, \alpha) dr \end{aligned} \quad (2.54)$$

假设存在 y 和 z 两个方向上的风速与振动分量，则合成风速 V_{rel} 为：

$$V_{\text{rel}}^2 = V_{By,i,j}^2 + V_{Bz,i,j}^2 \quad (2.55)$$

其中, $V_{By,i,j}$ 和 $V_{Bz,i,j}$ 分别表示考虑风力机振动耦合效应后叶素沿 y_b 和 z_b 方向的感知风速, 可以写为:

$$\begin{aligned} V_{By,i,j} &= V_y - v_y \\ V_{Bz,i,j} &= V_z - v_z \end{aligned} \quad (2.56)$$

式中, 风速 V_y 和 V_z 是入流风速 V_0 在 y_b 和 z_b 两个正交方向上的投影; v_y 和 v_z 分别表示叶片在两个方向上的振动速度分量。

2.4.5 气动力的线性化

依据准定常气动力计算理论, 气动力矢量不仅受到来流风 \mathbf{V}_0 和叶素几何布局 \mathbf{X}_0 的影响, 还与叶片的运动速度 $\dot{\mathbf{x}}$ 以及位移 \mathbf{x} 相关: $\mathbf{F}_{\text{Aero}}(\mathbf{V}_0, \mathbf{X}_0, \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{x})$ 。因此, 气动力可以展开为类似于式 (2.50) 的形式, 且扩展为矢量形式如下:

$$\mathbf{F}_{\text{Aero}}(\mathbf{V}_0, \mathbf{X}_0, \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{x}) \approx \mathbf{F}_{\text{Aero}}^0(\mathbf{V}_0, \mathbf{X}_0) + \frac{\partial \mathbf{F}_{\text{Aero}}}{\partial \mathbf{V}_0} \dot{\mathbf{x}} + \frac{\partial \mathbf{F}_{\text{Aero}}}{\partial \mathbf{X}_0} \mathbf{x} \quad (2.57)$$

式 (2.57) 即为气动力的线性化, 其中 $\frac{\partial \mathbf{F}_{\text{Aero}}}{\partial \mathbf{V}_0}$ 和 $\frac{\partial \mathbf{F}_{\text{Aero}}}{\partial \mathbf{X}_0}$ 可移动至运动方程左侧对运动方程的阻尼和刚度矩阵形成补充, 因而分别被定义为气动阻尼和气动刚度矩阵。

以风力机运行状态下的气动力为例, 仅考虑以下较为简单的情况: 如果气动力矢量仅包含了风力机叶轮面外和面内的荷载分量 (dT 和 dS), 且只有叶片的面外和面内的振动速度分量 (ΔV_0 和 ΔV_r , 这里令 $V_r = r\Omega$) 被考量在内:

$$\mathbf{F}_{\text{Aero}} = \begin{Bmatrix} dT \\ dS \end{Bmatrix}, \quad \dot{\mathbf{x}} = \begin{Bmatrix} \Delta V_0 \\ \Delta V_r \end{Bmatrix} \quad (2.58)$$

气动阻尼矩阵 $\mathbf{C}_{\text{aero}} = -\frac{\partial \mathbf{F}_{\text{Aero}}}{\partial \mathbf{V}_0}$ 可写为:

$$-\frac{\partial \mathbf{F}_{\text{Aero}}}{\partial \mathbf{V}_0} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} & \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \\ \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} & \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \end{bmatrix} \quad (2.59)$$

2.5 水动力学建模

2.5.1 静水刚度

不考虑水的动力作用, 浮体在第 i 个自由度上受到的浮力可以表达为^[24]:

$$F_i^{\text{Hydro}} = \rho_w g V_w \delta_{ij} \quad (2.60)$$

其中, ρ_w 是水的密度, g 为重力加速度, V_w 是浮体的排水体积, δ_{ij} 是 Kronecker-Delta 函数, 其写为:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{if } i \neq j \\ 1 & \text{if } i = j \end{cases} \quad (2.61)$$

这里浮力竖直向上，因此 $j = 3$ 。

浮体在垂荡方向以及纵摇和横摇方向的位移均会影响浮体的排水体积进而引起结构浮力的变化，根据浮体姿态而导致的浮力变化可定义静水刚度 K_{ij}^{buoy} ：

$$F_i^{\text{Hydro}} = \rho_w g V_w \delta_{i3} - K_{ij}^{\text{buoy}} q_j \quad (2.62)$$

方程 (2.62) 的第二项表示在 j 方向上的位移响应 q_j 可经由静水刚度矩阵 K_{ij}^{buoy} 反映其在 i 方向上的浮力（或静水回复力矩）摄动。Spar 式风力机的静水刚度矩阵表达式为^[24]：

$$K_{ij}^{\text{buoy}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_w g A_0 & 0 & -\rho_w g \iint_{A_0} x \, dA \\ 0 & 0 & 0 & \rho_w g \iint_{A_0} y^2 \, dA + \rho_w g V_w z_B & 0 \\ 0 & 0 & -\rho_w g \iint_{A_0} x \, dA & 0 & \rho_w g \iint_{A_0} x^2 \, dA + \rho_w g V_w z_B \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.63)$$

式中， z_B 为浮心的 z 坐标， A_0 为自由液面的面积。

2.5.2 Morison 方程

浮体波浪力通常结合 Morison 方程与条带理论进行计算^[140]：将浮体按照水深方向划分成若干条带，在每个条带上执行 Morison 方程以计算线性惯性力和非线性粘性拖曳力^[24]。利用 Morison 方程计算波浪力，则式 (2.62) 可扩展为：

$$F_i^{\text{Hydro}} = \int_Z dF_i^{\text{Platform}}(t, Z) + \rho_w g V_w \delta_{i3} - K_{ij}^{\text{buoy}} q_j \quad (2.64)$$

式中， $dF_i^{\text{Platform}}(t, Z)$ 为利用 Morison 方程计算得到的在 t 时刻，平台坐标 Z 处的条带在 i 自由度的波浪力，其具有以下形式：

$$\begin{aligned} dF_i^{\text{Platform}}(t, Z) = & -C_A \rho_w \left(\frac{\pi D^2}{4} dZ \right) \ddot{U}_i(Z) + (1 + C_A) \rho_w \left(\frac{\pi D^2}{4} dZ \right) a_i(t, Z) \\ & + \frac{1}{2} C_D \rho_w (D \cdot dZ) [v_i(t, Z) - \dot{U}_i(Z)] \left[(v_1(t, Z) - \dot{U}_1(Z))^2 + (v_2(t, Z) - \dot{U}_2(Z))^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.65)$$

其中，系数 C_A 和 C_D 分别表示归一化的水动力附加质量系数和粘性阻力系数。对于桩式平台， C_A 和 C_D 分别取 0.97 和 0.6^[19]。 D 为圆柱截面直径， dZ 为条带高度， $\ddot{U}_i(Z)$ 和 $\dot{U}_i(Z)$ 分别为平台第 i 个自由度的条带加速度和速度，这里 $i = 1, 2$ 。 $\dot{U}_1(Z)$ 和 $\dot{U}_2(Z)$ 分别表示平台条带在纵荡和横荡方向上的速度。 v_i 和 a_i 分别为流体质点在第 i 个自由度方向上未受扰动的速度和加速度分量。

利用式 (2.65) 可得到纵荡和横荡方向上的浮体条带水动力。假设艏摇方向不受波浪力作用，纵摇和横摇方向的条带波浪力可分别通过对纵荡和横荡方向的条带水

动力取矩得到，则除纵荡和横荡外的其他四个自由度的条带水动力可表示为^[24]：

$$dF_i^{\text{Platform}}(t, Z) = \begin{cases} dF_3^{\text{Platform}}(t, Z) & i = 3 \\ -dF_2^{\text{Platform}}(t, Z)Z & i = 4 \\ dF_1^{\text{Platform}}(t, Z)Z & i = 5 \\ 0 & i = 6 \end{cases} \quad (2.66)$$

等式(2.65)的右侧包含了三项，第一项与浮体平台的加速度有关，据此可定义附加质量；等式右侧第三项包含了浮体结构的运动速度，其具有阻尼力的特征，据此可推导水动力粘性阻尼。

2.5.3 附加质量

将式(2.65)右侧的 $-C_A\rho_w\left(\frac{\pi D^2}{4}dZ\right)\ddot{U}_i(Z)$ 移到运动方程左侧，就可与结构质量结合，形成附加质量。根据式(2.65)和(2.66)，可以得到单个条带上的附加质量。代入式(2.64)沿着浮体高度方向进行积分，可定义对应Spar式浮体六个自由度的附加质量矩阵为：

$$\mathbf{M}_{\text{add}} = \begin{bmatrix} a_{11} & 0 & 0 & 0 & a_{51} & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & a_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{24} & 0 & a_{44} & 0 & 0 \\ a_{15} & 0 & 0 & 0 & a_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

式(2.67)所表示的附加质量矩阵具有以下特征：纵荡与纵摇自由度之间以及横荡与横摇自由度之间均存在耦合元素，反映了其自由度之间的惯性耦合现象。

此外，式(2.67)中的附加质量系数推导结果为：

$$\begin{aligned} a_{11} &= a_{22} = \rho_w C_A \frac{\pi}{4} \int_{-h_B}^{h_T} D^2 dZ \\ a_{33} &= \rho_w \frac{\pi D_{\text{free}}^3}{12} \\ a_{44} &= a_{55} = \rho_w C_A \frac{\pi}{4} \int_{-h_B}^{h_T} D^2 Z^2 dZ \\ a_{15} &= a_{51} = -a_{24} = -a_{42} = \rho_w C_A \frac{\pi}{4} \int_{-h_B}^{h_T} D^2 Z dZ \end{aligned} \quad (2.68)$$

式中， D_{free} 为浮体自由液面处的截面直径， h_B 为浮体底部到重心的Z方向长度。

2.5.4 势流理论

势流理论主要用以计入浮体运动导致的水的辐射效应。由于辐射问题已与绕射问题分开，因此波浪辐射荷载与入射波无关。考虑了辐射阻尼效应的波浪荷载计

算公式进一步更新为:

$$F_i^{\text{Hydro}} = \int_Z dF_i^{\text{Platform}}(t, Z) + \rho_w g V_w \delta_{i3} - K_{ij}^{\text{buoy}} q_j - \int_0^t K_{ij}(t - \tau) \dot{q}_j(\tau) d\tau \quad (2.69)$$

式 (2.69) 最后一项 $-\int_0^t K_{ij}(t - \tau) \dot{q}_j(\tau) d\tau$ 是一个卷积积分, 表示波浪辐射阻尼对水动力荷载的贡献, 其排除了附加质量效应。在该表达式中, τ 是一个与模拟时间 t 单位相同的虚变量, K_{ij} 是被称为波浪辐射滞后核矩阵的 (i, j) 分量。在辐射问题中, 自由液面导致了记忆效应的存在, 这表明波浪辐射荷载依赖于浮式平台的运动历史。

2.5.5 粘性拖曳力的线性化—水动力粘性阻尼

将式 (2.65) 右侧与浮体振荡速度有关的项提取, 则可定义粘性拖曳力:

$$\begin{aligned} dF_i^{\text{Viscous}}(t, Z) &= \frac{1}{2} C_D \rho_w (D \cdot dZ) [v_i(t, Z) - \dot{U}_i(Z)] \left[(v_1(t, Z) - \dot{U}_1(Z))^2 + (v_2(t, Z) - \dot{U}_2(Z))^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ \end{aligned} \quad (2.70)$$

式 (2.70) 还可写为如下形式^[24]:

$$dF_i^{\text{Viscous}}(t, Z) = \frac{1}{2} C_D \rho_w (D \cdot dZ) [v_i(t, Z) - \dot{U}_i(Z)] |v(t, Z) - \dot{U}(Z)| \quad (2.71)$$

对于大多数波浪荷载条件, 水质点的速度 \dot{v} 比浮体结构的振动速度 \dot{U} 大得多^[170]。因此, 可以忽略结构振动速度的二次项, 即进行以下线性近似:

$$|\dot{v} - \dot{U}|(\dot{v} - \dot{U}) = \dot{v}|\dot{v}| - 2|\dot{v}|\dot{U} \quad (2.72)$$

据此粘性水动力可以重写为 (仅以第一自由度纵荡运动举例, 且不考虑旋转引起的条带平动):

$$dF_1^{\text{Viscous}}(t, Z) = \frac{1}{2} C_D \rho_w D dZ [v_1(t, Z) |v_1(t, Z)| - 2\dot{U}_1 |v_1(t, Z)|] \quad (2.73)$$

等式 (2.73) 右侧的第二项包含了线性阻尼特性, 因此可将第二项提取, 并定义粘性阻尼力:

$$dF_{1,\text{damp}}^{\text{Viscous}}(t, Z) = -C_D \rho_w D dZ |v_1(t, Z)| \dot{U}_1 \quad (2.74)$$

将式 (2.74) 移到运动方程的左侧即可定义水动力粘性阻尼:

$$C_{11}^{\text{vis}}(t, Z) = C_D \rho_w D dZ |v_1(t, Z)| \quad (2.75)$$

由式 (2.75) 可以看出, 无论波浪如何运动, 其波浪速度总以绝对值的形式被计入粘性阻尼力, 其总为浮体提供正阻尼, 因此浮体是无条件水动力稳定的。需要注意的是, 式 (2.75) 所提供的仅仅是一个条带的粘性阻尼, 且没有计入波浪速度随着水深而减小的弥散效应, 需要更加复杂的推导才可将水动力粘性阻尼投射到浮体自由度上, 本论文第三章将对此进行细致的推导、验证与应用。

2.6 伺服系统建模

本节以 NREL 5-MW 风力机为例，介绍其变转速—变桨距的 PID 控制器^[15]。该 PID 控制器包含变速和变桨控制两个主要模块，两个模块通常独立运行。变转速模块以达到最大功率输出为目标对风力机低于额定风速的工况进行控制；集体变桨模块主要对风力机高于额定风速的工况进行控制，调节叶片桨距角以使风力机以额定功率稳定运行。

NREL 5-MW 风力机定义文件^[15]中给出了基准 PID 控制器，当该控制器应用于漂浮式风力机时，会对浮体模态产生负阻尼作用，致使风力机响应发散，本文在研究过程中通过对控制系统建模证实了这一点。在 NREL OC3 5-MW 风力机的定义文件中^[19]，控制系统针对 Spar 式风力机做了两处重要修正：一是对扭矩控制器的 3 区控制策略进行了变更，二是降低了桨距控制器的增益。本节结合两个文献的描述对 NREL OC3 5-MW 风力机的控制系统进行概述，本文模型的 PID 建模主要基于本节所介绍的基准模型。

2.6.1 控制—测量滤波器

发电机—扭矩控制器和叶片—桨距控制器是控制系统的核，两者均需发电机转速测量值作为唯一输入参数。实际的发电机转速测量值会存在高频激励成分，进而影响控制器性能。因此，独立于两个控制器之外需要设置一个具有指数平滑功能的递归单极点低通滤波器对识别到的转速信号进行过滤，该滤波器具有以下时间离散形式：

$$y[n] = (1 - \alpha)u[n] + \alpha y[n - 1] \quad (2.76)$$

其中 α 是低通滤波器系数：

$$\alpha = e^{-2\pi T_s f_c} \quad (2.77)$$

式中， y 是滤波后的发电机转速（输出测量值）， u 是未滤波的发电机转速（输入）， n 是离散时间步计数器， T_s 是离散时间步长， f_c 是截止频率。

对式 (2.76) 中的状态变量作如下代换：

$$x[n] = y[n - 1], x[n + 1] = y[n] \quad (2.78)$$

则式 (2.76) 就可写为时间离散的状态空间形式：

$$\begin{aligned} x[n + 1] &= A_d x[n] + B_d u[n] \\ y[n] &= C_d x[n] + D_d u[n] \end{aligned} \quad (2.79)$$

其中， $A_d = \alpha$ 是时间离散状态矩阵， $B_d = 1 - \alpha$ 是时间离散输入矩阵， $C_d = \alpha$ 是时间离散输出状态矩阵， $D_d = 1 - \alpha$ 是时间离散输入传递矩阵。

2.6.2 发电机—扭矩控制器

发电机扭矩是滤波后的发电机转速的分段函数，其包含五个控制区间：1 区、 $1\frac{1}{2}$ 区、2 区、 $2\frac{1}{2}$ 区 和 3 区，五个控制区间如图 2.19 所示。

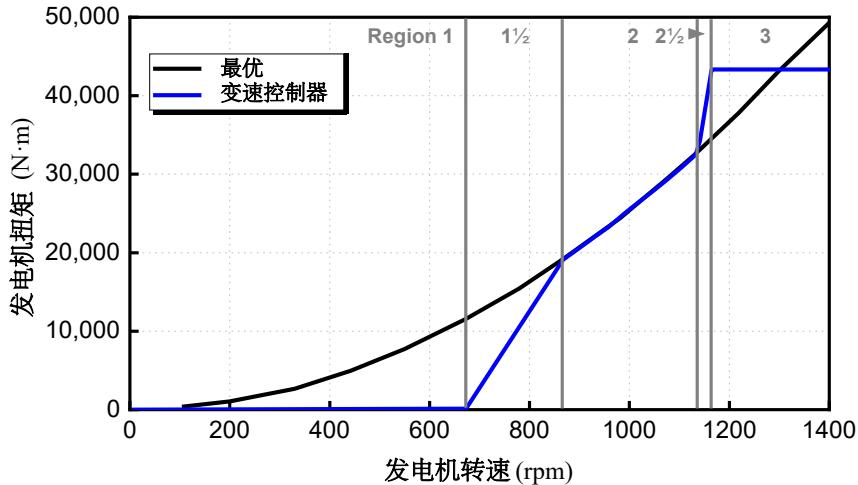


图 2.19 变速控制器的扭矩与转速关系曲线

区间 1：该区间是切入风速之前的控制区间，此时发电机扭矩为零，叶轮不从风中捕获能量；风此时被用于加速转子以启动风力机。

区间 2：该区间是优化功率捕获的控制区间。在该区间中，发电机扭矩与滤波后发电机转速的平方成正比，以维持恒定（最优）的叶尖速比。

区间 3：对于 Spar 漂浮式风力机，该区间的控制策略为恒定发电机扭矩，以保证浮体自由度的动力稳定。

区间 $1\frac{1}{2}$ ：该区间是区间 1 和区间 2 之间的线性过渡区间，用于设置发电机转速下限，以限制风力机的运行速度范围。

区间 $2\frac{1}{2}$ ：该区间是区间 2 和区间 3 之间的线性过渡区间，其扭矩斜率对应于感应电机的扭矩斜率。区间 $2\frac{1}{2}$ 通常用于在额定功率下限制叶尖速度从而减少噪声排放。

2.6.3 叶片—桨距控制器

在区间 3 中，叶片的集体变桨指令由比例—积分（PI）控制计算得出，该控制器采用增益调度策略，并基于滤波后的发电机转速与额定发电机转速之间的转速误差进行调节。NREL 5-MW 风力机使用一个简单的单自由度模型设计了桨距控制系统。由于桨距控制系统的目地是调节发电机转速，因此该自由度是低速轴的旋转角。传动链的一个简单示意如图 2.20 所示，运动方程可以写为：

$$T_{Aero} - N_{Gear} T_{Gen} = (I_{Rotor} + N_{Gear}^2 I_{Gen}) \frac{d}{dt} (\Omega_0 + \Delta\Omega) = I_{Drivetrain} \Delta\dot{\Omega} \quad (2.80)$$

其中， T_{Aero} 是低速轴的气动扭矩， T_{Gen} 是高速轴的发电机扭矩， N_{Gear} 是高速轴与低速轴的齿轮箱传动比， $I_{Drivetrain}$ 是换算到低速轴的传动链转动惯量， I_{Rotor} 是

转子的转动惯量, I_{Gen} 是相对于高速轴的发电机转动惯量, Ω_0 是低速轴额定转速, $\Delta\Omega$ 是围绕额定转速的低速轴转速的小扰动, $\Delta\dot{\Omega}$ 是低速轴的角加速度扰动, t 是仿真时间。

将 T_{Aero} 和 T_{Gen} 在额定转速 Ω 附近展开并反带入式 (2.80) 中, 可以得到目标桨距角 β_t 的表达式为:

$$\beta_t = K_P N_{\text{Gear}} \Delta\Omega + K_I N_{\text{Gear}} \int_0^t \Delta\Omega dt + K_D N_{\text{Gear}} \Delta\dot{\Omega} \quad (2.81)$$

其中, K_P 、 K_I 和 K_D 分别是桨距控制器的比例增益、积分增益和微分增益。它们的表达式已由 NREL 推导获得^[15]。当该控制器应用于浮式风力机结构时, 比例增益和积分增益需要进行修正: 在固定式风力机中: $K_P(\theta = 0^\circ) = 0.01882681 \text{ s}$, $K_I(\theta = 0^\circ) = 0.008068634$ ^[15]。而对于 Spar 型式的漂浮式风力机需要修正为: $K_P(\theta = 0^\circ) = 0.006275604 \text{ s}$, $K_I(\theta = 0^\circ) = 0.0008965149$ ^[19]。

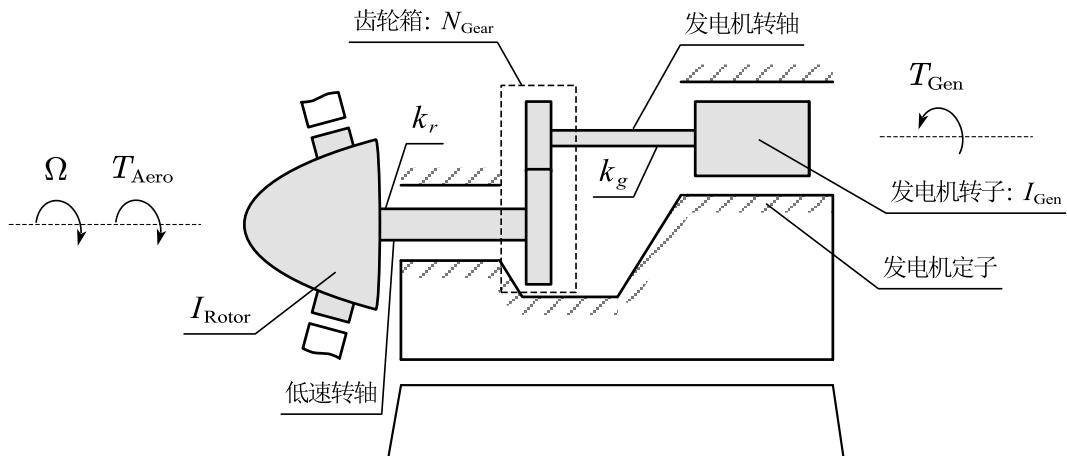


图 2.20 传动链单自由度模型

2.7 模型基本工况验证

本节选取准定常计算模块对建立的动力学模型进行基本计算能力的验证, 针对气动非定常及其他对应具体内容的模型验证在正文相应章节中展示。

2.7.1 运行工况验证

2.7.1.1 静态响应验证

本节针对漂浮式风力机在正常发电运行工况下的定常非线性计算能力进行验证。选取 NREL OC3 5-MW 风力机模型, 来流风速为 3 m/s - 25 m/s, 且来流方向始终垂直于初始叶轮平面并忽略波浪作用。利用本章所建立的非线性动力学模型并激活风力机的 PID 控制系统, 令风力机在 PID 作动下达到稳态。追踪漂浮式风力机达到稳态时的叶片、塔筒和平台静位移以及叶轮平均推力和功率等, 并与 FAST 的运算结果进行对比, 结果如图 2.21 所示。由图 2.21 可以看出, 本文所建立的动力

学一体化模型在 PID 作动响应、功率与推力输出以及结构静位移预测上均与 FAST 达到了较好的一致性，FAST 与本文模型计算得到的额定风速下的叶片、塔筒与浮体主要自由度的静位移误差均在 5% 以内，证明了模型的可靠性。在靠近切出风速时，本文模型与 FAST 计算得到的叶片挥舞位移存在差异，在 25 m/s 风速下 FAST 的挥舞位移计算结果约为 0.5 m，而本文模型的挥舞位移计算结果约为 -0.1 m，这可能是本文模型暂未考虑翼型气动力的三维效应（即忽略了叶片表面的三维流动）导致的。

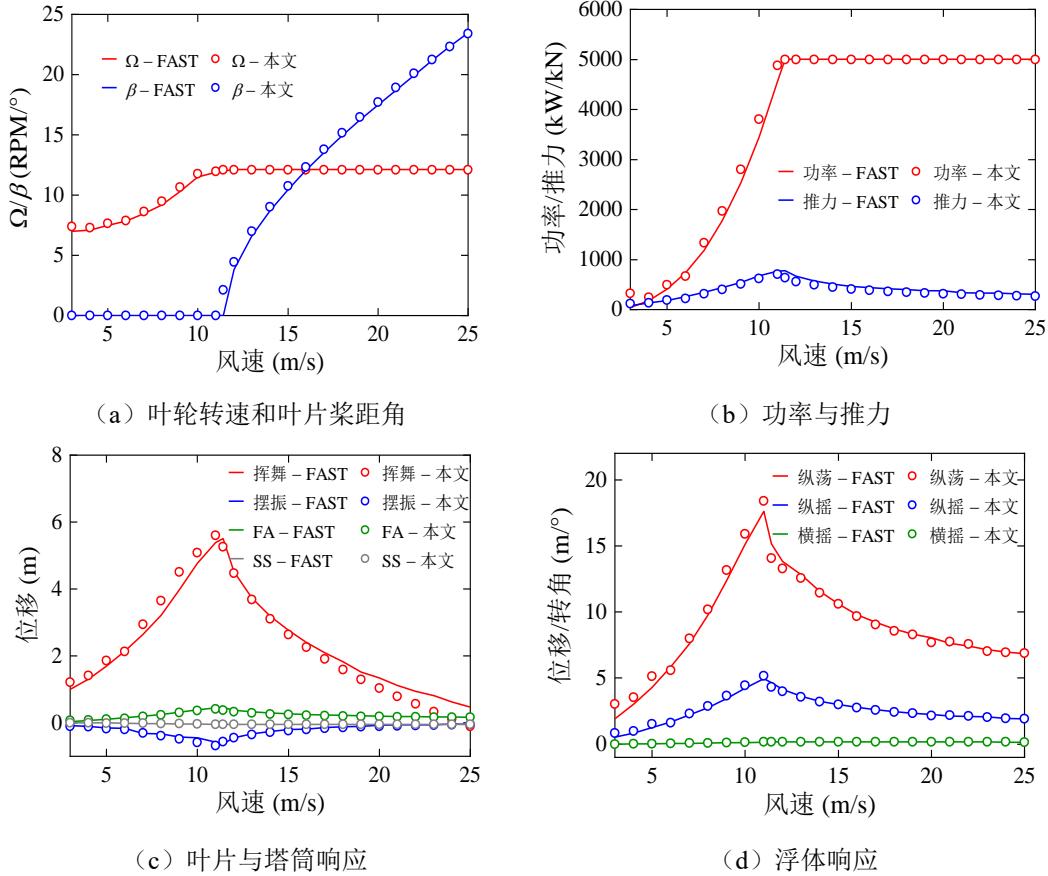


图 2.21 NREL OC3 5-MW 风力机正常发电运行工况下的静态响应验证

2.7.1.2 瞬态响应验证

本节对漂浮式风力机的非线性与线性动力学模型进行瞬态响应模拟能力验证。选取风速为 15 m/s，并将风力机置于静水环境中。指定风力机为额定转速，并将桨距角设置为图 2.21 中所得到的稳态作动响应结果。设置时域分析时长为 200 s，分别利用 FAST 的非线性模块及本文开发的非线性与线性模型计算漂浮式风力机的瞬态响应，结果如图 2.22 所示。在瞬态响应下，本文线性与非线性模型得到的叶片挥舞和摆振仿真结果与 FAST 吻合良好，三个模型在叶片挥舞和摆振单边稳态振幅上均分别达到了 0.2 m 和 0.5 m；本文模型能准确捕捉塔筒前后和侧向运动的动态位移响应和阻尼效应，三个模型的动态位移响应均再现了塔筒与浮体自由度的耦合；本文模型所得到的浮体动态响应仿真结果与 FAST 较为接近，但横荡和横摇两个

侧向运动的静态位移及转角与 FAST 略有偏差，但其阻尼效应与 FAST 结果吻合良好。本文研究侧重阻尼效应的量化，因此该模型可满足后续研究需求。

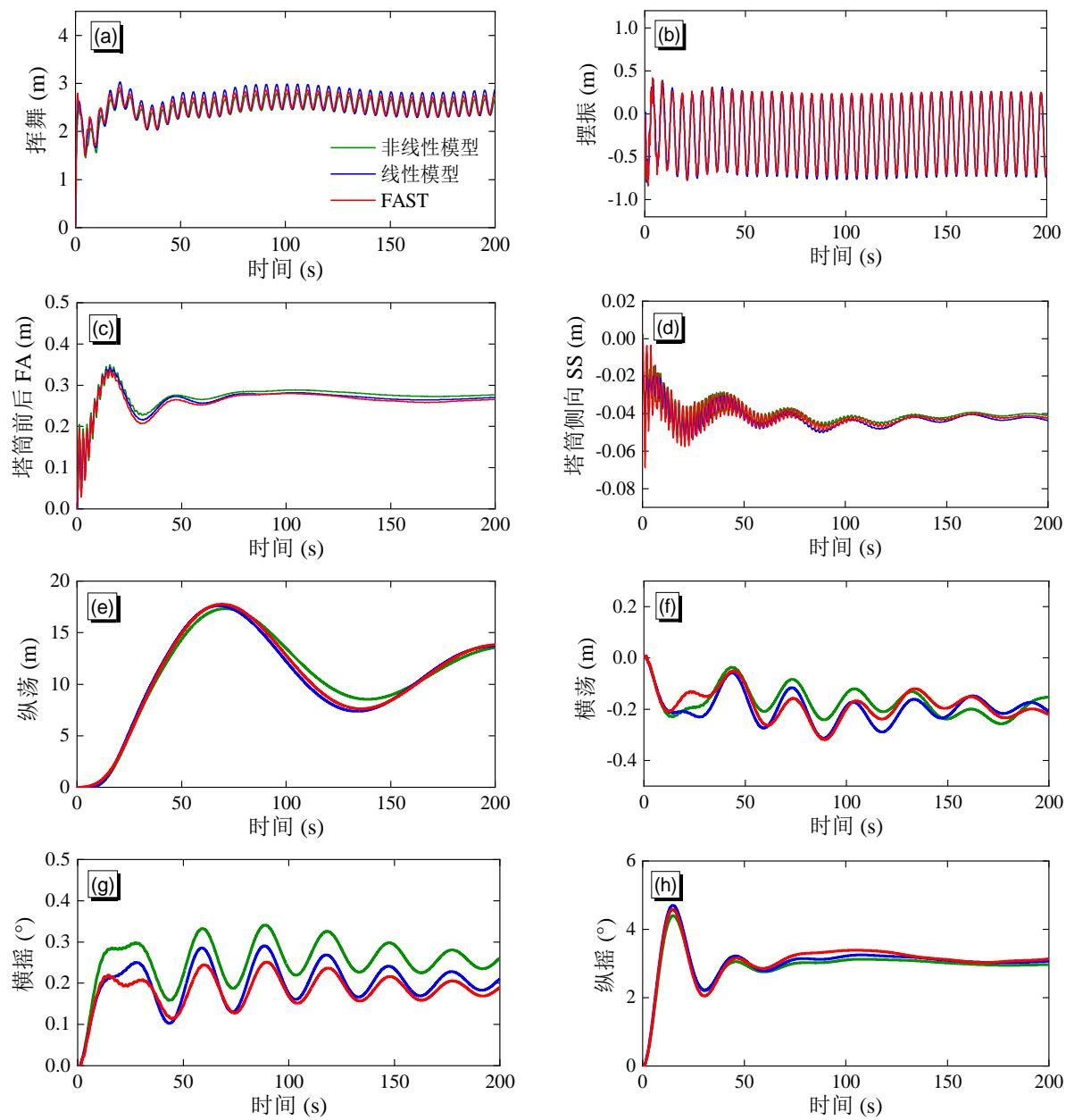


图 2.22 NREL OC3 5-MW 风力机正常发电运行工况瞬态响应验证（均匀风速为 15 m/s，静水）

2.7.2 停机工况验证

停机状态下存在失稳模态，因此分稳定工况和失稳工况对模型在停机状态下的仿真结果进行验证。

2.7.2.1 稳定工况瞬态响应验证

模型验证采用均匀风速场，风速设定为 50 m/s，风向正对叶轮平面（风偏角为 0°），叶轮方位角为 0°，桨距角设定为 90°，且浮式风力机处于静水环境。其瞬态响应如图 2.23 所示，本文分别对比了叶轮、塔顶以及平台的运动响应结果。从时域结果看，本章所介绍的针对停机工况的线性、非线性风力机动力学模型与 FAST

的计算结果高度吻合：三个模型（非线性、线性和 FAST）均再现了叶片挥舞和摆振的快速衰减和稳态振荡现象，表明三个模型对挥舞和摆振实现了近似的气动阻尼模拟；三个模型预测到的塔筒前后和侧向最大位移均为约 0.09 m 和 0.05 m，且在两自由度动态幅值的模拟结果上三个模型较为一致；三个模型得到的浮体最大纵荡、横荡、横摇和纵摇响应分别为约 4 m、0.26 m、 -0.23° 和 1.2° ，计算结果较为统一，且在四自由度响应衰减趋势上也较为一致。上述结果验证了本文计算模型在停机稳定工况时域瞬态响应模拟中的准确性。

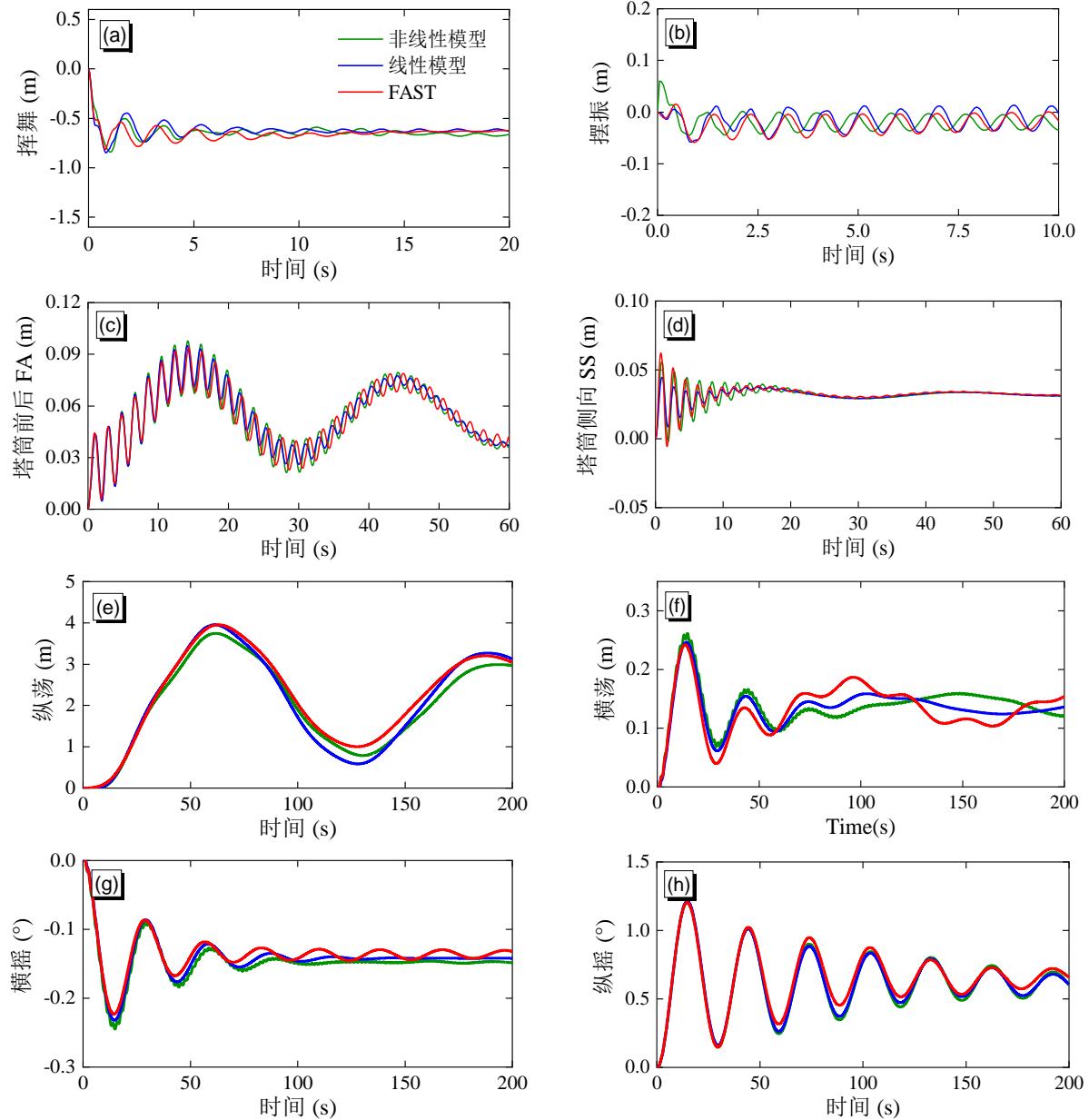


图 2.23 停机对风工况浮式风力机线性与非线性动力学模块验证（均匀风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi \in [0^\circ, 120^\circ, 240^\circ]$, 风偏角 $\chi = 0^\circ$, 静水环境）

2.7.2.2 失稳工况瞬态响应验证

停机且偏航工况下，风力机会发生失稳振动。为验证非线性模型在此类工况下的模拟精度，采用第 2.7.2.1 节中的算例，但将风的入流角调整至 25° ，以激发叶片

的失稳响应。图 2.24 展示了 FAST 与本文所开发的非线性模块针对叶片响应的对比结果，可以看出本文模型与 FAST 展现出较好的一致性：两个模型计算得到了近似的叶片挥舞和摆振响应单边振幅（挥舞和摆振单边振幅分别超过了 5 m 和 10 m），但存在轻微的频率预测误差，导致时域响应的相位发生了偏移。本文非线性模型重现了叶片的失稳大振幅振荡，而由于线性模型无法模拟失稳工况（振幅发散至无穷大），因此本文不进行该工况下的线性模型时域响应验证。

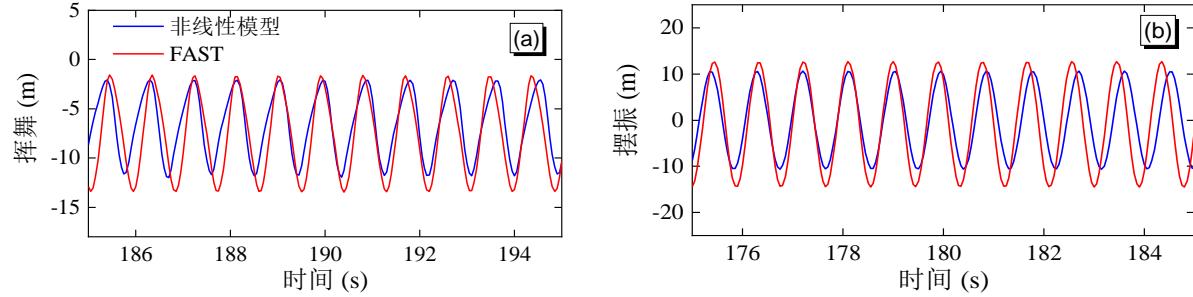


图 2.24 停机偏航工况下浮式风力机非线性动力学模块失稳响应验证（均匀风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 舵距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi \in [0^\circ, 120^\circ, 240^\circ]$, 风偏角 $\chi = 25^\circ$, 静水环境）

2.8 小结

本章介绍了漂浮式风力机动力学一体化建模的基本思路和方法，并基于 NREL OC3 5-MW 基准风力机建立了漂浮式风力机的动力学一体化分析模型。本章的主要工作如下：

- (1) 推导了基于有限梁单元的浮式风力机结构运动方程，发展了能够耦合浮体刚体运动与上部结构弹性振动的有限元理论，并创新性地提出利用耦合重力刚度矩阵实现风力机不同自由度之间的重力耦合效应模拟。
- (2) 介绍了非线性系泊系统的建模和求解思路，并给出了系泊系统刚度矩阵标定方法，并对 NREL OC3 5-MW 风力机的系泊系统刚度矩阵进行了标定。
- (3) 利用定常、准定常与非定常空气动力学理论，对浮式风力机一体化模型的气动力模块进行了建模；简要介绍了基于准定常框架的气动力线性化方法，并由此开发出一体化模型的线性气动力模块。
- (4) 利用 Morison 方程对浮体的波浪力进行了建模，并介绍了基于线性化 Morison 方程的水动力粘性阻尼分析方法。
- (5) 对本章所建立的漂浮式风力机一体化模型在运行和停机工况、稳定和失稳情形下的稳态和瞬态响应进行了模拟，并与 FAST 仿真结果进行对比，验证了模型的准确性。

第3章 运行状态漂浮式风力机的阻尼特性与气弹稳定

3.1 引言

运行状态的漂浮式风力机在风浪联合作用下会产生显著振动，以共振和气弹失稳为代表的风力机剧烈振动现象会对风力机结构安全造成威胁，因而需要全面评估漂浮式风力机运行状态下的共振与气弹失稳风险。

目前对于漂浮式风力机在运行状态下的气弹稳定性分析已在设计阶段引起足够重视，比如，在 IEA 22-MW 漂浮式风力机的设计阶段即利用 HAWCStab2 对塔筒和叶片主要模态的阻尼比进行了评估^[18]以保证风力机的气弹稳定性。但 IEA 22-MW 风力机设计阶段的阻尼比分析与稳定性评价凸显出以下不足：（1）浮式风力机稳定性评估仅针对弹性模态，尚未纳入浮式平台的刚体模态，因此未考量水动力阻尼对浮体动力稳定的贡献；（2）突出了运行工况下的稳定性评估，但未考量停机状态下的极端工况稳定性。风力机的气弹稳定性评估一般以阻尼比作为评价标准，而由于漂浮式平台受到空气和波浪的联合作用，其阻尼特性比固定式风力机更为复杂，导致浮式风力机的稳定性评估存在困难。浮式风力机的阻尼通常可根据阻尼来源分为四类：气动阻尼、水动力阻尼、结构阻尼和锚链阻尼。现有研究普遍认为，结构阻尼在总体阻尼中占比较小^[171,172]，气动阻尼与水动力阻尼则较为显著^[173]。此外，气动阻尼与水动力阻尼均高度依赖随机环境与风力机所处工况，存在显著的不确定性^[173]。

本文第三章和第四章分别针对 IEA 22-MW 风力机稳定性评价中的两处不足开展研究。本章聚焦浮式风力机运行工况下的气弹稳定性，开发浮式风力机气动与水动力阻尼分析方法，将运行工况下的浮式平台稳定性评估纳入气弹稳定性分析，并结合气动与水动力阻尼对浮式平台模态的稳定性做出评价。本章最后对浮式风力机的其他主要模态的气弹稳定性进行了分析。

3.2 漂浮式风力机运行状态下的气动阻尼矩阵

3.2.1 浮体气动力及气动阻尼矩阵

风与转子相互作用产生的气动阻尼源于叶片在运动过程中受到的风阻力，由于风力机叶片上的气动力依赖于叶片感受到的相对风速（即感知风速），因此对叶片气动阻尼进行分析首先需要确定叶片感知风速的表达式。叶片感知风速不仅与入流风速有关，还与叶片和塔筒的振动、平台运动以及转子转速有关。本节忽略叶片和塔筒振动导致的叶片感知风速变化，第 3.2.2 节两者纳入感知风速的推导。

仅考虑浮体运动速度时，叶素的振动速度向量可以表示为：

$$\mathbf{V}_B = \mathbf{Rot}^T \mathbf{A}_p \dot{\mathbf{U}} \quad (3.1)$$

式中， $\mathbf{V}_B = \{V_{B,x}, V_{B,y}, V_{B,z}, V_{B,\theta_x}, V_{B,\theta_y}, V_{B,\theta_z}\}^T$ 是叶片在全局坐标系中的速度向量； $\dot{\mathbf{U}}$ 代表浮体的振动速度向量：

$$\dot{\mathbf{U}} = \{\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3, \dot{U}_4, \dot{U}_5, \dot{U}_6\}^T \quad (3.2)$$

其中， \dot{U}_1 到 \dot{U}_6 分别为浮体在纵荡、横荡、垂荡、横摇、纵摇和艏摇方向的速度。

\mathbf{A}_p 用以描述浮体运动牵连叶素产生的振动速度，其具有以下形式：

$$\mathbf{A}_p = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & h_R + r \cos \Psi_j(t) & r \sin \Psi_j(t) \\ 0 & 1 & 0 & -(h_R + r \cos \Psi_j(t)) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -r \sin \Psi_j(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

式中 r 是叶素到轮毂中心的距离， $\Psi_j(t)$ 表示第 j 个叶片的方位角 ($j = 1, 2, 3$)。

假设风力机转子在图 3.1 所示的 y_b 轴正方向上经历风速为 V_0 的定常入流。转子以角速度 Ω 顺时针绕 y_b 轴旋转，因此半径 r 处的叶素在风轮面内的线速度为 $V_r = \Omega r$ 。第 j 个叶片在半径 r 处叶素的 y_b 和 z_b 方向的感知风速分量可以写作：

$$\begin{aligned} V_{y,j,\text{rel}} &= V_0 - V_{B,y} \\ V_{r,j,\text{rel}} &= V_r - V_{B,z} \cos \Psi_j(t) - V_{B,x} \sin \Psi_j(t) \end{aligned} \quad (3.4)$$

结合式 (3.1) 和式 (3.3)，式 (3.4) 可以重写为：

$$\begin{aligned} V_{y,j,\text{rel}} &= V_0 - \dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5 - \dot{U}_5 r \cos \Psi_j(t) - \dot{U}_6 r \sin \Psi_j(t) \\ V_{r,j,\text{rel}} &= V_r - (\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4) \cos \Psi_j(t) - \dot{U}_3 \sin \Psi_j(t) + \dot{U}_4 r \end{aligned} \quad (3.5)$$

式 (3.5) 反映出浮体的运动会导致感知风速围绕 V_0 和 V_r 振荡。

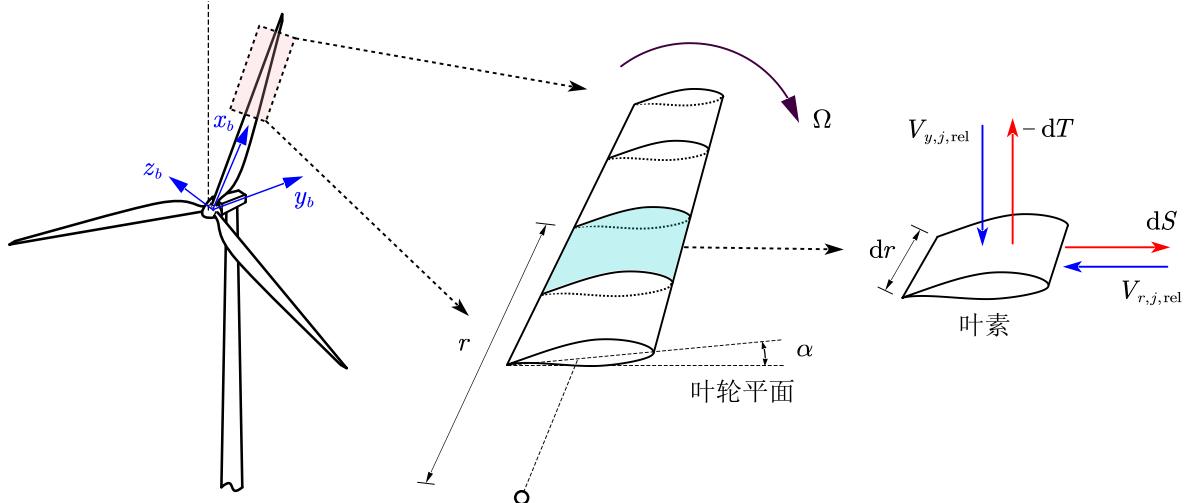


图 3.1 叶素的感知风速与气动力

利用式(3.5)并结合叶素动量理论可计算叶素气动力。气动力是 $V_{y,j,\text{rel}}$ 和 $V_{r,j,\text{rel}}$ 的函数, 因此叶轮平面法向和切向上的叶素气动力可以写作 $dT(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}})$ 和 $dS(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}})$ (图 3.1)。本文认为风力机的振动满足小振幅假设, 即平台运动速度相对于 V_0 和 V_r 足够小, 则气动力可在 V_0 和 V_r 附近进行一阶泰勒展开。

通过一阶泰勒展开, 叶素的法向气动力可以写为:

$$\begin{aligned} dT(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) &= dT(V_0, V_r) - \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} (\dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5) \\ &\quad - \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} \dot{U}_5 r \cos \Psi_j - \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} \dot{U}_6 r \sin \Psi_j \\ &\quad - \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} (\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4) \cos \Psi_j - \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \dot{U}_3 \sin \Psi_j + \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \dot{U}_4 r \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中 $dT(V_0, V_r)$ 和 $dS(V_0, V_r)$ 是叶素在 V_0 和 V_r 的来流风速及旋转切向线速度下的气动法向和切向力。 $dT(V_0, V_r)$ 、 $dS(V_0, V_r)$ 和 $\Psi_j(t)$ 分别简写为 dT 、 dS 和 Ψ_j 。

叶素切向气动力可以展开为:

$$\begin{aligned} dS(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) &= dS(V_0, V_r) - \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} (\dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5) \\ &\quad - \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} \dot{U}_5 r \cos \Psi_j - \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} \dot{U}_6 r \sin \Psi_j \\ &\quad - \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} (\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4) \cos \Psi_j - \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \dot{U}_3 \sin \Psi_j + \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \dot{U}_4 r \end{aligned} \quad (3.7)$$

转子施加在塔顶的水平力和力矩是三个叶片力和力矩的总和, 如图 3.2 所示。 $\sum_{j=1}^{N_b} \cos \Psi_j(t) = 0$ 对于任意时间 t 成立, 因此塔顶 x_t 方向的合力可给出为:

$$\begin{aligned} F_x &= - \sum_{j=1}^{N_b} \int_0^R dS(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) \sin \Psi_j(t) \\ &= \frac{N_b}{2} \dot{U}_6 \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} + \frac{N_b}{2} \dot{U}_3 \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \end{aligned} \quad (3.8)$$

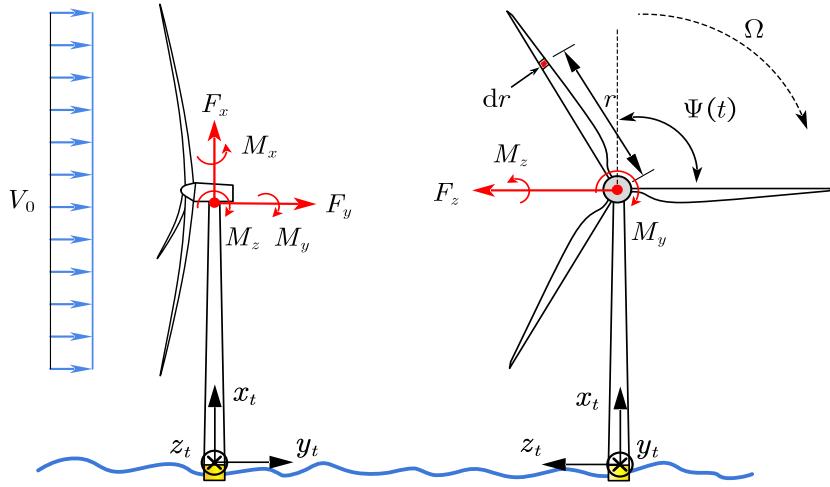


图 3.2 风力机塔顶的气动力

y_t 方向（前后方向）的合力为：

$$\begin{aligned} F_y &= \sum_{j=1}^{N_b} \int_0^R dT(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) \\ &= N_b \int_0^R dT(V_0, V_r) - N_b (\dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5) \int_0^R \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} \\ &\quad + N_b \dot{U}_4 \int_0^R r \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \end{aligned} \quad (3.9)$$

z_t 方向（左右方向）的合力为 ($\forall t \in \mathbb{R}$, $\sum_{j=1}^{N_b} \cos^2 \Psi_j(t) = \frac{N_b}{2}$):

$$\begin{aligned} F_z &= - \sum_{j=1}^{N_b} \int_0^R dS(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) \cos \Psi_j \\ &= \frac{N_b}{2} \dot{U}_5 \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} + \frac{N_b}{2} (\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4) \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \end{aligned} \quad (3.10)$$

叶素气动力在轮毂位置处产生的绕 x_b 、 y_b 和 z_b 轴的气动力矩分别为：

$$\begin{aligned} dM_x(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) &= dT(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) r \sin \Psi_j \\ dM_y(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) &= dS(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) r \\ dM_z(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) &= dT(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) r \cos \Psi_j \end{aligned} \quad (3.11)$$

对式(3.11)进行积分，可得到绕塔顶 x_t 轴的总气动力矩为：

$$\begin{aligned} M_x &= \sum_{j=1}^{N_b} \int_0^R dM_x(V_{x,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) \\ &= -\frac{N_b}{2} \dot{U}_6 \int_0^R r^2 \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} - \frac{N_b}{2} \dot{U}_3 \int_0^R r \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \end{aligned} \quad (3.12)$$

绕 y_t 轴的总气动力矩为：

$$\begin{aligned} M_y &= \sum_{j=1}^{N_b} \int_0^R dM_y(V_{y,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) \\ &= N_b \int_0^R dS(V_0, V_r) r - N_b (\dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5) \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} \\ &\quad + N_b \dot{U}_4 \int_0^R r^2 \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \end{aligned} \quad (3.13)$$

绕 z_t 轴的总气动力矩为：

$$\begin{aligned} M_z &= \sum_{j=1}^{N_b} \int_0^R dM_z(V_{x,j,\text{rel}}, V_{r,j,\text{rel}}) \\ &= -\frac{N_b}{2} \dot{U}_5 \int_0^R r^2 \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} - \frac{N_b}{2} (\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4) \int_0^R r \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \end{aligned} \quad (3.14)$$

本节推导中出现的偏导项已由 Chen 等人^[174]推导得到。本节所推导的气动荷载线性化结果包括静态项 ($N_b \int_0^R dT(V_0, V_r)$ 和 $N_b \int_0^R dS(V_0, V_r) r$) 和与平台振动

相关的动态项。静态项与平台振动速度无关，仅取决于来流风速和转子转速，可通过定常叶素动量理论直接计算。而其余随平台运动速度线性变化的项，则构成“阻尼项”，用于表征气动荷载对平台运动的线性响应。

定义力向量 $\mathbf{F}_{\text{Aerot}} = \{F_x, F_y, F_z, M_x, M_y, M_z\}^T$ 用于表示作用于塔顶的气动力。根据力的转换定理^[175]，平台上的气动力 $\mathbf{F}_{\text{Aerop}}$ 可由 $\mathbf{F}_{\text{Aerot}}$ 转换得到：

$$\mathbf{F}_{\text{Aerop}} = \mathbf{Rot}^T \mathbf{A}_{\text{pt}} \mathbf{F}_{\text{Aerot}} \quad (3.15)$$

其中 \mathbf{A}_{pt} 是一个转换矩阵：

$$\mathbf{A}_{\text{pt}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -h_R & 0 & 1 & 0 \\ 0 & h_R & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

可进一步将平台气动力 $\mathbf{F}_{\text{Aerop}}$ 中的气动阻尼力提取并写为：

$$\mathbf{F}_{\text{Aerop}}^{\text{damp}} = \mathbf{C}_{\text{aeropp}} \dot{\mathbf{U}} \quad (3.17)$$

其中， $\mathbf{C}_{\text{aeropp}}$ 推导为：

$$\mathbf{C}_{\text{aeropp}} = \begin{bmatrix} c_y U_1 & 0 & 0 & c_y U_4 & c_y U_5 & 0 \\ 0 & c_z U_2 & 0 & c_z U_4 & c_z U_5 & 0 \\ 0 & 0 & c_x U_3 & 0 & 0 & c_x U_6 \\ c_{\theta_y} U_1 & -h_R c_z U_2 & 0 & c_{\theta_y} U_4 - h_R c_z U_4 & c_{\theta_y} U_5 - h_R c_z U_5 & 0 \\ h_R c_y U_1 & c_{\theta_z} U_2 & 0 & c_{\theta_z} U_4 + h_R c_y U_4 & c_{\theta_z} U_5 + h_R c_y U_5 & 0 \\ 0 & 0 & c_{\theta_x} U_3 & 0 & 0 & c_{\theta_x} U_6 \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

气动阻尼矩阵 $\mathbf{C}_{\text{aeropp}}$ 中各系数的详细表达式列于附录 C。

$\mathbf{C}_{\text{aeropp}}$ 具有以下特征：

(1) 对于给定的工况（包括来流风速、转速和叶片桨距角）， $\mathbf{C}_{\text{aeropp}}$ 的各系数为常数，可通过定常叶素动量理论计算。

(2) 平台的两个平动自由度（纵荡与横荡）之间不存在直接耦合。但平动与转动自由度之间通过非对角项直接耦合。

(3) 围绕 X 轴与 Y 轴的转动自由度之间存在直接耦合，其耦合关系由如下子矩阵给出：

$$\begin{bmatrix} c_{\theta_y} U_4 - h_R c_z U_4 & c_{\theta_y} U_5 - h_R c_z U_5 \\ c_{\theta_z} U_4 + h_R c_y U_4 & c_{\theta_z} U_5 + h_R c_y U_5 \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

(4) 系数 c_{yU_4} 导致纵荡与横摇之间的耦合，且横摇还与横荡耦合，从而导致纵荡与横荡之间存在间接耦合， c_{zU_5} 具有类似的作用。

(5) 垂荡与偏航运动存在耦合，但二者均未与平台的其他自由度产生耦合。

3.2.2 整机气动力及气动阻尼矩阵

考虑塔筒和叶片弹性时的叶素感知风速受到来流风速、叶轮转速、平台振荡速度以及塔筒和叶片振动速度的共同影响。考虑塔筒及叶片弹性振动速度后的叶素感知风速表达式更新为：

$$\begin{aligned} V_{By,i,j} &= V_0 - (\dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5 + \dot{y}_t^{\text{top}} + \dot{y}_{b,i,j} \cos \beta + \dot{z}_{b,i,j} \sin \beta) \\ &\quad - r (\dot{U}_5 + \dot{\theta}_{t,z}^{\text{top}}) \cos \Psi_j(t) - r (\dot{U}_6 + \dot{\theta}_{t,x}^{\text{top}}) \sin \Psi_j(t) \\ V_{Bz,i,j} &= V_r + r (\dot{U}_4 + \dot{\theta}_{t,y}^{\text{top}}) + \dot{y}_{b,i,j} \sin \beta - \dot{z}_{b,i,j} \cos \beta - \\ &\quad (\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4 + \dot{z}_t^{\text{top}}) \cos \Psi_j(t) - (\dot{U}_3 + \dot{x}_t^{\text{top}}) \sin \Psi_j(t) \end{aligned} \quad (3.20)$$

根据更新后的叶素感知风速表达式 (3.20)，叶素气动力在叶轮面外和面内的投影分别表示为： $dT(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j})$ 和 $dS(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j})$ 。叶片结点的气动力可依据 $dT(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j})$ 和 $dS(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j})$ 经由桨距角 $-\beta$ 变换得到：

$$\left\{ \begin{array}{l} dF_{x,i,j} \\ dF_{y,i,j} \\ dF_{z,i,j} \end{array} \right\} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ \cos \beta & \sin \beta & 0 \\ \sin \beta & -\cos \beta & 0 \end{bmatrix} \left\{ \begin{array}{l} dT(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j}) \\ dS(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j}) \\ 0 \end{array} \right\} \quad (3.21)$$

仿照第 3.2.1 节对浮式平台自由度气动阻尼矩阵的推导，可得到考虑整机自由度时单个叶片结点气动力向量的线性表达式：

$$\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^* = \mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*} - \left[\mathbf{C}_{\text{aerobb}}^* \quad \mathbf{C}_{\text{aerobt}}^* \quad \mathbf{C}_{\text{aerobp}}^* \right] \left\{ \begin{array}{l} \dot{\mathbf{v}}^e \\ \dot{\mathbf{u}}^{\text{top},e} \\ \dot{\mathbf{U}} \end{array} \right\} \quad (3.22)$$

其中， $\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^*$ 是叶片结点的气动荷载向量，表示为稳态气动荷载向量 $\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*}$ 减去气动阻尼力的形式。 $\mathbf{C}_{\text{aerobb}}^*$ 、 $\mathbf{C}_{\text{aerobt}}^*$ 和 $\mathbf{C}_{\text{aerobp}}^*$ 是气动阻尼子矩阵，它们可以反映叶片结点振动速度、塔顶速度以及平台振动速度对叶素气动力的线性扰动。

稳态气动力 $\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*}$ 是一个维度为 6×1 的列向量，且在转动方向上的气动力均为 0，其具有如下形式：

$$\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*} = \left\{ 0, \int_L dT(V_0, V_r) \cos \beta + \int_L dS(V_0, V_r) \sin \beta, \right. \\ \left. \int_L dT(V_0, V_r) \sin \beta - \int_L dS(V_0, V_r) \cos \beta, 0, 0, 0 \right\}^T \quad (3.23)$$

反映叶片单元自身振动对其气动力影响的气动阻尼子矩阵 $\mathbf{C}_{\text{aerobb}}^*$ 表示为：

$$\mathbf{C}_{\text{aerobb}}^* = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{yb}y_b & c_{yb}z_b & \mathbf{0}_{3 \times 3} \\ 0 & c_{zb}y_b & c_{zb}z_b & \mathbf{0}_{3 \times 3} \\ \mathbf{0}_{3 \times 3} & & \mathbf{0}_{3 \times 3} & \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

该气动阻尼子矩阵反映出叶素在面内和面外两个方向上存在气动耦合。其中元素

$c_{z_b z_b}$ 具有以下形式:

$$c_{z_b z_b} = \int_L \frac{\partial(dT)}{\partial V_0} \sin^2 \beta + \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_0} \sin \beta \cos \beta + \int_L \frac{\partial(dT)}{\partial V_r} \sin \beta \cos \beta - \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_r} \cos^2 \beta \quad (3.25)$$

重复第 3.2.1 节的推导可得到塔顶和浮式平台的气动力向量，并定义反映风力机振动对塔顶和平台气动力线性摄动的气动阻尼矩阵。

3.2.3 气动阻尼的时间无关化

将整机气动阻尼矩阵及质量和刚度矩阵组装进状态空间并进行复模态分析，可实现整机主要模态频率和气动阻尼比的评估。复模态分析的前提是风力机的运动学方程矩阵均为常数矩阵，但考虑叶轮转动效应的气动阻尼矩阵 \mathbf{C}_{aero} 中包含了方位角的影响，因而是时变的。本文采用多叶片坐标变换（Multi-Blade Coordinate transformation, MBC）作为滤波器，以消除方位角 Ψ_j 对阻尼矩阵的影响^[60]。

假设阻尼矩阵 \mathbf{C} 随方位角 Ψ_j 根据以下规则进行周期性变化:

$$\Psi_j(t) = \Psi_0 + (j-1)\frac{2\pi}{3} + \Omega t \quad (3.26)$$

则 \mathbf{C} 可表示为 $\mathbf{C}(t) = \mathbf{C}(t+T)$ ，其中 $T = \frac{2\pi}{\Omega}$ 。且风力机阻尼矩阵 \mathbf{C} 中的对角元素是常数，满足实现 MBC 方法的要求。

线性方程 (2.2) 中的状态向量 \mathbf{x} 的 MBC 变换可表示为:

$$\mathbf{x} = \mathbf{T}\mathbf{z} \quad (3.27)$$

其中，状态向量 \mathbf{z} 为 (nb 和 nt 分别表示单叶片叶素数量和塔简单单元数量):

$$\mathbf{z} = \{\mathbf{a}_{0,1}, \dots, \mathbf{a}_{0,nb}, \mathbf{a}_{1,1}, \dots, \mathbf{a}_{1,nb}, \mathbf{b}_{1,1}, \dots, \mathbf{b}_{1,nb}, \mathbf{u}_1, \dots, \mathbf{u}_{nt}, \mathbf{U}\}^T \quad (3.28)$$

在新定义的向量 \mathbf{z} 中，子向量 $\mathbf{a}_{0,i}$ 、 $\mathbf{a}_{1,i}$ 和 $\mathbf{b}_{1,i}$ 在 Coleman 域中定义，它们的物理意义对应于转子的全局运动，其与物理域中的叶片自由度 \mathbf{v} 关系如下:

$$\mathbf{v}_i^j = \mathbf{a}_{0,i} + \mathbf{a}_{1,i} \cos \Psi_j(t) + \mathbf{b}_{1,i} \sin \Psi_j(t) \quad (3.29)$$

此外，变换矩阵 \mathbf{T} 定义为:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{6nb} & \mathbf{I}_{6nb} \cos \Psi_1 & \mathbf{I}_{6nb} \sin \Psi_1 & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{I}_{6nb} & \mathbf{I}_{6nb} \cos \Psi_2 & \mathbf{I}_{6nb} \sin \Psi_2 & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{I}_{6nb} & \mathbf{I}_{6nb} \cos \Psi_3 & \mathbf{I}_{6nb} \sin \Psi_3 & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{I}_{6nt} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{I}_6 \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

由式 (3.28) 可以看出，MBC 变换时，仅对叶片自由度进行了变换，塔筒和浮体自由度向量 (\mathbf{u} 和 \mathbf{U}) 保持不变。

因此对于一个阻尼周期性变化的自由振动系统:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{C}(t)\dot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{K}\mathbf{x}(t) = \mathbf{0} \quad (3.31)$$

其在 Coleman 域中的表达为:

$$\mathbf{M}_f \ddot{\mathbf{z}}(t) + \mathbf{C}_f \dot{\mathbf{z}}(t) + \mathbf{K}_f \mathbf{z}(t) = \mathbf{0} \quad (3.32)$$

其中 $\mathbf{M}_f = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{M} \mathbf{T}$, $\mathbf{C}_f = 2\mathbf{T}^{-1} \mathbf{M} \dot{\mathbf{T}} + \mathbf{T}^{-1} \mathbf{C} \mathbf{T}$, $\mathbf{K}_f = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{M} \ddot{\mathbf{T}} + \mathbf{T}^{-1} \mathbf{C} \dot{\mathbf{T}} + \mathbf{T}^{-1} \mathbf{K} \mathbf{T}$

3.3 浮体水动力阻尼矩阵

水对浮体振荡所表现出的阻尼作用主要体现在两个方面^[176]: 其一, 浮体在运动过程中与周围水体, 尤其在边界层, 存在显著的黏性剪切与摩擦作用, 从而引发水动力粘性阻尼^[176,177]; 其二, 浮体振荡会激发水体中传播的波动(辐射波), 实现能量由结构向水体的转移, 构成远场能量耗散机制, 表现为辐射阻尼作用。粘性阻尼和辐射阻尼对大型 Spar 平台可能具有重要影响^[178], 本节采用解析势流理论考虑辐射阻尼效应, 采用第 2.5.5 节介绍的 Morison 方程线性化方法考虑水动力粘性阻尼效应。本文忽略浮式平台上部的锥度, 将平台视为简单的圆柱体。

3.3.1 辐射阻尼矩阵

为快速初步地量化辐射阻尼, 采用 Li 等人^[179]提出的解析方法来计算 Spar 式平台的水动力附加质量和辐射阻尼系数。该方法基于线性势流理论和多项 Galerkin 方法求解垂直截断圆柱体的水波辐射问题, 具有快速收敛的优势。该方法将 Spar 平台归类为“第一类圆柱体”, 即穿越水面的漂浮圆柱体。假设圆柱体以角频率 ϖ 进行振荡, 则可通过以下公式来确定与纵荡运动相关的附加质量系数 $c_{U_1 U_1}^A$ 和辐射阻尼系数 $c_{U_1 U_1}^{\text{rad}}$:

$$c_{U_1 U_1}^A + i \frac{c_{U_1 U_1}^{\text{rad}}}{\varpi} = -\xi \rho_w \int_{-h_c}^0 \int_0^{2\pi} \varphi_1^{(1)}(a, \theta, \bar{Z}) (-a \cos \theta) d\theta d\bar{Z} \quad (3.33)$$

其中, $i = \sqrt{-1}$, ξ 为平台的振荡幅度, ρ_w 为水密度, h_c 为圆柱体高度。 $\varphi_1^{(1)}$ 表示外部域中与纵荡运动相关的辐射速度势, 它是半径位置 r_c (此处 $r_c = a$, a 为圆柱体半径)、角位置 θ 和垂直位置 \bar{Z} (坐标原点位于静水面(SWL)上) 的函数。

与垂荡和摇摆运动相关的附加质量系数和辐射阻尼系数的计算公式在附录 D 中给出。此外, 与耦合运动(如纵荡—纵摇运动)相关的水动力辐射阻尼系数的计算公式, 也可由 Li 等人^[179]的方法类比得到, 并在附录 D 中提供。

利用上述方法得到的辐射阻尼矩阵可表示如下:

$$\mathbf{C}_{\text{rad}} = \begin{bmatrix} c_{U_1 U_1}^{\text{rad}} & 0 & 0 & 0 & c_{U_1 U_5}^{\text{rad}} & 0 \\ 0 & c_{U_2 U_2}^{\text{rad}} & 0 & c_{U_2 U_4}^{\text{rad}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{U_3 U_3}^{\text{rad}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{U_4 U_2}^{\text{rad}} & 0 & c_{U_4 U_4}^{\text{rad}} & 0 & 0 \\ c_{U_5 U_1}^{\text{rad}} & 0 & 0 & 0 & c_{U_5 U_5}^{\text{rad}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

如图 3.3 所示, 本文选取 NREL OC3 5-MW 模型, 并忽略其上部锥度, 对利用解析方法和 AQWA 计算得到的辐射阻尼系数进行了比较。可以看出, 解析方法能够准确计算出与 AQWA 结果非常接近的纵荡、纵摇以及纵荡—纵摇耦合运动的阻尼系数; 解析方法得到的垂荡运动阻尼系数在低频范围内略低于 AQWA 的仿真结果, 但总体精度仍较高。该验证证明了解析方法的准确性, 可用于后续浮体的水动力辐射阻尼分析。

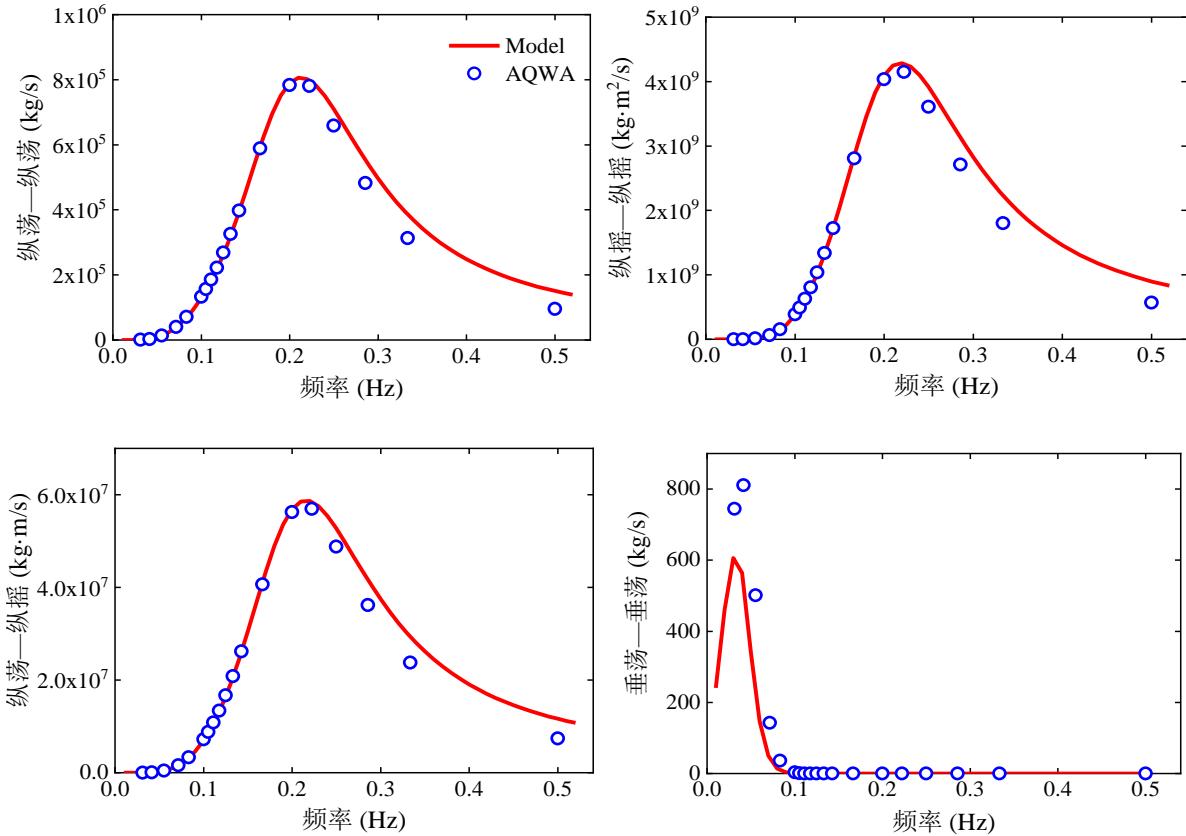


图 3.3 解析势流理论和 AQWA 对 NREL OC3 5-MW 风力机的 Spar 浮式平台辐射阻尼系数计算结果对比 (忽略浮体上部锥度)

3.3.2 粘性阻尼矩阵

对于 Spar 式基础, 利用 Morison 方程, 可得到其高度为 Z 处的平台条带 dZ 在 t 时刻的水动力为:

$$\begin{aligned} dF_i^{\text{Platform}}(t, Z) = & -C_A \rho_w \left(\frac{\pi D^2}{4} dZ \right) \ddot{U}_i(Z) + (1 + C_A) \rho_w \left(\frac{\pi D^2}{4} dZ \right) a_i(t, Z) \\ & + \frac{1}{2} C_D \rho_w (D \cdot dZ) [v_i(t, Z) - \dot{U}_i(Z)] |v(t, Z) - \dot{U}(Z)| \end{aligned} \quad (3.35)$$

式中参数的物理意义已在第 2.5.2 节介绍。

Morison 方程中的阻力项引起了粘性阻尼效应。但由于存在二次项, 粘性阻尼比无法直接计算。本文利用第 2.5.5 节介绍的方法对浮体的粘性水动力阻尼进行线性化, 并考虑浮体平动和转动速度对浮体每个条带平动速度的影响。因此, 浮体每

个条带的阻力可以表达为如下形式:

$$\begin{aligned} dF_1^{\text{viscous}}(t, Z) &= \frac{1}{2} C_D \rho_w D dZ [v_1(t, Z) |v_1(t, Z)| - 2 (\dot{U}_1 + \dot{U}_5 Z) |v_1(t, Z)|] \\ dF_2^{\text{viscous}}(t, Z) &= \frac{1}{2} C_D \rho_w D dZ [0 - 2 (\dot{U}_2 - \dot{U}_4 Z) |v_1(t, Z)|] \\ dF_4^{\text{viscous}}(t, Z) &= -dF_2^{\text{viscous}}(t, Z) Z \\ dF_5^{\text{viscous}}(t, Z) &= dF_1^{\text{viscous}}(t, Z) Z \end{aligned} \quad (3.36)$$

上述线性化方法最初是为 monopile 平台提出，在将其用于 Spar 型平台的模拟时，首先需要验证其适用性。为此，选取 JONSWAP 谱的非规则波，分别采用原始 Morison 方程（标记为“非线性”）和线性化方法（标记为“线性”）计算 OC3 浮体响应，结果如图 3.4 所示。从图中可以看出，线性化 Morison 方程能够准确捕捉 Spar 型平台在 JONSWAP 非规则波激励下的响应，可用于水动力粘性阻尼评估。

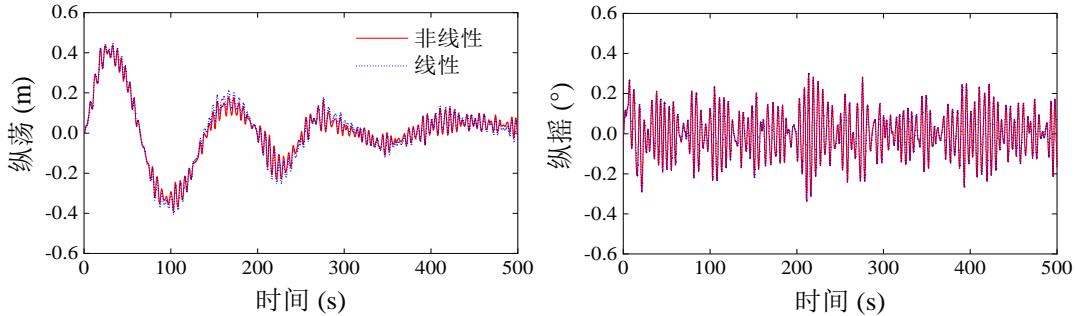


图 3.4 Morison 方程线性化验证：JONSWAP 谱下 OC3 浮体的纵荡和纵摇响应

粘性力与流体质子的速度以及平台在不同方向上的运动速度相关，其中与平台运动速度成比例的项可定义为粘性阻尼力。根据粘性阻尼力可进一步定义水动力粘性阻尼矩阵，为此，首先将条带上两个水平方向的粘性阻尼力定义为：

$$\begin{aligned} dF_{1,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D dZ |v_1(t, Z)| (\dot{U}_1 + \dot{U}_5 Z) \\ dF_{2,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D dZ |v_1(t, Z)| (\dot{U}_2 - \dot{U}_4 Z) \end{aligned} \quad (3.37)$$

沿着浮体高度方向进行积分可得到浮体在纵荡、横荡、纵摇和横摇自由度上的水动力粘性阻尼力：

$$\begin{aligned} F_{1,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D \int_{-h_B}^{h_T} (\dot{U}_1 + \dot{U}_5 Z) |v_1(t, Z)| dZ \\ F_{2,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D \int_{-h_B}^{h_T} (\dot{U}_2 - \dot{U}_4 Z) |v_1(t, Z)| dZ \\ F_{4,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= C_D \rho_w D \int_{-h_B}^{h_T} (\dot{U}_2 Z - \dot{U}_4 Z^2) |v_1(t, Z)| dZ \\ F_{5,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D \int_{-h_B}^{h_T} (\dot{U}_1 Z + \dot{U}_5 Z^2) |v_1(t, Z)| dZ \end{aligned} \quad (3.38)$$

对于线性波理论所描述的深水波浪，水深 Z 处的流体质点在 t 时刻的速度为：

$$v_1(t, Z) = H_s \sigma e^{kZ} \sin \sigma t \quad (3.39)$$

其中, H_s 是波高, σ 为波浪角频率, k 是波数; 对于深水区, 弥散关系简化为:

$$\sigma^2 = gk \quad (3.40)$$

将式 (3.39) 和 (3.40) 代入式 (3.38), 可得平台自由度上的水动力粘性阻尼力:

$$\begin{aligned} F_{1,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D H_s \sigma |\sin \sigma t| \left[A_1 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_1 + A_2 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_5 \right]_{-h_B}^{h_T} \\ F_{2,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D H_s \sigma |\sin \sigma t| \left[A_1 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_2 - A_2 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_4 \right]_{-h_B}^{h_T} \\ F_{4,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= C_D \rho_w D H_s \sigma |\sin \sigma t| \left[A_2 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_2 - A_3 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_4 \right]_{-h_B}^{h_T} \\ F_{5,\text{damp}}^{\text{viscous}}(t, Z) &= -C_D \rho_w D H_s \sigma |\sin \sigma t| \left[A_2 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_1 + A_3 e^{k(Z-h_T)} \dot{U}_5 \right]_{-h_B}^{h_T} \end{aligned} \quad (3.41)$$

其中:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{k} \\ A_2 &= \frac{Z}{k} - \frac{1}{k^2} \\ A_3 &= \frac{Z^2}{k} - \frac{2Z}{k^2} + \frac{2}{k^3} \end{aligned} \quad (3.42)$$

由于 $|\sin \sigma t|$ 是时间的函数, 粘性阻尼系数随时间变化。通过对 $|\sin \sigma t|$ 在一个周期内进行时间平均将其等效为时不变形式:

$$\tau = \frac{\int_0^{2\pi} |\sin \sigma t| dt}{2\pi/\sigma} = \frac{2}{\pi} \quad (3.43)$$

根据式 (3.41) 可定义水动力粘性阻尼矩阵:

$$\mathbf{C}_{\text{vis}}^{\text{Morison}} = \begin{bmatrix} c_{U_1 U_1}^{\text{vis}} & 0 & 0 & 0 & c_{U_1 U_5}^{\text{vis}} & 0 \\ 0 & c_{U_2 U_2}^{\text{vis}} & 0 & c_{U_2 U_4}^{\text{vis}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{U_4 U_2}^{\text{vis}} & 0 & c_{U_4 U_4}^{\text{vis}} & 0 & 0 \\ c_{U_5 U_1}^{\text{vis}} & 0 & 0 & 0 & c_{U_5 U_5}^{\text{vis}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

其中:

$$\begin{aligned} c_{U_1 U_1}^{\text{vis}} &= C_D \rho_w D H_s \sigma \tau A_1 e^{kZ} \Big|_{-h_B}^{h_T} \\ c_{U_1 U_5}^{\text{vis}} &= C_D \rho_w D H_s \sigma \tau A_2 e^{kZ} \Big|_{-h_B}^{h_T} \\ c_{U_4}^{\text{vis}} &= C_D \rho_w D H_s \sigma \tau A_3 e^{kZ} \Big|_{-h_T}^{h_T} \\ c_{U_2 U_2}^{\text{vis}} &= c_{U_1 U_1}^{\text{vis}}, c_{U_5 U_5}^{\text{vis}} = c_{U_4}^{\text{vis}}, c_{U_2 U_4}^{\text{vis}} = c_{U_4 U_2}^{\text{vis}} = -c_{U_1 U_5}^{\text{vis}} = -c_{U_5 U_1}^{\text{vis}} \end{aligned} \quad (3.45)$$

3.4 气动阻尼与水动力阻尼验证

本节在第 2.7.1.2 节模型验证的基础上对依托本章气动阻尼和水动力阻尼所建

立的线性模型进行更加全面细致的验证。

3.4.1 水动力阻尼验证

假设风力机仅受规则波作用（波高为 5 m，波浪频率范围为 0.01 Hz 至 0.45 Hz），不考虑风的作用。通过对比线性模型与 FAST 模型在等效设置下得到的幅值响应算子（Response Amplitude Operator, RAO），评估模型准确性。RAO 表示浮式平台稳态运动幅值与波浪幅值的比值^[180]，计算结果如图 3.5 所示：在大多数频率范围内，线性模型与 FAST 模型在纵荡、横摇和纵摇自由度的 RAO 保持良好一致；由于水动力辐射与粘性阻尼矩阵不存在纵荡/纵摇与横摇自由度之间的耦合，导致横摇运动在本文线性模型中未被明显激发。该验证可以说明水动力阻尼线性化方法的准确性。

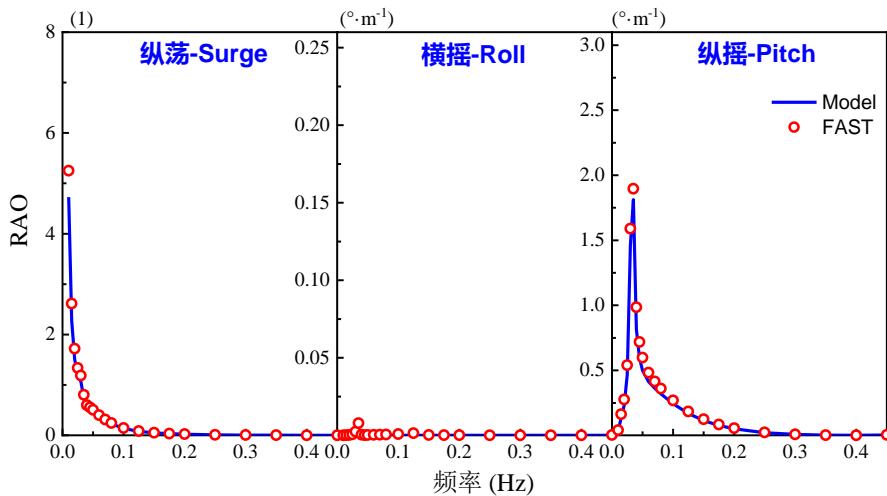


图 3.5 线性模型和 FAST 模型中在波浪作用下浮体的幅值响应算子 (RAO) (不考虑风效应，波浪频率范围为 0.01 Hz 至 0.45 Hz)

3.4.2 气动阻尼验证

为验证本章所推导的气动阻尼矩阵，利用本章线性模型和 FAST 模型计算了浮体在规律波和均匀稳定风场联合作用下的浮体幅值响应算子。选择了多个恒定风速（5 m/s、7 m/s、9 m/s、11.4 m/s、15 m/s、17 m/s、20 m/s、22 m/s 和 25 m/s）与规律波波浪频率（0.01 Hz 至 0.25 Hz）的组合，为每种工况组合计算了平台自由度的 RAO 并进行了比较，结果如图 3.6 所示。图 3.6 中的结果表明，线性模型与 FAST 的 RAO 在所有平均风速下均得到了良好的吻合，仅存在轻微的频率偏移和小的振幅差异。需要注意的是，当风速从切入风速增加至额定风速的过程中，纵荡响应有所降低，而在额定风速与切出风速之间，纵荡响应随风速的增加保持稳定；纵摇运动中观察到了类似的趋势，但表现更为剧烈；横摇运动 RAO 则随风速增加表现出增大趋势。通过对图 3.5 和图 3.6 中的横摇运动 RAO 可以发现，在风的作用下横摇运动被激发，这主要是气动阻尼矩阵中非零非对角元素所反映的气动耦合效应导致的。

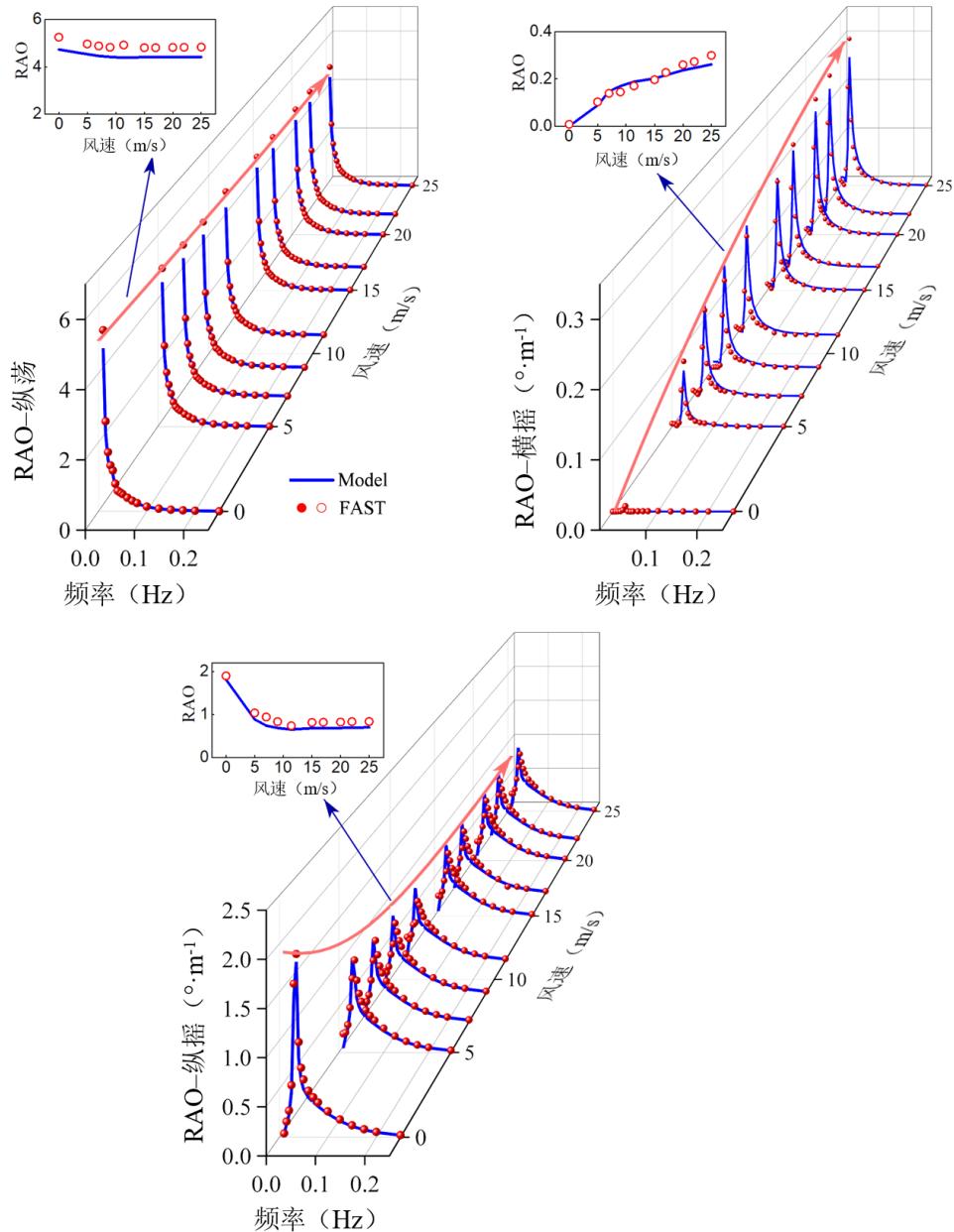


图 3.6 线性模型与 FAST 在风浪联合作用下的浮体幅值响应算子 (RAO) (风速从 0 到 25 m/s, 波浪频率范围为 0.01 Hz 至 0.25 Hz)

3.4.3 时域瞬态响应验证

将线性模型的时域响应与 FAST 模型进行了进一步比较：采用了波高为 5 m、波浪频率为 0.035 Hz、平均风速为 15 m/s 的浮式风力机典型运行条件。为纵荡、横摇和纵摇运动分别设定了 40 m 的初始位移和 5° 及 10° 的初始倾角。图 3.7 展示了该条件下纵荡、横摇和纵摇运动的时域响应。结果表明，线性模型与 FAST 模型在初始衰减和随后的稳态响应中，在幅值与相位上均具有良好的吻合效果，证明了所提出的线性化模型在瞬态响应模拟中的准确性。

综上所述，通过与 FAST 模型的对比验证，所提出的气动阻尼与水动力阻尼线性化方法能够准确预测浮式平台在波浪与风联合作用下的幅值响应算子及瞬态响应。这证明了本章所提出的线性化方法在浮式风力机动力学阻尼分析与稳定性研

究中的有效性，因此本章后续的分析工作将基于这一方法展开。

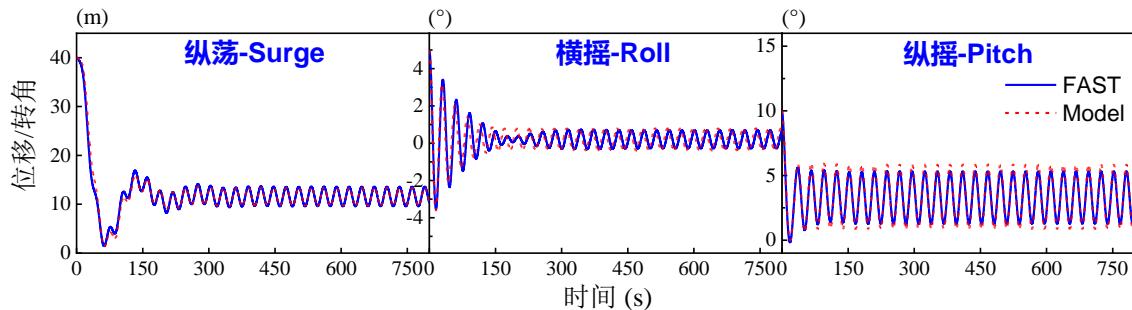


图 3.7 规则波和均匀来流作用下的浮体时域衰减试验（波高 = 5 m, 波浪频率 = 0.035 Hz, 风速 = 15 m/s）

3.5 浮体阻尼分析结果

本节展示浮式风力机 Spar 式平台的阻尼比计算结果，并分析不同阻尼来源对平台动态响应的影响。阻尼比的计算采用状态空间方法，浮体振动模态的固有频率列于表 3.1 中。在固有频率的计算过程中，浮体的刚度边界条件基于浮式平台初始位置处的线性系泊刚度和静水刚度矩阵。

表 3.1 浮体固有频率

浮体模态	频率 (Hz)
纵荡	0.0082
横荡	0.0082
垂荡	0.0325
横摇	0.0339
纵摇	0.0340
艏摇	0.1223

3.5.1 浮体气动阻尼分析结果

本节展示浮体气动阻尼比计算结果，计算得到的气动阻尼比如图 3.8 所示。纵荡、纵摇和艏摇模态的气动阻尼比呈现出相似趋势：当风速低于额定风速时，气动阻尼比随风速的增加而增大；而当风速超过额定风速时，气动阻尼比基本保持稳定。此外，纵荡模态的气动阻尼比约为 5%，显著低于纵摇和艏摇模态。横荡、垂荡和横摇模态的气动阻尼比曲线呈现出相似趋势：当风速低于额定风速时，气动阻尼比随风速缓慢增加；而当风速超过额定风速时，气动阻尼比增长更为迅速，变桨系统的作用导致了风速越过额定风速后阻尼比趋势的变化。

进一步分析可见，纵荡、纵摇和艏摇模态明显大于横荡、垂荡和横摇模态的气动阻尼比，尤其是艏摇和纵摇模态的最大气动阻尼比分别达到了 28% 和 18%。这一现象可归因于漂浮式风力机运行时，风轮与气流的相互作用在垂直于风轮平面的方向上产生了较大的阻力，而在风轮平面内产生的阻力则相对较小。

浮体在全运行风速下均未出现气动负阻尼模态，表明正常发电运行状态下的

NREL OC3 5-MW 风力机气动负阻尼驱动的气弹失稳风险较低。

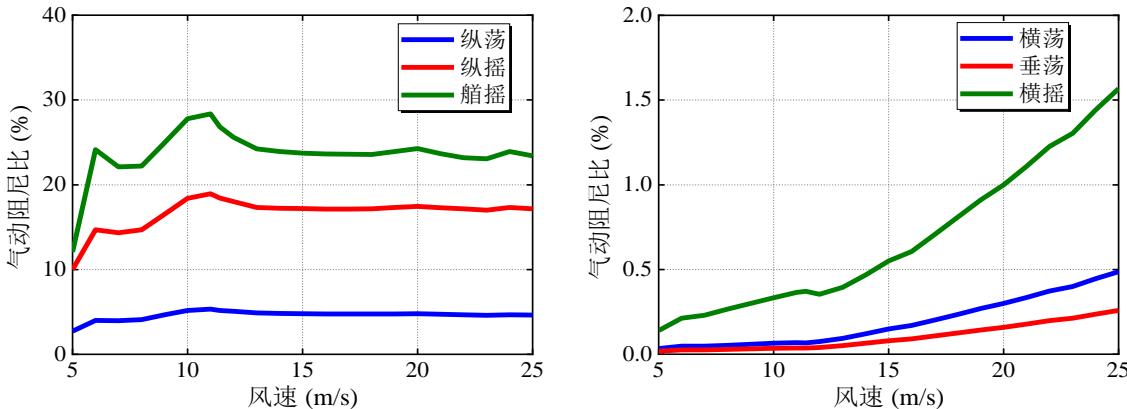


图 3.8 运行状态下浮体模态的气动阻尼比

3.5.2 浮体水动力阻尼分析结果

3.5.2.1 辐射阻尼

利用辐射阻尼矩阵计算得到的水动力辐射阻尼比随波浪频率的变化如图 3.9 所示。不难看出，纵荡与横荡的辐射阻尼比大于纵摇与横摇运动的辐射阻尼比，它们在约 0.21-0.22 Hz 的波浪频率下同时达到峰值。纵荡/横荡的辐射阻尼比峰值约为 53.5%，而纵摇/横摇的辐射阻尼比峰值为 24.5%。当平台振动频率在 0.1 到 0.4 Hz 范围内时，辐射阻尼比通常较大，这意味着在此频率范围内，辐射阻尼在限制振动幅值方面起着重要作用。然而在浮体自振频率下，辐射阻尼比则要低得多，这意味着当低频运动被激发时，辐射阻尼效应可以忽略不计。考虑到失稳发生在结构的某一模态下，根据表 3.1 可知，NREL OC3 浮体的自振频率很低，此时对应极小的辐射阻尼，因此在浮式风力机的气弹稳定性分析中，辐射阻尼可以忽略。

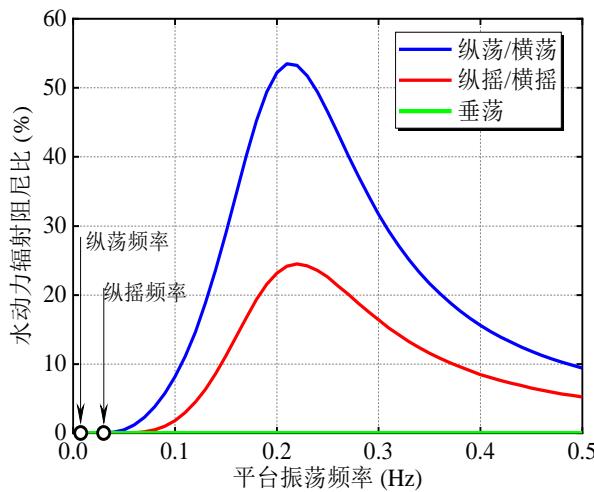


图 3.9 浮体水动力辐射阻尼比随振动频率的变化规律

3.5.2.2 水动力粘性阻尼

水动力粘性阻尼比的计算结果如图 3.10 所示。从图中可以看出，粘性阻尼比与波高和波浪周期密切相关。随着波高和波浪周期的增加，纵荡/横荡及纵摇/横摇

模态的粘性阻尼比均呈现增大趋势。平动模态的粘性阻尼比大于转动模态的粘性阻尼比，例如，当波高为 10 m、波浪周期为 10 s 时，纵荡/横荡模态的粘性阻尼比约为 35%，而纵摇/横摇模态的粘性阻尼比仅为约 10%。需要强调的是，该水动力粘性阻尼模型基于 $\dot{U}_1(Z) \ll v_1(t, Z)$ 假设建立，因此在极端波浪条件下， $\dot{U}_1(Z)$ 可能会非常大，从而影响阻尼估算的准确性。

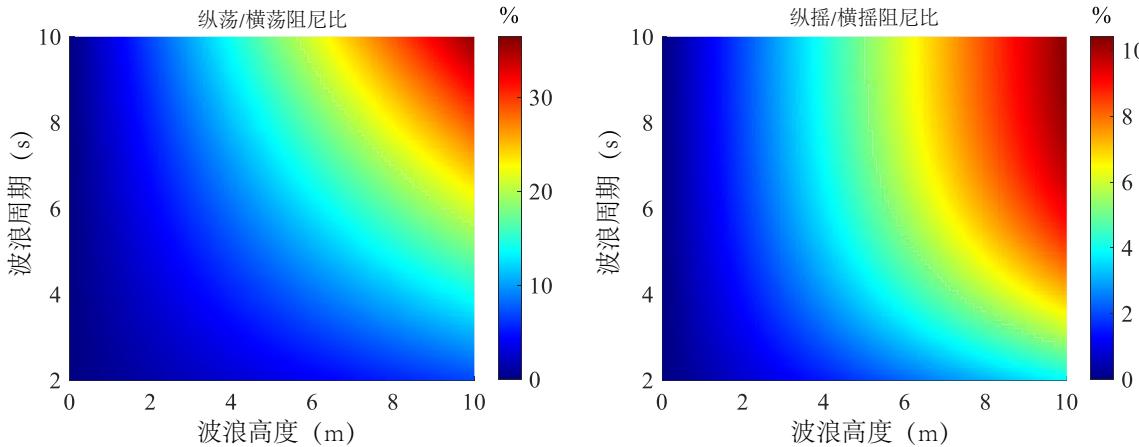


图 3.10 利用线性 Morison 方程计算得到的粘性阻尼比

3.5.3 浮体总体阻尼分析结果

3.5.3.1 典型工况阻尼分析

在第 3.5.1 节和第 3.5.2 节浮体气动和水动力阻尼分析的基础上，本节将基于一个典型工况，对浮体的整体阻尼比进行综合评估。本文选取额定风速 11.4 m/s，波高为 5 m，波浪周期为 9.6 s 的运行条件，该工况为一典型的海洋环境^[181]。此工况下的气动阻尼、辐射阻尼、粘性阻尼以及整体阻尼比计算结果汇总于表 3.2 中。

表 3.2 NREL OC3 风力机的气动阻尼、辐射阻尼和 Morison 粘性阻尼比（风速为 11.4 m/s、波高为 5 m、波浪周期为 9.6 s）

阻尼比 (%)	纵荡	横荡	垂荡	横摇	纵摇	艏摇
气动阻尼	5.16	0.07	0.04	0.36	18.17	26.83
辐射阻尼	8.92	9.66	≈0	2.33	2.33	\
Morison 粘性阻尼	16.21	17.54	\	5.25	5.26	\
整体阻尼比	32.93	25.35	0.04	7.92	26.03	26.83
文献值 ^[182]	\	\	\	<15	≈30	\

从表 3.2 可以看出，纵荡、横荡、纵摇和艏摇模态的总阻尼比均超过 25%。相比之下，横摇模态的阻尼比处于中等水平，而垂荡模态的阻尼比则可忽略（本文模型未考虑垂荡方向的粘性阻尼及经验比例阻尼）。此外，纵摇与艏摇模态的阻尼主要受气动阻尼控制；而在横荡与横摇模态中，水动力阻尼相较气动阻尼具有更显著的贡献；对于纵荡模态，气动阻尼与水动力阻尼均发挥了重要作用。

本文得到的横摇和纵摇模态的阻尼比与 Christiansen 等人^[182]对 OC3 - Hywind 风力机的阻尼比计算结果大体一致。

3.5.3.2 阻尼比对浮体 RAO 的影响

假设风力机受到 5 m 高的规则波作用，波浪周期范围为 2.857 s - 100 s（对应波浪频率为 0.01 Hz - 0.35 Hz），风力机同时承受平均风速为 11.4 m/s 的均匀来流。通过本文线性模型和 FAST 模型获取的每个波浪频率下的 RAO 结果列于图 3.11 中。从图 3.11 (a) 可以看出，纵荡运动的 RAO 主要受到水动力粘性阻尼和气动阻尼的影响，而对辐射阻尼不敏感。气动阻尼会在横摇（图 3.11 (b)）和横荡方向（未显示）引发振动，这是气动阻尼耦合效应导致的，因为只有在考虑气动力作用的情况下，FAST 模型和线性化模型才能产生明显的横摇运动。此外，如图 3.11 (c) 所示，气动阻尼和粘性阻尼对纵摇运动的影响远大于辐射阻尼。

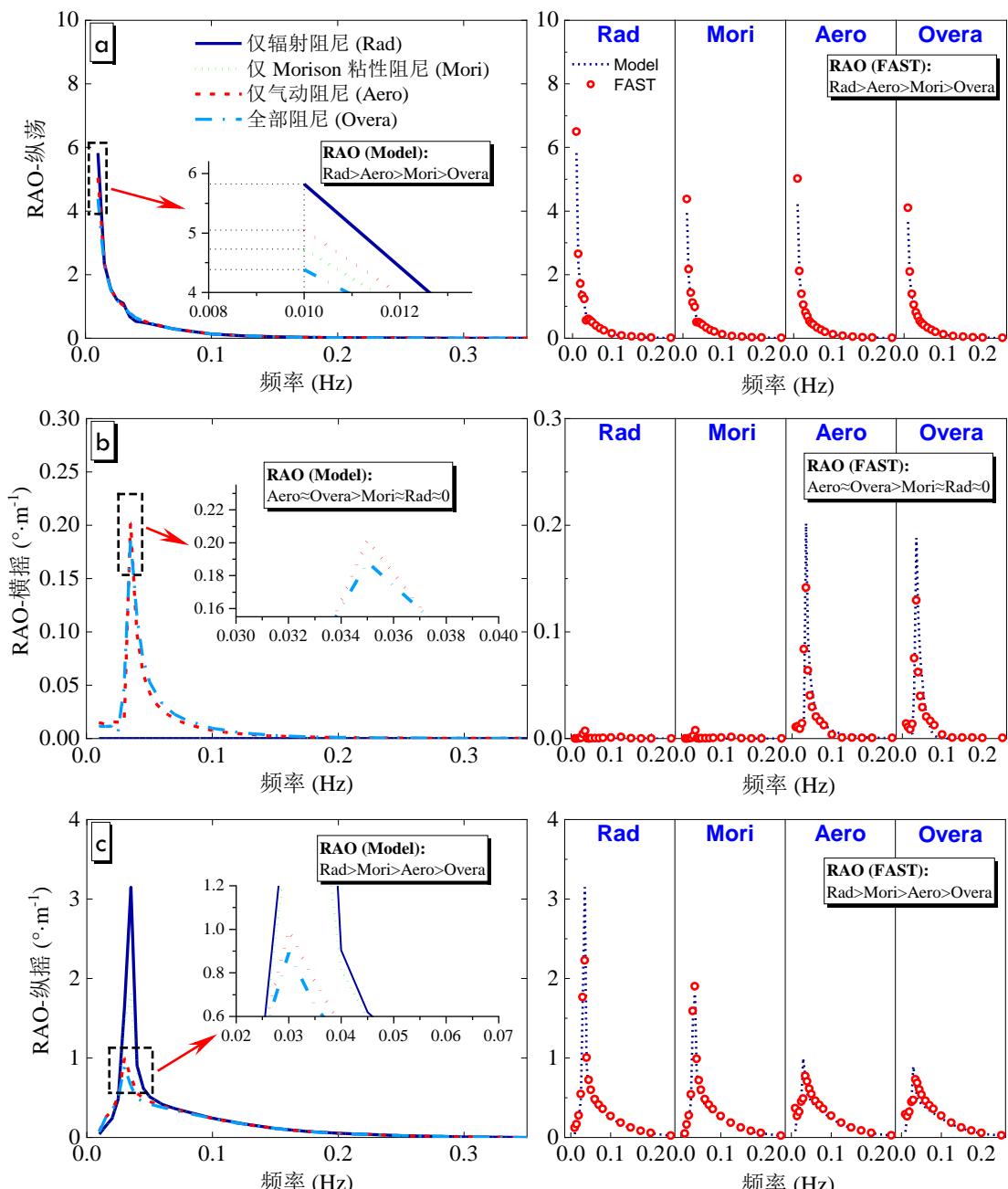


图 3.11 不同阻尼作用下的纵荡 (a)、横摇 (b) 和纵摇 (c) 运动的 RAO (风速 = 11.4 m/s, 波高 = 5 m, 波浪频率 = 0.01 Hz–0.35 Hz)

3.6 整机气动阻尼分析

3.6.1 动力特性分析结果

本节对风力机整机模态进行分析。首先利用特征值分析方法得到了 NREL OC3 5-MW 浮式风力机的基本动力特性。塔筒和转子振型分别展示在图 3.12 和图 3.13 中，各模态的频率特性列于表 3.3 中，其中 FAST 的频率计算结果主要取自 NREL 的技术报告^[15]。表中的“ASY”和“SYM”分别代表叶轮的非对称和对称振型。

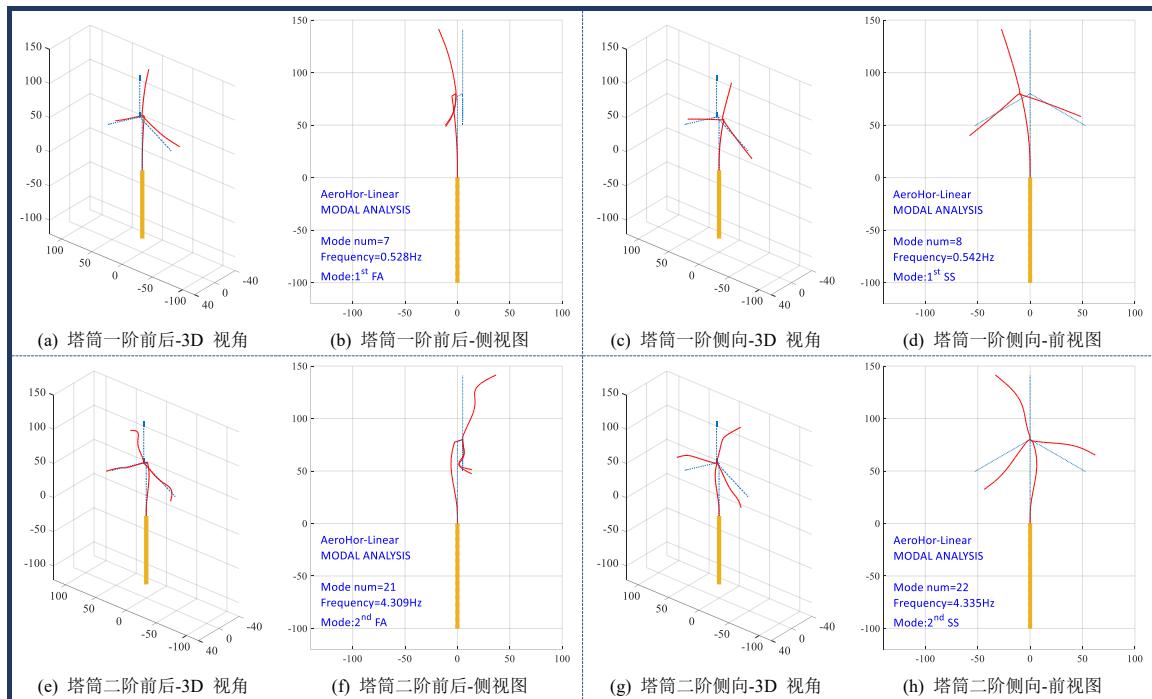


图 3.12 塔筒振型：一阶、二阶前后和侧向模态

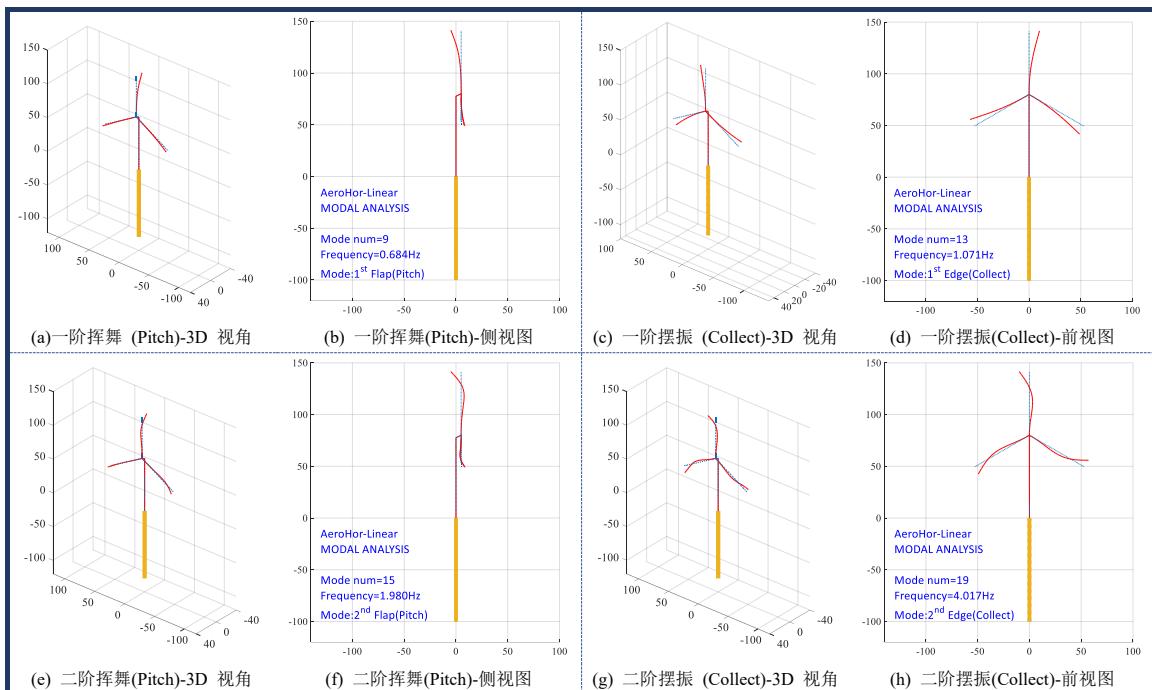


图 3.13 叶轮模态：一阶、二阶挥舞和摆振模态

从表 3.3 中可以看出，平台六个刚体模态的固有频率与 FAST 结果高度一致，最大误差不超过 2.5%；塔筒一阶模态（前后和侧向）的固有频率相较于 FAST 的结果略有偏差，但最大误差仅为约 4%；叶轮一阶和二阶挥舞以及一阶摆振模态的固有频率也与 FAST 结果保持较好的一致性，其中，叶轮一阶挥舞模态（非对称 Pitch 向和对称的 Collect 向）和一阶摆振模态的误差大部分小于 3%，仅个别模态（如叶轮一阶挥舞 Yaw 向）偏差略大（约 6.5%）。二阶挥舞模态的频率计算结果与 FAST 的误差在 3% 以内。

表 3.3 平台、塔筒和转子模态的固有频率

模态	FAST (Hz)	本文 (Hz)	误差 (%)
纵荡	0.0081	0.0082	1.23
横荡	0.0081	0.0082	1.23
垂荡	0.0321	0.0325	0.31
横摇	0.0335	0.0339	1.49
纵摇	0.0333	0.0340	2.10
艏摇	0.1253	0.1223	2.46
塔筒一阶前后	≈0.55 ^[8]	0.528	4.00
塔筒一阶侧向	≈0.55 ^[8]	0.542	1.45
叶轮一阶挥舞 (ASY, Pitch)	0.6675	0.684	2.47
叶轮一阶挥舞 (SYM, Collect)	0.6993	0.709	1.39
叶轮一阶挥舞 (ASY, Yaw)	0.6664	0.710	6.54
叶轮一阶摆振 (ASY, Pitch)	1.0793	1.071	0.77
叶轮一阶摆振 (SYM, Collect)	\	1.071	\
叶轮一阶摆振 (ASY, Yaw)	1.0898	1.087	0.26
叶轮二阶挥舞 (ASY, Pitch)	1.9223	1.980	3.00
叶轮二阶挥舞 (SYM, Collect)	2.0205	2.007	0.67

3.6.2 整机模态气动阻尼分析结果

风力机整机模态的气动阻尼比识别结果如图 3.14 所示。值得注意的是，即便未计入水动力阻尼的积极影响，浮式风力机所有主要模态的阻尼比仍明显大于 0，表明在运行状态下，漂浮式风力机因负阻尼而导致的失稳风险较低。此外，浮体模态的气动阻尼比与前文不考虑叶片与塔筒柔性时所得的结果完全一致，这说明上部结构的柔性对浮体气动阻尼比识别结果的影响可忽略不计。

从具体模态来看，叶片的挥舞模态展现出最高的气动阻尼比。在切入风速附近，挥舞模态的气动阻尼最低，约为 20%；随着风速提升至额定风速，气动阻尼比迅速增加，在额定风速处，三阶挥舞模态的气动阻尼比均超过 60%（最大可达 80%），且超过额定风速后，该阻尼比水平趋于稳定。相较之下，摆振模态的气动阻尼比显著低于挥舞模态：在额定风速以下，摆振模态的气动阻尼随风速上升而增加，但即便在最高点，其气动阻尼比也仅为 7%；当风速超过额定值后，摆振模态的气动阻尼比呈现先降低后平稳的趋势。

塔筒一阶前后和侧向模态的气动阻尼比随风速变化的趋势分别与叶片挥舞和

摆振模态相似，但数值明显更低。其中，塔筒前后模态的气动阻尼比最大约为 5%，而侧向模态的气动阻尼比最大仅为约 1.3%。

对塔筒和叶片的阻尼比识别结果表明：虽然运行状态下的漂浮式风力机不存在塔筒和叶片失稳模态，但叶片摆振和塔筒侧向模态较低的气动阻尼比意味着在该方向上的振动响应可能不能得到较为有效的抑制，应通过振动控制手段对这些模态的阻尼比予以补偿。

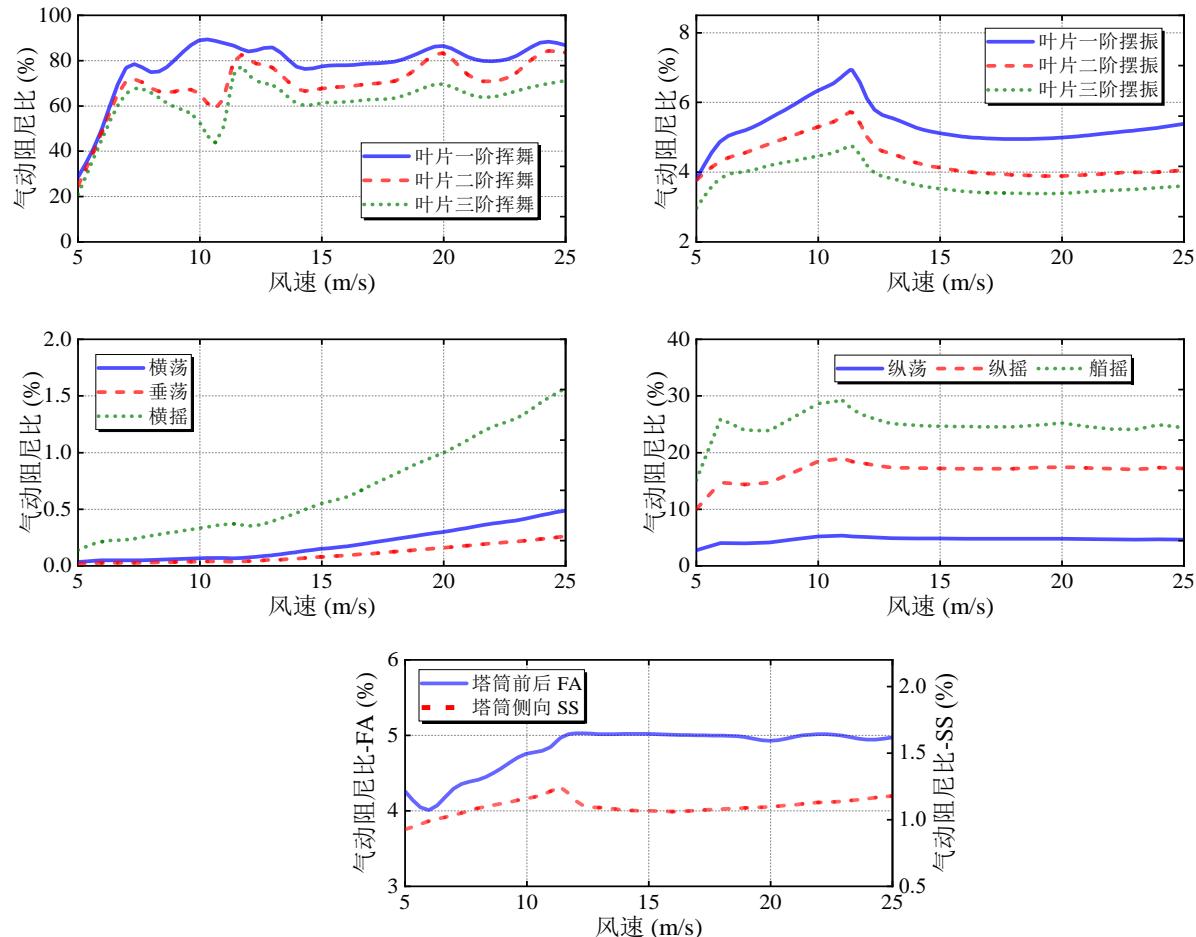


图 3.14 运行中的 NREL OC3 5-MW 风力机主要模态的气动阻尼比

3.7 小结

本章基于准定常叶素动量理论对漂浮式风力机在正常发电运行状态下的气动阻尼进行了详细推导，得到了考虑浮体、塔筒及叶片各自由度的气动阻尼矩阵。同时，采用势流理论和线性 Morison 方程推导得到了浮体自由度的水动力辐射和粘性阻尼矩阵。借助复模态分析方法计算了平台、塔筒及叶片各主要模态的阻尼比，评估了漂浮式风力机运行状态下的气弹稳定性。主要研究结论如下：

(1) 气动阻尼对平台纵荡、纵摇及艏摇模态的稳定具有显著的积极作用，其中，艏摇模态的气动阻尼比可超过 25%；气动阻尼对平台横荡、垂荡和横摇模态的气弹稳定贡献较小，这些模态的气动阻尼比均低于 2%。

(2) 水动力阻尼对平台纵荡和横荡模态的动力稳定贡献较大，两个模态的水动力阻尼比均超过 20%；纵摇和横摇模态的水动力阻尼比均超过 7%，对两模态的动力稳定作用显著。

(3) 在气动阻尼和水动力阻尼的共同作用下，平台纵荡、横荡、纵摇和艏摇模态的总阻尼比均高于 25%，横摇的总阻尼比约为 8%，垂荡阻尼较小但仍为正值，表明风力机在正常运行状态下，由负阻尼导致的浮体模态气弹失稳风险较低。

(4) 浮式风力机上部结构的主要模态（包括叶轮的前三阶挥舞和摆振模态，以及塔筒的一阶前后和侧向模态）均呈现显著的气动正阻尼，其中，叶片挥舞模态的气动阻尼比可超过 80%，表明浮式风力机的弹性模态在正常发电运行条件下的气弹失稳风险较低。

(5) 叶片摆振和塔筒侧向模态的气动阻尼比相对较小，有必要针对这两阶模态开展振动控制研究。

第4章 停机状态漂浮式风力机的阻尼特性与失速颤振

4.1 引言

为更全面地评估现代大型漂浮式海上风力机因气动负阻尼引发的失稳风险，本章在第三章基础上将阻尼与气弹稳定性分析从运行工况扩展至停机工况。

Bir 和 Jonkman^[8]早在 2007 年就开始关注漂浮式风力机在停机空转状态下的气弹稳定性，并注意到了塔筒侧向、叶片挥舞和摆振以及驳船式平台的横摇和艏摇模态存在气动负阻尼风险，但该研究没有考虑浮体水动力阻尼和气动非定常对气弹稳定性的影响。Matha^[129]在 Bir 研究的基础上对 Spar 和 TLP 浮体在全风偏角范围内的风力机整机失稳模态进行了识别，但同样没有讨论水动力阻尼和非定常气动现象的影响。此外，Bir 和 Matha 的研究虽然均对失稳现象进行了时域重现，但对于时、频方法在全工况的一致性并未讨论。此后，Wang 等人^[69]对固定式风力机在停机空转状态下的失速颤振进行了研究，他的研究证实了风力机失速颤振研究中时域和频域分析方法的一致性，并且考虑了动态失速对失速颤振的影响，但该研究止步于固定式风力机。Chen 等人^[111]对风力机失速颤振问题进行了理论和实验研究，并提出了一种单叶片变桨策略可提高叶轮面外模态的气动阻尼比以缓解失速颤振风险，且该方法经由实验得到了验证，但该研究也停留在固定式风力机层面。

上述关于风力机停机状态下的失稳（失速颤振）研究主要存在以下不足：(1) 漂浮式风力机气弹失稳研究时、频域分析方法的一致性尚未得到讨论；(2) 漂浮式风力机的失速颤振主动逃避策略还未引起重视；(3) 单一模态失稳对漂浮式风力机整体稳定性的影响还未得到评估。针对上述问题，本章以 NREL OC3 5-MW 漂浮式风力机为研究对象，系统性识别并复现了因气动负阻尼导致的失速颤振现象，证明了漂浮式风力机失速颤振研究中时、频域分析的一致性。评估了漂浮式风力机在停机状态下的失速颤振安全裕度，并提出了一种主动控制策略以抑制所有模态的失速颤振。本章最后分析了叶片失速颤振对浮式平台和塔筒稳定性的影响。

4.2 浮式风力机停机静止状态下的气动阻尼矩阵

4.2.1 风力机停机静止状态下的准定常气动力

风力机在停机静止状态下，翼型的准定常升、阻力可写为：

$$\begin{aligned} dL(r, \alpha) &= \frac{1}{2} \rho_a c(r) V_{\text{rel}}^2(r) C_l(r, \alpha) dr \\ dD(r, \alpha) &= \frac{1}{2} \rho_a c(r) V_{\text{rel}}^2(r) C_d(r, \alpha) dr \end{aligned} \quad (4.1)$$

式中，叶素感知风速 V_{rel} 为：

$$V_{\text{rel}}^2 = V_{By,i,j}^2 + V_{Bz,i,j}^2 \quad (4.2)$$

其中， $V_{By,i,j}$ 和 $V_{Bz,i,j}$ 分别表示考虑漂浮式风力机振动耦合效应后，叶素沿 y_b 和 z_b 方向的感知风速：

$$\begin{aligned} V_{By,i,j} &= V_y - r \left(\dot{U}_4 + \dot{\theta}_{t,y}^{\text{top}} \right) - \dot{y}_{b,i,j} \sin \beta + \dot{z}_{b,i,j} \cos \beta \\ &\quad + \left(\dot{U}_2 - h_R \dot{U}_4 + \dot{z}_t^{\text{top}} \right) \cos \Psi_j(t) + \left(\dot{U}_3 + \dot{x}_t^{\text{top}} \right) \sin \Psi_j(t) \\ V_{Bz,i,j} &= V_z - \left(\dot{U}_1 + h_R \dot{U}_5 + \dot{y}_t^{\text{top}} \right) - \dot{y}_{b,i,j} \cos \beta - \dot{z}_{b,i,j} \sin \beta \\ &\quad - r \left(\dot{U}_5 + \dot{\theta}_{t,z}^{\text{top}} \right) \cos \Psi_j(t) - r \left(\dot{U}_6 + \dot{\theta}_{t,x}^{\text{top}} \right) \sin \Psi_j(t) \end{aligned} \quad (4.3)$$

其中，风速 V_y 和 V_z 是入流风速 V_0 在两个正交方向上的投影，分别表示风速沿 y_b 轴和 z_b 轴的分量：

$$\begin{aligned} V_y &= V_0 \sin \chi \cos \Psi = V'_0 \sin \chi' \\ V_z &= V_0 \cos \chi = V'_0 \cos \chi' \\ V'_0 &= \sqrt{V_y^2 + V_z^2} \end{aligned} \quad (4.4)$$

其中， χ 表示风偏角，其在图 4.1 中定义。

式 (4.1) 中的升、阻力系数 C_l 和 C_d 依据攻角 α 确定。攻角不仅取决于来流风速值，还受到叶片及其他结构振动速度的影响。在定常条件下，攻角 α 写为：

$$\alpha = \chi' - \left(\theta_t + \beta - \frac{\pi}{2} \right) \quad (4.5)$$

其中， θ_t 是每个翼型截面的预扭角， χ' 的计算公式为：

$$\chi' = \arctan \frac{V_y}{V_z} \quad (4.6)$$

对于准定常分析，考虑到叶片振动，公式 (4.6) 变为：

$$\chi' = \arctan \frac{V_{By,i,j}}{V_{Bz,i,j}} \quad (4.7)$$

每个叶素上的气动升力 dL 和阻力 dD 定义在风轴坐标系中，可将其投影到叶轮面外和面内：

$$\begin{aligned} dT &= dL \cos \chi' + dD \sin \chi' \\ dS &= -dL \sin \chi' + dD \cos \chi' \end{aligned} \quad (4.8)$$

公式 (4.1) - (4.8) 组成了停机静止风力机的非线性准定常气动力计算理论。

如式 (4.5) 和 (4.7) 所示，局部攻角受式 (4.3) 中 $V_{By,i,j}$ 和 $V_{Bz,i,j}$ 的影响，而这两个变量又依赖于平台及其他结构自由度的速度响应。因此，由式 (4.3)、(4.5) 和 (4.7) 可以看出，结构运动响应，如平台或其他部件的振动将影响叶素局部攻角，进而影响翼型失速及结构失速颤振行为。

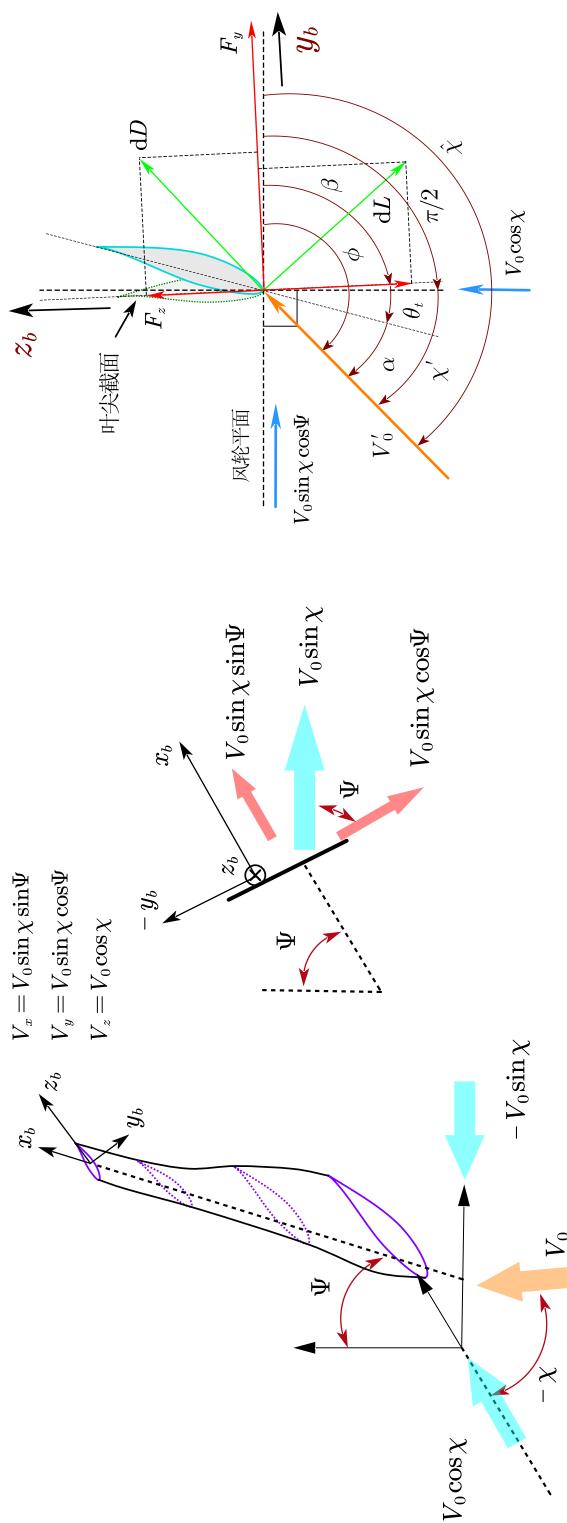


图 4.1 停机静止风力机叶素的局部攻角定义

4.2.2 整机气动力线性化及气动阻尼矩阵

式(4.8)可利用一阶泰勒展开进行线性化:

$$\begin{aligned} dT(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j}) &= dT(V_y, V_z) - \frac{\partial(dT)}{\partial V_y} [\dots] + \frac{\partial(dT)}{\partial V_z} [\dots] \\ dS(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j}) &= dS(V_y, V_z) - \frac{\partial(dS)}{\partial V_y} [\dots] + \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} [\dots] \end{aligned} \quad (4.9)$$

利用式(3.21)可将气动力由叶轮平面投影到叶根局部坐标系, 对应叶片的挥舞和摆振自由度。还可将叶素单元气动力表示为以下形式:

$$\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^* = \mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*} - \left[\begin{array}{ccc} \mathbf{C}_{\text{aerobb}}^* & \mathbf{C}_{\text{aerobt}}^* & \mathbf{C}_{\text{aerop}}^* \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \dot{\mathbf{v}}^e \\ \dot{\mathbf{u}}^{\text{top},e} \\ \dot{\mathbf{U}} \end{array} \right\} \quad (4.10)$$

该式与风力机运行状态的叶素单元气动力向量(式(3.22))具有完全相同的形式。其中, $\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*}$ 由以下公式给出:

$$\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*} = \{0, dF_{y,i,j}(V_y, V_z), dF_{z,i,j}(V_y, V_z), 0, 0, 0\}^T \quad (4.11)$$

叶素的气动阻尼子矩阵 $\mathbf{C}_{\text{aerobb}}^*$ 表示为:

$$\mathbf{C}_{\text{aerobb}}^* = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{y_b y_b} & c_{y_b z_b} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{z_b y_b} & c_{z_b z_b} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

其中 $c_{z_b z_b}$ 写为:

$$c_{z_b z_b} = - \int_L \frac{\partial(dT)}{\partial V_y} \cos^2 \beta - \int_L \frac{\partial(dT)}{\partial V_z} \sin \beta \cos \beta + \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_y} \cos \beta \sin \beta + \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \sin^2 \beta \quad (4.13)$$

式(4.13)中的四个项($\frac{\partial(dT)}{\partial V_y}$ 、 $\frac{\partial(dT)}{\partial V_z}$ 、 $\frac{\partial(dS)}{\partial V_y}$ 和 $\frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$)需进一步推导, 它们的推导过程见附录E。

此外, 叶轮在塔顶节点的总气动荷载 $\mathbf{F}_{\text{Aerot}}$ 可通过对 $dT(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j})$ 和 $dS(V_{By,i,j}, V_{Bz,i,j})$ 在六个方向上进行积分或取矩积分获得, 其可用向量和矩阵形式表示:

$$\mathbf{F}_{\text{Aerot}} = \mathbf{F}_{\text{Aerot}}^{0*} - \left[\begin{array}{ccc} \mathbf{C}_{\text{aerotb}} & \mathbf{C}_{\text{aerott}} & \mathbf{C}_{\text{aerotp}} \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \dot{\mathbf{v}}^e \\ \dot{\mathbf{u}}^{\text{top},e} \\ \dot{\mathbf{U}} \end{array} \right\} \quad (4.14)$$

叶轮和塔顶节点上的气动荷载已被分解为静态气动力分量和气动阻尼力。静态分量由 $\mathbf{F}_{\text{Aerob}}^{0*}$ 和 $\mathbf{F}_{\text{Aerot}}^{0*}$ 表示, 而气动阻尼力的贡献则通过气动阻尼矩阵来捕捉, 例如 $\mathbf{C}_{\text{aerobb}}$ 和 $\mathbf{C}_{\text{aerotb}}$ 。叶轮对浮体施加的气动荷载 $\mathbf{F}_{\text{Aerop}}$ 可以通过传递矩阵 \mathbf{A}_{pt}

经施加在塔顶的气动力 $\mathbf{F}_{\text{Aerot}}$ 获得:

$$\mathbf{F}_{\text{Aerop}} = \mathbf{Rot}^T \mathbf{A}_{\text{pt}} \mathbf{F}_{\text{Aerot}} \quad (4.15)$$

据此可得平台自由度的静态气动力向量和气动阻尼矩阵。

4.3 频域稳定性分析

4.3.1 时域与频域比较研究流程

第 4.2.1 和 4.2.2 节分别给出了漂浮式风力机在停机静止状态下的准定常气动力及其线性化形式，分别对应气弹稳定性分析的时域与频域研究方法。结合本文第二章所构建的非线性与线性分析模型，本文进行时域和频域比较研究，研究思路如图 4.2 所示。在时域方法中，考虑了空气动力学、水动力学及系泊动力学的非线性效应。针对这些非线性模块，利用泰勒展开、胡克定律等方法进行线性化处理以构建频域分析的框架。时域响应采用 HHT- α 方法进行求解，其能够有效捕捉系统的非线性瞬态行为，最终输出结果包括极限环振荡的幅值及失稳区间。频域方法基于线性模型，通过复模态分析研究浮式风力机静止状态下的动力特性与模态耦合效应，并进行失稳区域的判定、安全裕度评估以及失稳控制策略的设计。最后，利用时、频分析得到的风力机失速颤振不稳定区域来验证两种方法的一致性。

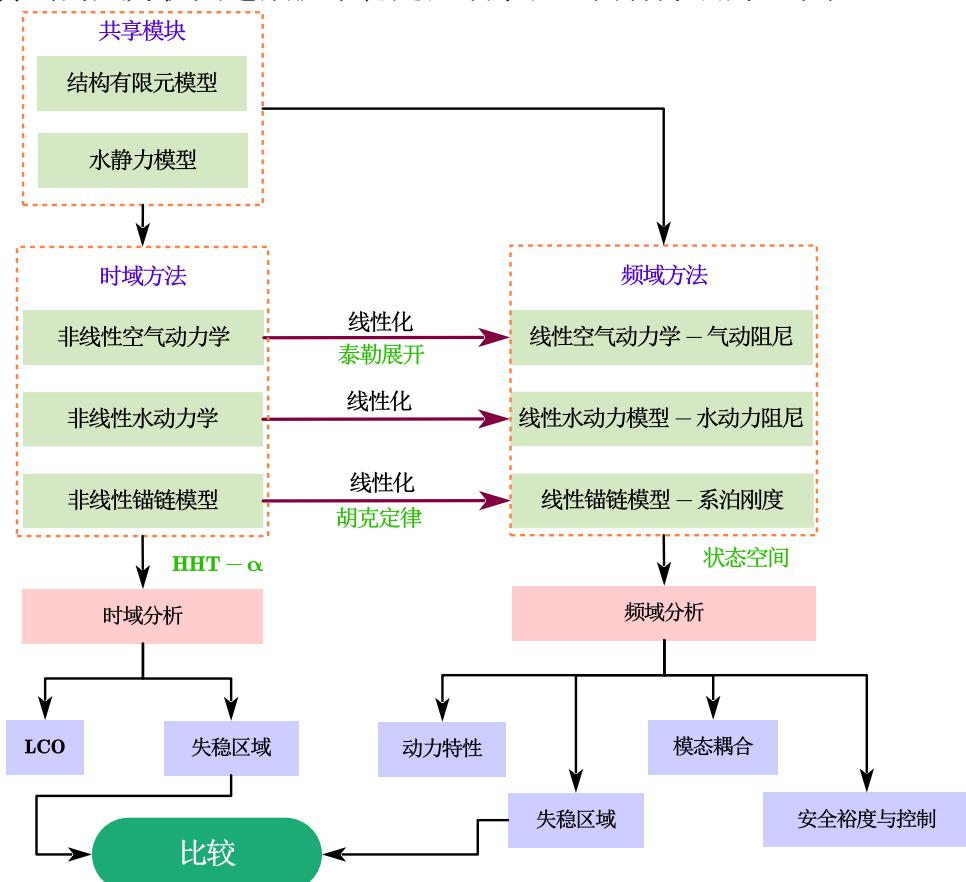


图 4.2 失速颤振时域与频域比较研究流程

4.3.2 停机静止风力机的气动阻尼与失速颤振

本节通过评估停机静止状态下 NREL OC3 5-MW 风力机主要模态的气动阻尼比来研究准定常失速颤振。考虑风力机可能存在的偏航及方位角变化，选取均匀入流风速为 50 m/s，风偏角范围为 $\chi \in [-180^\circ, 180^\circ]$ 。此外，由于方位角区间 $\Psi \in [0^\circ, 120^\circ]$ 、 $\Psi \in [120^\circ, 240^\circ]$ 和 $\Psi \in [240^\circ, 360^\circ]$ 重合，因此仅分析 $\Psi \in [0^\circ, 120^\circ]$ 。利用线性模型得到的浮体模态、一阶塔筒模态及一阶叶轮模态的气动阻尼比分别如图 4.3、图 4.4 和图 4.5 所示。

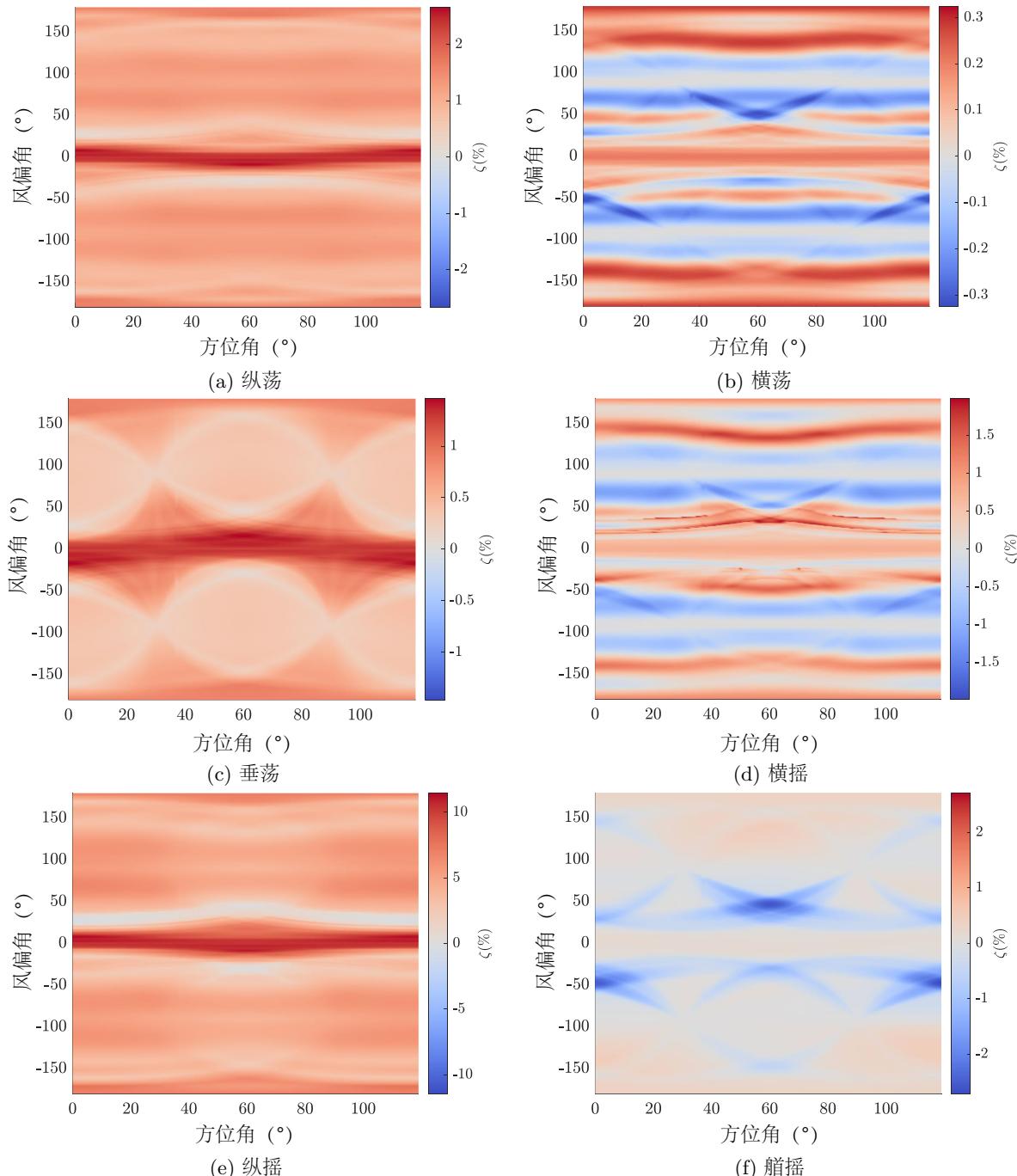


图 4.3 漂浮式风力机浮体模态相对于方位角和风偏角的气动阻尼比（不含水动力阻尼）

从结果可见，风偏角和方位角对风力机的气动阻尼比均有显著影响，这是因

为两者均会显著改变叶片翼型的局部攻角。此外，浮体和塔筒模态的气动阻尼比在 $\chi = 0^\circ$ 和 $\Psi = 60^\circ$ 处对称；当风偏角为零时，风力机所有模态在所有方位角下的阻尼比均为正值，说明未偏航的静止风力机不存在失速颤振风险。值得注意的是，对于横荡和横摇模态（见图 4.3），在特定风偏角区间内（即 $60^\circ \sim 80^\circ$ 和 $-80^\circ \sim -60^\circ$ ），所有方位角下的阻尼比均为负值，表明两个模态在这些风偏角区间内的失速颤振风险较高。从图 4.3 (a、c、e)、图 4.4 (a) 及图 4.5 (a) 还可以看出：与顺风向相关的模态具有较低的失稳风险；平台的纵荡、横荡、横摇和纵摇模态的气动阻尼比对方位角的敏感性较低，其气动阻尼比云图呈现近似水平条纹状分布规律。

本文还探讨了气动力系数波动对失速颤振的影响。图 4.6 展示了 DU91 翼型的气动力系数平均值及其波动范围（阴影区域由均方根值（RMS）计算得出）^[183]。本文各翼型截面的静态 C_l 和 C_d 值采用波动气动力系数的平均值，各翼型截面的气动力系数平均值基于 NREL 的基准定义文件^[15]。RMS 值则假设与图 4.6 中提供的值相同，尽管 NREL 5-MW 风力机的翼型与 DU91 并不相同，但这一假设是合理的，因为在失速攻角附近，翼型截面的气动特性类似钝体，翼型几何形状的影响并不重要。利用复模态分析确定了方位角 $\Psi = 0^\circ$ （第一片叶片指向正上方）时，考虑气动系数波动的阻尼比值 ζ_n ，其结果如图 4.7 所示。图中展示了漂浮式风力机主要模态的气动阻尼比，并将 $\zeta_n = 0$ 作为临界条件，气弹失稳发生在 $\zeta_n < 0$ （图中虚线以下部分），本图忽略了结构阻尼和水动力阻尼的影响。从图中可以看出，若忽略结构阻尼和水动力阻尼，平台的横荡、横摇和艏摇模态，以及塔的侧向模态和叶片摆振模态均面临较高的气动负阻尼风险，且气动力系数的波动会在一定程度上影响气动阻尼预测结果。图 4.7 还说明了挥舞模态可能发生失稳，但仅在有限的风偏角范围内，这与先前的研究发现一致^[71,184]。

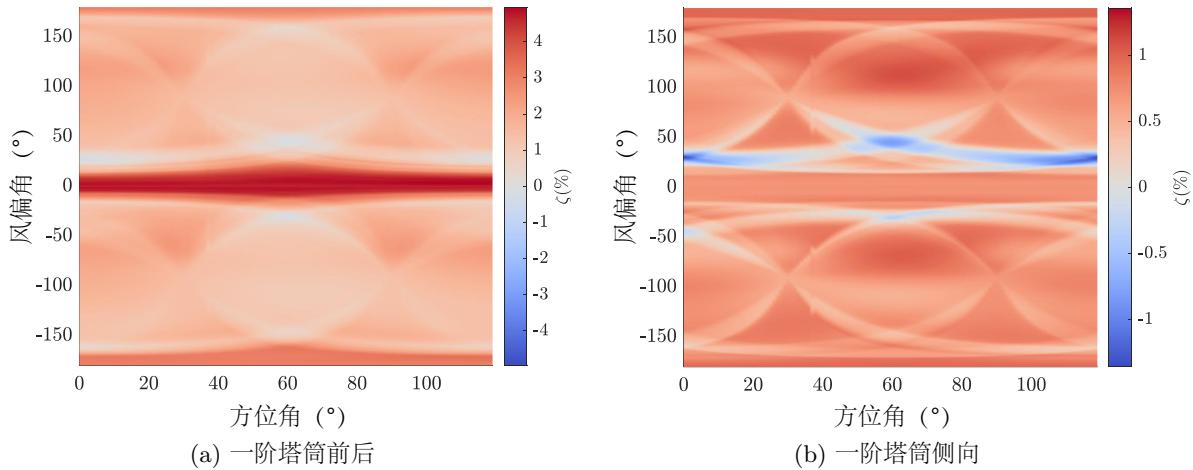


图 4.4 漂浮式风力机塔筒模态相对于方位角和风偏角的气动阻尼比（不含结构阻尼）

前面的分析未考虑水动力阻尼和结构阻尼的影响，这会影响风力机模态的整体阻尼比识别结果。假设浮式风力机处于波高为 5 m、波周期为 9.6 s 的环境中，其

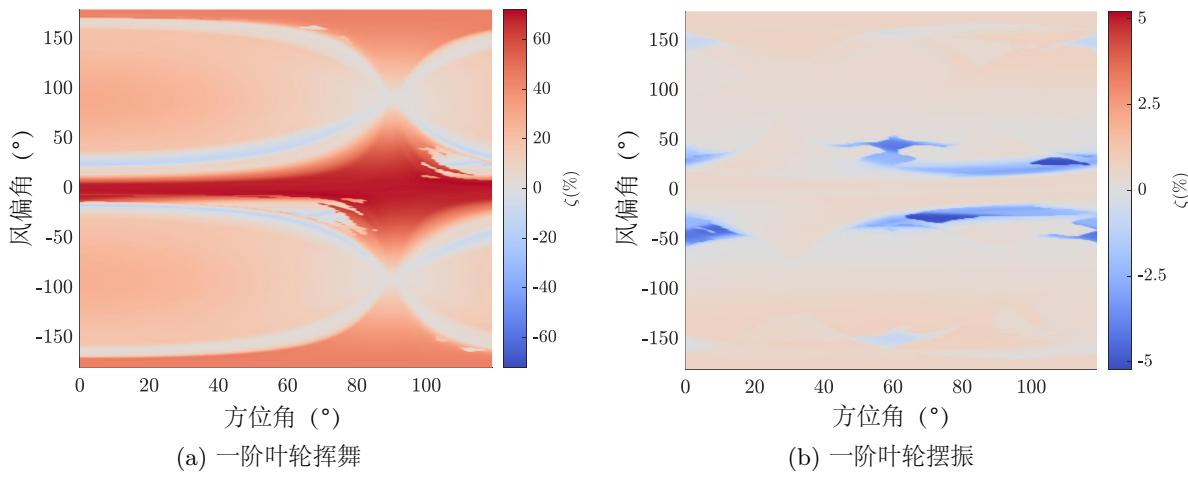


图 4.5 漂浮式风力机叶轮模态相对于方位角和风偏角的气动阻尼比 (不含结构阻尼)

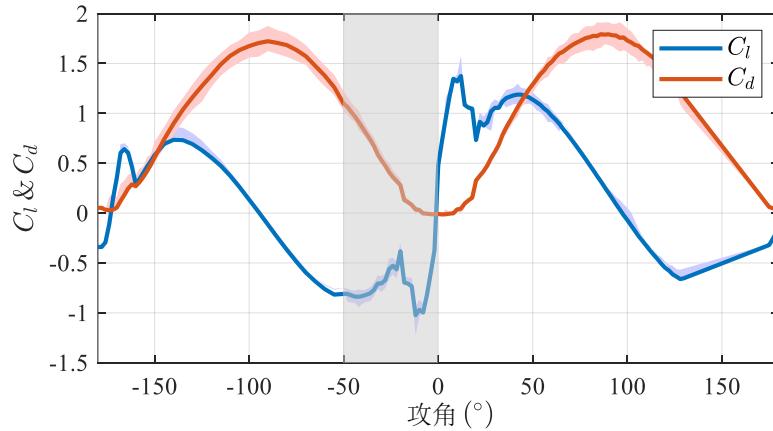


图 4.6 DU91 翼型缩尺实验的 C_l 和 C_d 曲线波动^[183]

水动力阻尼比列于表 4.1 中。需要注意的是，水动力辐射阻尼与浮体振动频率相关，表中列出的辐射阻尼比对应于给定模态的固有频率，因为失稳发生在某一模态下，其失稳振动具有该失稳模态的频率。通过对比图 4.7 和表 4.1 可以发现，横荡和横摇模态具有极高的水动力阻尼比，水动力阻尼会补偿这两个模态上的气动负阻尼，从而使整体阻尼比显著大于零，因此不太可能发生失稳。艏摇模态的最小气动负阻尼比（约 -2.7% ）与其水动力阻尼比（ 4.34% ）之和在失稳临界值附近，但由于气动力线性化存在误差且经验附加水动力阻尼值较为粗略，因此艏摇模态的气弹稳定性应当谨慎评估。对于塔顶侧向模态，虽然 1% 的结构正阻尼比可能克服约 -1% 的气动负阻尼比，但侧向模态的整体阻尼比仍然徘徊在零附近，其失稳发生风险仍不容忽视。

表 4.1 水动力阻尼比（波高 = 5m， 波浪周期 = 9.6s）

阻尼比值 (%)	纵荡	横荡	垂荡	横摇	纵摇	艏摇
辐射阻尼	<0.01	<0.01	≈0	<0.01	<0.01	\
Morison 粘性阻尼	16.21	17.54	\	5.25	5.26	\
附加阻尼	6.13	6.13	7.67	\	\	4.34
整体阻尼比	22.34	23.67	7.67	5.25	5.26	4.34

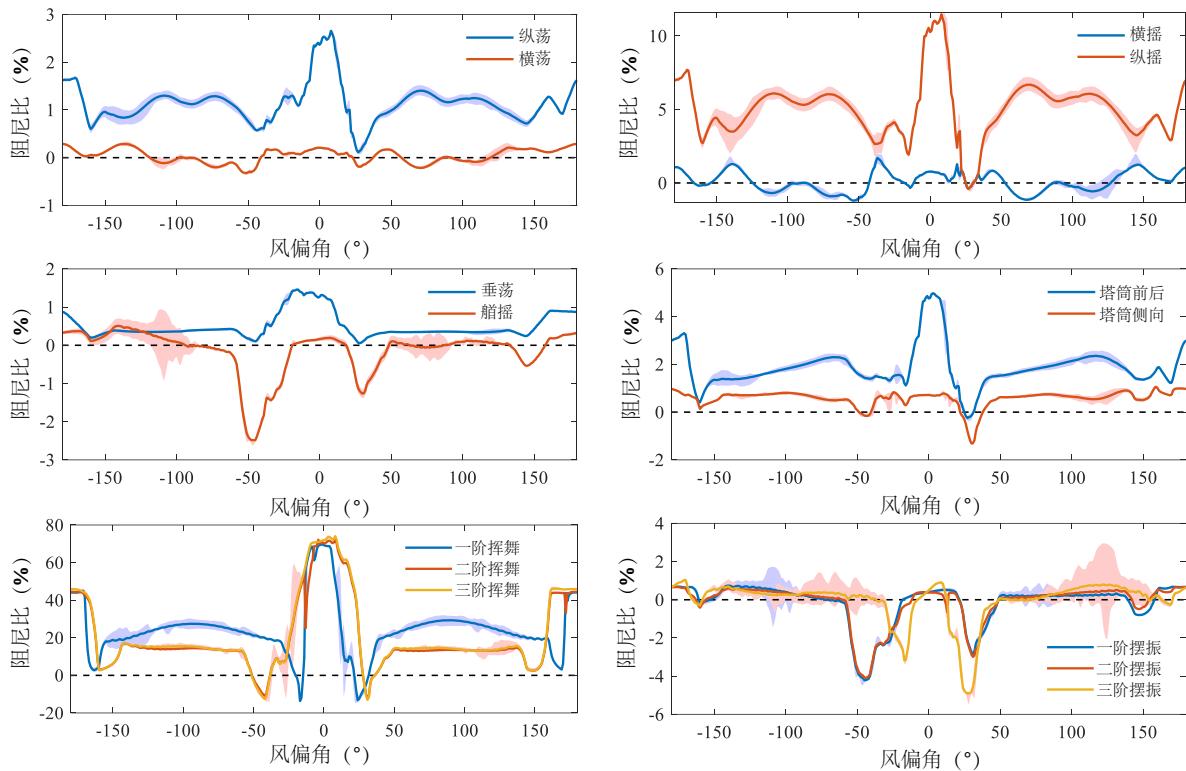


图 4.7 NREL OC3 5-MW 静止风力机平台模态的气动阻尼比, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 偏航风偏角角 $\chi \in [-180^\circ, 180^\circ]$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$ (不包括水动力阻尼)

4.3.3 准定常失速颤振机理

本节在叶素水平上以摆振模态失稳为例探讨导致风力机失稳的气动负阻尼来源。在阻尼矩阵(式(4.12))中,与摆振自由度对应的气动阻尼对角元素为 $c_{z_b z_b}$,并且先前的研究表明,与摆振自由度相关的非对角元素可以忽略^[111,62],因此摆振模态的阻尼比主要由 $c_{z_b z_b}$ 这一元素主导。NREL 5-MW 风力机每个叶片上有 17 个单元,每个单元对应一个 $c_{z_b z_b}$ 值,假设桨距角为 90° ,则对于每个单元有 $c_{z_b z_b} = \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 。图 4.8 (a) 展示了 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 的数值分布,其中径向代表叶片的长度方向,旋转方向反映了风偏角的影响,且此时令方位角为零。从图 4.8 (a) 中可以看出,在风偏角约为 30° 和 -18° 时,叶根截面的 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 值达到最小。根据附录 E,表达式 $c_{z_b z_b} = \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 的值主要受 $\frac{dC_l}{d\alpha}$ 控制,因此 $c_{z_b z_b}$ 的最小值反映了 $\frac{dC_l}{d\alpha}$ 的最小值,表明 C_l 对攻角的负斜率更大,因而失速发生的可能性更高。从经验来看,叶片根部的厚截面更容易首先失速,这与图 4.8 (a) 所展示的结果高度一致。

此外,图 4.8 (b) 还展示了摆振模态的模态阻尼 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \phi^2(x)$,其中 $\phi(x)$ 表示摆振模态的振型。模态阻尼可以用来反映每个单元的阻尼对整个模态阻尼的贡献^[142]。例如,图 4.8 (b) 表明,尽管叶根截面可能经历失速并在这些位置产生气动负阻尼,但由于 $\phi(x)$ 值相对较小,它们对整体模态阻尼的贡献可能极其有限。而叶尖的失速虽然不如叶根失速那样剧烈,但是由于较大的 $\phi(x)$ 值,其对整个模态阻尼的贡献反而更大。这表明在量化停机风力机的气动负阻尼时,叶尖部位的失

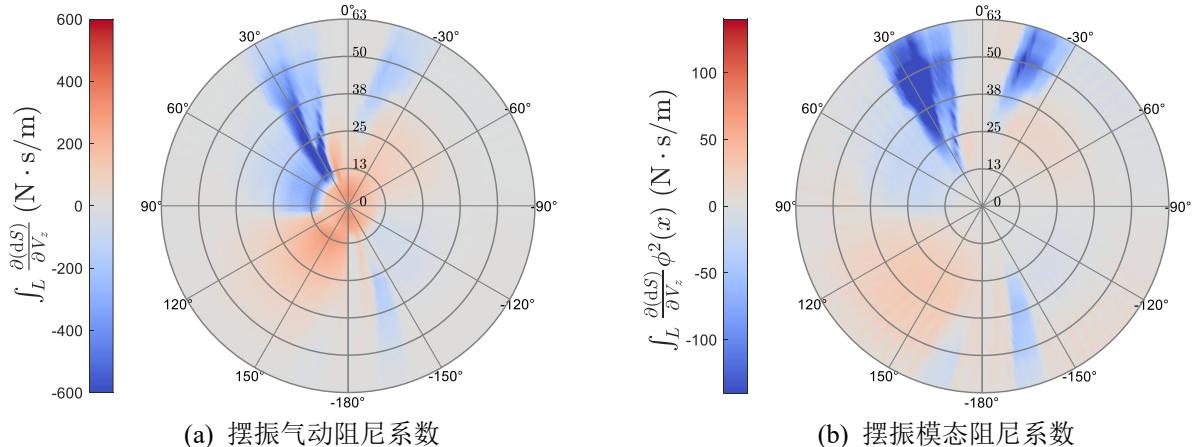


图 4.8 摆振气动阻尼系数: $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ (a) 和摆振模态阻尼系数 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \phi^2(x)$ (b) (风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 风偏角 $\chi = [-180^\circ, 180^\circ]$)

速相比叶根失速更应该引起重视。

4.3.4 模态耦合分析

从方程(4.12)可以看出,叶片的面内与面外自由度之间存在气动耦合项,这可能导致叶片面内与面外模态之间的耦合。为了量化气动阻尼耦合的贡献,采用模态一致性准则(Modal Assurance Criterion, MAC)^[185]描述叶片面内与面外振型的耦合程度,其定义为:

$$\text{MAC} = \frac{(\Phi_1^T \Phi_2)^2}{(\Phi_1^T \Phi_1)(\Phi_2^T \Phi_2)} \quad (4.16)$$

其中, Φ_1 和 Φ_2 表示两个振型的振型向量。

当 MAC 值接近 1 时,表明两个模态之间具有较高的相似性;反之,当其接近 0 时,表明两个模态间的相互独立性较强。在无气动阻尼条件下计算得到的 MAC 值列于表 4.2。结果表明,由于气动阻尼的耦合效应,叶片面内和面外模态之间的 MAC 值可超过 0.69,表明两种模态之间存在显著耦合。模态耦合还可通过振型图来直观表示,如图 4.9 – 4.10 所示。

表 4.2 叶轮振型 MAC 值

MAC	无气动阻尼			气动阻尼		
	一阶面内	二阶面内	三阶面内	一阶面内	二阶面内	三阶面内
一阶面外	1.25×10^{-13}	3.11×10^{-12}	0.0034	0.0017	0.0866	0.6959
二阶面外	1.18×10^{-4}	8.99×10^{-4}	3.01×10^{-11}	4.01×10^{-6}	0.5949	0.0341
三阶面外	0.0023	3.56×10^{-5}	1.99×10^{-14}	0.0795	0.0289	0.0072

4.3.5 失速颤振安全裕度和控制策略

图 4.3、4.4 和 4.5 分别展示了平台、塔筒和叶轮模态的气动阻尼特性,明确了每个模态的气动负阻尼区域。实际风力机任何模态的失稳都可能导致严重的结构

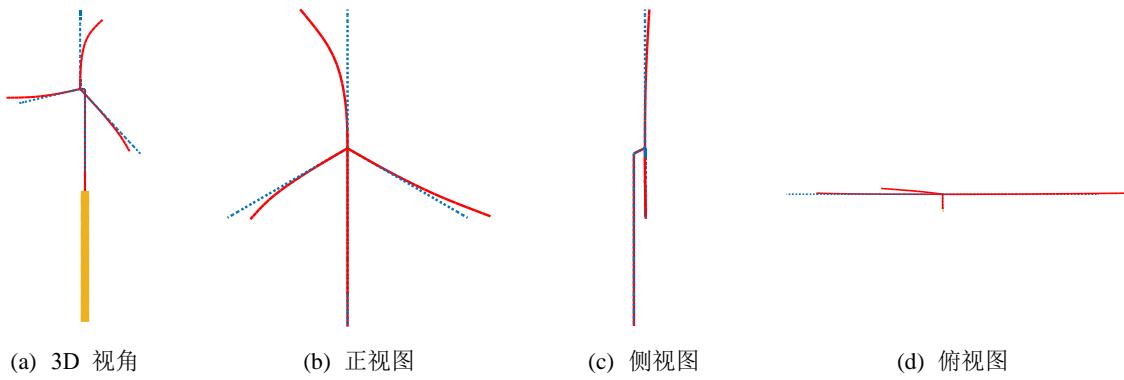


图 4.9 一阶面内振动（模态 9）的耦合模态

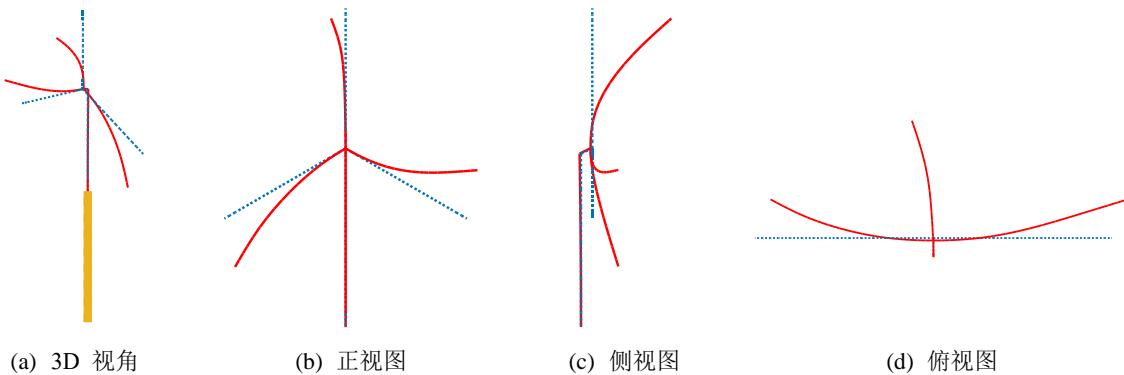


图 4.10 三阶面外振动（模态 14）的耦合模态

破坏。因此，应使风力机所有模态避免运行于不稳定区域。如前所述，平台艏摇、塔筒侧向和叶轮摆振模态容易出现失速颤振。本文利用布尔运算确定了考虑上述模态失稳时的不稳定区域，结果如图 4.11 所示。图中灰色区域表示存在至少一个失稳模态，使风力机面临单模态或多模态失稳风险。

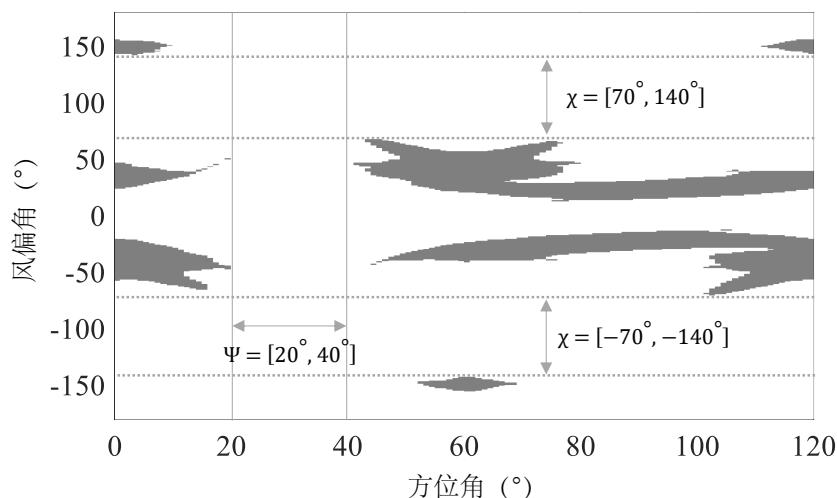


图 4.11 考虑多模态（平台艏摇、塔筒侧向和叶轮摆振模态）时的气动稳定和不稳定区域

图 4.11 还建立了系统的安全裕度：当方位角在 $\Psi \in [20^\circ, 40^\circ]$ 范围内时，所有模态在任意风偏角下均保持稳定。此外，尽管风力机在 $\chi = 0^\circ$ 附近是稳定的，但在 $\chi \in [-70^\circ, -140^\circ]$ 和 $\chi \in [70^\circ, 140^\circ]$ 范围内具有更宽的安全范围，表明风力机动

力系统在这些范围内对失稳的规避具有更高的鲁棒性，由此可定义最佳安全区域：

$$\Psi_{\text{safe}} \in [20^\circ, 40^\circ] \quad \text{或} \quad \chi_{\text{safe}} \in \pm[70^\circ, 140^\circ] \quad (4.17)$$

式(4.17)所示的安全区域为通过主动方式控制失速颤振提供了一个有效思路：通过调节风偏角（也可认为是偏航角）或方位角，可以降低失速颤振的发生风险。此外，由于实际环境条件具有动态特性，风向可能在几秒内发生变化，这表明依赖主动偏航控制失速颤振可能缺乏鲁棒性。因此，本文强烈建议调整方位角以确保风力机处于安全区域内。在方位角控制系统不可用的情况下，激活偏航角控制，主动偏航至安全风偏角范围可作为一种替代方案。综上，针对失速颤振的主动控制策略可以制订如下：

算法 4.1 失速颤振主动逃逸控制算法

```

1: Input: Current/safe azimuth angle  $\Psi/\Psi_{\text{safe}}$ , yaw misalignment angle  $\chi/\chi_{\text{safe}}$ 
2: function Aeroelastic_ Instability_ Control ( $\Psi/\Psi_{\text{safe}}, \chi/\chi_{\text{safe}}$ )
3: Calculate the real-time azimuth angle  $\Psi$ 
4: if  $\Psi \in \Psi_{\text{safe}}$  then
5:   Exit the control process.
6: else
7:   if Azimuth angle control system is operational then
8:     Adjust  $\Psi$  to the middle value within  $\Psi_{\text{safe}}$ 
9:   else
10:    if  $\chi \notin \chi_{\text{safe}}$  then
11:      Switch  $\chi$  to the nearest middle value within  $\chi_{\text{safe}}$ 
12:    end if
13:  end if
14: end if
15: Return  $\Psi/\chi$ 
```

4.4 时域稳定性分析

本节针对浮式风力机的失速颤振进行时域分析，探讨叶片、塔筒和浮体自由度在失稳状态下的极限环振荡现象，并将时域结果与频域结果进行对比，论证浮式风力机失速颤振分析中时、频域分析方法的一致性。

4.4.1 叶片响应分析

4.4.1.1 极限环振荡 (LCOs)

图 4.3 – 4.5 通过线性分析框架评估了风力机失速颤振风险。然而一旦风力机叶片发生振动，由于叶片振动频率较高（对于第一阶挥舞和摆振，频率分别为 0.67 Hz 和 1.08 Hz），即使振幅为 2 米，也可以产生超过 10 m/s 的振动速度，这意味着小振动速度的假设也许不再有效，频域方法预测的失稳可能并不存在。因此，本节采用非线性模型来模拟叶片的时域动态响应，并考虑了 0.32% 的结构阻尼比。在本模拟中，将风力机置于静水中，叶轮方位角设定为 0°，均匀来流风速为 50 m/s，

气动和水动力荷载通过非线性理论进行模拟。图 4.12 给出了在风偏角为 25° 时的一个例子，这对应于图 4.7 中显示的具有显著气动负阻尼的一个情形。图 4.12 展示的时域结果表明叶片失稳发生时会产生极限环振荡 (LCOs)，且 LCOs 发生在叶轮面内和面外两个方向。此外，图 4.12 中还给出了挥舞和摆振响应的功率谱密度 (PSD)，从中可以观察到，挥舞和摆振自由度均以第一阶摆振频率为卓越频率进行振动。

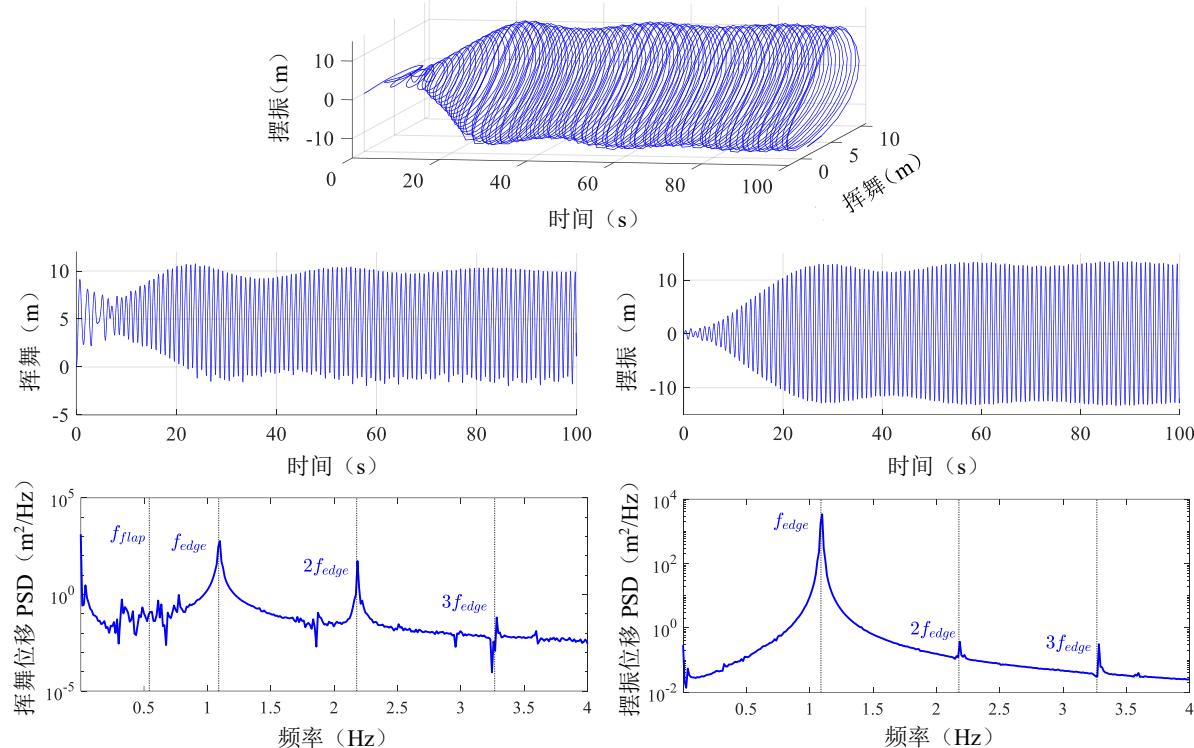


图 4.12 叶尖截面的极限环振荡 (LCOs) 及相应的功率谱密度 (PSD) (风偏角 $\chi = 25^\circ$, 来流风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)

图 4.13 通过 Lissajous 曲线展示了在其他气动负阻尼工况下的极限环振荡现象。在方位角为 0° 且风偏角为 14° 、 20° 和 28° 时，均可观察到 LCOs 的发生。这些 LCOs 表示系统中的持续稳定限幅振荡，表明负阻尼在这些特定风偏角下不会引起振动发散。根据图 4.5 (b)，发生失稳的风偏角区域受到方位角的影响：当叶片朝上（方位角 $\Psi = 0^\circ$ ），且风偏角约为 50° 时，失稳可能消失；但在方位角 $\Psi = 60^\circ$ 时失稳又会再现。时域分析可以佐证这一结论：给定风偏角 50° ，并分别考虑方位角为 0° 和 60° 的情形，它们的响应如图 4.14 所示。当方位角为 0° 时，振动趋于收敛，而当方位角为 60° 时，响应达到稳定的极限环。上述现象与图 4.5 (b) 中预测的失稳一致，这也印证了线性理论的合理性。

4.4.1.2 LCOs 云图

为进一步了解叶尖截面在不同风偏角和风速下的极限环运动，本节进行了从 0° 到 50° 的风偏角和从 26 m/s 到 50 m/s 的风速范围内的时域仿真，同时保持方位角为 0° 。提取了这些仿真工况下的叶尖稳态振幅，并展示在图 4.15 中。由图 4.15

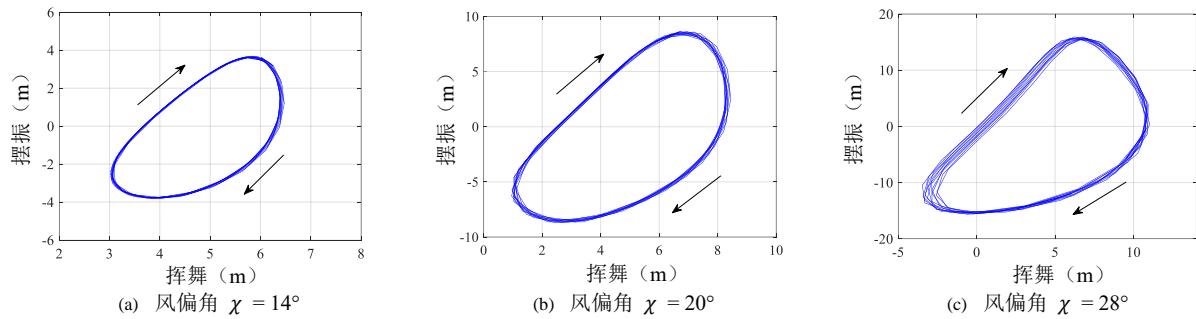


图 4.13 Lissajous 曲线：叶尖截面的极限环振荡（LCOs）（方位角 $\Psi = 0^\circ$ ，风偏角 $\chi = 14^\circ$ (a), $\chi = 20^\circ$ (b) 和 $\chi = 28^\circ$ (c)，风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$ ）

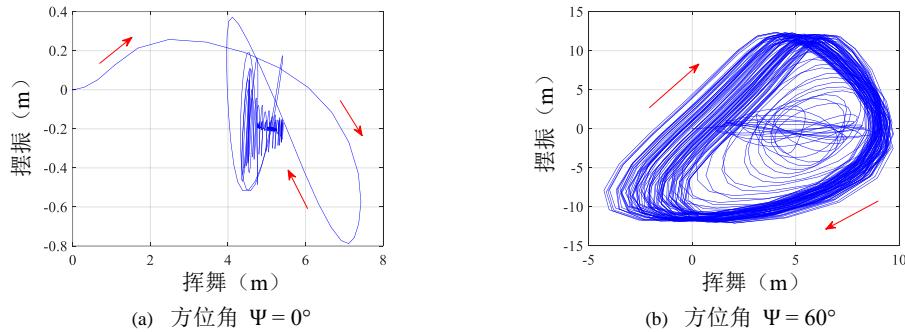


图 4.14 Lissajous 曲线：叶尖截面的极限环振荡（LCOs）（风偏角 $\chi = 50^\circ$ ，方位角 $\Psi = 0^\circ$ (a) 和 $\Psi = 60^\circ$ (b)，风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$ ）

可以看出，在风速为 50 m/s 时，LCO 的幅值从风偏角约 13° 时开始逐渐增加，在 31° 左右达到峰值，然后在超过 35° 时稳定在较低的振幅。作为对比，图 4.7 展示了频域内的气动阻尼结果，显示在 13° 到 49° 的风偏角范围内存在气动负阻尼。可以看出，时域与频域分析均预测到了该风偏角范围内的气弹失稳风险，但频域结果预测的失稳范围比时域响应的结果要大，这表明频域方法更为保守。

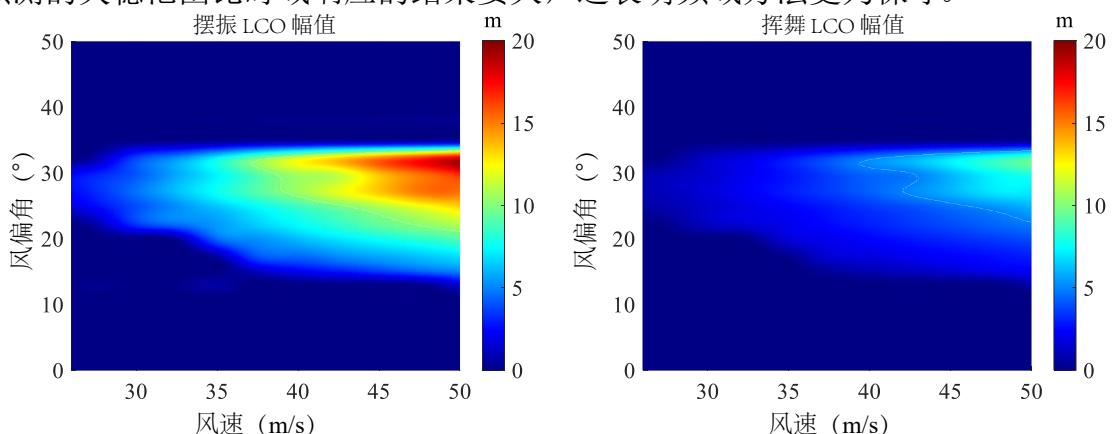


图 4.15 叶尖 LCO 振幅云图（风偏角 $\chi = 0^\circ \sim 50^\circ$ ，风速 $V_0 = 26$ m/s ~ 50 m/s，桨距角 $\beta = 90^\circ$ ，方位角 $\Psi = 0^\circ$ ）

图 4.15 还说明了失速颤振存在临界风速，即当风速低于约 40 m/s 时，叶片的 LCO 表现出较低的振幅，而较高的风速则对应较大的 LCO 振幅，且 LCO 振幅与风速的关系是单调增加的。该现象表明在进行风力机失速颤振评估时，只考虑较大风速进行气弹稳定性分析是保守、合理的。

对风速为 50 m/s 时, 方位角为 0° 情况下的 LCO 振幅随风偏角变化的数据进行分析, 并将其与风力机在额定风速下的挥舞和摆振振幅进行了比较 (风速 $V_0 = 11.4$ m/s, 桨距角 $\beta = 0^\circ$), 结果如图 4.16 所示 (图中还给出了 FAST 的时域仿真结果)。从图中可以看出, 在风力机叶片失稳状态下, 挥舞和摆振的振幅明显高于正常运行状态下的振幅 (虚线所示), 这表明此时叶片损伤和疲劳的风险较高。更重要的是, 挥舞方向自由度的振幅随着风偏角的发展趋势和振动频率 (图 4.12 已证实) 与摆振自由度保持一致。这种现象的原因在于: 在风偏斜条件下, 挥舞模态稳定而摆振模态失稳, 导致挥舞振动随着时间逐渐衰减, 并最终由摆振振荡引起的强迫振动取代, 挥舞振荡中挥舞与摆振频率成分的振动呈现“此消彼长”的趋势。因此, 为了增强风力机叶轮模态的气动稳定性, 应优先控制摆振模态。

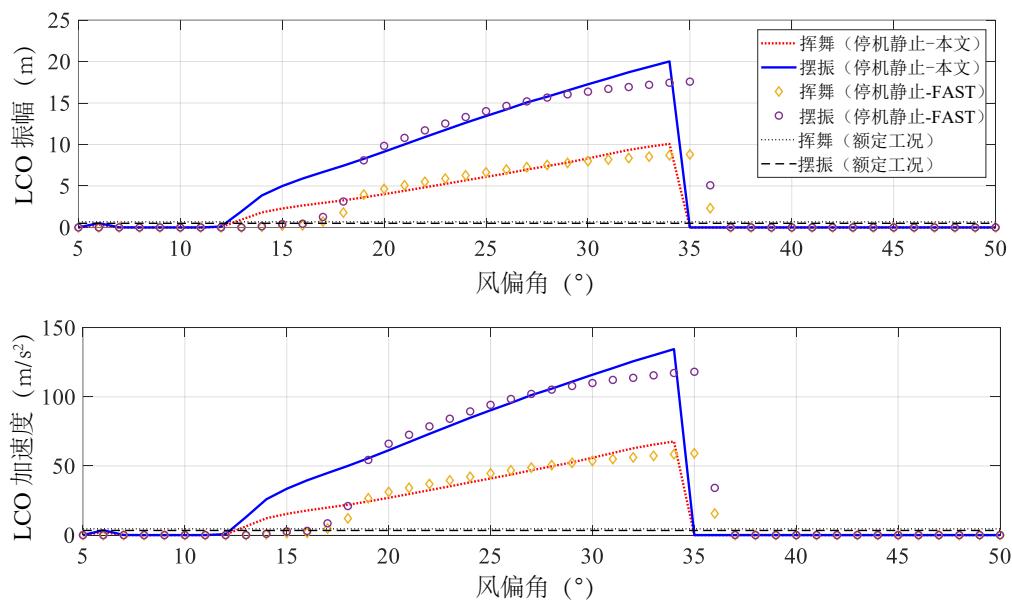


图 4.16 叶尖 LCO 振幅和加速度随风偏角的变化规律 (风偏角 $\chi = 0^\circ \sim 50^\circ$, 风速 $V_0 = 50$ m/s, 桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$)

上述仿真得到的稳态振动并不代表叶片的实际物理响应。当前的研究并未考虑结构非线性或非定常气动效应, 因此仿真响应与实际情况存在差异。

4.4.1.3 时域与频域方法比较

不同模型间的失稳特性预测结果和计算复杂度比较结果如表 4.3 所示, 失稳特性包括失稳区域及最大 LCO 振幅。本文线性模型相较于非线性模型预测了更宽的失稳区域, 而 OpenFAST 则预测了相对更窄的失稳区域, 表明本文模型在实际工程应用中具有更高的安全裕度。非线性模型预测的最大 LCO 振幅约为 20 m, 与 OpenFAST 预测的 17.7 m 较为接近, 但线性模型无法预测 LCO 振幅, 因为线性系统在阻尼比为负时响应发散, 不形成极限环。最后, 以程序执行时间衡量了不同模型的计算复杂度。线性模型在单个工况下进行失稳评估的执行时间为约 1.3 秒, 显示出极高的计算效率; 相比之下, 非线性模型的时域求解需要超过 670 秒执行时间, OpenFAST 则需约 49.5 秒。

表 4.3 不同模型间失稳特性和计算复杂度的比较（风速：50 m/s，方位角：0°）

摆振失稳	线性模型	非线性模型	OpenFAST
失稳风偏角区间	[13°, 49°]	[13°, 35°]	[17°, 37°]
最大 LCO 振幅	+∞	20 m	17.7 m
执行时间（单个工况）	1.3 s	模拟时间: 100 s 执行时间: 670.2 s	模拟时间: 100 s 执行时间: 49.5 s

备注：本文模型采用有限元方法，具有 372 个自由度，导致较高的计算复杂度。相比之下，OpenFAST 采用 Ritz 方法，仅具有 20 个有效自由度，极大简化了计算过程。此外，本文模型在 MATLAB 平台上实现，而 OpenFAST 则采用 Fortran 编译，这也是 OpenFAST 执行时间明显较短的原因之一。

4.4.2 平台响应分析

4.4.2.1 水动力阻尼的影响

图 4.7 的分析表明，在风偏角为 30° 时，平台的横摇模态可能出现气动负阻尼。然而，考虑到水动力阻尼的贡献（详见表 4.1，总计为 5.25%），横摇模态的总体阻尼比恢复为正值，保证了该模态的动力稳定。为验证该评估结果，将风力机处于静水环境中，并设置风速为 50 m/s、风偏角为 30°，采用非线性模型进行了时域仿真，并在利用 Morison 方程计算水动力时设置了考虑与忽略浮体振动速度两种情况，两种情况分别对应考虑和忽略水动力阻尼效应，仿真结果如图 4.17 所示。若不考虑水动力阻尼，平台会产生剧烈振荡，最大横摇振幅超过 15°；而在考虑水动力阻尼后，横摇振动迅速衰减。该时域响应对比形象展示了水动力粘性阻尼在浮体模态稳定中的作用。

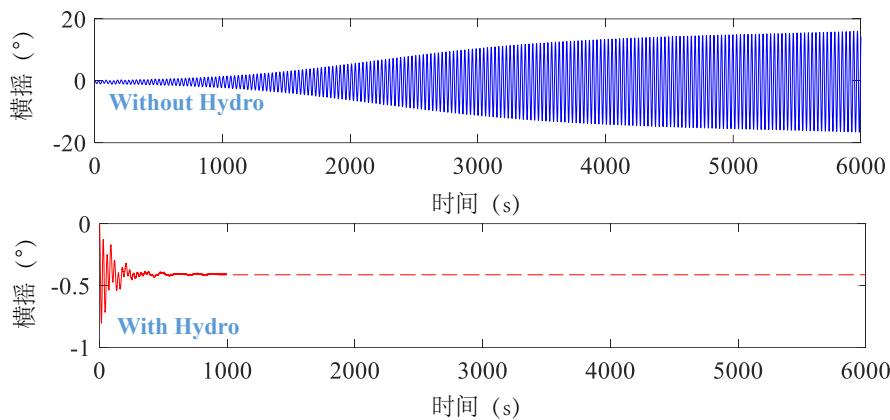


图 4.17 水动力阻尼效应在横摇自由度上的时域验证（风偏角 $\chi = 30^\circ$ ，风速 $V_0 = 50$ m/s，叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$ ，方位角 $\Psi = 0^\circ$ ）

4.4.2.2 叶片失稳对平台的影响

当叶片发生剧烈极限环振荡时，可能会对平台和塔筒的荷载与振动产生显著扰动，进而影响整个风力机的安全，本节探讨叶片失稳对平台响应的影响。选取风力机处于极端失稳状态下的典型工况进行分析，具体参数为：风偏角 $\chi = 30^\circ$ ，风速 $V_0 = 50$ m/s，叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$ ，以及方位角 $\Psi = 0^\circ$ ，并假定平台处于静水环境中。该工况设置下的浮体纵摇和横摇加速度响应如图 4.18 所示。

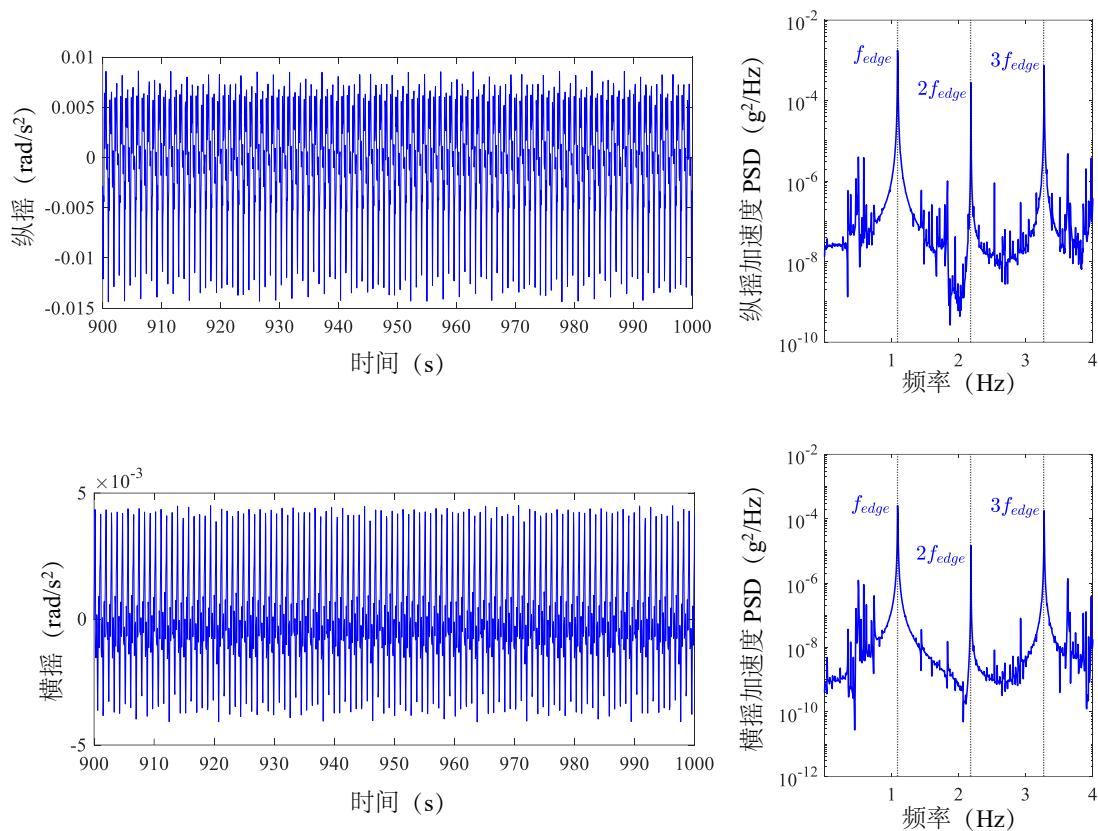


图 4.18 叶片失稳导致的平台纵摇和横摇加速度响应（风偏角 $\chi = 30^\circ$, 风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$, 方位角 $\Psi = 0^\circ$ ）

图 4.18 表明，叶片失稳发生时，平台会出现明显的高频振动，且这些高频成分主要集中于叶片一阶摆振及其三倍频率附近。这一现象表明，叶片失稳所引入的高频气动激励能够有效耦合至平台自由度。但通过对平台加速度响应的幅值进行观察发现，上述高频成分的实际振幅相较于平台整体运动较为微小，属于弱激励水平。这意味着叶片失稳引起的高频激励对平台整体振动及内力水平的影响相对有限，更可能表现为高频扰动而非主导响应。因此，从平台的大尺度稳定性角度来看，叶片失稳带来的影响可视为微弱干扰，可以忽略。然而在局部疲劳或高频响应敏感部位（如系泊系统、局部节点）的安全性评价中，仍需适当关注和评估其潜在影响。

4.4.3 塔筒响应分析

本节延续第 4.4.2 节所分析的计算工况，但重点关注叶片发生失速颤振时塔顶的响应特性。塔筒侧向阻尼不足时，可能诱发该模态的失稳进而导致大幅振荡。然而，当叶片发生剧烈的极限环振荡时，其强烈的气动力作用亦可能作用于塔顶，从而激发塔顶的强迫振动。图 4.19 展示了叶片发生失速颤振时塔筒的时域振动响应，可以看出，此时塔顶的侧向振动较为剧烈，振动幅值超过 0.2 米。从 PSD 分析结果可以看出，此时塔顶振动的卓越频率为一阶摆振频率，说明此时塔顶的振动不是由自身阻尼不足引起的失稳，而是由叶片发散振动牵连导致。这说明在风力机的失速

颤振分析中，应该考量单一自由度振荡引起的其他自由度牵连运动。

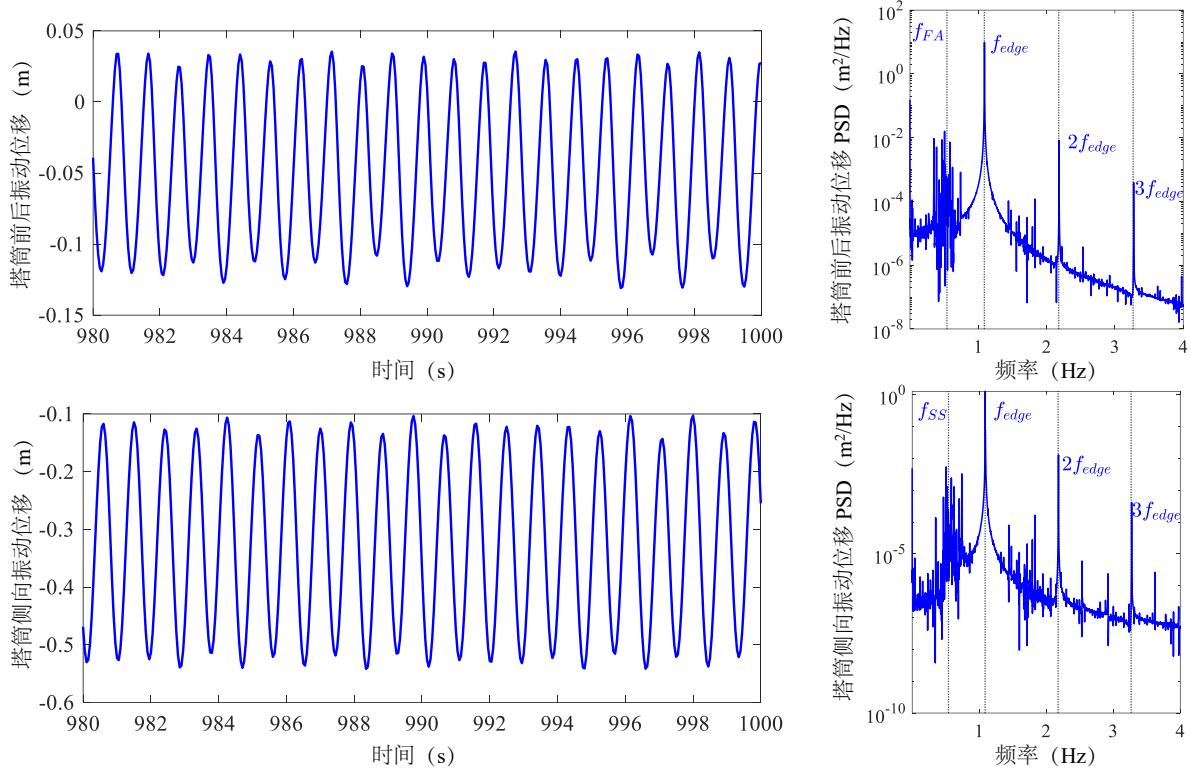


图 4.19 叶片失稳引起的塔筒顶端位移响应（风偏角 $\chi = 30^\circ$ ，风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ ，叶片桨距角 $\beta = 90^\circ$ ，方位角 $\Psi = 0^\circ$ ）

通过对比浮体和塔筒振动响应可以看出，当叶片发生失速颤振时，其对浮体自由度的影响显著弱于对塔筒自由度的影响。这一现象主要源于以下机理：叶片的固有频率与塔筒的固有频率较为接近，这种频率耦合效应容易引发显著的强迫振动响应，而叶片与浮体之间的固有频率存在较大差异，导致振动能量难以通过有效的传递路径进行转移。

4.5 小结

本章对停机静止状态下的浮式风力机失速颤振问题进行了研究。首先建立了浮式风力机在停机静止工况下的准定常非线性气动力模型，并将该气动力模型线性化得到了停机状态下的风力机气动阻尼矩阵。然后分别利用线性和非线性气动力模型对浮式风力机进行了频域和时域气弹稳定性分析，主要研究结论如下：

- (1) NREL OC3 5-MW 风力机的浮体、塔筒和叶片均存在失速颤振模态，以叶片摆振和浮体艏摇模态最为显著，且失稳受到风偏角和叶轮方位角的共同影响。
- (2) 叶根截面更容易失速，但叶尖截面失速更易产生显著的模态气动负阻尼，表明叶尖截面对风力机失速颤振的影响更为突出。
- (3) 可依据多模态阻尼比分析结果确定风力机的失速颤振安全裕度，并确定可避免风力机失速颤振的安全风偏角和叶轮方位角区间，进而设计主动偏航和叶轮方位角调整策略避免风力机失稳。

(4) 风力机的失速颤振存在起振临界风速，对 NREL OC3 5-MW 风力机而言，其摆振模态的失速颤振起振风速约为 40 m/s。

(5) 失速颤振的时域响应表现为极限环振荡，NREL OC3 5-MW 风力机叶片的极限环振荡幅值可超过 20 m。

(6) 时域与频域分析方法在风力机叶片摆振失稳风偏角区间预测上结果较为一致，但频域预测结果更为保守，且频域方法的计算复杂度更低。

(7) 叶片失速颤振发生时，不会对浮体自由度响应产生明显影响，但会在塔筒侧向自由度上引起显著的牵连强迫振动。

第 5 章 基于非定常叶素气动力理论的失速颤振分析

5.1 引言

本文第四章已通过时域非线性与频域线性分析，分析了 NREL OC3 5-MW 风力机在停机静止状态下的失速颤振现象，但第四章的分析基于准定常研究框架，无法反映真实风力机结构在流固耦合作用下的非定常气动效应对失速颤振的影响。

目前的风力机失速颤振研究已普遍考虑了动态失速效应的影响。比如，Meng 等人^[73]建立了用于浮式风力机稳定性分析的降阶线性模型，该模型集成了状态空间形式的 B-L 动态失速模型^[164]，可在浮式风力机气动阻尼分析中考虑动态失速效应；Wang 等人^[69]在进行风力机失速颤振的非线性做功分析时引入了 ONERA^[186] 和 B-L 动态失速模型，并比较了两者在量化气动力做功和气动阻尼当中的区别。Branlard 等人^[70]则通过对 HGM 动态失速模型进行改造将其集成至 OpenFAST，在 FAST 中实现了考虑动态失速效应的模态阻尼比评估。上述研究较为全面地发展了动态失速工程模型在风力机气动阻尼和气弹失稳分析中的应用，侧重于整机层次的气弹分析，并计入动态失速在失速颤振稳态或初始诱发状态下的贡献，但并未从叶素层面和时域失速颤振演化的角度分析动态失速的作用。

本章首先介绍了几种动态失速数学模型，并通过引入法向和切向独立分离点假设，实现了对一阶 IAG 模型的修正。然后利用叶素三自由度气弹模型对不同动态失速模型作用下的叶素失速颤振稳态响应进行了比较，分析了叶素的稳态振幅与攻角。最后，通过振幅依存的非线性气动阻尼分析以及基于气动力与结构阻尼力做功平衡的稳态判据，揭示了不同动态失速模型在失速颤振演化当中的作用机制。

5.2 动态失速数学模型

本章采用了五种动态失速数学模型，一种被称为 Stäblein 模型，另外四种模型可分为两类：一类是基于 B-L 模型的一阶 IAG 模型和 AeroHor 模型¹；另一类是基于 Hansen-Gaunaa-Madsen (HGM) 的两种衍生模型 (HGM à la OpenFAST 和 HGM *f*-scaled)。本论文首先对 B-L 模型和 HGM 模型进行详细介绍，在此基础上介绍本文所采用的四种模型对 B-L 模型和 HGM 模型所做的改进。在介绍 B-L 和 HGM 之前，先对 Stäblein 模型进行概述。

5.2.1 Stäblein 模型

本节介绍 Stäblein 模型的基本理论，具体参数的定义可以查阅 Stäblein 等人^[187]

¹AeroHor 模型为本文利用两分离点假设对一阶 IAG 模型进行改进以后的模型。

的研究文献。将 Stäblein 模型中的升、阻力以及力矩系数的推定介绍如下。

(1) 升力

升力的计算包括环量、惯性（表观质量）和离心力的贡献之和。其中，环量升力 (L_{circ}) 基于薄翼理论，对于附着流，其环量升力贡献写为：

$$L_{\text{circ}} = \frac{1}{2} \rho_a W^2 c C_L(\alpha_E) \quad (5.1)$$

其中， ρ_a 是空气密度， W 等价于 V_{rel} ， $C_L(\alpha_E)$ 是在有效攻角 α_E 下的升力系数。

为了考虑环量升力引起的脱落涡量，采用了 Hansen 等人^[188]提出的 Beddoes-Leishman 类型的动态失速模型的 Theodorsen 部分。因此，有效攻角表示为 $\alpha_E = \alpha_{\text{qs}}(1 - A_1 - A_2) + z_1 + z_2$ ，其中 $z_i, i \in \{1, 2\}$ 是从一阶常微分方程获得的非定常气动力模型的状态变量：

$$\dot{z}_i + \frac{2W}{c} \left(b_i + \frac{c\dot{W}}{2W^2} \right) z_i = b_i A_i \frac{2W}{c} \alpha_{\text{qs}} \quad (5.2)$$

式中， A_i 和 b_i 的值取决于翼型。

表观质量项 L_{iner} 由截面周围空气的惯性力引起，其作用在弦长的中部，大小等于直径为弦长 c 的单位高度圆柱中空气的质量乘以弦长中部位置处的垂直加速度^[187]：

$$L_{\text{iner}} = \frac{\rho_a \pi c^2}{4} \left(-\ddot{y} + \left(\frac{c}{4} - e_{ac} \right) \ddot{\theta} \right) \quad (5.3)$$

离心力项 L_{cent} 由表观质量的方向变化引起，其表达式为：

$$L_{\text{cent}} = \frac{\rho_a \pi c^2}{4} W \dot{\theta} \quad (5.4)$$

总的升力可以写为三个升力分量之和：

$$L = \frac{1}{2} \rho_a W^2 c C_L(\alpha_E) + \frac{\rho_a \pi c^2}{4} \left[-\ddot{y} + \left(\frac{c}{4} - e_{ac} \right) \ddot{\theta} + W \dot{\theta} \right] \quad (5.5)$$

(2) 阻力

总的阻力计算为：

$$D = \frac{1}{2} \rho_a W^2 c C_D(\alpha_E) + L_{\text{circ}}(\alpha - \alpha_E) \quad (5.6)$$

其中， C_D 是准定常阻力系数。式中的第一项是黏性阻力，在附着流条件下，黏性阻力主要由摩擦阻力主导，并且随攻角变化较小。第二项是诱导阻力，在二维流动中，诱导阻力是由于有效攻角 α_E 滞后于几何攻角 α 引起的。因此，非定常升力垂直于 α_E ，并在几何攻角定义的阻力方向上产生一个分量。

(3) 力矩

对于对称翼型，气动中心位于四分之一弦长处。如果翼型有弯度，则该中心会向后移动，并通过力矩系数 C_M 进行修正。此外，升力 L_{iner} 、 L_{cent} 以及表观转动

惯量 $\frac{\rho_a \pi c^4}{128}$ ^[189]会对四分之一弦点处的力矩产生贡献，力矩表达式为：

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{2} \rho_a W^2 c C_M(\alpha_E) - \frac{c}{4} L_{\text{iner}} - \frac{c}{2} L_{\text{cent}} - \frac{\rho_a \pi c^4}{128} \ddot{\theta} \\ &= \frac{1}{2} \rho_a W^2 c C_M(\alpha_E) - \frac{\rho_a \pi c^3}{8} \left(-\frac{1}{2} \ddot{y} + \frac{1}{2} \left(\frac{3c}{8} - e_{ac} \right) \ddot{\theta} + W \dot{\theta} \right) \end{aligned} \quad (5.7)$$

5.2.2 Beddoes-Leishman 模型

B-L 模型是当前应用最为广泛的动态失速工程模型，其有效性经过了大量的实验印证^[190]。B-L 模型最初是由 Beddoes 和 Leishman 为直升机叶片研发，鉴于直升机叶片和风力机叶轮的相似性，Gupta 和 Leishman 后来将该模型的应用领域拓宽到风力机翼型，并在 S809 翼型上成功进行了测试^[191]。B-L 模型通过四个独立模块模拟动态失速的主要物理机制，然后将结果线性组合以得到总的非定常气动力^[190]。本节对动态失速的四个模块进行详细介绍。

(1) 附着流

Theodorsen 理论^[74]为研究理想平板上的非定常流动提供了理论基础。可使用 Theodorsen 函数的有理函数近似来模拟攻角突然变化后升力的滞后累积，并通过 Duhamel 积分，将从该函数获得的指数升力响应在时间上叠加，从而得到环量升力部分，这部分升力源自翼型后部的尾流。升力的非环量部分包括冲量和表观质量的贡献，如 Leishman 和 Beddoes^[164]所述，冲量贡献与活塞理论相关的可压缩效应有关，同样可通过指数函数近似进行建模。

(a) 环量升力

环量法向力由以下公式给出：

$$C_{N,n}^C = C_{N_\alpha} (\alpha_{E,n} - \alpha_0) = C_{N_\alpha} (\alpha_n - X_n - Y_n - \alpha_0) \quad (5.8)$$

其中， α_0 是零/无粘性法向力对应的攻角。下标 n 表示当前时间步，时间步长由 $\Delta t = t_n - t_{n-1}$ 给出。 X_n 和 Y_n 是代表脱落尾流涡旋效应的缺陷（滞后）函数，其具有如下低通滤波形式：

$$\begin{aligned} X_n &= X_{n-1} \exp(-b_1 \beta^2 \Delta s) + A_1 \Delta \alpha_n \exp(-b_1 \beta^2 \Delta s / 2) \\ Y_n &= Y_{n-1} \exp(-b_2 \beta^2 \Delta s) + A_2 \Delta \alpha_n \exp(-b_2 \beta^2 \Delta s / 2) \end{aligned} \quad (5.9)$$

其中， $\Delta s = \frac{2V\Delta t}{c}$ 是无量纲时间增量，其中 V 是翼型截面的局部自由流速度。 $1/b_1$ 和 $1/b_2$ 是缺陷（滞后）函数（式 (5.9)）的时间常数，而 A_1 和 A_2 是它们各自的系数。 $\Delta \alpha_n$ 是 α_n 的增量。

此外，无量纲系数 β 由马赫数 M 定义为：

$$\beta = \sqrt{1 - M^2} \quad (5.10)$$

(b) 非环量升力

非环量升力写为:

$$C_{N,n}^I = \frac{4K_\alpha T_I}{M} \left(\frac{\Delta\alpha_n}{\Delta t} - D_n \right) \quad (5.11)$$

其中, T_I 由 $T_I = \frac{Mc}{V}$ 给出, 是一个非环量的时间常数, 表示压力扰动在翼型上的传播时间, 因此能够表征脉冲荷载的衰减特性。缺陷函数 D_n 由以下方程获得:

$$D_n = D_{n-1} \exp \left(\frac{-\Delta t}{K_\alpha T_I} \right) + \left(\frac{\Delta\alpha_n - \Delta\alpha_{n-1}}{\Delta t} \right) \exp \left(\frac{-\Delta t}{2K_\alpha T_I} \right) \quad (5.12)$$

上述缺陷函数 (5.12) 与式 (5.9) 具有相似结构, 其包含一个衰减的第一部分和一个增量的第二部分。与式 (5.9) 不同的是, 该函数用于模拟压力扰动随时间的累积过程。 K_α 因子的值依赖于马赫数, 并且在不可压缩流动条件下 ($M < 0.3$) 几乎保持不变:

$$K_\alpha = \frac{0.75}{(1-M) + \pi\beta^2 M^2 (A_1 b_1 + A_2 b_2)} \quad (5.13)$$

附着流 (势流) 的总法向力系数被表示为环量和非环量之和:

$$C_{N,n}^P = C_{N,n}^C + C_{N,n}^I \quad (5.14)$$

(2) 前缘分离

非定常条件下的法向力系数 $C_N^P(t)$ 相对于攻角变化存在滞后, 但前缘压力的响应相对于 $C_N^P(t)$ 也存在滞后, 因此在攻角增加的过程中, 前缘压力响应的滞后导致临界压力在更高的 C_N^P 值下达到, 从而使临界状态出现在比准静态情况下更高的攻角, 这一机制显著延缓了动态失速的发生。为了在非定常条件下实现对临界压力的判别, 可以对 $C_N^P(t)$ 施加一阶滞后, 从而得到替代值 $C_N^{P'}(t)$ 。对于离散采样过程, 这种对 $C_N^P(t)$ 的补偿可以用数值形式表示为:

$$C_{N,n}^{P'} = C_{N,n}^P - D_{p,n} \quad (5.15)$$

缺陷函数 $D_{p,n}$ 可表达为:

$$D_{p,n} = D_{p,n-1} \exp \left(\frac{\Delta s}{T_p} \right) + (C_{N,n}^P - C_{N,n-1}^P) \exp \left(\frac{\Delta s}{2T_p} \right) \quad (5.16)$$

式中, 时间常数 T_p 是马赫数的函数, 需基于静态翼型数据依据经验确定。

(3) 后缘分离

后缘分离是动态失速中最为重要的物理现象, 其非线性效应的数学表述采用了 Kirchhoff 理论, 并引入了一个无量纲分离点参数 “ f ”, 其定义如图 5.1 所示。

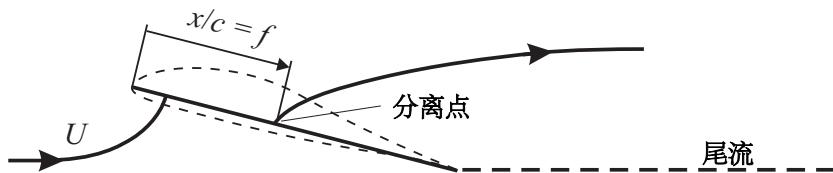


图 5.1 分离点函数 f 的定义^[188]

依据 Kirchhoff 理论，可以通过以下公式计算非线性静态法向力：

$$C_N = C_{N_\alpha} \left(\frac{1 + \sqrt{f_n}}{2} \right)^2 (\alpha_n - \alpha_0) \quad (5.17)$$

式中， C_{N_α} 是不可压缩流动中的升力曲线斜率，它表示在小攻角范围内升力系数 C_N 随攻角线性增加的程度。薄翼型在亚音速、不可压缩流动条件下，升力系数与攻角的关系近似为 $C_N = 2\pi\alpha_n$ ，其中 α_n 以弧度为单位，这一斜率是经典的薄翼理论结果，仅适用于较小攻角范围。

通过式 (5.17)， f_n 可以表示为攻角的函数。由于 f_n 对应于静态流动行为，它需要针对非定常流动进行修正。

根据 $C_{N,n}^{P'}$ 可确定在第 n 个时间步的另一个有效攻角 $\alpha_{f,n}$ ：

$$\alpha_{f,n} = \frac{C_{N,n}^{P'}}{C_{N_\alpha}} + \alpha_0 \quad (5.18)$$

利用 $\alpha_{f,n}$ 确定有效的一阶分离点 $f'_n = f_n = f(\alpha_{f,n})$ 。可对静态的一阶分离点进行滞后定义非定常的二阶分离点：

$$f''_n = f'_n - D_{f_n} \quad (5.19)$$

式中，缺陷函数 D_{f_n} 写为：

$$D_{f_n} = D_{f_{n-1}} \exp \left(\frac{\Delta s}{T_f} \right) + (f'_n - f'_{n-1}) \exp \left(\frac{\Delta s}{2T_f} \right) \quad (5.20)$$

式中， T_f 是与马赫数相关的时间常数。

结合 Kirchhoff 理论式，考虑非定常修正后的后缘分离点 f'' 影响的（非线性）法向力 C_N^f 写为：

$$C_{N,n}^f = C_{N_\alpha} \left(\frac{1 + \sqrt{f''_n}}{2} \right)^2 (\alpha_{E,n} - \alpha_0) + C_{N,n}^I \quad (5.21)$$

力矩为：

$$C_{M,n}^f = [K_0 + K_1 (1 - f''_n) + K_2 \sin(\pi (f''_n)^m)] C_{N,n}^C + C_{M_0} \quad (5.22)$$

式中， K_0 、 K_1 、 K_2 是根据力矩曲线拟合得到的系数， m 是根据实验数据拟合得到的参量， C_{M_0} 为零升力处对应的力矩。

切向力可以写为：

$$C_{T,n}^f = -\eta C_{N_\alpha} \alpha_{E,n}^2 \sqrt{f''_n} \quad (5.23)$$

式中， η 为切向力恢复系数。

(4) 动态失速

只要前缘涡保持在翼型上表面，升力（或法向力）就会增强。来自前缘涡诱导的升力贡献，也被称为涡流升力，其与来自后缘分离模块的升力相加，可获得总的

非定常升力。涡流升力的贡献仅在涡保持在翼型表面上时增加，一旦涡经过后缘，其贡献便会衰减，并且不会再增加。可利用涡时间参数用于确定涡何时通过翼型的后缘。涡流升力的增量为：

$$C_{V,n} = C_{N,n}^C (1 - K_{N,n}) \quad (5.24)$$

式中：

$$K_{N,n} = \left(1 + \sqrt{f_n''}\right)^2 / 4 \quad (5.25)$$

累积的总涡流升力 C_N^V 随时间以指数形式衰减，也可通过新的增量进行更新。其时间离散形式表示为^[192]：

$$C_{N,n}^V = \begin{cases} C_{N,n-1}^V \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_v}\right) + (C_{V,n} - C_{V,n-1}) \exp\left(-\frac{\Delta s}{2T_v}\right) & \text{if } 0 < \tau_{v,n} < T_{vl} \\ C_{N,n-1}^V \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_v}\right) & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.26)$$

该方程仅在当前缘涡在翼型上表面移动时才会增加涡流升力（即当 $0 < \tau_{v,n} < T_{vl}$ 时）。当涡保持附着并在前缘处增强时，它对升力的影响并不显著，累积的涡流升力借助涡衰减常数 T_v 以指数方式衰减。 T_{vl} 表示涡穿越弦长所需的无量纲时间。 T_v 和 T_{vl} 不受马赫数的影响，并且对翼型的形状仅有松散的依赖性。这些参数可以通过非定常翼型实验数据进行确定。

无量纲涡流时间 $\tau_{v,n}$ 由以下公式给出^[193,194]：

$$\tau_{v,n} = \begin{cases} \tau_{v,n-1} + 0.45 \frac{\Delta t}{c} V & \text{if } C_{N,n}^{P'} > C_N^{\text{Crit}} \\ 0 & \text{if } C_{N,n}^{P'} < C_N^{\text{Crit}} \text{ and } \Delta \alpha_n > 0 \end{cases} \quad (5.27)$$

其中 C_N^{Crit} 是无粘临界静态法向力，通常通过在临界攻角 α_n^{Crit} 处的（粘性）力矩极值点来表示，可将其公式化为：

$$C_N^{\text{Crit}} = C_{N_\alpha} (\alpha_n^{\text{Crit}} - \alpha_0) \quad (5.28)$$

前缘涡的对流引起的压力中心的理想变化可以通过以下模型表示：

$$C_{Pv,n} = K_v \left(1 - \cos\left(\frac{\pi \tau_v}{T_{vl}}\right)\right) \quad (5.29)$$

式中， K_v 为常数。

动态力矩系数可以写为：

$$C_{M,n}^V = -C_{Pv,n} C_{N,n}^V \quad (5.30)$$

翼型所承受的总动态荷载为各个气动模块作用之和，主要包括后缘分离和动态失速模块，两者共同决定了翼型的瞬时气动力响应。其中，法向力和力矩均包含后缘分离与动态失速模块的作用，而切向力则主要源自后缘分离效应，后者对翼型

的阻力变化具有重要影响。总的动态气动荷载可表示为：

$$\begin{aligned} C_{N,n}^D &= C_{N,n}^f + C_{N,n}^V \\ C_{T,n}^D &= C_{T,n}^f \\ C_{M,n}^D &= C_{M,n}^f + C_{M,n}^V \end{aligned} \quad (5.31)$$

将上式进行坐标转换就可得到动态的升、阻力系数：

$$\begin{aligned} C_{L,n}^D &= C_{N,n}^D \cos \alpha_n - C_{T,n}^D \sin \alpha_n \\ C_{D,n}^D &= C_{N,n}^D \sin \alpha_n + C_{T,n}^D \cos \alpha_n \end{aligned} \quad (5.32)$$

5.2.3 HGM 模型

(1) 闭合非线性方程形式

HGM 模型基于 B-L 模型，但是给出了其在状态空间的表达式，最后的表达形式是一个闭合的非线性常微分方程组。利用状态空间的 HGM 模型，可在状态空间实现动态失速模型与结构运动方程的耦合。HGM 模型可以表达为^[188]：

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 + T_u^{-1} (b_1 + c\dot{U}/(2U^2)) x_1 &= b_1 A_1 T_u^{-1} \alpha_{3/4} \\ \dot{x}_2 + T_u^{-1} (b_2 + c\dot{U}/(2U^2)) x_2 &= b_2 A_2 T_u^{-1} \alpha_{3/4} \\ \dot{x}_3 + T_p^{-1} x_3 &= T_p^{-1} (C_{L,\alpha} (\alpha_E - \alpha_0) + \pi T_u \dot{\alpha}) \\ \dot{x}_4 + T_f^{-1} x_4 &= T_f^{-1} f^{\text{st}} (x_3/C_{L,\alpha} + \alpha_0) \end{aligned} \quad (5.33)$$

式中，初始条件为 $x_i(0) = 0$ 。时间常数 $T_u = c/(2U(t))$ 因自由流速度 U 对结构状态的依赖而随时间变化。有效攻角 α_E 线性依赖于 x_1 和 x_2 ：

$$\alpha_E = \alpha_{3/4} (1 - A_1 - A_2) + x_1(t) + x_2(t) \quad (5.34)$$

非定常气动力系数由以下公式给出：

$$\begin{aligned} C_L^{\text{dyn}} &= C_{L,\alpha} (\alpha_E - \alpha_0) x_4 + C_L^{\text{fs}} (\alpha_E) (1 - x_4) + \pi T_u \dot{\alpha} \\ C_D^{\text{dyn}} &= C_D^{\text{st}} (\alpha_E) + (\alpha - \alpha_E) C_L^{\text{dyn}} \\ &\quad + (C_D^{\text{st}} (\alpha_E) - C_{D_0}) \left(\frac{\sqrt{f^{\text{st}}(\alpha_E)} - \sqrt{x_4}}{2} - \frac{f^{\text{st}}(\alpha_E) - x_4}{4} \right) \\ C_M^{\text{dyn}} &= C_M^{\text{st}} (\alpha_E) + C_L^{\text{dyn}} (a^{\text{st}}(x_4) - a^{\text{st}}(f^{\text{st}}(\alpha_E))) - \frac{\pi}{2} T_u \dot{\alpha} \end{aligned} \quad (5.35)$$

其中，线性的升力系数斜率 f^{st} 定义为：

$$f^{\text{st}} = \left(2 \sqrt{\frac{C_L^{\text{st}}(\alpha)}{C_{L,\alpha}(\alpha - \alpha_0)}} - 1 \right)^2 \quad (5.36)$$

$C_{L,\alpha}$ 依据下式确定：

$$C_{L,\alpha} = \max \{C_L^{\text{st}}(\alpha) / (\alpha - \alpha_0)\} \quad (5.37)$$

完全分离流的升力系数 C_L^{fs} 为:

$$C_L^{\text{fs}} = \frac{C_L^{\text{st}} - C_{L,\alpha}(\alpha - \alpha_0) f^{\text{st}}}{1 - f^{\text{st}}} \quad (5.38)$$

a^{st} 定义为:

$$a^{\text{st}} = \frac{C_M^{\text{st}} - C_{M_0}}{C_L^{\text{st}}} \quad (5.39)$$

方程组 (5.33) 和 (5.35) 构成了一组耦合的闭合形式的非线性方程组。这些方程可以描述动态失速状态下的非定常气动力，可以直接与叶素动量理论相结合，用于风力机的气动力模拟和气弹响应仿真，具体参数定义可参照原始文献^[188]。

(2) 线性化形式

将上述方程在平衡状态处进行线性近似，其在数学上的表达为:

$$\alpha(t) = \alpha^0 + \epsilon\alpha^1(t), \quad \alpha_{3/4}(t) = \alpha^0 + \epsilon\alpha_{3/4}^1(t), \quad U(t) = U_0 + \epsilon U_1(t) \quad (5.40)$$

其中，平衡状态用稳态攻角 α^0 和平均自由流速度 U_0 表示。围绕该平衡状态有扰动 α^1 、 $\alpha_{3/4}^1$ 和 U_1 ，符号参数 $\epsilon \ll 1$ 表明它们是小量。

状态方程 (5.33) 的扰动解可以表示为以下形式:

$$x_i(t) = x_i^0 + \epsilon x_i^1(t), \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (5.41)$$

其中， x_i^0 是稳态， x_i^1 是动态失速导致的稳态小扰动。

将式 (5.40) 和 (5.41) 代入方程 (5.33)，并对 ϵ^0 阶方程进行求解，得到稳态形式的解为:

$$x_1^0 = A_1 \alpha^0, \quad x_2^0 = A_2 \alpha^0, \quad x_3^0 = C_{L,\alpha} (\alpha^0 - \alpha_0), \quad x_4^0 = f^{\text{st}} (\alpha^0) \quad (5.42)$$

ϵ^1 阶方程在代入式 (5.42) 所表示的稳态后变为:

$$\begin{aligned} \dot{x}_1^1 + T_1^{-1} x_1^1 &= T_1^{-1} A_1 \alpha_{3/4}^1(t) - \frac{A_1 \alpha^0}{U_0} \dot{U}_1(t) \\ \dot{x}_2^1 + T_2^{-1} x_2^1 &= T_2^{-1} A_2 \alpha_{3/4}^1(t) - \frac{A_2 \alpha^0}{U_0} \dot{U}_1(t) \\ \dot{x}_3^1 + T_p^{-1} x_3^1 &= T_p^{-1} (C_{L,\alpha} \alpha_E^1 + \pi T_0 \dot{\alpha}^1(t)) \\ \dot{x}_4^1 + T_f^{-1} x_4^1 &= T_f^{-1} \left. \frac{df^{\text{st}}}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha^0} \frac{x_3^1}{C_{L,\alpha}} \end{aligned} \quad (5.43)$$

这里引入了两个新的时间常数，定义为 $T_i = T_0/b_i$ ，其中 $T_0 = c/(2U_0)$ 。线性有效攻角 α_E^1 表示为 $\alpha_{3/4}^1 \phi(0) + x_1^1 + x_2^1$ 。为了线性化第四个方程，对分离点函数 f^{st} 围绕稳态攻角 α^0 进行泰勒展开，根据式 (5.36)，可以得到 f^{st} 的导数公式:

$$\frac{df^{\text{st}}}{d\alpha} = \frac{2}{C_{L,\alpha}(\alpha - \alpha_0)} \left(\frac{dC_L^{\text{st}}}{d\alpha} - \frac{C_L^{\text{st}}(\alpha)}{\alpha - \alpha_0} \right) \left(2 - \sqrt{\frac{C_{L,\alpha}(\alpha - \alpha_0)}{C_L(\alpha)}} \right) \quad (5.44)$$

线性方程 (5.43) 是线性化动态失速模型的控制方程。对初始条件 $x_i^1(0) = 0$ 求

解将得到气动力状态的线性近似。

为获得完全线性化的模型，气动系数公式 (5.35) 可在稳态平衡状态附近通过泰勒展开进行线性化：

$$\begin{aligned} C_L^{\text{lin}} &= C_L^0 + c_{l,\alpha}\alpha_E^1 + c_{l,f}x_4^1 + \pi T_0\dot{\alpha}^1(t) \\ C_D^{\text{lin}} &= C_D^0 + c_{d,\alpha}\alpha_E^1 + c_{d,f}x_4^1 + C_L^0(\alpha^1(t) - \alpha_E^1) \\ C_M^{\text{lin}} &= C_M^0 + c_{m,\alpha}\alpha_E^1 + c_{m,f}x_4^1 - \frac{\pi}{2}T_0\dot{\alpha}^1(t) \end{aligned} \quad (5.45)$$

式中：

$$\begin{aligned} c_{l,\alpha} &= C_{L,\alpha}f_0 + \left. \frac{dC_L^{\text{fs}}}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha^0} (1 - f_0) \\ c_{l,f} &= C_{L,\alpha}(\alpha^0 - \alpha_0) - C_L^{\text{fs}}(\alpha^0) \\ c_{d,\alpha} &= \left. \frac{dC_D}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha^0} - \left. \frac{df^{\text{st}}}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha^0} (C_{D_0} - C_D^0) \frac{1 - \sqrt{f_0}}{4\sqrt{f_0}} \\ c_{d,f} &= (C_{D_0}^{\text{st}} - C_D^0) \frac{1 - \sqrt{f_0}}{4\sqrt{f_0}} \\ c_{m,\alpha} &= \left. \frac{dC_M^{\text{st}}}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha^0} - C_L^0 \left. \frac{df^{\text{st}}}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha^0} \left. \frac{da^{\text{st}}}{df} \right|_{\alpha=\alpha^0} \\ c_{m,f} &= C_L^0 \left. \frac{da^{\text{st}}}{df} \right|_{\alpha=\alpha^0} \end{aligned} \quad (5.46)$$

其中 C_L^0 、 C_D^0 和 C_M^0 分别是稳态攻角 α^0 下的静态升力、阻力和力矩系数。 C_L^{fs} 的导数推导为：

$$\frac{dC_L^{\text{fs}}}{d\alpha} = \frac{\left(\frac{dC_L}{d\alpha} - C_{L,\alpha}f^{\text{st}}(\alpha) \right) (1 - f^{\text{st}}(\alpha)) + (C_L - C_{L,\alpha}(\alpha - \alpha_0)) \frac{df^{\text{st}}}{d\alpha}}{(1 - f^{\text{st}}(\alpha))^2} \quad (5.47)$$

最后， a^{st} 的导数通过立方样条法计算得出。

5.2.4 一阶 IAG 模型和两分离点一阶 IAG 模型

(1) 一阶 IAG 模型

Bangga 等人^[192]在 2020 年对可用于风力机气动分析的动态失速工程模型，比如 B-L、Snel、ONERA 等进行了总结性的回顾，在此基础上他们基于 Beddoes-Leishman 模型开发了 IAG 模型。IAG 模型是 B-L 模型的改进版本，并引入了新的状态变量的二阶微分方程。从 Bangga 等人^[192]论文中所提供的迟滞环验证可以看出，新开发的 IAG 模型可以大大提高翼型动态失速引起的非定常气动力的预测精度。该模型二阶模块的实施较为困难，本文暂不使用。本文把仅考虑了一阶模块的 IAG 模型称为一阶 IAG 模型。

作为 B-L 模型的升级版，一阶 IAG 模型覆盖了非定常附着流、尾缘分离流以及前缘分离流的建模，并纳入了对前缘涡贡献的处理，而当前主流的 HAWC2 和 OpenFAST 计算软件中的动态失速模块在应对复杂气动条件时常缺乏前缘涡的考

虑^[195]。在 B-L 模型的基础上，IAG 模型做了部分改进。在模型的第一部分，攻角 α_n 假设为在四分之三弦位置的准定常攻角 α_{qs} ，这有效解决了空气动力学计算中的滞后问题。模型的第二部分对非定常附着流进行计算，通过时间滞后处理得到有效攻角 α_E ，并忽略了空气的压缩效应，从而优化了计算效率^[195]。

B-L 模型中通常采用曲线拟合的方法确定分离点参数“ f ”。因此，当翼型发生变化时，相应的参数甚至公式本身都需要进行调整。在 IAG 模型中，分离点“ f ”通过对式(5.17)反算，直接基于静态气动力系数得到：

$$f = \left(2 \sqrt{\frac{C_N}{C_{N_\alpha}(\alpha - \alpha_0)}} - 1.0 \right)^2 \quad (5.48)$$

利用式(5.48)，只要能够获得静态气动力数据，无需进行曲线拟合就可求得分离点参数，从而简化了使用过程。

在原始 B-L 模型中，力矩同样通过式(5.22)以曲线拟合的方式获得。而在 IAG 模型中，力矩系数可直接通过静态气动力特性数据，在考虑前缘压力滞后效应的有效攻角 $\alpha_{f,n}$ 处进行插值得到，其表达为：

$$C_{M,n}^f = C_M(\alpha_{f,n}) \quad (5.49)$$

此外，为避免式(5.27)出现不连续性，IAG 模型引入了如下附加条件：

$$\tau_{v,n} = \begin{cases} \tau_{v,n-1} + 0.45 \frac{\Delta t}{c} V & \text{if } C_{N,n}^{P'} > C_N^{\text{Crit}} \\ 0 & \text{if } C_{N,n}^{P'} < C_N^{\text{Crit}} \quad \text{and} \quad \Delta\alpha_n > 0 \\ \tau_{v,n-1} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.50)$$

(2) AeroHor 模型 — 两分离点一阶 IAG 模型

本文为所开发的风力机一体化程序所集成的动态失速模块(AeroHor)组合了一阶 IAG^[192] 和刘雄等人^[196]提出的一种改进模型。AeroHor 模型包含了非定常附着流、非定常尾缘分离流以及非定常前缘分离涡的贡献，该模型对准定常攻角的滞后和脉冲力的贡献进行了压缩效应建模。模型为法向力系数 C_N 和切向力系数 C_T 各自设定了分离点 f_N 和 f_T ，但并未计算气动力矩。

AeroHor 中的动态失速模型共包含六个模块，其完整的算法流程见于附录 F 中的“算法 5.1”，现将每个模块分别介绍如下：

第一部分计算一般性参数。在 AeroHor 中， Δs 通过自由流速度进行计算，而将 AeroHor 动态失速模型应用于气动弹性计算时，应该计入叶素运动对自由流速度的折减作用。

第二部分首先对 α_{qs} 进行滞后处理，以获得有效攻角 α_E ，然后计算势流的 C_N 和 C_T ，而势流切向力系数($C_{T,n}^P$)的计算依据下式：

$$C_{T,n}^P = C_{N,n}^P \tan \alpha_E \quad (5.51)$$

第三部分介绍了使用两个分离点的尾缘分离效应模型^[196]，即定义两个分离点 f_N 和 f_T ，并通过引入符号函数 sign 以允许负的 f_N 和 f_T 值：

$$\begin{aligned} f_N &= t_N^2 \operatorname{sign}(t_N) \\ f_T &= t_T^2 \operatorname{sign}(t_T) \end{aligned} \quad (5.52)$$

式中：

$$\begin{aligned} t_N &= 2 \sqrt{\frac{C_N}{C_{N_\alpha}(\alpha - \alpha_0)}} - 1 \\ t_T &= \frac{C_T}{C_{N_\alpha}(\alpha - \alpha_0) \tan \alpha} \end{aligned} \quad (5.53)$$

采用与法向力相同的方式分别计算切向和法向两个方向上的缺陷函数并计算二阶分离点 f''_N 和 f''_T 。需要强调，这里的“两个分离点”和“二阶分离点”是不同的概念。最后，法向力（式(5.21)）和切向力（式(5.23)）修正为：

$$\begin{aligned} C_N^f &= C_N^P \left(\frac{1 + \sqrt{|f''_N|} \operatorname{sign}(f''_N)}{2} \right)^2 \\ C_T^f &= C_T^P \sqrt{|f''_T|} \operatorname{sign}(f''_T) \end{aligned} \quad (5.54)$$

式中， C_N^P 和 C_T^P 分别对应式(5.14)和式(5.51)。

这里定义了两个流动分离点，两个流动分离点的定义可以获得更好的数据再现效果，但在物理上并不存在，其仅在数学层面有意义。基于此特征，本模型也可被命名为两分离点一阶 IAG 模型。

第四和第五部分计算了前缘涡的位置及其对 C_N 的影响。最后，模型第六部分返回沿 x 和 y 轴的气动力。

5.2.5 HGM á la OpenFAST 模型和 HGM f -scaled 模型

Branlard^[70]对 HGM 模型进行了部分修改，并将其应用于 OpenFAST 当中。该方法收录于 2022 年的 TORQUE 论文集中，但没有特定的模型名称。由于其是根据 HGM 改编而来，应用于 OpenFAST，因此本文称之为：HGM á la OpenFAST，后文简称为“HGM-OpenFAST”。HGM-OpenFAST 模型能够模拟非定常附着流和非定常尾缘分离流，状态方程可以选择在时间上连续积分或进行离散化，本文采用离散化方法。

本章的研究还采用了“HGM f -scaled”模型，该模型同样可参见 Branlard^[70]的论文，但本文中准定常攻角 α_{qs} 的滞后处理依据 Pirrung^[197]的方法。HGM f -scaled 模型的基础模型仍然是 HGM 模型，因此能够模拟非定常附着流和非定常分离流。在使用 HGM-OpenFAST 模型进行模拟时，观察到非定常升力系数和非定常阻力系数的值在有效攻角 α_E 约为 90° 时超过了 8。此时，非定常附着流的升力贡献变得

很大，同时，对于较高的准定常攻角 α_{qs} ，其和有效攻角 α_E 之间存在显著差异，这导致不真实的高诱导阻力值。HGM f -scaled 模型在 HGM-OpenFAST 模型上进行了改进，解决了这个问题^[195]。

可使用不同的建模方法来降低 α_{qs} 和 α_E 之间的差异，以减少不合理的高非定常升力值。比如，Pirrung 等人^[197]认为，由于尾流差异，应该考虑附着流与完全分离流之间的滞后程度差异。因此，他们建议根据分离程度缩放 α_{qs} 对 α_E 的滞后。此外，即使 α_{qs} 的小幅增加，也会导致升力分离点 f_l （基于 α_E ）大幅降低^[195]。HGM f -scaled 模型正是在 HGM-OpenFAST 模型基础上通过实现 α_{qs} 小幅增加来降低 f_l 。较小的 f_l 值进一步降低了 x_4 ，从而减少了 α_{qs} 和 α_E 之间的差异，进一步关闭了降低 x_4 的正反馈循环。较快的 α_{qs} 增加会使该循环展开的时间更短，因此减小了 HGM-OpenFAST 模型和 HGM f -scaled 模型在 x_4 响应之间的差异^[195]。

5.3 基于叶素的非线性气弹模型

当前关于动态失速的主流研究通常聚焦于翼型的空气动力学特性，或直接将动态失速经验模型应用于叶片整体结构。本节介绍一个基于叶素的气弹分析模型，并集成动态失速工程模型。

5.3.1 叶素二维三自由度结构动力学模型

假设叶素单元具有三个自由度，分别为 x 和 y 方向的平动自由度，以及叶素在 $x - y$ 平面内的转动自由度 γ ，其结构动力学模型如图 5.2 所示。如未特殊说明，三个自由度均在距离前缘 0.25 c 的位置处进行定义。

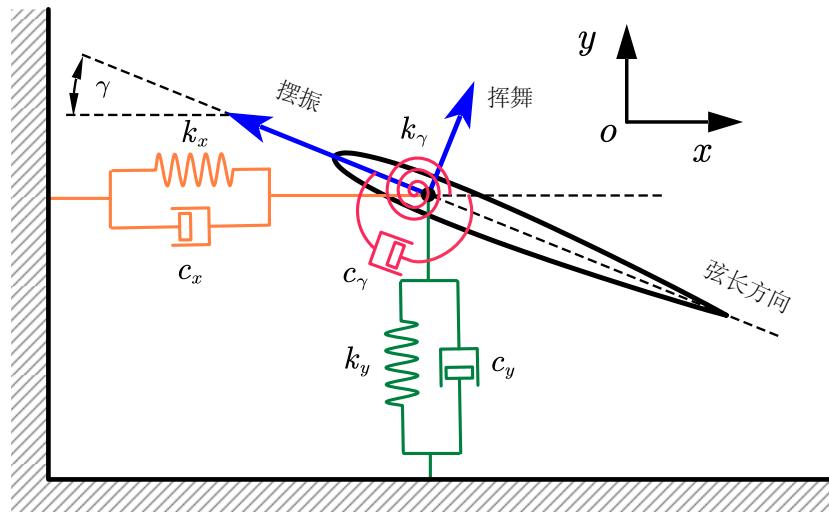


图 5.2 叶素单元的三自由度结构动力学模型

对于仅具有 x 和 y 方向两自由度的线性动力学模型，其结构动力学特性（即，质量、刚度和阻尼）不会随着运动发生改变。但当引入了转动自由度 γ ，根据有限元理论的基本原理^[143]，当发生转角时，结构刚度需要依据转角进行投影。对于风

力机的叶素，一般给定其在挥舞和摆振方向上的刚度和阻尼，因此在确定 $x - y$ 平面内的结构动力学方程时，需要对结构矩阵以转角 γ 进行坐标变换。

图 5.2 中的三自由度模型在 $x - y$ 平面内的结构动力学方程可以写为：

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{f}_{\text{ext}} \quad (5.55)$$

其中，位移向量 \mathbf{u} 和力向量 \mathbf{f}_{ext} 分别定义为：

$$\mathbf{u} = \begin{Bmatrix} x \\ y \\ \gamma \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{f}_{\text{ext}} = \begin{Bmatrix} f_{\text{Aero},x} \\ f_{\text{Aero},y} \\ M_{\text{Aero}} \end{Bmatrix} \quad (5.56)$$

式 (5.56) 中的质量矩阵考虑了竖向与转动耦合效应^[187]：

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & me_{\text{cg}} \\ 0 & me_{\text{cg}} & I \end{bmatrix} \quad (5.57)$$

式中， m 为叶素单元的质量， I 为叶素单元的转动惯量， e_{cg} 代表叶素坐标原点与质心之间的距离。

当模型的笛卡尔坐标系始终随着叶素转动时，叶素的两个平动自由度定义为挥舞和摆振，此时的刚度和阻尼是非耦合的：

$$\mathbf{C}_{ef} = \begin{bmatrix} C_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & C_{ff} & 0 \\ 0 & 0 & C_{\gamma\gamma} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K}_{ef} = \begin{bmatrix} K_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & K_{ff} & 0 \\ 0 & 0 & K_{\gamma\gamma} \end{bmatrix} \quad (5.58)$$

式中 e 代表摆振自由度， f 和 γ 分别表示挥舞和转动自由度。

利用转换矩阵 $\mathbf{R}_{ef \rightarrow xy}$ 可将结构矩阵从挥舞—摆振坐标系投影至 $x - y$ 平面：

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \mathbf{R}_{ef \rightarrow xy}^T \mathbf{C}_{ef} \mathbf{R}_{ef \rightarrow xy} \\ \mathbf{K} &= \mathbf{R}_{ef \rightarrow xy}^T \mathbf{K}_{ef} \mathbf{R}_{ef \rightarrow xy} \end{aligned} \quad (5.59)$$

其中，转换矩阵 $\mathbf{R}_{ef \rightarrow xy}$ 依据转动自由度 γ 定义为：

$$\mathbf{R}_{ef \rightarrow xy} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.60)$$

同时考虑到竖向—转动耦合引起的刚度项，可将结构阻尼与刚度矩阵写为：

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} & C_{x\gamma} \\ C_{yx} & C_{yy} & C_{y\gamma} \\ C_{\gamma x} & C_{\gamma y} & C_{\gamma\gamma} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & 0 \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{y\gamma} \\ K_{\gamma x} & K_{\gamma y} & K_{\gamma\gamma} \end{bmatrix} \quad (5.61)$$

5.3.2 定常与准定常攻角

准定常空气动力学是在势流条件下，研究翼型的运动如何影响攻角，经翼型运动修正后的攻角被称为准定常攻角 α_{qs} ，在近场区域定义攻角并不容易（如图 5.3

所示), 不同的流线呈现出从负值到正值的各种来流角度。在准定常空气动力学模型中, 不详细考虑翼型运动对近场流动的具体影响, 而是假设翼型运动对其所感知的远场来流(相对远场来流)条件产生了表观变化^[198]。远场流动指的是没有受到翼型干扰的流动, 相对远场来流是原始来流条件与翼型某点相对平移运动的叠加结果。翼型的转动会转化为翼型各点不同的平移运动, 因此当翼型发生旋转时, 需要选择某个特定点来计算准定常攻角。本论文中, 除非另有说明, 旋转轴设在前缘 $0.25 c$, 准定常攻角则在 $0.75 c$ 处计算^[195]。虽然将旋转速率等效为整个翼型具有附加平移运动这一假设并不完全准确^[199], 但相比完全忽略旋转速度, 该方法提供了更好的近似。

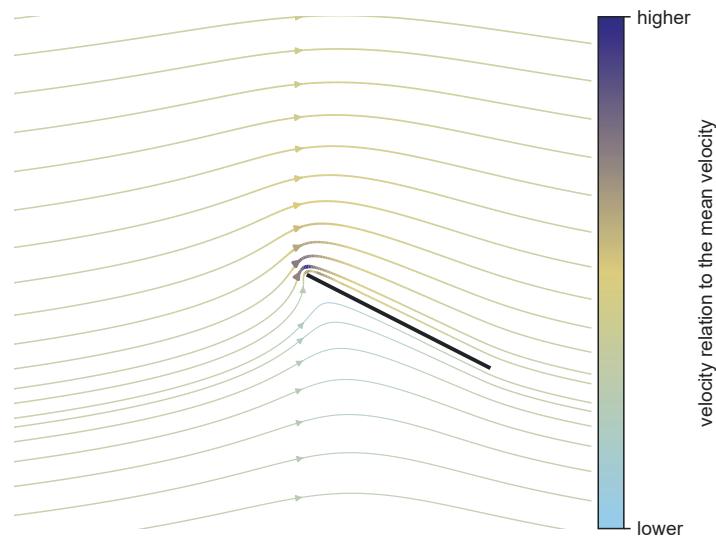


图 5.3 定常近场势流重建^[195]

假设存在图 5.4 所示的叶素, 若定义叶素结构的逆时针转动为正方向, 而入流攻角顺时针为正方向, 则叶素与水平方向的夹角为 $-\gamma$, 当有与水平面夹角为 ϕ 的风速矢量 u_0 射入, 叶素的局部攻角可定义为:

$$\alpha = \phi - \gamma \quad (5.62)$$

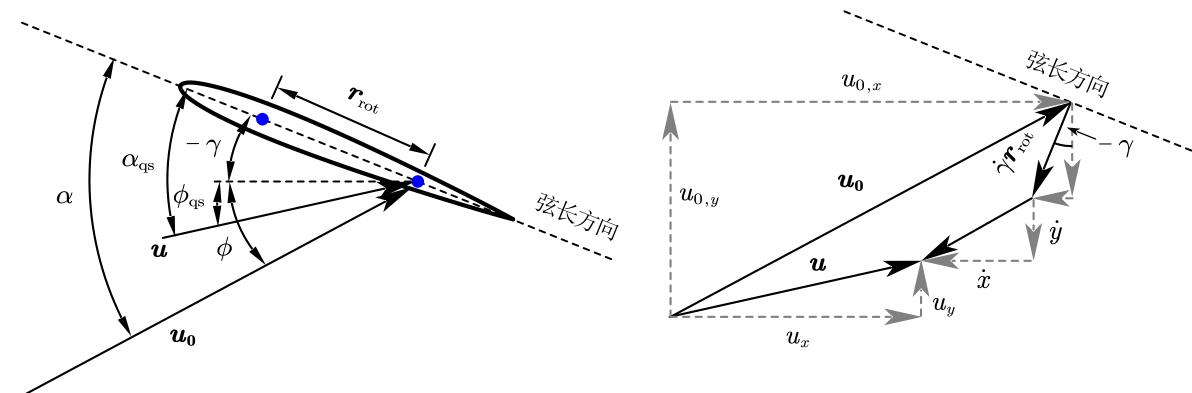


图 5.4 定常与准定常基本角度的定义^[195]

如图 5.4 中右图所示, 当考虑气动准定常的情况时, 计入叶素的运动速度, 可得到感知风速矢量 u 。利用 u 可定义准定常的风速入射角 ϕ_{qs} , 进而定义准定常情

况下的局部攻角 α_{qs} 为:

$$\alpha_{qs} = \phi_{qs} - \gamma \quad (5.63)$$

叶素与水平面的夹角 $\gamma = 0^\circ$ 时对应于叶素完全顺桨, 即桨距角 $\beta = 90^\circ$ 的情况。此外, 根据图 5.4 所示的几何关系, 准定常的叶素感知风速矢量 \mathbf{u} 写为:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 - \dot{\gamma} \mathbf{r}_{\text{rot}} + \dot{\mathbf{v}} \quad (5.64)$$

展开为:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_{0,x} \\ u_{0,y} \end{bmatrix} - \dot{\gamma} r_{\text{rot}} \begin{bmatrix} \sin(-\gamma) \\ \cos(-\gamma) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\dot{x} \\ -\dot{y} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} u_{0,x} + \dot{\gamma} r_{\text{rot}} \sin \gamma - \dot{x} \\ u_{0,y} - \dot{\gamma} r_{\text{rot}} \cos \gamma - \dot{y} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (5.65)$$

定常与准定常的入射角可由风速分量定义为:

$$\phi = \arctan \left(\frac{u_{0,x}}{u_{0,y}} \right), \quad \phi_{qs} = \arctan \left(\frac{u_x}{u_y} \right) \quad (5.66)$$

5.3.3 响应的近似解和精确解

5.3.3.1 近似解

对于图 5.2 所示的叶素, 当来流风水平流经该叶素单元, 且叶素相对来流风存在固定转角 γ 时, 叶素由于受到 x 和 y 方向的气动力, 势必会在这两个方向上产生静位移, 本节通过探讨静位移的求解问题来理解转角自由度的作用。

对于静态问题, 可令 $\ddot{\mathbf{u}} = \dot{\mathbf{u}} = \mathbf{0}$ 。且为简化分析, 只考量空气动力, 结构耦合效应不计入, 则有:

$$\begin{aligned} K_{xx}x &= f_{\text{Aero},x}^{\text{steady}}(\alpha(\gamma, \dots), \dots) \\ K_{yy}y + K_{y\gamma}\gamma &= f_{\text{Aero},y}^{\text{steady}}(\alpha(\gamma, \dots), \dots) \\ K_{\gamma y}y + K_{\gamma\gamma}\gamma &= M_{\text{Aero}}^{\text{steady}}(\alpha(\gamma, \dots), \dots) \end{aligned} \quad (5.67)$$

等式 (5.67) 右侧为定常气动力, 可组装为力向量:

$$\begin{Bmatrix} f_{\text{Aero},x}^{\text{steady}} \\ f_{\text{Aero},y}^{\text{steady}} \\ M_{\text{Aero}}^{\text{steady}} \end{Bmatrix} = \mathbf{R} \begin{Bmatrix} D^{\text{steady}} \\ L^{\text{steady}} \\ M_{\text{Aero}}^{\text{steady}} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(-\phi) & \sin(-\phi) & 0 \\ -\sin(-\phi) & \cos(-\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} D^{\text{steady}} \\ L^{\text{steady}} \\ M_{\text{Aero}}^{\text{steady}} \end{Bmatrix} \quad (5.68)$$

等式 (5.68) 右侧的气动力为叶素在挥舞—摆振局部坐标系下的定常气动力:

$$\begin{aligned} D^{\text{steady}} &= \frac{1}{2} \rho_a c u_0^2 C_d(\alpha) dr \\ L^{\text{steady}} &= \frac{1}{2} \rho_a c u_0^2 C_l(\alpha) dr \\ M_{\text{Aero}}^{\text{steady}} &= \frac{1}{2} \rho_a c^2 u_0^2 C_m(\alpha) dr \end{aligned} \quad (5.69)$$

式中, D 和 L 分别平行和垂直于风速 \mathbf{u} 。

此时, 式 (5.67) 可解, 可求解得到叶素单元在水平和竖直方向上的位移 x 和 y 。求解得到的位移预先指定了叶素攻角, 攻角并不是由动力系统自发搜寻得到, 此时的解存在附加约束条件, 因而是近似解。

5.3.3.2 精确解

实际的叶素单元在承受来流风作用时, 会在叶素截面上产生气动力矩, 并在扭转方向弹性刚度的限制下产生静扭转角。在没有外力或者其他边界条件的限制时, 叶素的扭转角 γ 不应被人为指定, 因此前文所述近似解实际并不存在。

利用式 (5.67) 和 (5.68), 可将竖向位移表示为:

$$y = \frac{D^{\text{steady}}(\phi - \gamma) \sin \phi + L^{\text{steady}}(\phi - \gamma) \cos \phi - K_{y\gamma}\gamma}{K_{yy}} \quad (5.70)$$

式 (5.70) 中 y 的求解依赖于转角 γ 的解, 因此可将式 (5.67) 中的第三行写为:

$$0 = K_{\gamma y}y + K_{\gamma\gamma}\gamma - M_{\text{Aero}}^{\text{steady}}(\alpha(\gamma, \dots), \dots) \quad (5.71)$$

将式 (5.70) 代入式 (5.71), 可得:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{K_{\gamma y}}{K_{yy}} (D^{\text{steady}}(\phi - \gamma) \sin \phi + L^{\text{steady}}(\phi - \gamma) \cos \phi - K_{y\gamma}\gamma) \\ &\quad + K_{\gamma\gamma}\gamma - M_{\text{Aero}}^{\text{steady}}(\phi - \gamma) \end{aligned} \quad (5.72)$$

利用式 (5.72) 可搜寻得到 γ 的根, 然后结合式 (5.70) 可得到 y 方向的位移。在得到 γ 的前提下, 可求得 $f_{\text{Aero}, x}^{\text{steady}}$, 则位移 x 可解。

本节在求解叶素静位移时, 并未指定叶素的扭转角, 叶素的全状态参数 x 、 y 、 γ 均为自适应求解得出, 因而得到的解是精确解。尽管本文的研究目的是探讨叶素的挥舞或摆振响应, 但由于在风的作用下叶片会弯曲、扭转, 这会改变叶素的局部入流角, 进而影响到挥舞或摆振的响应评估。如果仅采用二自由度模型而忽略转动自由度, 那么得到的仅仅是近似解, 本章所介绍的三自由度模型能够通过引入转动自由度得到系统的精确解。

5.4 模型验证

本节对第 5.2 节中的五种动态失速模型进行建模, 并借助翼型变桨时的气动力迟滞环对模型精度进行验证; 将第 5.3 节所提出的结构动力学模型与第 5.2 节动态失速模型进行集成, 形成非定常气弹模型, 以阻尼比为指标对该模型进行验证。

5.4.1 动态失速验证算例设置

本节选取了 S801 和 FFA-W3-221 以及 S814 三种翼型, 并设置四个验证工况, 工况设置参数列于表 5.1。本文 S801 翼型动态失速的对比数据取自 Bangga 等

人^[192]的研究；S814 的动态失速数据取自俄亥俄州立大学（Ohio State University, OSU）的风洞翼型实验；FFA-W3-221 翼型的数据利用 OpenFAST 和 HAWC2^[70]获得。所有验证均保持风速 u_0 恒定，翼型围绕平均攻角 γ_0 做折减频率为 k 的稳态强迫扭转振动。

表 5.1 动态失速气动力迟滞效应验证算例

验证算例	1	2	3	4
翼型	S801	FFA-W3-221	FFA-W3-221	S814
折减频率 k	0.073	0.63	0.63	0.094
弦长 c	0.457 m	3 m	3 m	0.457 m
入流风速 u_0	23.7 m/s	10 m/s	10 m/s	27.5 m/s
攻角振荡 $\Delta\gamma$	10.85°	10°	10°	10°
平均攻角 γ_0	19.25°	-5°	20°	14°

5.4.2 动态失速模型气动力迟滞环验证

(1) Stäblein 模型验证

Stäblein 模型非定常附着流的非定常攻角滞后模拟基于 HGM 方法^[188]，因此仅有算例 2 和 3 具有相同的时间滞后特性。Stäblein 模型仅针对非定常附着流进行了建模，因此仅能使用算例 2 进行模型验证。在该算例中，折减频率 $k = 0.63$ ，入流风速为 10 m/s。模拟验证结果如图 5.5 所示，其中对比数据取自 Branlard 等人^[70]的研究。可以看出，Stäblein 模型与 OpenFAST 模型在升力、阻力以及力矩系数迟滞的计算上表现出超高的一致性，验证了该方法对非定常附着流模拟的准确性。Stäblein 模型和 OpenFAST 模型以及 HAWC2 模型的计算结果相比，HAWC2 模型与前两者仍然存在一定的偏差。尽管如此，这一验证结果也可充分说明本文编写的 Stäblein 计算程序可高精度再现非定常附着流条件下的气动力迟滞，可为后续气动弹性模型的验证提供基础。

(2) 一阶 IAG 模型验证

选取算例 1 中的 S801 翼型对一阶 IAG 模型进行验证，并将计算结果与 Bangga^[192] 的模拟数据进行对比，文献中的计算同样基于 IAG 模型，因此具有较强的可比性。在本验证中，折减频率设定为 $k = 0.073$ ，入流风速为 23.7 m/s，对比结果如图 5.6 所示。可以看出，本文模型的计算结果在迟滞环的整体趋势和数值大小上均与参考数据保持高度一致，表明所构建的一阶 IAG 模型能够准确捕捉非定常气动迟滞效应，从而验证了本文程序的可靠性。

(3) AeroHor 模型验证

选取表 5.1 中的算例 4 对 AeroHor 动态失速模型进行气动力迟滞环验证，该算例为 S814 翼型，变桨实验的折减频率设定为 $k = 0.094$ ，入流风速为 27.5 m/s。AeroHor 的模拟结果与 OSU 对 S814 翼型的实验数据对比如图 5.7 所示，该图包含

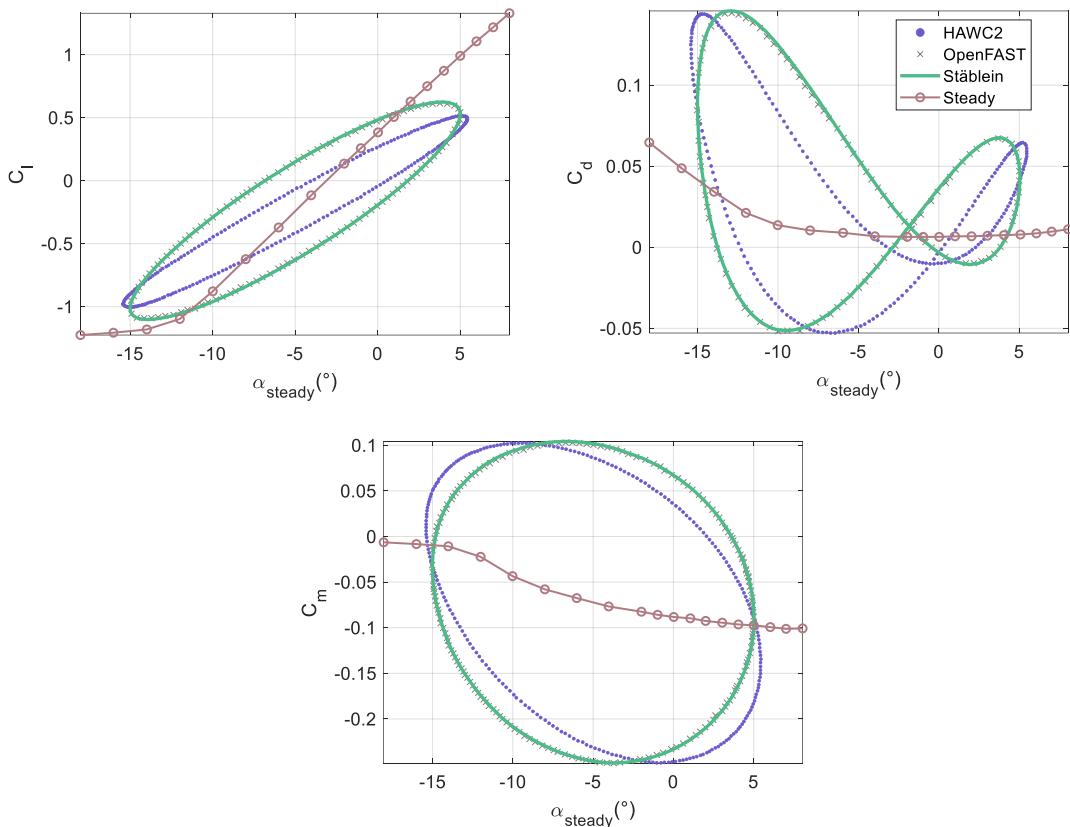


图 5.5 Stäblein 动态失速模型验证（算例 2）：FFA-W3-221 翼型， $k = 0.63$ ， $c = 3$ m， $u_0 = 10$ m/s， $\Delta\gamma = 10^\circ$ ， $\gamma_0 = -5^\circ$

了气动升力系数和阻力系数的对比结果，由于 AeroHor 未对力矩系数进行建模，该图未包含力矩系数。从升力系数和阻力系数的迟滞环对比来看，AeroHor 的预测精度表现优异，特别是在升力系数的模拟上，其迟滞环在包络面积、形状以及整体趋势上均与实验数据高度吻合，显示出其对非定常气动迟滞效应的良好捕捉能力。尽管在阻力系数迟滞的再现上仍存在一定差异，但总体而言，AeroHor 的计算结果与实验数据保持了较高的一致性。这一结果验证了 AeroHor 模型的可靠性和准确性，为后续的气动弹性建模提供了基础。

(4) HGM-OpenFAST 模型验证

本验证选取算例 2 作为对比对象，与 Stäblein 模型的验证工况相同，最终计算结果的对比如图 5.8 所示。从图中可以看出，HGM-OpenFAST 模型在升力、阻力以及力矩系数迟滞环再现方面，与 OpenFAST 模型的计算结果实现了高度吻合，充分验证了本文 HGM-OpenFAST 模型在捕捉非定常气动力迟滞效应方面的准确性。此外，结合 Stäblein 的验证可知，HGM-OpenFAST 与 Stäblein 模型对翼型气动力迟滞的模拟结果高度一致。

(5) HGM f -scaled 模型验证

此模型选取的对比算例为表 5.1 中的算例 2 和 3，其折减频率 $k = 0.63$ ，入流风速为 23.7 m/s。HGM f -scaled 模型由 HGM-OpenFAST 模型改进得到，因此本节

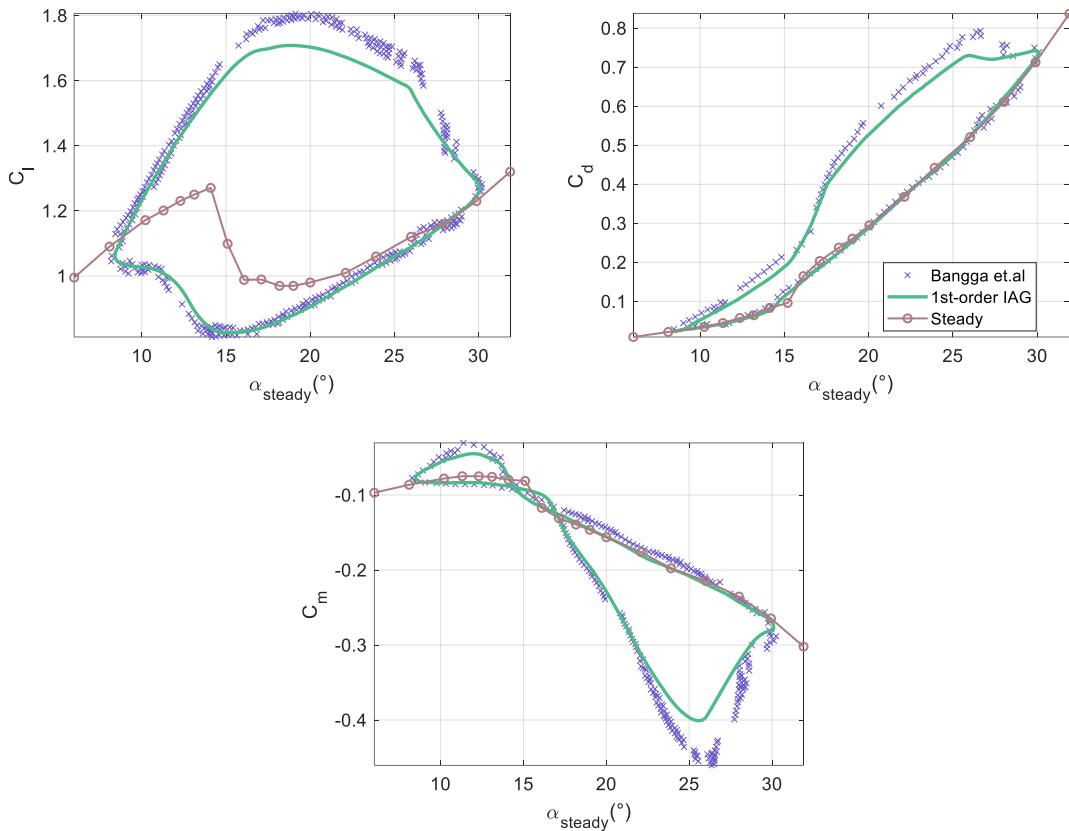


图 5.6 一阶 IAG 动态失速模型验证（算例 1）：S801 翼型， $k = 0.073$ ， $c = 0.457$ m， $u_0 = 23.7$ m/s， $\Delta\gamma = 10.85^\circ$ ， $\gamma_0 = 19.25^\circ$

将该模型与 HGM-OpenFAST 模型进行了对比验证。图 5.9 给出了该翼型在较低和较高平均攻角下两种 HGM 模型的气动力迟滞环对比结果：在较低的平均攻角时，两者的模拟结果完全一致，但在平均攻角为 20° 时，两者的迟滞环结果有较为明显的差异。

5.4.3 气动弹性验证

对于在气动弹性计算中动态失速模型应用情况的验证，尚缺乏统一且有效的验证方法。Stäblein^[187] 在其论文中提供了集成动态失速时气弹模型的气动阻尼比

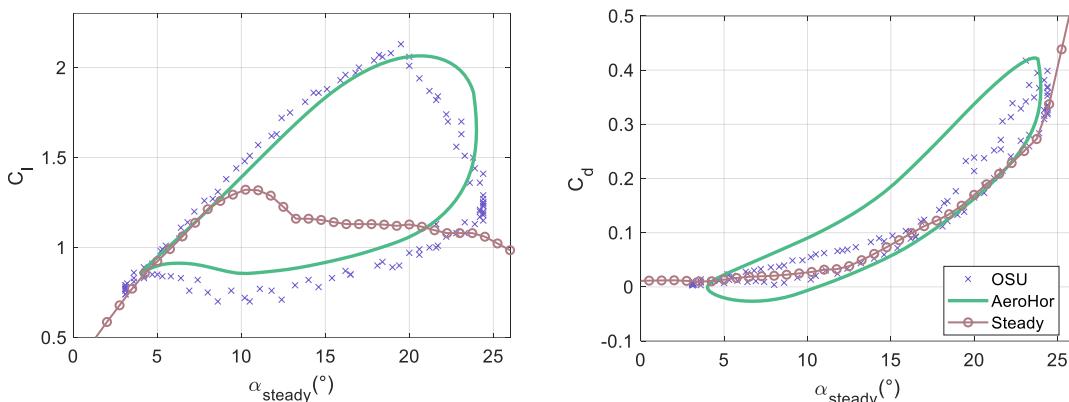


图 5.7 AeroHor 动态失速模型验证（算例 4）：S814 翼型， $k = 0.094$ ， $c = 0.457$ m， $u_0 = 27.5$ m/s， $\Delta\gamma = 10^\circ$ ， $\gamma_0 = 14^\circ$

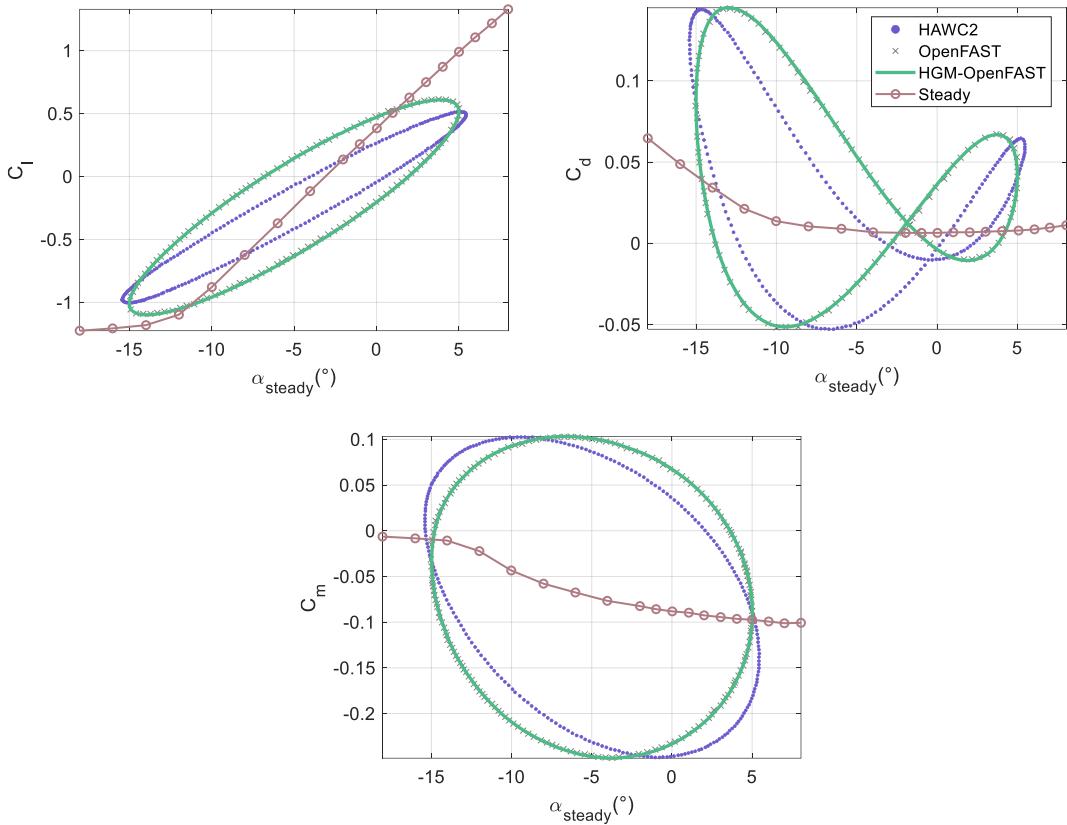


图 5.8 HGM-OpenFAST 动态失速模型验证（算例 2）：FFA-W3-221 翼型， $k = 0.63$ ， $c = 3$ m， $u_0 = 10$ m/s， $\Delta\gamma = 10^\circ$ ， $\gamma_0 = -5^\circ$

计算结果，由于动态失速会对结构的气动阻尼比产生影响，因此可将气动阻尼比作为指标，衡量气弹模型是否成功集成了动态失速并计入了动态失速的阻尼效应。本文建立与 Stäblein 论文中算例相同的 DTU 10-MW 风力机叶素气弹模型进行气动弹性验证^[195]，本章后续关于动态失速的研究均基于此 10 MW 模型。

建立一个三自由度的动力学模型，质量矩阵考虑质心和坐标原点之间不重合而导致的转动与平动惯性耦合：

$$\mathbf{M}_s = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & -me_{cg} \\ 0 & -me_{cg} & m(e_{cg}^2 + r^2) \end{bmatrix} \quad (5.73)$$

阻尼矩阵为对角阵：

$$\mathbf{C}_s = \Phi^{-T} \begin{bmatrix} 2\zeta_{\tilde{x}}\omega_x & 0 & 0 \\ 0 & 2\zeta_{\tilde{y}}\omega_y & 0 \\ 0 & 0 & 2\zeta_{\tilde{\theta}}\omega_\theta \end{bmatrix} \Phi^{-1} \quad (5.74)$$

其中， Φ 是由无阻尼系统质量归一化的摆振、挥舞和扭转振型构成的模态矩阵。

刚度矩阵考虑了平动与转动自由度之间的耦合：

$$\mathbf{K}_s = \begin{bmatrix} k_x & 0 & k_{x\theta} \\ 0 & k_y & k_{y\theta} \\ k_{x\theta} & k_{y\theta} & k_\theta \end{bmatrix} \quad (5.75)$$

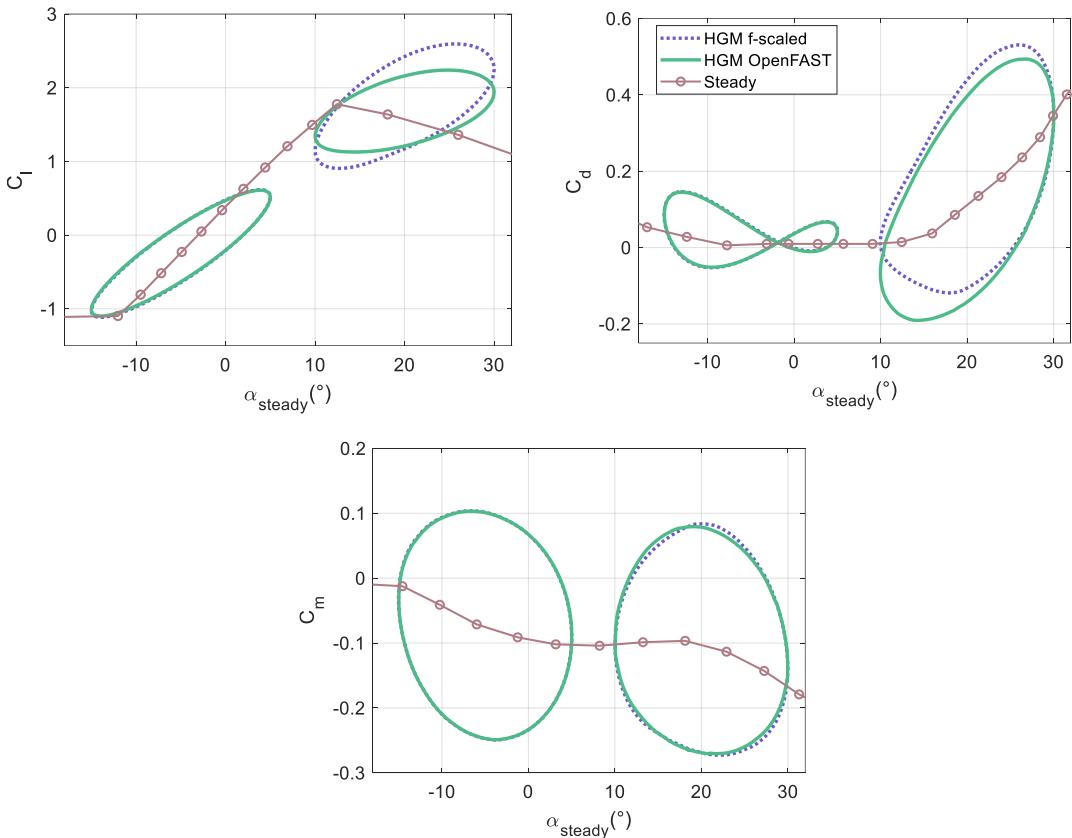


图 5.9 HGM f -scaled 动态失速模型验证（算例 2 和算例 3）：FFA-W3-221 翼型， $k = 0.63$ ， $c = 3$ m， $u_0 = 10$ m/s， $\Delta\gamma = 10^\circ$ ， $\gamma_0 = -5^\circ/20^\circ$

选取 DTU 10-MW 风力机^[16]叶片约 75% 处的 FFA-W3-241 翼型，其对应的叶素结构参数如下：

$$\begin{aligned} c &= 3.292 \text{ m}, & r &= 0.785 \text{ m}, & m &= 203 \text{ kg/m}, \\ \omega_x &= 0.93 \text{ Hz}, & \omega_y &= 0.61 \text{ Hz}, & \omega_\theta &= 6.66 \text{ Hz}, \\ \zeta_{\tilde{x}} &= 0.0049, & \zeta_{\tilde{y}} &= 0.0047, & \zeta_{\tilde{\theta}} &= 0.0093, \\ e_{cg} &= 0.304 \text{ m}. \end{aligned} \quad (5.76)$$

此外，

$$k_x = m\omega_x^2, \quad k_y = m\omega_y^2, \quad k_\theta = J\omega_\theta^2, \quad k_{x\theta} = -\gamma_x \sqrt{k_x k_\theta}, \quad k_{y\theta} = -\gamma_y \sqrt{k_y k_\theta} \quad (5.77)$$

其中，转动惯量 J 为：

$$J = mr^2 \quad (5.78)$$

γ_x, γ_y 是挥舞和摆振模态的耦合系数，文献中将两者的范围给定为：

$$-0.5 < \gamma_x, \gamma_y < 0.5 \quad (5.79)$$

选定的翼型具有以下气动特性：升力系数的斜率为常数 7.15 rad^{-1} ，阻力系数为常数 0.01，力矩系数为常数 -0.1。

设置入流风速为 45 m/s, 静态攻角为 7°, 并将 x 方向的初始位移设置为 10 m, 计算 300 s 的自由衰减运动, 并根据时域衰减响应计算叶素阻尼比。Stäblein^[187]及本文计算得到的阻尼比结果分别展示在图 5.10 (a) 和图 5.10 (b) 中。图 5.10 (a) 展示了不同程度的结构耦合 (γ_x, γ_y) 对叶素气动阻尼比的影响, 本节的算例验证忽略了结构平动自由度之间的耦合, 因此可选取图 5.10 (a) 中心位置处(不存在结构耦合)的数据, 得到气动阻尼比介于 0 到 0.01 之间。

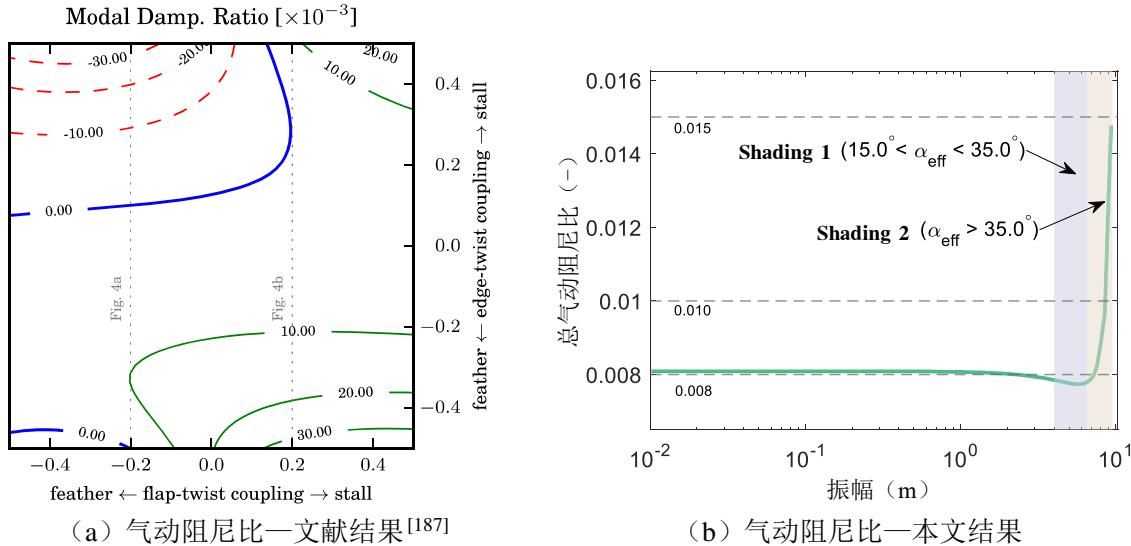


图 5.10 动态失速气动弹性验证

图 5.10 (b) 中紫色和橙色阴影区域表示在一个振动周期内最大有效攻角 $\alpha_{E,\max}$ 超过某一特定值的范围。Stäblein 模型未考虑任何类型的分离现象, 因此在 $\alpha_E > 15^\circ$ 时的计算结果不准确。而对于小振动幅值, 本文模型能够正确预测气动阻尼比介于 0 到 0.01 之间, 可以认为该气动弹性模型能够产生合理的仿真结果。

本章所采用的所有动态失速模型程序和其在气弹模型中的集成均已通过验证, 可用于后续研究。

5.5 非定常失速颤振稳态响应

5.5.1 稳态振幅

本文利用第 5.2 节所介绍的一阶 IAG 模型、改进的两分离点一阶 IAG 模型(即 AeroHor)、HGM-OpenFAST 模型以及 HGM f -scaled 模型结合第 5.3 节的准定常气动弹性模型模拟风力机叶素单元的非定常气动弹性响应。工况设置如下: 来流风速设置为从 5 m/s 到 50 m/s, 以 2.5 m/s 为间隔; 稳态攻角从 -25° 到 25° , 以 2.5° 为间隔。风速的设置考虑到了正常运行风速与极端风速的情形, 包含了正常运行风速下风力机停机静止的可能性。风力机气弹设计中需要对 $\pm 15^\circ$ 的范围内的攻角进行分析, 本节稳态攻角的拟定对该范围进行了适当延拓, 同时确保使其在动态失速模型的有效工作范围内。此外, 结构参数采用与第 5.4.3 节中算例相同的设置。

考虑了四种动态失速模型的叶素在设计工况下的挥舞和摆振气弹响应计算结果列于图 5.11 和 5.12 中。图 5.11 (a) 展示了准定常模型下叶素的挥舞失速颤振稳态振幅计算结果，此时叶素挥舞的稳态振幅在 50 m/s 风速和 25° 稳态攻角设置下达到了接近 3 m；较大的振幅仅在较高的风速和较大的稳态攻角两个条件同时满足的情况下才会被触发；在没有动态失速模型参与时，气动弹性响应仍然可以达到稳态而不至于发散，说明准定常气动力模型本身具有非线性特征。

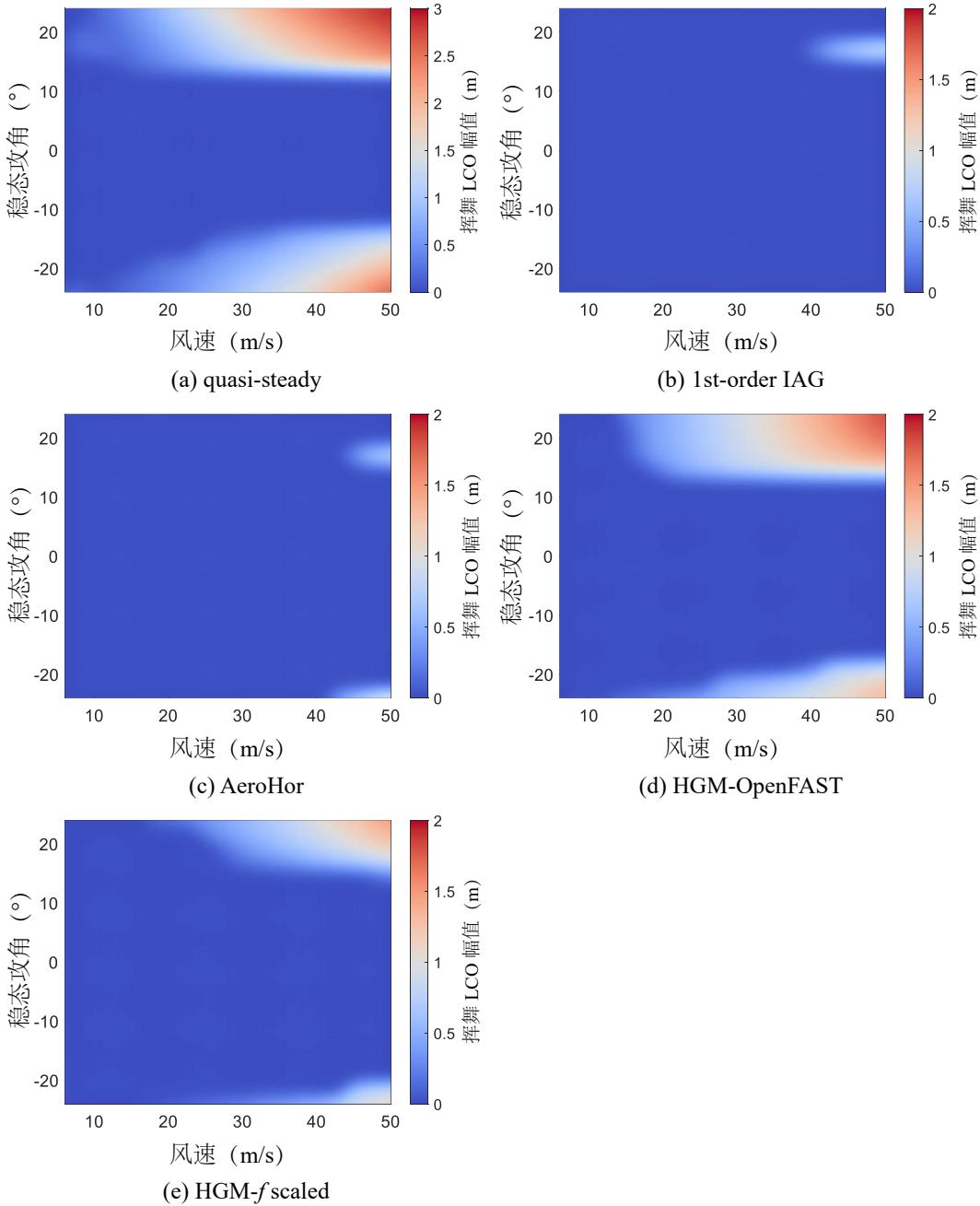


图 5.11 准定常及非定常叶素模型挥舞稳态振幅

图 5.11 (b)–(e) 分别展示了四种动态失速模型参与下的叶素非定常挥舞失速颤振稳态振幅。可以看出，在所有动态失速模型的参与下，挥舞振幅均出现了下降，这说明动态失速模型为挥舞模态提供了额外的气动正阻尼。本文对图 5.11 (b)–(e) 采用了一致的色柱坐标范围，可以清晰看出在四种动态失速模型

中，HGM-OpenFAST 预测的挥舞振幅最接近准定常结果，显示出该动态失速模型可能会产生最小的气动阻尼效果。此外，一阶 IAG 和 AeroHor 模型展现出了相似的特性，两者对挥舞模态的振幅抑制具有明显的效果，而 HGM f -scaled 模型对挥舞振幅的抑制效果居中。从图 5.11 (b) 和 (c) 可以看出，在以 IAG 为基准的动态失速模型参与下，挥舞模态的失稳几乎得到完全抑制。

从上述分析可得出结论：动态失速模型会在准定常模型的基础上引入额外的气动正阻尼，四种模型均印证了这一点；对于动态失速在失速颤振抑制效果上的量化结果，四种模型的表现并不统一。

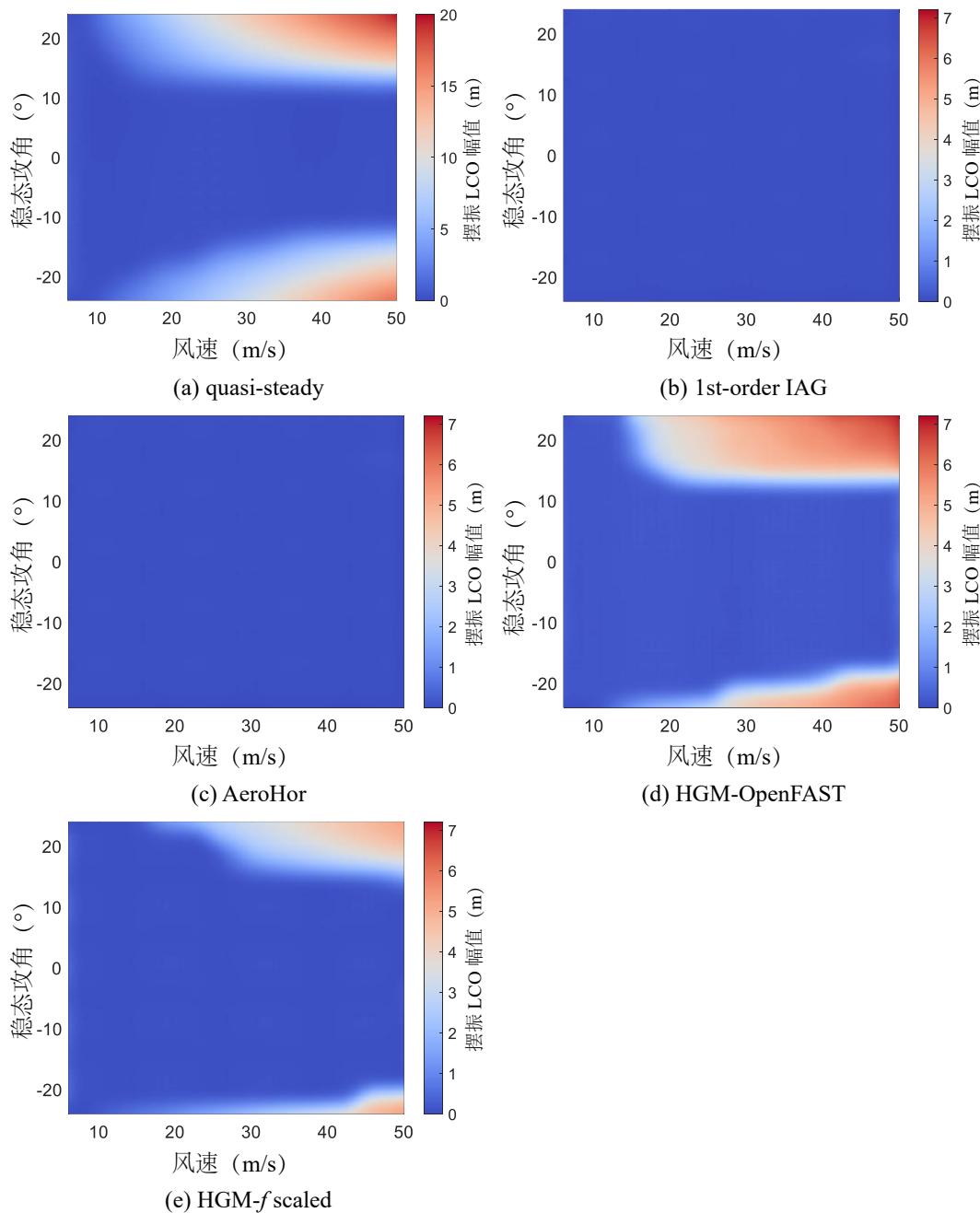


图 5.12 准定常及非定常叶素模型摆振稳态振幅

图 5.12 展示了在准定常气动弹性模型和非定常动态失速参与下的摆振稳态振幅响应。准定常的摆振稳态振幅表现出和挥舞振动相似的规律，其受风速及稳态攻

角共同支配，但相比挥舞振动，摆振的失速颤振表现出以下两点不同：一是摆振的稳态振幅更大，最大可达约 7 m；二是摆振的失速颤振区间更大，在更宽的风速区间内观测到了失速颤振现象。在考虑不同动态失速模型后，摆振模态的响应明显受到抑制，且在 IAG 和 AeroHor 两种动态失速模型参与时，摆振的振幅趋于收敛。

5.5.2 有效攻角

本文还研究了不同动态失速模型参与下叶素的有效攻角极值，对于准定常叶素气弹模型而言，不存在有效攻角的概念，故以准定常攻角作为对比。有效攻角及准定常攻角的计算结果如图 5.13 所示。

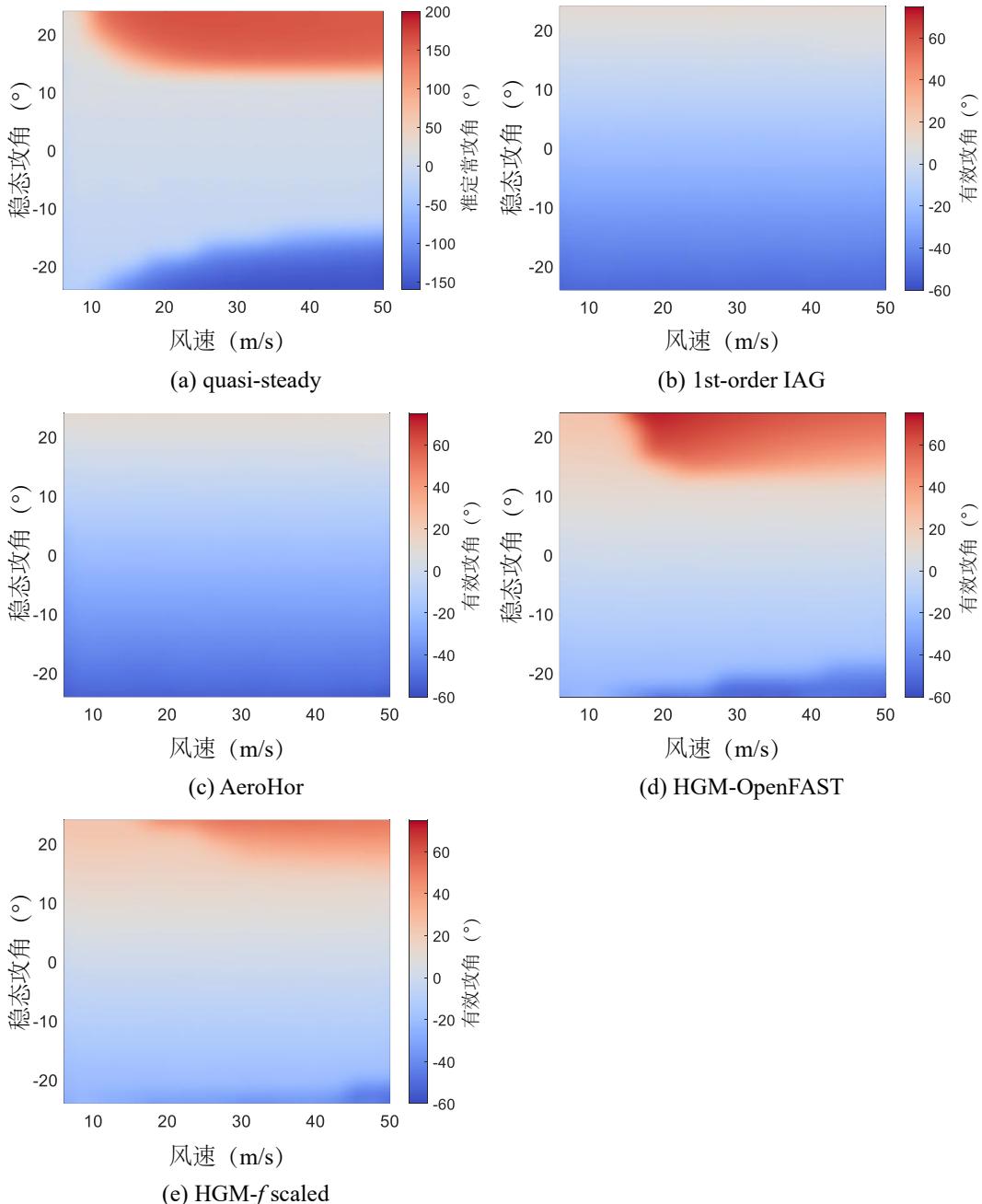


图 5.13 准定常及非定常叶素的有效攻角（或准定常攻角）极值

从图 5.13 (a) 中可以看出，在准定常分析当中，叶素在高风速高静态攻角设

置下，高振幅失稳对应了极大的准定常攻角极值：在风速为 50 m/s，稳态攻角为 25° 时，准定常攻角的极值接近 200°；而在稳态攻角为 -25° 时，攻角极值达到最小值，约为 -150°。图 5.13 (b)–(e) 反映出在动态失速参与气弹失稳分析时，有效攻角的极值出现明显下降：当采用 HGM-OpenFAST 模型时，最大的有效攻角极值出现在约 20 m/s 风速附近，此时稳态攻角设置为 25°，对应最大有效攻角极值约为 75°。当采用其他动态失速模型时，计算得到的有效攻角极值更小。尤其当采用一阶 IAG 和 AeroHor 动态失速模型时，几乎不存在有效攻角极值超越稳态攻角的情况，反映出此时的攻角响应收敛，这与前文对振幅响应的观测完全一致。

5.6 非定常失速颤振的演化

第 5.5 节的结果反映出无论是在准定常框架下，还是考虑动态失速模型时，叶素的失速颤振响应都会趋于稳定，即表现为限幅振动。为了研究失速颤振的限幅振动机理，本节分别从阻尼和做功的角度进行分析。

5.6.1 振幅依存的气动阻尼

从图 5.11 和 5.12 可以看出，当采用一阶 IAG 和 AeroHor 动态失速模型时，挥舞方向上的失速颤振振动幅值最大；相比之下，在基于 HGM 的两种动态失速模型的时域响应计算中，摆振方向的振动响应更为突出。因此，本文针对应用一阶 IAG 和 AeroHor 动态失速模型的算例计算 y 方向的气动阻尼比，而对于采用基于 HGM 的两种动态失速模型的算例，计算 x 方向的气动阻尼比。计算工况设定为来流风速 45 m/s，稳态攻角 17.5°。记录失速颤振的时域响应，并通过时域振幅响应的包络计算结构的气动阻尼比，其结果如图 5.14 所示。

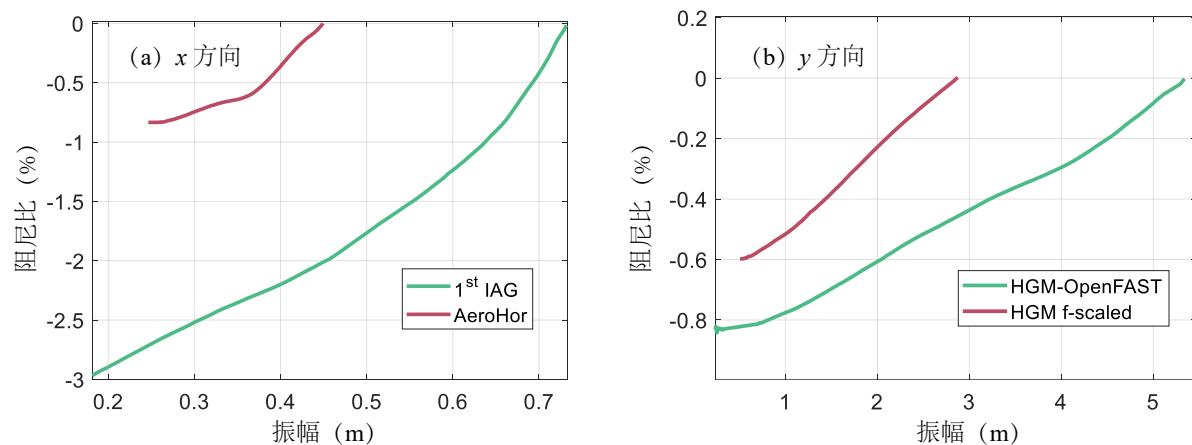


图 5.14 叶素气动阻尼比随振幅的变化

从图 5.14 可以看出，无论在 x 方向还是 y 方向，叶素的气动阻尼比均随振幅的增加呈上升趋势，并在振幅达到稳态后趋于零。这表明，当系统进入限幅振动状态时，气动阻尼力不再做净功，叶素从空气中吸收的能量与消耗的能量达到平衡。

这从阻尼角度解释了叶素在失速颤振时限幅振动的机理。

图 5.14 还揭示了不同动态失速模型对结构气动阻尼比的影响。当采用一阶 IAG 动态失速模型时，系统在低振幅阶段的最小气动负阻尼可达 -3% ，相比之下，其他动态失速模型的最小气动阻尼均保持在 -1% 以上。上述分析说明不同动态失速模型计算得到的气动阻尼比随振幅增长其数值有所不同。

5.6.2 气动力做功分析

本节从气动力做功的角度探讨叶素非定常气动弹性稳定机理。研究采用与第 5.6.1 节相同的工况设置，并同时跟踪气弹位移响应与气动力时程，通过计算二者的乘积并在一个振荡周期内积分，即可得到气动力对系统的做功。本节在 y 方向利用一阶 IAG 和 AeroHor 进行叶素做功分析，在 x 方向利用两个 HGM 模型进行叶素做功分析，计算结果展示在图 5.15 中。

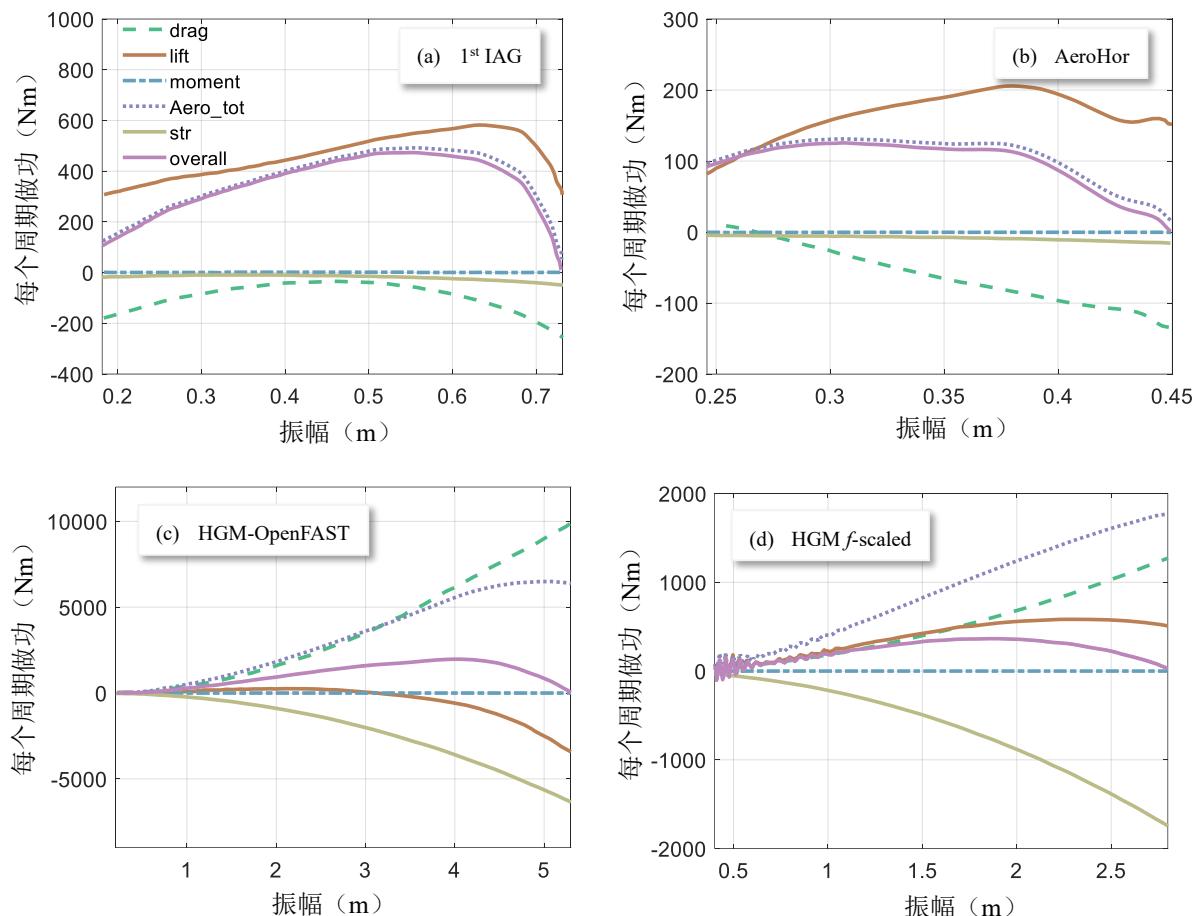


图 5.15 做功分析

图 5.15 (a) 展示了一阶 IAG 模型下，不同气动力及结构阻尼力的做功情况。气动阻力和结构阻尼均对系统做负功，表明两者持续消耗系统能量；而升力总是对系统做正功，向结构输入能量。随着振荡幅值增大，阻力的负功幅度率先减小，升力的正功随后也开始下降。气动力矩的做功在整个过程中贡献较小，可忽略不计。总气动力做功在初始阶段随振幅增加而增大，而后转为减少。结构阻尼的负功则先

略微减小，随后持续增强。在最大振荡幅值下，总气动力做功与结构阻尼做功的绝对值相等、符号相反，表明系统达到能量平衡状态。

图 5.15 (b) 展示了 AeroHor 模型下，不同气动力及结构阻尼力的做功情况。气动升力的做功随振幅增大先上升后下降。相比之下，气动阻力始终做负功，且阻力耗能随振幅增大而单调增强。阻力的持续耗能在低至中振幅区间削弱了升力做功增加向结构输入的能量，使得总气动力做功在该范围内保持相对恒定；随后在大振幅下，阻力负功逐渐占据主导，使总气动力做功开始下降，并最终与结构阻尼负功相互抵消。结构阻尼始终对系统做负功，其耗能随振幅增大持续增加。在最大振荡幅值下，总气动力做功与结构阻尼做功的绝对值相等且符号相反，表明系统已达到能量平衡状态。

由图 5.15 (c) 可知，在 HGM-OpenFAST 模型下，随着振幅从小到大，气动阻力和升力的做功逐渐增加，两者均做正功，表明它们持续向结构输入能量。随后，升力的做功急剧下降，并最终变为负功，而阻力的做功则持续增加。随着振幅的增大，结构阻尼的做功（为负值）逐渐增加，直到抵消气动力和力矩所提供的能量。在 IAG 和 AeroHor 模型中，由于气动升力和阻力在失速颤振的初期阶段做功方向相反，某种程度上限制了振动的发展；而在 HGM-OpenFAST 模型中，由于升力和阻力在初期均做正功，结构从空气中吸收了大量能量，导致结构振幅充分发展，从而引发较大振幅的极限环振荡。

图 5.15 (d) 展示了 HGM *f*-scaled 模型的气动力和结构阻尼做功情况，其与图 5.15 (c) 中 HGM-OpenFAST 模型所展示的情况近似，区别在于 HGM *f*-scaled 模型气动升力持续做正功，能量的耗散均依赖结构阻尼。

5.7 小结

本章构建了集成动态失速模型的叶素三自由度非定常气弹模型，将停机状态下风力机的失速颤振研究扩展到非定常框架。利用非定常气弹模型研究了失速颤振的非定常稳态响应，并通过振幅依存的气动阻尼比和做功分析探讨了非定常失速颤振的演化规律。本章的主要工作和研究结论如下：

(1) 利用法向力和切向力分离点独立假设对一阶 IAG 动态失速模型进行了发展，得到了两分离点一阶 IAG 动态失速模型，该模型性能经由气动力迟滞环对比得到了验证。

(2) 构建了一种集成多种动态失速模型的叶素三自由度非定常气弹模型，并提出以气动阻尼比作为评估指标，用于验证动态失速在气弹模型中的集成效果。

(3) 不同动态失速模型均可反映动态失速效应对叶素失速颤振的抑制作用，且利用不同动态失速模型得到的叶素稳态响应有显著区别，失速颤振分析时忽略

动态失速效应偏于保守。

(4) 不同动态失速模型为失速颤振模态提供的气动阻尼比存在差异，且不同动态失速模型在失速颤振演化过程中表现出的气动力做功规律不完全相同，但不同动态失速模型均能反映叶素在失速颤振演化过程中气动负阻尼比的提升和气动力做功的收敛趋势。

第6章 基于涡流发生器的失速颤振控制

6.1 引言

第四章和第五章已分别从准定常与非定常研究视角对停机静止状态下的浮式风力机失速颤振现象进行了较为全面的分析，并提出了失速颤振主动逃逸控制算法，但仍缺乏对失速颤振被动控制措施的深入研究。

提高特定模态的阻尼比可以增强风力机的气动弹性稳定性。常见的方法是通过结构控制手段提升模态阻尼比，例如欧盟协调的 DAMPBLADE 项目^[99]便致力于通过在设计阶段利用复合材料来提高风力机叶片的结构阻尼以达到增强结构气弹稳定性的目的。相比之下，利用气动措施来增强结构阻尼的研究尚未得到足够的关注。尽管 Hansen^[26]指出，增大升力系数曲线的斜率可提升特定翼型的气动阻尼比，但现有研究尚未深入探讨如何通过优化升力曲线特性以增强风力机结构阻尼进而提高气弹稳定性。本章受涡流发生器在延迟翼型失速方面作用的启发，提出利用涡流发生器推迟风力机停机时的叶尖失速，改变叶素的升力系数曲线，从而改善气动阻尼性能，最终缩短叶片失稳区间，降低叶片的失速颤振风险。

本章首先介绍了浮式风力机中的失速颤振模态及控制性指标，随后介绍涡流发生器控制失速颤振的基本原理，并基于粒子群优化算法优化了涡流发生器的布置参数，以实现对风力机叶片失速颤振的有效控制。本章还发展了用以优化涡流发生器布置的快速优化算法，讨论了涡流发生器在设计阶段的关键考量因素，并评估了安装涡流发生器对风力机运行状态性能的潜在影响。

6.2 失速颤振与涡流发生器基本理论

6.2.1 停机静止风力机的气动阻尼

本文第四章的研究说明漂浮式风力机的多个模态易受气动负阻尼影响而面临失稳风险。风力机叶片的摆振模态、塔筒的侧向模态以及浮式平台的艏摇模态在特定风偏角和叶轮方位角下均可能出现气动负阻尼，使这些模态发生失速颤振，引发大幅值极限环振荡，因此本章将这三个模态作为失速颤振的控制对象。本节针对这三个关键模态，给出其对应自由度上的气动阻尼显式表达式，为后续涡流发生器优化问题提供理论基础。

根据第四章的理论推导，叶片单元所受的气动力可线性化分解为静荷载和气动阻尼力。其中，叶素沿 z_b 方向（对应摆振模态）的气动阻尼系数由式(4.13)给

出。在风力机完全顺桨 ($\beta = 90^\circ$) 的情况下，该表达式可简化为：

$$c_{z_b z_b} = \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \quad (6.1)$$

其中， L 表示叶素长度。

作用于塔顶并影响塔顶侧向运动（沿 y_t 方向）的气动阻尼系数在叶片完全顺桨时可表示为：

$$c_{y_t y_t} = N_b \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \quad (6.2)$$

其中， N_b 为叶片数量，在本文研究中 $N_b = 3$ ，积分上限 R 表示叶轮半径。

浮式平台艏摇运动对应的气动阻尼系数表达式为：

$$c_{U_6, U_6} = \frac{N_b}{2} \int_0^R r^2 \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \quad (6.3)$$

不难看出，相较于叶片摆振和塔顶侧向模态，平台艏摇模态的气动阻尼表达式显著包含了叶素径向位置 r 的影响。此外，叶片摆振气动阻尼系数 $c_{z_b z_b}$ 与塔顶侧向及平台艏摇模态的气动阻尼系数 ($c_{y_t y_t}$ 和 c_{U_6, U_6}) 的积分区域不同。

6.2.2 涡流发生器布置方案

涡流发生器通常安装在叶片的内侧（即叶根区域）以增强年发电量。如图 6.1（左）所示，红色箭头标示了常见的涡流发生器安装位置。在本章研究中，涡流发生器设计为安装在叶片外侧（即叶尖区域），其安装位置如蓝色箭头所示。本章所提出的涡流发生器布置方案与传统的涡流发生器安装位置完全不同，这主要是因为本文所提出的技术方案旨在通过增强叶尖气动阻尼来提升模态阻尼比。

为了合理确定涡流发生器的配置，至少需要优化六个关键参数： $h_{VG}^{i,k}$ 、 $l_{VG}^{i,k}$ 、 $\alpha_{VG}^{i,k}$ 、 $x_{VG1}^{i,k}/c$ 、 $x_{VG2}^{i,k}/c$ 和 $x_{VG3}^{i,k}/c$ 。其中， $h_{VG}^{i,k}$ 、 $l_{VG}^{i,k}$ 和 $\alpha_{VG}^{i,k}$ 分别表示涡流发生器的归一化高度、长度和安装角度，其取值范围如下：

$$h_{VG}^{i,k} \in [0.007, 0.025], \quad l_{VG}^{i,k} \in [0.02, 0.05], \quad \alpha_{VG}^{i,k} \in [10^\circ, 15^\circ] \quad (6.4)$$

如图 6.1（右）所示，涡流发生器在叶片长度方向上需均匀布置，为确保布置位置的数学可描述性，对涡流发生器的安装位置施加了二次函数分布的约束条件。根据基本数学原理，确定一条二次曲线至少需要三个控制点。在本章研究中，这三个点分别为 $x_{VG1}^{i,k}/c$ 、 $x_{VG2}^{i,k}/c$ 和 $x_{VG3}^{i,k}/c$ ，其中 x_{VG}/c 表示涡流发生器距离前缘的归一化位置，即 x 与叶片弦长 c 之比。下标 1 ~ 3 分别表示安装区域的起始点、中间点和结束点。此外，涡流发生器的弦向安装位置还受到如下约束：

$$x_{VG}/c \in [0.2, 0.5] \quad (6.5)$$

该约束确保涡流发生器在适当的弦长范围内安装，以兼顾气动与结构性能。

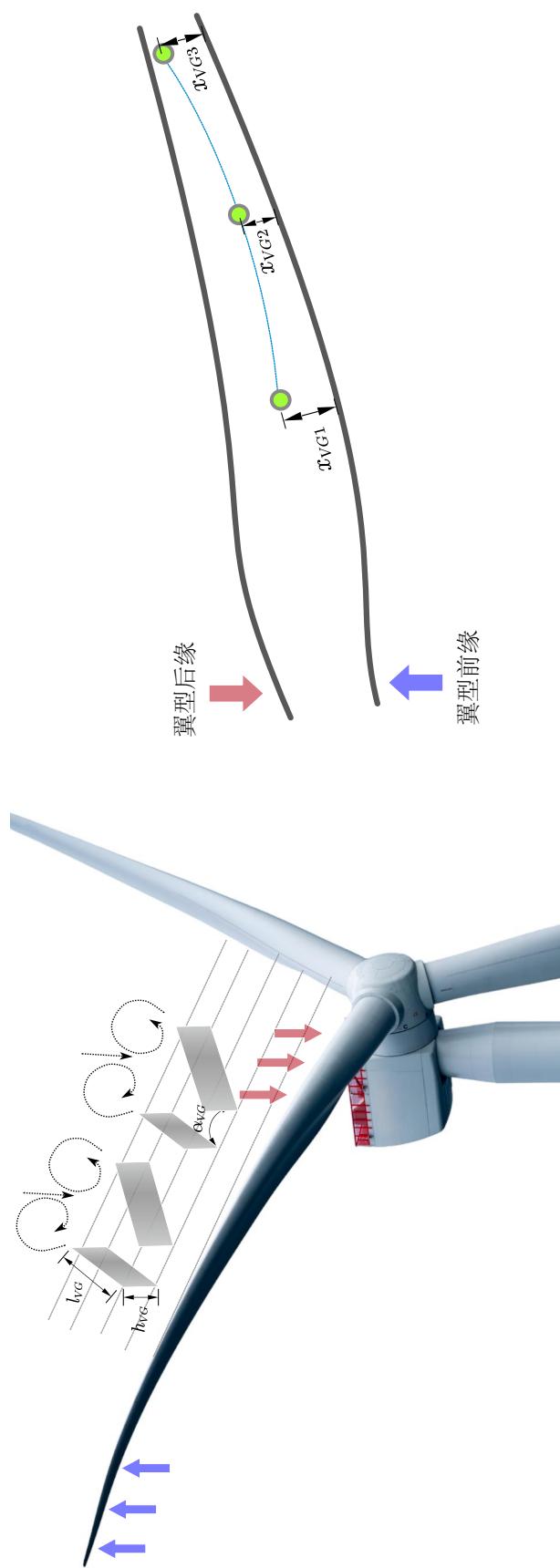


图 6.1 用于抑制失速颤振的叶片涡流发生器安装示意图

6.2.3 粒子群优化算法

本章的涡流发生器参数优化研究首先基于粒子群优化（Particle Swarm Optimization, PSO）算法展开。PSO 算法基于粒子概念，受鸟群或鱼群群体行为的启发而提出。其核心思想是随机生成一组粒子，每个粒子由两个随机初始化的变量表征：位置 \mathbf{x}_i^t 和速度 \mathbf{v}_i^t 。目标函数 $f(\mathbf{x}_i^k)$ （通常称为适应度值）可显式或隐式依赖于位置 \mathbf{x}_i^t ，而速度 \mathbf{v}_i^t 决定了粒子在搜索空间中的更新方向和步长，以逐步收敛至最优解。

每个粒子在搜索过程中会趋向于其自身历史最优位置 ($\mathbf{p}_{\text{best}_i}^t$) 和群体全局最优位置 ($\mathbf{g}_{\text{best}}^t$)，其数学描述为（针对最大化问题）^[200]：

$$\mathbf{p}_{\text{best}_i}^t = \mathbf{x}_i^* \mid f(\mathbf{x}_i^*) = \max_{k=1,2,\dots,t} (\{f(\mathbf{x}_i^k)\}) \quad (6.6)$$

其中 $i \in [1, N]$ ，且：

$$\mathbf{g}_{\text{best}}^t = \mathbf{x}_*^t \mid f(\mathbf{x}_*^t) = \max_{i=1,2,\dots,N; k=1,2,\dots,t} (\{f(\mathbf{x}_i^k)\}) \quad (6.7)$$

其中 t 表示第 t 代迭代， i 表示粒子群中的第 i 个粒子；此外， N 表示群体中总共有 N 个粒子；在本文中， $N = 100$ 。

粒子在 $t + 1$ 时刻的位置 \mathbf{x}_i^{t+1} 由前一时刻的位置 \mathbf{x}_i^t 加上更新后的速度向量 \mathbf{v}_i^{t+1} ，其更新公式为：

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_i^{t+1} &= \omega \mathbf{v}_i^t + c_1 r_1 (\mathbf{p}_{\text{best}_i}^t - \mathbf{x}_i^t) + c_2 r_2 (\mathbf{g}_{\text{best}}^t - \mathbf{x}_i^t) \\ \mathbf{x}_i^{t+1} &= \mathbf{x}_i^t + \mathbf{v}_i^{t+1} \end{aligned} \quad (6.8)$$

其中， ω （取值为 0.5）是惯性权重，用于平衡局部搜索与全局搜索， r_1 和 r_2 为均匀分布在 $[0, 1]$ 之间的随机数，而 c_1 和 c_2 （本研究中取值为 1.5）被称为“加速系数”，用于调节粒子对自身最优和全局最优解的追随力度。

式 (6.8) 直观地揭示了 PSO 方法的核心机制：粒子在惯性项的影响下朝着自身历史最优位置（个体最优）和群体全局最优位置移动，从而实现优化搜索。图 6.2 形象地示意了这一过程^[201]。

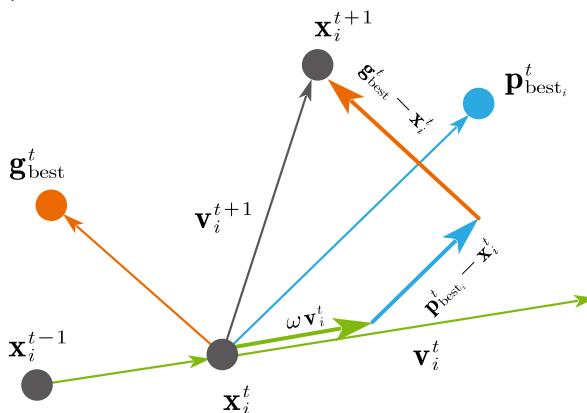


图 6.2 PSO 算法运行机制

本研究中的适应度为：

$$f(\mathbf{x}_i^k) = \max(\chi \mid \{\zeta_i(\chi) = -\zeta_{cri}(\chi)\}) \quad (6.9)$$

其中， ζ_i 为特定模态的阻尼比，其值基于 XFoilVG¹ 计算得到的升力和阻力系数^[202]并通过复模态分析确定。为评估系统稳定性，定义临界阻尼比 ζ_{cri} ，其数值等于结构阻尼比。当 $\zeta_i < -\zeta_{cri}$ 时，系统被判定为不稳定。

此外，位置向量定义为：

$$\mathbf{x}_i^k = [h_{VG}^{i,k}, l_{VG}^{i,k}, \alpha_{VG}^{i,k}, x_{VG1}^{i,k}/c, x_{VG2}^{i,k}/c, x_{VG3}^{i,k}/c] \quad (6.10)$$

利用 PSO 优化涡流发生器布置的流程如图 6.3 所示。该过程首先为六个优化参数设定初始范围，并随机生成 N 个粒子。随后，利用 XFoilVG 计算气动力系数，采用状态空间复模态分析方法并结合二分法，搜索满足 $\zeta_i = -\zeta_{cri}$ 的风偏角 χ 。最后，判断令 χ 最化的优化目标是否收敛：若收敛，则优化完成；否则，重新生成粒子群并重复上述过程，直至收敛。

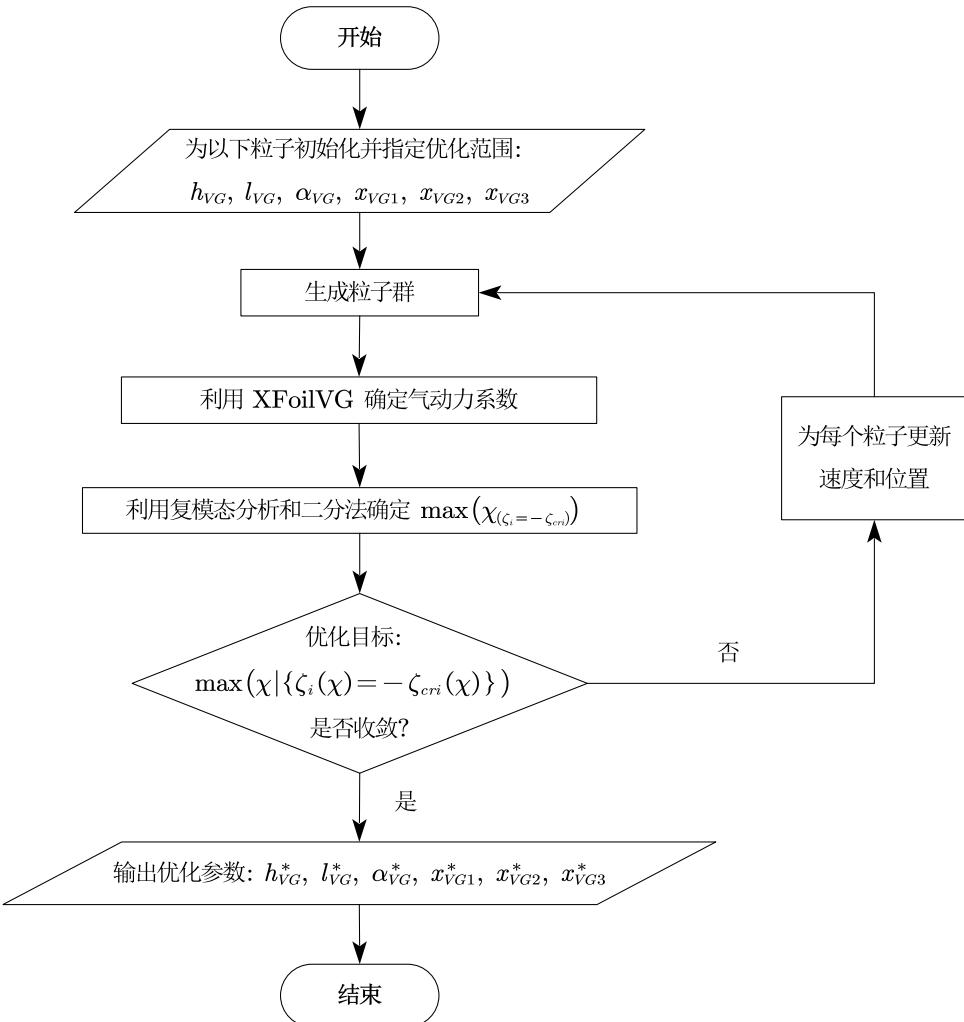


图 6.3 涡流发生器布置优化的 PSO 方法流程图

¹XFoilVG 是一种基于 XFoil 开发的计算工具，专门用于评估安装涡流发生器后翼型的气动力系数。

6.3 失速颤振的初步分析结果

本节介绍叶尖未安装涡流发生器时 NREL OC3 5-MW 漂浮式风力机的主要失速颤振模态分析结果，并重点关注平台艏摇、一阶塔顶侧向以及一阶叶轮摆振模态，因为大量研究表明它们具有更高的气动负阻尼发生风险^[8]。模态分析将整个漂浮式风力机视为一个整体系统，因此存在三个一阶叶轮摆振模态，本文重点研究第三个一阶摆振模态，因为该模态的气动负阻尼范围最宽，失速颤振的发生风险更高。第三个一阶叶轮摆振模态的振型及其对应的频率如图 6.4 所示。该模态的振型对应于浮式风力机整机的第 14 阶模态，频率为 1.087 Hz，该振型为一非对称振型。

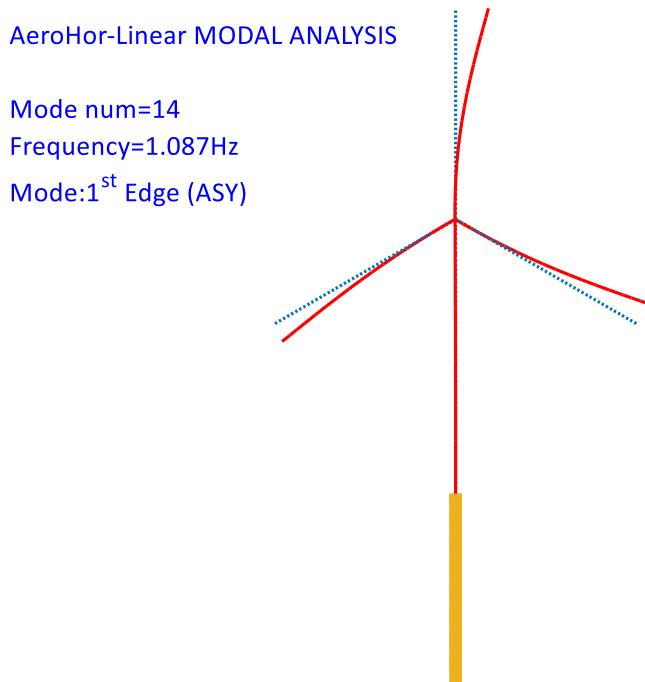


图 6.4 第三个一阶叶轮摆振模态的振型及频率

图 6.5 展示了叶片摆振、塔筒侧向和平台艏摇模态在浮式风力机停机静止且偏航状态下的气动阻尼识别结果：此时风速为 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ ，方位角 $\Psi = 0^\circ$ ，风偏角取值范围为 $\chi = [-180^\circ, 180^\circ]$ 。根据图 6.5，平台艏摇、塔顶侧向模态和第三个一阶叶轮摆振模态均存在显著的气动负阻尼区间。平台艏摇模态在考虑到水动力正阻尼效应（见表 6.1）下的总体阻尼可能表现为正值，但仍在失稳临界区域附近，因此本文将三个模态均视为失速颤振危险模态。三个失稳模态中，摆振的负阻尼范围最宽，失速颤振的发生风险最高，因而本文主要对摆振进行基于涡流发生器的失速颤振控制。

表 6.1 艄摇模态水动力阻尼比（波高 = 5 m, 波浪周期 = 9.6 s）

阻尼比值 (%)	辐射阻尼	Morison 粘性阻尼	附加阻尼	总体阻尼
艏摇模态	\	\	4.34	4.34

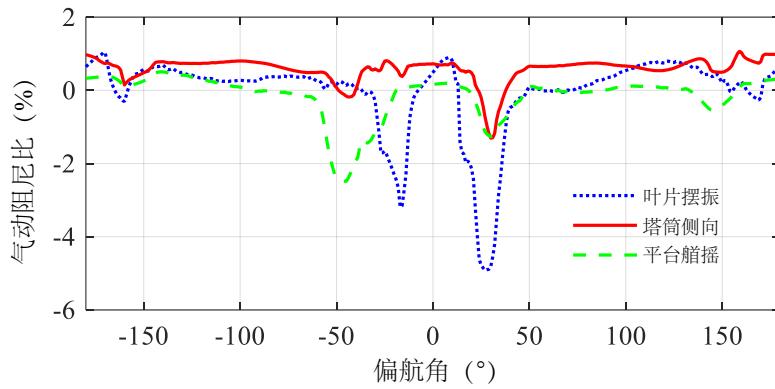


图 6.5 在风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ 、方位角 $\Psi = 0^\circ$ 、风偏角 $\chi = [-180^\circ, 180^\circ]$ 条件下，NREL OC3 5-MW 停机静止风力机摆振、塔顶侧向和平台艏摇模态的气动阻尼比

图 4.8 展示了每个叶片截面的气动阻尼和摆振模态的模态气动阻尼值，图形给出了气动阻尼和模态气动阻尼沿叶片长度（图中的径向方向）以及风偏角（图中的旋转方向）的分布。显然，气动负阻尼主要集中在叶片的内侧部分（图 4.8 (a)），因为叶片的叶根截面更容易发生流动分离。但值得注意的是，叶片外侧部分的叶素对风力机模态气动负阻尼的贡献更为显著（图 4.8 (b)），这说明叶片外侧截面对风力机特定模态失速颤振影响更大。

6.4 基于涡流发生器的气弹稳定性提升效果

6.4.1 作用机理

已知叶片外侧截面在总体模态阻尼中贡献显著，因此本节追踪了外侧叶素在不同风偏角下对应的局部攻角值。当方位角为 0° 时，外侧叶素在 S_1 和 S_2 风偏角处的对应局部攻角值如图 6.6 所示。 S_1 和 S_2 是表征摆振模态失稳区域的两个风偏角点， S_1 和 S_2 之间的风偏角对应的摆振阻尼在考虑结构阻尼后仍表现为负阻尼，风力机面临失速颤振风险。在这两个点中，左侧 S_1 对应的叶片外侧叶素局部攻角范围为 $7.33^\circ \sim 13.76^\circ$ ，而右侧的 S_2 对应的叶片外侧叶素局部攻角范围则为 $31.46^\circ \sim 37.89^\circ$ 。与 S_1 和 S_2 相关的叶素局部攻角范围在气动力系数曲线中的分布如图 6.7 所示，结果表明 S_1 和 S_2 对应的叶素截面局部攻角分别主要位于 B 区和 C 区。图 6.7 还展示了几种涡流发生器布置方案下翼型的升力和阻力系数曲线，可以看出，在翼型上安装涡流发生器后，翼型的升、阻力系数曲线在 B 区会产生显著变化，而在 A 区和 C 区几乎保持不变。这个发现表明，无论如何布置涡流发生器， S_2 对应工况下的叶片气动性能几乎不受影响，而 S_1 对应的叶素局部攻角范围内的翼型气动性能会发生显著变化， S_1 的值则可以通过安装涡流发生器改变与之相关的气动升阻力数据来实现偏移。上述发现为通过在叶片外侧安装涡流发生器来降低失速颤振发生风险提供了理论依据。

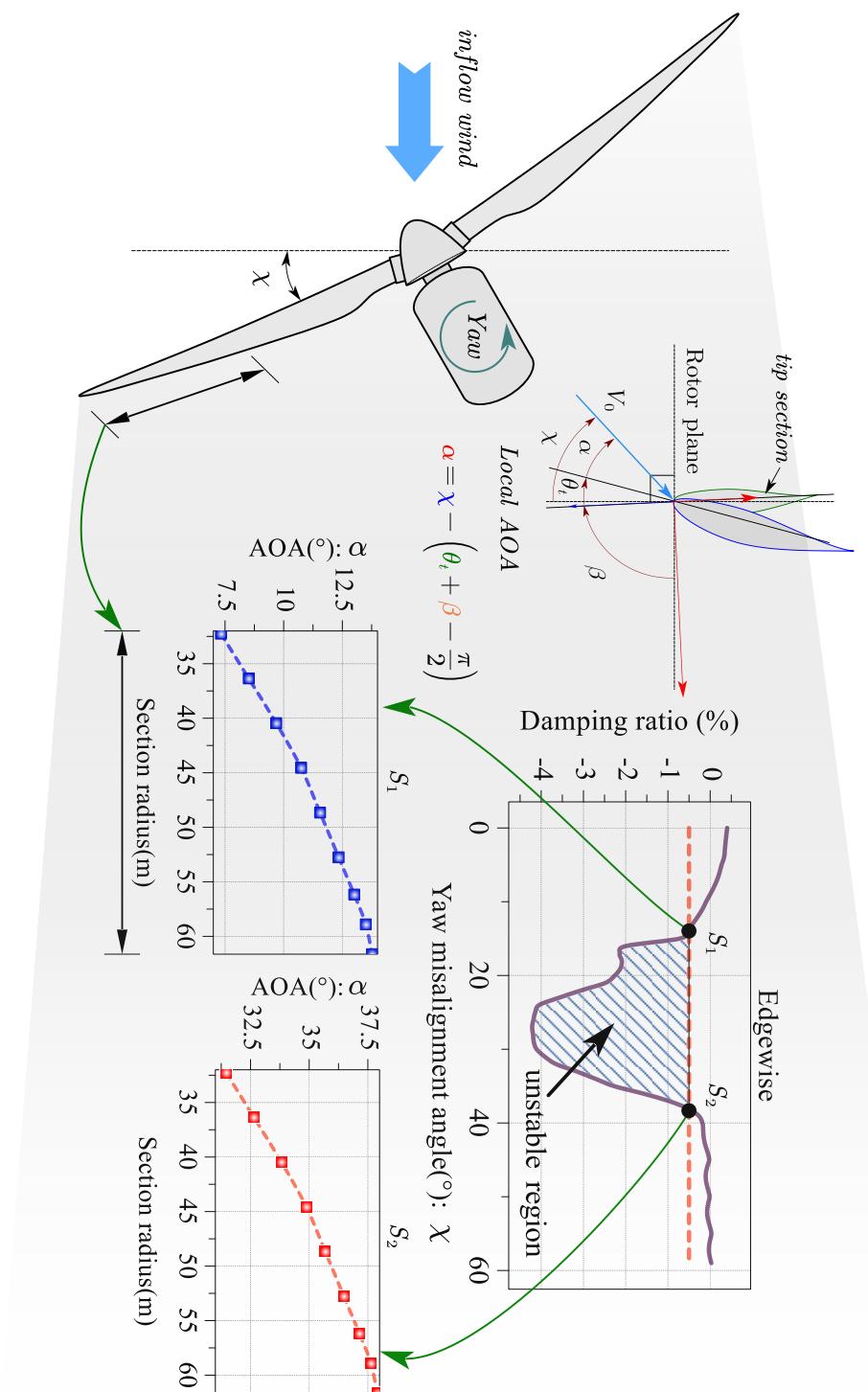


图 6.6 利用涡流发生器增强风力机气动稳定性的机理示意图

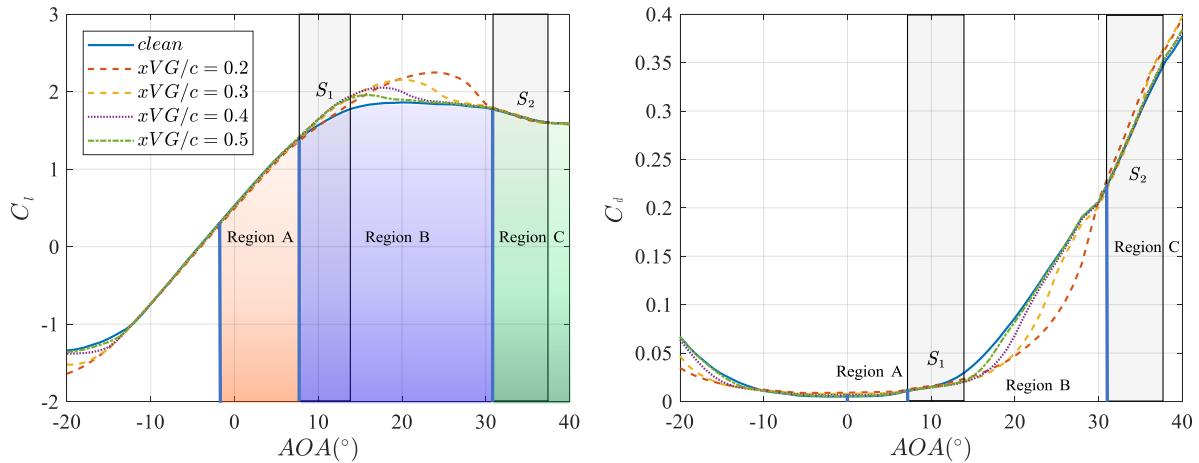


图 6.7 未安装和安装涡流发生器叶片截面 (DU 93-W-210) 的升力系数和阻力系数曲线 (数据由 XfoilVG 生成)

6.4.2 粒子群优化算法结果

本小节采用 PSO 算法对涡流发生器的几何布置进行参数优化。提出了两个安装方案 (图 6.8 (a) 中的方案 1 和方案 2)，虚线圆圈表示涡流发生器在叶片上的径向安装起始位置，从此点延伸到叶尖，箭头表示涡流发生器的安装范围。方案 1 使用较少的涡流发生器，从离轮毂约 40 米的地方开始安装，直到位于 63 米处的叶尖；方案 2 使用更多的涡流发生器，从离轮毂 29 米的地方开始安装，同样延伸到 63 米的叶尖。

如图 6.8 (b) 所示，方案 1 和方案 2 的最优控制效果在经过大约 15 次 PSO 算法迭代后收敛，结果显示方案 2 优于方案 1。方案 1 和方案 2 对应的失速颤振发生风偏角从 13.87° 分别增长到 19.07° 和 20.08° 。粒子适应度值 (风偏角) 随着迭代而变化，图 6.8 (c) 展示了若干迭代中间过程。PSO 算法在每个步骤产生 N 个适应度值，所有粒子的适应度值朝向收敛方向移动，最终汇聚成一条水平线。此外，表 6.2 列出了待优化参数及其优化结果：六个参数中前三个参数向定义域内最大值收敛，而最后三个参数的趋势则不直观。

表 6.2 涡流发生器参数优化范围和利用 PSO 算法得到的优化结果

参数	h_{VG}	l_{VG}	$\alpha_{VG}(\circ)$	x_{VG1}	x_{VG2}	x_{VG3}
给定范围	[0.007, 0.025]	[0.02, 0.05]	[10, 15]	[0.2, 0.5]	[0.2, 0.5]	[0.2, 0.5]
优化结果	0.025	0.05	15	0.37	0.2	0.213

6.4.3 快速优化算法及优化结果

摆振模态的气弹稳定性能主要依赖于阻尼矩阵中的元素 $c_{z_b z_b}$ ，如式 (6.1) 所示，对于停放的风力机，在叶片完全顺桨，即 $\beta = 90^\circ$ 的情况下， $c_{z_b z_b}$ 的值等于 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 。因此，稳定性优化问题可以转化为最大值问题，即寻找 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 的最大值，可以令摆振的阻尼系数最大，从而使摆振的稳定性能最优。

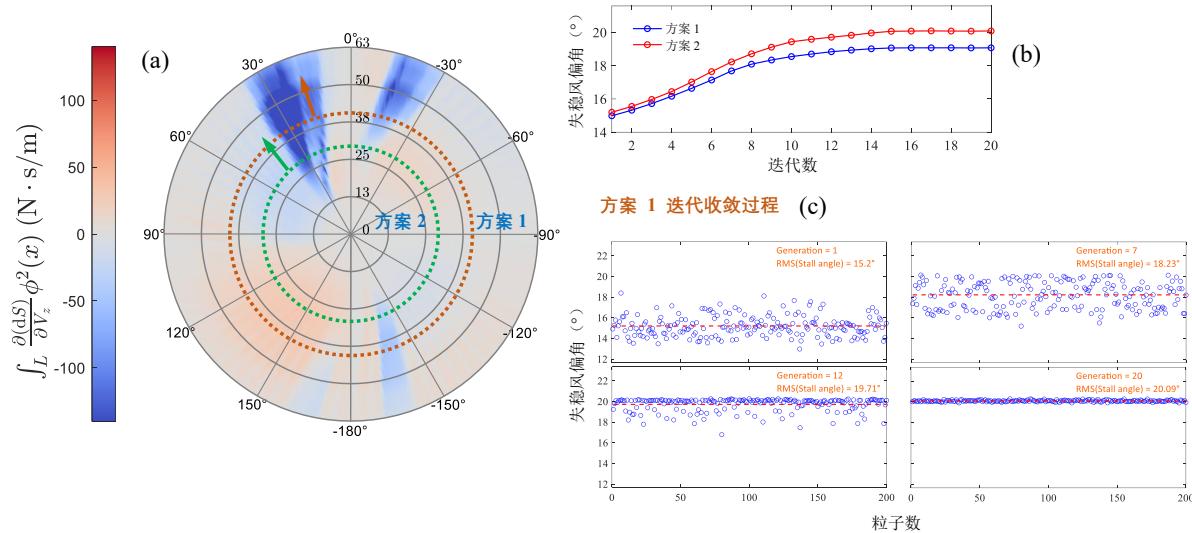


图 6.8 利用 PSO 算法对涡流发生器参数进行优化。(a) 涡流发生器的方案设置; (b) 优化效果; (c) 迭代收敛过程

第 6.4.2 节采用 PSO 方法进行方案优化, 最终找到了 x_{VG1}/c 、 x_{VG2}/c 和 x_{VG3}/c 三个参数的优化结果。三参数 (Section 1 ~ 3) 的优化结果及其位置如图 6.9 所示, 图中 y 轴表示 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 的值, 该值是关于 x_{VG}/c 的函数。优化参数位于令 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 最大的 x_{VG}/c 区域附近略有偏移, 证明了上述最大值思路的合理性。

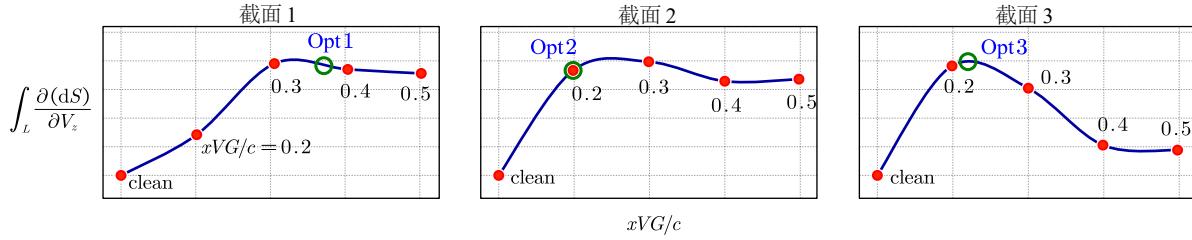


图 6.9 基于 PSO 的优化结果及其在 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 曲线中的位置

根据式 (6.1), $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 的值可以基于已知的 C_l 、 C_d 和 α 确定, 其中 C_l 和 C_d 由 XFoilVG 生成的数据库提供。通过 XFoilVG, 只需输入叶素的气动外形数据 (X_{air} & Y_{air}) 和涡流发生器参数, 即可计算 C_l 和 C_d 数据集。此外, 局部攻角 α 是风偏角 χ 以及叶片截面参数 (预扭角 θ_t 和桨距角 β) 的函数, 其中 χ 取为失速颤振发生时的风偏角。最终, $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 值的确定问题可以归纳为:

输入 :	X_{air} & Y_{air} ; θ_t & β ; (h_{VG} , l_{VG} , α_{VG} , 和 x_{VG}/c)
利用 :	XFoilVG 生成 C_l & C_d
输出 :	$\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$

在特定半径 r 处, 气动外形是固定的, 而 h_{VG} 、 l_{VG} 和 α_{VG} 在已定义的范围内趋于其最大值 (前文已证明)。则当前的涡流发生器布置问题可表述为: 在给定叶片截面的位置 r 处, 寻找合适的 x_{VG}/c 值, 以最大化 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 。这一方法被称为

快速优化方法 (Fast Optimization, FO), 可更简洁地表达为:

$$\mathbf{X} : \text{在径向位置 } r (X_{\text{air}} \& Y_{\text{air}}) \Rightarrow \mathbf{Y} : \text{寻找一个 } x_{VG}/c \Rightarrow \mathbf{Z} : \text{令 } \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} \text{ 最大}$$

图 6.10 展示了采用 FO 方法优化的方案 2 结果。从图中可以看出, 在给定叶片截面处, FO 方法能够找到最优的 x_{VG}/c 值, 使得 $\int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 达到最大。该方法之所以称为“快速优化”, 是因为与 PSO 方法相比, 它实现了参数简化, 显著降低了计算开销。PSO 方法计算量较大, 主要是受“粒子群”特性和逐步迭代过程的影响。值得注意的是, FO 方法和 PSO 方法的优化结果十分接近, 但 FO 方法最终确定的方案更优, 使得失速颤振发生角范围²从 $13.87^\circ \sim 37.95^\circ$ 缩小至 $21.02^\circ \sim 37.95^\circ$, 性能提升了 29.69%。FO 方法得到的方案控制效果更突出主要得益于 FO 方法避免了 PSO 方法中 x_{VG}/c 的二次分布约束, 保证了 FO 方法确定的方案为全局最优。

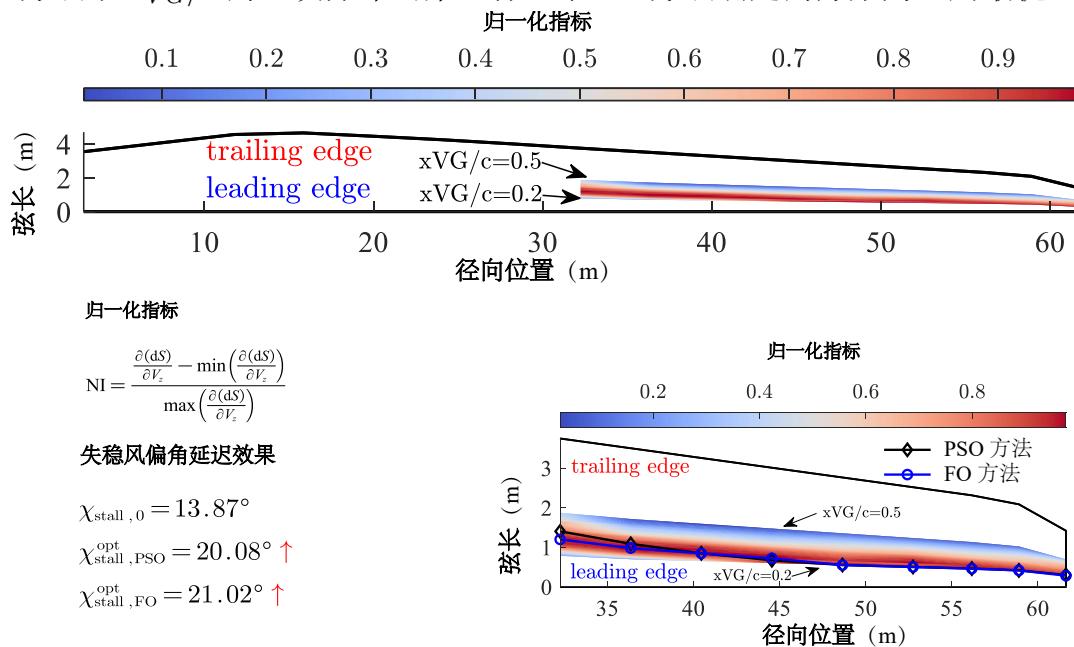


图 6.10 基于 PSO 和 FO 方法的 NREL 5-MW 风力机摆振稳定性提升效果

6.4.4 时域效果验证

为了验证安装在叶片尖端的涡流发生器对风力机失速颤振的控制效果, 本节采用非线性气动力模型模拟了漂浮式风力机在有无涡流发生器情况下的极限环振荡幅值, 结果如图 6.11 所示。在该图中, “结构失效”指由于剧烈摆振导致叶片内力过大而引发的损伤。图 6.11 表明, 安装涡流发生器后, 失稳的起始风偏角确实如预期般延迟, 从 13° 推迟至约 24° 。然而, 涡流发生器的安装也使失稳表现出独特的特征: 一旦风力机进入失稳风偏角区域, 稳态振幅的增长更加剧烈。这可能是因为尽管涡流发生器延长了升力曲线的线性范围, 推迟了升力系数曲线下降段的出现, 但同时也导致失速后的升力衰减更为剧烈。

²本章所展示的失速颤振风偏角范围与第四章中利用 AeroHor-linear 预测的结果有出入, 是因为本章的研究考虑了结构阻尼的影响。

由于高风偏角工况的计算依赖于高攻角下的升力和阻力系数数据，而 XFOILVG 只能计算有限攻角范围内的气动力数据，因此对于风偏角在 27° 以上的工况暂不考虑。尽管可利用 Viterna 外推法^[203] 生成合理的全攻角范围的升力和阻力系数曲线，但此处并无必要。因为当风偏角在 27° 以上时，叶片的摆振振幅已超过 5 m，在该区域进行幅值计算缺乏实际意义，因为此时叶片根部截面已承受过大应力，导致叶片发生损伤。

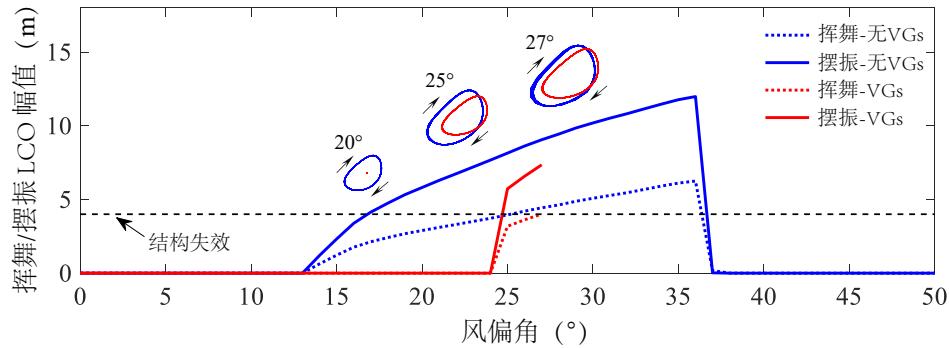


图 6.11 安装涡流发生器后的叶尖失速颤振幅控制效果（风偏角 $\chi = 0^\circ \sim 50^\circ$ ，风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$ ）

进一步利用时域瞬态响应对涡流发生器的失稳控制效果进行了验证。图 6.12 展示了风偏角 17° 、风速 50 m/s 、桨距角 90° 条件下，风力机叶片的挥舞和摆振时域响应。结果表明，无涡流发生器的叶片最终进入极限环振荡，而配备涡流发生器的叶片响应则表现出快速衰减的趋势。此外，带有涡流发生器的叶片挥舞方向的静平衡位置明显较高，这是由于涡流发生器提高了失速临界区域的升力系数，从而增加了静态气动力荷载。虽然从图 6.12 左侧的结果来看，安装涡流发生器的叶片挥舞位移仅比未安装涡流发生器的叶片挥舞振动最大位移高出约 10%，但在实际应用中，仍需进一步评估气动荷载和结构静位移增大对强度设计和结构耐久性的潜在影响。

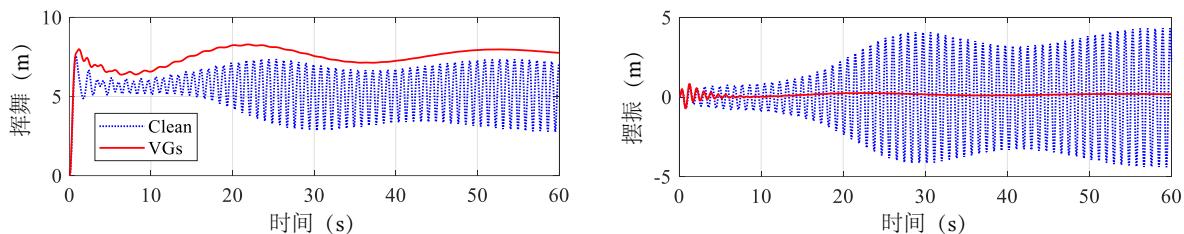


图 6.12 安装涡流发生器后的叶尖失速颤振控制效果时域案例验证（风偏角 $\chi = 17^\circ$ 、风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ 、桨距角 $\beta = 90^\circ$ ）

6.4.5 涡流发生器对 IEA 15-MW 风力机的失速颤振控制效果

本节将基于涡流发生器的风力机失速颤振控制研究扩展至 IEA 15-MW 风力机模型^[17]。IEA 15-MW 风力机是一种三转子水平轴风力机，其叶轮直径 240 米，塔筒高度 150 米。首先建立了 15 MW 风力机的气弹模型并对该风力机的动力特性进行了验证，计算了叶轮一阶挥舞和摆振模态的固有频率，并将结果与官方定义文件

中的数据进行了比较，具体数据见表 6.3。结果表明，本文的动力学模型能够较好地再现 IEA 15-MW 风力机的动力特性，一阶挥舞和摆振模态的频率计算误差均在 1% 以内。

表 6.3 IEA 15-MW 风力机的固有频率验证

频率 (Hz)	一阶挥舞	一阶摆振
基准值	0.555	0.642
AeroHor	0.5566	0.6385
误差	0.28%	0.545%

图 6.13 (a) 展示了 15 MW 风力机的模态气动阻尼系数沿叶片径向及叶轮风偏角方向的分布。图 6.13 (a) 的数据表明，涡流发生器的最佳安装起始位置约为叶片径向 72 米处。图 6.14 进一步量化了在该区域至叶尖范围内安装涡流发生器的优化方案及其失速颤振控制效果：基于 PSO 和 FO 方法的优化结果均表明（两种优化方法得到了相同的涡流发生器安装方案），涡流发生器的安装显著推迟了失速颤振的发生风偏角，将叶片摆振模态失速颤振发生的风偏角范围从 $11.39^\circ \sim 32.26^\circ$ 缩小至 $16.18^\circ \sim 32.26^\circ$ ，缩减了 22.95%。上述结果验证了利用涡流发生器在更大尺度风力机上进行失速颤振控制的适用性，并凸显了其工程鲁棒性。此外，图 6.13 (b) 还揭示了涡流发生器安装后深度气动负阻尼区域的显著后移，进一步从物理机制上佐证了该方法的有效性。

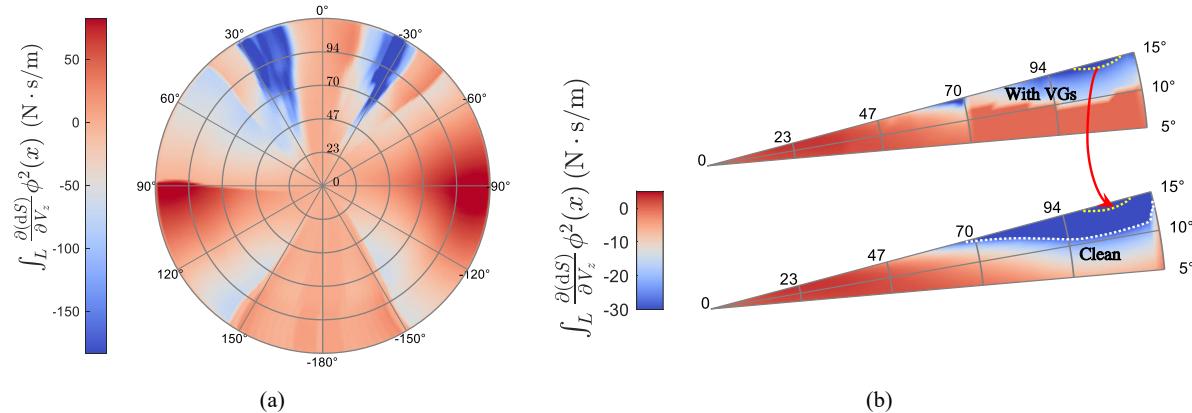


图 6.13 15 MW 风力机摆振模态的模态阻尼沿叶片径向和叶轮风偏角方向的分布 (a) 及涡流发生器在后移深度负阻尼区域中的贡献 (b)

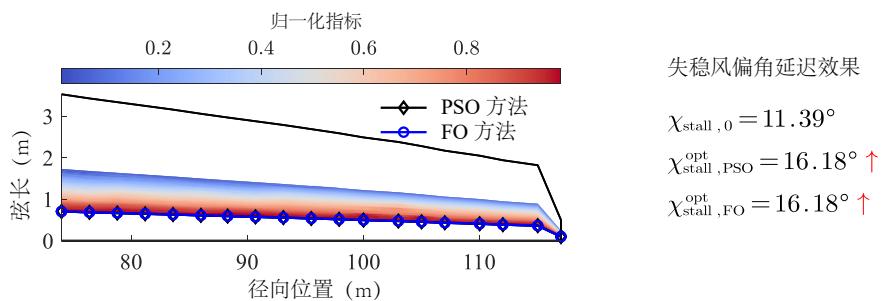


图 6.14 基于 PSO 和 FO 方法的 15 MW 风力机摆振失稳控制：涡流发生器的优化布置方案及失稳控制效果

为更直观地比较不同尺度风力机的失稳特征，对比了 5 MW 与 15 MW 风力机

的失稳风偏角范围，结果列于表 6.4。可以看出，5 MW 风力机的失稳风偏角范围为 $13.87^\circ \sim 37.95^\circ$ ，15 MW 风力机的失稳风偏角范围相对较窄，为 $11.39^\circ \sim 32.26^\circ$ ，但 15 MW 风力机失稳的风偏角最小值比 5 MW 风力机更低，说明更小的风偏斜程度即可诱发 15 MW 风力机的失速颤振。总体而言，两风力机的失速颤振区间高度重合。

引入涡流发生器后，风力机摆振模态的失稳风偏角范围得到显著改善。对于 5 MW 风力机，优化后的失稳角度范围缩小至 $21.02^\circ \sim 37.95^\circ$ ，而对于 15 MW 风力机，优化后失稳风偏角范围则缩小至 $16.18^\circ \sim 32.26^\circ$ 。5 MW 风力机的失稳风偏角范围降低约为 29.69%，而 15 MW 风力机的降低幅度相对较弱，为 22.95%，这表明涡流发生器在更大尺度风力机上的应用同样有效，但其抑制失速颤振的能力随风力机尺寸的增加而有所降低。

表 6.4 5 MW 和 15 MW 风力机摆振失稳风偏角范围及涡流发生器优化控制效果汇总

	无涡流发生器		VGs - PSO		VGs - FO	
	失稳角 (°)	失稳角 (°)	改善幅度	失稳角 (°)	改善幅度	
NREL 5 MW	$13.87 \sim 37.95$	$20.08 \sim 37.95$	25.79%	$21.02 \sim 37.95$	29.69%	
IEA 15 MW	$11.39 \sim 32.26$	$16.18 \sim 32.26$	22.95%	$16.18 \sim 32.26$	22.95%	

6.5 讨论

6.5.1 叶轮方位角对涡流发生器布置优化的影响

本小节主要探讨叶轮方位角对涡流发生器阵列布置优化的影响。如式 (4.4) 和 (4.6) 所示，方位角会影响叶轮有效风偏角，而在本章的优化问题中，叶轮方位角默认为 0° ，本节讨论该取值的合理性。

图 6.15 展示了方位角对摆振气动阻尼比的影响。结果表明，第三个一阶叶轮摆振模态的负阻尼比区域受叶轮方位角和风偏角的共同影响。值得注意的是，当方位角小于 90° 时，较大的方位角通常对应于失稳发生时较大的风偏角。

进一步跟踪气动阻尼比为 -0.5% 的情况，其对应考虑结构阻尼后总阻尼比为零的情况，即失速颤振的临界状态。将其绘制成图 6.15 中的包络线，提取包络线并标记出相应的风偏角 χ_{stall} ，结果如图 6.16 左侧所示。 χ_{stall} 表示触发失稳的叶轮级的入流角（即风偏角）。然而在涡流发生器配置方案优化问题中，FO 方法基于叶片截面级别的局部攻角，而非叶轮级的入流角。因此，在假设 $\beta = 90^\circ$ 和 $\theta_t = 0^\circ$ 的条件下，可定义 χ_{stall} 对应的截面级别的局部攻角为 α'_{stall} （此处的 α'_{stall} 并非翼型气动力系数曲线所反映的静态失速角）。 χ_{stall} 和 α'_{stall} 的映射关系如图 6.16 所示。

从图 6.16 可以观察到，当 $\Psi < 78^\circ$ 时，尽管 χ_{stall} 随着方位角的增加而增大，但 α'_{stall} 却几乎保持不变，这一趋势在多种 $\theta_t \neq 0^\circ$ 的情况下均成立（本文未展示）。此外，当 $\Psi > 102^\circ$ 时，类似的规律依然存在，且在此情况下， α'_{stall} 相比于 $\Psi <$

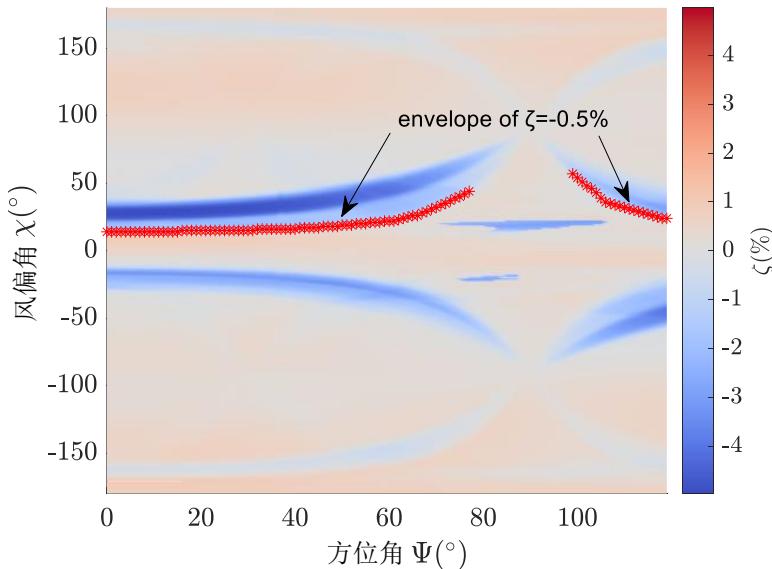


图 6.15 不同方位角和风偏角下第三个一阶叶轮摆振模态的阻尼比

78° 的情况，其相对 $\alpha'_{stall} = 0^\circ$ 附近呈对称分布。由于涡流发生器在对称的攻角范围内均能发挥作用，因此， $\Psi < 78^\circ$ 区间的涡流发生器优化布置方案在 $\Psi > 102^\circ$ 时依然有效。此外，在 $78^\circ \leq \Psi \leq 102^\circ$ 范围内，负阻尼比风偏角区域狭窄，表明气弹失稳的风险较低，无需进行针对性控制。

综上所述，无论方位角为几何，其对涡流发生器的设置方案影响微弱，以 0° 方位角进行涡流发生器安装方案设计完全合理。

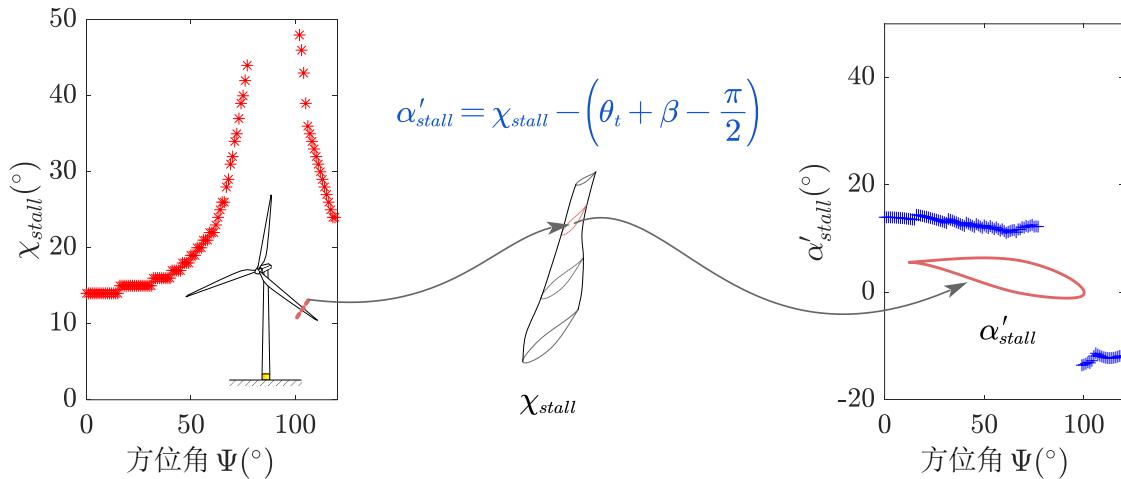


图 6.16 叶轮级的风偏角 χ_{stall} 与叶素截面级的局部攻角 α'_{stall} 之间的映射

6.5.2 来流风速对方案优化的影响

本章第 6.4 节已经证明，在叶片外缘放置涡流发生器时，在特定风速下能够显著改善叶片的气弹稳定性。然而，风速对失速颤振的影响不可忽视，因此需要仔细评估不同风速下涡流发生器的效果，以确保优化后的涡流发生器布置方案在所有风速条件下都能提升风力机的气弹稳定性，至少不应导致结构气弹稳定性下降。

以 NREL 5-MW 风力机为例，选择风偏角为 25° ，并设定风速范围为 26 m/s 到

50 m/s, 涡流发生器的布置采用图 6.10 中 FO 方法的优化结果。进行时域计算，并在不同风速下提取了叶片挥舞和摆振运动的 LCO 振幅，最终结果汇总如图 6.17 所示。从图 6.17 中可以看出，在高风速（本研究中的 50 m/s）下优化涡流发生器布置方案时，该优化方案对所有切出风速下的叶片响应均有积极影响，在不同风速下均观测到了稳态振幅的降低；此外，观察较低的几个初始风速可发现当叶片外缘安装涡流发生器后，失速颤振的临界风速得到有效推迟。这两个发现证明了在极端风速条件下进行涡流发生器布置方案优化的合理性。

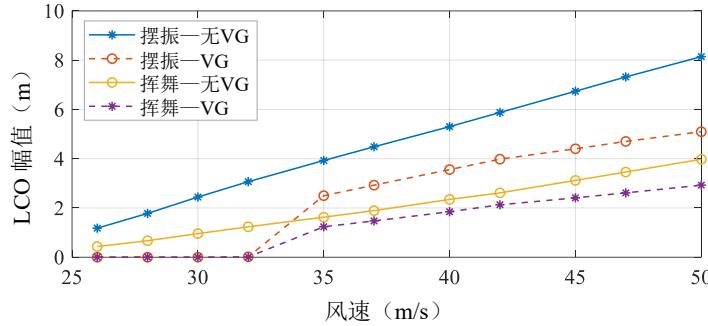


图 6.17 不同风速下叶片安装涡流发生器后的稳态振幅变化（风速 $V_0 = 26 \sim 50 \text{ m/s}$, 风偏角 $\chi = 25^\circ$, 桨距角 $\beta = 90^\circ$ ）

6.5.3 涡流发生器对正常运行工况的影响

在叶片外侧安装涡流发生器能够延迟叶尖截面上的气流分离，提高升力系数并降低阻力系数。这一气动力系数的改变虽能提升风力机的失速颤振性能，但也需要谨慎评估其对风力机正常运行发电工况可能带来的负面影响。

跟踪叶片每个翼型在正常运行条件下的归一化局部攻角 $\tilde{\alpha}$ ，结果如图 6.18 所示，其中 $\tilde{\alpha}$ 的定义为：

$$\tilde{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_{\text{stall}}} \quad (6.11)$$

式中，

$$\alpha = \text{atan} \frac{(1-a)V_0}{(1+a')r\Omega} - \theta_t - \beta \quad (6.12)$$

其中 a 和 a' 分别是轴向和切向诱导因子， Ω 是叶轮旋转角速度。此外， α_{stall} 代表每个翼型截面的静态失速临界攻角，其与 α'_{stall} 相区别。

从图 6.18 中可以观察到，涡流发生器安装方案 1 和方案 2 所覆盖的叶片截面在运行状态下的归一化局部攻角均低于 1。这表明在风力机正常运行条件下，涡流发生器阵列对应的局部攻角均处于图 6.7 中的 A 区域。该发现表明，在叶片外缘安装涡流发生器不会对风力机正常运行状态下的性能产生显著不利影响。

为验证上述结论，进一步探讨了安装涡流发生器后的叶轮功率和推力，结果如图 6.19 所示。安装涡流发生器前后的风力机在功率和推力性能上高度一致，印证了从图 6.18 中得出的结论。在额定风速之前的风速区间内，安装涡流发生器的风

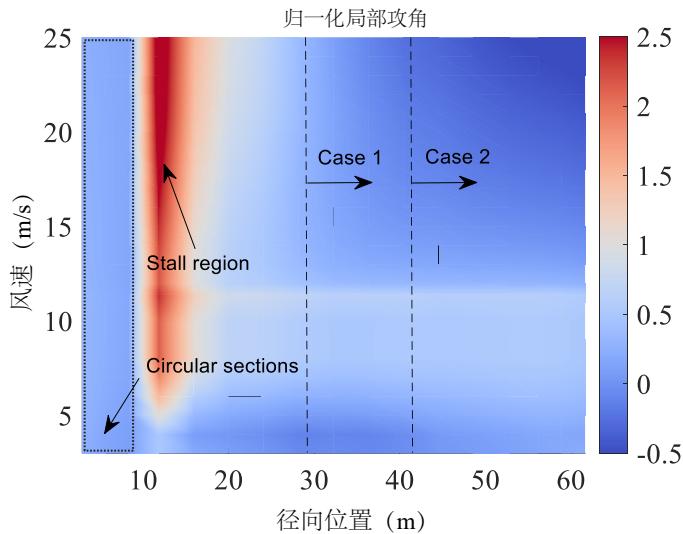


图 6.18 不同径向位置和运行风速下的叶片截面归一化局部攻角

力机在功率和推力方面略有提高，这是由于涡流发生器会在翼型达到静态失速攻角之前就轻微提升其升力系数，如图 6.7 所示。

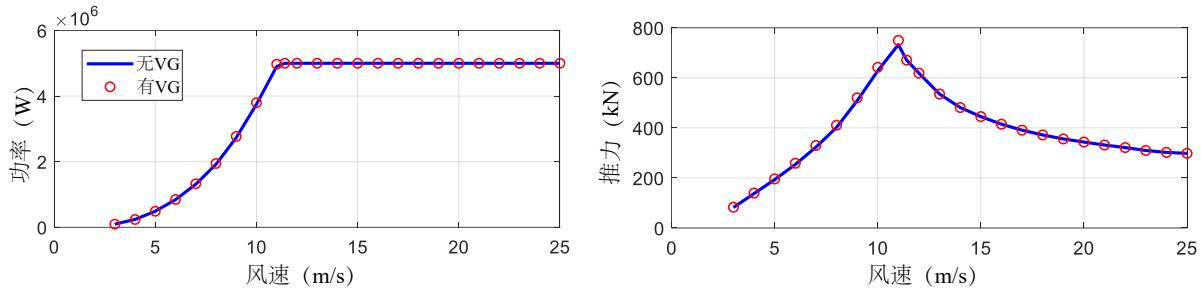


图 6.19 涡流发生器对正常运行条件下的风力机功率和推力性能的影响

现代大型风力机通常在叶片根部截面安装涡流发生器，以防止该区域的失速，从而提高年发电量。本研究建议将涡流发生器安装在叶片外缘部分，这两种涡流发生器配置互不冲突，因此无需进行两种布置之间的干扰分析。

6.5.4 涡流发生器对塔筒和平台响应的影响

采用与图 6.12 相同的时域仿真算例，对安装涡流发生器前后的浮式风力机塔筒侧向和平台艏摇运动进行时域响应模拟，结果如图 6.20 所示。从图中可以看出，涡流发生器的安装有效降低了塔筒侧向振动，尤其是在高频运动的抑制上表现显著，但平台的艏摇振动幅值反而略有增加。这一现象说明：针对单一优化目标的涡流发生器布置方案未必能在所有失速颤振模态下均取得理想控制效果。

涡流发生器对不同模态的影响机制不尽相同。叶片摆振和塔筒侧向模态的气动阻尼主要由 $\frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 主导，而平台的艏摇模态则受 $\frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$ 和 r^2 共同影响，其中 r 的平方项使叶素径向位置 r 的作用更加显著。 r 的参与可能导致以优化摆振响应为目标获得的涡流发生器布置方案在某些情况下对平台运动产生不利影响。

综上所述，在确定涡流发生器的最优布置方案时，应当引入多目标优化方法。

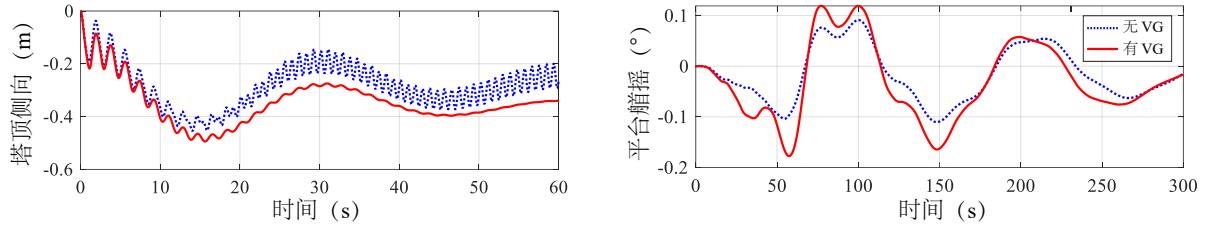


图 6.20 安装涡流发生器前后的塔筒侧向和平台艏摇时域响应对比 (风偏角 $\chi = 17^\circ$ 、风速 $V_0 = 50 \text{ m/s}$ 、桨距角 $\beta = 90^\circ$)

叶片摆振、塔筒侧向及平台艏摇模态的失速颤振控制目标汇总于表 6.5。

表 6.5 叶片摆振、塔筒侧向和平台艏摇模态的失速颤振控制目标

控制模态	叶片摆振	塔筒侧向	平台艏摇
控制目标	$\max . \int_L \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$	$\max . \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$	$\max . \int_0^R r^2 \frac{\partial(dS)}{\partial V_z}$

6.6 小结

本章提出了一种通过在风力机叶尖安装涡流发生器以降低风力机失速颤振风险的气动控制措施。系统研究了该气动控制措施的作用机理、参数设置与优化方法，分析了优化结果并讨论了该技术方案实施过程中应考量的因素。主要工作和研究结论如下：

(1) 提出了利用涡流发生器控制风力机失速颤振的技术方案，明确了涡流发生器的参数设置，并分析了其作用机理：涡流发生器可以改善叶尖截面的失速性能，提升被控模态的气动阻尼比，进而提升失速颤振稳定性。

(2) 涡流发生器可使 NREL 5-MW 和 IEA 15-MW 风力机摆振模态失速颤振发生的风偏角范围分别缩小 29.69% 和 22.95%，并显著降低风力机摆振失稳发生时的极限环振幅值。

(3) 优化涡流发生器布置时，仅考虑 0° 方位角即可满足工程需求；在叶片外缘安装涡流发生器阵列可提高失速颤振的临界风速；叶片外缘安装涡流发生器对风力机的正常发电运行性能无明显负面影响。

(4) 叶尖涡流发生器能够改善塔筒的侧向振动特性，但可能对平台的艏摇运动产生轻微不利影响；利用多目标优化方法可以实现多模态失速颤振控制。

第 7 章 浮体纵荡导致的功率振荡及其预测

7.1 引言

漂浮式风力机在风浪联合作用下可能产生大幅纵荡运动，并由此引发一系列连锁反应。如图 7.1 所示，显著的纵荡运动会激发空气动力学非定常动态入流效应^[160]，纵荡速度叠加动态入流效应伴随的诱导速度会导致叶轮感知风速的变化，从而使叶轮气动扭矩发生摄动，同时 PID 控制器发出作动指令调节叶轮转速或叶片桨距角。该过程会导致风力机的功率输出发生振荡，因而被称为风力机的功率稳定性问题。功率稳定性受结构的刚性和弹性运动、风轮的动态入流非定常效应、伺服控制系统策略等多个因素的综合影响。



图 7.1 平台纵荡运动激起的连锁反应（图片来自 Wind Energy Science）

Pustina 等人^[134]率先在状态空间耦合了气弹、水动与伺服系统，并将叶轮功率作为状态空间方程的输出，实现了该问题的模拟。Pustina 等人的模型融合了动态入流和风剪切，甚至是塔影效应，是较为全面的状态空间方法，但也存在如下问题：(1) 该状态空间模型将系统弹性响应作为变量向量，而外部荷载写成了独立系统输入向量的形式，变量向量和荷载向量之间没有显式的矩阵连接，因此没有很好地描述荷载向量与弹性响应变量之间的隐含耦合关系；(2) 在气动非定常的处理上采用适用于固定式风力机的 Pitt-Peters 动态入流模型，该模型虽具有状态空间形式便于一体化分析，但很难反映真实浮式风力机的尾流状态。

本章提出一种线性化的状态空间模型，该模型集成了考虑漂浮式风力机纵荡运动的 Ferreira 动态入流模型^[160]及 PID 控制器，并将叶轮功率作为系统的输出。此外，所提出的模型不再将荷载作为系统独立的输入向量，而是将荷载与结构弹性

响应之间的关系显式化。上述改进实现了风力机弹性振动、动态入流状态变量和 PID 变量之间的显式化耦合，可更方便地研究浮式风力机纵荡运动下的功率振荡机理并实现功率振荡预测。

7.2 纵荡引起的动态入流效应描述

7.2.1 时间离散格式描述

图 7.1 所反映的动态入流效应可借助高效的工程半经验数学模型进行快速精准地刻画。其中，Carlos Ferreira 提出的风力机大纵荡运动下的动态入流模型^[160] 以离散化的数学表达形式描述了动态入流效应：

$$\begin{aligned} U_{\infty\text{ref}}(n) &= U_{\infty\text{ref}}(n-1)e^f + (U_{\infty} - U_{\text{surge}})(1 - e^f) \\ u_{\text{act}}(n) &= u_{\text{act}}(n-1)e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}}}} + u_{\text{qs}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}}}}\right) \\ u_{\text{str}}(n) &= u_{\text{str}}(n-1)e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}} + u_{\text{qs}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}}\right) \end{aligned} \quad (7.1)$$

其中， $U_{\infty\text{ref}}$ 为致动盘模型中的未扰动参考风速， u_{act} 为致动盘位置处的诱导速度， u_{str} 为流管内的诱导速度。此外， U_{∞} 表示远场来流风速， U_{surge} 为浮体纵荡运动速度， n 代表时间离散形式下的迭代步数。式 (7.1) 中的其他项也可给出：

$$\begin{aligned} e^f &= e^{-\Delta t \frac{U_{\infty\text{ref}}(n-1)}{L_{\text{str}}}} \\ \tau_{\text{act1}} &= \frac{L_{\text{act}}}{U_{\infty} - \frac{u_{\text{act}}(n-1)}{2} - U_{\text{surge}}} \\ \tau_{\text{act2}} &= \frac{L_{\text{act}}}{U_{\infty\text{ref}}(n-1) - \frac{u_{\text{act}}(n-1)}{2}} \\ \tau_{\text{str}} &= \frac{L_{\text{str}}}{U_{\infty\text{ref}}(n-1) - \frac{u_{\text{act}}(n-1)}{2}} \\ u_{\text{qs}} &= \frac{C_T U_{\infty}^2}{4} \frac{1}{U_{\text{str}}} \\ U_{\text{str}} &= U_{\infty\text{ref}}(n-1) - \frac{u_{\text{str}}(n-1) + u_{\text{act}}(n-1)}{2} \end{aligned} \quad (7.2)$$

式中， Δt 为时间步长， C_T 为推力系数。

长度尺度 L_{act} 和 L_{str} 分别定义为近尾流尺度 $1D$ 与远尾流尺度 $5D$ 的一半：

$$\begin{aligned} L_{\text{act}} &= \frac{1}{2}1D \\ L_{\text{str}} &= \frac{1}{2}5D \end{aligned} \quad (7.3)$$

式中， D 为叶轮直径。

上述式 (7.1) 可进一步整理为线性离散的状态空间形式：

$$\mathbf{q}_i(n) = \mathbf{A}\mathbf{q}_i(n-1) + \mathbf{B}\mathbf{u}_i \quad (7.4)$$

式中, \mathbf{q}_i 为集成了动态入流变量的状态向量, 其表达式为:

$$\mathbf{q}_i = \begin{Bmatrix} U_{\infty\text{ref}} \\ u_{\text{act}} \\ u_{\text{str}} \end{Bmatrix} \quad (7.5)$$

\mathbf{u}_i 类似于系统的输入向量, 其写为:

$$\mathbf{u}_i = \begin{Bmatrix} U_{\infty} - U_{\text{surge}} \\ u_{\text{qs}} \\ u_{\text{qs}} \end{Bmatrix} \quad (7.6)$$

\mathbf{A} 为状态转移矩阵, 用于描述系统状态 \mathbf{q}_i 在离散时间步长内的演化, 它决定了系统在当前状态 $\mathbf{q}_i(n-1)$ 的基础上如何更新至下一状态 $\mathbf{q}_i(n)$, 体现了系统的动态特性, 其表达形式为:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} e^f & 0 & 0 \\ 0 & e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}}}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}} \end{bmatrix} \quad (7.7)$$

\mathbf{B} 为输入矩阵, 用于描述输入 \mathbf{u}_i 如何影响系统状态的演变:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 1 - e^f & 0 & 0 \\ 0 & 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}}}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}} \end{bmatrix} \quad (7.8)$$

设定如下非定常场景: 纵荡运动的折减频率为 $k = 3$, 简谐振动幅值 $A_{\text{surge}} = 0.1 D$, 来流风速为 $U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$, 叶轮直径 $D = 100 \text{ m}$, 时间步长 $\Delta t = 0.01 \text{ s}$ 。

初始条件设定如下:

$$U_{\infty\text{ref}} = U_{\infty}, \quad u_{\text{act}} = 0.4 U_{\infty\text{ref}}, \quad u_{\text{str}} = 0.1 U_{\infty\text{ref}} \quad (7.9)$$

折减频率 k 由下式定义:

$$k = \frac{\omega D}{U_{\infty}} \quad (7.10)$$

其中, ω 为纵荡运动的振动圆频率。

根据折减频率, 可反算得到纵荡运动的简谐振动频率, 进而结合振动幅值 A_{surge} 计算纵荡运动速度 U_{surge} 的时程。

此外, 推力系数 C_T 设定为:

$$C_T = 0.5 - 0.5 \cos(\omega t) \quad (7.11)$$

图 7.2 展示了 Ferreira 动态入流模型在上述工况下的时域稳态响应。随着系统进入稳态, 致动盘的参考风速 $U_{\infty\text{ref}}$ 、致动盘诱导风速 u_{act} 以及流管诱导风速 u_{str} 均呈现出简谐振荡特性。Ferreira 等人^[160]还对该模型的预测结果与其他高保真模型及实验数据进行了对比, 进一步验证了其准确性。

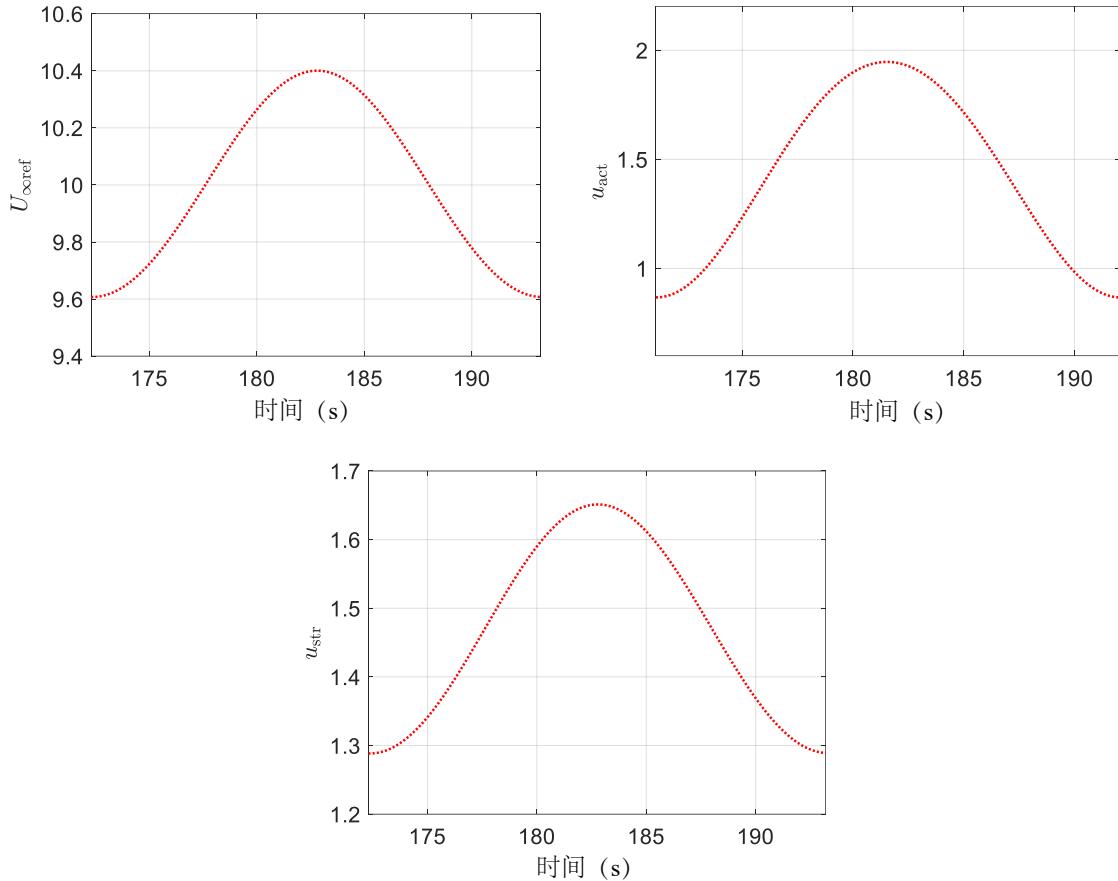


图 7.2 Ferreira 动态入流模型（离散形式）的稳态响应

为进一步验证 Ferreira 动态入流模型在浮式风力机一体化分析当中的性能，本文开展了数值变桨阶跃试验：以 NREL 5-MW 风力机为研究对象，对三个叶片同步施加瞬时变桨阶跃，并跟踪叶轮的气动响应。尽管 Ferreira 动态入流模型最初针对浮式风力机的大范围纵荡运动开发，但其在处理变桨阶跃试验中的适用性仍需验证。为此，本研究以 OpenFAST 为基准进行数值实验验证，OpenFAST 采用了 Øye 动态入流模型。为实现变桨阶跃仿真，本文对 OpenFAST 的二次开发版本进行了编译，使其支持变桨阶跃激励下的包含动态入流响应的风力机动力学分析¹。

假设来流风速为 15 m/s，此时对应的稳态桨距角为 10.45°，叶轮转速为 $\Omega = 1.267 \text{ rad/s}$ ，在 $t = 100 \text{ s}$ 处将桨距角瞬时抬升 4° 并在 $t = 200 \text{ s}$ 时将桨距角回落至 10.45°，利用 OpenFAST 和本文采用的 Ferreira 模型分别计算风力机叶轮的水平推力，其结果如图 7.3 所示。从图中可以看出，Ferreira 模型与 OpenFAST 实现了较好的一致性，证明了 Ferreira 模型在大型风力机一体化集成分析中的适用性。

7.2.2 时间连续性格式描述

在风力机动力学分析中，运动方程及 PID 控制器的数学表述通常采用时间连续形式，因此本文选择在时间连续表达下对多物理场方程进行耦合分析。基于这一

¹OpenFAST 的动态入流变桨阶跃试验模块由美国国家可再生能源实验室的 Emmanuel Branlard 开发。

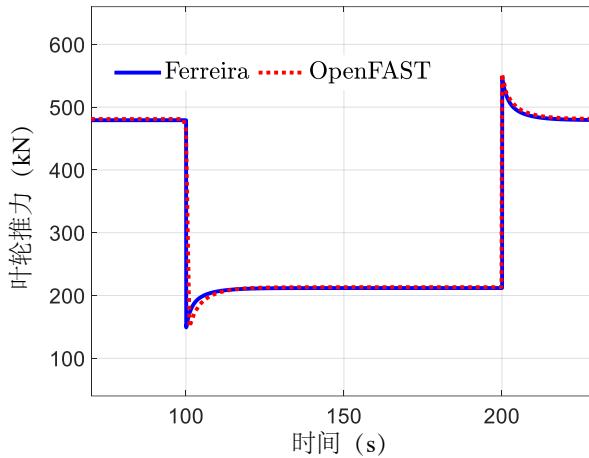


图 7.3 Ferreira 动态入流模型（离散形式）变桨阶跃试验验证

考量，本节将 Ferreira 动态入流模型的时间离散形式转换为时间连续形式。

为了实现从离散到连续的转换，可首先利用 Z 变换将离散形式的动态入流模型转换到 z 域。由于 s 域是 z 域的连续时间等价形式，可以借助 s 域与 z 域之间的转换关系，实现从离散到时间连续的映射。最后，应用拉普拉斯逆变换，将 s 域内的动态入流方程转换回时间域，从而得到时间连续形式的动态入流表达式。该方法适用于线性系统，但对于本文引言中所讨论的强非线性场景，其适用性受到限制。如果建立连续方程每个时间步与离散方程每个迭代步之间的映射，并假设连续系统在时间推进求解时仍然具备广义的离散特征（即依赖迭代求解），那么就可以在每个时间步执行一次变换，使得离散方程的物理信息得以高保真地映射到时间连续框架中。这种处理办法既保留了离散方程的基本特征，又使得系统的数学描述以连续形式呈现。通过这种方式，即便面对强非线性系统，依然能够借助 s 域与 z 域转换的方法构建时间连续方程，同时在数值求解时保持离散系统的计算方式，实现对复杂气动非定常特性的精准建模。

基于上述方法，首先将式 (7.4) 利用 Z 变换转换到 z 域：

$$\mathbf{q}_i(z) = \mathbf{A}z^{-1}\mathbf{q}_i(z) + \mathbf{B}\mathbf{u}_i(z) \quad (7.12)$$

合并同类项，有：

$$(\mathbf{I} - \mathbf{A}z^{-1})\mathbf{q}_i(z) = \mathbf{B}\mathbf{u}_i(z) \quad (7.13)$$

s 域与 z 域之间存在如下关系：

$$z^{-1} = e^{-s\Delta t} \quad (7.14)$$

利用泰勒级数将式 (7.14) 展开：

$$z^{-1} = 1 - s\Delta t \quad (7.15)$$

该展开的前提是 $s\Delta t$ 足够小，当步长足够小时，该线性近似误差较小。

将方程(7.15)代入式(7.13), 即可将 z 域方程转换到 s 域:

$$(\mathbf{I} - \mathbf{A}(1 - s\Delta t))\mathbf{q}_i(s) = \mathbf{B}\mathbf{u}_i(s) \quad (7.16)$$

将式(7.16)拆解, 可进一步得到:

$$(\mathbf{I} - \mathbf{A})\mathbf{q}_i(s) + s\Delta t\mathbf{A}\mathbf{q}_i(s) = \mathbf{B}\mathbf{u}_i(s) \quad (7.17)$$

对式(7.17)执行拉普拉斯逆变换可得到Ferreira动态入流模型在时间域内的连续形式:

$$\tilde{\mathbf{A}}(t)\dot{\mathbf{q}}_i(t) + \tilde{\mathbf{B}}(t)\mathbf{q}_i(t) = \tilde{\mathbf{C}}(t)\mathbf{u}_i(t) \quad (7.18)$$

式中:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{A}}(t) &= \begin{bmatrix} \Delta te^f & 0 & 0 \\ 0 & \Delta te^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta te^{-\frac{\Delta t}{\tau_{str}}} \end{bmatrix} \\ \tilde{\mathbf{B}}(t) &= \begin{bmatrix} 1 - e^f & 0 & 0 \\ 0 & 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{str}}} \end{bmatrix} \\ \tilde{\mathbf{C}}(t) &= \begin{bmatrix} 1 - e^f & 0 & 0 \\ 0 & 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act2}}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{str}}} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (7.19)$$

状态变量向量 \mathbf{q}_i 和系统输入向量 \mathbf{u}_i 的定义同前述离散形式, 但表达成以时间 t 为变量的函数。值得注意的是, 转换后的连续形式方程中的矩阵(式(7.19))仍然保留了离散迭代特征, 这是确保连续形式方程能够等效原始离散模型的关键。

连续与离散形式的Ferreira动态入流模型的瞬态响应计算结果如图7.4所示。计算参数与第7.2.1节中的算例保持一致。连续形式方程采用四阶/五阶龙格—库塔方法求解, 但每个时间步的计算参数均需依据上一时间步得到的系统响应进行更新。从图7.4可以看出, 时间离散与连续形式的Ferreira动态入流模型在瞬态与稳态响应方面均表现出极高的一致性, 证明了本文所提出的离散—连续转换方法能够实现高保真的模型转换。

7.2.3 离散—连续变换的通用性

本文所提出的动态入流模型的离散—连续变换本质上是一种数学变换, 理论上应同样适用于其他动态入流模型。以本文第二章中所提到的Larsen-Madsen动态入流模型为例, 采用该方法, 可将该动态入流模型转换到连续的时域系统:

$$\dot{a}(t)\Delta t + a(t) \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau}} - 1 \right) = a_{qs}(t) \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau}} - 1 \right) \quad (7.20)$$

将离散与连续形式的Larsen-Madsen模型进行时域仿真, 并采用了与第二章相

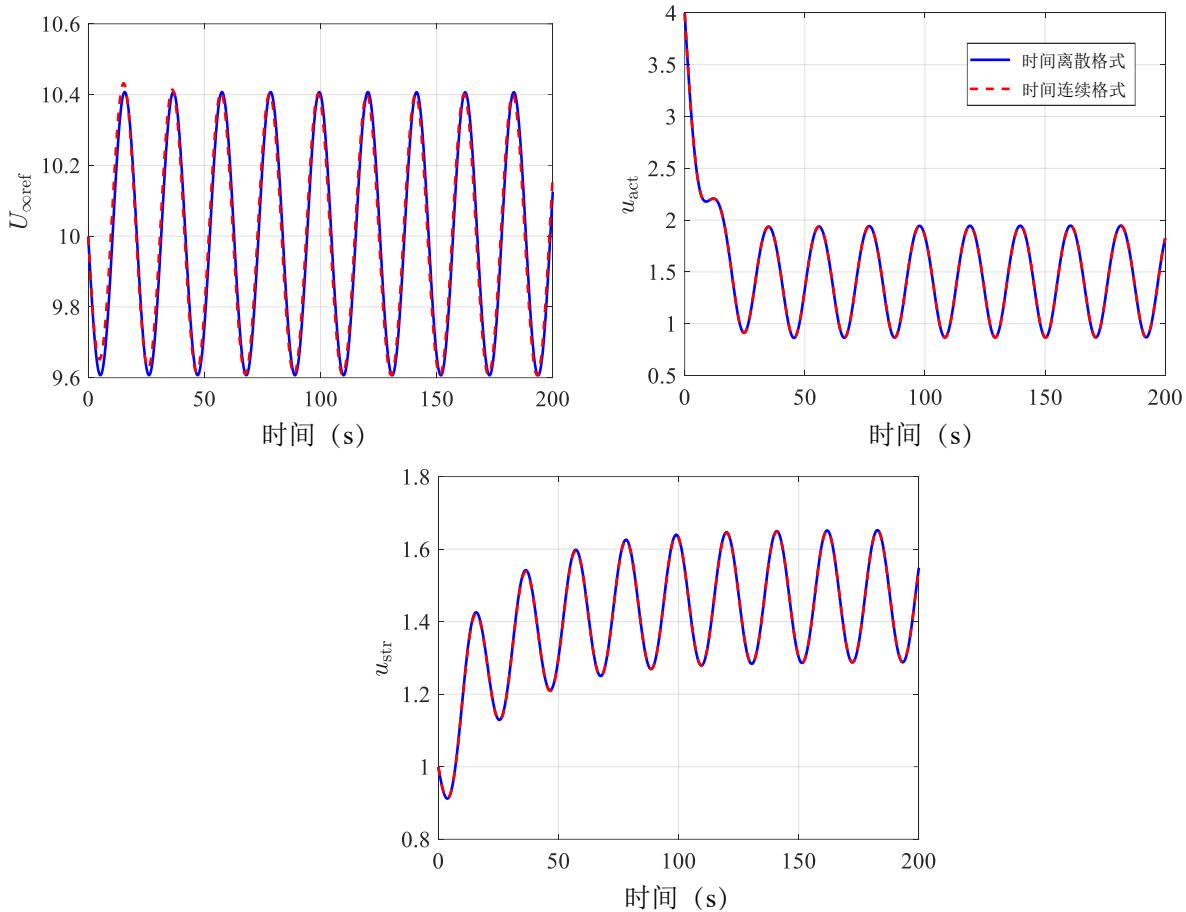


图 7.4 Ferreira 动态入流模型的离散与连续形式方程瞬态响应对比

同的计算参数，计算结果如图 7.5 所示。可以看出，离散与连续形式方程在轴向诱导因子的瞬态响应预测上具有高度一致性，证明了该离散—连续变换在动态入流模型中的通用性。

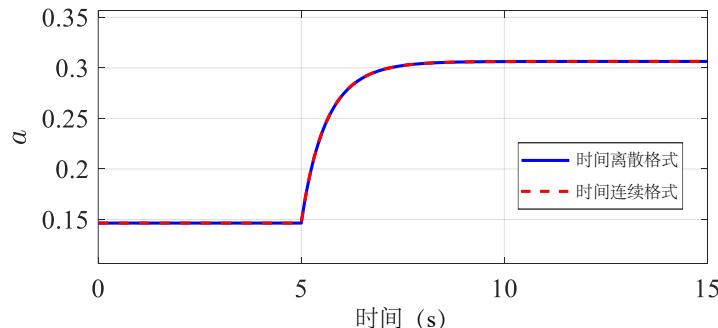


图 7.5 Larsen-Madsen 动态入流模型的离散与连续形式方程瞬态响应对比

7.2.4 动态入流线性化

第 7.2.2 节推导得到了 Ferreira 动态入流模型的时间连续形式表达，为进一步实现显式全耦合计算，还需对该时间连续形式的动态入流模型进行线性化处理。为此，首先将式 (7.18) 重新写为如下形式：

$$\dot{\mathbf{q}}_i(t) = \mathbf{J}_i(t)\mathbf{q}_i(t) + \mathbf{G}_i(t)\mathbf{u}_i(t) = \mathcal{F} \quad (7.21)$$

将式(7.21)展开,有:

$$\begin{aligned}\dot{U}_{\infty\text{ref}}(t) &= \frac{1}{\Delta t} (1 - e^{-f}) U_{\infty\text{ref}}(t) + \frac{1}{\Delta t} (e^{-f} - 1) (U_{\infty} - U_{\text{surge}}) = \mathcal{F}_1 \\ \dot{u}_{\text{act}}(t) &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}}\right) u_{\text{act}}(t) + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}}\right) u_{\text{qs}} = \mathcal{F}_2 \\ \dot{u}_{\text{str}}(t) &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}}\right) u_{\text{str}}(t) + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}} - 1\right) u_{\text{qs}} = \mathcal{F}_3\end{aligned}\quad (7.22)$$

对式(7.22)执行逐步线性化:

$$\begin{aligned}\delta\dot{U}_{\infty\text{ref}} &\approx \frac{\partial\mathcal{F}_1}{\partial U_{\infty\text{ref}}} \delta U_{\infty\text{ref}} + \frac{\partial\mathcal{F}_1}{\partial U_{\text{surge}}} \delta U_{\text{surge}} \\ \delta\dot{u}_{\text{act}} &\approx \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial U_{\infty\text{ref}}} \delta U_{\infty\text{ref}} + \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{act}}} \delta u_{\text{act}} + \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{str}}} \delta u_{\text{str}} + \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial U_{\text{surge}}} \delta U_{\text{surge}} + \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial \Omega} \delta \Omega + \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial \beta} \delta \beta \\ \delta\dot{u}_{\text{str}} &\approx \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial U_{\infty\text{ref}}} \delta U_{\infty\text{ref}} + \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{act}}} \delta u_{\text{act}} + \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{str}}} \delta u_{\text{str}} + \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial \Omega} \delta \Omega + \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial \beta} \delta \beta\end{aligned}\quad (7.23)$$

浮体经历大范围纵荡运动时, PID 控制器发出作动指令使风轮转速 Ω 和叶片桨距角 β 发生改变, 继而诱发气动非定常, 在动态入流模型中具体体现为 u_{act} 及 u_{str} 是 Ω 和 β 的函数。式(7.23)包含了动态入流对转速和桨距角的偏导, 表明动态入流与 PID 控制器存在耦合。式(7.23)中偏导项的推导详见附录 G, 式(7.23)也可以表达为矩阵矢量形式:

$$\dot{\mathbf{q}}_{i,\text{lin}} = \mathbf{J}_{i,\text{lin}} \mathbf{q}_{i,\text{lin}} + \mathbf{G}_{i,\text{lin}} \mathbf{u}_{i,\text{lin}} \quad (7.24)$$

式中:

$$\mathbf{q}_{i,\text{lin}} = \{\delta\Omega, \delta\beta, \delta U_{\infty\text{ref}}, \delta u_{\text{act}}, \delta u_{\text{str}}\}^T, \mathbf{u}_{i,\text{lin}} = \delta U_{\text{surge}} \quad (7.25)$$

状态转移矩阵 $\mathbf{J}_{i,\text{lin}}$ 的表达式为:

$$\mathbf{J}_{i,\text{lin}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial\mathcal{F}_1}{\partial U_{\infty\text{ref}}} & 0 & 0 \\ \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial \Omega} & \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial \beta} & \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial U_{\infty\text{ref}}} & \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{act}}} & \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{str}}} \\ \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial \Omega} & \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial \beta} & \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial U_{\infty\text{ref}}} & \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{act}}} & \frac{\partial\mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{str}}} \end{bmatrix} \quad (7.26)$$

输入矩阵 $\mathbf{G}_{i,\text{lin}}$ 的表达式为:

$$\mathbf{G}_{i,\text{lin}} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{\partial\mathcal{F}_1}{\partial U_{\text{surge}}} \\ \frac{\partial\mathcal{F}_2}{\partial U_{\text{surge}}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7.27)$$

Ferreira 动态入流模型的线性化推导完毕。

7.3 伺服控制系统

7.3.1 状态空间形式的控制理论

本文第 2.6.3 节提供了传动链的动力学模型示意图，并推导了相应的运动方程（该方程对应式 (2.80)，但将 $\Delta\dot{\Omega}$ 等效替换为 $\dot{\Omega}$ ）：

$$I_{\text{Drivetrain}}\dot{\Omega} = T_{\text{Aero}} - N_{\text{Gear}}T_{\text{Gen}} \quad (7.28)$$

式中， T_{Aero} 代表由转子旋转所产生的气动扭矩， $I_{\text{Drivetrain}}$ 表示整个传动链对低速轴的等效惯性矩，该惯性矩由转子惯性 I_{Rotor} 和发电机惯性 I_{Gen} 通过齿轮比 N_{Gear} 的影响共同决定，其表达式为：

$$I_{\text{Drivetrain}} = I_{\text{Rotor}} + N_{\text{Gear}}^2 I_{\text{Gen}} \quad (7.29)$$

其中， T_{Gen} 为作用于发电机高速轴上的发电机扭矩，该扭矩在传动链中通过齿轮比传递至低速轴。

应用 NREL 5-MW 风力机 PID 控制器，其目标变桨角 β_t 可由下式确定：

$$\beta_t = K_P N_{\text{Gear}} \Delta\Omega + K_I N_{\text{Gear}} \int_0^t \Delta\Omega dt + K_D N_{\text{Gear}} \Delta\dot{\Omega} \quad (7.30)$$

上述方程可进一步展开：

$$\begin{aligned} \beta_t &= K_P N_{\text{Gear}} (\Omega - \Omega_0) + K_I N_{\text{Gear}} (\Phi - \Omega_0 t) + 0 \\ &= K_P N_{\text{Gear}} \Omega + K_I N_{\text{Gear}} \Phi - K_P N_{\text{Gear}} \Omega_0 \left(1 + \frac{K_I}{K_P} t\right) \end{aligned} \quad (7.31)$$

假设目标变桨角 β_t 应在时间步长 Δt 内完成，则可获得变桨速率 $\dot{\beta}$ ：

$$\dot{\beta} = \frac{\Delta\beta}{\Delta t} = \frac{\beta_t - \beta}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \beta_t - \frac{1}{\Delta t} \beta \quad (7.32)$$

其中， β 为当前时刻 t 的桨距角。

将式 (7.31) 代入式 (7.32)，可得利用 PID 增益系数表达的变桨速率表达式：

$$\dot{\beta} = \frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} \Omega + \frac{1}{\Delta t} K_I N_{\text{Gear}} \Phi - \frac{1}{\Delta t} \beta - \frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} \Omega_0 \left(1 + \frac{K_I}{K_P} t\right) \quad (7.33)$$

根据几何关系，方位角 Φ 的一阶导数即为叶轮转速：

$$\dot{\Phi} = \Omega \quad (7.34)$$

将式 (7.28)、(7.34) 和 (7.33) 组合，构建完整的系统描述：

$$\dot{\Omega} = (T_{\text{Aero}} - N_{\text{Gear}}T_{\text{Gen}}) / I_{\text{Drivetrain}} = L_1$$

$$\dot{\Phi} = \Omega = L_2$$

$$\dot{\beta} = \frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} \Omega + \frac{1}{\Delta t} K_I N_{\text{Gear}} \Phi - \frac{1}{\Delta t} \beta - \frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} \Omega_0 \left(1 + \frac{K_I}{K_P} t\right) = L_3 \quad (7.35)$$

其中，气动扭矩 T_{Aero} 可通过对叶素侧向力 dS 关于轮毂中心取矩的积分来表示：

$$T_{\text{Aero}} = \int_0^R r \cdot dS \quad (7.36)$$

上述方程 (7.35) 可进一步写成以矩阵和向量表达的状态空间形式：

$$\dot{\mathbf{q}}_p = \mathbf{J}_p \mathbf{q}_p + \mathbf{u}_p \quad (7.37)$$

其中， \mathbf{q}_p 为状态变量向量：

$$\mathbf{q}_p = \begin{Bmatrix} \Omega \\ \Phi \\ \beta \end{Bmatrix} \quad (7.38)$$

\mathbf{J}_p 为状态矩阵：

$$\mathbf{J}_p = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} & \frac{1}{\Delta t} K_I N_{\text{Gear}} & -\frac{1}{\Delta t} \end{bmatrix} \quad (7.39)$$

系统输入向量 \mathbf{u}_p 表示为：

$$\mathbf{u}_p = \begin{Bmatrix} \frac{T_{\text{Aero}} - N_{\text{Gear}} T_{\text{Gen}}}{I_{\text{Drivetrain}}} \\ 0 \\ -\frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} \Omega_0 \left(1 + \frac{K_I}{K_P} t \right) \end{Bmatrix} \quad (7.40)$$

7.3.2 PID 控制器的线性化

式 (7.28) 中的气动扭矩和发电机扭矩隐含了 PID 和动态入流的影响：

$$\begin{aligned} T_{\text{Aero}} &= T_{\text{Aero}}(\Omega, \beta, u_{\text{act}}, U_{\text{surge}}) \\ T_{\text{Gen}} &= T_{\text{Gen}}(\Omega) \end{aligned} \quad (7.41)$$

在 PID 作动和动态入流的联合作用下，气动扭矩和发电机扭矩会产生局部摄动。假定气动扭矩 T_{Aero} 和发电机扭矩 T_{Gen} 在稳态工作点附近发生小扰动，则可对式 (7.35) 进行线性化：

$$\begin{aligned} \dot{\Omega} &\approx \dot{\Omega}_0 + \frac{\partial L_1}{\partial \Omega} \delta \Omega + \frac{\partial L_1}{\partial \beta} \delta \beta + \frac{\partial L_1}{\partial u_{\text{act},0}} \delta u_{\text{act}} - \frac{\partial L_1}{\partial U_{\text{surge},0}} \delta U_{\text{surge}} \\ \dot{\Phi} &= \dot{\Phi}_0 + \delta \Omega \\ \dot{\beta} &\approx \dot{\beta}_0 + \frac{\partial L_3}{\partial \Omega} \delta \Omega + \frac{\partial L_3}{\partial \Phi} \delta \Phi + \frac{\partial L_3}{\partial \beta} \delta \beta + \frac{\partial L_3}{\partial t} \delta t \end{aligned} \quad (7.42)$$

令：

$$\begin{aligned} \delta \dot{\Omega} &= \dot{\Omega} - \dot{\Omega}_0 \\ \delta \dot{\Phi} &= \dot{\Phi} - \dot{\Phi}_0 \\ \delta \dot{\beta} &= \dot{\beta} - \dot{\beta}_0 \end{aligned} \quad (7.43)$$

式(7.42)最终可以表达为矩阵和向量形式的状态空间方程:

$$\dot{\mathbf{q}}_{p,\text{lin}} = \mathbf{J}_{p,\text{lin}} \mathbf{q}_{p,\text{lin}} + \mathbf{G}_{p,\text{lin}} \mathbf{u}_{p,\text{lin}} \quad (7.44)$$

式中, 状态变量向量 $\mathbf{q}_{p,\text{lin}}$ 为增量形式, 并包含致动盘诱导风速摄动 δu_{act} 的影响:

$$\mathbf{q}_{p,\text{lin}} = \begin{Bmatrix} \delta\Omega \\ \delta\Phi \\ \delta\beta \\ \delta u_{\text{act}} \end{Bmatrix} \quad (7.45)$$

$\mathbf{J}_{p,\text{lin}}$ 为雅可比矩阵:

$$\mathbf{J}_{p,\text{lin}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial L_1}{\partial \Omega} & 0 & \frac{\partial L_1}{\partial \beta} & \frac{\partial L_1}{\partial u_{\text{act},0}} \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial L_3}{\partial \Omega} & \frac{\partial L_3}{\partial \Phi} & \frac{\partial L_3}{\partial \beta} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.46)$$

输入向量 $\mathbf{u}_{p,\text{lin}}$ 以浮体纵荡速度增量作为系统输入, 并同时包含了 PID 控制器的常量输入项:

$$\mathbf{u}_{p,\text{lin}} = \begin{Bmatrix} \delta U_{\text{surge}} \\ K_I N_{\text{Gear}} \Omega_0 \end{Bmatrix} \quad (7.47)$$

输入矩阵 $\mathbf{G}_{p,\text{lin}}$ 用于定量描述输入向量 $\mathbf{u}_{p,\text{lin}}$ 对系统的影响:

$$\mathbf{G}_{p,\text{lin}} = \begin{bmatrix} -\frac{\partial L_1}{\partial U_{\text{surge},0}} & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & -1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.48)$$

雅可比矩阵 $\mathbf{J}_{p,\text{lin}}$ 和输入矩阵 $\mathbf{G}_{p,\text{lin}}$ 中包含多个偏导项, 其详细推导过程可参见本文附录 H。

7.3.3 PID 控制器验证

本文介绍了三种形式的 PID 控制器: 第一种是集成在 NREL 5-MW 风力机中的基准 PID 模型, 详见第 2.6 节; 第二种是第 7.3.1 节中介绍的将 PID 控制器重新写为状态空间内的形式; 第三种是第 7.3.2 节推导得到的线性化 PID 控制器。由于后两者采用状态空间形式, 实际编程时通过实时求解一阶微分方程组实现, 本文使用四阶/五阶龙格—库塔法进行求解。

本文以 NREL 5-MW 基准风力机为计算对象对上述三种 PID 控制器进行叶轮功率控制能力验证。给出以下算例: 选取额定风速 (11.4 m/s) 工况, 并设置初始叶轮转速为 1.267 rad/s, 初始桨距角为 0°; 假设纵荡运动幅值为 0.5 m, 振荡周期为 5 s。在三种 PID 控制器作用下, 风力机的叶轮功率和转速输出结果分别如图 7.6

和 7.7 所示。可以看出，尽管三种控制器在风力机启动阶段的表现有所差异，但在系统达到稳态后，三种控制器在叶轮转速和功率输出上的控制效果达到了很高的一致性。这表明本文提出的线性化的 PID 控制器在稳态问题处理上与基准 PID 控制器等效。但本文仅给出了一个算例，更多的算例应在后续研究中进行补充，以进一步确定线性 PID 模型的有效工作范围。

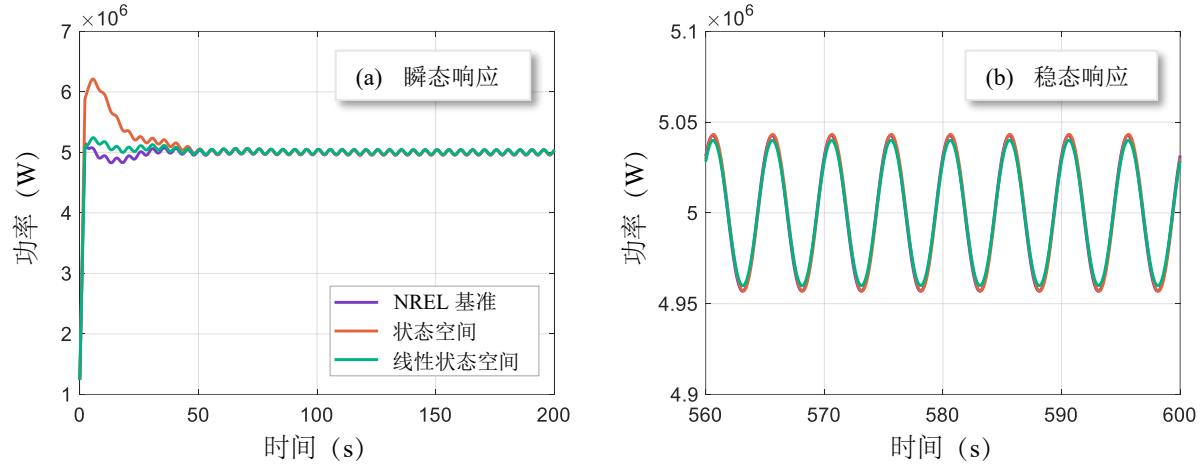


图 7.6 三种 PID 控制器控制效果比较—功率输出

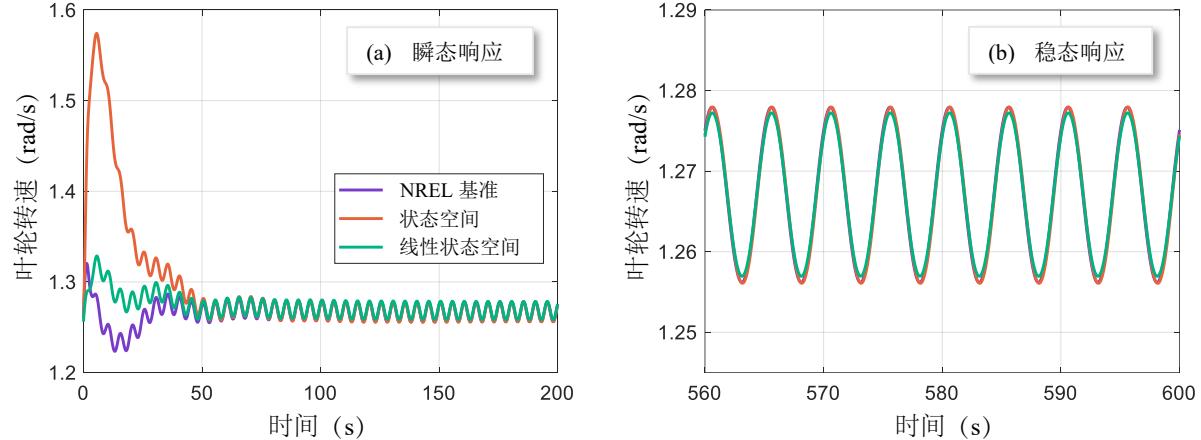


图 7.7 三种 PID 控制器控制效果比较—叶轮转速

7.4 动态入流—伺服控制系统耦合及功率预测

7.4.1 状态空间内的耦合

前两节已将 Ferreira 动态入流模型和 PID 控制器线性化并写为状态空间形式，在此基础上，可直接对动态入流模型和 PID 控制器进行合并（式 (7.24) 和 (7.44)），得到以下形式：

$$\dot{\mathbf{q}} = \mathbf{J}\mathbf{q} + \mathbf{Gu} \quad (7.49)$$

其中， \mathbf{q} 是状态变量向量， \mathbf{J} 为雅可比矩阵，具有 $\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{q}}$ 的形式，表示系统的状态变化率。输入矩阵 \mathbf{G} 用以控制输入变量 \mathbf{u} 对系统的影响。

状态变量向量 \mathbf{q} 和输入向量 \mathbf{u} 分别写为:

$$\mathbf{q} = \left\{ \delta\Omega, \delta\Phi, \delta\beta, \delta U_{\infty\text{ref}}, \delta u_{\text{act}}, \delta u_{\text{str}} \right\}^T, \quad \mathbf{u} = \left\{ \delta U_{\text{surge}}, K_I N_{\text{Gear}} \Omega_0 \right\}^T \quad (7.50)$$

雅可比矩阵 \mathbf{J} 具有如下形式:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial L_1}{\partial \Omega} & 0 & \frac{\partial L_1}{\partial \beta} & 0 & \frac{\partial L_1}{\partial u_{\text{act},0}} & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial L_3}{\partial \Omega} & \frac{\partial L_3}{\partial \Phi} & \frac{\partial L_3}{\partial \beta} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial U_{\infty\text{ref}}} & 0 & 0 \\ \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \Omega} & 0 & \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \beta} & \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial U_{\infty\text{ref}}} & \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{act}}} & \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{str}}} \\ \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \Omega} & 0 & \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \beta} & \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial U_{\infty\text{ref}}} & \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{act}}} & \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{str}}} \end{bmatrix} \quad (7.51)$$

输入矩阵 \mathbf{G} 被组装为:

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} -\frac{\partial L_1}{\partial U_{\text{surge},0}} & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & -1 \\ \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial U_{\text{surge}}} & 0 \\ \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial U_{\text{surge}}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.52)$$

7.4.2 状态观测

风力机的观测参数可涵盖风力机运行的多个方面，如功率、推力、扭矩、转速和叶素感知风速等。其中，功率输出的计算公式如下所示：

$$P = \eta \cdot T_{\text{Gen}} \cdot \left(\Omega_0 + \sum_{i=1}^n \delta\Omega_i \right) \cdot N_{\text{Gear}} \quad (7.53)$$

式中， P 表示功率输出， η 是系统效率。

本文还涉及对叶轮转速和致动盘诱导风速的观测。作为本文模型中的变量，这两者的增量可通过状态向量直接获取，并通过累加得到实际值。

7.4.3 模型验证

将 PID 控制器与动态入流模型分别独立求解的传统模拟方法称为非耦合方法，而将第 7.4.1 节提出的两者统一建模并求解的方法称为耦合方法。假定来流风速为 15 m/s（位于图 2.19 中的区域 3），平台纵荡运动采用正弦振动形式： $A \sin \omega t$ ，其中振幅 A 取 0.5 m、2 m 和 2.5 m，频率 $\omega = 2\pi/T$ ，周期 $T = 5$ s。在不同纵荡振幅下，功率输出和致动盘诱导速度的时域响应分别如图 7.8 和 7.9 所示。从两图结果可以看出，耦合和非耦合模型数据吻合良好，验证了状态空间耦合模型在不同纵荡振幅下对浮式风力机状态预测的准确性。然而，随着纵荡振动幅值的增加，叶轮功

率的预测精度有所下降，这表明该模型可能存在有效使用范围。

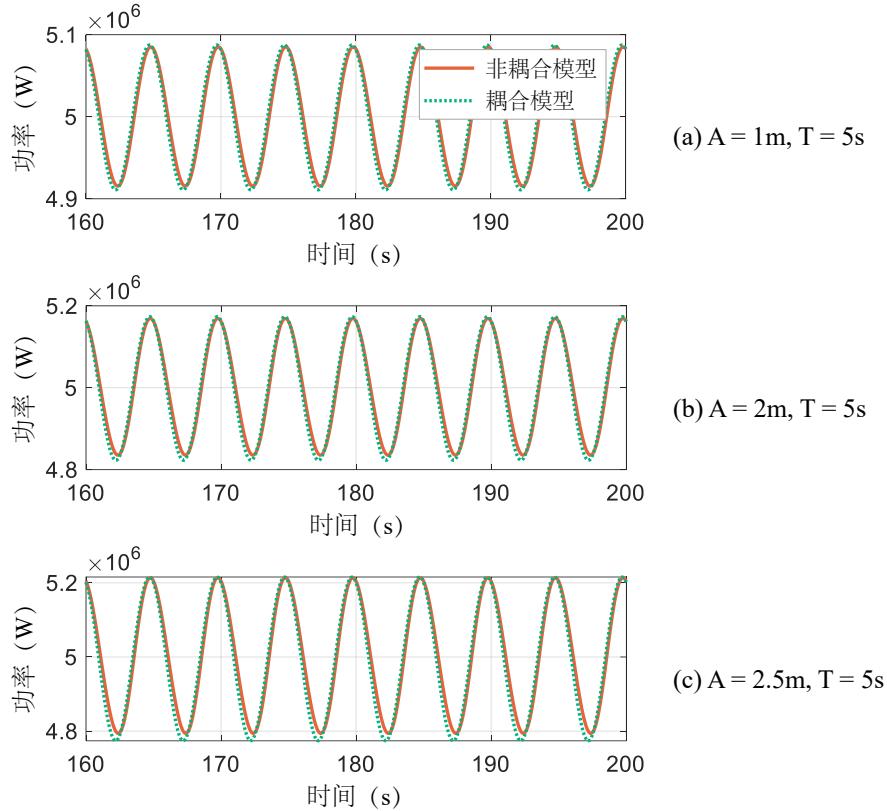


图 7.8 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡振幅下的功率输出

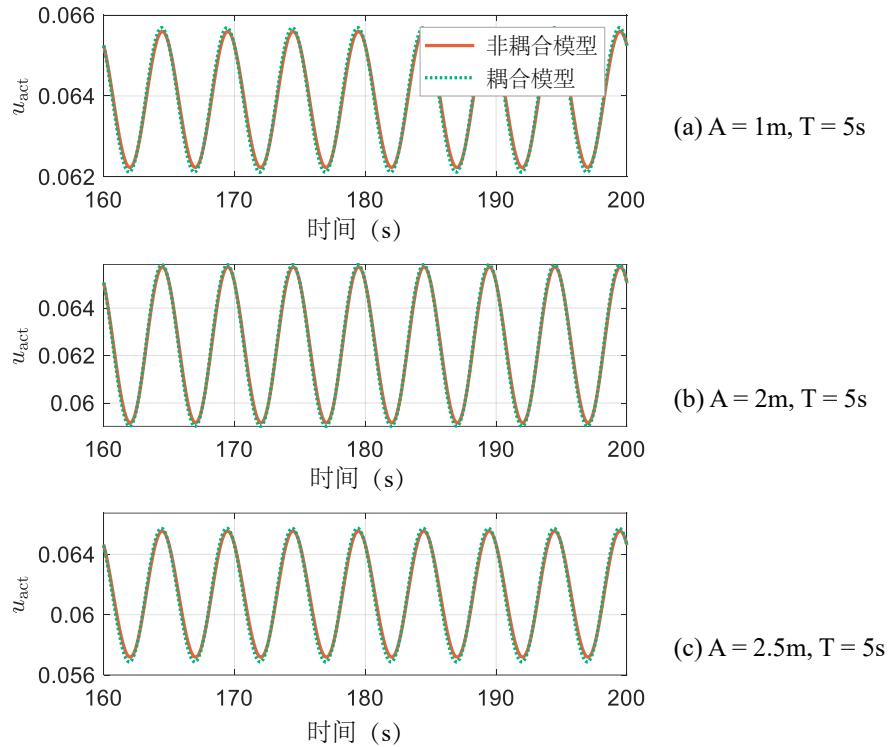


图 7.9 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡振幅下的致动盘诱导速度

为进一步验证所提出的状态空间耦合模型在不同纵荡运动频率下的准确性，进行了多组不同纵荡振荡频率的测试。其中，纵荡振幅固定为 $A = 2\text{ m}$ ，振荡周期 T 分别设为 2 s 、 5 s 和 10 s ，仿真数据如图 7.10 和 7.11 所示。从功率输出和致动盘诱

导速度的结果可以看出，在较大的振荡周期（即较小的振荡频率）下，耦合模型和非耦合模型保持了较好的一致性。在高频纵荡运动时，模型的预测精度有所下降，主要体现在功率输出和致动盘诱导速度的振荡幅值和相位预测偏差上。这说明对于高频纵荡运动，该模型存在预测误差增大的风险。

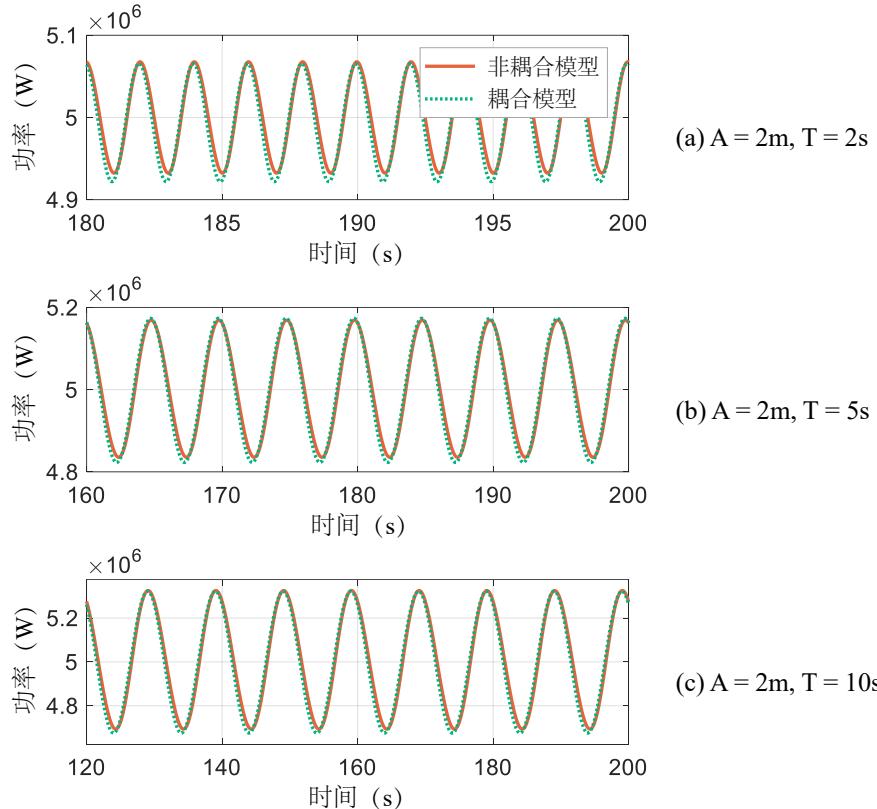


图 7.10 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡周期下的功率输出

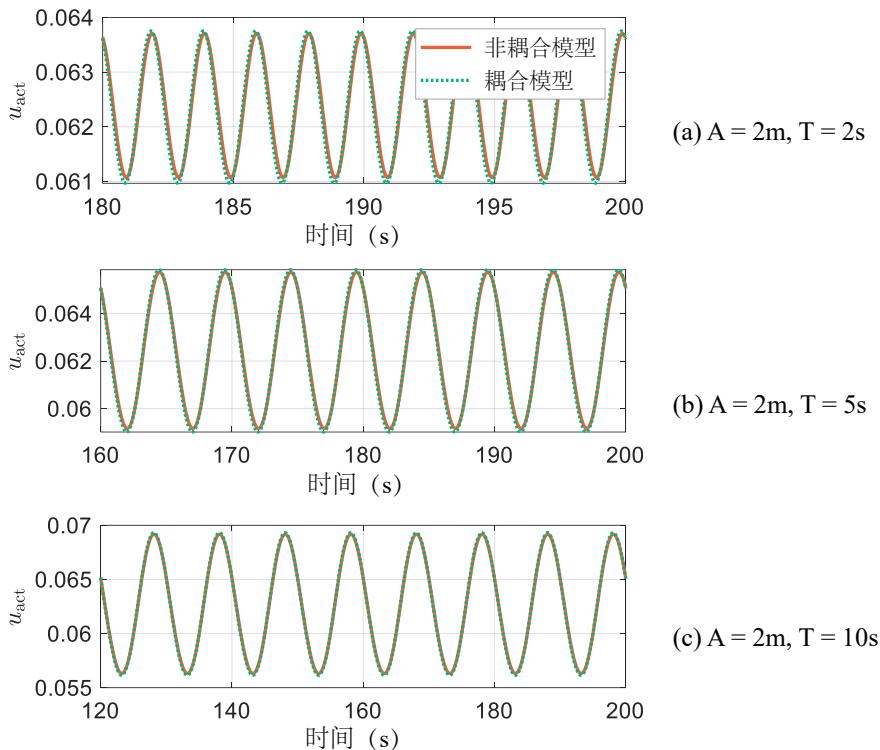


图 7.11 耦合线性模型预测性能验证—不同纵荡周期下的致动盘诱导速度

7.5 模型其他应用与局限性

7.5.1 伺服系统作动响应预测

从数学角度看，当给定纵荡速度增量 δU_{surge} 的值，输入向量 \mathbf{u} 和输入矩阵 \mathbf{G} 会共同影响系统演化，最终作用于 $\dot{\mathbf{q}}$ 和 \mathbf{q} ，影响 PID 的作动控制过程。为实现对作动响应的预测，定义一个输出向量 \mathbf{y} ，并引入观测（输出）矩阵 \mathbf{C} 以描述风力机输出 \mathbf{y} 与可观测量 \mathbf{q} 之间的关系。结合状态空间方程 (7.49)，系统的最终数学描述如下：

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{q}} &= \mathbf{J}\mathbf{q} + \mathbf{Gu} \\ \mathbf{y} &= \mathbf{C}\mathbf{q}\end{aligned}\quad (7.54)$$

通过对状态空间方程 (7.54) 执行拉普拉斯变换可得：

$$\begin{aligned}\mathcal{L}[\dot{\mathbf{q}}] &= \mathcal{L}[\mathbf{J}\mathbf{q} + \mathbf{Gu}] \\ \mathcal{L}[\mathbf{y}] &= \mathcal{L}[\mathbf{C}\mathbf{q}]\end{aligned}\quad (7.55)$$

在拉普拉斯域中，状态空间方程 (7.54) 重写为：

$$\begin{aligned}s\mathbf{Q}(s) &= \mathbf{J}\mathbf{Q}(s) + \mathbf{GU}(s) \\ \mathbf{Y}(s) &= \mathbf{C}\mathbf{Q}(s)\end{aligned}\quad (7.56)$$

由此可推导出输入 $\mathbf{U}(s)$ 与输出 $\mathbf{Y}(s)$ 之间的关系：

$$\mathbf{Y}(s) = \mathbf{C}(s\mathbf{I} - \mathbf{J})^{-1}\mathbf{GU}(s) \quad (7.57)$$

系统的传递函数 $\mathbf{T}(s)$ 表示为：

$$\mathbf{T}(s) = \frac{\mathbf{Y}(s)}{\mathbf{U}(s)} = \mathbf{C}(s\mathbf{I} - \mathbf{J})^{-1}\mathbf{G} \quad (7.58)$$

若将输出函数 \mathbf{y} 设定为 PID 的作动响应，则可利用上述传递函数 $\mathbf{T}(s)$ 快速预测 PID 的动态行为。该方法不仅提高了计算效率，还可用于优化控制器参数，从而增强风力机控制策略的性能。

7.5.2 控制系统稳定性判定

根据 NREL 的研究结果，当基于固定式风力机的基准 PID 控制器应用于 OC3 漂浮式风力机时，控制器可能会在浮体模态上引入负阻尼，从而导致浮体运动响应发散^[19]。为了解决这一问题，OC3 基准风力机进行了两项关键修改：首先，降低了叶片变桨控制的增益；其次，在额定功率下运行时改变了发电机扭矩控制策略（即控制区域 3）^[19,204,24]，将区域 3 中的控制法则由恒定发电机功率控制调整为恒定发电机扭矩控制。针对第二项修改，本文认为可从特征值分析的角度进行解释。本文推测矩阵 \mathbf{J} 中 $\frac{\partial L_1}{\partial \Omega}$ 的元素 $N_{\text{Gear}} \frac{\partial M_{\text{Gen}}}{\partial \Omega}$ ，即高速轴的扭矩对轮毂转速的斜率乘以

增速比，可能会影响系统特征值，从而导致系统失稳。然而，本章模型暂未考虑纵摇运动，后续工作可以将纵摇运动纳入本模型，为 PID 控制系统的稳定性判别提供依据。

7.5.3 模型的局限性

本文模型在功率预测和气动非定常响应模拟方面取得了较好的效果，但该模型仍然存在一些局限性：

(1) 数值漂移

利用本文模型进行功率预测时，系统无需进行人为干预即可得到较好的预测结果；然而在进行动态入流状态的预测时，往往发生数值漂移现象：即数值模型可以准确预测致动盘诱导速度的振荡幅值，但其平均值却会以初始值为基准进行整体线性漂移，需要后期简单数据修正以获得真实的响应时程。

(2) 模型有效应用范围尚未确定

本文所提出的预测模型在处理大振幅高频纵荡响应时，模型的预测精度会降低。但本文尚未对模型有效应用范围进行确定，这需要后期结合大量的数值计算和理论分析来探索模型的适用边界。

7.6 小结

本章以漂浮式海上风力机在纵荡运动下的多物理场连锁反应为切入点，深入研究了浮式风力机的气动非定常与伺服控制问题，并提出了可以描述动态入流与伺服耦合关系的状态空间线性模型，最后通过设置状态观测方程实现了对功率振荡的预测。主要研究内容和结论如下：

(1) 提出了将离散形式动态入流模型转化为连续形式的数学方法，并成功应用于离散形式的 Ferreira 和 Larsen-Madsen 动态入流模型。

(2) 推导了 NREL 5-MW 风力机基准 PID 控制器的状态空间形式，并进行了线性化，证明了线性化的 PID 状态空间控制器与基准 PID 控制器在处理稳态问题上的一致性。

(3) Ferreira 动态入流模型和线性 PID 模型可在状态空间进行耦合，并可通过耦合模型设置观测方程实现对功率振荡的准确观测。

(4) 本文所提出的状态空间内的功率预测模型在大振幅和高频纵荡运动下的准确性会下降，模型的有效适用范围有待进一步研究。

第8章 气动弹性导致的能量损失与补偿

8.1 引言

漂浮式风力机浮式基础在风浪联合作用下会产生静态和动态倾角，两者均会对风力机的功率输出产生影响。以浮式风力机的纵摇运动为例，风力机纵摇方向的静倾角会降低风力机的有效对风面积，进而降低风力机的风能捕捉能力，导致能量损失，但动态纵摇角则可能会提升风力机的输出功率^[10]。

研究人员已广泛探讨漂浮式风力机平台静倾角引起的能量损失问题^[10,130]，并将研究范围从单台风力机扩展至大型风电场的功率性能分析^[205]。随着漂浮式风力机尺寸的不断扩大，叶片和塔筒将变得更长更柔，在风荷载作用下的弹性变形将更加显著，可能导致功率输出损失进一步加剧。然而，目前针对能量损失的研究仍主要集中在功率或功率曲线的描述与量化，缺乏基于年发电量这一宏观发电能力指标的系统分析，同时对能量损失补偿措施的探讨也尚不充分。

本章将以 IEA 22-MW 半潜式风力机为研究对象，将年发电量作为评价指标，量化分析气弹变形效应对能量捕获效率的影响。另外，将提出适于工程应用的能量损失补偿措施，并通过年发电量评估补偿措施的能量捕获提升效果。

8.2 漂浮式风力机能量损失模型

8.2.1 自由度与坐标系定义

漂浮式风力机浮体的转动自由度可能减少转子在垂直入流方向上的投影面积，从而降低风力机的捕风能力。浮体平台主要包含三个转动自由度：纵摇、横摇和艏摇，本文研究这三个自由度对功率损失的影响。此外，塔筒的前后及侧向运动会导致转子围绕塔顶发生整体倾斜，从而改变转子的有效入流面积，因此，这两个自由度同样需要加以考虑。在运行过程中，特别是在接近额定风速时，叶片可能发生显著变形。叶片挥舞方向上的大幅度弯曲，会显著改变叶轮的几何形状，并进一步影响风力机的能量捕获效率。因此，在研究风力机的能量损失问题时，应综合考虑上述自由度。除运动自由度外，转子的永久性结构布局，如转轴倾角（tilt）和叶片锥角（cone），同样会影响叶轮的迎风面积，从而导致功率损失。

本研究定义了如图 8.1 所示的八个坐标系（CS）以描述上述自由度。其中，CS1 为全局坐标系，以平台未受扰动位置处的重心为原点，用于定义平台的运动自由度。CS2 定义在塔基，用于描述塔筒的前后及侧向运动。CS6 位于叶片根部，用于定义叶片的面内和面外振动。当叶片桨距角为零时，面内和面外运动分别对应摆

振和挥舞自由度。

气动力的计算基于 CS7，该坐标系在每个叶片单元的径向位置 r 处定义，并考虑因弹性弯曲引起的曲率。此外，CS6 与 CS2 之间通过 CS3、CS4 和 CS5 依次连接，利用多级坐标变换描述不同几何布置的影响。其中，CS2 - CS3 反映塔筒弯曲的影响，CS3 - CS4 用于考虑转子倾角，CS4 - CS5 描述叶轮方位角的变化，而 CS5 - CS6 则用于纳入叶片锥角效应。此外，CS8 由 CS7 绕 x 轴旋转 $-\beta$ （桨距角）得到，在低于额定风速的工况下，CS8 可近似与 CS7 重合。

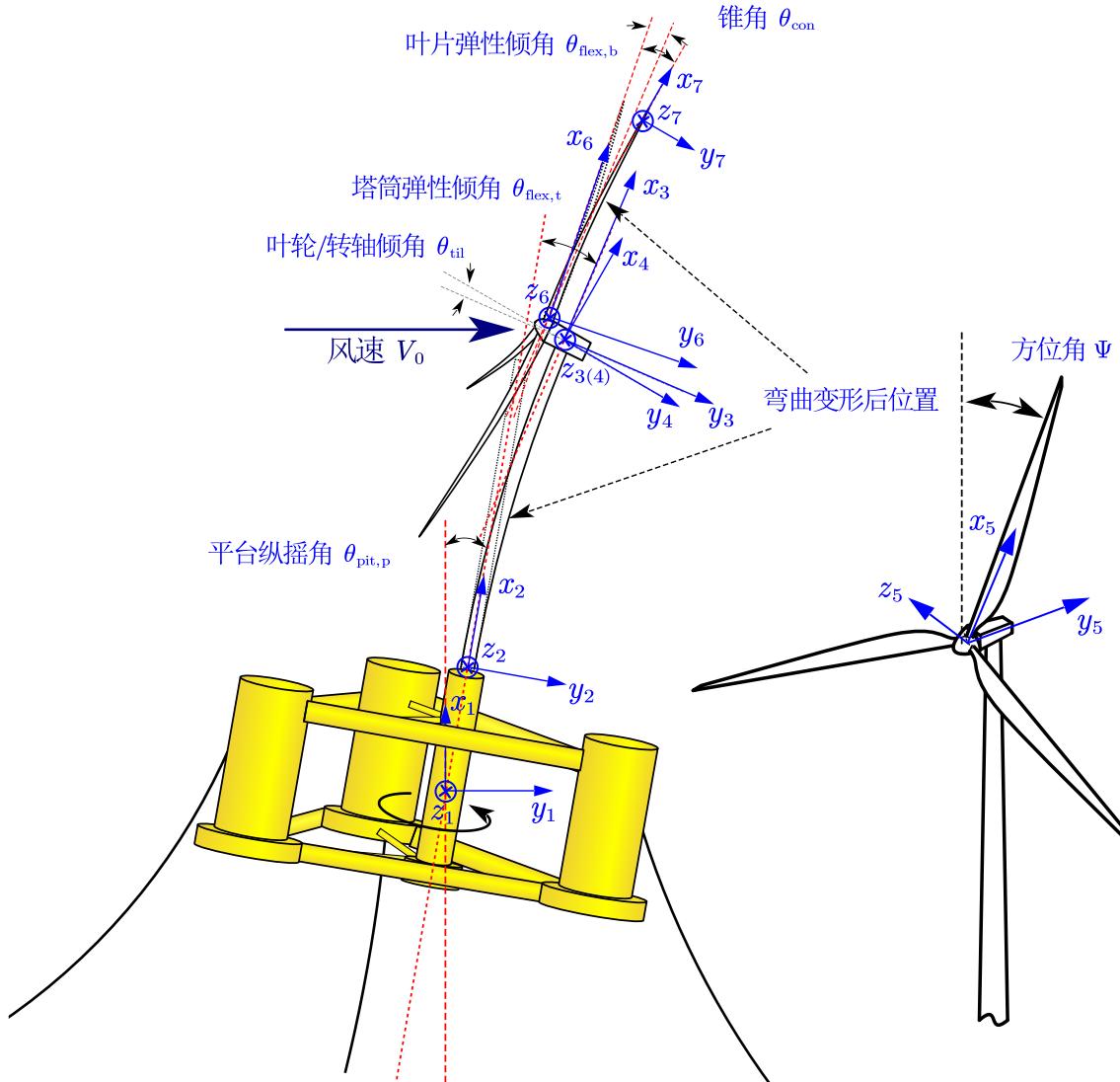


图 8.1 CS1 — CS7 坐标系定义

8.2.2 变换矩阵

坐标系 1 (\mathbf{X}_1) 与坐标系 2 (\mathbf{X}_2) 之间的向量由变换矩阵 \mathbf{T}_{12} 连接：

$$\mathbf{X}_2 = \mathbf{T}_{12} \mathbf{X}_1 \quad (8.1)$$

其中， \mathbf{T}_{12} 由平台的纵摇角、横摇角和艏摇角共同决定，其表达式如下：

$$\mathbf{T}_{12} = \mathbf{T}_{\text{pit},p} \cdot \mathbf{T}_{\text{rol}} \cdot \mathbf{T}_{\text{yaw}} \quad (8.2)$$

式中的旋转矩阵分别写为:

$$\begin{aligned}\mathbf{T}_{\text{yaw}} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{\text{yaw}} & \sin \theta_{\text{yaw}} \\ 0 & -\sin \theta_{\text{yaw}} & \cos \theta_{\text{yaw}} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{T}_{\text{rol}} &= \begin{bmatrix} \cos \theta_{\text{rol}} & 0 & -\sin \theta_{\text{rol}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_{\text{rol}} & 0 & \cos \theta_{\text{rol}} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{T}_{\text{pit,p}} &= \begin{bmatrix} \cos \theta_{\text{pit,p}} & \sin \theta_{\text{pit,p}} & 0 \\ -\sin \theta_{\text{pit,p}} & \cos \theta_{\text{pit,p}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (8.3)$$

坐标系 2 (\mathbf{X}_2) 与坐标系 3 (\mathbf{X}_3) 之间的变换矩阵 \mathbf{T}_{23} 为:

$$\mathbf{X}_3 = \mathbf{T}_{23}\mathbf{X}_2 \quad (8.4)$$

其中, \mathbf{T}_{23} 考虑了塔筒挠度引起的塔顶围绕 y 轴和 z 轴的旋转:

$$\mathbf{T}_{23} = \mathbf{T}_{\text{flex,t,y}} \cdot \mathbf{T}_{\text{flex,t,z}} \quad (8.5)$$

$\mathbf{T}_{\text{flex,t,y}}$ 和 $\mathbf{T}_{\text{flex,t,z}}$ 的具体表达式如下:

$$\mathbf{T}_{\text{flex,t,y}} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{t,y} & 0 & -\sin \theta_{t,y} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_{t,y} & 0 & \cos \theta_{t,y} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}_{\text{flex,t,z}} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{t,z} & \sin \theta_{t,z} & 0 \\ -\sin \theta_{t,z} & \cos \theta_{t,z} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.6)$$

其中, $\theta_{t,y}$ 和 $\theta_{t,z}$ 分别表示塔顶 ($x = h_t$) 由于侧向和前后变形引起的旋转角度, 以弧度表示。这些角度可通过塔筒振型函数 $\Phi_{\text{FA}}(x)$ 和 $\Phi_{\text{SS}}(x)$ 的一阶导数确定:

$$\theta_{t,y} = -A_{\text{SS}} \cdot \frac{d\Phi_{\text{SS}}(x)}{dx} \Big|_{x=h_t}, \quad \theta_{t,z} = A_{\text{FA}} \cdot \frac{d\Phi_{\text{FA}}(x)}{dx} \Big|_{x=h_t} \quad (8.7)$$

其中, A_{FA} 和 A_{SS} 分别表示塔顶在前后和侧向的静位移。

从坐标系 3 到坐标系 4, 引入了转轴倾角 θ_{til} ; 从坐标系 4 到坐标系 5, 考虑方位角 Ψ ; 从坐标系 5 到坐标系 6, 考虑了锥角 θ_{con} 。因此, 坐标系 6 与坐标系 3 之间的向量关系可表示为:

$$\mathbf{X}_6 = \mathbf{T}_{56}\mathbf{T}_{45}\mathbf{T}_{34}\mathbf{X}_3 \quad (8.8)$$

转轴倾角 θ_{til} 影响下的变换矩阵 \mathbf{T}_{34} 为:

$$\mathbf{T}_{34} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{\text{til}} & \sin \theta_{\text{til}} & 0 \\ -\sin \theta_{\text{til}} & \cos \theta_{\text{til}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.9)$$

方位角 Ψ 作用下的变换矩阵 \mathbf{T}_{45} 为:

$$\mathbf{T}_{45} = \begin{bmatrix} \cos \Psi_j & 0 & -\sin \Psi_j \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \Psi_j & 0 & \cos \Psi_j \end{bmatrix} \quad (8.10)$$

其中, j 表示第 j 个叶片。

锥角 θ_{con} 作用下的变换矩阵 \mathbf{T}_{56} 为:

$$\mathbf{T}_{56} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{\text{con}} & \sin \theta_{\text{con}} & 0 \\ -\sin \theta_{\text{con}} & \cos \theta_{\text{con}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.11)$$

随着叶片弯曲, 其各个叶素相对于坐标系 6 发生旋转。风速三角形在坐标系 7 中描述, 从坐标系 6 到坐标系 7 的变换由叶片的弯曲决定, 如图 8.2 所示。

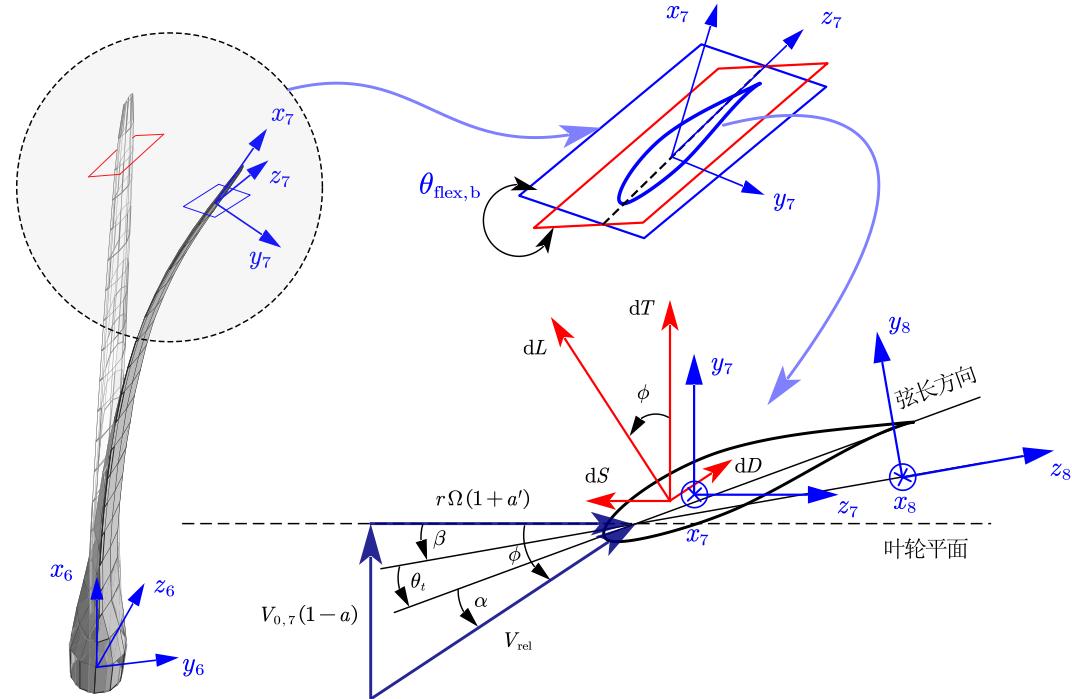


图 8.2 CS6 - CS7 以及 CS7 - CS8 的坐标变换与风速三角形定义

坐标系 6 和坐标系 7 之间的坐标变换可表示为:

$$\mathbf{X}_7 = \mathbf{T}_{67}\mathbf{X}_6 \quad (8.12)$$

其中:

$$\mathbf{T}_{67} = \mathbf{T}_{\text{flex},b,y} \cdot \mathbf{T}_{\text{flex},b,z} \quad (8.13)$$

矩阵 $\mathbf{T}_{\text{flex},b,y}$ 和 $\mathbf{T}_{\text{flex},b,z}$ 反映了叶片弯曲的贡献, 其表达式如下:

$$\mathbf{T}_{\text{flex},b,y} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{b,y} & 0 & -\sin \theta_{b,y} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_{b,y} & 0 & \cos \theta_{b,y} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}_{\text{flex},b,z} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{b,z} & \sin \theta_{b,z} & 0 \\ -\sin \theta_{b,z} & \cos \theta_{b,z} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.14)$$

其中, $\theta_{b,y}$ 和 $\theta_{b,z}$ 分别表示叶片弯曲引起的截面转角, 以弧度表示。这些角度可通过叶片振型函数 $\Phi_{\text{flap}}(r)$ 和 $\Phi_{\text{edge}}(r)$ 的一阶导数计算, 类似于塔顶转角的推导:

$$\begin{aligned} \theta_{b,y} &= -A_{\text{edge}} \cdot \frac{d\Phi_{\text{edge}}(r)}{dr} \\ \theta_{b,z} &= A_{\text{flap}} \cdot \frac{d\Phi_{\text{flap}}(r)}{dr} \end{aligned} \quad (8.15)$$

其中, A_{flap} 和 A_{edge} 分别为叶片挥舞和摆振自由度的位移幅值。

坐标系 7 应针对每个叶素单独定义, 因为叶片的弯曲转角随径向位置 r 变化, 式(8.15)证实了这一点。此外, 坐标系 7 和坐标系 8 之间的坐标变换可表示为:

$$\mathbf{X}_8 = \mathbf{T}_{78}\mathbf{X}_7 \quad (8.16)$$

其中, \mathbf{T}_{78} 写为:

$$\mathbf{T}_{78} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (8.17)$$

8.2.3 气动荷载与叶轮功率

8.2.3.1 气动荷载

经典的叶素动量理论在坐标系 6 中进行荷载的迭代计算, 本研究将气动荷载在坐标系 7 中进行计算。此外, 风速向量通常定义在坐标系 1 中, 并且仅在 y 方向具有分量 V_0 , 该方向垂直于初始转子平面:

$$\mathbf{V}_{0,1} = \begin{Bmatrix} 0 \\ V_0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (8.18)$$

风速向量 $\mathbf{V}_{0,1}$ 可通过变换矩阵投影到坐标系 7 中, 有:

$$\mathbf{V}_{0,7} = \mathbf{T}_{67} \cdots \mathbf{T}_{12}\mathbf{V}_{0,1} \quad (8.19)$$

根据经典的叶素动量理论, 对于第 j 个叶片的第 i 个单元, 其在坐标系 7 中的两个正交方向上的气动力可以表示为:

$$\begin{aligned} dL_{i,j} &= \frac{1}{2}\rho_a V_{\text{rel}}^2 c C_l dr \\ dD_{i,j} &= \frac{1}{2}\rho_a V_{\text{rel}}^2 c C_d dr \end{aligned} \quad (8.20)$$

其中, ρ_a 是空气密度, c 是弦长, dr 是叶素长度, V_{rel} 根据图 8.2 给出:

$$V_{\text{rel}} = \sqrt{V_{0,7}^2(1-a)^2 + r^2\Omega^2(1+a')^2} \quad (8.21)$$

其中, $V_{0,7} = \mathbf{V}_{0,7}(2)$ 。

C_l 和 C_d 分别表示升力系数和阻力系数, 它们是每个翼型截面局部攻角的函数。攻角可通过定常叶素动量理论迭代算法确定。

通过考虑入流角 ϕ , 转子的面外和面内气动荷载 (气动荷载在坐标系 7 中的投影) 可以根据图 8.2 得到:

$$\begin{aligned} dT'_{i,j} &= dL_{i,j} \cos \phi + dD_{i,j} \sin \phi \\ dS'_{i,j} &= dL_{i,j} \sin \phi - dD_{i,j} \cos \phi \end{aligned} \quad (8.22)$$

将式(8.22)转化为坐标系7中的向量形式，并通过坐标转换矩阵，可得到其在坐标系6中的面内和面外气动荷载投影，分别为 $dT_{i,j}$ 和 $dS_{i,j}$ 。

8.2.3.2 叶轮功率

$dT_{i,j}$ 和 $dS_{i,j}$ 表示在叶轮面内和面外两个方向上的叶素气动力，两者在轮毂处产生的气动扭矩为：

$$\begin{aligned} dM_{y,i,j} &= dS_{i,j} \cdot r \\ dM_{z,i,j} &= dT_{i,j} \cdot r \end{aligned} \quad (8.23)$$

每个叶素所产生的功率为：

$$dP_{i,j} = dM_{y,i,j} \cdot \Omega \quad (8.24)$$

将三个叶片所有叶素的功率进行叠加，并考虑能量转化效率，则叶轮总功率表示为：

$$P = \eta \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^{n_b} dP_{i,j} \quad (8.25)$$

式中， η 为能量转换效率， n_b 为单个叶片的叶素数量。

8.2.4 年发电量估计

IEC 标准提供了预测 AEP 的方法，该方法利用空气密度将风速数据进行了归一化，并考虑了空气温度和相对湿度的影响^[206]。空气密度的计算公式如下：

$$\rho_{10\text{min}} = \frac{1}{T_{10\text{min}}} \left(\frac{B_{10\text{min}}}{R_0} - \Phi P_w \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_w} \right) \right) \quad (8.26)$$

其中：

$\rho_{10\text{min}}$ 是推算的 10 分钟平均空气密度；

$T_{10\text{min}}$ 是测量的 10 分钟平均的绝对空气温度 [K]；

$B_{10\text{min}}$ 是修正至轮毂高度的 10 分钟平均气压 [Pa]；

R_0 是干空气的气体常数，28705 [J/kgK]；

Φ 是相对湿度（范围 0% 到 100%）；

R_w 是水蒸气的气体常数，4615 [J/kgK]；

P_w 是蒸气压，等于 $0.0000205 \exp(0.0631846 T_{10\text{min}})$ [Pa]。

风速可归一化为：

$$V_n = V_{10\text{min}} \left(\frac{\rho_{10\text{min}}}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (8.27)$$

其中：

- V_n 是归一化风速 [m/s];
 $V_{10\text{min}}$ 是测量的 10 分钟平均风速 [m/s];
 ρ_0 是参考空气密度 [kg/m^3]。

该方法需要应用“分箱法”来获得归一化风速^[207]。将数据集按风速间隔（每个间隔宽度为 0.5 m/s）进行划分，并使用以下公式对风速和功率进行归一化：

$$\begin{aligned} V_i &= \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} V_{n,i,j} \\ P_i &= \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} P_{n,i,j} \end{aligned} \quad (8.28)$$

其中：

- V_i 是区间 i 中的平均归一化风速；
 $V_{n,i,j}$ 是数据集 j 在区间 i 中的归一化风速；
 P_i 是区间 i 中的平均归一化功率输出；
 $P_{n,i,j}$ 是数据集 j 在区间 i 中的归一化功率输出；
 N_i 是区间 i 中的 10 分钟数据集数量。

Weibull 累积分布函数（Cumulative Distribution Function, CDF）为：

$$F(V) = 1 - e^{-\left(\frac{V}{a}\right)^k} \quad (8.29)$$

其中：

- $F(V)$ 是 Weibull 风速累积分布函数；
 V 是风速；
 a 是 Weibull 尺度因子；
 k 是 Weibull 形状因子。

年发电量 AEP 由以下公式得到：

$$AEP = N_h \sum_{i=1}^N [F(V_i) - F(V_{i-1})] \left(\frac{P_{i-1} + P_i}{2} \right) \quad (8.30)$$

其中：

- AEP 是年发电量；
 N_h 是每年小时数 ≈ 8760 ；
 N 是风速区间的数量；
 V_i 是第 i 个区间的平均归一化风速；
 P_i 是第 i 个区间的平均归一化功率输出。

8.2.5 模型与验证

基于第 8.2.2 节至第 8.2.4 节的理论，开发了一个可用以计算风力机功率和推力性能的 MATLAB 程序，本节对该模型进行验证。选择 IEA 22-MW 基准风力机作为验证对象^[18]，具体验证过程如下：对风速范围为 3 m/s 至 25 m/s 的情况进行了模拟，所有仿真均采用与 IEA 基准风力机模型^[18]相同的转速，并分别在 MATLAB 和 OpenFAST v3.5.2 中计算叶轮的功率和推力，计算结果对比如图 8.3 所示。

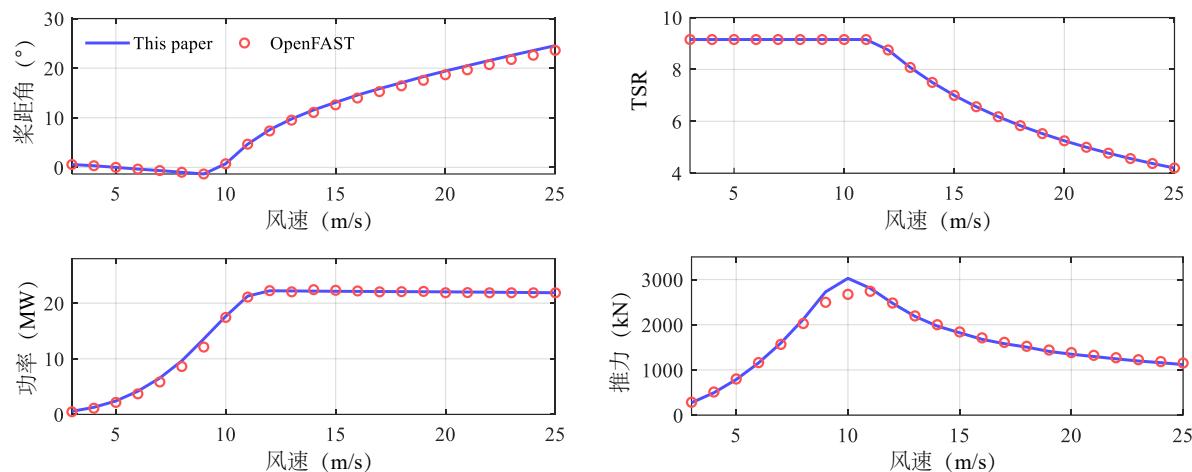


图 8.3 本文模型与 OpenFAST 对叶轮功率及荷载预测结果的对比

从图 8.3 中可以看出，在高风速条件下，本章计算模型所采用的桨距角与基准模型存在一定差异。这是因为在某些风速下，MATLAB 模型对桨距角进行了重新校准，以使功率预测更符合 OpenFAST 的结果。此外，在某些风速范围（例如额定风速附近）内的推力预测存在一定偏差，但整体而言，本文模型与 OpenFAST 在各运行工况下的计算结果吻合良好，证明了该工具的可靠性。

8.3 能量损失现象的量化

8.3.1 大型风力机气动弹性效应的量化

8.3.1.1 叶片归一化变形

本节定量分析风力机叶片柔性随风电机组容量增长的变化趋势。为此，本文选取了三个具有代表性的基准风力机模型作为研究对象，即 NREL 5-MW^[15]、IEA 15-MW^[17] 以及 IEA 22-MW 基准风力机模型^[18]。以叶片的归一化变形作为指标来量化叶片柔性，归一化变形定义为叶片变形除以叶片长度。

调研了三个基准风力机的叶片面外弯曲挠度。已有研究表明，叶片最大挠度通常发生在 DLC 1.1 和 DLC 1.3 工况下的额定风速附近^[18]。基于已有研究，汇总了各个风力机的叶片变形数据，结果如表 8.1 所示（仅取额定风速下的数据）^[15,208,18]。表 8.1 中的数据显示，随着风力机容量的提升，叶片的归一化变形呈现增长趋势。

在相同负荷工况 (DLC 1.1 @ 额定风速) 下, 叶片的面外归一化变形由 5 MW 的 8.73% 上升至 22 MW 的 14.51%。此外, 在更严苛的工况 (DLC 1.3 @ 额定风速) 下, 22 MW 风力机的归一化变形甚至超过 29%。这些结果表明, 随着叶片尺寸的不断增加, 其柔性效应愈发显著, 在风力机设计和结构分析中已不可忽视。

表 8.1 不同风力机模型的叶片面外归一化变形

风力机模型	负荷工况	最大变形 (m)	叶片长度 (m)	归一化变形 (%)
NREL 5-MW	DLC 1.1	5.5	63.0	8.73
IEA 15-MW	DLC 1.1	15.2	117.0	12.99
IEA 22-MW	DLC 1.1	20.0	137.8	14.51
IEA 22-MW	DLC 1.3	40.2	137.8	29.17

8.3.1.2 叶片弯曲导致的截面倾角

本节利用叶片截面倾角表征叶片柔性, 同时证明气弹效应对气动力的影响。在仅考虑叶片面外弯曲时, 如图 8.4 所示, 叶片截面相对于水平面的倾角沿叶片长度方向发生变化, 导致坐标系 7 发生偏转。这种截面偏转会引入额外的风速分量 $\mathbf{V}_{0,7}(1)$, 为了定量描述叶片柔性, 本文定义截面倾角:

$$\vartheta = \arctan \frac{\mathbf{V}_{0,7}(1)}{\mathbf{V}_{0,7}(2)} \quad (8.31)$$

假定浮式平台固定, 塔筒为刚性, 以隔离叶片变形对截面倾角的影响。利用表 8.1 中的数据并结合叶片振型计算得到了风力机叶片截面倾角沿叶片长度方向的分布, 结果如图 8.5 所示。从图中可以看出, 在相同的 DLC 1.1 工况下, 三个风力机的截面倾角均呈现从根部到叶尖逐渐增大的趋势, 这主要是因为本研究仅考虑了叶片一阶模态。然而, 不同风力机的截面倾角数值存在显著差异, 较大容量的风力机展现出更大的截面倾角。例如, IEA 22-MW 风力机因柔性效应导致的截面倾角可能超过 25° , 而在 DLC 1.3 工况下, 该值甚至超过 40° 。显著的截面倾角会引入较大的 x 方向风速分量, 同时削弱直接作用于叶片气动截面 y 方向的有效风速分量, 进而影响气动力与功率输出。

通过叶片归一化变形分析了大型风力机叶片的柔性能趋势, 并利用叶片截面倾角表征了叶片柔性引起的叶片截面感知风速的折减。分析结果表明, 随着风力机叶片的柔性增加, 风速在叶素上的投影减小, 并可能进而导致风力机的能量捕捉能力下降。

8.3.2 考虑气动弹性效应的功率曲线

8.3.2.1 气动弹性变形结果

首先对风力机主要自由度的气动弹性变形进行了计算。图 8.6 汇总了从 OpenFAST 仿真中获得的 IEA-22MW 浮式风力机主要自由度的静态变形。结果表明, 叶

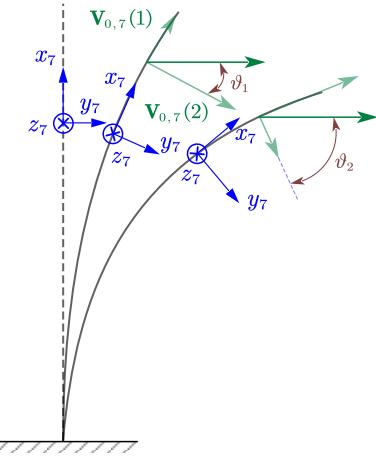
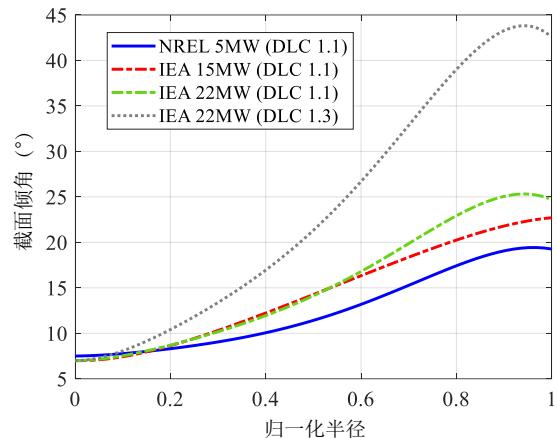


图 8.4 截面倾角的定义

图 8.5 沿叶片长度方向的截面倾角分布（方位角 $\Psi = 0^\circ$ ）

片的面外弯曲变形（即叶片挥舞）明显大于其他自由度，而叶片的面内摆振以及塔顶自由度的变形则相对较小。平台自由度的静态气动弹性变形表现出一些特殊规律。例如，平台的艏摇自由度在风力机超过额定风速运行时转动明显，这可能导致风力机在额定风速以上区域的功率损失。然而，由于 PID 控制器的调节作用，风力机能够主动调整叶片的桨距角以捕获更多的风能，从而确保风力机维持目标功率输出。PID 控制器的这种补偿机制可以有效消除额定风速以上区域可能存在的功率损失，因此本文的研究仅关注额定风速以下区域。

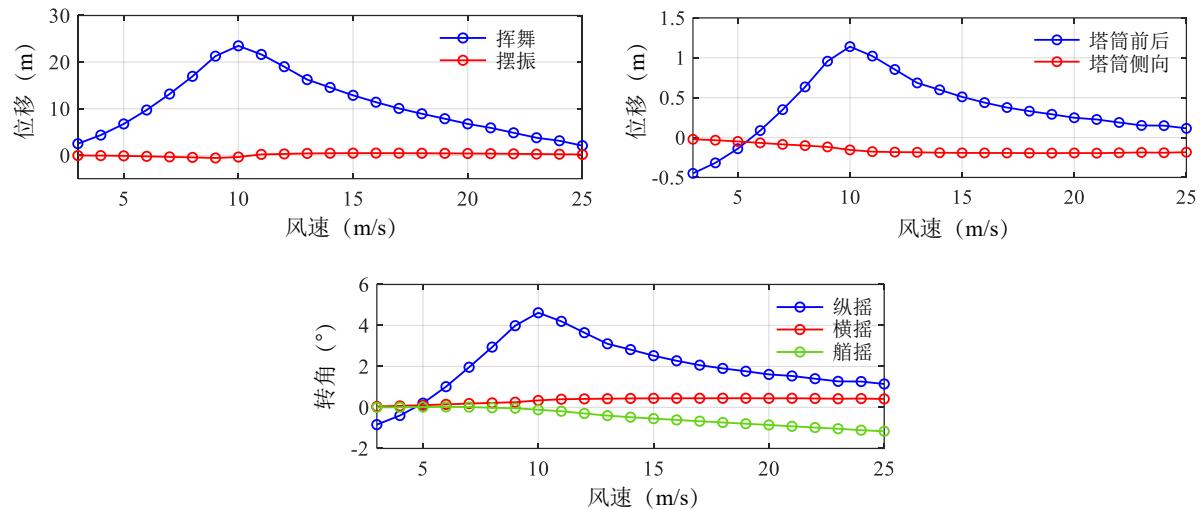


图 8.6 浮式风力机主要自由度在 DLC 1.1 工况下全风速范围内的静位移和静转角

8.3.2.2 风力机永久结构布置下的功率曲线

现代大型风力机的转子通常设计有倾角（tilt），而叶片则设计有锥角（cone）和预弯（prebend），这些设计可能对风力机的发电性能产生影响，因此需要对其进行详细评估。以 IEA 22-MW 风力机为例，其转子倾角为 6° ，叶片锥角为 4° ，预弯为 7 米。值得注意的是，预弯可以补偿叶片的面外变形，对风力机的能量捕获能力具有积极作用，本节主要讨论风力机在不同设计布置下的能量损失效应，因此重点

分析转子倾角和叶片锥角的影响，预弯对功率损失的补偿作用将在第 8.5.1 节中单独讨论。

图 8.7 展示了考虑转子倾角和叶片锥角后 IEA 22-MW 风力机的功率曲线。图 8.7 中，“Configuration 0”表示理想的风力机布置，即风力机完全刚性且叶轮正对来流，“Configuration 1”则考虑了风力机永久性结构布置的影响。结果表明，永久性结构布置导致转子功率损失，在额定风速以下的所有风速上，功率衰减率（Depower）恒为约为 2%。

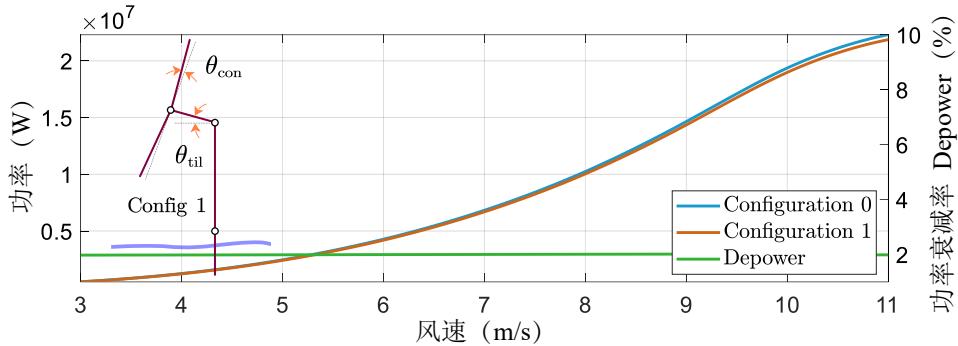


图 8.7 考虑转子倾角和叶片锥角时的功率曲线

8.3.2.3 叶片大变形下的功率曲线

如图 8.6 所示，在 DLC 1.1 工况下，叶片的最大静位移发生在挥舞方向，最大叶尖变形超过 22 米；如图 8.5 所示，挥舞变形会导致叶片截面的局部倾角超过 25°。变形和截面倾角结果均反映出叶片挥舞变形对风力机的功率曲线可能会有明显影响。式 (8.19)、(8.13) 和 (8.14) 描述了叶片变形如何影响风在第 7 坐标系中的投影。基于图 8.6 中的叶片变形数据可以评估叶片变形对风力机功率输出的影响，图 8.8 展示了考虑叶片变形时的风力机功率曲线（Configuration 2）。为更真实地反映实际风力机的布置，本文在讨论功率曲线时，除“Configuration 0”外的所有“Configuration”计入转子倾角和叶片锥角的影响。

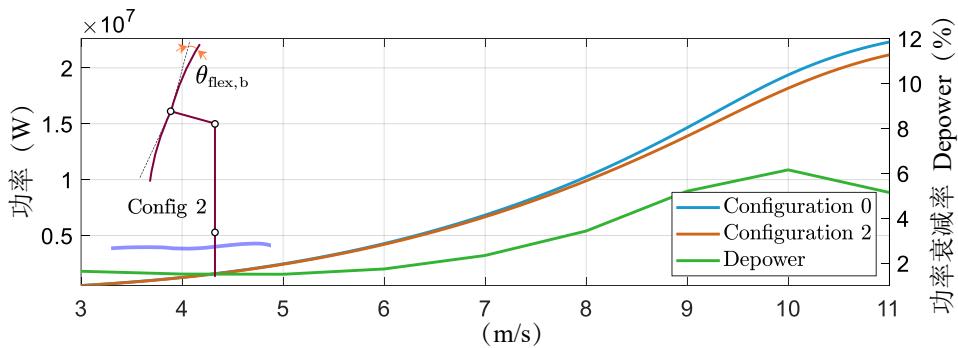


图 8.8 考虑转子倾角和叶片锥角以及叶片大变形时的功率曲线

如第 8.3.2.2 节所述，单独考虑转子倾角和叶片锥角时，功率减少约 2%。在图 8.8 中所示的大多数风速下，功率衰减幅度超过 2%，表明叶片弹性对功率损失具有额外贡献。叶片弹性的影响在高风速下尤为显著，功率衰减随风速增长而从 2% 逐

步增加，在 10 m/s 风速时超过6%。然而，在启动风速附近，功率衰减维持在2%或更低，表明在这一风速范围内，相较于转子倾角和叶片锥角的影响，叶片变形对功率输出的影响可以忽略不计。

8.3.2.4 塔筒变形下的功率曲线

塔筒弯曲变形会导致塔顶旋转，从而影响能量捕捉效率。图8.9为通过引入变换矩阵 \mathbf{T}_{23} 考虑塔筒变形计算得到的功率曲线，所得结果对应于“Configuration 3”。与图8.8中的趋势类似，功率的衰减率随风速增加而略有增加。然而，从数值上看，考虑塔筒变形后的叶轮功率衰减率仅由2%增加至约2.5%，表明塔筒弹性变形对功率衰减的影响相对较小。

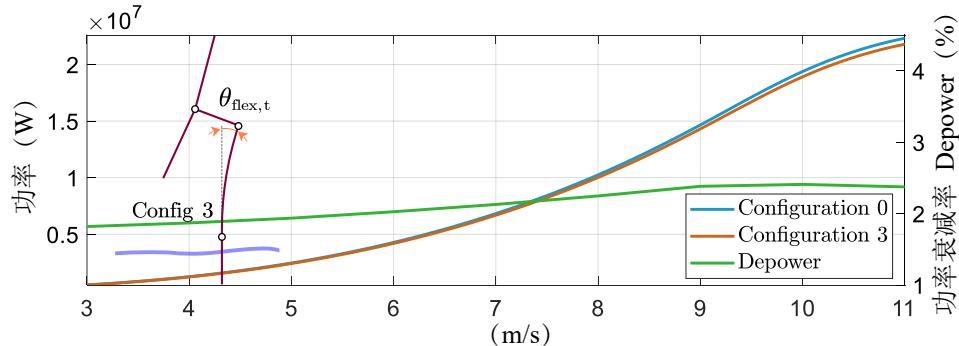


图8.9 考虑转子倾角和叶片锥角以及塔筒变形时的功率曲线

8.3.2.5 平台静倾角下的功率曲线

通过激活 \mathbf{T}_{12} 可以考虑在平台倾斜作用下风速在第7坐标系的投影，并进而求得考虑平台静倾角时的功率曲线，结果如图8.10所示。“Configuration 4”为同时考虑了平台纵摇、横摇和艏摇静倾角，以及叶轮倾斜角和叶片锥角时的风力机功率曲线。由图8.10可以看出，考虑平台静倾角时的功率衰减趋势与前文考虑叶片和塔筒变形时的情况相似：随着风速增加，功率衰减效应从低风速下的约2%上升至高风速下的约5%。由平台倾斜引起的功率衰减程度介于叶片和塔筒弹性效应之间。

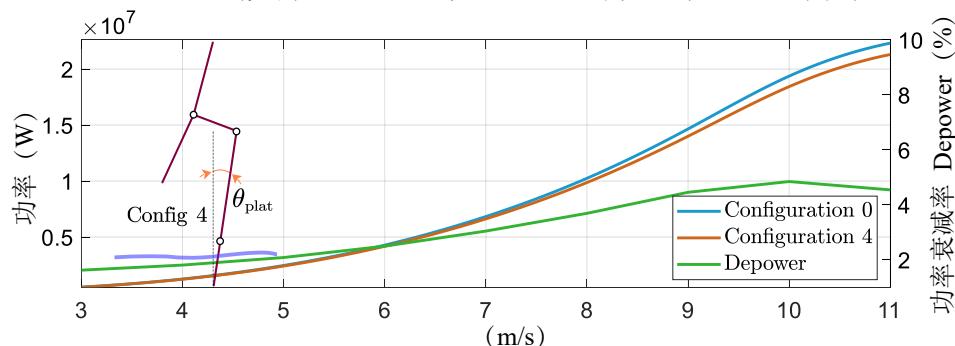


图8.10 考虑转子倾角和叶片锥角以及平台静倾角时的功率曲线

8.3.2.6 实际风力机变形状态下的功率曲线

第8.3.2.2节至第8.3.2.5节分别隔离了风力机的结构布置、叶片大变形、塔筒

变形及平台倾斜对功率曲线的影响。但在实际风力机中，这些效应同时存在并相互耦合。因此，将风力机的结构布置、叶片大变形、塔筒变形及平台倾斜等因素全部纳入分析（Configuration 5），以评估风力机在实际气弹变形后的整体功率表现，结果如图 8.11 所示。可以看出，相较于 Configuration 0，考虑所有风力机气弹效应后的功率曲线明显下降，且功率衰减百分比随风速增加而逐渐提高，在 10 m/s 风速处最高甚至可达约 10%。

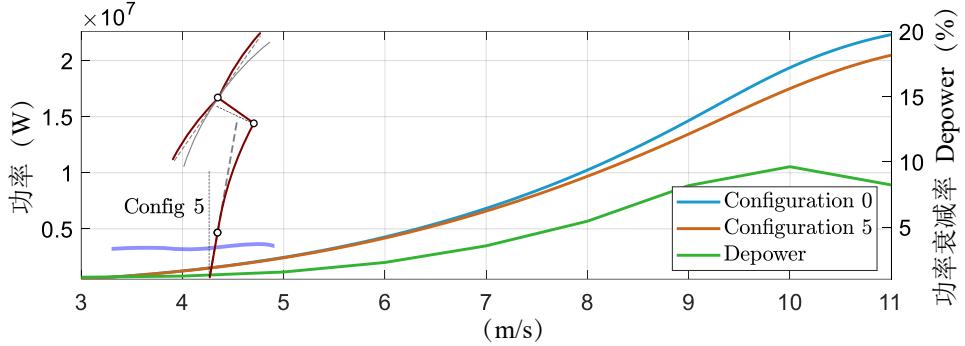


图 8.11 实际风力机变形时的功率曲线

8.3.3 年发电量损失

AEP 是评估风力机发电能力的宏观指标。本节基于第 8.3.2 节提供的功率曲线计算 AEP。假设该 22 MW 海上风力机位于荷兰北海，其风速的 Weibull 分布数据来源于荷兰皇家气象研究所（Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, KNMI），并包含在荷兰海上风能图谱 DOWA 项目中。本分析采用了 180 米高的测风塔记录的数据。Weibull 分布参数 a 和 k 的空间分布情况如图 8.12 所示。

假设将 IEA 22-MW 浮式风力机安装在 $52.9^\circ\text{N}, 3.5^\circ\text{E}$ 附近，则 Weibull 分布参数取为 $a = 11.8$ 和 $k = 2.10$ 。此外，环境条件设定为温度 $T_{10\text{min}} = 283 \text{ K}$ 、大气压力 $B_{10\text{min}} = 99158.88 \text{ Pa}$ ，以及相对湿度 $\Phi = 60\%$ 。基于上述假设，计算得到风速的概率密度函数（Probability Density Function, PDF）和累积分布函数 CDF 如图 8.13 所示。

第 8.3.2 节中提供的功率曲线可用于计算 AEP 随风速的分布，其结果如图 8.14 所示。从图 8.14 可得出以下结论：永久性的结构布置（Config 1 - Config 0）、叶片变形（Config 2 - Config 0）和平台倾斜（Config 4 - Config 0）对 AEP 的影响最大，这一趋势与图 8.7 至 8.10 中的功率曲线所反映的结果相互印证。大部分 AEP 损失发生在风速范围 7 m/s 至 11 m/s 之间，该风速区间接近并略低于风力机的额定风速。其主要原因在于：风力机的气动变形和功率输出主要集中在该风速范围内，此外，如图 8.13 所示，该风速范围还对应较高的风速概率密度分布，其与较高的功率输出以及较大的气动变形等因素相叠加，共同导致了显著的能量损失。

通过对图 8.14 中所有风速区间的能量积分，可计算出覆盖所有风速的 AEP。不同布置或变形下的 AEP 计算结果如图 8.15 所示。每个条形图顶部标注了相应的

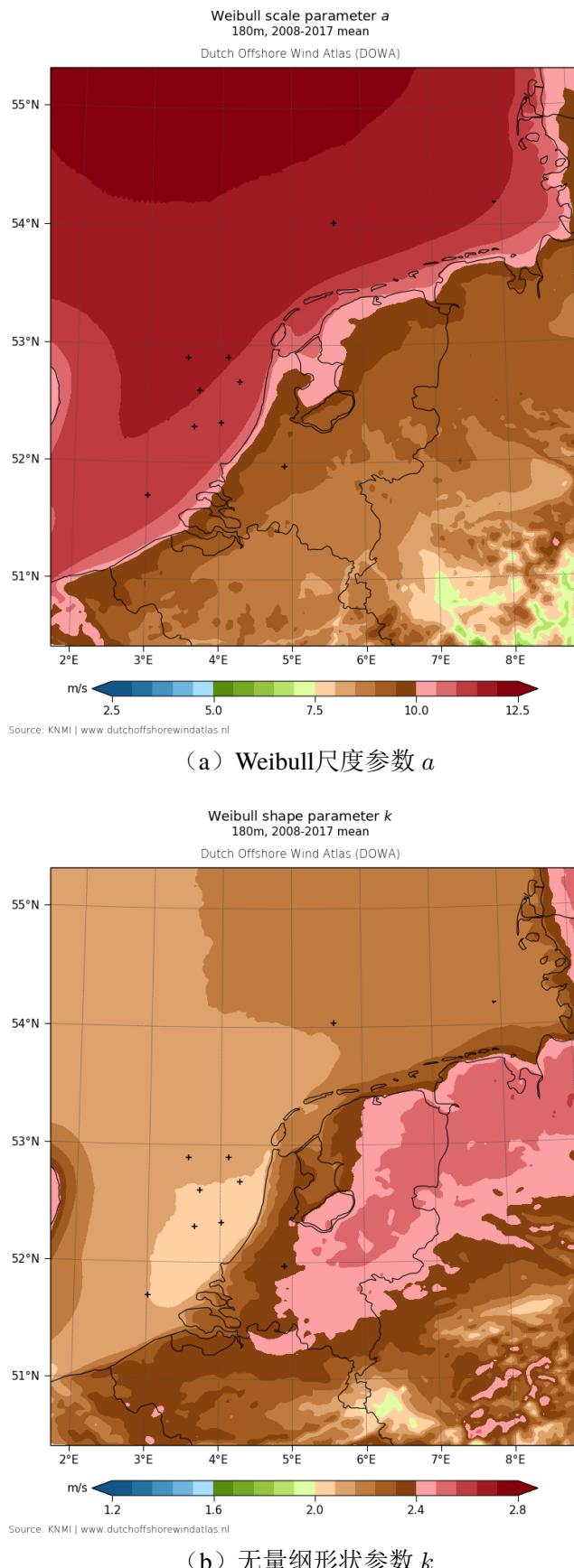


图 8.12 荷兰北海 Weibull 分布参数（图片来自 DOWA）

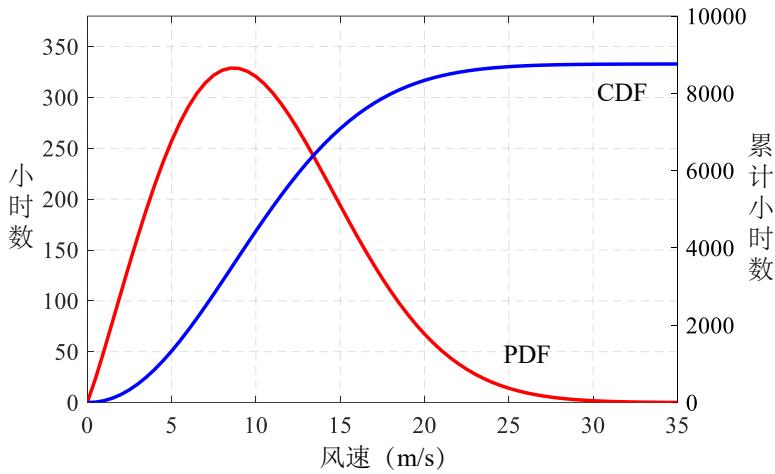


图 8.13 风速的概率密度函数 PDF 和累积分布函数 CDF

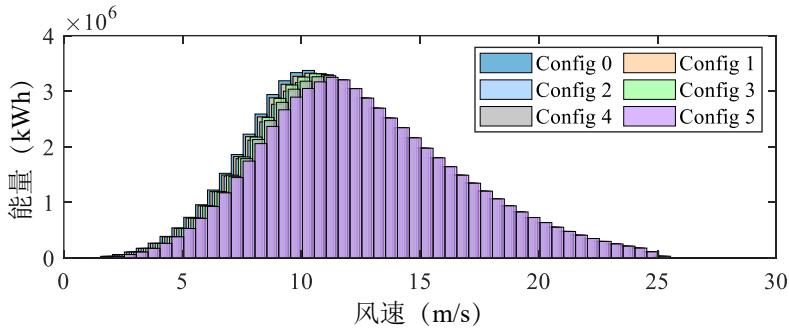


图 8.14 AEP 随风速的分布

AEP 减少比率 ϵ_{AEP} , 该比率以理想布置 (Config 0: AEP_0) 作为基准, 定义为:

$$\epsilon_{AEP} = \left(1 - \frac{AEP_i}{AEP_0} \right) \times 100\% \quad (8.32)$$

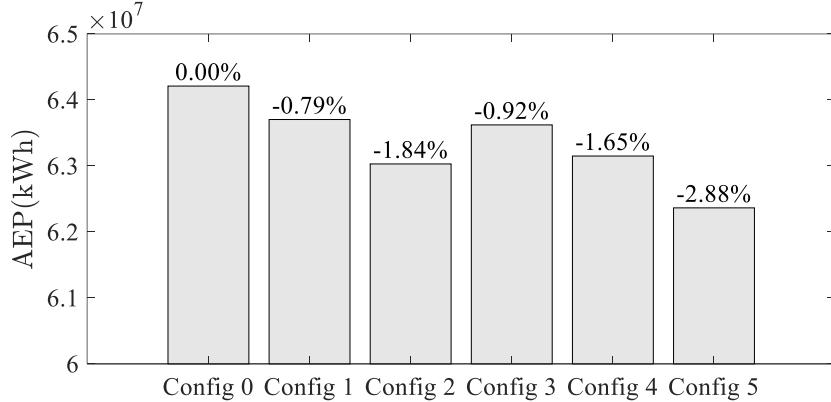


图 8.15 不同原因导致的 AEP 下降

从图 8.15 可以看出, 转子倾斜与叶片预锥 (Config 1) 共同作用导致 AEP 下降 0.79%, 而叶片变形贡献了 1.05% 的 AEP 损失。当叶片变形与转子倾斜和叶片预锥效应共同作用 (Config 2) 时, 总 AEP 损失增加至 1.84%。对于 Config 3, 尽管该状态下的风力机已考虑转子倾斜和叶片预锥, AEP 损失仍维持在仅 0.92%, 其中塔筒挠曲仅额外增加 0.13% 的 AEP 损失, 这表明塔筒变形对 AEP 的影响很小。平台倾斜、转子倾斜及叶片锥角的联合效应 (Config 4) 导致 1.65% 的 AEP 损失, 其中,

平台静倾角贡献了 0.86% 的 AEP 损失，虽略低于叶片变形的影响，但其影响仍不容忽视。总体而言，在综合考虑转子倾斜、叶片锥角以及所有气动弹性变形后，总 AEP 损失达到约 2.88%（Config 5），这在工业应用中已构成不可忽视的能量损失。

8.4 能量损失机理

8.4.1 攻角偏移与功率损失的线性映射

由于影响风力机能量输出的升力与阻力特性直接取决于叶素攻角，并且通过监测截面攻角变化可以判断不同运行条件下叶素周围的流场形态，因此本节将通过追踪叶素局部攻角变化，揭示风力机的能量损失机制。

叶素截面的局部攻角可以通过叶素动量理论确定为：

$$\alpha = \phi - \beta - \theta_t \quad (8.33)$$

其中， ϕ 是叶素入流角， β 是叶片桨距角， θ_t 是叶素预扭角，且有：

$$\tan \phi = \frac{V_{0,7}(1-a)}{r\Omega(1+a')} \quad (8.34)$$

本文追踪了位于叶片 87.8% 弦长位置的截面在整个方位角周期（从 0° 到 360°）内的功率输出和攻角数据，结果如图 8.16 所示。分析结果显示，功率摄动 (ΔP_r) 与攻角偏移 ($\Delta\alpha$) 变化趋势高度一致，二者之间存在显著的线性相关性，这表明攻角偏移是考量功率退化的有效指标。需要注意的是，不同半径位置处攻角的变化只能反映对应叶素功率的变化程度，而不能直接用来比较不同半径位置处叶素功率波动大小。尽管在不同位置处攻角与功率之间的线性映射关系依然成立，但它们的关联程度并不相同。例如，叶根位置的较大攻角偏移所造成的功率绝对值损失，可能小于叶尖位置较小攻角偏移所引起的功率损失。

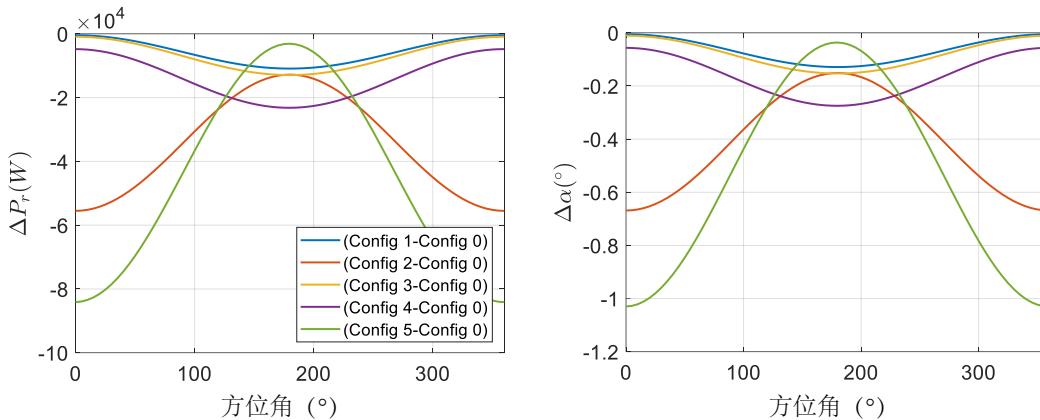


图 8.16 攻角偏移 $\Delta\alpha$ 与功率损失 ΔP_r 之间的线性映射

本文追踪了风力机所有布置、方位角和径向位置 r 下的 $\Delta\alpha$ ，结果如图 8.17 所示。该图表明，转子的永久结构布置（a）、塔顶旋转（c）和平台倾斜（d）引起的功率损失呈现相似的趋势：叶根部分表现出更为明显的功率损失（这里为百分比，

在功率的绝对损失上, 叶尖的损失更加突出), 且叶根功率损失相比叶尖, 其对方位角的变化更加敏感。 $\Delta\alpha$ 在方位角为 180° 时的叶根位置处达到最小值, 说明该方位角下的功率损失最为突出。此外, 在转子的永久结构布置 (a) 下, 最大的 $\Delta\alpha$ 为 -0.4° ; 而塔顶旋转 (b) 对 $\Delta\alpha$ 的贡献较小; 平台倾斜 (c) 将 $\Delta\alpha$ 的极值放大至 -0.8° 。与 (a)、(c) 和 (d) 不同, 叶片变形 (b) 主要影响方位角为 0° 时的叶尖功率损失。实际风力机的 $\Delta\alpha$ (e) 包括了布置 (a) 到 (d) 的联合作用。

8.4.2 流场状态

攻角可用于估计翼型周围流场状态。在 Configuration 0 下记录了 10 m/s 风速处 22 MW 风力机沿着叶片长度分布的攻角, 结果如图 8.18 所示。在叶根区域, 攻角超过 15° , 且最高可达 42° , 表明该区域存在显著的流动分离。距离叶根 40 米 以外径向位置处的截面攻角介于 6° 和 12° 之间, 表明这些截面上为附着流, 升力和阻力系数相对攻角保持近似线性关系。

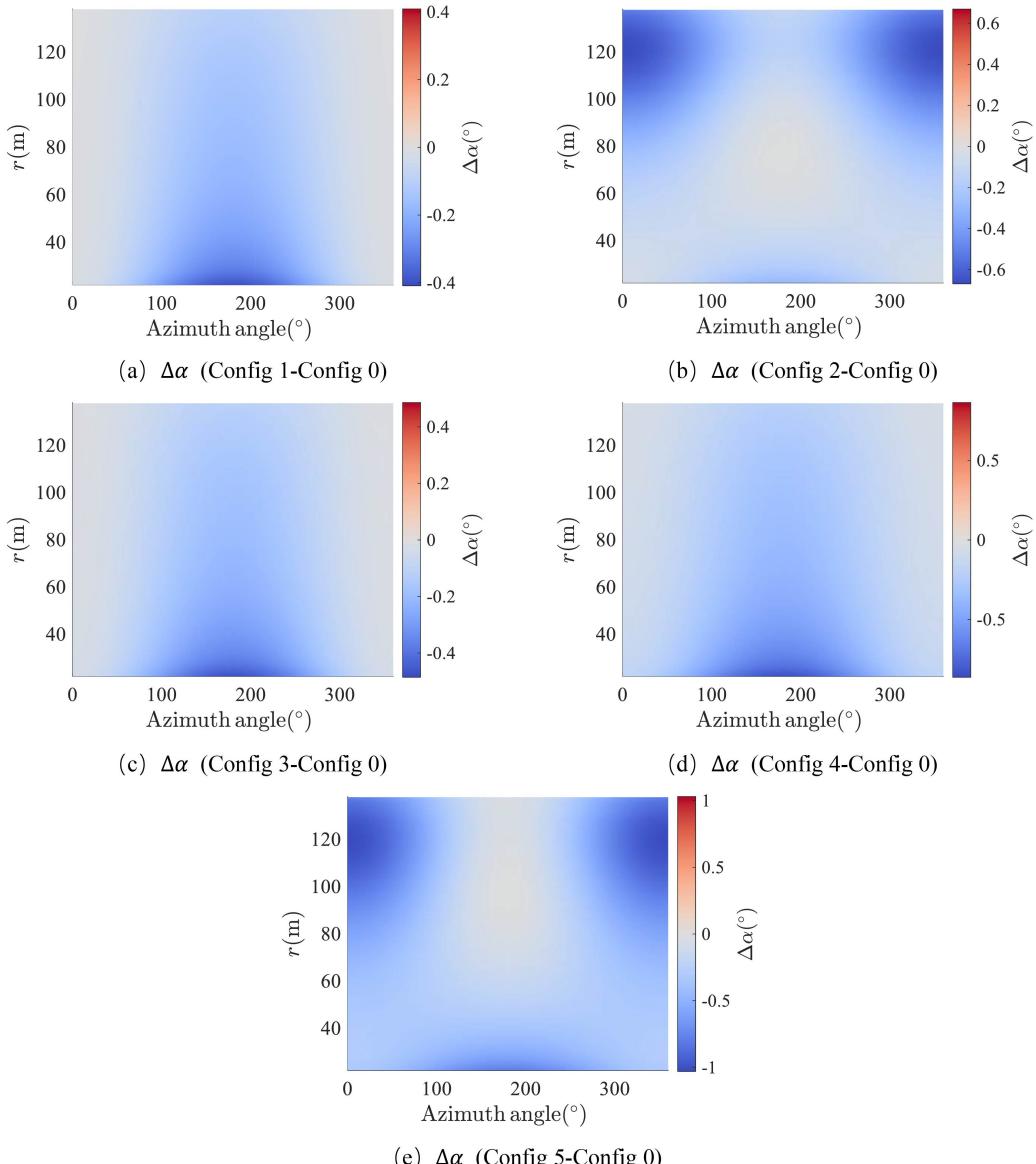


图 8.17 不同风力机布置下的叶素攻角偏移

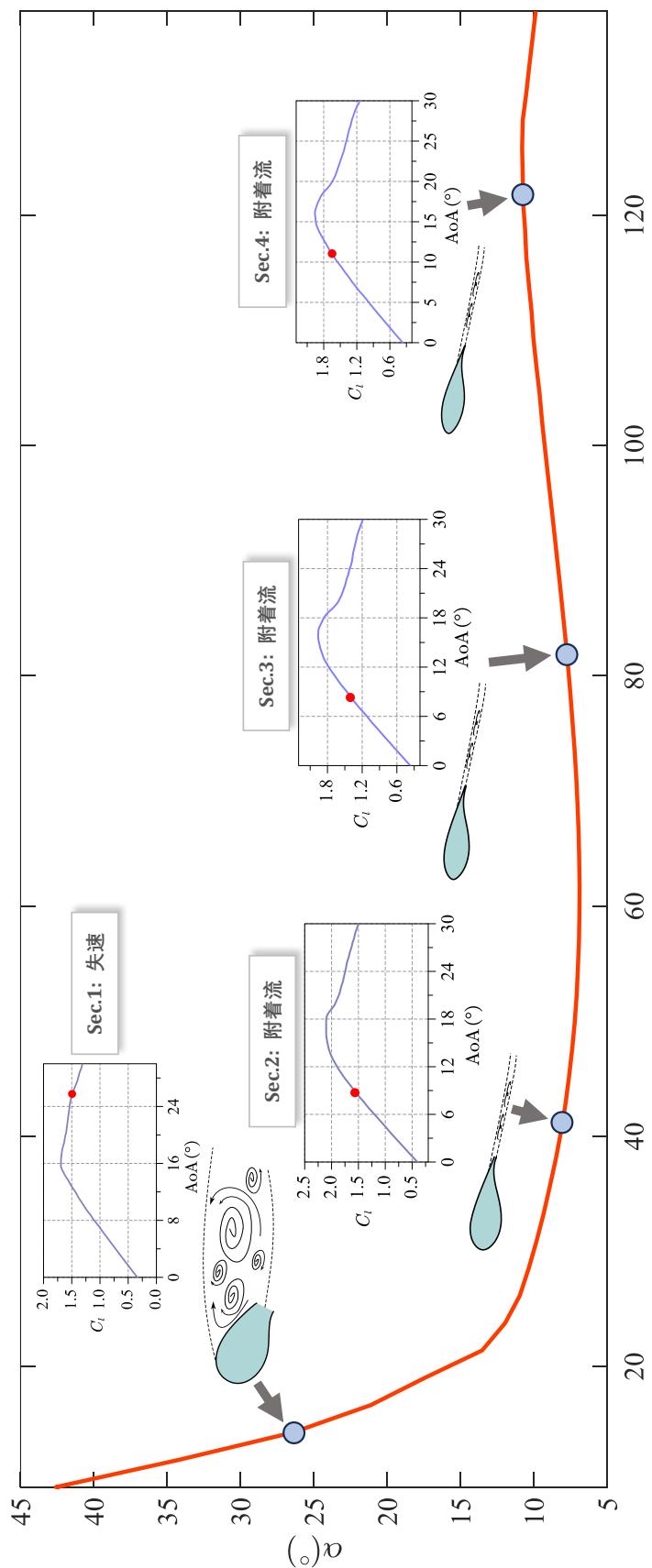


图 8.18 叶片截面的流场状态 (风速为 10 m/s)

图 8.18 进一步展示了四个代表性的截面。Sec.1 位于叶片根部附近，局部攻角约为 25° ，从对应的升力—攻角曲线可以看出，该截面已进入失速状态，其升力系数斜率为负值。相比之下，Sec.2 至 Sec.4 处于附着流状态，其攻角位于升力—攻角曲线的线性上升段，斜率为正。

图 8.18 所示的是 Configuration 0 下的攻角计算结果，未考虑转子倾角、叶片锥角及风力机的气动弹性变形等因素对攻角的影响。如图 8.17 所示，在综合考虑上述影响风力机截面攻角的因素后，不同方位角不同截面位置处的攻角偏移量均呈现负值，表明图 8.18 中所示的攻角会整体降低。鉴于本研究主要关注风力机的最终实际状态（Configuration 5，对应图 8.17 (e)），因此提取了图 8.18 中四个截面的攻角，并结合图 8.17 (e) 所示的 $\Delta\alpha$ 范围，绘制了这些截面的升力系数与攻角的关系，并在图中标示攻角偏移 $\Delta\alpha$ 的摄动范围，如图 8.19 所示。

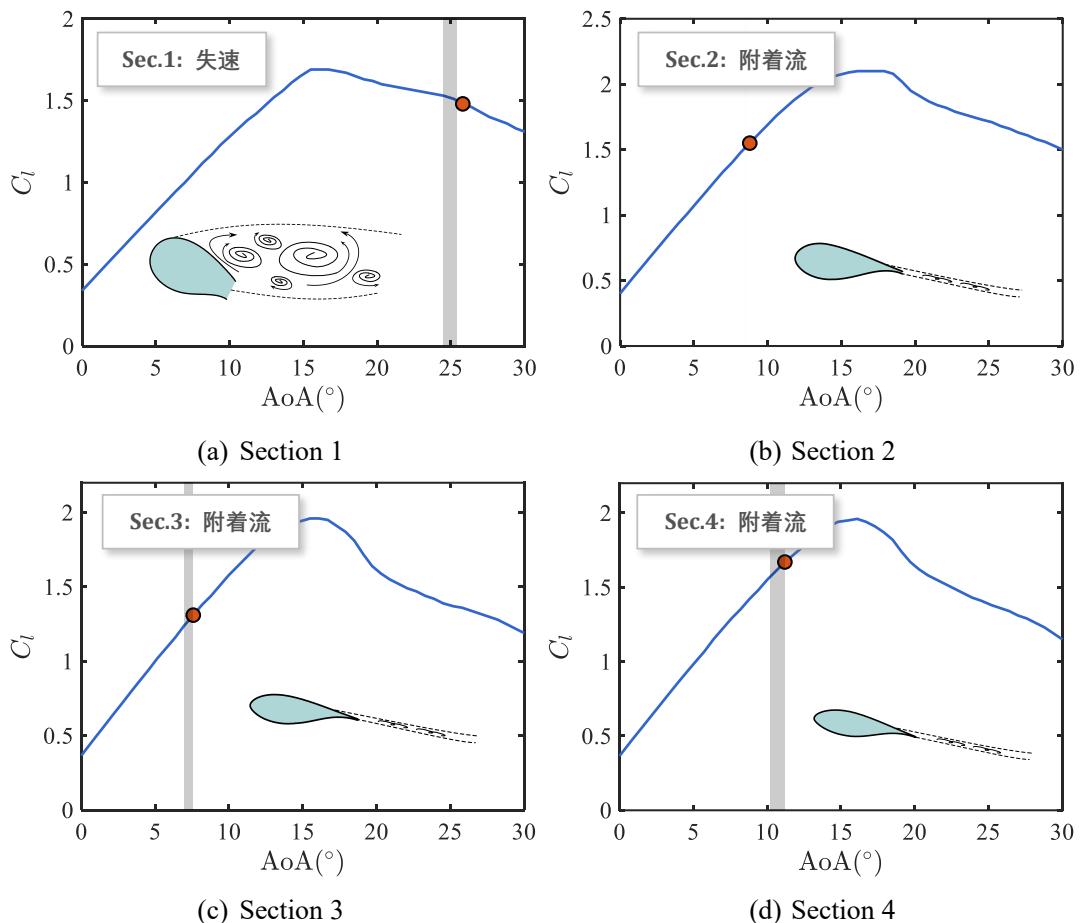


图 8.19 风力机变形后（Configuration 5）的攻角摄动及对应的流场状态

在图 8.19 中的每个子图中，蓝色曲线表示升力系数随攻角变化的趋势，红色散点表示 Configuration 0 下计算得到的该截面的局部攻角，灰色阴影区域则表示 Configuration 5 下攻角偏移 $\Delta\alpha$ 的摄动范围。在 Sec.1（图 8.19 (a)）中，红色散点对应的原始局部攻角显著超过临界攻角，表明该截面处流动已发生分离。此外，灰色阴影区域所处的攻角范围也完全位于分离流区域，说明考虑风力机气弹变形后，该截面仍处于失速状态，流场特性未发生变化。相比之下，Sec.2 至 Sec.4（图 8.19

(b)、(c) 和 (d)) 对应的截面均保持流动附着，这些截面的灰色阴影区域也完全位于附着流区，表明即使考虑攻角偏移，流场状态也不会改变。

8.5 能量损失的补偿

8.5.1 叶片预弯

叶片预弯能够缓解叶片大变形从而在一定程度上减少能量损失。表 8.2 列出了几种基准风力机叶片预弯特性的统计数据。可以看出，NREL 5-MW 风力机未设置预弯，DTU 10-MW 风力机的叶片预弯仅为 3 米，IEA 15-MW 风力机增加至 4 米，而 IEA 22-MW 风力机的叶片预弯则显著提升至 7 米。然而，相较于风力机在额定风速附近的巨大叶片变形，这些预弯对叶片挥舞变形导致的能量损失的缓解作用可能十分有限。

本节就叶片预弯对年发电量 AEP 的影响进行了评估。结果表明，对于 22 MW 风力发电机，引入预弯可将 AEP 损失从 -2.88% 降低至 -2.06% ，提升幅度达到 0.82% 。这一结果表明，叶片预弯在改善 AEP 方面具有一定效果。然而，在实际应用中，采用预弯技术提升风力机的发电能力十分困难，因为在现代大型风力机中，叶片预弯技术受到结构和制造的双重限制^[17]。过度预弯可能削弱叶片的结构完整性，增加故障风险或缩短使用寿命。此外，制造工艺的限制可能导致实际预弯形状与设计要求存在偏差。鉴于此，本文仍需探索其他可行的 AEP 损失补偿策略。

表 8.2 基准风力发电机叶片预弯统计数据

风力机	NREL 5-MW ^[15]	DTU 10-MW ^[16]	IEA 15-MW ^[17]	IEA 22-MW ^[18]
预弯 (m)	\	3	4	7

注：NREL 5-MW 风力发电机未明确定义叶片预弯，而是在基准风力机设计中采用上风向锥角，以等效表示实际 REpower 5M 机型所具有的小锥角与较大的预弯^[15]。

8.5.2 叶片预扭

Stäblein^[209]基于叶素动量理论，研究了在弯扭耦合叶片中应用预扭技术以提升风力机功率的可行性。该研究强调，功率损失可通过攻角偏移来表征，而预扭可补偿攻角偏移，进而减少功率损失。然而，Stäblein 的研究假设攻角偏移为固定值，而本文的研究更为复杂，攻角偏移随方位角变化（如图 8.17 所示）。因此，该预扭设计方法需进一步优化，以适应本研究的动态攻角偏移场景。

假设转子以恒定角速度旋转，则半径 r 处的叶素在叶轮旋转一圈时产生的功率 $dP(r)$ 可通过对方位角的积分计算：

$$dP(r) = \int_0^{2\pi} dP(r, \Psi) \quad (8.35)$$

其中， $dP(r, \Psi)$ 表示位于径向位置 r 的叶素在方位角 Ψ 处所贡献的功率。

为简化分析，定义等效功率 $dP_e(r)$ 如下：

$$dP(r) = dP_e(r) \cdot 2\pi \quad (8.36)$$

通过将式 (8.35) 代入式 (8.36)，可得 $dP_e(r)$ ：

$$dP_e(r) = \frac{\int_0^{2\pi} dP(r, \Psi)}{2\pi} \quad (8.37)$$

等效攻角 $\alpha_e(r)$ 可类比定义为：

$$\alpha_e(r) = \frac{\int_0^{2\pi} \alpha(r, \Psi)}{2\pi} \quad (8.38)$$

还发现 $\alpha_e(r) = \alpha(r, \Psi = 90^\circ/270^\circ)$ ，这大大简化了 $\alpha_e(r)$ 的计算。

式 (8.33) 定义了理想风力机叶片未考虑风力机变形时的局部攻角，本节中称其为设计攻角 α_d （或目标攻角），此时 $V_{0,7}$ 等于来流风速 V_0 。 α_d 可令叶素在最大升阻比下运行，因而应是预扭后的目标攻角。此外，式 (8.38) 计算了等效攻角 α_e ，其考虑了风力机静态变形对攻角的影响。这两个攻角之间的差异可以通过调整预扭角 θ_t 来补偿，以使变形后的风力机叶素在最大升阻比下运转。因此，可定义预扭角偏移量 $\Delta\theta_t$ 为：

$$\Delta\theta_t = \alpha_d - \alpha_e \quad (8.39)$$

通过将 $\Delta\theta_t$ 添加到 θ_t ，得到更新后的预扭角为：

$$\theta_t = \theta_t - \Delta\theta_t \quad (8.40)$$

由于每次更新预扭角后，风力机叶素的等效攻角会发生变化，因此需要通过迭代才能找到最优的预扭角。使用预扭方法进行功率损失补偿时，可以依据算法 8.1 进行迭代求解预扭角偏移量，其收敛性已通过数值实验验证。

算法 8.1 功率损失补偿的预扭角更新迭代算法

- 1: **Initialize:** Set initial twist angle θ_t and offset $\Delta\theta_t$.
 - 2: Perform BEM algorithm to determine the optimal local AoA $\alpha_d(r)$ for an ideal wind turbine blade section without considering FOWT deflections.
 - 3: **while** $\Delta\theta_t \neq 0$ **do**
 - 4: Conducting BEM: Compute the equivalent AoA $\alpha_e(r)$ using $\alpha_e(r) = \alpha(r, \Psi = 90^\circ/270^\circ)$, accounting for aeroelasticity.
 - 5: Determine the twist offset: $\Delta\theta_t = \alpha_d - \alpha_e$.
 - 6: Update the twist angle: $\theta_t = \theta_t - \Delta\theta_t$.
 - 7: **end while**
 - 8: **Output:** Final twist angle θ_t .
-

通过使用预扭算法 8.1 成功修正了攻角偏移，设计攻角、偏移后的攻角和修正后的攻角如图 8.20 所示，修正后的攻角与设计攻角一致。应用修正预扭角的叶片

对应新的功率曲线，依据新的功率曲线得到的 AEP 增幅仅为 0.44%，从 -2.88% 提高到 -2.44%，提升效果远低于预期。这可能是由于叶素诱导因子发生了偏移，从而限制了 AEP 的提升。另一个原因是预扭优化仅在单一风速下进行，这限制了其在所有风速条件下的有效性。

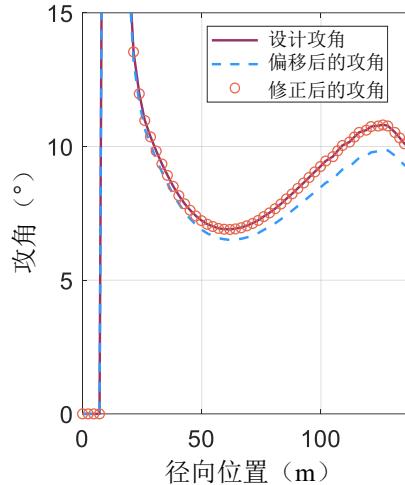


图 8.20 利用算法 8.1 进行的叶素攻角修正效果

8.5.3 桨距角和叶尖速比的校正

调整叶片的桨距角会改变叶片与风的接触程度，从而影响风力机的能量捕获能力，因此调节桨距角是一种提升能量俘获效率的有效策略。此外，叶尖速比（Tip Speed Ratio, TSR）是叶尖旋转线速度与来流风速之比，通常用于确定最优的转子角速度以最大化功率输出。倾斜的转子或弯曲的叶片会导致 TSR 偏离，因而应该重新校准 TSR 从而实现能量损失的补偿。

如图 8.3 所示，基准风力机提供了不考虑气弹大变形情况下的最优桨距角和 TSR，分别对应于桨距角和转速的设计值 (β_d 和 Ω_d)。考虑气弹大变形后，实际值显然已经偏离了图 8.3 中的设计值。为了找到新的最优桨距角和 TSR，应围绕设计值对桨距角和转速进行校正，设计了如下寻优范围：

$$\begin{aligned}\beta &= \beta_d \pm 4^\circ \\ \Omega &= \Omega_d \pm 1.5 \text{ rpm}\end{aligned}\tag{8.41}$$

受到桨距角校正影响的功率计算结果如图 8.21 所示，横轴表示风速，纵轴表示风力机功率。虚线表示不同风速下，在给定桨距角范围内的风力机功率，最大功率标识为该风速下的设计功率，与最大功率对应的桨距角定义为最优桨距角。黑色实线表示新的最优功率曲线，利用该功率曲线可以得到桨距角校正后的风力机年发电量。计算结果表明 AEP 得到了显著提升，AEP 损失从 -2.88% 改善为 -1.50%，提升效果为 1.38%，优于预弯和预扭策略的效果。

受叶轮转速影响的功率计算结果如图 8.22 所示，横轴表示叶轮转速 Ω 。图 8.22 给出了不同风速、不同转速下的风力机功率，虚线表示功率随转速变化的趋势，可

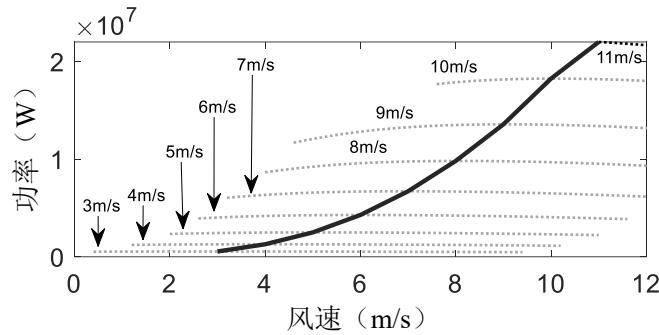


图 8.21 桨距角校正对功率的影响

由其确定每个风速下的最大功率，最大功率对应最优的叶轮转速。最终的功率曲线（黑色实线）用以计算 AEP。结果表明，调整叶轮转速使得 AEP 损失从 -2.88% 减少至 -1.26% ，提升幅度为 1.62% 。调整叶轮转速的策略在所有能量损失补偿策略中实现了最显著的 AEP 提升效果。

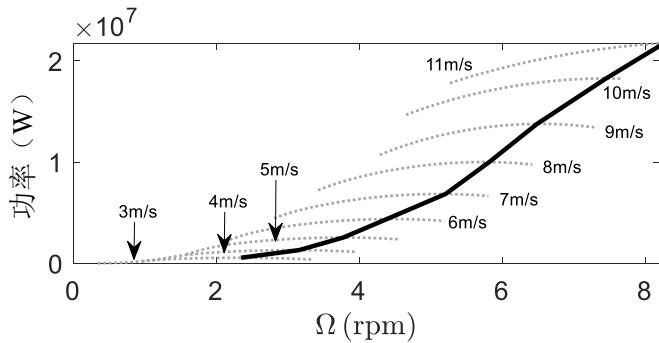


图 8.22 TSR 校正对功率的影响

对于校正后的叶轮转速设计，其 TSR 为 10.819 ，相比基准风力机的 9.153 有了提升显著，表明适度提高 TSR 有助于减缓漂浮式风力机因气弹变形导致的能量损失。该 TSR 值对于固定式风力机而言较高，作为参考，NREL 5-MW 风力机的 TSR 为 7.55 ，而 IEA 15-MW 风力机的 TSR 为 9.0 。

本章提出的所有能量损失补偿措施的 AEP 提升效果总结在表 8.3 中。使用叶片预弯技术可以将 AEP 损失减少 0.82% ；叶片预扭技术可将 AEP 损失减少 0.44% ；桨距角和 TSR 校正方法分别将 AEP 损失减少了 1.38% 和 1.62% 。综上，TSR 校正技术是最优的能量损失补偿方案。

表 8.3 不同能量损失补偿方案的 AEP 性能提升比较

补偿措施	叶片预弯	叶片预扭	桨距角校正	TSR 校正
AEP 提升效果	0.82%	0.44%	1.38%	1.62%

8.6 小结

本章针对大型漂浮式风力机在气动弹性大变形情况下引起能量损失问题，从现象、机理和补偿措施三个层面开展了系统研究，得出的主要结论如下：

- (1) 年发电量可作为气弹大变形导致的能量损失的评价指标，气弹大变形可使 IEA 22-MW 漂浮式风力机的年发电量降低 2.88%。
- (2) 叶素攻角偏移量可以反映功率损失程度。
- (3) 风力机的气弹大变形不会显著改变叶素周围的流场状态。
- (4) 叶片预弯、预扭、桨距角和 TSR 校正均可补偿漂浮式风力机因气弹大变形导致的能量损失，其中利用 TSR 校正方法可将风力机的年发电量提升 1.62%，在所有补偿措施中效果最优。

结 论

主要研究结论

本文针对漂浮式海上风力机的经典气动弹性稳定性与功率输出稳定性问题，建立了浮式风力机非线性与线性动力学仿真模型，从现象、机理和控制三个层面进行了较为全面的研究，主要研究内容与结论如下：

(1) 建立了一套适用于漂浮式风力机气弹响应数值仿真的线性与非线性分析模型。该模型全面考虑了准定常与非定常气动效应，支持时域与频域分析，适用于运行与停机工况，并高度耦合结构、气动、水动力、伺服控制及系泊系统等多物理场因素，为漂浮式风力机的气弹稳定性研究提供了可靠且高效的分析工具。

(2) 以模态阻尼比为指标对漂浮式风力机在正常运行状态下的经典气动弹性稳定性进行了频域研究。研究结果表明，浮体模态受到气动阻尼和水动力阻尼的联合作用。气动阻尼对纵荡、纵摇和艏摇模态的影响显著，其中艏摇模态的气动阻尼比超过 25%；而横荡、垂荡和横摇模态的气动阻尼则均低于 2%。在水动力阻尼方面，辐射阻尼和粘性阻尼对纵荡和横荡的贡献较大，但对纵摇和横摇的作用有限，垂荡和艏摇几乎不受水动力阻尼的影响。总体而言，纵荡、横荡、纵摇和艏摇模态的总阻尼比高于 25%，横摇约为 8%，而垂荡阻尼相对较小。此外，风力机整机模态分析显示，叶轮前三阶挥舞和摆振模态，以及塔筒一阶前后和侧向模态均具有显著的正气动阻尼，其叶片挥舞模态在额定风速下的气动阻尼比可超过 60%。在全运行风速和全模态范围内，未观测到负阻尼现象，表明漂浮式风力机在正常发电运行条件下不存在因阻尼不足而导致的失稳风险。

(3) 对漂浮式风力机在停机静止状态下的气动弹性稳定性进行了时域和频域分析。线性频域稳定性分析表明，在停机静止状态下，漂浮式风力机可能由于失速引发叶片摆振、塔筒侧向振动和平台艏摇模态的失速颤振，且失稳风险受到风偏角与叶轮方位角的共同影响。此外，在特定方位角条件下，平台艏摇和叶片摆振的失稳风险可以得到显著缓解。频域研究还揭示了失速颤振的诱发机理为叶尖区域叶素失速导致了气动负阻尼效应。平台横摇和横荡模态虽受到气动负阻尼的影响，但水动力正阻尼能够有效补偿气动负阻尼，确保浮体模态的动力稳定。模态分析进一步揭示了挥舞和摆振模态之间的复杂气动耦合关系。多模态稳定性评估揭示了风力机在失速颤振方面的安全裕度，并基于此提出了主动控制策略，以降低漂浮式风力机在全模态下的失速颤振风险。非线性时域分析进一步探讨了瞬态失稳响应，结果表明，当某一模态的总阻尼为负时，其响应可能最终演化为极限环振荡。时域分析确定的失稳风偏角区域与频域分析结果高度一致，但后者更为保守。叶片失

稳在平台自由度中仅引发较小幅值的高频振动，而塔筒响应对叶片失稳较为敏感，叶片摆振失稳会激发相应频率的气动载荷作用于塔筒，从而导致塔筒发生显著的强迫振动。

(4) 通过引入动态失速模型，将风力机停机状态下的气弹稳定性研究扩展至非定常框架。首先，基于 IAG 动态失速模型并结合两分离点假设，改进得到 AeroHor 动态失速模型，并通过气动力迟滞曲线验证了其准确性。动态失速对非线性失速颤振的发展具有抑制作用。尽管不同动态失速模型均能再现较高精度的气动力迟滞环，但不同模型计算得到的气弹稳态响应仍存在显著差异。此外，本研究计算了振幅依存的气动阻尼，并结合功—能分析探讨了非定常失速颤振的发展机理。研究发现，随着振幅的增加，气动负阻尼逐渐减弱并趋于零阻尼状态，从而使结构进入限幅振荡。做功分析表明，气动力正功最终会与结构阻尼负功相互抵消，使动力系统达到稳定振荡状态。

(5) 提出了一种在风力机叶尖安装涡流发生器从而降低失速颤振发生风险的气动控制措施。以 NREL 5 MW 和 IEA 15 MW 风力机为研究对象，结合粒子群优化算法与快速优化方法，确定了涡流发生器的最优参数配置。数值分析表明，涡流发生器阵列可以有效降低摆振失稳风险，分别使两种风力机失稳发生的风偏角范围缩小 29.69% 和 22.95%，并显著降低失稳发生时的极限环振荡幅值。研究还发现，仅考虑 0° 方位角即可满足优化涡流发生器布置的工程需求，且叶尖安装涡流发生器阵列能提高失速颤振发生的临界风速，同时对风力机正常发电运行性能几乎无负面影响。优化涡流发生器布置能改善塔筒侧向振动特性，但可能对平台艏摇产生轻微不利影响。

(6) 研究了浮体纵荡作用下的气动非定常效应、PID 控制器作动及功率振荡现象，开发了功率振荡的状态空间观测模型。提出了动态入流数学模型的离散—连续转换方法，成功将 Ferreira 和 Larsen-Madsen 动态入流模型转化为时间连续形式，并通过时域仿真验证了该转化的准确性。对时间连续的 Ferreira 动态入流模型进行了线性化，并将其集成进线性、连续的状态空间模型中。将经典 PID 控制器表达为状态空间形式，并对其进行了线性化处理，得到了适用于线性系统的状态空间 PID 控制器。时域仿真验证了不同 PID 控制器在处理稳态问题中的一致性。将线性状态空间中的动态入流模型和 PID 控制器进行了耦合，并建立了功率观测方程。通过时域仿真验证了该耦合模型在风力机功率振荡预测中的精度。

(7) 针对大型漂浮式风力机在气动弹性大变形情况下引起能量损失问题，从现象、机理和补偿措施三个层面开展了系统研究。建立了能量损失的理论分析模型，以 IEA 22 MW 风力机为例，通过与 OpenFAST 模拟结果的对比，验证了模型的准确性。以 AEP 为指标，量化了叶片、塔筒和浮式平台的静位移与静倾角引起的能量损失。研究结果表明，气动弹性效应和风力机结构布置使 IEA 22 MW 风力

机的年发电量减少了 2.88%。此外，研究还发现攻角偏移与功率损失之间存在显著的线性映射关系，功率的下降主要源于气弹大变形引起的叶素局部攻角下降。为补偿气弹大变形引起的能量损失，提出了四种补偿方法：叶片预弯、预扭、桨距角校正和 TSR 校正。AEP 评估结果表明，TSR 校正技术可使 AEP 损失减少约 1.62%。

主要创新点

本论文的创新点主要体现在以下方面：

(1) 系统性研究了漂浮式风力机在多工况下的失速颤振问题。利用非线性与线性浮式风力机动力学模型，结合时域与频域分析方法，从准定常和非定常视角分析了浮式风力机的时域失稳响应和频域阻尼特性，发展了较为全面的浮式风力机失速颤振分析方法。

(2) 发展了主被动结合的漂浮式风力机失速颤振控制方法。明确了浮式风力机多模态失速颤振的安全裕度，并由此制订了浮式风力机失速颤振的主动逃逸控制策略；提出了基于涡流发生器的失速颤振被动控制方案，实现了缩小失速颤振风偏角范围和提高失速颤振临界风速的双重目标。

(3) 建立了涵盖刚体运动、气动非定常、伺服系统及状态观测的状态空间一体化分析模型，实现了对浮体纵荡运动下风力机功率波动的高效预测。以年发电量为指标量化了气弹大变形对能量损失的影响，从攻角偏移的角度分析了能量损失机理，并提出了能量补偿策略，可使漂浮式风力机年发电量提升 1.62%。

研究展望

本文系统分析了漂浮式风力机的气动弹性稳定性问题，涉及失稳现象、诱发机理及控制策略等多个方面，为全面深入理解风力机失稳问题提供了参考。然而，本研究仍存在一定局限性，有待进一步完善：

(1) 高保真气动力计算：本研究采用了叶素动量理论和准定常升阻力模型等中等保真度的气动力计算方法。虽然该方法能够高效进行频域分析和快速时域仿真，但未来应引入 CFD 等高保真方法，以提高失稳问题的模拟精度。

(2) 非线性结构效应：本文采用了线性结构动力有限元方法，未充分考虑叶片大变形引发的非线性效应，使得失稳的极限环仿真仅考虑了气动非线性的贡献。未来的研究应引入非线性结构有限元分析，以更准确地描述失稳发展的物理机制。

(3) 流固耦合视角：当前对失速颤振响应的非线性收敛及极限环振荡现象的分析仍主要基于结构动力学视角，包括阻尼特性和做功分析。未来的研究应进一步从流体与结构相互作用的角度展开，特别是风力机振动干扰下的流场演化规律，以及流场对结构气动载荷的反馈等，以深化对失稳机理的理解。

(4) 动态失速模型适用性的探讨：本研究采用的动态失速模型基于翼型扭转实验中的气动力迟滞环进行开发和验证。然而在叶片失稳导致受弯运动的场景下，翼型经历大范围平动，其流场状态与扭转实验中的情况有所不同。将叶片弯曲振动的影响等效为扭转攻角，是一种类似准定常的处理方式，这涉及流场的可叠加性，其合理性有待进一步探讨。

(5) 实验验证技术的引入：本研究主要依赖解析和数值仿真方法，未来应进一步探索实验验证方法，特别是在失稳控制策略与能量补偿技术的应用评估方面，以提升研究成果的工程适用性。

参考文献

- [1] Beller C. Urban wind energy: [Dissertation]. Copenhagen: Technical University of Denmark, 2011
- [2] International Renewable Energy Agency. Wind Energy, n.d. <https://www.irena.org/Energy-Transition/Technology/Wind-energy>. Accessed: 2025-02-13
- [3] Hansen M H. Aeroelastic instability problems for wind turbines. *Wind Energy*, 2007, 10(6): 551–577
- [4] Lundsager P, Petersen H, Frandsen S. The dynamic behaviour of the stall-regulated Nibe A wind turbine. Measurements and a model for stall-induced vibrations. Technical report, Risø National Laboratory, Copenhagen, Denmark, 1981
- [5] Friis P T, Markkilde P S, Thomsen K, et al. Loads for wind turbines in inhomogeneous terrain. Technical report, Risø National Laboratory, Copenhagen, Denmark, 1991
- [6] 王景全, 陈政清. 试析海上风机在强台风下叶片受损风险与对策——考察红海湾风电场的启示. *中国工程科学*, 2010, 12(11): 32–34
- [7] Men J Y, Ma G, Ma Q W, et al. Aeroelastic instability analysis of floating offshore and onshore wind turbines under extreme conditions. *Ocean Engineering*, 2024, 296: 117014
- [8] Bir G, Jonkman J. Aeroelastic instabilities of large offshore and onshore wind turbines. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Copenhagen, 2007, 012069
- [9] Bayati I, Belloli M, Bernini L, et al. UNAFLOW project: UNsteady Aerodynamics of FLOating Wind turbines. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Milano, 2018, 072037
- [10] Johlas H M, Martínez-Tossas L A, Churchfield M J, et al. Floating platform effects on power generation in spar and semisubmersible wind turbines. *Wind Energy*, 2021, 24(8): 901–916
- [11] MacAskill A, Mitchell P. Offshore wind—An overview. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Energy and Environment*, 2013, 2(4): 374–383
- [12] Barthelmie R J, Courtney M, Højstrup J, et al. The Vindeby project: A description. 1994.
- [13] Skaare B, Nielsen F G, Hanson T D, et al. Analysis of measurements and simulations from the Hywind Demo floating wind turbine. *Wind Energy*, 2015, 18(6): 1105–1122

- [14] Jacobsen A, Godvik M. Influence of wakes and atmospheric stability on the floater responses of the Hywind Scotland wind turbines. *Wind Energy*, 2021, 24(2): 149–161
- [15] Jonkman J, Butterfield S, Musial W, et al. Definition of a 5-MW reference wind turbine for offshore system development. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2009
- [16] Bak C, Zahle F, Bitsche R, et al. Description of the DTU 10 MW reference wind turbine. Technical report, DTU Wind Energy, Copenhagen, Denmark, 2013
- [17] Gaertner E. Definition of the IEA 15-Megawatt offshore reference wind. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2020
- [18] Zahle F, Barlas T, Lonbaek K, et al. Definition of the IEA Wind 22-Megawatt offshore reference wind turbine. Technical report, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden, CO (United States), 2024
- [19] Jonkman J. Definition of the floating system for Phase IV of OC3. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2010
- [20] Robertson A, Jonkman J, Masciola M, et al. Definition of the semisubmersible floating system for phase II of OC4. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2014
- [21] Robertson A, Jonkman J, Vorpahl F, et al. Offshore code comparison collaboration continuation within IEA wind task 30: Phase II results regarding a floating semisubmersible wind system. In: Proc of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. San Francisco, 2014, V09BT09A012
- [22] Yu W, Müller K, Lemmer F, et al. Public definition of the two LIFES50+ 10MW floater concepts. Technical report, LIFES50+ deliverable, 2017
- [23] Allen C, Viscelli A, Dagher H, et al. Definition of the UMaine VolturnUS-S reference platform developed for the IEA wind 15-Megawatt offshore reference wind turbine. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2020
- [24] Jonkman J M. Dynamics modeling and loads analysis of an offshore floating wind turbine: [Dissertation]. Boulder: University of Colorado, 2007
- [25] Robertson A, Jonkman J, Musial W, et al. Offshore code comparison collaboration, continuation: Phase II results of a floating semisubmersible wind system. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2014
- [26] Hansen M. Aerodynamics of wind turbines. London: Earthscan, 2008

- [27] Otter A, Murphy J, Pakrashi V, et al. A review of modelling techniques for floating offshore wind turbines. *Wind Energy*, 2022, 25(5): 831–857
- [28] Morison J R, Johnson J W, Schaaf S A. The force exerted by surface waves on piles. *Journal of Petroleum Technology*, 1950, 2(05): 149–154
- [29] Wendt F F, Robertson A, Jonkman J M, et al. Verification of new floating capabilities in FAST v8. In: Proc of 33rd Wind Energy Symposium. Kissimmee, 2015, 1204
- [30] Cummins W E. The impulse response function and ship motions. In: Proc of Symposium on Ship Theory at the Institut flir Schiffbau der Universitit Hamburg. Hamburg, 1962, 1–11
- [31] Armesto J A, Guanche R, Jesus F d, et al. Comparative analysis of the methods to compute the radiation term in Cummins'equation. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*, 2015, 1(4): 377–393
- [32] 任永礼. 海上漂浮式风机动力学一体化建模方法及抗船撞性能研究: [湖南大学博士学位论文]. 长沙: 湖南大学, 2024
- [33] Steinacker H, Lemmer F, Raach S, et al. Efficient multibody modeling of offshore wind turbines with flexible substructures. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Delft, 2022, 042007
- [34] Høeg C, Zhang Z L. The influence of different mooring line models on the stochastic dynamic responses of floating wind turbines. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Milano, 2018, 062016
- [35] Fontanella A, Bayati I, Taruffi F, et al. A 6-DOFs hardware-in-the-loop system for wind tunnel tests of floating offshore wind turbines. In: Proc of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Glasgow, 2019, V010T09A055
- [36] Belloli M, Bayati I, Facchinetti A, et al. A hybrid methodology for wind tunnel testing of floating offshore wind turbines. *Ocean Engineering*, 2020, 210(9): 107592
- [37] Fontanella A, Daka E, Novais F, et al. Controller design for model-scale rotors and validation using prescribed motion. *Wind Energy Science*, 2023, 8(9): 1351–1368
- [38] Helder J, Pietersma M. UMaine–DeepCwind/OC4 semi floating wind turbine repeat tests. Technical report, University of Maine, 2013
- [39] 陈政清. 桥梁风工程. 北京: 人民交通出版社, 2005
- [40] Manolas D I, Chaviaropoulos P K, Riziotis V A. Assessment of vortex induced vibrations on wind turbines. In: Proc of WindEurope Annual Event. Bilbao, 2022, 012011
- [41] Pirrung G R, Grinderveslev C, Sørensen N N, et al. Vortex-induced vibrations of wind turbines: From single blade to full rotor simulations. *Renewable Energy*, 2024, 226: 120381

- [42] Ebstrup K, Sørensen N N, Bertagnolio F, et al. Numerical investigation of vortex-induced forces on a wind turbine tower segment at very high Reynolds numbers. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Florence, 2024, 022048
- [43] Viré A, Derksen A, Folkersma M, et al. Two-dimensional numerical simulations of vortex-induced vibrations for wind turbine towers. Wind Energy Science Discussions, 2019, 2019: 1–19
- [44] Kitagawa T, Wakahara T, Fujino Y, et al. An experimental study on vortex-induced vibration of a circular cylinder tower at a high wind speed. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1997, 69-71: 731–744
- [45] Arnold M, Filopoulos S, White W, et al. A semi-empirical model for time-domain tower vortex induced vibration load simulations of wind turbines. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Florence, 2024, 022032
- [46] Chen C, Zhou J W, Li F M, et al. Nonlinear vortex-induced vibration of wind turbine towers: Theory and experimental validation. Mechanical Systems and Signal Processing, 2023, 204: 110772
- [47] Zou F, Riziotis V, Voutsinas S, et al. Analysis of vortex-induced and stall-induced vibrations at standstill conditions using a free wake aerodynamic code. Wind Energy, 2015, 18(12): 2145–2169
- [48] Skrzypinski W, Gaunaa M, Sørensen N, et al. Vortex-induced vibrations of a DU96-W-180 airfoil at 90° angle of attack. Wind Energy, 2014, 17(10): 1495–1514
- [49] Heinz J C, Sørensen N N, Zahle F, et al. Vortex-induced vibrations on a modern wind turbine blade. Wind Energy, 2016, 19(11): 2041–2051
- [50] Horcas S, Barlas T, Zahle F, et al. Vortex induced vibrations of wind turbine blades: Influence of the tip geometry. Physics of Fluids, 2020, 32(6)
- [51] Ericsson L E, Reding J P. Stall-flutter analysis. Journal of Aircraft, 1972, 10(1): 5–13
- [52] Crimi P. Analysis of stall flutter of a helicopter radar blade. Technical report, NASA Langley Research Center, Hampton, VA (United States), 1973
- [53] Santhanam C, Riva R, Knudsen T. Surrogate models for predicting stall-induced vibrations on wind turbine blades. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Delft, 2022, 032005
- [54] Santhanam C, Riva R, Knudsen T. A study of stall-induced vibrations using surrogate-based optimization. Renewable Energy, 2023, 214: 201–215
- [55] Stettner M, Reijerkerk M J, Lünenschloß A, et al. Stall-induced vibrations of the AVATAR rotor blade. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. München, 2016, 042019

- [56] Skrzypinski W, Gaunaa M. Wind turbine blade vibration at standstill conditions—the effect of imposing lag on the aerodynamic response of an elastically mounted airfoil. *Wind Energy*, 2015, 18(3): 515–527
- [57] Hansen M H. Improved modal dynamics of wind turbines to avoid stall-induced vibrations. *Wind Energy*, 2003, 6(2): 179–195
- [58] Hansen M. Aeroelastic stability analysis of wind turbines using an eigenvalue approach. *Wind Energy*, 2004, 7(2): 133–143
- [59] Chav iaropoulos P. Flap/lead-lag aeroelastic stability of wind turbine blades. *Wind Energy*, 2001, 4(4): 183–200
- [60] Bir G. Multi-blade coordinate transformation and its application to wind turbine analysis. In: Proc of 46th AIAA aerospace sciences meeting and exhibit. Reno, 2008, 1300
- [61] Coleman R P, Feingold A M. Theory of self-excited mechanical oscillations of helicopter rotors with hinged blades. Technical report, National Aeronautics and Space Administration, 1957
- [62] Petersen J T, Madsen H A, Björck A, et al. Prediction of dynamic loads and induced vibrations in stall. Technical report, Risø National Laboratory, Copenhagen, Denmark, 1998
- [63] Thomsen K, Petersen J T, Nim E, et al. A method for determination of damping for edgewise blade vibrations. *Wind Energy*, 2000, 3(4): 233–246
- [64] Chen B, Zhang Z L, Hua X G, et al. Identification of aerodynamic damping in wind turbines using time-frequency analysis. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2017, 91: 198–214
- [65] Jonkman J M, Jonkman B J. FAST modularization framework for wind turbine simulation: full-system linearization. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. München, 2016, 082010
- [66] Jonkman J M, Wright A D, Hayman G J, et al. Full-system linearization for floating offshore wind turbines in OpenFAST. In: Proc of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Madrid, 2018, V001T01A028
- [67] Markou H, Hansen M H, Buhl T, et al. Aeroelastic stability and control of large wind turbines-main results. In: Proc of European Wind Energy Conference and Exhibition. Milan, 2007
- [68] Heinz J C, Sørensen N N, Riziotis V, et al. Aerodynamics of large rotors. WP4. Deliverable 4.5. Technical report, ECN Wind Energy, Petten, Netherlands, 2016

- [69] Wang K, Riziotis V A, Voutsinas S G. Aeroelastic stability of idling wind turbines. *Wind Energy Science*, 2017, 2(2): 415–437
- [70] Branlard E, Jonkman B, Pirrung G, et al. Dynamic inflow and unsteady aerodynamics models for modal and stability analyses in OpenFAST. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Delft, 2022, 032044
- [71] Politis E S, Chaviaropoulos P K, Riziotis V A, et al. Stability analysis of parked wind turbine blades. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Marseille, 2009, 16–19
- [72] Mallik W, Raveh D E. Aerodynamic damping investigations of light dynamic stall on a pitching airfoil via modal analysis. *Journal of Fluids and Structures*, 2020, 98: 103111
- [73] Meng F Z, Lio A W, Riva R. Reduced-order modelling of floating offshore wind turbine: Aero-hydro-elastic stability analysis. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Florence, 2024, 062012
- [74] Theodorsen T. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. Technical report, NACA. Langley Aeronautical Laboratory Langley Field, VA(United States), 1935
- [75] Hansen M, Sørensen J, Voutsinas S, et al. State of the art in wind turbine aerodynamics and aeroelasticity. *Progress in Aerospace Sciences*, 2006, 42(4): 285–330
- [76] Resor B R, Owens B C, Griffith D T. Aeroelastic instability of very large wind turbine blades. In: Proc of European Wind Energy Conference Annual Event. Copenhagen, 2012
- [77] Kelley C L, Paquette J. Investigation of flutter for large, highly flexible wind turbine blades. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Delft, 2020, 052078
- [78] Lobitz D W. Aeroelastic stability predictions for a MW-sized blade. *Wind Energy*, 2004, 7(3): 211–224
- [79] Lobitz D W. Parameter sensitivities affecting the flutter speed of a MW-sized blade. In: Proc of 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 2005
- [80] Hansen M. Stability analysis of three-bladed turbines using an eigenvalue approach. In: Proc of 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 2004
- [81] Owens B C, Resor B, Griffith D T, et al. Impact of modeling approach on flutter predictions for very large wind. In: Proc of American Helicopter Society 69th Annual Forum. Phoenix, 2013
- [82] Theodorsen T, Garrick I E. Mechanism of flutter: A theoretical and experimental investigation of the flutter problem. Technical report, NACA Langley Field, VA(United States), 1940

- [83] Lu M M, Ke S T, Wu H X, et al. A novel forecasting method of flutter critical wind speed for the 15 MW wind turbine blade based on aeroelastic wind tunnel test. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2022, 230: 105195
- [84] Manwell J F, McGowan J G, Rogers A L. *Wind energy explained: Theory, Design and Application*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2010
- [85] Tibaldi C, Kim T, Larsen T J, et al. An investigation on wind turbine resonant vibrations. *Wind Energy*, 2016, 19(5): 847–859
- [86] Torres A, Gil J, Plaza A, et al. 4P operational harmonic and blade vibration in wind turbines: A real case study of an active yaw system and a concrete tower. *Renewable Energy*, 2024, 227: 120503
- [87] Trigaux F, Chatelain P, Winckelmans G. Impact of rotor size on the aeroelastic behavior of large turbines: A LES study using flexible actuator lines. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Florence, 2024, 022062
- [88] Linscott B S, Dennett J T, Gordon L H. Mod-2 wind turbine development project. Technical report, NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH (United States), 1981
- [89] Hau E, Renouard H. *Wind turbines: Fundamentals, Technologies, Application, Economics*. Springer, 2006
- [90] 陈寧. 大型风力机气动阻尼识别与叶片抑颤研究: [湖南大学博士学位论文]. 长沙: 湖南大学, 2018
- [91] Capuzzi M, Pirrera A, Weaver P. A novel adaptive blade concept for large-scale wind turbines. Part I: Aeroelastic behaviour. *Energy*, 2014, 73: 15–24
- [92] Capuzzi M, Pirrera A, Weaver P. A novel adaptive blade concept for large-scale wind turbines. Part II: Structural design and power performance. *Energy*, 2014, 73: 25–32
- [93] Ng B F, Palacios R, Kerrigan E C, et al. Aerodynamic load control in horizontal axis wind turbines with combined aeroelastic tailoring and trailing-edge flaps. *Wind Energy*, 2016, 19(2): 243–263
- [94] Larwood S. Flutter of variations on a 5 MW swept wind turbine blade. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2016, 138(2): 024504
- [95] Li Z, Sun D, Guo J, et al. A damping blade for wind turbine and its flutter suppressing analysis. *Recent Patents on Mechanical Engineering*, 2015, 8(2): 132–139
- [96] Sun D G, Guo J J, Song Y, et al. Flutter stability analysis of a perforated damping blade for large wind turbines. *Journal of Sandwich Structures & Materials*, 2017, 21(3): 973–989
- [97] 宋兆泓, 孔瑞莲, 魏星禄等. 风机叶片的防颤设计与试验分析. *航空动力学报*, 1987, (4): 328–331

- [98] Huang X, Yang J, Gao Z, et al. Output power and wake flow characteristics of a wind turbine with swept blades. *Machines*, 2022, 10(10): 876
- [99] Chaviaropoulos P, Politis E, Lekou D, et al. Enhancing the damping of wind turbine rotor blades, the DAMPBLADE project. *Wind Energy*, 2006, 9(1-2): 163–177
- [100] Altay O, Taddei F, Butenweg C, et al. Vibration mitigation of wind turbine towers with tuned mass dampers. *Wind Turbine Control and Monitoring*, 2014. 337–373
- [101] Zhang Z L. Optimal tuning of the tuned mass damper (TMD) for rotating wind turbine blades. *Engineering Structures*, 2020, 207: 110209
- [102] Stewart G M, Lackner M A. The impact of passive tuned mass dampers and wind-wave misalignment on offshore wind turbine loads. *Engineering Structures*, 2014, 73: 54–61
- [103] Zhang Z L, Staino A, Basu B, et al. Performance evaluation of full-scale tuned liquid dampers (TLDs) for vibration control of large wind turbines using real-time hybrid testing. *Engineering Structures*, 2016, 126: 417–431
- [104] Zhang Z L, Basu B, Nielsen S R. Tuned liquid column dampers for mitigation of edgewise vibrations in rotating wind turbine blades. *Structural Control and Health Monitoring*, 2015, 22(3): 500–517
- [105] Chen B, Zhang Z L, Hua X G, et al. Optimal calibration of a tuned liquid column damper (TLCD) for rotating wind turbine blades. *Journal of Sound and Vibration*, 2022, 521: 116565
- [106] Sarkar S, Fitzgerald B. Vibration control of spar-type floating offshore wind turbine towers using a tuned mass-damper-inerter. *Structural Control and Health Monitoring*, 2020, 27(1): e2471
- [107] Zhang Z L, Fitzgerald B. Tuned mass-damper-inerter (TMDI) for suppressing edge-wise vibrations of wind turbine blades. *Engineering Structures*, 2020, 221: 110928
- [108] Fitzgerald B, Basu B. Cable connected active tuned mass dampers for control of in-plane vibrations of wind turbine blades. *Journal of Sound and Vibration*, 2014, 333(23): 5980–6004
- [109] Fitzgerald B, Sarkar S, Staino A. Improved reliability of wind turbine towers with active tuned mass dampers (ATMDs). *Journal of Sound and Vibration*, 2018, 419: 103–122
- [110] Politakis G, Haans W, Bussel G. Suppression of classical flutter using a 'smart blade'. In: Proc of 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 2008, 1301
- [111] Chen C, Zhou J, Li F, et al. Stall-induced vibrations analysis and mitigation of a wind turbine rotor at idling state: Theory and experiment. *Renewable Energy*, 2022, 187: 710–727

- [112] Abbas N J, Bortolotti P, Kelley C, et al. Aero-servo-elastic co-optimization of large wind turbine blades with distributed aerodynamic control devices. *Wind Energy*, 2023, 26(8): 763–785
- [113] Shen J W, Yang M, Chopra I. Swashplateless helicopter rotor system with active trailing-edge flaps for primary and vibration controls. In: Proc of 45th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics & Materials Conference. Palm Springs, 2004
- [114] Krishnappa L, Sander A, Thoben K D. Aerodynamic devices to reduce/suppress vortex induced vibrations on a wind turbine tower: A review. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Delft, 2022, 032053
- [115] Baldacchino D, Ferreira C, Tavernier D D, et al. Experimental parameter study for passive vortex generators on a 30% thick airfoil. *Wind Energy*, 2018, 21(9): 745–765
- [116] Baldacchino D. Vortex generators for flow separation control: Wind turbine applications: [Dissertation]. Delft: Delft University of Technology, 2019
- [117] Troldborg N, Zahle F, Sørensen N N. Simulations of wind turbine rotor with vortex generators. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. München, 2016, 022057
- [118] Hansen M O L, Velte C M, Øye S, et al. Aerodynamically shaped vortex generators. *Wind Energy*, 2016, 19(3): 563–567
- [119] Moon H, Jeong J, Park S, et al. Numerical and experimental validation of vortex generator effect on power performance improvement in MW-class wind turbine blade. *Renewable Energy*, 2023, 212: 443–454
- [120] Zhao Z Z, Jiang R F, Feng J X, et al. Researches on vortex generators applied to wind turbines: A review. *Ocean Engineering*, 2022, 253: 111266
- [121] Xue S, Johnson B, Chao D, et al. Advanced aerodynamic modeling of vortex generators for wind turbine applications. In: Proc of European Wind Energy Conference (EWEC). Warsaw, 2010
- [122] Lynette R. Investigation of V o Generators for Au of Wind Turbine Performance. National Renewable Energy Laboratory: Boulder, CO(United States), 1996.
- [123] González Horcas S, Madsen M H A, Sørensen N N, et al. Suppressing vortex induced vibrations of wind turbine blades with flaps. Recent Advances in CFD for Wind and Tidal Offshore Turbines, 2019. 11–24
- [124] Martín-Alcántara A, Motta V, Tarantino A, et al. Design of a passive flow control solution for the mitigation of vortex induced vibrations on wind turbines blade sections as a response to extreme weather events. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 2023, 56: 103053

- [125] Gong D H, Zhou J W, Liu X F, et al. Modeling and vortex-induced vibrations of semi-submersible floating offshore wind turbines. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2024, 220: 111667
- [126] Naeini S F, Mazidi A, Afagh F F, et al. Flutter stability analysis of parked floating wind turbine blades. In: Proc of Canadian Society for Mechanical Engineering International Congress. Charlottetown, 2020
- [127] Fadaei S, Afagh F F, Langlois R G, et al. Numerical flutter analysis of a horizontal axis wind turbine blade with rotational tower base. In: Proc of Canadian Society for Mechanical Engineering International Congress. Charlottetown, 2023
- [128] Ahsan F, Griffith D T, Gao J. Modal dynamics and flutter analysis of floating offshore vertical axis wind turbines. *Renewable Energy*, 2022, 185: 1284–1300
- [129] Matha D. Model development and loads analysis of an offshore wind turbine on a tension leg platform with a comparison to other floating turbine concepts. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2010
- [130] Huang Y, Wan D. Investigation of interference effects between wind turbine and spar-type floating platform under combined wind-wave excitation. *Sustainability*, 2019, 12(1): 246
- [131] Fleming P, Gebraad P M, Lee S, et al. Simulation comparison of wake mitigation control strategies for a two-turbine case. *Wind Energy*, 2015, 18(12): 2135–2143
- [132] Mancini S, Boorsma K, Caboni M, et al. Characterization of the unsteady aerodynamic response of a floating offshore wind turbine. *Wind Energy Science Discussions*, 2020, 2020: 1–26
- [133] Chen Z, Wang X, Guo Y, et al. Numerical analysis of unsteady aerodynamic performance of floating offshore wind turbine under platform surge and pitch motions. *Renewable Energy*, 2021, 163: 1849–1870
- [134] Pustina L, Lugni C, Bernardini G, et al. Control of power generated by a floating offshore wind turbine perturbed by sea waves. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2020, 132: 109984
- [135] Lackner M A, Kuik G A M. The performance of wind turbine smart rotor control approaches during extreme loads. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2010, 132(6): 011008
- [136] Hall M. MoorDyn user' s guide. Technical report, Department of Mechanical Engineering, University of Maine: Orono, ME(United States), 2015

- [137] Tran T T, Kim D H. A CFD study of coupled aerodynamic-hydrodynamic loads on a semisubmersible floating offshore wind turbine. *Wind Energy*, 2018, 21(1): 70–85
- [138] Yang Y, Bashir M, Michailides C, et al. Development and application of an aero-hydro-servo-elastic coupling framework for analysis of floating offshore wind turbines. *Renewable Energy*, 2020, 161: 606–625
- [139] Chen L, Basu B, Nielsen S R. A coupled finite difference mooring dynamics model for floating offshore wind turbine analysis. *Ocean Engineering*, 2018, 162: 304–315
- [140] Jonkman J M. Dynamics of offshore floating wind turbines—model development and verification. *Wind Energy*, 2009, 12(5): 459–492
- [141] Blusseau P, Patel M H. Gyroscopic effects on a large vertical axis wind turbine mounted on a floating structure. *Renewable Energy*, 2012, 46: 31–42
- [142] Craig Jr R R, Kurdila A J. *Fundamentals of structural dynamics*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2006
- [143] Bathe K. *Finite Element Procedures*. Hoboken: Prentice Hall, 2006
- [144] Zhang Z L, Høeg C. Dynamics and control of spar-type floating offshore wind turbines with tuned liquid column dampers. *Structural Control and Health Monitoring*, 2020, 27(6): e2532
- [145] Tjavaras A A. The dynamics of highly extensible cables: [Dissertation]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 1996
- [146] Tjavaras A A, Zhu Q, Liu Y, et al. The mechanics of highly-extensible cables. *Journal of Sound and Vibration*, 1998, 213(4): 709–737
- [147] Gobat J, Grosenbaugh M. Time-domain numerical simulation of ocean cable structures. *Ocean Engineering*, 2006, 33(10): 1373–1400
- [148] Jiang C Y, Cao F F, Cui J, et al. Modification method and impact analysis of aerodynamic loads for fixed wind-wave hybrid devices. *Ocean Engineering*, 2024, 293: 116594
- [149] Spera D A. *Wind turbine technology: Fundamental concepts of wind turbine engineering*. New York: American Society of Mechanical Engineers Press, 1994
- [150] Silva C T, Donadon M V. Unsteady blade element-momentum method including returning wake effects. *Journal of Aerospace Technology and Management*, 2013, 5(1): 27–42
- [151] Moriarty P J, Hansen A C. AeroDyn theory manual. Technical report, National Renewable Energy Laboratory, Golden, CO (US), 2005
- [152] Pitt D M, Peters D A. Theoretical prediction of dynamic-inflow derivatives. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Bristol, 1980, No.47

- [153] Øye S. Unsteady wake effects caused by pitch–angle changes. In: Proc of IEA R&D WECS Joint Action on Aerodynamics of Wind Turbines, 1st Symposium. Stockholm, 1986, 58–79
- [154] Øye S. A simple vortex model of a turbine rotor. In: Proc of Third IEA Symposium on Aerodynamics of Wind Turbines. Harwell, 1990, 4.1–4.15
- [155] Schepers J G. Engineering models in wind energy aerodynamics: [Dissertation]. Delft: Delft University of Technology, 2012
- [156] Larsen T J, Madsen H A. On the way to reliable aeroelastic load simulation on VAWT's. In: Proc of European Wind Energy Conference & Exhibition. Vienna, 2013
- [157] Laino D J, Hansen A C. User's guide to the wind turbine aerodynamics computer software AeroDyn. Technical report, National Renewable Energy Laboratory(NREL), Golden, CO (United States), 2002
- [158] Larsen T J, Hansen A M. How 2 HAWC2, the user's manual. Risø National Laboratory, Copenhagen, Denmark, 2007
- [159] Lindenburg C. PHATAS release "NOV-2003" and "APR-2005" user's manual. Technical report, ECN, Petten, Netherlands, 2005
- [160] Ferreira C, Yu W, Sala A, et al. Dynamic inflow model for a floating horizontal axis wind turbine in surge motion. Wind Energy Science, 2022, 7(2): 469–485
- [161] Benson T. Inclination Effects on Lift, n.d. <https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/VirtualAero/BottleRocket/airplane/incline.html>. Accessed: 2025-01-10
- [162] McCroskey W J. The phenomenon of dynamic stall. Technical report, NASA Ames Research Center Moffett Field, CA(United States), 1981
- [163] Leishman G J. Principles of helicopter aerodynamics with CD extra. Cambridge: Cambridge University Press, 2006
- [164] Leishman J G, Beddoes T. A semi-empirical model for dynamic stall. Journal of the American Helicopter Society, 1989, 34(3): 3–17
- [165] Snel H. Heuristic modelling of dynamic stall characteristics. In: Proc of EWEC-Conference. Bookshop for Scientific Publications. Dublin, 1997, 429–433
- [166] Tran C, Petot D. Semi-empirical model for the dynamic stall of airfoils in view of the application to the calculation of responses of a helicopter blade in forward flight. Technical report, Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales(ONERA), Palaiseau, France, 1980

- [167] Tarzanin F. Prediction of control loads due to blade stall. *Journal of the American Helicopter Society*, 1972, 17(2): 33–46
- [168] Øye S. Dynamic stall simulated as time lag of separation. In: Proc of The 4th IEA Symposium on the Aerodynamics of Wind Turbines. Rome, 1991, 28
- [169] McCormick B W. Aerodynamics, Aeronautics, and Flight Mechanics. Hoboken: John Wiley & Sons, 1994
- [170] Van Dao B, Penzien J. Comparison of treatments of non-linear drag forces acting on fixed offshore platforms. *Applied Ocean Research*, 1982, 4(2): 66–72
- [171] Barltrop N D, Adams A J. Dynamics of fixed marine structures. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2013
- [172] EN B, et al. Eurocode 1: Actions on Structures—Part 1–4: General Actions—Wind Actions. Technical report, British Standard, 2005
- [173] Shirzadeh R, Devriendt C, Bidakhvidi M A, et al. Experimental and computational damping estimation of an offshore wind turbine on a monopile foundation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2013, 120: 96–106
- [174] Chen C, Duffour P, Fromme P. Modelling wind turbine tower-rotor interaction through an aerodynamic damping matrix. *Journal of Sound and Vibration*, 2020, 489: 115667
- [175] Deleanu D. Theoretical Mechanics, Theory and Applications. Constanta: Nautica Publishing House, 2012
- [176] Johanning L, Bearman P, Graham J. Hydrodynamic damping of a large scale surface piercing circular cylinder in planar oscillatory motion. *Journal of Fluids and Structures*, 2001, 15(7): 891–908
- [177] Sarpkaya T. Wave forces on offshore structures. Cambridge: Cambridge University Press, 2010
- [178] Karimirad M, Meissonnier Q, Gao Z, et al. Hydroelastic code-to-code comparison for a tension leg spar-type floating wind turbine. *Marine Structures*, 2011, 24(4): 412–435
- [179] Li A J, Liu Y, Li H J. New analytical solutions to water wave radiation by vertical truncated cylinders through multi-term Galerkin method. *Meccanica*, 2019, 54: 429–450
- [180] Pecher A, Kofoed J P. Handbook of ocean wave energy. Cham: Springer Nature, 2017
- [181] Høeg C E, Zhang Z L. The influence of gyroscopic effects on dynamic responses of floating offshore wind turbines in idling and operational conditions. *Ocean Engineering*, 2021, 227: 108712

- [182] Christiansen S, Bak T, Knudsen T. Damping wind and wave loads on a floating wind turbine. *Energies*, 2013, 6(8): 4097–4116
- [183] Xu G Q, Yu W, Sciacchitano A, et al. An experimental study of the unsteady aerodynamics of a DU91-W2-150 airfoil at large angles of attack. *Wind Energy*, 2025, 28(3): e2974
- [184] Kwan G Y. Investigation of idling instabilities in wind turbine simulations[Thesis]. Delft: Delft University of Technology, 2017
- [185] Allemand R J. A correlation coefficient for modal vector analysis. In: Proc of The 1st International Modal Analysis Conference. Orlando, 1982, 110–116
- [186] Petot D. Differential equation modeling of dynamic stall. *La Recherche Aerospatiale*(English Edition), 1989, (5): 59–72
- [187] Stäblein A R, Hansen M H, Pirrung G. Fundamental aeroelastic properties of a bend-twist coupled blade section. *Journal of Fluids and Structures*, 2017, 68: 72–89
- [188] Hansen M H, Gaunaa M, Madsen H A. A Beddoes-Leishman type dynamic stall model in state-space and indicial formulations. Technical report, Risø National Laboratory, Copenhagen, Denmark, 2004
- [189] Fung Y C. An introduction to the theory of aeroelasticity. New York: Courier Dover Publications, 2008
- [190] Khan M A. Dynamic stall modeling for wind turbines[Thesis]. Delft: Delft University of Technology, 2018
- [191] Gupta S, Leishman J G. Dynamic stall modelling of the S809 aerofoil and comparison with experiments. *Wind Energy*, 2006, 9(6): 521–547
- [192] Bangga G, Lutz T, Arnold M. An improved second order dynamic stall model for wind turbine airfoils. *Wind Energy Science Discussions*, 2020. 1–36
- [193] Pereira R. Validating the Beddoes-Leishman dynamic stall model in the horizontal axis wind turbine environment[Thesis]. Lisbon: University of Lisbon, 2010
- [194] Elgammi M, Sant T. A modified beddoes-leishman model for unsteady aerodynamic blade load computations on wind turbine blades. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2016, 138(5): 051009
- [195] Lohmann J. Non-linear stall-induced instability analysis of a parked rotor[Thesis]. Delft: Delft University of Technology, 2024
- [196] 刘雄, 梁湿, 陈严等. 风力机翼型动态失速气动特性仿真. *工程力学*, 2015, 32(3): 203–211
- [197] Pirrung G R, Madsen H A, Schreck S. Trailed vorticity modeling for aeroelastic wind turbine simulations in standstill. *Wind Energy Science*, 2017, 2(2): 521–532

- [198] Larsen J W, Nielsen S R, Krenk S. Dynamic stall model for wind turbine airfoils. *Journal of Fluids and Structures*, 2007, 23(7): 959–982
- [199] Karbasian H R, Esfahani J A, Aliyu A M, et al. Numerical analysis of wind turbines blade in deep dynamic stall. *Renewable Energy*, 2022, 197: 1094–1105
- [200] Grandis H, Maulana Y. Particle swarm optimization (PSO) for magnetotelluric (MT) 1D inversion modeling. In: Proc of Southeast Asian Conference on Geophysics. Bangkok, 2017, 012033
- [201] Gad A G. Particle swarm optimization algorithm and its applications: A systematic review. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 2022, 29(5): 2531–2561
- [202] De Tavernier D, Baldacchino D, Ferreira C. An integral boundary layer engineering model for vortex generators implemented in XFOIL. *Wind Energy*, 2018, 21(10): 906–921
- [203] Viterna L A, Corrigan R D. Fixed pitch rotor performance of large horizontal axis wind turbines. In: Proc of NASA Conference: Large Horizontal-Axis Wind Turbines. Cleveland, 1982
- [204] Larsen T J, Hanson T D. A method to avoid negative damped low frequent tower vibrations for a floating, pitch controlled wind turbine. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Copenhagen, 2007, 012073
- [205] De Pascali M, Fontanella A, Muggiasca S, et al. Influence of platform motion on the energy production of a floating wind farm. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Florence, 2024, 092046
- [206] IEC 61400-12-1: Power Performance Measurements of Electricity Producing Wind Turbines. British Standard, 2022.
- [207] Al-Khayat M, Majed A R. A new method for estimating the annual energy production of wind turbines in hot environments. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2024, 195: 114343
- [208] Rinker J, Gaertner E, Zahle F, et al. Comparison of loads from HAWC2 and OpenFAST for the IEA Wind 15 MW Reference Wind Turbine. In: Proc of The Science of Making Torque from Wind. Delft, 2020, 052052
- [209] Stäblein A R, Tibaldi C, Hansen M H. Using pretwist to reduce power loss of bend-twist coupled blades. In: Proc of 34th Wind Energy Symposium. San Diego, 2016, 1010
- [210] Zheng Y H, You Y G, Shen Y M. On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy. *Ocean Engineering*, 2004, 31(8): 1063–1082

致 谢

行文至此，方知七年时光忽然而已；回首凝望，更觉攻博岁月深沉厚重。本人学力有限，本文最终得以完成，离不开身边良师益友的帮助，他们为我的学术成长和人格健全不吝指导，谨以此文薄表谢意。

首先应该感谢我的导师华旭刚教授，华老师不嫌弃学生愚钝，在多年的学术培养中总是耐心等待我的成长。华老师在学术上的严谨细致令我深受熏陶，他曾为我的一篇论文修改数十次，修改时间前后长达数月，回想起他在深夜为我修改论文时的字斟句酌和对学术的孜孜以求，学生仍喟叹不如。生活上华老师总是慈父一般对待学生，留学荷兰期间他多次电话问候我的学习和生活情况，并总不忘询问我生活费是否充足，每每想起都深感承蒙华老师荫庇。

感谢在荷兰代尔夫特理工大学学习期间的导师 Carlos Simão Ferreira，是他给我机会得以接触代尔夫特理工大学在风力机领域的前沿研究，这对于开拓我的研究视野至关重要。在荷学习和生活期间，Carlos 总是以大男孩、大哥哥的姿态与我们相处，还记得他蹲坐在我旁边邀请我参加课题组组会时的谦逊，也难忘他在我取得小小科研进展时为我欢呼。感谢 Carlos 培养我自信乐观的性格，也惟愿他永远保持单纯开朗的人格底色。

还应该感谢在我攻博期间提供了无私帮助的陈超副教授和余畏助理教授。陈超副教授是一位为人谦和率真的学者，他在我科研的入门阶段与我进行了很多技术细节上的探讨，为我科研素养的积累投入了许多精力。余畏助理教授是一位始终精力充沛的、纯粹的科研工作者，她在百忙之中坚持每周与我进行科研上的交流，并在生活和心理健康上为我提供力所能及的帮助。余畏还鼓励我大胆培养硕士研究生，不仅为本论文的部分章节内容起到了重要作用，更是让我得到了终生难忘的科研和教学体验。

感谢刘光栋教授和陈政清院士，他们建设并发展了湖南大学风工程试验研究中心，为学生们提供了宝贵的科研平台。在风工程研究中心求学期间，我受益于诸多老师的指导：陈政清院士在听取我汇报时给予的认可和鼓励，李寿英老师、牛华伟老师和刘志文老师为我们讲授的风工程基础课程，黄智文老师帮我整理的减振技术文献，王文熙老师与我合作编写的风力机代码，封周权老师分享的科研习惯，陈宇老师推荐的有限元教材，以及陈捷老师和刘晓洁老师在实验及生活中的帮助，这些都让令我受益匪浅。

感恩攻博期间身边的同学们，尤其是在我博士论文撰写期间提供了很多帮助的任永礼、王圣淇、刘国良、陈卓、杨轩、崔搏宏，他们对我的博士论文提出了很

多宝贵的修改意见，并做了很多细致的校核工作。感谢同年进入华老师团队的王超群、张家斌、谢碧蓉、林阳、徐真、肖潇和姚志鹏，与他们共享的很多单纯美好的瞬间总让人怀念。

还应该感谢在荷兰留学期间 Claudia Muscari、Hugo Bento、Cristina Vitulano、Andrea Piccolo、Emanuele Sticchi、Maria Acquaviva、Ali Milani、Nirav Dangi、Kaj Hoefnagel、Fernanda Monteiro、Micha van Vliet 和徐冠群、潘静娜以及王文贤等人的陪伴与关爱，他们在孤单寒冷的冬天给予我许多温暖。感谢代尔夫特理工大学的硕士生 Jonas Lohmann 和丹麦技术大学的 Georg Pirrung 助理教授，他们对我论文第五章的研究工作给予了莫大帮助。此外，在本文第七章的研究过程中，美国国家可再生能源实验室的 Emmanuel Branlard 提供了具有变桨阶跃功能的 OpenFAST 二次开发版本，在此一并致谢。

还有许多未能在此一一提及的同学和朋友，在我攻博期间给予了无私的帮助和支持。他们的陪伴让这段旅程充满温暖，那些共同经历的欢笑，已成为我最珍贵的回忆。虽未具名致谢，但他们的善意与情谊，我始终铭记于心。

感谢国家留学基金委的资助，让我有机会前往荷兰代尔夫特理工大学学习。

文末，谨向多年来默默支持我的父母与姐姐致以最深切的谢意。若无家人的托举与守望，此文断难成章。

孟庆坤

2025 年 6 月于岳麓山

附录 A 攻读学位期间所发表的学术论文

- [1] **Meng Qingshen**, Hua Xugang, Chen Chao, Zhou Shuai, Liu Feipeng, Chen Zhengqing. Analytical study on the aerodynamic and hydrodynamic damping of the platform in an operating spar-type floating offshore wind turbine. *Renewable Energy*, 2022, 198: 772-788.
- [2] **Meng Qingshen**, Chen Chao, Hua Xugang, Yu Wei. Wind turbine stall-induced aeroelastic instability mitigation using vortex generators. *Wind Energy*, 2025, 28(4): e70004.
- [3] **Meng Qingshen**, Yu Wei, Wu Faming, Hua Xugang, Chen Chao. Stall-induced aeroelastic instability of floating offshore wind turbines: Comparison of frequency domain and time domain quasi-steady approaches. *Renewable Energy*, 2025, 251: 123174.
- [4] **Meng Qingshen**, Yu Wei. Surge motion-induced dynamic inflow effects in floating offshore wind turbines: A state prediction model. In *The Science of Making Torque from Wind*. Florence, 2024.
- [5] Hua Xugang, **Meng Qingshen**, Chen Bei, and Zhang Zili. Structural damping sensitivity affecting the flutter performance of a 10-MW offshore wind turbine. *Advances in Structural Engineering*, 2020, 23(14): 3037-3047.
- [6] Ren Yongli, **Meng Qingshen**, Chen Chao, Hua Xugang, Zhang Zili, Chen Zhengqing. Dynamic behavior and damage analysis of a spar-type floating offshore wind turbine under ship collision. *Engineering Structures*, 2022, 272: 114815.

附录 B 漂浮式风力机有限元结构矩阵

本附录详细介绍本文所推导的结构总体质量、阻尼和刚度矩阵。考虑到结构矩阵维度较大且结构复杂，本文采用分块形式对这些矩阵进行阐述。

质量矩阵 \mathbf{M}_s 由九个子矩阵组成，表示为：

$$\mathbf{M}_s = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_s^{b,b} & \mathbf{M}_s^{b,t} & \mathbf{M}_s^{b,p} \\ \mathbf{M}_s^{t,b} & \mathbf{M}_s^{t,t} & \mathbf{M}_s^{t,p} \\ \mathbf{M}_s^{p,b} & \mathbf{M}_s^{p,t} & \mathbf{M}_s^{p,p} \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

其中矩阵 $\mathbf{M}_s^{b,b}$ 表示叶片自身的质量特性，可以表示为：

$$\mathbf{M}_s^{b,b} = \begin{bmatrix} \int_{L_{1,1}} \mathbf{N}^T m_{1,1} \mathbf{N} dx \\ \ddots \\ \int_{L_{n_b,1}} \mathbf{N}^T m_{n_b,1} \mathbf{N} dx \\ \ddots \\ \int_{L_{n_b,3}} \mathbf{N}^T m_{n_b,3} \mathbf{N} dx \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

其中 n_b 表示每个叶片的叶素数量。

矩阵 $\mathbf{M}_s^{b,t}$ 反映了叶片和塔筒自由度之间的惯性耦合，可以表示为：

$$\mathbf{M}_s^{b,t} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \cdots & \int_{L_{1,1}} m_{1,1} \mathbf{N}^T dx \mathbf{T}_1^T \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & \int_{L_{n_b,1}} m_{n_b,1} \mathbf{N}^T dx \mathbf{T}_1^T \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & \int_{L_{n_b,3}} m_{n_b,3} \mathbf{N}^T dx \mathbf{T}_3^T \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

耦合矩阵 $\mathbf{M}_s^{b,p}$ 反映了叶片和平台之间的惯性耦合，可以表示为：

$$\mathbf{M}_s^{b,p} = \begin{bmatrix} \int_{L_{1,1}} m_{1,1} \mathbf{N}^T dx \mathbf{T}_1^T \tilde{\mathbf{A}}_1 \mathbf{Rot}^T \\ \vdots \\ \int_{L_{n_b,1}} m_{n_b,1} \mathbf{N}^T dx \mathbf{T}_1^T \tilde{\mathbf{A}}_1 \mathbf{Rot}^T \\ \vdots \\ \int_{L_{n_b,3}} m_{n_b,3} \mathbf{N}^T dx \mathbf{T}_3^T \tilde{\mathbf{A}}_3 \mathbf{Rot}^T \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

塔简单元自身的质量矩阵 $\mathbf{M}_s^{t,t}$ 表示为：

$$\mathbf{M}_s^{t,t} = \begin{bmatrix} \int_{L_1} \mathbf{N}^T m_1 \mathbf{N} dx & & \\ & \int_{L_2} \mathbf{N}^T m_2 \mathbf{N} dx & \\ & & \ddots \\ & & & \int_{L_{n_t}} \mathbf{N}^T m_{n_t} \mathbf{N} dx \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

其中 n_t 是塔筒建模所需要的单元数量。

$\mathbf{M}_s^{t,p}$ 是用于耦合塔筒和平台自由度的惯性，其具有以下形式：

$$\mathbf{M}_s^{t,p} = \begin{bmatrix} \int_{L_1} m_1 \mathbf{N}^T dx \tilde{\mathbf{A}} \mathbf{Rot}^T \\ \vdots \\ \int_{L_{n_t}} m_{n_t} \mathbf{N}^T dx \tilde{\mathbf{A}} \mathbf{Rot}^T \end{bmatrix} \quad (\text{B.6})$$

平台自由度对应的质量矩阵 $\mathbf{M}_s^{p,p}$ 是一个 6×6 的矩阵，其包含了平台质量特性 \mathbf{M}_p ， \mathbf{M}_p 为平台物理质量和水动力附加质量之和。此外，还应考虑叶片和塔筒质量的贡献：

$$\mathbf{M}_s^{p,p} = \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^{n_b} \int_{L_{i,j}} m_{i,j} dx \mathbf{Rot} \tilde{\mathbf{A}}_j^T \tilde{\mathbf{A}}_j \mathbf{Rot}^T + \sum_{i=1}^{n_t} \int_{L_i} m_i dx \mathbf{Rot} \tilde{\mathbf{A}}^T \tilde{\mathbf{A}} \mathbf{Rot}^T + \mathbf{M}_p \quad (\text{B.7})$$

式 (B.1) 中的其余子矩阵可以通过转置现有矩阵获得：

$$\mathbf{M}_s^{t,b} = \mathbf{M}_s^{b,t^T}, \mathbf{M}_s^{p,b} = \mathbf{M}_s^{b,p^T}, \mathbf{M}_s^{p,t} = \mathbf{M}_s^{t,p^T} \quad (\text{B.8})$$

阻尼矩阵 \mathbf{C}_s 包含结构的 Rayleigh 阻尼和陀螺阻尼，表示为：

$$\mathbf{C}_s = \mathbf{C}_{s,r} + \mathbf{C}_{s,gyr} \quad (\text{B.9})$$

其中， $\mathbf{C}_{s,gyr}$ 表示不对称的陀螺阻尼矩阵，表示为：

$$\mathbf{C}_{gyr} = \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{gyr}^{b,b} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{C}_{gyr}^{t,b} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{C}_{gyr}^{p,b} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (\text{B.10})$$

其中， $\mathbf{C}_{gyr}^{b,b}$ 具有以下形式：

$$\mathbf{C}_{gyr}^{b,b} = \begin{bmatrix} 2 \int_{L_{1,1}} \mathbf{N}^T m_{1,1} \boldsymbol{\Omega} \mathbf{N} dx \\ \ddots \\ 2 \int_{L_{n_b,1}} \mathbf{N}^T m_{n_b,1} \boldsymbol{\Omega} \mathbf{N} dx \\ \ddots \\ 2 \int_{L_{n_b,3}} \mathbf{N}^T m_{n_b,3} \boldsymbol{\Omega} \mathbf{N} dx \end{bmatrix} \quad (\text{B.11})$$

$\mathbf{C}_{gyr}^{t,b}$ 的表达式为：

$$\mathbf{C}_{gyr}^{t,b} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \cdots & 2\boldsymbol{\Omega}\mathbf{T}_1 \int_{L_{1,1}} m_{1,1} \mathbf{N} dx \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & 2\boldsymbol{\Omega}\mathbf{T}_1 \int_{L_{n_b,1}} m_{n_b,1} \mathbf{N} dx \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & 2\boldsymbol{\Omega}\mathbf{T}_3 \int_{L_{n_b,3}} m_{n_b,3} \mathbf{N} dx \end{bmatrix}^T \quad (\text{B.12})$$

$\mathbf{C}_{\text{gyr}}^{\text{p,b}}$ 可以表达为:

$$\mathbf{C}_{\text{gyr}}^{\text{p,b}} = \begin{bmatrix} 2\mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_1^T \Omega \mathbf{T}_1 \int_{L_{1,1}} m_{1,1} \mathbf{N} dx \\ \vdots \\ 2\mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_1^T \Omega \mathbf{T}_1 \int_{L_{n_b,1}} m_{n_b,1} \mathbf{N} dx \\ \vdots \\ 2\mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_3^T \Omega \mathbf{T}_3 \int_{L_{n_b,3}} m_{n_b,3} \mathbf{N} dx \end{bmatrix}^T \quad (\text{B.13})$$

结构刚度矩阵 \mathbf{K}_s 表达为:

$$\mathbf{K}_s = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_s^{\text{b,b}} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_s^{\text{t,b}} & \mathbf{K}_s^{\text{t,t}} & \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_s^{\text{p,b}} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (\text{B.14})$$

\mathbf{K}_s 是不对称的，且平台自由度的刚度为零。

叶片结构的刚度矩阵 $\mathbf{K}_s^{\text{b,b}}$ 是对角阵，其可以写成:

$$\mathbf{K}_s^{\text{b,b}} = \begin{bmatrix} \int_{L_{1,1}} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx \\ \ddots \\ \int_{L_{n_b,1}} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx \\ \ddots \\ \int_{L_{n_b,3}} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx \end{bmatrix} \quad (\text{B.15})$$

$\mathbf{K}_s^{\text{t,b}}$ 给出为:

$$\mathbf{K}_s^{\text{t,b}} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \cdots & \Omega \Omega \mathbf{T}_1 \int_{L_{1,1}} m_{1,1} \mathbf{N} dx \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & \Omega \Omega \mathbf{T}_1 \int_{L_{n_b,1}} m_{n_b,1} \mathbf{N} dx \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & \Omega \Omega \mathbf{T}_3 \int_{L_{n_b,3}} m_{n_b,3} \mathbf{N} dx \end{bmatrix}^T \quad (\text{B.16})$$

塔简单元的对角刚度矩阵 $\mathbf{K}_s^{\text{t,t}}$ 为:

$$\mathbf{K}_s^{\text{t,t}} = \begin{bmatrix} \int_{L_1} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx & & \\ & \int_{L_2} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx & \\ & & \ddots \\ & & & \int_{L_{n_t}} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx \end{bmatrix} \quad (\text{B.17})$$

平台和叶片自由度之间的刚度耦合矩阵可以表示为:

$$\mathbf{K}_s^{\text{p,b}} = \begin{bmatrix} \mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_1^T \Omega \Omega \mathbf{T}_1 \int_{L_{1,1}} m_{1,1} dx \\ \vdots \\ \mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_1^T \Omega \Omega \mathbf{T}_1 \int_{L_{n_b,1}} m_{n_b,1} dx \\ \vdots \\ \mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_3^T \Omega \Omega \mathbf{T}_3 \int_{L_{n_b,3}} m_{n_b,3} dx \end{bmatrix}^T \quad (\text{B.18})$$

上述推导引入了一些新的矩阵元素，这些元素在本附录中一并给出。

$\int_L m\mathbf{N}dx$ 表示刚柔耦合元素，用于在刚体（浮动平台）和柔性体（塔筒和叶片）之间传递惯性力：

$$\int_L m\mathbf{N}dx = \frac{\rho AL}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{6} \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -\frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \frac{1}{6} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{I}{A} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{I}{A} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.19})$$

并有，

$$\int_L m\mathbf{N}^T dx = \left(\int_L m\mathbf{N}dx \right)^T \quad (\text{B.20})$$

此外， $\mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}^T\tilde{\mathbf{A}}\mathbf{Rot}^T$ 用于将每个塔简单元的质量效应引入浮动平台的自由度，其表达式如下：

$$\mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}^T\tilde{\mathbf{A}}\mathbf{Rot}^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & h_T + x_t & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -(h_T + x_t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(h_T + x_t) & 0 & (h_T + x_t)^2 & 0 & 0 \\ h_T + x_t & 0 & 0 & 0 & (h_T + x_t)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.21})$$

$\sum_{j=1}^3 \mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_j^T\tilde{\mathbf{A}}_j\mathbf{Rot}^T$ 是一个转换矩阵，将三个叶片的质量纳入浮动平台的质量矩阵。该矩阵是 $\mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}^T\tilde{\mathbf{A}}\mathbf{Rot}^T$ 的一种更为广义的形式，其具体表达式如下：

$$\sum_{j=1}^3 \mathbf{Rot}\tilde{\mathbf{A}}_j^T\tilde{\mathbf{A}}_j\mathbf{Rot}^T = \begin{bmatrix} 3 & 0 & 0 & 0 & 3h_R & 0 \\ 0 & 3 & 0 & -3h_R & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -3h_R & 0 & 3h_R^2 + 3x_b^2 & 0 & 0 \\ 3h_R & 0 & 0 & 0 & 3h_R^2 + \frac{3}{2}x_b^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{3}{2}x_b^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.22})$$

上述运动方程矩阵是在假设转子以 Ω 速度旋转的前提下推导的，当 $\Omega = 0$ 时，本附录的结构矩阵退化为适用于静止风力机的矩阵。

附录 C 运行风力机浮体气动阻尼矩阵中的元素

气动阻尼矩阵 $\mathbf{C}_{\text{aeropp}}$ 中元素的表达式给出如下:

$$\begin{aligned}
 c_{yU_1} &= N_b \int_0^R \frac{\partial(dT)}{\partial V_0}, & c_{yU_4} &= -N_b \int_0^R r \frac{\partial(dT)}{\partial V_r}, & c_{yU_5} &= N_b h_R \int_0^R \frac{\partial(dT)}{\partial V_0}, \\
 c_{zU_2} &= -\frac{N_b}{2} \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_r}, & c_{zU_4} &= \frac{N_b}{2} h_R \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_r}, & c_{zU_5} &= -\frac{N_b}{2} \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0}, \\
 c_{xU_3} &= -\frac{N_b}{2} \int_0^R \frac{\partial(dS)}{\partial V_r}, & c_{xU_6} &= -\frac{N_b}{2} \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0}, & c_{\theta_y U_1} &= N_b \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0}, \\
 c_{\theta_y U_4} &= -N_b \int_0^R r^2 \frac{\partial(dS)}{\partial V_r}, & c_{\theta_y U_5} &= N_b h_R \int_0^R r \frac{\partial(dS)}{\partial V_0}, & c_{\theta_z U_2} &= \frac{N_b}{2} \int_0^R r \frac{\partial(dT)}{\partial V_r}, \\
 c_{\theta_x U_6} &= \frac{N_b}{2} \int_0^R r^2 \frac{\partial(dT)}{\partial V_r}, & c_{\theta_z U_5} &= \frac{N_b}{2} \int_0^R r^2 \frac{\partial(dT)}{\partial V_0}, & c_{\theta_x U_3} &= \frac{N_b}{2} \int_0^R r \frac{\partial(dT)}{\partial V_r}.
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

其中, N_b 为叶片数, R 为叶片长度, h_R 为浮体重心到塔顶的高度, r 为叶片径向位置, dT 和 dS 分别为叶素的法向力和切向力微元, V_0 和 V_r 分别表示入流风速和叶轮旋转在面内产生的线速度。

附录 D 浮体辐射阻尼系数

垂荡运动的附加质量系数 $c_{U_3 U_3}^A$ 和辐射阻尼系数 $c_{U_3 U_3}^{\text{rad}}$ 可以通过以下公式确定：

$$c_{U_3 U_3}^A + i \frac{c_{U_3 U_3}^{\text{rad}}}{\varpi} = -\xi \rho_w \int_a^0 \int_0^{2\pi} \varphi_2^{(1)}(r, \theta, -h_c) r d\theta dr \quad (\text{D.1})$$

其中 $\varphi_2^{(1)}$ 代表关于垂荡运动的辐射速度势函数，其他符号在正文中定义。

纵摇运动的附加质量系数 $c_{U_5 U_5}^A$ 和辐射阻尼系数 $c_{U_5 U_5}^{\text{rad}}$ 可通过以下公式确定：

$$c_{U_5 U_5}^A + i \frac{c_{U_5 U_5}^{\text{rad}}}{\varpi} = M_{yh} + M_{yd} \quad (\text{D.2})$$

其中：

$$\begin{aligned} M_{yh} &= -\xi \rho_w \int_{-c}^0 \int_0^{2\pi} \varphi_1^{(1)}(a, \theta, Z) (\bar{Z} - \bar{Z}_0) (-a \cos \theta) d\theta d\bar{Z} \\ M_{yd} &= \xi \rho_w \int_0^a \int_0^{2\pi} \varphi_2^{(1)}(r, \theta, -h_c) r^2 \cos \theta d\theta dr \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

其中积分下限 c 代表从圆柱底部到静水位线的高度， \bar{Z}_0 是横摇和纵摇运动的旋转中心。关于纵摇—横荡相互作用的附加质量系数 $c_{U_5 U_1}^A$ 和辐射阻尼系数 $c_{U_5 U_1}^{\text{rad}}$ 可以通过以下公式确定：

$$c_{U_5 U_1}^A + i \frac{c_{U_5 U_1}^{\text{rad}}}{\varpi} = -\xi \rho_w \int_{-h_c}^0 \int_0^{2\pi} \varphi_1^{(1)}(a, \theta, \bar{Z}) (-a \cos \theta) d\theta d\bar{Z} \quad (\text{D.4})$$

关于横荡、横摇和纵荡—纵摇以及横荡—横摇相互作用的辐射阻尼系数可以通过之前定义的系数利用对称性确定：

$$c_{U_2 U_2}^{\text{rad}} = c_{U_1 U_1}^{\text{rad}}, \quad c_{U_4 U_4}^{\text{rad}} = c_{U_5 U_5}^{\text{rad}}, \quad c_{U_1 U_5}^{\text{rad}} = c_{U_5 U_1}^{\text{rad}} = c_{U_2 U_4}^{\text{rad}} = c_{U_4 U_2}^{\text{rad}} \quad (\text{D.5})$$

附录 E 停放风力机气动阻尼矩阵中的偏导数推导

本附录给出四个偏导数的表达式，仅以 $\frac{\partial(dT)}{\partial V_y}$ 为例进行推导。

根据式 (4.8)， $\frac{\partial(dT)}{\partial V_y}$ 可以展开为：

$$\frac{\partial(dT)}{\partial V_y} = \frac{\partial dL}{\partial V_y} \cos \chi' + \frac{\partial \cos \chi'}{\partial V_y} dL + \frac{\partial dD}{\partial V_y} \sin \chi' + \frac{\partial \sin \chi'}{\partial V_y} dD \quad (\text{E.1})$$

式 (E.1) 中的衍生偏导数可以进一步展开：

$$\begin{aligned} \frac{\partial dL}{\partial V_y} &= \frac{1}{2} \rho_a c \frac{\partial V_{\text{rel}}^2}{\partial V_y} C_l + \frac{1}{2} \rho_a c \frac{\partial C_l}{\partial V_y} V_{\text{rel}}^2 \\ \frac{\partial \cos \chi'}{\partial V_y} &= -V_y V_z V_0'^{-3} \\ \frac{\partial dD}{\partial V_y} &= \frac{1}{2} \rho_a c \frac{\partial V_{\text{rel}}^2}{\partial V_y} C_d + \frac{1}{2} \rho_a c \frac{\partial C_d}{\partial V_y} V_{\text{rel}}^2 \\ \frac{\partial \sin \chi'}{\partial V_y} &= V_z^2 V_0'^{-3} \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

此外， $\frac{\partial V_{\text{rel}}^2}{\partial V_y}$ 、 $\frac{\partial C_l}{\partial V_y}$ 和 $\frac{\partial C_d}{\partial V_y}$ 需结合式 (4.2) 和 (4.3) 并使用链式法则确定：

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_{\text{rel}}^2}{\partial V_y} &= \frac{\partial V_{\text{rel}}^2}{\partial V_{\text{rel}}} \frac{\partial V_{\text{rel}}}{\partial V_{By,i,j}} \frac{\partial V_{By,i,j}}{\partial V_y} = 2V_{By,i,j} \approx 2V_y \\ \frac{\partial C_l}{\partial V_y} &= \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \chi'} \frac{\partial \chi'}{\partial V_y} \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

其中， $\frac{\partial \chi'}{\partial V_y}$ 展开为：

$$\frac{\partial \chi'}{\partial V_y} = \frac{\partial \chi'}{\partial \left(\frac{V_y}{V'_0} \right)} \frac{\partial \left(\frac{V_y}{V'_0} \right)}{\partial V_y} = \frac{V'_0}{V_z} \frac{V'_0 - V_y \frac{\partial V'_0}{\partial V_y}}{V'^2_0} = \frac{V_z}{V'^2_0} \quad (\text{E.4})$$

注意到项 $\frac{\partial C_l}{\partial V_y}$ 尚未充分推导，根据式 (E.4) 和 (4.5)， $\frac{\partial C_l}{\partial V_y}$ 可以重写为：

$$\frac{\partial C_l}{\partial V_y} = \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \frac{V_z}{V'^2_0} \quad (\text{E.5})$$

$\frac{\partial C_d}{\partial V_y}$ 可通过相同方法得到：

$$\frac{\partial C_d}{\partial V_y} = \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \chi'} \frac{\partial \chi'}{\partial V_y} = \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \frac{V_z}{V'^2_0} \quad (\text{E.6})$$

将上述方程代入式 (E.1)，最终可得 $\frac{\partial(dT)}{\partial V_y}$ 的表达式为：

$$\frac{\partial(dT)}{\partial V_y} = \frac{1}{2} \frac{\rho_a c}{V'_0} \left[V_y V_z C_l + (2V_y^2 + V_z^2) C_d + V_z^2 \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} + V_y V_z \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \right] \quad (\text{E.7})$$

从式 (E.7) 中可以看出， $\frac{\partial(dT)}{\partial V_y}$ 的值主要受到沿 y 和 z 方向的风速分量、 C_l 、 C_d

以及它们对攻角 α 斜率的影响。

其余的偏导项也可推导得出：

$$\begin{aligned}\frac{\partial(dT)}{\partial V_z} &= \frac{1}{2} \frac{\rho_a c}{V'_0} \left[(2V_z^2 + V_y^2) C_l + V_y V_z C_d - V_y V_z \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} - V_y^2 \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \right] \\ \frac{\partial(dS)}{\partial V_y} &= \frac{1}{2} \frac{\rho_a c}{V'_0} \left[-(2V_y^2 + V_z^2) C_l + V_y V_z C_d - V_y V_z \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} + V_z^2 \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \right] \\ \frac{\partial(dS)}{\partial V_z} &= \frac{1}{2} \frac{\rho_a c}{V'_0} \left[-V_y V_z C_l + (V_y^2 + 2V_z^2) C_d + V_y^2 \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} - V_y V_z \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \right]\end{aligned}\quad (\text{E.8})$$

推导完毕。

附录 F 两分离点一阶 IAG 动态失速模型算法

两分离点一阶 IAG 动态失速模型算法给出如下：

Algorithm 5.1 两分离点一阶 IAG 动态失速模型算法

```

1: Require:
2:   1. function quasi_steady_flow()
3:   2. function normal_separation_point()
4:   3. function tangential_separation_point()
5:
6: Return:
7:   1. unsteady aerodynamic forces and moment as a vector with components in
      [  $x \ y \ \gamma$  ] direction or aerodynamic coefficients [  $C_d \ C_l \ 0$  ]
8:
9: arguments  $\leftarrow (x, \dot{x}, V,$  ▷ airfoil state
10:     $r_{\text{rot}}, c,$  ▷ lengths
11:     $C_{n,\alpha}, \alpha_{0n,\text{inv}}, \alpha_{0n,\text{crit}},$  ▷ aerodynamic parameters
12:     $A_1, A_2, b_1, b_2, a,$  ▷ general algorithm parameters
13:     $T_p, T_{\text{bl}}, T_v, T_{v,\text{decay}})$  ▷ algorithm time constants
14:
15: function DYNAMIC_STALL_AeroHor (  $i$ , arguments)
16:   ▷ Part 1: general calculations
17:    $\phi_{\text{qs}}, V_x, V_y \leftarrow \text{quasi\_steady\_flow} (\dot{x}, x_\gamma, V, r_{\text{rot}})$ 
18:    $V \leftarrow \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$ 
19:    $\alpha_{\text{qs}}^i \leftarrow \phi_{\text{qs}} - x_\gamma$ 
20:    $\Delta s^i \leftarrow \frac{2\Delta t^i V}{c}$ 
21:    $\beta \leftarrow \sqrt{1 - (V/a)^2}$ 
22:    $K_\alpha \leftarrow 0.75 / (1 - V/a + \pi\beta^2(V/a)^2 (A_1 b_1 + A_2 b_2))$  ▷
23:
24:   ▷ Part 2: unsteady attached flow
25:    $\Delta\alpha_{\text{qs}} \leftarrow \alpha_{\text{qs}}^i - \alpha_{\text{qs}}^{i-1}$ 
26:    $X_{\text{lag}}^i \leftarrow X_{\text{lag}}^{i-1} \exp(-b_1 \Delta s^{i-1} \beta^2) + \Delta\alpha_{\text{qs}} A_1 \exp(-0.5 b_1 \Delta s^{i-1} \beta^2)$ 
27:    $Y_{\text{lag}}^i \leftarrow Y_{\text{lag}}^{i-1} \exp(-b_2 \Delta s^{i-1} \beta^2) + \Delta\alpha_{\text{qs}} A_2 \exp(-0.5 b_2 \Delta s^{i-1} \beta^2)$ 
28:    $\alpha_E \leftarrow \alpha_{\text{qs}}^i - X_{\text{lag}}^i - Y_{\text{lag}}^i$ 
29:    $C_{n,c} \leftarrow C_{n,\alpha} (\alpha_E - \alpha_{0n,\text{inv}})$  ▷ Circulatory contribution; not a function call
30:    $D_i^i \leftarrow D_i^{i-1} \exp\left(\frac{-a\Delta t^{i-1}}{K_\alpha c}\right) - (\dot{x}_\gamma^i - \dot{x}_\gamma^{i-1}) \exp\left(\frac{-a\Delta t^{i-1}}{2K_\alpha c}\right)$  ▷ -(...) because of coordinate system
31:    $C_{n,i} \leftarrow \frac{4K_\alpha c}{V} (-\dot{x}_\gamma^i - D_i^i)$  ▷ Impulsive contribution;  $-\dot{x}_\gamma$  because of coordinate system
32:    $C_{t,\text{pot}}^i \leftarrow C_{n,c}^i + C_{n,i}^i$  ▷ add circulatory and impulsive
33:    $C_{t,\text{pot}}^i \leftarrow C_{n,\text{pot}}^i \tan(\alpha_E)$  ▷

```

34:

35: ▷ **Part 3: trailing-edge separated flow**

36: $D_p^i \leftarrow D_p^{i-1} \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{T_p}\right) + (C_{n,pot}^i - C_{n,pot}^{i-1}) \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{2T_p}\right)$

37: $C_{n,sEq} \leftarrow C_{n,pot}^i - D_p^i$

38: $\alpha_{sEq} \leftarrow C_{n,sEq}/C_{n,\alpha} + \alpha_{0n,inv}$

39: $f_n^i \leftarrow \text{normal_separation_point}(\alpha_{sEq})$

40: $f_t^i \leftarrow \text{tangential_separation_point}(\alpha_{sEq})$

41: $D_{n,bl}^i \leftarrow D_{n,bl}^{i-1} \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{T_{bl}}\right) + (f_n^i - f_n^{i-1}) \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{2T_{bl}}\right)$

42: $D_{t,bl}^i \leftarrow D_{t,bl}^{i-1} \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{T_{bl}}\right) + (f_t^i - f_t^{i-1}) \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{2T_{bl}}\right)$

43: $f_{n,Dp}^i \leftarrow f_n^i - D_{n,bl}^i$

44: $f_{t,Dp}^i \leftarrow f_t^i - D_{t,bl}^i$

45: $C_{n,f} \leftarrow C_{n,pot}^i \left(\frac{1+\text{sign}(f_{n,Dp}^i)\sqrt{|f_{n,Dp}^i|}}{2} \right)^2$

▷ *Not a function call*

46: $C_{t,f} \leftarrow C_{t,pot}^i \text{sign}(f_{t,Dp}^i) \sqrt{|f_{t,Dp}^i|}$

▷

47:

48: ▷ **Part 4: leading-edge vortex position**

49: $C_{n,crit} = C_{n,\alpha} (\alpha_{0n,crit} - \alpha_{0n,inv})$

50: **if** $C_{n,sEq}^i \geq C_{n,crit}$ **then**

51: $\tau_v^i \leftarrow \tau_v^{i-1} + 0.45\Delta s^{i-1}$

52: **else**53: **if** $C_{n,sEq}^i < C_{n,crit}$ and $\Delta\alpha_{qs} \geq 0$ **then**

54: $\tau_v^i \leftarrow 0$

55: **else**

56: $\tau_v^i \leftarrow \tau_v^{i-1}$

57: **end if**58: **end if**

▷

59:

60: ▷ **Part 5: leading-edge vortex lift**

61: $C_{n,v,instant}^i \leftarrow C_{n,c} \left(1 - \frac{1}{4} \left(1 + \sqrt{f_{n,Dp}^i} \right)^2 \right)$

62: $C_{n,v}^i \leftarrow C_{n,v}^{i-1} \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{T_v}\right)$

▷ *Vortex contribution*63: **if** $0 < \tau_v^i$ and $\tau_v^i < T_{v,decay}$ **then**

64: $C_{n,v}^i \leftarrow C_{n,v}^{i-1} + (C_{n,v,instant}^i - C_{n,v,instant}^{i-1}) \exp\left(-\frac{\Delta s^{i-1}}{2T_v}\right)$

65: **end if**

▷

66:

67: ▷ **Part 6: combining everything**

68: $c_{coeffi} \leftarrow \begin{bmatrix} C_{t,f} \\ C_{n,f} + C_{n,v} \\ 0 \end{bmatrix}$ ▷ *The AeroHor model does (currently) not implement an aerodynamic*

69: $\mathbf{R}_{\text{dl}} \leftarrow \begin{bmatrix} -\cos(\alpha_{\text{qs}}) & \sin(\alpha_{\text{qs}}) & 0 \\ \sin(\alpha_{\text{qs}}) & \cos(\alpha_{\text{qs}}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$

70: $\mathbf{c}_{\text{coeffs}} \leftarrow \mathbf{R}_{\text{dl}} \mathbf{c}_{\text{coeffs}} + [C_{d,0} \ 0 \ 0]^T$ ▷ Now as $[C_d \ C_l \ C_m]^T$

71: **if** return_coeffs is True **then**

72: **Return** $\mathbf{c}_{\text{coeffs}}$

73: **end if**

74: $\mathbf{R}_{\text{xy}} \leftarrow \begin{bmatrix} \cos(-\phi_{\text{qs}}) & \sin(-\phi_{\text{qs}}) & 0 \\ -\sin(-\phi_{\text{qs}}) & \cos(-\phi_{\text{qs}}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ ▷ Projects $[C_d \ C_l \ 0]^T$ onto
 $[C_x \ C_y \ 0]^T$

75: $q \leftarrow \frac{1}{2} \rho_a V^2$

76: $\mathbf{D} \leftarrow \text{diag}([c \ c \ 0]) \triangleq \text{Diagonal matrix with the stated values on the diagonal}$ ◀

77: **Return** $q \mathbf{D} \mathbf{R}_{\text{xy}} \mathbf{c}_{\text{coeffs}}$

附录 G 线性动态入流模型中的偏导数推导

首先推导与 \mathcal{F}_1 有关的偏导。

偏导项 $\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial U_{\infty\text{ref}}}$ 推导为:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial U_{\infty\text{ref}}} &= -\frac{1}{\Delta t} \frac{\partial e^{-f}}{\partial U_{\infty\text{ref}}} U_{\infty\text{ref}0} + \frac{1}{\Delta t} (1 - e^{-f_0}) + \frac{1}{\Delta t} (U_{\infty} - U_{\text{surge}0}) \frac{\partial e^{-f}}{\partial U_{\infty\text{ref}}} \\
 &= \frac{1}{\Delta t} (U_{\infty} - U_{\text{surge}0} - U_{\infty\text{ref}0}) \frac{\partial e^{-f}}{\partial e^f} \frac{\partial e^f}{\partial f} \frac{\partial f}{\partial U_{\infty\text{ref}}} + \frac{1}{\Delta t} (1 - e^{-f_0}) \\
 &= (U_{\infty} - U_{\text{surge}0} - U_{\infty\text{ref}0}) e^{-2f_0} e^{f_0} L_{\text{str}}^{-1} + \frac{1}{\Delta t} (1 - e^{-f_0}) \\
 &= (U_{\infty} - U_{\text{surge}0} - U_{\infty\text{ref}0}) e^{-f_0} L_{\text{str}}^{-1} + \frac{1}{\Delta t} (1 - e^{-f_0})
 \end{aligned} \tag{G.1}$$

217

做如下定义:

$$U_{\infty\text{ref}0} = U_{\infty} + \sum_{j=0}^{n-1} \delta U_{\infty\text{ref}}, \quad u_{\text{act}0} = u_{\text{act},0} + \sum_{j=0}^{n-1} \delta u_{\text{act}}, \quad u_{\text{str}0} = u_{\text{str},0} + \sum_{j=0}^{n-1} \delta u_{\text{str}} \tag{G.2}$$

偏导项 $\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial u_{\text{act}}}$ 和 $\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial u_{\text{str}}}$ 推导为:

$$\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial u_{\text{act}}} = \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial u_{\text{str}}} = 0 \tag{G.3}$$

与系统输入有关的偏导项 $\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial U_{\text{surge}}}$ 推导为:

$$\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial U_{\text{surge}}} = -\frac{1}{\Delta t} (e^{-f_0} - 1) \tag{G.4}$$

与 \mathcal{F}_1 有关的偏导推导完毕。

现推导与 \mathcal{F}_2 有关的偏导项。

$\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial U_{\infty\text{ref}}}$ 给出为：

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial U_{\infty\text{ref}}} &= \frac{\partial \left(\frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}} \right) u_{\text{qs}} \right)}{\partial U_{\infty\text{ref}}} \\ &= \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial U_{\text{str}}} \frac{\partial U_{\text{str}}}{\partial U_{\infty\text{ref}}} - \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} u_{\text{qs}0} \frac{\partial \left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}} \right)}{\partial \left(\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}} \right)} \frac{\partial \left(\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}} \right)}{\partial U_{\infty\text{ref}}} \\ &= -\frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) \frac{C_{T0} U_{\infty}^2}{4} U_{\text{str}0}^{-2} + e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} u_{\text{qs}0} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \frac{1}{L_{\text{str}}}\end{aligned}\quad (\text{G.5})$$

与致动盘诱导风速有关的偏导项 $\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{act}}}$ 推导如下：

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{act}}} &= \frac{\partial \left(\frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \right) u_{\text{act}}(t) + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}} \right) u_{\text{qs}} \right)}{\partial u_{\text{act}}} \\ &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \right) - \frac{1}{\Delta t} u_{\text{act}0}(t) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \frac{\partial t}{\partial u_{\text{act}}} + \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) u_{\text{qs}0} \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}}{\partial u_{\text{act}}} - \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} u_{\text{qs}0} \frac{\partial e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}}{\partial u_{\text{act}}} \\ &\quad + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial u_{\text{act}}} \\ &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \right) + \frac{1}{\Delta t} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) u_{\text{qs}0} - u_{\text{act}0}(t) \right) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}1}}} \frac{\Delta t}{\partial u_{\text{act}}} - \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} u_{\text{qs}0} \frac{\partial e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}2}}}{\partial u_{\text{act}}} + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial u_{\text{act}}} \\ &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \right) - \frac{1}{2} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) u_{\text{qs}0} - u_{\text{act}0}(t) \right) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \frac{1}{L_{\text{str}}} - \frac{1}{2} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} u_{\text{qs}0} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \frac{1}{L_{\text{str}}} + \frac{1}{2\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act}20}}} \right) \frac{C_{T0} U_{\infty}^2}{4} U_{\text{str}0}^{-2}\end{aligned}\quad (\text{G.6})$$

与流管诱导速度有关的偏导项 $\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{str}}}$ 给出为:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial u_{\text{str}}} &= \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}0}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}0}}}\right) \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial U_{\text{str}}} \frac{\partial U_{\text{str}}}{\partial u_{\text{str}}} \\ &= \frac{1}{2\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}0}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}0}}}\right) \frac{C_{T0} U_{\infty}^2}{4} U_{\text{str}0}^{-2}\end{aligned}\quad (\text{G.7})$$

与纵荡运动有关的偏导项 $\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial U_{\text{surge}}}$ 推导如下:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial U_{\text{surge}}} &= \frac{1}{\Delta t} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}0}}}\right) u_{\text{qs}0} - u_{\text{act}0}(t) \right) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}}}}}{\partial U_{\text{surge}}} \\ &= \frac{1}{\Delta t} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}0}}}\right) u_{\text{qs}0} - u_{\text{act}0}(t) \right) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}}}}{\partial v_{\text{act}}} \\ &= - \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act2}0}}}\right) u_{\text{qs}0} - u_{\text{act}0}(t) \right) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{act1}0}}} \frac{1}{L_{\text{str}}}\end{aligned}\quad (\text{G.8})$$

与 PID 控制器变量 (Ω 和 β) 有关的偏导也可一并推导得到, 其中与 Ω 相关的偏导 $\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \Omega}$ 为:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \Omega} &= \frac{1}{\Delta t} u_{act0}(t) \frac{\partial \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}}\right)}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}}\right) \frac{\partial u_{act}(t)}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) u_{qs0} \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}}}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} u_{qs0} \frac{\partial \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act2}}}\right)}{\partial \Omega} \\
 &\quad + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) \frac{\partial u_{qs}}{\partial \Omega} \\
 &= -\frac{1}{\Delta t} u_{act0}(t) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}}}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}}\right) \frac{\partial u_{act}(t)}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) u_{qs0} \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}}}{\partial \Omega} - \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} u_{qs0} \frac{\partial e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act2}}}}{\partial \Omega} \\
 &\quad + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) \frac{\partial u_{qs}}{\partial \Omega} \\
 &= \frac{1}{\Delta t} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) u_{qs0} - u_{act0}(t) \right) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act1}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{act1}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{act1}}}{\partial u_{act}} \frac{\partial u_{act}(t)}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}}\right) \frac{\partial u_{act}(t)}{\partial \Omega} - \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} u_{qs0} \frac{\partial e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act2}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{act2}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{act2}}}{\partial u_{act}} \frac{\partial u_{act}}{\partial \Omega} \quad (G.9) \\
 &\quad + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) \left(\frac{\partial u_{qs}}{\partial C_T} \frac{\partial C_T}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \Omega} + \frac{\partial u_{qs}}{\partial U_{str}} \frac{\partial U_{str}}{\partial u_{act}(t)} \frac{\partial u_{act}(t)}{\partial \Omega} \right) \\
 &= -\frac{U_\infty}{2L_{act}} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) u_{qs0} - u_{act0}(t) \right) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \frac{\partial a}{\partial \Omega} + \frac{U_\infty}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}}\right) \frac{\partial a}{\partial \Omega} - \frac{U_\infty}{2L_{act}} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} u_{qs0} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}} \frac{\partial a}{\partial \Omega} \\
 &\quad + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) \left(\frac{U_\infty^2}{4} \frac{1}{U_{str}} \frac{2}{\rho_a U_{\infty ref0}^2 \pi R^2} \int_0^R \frac{\partial dT}{\partial \Omega} + \frac{C_{T0} U_\infty^2}{4} U_{str}^{-2} \frac{U_\infty}{2} \frac{\partial a}{\partial \Omega} \right) \\
 &= \left\{ -\frac{U_\infty}{2L_{act}} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) u_{qs0} - u_{act0}(t) \right) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} + \frac{U_\infty}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}}\right) - \frac{U_\infty}{2L_{act}} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} u_{qs0} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) \frac{C_{T0} U_\infty^2}{4} U_{str}^{-2} \frac{U_\infty}{2} \right\} \frac{\partial a}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}}\right) \frac{U_\infty^2}{4} \frac{1}{U_{str}} \frac{2}{\rho_a U_{\infty ref0}^2 \pi R^2} \int_0^R \frac{\partial dT}{\partial \Omega}
 \end{aligned}$$

与 β 相关的偏导 $\frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \beta}$ 为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \beta} = & \left\{ -\frac{U_\infty}{2L_{act}} \left(\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}} \right) u_{qs0} - u_{act0}(t) \right) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \right. \\ & + \frac{U_\infty}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \right) - \frac{U_\infty}{2L_{act}} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} u_{qs0} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}} \\ & + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}} \right) \frac{C_{T0} U_\infty^2}{4} U_{str}^{-2} \frac{U_\infty}{2} \Big\} \frac{\partial a}{\partial \beta} \\ & + \frac{1}{\Delta t} e^{\frac{\Delta t}{\tau_{act10}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{act20}}} \right) \frac{U_\infty^2}{4} \frac{1}{U_{str}} \frac{2}{\rho_a U_{\infty ref0}^2 \pi R^2} \int_0^R \frac{\partial dT}{\partial \beta} \end{aligned} \quad (G.10)$$

与 \mathcal{F}_2 有关的偏导推导完毕。

现推导与 \mathcal{F}_3 有关的偏导项。

$\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial U_{\infty ref}}$ 推导结果为:

221

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial U_{\infty ref}} = & -\frac{1}{\Delta t} u_{str0}(t) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str}}}}{\partial U_{\infty ref}} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} - 1 \right) \frac{\partial u_{qs}}{\partial U_{\infty ref}} + \frac{1}{\Delta t} u_{qs0} \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str}}}}{\partial U_{\infty ref}} \\ = & \frac{1}{\Delta t} (u_{qs0} - u_{str0}(t)) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{str}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{str}}}{\partial U_{\infty ref}} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} - 1 \right) \frac{\partial u_{qs}}{\partial U_{str}} \frac{\partial U_{str}}{\partial U_{\infty ref}} \\ = & (u_{qs0} - u_{str0}(t)) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} \frac{1}{L_{str}} - \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} - 1 \right) \frac{C_{T0} U_\infty^2}{4} U_{str0}^{-2} \end{aligned} \quad (G.11)$$

$\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial u_{act}}$ 的推导过程如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial u_{act}} = & \frac{1}{\Delta t} (u_{qs0} - u_{str0}(t)) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{str}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{str}}}{\partial u_{act}} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} - 1 \right) \frac{\partial u_{qs}}{\partial U_{str}} \frac{\partial U_{str}}{\partial u_{act}} \\ = & - (u_{qs0} - u_{str0}(t)) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} \frac{1}{2L_{str}} + \frac{1}{2\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{str0}}} - 1 \right) \frac{C_{T0} U_\infty^2}{4} U_{str0}^{-2} \end{aligned} \quad (G.12)$$

对流管诱导速度 u_{str} 的偏导 $\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{str}}}$ 推导结果为:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial u_{\text{str}}} &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} \right) + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} - 1 \right) \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial U_{\text{str}}} \frac{\partial U_{\text{str}}}{\partial u_{\text{str}}} \\ &= \frac{1}{\Delta t} \left(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} \right) + \frac{1}{2\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} - 1 \right) \frac{C_{T0} U_{\infty}^2}{4} U_{\text{str}0}^{-2}\end{aligned}\quad (\text{G.13})$$

对于纵荡运动速度 U_{surge} 的偏导 $\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial U_{\text{surge}}}$ 为:

$$\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial U_{\text{surge}}} = 0 \quad (\text{G.14})$$

对于 PID 控制器状态变量 Ω 的偏导 $\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \Omega}$ 一并给出:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \Omega} &= \frac{1}{\Delta t} (u_{\text{qs}0} - u_{\text{str}0}(t)) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}}{\partial u_{\text{act}}} \frac{\partial u_{\text{act}}}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} - 1 \right) \left(\frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial C_T} \frac{\partial C_T}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \Omega} + \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial U_{\text{str}}} \frac{\partial U_{\text{str}}}{\partial u_{\text{act}}} \frac{\partial u_{\text{act}}}{\partial \Omega} \right) \\ &= -(u_{\text{qs}0} - u_{\text{str}0}(t)) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} \frac{U_{\infty}}{2L_{\text{str}}} \frac{\partial a}{\partial \Omega} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} - 1 \right) \left(\frac{U_{\infty}^2}{4} \frac{1}{U_{\text{str}}} \frac{2}{\rho_a U_{\infty \text{ref}0}^2 \pi R^2} \int_0^R \frac{\partial dT}{\partial \Omega} + \frac{C_{T0} U_{\infty}^2}{4} U_{\text{str}}^{-2} \frac{U_{\infty}}{2} \frac{\partial a}{\partial \Omega} \right)\end{aligned}\quad (\text{G.15})$$

对于 PID 控制器状态变量 β 的偏导 $\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \beta}$ 推导结果为:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \beta} &= \frac{1}{\Delta t} (u_{\text{qs}0} - u_{\text{str}0}(t)) \frac{\partial e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}}}{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}} \frac{\partial \frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}}}}{\partial u_{\text{act}}} \frac{\partial u_{\text{act}}}{\partial \beta} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} - 1 \right) \left(\frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial C_T} \frac{\partial C_T}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \beta} + \frac{\partial u_{\text{qs}}}{\partial U_{\text{str}}} \frac{\partial U_{\text{str}}}{\partial u_{\text{act}}} \frac{\partial u_{\text{act}}}{\partial \beta} \right) \\ &= -(u_{\text{qs}0} - u_{\text{str}0}(t)) e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} \frac{U_{\infty}}{2L_{\text{str}}} \frac{\partial a}{\partial \beta} + \frac{1}{\Delta t} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau_{\text{str}0}}} - 1 \right) \left(\frac{U_{\infty}^2}{4} \frac{1}{U_{\text{str}}} \frac{2}{\rho_a U_{\infty \text{ref}0}^2 \pi R^2} \int_0^R \frac{\partial dT}{\partial \beta} + \frac{C_{T0} U_{\infty}^2}{4} U_{\text{str}}^{-2} \frac{U_{\infty}}{2} \frac{\partial a}{\partial \beta} \right)\end{aligned}\quad (\text{G.16})$$

推导完毕。

附录 H 状态空间中线性 PID 控制器的矩阵元素推导

本文第七章中的线性 PID 在状态空间中的表达式涉及雅可比矩阵和输入矩阵中的多个偏导项，本附录对相关推导进行详细介绍。

首先对与 L_1 有关的偏导进行展开：

$$\begin{aligned}\frac{\partial L_1}{\partial \Omega} &= \frac{1}{I_{\text{Drivetrain}}} \frac{\partial \left(\int_0^R dT_{\text{Aero}} - N_{\text{Gear}} T_{\text{Gen}} \right)}{\partial \Omega} \\ &= \frac{1}{I_{\text{Drivetrain}}} \left(N_b \int_0^R r \frac{\partial dS}{\partial \Omega} - N_{\text{Gear}} \frac{\partial T_{\text{Gen}}}{\partial \Omega} \right) \\ \frac{\partial L_1}{\partial \beta} &= \frac{1}{I_{\text{Drivetrain}}} N_b \int_0^R r \frac{\partial dS}{\partial \beta} \\ \frac{\partial L_1}{\partial u_{\text{act},0}} &= \frac{1}{I_{\text{Drivetrain}}} N_b \int_0^R r \frac{\partial dS}{\partial u_{\text{act}}} \\ \frac{\partial L_1}{\partial U_{\text{surge},0}} &= \frac{1}{I_{\text{Drivetrain}}} N_b \int_0^R r \frac{\partial dS}{\partial U_{\text{surge}}}\end{aligned}\tag{H.1}$$

对与 L_3 有关的偏导进行展开：

$$\begin{aligned}\frac{\partial L_3}{\partial \Omega} &= \frac{1}{\Delta t} K_P N_{\text{Gear}} \\ \frac{\partial L_3}{\partial \Phi} &= \frac{1}{\Delta t} K_I N_{\text{Gear}} \\ \frac{\partial L_3}{\partial \beta} &= -\frac{1}{\Delta t}\end{aligned}\tag{H.2}$$

需进一步推导以下项： $\frac{\partial dS}{\partial \Omega}$ 、 $\frac{\partial dS}{\partial \beta}$ 、 $\frac{\partial dS}{\partial u_{\text{act}}}$ 、 $\frac{\partial dS}{\partial U_{\text{surge}}}$ ，以及 $\frac{\partial T_{\text{Gen}}}{\partial \Omega}$ 。其中，最后一项 $\frac{\partial T_{\text{Gen}}}{\partial \Omega}$ 表示图 2.19 中的分段函数曲线的斜率。

考虑了致动盘诱导风速与纵荡振荡速度的 dS 表达式如下：

$$dS(\Omega, \beta, u_{\text{act}}, U_{\text{surge}}) = \frac{1}{2} \rho_a c \left[(U_\infty - u_{\text{act}} - U_{\text{surge}})^2 + (r\Omega)^2 (1 + a')^2 \right] C_t dr \tag{H.3}$$

或写为：

$$\begin{aligned}dS(\Omega, \beta, u_{\text{act}}, U_{\text{surge}}) &= \frac{1}{2} \rho_a c \left[U_\infty^2 (1 - a)^2 + U_{\text{surge}}^2 - 2U_{\text{surge}} U_\infty (1 - a) \right. \\ &\quad \left. + (r\Omega)^2 (1 + a')^2 \right] C_t dr\end{aligned}\tag{H.4}$$

其中， $C_t = C_t(\Omega, \beta, u_{\text{act}}, U_{\text{surge}})$ 。

诱导因子的计算忽略普朗特叶尖损失和葛劳沃特修正：

$$\begin{aligned}a &= \frac{1}{\frac{4 \sin^2 \phi}{\sigma C_n} + 1} \\ a' &= \frac{1}{\frac{4 \sin \phi \cos \phi}{\sigma C_t} - 1}\end{aligned}\tag{H.5}$$

C_t 可由投影关系得到 (同时给出 C_n 的表达式):

$$\begin{aligned} C_t &= C_l \sin \phi - C_d \cos \phi \\ C_n &= C_l \cos \phi + C_d \sin \phi \end{aligned} \quad (\text{H.6})$$

其中, C_l 和 C_d 分别表示升力和阻力系数。

考虑到漂浮式风力机平台的速度 U_{surge} , 入流角 ϕ 可以重新写为:

$$\tan \phi = \frac{U_\infty(1-a) - U_{\text{surge}}}{r\Omega(1+a')} = \frac{U_\infty - u_{\text{act}} - U_{\text{surge}}}{r\Omega(1+a')} \quad (\text{H.7})$$

偏导 $\frac{\partial(dS)}{\partial U_{\text{surge}}}$ 可表示为:

$$\frac{\partial(dS)}{\partial U_{\text{surge}}} = \frac{1}{2} \rho_a c \cdot dr \cdot \left[\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial U_{\text{surge}}} C_t + V_{\text{rel}}^2 \frac{\partial C_t}{\partial U_{\text{surge}}} \right] \quad (\text{H.8})$$

类似地, 有:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(dS)}{\partial u_{\text{act}}} &= \frac{1}{2} \rho_a c \cdot dr \cdot \left[\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial u_{\text{act}}} C_t + V_{\text{rel}}^2 \frac{\partial C_t}{\partial u_{\text{act}}} \right] \\ \frac{\partial(dS)}{\partial \Omega} &= \frac{1}{2} \rho_a c \cdot dr \cdot \left[\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial \Omega} C_t + V_{\text{rel}}^2 \frac{\partial C_t}{\partial \Omega} \right] \\ \frac{\partial(dS)}{\partial \beta} &= \frac{1}{2} \rho_a c \cdot dr \cdot \left[\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial \beta} C_t + V_{\text{rel}}^2 \frac{\partial C_t}{\partial \beta} \right] \end{aligned} \quad (\text{H.9})$$

展开以后的表达式出现了新的偏导项, 新的需要推导的项可列写为: $\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial U_{\text{surge}}}$ 、
 $\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial u_{\text{act}}}$ 、 $\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial \Omega}$ 、 $\frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial \beta}$ 、 $\frac{\partial C_t}{\partial U_{\text{surge}}}$ 、 $\frac{\partial C_t}{\partial u_{\text{act}}}$ 、 $\frac{\partial C_t}{\partial \Omega}$ 、 $\frac{\partial C_t}{\partial \beta}$, 和 $\frac{\partial C_t}{\partial a}$ 。

叶素的实际感知风速 V_{rel} 受到致动盘诱导风速和纵荡振动速度的影响:

$$\begin{aligned} V_{\text{rel}}^2 &= U_\infty^2(1-a)^2 + U_{\text{surge}}^2 - 2U_{\text{surge}}U_\infty(1-a) + (r\Omega)^2(1+a')^2 \\ &= (U_\infty - u_{\text{act}} - U_{\text{surge}})^2 + (r\Omega)^2(1+a')^2 \end{aligned} \quad (\text{H.10})$$

根据式 (H.10), 前述有关感知风速 V_{rel} 的偏导表达式可展开为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial U_{\text{surge}}} &= 2U_{\text{surge}} - 2U_\infty(1-a) + 2[U_{\text{surge}}U_\infty - U_\infty^2(1-a)] \frac{\partial a}{\partial U_{\text{surge}}} \\ &\quad + 2r^2\Omega^2(1+a') \frac{\partial a'}{\partial U_{\text{surge}}} \\ \frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial u_{\text{act}}} &= -2(U_\infty - u_{\text{act}} - U_{\text{surge}}) \\ \frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial \Omega} &= -2U_\infty^2(1-a) \frac{\partial a}{\partial \Omega} + 2U_{\text{surge}}U_\infty \frac{\partial a}{\partial \Omega} + 2r^2\Omega(1+a')^2 + 2r^2\Omega^2(1+a') \frac{\partial a'}{\partial \Omega} \\ \frac{\partial(V_{\text{rel}}^2)}{\partial \beta} &= -2U_\infty^2(1-a) \frac{\partial a}{\partial \beta} + 2U_{\text{surge}}U_\infty \frac{\partial a}{\partial \beta} + 2r^2\Omega^2(1+a') \frac{\partial a'}{\partial \beta} \end{aligned} \quad (\text{H.11})$$

其中：

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial a}{\partial U_{\text{surge}}} &= \frac{da}{d\phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}} \\
 \frac{\partial a'}{\partial U_{\text{surge}}} &= \frac{da'}{d\phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}} \\
 \frac{\partial a}{\partial \Omega} &= \frac{da}{d\phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \Omega} \\
 \frac{\partial a'}{\partial \Omega} &= \frac{da'}{d\phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \Omega} \\
 \frac{\partial a}{\partial \beta} &= \frac{\partial a}{\partial C_n} \frac{\partial C_n}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} = -\frac{\partial a}{\partial C_n} \left(\frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \cos \phi + \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \sin \phi \right) \\
 \frac{\partial a'}{\partial \beta} &= \frac{\partial a'}{\partial C_t} \frac{\partial C_t}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} = -\frac{\partial a'}{\partial C_t} \left(\frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \sin \phi - \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \cos \phi \right)
 \end{aligned} \tag{H.12}$$

再其中， $\frac{da}{d\phi}$ 和 $\frac{da'}{d\phi}$ 可利用式 (H.5) 由以下关系确定：

$$\begin{aligned}
 \frac{da}{d\phi} &= \frac{-4 \left(\sin 2\phi C_n - \frac{dC_n}{d\phi} \sin^2 \phi \right)}{\sigma C_n^2 \left(\frac{4 \sin^2 \phi}{\sigma C_n} + 1 \right)^2} \\
 \frac{da'}{d\phi} &= \frac{-4 \left(\cos 2\phi C_t - \frac{dC_t}{d\phi} \sin \phi \cos \phi \right)}{\sigma C_t^2 \left(\frac{4 \sin \phi \cos \phi}{\sigma C_t} - 1 \right)^2}
 \end{aligned} \tag{H.13}$$

利用式 (H.7) 进行如下偏导运算：

$$\frac{\partial (\tan \phi \cdot r\Omega (1+a'))}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}} = \frac{\partial (U_\infty (1-a))}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}} - 1 \tag{H.14}$$

将式 (H.14) 展开，有：

$$\frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}} \left(\sec^2 \phi \cdot r\Omega (1+a') + \tan \phi \cdot r\Omega \frac{\partial a'}{\partial \phi} + U_\infty \frac{\partial a}{\partial \phi} \right) = -1 \tag{H.15}$$

此外， $\frac{\partial \phi}{\partial \Omega}$ 表示为：

$$\frac{\partial \phi}{\partial \Omega} \left[\frac{d \left(\frac{1-a}{1+a'} \right)}{d\phi} \cot \phi - \frac{1}{\sin^2 \phi} \cdot \frac{1-a}{1+a'} \right] = \frac{r}{U_\infty} \tag{H.16}$$

其中， $\frac{d \left(\frac{1-a}{1+a'} \right)}{d\phi} = \frac{\frac{da'}{d\phi}(1-a) + \frac{da}{d\phi}(1+a')}{(1-a)^2}$

$\frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}}$ 和 $\frac{\partial \phi}{\partial \Omega}$ 的表达式可以通过式 (H.15) 和 (H.16) 并结合式 (H.13) 求得。

根据式 (H.5)，有：

$$\frac{\partial a}{\partial C_n} = \left(\frac{4 \sin^2 \phi}{\sigma C_n} + 1 \right)^{-2} \frac{4 \sin^2 \phi}{\sigma} \frac{1}{C_n^2} \tag{H.17}$$

以及：

$$\frac{\partial a'}{\partial C_t} = \left(\frac{4 \sin \phi \cos \phi}{\sigma C_t} - 1 \right)^{-2} \frac{4 \sin \phi \cos \phi}{\sigma} \frac{1}{C_t^2} \tag{H.18}$$

式 (H.8) 和 (H.9) 中的其他偏导数可展开如下:

$$\begin{aligned}\frac{\partial C_t}{\partial U_{\text{surge}}} &= \frac{\partial C_t}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial U_{\text{surge}}} \\ \frac{\partial C_t}{\partial u_{\text{act}}} &= \frac{\partial C_t}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial u_{\text{act}}} \\ \frac{\partial C_t}{\partial \Omega} &= \frac{\partial C_t}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial \Omega} \\ \frac{\partial C_t}{\partial \beta} &= \frac{\partial C_t}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} = - \left(\frac{\partial C_l}{\partial \alpha} \sin \phi - \frac{\partial C_d}{\partial \alpha} \cos \phi \right)\end{aligned}\quad (\text{H.19})$$

式中, $\frac{\partial C_t}{\partial \phi}$ 利用式 (H.6) 可展开为如下形式:

$$\frac{\partial C_t}{\partial \phi} = \frac{\partial C_l}{\partial \phi} \sin \phi - \frac{\partial C_d}{\partial \phi} \cos \phi + C_l \cos \phi + C_d \sin \phi \quad (\text{H.20})$$

对于 $\frac{\partial \phi}{\partial u_{\text{act}}}$, 根据式 (H.7), 以下关系成立:

$$\frac{\partial (\tan \phi \cdot r\Omega (1 + a'))}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial u_{\text{act}}} = -1 \quad (\text{H.21})$$

展开可得 $\frac{\partial \phi}{\partial u_{\text{act}}}$:

$$\frac{\partial \phi}{\partial u_{\text{act}}} \left(\sec^2 \phi \cdot r\Omega (1 + a') + \tan \phi \cdot r\Omega \frac{\partial a'}{\partial \phi} \right) = -1 \quad (\text{H.22})$$

推导完毕。