

申请上海交通大学博士学位论文

立柱式平台涡激运动计算方法与应用研究

学 校： 上海交通大学
院 系： 船舶海洋与建筑工程学院
班 级： A1301021
学 号： 0130102009
专 业： 船舶与海洋工程
博 士 生： 赵伟文
导 师： 万德成 教授

上海交通大学

船舶海洋与建筑工程学院

2019 年 03 月

**A Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University for the
Degree of Philosophy Doctor**

**RESEARCH ON NUMERICAL METHODS AND
APPLICATIONS OF VORTEX-INDUCED MOTIONS OF
COLUMN-STABILIZED FLOATING PLATFORMS**

Author: Weiwen Zhao

Advisor: Prof. Decheng Wan

Specialty: Naval Architecture and Ocean Engineering

School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering

Shanghai Jiao Tong University

Shanghai, P.R.China

March, 2019

立柱式平台涡激运动计算方法与应用研究

摘 要

随着海洋油气资源开采从大陆架走向深海，深海立柱式平台受到越来越多的重视。深海立柱式平台在工程应用中面临的重要问题之一就是涡激运动。涡激运动是一个复杂的物理问题。首先，涡激运动出现在高雷诺数流动下，且涉及到包含大分离的湍流流动，带有强烈的非定常特性；其次，立柱式平台的外观型式复杂多变，包括 Spar、张力腿、半潜式平台等多种形式，部分平台带有螺旋侧板等附体；第三，在实际情况下，立柱式平台虽然有系泊系统的约束，但在高流速情况下，仍将出现大幅度的漂移。这些问题给涡激运动的精确预报提出了巨大挑战。

针对上述问题，本论文以开源代码框架 OpenFOAM 为开发平台，对 OpenFOAM 中的分离涡模拟方法进行修改，并将其与动态重叠网格功能相结合，同时对动网格模块、系泊系统模块进行相应的改造，最终形成了涡激运动的数值求解器 vim-FOAM-SJTU。求解器适用范围广，可以计算复杂几何形状及系泊形式的浮式平台涡激运动。目前已应用于带有大分离流动的圆柱绕流、带螺旋侧板的 Spar 平台涡激运动、采用单根系泊的浮筒的涡激运动、多立柱半潜式平台涡激运动的数值模拟。

求解器的主要功能模块包括流场计算模块、高雷诺数求解模块、弹簧系泊系统模块、六自由度运动模块、网格运动与更新模块、重叠网格计算模块。其中，流场计算模块调用 OpenFOAM 中的 PIMPLE 算法进行不可压缩流体的速度压力解耦，通过求解高雷诺数流动的 URANS/DES 方程，得到流场信息；高雷诺数求解模块对分离涡模拟模块进行改造，通过引入重叠网格插值与计算对象，实现对湍流输运方程中湍流物理量的流场信息更新，以此实现分离涡模拟方法和重叠网格技术的结合，在准确模拟大分离流动的同时还能处理物体大幅度运动；弹簧系泊系统由若干根弹簧组成，与六自由度运动模块相互调用，前者调用后者得到平台的位置更新系泊力，后者调用前者得到系泊力求解运动方程，以此实现弹簧系泊与物体运动的整体求解；网格运动与更新模块通过平台位置与姿态信息求解嵌套网格的网格节点位置，并通过 OpenFOAM 给动网格派生类预留的虚函数接口实现网格的更新，在更新网格后，重叠网格计算模块依据新的网格位置信息，通过调用 Suggar++ 程序计算多块嵌套网格的重叠区域和插值信息并反馈给流场计算模块，供下一时刻流场求解使用。求解器的

各模块都充分利用 OpenFOAM 的代码结构和数据, 并采用 C++ 面向对象的编程思想, 实现了代码重用和接口统一, 有利于以后的功能扩展。

论文对所开发的求解器进行了系列算例验证。第一部分为单柱式平台三维绕流及涡激运动数值模拟。利用分离涡模拟方法, 对雷诺数 3900 的无限长三维圆柱问题进行数值模拟, 并将结果同物理试验对比, 验证了求解器对大分离流动问题的可靠性。随后对有限长的单圆柱绕流问题进行了数值模拟, 分析了柱体附近的流场特征, 比较了带与不带螺旋侧板的圆柱绕流特性与三维涡结构。对带螺旋侧板的 Spar 平台进行涡激运动数值模拟, 将结果同模型试验比较, 验证了求解器对复杂几何形状平台求解的可靠性。对采用单根系泊浮筒涡激运动的数值模拟, 研究了浮筒的运动响应随折合速度的变化规律, 分析了横向、流向运动与首摇频率之间的关系, 同时对典型时刻的流场特征进行了分析。第二部分为四立柱半潜式平台三维绕流及涡激运动数值模拟。三维绕流特性研究中, 分析了平台各立柱的表面压力系数、流体力系数、漩涡脱落频率随流速的变化规律, 并对典型时刻的流场进行了详细分析。涡激运动特性研究中, 弹簧系泊系统在顺流和横流方向采用不同刚度, 与模型试验对比结果表明求解器可以在考虑各向异性系泊刚度的情况下准确预报涡激运动响应。第三部分为八立柱半潜式平台三维绕流及涡激运动数值模拟。三维绕流问题的研究中, 研究了不同流速和角度下的平台绕流特性, 并将数值得到的拖曳力结果同试验比较, 验证了求解器的可靠性。涡激运动问题的研究中, 同样研究了涡激运动的各特性随折合速度和来流角度的变化规律, 分析涡激首摇现象产生的原因并揭示了锁定现象产生的原因。

综上所述, 论文构建了面向深海立柱式平台涡激运动问题的 CFD 求解器, 并采用该求解器对几类立柱式平台的三维绕流及涡激运动问题开展了较为深入的研究。研究对象除了典型的 Spar 和四立柱半潜式平台, 还包含单根系泊的浮筒和概念设计的八立柱半潜式平台。研究了涡激运动特性随流速、流向等因素的变化情况, 相应结果均有试验数据支撑, 具有一定的可靠性。论文所开发的 CFD 求解器可以帮助工程人员更深入地了解涡激运动的产生机理及运动规律, 为工程中的平台减涡设计及安全运营提供分析工具。

关键词: 分离涡模拟, 重叠网格, 涡激运动, 弹簧系泊系统, 立柱式平台, vim-FOAM-SJTU

RESEARCH ON NUMERICAL METHODS AND APPLICATIONS OF VORTEX-INDUCED MOTIONS OF COLUMN-STABILIZED FLOATING PLATFORMS

ABSTRACT

As the exploration and drilling of offshore oil and gas move towards deeper water, the deep-sea floating offshore platforms gain much attention from the industry. However, one of the most challenging issues for column-stabilized floating platforms is the vortex-induced motions (VIM). VIM is a complex physical phenomenon. Firstly, VIM involves high-Reynolds-number flows with massive separation, with contains strongly unsteady characteristics. Secondly, the distinctive geometries of various kinds of floating platforms, such as Spars, semi-submersibles and TLPs, some with helical strakes, make VIM more complicated. Third, even though the floating platforms are moored, it may still suffer large amplitude drift under high speed currents. This problems pose a huge challenge to the accurate prediction of VIM.

In view of the above problems, the dissertation uses the open source framework OpenFOAM as the development platform, improves the detached-eddy simulation module and combine it with the dynamic overset grid technique, and modifies the dynamic deforming mesh and mooring system module accordingly, which forms the CFD solver vim-FOAM-SJTU. The solver has a wide range of applications for predicting VIM of floating platforms with complex geometries and moorings. It has been applied to the flow around a cylinder, VIM of a Spar platform with helical strakes, a single mooringline buoy, and multi-column semi-submersible platforms.

The solvers main modules consists of, flow field computing module, high Reynolds number module, spring-type mooring system module, six-degrees-of-freedom module, mesh motion and update module, and the overset grid computing module. The flow field computing module uses the PIMPLE algorithm to decoupling velocity and pressure for incompressible fluid, and solves the URANS/DES equations of the high Reynolds number flow to obtain the flow field information. The high Reynolds number module modifies the solving procedure of DES module to include overset information exchange by introducing the overset grid capability provided by naoe-FOAM-os-SJTU. In such way the DES and overset grid is incorporated. The spring-type mooring system consists of several springs to

form an integral module, which is crossly called with the six-degrees-of-freedom module to realize the overall solution of spring-type mooring system and platform motion. The former calls the latter to get the platform position and update mooring force, and the latter calls the former to obtain mooring force to solve the motion equation. The mesh motion and update module solves for the mesh node location of the overlapping grid with the platform's position and orientation, and updates the grid with a pure virtual member function in a dynamic mesh class in OpenFOAM. After updating the mesh, the overset grid computing module calls the Suggar++ to compute the overlapping and interpolating data which will be provided to the flow computing module for next time step's computation. Every module of the solver makes full use of OpenFOAM's code and data structure, and adopts C++ object-oriented programming paradigm to realize code reuse and interface unification, which is conducive for future functional extension.

The dissertation has conducted a series of test cases to validate the solver. The first part is the simulation of three-dimensional flow around cylinder and VIM of single-column floating structures. A infinitely long cylinder flow at Reynolds number 3900 is studied. The results are compared with the experiment to verify the accuracy of the solver for large separation flow problems. Then numerical simulation of the finite-length single-cylinder flow problem is carried out. The flow field characteristics near the cylinder are analyzed. The flow characteristics and three-dimensional vortex structure of the cylinder with and without helical strakes are compared. After that, VIM simulations of a Spar platform with helical strakes are carried out. The motion responses are compared with model test. Finally, VIM simulations of a single mooring buoyancy can are carried out. Motion responses of the buoyancy can under different velocities are studied. The relationship of frequency between transverse, inline motions and yaw is analyzed. Flow visualizations at typical time steps are depicted. The second part is three-dimensional flow and VIM of a four-column semi-submersible platform. Surface pressure, drag and lift coefficients and vortex shedding frequency of each column are analyzed for flow around the fixed semi-submersible. Flow field visualizations at a period is given in detail. In the VIM study, the spring-type mooring system uses different stiffnesses in the transverse and inline directions. Comparison with the model test shows that the solver can accurately predict the VIM response for anisotropic mooring stiffness platforms. The third part is the three-dimensional flow and vortex motion of a eight-column semi-submersible. In the study of three-dimensional flow problems, flow characteristics under different flow velocity and angle are studied, and drags are compared with model test. In VIM study, VIM characteristics under different reduced velocities and current headings are also studied. The causes of the vortex-induced yaw (VIY) are analyzed and the causes of the "lock-in" phenomenon are revealed.

In conclusion, this dissertation implements a CFD solver for VIM of various kinds of deep sea floating offshore platforms, and applies the solver to several floating platforms and structures. The platforms not only include typical Spar and four-column semi-submersible, but also includes single mooring line buoyancy can and conceptional eight-column semi-submersible. Research of VIM characteristics at different conditions are performed. The results have been validated with experimental data and is reliable. The developed solver can help engineers for better understanding the VIM mechanism and motion pattern. It can also build confidence to design VIM suppressor and safety operation for deepsea floating platforms.

Keywords: detached-eddy simulation (DES), overset grid, spring-type mooring system, vortex-induced motions, floating offshore platforms, vim-FOAM-SJTU

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	III
第一章 绪 论.....	1
1.1 深海浮式平台的涡激运动问题.....	1
1.2 涡激运动的研究现状.....	3
1.2.1 模型试验方法.....	3
1.2.2 基于 CFD 的数值方法.....	11
1.3 涡激运动数值模拟的关键问题.....	19
1.3.1 高雷诺数大分离流动.....	19
1.3.2 系泊与漂浮特性.....	22
1.3.3 运动边界问题.....	23
1.4 涡激运动的数值计算软件.....	24
1.4.1 已有计算软件.....	24
1.4.2 本文开发的计算软件.....	26
1.5 本文主要工作和创新点.....	27
1.5.1 本文主要工作内容.....	27
1.5.2 本文的工作特色及主要创新点.....	28
第二章 涡激运动求解器的理论与数值方法.....	31
2.1 流体运动控制方程.....	31
2.1.1 连续性方程和动量方程.....	31
2.1.2 速度压力解耦.....	32
2.1.3 棋盘状压力场处理.....	33
2.1.4 非正交网格修正.....	33

2.1.5 控制方程离散	34
2.2 湍流模拟方法	36
2.2.1 雷诺平均方法和 SST $k-\omega$ 模型	37
2.2.2 大涡模拟方法及亚格子模型	41
2.2.3 湍流近壁面边界层流动处理	43
2.2.4 分离涡模拟方法	46
2.2.5 基于 SST 模型的分离涡模拟	47
2.3 弹簧系泊系统理论和方法	49
2.3.1 弹簧-质量模型	49
2.3.2 弹簧系泊模型	50
2.4 六自由度运动方程	51
2.4.1 坐标系定义及转换	51
2.4.2 力和力矩求解	52
2.4.3 运动方程的建立	53
2.5 动网格技术	54
2.5.1 变形网格	54
2.5.2 动态重叠网格	54
2.6 本章小结	56
第三章 涡激运动求解器 VIM-FOAM-SJTU 的开发	57
3.1 开发背景介绍	57
3.2 分离涡模拟模块	57
3.2.1 OpenFOAM 中的分离涡模拟	57
3.2.2 分离涡模拟方法与重叠网格结合	62
3.3 动网格模块	63
3.3.1 OpenFOAM 中的动网格	63
3.3.2 动态重叠网格	65
3.4 六自由度运动模块	65

3.5 重叠网格模块.....	66
3.6 求解器主要模块及求解流程.....	67
3.6.1 流场求解模块流程.....	68
3.6.2 高雷诺数模块流程.....	69
3.6.3 弹簧系泊模块流程.....	70
3.6.4 六自由度运动模块流程.....	71
3.6.5 重叠网格模块流程.....	71
3.7 本章小结.....	72
第四章 单柱式结构物的绕流及涡激运动特性研究.....	73
4.1 无限长圆柱绕流.....	73
4.1.1 几何模型和计算域网格划分.....	73
4.1.2 圆柱升阻力系数.....	75
4.1.3 时间平均统计结果.....	76
4.1.4 瞬时流场特征.....	82
4.2 有限长圆柱绕流.....	84
4.2.2 几何模型和计算域网格划分.....	85
4.2.3 光滑圆柱周围流场特征.....	86
4.2.4 螺旋侧板的影响.....	88
4.3 Spar 平台涡激运动.....	88
4.3.1 平台主尺度.....	89
4.3.2 计算域和网格划分.....	90
4.3.3 运动响应分析.....	91
4.3.4 无量纲振幅比.....	95
4.4 浮筒涡激运动.....	96
4.4.1 几何模型和计算域网格划分.....	96
4.4.2 自由衰减结果.....	98
4.4.3 运动响应分析.....	98

4.4.4 流场分析	100
4.5 本章小结	103
第五章 四立柱半潜式平台绕流及涡激运动特性研究.....	105
5.1 方柱和四立柱绕流特点.....	105
5.1.1 方柱绕流特点	105
5.1.2 四立柱绕流特点	106
5.2 四立柱半潜式平台模型.....	107
5.2.2 网格划分和边界条件	108
5.3 四立柱半潜式平台绕流特性.....	109
5.3.1 计算工况	109
5.3.2 立柱表面压力系数	110
5.3.3 流体力系数	112
5.3.4 立柱漩涡脱落频率	113
5.3.5 流场分析	114
5.4 四立柱半潜式平台涡激运动特性.....	116
5.4.1 计算工况	116
5.4.2 数值模拟对比验证	116
5.4.3 运动响应及受力分析	119
5.4.4 流场分析	121
5.5 本章小结	125
第六章 八立柱半潜式平台绕流及涡激运动特性研究.....	127
6.1 八立柱半潜式平台简介.....	127
6.1.1 平台设计背景	127
6.1.2 已有模型试验数据	128
6.2 八立柱半潜式平台绕流特性.....	129
6.2.1 平台几何参数	129
6.2.2 计算模型和网格划分	129

6.2.3 网格收敛性验证.....	132
6.2.4 计算结果	133
6.3 八立柱半潜式平台自由衰减计算.....	137
6.3.1 系泊系统模拟.....	137
6.3.2 静态位移和自由衰减试验.....	140
6.4 涡激运动响应分析.....	144
6.4.1 涡激运动时历及运动轨迹.....	145
6.4.2 涡激首摇现象.....	149
6.4.3 涡激运动的锁定现象.....	151
6.4.4 流场分析	154
6.4.5 流体力系数分析.....	157
6.5 来流角度对涡激运动的影响.....	161
6.5.1 来流角度定义.....	161
6.5.2 计算网格生成.....	162
6.5.3 运动响应分析.....	164
6.5.4 频率成分分析.....	167
6.5.5 瞬时流场分析.....	171
6.6 本章小结.....	177
第七章 结论与展望.....	179
7.1 全文工作总结.....	179
7.2 进一步研究展望.....	181
参 考 文 献.....	183
攻读博士学位期间已发表或录用的论文.....	197
攻读博士学位期间参与的科研项目	199
致 谢.....	201

第一章 绪 论

1.1 深海浮式平台的涡激运动问题

近年来，随着海洋油气资源的勘探与开发走向深远海，以浮式生产储油系统（Floating Production Storage and Offloading, FPSO）、立柱式平台（Spar）、张力腿平台（Tension-Leg Platform, TLP）和半潜式平台（Semi-submersible）为代表的各类浮式钻井与开采平台在全世界范围内的海洋油气勘探开采领域得到广泛应用。在这些深海油气勘探与开发的装备和结构中，存在大量的细长圆柱状结构物，如深水钻井和生产隔水管及立管系统、立柱系统、悬链线定位系统、锚泊及束缚结构物等。在洋流的作用下，这种圆柱状结构的两侧将产生交替泻涡进而在其周围形成周期性的压力脉动。当这种周期性变化的载荷与细长管线的某一阶模态的固有频率较为接近时，将会诱发其产生振动，这种振动被称为涡激振动（Vortex-Induced Vibrations, VIV）。涡激振动不但会直接导致管线结构的疲劳损伤，而且会进一步改变作用于管线结构的水动力载荷分布，进而使其结构动力响应变得极其复杂。在深水环境中细长立管的振动与所遭受到的流体力密切相关，两者的相互作用多表现为涡系结构的多尺度、多变性、多场耦合、多自由度、多模态等流体和结构耦合的复杂特征。

与涡激振动问题类似，具有垂向立柱结构的大型浮式海洋平台，如深海单立柱式（Spar）平台、半潜式平台、张力腿平台和浮筒等，在来流的作用下会产生因周期性漩涡脱落而诱发的涡激运动（Vortex-Induced Motions, VIM）现象。与存在涡激振动问题的细长杆件相比，产生涡激运动问题的大型海洋平台的立柱结构细长比相对较小，平台整体结构呈刚性，并具有特有的漂浮和系泊特性，因此涡激运动的响应特性与涡激振动完全不同，其三维特性更显著、雷诺数更高、运动周期更长且运动幅度更大。涡激运动是一个非常复杂的非线性系统，包含了诸如流动分离、高雷诺数湍流流动、流体与固体相互作用等复杂的物理现象。将浮式平台视为一个系统，在涡激运动整个过程中流体提供的能量和由系统阻尼（包括平台运动阻尼和系泊系统的阻尼）消耗的能量达到平衡。当泻涡频率等于或接近系统的横荡固有频率时，将发生共振，此时系统存储的能量急剧增加，运动幅度也明显增大，而运动频率则几乎维持在横荡固有频率附近，出现“锁定”现象。对涡激运动的模型试验研究表明，锁定现象会扩大共振区间，在很大范围内变化的流速都将引发持续而有规律的大幅运动。这将加速系

泊系统和立管系统的疲劳损害,严重影响浮式平台的生产与生活环境。因此对浮式平台涡激运动的研究十分必要,具有重要意义。

目前对涡激运动的研究方法主要分为经验模型方法、实尺度观测、模型试验方法以及基于计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)的数值模拟方法。经验模型方法最初是用于涡激振动中的共振问题研究,其中具有代表性的为 Van der Pol 尾流振子模型(Hartlen, R.T., Currie, I.G., 1970; Iwan, W.D., Blevins, R.D., 1974)和 Morison 扩展模型(Sarpkaya, T., 1982)。经验模型方法通过模仿流体作用在圆柱上的升力来计算在“锁定”现象中的圆柱结构响应。这些方法虽然可以快速给出运动响应结果(高云,等,2011; Hussin, W. et al., 2017),然而由于大都依靠经验公式或引入过多假设,只能用于研究光滑圆柱体等简单几何结构,当平台结构复杂以及存在各种附属物时,其对涡激运动的预报精度不高。

实尺度观测多为后验,其目的是为了验证设计阶段预测的涡激运动响应与载荷是否符合真实情况。然而实尺度观测数据多被视为商业机密,公开发表的很少。Smith 等(2004)采取实地观测的后报(Hindcasting)方式,调查了墨西哥湾的环流/剪切流对 Genesis Spar 涡激运动的影响,并讨论了涡激运动导致的系泊系统疲劳和损耗问题。他们所做的主要工作为:通过测量平台运动来分析系泊缆张力;估算导缆孔处系泊缆集中应力情况;大幅度/小周期情况下的疲劳损坏情况估计;累计损耗情况估计等。Yung 等(2004)也发表了 Hoover Spar 在涡/环流下经历的涡激运动响应数据,包括估算得到的拖曳力、时历曲线的峰值统计、锁定现象以及多自由度运动响应等。Irani 等(2008)对 Horn Mountain Truss Spar 在涡/环流下的运动响应进行测量,他们收集了 2005 年 6 月至 2007 年 7 月之间的测量数据,分析后发现最大涡激运动响应($A/D=0.26$)远小于设计阶段的预测最大响应值($A/D=0.5$),他们指出拖曳试验无法模拟出剪切流、湍流以及复杂的风浪状况,实地测量是验证物理和数值模型的重要补充手段。Beattie 等(2013)对比分析了 Constitution Truss Spar 在 2006 年到 2011 年期间所采集到的运动响应数据,同时将实地测量数据与模型试验比较。他们的研究表明,实际情况下导致涡激运动洋流的发生概率远小于在设计阶段通过海洋气象统计学得到的预计值。实尺度下的涡激运动响应小于模型试验的一个可能的原因是模型试验没有考虑立管和悬链线系泊系统等带来的阻尼效应。Ma 等(2013)利用一座深水半潜式平台上的环境设备监测系统(Environmental and Facility Monitoring System, EFMS)获得实尺度平台的运动数据,结果表明:实尺度平台上的涡激运动出现的频率比设计预期值要低很多;实尺度平台上发生涡激运动的折合速度区间比设计预期值要窄得多;实尺度平台上的涡激运动标称响应幅值比设计预期值要小的多。

模型试验是最常用的涡激运动研究方法，通常在拖曳水池、循环水槽或海洋工程水池中进行 (Irani, M., Finn, L., 2004)。三种模型试验方法各有优劣：在拖曳水池试验中，模型随拖车一起运动，可以达到较高的拖曳速度，然而受限于拖曳水池的长度，可能达不到所需时间长度的统计数据；循环水槽试验可以长时间进行数据采集，然而水槽中的来流速度不高且模型尺寸较小，无法实现高雷诺数工况；海洋工程水池可以模拟均匀流和剪切流情况，但其造流成本较高，且和循环水槽一样存在流速限制问题。目前采用较多的方法为拖曳水池模型试验。在拖曳试验中，平台模型通过半张紧式系泊与拖车相连，系泊刚度通过若干接近水平的弹簧来提供，这些水平弹簧通常采用 4 根对称的布置形式 (Zou, J. et al., 2013)。

近年来得益于计算机技术及数值模拟手段突飞猛进地发展，CFD 数值方法逐渐成为研究涡激运动的重要手段。将 CFD 数值方法用于涡激运动可以不受模型试验场地的限制，实现物理水池难以实现的功能，如高流速、剖面流、长时间模拟等。在涡激运动研究领域，CFD 数值方法逐渐发展为同模型试验方法相辅相成的研究手段，并形成了二者交叉验证的局面。

1.2 涡激运动的研究现状

1.2.1 模型试验方法

Spar 平台是目前最常见的单柱式平台，按目前正在服役的 Spar 平台外观可将其分为三类：传统式 (classic)、桁架式 (truss) 和蜂房式 (cell)。总体而言，Spar 平台的主体为大直径的垂向圆柱结构，且大部分浸没在水面之下。这种垂向的圆柱结构使得 Spar 平台容易在一定速度的洋流下发生涡激运动。此外，Spar 平台主体表面通常装有用来抑制涡激运动的螺旋侧板，这种复杂的几何结构使得 Spar 平台周围的绕流场更为复杂、三维特征更为明显。因此对 Spar 平台涡激运动的研究也变得更为困难。

国外的研究人员很早就意识到了 Spar 平台的涡激运动问题，并开展对其涡激运动的相关研究。在早期，由于对涡激运动原理和规律的认识不深，无法建立有效的数学模型，并且也缺乏相应的数值预报工具，因此对涡激运动的研究以在物理水池中进行的模型试验为主。

1997 年，Glanville 等 (1997) 对 Spar 平台开展了涡激运动研究。他们采用模型试验的方式，前后在美国加利福尼亚州的海洋工程试验水池 (Offshore Model Basin, OMB) 和德克萨斯州的海洋技术研究中心 (Offshore Technology Research Center,

OTRC)的水池,分别对缩尺比为 1:64 和 1:48 的两座 Spar 平台做模型试验,研究了 Spar 平台主体上的不同螺旋侧板布置方式对 Spar 平台涡激运动响应的影响,他们发现螺旋侧板的覆盖率对涡激运动的抑制效果影响很大。

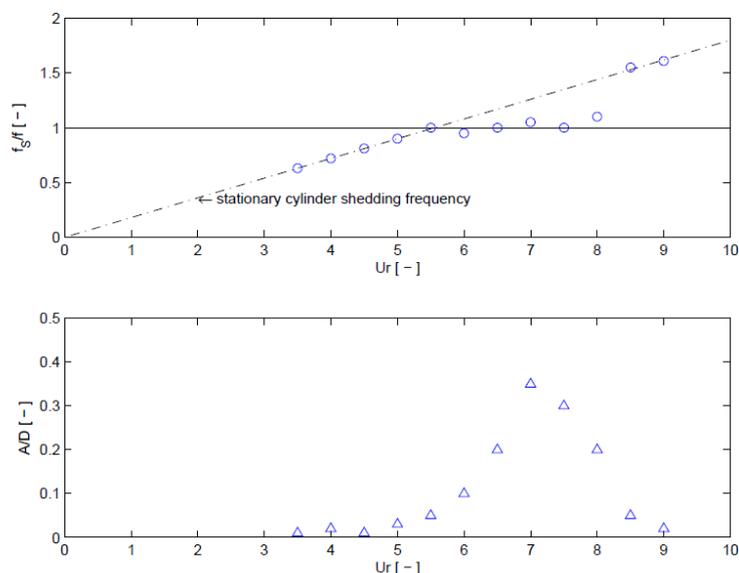


图1-1 涡激运动泻涡频率的“锁定”效应 (van Dijk, R.R.T. et al., 2003)

Fig.1-1 The “Lock-in” effect of shedding frequency for VIM (van Dijk, R.R.T. et al., 2003)

van Dijk 等 (2003) 对一座 Truss Spar 平台的涡激运动问题开展研究。他们在荷兰的 MARIN 水池对 Truss Spar 平台进行模型试验,采用在拖曳水池中拖曳的方式模拟均匀来流,认为模型试验可以用于优化螺旋侧板设计,主体上的附体结构对试验结果有较大影响,在模型试验中必须予以考虑,此外还探讨了桁架结构产生的阻尼对涡激运动影响的抑制作用,同时讨论了涡激运动的“锁定”效应 (Lock-in Effect) 及其在“锁定”区间的共振现象 (图 1-1)。

Finn 等 (2003) 对一座 Cell Spar 平台的涡激运动问题开展了相关研究。他们采用模型试验的方式对 Cell Spar 平台进行了一系列拖曳水池试验 (图 1-2),研究了平台主体参数及系泊系统特性参数对其涡激运动响应的影响,讨论了不同螺旋侧板布置方式以及来流角度对涡激运动响应的影响。此外他们还分别在拖曳水池和循环水槽中对同一个 Spar 模型进行试验,对比分析了 Spar 在不同水池模型试验中的涡激运动响应情况。Irani 和 Finn (2004) 介绍了 Spar 平台涡激运动模型试验发展的最新情况,并对一个已经在墨西哥湾投入生产使用的 Classic Spar 按缩尺比 1:47 进行六自由度的涡激运动模型试验,并将模型试验的数据与实尺度测量数据比较。随后, Irani 和

Finn (2005) 进行了一系列的模型试验, 研究不同螺旋侧板设计下 Truss Spar 平台涡激运动响应特征, 试验模拟了包括平台主体及桁架几何形状、质量和系泊系统特性等重要参数, 同时还考虑了涡激运动中 Truss Spar 平台螺旋侧板的强度和疲劳并提出了改进方案。



图1-2 带螺旋侧板的 Cell Spar 模型 (Finn, L.D. et al., 2003)

Fig.1-2 Cell Spar model with helical strakes (Finn, L.D. et al., 2003)

Finnigan 和 Roddier(2007)对超临界雷诺数下的 Spar 涡激运动进行了模型试验, 研究了主体附属物和来流角度对螺旋侧板减涡效果和涡激运动响应的影响。他们采用的是一座 Truss Spar 模型的硬舱部分, 缩尺比为 1:22.3, 比通常的 Spar 模型(缩尺比 1:50 左右)要大得多。随后, Roddier 等(2009)研究了 Spar 平台涡激运动模型试验的尺度效应问题。他们以同一座 Truss Spar 平台的硬舱部分为研究对象, 分别在三个不同的拖曳水池(加州大学伯克利分校、丹麦 Force 公司以及美国泰勒水池)采用三种不同缩尺比的模型进行了涡激运动试验(见图 1-3), 研究了来流速度、流向角及主体附属物等因素对涡激运动响应特征的影响。其中加州大学伯克利分校水池的模型最小, 缩尺比为 1:142.8; Force 公司的模型其次, 缩尺比为 1:65; 泰勒水池的模型最大, 缩尺比为 1:22.3。前两个模型为亚临界雷诺数流动, 后一个模型为超临界雷诺数流动。他们的研究表明, 小缩尺比模型的涡激运动响应幅度更大, 在亚临界雷诺数状态下进行涡激运动模型试验是可行的, 且略显保守。在较小流速下, 不同缩尺模型的涡激运动响应幅值差别很小, 证明傅汝德数相似准则是可取的, 雷诺数对 Spar 平台涡激运动响应特性的影响不大。



图1-3 三个不同缩尺比的 Spar 模型 (Roddier, D. et al., 2009)

Fig.1-3 Spar model in three difference scales (Roddier, D. et al., 2009)

Antony 等(2013)在循环水槽中对 Spar 平台进行涡激运动试验。常规的拖曳水池试验无法实现实际海洋环境中的剪切流动,他们利用循环水槽的造流功能实现了剪切流,并研究了 Spar 平台在剪切流下的涡激运动响应,同时将剪切流与均匀流结果相对比,在两种不同剖面的来流情况下观测到了有明显区别的涡激运动响应特征。剪切流下的折合速度包络线相比均匀流下的有一个明显的偏移。对运动时历进行频率分析发现剪切流的运动响应存在多个不同的频率成分。

由于涡激运动最早发现于单柱式平台上,早期对涡激运动的研究也大多数集中在单柱式平台上(Fujarra, A.L.C. et al., 2012)。而多柱式的深吃水平台近年来才出现,对其涡激运动的研究也是近十年才开始兴起。与单柱式 Spar 平台涡激运动研究现状类似,多柱式平台的研究手段也经历了从单一的模型试验方法,到模型试验与 CFD 数值模拟并重的发展阶段。

Waals 等(2007)是较早开始对多柱式浮式平台涡激运动进行研究的一批人。2007年他们对多柱式的半潜平台和 TLP 平台的涡激运动开展拖曳模型试验研究,对比分析了采用不同质量比、吃水深度和浮筒形式的多柱式平台的涡激运动响应(见表 1-1)。结果表明深吃水半潜式平台由于立柱激励长度大,其涡激运动响应比传统半潜式平台大得多。低质量比的深吃水 TLP 平台涡激运动响应要大于深吃水半潜式平台。采用两浮筒形式比采用四浮筒形式的半潜式平台的涡激运动响应要大一倍左右。他们还研究了来流角度的影响,结果表明在 45 度来流角时的涡激运动响应普遍高于 0

度来流角。此外，0 度来流角下观察到明显的首摇运动，其中两浮筒半潜式平台在折合速度为 40 时的最大首摇角度可达 6.79 度。

表1-1 四种不同浮式平台参数 (Waals, O.J. et al., 2007)

Table 1-1 Four different floating platforms (Waals, O.J. et al., 2007)

示意图	平台类型	质量/t	排水量/t	质 量 比	吃 水 /m	立柱高度/m
	深吃水半潜平台	44000	53000	0.83	35	24.5
	深吃水张力腿平台	30000	53000	0.57	35	24.5
	4 浮筒半潜平台	37000	44000	0.84	22.8	12.2
	2 浮筒半潜平台	34000	41000	0.83	35	24.5

Rijken 和 Leverette (2008) 对采用方形立柱的深吃水半潜式平台的涡激运动特性进行了模型试验研究。他们的研究表明，除了 0 度来流角以外，其他来流角 (15/30/45) 工况下均明显观察到由“锁定”效应引起的横向运动幅值增加的现象。对于后“锁定”区域 (折合速度为 7~12)，平台在产生大幅度横向运动的同时，还会出现较为明显的纵向运动。在“锁定”区域内 (折合速度为 5~7)，平台做近乎谐振的往复运动，其振幅和过零周期基本保持不变。此外，他们还研究了外部阻尼 (如锚链、立管等装置) 对涡激运动的影响，结果表明外部阻尼会提高发生涡激运动的折合速度，与此同时降低过零周期。随后，他们 (Rijken, O., Leverette, S., 2009) 对一座四立柱的深吃水半潜式平台进行了实地测量，测量得到的数据验证了之前所做模型试验的一些猜想。他们的研究结果证实了在实尺度的深吃水半潜式平台上确实会发生涡激运动。平台在“锁定”区域的运动响应比后“锁定”区域更加谐振。此外，他们还观测到实尺度的涡激运动幅度要小于模型尺度，这与 Roddier 等 (2009) 关于 Spar 平台尺度效应的结论一致。

Gonçalves 等 (2011; 2012a) 通过对一座深吃水半潜式平台进行拖曳模型试验，研究了来流角度、主体附属物等因素对平台涡激运动的影响。他们采用了一个小缩尺比模型 (1:100)，得到的主要结论如下：涡激运动的最大响应幅值出现在 30/45/210/225 度来流角下；涡激运动的横向运动在折合速度为 4~14 时开始出现，在折合速度为 7~8 时达到峰值；在 0 度和 180 度来流角下，主体附属物对涡激运动的影响最大；折合

速度为 0~10 的所有工况均可以观察到纵向运动；在平面内没有观察到明显的“8”字型运动轨迹。他们在试验中同样观察到了明显的首摇运动，最大首摇角为 4.5 度左右，出现在 0 度和 180 度来流角工况下。

Magee 等 (2011) 在马来西亚理工大学的海洋实验室进行了一系列拖曳试验，研究了来流作用对 TLP 平台运动和受力的影响。他们设计了两种形式的张力腿平台：一种是通过调节压载使其浮于水面，用水平等效弹簧系于拖车上；第二种是直接将模型固定在拖车之上，用六分力传感器测量其受力情况。研究结果表明涡激运动响应随来流角度、折合速度、吃水深度等因素的变化而变化。0 度来流角比 45 度来流角首摇响应更大，横向最大响应出现在折合速度 8~10 之间，首摇响应幅值随来流速度线性增加。

Rijken 等 (2011) 分别在美国的密歇根大学和荷兰的 MARIN 水池做了半潜式平台涡激运动的系列模型试验，研究了沉箱 (Caissons)、导缆孔 (Fairleads)、门廊 (Porches) 等平台主体附属物对涡激运动的影响，发现附属物的存在影响了平台对称性，在两个相反方向对平台进行拖曳时得到的运动响应并不相同。当附属物存在于立柱的垂直面上时，会对平台涡激运动产生较大的影响。

Gonçalves 等 (2012b) 对深吃水半潜式平台的涡激首摇 (Vortex-Induced Yaw, VIY) 现象开展试验研究，他们在巴西圣保罗大学的拖曳水池对缩尺比为 1:100 的物理模型进行了拖曳试验，考察了 0、15、30 和 45 四个不同来流角工况下平台的运动响应，研究了三种不同外部阻尼系数 (5.55%、5.54% 及 5.48%)，两种不同吃水 (对应实尺度 34 米和 16 米) 对涡激运动和涡激首摇的影响。在以首摇固有频率定义的折合速度基础上进行分析，发现首摇响应的最大值出现在折合速度 8 左右，这表明首摇运动与横向运动一样会发生类似的“锁定”效应，在“锁定”区域内首摇运动幅值达到最大值，在对立管和系泊系统进行疲劳强度校核时，也需要将涡激首摇的影响考虑在内。研究表明，增加外部阻尼可以减小平台运动响应，但效果不是非常明显。同时，浅吃水工况几乎观察不到涡激运动和涡激首摇。

Fujarra 和 Gonçalves 等 (Fujarra, A.L.C. et al., 2015; Gonçalves, R.T. et al., 2018) 在拖曳水池中对两座 1:100 缩尺比的深吃水半潜式平台模型进行拖曳试验，研究了表面粗糙度对涡激运动的影响。他们采用线性刚度的弹簧将模型与拖车相连，试验的折合速度范围为 4~25，对应的雷诺数为 7,000~80,000。研究结果表明，表面粗糙度对采用倒角方形立柱型式的半潜式平台涡激运动响应影响不大。而对于采用圆形立柱型式的半潜式平台，其横向和首摇运动响应均有不同程度差别。他们认为导致这一结

果的原因取决于分离点在倒角附近的位置变化以及圆柱边界层分离对应的雷诺数在临界范围以下。

Technip 公司的 Xu(2011)提出了一种新的名为 HVS(Heave and VIM Suppressed) 的半潜式平台设计概念,用于改善垂荡和涡激运动响应,其特点是在每根立柱的外侧有一个凸起(图 1-4),目的在于破坏沿立柱长度方向的漩涡脱落连贯性。对 HVS 半潜式平台进行模型试验的结果表明,HVS 半潜式平台的涡激运动响应小于传统半潜式平台,传统半潜式平台的首摇运动稍大,但是总体差异不明显。



图1-4 HVS 半潜式平台 (Xu, Q., 2011)

Fig.1-4 HVS semi-submersible (Xu, Q., 2011)

美国 Houston Offshore Engineering 公司的 Zou (2008) 提出了一种采用八立柱型的半潜式平台改进结构,并采用数值手段对该平台的水动力性能进行评估。Zou 等 (2013) 将该新型平台称为对柱式半潜平台(PC Semi),并研究了平台的涡激运动响应特性。他们在美国伯克利大学加州分校的拖曳水池中进行拖曳试验,水池长 79.3m,宽 2.44m,深 1.52m,拖车的最大拖曳速度为 1.5m/s。该水池的尺寸较小,因此采用 1:160 的小缩尺比模型进行试验。模型水面以上有一个水平的可活动的铝制环形装置,可通过转动该装置调节平台角度,实现不同来流角拖曳工况。系统的研究了来流角、内外柱间距、吃水深度、系泊系统刚度、立柱数量等因素对平台的升阻力和涡激运动的影响。随后,Zou 等 (2014) 在荷兰的 MARIN 水池对同一座对柱式半潜平台的大缩尺比模型(1:54)做了拖曳试验,同样研究了来流角度、吃水和内外柱间距对平台涡激运动的影响。他们的研究表明,对柱式半潜平台和一般深吃水半潜式平台一样,涡激运动响应受来流角度影响较为强烈。与一般深吃水半潜式平台相反,对柱式半潜平台的最大和最小横向运动响应分别出现在 0 度和 45 度来流角工况。最大和最小首摇运动响应分别出现在 0 度和 45 度来流角工况,其中最大首摇角约为 4 度。

当立柱吃水减小时，涡激运动响应幅值也随之减小。当内外柱间距减小时，涡激运动响应基本不变，但“锁定”区域对应的折合速度右移（增加）。与一般深吃水半潜平台相比，对柱式半潜平台出现“锁定”现象的折合速度较小，且“锁定”区域更宽，这表明对柱式半潜平台更容易发生涡激运动，然而对柱式半潜平台的无量纲横向运动响应 A/D 更小，且其立柱特征直径 D 要小于一般深吃水半潜式平台，因此最终的绝对涡激运动响应幅值约为一般深吃水半潜式平台的 50% 左右。

国内对浮式平台涡激运动的模型试验研究相比国外起步较晚，不过在了一批学者的努力下也取得了不少研究成果。上海交通大学张蕙等（2011; 2012）采用截断系泊系统的试验方法在上海交通大学海洋深水试验池中对 Truss Spar 平台在均匀流中的涡激运动响应进行了研究，分析了有无侧板平台的运动轨迹以及不同速度及流向角来流对平台运动的平衡位置的影响。研究了折合速度和流向角的影响，分析了幅值在锁定区间中的变化规律，验证了减涡侧板对涡激运动良好的抑制作用，并对“热点”问题进行了探讨。白治宁（2013; 2014）对不同来流角和来流速度下的深吃水半潜式平台涡激运动响应进行了模型试验研究，结果表明，深吃水半潜式平台涡激运动的主导运动为横向和纵向运动，135 度来流角时，横向运动响应幅值较大，且在折合速度为 6~8 之间有明显锁定现象，折合速度为 7 时最大响应幅值可达 1.1 倍的立柱直径，而在 90 度和 180 度来流时，横向运动响应幅值相对较小且无明显锁定现象。刘明月等（2017b）采用模型试验的手段研究了四方柱半潜式平台的涡激运动响应特性，重点研究了来流角度及立柱浸没部分的长径比对涡激运动响应特性的影响。模型的缩尺比为 1:64，试验在长 130 米、宽 6 米、深 3 米的拖曳水池中进行。研究表明，在长径比为 1.90、折合速度为 5~8、来流角度在 30 和 45 度时，平台的最大横向运动幅度约为立柱直径的 70% 左右。最大首摇运动响应为 4.5 度，出现在 0 度来流角工况下。当减小立柱吃水，使浸没立柱长径比为 0.87 时，最大横向运动响应幅值减小 30% 左右。

总体而言，模型试验方法在理论上有一定的可靠性，解决了经验模型对于浮式平台涡激运动问题的局限性，然而由于试验费用高、场地限制、周期性长而受到限制。而且目前的流场测量设备普及程度不高，大部分模型试验只能获取平台的运动和受力，而无法给出平台周围流场的详细信息，因此无法对涡激运动做更深入详尽的分析。

1.2.2 基于 CFD 的数值方法

近年来得益于计算流体力学的高速发展，利用 CFD 来进行涡激运动研究变得可能。CFD 方法具有易于实施、不受模型试验场地的限制、能够提供丰富的流场细节等优点，因此越来越受到研究涡激运动学者的重视。

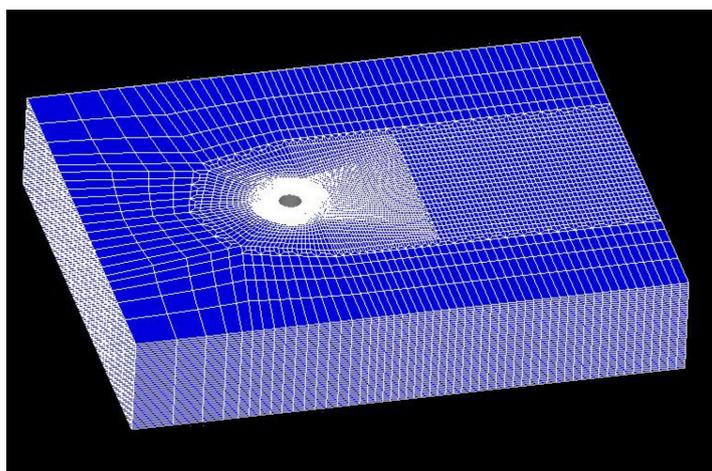


图1-5 Truss Spar 涡激运动数值模拟的计算网格 (Halkyard, J. et al., 2005)

Fig.1-5 Computational mesh of Truss Spar VIM simulation (Halkyard, J. et al., 2005)

Halkyard 和 Oakley 等是较早开始采用 CFD 研究浮式平台涡激运动的一批学者。2005 年, Halkyard 等(2005)采用模型试验与 CFD 方法并用的研究手段对一座 Truss Spar 平台的涡激运动进行研究。模型试验在丹麦的 Force Technology 拖曳水池进行, 试验工况的雷诺数范围为 40,000~150,000, 折合速度在 3~11 之间。CFD 研究采用了基于有限元方法的商业 CFD 软件 AcuSolve, 用基于 Spalart-Allmaras 一方程模型的 DES 模型求解平台周围的复杂湍流流动(图 1-5), 分析了两种不同螺距的螺旋侧板配置对涡激运动的影响。Oakley 等(2005)在同年采用相同的商业 CFD 软件 AcuSolve 对一座 Classic Spar 平台进行了数值模拟, 研究了其在均匀流和剪切流中的涡激运动响应特性(图 1-6), 讨论了温度和盐度引起的密度变化对浮力的影响, 并对实尺度平台的涡激运动进行预报, 将结果与模型尺度对比。Halkyard 等(2006)继续之前的工作, 使用 CFD 方法对一座 Truss Spar 进行涡激运动的数值模拟, 并将结果与模型试验结果相比较。此外, 还研究了 4 片螺旋侧板布置方式下的涡激运动响应。他们建议 CFD 的工作应该包括网格敏感性以及湍流模型研究。Atluri 等(2006)在 Halkyard (2005)所做工作的基础上, 使用 CFD 方法研究了螺旋侧板上的开孔以及主体表面

附属物摆放对 Spar 涡激运动响应的影响。讨论了网格敏感性和湍流模型对数值模拟结果的影响，同时考虑了不同的来流速度和角度。雷诺数范围为 70,000-200,000。

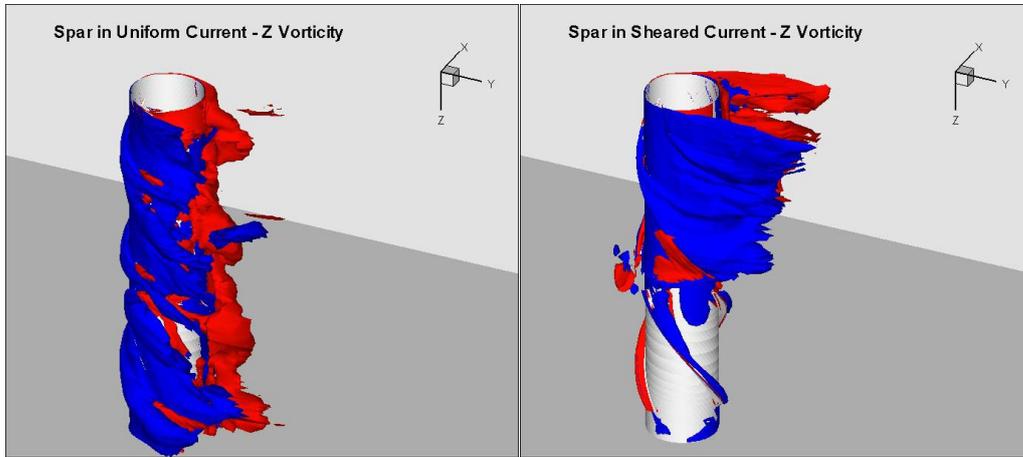


图1-6 均匀流和剪切流中 Spar 平台涡激情况 (Oakley, O. et al., 2005)

Fig.1-6 Flow visualization of Spar in uniform and sheared current (Oakley, O. et al., 2005)

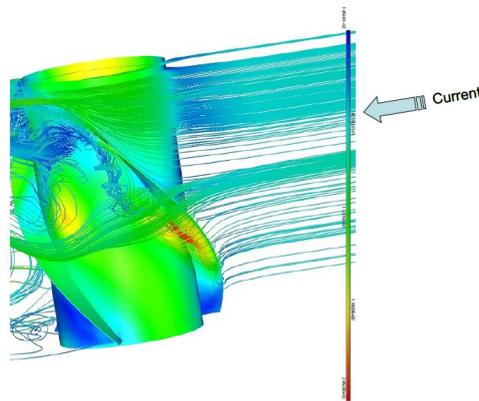


图1-7 采用变分多尺度大涡模拟计算得到的流线 (Sirnivas, S. et al., 2006)

Fig.1-7 Streamline of LES-VMS simulation (Sirnivas, S. et al., 2006)

Thiagarajan 等 (2005) 采用 CFD 方法对光滑圆柱和带螺旋侧板的圆柱在均匀来流中的涡激运动响应进行了研究。他们采用的模型直径为 0.741m, 长径比为 1:1.9, 螺旋侧板的高度为直径的 13%。采用线性弹簧来模拟系泊系统, 采用 DES 方法模拟湍流流动, 雷诺数在 50,000~100,000。

Sirnivas 等 (2006) 采用了一种新的 LES 模型对一座 Truss Spar 的绕流问题进行了研究。新的模型涉及到一种变分多尺度 (Variational Multiscale, VMS) 格式, 对尾

部流场捕捉有更好的效果（图 1-7）。同时将数值模拟的结果与模型试验结果进行了比较。

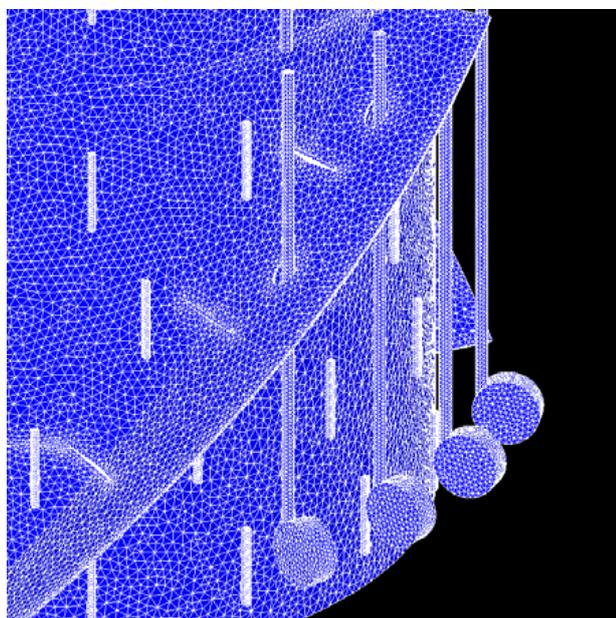


图1-8 带有多种附体的 Spar 平台网格划分 (Oakley Jr., O.H., Constantinides, Y., 2007)

Fig.1-8 Mesh details for Spar appurtenances (Oakley Jr., O.H., Constantinides, Y., 2007)

Oakley Jr.和 Constantinides (2007) 采用了一种新的网格划分策略对一座缩尺比为 1:22.3 的 Truss Spar 的硬舱主体部分进行了 CFD 方法基准研究。新策略主要涉及到不同来流角度下的网格生成流程。作者比较了一系列不同主体附属物(包括螺旋侧板、导管、链锁和阳极等)的存在对 Spar 涡激运动的影响(图 1-8)。他们的研究表明现有的 CFD 预报得到的带螺旋侧板及主体附属物的 Spar 平台涡激运动与模型试验吻合较好,并略显保守。Holmes (2008)回顾了近年来对 Spar 涡激运动的相关研究工作,认为 CFD 数值模拟在大部分情况下都能取得良好的结果。他认为小缩尺比模型由于流动分离发生在螺旋侧板顶部,因此 CFD 数值模拟结果与试验结果吻合较好。而对一些流动分离发生在主体表面的情况下,CFD 方法的结果不够理想。然后采用 DES 方法对均匀流中的 Spar 进行数值模拟,并将结果与风洞试验结果比较。Constantinides 和 Oakley Jr. (2013)展示了 CFD 方法如何辅助 Spar 平台设计,并且给出了一系列基准测试算例以提高 CFD 方法的可靠性。他们建立了一套高效方法,实现了用同一边界条件处理不同来流角度的情况。从只有螺旋侧板的简单模型入手,逐渐增加立管和系泊物件等附属物,最后加上了 Truss Spar 的桁架结构,讨论了模型细节对数值模拟结果的影响。Lefevre 等 (2013)对一座 Truss Spar 模型的硬舱部分

进行了 CFD 数值模拟并将结果与试验数据比对, 分析了不同来流角度和折合速度对 Spar 涡激运动响应的影响, 同时讨论了不同的湍流模型对数值模拟的影响, 结果表明改进的延迟分离涡模拟方法 (improved delayed detached-eddy simulation, IDDES) 的结果和模型试验结果最为接近。

Kim 等 (2011) 采用和 Magee 等 (2011) 相同的模型, 利用 AcuSolve 和 Star-CCM+两种不同的商业 CFD 软件数值模拟了 TLP 平台的涡激运动。对于 AcuSolve 计算工况, 对比了 Laminar 和 DES 两种湍流模拟方法的结果, 同时还比较了模型尺度和实尺度的涡激运动响应结果。而对于 Star-CCM+计算工况, 采用流体体积分数 (Volume of Fraction, VOF) 方法捕捉自由面, 同时比较了 RANS 和 DES 两种湍流模拟方法的计算结果。采用 AcuSolve 计算得到的最大横向运动响应幅值与模型试验吻合良好, 而其均方根或标准差略大与试验结果。同时认为加密网格对 Star-CCM+计算结果会有所改善。

Abrishamchi 和 Younis (2012) 分别采用 LES 和 URANS 两种方法对均匀流中的 TLP 平台进行非稳态水动力载荷预报, 其雷诺数 7.5×10^6 和 7.5×10^7 。采用 VOF 方法模拟自由面, 给出了 0 度和 45 度来流角度下的不同立柱的升阻力系数时历曲线和频域分析结果。

Tan 等 (2013) 采用商业 CFD 软件 Star-CCM+对多柱式平台的涡激运动进行数值模拟, 并将结果与模型实验对比。CFD 数值模拟采用了和模型试验相同的缩尺比, 选取了 0.361 米和 0.28 米两个不同的吃水工况, 未考虑自由面效应。计算域的大小为 $22.5\text{m} \times 15\text{m} \times 2.361\text{m}$ (长宽高), 模拟了 0 度和 45 度两种来流工况的涡激运动响应。同时还分析了网格尺度、网格类型和湍流模型对结果的影响。研究结果表明, CFD 数值模拟结果与模型试验吻合较好, 涡激运动响应随吃水变化在 45 度来流角下较为敏感, 而在 0 度时变化不明显。0 度来流角下的首摇运动响应要明显大于 45 度角。网格对计算结果影响很大, 网格尺寸必须符合湍流模型的要求, 尤其是在边界层处, $y^+ = 1$ 对 DES 模型来说较为合适。

Lee 等 (2014) 采用 CFD 方法对一座全尺度的深吃水半潜式平台进行涡激运动数值模拟, 分析了平台在前“锁定”区域、“锁定”区域及后“锁定”区域的涡激运动响应特性。他们采用的是自研 CFD 求解器, 该自研求解器基于有限解析 Navier-Stokes (Finite-Analytic Navier-Stokes, FANS) 方法, 采用结构化重叠网格对计算域进行离散。与此前不同的是, 除了横向和纵向运动以外, 还考虑了平台的首摇运动。此外, 还对缩尺比为 1:67.1 的模型做了数值模拟。计算结果包括涡激运动时历曲线、横向运动和首摇运动的频域分析、涡激运动平面轨迹及可视化流场细节等。研究表

明,在后“锁定”区域的涡激运动特征呈现出不规律性,相较而言,前“锁定”区域和“锁定”区域的运动更为规律、特征更为明显。由于阻塞效应,下游的立柱泻涡强度明显不如上游立柱。此外,在实尺度的模拟结果中观察到边界层流动附近存在大的速度梯度区,而在模型尺度中的速度梯度较小。

Rijken (2014) 采用二维 CFD 数值模拟的手段,研究了不同缩尺比、质量比、立柱横截面形式对涡激运动的影响。CFD 采用基于两方程 $k-\omega$ 模型的 RANS 方法模拟湍流流动。然而,由于实际的涡激运动包含强烈的三维流动特性,二维 CFD 模拟并不能反映出涡激运动的真实流动情况。

Chen 和 Chen (2016) 采用基于 FANS 的自研 CFD 求解器,模拟了一座深吃水半潜式平台在 45 度来流角度下的涡激运动响应,分析了三种不同立柱倒角半径对平台涡激运动响应的影响,还对比了 1:70 模型尺度和 1:1 实尺度平台的涡激运动响应。他们的研究表明,数值模拟和模型试验中的标称横向运动响应峰值均出现在折合速度为 6~7 左右。模型尺度和实尺度结果相差不大,唯一的例外时在折合速度为 6 时,实尺度预报的结果比模型尺度要大 13%左右,他们对此的解释是由力和运动的非线性特征引起的。此外,由于只考虑了 45 度来流角工况,因此平台的首摇响应较小。上游三个立柱之间的泻涡基本没有相互干扰,唯有下游的立柱受上游三个立柱泻涡的强烈影响。对立柱形状的细微改变将会影响平台的涡激运动响应。

Liang 等 (2016) 分别采用模型试验和数值模拟的方法对棱形布置的四方柱绕流问题进行研究。模型试验在上海交通大学风洞与循环水槽实验室中进行,采用 2D 粒子图像测速 (Particle Imaging Velocimetry, PIV) 技术测量流场速度。数值模拟则依靠商业 CFD 软件 Star-CCM+, 利用改进的延迟分离涡方法 (简称 IDDES) 求解湍流流动,计算域大小为 $45D \times 30D \times 3H$ (D 为立柱直径),对网格和时间步都进行了收敛性验证。数值模拟得到的结果要略大于模型试验的结果。同时,数值模拟得到的流场与 2D PIV 测量得到的结果相吻合。

Rosetti 等 (2016) 采用自研 CFD 求解器 ReFresco 来研究半潜式平台涡激运动。ReFresco 是基于有限体积法的多相流、非稳态、不可压缩流体求解器,包含湍流模拟、空泡模拟、体积分数输运方程求解等功能。他们以一座采用 1:100 缩尺比的模型为研究对象,采用圆形计算域 (图 1-9),研究了两个不同来流角度 (0 度和 45 度) 下的涡激运动响应。在计算之前做了网格和时间步长敏感性分析,确保后续计算结果的可靠性和经济性。分别在 0 度和 45 度来流角下做横向运动的自由衰减试验,数值计算得到的自然周期与模型试验相差 8%左右。对 0 度来流角,进行了 5~16

范围内 7 个不同折合速度的模拟，除了 5 和 12 以外，其他折合速度工况下的数值模拟结果得到的横向、流向和首摇运动响应与模型试验吻合。

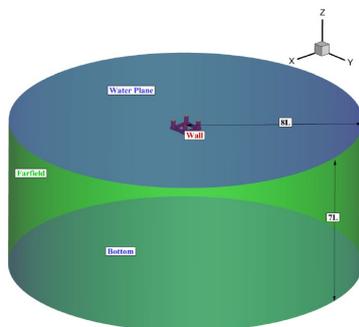


图 1-9 CFD 计算所采用的圆形计算域 (Rosetti, G.F. et al., 2016)

Fig.1-9 Cylindrical domain used in the CFD computations (Rosetti, G.F. et al., 2016)

Liang 等 (2017) 采用 CFD 方法对一座 45 度来流角工况下的深吃水半潜式平台进行绕流和涡激运动数值模拟，分析了漩涡的形成、脱落和多立柱间的涡结构相互干扰。他们使用商业 CFD 软件 Star-CCM+ 中的 IDDES 分离涡模拟方法对雷诺数范围在 3×10^5 和 1.1×10^6 之间的两个不同缩尺比的深吃水半潜式平台模型进行数值模拟。其中小缩尺比 (1:128) 模型用于固定绕流计算，大缩尺比 (1:64) 模型用于涡激运动模拟。所采用的计算域大小为 $9B \times 6B \times 3T$ (B 和 T 分别为平台的型宽与吃水)。他们的研究表明，固定平台绕流预报的阻力与试验吻合较好，柱体间的泻涡与相互干扰可以解释迟滞现象。当前所采用的数值手段可以精确预报出前“锁定”、“锁定”和后“锁定”现象的产生。两侧立柱对涡激运动贡献成分最大，而浮筒则可以抑制涡激运动。此外，他们认为引起受力与运动迟滞现象的主要原因为上游立柱泻放的涡结构演化并冲击到两侧立柱所致。

Liu 等 (2015) 采用商业 CFD 软件 Fluent 对一座缩尺比为 1:70 的深吃水半潜式平台进行涡激运动数值模拟，研究了三种不同浮筒形式对涡激运动响应的影响。采用 LES 方法模拟雷诺数为 2.3×10^4 的湍流流动，考虑了 0 度和 45 度两个不同的来流角。结果表明：由于迎流面积的原因，平台在 45 度来流角下受到的拖曳力比 0 度大；在 0 度角工况下，4 浮筒半潜式平台下游立柱受到的拖曳力较小；2 浮筒半潜式平台受到的升力较大。

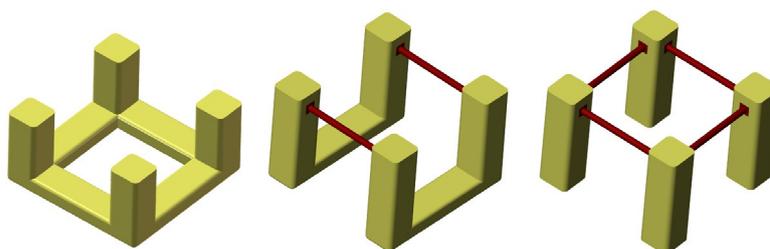


图1-10 三种浮筒结构的深吃水半潜式平台 (Liu, M. et al., 2017a)

Fig.1-10 Deep-draft semi-submersibles with three pontoon configurations (Liu, M. et al., 2017a)

Liu 等 (2017a) 对同一个半潜式平台模型, 采用模型试验和数值模拟相结合的方式, 研究了三种不同形状浮筒对平台涡激运动的影响, 分别是四浮筒、两浮筒和不带浮筒的四立柱结构 (图 1-10)。模型试验考察了 0 和 45 度两个来流角, 拖曳速度在 0.06m/s 到 0.31m/s 之间, 所有工况的雷诺数不超过 3×10^5 。数值模拟采用商业 CFD 软件的 SA-DES 模型, 计算域大小为 $18B \times 12B \times 6T$ 。分析了横向、流向和首摇三个方向的运动响应、运动轨迹、瞬时流场信息以及不同结构成分做功。结果表明 45 度来流角下的横向运动响应明显大于 0 度, 而 0 度来流角下的首摇运动响应较 45 度大。两浮筒平台在高折合速度下受到的升力较四浮筒大, 其涡激运动响应也更加明显。此外, 两浮筒平台在较小折合速度 (约为 4) 下就会产生共振, 提早进入“锁定”区域。浮筒所作的功均为负值, 表明浮筒对涡激运动存在一定的抑制效果。Liu 等 (2017c) 还研究了立柱和浮筒形状对涡激运动的影响。采用分离涡模拟方法系统性地研究了采用圆形及不同倒角半径方形柱体形式的半潜式平台在不同来流角度下的涡激运动响应。研究表明, 圆形柱体的半潜式平台在 0 度来流角下的横向运动响应幅值约为 45 度来流角的两倍。对于采用倒圆角方形柱体的平台而言, 45 度来流角下的横向运动响应要明显大于 0 度来流角。此外, 对于 45 度来流角工况, 在倒角半径与立柱直径比 $R_c/L < 0.1$ 时, 横向运动响应随倒角半径的增加而增加。在 $0.1 < R_c/L < 0.2$ 时, 横向运动响应处于最大峰值, 而当 $R_c/L > 0.3$ 时, 横向运动响应逐渐减小。此外, 浮筒倒角对采用方形立柱形式的半潜式平台涡激运动影响不大, 而对于采用倒圆角方形及圆形立柱形式的平台涡激运动影响极大, 不带倒圆角的方形浮筒会很大程度上抑制平台的涡激运动响应。

中国船舶及海洋工程设计研究院的单铁兵和沈志平 (2017) 也对深水半潜式平台涡激运动的关键特性进行了模型试验和 CFD 数值模拟研究, 模型试验在拖曳水池中

进行,采用四点水平系泊方式,数值模拟则利用商业 CFD 软件 Fluent 进行。分析了不同来流角度下的横向和纵向运动特征,给出了不同角度下的锁定区间。此外,沈志平等(2017)结合模型试验和 CFD 数值模拟,对采用方形和梯形立柱型式的半潜式平台涡激运动响应进行对比,结果表明方形立柱平台的纵向拖曳位移更大从而不利于系泊定位,梯形立柱平台总体横向运动响应较小,且横向运动的调幅特性不明显,有利于延缓系泊和立管系统的疲劳损坏。

Xu 等(2012)用 AcuSolve 开展 HVS 半潜平台涡激运动的 CFD 研究,结果表明 HVS 半潜平台降低了 50%的横荡运动幅值,分析三维涡量图后,发现 HVS 半潜平台的凸起破坏了立柱漩涡脱落的连贯性。

Antony 等(2015a; 2015b)采用三种不同的商业 CFD 软件(AcuSolve、Fluent、Star-CCM+)研究了对柱式半潜平台的涡激运动响应特性。数值模拟了平台的拖曳工况、自由衰减工况以及涡激运动工况,模拟得到的拖曳力、自由衰减周期、标称横向涡激运动响应幅值及平均过零周期等参数与模型试验吻合较好,大部分工况的误差在 $\pm 2\%$ 以内。同时讨论了尺度效应、外部阻尼、系泊刚度以及流速剖面等潜在因素对涡激运动的影响。Kim 等(2015)采用两种不同商业 CFD 软件(Fluent、AcuSolve)研究对柱式半潜平台的涡激运动响应特性。他们的研究主要聚焦于湍流模型、网格加密、时间步长选取对 CFD 计算结果的影响。Fluent 软件的湍流模拟采用基于两方程 SST 模型的延迟分离涡模拟(DDES)方法和 URANS 方法,AcuSolve 软件的湍流模拟则采用基于一方程 SA 模型的 DDES 方法。研究结果表明,DDES 计算得到的无量纲横向运动响应及平均过零周期等统计值要好于 URANS; URANS 方法模拟得到的涡粘系数较高,使得尾涡区域的有效粘性偏大,会降低涡激运动的预报精度;适当加密网格有助于提高预报精度,对于较粗网格(尾流区域网格加密程度为 7%~15%的立柱直径)仍能取得较好的结果;尾流区域 CFL=0.6 的算例结果误差为 5%,而 CFL=0.9 和 1.2 的算例结果误差较大。Vinayan(2015)则利用 CFD 数值模拟手段研究了对柱式半潜平台的几何设计参数对涡激运动的影响。主要研究了吃水、内外柱间距、立柱截面形状变化引起的涡激运动变化规律。他们采用的模型缩尺比与 MARIN 水池的模型相同(1:54),折合速度的范围为 4~8,对应的雷诺数范围为 23500~47000,所有工况均处于亚临界雷诺数流动状态。CFD 计算软件为 AcuSolve,湍流模型采用 DDES。研究表明,在折合速度为 6 和 8 时,标称横向运动响应和平均过零周期随立柱间距变化基本保持不变。而在折合速度为 4 的情况下,标称横向运动响应和平均过零周期均会随立柱间距增加而增加。平均过零周期受立柱截面形状影响不大。对于扁平内柱情况,横向运动响应峰值会左移,即朝折合速度较小的方向移动。此外他们

还采用了 Hilbert-Huang 变换 (HHT) 方法进行了频域分析, 研究了单根立柱受力、平台受力和平台运动在相位上的关系, 发现部分涡激运动响应强烈的工况存在受力和运动的同步关系。Kara 等 (2016) 利用开源平台 OpenFOAM 研究了对柱式半潜平台的涡激运动问题, 包括拖曳工况、自由衰减工况和涡激运动工况。他们的研究采用单相流模型, 忽略了自由面效应。计算网格由 Star-CCM+ 生成, 在边界层处布置了 10 层网格, 保证第一层网格高度满足 $y^+ < 1$ 。时间项采用二阶精度的隐式后向差分格式离散, 动量方程的对流项采用二阶迎风对流稳定格式离散, 而湍流物理量采用二阶 TVD 格式进行离散。六自由度运动通过自研六自由度模块实现, 平台释放横向、纵向及首摇三个自由度, 与模型试验设置相同。对比了 URANS、DES 和尺度自适应 (SAS) 三种不同湍流模型的计算结果。此外他们还研究了实尺度单柱绕流问题 (对应雷诺数 1.4×10^7), 并将计算结果同模型尺度单柱绕流 (对应雷诺数 3.3×10^4)。

1.3 涡激运动数值模拟的关键问题

1.3.1 高雷诺数大分离流动

浮式平台发生涡激运动时流体雷诺数较高。以柱体直径为特征长度, 实尺度平台的流动雷诺数在 10^7 量级。并且由于存在立柱等非流线型结构, 通常伴随流动分离。这种柱体绕流问题雷诺平均 Navier-Stokes (RANS) 及非定常 RANS (URANS) 方法不再适用 (乔永亮, 等, 2016; 赵伟文, 万德成, 2016), 需要使用更精细的湍流模拟手段来模拟流动分离。

大涡模拟 (Large-Eddy Simulation, LES) 方法是研究柱体绕流问题的常用方法, 这种方法将流场中的瞬时流动物理量分解成大尺度和小尺度两部分, 大尺度部分通过 Navier-Stokes 方程直接求解, 小尺度部分则用亚格子模型模化, 并以亚格子应力的形式施加到 Navier-Stokes 方程中, 因此对非定常流动的模拟精度较高。Beaudan 和 Moin (1994) 采用高阶迎风有限差分法进行数值离散, 用 LES 动态亚格子模型研究了雷诺数 3900 的圆柱绕流问题, 发现在此雷诺数下近尾流区域的流动具有高度的三维特性, 说明这种情况下二维模拟已经不再适用。Breuer (1998; 2000) 利用基于有限体积方法的 LESOCC 代码, 采用 LES 方法分别对雷诺数 3900 和 140,000 两种情况下的圆柱绕流问题进行三维数值模拟, 采用动态亚格子模型模拟亚格子应力, 结果表明大涡模拟的数值结果与实验结果吻合较好。Catalano 等 (2003) 采用 LES 方法研究了三个不同雷诺数 (0.5×10^6 , 1×10^6 和 2×10^6) 下的圆柱绕流问题, 他们采用

壁面模型来减少近壁面处的网格数量，模拟得到的时均表面压力和拖曳力同实验比较吻合较好。Hansen 和 Forsythe (2003)，Parnaudeau 等 (2008)，Lysenko (2012) 等学者也采用 LES 方法进行了类似的研究工作。国内学者也开展了类似的工作。周强等 (2013) 采用基于 Smagorinsky 亚格子模型的 LES 方法，对亚临界雷诺数 3900 下的圆柱绕流问题进行三维数值模拟，通过比较时间统计值及平均流场和湍流流场等特征，验证了数值计算结果的准确性。端木玉和万德成 (2016) 采用 LES 方法研究了雷诺数为 3900 的三维圆柱绕流，结果表明 LES 方法可以模拟出细致的流场结构，该雷诺数下的圆柱绕流具有很强的三维及湍流效应。Zhang 和 Dalton (1996) 采用 LES 方法通过求解二维 Navier-Stokes 方程的流函数，研究了雷诺数 130,000 下的圆柱涡激运动问题，发现锁定现象在 $0.82 f_{so}$ 到 $1.31 f_{so}$ 之间，其中 f_{so} 为固定圆柱的泻涡频率。Feymark 等 (2012) 采用 LES 和隐式 LES (Implicit LES, ILES) 方法对不同雷诺数 ($Re = 405 \sim 2482$) 流动下的振荡圆柱问题进行数值模拟，LES 采用一方程涡粘模型 (one equation eddy viscosity model) 及局部动态 k 方程 (localized dynamic k -equation model) 模型模拟亚格子应力，LES 得到的结果与实验比较接近，ILES 和 LES 的结果比较说明亚格子模型会影响圆柱的运动响应。

虽然 LES 能够很好地模拟大分离流动，但是其模拟高雷诺数流动时，对近壁面附近的网格要求非常高，目前尚难以在工程问题中大规模应用。根据 Spalart (2000) 的估计，LES 需要到 2045 年才可以应用到工程问题当中。为了解决这一问题，有学者提出了一类名为混合雷诺平均-大涡模拟方法 (Hybrid RANS-LES Methods, HRLM) 的湍流模拟方法。混合方法的基本思想是：在小尺度运动占主导地位的近壁区域用 RANS 湍流模式模拟，而在大尺度运动占主导地位的非定常流动分离区域用大涡模拟方法直接计算。混合方法受到欧美等国家的重视，各国相继投入大量精力研究混合方法，如欧盟资助的 FLOMANIA (2002-2004) (Haase, W. et al., 2006)，DESider (2004-2007) (Haase, W. et al., 2009) 和 ATAAC (2009-2012) (Schwamborn, D., Strelets, M., 2012) 等项目，以及美国国防部高性能计算现代化办公室 (DoD High Performance Computing and Modernization Office) 资助的“应用分离涡模拟方法分析整体飞机的大分离流动” (Analysis of Full Aircraft with Massive Separation using Detached-Eddy Simulation) 等。目前混合方法中具有代表性的混合方法包括：部分积分输运模型 (Partially Integrated Transport Modeling, PITM) (Befeno, I., Schiestel, R., 2007; Chaouat, B., 2010; Chaouat, B., 2012; Chaouat, B., 2017; Chaouat, B., Schiestel, R., 2005; Chaouat, B., Schiestel, R., 2007; Chaouat, B., Schiestel, R., 2009; Chaouat, B., Schiestel, R., 2012; Chaouat, B., Schiestel, R., 2013a; Chaouat, B., Schiestel, R., 2013b;

Schiestel, R., Dejoan, A., 2005), 部分平均方法 (Partially Averaged Navier-Stokes, PANS) (Basara, B. et al., 2011; Foroutan, H., Yavuzkurt, S., 2014; Girimaji, S.S., Abdol-Hamid, K.S., 2005; Girimaji, S.S. et al., 2006; Girimaji, S.S., 2006; Girimaji, S.S. et al., 2003; Jeong, E., Girimaji, S.S., 2010; Krajnović, S. et al., 2012; Lakshmipathy, S., Girimaji, S.S., 2007) 和分离涡模拟 (Detached-Eddy Simulation, DES) (Menter, F.R. et al., 2003; Spalart, P.R. et al., 2006; Spalart, P. et al., 1997; Spalart, P.R., 2000; Spalart, P.R., 2009; Shur, M.L. et al., 2008; Strelets, M., 2001; Travin, A. et al., 2000; Travin, A. et al., 2004) 等。

PITM 方法和 PANS 方法都引入了过多的参数使得模型复杂化, 如 PITM 方法求解湍动能耗散率 ε 时为消耗项引入可变参数, 而 PANS 方法则引入 f_k 参数表示采用 LES 亚格子模拟的湍动能所占总湍动能的比值。与之相比, DES 方法由于模型简单, 应用效果好, 比 PITM 和 PANS 方法获得了更多的关注, 应用范围也更广。

DES 最早于 1997 年由 Spalart 等 (1997) 提出, 是用于解决高雷诺数下大分离湍流流动问题的湍流数值模拟方法。Spalart (1997) 通过对 Spalart-Allmaras (SA) 模型 (Spalart, P.R., Allmaras, S.R., 1994) 进行改造提出了 SA-DES (又称 DES97) 方法。DES97 方法将当地网格尺寸和 RANS 计算得到的长度尺度比较得到混合长度尺度 \tilde{d} , 用 \tilde{d} 代替了 SA 模型中的距壁面距离 d 。 \tilde{d} 的定义如下

$$\tilde{d} = \min(l_{\text{RANS}}, l_{\text{LES}}) = \min(d, C_{\text{DES}}\Delta) \quad (1-1)$$

其中, l_{RANS} 是 RANS 中计算得到的湍流尺度, 对于 SA 模型来说, 湍流尺度即为距壁面距离 d 。 l_{LES} 是 LES 中的滤波尺度, 一般认为其和网格尺度 Δ 同量级。 C_{DES} 为通过试验结果标定后的 DES 常数, 通常取为 0.65 (Shur, M. et al., 1999; Travin, A. et al., 2000)。

DES 已经被广泛用于三维大分离流动问题的数值模拟。Travin 等 (2000) 采用 SA-DES 方法计算了三个不同雷诺数 ($\text{Re}=50,000$ 、 $140,000$ 及 3×10^6) 下的三维圆柱绕流问题, 阻力、泻涡频率、压力和表明摩擦系数同实验对比很好。Strelets (2001) 仿照 SA-DES 模型的思想, 重新定义了 Menter 的两方程 SST 模型 (1994) 中的长度尺度, 得到了 SST 模型的 DES 改进形式 SST-DES, 并将其用于大攻角 NACA0012 翼型三维绕流、圆柱三维绕流等复杂算例, 结果表明 DES 的计算效果比 RANS 要好。

原始的 DES 在进行 RANS/LES 求解模式的区域划分时, 简单地将 RANS 计算得到的湍流尺度和当地网格尺度进行比较, 然而这种处理方法在近壁面网格布置不当时, 会将本应使用 RANS 求解的边界层区域判断为 LES 区域, 从而过早地转换到 LES 模式, 而网格又不足以支持 LES 计算。这样将使涡粘性降低, 并导致模型的雷

诺应力不平衡, 这种现象被称为模化应力损耗 (Modeled Stress Depletion, MSD)。Spalart (2006) 通过修改 \tilde{d} 的定义提出了基于 SA 模型的延迟 DES (Delayed DES, DDES) 方法解决了 MSD 问题。Menter (2003) 也提出基于 Sheared Stress Transport (SST) 模型的 DES 方法, 并解决了由 MSD 问题引起的网格诱导分离现象 (Grid-Induced Separation, GIS)。Shur 等 (2008) 将 DDES 同壁面 LES (WMLES) 方法结合, 提出了改进的 DDES (IDDES) 方法, 解决了 DDES 和 WMLES 之间对数律层粘性速度梯度不匹配的问题。Gritskevich 等 (2011) 采用施加延迟函数的方法实现了基于 SST 模型的 DDES 和 IDDES 方法。本论文对涡激运动中涉及到的雷诺数大分离流动问题采用基于 SST 模型的 DES 和 DDES 方法求解。

1.3.2 系泊与漂浮特性

浮式平台需要长期在特定海域作业, 需要配备系泊系统辅助定位, 使平台不至于偏离指定位置。在风、浪、流等环境载荷的作用下, 漂浮于海面上的平台会出现横荡、纵荡、垂荡、横摇、纵摇、首摇六个自由度的运动。系泊系统根据多根系泊链索系泊点的位置可以分为单点系泊系统和分布式系泊系统, 单点式系泊系统常用于 FPSO, 而 Spar、半潜式平台、张力腿平台等多采用分布式系泊系统。

关于浮式平台与系泊系统的相互作用已经有大量的研究方法。按照对系泊链索建立运动控制方程的不同可以将这些方法划分为静力学分析方法和动力学分析方法。

静力学分析方法对缆索单元建立静力学平衡方程并求解方程, 得到系泊缆索的空间位置形态及张力。若不考虑缆索单元的沿长度方向的拉伸和流体力, 则缆索可以简化为悬链线方程, 该形式的缆索空间形态可以通过解析公式求解 (Niedzwecki, J.M., Casarella, M.J., 1976)。若考虑流体力, 则需要通过数值方法求解缆索单元的控制方程, 如分段外推法 (Ogawa, Y., 1984; 郝春玲, 滕斌, 2003; 滕斌, 等, 2005) 等。

动力学分析方法考虑了由缆索自身运动引起的额外载荷, 对系泊缆索建立动力学方程并求解。缆索的动力学方程无法直接求得解析解, 需要对缆索单元进行离散然后进行数值求解。按照离散方式得不同, 动力学分析方法又可以分为集中质量法 (Huang, S., 1994; 于定勇, 1995; 程楠, 2008) 和有限单元法 (Webster, R.L., 1975; 乔东生, 欧进萍, 2009)。

对 Spar 平台涡激运动的模型试验研究表明, 其主导运动为横荡和纵荡。而对于多立柱平台, 主导运动还包含首摇。因此在拖曳水池进行的模型试验中, 通常将浮式平台的运动限制在水平面内, 至多允许平台模型在横荡、纵荡和首摇三个自由度上运动。与此同时, 系泊系统也用多根近似水平布置的线性弹簧模拟, 简化为水平等效弹

簧系统。有鉴于此，绝大多数对涡激运动的 CFD 数值研究也将平台的运动自由度限制在水平面内。如 Wang 等（2008）利用 Fluent 求解流场，通过 UDF（User Defined Function）编写平台的横向运动方程求解程序实现平台在水平面内的运动；Lefevre 等（2013）利用 Star-CCM+ 中的 DFBI（Dynamic Fluid Body Interaction）模块计算平台的六自由度运动；Kara 等（2016）利用 OpenFOAM 求解流场，通过自己开发的六自由度运动求解模块计算平台的六自由度运动。这些基于 CFD 的数值研究中，平台只放开水平面内的自由度，即横向、纵向运动和首摇。考虑到涡激运动计算软件的通用性和扩展性，本论文决定采用六自由度运动模型描述物体运动，并将系泊力以外载荷形式施加到六自由度运动方程中。

1.3.3 运动边界问题

浮式平台虽然处于系泊系统的约束下，然而在来流速度较大的情况下，其所受拖曳力较大，将会出现较大幅度的漂移。对于多立柱平台，由于各立柱所受的横向力的作用线与旋转中心不重合，还会出现较大的首摇旋转。这些运动将会导致平台边界的运动，此时网格也需要随边界运动而调整。

国内外对于这类运动边界问题已经有大量深入的研究，提出了多种动网格更新方法。这些方法可以按照网格拓扑结构是否发生变化，分为网格变形和网格重映两类方法。网格变形方法是指网格的拓扑结构不发生改变，而仅仅是通过移动网格节点的位置实现边界的运动；网格重映则是把上时间步内的网格丢弃，重新生成新的网格，并将前次网格中的流场信息映射到新生成的网格之上。当流场中的物体运动幅度过大时，边界的运动将导致内部网格发生变形、交叉，网格变形不再使用，必须对网格进行局部或者全局的重映才能保证网格质量，继续流场计算（李启, 2014）。网格重映对网格的拓扑关系打乱后进行再生成，这种方法虽然可以避免由网格质量下降引起的计算发散，然而网格重构和流场映射需要耗费大量的计算时间，导致计算效率下降。此外重构后的网格插值过程还会引入额外的数值耗散，抹平流场中的细节结构，严重时甚至会导致流场产生波动（郭中州, 等, 2018）。

除了网格变形和网格重映，另外还有两种可以处理运动边界的网格方法，它们分别是浸入边界法和重叠网格技术。浸入边界法是为了简化网格生成过程，有效解决网格变形和网格重映等造成的计算效率降低的问题而诞生的方法。这种方法由 Peskin 首先提出（Peskin, C.S., 1972），其基本思想是在 Navier-Stokes 方程中添加源项实现复杂边界条件的处理，而计算网格则可以采用简单的笛卡尔网格，以此避免贴体网格的生成和网格的变形或重映。采用浸入边界法处理复杂边界问题较为简单，不必考虑

复杂的网格结构，因此编程容易且具有较高的计算效率，因此近年来得到了广泛的应用（Wiens, J.K., Stockie, J.M., 2013; Tian, F.-B. et al., 2014）。然而也正是由于浸入边界法采用笛卡尔网格，因此在贴近物面处没有边界层网格，无法捕捉边界层内的流动，这极大地限制了浸入边界法在高雷诺数问题上的应用（Mittal, R., Iaccarino, G., 2005）。重叠网格是另一种可以处理大幅度运动的网格技术，其基本思想是将活动物体单独划分网格，然后嵌套到另一套背景网格当中，物体网格与背景网格不共用点或面，因此物体可以不受网格约束地进行大幅度运动。这种方法通过不同网格重叠区域的相互插值实现流场数据的交换，以此完成整个流场的求解（李鹏, 等, 2014）。重叠网格没有浸入边界法在高雷诺数流动问题上的应用限制，因此基于以上考虑，本论文决定采用变形网格处理小幅运动，而用重叠网格来处理大幅度与旋转运动。

1.4 涡激运动的数值计算软件

1.4.1 已有计算软件

由于涡激运动强烈的三维特性，已有的涡激运动计算软件均基于 CFD 方法开发。从已有的涡激运动研究进展来看，绝大部分涡激运动计算软件均为商业 CFD 软件。这些商业 CFD 软件包括 ANSYS 公司的 Fluent、CD-adapco/Siemens 公司的 Star-CCM+ 以及 Altair 公司的 AcuSolve，这些商业 CFD 软件均有各自的特点。Fluent 是较为著名的通用 CFD 计算软件，采用基于有限体积方法的非结构网格进行计算域离散，支持动网格及用户自定义函数（User-defined function, UDF），在被 ANSYS 公司收购后发布的最新版本中引入了重叠网格功能，但该功能还不太稳定，且计算效率较低，目前还有待完善。Star-CCM+ 是最早支持任意多面体网格的 CFD 计算软件之一，它也采用有限体积法离散网格，其包含 DFBI（Dynamic Fluid Body Interaction）模块可以用于处理物体的六自由度运动，但变形网格不支持大幅度运动，其新增的重叠网格功能计算效率较低。AcuSolve 多用于求解结构力学问题，也可以用于流体力学问题的计算，它采用有限元方法，可以在非结构化网格上实现高阶单元，然而其计算规模也更大，计算成本较高。

Antony 等（2015b）采用上述三种 CFD 软件计算了对柱式半潜平台的涡激运动响应，CFD 计算得到的标称横荡响应和平均过零周期与模型试验吻合较好（见图 1-11）。然而他们的计算均采用变形网格，采用这种动网格策略，当物体运动幅度太大或旋转过大时，网格将发生扭曲变形导致计算崩溃。

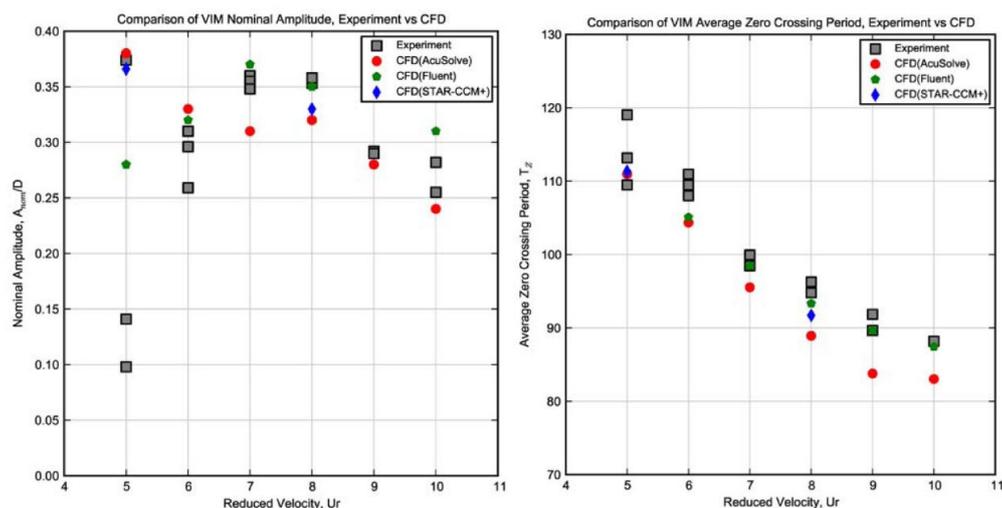


图1-11 涡激运动的 CFD 与模型试验比较 (Antony, A. et al., 2015b)

Fig.1-11 Comparison of VIM between CFD and model tests (Antony, A. et al., 2015b)

除了商业 CFD 软件以外, 国外也有采用自研 CFD 软件求解涡激运动的研究。MARIN 的 Koop 等 (2016) 采用了 ReFRESKO 软件研究了缩尺和阻尼效应对半潜式平台涡激运动的影响。ReFRESKO 是一个社区共享的 CFD 求解器, 主要有荷兰的 MARIN 水池开发, 社区成员包括葡萄牙的里斯本大学 (IST)、巴西的圣保罗大学 (USP-TPN)、荷兰的代尔夫特理工大学 (TU Delft)、英国的南安普顿大学 (University of Southampton)、荷兰的特文特大学 (University of Twente) 和瑞典的查尔姆斯理工大学 (Chalmers University of Technology)。求解器采用基于有限体积方法的同位网格离散, 用基于 SIMPLE 算法的速度压力修正方法来保证质量守恒。采用隐式格式对时间项积分。在每个时间步内, 速度和压力耦合的非线性项用 Picard 迭代法线性化, 采用分离式解法 (segregated) 求解所有输运方程。支持 RANS, SAS 和 DES 等湍流求解方法。Lee 等 (2014)、Chen 和 Chen (2016) 采用基于 FANS 方法的软件研究了半潜式平台的涡激运动问题。FANS 是 Finite-Analytic Navier-Stokes 的简写。该计算软件求解的是在曲线贴体网格中的不可压流动控制方程, 网格用有限分析方法进行离散, 速度和压力则采用一种混合的 SIMPLE/PISO 方法求解, 可支持结构化重叠网格计算。有限分析方法是一种半解析方法, 具有较高的计算精度。然而该方法只支持结构化网格, 对于复杂外形物体, 虽然可以用重叠网格单独生成各部分网格, 但网格生成仍较为费时。

1.4.2 本文开发的计算软件

从已有涡激运动计算软件的发展现状来看,采用基于 CFD 的数值方法研究涡激运动已经成为通用做法。CFD 方法直接求解整个流场中的流体,可以得到丰富的流场信息。通过获得每个时间步上流场中控制点的流场信息,计算流场对物体施加的作用力,并以此计算物体运动。而物体运动导致了移动的固壁边界,又反过来影响流体运动。此外物体运动求解模型中还考虑了系泊系统的影响,系泊系统通过作用在物体上的系泊力影响物体运动,同时物体运动导致系泊附着在物体上的点坐标移动,反过来影响系泊力。CFD 方法考虑的因素较为全面,对物理问题的简化少,得到的结果可靠且精度高,是研究涡激运动的理想工具。然而目前国内学者普遍采用商业 CFD 软件来进行涡激运动研究,而没有开发出可靠的、精度较高的专业求解器或软件。商业软件都是通用计算软件,并非针对涡激运动问题的专业软件。并且商业 CFD 软件通常具有高度封装性,虽然部分软件提供像 UDF 这种二次开发的接口,但这些接口的开放度一般有限,远不够实现对专业问题的功能开发与扩展,这极大地降低了这些通用 CFD 软件处理专业问题时的可靠性。因此,自主开发一套经过标准问题验证的浮式平台涡激运动专用计算软件意义重大。

考虑到开发的自主可控性,同时为了充分利用已有资源,本博士论文选用近年来比较流行的开源代码框架 OpenFOAM 作为平台开发涡激运动专用计算软件。相比商业 CFD 软件,OpenFOAM 最大的优势在于其源代码的开放性(Weller, H.G. et al., 1998; Jasak, H. et al., 2007),所有功能的源代码都可以公开获得,并且其提供了很多底层的功能库,利用这些底层库可以快速构建起一个完整的求解器。由于代码的开放性,用户可以在其基础上进行专业功能的开发与扩展,实现高度定制。上海交通大学万德成教授带领的 CMHL 研究团队基于 OpenFOAM 进行深入定制开发,目前已经获得了一系列适用于船舶与海洋工程问题的求解器,如 naoe-FOAM-SJTU、naoe-FOAM-os-SJTU、naoe-FOAM-ms 等。

OpenFOAM 中已有基于 SST 模型的分离涡模拟方法,可用于高雷诺数下大分离流动的准确模拟,然而 OpenFOAM 目前难以实现大幅度运动的处理,虽然 ESI-OpenCFD 在新发布的 OpenFOAM v1706 版本中新加入了重叠网格,但是该功能目前不够完善,难以处理涡激运动这种复杂问题。团队已有的船舶水动力学求解器 naoe-FOAM-os-SJTU 拥有成熟的重叠网格功能,该功能已经运用到船桨舵配合、全耦合浮式风机等各种复杂运动问题的数值模拟当中,然而该求解器还无法准确模拟高雷诺

数下的大分离流动,且系泊模块 `naoe-FOAM-ms` 只能用于动网格求解器 `naoe-FOAM-SJTU`, 不能与重叠网格求解器 `naoe-FOAM-os-SJTU` 结合。

本博士学位论文充分利用现有资源,避免重复开发工作,构建了浮式平台涡激运动计算软件 `vim-FOAM-SJTU`。论文以 `OpenFOAM` 提供的求解器 `pimpleDyMFoam` 为基础,对 `OpenFOAM` 中的 `DES`、`naoe-FOAM-os-SJTU` 中的六自由度运动和动态重叠网格技术、`naoe-FOAM-ms` 中的系泊功能进行修改,并将它们结合,形成了涡激运动计算软件 `vim-FOAM-SJTU`。软件包括流体求解模块、分离涡模拟模块、六自由度运动模块、动态重叠网格功能、系泊系统模块,通用性较强,可以处理各种复杂工况下的涡激运动问题,尤其是高雷诺数下带有大幅漂移和首摇的涡激运动问题。

1.5 本文主要工作和创新点

1.5.1 本文主要工作内容

本博士学位论文在了解国内外深海浮式平台涡激运动最新研究进展、熟悉掌握涡激运动相关研究手段及重要结论的基础上,总结出涡激运动的关键问题,并对此提出相应的数值模拟解决方法,构建适用于深海浮式平台涡激运动的数值求解器。随后,将求解器应用到单立柱 `Spar` 平台、浮筒及多立柱平台的涡激运动问题中,在验证求解器可靠性的基础上,对各平台的涡激运动特性开展系统性研究,论文的主要工作如下:

1. 将分离涡模拟方法与重叠网格结合,并对动网格模块、六自由度运动模块和弹簧系泊模块进行相应的修改,形成了专门用于浮式平台涡激运动问题的数值求解器 `vim-FOAM-SJTU`。为了解决涡激运动中在高雷诺数下带有大规模分离的湍流流动求解问题,论文采用在基于 `SST $k-\omega$` 模型的分离涡模拟方法来处理大规模流动分离问题。并对分离涡模拟方法进行特殊处理,在求解湍流输运方程时,根据重叠网格插值信息去除不参与计算的洞单元,并对插值单元进行相应修改,使之能够应用到重叠网格问题当中。同时对 `OpenFOAM` 已有的网格运动功能进行扩展,使之能够根据六自由度运动模块求解的信息更新网格,对六自由度运动模块进行修改,将系泊力加入六自由度方程的外力项中,实现了弹簧系泊系统与重叠网格中物体六自由度运动的耦合求解。

2. 采用 `vim-FOAM-SJTU` 求解器对单柱式 `Spar` 平台及浮筒的涡激运动特性进行了数值模拟及研究分析工作。为了验证求解器对大分离流动问题的准确预报能力,对雷诺数 3900 的三维圆柱绕流进行数值模拟,得到的升阻力、表面压力系数、尾流区

速度剖面与物理试验吻合良好。对带自由端的有限长圆柱绕流数值模拟,求解器能捕捉到由自由端导致的特殊尾涡结构。对带螺旋侧板的 Spar 平台进行涡激运动研究,分析了 Spar 平台在“锁定”区域内的横向运动响应特性,用细节流场解释了螺旋侧板抑制涡激运动的原因,证明了求解器对复杂几何结构浮式平台涡激运动的计算能力。为了验证求解器对不同系泊类型浮式结构物的适应能力,对采用单根弹簧的浮筒进行涡激运动研究,研究了横向、流向运动及首摇的幅度、频率随折合速度的变化规律,分析了边界层流动分离与浮筒运动之间的联系。

3. 采用 vim-FOAM-SJTU 求解器数值模拟了一座四立柱半潜式平台的三维绕流及涡激运动问题。研究了 45 度来流角下,四立柱半潜式平台在不同来流速度下的绕流和涡激运动特性。在绕流问题中,研究了平台各立柱表面压力系数、升阻力系数和泻涡频率变化情况,同时分析了立柱周围的压力场和涡量场演化情况,并从流场的角度阐述了各立柱之间的升阻力系数出现不同情况的原因。对平台的涡激运动问题进行数值模拟,研究了平台在前“锁定”区域、“锁定”区域和后“锁定”区域内的横向运动及首摇响应,并研究了平台阻力系数在不同涡激运动状态下的变化情况。此外还分析了平台在不同区域内立柱附近的涡流场演化情况,解释了平台在不同流速下表现出不同运动特征的原因。

4. 采用 vim-FOAM-SJTU 求解器数值模拟了一座八立柱半潜式平台的三维绕流及涡激运动问题。对于平台绕流,重点从流动结构、泻涡形态以及平台表面压力分布等方面分析了立柱的绕流特性。对比了不同垂向位置的速度分布,说明了受浮筒影响的泻涡三维特性,以及浮筒对流动的抑制作用。随后对该平台进行涡激运动的数值研究,首先对其进行静态位移试验及自由衰减试验,确保数值模拟中使用的水平等效弹簧系统能提供正确的回复刚度。以此为前提,对平台进行涡激运动响应研究,将运动响应结果与模型试验对比,验证了求解器对涡激运动的预报精度。总结了涡激运动响应和轨迹随折合速度变化规律,以及涡激首摇和“锁定”现象的规律。从流场特性、泻涡形态、运动响应等角度分析涡激运动变化规律和涡激首摇、“锁定”现象产生背后的原因。分析了各立柱受力的频率成分,发现了处于“锁定”区间时,立柱的受力和平台的运动存在相位差。

1.5.2 本文的工作特色及主要创新点

本博士论文基于 OpenFOAM 平台开发了用于深海浮式平台涡激运动的 CFD 求解器 vim-FOAM-SJTU,并利用该求解器研究了多种形式的浮式平台三维绕流及涡激运动问题,论文的创新点体现在以下三方面:

1. 将重叠网格技术和分离涡模拟方法相结合, 开发了涡激运动求解器 vim-FOAM-SJTU, 解决了立柱式平台涡激运动的高雷诺数流动模拟和大幅度运动网格处理等问题。将 OpenFOAM 中的基于 SST $k-\omega$ 模型的分离涡方法同动态重叠网格技术结合, 并对动网格模块和六自由度模块进行相应修改, 形成的求解器既能够用于大分离流动的精确模拟, 又可以处理复杂运动, 十分适合立柱式平台涡激运动的精确求解。

2. 开发了六自由度运动模型和水平等效弹簧系统模块, 拓展了求解器的功能, 解决了带系泊系统的复杂几何形状平台涡激运动数值模拟问题。多根线性弹簧组成的系泊模型, 能较真实地反映出整个系泊系统的非线性特征, 实现各向异性弹簧刚度的模拟; 采用非结构重叠网格方法, 既能够处理复杂几何形状, 又可以处理旋转运动及大幅度运动。通过将求解器应用到 Spar、浮筒、多立柱半潜式平台上并将结果与模型试验比较, 验证了求解器的精度。

3. 将开发的求解器成功应用于 Spar、四立柱平台和八立柱平台等立柱式平台涡激运动的求解和验证, 获得了不同立柱式平台涡激运动的响应规律。对带螺旋侧板的 Spar 平台的数值模拟结果表明沿垂向的漩涡脱落连贯性被螺旋侧板破坏, 是螺旋侧板抑制涡激运动的原因; 对单根系泊形式浮筒的涡激运动数值模拟, 结果发现垂荡与顺流向运动同频; 通过对多立柱半潜式平台的涡激运动数值模拟, 发现了上游立柱的同步泻涡现象、受力与运动之间的迟滞效应、以及立柱流动再附着与锁定现象之间的关联。

第二章 涡激运动求解器的理论与数值方法

本章将介绍涡激运动求解器中的流体求解理论和数值方法。涡激运动中涉及到的流体运动、高雷诺数湍流流动、系泊系统、六自由度运动理论、动网格技术在本章均会列出，掌握这些理论与数值方法将为后续求解器的开发奠定坚实基础。

2.1 流体运动控制方程

2.1.1 连续性方程和动量方程

考虑网格运动的非定常不可压缩流体的连续性方程和动量方程可以表示为：

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g)\mathbf{u}) - \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] = -\nabla p \quad (2-2)$$

其中， \mathbf{u} 为速度场， \mathbf{u}_g 为网格移动速度， ρ 为流体密度， μ 为流体的动力粘度， p 为压力。

上述方程存在两个难点。第一，动量方程中存在非线性项 $\nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g)\mathbf{u})$ ；第二，速度和压力是耦合的，连续性方程中不包含压力项。对于该方程，通常有两种求解方法：耦合式解法（coupled method）和分离式解法（segregated method）。耦合式解法将离散后的速度和压力等物理量组装成一个单一的大型矩阵，然后同时求解各物理量。耦合式解法在流场中各物理量（如密度、温度、压力等）存在相互依赖关系时具有一定的优势，常用于高速可压缩流动、有限速率反应模型等。但其缺点是内存消耗大。分离式解法不直接联立求解上述方程组，而是通过分步骤、依次有序地求解单个方程。其优点是内存占用小，计算速度相对快。分离式解法中最常用的是压力修正算法，这也是 vim-FOAM-SJTU 中采用的速度压力解耦算法。

速度压力解耦算法需要将对流项 $\nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g)\mathbf{u})$ 进行线性化处理

$$\nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g)\mathbf{u}) \approx \nabla \cdot (\rho(\mathbf{u}^o - \mathbf{u}_g)\mathbf{u}^n) \quad (2-3)$$

其中， \mathbf{u}^o 为当前迭代步或时间步的速度， \mathbf{u}^n 为需要求解的新时刻的速度。求解器不断进行循环迭代直到满足 $\mathbf{u}^o \approx \mathbf{u}^n$ 为止。

2.1.2 速度压力解耦

vim-FOAM-SJTU 求解器采用 OpenFOAM 中的 PIMPLE 算法求解耦合的速度和压力。PIMPLE 算法则是通过 PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operator) 算法实现。PISO 算法最早由 Issa 于 1986 年提出 (Issa, R.I., 1986)。OpenFOAM 基于同位网格, 采用有限体积法对计算域空间进行离散。与传统的交错网格相比, 同位网格将速度和压力以及其他物理量数据都存储在网格单元中心点上, 这样避免了交错网格中使用两套网格来存储数据, 编程上更容易实现, 对于三维问题的求解效率也更高。然而同位网格容易出现棋盘型压力分布, OpenFOAM 采用与 Rhie 和 Chow 插值 (Rhie, C.M., Chow, W.L., 1983) 近似的一种方法处理压力梯度, 在后文中将详细介绍。

对动量方程采用有限体积离散, 先对控制体进行积分, 并除以控制体体积

$$\frac{1}{V_p} \int_{V_p} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \frac{1}{V_p} \int_{V_p} \nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \mathbf{u}) dV - \frac{1}{V_p} \int_{V_p} \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] dV = -\nabla p \quad (2-4)$$

上式中等号左边的第二项和第三项可以采用高斯定理将体积分转化为面积分, 然后在面上进行离散, 最终可以得到如下形式的方程

$$a_p^u \mathbf{u}_p + \sum_N a_N^u \mathbf{u}_N = \mathbf{r} - \nabla p \quad (2-5)$$

上式中的 a_p^u 为系数矩阵的对角元素, a_N^u 为系数矩阵的非对角元素, \mathbf{u}_p 为当前网格单元中心的速度, \mathbf{u}_N 为与当前网格单元相邻的网格单元中心的速度。 \mathbf{r} 为时间项离散后产生的矩阵右端项。由于采用的是速度压力解耦算法, 这里暂时不对压力梯度做改动。

引入 \mathbf{H} 操作, 将 \mathbf{r} 和非对角元素放在一起, 其定义如下:

$$\mathbf{H}(\mathbf{u}) = \mathbf{r} - \sum_N a_N^u \mathbf{u}_N \quad (2-6)$$

于是公式(2-6)变为如下形式:

$$\mathbf{u}_p = (a_p^u)^{-1} (\mathbf{H}(\mathbf{u}) - \nabla p) \quad (2-7)$$

将上式代入连续性方程, 得到如下形式的压力方程

$$\nabla \cdot [(a_p^u)^{-1} \nabla p] = \nabla \cdot [(a_p^u)^{-1} \mathbf{H}(\mathbf{u})] \quad (2-8)$$

2.1.3 棋盘状压力场处理

由于同位网格速度和压力都储存在网格单元中心，求解压力梯度的时候用到的都是相邻单元的压力，容易产生棋盘状压力分布，这种非物理的压力振荡无法随时间步进而消失，会一直存在。为了避免产生这种非物理的压力振荡，OpenFOAM 采用一种类似 Rhie & Chow 插值的技术，对压力梯度的求解做特别处理。

在求解压力方程(2-8)中的压力梯度时，OpenFOAM 采用的是将 $(a_p^u)^{-1}\nabla p$ 中的 $(a_p^u)^{-1}$ 插值到面上，求得 $rAUf$ 。然后利用 `fvm::laplacian(rAUf, p)` 操作，在面上计算压力梯度，以此计算 Laplacian 项，得到关于压力方程的离散矩阵。

下面给出压力梯度在面上的计算过程。考虑连续性方程，将其对网格控制体积分，并离散

$$\int_{V_p} \nabla \cdot \mathbf{u} dV = \sum_f \mathbf{s}_f \cdot \mathbf{u}_f = \sum_f F \quad (2-9)$$

上式中的 \mathbf{s}_f 为面法向量，大小为单元面的面积， F 为面通量。

将上式代入积分后的(2-7)，可导出以下表达式：

$$F = -(a_p^u)^{-1} \mathbf{s}_f \cdot (\nabla p)_f + (a_p^u)^{-1} \mathbf{s}_f \cdot \mathbf{H}(\mathbf{u}) \quad (2-10)$$

上式中，等号右端第一项需要求解压力梯度，这一步是在面单元上完成的，该项可以表示成如下形式：

$$(a_p^u)^{-1} \mathbf{s}_f \cdot (\nabla p)_f = (a_p^u)^{-1} \frac{|\mathbf{s}_f|}{|\mathbf{d}|} (p_N - p_p) = a_N^p (p_N - p_p) \quad (2-11)$$

其中， $|\mathbf{d}|$ 为当前网格单元中心到邻居网格单元中心的距离， p_N 和 p_p 分别是邻居网格和当前网格的压力， $a_N^p = (a_p^u)^{-1} \frac{|\mathbf{s}_f|}{|\mathbf{d}|}$ 为压力 Laplacian 项离散后的非对角系数。注意到上式只有在 \mathbf{s}_f 与 $(\nabla p)_f$ 完全平行的时候(正交网格)才会成立，而对于非正交网格，需要进行修正。

2.1.4 非正交网格修正

在 2.1.3 节中，我们介绍了 OpenFOAM 为了避免棋盘状压力分布，需要在网格的单元面上计算压力梯度。考虑简单的正交网格， \mathbf{s}_f 与 $(\nabla p)_f$ 平行，于是有

$$\mathbf{s}_f \cdot (\nabla p)_f = \frac{|\mathbf{s}_f|}{|\mathbf{d}|} (p_N - p_p) \quad (2-12)$$

对于非正交网格，则需要对上式进行修正。考虑如图 2-1 所示的非正交网格，其中 P 和 N 分别为当前网格和邻居网格的单元中心， f 为二者的交界面， $\mathbf{d} = \overline{PN}$ 为 P 指向 N 的向量，面法向量表示为 $\mathbf{s}_f = \mathbf{s} = \Delta + \mathbf{k}$ ，其中 Δ 与 \mathbf{d} 平行， \mathbf{k} 与面 f 平行。

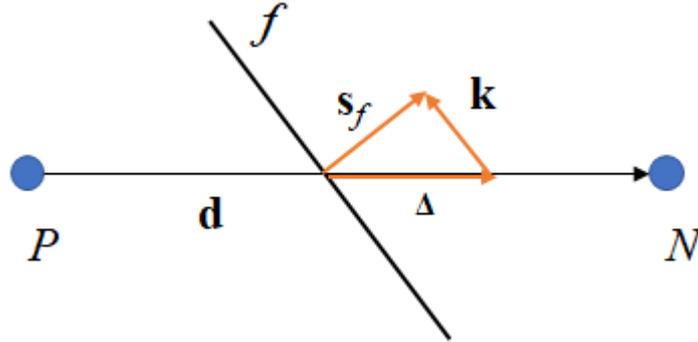


图2-1 非正交网格

Fig.2-1 Non-orthogonal mesh

于是， $\mathbf{s}_f \cdot (\nabla p)_f$ 可以表示为

$$\mathbf{s}_f \cdot (\nabla p)_f = \frac{|\Delta|}{|\mathbf{d}|} (p_N - p_P) + \mathbf{k} \cdot (\nabla p)_f \quad (2-13)$$

其中 $\frac{|\Delta|}{|\mathbf{d}|} (p_N - p_P)$ 为正交部分， $\mathbf{k} \cdot (\nabla p)_f$ 为非正交部分。OpenFOAM 将正交部分进行隐式处理，将其放入离散后的系数矩阵中，而将非正交部分显式处理，放入系数矩阵方程等号的右端项中。这样一来便涉及到两个问题：显式处理的非正交部分采用的是旧迭代步（或时间步）的值，存在信息滞后；显式处理的非正交部分放入方程右端项中，将产生一个负的源项，若源项值太大将导致求解崩溃。对于第一个问题，通常采用迭代方式来减小旧值和新值的差距，对应上节中的非正交修正循环。对于第二个问题，则通过对非正交部分进行施加限制器来保证数值稳定，定义如下：

$$\mathbf{k} \cdot (\nabla p)_f < \lambda \frac{|\mathbf{s}_f|}{|\mathbf{d}|} (p_N - p_P) \quad (2-14)$$

2.1.5 控制方程离散

2.1.5.1 时间项离散

考虑一般形式的对流扩散方程，可以将其写成如下形式

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (2-15)$$

其中， ϕ 为任意需要输运的物理量， $F(\phi)$ 包含了所有空间离散项，如对流项、扩散项以及源项等。

依据对 $F(\phi)$ 的不同处理方法，可以将时间项的离散格式分为显式、隐式和半隐式三类。将(2-15)中的右端项写成更为一般的混合格式：

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \alpha F(\phi^{n+1}) + (1-\alpha)F(\phi^n) \quad (2-16)$$

其中， α 为混合系数， $n+1$ 表示需要求解的时间步， n 表示当前时间步。当 $\alpha=1$ 时，为隐式格式；当 $\alpha=0$ 时，为显式格式；当 $\alpha=0.5$ 时，为 Crank-Nicolson 格式。

本博士学位论文采用隐式后向差分 (backward) 格式离散，该格式用到了上一时刻和上上时刻的流场数据，具有二阶精度。其离散后的方程如下：

$$\frac{1}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} \phi^{n+1} - 2\phi^n + \frac{1}{2} \phi^{n-1} \right) = F(\phi^{n+1}) \quad (2-17)$$

在离散后，包含 ϕ^{n+1} 的项将计入稀疏线性代数方程组左端的系数矩阵，而包含 ϕ^n 和 ϕ^{n-1} 的项则计入到方程组的右端项中。

2.1.5.2 对流项离散

将控制方程中的对流项对有限控制体进行积分后，运用高斯定理可得

$$\int_{V_p} \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) dV = \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{u}\phi) dS \quad (2-18)$$

其中， V_p 为有限控制体， S 为控制体的表面， \mathbf{n} 为面法向向量。

将(2-18)在有限控制体的面单元上进行离散

$$\int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{u}\phi) dS \approx \sum_f \left[\mathbf{S}_f \cdot (\mathbf{u}_f \phi_f) \right] \quad (2-19)$$

其中，下标 f 表示控制体的面单元。

面单元上的物理量通过相邻单元的物理量插值得到，以二阶精度的中心差分格式为例

$$\phi_f = \lambda \phi_P + (1-\lambda) \phi_N \quad (2-20)$$

其中， $\lambda = \overline{fN} / \overline{PN}$ ， N 和 P 为两相邻网格单元的中心。

离散后，所有 ϕ_P 的系数都将计入系数矩阵的对角元素，而所有 ϕ_N 的系数则将计入系数矩阵的非对角元素。

2.1.5.3 扩散项离散

扩散项与对流项的处理类似，对扩散项进行积分并运用高斯定理，最终离散得到类似如下形式的离散形式

$$\int_{V_p} \nabla \cdot (\gamma \nabla \phi) dV \approx \sum_f [\mathbf{S}_f \cdot (\gamma \nabla \phi)_f] \quad (2-21)$$

注意上式中包含面法向梯度项 $(\gamma \nabla \phi)_f$ ，因此与动量方程中的压力梯度情况类似，也需要对其进行非正交修正。

2.1.5.4 边界条件处理

常见的边界条件有两种：一种是给定值的 Dirichlet 边界条件，另一种是给定面法向梯度的 Neumann 边界条件。

对于 Dirichlet 边界，边界上的面单元的值等于给定值： $\phi_f = \phi_b$ 。对于对流项而言，直接赋值即可

$$\mathbf{S}_f \cdot (\mathbf{u}_f \phi_f) = \mathbf{S}_b \cdot (\mathbf{u}_b \phi_b) \quad (2-22)$$

扩散项则需要用到边界上的法向梯度，对其按如下方式处理

$$\mathbf{S}_f \cdot (\gamma \nabla \phi)_f = \mathbf{S}_b \cdot (\gamma \nabla \phi)_b = \gamma_b |\mathbf{S}_b| \frac{\phi_b - \phi_p}{|\mathbf{d}_b|} \quad (2-23)$$

其中， \mathbf{d}_b 是界面单元中心到边界单元中心的向量。

对于 Neumann 边界，边界上面单元的梯度等于给定值： $\frac{\mathbf{S}_b}{|\mathbf{S}_b|} (\nabla_b) = \mathbf{g}_b$ 。这种情况下的对流项和扩散项正好相反，扩散项直接赋值

$$\mathbf{S}_f \cdot (\gamma \nabla \phi)_f = \gamma_b |\mathbf{S}_b| \mathbf{g}_b \quad (2-24)$$

对流项按以下形式赋值

$$\mathbf{S}_f \cdot (\mathbf{u}_f \phi_f) = \mathbf{S}_b \cdot \mathbf{u}_b (\phi_p + |\mathbf{d}_b| \mathbf{g}_b) \quad (2-25)$$

2.2 湍流模拟方法

OpenFOAM 中已经提供了多种 RANS 和 DES 模型，下面分别对本博士论文涉及到的 RANS 和 DES 模型做详细介绍。

2.2.1 雷诺平均方法和 SST $k - \omega$ 模型

RANS 方法不直接求解瞬时的 Navier-Stokes 方程，而是求解经过雷诺平均处理后得到的 RANS 方程。从数学上来说，RANS 已经改变了流体的初始控制方程，因此整个流场中的流动都是模化的。RANS 方法关注的大都为时间平均或宏观统计物理量，其对计算网格的要求并不高，计算成本相对较低，因此是目前工程界最常用的湍流数值模拟方法。

RANS 方法将湍流中的所有物理量都表示为时间和空间的函数，并将其分解为时间平均项和脉动项的叠加：

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i, t) + \phi'(x_i, t) \quad (2-26)$$

其中 t 表示时间， x_i 表示空间位置。 $\phi'(x_i, t)$ 为脉动项， $\bar{\phi}(x_i, t)$ 为时间平均项，对于非稳态流动则为系综平均（ensemble average），其定义如下

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi(x_i, t) \quad (2-27)$$

系综平均有如下性质：

$$\overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi}, \overline{\phi'} = 0 \quad (2-28)$$

$$\overline{\alpha\phi + \beta\psi} = \alpha\bar{\phi} + \beta\bar{\psi} \quad (2-29)$$

$$\begin{aligned} \overline{\phi\psi} &= \overline{(\bar{\phi} + \phi')(\bar{\psi} + \psi')} \\ &= \overline{(\bar{\phi}\bar{\psi} + \bar{\psi}\phi' + \bar{\phi}\psi' + \phi'\psi')} \\ &= \overline{\bar{\phi}\bar{\psi}} + \overline{\bar{\psi}\phi'} + \overline{\bar{\phi}\psi'} + \overline{\phi'\psi'} \\ &= \bar{\phi}\bar{\psi} + \overline{\phi'\psi'} \end{aligned} \quad (2-30)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \quad (2-31)$$

对连续性方程和动量方程进行雷诺平均，这里先不考虑动网格，可得到如下形式的 RANS 方程

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (2-32)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot [\bar{\rho}(\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} + \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'})] - \nabla \cdot (\mu \nabla \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla \bar{p} \quad (2-33)$$

RANS 方程中的 $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ 为雷诺平均产生的不封闭项，称为雷诺应力。通常把雷诺应力与粘性项放在一起，于是上式变为

$$\frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho(\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}}) - \nabla \cdot (\mu \nabla \overline{\mathbf{u}} - \rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}) = -\nabla \overline{p} \quad (2-34)$$

$\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ 是一个对称的应力张量, 包含三个正应力分量(对角)和三个切应力分量(非对角)。因此, 包括速度、压力、雷诺应力在内, 未知量一共有 10 个, 而控制方程只有连续性方程和 RANS 方程, 共 4 个。要求解 RANS 方程, 最直观的做法是求解关于各应力分量的对流输运方程。然而对应力分量的对流输运方程进行雷诺平均, 会得到更高阶的未知量 $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ 。实际上这样下去会得到无限多的未知量, 整个方程组永远无法封闭。这就需要采用一些近似的模型来封闭方程组, 比如用某些平均量来近似表示雷诺应力。这些不同的近似方法则被统称为湍流模型 (Turbulence models)。

从数学形式上看, 雷诺应力很像二阶应力张量。因此 Boussinesq (Boussinesq, J., 1877) 仿照分子粘性应力与速度变形率的关系, 提出了关于涡粘性 (Eddy viscosity) 的 Boussinesq 假设, 认为雷诺应力与平均速度变形率成线性关系:

$$-\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \mu_t \left(\nabla \overline{\mathbf{u}} + (\nabla \overline{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2-35)$$

其中, μ_t 为湍流粘度或涡粘系数, 湍流粘度和一般流体粘度不同, 它不是流体的固有物理属性, 而和当地的湍流强度有很大关系。对于流场中不同位置的点, μ_t 的值都不尽相同。 δ_{ij} 为 Kronecker delta 函数, 定义如下:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j \\ 1, & i = j \end{cases} \quad (2-36)$$

k 为湍动能

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_i^2} + \overline{u_j^2} + \overline{u_k^2}) \quad (2-37)$$

对于不可压缩流体, 由连续性方程可知方程中的 $\frac{2}{3} \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$ 为零, 于是涡粘假设变为

$$-\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \mu_t \left[\nabla \overline{\mathbf{u}} + (\nabla \overline{\mathbf{u}})^T \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2-38)$$

此时, RANS 方程变为

$$\frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho(\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}}) - \nabla \cdot (\mu + \mu_t) \nabla \overline{\mathbf{u}} = -\nabla \left(\overline{p} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right) \quad (2-39)$$

式(2-39)为 RANS 方程最常见的形式，通常把 $\mu + \mu_t$ 记为 μ_{eff} ，称为有效粘度。对于方程等号右端包含湍动能的梯度项，OpenFOAM 认为方程右端源项中的 $\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}$ 相比压力 \bar{p} 较小，因此在求解 RANS 方程的时候将其忽略。

基于 Boussinesq 涡粘假设的 RANS 方法的核心部分是求解湍流粘度 μ_t 。一般做法是构造 μ_t 与其他物理量的关系，并引入关于这些物理量的输运方程，依据引入物理量的不同数量，将这些模型分为零方程模型、一方程模型、两方程模型、七方程模型等，这些基于涡粘假设的模型被统称为涡粘模型（Eddy Viscosity Model, EVM）。其中两方程模型目前在工程中应用最为广泛，常见的两方程模型包括标准 $k-\varepsilon$ 模型、Realizable $k-\varepsilon$ 模型、RNG $k-\varepsilon$ 模型、 $k-\omega$ 模型、SST $k-\omega$ 模型等。

SST $k-\omega$ 模型最早由 Menter 在 1994 年提出（Menter, F.R., 1994）。该模型是在 Wilcox（Wilcox, D.C., 1988）于 1988 年提出的 $k-\omega$ 模型上发展而来，通过剪应力输运（Shear Stress Transport, SST）公式将 $k-\omega$ 模型与标准 $k-\varepsilon$ 模型（Jones, W., Launder, B.E., 1972; Launder, B.E., Sharma, B., 1974）相结合，同时保留了两种方法的优点。 $k-\omega$ 模型是一种低雷诺数模型，在粘性底层区域内直接计算，不引入壁面函数。 $k-\varepsilon$ 模型为高雷诺数模型，无法直接求解粘性底层和过渡层，需要采用半经验的壁面函数作为壁面处边界层与边界层外部完全发展的湍流层的过渡。 $k-\omega$ 模型可以准确预报近壁面边界层内流动，同时还能很好地处理逆压梯度及流动分离等问题，但其在远场处会对入口地湍流参数过于敏感。而 $k-\varepsilon$ 则对远场剪切力和压力梯度较小的自由剪切流动问题表现较好，在逆压力梯度较大的时候表现并不良好。Menter 提出的 SST $k-\omega$ 模型在边界层内部采用 $k-\omega$ 模型，而在边界层外部区域与自由流动区域采用标准 $k-\varepsilon$ 模型，通过混合函数（blending function）将二者结合，充分利用了二者的优点，并有效避免了其缺点，是目前应用较广的湍流模型之一。

SST $k-\omega$ 模型引入两个参数，分别为湍动能 k （turbulene kinetic energy）和特定湍流耗散率 ω （specific dissipation rate）。这两个参数的输运方程如下

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}k) = \tilde{G} - \beta^* k \omega + \nabla \cdot [(\nu + \alpha_k \nu_t) \nabla k] \quad (2-40)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\omega) = \gamma S^2 - \beta \omega^2 + \nabla \cdot [(\nu + \alpha_\omega \nu_t) \nabla \omega] + (1 - F_1) CD_{k\omega} \quad (2-41)$$

上式中， \tilde{G} 的定义为

$$\tilde{G} = \min(G, c_1 \beta^* k \omega), \quad G = \nu_t S^2 \quad (2-42)$$

S 为应变率的不变测度 (invariant measure of the strain rate)，定义如下

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2-43)$$

S_{ij} 为应变张量率 (strain rate tensor)，定义如下

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right] \quad (2-44)$$

F_1 为上文提到的混合函数，通过它实现 $k-\omega$ 模型和标准 $k-\varepsilon$ 模型的混合。其定义如下

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\alpha_{\omega 2} k}{CD_{k\omega}^* y^2} \right] \quad (2-45)$$

y 是壁面距离。 F_1 在贴近壁面处的取值为 1，在远离壁面的边界层内部区域及边界层之外的取值为 0，以此来实现 $k-\omega$ 和标准 $k-\varepsilon$ 模型的切换。

$CD_{k\omega}^*$ 的定义如下

$$CD_{k\omega}^* = \max(CD_{k\omega}, 10^{-10}) \quad (2-46)$$

而 $CD_{k\omega}$ 的定义如下

$$CD_{k\omega} = 2\alpha_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \nabla \omega \quad (2-47)$$

在求解出输运方程(2-40)和(2-41)，得到 k 和 ω 后，湍流粘度通过以下公式求得

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2-48)$$

其中， F_2 为第二个混合函数，定义如下

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (2-49)$$

输运方程中的各系数通过混合函数 F_1 得到

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2-50)$$

这里 ϕ 对应输运方程中的各系数， ϕ_1 和 ϕ_2 分别表示 $k-\omega$ 方程和标准 $k-\varepsilon$ 方程中的各系数。所有涉及到的系数取值见表 2-1。

表2-1 SST $k-\omega$ 模型中的所有系数Table 2-1 Coefficients of the SST $k-\omega$ turbulence model

α_{k1}	α_{k2}	$\alpha_{\omega 1}$	$\alpha_{\omega 2}$	β_1	β_2	γ_1	γ_2	β^*	a_1	b_1	c_1
0.85	1.0	0.5	0.856	0.075	0.0828	5.0/9.0	0.44	0.09	0.31	1.0	10

2.2.2 大涡模拟方法及亚格子模型

RANS 方法将整个流场不同尺度的湍流结构用同一个模型刻画，然而真实情况是大尺度的湍流结构往往受复杂几何形状、边界条件、体积力等因素的影响，是各向异性（anisotropic）的。相对而言小尺度的湍流结构则基本是各向同性（isotropic）。与 RANS 方法不同，LES 方法采用空间滤波的方法将整个流场中的湍流结构分为大涡结构和小涡结构，对大涡结构进行直接求解，而对小涡结构采用与 RANS 类似的技术进行模化。

LES 方法通过使用滤波函数，将空间中的每个物理量分为两部分：大尺度的平均分量 $\tilde{\phi}$ 和小尺度分量 ϕ' ，其中平均分量 $\tilde{\phi}$ 是进行空间滤波后的变量，在 LES 计算时直接求解，而 ϕ' 则需要通过构造数学模型来模拟。滤波操作通常表示为以下形式

$$\tilde{\phi}(x) = \int_V \phi(x') G(x, x') dx' \quad (2-51)$$

其中， x 是滤波后的大尺度空间上的空间坐标， x' 是实际流动区域中的空间坐标， $G(x, x')$ 是滤波函数，在有限体积法中，通常采用最简单的滤波函数

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{V}, & x' \in V_p \\ 0, & x' \notin V_p \end{cases} \quad (2-52)$$

其中 V_p 表示某一控制单元， V 为该控制单元的体积。于是式(2-51)可以写做

$$\tilde{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_{V_p} \phi(x') dx' \quad (2-53)$$

对连续性方程和动量方程采用以上滤波函数进行滤波操作，同样先不考虑动网格，得到滤波后的 Navier-Stokes 方程

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \quad (2-54)$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}}) - \mu \nabla^2 \tilde{\mathbf{u}} = -\nabla \tilde{p} \quad (2-55)$$

考虑将 $\nabla \cdot \rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}})$ 表示成如下形式

$$\nabla \cdot \rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}}) = \nabla \cdot \rho(\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot \rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) \quad (2-56)$$

于是滤波后的动量方程变为

$$\frac{\partial \rho \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho(\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) - \nabla \cdot (\mu \nabla \tilde{\mathbf{u}} - \rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}})) = -\nabla \tilde{p} \quad (2-57)$$

其中, $\rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}})$ 被称为亚格子应力 (Subgrid-scale stress) 张量, 是未知量, 需要采用亚格子模型对其进行模化。

将亚格子应力记为 $\boldsymbol{\tau}$, 即

$$\boldsymbol{\tau} = \rho(\tilde{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) \quad (2-58)$$

亚格子模型通常基于 Boussinesq 假设。将 $\boldsymbol{\tau}$ 分为偏应力 (Deviatoric stress) $\boldsymbol{\tau}^{\text{dev}}$ 和静水应力 (Hydrostatic stress) $\boldsymbol{\tau}^{\text{hyd}}$

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}^{\text{dev}} + \boldsymbol{\tau}^{\text{hyd}} \quad (2-59)$$

$\boldsymbol{\tau}^{\text{dev}}$ 和 $\boldsymbol{\tau}^{\text{hyd}}$ 的定义如下

$$\boldsymbol{\tau}^{\text{dev}} = \boldsymbol{\tau} - \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\tau}) \mathbf{I} \quad (2-60)$$

$$\boldsymbol{\tau}^{\text{hyd}} = \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\tau}) \mathbf{I} \quad (2-61)$$

其中, $\text{tr}(\boldsymbol{\tau})$ 为 $\boldsymbol{\tau}$ 的迹 (Trace), \mathbf{I} 为单位应力 (Identity tensor)。

Boussinesq 假设认为偏应力 $\boldsymbol{\tau}^{\text{dev}}$ 与速度应变率 $\tilde{\mathbf{S}}$ 呈线性关系

$$\boldsymbol{\tau}^{\text{dev}} = -2\mu_{\text{sgs}} \tilde{\mathbf{S}} \quad (2-62)$$

静水应力 $\boldsymbol{\tau}^{\text{hyd}}$ 则可以表示为以下形式

$$\boldsymbol{\tau}^{\text{hyd}} = \frac{2}{3} k_{\text{sgs}} \mathbf{I} \quad (2-63)$$

其中, μ_{sgs} 为亚格子粘度, k_{sgs} 为亚格子湍动能。

于是亚格子应力的表达式为

$$\boldsymbol{\tau} = -2\mu_{\text{sgs}} \tilde{\mathbf{S}} + \frac{2}{3} k_{\text{sgs}} \mathbf{I} \quad (2-64)$$

亚格子模型需要做的工作就是构造方程求解 μ_{sgs} 和 k_{sgs} ，使得原方程得以封闭。由于本博士论文的数值模拟工作未涉及到 LES，因此这里仅介绍 LES 方法的基本原理，不再对具体的亚格子模型做详细介绍。

2.2.3 湍流近壁面边界层流动处理

壁面对湍流有明显影响。在靠近壁面的区域内，粘性减少了切向速度脉动，壁面阻止了法向速度脉动。在此区域内的速度和压力变化剧烈，有着非常大的梯度，近壁面的准确模拟对于流动分离现象的预报至关重要。

实验研究表明，近壁区域边界层内的流动可以分为三层，最近壁面的地方被称为粘性底层（Viscous sublayer），流动是层流状态，分子粘性对于动量、热量和质量输运起到决定作用，见图 2-2。外层的湍流区域称为对数律层（Log layer），或称完全湍流层，湍流起决定作用。在粘性底层与对数律层之间的区域称为缓冲层（Buffer layer），该区域内分子粘性与湍流都起着相当的作用。

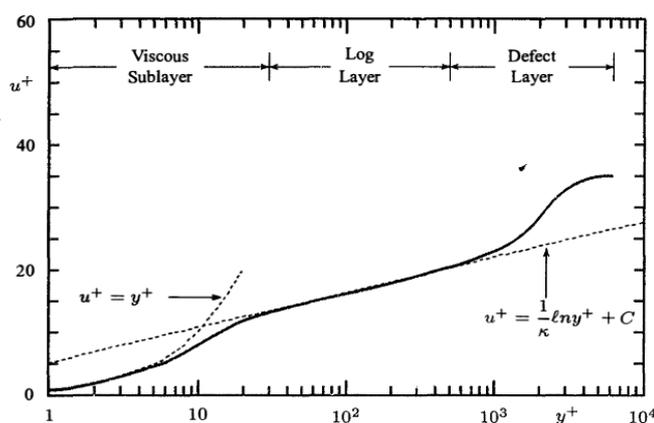


图2-2 湍流边界层的速度分布 (Wilcox, D.C., 1998)

Fig.2-2 Velocity profile for a turbulent boundary layer (Wilcox, D.C., 1998)

引入无量纲化的速度 u^+ 和无量纲的壁面距离 y^+ ，定义如下

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2-65)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2-66)$$

其中, $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ 为摩擦速度, τ_w 为壁面剪切应力。

在粘性底层内, u^+ 和 y^+ 呈线性关系

$$u^+ = y^+ \quad (2-67)$$

在对数律层, u^+ 和 y^+ 呈对数关系

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (2-68)$$

这里 κ 是 von Karman 常数, E 也为一常数。对光滑壁面而言, 通常取 $\kappa = 0.41$, $E = 9.81$ 。

大量的研究表明 (Erm, L.P., Joubert, P.N., 1991; Guarini, S.E. et al., 2000; Lagha, M. et al., 2011; Martin, M.P., 2007; Murlis, J. et al., 1982), 湍流近壁面流动速度满足以上壁面定律。通常认为粘性底层在 $y^+ < 5$ 范围内, 而对数律层 $30 < y^+ < 200$ 范围内, 在此之间 $5 < y^+ < 30$ 的范围为缓冲层。

大部分基于 ω 的模型都是低雷诺数模型。这里所谓的“低雷诺数”, 并不是指全局范围内的流动, 而是指粘性效应起主导作用的近壁区域, 即上文中提到的粘性底层。当壁面距离接近零时, 低雷诺数模型可以正确再现不同流动的极限行为, 这意味着湍流模型可以模拟整个边界层, 包括粘性底层和缓冲层。然而, 近壁面粘性底层和缓冲层内的尖锐梯度需要非常高的网格分辨率才能精确捕捉, 这使得计算开销急剧增加。工程中常使用壁面函数的方法来避免过大的计算开销。具体做法是假定认为粘性底层中的流动存在解析解, 使壁面第一层网格跳过粘性底层, 这样大幅度减小了近壁面处的网格, 从而大幅降低计算开销。

由于壁面函数的第一层网格跳过了粘性底层, 其计算出来的速度梯度将产生较大的误差, 需要对速度梯度进行修正。在有限体积法中, 通常有两种方法: 第一种是在动量方程中添加源项来修正壁面摩擦力; 第二种是通过修改第一层网格的湍流粘度 ν_t 实现。OpenFOAM 中采用的是后一种方式, 下面对这种修正方式做具体介绍。

近壁面处的第一层网格由于跳过了粘性底层, 其速度梯度无法直接用网格单元中心与边界单元上的速度得到

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{n}} \neq \frac{U_p - U_w}{y} \quad (2-69)$$

其中, U_p 为第一层网格单元中心速度, U_w 为壁面速度, y 为网格中心的壁面距离。

这里通过引入修正粘度 ν_c ，实现对近壁面处速度梯度的修改。假设近壁面处的速度梯度可以表示为以下形式

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{n}} = \left(1 + \frac{\nu_c}{\nu}\right) \frac{U_P - U_w}{y} \quad (2-70)$$

可以看到以上形式跟湍流粘度 ν_t 在内的壁面法向速度具有相同的数学形式。通过将 RANS 方程中的近壁面第一层网格的 ν_t 修改为 ν_c 即可实现近壁面处速度梯度的修正。OpenFOAM 中提供了多种修正壁面处 ν_t 的实现，这里介绍其中常用的两种。

第一种为 `nutUWallFunction`，这种方法实现了自动壁面处理 (Automatic wall treatment)。它假定粘性底层和对数律层有一个临界点，线性关系与对数关系两条线相交于该点，于是有

$$y^+ = \frac{\ln(Ey^+)}{\kappa} \quad (2-71)$$

OpenFOAM 通过给初值 $y^+ = 10$ ，然后采用迭代的方式求解上式。最终求得临界点为 $y^+ = 11.53$ 。当 $y^+ < 11.53$ 时，认为是层流流动，将近壁面网格单元上的 ν_t 修改为 0。而当 $y^+ > 11.53$ 时，通过以下公式计算 ν_t

$$\nu_t = \nu \left(\frac{y^+ k}{\ln(Ey^+)} - 1.0 \right) \quad (2-72)$$

注意虽然这种方法实现了自动壁面处理，但是要求第一层网格高度必须在粘性底层或对数律层内，即必须满足 $y^+ < 5$ 或 $30 < y^+ < 200$ 。

第二种为 `nutUSpaldingWallFunction`，也实现了自动壁面处理。这种方法基于 Spalding (Spalding, D.B., 1961) 提出的连续性 ν_t 分布假定

$$y^+ = u^+ + \frac{1}{E} \left[e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - 0.5(\kappa u^+)^2 - \frac{1}{6}(\kappa u^+)^3 \right] \quad (2-73)$$

上式将 y^+ 用一个关于 u^+ 的完整统一的函数形式来表示。将(2-65)和(2-66)代入上式，可以得到关于壁面剪切应力 u_τ 的一个关系式，该式可通过牛顿迭代法求解。在求得 u_τ 后， ν_t 通过以下形式得到

$$\nu_t = \max \left(0, u_\tau^2 \left/ \left| \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{n}} \right| - \nu \right. \right) \quad (2-74)$$

这种方法对第一层网格的 y^+ 值没有要求，适用于复杂几何形状或不可控制第一层网格 y^+ 的情况。

在修改完 ν_t 后，还需要提供 k 和 ω 的边界条件，这两者在壁面处的边界条件设为第二类边界条件

$$\frac{\partial k}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (2-75)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (2-76)$$

此外，为了实现自动壁面处理，还需要修正 ω 的值。处于粘性底层和对数律层的 ω 计算方式不同，自动壁面处理采用 Menter (Menter, F., Esch, T., 2001) 提出的混合方法来计算 ω ，这样做减小了对网格的依赖性。混合方法通过以下方式求得 ω

$$\omega = \sqrt{\omega_{\text{vis}}^2 + \omega_{\text{log}}^2} \quad (2-77)$$

上式中， ω_{vis} 和 ω_{log} 为低雷诺数模型近壁处理方法和标准壁面函数方法得到的值。二者的定义如下

$$\omega_{\text{vis}} = \frac{6\nu}{\beta_1 y^2} \quad (2-78)$$

$$\omega_{\text{log}} = \frac{1}{0.3\kappa} \frac{u_\tau}{y} \quad (2-79)$$

当壁面第一层网格 y^+ 比较大时， $1/y$ 占主导地位，此时 $\omega_{\text{vis}} \ll \omega_{\text{log}}$ 。而当第一层网格 y^+ 比较小时， $1/y^2$ 占主要成分，此时 $\omega_{\text{vis}} \gg \omega_{\text{log}}$ 。

2.2.4 分离涡模拟方法

论文在之前分别介绍了 RANS 和 LES 方法的基本原理，注意到经过雷诺平均处理后的 RANS 方程和经过空间过滤后的动量方程具有极其类似的数学形式，于是有学者提出混合 RANS/LES 方法试图将二者结合起来，其中最著名的混合 RANS/LES 方法当属分离涡模拟方法。分离涡模拟 (DES) 最早于 1997 年由 Spalart 等 (Spalart, P. et al., 1997) 提出，是用于解决高雷诺数下大分离湍流流动问题的湍流数值模拟方法。由于 LES 方法在计算飞机、潜艇、汽车等复杂几何外形绕流问题时的计算开销过高，使得 LES 方法在工业界一直得不到广泛应用。而计算开销过高的原因主要是 LES 需要在流动的边界层区域内布置非常细的计算网格，以解析当地流动中含能

尺度涡结构。DES 试图结合 RANS 和 LES 的优点，即使用 RANS 方法模拟壁面附着流动，用 LES 方法解析流动分离后的三维涡结构（图 2-3）。由于在壁面附近采用 RANS 方法，DES 在边界层内对网格的要求没有 LES 那么高，其计算成本相比 LES 低得多。

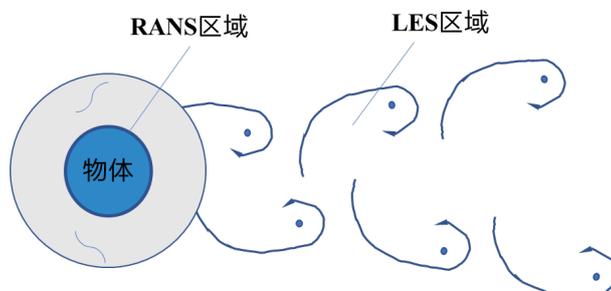


图2-3 分离涡模拟方法示意图

Fig.2-3 Sketch of detached-eddy simulation

Spalart (Spalart, P. et al., 1997) 通过对 Spalart-Allmaras (SA) 模型 (Spalart, P.R., Allmaras, S.R., 1994) 进行改造提出了 SA-DES (又称 DES97) 方法。DES97 方法将当地网格尺寸和 RANS 计算得到的长度尺度比较得到混合长度尺度 \tilde{d} ，用 \tilde{d} 代替了 SA 模型中的距壁面距离 d 。 \tilde{d} 的定义如下

$$\tilde{d} = \min(l_{\text{RANS}}, l_{\text{LES}}) = \min(d, C_{\text{DES}} \Delta) \quad (2-80)$$

其中， l_{RANS} 是 RANS 中计算得到的湍流尺度，对于 SA 模型来说，湍流尺度即为距壁面距离 d 。 l_{LES} 是 LES 中的滤波尺度，一般认为其和网格尺度 Δ 同量级。 C_{DES} 为通过试验结果标定后的 DES 常数，通常取为 0.65 (Shur, M. et al., 1999; Travin, A. et al., 2000)。

2.2.5 基于 SST 模型的分离涡模拟

Strelets (Strelets, M., 2001) 仿照 SA-DES 模型的思想，提出了基于 Menter 的两方程 SST 模型的 DES 改进形式 SST-DES。在原始的 SST 模型中，RANS 计算得到的湍流尺度表示为 k 和 ω 的函数

$$l_{k-\omega} = k^{1/2} / (\beta^* \omega) \quad (2-81)$$

SST-DES 仿照 SA-DES，用新定义的 DES 湍流尺度替换 RANS 的湍流尺度

$$l_{\text{DES}} = \min(l_{\text{RANS}}, l_{\text{LES}}) = \min\left(\frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega}, C_{\text{DES}} \Delta\right) \quad (2-82)$$

注意到 k 方程中的耗散项可以用长度尺度表示

$$D_{\text{RANS}}^k = \beta^* k \omega = k^{3/2} / l_{k-\omega} \quad (2-83)$$

SST-DES 模型将耗散项修改，用 l_{DES} 替换 $l_{k-\omega}$

$$D_{\text{DES}}^k = k^{3/2} / l_{\text{DES}} \quad (2-84)$$

同时修改 DES 常数的定义，用 F_1 函数混合两个常数

$$C_{\text{DES}} = F_1 C_{\text{DES}}^{k-\omega} + (1 - F_1) C_{\text{DES}}^{k-\varepsilon} \quad (2-85)$$

通过试验测量对两个常数进行标定，标定后的值为 $C_{\text{DES}}^{k-\omega} = 0.78$ ， $C_{\text{DES}}^{k-\varepsilon} = 0.61$ 。值得注意的是，SST 模型在流动分离后的远场区域将切换到标准 $k-\varepsilon$ 模型分支，在此区域内 DES 采用类 LES 亚格子模型的方式求解流场，该模型基于标准 $k-\varepsilon$ 模型改造而来。

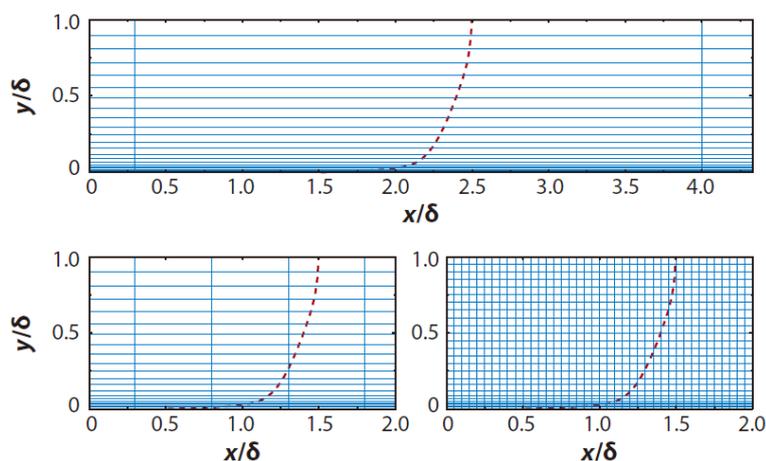


图2-4 不同类型的边界层网格 (Spalart, P.R., 2009)

Fig.2-4 Types of grids in boundary layers (Spalart, P.R., 2009)

DES 在进行 RANS/LES 求解模式的区域划分时，简单地将 RANS 计算得到的湍流尺度和当地网格尺度进行比较，然而这种处理方法在近壁面网格布置不当时，会将本应使用 RANS 求解的边界层区域判断为 LES 区域，从而过早地转换到 LES 模式，而网格又不足以支持 LES 计算（见图 2-4）。这样将使涡粘性降低，并导致模型的雷诺应力不平衡，这种现象被称为模化应力损耗 (Modeled Stress Depletion, MSD)。

Spalart (Spalart, P.R. et al., 2006) 通过修改 \tilde{d} 的定义提出了基于 SA 模型的延迟 DES

(Delayed DES, DDES) 方法解决了 MSD 问题。Menter (Menter, F.R. et al., 2003) 也提出基于 Sheared Stress Transport (SST) 模型 (Menter, F.R., 1994) 的 DES 方法, 并解决了由 MSD 问题引起的网格诱导分离现象 (Grid-Induced Separation, GIS)。

本博士学位论文基于 Gritskevich 等 (Gritskevich, M.S. et al., 2011) 提出的方法实现了基于 SST 模型的 DDES 方法。为了避免 RANS 计算区域过早地被切换到 LES 模式, 克服 MSD 带来的 GIS 问题, SST-DDES 通过引入延迟函数来修改 DDES 中的湍流尺度。延迟函数形式如下

$$f_d = 1 - \tanh\left[(C_{d1} r_d)^{C_{d2}}\right] \quad (2-86)$$

其中, $C_{d1} = 8$, $C_{d2} = 3$, r_d 被称为延迟因子, 定义如下

$$r_d = \frac{v_t + \nu}{\kappa^2 d_w^2 \sqrt{0.5(S^2 + \Omega^2)}} \quad (2-87)$$

上式中, $\kappa=0.41$ 是 von Karman 常数, d_w 是壁面距离。

SST-DDES 重新定义湍流尺度如下

$$l_{DDES} = l_{RANS} - f_d \max(0, l_{RANS} - C_{DES} \Delta) \quad (2-88)$$

f_d 在近壁面的边界层内等于 0, 以此保证 DDES 在此区域内采用 RANS 模式计算流场。这样就避免了 RANS 计算区域过早地被切换到 LES 模式, 使得 GIS 问题得到改善。

2.3 弹簧系泊系统理论和方法

系泊系统是影响涡激运动特性的一个重要因素。模型试验中通常采用空气轴承和水平系泊系统来限制模型运动。空气轴承可以保证平台在水平面内做自由运动。系泊系统则通常由四根等夹角分布的软弹簧构成, 从而保证系泊系统全局刚度在各个方向上都是相等的。采用这种系泊系统布置, 模型将只能在水平面内做三自由度的运动, 即横向、纵向和首摇。在本博士学位论文开发的求解器中, 弹簧系泊系统可以提供水平面以外的系泊力, 然而应用到平台涡激运动上时, 仍将弹簧系泊系统布置为水平等效弹簧。

2.3.1 弹簧-质量模型

弹簧-质量模型将平台和弹簧组成的整个系统视为弹簧质量系统, 其横向和首摇固有频率可以表示为

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m+M}} \quad (2-89)$$

$$f_{nt} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_t}{J+J_a}} \quad (2-90)$$

其中 K 和 K_t 为有效平移刚度和有效扭转(旋转)刚度。 m 和 J 分别为平台的质量和惯性矩, M 和 J_a 为平台在水中的附加质量和附加惯性矩。

通常将系泊系统提供的力施加到三个非耦合自由度横荡、纵荡和首摇的运动方程中, 通过求解以下方程得到平台的运动

$$M\ddot{x}(t) + C_x\dot{x}(t) + K_x x(t) = F_x(t) \quad (2-91)$$

$$M\ddot{y}(t) + C_y\dot{y}(t) + K_y y(t) = F_y(t) \quad (2-92)$$

$$J\ddot{\theta}(t) + C_t\dot{\theta}(t) + K_t\theta(t) = M_z(t) \quad (2-93)$$

其中, C_x , C_y 和 C_t 为结构阻尼系数, $F_x(t)$, $F_y(t)$ 和 $M_z(t)$ 分别为施加在平台上 X,Y 轴的水动力和 Z 轴的水动力矩。

该方法以简单的单一刚度弹簧系统代替平台系泊系统模式, 无法反映系泊系统的复杂非线性特征对涡激运动的影响。

2.3.2 弹簧系泊模型

本博士论文采用能够考虑系泊系统非线性特征及各向异性弹簧刚度的方法模拟系泊系统。如图 2-5 所示是平台和弹簧系泊模型的俯视示意图, 四根带有预张力的弹簧将导缆孔和锚泊点连接起来。在数值模拟过程中, 导缆孔附着在平台上随着平台一起运动, 锚泊点则在惯性坐标系中固定不动。每根弹簧在平台运动的整个过程中均需保持张紧状态。

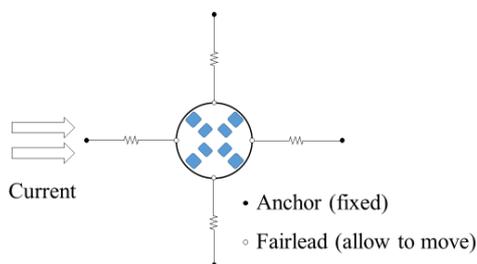


图2-5 CFD 计算中的系泊系统示意图

Fig.2-5 Schematic of the mooring configuration in CFD simulation

与线性刚度的简单处理方法相比，本博士论文采用的方法准确地模拟了平台的系泊系统刚度随着位移的增加呈非线性增加的趋势，这使得在涡激运动研究过程中，当发生水平方向的较大偏移时，能够正确计算系泊系统提供的相对更大的回复力，避免运动幅值及周期等结果出现偏差。

2.4 六自由度运动方程

2.4.1 坐标系定义及转换

OpenFOAM 中提供了刚体运动求解模块，该模块采用四元数（quaternion）描述刚体运动状态，可采用辛方法（Dullweber, A. et al., 1997）、Newmark（Newmark, N.M., 1959）、Crank-Nicolson 等方法求解运动微分方程。vim-FOAM-SJTU 求解器并没有采用 OpenFOAM 提供的刚体运动求解模块，而是基于船舶与海洋工程中广泛采用的欧拉角描述方法开发了六自由度运动方程求解模块（Shen, Z., Wan, D., 2013）。该功能模块参考了 Carrica 等（Carrica, P.M. et al., 2007）所使用的六自由度运动模型。该模型用到了两个坐标系，分别是大地坐标系和随体坐标系。大地坐标系，也称惯性坐标系（Inertia frame），可以固定在地球参考系上，或者以恒定速度相对于大地向前移动。随体坐标系，也称为非惯性坐标系（Non-inertia frame）。该坐标系始终固定在运动物体上，并随物体运动而运动，其原点在旋转中心或者物体重心上。物体的位置和姿态分别用 $\boldsymbol{\eta}_1$ 和 $\boldsymbol{\eta}_2$ 表示

$$\boldsymbol{\eta}_1 = (x_1, x_2, x_3) \quad (2-94)$$

$$\boldsymbol{\eta}_2 = (\phi, \theta, \psi) \quad (2-95)$$

其中， (x_1, x_2, x_3) 分别代表物体偏离初始位置的位移， (ϕ, θ, ψ) 为三个欧拉角。随体坐标系中的六个自由度的速度定义如下

$$\mathbf{v}_1 = (u, v, w) \quad (2-96)$$

$$\mathbf{v}_2 = (p, q, r) \quad (2-97)$$

大地坐标系和随体坐标系之间的线速度之间可以通过基于欧拉角的转换矩阵来转换

$$\dot{\boldsymbol{\eta}}_1 = \mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{v}_1, \quad \mathbf{v}_1 = \mathbf{J}_1^{-1} \cdot \dot{\boldsymbol{\eta}}_1 \quad (2-98)$$

\mathbf{J}_1 表示由随体坐标系到大地坐标系的转换矩阵，其表达式如下

$$\mathbf{J}_1 = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \psi & \sin \phi \sin \theta \cos \psi - \cos \phi \sin \psi & \cos \phi \sin \theta \cos \psi + \sin \phi \sin \psi \\ \cos \theta \sin \psi & \sin \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \phi \cos \psi & \cos \phi \sin \theta \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \\ -\sin \theta & \sin \phi \cos \theta & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2-99)$$

\mathbf{J}_1^{-1} 表示由大地坐标系到随体坐标系的转换矩阵，是 \mathbf{J}_1 的逆矩阵，二者有如下关系

$$\mathbf{J}_1^{-1} = \mathbf{J}_1^T \quad (2-100)$$

角速度与线速度不同，需要用另外的转换矩阵在两个坐标系间进行转换

$$\dot{\mathbf{q}}_2 = \mathbf{J}_2 \cdot \mathbf{v}_2, \quad \mathbf{v}_2 = \mathbf{J}_2^{-1} \cdot \dot{\mathbf{q}}_2 \quad (2-101)$$

\mathbf{J}_2 及其逆矩阵 \mathbf{J}_2^{-1} 的表达式如下：

$$\mathbf{J}_2 = \begin{bmatrix} 1 & \sin \phi \tan \theta & \cos \phi \tan \theta \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ 0 & \sin \phi / \cos \theta & \cos \phi / \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2-102)$$

$$\mathbf{J}_2^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin \theta \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2-103)$$

2.4.2 力和力矩求解

在求解平台的六自由度运动前，需要先得到平台的受力和力矩。因此平台受到的力主要为流体力（力矩）和系泊力（力矩）。先求得平台表面每个面单元受到的水动力

$$d\mathbf{F}_h = \boldsymbol{\tau} \cdot d|\mathbf{S}_f| + p d\mathbf{S}_f \quad (2-104)$$

其中 f 为平台表面的面网格单元， \mathbf{S}_f 为面网格单元法向向量，指向内部，它的模等于船体表面单元面的面积。剪应力 $\boldsymbol{\tau}$ 由以下公式求得

$$\boldsymbol{\tau} = -\mu_{\text{eff}} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad (2-105)$$

在得到每个面单元的受力后，将其沿物面进行积分，即可得到流体力和力矩

$$\mathbf{F}_h = \sum_f d\mathbf{F}_h \quad (2-106)$$

$$\mathbf{M}_h = \sum_f \mathbf{r} \times d\mathbf{F}_h \quad (2-107)$$

其中， f 是物体表面的面单元， \mathbf{r} 是从物体旋转中心到面单元中心的矢量。

同理，系泊力和力矩也是在大地坐标系下求得，通过以上方式转换到随体坐标系中。

2.4.3 运动方程的建立

用于描述物体六自由度运动的方程可表示为如下形式（Carrica, P.M. et al., 2007; Shen, Z., Wan, D., 2013）

$$\begin{cases} \dot{u} = X/m + vr - wq + x_g(q^2 + r^2) - y_g(pq - \dot{r}) - z_g(pr + \dot{q}) \\ \dot{v} = Y/m + wp - ur + y_g(r^2 + p^2) - z_g(qr - \dot{p}) - x_g(qp + \dot{r}) \\ \dot{w} = Z/m + uq - vp + z_g(p^2 + q^2) - x_g(rp - \dot{q}) - y_g(rq + \dot{p}) \\ \dot{p} = \frac{1}{I_x} \{ K - (I_z - I_y)qr - m[y_g(\dot{w} - uq + vp) - z_g(\dot{v} - wp + ur)] \} \\ \dot{q} = \frac{1}{I_y} \{ M - (I_x - I_z)rp - m[z_g(\dot{u} - vr + wq) - x_g(\dot{w} - uq + vp)] \} \\ \dot{r} = \frac{1}{I_z} \{ N - (I_y - I_x)pq - m[x_g(\dot{v} - wp + ur) - y_g(\dot{u} - vr + wq)] \} \end{cases} \quad (2-108)$$

其中， X 、 Y 和 Z 为物体在随体坐标系下三个方向的受到的合力， K 、 M 和 N 为物体在随体坐标系下三个方向上受到的合力矩。 x_g 、 y_g 和 z_g 为物体重心指向旋转中心向量的三个分量，本研究中认为物体的旋转中心与重心重合，因此均取为0。 I_x 、 I_y 和 I_z 分别为物体绕随体坐标系三个坐标轴的转动惯量。

通过上一时刻随体坐标系中的线速度 \mathbf{v}_1^o 和角速度 \mathbf{v}_2^o ，可以求得当前时刻速度对时间的导数值 $\dot{\mathbf{v}}_1$ 和 $\dot{\mathbf{v}}_2$ ，再利用上一时刻速度对时间的导数值 $\dot{\mathbf{v}}_1^o$ 、 $\dot{\mathbf{v}}_2^o$ 与时间步长 Δt ，积分得到当前时刻的速度

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}^o + \frac{\Delta t}{2}(\dot{\mathbf{v}} + \dot{\mathbf{v}}^o) \quad (2-109)$$

同理，可得到当前时刻的位移

$$\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}^o + \frac{\Delta t}{2}(\dot{\boldsymbol{\eta}} + \dot{\boldsymbol{\eta}}^o) \quad (2-110)$$

为了提高计算精度，上述过程进行反复迭代，直到前一迭代步与当前迭代步的计算结果之差小于给定收敛条件，则将改迭代步的计算结果更新到当前时间步中。

2.5 动网格技术

在求解六自由度运动方程得到物体运动后，需要更新物体位置以适应流场计算，因此需要移动物体的边界位置，同时还需要更新计算域中其他网格单元的位置以匹配边界的运动。vim-FOAM-SJTU 支持两种动网格技术，分别是弹簧变形网格和动态重叠网格。

2.5.1 变形网格

变形网格，是指当物体边界运动时，计算域中网格点的数量以及邻近单元间的拓扑关系不发生变化，而是通过移动网格节点的位置使网格单元形状产生拉伸、压缩、平移以及旋转等变化。网格节点的位移通过求解下面的拉普拉斯方程得到（Jasak, H., 2009; Jasak, H., Tuković, Ž., 2006）：

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{x}_g) = 0 \quad (2-111)$$

其中， γ 为变形系数，与单元中心到运动边界之间距离 r 为平方倒数关系

$$\gamma = \frac{1}{r^2} \quad (2-112)$$

\mathbf{x}_g 为网格节点位移。方程(2-111)的边界条件通过运动边界上面单元节点在当前时刻的坐标与初始时刻的坐标相减获得。

2.5.2 动态重叠网格

重叠网格，是指多块相互嵌套单独生成的网格。在重叠网格方法中，计算网格被划分为多块重叠或相互嵌套的子网格。这些网格之间不共享节点和单元面，当物体运动时，贴体的部件网格随之运动。数值计算在各个分块子网格上分别进行，并在重叠区域通过建立各分块子网格之间的插值关系来实现流场信息传递。

重叠网格的实现流程主要包括网格生成、网格装配、数值计算等，对于动态重叠网格还包括网格更新。网格生成根据计算需要，对复杂流动区域进行分解，将其划为若干个分区，在各分区内独立生成初始网格。网格装配是重叠网格中比较重要的步骤，主要包含挖洞、寻点、插值、网格组装等操作。

OpenFOAM 采用单元中心（Cell-centered）的有限体积网格，即所有流场信息都存储在单元中心上，这里以此类网格为例说明重叠网格的装配过程。在重叠网格中，网格单元通常通常分为 3 类，分别称为洞单元（Hole cells）、计算单元（Active cells）

和插值单元（Interpolated cells）。洞单元是指那些位于计算域外面或者物体内部、不参与流场信息计算的网格单元。而计算单元则是指位于计算域内，需要参与流场计算的网格单元。插值单元通常位于重叠区域内，在流场计算时需要通过事先建立好的插值关系从其他网格块中获取流场信息。为插值单元提供流场信息的单元被称为贡献单元（Donor cells）。一个插值单元需要若干个贡献单元为其提供插值信息，这些贡献单元必须从其他子网格块中选取。注意贡献单元只能从计算单元中选取，不能从洞单元或差值单元中选取。

网格装配首先进行挖洞操作，确定网格单元类型，将网格标记为洞单元、计算单元或插值单元。由于该过程将洞单元从计算网格中剔除，因此被形象地称为挖洞。挖洞会在网格中形成洞边界，与洞边界相邻的一层或两层网格通常被标记为插值单元，而在插值单元后才是计算单元。在完成挖洞操作后，需要进行寻点。寻点的目的是在子网格块中寻找和识别包含物理坐标点的网格单元，并通过一定的算法筛选临近网格单元，作为贡献单元的候选。寻点完成后，需要确定各贡献单元和其所对应的插值单元之间的插值关系，确定插值系数的过程被称为插值操作。根据在重叠区域的边界上是否满足质量、动量和能量通量守恒，插值方法可以分为非守恒插值和守恒插值。

Shen 等（2015）将重叠网格引入 OpenFOAM，使 naoe-FOAM-SJTU 求解器实现了动态重叠网格技术，并能够处理船舶与海洋结构物大幅运动问题。重叠网格的装配、寻点、插值等操作通过 SUGGAR（Noack, R.W., 2005）实现。vim-FOAM-SJTU 在 Shen 的工作基础上，用 Suggar++（Noack, R.W. et al., 2009）代替 SUGGAR 实现重叠网格的装配、寻点和插值功能。SUGGAR 和 Suggar++ 将重叠网格的单元属性、插值单元和贡献单元的匹配序列及相应的插值系数统称为计算域连接信息（Domain connectivity information, DCI）。

vim-FOAM-SJTU 利用 OpenFOAM 求解流场信息，利用 Suggar++ 求解 DCI 信息。由于 Suggar++ 无法直接读取 OpenFOAM 网格，因此 vim-FOAM-SJTU 在计算时保留两套网格：一套是 OpenFOAM 网格，供流场计算使用；一套是 Suggar++ 网格，供计算 DCI 信息使用。在求解流场信息时，需要用到 Suggar++ 计算的 DCI 信息进行插值；而在求解 DCI 时，需要用到 OpenFOAM 中计算的运动信息更新网格。为了提高求解器的计算效率，vim-FOAM-SJTU 采用并行化策略，在不同的处理器进程中运行 OpenFOAM 和 Suggar++，OpenFOAM 和 Suggar++ 之间的信息交换用消息传递接口（Message Passing Interface, MPI）实现。

2.6 本章小结

本章对涡激运动数值求解中涉及到的数学模型及数值方法做了详细介绍。给出了高雷诺数流动下不可压缩流体的控制方程，介绍了基于有限体积法的控制方程离散形式，边界条件处理及非正交修正等注意事项。同时介绍了高雷诺数湍流流动的数值模拟方法，包括雷诺平均方法、大涡模拟方法和分离涡模拟方法。接着介绍了系泊系统、六自由度运动的理论和数值方法。最后介绍了两种动网格技术，包括可处理小幅物体运动的变形网格和可处理大幅度运动和旋转运动的动态重叠网格。

第三章 涡激运动求解器 vim-FOAM-SJTU 的开发

本章介绍 vim-FOAM-SJTU 求解器的开发的背景和主要工作。由于 OpenFOAM 和 naoe-FOAM-os-SJTU 均不能单独实现涡激运动的数值求解，而二者均包含可以实现涡激运动数值求解的关键技术。本章的开发工作主要是对 OpenFOAM 及 naoe-FOAM-os-SJTU 既有的代码模块进行相应的修改，使之能够相互调用，形成涡激运动的专用求解器 vim-FOAM-SJTU。

3.1 开发背景介绍

为了实现对浮式平台涡激运动问题的快速、准确地计算，本博士学位论文基于开源的 OpenFOAM 平台（Jasak, H., 1996; Weller, H.G. et al., 1998; Jasak, H. et al., 2007），以及上海交大 CMHL 中心拥有的 naoe-FOAM-SJTU 求解器，开发了浮式平台涡激运动求解器 vim-FOAM-SJTU。求解器利用 OpenFOAM 中的流场求解模块和分离涡模拟模块求解高雷诺数大分离流动，利用 naoe-FOAM-SJTU 中的六自由度运动模块和重叠网格模块分别求解浮式平台的运动以及处理大幅度运动和旋转运动。为了实现这些功能的结合，需要对相应的模块进行改造，包括分离涡模拟模块、动网格模块、六自由度运动模块、重叠网格模块，并实现模块之间的相互调用。

3.2 分离涡模拟模块

3.2.1 OpenFOAM 中的分离涡模拟

本博士学位论文的开发工作基于 OpenFOAM-3.0.0 进行。在 OpenFOAM-3.0.0 版本中，湍流模型的代码框架发生了重大变化。OpenFOAM 遵循代码可重用、易于维护的原则，将旧版本中对可压缩和不可压缩流体分开处理的框架合二为一，形成一个新的单一框架，如图 3-1 所示。在新的代码框架下可以做到用一套湍流模型的代码求解可压缩、不可压缩，以及单相流、多相流任意组合的流动。其中 turbulenceModel 是一个纯虚类，它定义了一些读取湍流物理量（如湍流粘度、湍动能、湍动能耗散率等）的函数接口。这个类派生出两个子类：compressibleTurbulenceModel 和

incompressibleTurbulenceModel，分别用来处理可压缩流动和不可压缩流动。接下来定义了名为 TurbulenceModel 的模板类，这个类采用基于原则设计(Policy-based design)的设计模式。这种模式最明显的一个特征就是派生类的基类是模板参数的类型。通过变换模板参数类型得到不同功能的模板类，实现编译时多态(Compile time polymorphism)。

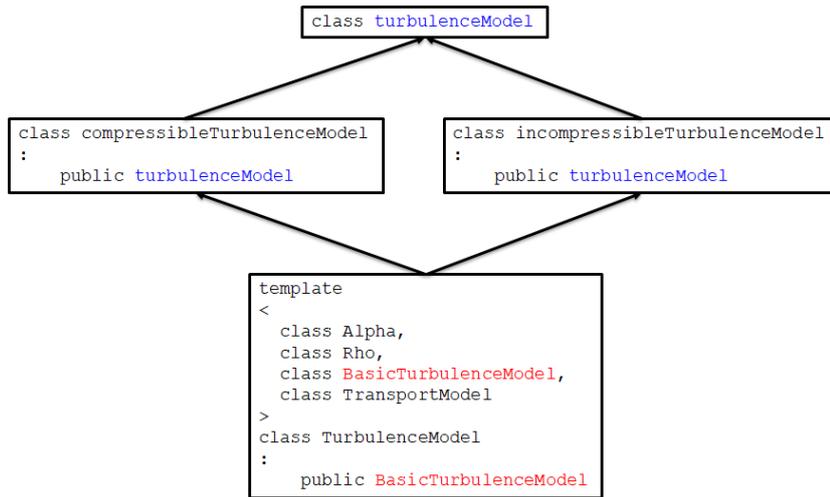


图3-1 OpenFOAM 3.0.0 中的湍流模型框架

Fig.3-1 Turbulence modeling framework in OpenFOAM 3.0.0

实际上 TurbulenceModel 有 4 个模板参数，其中的 Alpha 表示流体体积分数 (OpenFOAM 用流体体积分数 VOF 方法求解多相流流动)，Rho 表示流体密度，BasicTurbulenceModel 为可压缩或不可压缩湍流模型类。对不同流动类型的湍流模型代码通过用不同模板参数类型对 BasicTurbulenceModel 进行模板特化 (template specialization) 得到。举例而言，对于可压缩流动，各网格单元的流体密度都不同，Rho 用 volScalarField 代替。而对于不可压缩流动，所有网格单元中的流体密度都相同，Rho 用 GeometricOneField 代替 (注意单相流求解出来的压力并非实际的物理压力，而是物理压力除以流体密度)。同理，对于多相流，不同网格单元的体积分数可能不同，Alpha 用 volScalarField 代替，而对于单相流，所有网格的体积分数均为 1，Alpha 用 GeometricOneField 代替。湍流模型的特化关系图见图 3-2。

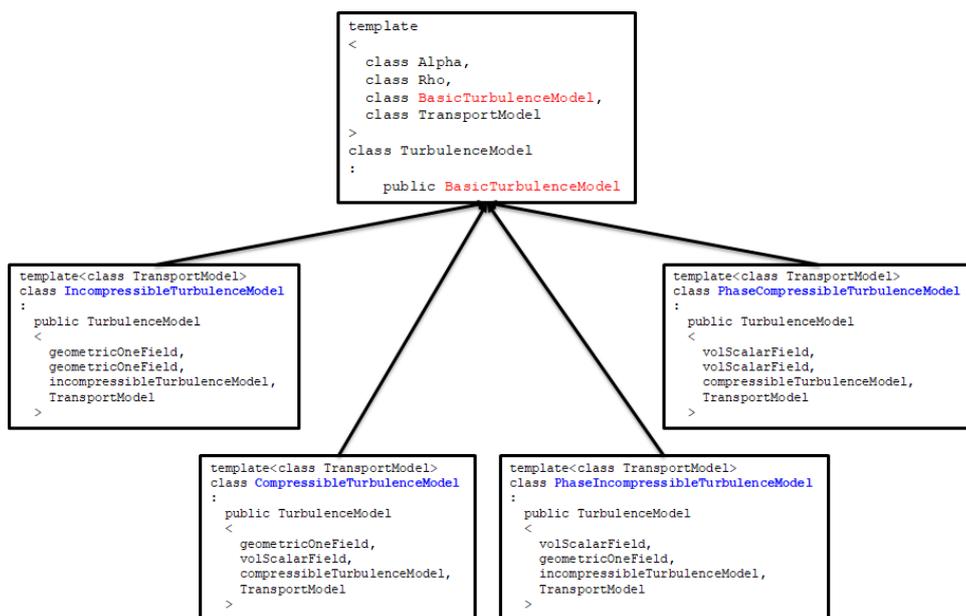


图3-2 湍流模型类的模板特化关系图

Fig.3-2 Diagram of template specialization for turbulence modeling classes

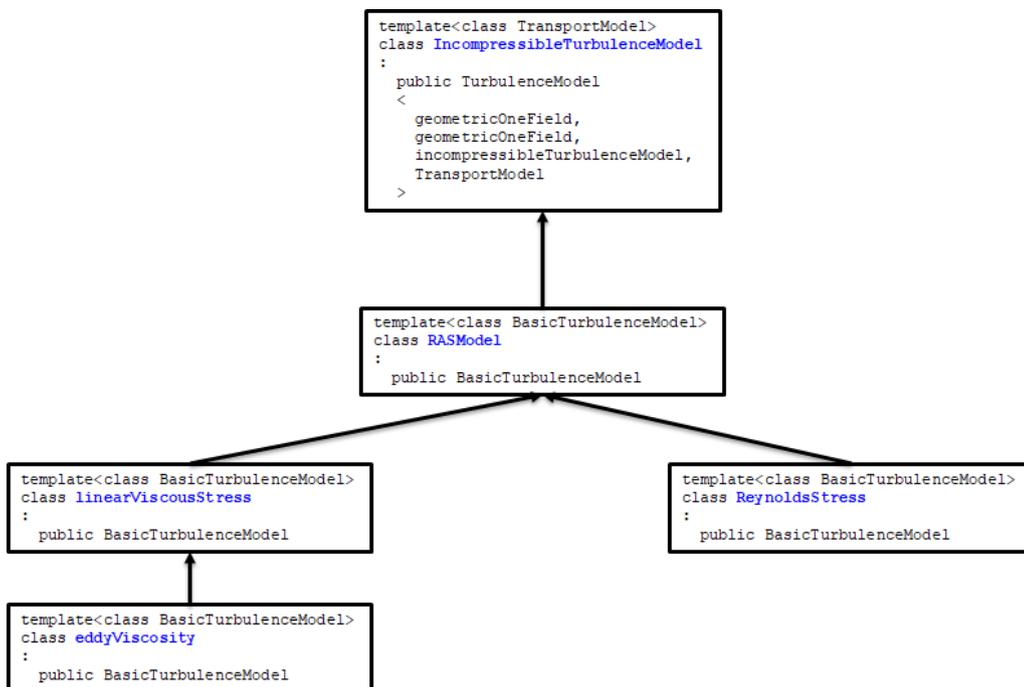


图3-3 不可压缩湍流模型类继承关系图

Fig.3-3 Inheritance diagram for incompressible turbulence model

OpenFOAM 采用了 C++ 语言的面向对象 (Object Oriented Programming, OOP) 设计思想, 用 `incompressible::turbulenceModel` 类中的 `divDevReff()` 函数来计算上述扩散项的值。而 `divDevReff()` 实际上调用的是可压缩版本的对应函数 `divDevRhoReff()`。这个函数在 `turbulenceModel` 类型中是虚函数的, 需要在子类的不同湍流模拟方法中实现, OpenFOAM 在两个类中对其进行了实现, 分别是描述线性涡粘模型的类 `linearViscousStress` 以及雷诺应力模型 `ReynoldStress`。这里着重介绍线性涡粘模型, `linearViscousStress` 类中的 `divDevRhoReff()` 的功能即为求解 $-\nabla \cdot (\mu + \mu_t) \nabla \bar{\mathbf{u}}$ 。`linearViscousStress` 类派生出子类 `eddyViscosity`, 并在其中引入了计算湍流粘度的接口 `nut()`。其他基于线性涡粘假设的湍流模型都派生自 `eddyViscosity` 类。不可压缩湍流模型类型的继承关系见图 3-3。

以 SST $k-\omega$ 模型为例, 用来描述该模型的类为 `kOmegaSST`, 这个类继承自 `eddyViscosity`。通过调用 `correct()` 函数求解 k 方程和 ω 方程, 求解完成后调用 `correctNut()` 函数计算湍流粘度 ν_t 的值。这些值将在下一个时间步中用到。

虽然从控制方程上看, DES 比较接近 RANS 方法, 但是在 OpenFOAM 的代码层面上, DES 属于 LES 类方法。如其提供的 `SpalartAllmarasDES` 模型就派生自 `LESeddyViscosity` 类, 而 `LESeddyViscosity` 是用来描述使用涡粘模型的 LES 方法的类型, 所有基于线性涡粘假设的 LES 方法都继承自这个类。用来描述 SST-DES 模型的类型为 `kOmegaSSTDES`, 该类型派生自 `LESeddyViscosity`。与 SST $k-\omega$ 模型不同, SST-DES 中 k 方程中的耗散项为

```
- fvm::Sp(alpha*rho*sqrt(k)/dTilda, k)
```

与此同时引入用于计算修改后的湍流尺度的函数 `dTilda()`, 其实现如下

```
template<class BasicTurbulenceModel>
tmp<volScalarField> kOmegaSSTDES<BasicTurbulenceModel>::dTilda
(
    const volScalarField& magGradU,
    const volScalarField& CDES
) const
{
    const volScalarField& k = this->k_;
```

```

const volScalarField& omega = this->omega_;

return min(CDES*this->delta(), sqrt(k)/(this->betaStar_*omega));
}

```

SST-DDES 方法和 SST-DES 方法唯一的区别是湍流尺度的计算。SST-DDES 方法的湍流尺度 l_{DDES} 计算时引入了延迟函数 f_d 。描述 SST-DDES 方法的类为 `kOmegaSSTDES`，这个类派生自 `kOmegaSSTDES`。增加计算 f_d 的成员函数如下

```

template<class BasicTurbulenceModel>
tmp<volScalarField> kOmegaSSTDES<BasicTurbulenceModel>::fd
(
    const volScalarField& magGradU
) const
{
    return 1 - tanh(pow(Cd1_*rd(magGradU), Cd2_));
}

```

再增加计算延迟因子 r_d 的函数。同时重载计算湍流尺度的函数 `dTilda()`

```

template<class BasicTurbulenceModel>
tmp<volScalarField> kOmegaSSTDES<BasicTurbulenceModel>::dTilda
(
    const volScalarField& magGradU,
    const volScalarField& CDES
) const
{
    const volScalarField& k = this->k_;
    const volScalarField& omega = this->omega_;

    const volScalarField lRAS(sqrt(k)/(this->betaStar_*omega));
    const volScalarField lLES(CDES*this->delta());

    return max
    (

```

```

    lRAS
  - fd(magGradU)
  *max
  (
    lRAS - lLES,
    dimensionedScalar("zero", dimLength, 0)
  ),
  dimensionedScalar("small", dimLength, SMALL)
);
}

```

3.2.2 分离涡模拟方法与重叠网格结合

在前面的章节中已经介绍过，重叠网格将整个计算域的网格单元分为洞单元、计算单元和插值单元，其中洞单元被排除在计算之外，计算单元为正常参与计算的单元，插值单元为从其他嵌套网格中获取信息的单元。在对 SST-DES 和 SST-DDES 的湍流输运方程离散后，需要对系数矩阵中的洞单元和插值单元的系数进行特殊处理后求解得到的方程才有意义。

在对重叠网格进行离散，构造离散系数矩阵时，通常有两种常见的实现方式：一种是在构造矩阵时将洞单元剔除在外，系数矩阵中只包含计算单元和插值单元；另一种是构造矩阵时不剔除洞单元，而是在完成矩阵构造后，对洞单元相应的矩阵系数做特殊处理。若采用第一种方式，则每个时间步都需要重新构建系数矩阵，较为费时。且不同网格块间存在相互运动时，当前时刻的洞单元在下一时刻可能变为活动单元，而洞单元没有上时刻的值，会存在一致性问题。因此 vim-FOAM-SJTU 采用了第二种实现方式。

vim-FOAM-SJTU 采用显式方法对系数矩阵中的插值单元进行处理（沈志荣，2014）。下面举例说明系数矩阵的处理方式。图 3-4 所示为一个由两套网格组成的重叠网格系统离散后得到的系数矩阵，在不做任何改动的情况下，由于两套网格不共面，因此不发生信息交换，系数矩阵中各套网格的主对角元素所在的行，其所对应的其他嵌套网格中的所有非对角元素均为 0，如图 3-4 (a)所示。图 3-4 (b)中的红色方块表示插值单元，灰色方块表示贡献单元。遍历每一个插值单元，对其进行如下修改：通过插值公式得到插值单元的值 ϕ ，修改对角元素和右端项，令对角元素等于一个极

大值 M ，右端项等于 $M\phi$ 。由于极大值 M 的作用，非对角系数的影响可以忽略不计，这样可以保证最终插值单元求解得到的值为 ϕ 。

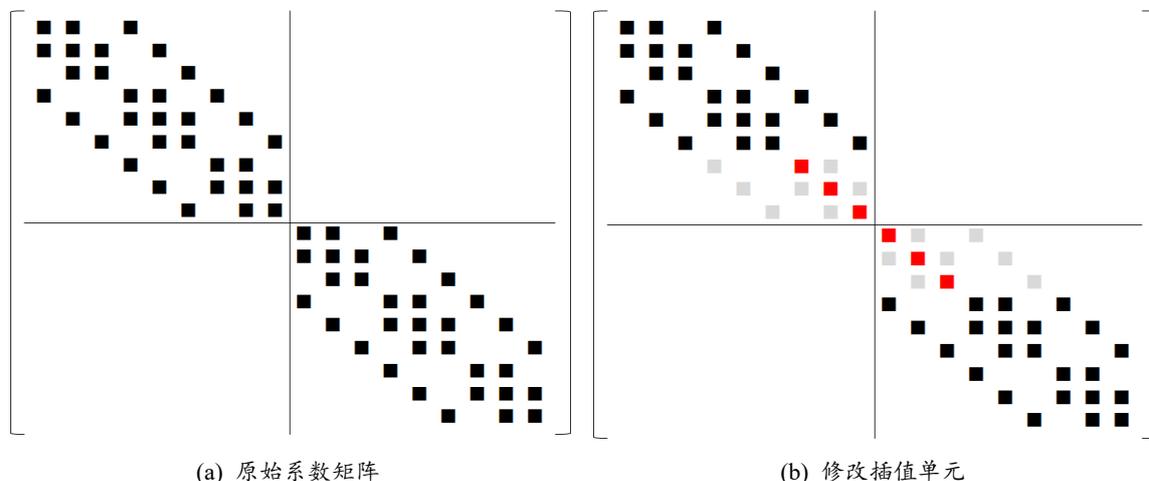


图3-4 vim-FOAM-SJTU 中的重叠网格的系数矩阵处理方法

Fig.3-4 Matrix manipulation in overset grid of vim-FOAM-SJTU

处理完插值单元后，还需要对洞单元进行处理。前面已经提到过，当网格相对运动速度较大时，当前时间步内某个网格为洞单元，但是在下一个时间步，该网格可能会变成计算单元。为避免这个问题，需要给洞单元赋值一个近似的流场信息。具体做法是从一个靠近插值边界单元的洞单元开始。它的值等于相邻所有单元平均值。然后转移至下一个洞单元。直到所有洞单元都完成后，这样就完成一次迭代。经过多次迭代直至所有洞单元的值收敛为止。

另外，由于离散矩阵中包含洞单元信息，还需要对残差的判定做特殊处理。由于洞单元中的值是近似量，没有实际物理含义。因此在对离散后的稀疏矩阵进行迭代求解时，需要将洞单元从计算残差的步骤中剔除。

3.3 动网格模块

3.3.1 OpenFOAM 中的动网格

作为一个较为成熟的计算流体力学开源框架，OpenFOAM 已经内置了多种动网格方法。按照网格拓扑关系是否发生变化，这些方法可以分为网格变形方法和网格映射方法。

网格变形方法保持拓扑关系不变，通过拉伸网格实现网格的变形。网格拉伸的变形有多种实现策略，最常见的为通过构造关于网格节点位移或速度的 Laplacian 方程得到网格变形，代表类型为 `dynamicMotionSolverFvMesh`。网格映射方法则需要打乱网格的拓扑关系，通过重构网格实现边界运动的处理。代表方法为 `linearValveFvMesh`、`movingConeTopoFvMesh` 等。图 3-5 列出 OpenFOAM 中的部分动网格方法。

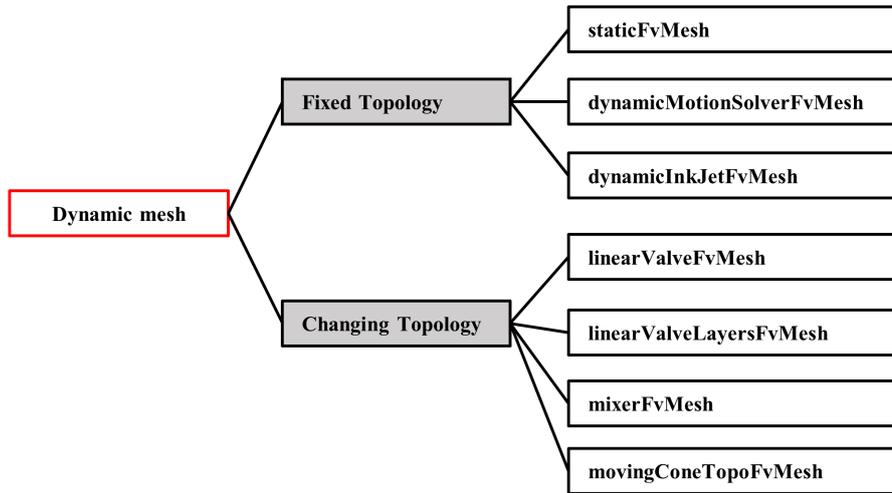


图3-5 OpenFOAM 中的动网格方法

Fig.3-5 Dynamic mesh functions in OpenFOAM

OpenFOAM 的所有动网格方法都派生自 `dynamicFvMesh` 这个类。该类中有一个纯虚函数 `update`，用来实现网格的具体运动，这个函数需要在派生类中实现。以常用的网格变形方法 `dynamicMotionSolverFvMesh` 为例，该方法需要求解的 Laplacian 方程如下

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{x}_g) = 0 \tag{3-1}$$

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{u}_g) = 0 \tag{3-2}$$

其中 γ 为扩散系数， \mathbf{x}_g 和 \mathbf{u}_g 代表网格节点的位移和速度。

这些 Laplacian 方程通过成员变量 `motionPtr_` 中的 `solve` 函数求解得到。若 `motionPtr_` 为 `displacementLaplacian`，采用公式(3-1)计算，对应的代码为

```

Foam::solve
(
    fvm::laplacian

```

```

(
    diffusivity().operator>(),
    cellDisplacement_,
    "laplacian(diffusivity,cellDisplacement)"
)
);

```

若 motionPtr_ 为 velocityLaplacian, 采用公式(3-2)计算, 对应的代码为

```

Foam::solve
(
    fvm::laplacian
    (
        diffusivityPtr_->operator>(),
        cellMotionU_,
        "laplacian(diffusivity,cellMotionU)"
    )
);

```

求解得到速度后, 对时间进行积分即可得到新的位移。

3.3.2 动态重叠网格

将浮式平台视为刚体, 因此动态重叠网格中无需考虑网格变形, 对物体网格进行整体的平移和旋转即可达到更新网格的目的。为此需要对 dynamicMesh 进行修改, 从基类 dynamicMesh 中派生一个新的类 dynamicOversetFvMesh, 该类重写了负责网格更新的 update 函数, 实现了动态重叠网格的更新。

嵌套在背景网格之中的物体网格需要依据物体的运动状态计算所有网格节点的新位置, 所以在 dynamicOversetFvMesh 这个类中定义一个描述物体运动的对象, 通过这个对象获得物体的位移和旋转等运动状态, 计算网格节点位移并更新网格。具体流程如下: 将网格移动到初始时刻位置并旋转, 然后移动到新的物体位置。

3.4 六自由度运动模块

naoe-FOAM-SJTU 最初为了解决船舶工程中船桨舵相互干扰问题而开发的, 因此其包含动态重叠网格功能, 支持多级活动附体的六自由度运动求解模块。然而该六自由度运动模块并不支持系泊系统, 需要对其进行改造加入系泊力对运动的影响。在

2.4.3 节中已经介绍了六自由度运动的控制方程，其中的 X 、 Y 和 Z 为物体在随体坐标系下三个方向的受到的合力， K 、 M 和 N 为物体在随体坐标系下三个方向上受到的合力矩。旧的六自由度模块只考虑了沿物体表面积分得到的粘性力 \mathbf{F}_v 和压力 \mathbf{F}_p ，修改后的六自由度模块还考虑了系泊力 \mathbf{F}_m 对物体运动的影响。最终得到的合力如下

$$\mathbf{F}_{total} = \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_m \quad (3-3)$$

由于粘性力 \mathbf{F}_v 、压力 \mathbf{F}_p 和系泊力 \mathbf{F}_m 均在大地坐标系下求得，求得的合力 \mathbf{F}_{total} 也处于大地坐标系下，需要将其转换到随体坐标系下才能代入六自由度运动方程，转换关系如下

$$[X, Y, Z] = \mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{F}_{total} \quad (3-4)$$

粘性力、压力和系泊力产生的力矩需要进行类似的坐标系，转换关系如下

$$[K, M, N] = \mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{M}_{total} \quad (3-5)$$

3.5 重叠网格模块

重叠网格模块利用了 C++ 面向对象的编程方式，实现了高度封装，程序代码模块有良好的通用性和可维护性。模块涉及到的主要类及其继承关系见图 3-6。

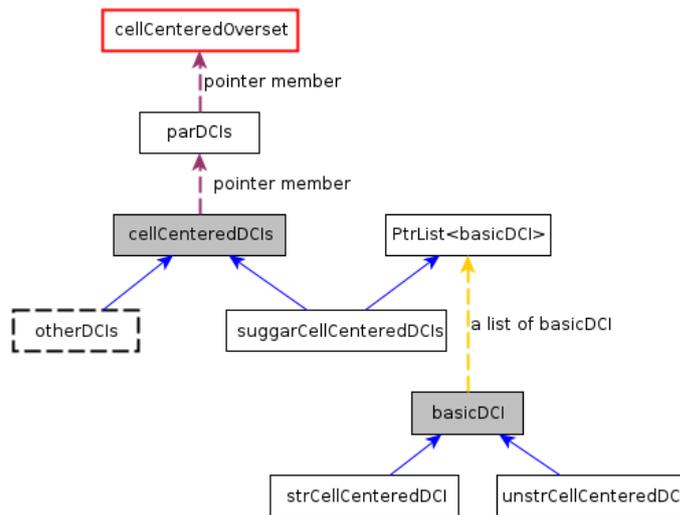


图3-6 重叠网格模块的 C++ 类继承关系 (沈志荣, 2014)

Fig.3-6 C++ class inheritance diagram of overset grid module (沈志荣, 2014)

cellCenteredOverset 为最高一层的类，其他的底层类则被设计隐藏封装起来。cellCenteredOverset 提供了两个可以直接调用的接口，分别是 updateFvMatrix 和 updateFvField。前者通过修改离散后的系数矩阵实现重叠网格的流场信息更新，而后者直接更新流场数据。在求解器中，定义一个 cellCenteredOverset 的对象，并将该对象以 oversetDict 作为名字注册为 OpenFOAM 的 objectRegistry 对象，这样便可以在任意位置通过 OpenFOAM 的 lookupObject 查找 cellCenteredOverset 对象实现流场信息的插值与更新。分离涡模拟模块采用 updateFvMatrix 更新流场数据，在分离涡模拟类的成员函数 correct 中，在离散关于 k 和 ω 的湍流输运方程后，求解稀疏线性方程组前，通过调用 updateFvMatrix 实现对湍动能和特定湍流耗散率的流场信息插值与更新。

3.6 求解器主要模块及求解流程

求解器主要由输入模块、流场计算模块、高雷诺数求解模块、弹簧系泊系统模块、六自由度运动模块、网格运动与更新模块、重叠网格计算模块组成，各模块之间的相互调用关系见图 3-7。

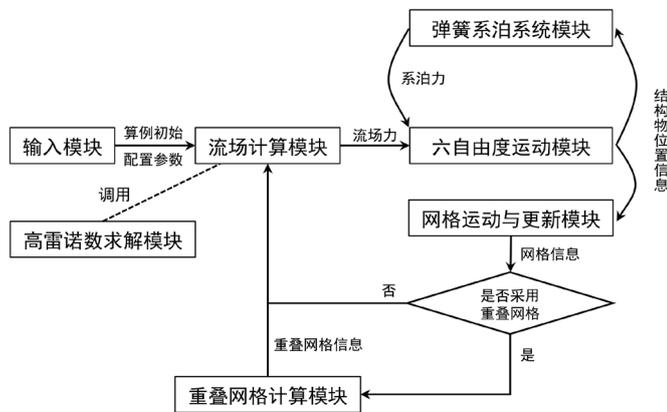


图3-7 求解器模块之间的相互关系

Fig.3-7 Relationship between solver modules

输入模块从配置文件中读取相关参数进行初始化，这些参数分为三类：流体参数（流体的密度和运动粘度）、平台参数（质量、重心位置、惯性矩、旋转中心位置）、弹簧系泊参数（锚点位置、导缆孔位置、弹簧刚度、预张力）。

流场计算模块调用 OpenFOAM 的 PIMPLE 算法来完成流场求解，该算法将不可压缩流体中的速度和压力解耦，采用分离的形式分步迭代求解得到速度和压力。

高雷诺数求解模块则调用 OpenFOAM 中的 SST-DES 或 SST-DDES 模块实现分离流动的精确计算。这些分离涡模拟模块通过求解湍流输运方程，得到湍流粘度。湍流粘度将在下一时刻求解流场时代入 URANS/DES 方程中的粘性耗散项中。

弹簧系泊模块根据当前物体的位置和姿态，求解每根弹簧的系泊力并施加到六自由度运动方程中。该模块在求解六自由度运动方程前，被六自由度运动模块调用。

六自由度运动模块将流场计算模块得到的粘性力和压力与弹簧系泊模块计算得到的系泊力求和，并进行坐标转换，得到随体坐标系下的力和力矩，以此求解六自由度运动方程得到物体的加速度。

网格运动与更新模块则利用六自由度运动模块求得加速度，积分得到位移然后更新网格。

重叠网格模块根据更新后的网格，通过调用 Sugar++，计算网格单元的插值信息，包括洞单元、插值单元、插值单元对应的贡献单元及其权重系数等，供下一时刻的流场计算模块使用。

3.6.1 流场求解模块流程

流场求解模块的求解流程如下：

1. 利用上一时刻的通量 ϕ 离散动量方程（不含压力梯度项），这里的 ϕ 经过 `fvc::makeRelative(phi, U)` 处理，为相对通量，离散后的动量方程（不含压力梯度项）用 $UEqn$ 表示；
2. 将上一时间步的压力代入动量方程，求解得到速度，这一步被称为动量预估；
3. 循环执行压力修正步骤 $nCorrectors$ 次，压力修正具体步骤如下：
 - a) 求解 $(a_p^u)^{-1} \mathbf{H}(\mathbf{u})$ ，储存在 $HbyA$ 中；
 - b) 求解 $HbyA$ 的通量，储存在 $\phi HbyA$ 中（对应 $(a_p^u)^{-1} \mathbf{H}(\mathbf{u})$ ）；
 - c) 由于非正交网格的存在，每次求解压力方程需要进行非正交修正，循环求解压力方程 $nNonOrthogonalCorrectors$ 次，具体步骤如下：
 - i. 将上一步得到的 $\phi HbyA$ 作为源项，构造压力方程 $pEqn$ 并求解，得到新的压力；
 - ii. 在非正交修正的最后一次循环修正压力通量；
 - d) 计算连续性误差并输出；

e) 对修正后的压力求解压力梯度，并用该压力梯度修正速度。
对应的流程图见图 3-8。

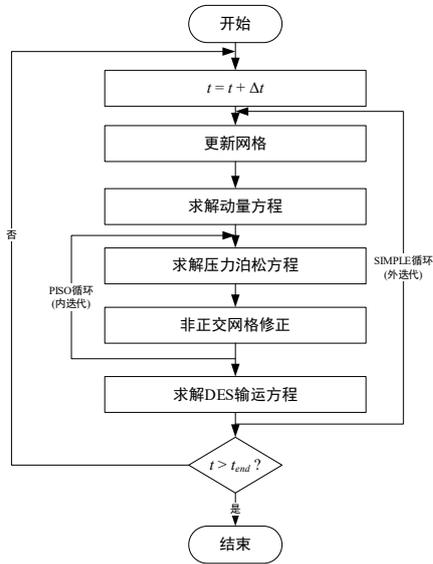


图3-8 流场求解流程

Fig.3-8 Flowchart for flow solver algorithm

3.6.2 高雷诺数模块流程

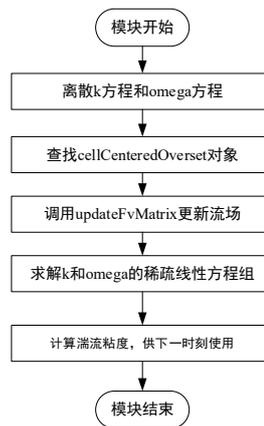


图3-9 高雷诺数模块求解流程

Fig.3-9 Flowchart for high-Reynolds-number flow

高雷诺数模块的主要工作是分离涡输运方程的求解。在求解输运方程时需要注意对重叠网格的特殊处理，具体的计算步骤如下：

1. 进入模块，离散 k 和 ω 的输运方程，得到 k 和 ω 的系数矩阵；
 2. 通过 `cellCenteredOverset` 对象提供的 `updateFvMatrix` 函数，更新 k 和 ω 的系数矩阵；
 3. 用线性方程组迭代求解器求解更新后的系数矩阵，得到 k 和 ω 的流场值；
 4. 根据湍流粘度的定义，利用 k 和 ω 求解湍流粘度。
- 相应的计算流程图见图 3-9。

3.6.3 弹簧系泊模块流程

弹簧系泊的求解过程如下：

1. 根据每根弹簧的导缆孔、锚泊点的初始位置、刚度及预张力，求解松弛状态下的弹簧长度；
2. 根据平台当前时刻的运动状态，求解当前时刻的导缆孔位置；
3. 求解弹簧伸长量，并以此求出每根弹簧施加在平台上的弹簧力。

在得到所有弹簧的弹簧力及力矩后，将其作为一个整体的外力施加到平台的六自由度运动方程中（Shen, Z., Wan, D., 2013），并求解运动微分方程，得到平台在六个自由度上的运动和位移。整个系泊系统的求解流程见图 3-10。

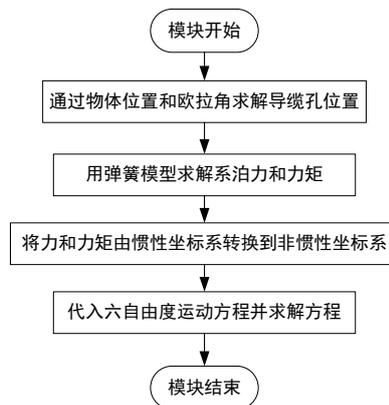


图3-10 系泊系统计算流程图

Fig.3-10 Flowchart for mooring system module

3.6.4 六自由度运动模块流程

六自由度运动的求解流程如下：

1. 调用流体求解模块，得到流体力；
 2. 调用弹簧系泊模块，得到系泊力；
 3. 将流体力和系泊力转换到随体坐标系下，并代入六自由度运动方程中求解加速度；
 4. 将求解得到的加速度转换到大地坐标系下，并用时间积分，得到速度；
 5. 对速度再积分，得到位移，通过该位移更新网格。
- 整个六自由度运动的求解流程如图 3-11 所示。

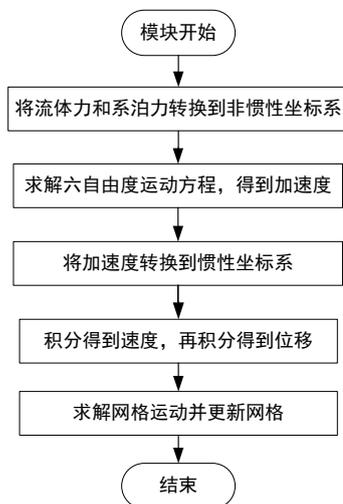


图3-11 六自由度运动求解流程

Fig.3-11 Flowchart of the 6DOF motion solver

3.6.5 重叠网格模块流程

整个重叠网格的计算流程归纳起来如下：

1. 在计算前对计算域分块，然后初始化程序，包括读取网格并初始化流场，调用 Suggar++，进行一次 DCI 计算；
2. 读取 DCI 数据，将 DCI 按照分块信息进行区域分解，并传送给相应的流场计算进程；
3. 根据 DCI 数据完成每个进程插值边界单元的插值；

4. 通过更新场值或离散系数矩阵的方式将插值得到的插值单元的值反应到计算中；
 5. 求解流体控制方程和六自由度运动方程，获得物体的运动和状态参数；
 6. 将运动和状态参数传递给 Sugar++, 准备下一时刻的 DCI 信息计算，同时进入下一时刻；
 7. 直到完成所有时间步的计算，终止程序。
- 对应的流程图见图 3-12。

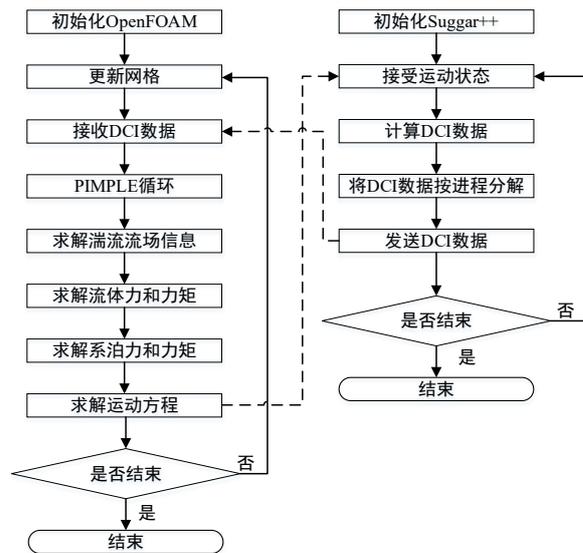


图3-12 动态重叠网格求解流程图

Fig.3-12 Flowchart of the overset grid solver

3.7 本章小结

本章先介绍了浮式平台涡激运动求解器 vim-FOAM-SJTU 的主要开发工作，包括对分离涡模拟、动网格、六自由度运动、重叠网格等已有模块的修改工作。随后介绍了求解器的包含的所有功能模块及其相互间的调用关系，最后分别介绍了求解器中每个模块的详细求解流程，并给出了相应的流程图。

第四章 单柱式结构物的绕流及涡激运动特性研究

单柱式平台及浮筒为海洋工程中常见的浮式结构物，其主体结构型式较为简单，通常呈垂向圆柱状。为了验证 vim-FOAM-SJTU 求解器的精度，首先以无限长圆柱、有限长圆柱为对象研究了其三维绕流问题并与试验比较，分析了圆柱在均匀来流中的受力特性、边界层分离、涡脱落情况，掌握引起涡激运动的复杂流体动力特性。然后有针对性地考察带螺旋侧板 Spar 平台和单点系泊浮筒的涡激运动响应特性，研究了涡激运动响应幅值随折合速度的变化情况，并从流场细节方面分析了 Spar 平台螺旋侧板的减涡效应，浮筒边界层分离及漩涡脱落与涡激运动间的关联。

4.1 无限长圆柱绕流

4.1.1 几何模型和计算域网格划分

本节选取 $Re=3900$ 的无限长三维圆柱绕流问题进行研究，该问题是验证湍流数值模拟方法的经典算例。目前已经有不少研究人员对该雷诺数下的圆柱绕流问题进行过物理实验（Lourenco, L., Shih, C., 1993; Ong, L., Wallace, J., 1996; Parnaudeau, P. et al., 2008），获得了大量的物理实验数据。同时也有很多研究人员用该算例验证新开发的湍流数值模拟方法（Beaudan, P., Moin, P., 1994; Breuer, M., 1998; Kravchenko, A.G., Moin, P., 2000; Parnaudeau, P. et al., 2008）。本博士论文中圆柱的直径为 $D=0.01\text{m}$ ，圆柱的展向长度为 $L_z = \pi D$ ，这与 Kravchenko 和 Moin(2000)研究 $Re=3900$ 圆柱绕流问题时所采用的展向长度相同。

在划分网格之前，建立右手坐标系，其定义如下：坐标原点为圆柱中心， x 轴为来流速度方向， y 轴为垂直来流速度方向， z 轴为圆柱展向。在圆柱附近的流场区域建立计算域，如图 4-1 所示。为保证圆柱下游流场中的尾涡充分发展，将圆柱布置在计算域靠近入口的一侧，同时圆柱距两侧边界足够远，以保证其不会受两侧边界的影响。最终的计算域大小为： $-15D \leq x \leq 30D$ ， $-15D \leq y \leq 15D$ 和 $-\pi D/2 \leq z \leq \pi D/2$ 。

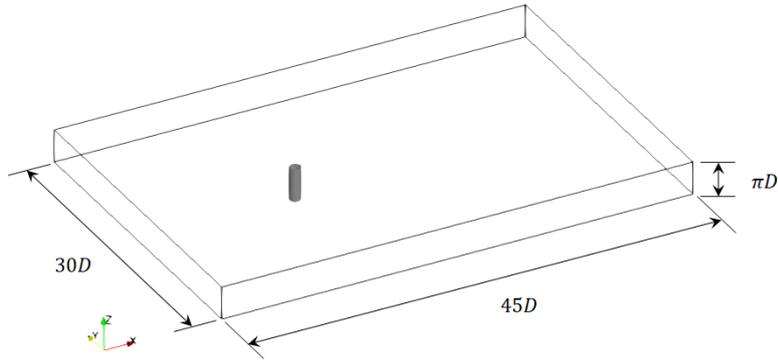


图4-1 整体计算域示意图

Fig.4-1 Overview of computational domain

对上述计算域进行有限体积离散，划分网格单元，具体如下：如图 4-2 所示，在圆柱周围 $5D$ 的范围内采用 200×100 的 O 型网格，在其他区域使用近似正交的六面体网格，圆柱展向划分的网格单元数为 $N_z=30$ 。贴近圆柱表面的第一层网格厚度取 $\Delta = 0.005D$ ，保证其高度满足 $y^+ < 5$ ，处于边界层中的粘性底层内。最后整个计算域的网格单元总数为 84.9 万。

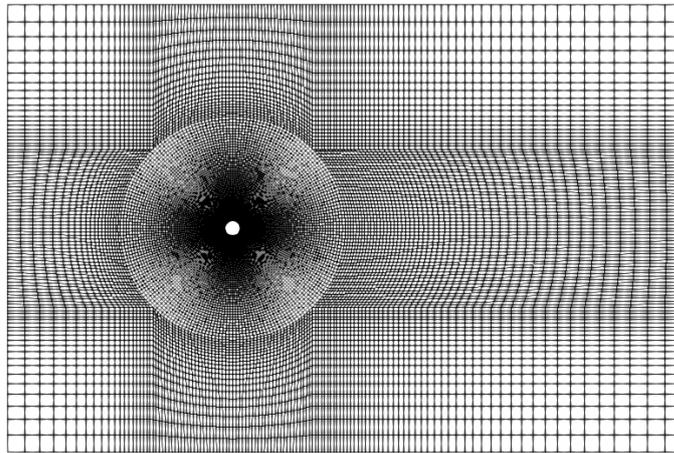


图4-2 整体计算域网格划分

Fig.4-2 Computational mesh of the whole domain

对计算域设置边界条件，具体如下：圆柱表面采用不可滑移固壁，入口采用均匀来流，出口采用压力梯度为零，其余均为对称边界。

在求解控制方程时，采用有限体积法离散，时间项采用二阶隐式欧拉格式离散，对流项采用带限制器的线性差分（total variation diminishing, TVD）格式离散，扩散项高斯线性守恒格式离散。

为了对比 DES 方法和 RANS 方法在计算钝体绕流问题上的区别，分别采用 SST-DES 和 SST-URANS 两种不同的湍流模拟方法计算了该圆柱绕流问题。

4.1.2 圆柱升阻力系数

为了研究圆柱的受力特性，定义圆柱的升力系数 C_l 和阻力系数 C_d 如下：

$$C_l = \frac{F_l}{0.5\rho U^2 A} \quad (4-1)$$

$$C_d = \frac{F_d}{0.5\rho U^2 A} \quad (4-2)$$

其中， F_l 和 F_d 分别是圆柱所受到的升力和阻力，对于本算例而言， F_l 为圆柱在横流向即 y 方向上受到的力， F_d 为圆柱在顺流向即 x 方向上受到的力。 U 为来流速度， A 为圆柱的迎流面积，即为展长直径的乘积 $L_z D$ 。

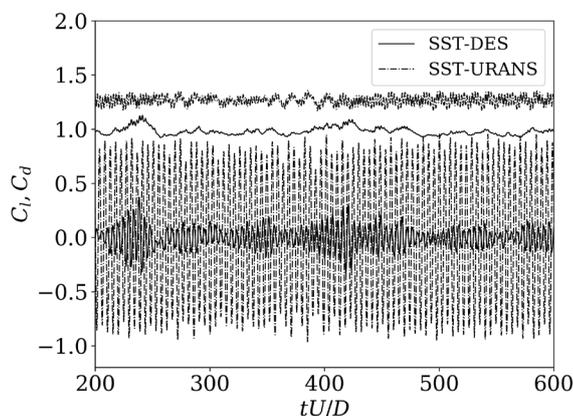


图4-3 圆柱的升力和阻力系数时历曲线

Fig.4-3 Time-dependent lift and drag force of the cylinder

图 4-3 给出了圆柱绕流的升力和阻力系数时历曲线。其中，上方的为阻力曲线，下方的为升力曲线。实线为 SST-DES 的计算结果，虚线为 SST-URANS 的计算结果。

对于阻力而言,采用雷诺平均方法的 SST-URANS 得到的结果较采用分离涡方法的 SST-DES 得到的结果偏大。对于升力而言, SST-URANS 的振荡幅值远大于 SST-DES。同时, SST-URANS 得到的升阻力随时间变化较为规则,其振荡幅值变化不大。而 SST-DES 得到的升阻力结果随时间有较为明显的调幅效应。仔细观察 SST-DES 得到的升力和阻力曲线,发现在阻力增加的同时,升力振荡幅值也随之增加。这与 DNS 方法数值模拟 90 度攻角平板流动 (Najjar, F.M., Balachandar, S., 1998), LES 方法数值模拟圆柱和方柱绕流 (Breuer, M., 1998; Rodi, W., 2002) 以及物理试验 (Cantwell, B., Coles, D., 1983; Humphreys, J.S., 1960; Schewe, G., 1983) 得到的行为特征一致。

4.1.3 时间平均统计结果

对圆柱绕流的部分物理量进行时间平均统计处理,采用的时间间隔为 $0.39D/U$, 统计时间约为 78 个泻涡周期 ($T=390D/U$), 远大于 Beaudan 和 Moin (1994) 以及 Kravchenko 和 Moin (2000) 所采用的统计时间 (约 7 个泻涡周期)。

表4-1 圆柱绕流的流体系数

Table 4-1 Coefficients for flow past a cylinder

数据来源	C_d	$-C_{pb}$	St	L_{rec}/D	U_{min}/U
试验					
(Kravchenko, A.G., Moin, P., 2000)	0.990±0.050	0.88±0.05	0.215±0.005	1.33±0.05	-0.24±0.10
PIV					
(Parnaudeau, P. et al., 2008)	-	-	0.208±0.002	1.51	-0.34
LES					
(Parnaudeau, P. et al., 2008)	-	-	0.208±0.001	1.56	-0.26
SST-DES	0.991	0.84	0.216	1.56	-0.29
SST-URANS	1.276	1.26	0.212	0.38	-0.06

表 4-1 列出了部分时均统计物理量,包括阻力系数 C_d 、圆柱背压系数 C_{pb} 、 St 数、无量纲回流区长度 L_{rec}/D 和无量纲最小来流速度 U_{min}/U 。从表中可以看出, SST-URANS 模型计算的阻力系数 C_d 高出 SST-DES 约 27%, 同时其计算的圆柱尾部压力系数 C_{pb} 约是 SST-DES 的 1.5 倍, 这说明: SST-URANS 计算的壁面后流场速度过小, 导致圆柱壁面前后压差大, 所以相应得计算的阻力也过大。无量纲最小来流速度 U_{min}/U_∞ 验证了这一点, SST-URANS 计算的最小来流速度大约仅有实验数据的 25%, 这也侧面说明了 SST-URANS 计算的涡黏系数过大, 导致耗散过大, 速度衰减严重。而 SST-DES 相对和实验数据吻合良好。对于无量纲回流区域的计算, SST-URANS 和 SST-DES 与实验数据都存在一些偏差。但是 SST-DES 计算的无量纲回流区域比较接近于 LES, 略高于实验; 而 SST-URANS 计算的回流区域远小于实验, 这说明 SST-URANS 计算的流场速度于圆柱壁面后迅速减小, 导致回流现象比实际提前了很多。值得注意的是, SST-URANS 和 SST-DES 计算的斯特劳哈尔数 St (旋涡脱落频率) 和实验都比较接近。这是因为 SST-URANS 本身就将旋涡脱落周期 T 作为特征时间尺度进行时间平均操作, 即 SST-URANS 考虑了单一大尺度湍流运动。但是 SST-URANS 未能考虑进更多的湍流小尺度, 导致 SST-URANS 在计算非稳态流动时的表现远不如 SST-DES。

图 4-4 给出了 $z=0$ 平面内沿圆柱表面周向的时间平均压力系数分布。图中的横坐标 θ 表示经过圆柱表面点和圆心的连线同 $-x$ 轴的夹角, $\theta=0^\circ$ 代表驻点, 其坐标为 $(-D/2, 0)$, $\theta=180^\circ$ 代表背风点, 其坐标为 $(D/2, 0)$ 。纵坐标为表面压力系数, 其定义为

$$C_p = \frac{p - p_0}{0.5\rho U^2} \quad (4-3)$$

其中 p 为圆柱表面压力, p_0 为参考点处的压力, 本博士论文中取出口边界处的压力为参考值, 即 $p_0 = 0$ 。从图中可以看出, 数值模拟得到的压力系数在驻点处稍大于 1, 这是由于流体粘性的存在使得入口边界处比出口边界处的实际压力要大, 而出口边界处的实际压力值通常取为计算压力系数的参考压力。对比发现, SST-DES 和 SST-URANS 结果在流动分离前与 Lourenco 和 Shih (1993) 的试验结果较为接近, 而在发生流动分离后, SST-URANS 的压力系数变小, 圆柱背部存在大的负压区, 与试验结果相差较大。尤其是从 50° 分离点附近到 180° 圆柱壁面后的区域, SST-URANS 计算的压力系数绝对值约比实验高出 50% 左右。这说明 SST-URANS 计算的圆柱壁面附近的整体流场速度要比实际小很多, 导致压差比实际要大。

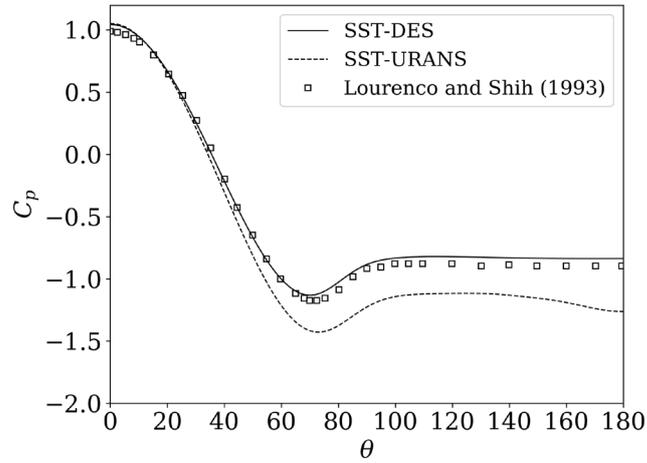


图4-4 圆柱表面压力系数分布

Fig.4-4 Pressure coefficient distribution around cylinder surface

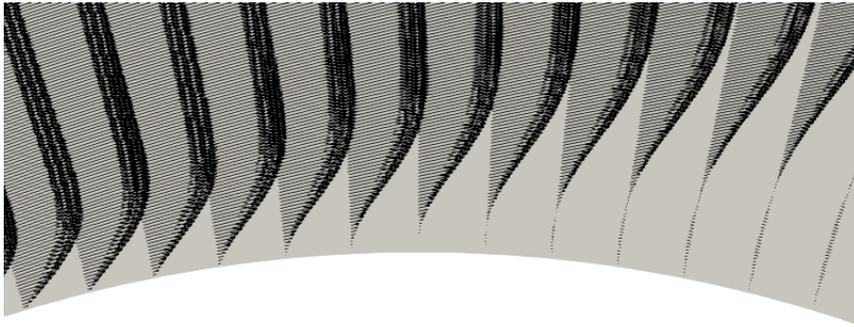


图4-5 边界层分离点处速度矢量分布

Fig.4-5 Velocity vector plot at separation point in the boundary layer

图 4-5 展示了边界层分离处的流场局部速度矢量图，从图中可以看出，在边界层分离点处，由于边界层内流体粘性和逆压梯度的存在，靠近圆柱表面处的流体速度慢慢减小为零，随后发生流动分离。分离后圆柱表面处的流体速度方向发生逆转，而后形成自由剪切层，再形成漩涡。

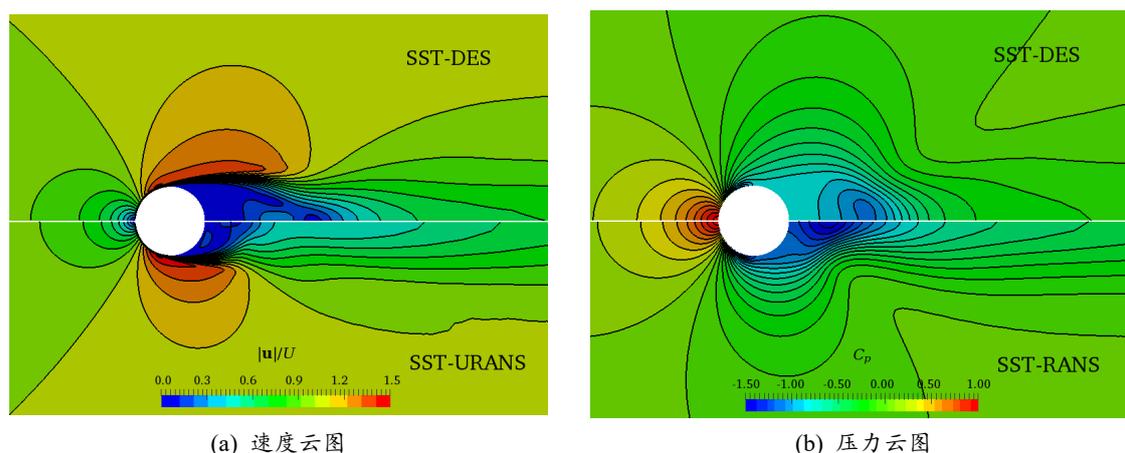
图4-6 用 U 或 U^2 无量纲化后速度和压力云图Fig.4-6 Velocity and pressure contour normalized with U or U^2

图 4-6 所示是圆柱周围流场的速度和压力云图。其中，速度云图用无量纲速度 $|\mathbf{u}|/U$ 表示，以 0.1 为间隔，从 0 到 1.5 共分为 15 段。压力云图用压力系数 C_p 表示，以 0.1 为间隔，从 -1.5 到 1.0 共分为 25 段。从速度云图中可以看出 SST-DES 计算得到的回流区比 SST-URANS 要长。与之相对应，从压力云图中可以看出 SST-URANS 计算得到的圆柱尾部负压区相比 SST-DES 大，SST-URANS 的圆柱表面的压力系数也因此低于 SST-DES，这点从图 4-4 中也可以看出。

图 4-7 和图 4-8 分别给出了圆柱近尾流区域三个不同位置的顺流向和横流向速度剖面分布。从图 4-7 中 Parnaudeau 等 (2008) 的物理试验结果可知，近尾流区域的平均顺流向速度在靠近圆柱的 $x/D=1.06$ 处先是呈 U 形分布，然后逐渐发展到下游 $x/D=1.54$ 和 $x/D=2.02$ 处的 V 形分布。本博士学位论文 SST-DES 得到的近尾流场区域的顺流向速度剖面与 Parnaudeau 等 (2008) 的结果几乎吻合，呈相同变化规律。这与 Kravchenko 和 Moin (2000) 的 LES 计算结果、Parnaudeau 等 (2008) 的 PIV 测量和 LES 计算结果、周强等 (2013) 的 LES 计算结果一致，而 Lourenco 和 Shih (1993) 的物理实验 PIV 测量结果呈在 $x/D=1.06$ 处呈 V 形分布。从图中可以看出，SST-URANS 的计算结果与实验结果相差较大：SST-URANS 于 $x/D=1.06$ 截面处计算的速度剖面相对实验和 SST-DES 要“尖锐”，然后 $x/D=1.54$ 截面和 $x/D=2.02$ 截面处计算的速度整体比实验和 SST-DES 大很多。这说明 SST-URANS 计算的圆柱壁面后尾流场速度“恢复”要比实际快得多，湍流运动被迅速地耗散掉，从而于圆柱壁面后不远处流场速度就变化得均匀平缓，其值接近于来流速度。这也说明了 SST-URANS 计算的

回流区长度比实验和 SST-DES 短很多的原因。同时 Lourenco 等的平均横流向速度分布呈现出关于 $y = 0$ 平面的不对称性，如图 4-8 所示。

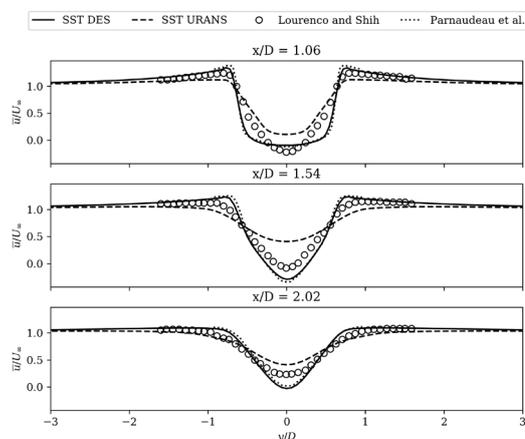


图4-7 近尾流场三个剖面处的顺流向速度分布

Fig.4-7 Mean stream-wise velocity at three locations in the near wake

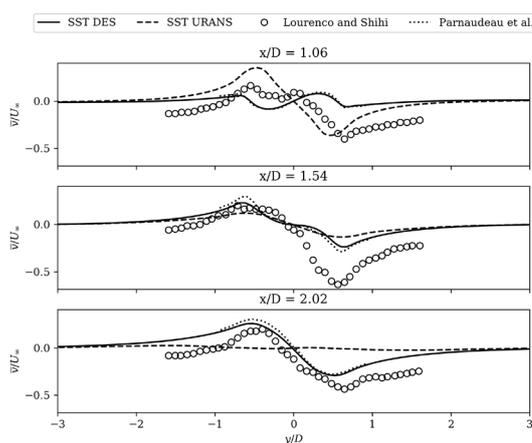


图4-8 近尾流场三个不同剖面处的横流向速度分布

Fig.4-8 Mean cross-flow velocity at three locations in the near wake

本博士论文认为 Lourenco 等的试验存在外部扰动，使边界层过早发生了流动分离，导致近尾流场的横流向速度提前呈 V 型分布，顺流向速度呈现不对称分布，进一步影响了近尾流场的测量结果。对比 SST-DES 和 SST-URANS 的近尾流场速度剖面分布，发现 SST-URANS 顺流向速度的 U 或 V 型分布比 SST-DES 要浅，且深度随着 x/D 的增加迅速减小，SST-URANS 的横流向速度波动也很快减小，在 $x/D = 2.02$ 处已经趋于 0。SST-URANS 于 $x/D = 1.06$ 截面处的计算结果明显高于实验，呈“Z”字

状。这说明 SST-URANS 计算的圆柱近壁面速度于各个方向上的分布更“均匀”，这显然不符合实际流动中流向速度占主要部分的情况。

图 4-9 为圆柱远尾流场不同截面处的时均流向速度剖面曲线。SST-DES 的计算结果要比实验结果要低，可能是因为远尾流场的网格分辨率太低，导致 SST-DES 于远尾流场处的耗散过大。但是 SST-URANS 计算的远流场壁面后流向速度随着壁面距离的增大反而呈现出变小的趋势，这明显与实际情况不符：距离壁面越远，流向速度应越来越“恢复”至接近流向速度，而非变小。

图 4-10 为圆柱近尾流场不同截面处的时均流向脉动速度剖面曲线。SST-DES 计算的峰值略小于实验结果，其他均与实验吻合良好。而 SST-URANS 的计算结果则呈现出了与图 4-8 中一样的趋势： $x/D=1.06$ 截面处峰值明显高于实验结果，而到 $x/D=1.54$ 截面和 $x/D=2.02$ 截面处迅速减小。这说明 SST-URANS 计算的湍流运动在近壁面 $x/D=1$ 范围内相当活跃，而之后又衰减迅速。

通过上文的比较可以看出，对于雷诺数 $Re = 3900$ 的圆柱绕流时均特征的计算结果，SST-DES 模型相较 SST-URANS 模型的优势相当明显。因为该类柱体绕流属于大分离流动，含有丰富的湍流尺度，SST-URANS 难以捕捉湍流小尺度的缺陷便被放大了。而 SST-DES 可以捕捉到网格尺寸的湍流小尺度运动，所以在时均结果上的表现远比 SST-URANS 要好。

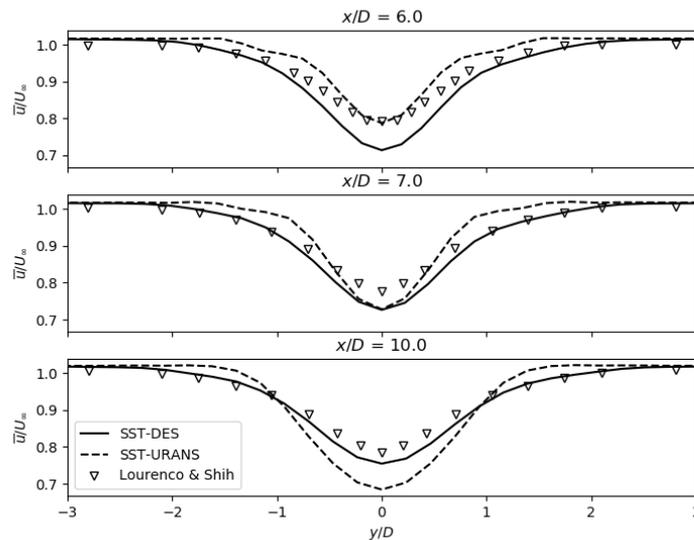


图4-9 远尾流场三个不同剖面处的顺流向速度分布

Fig.4-9 Mean stream-wise velocity at three locations in the far wake

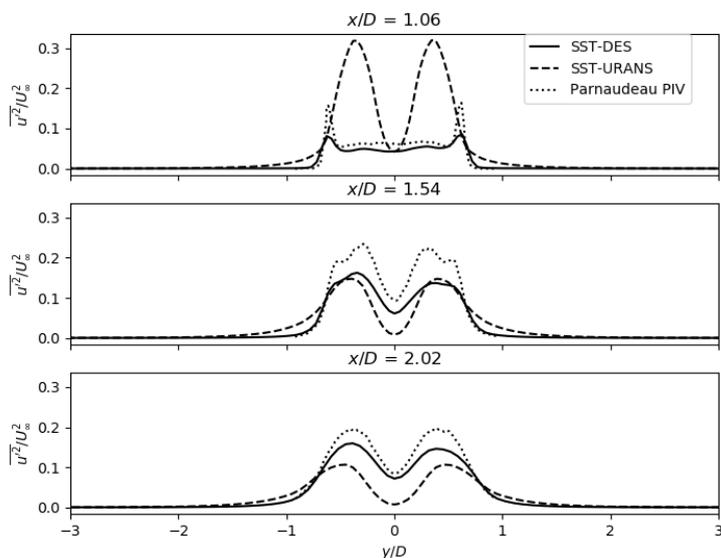


图4-10 近尾流场三个不同剖面处的顺流向脉动速度分布

Fig.4-10 Mean stream-wise fluctuation velocity at three locations in the near wake

4.1.4 瞬时流场特征

图 4-11 为用 SST-DES 和 SST-URANS 方法计算得到的湍流粘度, 这里将其无量纲化, 用 ν_t/ν 表示。从图中可以明显看出, SST-URANS 的尾流区域存在大范围的高湍流粘度区域, 其预报得到的湍流粘度要远大于 SST-DES。SST-URANS 的有效粘度大于 SST-DES, 其速度耗散较快, 这也是图 4-7 和图 4-8 中尾流区域速度剖面迅速衰减的原因。同时, 由于 SST-URANS 的尾流负压区过大, 其预报得到的阻力也因此偏大, 如表 4-1 所示。

图 4-12 给出了圆柱尾部的瞬时流场涡量, 其中的涡量等势面用 Hunt 等 (Hunt, J.C.R. et al., 1988) 建议的 Q 准则 (Q-criterion) 表示。Q 的定义如下:

$$Q = \frac{1}{2} (|\boldsymbol{\Omega}|^2 - |\mathbf{S}|^2) \quad (4-4)$$

其中 $\boldsymbol{\Omega}$ 为涡量张量, \mathbf{S} 为应变率张量。

通过比较分析可以发现, SST-DES 和 SST-URANS 的结果都呈现出 2D 卡门涡街现象, 而 SST-DES 的结果还额外地在圆柱展向方向也呈现卡门涡, 三维效应明显,

这与 Kravchenko 的 LES 模拟结果 (Kravchenko, A.G., Moin, P., 2000) 和 Wissink 的 DNS 模拟结果 (Wissink, J.G., Rodi, W., 2008) 一致。

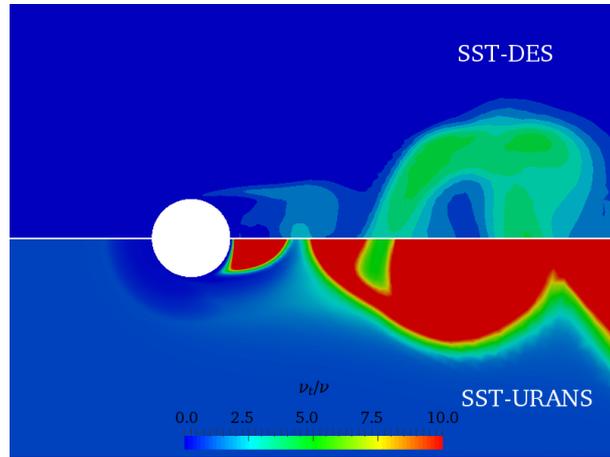


图4-11 不同湍流模拟方法的湍流粘度对比

Fig.4-11 Comparison of eddy viscosity of different turbulence modeling approaches

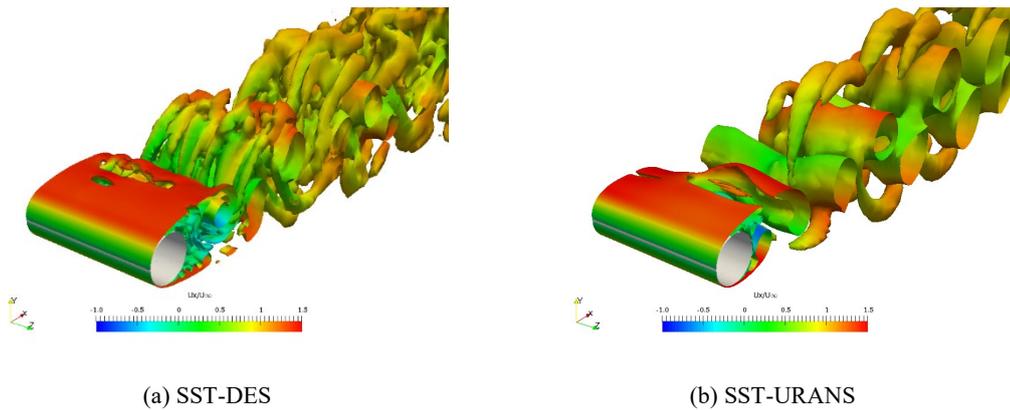


图4-12 圆柱尾流区域的涡量等值面, $Q=10$

Fig.4-12 Iso-surface of instantaneous vorticity in the wake region, $Q=10$

图 4-13 给出了 $z=0$ 平面内的瞬时流场涡量等值线图。其中 SST-DES 的结果和 SST-URANS 相比显得不规则, SST-DES 在圆柱近尾流场区域内有许多三维涡结构, 而 SST-URANS 的三维效应相比之下则非常弱。从图 4-13 中也可以发现 SST-DES 的回流区域比 SST-URANS 要长。

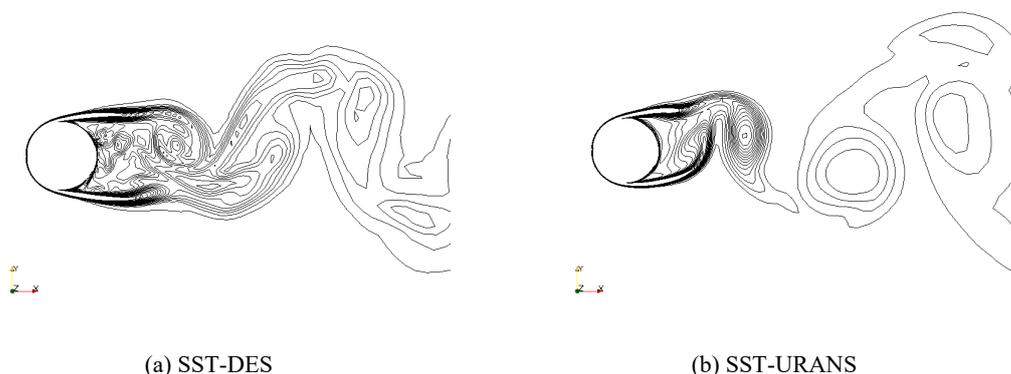


图4-13 圆柱尾流区域的卡门涡街，用 $\omega D/U=0.5\sim 10.0$ 之间的 16 个等值面表示

Fig.4-13 Karman vortex street in the wake, shown by 16 contours of $\omega D/U$ from 0.5 to 10.0

4.2 有限长圆柱绕流

海洋工程中的浮式平台吃水深度有限。在对单柱式平台涡激运动的研究中，研究对象通常简化为有限长圆柱。有限长圆柱由于自由端的存在，其涡流存在明显不同于无限长圆柱的特点，如图 4-14 所示。自由端附近会形成较为复杂的涡流形式，主要包括梢涡（Tip vortex）、拱涡（Arch vortex）。拱涡的拱形部分出现在自由端面附近，形成后贴近柱体后方，两侧伴有流向涡流形式。而梢涡的下洗效应和拱涡两侧的涡流共同作用形成后缘涡（Trailing vortex）。此外，在圆柱接近平面的另一端会出现马蹄涡。

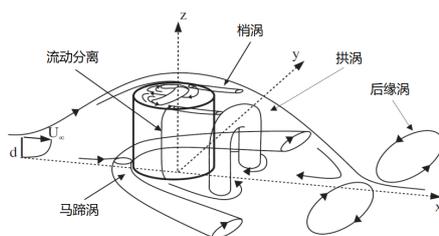


图4-14 有限长圆柱绕流尾涡示意图（Pattenden, R.J. et al., 2005）

Fig.4-14 Schematic diagram of flow over a finite cylinder（Pattenden, R.J. et al., 2005）

本节将以单柱式 Spar 平台为参考，建立有限长圆柱模型，对其进行绕流数值模拟，分析其附近流场的绕流特征。

4.2.1 几何模型和计算域网格划分

本节数值模拟的几何模型选自 Thiagarajan 等 (2005) 所做的 CFD 数值模拟试验。该数值试验的研究对象为 Spar 模型, 长径比为 1.9。其主要参数列在表 4-2 中。

表4-2 Spar 模型几何尺寸

Table 4-2 Gemoetric dimensions of the Spar model

参数	数值
Spar 圆柱直径 D	0.741 m
Spar 平台吃水 H	1.387m
螺旋侧板高度	13 % D
螺旋侧板螺距	4.5 D
侧板顶端离自由面距离	0.268m
侧板底端离自由面距离	1.387m
螺旋侧板叶片数	3

建立坐标系, 对 Spar 模型设置计算域并划分网格。坐标系的原点选在平台顶部的圆心, x 轴指向下游, z 轴竖直向上, 遵循右手定则。计算域的大小为: $-5D \leq x \leq 12D$ 、 $-5D \leq y \leq 5D$ 、 $-1.6H \leq z \leq 0$ 。在划分计算域的基础上, 对计算域进行非结构化网格划分。在流场变化剧烈的关键区域, 采用八叉树空间分割的方式进行网格加密。同时, 为了精确捕捉剪切层流动分离, 在壁面附近划分 10 层边界层网格, 保证边界层网格的第一层网格单元高度满足 $y^+ \approx 1$ 。如图 4-15 所示。最终整个计算域的网格总数约为 450 万。计算工况的雷诺数为 $Re=1.5 \times 10^5$ 。

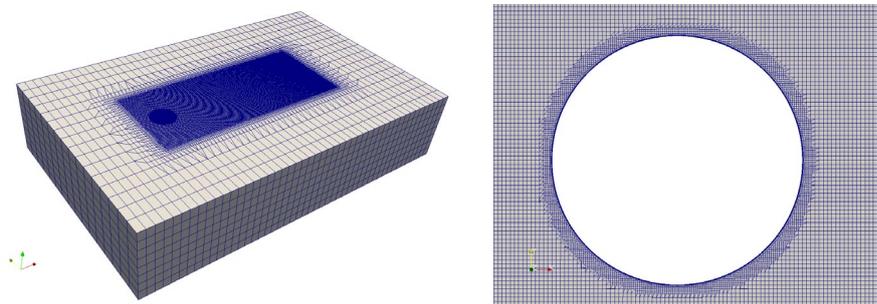


图4-15 有限长圆柱绕流计算网格划分

Fig.4-15 Computational mesh of flow around a finite cylinder

边界条件设置如下：在上游的入口边界处，采用均匀来流的速度入口条件，即速度设置为定值，压力设置为法向梯度为零；在下游的出口边界处，采用压力出口条件，即压力设置为 0，速度设置为法向梯度为零；顶部和底部采用对称边界条件；两侧也采用对称边界条件；圆柱表面采用无滑移固壁边界条件。

4.2.2 光滑圆柱周围流场特征

图 4-16 给出了有限长圆柱自由端附近的流线分布，这些流线用时均速度计算得到。从图中可以看到，流体流到圆柱左侧壁面处时，由于壁面的存在使得流体向下移动。当流体流经自由端左侧前缘处后，发生了流动分离，形成了一个回流区。该回流区的核心处于 $x/D = -0.2$ 处，距离自由端高度约为 $0.2H$ 。由于回流形成的漩涡使得圆柱表面处的速度与来流速度相反。在 $x/D = 0.2$ 处存在较为明显的速度分界，该处是回流区的最右端位置。

图 4-17 给出了有限长圆柱表面上的流线分布，同样用时均速度计算得到。图 4-17 (a) 为从有限长圆柱自由端向上看的仰视图，圆柱自由端表面上的流线存在两条较为明显的速度方向分界线，对应回流区漩涡区间的两端。图 4-17 (b) 为从圆柱上游看过去的前视图，由于自由端的存在，流体在圆柱前沿的驻点处往下流动，使得流线呈向下弯曲的形状。在接近自由端的地方，受下部回流区的影响，流线开始出现分叉，呈扇形结构分布。图 4-17 (c) 为圆柱表面流线的侧视图，在前半部分由于未发生流动分离，因此表面流线较为规则，呈平行分布。受分离后回流区的影响，两股流体汇聚在一起并朝自由端下方流动，因此流线也呈向下偏移趋势。

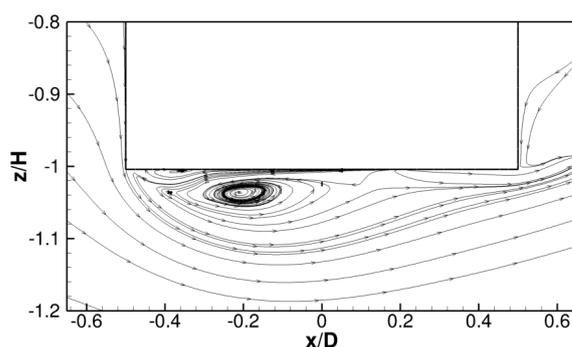


图4-16 有限长圆柱自由端附近的流线图

Fig.4-16 Streamline in the vicinity of free end of the finite cylinder

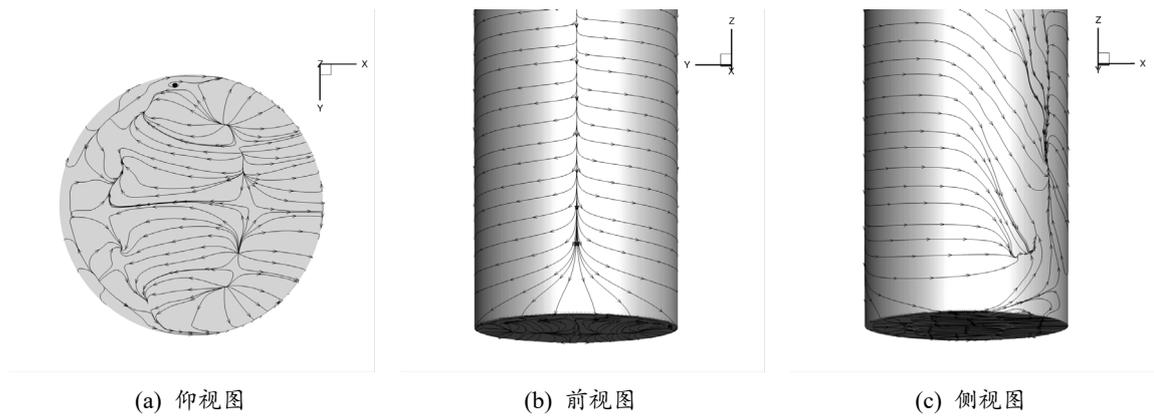


图4-17 有限长圆柱表面流线图

Fig.4-17 Surface streamline of the finite cylinder

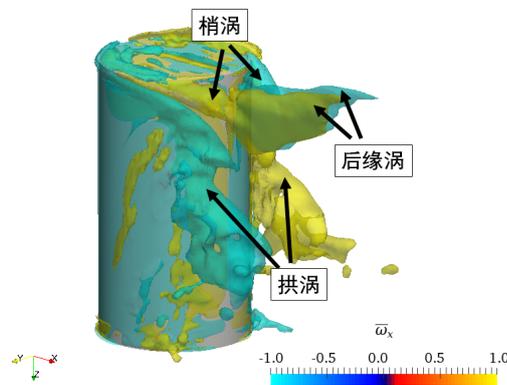
图4-18 有限长圆柱三维涡结构图，等值面用 $\bar{\omega}_x = \pm 1$ 表示Fig.4-18 3D vortical structures of finite cylinder, iso-surfaces are presented by $\bar{\omega}_x = \pm 1$

图 4-18 是用时均流向涡量 $\bar{\omega}_x$ 绘制的等值面所表示的三维涡结构图。等值面取 $\bar{\omega}_x = \pm 1$ 。从图中可以看出，在圆柱的自由端后缘处形成了明显的一对梢涡结构，这对梢涡结构存在于圆柱自由端两侧的后方，是由流经圆柱两侧和顶部的流体发生流动分离后形成的自由剪切流动共同作用形成的。由于梢涡的下洗效应，其形态呈向下弯曲趋势。随着流体向圆柱后方流动，随即形成了在横流方向上反向旋转的一对后缘涡结构。此外，在圆柱两侧的主体表面发生流动分离后，会形成卡门涡街结构，卡门涡街结构在经过时间平均处理后并没有呈现出两侧交替泻涡的漩涡结构，而是表现为拱形结构。

4.2.3 螺旋侧板的影响

螺旋侧板是单柱式 Spar 平台中常见的用来减缓涡激运动的装置。其主要原理是破坏平台柱体表面的周期性漩涡脱落,以达到减小生成漩涡的强度、降低运动幅度的目的。影响螺旋侧板抑制效率的因素有很多,比如螺旋侧板的形状、覆盖率、海洋生物附着率、表面粗糙度、螺旋侧板的曳力性能等。螺旋侧板形状选择需遵循的原则是:侧板高度应足够大,保证其能够控制边界层的分离且能阻挡交替漩涡的形成;螺距大小应合适,使其能够扰乱漩涡脱落沿平台垂向的轴向关联;高度和螺距的组合应使升阻力系数协调达到最佳(杨加栋,等,2010)。本节研究了螺旋侧板对平台绕流特性的影响。螺旋侧板的高度、螺距和覆盖率选取了 Thiagarajan (2005) 的模型数据。

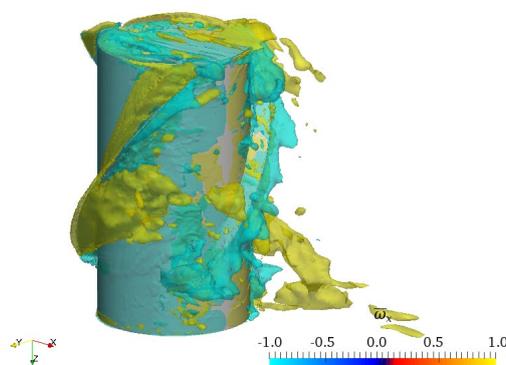


图4-19 Spar 平台三维涡结构图,等值面用 $\bar{\omega}_x = \pm 1$ 表示

Fig.4-19 3D vortical structures of Spar model, iso-surfaces are presented by $\bar{\omega}_x = \pm 1$

图 4-19 所示的为带螺旋侧板的 Spar 平台的三维涡结构图,等值面同样用时均流向涡量 $\bar{\omega}_x = \pm 1$ 绘制。涡量图的视角倒置,图中的圆柱顶为平台底部。同图 4-18 的光滑圆柱对比,由于螺旋侧板覆盖至平台底部,使得平台两侧的漩涡脱落过程被干扰,难以在自由端两侧附近形成梢涡结构,同时平台两侧的流动分离发生在螺旋侧板顶端,并且由于侧板的螺旋形状,使得生成漩涡时沿垂向方向的一致性被破坏,无法形成卡门涡街,在时均流场上表现为无法观察到拱形涡结构。

4.3 Spar 平台涡激运动

为了研究 Spar 平台的涡激运动特性,本节以一座 Truss Spar 平台的硬舱部分作为研究对象。采用给定来流的方式对其进行涡激运动数值模拟,分析了平台的运动响

应特征及其周围流场特性，此外还研究了螺旋侧板对 Spar 平台涡激运动的影响。由于 Spar 平台发生涡激运动时的主导运动为横向和纵向运动，为了简化问题，在数值模拟中只放开这两个自由度。

4.3.1 平台主尺度

本文选取的计算模型为 Finnigan 等（2007）所做拖曳试验的模型。Finnigan 通过模型试验分析了不同折合速度、不同流向角以及主体附属物对 Spar 平台涡激运动的影响，本研究取其中主体不包含附属物，只有螺旋侧板的模型作为基准，考察了 Spar 平台在不同折合速度下的涡激运动响应。主体参数如表 4-3 所示。

表4-3 Spar 模型参数

Table 4-3 Parameters of the Spar model

参数	值
直径 D	1.75m
吃水 H	2.95m
螺旋侧板	3 片，高度 13% D
质量 M	7088kg
弹簧刚度 K	2111N/m

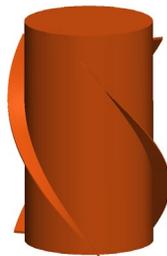


图4-20 Truss Spar 平台硬舱部分几何模型示意图

Fig.4-20 Spar geometry with helical strakes

该 Spar 平台采用 1:22.3 的缩尺比，该缩尺比在 Spar 平台的模型中并不常见，为目前已知模型试验中最大的缩尺比。为了抑制平台涡激运动，在其表面加装减涡螺旋

侧板。针对本博士论文所研究的 Spar 平台,采用等间距的 3 片分布式螺旋侧板设计。螺旋侧板采用 $13\%D$ (D 为主体圆柱的直径) 的高度,其几何模型如图 4-20 所示。

4.3.2 计算域和网格划分

上节已经对有限长度圆柱体结构绕流问题进行了深入的数值模拟研究。基于已有的数值模拟经验,考虑到有螺旋侧板的情况下,流场可能更为复杂,因此将计算域设置为 $27D \times 10D \times 3H$ 。

计算域的边界条件的设定如下:在上游的来流入口处,设置其边界条件为均匀来流,法向压力梯度为零;在下游的出口处,设置其边界条件为压力为零,法向速度梯度为零。计算域的上下边界设置为对称边界条件,左右边界设置为自由滑移边界条件; Spar 平台主体表面设置为无滑移边界条件,并设定其法向压力梯度为零。

在确定计算域大小后,对其进行网格划分。采用单元分割方式生成非结构化网格。网格划分的具体步骤如下:首先生成初始的六面体网格,然后在该网格的基础上进行八分法分裂,加密流场中的关键区域以捕获流动剧烈变化的细微流场结构。本算例在 Spar 平台附近及尾流区域采用三级加密,而对其表面采用 4 级加密。为了更准确捕捉螺旋侧板的几何特征,将螺旋侧板单独导出为一个几何模型文件,在划分网格的时候对其采用 5 级加密,最终整个计算域的网格总数量为 220 万,如图 4-21 所示。图 4-22 和图 4-23 分别给出了 Spar 主体表面的局部网格分布及 $z=-0.5H$ 截面处平台主体附近局部网格分布。

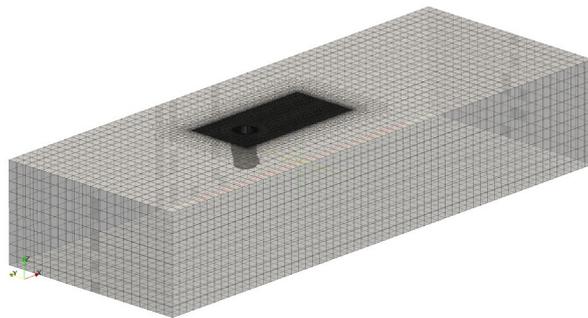


图4-21 计算区域整体网格分布

Fig.4-21 Computational mesh of the overall domain

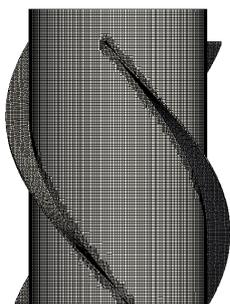
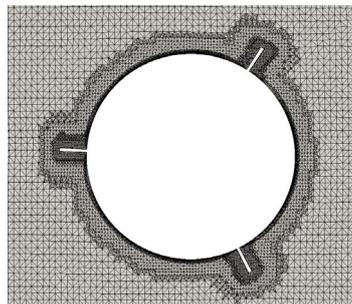


图4-22 主体表面网格分布

Fig.4-22 Local mesh near hull

图4-23 $z=-0.5H$ 截面网格分布Fig.4-23 Local mesh at slice $z=-0.5H$

4.3.3 运动响应分析

图 4-24 给出了不同折合速度下的 Spar 平台涡激运动中横荡和纵荡的时历曲线。对比图 4-24(a)-(e)，发现纵荡偏移随着折合速度的增加而增大，这主要是由于折合速度的增大导致平台在纵向方向所受的流体拖曳力增大，使得平台的整体平衡位置随来流向后移动。从图 5(a)中可以看出，折合速度等于 5 时，在来流的作用下 Spar 平台相对初始位置有 $0.2D$ 的纵荡偏移，但其横向和纵向运动幅度均很小，这是由于泻涡频率相比固有频率较小，不足以引起共振。从图 4-24(b)-(d)可以看出，折合速度在 6~8 之间时，可以看到涡激运动的横荡幅度显著增加，在 $U_r=8$ 时，涡激运动幅度最大，其最大横向无量纲振幅比接近 0.38，此时 Spar 平台的横向泻涡频率接近其横荡固有频率，产生共振现象，进入“锁定区域”；从图 4-24(e)中可以看出，折合速度等于 9 时，涡激运动幅度较“锁定区域”更小，系统逐渐脱离“锁定区域”，这一过程被称为“解锁”。

0 给出了不同折合速度下的 Spar 平台的运动轨迹。从图中可以看出，在未进入“锁定区域”时，Spar 平台的横向和纵向运动幅值均较小，其运动轨迹范围集中在很小的圆形范围内。随着折合速度增加，平台进入“锁定区域”，横向运动幅值显著增加，而纵向运动幅值增加不明显。平台在“锁定区间”的横向运动平衡位置向横荡负方向偏移，这极有可能是由于主体表面螺旋侧板的左右不对称性布置所致。

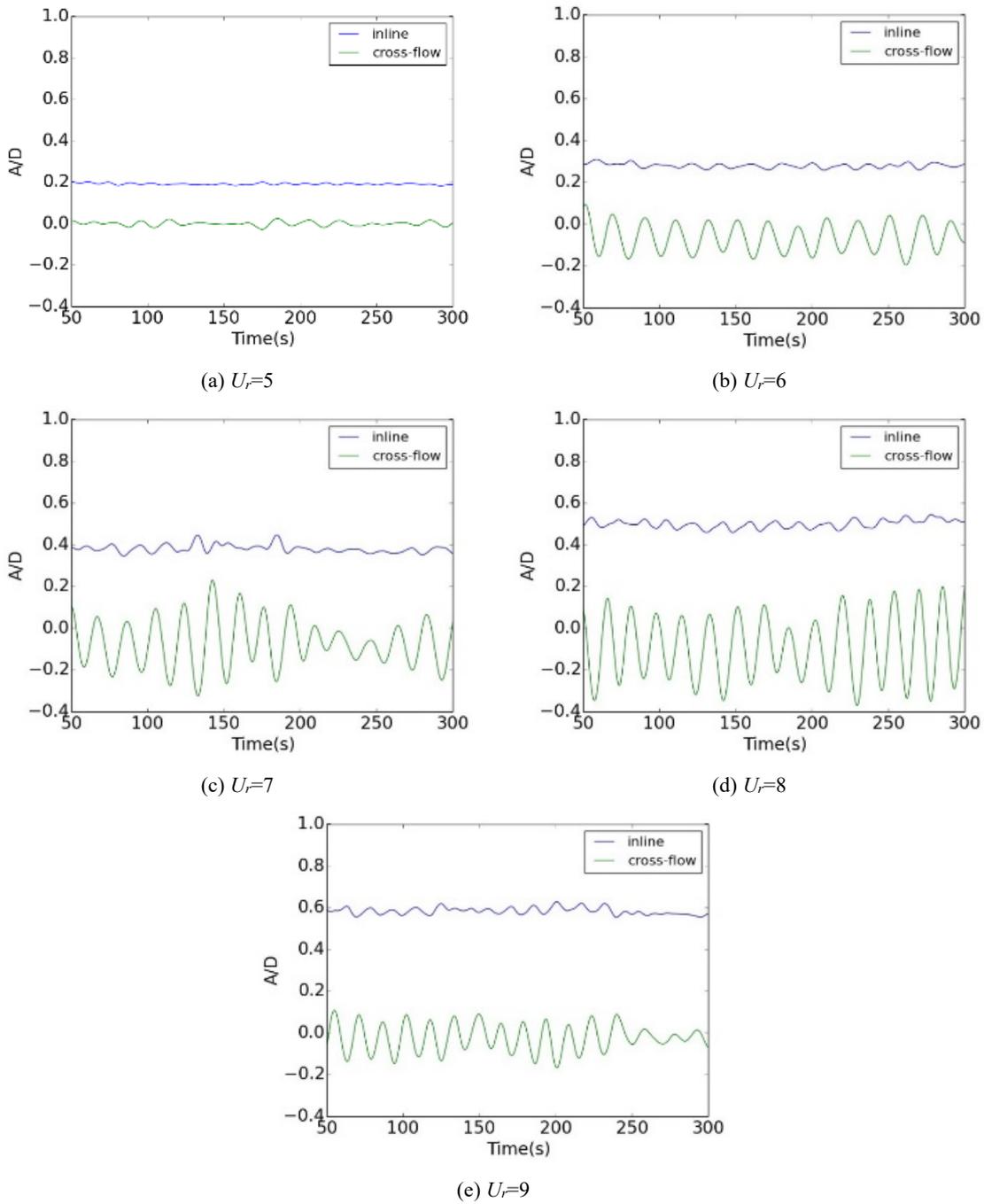


图4-24 不同折合速度下的涡激运动响应时历曲线
 Fig.4-24 VIM response at different reduced velocities

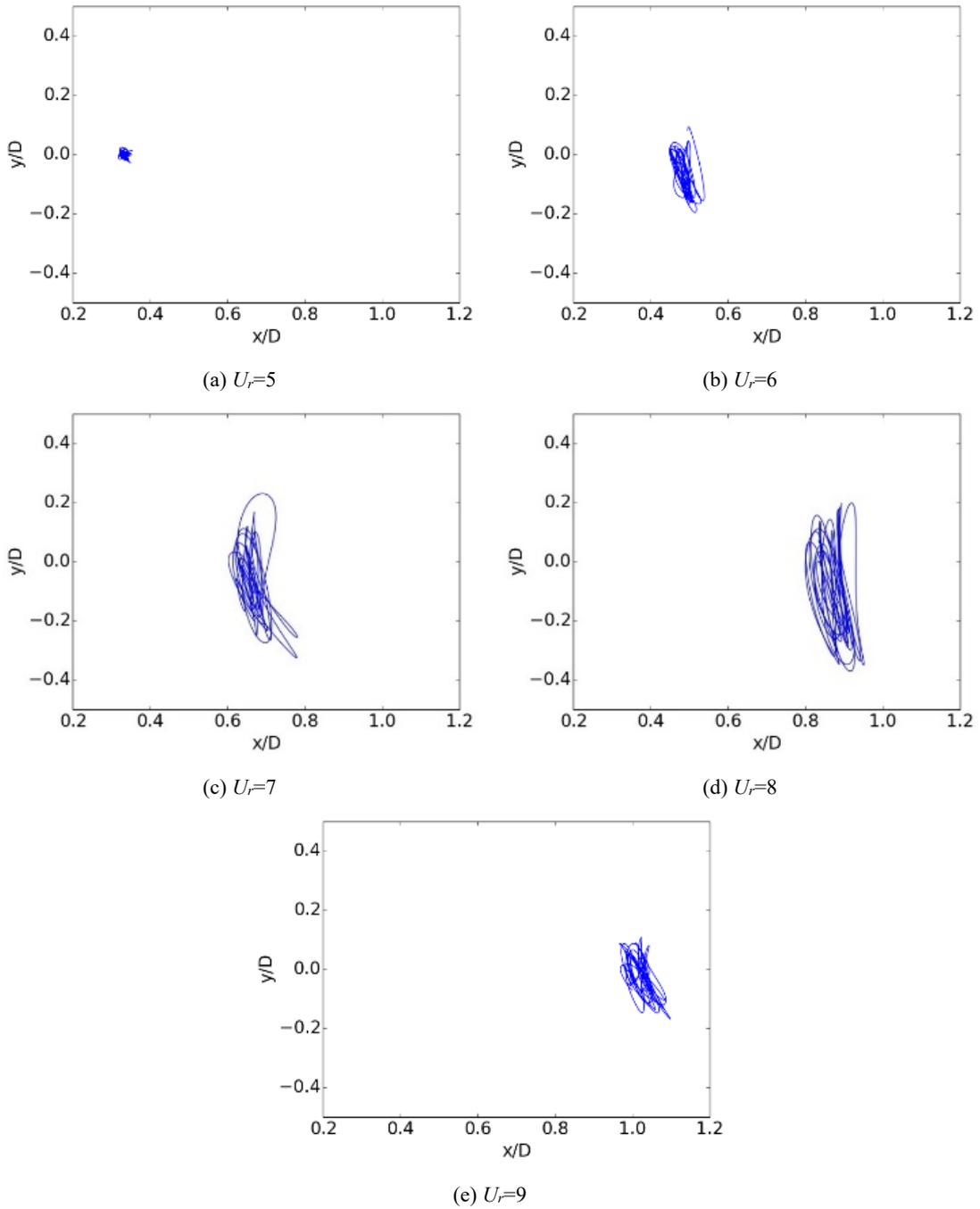


图4-25 不同折合速度下的平台运动轨迹

Fig.4-25 Spar trajectories at different reduced velocities

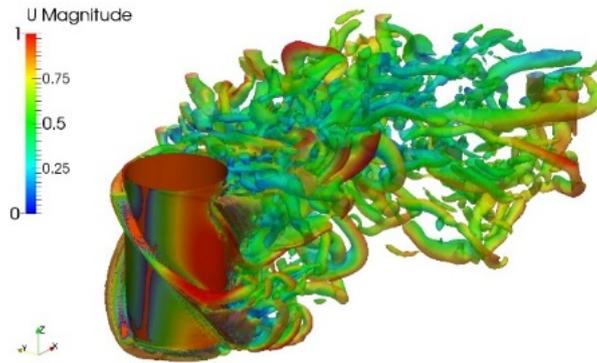


图4-26 尾流区域瞬时涡量图, $U_r=7$

Fig.4-26 Vorticity contour by Q-criterion in wake region, $U_r=7$

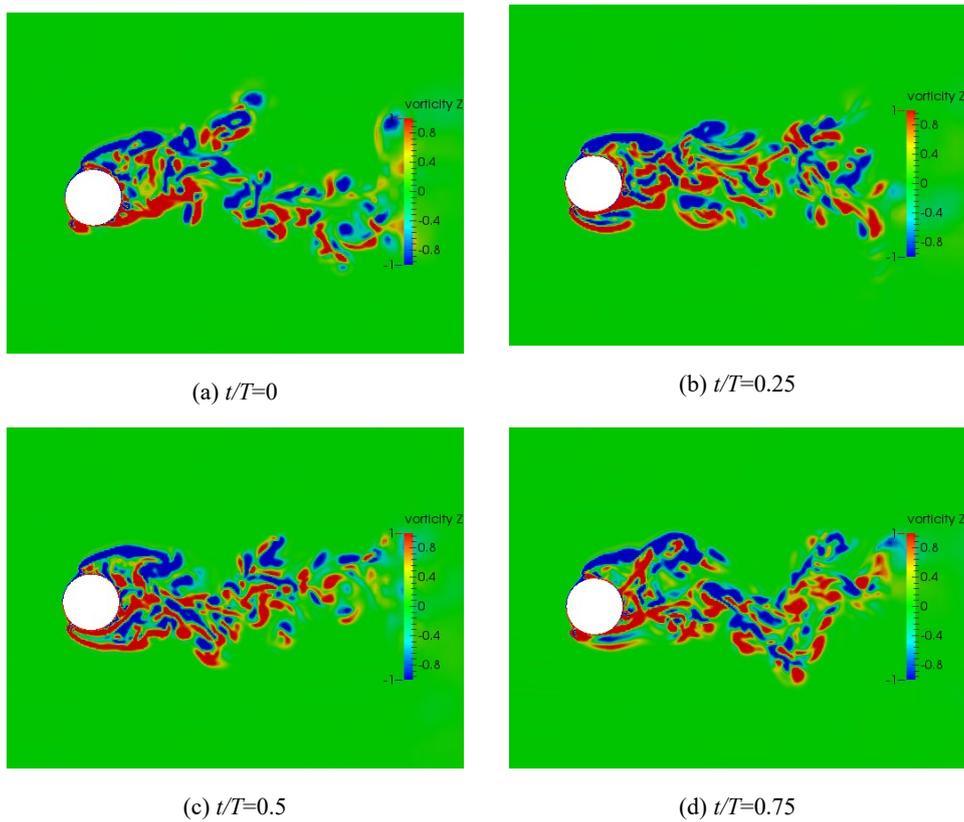


图4-27 一个周期内 $z=-0.5H$ 处界面的尾部涡量演化, $U_r=6$

Fig.4-27 Evolution of wake vorticity Z on $z=-0.5H$ in one period, $U_r=6$

图 4-26 中给出 $U_r=7$ 某时刻 Spar 平台尾部流场涡量图。由于螺旋侧板的存在，剪切层的流动分离都发生在螺旋侧板的顶部，而不是主体表面。侧板的螺旋形状直接影响了流动分离，从而决定了尾涡轨迹的走向，使得剪切层分离沿垂向方向有强烈的三维特性。螺旋侧板能够打乱 Spar 平台主体周围规则漩涡脱落的过程，从而达到抑制涡激运动的目的。

图 4-27 给出了 $U_r=6$ 时一个周期内 $z=-0.5H$ 处截面的涡量演化图，从这个截面图中可以更明显地观察到螺旋侧板顶部的流动分离现象。螺旋侧板的存在阻碍了规则泻涡的过程，同时也打断了 Spar 平台周围的流线，如图 4-28 所示。

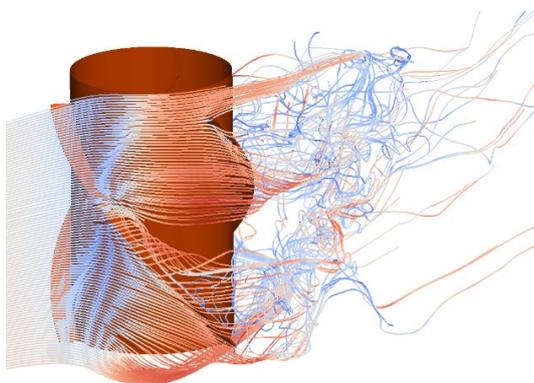


图4-28 Spar 主体附近的流线, $U_r=6$

Fig.4-28 Streamline around the Spar hull, $U_r=6$

4.3.4 无量纲振幅比

Oakley Jr. 等 (2007) 指出，由于涡激运动呈现出强烈的调制性，因此采用更为合理的无量纲参数 A^* 来评估涡激运动性能，其定义为 y/D 标准差的 $\sqrt{2}$ 倍：

$$A^* = \sqrt{2} \cdot \frac{1}{D} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y(t) - \bar{y})^2} \quad (4-5)$$

表 4-4 给出了模型试验及本文 CFD 数值模拟的结果，同时给出了 Oakley Jr.(2007) 的 CFD 数值结果。从表中可以看到，数值计算的结果对比模型试验的结果都有不同程度的偏大，一个可能的原因是 CFD 数值模拟中没有考虑模型试验设备的阻尼。总体来说数值计算的结果同模型试验相比较具有相当的一致性，证明了本博士论文构建的 CFD 求解器在预报 Spar 平台涡激运动方面的准确性与可靠性。

表4-4 模型试验和 CFD 数值模拟的 A^* 结果 (流向角 90°)Table 4-4 A^* for model test and CFD simulation (heading degree 90)

折合速度	6	7	8
模型试验	0.099	0.174	0.223
Oakley Jr. (2007)	0.119	0.216	0.299
本文	0.132	0.185	0.242

4.4 浮筒涡激运动

海洋工程中的浮筒常用于提供张紧力以保持立管垂直。典型的独立式混合立管系统主要是由浮筒、立管、立管与浮筒之间的连接线这三个部分组成。浮筒与 Spar 平台形式不同,是完全浸没在水面以下的。上部的浮筒涡激运动和下部的立管涡激振动会产生非常复杂的耦合作用。在均匀来流情况下,浮筒将产生显著的横向、纵向和首摇运动。

4.4.1 几何模型和计算域网格划分

本节将研究对象进行简化,采用“浮筒+系泊线”的模型研究浮筒涡激运动问题,暂时忽略立管的作用,数值模拟中放开了六个自由度。这里采用的计算模型是 Kang 等(2017)在模型试验中采用的模型。浮筒为一个简单的圆柱,其具体的几何和物理参数见表 4-5。

表4-5 浮筒的几何与物理参数

Table 4-5 Geometric and physical properties of the buoyancy can

参数名称	符号	单位	值
直径	D	mm	150
高度	H	mm	700
排水量	Δ	kg	12.37
质量	W	kg	4.24

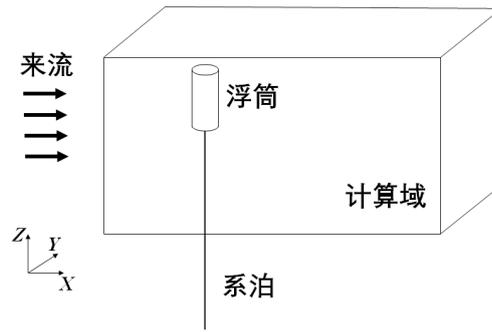
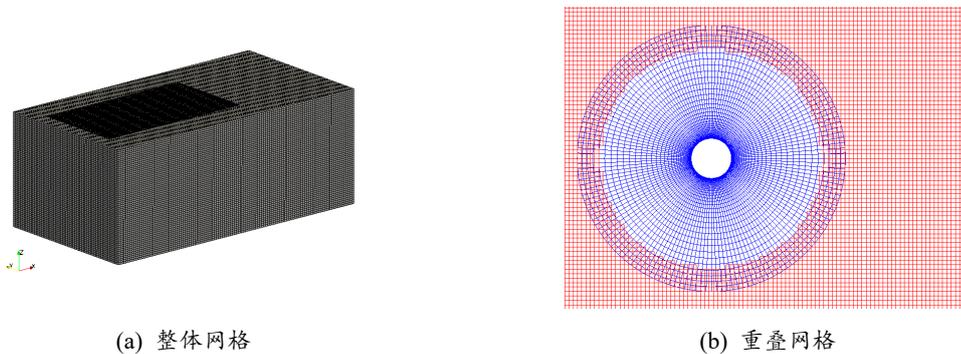


图4-29 浮筒计算模型示意图

Fig.4-29 Schematic of computational model for the buoyancy can

Kang 等（2017）的研究结果表明自由面的存在并不会影响浮筒涡激运动结果，在本博士论文的数值模拟中也将忽略自由面。浮筒的系泊点位于圆柱底部中心，整个浮筒都浸没在水中，数值模拟所采用的计算模型见图 4-29。

以圆柱中心为原点建立直角坐标系， x 轴指向下游方向， z 轴竖直向上，坐标系遵循右手定则。计算域取如下范围： $-5D \leq X \leq 20D$ ， $-5D \leq Y \leq 5D$ 和 $-1.3H \leq Z \leq 0.8H$ 。边界条件设置如下：上游入口处采用均匀来流速度边界，法向零梯度压力边界；下游出口处采用压力为 0 的压力边界，法向梯度为 0 的速度边界；顶部和底部采用对称边界条件，两侧采用远场的法向零梯度边界条件，圆柱表面采用不可滑动边界条件。



(a) 整体网格

(b) 重叠网格

图4-30 浮筒的计算网格

Fig.4-30 Computational mesh for buoyancy can

对计算域进行网格划分。由于考虑到浮筒仅在底部受到单根系缆约束，而在水平面内无任何旋转约束，其首摇运动幅度较大。为了避免由于物体旋转运动带来的网格

扭曲变形，这里采用重叠网格对计算域进行离散。对计算域背景及浮筒分别划分网格，如图 4-30 所示。对背景网格在圆柱尾部流动变化较为剧烈的区域内进行网格加密，在图 4-30 (b) 中用红色表示。浮筒的贴体网格采用 O 型网格，在图 4-30 (b) 中用蓝色表示。近壁面附近的边界层内的第一层网格高度满足 $y^+ \approx 1$ ，最终得到的背景网格和浮筒网格的网格数分别为 71 万和 162 万。

4.4.2 自由衰减结果

自由衰减给定浮筒一个初始的位移或速度，让浮筒在没有来流的情况下做来回振荡的衰减运动。自由衰减的目的是为了确认模型的固有周期，并以此为基础定义折合速度。此外，自由衰减还有一个目的是确保数值模拟采用的系泊刚度与模型试验一致，保证数值模拟和模型试验的结果比较有意义。

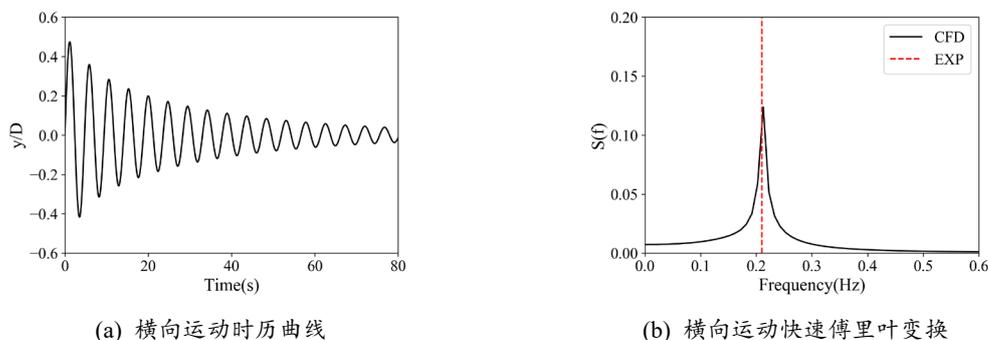


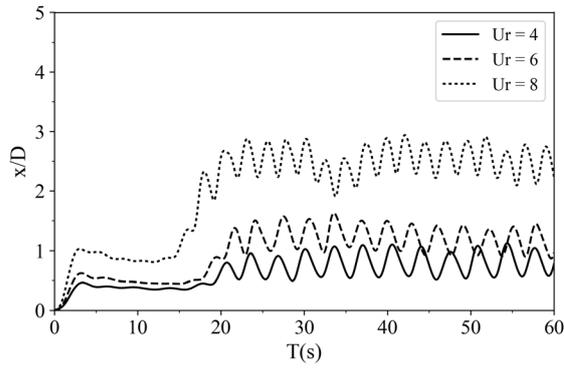
图4-31 浮筒横向运动自由衰减时历曲线及快速傅里叶变换

Fig.4-31 Time history and Fast Fourier Transform of transverse motion for decay test

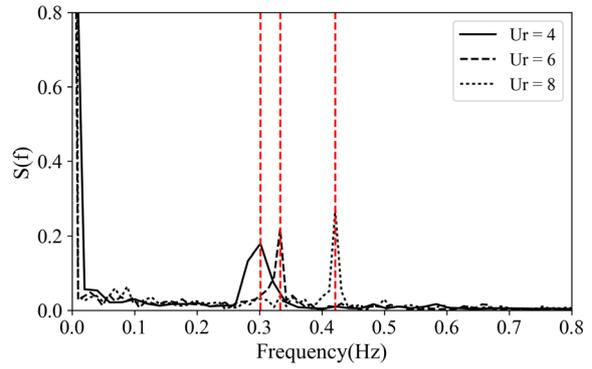
在自由衰减的数值模拟中，给定浮筒以 0.1m/s 的初始速度进行往复振荡运动，得到浮筒的横向运动时历曲线，对时历数据进行快速傅里叶变换，得到的频率与 Kang 等（2017）的实验结果吻合良好，见图 4-31。

4.4.3 运动响应分析

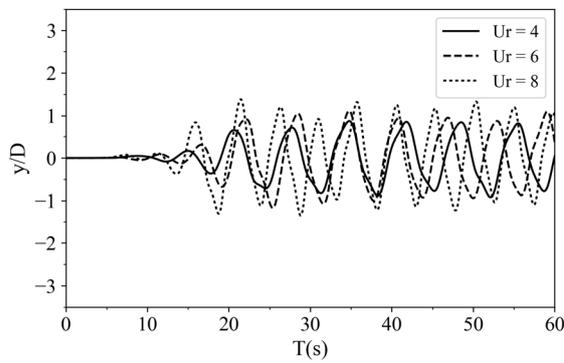
考察折合速度为 4/6/8 时，浮筒的涡激运动响应特性。图 4-32 展示了浮筒顺流向、横流向、垂向和首摇运动的时历曲线及相应的快速傅里叶变换结果。其中傅里叶变换是用浮筒进入周期性运动后(20s 左右)的时历数据计算得到。从图中可以看出，除了首摇运动以外，其他运动在 20s 后进入较为稳定的周期性变化状态。



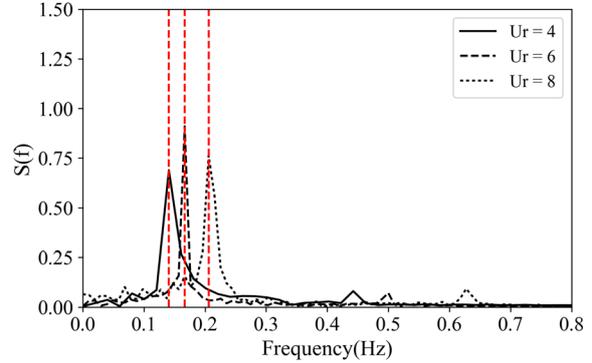
(a) 顺流向运动时历曲线



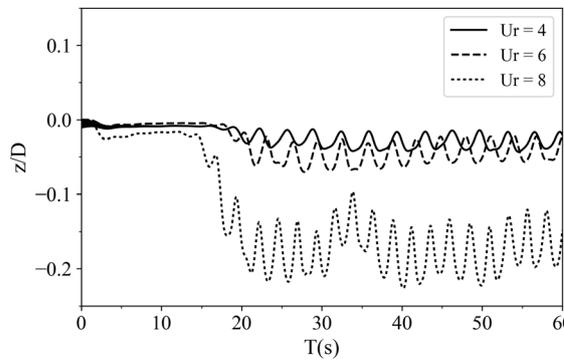
(b) 顺流向运动快速傅里叶变换



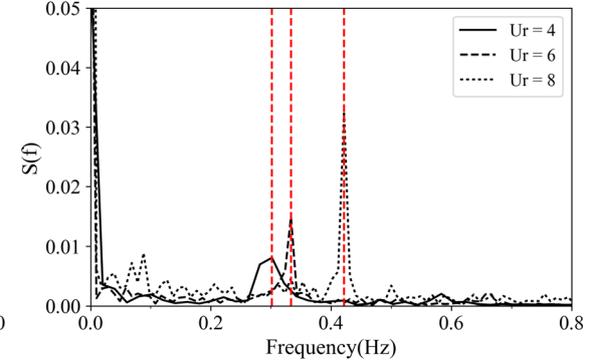
(c) 横流向运动时历曲线



(d) 横流向运动快速傅里叶变换



(e) 垂向运动时历曲线



(f) 垂向运动快速傅里叶变换

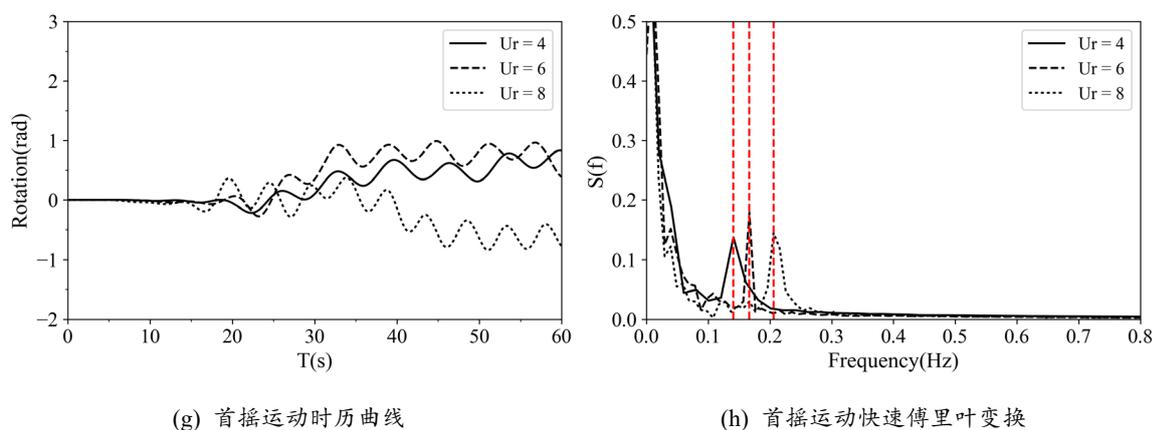


图4-32 浮筒的涡激运动响应时历曲线及快速傅里叶变换结果

Fig.4-32 VIM response and Fast Fourier Transform of buoyancy can

观察图 4-32(a)和(b), 发现随着折合速度增加, 浮筒偏离原点的距离、顺流向振动的均方根幅值及频率均增加。随着速度增大, 拖曳力增加, 因此浮筒偏离原点的距离也越大。而由于涡涡频率的增加, 导致顺流向的振动频率也随之增加。从图 4-32(c)和(d)中可以发现, 从横流向看, 浮筒在零点附近形成往复运动, 且运动频率随折合速度增加而增加。对比图 4-32(b)和(d), 发现顺流向运动频率为横流向运动频率的两倍。这是由于浮筒两侧泻放的漩涡均会在后方形成低压区, 因此在一个完整的漩涡周期内, 会形成两次顺流向压力峰值, 而只会形成一次横流向压力峰值, 因此顺流向的运动频率为横流向的两倍。分析图 4-32(e)和(f), 可以看到浮筒在垂向方向也会产生振动。振动平衡位置离原点的距离、振动频率随折合速度的增加而增加。垂荡频率与顺流向频率一致, 这是由于浮筒在来流和弹簧系泊的共同作用下呈斜立姿态, 在斜立状态下, 浮筒两侧的交替漩涡将在垂向方向上产生周期性的压力脉动, 导致周期性的垂向振动, 垂向振动与流向振动的激励源相同, 因此频率一致。对比图 4-32(g)和(h), 发现在经历过初始的不稳定阶段后, 在 20s 以后浮筒开始呈现稳定的转动, 且转动频率随着折合速度的增加而增加。转动是由边界层剪切流动所致, 而边界层剪切流动受横向运动的影响, 因此转动频率与横向运动频率保持一致。

4.4.4 流场分析

图 4-33 给出了折合速度为 8 时一个周期内处于 $z=0$ 截面上的涡量场变化过程, 分别对应 $T/4$ 、 $2T/4$ 、 $3T/4$ 和 T 四个不同的典型时刻。涡量图的左侧同时给出了浮筒在示意“8”字形运动轨迹的对应位置。在 $T/4$ 时刻时, 浮筒刚到达横向最大正位移

处，此时浮筒偏向 $y=0$ 的一侧并未形成稳定的剪切层。在 $3T/4$ 时刻时，情况与 $T/4$ 时刻类似，在浮筒的另一侧也无法形成稳定的剪切层。这是由于浮筒的顺流向运动幅值相比横流向较小，在到达横向最大位移位置时，浮筒的顺流向速度较小，由于受泻涡后尾涡流场的影响，在靠近尾涡流动的一侧无法发展出稳定的剪切层，相对而言在另一侧可以观察到清晰的剪切层。在 $2T/4$ 和 T 时刻时，浮筒经过横流向平衡位置且达到最大速度，在浮筒两侧可以观察到稳定的剪切层。

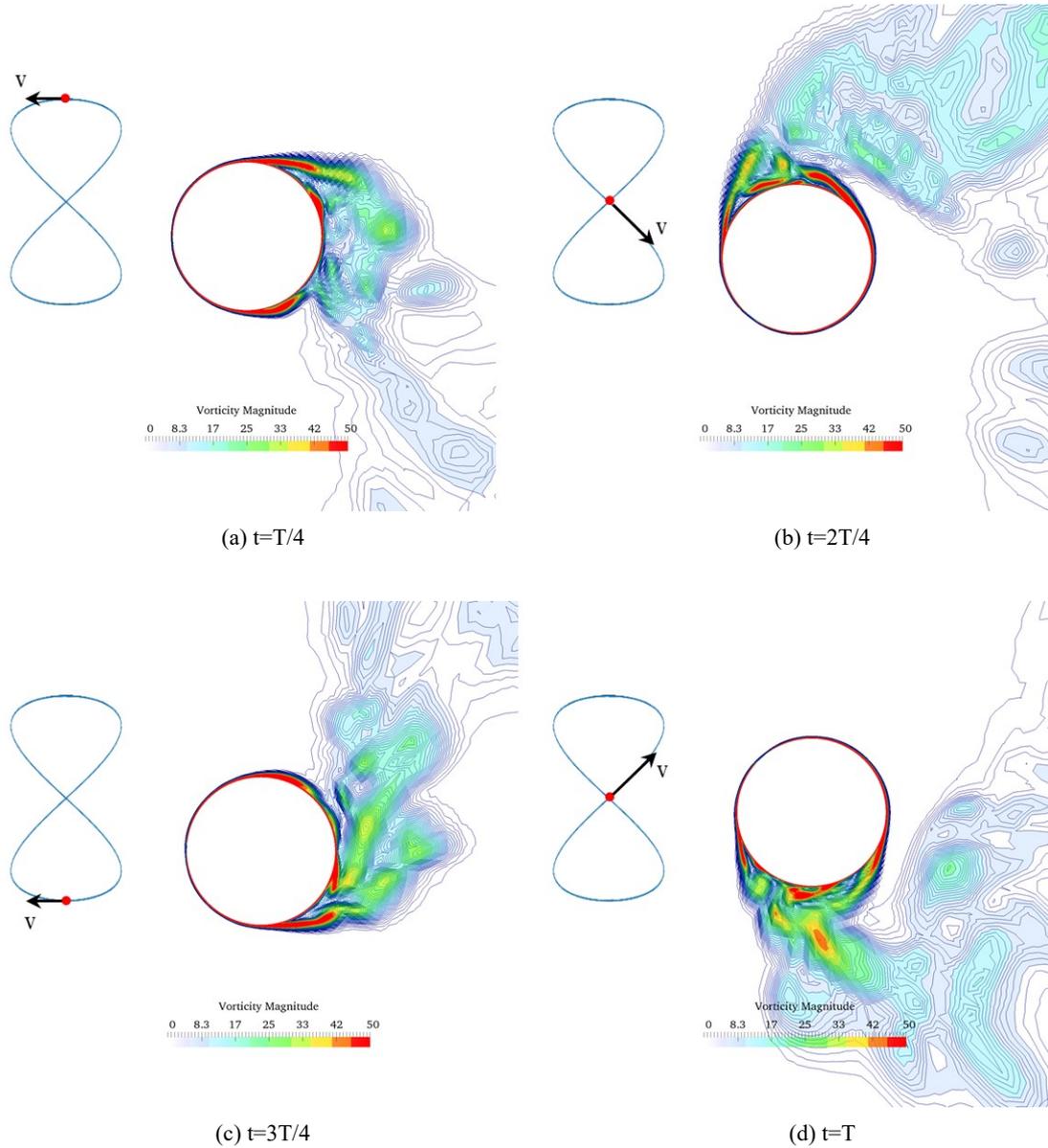


图4-33 折合速度为 8 时一个运动周期内的涡量场变化

Fig.4-33 Vorticity in one motion period at reduced velocity of 8

图 4-34 给出了用 Q 表示的浮筒周围的三维涡量场分布情况，在靠近浮筒垂向中部的地方，观测到明显的由流动分离产生的剪切层形成的涡结构。图 4-35 给出了浮筒周围的压力分布云图。结合三维涡量图，观测在靠近上下两端处，靠近浮筒两侧的自由端存在的低压区会使得剪切层延长，进而延迟了该处的流动分离。

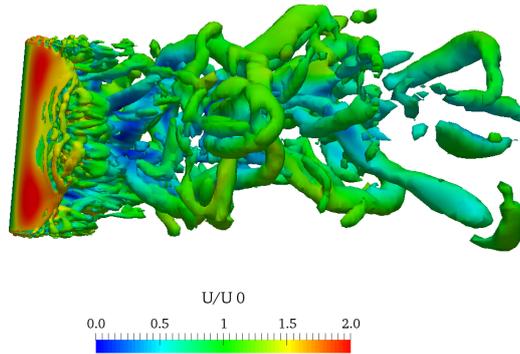


图4-34 浮筒三维涡量图

Fig.4-34 3D vortical structures of buoyancy can

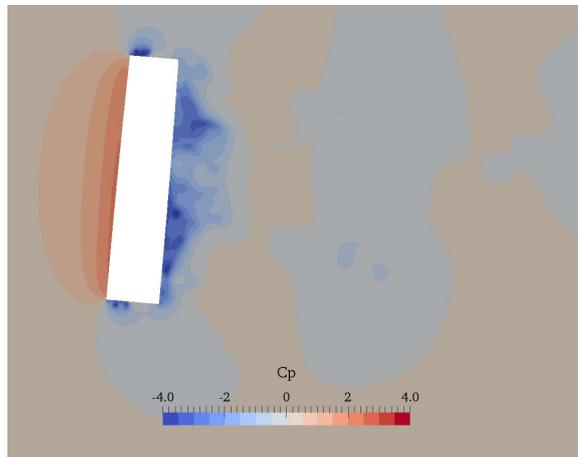


图4-35 浮筒压力分布云图

Fig.4-35 Pressure distribution of buoyancy can

4.5 本章小结

本章以 vim-FOAM-SJTU 求解器为手段，对单柱式浮式结构物进行了绕流及涡激运动特性研究。首先对无限长圆柱绕流进行了数值模拟，通过将阻力、表面压力系数、尾流速度剖面等结果与物理试验对比，验证了求解器在数值模拟圆柱绕流问题上的准确性。然后对有限长圆柱体进行绕流特性研究，分析了自由端对圆柱绕流的影响。通过展示时均涡流场分布，发现了有限长光滑圆柱体后方存在的梢涡、拱涡及后缘涡等经典涡结构。同时对带螺旋侧板的圆柱体进行涡流场分析，发现螺旋侧板的存在破坏了这些经典涡结构的形成，会在一定程度上起抑制涡激运动的作用。种种分析表明，有限长圆柱的绕流特性与无限长圆柱相比截然不同，尤其是在靠近自由端附近的流场处。因此对单柱式 Spar 平台和浮筒的涡激运动研究均需要采用有限长度模型建模进行数值计算。

对单柱式 Spar 平台涡激运动的数值研究表明，当前求解器能够成功预报浮式平台涡激运动中的“锁定”现象，且在“锁定”区域中的运动幅值与模型试验吻合较好。对浮筒涡激运动的数值研究则表明，除了横流向和顺流向两个方向的运动响应外，由于浮筒的单点系泊特性，浮筒还存在垂向和首摇运动响应，其中垂向运动频率与顺流向运动一致，首摇频率与横流向运动一致。在高折合速度下，首摇呈现出由剪切层分离的不稳定性导致的非线性振动特性。

第五章 四立柱半潜式平台绕流及涡激运动特性研究

半潜式平台通常具有多立柱的结构型式，因此其涡激运动与单柱式平台相比表现出不同的响应特征。由于多柱体之间的流场存在相互干扰，使得平台的升阻力特性变得更为复杂，因而立柱在半潜式平台的涡激运动中扮演至关重要的角色。为了验证 vim-FOAM-SJTU 求解器对四立柱半潜式平台涡激运动性能的预报能力，本章利用求解器对一座带有立柱和浮筒的典型四立柱半潜式平台的整体绕流性能进行分析，研究探讨立柱的升阻力系数、流场之间的相互干扰等方面的绕流机理。在此基础上，对该平台进行涡激运动的数值模拟，将结果与模型试验对比，并分析平台的涡激运动特性随折合速度等因素的变化规律。

5.1 方柱和四立柱绕流特点

5.1.1 方柱绕流特点

除了圆柱以外，方柱是工程中另一种常见的结构物。圆柱是中心对称的，这意味着圆柱对任意来流角都相同。而方柱不是中心对称的，其对称面只有 4 个，因此方柱不会像圆柱那样对任意来流角都呈现相同的绕流特性。在不同来流角情况下，由于两侧呈现出的不对称性，其绕流特性也不相同。

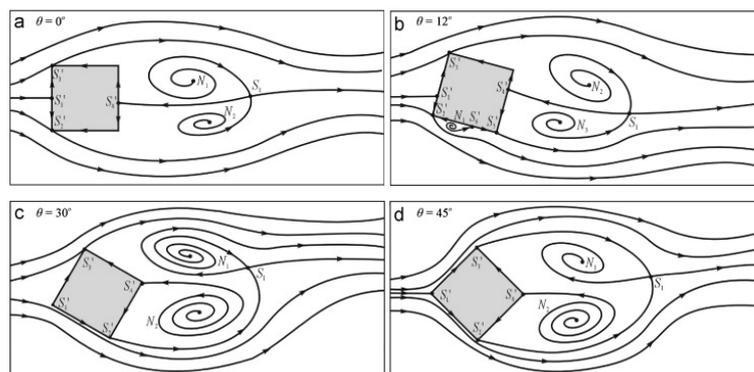


图5-1 雷诺数 6300 时的流动模式示意图 (Yen, S.C., Yang, C.W., 2011)

Fig.5-1 Flow pattern for Re=6300 (Yen, S.C., Yang, C.W., 2011)

Yen 等 (2011) 的试验研究指出, 对低雷诺数流动 ($4000 < Re < 36,000$), 方柱在不同来流角下的流动模式分为三类: 边角分离、分离泡和附着流。在来流角度较小的情况下, 流动分离发生在边角处, 这种流动模式为边角分离。当来流角度逐渐增大时, 边界层在边角处发生分离后重新附着到壁面上, 形成分离泡, 这种流动模式被称为分离泡。而当继续增加来流角度, 流动将贴附于壁面, 在前面不再发生流动分离。

由于流动模式不同, 方柱的升阻力系数和 St 数也会不同 (Yen, S.C., Yang, C.W., 2011; Yoon, D.-H. et al., 2010)。

5.1.2 四立柱绕流特点

四立柱绕流也是工程应用中常见的问题。由于在不同来流角度下立柱排列方式的不对称性, 其绕流特性与来流角度呈强烈的相关性。若立柱形状本身的绕流特性也依赖于来流角度, 则问题将变得更加复杂。

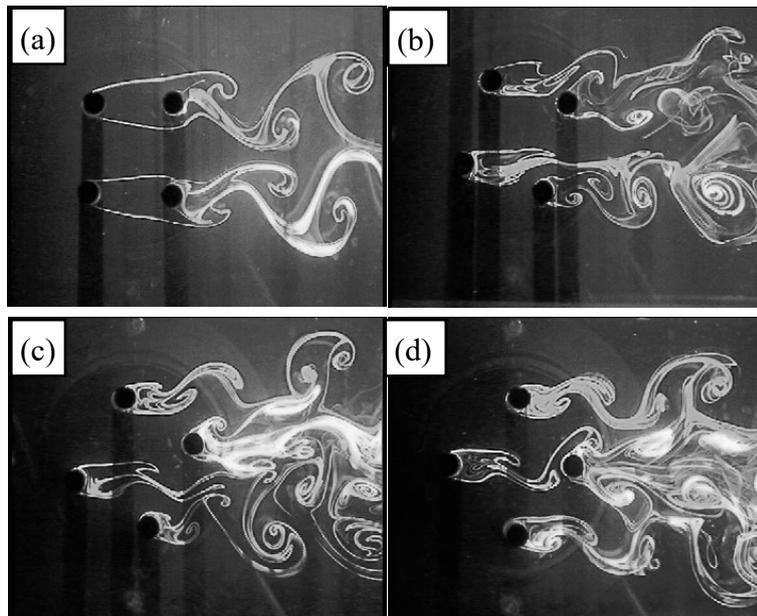


图5-2 等间距排列四圆柱绕流尾流, 来流角(a)0、(b)15、(c)30 和(d)45 度 (Lam, K. et al., 2003a)

Fig.5-2 Flow pattern for equispaced four circular cylinders, $\theta=(a)0, (b)15, (c)30$ and $(d)45$ degrees (Lam, K. et al., 2003a)

Lam 等 (2003a) 对等间距布置的四圆柱绕流进行试验研究, 发现在不同来流角情况下呈现出明显不同的流动特征, 如图 5-2 所示。处于尾流区域的圆柱的绕流流动

特性明显更为复杂。此外, Lam 等 (2003b) 还研究了圆柱的升阻力变化情况, 发现处于上游的圆柱所受的平均阻力要大于下游圆柱, 而下游圆柱的升力均方根值要大于上游圆柱。

Lam 和 Zou (2010) 的研究还表明立柱的间距也会影响流动特征, 图 5-3 是他们用数值方法模拟得到的不同间距的四圆柱绕流尾流情况。

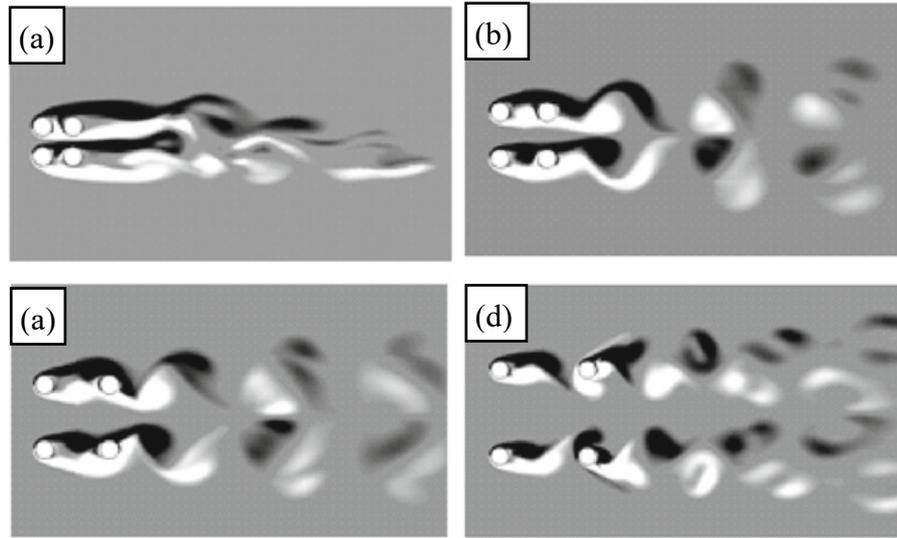


图5-3 不同间距的四圆柱绕流尾流特征, $L/D=(a) 1.6, (b) 2.5, (c) 3.5, (d) 5.0$ (Lam, K., Zou, L., 2010)

Fig.5-3 Flow patterns for different spacing ratios, $L/D=(a) 1.6, (b) 2.5, (c) 3.5, (d) 5.0$ (Lam, K., Zou, L., 2010)

5.2 四立柱半潜式平台模型

本章所采用的研究对象为 Waals 等 (Waals, O.J. et al., 2007) 在模型试验中采用的一座四立柱半潜式平台。该平台由四个方形立柱和浮筒组成, 缩尺比为 1:70。平台侧视图见图 5-4, 其中, T 为吃水, S 为立柱中间距, D 为立柱尺寸, L 为立柱高度。平台的主要几何参数和物理参数见表 5-1。

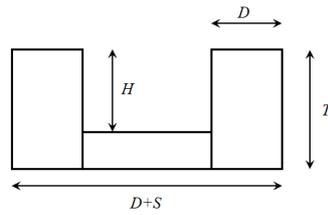


图5-4 半潜式平台的侧视图

Fig.5-4 Side view of the semi-submersible

表5-1 半潜式平台的尺寸和物理参数

Table 5-1 Geometrical and physical dimensions of the semi-submersible platform

参数名称	实尺度	模型尺度
缩尺比	1:1	1:70
吃水 (T)	35 m	0.5 m
型宽 ($D+S$)	70 m	1 m
立柱中心间距 (S)	56 m	0.8 m
立柱截面尺寸 ($D \times D$)	14 m \times 14 m	0.2 m \times 0.2 m
立柱高度 (H)	24.5 m	0.35 m
浮筒宽度 (B)	14 m	0.2 m
浮筒高度 (H_p)	10.5 m	0.15 m
排水量 (Δ)	53000 t	0.158 t

5.2.1 网格划分和边界条件

以平台在水线面处的中心为原点建立笛卡尔坐标系， X 轴指向下游， Z 轴垂直向上， Y 轴指向右侧，坐标系遵循右手定则。在此坐标系下建立计算域，计算域的划分如下： $-10D \leq X \leq 20D$ ， $-10D \leq Y \leq 10D$ ， $-3.5T \leq Z \leq 0$ ，如图 5-5 所示。对计算域进行网格划分，采用 *blockMesh* 和 *snappyHexMesh* 工具生成计算网格，在尾部的关键流动区域进行不同程度的网格加密以便捕捉典型流动特征。对边界层进行外扩形式的网格添加，边界层的网格数量为 8 层，最终网格数在 523 万左右。

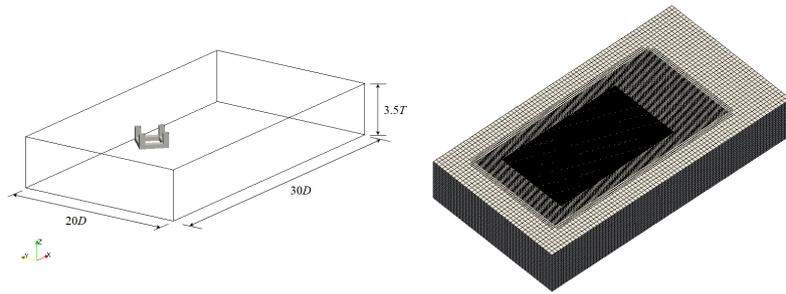


图5-5 半潜式平台绕流的计算域和网格划分

Fig.5-5 Computatinal domain and mesh for flow around semi-submersible

5.3 四立柱半潜式平台绕流特性

5.3.1 计算工况

半潜式平台固定绕流数值模拟中的运动自由度被限制为零，考察了方柱式半潜式平台在 45 度来流角，三种来流速度工况下的固定绕流特性。

为了方便后续结果分析，这里对四个立柱进行编号，从上游开始以逆时针顺序从小到大进行编号。1 代表上游立柱，3 代表下游立柱，2 和 4 分别代表左舷侧和右舷侧的立柱。如图 5-6 所示。

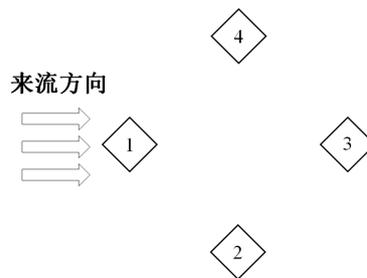


图5-6 半潜式平台四根立柱的定义

Fig.5-6 Layout of four columns of semi-submersible

本文根据实际海洋环境 (Sheikh, R., Brown, A., 2010)，选取三种典型来流速度，而实际海洋流速 U 与模型尺寸下的流速 U_m 具有如下对应关系：

$$U_m = U / \sqrt{\lambda} \quad (5-1)$$

其中， λ 代表缩尺比，对应本文取 1/70。本研究中的来流速度工况如表 5-2 所示。

表5-2 固定绕流计算工况

Table 5-2 Computational cases for flow around platform

来流速度 U (m/s)			
实际尺度	0.50	0.75	1.00
模型尺度	0.0598	0.0896	0.1195

5.3.2 立柱表面压力系数

本节从四立柱表面压力系数周向分布的角度出发，探究了多立柱之间泻涡的相互干扰作用对于立柱的影响。压力系数的定义如下：

$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{2}U^2} \quad (5-2)$$

其中， P 代表立柱表面所受压力， U 代表来流速度。

定义立柱周向正方向如图 5-7 所示。

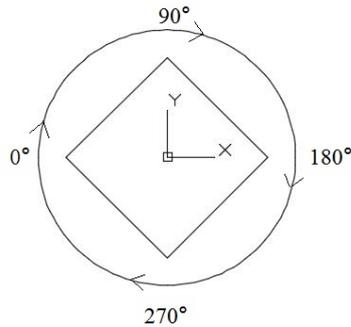


图5-7 立柱周向正方向定义

Fig.5-7 Direction definition around the column

图 5-8 展示了半潜式平台在 $U=0.0896\text{m/s}$ 速度工况下的四立柱中部截面平均流向速度云图。从图中可以明显的看出上游立柱尾流场对两舷以及下游立柱的干扰作用。特别是两舷立柱受上游立柱影响两侧流速分布的不对称。

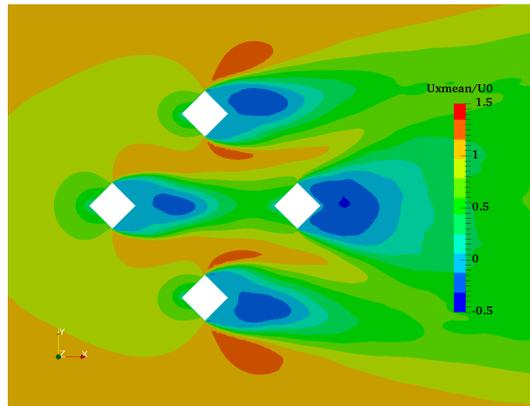


图5-8 半吃水处截面平均流向速度

Fig.5-8 Mean streamwise velocity at half-draft plane of the platform

图 5-9 展示了半潜式平台在 $U=0.0896\text{m/s}$ 速度工况的四立柱中部截面表面平均压力系数周向分布。由于平台在 45° 来流角工况下以来流速度方向为轴呈对称形式，立柱 2 和立柱 4 具有类似对称的表现形式，因此图中仅展示了立柱 2 的计算结果。

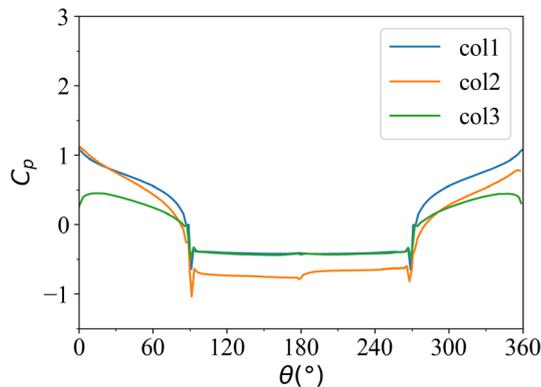


图5-9 上下游及对侧立柱表面压力系数周向分布

Fig.5-9 Pressure distribution around columns

通过观察图 5-9 可以明显的发现半潜式平台多立柱之间的相互干扰作用使得各立柱表面压力系数周向分布形式有所区别。两舷立柱内侧会受到上游立柱尾流场的影响，使得立柱两侧的压力系数并不对称，且尾部负压更低。而下游立柱受上游以及对侧立柱的影响迎流面压力显著低于其他立柱。

5.3.3 流体力系数

对于四立柱半潜式平台，立柱的无量纲的升阻力系数定义如下：

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \quad (5-3)$$

$$C_l = \frac{F_l}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \quad (5-4)$$

其中， F_d 和 F_l 分别是单根立柱受到的阻力和升力， A 为立柱的投影面积。

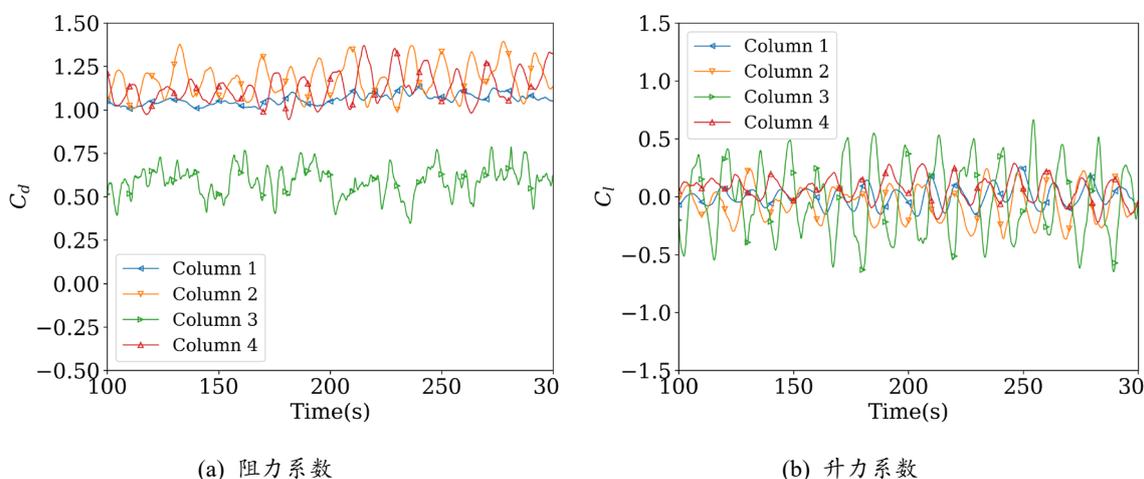


图5-10 不同立柱的阻力和升力系数时历曲线

Fig.5-10 Time histories of drag and lift coefficients for different columns

图 5-10 给出了半潜式平台在来流速度 0.1195 m/s 工况下，各立柱阻力和升力系数的时历曲线。从图 5-10 (a)中可以看出，位于上游的立柱 1 的阻力系数较为稳定，而位于下游的立柱 3 的阻力系数则比立柱 1 小，且受上游立柱泻涡影响，其振荡幅值较大。此外，由于半潜平台相对来流具有左右对称的型式，位于左右两侧的立柱 2 和立柱 4 的阻力系数基本一致，且比上游的立柱 1 稍大。从图 5-10 (b)中可以看出，立柱 1 和立柱 3 的升力系数在 0 附近振荡，且处于下游的立柱 3 受上游立柱脱落漩涡的影响，其振荡幅值大于处于上游的立柱 1。由于上游立柱 1 的存在，使得处于两侧的立柱 2 和立柱 4 前面的流场呈现不对称分布，其升力振荡的均值并不为 0，而是偏向各自的一侧。这可以从图 5-11 和图 5-12 中更直观地看出。

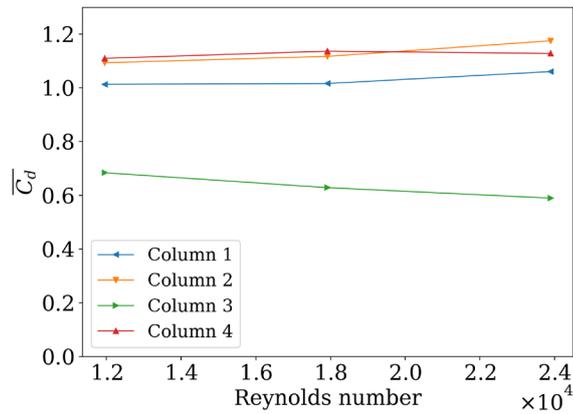


图5-11 各立柱受到的阻力系数平均值

Fig.5-11 Mean drag coefficients on each columns

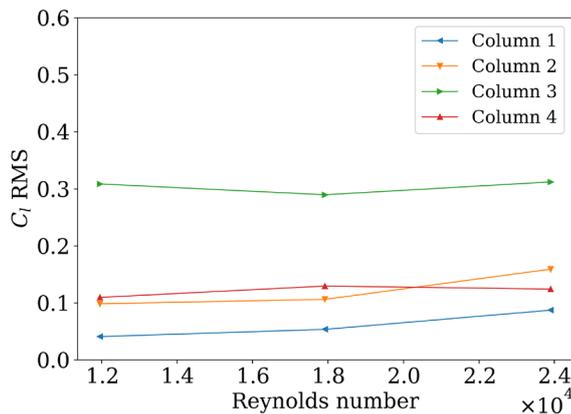


图5-12 各立柱受到的升力系数均方根值

Fig.5-12 Root mean square lift coefficients on each columns

5.3.4 立柱漩涡脱落频率

表 5-3 展示了四立柱漩涡脱落频率与来流速度的变化规律。漩涡脱落频率由立柱升力系数通过傅里叶变换得到。从表中可以看出，半潜式平台多立柱之间的相互干扰并没有影响各个立柱的漩涡脱落频率，四立柱漩涡脱落频率在各速度工况下均保持一致且随来流速度的增大而增大。

表5-3 不同来流速度下的四立柱漩涡脱落频率

Table 5-3 Vortex shedding frequencies of 4 columns at different velocities

来流速度 U (m/s)	漩涡脱落频率 f_n (Hz)			
	col1	col2	col3	col4
0.0598	0.040	0.040	0.040	0.040
0.0896	0.060	0.060	0.060	0.060
0.1195	0.075	0.075	0.075	0.075

5.3.5 流场分析

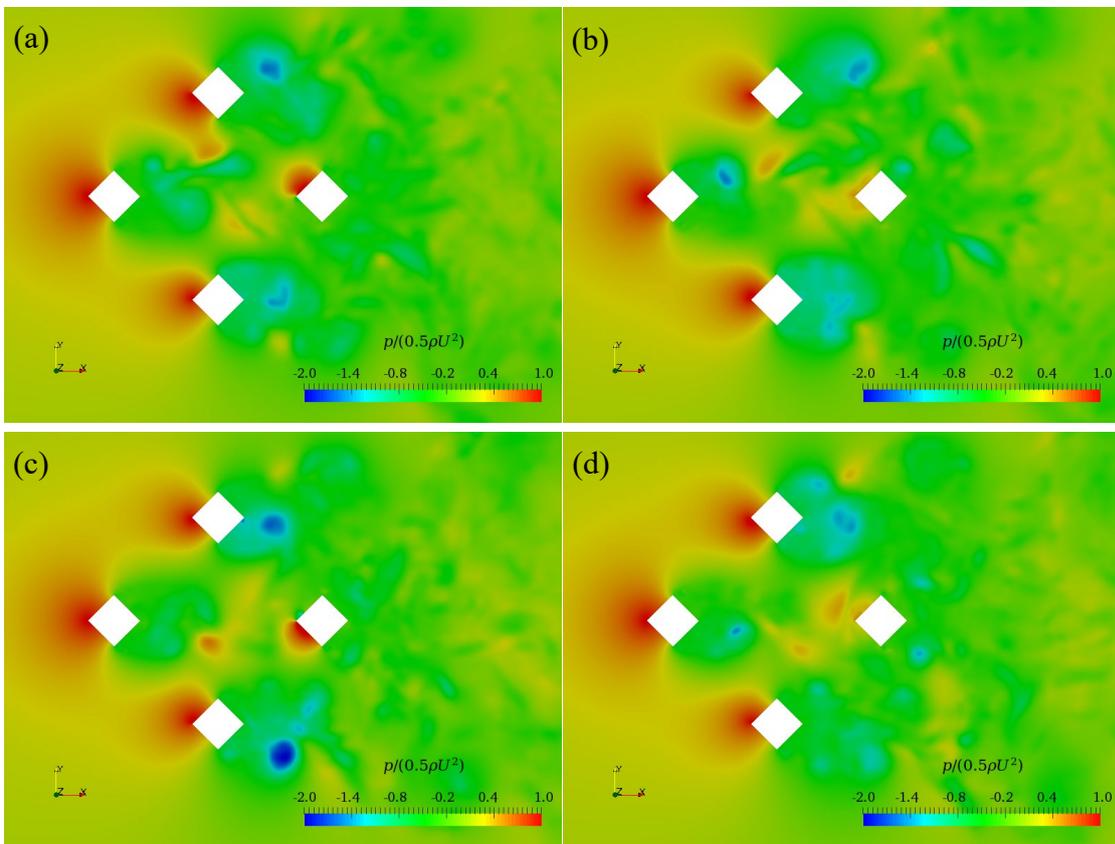


图5-13 一个泻涡周期内在半吃水平面处立柱周围的压力场变化情况，

(a) $t=t_0$ (b) $t=t_0+T/4$ (c) $t=t_0+2T/4$ (d) $t=t_0+3T/4$

Fig.5-13 Pressure distribution around columns at half draft plane in one period,

(a) $t=t_0$ (b) $t=t_0+T/4$ (c) $t=t_0+2T/4$ (d) $t=t_0+3T/4$

图 5-13 所示是半吃水平面上立柱周围的压力场在不同时刻的分布。从图中可以看出，在立柱 1、2 和 4 的迎流面一直存在相对高压的区域，而相比之下，处于下游的立柱 3 的迎流面则是在两侧交替形成高压区，这实际上是由于上游立柱脱落的漩涡破碎后打在立柱 3 的前壁上所致。这也正是立柱 3 具有较小的阻力系数平均值和较大的升力系数均方根值的原因。另一方面，处于上游的立柱 1 泻放的漩涡与处于下游的立柱 3 的剪切层相互作用，这也在一定程度上导致了立柱 3 前壁处出现压力振荡，这可以从图 5-14 中观察得知。

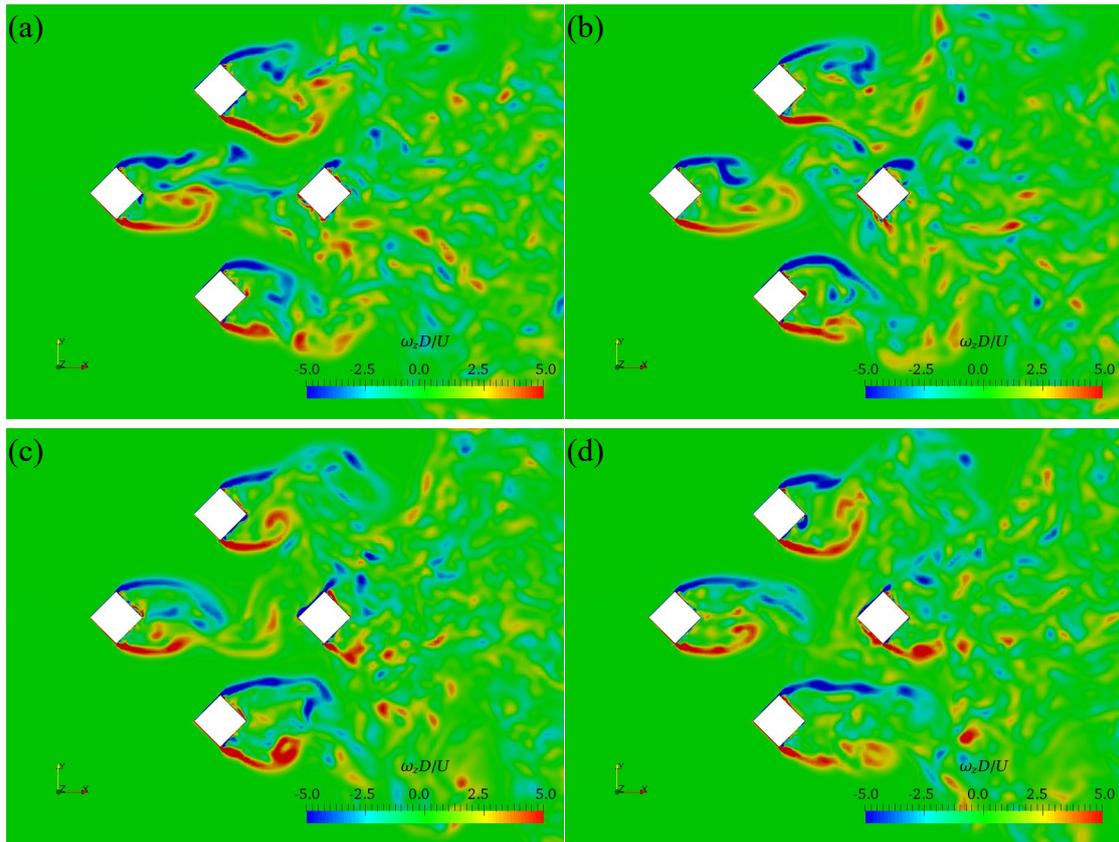


图5-14 一个泻涡周期内半吃水平面处立柱周围的涡量场变化情况，

(a) $t=t_0$ (b) $t=t_0+T/4$ (c) $t=t_0+2T/4$ (d) $t=t_0+3T/4$

Fig.5-14 Non-dimensioned spanwise vorticity around columns at half draft plane in one period,

(a) $t=t_0$ (b) $t=t_0+T/4$ (c) $t=t_0+2T/4$ (d) $t=t_0+3T/4$

图 5-14 给出了在半吃水平面处不同立柱附近的涡流场分布情况。从整体上来看，所有立柱的流动分离均发生在柱体两侧的尖角处，发生流动分离后立即形成了自由剪切层。观察不同立柱，可以发现其剪切层形态存在明显区别。处于上游的立柱 1 剪

切层比较薄，在其后方形成了细长涡结构。而处于两侧的立柱 2 和 4 的剪切层在刚泻放出去时较薄，但在不远的下游处开始翻卷变厚。图中还可以清晰地观察到处于下游地立柱 3 的漩涡脱落情况，受上游立柱尾流影响，立柱 3 的漩涡脱落强度明显不如立柱 1、2 和 4，其尾涡形态不如其他立柱细长。

5.4 四立柱半潜式平台涡激运动特性

5.4.1 计算工况

本节考察了四方柱半潜式平台在 45 度来流角，8 种折合速度工况的涡激运动特性，见表 5-4。本研究中数值模拟设置半潜式平台的自由度限制为流向、横向以及首摇三自由度。

表5-4 四立柱半潜式平台涡激运动计算工况

Table 5-4 Test cases of VIM of platform with square columns

Ur	$U(\text{m/s})$	Re
4.00	0.0453	9060
5.00	0.0566	11320
6.00	0.0679	13580
7.00	0.0792	15840
8.00	0.0905	18100
11.00	0.1245	24900
15.00	0.1697	33940
20.00	0.2263	45260

5.4.2 数值模拟对比验证

在对四立柱半潜式平台的涡激运动特性进行研究之前，先采用已公开发表文献中的数据对求解器进行验证（Li, S. et al., 2018）。这里选取 Waals 等（2007）所做模型试验的工况进行对比。在他们的试验中，半潜式平台采用 1:70 的缩尺比，模型通过弹簧与拖车相连，且用空气轴承对其垂向自由度进行限制，使模型只能做水平面内的三自由度运动（见图 5-15）。

在 Waals 等 (2007) 的文献中并未公开弹簧系统的相关参数, 只给出了平台在静水中横向运动、流向运动及首摇自由衰减周期, 换算到实尺度下分别是 132s、205s 和 49s。Chen 和 Chen (2016) 采用数值方法模拟了同一个平台模型的涡激运动, 本博士论文采用的水平等效刚度与他们文献中所使用的弹簧刚度相同, 分别为 $k_x = 46.99\text{N/m}$, $k_y = 18.44\text{N/m}$ 以及 $k_\theta = 80.79\text{N}\cdot\text{m}$ 。

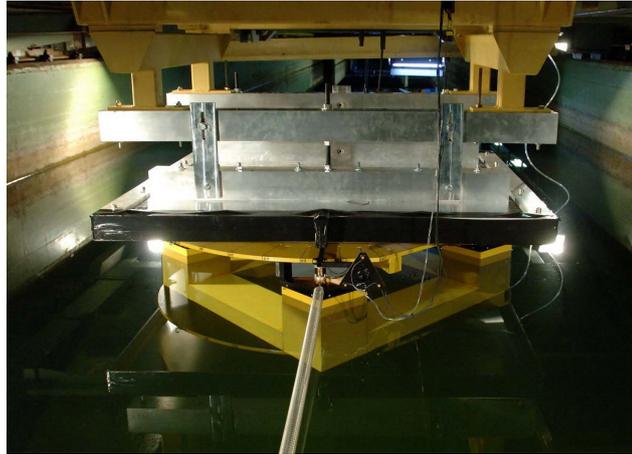


图5-15 模型试验中采用的拖车系统 (Waals, O.J. et al., 2007)

Fig.5-15 Towing carriage system in the model test (Waals, O.J. et al., 2007)

给定 x 、 y 方向的初始速度或 z 方向的初始旋转速度, 让平台在没有来流的情况下做自由衰减运动, 即可得到平台的固有周期。表 5-4 给出了平台的自由衰减试验结果。与 Waals 等 (2007) 的模型试验结果较为接近, 说明数值模拟中所采用的等效弹簧系统能提供正确的回复刚度。而刚度的准确性对接下来的涡激运动数值模拟至关重要。

表5-5 自由衰减试验结果

Table 5-5 Results of free decay tests

固有周期	横向运动 (s)	流向运动 (s)	首摇 (s)
Waals 等	15.77	24.50	5.85
本文	15.78	24.99	6.25

图 5-16 所示为平台在不同折合速度下的无量纲横向运动响应。其中 L 为立柱的投影面积, 这里 $L = \sqrt{2}D$ 。从图中可以看出, 数值模拟得到的横向运动响应与模型试

验结果差别不大。当折合速度位于 6-8 之间时，平台的横向运动响应幅值大幅增加，而在此区间外的横向运动响应幅值很小。图 5-17 所示为平台所受的平均拖曳力系数。从图中可以看到，在折合速度为 4 时，数值模拟得到的平均拖曳力系数比模型试验大，此外，数值模拟并没有准确预报出最大平均拖曳力系数所对应的折合速度。这可能是由于模型试验在低拖曳速度时，弹簧系统的阻尼对平台的整体受力存在较大影响，而数值模拟中没有考虑这一影响所致。从整体来看，平均拖曳力系数表现出与横向运动响应幅值相似的变化规律。在平台进入“锁定”区间后会存在较大的变化，并在此区间形成峰值。而在离开锁定区间后其值大小与前“锁定”区间相差不大。

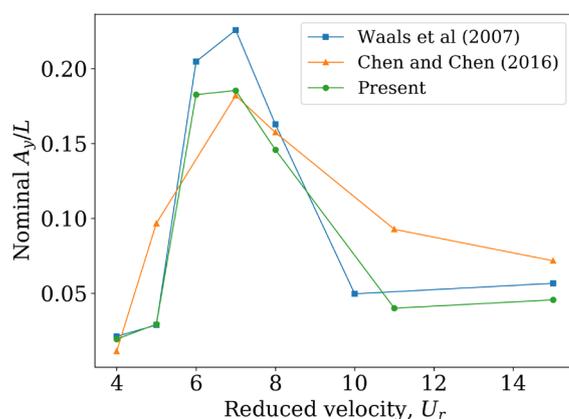


图5-16 半潜式平台的无量纲横向运动响应

Fig.5-16 Nominal transverse motion response for semi-submersible

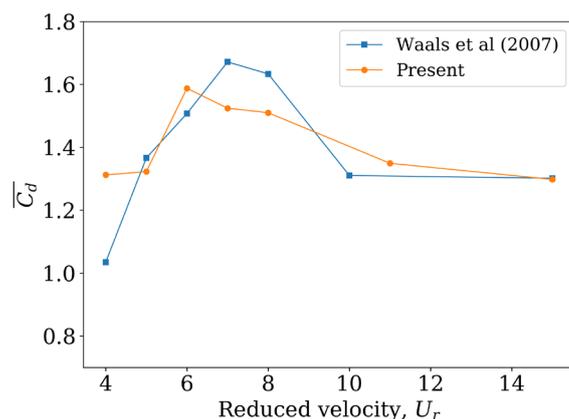


图5-17 平台的平均拖曳力系数

Fig.5-17 Mean drag coefficients at different reduced velocities

5.4.3 运动响应及受力分析

图 5-18 所示为平台在不同折合速度下的无量纲平均流向位置。从图中可以看出，平台的平均流向位置随折合速度的变大而升高。

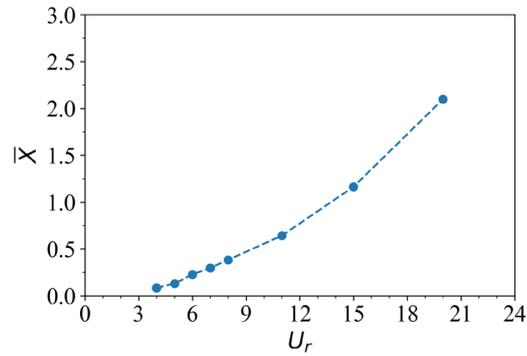


图5-18 半潜式平台的平均流向位置

Fig.5-18 Mean streamwise position

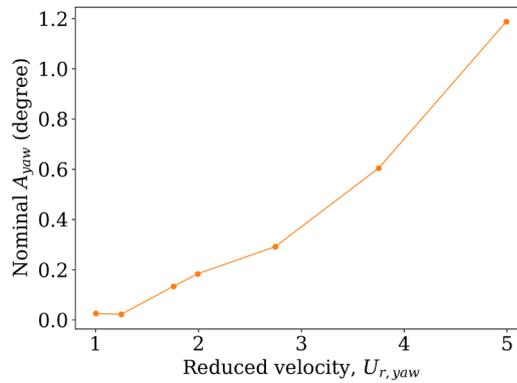


图5-19 半潜式平台的标称首摇响应

Fig.5-19 Nominal yaw amplitudes of semi-submersible

图 5-19 所示是平台的首摇响应随折合速度变化曲线。注意图中横坐标的折合速度是用首摇定义的，即

$$U_{r,yaw} = \frac{UT_{yaw}}{D} \quad (5-5)$$

由于首摇的固有周期较横向和纵向运动固有周期小，因此首摇的固有频率相对较高。图中所示的折合速度还未到达首摇运动的锁定区间，因此首摇的振动幅值会随着折合速度的增加而持续增大。

图 5-20 所示为平台重心在水平面内的运动轨迹。可以看出在前“锁定”区间，平台的横向运动响应较小。进入“锁定”区间后，平台的横向运动响应幅值显著增加，其运动轨迹较为规律，呈圆弧形。而随着折合速度增加，平台离开“锁定”区间，其运动中的非线性因素逐渐增加，平台的横向运动响应减小，而与此同时流向运动响应振荡幅值增加，运动轨迹表现出明显的不规律性。

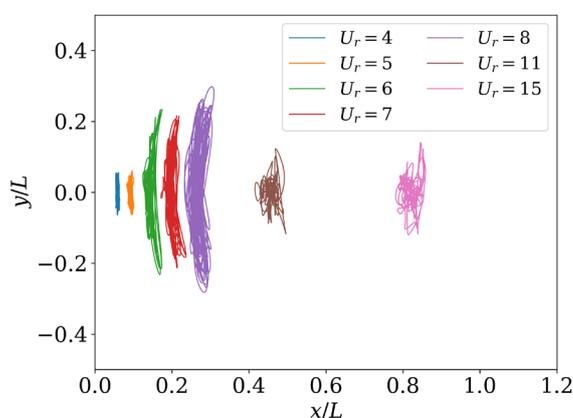


图5-20 平台在水平面内的运动响应轨迹

Fig.5-20 Motion trajectories in the horizontal plane

图 5-21 所示为平台涡激运动横向运动无量纲频率随折合速度的变化曲线。从图中可以看出平台在“锁定”现象发生时的无量纲横向运动频率在 1 附近，因此发生类似共振现象，使得平台的横向运动幅值显著上升。而随着折合速度的进一步上升，横向运动频率脱离横向固有频率并随折合速度的增加而上升。

图 5-22 所示为平台涡激运动升力均方根随折合速度的变化曲线。可以观察到其变化规律与横向位移相类似，在“锁定”区间均有明显上升。而值得注意的是，尽管当折合速度 $U_r=20$ 时的升力均方根大于“锁定”现象发生时，但却没有使得平台的横向运动幅值有明显的升高，究其原因这是由于前文所述的横向运动频率脱离了固有频率导致的。

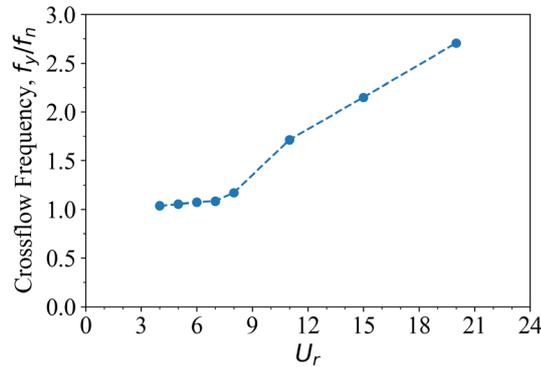


图5-21 无量纲横向运动频率

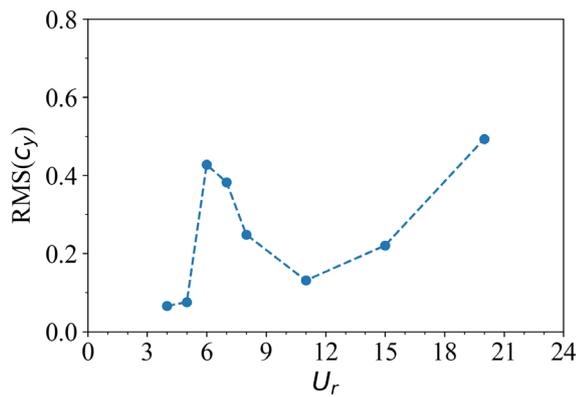
Fig.5-21 f_y/f_n versus reduced velocity at 45° current heading

图5-22 升力均方根

Fig.5-22 RMS of lift versus reduced velocity at 45° current heading

5.4.4 流场分析

图 5-23 所示为折合速度为 5 时，一个完整运动周期内在半吃水平面处的涡量演化情况及对应的无量纲横向运动响应时历曲线。此时平台还未进入“锁定”区域。涡量云图用无量纲的展向涡量 $\omega_z D/U$ 表示。此时平台的横向运动较小，其最大无量纲横向运动响应 A_y/L 只有 0.06。各立柱周围的漩涡脱落情况与固定绕流时类似，其形态呈细长结构。漩涡强度不大，且无明显的周期性。

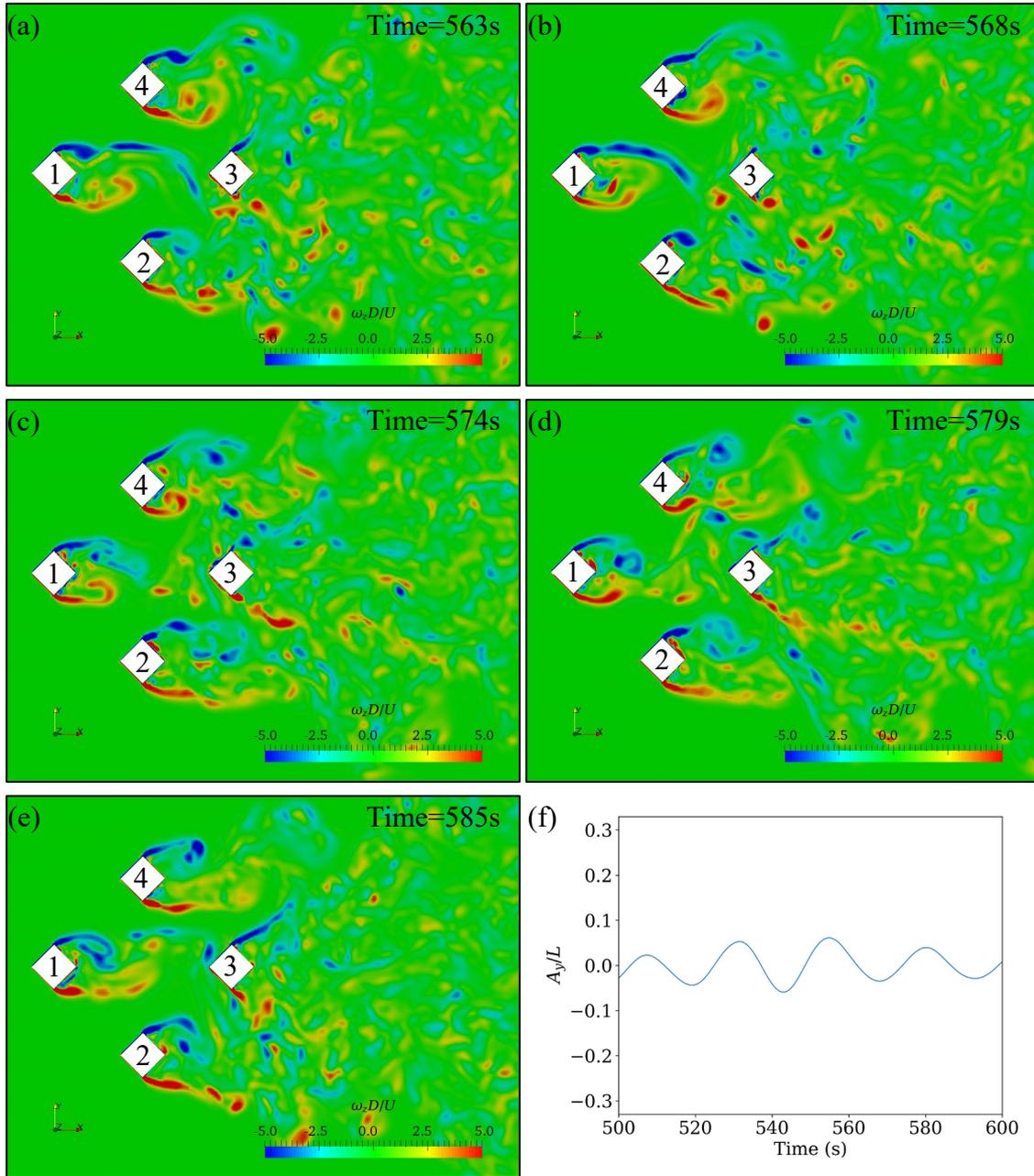


图5-23 折合速度为 5 时一个周期内半吃水平面处的无量纲展向涡量云图(a, b, c, d, e)及对应的无量纲横向运动响应曲线(f)

Fig.5-23 Non-dimensional spanwise vorticity contours at half draft plane at $U_T=5$ (a, b, c, d, e) and the non-dimensional transverse motion response time history (f)

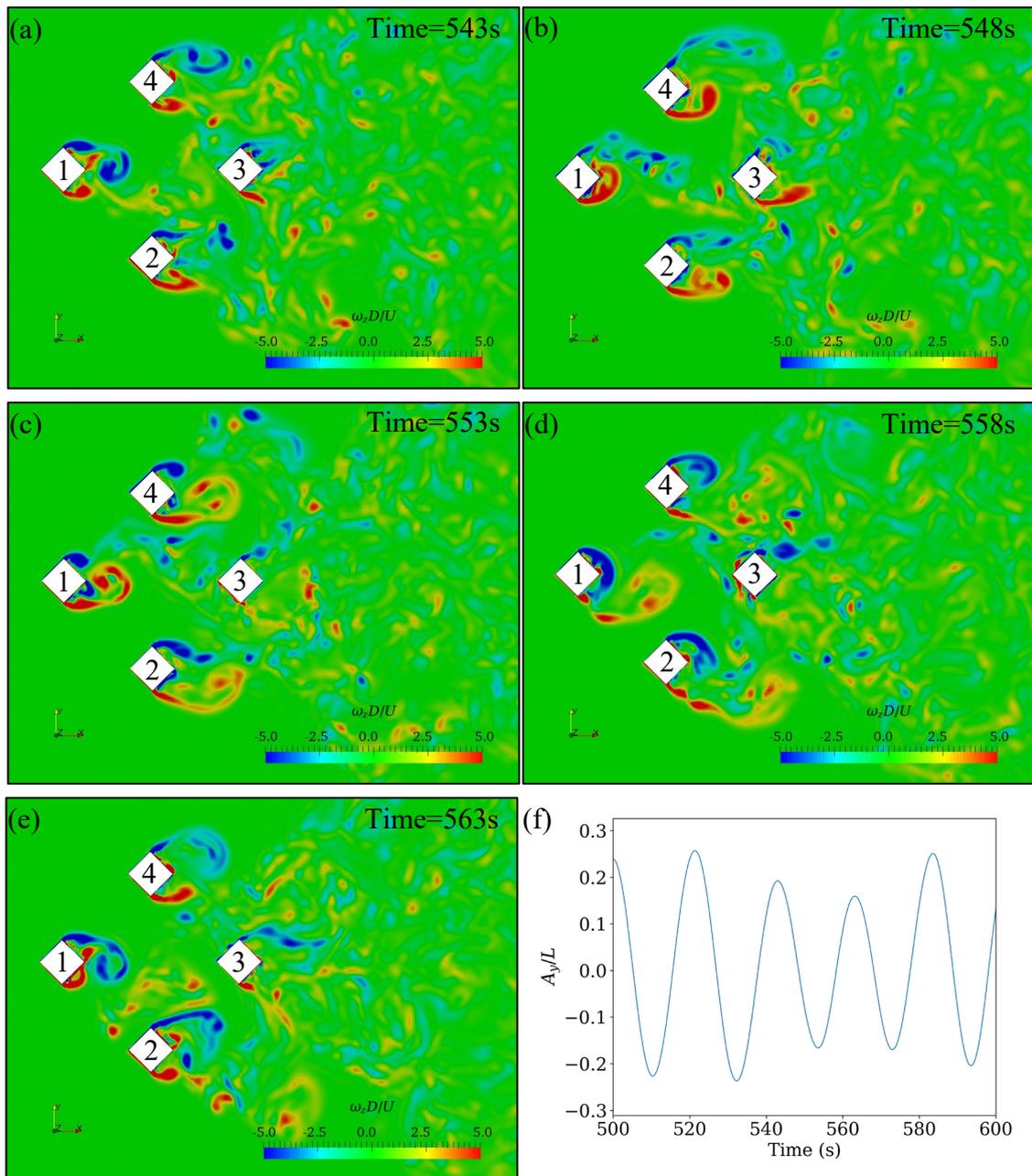


图5-24 折合速度为 8 时一个周期内半吃水平面处的无量纲展向涡量云图(a, b, c, d, e)及对应的无量纲横向运动响应曲线(f)

Fig.5-24 Non-dimensional spanwise vorticity contours at half draft plane at $U_r=8$ (a, b, c, d, e) and the non-dimensional transverse motion response time history (f)

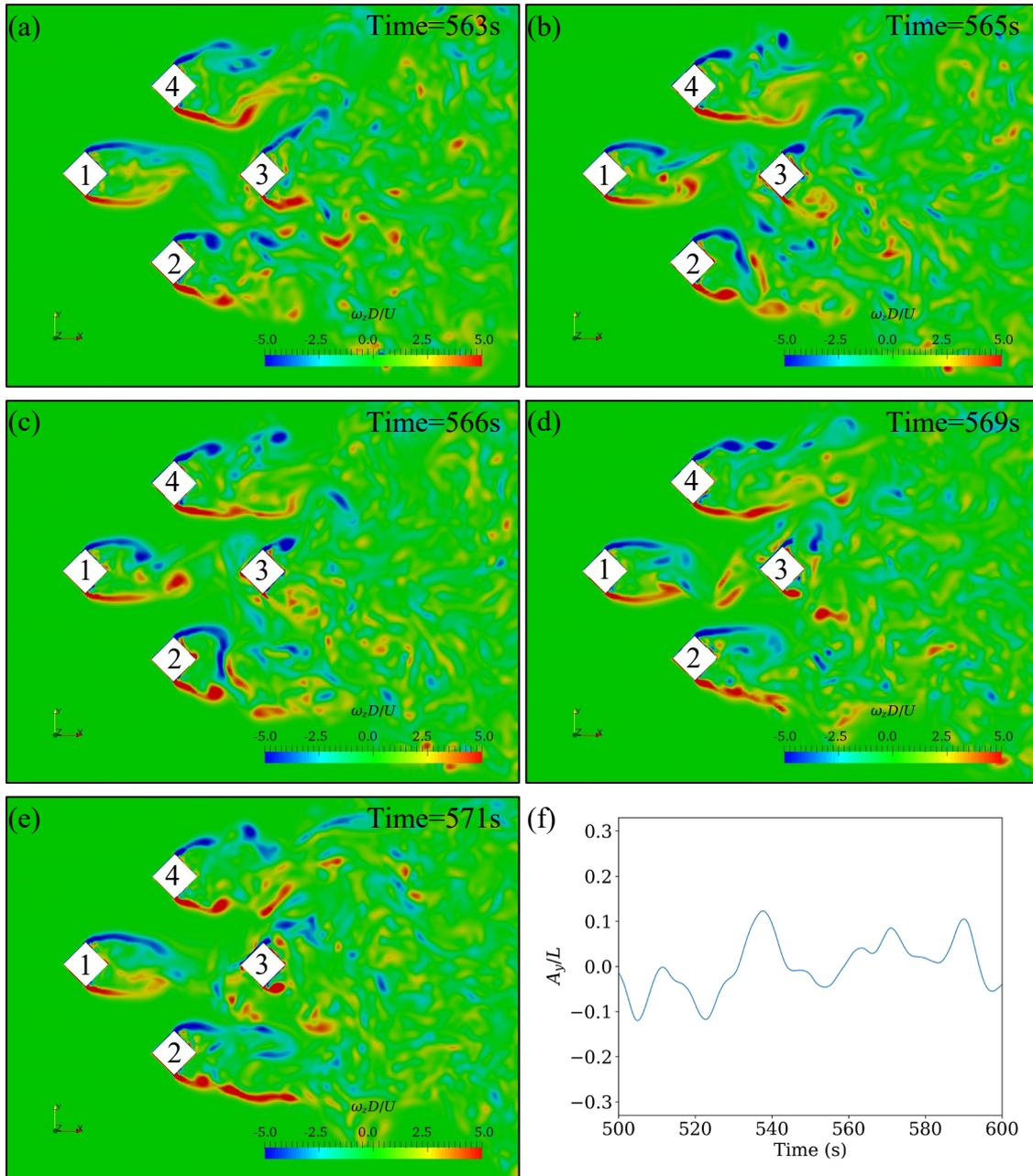


图5-25 折合速度为 15 时一个周期内半吃水平面处的无量纲展向涡量云图(a, b, c, d, e)及对应的无量纲横向运动响应曲线(f)

Fig.5-25 Non-dimensional spanwise vorticity contours at half draft plane at $U_r=15$ (a, b, c, d, e) and the non-dimensional transverse motion response time history (f)

图 5-24 所示为折合速度为 8 时，一个完整运动周期内在半吃水平面处的涡量演化情况及对应的无量纲横向运动响应时历曲线。此时平台已经进入“锁定”区域，最

大无量纲横向运动响应 A_y / L 达到 0.25。在图 5-24(a)所示的开始时刻, 平台处于 y 轴正向最大位移处, 平台开始向 y 轴负向运动。当平台运动到中间平衡位置时, 如图 5-24 (b)所示, 横向运动速度达到最大, 由于边界层分离而在各立柱左舷侧的形成的逆时针漩涡变大。当平台经过平衡位置继续向 y 轴负向运动达到 y 轴负向最大位移处时, 对应图 5-24 (c), 此时上游的立柱 1、2、4 左舷侧的漩涡脱落, 而相对地, 在右舷侧产生了顺时针漩涡, 处于下游的立柱 3 则由于上游立柱泻涡的影响, 无法像上游立柱那样在立柱两侧形成稳定的漩涡结构。

图 5-25 所示为折合速度为 15 时, 一个完整运动周期内在半吃水平面处的涡量演化情况及对应的无量纲横向运动响应时历曲线。此时平台已经离开“锁定”区域, 进入后“锁定”状态。此时平台的横向运动响应开始减小, 出现较为明显的不规律性。立柱的泻涡形态也较为接近前“锁定”区域, 呈细长状。

5.5 本章小结

本章采用 vim-FOAM-SJTU 求解器, 以一座四立柱半潜式平台为研究对象进行数值模拟, 研究了平台在 45 度来流角下的绕流及涡激运动特性。涡激运动研究中考虑了平台系泊系统的各向异性, 更接近真实物理情况。测试了一系列来流速度, 获得了升力系数、阻力系数、平台运动响应幅值等参数, 分析了多个立柱周围的流场形态, 以及流场形态所导致的涡激运动规律特性, 捕捉到了涡激运动的“锁定”现象这一明显特征。

对四立柱半潜式平台的固定绕流研究表明, 不同雷诺数(1.196×10^4 - 2.39×10^4) 来流下的平均阻力系数和升力系数均方根值变化不大。两侧立柱比上游立柱的平均阻力系数要大, 而下游立柱受上游立柱边界层分离后脱落的尾涡流场影响, 其平均阻力系数只有上游立柱的 2/3 左右。受同样原因影响, 下游立柱的升力系数振荡幅值要大于上游立柱, 其升力系数的均方根值接近上游立柱的 3 倍。对压力和涡量场进行分析后发现, 下游立柱前面没有明显的高压区, 且其周围的流场受上游立柱尾涡影响, 漩涡脱落强度较弱, 特征不明显。

对四立柱半潜式平台涡激运动研究表明, 在折合速度为 6-8 时平台的横向运动响应幅值显著增加, 平台进入“锁定”区域。不同于固定平台绕流, 处于“锁定”区域时平台的平均阻力系数也会同横向运动响应幅值一样, 呈现出增加的趋势。在离开“锁定”区域后, 平台的横向运动响应幅值和平均阻力系数均有所回落。分析平台的首摇响应, 发现四立柱平台开始出现首摇运动, 且在未达到首摇“锁定”现象之前,

首摇振荡幅值随折合速度增加而持续增大。进一步分析平台周围的涡量演化过程发现,处于前“锁定”、“锁定”及后“锁定”区域时平台周围的涡涡形态完全不同。处于前“锁定”区域时,从立柱两侧泻放的涡涡呈细长结构。而进入“锁定”区域后,立柱附近的边界层分离后重新附着在后方的壁面上,且不同立柱间出现同步泻涡现象。离开“锁定”区域后,立柱的泻涡形态又变回细长结构,但与前“锁定”区域不同的是,从立柱两侧泻放的涡涡会在较远处的立柱后方翻卷,剪切边界层也会因此增加。

第六章 八立柱半潜式平台绕流及涡激运动特性研究

八立柱半潜式平台是一种新提出的概念设计，它将四立柱半潜式平台的大尺寸立柱分割成两个小的立柱，形成了八立柱型式的设计。八立柱半潜式平台与四立柱半潜式平台相比，其立柱具有更大的长径比，从理论上来说其涡激运动响应幅值要更大。然而八立柱半潜式平台的立柱尺寸比四立柱半潜式平台要小，且八根立柱之间的漩涡脱落干扰比四根立柱要更为复杂，因此其涡激运动特性要更为复杂。

本章利用 vim-FOAM-SJTU 求解器对这种新型的八立柱半潜式平台的整体绕流性能进行分析，研究探讨立柱的升阻力系数、流场之间的相互干扰等方面的绕流机理。并在此基础上，对其涡激运动关键特性开展研究，与模型试验结果对比，并分析漩涡结构脱落模式对涡激运动响应特征的影响，利用频域方法对结果进行分析，研究平台受力与运动响应之间的关系。

6.1 八立柱半潜式平台简介

6.1.1 平台设计背景

由于传统的半潜式平台对波浪的垂向运动响应比较大，因此往往不能在其上安装干树采油系统。干树平台（dry trees platform）的采油树位于平台之上。其优点是海底油井和平台上干式采油树直接通过生产立管垂直相连，同时可在平台上安装钻塔，这样半潜式平台既能钻井也能完井生产，可避免开发远期油田需要调用其他钻井设施而使平台生产中中断的问题。此外，由于采油树位于平台上，使其日常维护和故障修理更为便捷，管理更为简单（刘禹维, 2015）。基于此，国外专家提出各种干采油半潜式平台的概念，八立柱半潜式平台（又称对柱式半潜平台，Paired-Column Semi-Submersible 或 PC Semi）即为其中之一，它是 Houston Offshore Engineering（HOE）公司提出的一种干树采油平台概念。该概念设计的平台包括四个内立柱（Inner column）、四个主要的浮筒（Pontoon）、四个外立柱（Outer column）以及四个链接内外立柱的浮筒（Zou, J., 2008; 曹菡, 邵卫东, 2014）。内立柱不仅是夹板的主要支撑构件，还为整个平台提供浮力和稳性。外立柱也能提供浮力和稳性，与此同时，外立柱还可以起到削减波浪力的作用。这种内外柱的特殊结构设计形式，有效提高了平

台的稳性,降低了平台垂荡响应。此外,这种平台的内外立柱比传统的半潜式平台更细,发生涡激运动时其绝对响应幅值也会小于传统半潜式平台。

6.1.2 已有模型试验数据

图 6-1 是八立柱半潜式平台的示意图 (Antony, A. et al., 2015a)。针对该平台,HOE 公司于 2012 年 5 月首先在加州大学伯克利分校的拖曳水池中做了小缩尺比的模型试验,其缩尺比为 1:160。试验工况考虑了三个不同的来流角度,雷诺数在 15000 到 30000 之间,并考察了不同平台形式及内外立柱间距对涡激运动的影响。随后于 2013 年 5 月到 6 月在荷兰的 MARIN 水池做了更加全面的模型试验,结果从定性上看与小缩尺比模型试验趋势一致。这次试验采用大缩尺比模型 (1:54),研究了 5 个不同来流角度下八立柱半潜式平台的涡激运动响应。

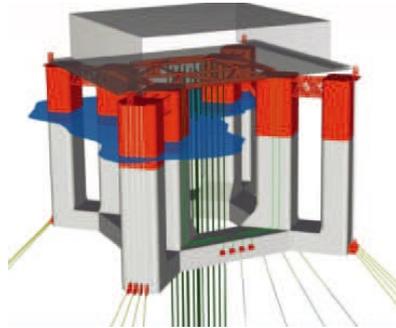
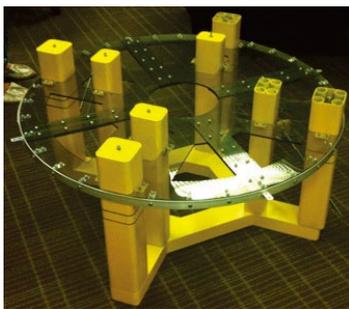


图6-1 八立柱半潜式平台示意图 (Antony, A. et al., 2015a)
Fig.6-1 Schematic of the PC Semi (Antony, A. et al., 2015a)



(a) 小缩尺比模型 (Zou, J. et al., 2013)



(b) 大缩尺比模型 (Zou, J. et al., 2014)

图6-2 不同缩尺比的半潜式平台模型
Fig.6-2 Different scale semi-submersible models

6.2 八立柱半潜式平台绕流特性

6.2.1 平台几何参数

本博士学位论文以缩尺比 1:54 的模型为研究对象。八立柱半潜式平台一共有八个立柱，包括四个内立柱和四个外立柱。内外立柱的截面尺寸有所不同，但均采用倒圆角的矩形设计。平台的详细几何参数见表 6-1。

表6-1 八立柱半潜式平台几何参数

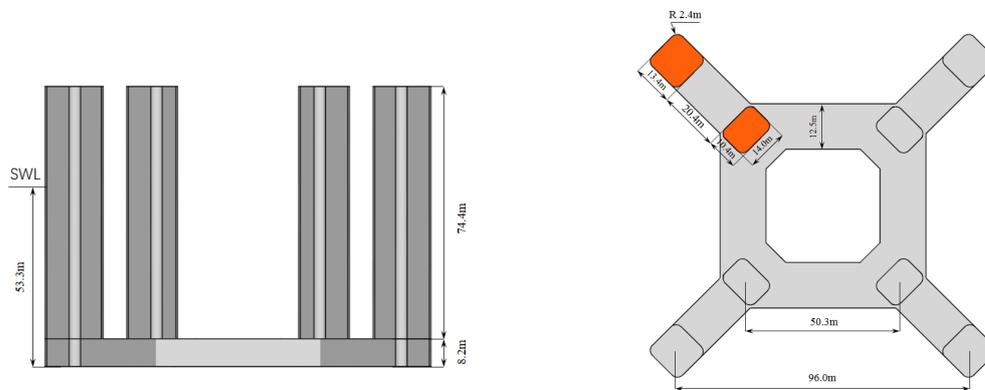
Table 6-1 Geometric parameters of the PC Semi,

名称	符号(单位)	实尺度	模型尺度
型宽	B (m)	113.4	2.1
吃水	T (m)	53.3	0.987
浮筒以上的立柱浸没长度	H (m)	44.6	0.826
外立柱尺寸	$L_{oc} \times W_{oc}$ (m)	13.4×14	0.248×0.259
外立柱特征直径	D (m)	19.4	0.36
内立柱尺寸	$L_{ic} \times W_{ic}$ (m)	10.4×14	0.192×0.259
内立柱特征直径	d (m)	17.4	0.32
外立柱中心间距	S_{oc} (m)	96.0	1.78
内立柱中心间距	S_{ic} (m)	50.3	0.93
浮筒高度	P (m)	8.2	0.16
浮筒宽度	L_p (m)	12.8	0.24

6.2.2 计算模型和网格划分

按照表 6-1 给出的八立柱半潜式平台柱体参数建立三维模型，模型的侧视图和俯视图在图 6-3 中给出。虽然本节研究的是平台固定绕流的水动力特性，但是为了验证求解器中的重叠网格功能，确保后续涡激运动数值研究得以顺利开展，这里采用重叠网格对计算域进行离散。采用两套网格进行重叠网格的组装工作，分别是平台网格和背景网格。这两套网格分别单独生成，最后组装成一组嵌套网格。计算域和边界条件如图 6-4 所示。背景网格的计算域按照以下尺寸划分： $-14D \leq x \leq 28D$ ，

$-11D \leq y \leq 11D$ 和 $-3H \leq z \leq 0$ 。其中 D 是平台外立柱的特征直径， H 是立柱的浸没长度。



(a) 侧视图

(b) 俯视图

图6-3 八立柱半潜式平台的几何模型示意图

Fig.6-3 Geometry of the PC Semi

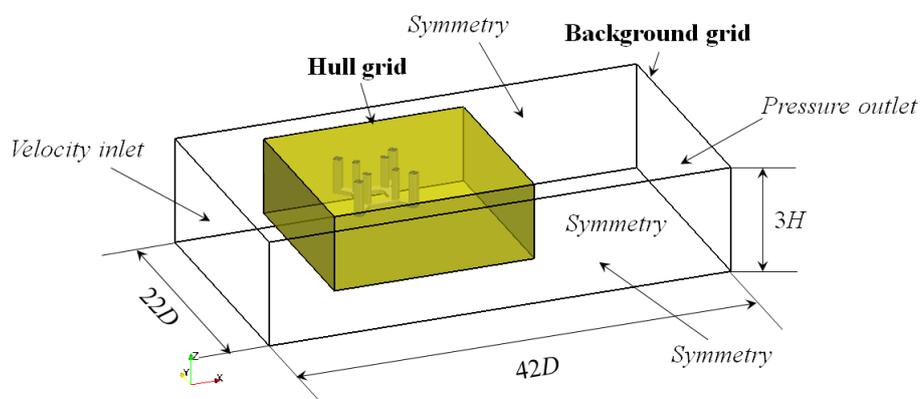


图6-4 计算域及边界条件

Fig.6-4 Computational domain and boundary condition

边界条件的划分如下。在上游的入口边界处 ($x = -14D$)，对速度采用第一类边界条件，压力采用第二类边界条件，即令速度满足 $\mathbf{u}|_{\text{inlet}} = (U_c, 0, 0)$ ，压力满足 $\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}|_{\text{inlet}} = 0$ 。

在下游的出口边界处 ($x = 28D$)，对压力采用第一类边界条件，令其满足 $p|_{\text{outlet}} = 0$ ，对速度采用第二类边界条件，令其满足 $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}}|_{\text{outlet}} = 0$ 。两侧和底部采用对称边界条件。由于傅汝德数较低 (0.1 左右)，因此忽略自由面效应，将计算域顶部也设为对称边界。平台表面设为不可滑移边界，即令速度满足 $\mathbf{u}|_{\text{hull}} = (0, 0, 0)$ ，压力满足 $\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}|_{\text{hull}} = 0$ 。

当前 vim-FOAM-SJTU 求解器中的重叠网格包含两种实现方式：一种是静态重叠网格，另一种是动态重叠网格。在静态重叠网格方法中，由于网格之间没有相对运动，因此重叠网格的单元类型和插值权重系数不随时间而发生改变，DCI 信息只需在程序刚开始运行时计算一次即可，后续不用再更新。而在动态重叠网格中，由于存在网格相对运动，每个时刻的重叠网格单元类型和插值权重系数都需要更新，DCI 信息需要重新计算。这里采用静态重叠网格进行计算。

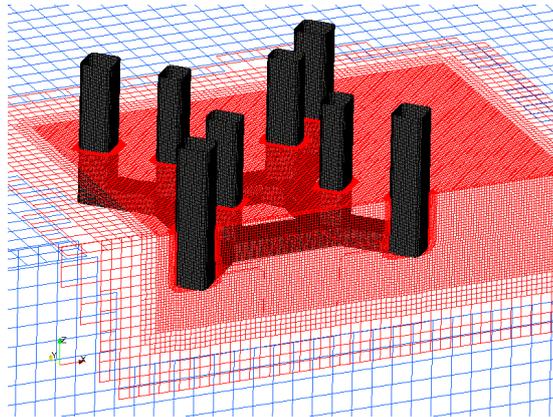


图6-5 0度来流角重叠网格示意图

Fig.6-5 The overset grid distribution for 0 degree current heading

图 6-5 给出了重叠网格示意图，其中蓝色部分代表背景网格，红色部分代表平台网格。背景网格采用统一尺寸，平台网格在平台周围及尾流区域采用笛卡尔切割网格方法进行了不同程度的加密。加密的最高等级为 4 级。在壁面处的边界层网格为 10 层，以此保证边界层内的流动能被正确捕捉。对于所有算例，第一层网格单元中心的无量纲壁面距离均满足 $y^+ < 1$ ，以此保证其在粘性底层内。

湍流采用基于 SST $k-\omega$ 模型的延迟分离涡方法进行模拟 (SST-DDES)。SST-DDES 方法具有较高的空间解析分辨率，因此其离散格式不能过于耗散，否则将抹平小尺度涡结构和时间脉动量。控制方程中的所有项都用二阶精度格式离散。具体来说，时间导数采用二阶精度的后向差分格式，动量方程中的对流项采用混合线性-迎

风格式 (Linear Upwind Stabilized for Transport, LUST), 湍流输运方程中的对流项则采用 TVD 格式。粘性项采用中心差分格式。

6.2.3 网格收敛性验证

在进行数值模拟前, 先进行网格收敛性验证。本研究采用的是由 *snappyHexMesh* 生成的非结构网格, 在非结构网格上进行等比例加密存在一定的困难。这里采用 Shen 等 (Shen, Z., Wan, D., 2013) 提出的非结构网格加密策略。

snappyHexMesh 采用笛卡尔切割方法加密网格, 需要提供一个初始的正交网格作为基础网格, 然后在这套基础网格上用笛卡尔切割方法细分网格, 生成最终网格。基础网格是六面体网格, 可以实现等比例和一致性加密。因此, 加密的第一步就是先在三个方向以 $\sqrt{2}$ 的加密比加密基础网格, 生成三套不同密度的基础网格。第二步, 在生成的基础网格上再运行 *snappyHexMesh*, 细化加密区域的网格以生成最终网格。最终生成的网格大小接近于 $\sqrt{2}$ 的加密比。

具体网格加密步骤如下: 对于背景网格, 由于是正交的等间距网格, 因此直接采用 $\sqrt{2}$ 的加密比进行加密。对于平台网格, 则采用上述方法用 $\sqrt{2}$ 的加密比先加密基础网格, 然后用 *snappyHexMesh* 分别在加密后的基础网格上做单元切割、物面贴合形成最终网格。最终三套网格的单元总数分别为: 104 万、253 万和 625 万。

表6-2 网格收敛性验证结果

Table 6-2 Results of grid convergence test

算例	网格数量			$\overline{F_x} / (\rho U^2) [\text{m}^2]$	$F_y' / (\rho U^2) [\text{m}^2]$
	总网格	背景网格	平台网格		
粗网格	1.04M	0.04M	1.00M	0.970	0.0644
中网格	2.53M	0.10M	2.43M	0.920	0.0303
细网格	6.25M	0.29M	5.96M	0.886	0.0280
模型试验 (Antony, A. et al., 2015b)	-	-	-	0.912(±3.0%)	-

网格收敛性选用的算例为 0 度来流角和 0.272 m/s 来流速度, 所有算例的时间步长都用 0.02 s。表 6-2 列出了网格收敛性验证的结果。这里用平台的升阻力来验证收敛情况, 阻力用的是平均值 $\overline{F_x} / (\rho U^2)$, 升力用的是均方根 $F_y' / (\rho U^2)$ 。粗网格的结

果与试验相差较大，但总体而言，升阻力呈收敛趋势。中网格对主要尺度的涡结构有较好的解析度，与细网格之间的差别不大。考虑计算时间的原因，在接下来的研究中均采用中网格进行计算。

6.2.4 计算结果

在来流角度不同的情况下，由于立柱排列位置不同，其绕流的水动力性能也不同。为此考察两个不同来流角度下的平台绕流特性，两个角度分别是 0 度和 22.5 度。其定义见图 6-6。考察两个不同来流速度，分别是 0.272 m/s 和 0.374 m/s，其所对应的雷诺数分别为 0.86×10^5 和 1.1×10^5 。

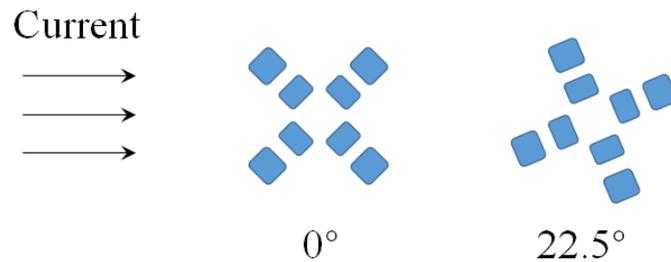


图6-6 来流角度定义

Fig.6-6 Definition for current headings

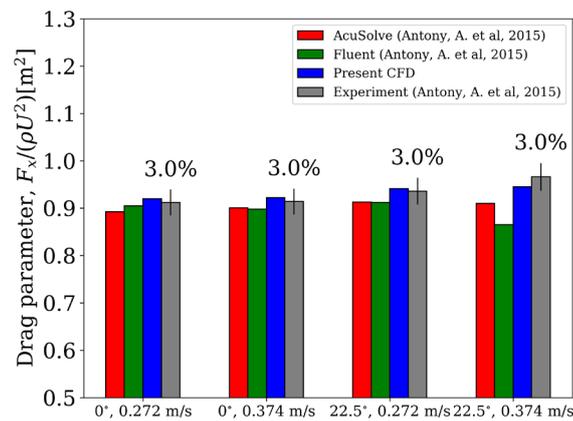


图6-7 本文计算得到的阻力与参考文献（Antony, A. et al., 2015b）比较

Fig.6-7 Comparison of drag between reference (Antony, A. et al., 2015b) and present results

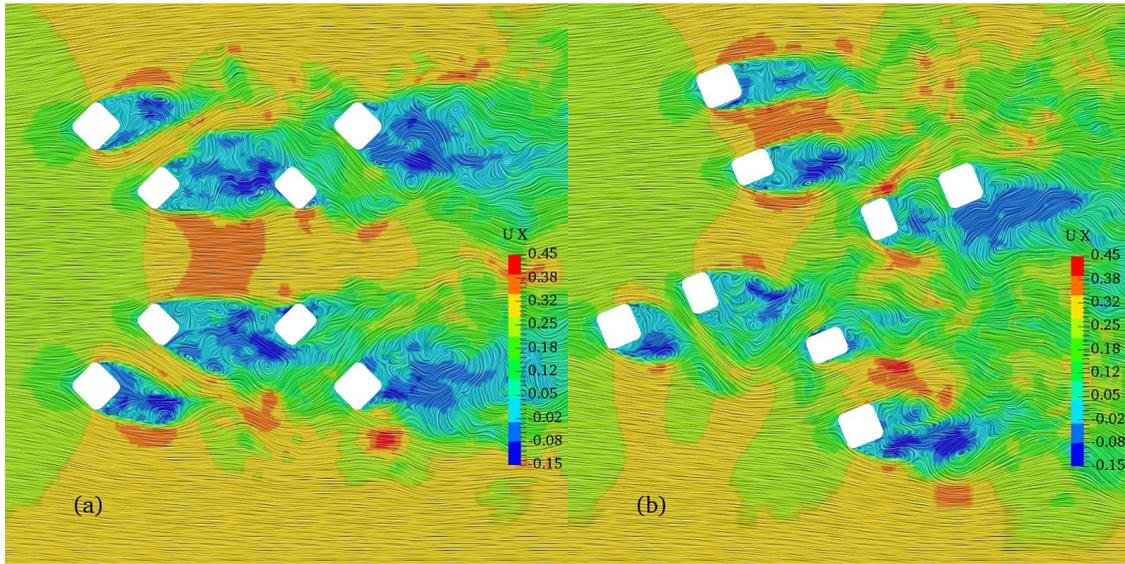


图6-8 $U_c=0.272$ m/s 时半吃水平面 ($z=-H/2$) 上的瞬时流向速度云图及流线分布 (a) 0 度 (b) 22.5 度

Fig.6-8 Instantaneous streamwise velocity contours and streamlines on the half-draft plane ($z=-H/2$) at $U_c=0.272$ m/s with (a) 0 and (b) 22.5 degrees current headings

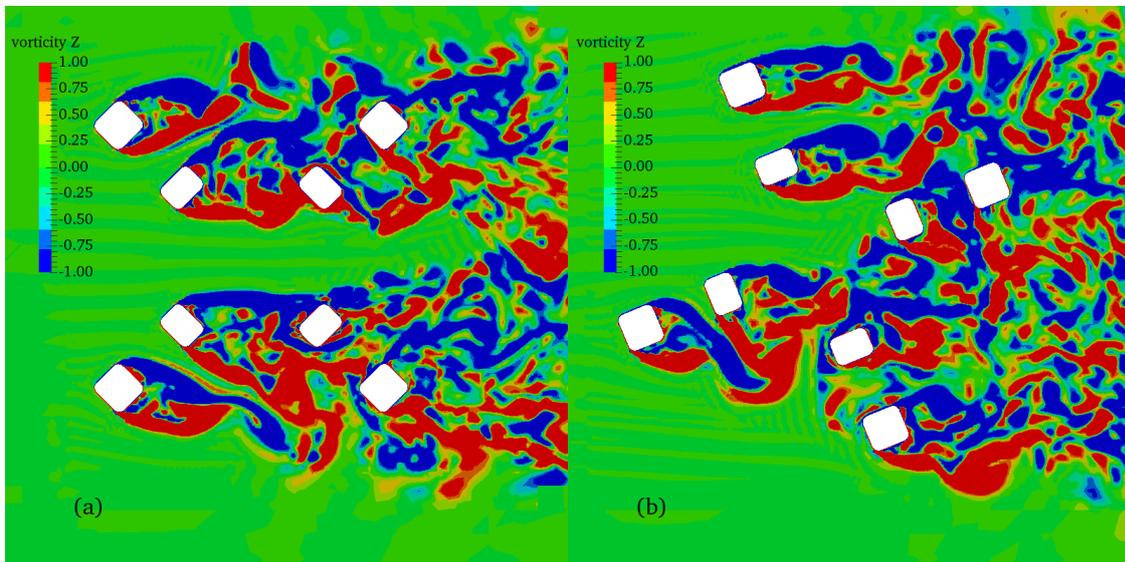


图6-9 $U_c=0.272$ m/s 时半吃水平面 ($z=-H/2$) 上的瞬时涡量云图 (a) 0 度 (b) 22.5 度

Fig.6-9 Instantaneous vorticity contours on the half-draft plane ($z=-H/2$) at $U_c=0.272$ m/s with (a) 0 and (b) 22.5 degrees current headings

图 6-7 给出了平台阻力的对比结果。其中, AcuSolve、Fluent 及试验结果取自 Antony 等 (Antony, A. et al., 2015b) 公开发表的文献。总体来看, CFD 得到的阻力与模型试验吻合较好, 除了在 22.5 度来流角下的 AcuSolve 和 Fluent 计算结果。尤其是在高流速情况下 (0.374 m/s), Fluent 的预报的阻力误差为 4.9%。而本博士论文的计算结果在 22.5 度来流角情况下并没有观察到这一偏差。

图 6-8 是用瞬时流向速度云图和流线图表示的在 $z=-H/2$ 平面上的流场可视化结果, 对应工况 $U_c=0.272$ m/s。可以看出, 在 0 度来流角时, 上游外立柱由于间距较大, 它们之间的流动不存在相互干扰。而上游内立柱之间则由于间距较小, 存在较为明显的加速现象。以左上角的外立柱为例, 该外立柱的尾流区域存在两个回流泡。后方内立柱的存在阻碍了外立柱尾涡的发展, 两个回流泡呈非对称分布形态, 偏向外侧。从流向来看, 上游外立柱对下游外立柱的影响并不大, 而与之相比, 上游内立柱对下游内立柱的影响很大。这是由于内立柱中心间距比 ($L/d=2.89$) 相比外立柱 ($L/D=4.95$) 小, 下游内立柱处于上游内立柱的回流区内, 受其影响较大。下游外立柱的尾涡区域较上游宽得多, 这是由于内外立柱呈 45 度角布置所致。流体流经内外立柱后向中纵面上靠拢, 使外柱的尾涡区域呈发散形态。而对于 22.5 度来流角, 错位排列的立柱削弱了部分立柱间的相互干扰作用, 立柱的尾涡不如 0 度来流角那么明显。与 0 度来流角相同, 下游外柱的尾涡也呈发散形态。

图 6-9 展示了同一个水平面内的涡量云图。在 0 度来流角情况下, 对于上游立柱而言, 流动分离总是发生在倒圆角附近。从图中可以更为明显地观察到下游立柱地尾涡发散情况。此外, 上游内外立柱尾涡呈不同形态, 外立柱尾涡呈收缩形态, 而内立柱尾涡呈发散形态。这是由内外立柱的排列形式所致。在 22.5 度来流角时, 左上角的内外立柱错开排列, 其尾涡形态较为正常。而左下角的内外立柱则呈 22.5 度攻角排列, 内立柱的尾涡较 0 度来流角时更为发散。总体而言, 上游立柱脱落的漩涡会在发展过程中出现破碎, 随后碰撞到下游立柱上, 并与下游立柱脱落的漩涡在其尾涡区域相互作用, 形成更为细碎的漩涡结构。

图 6-10 展示了平台表面的瞬时压力分布, 图片的视角为从来流方向看去。在 0 度来流角时, 立柱表面的高压区正好出现在倒圆角附近, 且呈对称形态分布。而在 22.5 度来流角时, 高压区主要分布在立柱的迎流这一面上, 同时由于立柱的错开排列, 下游的部分立柱上也出现了高压区。这个高度一致的立柱受力将会使得平台在涡激运动中产生非常规律的运动响应。

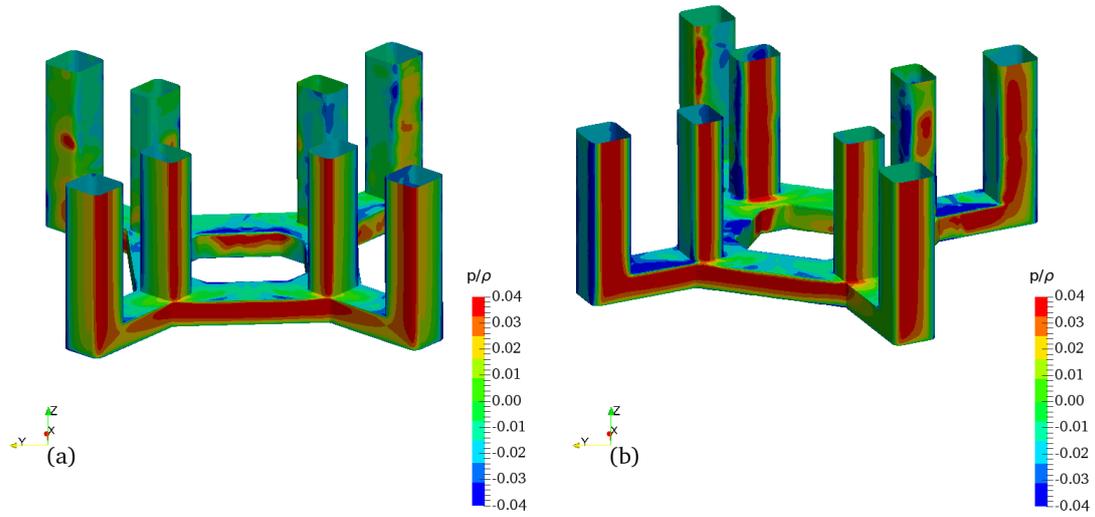


图6-10 $U_c=0.272$ m/s 时平台表面的瞬时压力分布 (a) 0 度 (b) 22.5 度

Fig.6-10 Instantaneous pressure contour on the hull surface at $U_c=0.272$ m/s with (a) 0 and (b) 22.5 degrees current headings

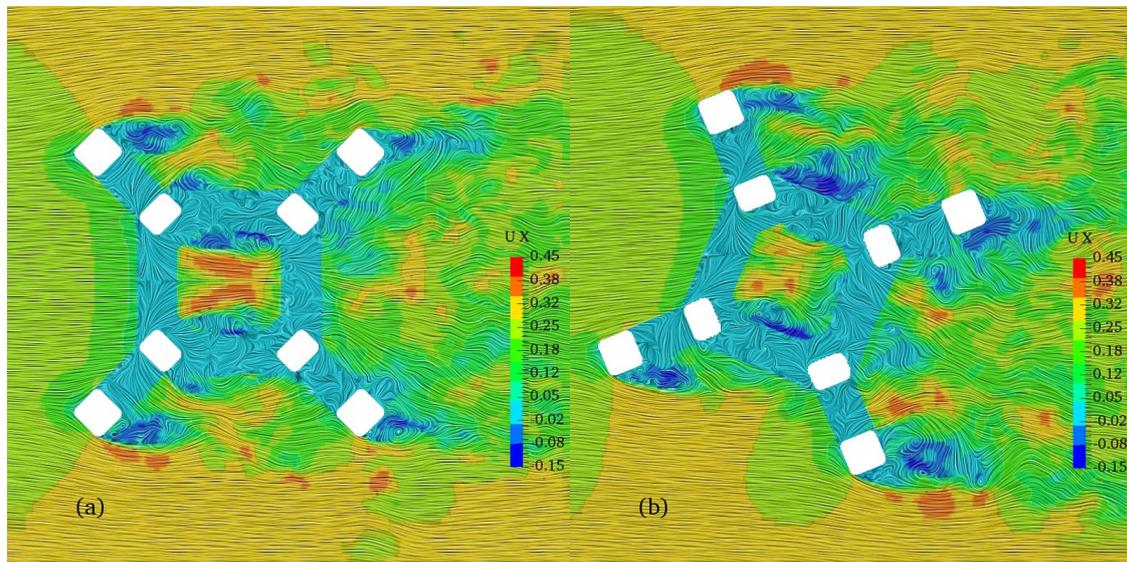


图6-11 $U_c=0.272$ m/s 时在靠近浮筒的水平面上的瞬时流向速度云图和流线图 (a) 0 度 (b) 22.5 度

Fig.6-11 Instantaneous streamwise velocity contours and streamlines on the plane above pontoon at $U_c=0.272$ m/s with (a) 0 and (b) 22.5 degrees current headings

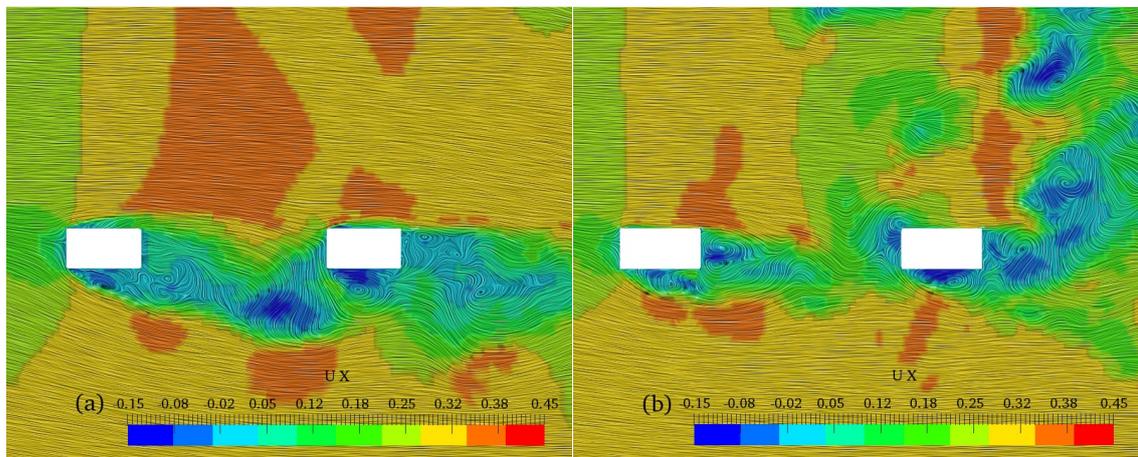


图6-12 $U_c=0.272$ m/s 时纵剖面($y=0$)上的瞬时流向速度云图和流线图 (a) 0度 (b) 22.5度
 Fig.6-12 Instantaneous streamwise velocity contours and streamlines on the longitudinal section ($y=0$) at $U_c=0.272$ m/s with (a) 0 and (b) 22.5 degrees current headings

图 6-11 给出了近浮筒处上方的水平面内的瞬时流向速度云图和流线图。对比图 6-8 可以发现，由于浮筒的存在，浮筒上方的流向速度由于靠近浮筒壁面的原因相对其他区域减小到接近零。观察上游立柱的尾流区域，发现内立柱后方看不到明显的尾涡结构。对上游外立柱而言，由于其外侧不存在浮筒，因此尾涡结构较为明显，而内侧由于受浮筒的影响泻涡被明显抑制。这说明浮筒的存在会破坏流体在立柱垂向方向的泻涡一致性，对涡激运动可能产生抑制效果。

图 6-12 展示了纵剖面上的瞬时流向速度云图和流线图。从图中可以看出受立柱中间高速区域的影响，浮筒在上侧尖角处发生流动分离后流体几乎附着在浮筒表面，其泻涡被抑制，而下侧在尖角处发生流动分离后呈自由剪切流动形态，整个浮筒的尾流区呈现上下不对称的泻涡形态。

6.3 八立柱半潜式平台自由衰减计算

6.3.1 系泊系统模拟

对涡激运动的模型试验通常在拖曳水池中进行，一般的做法是将按一定比例缩放后的模型置于拖车上，用弹簧系统将模型与拖车相连。系泊系统由简化的弹簧系统构成，其布置形式通常有两种：一种是水平等效弹簧系统，一种是垂直弹簧系统。

表6-3 模型尺度下的平台质量和弹簧系统主要参数

Table 6-3 Main parameters for mass and stiffness system at model scale

名称	大小	单位
质量	490.2	kg
惯性半径	0.77593	m
水平等效刚度	173.98	N/m
旋转等效刚度	5.23	Nm/deg
横向运动固有周期	15.45	s
首摇固有周期	9.32	s

Antony 等 (Antony, A. et al., 2015b) 在 MARIN 水池进行的试验采用的是垂直弹簧系统。该系统利用光滑平面来限制平台的垂荡、横摇和纵摇运动自由度,使其只能在水平面内做横荡、纵荡和首摇运动,见图 6-13。光滑平面和八立柱半潜式平台模型之间用空气轴承 (air-bearing) 连接,空气轴承可以实现平台在水平面内的无摩擦滑动。图 6-14 所示为模型试验中的垂直弹簧系统,包含两根垂直的弹簧,可以提供水平面内的平动回复力和旋转回复力矩。弹簧系统的相关参数见表 6-3。

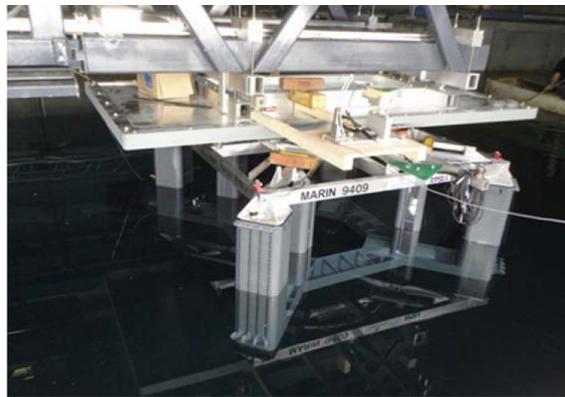


图6-13 八立柱半潜式平台涡激运动模型试验设置 (Antony, A. et al., 2015b)

Fig.6-13 VIM model test setup for PC Semi (Antony, A. et al., 2015b)

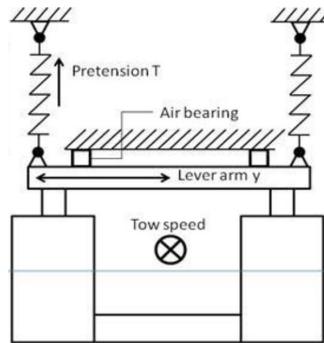


图6-14 涡激运动模型试验系泊系统设置 (Antony, A. et al., 2015b)

Fig.6-14 Mooring setup in VIM model test for PC Semi (Antony, A. et al., 2015b)

由于涡激运动中无量纲的折合速度 U_r 是由来流速度 U 、平台在静水中的横荡固有周期 T_n (及首摇固有周期 T_{yaw})、以及平台立柱的特征直径 (Characteristic Diameter) D 定义的, 为了使数值模拟与模型试验的结果对比有意义, 需要保证数值模拟和模型试验的上面三个参数定义一致。其中, 立柱特征直径采用与模型试验相同的定义, 使用外立柱的对角线长度, 如图 6-15 所示。实尺度下外立柱的界面形状尺寸为 $14.0\text{ m} \times 13.4\text{ m}$, 因此其对角线长度为 19.4 m 。按照 $1:54$ 的缩尺比缩放后, 立柱的特征直径为 $D = 0.36\text{ m}$ 。注意立柱的迎流投影面积会随来流角度变化而变化, 但是在 Antony 等的模型试验中, 对不同的来流角度都取同一个值, 为了与模型试验一致, 本博士论文也对所有来流角度取同一特征直径 $D = 0.36\text{ m}$ 来定义折合速度。

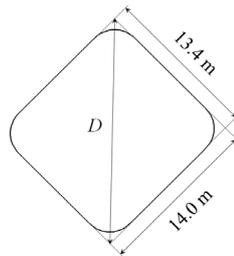


图6-15 实尺度下外立柱的特征直径

Fig.6-15 Characteristic diameter of outer column at full scale

固有周期 T_n 和 T_{yaw} 与系泊系统提供的等效刚度有直接关系。将平台和弹簧组成的整个系统视为弹簧质量系统, 其横荡和首摇固有周期可以表示为

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{m + m_a}{K}} \quad (6-1)$$

$$T_{yaw} = 2\pi \sqrt{\frac{J + J_a}{K_{yaw}}} \quad (6-2)$$

其中 K 和 K_{yaw} 为有效平移刚度和有效扭转(旋转)刚度。 m 和 J 分别为平台的质量和惯性矩， m_a 和 J_a 为平台在水中的附加质量和附加惯性矩。

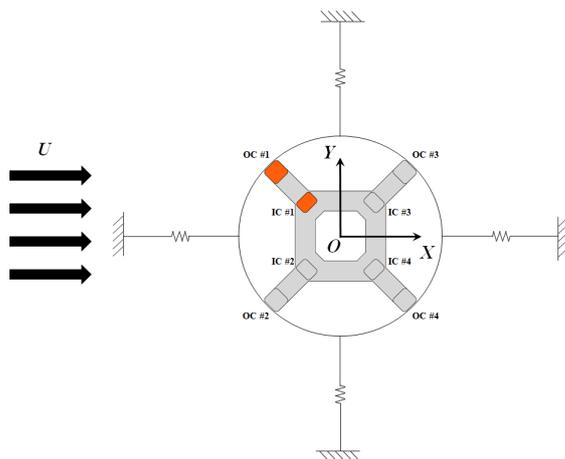


图6-16 数值模拟中使用的等效弹簧系统

Fig.6-16 Equivalent spring system been used in CFD simulations

本博士论文研究采用能够考虑弹簧系统随位移非线性刚度变化的方法模拟系泊系统。如图 6-16 所示，在平台周围放置一个虚拟环，该环固定于平台上，随平台一起运动。环上连着四根带有预张力的弹簧，弹簧的另一端为固定的锚泊点。四根弹簧呈 90 度分布在圆环周围，其刚度和预张力等均保持一致，这样的弹簧系统可以在水平面内提供各向同性的等效刚度。在数值模拟过程中，位于圆环上的导缆孔随着平台一起运动，锚泊点则在惯性坐标系中固定不动。

6.3.2 静态位移和自由衰减试验

为了再现涡激运动中不同折合速度下的运动响应特性，系泊系统的设置以及其提供的等效刚度至关重要。因此有必要在进行涡激运动的数值模拟研究前，先确定其所采用的弹簧系统的等效刚度。静态位移试验是最简单也最快捷的确定弹簧系统刚度的方法，这种方法不需要提供平台的几何参数和物理参数，不要求解流场，只需要提供弹簧系统的布置及物理参数即可。

由于整个平台的运动被限制在水平面内，因此弹簧系统可采用二维模型进行简化。将弹簧视为二维水平面内的线性弹簧模型，假设单根弹簧的弹簧刚度为 k ，处于预张紧状态下的预张力为 T_0 ，弹簧的系泊点 F (Fairlead) 和锚泊点 A (Anchor) 的坐标分别为 $\mathbf{x}_F = (x_F, y_F)$ 和 $\mathbf{x}_A = (x_A, y_A)$ 。显然，松弛状态下的弹簧系泊点的坐标 \mathbf{x}_F^0 满足以下关系

$$\mathbf{x}_F^0 = \mathbf{x}_F - \frac{(\mathbf{x}_F - \mathbf{x}_A) T_0}{|\mathbf{x}_F - \mathbf{x}_A| k} \quad (6-3)$$

若系泊点移动 $\Delta \mathbf{x}$ 到新的位置，则新的系泊点坐标变为

$$\mathbf{x}_F^n = \mathbf{x}_F^0 + \Delta \mathbf{x} \quad (6-4)$$

此时该弹簧提供的回复力为

$$\mathbf{F}_{spring} = -k \cdot (\mathbf{x}_F^n - \mathbf{x}_A) \quad (6-5)$$

回复力矩为

$$\mathbf{M}_{spring} = \mathbf{L}_{spring} \times \mathbf{F}_{spring} \quad (6-6)$$

其中， \mathbf{L}_{spring} 为弹簧的力臂。整个弹簧系统提供的回复力和回复力矩为所有弹簧的加和。

考虑水平等效刚度，将图 6-16 中的圆环往+Y 方向移动 Δy ，则式(6-4)中的 $\Delta \mathbf{x} = (0, \Delta y)$ 。最终可得到整个弹簧系统提供的回复力 $F_{\Delta y}$ ，则系统的水平等效刚度可表示为 $F_{\Delta y} / \Delta y$ 。首摇的旋转等效刚度可采用类似的计算方法得到，将圆环旋转 $\Delta \theta$ ，按照公式(6-6)计算得到的回复力矩为 $M_{\Delta \theta}$ ，则系统的旋转等效刚度可以表示为 $M_{\Delta \theta} / \Delta \theta$ 。经过多次试验，最终需要保证上述得到的水平等效刚度和旋转等效刚度与表 6-3 中模型试验给出的值一致才可进行下一步工作。

在进行静态位移试验，确定弹簧系统的等效刚度后，还需要进行自由衰减试验，进一步确定固有周期与模型试验保持一致。自由衰减同时可以验证平台在水中的附加质量被正确计算。

与静态位移试验不同，为了模拟平台自由衰减的整个过程，需要将平台运动及整体流场考虑进来，因此需要先确定计算域大小。如图 6-17 所示，这里采用的计算域大小为 $7B \times 4B \times 3.5T$ (长×宽×高)。其中， B 为平台的型宽， T 为平台的吃水。在目前已公开发表的采用数值方法研究半潜式平台涡激运动的文献中，不同的研究人员采用了不同大小的计算域。如 Kim 等 (Kim, J.-W. et al., 2011) 采用大小为 $14B \times 12B \times 4.5T$ 的计算域研究了一座半潜式平台的涡激运动响应。Tan 等 (Tan, J.H.C.

et al., 2013) 在研究多柱式半潜平台涡激运动响应时将计算域大小设为 $27B \times 18B \times 6T$ 。Liu 等 (Liu, M. et al., 2017c) 在她们的研究中采用了大小为 $18B \times 12B \times 6T$ 的计算域。与这些研究相比, 采用较小计算域也是可行的, 如 Lee 等 (Lee, S.-K. et al., 2014) 在用研究一座深吃水半潜式平台涡激运动时, 分别采用了 $6B \times 4.5B \times 2.8T$ 和 $5B \times 4B \times 2.2T$ 的计算域尺寸, Liang 和 Tao (Liang, Y., Tao, L., 2017) 在研究深吃水半潜式平台的漩涡脱落特性时采用的计算域大小为 $9B \times 6B \times 3T$ 。因此有理由相信, 当前计算域的大小足够消除两侧、尾部和底部的壁面效应。

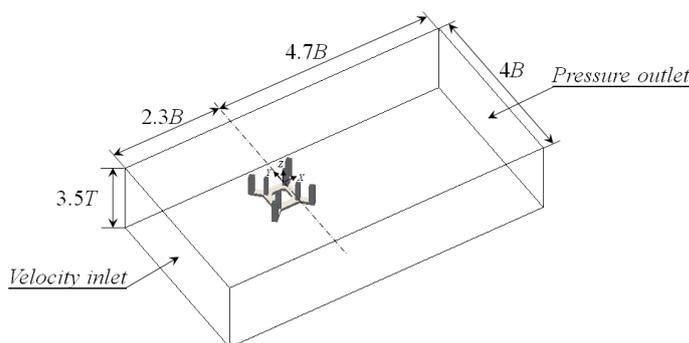


图6-17 八立柱半潜式平台的计算域

Fig.6-17 Computational domain for PC-Semi

在确定计算域大小后, 需要对该计算域进行网格划分离散计算域。本博士论文的自由衰减数值试验使用重叠网格。计算时采用的重叠网格为多块非结构化重叠网格, 包括两块相互独立的网格: 背景网格和平台网格。这两块网格相互独立生成, 然后组装成一整块嵌套网格。背景网格采用均一尺寸的正六面体网格, 其网格尺寸为 s_b 。平台网格采用笛卡尔非结构切割单元法生成网格, 该方法在初始的六面体网格基础上, 以八叉树形式加密关键区域网格。用来进行单元切割的平台初始网格尺寸与背景网格保持一致, 也为 s_b 。这是为了防止在重叠网格的寻点过程中出现孤点单元而使计算不稳定。近壁区域和尾流区域都进行了不同程度的网格加密, 在关键区域采用了高达四层的八叉树形式加密, 以便在关键区域精确捕捉边界层分离和尾涡结构。在立柱和浮筒表面采用了 10 层边界层网格来模拟边界层内的流动发展。对于所有工况, 近壁面处的第一层网格单元中心高度均满足 $y^+ < 1$, 以保证其落在边界层的粘性底层内。图 6-18(a)给出了计算用的重叠网格及关键区域加密, 图 6-18(b)为半潜式平台的表面网格。

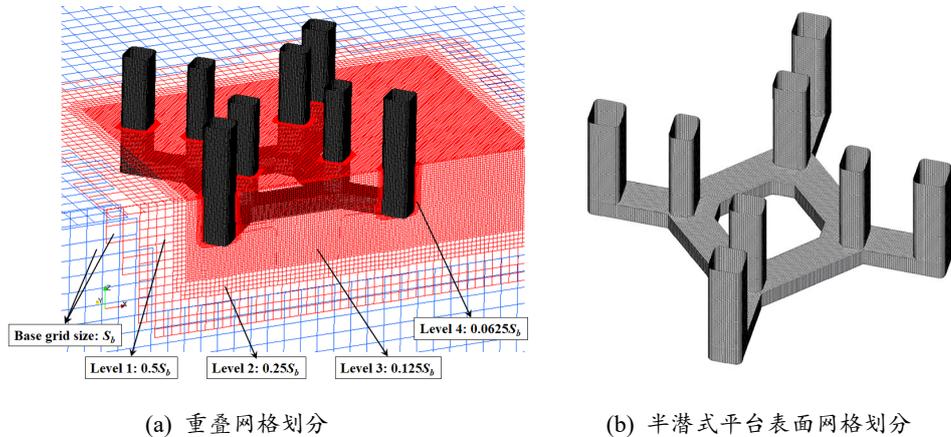


图6-18 八立柱半潜式平台的计算网格

Fig.6-18 Computational mesh for PC-Semi

由于分离涡方法采用与网格同量级的分辨尺度来捕捉细小的涡结构，这要求有限体积控制方程采用的离散格式不能是迎风格式等低精度、高数值耗散的数值格式。在本博士论文的研究中，动量方程和湍流输运方程中的时间项采用二阶精度的后向差分离散，动量方程中的对流项采用二阶精度的混合线性-迎风格式（Linear-Upwind Stabilized Transport, LUST）离散，湍流输运方程中的对流项则采用二阶精度的 TVD（Total Variation Diminishing）格式离散。

自由衰减数值试验采用对平台施加初始位移或初始速度的方式进行，本博士论文采用第二种方式。在来流速度为零的情况下，对平台做横向自由衰减数值试验，具体步骤如下：对平台施加一个横向方向的初始速度，使其在横向方向上做往复的自由衰减运动，记录平台的横向运动时历曲线并对其做傅里叶频谱分析，以此得到平台的横向运动固有周期。首摇自由衰减数值试验与横向自由衰减试验类似，所不同的是对平台施加的为平台首摇运动的初始速度，让平台在无来流的情况下做旋转自由衰减，记录平台的首摇运动时历曲线并做傅里叶频谱分析，得到平台的首摇运动固有周期。

自由衰减数值试验的边界条件设置如下：上游的入口边界采用速度入口，即速度设为来流速度，压力设为法向零梯度；下游的出口边界采用压力出口，即压力设为零，速度设为法向零梯度；物面采用不可滑移边界，即压力设为法向零梯度，速度设为与物体边界速度相同；两侧和底部采用对称边界；忽略自由面效应，顶部也采用对称边界。

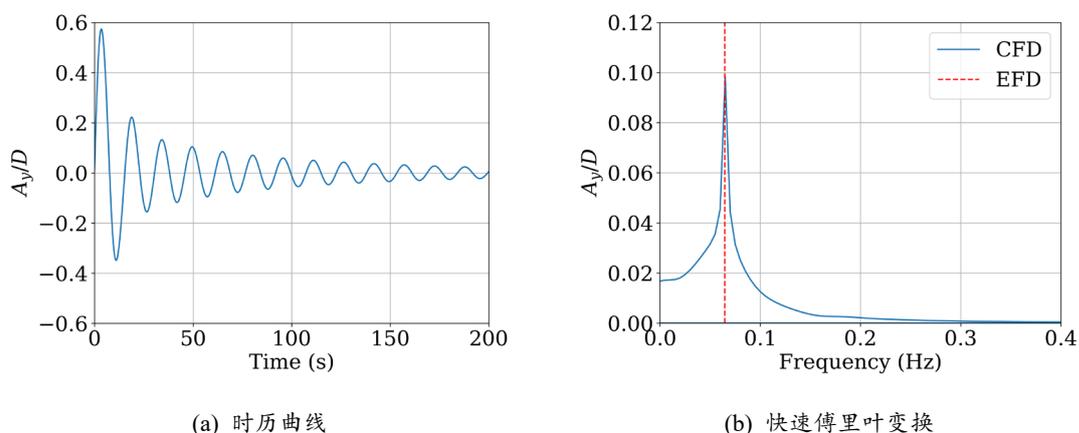


图6-19 横向自由衰减试验中的横向运动时历曲线和频谱分析

Fig.6-19 Time history and spectral analysis of transverse decay test

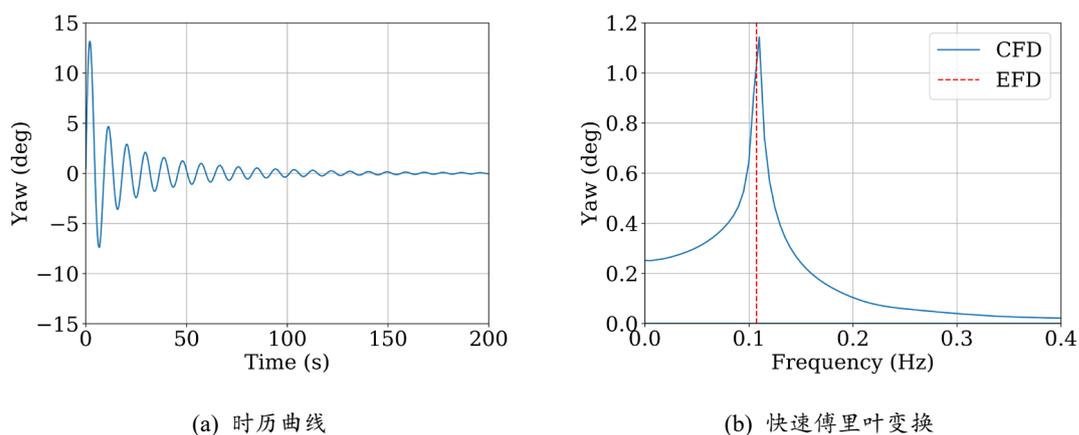


图6-20 首摇自由衰减试验中的首摇时历曲线和频谱分析

Fig.6-20 Time history and spectral analysis of yaw decay test

图 6-19 给出了横向自由衰减试验中的横向运动响应时历曲线和对应的快速傅里叶变换频谱分析。其中，时历曲线图的横坐标为时间，纵坐标为用平台立柱的特征直径无量纲化后的横向运动响应。快速傅里叶变换后得到的横向运动固有频率与模型试验相差 0.2%。

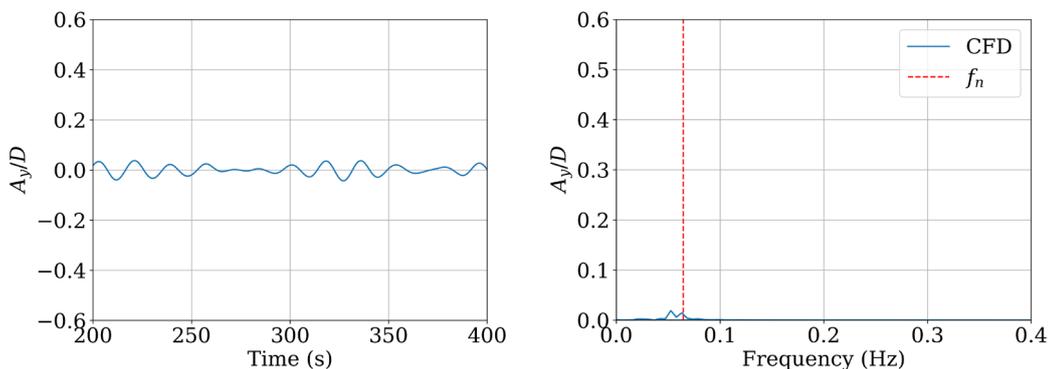
图 6-20 给出了首摇自由衰减试验中的首摇运动响应时历曲线和对应的快速傅里叶变换频率分析。从图中可以看出，首摇固有频率与模型试验吻合较好，误差为 2%。

横向和首摇固有周期均可以通过数值手段准确得到，这说明静态位移试验中的有效刚度是准确的，数值模拟的弹簧系统布置设置可以很好地模拟模型试验中的弹簧系统行为，这是系统能准确再现不同情况下的涡激运动响应特征的基本保证。

6.4 涡激运动响应分析

6.4.1 涡激运动时历及运动轨迹

图 6-21 给出了不同折合速度下的横向运动响应时历曲线和对应的快速傅里叶频谱分析。在折合速度为 3 时，平台的横向运动响应非常小，其幅值在 $0.05D$ 左右，且呈现不规律状态。对其进行快速傅里叶变换后，并没有发现明显的主频。此时平台处于前“锁定”区域。当折合速度增加到 5 时，平台开始出现明显的横向运动响应，其幅值迅速增加至 $0.4D$ ，且呈现出非常规律的类似正弦曲线的变化特征，对该折合速度下的横向运动时历进行快速傅里叶频谱分析后，发现一个等于横向固有频率的主频。由于横向运动的激励为漩涡脱落引起的脉动压力，因此可以认为泻涡频率等于涡激运动频率。从图 6-21(b)中可以看出，此时的泻涡频率 f_s 等于横向固有频率 f_n ，系统发生共振。这也是横向运动响应幅值迅速增加的原因。随着折合速度继续增加，横向运动幅度稍微有所减小，且呈现出幅度调制的特征。与此同时，泻涡频率并没有锁定在横向固有频率上，而是继续增加。“锁定”区域内的频率锁定现象并未出现在深吃水半潜式平台涡激运动上，这可能是由于半潜式平台的多柱式结构产生的流场相互干扰所致。



(a) $U_i=3$

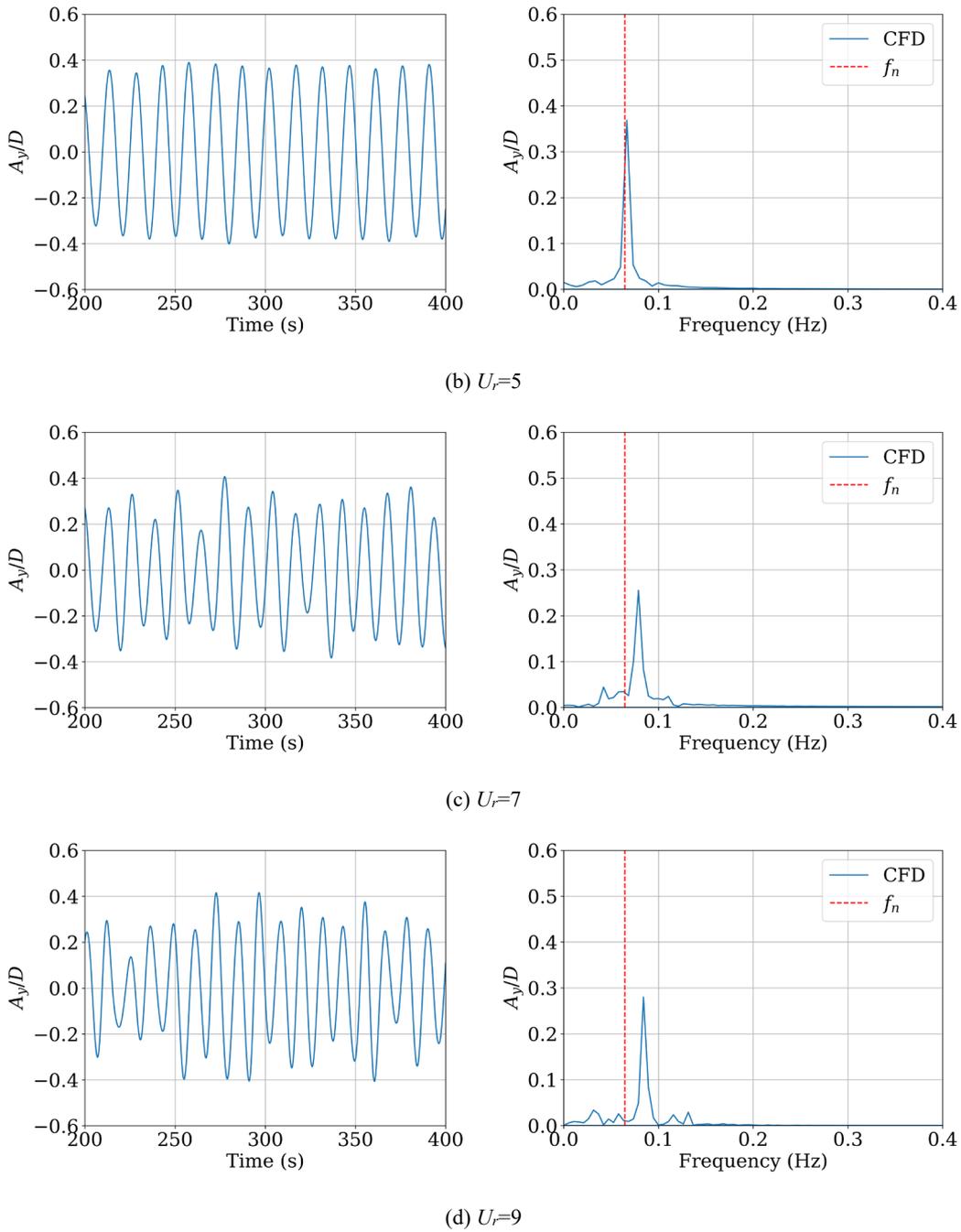
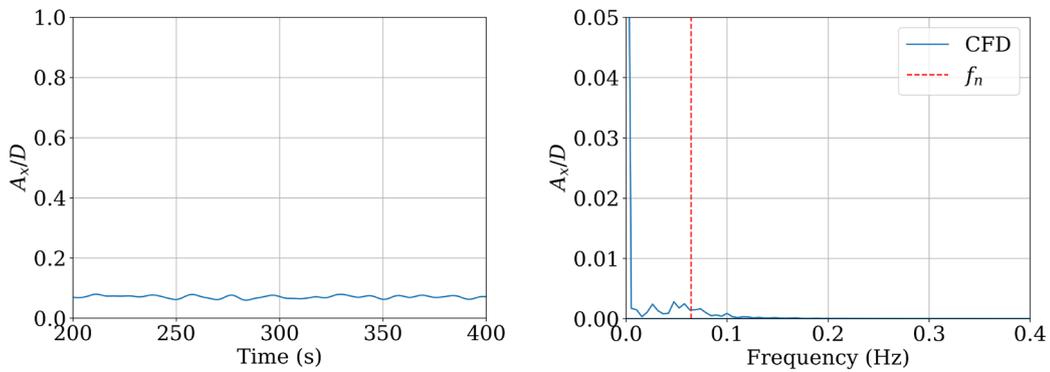
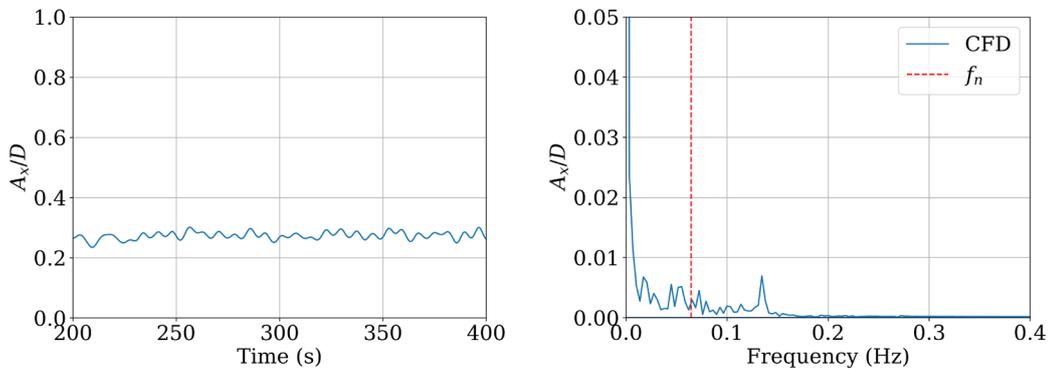


图6-21 横向运动响应时历曲线及其频谱分析

Fig.6-21 Time history and spectral analysis of transverse motion responses

图 6-22 展示了不同折合速度下的流向运动响应时历曲线及其对应的快速傅里叶变换频谱分析。从整体来看，平台的流向平均位置随折合速度增加而增加，这是由于

拖曳力随折合速度增加而逐渐增大,使得平台的流向平衡位置向下游移动。在折合速度为 3 时,流向运动振动幅值很小,且观察不到明显的主频。折合速度增加到 5 时,虽然横向运动幅值迅速增加(见图 6-21(b)),但是流向运动振动幅值却很小,并且仍然观察不到明显主频。在折合速度继续增加到 7 时,才出现较为明显的流向运动幅值变化,此时对流向运动时历曲线进行频谱分析,可观察到一个明显的主导频率。值得注意的是,一般光滑圆柱绕流的流向流体力激励频率为横向流体力激励频率的 2 倍。对于细长圆柱体的涡激振动问题,在锁定区域内时,流向振动频率也为横向振动频率的 2 倍。与光滑圆柱涡激振动相反,八立柱半潜式平台涡激运动的流向运动主导频率是横向运动主导频率的 1/2。在折合速度为 9 时,此结论仍然成立。

(a) $U_r=3$ (b) $U_r=5$

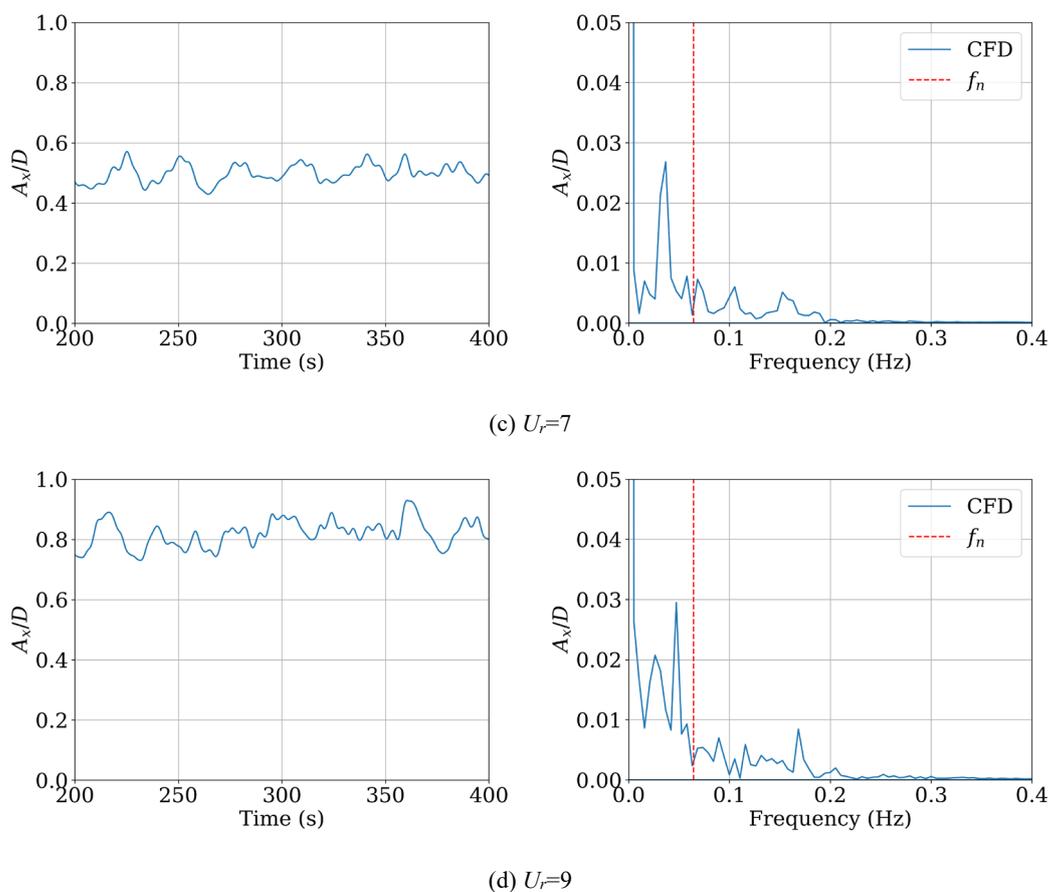


图6-22 流向运动响应时历曲线及其频谱分析

Fig.6-22 Time history and spectral analysis of inline motion responses

图 6-23 为不同折合速度下平台涡激运动轨迹。从中可以看出，在折合速度为 3 时，平台的运动轨迹聚集在很小的范围内，其横向和流向运动非常小。在折合速度增加到 5 和 7 时，横向运动幅值显著增加，而流向运动幅值增加不明显。随着折合速度继续增加，涡激运动的横向最大幅值基本保持不变，而流向运动幅值开始逐渐增加。由于图 6-21 和图 6-22 分析出来的横向和流向运动频率关系，使得该半潜式平台的涡激运动不会呈现出经典的“8”字型轨迹，反而显得不规律。

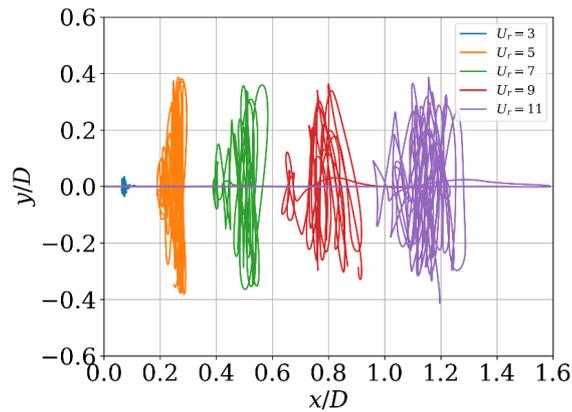


图6-23 半潜式平台在不同折合速度下的涡激运动轨迹

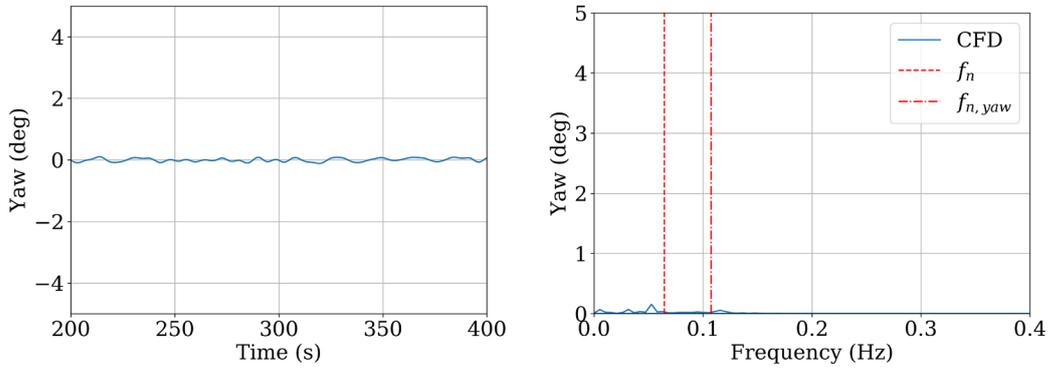
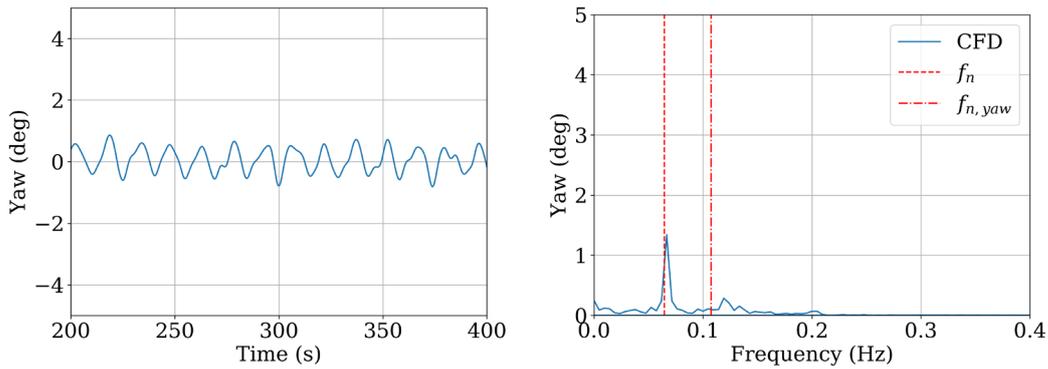
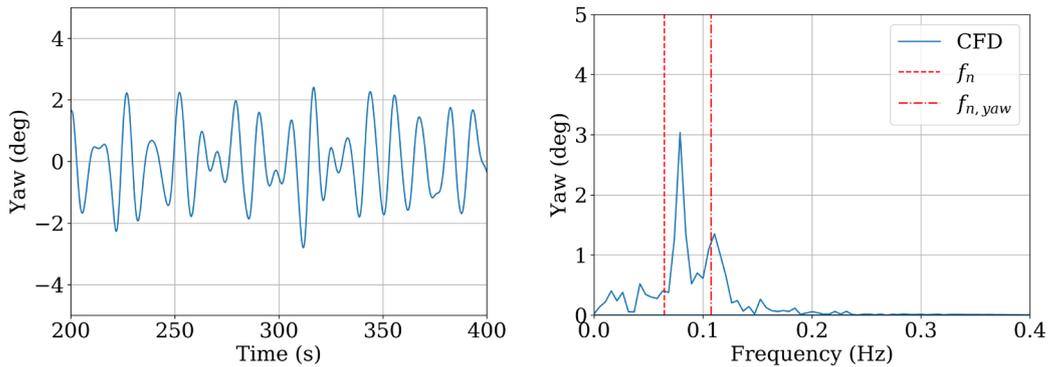
Fig.6-23 Motion trajectories of centroid at different reduced velocities

6.4.2 涡激首摇现象

Waals 等 (Waals, O.J. et al., 2007) 的对半潜式及张力腿平台的涡激运动模型试验表明, 多柱式结构的浮式平台在发生涡激运动时, 会同时出现明显的首摇运动。在八立柱半潜式平台涡激运动数值模拟的过程中, 我们同样观察到了涡激首摇运动。

图 6-24 给出了不同折合速度下的首摇运动响应及对应的快速傅里叶变换频谱分析。在折合速度为 3 时, 首摇运动响应与横向运动响应类似, 运动幅值接近于零, 对其进行频谱分析也找不到明显的主频。而在折合速度增大到 5 时, 开始出现较为规律的首摇往复运动, 对首摇运动进行频谱分析后, 发现其主导频率与平台的横向运动固有频率 f_n 重合。随着折合速度继续增加到 7, 首摇运动幅值也继续增大。同时, 值得注意的是此时的首摇出现了另一个较高频率的运动, 并且发现该高频运动的频率与首摇固有频率相等, 表明此频率所代表的运动成分与首摇固有频率发生了共振, 进而对总的首摇运动产生贡献。当折合速度为 9 时, 两个频率成分都继续向右移动, 且高频运动所占的能量成分逐渐增加。与图 6-21 对比后, 发现首摇运动的两个主频之一的低频率成分总是和横向运动的主导频率相等, 这说明首摇运动有相当一部分与横向运动一样, 是由漩涡脱落所引起的, 这种现象被称为涡激首摇 (Gonçalves, R.T. et al., 2012b)。然而随着折合速度的增加高频成分的分离与占比也愈加明显。目前对此频率成分的激励源尚不清楚, 考虑到传统四立柱半潜式平台的首摇频率分析中并未出现类似的高频成分, 因此猜测这可能是八立柱平台特有的内外立柱相互作用导致的差异。并且注意到该平台的外立柱和内力柱的直径不同, 这也可能导致内外立

柱的泻涡频率不同。对此后续可以进一步分析各立柱的首摇运动频率成分。涡激首摇同涡激运动一样，会加速立管系统和系泊系统的疲劳损伤，并且涡激首摇的情况比涡激运动更加复杂，这极大的增加了预估立管系统和系泊系统疲劳损伤的难度。

(a) $U_t=3$ (b) $U_t=5$ (c) $U_t=7$

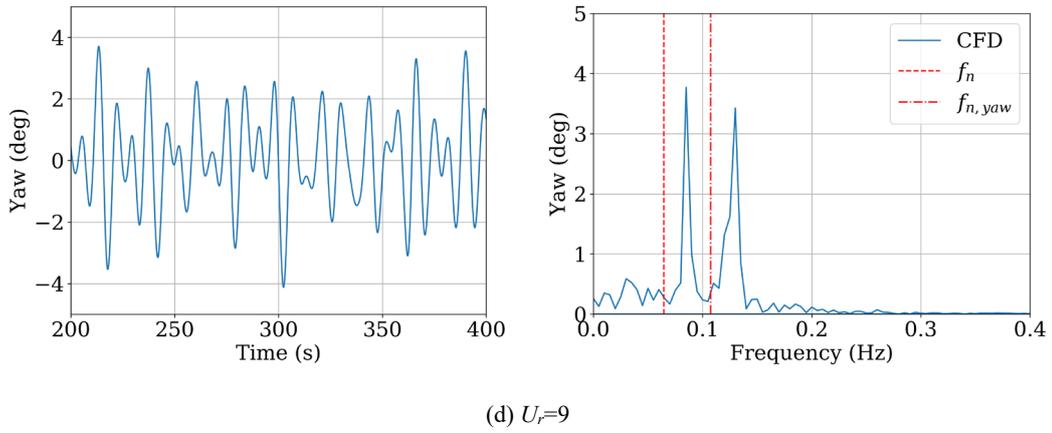


图6-24 首摇运动响应时历曲线及其频谱分析

Fig.6-24 Time history and spectral analysis of yaw motion responses

6.4.3 涡激运动的锁定现象

“锁定”现象是指随着来流速度增加，发生涡激运动的柱体的涡流频率逐渐增加，在接近柱体的固有频率时，系统发生共振。而当来流速度继续增加，涡流频率并不随之增加，而是“锁定”在固有频率附近。由于频率锁定现象的存在，共振发生的速度范围将变得更宽。

为了更好地描述涡激运动，这里定义了两类参数。其中第一类采用均方根定义 (Antony, A. et al., 2015a; Zou, J. et al., 2013)

$$(A_x / D)_{rms} = \frac{\sqrt{2}RMS(A_x(t))}{D} \quad (6-7)$$

$$(A_y / D)_{rms} = \frac{\sqrt{2}RMS(A_y(t))}{D} \quad (6-8)$$

$$(Yaw)_{rms} = \sqrt{2}RMS(yaw(t)) \quad (6-9)$$

第二类则采用标准差定义 (Liu, M. et al., 2017c; Waals, O.J. et al., 2007)

$$(A_x / D)_{std} = \frac{\sqrt{2}\sigma(A_x(t))}{D} \quad (6-10)$$

$$(A_y / D)_{std} = \frac{\sqrt{2}\sigma(A_y(t))}{D} \quad (6-11)$$

$$(Yaw)_{std} = \sqrt{2}\sigma(yaw(t)) \quad (6-12)$$

其中, $A_x(t)$ 、 $A_y(t)$ 和 $yaw(t)$ 分别代表流向、横向和首摇运动的时间序列, RMS 和 σ 分别代表对运动响应时间序列进行均方根(Root Mean Square)和标准差(Standard Deviation)操作。在进行以上数据统计操作时,为了更真实地反应涡激运动响应特性,涡激运动开始时的不稳定段数据已经被移除。

图 6-25 给出了标称横向运动响应随折合速度变化情况。图中的空心方块代表模型试验结果,而空心圆形代表使用 AcuSolve 商业 CFD 软件计算得到的结果,这两部分数据均来自 Antony 等 (Antony, A. et al., 2015b)。RMS 和 STD 分别代表本博士论文计算得到的均方根和标准差。总体来说,本博士论文数值模拟得到的标称横向运动响应结果与 AcuSolve 商业 CFD 软件结果吻合较好,在折合速度较高时稍低于模型试验,不过均在重复拖曳试验的误差范围内。在折合速度为 5-9 时,涡激运动处于“锁定”区域,横向运动响应幅值显著增加,这是由“锁定”现象中的频率同步所致。而当折合速度增大到 11 时,涡激运动逐渐退出“锁定”区域,进入到后“锁定”区域,其横向运动响应幅值逐渐减小。

横向运动响应的均方根和标准差完全重合,表明横向运动的平均位置在 $y=0$ 平面上。值得注意的是,在折合速度为 5 时,可以看到三次重复模型拖曳试验得到的标称横线运动响应非常分散,这表明该折合速度下的涡激运动响应非常不稳定,推测原因可能是由于半潜式平台刚进入“锁定”区域,立柱边界层内发生流动分离后的漩涡脱落存在多种不同模式,导致平台的涡激运动响应差别较大。

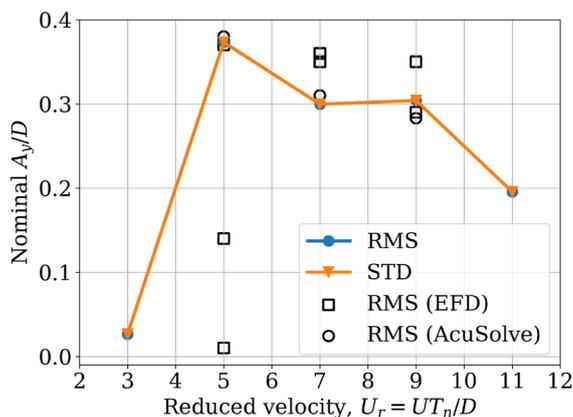


图6-25 标称横向运动响应随折合速度变化规律

Fig.6-25 Nominal transverse responses as a function of reduced velocity

图 6-26 展示了标称流向运动响应随折合速度变化情况。流向运动响应的均方根随折合速度增加而持续增加,这是由于拖曳力增加导致平台在流向方向上偏离 $x=0$

平面越来越远。反观标准差，最大在 0.05 左右，远小于横向运动的标准差。这说明在八立柱半潜式平台涡激运动中，横向运动相对流向运动来说是主导运动。

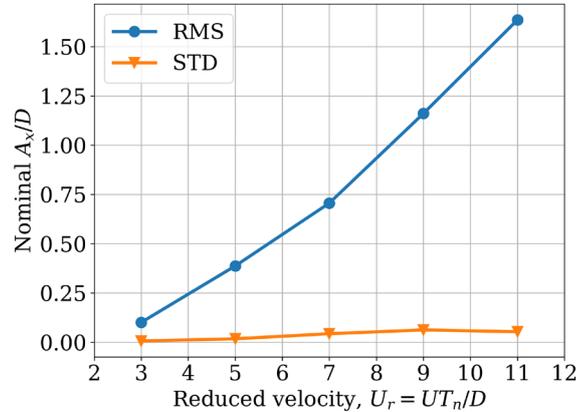


图6-26 标称流向运动响应随折合速度变化规律

Fig.6-26 Nominal inline responses as a function of reduced velocity

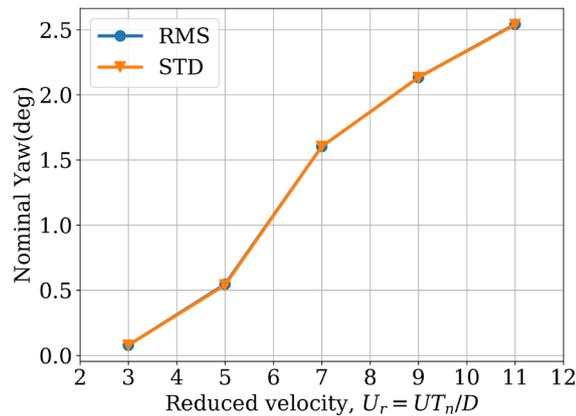


图6-27 首摇运动响应随折合速度变化规律

Fig.6-27 Yaw responses as a function of reduced velocity

图 6-27 展示了首摇运动响应随折合速度变化情况。与横向运动相比，首摇运动的均方根和标准差完全重合，显然首摇运动的平衡位置也在首摇角等于零处。注意观察到首摇角响应幅值随折合速度增加而一直增加，这是由于在折合速度最大 ($U_r = 11$) 的情况下，涡流频率仍然小于首摇固有频率，首摇运动与涡流之间还未出现频率锁定现象。Gonçalves 等 (Gonçalves, R.T. et al., 2012b) 指出，在研究涡激首摇时，需要用首摇固有周期来定义折合速度

$$U_r = \frac{UT_{yaw}}{D} \quad (6-13)$$

其中 T_{yaw} 为首摇固有周期。

这样得到的首摇响应与折合速度的关系更能体现出涡激首摇的运动特性。由于八立柱半潜式平台的首摇固有周期与横向运动固有周期相差较大，采用不同固有周期定义得到的折合速度也差别较大。限于各方面原因，本博士论文并未讨论基于首摇固有周期定义的折合速度与首摇响应之间的关系，这可以作为今后研究的一个工作方向。

6.4.4 流场分析

在 6.4 节中，注意到折合速度为 5 时，模型试验的横向运动响应在多次拖曳的重复性试验中变化较大，我们对该工况进行详细分析。先看运动响应，如图 6-28 所示，折合速度为 5 的情况下，横向运动在经历了近 210 s 后才到达一个相对稳定的振动状态。而对于其他折合速度，前期的不稳定状态只持续 50 s 左右。

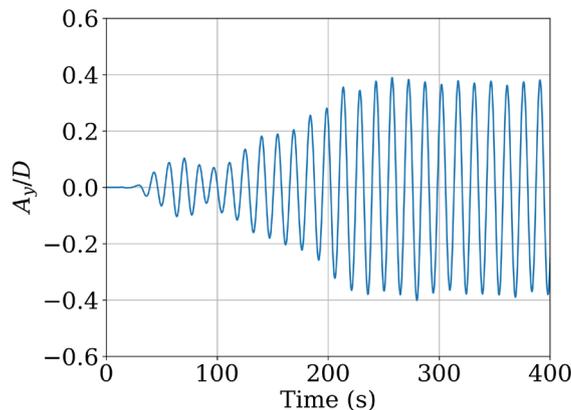


图6-28 $U_r=5$ 工况下的标称横向运动响应

Fig.6-28 Nominal transverse response at $U_r=5$

接下来分别对 $t = 80$ s 和 $t = 200$ s 时刻的流场图进行分析。图 6-29 展示了这两个不同时刻下， $z/H = -0.5$ 平面上的涡量云图，用无量纲的物理量 $\omega_2 D/U$ 来描述涡量。从中可以看出，在 $t = 80$ s 时，涡激运动处于早期阶段，此时上游立柱的边界层刚发生分离，上游内外立柱的两侧均形成细长的漩涡结构。随着时间往后移动，上游内外立柱的漩涡形态开始发生变化，在 $t = 200$ s 时，上游立柱的两侧不再出现细长的涡结

构，取而代之的是小而集中的旋涡结构。此外，上游立柱的边界层发生流动分离后，由于自由剪切层的涡强度较大，涡还没脱落就又重新附着在立柱后方的壁面上，形成流动再附着（Reattachment）。流动再附着中存在于立柱后方的涡导致此区域形成低压区，如图 6-30 所示。整个平台受到的横向脉动压力变大，从而导致其横向运动响应幅值增加。

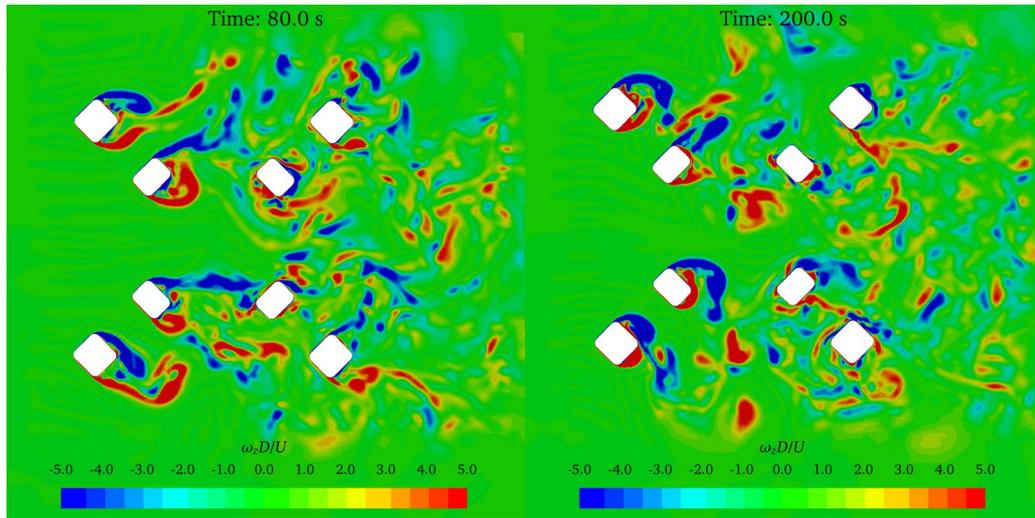


图6-29 $U_r=5$ 工况下不同时刻的泻涡模式 ($z/H=-0.5$)

Fig.6-29 Vortex shedding regimes at different times of $U_r=5$ on half draft ($z/H=-0.5$) plane

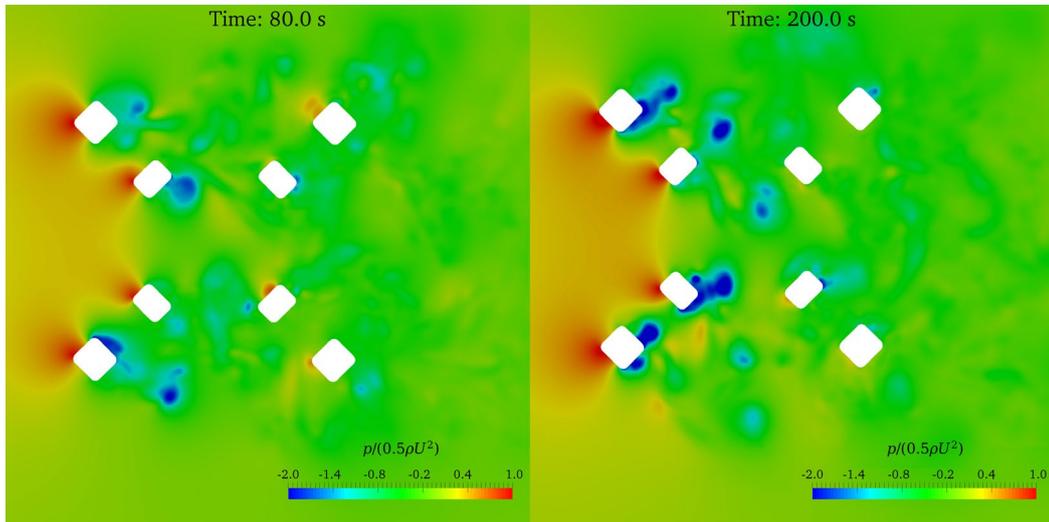
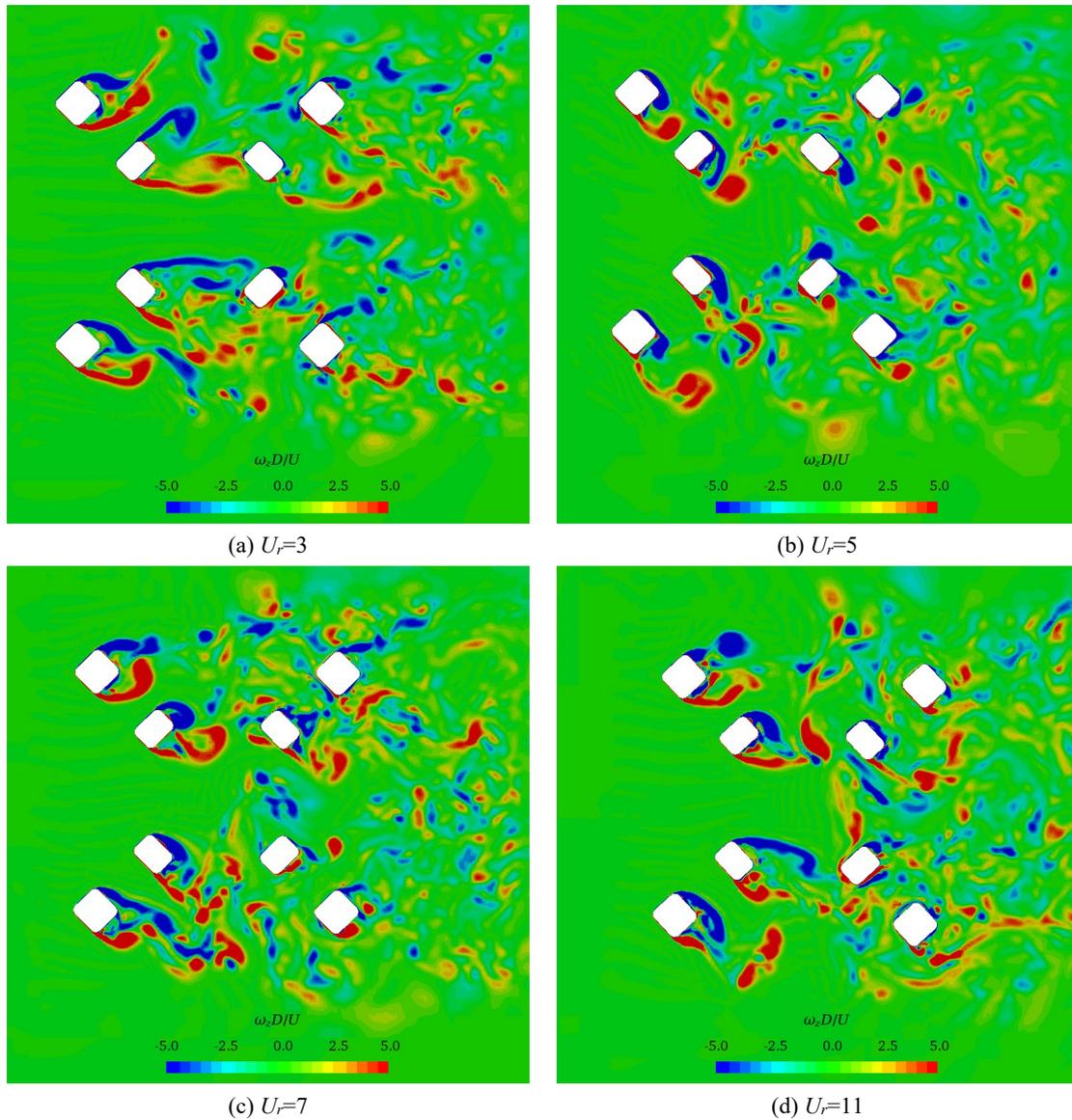


图6-30 $U_r=5$ 工况下不同时刻的压力分布 ($z/H=-0.5$)

Fig.6-30 Pressure contour at different times of $U_r=5$ on half draft ($z/H=-0.5$) plane

图6-31 瞬时无量纲涡量云图 ($z/H=-0.5$)Fig.6-31 Instantaneous non-dimensional spanwise vorticity contour on half draft ($z/H=-0.5$) plane

接下来分析在不同折合速度下涡激运动的平台周围的流场细节。图 6-31 给出了 $z/H=-0.5$ 平面内平台立柱周围的涡流场分布情况，仍用无量纲的 $\omega_z D/U$ 表示涡量。可以看出不同折合速度下的立柱周围的涡流形态存在明显区别。在折合速度为 3 时，上游立柱两侧的边界层发生分离后，呈细长形的涡流形态，漩涡在立柱后方较远处才

发生脱落。此时立柱两侧的漩涡运动还是相互独立的，并没有相互影响。这种漩涡形态与折合速度为 5 时早期的漩涡形态结构较为类似，由于没有形成强烈的漩涡，对平台施加的压力也不明显，无法形成强烈的涡激运动。图 6-31(b)给出了折合速度为 5 时充分发展后的流场漩涡形态，从图中可以明显看出处于上游的四个立柱的左舷刚发生漩涡脱落，形成 4 个逆时针转动的漩涡。而 4 个立柱的右舷产生的顺时针转动的漩涡在脱落前就已经发生流动再附着，贴在立柱的表面，形成低压区，使平台受到整体向右的力。注意四个立柱的漩涡脱落及再附着几乎是同步发生，这种立柱间的同步行为导致了平台在横向方向的规律性运动，同时其运动幅值达到最大。而当继续增加折合速度时，漩涡脱落形态发生新的变化。如图 6-31(c)和图 6-31(d)所示，在上游的 4 个立柱发生流动分离后，部分立柱出现了流动再附着，而其余的立柱并没有出现流动再附着。上游的 4 个立柱之间呈现不同步的漩涡形态，这种漩涡的不同步正是平台横向运动响应减小、首摇运动响应出现不规律振荡的主要原因之一。

6.4.5 流体力系数分析

为了研究圆柱的受力特性，定义升力系数和阻力系数如下

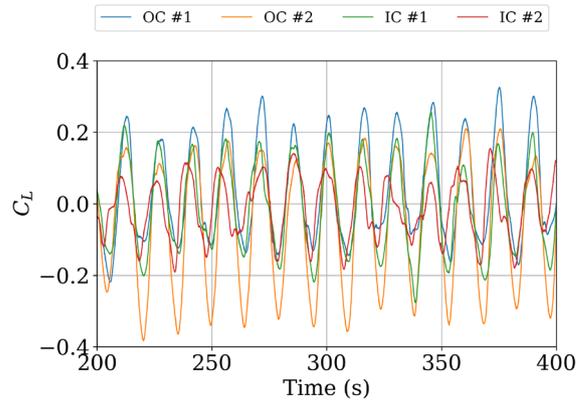
$$C_L = \frac{F_L}{0.5\rho U^2 A} \quad (6-14)$$

$$C_D = \frac{F_D}{0.5\rho U^2 A} \quad (6-15)$$

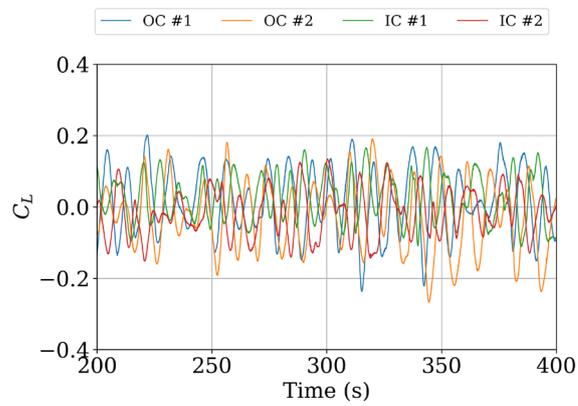
其中， F_L 和 F_D 分别为升力和阻力， ρ 为流体密度， U 为来流速度， A 为平台的迎流面积。当前工况的迎流面积为 $A = 1.318 \text{ m}^2$ 。

为了方便解释和分析，我们在这里对半潜式平台的立柱进行编号，依次将上游右舷、上游左舷、下游右舷、下游左舷的立柱编号为 1、2、3、4，外立柱和内立柱分别用 OC 和 IC 表示，参考图 6-16。

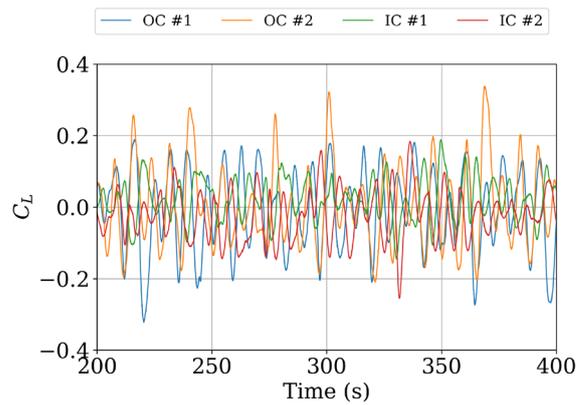
图 6-32 给出了上游 4 个立柱的升力系数时历曲线。在折合速度为 5 时，观察到上游的内外立柱升力系数变化的频率和相位高度一致，存在明显的同步现象。这是由图 6-31(b)中上游立柱的同步漩涡形态所致。这种情况下平台的升力最大，横向运动幅度也最大。而当折合速度增加到 7 和 9 时，上游 4 个立柱之间的升力系数频率变大，且出现相位差，此时的平台最大升力幅值不如折合速度为 5 的情况，其横向运动幅度有所减小。注意图 6-32(a)中外立柱的升力平均值不为零，1 号外立柱的升力平均值为正，受到偏右侧的升力。这是由于在 1 号外立柱的左舷侧后方存在内立柱，影



(a) $U_r=5$



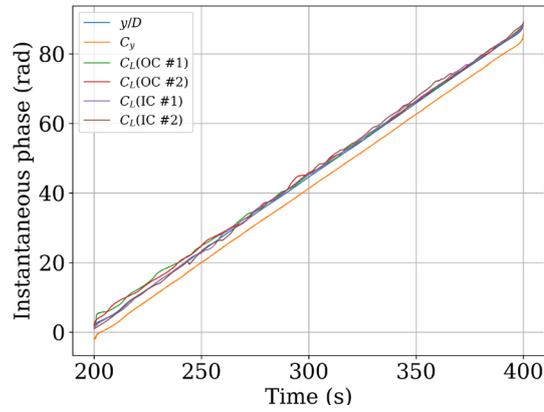
(b) $U_r=7$



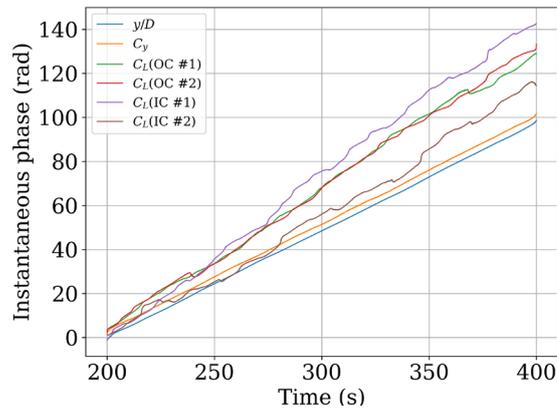
(c) $U_r=9$

图6-32 上游立柱升力系数时历曲线

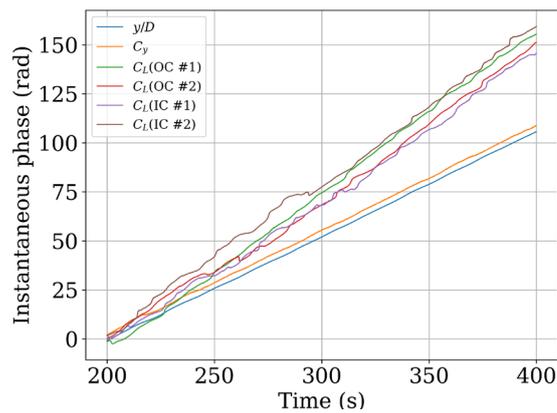
Fig.6-32 Lift coefficients for upstream columns



(a) $U_T=5$



(b) $U_T=7$



(c) $U_T=9$

图6-33 横向受力和运动时域信号的瞬时相位图

Fig.6-33 Instantaneous phase of transverse forces and motion

响了外立柱在该侧的泻涡，使得该侧的低压区不如另一侧，其受到的压力也偏向另一侧。2号外立柱与1号外立柱一样，只不过其受到的平均升力为负，偏向左侧。

采用希尔伯特-黄分析方法进一步对上游各立柱的升力、平台受到的总体横向力及横向位移进行频谱分析，结果见图 6-33。图中的 C_y 表示平台受到的总体横向力，包括流体动力和弹簧力。在折合速度为 5 的情况下，上游 4 个立柱的瞬时相位基本重合，且随时间线性增加。而当折合速度增加时，内外立柱的相位变化速度开始不同，相位角出现分离，立柱所受升力变化的频率高于平台的总体横向力和位移变化频率。值得注意的是，在不同折合速度下，平台的横向受力和位移之间总是存在一个稳定的相位差角，这个相位差约为 3.14 rad（180 度左右）。这说明了平台的受力和位移总是不同步的，即使对于多柱式浮式平台，立柱间存在流动相互干扰，其涡激运动时的受力和位移也存在迟滞现象（Hysteresis）。

为了进一步分析八立柱半潜式平台各组件对涡激运动的贡献作用，需要计算各组件的做功情况，按照以下公式计算做功

$$W_x = \int F_x(t) \cdot \dot{x}(t) dt \quad (6-16)$$

$$W_y = \int F_y(t) \cdot \dot{y}(t) dt \quad (6-17)$$

$$W = W_x + W_y \quad (6-18)$$

式中， W_x 和 W_y 分别是作用在各组件上的流体动力在 x 和 y 方向上所做的功， $F_x(t)$ 和 $F_y(t)$ 分别是流向和横向方向的流体力， $\dot{x}(t)$ 和 $\dot{y}(t)$ 分别为平台运动速度的流向和横向分量。

图 6-34 给出了作用在平台各组件上的流体动力对平台所做的功。从图中可以看出，在折合速度为 3 时，涡激运动处在“锁定”区域，平台的运动幅度很小，各组件所做的功几乎为零。当涡激运动进入“锁定”区域后，浮筒所做的功均为负功，且其大小要远大于单根立柱所做的功，这说明浮筒能够有效抑制多柱式平台的运动幅度，减缓涡激运动的发生。在后“锁定”区域（折合速度为 11），立柱和浮筒所做的功都减小，慢慢趋近于零。在折合速度为 5 时，对整个平台做正功贡献最大的组件为上游的 1、2 号外立柱和 1、2 号内立柱。下游的 3、4 号内立柱由于受到上游 1、2 号内立柱的尾流干扰，其所做的功较小。而 3、4 号外立柱由于较为靠近外侧，其所做的功为负，对平台涡激运动起抑制作用。而随着折合速度增加，做功情况开始发生变化。当折合速度达到 7 时，1、2 号外立柱的做功开始减小，与之相对的是 3、4 号内立柱的做功开始增加，其他立柱的做工情况基本不变。当折合速度继续增加，达到 9 时，上游的 1、2 号外立柱开始做负功，而其他所有立柱则做正功。这种奇特的

立柱做功反转现象可能是由于八立柱半潜式平台拥有的复杂多立柱结构所致，在这之前对传统的四立柱半潜式平台的研究中并没有观察到这种现象（Liang, Y., Tao, L., 2017; Liu, M. et al., 2017c）。

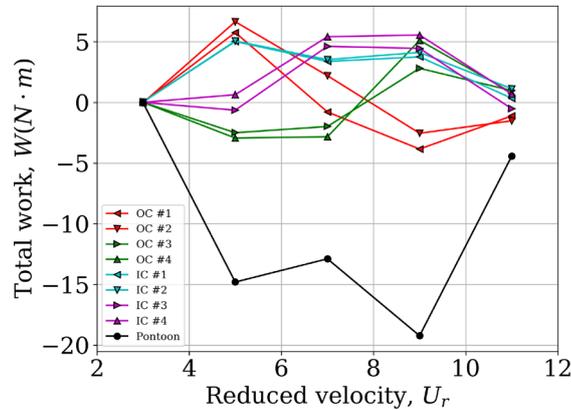


图6-34 八立柱半潜式平台各组件所做的功

Fig.6-34 Total work done by each component of PC Semi

6.5 来流角度对涡激运动的影响

6.5.1 来流角度定义

由于八立柱半潜式平台在不同来流角度下的平台迎流面积、立柱布置等都会不同，这会很大程度上影响平台的水动力性能，进而影响其涡激运动响应特性。Antony 等（Antony, A. et al., 2015b）通过模型试验手段研究了来流角度对涡激运动的影响，他们采用旋转平台的方式实现不同来流角度的工况，他们对来流角度的定义如图 6-35 所示。注意到，与一般的方柱绕流对来流角度的定义不同，八立柱半潜式平台在来流角度为 0 时，立柱已经和来流方向呈 45 度攻角。

CFD 数值计算中采用与模型试验相同的来流角度定义。由于八立柱半潜式平台的对称性，这里取三个不同来流角度工况进行研究，这三个角度分别为 0、22.5 和 45 度，如图 6-36 所示。图中的来流方向为从左向右。

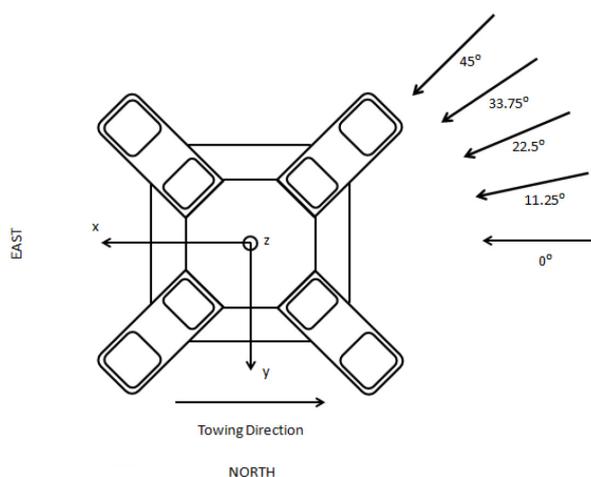


图6-35 模型试验中的拖曳角度定义 (Antony, A. et al., 2015b)

Fig.6-35 Towing directions in VIM model tests (Antony, A. et al., 2015b)

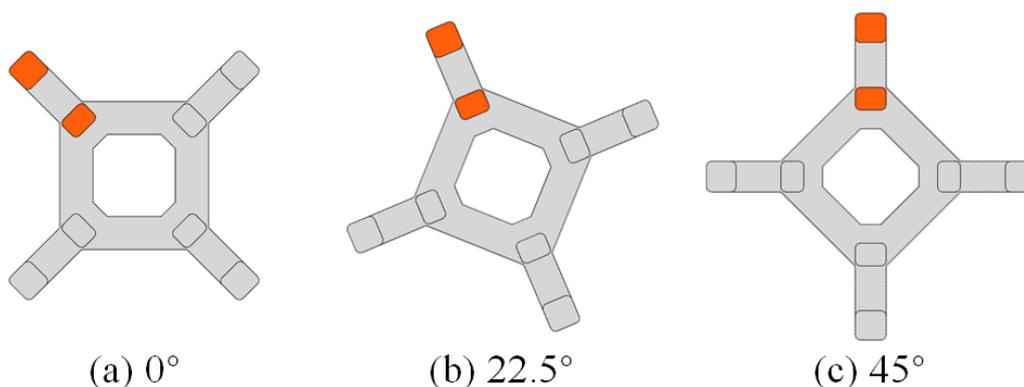


图6-36 来流角度定义

Fig.6-36 Definition of current headings

6.5.2 计算网格生成

对不同来流角度工况，采用相同的计算域，其大小与 6.4 节中的相同。在划分网格时，由于三个工况下模型的角度不一样，这里进行如下方式的处理。由于计算中采用的是重叠网格，其中包括背景网格和平台网格两块相互嵌套的网格，对不同来流角度的工况，保持背景网格不变，只修改平台网格，再进行重新装配。平台网格有两种修改方式，一种是直接旋转平台网格，另外一种是在旋转平台的几何模型后重新生成

网格。考虑到直接旋转平台网格后，尾流区域的网格加密区会与来流方向呈一定夹角，平台正后方的关键流动区域网格可能得不到加密，使计算精度得不到保证，因此本博士学位论文采用第二种方式。这种做法保持用来进行切割操作的平台初始六面体网格区域和尺寸不变，通过旋转几何模型重新进行网格分割加密操作得到最终的平台网格。由于旋转后的平台在流向和横向的边界长度会有所变化，因此网格加密区域需要进行些许调整，保证加密区域在完全包住平台几何模型的同时，与外层网格也保持均匀过渡。

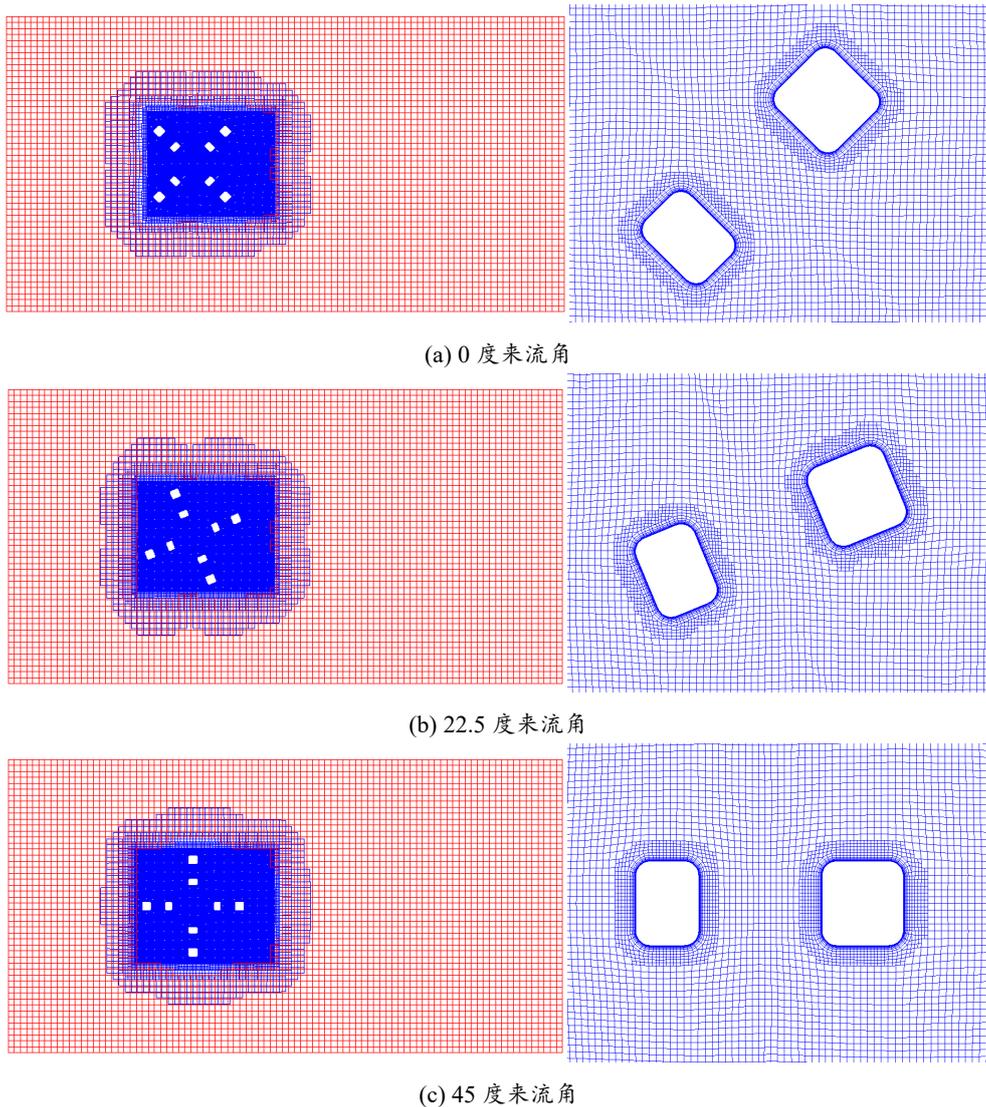


图6-37 不同来流角度下的重叠网格划分

Fig.6-37 Overset grid for difference current heading cases

图 6-37 给出了最终生成并组装好的重叠网格。左侧为全局网格，其中红色代表背景网格，蓝色代表平台网格，洞单元已经隐藏。右侧为内外立柱边界层附近的网格，边界层内一共有 10 层网格，按一定增长比例向外扩散，最后均匀过渡到笛卡尔切割网格中。

6.5.3 运动响应分析

图 6-38 展示了八立柱半潜式平台在不同来流角度下的运动轨迹，每个来流角度下选取了涡激运动“锁定”区间内的三个典型折合速度工况的结果作为展示。从图中可以看出，不同来流角下的平台涡激运动在平面内的轨迹呈现明显不同的特征。在来流角为 0 度的情况下，涡激运动主要是横向运动，只有在高折合速度下才会出现较为明显的流向运动。当来流角为 22.5 度时，运动轨迹与 0 度具有相同的特征，都汇聚到一块狭长的区域，所不同的是在此来流角下的横向运动幅值减小，而流向运动幅值增加，这说明在 22.5 度来流角情况下也存在同步现象。反观来流角 45 度情况，其运动轨迹与 0 度和 22.5 度存在较大区别，主要表现为横向运动响应减小，而纵向运动响应基本不变。值得注意的是，由于迎流面积发生改变，45 度来流角情况下平台迎流面积最小，其所受的拖曳力也最小，流向平衡位置偏离零点最小。与之相反，0 度来流角时流向平衡位置偏离零点最大。

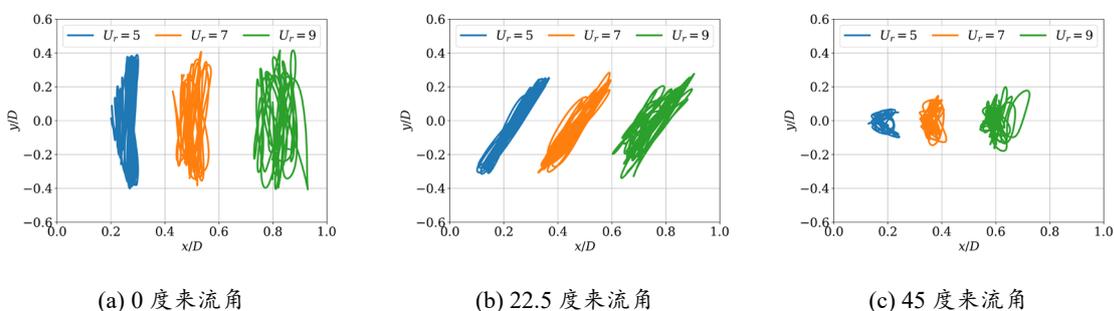


图6-38 八立柱半潜式平台在水平面内的运动轨迹

Fig.6-38 Motion trajectories on the horizontal plane for PC Semi

图 6-39 给出了平台在不同来流角度下的标称横向运动和首摇运动响应随折合速度变化规律。图中的 CFD 为本博士论文的计算结果，MARIN 为模型试验结果。在 0 度来流角下，模型试验对折合速度为 5 时的横向运动响应重复性试验不好，结果较为分散，此前已对该工况进行过分析，发现该工况下存在不同的涡流模式，使得平台运动响应幅值完全不同。由于这里研究的折合速度均处于“锁定”区域内，因此不同

折合速度下的标称横向运动响应变化不大。此外，在所有折合速度下，0 度来流角的横向运动响应最大，而 45 度来流角下的横向运动响应最小。而通常传统半潜式平台在 0 度来流角下的横向运动响应最小，45 度来流角下的横向运动响应最大。八立柱半潜式平台与传统半潜式平台得到的结论相反，这主要是由于八立柱半潜式平台对来流角度的定义与传统半潜式平台不同，八立柱半潜式平台在 0 度来流角下立柱与来流方向就呈 45 度攻角，从这点上看，涡激运动的横向运动响应主要受立柱与来流方向的攻角影响。

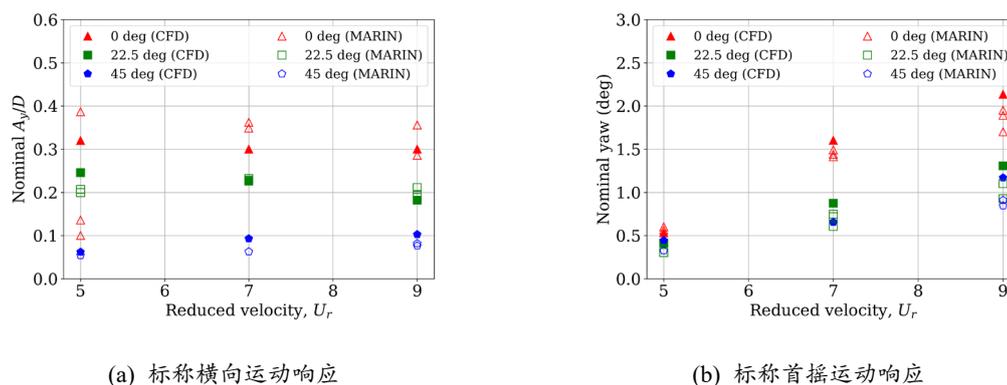


图6-39 不同来流角度下的标称横向和首摇运动响应

Fig.6-39 Nominal transverse and yaw motions at different current headings

对于首摇运动响应，0 度来流角下首摇响应最大，22.5 度与 45 度在折合速度较低时区别不大，但随着折合速度增大发现 22.5 度首摇响应次之，45 度则最小。从 5.4.2 节中已经发现首摇运动频率中存在一个与横向运动主频相等的频率成分，这可进一步解释对应于横向运动较大的来流角度，平台的首摇运动也越大。同时随着折合速度增加，不同来流角度的首摇响应增大的程度也不同：0 度来流角增长最快，22.5 度其次，45 度增长最慢。

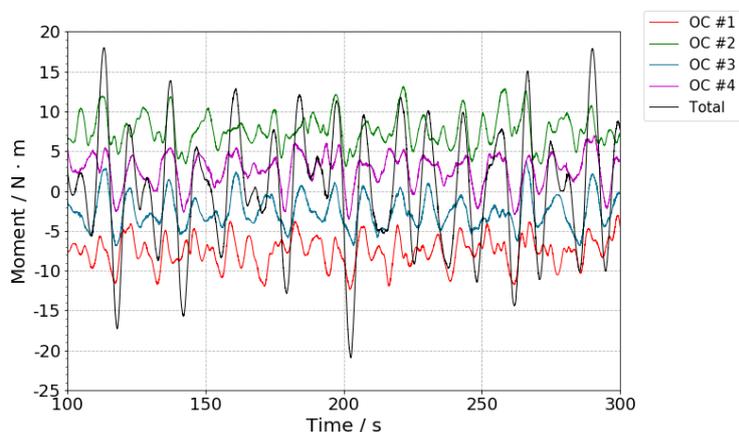
图 6-40 给出了不同来流角度下四个外立柱和平台的首摇方向力矩时历曲线，其中力矩的大小都是相对平台中心计算而得。可以发现 0 度来流角时，对平台总力矩贡献最明显的是处于上游的 1 号和 2 号外立柱，并且各立柱的同相现象较明显，因此合成的总力矩最大。这是因为在 0 度来流时左舷和右舷立柱的对称分布使得流向力力矩大致相互抵消，各立柱对总力矩的贡献则主要取决于由立柱泻涡造成的横向力，而 3 号和 4 号立柱处在下游被遮挡处，其横向力力矩相对上游立柱就会变小。

22.5 度时则表现为 1 号和 4 号立柱的力矩平均值的绝对值最大，此时这两个立柱处于横向上最外侧处，其顺流向力臂虽然增大了，但两者对总力矩的贡献也相互抵

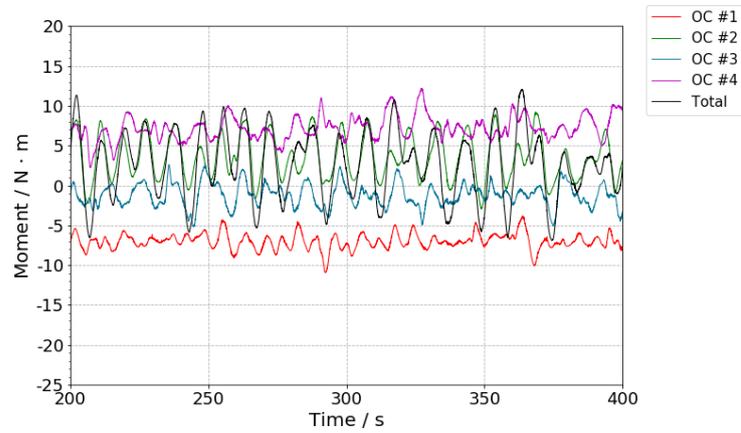
消了。另一方面在该角度下 1 号和 4 号的分布横向上不在一条直线上，因此可能存在泻涡先后的差异，该差异造成力矩的振荡同相现象减弱，所以对平台总力矩的贡献也会减小。2 号立柱和 3 号立柱由于两者的迎流条件不同，流向力贡献的力矩就无法大部分抵消，同时 2 号立柱完全暴露在完整迎流条件力，其泻涡造成的升力对总力矩的贡献最大，因此总力矩的升力曲线主形是由 2 号立柱决定的。

45 度来流时的立柱分布则是另一个极端，此时横向上 1 号和 4 号处在同一直线上，横向力的力矩几乎为零，而流向力的力矩由于两边立柱对称分布则大致抵消。流向上 2 号立柱和 3 号立柱也在一条直线上，同理流向力臂几乎为零，力矩成分中主要由横向力贡献，并且与 22.5 来流角的分析类似，迎流条件的差异使得平台总力矩主要取决于 2 号立柱所受力矩，因此可以看出 45 度的总力矩曲线与 2 号立柱的曲线更加贴合。

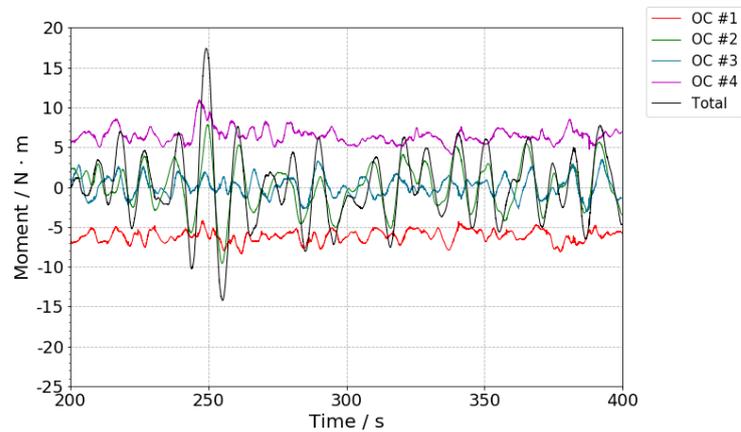
从上面对三个角度的力矩分析可见：在 0 度来流角下，四个立柱对总力矩大小的贡献都较大，而 22.5 度和 45 度来流下对总力矩大小只有 2 号立柱做主要贡献，这解释了首摇运动响应在三个来流角度下的差异。因此综合以上分析可以总结出来流角度对八立柱平台首摇运动的影响主要有两个要点：一是来流相对立柱的角度会影响立柱的泻涡，进而影响横向运动和首摇运动；二是来流相对于平台的角会导致各立柱相对平台中心处的位置不同，导致各立柱的力臂产生差异，进而影响总力矩的合成。



(a) 0 度来流角下



(b) 22.5 度来流角下



(c) 45 度来流角下

图6-40 不同来流角下、 $Ur=9$ 时的外力柱与平台首摇方向力矩时历曲线Fig.6-40 Yaw moment time series for different current heading at $Ur=9$

6.5.4 频率成分分析

对横向运动时历采用希尔伯特-黄变换进行频率分析。希尔伯特-黄变换主要包含两个步骤：经验模态分解和希尔伯特谱分析。先对原始信号进行经验模态分解（Empirical Mode Decomposition, EMD），采用抽取的方式将其分解为若干个本征模态函数（Intrinsic Mode Functions, IMFs）。接着进行希尔伯特谱分析（Hilbert Spectral

Analysis, HSA), 对各本征模态函数分别进行希尔伯特变换, 得到相应的希尔伯特谱。

传统的数据分析方法都是基于线性和平稳性的假设。仅在近年才有新方法被引入到分析非线性和非平稳数据。例如, 小波分析 (Flandrin, P., 1999) 和 Vagner-Ville 分布 (Gröchenig, K., 2001) 是针对线性但却是非平稳数据设计的。另外, 大量的非线性时间序列分析方法是针对非线性但却是平稳且因果系统设计的。工程中面临的大多数信号数据更接近于同时包含非线性和非平稳性, 比如涡激运动的时历响应数据就是这样一种非线性非平稳信号。要表示非线性和非平稳信号的一个必要条件就是自适应基函数。希尔伯特-黄变换 (Hilbert-Huang Transform, HHT) (Huang, N.E. et al., 1998; Huang, N.E. et al., 1996; Huang, N.E. et al., 1999) 正是这样一种方法, 它的展开基是自适应的, 可以对非线性和非平稳过程产生的数据, 获得有物理意义的表示。HHT 主要包含两部分, 经验模态分解和希尔伯特谱分析。

经验模态分解 (Empirical Mode Decomposition, EMD) 通过分解算法获得后天定义的基函数, 由于基函数基于数据产生, 因此是自适应的。EMD 假设任何数据都包含震荡的不同简单内部模态。每个内部模态, 线性或非线性, 都代表了简单的振荡。在任意时刻, 数据会有许多不同的相互共存的振荡模态, 每个都与其他相互叠加, 其结果是最终的复杂数据。这些震荡模态的每一个都通过本征模态函数 (Intrinsic Mode Function, IMF) 表示, IMF 具有下列定义: 整个数据中, 极值点和过零点数目要么相等, 要么最多差 1; 任意一点, 由局部极大值定义的包络和由局部极小值定义的包络的均值等于 0。

EMD 做法很简单: 如果有一个有不同频率和振幅的两个单分量组成的时间序列, 时间序列基本上可以确认为高频率的单分量叠加在低频率单分量上。对于这样一个时间序列, 如果将所有的最大值和最小值分别用光滑的线相连 (分别称为上包络和下包络), 可以直观地发现, 在任何时间地点的这两个包络的均值几乎都是较低的频率成分。因此, 从整体的信号中减去包络平均值会自然地隔离出低频骑行波和高频骑行波。对于更复杂地信号, 可以通过重复这样地分离过程, 一步步把信号分解为 n 个从高频到低频地单分量, 最后剩下残余的趋势项。即一个时间序列 $x(t)$ 可以表示为

$$x(t) = \operatorname{Re} \left[\sum_{j=1}^n a_j(t) e^{i \int \omega_j(t) dt} \right] + r_n \quad (6-19)$$

其中, Re 表示取实部, a_j 和 $\omega_j(t)$ 分别为第 j 个本征模态函数, r_n 为残余项。

在获得本征模态函数后，对每个 IMF 使用希尔伯特变换，即可得到对应的瞬时频率。在对每个 IMF 成分使用了希尔伯特变换后，原始数据可用公式(6-19)的实部表示

$$x(t) = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^n a_j(t) e^{i \int \omega_j(t) dt} \right] \quad (6-20)$$

这里略去残余项，因为它最终是一个单调函数或常数。

对式(6-20)应用傅里叶展开可得

$$x(t) = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^n a_j e^{i \omega_j t} \right] \quad (6-21)$$

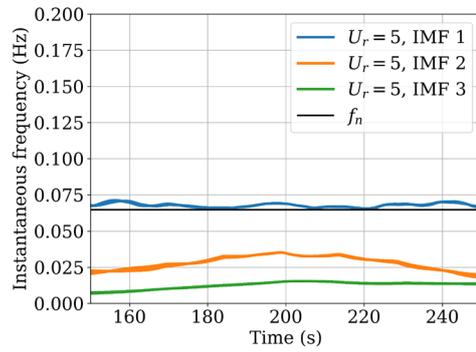
其中 a_j 和 ω_j 都为常数。利用上述展开，振幅和频率调制被清晰地分离。因此，傅里叶变换中常数振幅和固定频率的局限被克服，这种频率-时间分布振幅被定义为希尔伯特幅度谱 $H(\omega, t)$ ，或简称为希尔伯特谱。

经验模态分解和希尔伯特谱分析的合称为希尔伯特-黄变换（HHT）。从经验上来看，所有测试都表明 HHT 是一种非线性非平稳数据时域分析的强大工具。它基于自适应基，其频率是通过希尔伯特变换所定义的。因此不需要用虚假谐波去表示非线性波形扭曲，这是事先确定基函数会出现的问题。也没有由事先确定基函数卷积引起的时间或频率分辨率不确定性准则的限制。关于傅里叶变换、小波分析、HHT 分析的对比总结在表 6-4 中给出。

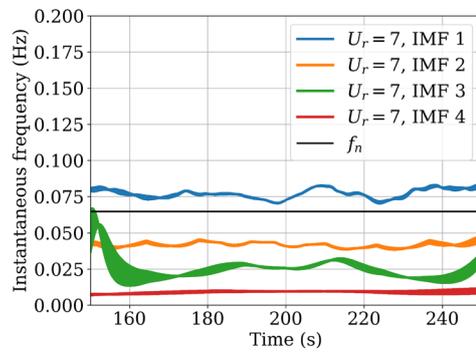
表6-4 傅里叶变换、小波分析、HHT 分析对比

Table 6-4 Comparison of FFT, wavelet and HHT analysis methods

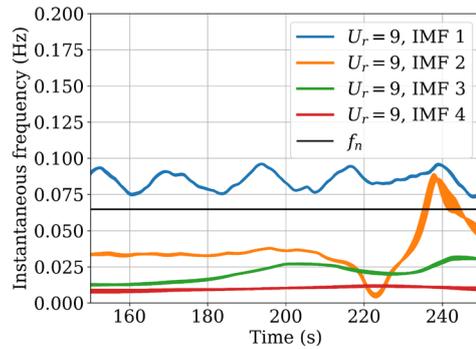
	傅里叶变换	小波分析	HHT
基	事先确定	事先确定	自适应
频率	卷积：全局，不确定	卷积：局部，不确定	差分：局部，确定
表示	能量-频率	能量-时间-频率	能量-时间-频率
非线性	不能	不能	能
非平稳性	不能	能	能
特征抽取	不能	离散：不能 连续：能	能
理论基础	理论完备	理论完备	凭经验



(a) $U_r=5$



(b) $U_r=7$



(c) $U_r=9$

图6-41 0 度来流角下横向运动时历的不同本征模态函数的瞬时频率

Fig.6-41 Instantaneous frequency of transverse motion for different intrinsic mode functions at 0 degree current heading

图 6-41 展示了对 0 度来流角情况下的横向运动时历进行希尔伯特-黄变换处理后的瞬时频率结果。第一个本征模态函数通常为频率最高的成分。从结果可以看出，对于所有折合速度，在所有本征模态函数中，第一个本征模态函数的瞬时频率最接近平台的横向固有频率。对于折合速度为 5 的情况，第一个本征模态函数的瞬时频率变化较为平缓，且与横向固有频率重合。随着折合速度增加，第一个本征模态函数的瞬时频率开始出现波动，且其大小开始增加。这是由于平台的泻涡频率随流速增加而增加，造成横向脉动压力频率增加，使平台的运动频率也增加。而瞬时频率出现的波动则可能是受到高折合速度下的大幅度首摇运动影响所致。除了高频成分外，每个折合速度下的横向运动响应还存在一个 0.025 Hz 和 0.01 Hz 左右两个低频成分。0.01 Hz 的频率成分可能是受取样数据区间影响产生的，而 0.025 Hz 的频率成分则很大可能是由于平台在横向运动和首摇运动共同作用下产生的一个新的低频运动。

6.5.5 瞬时流场分析

为了更好地理解八立柱半潜式平台发生涡激运动时的漩涡脱离和尾涡干扰，这里对瞬时流场进行可视化分析。图 6-42、图 6-43 和图 6-44 分别给出了 0 度、22.5 度和 45 度来流角下的无量纲横向运动响应时历曲线，选取其中一个泻涡周期内的 6 个典型时刻进行流场可视化分析。6 个典型时刻分别处于负向最大横向位移的前、中、后时刻，以及正向最大横向位移的前、中、后时刻，已经在图中的运动曲线上标注出。

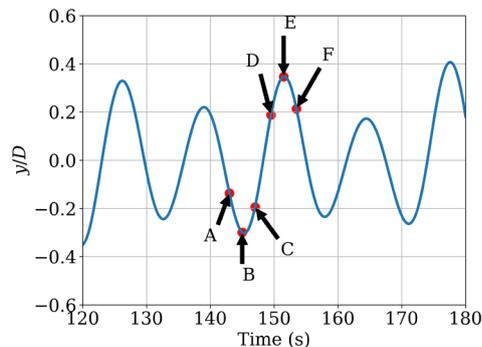


图6-42 0 度来流角下、 $U_r=7$ 时的无量纲横向运动响应时历曲线

Fig.6-42 Non-dimensioned transverse motion time series for 0 degree current heading and $U_r=7$

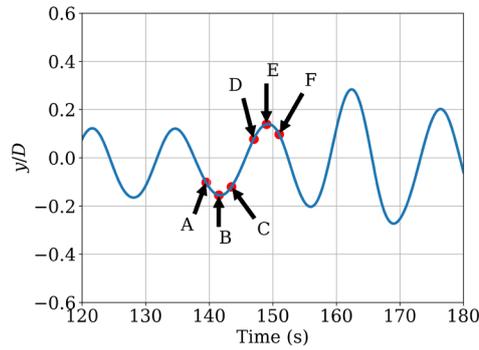


图6-43 22.5 度来流角下、 $U_r=7$ 时的无量纲横向运动响应时历曲线

Fig.6-43 Non-dimensional transverse motion time series for 22.5 degree current heading and $U_r=7$

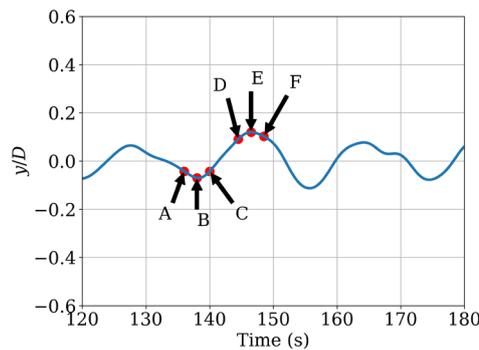


图6-44 45 度来流角下、 $U_r=7$ 时的无量纲横向运动响应时历曲线

Fig.6-44 Non-dimensional transverse motion time series for 45 degree current heading and $U_r=7$

图 6-45、图 6-46 和图 6-47 分别给出了平台在这些时刻的瞬时涡量场，取 $z/H=-0.5$ 水面截面，涡量无量纲的 $\omega_2 D/U$ 表示。

先看 0 度来流角情况。如图 6-45，在(A)时刻，平台朝着最大负向横向位置移动，平台在横向运动方向上开始减速，此时 1、2 号外立柱及 1、2 号内立柱左舷侧出现较为细长的漩涡，这些漩涡在平台的运动作用下，出现明显的翻卷，很快翻卷到立柱后方。当平台运动到最大负向横向位置时，对应(B)时刻，2 号内立柱左舷侧的逆时针漩涡率先发生破碎和脱落，形成的细小漩涡顺着流动往下撞击在 4 号内立柱上。

而当平台从最大负向横向位置朝相反方向移动时，上游的各立柱左舷侧的漩涡开始依次破碎和脱落，如在(C)时刻 1、2 号外立柱左舷侧的漩涡发生破碎，在(D)时刻 1 号内立柱左舷侧的漩涡发生破碎。与此同时，上游的 4 个立柱右舷侧的顺时针漩涡开始形成，注意此时平台也在向正向最大横向位置（右舷侧方向）移动，在这二者的共同作用下，立柱右舷侧的顺时针漩涡迅速贴在柱体背面，发生流动再附着现象，导致柱体右舷侧表面出现较大的负压，从而使平台受到向右舷侧的压差，进一步加速平台朝着最大正向横向位置移动。到(E)和(F)时刻时，上游立柱的右舷侧漩涡发生破碎脱落，而又在左舷侧发生流动再附着，使平台加速向最大负向横向位置移动。

在 22.5 度来流角时，立柱两侧的脱落的漩涡大小和强度均不如 0 度来流角情况。如图 6-46 所示，由于平台转动了一个角度，使得原本错开的 2 号外立柱和 2 号内立柱变成近似串列的排布，2 号内立柱在 2 号外立柱的近尾流区域内，其受到的流体力受 2 号外立柱的影响很大。同时，从 2 号外立柱脱落的漩涡也受其后方 2 号内立柱的影响，漩涡强度明显小于 0 度来流角情况。此外，4 号内立柱也处于 2 号内立柱的尾流区域，会阻止在 2 号内立柱的尾流区域形成较大尺度的漩涡。换言之，从 2 号内立柱两侧的漩涡由于 4 号内立柱的存在会很快破碎和脱落，并撞击在下游的 4 号内立柱上。值得注意的是，在此工况下仍能观察到流动再附着现象，如(B)时刻的 2 号外立柱和(C)时刻的 3 号内立柱。而这种不同步的流动再附着现象说明作用在不同立柱上的流体力存在相位差，削弱了立柱间的同步效果，从而减小平台的横向运动响应。

对于 45 度来流角情况，由于角度的关系，2 号内立柱完全处于 2 号外立柱的后方。如图 6-47 所示，2 号外立柱两侧的漩涡还未脱落时就受 2 号内立柱的影响，破碎成细小的漩涡，这些小漩涡撞击在 2 号内立柱上，并与在 2 号内立柱两侧脱落的漩涡混合并相互作用，继续往下游发展。由于此工况下，1 号外立柱和 1 号内立柱、4 号外立柱和 4 号内立柱均呈并排之势，它们之间的漩涡互不干扰，是相互独立的。而立柱与来流成 0 度攻角，立柱的方形尾部使得流动只能再附着于立柱两侧，而很难再附着于立柱后方。再附着的漩涡区域相比 0 度来流角小得多，导致横向运动响应也大幅减小。

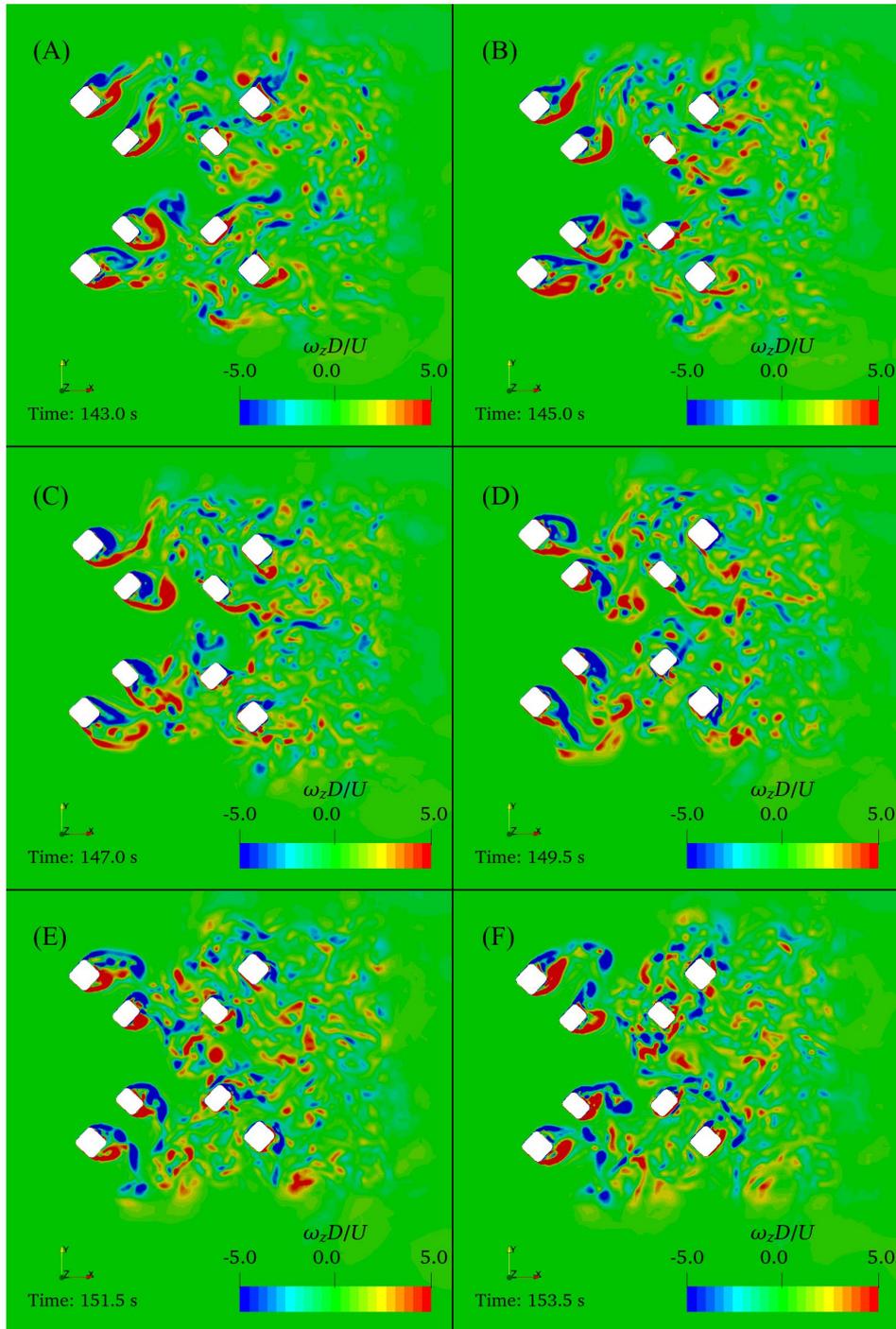


图6-45 0 度来流角、 $U_r=7$ 时一个运动周期内的瞬时涡量场演化过程，对应图 6-42 时刻
 Fig.6-45 Instantaneous vorticity contour in one transverse motion period at 0 degree current heading and $U_r=7$, time corresponding to annotation in Fig.6-42

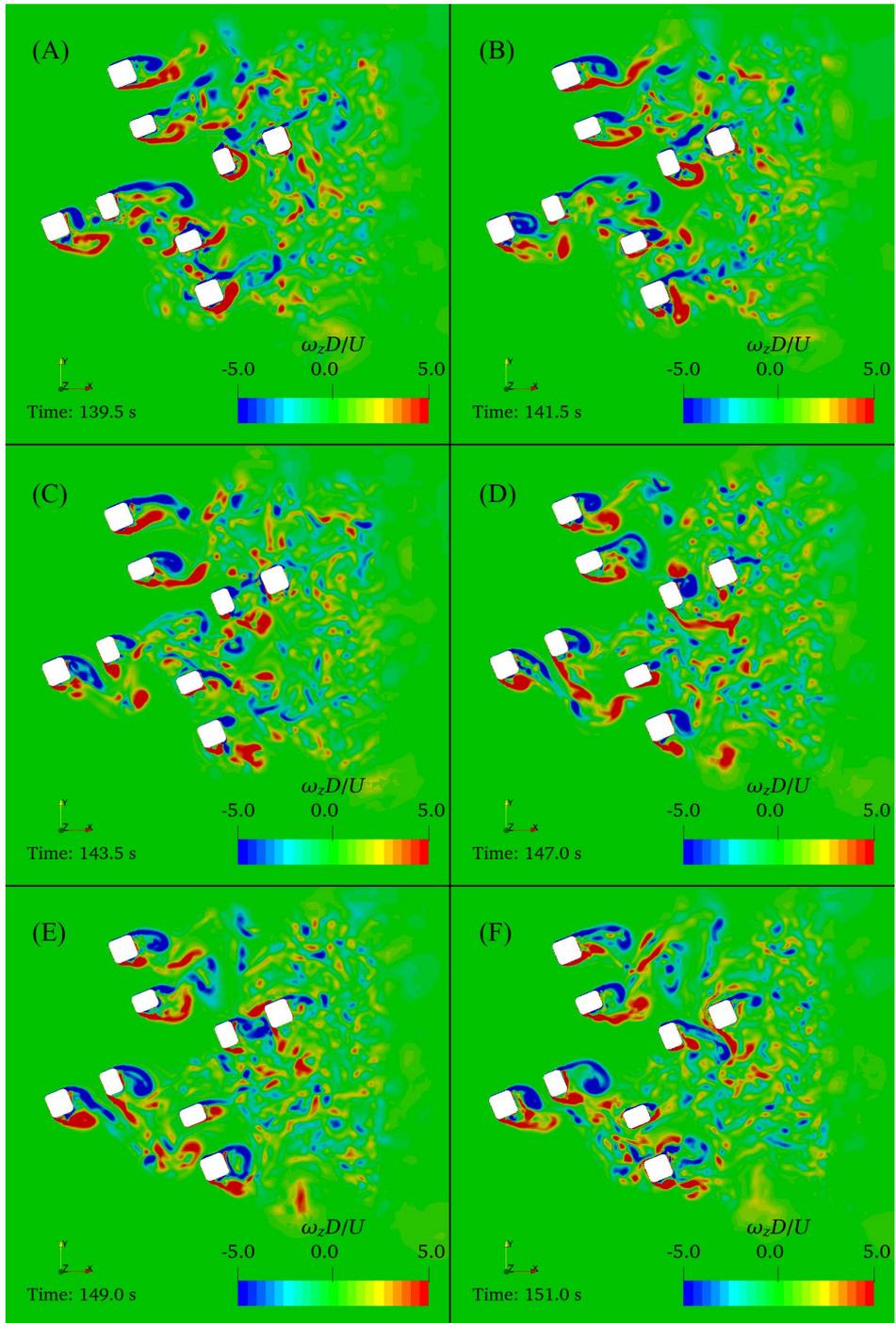


图6-46 22.5 度来流角、 $U_r=7$ 时一个运动周期内的瞬时涡量场演化过程，对应图 6-43 时刻

Fig.6-46 Instantaneous vorticity contour in one transverse motion period at 22.5 degree current heading and $U_r=7$, time corresponding to annotation in Fig.6-43

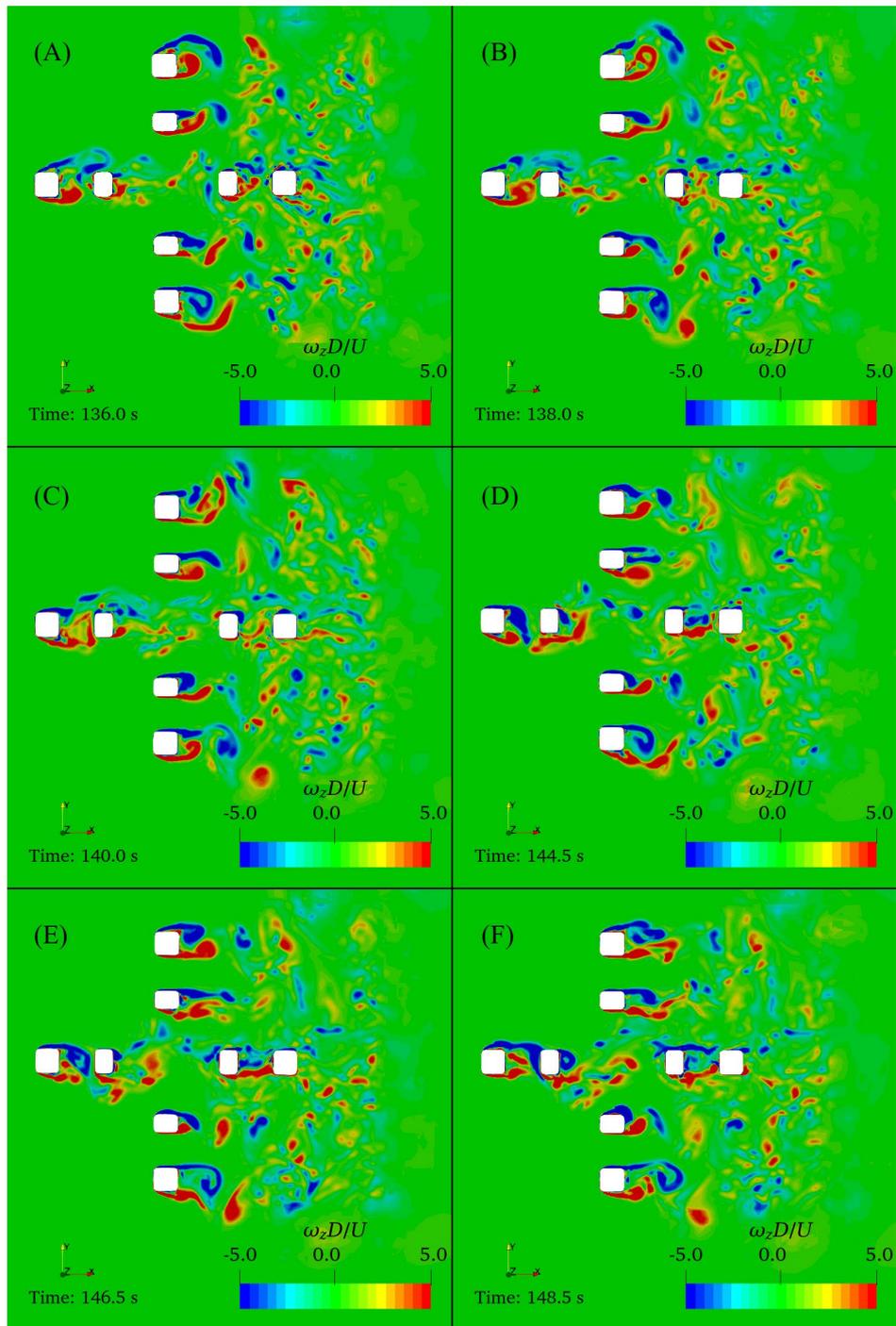


图6-47 45度来流角、 $U_r=7$ 时一个运动周期内的瞬时涡量场演化过程，对应图 6-44 时刻

Fig.6-47 Instantaneous vorticity contour in one transverse motion period at 45 degree current heading and $U_r=7$, time corresponding to annotation in Fig.6-44

6.6 本章小结

本章介绍了八立柱半潜式平台的基本概念、模型试验相关信息，并采用自主开发的 vim-FOAM-SJTU 求解器对这种概念设计平台的固定绕流和涡激运动进行研究。将固定绕流的拖曳力与模型试验结果对比，验证了计算结果的准确性。为了增强数值结果的可靠性，对计算算例进行网格收敛性验证，选取三套系统性加密的网格，考察了不同网格的升力和阻力变化情况，结果表明升力和阻力均呈收敛趋势。对不同位置的水平剖面处的速度分布情况的研究表明，立柱底部泻涡受到浮筒的强烈影响，浮筒的存在会抑制立柱两侧的漩涡脱落。

对八立柱半潜式平台的涡激运动进行数值研究。首先，介绍了涡激运动中使用的等效弹簧系统，采用对称形式布置的弹簧系统，实现各向同性刚度的弹簧系统。通过静态位移、自由衰减等数值试验，确保了等效弹簧系统能够提供正确的回复刚度。分析涡激运动的时历曲线、运动轨迹等随折合速度的变化情况，发现典型的“锁定”现象。观察到了涡激首摇现象并发现涡激首摇的频率与横向运动频率一致。折合速度为 5 时，平台的横向运动为规律的调幅运动，此时上游内外立柱的升阻力系数表现出相位同步的一致性，其泻涡模式也呈现出一致性并出现流动再附着现象。研究了涡激运动随来流角度的变化情况，结果表明 0 度来流角下的涡激运动响应最为显著。相比其他来流角，0 度来流角下的横向运动和首摇响应幅值均为最大。对涡流场结构的分析表明，0 度来流角时上游各立柱将出现一致的流动再附着，而 22.5 度来流角时部分上游立柱会出现再附着，45 度来流角时未发现流动再附着。

第七章 结论与展望

7.1 全文工作总结

本博士学位论文基于开源代码框架 OpenFOAM，将重叠网格功能与高雷诺数大分离流动模拟技术结合，利用重叠网格对象实现求解湍流输运方程时的流场信息插值与更新，将系泊系统功能模块引入重叠网格求解器，最终形成了面向深海浮式平台涡激运动的 vim-FOAM-SJTU 求解器，随后为了验证求解器对涡激运动问题的适用性，将该求解器用于 Spar 平台、浮筒、四立柱和八立柱半潜式平台的三维绕流与涡激运动问题中。论文的主要研究结论如下：

1. 无限长三维圆柱绕流

分别采用 SST-URANS 和 SST-DES 计算 $Re=3900$ 的无限长三维圆柱绕流问题，结果表明，SST-URAN 方法会过高地估计流动分离区域内的湍流粘度，使得原本应该出现的小尺度三维漩涡结构被抑制。与之相比，SST-DES 方法能在计算网格的尺度上捕捉到这种涡结构，并且其预报的阻力、表面压力系数及尾流速度剖面与物理试验测量结果吻合良好，充分说明了本博士学位论文所开发的 vim-FOAM-SJTU 求解器在钝体绕流问题上的适用性与可靠性。

2. 有限长三维圆柱绕流

对有限长的光滑及带螺旋侧板圆柱进行绕流数值模拟。对计算结果分析后发现，对于光滑圆柱，由于自由端的存在，在靠近圆柱自由端附近的区域会出现梢涡结构，该涡结构与靠近自由端附近的圆柱两侧形成的卡门涡相互作用，在时均流场上形成了经典的拱涡结构。由于拱涡结构的下洗效应，还将在圆柱的后方形成后缘涡结构。这种强烈的自由端三维效应需要在浮式平台涡激运动数值建模时加以考虑。对于带螺旋侧板的圆柱，沿垂向方向的一致性泻涡遭螺旋侧板的破坏，在时均流场上无法观察到清晰的拱涡结构和后缘涡结构。

3. 单立柱 Spar 平台及浮筒涡激运动

对 Spar 平台的涡激运动研究表明，由于螺旋侧板的存在，在发生涡激运动时 Spar 平台在平面内的运动轨迹并不呈现出涡激振动的经典“8”字形轨迹，其形状更像弯曲的“香蕉”。在折合速度为 6~8 之间时，Spar 平台的横向运动响应幅值明显增加，在折合速度为 8 时响应幅值最大。对 Spar 平台的涡流场及流线分析表明，流动分离主要发生在螺旋侧板的顶端而不是主体表面，螺旋侧板的存在破坏了沿垂向泻涡的一致性，同时扰乱了流线的形成，将原本大尺度的涡结构打碎成小的涡结构，从而抑制了平台的涡激运动。

对单根系泊形式的浮筒涡激运动研究表明,浮筒也会呈现和 Spar 平台一样的“锁定”现象。由于系泊的不可伸长特性,浮筒在垂向方向也会呈现规律性的振荡运动,垂向运动频率与顺流向相同。此外,受浮筒平面内大幅度运动的影响,浮筒还会出现旋转运动,且旋转运动频率与横流向运动相同。

4. 四立柱半潜式平台固定绕流及涡激运动

对平台的固定绕流问题的研究结果表明,立柱的平均阻力系数和升力系数均方根值随来流速度的变化不大。对比各立柱,发现两侧立柱比上游立柱的平均阻力系数要大,而下游立柱受上游立柱尾涡流场影响,其平均阻力系数只有上游立柱的 2/3 左右,其升力系数的均方根值接近上游立柱的 3 倍。对压力和涡量场进行分析后发现,下游立柱前面没有明显的高压区,且其周围的流场受上游立柱尾涡影响,漩涡脱落强度较弱,特征不明显。

对平台的涡激运动研究结果表明,在折合速度为 6-8 时平台的横向运动响应幅值显著增加,平台进入“锁定”区域。不同于固定绕流,处于“锁定”区域的平台的平均阻力系数也会同横向运动响应幅值一样,呈现出增加的趋势。在离开“锁定”区域后,平台的横向运动响应幅值和平均阻力系数均有所回落。由于平台首摇固有频率较高,平台首摇振荡幅值随折合速度增加而持续增大。平台在前“锁定”和后“锁定”区域内的泻涡成细长形,而在“锁定”区域内泻涡出现再附着。

5. 八立柱半潜式平台固定绕流及涡激运动

对平台的固定绕流研究结果表明,处于下游区域的立柱会不同程度地受其上游立柱影响,使得其尾涡呈扩散张开形态。在 22.5 度来流角情况下各立柱的受力形态较为一致,出现高度的同步性。对比立柱不同垂向位置的速度云图后发现,浮筒的存在会抑制立柱底端的泻涡,破坏了垂向泻涡的一致性。

对平台的涡激运动研究结果表明,相比“锁定”区域,平台在后“锁定”区域的横向运动响应幅值有所减小,而流向响应幅值开始增加,这表明涡激运动的非线性特性开始增强。在“锁定”区域内,上游各立柱的后方存在流动再附着现象,尤其是在折合速度为 5 时,上游各立柱出现同步泻涡现象,立柱的升力相位高度一致,该工况下的横向运动响应幅值最大。作用在浮筒上的流体动力在所有工况下所做的功均为负,表明浮筒对涡激运动存在抑制作用。对不同来流角度下的涡激运动响应研究表明,在立柱与来流呈 45 度攻角时,涡激运动的响应最为明显。受该因素影响,在高折合速度下,该来流角工况下的首摇运动响应也要大于其他工况。

7.2 进一步研究展望

尽管近年来学者们已经花费了大量的精力去研究深海浮式平台的涡激运动问题,但是由于涡激运动物理问题本身的复杂性,再加上平台几何形状、系泊系统等外部因素的影响,目前仍然有大量的工作需要去研究。本博士论文开发的涡激运动 CFD 求解器虽然在相关算例中取得了不错的计算精度和应用效果,但还存在很多不足之处,许多方面的问题有待进一步研究。具体包括以下几点:

1. 波浪对浮式平台涡激运动的影响研究。实际海洋环境复杂多变,不可能只存在海流,更常见的是波浪伴随海流的情况。对于实际工程问题而言,考虑波流共同作用下的浮式平台涡激运动响应研究意义重大。目前已有部分学者采用模型试验方法开展这方面的研究工作,并且得出了一些初步性的结论。然而波流相互作用本身就是一个非常复杂的问题,目前学术界对波流相互作用还缺少统一的、深层次的认识和理解,更缺少相应的数值研究工具。更不必说波浪对涡激运动影响的机理性研究。

2. 立管涡激振动与平台涡激运动的耦合作用研究。论文在研究浮式平台涡激运动时忽略了立管的影响,而实际情况下立管的存在对涡激运动产生较大影响,同时平台涡激运动产生的大幅度周期性往复运动也会作用在立管上,影响立管的涡激振动特性。由于缩尺比的原因,立管与平台的相互耦合作用很难在同一模型试验中体现出来。虽然目前已有部分学者在采用数值方法研究平台涡激运动时考虑了立管的影响,但这些研究大多将立管对平台涡激运动的影响简化为一个阻尼系数施加到平台的结构响应运动方程中,而并未考虑平台涡激运动对立管涡激振动的影响。在后续研究中,应当考虑开发浮式平台涡激运动与立管涡激振动的耦合策略,构建浮式平台涡激运动与立管涡激振动的耦合 CFD 求解器。

3. 实尺度下的浮式平台涡激运动响应研究。由于模型试验采用傅汝德数相似,其雷诺数与实尺度通常相差 2~3 个数量级。模型试验通常为亚临界雷诺数流动,而实尺度则为超临界雷诺数流动,二者的流动特性完全不同。为了对实尺度下的浮式平台涡激运动响应进行研究,首先需要对平台安装作业区域的海洋环境和气象资料进行观测和收集,其次需要在平台上建立实地监测机制,收集洋流、平台运动响应、系泊力等数据。以此为基础,发展高效、精确的实尺度高雷诺数湍流数值模拟方法,开展实尺度下的浮式平台涡激运动响应研究,为雷诺数尺度效应的研究提供分析工具。

4. 新型设计的平台涡激运动研究与验证工作。限于时间原因,论文只对 Spar 平台、浮筒及半潜式平台涡激运动进行研究。在未来的工作中可以将求解器用于更多类型的浮式平台涡激运动问题中,如张力腿平台、非垂直立柱半潜式平台等,继续验证与改进求解器的精度。

5. 平台几何形状对涡激运动的影响研究与减涡装置的优化。借助求解器,可以研究半潜式平台立柱截面形状、浮筒形状等参数对涡激运动的影响,评估 Spar 平台螺旋侧板高度、螺距和覆盖率的减涡效果,以及立柱底部突起等新型减涡设计的实际效果,加速平台外形优化工作,减少减涡装置设计周期。

参考文献

- [1] Abrishamchi, A., Younis, B.A. LES and URANS predictions of the hydrodynamic loads on a tension-leg platform[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2012, **28**: 244–262.
- [2] Antony, A., Vinayan, V., Halkyard, J., et al. A CFD based analysis of the Vortex Induced Motion of deep-draft semisubmersibles[C]. In *Proceedings of the 25th International Ocean and Polar Engineering Conference*. Kona, Big Island, Hawaii, USA: 2015a, **3**: 1048–1055.
- [3] Antony, A., Vinayan, V., Holmes, S., et al. VIM study for deep draft column stabilized floaters[C]. In *Proceedings of the Annual Offshore Technology Conference*. Houston, Texas, USA: 2015b.
- [4] Antony, A.G., Halkyard, J., Huang, K., et al. Gulfstar Spar VIM responses in flume tank[C]. In *Offshore Technology Conference*. Houston, Texas, USA: 2013.
- [5] Atluri, S., Halkyard, J., Srinivas, S. CFD simulation of truss spar vortex-induced motion[C]. In *Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Hamburg, Germany: 2006, **4**: 787–793.
- [6] Basara, B., Krajnovic, S., Girimaji, S., et al. Near-wall formulation of the partially averaged Navier Stokes turbulence model[J]. *AIAA Journal*. 2011, **49**(12): 2627–2636.
- [7] Beattie, M., Prislun, I., Yiu, F., et al. Truss Spar VIM correlation between model test and field measurement[C]. In *Offshore Technology Conference*. Houston, Texas, USA: 2013.
- [8] Beaudan, P., Moin, P. Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number[R]. No. TF-62, Stanford University CA Thermosciences Div, 1994.
- [9] Befeno, I., Schiestel, R. Non-equilibrium mixing of turbulence scales using a continuous hybrid RANS/LES approach: application to the shearless mixing layer[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2007, **78**(2): 129–151.
- [10] Boussinesq, J. *Essai sur la théorie des eaux courantes*[M]. Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences, 1877.
- [11] Breuer, M. A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2000, **21**(5): 648–654.
- [12] Breuer, M. Large eddy simulation of the subcritical flow past a circular cylinder: numerical and modeling aspects[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 1998, **28**(9): 1281–1302.
- [13] Cantwell, B., Coles, D. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1983, **136**: 321–374.
- [14] Carrica, P.M., Wilson, R.V., Noack, R.W., et al. Ship motions using single-phase

- level set with dynamic overset grids[J]. *Computers & Fluids*. 2007, **36**(9): 1415–1433.
- [15] Catalano, P., Wang, M., Iaccarino, G., et al. Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2003, **24**(4): 463–469.
- [16] Chaouat, B. Application of the PITM method using inlet synthetic turbulence generation for the simulation of the turbulent flow in a small axisymmetric contraction[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2017, **98**(4): 987–1024.
- [17] Chaouat, B. Simulations of turbulent rotating flows using a subfilter scale stress model derived from the partially integrated transport modeling method[J]. *Physics of Fluids*. 2012, **24**(4): 045108.
- [18] Chaouat, B. Subfilter-scale transport model for hybrid RANS/LES simulations applied to a complex bounded flow[J]. *Journal of Turbulence*. 2010, **11**: N51.
- [19] Chaouat, B., Schiestel, R. Partially integrated transport modeling method for turbulence simulation with variable filters[J]. *Physics of Fluids*. 2013a, **25**(12): 125102.
- [20] Chaouat, B., Schiestel, R. Hybrid RANS/LES simulations of the turbulent flow over periodic hills at high Reynolds number using the PITM method[J]. *Computers & Fluids*. 2013b, **84**: 279–300.
- [21] Chaouat, B., Schiestel, R. Analytical insights into the partially integrated transport modeling method for hybrid Reynolds averaged Navier-Stokes equations-large eddy simulations of turbulent flows[J]. *Physics of Fluids*. 2012, **24**(8): 085106.
- [22] Chaouat, B., Schiestel, R. Progress in subgrid-scale transport modelling for continuous hybrid non-zonal RANS/LES simulations[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2009, **30**(4): 602–616.
- [23] Chaouat, B., Schiestel, R. From single-scale turbulence models to multiple-scale and subgrid-scale models by Fourier transform[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2007, **21**(3): 201–229.
- [24] Chaouat, B., Schiestel, R. A new partially integrated transport model for subgrid-scale stresses and dissipation rate for turbulent developing flows[J]. *Physics of Fluids*. 2005, **17**(6): 065106.
- [25] Chen, C.-R., Chen, H.-C. Simulation of vortex-induced motions of a deep draft semi-submersible in current[J]. *Ocean Engineering*. 2016, **118**: 107–116.
- [26] Constantinides, Y., Oakley Jr., O.H. Prediction and screening of truss spar vim with CFD[C]. In *Proceedings of the 32nd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Nantes, France: 2013, **7**.
- [27] van Dijk, R.R.T., Fourchy, P., Voogt, A., et al. The effect of mooring system and sheared currents on vortex induced motions of truss Spars[C]. In *Proceedings of the 22nd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Cancun, Mexico: 2003, **1**: 285–292.
- [28] Dullweber, A., Leimkuhler, B., McLachlan, R. Symplectic splitting methods for rigid body molecular dynamics[J]. *The Journal of Chemical Physics*. 1997, **107**(15): 5840–5851.

- [29] Erm, L.P., Joubert, P.N. Low-Reynolds-number turbulent boundary layers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1991, **230**: 1–44.
- [30] Feymark, A., Alin, N., Bensow, R., et al. Numerical Simulation of an Oscillating Cylinder Using Large Eddy Simulation and Implicit Large Eddy Simulation[J]. *Journal of Fluids Engineering*. 2012, **134**(3): 031205–031205.
- [31] Finn, L.D., Maher, J.V., Gupta, H. The Cell Spar and Vortex Induced Vibrations[C]. In *Proceedings of the Annual Offshore Technology Conference*. Houston, Texas, USA: 2003.
- [32] Finnigan, T., Roddier, D. Spar VIM model tests at supercritical reynolds numbers[C]. In *Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. San Diego, California, USA: 2007, **3**: 731–740.
- [33] Flandrin, P. *Time-Frequency/Time-Scale Analysis*[M]. Orlando, FL, USA: Academic Press, Inc., 1999, **10**.
- [34] Foroutan, H., Yavuzkurt, S. A partially-averaged Navier–Stokes model for the simulation of turbulent swirling flow with vortex breakdown[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2014, **50**: 402–416.
- [35] Fujarra, A.L.C., Gonçalves, R.T., Rosetti, G.F., et al. Roughness effects on the VIM response of deep-draft semi-submersible platforms[C]. In *Proceedings of the 25th International Ocean and Polar Engineering Conference*. Kona, Big Island, Hawaii, USA: 2015, **3**: 1035–1041.
- [36] Fujarra, A.L.C., Rosetti, G.F., De, W., et al. State-of-art on Vortex-Induced Motion: A comprehensive survey after more than one decade of experimental investigation[C]. In *Proceedings of the ASME 2012 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Rio de Janeiro, Brazil: 2012, **4**: 561–582.
- [37] Girimaji, S.S. Partially-averaged Navier-Stokes model for turbulence: a Reynolds-averaged Navier-Stokes to direct numerical simulation bridging method[J]. *Journal of Applied Mechanics*. 2006, **73**(3): 413–421.
- [38] Girimaji, S.S., Abdol-Hamid, K.S. Partially-averaged Navier Stokes model for turbulence: implementation and validation[C]. In *Proceedings of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, USA: 2005.
- [39] Girimaji, S.S., Jeong, E., Srinivasan, R. Partially averaged Navier-Stokes method for turbulence: fixed point analysis and comparison with unsteady partially averaged Navier-Stokes[J]. *Journal of Applied Mechanics*. 2006, **73**(3): 422–429.
- [40] Girimaji, S.S., Srinivasan, R., Jeong, E. PANS turbulence model for seamless transition between RANS and LES: fixed-point analysis and preliminary results[J]. 2003: 1901–1909.
- [41] Glanville, R.S., Halkyard, J.E., Davies, R.L., et al. Neptune project: spar history and design considerations[C]. In *Proceedings of the Annual Offshore Technology Conference*. 1997, **2**: 237–251.
- [42] Gonçalves, R.T., Fujarra, A.L.C., Rosetti, G.F., et al. Experimental study of the column shape and the roughness effects on the vortex-induced motions of deep-draft semi-submersible platforms[J]. *Ocean Engineering*. 2018, **149**: 127–141.

- [43] Gonçalves, R.T., Nishimoto, K., Rosetti, G.F., et al. Experimental study on vortex-induced motions (VIM) of a large-volume semi-submersible platform[C]. In Proceedings of the 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Rotterdam, The Netherlands: 2011, **7**: 1–9.
- [44] Gonçalves, R.T., Rosetti, G.F., Fajarra, A.L.C., et al. Experimental study on vortex-induced motions of a semi-submersible platform with four square columns, Part I: Effects of current incidence angle and hull appendages[J]. Ocean Engineering. 2012a, **54**: 150–169.
- [45] Gonçalves, R.T., Rosetti, G.F., Fajarra, C., et al. Vortex-induced yaw motion (VIY) of a large-volume semi-submersible platform[C]. In Proceedings of the 22nd International Offshore and Polar Engineering Conference. Rhodes, Greece: 2012b, **3**: 572–578.
- [46] Gritskevich, M.S., Garbaruk, A.V., Schütze, J., et al. Development of DDES and IDDES formulations for the $k-\omega$ shear stress transport model[J]. Flow, Turbulence and Combustion. 2011, **88**(3): 431–449.
- [47] Gröchenig, K. Foundations of Time-Frequency Analysis[M]. Birkhäuser Basel, 2001.
- [48] Guarini, S.E., Moser, R.D., Shariff, K., et al. Direct numerical simulation of a supersonic turbulent boundary layer at Mach 2.5[J]. Journal of Fluid Mechanics. 2000, **414**: 1–33.
- [49] Haase, W., Aupoix, B., Bunge, U., et al. FLOMANIA - A European initiative on flow physics modelling: results of the European-Union funded project, 2002 - 2004[M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2006.
- [50] Haase, W., Braza, M., Revell, A. DESider – A European effort on hybrid RANS-LES modelling: results of the European-Union funded project, 2004 - 2007[M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009.
- [51] Halkyard, J., Atluri, S., Sirnivas, S. Truss spar vortex induced motions: Benchmarking of CFD and model tests[C]. In Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Hamburg, Germany: 2006, **3**: 883–892.
- [52] Halkyard, J., Sirnivas, S., Holmes, S., et al. Benchmarking of truss spar vortex induced motions derived from CFD with experiments[C]. In Proceedings of the 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Halkidiki, Greece: 2005, **3**: 895–902.
- [53] Hansen, R.P., Forsythe, J.R. Large and detached eddy simulations of flow over a circular cylinder using unstructured grids[C]. In Proceedings of the 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA: 2003.
- [54] Hartlen, R.T., Currie, I.G. Lift-oscillator model of vortex-induced vibration[J]. Journal of the Engineering Mechanics Division. 1970, **96**(5): 577–591.
- [55] Holmes, S. Predicting spar VIM using CFD[C]. In Proceedings of the 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Estoril, Portugal: 2008, **5**: 895–900.
- [56] Huang, N.E., Long, S.R., Shen, Z. Hutchinson, J.W., Wu, T.Y. The mechanism for frequency downshift in nonlinear wave evolution[G]. In Advances in Applied

- Mechanics, Elsevier, 1996, **32**: 59-117,117A,117B,117C.
- [57] Huang, N.E., Shen, Z., Long, S.R. A new view of nonlinear water waves: the Hilbert spectrum[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1999, **31**(1): 417–457.
- [58] Huang, N.E., Shen, Z., Long, S.R., et al. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis[J]. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 1998, **454**(1971): 903–995.
- [59] Huang, S. Dynamic analysis of three-dimensional marine cables[J]. *Ocean Engineering*. 1994, **21**(6): 587–605.
- [60] Humphreys, J.S. On a circular cylinder in a steady wind at transition Reynolds numbers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1960, **9**(4): 603–612.
- [61] Hunt, J.C.R., Wray, A.A., Moin, P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows[R]. CTR-S88, Center for Turbulence Research, Stanford University, 1988: 193–208.
- [62] Hussin, W., Harun, F., Mohd, M., et al. Analytical modelling prediction by using wake oscillator model for vortex-induced vibrations[J]. *Journal of Mechanical Engineering and Sciences*. 2017, **11**(4): 3116–3128.
- [63] Irani, M., Finn, L. Improved strake design for vortex induced motions of spar platforms[C]. In *Proceedings of the 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Halkidiki, Greece: 2005, **1 B**: 767–773.
- [64] Irani, M., Finn, L. Model testing for vortex induced motions of spar platforms[C]. In *Proceedings of the 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Vancouver, British Columbia, Canada: 2004, **1**: 605–611.
- [65] Irani, M., Perryman, S., Brewer, J., et al. Vortex induced motions of the Horn Mountain Truss Spar[C]. In *Proceedings of the 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Estoril, Portugal: 2008, **4**: 967–973.
- [66] Issa, R.I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting[J]. *Journal of Computational Physics*. 1986, **62**(1): 40–65.
- [67] Iwan, W.D., Blevins, R.D. A model for vortex induced oscillation of structures[J]. *Journal of Applied Mechanics*. 1974, **41**(3): 581–586.
- [68] Jasak, H. Dynamic mesh handling in OpenFOAM[C]. In *Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. Orlando, Florida, USA: 2009.
- [69] Jasak, H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows[D]. London, UK: Imperial College London (University of London), 1996.
- [70] Jasak, H., Jemcov, A., Tukovic, Z., et al. OpenFOAM: A C++ library for complex physics simulations[C]. In *Proceedings of the International workshop on Coupled Methods in Numerical Dynamics*. Dubrovnik, Croatia: 2007: 1–20.
- [71] Jasak, H., Tuković, Ž. Automatic mesh motion for the unstructured Finite Volume Method[J]. *Transactions of Famena*. 2006, **30**(2): 1–20.
- [72] Jeong, E., Girimaji, S.S. Partially averaged Navier–Stokes (PANS) method for turbulence simulations—flow past a square cylinder[J]. *Journal of Fluids Engineering*. 2010, **132**(12): 121203.

- [73] Jones, W., Launder, B.E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1972, **15**(2): 301–314.
- [74] Kang, Z., Ni, W., Ma, G., et al. A model test investigation on vortex-induced motions of a buoyancy can[J]. *Marine Structures*. 2017, **53**: 86–104.
- [75] Kara, M., Kaufmann, J., Gordon, R., et al. Application of CFD for computing VIM of floating structures[C]. In *Proceedings of the Offshore Technology Conference*. Houston, Texas, USA: 2016.
- [76] Kim, J.-W., Magee, A., Guan, K.Y.H. CFD simulation of flow-induced motions of a multi-column floating platform[C]. In *Proceedings of the 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Rotterdam, The Netherlands: 2011, **7**: 319–326.
- [77] Kim, S.J., Spornjak, D., Holmes, S., et al. Vortex-induced motion of floating structures: CFD sensitivity considerations of turbulence model and mesh refinement[C]. In *Proceedings of the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. St. John's, Newfoundland, Canada: 2015, **2**: V002T08A057.
- [78] Koop, A., Rijken, O., Vaz, G., et al. CFD investigation on scale and damping effects for vortex induced motions of a semi-submersible floater[C]. In *Proceedings of the Offshore Technology Conference*. Houston, Texas, USA: 2016.
- [79] Krajnović, S., Lárusson, R., Basara, B. Superiority of PANS compared to LES in predicting a rudimentary landing gear flow with affordable meshes[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2012, **37**: 109–122.
- [80] Kravchenko, A.G., Moin, P. Numerical studies of flow over a circular cylinder at $Re_D=3900$ [J]. *Physics of Fluids*. 2000, **12**(2): 403–417.
- [81] Lagha, M., Kim, J., Eldredge, J.D., et al. A numerical study of compressible turbulent boundary layers[J]. *Physics of Fluids*. 2011, **23**(1): 015106.
- [82] Lakshminpathy, S., Girimaji, S.S. Extension of Boussinesq turbulence constitutive relation for bridging methods[J]. *Journal of Turbulence*. 2007, **8**(31): N31.
- [83] Lam, K., Li, J.Y., Chan, K.T., et al. Flow pattern and velocity field distribution of cross-flow around four cylinders in a square configuration at a low Reynolds number[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2003a, **17**(5): 665–679.
- [84] Lam, K., Li, J.Y., So, R.M.C. Force coefficients and Strouhal numbers of four cylinders in cross flow[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2003b, **18**(3): 305–324.
- [85] Lam, K., Zou, L. Three-dimensional numerical simulations of cross-flow around four cylinders in an in-line square configuration[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2010, **26**(3): 482–502.
- [86] Launder, B.E., Sharma, B. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc[J]. *Letters in Heat and Mass Transfer*. 1974, **1**(2): 131–137.
- [87] Lee, S.-K., Chien, H.-P., Gu, H. CFD study of deep draft semisubmersible

- VIM[C]. In Proceedings of the Offshore Technology Conference-Asia. Kuala Lumpur, Malaysia: 2014.
- [88] Lefevre, C., Constantinides, Y., Kim, J.W., et al. Guidelines for CFD simulations of spar VIM[C]. In Proceedings of the 32nd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Nantes, France: 2013, 7: V007T08A019.
- [89] Li, S., Zhao, W., Wan, D. Numerical study of column rounded corner effects on vortex-induced motions of semi-submersibles[C]. In Proceedings of the 13th Pacific-Asia Offshore Mechanics Symposium. Jeju, Korea: 2018: 120–128.
- [90] Liang, Y., Tao, L. Interaction of vortex shedding processes on flow over a deep-draft semi-submersible[J]. *Ocean Engineering*. 2017, **141**: 427–449.
- [91] Liang, Y., Tao, L., Xiao, L., et al. Experimental and numerical study on flow past four rectangular columns in diamond configuration[C]. In Proceedings of the ASME 35th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Busan, Korea: 2016, 1: V001T01A044.
- [92] Liu, M., Xiao, L., Liang, Y., et al. Experimental and numerical studies of the pontoon effect on vortex-induced motions of deep-draft semi-submersibles[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2017a, **72**: 59–79.
- [93] Liu, M., Xiao, L., Lu, H., et al. Experimental study on vortex-induced motions of a semi-submersible with square columns and pontoons at different draft conditions and current incidences[J]. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*. 2017b, **9**(3): 326–338.
- [94] Liu, M., Xiao, L., Lyu, H., et al. Numerical analysis of pontoon effect on flow-induced forces of the deep draft semisubmersible in a cross-flow[C]. In Proceedings of the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. St. John's, Newfoundland, Canada: 2015, 1: V001T01A030.
- [95] Liu, M., Xiao, L., Yang, J., et al. Parametric study on the vortex-induced motions of semi-submersibles: Effect of rounded ratios of the column and pontoon[J]. *Physics of Fluids*. 2017c, **29**(5): 055101.
- [96] Lourenco, L., Shih, C. Characteristics of the plane turbulent near wake of a circular cylinder[J]. *A particle image velocimetry study*. 1993.
- [97] Lysenko, D.A., Ertesvåg, I.S., Rian, K.E. Large-Eddy Simulation of the Flow Over a Circular Cylinder at Reynolds Number 3900 Using the OpenFOAM Toolbox[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2012, **89**(4): 491–518.
- [98] Ma, W., Wu, G., Thompson, H., et al. Vortex induced motions of a column stabilized floater[C]. In Proceedings of the Deep Offshore Technology International Conference. Houston, Texas, USA: 2013.
- [99] Magee, A., Sheikh, R., Guan, K.Y.H., et al. Model tests for VIM of multi-column floating platforms[C]. In Proceedings of the ASME 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Rotterdam, The Netherlands: 2011, 7: 127–136.
- [100] Martin, M.P. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. Part 1. Initialization and comparison with experiments[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 2007, **570**: 347–364.

- [101] Menter, F., Esch, T. Elements of industrial heat transfer predictions[C]. In Proceedings of the 16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering. Uberlandia, Brazil: 2001: 26–30.
- [102] Menter, F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal. 1994, **32**(8): 1598–1605.
- [103] Menter, F.R., Kuntz, M., Langtry, R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model[J]. Turbulence, Heat and Mass Transfer. 2003, **4**(1): 625–632.
- [104] Mittal, R., Iaccarino, G. Immersed Boundary Methods[J]. Annual Review of Fluid Mechanics. 2005, **37**(1): 239–261.
- [105] Murlis, J., Tsai, H.M., Bradshaw, P. The structure of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics. 1982, **122**: 13–56.
- [106] Najjar, F.M., Balachandar, S. Low-frequency unsteadiness in the wake of a normal flat plate[J]. Journal of Fluid Mechanics. 1998, **370**: 101–147.
- [107] Newmark, N.M. A method of computation for structural dynamics[J]. Journal of the Engineering Mechanics Division. 1959, **85**(3): 67–94.
- [108] Niedzwecki, J.M., Casarella, M.J. On the Design of Mooring Lines for Deep Water Applications[J]. Journal of Engineering for Industry. 1976, **98**(2): 514–522.
- [109] Noack, R.W. SUGGAR: A general capability for moving body overset grid assembly[C]. In Proceedings of the 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. Toronto, Ontario, Canada: 2005.
- [110] Noack, R.W., Boger, D.A., Kunz, R.F., et al. Suggar++: An improved general overset grid assembly capability[C]. In 19th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. San Antonio, Texas, USA: 2009.
- [111] Oakley Jr., O.H., Constantinides, Y. CFD truss spar hull benchmarking study[C]. In Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. San Diego, California, USA: 2007, **3**: 703–713.
- [112] Oakley, O., Constantinides, Y., Navarro, C., et al. Modeling Vortex Induced Motions of spars in uniform and stratified flows[C]. In Proceedings of the 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Halkidiki, Greece: 2005, **3**: 885–894.
- [113] Ogawa, Y. Fundamental analysis of deep sea mooring line in static equilibrium[J]. Applied Ocean Research. 1984, **6**(3): 140–147.
- [114] Ong, L., Wallace, J. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder[J]. Experiments in Fluids. 1996, **20**(6): 441–453.
- [115] Parnaudeau, P., Carlier, J., Heitz, D., et al. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900[J]. Physics of Fluids. 2008, **20**(8): 085101.
- [116] Pattenden, R.J., Turnock, S.R., Zhang, X. Measurements of the flow over a low-aspect-ratio cylinder mounted on a ground plane[J]. Experiments in Fluids. 2005, **39**(1): 10–21.
- [117] Peskin, C.S. Flow patterns around heart valves: A numerical method[J]. Journal of Computational Physics. 1972, **10**(2): 252–271.

- [118] Rhie, C.M., Chow, W.L. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation[J]. *AIAA Journal*. 1983, **21**(11): 1525–1532.
- [119] Rijken, O. Examining the effects of scale, mass ratios and column shapes on the vortex induced motion response of a semi-submersible through CFD analyses[C]. In *Proceedings of the 33rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. San Francisco, CA, United States: 2014, **2**: V002T08A028.
- [120] Rijken, O., Leverette, S. Field measurements of vortex induced motions of a deep draft semisubmersible[C]. In *Proceedings of the ASME 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Honolulu, Hawaii, USA: 2009, **6**: 739–746.
- [121] Rijken, O., Leverette, S. Experimental study into vortex induced motion response of semi submersibles with square columns[C]. In *Proceedings of the 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Estoril, Portugal: 2008, **1**: 263–276.
- [122] Rijken, O., Schuurmans, S., Leverette, S. Experimental investigations into the influences of SCRs and appurtenances on deepdraft semisubmersible Vortex Induced Motion response[C]. In *Proceedings of the 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Rotterdam; Netherlands: 2011, **6**: 269–279.
- [123] Roddier, D., Finnigan, T., Liapis, S. Influence of the Reynolds number on spar vortex induced motions (VIM): multiple scale model test comparisons[C]. In *Proceedings of the ASME 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Honolulu, Hawaii, USA: 2009, **5**: 797–806.
- [124] Rodi, W. Launder, B.E., Sandham, N.D. Large-eddy simulation of the flow past bluff bodies[G]. In *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Cambridge: Cambridge University Press, 2002: 361–391.
- [125] Rosetti, G.F., Gonçalves, R., Fujarra, A.L.C., et al. CFD calculations of the vortex-induced motions of a circular-column semi-submersible[C]. In *Proceedings of the 35th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Busan, Korea: 2016, **2**: V002T08A064.
- [126] Sarpkaya, T. Flow-induced vibration of roughened cylinders[C]. In *Proceedings of the International Conference on Flow Induced Vibrations in Fluids Engineering*. Reading, England: 1982: 131–139.
- [127] Schewe, G. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1983, **133**: 265–285.
- [128] Schiestel, R., Dejoan, A. Towards a new partially integrated transport model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2005, **18**(6): 443–468.
- [129] Schwaborn, D., Strelets, M. ATAAC – An EU-project dedicated to hybrid RANS/LES methods[G]. In *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2012: 59–75.
- [130] Sheikh, R., Brown, A. Extreme vertical deepwater current profiles in the South China Sea, Offshore Borneo[C]. In *Proceedings of the ASME 29th International*

- Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Shanghai, China: 2010: 585–595.
- [131] Shen, Z., Wan, D. RANS computations of added resistance and motions of a ship in head waves[J]. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*. 2013, **23**(4): 263–271.
- [132] Shen, Z., Wan, D., Carrica, P.M. Dynamic overset grids in OpenFOAM with application to KCS self-propulsion and maneuvering[J]. *Ocean Engineering*. 2015, **108**: 287–306.
- [133] Shur, M., Spalart, P.R., Strelets, M., et al. Rodi, W., Laurence, D. Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack[G]. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, Oxford: Elsevier Science Ltd, 1999: 669–678.
- [134] Shur, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.K., et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2008, **29**(6): 1638–1649.
- [135] Srinivas, S., Allain, O., Wornom, S., et al. A study of LES models for the simulation of a turbulent flow around a truss Spar geometry[C]. In *Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Hamburg, Germany: 2006.
- [136] Smith, D.W., Kokkinis, T., Thompson, H.M., et al. Hindcasting VIM-induced mooring fatigue for the Genesis spar[C]. In *Proceedings of the 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Vancouver, British Columbia, Canada: 2004, **1 B**: 1005–1014.
- [137] Spalart, P., Jou, W., Strelets, M., et al. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach[J]. *Advances in DNS/LES*. 1997, **1**: 4–8.
- [138] Spalart, P.R. Detached-eddy simulation[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2009, **41**(1): 181–202.
- [139] Spalart, P.R. Strategies for turbulence modelling and simulations[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2000, **21**(3): 252–263.
- [140] Spalart, P.R., Allmaras, S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[J]. *Recherche Aerospaciale*. 1994, **1**: 5–21.
- [141] Spalart, P.R., Deck, S., Shur, M.L., et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2006, **20**(3): 181–195.
- [142] Spalding, D.B. A single formula for the “Law of the Wall”[J]. *Journal of Applied Mechanics*. 1961, **28**(3): 455–458.
- [143] Strelets, M. Detached eddy simulation of massively separated flows[C]. In *Proceedings of the 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, USA: 2001.
- [144] Tan, J.H.C., Magee, A., Kim, J.W., et al. CFD simulation for vortex induced motions of a multi-column floating platform[C]. In *Proceedings of the 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. Nantes, France: 2013, **7**: V007T08A066.
- [145] Thiagarajan, K.P., Constantinides, Y., Finn, L. CFD analysis of vortex-induced

- motions of bare and stroked cylinders in currents[C]. In Proceedings of the 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Halkidiki, Greece: 2005, **3**: 903–908.
- [146] Tian, F.-B., Dai, H., Luo, H., et al. Fluid–structure interaction involving large deformations: 3D simulations and applications to biological systems[J]. *Journal of Computational Physics*. 2014, **258**: 451–469.
- [147] Travin, A., Shur, M., Strelets, M., et al. Friedrich, R., Rodi, W. Physical and Numerical Upgrades in the Detached-Eddy Simulation of Complex Turbulent Flows[G]. In *Advances in LES of Complex Flows*, Springer Netherlands, 2004: 239–254.
- [148] Travin, A., Shur, M., Strelets, M., et al. Detached-eddy simulations past a circular cylinder[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2000, **63**(1–4): 293–313.
- [149] Vinayan, V., Antony, A., Halkyard, J., et al. Vortex-induced motion of deep-draft semisubmersibles: A CFD-based parametric study[C]. In Proceedings of the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. St. John’s, Newfoundland, Canada: 2015, **2**: V002T08A003.
- [150] Waals, O.J., Phadke, A.C., Bultema, S. Flow induced motions of multi column floaters[C]. In Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. San Diego, California, USA: 2007, **1**: 669–678.
- [151] Wang, Y., Yang, J., Li, X. CFD analysis of unsteady flows around a new Cell-Truss Spar and the corresponding vortex-induced motions[C]. In Proceedings of the 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Estoril, Portugal: 2008, **5**: 567–575.
- [152] Webster, R.L. Nonlinear Static And Dynamic Response of underwater’ cable structures using the finite element method[C]. In Proceedings of the Offshore Technology Conference. 1975.
- [153] Weller, H.G., Tabor, G., Jasak, H., et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques[J]. *Computers in Physics*. 1998, **12**(6): 620–631.
- [154] Wiens, J.K., Stockie, J.M. An efficient parallel immersed boundary algorithm using a pseudo-compressible fluid solver[J]. arXiv:1305.3976 [physics]. 2013.
- [155] Wilcox, D.C. Turbulence modeling for CFD[M]. La Canada, CA: DCW Industries, 1998.
- [156] Wilcox, D.C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models[J]. *AIAA Journal*. 1988, **26**(11): 1299–1310.
- [157] Wissink, J.G., Rodi, W. Numerical study of the near wake of a circular cylinder[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2008, **29**(4): 1060–1070.
- [158] Xu, Q. A new semisubmersible design for improved heave motion, vortex-induced motion and quayside stability[C]. In Proceedings of the ASME 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Rotterdam, The Netherlands: 2011, **7**: 95–103.
- [159] Xu, Q., Kim, J., Bhaumik, T., et al. Validation of HVS semisubmersible VIM

- performance by model test and CFD[C]. In Proceedings of the ASME 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Rio de Janeiro, Brazil: 2012, **1**: 175–185.
- [160] Yen, S.C., Yang, C.W. Flow patterns and vortex shedding behavior behind a square cylinder[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2011, **99**(8): 868–878.
- [161] Yoon, D.-H., Yang, K.-S., Choi, C.-B. Flow past a square cylinder with an angle of incidence[J]. Physics of Fluids. 2010, **22**(4): 043603.
- [162] Yung, T.-W., Sandström, R.E., Slocum, S.T., et al. Advancement of Spar VIV Prediction[C]. In 2004.
- [163] Zhang, J., Dalton, C. Interactions of vortex-induced vibrations of a circular cylinder and a steady approach flow at a Reynolds number of 13,000[J]. Computers & Fluids. 1996, **25**(3): 283–294.
- [164] Zou, J. Dynamic responses of a dry tree semi-submersible platform with ram style tensioners in the Post-Katrina irregular seas[C]. In Proceedings of the 18th International Offshore and Polar Engineering Conference. Vancouver, Canada: 2008, **1**: 108–113.
- [165] Zou, J., Poll, P., Antony, A., et al. VIM model testing and VIM induced mooring fatigue of a dry paired-column semisubmersible platform[C]. In Proceedings of the Offshore Technology Conference. Houston, Texas, USA: 2014.
- [166] Zou, J., Poll, P., Roddier, D., et al. VIM testing of a paired column semi submersible[C]. In Proceedings of the ASME 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Nantes, France: 2013, **7**: V007T08A001.
- [167] 乔东生, 欧进萍. 深水悬链锚泊系统静力分析[J]. 船海工程. 2009, **38**(2): 120–124.
- [168] 乔永亮, 桂洪斌, 刘祥鑫. 三维圆柱绕流数值模拟湍流方法的选择[J]. 水利水运工程学报. 2016(3): 119–125.
- [169] 于定勇. 水下锚泊系统计算——一种单链动力分析的数值方法[J]. 青岛海洋大学学报. 1995(S1): 100–105.
- [170] 刘禹维. 半潜式干树深水平台运动响应研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2015.
- [171] 单铁兵, 沈志平. 深水半潜式平台的涡激运动I.关键特性研究[J]. 上海交通大学学报. 2017, **51**(12): 1493–1503.
- [172] 周强, 曹曙阳, 周志勇. 亚临界雷诺数下圆柱体尾流结构的数值模拟[J]. 同济大学学报(自然科学版). 2013, **41**(1): 33–38.
- [173] 张蕙, 杨建民, 肖龙飞, 等. Truss Spar 平台涡激运动拖曳模型试验方法研究[J]. 中国海洋平台. 2012(01): 22–27.
- [174] 张蕙, 杨建民, 肖龙飞, 等. 均匀流中深水系泊 Truss Spar 平台涡激运动试验研究[J]. 海洋工程. 2011(04): 14–20.
- [175] 曹菡, 邵卫东. 干式井口半潜式平台技术的发展[J]. 船舶标准化工程师. 2014, **47**(4): 27–32.
- [176] 李启. 含运动边界钝体绕流风场的大涡模拟数值算法[D]. 北京: 北京交通大学, 2014.

- [177] 李鹏, 高振勋, 蒋崇文. 重叠网格方法的研究进展[J]. 力学与实践. 2014, **36**(05): 551-565.
- [178] 杨加栋, 张晓灵, 杜宝银, 等. 螺旋列板——深水立管涡激振动抑制装置[J]. 海洋技术. 2010, **29**(4): 88-92+116.
- [179] 沈志平, 单铁兵, 潘方豪, 等. 深水半潜式平台的涡激运动II.船型优化研究[J]. 上海交通大学学报. 2017, **51**(12): 1504-1511.
- [180] 沈志荣. 船桨舵相互作用的重叠网格技术数值方法研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2014.
- [181] 滕斌, 郝春玲, 韩凌. Chebyshev 多项式在锚链分析中的应用[J]. 中国工程科学. 2005, **7**(1): 21-26.
- [182] 自治宁. 深吃水半潜式平台涡激运动响应特性研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2013.
- [183] 自治宁, 肖龙飞, 程正顺, 等. 深吃水半潜式平台涡激运动响应模型实验研究[J]. 船舶力学. 2014, **18**(04): 377-384.
- [184] 程楠. 集中质量法在深海系泊冲击张力计算中的应用研究[D]. 天津: 天津大学, 2008.
- [185] 端木玉, 万德成. 雷诺数为 3900 时三维圆柱绕流的大涡模拟[J]. 海洋工程. 2016, **34**(6): 11-20.
- [186] 赵伟文, 万德成. 用 SST-DES 和 SST-URANS 方法数值模拟亚临界雷诺数下三维圆柱绕流问题[J]. 水动力学研究与进展 A 辑. 2016, **31**(1): 1-8.
- [187] 郝春玲, 滕斌. 不均匀可拉伸单锚链系统的静力分析[J]. 中国海洋平台. 2003(4): 19-22+34.
- [188] 郭中州, 何志强, 赵文文, 等. 高效非结构网格变形与流场插值方法[J]. 航空学报. 2018, **39**(12): 133-144.
- [189] 高云, 宗智, 于馨. Spar 平台涡激运动响应分析[J]. 中国海洋平台. 2011, **26**(1): 17-22.

攻读博士学位期间已发表或录用的论文

期刊文章

- [1] **Zhao, W.W.**, Zou, L., Wan, D.C, Hu, Z.Q., Numerical investigation of vortex-induced motions of a paired-column semi-submersible in currents[J], Ocean Engineering, 2018, 164: 272-283. (SCI, 收录号: WOS:000441854900024)
- [2] **Zhao, W.W.**, Wan, D.C., Detached-eddy simulation of flow past tandem cylinders[J], Applied Mathematics and Mechanics, 2016, 37(12): 1272-1281. (INSPEC:17018920)
- [3] **赵伟文**, 万德成. 深吃水对柱式半潜平台涡激运动数值模拟[J]. 水动力学研究与进展 A 辑. 2018, 33(5): 576-484.
- [4] **赵伟文**, 万德成. 用 SST-DES 和 SST-URANS 方法数值模拟亚临界雷诺数下三维圆柱绕流问题[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2016, 31(1): 1-8.
- [5] **赵伟文**, 万德成. 用大涡模拟方法数值模拟 Spar 平台涡激运动问题[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2015, 30(1): 40-46.
- [6] Xie K.D., **Zhao W.W.**, Wan D.C., Naoe-FOAM-SJTU solver for numerical study of vortex-induced motions of a buoyancy can in currents, Journal of Shipping and Ocean Engineering, 2017, 6: 223-232.
- [7] 吴迪, **赵伟文**, 万德成. 引入动力模式的 DDES 模型及其在大分离流动中的模拟应用[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2018, 33(6): 766-777.
- [8] 王秋雯, **赵伟文**, 万德成. 不同质量比多柱式平台涡激运动特性数值研究[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2018, 33(6): 696-705.

会议文章

- [1] **Zhao, W.W.**, Wan, D.C., Vortex shedding and its impacts on the motions of a paired-column semi-submersible[C], In Proceedings of the 28th International Ocean and Polar Engineering Conference, Sapporo, Hokkaido, Japan, June 10-15, 2018. (EI, 收录号: 20183805845094)
- [2] **Zhao, W.W.**, Wan, D.C., CFD parametric study of geometrical variations on the vortex-induced motions of deep-draft semi-submersibles[C], In Proceedings of the 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Madrid, Spain, June 17-22, 2018. (EI, 收录号: 20184406003592)
- [3] **Zhao, W.W.**, Wan, D.C., CFD study of VIM of a paired-column semi-submersible platform[C], In Proceedings of the 27th International Ocean and Polar Engineering

Conference, San Francisco, California, USA, June 25-30, 2017, pp. 693-700. (EI, 收录号: 20175204583616)

- [4] **Zhao, W.W.**, Wan, D.C., CFD Simulation of flow around a fixed paired-column semi-submersible[C]. In Proceedings of the 8th International Conference on Computational Methods, Guilin, China, 2017, pp. 962-971.
- [5] **赵伟文**, 万德成. 用大涡模拟方法数值模拟 Truss Spar 平台涡激运动问题[C]. 第十三届全国水动力学学术会议暨第二十六届全国水动力学研讨会文集, 青岛, 中国, 2014, pp. 1354-1360.

攻读博士学位期间参与的科研项目

1. 国家自然科学基金项目：《海洋结构物大幅度运动剧烈流动数值模拟方法研究》，批准号：51379125，2014年1月至2017年12月。
2. 国家自然科学基金重大项目：《大型深海结构水动力学理论与流固耦合分析方法——深海浮体/系缆/立管运动的耦合动力分析方法》，批准号：51490675，2015年1月至2019年12月。
3. 上海市东方学者特聘教授(跟踪计划)项目：《船舶与海洋工程数值水池建模研究与程序开发》，批准号：2013022，2014年1月至2016年12月。
4. 工信部重大专项：《数值水池创新专项(一期)——涡激振动/涡激运动子系统研发》，2016年1月至2019年12月。

致 谢

值此落笔之际，我的博士生涯也即将结束。博士期间尝尽酸甜苦辣，心中感慨万千，一路坚持下来，得到了很多人的帮助，在此表示衷心感谢。

首先要感谢我的导师万德成教授。在我博士研究生期间，万老师给予了我生活上、学习上无微不至的关心。万老师以他敏锐的学术洞察力、深厚的学术功底为我的论文选题把关，使得本博士论文得以顺利开展。即使身兼数职，万老师仍然在百忙之中抽出时间，坚持每周与我们进行学术讨论。在每次讨论中，万老师总能为我拨开迷雾，指点迷津。没有万老师的指导和帮助，我的博士论文不可能顺利完成。万老师认真负责的工作态度、勇攀高峰的科研精神和严谨的治学态度深深地影响着我，这将成为我今后人生中的一笔宝贵财富，使我受益终生。

其次要感谢 CMHL 团队中的各位兄弟姐妹。在攻读博士的千余个日日夜夜里，少不了你们对我的帮助和爱护，能够认识你们实在是人生的一大幸事。感谢王吉飞博士、张雨新博士、曹洪建博士、沈志荣博士、孟庆杰博士、端木玉博士、唐振远博士、张友林博士、王建华博士、刘远传博士、朱怡博士、周胡、叶海轩、赵文超、查若思、张晨亮、何佳益、李鹏飞、杨亚强、李海洲、尹崇宏、刘晓义、孙涛、彭耀、罗天、吴惠宇、吴建威、夏可、何东亚、艾勇、付博文、饶成平，祝你们在今后工作顺利、事业有成。感谢程萍、陈翔、庄园、刘正浩、缪爱琴、刘聪、何佳伟、刘鑫旺、邓迪、文潇、黄扬、任振、张冠宇、李政、张晓嵩、赵旻晟、漆小舟、李思明、李奇、陈泰文、谢康迪、段鑫泽、宋家琦、王哲、王帝、许璐荣、吴迪、田鑫、孙晨光、陈铠杰、宁旭、安筱婷、余安正、武磊、郭浩、王晋楷、许彦章、王秋雯、李勇、周彬，希望你们在今后的科研道路上勇攀高峰、再创新高，顺利完成研究生阶段的学习工作。

此外，我还要特别感谢我的父亲赵金辉先生、母亲廖素琴女士和妻子刘媛在我攻读博士期间对我的包容、理解和支持。在我读博期间，每当我遇到困阻、心情烦闷的时候，你们总能耐心地听我倾诉并开导我。没有你们的支持，我不可能走到今天。我也不会令你们失望，今后将加倍努力，让你们能为我骄傲。

本博士论文还受到了英国劳氏船级社基金（Lloyd's Register Foundation for Doctoral Student, LRF）的长期资助，对此我深表感谢。

最后，我希望感谢所有帮助、关心过我的老师、同学、朋友，衷心祝愿你们在今后的日子里一切顺利。

上海交通大学

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。本人授权上海交通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。

保密，在_____年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名：赵伟文

日期：2019年4月20日

指导教师签名：

日期：2019年4月20日

上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。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结果由本人承担。

学位论文作者签名：赵伟文

日期：2019年4月20日