上海交通大学硕士学位论文

浮筒涡激运动数值模拟分析

硕	士硕	甲究	生:	谢康迪
学			号:	116010910225
导			师:	王迎光 副教授
申	请	学	位:	工学硕士
学			科:	船舶与海洋工程
所	在	单	位:	船建学院
答	辩	日	期:	2019年1月
授	予学	位单	」位:	上海交通大学

Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University for the Degree of Master

NUMERICAL INVESTIGATION OF VORTEX-INDUCED MOTION OF BUOYANCY CAN

Candidate:	Kangdi Xie
Student ID:	116010910225
Supervisor:	Prof. Yingguang Wang
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Naval Architecture and Ocean Engineering
Affiliation:	School of Naval Architecture, Ocean & Civil Engineering
Date of Defence:	Jan, 2019
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

浮筒涡激运动数值模拟分析

摘要

浮筒是海洋工程中一种常见的结构物。在一定的来流条件下,浮 筒尾流区形成的周期性漩涡脱落会引起浮筒的涡激运动。而浮筒的运 动会直接影响到所连立管的顶部张力与运动,进而带来立管疲劳破坏 问题。目前,工业界与学术界对于涡激运动的研究多集中在海洋平台, 而关于浮筒涡激运动问题的研究才刚刚起步。因此,本文进行了浮筒 涡激运动数值模拟的探究工作,为将来浮筒的模型试验与数值仿真研 究提供参考。

本文采用了课题组基于开源工具包 OpenFOAM 自主开发的 naoe-FOAM-SJTU 求解器,使用基于剪切应力运输(shear stress transport, SST) 的延迟分离涡模拟(delayed detached-eddy simulation, DDES)方法处理 浮筒壁面的流动分离。同时,由于传统的动网格方法在处理浮筒转动 运动时会因网格变形过大导致计算不收敛,本文采用重叠网格方法解 决了这一问题。本文主要研究内容包含以下三个方面:

为了探究自由端对于涡激运动的影响,本文首先进行了单自由端 圆柱的涡激运动数值模拟。通过数值模拟与模型试验结果的对比,验 证了本文采用的数值方法的可靠性。接着,通过分析静止状态与涡激 运动状态下单自由端圆柱不同截面的二维涡量场分布,发现自由端不 仅会影响靠近自由端的圆柱壁面的漩涡脱落,而且会影响圆柱尾流场 中剪切层的分布。

为了单独分析浮筒首摇特性,初始的浮筒计算模型只释放了横流向、顺流向、垂荡以及首摇的自由度。通过对比释放与固定首摇自由 度下浮筒的运动响应,分析了首摇运动对于涡激运动的影响。接着, 根据浮筒展向扭矩系数的时空云图与强迫运动数值实验组的计算结果,

I

探究了浮筒首摇运动的机理机制。

最后,本文进行了释放六个自由度的浮筒涡激运动数值模拟。通 过对比数值模拟与模型试验的顺流向与横流向运动幅值结果,分析了 数值实验中的误差来源。接着,根据不同折合速度(reduced velocity)下 浮筒的运动时历数据与尾流场涡量分布,探究了浮筒横摇与纵摇的运 动响应特性以及尾流场中的泻涡模式问题。

本文的研究成果不仅对探究降低浮筒涡激运动幅值的方式有着借 鉴意义,而且可以为浮筒涡激运动数值模拟与首摇运动机理的探究工 作提供参考。因此,本文的工作具有一定的工程意义与学术价值。

关键词:涡激运动;浮筒;数值模拟;SST-DDES; naoe-FOAM-SJTU

NUMERICAL INVESTIGATION OF VORTEX-INDUCED MOTION OF BUOYANCY CAN

ABSTRACT

Buoyancy can (BC) is a common structure in ocean engineering. Under inflow conditions, the wake field of BC will produce periodic vortex shedding, which will cause vortex-induced motion (VIM) of BC. The displacement of BC affects the tension and movement of the riser, which will lead to fatigue damage of the riser. At present, the research on VIM in industry and academia is mostly concentrated on the platform, and the research on the VIM of BC is just startup. Therefore, this paper carries out researches on the numerical simulation of VIM of BC, and offers a reference for the model test and numerical simulation of BC in the future.

The solver applied in this work is the naoe-FOAM-SJTU solver developed by our research team based on the open source toolkit OpenFOAM. The shear stress transport (SST) delayed detached-eddy simulation (DDES) method is utilized to deal with the flow separation. Conventional dynamic mesh is not able to perform large amplitude rotation due to the excessive mesh distortion. In this work, overset grid method is used to avoid this problem. The main research content of this paper includes the following three aspects:

First of all, in order to explore the influence of the free-end on the VIM, the numerical simulation of the single free-end cylinder is carried out. The reliability of the numerical method used in this work is verified by comparing the numerical simulation results with model test results. Then, by analyzing the two-dimensional vorticity field distribution at different sections of the single free-end cylinder under static state and VIM state, it is found that the free-end structure not only affects the vortex shedding of cylinder, but also affects the distribution of the shear layer in the wake field. Secondly, the initial computational model of BC released the degrees of freedom (DOF) in inline, crossflow, heave, and yaw to analyze the characteristics of yaw motion. The influence of the yaw motion on the VIM is analyzed by comparing the VIM responses of the release and fixed yaw DOF BCs. Furthermore, the mechanism of vortex-induced rotation (VIR) is analyzed by the results of the shear stress distribution and forced-motion numerical experiments of BC.

Finally, a numerical simulation pertaining to VIM of BC with six DOF is performed. By comparing the results of the inline and crossflow displacement of the model test and the numerical simulation, the sources of error in the numerical experiments are analyzed. Then, according to the displacement data and distribution of vorticity around BC at different reduced velocities, the roll and pitch characteristics of BC and the vortexshedding mode in the wake field are explored.

The research of this paper not only can be applied to explore methods to reduce the amplitude of VIM of BC, but also offers a reference for the subsequent investigation of the numerical simulation of VIM and the mechanism of VIR. Therefore, the work of this paper possesses both engineering and academic significance.

KEY WORDS: vortex-induced motion, buoyancy can, numerical simulation, SST-DDES, naoe-FOAM-SJTU

目录	
----	--

浮筒涡激运动数值模拟分析I
摘 要
ABSTRACT
第一章 绪论
1.1 研究背景与意义1
1.2 涡激运动问题研究进展 4
1.2.1 研究方法
1.2.2 平台涡激运动研究进展6
1.2.3 浮筒涡激运动研究进展
1.3 本文的主要工作与意义
第二章 基础理论概述
2.1 涡激运动基础理论
2.1.1 涡激运动机理
2.1.2 基本参数
2.2 计算流体动力学原理19
2.2.1 流体控制方程
2.2.2 控制方程离散
2.2.3 湍流模型
2.3 涡激运动的数值方法
2.3.1 六自由度运动模型24
2.3.2 系泊系统模型
2.3.3 动网格方法
2.3.4 重叠网格方法
2.4 本章小结
第三章 单自由端圆柱的涡激运动数值模拟
3.1 数值模型与验证
3.1.1 模型参数
3.1.2 计算域与网格划分
3.1.3 计算工况

3.2	自由衰减运动计算结果
3.3	涡激运动的运动响应分析
3	.3.1 顺流向与横流向运动响应 ·······34
3	.3.2 运动轨迹 ····································
3.4	涡量场分布
3.5	自由端对于圆柱涡激运动的影响41
3.6	本章小结
第四章	章 不考虑浮筒倾斜的涡激运动数值模拟47
4.1	数值模型与验证
4	.1.1 模型参数
4	.1.2 计算域设置与网格划分
4	.1.3 计算工况 ·······50
4.2	自由衰减运动计算结果
4.3	涡激运动的运动响应分析
4	.3.1 顺流向和横流向运动响应结果及分析
4	.3.2 垂荡响应与三维运动轨迹
4	.3.3 首摇运动响应结果及分析
4.4	涡量场分布
4.5	壁面压力场时空分布
4.6	首摇自由度的影响
4.7	涡激转动机理分析
4.8	本章小结
第五章	章 考虑浮筒倾斜的涡激运动数值模拟
5.1	倾斜圆柱绕流特性
5.2	计算设置
5.3	涡激运动的运动响应分析
5	.3.1 顺流向和横流向运动响应结果及分析
5	.3.2 垂荡运动响应结果
5	.3.3 横摇与纵摇运动响应结果及分析 ······85
5.4	涡量场分布
5.5	尾流场泻涡模式
5.6	本章小结

第六章 结论与展望) 3
6.1 主要结论	93
6.2 工作展望	94
参考文献	97
致 谢)4
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文)5

第一章 绪论

1.1 研究背景与意义

在油气资源消耗日益增加的今天,增加对海洋油气资源的开发能有效地缓解 陆地油气开采的压力。海洋平台与其搭载的立管系统是开发海洋资源重要的工具, 所以准确预报其在不同海况条件下的运动响应可以帮助工程人员对相关结构物进 行更为合理的设计。在结构物的运动响应中,由海洋来流引起的泻涡所导致的结 构物涡激运动(vortex-induced motion, VIM)是其主要运动形式。因此,对结构物的 涡激运动进行深入的研究分析对于定性分析结构物的运动规律与准确预报结构物 的运动响应具有非常重要的意义^[1-3]。



图 1-1 浮筒结构组成示意图^[4] Fig.1-1 Schematic diagram of buoyancy can

浮筒(Buoyancy can, BC)作为一种常见的海洋工程结构物,被广泛应用于海洋 工程系统中。在立管系统中,浮筒依靠自身浮力为立管提供顶部张力以保证立管 的直立状态^[5];在波浪能发电装置中,波浪带动浮筒运动,进而带动浮筒的振子进 行发电^[6,7];在锚泊系统中,浮筒通过自身浮力降低锚链线中的载荷和预张力,进 而降低锚链线在周期性载荷作用下的老化风险^[8]。本文选取的研究对象是立管系 统中的圆柱形浮筒,其结构主要由外壳、中心管、肘板、舱壁等部分组成^[4]。浮筒 的结构如图 1-1 所示。

本文研究的是位于独立式混合立管系统(free standing hybrid riser system)中的

浮筒^[9]。下文简要介绍了独立式混合立管系统。随着世界范围内深水油气田的开发,"混合式立管"的概念被提出,并且成为区别于传统的顶部张力立管、柔性立管或钢悬链线立管的立管系统。"混合式立管"中的"混合"指的是兼有钢悬链线技术和柔性立管技术的立管系统。混合式立管系统是超深水油气田开发中较为良好与经济的技术解决方案,其主要原因是混合立管系统中柔性立管部分吸收了大部分的平台动力运动以保证垂直立管在整个长度上可以看作是"准静态"的,因此可以实现在波浪中的浮式采油单元与立管之间的解耦。混合立管系统可以减少传送到浮式生产单元的立管负载,因此可以最大限度地减少立管疲劳问题。并且由于混合式立管可以在浮式生产单元到达现场的日期之前预先安装,因此也可以降低安装计划风险^[10-12]。目前,混合式立管系统包含有独立式(free standing)、多线混合式(multi-lines free standing)以及深陡式立管系统(deep steep riser system, DSR),如图 1-2 所示。其中,独立式混合立管系统主要是为了优化立管安装和系统吸能而被设计出来的,深陡式立管系统是一种为了处理深海海况被设计的立管系统。



图 1-2 混合立管系统类型^[10] Fig.1-2 Categories of hybrid riser system

近些年来,非洲西部已经成功安装了许多独立混合式立管系统。并且,独立 混合式立管系统在巴西和墨西哥湾等更深的水域得到了应用^[10]。包含浮筒的独立 式混合立管系统整体布置如图 1-3 所示,图 1-3 展示的是 Wilde 等^[13]进行独立式 混合立管系统涡激运动的实验布置图和浮筒模型。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、柔性跳线 (riser jumper)四个部分组成, 其中浮筒提供张紧力,柔性跳线最终确保了垂直立管顶部与浮动生产单元之间的 连接。



图 1-3 FHRS 系统示意图与模型试验中的浮筒^[13] Fig.1-3 Schematic of FHRS system and buoys in model experiment

当流体以一定的流速流过类似浮筒的圆柱形结构时,由于流体的粘性,在柱体表面上出现逆压力梯度,进而发生流动分离。流动分离在柱体的尾流场中形成交替的漩涡脱落会进一步导致柱体承受周期性脉动压力的作用,进而使得柱体在水平面内发生周期性的运动。对于大长径比(L/D)的柔性结构物,如立管,这种泻涡引起的结构物运动被称为涡激振动(vortex-induced vibration, VIV),而对于具有较小长径比的刚性结构物,这种泻涡所引起的运动被称为涡激运动^[14-16]。由于浮筒是较小长径比的刚性结构物,所以浮筒由于泻涡引起的运动被称为涡激运动。

在海洋来流作用下,浮筒产生大幅度的涡激运动会增大了平台结构物的锚泊 系统的负载,最终给立管带来疲劳破坏的问题。一旦立管出现疲劳破坏,系统将 会存在较大的安全隐患。如果立管的疲劳破坏进一步造成油气泄漏则会造成极大 的经济损失与环境破坏。因此,深入研究浮筒涡激运动规律与其内在机理对于减 少涡激运动对海洋结构物的影响具有重要的指导意义,也将进一步地促进海洋油 气资源的探索与开发。

深入研究浮筒涡激运动问题对于学术研究和工业应用都有着积极意义。从学术研究的角度分析,现阶段对于静止圆柱绕流问题,研究人员已经在模型试验和计算流体动力学(computaional fluid dynamics, CFD)数值模拟^[14-17]方面进行了较为深入的研究,但是对于圆柱涡激运动问题的研究工作还有待进一步推进。浮筒是

一个相对平台较小尺度的刚性结构物,也是研究涡激运动和涡激转动^[18-20]的机理 较为理想的研究对象。本文采用的是 CFD 数值模拟方法研究浮筒涡激运动,相较 于模型试验方法中投入昂贵的设备成本进行结构物的运动、动力响应和流场监测, CFD 工具可以较为便捷地获取整个流场信息,并且可以实现一些在模型试验中难 以实现的工况,例如结构物六个自由度的单独释放与关闭。因此,选用合理数值 模型的 CFD 工具对于揭示浮筒涡激运动和涡激转动机理有着重要的意义。

从工业应用角度分析,浮筒的涡激运动幅值直接关系到立管顶部受力幅值与 频率,因此浮筒的涡激运动与立管疲劳问题息息相关。因此,探究合适的数值模 型对浮筒涡激运动进行数值模拟能有效地帮助研究人员预报特定工况下的浮筒涡 激运动响应。进一步地,工程人员可以利用 CFD 数值模拟工具进行浮筒尺寸的优 化设计以减小涡激运动响应幅值,进而达到减少立管疲劳问题的目标。相较于采 用 Morsion 公式估算浮筒所受水动力大小的传统方法^[21-23],CFD 方法能更为准确 地预报浮筒实际的水动力大小,因此对于实际立管系统的工设计也更有参考价值。

1.2 涡激运动问题研究进展

1.2.1 研究方法

目前,关于涡激运动的研究方法主要分为实尺度测量、模型试验、CFD 数值 模拟三种方法。

1) 实尺度测量



图 1-4 Genesis 平台的实际海况 Fig.1-4 Actual sea condition of Genesis platform

在实尺度观测中,工程人员可以直接获得实际海况中波浪、洋流以及风速等

海况参数,例如在实际观测中海况条件中会存在飓风流和环流等海况^[24]。如图 1-4 所示,Genesis 平台所在的墨西哥湾就常常存在有大型环流、环流带动的涡流以 及飓风导致的"飓风惯性流"。正是因为自然界中存在着这些极为复杂的海况,因 此海洋中的实尺度测量是研究涡激运动最有效与最直接的方法。

其次,在实际观测中可以获得实尺度海洋结构物的运动响应,如六自由度运动、锚链线系泊力,而不用考虑模型试验中缩尺比所带来的偏差。虽然实尺度观测可以得到更接近设计工况中真实可靠的平台涡激运动资料,但是由于目前涉及 平台运动实际数据保存在商业公司中,只有极少量的数据对外界公开,因此研究 人员较难获得相关的数据。并且基于海况的统计数据并不完善,所以实尺度测量 的数据无法很好的转化为模型试验中的实际参考工况。

2) 模型试验研究

关于结构物涡激运动的模型试验通常分为强迫运动实验^[25,26]和自激运动实验。 强迫运动试验是指实验人员通过系统给定结构物特定形式的运动以研究结构的周 期性受力特征规律与尾流场特性。通常强迫运动的运动幅值和频率可以通过实验 系统进行调节以实现相应的目标运动。



(a) 侧视图

(b) 顶视图 图 1-5 浮筒的模型试验^[27] Fig.1-5 Model experiment

相较于强迫运动试验,自激运动试验指的是让结构物在来流中以结构物尾部 的交替泻涡产生周期性的升阻力为系统的原始激励产生具有一定特征的运动形式 的试验。浮筒的涡激运动是在海流条件下产生的自激运动,其整个系统可以看作 是以海流为原始激励的非线性系统。虽然强迫运动与自激运动在激励源和运动形 式上存在一定的差异,但是强迫运动的动力响应结果可为自激运动提供参考,而 自激运动的运动结果也可以提供强迫运动的幅值和频率参数的设置依据。图 1-5 给出了水槽中进行的浮筒模型试验示意图。

3) CFD 数值模拟

CFD 数值模拟作为一种远低于模型试验成本的研究手段,已经被众多研究人员用于涡激运动研究中。常见的数值模拟方法包括需要大量网格和计算资源的直接数值模拟(direct numerical simulation, DNS)、直接模拟大涡而对小涡进行建模的大涡数值模拟(large eddy simulation, LES)、工业上常用的雷诺平均方法(reynolds averaged navier-stokes, RANS)。DNS 方法与 LES 方法对于计算资源要求过高,因此在实际应用中较少,相较之下 RANS 在工业场景中应用的较多。但是由于 RANS 方法忽略了湍流脉动,在处理大分离流动问题上略显不足,因此结合了 RANS 与LES 方法的分离涡(detached-eddy simulation, DES)方法被提出。DES 方法在一定程度上既保证了计算的精度,也降低了计算量^[28]。

1.2.2 平台涡激运动研究进展

近年来,研究人员对立管等大长径比的细长结构物的涡激振动现象与机理的 研究日趋完善,但对 Spar 平台、多柱式平台、半潜式平台以及浮筒等小长径比刚 性结构物的涡激运动研究仍不够深入。虽然 VIV 和 VIM 在机理上是相似的,但 是两者仍然存在一定的差异性。从研究对象分析,VIV 主要用于描述长径比较大 的细长柔性结构物,而 VIM 则用于描述长径比较小、具有刚性特性的大尺度结构 物。从运动规律分析,大尺度结构物的涡激运动通常相比于立管的涡激振动具有 更大的运动周期和振幅。

根据 Kokkinis 等^[29]的调研,1997年,Genesis Spar 平台在墨西哥湾投入使用。 在实际海况工作的过程中,工程人员观察到了平台大幅度的涡激运动。这一现象 符合具有一定缩尺比模型的水池试验的预期结果。在模型试验中,Spar 模型采用 了 10%的平台直径高度的螺旋侧板并且考虑了百年一遇的海况条件。但是由于实 际海况条件的复杂性。2001年,Genesis Spar 上检测到了千年一遇的海况与两倍于 模型试验预测的平台运动幅值。因此,关于涡激运动更加深入的的研究被逐渐推 广。研究对象也开始不仅仅限于 Spar 平台,多柱式平台、张力腿平台、半潜式平 台与浮筒等海洋结构物也逐步加入了研究范畴。



图 1-6 模型试验中的 Genesis 平台模型^[29] Fig.1-6 Genesis model in model test

模型试验是早期研究涡激运动的重要手段。研究人员在模型试验中通常关注 的影响因素包括平台类型、雷诺数、运动自由度、质量比、长径比、锚泊系统参数 等。尺度效应是进行平台模型试验首先要考虑的问题。在进行缩尺比的涡激运动 试验中,雷诺数 Re 是确保缩尺比模型与实尺度模型水动力相似性的重要参数。如 果由于实验设备的限制导致设置了过大的缩尺比,根据雷诺数相似原则,有些流 速过小的工况将在实验水池中无法被合理模拟出来。这也体现了模型试验方法具 有一定的局限性^[30,31]。

DijkR 等^[32,33](2003)通过桁架式 Spar 平台的模型试验探究了螺旋侧板、尺度 效应、表面粗糙度等因素对涡激运动响应的影响,并与平台在剪切流中的运动响 应结果进行了比较。研究表明折合速度位于 5~8 区间时,不带侧板的平台模型会 发生显著的 "8"字形运动且存在锁定现象,而带侧板的平台模型则运动幅值明显 减小。根据不同来流角度的试验组结果,发现螺旋侧板只在一些特定的来流角度 上才会起显著的作用。

Irani 等^[34](2004)通过分析 Spar 平台涡激运动的研究进展,讨论了与 Spar 涡激 模型试验相关的研究问题,并进一步探讨了 Spar 的几何形状、螺旋侧板结构、质 量和系泊系统等参数以及测试设置和仪器的注意事项。最后通过与墨西哥湾一处 已建成的 Spar 的实地测量数据进行对比,良好的模型试验结果验证了模型试验设 置的可靠性。

Tim 等^[35](2009)进行了桁架式 Spar 平台模型试验以探究雷诺数和平台附体对 于涡激运动的影响。相较之前进行亚临界雷诺数的 Spar 模型试验, Tim 的试验包 含超临界雷诺数的试验工况。模型试验结果表明,除去一些特殊的来流角度,附 体的减少会降低平台涡激运动幅值,并且侧板效率严重依赖于来流角度。 Magee^[36](2011)对张力腿平台(TLP)进行了涡激运动模型试验,记录了关于 TLP 平台涡激运动的横流向和顺流向运动数据,并进一步探究了不同折合速度、 流向角对平台涡激运动中首摇响应的影响。结果表明,在平台流向角为 0°时的首 摇响应远大于流向角为 45°的,并且首摇响应随着折合速度的增加而线性增加。

Goncalves 等^[37,38](2012)对半潜式平台进行了模型试验,进一步研究了半潜式 平台涡激运动的影响因素。在研究中使用的主要方法是分析在 X-Y 平面内的顺流 向位移、横流向位移、首摇角度时历数据以及 X-Y 平面的运动轨迹。

Zhang 等^[39](2014)通过对桁架式 Spar 平台进行模型试验探究了涡激运动响应 中频率变化规律。根据实验结果发现随着折合速度的增加平台的附加质量系数相 应减少了,且低质量比圆柱会发生明显的锁定现象。

Liu 等^[40](2016)对深水半潜式平台进行了模型试验研究。在实验中探究了浮筒与立柱结构对平台涡激运动的影响。研究结果显示来流角是深水半潜式平台的 涡激运动的重要影响因素。

综合历年来关于涡激运动模型试验的研究内容,可以发现在涡激运动模型试验中,研究对象由初始的的 Spar 平台开始转移至半潜式平台、多柱式平台等其他平台。在分析手段上,由于有更多先进的实验测量仪器的投入使用,相关设备也为研究人员提供了关于涡激运动的运动与动力响应数据和更为丰富的流场信息。 在运动自由度上,研究内容从结构物由初始两自由度开始慢慢发展到多个自由度的运动监测,尤其是平台首摇运动。

CFD 工具也是涡激运动的重要研究工具。CFD 研究工具以其自身低成本、可 实现复杂工况、灵活的控制性等诸多优点,在涡激运动中起到了愈来愈重要的影 响。平台涡激运动研究从最开始的以模型试验为单一研究手段的模式,逐渐演变 成模型试验与 CFD 数值模拟结合的研究手段。随着计算机硬件的不断提升与 CFD 技术不断创新,CFD 方法已经可以较为准确的涡激运动预报结果,同时可与模型 试验进行相互辅助^[2]。

Halkyard 等^[41,42](2005)对带有螺旋侧板 Spar 平台涡激运动进行了 CFD 数值 模拟,通过设置不同来流参数与螺旋侧板参数以研究相关参数对涡激运动的影响。 接着通过模型试验结果与数值计算结果的对比验证了数值模型的正确性。最后, 根据 CFD 数值模型计算过程,提出了大雷诺数条件下的数值模拟中湍流模式的选 取与网格模型划分的建议。

Kallinderis 等^[43](2005)通过数值模拟方法探究了涡激运动中数值求解过程中 稳定性、时间步、网格量、高雷诺数下湍流模型的计算量等问题。Atluri 等^[44](2006)

8

采用 CFD 方法研究附体对桁架式 Spar 平台的缩尺比模型涡激运动的影响,并分析不同湍流模型、来流方向、来流速度对于涡激运动位移响应的影响。Guilherme 等^[45](2007)数值模拟了三维光滑圆柱周围的流场,对比了不同雷诺数条件与湍流 模型计算的差异性,进一步进行了模型试验与验证;



图 1-7 带侧板的 Spar 平台三维流线图^[55] Fig.1-7 Streamwise near Spar with strake

Zhao 等^[46](2013)基于 CMHL 课题组自主开发的求解器 naoe-FOAM-SJTU, 采用了大涡模拟方法计算了在不同折合速度下 Spar 平台模型的运动响应。通过对 比与 Finnigan 等人^[47,48]的模型试验结果,验证了数值模型的可靠性。进一步通过 分析 Spar 平台尾流场的涡量与流线分布(如图 1-7 所示),验证了螺旋侧板通过影 响 Spar 平台展向周期性泻涡以降低涡激运动幅值的机理。

Liu 等^[49](2016)采用了基于剪切应力运输(Shear Stress Transport, SST)的分离 涡模拟(detached-eddy simulation, DES)方法对半潜式平台的涡激运动进行了数值 模拟,在数值实验设置的折合速度区间中观测到了"锁定"现象。通过 CFD 计算 结果与模型试验结果进行了对比分析,证明了采用 SST-DES 模型的 CFD 方法在 模拟涡激运动问题中的可靠性。

Zhao 等^[50](2017)采用延迟的分离涡模拟(delayed detached-eddy simulation, DDES)方法模拟了新型的八柱式深吃水半潜平台在不同折合速度下的涡激运动响应。在静水力数值实验中,通过对比 SST-DDES 与 SST-URANS 模型在阻力系数 预报值与模型试验结果,说明了 SST-DDES 模型在静水力预报中是优于 SST-URANS 模型的,并通过流场中湍流粘度分布云图解释了 SST-URANS 模型预测值 偏大的原因。

1.2.3 浮筒涡激运动研究进展

相较于平台涡激运动的研究,浮筒涡激运动的研究才刚刚起步。区别于平台 涡激运动中常见的水平锚链布置,浮筒采用的是单点系泊的方式。Govardhan 等 ^[51](1997)进行了稳定来流下单点系泊球体的涡激运动模型试验。在研究中,他们 探究了球体质量比与涡激运动幅值的关系。在试验过程中 Govardhan 观测到了球 体的"8"字形运动轨迹,且最大无量纲横向运动幅值(A_{max}/D)在1附近的区间。

Wilde 等^[13](2007)是早期研究包含浮筒的独立式混合立管系统涡激运动问题 的研究团队。在研究中他们介绍了独立式混合立管系统的构成,并初步构建了模 型试验方案。通过模型试验探究了来流速度与立管的振型和 X-Y 平面内的运动轨 迹的关系。由于实验器材的限制,Wilde 在模型试验过程中并没有记录到浮筒首摇 转动现象。分析 Wilde 团队的模型试验结果可得,由于整个试验系统包含立管的 涡激振动和浮筒的涡激运动耦合问题致使实验最终只能得到关于涡激运动现象的 基础性结论。根据 Wilde 初步开展的关于浮筒涡激运动的研究工作,表明在研究 初期选用复杂模型的研究方法是不可取的,因此需要对独立式混合立管系统问题 进行分解与简化。从独立式混合立管系统试验模型角度出发,可以将立管系统问 题分解为浮筒涡激运动问题和立管涡激振动问题。对系统进行这样的分解可以逐 步推进浮筒与立管耦合问题的研究工作。

由于浮筒涡激运动与立管涡激振动耦合模型的复杂性,在后续一段时间内研 充人员没有对这一问题开展进一步的研究工作。为了处理这一较为复杂的涡激运 动与涡激振动耦合问题,Kang等人^[18](2016)对浮筒与立管的耦合模型进行了简化, 并参考了 Wilde 等人设置的模型试验布置单独开展研究浮筒的涡激运动的模型试 验。在模型试验中将耦合模型分解为立管涡激振动模型与浮筒涡激运动问题,单 点系泊圆柱的问题就可以看作是连接线与浮筒模型的部分。

图 1-8 给出了 Kang 等的模型试验图。在模型试验中 Kang 团队采用了运动捕捉系统 Qualisys。Qualisys 系统中含有高速精确运动捕捉相机,可以通过固定在浮筒上的三个轻型球的运动响应得到浮筒的运动响应。模型试验中采用的这种测量方法解决了 2007 年 Wilde 等^[13]的模型试验中测量的实验数据偏少与无法定量获得浮筒的首摇响应数据的问题。



Fig.1-8 Diagram of buoy model experiment

Kang 采用的简化单点系泊浮筒模型类似于 1997 年 Govardhan 等^[60]的单点系 泊球体的模型试验。在模型试验中, Kang 等^[18]对不同系绳长度条件下系泊浮筒的 涡激运动引起的运动响应进行了记录与分析,进一步研究了距离自由面不同距离、 不同质量下的浮筒随着折合速度变化的涡激运动规律。在模型试验中, Kang 测量 了浮筒的顺流向与横流向位移响应,并在实验中观测到了浮筒首摇运动现象。通 过傅里叶变换,他们发现了首摇运动频率与横流向运动频率相同,并进一步推测 横流向运动与首摇运动可能具有相同的激励源。在研究中, Kang 将浮筒的首摇运 动命名为涡激转动(vortex-induced rotation, VIR)。

Curtis 等^[28](2017)进行了不同系泊线长与不同质量比下的浮筒涡激运动模型 试验。研究表明,在不同固有频率的浮筒系统中,相同折合速度下浮筒的无量纲 横流向位移幅值差异较小,而顺流向位移幅值在固有频率附近差异性较大。进一 步,通过分析模型试验结果,发现增加浮筒的浮力可提高浮筒系统的固有频率以 增大触发浮筒涡激运动的来流速度。

Crosswell 等^[52](2018)分别进行了光滑浮筒与表面设置多孔金属丝护套(porous metal screen)的浮筒模型试验研究,模型试验布置图如图 1-9 所示。通过对比设置 浮筒护套前后两组试验的涡激运动响应幅值,发现在低折合速度区间内设置有护 套的试验组的横流向与顺流向位移幅值远低于光滑浮筒的位移幅值。最后,通过 模型试验验证了多孔金属丝护套的网格布置形式同样会影响浮筒涡激运动频率与 幅值响应。

11



图 1-9 光滑浮筒与表面设置多孔金属丝护套的浮筒模型试验^[52] Fig.1-9 Model test of BC with and without a porous metal screen

CFD 数值模拟方法也是研究浮筒涡激运动问题的有效工具。在 Kang 的实验 中观测到了在均匀来流作用下的浮筒会发生首摇转动运动。一般在涡激运动的数 值模拟中,研究人员常常采用动网格来进行计算。但是浮筒在来流作用下会发生 转动运动,而转动运动容易引起网格的剪切变形。当转动角度过大时计算会不收 敛,因此在采用动网格方法数值模拟涡激运动的仿真实验中几乎无人研究大幅值 的转动运动。这也是浮筒涡激运动数值模拟中需要解决的问题。

Minguez 等^[53](2011)构建了一个浮筒、立管和连接线的计算模型。在浮筒涡激运动模拟中采用了一种混合 URANS 与 LES 的变分多尺度(variational multi-scale, VMS)方法,在立管涡激振动中采用了切片法。计算结果显示,不同来流角度会影响浮筒的涡激运动幅值与立管涡激振动幅值。

Minguez 等^[54](2012)进行了基于多尺度模拟(scale-resolving simulation, SRS^[55,56])模型的浮筒涡激运动的二维仿真。在进行了仿真结果的合理性验证之后, Minguez 研究了模型的非对称性以及涡激转动运动规律。

在浮筒涡激运动模型试验研究^[18]中发现浮筒存在明显的周期性首摇现象,而 在数值仿真中却很少有学者研究自激运动的转动问题。在现阶段的旋转圆柱绕流 问题的研究工作中,通常是通过变更圆柱旋转角速度以观察尾流场涡量分布的差 异。Lam 等^[57](2003)进行了圆柱体施加强迫旋转的模型试验与数值实验。通过对 比试验结果与计算结果,分析了不同角速度下强迫转动的圆柱尾流场的分布特征。 基于之前学者的工作,后续的研究集中在施加更广区间的角速度的圆柱尾流场的 差异与形成成因。另一方面,Lee 等^[58]的研究结果表明,给定圆柱恒定的角速度可 以减小圆柱的升力,并进一步提出将旋转的圆柱用于对尾流的反馈控制。

Etienne 等^[59](2010)进行低雷诺数下圆柱涡激运动的二维数值模拟。在数值研 究中通过对比来流下释放首摇自由度前后圆柱运动轨迹的差异性,发现释放首摇 自由度之后能显著减小涡激运动的横流向幅值,并且运动轨迹会在稳定之后呈现 半"8"字形。根据圆柱首摇运动时历曲线,二维圆柱的首摇角度会随着时间发展 一直向一个方向发生转动。

1.3 本文的主要工作与意义

本文基于海洋工程水动力学求解器 naoe-FOAM-SJTU 求解浮筒的涡激运动问题。数值实验中采用 SST-DDES 模型以捕捉浮筒近壁面的流动分离现象。为了解决动网格在处理浮筒转动运动时计算不收敛的问题,本文在浮筒数值模拟部分采用了重叠网格方法以解决这一问题。本文不仅使用了 naoe-FOAM-SJTU 求解器中的重叠网格模块,而且结合六自由度模块和锚链系统模块求解浮筒的涡激运动的位移与动力学响应。

第一章介绍了浮筒涡激运动的研究背景以及本文研究的浮筒与其所在的独立 式混合立管系统。接着,在涡激运动研究进展中介绍了涡激运动的研究方法、平 台与浮筒的涡激运动研究进展。第二章中介绍了涡激运动基础理论、计算流体力 学原理与本文采用的数值方法。

为了探究自由端对于涡激运动的影响,第三章中展示了单自由端圆柱涡激运 动数值模拟计算结果。通过网格收敛性验证和模型试验与数值模拟结果的对比验 证了数值模型的可靠性。在涡激运动数值实验中,通过改变来流速度,分析了不 同来流速度下圆柱涡激运动响应的变化规律。最后,通过对比静止状态与涡激运 动状态下的圆柱压力场与不同截面的涡量场分布的差异性,分析了自由端对于涡 激运动的影响。

第四章进行了浮筒的涡激运动数值模拟。为了单独分析浮筒首摇运动的特性, 第四章中涡激运动数值实验的计算模型不考虑浮筒倾斜,只释放了横流向、顺流 向、垂荡以及首摇的自由度。通过网格收敛性验证与自由衰减运动的计算结果验 证了数值模型的可靠性。在涡激运动数值实验部分,本文重点分析了浮筒的三维 空间运动,并进一步探究了不同折合速度下各个自由度的运动频率的变化规律。 从尾流场涡量分布的定性分析与壁面展向压力系数分布的定量分析的两个角度探 究了自由端对于浮筒涡激运动响应结果,分析了首摇自由度对于浮筒涡激运动的影 响。最后,根据浮筒展向扭矩系数分布的时空云图与强迫运动数值实验组的计算 结果,验证了浮筒运动与来流速度的夹角变化会影响剪切层分布的猜想以及探究 了浮筒涡激转动的机理机制。

第五章进行了六自由度的浮筒涡激运动数值模拟。通过对比模型试验与数值 模拟的顺流向与横流向运动幅值结果,分析了数值实验中的误差来源。接着,展 示了不同折合速度下横摇与纵摇的时历曲线与傅里叶变换结果,分析了流速对于 横摇与纵摇响应的影响。为了进一步分析浮筒尾流场涡量分布,通过对不同折合 速度下的浮筒尾流场分析,分析了浮筒尾流场中存在的泻涡模式。

第二章 基础理论概述

2.1 涡激运动基础理论

2.1.1 涡激运动机理



图 2-1 流动分离示意图 Fig.2-1 Diagram of flow separation

为充分了解圆柱涡激运动的本质,需先了解静止圆柱尾流场交替泻涡的机理。 图 2-1 给出了流动分离现象的示意图。当粘性流体流经圆柱时,在流体粘性的作 用下近壁面的流体动能会发生损失,理论上的后驻点(aft stagnation point)位置是达 不到的。因此,增加的逆压力梯度力会使得物面附近的流体发生回流现象,进而 在圆柱表面发生流动分离现象(flow separation)^[60],其分离点的位置可以通过式(2-1)进行判断:

$$\frac{\partial u_i}{\partial n} = 0 \tag{2-1}$$

上式中, *u*_t 表示沿圆柱物面一点径向上的切向速度, *n*表示通过圆柱物面这一 点的法向量。上式表达的是速度的切向分量在径向的变化率是 0 的时候会发生流 动分离现象。流体边界层中不同位置的径向上速度的壁面切向分量 U(y)与距离壁 面距离 y 的变化曲线如图 2-2 所示,其中 c 点为流动分离点。



图 2-2 圆柱表面不同位置处径向上壁面切向速度分布图 Fig.2-2 Diagram of tangential velocity distribution around cylinder surface

图 2-3 给出了周期性泻涡的示意图。当雷诺数小于 40 时,在圆柱的尾流场区 域内会出现一对稳定对称的漩涡^[61];当雷诺数 Re 大于 40 时,流场中出现一点微 小的扰动即会引起这对漩涡不稳定,因此,如图 2-3 所示其中一个漩涡 B 会逐渐 增大。当涡 B 增大到足以切断剪切层对于漩涡 A 的涡量供应时,漩涡 A 会发生脱 落现象。随着漩涡 A 的脱落,新的漩涡 C 慢慢产生,进而切断 B 的剪切层涡量供 应,漩涡 B 即发生脱落。因此,圆柱尾流场区域发生了这种周期性泻涡现象^[62,63]。



(a) A 涡的产生
 (b) B 涡的产生
 图 2-3 周期性泻涡过程示意图
 Fig.2-3 Diagram of periodic vortex shedding process

在漩涡的生成与脱落过程中,一次漩涡的生成与脱落会对圆柱产生一个完整 周期的顺流向受力,而一对漩涡的生成与脱落才是横流向受力的一个完整周期, 因此圆柱受到的周期性的顺流向与横流向受力的频率之比为 2,且顺流向受力的 幅值小于横流向受力的幅值。

涡激运动系统本质上是一个自激振荡系统,系统的输入激励即为流体流经圆

柱产生的周期性的升阻力。整个系统可以简化为一个"弹簧+结构物+阻尼"的振动系统,如图 2-4 所示。



图 2-4 涡激运动系统示意图 Fig.2-4 Diagram of VIM system

其运动方程可以表达为:

$$m\ddot{\mathbf{y}} + c\dot{\mathbf{y}} + k\mathbf{y} = F \tag{2-2}$$

上式中, m 为圆柱质量, c 为结构阻尼, k 为弹簧刚度, F 为系统的输入激励力。ÿ、y、y分别表示圆柱在一个方向上的加速度、速度与位移。在涡激运动系统中中 F 指的是圆柱受到的周期性的升阻力。在尾流场交替泻涡产生的流体力作用下, 圆柱在弹簧振子系统中产生周期性的顺流向与横流向运动。

2.1.2 基本参数

在涡激运动的研究中存在着大量的无量纲参数,如雷诺数 Re、折合速度 Ur、质量比 m^{*}、升力系数 C_f、阻力系数 C_d、无量纲运动幅值 A^{*}等。下文列举了常见的无量纲参数。

1) 雷诺数

雷诺数 Re 表示的是流体惯性力和流体粘性力的比值,其表达式如下所示:

$$Re = \frac{流体惯性力}{流体粘性力} = \frac{U\rho D}{\mu} = \frac{UD}{\nu}$$
(2-3)

上式中,U为来流速度,D为结构物的特征长度,μ为动力粘性系数,υ为运动粘性系数。雷诺数 Re 的取值会极大的影响流体流动状态,进而影响结构物的涡激运动^[64],关于雷诺数 Re 对涡激运动的影响会在后续的计算章节进行进一步的讨论。

2) 斯特劳哈尔数

斯特劳哈尔数表征非定常运动惯性力与惯性力的比值,表达式如下所示:

对于周期性的非定常流动,通常用特征频率 *f*_s代替 1/*t*_s。在圆柱绕流与涡激运动中特征频率即为泻涡频率,*f*_s即为泻涡频率,D为圆柱直径,U为来流速度。

3) 折合速度

折合速度U,是作为无量纲化的来流速度被提出的,其表达式如下:

$$U_r = \frac{U}{f_n D} \tag{2-5}$$

其中, U 表示来流速度, D 表示圆柱直径, *f*_n表示锚泊系统的固有频率, 可通过自由衰减实验获得。

4) 质量比

本文的研究对象为圆柱体,因此其质量比的表达式如下:

$$m^* = \frac{4m}{\rho D^2 L \pi} \tag{2-6}$$

上式中, m 表示结构物质量, L 表示圆柱长度。质量比对涡激运动的频率与运动幅值有着重要影响。在研究高质量比圆柱(空气中)的涡激运动问题中,由于流体介质为空气,改变附加质量的大小对于涡激运动并没有太大的影响,因此在锁定区间内系统的固有频率保持不变。在水中圆柱问题中,质量比会引起系统的固有频率发生变化。在锁定区间内,附加质量的降低会导致固有频率的增加。根据Govardhan的研究表明,因为存在相对更大的流体力,质量比的降低会导致圆柱涡激运动的幅值响应增加。

5) 升阻力系数

阻力系数 C_d 与升力系数 C_l 是无量纲化的阻力 F_d 与升力 F_l ,其表达式如下:

$$C_{d} = \frac{F_{d}}{\frac{1}{2}\rho U^{2}DL} \qquad C_{l} = \frac{F_{l}}{\frac{1}{2}\rho U^{2}DL}$$
(2-7)

其中,阻力 F_d 与升力 F_l 分别表示顺流向和横流向上结构物受到的流体力, ρ 表示流体密度,U表示流体速度,D表示圆柱直径,L表示圆柱长度。

6) 无量纲化运动幅值

无量纲运动幅值通常可以用运动位移与结构物的特征长度比值得到:

$$X^* = \frac{x}{D}, Y^* = \frac{y}{D}$$
 (2-8)

在圆柱中,其特征长度为圆柱直径,因此 D 为圆柱直径, x,y 分别表示顺流向和横流向的位移值。在涡激运动的研究中,均方根幅值也是一个重要的观测值:

$$A_{RMS}^{*} = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (x_{i} - \mu)^{2}}}{D}$$
(2-9)

上式中, x_i 是在稳定泻涡周期中的位移值, μ 表示平均位移值, D 为圆柱直径, N 表示位移数据量。不过由于涡激运动呈现较为强烈的调制性, Oakley 等^[67]指出可以采用 $\sqrt{2}A_{RMS}^*$ 进行评估涡激运动幅值。

2.2 计算流体动力学原理

2.2.1 流体控制方程

非定常不可压缩粘性流体的控制方程包括分别遵循质量守恒和动量守恒的连续方程和动量方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{2-10}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{g})\mathbf{u}) - \rho v \nabla^{2} \mathbf{u} = -\nabla p \qquad (2-11)$$

其中,**u**为速度, \mathbf{u}_{s} 为网格速度, ρ 为流体密度,v为运动粘度,p为压力。

方程(2-)存在非线性项∇·(ρ(**u**-**u**_g)**u**),并且压力与速度是耦合的,直接采用 耦合求解将会产生庞大的解析矩阵,使得内存资源消耗巨大。求解压力和速度一 般采用分离式解法(Segregated method),即预先给定压力或速度初值,对压力和速 度进行分开求解,将求解的结果与给定的压力或速度进行比较,并判断前后两步 骤的误差,以此类推重复同样的迭代步骤,直到最后两步之间误差满足给定的条 件。

最常用的分离式解法为压力修正法,本论文使用的 naoe-FOAM-SJTU 求解器 采用的 PIMPLE 算法就是这种方法。PIMPLE 算法是在 PISO(Pressure Implicit with Splitting of Operator)算法^[68]基础上结合 SIMPLE 算法。PISO 方法的具体操作为先 预估一步压力值,再对结果进行两步修正迭代,因此在求解非稳态问题时需要较 小的时间步长。SIMPLE 算法则可用于较大时间步长求解稳态问题。组合后的 PIMPLE 算法则允许在使用较大时间步长前提下,对一个时间步内的结果进行多

次修正迭代,并取最后一次迭代结果进行下一时间步的计算。

2.2.2 控制方程离散

OpenFOAM 中控制方程采用有限体积法进行离散:时间项采用二阶精度隐式 后差分离散格式:

$$\frac{1}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} \phi^{n+1} - 2\phi^n + \frac{1}{2} \phi^{n-1} \right) = F(\phi^{n+1})$$
(2-12)

上式中, *n* 为当前时间步, *n*+1为待求解时间步; *φ* 为任意待求物理量, *F*(*φ*) 为包含除时间项外的所有离散项。

对流项采用二阶线性迎风稳定化输运(LUST)离散格式:对控制体运用高斯定 理将按控制体体积分转为按面积积分方式,而后对控制体的面积进行离散:

$$\int_{V} \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) dV = \int_{S} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{u}\phi) dS$$
(2-13)

$$\int_{S} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{u}\phi) dS \approx \sum_{f} \left[\mathbf{S}_{f} \cdot \left(\mathbf{u}_{f} \phi_{f} \right) \right]$$
(2-14)

上式中, V 为控制体, S 为控制体表面, **n** 为面法向向量, f 为有限控制体面单元。

扩散项采用高斯线性守恒离散格式:同样对控制体积分后运用高斯定理:

$$\int_{V} \nabla \cdot (\gamma \nabla \phi) dV \approx \sum_{f} \left[\mathbf{S}_{f} \cdot (\gamma \nabla \phi)_{f} \right]$$
(2-15)

上式中, (*p*∇*φ*)_{*f*} 为梯度项, 求解该项时若遇到非正交网格需要对其修正:将 求解分成正交部分和非正交部分, 正交部分作隐式处理, 非正交部分作显示处理 并且对其施加限制器以保证数值稳定。

2.2.3 湍流模型

对 N-S 方程进行直接数值模拟是困难的,计算流体力学中通常构造湍流模型 求解 N-S 方程。目前运用最广泛的湍流模型有雷诺平均(RANS)方法和大涡模拟 (LES)方法。RANS 方法对网格的要求不是很高,对于附着流动或者小分离流动的 预测较好,然而 RANS 方法因采用时均处理的方式,会忽略流体的瞬时脉动,对 于复杂的流动也没有一种可以全场通用的湍流模型。LES 方法采用的亚网格模型 是针对小尺度的涡,因此对于全场流域更具一般性和通用性,且相对于 RANS 方 法能更好的捕捉到湍流,但该方法同样需要非常精细的网格来捕捉小尺度湍流流 动,计算资源消耗巨大,难以满足工程中常见的高雷诺数流动问题。后来有学者 提出将 RANS 方法和 LES 方法结合的方法,其中最常用的有分离涡方法(Detach eddy simulation, DES)。DES 方法发挥了 RANS 和 LES 的优势,在近壁面区域采 用 RANS 方法以模拟壁面分离流动,在大分离流动区使用 LES 方法以捕捉分离后 的三维涡结构。

RANS 方法是将 N-S 方程的物理量分解成时间平均项和脉动项的相加:

$$\phi(x_{i},t) = \overline{\phi}(x_{i},t) + \phi'(x_{i},t)$$
(2-16)

控制方程进行雷诺平均,同时在原来的 N-S 方程中引入反映湍流特征的脉动 $\overline{\pm u_{,u_{i}}}$ 后,变成如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_j} \right) = 0 \tag{2-17}$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i u_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right]$$
(2-18)

这样就得到 RANS 方程组。对比可发现 RANS 方程组多了雷诺应力项 $-\rho u_i u_j$, 该项使得方程组不封闭,要想求解方程组则必须对该雷诺应力项采用近似模型进 行模拟,这些不同的近似方法则被统称为湍流模型(turbulence models)。

Boussinesq 出了关于涡粘性(eddy viscosity)的假设,认为雷诺应力与平均速度 梯度成正比。Boussinesq 假设的主要内容是求解湍流粘度 μ_i ,与 μ_i 有关的不同的 输运方程构成多种涡粘模型(eddy viscosity model)。常用的涡粘模型有标准 $k - \varepsilon^{[69]}$ 、 $k - \omega$ 模型^[70]和 SST $k - \omega$ 模型^[71]等。

本论文采用的湍流模型是基于 Menter 提出的 SST $k-\omega$ 模型改动而来, SST $k-\omega$ 模型的输运物理量有两个,分别是湍动能 k 和特定湍流耗散率 ω ,因此是一个两方程湍流模型。SST $k-\omega$ 模型将 $k-\varepsilon$ 和 $k-\omega$ 模型相结合:用 $k-\omega$ 直接模拟 边界层内部的粘性底层区域的流动,并且无需引入壁面函数;用 $k-\varepsilon$ 处理自由剪 切流区域的流动。这样做既保留了 $k-\omega$ 模型对近壁面处边界条件的良好处理能力,同时避免了 $k-\omega$ 模型在自由剪切流区域对入口参数过于敏感的不足。两种模型通 过在原运输方程中内置混合函数以实现不同区域的自由切换^[72]。原 $k-\omega$ 的输运方程分别表示为:

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

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\omega) = \gamma S^2 - \beta \omega^2 + \nabla \cdot \left[\left(v + \alpha_{\omega} v_t \right) \nabla \omega \right] + \left(1 - F_1 \right) C D_{k\omega}$$
(2-20)

F₁为混合函数,其定义如下:

$$F_{1} = \tanh\left\{\left\{\min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^{*}\omega y}, \frac{500\nu}{y^{2}\omega}\right), \frac{4\alpha_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}^{*}y^{2}}\right]\right\}^{4}\right\}$$
(2-21)

上式中, y 代表距离壁面的最近距离, $\sqrt{k} / \beta^* \omega_y$ 是湍流的长度尺度, CD_{ko}^* 的 定义如下:

$$CD_{k\omega}^* = \max\left(CD_{k\omega}, 10^{-10}\right) \tag{2-22}$$

$$CD_{k\omega} = 2\alpha_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \nabla k \nabla \omega \tag{2-23}$$

在不同区域的点可以通过 y 代入 F₁计算,判断不同区域选择不同的涡粘模型: F₁在贴近壁面处边界层内取值为 1,采用 k-ω 模型;在边界层内远离壁面区域及 远场的取值为 0,采用 k-ε 模型,以此实现两种模型的切换。

 α_k 、 β_k 等为输运方程的各系数,可通过混合函数 F_1 得到,在以下方程中统一用 ϕ 表示:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \tag{2-24}$$

 $\phi_1 \pi \phi_2$ 分别对应 $k - \omega$ 方程和标准 $k - \varepsilon$ 方程中的相应系数,其具体取值以及 其他相关参数意义可见相关文献^[73-76]。

解出输运方程得到k和ω后,可通过下式计算湍流粘度:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max\left(a_1 \omega, SF_2\right)} \tag{2-25}$$

 F_2 为第二个混合函数:

$$F_{2} = \tanh\left\{\left\{\max\left(2\frac{\sqrt{k}}{\beta^{*}\omega y}, \frac{500\nu}{y^{2}\omega}\right)\right\}^{2}\right\}$$
(2-26)

雷诺平均方法虽然降低了对边界层粘性底层网格密度的要求,但也忽略了流体的三维特征。涡粘模型中的湍流粘性系数的各向同性假设在全场流场中并不严格成立,通常大涡和小涡的表现是不同的:湍流中的小涡基本是各项同性,从主流中抽取能量的大涡却是各向异性的,并且和几何、边界、体积力高度关联。而在使用 RANS 的时候缺少可以全流场通用的湍流模型。

LES 方法的基本思想则是 LES 对大涡进行解析的同时对小涡进行统一模化处理,通过滤波函数对 N-S 方程进行空间过滤,分别处理大尺度涡旋和小尺度涡旋。

LES 认为大涡直接受边界条件的影响,因此需要利用 N-S 方程进行直接解析;但 是小涡是各项同性的,他们表现相同,因此可以利用亚网格近似模型(Sub-grid-scale Model, SGS)建立与大尺度涡旋的关系进行模化。

首先通过滤波函数对 N-S 方程进行简化修正,得到动量方程:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i u_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} - \tau_{i,j} \right)$$
(2-27)

其中流动速度为大尺度速度分量和亚网格尺度分量之和:

$$u_i = \overline{u}_i + u'_i \tag{2-28}$$

动量方程中最后一项τ_{i,j}即为亚网格雷诺应力项,与雷诺应力项相似,亚格子 应力项同样使 LES 的控制方程不封闭,需要通过建立亚网格尺度模型(SGS)对方 程进行封闭。可以看出,亚网格模型针对的是具有各向同性的小尺度涡,因此对 复杂流场具有通用性和一般性,能够捕捉不同时刻的湍流流动。然而 LES 方法需 要非常精细的网格捕捉小尺度湍流流动,计算资源消耗巨大,难以解决高雷诺数 大分离流动问题。

观察 RANS 方法和 LES 方法的动量方程可以发现,二者的动量方程数学表达 十分相似,区别仅在于最后一项应力项,RANS 方法对应的是雷诺应力项,LES 方 法对应的是亚格子应力项,求解此应力项都需要建立模型进行方程的封闭。

RANS 的封闭模型即湍流模型,它仅与流动及其本身的物理性质相关:

$$\tau_{i,j}^{RANS} = f\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}, k, \varepsilon, C\right)$$
(2-29)

LES 的亚格子模型,其还与计算网格的尺度相关:

$$\tau_{i,j}^{LES} = f\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \Delta, C\right)$$
(2-30)

其中网格的大小采用以下定义:

$$\Delta = \left(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z\right)^{1/3} \tag{2-31}$$

因此综上,有学者开始思考是否可以将雷诺方程中湍流模型计算得到的长度 尺度修改成与网格相关的长度尺度,以此实现 RANS 与 LES 方法之间的自动切 换,使得在近壁面区域采用 RANS 方法模拟,减少网格和计算量,在远离壁面的 区域使用 LES 方法模拟,保证能捕捉到大尺度分离流动。

针对以上问题, Spalart^[75]2006 年对原来的 DES97^[73]做了修正:原 SA 模型的参数 r 是代表模型的长度尺度与壁面距离的比值,将其重新定义为 r_d:

$$r_{d} = \frac{v_{t} + v}{\sqrt{u_{i,j}u_{i,j}}\kappa^{2}d^{2}}$$
(2-32)

其中 v_t 是湍动能涡粘性; v是分子的粘性,加这一项是为了保证非常接近壁面的时候 r_d 不为零; $U_{i,j}$ 是速度梯度; d 是壁面距离; κ 是卡门常数。整个式子在对数区域等于 1,在逐渐靠近边界层底部时降为零。 r_d 被用于以下延迟函数 f_d :

$$f_d = 1 - \tanh([8r_d]^3)$$
 (2-33)

*f_a*函数在*r_a* ≫ 1时的值为 0,代表边界层为 RANS 区域,相反在*r_a* ≪ 1时的值 为 1,代表的是 LES 区域。取 8 和 3 的常数是为了保证*f_a*的线型变化,以保证网 格尺度远小于边界层厚度时,方程能与 RANS 方程相同。大于 8 可以在离壁面较 远的区域延迟 LES 方法的转换,以减小模化应力损耗问题发生的可能性。因此, 延迟分离涡模拟方法由此得名。引入新参数后的长度尺度判断法则:

$$d = d - f_d \max(0, d - C_{DES}\Delta) \tag{2-34}$$

 f_d 等于 0 时就是 $\tilde{d} = d$ 的情况,退化成边界层区域的 RANS 方程,在 f_d 等于 1 时就是之前的 DES97 方法(SA-DES)。

本论文采用的则是基于 SST 模型的 DDES 方法^[77]其延迟函数的形式为:

$$f_{d} = 1 - \tanh\left[(C_{d1}r_{d})^{C_{d2}} \right]$$
(2-35)

其中, $C_{\mu} = 8$, $C_{\mu} = 3$, $\kappa = 0.41$ 。湍流尺度也重新定义为:

$$l_{\text{DDES}} = l_{\text{RANS}} - f_d \max\left(0, l_{\text{RANS}} - C_{\text{DES}}\Delta\right)$$
(2-36)

2.3 涡激运动的数值方法

2.3.1 六自由度运动模型

浮筒的涡激运动具有横荡(横流向运动)、纵荡(顺流向运动)、垂荡、横摇、纵 摇和首摇六个自由度的运动,在以往的研究^[4,5]中通常只是考虑浮筒的横荡和纵荡,即 X-Y 平面的运动,忽略浮筒其他自由度的运动,对于模型的简化处理会对预报 精度造成一定的影响。关于 naoe-FOAM-SJTU 中六自由度运动模块的实现细节可 参阅文献[78,79]。



图 2-1 大地与随体坐标系 Fig.2-1 Earth and local system

该六自由度运动求解采用了两个坐标系:大地坐标系(earth system)和随体坐标系(local system)。大地坐标系固定在计算域上,而随体坐标系固定在研究物体上,坐标原点常常设置在物体中心或重心上。在实际的圆柱涡激运动研究中一般使用随体坐标系,常常定义为: $\eta = (x_1, x_2, x_3, \varphi, \theta, \psi)$,其中参数分别代表 X/Y/Z 向的平动与以 X/Y/Z 向为轴的转动运动。

为求解结构物的六自由度运动,首先需求解物体各个面上所受到的力:

$$\mathbf{dF}_{e} = \mathbf{\tau} \cdot \mathbf{d} \left| \mathbf{S}_{f} \right| + p \mathbf{dS}_{f} \tag{2-37}$$

上式中, *S*_f是结构物表面的单元面法相向量,方向指向结构物内部,模等于物体单元面面积,下标e表示在大地坐标系下,**r**为剪应力,p为总压。

在得到了物体表面每一个单元面上的总力后,可积分求得结构物所受到的合 力与合力矩。在获得物体所受到的总力与总力矩之后,再将其转换至随体坐标系 下,以便于对六自由度运动方程进行求解,关于六自由度运动方程的求解过程可 以参阅文献[80,81]。

2.3.2 系泊系统模型

海洋结构物系统的一个重要组成部分就是系泊系统,本文所运用的求解器为 此专门开发了系泊系统模块。大多数模型试验是通过空气轴承限制结构物在水平 面上运动,同时采用简化弹簧进行系泊。弹簧的布置形式主要有两种方式:垂直 布置和水平布置。不管哪种布置形式,一般都用四根弹簧等夹角对称分布在结构 物周围。弹簧与结构物组成弹簧质量系统,通过自由衰减试验可以求出结构物的 横荡和首摇固有周期:

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{m+M}{K}}$$
(2-38)

$$T_{nt} = 2\pi \sqrt{\frac{J+J_a}{K_t}}$$
(2-39)

上式中, *K* 和 *K*_{*i*}为弹簧有效平移刚度和旋转刚度。*m* 和 *J* 分别为结构物的质量和转动惯量, *M* 和 *J*_{*a*}为结构物在流体中的附加质量和附加转动惯量。

原单一自由度的质量弹簧运动方程无法反映结构物多自由度运动中复杂的非 线性特征,naoe-FOAM-SJTU 求解器的系泊系统则考虑了多自由度运动的耦合非 线性特征^[82,83]。数值模拟的系泊系统模块中,根据模型试验提供的平台总体有效 刚度设置弹簧参数:包括系泊点和锚泊点的坐标位置、预张力、弹性系数和弹簧 初始长度等。其中锚泊点坐标固定不动,系泊点坐标则随着结构物运动进行更新。 预张力要保证每根弹簧在结构物运动的全程都处于张紧状态。常见的弹簧布置示 意图 2-2 所示:



图 2-2 系泊系统布置示意图 Fig.2-2 Arrangement of mooring system

求解系泊系统模块的输入量是结构物的位移、初始时刻弹簧的系泊点(动端)和 锚泊点(定端)的坐标、预张力和刚度参数。输出的结果为弹簧的力和力矩的大小以 及方向。具体求解过程如图 2-3 所示。



图 2-3 系泊系统模块与六自由度模块计算过程 Fig.2-3 Process of mooring system module and six degrees of freedom module

2.3.3 动网格方法

OpenFOAM 中有两种处理网格运动的技术:一种是保持网格的节点连接方式 和单元的拓扑关系不变,通过拉伸或变形网格实现物体的运动;另一种是改变不 同层网格之间的拓扑关系,网格运动后重新建立网格层级之间的连接点,运用插 值的方式求解网格的运动。

动网格技术属于第一种类型: 流场网格贴着物体边界并随着物体的运动而发 生变形和拉伸, 网格的节点数量和网格单元间的连接关系不发生改变。在动网格 中, 网格节点间运用了类似弹簧连接的处理方式, 整个网格即为弹簧构成的网状 结构, 当结构物物面发生位移时将带动网格模型中的节点发生移动。网格点的移 动可以通过求解带有扩散率的 Laplacian 方程^[84,85]到:

$$\nabla \left(\left(\nabla \mathbf{x}_{s} \right) / r^{2} \right) = 0 \tag{2-40}$$

其中, r为网格中心到运动边界的距离, x_g为节点位移。方程的边界条件为运动边 界上的节点在当前时刻与初始时刻的坐标差值。动网格技术理论上适用于任何网 格,但该方法存在一个缺陷:若物体运动幅度过大,可能会导致动网格过度变形 或拉伸,导致网格质量变差,进而使计算不收敛。
2.3.4 重叠网格方法

本论文研究的浮筒涡激运动问题包含浮筒的大幅度转动运动。因为在浮筒转动到一定的角度的时候,计算网格会发生很大的剪切变形,最终导致计算不收敛。因此采用传统的动网格方法并不合适。naoe-FOAM-SJTU 求解器具有重叠网格方法,可以解决海洋工程结构物的大幅度六自由度运动,因此考虑使用 naoe-FOAM-SJTU 求解中的重叠网格方法来处理浮筒的六自由度运动。



如图 2-3 所示,重叠网格通常分为背景网格(background grid)和物体贴体网格 (body grid),而两套网格之间的区域为数据交换区域。naoe-FOAM-SJTU 求解器采 用重叠网格程序 SUGGAR++^[86]来计算域连通性信息(domain connectivity information, DCI)。DCI 主要由单元信息和内插权重系数组成。其中单元类型有活 动单元(active cell)、空洞单元(hole cell)、插值单元(interpolated cell)、贡献单元(donor cell)、孤立单元(orphan)。其中,活动单元是是正常参与计算的普通单元;空洞单 元是位于计算域之外或者物体内部的单元;插值单元是网格重叠区域间进行流场 信息交换的单元;贡献单元是提供待插值的流场信息给插值单元的单元;孤立单 元是指没有能够找到贡献单元的插值单元。

在重叠网格方法中,首先需要对各个部件进行网格划分,然后将部件的网格 统一嵌入背景网格中。不同部件的贴体网格和背景网格之间会存在重叠的区域。 在经过预处理过程之后,计算域外的网格会被排除在计算之外。然后在网格重叠 区域中建立对应的插值关系以完成不同区域间的数据交换。

在流场计算中,通过对所有贡献单元的流场值和对应插值系数进行加权求和, 进而完成插值。

$$\boldsymbol{\phi}_l = \sum_{i=1}^n \boldsymbol{\omega}_i \cdot \boldsymbol{\phi}_i \tag{2-41}$$

其中, [•] 是任意流场信息, 如速度、压力等; [•] 是插值边界单元的值; [•] 是第 i 个 贡献单元的流场值; ^{••} 是第 i 个贡献单元的内插权重系数, 该系数需要进行无因 次化处理, 并且满足:

$$\sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{\omega}_i = 1 \tag{2-42}$$

naoe-FOAM-SJTU 求解器^[87]分别在不同进程中运行 OpenFOAM 和 SUGGAR++以实现流场解和重叠网格插值计算的完全并行化,关于 OpenFOAM 和 SUGGAR++耦合的详细过程可以在 Shen 等^[88]的论文中找到。

2.4 本章小结

本章主要介绍了涡激运动的基础理论、数值计算的数学原理和本文采用的数 值方法,主要包括涡激运动的机理与基本参数、流体控制方程及其离散方式、湍 流模型、六自由度运动模型、系泊系统模型、动网格和重叠网格方法。

在以上介绍到的数值方法中,针对本论文的研究工作,主要用到了以下几个方面:控制方程主要包括连续方程和动量方程,并且采用有限体积法离散格式。 湍流模型采用基于 SST *k*-*ω* 模型改进的延迟分离涡方法(SST-DDES)。求解物 体运动采用考虑物体六自由度耦合的非线性特征的六自由度运动模型。在考虑浮 筒转动的数值模拟中,采用了重叠网格方法来保证转动网格的质量。

第三章 单自由端圆柱的涡激运动数值模拟

本章采用 CFD 数值模拟方法计算了单自由端圆柱在不同来流作用下的涡激运动响应。通过网格收敛性验证、模型试验与数值实验的频率、无量纲横流向与顺流向位移结果对比,验证了采用的数值方法的可靠性。通过自由衰减数值实验获得了系统的固有频率之后,本章进行了不同折合速度下的涡激运动数值实验。从运动响应和涡量分布两个角度分析了不同折合速度对于涡激运动的影响。其次,通过分析不同折合速度下的二维涡量场分布,分析了单自由端圆柱的尾流场特性。最后,通过对比折合速度 7.9 下静止状态与涡激运动状态中圆柱尾流场特征与自由端附近涡量分布,探究了自由端对于涡激运动流场的影响。

3.1 数值模型与验证

3.1.1 模型参数

本章计算采用的圆柱参数参考了 Rodolfo 等^[89]的模型试验,选用了长径比为 2 的圆柱进行数值模拟。圆柱的具体参数如表 3-1 所示。对单自由端圆柱进行数值 模拟。



表 3-1 数值计算中圆柱的参数信息 Table 3-1 Parameters of cylinder in numerical cases

图 3-1 锚链线布置图 Fig.3-1 Schematic of mooring lines arrangement

锚链系统的布置与参数设置影响着系统的固有频率,是涡激运动的重要影响因素。锚链线的布置参考实际模型试验进行设置,如图 3-1 所示。计算采用的锚链线刚度为 0.73N/m,预张力为 0.305N。

3.1.2 计算域与网格划分

本章设定圆柱的上表面的圆心位置为计算域原点,定义来流方向为 X 方向, 垂直来流方向为 Y 方向,圆柱展向为 Z 方向。计算域设置了足够长的尾流区与局 部的网格加密区域以保证计算的准确性。整体计算域范围为-5D < X <15D,-5D < Y < 5D,-4D < Z < 0,如图 3-2 所示。计算域边界条件设置为:均匀来流速度入口, 压力出口,对称边界条件的顶部与底部,侧面为滑移边界条件,圆柱表面为无滑 移固壁边界条件。



图 3-2 计算域示意图 Fig.3-2 Schematic of computational domain

本章的圆柱计算域网格采用 OpenFOAM 中的网格划分工具 blockMesh 与 snappyHexMesh 进行划分。为了保证计算的准确性使得圆柱尾流场泻涡充分发展, 整体网格设置了两级网格加密区,加密区在三个方向上均有加密,如图 3-3(a)所 示。为了能准确捕捉圆柱壁面的流动分离现象,计算域网格设置了 8 层边界层网 格,如图 3-3(b)所示, y+值在 2.5 左右。 上海交通大学硕士学位论文



Fig.3-3 Distribution of global and local mesh

为了保证计算的精度与计算效率,需要对计算网格进行网格收敛性验证。在 OpenFOAM中,可以通过 snappyHexMesh 保持加密层级关系,然后通过设置背景 网格尺寸来改变整体网格密度。在网格收敛性验证中圆柱的加密网格与加粗网格 如图 3-4 所示。



Fig.3-4 Distribution of mesh around cylinder when

在网格收敛性验证中,来流速度为 0.1 m/s, 雷诺数 Re=10938, X/Y/Z 向网格单元数均以 $\sqrt{2}$ 倍进行加密。计算得到的三组网格的时均阻力系数 $\overline{C_d}$ 、升力系数均方根值 C'_l 如表 3-4 所示。

编号	背景网格			网枚号		C
	X 向单元数	Y 向单元数	Z 向单元数	內俗里	\mathcal{L}_d	\mathbf{c}_{l}
1	50	25	8	1324659	0.85	0.046
2	70	35	10	2957623	0.83	0.039
3	100	50	12	7173119	0.83	0.038

表 3-2 网格收敛性验证 Table.3-2 Mesh test

对比三套网格的计算结果,在中等密度的网格的计算值与高密度的计算值误 差较小,因此从计算效率角度考虑采用中等密度网格。

编号	时间步	$\overline{C_d}$	C'_l
1	0.005	0.84	0.042
2	0.003	0.83	0.039
3	0.002	0.83	0.039

表 3-3 时间步收敛性验证 Table.3-3 Timestep test

根据时间步收敛性验证,从计算效率与精度选择时间步为0.003s。

3.1.3 计算工况

本章的计算工作包含两个部分,第一部分为自由衰减数值实验,第二部分为 涡激运动数值实验。为了获得系统的固有频率进行了自由衰减试验。进一步进行 了不同折合速度下的涡激运动数值实验,设置的来流速度如表 3-4 所示。

编号	流速U	折合速度 Ur		
1	0.050	3.9		
2	0.066	5.2		
3	0.083	6.5		
4	0.100	7.9		
5	0.116	9.2		
6	0.132	10.5		

表 3-4 VIM 数值实验计算工况 Table 3-4 Case condition of VIM numerical test

3.2 自由衰减运动计算结果

在圆柱的自由衰减数值实验中,圆柱在无来流情况下以 0.1m/s 的初速度释放。圆柱会在系泊系统的作用下进行自由衰减运动,计算得到的结果如图 3-5 所示。



表 3-5 自由衰减实验结果和数值结果 Table 3-5 Experimental and numerical result in free decay test

	实验结果[89]	数值结果	相对误差
固有频率/Hz	0.10	0.1012	1.2%

表 3-5 给出了模型试验的自由衰减结果与数值实验的自由衰减结果。根据傅 里叶变换得到的结果显示,数值实验与试验结果吻合良好,进一步验证了数值模 型的可靠性,在 3.3 节中进行了不同折合速度的涡激运动数值实验以探究单自由 端圆柱的涡激运动规律。

3.3 涡激运动的运动响应分析

3.3.1 顺流向与横流向运动响应









图 3-6 与 3-7 分别给出了不同折合速度下的圆柱涡激运动的顺流向与横流向运动时历曲线与傅里叶变换结果。在低折合速度下由于泻涡不稳定,其横流向运动幅值会存在有低频变化量。随着折合速度的增加,顺流向运动频率随之增加,其两个频率的比值为 2 左右。图 3-8 给出了不同折合速度下的横流向与顺流向均方根运动幅值。从图中趋势可以看出,两个方向上的运动均随着折合速度的增加而增加,且在折合速度为 9.2 时均方根幅值趋向稳定。对比数值模拟与模型试验的结果,整体计算结果较为吻合。在折合速度为 5.2 与折合速度为 9.2 和 10.5 的结果相对较差,推测在低折合速度下由于没有形成稳定的泻涡导致测量幅值变化区间较大进而引起误差。在折合速度为 9.2 和 10.5 下,由于模型试验中存在有自由面,而数值仿真实验中采用对称边界条件,暂时未考虑自由面问题,因此在流速过高时自由面的兴波会产生误差。



Fig.3-8 Inline and crossflow RMS amplitude at different reduced velocities

3.3.2 运动轨迹



图 3-9 给出了不同折合速度下单自由端圆柱的涡激运动轨迹。从圆柱的运动 轨迹可以观察到:随着折合速度的增加,圆柱的顺流向运动幅值均会保持增大, 且在折合速度为 5.2 之前,其横流向位移虽然有周期性运动,但是其幅值并未能稳 定,这与尾流场未能形成稳定的泻涡有关。在折合速度为 6.5 之后,圆柱尾流场形 成了稳定泻涡,因此其横流向与顺流向的位移的运动周期性越强且幅值更加稳定, 整体运动轨迹呈 "8"字形。随着折合速度进一步的增加,顺流向与横流向运动幅 值增长趋势放缓,在折合速度为 9.2 左右趋向于稳定。

3.4 涡量场分布



37



(c) Ur=7.9 (d) Ur=9.2 图 3-10 不同折合速度下 Z 向二维涡量场分布 Fig.3-10 The distribution of vorticity field at different reduced velocities

图 3-10 给出了不同折合速度下圆柱 z/H=0.5 截面流场的 Z 向涡量图。为了比 较不同折合速度下的涡量场分布差异,圆柱的位置均选取为圆柱在涡激运动轨迹 中相对位置相近处。从涡量场整体分布可以看出,由于有自由端的存在,尾流场 中小尺度的涡结构较为密集,且随着折合速度的增加其整体涡量增加以及圆柱泻 涡的影响区域扩大。在无限长圆柱的绕流问题中通常可以在尾流场发现明显的"2S" 或"2P"的泻涡模式,但是在不同折合速度下单自由端圆柱的尾流场区域均未发 现明显的泻涡模式。对比不同折合速度下的近壁面涡量分布,发现随着折合速度 的增加,圆柱壁面的泻涡向下游发展的速度增加,因此前一时刻脱落的漩涡对于 壁面的涡量与压力分布的影响相对更小。





Vorticity-Y -10 -5 0 5 10

(c) S 截面 Y 向涡量图 图 3-11 相邻时刻下 z/H=0.5 截面位置的 Z 向二维涡量图 Fig.3-11 Diagram of vorticity distribution at adjacent moments

为了探究在长径比为 2 的单自由端圆柱的尾流场中没有形成稳定的泻涡模式 的原因,图 3-11 给出了 z/H=0.5 截面位置相邻时刻的 Z 向二维涡量图以及在图 3-11 (a)中标注的 S 截面 Y 向涡量图。对比图 3-11(a)与 3-12(b)的相邻时刻的 Z 向涡 量图可以发现,3-11(a)中 A 区域的涡量本可能形成一个完整的大涡,但是在下一 时刻 3-12(b)A 区域可能形成的大尺度涡结构却被中间突然出现的反向涡冲散,因 此才没形成大涡结构。进一步截取相应 S 截面可以发现,由于有自由端的存在产 生了一系列的 Y 向涡结构因此冲散了 z/H=0.5 截面处的大尺度涡结构,因此在单 自由端圆柱绕流中是较难观测到大涡结构以及固定的泻涡模式的。





(e) Ur=3.9 时的 Z 向涡量图
 (f) Ur=7.9 时的 Z 向涡量图
 图 3-12 折合速度为 3.9 与 7.9 下各向二维涡量场分布
 Fig.3-12 Distribution of vorticity field when Ur=3.9/7.9

为了进一步观察圆柱尾流区的涡量分布的三维特性。图 3-12 给出了靠近自由 端的截面 z/H=0.75 处低折合速度 3.9 与高折合速度 7.9 下的二维涡量场分布。整 体上可以看到由于流速造成两者整体涡量大小的差异。其次,在不同折合速度下 Z 向涡量图中均可以观察到圆柱尾流场中较长的剪切层,如图 3-12(c)所示,而在 X 向与 Y 向的涡量图中却并未发现剪切层。观察剪切层内部区域的涡量分布可以 发现 X/Y 向的涡量存在于剪切层内部的流动区域内。

3.5 自由端对于圆柱涡激运动的影响



图 3-13 单自由端圆柱绕流中涡结构示意图^[92] Fig.3-13 Schematic diagram of vortex structure around finite length cylinder in flow

图 3-13 给出了静止单自由端圆柱绕流中常见涡结构的示意图。根据 Leder 等 ^[92]的研究表明,在固定于平板上的圆柱体会产生马蹄涡,但是由于本章的计算模 型并不存在平板,因此产生不了上述两种涡结构。由于自由端的存在,圆柱尾流 场中会出现较为复杂的漩涡形式。本节通过分析折合速度为 7.9 下静止圆柱与动 圆柱尾流场分布的差异性,分析圆柱自由端对于涡激运动的影响。



图 3-14 静止圆柱时均流场三维流线图 Fig.3-14 Diagram of time-averaged flow field in still cylinder

图 3-14 给出了在来流中圆柱周围的时均流场三维流线分布图。区别于无限长圆柱,带单个自由端的圆柱的在尾流场区域的三维流动特征更加显著与复杂。通过观察图 3-14 的三维流线的分布,可以发现到当流体在流经自由端时,由于圆柱



尾部的低压区的存在,圆柱尾流场会出现较为显著的回流现象。

图 3-15 静止圆柱的三维涡量图 Fig.3-15 Three-dimensional vorticity diagram of a stationary cylinder

图 3-15 给出了静止圆柱的三维涡量图,相较于无限长圆柱的尾流场出现周期 性的交替泻涡现象,单自由端圆柱的泻涡由于有自由端的存在,自由端产生的上 行涡会影响到圆柱尾部的周期性泻涡,也会生成各种尺度更小的涡结构。通过三 维涡量分布清晰地观察到单自由端圆柱绕流中的典型的"拱门涡"结构分布。



图 3-16 涡激运动中的圆柱附近三维涡量图 Fig.3-16 Three-dimensional vorticity diagram of cylinder in VIM

图 3-16 给出了在涡激运动中单自由端圆柱特定时刻的三维涡量分布图,从图 中可以观察到在自由端边缘处生成的"梢涡"结构。梢涡作为一种特殊涡结构, 通常是由于圆柱后部尾流场的交替泻涡与自由端附近的泻涡共同影响产生的一种 涡结构。并且逐渐发展的梢涡会对于自由端附近的流场产生一定的影响^[27]。观察 剪切层沿展向的分布,剪切层在尾流低压区的作用下有向圆柱壁面收缩的趋势, 并且相较于中间区域的剪切层,靠近自由端的剪切层出现了延长现象。





图 3-17 给出了 z/H=0.4 与 z/H=0.75 截面处三维涡量分布图。对比图 3-17(a)与 3-17(b)可以发现在靠近自由端的 z/H=0.75 截面剪切层向低压区收缩,流动分离的 相对较迟。而在远离自由端的 z/H=0.4 截面处较早发生流动分离现象,因此在三维 涡量图中可以观察到剪切层在较早的地方出现了持续漩涡脱落的现象。



(a) z/H=0.25

(b) z/H=0.5

上海交通大学硕士学位论文





为了进一步验证越靠近自由端剪切层会越向圆柱壁面收缩的结论,图 3-18 给 出了静止圆柱在不同截面位置处的 Z 向涡量分布图。从图中可以清晰的发现,随 着截面不断靠近自由端,其剪切层有向圆柱壁面收缩的趋势。观察图 3-18(d)中 Z 向涡量分布,可以发现在剪切层中心部分的涡量明显减少。分析造成这一现象的 原因主要是在靠近自由端位置处,圆柱尾流场存在较为显著的 Y 向拱门涡,因此 大大减少了 Z 向的涡量存在。然而沿着展向发展,在远离自由端截面的圆柱尾流 泻涡受到 Y 向拱门涡的影响也逐渐减弱,因此才开始出现了更多的 Z 向涡量。







图 3-19 给出了涡激运动中的圆柱在不同截面处的 Z 向涡量分布图。为了保证 来流方向与圆柱运动方向共线,因此截取的时间点为圆柱 Y 向速度为 0 的位置点, 即 Y 向最大位移处。对比图 3-18 与图 3-19 可以发现由于此时动圆柱不仅仅有来 流速度还有圆柱本身的运动速度,因此动圆柱相对来流的速度大于静止圆柱的来 流速度,因此剪切层相对更短,泻涡也更为明显。区别于静止圆柱的尾流场涡量 分布,涡激运动中的圆柱在 Y 向有减速过程。因此,在较高速度下圆柱脱落的涡 结构会影响到减速过程的圆柱周向涡量分布。观察图 3-19 中,不同截面处的剪切 层也会在越靠近自由端的截面处越往圆柱壁面收缩,且因为动圆柱的相对流速更 快导致其形成的低压区的压力更小,因此剪切层贴近圆柱壁面的现象也愈加明显。



 (a) 新立國社
 (b) 林敏运动中的國社

 图 3-20 Y 向截面压力分布云图

 Fig.3-20 Diagram of pressure distribution in y-direction section

 为了直观展示由于自由端存在导致圆柱绕流之后低压尾流区。图 3-20 给出了

静止圆柱与动圆柱 Y 向截面压力分布云图。从压力分布图可以看出,在靠近自由端位置处的圆柱尾流场中存在明显的低压区,且越靠近自由端压强越低。

3.6 本章小结

本章中采用了 SST-DDES 湍流模型与动网格方法对单自由端圆柱的涡激运动 进行了数值模拟,得到以下结论:

 在单自由端圆柱的涡激运动数值模拟中,在较低折合速度下,由于尾流场 中较难形成持续稳定的泻涡,横流向位移幅值不稳定,整体运动轨迹呈现不规律 状。随着折合速度的增加,圆柱的横流向位移幅值周期性增强,幅值逐渐增加。 当折合速度到达较高折合速度时,圆柱横流向位移幅值趋向于稳定。由于系统的 激励力为尾流场的周期性泻涡,且升阻力变化频率之比为2,因此,圆柱整体的运 动轨迹呈现规则的"8"字形。

2. 通过观察不同截面的二维涡量分布,发现在来流作用下的单自由端圆柱的 尾流场中,来流在圆柱自由端附近形成的上行涡会影响到圆柱尾流场的周期性泻 涡。因此,在不同的 Z 向截面上观察不到类似无限长圆柱的尾流场中显著的周期 性泻涡与稳定的泻涡模式。进一步对比不同截面上各向的二维涡量分布,发现越 靠近自由端区域的尾流场中 Z 向涡量成分愈少,X 与 Y 向的涡量成分较多,三维 流动愈加明显。

3. 通过观察圆柱速度与来流保持同向时刻点的三维涡量图,发现在圆柱自由 端附近出现了梢涡结构与延长的剪切层。通过对静止状态与涡激运动状态中圆柱 不同截面的二维涡量图与流场压力云图分析,发现由于自由端的存在导致靠近圆 柱自由端的尾流场出现较强的低压区。而低压区的存在使得剪切层靠向圆柱壁面 收缩,进而延迟了近自由端附近的流动分离。因此,在圆柱近自由端的壁面出现 了延长的剪切层。

第四章 不考虑浮筒倾斜的涡激运动数值模拟

本章采用了 SST-DDES 模型与重叠网格方法对不同折合速度下浮筒的涡激运 动进行了数值模拟。为了单一探究浮筒首摇运动的变化规律,本章的浮筒涡激运 动数值模型中释放顺流向、横流向、垂荡与首摇自由度,暂不考虑浮筒以顺流向 与横流向为轴的转动运动。

首先,本章给出了不同折合速度下浮筒运动的时历数据与傅里叶变换结果。 进一步地,分析了不同折合速度下各个运动方向上的频率特征以及三维运动轨迹 与其在各个平面上投影形状的形成成因。其次,通过对浮筒一个横流向运动周期 内各个时刻的二维涡量场进行监测,观察到浮筒前一时刻的泻涡会对下一时刻的 涡量场分布产生影响。接着,通过对比释放与固定首摇自由度的浮筒涡激运动响 应结果,分析了首摇自由度对于浮筒涡激运动的影响。最后,通过对浮筒的强迫 运动数值实验组计算结果的分析,探究了浮筒涡激转动现象的形成机理。

4.1 数值模型与验证

4.1.1 模型参数

本章采用的模型是 Kang 等^[18]模型试验中的浮筒模型。浮筒模型采用的是典型的圆柱体,浮筒的具体参数如表 4-1 所示,浮筒数值实验布置如图 4-1 所示。

参数名称	数值	单位
直径/D	150	mm
高度/H	700	mm
排水量/△	12.37	kg
质量/W	4.24	kg
质量比/m*	0.343	-

表 4-1 浮筒计算模型参数 Table.4-1 Parameters of buoyancy can

根据 Kang 等^[18]的实验结果表明自由液面的存在并不会影响位于水下的浮筒 涡激运动响应,因此本文中的计算模型没有考虑自由液面问题,浮筒整体都位于 水下。浮筒的系泊点与模型试验布置相同,位于模型底部中心,并且锚泊点在计 算域之外。具体的浮筒数值实验布置如图 4-1 所示。



图 4-1 浮筒计算模型示意图 Fig.4-1 Schematic diagram of computational model

4.1.2 计算域设置与网格划分



图 4-2 计算域与坐标轴示意图 Fig.4-2 Computational domain and coordinate axis diagram

本章中定义来流方向为 X 方向,横流向为 Y 方向,沿圆柱展向为 Z 方向。计 算域以浮筒的中心为坐标原点,计算域范围为:-5D<X<20D,-5D<Y<5D,-6D<Z<4D, 计算域和坐标轴如图 4-2 所示。

计算域的边界条件为:入口采用均匀来流速度入口,出口采用压力为0的压力出口,顶部与底部采用对称边界条件,侧面采用滑移固壁边界条件,浮筒物面采用无滑移固壁边界条件。



图 4-3 网格划分 Fig.4-3 Global and local mesh distribution

本章节采用的是重叠网格方法,因此网格模型中存在两套网格,一个是浮筒 贴体网格,另一个是背景网格。两种网格都是采用的结构化网格,如图 4-3 所示。 在圆柱网格区域中,近壁面附近的网格尺寸设置的较小以获得更精确的流动分离, 其中 y+值为 2 左右。背景网格区域的网格数为 24 万,而圆柱网格区域的网格数 为 162 万。





在进行自由衰减与涡激运动数值实验之前,进行了网格收敛性验证。计算的 来流速度为 0.2m/s, 雷诺数 Re 为 26368, 因为本章采用的是重叠网格方法计算浮 筒涡激运动,在网格模型中存在有背景网格与贴体网格,因此需要对两套网格分 别进行加密,加密之后的网格数量和网格收敛性验证结果如表 4-2 所示。

Table.4-2 Mesh test						
护旦	网格量			C		
/冊 与	5 背景网格	贴体网格	\mathcal{C}_{d}	C_l		
1	87932	659520	0.80	0.036		
2	238521	1619360	0.79	0.025		
3	675362	4611520	0.79	0.023		

表 4-2 网格收敛性验证 Table 4-2 Mesh test

经过网格收敛性验证,从计算效率与计算精度角度考虑,选用编号为2的中 等密度网格,进一步进行时间步收敛性进行验证,如表4-3所示。

Table.4-3 Timestep test					
编号 时间步△t		$\overline{C_d}$	C'_i		
1	0.004	0.79	0.029		
2	0.002	0.79	0.025		
3	0.001	0.79	0.024		

表 4-3 时间步收敛性验证 Table.4-3 Timestep test

经过时间步收敛性验证,在后续章节的自由衰减数值实验与不同折合速度下的 VIM 数值实验中时间步采用 0.002s。

4.1.3 计算工况

在自由衰减仿真实验中,在没有来流作用下,给定浮筒以 0.1m/s 的初始速度进行自由衰减运动。在 VIM 仿真实验中,浮筒在不同的来流速度下释放 X/Y/Z 轴 三个平动自由度和 Z 轴的首摇自由度,折合速度从 4 到 10,具体的浮筒数值实验 组信息如表 4-4 所示。

折合速度(Ur)	来流速度/m·s ⁻¹	雷诺数(Re)
4	0.128	$1.68 imes 10^4$
6	0.192	2.52×10^4
7	0.223	2.94×10^4
8	0.255	3.36×10^{4}
10	0.319	4.20×10^4

表 4-4 浮筒 VIM 数值实验工况表 Table.4-4 VIM experimental conditions

4.2 自由衰减运动计算结果

在自由衰减数值实验中,在没有来流作用下给定浮筒以 0.1m/s 的初始速度释放。本文后续部分进行的 VIM 数值实验是在锚链线长度为 2.672 m 的条件下进行

的。图 4-5 展示了锚链线长度为 2.672 m 的傅里叶变换结果。根据傅里叶变换结果 表明 CFD 结果与 Kang 等人^[18]的实验结果吻合良好。



本章参考 Kang 等^[18]的自由衰减模型试验进行了 6 组不同系泊线长的数值仿 真实验,通过对各个工况下自由衰减时历计算结果进行傅里叶变换可以得到表 4-5 中不同锚链线长下系统的固有周期值。

组号(Case)	系泊线长度/m	模型试验结果 ^[18] /s	数值实验结果/s	相对误差
1	2.672	4.76	4.70	1.3%
2	2.571	4.51	4.55	0.8%
3	2.472	4.51	4.45	1.3%
4	2.372	4.40	4.33	1.6%
5	2.271	4.28	4.21	1.6%
6	2.172	4.20	4.14	1.4%

表 4-5 浮筒的系泊系统固有周期模型试验结果与数值实验结果 Table.4-5 Experimental and numerical natural period of mooring system

通过改变锚链线长度,得到不同锚链线长度下系泊系统的固有周期,对比模型试验的计算结果,第 2 组(Case2)与其他组的相对误差差异较大,并且第 2 组(Case2)与第 3 组(Case3)具有不同的锚链线长,模型试验值却相等,因此猜测第 2 组(Case2)实验测量值存在偏差。根据 Govardhan 等人^[60]的研究表明,类浮筒的单点系泊系统的固有周期值 T_n 与锚链线的长度的平方根 \sqrt{L} 呈现线性正相关关系。图 4-6(a)与图 4-6(b)展示了对模型试验结果与数值实验结果进行线性回归的结果。



图 4-6 不同锚链线长下系泊系统固有周期模型试验数据与数值实验数据线性回归结果 Fig.4-6 Natural period of mooring system and linear regression results

根据图 4-6(a)与图 4-6 (b) 线性回归的计算结果表明固有周期值 T_n 与锚链线的 长度的平方根 \sqrt{L} 呈强线性正相关关系。图 4-6(a)中对比分析了加入 Case2 的模型 试验结果前后线性回归结果的差异性。对比相关系数计算结果,考虑 Case2 的相 关系数为 0.927,而不考虑 Case2 的相关系数为 0.958,与 CFD 计算结果的相关系数 0.9523 持平。可见忽略 Case2 的模型试验结果使得整体线性回归结果体现出更 强的线性关系且与 CFD 计算结果的相关系数处于同一水平。因此判断模型试验在 Case2 工况下的测量值可能出现了偏差。

4.3 涡激运动的运动响应分析

4.3.1 顺流向和横流向运动响应结果及分析

图 4-7 与 4-8 中展示了折合速度为 4、6、8 下的浮筒无量纲的顺流向、横流向 运动幅值时历曲线与傅里叶变换结果,其中傅里叶变换结果是对浮筒稳定泻涡时 间点(20s)之后的幅值数据计算得到的。



Fig.4-7 Inline dimensionless displacement at different reduced velocities



从图 4-7 与 4-8 中可以发现在 20s 之后浮筒的顺流向、横流向的都基本保持稳定的周期性变化。观察图 4-7,从时历曲线上可以发现随着折合速度的增加,浮筒偏离原点的距离增加,这是因为来流速度的增加导致浮筒受到的拖曳力增加引起的。对时历曲线进行傅里叶变换,可以发现浮筒顺流向与横流向运动频率均随着折合速度的增加而增加。分析图 4-8,对比低折合速度 4 与高折合速度 8 的计算结果,发现在低折合速度下的横流向运动并不稳定,分析可能是由于在低折合速度下不能形成稳定的泻涡导致的。

4.3.2 垂荡响应与三维运动轨迹





图 4-9 给出了折合速度为 4/6/8 下垂荡幅值的时历数据与傅里叶变换结果。从 图中时历数据可以发现浮筒存在与横流向与顺流向运动类似的周期性垂荡运动, 且运动幅值随着折合速度的增加而增加。通过对比同一折合速度下顺流向运动与 垂荡时历数据的傅里叶变换结果,可以发现垂荡频率与顺流向频率相近。产生这 一现象的原因应该是在来流作用下,浮筒在尾流场区域形成周期性泻涡,存在有 周期性的顺流向激励力,浮筒会沿流向运动,但是由于有系泊线的限制,浮筒会 沿 Z 向向下发生垂荡运动,因为顺流向与横流向存在顺流向相同的激励源,因此 两者在频率值上相近。



图 4-10 中展示了低折合速度 4 和高折合速度 8 下的浮筒的运动轨迹,实线表示三维空间曲线,虚线表示三维曲线投影到二维平面的运动轨迹。对比图 4-10(a) 与 4-10(b),发现高折合速度下的运动轨迹更加规整,并且呈现明显的"8"字形运

动。观察图 8-(b),可以发现投影到 XY 平面和 YZ 平面的轨迹呈现明显的 "8"字形,而投影到 XZ 平面的轨迹呈现椭圆形。"8"字形轨迹主要是因为两个方向的运动频率比值为 2 而形成的,因此可以分析得到在 XY 平面中的顺流向与横流向频率比值为 2,在 YZ 平面的垂荡与横流向运动频率比值为 2,进而可以得到垂荡频率与顺流向频率相同,因此,XZ 平面中的椭圆形运动轨迹是由于垂荡频率与顺流向频率相同而导致的。

4.3.3 首摇运动响应结果及分析

图 4-11 给出了折合速度为 4 与 8 下的首摇运动的时历曲线与傅里叶变换结果。对比图中不同折合速度的时历曲线可以发现,在高折合速度为 8 下,浮筒在 15s 左右就发生了稳定的转动运动,而低折合速度为 4 下,浮筒在 25s 附近才形成较为稳定的转动运动。观察傅里叶变换结果,可以发现高折合速度下,浮筒首摇转动运动具有更大的幅值和频率,与浮筒平动运动频率的规律相似。



表 4-6 中展示了不同折合速度下浮筒的顺流向、横流向、垂荡、首摇频率值。 随着折合速度的增加,浮筒的顺流向、横流向、垂荡和首摇运动频率均保持增加。 根据浮筒横流向运动频率与首摇运动频率相近的计算结果分析,横流向运动与首

摇运动可能拥有相同的激励源。又由于浮筒横流向运动 主要是由于尾流场周期性 的泻涡引起的,因此推测浮筒首摇运动也与尾流场的周期性泻涡有关。

折合速度 (Ur)	顺流向频率/Hz	横流向频率/Hz	垂荡频率/Hz	首摇频率/Hz
4	0.312	0.146	0.312	0.146
6	0.350	0.163	0.350	0.163
7	0.366	0.182	0.366	0.182
8	0.413	0.207	0.413	0.207
10	0.502	0.251	0.502	0.251

表 4-6 不同折合速度下浮筒的顺流向、横流向、垂荡、首摇频率值 Table.4-6 Inline, crossflow, heave and yaw frequency at different reduced velocities

根据李鹏等^[90]对浮筒涡激转动机理的初步猜测:流经圆柱的流体发生流动分离,产生压力差,导致浮筒的转动。但是流经规则圆柱体的流体形成的压力差产生的作用力应该是垂直于浮筒表面且通过浮筒截面圆心的,因此形成不了作用于浮筒的扭矩。本文作者分析认为是流体流经圆柱表面形成的边界层产生了浮筒表面切向的剪切应力,进而产生了作用于浮筒的扭矩。而浮筒的泻涡和泻涡导致的 "8"字形运动会周期性地影响浮筒表面剪切应力的分布,因此进一步推测是浮筒 泻涡和泻涡导致的"8"字形运动导致了浮筒的周期性转动,这也可以解释横流向 运动频率与首摇运动频率相近的现象。

4.4 涡量场分布

区别于对圆柱进行 Y 向的强迫周期性运动,在来流作用下,圆柱尾流场中的 泻涡在流场中会持续向后发展,并不会对圆柱的壁面产生影响。而涡激运动不仅 有 Y 向的运动,而且有 X 向的运动。由于浮筒的 "8"字形涡激运动的特殊性, 其在平衡位置处的速度最大,然后浮筒会向下游运动且 Y 向的速度下降。因此在 过平衡位置的减速阶段,浮筒两侧的剪切层会产生泻涡,从剪切层中产生的漩涡 速度较大,在行进的过程中会对减速的浮筒壁面涡量分布造成影响,下面通过不 同时刻的二维涡量图分布分析此现象发生的过程。



图 4-12 初合还反为7下的一个预流问运动问题内的两里图变化 Fig.4-12 Vorticity distribution in a transverse motion cycle when Ur=7

图 4-12 给出了折合速度为 7 下 z/H=0.5 的截面处一个横流向运动周期内的浮 筒尾流涡量场变化图,图中分别选取了 T/4、T/2、3T/4、T 时刻下涡量等值线图, 并且在子图左侧的"8"字形轨迹示意图中标注了各个时刻点位于整个运动轨迹中 的相对位置与运动速度的方向。

观察图 4-12 (b)与 4-12 (d)两图可以发现在浮筒位于 y 向原点时浮筒达到最大的速度,并且浮筒两侧可以形成稳定的剪切层;分析 T/4 与 3T/4 时刻,此时浮筒的速度均平行于来流速度,此刻浮筒的两侧应该会形成稳定的剪切层,但是观察图 4-12 (a)与 4-12 (c)可以发现在偏 y 向 0 点位置的一侧并没有形成类似相对一侧的稳定的剪切层,猜测可能是由于浮筒在到达 T/2 与 3/4T 周期之前浮筒的泻涡影响了浮筒一侧剪切边界层的形成。进一步分析,图 4-13 给出了 T/2 时刻与 t=3/4T 时刻之间的四个时间点的涡量分布图。



Fig.4-13 Vorticity distribution at four time points between t=T/2 and t=3/4T

图 4-13 给出了 t= T/4 时刻与 t=3/4T 时刻之间 z/H=0.5 截面处的二维涡量图。 从图 4-13 可以发现,由于浮筒在 t=T/2 时刻与 t=3/4T 时刻之间处于减速状态,因 此左侧的剪切层长度也愈来愈短,先后产生了涡 A 与涡 B;对比图 4-13 (b)与图 4-13 (c),因为剪切边界层的存在,浮筒左侧一直有新的涡产生,涡 A 的存在影响剪 切边界层附近的涡量分布,进而也会影响到浮筒的周向压力分布;观察图 4-13 (c) 与图 4-13 (d),涡 B 在来流作用下逐渐向下游发展,并且在壁面处形成了对浮筒壁 面压力分布有较大影响的涡 C。对比图 4-13 (d)与图 4-13 (c),正是因为有涡 A 与 涡 C 的存在,进而影响了浮筒上侧的稳定剪切层的形成。

4.5 壁面压力场时空分布

本文进行的是三维浮筒涡激运动数值模拟,因此其受力特征不仅在时间上呈现一定规律的分布,在空间上的分布也存在一定的差异性。为了更为具体的观测

到浮筒展向的分布规律,本文采用时空云图的方式直观地展示浮筒压力系数在展向方向与时间尺度上分布的规律。图 12 给出了浮筒展向的压力系数分布的时空云图,横坐标选取的是稳定泻涡时段(68.9s~79.8s),纵坐标表示浮筒展向长度,区间为-0.34m≤z≤0.34m,其中,对压强值进行无量纲化,压强系数计算公式如下:

$$C_p = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \tag{4-1}$$

上式中, *p* 为浮筒的 z 向横截面的横流向压强值, *ρ* 为流体的密度, U 表示来 流的速度。为了能够观察到浮筒在展向与时间尺度上的分布规律,可以考虑时空 云图的数据可视化方式,首先提取浮筒截面上的压强值计算压强系数,然后对压 强系数 X 向与 Y 向分量沿截面圆进行积分,即可得到的该截面上的 X 向压力系 数与 Y 向压力系数,因此,通过提取大量不同时刻的不同截面圆柱的周向压强数 据,可以得到如图 4-14 与 4-15 所示的 X 向与 Y 向的压力系数的时空分布云图。





图 4-14 与图 4-15 分别给出了浮筒 X 向与 Y 向压力系数时空分布云图与整体 受力时历曲线。在时空云图与时历曲线定义顺流向为正方向,横流向向下为正方 向。对比顺流向与横流向压差力的整体压差力时历曲线可以发现,横流向与顺流 向在周期上大致呈现二倍关系,且两向上的还存在一些高频的信号量。单独从时 历曲线上获取的信息非常有限,如果从时空云图则可以看到每个截面的压力系数 变化沿着时间轴线和浮筒的展向变化。

从整体分布上可以看出,沿着展向分布可以分为大致分为三个区间,两个自 由端区间和一个中间区间。对比横流向与顺流向的时空云图可以发现,横流向的 压力系数幅值在-1与1之间波动,而顺流向压力系数幅值则在0.84 附近波动。从 横流向的时空云图分布可以发现横流向的峰值处截面的时历受力为整个系统的主 受力形式。而对比顺流向的时空云图,从整体受力曲线可以发现压力系数峰值截 面处受力并不是系统的主受力形式,最终占主导的仍然是两个自由端附近的压力 系数变化,且中间位置的压力系数幅值大小决定的是浮筒整体的顺流向平均受力 幅值。



图 4-16 给出的 z/H=0.14、0.5、0.86 三个截面处的顺流向压力系数时历数据, 从数据中可以看出两个靠近自由端的截面变化周期相近,且幅值为 0.3 左右,而 z/H=0.5 处只在 72s 与 77s 附近出现一个突然增大的幅值,其余时刻都较为平稳。 从时历曲线可以发现,两者的相位正好相差接近 π/2。因此提取该 72s 时刻的 z/H=0.5 与 z/H=0.14 处压力场与速度场分布,如图 4-17 所示。







从图 4-17(a)可以发现,在 z/H=0.5 截面处的浮筒速度增加,在两侧形成了稳定的剪切层。在图 4-17(b)的速度云图中可以发现,浮筒一侧出现高速区,对应的在压力云图可以观察到强低压区的出现。在图 4-17(b)中自由端附近浮筒速度增加时,浮筒自由端附近增强的泻涡也会引起流体回流增加,进而导致浮筒下侧的低压区减弱。其次,回流区的低压导致的剪切层的延长并延迟了流动分离,因此上侧的流速增加,上侧的低压区增加,因此整体的 z/H=0.5 与 z/H=0.86 的截面上会出现两者压强时历曲线相位不同步的现象。

目前,在涡激运动研究中通常的手段是分析整体受力的时历曲线,但是如果 引入包含结构物空间尺度信息的时空云图的分析方法,不仅可以帮助我们了解到 整体变化的规律,也可以较为直观地分析出各个频率受力的来源。横流向压差力 是涡激运动中横流向位移的激励力,因此下一步对其频率成分进行分析。从图 4-15 (a)可以明显观测到横流向压力系数在自由端附近存在周期性变化,z/H=0.5 的 截面处虽然也存在周期性变化的力,但是在幅值大小方面较自由端附近的截面相 差较多,且不同截面在时间尺度上存在着一定的相位差。

图 4-15(b)给出了 68.9s~79.8s 时段的横流向总压力曲线,从整体的时历数据走势可以看出,整体信号可以看作是由一个高幅值的低频信号与一个低幅值的高频信号组成。对比横流向压力系数时空云图可以发现横流向压力曲线是由两个自由端附近的周期性变化的压力与一个浮筒中间区域的周期性受力叠加出来的。因此分别对 z/H=0.5 与 z/H=0.86 截面提取时历曲线数据,可得图 4-18 不同截面的时历数据。

62



从图 4-18 可以看出不同截面上均为周期性变化的压力系数值,且不同截面上压力系数的变化呈现不同的频率,两者之间的比例近似呈现二倍的关系。由于浮筒的不同截面的受力频率主要由涡脱频率决定,因此分析应该是 z/H=0.5 与 z/H=0.86 截面处的泻涡模式不同所导致。因此,图 4-19 给出了截面 z/H=0.5 与 z/H=0.86 的 Z 向二维涡量图、与压力等值线图、。



⁽a) z/H=0.5 截面的涡量场

(b) z/H=0.5 截面的压力场


(c) z/H=0.86 截面的涡量场(d) z/H=0.86 截面的压力场图 4-19 不同截面上 Z 向二维涡量场与压力系数分布Fig.4-19 Distribution of vorticity field and pressure coefficient in different sections

观察图 4-19,对比二维涡量场与压力场,二维尾流场涡量由于有各种涡结构的相互干扰,整体分布较为杂乱,因此并不能观测到稳定的泻涡模式。这一点已经在第三章中对自由端对尾流场泻涡影响的小节中进行了分析。由于压力场较为简单且是影响浮筒运动的直接观测量,因此可以用于分析浮筒不同截面的不同的受力特征的差异性。进一步,泻涡模式只是无限长圆柱物面受力特征的一种流场的表现形式。为了充分理解泻涡模式,需要分析"2S"和"2P"形成过程的涡量场分布的特性。



图 4-19 "2S"与"2P" 泻涡模式流场示意图^[99] Fig.4-19 Diagram of 2S and 2P vortex vortex mode in flow field

图 4-19 给出了 Williamson 和 Roshko 在 1988 年的泻涡模式的形成过程的演示图与最终的 "2S"与 "2P"的尾涡形态^[99]。他们采用了图示的方式展示了尾流场中 "2S"模式与 "2P"模式两者在形成过程中的差异。总结起来主要是在 "2S"模型(图 4-19(a))中在流速较低的情况下 F1 产生的对涡 E2 涡会和另外一侧的剪切 层形成的 E1 涡融合,进而在尾流场中只会观察到一个涡。而在 "2P"模式(图 4-19(b))中,由于流速较大,图中的由于 D1 形成的对涡 C1 涡会更快的向下游发展,因此与一侧剪切层形成的涡距离较远,因此形成不了一个涡,在向下游发展中即 形成了 "2P"模式。其中的关键点在于一侧剪切层形成的对涡是否可以顺利与另一侧剪切层脱离的涡融合,能融合即可形成一个涡。因此在漩涡脱落时对于结构物产生单一作用力,而如果形成了 "2P"模式则会带来二倍频周期性的力。

观察图 4-19(a)可以发现在浮筒上侧存在这两个泻涡,这是一个典型的"2P" 模式,即在 z/H=0.5 截面上上侧位置发生了两次漩涡脱落,因此才会出现二倍频 率。对比图 4-19(b)则没有明显"2P"模式,因为剪切层得到了延长,其尾流场中 会出现类似""2S"模式中两个涡融合的现象,因此整体体现为一次漩涡脱落,这 是单频出现的原因。



图 4-20 展示了不同时刻下沿浮筒展向的压力系数分布情况。对比四个不同时 刻可以发现沿着展向可以分为三个变化区域,两个自由端与一个中间区域。观察 图 4-20(b)与 4-20 (d)可以发现此时浮筒横流向几乎不受力。泻涡模式的一个影响 因子是来流速度,沿着展向浮筒的来流速度相同,而自由端影响了"2P"模式的

发展,但是两者相位保持同步,因此在 T/2 与 T 时刻展向的横流向系数几乎为 0。 通过绘制压力系数沿展向分布的包络线可以帮助我们大致判断自由端的影响区间。

通过对刚体展向的时空云图的探索性绘制,帮助我们发现了浮筒展向受力分 布的差异性。根据时空云图进一步可以分析到,折合速度会影响各个截面处周期 性的泻涡,因此周期性的受力模式也存在差异性,研究不同截面的涡脱特性可以 帮助我们更深层次的理解涡激运动的激励力的多频特性。

为了更为具体展示不同截面不同时刻上浮筒周围涡量分布差异,图 4-21 给出 了 z/H=0.5 与 z/H=0.86 截面处在 71.3s 与 74.0s 处的二维涡量分布图与周向压强系 数分布曲线。因为浮筒在靠近自由端两侧的 z/H=0.86 截面位置的压强分布呈现明 显的周期性,并且在 71.3s 和 74s 处达到峰值,而在 z/H=0.5 处的压强分布强度的 周期性则相对较弱。对比图 4-21(a)与图 4-21(c)、图 4-21(b)与图 4-21(d)可以发现 z/H=0.86 截面较 z/H=0.5 截面处,浮筒近壁面处有强涡的存在,如图 4-21 (c)与 4-21 (d)中的涡 A 与涡 B 所示,因此影响了浮筒周向压强的分布,符合图 4-15 观察 到浮筒展向压力系数分布时空云图的变化规律。



(c) t=71.3s, z/H=0.86
 (d) t=74.0s, z/H=0.86
 图 4-21 不同时刻下 z/H=0.5 和 z/H=0.86 截面处涡量分布图
 Fig.13 Vortex distribution at z/H=0.5 and z/H=0.86

由于浮筒表面压强分布直接影响到浮筒的运动,从浮筒展向压强分析可以发 现浮筒自由端对于其周期性运动有着重要作用。因此,为了减少浮筒的涡激运动 幅值,可以考虑干扰靠近自由端附近的周期性泻涡以此降低浮筒涡激运动大小。

图 4-22 给出了浮筒在 71.3s 与 74s 处涡量等值面分布图,涡量等值面使用 Hunt 等^[91]建议的 Q 准则表示,Q 的定义为:

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

其中, Ω为涡量张量, S为应变率张量。

从图 4-22 中可以发现使用 SST-DDES 模型可以很好的模拟浮筒尾涡脱落的现象;对比图 4-22 (a)与(b),在 71.3s 和 74.0s 时刻,在浮筒自由端 A、B、C、D 区域可以发现明显的剪切层的存在,而在 z/H=0.5 处的截面位置的剪切层则非常短。

浮筒自由端的存在影响了剪切层的分布,进而影响了浮筒的尾流场,导致靠近自由端的泻涡强度与浮筒中间截面的泻涡强度的差异性。由此作者联想到,在 Spar 平台的涡激运动研究中只需要在 Spar 平台的自由端附近安装螺旋侧板即可影 响其在平台底部泻涡的一致性,进而达到减小涡激运动的运动幅值。在将来的研 究工作中,可以进一步研究分析干扰靠近自由端位置的浮筒泻涡来降低浮筒的涡 激运动幅值的影响。



图 4-22 浮筒涡量等值面分布图 Fig.4-22 Vorticity isosurface distribution

4.6 首摇自由度的影响

圆柱的转动会影响圆柱尾流场的涡量分布,根据 Lam 等^[57]的研究表明,当圆 柱以一定的角速度进行转动会改变圆柱尾流场的涡量分布。来流流过柱体在顺流 向主要受到两个力,一个是尾流场泻涡引起的压差阻力,另一个就是流体流经物 体表面产生的粘性阻力在顺流向上的投影。在释放顺流向自由度和横流向自由度 的时,在两个平动方向上均会产生周期性的位移,因此产生了"8"字形的涡激运 动。从能量观点来看,粘性阻力作用于物体会对其产生转矩,如果不释放首摇自 由度,此粘性力会全做功到 X/Y 的平动运动,而释放首摇自由度,粘性力做功一 部分会传输给圆柱的转动运动。因此,定性分析浮筒的首摇会一定程度上影响到 涡激运动的幅值。

在 Kang^[18]的实验中并没有测定圆柱的转动惯量,因此在本文中的数值模拟中的 Z 向的转动惯量设置值采用标准圆柱转动惯量公式进行估算,Z 向的转动惯量设置为 0.01125 kg·m²。







计算工况	顺流向	横流向
限制首摇自由度	0.215	0.752
释放首摇自由度	0.213	0.763

表 4-7 不同工况下顺流向与横流向无量纲均方根幅值 Table.4-7 Dimensionless RMS of inline and crossflow displacement

图 4-23 与 4-24 给出了释放首摇自由度与固定首摇自由度的顺流向与横流向 时历数据与傅里叶变换结果。观察运动时历曲线,释放首摇自由度的浮筒的时历 曲线要略提前于固定首摇自由度的浮筒,即释放首摇自由度的浮筒会相对更快的 进入稳定泻涡周期阶段。其次,通过傅里叶变换可发现首摇自由度的释放在角度 偏小的稳定转动中并不没有改变圆柱的横流向与顺流向的运动频率。表 4-7 给出 了释放首摇自由度与固定首摇自由度的顺流向与横流向均方根幅值,从计算结果 显示释放首摇自由度会轻微减小横流向位移量。

分析首摇自由度对涡激运动影响偏小的原因,其一,在涡激运动的激励力中 粘性力所占成分较小,因此即使改变了粘性大小,影响也不会太大;其次转动的 角度较小且在 Kang 等的模型试验中并未对浮筒的壁面粗糙度进行标定,在本文 中进行数值模拟中采用的光滑壁面条件,因此转动的幅值相对较小,对尾流场分 布没有产生影响,因此无法对于涡激运动造成更大的影响。

4.7 涡激转动机理分析

在来流作用下的多柱式平台会发生明显的转动现象,其原因是由于多个柱体 在来流作用下由于不同柱体泻涡的相位会存在一定的差异,因此导致各个立柱受 力不均,进而导致平台上产生转矩,多柱式平台会因此发生转动运动。但是对于 规则对称圆柱体在来流作用下也同样会发生转动,显然此转动机理与多柱式平台 的完全不同。因为圆柱要发生周期性的转动系统必然是存在有周期性变化的扭矩, 而扭矩是由浮筒表面的剪切应力积分得到的。因此能周期性的影响浮筒表面的剪 切应力分布的因素才是浮筒产生涡激运动的根本原因。

为了能揭示浮筒转动的机理,本节准备从两个角度进行探究。其一,对于固 定来流作用下的浮筒其不同截面的剪切应力的周向分布必然存在着一定的差异性, 可以通过结合浮筒在不同截面位置的剪切应力周向分布的差异性与二维涡量场分 布来分析周期性影响圆柱剪切应力分布的原因。其二,借鉴前人通过圆柱强迫运 动的方式探究了圆柱涡激运动机理的方式,本节根据自激运动计算的得到幅值与 频率,构建了探究首摇机理的强迫运动数值实验组。 类似压力系数的时空云图,在不同截面的扭矩系数的展向分布中也可以采用 时空云图进行观察。可以通过圆柱周围的剪切应力分布的周向积分得到截面上一 个时刻的扭矩系数数值。剪切应力的值是通过圆柱沿直径方向的切向速度的变化 率 $\partial u_i / \partial n$ 与粘性系数 v 的乘积计算得到,因此需要计算圆柱径向的切向速度的变 化率在 OpenFOAM 中可以采用 wallGradU 函数计算临近物面单元速度的沿各个 方向的变化率,进一步将计算得到的值投影到物面法向量即可以得到切向速度沿 圆柱径向的变化率,最后得到壁面剪切应力值。

关于监测流动分离现象,需要补充说明的是:判断是否发生流动分离其中一 个条件就是圆柱上切向速度沿径向方向上的变化率为0的点,即此刻不仅切向速 度为0其沿径向的变化率也为0。因为切向速度沿径向的变化率为0的点可能不 是分离点,所以需要配合涡量分布图与该计算值是否为0判断圆柱上的驻点与分 离点的位置。



图 4-25 z/H=0.5 截面处周向 wallGradU 与 Z 向二维涡量分布 Fig.4-25 Circumferential wallGradU and z-direction two-dimensional vorticity distribution

图 4-25 给出了给出了 z/H=0.5 截面处周向 wallGradU 与 Z 向二维涡量分布。 在圆柱表面上为驻点与分离点的必要条件即为 wallGradU 为 0,再根据涡量分布 判断出 wallGradU 为 0 的点中的驻点。进而沿着驻点往外延申到的第一个点即为 分离点。从图 4-25 即可验证这种量化查找分离点方法的可靠性。



图 4-26 剪切应力时空云图 Fig.4-26 Diagram of the space-time cloud in shear stress

为了探究圆柱首摇的机制,图 4-26 给出了浮筒展向的扭矩系数分布的时空云图。从图中可以发现浮筒的扭矩变化的周期性较强,虽然在 74.8s 左右沿浮筒展向在下自由端附近的扭矩系数偏小,但是观察 69.4s 时下自由端附近的扭矩系数却增大了。因此整体上看扭矩系数沿展向分布较为均匀。为了进一步找到 74.8s 处的浮筒在截面 z/H=0.21 处偏大的原因,图 4-27 给出了 74.8s 与 69.6s 处的三维涡量图。对比两个时间点,可以明显发现在 74.8s 处的下自由端附近的剪切层较上自由端的剪切层提前发生漩涡脱落,而 69.4s 处却没有提前泻涡。因此,壁面扭矩系数的分布与剪切层状态有着较为重要的联系。



Fig.4-27 Diagram of three-dimensional vorticity



图 4-28 t=74.8s 时二维涡量图与 wallGradU 周向分布图 Fig.4-28 Diagram of two-dimensional vorticity and wallGradU distribution when t=74.8s

为了展示剪切层处提前分离产生的具体影响,图 4-28 给出了 t=74.8s 处 z/H=0.21 与 z/H=0.79 处的二维涡量图。从图中可以看出,通过 wallGradU 周向分 布可以找到不太容易观察到的分离点。从图 4-28(c)中可以明显发现下自由端附近 的截面提前发生了流动分离现象,导致发生流动分离处的剪切应力远小于没有发 生流动分离的时刻,因此分析在浮筒首摇的周向剪切应力中对于运动占主导作用 的是从驻点出发到两个分离点的之间的剪切应力大小。正是因为圆柱在发生"8" 字形运动时,其驻点与流动分离点一直在发生周期性的变动,造成了整体上扭矩 的周期性变换,进而导致浮筒的转动。

强迫运动可以作为研究浮筒首摇机理的辅助性数值实验。本节进行了四组计 算工况,计算工况表如表 4-8 所示,其中"√"表示释放自由度,"×"表示固定 表 4-8 强迫运动计算工况表

Х

Х

Х

 $\sqrt{}$

自由度,"〇"表示施加强迫运动。

 \cap

4

Table.4-8 Case condition 平动自由度 转动自由度 编号(Case) X 向 Y 向 Z向 X 轴 Y轴 Z轴 1 \times Х Х \times \times \checkmark 2 \times Ο \times \times \times \times 3 \times Х \times \checkmark Ο Х

 \cap

表 4-8 给出了本节进行的数值实验组的计算工况信息。计算工况参考折合速度为 7 的算例进行设置,顺流向运动频率为 2.286 s⁻¹,运动幅值为 0.0334m,横流向运动频率为 1.143s⁻¹,运动幅值为 0.1114m。结合之前观测到的首摇运动频率与横流向运动频率相同,分析可能是由于泻涡导致浮筒发生转动,因此设置了只在均匀来流作用下的释放首摇自由度的浮筒的计算工况(Case-1)以探究在单纯来流作用下圆柱在尾流场泻涡下是否会发生转动。组别 Case-2 与 Case-3 计算工况均是施加横流向的强迫运动,但是 Case-3 中释放首摇自由度,而 Case-2 中没有释放。因为稳定泻涡的圆柱涡激运动中会出现明显的 "8"字形运动轨迹,在 4.4 节中观测到了由于 "8"字形运动导致之前的泻涡会影响到减速阶段的浮筒的壁面涡量分布。因此考虑构建了一个强迫的 "8"字形运动以探究实际加入了顺流向周期性运动对于浮筒转动的影响。



图 4-29 给出了只释放首摇自由度的浮筒在来流作用下的首摇时历数据与傅里 叶变换结果。在来流作用下,可以发现浮筒开始时刻是没有发生转动的,可见折 合区域内的浮筒两侧的剪切应力分布处于平衡状态。当两侧的剪切层之中的回流 区域发生交汇时,两侧涡量通常不会均等,因此剪切层发生扰动,在圆柱的附近

的分离点出现差异,进而会产生一个较大的基础转动速度,而之后的流动相对稳定,因此在此基础转动角速度之下会因为剪切应力分布的周期变化发生转动。可见仅仅在来流作用下,浮筒是不会发生首摇运动的。进一步说明了只是依靠尾流场的泻涡是不会引起浮筒大幅度的周期性转动的。



(a) Case-1(b) Case-3图 4-30 二维涡量分布与周向剪切应力分布图Fig.4-30 Distribution of two-dimensional vorticity and circumferential shear stress

图 4-30 给出了仅释放首摇自由度的工况(Case-1)与强迫 Y 向运动的工况(Case-3)下二维涡量分布与周向剪切应力分布图。对比边界层区域的剪切应力分布,可以 发现浮筒的 Y 向运动会导致剪切层再次附着,进而导致浮筒上侧与下测驻点到分 离点出现差异,最终导致整体扭矩不为 0。Y 向的往复运动即会形成周期性的周向 剪切应力变化,因此浮筒会在周期性变化的扭矩作用下发生转动。



图 4-31 给出了 Case-3、Case-4 与自激运动中的首摇时历曲线。从傅里叶变换的结果可以发现,仅仅给定 Y 向强迫运动浮筒也会发生转动,但是转动的幅度远

小于两个方向的强迫运动。Case-3 与 Case-4 的差异在于的是浮筒本身速度上存在的一定的差异性。在强迫的"8"字形运动的 Case-4 实验组中剪切层在运动的过程中的变化范围要大于仅仅只给 Y 向强迫运动的 Case-3 实验组。结合之前周向剪切应力分布的时空云图可以得到结论,剪切层相对壁面的周期性变化会影响到浮筒表面剪切应力分布,进而影响到浮筒转动运动。



浮筒 Y 向的运动方向改变,剪切应力的分布也会发生周期性的变化。上下运动周期性改变了剪切应力分布。相当于两个力矩分别在圆柱两侧在转动该圆柱。 而上下剪切层状态的改变导致一侧的边界层流动区域延长,进而增加了一侧力矩 的大小。Case-1 中单独的尾流场中的泻涡无法完成剪切层的大幅周期性变化,因 此浮筒不能发生转动。正是因为只给 Y 向的强迫运动的剪切层在壁面的分布也有 一定周期的变化,浮筒才会发生一定幅值的转动运动。

图 4-32 给出了给定横流向的强迫运动下释放首摇自由度和固定首摇自由度的 扭矩系数时历数据。观察两组工况可以发现,首摇自由度并没有改变扭矩变化的 频率,但是从幅值上可以看出,释放首摇自由度的 Z 向扭矩系数并不会和固定首 摇自由度的一样随时间一直增加到最大值。释放首摇自由度可能会因为本身的转 动运动会抑制到 Z 向扭矩大小,因此在峰值附近会产生波动。

综上所述,浮筒的首摇运动应该是涡激运动特殊的运动轨迹而产生的运动形式,其内在机理是浮筒涡激运动中的"8"字形运动轨迹会周期性的改变浮筒附近 剪切层的分布状态,进而周期性地改变浮筒表面的剪切应力分布,因此浮筒会受 到周期性的扭矩作用而产生转动。

75

4.8 本章小结

本章采用 SST-DDES 模型与重叠网格方法对浮筒进行自由衰减数值实验和不同折合速度下涡激运动数值实验。通过分析浮筒的运动幅值时历曲线、涡量分布图与压力系数分布的时空云图得到了浮筒的涡激运动特性,进而得到以下结论:

1. 在低折合速度下,由于泻涡不稳定,浮筒横流向运动不稳定,因此运动轨 迹呈不规律状;在高折合速度下,浮筒的运动轨迹呈现规律性的"8"字形。浮筒单 点系泊系统导致浮筒的涡激运动不仅会产生顺流向、横流向的运动,而且还伴随 有垂荡运动,并且垂荡频率等于顺流向运动频率。同时,在数值实验中观测到了 Kang 等^[18]在模型试验中发现的涡激转动现象,并且首摇频率与浮筒横流向运动频 率相等。

 根据横流向运动周期内浮筒涡量分布图,表明浮筒前一时刻的泻涡会影响 到浮筒一侧剪切层的形成和近壁面的涡量分布。而壁面涡量场的改变会影响浮筒 表面压强分布,最终对浮筒涡激运动产生影响。

3. 通过对浮筒展向时空云图的分析,发现浮筒展向的压力系数分布可以分为 三个区域,即两个自由端附近的区域与中间区域。自由端附近的横流向压力系数 变化频率为中间区域的变化频率的一半。通过对浮筒不同截面的二维涡量场与压 力场的分析,发现在浮筒展向的中间区域的壁面发生了类似"2P"模式的两次强 度较高的泻涡,而靠近自由端一侧则只有类似"2S"模式的一次泻涡,因此在不 同截面上横流向受力时历数据呈现二倍频关系。深入分析原因是由于自由端的存 在延长了剪切层,进而导致靠近自由端的截面的"2P"模式的涡发生了涡融合, 进而产生了类"2S"模式的受力特征。观察压力系数沿展向的分布,可以发现自 由端附近的横流向压力是浮筒横流向受力的主要成分,因此建议在今后的研究工 作中,可以考虑通过干扰靠近自由端位置的浮筒泻涡来降低浮筒的涡激运动幅值。

4. 通过对比释放与固定首摇自由度浮筒涡激运动的顺流向与横流向运动时 历数据计算结果可以发现首摇自由度的释放对浮筒的涡激运动的频率与整体幅值 并不存在明显的影响。原因可能是浮筒转动影响壁面剪切应力分布,但是剪切应 力形成的粘性阻力相对压差阻力的比例偏小,且浮筒转动的幅值较小对流场的涡 量分布影响较小,因此释放首摇自由度对涡激运动影响不明显。

5. 为了揭示涡激转动的机理,本章从两个角度进行了探究,其一,通过分析 浮筒扭矩系数沿展向分布的差异性与特定时刻的三维涡量图与不同截面处的二维 涡量分布,发现壁面扭矩系数分布与剪切层状态存在联系。进一步通过设置强迫 运动的数值实验组,观测到只释放首摇自由度的浮筒在来流作用下没有发生周期性的转动,说明浮筒尾流场周期性的泻涡不是导致浮筒周期性首摇的直接成因。 通过对浮筒进行Y向的强迫运动发现浮筒会发生周期性的转动。结合其他数值实 验组分析涡激转动的内在机理是:浮筒涡激运动中的"8"字形运动轨迹会周期性 地改变浮筒附近剪切层的分布状态,进而周期性地改变浮筒表面的剪切应力分布, 因此浮筒会受到周期性的扭矩作用而产生转动。

第五章 考虑浮筒倾斜的涡激运动数值模拟

相较于不考虑浮筒倾斜的数值模拟,考虑浮筒倾斜的数值模拟在涡激运动预 报上会考虑横摇与纵摇带来的影响,因此相对更符合实际模型试验的布置。本章 采用了 SST-DDES 湍流模型和重叠网格方法对六自由度浮筒进行涡激运动数值模 拟。首先,对倾斜圆柱的研究进展进行了简述,分析了倾斜状态对于圆柱的影响。 在 VIM 实验中,展示了顺流向、横流向与垂荡的运动,对比分析倾斜自由度对于 运动响应的影响;其次,展示了不同折合速度下横摇与纵摇时历曲线与傅里叶变 换结果,分析了不同折合速度下横摇与纵摇的运动特征。最后,为了更充分地了 解浮筒尾流场泻涡的信息,通过对不同折合速度下的浮筒尾流场对比分析,关注 了泻涡尾流场中泻涡模式的问题。

5.1 倾斜圆柱绕流特性

区别于直立圆柱的绕流,倾斜圆柱的绕流与涡脱特征更为复杂。1986年, Shirakas^[93]风洞实验中通过条带法证实了倾斜圆柱尾流场中的轴向涡运动,而这一 运动被 Matsumoto^[94]定义为"轴向流"。





(a) Shirakasi 的模型试验^[93]
 (b) DNS 数值模拟^[95]
 图 5-1 倾斜圆柱绕流流场
 Fig.5-1 flow field around the inclined cylinder

李寿英^[96](2005) 等采用 CFX 对直、斜圆柱进行数值模拟,通过对比 St 数与 表面压力系数说明了两者的差异性。梁辉等(2015)^[97]对雷诺数 3900 下倾斜角度为 45°的圆柱进行 LES 数值模拟。通过三维涡量场分布直观展示了倾斜静止圆柱绕 流的尾流场中不仅会出现柱体绕流本身产生的流向涡,还会由剪切层产生轴向涡 带。刘彩等^[98](2017)采用 LES 方法对不同倾角的圆柱进行数值模拟。通过尾流场 涡量分布发现随着倾斜角度增加,涡街的混乱程度越高。在倾斜角度为45°时轴 向涡会严重干扰到柱体绕流涡街使得漩涡脱落毫无规律。在阻力系数角度上,倾 斜角度越大其阻力会一部分产生轴向分量导致圆柱的阻力偏小。从上述倾斜圆柱 的研究进展可以发现,尽管有研究人员开始关注倾斜圆柱的绕流问题,但是目前 关于倾斜圆柱绕流特性的研究还有待进一步深入。

5.2 计算设置

本章节中定义顺来流方向为X向,垂直来流方向为Y向,沿浮筒展向为Z向, 以X向为轴的转动为横摇,以Y向为轴的转动为纵摇。在浮筒运动求解时,释放 浮筒六个自由度,因此可以数值模拟浮筒沿 X/Y 轴转动的运动响应。在 Kang 等 ^[18]的实验中没有标定转动惯量,因此按照圆柱结构的标准公式进行计算,取X向 与Y向的转动惯量为0.1731 kg·m²。

为了观察浮筒涡激运动响应,本章进行了不同折合速度下的 VIM 数值实验,数值实验计算工况如表所示。

Table.5-1 Case condition of VIM numerical test				
编号	流速	折合速度	雷诺数	
1	0.128	4	$1.68 imes 10^4$	
2	0.160	5	$2.10 imes 10^4$	
3	0.192	6	2.52×10^4	
4	0.223	7	2.94×10^4	
5	0.255	8	3.36×10^4	
6	0.287	9	3.78×10^{4}	
7	0.319	10	4.20×10^4	

表 5-1 VIM 数值实验计算工况表

5.3 涡激运动的运动响应分析

5.3.1 顺流向和横流向运动响应结果及分析









为了更为广泛地探究流速对于浮筒涡激运动的影响,本章增加了更多的流速 计算工况以探究浮筒涡激运动随折合速度变化的分布规律。图 5-2 给出了折合速 度为 4~10 的 7 组工况计算的顺流向与横流向无量纲幅值的时历数据与傅里叶变 换结果。从整体上观察,发现浮筒六个自由度的释放并没有改变涡激运动特性的 基本规律。根据傅里叶变换结果可以发现,随着折合速度的增加,浮筒涡激运动 横流向与顺流向运动频率均保持增加。



图 5-4 给出了不同折合速度下 Kang 等^[18]模型试验与 CFD 计算的顺流向与横流向无量纲运动幅值。观察数据的整体分布可以看出,在折合速度为 4~6 的区间内,随着折合速度的增加,浮筒横流向与顺流向无量纲运动幅值均保持增长。在折合速度为 6 之后的区间内横流向运动幅值保持在一个相对稳定的值。而顺流向运动幅值随着折合速度的增加,其增长速率也放缓。对比模型试验结果与 CFD 计算结果,CFD 顺流向运动幅值的预报结果较为吻合,但是在横流向幅值的预报上在折合速度为 6 之后的区间偏大。分析原因可能是在模型试验中采用了 Qualisys

运动捕捉系统,需要在浮筒上加装铁丝架并固定运动监测的小球。根据第四章对于浮筒展向的压力系数分析,主导浮筒横流向运动的是临近自由端内剪切层内的泻涡。而浮筒自由端加装的铁丝架会影响到这一侧自由端附近的泻涡。由于在 CFD 数值模拟中暂时并未对铁丝架进行建模,如图 5-5 所示,因此可能导致 CFD 计算的横流向运动幅值偏大。



图 5-5 Kang 的试验模型^[18] Fig.5-5 Kang's experimental model

在浮筒首摇方面的研究中, Kang 等在模型试验中有观察到随着折合速度增加的首摇转动运动,图 5-6 给出了他们在实验中记录浮筒首摇的时历数据。





图 5-6 给出了 Kang 的模型试验中的首摇时历曲线。通过图中展示的时历数据 可以发现浮筒在折合速度为 3.17 时,首摇运动成分中包含有一个较大幅值的低频 转动运动。观察转动运动的低频运动随着折合速度的增加,通过傅里叶变换观察 到其转动幅值略有下降。同时,随着折合速度增加,在高折合速度下出生了一个 稳定的高频运动,但是幅值相对较小。根据图 5-5 所示,因为折合速度为 3.17 时, 观察运动的时历曲线可以发现,在该工况下通常情况下是比较难形成稳定的泻涡, 因此,这样的低频的转动运动应该不是由于泻涡引起的。分析原因可能是在时历 数据中可知在较低的折合速度 3.17 下,浮筒存在有稳定的回复力,外界持续提供 周期性的扰动的可能性较低,分析可能是模型试验中采用的绳子在转动方向上存 在有回复力,因此在转动方向上起到了类似弹簧的作用。而当系统在存在有初始 转动角度的时候,会发生转动运动。这一点可以从图 5-6 中时历曲线在 0 时点处 浮筒即开始转动且幅值开始进行衰减,这类似与自由衰减中给定结构物一个初始 的位移类似。建议可以在今后的浮筒实验中尝试测定模型试验系统中首摇方向上 绳子是否提供有回复力。





图 5-7 给出了折合速度为 4 和 8 下的浮筒首摇时历曲线与傅里叶变换结果。 从时历数据可以明显发现浮筒除了有与横流向运动频率相同的首摇运动,整体趋势上还存在有一个低频扰动量。根据浮筒的转动机理分析可能是因为在特定时刻 浮筒整体涡激运动呈现出来的一个低频的扰动量。因为在转动方向上没有设置阻 尼,因此浮筒会随着流场产生低频的转动。对比图 5-6 的模型低频成分,数值模 拟此低频成分远小于模型试验中观测到的低频成分。由于模型试验中并没有对圆 柱的壁面粗糙度进行标定,因此不排除在较粗糙壁面的浮筒会流场作用下产生这 种低频成分。从图 5-7 中,CFD 计算的结果显示,在低折合速度下浮筒转动的幅 值较小,而在模型试验中没有观测到,这与 CFD 方法在低折合速度下受到模型试 验条件影响较小的原因有关。在较高折合速度下,浮筒转动频率随之增加,且幅 值也增加,与模型中观测到的高频转动的规律类似。因此进一步分析,本文通过 数值实验捕捉到的首摇转动运动应该就是此高频的低幅值转动运动。因为转动运 动幅值与圆柱的转动惯量联系紧密,建议以后的模型试验中测定浮筒的转动惯量 参数。



5.3.2 垂荡运动响应结果



图 5-8 给出了不同折合速度下的垂荡运动的时历数据与傅里叶变换结果。图 中给出的采用圆柱直径无量纲化的垂荡位移值,因此虽然浮筒平均垂荡位置相对 较大,但是实际 z 向周期性位移是比较小的。从运动幅值角度出发,可以发现浮 筒六个自由度的释放并不会影响到其运动规律。整体上还是随着折合速度的增加, 浮筒的垂荡幅值与频率增加。







图 5-9 与图 5-10 分别给出了折合速度为 4/6/8 下的横摇与纵摇时历数据与傅 里叶变换结果。浮筒在释放了六个自由度之后,浮筒会产生周期性的转动运动。 从傅里叶变换结果来看,转动的运动成分包含两个频率的转动,这两个频率分别 对应的浮筒的横流向与顺流向运动频率。从幅值角度出发,可以观察到低频成分 的运动幅值更大,此规律与涡激运动中横流向与顺流向运动幅值的大小关系对应。 因此,分析是涡激运动主导着浮筒横摇与纵摇的运动频率与幅值。

从图 5-9 与图 5-10 的时历数据中可以看出,随着折合速度的增加,浮筒受到拖曳力增加,在重力、浮力、拖曳力三个力的平衡下浮筒会产生一个稳定的平衡倾角,且此角度随着折合速度的增加而增加。由于顺流向受到的总力是要大于横流向受到力的大小,因此顺流向的最大倾角要大于横流向的最大倾角度。由于涡激运动横流向与顺流向运动幅值的影响,在不同折合速度下横摇均方根幅值要略大于纵摇的均方根幅值。





图 5-11 不考虑倾斜与考虑倾斜的浮筒运动幅值 Fig.5-11 Dimensionless displacement of not inclined and inclined buoy

图 5-11 给出了折合速度为 6 与 8 下的横流向、顺流向以及垂荡运动时历数据 结果。观察时历数据可以发现在顺流向、横流向运动与垂荡中释放横摇与纵摇自 由度的浮筒更加偏离平衡点。分析其原因主要是浮筒在来流作用下会发生稳定的 倾斜,而在记录位移数据时记录的是浮筒的重心位置(本文设置在浮筒中心)。因此 存在有一定倾斜的时候其运动的均值会大于不考虑倾斜的浮筒。对比不同折合速 度的运动响应,在较高折合速度下,由于流速增大导致拖曳力增加,浮筒在释放 倾斜自由度时平均倾斜角度增加,因此偏离位置也更大。

数值模拟计算结果显示横摇和纵摇自由度的增加,会使得浮筒在来流作用下 发生倾斜。当浮筒发生倾斜时,锚链线不能提供足够的垂直力分量来抵消浮力和 重力的合力,则浮筒会产生周期性的回复力矩,因此浮筒会产生往复的横摇与纵 摇。

5.4 涡量场分布

为了观察横摇与纵摇自由度对于浮筒的尾流场的影响。本节对比折合速度为 7 下考虑倾斜的和不考虑倾斜的浮筒涡激运动三维涡量分布图。图 5-12 给出了考 虑倾斜与不考虑倾斜浮筒各向视图的三维涡量图(Q=5)。



(e) 考虑倾斜的浮筒的 Z 向视图
 (f) 不考虑倾斜的浮筒的 Z 向视图
 图 5-12 考虑倾斜与不考虑倾斜浮筒的三维涡量图
 Fig.5-12 Three-dimensional vorticity of inclined and not inclined buoy

从整体涡量分布来看,SST-DDES 湍流模型可以捕捉到各个尺度的涡结构以 及随着流场发展涡量耗散的过程。图 5-12(a)中浮筒表面的白色直线即为浮筒表面 的驻点位置,通过驻点的位置可以发现浮筒在来流作用下产生了向左侧的倾斜。 图 5-12(b)中可以发现浮筒发生了大角度的纵倾角度。对比两者可以发现,虽然浮筒发生了倾斜,但是在浮筒上的分离点却几乎没有发生变化,与梁辉等^[97]观测到的现象一致。观察两者剪切层分布,在考虑倾斜的情况下,底部自由端的剪切层稍微延长了一些,这可能与之前观测到虽然浮筒发生倾斜但是分离点的相对位置保持不变的现象有关。观察图 5-12(c),发现浮筒倾斜对于自由端顶部位置的涡结构几乎没有造成太大的影响。





图 5-13 给出了折合速度为 7 与 10 下的三维涡量图(Q=10)。从图中可以直观 发现随着折合速度的增加浮筒的倾斜角度增加,且自由端附近的剪切层随着来流 速度增加受到了抑制。在折合速度较高的三维涡量图中自由端附近的梢涡结构发 展的更为充分,并且在图 5-13 中观察到由剪切层均匀脱落的轴向涡结构。

5.5 尾流场泻涡模式

尾流场的泻涡模式可以帮助我们探究截面柱体附近的受力特性,因此本节对不同折合速度下浮筒尾流场泻涡模式进行了观察。因为在 Kang 等的模型试验中没有采用 PIV(Particle Image Velocimetry)或者 DPIV(Digital Particle Image Velocimetry)监测设备来记录尾流场泻涡变化,因此可以借助 CFD 数值模拟工具用以观察细节流场信息。

根据第三章对于自由端附近涡量图的分析,由于存在有自由端,在圆柱的尾流场较难观察到稳定的泻涡模式。但是浮筒的长径比为 4.67,因此自由端在尾流场一定的展向空间内对于浮筒的尾流场造成的影响较小。图 5-14 给出了 z/H=0.5



与 z/H=0.86 截面处的 Z 向二维涡量分布图。

图 5-14 不同截面的 Z 向涡量图 Fig.5-14 Z-direction vorticity of different sections

从图 5-14 的二维 Z 向涡量图看出,在靠近自由端附近的 z/H=0.86 截面的浮 筒壁面 Z 向的涡量相对较为混乱,整体涡分布的影响区间较窄。根据中心位置 z/H=0.5 的截面处在二维涡量中出现较为明显的分布于两侧的大尺度涡结构,说明 在近浮筒的中心截面的 Z 向涡量分布受到自由端附近泻涡的干扰较小。因此本节 中后续选取了 z/H=0.5 的截面进行分析。

根据 Williamson 的研究^[99]表明,圆柱尾流场的泻涡模式主要与折合速度 Ur 和横向运动幅值相关。图 5-15 给出了 Williamson 根据折合速度与强迫运动横向运动幅值划分的不同的泻涡模式所在区域。通常根据尾流漩涡的分布与结构,可以分为 "2S"、"2P"、"P+S" 三种模式^[99]。本文计算工况的折合速度与幅值的点在图中用""标出。从图上分布可以看出,在折合速度为 5 时,可能会存在 "2S" 泻涡模式,而折合速度为 6/7/8 泻涡模式可能是典型的 "2P"模式。而折合速度为 9/10 时则是没有明显的泻涡模式。



图 5-15 泻涡模式分布图^[99] Fig.5-15 diagram of vortex pattern Distribution



图 5-16 不同折合速度下的泻涡模式 Fig.5-16 The vortex patterns at different reduced velocities

一般情况下,在低折合速度下呈现典型的"2S"模式,随着折合速度的增加, 观察尾流场泻涡可以发现,泻涡模式从"2S"模式过渡到"P+S"模式,进一步增 加折合速度后泻涡最终出现 2P 模式,再增加折合速度就观察不到明显的泻涡模 式。图 5-16 给出了折合速度为 5 与 7 下的泻涡模式。折合速度为 5 的尾流场泻涡 呈现典型的"2S"模式,折合速度为 7 的尾流场泻涡呈现典型的"2P"模式。

5.6 本章小结

本章进行了六自由度的浮筒涡激运动数值模拟,通过对比模型试验与数值模 拟的顺流向与横流向运动幅值结果,分析了数值实验中的误差来源。并且根据不

同折合速度下浮筒运动时历数据与尾流场涡量分布,探究了浮筒横摇与纵摇的运动响应特性以及尾流场中的泻涡模式问题,得到了以下结论:

 通过不同折合速度下的涡激运动数值实验,发现释放横摇与纵摇自由度并 不会影响浮筒涡激运动的整体规律。并且通过模型试验与数值模拟结果的对比, 分析在模型试验系统的系泊线可能存在有回复力导致了系统会出现一个较大幅值 的低频转动。

2. 在来流作用下单点系泊的浮筒会发生倾斜,且随着来流速度的增加,拖曳 力相应增长,因此平均倾斜角度也保持增长。通过观察傅里叶变换结果,发现横 摇与纵摇存在一定的运动频率,且运动频率与浮筒的周期性运动有关。进一步通 过对比考虑倾斜自由度与不考虑倾斜自由度的浮筒的运动响应,发现因为浮筒的 倾斜会导致重心位置相应改变,因此在时历曲线上可以观测到更大的平均运动幅 值。

3. 对浮筒流场进行观察,通过三维涡量图发现横摇与纵摇会影响到浮筒自由端附近的剪切层的分布。接着,通过对不同截面的二维涡量图分析,发现由于浮筒存在较大的长径比,所以自由端对于浮筒中间截面处的泻涡影响较小,因此在浮筒中间截面处可以观测到相对稳定的泻涡模式。

第六章 结论与展望

6.1 主要结论

在来流作用下浮筒壁面会发生流动分离现象,并且在尾流场中产生交替泻涡。 尾流场中的交替泻涡会引发浮筒的涡激运动,进而引发与浮筒相连接立管的顶部 张力与运动变化,最终导致立管疲劳破坏问题。研究浮筒的涡激运动对于探究降 低浮筒运动幅值的方式具有指导意义。本文参考 Kang^[18]的模型试验进行浮筒涡激 运动数值实验,并开展了浮筒涡激运动特性的探究工作。本文的主要工作与相关 结论如下:

首先,对单自由端圆柱的涡激运动进行了数值模拟。通过网格收敛性验证和 模型试验与数值模拟结果的对比,验证了本文采用的数值模型的可靠性。在涡激 运动数值实验中,发现在低折合速度下横向位移幅值不稳定,圆柱的整体运动轨 迹呈现不规则状。随着折合速度的增加,圆柱的顺流向与横流向位移幅值的周期 性增强,幅值逐渐增加,整体的运动轨迹呈现规则的"8"字形。进一步通过分析 静止状态与涡激运动状态下圆柱不同截面的二维涡量图与流场压力云图,发现自 由端的存在会导致靠近自由端的尾流场中出现较强的低压区,引起剪切层收缩, 进而延迟自由端附近的流动分离,并最终产生延长的剪切层。

其次,对圆柱形浮筒进行了自由衰减数值实验和不同折合速度下涡激运动数 值实验。在较高折合速度下浮筒的运动轨迹呈现规律性的"8"字形。浮筒单点系 泊系统导致浮筒的涡激运动不仅会产生顺流向、横流向的运动,而且还伴随有垂 荡运动。通过分析傅里叶变换结果,发现浮筒运动中的垂荡运动频率等于顺流向 运动频率。同时在数值实验中观测到了 Kang 等^[18]在实验中发现的涡激转动现象, 并且首摇频率与浮筒横流向运动频率相等。

区别于第三章中基于涡量场分布定性地分析自由端对于涡激运动的影响,第 四章通过浮筒展向时空云图定量地分析了自由端对浮筒展向压力系数分布的影响。 通过时空云图发现浮筒展向的受力特性可分为三个区域,两个自由端附近的区域 与中间区域。进一步通过对浮筒 z/H=0.5 与 z/H=0.79 截面的二维涡量场与压力场 分析,发现在中间区域的浮筒壁面发生了类似"2P"模式两次强度较高的漩涡脱 落,而靠近自由端一侧则只有类似"2S"模式的一次漩涡脱落。因此,在横流向 压力系数时空云图中, z/H=0.5 与 z/H=0.79 截面的压力系数时历变化频率呈二倍 关系。结合涡量场与压力场分布,分析这一现象的原因是:在自由端影响下形成 的剪切层会引起自由端附近尾流场的"2P"模式的泻涡发生了涡融合,产生了类 "2S"模式的漩涡脱落受力特征。观察压力系数沿展向的分布,发现自由端附近 的横流向压力是浮筒横流向受力的主要成分。因此建议在今后的研究工作中可以 探究干扰靠近自由端位置的浮筒泻涡来降低浮筒的涡激运动幅值的方式。

为了探究涡激转动的机理,本文从两个角度进行了分析,其一,通过分析浮 筒扭矩系数沿展向分布的差异性,并对比特定时刻的三维涡量图与不同截面处的 二维涡量分布,发现剪切层分布会影响壁面扭矩系数分布。进一步通过设置强迫 运动的数值实验组,观测到只释放首摇自由度的浮筒在来流作用下不会发生周期 性的转动,说明浮筒尾流场的周期性泻涡不会直接导致浮筒产生周期性运动。根 据浮筒的横流向强迫运动的计算结果,发现浮筒会发生周期性的转动。进一步地, 结合其他数值实验组计算结果分析涡激转动的内在机理是:浮筒涡激运动中的"8" 字形运动轨迹会周期性地改变浮筒附近剪切层的分布状态,进而周期性的改变浮 筒表面的剪切应力分布。因此,浮筒会在周期性的扭矩作用下产生周期性的转动。

最后,本文进一步进行了六自由度的浮筒数值模拟。通过不同折合速度下的 涡激运动数值实验,发现横摇与纵摇自由度的释放并不会影响浮筒涡激运动的整 体规律。进一步,通过模型试验与数值模拟结果的对比分析,发现在模型试验系 统的系泊线可能存在有回复力。而存在回复力的系泊线可能会导致系统会出现一 个较大幅值的低频转动。接着,对比不同折合速度下的浮筒运动响应结果,发现 随着来流速度的增加,拖曳力相应增大,平均倾斜角度也保持增大。并且通过对 横摇与纵摇的时历数据进行傅里叶变换,发现横摇与纵摇存在两个运动频率且分 别对应横流向与顺流向的运动频率。最后,通过对不同截面的二维涡量图分析, 发现由于浮筒存在较大的长径比,所以自由端对于浮筒中间截面处的泻涡影响较 小,因此在浮筒中间截面处可以观测到相对稳定的泻涡模式。

6.2 工作展望

涡激运动这一复杂的流固耦合问题是海洋工程问题中的研究热点。目前已经 进行了较多的海洋平台涡激运动的模型试验与数值模拟研究,而浮筒涡激运动的 研究才刚刚起步。本文开展了浮筒涡激运动数值模拟的探索性工作,研究工作还 不够深入。并且现阶段关于浮筒涡激运动与涡激转动的内在机理还有待进一步的 探索。基于本文的研究工作与结论,作者思考了三个未来可以研究的方向。

1) 浮筒涡激运动与立管涡激振动耦合模型的数值模拟

浮筒是直立式混合立管系统的组成部分,因此最终需要结合立管涡激振动问

题分析整个立管系统的运动响应特征。目前,课题组已经开展了较多关于立管涡 激运动方面的研究并且开发了 viv-FOAM-SJTU 求解器^[100-102]。因此之后可以实现 浮筒涡激运动与立管涡激振动的耦合求解。实现对直立式混合立管系统在来流作 用下的运动响应的数值模拟可以辅助工程人员进行实际的浮筒尺寸设计和立管系 统的结构设计。

2) 探索降低浮筒涡激运动幅值的方式

在 Spar 平台中是采用减涡侧板来减少涡激运动幅值的,而浮筒与 Spar 平台 拥有相似的圆柱体结构。因此,在浮筒设计中同样可以考虑采用减涡侧板减小浮 筒涡激运动的幅值。另一方面,根据本文对于浮筒展向横流向压力系数分布的探 究,发现可以将浮筒整体受力看作是不同截面的周期性受力的叠加。如果不加侧 板的浮筒沿展向各个截面同时进行泻涡,浮筒的整体受力的周期性是较为显著且 幅值较大。而减涡侧板的工作原理可以理解为影响了展向周期性泻涡的一致性, 改变了不同截面周期性受力的相位差,因此不同截面的力叠加起来整体受力就会 相对于同相位的偏小,因此结构物涡激运动位移幅值会偏小。而且,减涡侧板的 螺距角对应的是不同截面受力的相位差变化量。

在目前的研究中发现减涡侧板的工作效率与实际来流大小以及方向有着较强 的关联,有些时候的减涡效果非常不佳。因此,后续的研究可以探究适应来流变 化的可调螺距角的减涡侧板组。

3) 探索更为有效的 CFD 流场数据的可视化方案

在模型试验中数据测量通常受限于测量设备,而 CFD 方法的计算结果存储着整个流场的计算数据。研究人员虽然可以便捷地获取流场中任一位置处的计算数据,但是很多情况下我们并不能充分利用数量庞大的数据。因此需要我们探究更为有效的数据可视化方案。

结构物尾流场的周期性泻涡是涡激运动系统的激励源,因此观察尾流场中特 定涡结构的产生可以帮助我们更好地分析结构物的动力学响应特征。而现在分析 涡结构的方式通常可以分为三维涡量图与二维截面涡量图。在三维涡量图中,由 于尾流区中各种尺度的涡结构都聚集在一起,所以常规的三维涡量图并不便于研 究人员进行细致的流场观察。而二维涡量图虽然可以观察指定截面的涡量分布与 变化,但是由于三维数值模拟中涡结构会出现各个方向的移动。因此,二维涡量 图的一些涡结构在截面上的消失并不一定是能量耗尽而是发生了三维运动。因此, 将来可以探索一种可视化方式,针对性地追踪对结构物影响较大的涡结构从产生 到消亡的整个过程。 其次,探究类似时空云图这种包含时间尺度与空间尺度的多维度数据呈现方 式。通过时空云图,不仅可以观察到流场数据沿指定空间尺度方向的变化信息, 而且可以观察到时间尺度的变化信息。在三维数值模拟中,通过时空云图可以直 接帮助我们探究结构物沿展向受力分布特征。

参考文献

- [1] 王颖. Spar 平台涡激运动关键特性研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2010.
- [2] 王颖,杨建民,杨晨俊. Spar 平台涡激运动关键特性研究进展[J]. 中国海洋平 台. 2008, 03:1-10.
- [3] 白治宁. 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.
- [4] 张立. 浮力筒涡激运动的大涡数值模拟[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2016.
- [5] 康庄, 倪问池, 张立健. 不同系泊条件下浮力筒涡激运动模型试验[J]. 哈尔滨 工程大学学报, 2017, 38(12): 1823-1827.
- [6] Dunnett D, Wallace J S. Electricity generation from wave power in Canada[J]. Renewable Energy, 2009, 34(1): 179-195.
- [7] Agamloh E B, Wallace A K, Jouanne A V. Application of fluid-structure interaction simulation of an ocean wave energy extraction device[J]. Renewable Energy, 2008, 33(4): 748-757.
- [8] Williamson C, Govardhan R. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations [J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2008, 96(6-7): 713-735.
- [9] Karunakaran D, Lee D, Mair J, Subsea 7. Qualification of the grouped SLOR riser system[C]. The 2009 Offshore Technology Conference, Houston, Texas, USA, 2009: 4-7.
- [10] Luppi A, Cousin G, O'Sullivan R. Deepwater hybrid riser systems[C]. Offshore Technology Conference. 2014.
- [11] Karunakaran D, Lee D, Hatton S, Dale N. Grouped SLOR deep water riser system and installation assessment[C]. Proceedings of Deep Offshore Technology Conference. Stavenger, Norway, 2007.
- [12] Karunakaran D, Lee D, Mair J, Wilde J. Model test of complete grouped SLOR deep water riser system[C]. Proceedings of Deep Offshore Technology Conference. Perth, 2008.
- [13] Wilde J. Model tests on the vortex-induced motions of the air can of a free standing riser system in current[C]. Proceedings of the Deep Offshore Technology Conference, October 10th-12th, Stavanger, Norway, 2007: 1-10.
- [14] Dijk R, Magee A, Perryman S, et al. Model test experience on vortex induced vibrations of truss spars[C]. In Proceedings of Offshore Technology Conference, Houston, Texas, 2003.
- [15] Parnaudeau P, Carlier J, Heitz D. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(8): 085101.
- [16] Shim Y M, Sharma R N, Richards P J. Numerical study of the flow over a circular cylinder in the near wake at Reynolds number 3900[C]. AIAA Computational Fluid Dynamic Conference, 2013.
- [17] Lysenko D A, Ertesv G 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.

- [18] Kang Z, Ni W, Ma G. A model test investigation on vortex-induced motions of a buoyancy can[J]. Marine structure, 2017, 53: 86-104.
- [19] 康庄, 李平. 浮力筒自由涡激运动的模型试验研究[J]. 振动与冲击, 2017(14).
- [20] Kang Z, Jia L. An experiment study of a cylinder's two degree of freedom VIV trajectories[J]. Ocean Engineering, 2013, 70:129-140.
- [21] 康庄, 贾鲁生, 孙丽萍. 深水塔式立管顶部浮力筒设计分析方法[J]. 中国造船, 2011, 52(4):118-129.
- [22] Djia F. Design of the Greater Plutonio riser tower[C]. Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Honolulu, 2009: 5-12.
- [23] 冯佰威, 刘祖源, 常海超. 多学科设计优化技术在船舶初步设计中的应用[J]. 中国造船, 50(4): 110-115.
- [24] Smith D W, Thompson H M, Kokkinis T, et al. Hindcasting VIM-induced mooring fatigue for the genesis spar[C]. ASME 2004 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vancouver, British Columbia, Canada, June 20–25, 2004: 1005-1014.
- [25] Gabbai R D, Benaroya H. An overview of modeling and experiments of vortexinduced vibration of circular cylinders[J]. Journal of Sound and Vibration, 2005, 282(3-5): 575-616.
- [26] Bearman P W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16(1): 195-222.
- [27] Florager C, Balash C. Vortex-induced motion of a free-standing riser below the critical mass ratio[C]. ASME 2017 36th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Trondheim, Norway, June 25–30, 2017.
- [28] 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.
- [29] Kokkinis T, Sandström R E, Jones H T, et al. Development of a stepped line tensioning solution for mitigating VIM effects in loop eddy currents for the genesis spar[C]. ASME 2004 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vancouver, British Columbia, Canada, June 20–25, 2004: 995-1004.
- [30] Fujarra A L C, Rosetti G F, de Wilde J, et al. State-of-art on vortex-induced motion: A comprehensive survey after more than one decade of experimental investigation[C]. ASME 2012 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Rio de Janeiro, Brazil, July 1–6, 2012: 561-582.
- [31] Raghavan K, Bernitsas M M. Experimental investigation of Reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports[J]. Ocean Engineering, 2011, 38(5-6): 719-731.
- [32] Dijk R V, Magee A, Perryman S, et al. Model test experience on vortex induced vibrations of truss spars[C]. Offshore Technology Conference, Houston, Texas, 2003.
- [33] Dijk R R T, Voogt A, Fourchy P, et al. The effect of mooring system and sheared currents on vortex induced motions of truss spars[C]. ASME 2003 22nd International

Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Cancun, Mexico, June 8–13, 2003: 285-292.

- [34] Irani M, Finn L. Model testing for vortex induced motions of spar platforms[C]. ASME 2004 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vancouver, British Columbia, Canada, June 20-25, 2004: 605-610.
- [35] Roddier D, Finnigan T, Liapis S. Influence of the Reynolds number on spar vortex induced motions (VIM): multiple scale model test comparisons[C]. ASME 2009 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Honolulu, Hawaii, USA, May 31–June 5, 2009: 797-806.
- [36] Magee A, Sheikh R, Guan K Y H, et al. Model tests for VIM of multi-column floating platforms[C]. ASME 2011 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Rotterdam, The Netherlands, June 19–24, 2011: 127-136.
- [37] Gonçalves R T, Rosetti G F, Fujarra A L C, et al. Experimental study on vortexinduced motions of a semi-submersible platform with four square columns, Part I: Effects of current incidence angle and hull appendages[J]. Ocean Engineering, 2012, 54: 150-169.
- [38] Gonçalves R T, Rosetti G F, Fujarra A L C, et al. Experimental study on vortexinduced motions of a semi-submersible platform with four square columns, Part II: Effects of surface waves, external damping and draft condition[J]. Ocean Engineering, 2013, 62: 10-24.
- [39] Zhang H, Yang J, Xiao L, et al. Study on added mass coefficient and oscillation frequency for a Truss Spar subjected to Vortex-Induced Motions[J]. Ships and Offshore Structures, 2014, 9(1): 54-63.
- [40] Liu M, Xiao L, Lu H, et al. Experimental investigation into the influences of pontoon and column configuration on vortex-induced motions of deep-draft semisubmersibles[J]. Ocean Engineering, 2016, 123: 262-277.
- [41] Halkyard J, Sirnivas S, Holmes S, et al. Benchmarking of truss spar vortex induced motions derived from CFD with experiments[C]. ASME 2005 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Halkidiki, Greece, June 12–17, 2005: 895-902.
- [42] Halkyard J, Atluri S, Sirnivas S. Truss spar vortex induced motions: benchmarking of CFD and model tests[C]. 25th International conference on offshore mechanics and arctic engineering, Hamburg, Germany, June 4–9, 2006: 883-892.
- [43] Kallinderis Y, Ahn H T. Strongly coupled fluid-structure interactions via a new Navier-Stokes method for prediction of vortex-induced vibrations[C]. ASME 2005 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Halkidiki, Greece, June 12–17, 2005: 927-934.
- [44] Atluri S, Halkyard J, Sirnivas S. CFD Simulation of truss spar vortex-induced motion[C]. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Hamburg, Germany, June 4–9, 2006: 787-793.
- [45] Vaz G, Mabilat C, Wal R V D. Viscous flow computations on a smooth cylinders: a detailed numerical study with validation[C]. ASME 2007 International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, San Diego, California, USA, June 10–15, 2007: 849-860.

[46] 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): 40r46.

- [47] Finnigan T, Roddier D. Spar VIM model tests at supercritical Reynolds numbers. ASME. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, San Diego, California, USA, June 10–15, 2007: 731-740.
- [48] Oakley O H, Constantinides Y, Navarro C, et al. Modeling vortex induced motions of spars in uniform and stratified flows[C]. ASME 2005 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Halkidiki, Greece, June 12–17, 2005: 885-894.
- [49] 刘正浩,赵伟文,万德成.用 SST-DES 方法数值模拟半潜式平台涡激运动[C]. 第九届全国流体力学学术会议论文摘要集,南京,2016.
- [50] 赵伟文, 万德成. 对柱式深吃水半潜平台涡激运动数值模拟[C]. 第十四届全国水动力学学术会议暨第二十八届全国水动力学研讨会文集, 2017 年 8 月 8-13日, 长春, PP.992-1004.
- [51] Govardhan R N, Williamson C H K. Vortex-induced motions of a tethered sphere[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1997, 69: 375-385.
- [52] Crosswell J, Balash C. VIM Suppression for a FSR With a co-centric porous sheath around the buoyancy can: effects of mesh orientation and diameter ratio[C]. ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. Madrid, Spain, June 17–22, 2018.
- [53] Minguez M, Luppi A, Pattedoie S, et al. Slender buoy VIM & VIR analysis by CFD[C]. Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 2011.
- [54] Minguez M, Luppi A, Berger A. Slender buoy FSHR vortex induced rotations[C]. ASME 2012 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Rio de Janeiro, Brazil, July 1-6, 2012: 713-722.
- [55] Menter F R, Egorov Y. The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 1: theory and model description[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2010, 85(1): 113-138.
- [56] Egorov Y, Menter F R, Lechner R, et al. The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 2: Application to complex flows[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2010, 85(1): 139-165.
- [57] Lam K M. Vortex shedding flow behind a slowly rotating circular cylinder[J]. Journal of Fluids and Structures, 2009, 25(2): 245-262.
- [58] Lee S B, Baek S J, Sung H J. Feedback control of a circular cylinder wake with rotational oscillation[J]. Fluid Dynamics Research, 2008, 41(1): 011403.
- [59] Etienne S, Fontaineb E. Effect of rotational degree of freedom on Vortex-Induced Vibrations of a circular cylinder in Cross-Flow[C]. The Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference, Beijing, China, June 20-25, 2010.
- [60] Gerrard J H . The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1978, 288(1354): 351-382.
- [61] Sumer B M, Fredsøe J. Hydrodynamics around cylindrical structures[M]. 1997.
- [62] Green S I. Fluid vortices[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [63] 张蕙. Spar 平台周围流场及涡激运动研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2013.

- [64] Blevins R D, Coughran C S. Experimental investigation of vortex-induced vibration in one and two dimensions with variable mass, damping, and Reynolds number[J]. Journal of Fluids Engineering, 131(10):101202–7, 2009.
- [65] Govardham R, Williamson C H K. Frequency response and the existence of a critical mass for an elastically-mounted cylinder[M]. IUTAM Symposium on Integrated Modeling of Fully Coupled Fluid Structure Interactions Using Analysis, Computations and Experiments. 2003.
- [66] Govardhan R, Williamson C H K. Critical mass in vortex-induced vibration of a cylinder[J]. European Journal of Mechanics, 2004, 23(1):17-27.
- [67] Oakley O H, Constantinides Y. CFD truss spar hull benchmarking study[C]. Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, San Diego, California, USA, 2007.
- [68] Issa R I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operatorsplitting[J]. Journal of Computational Physics, 1986, 62(1): 40-65.
- [69] Jones W P, 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.
- [70] Wilcox D C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models[J]. AIAA journal, 1988, 26(11): 1299-1310.
- [71] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [72] 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.
- [73] Spalart P R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach[C]. Proceedings of first AFOSR international conference on DNS/LES. Greyden Press, 1997.
- [74] Spalart P R A, Allmaras S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[C]. 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA, January 6-9, 1992: 439.
- [75] 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.
- [76] Zhao W W, Wan D C. Detached-eddy simulation of flow past tandem cylinders[J]. Applied Mathematics & Mechanics (1000-0887), 2016, 37(12).
- [77] Gritskevich M S, Garbaruk A V, Schütze J, et al. Development of DDES and IDDES formulations for the k-ω shear stress transport model[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2012, 88(3): 431-449.
- [78] Shen Z R, Wan D C, Carrica P M. Self-propulsion simulation of KCS with dynamic overset grids[C]. The 8th International OpenFOAM Workshop, Jeju, Korea, June 11-14, 2013.
- [79] Shen Z R, Cao H J, Ye H X, Liu Y C, Wan D C. Development of CFD solver for ship and ocean engineering flows[C]. The 8th International OpenFOAM Workshop, Jeju, Korea, June 11-14, 2013.
- [80] 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.

- [81] Carrica P M, Wilson R V, Stern F. An unsteady single-phase level set method for viscous free surface flows[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2007, 53(2): 229-256.
- [82] 刘远传. 浮式结构物系泊系统数值分析模块 naoeFOAM-ms 开发[D]. 上海: 上 海交通大学, 2014.
- [83] 刘远传, 万德成. 锚泊浮式码头在波浪上的运动响应计算[C]. 第二十五届全国水动力学研讨会暨第十二届全国水动力学学术会议, 浙江, 舟山, 2013.
- [84] Jasak H, Tukovic Z. Automatic mesh motion for the unstructured finite volume method[J]. Transactions of FAMENA, 2006, 30(2): 1-20.
- [85] Jasak H. Dynamic mesh handling in OpenFOAM[C]. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, Sjedinjene Američke Države, 2009: 341.
- [86] Noack R, Boger D, Kunz R, et al. Suggar++: An improved general overset grid assembly capability[M]. 19th AIAA Computational Fluid Dynamics, 2009: 3992.
- [87] Shen Z R, Wan D C. RANS computations of added resistance and motions of a ship in head waves[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2013, 23(04): 264-271.
- [88] Shen Z R, Wan D C, Carrica P M. Dynamic overset grids in OpenFOAM with application to KCS self-propulsion and maneuvering[J]. Ocean Engineering, 2015, 108: 287-306.
- [89] GonAlves R T, Meneghini J R, Fujarra, André L C. Vortex-induced vibration of floating circular cylinders with very low aspect ratio[J]. Ocean Engineering, 2018, 154: 234-251.
- [90] 李鹏. 浮力筒自由涡激运动试验研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2015.
- [91] Hunt J C R, Wray A A, Moin P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows[C]. Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2. Proceedings of the 1988 Summer Program, CA, United States, 1988: 193-208.
- [92] Leder A. 3D-flow structures behind truncated circular cylinders[C]. ASME/JSME 2003 4th Joint Fluids Summer Engineering Conference, Honolulu, Hawaii, USA, July 6–10, 2003: 825-831.
- [93] Shirakashi M, Wakiya S, Hasegawa A. Effect of the secondary flow on Karman vortex shedding from a yawed cylinder[J]. Bulletin of the Jsme, 1986, 29(468):1124-1128.
- [94] Matsumoto M. Vortex shedding of bluff bodies: A review[J]. Journal of Fluids & Structures, 1999, 13(7-8): 791-811.
- [95] Zhao M, Cheng L, Zhou T. Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length[J]. Journal of Fluids & Structures, 2009, 25(5): 831-847.
- [96] 李寿英, 顾明. 斜、直圆柱绕流的 CFD 模拟[J]. 空气动力学学报, 2005, 23(2): 222-227.
- [97] 梁辉,姜胜耀,段日强.有限长倾斜圆柱绕流的展向特性研究[C].全国反应堆 热工流体学术会议暨中核核反应堆热工水力技术重点实验室 2015 度学术年会, 北京, 2015.
- [98] 刘彩,杨康, 蘧鑫晨. 三维倾斜圆柱绕流数值模拟研究[C]. 第十八届中国海洋 (岸)工程学术讨论会论文集(上), 浙江,舟山, 2017.

- [99] Williamson C H K, Roshko A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder[J]. Journal of fluids and structures, 1988, 2(4): 355-381.
- [100] Duan-Mu Y, Zou L, Wan D C. Numerical analysis of multi-modal vibrations of a vertical riser in step currents[J]. Ocean Engineering, 2018, 152: 428-442.
- [101] Duan-Mu Y, Zou L, Wan D C. Numerical simulations of vortex-induced vibrations of a flexible riser with different aspect ratios in uniform and shear currents[J]. Journal of Hydrodynamics, 2017, 29(6): 1010-1022.
- [102] Fu B W, Zou L, Wan D C. Numerical study of vortex-induced vibrations of a flexible cylinder in an oscillatory flow[J]. Journal of Fluids and Structures. 2018, 77: 170-181.

致 谢

春去冬来,回首研究生阶段近三年的学习与生活,点点滴滴历历在目。临近毕 业,思绪千丝,感叹万缕,在此对一路伴我前行的人表示衷心的感谢。

首先感谢的是我的恩师王迎光教授。在硕士研究生期间,王老师一直以严谨的治学态度、敏锐的学术洞察力与认真的工作态度感染着我。在每周的组会中, 王老师都会认真倾听我们的学习汇报,在困惑的地方为我们指点迷津。在日常科 研工作中,王老师一直鼓励我们去动手建模写代码,并向我们传达着"Talk is less, show me the code"的理念。也正是在老师的鼓励下,自己系统地学习了 python 编 程语言,顺利完成了一些流场数据后处理的开发工作。相信这在未来必定是我的 一份宝贵财富。

感谢父母在背后默默的支持与关注。正是父母在生活上对我的支持,让我得 以专心地投入学习与科研生活中。每周的聊天时间总是能让我感到开心与放松。 虽然父母完全不懂我的研究课题,但是还是会耐心地听我说。感谢父母耐心的倾 听与默默的付出,我会努力不辜负你们的期望!

感谢团队中的兄弟姐妹,感谢 VIM 研究方向的成员,感谢稳健的赵博,谢谢 为我查找算例 Bug 到凌晨的那晚;感谢佳伟师兄,谢谢深夜发来与我的研究方向 相关的文献;感谢思明、吴迪,谢谢日常进行的学习讨论;感谢王秋雯师妹,谢谢 在论文上非常认真的批注。感谢王建华师兄、缪爱琴师姐、刘正浩师兄、吴惠宇 师兄、程萍师姐、刘聪师兄、陈翔师兄、文潇师兄、任振师兄、庄园师姐、罗天师 姐、吴建威师兄、夏可师兄、何东亚师兄、艾勇师兄、付博文师兄、饶成平师兄, 祝愿你们一帆风顺。感谢邓迪、王哲、宋家琦、李奇、许璐荣、黄扬、漆小舟、刘 鑫旺、陈泰文、孙晨光、段鑫泽、王帝、田鑫、陈铠杰、武磊、张冠宇、李政、张 晓嵩、赵旻晟、宁旭、安筱婷、余安正、郭浩、王晋楷,祝愿你们计算收敛,天天 开心。再次感谢团队中一起奋斗的家人,我为我自己是团队的一份子而感到自豪。

最后, 衷心祝愿所有给予我帮助与关心的老师、同学、朋友事事顺利。硕士的研究生生活即将画上句号, 新的旅程正等待着我, 希望未来在一所的工作中能不忘初心, 无愧于"中国舰船人"的称号。学海无涯, 我将继续前行, 感谢交大, 感谢恩师, 感谢一路上伴我前行的人!

104

攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

[1] 谢康迪,赵伟文,万德成.基于重叠网格方法数值分析浮筒涡激运动特性[J]. 海洋工程. (已录用,中文核心)

[2] Kangdi Xie, Weiwen Zhao, Decheng Wan, naoe-FOAM-SJTU Solver for Numerical Study of Vortex-Induced Motions of a Buoyancy Can in Currents[J], Journal of Shipping and Ocean Engineering, 2017, 6: 223-232. (己发表)

上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明:所呈交的学位论文《单点系泊 FLNG 液舱晃荡耦 合运动数值研究》,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: 谢 凉 迪

日期: 2019 年 1月 11日

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。

保密口,在 年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密口。

(请在以上方框内打"√")

学位论文作者签名: 谢德迪 指导教师签名: 十 日期:2019年1月11日

日期:2019年1月11日