



21002869



上海交通大学学位论文

基于主动造波消波法的圆筒型 FPSO 波流
耦合作用数值研究

姓 名：霍帅文

学 号：121010910081

导 师：赵伟文

学 院：船舶海洋与建筑工程学院

专业名称：船舶与海洋工程

学位类型：学术型

申请学位层次：硕士

2024 年 1 月



21002869



A Dissertation Submitted to

Shanghai Jiao Tong University for Master Degree

**NUMERICAL STUDY ON WAVE-CURRENT
COUPLING OF CYLINDRICAL FPSO USING
WAVE GENERATING-ABSORBING BOUNDARY
CONDITION**

Author: Shuaiwen Huo

Supervisor: Weiwen Zhao

School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering

Shanghai Jiao Tong University

Shanghai, P.R.China

January 29th, 2024



21002869



21002869

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。本人完全知晓本声明的法律后果由本人承担。

学位论文作者签名：霍帅文

日期：2024年1月22日

上海交通大学 学位论文使用授权书

本人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。

本学位论文属于：

公开论文。

内部论文，保密 1 年 / 2 年 / 3 年，过保密期后适用本授权书。

秘密论文，保密 ___ 年（不超过 10 年），过保密期后适用本授权书。

机密论文，保密 ___ 年（不超过 20 年），过保密期后适用本授权书。

（请在以上方框内选择打“√”）

学位论文作者签名：霍帅文

指导教师签名：赵伟子

日期：2024年1月22日

日期：2024年1月22日



21002869



21002869

上海交通大学硕士学位论文答辩决议书



121010910081

姓名	霍帅文	学号	121010910081	所在学科	船舶与海洋工程
指导教师	赵伟文	答辩日期	2024-01-22	答辩地点	木兰船建大楼A208
论文题目	基于主动造波消波法的圆筒型FPSO波流耦合作用数值研究				

投票表决结果: 5/5/5 (同意票数/实到委员数/应到委员数) 答辩结论: 通过 未通过
评语和决议:

论文针对“海洋石油122”圆筒型FPSO在波浪和波流耦合作用下的水动力特性进行数值计算和验证,并分析液舱晃荡对圆筒形FPSO运动特性的影响,选题正确,具有重要的研究价值和工程应用前景。

论文的主要工作与创新如下:

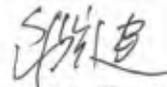
(1) 构建了主动造波消波技术(GABC)和浮力修正的k-omega SST湍流模型相结合的数学物理模型,改进了原有的naoe-FOAM-SJTU求解器。开展了均匀流、规则波以及不规则波与流联合作用下的圆筒型FPSO水动力特性数值研究,并将运动、受力、砰击等数值结果与试验结果进行了对比与分析,验证改进的naoe-FOAM-SJTU求解器的可靠性。

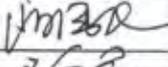
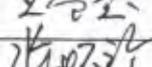
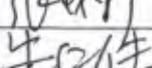
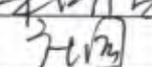
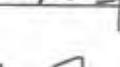
(2) 对圆筒型FPSO在波流联合作用下的砰击特性开展研究,分析了三种不同砰击类型的相对波高和相对波速特征,探究了波流耦合对圆筒型FPSO运动特性与流场特性的影响。

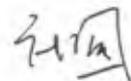
(3) 对规则波作用和波流联合作用下含液舱与不含液舱的圆筒型FPSO开展数值研究,得到了考虑液舱对圆筒型FPSO运动特性的影响规律。

论文内容丰富,逻辑严密,结构合理,工作量大;数据翔实,分析有据,结果可信。论文撰写层次分明,条理清楚,行文流畅,图表规范。论文已达到硕士学位论文的要求,是一篇优秀的硕士论文。论文工作表明,作者已掌握本学科坚实的基础理论和系统的专门知识,具有较强的独立从事科研工作的能力。

论文作者在答辩中思路清晰,回答问题正确。经答辩委员会投票表决,全票(5票)同意通过论文答辩,并建议授予工学硕士学位。


2024年 01 月 22 日

答辩委员会成员签名	职务	姓名	职称	单位	签名
	主席	邹早建	教授	上海交通大学	
	委员	陈伟民	研究员	上海船舶运输科学研究所	
	委员	王金宝	研究员	中国船舶集团第七〇八研究所	
	委员	张怀新	教授	上海交通大学	
	委员	朱仁传	教授	上海交通大学	
	秘书	庄园	助理研究员	上海交通大学	





21002869



摘要

海洋油气资源是重要的战略资源，目前我国的海上油气开发主要在大陆架区块，深水开发相对较少。圆筒型 FPSO 融合钻井、生产、储存功能，生产高效且便于运维，适合深水油气田开发，展现出广阔的应用潜力。圆筒型 FPSO 问世时间较短，我国对圆筒型 FPSO 的水动力学数据有限，目前研究主要依赖势流理论，使用计算流体力学（CFD）方法进行研究的学者较少，且多聚焦于垂荡板结构优化设计。为了在较低成本下获取更多圆筒型 FPSO 水动力学数据，采用 CFD 进行数值模拟至关重要。鉴于我国南海的复杂海况和地貌，仅进行规则波，均匀流的模拟不足以满足实际需求，故需优化数值算法，对更贴合实际的波流耦合复杂工况进行 CFD 数值模拟。

本文的研究工具为基于开源流体力学框架 OpenFOAM 并结合主动造波消波边界（GABC）方法以及浮力修正 k-omega SST 湍流模型的改进版自研求解器 naoe-FOAM-SJTU。数值模拟采用动态网格技术，结构体多自由度求解技术，多成分系泊数值求解技术等，并使用 Q 准则提取涡结构等后处理方法详细分析了“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在复杂工况下的流场特征。本文的主要内容有：

首先使用截断圆柱标模算例和空场造波造流算例分别验证了 GABC 方法造波消波的准确性与高效性，以及浮力修正的 k-omega SST 湍流模型处理波流耦合问题的准确性。然后分别对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在均匀流，规则波，不规则波+流工况进行了数值模拟，并对圆筒型 FPSO 的运动特性，受力特性等水动力特性与模型试验结果进行对比，各类数据最大误差不超过 10%，验证了求解器对圆筒型 FPSO 复杂海况条件下数值模拟求解的可靠性。针对不规则波+流工况，进一步分析了砰击压力与相对波高和相对波速之间的关系，并统计出了三种类型的砰击事件。同时，展示了波流耦合作用下圆筒型 FPSO 周围的压力场，涡量场，涡结构场，进而对圆筒型 FPSO 在波流耦合流场中的流动特性进行了详细分析。

在此基础上，分别对不同波浪周期的规则波和波流耦合作用下的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 进行了数值模拟，以探索波流耦合对圆筒型 FPSO 运动特性的影响规律。数值模拟显示，波流耦合对纵荡运动幅值的影响不大，但纵荡均值出现显著正向偏移；在某些特定波浪周期时，波流耦合作用较纯波浪作用的垂荡幅值会增大，而其余波浪周期下基本相同，垂荡运动均值在波流耦合下比纯波浪作用略小；纵摇运动幅



值受波流耦合影响复杂,随波浪周期增加呈现先抑制后增强再抑制的特征,纵摇均值与纯波浪作用相比有 1.5° 至 2° 的负向偏移。同时,对比了纯波浪与波流耦合作用下的涡量场、自由面抬升、流速场等,从流场角度深入探讨了导致这些运动特性差异的具体原因。

最后,分别对考虑液舱和不考虑液舱的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 进行了规则波和波流耦合工况的数值模拟,以探索舱内液体晃动对圆筒型 FPSO 的影响。数值结果显示,液舱晃动对圆筒型 FPSO 的纵荡、垂荡运动影响较小,对纵摇运动影响较大,总体表现为抑制圆筒型 FPSO 纵摇运动幅值。因此在设计过程中,使用不考虑液舱的模型进行水动力设计校核是合理且偏保守的。

综上,本文基于 GABC 方法和浮力修正的 k - ω SST 湍流模型,结合组内 naoe-FOAM-SJTU 求解器,实现了圆筒型 FPSO 在复杂波流工况下的数值模拟,提供了一定量的水动力数据。特别是在考虑液舱影响,波流耦合效应以及不同波浪周期对 FPSO 运动特性的影响方面,本研究为圆筒型 FPSO 设计和水动力性能优化提供了一定的参考。

关键词: 圆筒型 FPSO, 波流耦合, GABC 方法, 浮力修正的 k - ω SST 湍流模型, naoe-FOAM-SJTU



ABSTRACT

Marine oil and gas resources are important strategic resources, and currently, China's offshore oil and gas development mainly focuses on continental shelf blocks, with relatively limited deep-water development. The cylindrical Floating Production Storage and Offloading (FPSO) vessel, integrating drilling, production, and storage capabilities, is highly efficient and conducive to maintenance, making it ideal for deep-water oil field development, thus holding vast application potential. However, given the recent introduction of cylindrical FPSOs and limited hydrodynamic data available in China, research predominantly relies on potential flow theory, with fewer scholars adopting Computational Fluid Dynamics (CFD) methodologies, focusing mainly on damping plate structure optimization. To acquire more hydrodynamic data cost-effectively, adopting CFD for numerical simulation of cylindrical FPSOs is crucial. Considering the complex sea conditions and topography of the South China Sea's deep-sea oil fields, simple numerical simulations of regular waves and uniform flows are insufficient to meet real-world engineering needs. Thus, it is necessary to optimize numerical algorithms for more realistic combined wave-current condition simulations using CFD.

This study utilizes an improved version of the in-house solver naoe-FOAM-SJTU, which is based on the OpenFOAM open-source fluid dynamics framework, combined with the active wave generating-absorbing boundary condition (GABC) and the buoyancy-modified k-omega SST turbulence models. Employing dynamic mesh technology, multi-degree-of-freedom structural body-solving techniques, and numerical multi-component mooring solution techniques, the flow characteristics of “Offshore Oil 122” cylindrical FPSO under complex conditions are thoroughly analyzed using post-processing methods such as the Q criterion. The paper primarily covers:

Firstly, the accuracy and efficiency of wave generation and absorption by the GABC method, as well as the accuracy of the buoyancy-modified k-omega SST turbulence model in handling wave-current coupling issues, are validated using truncated cylindrical standard models and empty-field wave-current coupling examples. Subsequently, numerical



simulations are conducted on “Offshore Oil 122” cylindrical FPSO under uniform flows, regular wave, and irregular wave-current coupling conditions, comparing the hydrodynamic data of motion characteristics and force characteristic with model test results to verify the solver's reliability in simulating cylindrical FPSO under complex sea conditions. For irregular wave-current coupling conditions, the analysis focuses on the correlation between slamming pressure, relative wave height, and velocity, identifying three types of slamming events. Additionally, the pressure field, vorticity field, and vortex structure field surrounding cylindrical FPSOs under wave-current coupling are presented and analyzed in detail.

Further, numerical simulations are conducted on “Offshore Oil 122” cylindrical FPSO exposed to various wave periods of regular waves and wave-current coupling, aiming to explore the impact of wave-current coupling on the FPSO's motion characteristics. The simulations reveal that wave-current coupling has a minimal effect on the amplitude of surge motion but causes a significant positive shift in its mean value. At certain wave periods, wave-current coupling increases the amplitude of heave motion compared to wave-only action. However, at other periods, the amplitudes are similar, though the mean values of heave motion are slightly smaller under wave-current coupling. The influence of wave-current coupling on pitch motion amplitude is complex. It shows an initial suppression, followed by amplification, and then suppression again as the wave period increases, coupled with a negative shift of 1.5° to 2° in the mean value compared to wave-only action. Additionally, vorticity fields, free surface cloud diagrams, and flow velocity fields under wave-only and wave-current coupling are compared, delving into the specific reasons behind these motion characteristic differences.

Lastly, numerical simulations of “Offshore Oil 122” cylindrical FPSO with and without consideration of liquid tanks are performed under regular wave and wave-current coupling conditions to explore the effect of liquid sloshing in tanks on FPSOs. The numerical results show that tank sloshing has a minor impact on the sway and heave motions of cylindrical FPSOs but significantly suppresses the pitch motion amplitude. In design processes, it is reasonable and conservatively safe to use models that do not account for liquid tanks when verifying hydrodynamic designs.

In summary, this paper successfully achieves numerical simulation of cylindrical FPSOs under complex wave-current conditions using the GABC method and buoyancy-



corrected k-omega SST turbulence model based on the in-house solver naoe-FOAM-SJTU, providing a significant amount of hydrodynamic data for cylindrical FPSOs. Particularly in considering the impacts of liquid tanks, wave-current coupling effects, and different wave periods on FPSO motion characteristics, this research offers valuable references for the design and hydrodynamic performance optimization of cylindrical FPSOs.

Key words: cylindrical FPSO, wave-current coupling, wave generating-absorbing boundary condition, buoyancy-corrected k-omega SST turbulence model, naoe-FOAM-SJTU



21002869



目 录

摘 要.....I

ABSTRACTIII

第一章 绪论..... 1

 1.1 研究背景..... 1

 1.1.1 圆筒型 FPSO 的简介与发展..... 2

 1.1.2 CFD 数值水池研究复杂波流问题的优势与挑战..... 5

 1.2 国内外研究现状..... 6

 1.2.1 圆筒型 FPSO 水动力特性研究进展..... 6

 1.2.2 数值造波与消波方法的研究进展..... 9

 1.2.3 波流耦合数值模拟研究进展..... 12

 1.3 本文研究意义..... 15

 1.4 本文主要工作..... 16

第二章 波流耦合计算理论和数值方法 18

 2.1 naoe-FOAM-SJTU 求解器介绍..... 19

 2.1.1 流体控制方程..... 19

 2.1.2 VOF 方法..... 19

 2.1.3 控制方程的时空离散格式和速度压力解耦..... 21

 2.1.4 松弛区消波..... 23

 2.1.5 基于分段外推法的多组分系泊准静态平衡方程..... 24

 2.1.6 刚体六自由度运动方程..... 26

 2.1.7 动态网格变形技术..... 28

 2.2 复杂波流工况数值模拟方法介绍..... 29



2.2.1 波流耦合作用的数值实现	29
2.2.2 主动造波消波边界条件 (GABC) 方法简介	30
2.2.3 浮力修正的 k-omega SST 湍流模型	32
2.3 GABC 方法与浮力修正 k-omega SST 湍流模型数值验证	34
2.3.1 主动造波消波边界条件 (GABC) 法验证波浪与圆柱的相互作用	34
2.3.2 空场造波对浮力修正 k-omega SST 湍流模型的验证	42
2.4 本章小结	45
第三章 均匀来流及纯波浪作用下圆筒型 FPSO 计算分析	46
3.1 引言	46
3.2 均匀流波工况下圆筒型 FPSO 数值模拟与对比验证	46
3.2.1 模型参数及来流工况	46
3.2.2 计算域设置及网格划分	48
3.2.3 计算结果对比分析	50
3.3 规则波工况下圆筒型 FPSO 数值模拟与对比验证	53
3.3.1 模型参数及波浪工况	53
3.3.2 计算域设置与网格划分	54
3.3.3 计算结果对比分析	57
3.4 本章小结	60
第四章 不规则波与流耦合作用下圆筒型 FPSO 计算分析	62
4.1 引言	62
4.2 模型参数及波流耦合计算工况	62
4.3 计算域设置及网格划分	64
4.3.1 计算域设置	64
4.3.2 网格收敛性验证	65
4.3.3 网格划分	66
4.4 圆筒型 FPSO 运动特性对比验证及流场分析	67
4.4.1 空场造波造流结果验证	67



4.4.2 运动特性对比验证与分析.....	69
4.4.3 流场特性分析.....	71
4.5 圆筒型 FPSO 砰击对比验证及流场分析	75
4.5.1 砰击测点的布置.....	75
4.5.2 砰击特性的对比验证与分析.....	76
4.5.3 流场特性分析.....	81
4.6 本章小结.....	86
第五章 波流耦合对圆筒型 FPSO 运动特性影响的数值研究	87
5.1 引言.....	87
5.2 模型参数与计算工况.....	87
5.3 计算域设置与网格划分.....	88
5.4 纯波浪与波流耦合对圆筒型 FPSO 运动特性的对比分析	89
5.5 纯波浪与波流耦合对圆筒型 FPSO 流场特性的对比分析	98
5.6 本章小结.....	102
第六章 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纯波浪与波流耦合数值研究.....	103
6.1 引言.....	103
6.2 模型参数与计算工况.....	103
6.2.1 几何模型	103
6.2.2 系泊模型	106
6.3 计算域设置与网格划分.....	106
6.4 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纯波浪运动特性对比分析	107
6.5 考虑液舱的圆筒型 FPSO 波流耦合运动特性对比分析	113
6.6 本章小结.....	118
第七章 总结与展望.....	119
7.1 全文总结.....	119
7.2 研究展望.....	121



21002869

文

目 录

参 考 文 献.....	122
攻读学位期间学术论文和科研成果目录	128
致 谢	129



图 录

图 1-1 各类型海洋平台^[3]..... 1

图 1-2 不同外形的新型 FPSO^[4]..... 3

图 1-3 圆筒型 FPSO^[4]..... 4

图 1-4 物理水池和数值水池 6

图 1-5 四种不同的垂荡板圆筒型 FPSO 示意图..... 8

图 1-6 不同数值造波方法 10

图 1-7 主动消波方法原理图 11

图 1-8 水下浮动隧道波流耦合数值模拟^[45]..... 13

图 1-9 波流耦合作用下方柱的尾流场^[50]..... 14

图 2-1 naoe-FOAM-SJTU 求解器结构框架 18

图 2-2 气液交界面的相分数分布 20

图 2-3 PIMPLE 算法流程图..... 22

图 2-4 松弛区消波示意图 24

图 2-5 分段外推法的锚链单元受力 25

图 2-6 多成分系泊示意图 26

图 2-7 大地坐标系和随体坐标系示意图 27

图 2-8 圆筒型 FPSO 动态网格变形前后对比..... 29

图 2-9 入口边界输入造波造流示意图 29

图 2-10 截断圆柱模型 34

图 2-11 圆柱外围测波点分布 35

图 2-12 GABC 方法与松弛区方法计算域示意图 36

图 2-13 截断圆柱算例计算域网格划分 37

图 2-14 三个测波点的波高时历及 FFT 曲线 39

图 2-15 圆柱阻力系数时历曲线及 FFT 曲线 40

图 2-16 GABC 造波消波方法在一个波浪周期内圆柱附近自由面波高（单位：m） 41

图 2-17 计算域及测点示意图 42

图 2-18 计算域网格划分示意图 42

图 2-19 标准 k-omega SST 湍流模型的流场湍动能云图..... 43



图 2-20 浮力修正的 k-omega SST 湍流模型的流场湍动能云图..... 44

图 2-21 两种湍流模型 WP1 测点波高时历..... 44

图 2-22 两种湍流模型 WP2 测点波高时历..... 45

图 3-1 “海洋石油 122”实物与缩尺模型 46

图 3-2 “海洋石油 122”圆筒型 FPSO 计算模型..... 47

图 3-3 均匀流工况下计算域示意图及边界名称定义..... 48

图 3-4 圆筒型 FPSO 在均匀流作用下的网格划分 50

图 3-5 均匀流作用下圆筒型 FPSO 阻力对比曲线 51

图 3-6 均匀流作用下的圆筒型 FPSO 自由面抬升（单位：m） 51

图 3-7 均匀流作用下的圆筒型 FPSO 自由面流速图（单位：m/s） 52

图 3-8 均匀流作用下的圆筒型 FPSO 流场涡量图（单位：1/s） 52

图 3-9 简化版系泊示意图..... 54

图 3-10 圆筒型 FPSO 在规则波作用下流场计算域示意图 55

图 3-11 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的网格划分 56

图 3-12 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的纵荡运动对比 57

图 3-13 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的垂荡运动对比 58

图 3-14 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的纵摇运动对比 58

图 3-15 圆筒型 FPSO 纵荡运动 RAO 对比..... 59

图 3-16 圆筒型 FPSO 垂荡运动 RAO 对比..... 59

图 3-17 圆筒型 FPSO 纵摇运动 RAO 对比..... 60

图 4-1 完整系泊示意图..... 63

图 4-2 单根系泊各成分示意图..... 63

图 4-3 波流耦合工况下计算域示意图及边界名称定义..... 65

图 4-4 网格收敛性验证波高时历对比..... 66

图 4-5 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的网格划分 67

图 4-6 原点处经校准后的 CFD 和 EFD 的波流耦合工况自由面波高时历曲线..... 68

图 4-7 原点处经校准后的 CFD，EFD 和理论值波能密度对比..... 69

图 4-8 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的纵荡运动对比 69

图 4-9 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的垂荡运动对比 70

图 4-10 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的纵摇运动对比 70

图 4-11 波流耦合作用下圆筒型 FPSO 附近涡结构 72

图 4-12 波流耦合作用下圆筒型 FPSO 尾流区涡量云图 73



图 4-13 一个运动周期内圆筒型 FPSO 垂荡板附近涡量分布 75

图 4-14 压力测点布置示意图 76

图 4-15 不同压力测点的砰击压力时历曲线 77

图 4-16 一次典型砰击事件中不同压力测点的砰击压力时历曲线..... 78

图 4-17 Type A 型砰击事件砰击压力、相对波高和相对波速时历曲线 80

图 4-18 Type B 型砰击事件砰击压力、相对波高和相对波速时历曲线 80

图 4-19 Type C 型砰击事件砰击压力、相对波高和相对波速时历曲线 81

图 4-20 Type A 型砰击事件的局部流线和砰击压力云图 83

图 4-21 Type B 型砰击事件的局部流线和砰击压力云图 84

图 4-22 Type C 型砰击事件的局部流线和砰击压力云图 85

图 5-1 波流耦合工况纵剖面网格划分 88

图 5-2 波浪周期为 0.904s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比..... 89

图 5-3 波浪周期为 1.807s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比..... 90

图 5-4 波浪周期为 2.84s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比..... 91

图 5-5 波浪周期为 3.808s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比..... 92

图 5-6 波浪周期为 4.78s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比..... 93

图 5-7 波浪周期为 5.74s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比..... 94

图 5-8 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对纵荡运动的影响..... 95

图 5-9 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对垂荡运动的影响..... 96

图 5-10 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对其纵摇运动的影响..... 97

图 5-11 纯波浪作用和波流耦合作用的自由液面抬升对比（单位：m/s） 98

图 5-12 纯波浪作用和波流耦合作用垂荡运动极大值时刻的筒体附近漩涡结构..... 99

图 5-13 纯波浪作用下横剖面与纵剖面涡量云图（单位：1/s） 100

图 5-14 波流耦合作用下横剖面与纵剖面涡量云图（单位：1/s） 100

图 5-15 纯波浪作用下和波流耦合作用下流场 X 方向的流速分布云图（单位：m/s） 101

图 6-1 考虑液舱的圆筒型 FPSO 模型示意图..... 104

图 6-2 内部液舱和外部流场的初始化 105

图 6-3 波流耦合作用下考虑液舱的圆筒型 FPSO 网格划分 107

图 6-4 考虑液舱与不考虑液舱纵荡运动 RAO 对比 108

图 6-5 考虑液舱与不考虑液舱垂荡运动 RAO 对比 108

图 6-6 考虑液舱与不考虑液舱纵摇运动 RAO 对比 109

图 6-7 波浪周期为 1.807s 时舱内外力矩时历曲线..... 109



图 6-8 波浪周期为 3.808s 时舱内外力矩时历曲线 110

图 6-9 波浪周期为 0.904s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图 110

图 6-10 波浪周期为 1.807s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图 111

图 6-11 波浪周期为 2.84s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图..... 111

图 6-12 波浪周期为 3.808s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图 111

图 6-13 波浪周期为 4.78s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图 112

图 6-14 波浪周期为 5.74s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图 112

图 6-15 波浪周期为 3.808s 时一个波浪周期内的舱内自由面变化情况 113

图 6-16 波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱纵荡运动对比..... 114

图 6-17 波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱垂荡运动对比..... 114

图 6-18 波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱纵摇运动对比..... 115

图 6-19 177.9s 时考虑液舱与不考虑液舱的纵剖面相分数云图 116

图 6-20 187.7s 时考虑液舱与不考虑液舱的纵剖面相分数云图 116

图 6-21 177.9s 时圆筒型 FPSO 舱内纵截面 X 方向速度云图和流速矢量图（单位：m/s） 117

图 6-22 187.7s 时圆筒型 FPSO 舱内纵截面 X 方向速度云图和流速矢量图（单位：m/s） 117



表 录

表 2-1 数值离散格式表	21
表 2-2 截断圆柱计算模型和波浪参数表	34
表 2-3 圆柱外围测波点名称及坐标	35
表 2-4 波流参数表	43
表 2-5 测波点名称及坐标表	43
表 3-1 均匀流工况下“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 主要参数	47
表 3-2 均匀流工况表	48
表 3-3 均匀流工况计算域边界条件	49
表 3-4 均匀流作用下圆筒型 FPSO 阻力对比表	50
表 3-5 满载工况“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 主要参数	53
表 3-6 简化版系泊参数	53
表 3-7 规则波工况表	54
表 3-8 规则波工况计算域边界条件	55
表 4-1 单根系泊各成分参数	63
表 4-2 波流耦合工况表	64
表 4-3 网格收敛性验证中的网格参数	65
表 4-4 压力测点名称及坐标	76
表 5-1 纯波浪工况表	87
表 5-2 波流耦合工况表	88
表 5-3 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对纵荡运动的影响	95
表 5-4 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对垂荡运动的影响	96
表 5-5 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对其纵摇运动的影响	97
表 6-1 纯波浪工况表	106
表 6-2 波流耦合工况表	106



21002869



第一章 绪论

1.1 研究背景

海洋是占据地球表面高达三分之二的广阔蓝色秘境，它不仅拥有着丰富的生物多样性，而且蕴藏着巨大的能源和矿产资源，自古以来就是探索和开发的前沿。近年来，在全球能源需求日益增长以及陆地和近海资源逐渐枯竭的双重压力下，人类对深远海洋资源的勘采需求日益增长，深海成为人类寻求资源的新领地。深海资源的开采离不开海上平台，如图 1-1 所示，从上世纪起至今人类已经根据不同的任务需求，陆续发明了多种海上平台，如固定式平台（Fixed Platforms）、半潜式平台（Semi-Submersible Platform，简称 SEMI）、张力腿平台（Tension Leg Platform，简称 TLP）、SPAR 平台、浮式生产储油装置（Floating Production, Storage and Offloading，简称 FPSO）等^[1-8]。



(a) 固定式海洋平台



(b) 半潜式海洋平台



(c) 张力腿海洋平台



(d) 传统船型 FPSO

图1-1 各类型海洋平台^[3]

Fig. 1-1 Various types of marine platforms^[3]



1.1.1 圆筒型 FPSO 的简介与发展

FPSO 概念于 1947 年提出, 根据广泛的验证和试验, 在 1976 年 8 月, Rich Field 公司创造性地将一艘水泥驳船转换成了浮式液化石油气生产设施, 标志着世界上第一艘 FPSO 的诞生。接着在 1985-1989 年间, 我国独立设计并建造了两座各为 52000 吨的 FPSO, 这标志着我国在设计和建造 FPSO 方面有了突破性的进展^[9]。

FPSO 的早期发展主要是通过通过在储油船上安装合适的系泊系统、采油储油系统、污水处理系统等附属功能模块改造得来, 因此, 大多数现在使用的 FPSO 为船型。在传统船舶的基础上进行二次改进得到 FPSO, 这样做虽然降低了设计成本, 但也暴露出了一些弊端: 传统的船型 FPSO 大多采用单点式系泊, 但由于国外对单点系泊技术的高度垄断, 因此造成了巨额的使用和维护成本。在结构外形方面, 传统的船型 FPSO 为细长结构体, 细长的流线型设计有利于其在航行过程中降低阻力, 但 FPSO 作为海洋平台, 其工作工况大多为无航速工况, 船型设计会使其在波浪中遭受强大的波浪力与波浪弯矩, 使得结构体易产生疲劳破坏^[10]。

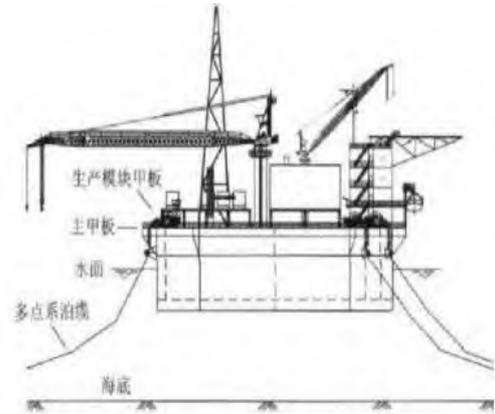
因此, 为了改善上述弊端, 需要对传统船型 FPSO 的外型进行改进。

如图 1-2 所示, 通过不断探索, 设计人员在传统船型 FPSO 的基础上进一步研究出了多种不同结构的 FPSO, 有半潜式 FPSO、八角形 FPSO、圆角倒棱台型 FPSO、多筒型 FPSO、圆筒型 FPSO 等^[11]。圆筒形 FPSO 的基本对称的设计确保了它在所有方向上承受的静态和动态波浪弯矩大概一致。并且采用能够自主设计生产的多点系泊系统进行定位, 大大节约了系泊成本。因此圆筒型 FPSO 在 21 世纪正被广泛应用。

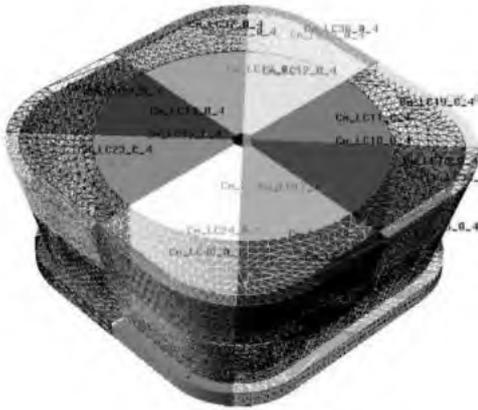
圆筒型 FPSO 的概念设计在上世纪 90 年代就已经完成。Cueva 等^[12]在比较船型 FPSO, SPAR 平台和圆筒型 FPSO 的结构特点时, 发现圆筒型 FPSO 在动态响应等方面表现出显著的优势。2007 年, 名为“Sevan Piranema”的全球首艘圆筒型 FPSO 建造完成并在巴西投入使用^[13]。2022 年 3 月, 由中国自主设计的亚洲首艘 FPSO “海洋石油 122” 在中国海洋石油集团的牵头下在青岛开建^[14], 并已于 2023 年底完成主体建造。



(a) 半潜式 FPSO



(b) 八角形 FPSO



(c) 圆角倒棱台型 FPSO



(d) 多筒形 FPSO

图1-2 不同外形的新型 FPSO^[4]

Fig. 1-2 Novel FPSOs with various designs^[4]

如图 1-3 所示，圆筒型 FPSO 是一种浮式海洋平台，但从结构形式来看，它又不同于一般的浮式海洋平台。与半潜式生产平台相比，圆筒型 FPSO 没有下浮筒，同时圆筒型 FPSO 的定位方式大多为系泊定位而非动力定位；虽然圆筒型 FPSO 与 SPAR 平台主体均为圆筒型，但是与 SPAR 平台相比，圆筒型 FPSO 的吃水远远小于 SPAR 平台，且圆筒型 FPSO 的直径一般大于 SPAR 平台，因此圆筒型 FPSO 的结构更加短粗，且圆筒型 FPSO 受波浪的影响比较明显，而 SPAR 平台受海流的作用比较明显。在外形上而言。圆筒型 FPSO 与单柱体钻井平台类似。但是由于功能的不同，二者之间内部结构差异巨大。因此圆筒型 FPSO 是一种新型的浮式海洋平台。



图1-3 圆筒型 FPSO^[4]
Fig. 1-3 Cylindrical FPSO^[4]

马延德^[15]通过对世界海洋油气特别是深海油气开采量进行分析发现，深海油气所占比例正呈不断上升的趋势，据此推测 FPSO 的发展趋势为：新一代的 FPSO 必将是深海化的 FPSO，其抗风暴、抗砰击能力必将提高；新一代的 FPSO 的结构形式不再拘泥于传统船型 FPSO，各企业或科研团队将根据 FPSO 作业区域的特点，设计出不同结构形式的 FPSO；新一代的 FPSO 必将是新概念功能的集成，如钻井 FPSO、破冰 FPSO 等。

陈德庆指出^[16]，我国南海的油气资源的储备潜力巨大，应在实际工作中不断加强对深海油气开发的重视程度，同时将 FPSO 中的关键技术引入 LNG、LPG 中，实现海洋装备全方位发展。除此之外，受传统船型 FPSO 单点系泊难以国产化的限制，中国应大力发展圆筒型 FPSO，克服这一弊端，节约生产成本。

William B. Lamport 等^[17]通过理论推导，数值仿真，模型试验等多种方式结合，研究了不同形式 FPSO 的装载效率、运动响应、稳定性、舱室布局、筒体制造工艺、上层建筑配置、卸油效率、系泊系统设计以及立管系统设计等。研究结果显示，圆筒型 FPSO 上述的综合性能要优于传统的船型 FPSO。因此，作者预计，在未来，随圆



筒型 FPSO 的设计生产技术进一步完善，圆筒型 FPSO 将打破传统船型 FPSO 的垄断地位，得到更为广泛的应用。

总而言之，圆筒型 FPSO 作为一种新型的浮式海洋平台，其出色的结构性能和水动力性能能够使其拥有出色的环境适应能力，更加适应深海作业的需求，提高平台作业人员的生活舒适性和安全性。对于我国而言，圆筒型 FPSO 的发展能够在节约建造成本的同时，对我国南海深海油气资源的勘探与开发做出突出的贡献。

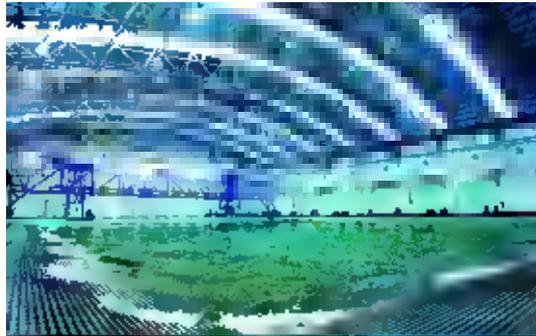
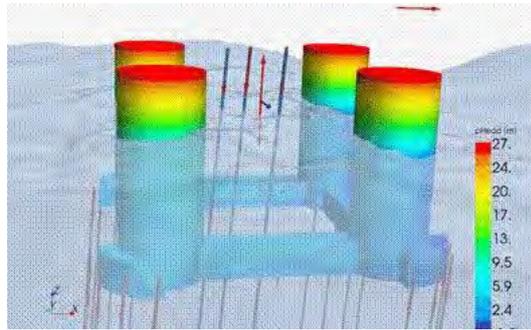
目前，圆筒型 FPSO 作为一种创新的平台类型，尚未有船级社制定的专门法规。在其设计和制造阶段，通常会参考传统船型和半潜式平台的标准。尽管如此，针对其技术性能和结构安全性的深入评估依然是必要的。随着科技的发展，数值研究和模型试验将为船级社制定专门针对圆筒型 FPSO 的法规提供基础。

1.1.2 CFD 数值水池研究复杂波流问题的优势与挑战

在实际的海洋环境中，波浪和海流的结合作用普遍存在，结构物经常同时受到多重载荷的影响。因此，研究波浪与海流的相互作用，及其对结构物造成的流体载荷和波浪砰击的联合效应，成为了平台设计、建造及运营过程中的一个关键课题^[18]。

目前分析波浪、海流与海洋结构互动的主要研究方法包括模型试验方法、理论分析方法和数值计算方法。模型试验能够在方法得当，测量设备精度满足要求的情况下获得高度可靠的数据，但是往往受到高昂的建造成本和试验费用、场地的限制^[19]。理论分析方法往往基于经验的简化假设公式，使用势流理论来描述平台周边波浪场分布。例如应用 Morison 方程计算波浪作用力^[20]，这种方法对于小波幅和小尺度结构的预测是迅速和精确的，但对于大型结构如重力式和半潜式平台，由于结构物对波流场有显著影响，Morison 方程的精度可能受限，因此在实际工程应用中存在限制。

计算流体力学（Computational Fluid Dynamics，简称 CFD）的愈发成熟使得其在波浪、水流与结构互动问题的研究中变得日益普遍。与试验流体力学（Experimental Fluid Dynamics，简称 EFD）相比，CFD 方法避免了昂贵的物理模型试验设施和材料费用，其成本通常更低。与理论分析相比，CFD 技术可以处理强非线性问题，并且流场信息完善，能够提取流场各部分的细节流动特征，能够为研究者进行深入的机理分析提供便利。综合来看，CFD 方法有极大的工程应用价值。图 1-4 展示了对应试验流体力学的上海交通大学海洋深水物理水池以及对应计算流体力学的张力腿数值水池仿真示意图。

(a) 上海交通大学深水物理水池^[21]

(b) 张力腿平台在数值水池中的仿真

图1-4 物理水池和数值水池

Fig. 1-4 Physical and numerical Wave Tanks

尽管 CFD 方法能够为大型浮式结构物水动力特性的研究提供便利，但是面对复杂的波流联合问题，CFD 数值水池也有亟待解决的问题与缺陷。首先是数值边界的设定与优化问题，在数值水池中，正确的边界条件设定是模拟准确性的关键。波浪的生成边界、吸收边界等的设置需要精心设计，以避免波浪反射和其他非物理现象的出现。其次，多相流动问题的处理也十分重要，其气液交界面处理不当，很容易产生非物理的湍流耗散现象，导致波高的非物理衰减。最后，在确保计算结果的可靠性的基础上，尽可能降低计算开销，同样是 CFD 在工程应用领域需要着重考虑的焦点问题。

1.2 国内外研究现状

1.2.1 圆筒型 FPSO 水动力特性研究进展

对于长时间系泊在深海的圆筒型 FPSO 而言，它长时间工作在海浪与海流耦合作用下的复杂海况中。但由于圆筒型 FPSO 问世不久，目前很少有学者对贴近实际海况的波流耦合条件下的圆筒型 FPSO 进行数值研究与分析。大多数学者采用势流或模型试验的方式研究圆筒型 FPSO 在波浪或海流作用下的运动和受力响应。少数使用 CFD 方法对圆筒型 FPSO 进行数值计算的研究也仅是对圆筒型 FPSO 的垂荡板的结构和阻尼性能进行了数值分析。

Deng 等人^[21]采用模型试验的方法，对比了相同遭遇频率的规则波与波流耦合条件下的圆筒型 FPSO 运动，发现波流耦合作用波浪频率存在一个特定的频率区间，作者称之为“准锁定”区间。在这个区间范围内，波流耦合工况下的垂荡和横摇运动 RAO



几乎保持不变，且高于纯波浪作用下的 RAO。这说明了海流的影响会一定程度上加大圆筒型 FPSO 的运动。

Afriana^[22]采用 SIMI, HydroD 等软件对圆筒型 FPSO 及其立管、系泊等结构分别进行了解耦分析和非线性耦合分析。并最终得到了量化的海上浮式系统中各部件之间的耦合效应以及海上结构设计中的相关结构响应，还得到了浮子、系泊和立管的单独响应。除此之外，文章还总结了解耦分析和非线性耦合动力分析之间的结果差异。

Araki^[23]等重点关注了 FPSO 系统以及海浪造成的油气分离器晃动带来的挑战。提出了一种精确估算纵摇激励下带有穿孔板的卧式圆柱罐内第一共振波高的方法。对多孔板造成的压力损失进行建模，并使用 CFD 方法进行数值计算，并将结果与缩尺模型的试验值进行比较。

Jiang^[24]等研究了配备阻尼板的圆筒型 FPSO 的阻尼性能，建立三维水动力模型来模拟海上环境中圆筒型 FPSO 的运动。研究重点是垂荡板周围涡流的产生及其对粘性阻尼的影响，并将模拟结果与模型测试数据进行了比较。

Vidic-Perunovic^[25]等讨论了墨西哥湾 (GoM) 开采的挑战以及基于永久系泊圆筒型 FPSO 的生产概念的可行性。该研究包括在 GoM 飓风环境条件下对圆筒型 FPSO 筒体设计进行模型试验与结果分析。试验结果对研究圆筒型 FPSO 筒体、系泊系统和立管系统的水动力特性提供的宝贵数据。

李刚等^[26]利用三维势流理论和莫里森方程，通过 Sesam 软件构建了圆筒型 FPSO 的湿表面和水动力模型。在此基础上开展数值计算，分析了圆筒型 FPSO 在波浪作用下的频域响应。通过比较相似排水量的圆筒型 FPSO 和传统船型 FPSO 在纵摇、横摇和垂荡运动方向的动态响应，发现圆筒型 FPSO 在这些方向上的运动幅值较小，表现出比传统船型 FPSO 更佳的运动特性。

王飞等^[27]使用势流计算软件 AQWA，对圆筒型 FPSO 与传统船型 FPSO 在北大西洋(北海)百年一遇风暴条件下的六自由度动的响应进行了研究与分析。研究发现，Sevan Driller 圆筒型 FPSO 的垂荡固有周期能够避开风浪固有周期，这样的设计使得其垂荡性能良好，在极端海况下，圆筒型 FPSO 的水动力学响应优于船型 FPSO。除此之外，作者发现使用双层底结构的圆筒型 FPSO 抑制其大幅运动能力更强，适合我国南海复杂海况。

由于其自身结构特点，圆筒型 FPSO 垂荡运动的固有周期约为 15s 左右，这与多数海况的谱峰周期相近，因此圆筒型 FPSO 的垂荡运动性能较差，不利于作业的安全性和可靠性。如图 1-5 所示，在实际工程中，常用的做法是在圆筒型 FPSO 的筒体底



部设置一个垂荡阻尼板，这个阻尼板可以增大圆筒型 FPSO 的垂荡运动阻尼，起到改变结构垂荡运动周期和减小垂荡运动幅值的效果。Amin 等人^[28]的研究显示，垂荡板对垂荡 RAO 峰值的降低最大可达 50%。

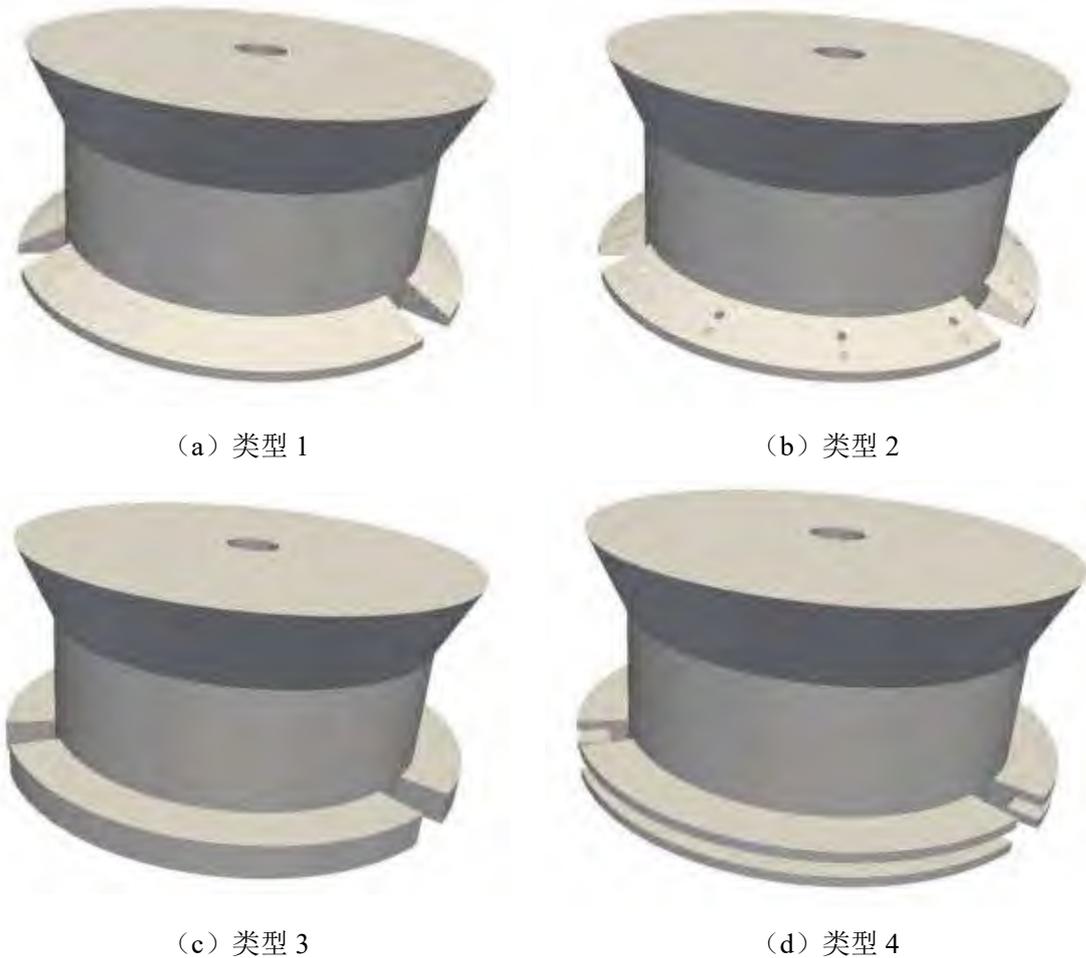


图1-5 四种不同的垂荡板圆筒型 FPSO 示意图

Fig. 1-5 Schematic diagram of four different heave plate cylindrical FPSOs

白杰等人^[29]为了解决传统圆筒型 FPSO 在垂荡运动方向上比较剧烈的问题，在研究中提出了一种采用扩展筒体的垂荡减缓设计的新型圆筒型 FPSO。作者通过模型试验的方式研究了不同阻尼板构型下的垂荡阻尼系数进行优化选型，并基于我国南海的海洋环境，为新型圆筒型 FPSO 设计了一套合适的系泊系统。研究结果显示，文中所提出的扩展筒体垂荡减缓设计有效地增加了系统的垂荡和纵摇固有周期，从而提升了运动性能，保障了系泊系统的安全性。



Ji 等^[30]针对圆筒型 FPSO 垂荡运动性能差的弊端,提出了一种新的带圆孔的锥角垂荡板结构并使用 CFD 方法对不同锥度角和孔径的影响进行了数值研究,最终确定了最佳的锥度以及孔径。此外,作者还对垂荡板附近的涡量场进行了分析,结果表明,垂荡阻尼系数随锥度的增大而减小。同年 Ji 等人^[31]又使用试验的方法和数值方法研究环形抗振结构的阻尼性能,通过使用六种不同的环形垂荡板结构,研究了不同因素的影响,包括水平间隙、边缘和水平板的移除。结果表明,水平间隙可以改善阻尼性能,边缘也有利于垂荡板结构的阻尼,对于环形垂荡板结构,外边缘的性能优于内边缘。

Avalos 等^[32]研究了舱底龙骨及其宽度和形状对 FPSO 段横摇阻尼的影响。文章中主要使用试验与数值计算相结合的手段,展示了圆筒型 FPSO 底部舭龙骨在运动中产生的旋涡如何影响 FPSO 中段周围的压力分布。并根据所研究出的压力分布特性,研究了新的舱底龙骨配置,以提高 FPSO 的横摇阻尼。

童波^[33]设计了 U 型和倒 U 型两种新型垂荡板,以增加圆筒型 FPSO 的垂荡阻尼,用来克服圆筒型 FPSO 纵荡幅度较大的问题。分析表明,使用倒 U 型结构的垂荡板相较于 U 型结构,其提升圆筒型 FPSO 垂荡阻尼的效果更好。对于双层板的垂荡结构而言,移除上板会降低侧倾阻尼系数,移除下板会增加侧倾阻尼。一般来说,为了最大限度地提高阻尼性能,可以在环形阻尼结构中添加外边缘和水平间隙。

根据上述对圆筒型 FPSO 水动力特性的国内外研究现状调研来看,大多数学者对圆筒型 FPSO 的研究手段为试验或势流理论,少量采用 CFD 方法开展的研究也仅针对圆筒型 FPSO 的垂荡板结构优化设计。因此本文采用 CFD 方法对波流耦合工况下圆筒型 FPSO 进行综合系统研究弥补了这一研究领域的空白。

1.2.2 数值造波与消波方法的研究进展

为了实现对圆筒型 FPSO 波流耦合工况的准确模拟,首先需要建立一个高精度的数值水池。在数值水池中,影响计算精度的一项关键技术是数值造波与消波。在数值水池发展的近几十年时间里,研究人员提出了许多数值造波方法,例如仿造波板造波,源项造波、边界条件输入法造波等。

查晶晶^[34]使用开源计算流体力学代码 OpenFOAM,在原代码框架的基础上进行了二次开发,在数值水池中实现了推板式造波与摇板式造波。通过对二维波浪的数值模拟,并与其他学者的造波结果进行对比,验证了此方法的准确性。在此基础上,作者将其用于三维数值水池,验证了其应用于工程实际的可行性。



王永学^[35]开发了一种新型的边界条件造波法，常规的边界条件造波法是依据波浪的解析解或者数值解，将解得的各网格节点速度随时间的变化输入到入口边界中。这篇文章则是采用在入口边界处设置一种模拟柔性造波板运动的速度分布以实现边界条件造波。并经过物理试验对比，证实了造波方法的可行性。

Wei 等人^[36]采用在连续性方程中添加质量源的方式以及在动量方程中添加压力源两种方式实现了源项造波，并且建立了源的振幅与波幅之间的传递函数。在此基础上，进行了二维规则波和不规则波的数值模拟，并与试验进行了对比。

如图 1-6 所示，对于数值造波而言，现有的数值造波方法相对比较成熟，尤其是边界条件输入造波法，它避免了模拟造波板运动所需要的动态网格技术，因此已经成为 CFD 领域最常用的造波方式。

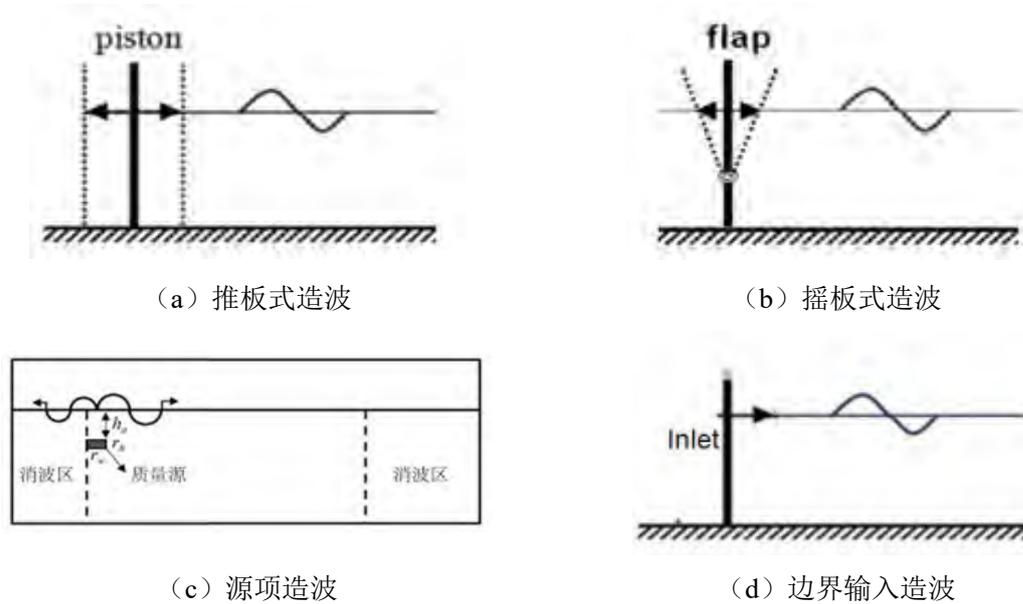


图1-6 不同数值造波方法

Fig. 1-6 Different numerical wave generation methods

在数值计算中，由于计算域的大小不可能是无限的，因此需要在计算域的出口处进行一定的消波处理。倘若不进行消波，那么波浪在出口边界会发生反射，从而干扰计算域内的流场特性，得到的结果自然也是不可信的。截止到目前为止常用的数值消波方法主要可分为被动式和主动式两类。被动式消波的原理是在计算域的出口前方设置一段多孔介质区或者人工阻尼区，在这个区域内，波浪的能量能够被有效地耗散，以达到降低反射的效果。被动式消波实现简单，但缺点明显。首先，被动式消波区都需要在计算域内设置一段与目标流场无关的消波区，且这个消波区的大小应当是一倍



波长以上。因此，当数值模拟长波时，消波区的范围非常大，这将占用大量的计算资源，十分不利于工程应用。除此之外，在模拟不规则波时，消波区的长度更是无法准确确定，计算出的结果也误差较大。如图 1-7 所示，主动式消波是一种利用出口边界产生特定的波以抵消反射波的消波方式，这种消波方式虽然起步较晚，也不如被动消波方法成熟，且实现其所采用的边界条件十分复杂，但是它能够克服上述被动消波的缺点，更加适用于复杂的海况，更具有工程应用价值^[37]。

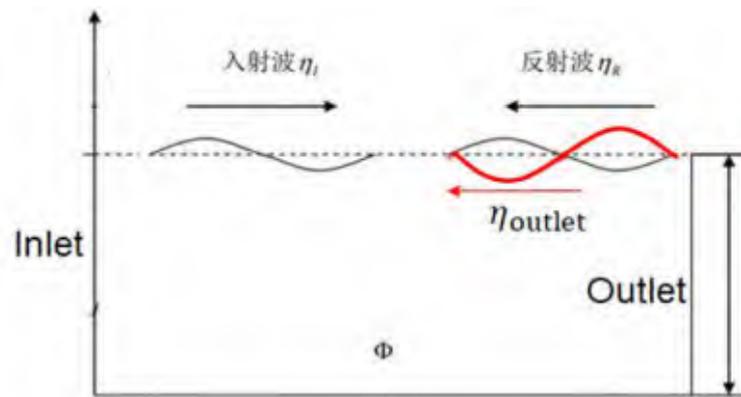


图1-7 主动消波方法原理图

Fig. 1-7 Schematic diagram of the principle of active wave absorption method

Baker^[38]于 1981 年基于势流边界元理论提出了一种被动式消波方法——松弛区（也称海绵层）消波法。其原理是在水池的尾部施加一个松弛区，通过人工增加阻尼来逐渐减小水质点的速度，以此吸收波浪能量并有效地实现波浪消减。在后来的几十年里，这种消波方法被不断改进，并应用与 CFD 领域，现在已经成为各学者普遍认可的消波方式。

Sommerfeld 辐射边界条件^[39]是主动消波方法的基础。但是原始的 Sommerfeld 辐射边界条件仅针对波速恒定的规则波适用，而不适用于其它的波浪模式，因此使用起来局限性很大。

Gabriel 等^[40]研究开发了一种二维边界元方法，用于评估波浪中漂浮结构的水动力性能。该方法使用沿所有流体域边界的面板以使二阶扩展可行。该研究引入了为辐射边界生成吸收边界条件，以将入射波发送到域中，同时吸收来自同一边界处的浮体的波。使用波浪能量转换器和二阶波的传播对该模型进行了验证。

Schäffer 和 Klopman^[41]对 Sommerfeld 辐射边界条件进行了改进，他们使用一种数字滤波技术，提取波浪的波数，进而不断改变 Sommerfeld 辐射边界条件中的波速，



这在很大程度上提升了 Sommerfeld 辐射边界条件的消波效果。文章结尾，作者指出主动波吸收是一门相当新的学科，它的未来还有很大的改进空间。

Clement^[42]创新性地将被动式消波技术与主动式消波技术结合起来，旨在利用被动式消波消除流场中波频高，波长短的成分，使用主动式消波技术消除流场中波频低，波长长的部分。这种做法降低了消波对于波浪波长的敏感性，有利于提升消波频率的范围，但同时使用两种消波方法同样增加了运算量。

Borsboom 和 Jacobsen^[43]在 2021 年进一步改进了 Sommerfeld 辐射边界条件，用一个与水深相关的函数替代原 Sommerfeld 辐射边界条件中的恒定波速。上述函数中的各参数的取值使得反射系数最小。上述方法称为主动造波消波边界（generating-absorbing boundary condition，简称 GABC）方法，其能够在频率范围很大的波浪作用下，将反射系数控制在 5% 以下，展现了优秀的消波能力。

Ramesh^[44]等测试了 GABC 方法的性能及其对计算效率的影响。半潜式子结构的数值模拟分别使用松弛区和 GABC 两种不同的边界条件进行的。结果表明，GABC 方法可以有效保持质量守恒，计算时间减少了 15%。

Borsboom 和 Jacobsen^[43]开发的主动式消波边界条件同样附有造波功能，且其源代码已在 OpenFOAM 的第三方开源代码库 waves2Foam 中公开，因其出色的消波能力以及优秀的复杂海况适用性，本课题组已经将其与课题组自研的六自由度运动模块、系泊系统等功能相结合，开发出了一套适用于复杂海况的海洋工程水动力学计算求解器。本文所做的各项工作也将围绕此求解器展开。

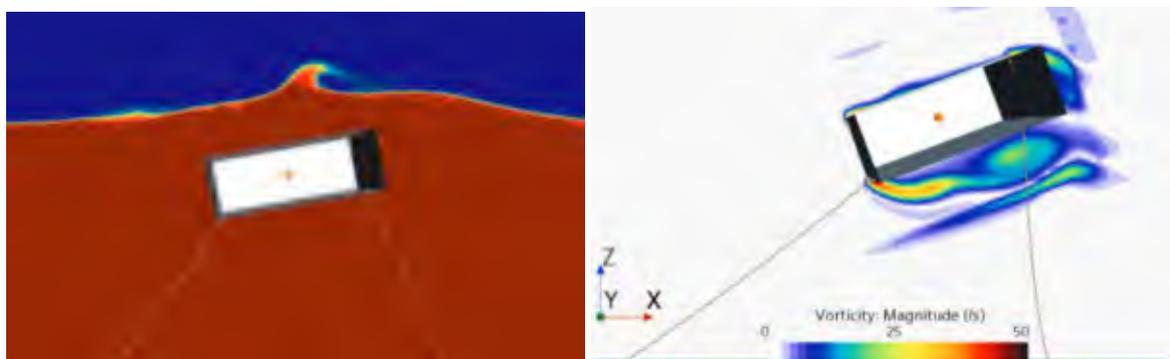
1.2.3 波流耦合数值模拟研究进展

随着研究问题的不断深入，波流耦合数值模拟成为了海洋工程领域的一个重要研究方向。近年来，众多研究者通过构建不同的数值模型，对波流耦合现象及其对各种海洋结构的影响进行了深入研究。这些模型不仅增进了我们对波流相互作用的理解，也为海洋工程设计提供了宝贵的参考。

Rijnsdorp 和 Zijlema^[44]提出了一个数值模型，使用非静水波流模型 SWASH 来模拟波浪及其与沿海水域受约束船舶的相互作用。他们的模型经过分析解决方案和试验室活动的验证，可以有效地捕获受约束物体的波浪散射，并预测一系列波浪条件下的水动力载荷。



如图 1-8 所示, Xu 等人^[45]建立了一种 CFD 模型来分析波流耦合下水下浮动隧道 (SFT) 的动态响应。他们的研究揭示了波高、流速、波向和流向对 SFT 动态响应的影响, 强调了非线性特征和环境荷载对此类结构的显著影响。



(a) 自由面

(b) 涡量场

图1-8 水下浮动隧道波流耦合数值模拟^[45]Fig. 1-8 Numerical simulation of wave-current coupling for submerged floating tunnel^[45]

Johnson 等^[46]提出了一项研究, 该研究使用 DELOS 项目的最新试验数据验证了两种模拟水下防波堤周围波浪和水流的方法。第一种方法是结合波浪和流动模型的相位平均方法来计算波浪变换和波浪驱动海流。第二种是使用高阶 2DH-Boussinesq 型模型的相位分辨方法。两种方法都可以预测与测量结果相当的波高, 相位解析模型与波槽测试中观察到的瞬时表面高程表现出良好的一致性。

Deng 和 Wan^[47]使用 CFD 方法研究了极端波浪条件下圆筒型波浪能转换器 (WEC) 的水动力响应。他们采用基于 OpenFOAM 的 naoe-FOAM-SJTU 求解器来模拟 WEC 和聚焦波之间的相互作用, 分析压力、力和表面高程效应。他们的结果表明圆柱体运动对表面高程有显著影响, 并表明固定圆柱体上的波浪压力变化可能导致结构损坏。

Li 等^[48]使用 OpenFOAM 自行开发了求解器, 模型研究了复杂波流耦合海洋条件下浮动海上风力涡轮机 (FOWT) 平台的流固相互作用。研究了半潜式 FOWT 平台和驳船式 FOWT 平台对波浪或水流的动态响应。结果表明, 半潜式 FOWT 平台表现出较大的横流运动和锁定现象, 而驳船式 FOWT 平台则表现出较小的运动, 并且在所检查的速度范围内没有明显的锁定现象。作者进一步研究了半潜式 FOWT 平台在不同波流夹角、不同海流速度和波浪参数下的波流组合条件。与其他关注共线波-流相互作用的研究不同, 在其他研究中, 波通常会减轻涡激运动 (VIM) 但在此文献中, 作者发现波浪可能会导致海流和波浪之间存在较大角度的 VIM 增强。



Yuan 等^[49]的研究提出了一种新的波水槽测量方法，并使用改进的雷诺平均纳维-斯托克斯（RANS）模型和流体体积（VOF）方法来捕获平均流场、湍流动能和雷诺剪切应力的跨礁石分布。该模型根据试验数据进行了验证，提供了对整个珊瑚礁平均流场的详细分析。这篇文章旨在了解穿过珊瑚礁的波浪驱动流的特征，因为其对于各种生物和地貌过程至关重要。

Lin 和 Li^[50]的研究对波流与垂直方形圆柱体之间的相互作用进行了全面的数值分析。该研究采用基于纳维-斯托克斯方程和 k-epsilon 湍流模型的二维模型。如图 1-9 所示，该研究定量评估了由于圆柱体的存在而导致的流型、压力分布和波高的改变。结果表明，圆柱体上游侧的波高增加了 20%，下游侧的波高也减少了类似的幅度，凸显了该结构对局部流体动力学的显着影响。

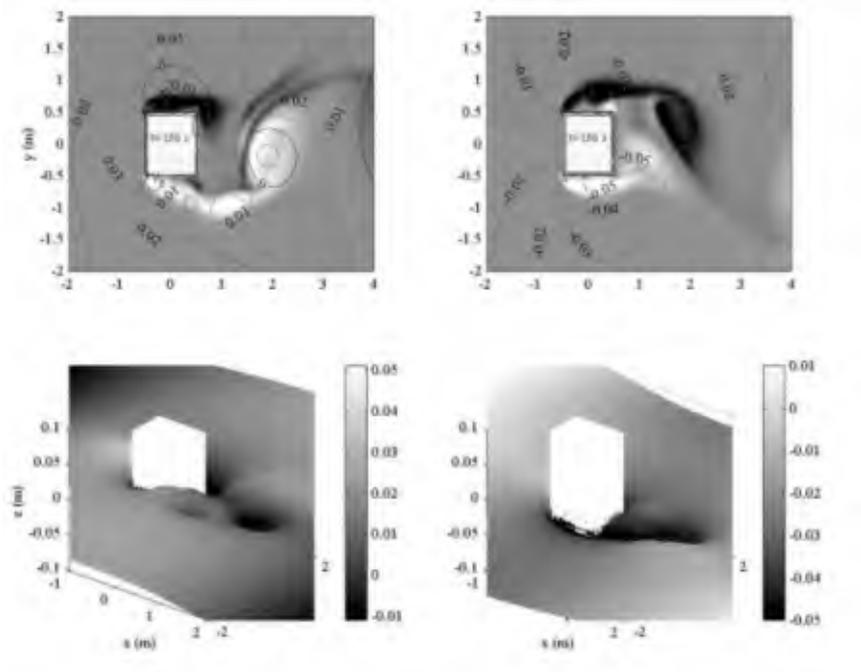


图1-9 波流耦合作用下方柱的尾流场^[50]

Fig. 1-9 Wake field of a square column under wave-current coupling^[50]

Zhang 等人^[51]利用三维 RANS 求解器来模拟波流相互作用。该模型根据试验数据进行了验证，显示与观测到的波高和海流速度具有良好的一致性。该研究对速度场进行了详细分析，证明由于波浪运动带来的额外动量传递，波浪的存在可以使当前速度提高约 10%-15%。该研究还检查了湍流强度，发现由于波流相互作用，自由表面附近的湍流强度增加了 30%。



在 Kang 和 Zhu 的工作中^[52], 使用 CFD 模拟分析了不同雷诺数对波流与垂直方形圆柱体相互作用的影响。研究表明, 圆柱上的阻力系数随着雷诺数的增加而减小, 从雷诺数为 10^4 时的大约 2.0 到雷诺数为 10^6 时的 0.8。这种减少归因于圆柱体周围从层流到湍流的转变。此外, 表示涡旋脱落频率的斯特劳哈尔数在所研究的雷诺数范围内保持相对稳定在 0.2 左右。

根据上述对波流耦合数值模拟研究的国内外研究现状调研来看, 大多数学者对波流耦合问题的数值研究局限于固定式结构物, 少量对浮式结构开展的数值研究也仅局限于二维模型或单自由度运动。因此本文采用 CFD 方法对波流耦合工况下考虑系泊的圆筒型 FPSO 六自由度运动进行综合系统研究, 更加复杂也更具工程应用价值。

1.3 本文研究意义

我国深海油气资源储量丰富^[53], 但截止目前海上油气勘探开发仍集中在大陆架区块, 深水领域鲜有涉足^[54]。圆筒型 FPSO 融合钻井、生产、储存功能, 生产高效且便于运维, 适合深水油气田开发。

圆筒型 FPSO 作为一种新型的浮式海洋装备, 出现时间仅十余年, 而且截止目前为止, 中国仅有一艘在造圆筒型 FPSO——“海洋石油 122”, 且尚未投入使用。因此, 中国目前对于圆筒型 FPSO 能够获得的水动力学性能数据是十分有限的。在目前的研究中, 大多数的学者采用势流理论的方法对圆筒型 FPSO 开展计算, 鲜有学者使用 CFD 方法对其开展数值研究。少量使用 CFD 对圆筒型 FPSO 开展数值计算的学者也仅关注 FPSO 的垂荡抑制结构周围的流场信息。因此, 为了在节约成本的情况下尽可能多地获取各工况下圆筒型 FPSO 的水动力学数据, 采用 CFD 方法对圆筒型 FPSO 进行数值模拟是十分必要的。除此之外, 我国的深海油田大多数都集中在南海, 而南海又以海况恶劣, 海底地貌复杂著称。因此, 仅对圆筒型 FPSO 开展简单的均匀流、规则波的数值模拟是很难达到实际工程需求的。需要使用 CFD 方法开展复杂海况下波流耦合的数值模拟, 这是一项急需解决并具有挑战性的任务, 主要难题集中在数值消波方式和湍流模型的选取。

本文使用主动造波消波边界 (GABC) 法解决了复杂的波流耦合海况不适合传统的被动式消波的问题; 使用浮力修正的 k-omega SST 湍流模型解决了标准 k-omega SST 湍流模型在自由液面处异常湍动能累积带来的波浪衰减问题; 对试验波高数据进



行快速傅里叶变换 (FFT) 并输入 CFD 造波模块并进行迭代修正, 解决了试验与数值不规则波流耦合过程中波面与运动时历曲线无法匹配的问题。

在进行上述方法优化与验证后, 本文着眼于圆筒型 FPSO 波流耦合问题的数值模拟与分析, 先后对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 开展了均匀流, 规则波, 不规则波+流作用下的数值研究, 通过对比试验数据, 在保证求解器精度的基础上, 对圆筒型 FPSO 的运动特性, 受力特性, 砰击特性, 流场特征进行了深入分析, 并着重分析了波流耦合与对圆筒型 FPSO 运动特性的影响。最后, 实现了考虑液舱的圆筒型 FPSO 的数值模拟, 分析了液舱晃荡对圆筒型 FPSO 运动特性的影响。本文完成了各类工况下的计算分析工作, 为圆筒型 FPSO 积累了大量水动力学数据。

总而言之, 采用合理的 CFD 方法对圆筒型 FPSO 开展仿实际海况的波流耦合工况数值模拟是一项艰巨而复杂的任务。本文所做的工作为解决圆筒型 FPSO 复杂海况下高准确性的数值模拟提供了一定的经验参考, 并对于圆筒型 FPSO 的设计建造方积累数据, 优化结构设计, 提升作业安全性和可靠性有巨大帮助。需要强调的是, 本项研究中采用的计算方法不仅仅适用于圆筒型 FPSO, 对其他复杂工况下作业的大型浮式结构物同样具有参考价值。

1.4 本文主要工作

本文以我国首艘自主设计研发的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 为研究对象, 采用计算流体力学的手段对其水动力学特性进行研究, 采用 SolidWorks 软件进行几何模型的建立, 采用 blockMesh、topoSet、refineMesh、snappyHexMesh 等工具实现网格划分, 采用 paraView、Tecplot 等工具进行流场后处理。

本文的研究重点主要有: 1. 分别验证主动造波消波边界 (GABC) 法的造波消波效果和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型对自由面异常湍流耗散的抑制效果, 为波流耦合数值模拟打下基础。2. 将 GABC 方法和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型与组内求解器 naoe-FOAM-SJTU 相结合, 分别对圆筒型 FPSO 开展均匀流、规则波以及波流耦合的数值模拟与流场分析, 并与模型试验结果进行对比, 验证求解器对于大型浮式结构物在复杂波流工况的作用下数值模拟的准确性。3. 对比圆筒型 FPSO 在纯波浪与波流耦合作用下的运动特性与流场特性, 分析波流耦合对圆筒型 FPSO 水动力学特性的影响。4. 对比考虑液舱与不考虑液舱的圆筒型 FPSO 不同波流工况下的运动特性与流场特性, 分析液舱对圆筒型 FPSO 水动力学特性的影响。



基于上述研究重点，本文各章节的主要内容如下：

本文中的第一章首先介绍各类海洋平台，进而引出圆筒型 FPSO 的发展历程与研究现状。其次，CFD 数值计算作为研究大型浮式结构物的强有力工具，本章介绍了 CFD 数值水池研究复杂波流问题的优势与难点。最后，本章针对 CFD 对复杂波流问题研究的关键技术问题给出了相关的解决方案与研究进展。

本文中的第二章主要介绍了圆筒型 FPSO 在数值模拟过程中用到的关键数值求解方法，主要包括对 naoe-FOAM-SJTU 求解器的介绍，对两相流控制方程的推导，对 VOF 自由面捕捉方法的介绍，对时空离散格式的介绍，对多成分系泊数值实现的介绍，对动态网格技术的介绍等。并进行了主动造波消波（GABC）法的推导与验证，以及浮力修正 k-omega SST 湍流模型的推导与验证。

本文中的第三章主要完成了对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 的几何模型建立与网格划分工作，并对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在均匀流和规则波独立作用工况下的数值计算结果与模型试验结果进行了对比与分析，初步验证了改进的 naoe-FOAM-SJTU 求解器的准确性。

本文中的第四章主要完成了“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在不规则波+流工况下的数值模拟，并将数值结果与模型试验结果进行了对比验证，进一步验证了改进的 naoe-FOAM-SJTU 求解器对大型浮式结构物在数值模拟复杂波流问题的准确性与可靠性。在此基础上，对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的砰击问题进行了深入研究，给出了三种不同类型的砰击压力曲线，并详细分析了“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下运动过程与砰击过程的流场特征。

本文中的第五章详细介绍了不同波浪周期纯波浪作用和波流耦合作用下的圆筒型 FPSO 纵荡、垂荡、纵摇运动的对比与差异分析，并通过流场对比对上述差异进行机理性的研究。

本文中的第六章给出了纯波浪作用与波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 运动特性对比，并分析了考虑液舱对圆筒型 FPSO 运动特性的影响。

本文中的第七章凝练总结了各章节的结论，并针对研究中现有结论与尚未完成的探索，对未来的研究方向与研究重点提出了展望。



第二章 波流耦合计算理论和数值方法

研究过程中所用到的数值仿真工具为基于开源流体力学框架 OpenFOAM 的组内自研 CFD 求解器 naoe-FOAM-SJTU。该求解器为课题组针对船海领域特定问题而设计开发的两相流瞬态求解器，其稳定性、精确性在过去的近十年内经过了大量的算例验证^[55-58]。如图 2-1 所示，本研究在旧版 naoe-FOAM-SJTU 求解器的基础上添加了主动造波消波边界（GABC）模块和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型，使得求解器能够更好地适用于复杂的波流问题的数值模拟。

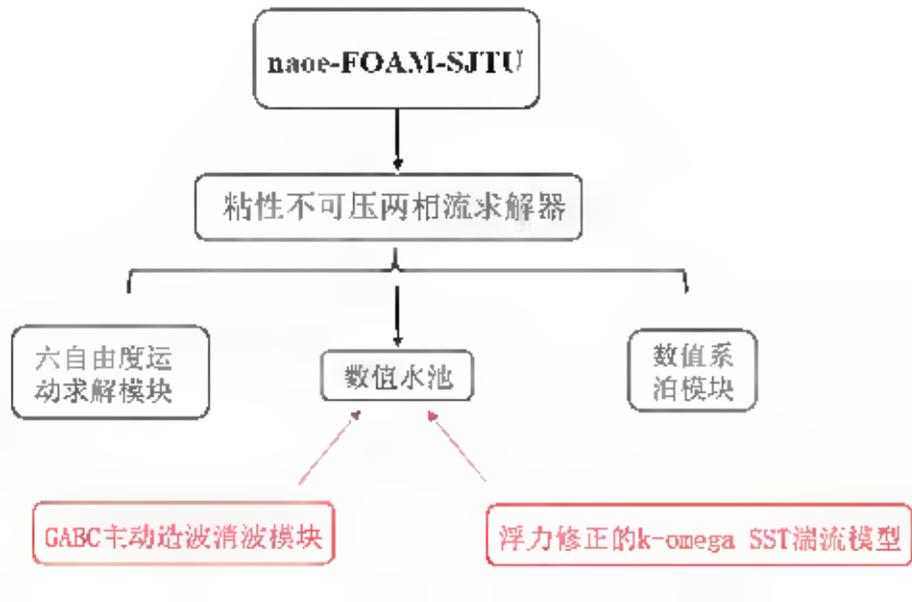


图2-1 naoe-FOAM-SJTU 求解器结构框架

Fig. 2-1 Solver structure framework of naoe-FOAM-SJTU

本章中，主要介绍了圆筒型 FPSO 在复杂的波流耦合条件下水动力计算数值方法，首先介绍了 naoe-FOAM-SJTU 的已有的主要功能和方法，主要包含粘性流体的控制方程、自由面的捕捉方法、传统松弛区造波消波方法、刚体六自由度计算、多成分系泊的数值实现方法、动态网格变形技术等。再介绍了主动造波消波（GABC）方法及浮力修正的 k-omega SST 湍流模型的数学原理。最后给出了 GABC 方法及浮力修正的 k-omega SST 湍流模型数值验证结果。



2.1 naoe-FOAM-SJTU 求解器介绍

2.1.1 流体控制方程

粘性、非定常且不可压流体的数值模拟的基本控制方程为 N-S (Navier-Stokes) 方程:

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho (\mathbf{U} - \mathbf{U}_g) \mathbf{U}) = -\nabla p_d - \mathbf{g} \cdot \mathbf{x} \nabla \rho + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{U}) + f_\sigma \quad (2-2)$$

其中, \mathbf{U} 表示流场速度; \mathbf{U}_g 表示动态网格的变形速度; p_d 表示流场动压力; \mathbf{g} 表示重力加速度; ρ 表示流体密度; f_σ 为表面张力项; μ 表示流体的动力粘性系数; t 表示时间。

流场动压力 p_d 为总压减去静水压, 其表达式可写为:

$$p_d = p - \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{x} \quad (2-3)$$

2.1.2 VOF 方法

对于海上大型浮式结构物的数值计算, 其一大难题在于气液交界面的处理问题。流体体积法 (Volume of Fluid, 简称 VOF) 是一种流行的 CFD 自由液面捕捉的数值技术^[59]。不同于如 Level Set 方法的其他一些平滑界面方法, VOF 方法能够保持流体界面的尖锐性, 不会出现人为的扩散, 并且由于 VOF 方法在计算单元中直接追踪求解流体体积分, 它能够非常好地保证计算过程中的守恒质量。因此, 在海洋工程中, VOF 方法比较适用于追踪和模拟波浪、溅射和其他涉及水面变化的复杂现象。

如图 2-2 所示, VOF 方法的核心在于引入一个相分数字段, 通常用 α 来表示, 它在每个网格单元中标记流体的体积分。在这种定义下, α 的值介于 0 到 1 之间, 代表网格单元内的流体体积比例。即 $\alpha=1$ 表示单元完全被流体充满, $\alpha=0$ 则表示单元内没有流体, 而介于 0 和 1 之间的值则表示界面通过该单元。表达式可写为:

$$\begin{cases} \alpha = 0 \text{ 气相} \\ 0 < \alpha < 1 \text{ 界面} \\ \alpha = 1 \text{ 液相} \end{cases} \quad (2-4)$$

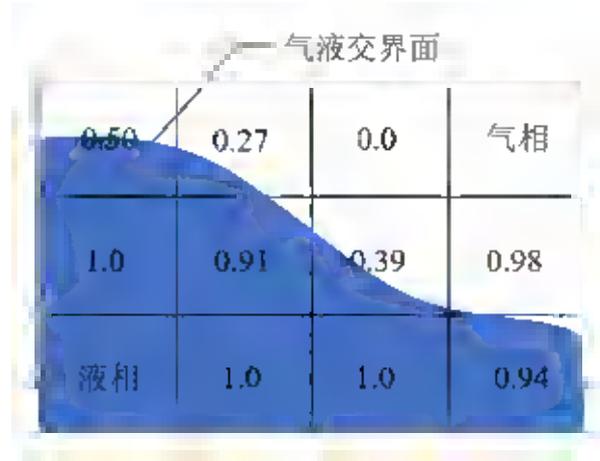


图2-2 气液交界面的相分数分布

Fig. 2-2 Phase fraction distribution at the gas-liquid interface

相分数 α 实际上是交界面网格内流体密度和粘度的权重，交界面网格内的流体密度、和速度可以用 α 表达为：

$$\begin{cases} \rho = \alpha\rho_l + (1-\alpha)\rho_g \\ \mu = \alpha\mu_l + (1-\alpha)\mu_g \end{cases} \quad (2-5)$$

在 OpenFOAM 多相流求解器中，首先求解相分数 α 的控制方程，其控制方程可写为：

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\alpha) + \nabla \cdot [\mathbf{U}_r \alpha (1-\alpha)] = 0 \quad (2-6)$$

其中， ρ 、 μ 、 \mathbf{U} 分别表示混合流体密度、混合流体粘度和流场速度； ρ_l 、 ρ_g 分别表示与液体的密度； μ_l 、 μ_g 分别表示与液体的粘度和气体的粘度； \mathbf{U}_l 、 \mathbf{U}_g 分别表示液体的速度和气体的速度； $\mathbf{U}_r = \mathbf{U}_l - \mathbf{U}_g$ ，定义为相对速度。

在使用 VOF 方法对自由界面进行数值模拟时，最主要的挑战是保持体积分数的守恒。尤其是对于船舶与海洋工程领域多相流计算问题而言，当模拟涉及到密度相差悬殊的空气和水，即使是微小的体积分数误差也可能导致显著的物理属性偏差。体积分数不仅与自由表面的曲率和表面张力密切相关，而且还与界面处的压力梯度有关。为了提高 VOF 方法的求解精度，保持计算的有界性和守恒性，学术界已经提出了例如人工压缩技术^[60]等多种改进策略。



2.1.3 控制方程的时空离散格式和速度压力解耦

OpenFOAM 的数值求解基于有限体积法 (Finite Volume Method, 简称 FVM)。FVM 是一种常用于数值流体力学中的数值技术, 特别适合处理保存型偏微分方程, 如流体流动的 N-S 方程。与有限差分法 (Finite Difference Method, 简称 FDM) 和有限元法 (Finite Element Method, 简称 FEM) 相比, FVM 的主要特点是直接在物理控制体积上进行积分, 从而保证了守恒律的严格满足^[61]。

在有限体积法中, 一般情况下物理量被储存在网格中心位置, 在使用有限体积法时, 动量控制方程首先被写成在控制体上的积分形式:

$$\frac{1}{V_p} \left(\int_{V_p} \frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} dV + \int_{V_p} \nabla \cdot (\rho (\mathbf{U} - \mathbf{U}_g) \mathbf{U}) dV - \int_{V_p} \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T)] dV \right) = -\nabla p \quad (2-7)$$

其中, V_p 代表当前网格的网格体体积。

高斯定理表明, 对于一个向量场, 某物理量在一个控制体积内部的散度的体积分等于该向量场通过该控制体边界的正向通量的面积积分。有限体积法在进行控制体积内守恒方程的积分离散化时, 密切依赖高斯定理将控制体积内部的体积分转换成控制体积表面的面积分。由于通常情况下, 流场信息储存在网格中心, 因此在进行面积分时所需的面物理量需要网格中心的物理量进行插值计算, 根据计算方法的不同, 产生了多种空间离散格式, 如中心差分、迎风差分、逆风差分、TVD (Total Variation Diminishing) 方法、QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) 方法等。同样, 在时间推进过程中, 需要对时间导数进行离散化, 常用的方法有显式或隐式欧拉方法、Crank-Nicolson 方法等。在本研究中, 经过算例配置经验以及大量的算例验证, 时间项、对流项、扩散项等离散格式如表 2-1 所示。

表2-1 数值离散格式表

Table 2-1 Numerical discretization format table

各项名称	离散格式
ddtSchemes	CrankNicolson 0.9
gradSchemes	cellLimited Gauss linear 1
div(rhoPhi,U)	Gauss linearUpwindV grad(U);
div(phi,alpha)	Gauss vanLeer
div(phirb,alpha)	Gauss linear
div(phi,k)	Gauss linearUpwind limitedGrad;
div(phi,omega)	Gauss linearUpwind limitedGrad;
laplacianSchemes	Gauss linear limited 1



interpolationSchemes	linear
snGradSchemes	limited 1

在不可压粘性流体控制方程中，由于没有独立的压力场求解方程，因此需要通过方程的解耦来实现速度场和压力场的求解。在 naoe-Foam-SJTU 求解器采用了 PIMPLE 算法来实现速度场和压力场的解耦。PIMPLE 算法是 PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators)^[62]和 SIMPLE(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)^[63]算法的组合，它旨在结合 SIMPLE 算法的鲁棒性和 PISO 算法的精确性，用于求解瞬态和稳态的不可压缩流体流动问题。PIMPLE 算法允许在每个时间步中使用多个内部迭代，并且同时具备在迭代过程中调整压力-速度修正策略的灵活性。这种方法特别适用于那些需要在复杂几何形状和复杂边界条件下使用大时间步长快速求解流体流动的工程应用。

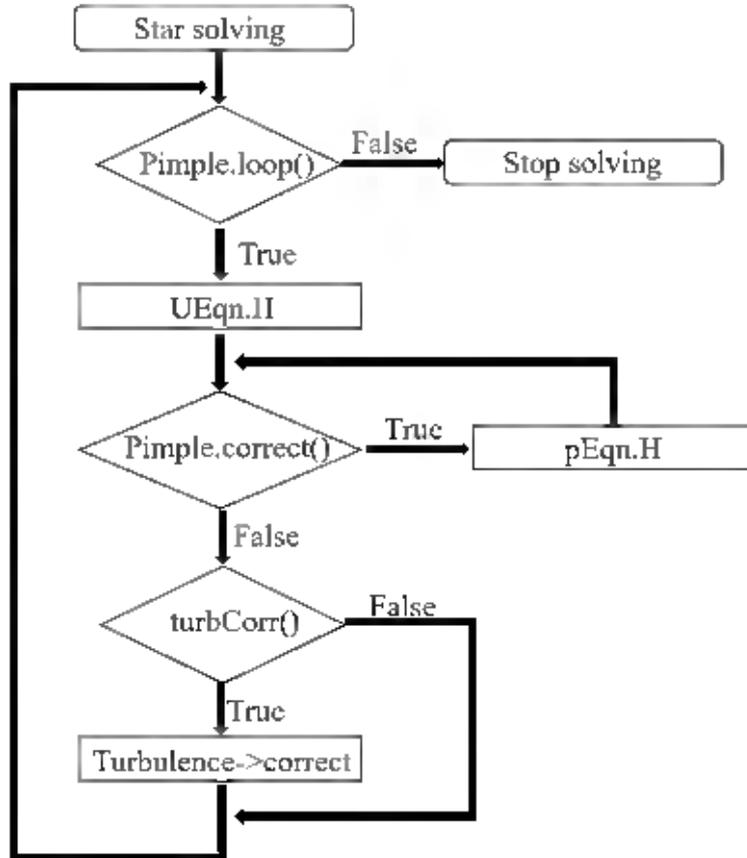


图2-3 PIMPLE 算法流程图
Fig. 2-3 Flowchart of the PIMPLE algorithm



PIMPLE 算法的具体实现为：首先，以前一个时刻的压力和速度分布为初始条件，通过求解动量方程来预估一个新的速度场。这个预估的速度场可能未能完全遵循质量守恒原则；接着，参考 SIMPLE 算法的思路，利用这个预估速度场来解一个压力修正方程；然后，利用调整后的压力场对速度场进行修正，依据压力调整方程，以更好地满足质量守恒的要求；最后类似于 PISO 算法，在压力-速度修正后，可以进行多个迭代循环，进行进一步的速度和压力场校正，以确保质量守恒和提高收敛性。PIMPLE 算法流程图如图 2-3 所示。

使用 PIMPLE 算法进行计算现了速度方程与压力方程的解耦，将计算机难以直接求解的耦合速度压力偏微分方程转化为了线性方程组的迭代计算与收敛判断。

2.1.4 松弛区消波

由于数值水池计算域有限，计算域出口处倘若不进行处理，入射波和辐射波传播至计算域边界时，波浪会发生反射，因此需要对出口处的波浪进行消波处理。naoe-FOAM-SJTU 最开始采用的是松弛区（海绵层）消波法^[64]。这种消波方法的原理是在靠近计算域边界的部分区域的动量方程内添加一个源项 f_s ，这个源项起到了人工阻尼的作用，在阻尼的干扰下，消波区内的波高波速会逐渐衰减至零。松弛区消波法的示意图如图 2-4 所示。

f_s 的表达式可以写为：

$$f_s(x) = -\mu_s \rho (U - U_{\text{corr}}) \quad (2-8)$$

其中， μ_s 称为阻尼系数； U_{corr} 是 naoe-FOAM-SJTU 求解器在开发过程中提出的修正速度项，其目的是在松弛区消波过程中保持流场的质量守恒。

以水平 x 轴方向为例，在 naoe-FOAM-SJTU 中阻尼系数 μ_s 选取线性阻尼形式，表达式如下：

$$\mu_s(x) = \begin{cases} \alpha_s (x - x_0) / L_s & x > x_0 \\ 0 & x \leq x_0 \end{cases} \quad (2-9)$$

其中， x_0 表示消波区起始位置的 x 轴坐标； L_s 代表松弛区的长度；系数 α_s 代表消波程度的强弱，其值越大，消波能力越强。

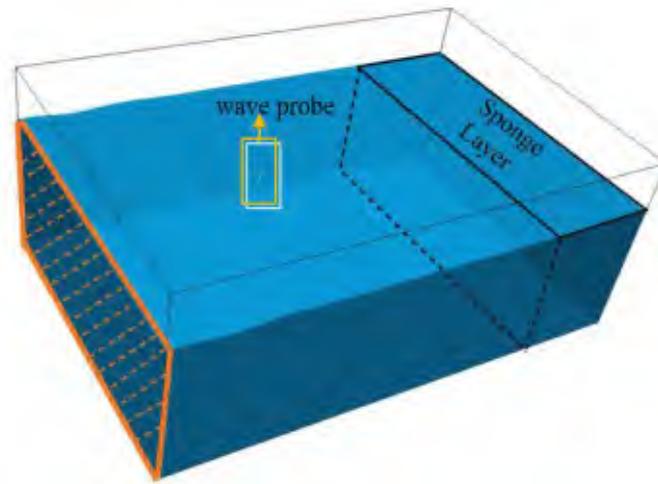


图2-4 松弛区消波示意图

Fig. 2-4 Schematic diagram of wave damping in the relaxation zone

2.1.5 基于分段外推法的多组分系泊准静态平衡方程

圆筒型 FPSO 在开采石油时需要长时间保持在特定的位置上，以便与钻井平台、井口或海底的生产设施保持连接。系泊系统能够限制 FPSO 的移动，确保其相对于生产井的准确位置。除此之外，系泊系统还能保证作业安全，特别是当 FPSO 需要进行油气装卸作业时，它需要保持足够的稳定性以安全连接到运输油轮。因此，在研究圆筒型 FPSO 的运动响应问题时，良好的系泊数值求解方法十分重要。

目前常见的系泊数值计算方法主要有悬链线方法（Catenary Method）、集中质量法（Lumped Mass Method）、分段外推法（Segmental Extrapolation Method）等。悬链线方法通常用于计算静态条件下的系泊系统，能够在静态条件下对于重力和浮力主导的系泊系统提供精确的解，但不适用于动态分析。在集中质量法中，系泊线被分为多个有质量的段，每个段之间通过无质量的弹簧和阻尼器相连，其适合于动态分析，可以模拟波浪、流和风等外部动态载荷下的系泊线响应，但其精确性较低，且不易处理多组分问题。分段外推法通过将系泊线分成多个较短的段，分别计算每一段的受力情况，然后将它们组合以估算整个系泊系统的力学行为，其能够适应不同形状、长度和组分的系泊线，以及不同的海底地形。由于本研究使用的系泊为多组分系泊，因此选用分段外推法进行计算。

对第 i 号单元的系泊成分进行图 2-5 所示的准静态受力分析。

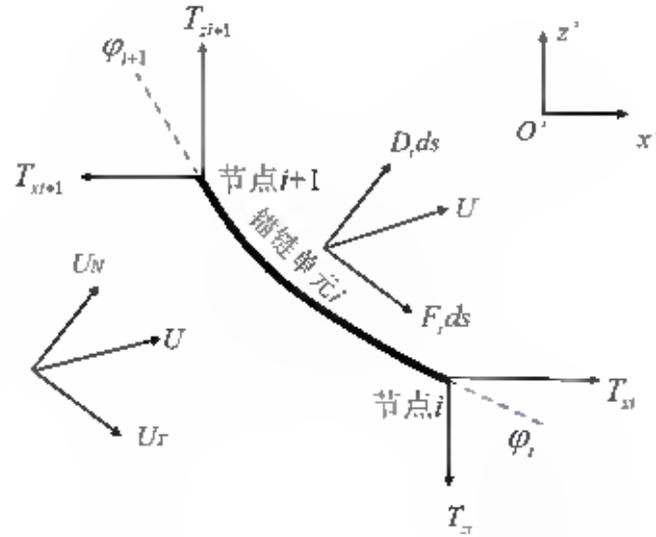


图2-5 分段外推法的锚链单元受力

Fig. 2-5 Force on anchor chain segments using the segmented extrapolation method

在描述系泊系统中各节点张力的分量时， T_x 和 T_z 代表在系泊链索坐标系中的水平和垂直方向的张力分量，而是张力与水平分量之间的夹角。这些分量的测定不受力方向与系泊链索坐标轴方向一致性的限制。 dl 代表链索单元原始长度， ds 是链索单元在受力后的长度； w 表示单位长度的系泊的湿重。 D 表示单位长度链索单元受到的流体动力作用中的垂直于流向的分量。 F 分别表示单位长度链索单元受到的流体动力作用中的平行于流向的分量。 U 是链索元附近流场的速度向量，可以根据链索元的垂直与平行方向分解为 U_N 和 U_T 。

分别对系泊单元建立水平方向和竖直方向的准静力学平衡方程：

$$\begin{cases} T_{xi+1} = T_{xi} + F_i ds \cos \varphi_{i+1} \\ T_{zi+1} + D_i ds \cos \varphi_{i+1} = T_{zi} + F_i ds \sin \varphi_{i+1} + w_i dl \end{cases} \quad (2-10)$$

其中，下标 i 代表对系泊单元的编号。

由于锚链可以视为细长结构物，所以可用莫里森公式计算单位锚链的流场法向和切向作用力：



$$\begin{cases} D_i = \frac{1}{2} \rho C_{DN} d |U_N| U_N \\ F_i = \frac{1}{2} \rho C_{DT} \pi d |U_T| U_T \end{cases} \quad (2-11)$$

其中， ρ 代表流体的密度； d 代表锚链莫里森单元的直径； C_{DN} 和 C_{DT} 分别代表锚链单元的法向和切向阻力系数。

索链的拉伸变形可由下式计算：

$$ds = dl \left(1 + \frac{T_{i+1}}{EA} \right) \quad (2-12)$$

其中， EA 代表系泊的拉压刚度。

在目前的深海多点系泊结构中，往往采用多成分系泊以达到减轻系泊重量，增强系泊强度和韧性的作用。如图2-6所示，常见的多成分系泊的顶链和底链由钢索组成，而中间段的系泊由聚酯纤维缆组成，为了平衡浮力与重力，有时会在系泊分段上添加浮子或配重块。

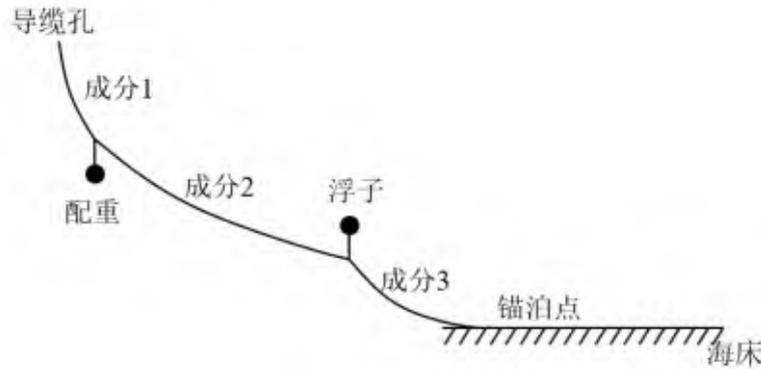


图2-6 多成分系泊示意图

Fig. 2-6 Schematic diagram of multi-component mooring line

分段外推法由于其各单元的相互独立性，仅需要根据需求设置不同单元的材料参数即可实现多成分系泊的数值模拟。浮子和配重块可视作施加在两单元交界处的节点上面的恒定力。

2.1.6 刚体六自由度运动方程

大型浮式结构物在波浪中的响应问题实际上就是六自由度运动的求解问题。在浮体六自由度运动过程中，其受到的流体力为垂直作用在结构体表面的压力和与结构体



表面平行的切向力。由于受到系泊的束缚，其还受到系泊缆的约束力。流体力和约束力为求解结构体六自由度运动的合外力。合外力由当前时间步的流场求解即可得到。

naoe-FOAM-SJTU 求解器在进行六自由度运动模块开发的时候考虑到多成分复合结构体问题，因此，如图 2-7 所示，naoe-FOAM-SJTU 在进行六自由度运动求解的过程中定义了两套坐标系，分别是大地惯性坐标系和随体非惯性坐标系。

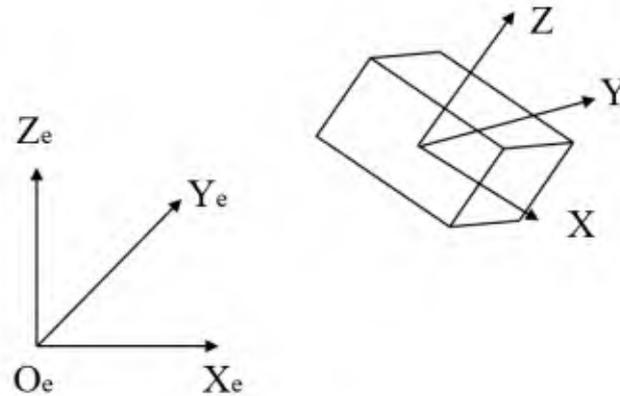


图2-7 大地坐标系和随体坐标系示意图

Fig. 2-7 Schematic diagram of the Earth-fixed coordinate system and body-fixed coordinate system

由于流体力、系泊力均在大地坐标系下求得，因此需要通过坐标转换将大地坐标系下的力转化至随体坐标系。

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \mathbf{J}_1^{-1} \cdot \mathbf{F}_e \\ \mathbf{M} &= \mathbf{J}_1^{-1} \cdot \mathbf{M}_e \end{aligned} \quad (2-13)$$

其中， \mathbf{F} 和 \mathbf{M} 分别代表大地坐标系下的力和力矩； \mathbf{F}_e 和 \mathbf{M}_e 分别代表随体坐标系下的力和力矩； \mathbf{J}_1 和 \mathbf{J}_1^{-1} 分别为转换矩阵和转换矩阵的逆矩阵。

在随体坐标系中，可以建立浮式结构物的六自由度运动方程^[65]：



$$\begin{cases}
 \dot{u} = X/m + vr - wq + x_g(q^2 + r^2) - y_g(pq - \dot{r}) - z_g(pr + \dot{q}) \\
 \dot{v} = Y/m + wp - ur + y_g(r^2 + p^2) - z_g(qr - \dot{p}) - x_g(qp + \dot{r}) \\
 \dot{w} = Z/m + uq - vp + z_g(p^2 + q^2) - x_g(rp - \dot{q}) - y_g(rq + \dot{p}) \\
 \dot{p} = \frac{1}{I_x} \left\{ K - (I_z - I_y)qr - m \left[y_g(\dot{w} - uq + vp) - z_g(\dot{v} - wp + ur) \right] \right\} \\
 \dot{q} = \frac{1}{I_y} \left\{ M - (I_x - I_z)rp - m \left[z_g(\dot{u} - vr + wq) - x_g(\dot{w} - uq + vp) \right] \right\} \\
 \dot{r} = \frac{1}{I_z} \left\{ N - (I_y - I_x)pq - m \left[x_g(\dot{v} - wp + ur) - y_g(\dot{u} - vr + wq) \right] \right\}
 \end{cases} \quad (2-14)$$

其中, X, Y, Z 和 K, M, N 分别代表随体坐标系下浮体受到的三个坐标系方向的力和力矩; x_g, y_g, z_g 是从浮体的重心到其旋转中心的坐标轴三个方向上的矢量分量, 在本文的研究中, 圆筒型 FPSO 的重心与自转中心重合, 因此 x_g, y_g, z_g 的值均为零; m 为浮式结构物的质量; I_x, I_y, I_z 为浮式结构物的三个主惯性矩; u, v, w, p, q, r 是随体坐标系下的线速度和角速度; $\dot{u}, \dot{v}, \dot{w}, \dot{p}, \dot{q}, \dot{r}$ 是随体坐标系下的线加速度和角加速度。

获取加速度后, 速度和位移可通过一重积分和二重积分获得。同理, 角速度、旋转角度不同坐标系之间的转换也可利用上述转换矩阵完成。

2.1.7 动态网格变形技术

浮式结构物在发生六自由度运动后, 由于结构物壁面位置发生了改变, 因此需要更新网格来适应物体的移动。在 naoe-FOAM-SJTU 求解器中, 更新物体位置有两种方法, 其一是动态网格变形技术, 其二是重叠网格技术。考虑到本项研究针对的目标结构体是长时间系泊与深海的浮式海洋平台, 其长时间处在无航速的工况下, 其位置变化相比航行的船舶而言较小, 选用动态变形网格就能够达到理想的模拟精度。

如图 2-8 所示, 在使用动态网格进行数值计算时, 计算域内网格拓扑关系不变, 仅改变网格节点的位置来实现每个网格的变形。每个网格节点的拉普拉斯位移方程可以写为^[66-67]:

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{X}_g) = 0 \quad (2-15)$$

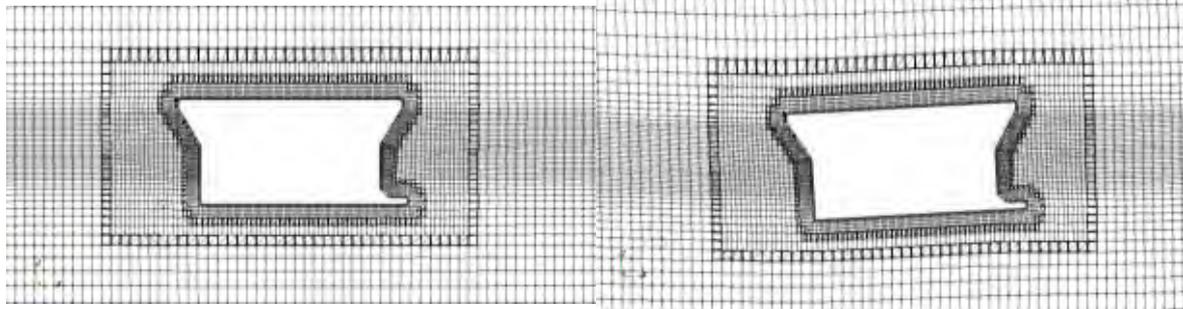
其中, \mathbf{X}_g 为某个网格节点的位移; γ 称为扩散系数。

扩散系数 γ 与网格单元距离刚体边界的距离的关系式写为:



$$\gamma = \frac{1}{r^2} \tag{2-16}$$

其中， r 为网格单元距离刚体边界的距离。



(a) 网格变形前

(b) 网格变形后

图2-8 圆筒型 FPSO 动态网格变形前后对比

Fig. 2-8 Comparison of cylindrical FPSO mesh deformation before and after deformation

2.2 复杂波流工况数值模拟方法介绍

2.2.1 波流耦合作用的数值实现

如图 2-9 所示，naoe-FOAM-SJTU 采用边界条件输入法实现造波和造流，它通过在流体域的边界施加特定的边界条件来生成和控制波流，在流体计算域边界随时间变化的流体质点会不断向场内传播，从而影响整个流场。相比于推板造波、摇板造波、源项造波等数值造波方法，边界输入法具有简单易行，无需网格变形，易与纯流场耦合等优点。

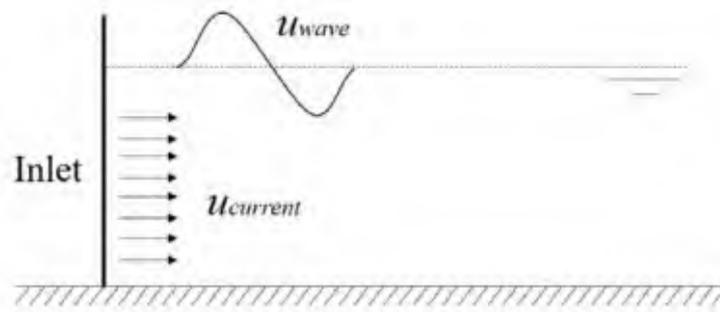


图2-9 入口边界输入造波造流示意图

Fig. 2-9 Schematic diagram of wave and flow generation at the inlet boundary



波流联合作用时,计算域入口边界处的水质点速度可以由波浪势流理论中的波速解析公式和海流流速叠加而来。本文研究的是一阶斯托克斯规则波和由有限多个一阶斯托克斯线性波叠加而成的不规则波。研究中仅考虑波浪沿同一个方向传播,那么以水面为参考,可以推导出规则波和不规则波浪的波面方程:

$$\text{规则波:} \quad \eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t + \varphi) \quad (2-17)$$

$$\text{不规则波:} \quad \eta = \sum_{i=1}^n \frac{H_i}{2} \cos(k_i x - \omega_i t + \varphi_i) \quad (2-18)$$

本研究中,水流方向与波传播方向相同,因此水平方向的速度为波速与恒流速度的叠加:

$$\text{规则波:} \quad u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh k(z+d)}{\sinh kd} \cos(kx - \omega t + \varphi) + u_{current} \quad (2-19)$$

$$\text{不规则波:} \quad u = \sum_{i=1}^n \frac{\pi H_i}{T_i} \frac{\cosh k_i(z+d)}{\sinh k_i d} \cos(k_i x - \omega_i t + \varphi_i) + u_{current} \quad (2-20)$$

垂直方向的速度可写为:

$$\text{规则波:} \quad w = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh k(z+d)}{\sinh kd} \sin(kx - \omega t + \varphi) \quad (2-21)$$

$$\text{不规则波:} \quad w = \sum_{i=1}^n \frac{\pi H_i}{T_i} \frac{\sinh k_i(z+d)}{\sinh k_i d} \sin(k_i x - \omega_i t + \varphi_i) \quad (2-22)$$

其中, H 为波高; T 为波浪周期; k 为波数; d 为水深; ω 为波浪圆频率; t 为当前时刻; η 为当前时刻对应的波面抬升; H_i 为不规则波第 i 个频率分量波的波高; T_i 为第 i 个频率分量波的波周期; k_i 为第 i 个频率分量波的波数, ω_i 为第 i 个频率的分量波的圆频率; u 为波浪传播方向的速度; w 为垂直于波浪传播方向的速度; $u_{current}$ 为海流速度。

2.2.2 主动造波消波边界条件 (GABC) 方法简介

这种新型的主动造波消波边界 (generating-absorbing boundary condition, 简称 GABC) 的造波造流的原理与传统 naoe-FOAM-SJTU 求解器相同, 均利用边界条件输入实现, 此处不再赘述。



对于消波而言，由于传统 naoc-FOAM-SJTU 求解器松弛区消波法中，松弛区占据了一定的计算域，浪费了一定的计算资源，降低了计算效率，不利于工程应用。同时，松弛区长度的选择也尚未有定论，有的学者认为 1 倍波长的松弛区长度就足以将波浪反射降低到可接受的程度，但有的学者认为至少需要 1.5 倍波长的松弛区长度才能将满足要求。除此之外，本文的研究的大量算例基于不规则波，不规则波的波长未知，松弛区长度的选择更是一大难题。为了解决这一问题，本文尝试采用一种新型的主动消波方式替代松弛区消波，以解决松弛区增加计算量以及松弛区长度难以确定的问题。

GABC 消波方法^[43]是基于势流理论的改进 Sommerfeld 边界条件。Sommerfeld 边界条件^[39]假设边界距结构足够远，可以认为那里的流动是无旋的。当出口处的流场满足以下条件时，边界无反射。索末非边界条件可写为：

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2-23)$$

其中， c 代表波浪的相速度； ϕ 代表波浪在计算域出口位置处的速度势。

从式 (2-23) 可以看出，Sommerfeld 边界条件仅适用于具有恒定相速度的波，这也是索墨非边界条件出现很长一段时间以来，主动消波技术难以得到普及的痛点。Borsboom 等人^[43]经过长时间的探索，建议使用深度相关函数代替常数值 c 。改进的索末非边界条件可以写为：

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \sqrt{gd}a(z) \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, \quad (2-24)$$

其中， g 代表重力加速度； $a(z)$ 是一个与垂向位置相关的函数； d 为水深。

当相速度 c 被 $\sqrt{gd}a(z)$ 替换后，其能够消波的范围不限于单一波速，消波范围被扩大。Borsboom 等人经过不断的尝试与验证， $a(z)$ 的表达式最终确定为：

$$a(z) = \sum_{m=0}^3 \alpha_m \left(\frac{z}{d} + 1 \right)^m \quad (2-25)$$

其中， α_m 为待定参数，其取值应使式 (2-26) 所示的反射系数公式取得最小值。

$$\frac{1}{(k_+ - k_-)d} \int_{k_-d}^{k_+d} |R(\alpha_0, \alpha_2, \alpha_3)|^q d(kd) \quad (2-26)$$

其中， R 是反射系数； k_+ 和 k_- 分别代表流场内波浪的最大波数和最小波数。



为了建立势流波浪理论与 N-S 方程关系, GABC 使用线性伯努利方程将速度势方程与 N-S 方程联系起来:

$$p = -\rho_l g z - \rho_l \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2-27)$$

根据不同波数范围, Borsboom 等人提供了参数 α_m 的参考取值, 参考取值下, 波浪的反射强度低于 5%^[43]。

由于 GABC 方法涉及的原理较为复杂, 关于 GABC 方法的更多的细节可以参考 Borsboom 等人^[43]的论文和 Chen 等人^[68]的论文。

2.2.3 浮力修正的 k-omega SST 湍流模型

在处理纯波浪问题时, 由于流体流速偏低, 波浪力的主要成分为惯性力而非粘性力, 因此仅采用层流模型就能够达到比较理想的计算精度, 然而当处理波流耦合问题的时候, 大型浮式结构物所受到的力会有很大一部分来自流体的粘性作用, 因此需要使用合适的湍流模型来提高计算效率和保证计算的精度。

雷诺平均纳维-斯托克斯方程 (简称 RANS 方程) 是用于描述平均流动特性的基本方程^[61]。在这个理论中, 流体的速度和其他流动特性被视为时间平均值和随机脉动的总和。为了简化计算, 采用了 Boussinesq 假设, 它假定湍流的应力与应变率成正比, 关键在于确定它们之间的比值, 即湍流粘性系数。湍流模型可以根据包含的变量和方程数量的不同, 分为几种类型, 如零方程模型, 一方程模型和二方程模型。由于 RANS 模型并不能捕捉到所有的流动细节, 这在某些工程和环境应用中是一个限制。此外, 模型的通用性也是一个挑战, 因为它可能不适用于所有类型的流动。

k-epsilon 湍流模型不适用于处理具有大反向压力梯度的流动, 而 k-omega 湍流模型则相反。然而, k-omega 湍流模型也有一个明显的缺陷, 即当自由流中的湍流动能略有变化时, 湍流粘度系数会发生剧烈变化, 导致模拟结果明显不合理。为了结合这两种湍流模型的优点, Menter^[69]提出了将 k-epsilon 模型与 k-omega 模型相结合的 k-omega SST 湍流模型。在处理两相流问题时, k-omega SST 湍流模型可以给出更好的结果。

在 OpenFOAM 中, k-omega SST 湍流模型的公式可写为:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P_k - \beta^* \omega k \quad (2-28)$$



$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial u_j \omega}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = \frac{\gamma}{\nu_t} G - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-29)$$

$$G = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-30)$$

其中，式 (2-28) 称为湍动能输运方程 (Turbulent Kinetic Energy Transport Equation, 简称 TKE); 式 (2-29) 为湍流耗散率 Omega 的输运方程; 是湍动能 k 输运方程里面的源项, ν 是流体运动粘度, ν_t 是湍流运动粘度, F_1 是第一混合函数 β^* , β , σ_k , σ_ω , $\sigma_{\omega 2}$, γ 是湍流模型中的常数。

求解上述输运方程后, 湍流粘度由下式给出:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}, \quad (2-31)$$

其中, S 是流速的平均应变率; F_2 是第二混合函数; a_1 是模型常数。

正如前文提到的, 在波流耦合两相流算时, 采用 k-omega SST 湍流模型有一个不可避免的问题。在两相流的界面处, 密度的突然变化导致较大的速度梯度, 进而导致湍流动能和湍流粘度的异常增加, 导致波浪阻尼过大, 波浪异常衰减严重。为了解决标准 k-omega SST 湍流模型的这一缺点, 需要在 TKE 方程中添加基于标准梯度扩散假设 (SGDH) 的浮力项^[70], 以解释界面处密度的突然变化。

基于上述考虑, 对标准 k-omega SST 湍流模型的 TKE 方程进行浮力修正后, 可以得到:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho (\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \rho P_k + G_b - \rho \beta^* \omega k \quad (2-32)$$

$$G_b = -\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} g_j \quad (2-33)$$

其中, σ_t 是一个标量常数, 决定了浮力修正的程度, 在处理水和空气两相流时其值通常取为 0.85。

对上述公式的分析表明, 在自由表面, 由于垂直密度梯度大幅度增加, 湍动能的求解结果将接近零。在纯液相或纯气相计算域中, 由于密度梯度较小, G_b 为零。此时, 浮力修正的 k-omega SST 湍流模型将退化为标准的 k-omega SST 湍流模型。



2.3 GABC 方法与浮力修正 k-omega SST 湍流模型数值验证

2.3.1 主动造波消波边界条件 (GABC) 法验证波浪与圆柱的相互作用

对于新近提出的 GABC 方法, 由于尚未进行广泛的正确性和准确性验证, 其可靠性仍有待评估。如果仅利用空场造波来测试这一主动式造波消波边界条件对于满足实际工程需求还远远不够, 水池中的结构物产生的散射波会干扰入射波浪, 这对边界条件吸收波浪的能力提出了更高的要求。为了更好的验证此方法, 本文选择在 ITTC 进行过标准模型试验的截断圆柱作为验证算例, 分别用 GABC 方法和传统的松弛区消波方法进行计算对比。

计算模型及波浪参数

在本研究中, 采用的圆柱体模型是 MOERI 的截断圆柱模型试验中使用的模型^[71], 通过等比例缩放方法得到。选取的波浪参数也参考了模型试验, 特别是选择了波陡为 1/16 的波浪进行计算。圆柱模型如图 2-10 所示。

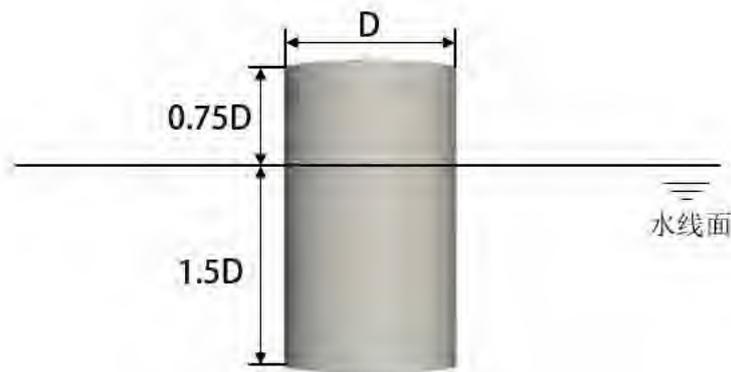


图2-10 截断圆柱模型

Fig. 2-10 Truncated cylinder model

计算模型和波浪的参数如表 2-2 所示。

表2-2 截断圆柱计算模型和波浪参数表

Table 2-2 Truncated cylinder computational model and wave parameter table

参数名称	符号	数值	单位
圆柱直径	D	2	m
圆柱长度	L	4.5	m
圆柱长细比	L/D	2.25	—



波浪周期	T	3.182	s
波高	H	0.9873	m
波长	λ	15.8	m
波陡	H/ λ	1/16	—

为了验证造波与消波的效果，需要对圆柱体周围的波面抬升进行监测，在环绕圆柱的同心圆中，放置了三个测波点，其位置与物理试验中的相对应。测点分布及坐标分别如图 2-11、表 2-3 所示。

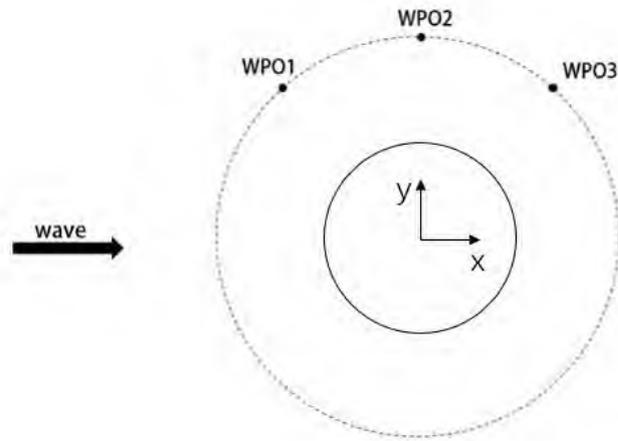


图2-11 圆柱外围测波点分布

Fig. 2-11 Distribution of wave measurement probes around the cylinder

表2-3 圆柱外围测波点名称及坐标

Table 2-3 Names and coordinates of wave measurement probes around the cylinder

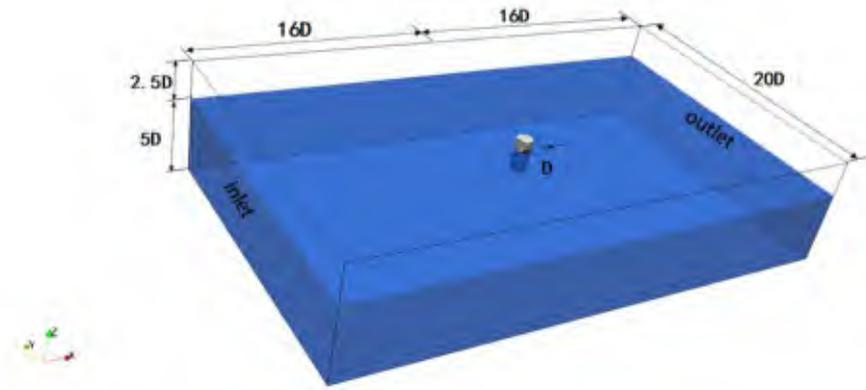
测点名称	坐标(m)
WPO1	(-0.707,-0.707,0)
WPO2	(0,-1,0)
WPO3	(0.707,-0.707,0)

计算域设置及网格划分

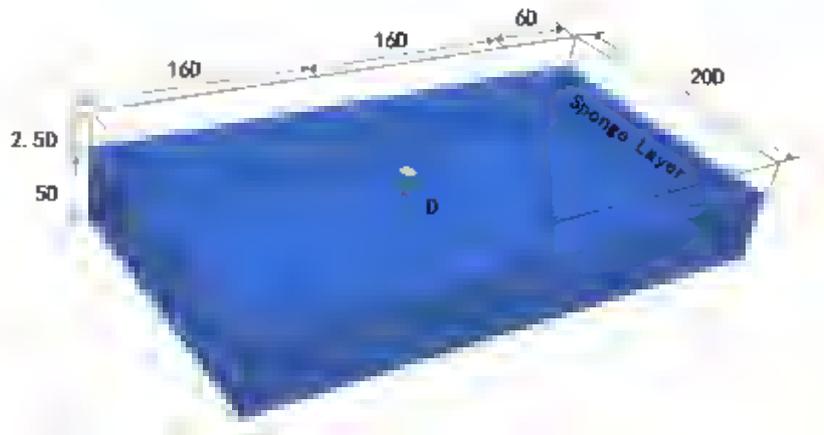
以右手定则建立一个笛卡尔坐标系，其原点位于圆柱模型与水线面交点的中心。GABC 和松弛区造波消波法计算域划分的不同在于后者在出口边界处增加了一个起消波作用的海绵区。因此，GABC 方法的计算域划分为：X 的范围是-16D 到 16D，Y 的范围是-10D 到 10D，Z 的范围是-5D 到 2.5D。而对于松弛区造波消波法，计算域扩



展为：X 的范围是-16D 到 22D，Y 和 Z 的范围保持不变。计算域的布局示意图如图 2-12 所示。



(a) GABC 方法计算域设置



(b) 松弛区方法计算域设置

图2-12 GABC 方法与松弛区方法计算域示意图

Fig. 2-12 Schematic diagram of the computational domain for GABC method and relaxation zone method

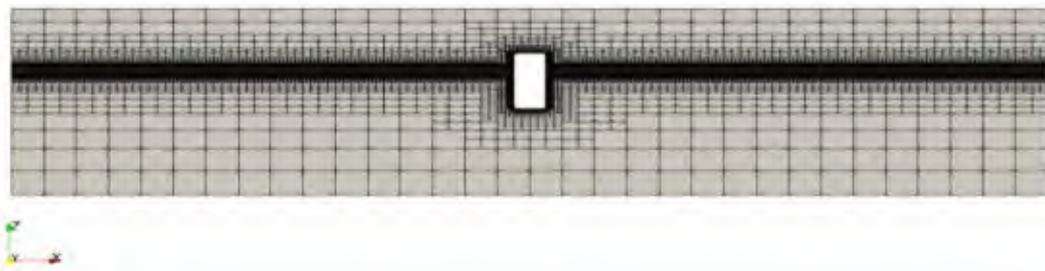
在本研究中，网格划分结合了 blockMesh 和 SnappyHexMesh 两种工具。首先，利用 blockMesh 创建背景网格，随后通过 SnappyHexMesh 进行物体表面的提取和网格细化。为了提高两相流模拟中自由面波浪的模拟精度，并减少波浪传播过程中的能量损失，特别对自由面附近的网格进行了加密处理。同时，为确保模拟结果的精确性，



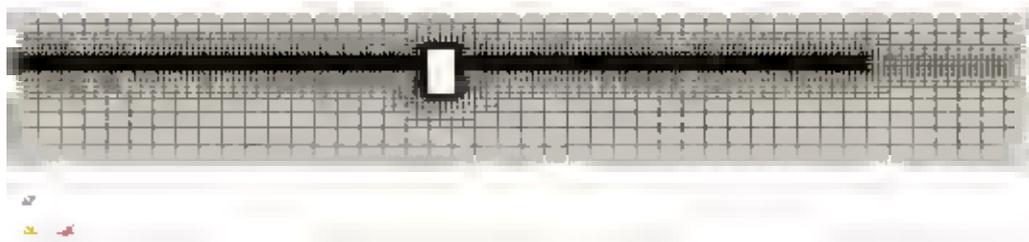
圆柱体周边网格也得到了加密处理。由于 GABC 造波消波方法不包括海绵消波区，其网格总数为 410 万；相比之下，松弛区方法由于包含加密区，其网格总数为 470 万。网格划分如图 2-13 所示。



(a) 圆柱表面附近网格



(b) GABC 造波方法中纵剖面网格划分



(c) 松弛区造波方法中纵剖面网格划分

图2-13 截断圆柱算例计算域网格划分

Fig. 2-13 Mesh division of the computational domain for the truncated cylinder example

结果分析

考虑到数值模拟和试验使用了相似但尺寸不同的几何模型，为确保数据间的可比性，本研究引入了无量纲波面抬升高度 H^* ，定义为实际波面高度 h 与规则波的波

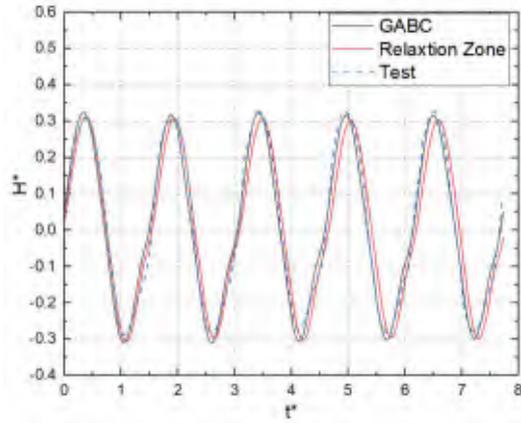


高 H 的比值。此外，还引入了无量纲时间 t^* ，计算为实际时间 t 与波浪水质点最大速度 u 和圆柱直径 D 的比值。

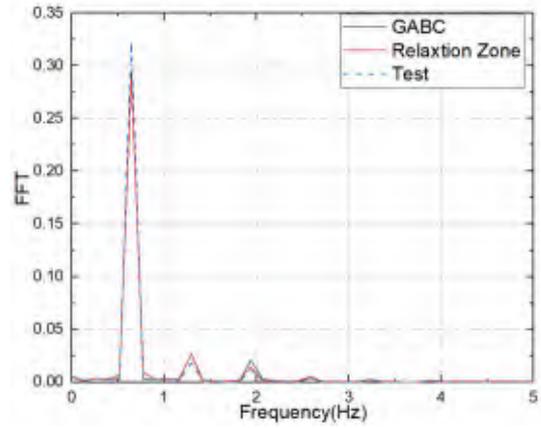
图 2-14 展示了 GABC 造波消波方法、松弛区造波消波方法以及物理模型试验在远离圆柱壁面的三个测波点（分别标记为“WPO1”、“WPO2”和“WPO3”）的波面抬升随时间变化的对比和通过快速傅里叶变换（FFT）得到的频谱分析图。从图中的曲线可见，无论是时域曲线还是频域曲线，这三种方法的结果都表现出较好的一致性，没有显著的差异。在 WPO1 测波点，GABC 方法的结果显示波峰尖锐且有所偏斜，而波谷则相对平缓，这一特点与松弛区造波和物理试验结果一致。在 WPO2 测波点，GABC 法和松弛区法均能捕捉到波谷的轻微抬升。然而，在 WPO3 测波点的物理模型试验中，虽然时历曲线在 $H^*=0.02$ 附近显示了轻微的波面抬升，但无论是 GABC 还是松弛区方法，都未能明显捕捉到这一细微的波面变化，这可能是由于网格密度不足或数值耗散的影响所致。

另一个评价海浪与结构物相互作用数值模拟的重要标准是结构物承受的波浪力的模拟精度。为此，定义了阻力系数 C_d ，计算公式为 $C_d = F_d / 0.5\rho U^2 A$ ，其中 F_d 表示圆柱在迎浪方向受到的阻力， A 是迎浪方向水下部分圆柱的最大横截面积。

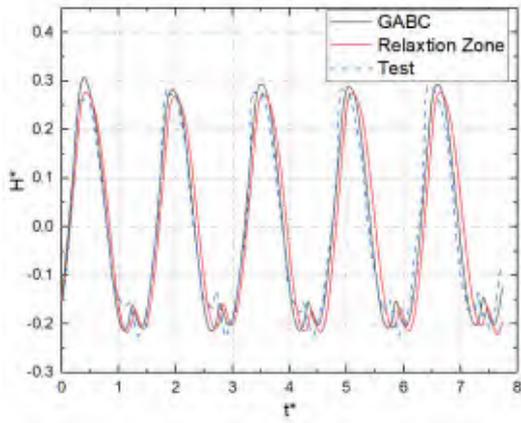
图 2-15 展示的是 GABC 造波消波方法、松弛区造波消波方法以及物理模型试验测得的圆柱阻力系数 C_d 的时历曲线和相应的傅里叶频域分析图。从时历曲线可见，当 C_d 时历曲线显示正值时，这三种方法的结果非常接近，几乎没有可见差异。在 C_d 时历曲线的波谷处，GABC 方法和松弛区方法的结果相似度较高，但都略高于试验值。这可能是因为两种数值模拟方法都使用了层流模型，导致由漩涡耗散引起的压力阻力稍小于试验中的值。在傅里叶频域分析图中，可以观察到三种方法得到的结果在匹配度上表现良好。



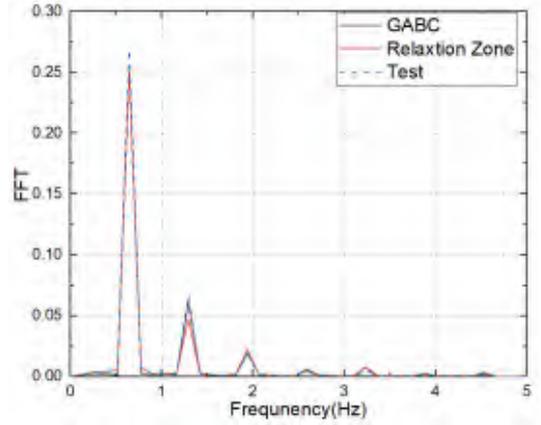
(a) WPO1 测点波高时历曲线



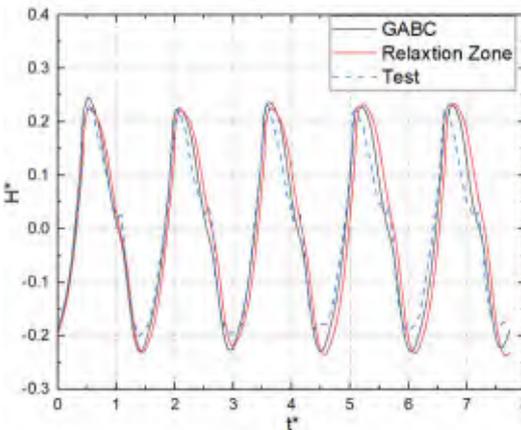
(b) WPO1 测点波高傅里叶变换曲线



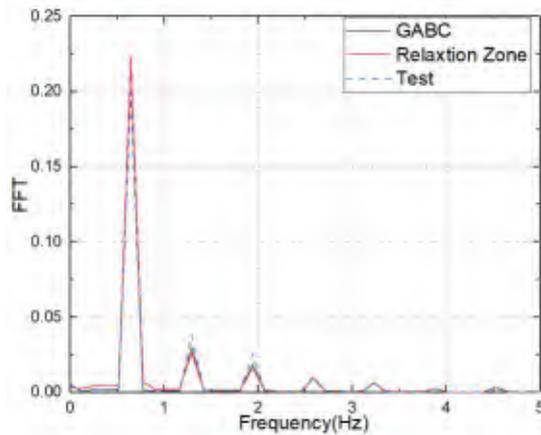
(c) WPO2 测点波高时历曲线



(d) WPO2 测点波高傅里叶变换曲线



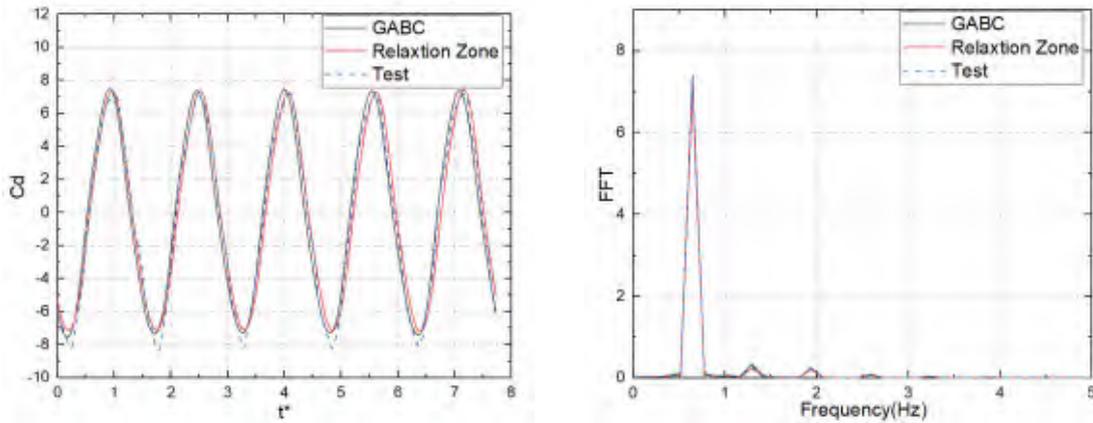
(e) WPO3 测点波高时历曲线



(f) WPO3 测点波高傅里叶变换曲线

图2-14 三个测波点的波高时历及 FFT 曲线

Fig. 2-14 Time history of wave height and FFT curves at three wave measurement points



(a) 阻力系数时历曲线 (b) 阻力系数傅里叶变换曲线

图2-15 圆柱阻力系数时历曲线及 FFT 曲线

Fig. 2-15 Time history curve of cylinder drag coefficient and FFT curve

图 2-16 展现了 GABC 造波消波方法在一个完整波浪周期内波高变化。随着波浪向 X 轴正方向传播，当波峰到达圆柱前端的停顿点（即 $t=0.4T$ 时），波浪受到圆柱的阻挡，引发圆柱体周围形成衍射波场。当波峰绕过圆柱体移至其后方（ $t=0.6T$ 时），一些衍射波会逆向传播，向波浪源头方向移动，而其他衍射波则从圆柱两侧绕行至后方，在圆柱后端的停顿点汇合，形成一个水丘状结构。随着波浪继续前行，这些衍射波逐渐减弱，直至下一个波峰到来。这一周期内的波面变化与 Swan 等人^[72]的模型试验结果相似。据此可以推断，GABC 造波消波方法在流场模拟方面的精度是可靠的。

在两中造波消波方法计算精度相当的基础上，通过统计计算时间可知，选用同样的求解参数，数值仿真相同的时长，在整个数值模拟过程中 GABC 方法耗时 219558s，松弛区造波方法耗时 302247s，前者比后者节约了 27% 的计算时间。因此，GABC 方法能够减小计算量，有效节约计算时间。

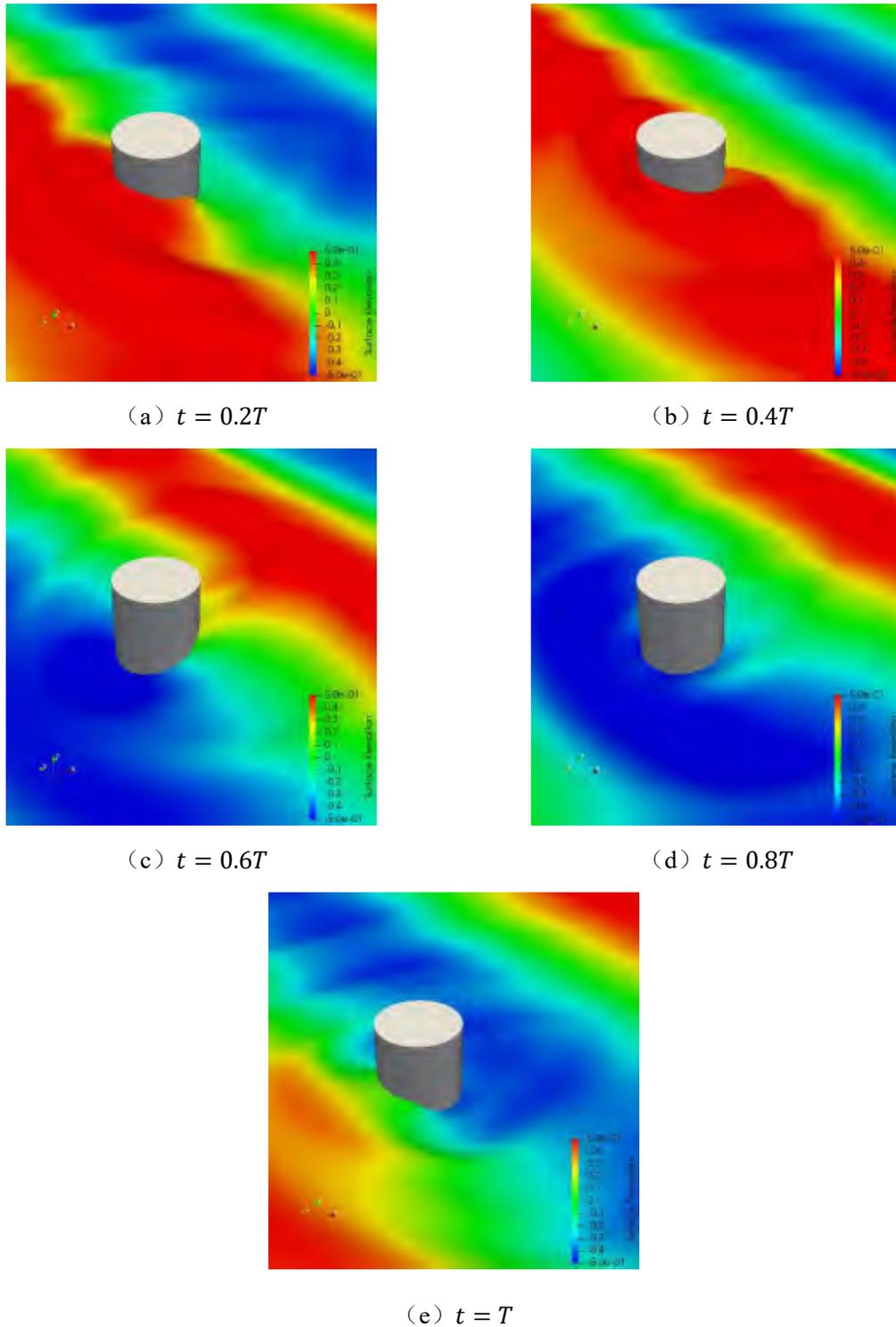


图2-16 GABC 造波消波方法在一个波浪周期内圆柱附近自由面波高 (单位: m)
Fig. 2-16 Changes in the free surface near the cylinder over one wave period using the GABC wave generation and absorption method (Unit: m)



2.3.2 空场造波对浮力修正 k-omega SST 湍流模型的验证

为了验证浮力修正的 k-omega SST 湍流模型对于模拟波流耦合问题的合理性与准确性。本部分采用标准 k-omega SST 湍流模型和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型分别对相同的空场波流耦合工况进行计算，考虑计算成本问题，采用二维网格开展模拟。

计算模型、网格划分及波流参数

计算取长度为 18m，高度为 7.25m，其中水下部分 5.25m，空气部分 2m 的计算域进行验证。计算网格选用二维网格，波浪选取一阶 Stokes 规则波，海流选取均匀流。测波点分别位于原点处和原点前方 3m 处。其中，计算域示意图如图 2-17 所示；计算网格示意图如图 2-18 所示；波流参数如表 2-4 所示；测波点坐标如表 2-5 所示。

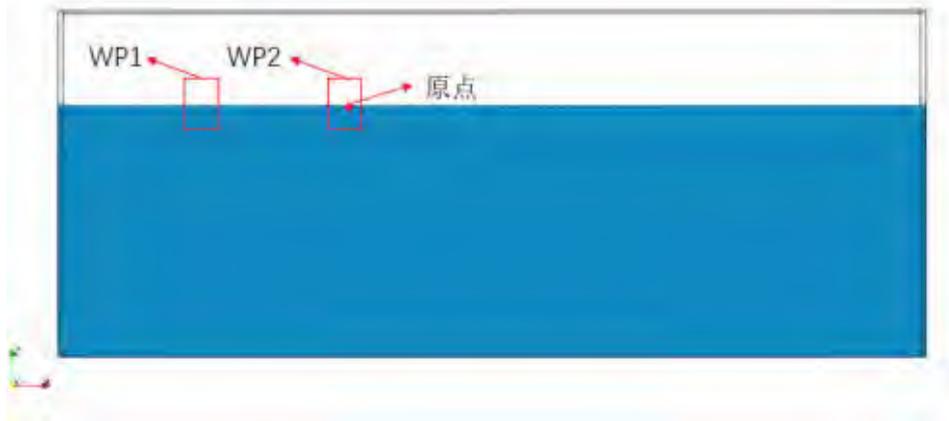


图2-17 计算域及测点示意图

Fig. 2-17 Schematic diagram of the computational domain and probes

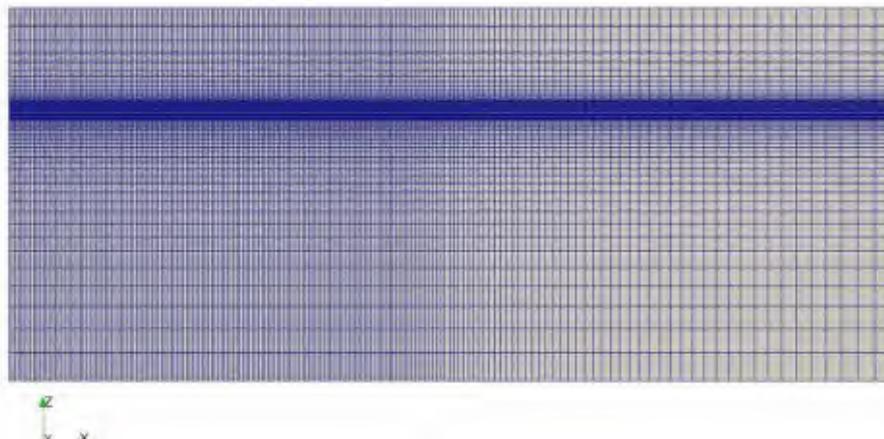


图2-18 计算域网格划分示意图

Fig. 2-18 Schematic diagram of grid division in the computational domain



表2-4 波流参数表

Table 2-4 Wave and current parameter table

参数名称	数值
波高	0.12m
周期	1.8s
波长	5.05m
波数	1.24m ⁻¹
流速	0.2596m/s

表2-5 测波点名称及坐标表

Table 2-5 Table of names and coordinates of wave measurement probes

测波点名称	坐标 (m)
WP1	(-3,0,0)
WP2	(0,0,0)

结果分析

图 2-19 和图 2-20 分别给出了标准 k-omega SST 湍流模型和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型在整个流场纵剖面的湍动能云图。图中的黑色曲线代表自由液面。从云图中可以看出，采用标准 k-omega SST 计算的波流联合流场由于流体密度阶跃的影响，导致自由液面附近产生了异常的湍动能能量累积，这会导致自由液面附近的湍流粘性异常增加且无法耗散，从而导致数值模拟产生的波浪会在过度粘性的影响下快速衰减。相反，采用浮力修正的 k-omega SST 湍流模型的流场在范围相同的标度下，其流场所呈现的湍流动能远小于标准 k-omega SST 湍流模型。这就表明这种改进的湍流模型保证了波浪在自由面处呈现层流状态，避免了异常的湍流耗散。

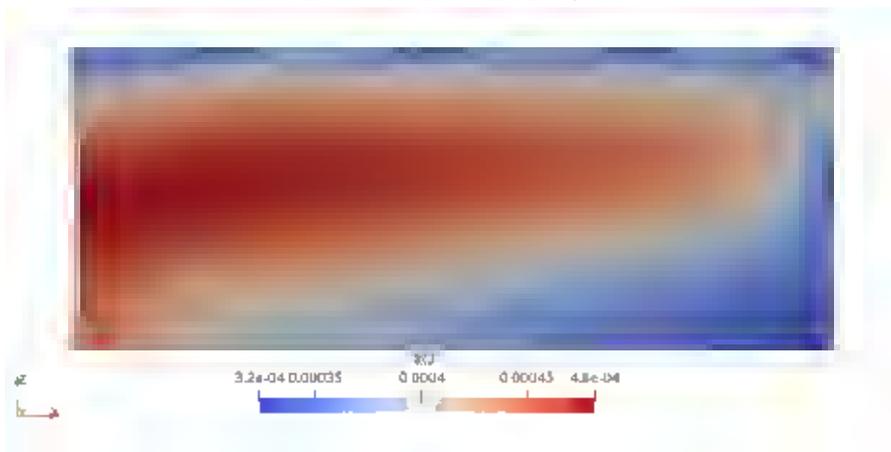


图2-19 标准 k-omega SST 湍流模型的流场湍动能云图

Fig. 2-19 Turbulent kinetic energy contour of the flow field using the standard k-omega SST turbulence model

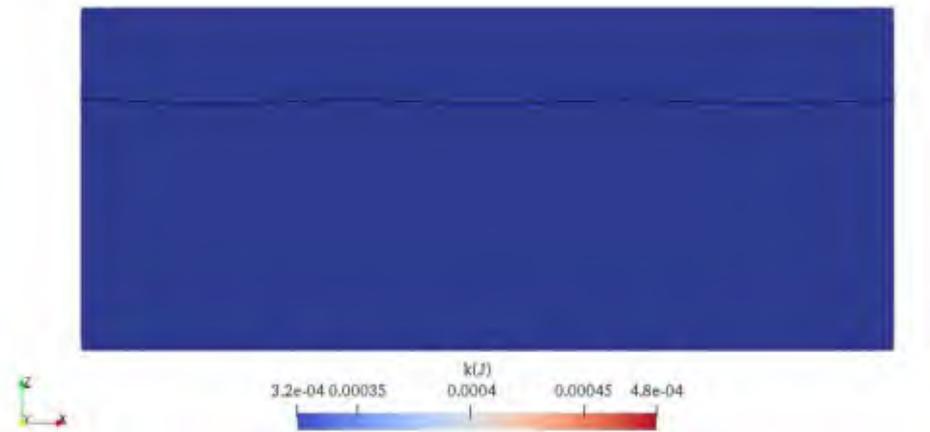


图2-20 浮力修正的 k-omega SST 湍流模型的流场湍动能云图

Fig. 2-20 Turbulent kinetic energy contour of the flow field using the modified k-omega SST turbulence model

从自由面形状来看，标准 k-omega SST 湍流模型模拟的波流场在计算域出口附近的波高明显出现了衰减现象，而浮力修正的 k-omega SST 湍流模型模拟的波流场波高始终保持平稳的传播，没有明显的衰减。

从图 2-21、图 2-22 两幅波高时历曲线也能够看出，随着测波点的后移，标准 k-omega SST 湍流模型模拟的波高衰减明显大于 k-omega SST 湍流模型模拟的波高衰减，并且距离计算域入口越远，波高衰减越明显。以上现象说明了在波流联合作用的数值模拟中，采用浮力修正的 k-omega SST 湍流模型能够有效避免过度的湍流粘度带来的异常波浪衰减，使数值模拟更加准确。

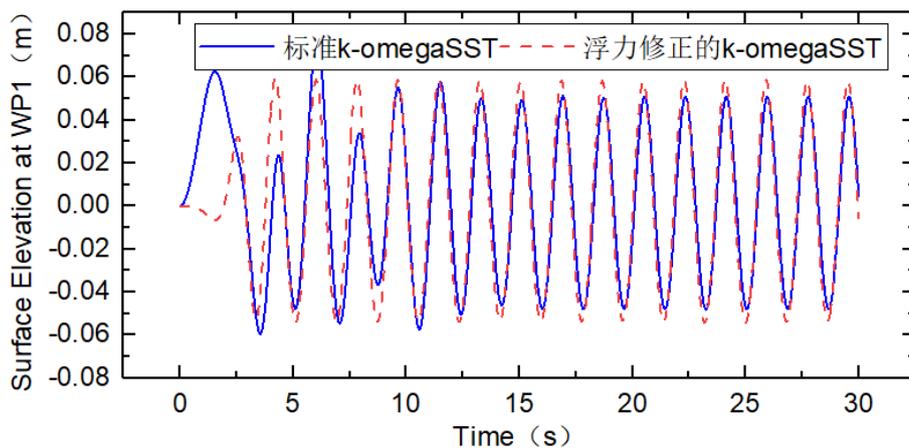


图2-21 两种湍流模型 WP1 测点波高时历

Fig. 2-21 Wave height time history at WP1 for two turbulence models

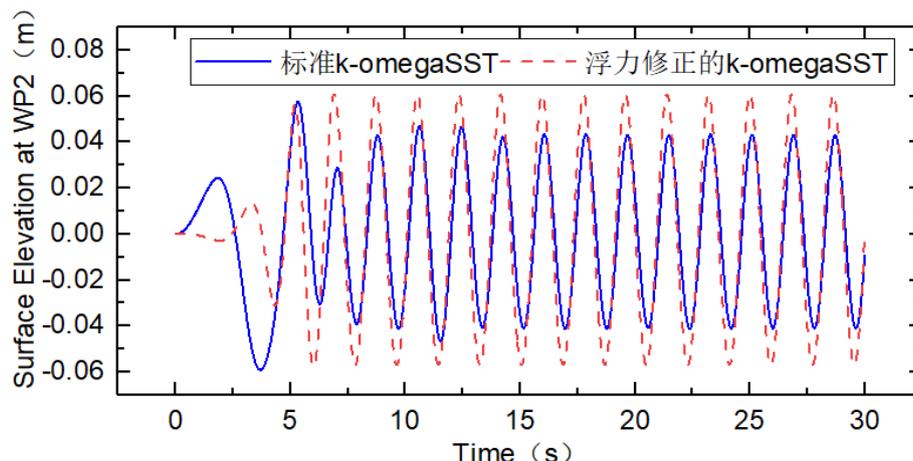


图2-22 两种湍流模型 WP2 测点波高时历

Fig. 2-22 Wave height time history at WP2 for two turbulence models

2.4 本章小结

这一章节主要讨论了本研究中采用的数值计算技术。首先，介绍了研究团队自行研发的求解器 naoe-FOAM-SJTU，并阐述了计算流体动力学（CFD）数值模拟中的基本数值方法，包括了 N-S 粘性流体控制方程、VOF 自由面捕捉技术，以及时空离散格式在偏微分方程求解中的设置，并介绍了数值模拟多成分系泊的分段外推求方法，基于大地坐标系和随体坐标系的六自由度运动方程，以及适应结构体运动的动态网格变形技术。接下来，详细讲解了波流耦合问题数值求解的两项关键技术：主动造波消波边界（GABC）方法和加入浮力修正的 k-omega SST 湍流模型。最后，通过对波浪作用下的截断圆柱进行数值模拟，说明了主动造波消波边界（GABC）方法与松弛区造波消波方法相比，其对圆柱壁面附近自由液面抬升以及圆柱阻力系数的数值模拟精度相当，但能够减小计算域长度，提高计算效率。通过分别使用标准 k-omega SST 湍流模型和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型进行空场造波对比，发现浮力修正的 k-omega SST 湍流模型能够抑制自由面异常湍动能积累，进而减小波高的异常衰减。综合来看，GABC 方法与浮力修正的 k-omega SST 湍流模型相结合能够很好地模拟复杂波流耦合问题。上述理论及验证为后续数值模拟与分析提供了理论支撑。



第三章 均匀来流及纯波浪作用下圆筒型 FPSO 计算分析

3.1 引言

在对复杂的圆筒型 FPSO 波流耦合工况进行数值模拟与对比验证前, 首先对相对简单的纯波浪问题和纯来流问题分别进行了数值计算与对比验证, 以确保求解器的可靠度和精确性。选用中海油集团海洋石油工程股份有限公司 (Offshore Oil Engineering Co., Ltd) 进行过物理模型试验的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 缩尺模型进行数值计算, 均匀流和规则波的模型试验在上海交通大学的拖曳水池试验室完成, 通过将数值仿真结果与试验结果对比, 来验证求解器的可靠性。



(a) “海洋石油 122”结构主体



(b) “海洋石油 122”缩尺模型

图3-1 “海洋石油 122”实物与缩尺模型

Fig. 3-1 “Offshore Oil 122”physical model and scaled model

本章首先使用均匀流模拟拖曳工况进行数值计算, 给出两组流速下数值与试验的圆筒型 FPSO 阻力对比, 并给出流场分析云图。然后介绍了规则波下数值与试验六自由度运动结果的时历曲线对比, 在此基础上开展了运动 RAO 的对比验证。

3.2 均匀流波工况下圆筒型 FPSO 数值模拟与对比验证

3.2.1 模型参数及来流工况

为了与试验结果进行比较, 本文采用的数值模拟几何模型与海洋石油工程有限公司模型试验中使用的模型相同, 其与实际结构物的缩尺比为 1: 60, 与模型试验保持



一致，图 3-2 显示了数值模型的透视图、底视图和侧视图。由于均匀流工况实际上模拟的是圆筒型 FPSO 实际作业前，运输过程中的拖航工况。因此质量、吃水、惯性半径依照空载状态进行设置，具体参数见表 3-1。由于拖航时需要避免圆筒型 FPSO 的六自由度运动，因此在进行纯来流工况数值计算时，应对其六自由度运动进行完全限制。

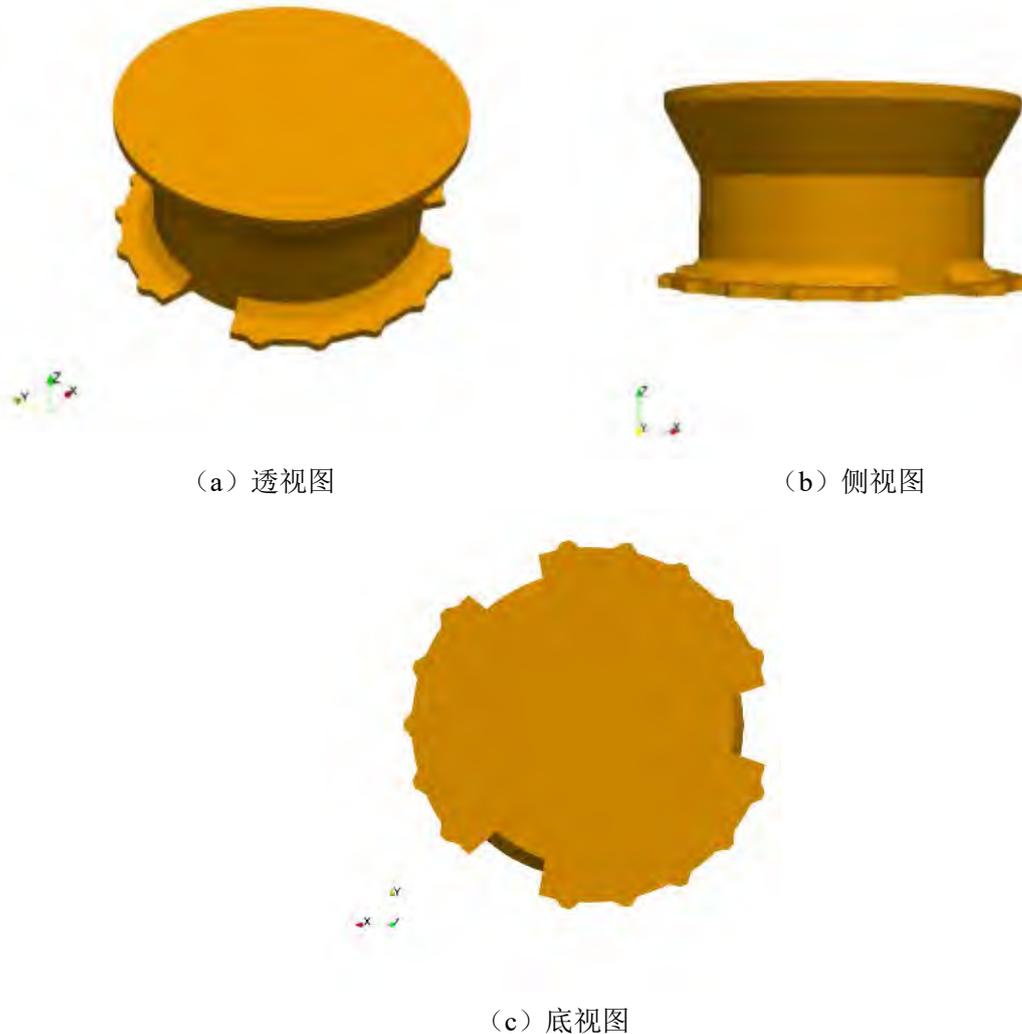


图3-2 “海洋石油 122”圆筒型 FPSO 计算模型

Fig. 3-2 Fig. 3-1 Numerical computational model of “Offshore Oil 122” cylindrical FPSO

表3-1 均匀流工况下“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 主要参数

Table 3-1 Main parameters of “Offshore Oil 122” cylindrical FPSO under uniform flow

参数	模型尺度	实尺度	单位
吃水	0.142	8.5	m



重量	0.188	41630	t
重心高	0.331	19.86	m
X 方向惯性半径	0.395	23.96	m
Y 方向惯性半径	0.419	25.12	m
Z 方向惯性半径	0.419	25.12	m
垂荡固有周期	1.691	13.1	s
横摇固有周期	3.382	26.2	s
纵摇固有周期	3.445	26.7	s

选用三种均匀流流速进行数值模拟，工况表如表 3-2 所示。

表3-2 均匀流工况表

Table 3-2 Uniform flow condition table

参数	数值
流速	0.5m/s、1m/s、1.25m/s

3.2.2 计算域设置及网格划分

如图 3-3 所示,均匀流工况下,计算域的原点位于水线面圆筒型 FPSO 的中心处,海流流动方向为 X 的正方向,坐标系遵循右手定则。在均匀流工况下,计算域的范围为 $-6m \leq X \leq 10m$, $-4m \leq Y \leq 4m$, $-7m \leq Z \leq 2m$ 。

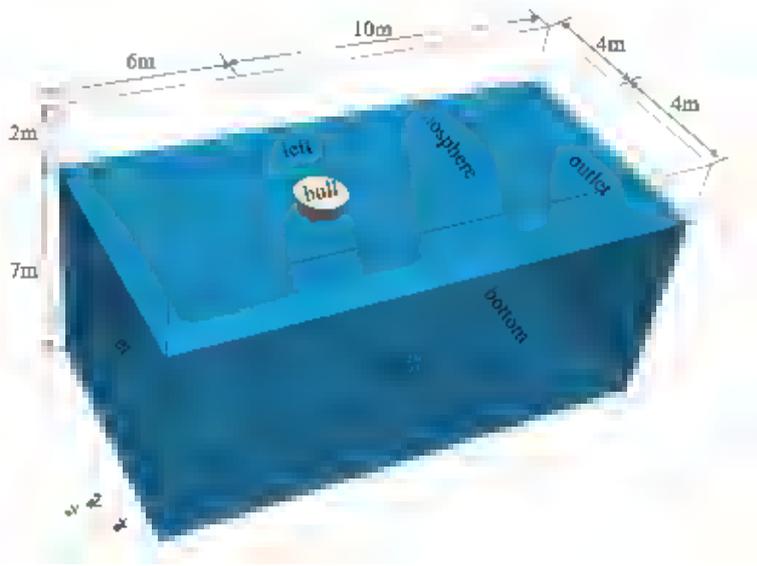


图3-3 均匀流工况下计算域示意图及边界名称定义

Fig. 3-3 Schematic diagram of the computational domain and boundary name definitions under uniform flow



由于均匀流工况下圆筒型 FPSO 不发生运动，其边界条件选为同计算域底部一致的无滑移边界条件；计算域的入口选取 naoe-FOAM-SJTU 专为两相流问题开发的“waveTankVelocity”，此边界条件可针对不同的相成分分别设置速度；计算域出口边界选用零梯度边界条件；为了避免计算域宽度对计算结果的影响，计算域的左边界和右边界均选择对称边界条件；为了使结构体上方的大气压保持恒定，计算域的顶部选取总压边界条件。计算域边界条件的设定见表 3-3。

表3-3 均匀流工况计算域边界条件

Table 3-3 Boundary conditions for the computational domain under uniform flow

边界名称	边界条件
inlet	waveTankVelocity
outlet	zeroGradient
atmosphere	totalPressure
bottom	noSlip
hull	noSlip
left	symmetryPlane
right	symmetryPlane

由于均匀流计算关注自由面以及尾流场，因此进行网格划分时，使用 snappyHexMesh 对 $-6\text{m} \leq X \leq 10\text{m}$, $-3\text{m} \leq Y \leq 3\text{m}$, $-1.5\text{m} \leq Z \leq 1.2\text{m}$ 进行一级加密；对 $-6\text{m} \leq X \leq 8\text{m}$, $-3\text{m} \leq Y \leq 3\text{m}$, $-1\text{m} \leq Z \leq 1\text{m}$ 进行二级加密；对 $-2.5\text{m} \leq X \leq 6.5\text{m}$, $-2\text{m} \leq Y \leq 2\text{m}$, $-0.8\text{m} \leq Z \leq 0.9\text{m}$ 进行三级加密；对 $-1.5\text{m} \leq X \leq 4\text{m}$, $-1.6\text{m} \leq Y \leq 1.6\text{m}$, $-0.35\text{m} \leq Z \leq 0.7\text{m}$ 进行四级加密；对 $-0.9\text{m} \leq X \leq 0.9\text{m}$, $-0.9\text{m} \leq Y \leq 0.9\text{m}$, $-0.2\text{m} \leq Z \leq 0.6\text{m}$ 进行五级加密。尾流场充分的加密等级可以帮助提供更多的流场细节。对纯流动的仿真采用了浮力修正的 k-omega SST 湍流模型，由于仿真过程中粘性底层和过渡层采用壁面函数模拟，因此第一层网格高度为 0.0013m，使得整个模拟过程中 $30 \leq y^+ \leq 100$ 。网格总量为 280 万，网格划分示意图如图 3-4 所示。

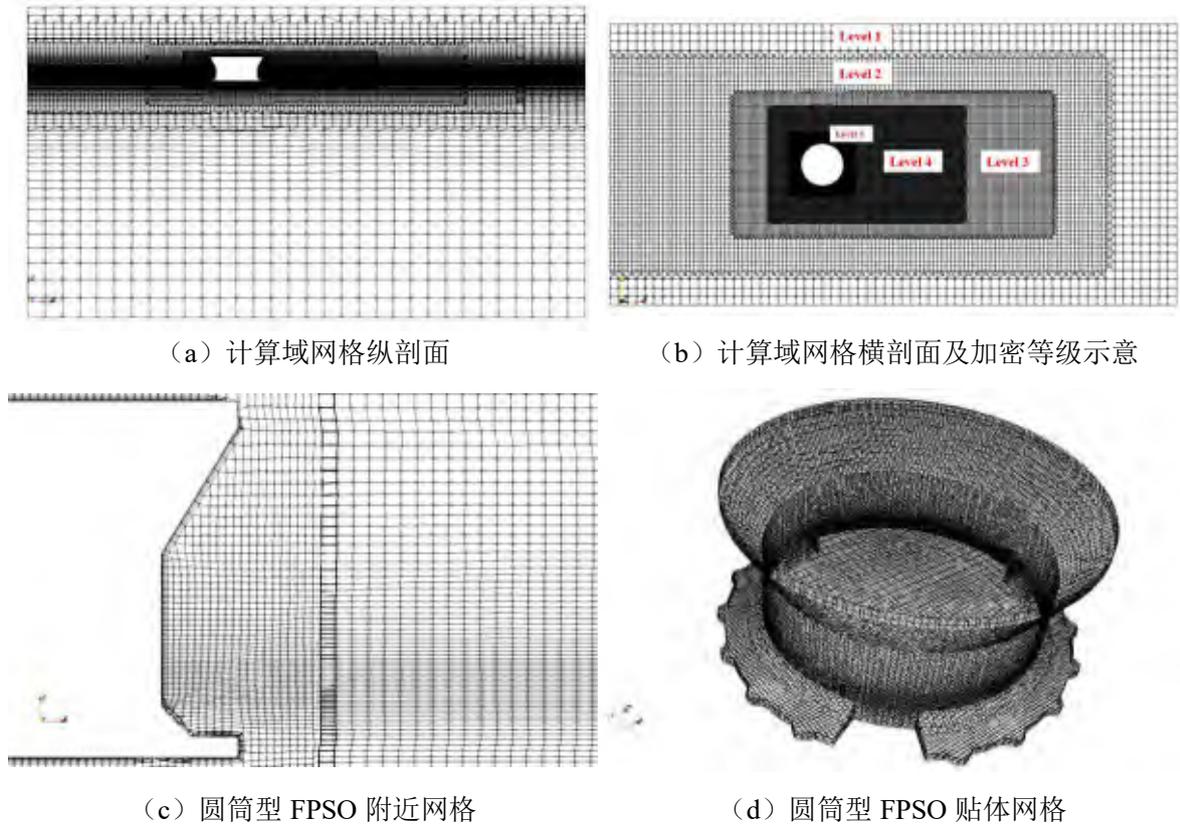


图3-4 圆筒型 FPSO 在均匀流作用下的网格划分

Fig. 3-4 Mesh division for cylindrical FPSO under uniform flow

3.2.3 计算结果对比分析

表 3-4 展示的是流速分别为 0.5m/s 和 1m/s 时，在流场达到稳定的情况下，圆筒型 FPSO 所受的阻力对比。图 3-5 展示的是阻力曲线对比。通过对比可以看出，数值计算域物理模型计算所得到的结果十分相近，误差在 2%以内，证实了数值方法计算纯流动的准确性。

表3-4 均匀流作用下圆筒型 FPSO 阻力对比表

Table 3-4 Comparison of resistance for cylindrical FPSO under uniform flow

流速(m/s)	模型试验(N)	CFD 数值模拟(N)	误差
0.5	19.1	18.8	1.6%
1	72.6	73.1	0.7%

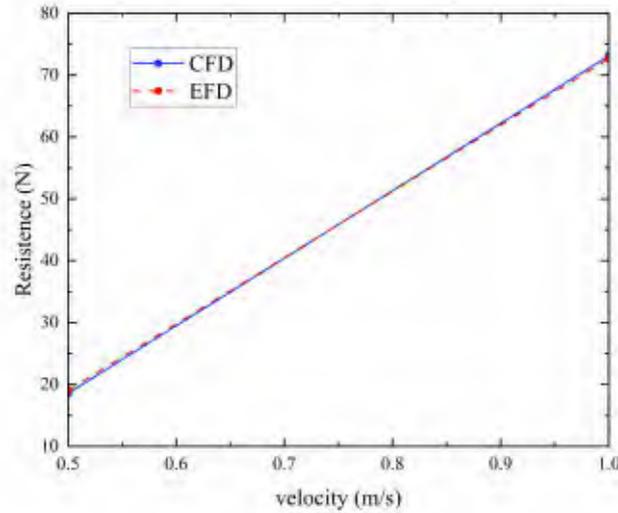


图3-5 均匀流作用下圆筒型 FPSO 阻力对比曲线

Fig. 3-5 Comparison of resistance for cylindrical FPSO under uniform flow

图 3-6 展示的是流速为 1.25m/s 时，流场达到稳定状态下的自由面抬升图。从图中可以看出，圆筒型 FPSO 在拖航状态下的流场与船舶航行时十分相近，在水流作用的砰击下，圆筒型 FPSO 后方的流场区域形成了类似船行波的波纹，散波比较明显，横波几乎不可见。除此之外，由于圆筒型 FPSO 对水流的阻碍作用，在 FPSO 前方，形成了数个隆起的水丘。

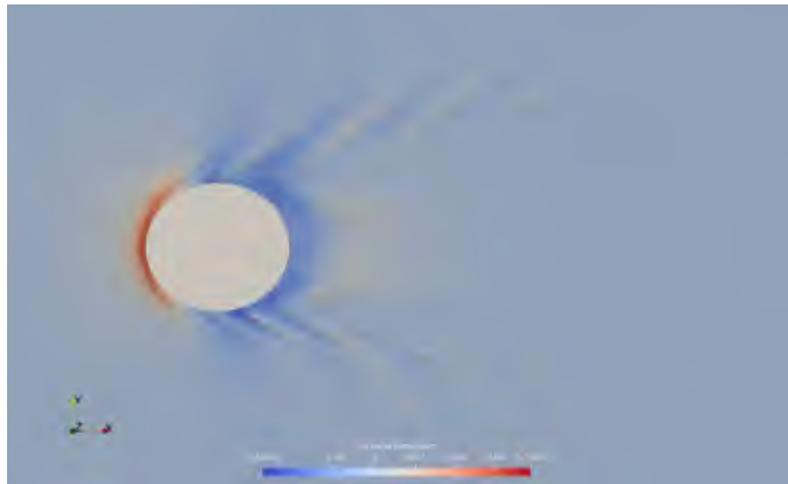


图3-6 均匀流作用下的圆筒型 FPSO 自由面抬升 (单位: m)

Fig. 3-6 Free surface elevation of cylindrical FPSO under uniform flow (Unit: m)



图 3-7 展示的是流速为 1.25m/s 时，流场达到稳定状态下的流场流速图。从图中可以看到，圆筒型 FPSO 的后方流场在进壁面附近和在扩散波之内的部分，流速明显降低，且有明显的速度分界线。

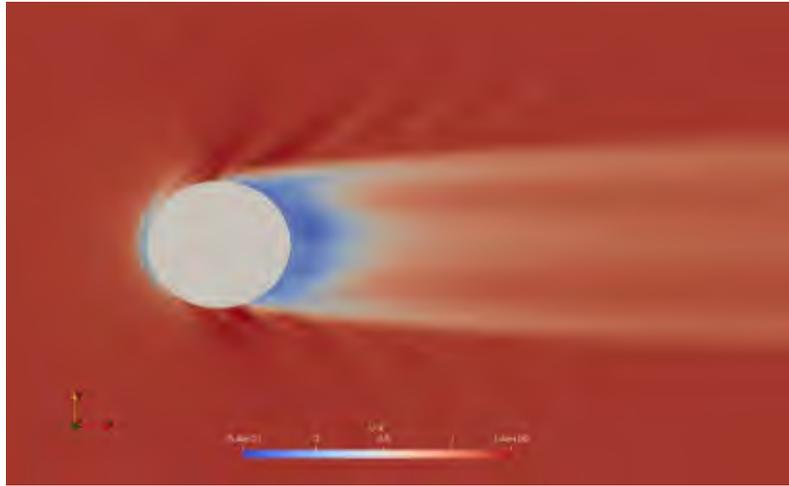
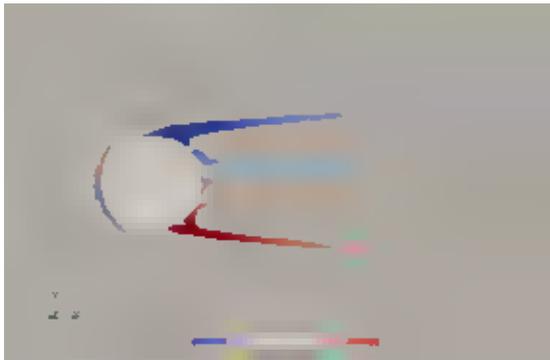


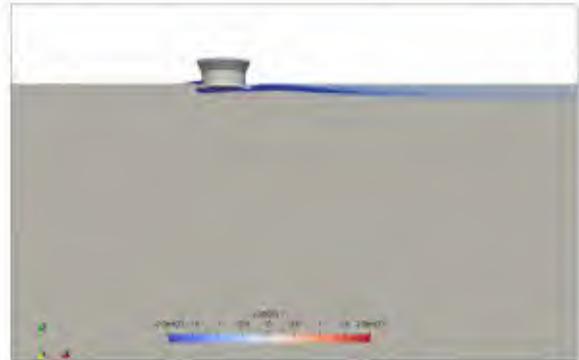
图3-7 均匀流作用下的圆筒型 FPSO 自由面流速图（单位：m/s）

Fig. 3-7 Free surface velocity distribution of cylindrical FPSO under uniform flow (Unit: m/s)

图 3-8 展示的是流速为 1.25m/s 时，流场达到稳定状态下的涡量图。其涡量强度在速度分界线位置处最大，且漩涡均集中在尾流区及圆筒型 FPSO 底部。漩涡的旋转方向沿来流方向对称分布。由于在拖航状态下，圆筒型 FPSO 的吃水很浅，因此没有产生卡门涡街的现象。



(a) 俯视图



(b) 侧视图

图3-8 均匀流作用下的圆筒型 FPSO 流场涡量图（单位：1/s）

Fig. 3-8 Vorticity distribution in the flow field of cylindrical FPSO under uniform flow (Unit: 1/s)



3.3 规则波工况下圆筒型 FPSO 数值模拟与对比验证

3.3.1 模型参数及波浪工况

对于规则波算例而言，由于需要考虑圆筒型 FPSO 的波浪运动响应，其六自由度运动在各个方向上应是完全自由的。作业时圆筒型 FPSO 一般情况处于满载状态，因此选用满载工况进行计算，表 3-5 给出了此圆筒型 FPSO 模型尺度和实尺度，满载工况下的主要参数。

表3-5 满载工况“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 主要参数

Table 3-5 Main parameters “Offshore Oil 122” of cylindrical FPSO under full load condition

参数	模型尺度	实尺度	单位
吃水	0.38	22.8	m
重量	0.4497	99573	t
重心高	0.331	19.86	m
X 方向惯性半径	0.354	21.23	m
Y 方向惯性半径	0.354	21.25	m
Z 方向惯性半径	0.386	23.13	m
垂荡固有周期	2.07	16	s
横摇固有周期	3.97	30.5	s
纵摇固有周期	3.97	30.5	s

在进行规则波模型试验时，为了节约试验成本，选用了简化的系泊模型，将原本的三簇，每簇四束的复杂成分系泊，等效简化为了四根弹簧系泊模型。在规则波数值计算中，系泊同样按试验中的方法简化处理，系泊模型和系泊参数分别如图 3-9 和表 3-6 所示。

表3-6 简化版系泊参数

Table 3-6 Simplified mooring parameters

锚泊参数	模型尺度	实尺度
抗拉刚度 EA	94N	20300kN
预张力	28N	6090kN
长度	2.5m	150m
各系泊间夹角	90°	90°

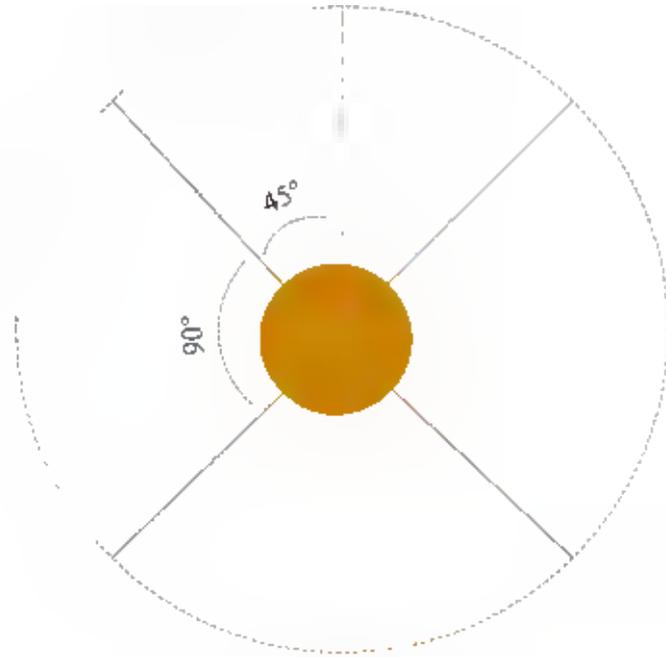


图3-9 简化版系泊示意图

Fig. 3-9 Schematic diagram of simplified mooring

选取波高为 0.067m，波浪周期分别为 0.91s、1.5s、2.05s、3.8s、12s 的斯托克斯一阶波进行数值模拟。选取多个波浪周期的目的是为了计算获取圆筒型 FPSO 在不同波浪周期下的 RAO 数值。具体的工况表见表 3-7。

表3-7 规则波工况表

Table 3-7 Regular wave condition table

参数	数值
波浪周期	0.91s、1.5s、2.05s、3.8s、12s
波高	0.067m

3.3.2 计算域设置与网格划分

如图 3-10 所示，纯规则波工况下，计算域的原点同样位于水线面圆筒型 FPSO 的中心处，波浪传播方向为 X 的正方向，坐标系遵循右手定则。由于圆筒型 FPSO 并非像船舶一样的细长结构，为了节约计算成本，在保证造波入口不受结构物辐射波影响的基础上，尽可能将结构物的位置靠近造波入口，以缩小计算域，节约计算成本。水深与物理模型试验时的水深保持一致，均为 7m。最终，计算域的范围确定为 $-6m \leq X \leq 12m$ ， $-6m \leq Y \leq 6m$ ， $-7m \leq Z \leq 2m$ 。

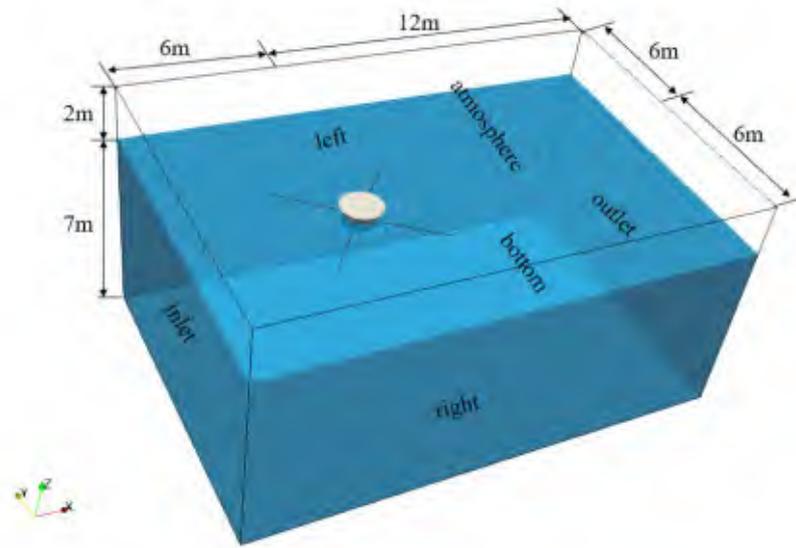


图3-10 圆筒型 FPSO 在规则波作用下流场计算域示意图

Fig. 3-10 Schematic diagram of the computational domain for cylindrical FPSO under regular wave

与均匀流算例一致，计算域底部选用无滑移的壁面边界条件；结构体的表面选取移动壁面边界条件；计算域的左边界和右边界均选择对称边界条件；计算域的顶部选取总压边界条件。与均匀流算例有所不同的是，由于选用 GABC 方法进行造波和消波，计算域的入口和出口均选取 naoe-FOAM-SJTU 中 GABC 主动造波消波法专用边界条件。计算域边界条件的设定见表 3-8。

表3-8 规则波工况计算域边界条件

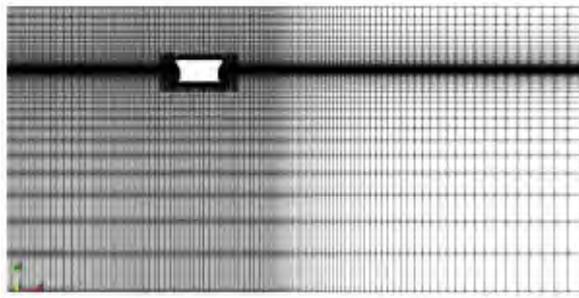
Table 3-8 Boundary conditions for the computational domain under regular wave

边界名称	边界条件
inlet	gabc
outlet	gabc
atmosphere	totalPressure
bottom	noSlip
hull	movingWallVelocity
left	symmetryPlane
right	symmetryPlane

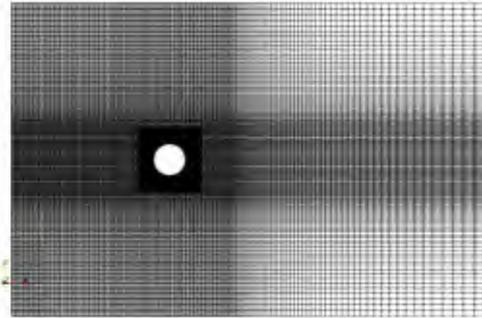
波浪作用特性与均匀流动特性不同，因此网格划分方式与均匀流也略有区别。规则波算例中，依次使用 blockMesh 工具、topoSet 工具、refineMesh 工具、snappyHexMesh 工具实现规则波工况网格的划分。其中，blockMesh 工具负责背景网格的生成，其中



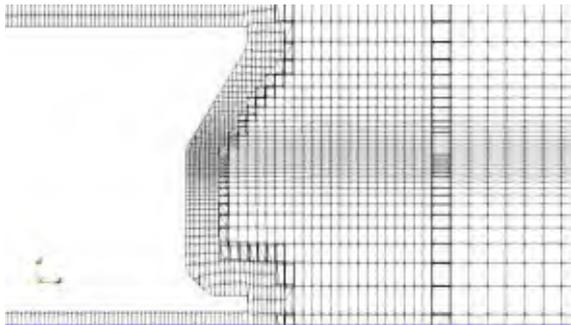
在自由液面上下各 0.05m, 即 $-0.05\text{m} \leq Z \leq 0.05\text{m}$ 范围内对自由液面进行加密, 其余 Z 向部分向顶端和底部逐渐稀疏, 这样的做法在节约计算量的基础上, 保证波浪在传播过程中不会发生大幅度衰减。对于波浪工况而言, 计算的关注点主要在于结构物运动而非尾流场, 因此在 $-6\text{m} \leq X \leq 3.5\text{m}$ 范围内网格保持均匀, 在 $3.5\text{m} \leq X \leq 12\text{m}$ 范围内, 网格逐渐向稀疏过度。在垂直波浪传播方向, $-2\text{m} \leq Y \leq 2\text{m}$ 结构物周围的网格保持均匀, $-2\text{m} \leq Y \leq -6\text{m}$, $2\text{m} \leq Y \leq 6\text{m}$ 范围内网格逐渐向两侧变稀疏。背景网格划分完成后, 利用 topoSet 工具和 refineMesh 工具对 $-1.2\text{m} \leq X \leq 1.2\text{m}$, $-1.2\text{m} \leq Y \leq 1.2\text{m}$, $-0.6\text{m} \leq Z \leq 0.6\text{m}$ 框选并加密。值得注意的是, 自由面附近的网格的长细比较大, 倘若再进行 Z 方向的加密会影响数值计算的稳定性, 因此网格的加密仅在 X 方向和 Y 方向进行一级加密, Z 方向的网格密度保持不变。最后, 使用 snappyHexMesh 添加几何结构体, 并进行网格的挖孔及贴合。总网格量为 300 万。规则波作用下的网格划分示意图见图 3-11。



(a) 计算域网格纵剖面



(b) 计算域网格横剖面



(c) 圆筒型 FPSO 附近网格



(d) 圆筒型 FPSO 贴体网格

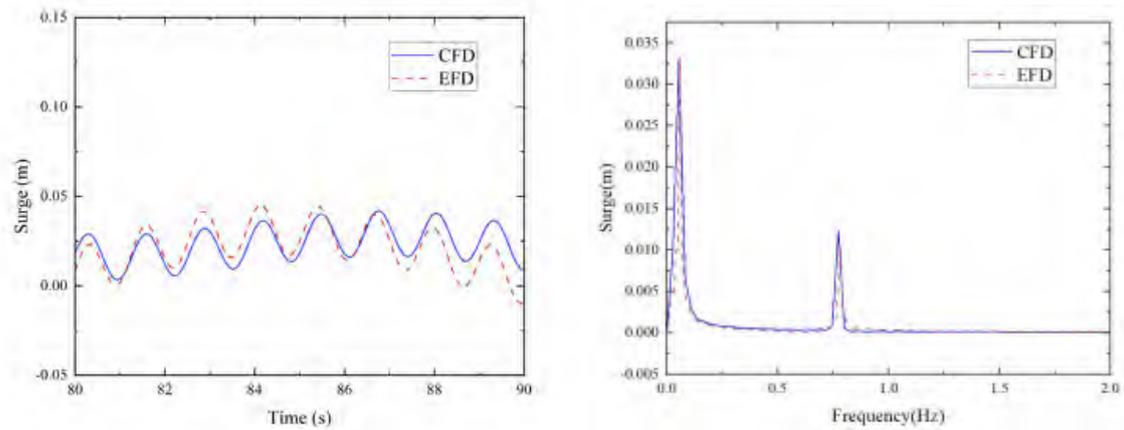
图3-11 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的网格划分

Fig. 3-11 Mesh division for cylindrical FPSO under regular wave



3.3.3 计算结果对比分析

由于计算工况众多，图 3-12，图 3-13，图 3-14 展示的是圆筒型 FPSO 在波高为 0.067m，波浪周期为 1.5s 时的计算结果。因为圆筒型 FPSO 的结构对称性，试验数据显示，其横荡（Sway）运动、横摇（Roll）运动、艏摇（Yaw）运动几乎为零，所以仅给出波浪作用下的纵荡（Surge）运动、垂荡（Heave）运动、纵摇（Pitch）运动的时历曲线以及对应的傅里叶变化曲线。图中的蓝色实线表示使用数值计算方法得到的结果，图中红色虚线表示物理模型试验结果。通过对比可以看出，数值模拟和物理试验结果吻合良好，计算误差在 5% 以内。通过快速傅里叶变化（FFT）图像可以看出，垂荡运动和纵摇运动激发出的波频响应远大于激发出的固有频率响应，但值得注意的是，在纵荡运动 FFT 图像中可以看出，此波浪引起了结构沿波浪传播方向的大幅慢速移动的低频慢漂现象，这主要是因为波浪对结构物施加的非线性力与弹性系泊共同作用的结果。

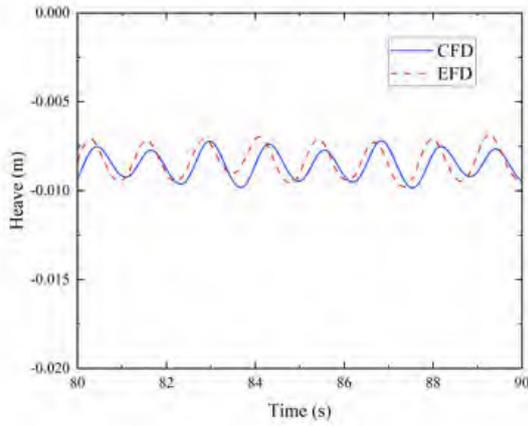


(a) 纵荡时历对比

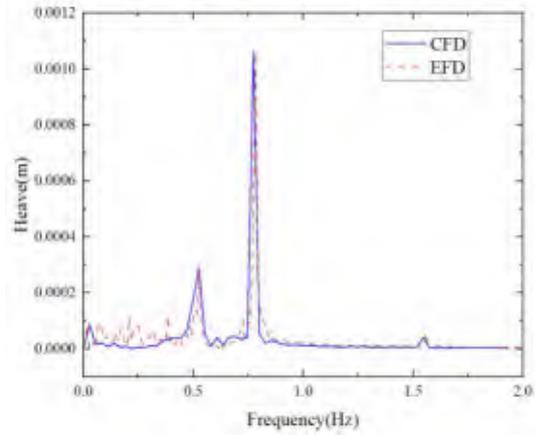
(b) 纵荡 FFT 对比

图3-12 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的纵荡运动对比

Fig. 3-12 Comparison of pitch motion of cylindrical FPSO under regular wave



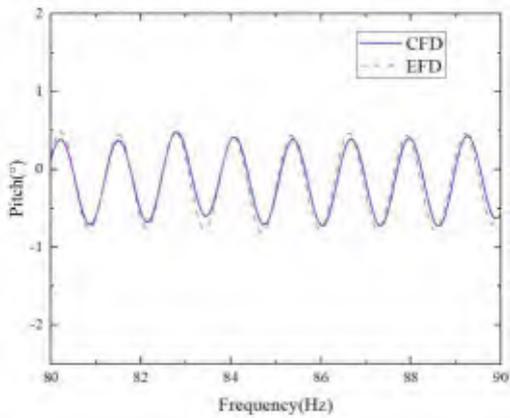
(a) 垂荡时历对比



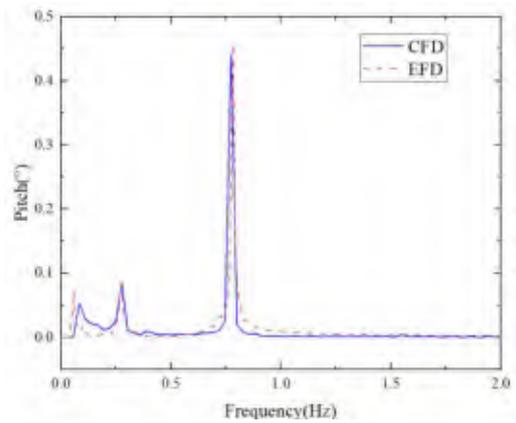
(b) 垂荡 FFT 对比

图3-13 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的垂荡运动对比

Fig. 3-13 Comparison of heave motion of cylindrical FPSO under regular wave



(a) 纵摇时历对比



(b) 纵摇 FFT 对比

图3-14 圆筒型 FPSO 在规则波作用下的纵摇运动对比

Fig. 3-14 Comparison of pitch motion of cylindrical FPSO under regular wave

图 3-15，图 3-16，图 3-17 展示了从模型测试和数值模拟中获得的纵荡、垂荡和纵摇的响应幅值 RAO 曲线。由于模型试验结果来自白噪声试验，因此其获得的 RAO 图像为一连续的曲线，而 CFD 结果来自规则波模拟，因此其获得的数据在图像上体现为离散的点。从图中的结果可以看出，CFD 结果与模型结果非常吻合。与 FPSO 参数对比可知，系泊对此圆筒型 FPSO 的垂荡和纵摇运动的自然频率影响很小。此外，纵荡运动的自然频率非常小，仅为 0.0076Hz。这是因为系泊系统在水平方向上的恢复力较小而导致的。

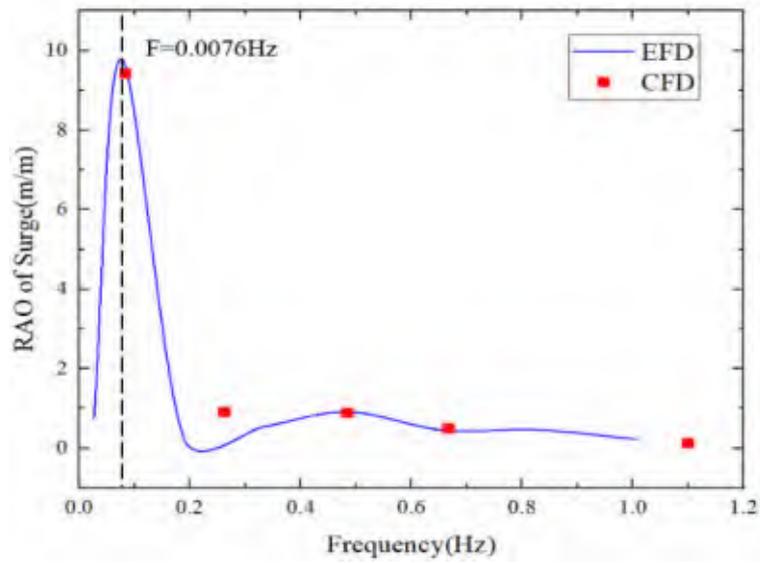


图3-15 圆筒型 FPSO 纵荡运动 RAO 对比
Fig. 3-15 Surge motion RAO of cylindrical FPSO

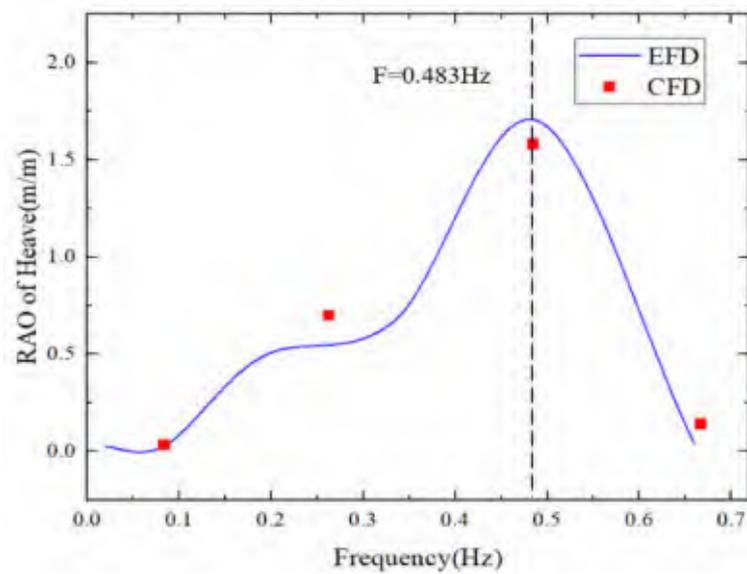


图3-16 圆筒型 FPSO 垂荡运动 RAO 对比
Fig. 3-16 Heave motion RAO of cylindrical FPSO

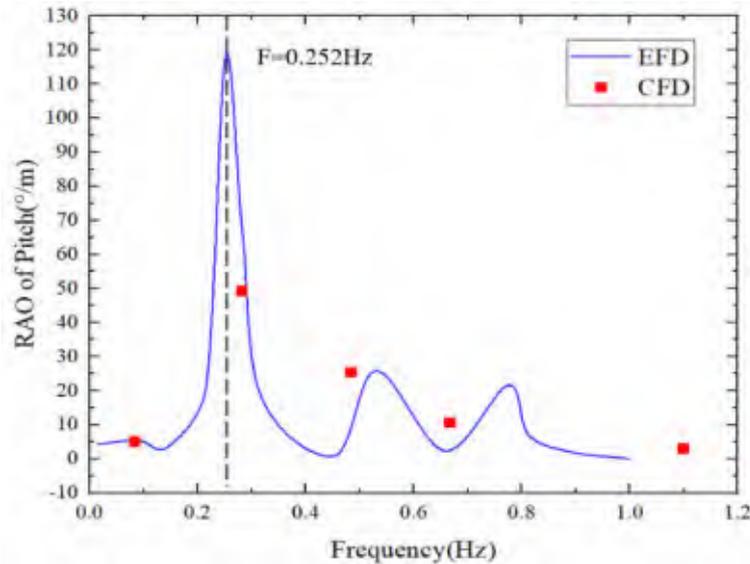


图3-17 圆筒型 FPSO 纵摇运动 RAO 对比

Fig. 3-17 Pitch motion RAO of cylindrical FPSO

3.4 本章小结

本章使用 naoe-FOAM-SJTU 求解器，分别对均匀流作用下的圆筒型 FPSO 和纯波浪作用下的圆筒型 FPSO 分别进行了数值模拟。通过将圆筒型 FPSO 在不同流速的均匀流中的受力数值结果与试验结果进行对比，发现阻力误差同样在 5% 以内，验证了求解器在单独计算圆筒型 FPSO 均匀流作用问题的准确性。同理，通过将圆筒型 FPSO 在规则波中的纵荡、垂荡、纵摇运动的时历曲线和快速傅里叶变换（FFT）频域曲线以及运动幅值 RAO 的数值计算结果与模型试验结果进行对比，发现各自由度运动的数值结果与试验结果的误差在 5% 以内，验证了求解器在单独计算圆筒型 FPSO 纯波浪作用问题的准确性。对纯波和纯流计算的准确性验证为后续开展复杂波流耦合问题的数值计算奠定了基础。

对均匀流作用下的圆筒型 FPSO 数值研究表明，由于圆筒型 FPSO 吃水较浅，流体流经 FPSO 表面不会形成卡门涡街。在尾流区，形成了类似于船行波的波纹，其中散波比较明显，横波几乎不可见，在散播尾迹之间，有明显的低流速高涡量区，这是粘压阻力产生的主要因素。



对纯波浪作用下圆筒型 FPSO 的数值研究表明, 受到系泊作用的影响, 圆筒型 FPSO 的垂荡运动、纵摇运动的固有频率发生了小幅改变。由于系泊的水平向恢复力较小, 导致圆筒型 FPSO 的纵荡运动固有频率很小, 易与波浪中的低频成分产生共振, 表现出大幅的纵向偏移。在纯波浪作用时, 圆筒型 FPSO 的运动被激发为波频运动和固有频率运动两部分运动的叠加。



第四章 不规则波与流耦合作用下圆筒型 FPSO 计算分析

4.1 引言

圆筒型 FPSO 作为一种高效而灵活的海上生产平台,其安全稳定的运行对海上油气开采的成功至关重要。然而,在复杂多变的海洋环境中,圆筒型 FPSO 面临着众多挑战,尤其是由于不规则波浪和海流的共同作用而引起的运动和砰击。在经过第三章对规则波和均匀流的计算验证后,本章将对更为复杂的波规则波和海流耦合工况进行数值计算与对比,旨在进一步验证改进的 naoe-FOAM-SJTU 求解器处理复杂问题的准确性与可靠性,并对圆筒型 FPSO 在此工况下的运动特性和砰击风险进行深入分析。这不仅有助于提高现有 FPSO 的安全性和可靠性,也为未来海上油气开采设备的设计和运营提供宝贵的参考。

本章节首先给出了数值模拟与模型试验得到的六自由度运动时历曲线和快速傅里叶变换(FFT)曲线对比,展示了 FPSO 的动态响应。随后,本章提供了详细的流场分析。在此基础上,深入探讨了圆筒型 FPSO 遭受砰击时的压力特性,并通过对比与统计分析绘制了三种不同砰击类型的压力曲线。最后,章节对三种砰击类型的流动特性进行了细致的分析。这一部分的讨论旨在深入解析不同砰击情况下流体动力学特性的变化,以及这些变化对 FPSO 动态响应和结构安全性的影响。

4.2 模型参数及波流耦合计算工况

计算过程中采用的几何模型与之前规则波工况下采用的模型完全一致,此处不做赘述。与规则波工况不同的是,为了更符合实际,不规则波+流的物理模型试验中选用了与实际系泊相同的多成分系泊组,因此数值模拟过程中同样选用多组分数值系泊模型进行计算。

此圆筒型 FPSO 采用的是一种多点多组分系泊装置。如图 4-1 所示,系泊缆的总数为 12 根,12 根系泊装置分为 3 组,每组之间的夹角为 120° 。每组包含 4 根系泊缆,每根系泊缆之间的角度为 2° 。初始状态下,系泊缆处于预紧状态,实尺度下,



预紧力为 2049.68kN。整根系泊由顶部钢链，聚酯缆，浮子，底部钢链等部分组成。实尺度下系泊缆的组成和具体参数如图 4-2 和表 4-1 所示。

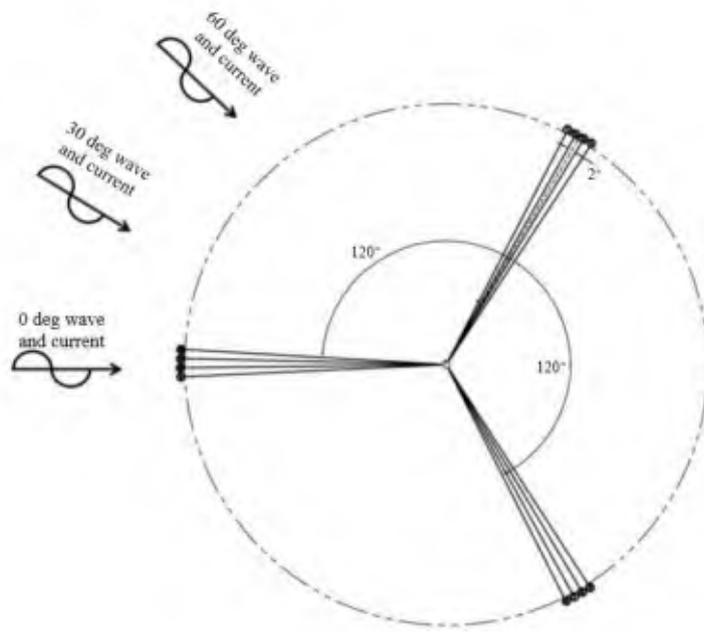


图4-1 完整系泊示意图

Fig. 4-1 Schematic diagram of the complete mooring system

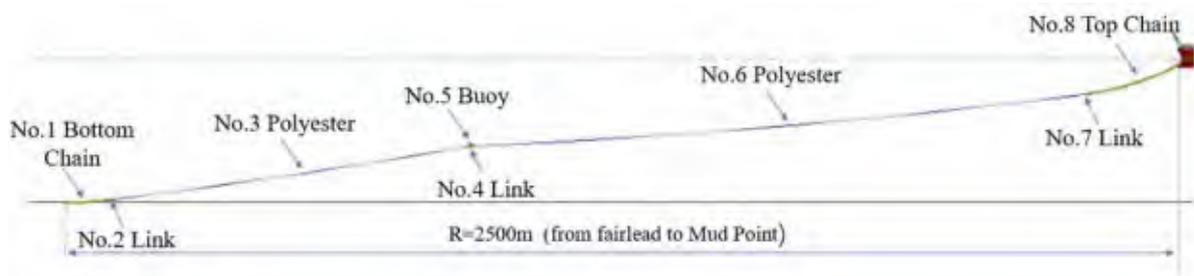


图4-2 单根系泊各成分示意图

Fig. 4-2 Schematic diagram of individual mooring for each component

表4-1 单根系泊各成分参数

Table 4-1 Parameters of one individual mooring line

No.	组分	长度 (m)	直径 (m)	湿重 (kg/m)	刚度 (kN)
1	底链	200.0	0.160	449.5	2.070E6
2	连接	1.1	-	2950.0	1.958E6
3	聚酯缆	700.0	0.274	13.5	2.706E5



4	连接	15.6	0.283	684.1	-
5	浮子	-	-	46 t	-
6	聚酯缆	1371.0	0.274	13.5	2.706E5
7	连接	1.1	-	3500.0	1.739E6
8	顶链	220.0	0.160	449.5	2.070E6

本文研究的圆筒型 FPSO 作业海域为海况相对恶劣的南海。南海海域的波浪谱与 JONSWAP 海浪谱具有相似的形状，即具有单一谱峰且平均频率宽度较窄。为了尽可能还原实际海况，因此数值模拟和模型试验均选择恒定海流流速的 JONSWAP 海浪谱。JONSWAP 海浪谱的波能密度表达式如式 (4-1) 和式 (4-2) 所示：

$$S(\omega) = 319.34 \frac{H_{1/3}^2}{T_p^4 \omega^5} \exp\left[-\frac{1948}{(T_p \omega)^4}\right] \gamma \exp\left[\frac{-(0.159T_p \omega - 1)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4-1)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{if } \omega \leq \omega_p \\ 0.09 & \text{if } \omega > \omega_p \end{cases} \quad (4-2)$$

其中， $H_{1/3}$ 是不规则波的有义波高； T_p 是不规则波的谱峰周期； ω_p 是谱峰周期对应的频率； γ 是影响波谱形状的谱峰因子，本研究选取的数值为 2.2。

进行波流耦合数值计算时，选用的工况为百年一遇海况，其海浪谱参数如表 4-2 所示。

表4-2 波流耦合工况表
Table 4-2 wave-current coupling conditions

参数(JONSWAP)	数值
有义波高	0.228m
谱峰周期	1.95s
谱峰因子	2.2
流速	0.2596m/s

4.3 计算域设置及网格划分

4.3.1 计算域设置

如图 4-3 所示，在波流耦合工况下，由于物理模型试验的试验水深定为 5.25m，因此计算域的范围确定为 $-6m \leq X \leq 12m$ ， $-6m \leq Y \leq 6m$ ， $-5.25m \leq Z \leq 2m$ ，即除水深



不同外，计算域其他外形尺寸均与规则波工况保持一致。经过对 GABC 边界条件的源代码进行改进，使其具备同时造波与造流的功能，因此边界条件的定义也同样与规则波算例保持一致，详见表 3-8。

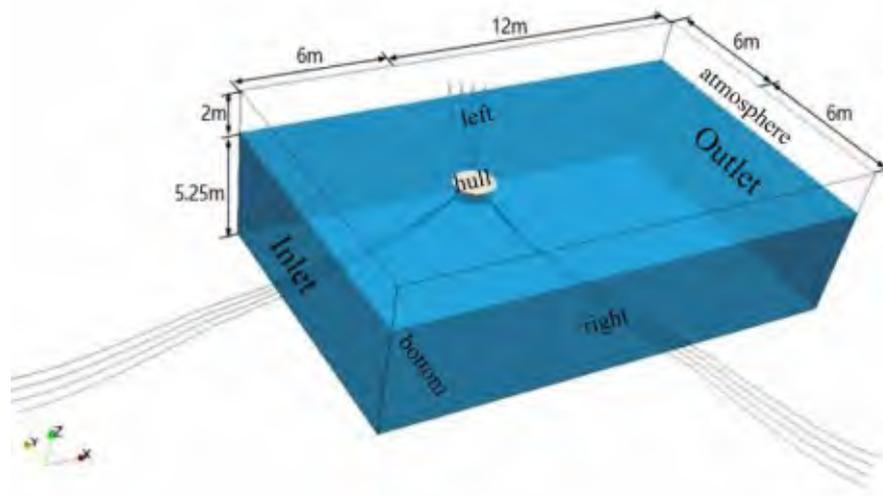


图4-3 波流耦合工况下计算域示意图及边界名称定义

Fig. 4-3 Schematic diagram of the computational domain and definition of boundaries under wave-current coupling condition

4.3.2 网格收敛性验证

不规则波+流耦合工况是一种复杂的数值模拟工况，由于不规则波的波长、波数不定，网格量的确定尤为重要，网格量过少容易导致计算精度受到影响，但网格量过多又会导致计算成本的大幅增加。为了在保证计算精度的前提下，尽可能降低计算成本，需要进行网格收敛性验证。

对没有结构物的空场原点处的波面抬升作为分析对象进行了网格收敛性验证。波浪、海流参数与模型试验一致，波浪有效波高 0.228m，峰值波周期 1.95s，海流速度 0.2596m/s。网格收敛性验证中，分别生成三组不同尺寸（粗、中、细）的网格，三组网格的信息如表 4-3 所示。 N_t 为网格单元总数。 Δx 、 Δy 、 Δz 分别表示网格在原点附近三个坐标轴方向的长度。

表4-3 网格收敛性验证中的网格参数

Table 4-3 Parameters in mesh convergence study

网格类型	N_t	$\Delta x(m)$	$\Delta y(m)$	$\Delta z(m)$
------	-------	---------------	---------------	---------------



粗网格	132800	0.128	0.14	0.04
中网格	1056000	0.064	0.07	0.02
细网格	3556800	0.042	0.047	0.0133

图 4-4 展示了原点位置处波浪抬升的时历曲线。从图中可以看出，粗网格的结果与中网格和细网格的结果存在显著差异，具体体现在波高的衰减、波形的差异以及波相的偏移。中网格和细网格的结果非常相似，它们的时历曲线几乎重合，仅在波高较低的情况下有微小差异。上述结果表明，随着网格细化，波高时历收敛，且选用中网格作为背景网格即可达到精度要求。

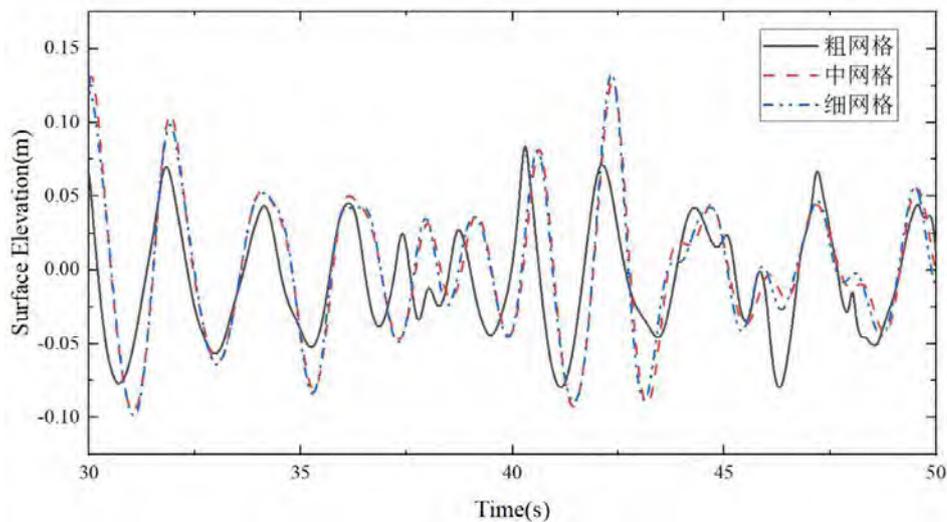
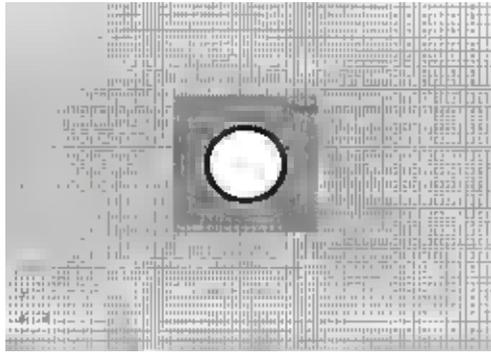


图4-4 网格收敛性验证波高时历对比

Fig. 4-4 Time series of surface elevation at origin

4.3.3 网格划分

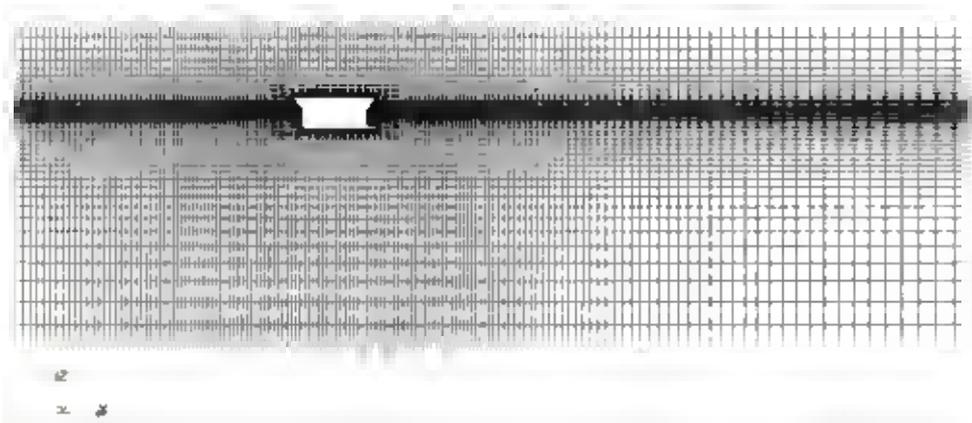
在对网格收敛性进行验证后，选用中网格作为背景网格进行网格划分，网格加密的逻辑与规则波工况下的网格加密保持一致，即先利用 `blockMesh` 对 $-0.12\text{m} \leq Z \leq 0.12\text{m}$ 靠近自由面的部分进行加密；再利用 `topoSet` 工具和 `refineMesh` 工具对 $-1.2\text{m} \leq X \leq 1.2\text{m}$, $-1.2\text{m} \leq Y \leq 1.2\text{m}$, $-0.6\text{m} \leq Z \leq 0.6\text{m}$ 范围内的网格进行框选并仅对 X、Y 方向进行加密；最后使用 `snappyHexMesh` 进行挖孔及贴体操作。除此之外，由于波流耦合工况下流成分的影响，同样需要在圆筒型 FPSO 的周围添加边界层，边界层第贴体网格高度为 0.004m ，使得整个模拟过程中 $y^+ \approx 50$ 。网格总量为 320 万。圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的网格划分如图 4-5 所示。



(a) 计算域横剖面网格



(b) 圆筒型 FPSO 附近及贴体网格



(c) 计算域纵剖面网格

图4-5 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的网格划分

Fig. 4-5 Computational mesh of cylindrical FPSO in combined irregular wave and current

4.4 圆筒型 FPSO 运动特性对比验证及流场分析

4.4.1 空场造波造流结果验证

naoe-FOAM-SJTU 在进行数值模拟过程中,生成的不规则波为随机相位的不规则波,因此仅能控制其波谱参数,不能控制其时历曲线。为了满足对比验证要求,即为了保证原点处的波高时历曲线与模型试验结果一致,本文采用“倒推输入”的方式进行不规则波的生成,即提取物理模型试验圆筒型 FPSO 前方 6m 位置处(数值计算域入口)的波高时历曲线,并对数据执行快速傅里叶变换(FFT)处理以获得每个波分量的频率、幅度和相位,将从试验倒推得来的各分量频率、幅度和相位作为数值计算输入条件进行造波。



在执行完上述操作后,为了保证生成的数值波浪和海流的准确性,需要对计算域原点处的波面高程进行校准。实际操作过程中,为了节省模拟时间,数值波标定在没有结构物体二维计算域上进行。在波浪校准过程中,通过测量数值域原点的波浪信息来迭代修改输入波浪参数。目的是经过多次迭代,原点处的数值波面高度能够与模型试验中的波面高度保持一致。图 4-6 所示的是原点处经过校准后的 CFD 和 EFD 的波流工况自由面波高时历曲线,曲线吻合良好。

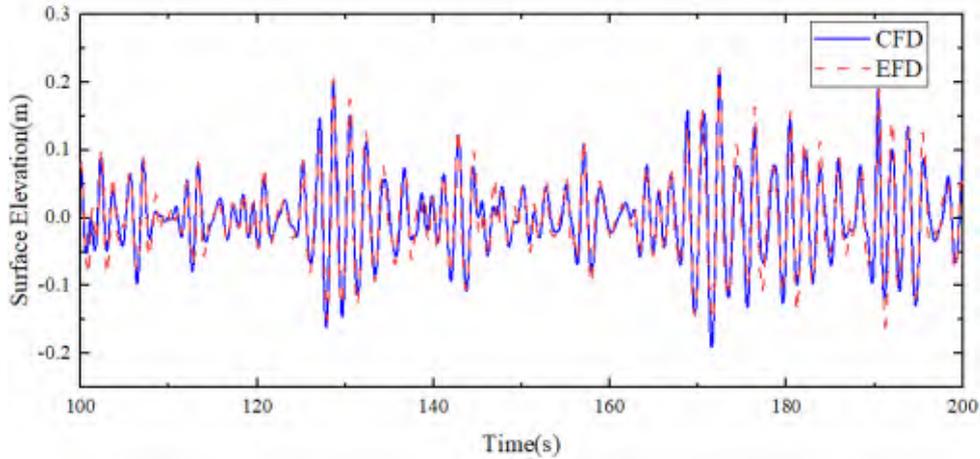


图4-6 原点处经校准后的 CFD 和 EFD 的波流耦合工况自由面波高时历曲线

Fig. 4-6 Time series comparison of surface elevation at origin

本小节还对空场造波 500s-1500s 内的波面高程进行快速傅里叶变换,得到每个频率对应的波幅,并利用式(4-3)将波幅转换为波能密度。利用 MATLAB 中的“smooth”函数对波浪能量密度谱曲线进行平滑处理^[73],平滑方法选择“moving”,平滑参数“span”选择“99”。图 4-7 为数值模拟得到的原点波浪能量密度曲线与模型试验结果和理论值的对比。可以看出,数值模拟结果与模型试验和理论吻合较好。图 4-6 和图 4-7 所示的结果证明本文进行的波流耦合数值模拟精度是可靠的。

$$S(\omega) = \frac{A(\omega)^2}{2\Delta\omega} \quad (4-3)$$

其中, ω 是波浪圆频; A 是某一圆频率下的波浪波幅; S 是某一圆频率下的波能密度; $\Delta\omega$ 是采样频率。

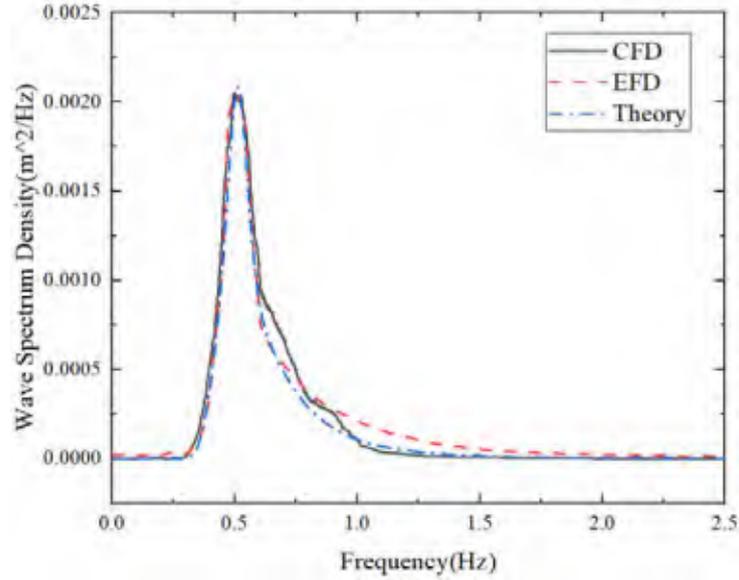
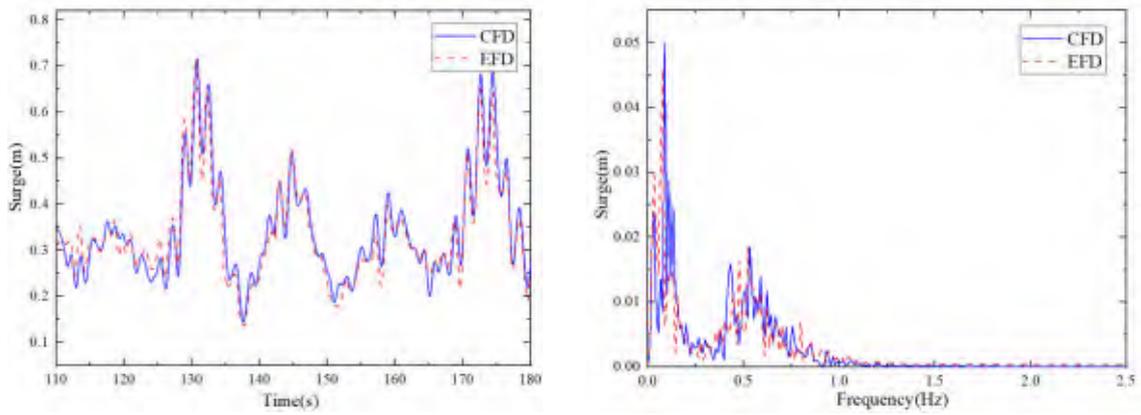


图4-7 原点处经校准后的 CFD, EFD 和理论值波能密度对比
 Fig. 4-7 Wave energy density comparison

4.4.2 运动特性对比验证与分析

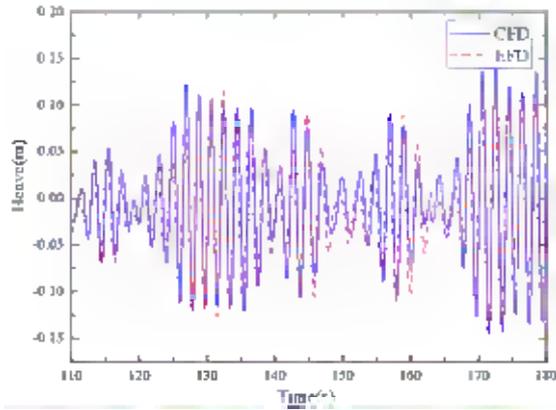
由于圆筒型 FPSO 结构高度对称性,其艏摇、横摇几乎为零。又因为圆筒型 FPSO 结构为短粗型,从试验数据来看,其在波流耦合工况中并没有出现明显涡激运动横荡现象,因此,图 4-8,图 4-9,图 4-10 仅展示了在不规则波浪+流工况下,圆筒型 FPSO 的纵荡、垂荡和纵摇的时历曲线和快速傅里叶变换 (FFT) 曲线。在这些图中,蓝色实线代表数值模拟结果,红色虚线代表模型试验结果。



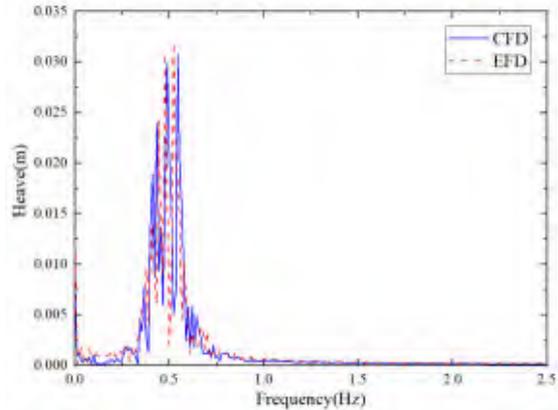
(a) 纵荡时历对比 (b) 纵荡 FFT 对比

图4-8 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的纵荡运动对比

Fig. 4-8 Surge of the cylindrical FPSO in combined irregular wave and current



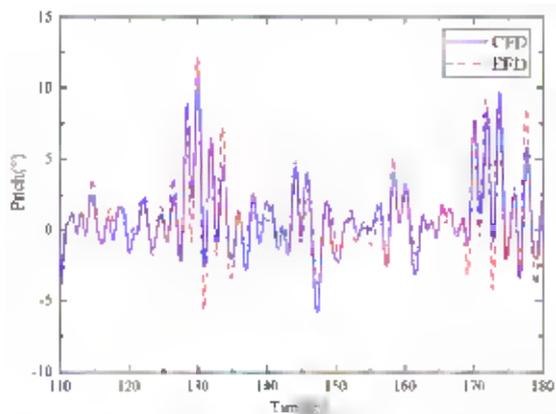
(a) 垂荡时历对比



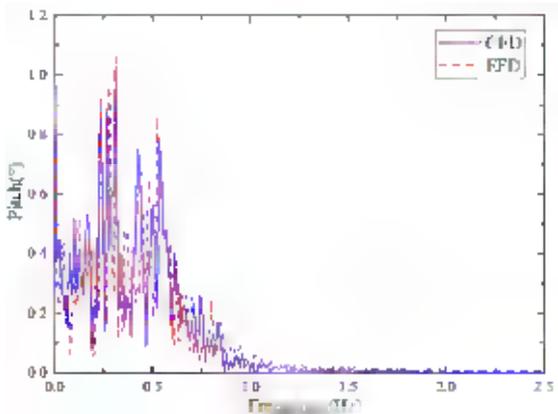
(b) 垂荡 FFT 对比

图4-9 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的垂荡运动对比

Fig. 4-9 Heave of the cylindrical FPSO in combined irregular wave and current



(a) 纵摇时历对比



(b) 纵摇 FFT 对比

图4-10 圆筒型 FPSO 在波流耦合工况下的纵摇运动对比

Fig. 4-10 Pitch of the cylindrical FPSO in combined irregular wave and current

时历曲线结果表明，CFD 结果与 EFD 结果高度一致，仅在小幅度的纵摇运动中观察到轻微误差。这种误差是由于圆筒型 FPSO 在模型试验与数值模拟中的旋转中心略有不同所致。由于水流的流动力，纵荡运动的平均值从原点偏离了 0.34 米，而纵摇运动的平均值从原点偏离了 0.92°。在垂荡运动中，模型试验得到的最大振幅为 0.131 米，而数值模拟的结果为 0.138 米，误差为 5.3%。类似地，纵荡误差为 9.8%，纵摇误差为 8.7%。可以看出，三个自由度的时历曲线的误差均不超过 10%。



频谱分析结果也显示了 CFD 和 EFD 结果之间良好的一致性。由于有可能忽略掉某些细节特征,在频谱分析中没有使用平滑函数对数据进行处理。在纵荡和纵摇运动中,可以清楚地看到曲线中有一个主峰和一个次主峰,这表明圆筒型 FPSO 在波浪和海流的联合作用下,其运动被激发出了两个主分量。主峰对应于其运动的固有频率,次主峰对应于波谱峰值周期的频率。对于垂荡运动而言,由于垂荡的固有频率与波谱峰值频率相对接近,所以没有观察到明显的主峰和次主峰现象,展现出只有一个对应波谱主频的峰值。无论对于主峰还是次主峰对应的频率,CFD 结果总是略大于 EFD 结果,但误差在 5% 以内,这可能是由于波浪校准存在一定误差以及数值系泊与模型试验系泊之间的差异所致。对于纵荡运动而言,即使在波能密度非常小的情况下,也激发了非常大幅度的纵荡运动。这是因为在流体作用下,纵荡运动的平衡位置不在原点,从而产生了二阶波浪漂移力。这种二阶力的频率接近圆筒型 FPSO 纵荡的自然频率,激发了纵荡的简谐运动,导致了圆筒型 FPSO 的显著纵荡运动。同样,由于流力的作用点不在圆筒型 FPSO 的旋转中心上,圆筒型 FPSO 的纵摇平衡位置也发生了变化,产生了低频力矩,激发了圆筒型 FPSO 的低频纵摇运动。然而,由于低频力矩的频率远小于圆筒型 FPSO 纵摇的自然频率,因此没有激发明显的低频纵摇运动。

总的来说,这些分析结果显示了数值模拟与模型试验之间的高度一致性,表明数值模拟在预测圆筒型 FPSO 在复合不规则波浪+海流作用下的动态响应方面具有可靠性。尽管存在一些误差,但这些误差通常较小,且对于各个自由度运动的总体分析不构成显著影响。这些结果为理解和预测圆筒型 FPSO 在海洋环境中的行为提供了重要的指导,并为其设计和运行的优化提供了有价值的数据库。

4.4.3 流场特性分析

在本小节中,分析了在一次垂荡运动周期中,筒体和垂荡板周围以及尾流区域的流场,目的是探索圆筒型 FPSO 在波流耦合作用下的漩涡结构演化特征。

图 4-11 展示了在圆筒型 FPSO 完整的垂荡运动过程中,筒体周围漩涡结构的变化。在图中,“ t ”代表圆筒型 FPSO 位于垂荡时历曲线中波谷位置的某一时刻,“ T ”代表圆筒型 FPSO 从“ t ”移动到下一个垂荡时历曲线中波谷位置所需的时间。图中的漩涡结构是使用 Q 准则^[74]识别,使用涡量场的 X 方向分量作为标度进行着色。

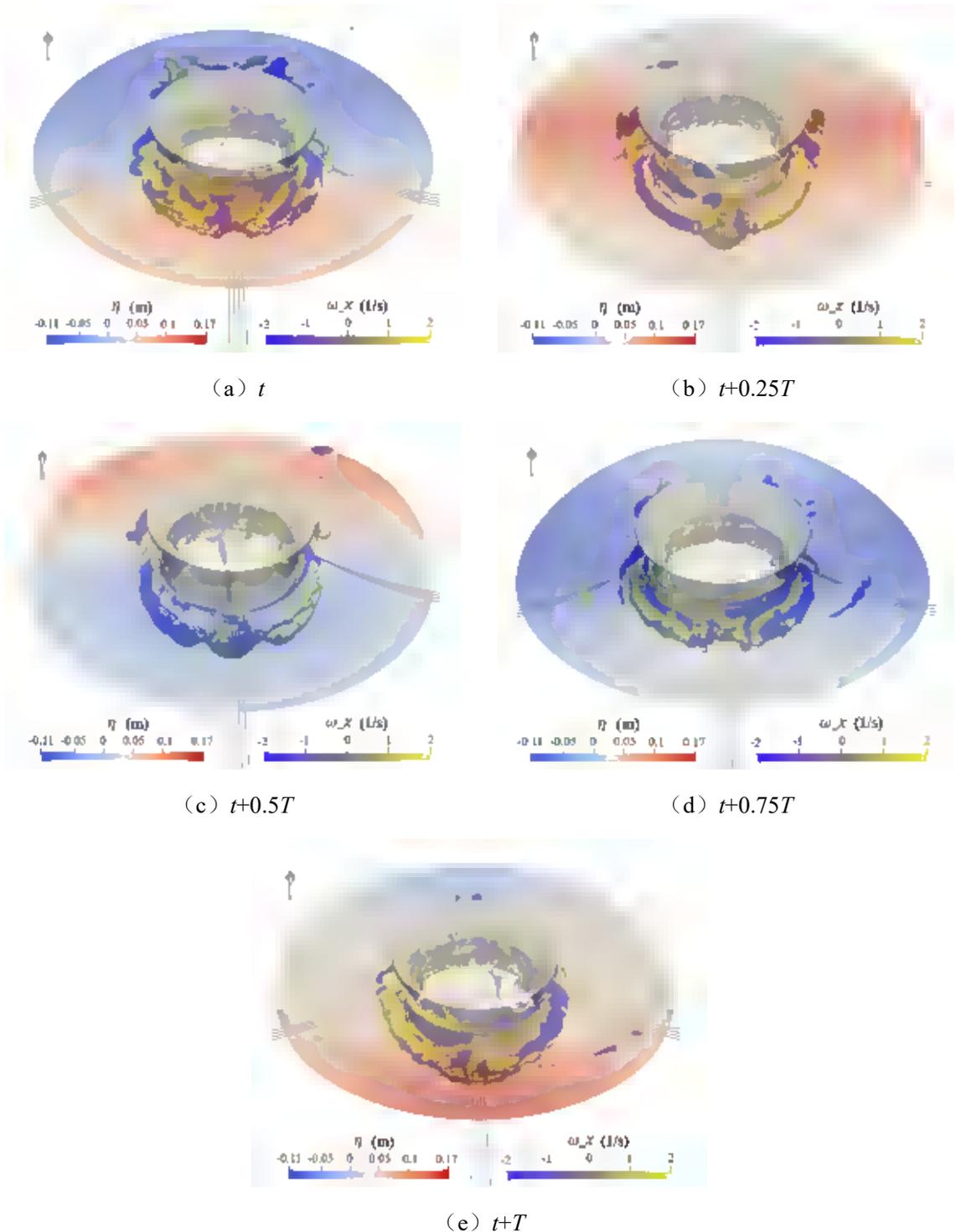


图4-11 波流耦合作用下圆筒型 FPSO 附近涡结构
Fig. 4-11 Vortex structure around cylindrical FPSO

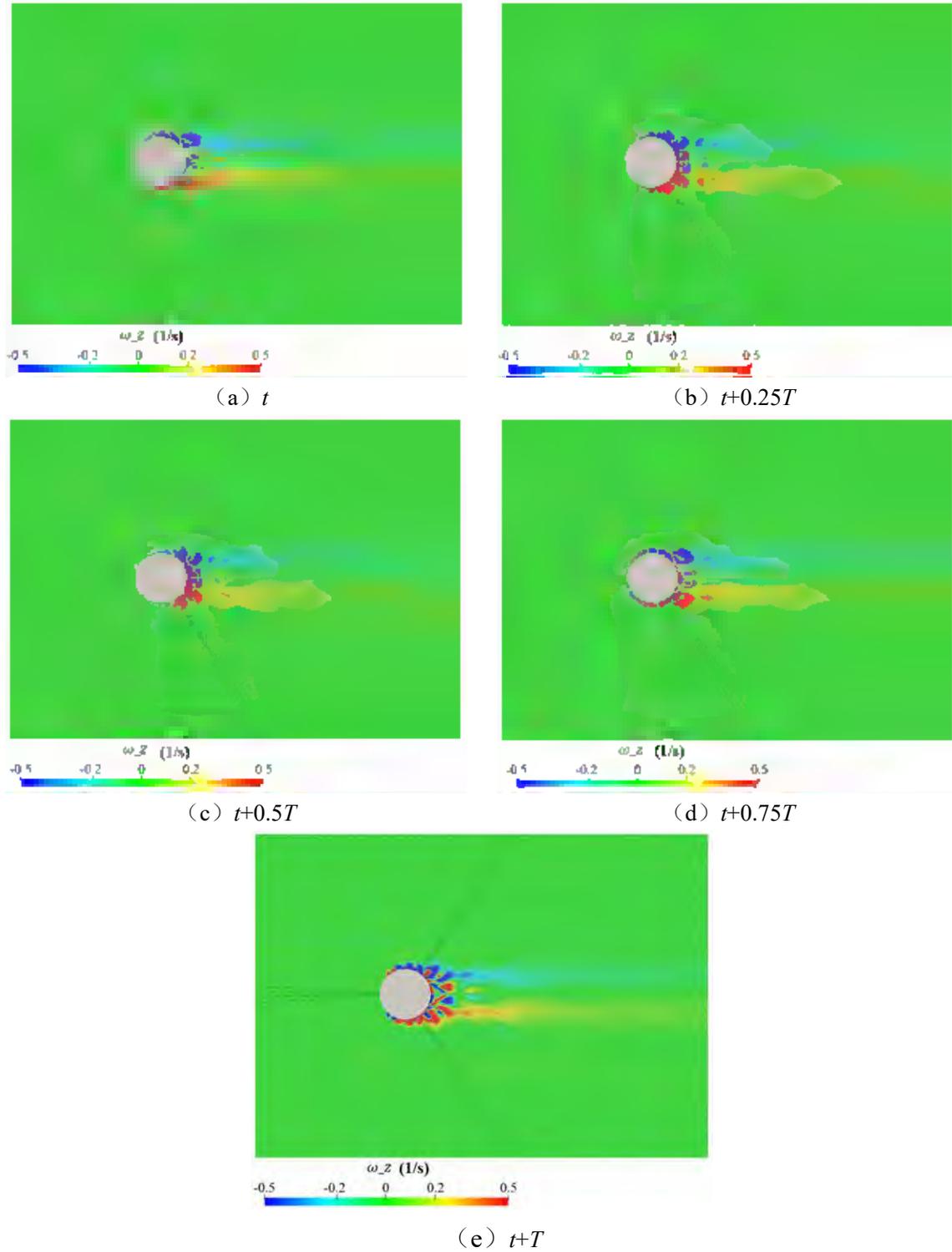


图4-12 波流耦合作用下圆筒型 FPSO 尾流区涡量云图
Fig. 4-12 Vorticity contour of cylindrical FPSO wake region



对图 4-11 展示的云图进行分析表明,圆筒型 FPSO 周围的大多数漩涡是由垂荡板与水体的相对运动过程中持续的摩擦产生的。在垂荡运动的最低点,垂荡板上会产生方向相反的漩涡,并不断从垂荡板上脱落。随着圆筒型 FPSO 上升,垂荡板上方的漩涡逐渐消散。当圆筒型 FPSO 移动到最高点时,垂荡板下方将产生一个方向相反的漩涡,并从垂荡板上分离。上述过程在每个运动周期中不断重复。在海流的影响下,圆筒型 FPSO 的尾流区域也由于粘压阻力形成了尾流漩涡,且尾流漩涡和垂荡板激发的漩涡将随着海流的推动向下游移动并逐渐消散。此外,在圆筒型 FPSO 的持续运动过程中,圆筒型 FPSO 的外飘结构不断拍打自由液面,导致圆筒型 FPSO 与自由液面的交界处产生了细小漩涡。

图 4-12 展示了与图 4-11 同一时段下,圆筒型 FPSO 尾流区域的涡量云图。以 Z 轴为法线,在水面下 0.3 米处做一个截面,可以观察到在圆筒型 FPSO 持续运动期间垂荡板的圆锥凸起附近产生了许多旋转方向相反的小漩涡。这些小漩涡的存在大大增加了圆筒型 FPSO 在垂荡方向的附加质量,并且可以有效减小其垂荡幅度。由于流速为 0.2596m/s,筒体周围流体的雷诺数约为 3×10^5 ,这个雷诺数正好位于筒体周围流动的临界区域,在该区域中漩涡脱落是不规则和随机的^[75]。由于波浪和圆筒型 FPSO 运动的影响,尾流区域没有卡门涡街,漩涡形成了两个对称分布的尾流,这些漩涡尾流在海流的冲刷下迅速消散。

图 4-13 展示了在圆筒型 FPSO 同一时段内,尾流区垂荡板附近的涡量分布。在图中,“t”和“T”的含义与图 4-11 和图 4-12 中相同。从图中观察可知,随着圆筒型 FPSO 从最低位置上升并进行正向纵摇,最初位于垂荡板上方的负漩涡消散,同时在垂荡板下方且靠近筒体一侧产生了一个正向漩涡。当圆筒型 FPSO 移动到最高点时,这个正向漩涡从垂荡板脱离。之后,随着圆筒型 FPSO 持续下降并进行负向纵摇,一个负向漩涡在垂荡板远离筒体的一侧产生,这个负向漩涡强度逐渐增大并抵消了之前产生的正向漩涡。在圆筒型 FPSO 的运动过程中,这些漩涡的不断生成可以消耗大量的能量,从而减少圆筒型 FPSO 的运动幅度。

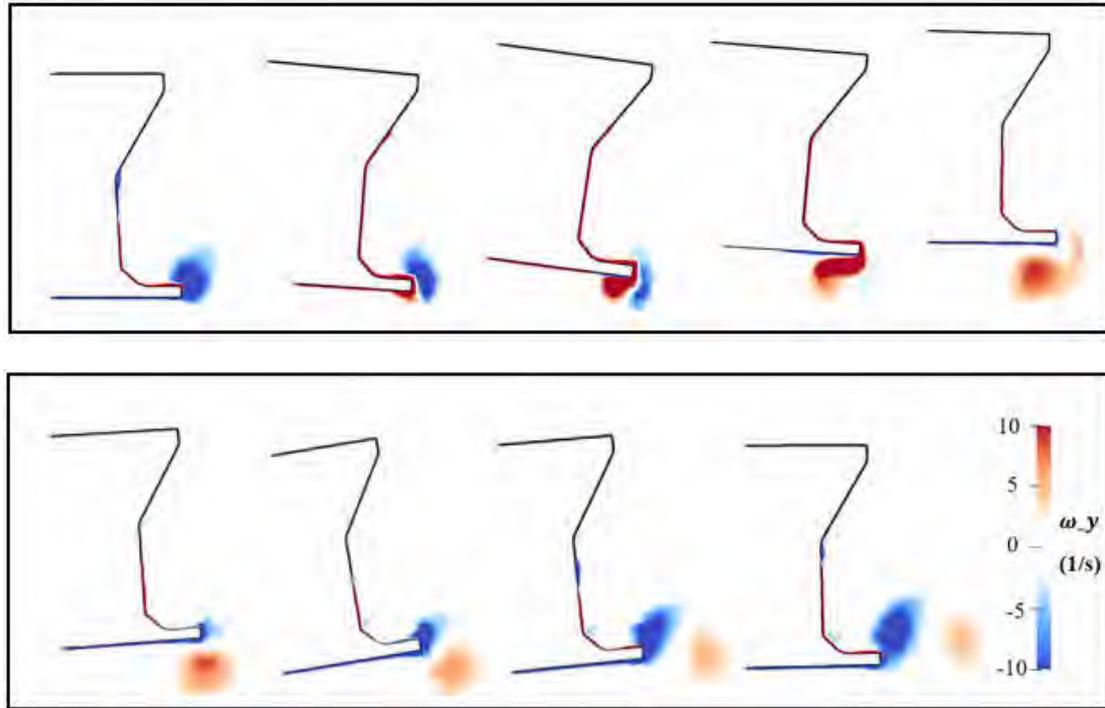


图4-13 一个运动周期内圆筒型 FPSO 垂荡板附近涡量分布

Fig. 4-13 Distribution of vorticity around heave plate

漩涡的生成、发展和消散揭示了圆筒型 FPSO 与周围水体的复杂交互作用。这些交互作用影响了圆筒型 FPSO 的运动响应和尾流特性。漩涡的动态变化不仅影响了圆筒型 FPSO 的运动幅度，还对其结构完整性和效率产生了影响。因此，这些研究为海洋工程师提供了宝贵的数据，以优化圆筒型 FPSO 的结构设计和运营方案，从而提高其在复杂海洋环境中的性能和可靠性。总的来说，这些分析揭示了圆筒型 FPSO 在复杂海洋环境中运动时的流场特征和动力学行为，特别是在波流运动中漩涡生成、脱落与消散的重要作用。

4.5 圆筒型 FPSO 砰击对比验证及流场分析

4.5.1 砰击测点的布置

为了监测圆筒型 FPSO 的在不规则波+流作用下的砰击压力变化，并分析其砰击压力特征，如图 4-14 所示，在圆筒型 FPSO 模型迎浪一侧的中纵剖面与结构体的交界处布置了五个压力测点。压力测点的坐标列在表 4-4 中。



表4-4 压力测点名称及坐标

Table 4-4 Names and coordinates of pressure probes

压力测点名称	x(m)	y(m)	z(m)
P1	-0.6209	0	0.0556
P2	-0.6478	0	0.1002
P3	-0.6745	0	0.1448
P4	-0.7014	0	0.1894
P5	-0.7283	0	0.2338



图4-14 压力测点布置示意图

Fig. 4-14 Sketch of pressure probes on the cylindrical FPSO hull

4.5.2 砰击特性的对比验证与分析

图 4-15 中的瀑布图展示了计算得到的每个压力测点波浪砰击压力的时历曲线。从图中可以看出，P1-P5 压力测点监测到的砰击次数依次递减，也就是说压力测点离水线越近，监测到的砰击次数越多，砰击持续的时间也越长。

对砰击压力的最大峰值进行对比分析可知，每个测点的最大峰值压力差异并不大，都在 2000Pa 左右。除此之外，在压力测点 P1 和 P2 处可以观测到值为负的砰击动压力，砰击动压力为负代表流体有脱离物体表面向外运动的趋势，这可能是由于波浪到来前，粘性流体从筒体表面脱离所引起的。

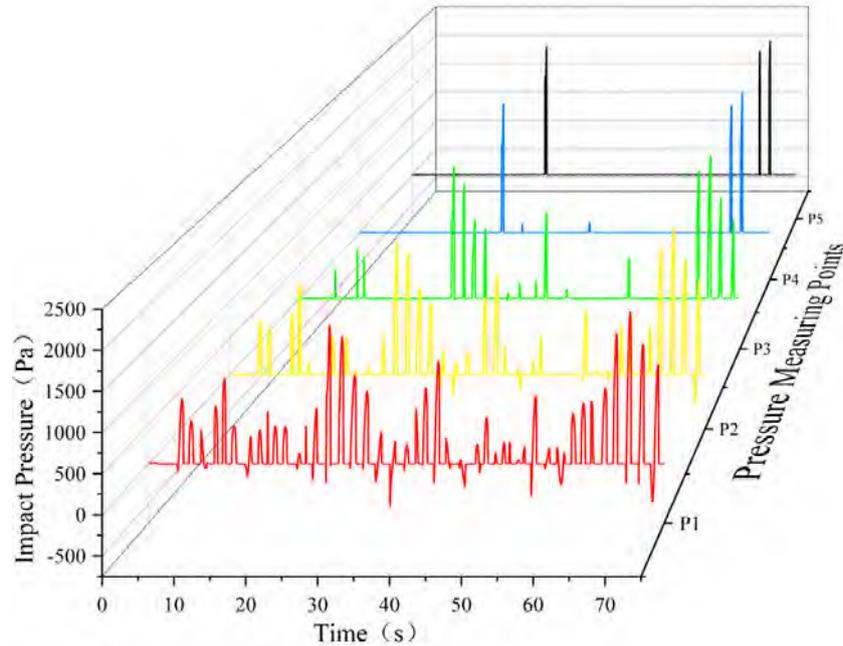


图4-15 不同压力测点的砰击压力时历曲线

Fig. 4-15 Time histories of impact pressure at different pressure probes

在图 4-16 中展示了从每个压力测点时历曲线中截取的某一个砰击事件的数值与试验对比结果。由于模型试验中使用了 20kHz 的超高频采样器，原始数据中存在大量噪声，使得数据比较变得困难。因此，使用平滑函数对试验数据进行平滑处理。通过比较可以看出，所有压力测点的数值计算结果都略大于模型试验结果。最大误差出现在 P2 测点，误差约为 20%。所有压力测点的砰击压力作用时间的数值结果都比模型试验结果短，误差不超过 20%。通过数值模拟得到的砰击压力曲线相对平滑，而通过试验得到的砰击压力曲线相对粗糙。

值得注意的是，相比于圆筒型 FPSO 六自由度运动的数值与试验的对比结果，砰击压力数值结果与试验结果对比误差偏大，以上现象的原因可能是对高频采样进行数据平滑处理引起的误差，以及人为将砰击总压减掉静水压头，转换为砰击动压而带来的误差。

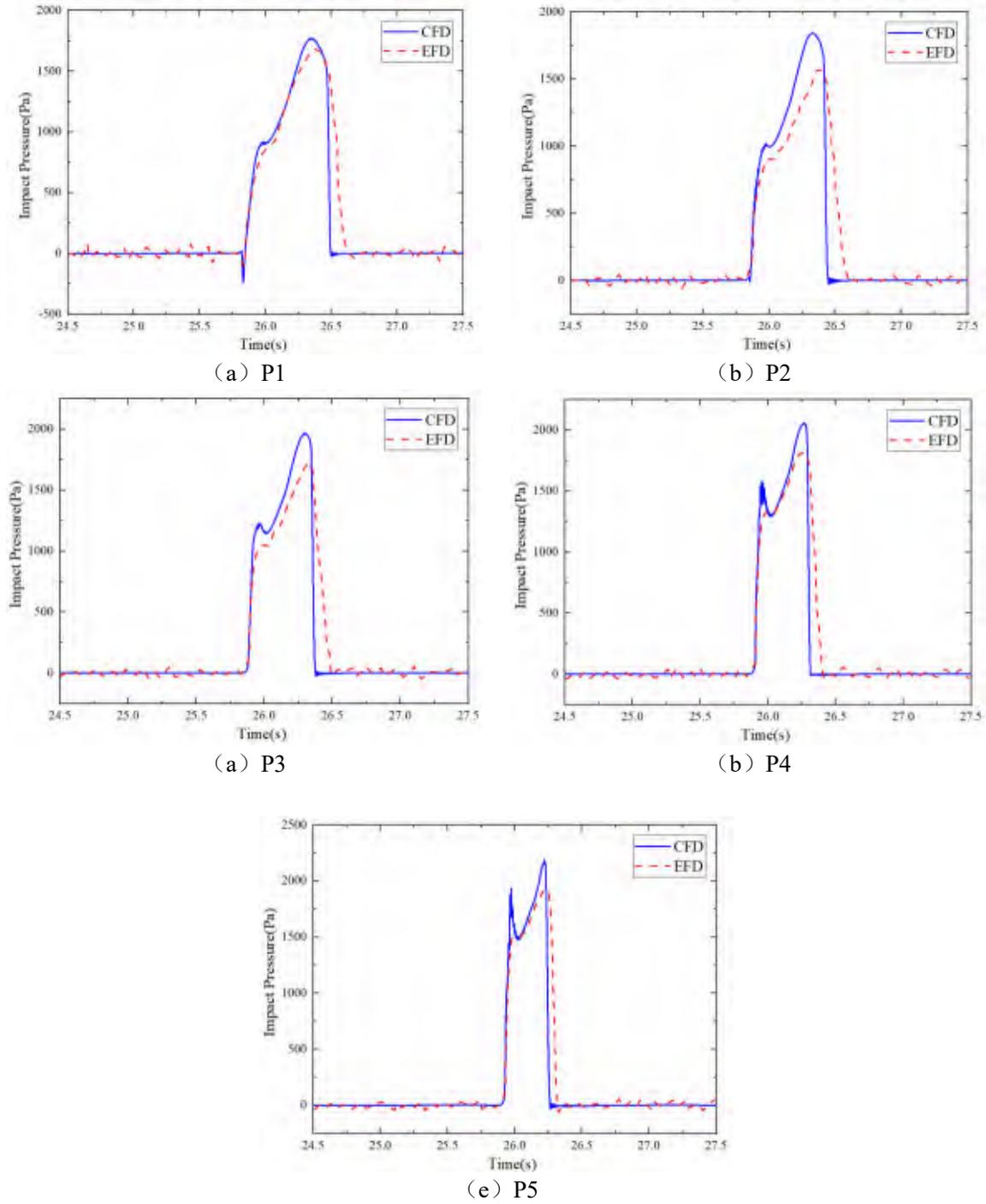


图4-16 一次典型砰击事件中不同压力测点的砰击压力时历曲线

Fig. 4-16 Impact pressure of different pressure probes during one typical slamming event

对砰击压力时历曲线的仔细观察可以看出，每次砰击形成的曲线形状不同，这与固定结构砰击试验得出的结论不同^[76]，推测上述现象可能是由于结构在波浪中运动



时相对波高和相对波速的持续变化所致^[77]。相对波高表示测点与波面之间的距离，当波峰通过结构时，相对波高值越小，表示当前时刻动态压力越大。相对波速反映了水流对结构的砰击程度，正向的相对波速值越大，对应于当前时刻有更高的动压力。因此，波浪砰击是一个相对波高和相对波速共同影响的复杂问题。为了验证这个推测，根据曲线的形状，将 P1 压力测点的每次砰击时历曲线大致分为三类，分别命名为 Type A、Type B 和 Type C。如图 4-17，图 4-18，图 4-19 所示，从每种类型中选择一个代表性曲线，并在同一图表中绘制砰击压力、相对波高曲线和相对波速的时历曲线。对于 Type A 曲线，砰击压力曲线呈现先快速上升，随后缓慢下降，然后迅速下降的趋势。对于 Type B 曲线，砰击压力曲线先快速上升，随后较慢上升，然后迅速下降。对于 Type C 曲线，砰击压力曲线呈现双峰，砰击曲线对称。

将砰击压力曲线与相对波高和波速曲线结合分析，无论是 Type A、Type B 还是 Type C，在砰击发生时，相对波高曲线由负转正，而在砰击结束时，相对波高曲线由正转负。对于 Type A 型砰击事件，在砰击开始时，相对波高保持较小的正值，相对波速也为正，这导致砰击压力迅速上升。随着时间的推移，尽管相对波高仍保持较小的正值，但相对波速从正转负，导致砰击压力略有下降；对于 Type B 型砰击事件，在砰击开始时，相对波高迅速增加，相对波速达到 2m/s 以上的峰值。然而，在这个阶段，由于波峰尚未传播至结构体，相对波高的增加是由于圆筒型 FPSO 的向下运动。因此，尽管相对波高和波速相对较高，砰击压力曲线只显示出缓慢上升的趋势。随着时间的推移，波峰到达圆筒型 FPSO 附近，相对波高减小，压力测点接近波面，导致砰击压力迅速上升至峰值；Type C 型砰击事件的特征介于 Type A 和 Type B 之间。在砰击压力曲线的第一个峰值位置，相对波速对砰击压力的影响占主导。在第二个峰值位置，相对波高对砰击压力的影响占主导。

砰击持续时间影响圆筒型 FPSO 的疲劳寿命和耐久性，而砰击峰值压力影响圆筒型 FPSO 的强度和稳定性。Type A 型砰击事件的特点是持续时间短和峰值压力高，而 Type B 型砰击事件则持续时间较长但峰值压力较低。Type C 型砰击事件的特征介于 Type A 和 Type B 之间。这三种类型的砰击都可能对圆筒型 FPSO 造成结构损害。因此，降低波峰到达时的相对波高和波速以减少砰击压力是很重要的。对圆筒型 FPSO 设计者的建议包括：1. 调整圆筒型 FPSO 的质量和惯性矩，使其垂荡自然频率偏离波谱的峰值频率，减少共振频率下的运动幅度，以减少波高和波速。2. 优化垂荡板的结构，减少圆筒型 FPSO 在波浪中的运动幅度，以减少波高和波速。3. 添加可以改变圆



筒型 FPSO 运动状态的推进装置，在极端海况下主动调整相对波高和波速，改变运动与波浪之间的相位差，以减少砰击压力。

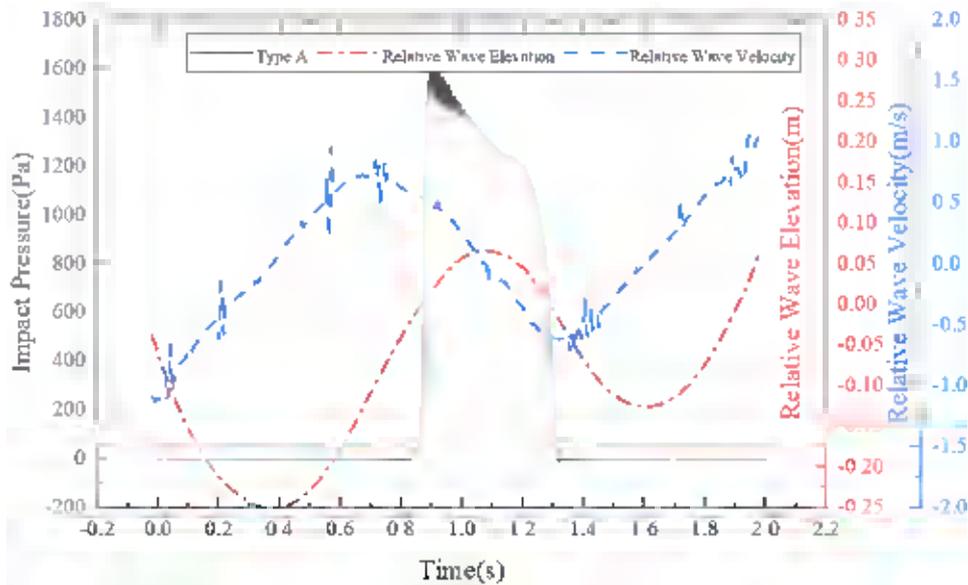


图4-17 Type A 型砰击事件砰击压力、相对波高和相对波速时历曲线

Fig. 4-17 Impact pressure, relative wave elevation and relative wave velocity time series during Type A slamming event

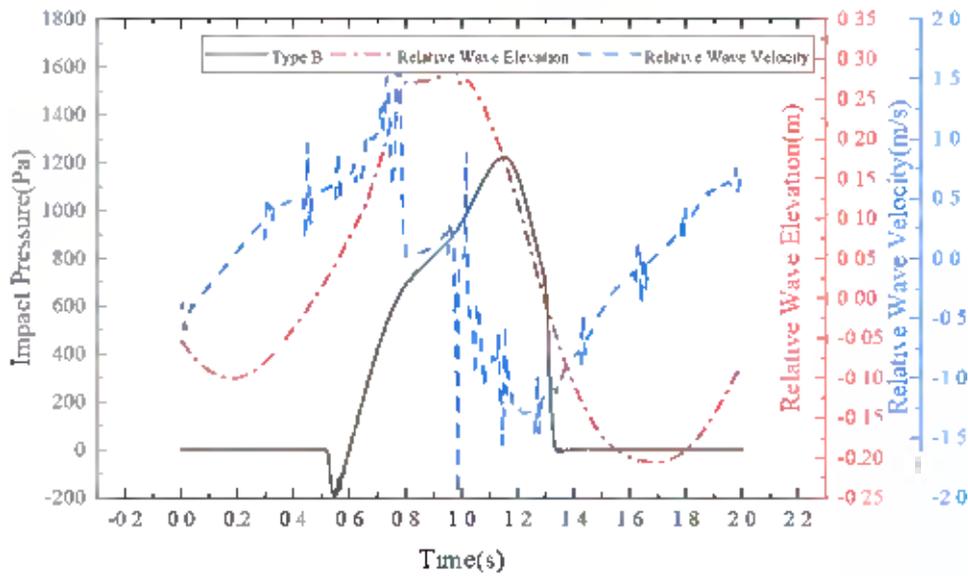


图4-18 Type B 型砰击事件砰击压力、相对波高和相对波速时历曲线

Fig. 4-18 Impact pressure, relative wave elevation and relative wave velocity time series during Type B slamming event

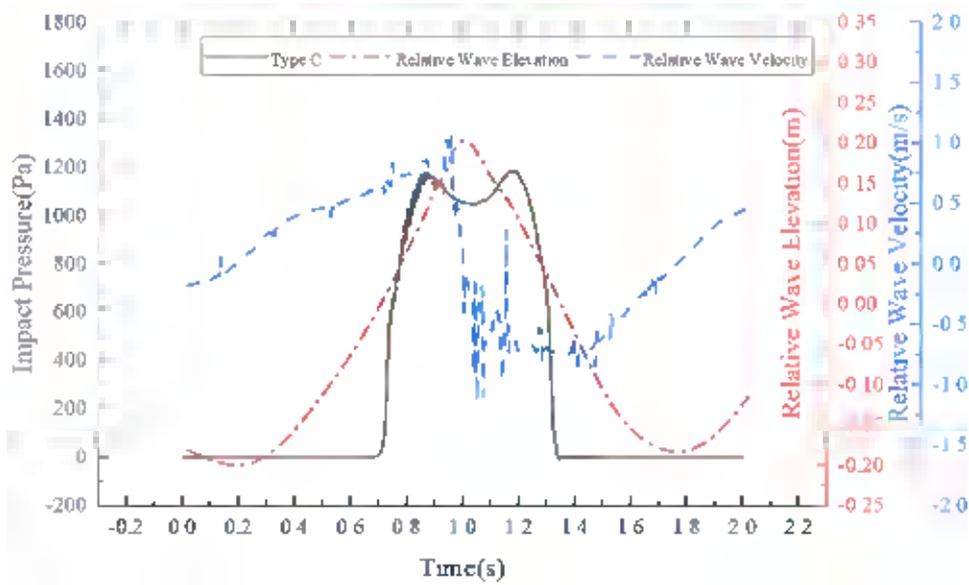


图4-19 Type C 型砰击事件砰击压力、相对波高和相对波速时历曲线

Fig. 4-19 Impact pressure, relative wave elevation and relative wave velocity time series during Type C slamming event

4.5.3 流场特性分析

如上所述，在相对波高和相对波速的耦合作用下，测点 P1 的砰击压力曲线呈现出三种不同类型。为了详细说明砰击期间流场的局部流动情况，图 4-20，图 4-21，图 4-22 分别展示了在 Type A，Type B 和 Type C 三种砰击类型的完整砰击过程中圆筒型 FPSO 前方的流线和动压力云图。

图 4-20 呈现了完整的 Type A 型砰击事件，时间跨度从 171.1s 到 171.9s。在 171.1s、171.2s 和 171.3s 的图表中，展示了砰击发生前的流场情况。此时，测点 P1 尚未接触波面，因此砰击动态压力为零。从 171.4s 和 171.5s 的图像中可以观察到，测点 P1 处的流线在短短的 0.1s 内由稀疏变得密集，表明水流在挤压筒体。此外，通过动态压力云图，我们可以看到最大动态压力位于波面附近，随着相对波高的增加，动态压力逐渐降低。由于水流挤压和相对波高较小的双重效应，此时砰击压力达到最大值。如 171.6s 和 171.7s 的图像所示，测点 P1 处的流线由密集变得稀疏，表明水流挤压筒体的趋势减弱。这一现象在图 4-17 中表现为相对波速的减小。如 171.8s 和 171.9s 的图像所示，随着波浪的经过，压力测点与水面分离，动态砰击压力迅速降至零。

图 4-21 展示了完整的 Type B 型砰击事件，时间跨度从 25.6s 到 26.4s。在 25.6s 和 25.7s 的图像中，展示了波浪到达之前的流场流线。此时，圆筒型 FPSO 位于波谷，



测点 P1 处的流线沿着筒体表面呈外向趋势,表明波浪的逆向速度影响大于均匀流速。水流呈远离筒体表面的趋势,导致负的动态压力。这也证明了 Type B 曲线中砰击压力的负值段是合理的。在 25.8s 的图像中,圆筒型 FPSO 周围的流线几乎平行于筒体,表明流体既不倾向于离开也不倾向于挤压。这一时刻可以视为砰击压力从负转正的转折点。如 25.9s 至 26.2s 的图像所示,随着波峰的接近,测点处的流线沿着筒体表面呈内向趋势。此时,筒体表面被水流挤压,产生显著的砰击压力。随着波浪持续抬升圆筒型 FPSO,压力测点越来越靠近水面,相对高度减小,砰击压力进一步增加。这些现象与图 4-18 中显示的 Type B 曲线一致。在 26.3s 和 26.4s 的图像中,随着波峰的通过,圆筒型 FPSO 进一步升高,因为圆筒型 FPSO 的运动相位落后于波浪相位。当压力测点与水面分离时,砰击压力迅速降至零。

图 4-22 呈现了完整的 Type C 型砰击事件,时间跨度从 131.7s 到 132.5s。在 131.7s、131.8s 和 131.9s 的图像中,显示了砰击前的流场,流线平行于筒体,在测点 P1 处的动态压力为零。在 132.0s、132.1s 和 132.2s 的图像中,流线指向筒体内侧,导致相对波速急剧上升和砰击压力上升。在 132.0s 至 132.1s 期间,圆筒型 FPSO 下降,导致测点处的吃水更深,相对波高更高,动态压力更低。在 132.1s 至 132.2s 期间,圆筒型 FPSO 上升,测点 P1 处的相对波高较小,导致动态压力较高。这一分析支持图 4-19 中双峰特征的观点。如 132.3s、132.4s 和 132.5s 的图像所示,随着波浪的经过,测点与水面分离,动态压力迅速降至零。

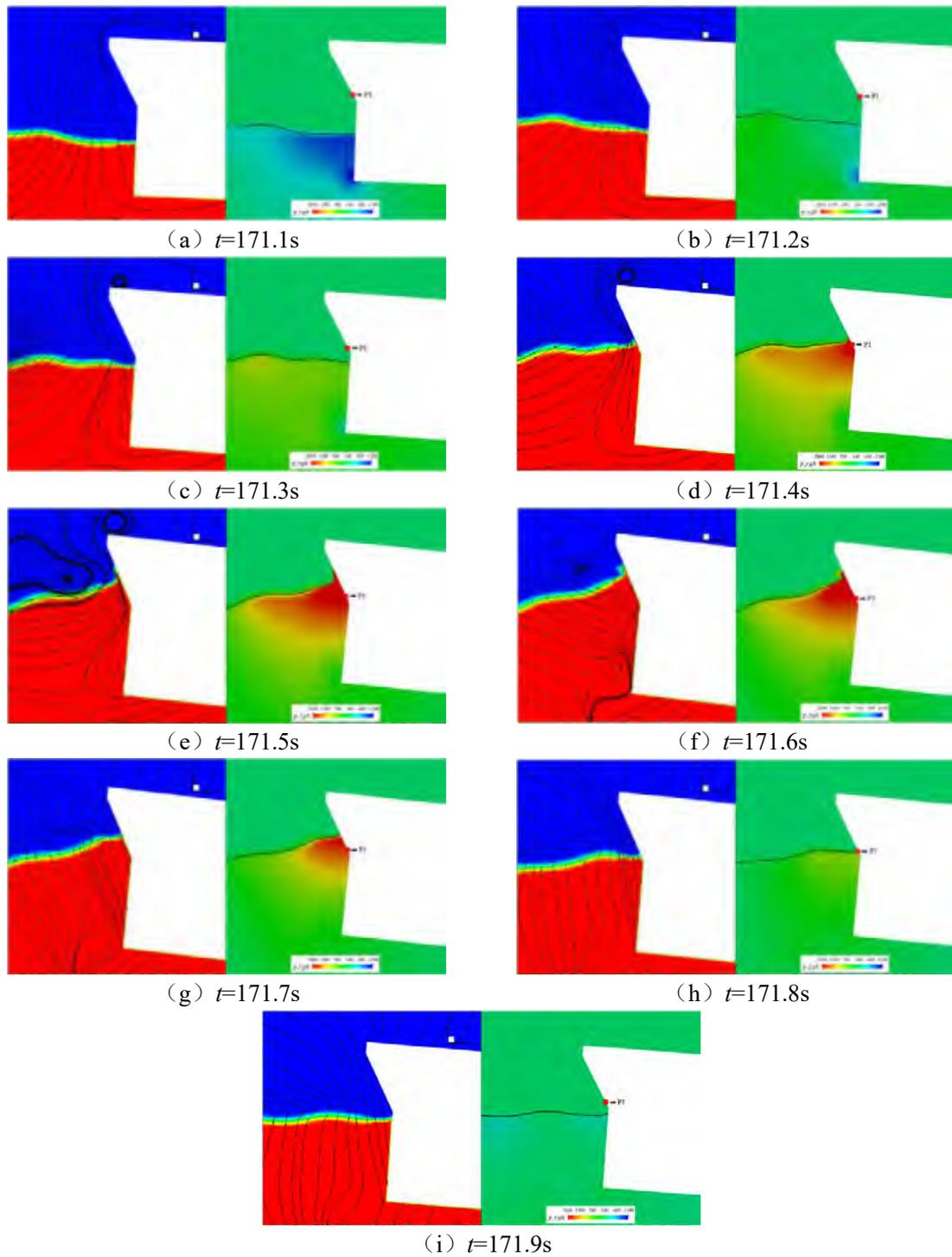


图4-20 Type A 型砰击事件的局部流线和砰击压力云图

Fig. 4-20 Local streamline and impact pressure contour of Type A slamming event

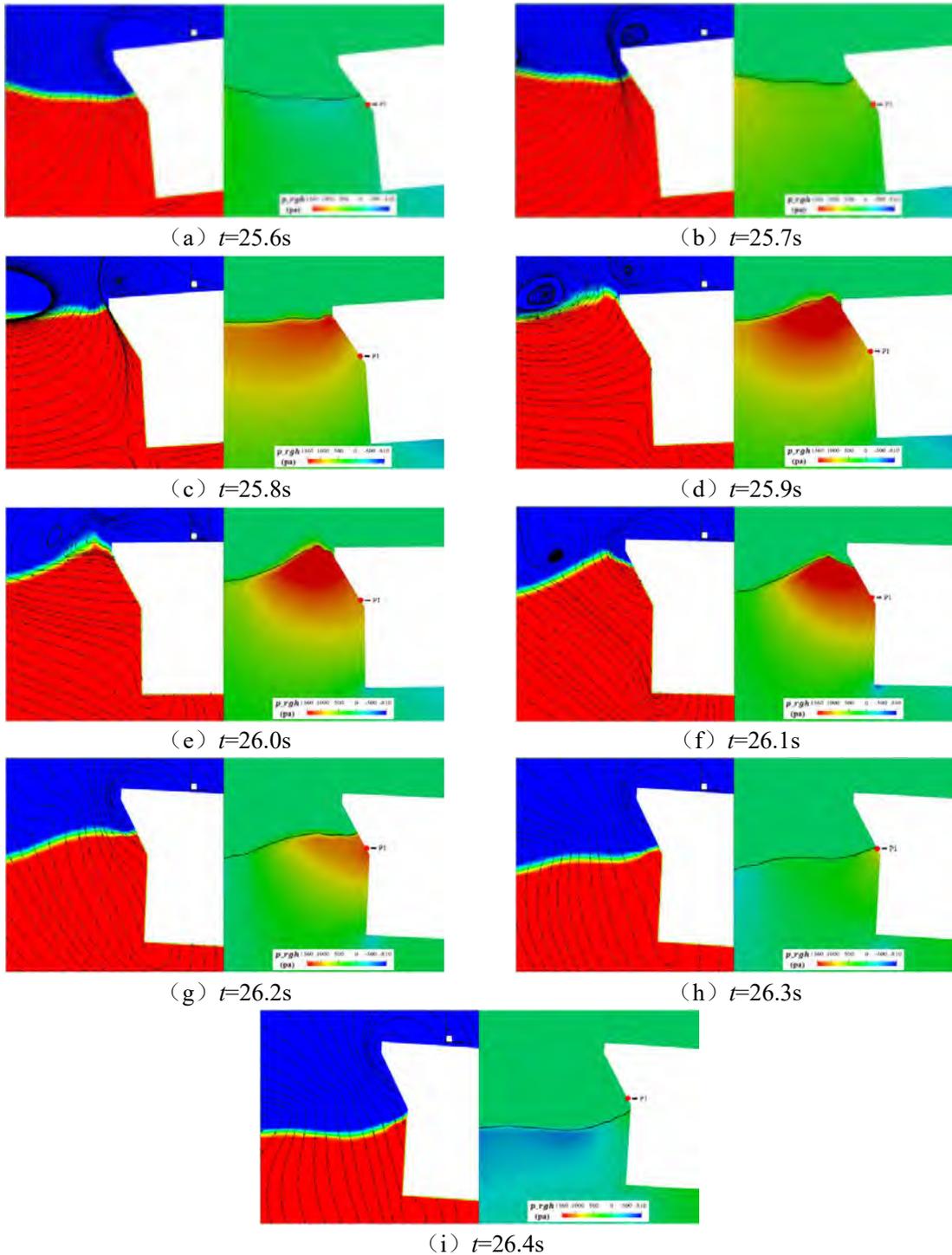


图4-21 Type B 型砰击事件的局部流线和砰击压力云图

Fig. 4-21 Local streamline and impact pressure contour of Type B slamming event

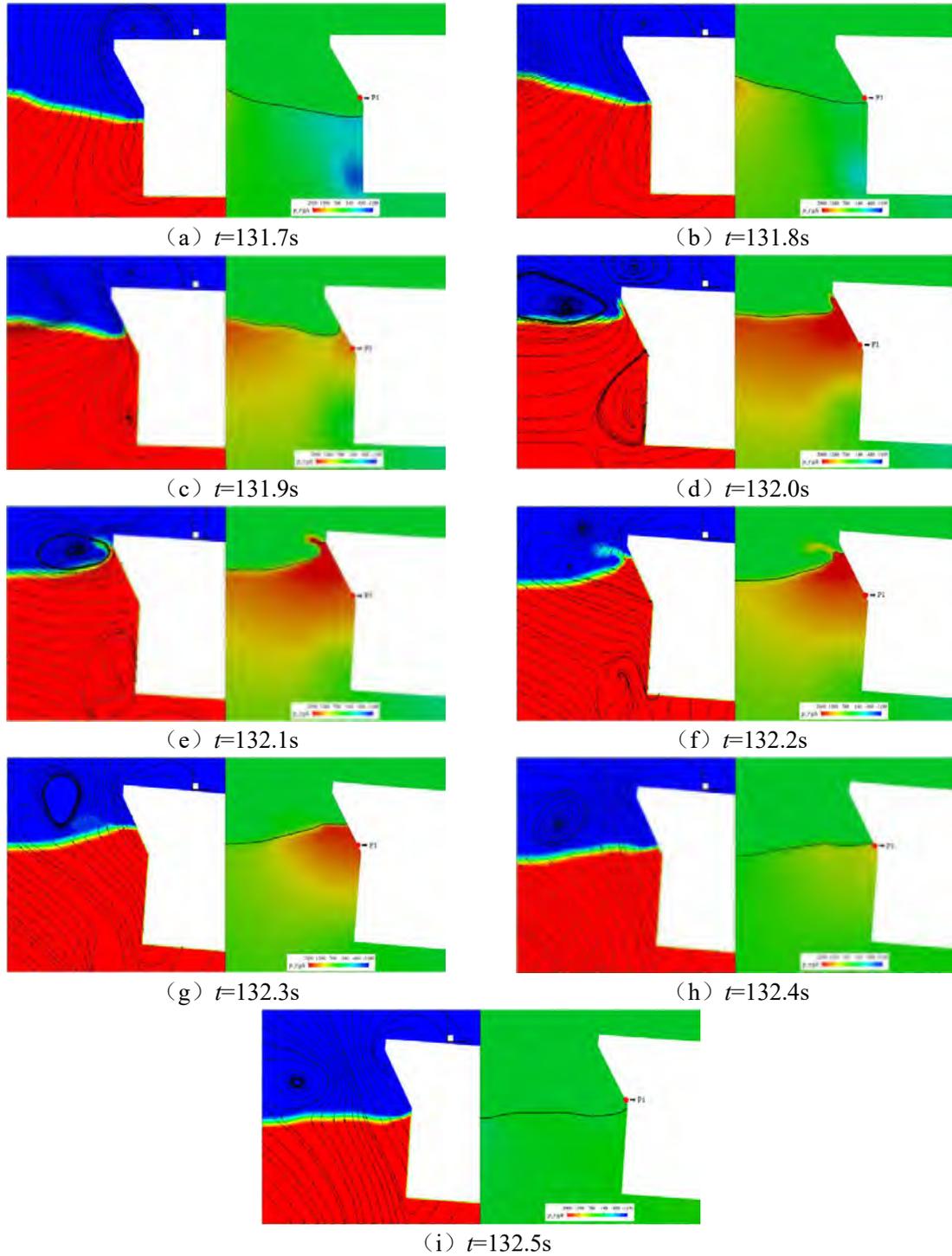


图4-22 Type C 型砰击事件的局部流线和砰击压力云图

Fig. 4-22 Local streamline and impact pressure contour of Type C slamming event



4.6 本章小结

本章使用 naoe-FOAM-SJTU 求解器，对不规则波+流作用下的圆筒型 FPSO 进行了数值模拟。进行网格收敛性验证和波浪校准后，可以在数值模拟中很好地重现模型试验的波浪条件。通过将圆筒型 FPSO 在不规则波+流中的纵荡、垂荡、纵摇运动的时历曲线和快速傅里叶变换频域曲线的数值计算结果与模型试验结果进行对比，发现各自由度运动的数值结果与试验结果的误差在 10%以内，验证了求解器在数值模拟大型浮式结构物复杂海况水动力学响应的准确性。

在此基础上，对圆筒型 FPSO 波流耦合作用下迎浪侧外飘所受砰击力进行了对比验证，发现砰击力也能够与物理模型试验很好地吻合。除此之外，通过对压力测点时历曲线进行统计分析，能够总结为三种不同的砰击类型。Type A 以短砰击时长和“快速上升，缓慢下降”的模式为特征。Type B 以长砰击时长和“缓慢上升，快速下降”的模式为特征。Type C 介于其他两种类型之间，以“双峰”为特征。这些不同类型的砰击事件是由相对波高、相对波速和圆筒型 FPSO 自身运动的综合效应引起的。

最后，通过压力场，涡量场，涡结构场的分析，对圆筒型 FPSO 在波流耦合流场中的流动特性进行了详细分析。通过分析可知，由于垂荡板阻碍了垂直运动，涡流主要在垂荡板的上下边缘生成。垂荡板上的圆锥结构可以产生多个细小涡流，这能够更好地限制垂直运动。在海流的作用下，圆筒型 FPSO 的迎流区、底部和尾流区域形成了额外的高涡量区，这可能导致圆筒型 FPSO 在波流耦合条件下与仅在波浪场中的运动响应不同，进而引出第五章的研究与分析。



第五章 波流耦合对圆筒型 FPSO 运动特性影响的数值研究

5.1 引言

圆筒型 FPSO 由于其独特的结构形态，在面对纯波浪作用和波流耦合作用时，展现出不同的运动特性。在纯波浪作用下，圆筒型 FPSO 的运动主要受到波浪周期、幅度和浪向的影响，表现为相对规律和可预测的响应。然而，这种分析忽略了实际海洋环境中常见的流体流动影响。因此，本章进一步研究了波流耦合作用下，流体流动对 FPSO 的运动响应产生的显著影响。

本章着重于探究波流耦合与纯波浪作用下圆筒型 FPSO 运动特性的差异。首先，通过对不同波浪周期条件下的规则波以及规则波与流的耦合工况进行数值模拟，细致地比较分析了圆筒型 FPSO 在这两种不同海洋环境下的运动响应。此部分的核心目标是揭示波流耦合相较于单纯波浪作用，如何影响圆筒型 FPSO 的动态运动特性。随后，本章利用涡量场、自由面云图、流速场等详细的流场数据，深入探讨了导致这些运动特性差异的具体原因。

5.2 模型参数与计算工况

计算过程中选取的数值模型依旧为满载工况的圆筒型 FPSO，模型示意图详见图 3-2，模型参数详见表 3-5。计算过程中选取的系泊与第三章中的系泊参数保持一致，系泊示意图详见图 3-9，系泊参数详见表 3-6。此处不做过多赘述。

1.807s 为系泊状态下模型垂荡固有周期，3.808s 为系泊状态下模型纵摇运动固有周期，以此为基准，根据相同的时间间隔，选取六种不同周期的斯托克斯一阶波工况，用以研究纯波浪与波流耦合作用下圆筒型 FPSO 运动与流场特性。纯波浪条件下的工况参数表见表 5-1，波流耦合条件下的工况表见表 5-2。

表5-1 纯波浪工况表

Table 5-1 Table of wave-only conditions

参数	数值
波浪周期	0.904s、1.807s、2.84s、3.808s、4.78s、5.74s



波高	0.1167m
----	---------

表5-2 波流耦合工况表

Table 5-2 Table of wave-current coupling conditions

参数	数值
波浪周期	0.904s、1.807s、2.84s、3.808s、4.78s、5.74s
波高	0.1167m
流速	0.2596m/s

5.3 计算域设置与网格划分

计算域与第三章中的规则波算例计算域保持一致，计算域的范围确定为 $-6\text{m} \leq X \leq 12\text{m}$ ， $-6\text{m} \leq Y \leq 6\text{m}$ ， $-7\text{m} \leq Z \leq 2\text{m}$ ，计算域示意图详见图 3-10。其边界条件也与第三章保持一致，边界条件详见表 3-8。

纯波浪的网格划分逻辑与第三章保持一致，均采用自由面附近($-0.1\text{m} \leq Z \leq 0.1\text{m}$)加密，圆筒型 FPSO 附近 X、Y 向加密的网格划分方法。考虑到海流的影响，对波流耦合工况下的圆筒型 FPSO 表面网格添加了边界层。波流耦合工况纵剖面网格划分见图 5-1。

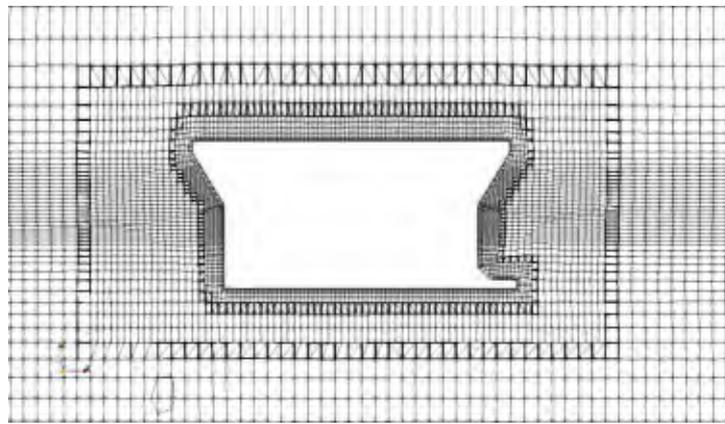


图5-1 波流耦合工况纵剖面网格划分

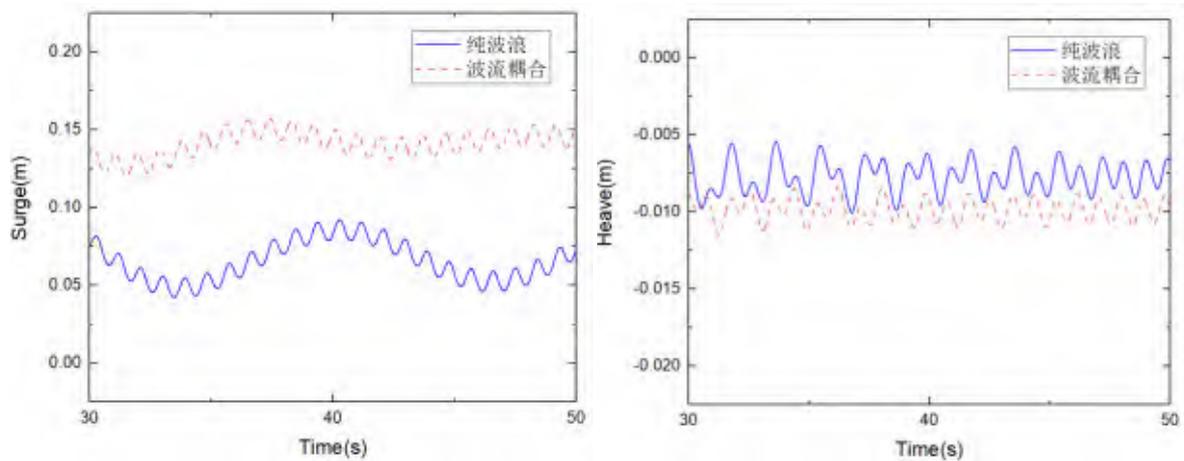
Fig. 5-1 Mesh division in the longitudinal section under wave-current coupling conditions



5.4 纯波浪与波流耦合对圆筒型 FPSO 运动特性的对比分析

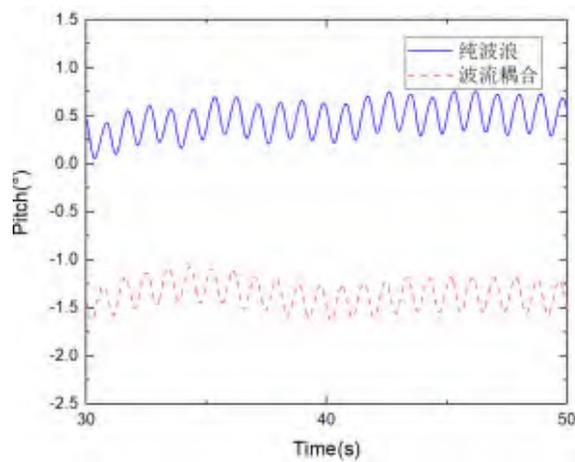
下面六幅图分别展示了波浪周期为 0.904s、1.807s、2.84s、3.808s、4.78s、5.74s，纯波浪作用下和波流耦合作用下的圆筒型 FPSO 纵荡、垂荡、纵摇的时历曲线。

从图 5-2 中可以看出，波浪周期为 0.904s 时，波流耦合作用与纯波浪作用相比，圆筒型 FPSO 纵荡、垂荡运动的幅值差异不大，纵荡运动幅值偏小。波流耦合作用下圆筒型 FPSO 的纵荡均值大于纯波浪作用，垂荡均值略小于纯波浪作用，纵摇均值小于纯波浪作用。



(a) 纵荡运动时历曲线

(b) 垂荡运动时历曲线



(c) 纵摇运动时历曲线

图5-2 波浪周期为 0.904s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比

Fig. 5-2 Comparison of motion time history curves of cylindrical FPSO under wave-only and wave-current coupling conditions with the wave period of 0.904s



从图 5-3 中可以看出，波浪周期为 1.807s 时，波流耦合作用下的纵荡响应的幅值与纯波浪作用相近，但平均值普遍高于纯波浪作用，表明在整个时历曲线上，波流耦合作用导致更大的纵向偏移。通过垂荡运动时历曲线可以看出，当波浪周期为 1.807s 时，波流耦合作用能够导致更大的垂荡运动幅值。通过纵摇的时历曲线可以看出，此时波流耦合作用产生了较大的负向纵摇偏移，但其纵摇幅值相比于纯波浪而言改变不大。

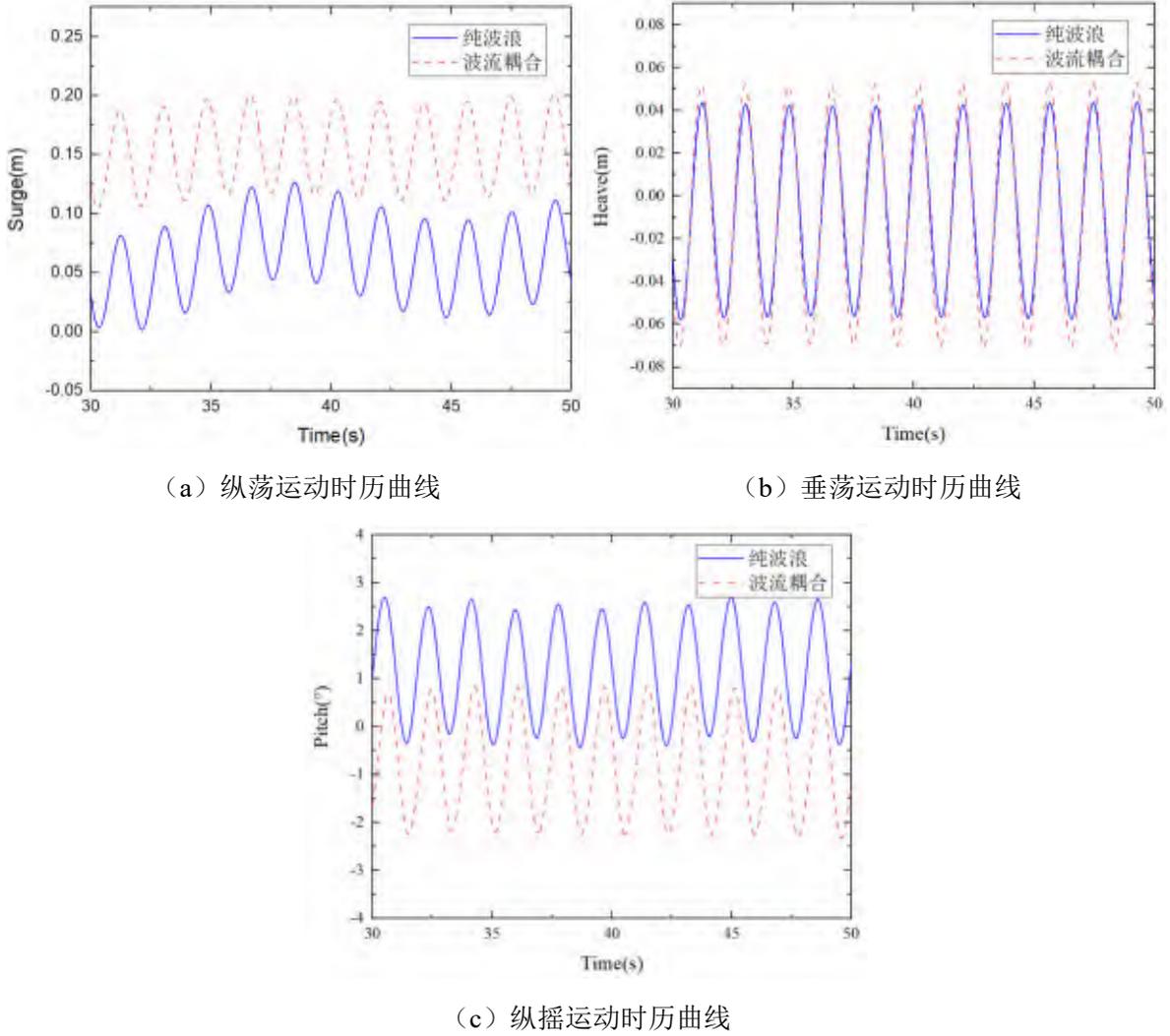
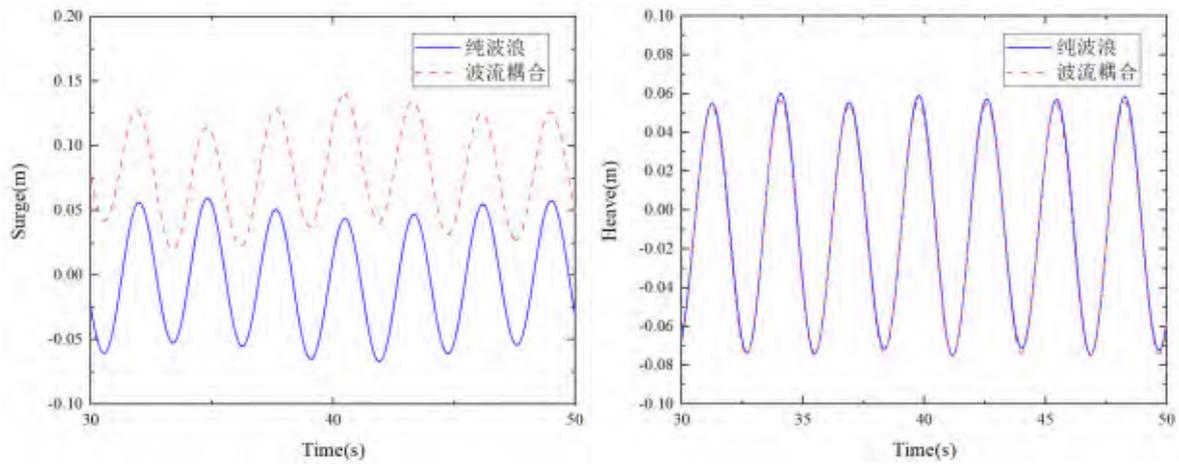


图5-3 波浪周期为 1.807s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比
Fig. 5-3 Comparison of motion time history curves of cylindrical FPSO under wave-only and wave-current coupling conditions with the wave period of 1.807s

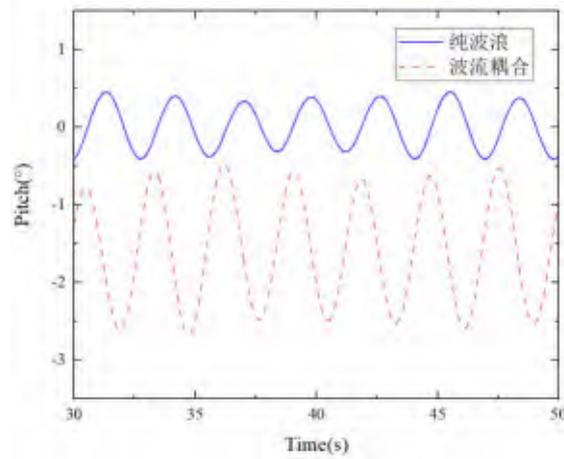


从图 5-4 中的纵荡时历曲线可以看出，波浪周期为 2.84s 时，波流耦合作用下的纵荡响应的幅值稍小于纯波浪作用，平均值普遍高于纯波浪作用，此特征与前述一致。通过垂荡运动时历曲线可以看出，当波浪周期为 2.84s 时，波流耦合作用下的垂荡运动幅值和均值都略小于纯波浪作用，总体而言二者较为相近。通过纵摇的时历曲线可以看出，此时波流耦合作用产生了较大的负向纵摇偏移，并且纵摇幅值相比于纯波浪而言明显增大。



(a) 纵荡运动时历曲线

(b) 垂荡运动时历曲线



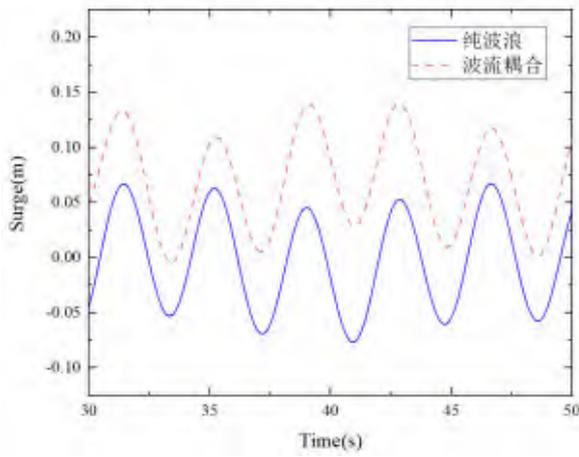
(c) 纵摇运动时历曲线

图5-4 波浪周期为 2.84s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比

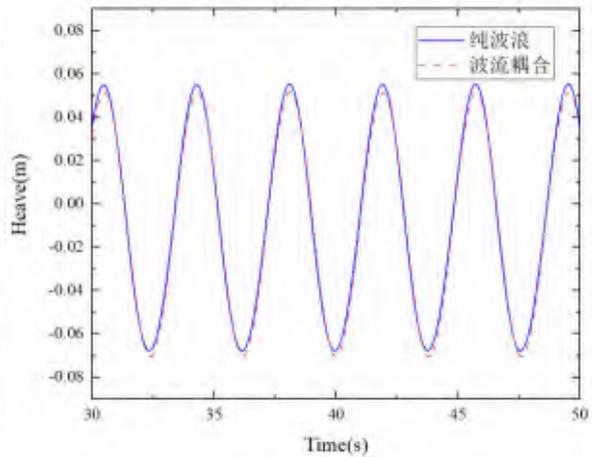
Fig. 5-4 Comparison of motion time history curves of cylindrical FPSO under wave-only and wave-current coupling conditions with the wave period of 2.84s



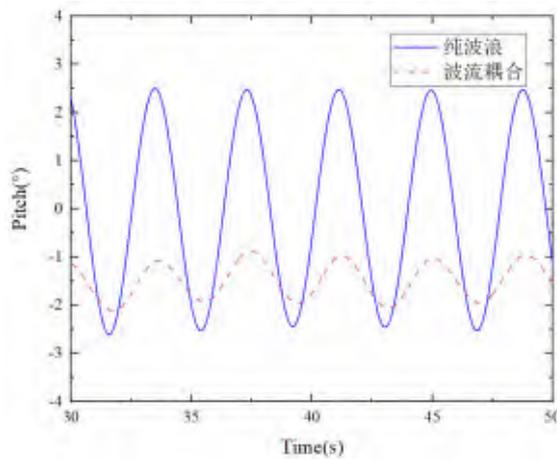
从图 5-5 中的纵荡时历曲线可以看出，波浪周期为 3.808s 时，波流耦合作用下的纵荡响应的幅值与纯波浪作用下的纵荡响应幅值相近，平均值依旧高于纯波浪作用。通过垂荡运动时历曲线可以看出，当波浪周期为 3.808s 时，波流耦合作用下的垂荡运动幅值和均值都略小于纯波浪作用，总体而言两者差异不大。通过纵摇的时历曲线可以看出，此时波流耦合作用虽然同样产生了 1.5° 左右的负向纵摇偏移，但纵摇幅值明显小于纯波浪作用。



(a) 纵荡运动时历曲线



(b) 垂荡运动时历曲线



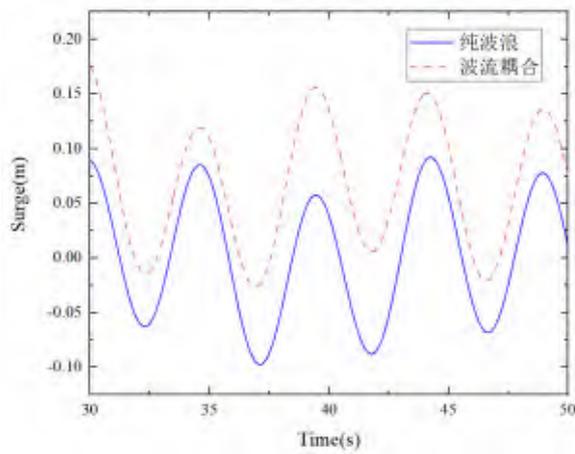
(c) 纵摇运动时历曲线

图5-5 波浪周期为 3.808s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比

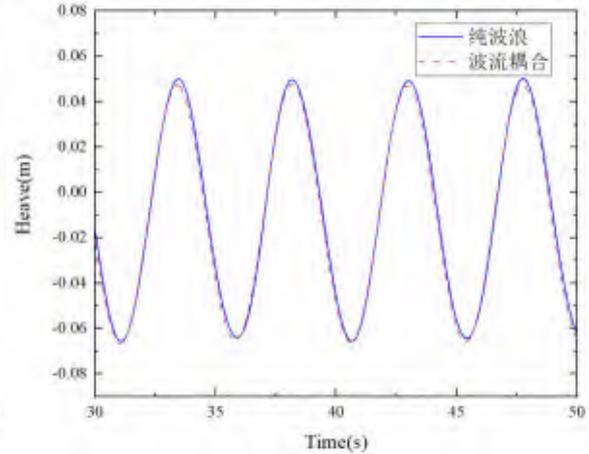
Fig. 5-5 Comparison of motion time history curves of cylindrical FPSO under wave-only and wave-current coupling conditions with the wave period of 3.808s



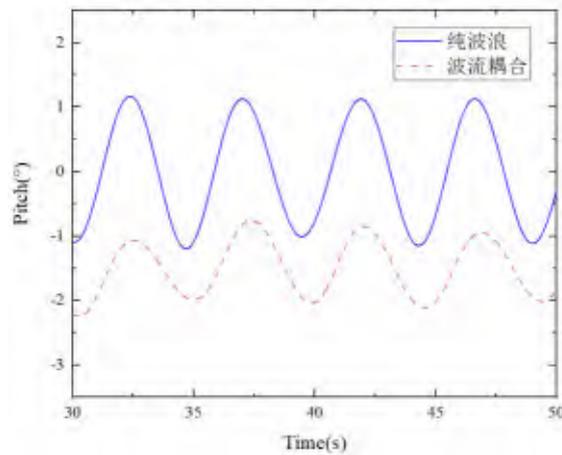
从图 5-6 中可以看出，波浪周期为 4.78s 时，其纵荡和垂荡时历曲线的特征与波浪周期为 3.808s 时一致，波流耦合作用下的纵荡响应的幅值与纯波浪作用下的纵荡响应幅值依旧相近，平均值高于纯波浪作用。波流耦合作用下的垂荡运动幅值和均值都略小于纯波浪作用，但差异并不显著。波浪周期为 4.78s 时，通过纵摇时历曲线可以看出，此时波流耦合作用依旧存在负向纵摇偏移，且纵摇幅值小于纯波浪作用，但相较于波浪周期为 3.808s，波流耦合对纵摇幅值的抑制作用有所降低。



(a) 纵荡运动时历曲线



(b) 垂荡运动时历曲线



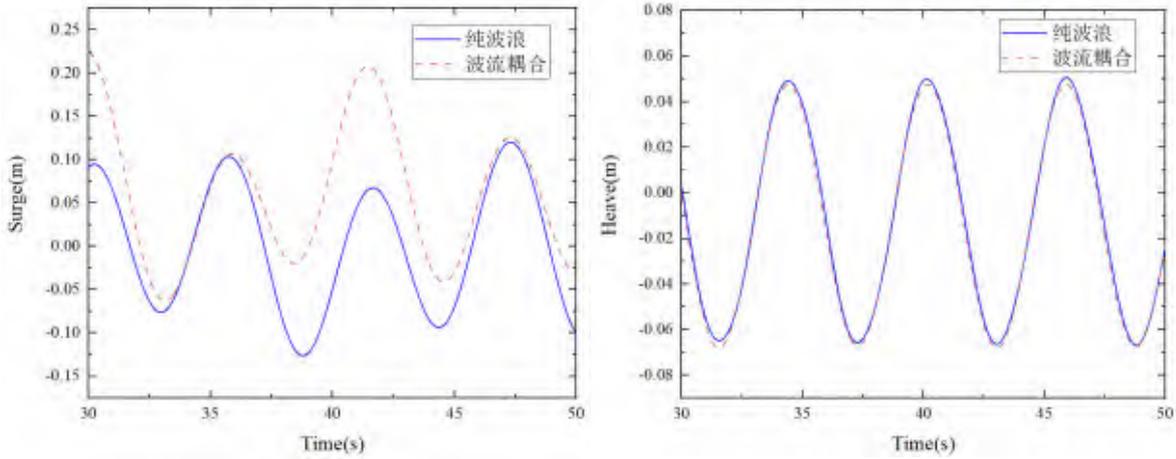
(c) 纵摇运动时历曲线

图5-6 波浪周期为 4.78s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比

Fig. 5-6 Comparison of motion time history curves of cylindrical FPSO under wave-only and wave-current coupling conditions with the wave period of 4.78s

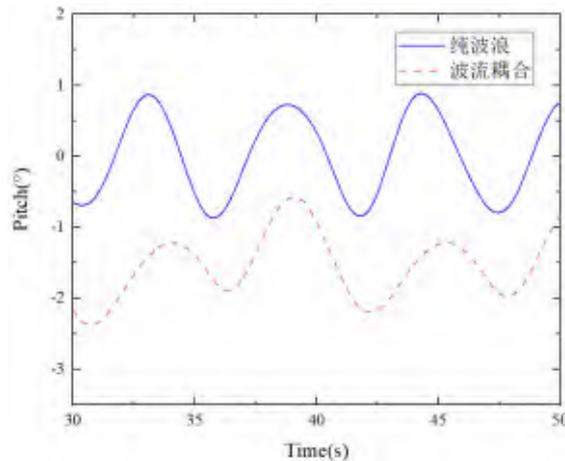


从图 5-7 的分析中，可以观察到当波浪周期为 5.74s 时，圆筒型 FPSO 在纵荡、垂荡和纵摇运动上的时历曲线与波浪周期为 4.78s 时的曲线表现出了高度的相似性。与波浪周期为 3.808s 和 4.78s 相比，在 5.74s 的波浪周期下，波流耦合对纵摇运动幅值的抑制效果进一步减弱。这导致在波流耦合条件下的纵摇运动幅值与纯波浪作用条件下的幅值趋于一致。



(a) 纵荡运动时历曲线

(b) 垂荡运动时历曲线



(c) 纵摇运动时历曲线

图5-7 波浪周期为 5.74s 时纯波浪与波流耦合圆筒型 FPSO 运动时历曲线对比

Fig. 5-7 Comparison of motion time history curves of cylindrical FPSO under wave-only and wave-current coupling conditions with the wave period of 5.74s

表 5-3, 表 5-4 和表 5-5 以及图 5-8 图 5-9 和图 5-10 分别展示了圆筒型 FPSO 在六种不同波浪周期条件下, 纯波浪作用与波流耦合作用对其纵荡、垂荡和纵摇运动的



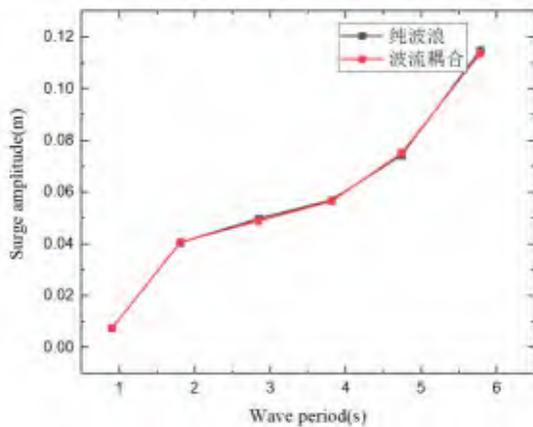
影响对比。表格详细列出了在这两种作用下的运动幅值、均值，以及波流耦合作用相对于纯波浪作用在幅值和均值上的具体差异。其中幅值差异以百分数的形式给出，均值差异以绝对值的形式给出。

通过表 5-3 和图 5-8 可以看出，不论是纯波浪还工况是波流耦合工况，其纵荡幅值随着波浪周期的增加均呈现增大的趋势，但二者各个波浪周期激励下的纵荡幅值几乎一致，差异均在 2%以内。对于纵荡运动的均值而言，纯波浪作用下的纵荡均值相对于坐标原点的偏移量很小，但对于波流耦合工况而言，由于圆筒型 FPSO 受到流力作用，其纵荡均值发生了显著的正向偏移，在波浪周期大于 1.807s 时，这种正向偏移随着波浪周期的增大而减小。

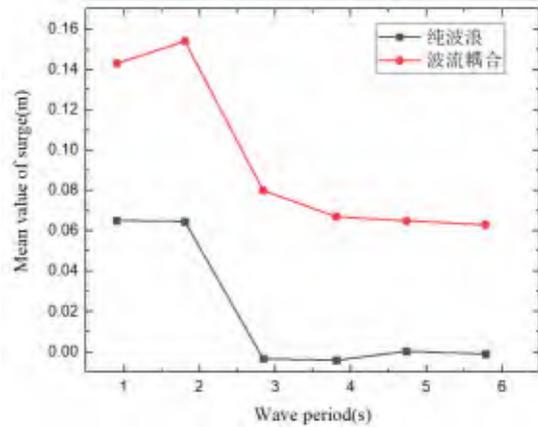
表5-3 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对纵荡运动的影响

Table 5-3 Influence of wave-only condition and wave-current coupling condition on surge motion under different wave periods

波浪周期 (s)	纯波浪作用下纵荡运动幅值 (m)	波流作用下纵荡运动幅值 (m)	幅值差异 (%)	纯波浪作用下纵荡运动均值 (m)	波流作用下纵荡运动均值 (m)	均值差异 (m)
0.904	0.00751	0.0075	-0.13%	0.0652	0.143	0.0778
1.807	0.04055	0.0407	0.37%	0.0646	0.154	0.0894
2.84	0.0498	0.0489	-1.84%	-0.0034	0.080	0.0803
3.808	0.0570	0.0565	-0.88%	-0.0042	0.067	0.0712
4.74	0.0743	0.0751	1.08%	0.0003	0.065	0.0647
5.78	0.1149	0.1137	-1.04%	-0.0011	0.063	0.0641



(a) 纵荡运动幅值对比



(b) 纵荡运动均值对比

图5-8 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对纵荡运动的影响

Fig. 5-8 Influence of wave-only condition and wave-current coupling condition on surge motion under different wave periods

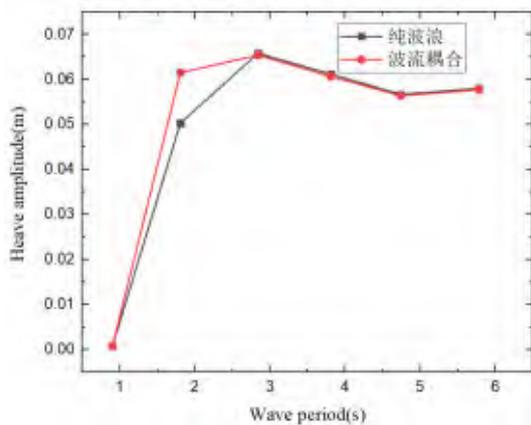


通过表 5-4 和图 5-9 可以看出,除了波浪周期为 1.807s,其余波浪周期波流耦合工况与纯波浪工况相比垂荡幅值基本一致,差异在 5%以内。当波浪周期为 1.807s 时,波流耦合作用下的圆筒型 FPSO 垂荡运动幅值被放大了 22.3%。由于 1.807s 比较接近圆筒型 FPSO 垂荡固有周期,因此推测当波浪周期在圆筒型 FPSO 固有周期附近时,波流耦合作用对圆筒型 FPSO 的垂荡运动具有明显的放大作用,其他波浪周期的波流耦合作用对垂荡幅值的影响较小。结合不同波浪周期的计算结果进行综合分析可知,波流耦合作用下圆筒型 FPSO 垂荡幅值的“锁定”区间比纯波浪作用下的“锁定”区间更为宽泛,这与 Deng^[21]文章中得到的结论一致。除此之外,对均值差异进行分析可知,波流耦合工况相比于纯波浪工况而言,其垂荡均值偏小 0.002m 左右。

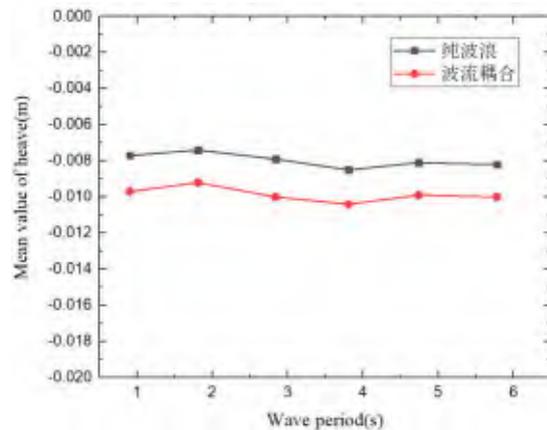
表5-4 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对垂荡运动的影响

Table 5-4 Influence of wave-only condition and wave-current coupling condition on heave motion under different wave periods

波浪周期 (s)	纯波浪作用下垂荡运动幅值 (m)	波流作用下垂荡运动幅值 (m)	幅值差异 (%)	纯波浪作用下垂荡运动均值 (m)	波流作用下垂荡运动均值 (m)	均值差异 (m)
0.904	0.00085	0.00082	-3.5%	-0.0077	-0.0097	-0.0020
1.807	0.0503	0.0615	22.3%	-0.0074	-0.0092	-0.0018
2.84	0.0658	0.0654	-0.61%	-0.0079	-0.01	-0.0021
3.808	0.0612	0.0607	-0.82%	-0.0085	-0.0104	-0.0019
4.74	0.0567	0.0564	-0.53%	-0.0081	-0.0099	-0.0018
5.78	0.058	0.0577	-0.52%	-0.0082	-0.01	-0.0018



(a) 垂荡运动幅值对比



(b) 垂荡运动均值对比

图5-9 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对垂荡运动的影响

Fig. 5-9 Influence of wave-only condition and wave-current coupling condition on heave motion under different wave periods



通过表 5-5 和图 5-10 分析可知，波流耦合作用对圆筒型 FPSO 纵摇运动幅值的影响比较复杂，当波浪周期较小时，波流耦合对圆筒型 FPSO 的纵摇运动幅值具抑制作用，但随着波浪周期的增大，波流耦合对圆筒型 FPSO 的纵摇运动幅值的影响由抑制迅速变为放大。随着波浪周期的继续增大，波流耦合对圆筒型 FPSO 的纵摇运动幅值的影响再次由放大迅速变为抑制。推测产生这种现象的原因在于波流耦合的作用改变了围绕 FPSO 的流体动力环境，使其附加质量、阻尼等参数发生了改变，进而减小了其纵摇的固有周期。除此之外，由于受到恒定流力产生的旋转力矩的影响，波流耦合工况与纯波浪工况相比，其纵摇均值产生了 1.5° 至 2° 的负向偏差。

表5-5 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对其纵摇运动的影响

Table 5-5 Influence of wave-only condition and wave-current coupling condition on pitch motion under different wave periods

波浪周期 (s)	纯波浪作用下纵摇运动幅值 ($^\circ$)	波流作用下纵摇运动幅值 ($^\circ$)	幅值差异 (%)	纯波浪作用下纵摇运动均值 ($^\circ$)	波流作用下纵摇运动均值 ($^\circ$)	均值差异 ($^\circ$)
0.904	0.185	0.158	-14.6%	0.4663	-1.34	-1.8063
1.807	1.38	1.5	8.7%	1.1634	-0.759	-1.9224
2.84	0.355	1.54	334%	0.0148	-1.586	-1.6008
3.808	2.461	0.53	-78.5%	0.0564	-1.479	-1.5354
4.74	1.07	0.64	-40.2%	0.0138	-1.482	-1.4958
5.78	0.86	0.81	-5.8%	0.016	-1.550	-1.5660

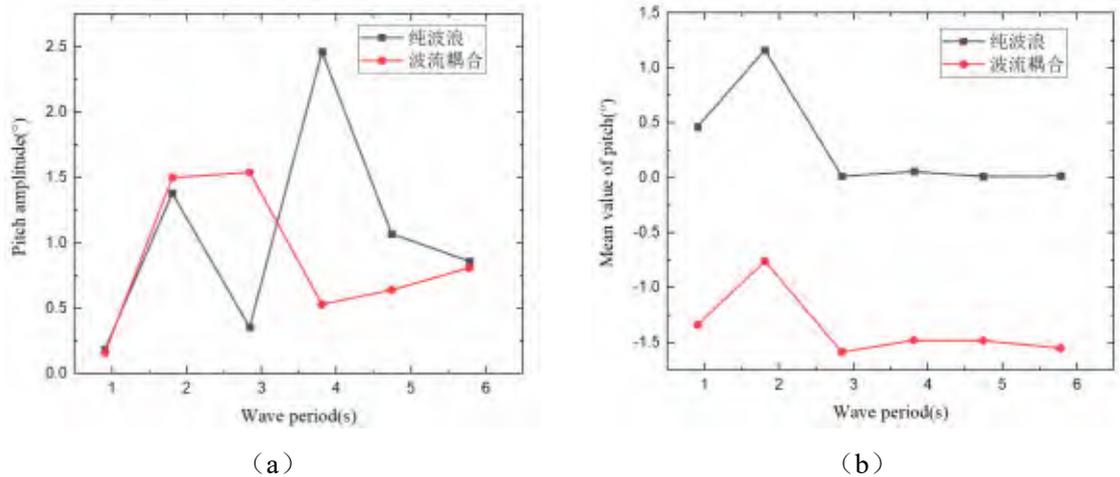


图5-10 不同波浪周期条件下纯波浪作用与波流耦合作用对其纵摇运动的影响

Fig. 5-10 Influence of wave-only condition and wave-current coupling condition on pitch motion under different wave periods



5.5 纯波浪与波流耦合对圆筒型 FPSO 流场特性的对比分析

为了探究纯波浪与波流耦合工况的流场细节差异，以波浪周期为 1.807s 为例，分别对纯波浪流场和波流耦合流场的自由面特征，漩涡结构特征，涡量场特征和流速场特征进行对比分析。

图 5-11 展示的是纯波浪作用下和波流耦合作用下的自由液面，通过分析可知，当规则波与均匀流叠加时，均匀流的速度会与波浪的传播速度叠加，导致波浪在顺流方向传播更快。这种速度的变化会导致波流耦合工况下的规则波波长增大，但不会改变波浪的周期。除此之外，由于波浪周期为 1.807s 时，对圆筒型 FPSO 的纵荡运动具有放大作用，因此能够观察到，波流耦合作用下的衍射波纹相较于纯波浪更为明显。

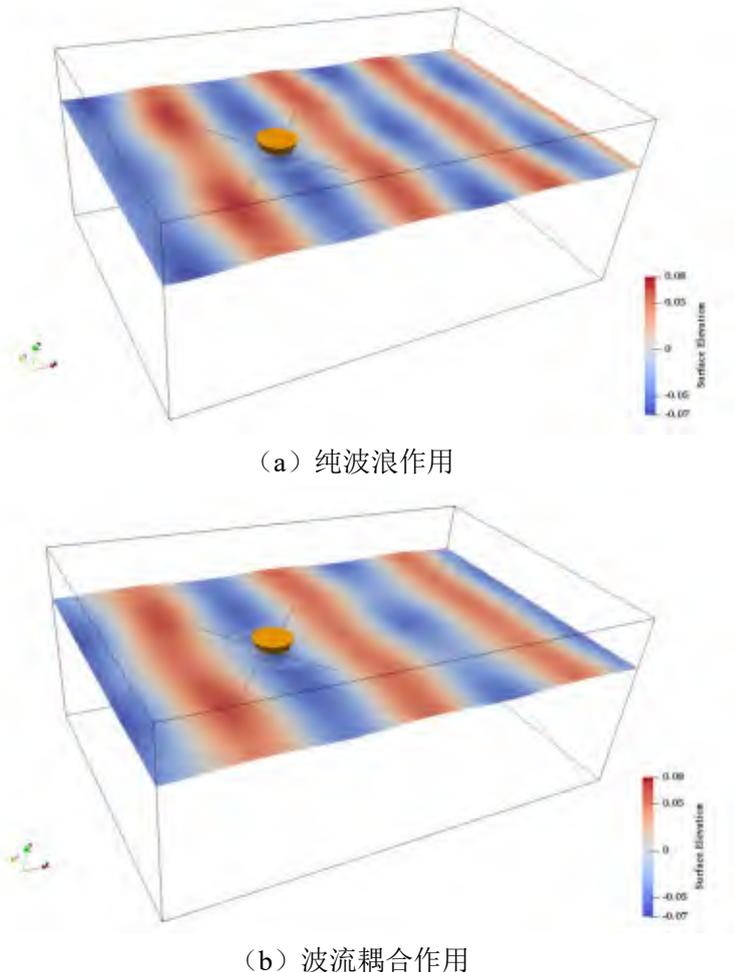


图5-11 纯波浪作用和波流耦合作用的自由液面抬升对比（单位：m/s）

Fig. 5-11 Comparison of free surface under wave-only condition and wave-current coupling condition (Unit: m/s)



图 5-12 分别展示的是纯波浪作用下和波流耦合作用下，圆筒型 FPSO 垂荡运动极大值时刻的筒体附近漩涡结构图。从图像中可以看出，纯波浪作用下，仅在圆筒型 FPSO 的垂荡板附近产生了漩涡结构，而波流耦合作用下，除垂荡板附近的漩涡外，圆筒型 FPSO 的侧壁，底部，尾流区均产生了大量的漩涡结构。这表明在波流耦合情况下，流体和结构物之间的相互作用更加复杂。这些现象可能导致动力响应的随机性和不确定性增加。



(a) 纯波浪作用



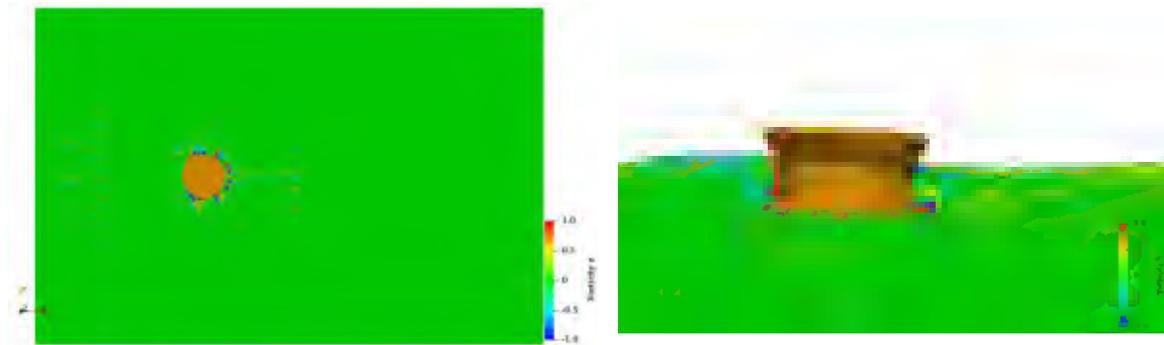
(b) 波流耦合作用

图5-12 纯波浪作用和波流耦合作用垂荡运动极大值时刻的筒体附近漩涡结构

Fig. 5-12 Vortex structures near the hull under wave-only condition and wave-current coupling condition



图 5-13 和图 5-14 分别展示的是纯波浪作用下和波流耦合作用下，自由液面以下 0.3m 处的横剖面和中纵剖面涡量图。通过对比可以看出，纯波浪作用下的圆筒型 FPSO 在运动过程中产生的涡量均集中在垂荡板附近，而波流耦合作用下的流场涡量被海流携带进入了尾流区，并形成了两簇对称分布的尾迹，尾流区的涡量在海流的冲刷下迅速消散。除此之外，在中纵剖面图中可以明显看出，波流耦合作用下的圆筒型 FPSO 底部产生了明显的负向涡量聚集。



(a) 横剖面涡量云图

(b) 纵剖面涡量云图

图5-13 纯波浪作用下横剖面与纵剖面涡量云图 (单位: 1/s)

Fig. 5-13 Contour of vorticity in the transverse and longitudinal planes under wave-only conditions (Unit: 1/s)



(a) 横剖面涡量云图

(b) 纵剖面涡量云图

图5-14 波流耦合作用下横剖面与纵剖面涡量云图 (单位: 1/s)

Fig. 5-14 Contour of vorticity in the transverse and longitudinal planes under wave-current coupling conditions (Unit: 1/s)

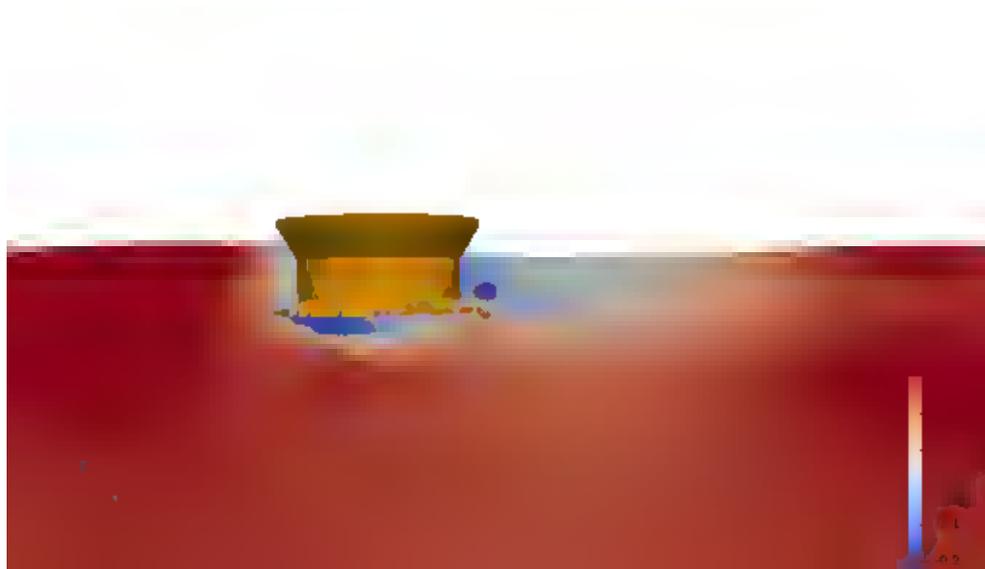
图 5-15 分别展示的是纯波浪作用下和波流耦合作用下流场 X 方向的流速分布云图。通过云图可以看出，纯波浪作用下的圆筒型 FPSO 周围流速较小，且流速分布较为对称。但对于波流耦合的流场而言，圆筒型 FPSO 的底部和尾流区出现了明显的流



速降低，甚至出现了逆向流动现象。低流速甚至逆流速意味着漩涡脱落和低压。尾流区的低速区导致圆筒型 FPSO 产生顺流向的粘压阻力，使得其纵荡平衡位置产生正向偏移。筒体底部的低速区导致圆筒型 FPSO 产生了沿 Z 轴负向的吸力，使得其垂荡平衡位置有所降低。除此之外，由于流力的作用点在旋转中心以下，因此，圆筒型 FPSO 还表现为一恒定的负向纵摇偏移。



(a) 纯波浪作用



(b) 波流耦合作用

图5-15 纯波浪作用下和波流耦合作用下流场 X 方向的流速分布云图 (单位: m/s)

Fig. 5-15 Contour of flow velocity distribution in the X-direction under wave-only condition and wave-current coupling condition (Unit: m/s)



5.6 本章小结

本章使用 naoe-FOAM-SJTU 求解器, 分别对不同波浪周期规则波和波流耦合作用下的圆筒型 FPSO 进行了数值模拟。数值计算结果表明, 波流耦合作用与纯波浪作用下的圆筒型 FPSO 纵荡运动幅值差异并不明显, 但波流耦合作用下的纵荡均值发生了显著的正向偏移, 且在波浪周期大于 1.807s 时, 这种正向偏移随着波浪周期的增大而减小。对于垂荡运动而言, 仅当波浪周期为 1.807s 时, 波流耦合作用与纯波浪作用相比, 垂荡运动幅值被放大了 20% 左右, 其余波浪周期波流耦合工况与纯波浪工况相比纵荡幅值基本一致, 各波浪周期下的垂荡运动均值较纯波浪作用偏小。波流耦合作用对圆筒型 FPSO 纵摇运动幅值的影响较为复杂, 与纯波浪作用相比, 随着波浪周期的增加, 其对纵摇运动的影响呈现先抑制, 后放大, 再抑制的规律。纵摇均值与纯波浪作用相比, 发生了 1.5° 至 2° 的负向偏移。

对波流耦合作用与纯波浪作用的流场特性进行对比可知, 在海流的影响下, 波浪波速增加, 波长被拉长。波流耦合作用下的圆筒型 FPSO 的尾流区和筒体底部产生了明显的逆向流速区和涡量聚集区, 涡量在海流和作用下不断脱落并形成对称分布的尾迹, 逆向流速带来的低压导致筒体底部产生负向吸力, 进而引起圆筒型 FPSO 的垂荡负向偏移。除此之外, 在流力的作用下, 圆筒型 FPSO 产生了正向的纵荡偏移。由于流力的作用点在旋转中心以下, 圆筒型 FPSO 还表现为一恒定的负向纵摇偏移。



第六章 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纯波浪与波流耦合数值研究

6.1 引言

液舱作为圆筒型 FPSO 的关键组成部分，承担着存储着油气等流体产品的功能。这些流体在波浪作用下的晃荡运动会对 FPSO 的稳定性和运动响应产生显著影响。特别是在波浪条件下，液舱内流体的晃动可能导致额外的动力学效应，这些都对圆筒型 FPSO 的操作安全和结构稳定性存在威胁。

本章首先通过对不同波浪周期下的圆筒型 FPSO 进行数值模拟，比较了考虑液舱与不考虑液舱情况下 FPSO 的纵荡、垂荡和纵摇幅值响应 (RAO) 的差异。这一比较旨在明确液舱对圆筒型 FPSO 运动特性的具体影响。接着，本章将视角扩展到不规则波与流耦合共同作用下的复杂的工况，对考虑液舱的圆筒型 FPSO 进行了数值仿真，以揭示液舱在复杂海洋环境中对圆筒型 FPSO 运动特性的影响。这部分的分析有助于理解在现实海洋条件下，液舱如何改变圆筒型 FPSO 的响应行为。最后，本章分析舱内液体的流场特性，通过对不同时刻液舱内流体流动的详细研究，可以进一步解释由于液舱存在导致 FPSO 运动特性差异的原因。

6.2 模型参数与计算工况

6.2.1 几何模型

计算所采用的几何模型外观与之前保持一致，均为带有锥形结构垂荡板的圆筒型 FPSO。

由于本部分的计算需要考虑内部液舱，需要根据内部液舱的结构布置进行液舱的建模，由于实际液舱结构过于复杂，因此，在建模过程中进行一定程度的简化处理，忽略舱室体积较小的污水舱，生活用水舱等，最终确定的液舱数量为十个。此外，在计算的过程中，需要考虑内部液舱晃荡，并且分别提取内部液舱晃荡力矩和外部波浪作用力矩，因此需要将外部壳体和内部液舱分别建模。分别建模的壳体和液舱如图 6-1 所示。

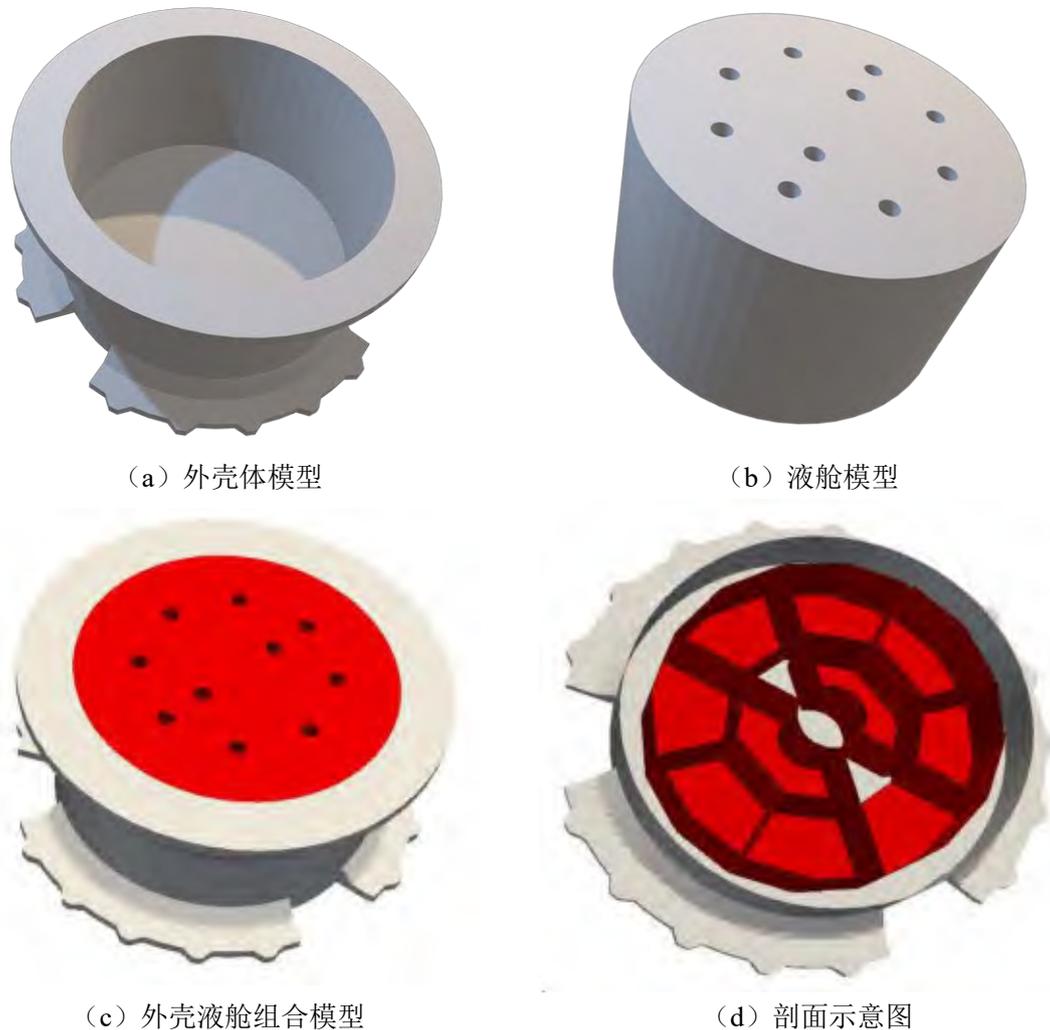


图6-1 考虑液舱的圆筒型 FPSO 模型示意图

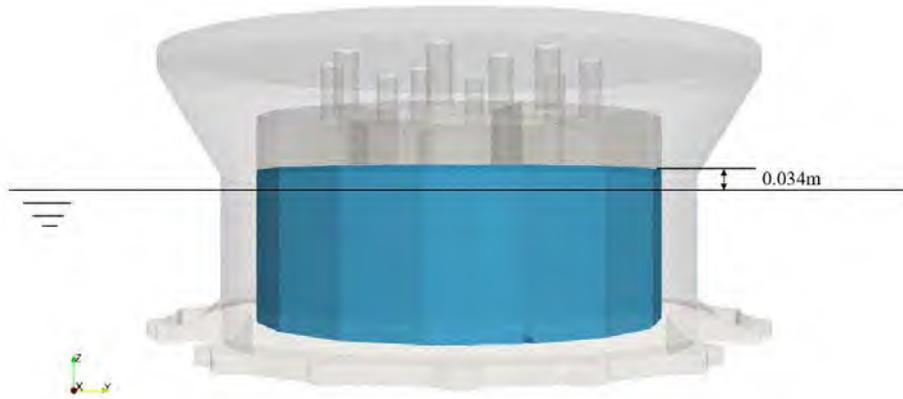
Fig. 6-1 Schematic diagram of a cylindrical FPSO model with liquid tanks

通过模型示意图可以看出，每一个液舱的顶部都有一个细小的开孔，但在实际物理结构中并不存在。这是因为在数值计算过程中，需要保证计算域的连续性，因此通过这种顶部开孔的方式，将内部液舱计算域与外部流体计算域连接起来，以实现内外流耦合的数值计算，由于开孔仅连同空气域，并不会对 FPSO 水动力特性造成影响。

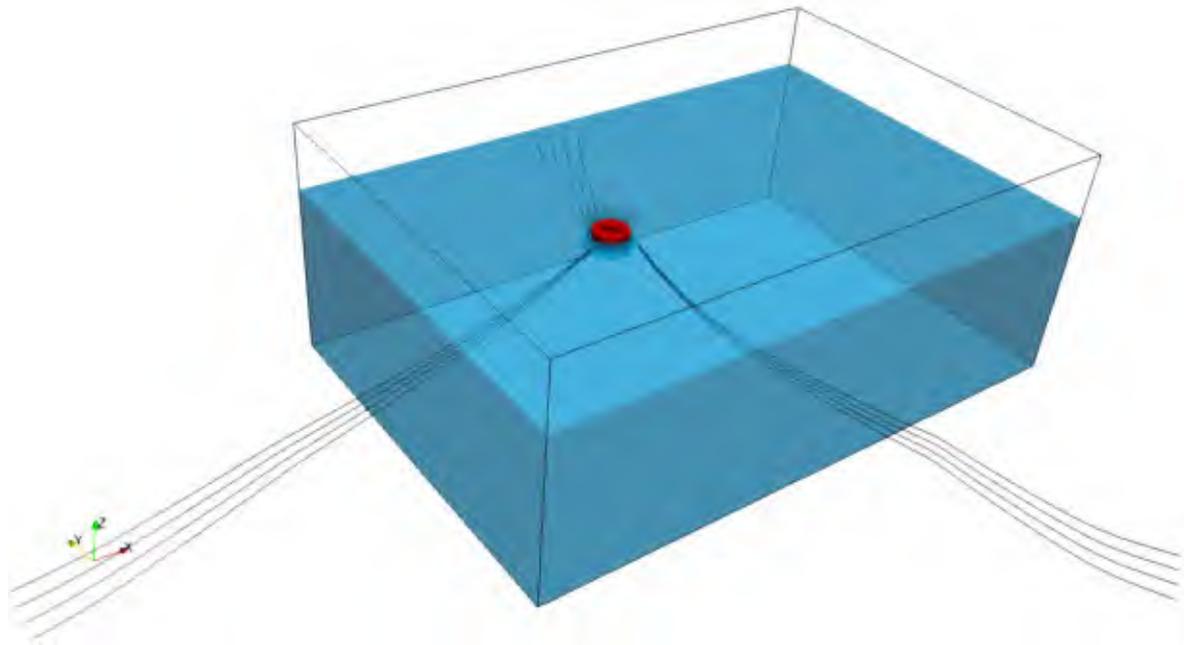
在充液之前，需要将圆筒型 FPSO 参数按照空载情况设置，空载状态下的圆筒型 FPSO 的模型参数与拖航工况一致，详见表 3-1。数值计算之前，采用 OpenFOAM 中的 setFields 功能对液舱内部液体初始化，实现液舱的注水。初始化后的圆筒型 FPSO 与舱内液体的组合体参数与满载工况保持一致，详见表 3-5。满载状态下，圆筒型 FPSO



的充液率为 74%，因此以外流场自由面高度作为参考，舱内自由液面的垂向高度为 0.034m。内部液舱和外部流场的初始化如图 6-2 所示。



(a) 舱内液体初始化



(b) 液舱外部计算域流场初始化

图6-2 内部液舱和外部流场的初始化

Fig. 6-2 Initialization of internal liquid tanks and external flow field



为了尽可能全面地得到舱内液体运动和砰击力等数据，并且方便对比分析，计算选用与第五章波浪周期相同的规则波工况和与第四章完全相同的不规则波+流两类工况进行计算求解，工况表详见表 6-1 和表 6-2。

表6-1 纯波浪工况表

Table 6-1 Table of wave-only conditions

参数	数值
波浪周期	0.904s、1.807s、2.84s、3.808s、4.78s、5.74s
波高	0.1167m

表6-2 波流耦合工况表

Table 6-2 Table of wave-current coupling conditions

参数(JONSWAP)	数值
有义波高	0.228m
谱峰周期	1.95s
谱峰因子	2.2
流速	0.2596m/s

6.2.2 系泊模型

在进行规则波数值模拟过程中，选用的是与第三章相同的简化系泊，系泊参数详见表 3-6；在进行不规则波模拟的过程中，选用的是与第四章相同的完整系泊，系泊参数详见测点表 4-1。

6.3 计算域设置与网格划分

考虑液舱的圆筒型 FPSO 在进行计算时，规则波工况下的计算域设置和边界条件与第三章中的规则波工况计算域保持一致，详见图 3-10 和表 3-8；不规则波+流工况下的计算域设置和边界条件与第四章保持一致，详见图 4-3。舱内壁同样采用无滑移的壁面边界条件。

舱外流场网格划分的逻辑与第三章中的规则波工况和第四章中的不规则波+流工况同样保持完全一致，仅需关注舱内的网格划分情况即可。舱内网格划分时，同样参照舱外网格的加密策略，在舱内对 X 方向和 Y 方向的网格进行一级加密，Z 方向的网格不进行加密处理。除此之外，由于舱内与舱外的连接口尺寸较小，为了保证计算



的稳定性，对舱内外连接口附近的网格进行二级加密处理。网格总量为 380w。图 6-3 给出不规则波+流作用下的考虑液舱的圆筒型 FPSO 数值计算网格划分。

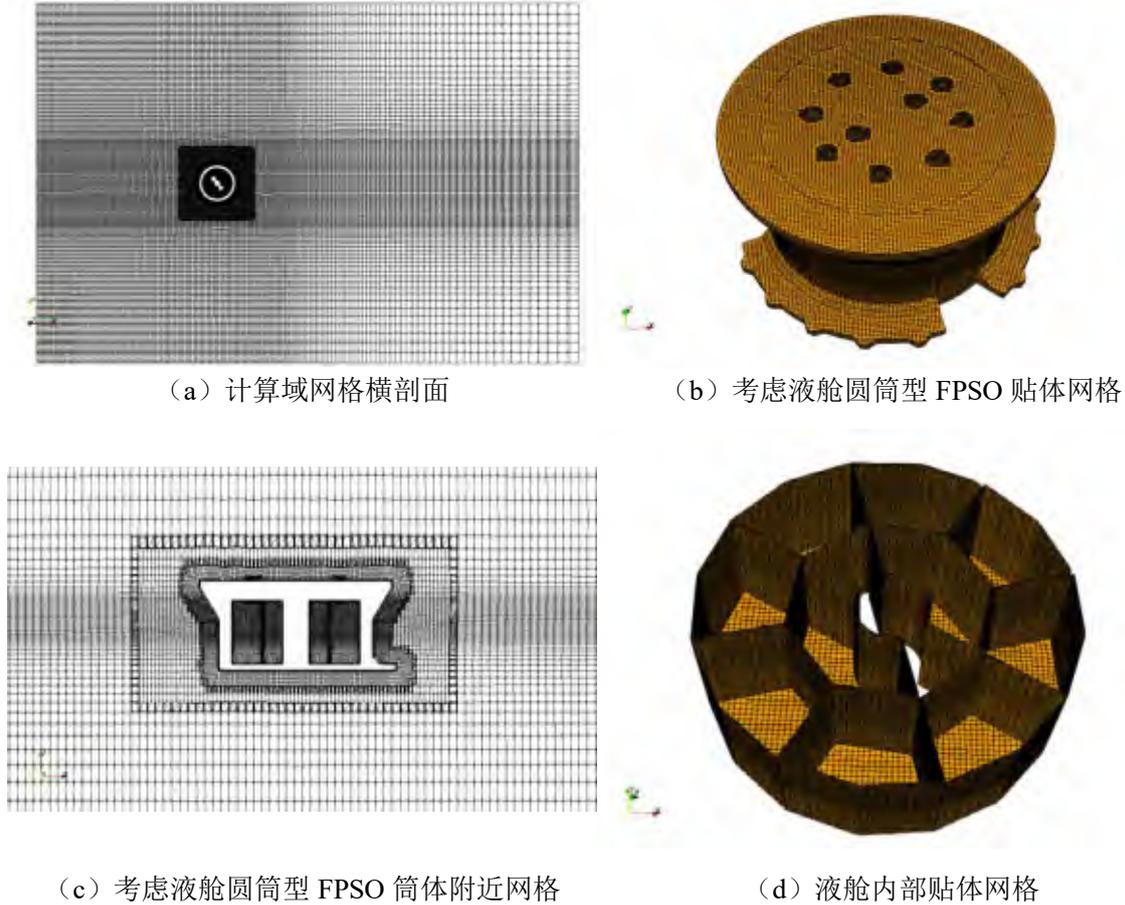


图6-3 波流耦合作用下考虑液舱的圆筒型 FPSO 网格划分

Fig. 6-3 Mesh division of cylindrical FPSO with liquid tanks under wave-current coupling conditions.

6.4 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纯波浪运动特性对比分析

图 6-4，图 6-5，图 6-6 展示的是考虑液舱和不考虑液舱时的圆筒型 FPSO 在规则波作用下的纵荡，垂荡，纵摇 RAO。由图像分析可知，考虑液舱与不考虑液舱的圆筒型 FPSO 在纵荡运动和垂荡运动特性上差异很小，其各波浪周期 RAO 差异不超过 5%，但对于纵摇运动而言差异较大。这是由于纵摇主要受筒体质量分布和惯性矩的影响。当圆筒型 FPSO 的内部液舱充有液体时，这些液体的运动会显著改变筒体内部的质量分布，进而改变其惯性矩，这种影响对纵摇运动尤为明显。除此之外，液体在舱内的移动可以产生显著的附加质量和阻尼，这些效应在纵摇方向上比垂荡和纵荡方



向上更加敏感。相反，圆筒型 FPSO 的纵荡和垂荡运动属于沿轴线的直线运动，其对质量的变化较为敏感而非惯性矩，是否考虑液舱并不影响圆筒型 FPSO 的总质量，因此考虑液舱与否对纵荡和垂荡的影响并不明显。

由纵摇 RAO 曲线图可以看出，不考虑液舱时，图线表现出明显的两个峰值的特性，其中，较高的峰值接近其纵摇固有频率，较低的峰值接近其垂荡固有频率，可见，当圆筒型 FPSO 垂荡运动加剧时，其纵摇运动也会随之加剧，二者的运动具有耦合特性。考虑液舱时，由图像可以看出，其纵摇 RAO 由之前的双峰特性变为了单峰特性，但在纵摇固有周期附近，RAO 图像并没有显示出峰值特性，峰值仅出现在垂荡固有周期处，且在此波浪频率下，纵摇 RAO 稍大于不考虑液舱时的纵摇 RAO。

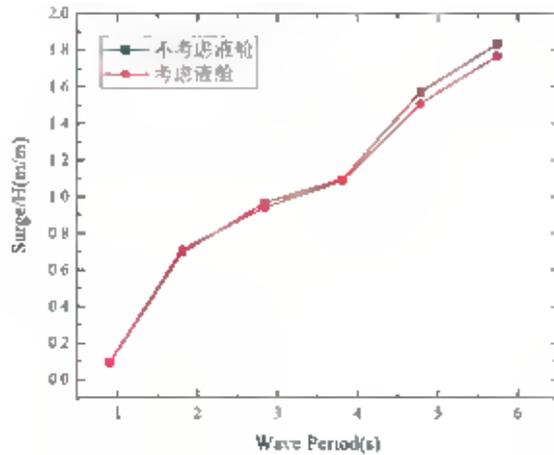


图6-4 考虑液舱与不考虑液舱纵荡运动 RAO 对比

Fig. 6-4 Comparison of surge motion RAO of cylindrical FPSO with and without liquid tanks

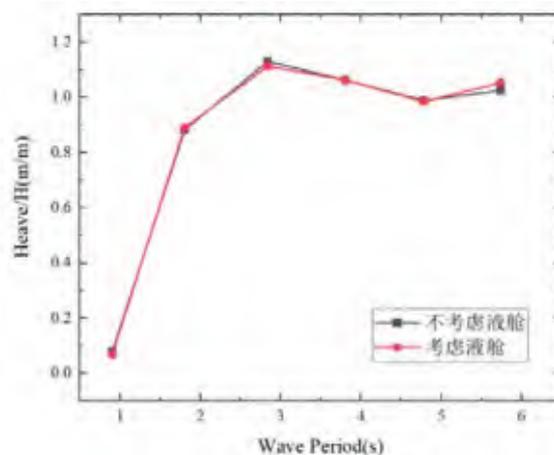


图6-5 考虑液舱与不考虑液舱垂荡运动 RAO 对比

Fig. 6-5 Comparison of heave motion RAO of cylindrical FPSO with and without liquid tanks

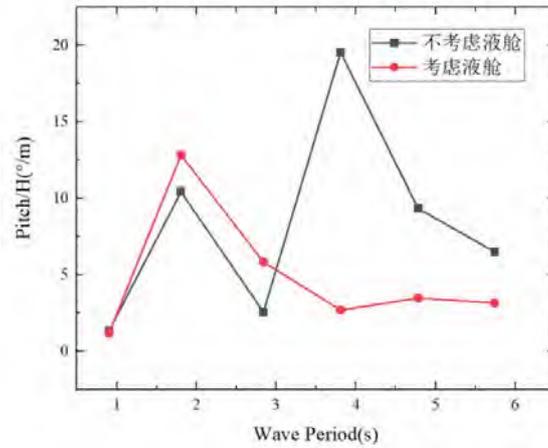


图6-6 考虑液舱与不考虑液舱纵摇运动 RAO 对比

Fig. 6-6 Comparison of pitch motion RAO of cylindrical FPSO with and without liquid tanks

为了探究上述现象产生的原因，图 6-7 和图 6-8 分别绘制了波浪周期为 1.807s 和波浪周期为 3.808s 的内部液舱晃动力矩和外部波浪力矩的时历曲线。由曲线可以看出，当波浪周期为 1.807s 时，液舱的晃动力矩与波浪激励力矩相位几乎相差 180 度，二者力矩能够起到相互抵消的作用，有利于减小纵摇的幅度。相反，当波浪周期为 3.808s 时，液舱的晃动力矩与波浪激励力矩相位差恰好同相位，二者力矩相互叠加，一定程度放大了纵摇的幅度。通过更细致的观察可以发现，当波浪激励频率为纵摇固有频率时，力矩时历曲线表现上有很多毛刺，表现出很多高频成分。

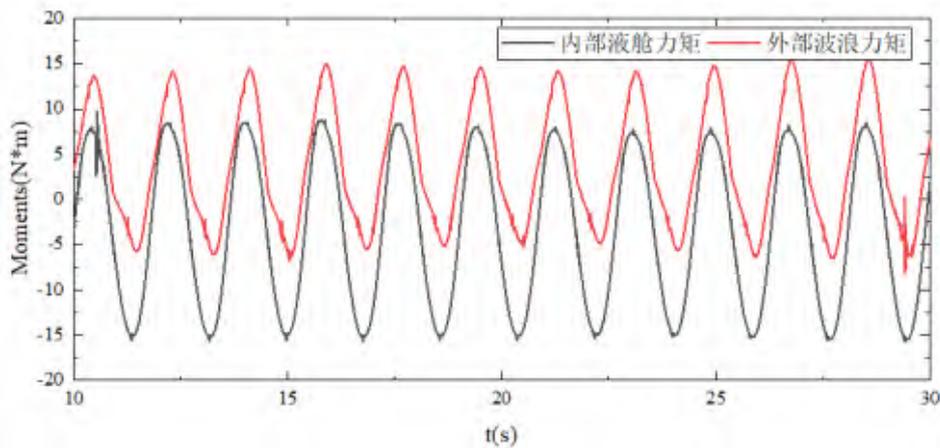


图6-7 波浪周期为 1.807s 时舱内外力矩时历曲线

Fig. 6-7 Time history of internal and external moments at the wave period of 1.807s

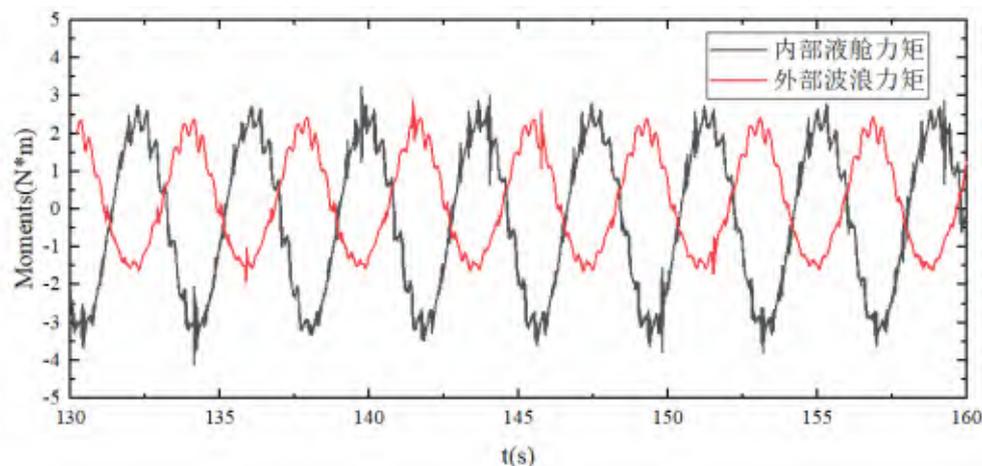
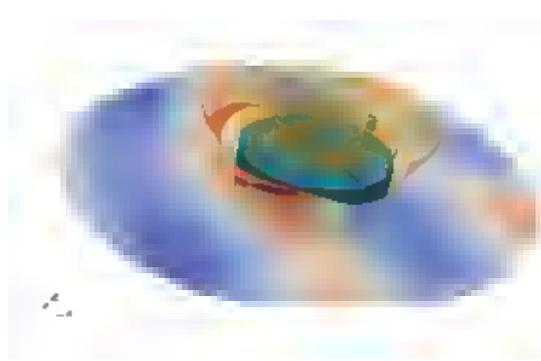


图6-8 波浪周期为 3.808s 时舱内外力矩时历曲线

Fig. 6-8 Time history of internal and external moments at the wave period of 3.808s

下面六幅图展示了不同波浪周期，圆筒型 FPSO 正向纵摇最大时的自由液面示意图和纵剖面图。从图中可以看出，除了波浪周期为 3.808s 的工况，其余各工况下圆筒型 FPSO 舱内液体自由面均处于线性状态，没有明显的大幅液舱晃荡和非线性砰击的现象。在波浪周期为 3.808s 时，可以观察到舱内液体晃荡特征明显，并且自由液面已经出现了明显的非线性特征。



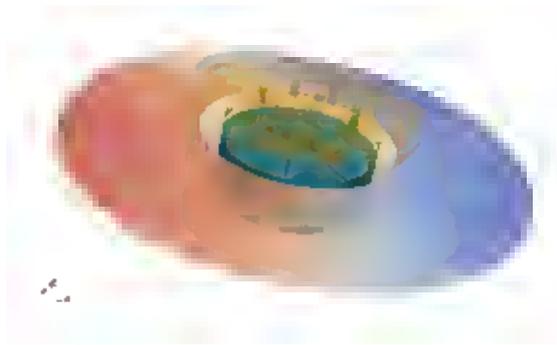
(a) 自由液面示意图



(b) 相分数云图

图6-9 波浪周期为 0.904s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图

Fig. 6-9 Schematic of free surface and phase fraction contour at the wave period of 0.904s



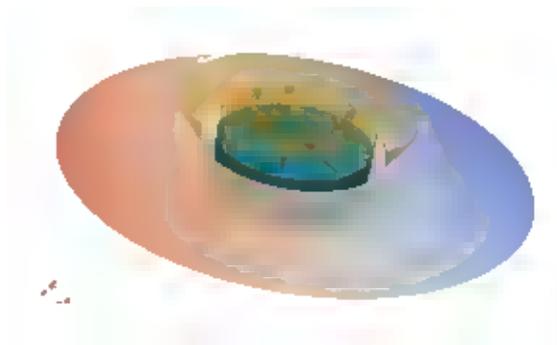
(a) 自由液面示意图



(b) 相分数云图

图6-10 波浪周期为 1.807s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图

Fig. 6-10 Schematic of free surface and phase fraction contour at the wave period of 1.807s



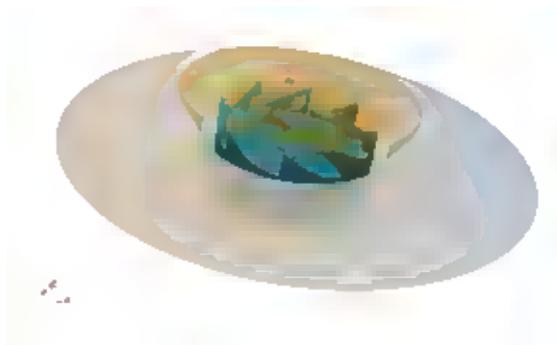
(a) 自由液面示意图



(b) 相分数云图

图6-11 波浪周期为 2.84s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图

Fig. 6-11 Schematic of free surface and phase fraction contour at the wave period of 2.84s



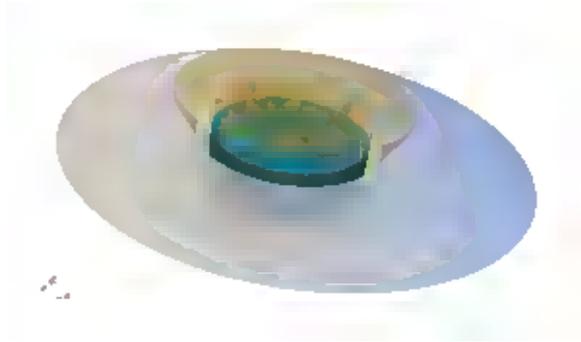
(a) 自由液面示意图



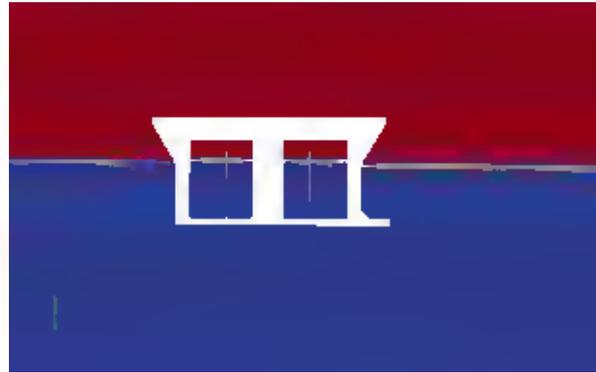
(b) 相分数云图

图6-12 波浪周期为 3.808s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图

Fig. 6-12 Schematic of free surface and phase fraction contour at the wave period of 3.808s



(a) 自由液面示意图



(b) 相分数云图

图6-13 波浪周期为 4.78s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图

Fig. 6-13 Schematic of free surface and phase fraction contour at the wave period of 4.78s



(a) 自由液面示意图



(b) 相分数云图

图6-14 波浪周期为 5.74s 时自由液面示意图和纵剖面相分数云图

Fig. 6-14 Schematic of free surface and phase fraction contour at the wave period of 5.74s

如图 6-15 所示，对波浪周期为 3.808s 一个波浪周期内的舱内自由面变化情况进行进一步分析可知，舱内液体产生大幅晃荡的原因在于在波浪的不断作用下，由于能量的传递和不断累积，激发了液舱内部的高阶模态的高频艏摇，高频艏摇运动使得舱内液体呈现“顺时针-逆时针-顺时针”不断交替变化的高频晃荡特征，这也是力矩曲线含有毛刺成分的原因。但由于这种高频的晃荡耗散了一定的能量，也具有减缓纵摇幅度的作用。

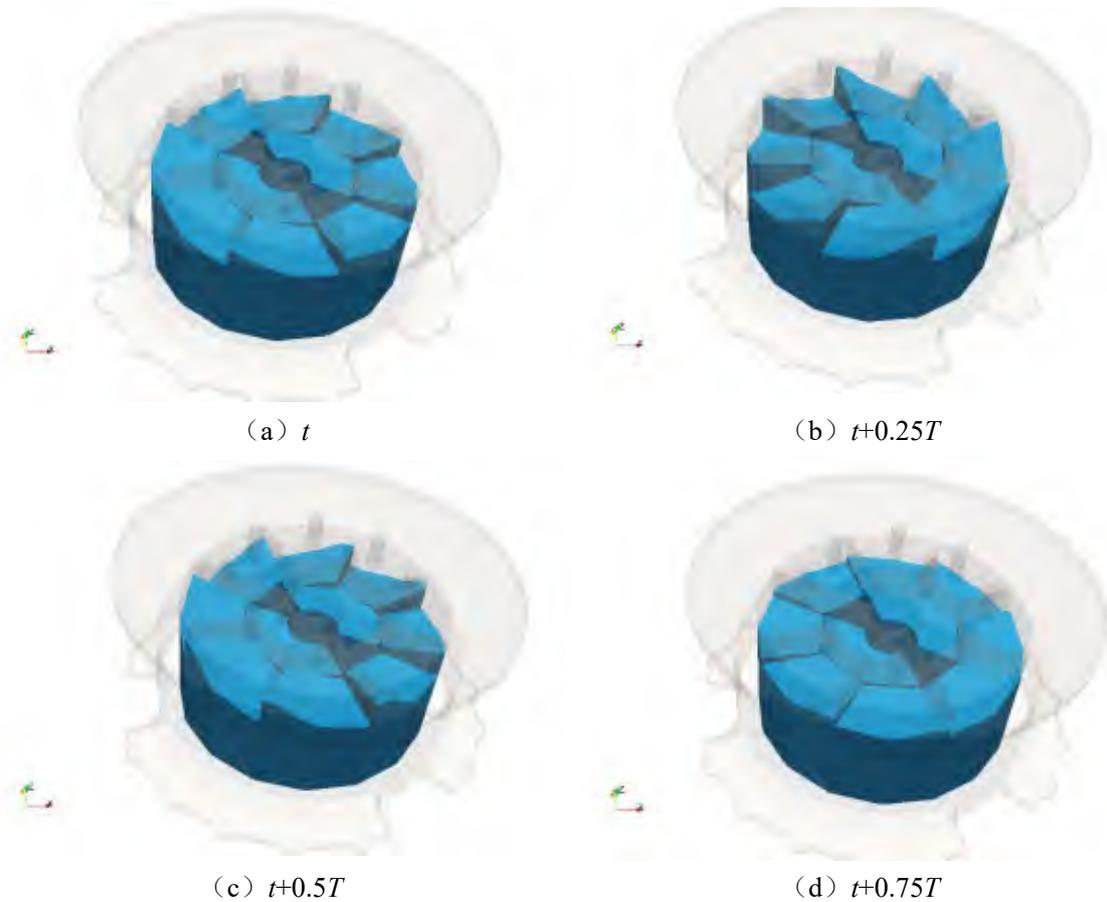


图6-15 波浪周期为 3.808s 时一个波浪周期内的舱内自由面变化情况

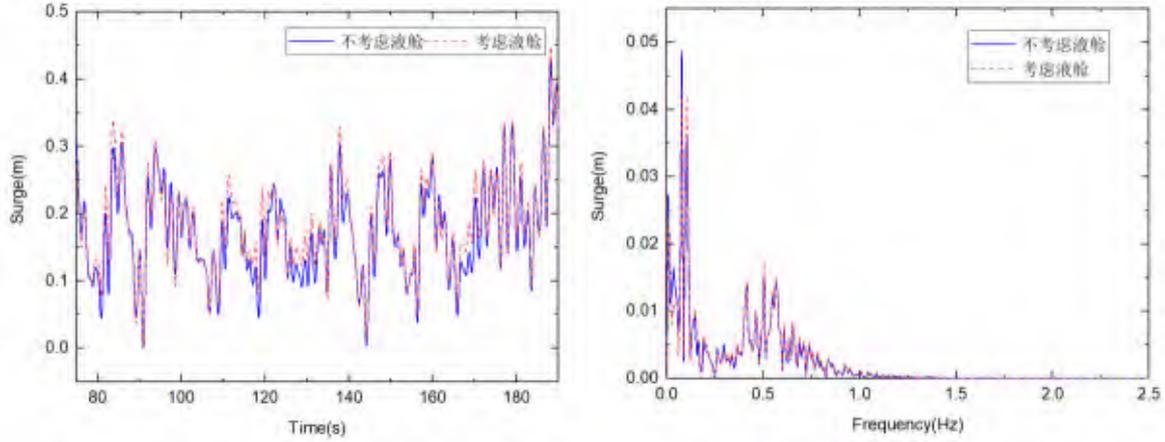
Fig. 6-15 Schematic of free surface variation inside the tanks over one wave period at the wave period of 3.808s

6.5 考虑液舱的圆筒型 FPSO 波流耦合运动特性对比分析

图 6-16, 图 6-17, 图 6-18 给出的是考虑液舱和不考虑液舱时圆筒型 FPSO 在不规则波+流的耦合工况下的纵荡、垂荡和纵摇时历曲线以及对应的快速傅里叶变换 (FFT) 曲线。与规则波计算得到的结果相似, 考虑液舱与不考虑液舱的圆筒型 FPSO 在纵荡和垂荡两个自由度的时历曲线和快速傅里叶变化曲线保持了良好的一致性, 而其纵摇曲线有所不同。综合时域分析和频域分析来看, 考虑液舱时其纵摇幅值略小于不考虑液舱时的纵摇幅值, 尤其是在频率位于 0.25Hz 左右的频率范围内, 由 FFT 曲线可以看出, 考虑液舱的圆筒型 FPSO 相比于不考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇运动幅



值降低了仅 50%。此现象与规则波模拟得到的结果一致。因此，在设计过程中，使用不考虑液舱的模型进行水动力设计校核是合理且偏保守的。

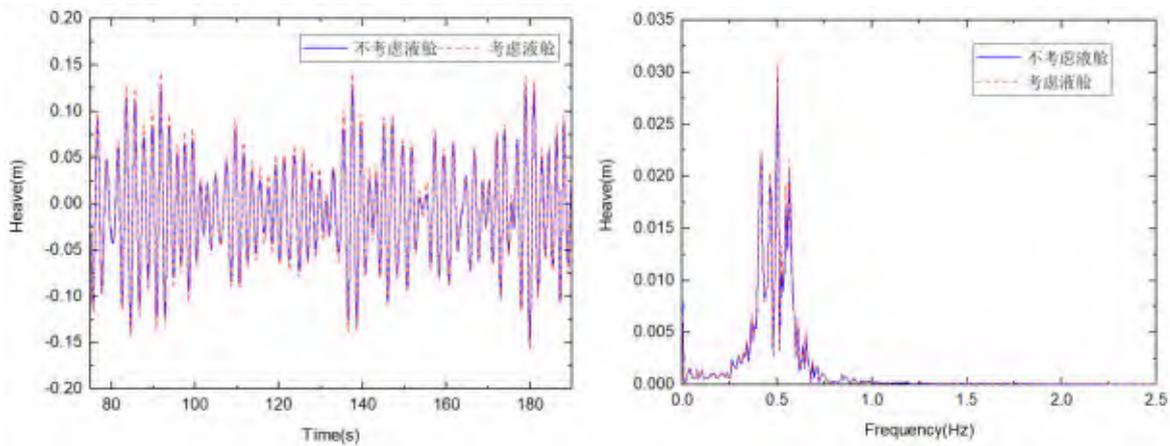


(a) 纵荡时历对比

(b) 纵荡 FFT 对比

图6-16 波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱纵荡运动对比

Fig. 6-16 Comparison of surge motion with and without tanks under wave-current coupling conditions

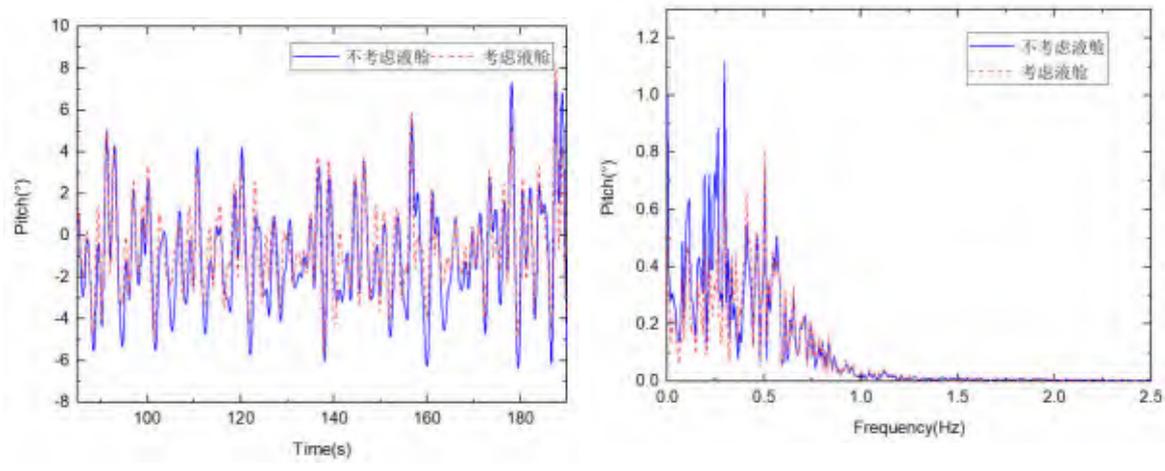


(a) 垂荡时历对比

(b) 垂荡 FFT 对比

图6-17 波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱垂荡运动对比

Fig. 6-17 Comparison of heave motion with and without tanks under wave-current coupling conditions



(a) 纵摇时历对比 (b) 纵摇 FFT 对比

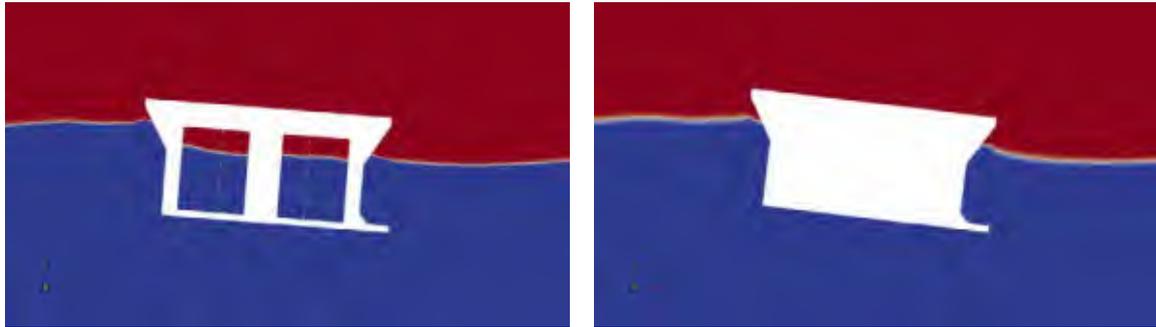
图6-18 波流耦合作用下考虑液舱与不考虑液舱纵摇运动对比

Fig. 6-18 Comparison of pitch motion with and without tanks under wave-current coupling conditions

事实上，由于本研究所使用的圆筒型 FPSO 模型的内部被划分为了多个尺寸较小的液舱，将大舱室分割为较小的液舱意味着减少了液体晃动的路径长度，也就是说在较小的空间内，液体的晃动路径更短，这导致晃动固有周期缩短，固有频率提高。固有频率体现了物体的“刚度”，固有频率越大，物体的“刚度”也就越大。较小的舱室实际上增加了液体的“刚度”，液体的刚性成分越大，其固体特征越明显而流动特性被削弱。这也是考虑液舱与不考虑液舱的圆筒型 FPSO 在波流耦合作用中摇荡特性差异并不是特别显著的一个原因。

为了观察圆筒型 FPSO 在运动过程中的舱内液体运动情况，选取 177.9s 和 187.7s 两个时刻进行流场分析。这两个时刻均为纵摇幅值最大值对应的时刻，区别在于 177.9s 时考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇明显小于不考虑液舱的圆筒型 FPSO，而 187.7s 时考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇略大于不考虑液舱的圆筒型 FPSO。

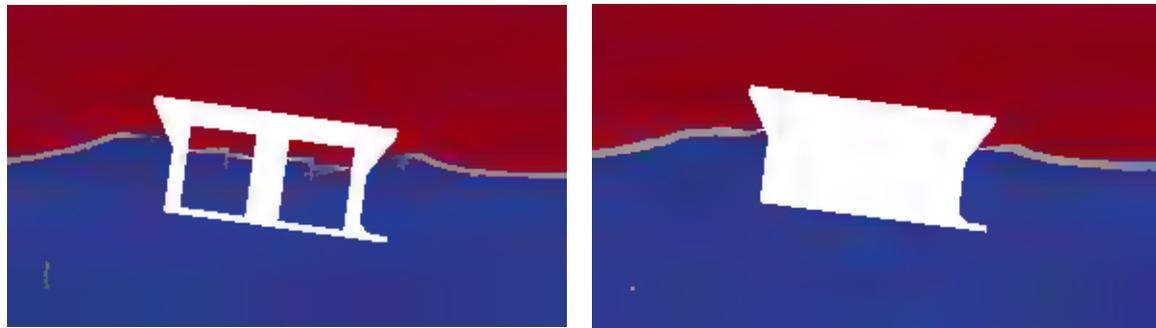
图 6-19 和图 6-20 展示的是考虑液舱和不考虑液舱时的圆筒型 FPSO 在上述两个时刻的相分数云图。从图中可以看出，不论是 177.9s 还是 187.7s，考虑液舱与不考虑液舱的舱外流场几乎一致，因此是否考虑液舱对波流场的影响不大。但纵向对比两时刻舱内液面可以发现，177.9s 时，舱内液面呈现出与液舱倾斜角度基本相同的液面倾角，而 187.7s 时，舱内液面几乎呈现水平状态，进而推测，虽然这两个时刻均为纵摇幅度极值对应的时刻，但舱内液体的流动状态不同。



(a) 考虑液舱 (b) 不考虑液舱

图6-19 177.9s 时考虑液舱与不考虑液舱的纵剖面相分数云图

Fig. 6-19 Phase fraction contour at 177.9s with and without considering tanks.



(a) 考虑液舱 (b) 不考虑液舱

图6-20 187.7s 时考虑液舱与不考虑液舱的纵剖面相分数云图

Fig. 6-20 Phase fraction contour at 187.7s with and without considering tanks.

为了进一步分析舱内液体流动状态，图 6-21 和图 6-22 展示的是圆筒型 FPSO 舱内纵截面 X 方向速度云图和流速矢量图，红色的箭头代表速度矢量，并且箭头越长越粗，就代表速度越大。分析图象可以看出，177.9s 时舱内液体流速很小，红色箭头只出现在了最右侧舱室的自由面附近，而 187.7s 时舱内液体速度很大，X 方向最大速度大约是 177.9s 时的 6 倍，且表征速度矢量的红色箭头密集且均指向右上方，表明此时舱内液体与圆筒型 FPSO 的运动保持一致。由于 177.9s 时考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇明显小于不考虑液舱的圆筒型 FPSO，而 187.7s 时考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇大于不考虑液舱的圆筒型 FPSO，因此可以得出，当液舱内液体的移动与结构体的运动同步时，就会放大摇摆的幅度。

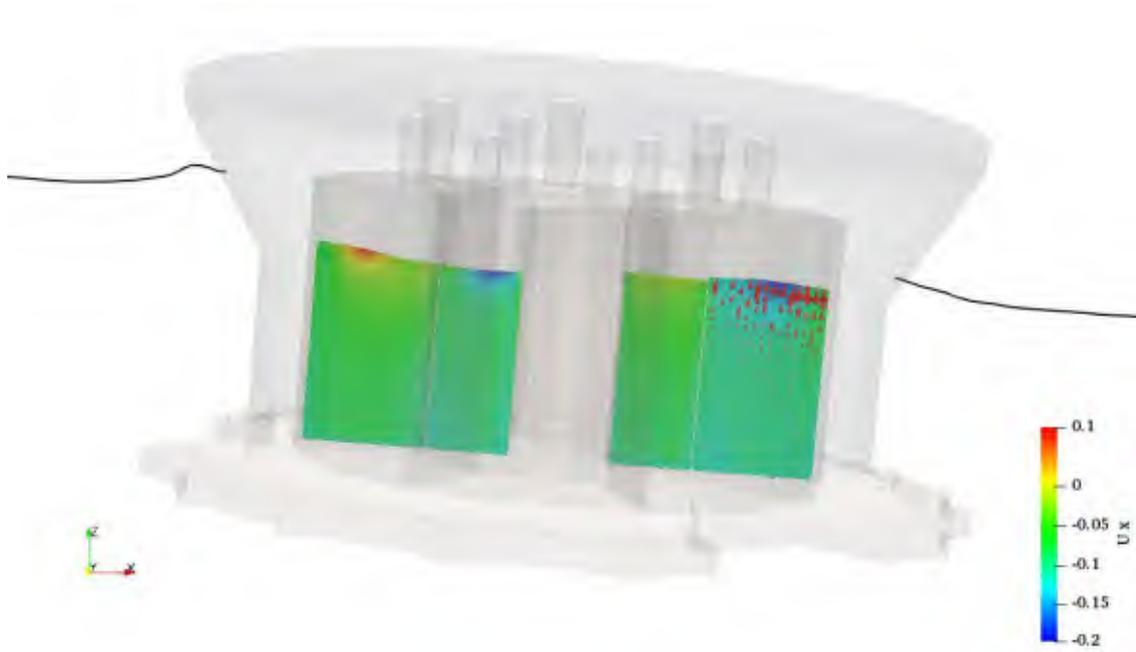


图6-21 177.9s 时圆筒型 FPSO 舱内纵截面 X 方向速度云图和流速矢量图 (单位: m/s)
Fig. 6-21 Velocity contour and velocity vector plots inside the cylindrical FPSOtank at 177.9s (Unit: m/s)



图6-22 187.7s 时圆筒型 FPSO 舱内纵截面 X 方向速度云图和流速矢量图 (单位: m/s)
Fig. 6-22 Velocity contour and velocity vector plots inside the cylindrical FPSOtank at 187.7s (Unit: m/s)



6.6 本章小结

本章首先对考虑液舱的圆筒型 FPSO 进行了模型建立与网格划分, 并使用 naoe-FOAM-SJTU 求解器, 对不同波浪周期规则波和不规则波+流耦合作用下的考虑液舱的圆筒型 FPSO 进行了数值模拟。数值计算结果显示, 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵荡、垂荡运动特性与不考虑液舱的圆筒型 FPSO 几乎一致, 但纵摇运动二者的特征差异较大。具体表现为波浪周期在 1.807s 左右时, 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇运动 RAO 稍大于不考虑液舱, 波浪周期为 3.808s 左右时, 考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇运动 RAO 远小于不考虑液舱。这由于当波浪周期为 1.807s 左右时, 舱内液体产生的力矩和舱外波浪产生的力矩同相位, 而当波浪周期为 3.808s 左右时, 舱内液体产生的力矩和舱外波浪产生的力矩反相位, 且激发的液舱高频液体晃荡耗散了大部分能量。

在不规则波+流的算例中, 考虑液舱与不考虑液舱圆筒型 FPSO 的纵荡, 垂荡运动时历的 FFT 曲线依旧相近, 考虑液舱时纵摇幅值略小于不考虑液舱时的纵摇幅值, 尤其是在频率位于 0.25Hz 左右的频率范围区间内, 考虑液舱的圆筒型 FPSO 相比于不考虑液舱的圆筒型 FPSO 纵摇运动幅值降低了 50%。因此, 在设计过程中, 使用不考虑液舱的模型进行水动力设计校核是合理且偏保守的。

通过舱内液体结构体运动过程中的速度场云图和流速矢量图可以看出, 当液舱内液体的移动与结构体的运动同步时, 其摇摆的幅度会增加, 反之则会降低。



第七章 总结与展望

7.1 全文总结

本硕士论文基于组内自主开发求解器 naoe-FOAM-SJTU, 结合一种新提出的主动造波消波边界 (GABC) 方法以及浮力修正的 k-omega SST 湍流模型, 针对大型浮式结构物在复杂波流耦合工况下的水动力学响应问题, 以我国自主设计建造的亚洲首艘圆筒型浮式生产储卸油装置 (FPSO) ——“海洋石油 122”为研究对象, 在对 GABC 方法和浮力修正的 k-omega SST 湍流模型进行数值验证后, 分别对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在均匀流、规则波以及不规则波+流工况开展数值模拟与流场分析并与试验结果进行对比验证, 在此基础上深入探索波流耦合作用下圆筒型 FPSO 的砰击特性以及与纯波浪作用相比其运动特性的差异。最后, 对规则波和波流耦合作用下考虑液舱的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 进行数值模拟, 探究液舱对其运动特性的影响。通过上述研究, 得到的主要成果与结论如下:

(1) 通过对波浪作用下的截断圆柱进行数值模拟, 表明 GABC 方法在模拟圆柱附近液面抬升和圆柱阻力系数方面, 与松弛区造波消波方法精度相当, 同时能缩短计算域, 提高 27% 的计算效率。此外, 比较标准 k-omega SST 湍流模型与浮力修正的 k-omega SST 湍流模型在空场造波中的效果, 发现后者能更好地控制自由面湍动能的异常积累, 减少波高异常衰减。总的来说, GABC 方法与浮力修正的 k-omega SST 湍流模型结合使用, 能有效模拟复杂波流耦合问题。

(2) 通过数值模拟研究均匀流和纯波浪作用下的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO, 并与试验结果对比, 发现运动和受力的误差均在 5% 以内, 证明了方法的准确性。研究表明, 在均匀流条件下, 由于 FPSO 吃水浅, 不会形成卡门涡街, 但在尾流区形成了类似船行波的波纹, 主要是散波, 几乎没有横波, 且存在明显的低速高涡量区域; 纯波浪作用时, 在系泊作用下, 圆筒型 FPSO 的垂荡和纵摇运动频率略微改变。系泊刚度较小且纵荡频率较低, 容易与波浪的低频共振, 导致显著的纵向移动。

(3) 通过比较“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在不规则波+流中的六自由度运动和砰击压力的数值计算结果与模型试验结果, 发现能够良好吻合, 验证了求解器的准确性。对砰击时历数据进行统计, 得到三种砰击类型: Type A 表现为短时长和快速上



升后缓慢下降的压力曲线; Type B 是长时长和缓慢上升后快速下降的砰击压力曲线; Type C 介于 Type A 和 Type B 之间, 表现为“双峰”特征。这些类型由相对波高、波速和 FPSO 运动的综合作用产生。此外流场分析表明垂荡板上的圆锥结构通过产生细小涡流来限制垂直运动, 而在海流作用下, FPSO 的前部、底部和尾流区域形成了额外的涡流。

(4) 分别对不同波浪周期规则波和波流耦合作用下的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 进行了数值模拟表明, 在不同波浪周期下, 波流耦合对圆筒型 FPSO 的纵荡运动幅值影响较小, 但纵荡均值出现显著正向偏移。波流耦合作用下圆筒型 FPSO 垂荡幅值的“锁定”区间比纯波浪作用下的“锁定”区间更为宽泛且幅值较大, 但垂荡均值较纯波浪作用略小。纵摇运动幅值的影响较复杂, 随波浪周期变化呈现先减小后增大再减小的趋势, 纵摇均值相比纯波浪作用有 1.5° 至 2° 的负向偏移。流场分析表明, 海流影响下波速增加, 波长增长, 圆筒型 FPSO 尾流区和底部形成逆向流速区和涡量聚集区, 造成垂荡负向偏移。流力和力矩的作用还导致正向的纵荡偏移和负向纵摇偏移。

(5) 通过对不同波浪周期规则波和不规则波+流耦合作用下的考虑液舱的“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 进行了数值模拟表明, 考虑液舱的圆筒型 FPSO 在纵荡和垂荡运动上与不考虑液舱的模型类似, 但纵摇运动表现出显著差异。特别是在 1.807s 波浪周期时, 考虑液舱的 FPSO 纵摇幅度略高, 而在 3.808s 周期时, 纵摇幅度显著低于不考虑液舱的模型, 这是因为舱内液体的力矩与舱外波浪力矩的相位不同, 同相增摇, 反相减摇, 液舱内的液体晃荡耗散能量也起到了减摇作用。在不规则波+流的情况下, 考虑液舱时的纵摇幅值普遍低于不考虑液舱, 尤其在 0.25Hz 频率附近, 幅值降低约 50%。因此, 在水动力设计中, 使用不考虑液舱的模型是合理且保守的。流场分析可知, 液舱内液体移动与结构体运动同步时, 摇摆幅度会增加, 反之则减少。

综上, 本研究通过对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在不同海况下的动态响应进行深入分析, 提供了关于其水动力性能的重要见解。研究显示, 采用先进的数值模拟技术, 如 GABC 方法和浮力修正的 $k\text{-}\omega$ SST 湍流模型, 可以准确预测圆筒型 FPSO 在复杂波流条件下的行为。特别是在考虑液舱影响、波流耦合效应以及不同波浪周期对圆筒型 FPSO 运动特性的影响方面, 本研究为圆筒型 FPSO 设计和水动力性能优化提供了可参考的方法论, 增强了在复杂海况下的设计稳定性和预测准确性。



7.2 研究展望

本研究对“海洋石油 122”圆筒型 FPSO 在不同海况下的动态响应进行了深入探讨，特别是在数值模拟方法的应用，波流耦合效应，液舱设计对运动特性的影响等方面取得了一定进展。这些成果对于理解和优化圆筒型 FPSO 水动力性能具有重要意义。然而，由于研究时间和论文篇幅的限制，本研究仍存在一定局限性。基于现有成果，未来的研究可以在以下几个方面进行更深入的探索：

(1) 虽然 GABC 方法和浮力修正的 k - ω SST 湍流模型已显示出良好的性能，但仍存在进一步提高其精确度和效率的潜力。特别是在模拟更复杂的波流耦合和极端海况下，数值模型的优化和验证将是关键。

(2) 考虑液舱对圆筒型 FPSO 运动特性的影响显著，未来研究可以更深入地探究不同液舱的结构形式对圆筒型 FPSO 动态响应的影响，特别是在不同海况和波浪周期下的性能。

(3) 目前对圆筒型 FPSO 波流耦合问题的研究主要集中在特定流速，特定波高，波流同向的波浪与均匀流耦合，仅研究了不同波浪周期对波流耦合特性的影响。未来可对流速，波高，浪向等其他影响因素进行研究。除此之外，还可以考虑风浪流联合作用下的圆筒型 FPSO 运动响应特征。

(4) 基于当前的研究成果，可以探索新型的 FPSO 设计，如改进液舱配置、结构形状优化等，以提高其在复杂海况下的性能和安全性。

通过这些研究展望的实现，可以为圆筒型 FPSO 的设计与运营提供更为全面和精准的理论支持，从而提高其在复杂海况中的适应性和安全性。



参 考 文 献

- [1] Dwyer, D.A., Emmerik, J.C. A Comparative Cost Analysis of Floating Wind Turbine Platforms[C]. SNAME Maritime Convention. Bellevue, Washington, USA, November: 2013: D011S006R006.
- [2] Swamidas, A.S., Reddy, D.V. Offshore Platforms[J]. Springer Handbook of Ocean Engineering, 2016: 745-754.
- [3] Amaechi, C.V., Reda, A., Butler, H.O., et al. Review on fixed and floating offshore structures. Part I: Types of platforms with some applications[J]. Journal of Marine Science and Engineering, 2022, 10(8): 1074.
- [4] 张帆. 深海立柱式平台概念设计及水动力性能研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2008.
- [5] Onoufriou, T., Forbes, V.J. Developments in structural system reliability assessments of fixed steel offshore platforms[J]. Reliability Engineering & System Safety. 2001, 71(2): 189-199.
- [6] Liu, Y., Li, S., Yi, Q., et al. Developments in semi-submersible floating foundations supporting wind turbines: A comprehensive review[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016, 60: 433-449.
- [7] Chandrasekaran, S., Jain, A.K. Dynamic behaviour of square and triangular offshore tension leg platforms under regular wave loads[J]. Ocean Engineering. 2002, 29(3): 279-313.
- [8] Ronalds, B.F., Lim, E.F.H. FPSO trends[C]. SPE Annual Technical Conference and Exhibition. Houston, Texas, October: 1999: SPE-56708-MS.
- [9] 张媛, 杨树耕. FPSO 的发展概况及趋势[J]. 中国船舶工业. 2004, 10: 40-45.
- [10] 董艳秋. 深海采油平台波浪载荷及响应[M]. 天津大学出版社. 2005.114-117.
- [11] 王天英, 冯永训. 新概念 FPSO 最新研究进展[J]. 船海工程. 2011, 40(5): 184-188.
- [12] Cueva, M., Malta, E.B., Nishimoto, K., et al. Estimation of Damping Coefficients of Moonpools for Monocolumn type units[C]. 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Halkidiki, Greece. June 12-17: 2005, 41952: 665-671.
- [13] Saad, A.C, Joao, L.V., Loureiro, R.R., et al. Motion behaviour of the mono-column FPSO sevan piranema in Brazilian waters[C]. Offshore Technology Conference. Houston, Texas, May: 2009: OTC-20139-MS.
- [14] 佚名. 亚洲首艘圆筒型 FPSO 开工[J]. 中国船检. 2022(3):101-101.



- [15] 马廷德, 孙德壮, 董庆辉, 等. 新型 FPSO 发展趋势及设计[C]. 辽宁省造船工程学会. 2010 中国大连国际海事论坛论文集: 2010: 45-50.
- [16] 陈德庆, 魏冠杰, 索志远. FPSO 应用现状及发展趋势的思考[J]. 化工管理. 2018(23):3.
- [17] Lamport, W.B., Josefsson, P.M. The next generation of round fit-for-purpose hull form FPSOs offers advantages over traditional ship-shaped hull forms[C]. 2008 deep Gulf conference. New Orleans, Louisiana USA: 2008: 9-11.
- [18] Sarpkaya, T., Wave forces on offshore structures[M]. Cambridge University Press. 2010.
- [19] 盛振邦, 刘应中. 船舶原理[M]. 上海交通大学出版社. 2004.
- [20] 刘应中, 缪国平. 海洋工程水动力学基础[M]. 海洋出版社. 1991.
- [21] Deng, S., Cai, Y., Yang, X., et al. Experimental Study on the Effects of Wave and Current Interaction on Vertical Motions of a Cylindrical FPSO[C]. The 32nd International Ocean and Polar Engineering Conference. Shanghai, China, June: 2022: ISOPE-I-22-172.
- [22] Afriana, R. Coupled dynamic analysis of cylindrical FPSO, moorings and riser based on numerical simulation[D]. University of Stavanger. 2011.
- [23] Araki, Y., Uemichi, A., Yamasaki, Y., et al. Evaluation of damping effect of perforated plate on the first resonant wave height of liquid sloshing under pitching excitation utilized by CFD[J]. Transactions of the JSME. 2018, 84(861):17-00507-17-00507.
- [24] Jiang, M., Li, D., Wang, Z., et al. Hydrodynamic Study on the Damping Characteristics of Cylindrical FPSO With the Heave Plate[C]. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. American Society of Mechanical Engineers. Virtual, Online, August 3–7: 2020, 84317: V001T01A038.
- [25] Vidic-Perunovic, J., Lee, L., Glomnes, E.B., et al. Ultra-deepwater production system: model test study of cylindrical FPSO in GoM hurricane conditions[C]. Offshore Technology Conference. Houston, Texas, USA: 2017: D021S018R005.
- [26] 李刚, 李达, 王朝阳, 等. 圆筒型 FPSO 在波浪中运动响应特性研究[J]. 船舶. 2022, 33(02): 22-28.
- [27] 王飞. 圆筒型深水钻井储油平台浮态制造的关键问题研究[D]. 江苏大学. 2013.
- [28] Amin, I., Dai, S., Day, S., et al. Experimental investigation on the influence of interceptor plate on the motion performance of a cylindrical FPSO[J]. Ocean Engineering. 2022, 243: 110339.
- [29] 白杰, 李焱, 曲志森, 等. 新型圆筒型 FPSO 垂荡抑制结构优化设计[J]. 海洋工程. 2020, 38(1):20-29.



- [30] Ji, X., Li, Y., Tang, Y., et al. Viscous damping effect and vortex shedding performance of the novel anti-motion structures on a cylindrical FPSO[J]. *Ocean Engineering*. 2019, 190: 106430.
- [31] Ji, X., Li, Y., Tang, Y., et al. Damping performance of annular anti-motion structures on a cylindrical floating drilling production storage and offloading system[J]. *Ocean Engineering*. 2019, 192: 106590.
- [32] Avalos, G.O.G., Wanderley, J.B.V. Numerical study of forced roll oscillation of FPSO with bilge keel[J]. *Ocean Engineering*. 2018, 147: 304-317.
- [33] 童波, 季欣洁, 王浩, 等. 圆筒型 FPSO 阻尼结构的阻尼性能研究[J]. *海洋工程*. 2018, 36(5): 22-29.
- [34] 查晶晶. 基于 OpenFOAM 的数值造波与消波模型及其应用[D]. 上海交通大学. 2011.
- [35] 王永学. 无反射造波数值波浪水槽[J]. *水动力学研究与进展: A 辑*. 1994(2): 205-214.
- [36] Wei, G., Kirby, J.T., Sinha, A. Generation of waves in Boussinesq models using a source function method[J]. *Coastal Engineering*. 1999, 36(4): 271-299.
- [37] Schmitt, P., Elsaesser, B. A review of wave makers for 3D numerical simulations[C]. *MARINE VI: proceedings of the VI International Conference on Computational Methods in Marine Engineering*. 2015: 437-446.
- [38] Baker, G.R., Meiron, D.I., Orszag, S.A. Applications of a generalised vortex method to nonlinear free surface flows[C]. *Proceedings of the Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*. Paris, France: 1981: 179-191.
- [39] Hatayama, S. Comparison of effectiveness of four open boundary conditions for incompressible unbounded flows[M]. *National Aerospace Laboratory*. 1999.
- [40] Gabriel, M., Wellens, P. A two-dimensional boundary element method with generating absorbing boundary condition for floating bodies of arbitrary shape in the frequency domain[J]. *International Shipbuilding Progress*. 2022: 1-21.
- [41] Schäffer, H.A., Klopman, G. Review of multidirectional active wave absorption methods[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*. 2000, 126(2): 88-97.
- [42] Clément, A. Coupling of two absorbing boundary conditions for 2D time-domain simulations of free surface gravity waves[J]. *Journal of Computational Physics*. 1996, 126(1): 139-151.
- [43] Borsboom, M., Jacobsen, N.G. A generating - absorbing boundary condition for dispersive waves[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 2021, 93(8): 2443-2467.



- [44] Rijnsdorp, D.P., Zijlema, M. Simulating waves and their interactions with a restrained ship using a non-hydrostatic wave-flow model[J]. *Coastal Engineering*. 2016, 114: 119-136.
- [45] Xu, W., Song, Z., Liu, G., et al. Numerical Analysis of the Impact Parameters on the Dynamic Response of a Submerged Floating Tunnel under Coupling Waves and Flows[J]. *Sustainability*. 2023, 15(21): 15241.
- [46] Johnson, H., Karambas, T., Avgeris, I., et al. Modelling of waves and currents around submerged breakwaters[J]. *Coastal Engineering*. 2005, 52(10-11), 949-969.
- [47] Deng, D., Wang, Z., Wan, D.C. Numerical Investigations of Vortex-Induced Vibration of Two-Dimensional Circular Cylinder Experiencing Oscillatory Flow[C]. *The Thirteenth Pacific-Asia Offshore Mechanics Symposium*. Jeju, Korea: 2018: ISOPE-P-18-007.
- [48] Li, X., Xiao, Q., Wang, E., et al. The dynamic response of floating offshore wind turbine platform in wave-current condition[J]. *Physics of Fluids*. 2023, 35(8): 087113.
- [49] Yuan, T., Yao, Y., Li, Z., et al. An Investigation of Wave-Driven Current Characteristics across Fringing Reefs under Monochromatic Waves[J]. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2023, 11(10): 1843.
- [50] Lin, P., Li, C.W. Wave-current interaction with a vertical square cylinder[J]. *Ocean Engineering*. 2003, 30(7): 855-876.
- [51] Zhang, J.S., Zhang, Y., Jeng, D.S., et al. Numerical simulation of wave-current interaction using a RANS solver[J]. *Ocean Engineering*. 2014, 75: 157-164.
- [52] Kang, A., Zhu, B. Wave-current interaction with a vertical square cylinder at different Reynolds numbers[J]. *Journal of Modern Transportation*. 2013, 21(1): 47-57
- [53] 楼东, 谷树忠, 钟赛香. 中国海洋资源现状及海洋产业发展趋势分析[D]. 2005.
- [54] 王定亚, 朱安达. 海洋石油装备现状分析与国产化发展方向[J]. *石油机械*. 2014, 42(3): 33-37.
- [55] Shen, Z., Cao, H., Ye, H., et al. Manual of CFD solver for ship and ocean engineering flows: naoe-FOAM-SJTU[R]. Technical Report for Solver Manual, Shanghai Jiao Tong University, 2014.
- [56] Cao, H.J., Wan, D.C. Development of multidirectional nonlinear numerical wave tank by naoe-FOAM-SJTU solver[J]. *International Journal of Ocean System Engineering*. 2014, 4(1): 52-59.
- [57] Wang, J.H., Zhao, W.W., Wan, D.C. Development of naoe-FOAM-SJTU solver based on OpenFOAM for marine hydrodynamics[J]. *Journal of Hydrodynamics*. 2019, 31: 1-20.
- [58] Wang J.H., Wan D.C. CFD Investigations of Ship Maneuvering in Waves Using naoe-FOAM-SJTU Solver[J]. *Journal of Marine Science and Application*. 2018, 17:443-458.



- [59] Rusche H. Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions[D]. Imperial College London. 2003.
- [60] Berberović, E., van Hinsberg, N., Jakirlić, S., et al. Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution[J]. *Physical Review E*. 2009, 79(3): 36306.
- [61] 张师帅. 计算流体力学及其应用[M]. 华中科技大学出版社. 2011.
- [62] Issa, R.I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting[J]. *Journal of Computational Physics*. 1986, 62(1): 40–65.
- [63] Patankar, S.V., Spalding, D.B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1972, 15(10): 1787-1806.
- [64] Mayer, S., Garapon, A., Sorensen, L., et al. A fractional step method for unsteady free-surface flow with applications to non-linear wave dynamics[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 1998, 28(2): 293–315.
- [65] Carrica, P.M., Wilson, R.V., Noack, R.W., et al. Ship motions using single-phase level set with dynamic overset grids[J]. *Computers and Fluids*. 2007, 36(9): 1415–1433.
- [66] Jasak, H. Dynamic mesh handling in OpenFOAM[C]. 47th AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition. Orlando, Florida, USA: 2009: 341.
- [67] Jasak, H., Tuković, Ž. Automatic mesh motion for the unstructured Finite Volume Method[J]. *Transactions of Famena*. 2006, 30(2): 1–20.
- [68] Chen, S.T., Zhao, W.W., Wan, D.C. On the scattering of focused wave by a finite surface-piercing circular cylinder: A numerical investigation[J]. *Physics of Fluids*. 2022, 34(3), 035132.
- [69] 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.
- [70] Van Maele, K., Merci, B. Application of two buoyancy-modified $k-\epsilon$ turbulence models to different types of buoyant plumes[J]. *Fire Safety Journal*. 2006, 41(2): 122-138.
- [71] Ocean Engineering Committee. Final Report and Recommendations to the 27th ITTC[R]. Copenhagen, Denmark. 2014: 62-65.
- [72] Swan, C., Sheikh, R. The interaction between steep waves and a surface-piercing column[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2015, 373(2033): 20140114.



- [73] Guiñón, J.L., Ortega, E., García-Antón, J., et al. Moving average and Savitzki-Golay smoothing filters using Mathcad[J]. Papers ICEE. 2007: 1-4.
- [74] Hunt, J.C.R., Wray, A.A., Moin, P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows[J]. Studying turbulence using numerical simulation databases, 2. Proceedings of the 1988 summer program. 1988: 89N24555.
- [75] Yeon, S.M., Yang, J., Stern, F. Large-eddy simulation of the flow past a circular cylinder at sub-to super-critical Reynolds numbers[J]. Applied Ocean Research. 2016, 59: 663-675.
- [76] Ha, Y.J., Nam, B.W., Kim, K.H., et al. CFD simulations of wave impact loads on a truncated circular cylinder by breaking waves[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering. 2019, 29(03): 306-314.
- [77] Buchner, B., Voogt, A. Wave Slamming on External Turrets of FPSOs[C]. 28th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Honolulu, Hawaii, USA: 2009: 571-577.



攻读学位期间学术论文和科研成果目录

- [1] Huo S, Deng S, Song Z, et al. On the hydrodynamic response and slamming impact of a cylindrical FPSO in combined wave-current flows[J]. *Ocean Engineering*. 2023, 275: 114139. (SCI, 已发表)
- [2] 霍帅文, 赵伟文, 万德成. 通过主动造波消波边界条件方式数值求解波浪与圆柱相互作用问题[C]. 第三十三届全国水动力学研讨会. 重庆, 中国, 2022: 987-996. (已发表)
- [3] 霍帅文, 王吉飞, 赵伟文, 万德成. 液舱晃荡数值模拟与等效单摆模型分析[C]. 第三十四届全国水动力学研讨会. 宁波, 浙江, 中国, 2023: 244-252. (已发表)



致 谢

两年半之前，我在本科毕业论文上写下“致谢”二字时的场景现在依然历历在目，恍如昨日。怎奈“浮生却似冰底水，日夜东流人不知”，时光的流逝仿佛只在一瞬，倏忽间，研究生的生活竟已然步入尾声，当我再次面向屏幕键盘敲下“致谢”二字，硕士期间的一幕幕难忘的回忆电影般在我脑海中闪过。回首两年半的硕士经历，曾坚定过，亦迷茫过；曾憧憬过，也遇挫过；曾笑过，同样也哭过。始于炎夏，终于寒冬，借此毕业论文致谢，我想感谢所有出现在我研究生生活中温柔、善良的人们。

首先要感谢课题组的中流砥柱万德成教授，我初识万老师是通过大学期间参与的《船舶流体力学》大学生慕课。课程中万老师渊博的学识，凝练的语言，鞭辟入里的讲解深深吸引了我，也打开了我探索船舶流体力学世界的大门。当我得知我能够保研进入上海交通大学读研后，我第一时间联系了万德成老师并有幸加入了万老师的课题组。读研期间，万老师严谨求实的治学态度，兢兢业业的工作精神和独特的人格魅力令我十分钦佩并且深深地影响了我。感谢万老师在研究生入学伊始就为我们确定的研究方向，让我们有充足的时间完成相关课题研究，同时感谢万老师百忙之中每周组织和参与小组会，为我们的科研及时指点迷津。万老师为了让每一位同学拓宽科研视野，还为我们提供大量参与学术会议的机会，每次参会，我都在分享和交流中受益匪浅，收获颇丰。在科研之外，万老师是一个充满人情味的好老师，疫情封闭管理期间，万老师每周都会为同学们购买水果与必要的药品，假期未能返家的同学，万老师也会特地看望并送上慰问。万老师十分注重同学们的课余生活，他鼓励我们运动，强调劳逸结合，每年两次的春游和秋游也成为了我硕士生涯中最难忘的回忆。

感谢课题组的赵伟文老师。赵老师敏锐的科研洞察力，十分过硬的技术水平让我深深折服。科研路上，赵老师给我提供了莫大的帮助，当科研与项目遇到瓶颈难以推进时，与赵老师的一番沟通往往能够豁然开朗；作为科研小白的我完成第一篇英文论文时，赵老师不厌其烦，逐字逐句地帮我修改；当因个人原因没能按时完成科研任务时，赵老师也总会给予充分的理解与关心。

感谢课题组的王建华老师，曹留帅老师，庄园老师，朱政老师。课题组中的每一位老师都像我们的哥哥姐姐一样，为我们的科研，生活提供保障与支持。



感谢课题组中的陈松涛、郝未南、马春卉、张文杰、徐顺、于连杰、魏亚博、刘志强、黄聪祎、张珂、张习迪等师兄师姐。在我刚进课题组的时候，是各位师兄师姐不遗余力的耐心指导，我的技能水平才能够飞快提高。尤其要感谢陈松涛师兄和郝未南师兄，由于研究方向相近，两位师兄总能够毫无保留地帮助我，为我的科研提供了许多宝贵建议，给予我莫大帮助。

感谢与我同级的贺帆、王澳、王魁、李仁祥、吴萌萌、薛瑛杰、邵聿明、肖家伟、柴冰、和康健、高港同学，一同步入课题组的我们共同经历了两年半的风风雨雨，希望各位以后的工作生活顺利。感谢范国庆、何宜航、肖承江等师弟师妹，希望各位今后的科研顺利，成果多多。

感谢郟俊建、张怀旭、项阳刚、周捍珑、任虎、戴杨等我在国家无锡超级计算中心实习期间的领导与同事。实习是连接学校生活与社会生活的桥梁与纽带，你们的存在让我有了职场生活的初体验，助力我迈向人生的新阶段。

感谢室友樊其祥，原本就是大学同学的我们，有幸在研究生阶段成为室友可谓是缘分。2022年的疫情封闭式管理，让我们学会了相互扶持，互相照顾。希望樊兄未来继续乐观开朗，开心幸福！

感谢一路上陪伴我的好朋友洪岩、谷俊林、李家雨、苑笑天、赵文博、曲晓峥、张潇然、李鸿喆、周雨情等人。各位有的还是学生，有的已经步入工作岗位，感谢各位愿意分担我的苦痛、分享我的快乐，愿我们友谊长存，永远年轻！

必须要感谢已经默默陪伴我七余年的女朋友李俐女士，感谢你的每一份关心，每一句鼓励，每一张笑脸。愿我们一起携手共进，迎接更美好的明天。

最重要的是，我要感谢我的父母，霍瑞平先生和刘娟女士。在我漫漫十八载的求学路上，你们是最坚强的后盾，没有你们的全力支持，我不可能毫无后顾之忧地走到现在，感谢你们伟大而无私的爱！

最后，感谢母校上海交通大学，感谢船舶海洋与建筑工程学院。很荣幸能够成为一名上海交通大学的船建人，在未来的日子里，我定当不忘初心，饮水思源，爱国荣校，为国家的发展，国防的建设贡献自己的力量！