

申请上海交通大学博士学位论文

HOS-CFD 粘势流耦合方法及在波浪与结构物作用中

应用与研究

- **学 校:** 上海交通大学
- 院 系: 船舶海洋与建筑工程学院
- 班级: A1501092
- 学号: 015010910057
- 专 业: 船舶与海洋工程
- **博士生:** 庄园
- 导师: 万德成 教授

上海交通大学

船舶海洋与建筑工程学院

2021年05月





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

HIGH-ORDER-SPECTRAL METHOD COUPLED WITH CFD METHOD AND APPLICATIONS ON WAVE-STRUCUTRE INTERACTION

Author: Yuan Zhuang Advisor: Prof. Decheng Wan Specialty: Naval Architecture and Ocean Engineering

School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering Shanghai Jiao Tong University Shanghai, P.R.China May, 2021





上海交通大学

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定,同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅。

本学位论文属于 □公开论文

□内部论文,□1年/□2年/□3年 解密后适用本授权书。
□秘密论文,___年(不超过10年)解密后适用本授权书。
□机密论文,___年(不超过20年)解密后适用本授权书。
(请在以上方框内打"√")

学位论文作者签名:

指导教师签名:

日期: 年月日 日期: 年月日





上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明:所呈交的学位论文,是本人在导师的指导下,独 立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外,本论 文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文 的研究做出重要贡献的个人和集体,均已在文中以明确方式标明。本 人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名:

日期: 年 月 日





HOS-CFD 粘势流耦合方法及在波浪与结构物作用中应用

摘要

在船舶与海洋工程中,波浪与结构物的相互作用研究是非常重要的一环,为海洋 结构物的运动预报和结构设计提供了依据和指标。随着计算机技术的飞速发展,越来 越多的研究开始采用基于计算流体力学(CFD)的方法。然而 CFD 方法在求解波浪与 结构物相互作用时,最关键的问题是如何快速准确地模拟波浪的生成和传播。CFD 方 法可以很好地对物体周围的非线性现象如波浪破碎以及物体大幅度运动等现象进行 模拟,但考虑到长时间模拟产生的聚焦波、极端波等情况时,传统的 CFD 方法需要 耗费更多的资源进行计算,不具备优势。采用粘势流耦合的方法是解决该问题的有效 方法之一,采用高阶谱方法(High-Order-Spectral Method, HOS)作为外接势流理论方法, 可以快速准确地生成大规模波浪,使得 CFD 方法可以自由选取所需观察的波浪场范 围和出现时间,大大缩小了 CFD 造波所需的计算耗费。同时,因为 CFD 计算域和计 算时间缩短,数值耗散也相应减少。采用 HOS 与 CFD 耦合方法进行计算,可以有效 解决结构物与不规则波、聚焦波或极端波等复杂波浪中的受力和运动响应问题。

本博士论文以开源代码框架 OpenFOAM 为开发平台,将基于 HOS 方法的开源 造波软件 HOS-NWT 和 HOS-ocean 与课题组求解器 naoe-FOAM-SJTU 进行结合,并 结合动态重叠网格技术,最终形成了粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU。HOS-CFD 粘势流耦合求解器适用范围广,可以计算非线性波、聚焦波等复杂波浪以及需大面 积、长时间生成的极端波浪与结构物的相互作用问题。目前已应用于固定浮筒在不规 则波下的受力响应、集装箱船在非线性规则波和不规则波下的甲板上浪、固定 FPSO 形状平台以及前进圆柱在聚焦波下受力响应、带有晃荡液舱的 FPSO 在极端波浪下 的内外流耦合运动等问题的数值模拟。

HOS-CFD-SJTU 耦合求解器的主要模块包括: 高阶谱方法计算波浪场模块, CFD 区域内的耦合接口进行信息传递模块和流场计算模块,物体受力和六自由度运 动更新模块、网格运动更新以及流场更新和循环模块。其中,CFD 区域内耦合接口 的构建基于 HOS 外包开源软件 Grid2Grid 进行 HOS 区域内插值,接口处采用造波模 块 waves2Foam 中的松弛区思想对 HOS 流场信息进行接收。通过接口处的信息传入, CFD 区域可以选择 HOS 流场内任意时间和任意位置的流场信息,可以有效地对特定

第I页



时间区域和波浪区域进行与结构物的相互作用模拟,从而达到减少计算时间和减少 相应计算域的结果。通过将造波模块与重叠网格和 waves2Foam 中的动边界进行结 合,实现物体的大幅度运动数值模拟和 CFD 移动计算域内流场更新,以此实现带有 航速的物体在波浪中的运动; HOS-CFD 求解器的接口处代码采用 C++面向对象的编 程思想,并通过 OpenFOAM 中的数据接口与 HOS 中的 Fortran 语言进行信息传输, 实现了不同代码语言的交流。

论文对所开发的求解器进行了算例验证和应用。第一部分为空场造波验证。采用 周期性边界条件,对非线性规则波的生成和传播进行了参数敏感性分析,验证了耦合 接口的稳定性,同时给出了在粘性区域内可参考的求解波浪传播的最优网格布置、时 间积分格式和时间步长选取。随后采用耦合求解器对二维的规则波、不规则波和三维 的带有浪向的规则波、不规则波和多向不规则波进行了空场造波数值模拟,并与HOS 结果进行了对比,验证了耦合求解器信息传递的准确性。第二部分为物体在波浪中的 数值模拟验证。分别采用非线性规则波和不规则波对固定带有裙边的浮筒进行了数 值模拟,分析了浮筒的受力情况和周围流场情况,并与实验值和多种数值计算结果进 行了对比,验证了本文开发的求解器求解波浪中固定物体的准确性。随后对集装箱船 在非线性规则波和不规则波中的运动情况进行了模拟分析,并与实验值进行了对比, 验证了求解器在计算运动物体时的准确性。第三部分为聚焦波和极端波中物体的数 值模拟。聚焦波问题中,采用了反推法得到造波板运动从而求解聚焦波的方法,研究 了固定 FPSO 式平台和带有航速的圆柱在聚焦波中的受力和周围流场变化情况,并 与实验值进行了对比,验证了求解器计算聚焦波的准确性。极端波问题的研究中,研 究了带有液舱的船舶在波浪中内外流耦合的情况,分析了在极端波情况下船舶运动 对液舱晃荡的影响,揭示了液舱晃荡如何影响船舶运动幅度和船舶运动周期。

综上所述,论文构建了高效求解波浪与结构物相互作用问题的粘势流耦合求解器,并采用该求解器对几个典型波浪下物体的运动响应和受力情况进行了计算和验证。波浪类型包括规则波、不规则波、聚焦波和极端波,结构物涉及固定物体、运动物体以及带有航速的物体,重点考察了波浪与结构物的相互作用以及采用的粘势流耦合求解器的高效性,相应的数值结果均与实验数据进行了对比分析,具有一定的可靠性。论文所开发的粘势流耦合求解器可以高效地求解波浪与结构物相互作用问题,并可以模拟工程中的极端海况情况,为工程设计和结构物安全预报提供依据。

关键词:高阶谱方法,粘势流耦合,波物相互作用,重叠网格,聚焦波,极端波浪,



HOS-CFD-SJTU





HIGH-ORDER-SPECTRAL METHOD COUPLED WITH CFD METHOD AND APPLICATIONS ON WAVE-STRUCUTRE INTERACTION

ABSTRACT

The study of wave structure interaction is an essential part in ocean and naval engineering, and it provides the basic information and index for motion prediction and structure design for offshore structures. With the rapid development of computer science, more researches adopt the Computational Fluid Dynamic method. However, one of the critical problems of CFD method in solving the interaction between wave and structure is the efficiency and accuracy. The advantage of traditional CFD method is that it can well simulate the nonlinear phenomena such as wave breaking and violent motion of the object. However, considering the long-time simulation of focusing waves or extreme waves, the traditional CFD method is very time-consuming. The potential viscous coupled method is an effective method to solve this problem. Using the High Order Spectral Method (HOS) as the external potential flow, large-scale waves can be generated efficiently and accurately. Therefore the CFD method can select the observed domain and simulation time of the wave field, which greatly reduces the computational cost of CFD method. At the same time, the numerical dissipation is reduced due to the reduction of computational domain and simlation time. The coupling method of HOS and CFD can effectively solve the motion responses and pressure of structures in complex waves such as irregular waves, focusing waves or extreme waves.

In order to solve the problems mentioned above, the dissertation applies the open source framework OpenFOAM as foundation. It combines an open source wave-making software HOS-NWT and HOS-ocean which is based on High-Oder Spectral method(HOS), and forms the potential-viscous combined solver HOS-CFD. The solver can be widely used to simulate the interaction between structures and complex waves such as nonlinear waves, focusing waves and extreme waves. It has been applied in solving waves flow around a fixed buoy, a container ship, a fixed FPSO shaped platform, a forward moving cylinder and a moving FPSO with sloshing tanks.

The main modules of the solver include the HOS method, the construction of coupling interface in CFD domain, the transformation of fluid information, the update of forces and



ABSTRACT

six degree of freedom of objects, the update of grid motion and the circulation of flow field. The construction of the coupling interface in CFD region is based on the HOS wrapper program Grid2Grid. With the help of the idea of relaxation zone of OpenFOAM wrapper program waves2Foam, the coupling interface receives the fluid information of HOS domain and transforms the information into CFD region. Through the information input from the interface, the CFD region can select the flow field information at arbitrary time spots and positions in the HOS flow field, which can effectively simulate specific wave area as well as the interactions with the structures, therefore the calculation time and corresponding calculation domain can be reduced. By combining the HOS-CFD wave making solver with the overset grid and the moving boundary in waves2Foam, the numerical simulation of large amplitude motion of the object and the movement of flow field in the CFD domain are realized, so as to realize the movement of the object with speed in the wave. The interface code of the HOS-CFD wave solver implements the C++ object-oriented programming paradigm, and through the data interface of OpenFOAM and Fortran in HOS for information transmission, to achieve the communications of different code languages.

The dissertation implements several test cases to verify the developed solver. The first part is the verification of wave making in empty field. Using periodic boundary conditions, the generation and propagation of nonlinear regular waves are parameterized, and the stability of the coupled solver is verified. Meanwhile, the choices of grid generations, time integration schemes and time steps for solving wave propagation are given. After that, the simulations of two-dimensional regular wave, irregular wave and three-dimensional regular wave, irregular wave and multi-directional irregular wave are carried out, and compared with the results of HOS. The accuracy of the solver is verified. The second part is the numerical simulation verification of the object in waves. The fixed buoy with thin skirt is simulated in nonlinear regular wave and irregular wave, respectively. The force and the flow field around the buoy are analyzed. The numerical results are compared among the experimental data and a variety of numerical calculation results, which verifies the accuracy of the solver in solving the fixed objects in waves. Then, the motion of a container ship in nonlinear regular wave and irregular wave is simulated and analyzed, and compared with the experimental value. The accuracy of the coupling solver in the calculation of moving objects is verified and a green water on deck phenomenon is observed. The third part is the numerical simulation of the object in focusing waves and freak waves. Under the condition of unidirectional focusing wave, the wave reproduce method is used to obtain the motion of the wave maker plate and generate the focusing wave. The force acting on the fixed FPSO platform and the cylinder with speed in focusing waves are studied. The accuracy of the solver is verified by comparing with the experimental data. In the study of freak waves, the



coupling of internal and external fluids of a ship with sloshing tanks in waves is studied. The influence of ship motion on sloshing in freak waves is analyzed, and the way sloshing tanks affecting the motion amplitude and the motion period of ships is revealed.

In conclusion, a potential viscous coupled solver is constructed to solve the wave structure interaction problem. The motion response and pressure of structures in several typical waves are calculated and verified through the solver. In this dissertation, the research contents include regular waves, irregular waves, focusing waves and freak waves. The research objects include fixed body, moving body and a structure with forward speed. The influence of waves on the structures as well as the efficiency of the solver are studied and the results are compared with those of experimental data. The viscous potential coupling solver developed in this dissertation can efficiently solve the wave structure interaction problem, and can simulate the extreme sea conditions in engineering, which provides the basis for engineering design and structure safety prediction.

Keywords: High-Order-Spectral method (HOS), potential viscous combined method, wave structure interaction, overset grid, focusing waves, freak waves, HOS-CFD-SJTU





目 录

摘	要]
AB	STRACTV
第-	-章 绪 论1
1	1 课题研究的背景与意义1
1	2 粘势流耦合的研究现状
	1.2.1 方程分解耦合
	1.2.2 区域分解耦合
1	3 高阶谱方法与 CFD 耦合12
	1.3.1 高阶谱方法简介12
	1.3.2 高阶谱方法与 CFD 耦合研究现状18
1	4 本文主要工作和创新点21
	1.4.1 本文主要工作内容21
	1.4.2 本文的主要创新点
第二	章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法25
2	1 高阶谱方法理论
	2.1.1 动力学运动学边界条件25
	2.1.2 高阶谱方法求解
	2.1.3 边界条件处理
	2.1.4 高阶谱方法软件求解流程
2	2 CFD 中流体运动控制方程
	2.2.1 连续性方程和动量方程
	2.2.2 自由面控制方程
	2.2.3 湍流模型



20
40
44
49
49
53
54
55
57
57
62
64
67
69
71
71
73
76
77



3.3.4	↓ 波浪场分析	82
3.4 三经	维波浪验证	84
3.4.1	波浪参数	84
3.4.2	2 计算域和网格划分	85
3.4.3	3 波高时历曲线对比	86
3.4.4	1 波浪场分析	88
3.5 本	章小结	90
第四章	吉构物在规则波和不规则波中的计算验证	93
4.1 静」	止浮筒在非线性规则波中的数值验证	93
4.1.1	几何模型和计算参数	93
4.1.2	2 计算网格划分	95
4.1.3	3 静网格下的受力以及波浪验证	96
4.1.4	+静态重叠网格下的受力以及波浪验证	101
4.1.5	5 流场分析	104
4.2 静」	止浮筒在不规则波中的数值验证	105
4.2.1	计算参数	105
4.2.2	2 计算网格划分	106
4.2.3	3 静网格下的受力验证	107
4.2.4	+静态重叠网格下的受力验证	108
4.2.5	5 流场分析	110
4.3 集業	装箱船在非线性规则波中的运动	112
4.3.1	几何模型和计算参数	112
4.3.2	2 计算域设置与网格划分	114
4.3.3	3 网格收敛性验证	116
4.3.4	1 运动响应及载荷验证结果	118
4.3.5	5 流场对比分析	119
4.4 集業	装箱船在不规则波中的运动	122



4.4.1 计算参数	
4.4.2 极端不规则波空场验证	
4.4.3 运动响应及载荷验证结果	127
4.4.4 流场分析	
4.5 本章小结	
第五章 聚焦波与结构物相互作用	
5.1 聚焦波模拟方式	
5.2 聚焦波与固定结构物相互作用	
5.2.1 聚焦波计算验证	
5.2.2 计算模型及算例设置	147
5.2.3 FPSO 在聚焦波中的波浪场验证	
5.2.4 FPSO 在聚焦波中的压力验证	155
5.2.5 流场分析	
5.2.6 耦合方法计算效率对比分析	165
5.3 聚焦波与运动圆柱相互作用	
5.3.1 算例设置	
5.3.2 压力与流场验证	175
5.3.3 圆柱周围流场分析	
5.3.4 耦合方法计算效率对比分析	
5.4 本章小结	
第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用	
6.1 带液舱 FPSO 的数值验证	
6.1.1 FPSO 模型	
6.1.2 计算域设置	
6.1.3 数值结果对比验证	
6.2 带液舱 FPSO 在随机极端波中的数值模拟	
6.2.1 随机极端波模拟	



6.2.2 运动响应分析				
6.2.3 流场分析				
6.3 带液舱 FPSO 在多向极端波中的数值模拟				
6.3.1 多向聚焦波模拟				
6.3.2 计算网格生成				
6.3.3 运动响应分析				
6.3.4 流场分析	210			
6.4 本章小结	214			
第七章 总结与展望				
7.1 全文工作总结	215			
7.2 展望	217			
参考文献	219			
攻读博士学位期间已发表或录用的论文235				
攻读博士学位期间参与的科研项目237				
致 谢	错误!未定义书签。			





第一章 绪 论

1.1 课题研究的背景与意义

随着近年来海洋资源的开发和应用,海洋固定平台、浮式平台以及船舶等海洋结构物在波浪中的运动和载荷预报变得尤为重要。比如波浪载荷下对船舶的运动预报,可以对船舶的船型设计、稳性预估等方面提供数据基础;而波浪载荷下对结构物的受力预报可以发现结构物中易产生疲劳破损的部位,对结构设计提供优化方案等。同时,随着海洋开发逐渐走向深海,对结构物在海洋中的耐久和稳性有了更高的要求,这也使得结构物在波浪中的研究不局限于以往的规则波和小幅波浪,而是变得更为复杂。深海中波浪情况更为多变,近几年越来越多的学者和工程人员发现畸形波和极端波浪的存在,这类波浪非线性现象十分明显,波高大且波陡高,随机出现却能瞬时集聚巨大的能量(如图 1-1 所示),若不加以研究预防,不仅会使海洋结构物产生极大的运动响应,还会对海洋建筑物的结构产生极大的破坏,甚至导致失事。因此在海洋工程中,对极端波浪与结构物相互作用的研究具有重要意义。



图1-1 左图:甲板上浪(图片来自 Richard Behn 中校, NOAA Corps);右图:极端波 浪下船舶横摇(图片来自 <u>www.photolib.noaa.gov</u>) (Ref. Colicchio 等, 2006) Fig.1-1 Left: Water-on-deck (photo by Commander Richard Behn, NOAA Corps); Right: roll motion of a vessel in rough seas (from <u>www.photolib.noaa.gov</u>) (Ref. Colicchio et al, 2006)



波浪与结构物相互作用的研究一直在稳定发展,研究方法可以大致分为三种,即 理论分析方法、实验模型方法和数值计算方法。理论分析方法基本基于小波幅波浪力 理论,物体采用固定结构物,为波浪载荷的预估提供经验公式,如莫里森公式等,但 对较为剧烈的波浪载荷预报则会产生较大误差。实验模型方法在结果方面准确可信, 是波浪与结构物相互作用研究中非常重要的方法。然而实验方法也存在局限性,比如 耗时耗力,投资过多,有时实验复杂难以操作等等。

近年来,随着计算机技术的飞速发展,数值模拟在研究海洋工程领域已成为非常 重要的一环。数值模拟在节约成本、便于监控以及提供丰富流场数据方面,均优于模 型实验,因此在大多数研究中,优先选取数值模拟来进行研究。对于数值模拟来说, 常见的方法可以分为两类,即势流理论方法和粘流理论方法。

势流理论方法以欧拉方程为基础,忽略流体中的粘性项,因此在求解时更为快速、效率更高。较为常用的解决物体与波浪相互作用的势流方法有边界元方法(Boundary Element Method, BEM),有限元方法(Finite Element Method, FEM),有限差分法(Finite Difference Method, FDM)以及有限体积法(Finite Volume Method, FVM)等。对于波浪与结构物的相互作用问题,Ma等人(2001a; 2001b),Bai和 Taylor(2009)采用完全非线性假设对波物相互作用问题进行了模拟。Tanizawa等人(2003)在数值水池中模拟了波浪与船之间的耦合运动,其中船内带有抗摇舱,将实验、理论分析和数值模拟三种手段相结合,对抗摇舱的设计进行了分析和优化。Engsig-Karup等人(2009)将 Bingham和 Zhang(2007)提出的完全非线性势流波浪模型扩展至三维(OceanWave3D),该模型不限定水深,且在网格选取得当的情况下,可以捕捉到除波浪破碎外的任何非线性特性。

然而因为忽略了粘性项,因此包含粘性效应的现象,如波浪的破碎、翻卷,分离流动以及物体的大幅度运动等情况则无法准确模拟。粘流理论方法以 Navier-Stokes (NS)方程为基础,可以准确模拟细节流动、物体大幅度运动以及流体非线性等现象。以求解 NS 方程为基础的 CFD 求解软件有 STAR-CCM+,开源软件 OpenFOAM,商业软件 CFDship-Iowa 以及课题组求解器 naoe-FOAM-SJTU 等。Park 等人(1999; 2003; 2004)、Kawasaki(1999)、Losada 等人(2008)分别采用有限差分法和改进的 MAC 算法以及求解雷诺平均N-S方程对粘性数值水池与结构物相互作用问题作出了研究,分析了波浪与结构物之间的非线性现象。Jacobsen(2012)基于开源软件 OpenFOAM 编写了三维粘性数值造波模块 waves2Foam,可以对规则波、不规则波(高阶斯托克斯波及 JONSWAP 波)进行准确模拟。Cao 和 Wan(2014; 2015)基于开源软件 OpenFOAM



开发了粘性数值水池,可以精确造规则波及不规则波(JONSWAP波谱,双参数谱, 孤立波及聚焦波等)。

虽然粘流理论的模拟情况更符合实际,但是常常在计算中需要大量的计算时间 和资源,同时还会存在因大范围计算导致网格密度不够而产生的数值耗散,对于大区 域以及长时间的数值模拟来说会产生误差。因此,寻找一种将二者优点相结合,既提 高数值计算效率又能保留流体中的粘性效应的数值方法,是目前做数值计算亟待考 虑的问题。

目前,大多数对于提高数值计算效率、寻找准确流动模拟的处理方式为将粘流理 论与势流理论相耦合,既保留了粘流理论中可以处理复杂非线性流动的能力,又具备 势流理论高效计算的性能。在最早的研究中,粘流与势流的耦合是以势流理论为基 础,考虑粘流理论中的粘性效应,将粘性效应等效为一个很薄的边界层,添加到物体 周围(Prandtl,1904)。因此在早期计算中,通常将在物体周围增加一层边界层位移厚度 来替代粘流中的粘性效应。在这种方法提出后,很快被很好地应用于二维的问题求解 (Dunn 和 Kelly,1954; Moore,1953),但却很少应用于三维。Lighthill(1958)将边界层位 移厚度方法进行了改进,并应用于三维流动。他将该方法用四种方式进行了替代,分 别为流动削减(flow reduction),等量源项(equivalent sources),对比速度(velocity comparison)和平均涡量(mean vorticity)。这种边界层位移厚度理论得到了很好地应用, 比如对于求解流动流过翼尾产生对称尾流的情况, Stern 等人(1988)采用边界层位移 厚度理论的粘势流耦合方法进行尾流分析,并得到了很好的结果; Tahara 等人(1992) 将这种方法进行了改进,粘流方法增加了自由面(Chen 等, 1990),对 Wigly 船的尾 流进行了模拟。尽管这个方法在解决一些流动问题时得到了很好地结果(McDonald 和 Briley,1983; Mehta 等, 1985; Villeger 和 Allessandrini,1992), 但对于流体与结构物的 相互作用而言,这个方法无法模拟实用性的模型(Stern, 1985),比如完整船型、方形 船或船舶拖拽等情况。对于边界层突然变厚以及出现流动分离等情况,其结果也是不 可靠的(Kim 等, 2005)。

以上提到的粘势流耦合方法只是为了弥补势流理论中粘性项的缺失,随着对水 动力问题的研究逐渐深入,数值计算不再局限于简单结构或简单的流动现象,因此以 粘流理论为基础的方法在数值计算中逐渐得到广泛应用。随着对极端波浪与物体相 互作用研究的兴起,物体周围的粘性作用如砰击、波浪破碎以及物体的大幅度运动等 问题,变得不可忽略且成为主要研究对象。因此,粘势流耦合方法逐渐变为在粘流理 论的基础上,考虑耦合势流理论使粘流方法解决问题更加高效节能。目前的粘势流耦 合问题可以简单概括为:物体周围的粘性作用不可忽略,因此在物体周围采用粘流求

第3页



解;在物体远场中粘性作用较小,可以忽略不计,因此可以在远场处采用势流理论求 解,以达到节省计算资源的目的。

1.2 粘势流耦合的研究现状

根据耦合方式的不同,一般将粘势流耦合分为方程分解耦合和区域分解耦合。方程分解耦合一般将 NS 方程进行局部参数分解,将势流理论的参数加入到 NS 方程中,通过求解势流理论得到势流参数的结果,从而求解 NS 方程。区域分解耦合不对求解方程进行更改,而是将二者计算的区域进行耦合交互。这两种不同的耦合方式可以更直观地表示如图(Li, 2018):



图1-2 两种不同耦合方式示意图(Ref: Li, 2018)



2018)

1.2.1 方程分解耦合

方程分解耦合考虑将问题在同一计算域下进行求解,求解方程分为势流成分和 粘流成分。Dommermuth(1993)最早提出了Helmholtz速度分解(Morino, 1986)的方法, 并用来求解涡流管浮出水面时的粘性效应。Helmholtz速度分解将流体中的无旋成分 和涡量成分分别作为非线性耦合方程进行求解。早期的速度分解方法采用边界积分 方程求解外部流动经过物体时产生的升力来寻找粘性速度势,速度中的涡量成分来 自涡量运输方程(Morino, 1990; Morino 等, 1999)。随后许多学者将其应用于水动力学 问题中。Dommermuth(1998)采用该方法研究船首波浪的问题,涡量成分作为边界条 件加到船体周围,无旋成分则作为自由面的边界条件。Shatalov和 Hafez (2003), Hafez 等人(2006; 2007)采用 Helmholtz速度分解后将速度分量带入动量方程,速度势则由 带有源项的 Poisson 方程求解得到。



Kim 等人(2005)采用 Helmholtz 速度分解法,用补充的 RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes equation,雷诺平均 NS 方程)方法进行求解。他们同样将速度分量分为 无旋成分和有旋成分,无旋成分由拉普拉斯方程求解,总的速度分量符合连续性方程 和 NS 方程。因此补充的 RANS 方程与传统 RANS 方程具有相同的形式,但是包含 了势流结果的影响,即在方程中具有两个对流项。他们采用该方法对不可压流体流过 浸没物体进行了模拟研究,发现速度梯度比传统 RANS 方程的速度梯度小很多,这 表明了该方法所需要的网格数也比传统 RANS 方程需要的网格数要小,从而达到提 高计算效率的目的。

Edmund 等人(2013)采用速度分解法研究外部高雷诺数的情况,他们在物体外界 增加了一层边界层用于耦合拉普拉斯和 NS 方程。该边界层是求解 NS 方程区域的延 伸,它的增加简化了网格生成、减少了 NS 方程的计算耗费。Rosemurgy 等人(2016) 采用该方法求解二维流动流经物体的问题,势流采用 BEM 方法。Chen 和 Maki(2017) 将该方法拓展至三维,势流采用高阶边界元方法,并将其应用于开源软件 OpenFOAM 中。赵骥等(2016; 2017)同样将 Helmholtz 分解应用于 OpenFOAM 平台,求解了 SUBOFF 绕流和圆柱绕流问题。

在以上提及的研究中,涉及的问题均为单相流问题,没有考虑到自由面的求解。 Janssen(2010)采用速度分解方法将 BEM 和 LBM(Lattice Boltzmann method)进行耦合, 模拟了远场波浪传播至近场时发生破碎的现象。赵骥(2015)考虑带有自由面的船舶兴 波阻力,同样采用速度分解方法,在划分流场时,势流处理自由面,而粘流不考虑自 由面。White 等人(2017)计算低傅汝德数下 Wigley 船的自由面流动,势流采用 BEM 方法。这种速度分解的方法可以大大减少 CFD 计算域的大小,因为在计算时,CFD 计算域仅需要考虑有旋流动的区域,这使得计算时间也一并减少。

除去对速度进行 Helmholtz 分解这种方程耦合方式, Ferrant 等人(2002; 2003)采 用另一种方程耦合方式进行粘势流耦合,该方法着重考虑波浪与物体的相互作用问 题。他们将求解区域分为入射区域和绕射区域,并采用 Stream Function 波浪理论 (Rienecker 和 Fenton, 1981)与 CFD 方法耦合,计算规则波与浸没二维物体之间的相 互作用。该方法名为 SWENSE 方法(Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equations)。 采用 SWENSE 方法改变在 RANS 方程中的变量(Luquet 等, 2003):

$$\frac{\partial u_D^{\alpha}}{\partial t} + (u_I^j + u_D^j) \frac{\partial u_D^{\alpha}}{\partial x^j} - \upsilon \frac{\partial^2 u_D^{\alpha}}{\partial x^{j^2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_D}{\partial x^{\alpha}} = u_D^j \frac{\partial u_I^{\alpha}}{\partial x^j} + \upsilon \frac{\partial^2 u_I^{\alpha}}{\partial x^{j^2}}$$
(1-1)

$$\frac{\partial u_D^j}{\partial x^j} = 0 \tag{1-2}$$



其中,下标为 I 的变量代表入射变量,下标为 D 的变量代表绕射变量。入射变量和 绕射变量的和符合 RANS 方程,而入射变量符合欧拉方程,因此根据方程(1-1)和(1-2),绕射变量可以显式求解。除去采用 Stream Function 波浪模型作为入射波外,Ferrant 和 Touze(2002)还采用 BEM 与 SWENSE 耦合的方法提供不规则波。BEM 与 SWENSE 结合的方法在二维和三维中均得到了验证,Gentaz(2004)采用该方法研究了三维圆柱 与波浪之间的相互作用。Ducrozet 等人(2014)将 OceanWave3D (Engsig-Karup 等, 2009) 与 SWENSE 相结合,并对二维下的波浪传播和波浪遇到墙壁的反射进行了验证。

同样,早期的 SWENSE 方法将势流理论与单相 CFD 耦合,不考虑自由面处的 流动问题。Vukčević(2016)和 Vukčević 等人(2016a)对原始 SWENSE 方法(Ferrant 等 人,2002)进行了改进,增加了自由面流动模型,并采用 level-set(Sussman 等,1994)的 方法对自由面进行捕捉。Vukčević 等人(2016b)对该方法进行了二维波浪传播的验证。



图1-3 SWENSE 方法下分步求解的波浪模式(Luquet 等人, 2007) Fig.1-3 The wave pattern of three steps in SWENSE model (Luquet et al, 2007)

除去采用 BEM 方法提供不规则波,SWENSE 方法还与高阶谱方法(HOS)耦合, 考虑聚焦波等海洋波浪与物体的相互作用,这些将会在 1.3.2 节中着重介绍。总体而 言,SWENSE 方法可以看做图 1-3 所示流场,将整个计算域分为两部分,入射波浪 部分和绕射波浪部分。入射波浪部分由势流理论求解,绕射部分由粘流求解。这种方 法相比较于速度分解的方法需要相对较大的粘性区域,但是研究中对于远离物体的 散射波浪可以忽略不计,因此在远离绕射部分的网格密度是稀疏的,采用较少的网格 便可以达到理想的结果,从而提高了计算效率。单相 SWENSE 方法在相同情况下, 计算需要的 CPU 时间要比 CFD 方法减少 50 倍(Luquet 等人, 2007)。 第一章 绪 论



1.2.2 区域分解耦合

区域分解耦合的基本思想为:物体与流体相互作用时,粘性作用只在物体附近产 生作用,在远场处粘性作用可以忽略。因此在求解时,物体周围采用粘性理论进行求 解,远离物体的地方采用势流理论进行求解。区域分解耦合的方法产生较早,只需要 考虑势流和粘流区域的边界条件,可以较好地保留势流计算和粘流计算的优势。同 时,区域分解耦合还可以进行粘流和势流的双向耦合。区域分解耦合从耦合方向上 分,可以分为双向耦合和单向耦合,如图1-2(b)所示。目前研究中,大部分的双向耦 合研究物体尾流或船行波,物体产生的波浪传递给势流区域,以此来减少粘流计算域 的大小;单向耦合则是由势流区域传递信息给粘流区域。

早期的粘势流耦合便是区域分解耦合,如 1.1 节中提到的边界层厚度位移方法。 这种方法早期用于空气动力学,随后用于简单的水动力问题,比如波面不被干扰下流 动经过船体(Tanaka, 1988; Piquet 和 Visonneau, 1985),以及带有自由面的粘流问题 (Ikehata 和 Tahara, 1988)等。但由于这种方法在流体与物体相互作用时受到极大限 制,因此之后的工作对这种方法进行了改进。Chen 等(1993, 1994)基于有限分析法求 解多块 RANS 方程(Chen 和 Korpus,1993),并与两种势流理论进行耦合,一种为采用 时域下的格林函数 LAMP(Large-amplitude motion program) (Lin 和 Yue, 1990),另一 种为采用 Dawson 类型的稳定船行波面元法 SLAW(ship lift and wave) (Letcher 等, 1989),计算了不可压定常流流过 S60 裸船型后的流场。该耦合方法中势流区域用线 性势流理论求解远离船舶的区域以及船舶生成的波浪,RANS 方法则计算船舶的湍 流边界层以及尾流等船体周围的非线性流场。Campana 等人(1995)采用固定区域分解 计算稳定流流过船型物体时物体周围的流场,粘流采用有限体积法离散 RANS 方程 的方法,势流自由面流动采用面元法计算,外部流动采用 Dawson 线性模型(Dawson, 1977)进行计算。Fatone 等人(2000, 2001)将 NS 方程与线性分析流动的 Oseen 方程耦 合,对求解特定问题可以高效准确地求解,比如二维阶梯流动,圆柱绕流等。

虽然对粘势流耦合方法进行了提升,但是势流理论采用线性势流理论,限制了高 傅汝德数下的耦合区域交换。高傅汝德数时,会在远场产生强非线性波,这将使得粘 流区域变大,无法达到减小粘流区域从而提高计算效率的目的。Chen 和 Lee(1996)将 多块 RANS 方程与非线性势流理论进行耦合,计算了不同水深下浸没的二维气垫的 压力场和速度场。Chen 和 Lee(1999)基于上述耦合方法,将研究延伸至半浸水物体。 由物体产生的且远离物体的波浪场由三维多块拉普拉斯方程求解,近场仍旧采用多 块 RANS 方法。自由面在 RANS 和拉普拉斯方程中均进行更新以便二者在匹配边界

第7页



上保持一致。他们对 S60 船周围的波形与实验和势流理论结果进行了对比(图 1-4),因为在船首和船尾处粘性作用的缺失,势流理论计算得到的波高更高,而耦合结果更接近实验值。



图1-4 不同方法下的 S60 船周围波形(Chen 和 Lee, 1999) Fig.1-4 Wave pattern around S60 in different methods (Chen 和 Lee, 1999)

随着对水动力学的研究逐渐深入,对实际问题的研究也逐渐得到重视。因此,自由面问题是解决实际问题的首要研究对象。Guillerm 和 Alessandrini(2003)通过区域分解求解带有自由面的稳定流流经有前进速度的船体,物体周围采用 RANS 方程,外部流场采用 Fourier-Kochin 方法(Chen 和 Noblesse, 1998; Noblesse 和 Yang, 1995),自由面处采用格林方程进行线性求解。



图1-5 Boussinesq 模型和 RANS 模型耦合求解波浪传播(Sitanggang 和 Lynett, 2010) Fig.1-5 The coupling of Boussinesq model and RANS model in solving wave propagation (Sitanggang 和 Lynett, 2010)

随后,波浪问题以及波浪与物体相互作用等研究也逐渐得到发展和重视。 Nestegård 等(2003)采用 BEM 势流软件 WASIM 和 CFD 软件 CFX 进行耦合研究波浪 与三维圆柱之间的相互作用,其中 CFD 区域浸没,不考虑 CFD 区域的自由面问题。 同样不考虑 CFD 区域自由面的还有 Kristiansen 和 Faltinsen(2012), 水下浸没部分采 用 CFD 中 FVM 方法求解,势流理论同样采用 FVM 方法,便于进行耦合。他们求解 了关于间隙共振和月池效应的问题。Hamilton 和 Yeung(2003)以及 Hamilton(2004)将 粘流伪谱法和边界积分方程进行耦合,模拟了波浪与圆柱物体之间的相互作用问题。 Colicchio 等人(2006)采用耦合 BEM 和 CFD 的方法对溃坝和对物体的砰击问题进行 了模拟,解决了势流理论无法较好地模拟极端波浪或强非线性的情况,同时采用 Level-set 的方法对自由面进行捕捉。他们将整个区域分为势流区域和粘流区域,在粘 流区域内对溃坝后产生的波浪破碎以及波浪对物体的砰击进行模拟研究。Kim 等人 (2006)将 BEM 和 VOF 的方法进行双向耦合,并采用随机波浪和规则周期波进行验 证。他们还将该方法用于求解随机波浪和潜堤的相互作用。在该耦合中,他们采用 SOLA 格式(Hirt, 1975)求解 VOF 方法, 需要较长的时间使 Poisson 方程中的压力项收 敛。Kim 等人(2010)同样采用 BEM 与 VOF 的方法进行双向耦合,同样采用随机波浪 的传播进行了验证。他们改进了 VOF 求解过程,采用 SMAC 格式(Amsden 和 Harlow, 1970)进行求解,从而减少了求解时间。Sitanggang和Lynett(2010)将一维Boussinesq 方程和二维 RANS 方程进行双向耦合,将整个计算域分为波浪的非破碎区和破碎区, 如图 1-5 所示,非破碎区由 Boussinesq 模型求解,破碎区由 RANS 模型求解。他们

第一章 绪 论



对此模型进行了孤立波、驻波的传播,正弦波和孤立波越浪的验证。最后采用此波浪 耦合模型求解假定的海啸模拟。

Greco 等人(2007)采用双向耦合区域分解的方法进行二维求解波浪遇到船舶时的 上浪砰击作用 (如图 1-6 所示),势流区域采用边界元法(Boundary Element method, BEM),粘流理论通过求解 NS 方程来求解流体与物体的相互作用,自由面采用 levelset 方法捕捉。



图1-6 BEM 方法和 NS 方程耦合求解波浪与物体相互作用(Greco 等, 2007) Fig.1-6 The coupling of BEM method and NS model in solving wave body interaction (Greco et al, 2007)

Hamilton 和 Yeung(2011)外部势流采用自由面格林函数,内部用显式时间步求解 NS 方程,在内部粘流区域假设一个圆柱形边界,外部势流域通过这个边界向内部区 域施加压力。这种方法通过求解内部粘流区域流体流经圆柱实现,波浪从外部区域传 播至内部区域,再通过内部区域流出至外部区域。Zhang 等(2013)将均带有自由面的 粘势流方法进行双向耦合,将 NS 方程采用有限元法(Finite Element method, FEM)求 解,自由面采用 Level-set 方法进行捕捉,势流理论方法采用 BEM 方法,自由面采用 耦合欧拉拉格朗日法(mixed-Eulerian-Lagrangian, MEL)方法进行捕捉。他们同样采用 溃坝和孤立波的传播对耦合方法进行了验证。Lu 等(2017)采用均为有限体积法离散 的粘流和势流方程进行双向耦合求解,耦合处采用重叠区域的方法进行信息交互,势 流方法采用单相拉普拉斯方程,粘流方法采用开源软件 OpenFOAM(foam-extend-3.1), 并采用孤立波传播、固定物体上浪砰击进行验证。Siddiqui 等(2018)的研究中,粘流 区域同样采用 OpenFOAM,势流区域采用 HPC(Harmonic Polynomial Cell)方法对破 损船舶的流体流入和船体周围的泄涡进行研究和模拟,如图 1-7 所示。粘流区域内模 拟破损船舶的流体流入、船体运动以及船体周围泄涡情况,势流理论中的压力和速度 作为粘流理论的边界条件:势流区域内模拟自由面扰动形成的波浪传播,粘流区域中 计算得到的速度作为势流计算的纽曼边界条件。



第一章 绪 论



图1-7 破损船舶的粘势流区域分解耦合模拟(Siddiqui 等, 2018) Fig.1-7 The decomposed potential-viscous coupling in calculating damaged ship (Siddiqui et al, 2018)

在上述提到的研究中,粘势流耦合均为双向耦合。双向耦合中,粘流区域中的流 场信息可以通过边界条件传输给势流区域,因此当非线性较弱时,粘流区域可以足够 小,从而大大减少计算时间,提高计算效率。但是从计算方法而言,双向耦合的耦合 方法较为繁杂,需要在耦合处进行迭代求解。因此,耦合方法较为简单的单向耦合方 法也随之兴起。Guignard 等人(1999)最早将 BEM 与两相流 VOF 方法进行单向耦合, 结合二者的优点对斜坡波浪破碎进行了模拟; Lachaume 等人(2003)同样采用 BEM 与 VOF 方法耦合,对孤立波在斜坡上破碎进行了模拟。在非斜坡部分波浪平缓传播, 采用 BEM 方法,并且将 BEM 方法得到的结果作为 VOF 方法的初始边界条件,随后 采用 VOF 方法计算带有斜坡后的破碎波浪。Biausser 等人(2003, 2004)将 BEM 与 VOF 耦合的方法拓展至三维,Grilli(2004)和 Drevard(2005)对该方法下波浪在斜坡上的破 碎与实验进行了对比验证。Iafrati 和 Campana(2003)采用上下界面单向耦合的方法, 不考虑粘流区域的自由面,势流区域的压力传递给粘流区域。Christensen 等人(2009) 采用外部 Boussinesq 波浪模型,内部 VOF 的单向耦合方法计算了在浅水域下波浪与 大口径单桩风机基础相互作用。这种耦合通过显式方程得到 Boussinesq 模型的波浪 高程和速度场,并在 Agnon 等(1999)的工作中得到了验证。Paulsen 等(2014)采用三维 全非线性势流波浪模型 OceanWave3D 和 NS 方程进行单向耦合,自由面采用 VOF 方 法捕捉,计算了规则波、不规则波和聚焦波经过圆柱物体时的波面高程(如图 1-8), 并与实验进行了对比。季欣然(2015)同样采用 OceanWave3D 作为外域产生内部波浪, 与内域两相不可压缩 NS 方程/VOF 进行耦合。内域求解器选择开源软件 OpenFOAM。 耦合方式采用单向耦合,与 waves2Foam 相结合,模拟了多向不规则波下与圆柱相互 作用的影响。



第一章 绪 论



图1-8 OceanWave3D 与 CFD 耦合求解聚焦波与圆柱相互作用 (Paulsen 等, 2014) Fig.1-8 The coupling of OceanWave3D and CFD in calculating focused wave interacting with a cylinder (Paulsen et al, 2014)

从上述文献中可以看出,粘势流耦合方法的出现和发展对水动力数值模拟方法 至关重要。粘势流耦合方法跳出了势流理论和粘流理论的局限,将二者的优势相结 合,既可以观察物体周围的粘性效应,又节约了计算资源,在将来的数值计算中有良 好的发展前景,为高效计算、精细化流场计算奠定了基础。

1.3 高阶谱方法与 CFD 耦合

1.3.1 高阶谱方法简介

在上述介绍的粘势流耦合中,势流方法的选取多种多样,从线性方程到非线性方程,从频域求解到时域求解。随着研究问题的复杂性增加,势流方法对非线性的要求也逐步提升。目前较为常用的势流方法为边界元方法(BEM),它可以在时域下求解全非线性问题。然而,BEM方法的高效性仍有待提升(Ducrozet 等,2014)。另一种方法是求解三维拉普拉斯方程,比如有限元法(FEM)和有限差分法(Finite Difference method, FDM)。目前常用的高阶有限差分方法求解波浪和波浪与物体相互作用问题的是 OceanWave3D (Engsig-Karup 等,2009),具有准确和高效等特性。Ducrozet 等(2012)对高阶谱方法和 OceanWave3D 进行了比较。Ducrozet 等人(2012)研究发现二者在标准验证算例下都有很好的收敛性,当采用二者对强非线性波浪传播进行模拟时,高阶谱方法体现了其高效性;且当 OceanWave3D 中有限差分格式阶数越高,其结果越接近高阶谱方法的结果。在势流理论的选取中,高阶谱方法具有快速收敛的特性,因此在计算流场时具有更高的效率。这是因为高阶谱方法采用垂直方向上的模态扩展的方法,因此将数值求解降维到二维水平面上;而有限差分法则是直接求解三维





问题。Dommermuth 和 Yue(1987)将高阶谱方法与耦合欧拉拉格朗日(mixed-Eulerian-Lagrangian)方法进行了比较,发现谱方法收敛更快、总能量保持的更好。相比较传统的势流理论,高阶谱方法在计算流场时具有显著的高效性。

高阶谱方法(High-Order Spectral method, HOS)是一种稳定的求解非线性波浪方程的势流理论方法。该方法基于伪谱方法和快速傅里叶变换,因此具有高效和快速收敛的性能。高阶谱方法的基本思想源自 Dirichlet-Neumann Operator(Craig 和 Sulem, 1993), Dirichlet-Neumann Operator 的加速版本(Vijfvinkel, 1996)和高阶谱方法一致(Schäffer, 2005)。高阶谱方法求解的流体是无旋、同性不可压和非粘性的。Dommermuth和Yue(1987)给出了关于高阶谱方法的数值介绍。他们将Zakharov方程(Huang 和 Sclavounos, 1998; Zakharov, 1968)和模型耦合观点(model coupling idea)(Crawford 等, 1981; Phillips, 1960; West 等, 1974)扩展到波陡更大的波浪中,并修改这些方程到更高的阶数,便于求解重力波。高阶谱方法在非线性模拟时,使用大量的傅里叶模点数,可以模拟特定阶数的非线性波。

高阶谱方法基于伪谱法,因此方程仅在自由面进行构建求解。高阶谱方法设定了 一个在自由面处的速度势,动力学和运动学边界条件均基于自由面处的速度势进行 展开。在边界方程中假设波陡为一个小量,这样速度势和波高与波陡同阶。给定一个 波陡的阶数,速度势可以摄动展开成一系列不同阶数的速度势。在自由面处对各阶速 度势进行泰勒展开,合并相同阶数的波面高度,最终得到初始时刻的关于自由面处速 度势和波面高度的特征根方程,在简单几何形状和周期性边界条件下具有解析解。高 阶谱方法的快速收敛和高效计算的特性得益于方程中的含幂项,同时,采用快速傅里 叶变换连接谱表达下的空间导数和物理空间下的非线性项,其边界数值可以快速求 解。

与 Dommermuth 和 Yue(1987)构建的高阶谱方法数值方程相似, West 等(1987)采 用高阶谱方法研究在非线性海面上的有界和无界波浪。他们对垂向速度势进行了泰 勒展开,这样所有包含垂向速度势的方程阶数一致,在分析数据时更加方便。

然而,高阶谱方法在求解时,自由面边界条件中的非线性项在物理空间而非在谱 空间中,因此在求解过程中会出现混淆误差(aliasing error)(Dold 和 Peregrine, 1986; Boyd, 2000)。West 等(1987)通过改变物理平面内的网格数量来消除这种误差,Hussaini 和 Zang(1987), Fructus 等(2005)采用零填充(zero padding)的方法进行"去混淆",将 网格数进行阶数级减半的方式进行误差消除。

Liu 等(1992)将高阶谱方法进行了拓展来研究非线性波浪与浸没物体的相互作用。 他们将浸没物体视为自由面扰动偶极子,同时在物体表面施加一个源项。他们的工作



展示了谱方法在求解浸没物体的能力和准确性。然而该方法无法求解浸没体积较小的情况。

高阶谱方法在求解非线性波浪传播时,可能会出现虚假的高频率波浪。这可以通过足够的初始化时间或者改变初始程序来消除。Dommermuth(1994)开发了对求解强非线性(混乱自由面情况)流动时的修正。同时为了防止这种混乱自由面现象的发生,Dommermuth(2000)修正了高阶谱方法的初始化方法,使其可以通过线性求解的方法进行初始化。

在修正了初始化条件后,高阶谱方法因其耗时少的特性,被许多学者应用于求解 开阔海域和极端波浪的情况。Brandini 和 Grilli(2001)将高阶谱方法应用于波浪调谐 的初始步骤,并将结果作为初始条件来生成极端波浪。他们采用二维高阶谱方法作为 初始条件,生成三维波浪调谐。Tanaka(2001a)采用高阶谱方法作为数值方法基础,引 入了一个复杂高度方程(Zakharov, 1968) 来研究波浪传播过程中的能量谱和波陡以 及峰值的时历曲线,这个复杂高度方程为有关波数和时间的函数,在离散区域内给定 一个波数,便可得到该方程的数值。通过对复杂高度方程的法向计算,并给予该方程 的相位以随机数,可以得到能量密度和方向谱。

Ducrozet 等(2007)根据 Dommermuth(1994)的初始化修正边界条件,基于 Tanaka(2001a)的方法模拟计算了聚焦波群,并计算了长时间计算下的自然极端波浪 (如图 1-9 所示)。他们对采用高阶谱方法在开阔海域下模拟极端波浪进行了详细地研 究,并且探讨了不同参数对波浪方向传播的影响,给予了合适的参数选择。



图1-9 高阶谱方法计算聚焦时刻三维波面图 (Ducrozet 等, 2007) Fig.1-9 The 3-D surface elevation at focusing time in HOS method (Ducrozet et al, 2007)

在早期的高阶谱方法中,如 Dommermuth 和 Yue(1987)的工作中,数值积分方法 采用龙格库塔四阶方法(Runge-Kuta forth, RK4)。这种方法降低了全局的截断误差并 且扩大了稳定区域。赵西增等(2008a; 2008b; 2009)采用了改进的 Adams-Bashforth-


Moulton(ABM)方法来计算模型尺度和实尺度下的聚焦波。这种方法在计算时间上有 所删减,并且相比较 RK4 方法,所得到的截断误差由 *O*(Δ*t*⁵)缩小到 *O*(Δ*t*⁶)。

李金宣等(2008)采用高阶谱方法计算三维水池内的波浪传播,验证了高阶谱方法 计算聚焦波的准确性。极端波浪因其具有需长时间模拟、出现时间短、高波峰浅波谷 等特性,因此极难观测。Sergeeva和Slunyaev(2013)采用高阶谱方法研究极端波浪的 特性,通过高阶谱方法建立了空间-时间下的波浪数据,并观察了单个极端波浪的细 节图像。他们模拟了 10 公里区域 20 分钟内的波面数据,包括波高和速度等,并在 空间中给出极端波浪出现的区域,如图 1-10 所示,方块表示极端波浪出现的区域。





Xiao 等(2013)研究了三维状态下极端波的出现和动力性能。他们采用高阶谱方 法进行计算,并与非线性 Schrodinger 方程进行了对比。研究表明,高阶谱方法可以 进行长时间预报准稳态的模拟,而非线性 Schrodinger 方程无法进行预报。他们还研 究了极端波浪出现的概率,并讨论了海峡波浪的传播。

高阶谱方法的方程计算要求其计算边界是周期性开阔边界,因此高阶谱方法在 开阔海域下的应用具有巨大优势。然而,无边界的边界条件表明无波浪的产生和消 波、壁面反射等情况,因此对于实验验证、模型验证等情况,原始的高阶谱方法则无 法很好地进行模拟计算。Bonnefoy等(2004)开发了非周期性边界的高阶谱方法,并以 高阶谱方法作为基础开发了数值水池,添加了线性造波板。他们通过在原有方程中增 加新的速度势(Agnon 和 Bingham, 1999)的方法,使其满足造波条件,从而使得高阶 谱方法适用于数值水池的建造和模拟。同时,他们将 Agnon 和 Bingham(1999)的结论

第 15 页



进行了拓展,使新增加的速度势在时域内也可以进行数值求解,并将线性造波推板调整至通用的造波板,求解了二维聚焦波。李金宣(2007)根据 Bonnefoy 等(2004)的理论 采用高阶谱方法数值水池(HOST)模拟二维聚焦波,并与实验进行了对比。Li 和 Liu(2015)同样采用 HOST 模拟多向聚焦波,如图 1-11 所示。他们研究了聚焦波的特征,并发现三维情况下,传播系数减小会导致聚焦位置的改变和最大波峰数值的减少。



图1-11 HOST 中三维聚焦波不同时刻的波面图(Li 和 Liu, 2015) Fig.1-11 Surface elevation of 3-D focusing waves at selected time in HOST (Li and Liu, 2015)

Li 等(2012)采用 HOST 研究带有流的聚焦波问题。因此速度势变为单一流动的 速度势与波浪速度势的叠加,数值结果发现了波流耦合情况下的强非线性现象。

基于 HOST 取得的研究成果,且在与实验对比后验证了其准确性,Ducrozet 等 (2006)将 HOST 中的造波板发展至二阶。他们将 Bonnefoy 等(2006a; 2006b)开发的模型与 HOST 结合,通过迭代计算将造波板精度提升到二阶,并模拟了二维聚焦波嵌入不规则波的波浪场。相比较线性 HOST,其结果得到明显改善。Bonnefoy 等(2010)



同时采用二阶 HOST 造波板和全非线性数值波浪水池进行三维波浪模拟,并与实验结果进行了比较验证。

为了使高阶谱方法在应用上更加方便,也便于在各个领域对高阶谱方法进行应用和改进,法国南特中央理工 LHEEA 实验室开发了基于高阶谱方法的开源软件 HOS-Ocean(Ducrozet, 2016)(https://github.com/LHEEA/HOS-ocean/wiki)。HOS-Ocean 中的高阶谱方法为无界周期性边界条件,可以模拟开阔海域的波浪传播和波浪生成, 波浪谱采用 JONSWAP 谱,并且为与其他软件耦合提供了可能。Song 等(2018)将两种新的波浪谱加入了 HOS-Ocean,分别为 P-M 谱和双参数 ITTC 波浪谱。同时, Ducrozet(2012) 基于带有边界条件的高阶谱方法开发了开源软件 HOS-NWT(https://github.com/LHEEA/HOS-NWT/wiki),并将造波板模型精度增加至三阶。

高阶谱方法中,对于自由面的模拟是单值模拟,因此高阶谱方法无法模拟波浪的翻卷和破碎。Seiffert 和 Ducrozet(2016)将波浪破碎机制加入 HOS-NWT 中,他们考虑的破碎自由面也是单值的。他们假设了一个在破碎和不破碎之间的波浪粒子速度到波峰速度的阈值。Seiffert 等(2017)在 HOS-NWT 中加入一个波浪开始破碎的准则,预测波浪破碎开始的时间和位置,并与实验结果对比较好。Seiffert 和 Ducrozet(2018)通过在边界条件处增加了一个涡流黏度参数产生的能量耗散验证了这个波浪破碎机制。虽然在高阶谱方法中无法模拟波浪破碎,但是可以预测到波浪破碎的发生机理。这种波浪破碎机制可以与其他非线性势流求解器进行配合,减少数值不稳定性,从而增加这些势流求解器的应用范围。

高阶谱方法的提出和应用,对于船舶与海洋工程的发展提供了新的思路。高阶谱 方法能在大范围内快速高效地产生波浪,这种能力使得许多研究者用来研究极端波 浪。极端波浪需要长时间大范围地模拟,且出现时间很短,因此在数值研究中,需要 耗费大量的资源。而高阶谱方法的特性使得极端波的发生位置和时间变得易于找寻 和研究。这为研究极端海况、真实海况下的海洋工程奠定了基础。

对高阶谱方法的应用和开发不仅仅局限于波浪的模拟,许多领域也对高阶谱方法进行了应用和开发。比如非线性能量传递(Tanaka, 2001b),双模态波浪(Toffoli, 2010b),模态不稳定性(Fernández, 2014; Toffoli 等, 2010a)等等(Ducrozet 等, 2016)。还有一些工作对高阶谱方法进行了开发,比如增加了风力效应(Kharif, 2008),射流效应(Shrira 和 Slunyaev, 2014),以及不同地形的研究(Guyenne 和 Nicholls, 2007; Gouin 等, 2016; Gouin 等, 2017; 李金宣等, 2017; 郝健, 2017)等等。



1.3.2 高阶谱方法与 CFD 耦合研究现状

高阶谱方法在生成大范围波浪、极端波浪方面具有快速准确的特性,但是对于波 浪与物体的相互作用,高阶谱方法目前还未进行系统研究。一是因为高阶谱方法在自 由面处为单值函数,波浪与物体相互作用时产生的波浪翻卷、破碎等情况无法模拟; 二是对于势流理论而言,无法考虑物体周围的粘性效应。因此,将高阶谱方法与 CFD 方法进行耦合来研究波浪与物体的相互作用,既可以省去 CFD 方法模拟大范围波浪 或极端波浪带来的数值耗散和计算资源耗费,还可以准确地模拟和预报物体的运动 以及受力。

与粘势流耦合方法相同,高阶谱方法与 CFD 方法的耦合也分为方程分解耦合法 和区域分解耦合法。



图 1-12 SENSE 方法计算船舶运动与实验对比 (Monroy 等, 2009) Fig.1-12 Comparison of ship motion results between the SWENSE method and experiments (Monroy et al, 2009)

方程分解耦合方法中,以 SWENSE 方法为主要的耦合方法。Luquet 等(2007)将 高阶谱方法作为入射波模型与 SWENSE 方法结合。与 SWENSE 之前的入射波浪模 型相比,采用高阶谱方法模拟不同复杂程度的海况和极端波浪都更加方便和高效。他 们采用该方法模拟了 TLP 平台(Tension Leg Platform)在规则波和不规则波中的受力 情况。Ferrant 等(2008)在 SWENSE 中采用六自由度运动,模拟了船舶在规则波中的 航行特性。Luquet 等(2007)对 Wigly 船在规则波中进行 2 自由度运动进行验证后,模 拟了六自由度运动船舶在不规则波中的航行特性,不规则波由高阶谱方法作为入射



波模型产生。Monroy 等(2009)对 2 自由度运动的船舶在不规则波中的运动与实验进行了对比验证(如图 1-12 所示),验证了 SWENSE 方法与高阶谱方法耦合后求解物体运动的准确性。Monroy 等(2011)同样采用高阶谱方法造波作为入射波浪,模拟了静止浮筒在不规则波中的受力情况,并与实验进行了对比验证。

可以看出,与高阶谱方法耦合的 SWENSE 可以快速准确地模拟波浪与物体的相互作用,尤其是不规则波和极端波浪。然而,这些 SWENSE 与高阶谱方法耦合的工作均是基于单相 CFD 进行求解的,自由面通过边界条件进行求解。Reliquet 等(2013) 将单相 level-set(Osher 和 Sethian, 1988)方法与 SWENSE 进行结合求解自由面,并在计算时不考虑气相。他们采用该方法对 DTMB 船在规则波中的运动进行了模拟和计算(如图 1-13),其中波浪模型由高阶谱方法求解。



图1-13 单相 level-set 法和 SWENSE 方法求解船舶在波浪下的流场 (Reliquet 等,

2013)

Fig.1-13 Wave field around ship under level-set combined with SWENSE method(Reliquet et al, 2013)

采用单相level-set方法在求解自由面处压力时具有一定的困难,因此Li等(2018a; 2018b)将 SWENSE 方法拓展至两相流 SWENSE 方法。他们将欧拉方程进行修正,通过增加入射项的压力使得液相和气相的控制方程保持平衡,在 CFD 区域内采用 VOF 方法进行自由面捕捉。

Gatin 等(2015; 2016)将高阶谱方法与 RANS 方程进行耦合,求解六自由度运动 船舶在极端波浪中的运动情况。RANS 方程基于开源 CFD 软件 OpenFOAM foamextend。在该耦合中,自由面和速度信息均来源于高阶谱方法,因此速度场可以由下 式表示 (Gatin 等, 2015; Gatin 等, 2016):

$$v_{x}(x, y, z, t) = \sum_{k} \sum_{l} c_{k,l}(t) i K_{k} \frac{\cosh(K_{k,l}(z+d))}{\cosh(K_{k,l}d)} e^{iK_{k}x} e^{iK_{l}y}$$
(1-3a)

第 19 页



第一章 绪 论

$$v_{y}(x, y, z, t) = \sum_{k} \sum_{l} c_{k,l}(t) i K_{l} \frac{\cosh(K_{k,l}(z'+d))}{\cosh(K_{k,l}d)} e^{iK_{k}x} e^{iK_{l}y}$$
(1-3b)

$$v_{z}(x, y, z, t) = \sum_{k} \sum_{l} c_{k,l}(t) i K_{k,l} \frac{\cosh(K_{k,l}(z'+d))}{\cosh(K_{k,l}d)} e^{iK_{k}x} e^{iK_{l}y}$$
(1-3c)

其中, $z' = zd/(d+\eta) + d(d/(d+\eta)-1)$ 。Gatin 等(2015)采用该方法对实尺度 KCS 船 在极端波浪中进行了模拟(如图 1-14), Gatin 等(2016)对驳船遭遇极端波浪的情况进 行了计算(如图 1-15)。



图1-14 极端波浪中的实尺度 KCS 船 (Gatin 等, 2015) Fig.1-14 Full-scale KCS in extreme waves (Gatin et al, 2015)



图1-15 遭遇极端波浪的驳船 (Gatin 等, 2016) Fig.1-15 Extreme wave encountering the barge (Gatin et al, 2016)



与其他粘势流耦合方法相同,高阶谱方法与 CFD 的区域耦合仍然是将二者的计 算区域进行耦合匹配,CFD 区域负责求解复杂波浪和物体周围流场,高阶谱方法作 为外部区域负责提供波浪和流场。Choi 等(2018)将高阶谱方法与 foamStar 进行耦合, 并建造了空场数值水池,验证了二维和三维的规则波、不规则波在该方法下的生成和 传播。Quinn(2019)将 OpenFOAM 与 HOS-NWT 进行耦合研究波浪破碎的现象。他采 用实验生成的二维长峰不规则波在 HOS-NWT 进行复制生成三维波浪,并采用不同 的破碎机制对结果进行分析。然而,波浪破碎的过程在耦合方法中无法观察,Quinn 指出这可能是因为 OpenFOAM 中的流场削弱了 HOS-NWT 中的波高数值。同时他还 研究了 HOS-NWT 中的极端波浪生成,发现随着波陡的增加,HOS-NWT 的结果与 实验值的误差也随之增加。

可以看出,高阶谱方法的提出和应用可以快速生成求解不规则波以及极端波,展示了与 CFD 方法结合的可能,为求解真实情况下结构物与不规则波、极端波相互作用提供了思路。目前,国外对于 HOS 与 CFD 的结合处于尝试阶段,大多基于空场造波,而考虑到物体的问题则是验证固定结构或尝试求解运动物体;国内则在 HOS 与 CFD 方面仍是空白。与前人 HOS 与 CFD 结合方法应用相比,本博士论文将着重于 HOS 方法结合 naoe-FOAM-SJTU 求解器,与重叠网格相结合,将 HOS-CFD 耦合方法系统地应用于固定、运动、航行结构物中。在后续的算例中,包含了极端波浪的情况以及复杂结构物运动,如带有前行速度的结构物以及带有液舱的 FPSO 内外流耦合现象等。采用 HOS-CFD 耦合方法计算,并利用 HOS 的特性,可以大幅度减少粘性区域的大小和计算时间,使得该方法在数值研究和工程应用中具有巨大优势。

1.4 本文主要工作和创新点

1.4.1 本文主要工作内容

本博士论文针对高效求解非线性波浪与结构物相互作用的问题,开发了高阶谱 方法与粘流耦合的方法,形成了粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU,对该求解器进 行了系统性验证,并成功应用于固定浮式平台、运动的集装箱船在波浪中的受力和运 动预报,对物体在极端波浪情况下的高效求解展开了研究。论文的主要工作如下:

1. 提出了将高阶谱方法与 CFD 耦合的粘势流耦合方法,开发了粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU。将高阶谱方法与开源造波工具 waves2Foam 进行结合,通过构建新的输入口,使得高阶谱方法中的波浪信息可以传输到 waves2Foam 的数值水池中。随后,通过修改课题组求解器 naoe-FOAM-SJTU 以及带有重叠网格模块的求解器



naoe-FOAM-os,使高阶谱方法与课题组求解器结合,并考虑六自由度运动模块、系 泊模块以及湍流模型等,将其添加完善为新的粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU。

2. 对粘势流耦合求解器进行典型工况的验证分析工作。为了验证耦合模块的稳定性,对非线性规则波(Stream Function 波)在二维周期性边界条件数值水池中进行了 十个周期的模拟,并对波浪的稳定传播进行了参数敏感性分析,同时探讨了在有空重 叠网格的存在下,波浪传播的数值耗散情况。对耦合区域的长度进行了研究,探讨了 不同耦合区域长度对波浪传播过程中的影响。对新求解器中空场造波的准确性进行 了验证,由高阶谱方法数值水池建造的二维、三维的规则波、不规则波,通过耦合区 域传递至粘流区域后,与原波浪场的吻合情况。

3. 应用所提出的粘势流耦合方法,对波浪与浮筒相互作用,以及波浪与集装箱 船相互作用进行了数值模拟验证。研究了非线性规则波和不规则波情况下,固定浮筒 的受力特征,并与实验结果进行了对比。同时对静态重叠网格在耦合方法下的计算进 行了模拟和验证。对带有防浪板的集装箱船进行了数值模拟,研究和验证了船舶在非 线性规则波和不规则波中的运动响应和甲板受力情况,并与实验值进行了对比验证。 同时还研究了集装箱船的甲板上浪现象,验证了动态重叠网格在耦合方法下的准确 性。

4. 应用本文开发的粘势流耦合求解器对聚焦波下结构物进行了受力预报和分析。 采用所提出的粘势流耦合方法对聚焦波下结构物的受力情况进行数值模拟和分析, 同时采用重叠网格的方法对沿 x 轴前进的圆柱进行了受力预报,验证了耦合方法下 重叠网格计算的准确性和可靠性。对于聚焦波的生成,采用了重新生成法进行造波, 即已知聚焦点处的时历曲线并对其进行倒推得知造波板运动的方法。对比了高阶谱 方法空场造波和实验值的误差,以验证该方法的精度和可靠性。在此基础上,采用耦 合方法计算了空场波浪和带有固定平台后的砰击力和周围流场情况,将结果与模型 试验进行对比,验证该耦合方法在聚焦波情况下的准确度和可靠性。同时分析了不同 聚焦波对数值计算结果的影响。随后将耦合方法得到的结果和计算时间与纯 CFD 方 法的结果和计算时间进行对比,验证耦合方法的高效性。

5. 应用本文开发的粘势流耦合求解器对极端波浪下的 FPSO 进行了运动预报和 流场分析。采用所提出的粘势流耦合方法对带有液舱 FPSO 船舶在极端波浪中内外 流耦合晃荡进行数值研究,首先对 FPSO 进行规则波下的运动响应模拟,确保数值方 法和网格的准确性和可靠性,以此为基础对该船舶进行在极端波中的运动响应模拟, 分析了其在极端波浪情况下的运动。包括带有液舱的情况下对运动的影响,以及液舱



第一章 绪 论

内的剧烈晃荡情况对船舶运动的相互作用。并发现了该极端波在遇到船舶时发生了破碎的现象。

整体论文的结构和逻辑框架如图 1-16 所示。



图1-16论文章节内容逻辑示意图

Fig.1-16 The digram of logic content of disquisition

1.4.2 本文的主要创新点

本博士论文基于 OpenFOAM 平台,将课题组 CFD 求解器 naoe-FOAM-SJTU 和 开源软件 HOS-NWT、HOS-Ocean 进行了单向耦合,在国内首次开发了采用高阶谱 方法造波、粘流求解物体运动和受力响应的粘势流耦合求解器,并利用该求解器研究 了多种形式的物体在不同类型波浪下的受力和运动问题,论文的创新点体现在以下 三方面:

1. 将高阶谱方法与课题组 CFD 求解器相结合,开发了粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU,实现了高阶谱方法与 CFD 耦合求解的方法。这种方法在某种程度上解 决了 CFD 方法在求解极端波浪时耗时长、数值耗散大且耗费大量计算资源的问题。 通过对二维非线性规则波的模拟,探讨了波浪传播时的参数选择,给出了波浪传播数 值计算的参数选择参考。基于课题组求解器中的六自由度运动模块、系泊系统以及湍 流模型,该耦合求解器可以对带有系泊的物体在波浪中的受力情况和运动响应进行 模拟和分析。

2. 将粘势流耦合求解器结合重叠网格技术,解决了物体在极端波浪中大幅度运动等问题。将重叠网格技术加入高阶谱方法与 CFD 耦合求解器中,对边界条件相应 修改,使得粘性计算域可以在高阶谱方法形成的波浪场中运动,既可以准确模拟物体

第 23 页



在波浪中的航行情况,又能有效减少粘性计算域的大小,从而达到节省计算资源的目的。

3. 实现了快速准确模拟聚焦波和极端波下结构物的受力和运动预报。利用高阶 谱方法快速模拟波浪场的优势数值建造聚焦波和极端波,并将高阶谱方法与 CFD 耦 合求解器应用于波浪与结构物相互作用问题,将开发的求解器成功应用于固定浮筒、 二自由度集装箱船等物体在非线性规则波和不规则波等波浪中的求解,验证了该方 法可以准确模拟物体在不同波浪中的受力情况和运动响应。通过对固定平台在聚焦 波中的数值模拟结果与纯 CFD 方法结果对比,提出了高效准确求解聚焦波与物体相 互作用的解决方法;对有移速的圆柱在聚焦波中进行数值计算,证明该耦合方法可以 模拟带有航速的物体在极端波浪中运动和受力;对带有液舱的 FPSO 在极端波下的 内外流耦合运动进行数值模拟,解决了粘流方法无法快速求解物体在极端波中的受 力运动问题,并发现了液舱内剧烈的晃荡砰击现象,以及极端波在船舶前方的破碎现 象,有望为计算更为复杂的流场和水动力问题提供新的途径。



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

本章将介绍高阶谱方法(High-Order-Spectral Method, HOS)与粘流方法(CFD) 的数值方程和求解理论,以及二者单向耦合的理论与方法。首先对高阶谱方法中的流 体方程、摄动求解、快速傅里叶变换,CFD 方法中的离散方程和湍流模型进行了介 绍,随后说明了 HOS 与 CFD 相结合的方法与实现手段。最后,HOS-CFD 耦合后的 坐标系变换、六自由度运动理论、动网格技术以及重叠网格技术等均会在本章列出。

2.1 高阶谱方法理论

高阶谱方法(HOS)因其伪谱特性和采用快速傅里叶变换的方式,具有高效和快速 收敛的特性。HOS 方法是基于伪谱方法以及快速傅里叶变换求解水平面速度势的一 种数值方法。本节将从 HOS 方法的方程式由来、利用摄动展开和快速傅里叶变换求 解的方面来阐述高阶谱方法理论。

2.1.1 动力学运动学边界条件

在高阶谱方法理论中,将流体视为无旋、无粘、同质且不可压缩的流体。该方法 基于伪谱法,目的是试图求解满足拉普拉斯方程的速度势。因此,仅仅考虑在水平面 上的速度势,可以写为:

$$\phi^{s}(\mathbf{x},t) = \phi(\mathbf{x},\eta(\mathbf{x},t),t)$$
(2-1)

其中, ϕ 为速度势, ϕ ^{*}为水平面处的速度势,t为时间,**x**为流体域内网格点, η 为关于**x**和t的波面高程函数。考虑到流体的无旋无粘特性,连续性方程为拉普拉斯方程:

$$\Delta \phi = 0 \tag{2-2}$$

因此, 在水平面上关于 *ϕ*^{*} 的动力学与运动学边界条件则变化为(Dommermuth, D. G., Yue, D. K. P., 1987):

$$\eta_t + \nabla_x \phi^s \cdot \nabla_x \eta - (1 + \nabla_x \eta \cdot \nabla_x \eta) \phi_z(\mathbf{x}, \eta, t) = 0$$
(2-3)

$$\phi_t^S + g\eta + \frac{1}{2}\nabla_x \phi^S \cdot \nabla_x \phi^S - \frac{1}{2}(1 + \nabla_x \eta \cdot \nabla_x \eta)\phi_z^2(\mathbf{x}, \eta, t) = -P_a$$
(2-4)

第 25 页



其中, $\nabla_x \equiv (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})$ 为水平方向上的斜率, P_a 为大气压力。对于初始边界条件来说, $\phi^s(\mathbf{x}, 0)$ 和 $\eta(\mathbf{x}, 0)$ 是已知的。

2.1.2 高阶谱方法求解

在求解上述动力学与运动学边界条件方程(2-2)和(2-3)时,唯一需求解的变量为z向速度势 ϕ_z 。对此有学者采用不同的方法来对该动量能量边界方程进行求解。 Dommermuth和Yue(1987)对速度势 ϕ 进行求解,他们假设波陡为极小量,设为很小的参量 ε 。这样一来,速度势 ϕ 和波面高度 η 则为 ε 同阶量。若给定一个阶数 M,速度势 ϕ 则可以进行关于参量 ε 的摄动展开(Dommermuth, D. G., Yue, D. K. P., 1987):

$$\phi(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{m=1}^{M} \phi^{(m)}(\mathbf{x}, z, t)$$
(2-5)

在 $z = \eta$ 上对每一个 $\phi^{(m)}$ 进行泰勒展开,则得到:

$$\phi^{s}(\mathbf{x},t) = \phi(\mathbf{x},\eta,t) = \sum_{m=1}^{M} \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^{k}}{k!} \frac{\partial^{k}}{\partial z^{k}} \phi^{(m)}(\mathbf{x},0,t)$$
(2-6)

方程(2-6)在已知 $\phi^{s}(\mathbf{x},0)$ 和 $\eta(\mathbf{x},0)$ 的情况下,可看作迪利克雷边界条件。为求得未知的速度势 ϕ ,对方程(2-6)进行展开,得到有关一系列 $\phi^{(m)}$ 的方程:

$$\phi^{s}(\mathbf{x},t) = \phi^{(1)}(\mathbf{x},0,t) + \eta \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z}(\mathbf{x},0,t) + \frac{\eta^{2}}{2} \frac{\partial^{2} \phi^{(1)}}{\partial z^{2}}(\mathbf{x},0,t) + \dots + \phi^{(2)}(\mathbf{x},0,t) + \frac{\eta^{2}}{2} \frac{\partial^{2} \phi^{(2)}}{\partial z^{2}}(\mathbf{x},0,t) + \dots + \dots$$
(2-7)

将相同阶数的η进行合并处理,最终得到水平面处的速度势:

$$\phi^{(m)}(\mathbf{x},0,t) = -\sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial z^k} \phi^{(m-k)}(\mathbf{x},0,t), m = 2, 3, ..., M$$
(2-8)

其中, $\phi^{s}(\mathbf{x},t) = \phi^{(1)}(\mathbf{x},0,t)$ 。

West 等人(1987)则是对垂直方向的速度势进行求解:

$$\phi_z(\mathbf{x},\eta,t) = \sum_{m=1}^{M} \varphi_z^{(m)}(\mathbf{x},0,t)$$
(2-9)

$$\phi_{z}^{(m)}(\mathbf{x},\eta,t) = \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\eta^{k}}{k!} \frac{\partial^{k+1}}{\partial z^{k+1}} \varphi^{m-k}(\mathbf{x},0,t)$$
(2-10)

第 26 页



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

在这种情况下,垂直方向的速度势也同样与微小参量*ε*保持相同阶数。在得到如 方程(2-8)或方程(2-10)后,即可求得边界处(且*z*≤0)的水平面速度势和波面高程。 对于非迪利克雷边界条件,可以采用特征根展开方法求得速度势,即(West 等,1987):

$$\phi^{(m)}(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n^{(m)}(t) \varphi_n(\mathbf{x}, z), z \le 0$$
(2-11)

其中 $\varphi_n(\mathbf{x}, 0)$ 为特征根。将方程(2-11)带入方程(2-8),即可得到水平面速度势。 在得到水平面速度势后,带入方程(2-3)和(2-4),则可最终求得水平面速度势与波面高 程(West 等, 1987):

$$\eta_t + \nabla_x \phi^s \cdot \nabla_x \eta - (1 + \nabla_x \eta \cdot \nabla_x \eta) \left[\sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \sum_{n=1}^N \phi_n^{(m)} \frac{\partial^{k+1}}{\partial z^{k+1}} \varphi_n(\mathbf{x}, 0) \right] = 0$$
(2-12)

$$\phi_t^s + g\eta + \frac{1}{2}\nabla_x\phi^s \cdot \nabla_x\phi^s - \frac{1}{2}(1 + \nabla_x\eta \cdot \nabla_x\eta) \times \left[\sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \sum_{n=1}^N \phi_n^{(m)} \frac{\partial^{k+1}}{\partial z^{k+1}} \varphi_n(\mathbf{x}, 0)\right]^2 = -P_a$$
(2-13)

同时,高阶谱方法求解中,普遍采用4阶龙格-库塔方法进行时间步迭代。高阶 谱方法的快速收敛和耗时短的特性则体现在方程(2-8)或方程(2-10)中的幂级数上。同 时,采用快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform)将谱表达中的空间导数与物理域 中的非线性项联系起来,起到快速求解边界条件的作用。

2.1.3 边界条件处理

高阶谱方法在求解时,特定的简单几何形状以及周期性边界条件是有特征根的 解的。比如 Dommermuth 和 Yue (1987)提出了 2*π* 周期下的特征根的解:

$$\phi^{(m)}(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n^{(m)}(t) \exp[|\mathbf{k}_n| z + i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x}]$$
(2-14)

其中 $\mathbf{k}_{\mathbf{n}} = (k_x, k_y)$ 为波数向量,为包括 $k_x \pi k_y$ 的所有整数以及共轭复数的和。i为虚数 单位。

因此,对于初期的高阶谱方法来说,其边界都是无穷的,这为模拟开阔海域以及 大面积范围的海浪奠定了基础。然而,在工程实际和科学研究中,实验室造波研究波 浪或波物相互耦合更为普遍,数值模拟人工造波结果更利于与实验进行比对,得到较 为准确的数值结果。因此,有界边界包含的数值造波、消波也同样重要。Bonnefoy 等 人(2004)根据 Agnon 和 Bingham(1999)的观点,将速度势扩写为:

$$\phi = \phi_{\tan k} + \phi_{add} \tag{2-15}$$

第 27 页



其中 ϕ_{tank} 为原有区域内带有自由液面的速度势, ϕ_{add} 为不考虑自由液面,新增加的考虑到造波板的速度势。因此在计算域内部,对于新增加的速度势 ϕ_{add} 同样满足拉普拉斯方程。将分解后的速度势带入方程(2-3)和(2-4)中,得到(Bonnefoy 等, 2004):

$$\eta_t + \nabla_x (\phi_{\tan k}^s + \phi_{add}) \bullet \nabla_x \eta - (1 + \nabla_x \eta \bullet \nabla_x \eta) \frac{\partial \phi_{\tan k}}{\partial z} - \frac{\partial \phi_{add}}{\partial z} = 0$$
(2-16)

$$\frac{\partial \phi_{\tan k}^{s}}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} \nabla_{x} \phi_{\tan k}^{s} \cdot \nabla_{x} \phi_{\tan k}^{s} + \frac{1}{2} (1 + \nabla_{x} \eta \cdot \nabla_{x} \eta) (\frac{\partial \phi_{\tan k}}{\partial z})^{2} - \nabla_{x} \phi_{\tan k}^{s} \cdot \nabla_{x} \phi_{add} - \frac{\partial \phi_{add}}{\partial t} - \frac{1}{2} \nabla_{x} \phi_{\tan k}^{s} \cdot \nabla_{x} \phi_{\tan k}^{s} - \frac{1}{2} (\frac{\partial \phi_{add}}{\partial z})^{2}$$

$$(2-17)$$

将有关新增速度势 ϕ_{add} 的项考虑为方程的非齐次项,这样方程(2-16)和(2-17)便成 为有关原有速度势 ϕ_{tank} 的方程。为了求得速度势 ϕ_{add} , Bonnefoy 等人(2004)将 z = 0上方的计算域进行了扩展,如图 2-1 所示。该新区域的扩展是为了可以求解全谱公式 下的新增速度势,并且只能采用快速傅里叶变换进行求解。



图2-1 扩展数值水池区域(二维示意图) (Bonnefoy 等, 2004) Fig.2-1 Extended basin (2-D) (Bonnefoy et al, 2004)

因为在实验中,大多采用推板造波或摇板造波的形式,造波板采用多个蛇形板组成,可以忽略蛇形板之间的空隙。假设造波板在横向为连续的,则造波过程中的边界条件符合无通量边界条件。在造波板处(*x* = *X*(*y*,*z*,*t*))有:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t} + (\nabla_{v} X) \bullet (\nabla_{v} \phi)$$
(2-18)

其中, $\nabla_{v} = (\partial y, \partial z)$ 为竖直方向上的斜度。将新增加的速度势方程与水平面上的高阶 模型进行结合,则需将无通量边界条件进行线性化,得到:

$$\frac{\partial \phi_{add}}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t}, x = 0$$
(2-19)

这样,得到最终的新增速度势:

第 28 页



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

$$\phi_{add} = \sum_{m=0}^{N_y} \sum_{n=0}^{N_z} A_{mn}(t) \frac{\cosh[k_{mn}(L_x - x)]}{\cosh(k_{mn}L_x)} \cos(k_m y) \cos(k_n(z+h))$$
(2-20)

其中,
$$k_m = \frac{m\pi}{L_y}$$
, $k_n = \frac{(2n-1)\pi}{4h}$, $k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left[\frac{(2n-1)\pi}{4h}\right]^2}$ 。 L_x , L_y 分别为水池 x 方

向和 y 方向的长度, h 为水池深度。

这种求解方法为一阶求解方法,为了使结果更加准确,Bonnefoy等人(Bonnefoy 等,2006a;2006b)对上述方程进行了加强,使之可以求解二阶波陡和造波板位移,并 将其命名为 SWEET 模型(Spectral wave evolution in ECN tank)。Ducrozet 等 (Ducrozet 等,2006)在此基础上将 HOST 模型拓展至三阶。

相对应的,在数值水池中,需要消波区来进行数值消波。HOST 中采用局部修改 自由面动态边界条件,通过增加一个压力源项来进行消波(Ducrozet 等,2012):

$$p_a(x,t) = \rho v(x)\phi_n \tag{2-21}$$

其中,抑制方程v(x)可表示为:

$$v(x) = v_0 u^2 (3 - 2u), u = 1 - x / x_a$$
(2-22)

通过实验对大量不同频率的造波板运动进行试验分析,可以找到合适的消波区 长度 x_a和合适的消波强度 v₀。

2.1.4 高阶谱方法软件求解流程

法国南特中央理工 LHEEA 实验室 Ducrozet 等人(2016, 2012)基于 HOS 方法 分别开发了周期性边界条件开放性海域下的 HOS 造波软件 HOS-Ocean 以及带有造 波板和消波区的 HOS 造波软件 HOS-NWT。该软件为开源软件且可以在 Github 上进 行下载。本博士论文采用这两种 HOS 开源软件进行计算造波,作为耦合方法的初始 波浪场。本节主要介绍 HOS-Ocean 和 HOS-NWT 软件的求解流程。

在 2.1.2 节中介绍了关于 HOS 方法的求解流程,方程(2-5)中的阶数 *m* 被称为 HOS 阶数,在本节中用 M 表示。HOS-Ocean 中通过对垂向速度势进行迭代求解来进 行自由面的生成。在本节中,将方程(2-9)中的垂向速度势 φ_c(*x*,η,*t*)简化为一个符 号 W,则接下来的描述中更为方便。

HOS 为伪谱法,需要通过快速傅里叶变换来交换谱表达中的空间导数与物理域中的非线性项。这使得求解和收敛都非常快速。然而这也会产生混淆假频现象。HOS-Ocean 采用通过对频域插零(zero-padding)(Hussaini和 zang, 1987; Fructus 等, 2005)的方法来进行去假频。在有 N 个节点的情况下,通过去假频方法得到的新节点为:

第 29 页



$$N_d = \frac{p+1}{2}N\tag{2-23}$$

当 *p*=M 的时候为完全去假频情况。此时的节点将完全不会出现假频误差,但是同时也增加了计算时间。

HOS 方法计算的方程中,需要提供初始条件才能进行时间迭代计算。HOS-Ocean 中,规则波采用流函数方法(Rienecker 和 Fenton, 1981)进行初始化,初始方法依据 Dommermuth(2000)提议可以采用线性的方法。然而线性化初始方法会造成瞬时 5 到 10 秒的波浪传播峰值周期,因此 HOS-Ocean 中采用了松弛方法来进行线性初始化。自由面边界条件可以简化为:

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial t} + g\eta = F, \frac{\partial \eta}{\partial t} - W^{(1)} = G$$
(2-24)

其中, W⁽¹⁾为线性化自由面垂直速度。因此,方程(2-24)可以被调整为关于非线性项 F和G的方程(Dommermuth, 2000):

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial t} + g\eta = F(1 - \exp[-(\frac{t}{T_a})^n])$$
(2-25a)

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - W^{(1)} = G(1 - \exp[-(\frac{t}{T_a})^n])$$
(2-25b)

依据 Dommermuth(2000)的方法, 一般采用 $T_a=10T_p$, n=4 来采用线性初始化方法。

不规则波则需要考虑三维波浪的方向性,因此通过 Tanaka(2001)以及 Zakharov(1986)中的研究,采用复杂函数*b*(**k**,*t*)与方向谱*φ*(*ω*,*θ*)来进行求解。复杂函 数*b*(**k**,*t*)可以写成与波面以及水平面速度势有关的函数:

$$b(\mathbf{k},t) = \sqrt{\frac{\omega(\mathbf{k})}{2k}} \hat{\eta}(\mathbf{k},t) + i\sqrt{\frac{k}{2\omega(\mathbf{k})}} \hat{\phi}^{s}(\mathbf{k},t), \quad \omega(\mathbf{k}) = \sqrt{gk}, k = |\mathbf{k}| \qquad (2-26)$$

其中,带有帽子头标的函数表示傅里叶变换:

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int \hat{f}(\mathbf{k}) e^{ikx} d\mathbf{k}$$
(2-27)

这样 η 和 ϕ ^s可以写做:

$$\eta(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int \sqrt{\frac{k}{2\omega}} \left\{ b(\mathbf{k}) + b^*(-\mathbf{k}) \right\} e^{ikx} d\mathbf{k}$$
(2-28a)

第 30 页



$$\phi^{s}(\mathbf{x}) = \frac{-i}{2\pi} \int \sqrt{\frac{\omega}{2k}} \left\{ b(\mathbf{k}) - b^{*}(-\mathbf{k}) \right\} e^{ikx} d\mathbf{k}$$
(2-28b)

在离散区域内,复杂函数 $b(\mathbf{k},t)$ 由每一个 \mathbf{k} 的数值得到,对于任意 \mathbf{k} 而言,复杂函数 $b(\mathbf{k},t)$ 的离散值 b_k 可以写为:

$$b_{k} = \sqrt{\frac{\omega_{k}}{2k}} \hat{\eta}_{k} + i \sqrt{\frac{k}{2\omega_{k}}} \hat{\phi}_{k}, \omega_{k} = \omega(\mathbf{k})$$
(2-29)

从而得到能量密度 E:

$$E \approx \sum_{k} \omega_{k} \left| b_{k} \right|^{2} \tag{2-30}$$

同时,能量密度 E 也可以由方向谱 $\phi(\omega, \theta)$ 来表示:

$$E = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \Phi(\omega, \theta) d\omega d\theta = \int \frac{g^2}{2\omega^3} \Phi(\omega, \theta) dk \approx \sum_{k} \frac{g^2}{2\omega_k^3} \Phi(\omega, \theta) \Delta S_k \qquad (2-31)$$

其中, $\Delta S_k = \Delta k_x \times \Delta k_y$ 。这样得到离散值 b_k 与方向谱 $\phi(\omega, \theta)$ 的关系为:

$$\left|b_{k}\right|^{2} \approx \sum_{k} \frac{g^{2}}{2\omega_{k}^{4}} \Phi(\omega, \theta) \Delta S_{k}$$
(2-32)

因此,当有既定方向谱时,根据方程(2-32)可以得到法向离散值 $|b_k(t=0)|$, $b_k(t=0)$ 的相位由 0 到 2π 之间的随机数值确定。这样根据方程(2-28),就可以得到想要的初始化波浪场。在 HOS-Ocean 中,方向谱 $\phi(\omega, \theta)$ 可以被简单定义为:

$$\phi(\omega,\theta) = \Psi(\omega) \times G(\theta) \tag{2-33}$$

其中Ψ(ω)为谱密度函数:

$$\Psi(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp(-\frac{5}{4} (\frac{\omega}{\omega_p})^{-4}) \gamma^{\exp[-\frac{(\omega-\omega_p)^2}{2\sigma^2 \omega_p^2}]}$$
(2-34)

G(θ) 控制波浪方向:

$$G(\theta) = \begin{cases} A_n \cos^n \theta, |\theta| \le \frac{\pi}{2} \\ 0, |\theta| > \frac{\pi}{2} \end{cases}$$
(2-35)

其中,



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

$$A_{n} = \begin{cases} \frac{(2p!)^{2}}{\pi(2p)!}, n = 2p\\ \frac{(2p+1)!}{2(2^{p}p!)^{2}}, n = 2p+1 \end{cases}$$
(2-36)

当方程(2-34)中的
$$\alpha$$
=3.279 E , γ =3.3, σ =
$$\begin{cases} 0.07(\omega < 1) \\ 0.09(\omega \ge 1) \end{cases}$$
时, 方向谱 $\phi(\omega, \theta)$ 为

JONSWAP谱。

整个 HOS-Ocean 求解流程如图 2-2 所示(Ducrozet 等, 2016)。



图2-2 HOS-ocean 求解流程(Ducrozet 等, 2016)

Fig.2-2 Schematic view of HOS-ocean (Ducrozet et al, 2016)

HOS-NWT 采用 Ducrozet 等人(Ducrozet et al, 2006)研究的三阶 HOST 方式。具体方法为:首先根据方程(2-37)得到一阶新增速度势 $\phi_{add}^{(1)}$,这样可以求解一阶自由面边界条件从而得到 $\phi_{spec}^{(1)}$ 和 $\eta^{(1)}$ 。依据二阶造波板条件,二阶新增速度势可由如下方程计算:

$$\frac{\partial \phi_{add}^{(2)}}{\partial x} = \frac{\partial X^{(2)}}{\partial t} - X^{(1)} \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial x^2} + \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} \frac{\partial X^{(1)}}{\partial y} + \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial X^{(1)}}{\partial z}, x = 0$$
(2-37)

同样,得到二阶新增速度势后,可以得到二阶原有速度势和波面 φ⁽²⁾_{spec} 和 η⁽²⁾。依据三阶造波板条件,计算三阶新增速度势的公式为:

$$\frac{\partial \phi_{add}^{(3)}}{\partial x} = \frac{\partial X^{(3)}}{\partial t} - X^{(2)} \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial x^2} - X^{(2)} \frac{\partial^2 \phi^{(2)}}{\partial x^2} + \frac{X^{(1)}}{2} \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial x^3} + \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial y} \frac{\partial X^{(1)}}{\partial y} + \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} \frac{\partial X^{(2)}}{\partial y} + X^{(1)} \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial z \partial x} \frac{\partial X^{(1)}}{\partial z}, x = 0$$
(2-38)



最终的新增速度势由 $\phi_{add}^{(1)}$, $\phi_{add}^{(2)}$ 和 $\phi_{add}^{(3)}$ 相加得到。得到新增速度势后,将其带入自由面边界条件,随着时间步迭代,得到每一个时间步下的波面和波浪速度。

2.2 CFD 中流体运动控制方程

相较于势流理论,粘流理论因其对粘性项的处理,可以很好地模拟复杂流动问题,因此本文的 HOS-CFD 耦合中,物体与波浪的相互作用计算发生在 CFD 区域中。本文的 HOS-CFD-SJTU 求解器中的粘流求解器基于 OpenFOAM 自主开发的求解器 naoe-FOAM-SJTU。该求解器采用 OpenFOAM 的有限体积法进行数值离散,两相流 模型采用流体体积法(Volume of Fluid, VOF),湍流模式为 RANS 方程。naoe-FOAM-SJTU 基于 OpenFOAM 开发添加了六自由度运动、系泊系统、造波、重叠网格等诸 多模块,使之可以较为完善地进行船舶与海洋工程数值模拟。本节则从原理角度简要 介绍 CFD 粘流理论的基本思想。

2.2.1 连续性方程和动量方程

在 CFD 粘流理论中,考虑网格运动的非定常不可压缩流体的连续性方程和动量 方程可以表示为:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{2-39}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}_{g})\mathbf{u}) = -\nabla p_{d} - \mathbf{g} \cdot \mathbf{x} \nabla \rho + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u}) \nabla \cdot \mu_{eff} + f_{\sigma} \quad (2-40)$$

其中,**u**为速度场,**u**_g为网格移动速度, ρ 为流体密度, $\mu_{eff} = \rho(v+v_t)$ 为流体的有效动力粘度,v为运动粘度而 v_t 为湍流涡粘度。 $p_d = \mathbf{p} - \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{x}$ 为流体动压力,**g**为重力加速度向量, f_σ 为两相流模型中的表面张力项。对于 naoe-FOAM-SJTU 中的造波消波模块来说,方程(2-40)右端还需加一个源项作为消波的源项,而本文不采用 naoe-FOAM-SJTU 中的造波消波模块,因此不需要添加消波源项。

2.2.2 自由面控制方程

本文采用带有边界压缩方式的 VOF 方法进行气液两相界面捕捉。VOF 方法通过 对网格内液体所占比例进行自由面捕捉,符合物理设定,但捕捉的自由面通常边界较



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

厚,数值耗散较大。通过边界压缩的方式,可以控制 VOF 方法的数值耗散并且提高 其自由面捕捉精度。VOF 传输方程为:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot [(\mathbf{U} - \mathbf{U}_{g})\alpha] = 0$$
(2-41)

其中, α 为体积分数,代表了每个网格中流体的相对占比。 α 的数值在0和1之间:

$$\begin{cases} \alpha = 0, air \\ \alpha = 1, water \\ 0 < \alpha < 1, interface \end{cases}$$
(2-42)

方程(2-40)中的表面张力项 f_a定义为:

$$f_{\sigma} = \sigma \kappa \nabla \alpha \tag{2-43}$$

其中, σ 为表面张力,本文中 σ =0.07kg/ s^2 , κ 为自由液面的曲率。

Upwind 格式是仅有的可以保证界面压缩的隐式格式。然而,采用隐式格式会因 多项的原因,误差过大导致自由面丢失。因此在 OpenFOAM 中,采用名为 MULES(Multidimensional universal limiter for explicit solution)(Ubbink 和 Issa, 1999) 的方法来解决这个问题。MULES 方法替代方程(2-41)成为:

$$(\alpha - \alpha^0) \frac{V}{\Delta t} + \sum_f \phi_f \alpha_f = 0$$
(2-44)

$$(\alpha - \alpha^0) \frac{V}{\Delta t} + \sum_f \phi_f \alpha_U + \sum_f \lambda_f^* \phi_f^* (\alpha_H - \alpha_U) + \sum_f \lambda_f^- \phi_f^- (\alpha_H - \alpha_U) = 0$$
(2-45)

其中,带有 *f* 下标的代表网格面上的参数, α° 代表初始时刻的 α ,随着时间步的迭 代, α° 代表某时刻下的体积分数,方程(2-44)和(2-45)中的 α 代表下一时刻的体积分 数。V 代表网格体积, α_{U} 代表 Upwind 格式下的 α , α_{H} 代表高阶格式下的 α 。 λ_{f} 为 限制函数, $\lambda_{f}^{+} \ge \alpha_{\min}$ (=0)的限制, $\lambda_{f}^{-} \ge \alpha_{\max}$ (=1)的限制, ϕ_{f}^{+} 代表流出网格的流量, ϕ_{f}^{-} 代表流入网格的流量。需要注意的是,因为计算是显式的,因此库朗数的控制非 常严格,一般库朗数要小于 0.25。这在 OpenFOAM2.3 版本之后得到改善,计算改为 半隐式,库朗数得以放宽松。

界面压缩对于 VOF 而言具有重要意义。为了压缩界面,通过对方程(2-41)进行 物理求解,即添加额外项进行解决:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot [(\mathbf{U} - \mathbf{U}_{g})\alpha] + \nabla \cdot [(\mathbf{U}_{c}(1 - \alpha)\alpha] = 0 \qquad (2-46)$$



新增加的源项仅仅在自由面处非零,因此仅影响自由面处的求解。U。可由下式求解:

$$\mathbf{U}_{c,f} = \mathbf{n}_{f} \min\left\{ C_{\alpha} \frac{|\phi|}{|\mathbf{S}_{f}|}, \max(\frac{|\phi|}{|\mathbf{S}_{f}|}) \right\}$$
(2-47)

其中, ϕ 为网格通量, \mathbf{S}_f 为单元网格面的方向向量, C_{α} 为自由面压缩系数,当其取值为1时,自由面保持良好形态。 \mathbf{n}_f 为自由面法向量。

2.2.3 湍流模型

在 naoe-FOAM-SJTU 中,在 OpenFOAM 自带的湍流模型基础上增加了 DES/DDES 等湍流模型。本论文中,只用到了 SST $k-\omega$ 模型,因此仅对该模型进行 简要介绍。SST $k-\omega$ 模型由 Menter(1994)提出,结合了 $k-\omega$ 模型处理近壁处边界层 的优势(Wilcox,2006)以及标准 $k-\varepsilon$ 模型处理远场自由流动的优势(Jones 和 Launder,1972; Launder 和 Sharma, 1974),避免了 $k-\varepsilon$ 模型无法良好解决较大逆压梯 度和 $k-\omega$ 模型远场流动处理较差的问题,是较为常用的湍流模型之一。湍动能k和 比耗散率 ω 的输运公式为:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u}k\right) = \tilde{G} - \beta^* k \omega + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \alpha_k \nu_t\right) \nabla k\right]$$
(2-48)

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\,\omega) = \gamma S^2 - \beta \omega^2 + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \alpha_\omega \nu_t \right) \nabla \omega \right] + \left(1 - F_1 \right) C D_{k\omega} \tag{2-49}$$

其中, F_1 为结合 $k-\omega$ 模型和标准 $k-\varepsilon$ 模型的混合函数,其表达式为:

$$F_1 = \tanh\{\min[\max(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}), \frac{4\alpha_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}^* y^2}]\}^4$$
(2-50)

$$CD_{k\omega}^* = \max(2\alpha_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \nabla \omega, 10^{-10})$$
(2-51)

其中 y 是壁面距离。

方程(2-48)中, *Ĝ*的定义为

$$\tilde{G} = \min(G, c_1 \beta^* k \omega), \quad G = v_i S^2$$
(2-52)

S为应变率的不变测度(invariant measure of the strain rate):

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \tag{2-53}$$

*S*_{ii} 为应变张量率(strain rate tensor):



$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\nabla \mathbf{u} + \left(\nabla \mathbf{u} \right)^T \right]$$
(2-54)

在得到k和ω后,湍流粘度为:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max\left(a_1 \omega, SF_2\right)} \tag{2-55}$$

其中, F₂为第二个混合函数, 其公式为:

$$F_{2} = \tanh\left\{\left[\max\left(2\frac{\sqrt{k}}{\beta^{*}\omega y}, \frac{500\nu}{y^{2}\omega}\right)\right]^{2}\right\}$$
(2-56)

同时,通过混合函数F₁,可以得到方程(2-48)和(2-49)中的各项系数:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \tag{2-57}$$

其中, ϕ 对应输运方程(2-48)和(2-49)中的系数, $\phi_1 和 \phi_2 分别为 k - \omega$ 方程和标准 $k - \varepsilon$ 方程中的各系数。所有系数取值: $\alpha_{k_1} = 0.85034, \alpha_{k_2} = 1.0, \alpha_{\omega_1} = 0.5, \alpha_{\omega_2} = 0.85616,$ $\beta_1 = 0.075, \beta_2 = 0.0828, \gamma_1 = 0.5532, \gamma_2 = 0.4403, \beta^* = 0.09, \alpha_1 = 0.31, b_1 = 1.0, c_1 = 10.$

2.3 HOS-CFD 耦合方法

本文将高阶谱方法开源软件 HOS-ocean、HOS-MWT 与课题组基于 OpenFOAM 开发的 naoeFOAM-SJTU 以及带有重叠网格的 naoeFOAM-os 相结合,形成新的粘势 流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU,使得在粘性计算域中可以准确利用 HOS 快速生成的 波浪。对于结合后的求解器而言,不仅可以准确模拟从 HOS 传递至 CFD 的各种规 则波、不规则波以及复杂波浪情况,还可以选取 HOS 中特定的区域和时间步进行数 据传递,因此可以大大节省粘性区域内波浪生成和发展的时间以及所需要的计算域。 同时,结合六自由度运动、重叠网格模块,为耦合后的求解器求解复杂波浪下物体的 大幅运动等数值问题提供了条件。

对于 HOS 与 CFD 耦合而言,其难点在于离散点的插值、匹配和编写语言的不同。本节就 HOS 与 CFD 耦合中的插值、接口和求解流程等方面进行详细介绍。



2.3.1 高阶谱方法插值

在 HOS 与 CFD 耦合过程中,难点在于二者离散的方式和离散后的节点不统一, 导致无法直接进行插值。HOS 方法的结果贮存于频域节点中,而 CFD 采用有限体积 法,流场信息在网格中心交流。同时,HOS 方法为伪谱法,即波浪在自由面处求解, 自由面上方并无数值信息。因此首先要将 HOS 的结果进行逆傅里叶变换,将频域结 果以时域结果表达,然后再构建 HOS 时域上的网格,最后进行插值。

本文采用 HOS 包装程序 Grid2Grid(Choi 等, 2017)对 HOS 进行频域转化和插值处理。Grid2Grid 通过逆快速傅里叶变换(Inverse Fast Fourier Transforms, IFFT)对 HOS 的波浪场进行重构,并采用快速样条插值的方法进行插值。Grid2Grid 的程序结构可以简单划分如图 2-3 所示。





Grid2Grid 的程序由许多模块组成,一些重要模块在图 2-3 中被标出,以 mod 作为开头。modSurf2Vol 模块读取 HOS 的结果文件,并且从结果文件中建立 HOS 波浪场。对于 HOS 而言,其结果只保存频域节点的信息,因此 Surf2Vol 模块采用 Surf2Vol 类读取 HOS 结果文件的频域节点,并采用 IFFT 进行波浪场重建,即将频域结果转化为时域结果,由 HOS 节点继承类进行存储。这样,HOS 节点指针通过由 Surf2Vol 指向 HOS 节点继承类来获取波浪场。

对于 HOS 而言,其方程内的幂项可以加快计算收敛,然而在 z>0 时,幂项会放 大局部节点的波数。这在与 CFD 耦合时会产生虚假的数值堆积。对于高波陡情况, Grid2Grid 进行了截断局部节点的方法(Choi 等, 2017)来避免自由面处的虚假数值堆 积:



$$f_{mn}(z) = \begin{cases} \frac{\cosh k_{mn}(z+H)}{\cosh k_{mn}H}, f_{mn}(z) < C_{f(z)} \\ C_{f(z)}, f_{mn}(z) \ge C_{f(z)} \end{cases}$$
(2-58)

其中, k_{mn} 是 HOS 节点处的波数, z为 HOS 的 z 轴坐标, H 为水深, $C_{f(z)}$ 为 $f_{mn}(z)$ 函数的标准值,在 Grid2Grid 中默认值为 10。

HOS 的结果文件中,只有水平面处的波浪场数据。因此还需要从这些数据中构 建三维体积节点。Z 方向上的数值(*z* 的坐标范围、*z* 方向的网格数,以及网格大小间 的比值)自定义给出,一般与 CFD 区域内 *z* 方向的大小一致,或大于 CFD 区域的 *z* 向坐标。

Vol2Vol 模块中包含插值类函数以及多个 Surf2Vol 类函数,具体作用是将重新 生成的 HOS 波浪场进行插值。HOS 结果文件中,频域上的节点包含所有 HOS 计算 时间步内的波浪场参数,如果将整个结果文件进行重构,将会需要巨大的计算量和内 存量。因此,需要构建特定的模拟时间范围和特定区域以使 Grid2Grid 仅在需要的时 间范围和需要的 HOS 区域内进行重构和插值。这一点会在 2.3.3 节详细介绍。

在确定开始时间 t 后, t 所对应的 Surf2Vol 的更新索引、Surf2Vol 基于时间 t 的 顺序以及 HOS 的时间索引均确定。这样以来,需要的顺序和时间索引被重新排序,进行接下来的插值过程。图 2-4 所示为重构后的 HOS 网格与 CFD 网格对比示意图。可以看出,HOS 的网格尺寸要远大于 CFD 的网格尺寸,因此需要对 HOS 网格进行 插值,从而使 CFD 网格节点可以调用 HOS 网格内的信息。Grid2Grid 中采用样条曲 线进行插值,程序中为 bspline 模块。插值后,Grid2Grid 给出特定位置和时间下的函数 getEta,getU,getPd 和 getFlow,这些函数的意义是从 HOS 重构的流场中得到流 场内的波高、速度、压力等参数。

Choi 等人(2017)将该程序封装成函数库 libGrid2Grid.so,并在库中保留可以获取 速度、波浪高度以及压力等波浪参数的函数接口,方便其他程序进行耦合对接。



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法



图2-4 HOS 网格与 CFD 网格对比

Fig.2-4 The comparison between constructed HOS mesh and CFD mesh

2.3.2 CFD 区域松弛区

在 CFD 区域需要一个接口来进行数据对接,本文采用基于 OpenFOAM 的开源 程序 waves2Foam(Jacobsen 等, 2012)中的松弛区进行数据对接。

松弛区方法是基于通过权重求解速度场和目标场的方法,目标是消除数值计算中的虚假波浪反射。一般松弛区方法根据时间积分分成显示和隐式两种类型。 waves2Foam 采用的是显示松弛区方法求解。显示松弛区求解方程为(Jacobsen 等, 2012):

$$\phi = (1 - \omega_R)\phi_{target} + \omega_R\phi_{computed}$$
(2-59)

其中, ϕ 代表波浪场参数,如速度、波面、压力、水面体积分数等。权重函数 ω_R 取值范围为0到1,具体取值情况可以分为三种,分别是:幂权重,自由多项式权重以及三阶多项式权重(Jacobsen 等,2012)。权重函数 ω_R 可以由局部库朗数进行修改(Seng,2012):

$$\omega_{R} = 1 - (1 - \omega_{R}^{*})^{Co/Co_{\text{max}}}$$
(2-60)

其中, $\omega_{R}^{*}=1-\omega_{R}$, ω_{R} 则被用于方程(2-59)。Co为局部库朗数,Co_{max}为最大库朗数。 通过在松弛区内增加库朗数修改项,便可通过库朗数修改权重函数。

幂权重的定义为(Fuhrmanetal 等, 2006):



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

$$\omega_R = 1 - \frac{\exp \sigma^P - 1}{\exp 1 - 1} \tag{2-61}$$

其中幂指数 p 的默认值为 3.5, σ 为松弛区内的局部坐标值,根据松弛区形状而定。

自由多项式权重函数为:

$$\omega_{R} = 1 - \sigma^{p} \tag{2-62}$$

其中 p 为整数幂。

三阶多项式权重函数为(EngsigKarup, 2006):

$$\omega_{R} = -2\,\tilde{\sigma}^{2} + 3\,\tilde{\sigma}^{2} \tag{2-63}$$

其中 $\sigma=1-\sigma$ 。

本文采用方程(2-61)的幂权重函数,幂指数 p 取默认值 3.5。权重函数的取值仅 在松弛区内的坐标系中取值,当 σ 为 1 时 ω_R 为零(此时坐标在松弛区与计算域交界 处);当 σ 为 0 时 ω_R 为 1(此时坐标在松弛区与入口边界交界处)。这种显式松弛区方 法在每一个时间步内,先于压力速度解耦,依据方程(2-59)更新波浪场数据。

waves2Foam 中松弛区形状分为矩形、半圆柱形、圆柱形以及 Frozen 方式。其中, 矩形最为常用,本文也采用矩形松弛区进行计算。矩形松弛区需要定义矩形的最边角 两个点的坐标来构成矩形松弛区。本文也采用了 Frozen 方式的松弛区, Frozen 方式 可以选取任意的松弛区形状。Frozen 方式下,结合重叠网格方法,可以使整个计算域 以给定方式在波浪场中进行移动。

2.3.3 耦合接口

waves2Foam 所采用的松弛区造波属于速度输入式造波,无需通过边界条件的运动进行造波,同时将速度输入口改为松弛区,使波浪可以稳定输入,避免了物体周围绕射波浪过大时影响波浪输入。waves2Foam 的造波模块包含多种波浪模式,如规则波、不规则波、孤立波等。在 waves2Foam 中,编程采用面向对象(Object-Oriented Programming, OPP)的编程方式,因此基于基类 waveTheory 派生出多个子类,每个子类代表不同的波浪模式。这种方法方便添加新的造波模式,且不会影响其他代码。waves2Foam 的代码结构如图 2-5 所示。规则波包含斯托克斯一阶波、斯托克斯二阶波、斯托克斯五阶波以及一阶椭圆余弦波等。不规则波需要波谱函数,波谱包括JONSWAP 谱以及 PM 谱等。在基类 waveTheory 中,有一个子类名为



externalWaveForcing,即图中的外部波浪。本文的接口则以 externalWaveForcing 为基类,派生新的子类,为其命名为 HOS 类。



图2-5 Waves2Foam 程序结构

Fig.2-5 The structure of waves2Foam code

首先定义 externalWaveForcing 的派生类 HOS:

class HOS: public externalWaveForcing

HOS 类中的成员包括: HOS 文件和类别选择参数,如: hosV2VIndex(HOS 的索 引 数), hosType(可以选择耦合结果对象为 HOS-ocean 或为 HOS-NWT), hosInputFileName(HOS 结果文件名称)等;对 HOS 重构插值后计算域 z 方向上的设定 参数: zMin 和 zMax(控制 z 坐标取值范围, zMin<0<zMax), nZmin 和 nZmax(zMin 处的 HOS 网格数和 zMax 处的 HOS 网格数), zMinRatio 和 zMaxRatio(zMin 和 zMax 处 HOS 网格尺度最大与最小的比值,一般默认值为 3)。选取 HOS 特定时间的参数 refTime,以及对应 CFD 计算域选取的 HOS 域参数 translateOFMesh。

接下来构建接口,该接口可以建立与 fortran 语言编写的函数 Grid2Grid 交流的 桥梁。首先基于 externalWaveForcing 构建新的派生类 HOS:



```
defineTypeNameAndDebug(HOS, 0);
addToRunTimeSelectionTable
(
externalWaveForcing,
HOS,
externalWaveForcing
);
```

接着在 OpenFOAM 中构建初始化 Grid2Grid 类函数:

```
extern "C" void _modgrid2grid_MOD_initializegrid2grid
(
    const char[nCharGridGrid],
    const double*,
    const double*,
    const int*,
    const int*,
    const double*,
    int*,
    ;;
};
```

其中,函数内的 8 个参数指针分别对应 Grid2Grid 中函数的参数地址,分别为 HOSsolver, HOSfileName, z 轴上的范围和 HOS 网格分布(zMin, zMax, nZmin, nZmax, zMinRatio, zMaxRatio)以及最后的整数指针为 HOS 的索引数(索引数始终为 一个固定数字,数值为-1)。HOSsolver 为 hosType 的指针,指向 HOS-ocean 或 HOS-NWT 两者中某一个的地址。HOSfileName 是每个时间步下的 hosInputFileName 的指 针。调用 modgrid2grid_MOD_initializegrid2grid 函数,便可初始化插值程序,开始插 值。

然后构建得到 HOS 的最终计算时间函数和 HOS 计算域的水深函数:

```
extern "C" void _modgrid2grid_MOD_gethosendtime
(
    const int*,
    double*,
);
extern "C" void _modgrid2grid_MOD_gethoswaterdepth
(
    const int*,
    double*,
);
```

其中,最终计算时间函数中的浮点类型参数指针对应 HOS 中结束时间的地址,水深 函数中浮点类型参数指针对应 HOS 中计算域水深参数的地址。整数指针为 HOS 的 索引数地址。这两个函数的作用是得到 HOS 中计算结束的时间和水深,当 CFD 计



算结束的时间大于 HOS 计算结束的时间或者 CFD 计算域的水深大于 HOS 计算域的 水深时, CFD 计算域中会有时间步或网格信息无法接收 HOS 的信息,系统会提供报 错信息,及时终止计算。

随后构建更新 HOS 的计算时间步函数:



其中,函数内两个参数指针分别为 HOS 的索引数和 HOS 计算时间 t。这个函数与之后的计算时间步更新有关,在说明计算过程时会再详细讲述。

最后构建获得 HOS 计算域内波面高程的函数:



函数内的参数指针分别指向 HOS 索引数、x 方向坐标、z 方向(三维,二维时为 y 方向)坐标、时间以及波面高程的地址。

构建 HOS 计算域内速度的函数:

extern "C" void _modgrid2grid_MOD_gethosu
(
const int*,
const double*,
const double*.
const double*.
const double*.
double*
double*
double*
aduble",
li .

函数内的参数指针分别指向 HOS 索引数、x 方向坐标、y 方向坐标、z 方向坐标、时间、x 方向速度、y 方向速度以及 z 方向速度的地址。

在所有接口函数构建完成后,接下来通过对这些函数的调用和更新,便可通过时间步迭代得到 HOS 区域内的波浪参数,从而在 CFD 区域内进行波浪传播求解。



2.3.4 耦合求解流程

在 2.3.3 节中,本文利用 waves2Foam 中带有的 externalWaveForcing 类作为基类,派生出基于 waves2Foam 的与 HOS 耦合的类,命名为 HOS。HOS 类继承了 externalWaveForcing 基类 waveTheory 的特性,耦合后,可以采用松弛区进行造波。本节首先就 HOS 与 waves2Foam 耦合后求解流程进行分析,随后对与 CFD 求解器 naoeFOAM-SJTU 进行耦合求解流程进行阐明。

在构建函数接口后, HOS 与 waves2Foam 耦合求解通过 HOS 类中的成员函数进行更新求解。首先构建选取 HOS 计算时间的成员函数:

Void HOS::step()
{
 cfdTime_=rT_.time().value();
 const double t(cfdTime_-refTime_);
 _modgrid2grid_MOD_corrrectgird2grid(&hosV2VIndex_, &t);
}

cfdTime 为 CFD 计算域内的计算时间,refTime 为需要输入的时间,规定为负数。T 为选取的 HOS 的计算时间。这个步骤相当于选取了输入 CFD 计算域的 HOS 波浪参数的时间范围。比如采用 HOS 耦合 CFD 模拟聚焦波时,可以只选取 HOS 成熟波浪场中聚焦时刻周围的时间范围,将这个时间范围内的波浪参数传递进 CFD 区域的松弛区内,以此来大大减少 CFD 计算聚焦波的时间。同时,在计算求解时,每一次更新时间步均需要调用该成员函数,使得 CFD 区域松弛区内每一时间步下的波浪场均来自 HOS 波浪场。

然后构建获取 HOS 波浪场内波浪高程的成员函数:

scalar HOS::eta
(
const point& x,
const scalar& time
)const
{
vector xx = OFtoHOS_&(x+translateOFMesh_) ;
scalar eta(0.0);
double x0, z;
x0=xx[0];
z=xx[1];
double t =rT.time().value()-refTime_;
_modgrid2grid_MOD_gethoseta(&hosV2VIndex_, &x0,&z,&t,η);
return eta;
}

该成员函数使得 CFD 区域松弛区内的网格节点均可在 HOS 重构域内插值后形成一一对应,随后 HOS 将每个网格点上的波浪信息对应传递给 CFD 区域松弛区内的网格节点。需要说明的是,CFD 区域与 HOS 区域在建立之初便存在差异。HOS 区域默



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

认 *x* 轴坐标和 *y* 轴坐标的最小值为 0, 而 CFD 区域中(0,0)点一般设在计算域中心。 因此在从 HOS 波浪场获取波浪参数时, CFD 区域需要做相应的虚假位移, 从而可以 与 HOS 波浪场内的网格节点一一对应。同理获取 HOS 波浪场内速度的成员函数如 下:



为了更好地解释 HOS 与 CFD 之间的耦合,如图 2-6 所示,将两种方法的计算域 及其边界清晰地表示出来。



图2-6两种不同计算域分解情况

Fig.2-6 Two different domain decomposition

其中 Ω_H 表示 HOS 重构后的计算域, Γ_R 表示松弛区, Ω_c 表示 CFD 计算域。其中 HOS 计算域图中只显示一部分, 因为 HOS 计算域大于 CFD 的计算域, 会将 CFD 计算域 包围。松弛区 Γ_R 内为 CFD 网格, 包含在 CFD 计算域 Ω_c 内, 但其网格内的参数则来 自 HOS, 因此有:

$$\mathbf{u}_R = \mathbf{u}_H \,, \quad x \in \Gamma_R \tag{2-64a}$$

$$\eta_R = \eta_H , \quad x \in \Gamma_R \tag{2-64b}$$



其中, \mathbf{u}_{R} 代表 Γ_{R} 内网格点上的速度矢量, \mathbf{u}_{H} 代表 Ω_{H} 内插值后网格点上的速度矢量。 η_{R} 代表 Γ_{R} 内网格点上的波面高度, η_{H} 代表 Ω_{H} 内插值后网格点上的波面高度。 Γ_{R} 内每一个网格点都在 HOS 重构插值后的计算域中找到对应的网格点,并将其中的速 度矢量和波面高度传输进来。在得到 Γ_{R} 内网格点上的波浪参数后,通过公式(2-59)在 CFD 计算域中进行波浪的生成与传播。两个区域内网格间插值传递示意图如图 2-7 所示。



图2-7 HOS 网格与 CFD 网格交换过程

Fig.2-7 The communication process of HOS grid and CFD grid

因此, HOS 与 CFD 方法耦合造波的整体步骤如下:

(1) 采用 HOS-NWT 或 HOS-Ocean 进行造波,保存造波后的节点结果;

(2) 找寻 HOS 波浪域内所需观察或计算的波浪演化范围以及时间范围;

(3) 在 CFD 计算时刻 t 下,对应到 HOS 波浪场内的相应时刻;

(4) CFD 计算域内的松弛区网格将 HOS 波浪场信息进行匹配,采用松弛方法将 网格内的波浪信息传输进 CFD 计算域内;

(5) CFD 计算域内求解 Navier-Stokes 方程,计算粘性区域内流场;

(6) 在未到达指定计算时间时,回到第(3)步,再次进行计算。

整体情况下的耦合造波计算域模型如图 2-8 所示。其中黑色虚框部分则对应着 图 2-7 中的黑色虚框部分。



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法





在耦合完成后,新的造波模块形成。虽然 waves2Foam 带有自身的求解器可以进行数值造波,甚至在 OpenFOAM 自带的求解压力的 function 的情况下可以得到固定物体周围的压力,但是因为缺少六自由度运动、重叠网格以及锚链系统等模块,无法完成运动物体的求解。因此,需要将耦合后的新模块加入本组自主开发的基于 OpenFOAM 的求解器 naoe-FOAM-SJTU 和 naoe-FOAM-os 中。





Fig.2-9 Schematic of the module function in naoe-FOAM-SJTU solver

在将 HOS-CFD 耦合造波加入求解器之前,需要先将 waves2Foam 作为造波模块加入求解器中。图 2-9 所示为课题组自主开发求解器 naoe-FOAM-SJTU 求解器的模块示意图,我们将 waves2Foam 作为数值水池模块加入 naoe-FOAM-SJTU 中。



waves2Foam 将自身模块封装成函数库(libwaves2foam.so),在这个函数库中,我们需要用到松弛区和外接波浪模块,因此我们可以通过这个函数库将 waves2Foam 连同 HOS 在 naoe-FOAM-SJTU 中实现。

首先声明和定义 waves2Foam 中松弛区(relaxationZone)的对象:

include "relaxationZone.H"

声明之后, 定义 relaxationZone 的对象:

relaxationZone relaxing(mesh, U, alpha1)

这样便完成了对 relaxationZone 的声明和定义,其对象的名称为 relaxing。这样 在求解 VOF 方程时,每一个时间步内对 relaxationZone 中的网格、速度和波面进行 更新,使得该时间步内计算域的波面得以生成。

将 waves2Foam 加入求解器造波模块后,需要将 HOS 造波模块加入求解器中。 松 弛 区 模 块 已 存 在 于 求 解 器 中 , 因 此 只 需 将 HOS 所 在 的 外 接 波 浪 (externalWaveForcing)的对象进行声明和定义即可。首先声明 externalWaveForcing 的 对象:

include "externalWaveForcing.H"

声明之后对其进行定义:

include "createExternalWaveForcing.H"

其对象名称为 externalWave。这样在每一个时间步内,对 externalWave 进行更新,保证该时间步下的速度和网格中的体积分数均来自 HOS 的波浪场。因此,HOS-CFD-SJTU 求解器的耦合求解流程如图 2-10 所示。其中,在更新网格这一步骤中,求解器中有两种网格处理方式,分别为动网格和重叠网格,这在本论文中均有应用,这两种网格处理方式下的 HOS-CFD-SJTU 求解计算流程将在下一节详细介绍。



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法



图2-10 HOS 与 naoe-FOAM-SJTU 耦合求解流程示意图

Fig.2-10 Schematic of process of HOS combined with naoe-FOAM-SJTU solver

2.4 HOS-CFD 耦合中的其他模块

在进行波浪与物体相互作用等数值计算时,需要考虑物体的情况。如对于深海浮 式结构物而言,需要系泊锚链对物体进行位置固定。因此,锚链力对于物体的运动影 响需要考虑在内。同时,物体运动时,周围的网格运动、变形以及信息交换,均需要 考虑在内。在上节中,我们将 HOS 与 CFD 求解器 naoe-FOAM-SJTU 进行了结合, 在该求解器中,有系泊系统模块、六自由度运动模块、动网格模块以及重叠网格模块, 为后续的数值计算奠定了基础。同时,就耦合后的求解功能而言,需要进行 HOS 与 CFD 之间的坐标转换,从而可以使波浪传播更加方便。本节就系泊模块、坐标系转 换、六自由度运动模块以及两种网格模式进行简要介绍。

2.4.1 系泊系统

在船舶与海洋工程中,深海浮式平台需要位置保持,船舶需要拖航等,这些情况 均需要锚链等系泊系统的帮助。在一些实验设计中,通常也需要系泊等模块作为研究 辅助工具,因此对于数值计算而言,系泊系统的加入是必要的。naoe-FOAM-SJTU中



开发了系泊系统,按计算方法的不同,包括弹簧模型法,悬链线模型方程、分段外推 法、集中质量法以及有限元法等(Liu 和 Wan, 2013;刘远传, 2014)。本博士论文中, 仅采用了弹簧模型的方法,即将系泊简化为只考虑因拉伸而产生张力的弹簧,不考虑 压缩产生的推力,同时忽略系泊本身的重量以及周围流场的影响。该系泊模型包含系 泊点和锚泊点,系泊点附着在海洋结构物上,跟随海洋结构物一起运动,而锚泊点固 定不动。该模型可根据胡克定律得到:

$$F = k\Delta l \tag{2-65}$$

其中 F 为最后得到的系泊力,方向由系泊点指向锚泊点;k 为系泊的弹性系数, Δl 为锚链伸长量,只有当锚链伸长时(即 $\Delta l > 0$)F 才会有数值,其余情况下 F=0。

2.4.2 数值交换模块

对于耦合方法而言,HOS和CFD的坐标系定义是不相同的,因此在耦合计算时 需要进行坐标的转换进行数值信息交换。

在 CFD 计算域中,因为考虑到物体的存在以及物体的运动模型,计算域的定义则与 HOS 坐标系大不相同。naoe-FOAM-SJTU 参考 Carrica 等(Carrica 等, 2007)的方法开发了六自由度运动模块(Shen 和 Wan, 2013),该模型将 CFD 计算域中物体和整个计算域分成两个坐标系,分别为大地坐标系和随体坐标系。大地坐标系固定在地球参考系上,或者相对于大地以固定速度移动。随体坐标系固定在运动物体上,跟随物体运动而运动,原点一般处于物体的旋转中心或重心上。物体在大地坐标系中的位置和角度分别用η₁和η₂表示:

$$(\mathbf{\eta}_1, \mathbf{\eta}_2) = (x_1, x_2, x_3, \phi, \theta, \psi)$$
 (2-66)

其中, x_1, x_2, x_3 分别代表物体偏离初始位置的位移(即纵荡、横荡和垂荡), ϕ, θ, ψ 为物体偏离的角度(即横摇、纵摇和首摇)。随体坐标系中的六个自由度的速度定义如下: $(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = (u, v, w, p, q, r)$ (2-67)

其中,*u*,*v*,*w*分别代表物体在 x,y,z 方向上的线速度,*p*,*q*,*r*分别代表三个方向的角速度。大地坐标系和随体坐标系之间的位移和速度可以通过转换矩阵来转换:

$$\dot{\boldsymbol{\eta}}_{1} = \boldsymbol{J}_{1} \cdot \boldsymbol{v}_{1}, \quad \boldsymbol{v}_{1} = \boldsymbol{J}_{1}^{-1} \cdot \dot{\boldsymbol{\eta}}_{1}$$
(2-68)

$$\dot{\boldsymbol{\eta}}_2 = \boldsymbol{J}_2 \cdot \boldsymbol{v}_2, \quad \boldsymbol{v}_2 = \boldsymbol{J}_2^{-1} \cdot \dot{\boldsymbol{\eta}}_2 \tag{2-69}$$

J₁, **J**₂和**J**₁⁻¹, **J**₂⁻¹分别表示由随体坐标系到大地坐标系的转换矩阵和逆矩阵(即大 地坐标系到随体坐标系的转换矩阵):

第 50 页


第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法

$$\mathbf{J}_{1} = \begin{bmatrix} \cos\theta\cos\psi & \sin\phi\sin\theta\cos\psi - \cos\phi\sin\psi & \cos\phi\sin\theta\cos\psi + \sin\phi\sin\psi\\ \cos\theta\sin\psi & \sin\phi\sin\theta\sin\psi + \cos\phi\cos\psi & \cos\phi\sin\theta\sin\psi - \sin\phi\cos\psi\\ -\sin\theta & \sin\phi\cos\theta & \cos\phi\cos\theta \end{bmatrix} (2-70)$$

$$\mathbf{J}_{1}^{-1} = \mathbf{J}_{1}^{T} \tag{2-71}$$

 J_2 及其逆矩阵 J_2^{-1} 为:

$$\mathbf{J}_{2} = \begin{bmatrix} 1 & \sin\phi \tan\theta & \cos\phi \tan\theta \\ 0 & \cos\phi & -\sin\phi \\ 0 & \sin\phi/\cos\theta & \cos\phi/\cos\theta \end{bmatrix}$$
(2-72)
$$\mathbf{J}_{2}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin\theta \\ 0 & \cos\phi & \sin\phi\cos\theta \\ 0 & -\sin\phi & \cos\phi\cos\theta \end{bmatrix}$$
(2-73)

在 HOS 开源软件(HOS-ocean, HOS-NWT)中,因为不用考虑物体在计算域中的 情况,因此只考虑一个坐标系,默认计算域坐标范围为:

$$\begin{cases} 0 < x_{H} < L_{x} \\ 0 < y_{H} < L_{y} \\ -h < z_{H} < 0 \end{cases}$$
(2-74)

其中, *L_x*和*L_y*分别为 HOS 计算域 *x*和 *y*方向的长度, *h*为水深。本文中将该计算域的坐标系定义为 HOS 坐标系。在耦合时,考虑 CFD 区域内的随体坐标系,对应于HOS 坐标系可以表示为:

$$x_D = 0, y_D = 0, z_D = 0 \tag{2-75}$$

其中, x_D, y_D 为物体的重心或旋转中心, z_D 为 z 方向吃水线坐标。可以看出, HOS 坐标系和 CFD 坐标系是完全不同的。因此在耦合计算时,本文采取将 HOS 坐标系进行平移转换的方法进行信息交换,即:

$$\begin{cases} x_C = x_H - S_x \\ y_C = y_H - S_y \end{cases}$$
(2-76)

其中, S_x , S_y 为可以定义的距离, x_c , y_c 为 HOS 中对应于 CFD 坐标系的坐标, 一般 对应大地坐标系坐标。CFD 坐标系和 HOS 坐标系在 z 方向上坐标一般不需要变换, 均将原点设在自由面处。需要注意的是, CFD 计算域构建时需要小于 HOS 计算域, 且移动后的坐标仍能在 HOS 区域内找到对应坐标, 否则计算会因无法找到对应 HOS 区域内的信息而终止。



2.4.3 六自由度运动模块

在 naoe-FOAM-SJTU 中,物体的六自由度运动由物体所受到的力和力矩计算得 到。物体所受到的力主要为流体作用力和流体力矩,对于带有系泊的物体而言还需考 虑系泊力和系泊力矩。首先将物体表面每个面单元受到的水动力(即流体剪切应力和 压力)进行积分,得到每个面单元的受力,随后将得到的面单元受力沿物面积分,得 到流体作用力及力矩。这些力及力矩的计算在大地坐标系中求得,同理 2.4.1 节中提 到的系泊力也在大地坐标系中得到。将这些力的总和转换到随体坐标系中:

$$\mathbf{F} = (X, Y, Z) = J_1^{-1} \bullet F_e, \quad \mathbf{M} = (K, M, N) = J_1^{-1} \bullet M_e$$
(2-77)

下标 e 代表在大地坐标系下的变量,无下标则代表随体坐标系下的变量。

因此,物体六自由度运动的方程为(Carrica 等, 2007; Shen 和 Wan, 2013):

$$\begin{cases} \dot{u} = X / m + vr - wq + x_g (q^2 + r^2) - y_g (pq - \dot{r}) - z_g (pr + \dot{q}) \\ \dot{v} = Y / m + wp - ur + y_g (r^2 + p^2) - z_g (qr - \dot{p}) - x_g (qp + \dot{r}) \\ \dot{w} = Z / m + uq - vp + z_g (p^2 + q^2) - x_g (rp - \dot{q}) - y_g (rq + \dot{p}) \\ \dot{p} = \frac{1}{I_x} \left\{ K - (I_z - I_y)qr - m[y_g (\dot{w} - uq + vp) - z_g (\dot{v} - wp + ur)] \right\} \\ \dot{q} = \frac{1}{I_y} \left\{ M - (I_x - I_z)rp - m[z_g (\dot{u} - vr + wq) - x_g (\dot{w} - uq + vp)] \right\} \\ \dot{r} = \frac{1}{I_z} \left\{ N - (I_y - I_x)pq - m[x_g (\dot{v} - wp + ur) - y_g (\dot{u} - vr + wq)] \right\} \end{cases}$$
(2-78)

其中,方程等号左边的变量代表物体的加速度, $X \times Y 和 Z$ 为物体在随体坐标系下 x,y,z 方向受到的合力, $K \times M 和 N$ 为物体相应受到的合力矩。 $x_g \times y_g 和 z_g$ 为物体 重心指向旋转中心向量的三个分量。 $I_x \times I_y \pi I_z$ 分别为物体绕随体坐标系三个坐标 轴的转动惯量。

得到物体的加速度后,通过对其积分可以得到物体在六个自由度下的速度,并根据方程(2-68)和(2-69)转换到大地坐标系下,则可求得当前时间步下的位移。



2.4.4 变形网格求解模块



图2-11 HOS-CFD-SJTU 求解器下动网格求解流程示意图

Fig.2-11 Schematic of the dynamic mesh calculation process of HOS-CFD-SJTU solver

在 CFD 求解器中,物体位置的更新依赖于物体周围网格位移的更新,从而进行 流场计算。当物体运动幅度不大时,可以采用动网格进行求解。动网格通过移动网格 节点的位置来适应物体边界的移动,保持计算域中总网格量不变,相邻单元的拓扑关 系不变,仅仅将网格形状进行拉伸、压缩、平移或者旋转。求解其网格节点位移的拉 普拉斯方程为(Jasak, H., 2009; Jasak, H., Tuković, Ž., 2006):

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla \mathbf{x}_{\rho}) = 0 \tag{2-79}$$

其中, \mathbf{x}_{a} 为网格节点位移, γ 为扩散系数,可由下式表示:

$$\gamma = \frac{1}{r^2} \tag{2-80}$$

方程(2-80)中, r为单元中心到运动边界之间距离,这表明网格单元距离物体越近, 扩散系数γ越大,网格变形越小,可以保证物体周围的网格质量。方程(2-79)中,运 动边界通过物体在大地坐标系下的位移得到物体表面每一个网格节点的位移,从而 作为该方程的边界条件。



动网格下的 HOS-CFD-SJTU 耦合求解器全流程如图 2-11 所示。在考虑到有系泊 力时,本文所用的弹簧模型中,一端固定,一端位置随物体运动而改变。当某一时刻 物体位置改变后,系泊一端位置随之改变,系泊力因形状变化进行更新,与波浪力一 起作用于物体,接着进行六自由度运动方程求解,得到下一时刻的物体位置。

2.4.5 动态重叠网格求解模块

动网格在处理物体小幅度运动时可以保持良好的网格质量,然而当物体运动幅 度过大时,会造成网格严重变形,若物体在计算域内进行大位移平动时,单元网格也 会产生拉扯变形,导致计算无法进行。为解决物体大幅度运动的问题,naoe-FOAM-SJTU 中添加了重叠网格模块,重叠网格将物体单独划分网格,计算网格划分为重叠 或者相互嵌套的网格,网格之间相互独立,不共享网格节点和网格面。因此当物体运 动时,物体的网格与物体一起运动,物体网格和背景网格产生无约束的相对位移,保 持拓扑结构不变,在保证了物体大幅度运动的同时,也保证了网格的质量。

在重叠网格中,不同套网格之间的信息传递通过插值来实现。重叠网格的网格单 元可以简要划分为洞单元、活动单元、插值边界单元、贡献单元和孤点单元。洞单元 (Hole cells)不参与流场计算,一般为计算域外或物体内的单元。活动单元(Active cells) 与动网格单元功能一直,参与正常的流场计算。插值边界单元(Fringe cells)和贡献单 元(Donor cells)负责进行网格间的插值,前者接受流场信息,后者为前者提供流场信 息。这两类单元一般在重叠区域内,一个插值边界单元需要若干个贡献单元。孤点单 元(Orphan)则是插值边界单元没找到贡献单元时产生的,往往因为在重叠区域内没有 足够多的网格导致的。

重叠网格的计算流程为: 网格生成、网格插值、流场计算和网格更新。在计算开 始前, 对计算域进行独立网格的生成, 一般分为背景网格和物体网格, 物体网格也可 分为若干附体网格。本博士论文不考虑物体中附体的存在, 因此只将计算域划分为背 景网格和物体网格。背景网格和物体网格为两套独立的初始网格, 需要进行插值和装 配才能进行数值计算。网格间的插值时通过 DCI(Domain connectivity information)数 据来进行的, DCI 数据来自 suggar++(Noack, R.W. 等, 2009)程序。计算 DCI 首先需 要确定网格类型, 并将洞单元排除, 使其不再参与计算, 因此这一步也被称为挖洞; 洞单元相邻单元被标记为插值边界单元, 插值边界单元会搜寻贡献单元从而搜寻插 值信息; 接着确定插值单元之间的插值方式, 计算得到插值系数; 最后优化重叠区域, 提高插值精度(Shen 等, 2015)。

HOS-CFD-SJTU亦可采用重叠网格进行计算,计算流程如图 2-12 所示。



第二章 HOS-CFD 耦合的理论与数值方法





Fig.2-12 Schematic of the overset grid calculation process of HOS-CFD-SJTU solver

2.5 本章小结

本章对高阶谱方法(HOS)与CFD 方法耦合的数学模型及数值方法做了详细介绍。 首先给出了高阶谱方法下的动力学运动学边界方程,简要介绍了高阶谱方法造波的 求解过程,并介绍了该方法下的边界条件处理和软件求解流程。同时介绍了CFD 方 法的主要求解方程,包括连续性方程、自由面控制方程、湍流模型和六自由度运动的 理论等。详细介绍了 HOS 与 CFD 的耦合方法与过程,包括高阶谱方法的插值过程, 松弛区理论,以及在 CFD 区域内如何建造耦合信息接口,给出了详细的耦合求解流 程。接着介绍了 HOS-CFD-SJTU 求解器中的系泊系统模块、数值交换模块以及两种 动网格技术,包括可处理小幅物体运动的变形网格和可处理大幅度运动的动态重叠 网格技术。





第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证

采用 HOS-CFD 耦合方法进行数值造波时,需要考虑三个方面:一是在 CFD 区 域内,所采用的网格大小、时间步长以及时间积分格式对波浪传递所造成的影响;二 是对于松弛区来说,作为粘势流传递的边界,其长度对波浪传递的影响;三是对于 HOS 所造的波浪,CFD 域内是否可以较为准确地进行模拟和传播。为了得到更精确 且节约资源的参数,首先以周期性边界条件的空场为对象研究其参数对波浪传播的 影响,并与解析值进行比较,分析了不同网格大小、时间步长、时间积分格式以及松 弛区长度下波浪衰减情况,掌握较为合理的计算参数。同时,在考虑重叠网格的情况 下,讨论了存在动态重叠网格时波浪传播的稳定性。这不仅对波浪传播进行敏感性分 析,还对耦合接口处的稳定性进行了研究。最后,为了验证 HOS-CFD 耦合的准确性, 研究了五种不同类型的波浪传播,分别为二维的规则波与不规则波,三维的规则波、 不规则波与多向不规则波的情况。从时历波高曲线与 HOS 计算结果进行对比,以验 证耦合结果的准确性。

3.1 静态网格参数敏感性分析

对于应用耦合方法造波,即使采用 HOS 造波输入可以减少波浪的数值耗散,但 波浪在 CFD 区域中仍需传播和衍化,因此波浪传播过程中的衰减仍不可避免。在本 节研究中,将从时间积分格式、网格尺度划分以及时间步长三个方面着重探讨在粘流 区域内,静态网格下波浪传播时衰减最少的方案。同时,对于松弛区的长度也会在本 节进行讨论。在对波浪的参数敏感性分析中,将计算域的边界条件设为周期性边界条 件,如图 3-1 所示,以减少边界条件带来的数值耗散。计算域设置为二维算例,长度 为 8.082m(10λ),高度为 0.7438m(-0.6m ≤ z ≤ 0.1438m),计算域边界设置为周 期性边界条件,即出口流出流体将返回作为入口输入流体,保证整个计算域中的流体 总量不变。因此,当区域内的波浪波高产生衰减时,则是由于非边界条件引起的。

波浪采用了非线性规则波,流函数波浪(Stream Function wave)。表 3-1 列出了 该波浪的物理参数,包括水深 h、周期 T、波长 λ 、波高 A 以及波陡 kA。



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-1 周期性边界计算域示意图

Fig.3-1 Schemetic diagram of periodic boundary condition domain

表3-1 沪	范函	数波	浪	参	敱
--------	----	----	---	---	---

Table 3-1 Wave condition of stream function wave

参数	数值	单位	备注
水深 (h)	0.600	米(m)	有限水深
周期(T)	0.7018	秒(s)	
波长(ん)	0.8082	米(m)	
波高 (A)	0.0288	米(m)	<i>kA</i> =0.24

3.1.1 时间积分格式

本节选取三种不同的时间积分格式来探讨其对波浪传播过程中的影响。这三种时间积分格式可分为两个大类,即 Euler 时间积分格式和 Crank-Nicolson 时间积分格式。这两种时间积分格式均为隐式积分格式,Crank-Nicolson 时间积分格式可看作是 Euler 时间积分格式的协调格式。在 Crank-Nicolson 时间积分格式中,存在一个使其 偏离中心的系数。当这个系数数值为 1 时,为纯 Crank-Nicolson 时间积分格式,此时 的对于一阶时间导数来说数值精度最高,但是稳定性最差。当这个系数数值为 0 时, Crank-Nicolson 时间积分格式变为 Euler 积分格式。Euler 积分格式为一阶有界隐式积 分格式,最为稳定但是精度较差。而 Crank-Nicolson 在系数不为 0 时为二阶有界隐式 积分格式,精度相较于 Euler 格式要好些。因此,本节主要考虑 Euler 和 Crank-Nicolson 时间积分格式,其中 Crank-Nicolson 时间积分格式的系数分别取 0.9 和 0.95。



表 3-2 列出了三种时间积分格式验证算例的计算参数。其中网格尺度与时间步 长保持一致,每个波长内有 100 个网格,每个波高内有 20 个网格,时间步长取波浪 周期的 1/400。

表3-2 时间积分格式验证算例的计算参数

名称	$\lambda/\Delta x$	$H/\Delta z$	t/T	时间积分格式
Euler	100	20	400	Euler 积分格式
CN0.9	100	20	400	Crank-Nicolson 积分格 式, 系数 0.9
CN0.95	100	20	400	Crank-Nicolson 积分格 式,系数 0.95

Table 3-2 Parameters of test cases in different time integration schemes

图 3-2 所示为三种不同时间积分格式的一阶谐波波幅时历曲线。原始波高时历 曲线由位于计算域中心的测波点测得。其中红色虚线为 Euler 积分格式结果,粉色虚 线和绿色虚线分别为 Crank-Nicolson 积分格式系数 0.9 和系数 0.95 的计算结果。计 算时间为 40 个波浪周期。可以看出,对于数值计算来说,即使不考虑出口入口边界 条件带来的影响,在较大范围的计算域中,经过长时间的计算,仍会产生数值衰减。 我们考虑 40%为最大的数值误差。可以看出,采用 Euler 积分格式的算例衰减的最为 严重,在不到 10 个数值周期时,波浪衰减就会达到 40%;采用 Crank-Nicolson 积分 格式,系数 0.9 时衰减较少,在 40 个波浪周期后数值误差大约为 16%;而采用 Crank-Nicolson 积分格式,系数 0.95 时衰减最少,在 40 个波浪周期后,数值误差大约为 8% 左右。

在波浪传播过程中,数值耗散不仅仅体现在波高衰减上,还会在空间上产生相位差。相位差的产生则是由于波形在范围较大的计算域中,经过较长时间的计算的误差积累。图 3-3 所示为三种不同时间积分格式在空间中的相位差与解析解的比较,横轴为计算域横坐标与波长的比值,纵轴为计算所得波幅时历曲线与实际波幅的比值。其中,黑色虚线为解析解,蓝色和绿色虚线分别为 Crank-Nicolson 积分格式系数 0.9 和系数 0.95 的结果,粉色虚线为 Euler 积分格式结果。可以看出,Euler 积分格式在第10个周期的计算时间时已经出现相位差,而 Crank-Nicolson 积分格式在前 20个周期具有较好的波形相位保持,但是在 40个周期时则会出现相位差。其中 Crank-Nicolson 积分格式,积分系数为 0.95 的相位保持要优于积分系数为 0.9 的积分格式。







Fig.3-2 First harmonic wave elevation in different time integration schemes



(b) 计算时间 20 个周期



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



(d) 计算时间 40 个周期

图3-3 不同时间积分格式下的空间分布相位差

Fig.3-3 Spatial distribution of phase difference in different time integration schemes

可以看出,无论从波高衰减程度上还是波形相位的保持上,Crank-Nicolson积分格式要比 Euler 格式更准确。考虑到计算资源问题,三种计算算例均采用 20 核并行计算,其中 Euler 格式最终的计算时间为 25874s,Crank-Nicolson 积分格式,积分系数为 0.9 的算例的最终计算时间为 27993s,而 Crank-Nicolson 积分格式,积分系数为 0.95 的算例的最终计算时间为 28156s。虽然采用 Crank-Nicolson 积分格式计算时间更久,但是 Euler 格式的衰减更为严重,因此在此后的计算中,我们仍考虑采用 Crank-Nicolson 积分格式。值得一提的是,对于规则波算例而言,40 个周期的计算可以称为长时间的计算,对于一般算例而言 20 个周期的计算之后,数值结果可以稳定下来。而 Crank-Nicolson 积分格式,积分系数为 0.9 时,在前 30 个波浪周期的计算时间内与积分系数为 0.95 的结果的相差在可以接受的范围内,同时计算时间还相应减少。因此对于规则波下预报物体运动响应、载荷等情况,或只考虑短时间计算的情况(如较大波浪的砰击等)下,也可以按情况采用 Crank-Nicolson 积分系数为 0.9 的积分格式。



3.1.2 网格尺度划分

为了研究网格尺度划分对波浪传播衰减的影响,采用三种不同的网格尺度算例 进行验证,算例参数如下表:

表3-3 网格尺度划分验证算例的计算参数

Table 3-3 Parameters of test cases in different mesh generations 时间积分格式 名称 $\lambda/\Delta x$ $H/\Delta z$ t/TCrank-Nicolson 积分格 Mesh-10 50 200 10 式, 系数 0.95 Crank-Nicolson 积分格 Mesh-20 100 20 400 式,系数0.95 Crank-Nicolson 积分格 Mesh-40 200 40 800 式,系数0.95

表 3-3 列出了三种网格尺度划分验证算例的计算参数。其中时间积分格式均采用 Crank-Nicolson 积分格式,系数 0.95,每个波长内分别有 50 个、100 个和 200 个 网格,每个波高内分别有 10 个、20 个和 40 个网格。为了保证库朗数一致,时间步 长相应取波浪周期的 1/200、1/400 和 1/800。

图 3-4 所示为三种不同网格尺度的一阶谐波波幅时历曲线。其中, 红色虚线为最密的网格结果, 粉色虚线为网格数量适中的结果, 绿色虚线为网格最稀疏的结果。可以看出, 网格数量最少的波高衰减最为严重, 在 40 个波浪周期后标准化波高误差大约为 40%; 网格数量中等的误差大约为 8%左右(此算例同时也是 1.1.2 中的 Crank-Nicolson 积分格式, 积分系数为 0.95 的算例); 网格最密的衰减程度最小, 误差大约为 4%左右。

图 3-5 给出了三种不同网格尺度划分在空间中的相位差与解析解的比较。其中, 橘黄色虚线为网格最稀疏的计算结果,绿色和红色虚线分别为网格适中和网格最密 的计算结果。可以看出,计算时间在前 10 个周期时,波浪的幅值和相位差与解析解 吻合的较好;网格最为稀疏的算例在第 20 个周期时出现明显的幅值衰减和相位差; 而网格适中的算例在第 40 个周期时才出现较为明显的幅值衰减和相位差。





图3-4 不同网格尺度划分下的一阶谐波波幅时历曲线 Fig.3-4 First harmonic wave elevation in different mesh generations



(b) 计算时间 20 个周期



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-5 不同网格尺度划分下的空间分布相位

Fig.3-5 Spatial distribution of phase difference in different mesh generations

可以看出,当每个波长内只有 50 个网格、每个波高内只有 10 个网格时,较长时间的计算下波浪会因网格尺度较大而造成衰减。其中波浪衰减最少的算例为本节 名为 mesh-40 的算例,即每个波长内 200 个网格、每个波高内 40 个网格,且时间步 长为波浪周期的 1/800。考虑到计算资源问题,三个算例均采用 20 核并行运算, mesh-10 的算例总耗时为 6175s, mesh-20 算例的总计算时间为 28156s, mesh-40 算例的总 计算时间为 266815s。可以看出, mesh-40 的算例相比较 mesh-20 的算例而言,其耗 时成倍数增长,因此在三维的算例中,一般考虑 mesh-20 的大致配置。

3.1.3 时间步长

考虑到对于每个波长 50 个网格、每个波高内 10 个网格的算例耗时较少,本节 着重对该网格尺度的算例进行时间步长的探讨,即当网格尺度较小时,缩短时间步长 是否可以相应减小波浪耗散。



表 3-4 列出了不同时间步长算例下的计算参数。网格尺度采用 1.1.3 节中稀疏网格的网格尺度,时间积分格式采用 Crank-Nicolson 系数 0.95 的积分格式,时间步长分别为波浪周期的 1/200, 1/400 和 1/800。

Tub			il different d	ine steps
名称	$\lambda/\Delta x$	$H/\Delta z$	t/T	时间积分格式
Time 2	100	10	200	Crank-Nicolson 积分格
Time-2	100	10	200	式, 系数 0.95
Time 1	100	10	400	Crank-Nicolson 积分格
11116-4	11me-4 100 10 40	400	式,系数0.95	
Time 9	100	10	800	Crank-Nicolson 积分格
11110-0	100	10	800	式,系数0.95

Table 3-4 Parameters of test cases in different time steps

表3-4 时间步长验证算例的计算参数

图 3-6 给出了三种不同时间步长下的一阶谐波波幅时历曲线。其中,绿色虚线为时间步长最大的数值结果,粉色虚线为时间步长适中的结果,红色虚线为时间步长最小的计算结果。可以看出,随着时间步长的减小,波浪衰减也相应减少,且减少的趋势与时间步长的减小趋势成正比。当时间步长为波浪周期的 1/800 时,其 40 个周期后的数值结果与解析解的误差为 17%左右;时间步长为波浪周期的 1/400 时,误差在 29%左右。同时,在前 25 个周期内,时间步长为波浪周期的 1/400 和 1/800 的算例的数值结果相差不大,而二者相应的计算时间为 13915s 和 26702.5s。因此,当考虑到三维计算以及网格量较多的情况下时,可以酌情考虑时间步长为波浪周期的 1/400 的时间步长配置。

图 3-7 为三种不同时间步长在空间中的相位差与解析解的比较。其中, 红色虚线 为时间步长最大的计算结果, 绿色和蓝色虚线分别为时间步长适中和时间步长最小 的计算结果。当计算时间在前 10 个周期时, 波浪的幅值和相位差与解析解吻合的较 好; 在第 30 个周期时出现较为明显的幅值衰减和相位差。而不同时间步长的算例之 间的相位差别则相差不大。





图3-6 不同时间步长划分下的一阶谐波波幅时历曲线 Fig.3-6 First harmonic wave elevation in time steps



(b) 计算时间 20 个周期



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-7 不同时间步长下的空间分布相位



3.1.4 波浪场分析

图 3-8 为不同时间积分格式、网格尺度以及时间步长下在计算时间 t=40T 时的波面图。可以看出,示意图中波浪均会出现程度不一的耗散,其衰减程度与上文中一阶谐波的衰减程度大致相同。采用 Euler 时间积分格式,在四十个周期的计算后波幅几乎衰减为零,而 Crank-Nicolson 积分格式,系数 0.9 和 0.95 在示意图中差别不大。其中波面波幅保持最好、几乎无可见耗散的是网格尺度为 mesh-40 的情况,亦与前文一阶谐波波幅衰减情况相对应。同时可以看出的是,对于时间步长不同的算例来说,因为网格尺度采用最稀疏的算例,因此即使在缩小时间步长且一阶谐波波幅有相应增长的情况下,波面示意图中的衰减和耗散仍然十分严重。



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



(c) 不同时间步长下的波面图

图3-8 不同时间积分格式、网格尺度以及时间步长下的波面图

Fig.3-8 Comparison of wave field in different time integration scheme, mesh generation and time step settings

Euler	Mesh-10
U Mognitude 3.69%+05 0.29 0.55 0.66 1151++00	U Mogrihude 6.20te 05 0.65 1.31 1.56 2.618er
CN0.9	Mesh-20
U Magnhude 5.414a-05 0.65 1.31 1.56 2.418e+X	U Magnitude 1.122e-04 0.65 1.31 1.09 2.618e-00
CN0.95	Mesh-40
U Mogvihude 1122e-04 0.65 1.31 1.96 2.618e-10	U Magnitude 2.554-65 0.65 1.31 1.91 2.618-0
(a) 不同时间积分格式下的波面速度示意图	(b) 不同网格尺度下的波面速度示意图





(c) 不同时间步长下的波面速度示意图

图3-9 不同时间积分格式、网格尺度以及时间步长下的波面图

Fig.3-9 Comparison of velocity field in different time integration scheme, mesh generation and time step settings

图 3-9 给出了不同时间积分格式、网格尺度以及时间步长下的波面速度示意图。 可以看出,对于不同时间积分格式来说,Euler 格式耗散较大,Crank-Nicolson 积分 格式保持的较好,且 Crank-Nicolson 积分格式中系数越大,波浪附近因计算产生的速 度堆积越小。不同网格尺度下,均采用同样的速度阈值分析速度场,可以看出,网格 尺度越密时,计算域内自由面处的速度堆积越小。对于时间步长不同的算例而言,其 自由面处的速度堆积相差不大。

3.1.5 松弛区域参数研究

图 3-10 所示为三种不同长度的消波松弛区域计算域设置,这三种松弛区域长度 分别为 0.4041m(0.5λ),0.8082m(1λ)和 1.2123m(1.5λ)。入射波松弛区保持 一致,为 0.8082m(1λ)。

图 3-11 给出了三种不同松弛区长度下的库朗数时历曲线和一阶谐波时历曲线。 可以看出,在 40 个周期的计算时间内,不同松弛区长度下的库朗数基本在 2 之下; 接近 40 个计算周期时,松弛区最长的算例中出现了高于 2 的库朗数;而对于一阶谐 波波高图而言,松弛区域最小的波高衰减较为明显,其余的两个算例中的波高则衰减 较少。











length of relaxation zone

图 3-12 为不同消波松弛区长度的速度场对比。可以看出,在远离消波松弛区的 地方,波浪周围的速度场相差不大,而靠近消波松弛区的地方,会有较大的速度累积。 对于本文所采用的松弛区来说,松弛系数为指数显式,因此当网格划分在 x 方向上 均为等分时,波浪则无法进行抹平。因此为了弥补本文所采用的松弛系数的短处,在 之后的算例中,会将消波区附近的网格进行稀疏化处理,避免消波松弛区不能较好地 消除波浪。同时对比三个算例的一阶谐波波高、库朗数以及速度场,可以看出并非越 长的消波松弛区越好,反而较短的消波松弛区可以保证计算的稳定。因此在之后的计 算中,消波松弛区会因算例不同而进行相应选取。







Fig.3-12 Comparison of velocity in different length of relaxation zones

3.2 重叠网格参数敏感性分析

海洋工程中,面对复杂波浪或波浪波陡较大的情况,平台或船舶会产生相应的大幅度的运动。因此采用重叠网格方法,保证物体网格质量,从而能更好地求解物体的复杂运动。同时,为了探究 HOS-CFD 结合重叠网格后的稳定性以及其可能出现的衰减,对二维周期性边界空场内的空重叠网格进行参数研究。

3.2.1 算例设置

本节所采用的波浪参数与计算域大小、边界条件设置与 3.1 节中设置相同。与之不同的地方是,为了验证重叠网格中,物体网格与背景网格之间的交互所产生的数值 耗散,在计算域中设置有一空物体网格。该物体网格中并无物体放置,是空网格,此 举是为了避免物体在波浪中产生反射进而干扰对两套网格之间数值耗散的研究。该 物体网格大小为: $-0.404m \le x \le 0.404m \le -0.1m \le z \le 0.07m$ 。其中,该物体网格的计 算域的长度为 λ ,即为背景网格计算域长度的十分之一。

为了让物体网格进行尽可能大幅度的运动,本文设置该物体网格同时进行以初 始位置为中心的周期性水平移动和摇动。如图 3-13 所示,该物体网格的水平运动为 *x*=0.5cos(4*t*),摇动运动为*w*=cos4*t*。



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证





表3-5 重叠网格算例设置					
Table 3-5 Parameters of overset grid simulations					
名称	$\lambda/\Delta x$	$H/\Delta z$	t/T	时间积分格式	
Euler	100	20	800	Euler 积分格式	
CN0.0	100	20	800	Crank-Nicolson 积分	
CINO.9	100	20	800	格式,系数0.9	
CN0.05	100	20	1400	Crank-Nicolson 积分	
CIN0.93	100	20	1400	格式,系数0.95	
mach 10	50	10	400	Crank-Nicolson 积分	
mesn-10	50	10	400	格式,系数 0.95	
	100	20	1400	Crank-Nicolson 积分	
mesn-20	100	20	20 1400	格式,系数 0.95	
1 40	200	10	1.400	Crank-Nicolson 积分	
mesh-40	200	40	1400	格式,系数 0.95	

表 3-5 列出了六个不同设置的算例,分别为 Euler 积分格式、Crank-Nicolson 积 分格式系数 0.9 与 Crank-Nicolson 积分格式系数 0.95 三个时间积分格式不同的算例,以及三种不同网格尺度的算例。然而对于重叠网格算例来说,在进行网格之间的相互 传递时,不稳定性更加增加。因此为了保证算例的稳定性,时间步长与静态网格算例



相比,做出了相应的调整。其中可以看出,时间积分格式精度越高,稳定性就越差,因此需要较小的时间步长来稳定算例;同样的,网格越密时,时间步长也要增加。

3.2.2 数值衰减与相位差空间分布

图 3-14 给出了不同时间积分格式与网格划分下的一阶谐波波高时历曲线图。原 始波高由位于整体计算域中心的测波点测得。图中可以看出,重叠网格在不同时间积 分格式和不同网格尺度下的一阶波高时历曲线走向与静态网格大致相同。如图 3-14 (a)所示, Euler 积分格式会产生较大的数值耗散, Crank-Nicolson 积分格式,系数 0.95 的算例波高保持的较好。此外,由于相比较静态网格,重叠网格的时间步更小,因此 三个时间积分格式的数值耗散均小于静态网格,Euler 积分格式在 15 个波浪周期的 计算后才衰减至 40%, Crank-Nicolson 积分格式,系数 0.9 和 0.95 的算例在 40 个周 期的计算后误差分别为 9%和 4%。

网格尺度算例中,因时间步长较小,因此数值耗散也较静态网格更小。如图 3-14(b)中所示,较粗网格算例在 40 个周期后的计算误差大约为 35%,网格中等的算例的计算误差为 4%,最密网格算例的计算误差约为 2%左右。





Fig.3-14 First harmonic wave elevation in different cases

图 3-15 所示为不同时间积分格式下的波高空间分布图。可以看出,在计算时间 为第十个波浪周期时, Euler 积分格式已呈现出轻微的相位差; Crank-Nicolson 积分 格式,系数 0.9 的算例在计算时间为第三十个周期时出现轻微的相位差; 而 Crank-



Nicolson 积分格式,系数 0.95 的算例在计算时间为第四十个周期时,仍然保持了较好的相位。



(c) 计算时间 30 个周期



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-15 不同时间积分格式下的空间分布相位差

Fig.3-15 Spatial distribution of phase difference in different time integration schemes

图 3-16 为不同网格尺度下的空间波高分布。可以看出,即使在数值误差较小的 时间积分格式下,稀疏的网格依然衰减的较为严重。在计算时间为前十个波浪周期 时,稀疏网格的相位保持的较好,而在第二十个波浪周期时出现轻微相位差;而中等 数量网格和细密网格则一直保持较好的相位。





第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-16 不同网格尺度划分下的空间分布相位

Fig.3-16 Spatial distribution of phase difference in different mesh generations

3.2.3 波浪场分析

对于重叠网格而言,除去减少背景网格中波浪传播时的数值衰减,还要注意物体 网格与背景网格之间信息传递时产生的数值衰减。3.2.2 中由位于整体计算域中心的 测波点和位于全场间隔 0.01m 布置的测波点得到的波高曲线可以看到,趋势与静态 网格基本一致,因此在 3.2.2 节中,空物体网格的运动对于整体波浪传播的影响并不 明显。

本节则以更为直观的方式呈现物体网格与背景网格之间的数值传递,如77所示 为三种不同网格尺度在第四十个波浪周期时的波面示意图和速度场示意图。可以看 出,稀疏网格的自由面耗散很厉害,因此速度场中自由面周围的速度也很小;最密的 网格自由面保持的最好,自由面附近的速度聚集也较小。对这三套网格来说,无论是 波面还是自由面附近的速度场,均没有发生在物体网格附近产生突变的情况,因此运 动的空物体网格对整体计算域中波浪的传播并无较大影响。





图3-17 不同网格尺度下的波面图和速度示意图 Fig.3-17 The wave field and velocity field in different mesh generations

本小节主要对重叠网格进行了参数研究,为之后采用重叠网格进行波物相互作 用模拟打下基础。然而需要注意的是,因为重叠网格的特殊性,即有两套网格且物体 运动会比较剧烈,因此在计算中,首先要保证的是计算的稳定性。这一点上,Euler 积分格式比 Crank-Nicolson 积分格式更有优势。而同时对比重叠网格和静网格的 Euler 积分格式下的一阶波高,可以发现,在重叠网格时间步较小的情况下,Euler 积 分格式的数值衰减变得较为缓慢。因此在实际用重叠网格进行计算时,若计算稳定性 不能保证(如物体运动非常剧烈),且结果可以在前十五个波浪周期内得到,可以适 当采用 Euler 积分格式进行计算。

3.3 二维波浪验证

在确定了可以保证波浪较为稳定地传播的参数后,为了验证 HOS 方法结合 CFD 造波的准确性,本节考虑采用二维空场造波的方式来进行计算。采用 HOS 计算后的 波浪场为初始场,然后进行耦合下的波浪传播计算,分析了耦合方法下的波高时历曲 线和波浪场,并与 HOS 得到的原波高时历曲线和波浪场进行了对比。



3.3.1 波浪参数

本节所采用的初始波浪场由法国南特中央理工流体力学、能量学和大气环境研 究实验室(LHEEA)提供。二维波浪算例一共有三个,分别由 HOS-Ocean 和 HOS-NWT 计算得到初始波浪场。HOS-NWT 提供规则波和不规则波算例,HOS-Ocean 提 供不规则波算例。具体波浪参数由表 3-6 所示。

波浪类型	数值	HOS-Ocean	HOS-NWT
和回应	周期 T (s)	-	0.702
<i>为</i> 尤 贝耳()文	波高 H (m)	-	0.0431
不知则冲	谱峰周期 Tp (s)	0.702	1.0
小死坝小汉	三一波高 Hs (m)	0.0288	0.05
γ		3.3	3.3

表3-6二维算例波浪参数

Table 3-6 Parameters of wave in 2-dimensional cases

3.3.2 计算域和网格划分

HOS 作为初始波浪场,计算域要大于 CFD 区域的计算域。如图 3-18 和图 3-19 所示,CFD 计算域长度分别为 4.849m(HOS-Ocean 不规则波算例)和 4.85m(HOS-NWT 算例),而 HOS 的计算域分别为 7.66m(HOS-Ocean 不规则波算例)和 8.08m (HOS-NWT 算例)。这三个算例中,HOS 和 CFD 计算域高度均为 1.2m,水深 0.6m。 需要注意的是,图 3-18 和图 3-19 所示的计算域布置为计算时的计算域布置,而非实际的计算域布置。因为 HOS 计算域中计算边界开始于 *x*=0,而 CFD 计算域中计算边界往往由 *x* 为负数值开始。这是因为 CFD 计算域中,若要考虑有物体存在的情况,我们通常将物体放置在 *x*=0 处,方便计算受力和位移。因此,事实上 HOS 计算域范

围与 CFD 计算域范围是不匹配的。在 HOS-Ocean 造不规则波的算例中, HOS 的计 算域范围为 0<x<7.66m, CFD 的计算域范围为-2.428m<x<2.428m; 在 HOS-NWT 的 算例中, HOS 的计算域范围为 0<x<8.08m, CFD 的计算域范围为-2.425m<x<2.425m。 在第二章中我们提到经过插值可以获得整个 HOS 区域内的流场值,因此可以将 HOS 区域内任意位置的流场数据传递给 CFD 区域。因此在图 3-18 和图 3-19 中所示 CFD



区域其实是我们提取信息所用的 HOS 的区域,我们将这片区域内的信息提供给 CFD 区域。

计算域的边界条件的设定如下:在上游的波浪入口处,设置其边界条件为速度输入式造波边界条件,压力通量为固定值,设为0;在下游的波浪出口处,设置其边界条件为速度输出造波边界条件,压力通量同样设为0。计算域的上边界设置为速度法向梯度为零,压力固定为零的边界条件;下边界设置为滑移边界条件。计算域的左右边界设置为空边界条件。

在确定计算域大小后,进行网格划分。CFD 区域中,本节采用 OpenFOAM 自带的 blockMesh 方法生成块结构化网格。为了更加准确地捕捉波面并防止计算时的数 值耗散,自由面附近处的网格数量更多一些。最终,三个算例的 CFD 区域内的网格 总数量为 11.4 万。其中,HOS-Ocean 算例中波高内 15 个网格,HOS-NWT 算例中波 高内 20 个网格,波长内约 120 个网格。

同时可以看到, HOS 区域内的网格要比 CFD 区域内的网格稀疏很多。然而需要指出的是,在图 3-18 和图 3-19 中所示的 HOS 区域内的网格并非 HOS 计算时的网格,而是 HOS 进行重构后的网格。第二章中我们介绍了 HOS 的插值和重构,因为 HOS 计算时采用的是节点而非网格,因此需要对其进行重构,才能得到可以和 CFD 区域进行数值传递的网格。



图3-18 HOS-Ocean 二维不规则波算例计算区域整体网格分布

Fig.3-18 Computational mesh of the overall domain in 2-dimensional HOS-Ocean irregular wave case



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



× ×

图3-19 HOS-NWT 二维规则波、不规则波算例计算区域整体网格分布 Fig.3-19 Computational mesh of the overall domain in 2-dimensional HOS-NWT regular and irregular wave cases

3.3.3 波高时历曲线对比

图 3-20 到图 3-22 给出了 HOS-CFD 耦合下得到的波浪波高时历曲线与 HOS-Ocean 和另一耦合软件的结果对比,其中 HOS-CFD 所得波高时历曲线来自位于 CFD 区域中心的测波点测得,在图中用红线所示。

另一耦合软件为 foamStar,由法国 BV 船级社(Bureau Veritas)基于 OpenFOAM 平台建造的标准多相非稳态求解器(Seng, 2012; Monroy 等, 2016; Seng 等, 2017)。 FoamStar 与本文所采用的 naoeFOAM-SJTU 主要区别在于物体运动网格变化求解上, 在本节中并无物体,因此主要区别在于松弛区内的松弛系数中。本节采用的松弛区系 数为动态指数系数,而 foamStar 在进行如图计算时采用的松弛区系数为动态多项式 系数。FoamStar 的结果用绿色曲线表示。

黑色曲线为 HOS 造波的初始波浪波高。对比图 3-20,图 3-21 和图 3-22 可以看出,HOS-CFD 耦合造出的波浪与 HOS 初始波浪基本吻合;非线性现象如图 3-22 中 微小的二次波峰亦能非常好地捕捉。可以看出,二维空场下,HOS-CFD 耦合造波可 以较为完美地吻合 HOS 的波浪场。同时,对比 foamStar 计算得到的绿色曲线,HOS-CFD 耦合得到的波浪与 HOS 的波浪更为吻合。





图 3-20 HOS-CFD 耦合下的二维不规则波波高时历曲线与 HOS-Ocean 和 foamStar (Choi 等, 2018)对比

Fig.3-20 The comparison between HOS-CFD coupled method, HOS-Ocean and foamStar (Choi et al, 2018) in 2-dimensional irregular wave elevations



图 3-21 HOS-CFD 耦合下的二维规则波波高时历曲线与 HOS-NWT 和 foamStar (Choi 等, 2018) 对比

Fig.3-21 The comparison between HOS-CFD coupled method, HOS-NWT and foamStar (Choi et al, 2018) in 2-dimensioanl regular wave elevations



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-22 HOS-CFD 耦合下的二维不规则波波高时历曲线与 HOS-NWT 和 foamStar (Choi 等, 2018)

Fig.3-22 The comparison between HOS-CFD coupled method, HOS-NWT and foamStar (Choi et al, 2018) in 2-dimensional irregular wave elevations

3.3.4 波浪场分析

上一节在验证了二维空场造波的准确性后,本节进行波浪场的分析,主要研究传递界面处波浪是否由 HOS 区域传递到松弛区(relaxation zone),以及松弛区是否准确地传递波浪进入纯粘性区域。

如图 3-23 所示为耦合后的波浪场以及 HOS 初始波浪场,取时间 t=22s 时刻。最 大的区域为 HOS 区域,中间区域为 CFD 区域(同 3.3.2 节一样,此区域为计算区域, 非真实区域),松弛区用浅黄色块表示。其中,对于 HOS-CFD 耦合造波来说,出口 松弛区依然采用接收 HOS 区域波浪信息的方式来进行"消波",而非单纯将波浪抹 平。这样在图中可以看到,CFD 区域中出口处的波浪与 HOS 区域的波浪吻合地非常 好,这也使得整个区域在波浪示意图中具有连贯性。

图 3-24 所示为 HOS-NWT 所造规则波耦合计算后在 *t*=39s(耦合计算时间 *T*=4s) 时的波浪场,图 3-25 所示为 HOS-NWT 所造不规则波耦合计算后在 *t*=64.2s(耦合计 算时间 *T*=9s)时的波浪场。需要说明的是,与 HOS-Ocean 不规则波的算例不同,这 两个算例的时间 *t* 代表 HOS 的时间,而耦合计算的时间则远远小于 HOS 的时间。在 第二章中我们提到,经过重构 HOS 区域后,各个时间点内的信息我们可以通过插值



获得,因此耦合计算时,我们只需要取需要的时间区域进行耦合即可,这样大大减少 了计算时间。由图可以看出,耦合计算后的波浪场与原 HOS 波浪场吻合良好。



图3-23 耦合下的整体波浪场示意图(二维 HOS-Ocean 不规则波)

Fig.3-23 The whole wave field in coupling method (2-dimensional HOS-Ocean irregular wave)



图3-24 耦合下的整体波浪场示意图(二维 HOS-NWT 规则波)

Fig.3-24 The whole wave field in coupling method (2-dimensional HOS-NWT regular wave)



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-25 耦合下的整体波浪场示意图(二维 HOS-NWT 不规则波)

Fig.3-25 The whole wave field in coupling method (2-dimensional HOS-NWT irregular wave)

3.4 三维波浪验证

对于海洋工程研究来说,大部分的研究都在三维领域。三维波浪具有了方向性, 且在信息传递时由二维的两个接口变为四个,耦合难度也相应提升。在验证了耦合建 造二维空场波浪的准确性后,本节着重介绍耦合方法下三维空场造波的准确性。

3.4.1 波浪参数

波浪类型	数值	HOS-Ocean	HOS-NWT
和叫冲	周期 T (s)	-	0.702
<i>为</i> 尤 火山 初文	波高 H (m)	-	0.0288
不扣则油	谱峰周期 Tp(s)	1.0	0.702
	三一波高 Hs (m)	0.1	0.0384
γ		3.3	3.3

表3-7 三维算例波浪参数

	Table 3-7	Parameters	of wave	in	3-dimensional	cases
--	-----------	------------	---------	----	---------------	-------

本节所采用的初始波浪场由法国南特中央理工流体力学、能量学和大气环境研究实验室(LHEEA)提供。三维波浪算例一共有三个,分别由 HOS-Ocean 和 HOS-



NWT 计算得到初始波浪场。HOS-NWT 提供斜向 45°角的规则波和单向不规则波算 例, HOS-Ocean 提供多向不规则波算例。具体波浪参数由表 3-7 所示。

3.4.2 计算域和网格划分

图 3-26 和图 3-27 所示为 HOS-Ocean 和 HOS-NWT 所造波浪算例的计算域和网 格划分示意图。与 3.3.2 节相同,图中所示为计算时的计算域布置,而非真实计算域 布置。HOS-Ocean 多向不规则波算例中,HOS 计算域大小为: 0<x<15.4m,0<y<15.4m, -1m<z<1m。CFD 计算域大小为: -4.684m<x<4.684m,-4.684m<y<4.684m,-1m<z<1m。 CFD 区域内波高范围内大约 15 个网格,网格数量 280 万。HOS-NWT 斜向规则波算 例中,HOS 计算域大小为: 0<x<8.08m,0<y<8.08m,-0.6m<z<0.6m。CFD 计算域大小为: 小为: -2.425m<x<2.425m,-2.425m,-0.6m<z<0.6m。CFD 区域内波高范围 内有 15 个网格,波长范围内约有 40 个网格,网格数量为 320 万。HOS-NWT 单向不规则波算例中,计算域长度和网格数量与斜向规则波算例相同。

边界条件设置如下:在上游的波浪入口处,设置其边界条件为速度输入式造波边 界条件,压力通量为固定值,设为0;在下游的波浪出口处,设置其边界条件为速度 输出造波边界条件,压力通量同样设为0。计算域的上边界设置为速度法向梯度为零, 压力固定为零的边界条件;下边界设置为滑移边界条件。计算域的左右边界设置为造 波(消波)边界条件。



图3-26 HOS-Ocean 三维多项不规则波算例计算区域整体网格分布 Fig.3-26 Computational mesh of the overall domain in 3-dimensional HOS-Ocean multidirectional irregular wave case



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-27 HOS-NWT 三维规则波、不规则波算例计算区域整体网格分布 Fig.3-27 Computational mesh of the overall domain in 3-dimensional HOS-NWT regular, irregular wave cases

3.4.3 波高时历曲线对比

图 3-28 所示为 HOS-CFD 耦合后的三维多向不规则波波高时历曲线与原波浪和 foamStar(Choi 等, 2018)的对比结果。其中耦合造波的结果为红色曲线,原波浪结 果为黑色曲线,foamStar 的结果为绿色曲线。可以看出,耦合后的波高时历曲线与原 波浪曲线(HOS-Ocean)相比,吻合程度较好,且在几个波谷和波峰处要优于 foamStar 的结果。

图 3-29 和图 3-30 所示为 HOS-CFD 耦合计算得到的波高时历曲线与 HOS-NWT 所造波浪以及 foamStar (Choi 等, 2018)结果的对比。同样可以看出, HOS-CFD 耦合计算得到的波高时历曲线与 HOS-NWT 所造的波浪非常吻合,甚至在不规则波的 非线性处 (图 3-30 中 HOS 时间 17s 到 19s 处)吻合程度要优于 foamStar 的结果。这 说明了 HOS 的波浪场信息可以较为完整地传递到 CFD 区域中,采用 HOS-CFD 耦合 可以较为准确地复制 HOS 所造的波浪。

然而需要指出的是,虽然 HOS-CFD 耦合可以较好地将 HOS 中的波浪进行传递 和传播,但是在时间较长的时候,还是会出现轻微的衰减现象,如图 3-30 所示,在 几个周期后,HOS-CFD 耦合的波高要略小于 HOS-NWT 的波高。这是由于 CFD 本 身进行波浪传播时的数值耗散造成的。


第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-28 HOS-CFD 耦合下的三维不规则波波高时历曲线与 HOS-Ocean 和 foamStar (Choi 等, 2018)对比示意图

Fig.3-28 The comparison between HOS-CFD coupled method, HOS-NWT and foamStar (Choi et al, 2018) in 3-dimensional regular wave elevations



图3-29 HOS-CFD 耦合下的三维规则波波高时历曲线与 HOS-NWT 和 foamStar (Choi 等, 2018)对比示意图

Fig.3-29 The comparison between HOS-CFD coupled method, HOS-NWT and foamStar (Choi et al, 2018) in 3-dimensioanl regular wave elevations



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证



图3-30 HOS-CFD 耦合下的三维不规则波波高时历曲线与 HOS-NWT 和 foamStar (Choi 等, 2018)对比示意图

Fig.3-30 The comparison between HOS-CFD coupled method, HOS-NWT and foamStar (Choi et al, 2018) in 3-dimensioanl irregular wave elevations

3.4.4 波浪场分析

图 3-31 为耦合下的波浪场与 HOS 波浪场示意图,取时间 t=2s 时刻(HOS 时间 与 CFD 时间相同)。为了保证整个波浪场视图连贯,在 CFD 区域的左右两侧均布置 了与出入口相同的松弛区。可以看出,CFD 区域内的波浪场与 HOS 产生的波浪场极 为吻合,即 HOS 可以完整且较为准确地向 CFD 区域传递波浪场。

图 3-32 和图 3-33 给出了 HOS-NWT 所造波浪在耦合方法下的波浪场示意图。可 以看出, CFD 区域内的波浪与 HOS 区域内的波浪也非常吻合。值得一提的是,对于 单向且非斜向传播的波浪而言, CFD 区域内的左右边界可以不设置松弛区传递波浪, 因为在 CFD 区域内,只要提供入射波浪的信息,波浪也可以在 CFD 区域内进行建 造和传播。因此只要左右边界的设置不会产生波浪反射,左右边界亦可以不设置松弛 区。本节为了更好地使波浪传递可视化,因此加入了左右边界松弛区。





图3-31 耦合下的整体波浪场示意图(三维 HOS-Ocean 不规则波)

Fig.3-31 The whole wave field in coupling method (3-dimensional HOS-Ocean irregular

wave)



图3-32 耦合下的整体波浪场示意图(三维 HOS-NWT 规则波)

Fig.3-32 The whole wave field in coupling method (3-dimensional HOS-NWT regular wave)



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证





3.5 本章小结

本章以粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU 为手段,验证了该求解器求解波浪的 稳定性和准确性。首先对二维周期性边界条件的粘性空场进行了参数敏感性分析,通 过改变时间积分格式、网格划分、时间步长以及松弛区长度,给出了在波浪传播过程 中较为准确的参数选择,并验证了该耦合接口在波浪传播过程中的稳定性。对波浪传 播的参数敏感性分析表明,采用 Crank-Nicolson 积分格式相比较 Euler 积分格式可以 大大减少波浪长时间传播衍化造成的数值耗散,且 Crank-Nicolson 积分格式的系数 为 0.95 时,可以较大程度地保持长时间计算后的波浪的波幅和相位。同时,当每个 波高内有 20 个网格,每个波长内有 100 个网格,时间步长在波浪周期的 1/400 分之 一时,波浪的波高和相位也可以在 40 个波浪周期后仍保持较好的波高和相位。

对重叠网格的二维周期性边界条件进行参数敏感性分析,考虑了计算域内具有 大幅度运动的物体网格对波浪传播的影响。从结果看,重叠网格的结果与静网格相差 不大,物体网格的存在对波浪传播中数值耗散的影响并不明显。

最后分别对二维和三维的空场波浪进行了数值模拟和验证,并与 HOS 的原始波 浪和 foamStar 的结果进行了对比。结果表明, HOS 与 CFD 耦合下的波浪与 HOS 原



第三章 参数敏感性分析与 HOS-CFD 的准确性验证

始波浪无论是波高时历曲线还是波浪场都吻合地较好,且在一些非线性现象方面可以更好地吻合 HOS 的原始波浪,验证了本文所用耦合方法在造波方面的准确性。





对于粘势流耦合计算方法来说,除去考虑波浪传播的准确性,还需要考虑计算域 中带有结构物的情况。为了验证 HOS-CFD 耦合计算方法的准确性,首先以静止浮筒 为对象研究了其周围流场,并将其受力曲线与实验以及其他数值方法比较,验证本文 方法的准确性。同时,该算例采用 RANS 模型,以验证本计算方法可以采用湍流模 型进行计算。随后考虑静态重叠网格下该浮筒的受力曲线和周围流场,为动态重叠网 格的验证打下基础。最后,以集装箱船为例,研究了其在极端波浪中的运动运动曲线 和受力曲线与实验对比,验证了重叠网格在 HOS-CFD 耦合计算中的准确性。

4.1 静止浮筒在非线性规则波中的数值验证

4.1.1 几何模型和计算参数

本节选取固定式浮筒在非线性规则波中受力问题进行研究。浮筒模型取自 Rousset 和 Ferrant (2005)所做的实验模型,是由悬链线锚腿系泊进行固定,且周围 有一圈薄垂荡板。固定浮筒在非线性规则波下的受力实验在法国南特中央理工海洋 工程水池中进行。该问题已有一些研究人员采用不同的数值方法进行计算研究(Li. 等,2019;2020)。本博士论文中固定浮筒的数据如表 4-1 所示,与实验以及上述数值 计算模型相同。

图 4-1 所示为在实验中所采用的浮筒模型示意图和实验布置图。在实验中,浮筒中心与造波板距离为 17.19m。在实验中布置了三个测波点,距离浮筒中心 1.15m 处, 波浪入射方向、与入射方向呈 45°角以及 90°角分别布置一号、二号和三号测波点。 波浪参数如表 4-2 所示,采用非线性规则波。



表4-1	浮筒	参数
- / - I I	1 1 1 1	1 X X

Table 4-1 Parameters	of	CA	LM	buoy
----------------------	----	----	----	------

数值(<i>m</i>)
0.46
0.56
0.55
0.004
0.04
0.25



(a) 浮筒示意图



(b) 测波点布置

图4-1 实验中浮筒布置图

Fig.4-1 CALM buoy in experiment setup

Table 4-2 Parameters	of	nonlinear	regular	wave
----------------------	----	-----------	---------	------

名称	数值
周期 (T)	1.8s
波高 (H)	0.16m
波长 (λ)	5.05m
波陡 (ka)	0.10



4.1.2 计算网格划分

在划分网格之前,建立右手坐标系,其定义如下:坐标原点为浮筒中心, x 轴为 波浪入射方向, y 轴为垂直波浪入射方向, z 轴为重力加速度反向。因为浮筒关于中 心对称,因此网格划分时采用浮筒的一半来进行计算,同时计算域也采用一半计算 域,如图 4-2(a)所示。在本节中,物体周围计算域大小是否会影响造波准确性和物体 受力等暂不考虑,关于计算域大小的讨论会在下一章进行。本节仅将计算域尽量扩大,保证物体周围的辐射波浪不会因边界产生反射从而对物体以及造波边界进行影响。同时为了和其他数值计算结果进行对比,因此计算域与其他数值计算结果保持一 致,最终计算域大小为: $-10.1m(2\lambda) \le x \le 15.15m(3\lambda), 0 \le y \le 15.15m(3\lambda)$ 和 $-5.25m \le z \le 2.25m$ 。

根据其他 CFD 方法(Li. 等,2020)计算相关波浪与浮筒之间相互作用以及第三章的结果可知,当一个波长内有 80 个网格时,物体受力以及周围波浪波高最接近实验值。因此本节直接采用 *x* 方向一个波长内有 80 个网格,*y* 方向一个波长内 20 个网格,波高内有 16 个网格的设置进行静网格划分。如图 4-2(b)所示,为了将裙边展示出来,对浮筒进行了三次加密。最终整个计算域网格总数为 254 万。

在求解控制方程时,采用有限体积法离散,时间项采用 Crank-Nicolson 格式离散,系数为 0.95。对流项采用带限制器的线性差分(total variation diminishing, TVD) 格式离散,扩散项高斯线性守恒格式离散。数值湍流模型采用 RANS 模型。

边界条件设置如下:在上游的入口边界处,采用松弛区造波边界条件,即速度和 压力均来自 HOS 区域内流场数值;在下游的出口边界处,采用松弛区出口边界条件, 其速度和压力亦来自 HOS 区域内流场数值;顶部采用进出口边界条件,即压力速度 进出口数值固定;底部采用滑移条件;两侧采用对称边界条件;浮筒表面采用无滑移 固壁边界条件。

图 4-3(a)为静态重叠网格计算域布置。其中,黄色为背景网格,绿色为物体网格。 对于重叠网格来说,物体网格与背景网格为两套独立的网格,因此我们可以直接对物 体采用细密网格划分,对物体周围的背景网格进行一次加密即可。背景网格计算域大 小与静网格设置相同,物体网格计算域大小为: -1.25m<x<1.25m,0<y<1.6m,-0.8m<z<0.8m。物体周围网格如图 4-3(b)所示。在重叠网格算例中,网格划分采用 *x* 方向一个波长内 40 个网格, *y* 方向一个波长内 20 个网格,波高内 16 个网格进行背 景网格的设置。最终计算域的网格数量为 225 万。















4.1.3 静网格下的受力以及波浪验证

浮筒周围的波浪演化由测波点得到,其横向受力和垂向受力由物体表面的湿表 面积积分得到。图 4-4 给出了浮筒周围三个测波点的波高时历曲线和与周期相关的 一阶谐波。本节取七个周期内的波高时历曲线分析其一阶谐波。一阶谐波随着周期时 间的变化并非是一致的,而是先出现一个明显的凸起,接着趋于平缓。第一个明显凸 起代表第一组波峰经过测波点的时刻,达到最高点后第一个下降点代表波浪经过浮



筒后开始出现数值误差。其中三号测波点出现了两次反复,我们可以认作是三号位置的浮筒波浪辐射较为明显,因此出现了波浪衍化带来的峰值反复现象。图 4-5 和图 4-6 所示为浮筒所受到的横向力和垂向力的时历曲线和一阶谐波振幅。第一个振幅峰值表示波浪传播至浮筒的时刻,在达到最高点后的第一个下降点则表示随着计算时间的增加,由入口处输入的波浪波幅由于数值误差的原因逐渐开始减小。随着第一个下降点,之后的一阶谐波振幅值趋于稳定。可以看出,用本文方法计算时,横向力大约在三个周期以内就保持了稳定。垂向力由于薄垂荡板的存在,则大约在 4 个周期以内保持稳定。









图4-5 静网格下浮筒表面横向受力

Fig.4-5 Force on buoy in horizontal direction in static mesh



图4-6 静网格下浮筒表面垂向受力 Fig.4-6 Force on buoy in vertical direction in static mesh

为了进一步对得到的数据进行研究以及与实验值进行对比,将受力进行无因次 化处理:

$$F(x) = \frac{F_h}{A_m k \rho g V} \tag{4-1}$$

$$F(z) = \frac{F_v}{A_m k \rho g V} \tag{4-2}$$

其中, *F_h*和*F_v*分别是浮筒所受到的横向力和垂向力, *A_m*为入射波浪波幅, *k*为 波数, *V* 为浸没体积。同理, 对浮筒周围所测波高进行无因次化处理:

$$\eta = \frac{\eta_c}{A_m} \tag{4-3}$$

其中, η_c为所测得的浮筒周围波幅值。

第 98 页



表 1-1 列出了实验、本文结果以及其他三种数值方法的计算结果,包括无因次化 横向力一阶和二阶谐波振幅、无因次化垂向力一阶和二阶谐波振幅、三个测波点处无 因次化一阶和二阶谐波波幅。其中 foamStar 的结果(Li.等,2020)同样采用松弛区 方法进行造波,物体与波浪相互作用在 CFD 区域内进行计算,与本文数值方法的不 同己在 3.3.3 节中表明。foamStar-SWENSE 的结果(Li 等,2020)则采用 SWENSE 方 法得到。SWENSE 方法全称为波谱方法显式 NS 方程(Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equations)(Ferrant 等,2003; Vukčević 等,2016; Li 等,2018; 2020),采用方 程分解式粘势流耦合求解,即将速度、压力和水深表示为入射部分和绕射部分的相 加,并将相加所得方程带入 NS 方程进行求解,入射部分由 Euler 方程求解得到,剩 余的绕射未知量则可求得。ISIS-CFD (Li 等,2019)由法国南特中央理工开发 (https://lheea.ec-nantes.fr/software-and-patents/isis-cfd-193387.kjsp)并商业化贡献于 NUMECA(<u>https://www.numeca.com/product/finemarine</u>),采用 IWG 方法(Larsen and Dancy, 1983; Lin and Liu, 1999; Choi and Yoon, 2009),即采用 Boussinesq 方程模 型,并通过在质量守恒或动量守恒方程中增加源项来将其拓展到 NS 方程中。

从表中可以看出,本文计算得到的浮筒的一阶力与实验值非常接近,误差在 3% 左右;二阶力的横向力与实验值非常接近,但垂向力与实验值误差相差有些大,大约 在 20%左右。浮筒周围的一阶波浪幅值与实验值也十分吻合,测波点 1,2 和 3 的一阶 波浪幅值与实验值误差在 1.5%左右。二阶波浪幅值则有些微差异,1 号测波点二阶 波浪幅值与实验值误差在 7.7%左右,2 号测波点二阶波浪幅值与实验值误差在 12.5% 左右,而 3 号测波点二阶波浪幅值与实验值相差较大,在 45%左右。可以看出,浮 筒的一阶受力与周围反射波浪幅值与实验值吻合很好,而二阶数值则相差较大。一阶 数值普遍大于二阶数值,因此一阶数值主导主要的物理现象。对比其他数值方法的结 果可以看出,本文的耦合方法结果与实验值吻合较好,误差在允许范围内,可以较为 准确地预报物体在波浪中的受力和周围辐射波浪幅值。



表 4-3 计算结果与实验以及其他数值方法对比

Table 4-3 Comparison among the results of present method, experiment and other numerical method

η_{3}^{2}	0.025		0.045	0.040	0100	0.040	0200	000.0	0.050	0000
η_{3}^{1}	1 040	1.040	0001	1.002		/0.1	1041	1.041	2001	CZU.I
η_2^2	0000	0.040		000.0		600.0	0100	0.040	0.025	
η_2^1	1 210	1.210	1 10	1.10	L01 1	1.19/	0001	1.200	1 102	061.1
η_1^2	0.06	5		00	0.06	Э	0.06	4	900	00.0
η_1^1		1.220	1 105	C61.1	, , ,	C17.1		1.224	- C	1.2
$F(z)^2$	0.015	C10.0	0100	0.010		0.012	0.01	0.014	000	710.0
$F(z)^{1}$	1 100	1.100	1 000	060.1	1 1 10	1.149	1 1 1 1	1.141	1 140	1.147
$F(\mathbf{x})^2$	0110	0/1/0	0160	0.100	107	0.100	0170	C/1.0	0170	0/1/0
$F(\mathbf{x})^1$	1 200	066.1	1 260	600.1		100.1	0101	0/0.1	1 267	70C.1
	80	Γ	80	Γ	80	Γ	80	Γ	80	L
数据来源	实验 (Rousset.,	Ferrant, 2005)	foamStar (Li. et al.,	2020)	foamStar-SWENSE	(Li et al., 2020)	ISIS-CFD (Li et al.,	2019)		O I RC-UJO-COU



4.1.4 静态重叠网格下的受力以及波浪验证

图 4-7 为采用静态重叠网格方法计算得到的浮筒周围的辐射波浪时历曲线,并 对其做了相应的一阶谐波处理。从图中可以看出,测波点1、2和3测得的波浪波幅 要大于入射波浪波幅,即波浪经过浮筒时,因为浮筒的存在使得波浪波幅增大。且从 测波点1至3,所测的波浪波幅逐渐减小。可见浮筒对周围波浪场的影响最为明显的 地方是入射波浪附近。同时可以看出,采用静态重叠网格计算得到的波浪时历曲线和 一阶谐波时历曲线的趋势与静网格计算得到的结果大致相同。



图4-7 静态重叠网格中浮筒周围波浪衍化 Fig.4-7 The wave elevation around the CALM buoy in overset grid





图4-8静态重叠网格下浮筒表面横向受力

Fig.4-8 Force on buoy in horizontal direction in static overset mesh





Fig.4-9 Force on buoy in vertical direction in static overset mesh

图 4-8 和图 4-9 所示为采用静态重叠网格方法计算得到的浮筒所受横向力和垂向力时历曲线,以及相应的一阶谐波振幅时历曲线。从图中可以看出,横向力的一阶 谐波时历曲线比较平滑,而垂向力的一阶谐波时历曲线震荡较为明显。这是因为浮筒 周围的薄垂荡板的存在。同时可以看出,采用静态重叠网格计算得到的受力曲线和一 阶谐波振幅曲线趋势与静网格结果大致相同。

为了进一步对结果进行对比分析,同样将静重叠网格计算得到的受力和周围波幅进行无因次化处理,且得到其二阶谐波振幅,与4.1.3中的实验结果和其他三种数值计算结果进行对比,对比结果如错误!未找到引用源。所示。可以看出,本文采用的数值计算结果与实验值非常相近,即采用耦合方法下的静态重叠网格亦可以准确地计算物体受力和物体周围流场。

值得注意的是,采用静网格测量得到的波浪幅值比重叠网格测量得到的波浪幅 值更接近实验值。这可能一是因为重叠网格可以较好地捕捉物体结构,因此较少的背 景网格也可以较好地计算得到物体受力,而物体周围的波浪可能仍旧需要与静网格



表 4-4 计算结果与实验以及其他数值方法对比

Table4-4 Comparison among the results of present method, experiment and other numerical method

数据来源		$F(\mathbf{x})^1$	$F(\mathbf{x})^2$	$F(z)^1$	$F(z)^2$	η_1^1	η_1^2	η_2^1	η_2^2	η_3^1	η_{3}^{2}
实验 (Rousset.,	SOI	1 300	0.170	1 180	0.015	1 220	0.065	1 210	0700	1 040	0.035
Ferrant, 2005)	OUL	060.1	0/1.0	001.1	CT0.0	1.440	CON.0	1.410	0.040	1.040	CCN.N
foamStar (Li. et	90T	1 250	0 160	1 000	0100	1 105	900	1 10	70026		0.015
al., 2020)	OUL	4CC.1	0.100	1.090	0.010	C61.1	00	1.10	000.0	1.002	0.040
foamStar-											
SWENSE (Li et	80L	1.387	0.186	1.149	0.012	1.213	0.063	1.197	0.039	1.037	0.040
al., 2020)											
ISIS-CFD (Li et	IUO	0101	0110	1 1 1 1	100		7700			1 0 1	0.050
al., 2019)	OUL	0/0.1	c/1.0	1.141	0.014	1.224	0.004	1.200	0.040	1.041	000.0
HOS-CFD-SJTU-	IUI	1 37	0 168	1 1/7	0.011	1 1	0.06	111	0.05	1 033	0.050
SO		10.1	001.0	7+1.1	110.0	71.1	0.00	11.1	CO.0		0000



相同的网格数才能更好地测量;另一种原因是重叠网格本身是两套网格,而采用数值 测波点测波时根据网格中的数据进行测量,因此在测量时会出现两套网格交换数据 而产生的数值误差。

4.1.5 流场分析



(a) 浮筒周围压力涡量场

(b) 浮筒周围波浪场





(a) 浮筒周围压力涡量场

(b) 浮筒周围波浪场

图4-11 静态重叠网格下浮筒周围流场示意图 Fig.4-11 Flow field around CLAM buoy in overset mesh grids

图 4-10 和图 4-11 分别给出了静网格和静态重叠网格下浮筒周围涡量和波浪场 示意图。该示意图取自波浪波峰经过浮筒时的时刻。浮筒周围涡量取 Q=70,浮筒由

第 104 页



压力场进行染色。对比浮筒周围波浪场可以发现,两种计算网格下的波浪场几乎相同,而浮筒周围的涡量场有轻微差别。

4.2 静止浮筒在不规则波中的数值验证

对于海洋结构物而言,在日常作业中经常遭遇的是不规则波浪情况。不规则波比 规则波更加难以模拟和计算,不规则波中包含许多短波或短峰波,这对于数值模拟而 言常常难以捕捉。而对于本文所研究的耦合方法而言,规则波在粘流理论计算中已有 较为成熟且较好的结果,因此研究不规则波浪与结构物的相互耦合更有意义。本节将 采用 HOS 和 CFD 耦合方法对静止浮筒在不规则波浪中进行模拟计算和验证。

4.2.1 计算参数

本节采用的计算模型仍为 4.1 节中的静止浮筒,采用不规则波进行模拟计算,不规则波参数如表 4-2 所示。

	8
名称	数值
谱峰周期(T)	2.0s
三一波高(H)	0.12m
波长 (λ)	6.24m

表4-2 不规则波参数

Table 4-3 Parameters of irregular wave

与规则波计算的计算域设置不同,在不规则波中我们需要考虑波浪从 HOS 传播 至 CFD 区域时需要保持相位一致。图 4-12 所示为本节算例的计算域设置。外部采用 HOS-NWT 造波,HOS 计算域大小为0<*x*<46.4m、0<*y*<29.74m、-5m<*z*<2.5m。 CFD 计算域大小为-10.1m<*x*<15.2m、0<*y*<15.2m、-5m<*z*<2.5m。在波浪入射 方向和出口方向设有松弛区,松弛区 *x* 方向区域为-10.1m<*x_i*<2.525m、 7.525m<*x_o*<15.2m(*x_i*和*x_o*分别为入射松弛区和出口松弛区的*x*范围)。需要说明 的是,因为本节采用的不规则波为单向不规则波,因此 HOS-NWT 采用二维造波方 法进行造波,在与 CFD 进行耦合时,*y* 方向信息平铺进 CFD 区域内。因此事实上 HOS 计算域并没有 *y* 方向的数值,但是为了更好地表明 CFD 区域与 HOS 区域的耦



合,将 HOS 计算域 y 方向进行了扩展。同时,为了使 CFD 区域中的波浪与实验数 据相位相同,计算时 CFD 区域进行了移动,移动距离为 *x*=17.19m,即 CFD 区域边 界距离 HOS 区域边界 7.09m。



图4-12 静止浮筒在不规则波中计算域设置

Fig.4-12 The computational domain setup of CALM buoy in irregular waves



4.2.2 计算网格划分

图4-13 静网格计算域网格划分 Fig.4-13 Mesh generation of computational domain in static mesh



建立右手坐标系,对浮筒设置计算域并划分网格,如图 4-13 所示。本节坐标系 选取与 4.1 节规则波算例相同,因此不再赘述。同时因为本节所采用的不规则波三一 波高小于 4.1 节规则波波高,因此相比较于 4.1 节的网格划分,对自由面进行了重新 划分,使得在一个三一波高内有 16 个网格。同时静网格算例采用一个波长内 80 个 网格的网格划分方式,并对浮筒周围进行了三次加密。本节依然采用半个浮筒和半个 计算域的计算方式进行计算,最终整个计算域的网格总数约为 328 万。

重叠网格算例设置与 4.1 节中边界条件设置和计算域大小相同,本节将波高加密 的范围减小,重新划分了背景网格,浮筒周围网格布置不变。最后的总体网格数量约 为 328 万。



图4-14 重叠网格下浮筒周围网格划分 Fig.4-14 Mesh generation around the CALM buoy in overset grids

4.2.3 静网格下的受力验证

图 4-15 和图 4-16 给出了静网格下浮筒横向和垂向受力时历曲线,并与实验值进行了对比。从图中可以看到,浮筒所受的横向力和垂向力与实验值极为吻合,验证了本文粘势流耦合求解器在计算不规则波情况下的可靠性与准确性。同时可以看出,本文采用的数值方法也可以较为准确地模拟非线性现象。除去在一些极小的二阶波峰处,数值计算无法精确模拟,其余时间点处的数值和相位与实验值基本一致。随着计算时间的增加,数值计算结果的峰值逐渐与实验值出现偏差。这是因为湍流模型的存在和数值误差的积累,可以看出,本文模型在模拟长时间的数值计算时,仍会出现随着时间增加而数值误差逐渐积累的情况。这种情况普遍存在于 CFD 数值模拟中。本文的数值模型在模拟较长时间的数值响应时会同 CFD 数值模拟一样产生积累的数值



误差,但本文的数值模型可以直接模拟较为危险的情况,如波陡较大或波高较高的时间点,这样就可以避免数值误差的积累。本章为了验证本文模型的准确性,故采用长时间数值模拟来进行验证。



图4-15 静网格下浮筒表面横向受力时历曲线 Fig.4-15 Force on buoy in horizontal direction in static mesh



图4-16 静网格下浮筒表面垂向受力时历曲线 Fig.4-16 Force on buoy in vertical direction in static mesh

4.2.4 静态重叠网格下的受力验证

图 4-17 和图 4-18 为采用静态重叠网格时浮筒所受横向力和垂向力的时历曲线, 并与实验值进行了对比。可以看出,采用重叠网格计算得到的横向力和垂向力与实验



值吻合较好,验证了本文粘势流耦合模型采用重叠网格计算的可靠性。同时,浮筒受 力曲线中某些非线性特性亦可准确模拟。



图4-17 重叠网格下浮筒表面横向受力时历曲线

Fig.4-17 Force on buoy in horizontal direction in overset mesh



图4-18 重叠网格下浮筒表面垂向受力时历曲线 Fig.4-18 Force on buoy in vertical direction in overset mesh

由图中的受力曲线可以看出,在时间为 58s 到 64s 之间时,浮筒受到了极大的力,因此在这个区间内,浮筒周围的波浪较陡。我们对这一时段的受力进行对比分析,如图 4-19 所示,浮筒在 50s 到 64s 之间进行了受力对比。可以看到,静网格和重叠 网格的计算结果几乎相同。横向受力曲线中数值结果在第一个波峰时大于实验结果, 第二个波峰则小于实验结果,第三个波峰吻合较好。垂向受力曲线中,数值结果同样 在第一个波峰大于实验结果,第二个波峰小于实验结果,第三个波峰有较好地吻合。



可以看出,在波陡较陡的情况下,本文模型亦可很好地模拟物体在波浪中的受力情况。







4.2.5 流场分析

我们选取 t=61s 时刻的流场图进行分析,如图 4-20 所示为两种网格计算下浮筒 周围的流场情况。在 61s 左右,结合浮筒受力曲线可知此时会有两个间隔较短的波峰 经过浮筒,非线性现象较强,同时此时的波浪波幅较大,便于观测。可以看到这时波



峰经过浮筒前端,会在浮筒前端出现波浪爬升的现象。上一个间隔极端的波峰刚刚通 过浮筒,因此在浮筒中间出现一段波高凹陷。而因为前面 60s 的计算,浮筒周围已产 生演化的波浪场。可以看出,静网格计算下的浮筒周围波浪场与重叠网格计算下的浮 筒周围波浪场基本一致。



(a) 静网格

(b) 重叠网格

图4-20 t=61s 时浮筒周围流场示意图 Fig.4-20 The wave contour around CALM buoy in t=61s





图 4-21 所示为 t=61s 时刻整个计算域流场示意图。因为只计算一半的浮筒,因此 CFD 计算域也仅有一半。因为 CFD 区域选的范围较大,因此边界处没有浮筒反射波浪场的情况。可以看出,静网格和重叠网格计算下波浪场吻合地非常好,准确地



将 HOS 计算域内的波浪传递至 CFD 区域中。同时也可以看到,浮筒周围的反射波 浪场范围较大,大概有浮筒直径的两到三倍左右。

4.3 集装箱船在非线性规则波中的运动

为了进一步验证结构物在 HOS-CFD 耦合中的计算,本节采用一艘集装箱船进行研究。采用非线性规则波 Stream Function 波,数值模拟集装箱船在高波陡下的运动,并与实验值进行对比验证。同时分析了集装箱船在波浪中运动的非线性特性,如甲板上浪等强非线性现象。由于集装箱船运动时,横摇运动可能会引发不稳定现象,为了简化问题,在数值模拟中只放开这垂荡和纵摇两个自由度。

4.3.1 几何模型和计算参数

本文选取的集装箱船模型取自 Kim 和 Kim(2016)所做的 ITTC-ISSC 标模计算, 6750-TEU 集装箱船。Horel 等人(2019)采用该模型在法国南特中央理工 LHEEA 实 验室进行了实验。Horel 等人将集装箱船分成多块进行测量,如图 4-22(b)所示。同 时为了防止甲板上浪后对船体造成的影响,Horel 等人为集装箱船船首增加了防浪板, 如图 4-22(a)所示。集装箱船主体参数如表 4-3 所示,该集装箱船模型采用 1:65 缩 尺比,实验和数值模拟均采用模型尺度进行研究。

与实验相同,为了防止船舶主体部分上浪,数值模拟时在数值模型船首处增加了防浪板。为了更方便研究甲板上浪问题,同时与实验观测值相近,本文中的数值模型分成了甲板区域和船主体区域两部分,如图 4-23 所示,这样可以更方便地得到甲板区域的受力情况。具体数值模型参数见表 4-4。

实船值	模型值
286.6m	4.41m
40m	0.6153m
11.98m	0.184m
85562.7t	311.56kg
138.395m	2.219m
	实船值 286.6m 40m 11.98m 85562.7t 138.395m

表4-3 6750-TEU 集装箱船模型参数 Table 4-4 Parameters of 6750-TEU containership





(a) 6750-TEU 集装箱船模型



(b) 6750-TEU 集装箱船分块示意图



Fig.4-22 6750-TEU container ship model



图4-23 6750-TEU 集装箱船几何模型示意图 Fig.4-23 6750-TEU containership geometry

第 113 页



表4-4 6750-TEU 集装箱船数值模型参数

Table 4-5 Parameters of numerical model of 6750-TEU containership

参数	变量	数值
	I_{xx}	12.818
转动惯量	$\mathbf{I}_{\mathbf{y}\mathbf{y}}$	365.915
	I _{zz}	364.322
	X(距离船首)	2.219
重心位置(m)	Y	0
	Z(距离吃水线)	0.253
重量 (kg)	М	311.56

表4-5 非线性规则波参数

Table 4-6 Parameters of nonlinear regular wave

参数	数值
波高	0.577m
波浪周期	1.983s
波峰	0.333m
波谷	-0.244m
H/λ	0.094
λ/L_{pp}	1.39

本节所采用的非线性规则波波陡较大,基于流函数波浪理论,波长大约为1.5 倍的船长,波峰和波谷关于水平面为非对称数值,具体参数如表4-5 所示。

4.3.2 计算域设置与网格划分

为了防止船舶产生纵荡离开原有位置,实验中布置了四根锚链对船舶进行固定。 尽管在数值模拟中仅放开两个自由度,但锚链力也会对船舶的垂荡和纵摇产生影响, 因此在数值模拟中,本文仍布置了与实验相同的四根锚链,如图 4-24 所示。四根锚 链分别分布在船首和船尾,与中心线的夹角为 45°。在数值计算中,我们考虑锚链为



弹簧模型,每条锚链的刚度为56N.m-1。因为船体细长且 y 方向的计算域足够大,因此本节计算时仅在入口和出口处设立松弛区。

计算域大小为-2Lpp < x < 4Lpp, -2Lpp < y < 2Lpp和-5.32m<z < 4.68m,如图 4-25 所示。为了防止船舶在运动时幅度过大而造成网格大面积变形,本节算例采用重叠网格进行计算,同时也对动态重叠网格在耦合方法中的计算进行验证。如图 4-26 所示为本节算例采用重叠网格方法的计算设置图,计算域的边界条件的设定如下:在 波浪入口处,设置其边界条件为接收 HOS 波浪区域的信号入口,速度为零,法向压 力梯度为零;在下游的出口处,设置其边界条件为 HOS 波浪区域信号接口,法向速 度梯度和压力梯度为零。计算域的上边界设置为总压力和速度压力输入输出边界条件,模拟大气条件;下边界和左右边界设置为自由滑移边界条件;船舶主体表面设置 为运动物体边界条件,并设定其法向压力梯度为零。



图4-24 计算区域锚链设置 Fig.4-24 The setup of mooringlines





图4-25_计算域大小及网格分布 Fig.4-25 Computational domain



4.3.3 网格收敛性验证

在确定计算域大小后,对其进行网格划分。本节采用重叠网格进行计算,包括背景网格和船体网格两个互相独立的网格。这两套网格分别各自生成,最后进行组装, 形成最终的重叠网格。网格间的插值在船体网格附近进行,因此背景网格靠近船体网格处,两套网格的尺寸尽量保持一致,防止在计算时网格搜寻出现孤点。背景网格在 船体网格附近进行了二级加密以适应船体网格,船体周围进行了船体网格基础上的 三级加密,同时为了捕捉甲板上浪现象,对船首部分进行了加密。

为了验证网格收敛性,考虑采用三套不同的网格进行计算,按照网格数量大小分 别将这三套网格命名为稀疏网格,中等网格和细密网格。为了更清晰地展示三种不同 网格的生成情况和总网格数,表4-6给出了三套不同网格中背景网格、船体网格以及 总网格的数量情况。稀疏网格中每个波长内有40个网格,每个波高内有10个网格。 中等网格和细密网格中的背景网格按等级依次加密稀疏网格中背景网格数量的√2 倍,因此中等网格中每个波长内有56个网格,每个波高内有14个网格;细密网格 每个波长内有80个网格,每个波高内有20个网格。三套不同网格下船体周围网格 示意图如图4-27 所示。



表4-6 重叠网格布置

Table 4-7 The generation of overset mesh						
网枚夕む	背景网格数值	船体网格数值	当回救粉店 (五万)			
1,11,11,11,11,11,1	(百万)	(百万)	心四俗奴但(日月)			
稀疏网格	1.02	0.149	1.17			
中等网格	3.11	0.32	3.4			
细密网格	4.58	0.72	5.3			





Fig.4-27 Three different mesh distributions

图 4-28 所示为三套不同网格下船体运动响应时历曲线。其中黄色曲线为稀疏网格计算结果,黑色曲线为中等网格计算结果,蓝色曲线为细密网格计算结果。可以看出,稀疏网格计算得到的垂荡数值要明显小于中等网格和细密网格的垂荡数值,而在纵摇结果上三者相差不大。中等网格的计算结果与细密网格的计算结果非常接近,证明此时网格已经收敛。为了节约计算资源,我们下面采用中等网格进行数值计算。





图4-28 网格收敛性验证船体运动结果 Fig.4-28 Results for different mesh distributions

4.3.4 运动响应及载荷验证结果

图 4-29 给出了数值结果与实验值的对比示意图,包括船舶运动垂荡时历曲线、 纵摇时历曲线和船首总压力时历曲线。为了保证实验的准确性,实验进行了重复测 量,因此实验值有两条曲线。可以看出,两条实验曲线的相位和数值基本一致,因此 可以认为实验值是可靠的。对比实验值和本文数值结果可以看出,从相位和数值上 看,数值结果很接近实验结果,可以证明本文的数值模型可以很好地模拟物体的大幅 度运动,并能给出较为理想的数值结果。在垂荡运动中,可以看出运动曲线的波峰吻 合地较好,而波谷会小于实验值,平均误差大约为13.4%,最大误差为16.4%。相较 于垂荡运动,纵摇运动的数值结果更接近实验值,纵摇运动曲线的波谷吻合较好,而



波峰会略小于实验值,平均误差大约为4.7%,最大误差为6%。垂荡和纵摇运动的误 差可能来自于数值计算时没有放开横摇自由度,以及甲板上浪带来的强非线性误差。



图4-29 数值结果与实验结果对比图



4.3.5 流场对比分析

在波陡如此大的波浪情况下,我们发现船舶在运动过程中出现了甲板上浪的现象。波浪爬升至甲板并给予船舶运动很强的非线性,同时在船舶运动剧烈时会有波浪



爬升至防浪板,与防浪板产生剧烈砰击。这些在船首受力曲线图中可以看到。



(a) t/T=0 (左:数值结果,右:实验结果)



(b) *t*/*T*=0.25 (左:数值结果,右:实验结果)



(c) t/T=0.5 (左:数值结果,右:实验结果)

图4-30 船舶运动数值与实验对比图(前视角)

Fig.4-30 The comparison between numerical study and experimental results of ship motion (front view)

第 120 页





(a) *t/T*=0 (左:数值结果,右:实验结果)



(b) t/T=0.25 (左:数值结果,右:实验结果)



(c) *t/T*=0.5(左:数值结果,右:实验结果)

图4-31 船舶运动数值与实验对比图(侧视角)

Fig.4-31 The comparison between numerical study and experimental results of ship motion (side view)



图 4-30 和图 4-31 给出了船舶的运动形态两个视角的对比图, 左边是数值计算结 果, 右边是实验视频中的截图。可以看出, 船舶经历了船首埋浪——船首甲板上浪— 一船首抬出, 波浪破碎并从船首两侧落下这几种状态。在这几种状态下, 数值计算结 果与实验中船舶状态都十分吻合, 包括波浪破碎时从船首两侧落下的状态, 也验证了 本文采用重叠网格模拟船舶在波浪中运动的准确性。

4.4 集装箱船在不规则波中的运动

在海洋工程中,集装箱船更多的是面对不规则波浪。不规则波浪的非线性性质更强,对于船舶的运动和受力会产生更为复杂的影响。本节在上一节已经验证规则波中船舶运动和受力的基础上,研究和验证采用耦合模型计算船舶在不规则波中的运动响应和受力特征。

4.4.1 计算参数

本节考虑较为极端的不规则波波浪情况,选取 1000 年一遇的墨西哥湾波浪进行 研究。Baquet 等人(2017)对此进行过研究验证,该波浪的大致参数为:三一波高 *H_s*=17m, 谱峰周期 *T_p*=15.5s, JONSWAP 谱,谱系数γ=2.6,本文采用模型尺度进行 模拟研究。本文采用的实验数据来自在法国南特中央理工 LHEEA 实验室的数值水池 中进行的实验。本文采用 HOS-NWT 进行数值造波模拟。HOS 造波区域为 50m×29.75m,水深为 5m。为了更好地验证数值造波并与实验值进行对比,在数值水 池中设立了五个测波点(测波点 1,测波点 3,测波点 4,测波点 5 和测波点 7),如 图 4-32 所示。



图4-32 测波点布置示意图

Fig.4-32 The wave probes configuration


同样在不规则波算例中,为了保证与实验值的相位一致,需要在计算前移动 CFD 区域以获得准确的波浪场。如图 4-33 所示为 HOS 与 CFD 的计算域布置图(非真实 布置图,而是计算时布置图)。CFD 区域边界 *x* 方向距离 HOS 计算域边界(造波板 处)6.12m, *y* 方向距离 HOS 计算域边界 3.3m。船舶重心 *x* 方向坐标距离 HOS 计算 域边界(造波板处)18.3m。计算域大小和网格布置以及边界条件与 4.3 节布置一致。



图4-33 集装箱船在不规则波下的计算域设置

Fig.4-33 The setup of computational domain for containership in irregular waves

4.4.2 极端不规则波空场验证

本文采用 HOS-NWT 中摇板造波方式进行造波模拟。HOS-NWT 中的推板摇板 造波并非应用造波板运动信号进行造波,而是将造波信号转化为波浪中的成分信息, 再传输至造波板进行造波。造波信号由法国中央南特理工 LHEEA 实验室提供。图 4-34 所示为 HOS 的造波结果与实验值的比较。绿色曲线为实验值,红色曲线为 HOS 数值结果。可以看出,HOS-NWT 的数值结果与实验值吻合较好。但在某些时间点, HOS 会过高模拟波浪数值。





第四章 结构物在规则波和不规则波中的计算验证



图4-34 HOS-NWT 与实验的波高时历曲线对比

Fig.4-34 The comparison between wave elevation of experiment and HOS-NWT.







(d) 测波点5



第四章 结构物在规则波和不规则波中的计算验证



图4-35 HOS-CFD, HOS-NWT 与实验的波高时历曲线对比

Fig.4-35 The comparison in wave elevation of experiment, HOS-NWT and HOS-CFD.

表4-7 数值模拟(HOS 和 HOS-CFD 的结果)与实验值的误差

results

Table 4-8 The differences of HOS results and HOS-CFD results compared to experimental

测波点	数值方法	最大值处误差	最小值处误差
测波点1	HOS	30.0%	4.0%
	HOS-CFD	4.5%	8.1%
测波点3	HOS	5.3%	12.9%
	HOS-CFD	9.0%	18.8%
测波点4	HOS	20.6%	6.8%
	HOS-CFD	5.3%	10.9%
测波点5	HOS	1.4%	11.3%
	HOS-CFD	23.0%	6.6%
测波点7	HOS	7.2%	19.1%
	HOS-CFD	5.6%	24%

在采用 HOS-NWT 模拟不规则波之后,此波场可作为输入 CFD 区域的入射波浪 信号和初始波浪场。因此在计算船舶在波浪场中的运动之前,需要验证该计算域布置 下的空场波浪场。图 4-35 所示为采用耦合后的求解器 HOS-CFD 所得结果与实验值 和 HOS-NWT 所得结果进行的对比。蓝色曲线为 HOS-CFD 计算所得结果。可以看 出,HOS-CFD 的结果与 HOS 结果非常符合,表明本文所采用的的耦合模型可以准 确地传递 HOS 中的波浪信号至 CFD 区域内。然而,HOS-CFD 计算所得结果仍然在



某些地方与 HOS 结果存在误差。表 4-7 所示为数值计算结果与实验值的最大值和最小值误差百分比。可以看出,因为 CFD 区域内有粘性效应的存在,波峰处的尖锐数 值会被抹平,因此某些时间点下,HOS-CFD 计算得到的波峰数值会小于 HOS 计算 结果。然而这种抹平会覆盖 HOS 结果中过高计算的波峰数值的情况,因此 HOS-CFD 的结果反而更接近实验值。

4.4.3 运动响应及载荷验证结果

图 4-36 展示了集装箱船在不规则波中的运动响应曲线和载荷时历曲线与实验值的对比。可以看出, HOS-CFD 计算所得结果与实验值吻合较好。其中在垂荡运动中, 最大值误差为 20.8%, 最小值误差为 11.3%; 在纵摇运动中, 最大值误差为 11.2%, 最小值误差为 12.4%。基本运动响应误差在 20%以内。误差产生原因可能是离散和迭 代积累产生的误差, 以及实验值的不确定性误差。







图4-36 HOS-CFD 计算结果与实验值对比



4.4.4 流场分析

图 4-37 给出了不规则波下四个时间节点的船舶在波浪中运动的正视和侧视示意 图。因为不规则波的周期不定,本节只选取了船舶在经过一个波峰的时刻。由上一节 的船舶运动曲线可以看出,在 45s 到 50s 之间船舶的运动数值是最大的,因此我们选 取 45s 后的船舶运动进行观察。可以看出,因为不规则波的波陡小于上节所采用的规 则波波陡,因此甲板上浪的现象并没有规则波中那么严重。船舶在 t=45.15s 时遭遇 第一个波峰,船首埋入波峰中,在 t=43s 时开始甲板上浪,t=45.4s 时船首完全抬起, 此时有少量流体在船舶甲板上存在;t=45.8s 时波峰开始通过船中,至此船舶历经一 个波峰结束,此时仍有少量流体在甲板存留。可以看出,因为甲板上浪的现象非常微 小,因此 4.4.3 节中甲板处的压力时历曲线与实验值非常吻合。



(a) t=45.15s (左:前视图,右:侧视图)

第 128 页



第四章 结构物在规则波和不规则波中的计算验证



(b) t=45.3s (左:前视图,右:侧视图)



(c) t=45.4s (左: 前视图, 右: 侧视图)



(d) t=45.8s (左:前视图,右:侧视图)



图 4-38 所示为包含 HOS 区域的整体视图。黑色框线区域内为 CFD 区域。可以 看出,在船首前方的 CFD 区域内,波浪与外面 HOS 区域波浪匹配较好,表明耦合传



第四章 结构物在规则波和不规则波中的计算验证

递的可靠性和准确性;在船舶附近包括船首前一部分和船首后一部分,出现了 CFD 区域和 HOS 区域波浪不匹配的现象。这是因为本文采用单向耦合,因此在 CFD 区 域内产生的辐射波浪无法传递给 HOS 区域,才产生出视觉误差。但是从计算方面来 说,CFD 区域始终接收来自 HOS 区域内的波浪成分,因此在结果上是准确可靠的。



图4-38 船舶运动整体视图

Fig.4-38 The view of whole part of ship motion

4.5 本章小结

本章对粘势流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU 进行了带有物体的数值模拟验证,证 明了该耦合求解器的准确性和可靠性。首先对固定系泊浮筒在非线性规则波中进行 了数值模拟,采用静网格和静态重叠网格两种方法,通过对浮筒横向受力、纵向受力 和浮筒周围波浪场波高与实验值以及多种数值方法结果进行对比,验证了耦合求解 器在有物体存在情况下,波浪依然可以准确地传入计算区域,以及波物耦合结果的准



第四章 结构物在规则波和不规则波中的计算验证

确性,并验证了耦合后求解器在求解静网格以及静态重叠网格时的准确性及可靠性。 然后对该浮筒进行了不规则波数值模拟,通过与实验值对比浮筒受力特性,验证了该 耦合求解器在不规则波中的准确性。

对集装箱船在规则波和不规则波中的数值计算表明,耦合后的求解器可以采用 动态重叠网格对物体进行在波浪中的大幅度运动模拟。在 HOS 传入波浪波陡很大的 情况下,可以较为准确地模拟船舶的甲板上浪问题,准确地预报船舶的垂荡和纵摇运 动。同时将一个周期内船舶运动状态与实验值进行对比,可以看出耦合后的求解器可 以较为准确地模拟船舶大幅度运动形态。对集装箱船在不规则波中的数值计算表明, 耦合后的求解器可以很好地接收 HOS 内不规则波的信号,在波陡不大的情况下,可 以准确地模拟轻微的甲板上浪受力情况。





第五章 聚焦波与结构物相互作用

在船舶与海洋工程中,许多海洋平台,比如浮式液化天然气储油装置(FPSO)、 深海平台以及风机基础平台等都会遭遇复杂海况。而聚焦波则是其中的一种。这些聚 焦波浪在自然界中较难捕捉分析, 而模型实验方法大多在水池中进行, 也会受到地形 和资金的限制。因此,数值方法模拟物体与极端波浪相互作用成为较为合理的研究方 法。目前研究聚焦波浪的数值方法可以分为势流理论和粘流理论方法,势流理论在模 拟聚焦波时速度快,但在模拟波浪和物体相互作用时,由于没有考虑流体的粘度和旋 度,导致无法较好地模拟破波、翻卷等强非线性现象以及泄涡等现象。相对的,粘流 理论则可以很好地模拟上述水动力现象,且在处理物体的大幅度运动方面具有极大 优势。然而,采用粘流理论进行聚焦波模拟,需要长时间以及较大的计算域对聚焦波 浪进行模拟。这对粘流理论来说,会因长时间和大范围的模拟导致粘性效应显著增 加,造成较大的数值耗散。为了避免这种数值耗散,粘流理论往往需要增加网格数量 和缩小时间步长等操作,从而进一步增加了计算时间。因此,采用将粘势流结合的方 式对聚焦波进行数值模拟具有巨大的优势。一方面保留了势流理论快速造波的特性, 另一方面又可以应用粘流理论对强非线性现象进行处理,从而可以快速准确地模拟 极端波浪与物体的相互作用。本章应用 HOS 与 CFD 结合的方法模拟聚焦波与物体 的相互作用,并将物体周围的波浪衍化和物体所受压力与实验结果对比,探讨 HOS-CFD 耦合方法在模拟极端波浪时的准确性。同时,将结果与粘流理论结果做对比, 分析本论文耦合方法的优势。

5.1 聚焦波模拟方式

聚焦波是由大量不同频率的随机波浪分量在给定的时刻和位置进行聚焦而形成 的,具有波高较大、聚焦时间短、生成周期长等类似极端波浪的特点,因此基于聚焦 波进行了许多工作。Baldock(1996)采用实验方法对聚焦波进行了研究,发现聚焦波的 波浪成分会生成强非线性的波群,并且随着波高的增加而增加。Chaplin(1996)采用实 验的方法生成聚焦波,具体方法为相位加速法、反向色散法以及波群速度法通过倒推 得到造波板信号,从而采用造波板生成聚焦波。Plymouth 大学实验室建造了三种不



同入射角度和不同波陡的单向聚焦波,并在水池中加入固定物体,测试聚焦波与物体的相互作用(Mai 等人,2016)。Sriram 等人(2015)分别采用一阶和二阶造波板运动建造单向聚焦波,发现当采用线性造波板运动时,波峰的增加会改变波浪聚焦或破碎时的位置和时间。Ning 等(2009)在大连理工大学水池对不同波陡的聚焦波进行了研究,并采用高阶边界元方法(high-order boundary element method, HOBEM)对聚焦点周围两个波长的范围进行了数值模拟。

同时,基于实验结果的数值方法也开始对聚焦波以及聚焦波和物体的相互作用进行研究。Ma 等人(2015)采用全非线性势流理论 QALE-FEM(quasi arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method)的方法对 Mai 等人(2016)所做的聚焦波和模型进行了数值模拟; Engsig-Karup 和 Eskilsson(2018)采用谱元法(Spectral Element Method, SEM)对单向聚焦波和固定物体的相互作用进行了模拟; Westphalen 等人 (2012)采用全非线性 CFD 方法 CV-FE(control volume-finite element)模拟聚焦波(Ning 等, 2009)。Chen 等人(2014)和 Hu 等人(2016)基于开源软件 OpenFOAM 对聚焦波和 物体相互作用进行了研究; 随后有许多对于聚焦波和结构物相互作用的工作采用基于开源 CFD 软件开发的自主 CFD 求解器进行(Xie 等, 2018; Zhuang 和 Wan, 2019)。

数值计算中势流理论求解效率更高但是对于波浪破碎等问题无法很好地处理, 粘流理论更接近实际情况但是需要耗费大量的计算资源,尤其是聚焦波需要的生成 时间长,聚焦位置通常距造波入口处较远,相较其他波浪工况而言,聚焦波等极端波 浪的生成和模拟会耗费更多的计算资源。因此越来越多基于粘势流耦合的方法逐渐 被应用到聚焦波的研究中。比如 Li 等人(2018)将 QALE-FEM 与 OpenFOAM 结合, 通过耦合边界建造聚焦波并研究波浪与结构物相互作用; Higuera 等人(2018)采用 Lagrangian 波浪模型与 olaFlow 单向结合来生成聚焦波; Gatin 等人(2018)采用 SWENSE 方法与势流入射波浪模型结合,研究聚焦波与固定物体之间的相互作用问 题。本文也将会采用粘势流耦合的方法对聚焦波以及聚焦波与物体相互作用进行计 算分析,讨论模拟的可能性和准确性问题。

本节主要介绍本章用到的聚焦波数值模拟方法。聚焦波数值模拟方法大致可为 速度输入式造波和模拟造波板运动造波两大类。速度输入式造波认为聚焦波由多个 不同频率和波高的波浪参数叠加而成,波面方程为:

$$\eta = \sum_{i=1}^{\infty} \eta_{Ai} \cos(k_i x - \omega_i t + \varphi_i)$$
(5-1)

为了使波峰在特定时刻和位置汇聚, φ_i 需要满足:

$$\cos(k_i(x-x_f) - \omega_i(t-t_f) + \varphi_i) = 1$$
(5-2)



在给定特定时间 t_f 和指定位置 x_f 后即可生成聚焦波。

造波板运动造波与物理实验相似,即通过信号控制数值水池边界进行运动实现 造波,主要有推板与摇板造波两种方式。在数值水池造波时,主要结合动网格技术来 模拟造波边界,造出目标波浪。根据 Usell 和 Dean (1960)的线性造波理论,推板的 移动位移为:

$$x(t) = \frac{S}{2}\sin(\omega t)$$
(5-3)

其中 S 为造波板的最大位移, ω为角频率。根据线性造波板理论, 推板运动产生的 自由面为:

$$\eta = \frac{S}{2} \left\{ \frac{4\sinh^2(kd)}{2kd + \sinh(2kd)} \cos(kx - \omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4\sinh^2(\mu_n d)}{2\mu_n d + \sinh(2\mu_n d)} e^{-\mu_n x} \sin(\omega t) \right\}$$
(5-4)

其中*d*表示水深。式(5-4)中第二项会在三倍水深之后迅速衰减,因此可以将波面 方程简化为:

$$\eta = \frac{S}{2} \left\{ \frac{4\sinh^2(kd)}{2kd + \sinh(2kd)} \cos(kx - \omega t) \right\} = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t)$$
(5-5)

H代表输入波高。根据式(5-5),我们最终得到造波板位移与速度:

$$x(t) = \frac{H}{2} \left(\frac{2kd + \sinh(2kd)}{4\sinh^2(kd)}\right) \sin(\omega t)$$
(5-6)

$$u(t) = \frac{H\omega}{2} \left(\frac{2kd + \sinh(2kd)}{4\sinh^2(kd)}\right) \cos(\omega t)$$
(5-7)

根据式(5-6)和式(5-7)给出的造波板运动参数,造波板运动时便可生成波浪。

摇板造波的原理与推板造波类似,摇板造波的转轴可以设定在离水面具有一定 距离的位置,设为*h*。摇板运动的位移为:

$$x(t) = \frac{H}{2} \left(\frac{kh[kd + \sinh(kd)\cosh(kd)]}{2\sinh(kd)[kh\sinh(kd) - \cosh(kd) + \cosh(k(d-h))]}\right)\sin(\omega t)$$
(5-8)

这两种方法在模拟聚焦波时均存在一些不便和限制。如采用速度输入式造波时, 在聚焦位置和时间处会出现误差,需要后期调整才能吻合聚焦位置和聚焦时间;而当 造波板运动缺失时,则无法采用造波板运动造波。因此,有学者采用相位迭代法、重 新生成法等方法从聚焦位置波高时历曲线倒推回得到造波板运动,从而再次生成目 标聚焦波。

这种由时历曲线倒推得到造波板运动的方法最早由 Daemrich 等人(1980)为了 模拟不规则波而提出,随后, Chaplin (1996)采用这种方法来模拟聚焦波。他通过对



造波板的信号成分分解并采用相位修正的方法来模拟聚焦波。Fernandez 等人(2013) 采用自我修正的方法来得到造波板的信号。首先他们根据造波板控制信号,用线性倒 推和快速傅里叶变换的方法得到初始波浪波谱,再根据得到的波浪谱中的成分,用逆 快速傅里叶变换重新得到造波板的运动信号。根据调整波谱中的相位,使得最终得到 的波浪场与目标一致。Ma 等人(2015)对自我修正的方法进行了改进,将最初始的 造波板控制信号改为用聚焦点处的波高时历曲线,同时改进了波高和相位修正公式, 使其更加稳定。

本文则采用 Ducrozet 等人(2006; 2016)的重新造波法进行倒推造波。该方法的 主要流程为:基于聚焦点处的波高时历曲线,选取需要的时间范围,采用快速傅里叶 变换的方法得到初始波浪谱。选取准确的波频范围,因为 HOS-NWT 摇板推板造波 不需要造波板运动,因此不必再采用逆傅里叶变换以及计算传递函数,可以直接将波 浪谱中的波高和相位进行应用造波。需要注意的是,此时造波得到的结果与目标波浪 相差 e^{-k,x},其中 k_i为每个波浪成分的波数, x_f为聚焦位置。在得到初始波浪后,再对 其进行快速傅里叶变换,迭代修正波浪谱中的相位,最终得到目标波浪。

5.2 聚焦波与固定结构物相互作用

本节所采用的数值模型是基于 Mai 等人(2016)在 Plymouth 大学的海岸实验室中的海洋流域内进行的实验进行构建的。Ransley 等人(2019)对此进行了多种数值方法的模拟研究。研究主体为一座固定 FPSO 形状平台,分析了其在不同聚焦波下的受力和演化波浪场。该模型聚焦波有六个算例,分别为不同入射角度和不同波陡,聚焦位置为 13.886m,聚焦时间分别为 60s 左右(不同入射角度)和 50s 左右(不同波陡)。主要波浪参数见表 5-1。

本章所采用的研究对象为一座固定 FPSO 形状平台在不同聚焦波下的受力和演 化波浪场,实验设置如图 5-1 所示(Mai 等, 2016; Ransley 等, 2019)。

根据实验设置,本文在数值水池中设立了测波点来进行波浪验证。如图 5-2 所示,分别为不同入射角度算例(2BT1)和不同波陡算例(1BT1)下的测波点设置。 2BT1 算例中设置了 4 个测波点,分别为 WG7,WG11,WG12 和 WG15 进行测波;1BT1 算例中设置了 4 个测波点,分别为 WG7,WG16,WG18 和 WG24 进行测波。



ID 名称	波高 <i>A</i> (m)	谱峰周 期 <i>Tp</i> (s)	水深 <i>h</i> (m)	三一波 高 <i>Hs</i> (m)	kA	浪向 α (rad)
21BT1	0.08930	1.456	2.93	0.103	0.17	0
22BT1	0.08930	1.456	2.93	0.103	0.17	0.174533
23BT1	0.08930	1.456	2.93	0.103	0.17	0.349066
11BT1	0.06914	1.456	2.93	0.077	0.13	0
12BT1	0.09128	1.456	2.93	0.103	0.18	0
13BT1	0.09363	1.362	2.93	0.103	0.21	0

表5-1 聚焦波模型算例和物理参数

Table 5-1 Main parameters in test cases of focusing waves



图5-1 实验设置(Mai 等, 2016; Ransley 等, 2019) Fig.5-1 The setup of experiments (Mai et al., 2016; Ransley et al, 2019)



(a) 不同入射角度算例的测波点设置



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-2 水池中测波点布置



5.2.1 聚焦波计算验证

首先本文通过重新生成方法得到的造波板运动信号成分,采用 HOS-NWT 进行 造波。数值参数采用如下:计算域长度 *Lx*=50m, *Ly*=29.74m;水深 *h*=2.93m, HOS 阶 数 *M*=3,离散点 *Nx*=128, *Nz*=33,计算时长为 80s。在本机电脑采用单核计算,CPU 时间为 1860s。



图 5-3 HOS-NWT 造波结果与实验值对比(21BT1) Fig.5-3 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-NWT (21BT1)

图 5-3,图 5-4 和图 5-5 所示分别为 21BT1,22BT1 和 23BT1 算例中 HOS 计算得

第 138 页



到的波高时历曲线与实验值的比较。从图中可以看出,HOS 数值结果与实验值吻合较好。



图5-4 HOS-NWT 造波结果与实验值对比(22BT1)

Fig.5-4 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-NWT (22BT1)



图5-5 HOS-NWT 造波结果与实验值对比(23BT1)

Fig.5-5 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-NWT (23BT1)



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-6 HOS-NWT 造波结果与实验值对比(11BT1)

Fig.5-6 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-NWT (11BT1)





```
Fig.5-7 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-NWT (12BT1)
```

图 5-6,图 5-7 和图 5-8 所示分别为 11BT1,12BT1 和 13BT1 算例中 HOS 计算得 到的波高时历曲线与实验的对比。可以看出,HOS 所得结果与实验值吻合较好。然 而从 11BT1 到 13BT1,随着波陡的增加,HOS 所得结果与实验值的误差也逐渐增加,



13BT1 中测波点 24 处的波浪误差较大。随着波陡的增加,数值模拟的难度也逐渐增加,波浪成分不容易得到聚焦,因此会出现两边波谷较大,波峰较小的情况。



图 5-8 HOS-NWT 造波结果与实验值对比(13BT1) Fig.5-8 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-NWT (13BT1)

在采用耦合求解器进行聚焦波模拟之前,首先对算例进行收敛性验证,包括网格 收敛性验证,时间步收敛性验证和松弛区长度收敛性验证。本节选取 21BT1 算例作 为基准,选取测波点 11(聚焦点处)的结果进行比较分析。图 5-9(a)为网格收敛 性验证结果。三种不同网格命名为稀疏网格、中等网格和细密网格。对粘性区域进行 网格划分时采用 blockMesh 和 snappyHexMesh 工具生成计算网格,在水平面和波高 附近进行网格加密以便捕捉波浪传递。三套网格的总网格量分别为 63 万,134 万和 248 万。可以看出,细密网格的波高时历曲线更接近实验值,但是相较于稀疏网格, 增加的幅度并不明显。网格在中等网格数量时已经收敛。

图 5-9(b)所示为不同时间步长下的波高时历曲线图。时间步长取值分别为 0.002s, 0.001s 和 0.0005s。可以看出,最小的时间步长(0.0005s)的结果最接近实验值,然 而同样接近的程度并不明显。图 5-9(c)为不同松弛区长度下的波高时历曲线图。其中,标注为 Small-zone 的松弛区长度为 2m-1m(入口处松弛区长度——出口处松弛 区长度),标注为 Medium-zone 的松弛区长度为 5m-4m,标注为 Long-zone 的松弛 区长度为 8m-7m。可以看出,不同松弛区长度所得到的波高时历曲线相差不大,然 而当聚焦时间过去后,松弛区长度较小和较大的算例会出现轻微的相位差。这可能是

第 141 页



第五章 聚焦波与结构物相互作用

因为松弛区较小时无法将波长较长的波浪成分有效输入,而较长的松弛区则会在输入过程中产生较大的数值积累误差。松弛区长度适中的计算结果较为符合实验值。



_____time/s [∞]_____(c) 松弛区长度收敛性验证

-0.1



Fig.5-9 Convergence study of HOS-CFD simulation cases.

因此,根据上述收敛性验证,最终取网格数量为134万,松弛区长度为5m-4m,时间步长为0.01s进行计算。图5-10所示为整体计算域布局和CFD区域的网格划分。 粘性区域划分如下:-7m<x<7m,-2.5m<y<2.5m,-2.95m<z<1m。图5-10(a) 表示的是计算时的传递计算域,计算时粘性区域需要向x方向正向移动13.886m,向 y方向正向移动10m来准确得到需要的波浪。本文选择计算时间的55s到70s,此时 的时间内包括聚焦波从平缓到聚焦再到聚焦消失的过程。这样采用粘性计算域的模 拟时间只有15s,大大缩短了聚焦波模拟的计算时间。

为了验证在耦合模型中的造波,本节首先对空场造波进行验证。如图 5-11 到图 5-13 所示,分别为 21BT1,22BT1 和 23BT1 算例下采用耦合模型计算得到的各个测 波点的时历曲线与实验值的对比。可以看出,耦合方法计算得到的聚焦波波高时历曲 线与实验值吻合较好。同时,该数值结果仍与实验值存在少量不同。对于 21BT1 算 例而言,第一个聚焦波峰后的波谷处略小于实验值,而 22BT1 和 23BT1 算例则是第 一个聚焦波峰略小于实验值。这可能是因为该处的波浪成分粘性区域无法捕捉,需要 更精细的数值离散方法或两相流界面捕捉方法。



第五章 聚焦波与结构物相互作用



⁽a) HOS-CFD 耦合造波计算域布置

(b) 粘性区域网格划分

图5-10 HOS-CFD 耦合造波计算域布置

Fig.5-10 The setup of computational domain and mesh generation.



图5-11 HOS-CFD 耦合造波结果与实验值对比(21BT1)

Fig.5-11 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-CFD coupled method (21BT1)



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-12 HOS-CFD 耦合造波结果与实验值对比(22BT1)

Fig.5-12 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-CFD coupled method (22BT1)



图5-13 HOS-CFD 耦合造波结果与实验值对比(23BT1)

Fig.5-13 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-CFD coupled method (23BT1)





图5-14 HOS-CFD 耦合造波结果与实验值对比(11BT1)

Fig.5-14 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-CFD coupled method (11BT1)



图5-15 HOS-CFD 耦合造波结果与实验值对比(12BT1) Fig.5-15 The comparison of wave elevation between experiment and HOS-CFD coupled

method (12BT1)



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-16 HOS-CFD 耦合造波结果与实验值对比(13BT1)



图 5-14 到图 5-16 所示分别为 11BT1,12BT1 和 13BT1 算例下采用耦合模型计算 得到的各个测波点的时历曲线与实验值的对比。由图中可以看出,耦合方法计算得到 的不同波陡的聚焦波波高时历曲线与实验值同样吻合较好。算例 12BT1 和 13BT1 在 聚焦波波峰处存在与实验值的不同,因为采用 HOS 进行模拟时便在此处存在误差, 因此耦合方法计算时该误差依旧存在。可以看出,即使 1BT 算例的目标聚焦时刻为 50s,事实上得到的聚焦时刻要略早于 50s。而对于 13BT1 来说,因为谱峰周期与前 两者不同,其聚焦时刻更要早于 50s。

图 5-17 所示为 21BT1 和 11BT1 两个算例的整体流场示意图。外部为 HOS 流场, 内部为 CFD 流场。可以看出,耦合方法可以将 HOS 流场内的聚焦波信息很好地传 递至 CFD 流场内,与波高时历曲线数据吻合。



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-17 HOS-CFD 耦合方法造波下整体波浪场示意图 Fig.5-17 The whole wave field under the results of HOS-CFD coupled method

5.2.2 计算模型及算例设置

本节考虑当聚焦波浪场中存在固定类 FPSO 形状的物体时,物体周围的流场演 化和物体压力与实验的对比验证。图 5-18 所示为 FPSO 物体数值模型,长 1.2m,两端为半径是 0.15m 的半圆,吃水 0.153m,高度为 0.303m。





图 5-19 所示为带有物体的测波点的布置和物体周围的测压点布置。2BT 算例的 测波点布置如图 5-19(a)所示,一共有五个测波点,分别为 WG7,WG15,WG16,WG17 和 WG24。1BT 算例的测波点布置则如图 5-2(b)所示,一共有五个测波点,分别为 WG7,WG16,WG17,WG18 和 WG24。图 5-19(b)和(c)分别为 2BT 算例和 1BT 算 例中的测压点布置。2BT 算例中设有 6 个测波点,分别在物体迎浪面中心处,p1,p2



第五章 聚焦波与结构物相互作用

和 p3,与 p1 同水平线 y 轴正向的 p4,与 p2 同水平线的 y 轴负向的 p8 和与 p3 同水 平线 y 轴正向的 p6。其中 p4,p6 和 p8 与物体中心线呈 45°角。1BT 算例中同样设 有 6 个测压点,中心线迎浪面处的 p1,p2 和 p3,以及与中心线呈 45°角,分别于前 三个测压点在同一水平线上的 p4,p5 和 p6。





Fig.5-19 The setup of wave probes and pressure sensors with body.

在计算之前,为了使得本次算例更加节省资源,本节考虑对粘性区域的大小进行研究分析。在本章之前的算例中,为了保证物体周围产生的反射和衍射波浪场对造波进行干扰,都将粘性计算域设置的足够大,同时也避免了衍射波浪场在计算边界的反射对计算结果的影响。而在本节之前的算例均为空场造波,并无反射波浪场的存在。 对于本文所采用的松弛区而言,在造波时松弛区会出现波浪反射的现象。为了使波浪反射的影响最小,出口处松弛区的网格设置的尽量稀疏,将波浪反射抹平。

我们仅考虑粘性区域的大小,而排除松弛区的长度。本节选取三种不同大小的粘性计算域,分别为: -2m < *x_v* < 2m, -2m < *x_v* < 3m, -2m < *x_v* < 4m。其中 *x_v* 是粘性区域*x*方向的坐标。在这三种不同大小的粘性计算域中,松弛区的长度保持相同。



图 5-20 所示为 21BT1 中不同粘性域大小的波高时历曲线,测波点为 WG15。可以看出,粘性域的大小并不能很大程度地影响物体周围的波浪情况,尤其是在聚焦时间附近,波高时历曲线基本一致。



图5-20 不同粘性区域长度下的波高时历曲线

Fig.5-20 The time history of wave elevation in different viscous zones





图5-21 三种粘性域在聚焦时间时物体周围波浪场

Fig.5-21 The wave field around the body at focusing time in viscous zones with different sizes.

为了更清晰地观察物体周围流场示意图,图 5-21 展示了三种粘性域下 t=60s 时物体周围的波浪场。可以看出,即使在最小的粘性域内,物体周围的波浪场亦展示地较为完整,因此物体周围的波高时历曲线才会比较一致。然而,对于波高时历曲线而



言,在四个周期后,最大和最小的粘性域会出现较小的波高历程。这可能是因为最大 粘性域会因为计算域较大而出现轻微数值耗散,而最小粘性域则可能会出现波浪反 射。虽然在聚焦时间内,三者的结果基本相同,但是本文选择中间大小的粘性域进行 计算。

5.2.3 FPSO 在聚焦波中的波浪场验证

本节考虑 FPSO 在聚焦波中波物耦合时, FPSO 周围的波浪场验证。图 5-22 所示为带有物体的整体计算域布置和物体周围网格示意图。FPSO 迎浪面位于 CFD 计算域原点,在计算时距离 HOS 造波区 13.886m。粘性计算域和网格采用 4.2 节空场造波时的计算域和网格,并在物体周围进行了二次加密。最终网格总量为 345 万。



图5-22 HOS-CFD 耦合造波下计算域布置和物体周围网格示意图

Fig.5-22 The setup of computational domain and mesh generation around the body.





第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-23 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 周围波浪场结果与实验值对比(21BT1) Fig.5-23 The comparison of wave elevation around FPSO between experiment and HOS-CFD coupled method (21BT1)





第五章 聚焦波与结构物相互作用



(e) 测波点 24 的波高时历曲线

图5-24 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 周围波浪场结果与实验值对比(22BT1) Fig.5-24 The comparison of wave elevation around FPSO between experiment and HOS-CFD coupled method (22BT1)



图5-25 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 周围波浪场结果与实验值对比(23BT1) Fig.5-25 The comparison of wave elevation around FPSO between experiment and HOS-CFD coupled method (23BT1)





图5-26 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 周围波浪场结果与实验值对比(11BT1)

Fig.5-26 The comparison of wave elevation around FPSO between experiment and HOS-CFD coupled method (11BT1)





第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-27 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 周围波浪场结果与实验值对比(12BT1) Fig.5-27 The comparison of wave elevation around FPSO between experiment and HOS-CFD coupled method (12BT1)





第五章 聚焦波与结构物相互作用



(e) 测波点 24 的波高时历曲线

图5-28 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 周围波浪场结果与实验值对比(13BT1) Fig.5-28 The comparison of wave elevation around FPSO between experiment and HOS-CFD coupled method (13BT1)

图 5-23,图 5-24 和图 5-25 为 21BT1,22BT1 和 23BT1 算例下 FPSO 周围的波浪 波高时历曲线与实验值的对比图。可以看出,FPSO 周围的波浪时历曲线与实验值吻 合较好,证明了本文耦合方法的准确性和可靠性。

图 5-26,图 5-27 和图 5-28 展示了 11BT1,12BT1 和 13BT1 算例中 FPSO 周围不 同测波点的波高时历曲线,并与实验结果进行了对比。可以看出,数值结果与实验值 比较接近,验证了本文耦合模型的准确性。

5.2.4 FPSO 在聚焦波中的压力验证





第五章 聚焦波与结构物相互作用



(e) 测压点 6 的时历曲线



Fig.5-29 The comparison between experiment and HOS-CFD coupled method in pressure (21BT1)







第五章 聚焦波与结构物相互作用





图 5-29,图 5-30 和图 5-31 给出了 21BT1,22BT1 和 23BT1 算例中,FPSO 表面 的压力时历曲线,并与实验值进行了对比。可以看出,本文采用耦合方法得到的压力 值与实验值吻合较好,验证了该耦合方法的准确性。其中位于水平面处的两个测压点 p2 和 p8 与实验值吻合地非常好(21BT1 中 p8 实验数据缺失)。p3 和 p6 的结果与 实验值亦吻合很好,这两个测压点位于水平面下。说明本耦合方法在计算水平面处和 水面下物体表面的压力时可以很准确地进行模拟。而对于 p1 和 p4 这两个位于水平 面上面的测压点而言,21BT1 中吻合较好,而 22BT1 中数值模拟要略大于实验值。 这可能是由于采用层流数值方法进行模拟,会使得上浪等现象出现过高估计的情况。 对于 23BT1 算例,数值计算结果出现了多余的第二个压力波峰。Gatin 等人(2018) 采用 Naval Hydro Pack 进行该模型在同样聚焦波下模拟时,仍在 p1 和 p4 处出现了



两个波峰。因此本文中多余的第二个波峰的出现可能因为数值计算的结果,或者是因为实验中第二个波峰的数据缺失。

图 5-32,图 5-33 和图 5-34 所示为 11BT1,12BT1 和 13BT1 算例中 FPSO 表面压 力时历曲线,并与实验值进行了对比。数值计算结果与实验值吻合较好,表明了在不 同波陡情况下,本文的耦合模型可以较为准确地模拟物体表面压力值。对于 11BT1 和 12BT1 中,p1 和 p4 压力曲线的峰值与实验值相反的情况,Gatin 等人(2018)采 用 Naval Hydro Pack 进行该模型在同样聚焦波下模拟时,亦出现了同样的情况。因此 本文将该误差归于数值计算带来的数据误差。



图5-32 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 压力结果与实验值对比(11BT1) Fig.5-32 The comparison between experiment and HOS-CFD coupled method in pressure (11BT1)


第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-33 HOS-CFD 耦合模拟 FPSO 压力结果与实验值对比(12BT1)

Fig.5-33 The comparison between experiment and HOS-CFD coupled method in pressure (12BT1)



第 159 页



第五章 聚焦波与结构物相互作用





5.2.5 流场分析



图5-35 不同入射角下整体流场示意图

Fig.5-35 The whole wave field contour of cases in different incident angles

图 5-35 (a) 到 (c) 所示分别是算例 21BT1, 22BT1 和 23BT1 的整体流场



示意图。该时刻取自 *t*=60s,即目标聚焦时刻。可以看出,在这个时刻时,有一极大 波谷经过固定 FPSO 的首端。因为粘性区域 *x* 方向足够大,在边界处并没有反射波浪 出现;而 *y* 方向上,23BT1 算例的辐射波浪极为明显,尤其是固定 FPSO 的尾端。而 从图中也可以看到,随着入射波角度的增加,极大波谷逐渐提前接近物体,且经过物 体后的辐射波浪逐渐增大。这与物体周围波高时历曲线的相位吻合。

图 5-36 (a)到(c)所示分别是算例 21BT1,22BT1 和 23BT1 的物体周围流场 示意图。本文取了四个时刻来展现聚焦波经过 FPSO 时的衍射波浪场的变化。首先取 极大波峰经过 FPSO 首端时刻,三个算例均取粘性流场时间 *t*=4.5s(实际时间 *t*=59.5s)。 此时在 FPSO 首端出现了关于 FPSO 首部呈同心圆形状的波面散射,Swan 和 Sheikh(2013)称之为1型散射波。可以看出,随着入射波角度的增加,极大波峰越早 经过 FPSO,与整体流场图一致。第二个时刻取自当极大波谷经过 FPSO 时,会在半 圆形的首端出现扇形辐射波浪,这种散射波浪关于中心对称,被称为 2 型波浪(Swan 和 Sheikh, 2013)。而这种现象只在 21BT1 算例中出现,因为入射波浪角的原因, 22BT1 和 23BT1 中并未出现这种扇形辐射波浪。第三个时刻取自下一个波峰出现时, 在 FPSO 前方出现了月牙型的辐射波浪。22BT1 和 23BT1 出现月牙型的波浪时刻早 于 21BT1 算例。第四个时刻取自 *t*=6.5s(实际时间 *t*=61.5s),此时聚焦波的聚焦波 浪已经完全离开 FPSO 的首端,在 FPSO 首端会出现圆形扩散辐射波浪,而在尾端出 现波峰传播时粘连滞后的现象。



(a) 21BT1 算例的局部流场示意图



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-36 不同入射角下局部流场示意图

Fig.5-36 The local wave field contour of cases in different incident angles



图 5-37 (a) 到 (c) 所示分别是算例 11BT1, 12BT1 和 13BT1 的整体流场示意 图。该时刻取自 t=50s, 即目标聚焦时刻。在这个时刻时, 11BT1 和 12BT1 有一极大 波峰经过固定 FPSO 的首端, 而此时 13BT1 为波谷值经过 FPSO 的首端。从之前的 波高时历曲线亦可知, 13BT1 算例的聚焦波波峰值比目标聚焦时刻要早很多。因此 在考虑局部流场图时,本文仍从辐射波浪场来进行分析。



图5-37 不同波陡下整体流场示意图

Fig.5-37 The whole wave field contour of cases in different wave steepness

图 5-38(a)到(c)所示分别是算例 11BT1,12BT1 和 13BT1 的物体周围流场 示意图。本文取了四个时刻来展现聚焦波经过 FPSO 时的波浪场的变化。首先取聚焦 波经过 FPSO 首端时刻,11BT1 和 12BT1 的粘性流场时间 *t*=8.5s(实际时间 *t*=48.5s), 此时聚焦波峰经过 FPSO;13BT1 的粘性流场时间 *t*=7.1s(实际时间 *t*=47.1s),此时 极大波谷经过 FPSO。13BT1 在粘性流场时间 *t*=7.6s 时,聚焦波峰经过 FPSO 首端, 此时因为波陡较大,出现了较为明显的辐射波浪,同时在 FPSO 首部同时发现了 1 型 散射波浪和 2 型散射波浪的存在。第二个时刻取自当极大波谷经过 FPSO 时,同样 在 11BT1 和 12BT1 算例中出现了 2 型波浪。13BT1 算例粘性流场时间为 *t*=8.5s, 2 型辐射波浪的形状并不明显。第三个时刻取自下一个波峰出现时,11BT1 算例中,在 FPSO 前方出现了半圆型的辐射波浪。12BT1 算例中的波峰更加完整,并且伴有月牙



第五章 聚焦波与结构物相互作用

型辐射波浪。第四个时刻取自聚焦波的聚焦波浪已经完全离开 FPSO 的首端,在 FPSO 首端会出现半圆形或月牙型扩散辐射波浪。同一时刻下,11BT1 算例中波峰已经在 FPSO 尾端,而 12BT1 算例中波峰仍在 FPSO 中端。可以看出,当谱峰周期一致时, 不同波陡的波浪经过物体时会产生不同的辐射波浪场,并且在波峰传递时会因波陡 增加而产生滞后现象。



Time: 9.70



Time: 9.30



Time: 10.40



(a) 11BT1 算例的局部流场示意图

Time: 8.50





Time: 9.80



Time: 10.40

Time: 9.40



第 164 页



第五章 聚焦波与结构物相互作用

(b) 12BT1 算例的局部流场示意图



(c) 13BT1 算例的局部流场示意图



Fig.5-38 The local wave field contour of cases in different wave steepness

5.2.6 耦合方法计算效率对比分析

为了进一步体现本文采用的耦合方法在计算聚焦波算例中的优势,本节将对前 几节的结果进行定量分析,通过对比耦合方法与粘流方法之间的结果以及计算效率, 来分析耦合方法在计算聚焦波等极端波浪下的高效性。

图 5-39 和图 5-40 所示为纯 CFD 方法下带有物体的计算域布置和物体周围的网格 划 分 示 意 图 。 计 算 域 区 域 划 分 如 下 : 0 < x < 23m , -2.5m < y < 2.5m , -2.95m < z < 1m 。同样采用 *blockMesh* 和 *snappyHexMesh* 工具生成计算网格,水平 面和波高范围内进行二次加密以捕捉波浪细节。物体布置在距离入口 13.886m 处, 在物体周围采用三级加密捕捉物体形状,总网格量为 712 万,时间步长为 0.001s。相比较于耦合方法,其网格总量为耦合方法的两倍,需要模拟的计算时间为耦合方法的 6 到 7 倍。



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-39 粘流方法下的计算域网格布置图





图5-40 CFD 计算方法下的计算域布置图和物体周围网格图 Fig.5-40 The settings of computational domain of CFD method with body

图 5-41 所示为算例 21BT1 采用耦合方法和粘流方法计算得到的物体周围波高时 历曲线和实验值的对比。可以看出,CFD 方法与实验值吻合较好,但其结果在波幅 较大处会小于实验值。





第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-41 HOS-CFD 耦合方法下物体周围波高时历曲线结果、CFD 结果和实验值对 比(21BT1)



图 5-42 所示为 21BT1 算例中耦合方法与 CFD 方法得到的物体表面压力值与实验值的对比。可以看出,二者与实验值吻合较好,但随着计算时间的增加,在聚焦时间过后,CFD 方法得到的数值结果开始大幅衰减。





第五章 聚焦波与结构物相互作用



(e) 测压点 6 的时历曲线

图5-42 HOS-CFD 耦合方法下物体表面压力时历曲线结果、CFD 结果和实验值对比(21BT1)

Fig.5-42 The comparison of pressure on the fixed-FPSO between the results of HOS-CFD coupled method, CFD method and experimental data (21BT1)



图5-43 HOS-CFD 耦合方法下物体周围波高时历曲线结果、CFD 结果和实验值对 比(11BT1)

Fig.5-43 The comparison of wave elevation around the fixed-FPSO between the results of HOS-CFD coupled method, CFD method and experimental data (11BT1)

图 5-43 为算例 11BT1 在耦合方法和粘流方法下计算得到的物体周围波高时历曲 线和实验值的对比。可以看出,CFD 方法得到的结果与实验值较为吻合,但在峰值 处则略小于实验值。图 5-44 所示为 11BT1 算例中耦合方法与 CFD 方法得到的物体 表面压力值与实验值的对比。CFD 方法得到的结果会在峰值处小于实验值,这在聚



焦波的计算中是无法避免的。因为长时间的计算和较长范围的计算域,使得数值误差 在迭代过程中逐渐累积,最后会对波浪传播、或在物体上的波浪爬升现象产生误差。





Fig.5-44 The comparison of pressure on the fixed-FPSO between the results of HOS-CFD coupled method, CFD method and experimental data (11BT1)

上述结果的分析均基于定性分析,若以更为直观的定量分析对结果进行研究,则 采用均方根误差分析方法(Root Mean Squared, RMS)对数值结果进行对比研究。均方 根误差分析方法较为直接简便,本节的 RMS 误差定义为将每一个时间节点下的数值 结果与实验结果的差值进行均方根处理。这样得到的 RMS 误差为一个定值。RMS 误 差分析不仅仅考虑了数值计算与实验值之间的数值误差,还考虑了二者之间的相位 误差。然而 RMS 误差仍存在分析偏差。实验值与数值计算结果的时间步长不同,因 此需要对数据进行插值处理,从而会产生因插值而产生的误差偏差。



第五章 聚焦波与结构物相互作用

图 5-45 所示为不同波浪入射角下耦合方法与 CFD 方法在 WG16 测波点(即波 浪在 FPSO 首端的上浪位置) 处的 RMS 值。为了减小插值产生的误差偏差, RMS 处 理数据时取聚焦时刻处向左 5s 和向右 5s 的波高数据进行处理分析。从图中可以看 出, CFD 方法中数值误差随着入射波浪角度增加而增加,而 HOS-CFD 方法中误差 最大的是入射角度为 10°时的算例。HOS-CFD 方法的误差可能来源于耦合方法下的 波浪与实验值的相位差所致, CFD 方法的误差则可能来源于入射波角度变换后的数 值误差积累。



图5-45 2BT 算例中不同入射角度下 WG16 处的平均误差(RMS) Fig.5-45 RMS vs. incident wave angle for WG16 in 2BT cases



图5-46 1BT 算例中不同波陡下 WG16 处的平均误差(RMS) Fig.5-46 RMS vs. wave steepness for WG16 in 1BT cases

图 5-46 所示为不同波陡下耦合方法与 CFD 方法在 WG16 测波点处的 RMS 值。 由图中可以看出,随着波陡的增加,数值计算得到的误差逐渐增大。由 RMS 和时历



曲线对比可知,HOS-CFD 耦合的方法是要优于 CFD 方法的。CFD 方法的结果会在 聚焦波形成之后快速衰减,且因聚焦波聚焦位置距离入口处较远,这种衰减则是无法 避免的。

图 5-47 为耦合方法与 CFD 方法在 WG16 测波点处的 RMS 值与计算时间的对 比。可以看出,在减少了所需的实际模拟时间(1BT 算例中,HOS-CFD 方法只需模 拟实际时间为 15s, CFD 方法为 60s; 2BT 算例中,HOS-CFD 方法模拟的实际时间 为 15s, CFD 方法为 70s)和计算域的大小的情况下,HOS-CFD 耦合方法做到了大 幅减小所需要的 CPU 时间。耦合方法做到了可以快速生成聚焦波,观察和确定聚焦 波的准确性,并在模拟聚焦波与物体的相互作用时更加快速准确。



图5-47 不同算例在 WG16 处的平均误差 (RMS) 与计算时间 (CPU time) 对比 Fig.5-47 RMS vs. CPU times for numerical prediction of WG16

图 5-48 为算例 11BT1 在聚焦时刻 *t*=50s 时耦合方法造波与纯 CFD 方法造波的 波浪场对比。图 5-48 (a)为耦合方法下粘性区域内聚焦时刻的波浪场。图中所示时 间为耦合方法真实计算时的时间,即选取 HOS 区域中 *t*=40s 之后的数据开始算即可, 当耦合方法计算到 *t*=10s 时,即为整体计算达到 50s 的时刻。图 5-48 (b)为 CFD 方 法计算得到的波浪场。可以看出,在聚焦波之后的波谷处,波浪已经开始衰减。这是 因为计算域过长,计算时间过长导致的数值衰减。

图 5-49 所示为 21BT1 算例中耦合方法和 CFD 方法分别计算当聚焦波波峰经过 FPSO 首端时, FPSO 的上浪情况对比图。可以看出,从波形上二者并无很大的差异, 波峰经过物体首端时,波浪发生反射,使得物体周围的波峰范围变宽。此时波谷刚刚 经过物体,在 FPSO 的尾部形成波谷。同时在 FPSO 前方,新的波谷即将接近物体。 此时耦合方法的模拟结果与 CFD 方法的模拟结果出现不同,耦合方法前方波谷移速

第 171 页



第五章 聚焦波与结构物相互作用

较快,可以看到与 FPSO 首端的波峰位置相隔较近,而 CFD 方法中新的波谷则与首端处的波峰位置相隔较远。这与图 5-45 中 WG16 的时历曲线相吻合,耦合方法中的 波谷相位要相较于 CFD 方法靠前一些。同时可以看出,二者周围的波浪场在数值上 也略有不同,耦合方法下波浪爬升的数值较大,CFD 区域中左右边界的波浪耗散的 较快一些。



(a) 耦合方法聚焦波波浪场

(b) 纯 CFD 方法聚焦波波浪场

图5-48 HOS-CFD 耦合造波结果、CFD 造波结果波浪场对比(11BT1) Fig.5-48 The comparison of wave field between the results of HOS-CFD coupled method and CFD method (11BT1)



(a) 耦合方法下物体的波浪爬升



(b) 纯 CFD 方法下物体的波浪爬升

图5-49 HOS-CFD 耦合方法、CFD 方法下物体的波浪爬升(21BT1) Fig.5-49 The comparison of run-up on the FPSO between the results of HOS-CFD coupled method and CFD method (21BT1)

图 5-50 所示为 11BT1 算例中耦合方法和 CFD 方法分别计算当聚焦波波峰经过 FPSO 首端时, FPSO 的上浪情况对比图。可以看出,耦合方法计算时,聚焦波波峰



第五章 聚焦波与结构物相互作用

到达 FPSO 首端时波峰数值要大于 CFD 的计算结果。这是因为 HOS 提供的初始波 浪波峰要略大于实验值,而 CFD 结果因为数值误差的累计略小于实验值,因此耦合 方法的到的波面波峰要略高一些。



(a) 耦合方法下物体的波浪爬升



(b) 纯 CFD 方法下物体的波浪爬升

图5-50 HOS-CFD 耦合方法、CFD 方法下物体的波浪爬升(11BT1) Fig.5-50 The comparison of run-up on the FPSO between the results of HOS-CFD coupled method and CFD method (11BT11)

5.3 聚焦波与运动圆柱相互作用

在实际工况中,还需要考虑航行中的结构物遭遇聚焦波浪的情况。这将使得物体 的运动特性更加难以预报;同时,运动物体周围的辐射波浪场相比较固定物体周围的 波浪场而言会更加复杂,从而受力特性也更为复杂多变,甚至可能产生疲劳损害等情 况。因此,考虑聚焦波浪下的运动物体是很有意义的研究。

本节利用重叠网格方法,采用 HOS-CFD 耦合求解器对聚焦波情况下的运动圆柱 进行计算分析。探讨具有航行特征的圆柱在聚焦波下的受力特征和周围流场情况,并 与实验值进行对比验证。

5.3.1 算例设置

在船舶与海洋工程中,对于船舶等海上运输结构在深海中航行性能一直是一项 非常重要的研究。在数值计算中,为了简化计算,常常将航行中的船舶运动简化为船 舶固定在原点,航行速度转化为来流速度进行计算模拟。在重叠网格方法得以应用 后,逐渐开始对船舶的航行进行真实性模拟,即放开船的固定,使船舶在数值水池中



进行自航或拖航。重叠网格中,计算域可以跟随船舶进行运动,因此计算域可以不必 包含船舶的运动路线,从而减少了计算时间的耗费。

然而,船舶的航行大多在规则波中进行模拟。一是规则波波浪组成简单,不论是 使船舶航行,还是将航行速度改为来流速度(此时入射波浪的频率不再是波浪本身频 率,而是需要更改为入射波浪与来流速度的遭遇频率),规则波均可以较为准确地计 算模拟。而当入射波浪为不规则波时,将航行速度改为来流速度则变得较为困难,因 为不规则波的组成成分复杂,我们将无法判断准确的波浪的遭遇频率。因此,在不规 则波中航行时,采用真实情况下使船舶以航行速度前进进行模拟是较为准确易操作 的办法。对于 CFD 方法而言,虽然可以采用重叠网格的方法使计算域与船舶一同运 动,但是无法确定不规则波生成的准确性。而采用 HOS 与 CFD 耦合的方法,可以验 证在 HOS 区域内的造波准确性,大大提高了计算的可验证性。

本节将航行中的船舶进行简化,航行物体为圆柱物体,采用重叠网格方法,应用 HOS-CFD-SJTU,对该物体与聚焦波之间的相互作用进行模拟计算。圆柱计算的数值 模型如图 5-51 (a)所示,圆柱直径为 0.22m,高度为 1.055m。聚焦波模型为单向聚 焦波,由 32 个波浪成分组成,波频范围为 *f*₁ = 0.34*Hz* 到 *f*_{max} = 1.02*Hz*。聚焦时间为 38s,聚焦位置距离造波处 23m,实验采用推板造波方法进行造波,水池深度为 0.7m (Sriram 等, 2015)。此算例中,圆柱从某一位置出发,以 0.25m/s 的速度向波浪入 射处出发,直至与聚焦波波峰相遇为止。

为了与实验值进行对比,在圆柱表面设置了七个测压点,四个位于圆柱与入射波 交集处,分别距离水池底部 0.515m, 0.615m, 0.715m 和 0.815m。其余三个分别和圆 柱与入射波交集处呈 20°、90°和 180°角,距离水池底部 0.615m,如图 5-51(b)。同 时在圆柱周围设置了三个与圆柱一起运动的测波点,分别在圆柱中心前方 0.57m、在 圆柱中心以及在圆柱中心后方 0.705m,如图 5-51(c)所示。







(c) 测波点布置

图5-51 圆柱数值模型以及测压、测波点布置

Fig.5-51 The setup of numerical model of the cylinder with the pressure and wave probes

本节中,考虑圆柱周围流场较为复杂,因此湍流模型采用基于 RANS *k*-*ω* SST 模型进行计算。时间导数采用二阶精度的 Crank-Nicolson 格式,动量方程中的对流项 采用混合线性-迎风格式(Linear Upwind Stabilized for Transport, LUST),湍流输运 方程中的对流项则采用 TVD 格式。粘性项采用中心差分格式。

5.3.2 压力与流场验证

本节将采用重叠网格的方法对圆柱运动进行数值模拟。首先采用上一章所提到的重新生成法对聚焦波在 HOS-NWT 中进行重新生成。数值参数采用如下:计算域长度 *Lx*=50m, *Ly*=29.74m;水深 *h*=0.7m, HOS 阶数 *M*=5,离散点 *Nx*=512, *Nz*=33,计算时长为 75s。在本机电脑采用单核计算,CPU 时间为 3861s。图 5-52 所示为 HOS 计算结果与实验的比值。该测波点位于距离造波板 4.975m 处。实验并未给出空场造波结果,因此该位置为圆柱运动时的散射波不会影响到的地方,可以作为空场造波的验证。可以看出,HOS 结果与实验值在波峰与波谷处数值吻合较好。需要说明的是,实验值在前 20s 时并无波浪传播,只是进行空场计时,因此实验值相位向后移动了 20s,因此数值计算结果亦进行了相位移动。

图 5-53 所示为数值计算的设置示意图。在该算例中,圆柱以一定速度离开原定 位置,向前行进,因此需要采用重叠网格进行计算。同时在上一节亦提到,倘若以圆 柱固定不动,考虑来流的情况来虚拟模拟圆柱运动,因为无法确定聚焦波与来流的遭 遇频率,亦是不可行的。图 5-53(a)所示为采用重叠网格方法的边界条件布置图,计

第 175 页



算域边界条件设置如下: 波浪入口边界条件为接受 HOS 波浪区域松弛区边界条件, 速度为 0, 法向梯度为 0。下游出口处为接受 HOS 波浪区域松弛区边界条件, 法向 速度梯度以及压力梯度为 0。计算域的上边界设置为总压力和速度压力输入输出条 件,下边界、左右边界以及物体网格边界均设置为远场边界条件。圆柱表面设置为运 动物体边界条件,初始化时速度为零,法向压力梯度为零。图 5-53 (b)所示为数值计 算时的布置示意图。若采用传统 CFD 方法或其他整体求解的方法进行计算时,需要 图中浅蓝色块表示的计算域,即包含聚焦波聚焦时与造波边界的距离以及圆柱行走 聚焦时间 *t* = *t_f*下的距离。这将使得计算域变得非常大,需要耗费大量计算资源。在 本文中, HOS 区域考虑聚焦波聚焦距离,CFD 区域考虑圆柱运动距离,将耦合区域 选在聚焦波形成附近,即可使圆柱运动时间大大减少,同时亦减少 CFD 区域的计算 域大小和计算时间,节约了计算资源。



图5-52 HOS 造波结果与实验对比

Fig.5-52 Comparison between HOS results and experimental results



图5-53 数值模拟设置

Fig.5-53 The setup of numerical study



对于带有"航速"的物体而言,采用重叠网格方法有两种方式可以计算。一种是 计算域固定不动,物体向前移动,最后结果如图 5-54 所示。图 5-54 中选取了四个间 隔两秒的时间点下圆柱的位移,可以看出,在 0.25m/s 的速度下,即使只在聚焦位置 附近进行模拟,仍需要为圆柱的位移为计算域增加至少 5m 的长度。因此,为了更大 程度地节省资源,本节采用重叠网格的另一种方式进行计算,即粘性计算域与物体一 起移动。



图5-54 固定计算域下圆柱运动轨迹流场图



计算域采用与物体一起运动的情况进行计算,即粘性 CFD 计算域在 HOS 波浪场中运动,而物体与计算域的相对位置不变。图 5-55 所示为运动计算域的大小以及在整体计算域下的布置情况。计算域大小为-6.2595m < *x* < 5m、-1.1m < *y* < 1.1m、-0.7m < *z* < 0.7m。在波浪入射方向和出口方向设有松弛区,松弛区 *x* 方向区域为-6.2595m < *x_i* < -2.2595m 、3m < *x_o* < 5m (*x_i* 和 *x_o*分别为入射松弛区和出口松弛区的



x 范围)。计算域原点位置距离 HOS 计算域原点位置为 x=29m, y=15m。计算域中 圆柱设在原点,计算时间为 20s,取 HOS 时间为 60s 到 80s。







采用 OpenFOAM 自带的网格生成工具 BlockMesh 和 snappyHexMesh 进行背景网 格和物体网格的生成,对自由面进行加密,并对物体周围进行二次加密。同时为了使 圆柱在运动时有完整泄涡,在物体网格中,圆柱后方布置有四个圆柱直径长度的加密。





Fig.5-56 The overset mesh generation

为了验证算例网格是否收敛,本节采用五种不同网格的算例进行收敛性计算,每种算例的背景网格、物体网格和总网格数量如表 5-2 所示。其中,CaseA 算例每个波 长内大约有 70 个网格,每个波高内大约有 22 个网格;CaseB 算例每个波长内大约有



100个网格,每个波高内大约有 32个网格; CaseC 算例每个波长内大约有 141个网格,每个波高内大约有 45个网格。

表5-2 算例设置

名称	背景网格数量	物体网格数量	总网格数量	时间步长
Case A	49 万	25 万	74.8 万	0.002 秒
Case B	161万	72 万	232万	0.002 秒
Case C	529 万	197 万	726万	0.001 秒
Case D	49 万	72 万	121万	0.002 秒
Case E	161 万	72 万	232万	0.001 秒

Table 5-2 Main parameters of test cases

图 5-57 所示为算例 A、B、C 和 D 四个算例下计算得到的四个测压点时历曲线 与实验值的对比,这四个测压点分别取圆柱迎浪面水平面下方、水平面上方、与迎浪 面呈 90° 角以及与迎浪面呈 180° 角的四个点(即测压点 2、4、7 和 8)。可以看出,四 个测压点结果中,算例 A 的结果与实验值相差较大,而算例 B 与算例 C 的结果非常 相近;算例 D 的结果也与算例 B 的结果在测压点 2、4 和 8 中结果基本一致,但在 测压点 7 处,算例 B 的结果更接近实验值。算例 B 与算例 D 物体网格尺度相同,可 以看出,当选取算例 D 中背景网格尺度时,波浪在迎浪面处收敛,并在在该时间段 内没有因传播而产生的数值耗散;而算例 C 中较密的背景网格并没有使测压点的数 值更加接近实验值,这一方面可能是因为网格在算例 B 中已经满足波浪传播,另一 方面可能是需要更小的时间步长得到更精确的结果。



(a) 测压点 pp2

(b) 测压点 pp4



第五章 聚焦波与结构物相互作用



(c) 测压点 pp7

(d) 测压点 pp8

图5-57 圆柱测压点数值结果与实验值对比

Fig.5-57 The comparison between numerical results and experimental data

图 5-58 所示为四个算例下圆柱周围三个运动测波点与实验值的对比结果。可以 看出,与压力时历曲线相同,对于 Case A 和 Case D 的背景网格尺度已经满足波浪传 播需要,因此这四个算例得到的波高时历曲线结果十分接近。



图5-58 圆柱周围测波点数值结果与实验值对比

Fig.5-58 The comparison of wave probes between numerical results and experimental data

图 5-59 和图 5-60 所示为相同网格设置(CASE B 的网格设置)、不同时间步长的 算例(CASE B 与 CASE E)之间的压力与波高的对比示意图。二者无论在压力还是波 高的结果上基本相同,说明 0.002s 的时间步已经符合当前的网格设置。因此对该算 例采用 CASE B 的设置进行计算分析。



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-59 不同时间步长下圆柱测压点数值结果与实验值对比

Fig.5-59 The comparison between numerical results and experimental data in different time step



图5-60圆柱周围测波点数值结果与实验值对比

Fig.5-60 The comparison of wave probes between numerical results and experimental data

图 5-61 所示为最终数值计算得到的 7 个测压点时历曲线与实验值的对比。可以 看出,数值结果与实验结果在测压点 6、7 和 8 处与实验值吻合较好,在测压点 7 处



的数值误差约为 3%,其余两点的数值误差均在 25%以内。而在迎浪面处的四个测压 点数值结果则要小于实验值。一方面可能是数值精度的原因,数值精度不足以捕捉高 频的波浪成分;另一方面可能来自于数值结果的捕捉方式,图中的压力结果均来自于 圆柱表面的某一点,这一点则来自网格划分节点,因此在计算时会因网格节点的不同 而产生误差。与迎浪面呈角度的测波点中,数值结果与实验值较好地吻合,表明圆柱 周围的流场可以很好地进行模拟捕捉。





Fig.5-61 The comparison between numerical results and experimental data

图 5-62 所示为圆柱前后方以及中心处的波浪时历曲线与实验值的对比示意图。 圆柱前方和中心处波浪爬升的数值结果要略小于实验值,峰值处数值误差约为 30%。 圆柱后方的波浪爬升数值结果更接近实验值,峰值处数值误差约为 20%。误差的来 源一部分来自于数值精度,另一部分仍来自于测量方法。



第五章 聚焦波与结构物相互作用





(c) 测波点 wp7

图5-62 圆柱周围测波点数值结果与实验值对比



5.3.3 圆柱周围流场分析

图 5-63 所示为耦合情况下 CFD 计算时间 *T*=7s 至 10s 下的运动圆柱波浪场示意 图。图示为整体计算域的波浪场情况,黑色方框内为 CFD 计算域内的波浪场情况。 这段时间为圆柱从遇到聚焦波波峰直至离开聚焦波为止。







图5-63 运动计算域下圆柱运动轨迹流场图

Fig.5-63 The wave field of moving cylinder in moving computational domain

运动圆柱遇到聚焦波的流场情况十分复杂,因此在圆柱遭遇聚焦波波峰时,圆柱 周围的流场情况值得关注研究。图 5-64 所示为六个时刻下圆柱周围的流场变化情况。 *t*=8.8s 时,圆柱与聚焦波波峰相遇,此时圆柱的整个直径在波峰范围中;*t*=8.9s 时, 圆柱在聚焦波波峰的后半部分,此时在圆柱两侧背浪面出现向圆柱前端凹陷的漩涡, 背浪面则出现细微的波浪翻卷;*t*=9s 时刻,在圆柱首端出现了 1 型同心圆形状的散 射波面,圆柱两侧出现了关于中心对称的 2 型散射波面,同时圆柱侧后方的漩涡更 加明显,背浪处的波浪翻卷更为激烈,并出现了较大的波浪爬升;*t*=9.1s 时刻,运动 圆柱离开波峰,而背浪面的波浪爬升则仍旧持续,并且在圆柱两侧仍存在波浪破碎翻 卷的情况;*t*=9.4s 时,圆柱与聚焦波波谷相遇,在圆柱两侧出现两排波面凸起,这种 波面凸起逐渐变平缓,直至 *t*=9.7s 时刻,圆柱两侧的波面凸起在圆柱前端汇聚,再次 形成 2 型散射波面。



(a) T=8.8s

(b) T=8.9s





(c) T=9s





(e) T=9.4s

(f) T=9.7s



Fig.5-64 The wave fields around cylinder

取 z=-0.6m 截面下观察圆柱的泄涡情况,如图 5-65 所示。在 z=-0.6m 时,基本 可以认为波面和波浪对圆柱的泄涡并无影响,因此总体泄涡情况和圆柱绕流的泄涡 情况大致相同。在 t=6s 时圆柱后侧形成两个漩涡,随着圆柱向前移动,漩涡在 t=8s 时开始脱落,在 t=9s 时呈现出彻底脱落的形态。在圆柱继续向前移动 9s 后,即从 t=18s 之后,脱落的漩涡开始在圆柱后方进行交替泄涡。



第 185 页



第五章 聚焦波与结构物相互作用





取 z=-0.1m 截面下观察圆柱的泄涡情况,如图 5-65 所示。在该截面下,与自由面十分接近,此时圆柱的泄涡不仅会受到自由面的影响,还会受到波速的影响。可以看出在 t=6s 时同样在圆柱后侧形成两个漩涡,此时两个漩涡在波速的影响下沿波浪传播方向伸长; 漩涡从 t=7s 开始与 z=-0.6m 处的漩涡呈现出完全不同的形态。自由面处的漩涡在波速的作用下变得细长,刚刚脱落的漩涡立刻被拉长甚至抹平,因此在 t=18s 时,仍未出现交替泄涡的形态。



第五章 聚焦波与结构物相互作用



图5-66 圆柱周围流场变化图 Fig.5-66 The wave fields around cylinder

第 187 页



5.3.4 耦合方法计算效率对比分析

将 HOS-CFD 耦合计算得到的结果与 CFD 计算的数值结果进行对比,如图 5-67 和图 5-68 所示。CFD 计算域设置为-32.4375m < x < 7.5625m、-1.1m < y < 1.1m、 -0.7m < z < 0.7m。CFD 算例每个波长内大约有 105 个网格,每个波高内大约有 32 个网格,总网格数为 638 万。HOS-CFD 计算采用 35 个核进行并行计算,CPU 时间为 221798s,CFD 采用 55 个核进行并行计算,CPU 时间为 631400s。



图5-67 不同时间步长下圆柱测压点 HOS-CFD 数值结果和 CFD 数值结果与实验值 对比

Fig.5-67 The comparison among HOS-CFD numerical results and CFD results and experimental data in different time

可以看出,HOS-CFD 方法相较于 CFD 方法,因为采用计算域运动的原因,计算 域更小,因此计算时间更短。HOS-CFD 方法得到的压力值更接近实验结果;对比圆 柱周围流场曲线可以发现,CFD 的结果在峰值处与耦合结果基本一致,只在圆柱前 方波高要小于耦合结果计算得到的波高。



第五章 聚焦波与结构物相互作用





(c) 测波点 wp7

图5-68 圆柱周围测波点耦合数值结果、CFD 结果与实验值对比

Fig.5-68 The comparison of wave probes among numerical results of coupled method and CFD method with experimental data

5.4 本章小结

本章采用基于 HOS 与 CFD 耦合的方法,结合已知聚焦位置处的波高时历曲线, 反推回造波板处得到造波板信号的重新造波方法,对不同浪向、不同波陡的聚焦波进 行数值造波,并与实验值进行了对比验证。同时,本章研究了水池内固定 FPSO 物 体、带有航速的圆柱与聚焦波的相互作用,与实验值进行了对比验证,分析了物体周 围的波浪场与物体表面的压力值,并观察了聚焦波经过物体时周围的衍射波浪场形 状,捕捉到了 FPSO 物体圆形首端、圆柱对聚焦波反射和衍射形成的 2 型波浪场现 象。

采用耦合方法对不同入射角度的聚焦波和不同波陡的聚焦波进行数值模拟,并 与实验值进行对比验证,表明本文采用的耦合方法可以很好地模拟不同的聚焦波情 况。对聚焦波中固定物体进行数值模拟,并与实验值进行对比,表明本文采用的耦合 方法可以较为准确地模拟结构物与聚焦波相互作用的情况。对于耦合方法而言,在模 拟聚焦波时可以采用较小的计算域和较短的实际模拟时间,在模拟聚焦波时具有较 大的优势。同时发现,不同浪向的聚焦波会影响聚焦波波峰到达聚焦位置的时间,同 时会使聚焦波波峰峰值减小。通过对数值结果进行均方根误差分析,发现当波陡增加



时,数值结果与实验值的误差会增加。这也表明数值方法在模拟波陡较大的波浪时会较为困难。

采用 HOS-CFD 耦合求解前进的圆柱在单向聚焦波中的受力情况。通过应用重叠 网格技术,使得粘性计算域与圆柱同时在 HOS 波浪场中前行。将圆柱表面测压点时 历曲线与实验结果对比,验证了计算结果的准确性。分析了在带有自由面和波浪情况 下圆柱底部和自由面处的泄涡情况,发现在自由面处因为波浪的存在,脱落的漩涡无 法进行交替泄涡;而底部因为不受自由面的干扰,可以看到明显的交替泄涡的现象。

通过将耦合方法与粘流方法进行对比验证,发现粘流方法因为需要较大的计算 域和较长的计算时间,因此会产生较大的数值耗散。同时,采用耦合方法计算,因为 计算时间短,计算域相对缩小,因此所用的 CPU 时间是粘流方法的十分之一。这展 现了耦合方法在解决复杂波浪情况下的优势,同时保留了粘性方法在解决物体与波 浪相互作用时的优点。

第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用

在上一章中本文验证了结构物在聚焦波中的受力情况,并分析了结构物周围的 波浪场情况。然而在实际海况中,结构物会遭遇更为复杂凶险的波浪,比如极端波浪。 极端波浪随机产生,时常需要长时间的衍化;出现时间短,且会形成极大的波高或波 谷;波浪成分更为复杂,通常波浪成分不仅具有不同的波高和波频,传播方向也不尽 相同,表现出来多向的形式,这将使得物体的运动响应更加复杂和难以预报;同时, 运动物体周围的辐射波浪场会更加复杂,从而受力特性也更为复杂多变,甚至可能产 生疲劳损害等情况。因此,考虑极端波浪下的运动物体是很有意义的研究。同时,在 工程实际中,许多结构物本身带有较为复杂的水动力特性,比如带有液舱的 FPSO 船 舶,在液舱内自由面的存在下,会对波浪下的 FPSO 运动相应产生影响,这也是值得 研究的问题。

本章采用 HOS-CFD 耦合求解器对极端波浪情况下对带有液舱的 FPSO 进行计 算分析。首先对带有液舱的浮式 FPSO 在规则波下的运动进行数值验证,验证该模型 和本文求解器的准确性,随后对 FPSO 在随机极端波浪和多项极端波中的运动特性 进行数值计算尝试,并探讨当 FPSO 在极端波浪下存在内外流耦合现象时的运动与 流场情况。

6.1 带液舱 FPSO 的数值验证

随着陆上资源的紧缺以及对绿色能源的追求,天然气的兴起使得浮式生产储油 装置(Floating Production Storage and Offloading Units,简称 FPSO)得到开发与应用。 FPSO 在研究中涉及一项流体问题,即内外流相互耦合作用。当 FPSO 内液舱存在自 由面(即非满舱、非空舱状态)时,FPSO 在外界波浪的激励下会产生运动,而运动 的 FPSO 会带动舱内流体产生晃荡。舱内流体晃荡剧烈时,会对 FPSO 整体运动进一 步产生影响。这种相互影响是同时发生的,因此这种耦合现象也十分复杂。早期的数 值模拟中,对内外流耦合现象多采用势流理论的方法,Rognebakke 和 Faltinsen(2003) 采用线性势流理论的方法对二维矩形方舱在规则波中的内外流耦合现象进行分析。 他们指出,晃荡流体与横荡频率有关,而横荡频率与波频有关。这些采用势流理论求 解内外流耦合的研究均将液舱与船舶运动分开求解(Molin 等, 2002),即船舶运动



作为液舱运动的激励,液舱内流体运动产生的力与力矩作为船舶的额外受力。 Newman(2005)则将这个问题进行简化分析,采用 WAMIT 模型同时求解船舶运动 和内舱液体流动。

势流理论无法准确求解复杂自由面以及非方舱形状的液舱,因此可采用 Navier-Stokes 方程对该问题进行求解成为趋势。在采用 CFD 方法的研究中,许多学者采用 OpenFOAM 进行舱内流体的模拟,外部采用势流理论进行模拟(Sen 和 Saripilli,2017; Li 等,2012; Jiang 等,2015)。对于船舶在规则波或波陡较小的情况下,该方法可 以较好地对内外流耦合问题进行求解,而当船舶遭遇大波陡或极端波浪的情况,需要 考虑船舶外部的波浪破碎或船舶大幅度运动时,外部流场采用势流理论进行求解则 会较为困难。

因此本文采用 CFD 方法对液舱内流体与船舶外部波浪场同时求解的方法对带有 液舱的 FPSO 进行求解分析。本节首先采用 HOS-CFD 耦合的方法对带有液舱的船舶 在规则波中的运动进行验证(船舶舱内流体和船舶外波浪场均在粘性区域内同时采 用 CFD 方法求解),并与纯 CFD 方法以及实验值进行对比验证;随后采用 HOS-CFD 耦合方法对带有液舱的船舶在极端波中的运动和液舱晃荡现象进行模拟和分析。

6.1.1 FPSO 模型

本节采用 Nam 等(2009)实验模型以及波浪工况进行数值模拟。该实验模型为一简化的 FPSO 船型,与实尺度船型的缩尺比为 1/100。FPSO 船前后并排排列两个 LNG 型液舱,如图 6-1 所示。该船舶模型的具体数据如表 6-1 所示。表 6-2 给出了详 细的船舱参数和船舱在船舶中分布的参数,船舱底部距离船舶舭龙骨 3.3m。图 6-2 所示为数值模型中船舱的大小及布置。

本文采用对船舶内液舱和船舶外流体同时求解的方法。该方法将内部流体与外 部流体作为统一流体进行求解。因此本文在液舱顶部增加了一个通道,这样内部与外 部空间可以进行联通。通过液舱顶部的通道,压力与速度在内部和外部保持一致,这 样内部的流体可以看做外部流体在空间上的延伸,在初始化以及计算时,可以对船舱 内外流体同时进行求解。这种内外流同时求解的模型示意图如图 6-3 所示。



参数	单位	实尺度	模型尺度
尺度比例	-	1	1/100
垂线间长	L _{pp} (m)	285	2.85
最大宽度	B _{WL} (m)	63	0.63
吃水	T(m)	13	0.13
排水量	$\Delta(\mathrm{m}^3)$	220017.6	220.0176
横摇固有周期	$T_{\emptyset}(s)$	13	1.3
垂向中心位置 (距	VC (m)	165	0.165
离舭龙骨)	KG(m)	16.5	0.165
惯性坐径	K _{xx}	19.45	0.1945
坝正十江	K _{yy}	71.25	0.7125

表6-1 LNG FPSO 船主要参数

Table 6-1 Main parameters of LNG FPSO



图6-1 LNG FPSO 船舶模型实验设置(Nam. B.W., et al., 2009) Fig.6-1 LNG FPSO model test setup (Nam. B.W., et al., 2009)

本文采用两种液舱充水率进行计算,如图 6-4 所示,分别为前舱和后舱均为 0 的 充水率(即空船),和前舱和后舱均为 20%的充水率。这样对船舱内有自由液面和无 自由液面(即有充水率和无充水率)可以更清晰地得到对比结果。

为了保证船舶在不同充水率下吃水保持一致,在数值计算中,对应不同的充水率,质量和重心位置做了相应调整,如表 6-3 所示。更改质量和重心位置是为了避免



实际中因为质量的不同而造成的误差,这样得到的船舶运动响应是因为晃荡耦合的 影响,而非质量的影响。



(a) 船舱数值模型

(b) 船舱布置

图6-2 数值模型中船舱布置

Fig.6-2 The setup of tanks



Table 6-2 Main parameters of LNG tanks

船舱尺度(m)	前舱	后舱	-
长度	46.96	56.60	_
宽度	46.92	46.92	
高度	35.83	35.83	








⁽a)0%-0%充水率

(b) 20%-20%充水率

图6-4 FPSO LNG 充水率示意图 Fig.6-4 Sloshing ratio of FPSO LNG

表6-3 FPSO LNG 船数值设置

Table 6-3 Numerical setup of ship model in simulation

充液率	质量 (kg)	重心坐标(x 轴)
0%-0%	221.518	1.4284
20%-20%	192.125	1.3927

6.1.2 计算域设置

本文采用两种浪向角进行计算,分别为入射波与船首 0°角(迎浪)以及入射波 与船首 90°角(横浪)来验证和分析液舱晃荡与船舶运动的耦合现象。本节所涉及到 的算例工况如表 6-4 所示。

采用 CFD 方法计算的计算域设置如图 6-5 所示。迎浪情况下计算域设置为-1.0Lpp<x<3.0Lpp,-1.5Lpp<y<1.5Lpp,-1.0Lpp<z<1.0Lpp, 船尾后设置有 1Lpp 长度的消 波松弛区。横浪情况下计算域设置为 1.0Lpp<x<2.0Lpp, -1.5Lpp<y<1.5Lpp, -1.0Lpp<z<1.0Lpp, 波浪出流处设有 0.7m 长的消波松弛区。



<u> 秋0-4 月开工ル</u>	表6-4	计算工况	
-------------------	------	------	--

Table 6-4 Test of	conditions of	simulation	cases
-------------------	---------------	------------	-------

工况	波浪入射角	波高	无因次化波频 (ω• √(L/g))	充水率
迎浪 0°		0.025m	2	0
				20%
	00		2.5	0
	0			20%
			3	0
				20%
横浪 90°			2	0
				20%
			2.5	0
		0.025m		20%
	90°		3	0
				20%
			3.25	20%
			3.5	0
				20%



(a) 迎浪算例计算域设置



图6-5 计算域布置图



对于规则波而言, HOS 与 CFD 耦合时的计算域与 CFD 计算域并无差别,因此 耦合计算的计算域与纯 CFD 计算域设置一致。为了保证数值模拟结果的可靠性,对



迎浪算例进行了网格收敛性验证,如图 6-6 所示,三套不同数量网格下的纵摇时历曲 线对比。其中,三套网格数量分别为 291 万,355 万和 863 万。算例采用无充水率的 船舶,背景网格采用 OpenFOAM 自带的网格生成工具 blockMesh 生成,在自由面处 进行两级加密;船舶周围网格贴合采用 snappyHexMesh 进行网格生成,在船舶附近 和船舱内进行两级加密。由图 6-6 可以看出,355 万网格量的纵摇结果与 863 万网格 量的纵摇数值相差不大,表明网格数量在 355 万时,结果已经收敛。因此采用网格数 量为 355 万的设置进行后续计算。船体周围网格示意如图 6-7 所示。





Fig.6-6 The convergence of mesh generations







6.1.3 数值结果对比验证

图 6-8 给出了不同数值方法在迎浪情况下与实验的对比结果。其中实验值来自 Nam 等人(2009)所做的模型实验,图中由红色方块表示;同时,Nam 等人还采用势 流理论对该问题进行了数值模拟,图中采用绿色虚线表示。线性势流理论来自 Gou 等人(2011)所计算得到的结果,图中采用黑色实线表示;Jiang 等人(2015)采用外部势 流理论,液舱内部 CFD 的耦合方法进行求解,图中采用蓝色虚线表示。本文同时采 用纯 CFD 方法(结果在图中采用黑色正三角表示)以及波浪采用 HOS 方法、船舶和液 舱同时用 CFD 求解的方法(结果在图中采用灰色实心倒三角表示)对该问题进行了数 值模拟。需要说明的是,本文采用的 HOS-CFD 耦合方法与 Jiang 等人(2015)采用的 耦合方法不同。Jiang 等人(2015)采用的方法中,船舶运动由势流理论求解,求解得到 的船舶运动响应作为液舱的外部激励传输给液舱;再采用 CFD 方法求解液舱晃荡, 将液舱的晃荡力矩加入船舶所受到的外部力中。而本文的 HOS-CFD 方法则是采用 HOS 进行波浪场模拟,船舶运动与液舱晃荡则同时采用 CFD 方法求解。



图6-8 迎浪情况下空舱船舶运动响应幅值 RAO Fig.6-8 RAOs in head wave condition with 0%-0% filling condition

为了与实验值以及不同数值结果对比,本文对迎浪下船舶的垂荡和纵摇运动进行了无因次化处理。无因次化纵摇运动采用*θL*/2A进行分析,其中*θ*为纵摇运动最大值,*L*为船舶垂线间长,*A*为波浪波幅。无因次化垂荡运动采用*ξ*/A进行分析,其



中 ξ 为垂荡运动最大值。横坐标为无因次化频率,表示为 ω • $\sqrt{(L/g)}$,其中 ω 为波浪频率。可以看出,本文采用的 CFD 方法和 HOS-CFD 耦合方法与实验结果吻合良好。

图 6-9 展示了充水率 20% 情况下船舶无因次化纵摇响应幅值 RAO。CFD 结果与 CFD-HOS 的耦合结果与实验值吻合良好,验证了 CFD 方法与 CFD-HOS 耦合方法同 时计算内外流耦合问题的准确性。对比图 6-9 和图 6-8 (b),可以看出迎浪情况下,带 有液舱的船舶运动的固有频率没有改变。在固有频率处,带有充水率的船舶的纵摇幅 值略大于空舱船舶,而在其余频率处二者纵摇幅值相近。因此在液舱内充水率 20% 的情况下,迎浪船舶的内外流耦合效应并不明显。



图6-9 迎浪情况下充水率 20% 船舶纵摇运动响应幅值 RAO

Fig.6-9 Pitch motion RAO in head wave condition with 20%-20% filling ratio

图 6-10 所示为空舱情况下横浪时船舶垂荡和横摇幅值 RAO。垂荡运动无因次化 同样采用ξ/A进行分析,其中ξ为垂荡运动最大值。横摇运动无因次化采用θB/2A 进行分析,其中θ为横摇运动最大值,B为船宽,A为波浪波幅。由图可见,本文采 用的 CFD 方法和 HOS-CFD 耦合方法与实验结果吻合良好。

图 6-11 所示给出了船舱充液率 20%情况下横浪时船舶的横摇幅值 RAO。可以看出,本文采用的 CFD 方法和 HOS-CFD 耦合方法与实验结果吻合良好。对比图 6-10,可以看出横浪情况下,带有液舱的船舶运动的固有频率发生了很大改变。首先船舶横摇运动的频率提前,并且在无因次化频率为 3.25 时出现第二个波峰点;在各自的固有频率处,带有充水率的船舶的横摇幅值要大于空舱船舶,而在空舱船舶固有频率下,带有充水率的船舶横摇幅值要小于空舱船舶。因此可以看出,横浪情况下,带有充水率的液舱对船舶的横摇运动具有明显影响。





(a)垂荡运动幅值响应(RAO)

(b)横摇运动幅值响应(RAO)

图6-10 横浪情况下空舱船舶运动响应幅值 RAO





图6-11 橫浪情况下充水率 20% 船舶橫摇运动响应幅值 RAO Fig.6-11 Roll motion RAO in head wave condition with 20%-20% filling ratio

6.2 带液舱 FPSO 在随机极端波中的数值模拟

6.2.1 随机极端波模拟

对于极端波浪以及极端波浪与结构物相互作用现象的观察,最早在1995年1月1日于挪威北海上的 Draupner 平台被观测到(见 Adcock 和 Taylor, 2009; Adcock 等,



2011),被称为新年波。目前对于实际海况下的极端波浪的研究和模拟较少,大部分的研究基于真实海浪中的某些特性进行简化、突出或采用模型尺度进行研究和分析。

目前对极端波浪的定义并未统一(邓燕飞, 2017),比较认可的定义为:出现波高为有义波高的两倍以上(*Hmax*>2*H*_s)的波浪被称为极端波(Kharif 和 Pelinovsky, 2003; Dysthe 等, 2008)。本节不考虑方向谱,采用 HOS-NWT 计算 2000s 进行对极端波浪的找寻和模拟。

本节采用的波浪场为 50m×30m, 谱峰周期 *T*=1.2048s, 三一波高 *H_s*=0.05m。模 拟时间为 2000s, 波谱采用 JONSWAP 参数谱。在 HOS 域中距离造波板 11.928m 处 的波浪时历曲线如图 6-17 所示。在图中可以看到,在 1800s 之后出现了一个波峰尖 点,如图 6-17(a)中黑色方框所示。放大黑框后的时历曲线如图 6-17(b)所示。最大波 高 *Hmax*=0.12m,大于两倍的有义波高,此时的波浪为极端波。



(a)2000s 波高时历曲线



(b)1830s-1850s下的极端波浪波高时历曲线



将 HOS-NWT 计算得到的 1830s-1850s 的结果作为输入,在 CFD 区域内生成单向极端波浪。CFD 区域的设置采用 6.1 节的设置,更改了自由面处的网格加密区域,



最终网格数量为 186 万。CFD 计算域原点与 HOS 计算域原点 x 方向相距 11.928m, y 方向相距 15m,从 1830s 进行计算。图 6-13 所示为耦合后空场造波结果与 HOS 结果对比示意图,可以看出,耦合后的波浪可以较为准确地将极端波浪在粘性区域进行 生成和传播。



图6-13 HOS 与 HOS-CFD 计算结果对比

Fig.6-13 The comparison of wave elevation between HOS and HOS-CFD

6.2.2 运动响应分析

在 6.1 节中可以看出,带有液舱的船舶在迎浪情况下内外耦合晃荡效应并不明显,而横浪情况下则出现了非常明显的耦合现象。因此本节采用横向放置的船舶进行 计算。计算域大小采用 6.1 节的设置,更改了自由面处的网格布置,最终粘性区域网 格数量为 301 万。



图6-14 空舱船舶与 20% 充水率船舶运动响应幅值 RAO 对比

Fig.6-14 The comparison between RAOs in 0%-0% filling condition and 20%-20% filling condition



图 6-14 展示了空舱 FPSO 与充液率 20%的 FPSO 的垂荡和横摇时历曲线的对比。 横坐标时间为 CFD 区域计算时间,并非真实的极端波传播时间。可以看出,与规则 波下横浪时规律相似,0 充水率船舶的垂荡运动与 20%充水率船舶的垂荡运动基本 一致。而不同充水率船舶的横摇运动则不同。20%充水率的船舶横摇运动要小于空舱 船舶,且在第一个波峰过后,二者的运动响应开始出现相位差。船舱内的液体在一定 程度上抑制了船舶的横摇运动。同时可以看出,极端波浪出现的时间大致在 1840s 左 右,即为 CFD 计算时间的 10s 左右。而不论是 0 充水率还是 20%充水率船舶,均在 10s 之后才达到横摇最大值,而垂荡运动则与极端波出现的时间大致吻合。对于空舱 船舶而言,在遭遇极端波后,横摇运动在下一个运动周期仍保持较大的幅度,而 20% 充水率船舶则迅速减小,横摇运动规律与极端波波峰规律保持一致。因此可以看出, 极端波对船舶会产生一种激励效应,当极端波浪经过船舶后,船舶因自身极大的横摇 运动产生回复力矩,从而导致下一周期的极大横摇运动。

6.2.3 流场分析

图 6-15 所示为两种不同充水率下船舶周围的波浪场示意图。本文选取两个时间 节点进行分析,一个是 t=10.6s 的时刻,此时船舶到达横摇最大值;另一个是 t=9.65s 的时刻,此时船舶到达垂荡最大值。可以看出,垂荡运动更早达到峰值。当极端波的 波峰经过船舶时,船舶周围存在因运动形成的辐射波,并已在船侧产生扩散;液舱内 的流体非常平缓。当船舶到达横摇最大位置时,船头和船尾亦产生了辐射波浪,液舱 内的流体在中心位置处形成微幅波峰。



(a)0 充水率 T=10.6s 时刻

(b) 0 充水率 T=9.65s 时刻



第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用



⁽c) 20%充水率 T=10.6s 时刻

(d) 20%充水率 T=9.65s 时刻

图6-150 充水率和 20% 充水率船舶周围波浪场时刻图 Fig.6-15 Snapshots of wave fields in 0% and 20% filling ratios



(a) T=9.5s

(b) T=9.8s



(c) T=10.3s

(d) T=11s

图6-16 20%-20%充液率下的耦合晃荡情况 Fig.6-16 The coupling effects in 20% filling condition



为了更好地分析极端波下的晃荡耦合现象,本节选取 20%充水率的船舶与船舱 内流体相互耦合情况进行分析,如图 6-16 所示。这个时间段从 t=9.5s 开始,直至 t=11s 为止。当极端波波峰与船舶相遇时,船舱内流体随着波浪接近船舶出现微小的水面抬 升,且抬升位置在船舱左侧,即船舶与波峰相遇的方向。在船舶到达最大垂荡位置之 后的 0.15s,船舱内流体的波峰到达右舱壁,并且产生了爬升现象。在船舶到达最大 垂荡位置之前的 0.3s,极端波波谷经过船舶,舱内流体保持平稳,但波浪在船舶外侧 产生了破碎的现象。当时间 t=11s 时,极端波的波峰和波谷均已经过船舶,此时船舱 内流体在船舱右舱壁再次出现了爬升的现象。可以看出,极端波的波峰引起船舶的横 摇运动,船舶的横摇激励舱内流体沿着横摇方向晃荡。而舱内流体的晃荡频率与船舶 横摇频率不一致,因此随着时间增加,舱内流体会给予船舶一个相反方向的力矩。这 个力矩在不仅减少了船舶横摇的幅值,还改变了船舶的横摇运动周期,使之与空舱船 舶横摇运动产生了相位差。

6.3 带液舱 FPSO 在多向极端波中的数值模拟

6.3.1 多向聚焦波模拟

在 6.2 节中,极端波的出现是依据随机波浪理论长时间模拟得到的。这种方法具 有随机性,因此在数值模拟中,不经常采用该方法。常见的方法为将波浪能量汇聚在 特定时刻和特定地点,形成波浪聚焦来模拟极端波。

在海洋工程中,实际遭遇的波浪大多为多向不规则波,物体周围辐射情况更为复 杂,物体受力与单向波浪情况下的受力也不尽相同。比如,Yu等(2003)研究发现 多向波在单位长度防波堤上的作用力小于单向波的作用力,Matsumi等(1995;1998; 2000)研究发现单向波与多向波对堤头的破坏位置有很大不同。因此,多向聚焦波与 单向聚焦波产生的能量和波浪力将会有很大区别。多向聚焦波在特定时刻将波浪成 分的能量聚集,产生极大波,对建筑物结构产生破坏。高阶谱方法在模拟极端波浪时 具有快速准确的特性,因此本节采用 HOS-Ocean 模拟多向聚焦波,并采用 HOS-CFD 耦合的方法对多向聚焦波与带有液舱的 FPSO 进行相互作用,观察其运动以及内外 流耦合现象。

本节采用的多向聚焦波波场为 70m×70m, 谱峰周期 *T*=1.2048s, 三一波高 *H_s*=0.01m。聚焦位置在 *x*=33.9m, *y*=33.9m 处,聚焦时间 *Tp*=49.09s。波谱采用 ITTC 双参数谱。在 HOS 域中结果如图 6-17 所示。



第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用



图6-17 HOS 计算得到的聚焦波 Fig.6-17 The wave field of focused wave in HOS

根据 Eckarck(1952)的色散公式,可以大致推算出波长:

$$\mu = \mu_0 / \sqrt{\tanh \mu_0} \tag{6-1}$$

其中, $\mu = 2\pi h / \lambda$, λ 为波长, h为水深。 $\mu_0 = (2\pi)^2 h / (gT^2)$, T为波浪周期。本节 算例设置水深为 2m, 因此波长大约为 2.278m 左右。

将 HOS-Ocean 计算得到的结果作为输入,在 CFD 区域内生成多向聚焦波浪。为 了使计算更加准确,本文考虑先进行空场情况下的网格收敛性验证。本研究采用 *BlockMesh*和 *snappyHexMesh*生成的非结构网格,在非结构网格上进行等比例加密。 加密时在三个方向以√2 的加密比加密基础网格,接着在生成的网格基础上运行 *snappyHexMesh*,最终生成的网格总数分别为:333万,401万和546万。时间步长 取 Δ*t* = 0.002*s*。在聚焦位置处放置一测波点,CFD 区域和 HOS 区域内测波点时历曲 线对比如图 6-18 所示。可以看出,333万的网格结果与 HOS 结果相差较大,而401 万网格与546万网格的结果接近,546万网格的结果更接近 HOS 的计算结果。因此 最终采用546万网格结果进行后续计算。同时可以看到,多向聚焦波最终形成后的 最大波高要远远大于设定的三一波高。









图 6-19 所示为聚焦波浪聚焦时在 CFD 区域内的数值结果。可以看出,本文的耦合方法可以较好地在粘性区域内模拟出多向聚焦波。



图6-19 粘性区域中聚焦波数值模拟 Fig.6-19 The domain of viscous zone of focusing wave

6.3.2 计算网格生成

HOS 计算域大小为 0<x<67.6m, 0<y<67.6m, -2m<z<0。CFD 计算域大小为 6.41m<x<12.1m, -9.26m<y<9.26m, -1.85m<z<1.85m,如图 6-20 (a)所示。CFD 计算域原 点与 HOS 计算域原点 x 方向相距 33.3m, y 方向相距 33.9m, 保证聚焦位置在船舶前 方。本节仍采用横浪放置的 FPSO 进行计算,计算域布置如图 6-20 (b)所示。船舶前 方设有长 2.4m 左右的入射波松弛区,保证 HOS 波浪参数的传输,船舶后方设有长 2m 的消波松弛区,以防止波浪的反射。



第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用



(a)整体计算域布置图

(b) CFD 计算域布置图

图6-20 计算域布置图

Fig.6-20 The setup of computational domain





(b)船舱网格划分



(c)船体周围网格划分



Fig.6-21 Demonstrations of mesh



网格布置考虑采用上一小节提到的空场造波时的网格,基于该网格对船舶进行贴合和网格加密。考虑到船舶运动幅度较大,在船体周围以及船舱内采用 *snappyHexMesh*进行自动加密,均采用二级加密方式进行加密,如图 6-21 所示。最终网格总量为 720 万。

6.3.3 运动响应分析

图 6-22 展示了空舱 FPSO 与充液率 20%的 FPSO 的垂荡、横摇以及纵摇时历曲 线的对比。横坐标时间为 CFD 区域计算时间,并非真实的聚焦波传播时间。可以看 出,与之前波浪情况下的运动规律相似,0 充水率船舶的垂荡运动与 20%充水率船舶 的垂荡运动基本一致。然而,不同充水率船舶的横摇运动则出现了不同的现象。20% 充水率的船舶横摇运动要小于空舱船舶,且在横摇达到最大值之后,空舱船舶的横摇 运动迅速减小,而 20%充水率船舶的横摇幅值开始逐渐大于空舱船舶的横摇幅值。 可以看出,二者在同一时刻达到横摇最大值,之后二者的运动响应出现了相位差。在 空舱船舶横摇经过四个周期后,20%充水率的船舶仅仅经过了三个横摇周期。船舱内 的液体在某种程度上抑制了船舶的横摇运动,然而在横摇最大值过后,因为液舱内流 体运动的原因,使得船舶运动保持了一段时间,无法随着波浪的离开而迅速减小。这 种情况是规则波下无法观察到的。

空舱船舶和充水率 20%船舶的纵摇运动相差不大,聚焦位置在船中位置,因此 没有明显的纵摇偏移。同时,充水率 20%的船舶并没有出现前后舱晃荡情况不一致 的现象,或者是前后液舱的晃荡频率相反正好抵消,这需要后续的波面图进行查看和 验证。可以看出,船舶运动的周期要大于波浪的周期,推测出聚焦波在接触船舶的时 刻产生了破碎,导致周期变大。





第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用



(c) 纵摇运动时历曲线



6.3.4 流场分析

图 6-23 所示为两种不同充水率下船舶周围的波浪场。本文选取两个时间节点进 行分析,一个是 t=7.4s 的时刻,此时船舶到达横摇最大值;另一个是 t=7.65s 的时刻, 此时船舶到达垂荡最大值。可以看出,波浪波峰在接触船舶的时刻产生了破碎,与上 一节的推论相同。横摇运动比垂荡运动更早达到峰值,当 20%充水率船舶达到最大 横摇位置时,液舱内的流体反而是最平缓的;而当 20%充水率船舶到达最大垂荡位 置时,液舱内的流体爬升至最右边的舱壁处。



(a) 0 充水率 T=7.4s 时刻

(b) 0 充水率 T=7.65s 时刻



第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用



(c) 20%充水率 T=7.4s 时刻

(d) 20% 充水率 T=7.65s 时刻

图6-230 充水率和 20% 充水率船舶周围波浪场时刻图 Fig.6-23 Snapshots of wave fields in 0% and 20% filling ratios



(a) T=7.25s

(b) T=7.45s



(c) T=7.6s

(d) T=7.75s



第六章 极端波浪与带有液舱的 FPSO 相互作用



(e) T=7.85s

(f) T=7.95s



为了更好地分析极端波下的晃荡耦合现象,本节选取舱内一个晃荡周期进行分 析,如图 6-24 所示。这个周期从 t=7.2s 开始,直至 t=7.95s 为止,包括了最大横摇位 置和最大垂荡位置。当聚焦波波峰与船舶相遇时,船舱内出现一个小的波峰。在船舶 到达最大横摇角之后的 0.05s, 船舱内流体的波峰到达右舱壁, 并且在右舱壁有一个 爬升。在船舶到达最大垂荡位置之前的 0.05s, 舱内流体在右舱壁达到最高点, 并且 接近 LNG 舱的斜上角。需要说明的是,这种情况下的流体位置只有 CFD 方法可以 模拟,势流理论无法模拟流体爬升至 LNG 舱斜上方壁面的位置。当时间 t=7.75s 时, 爬升到最高处的舱内流体回落,并发生翻卷破碎的现象。翻卷后的舱内流体对之前的 舱内流体进行了覆盖,形成了新的波峰。此时聚焦波的波峰已经越过船舶,来到船舶 后方。当时间 t=7.85s 时,船舶外部的波浪已经较为平缓,这时船舶开始向相反方向 横摇, 而舱内流体形成了Ω形状, 即波峰处于船舱中间, 波谷处于船舱两侧。当t=7.95s时,船舶的横摇曲线显示船舶到达横摇曲线的谷底,舱内流体波峰的能量传递给舱 壁,同时在左侧液舱处形成波谷。可以看出,先是聚焦波波峰引起船舶的大幅度横摇, 船舶的横摇激励舱内流体沿着横摇方向晃荡。而舱内流体的晃荡频率与船舶横摇频 率不一致,因此当船舶横摇到达峰值且向相反方向回复时,舱内流体继续向之前的横 摇方向晃荡,同时给予此时的船舶一个相反方向的力矩。因此这个力矩在下一时刻减 少了船舶横摇的幅值。而当聚焦波波峰离开船舶时,舱内流体并未立刻停止,而是继 续晃荡。此时产生的晃荡力矩则使得船舶的运动无法立刻衰减,因此在聚焦波过后, 船舶仍会以相对较大的幅值继续横摇。





(a)后舱(左)和前舱(右) 在 T=7.6s 时的晃荡示意图



(b)后舱(左)和前舱(右) 在 T=7.75s 时的晃荡示意图



(c)后舱(左)和前舱(右) 在 T=7.85s 时的晃荡示意图

Fig.6-25 RAOs in beam wave condition with 0%-0% filling condition

图 6-25 所示为充液率 20% 情况下前后舱的晃荡对比示意图。左边是靠近船尾的 液舱流体示意图,右边是靠近船首液舱的流体晃荡示意图。可以看出,同一时刻下, 前后液舱内流体的晃荡的差别较小,说明在该波浪情况下,并没有出现前后液舱晃荡 情况不一致导致相互抵消的情况。因为聚焦波的范围足够大,波浪激励沿着船长可以 看做是均匀分布,因此前后舱内流体晃荡情况基本一致。然而,因为波浪的非线性性

图6-25 横浪情况下空舱船舶运动响应幅值 RAO



质,在 t=7.85s 时仍出现前后液舱晃荡有些许不一致的情况。当舱内流体波峰在后舱 越过船舱中心时,前舱的流体仍有在舱壁上爬升的液体存留。这种情况亦导致 20% 充水率船舶的纵摇运动与空舱船舶的纵摇运动有些微的差异。

6.4 本章小结

本章对带有充水液舱的 FPSO 船在极端波中的内外流耦合进行了数值模拟。首 先采用规则波对带有充水液舱的 FPSO 船模型进行了模拟验证,将其运动响应 RAO 与实验结果进行了对比,验证了该模型的准确性,同时对比了不同频率波浪下的运动 响应,发现迎浪情况下充水液舱对船舶运动响应影响不大,而横浪情况下充水液舱改 变了船舶横摇运动固有频率和幅值。因此接下来对横浪下的 FPSO 进行了数值模拟。 随后对极端波以及多向极端波下的 FPSO 船进行了数值模拟,结果表明在横浪下,带 有液舱的船舶一定程度上减小了船舶的横摇幅值,但是改变了船舶横摇的周期,多向 极端波对船舶的横摇周期进行了延长。多向极端波在遭遇船舶时发生了破碎的现象, 同时在液舱中也发现了流体的翻卷和破碎的情况。



第七章 总结与展望

7.1 全文工作总结

本博士论文基于开源代码框架 OpenFOAM,将势流理论高阶谱方法与课题 组 CFD 求解器 naoe-FOAM-SJTU 相结合,利用高阶谱方法生成的波浪场实现波 浪与结构物相互作用的高效模拟,利用重叠网格实现强非线性波浪下物体的大幅 度运动,最终形成面向非线性波、不规则波、极端波浪与结构物相互作用的粘势 流耦合求解器 HOS-CFD-SJTU,随后为了验证该求解器的准确性、稳定性以及对 波浪与结构物相互作用问题的适用性,对该求解器进行典型工况计算验证,并将 其用于固定浮筒、运动集装箱船、固定 FPSO 式平台、运动圆柱和带有液舱的 FPSO 船在规则波、不规则波以及极端波浪下的受力和运动情况。论文的主要内 容总结如下:

1. HOS 与 CFD 接口构建和求解器实现

在基于 OpenFOAM 的框架基础上,结合 HOS-NWT 以及 HOS-Ocean 代码 内容,开发了粘势流耦合接口 HOS-CFD,实现了 HOS 波浪信息在粘流计算域内 的信息传递,采用松弛区方法进行造波。将粘势流耦合接口与本组求解器 naoe-FOAM-SJTU 以及 naoe-FOAM-os 进行结合,形成了用于粘势流耦合求解波物相 互作用的求解器 HOS-CFD-SJTU。

2. 波浪传播的参数敏感性分析以及空场波浪的验证

基于 HOS-CFD-SJTU 求解器进行参数敏感性分析和数据传输验证。分别采 用静网格和重叠网格对周期性非线性规则波进行参数研究,进行了三种不同时间 积分格式、网格尺度和时间步长下的波浪衰减测试。结果表明,时间积分格式 Crank-Nicolson 参数为 0.95 时波浪传播衰减最小,一个波长内 200 个网格、波高 内 40 个网格、时间步长为波浪周期的 800 分之一时波浪传播衰减在 40 个周期后 约为 4%。同时一个波长内 100 个网格、波高内 20 个网格、时间步长为波浪周期 的 400 分之一时波浪衰减约为 8%,前者的计算时间是后者计算时间的 10 倍左 右,因此三维算例中,推荐采用后者的配置。同时,在放置空重叠网格后波浪传 播并未发生改变,且结论与静网格参数研究结果相似。

对二维规则波、不规则波以及三维规则波、不规则波和多向不规则波进行了 空场验证。采用耦合后的模块计算得到的波高时历曲线与高阶谱方法计算得到的 波高时历曲线吻合,充分说明了本博士论文所开发的 HOS-CFD-SJTU 求解器在 波浪传播时的准确性与稳定性。



3. 结构物在波浪中的受力运动验证

在验证 HOS-CFD-SJTU 中粘势流耦合数据传递的准确性后,考虑到波浪场 中带有物体时会产生辐射波浪从而影响物体的受力运动特征,因此对结构物在波 浪中的受力运动响应进行了验证。首先对带有裙边的固定浮筒在非线性规则波和 不规则波中进行数值模拟,并分别采用静网格和静态重叠网格进行计算。静网格 和重叠网格下浮筒受到的横向力、垂向力以及浮筒周围波浪场的无因次化结果和 时历曲线均与实验结果吻合。对带有系泊的两自由度运动的集装箱船在非线性规 则波和不规则波中进行数值模拟,并采用动态重叠网格进行计算。结果表明,集 装箱船的纵摇运动、垂荡运动以及甲板处受力的实力曲线与实验值吻合较好。初 步验证了 HOS-CFD-SJTU 在不规则波中计算固定物体和剧烈运动物体的准确性。

4. 结构物与聚焦波的相互作用

为了进一步探讨 HOS-CFD-SJTU 在处理复杂波浪与结构物相互作用的能力, 对固定 FPSO 形状的平台在三种不同波陡和三种不同入射浪向的聚焦波下进行 了数值模拟,并对物体受力和物体周围的流场变化进行了验证。结果表明,数值 结果与实验结果吻合较好,验证了本博士论文的耦合求解器具有准确模拟聚焦波 的能力。对不同波陡聚焦波下的平台受力比较表明,波陡越大时,数值结果与实 验结果误差越大。对具有一定速度的前进圆柱在聚焦波下进行数值模拟,并对物 体所受到的砰击力和物体周围绕射流场进行了验证。结果表明,数值结果与实验 结果较为吻合,验证了本博士论文的耦合求解器采用重叠网格时具有准确模拟聚 焦波下运动物体的能力。

耦合方法下的结果与 CFD 方法下的结果表明,采用 HOS-CFD 耦合方法计算得到的结果相比较 CFD 的结果数值耗散小、计算时间少,在计算聚焦波方面体现了其节约资源的优势。

6. 带有液舱的 FPSO 在极端波下的内外流耦合分析

最后本文将计算工况拓展至极端波浪,计算了极端波下的带有自由面液舱的 FPSO船的运动响应和液舱晃荡现象。对于外部流动激励物体运动,物体运动引 起液舱内流体运动,从而再次影响物体运动这种内外流耦合现象而言,耦合求解 器也具有能力求解处理。利用高阶谱方法快速生成波浪的特性进行长时间波浪模 拟,在1800s后找到极端波并对其余FPSO船的相互作用进行了模拟和分析,结 果发现在极端波经过船舶后,船舶的横摇才达到峰值,同时因为舱内流体的存在, 20%充水率的船舶横摇幅值要小于空舱船舶。多向极端波情况更为复杂,其波峰 要远大于三一波高,并且在遇到船舶后发生了破碎的现象,使得船舶运动时的周 期要大于波浪谱峰周期。同时带有充液率的船舶内流体的晃荡减少了其横摇幅值, 但在横摇峰值过后,延长了船舶的运动频率,并增加了之后的船舶横摇幅值。舱 内流体在船舶大幅度运动下产生爬升、翻卷和破碎等现象。



7.2 展望

本博士论文开发的高阶谱方法与 CFD 方法结合的粘势流耦合求解器对不规则波浪、聚焦波以及极端波情况下的静止结构物、运动结构物以及带有航速的物体进行了模拟验证,证明了不错的精度和准确度和在应用方面的能力。但考虑到极端海况的随机性、波浪与结构物相互作用的普适性和复杂性,仍存在需要提升的空间,许多方面的问题有待进一步研究。具体包括以下几点:

1. 高阶谱方法与 CFD 的双向耦合研究。在本博士论文中,高阶谱方法与 CFD 求解器进行了单向耦合,因此在计算时选取粘性计算域的尺寸需要考虑物体周围 的绕射流场,不能使粘性区域达到最小。目前已有研究基于粘势流耦合的双向耦 合,但没有工作基于高阶谱方法与 CFD 的双向耦合,因此 HOS 与 CFD 的双向 耦合仍是一项非常复杂的工作。

2. 高阶谱方法与 CFD 耦合方法下新的并行计算的开发。在本博士论文中, 并行计算基于 CPU 进行,并且可以进行多核计算。但是对于高阶谱方法而言只 能进行单核计算,因此在耦合计算时,粘性区域中的每一个核都要对高阶谱方法 中的需要传输的流场信息进行保存和调用。本博士论文中均采用模型尺度进行计 算,因此高阶谱方法中的流场信息内存不大;但若要采用实尺度的波浪场以及实 尺度下的极端波浪场计算时,并行计算则会非常耗费内存。在后续研究中,应当 考虑开发出单独的并行列给高阶谱方法的流场进行保存,以减少并行时的内存占 用。

3. 更多极端波浪与结构物相互作用的研究与验证工作。限于时间原因,论文 只对单个的单向极端波和多向聚焦波与结构物相互作用进行了研究。在未来的工 作中,可以将求解器用于更多类型的波浪与结构物相互作用问题中,如实际海况 下的极端波、多向不规则波、不同波谱下的多向聚焦波等,继续验证与改进 HOS 与 CFD 耦合方法的精度和普适性。





参考文献

- Adcock T A A, Taylor P H. Estimating ocean wave directional spreading froman Eulerian surface elevation time history[J]. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2009, 465(2111): 3361-3381.
- [2] Adcock T A A, Taylor P H, Yan S, Ma, Q. W., & Janssen, P. A. E. M. Did the Draupner wave occur in a crossing sea?[J]. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2011, 467(2134): 3004-3021.
- [3] Agnon Y, Bingham H B. A non-periodic spectral method with application to nonlinear water waves[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 1999, 18(3): 527-534.
- [4] Agnon Y, Madsen, P A and Schäffer H A. A new approach to high-order Boussinesq models[J]. Journal of Fluid Mechanics.1999, **399**: 319-333.
- [5] Amsden A A, Harlow F H. A simplified MAC technique for incompressible fluid flow calculations[J]. Journal of computational physics, 1970, **6**(2): 322-325.
- [6] Bai W, Taylor R E. Fully nonlinear simulation of wave interaction with fixed and floating flared structures[J]. Ocean engineering, 2009, **36**(3): 223-236.
- [7] Baldock T E, Swan C, Taylor P H. A laboratory study of nonlinear surface waves on water[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1996, 354(1707): 649-676.
- [8] Baquet A, Kim J, and Huang Z J, Numerical modeling using CFD and potential wave theory for three-hour nonlinear irregular wave simulations[C]. In ASME 2017 36th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, ASME, Digital Collection, 2017.
- [9] Biausser B, Grilli S T, Fraunié P. Numerical simulations of three-dimensional wave breaking by coupling of a VOF method and a boundary element method[C]. In Proceedings of The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2003, 333-339.
- [10] Biausser B, Fraunié P, Grilli S T, Marcer, R. Numerical analysis of the internal kinematics and dynamics of 3-D breaking waves on slopes[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2004, 14(04), 247-256.
- [11] Bingham H B, Zhang H. On the accuracy of finite-difference solutions for nonlinear water waves[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2007, 58(1): 211-228.
- [12] Bonnefoy F, Touz L, Ferrant P. Generation of fully-nonlinear prescribed wave fields using a high-order spectral model[C]. In Proceedings of the Fourteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. Los Angeles: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2004. 257-263.
- [13] Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant P. A fully-spectral 3D time-domain model for second-order simulation of wavetank experiments[J]. Part A: Formulation,



implementation and numerical properties. Applied Ocean Research, 2006a, **28**(1): 33-43.

- [14] Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant P. A fully-spectral 3D time-domain model for second-order simulation of wavetank experiments[J]. Part B: Validation, calibration versus experiments and sample applications. Applied Ocean Research, 2006b, 28(2): 121-132.
- [15] Bonnefoy F, Ducrozet G, Le Touzé D, Ferrant P. Time domain simulation of nonlinear water waves using spectral methods[M]. Advances in numerical simulation of nonlinear water waves. 2010: 129-164.
- [16] Boyd J P. Chebyshev and Fourier Spectral Methods[M]. New York: DOVER Publications, Inc., 2000.
- [17] Brandini C, Grilli S. Modeling of freak wave generation in a 3D-NWT. The Eleventh International Offshore and Polar Engineering Conference. Los Angeles: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2001.124-131.
- [18] Campana E, Di Mascio A, Esposito PG, Lalli F. Viscous-inviscid coupling in free surface ship flows[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids 1995, 21:699 –722.
- [19] 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.
- [20] Cao H J, Wan D C. RANS-VOF solver for solitary wave run-up on a circular cylinder[J]. China Ocean Engineering. 2015, 29: 183–196.
- [21] Carrica P M, Wilson R V, Noack R W. Ship motions using single-phase level set with dynamic overset grids[J]. Computers & Fluids. 2007, **36**(9): 1415–1433.
- [22] Chaplin J R. On frequency-focusing unidirectional waves[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 1996, **6**(02): 131-137.
- [23] Chen H C, Korpus R A. A multi-block finite-analytic Reynolds-averaged Navier-Stokes method for 3D incompressible flows[J]. ASME-PUBLICATIONS-FED, 1993, 150: 113-113.
- [24] Chen H C, Lee S K. Interactive RANS/Laplace method for nonlinear free surface flows[J]. Journal of engineering mechanics, 1996, 122(2): 153-162.
- [25] Chen H C, Lee S K. RANS/Laplace calculations of nonlinear waves induced by surface-piercing bodies[J]. Journal of Engineering Mechanics 1999, 125(11):1231–1242.
- [26] Chen H C, Lin W M, Weems KM. Interactive zonal approach for ship flows including viscous and nonlinear wave effects[C]. In Proceedings of the 6th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa City, U.S.A., 1993, 341–363.
- [27] Chen H C. Calculations of viscous nonlinear free-surface flows using an interactive zonal approach[C]. In Proceedings of the CFD Workshop, Tokyo. 1994, 1: 105-114.
- [28] Chen H C, Patel V C, Ju S. Solutions of Reynolds-averaged Navier-Stokes equations for three-dimensional incompressible flows[J]. Journal of Computational Physics, 1990, 88(2): 305-336.



- [29] Chen L F, Zang J, Hillis A J, Morgan, G. C., & Plummer, A. R. Numerical investigation of wave-structure interaction using OpenFOAM[J]. Ocean Engineering, 2014, 88: 91-109.
- [30] Chen X B, Noblesse F. Green functions and super Green functions in free-surface hydrodynamics[C]. EUROMECH 374: recent computational developments in steady and unsteady naval hydrodynamics (Futuroscope, 27-28 April 1998). 1998: 231-238.
- [31] Chen Y, Maki K J. A velocity decomposition approach for three-dimensional unsteady flow[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2017, **62**: 94-108.
- [32] Choi J, Yoon S B. Numerical simulations using momentum source wave-maker applied to RANS equation model[J]. Coastal Engineering, 2009, 56(10): 1043-1060.
- [33] Choi Y, Benjamin B, Seng S, Ducrozet G, Gentaz L, Ferrant P. Generation of regular and irregular waves in Navier-Stokes CFD solvers by matching with the nonlinear potential wave solution at the boundaries[C]. In Proceedings of the ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. New York: ASME, 2018. V002T08A020.
- [34] Choi Y M, Gouin M, Ducrozet G, Benjamin B, Pierre F. Grid2Grid: HOS Wrapper Program for CFD solvers[J]. arXiv preprint arXiv, 2017, 1801.00026.
- [35] Christensen E D, Bredmose H, Hansen E A. Transfer of Boussinesq waves to a Navier-Stokes solver: application to wave loads on an offshore wind turbine foundation[C]. In Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. 2009, 43444: 917-926.
- [36] Colicchio G, Greco M, Faltinsen O M. A BEM level set domain decomposition strategy for non-linear and fragmented interfacial flows[J]. International journal for numerical methods in engineering, 2006, 67(10): 1385-1419.
- [37] Craig W, Sulem C. Numerical simulation of gravity waves[J]. Journal of computational physics, 1993, **108**(1): 73-83.
- [38] Crawford D R, Lake B M, Saffman P G, Yuen, H. C. Stability of weakly nonlinear deep-water waves in two and three dimensions[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1981, **105**: 177-191.
- [39] Daemrich K F, Eggert W D, Kohlhase S. Investigations on irregular waves in hydraulic models[M]. Coastal Engineering 1980.
- [40] Dawson C W. A practical computer method for solving ship-wave problems[C]. In Proceedings of Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics. 1977: 30-38.
- [41] Dold J W, Peregrine D H. An efficient boundary-integral method for steep unsteady water waves[J]. Numerical methods for fluid dynamics II, 1986, 671: 679.
- [42] Dommermuth D G. The laminar interactions of a pair of vortex tubes with a free surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, **246**: 91-115.
- [43] Dommermuth D G. The initialization of vortical free-surface flows[J]. Journal of Fluids Engineering, 1994, **116**(1): 95-102.



- [44] Dommermuth D. The initialization of nonlinear waves using an adjustment scheme[J]. Wave motion, 2000, **32**(4): 307-317.
- [45] Dommermuth D G, Yue D K P. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 184: 267-288.
- [46] Dommermuth D, Innis G, Luth T, Novikov E, Schlageter E, Talcott J. Numerical simulation of bow waves[C]. In Proceedings of the 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, DC, U.S.A., 1998, 508–521.
- [47] Drevard D, Marcer R, Grilli S T. Experimental Validation of a coupled BEM-Navier-stokes model for solitary wave shoaling and breaking[C]. In Proceedings of Ocean Waves Measurement and Analysis, 5th International Symposium WAVES, 2005, 166-175.
- [48] Ducrozet G, Bingham H B, Engsig Karup A P, Bonnefoy, F., & Ferrant, P. A comparative study of two fast nonlinear free surface water wave models[J]. International journal for numerical methods in fluids, 2012, 69(11): 1818-1834.
- [49] Ducrozet G, Bonnefoy F, Ferrant P. On the equivalence of unidirectional rogue waves detected in periodic simulations and reproduced in numerical wave tanks[J]. Ocean Engineering, 2016, 346-358.
- [50] Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant, P. Implementation and validation of nonlinear wavemaker models in a HOS numerical wave tank[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2006, 16(3): 161-167.
- [51] Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant, P. 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas[J]. Natural Hazards and Earth System Science, 2007, 7(1): 109-122.
- [52] Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant, P. A modified high-order spectral method for wavemaker modeling in a numerical wave tank[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2012, 34: 19-34.
- [53] Ducrozet G, Engsig-Karup A P, Bingham H B, Ferrant, P. A non-linear wave decomposition model for efficient wave–structure interaction. Part A: Formulation, validations and analysis[J]. Journal of Computational Physics, 2014, 257: 863-883.
- [54] Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant, P. HOS-ocean: open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method[J]. Computer Physics Communications, 2016, 203: 245-254.
- [55] Dunn E L, Kelly H R. The displacement effect of a three-dimensional boundary layer of moderate thickness[M]. Tech. Mem. No. 1615. US Naval Ordnance Test Station Inyokern, 1954.
- [56] Dysthe K, Krogstad H E, Muller P. Oceanic rouge waves[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2008, **40**(2008):287-310.
- [57] Eckart C. The Propagation of Gravity Waves from Deep to Shallow Water[C]. In Proceedings of NBS Semicentennial Symposium on Gravity Waves Held at the NBS on June 18-20, 1952, 521: 165.
- [58] Edmund D O, Maki K J, Beck R F. A velocity-decomposition formulation for the incompressible Navier–Stokes equations[J]. Computational Mechanics, 2013, 52(3): 669-680.



- [59] Engsig-Karup A P, Bingham H B, Lindberg O. An efficient flexible-order model for 3D nonlinear water waves[J]. Journal of computational physics, 2009, 228(6): 2100-2118.
- [60] Engsig-Karup A P, Eskilsson C. Spectral element FNPF simulation of focused wave groups impacting a fixed FPSO[C]. In Proceedings of the 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018, 1443-1450.
- [61] Fatone L, Gervasio P, Quarteroni A. Multimodels for incompressible flows[J]. Journal of Mathematical Fluid Mechanics, 2000, **2**(2): 126-150.
- [62] Fatone L, Gervasio P, Quarteroni A. Multimodels for incompressible flows: iterative solutions for the Navier-Stokes/Oseen coupling[J]. ESAIM: Mathematical Modelling and Numerical Analysis-Modélisation Mathématique et Analyse Numérique, 2001, 35(3): 549-574.
- [63] Fernández H, Schimmels S, Sriram V. Focused wave generation by means of a self correcting method[C]. In Proceedings of the Twenty-third International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2013, 917-924.
- [64] Fernández L, Onorato M, Monbaliu J, Toffoli, A. Modulational instability and wave amplification in finite water depth[J]. Natural Hazards and Earth System Sciences, 2014, 14(3): 705-711.
- [65] Ferrant P, Gentaz L, Alessandrini B, D. Le Touzé. A potential/RANSE approach for regular water wave diffraction about 2-D structures[J]. Ship Technology Research, 2003, 50(4): 165-171.
- [66] Ferrant P, Gentaz L, Alessandrini B, et al. Fully nonlinear potential/RANSE simulation of wave interaction with ships and marine structures[C]. In Proceedings of ASME 2008 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. New York: ASME, 2008. 379-387.
- [67] Ferrant P, Gentaz L, Le Touz'e D. A new RANSE/Potential approach for water wave diffraction[C]. In Proceedings of Numerical Towing Tank Symposium. 2002.
- [68] Ferrant P, Gentaz L, Alessandrini B, Le Touz'e D. A potential/RANSE approach for regular water wave diffraction about 2-D structures[J]. Ship Technology Research, 2003, 50(4): 165-171.
- [69] Ferrant P, Touze L. Fully-nonlinear spectral/BEM solution for irregular wave interactions with a 3D body[C]. In Proceedings of ASME 2002 21st International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. New York: ASME, 2002, 747-754.
- [70] Fructus D, Clamond D, Grue J, Kristiansen, Ø. An efficient model for threedimensional surface wave simulations: Part I: Free space problems[J]. Journal of Computational Physics, 2005, 205(2): 665-685.
- [71] Gatin I, Vukčević V, Jasak H. CFD validation of a container ship in calm water and head seas[C]. In Proceedings of the 18th Numerical Towing Tank Symposium. TuTech, 2015, 53-58.
- [72] Gatin I, Vukčević V, Jasak H. Coupling of higher order spectral method and



computational fluid dynamics[C]. In Proceedings of the 22th Symposium Sorta/ Degiuli, Nastia ; Žiha, Kalman ; Flesch, Nenad ; Šoda-Cotić, Stipan, Kokeza, Vesna. 2016. 127-133.

- [73] Gatin I, Jasak H, Vukcevic V, Downie, S. Focused Wave Loading on a Fixed FPSO using Naval Hydro pack[C]. In Proceedings of the 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018, 1434–1442.
- [74] Gentaz L, Luquet R, Alessandrini B, Ferrant P. Numerical simulation of the 3D viscous flow around a vertical cylinder in non-linear waves using an explicit incident wave model[C]. In Proceedings of ASME 2004 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. New York: ASME, 2004. 157-163.
- [75] Gou Y, Kim Y, Kim T Y. A numerical study on coupling between ship motions and sloshing in frequency and time domains[C]. In Proceedings of the Twentyfirst International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2011, 158-164.
- [76] Gouin M, Ducrozet G, Ferrant P. Development and validation of a non-linear spectral model for water waves over variable depth[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2016, 57: 115-128.
- [77] Gouin M, Ducrozet G, Ferrant P. Propagation of 3D nonlinear waves over an elliptical mound with a High-Order Spectral method[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2017, **63**: 9-24.
- [78] Greco M, Colicchio G, Faltinsen O M. Shipping of water on a two-dimensional structure. Part 2[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, **581**: 371.
- [79] Grilli S, Gilbert R, Lubin P, Vincent, S., Astruc, D., Legendre D, Duval M, Kimmoun O, Fraunié, P. Numerical modeling and experiments for solitary wave shoaling and breaking over a sloping beach[C]. In Proceedings of 14th International offshore and polar engineering conference IGARSS, 2004, 3: 306-312.
- [80] Guignard S, Grilli S T, Marcer R, Rey V. Computation of shoaling and breaking waves in nearshore areas by the coupling of BEM and VOF methods[C]. The Ninth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 1999, 304-309.
- [81] Guillerm P E, Alessandrini B. 3D free surface flow computation using a RANSE/Fourier - Kochin coupling[J]. International Journal for numerical methods in fluids, 2003, 43(3): 301-318.
- [82] Guyenne P, Nicholls D P. A high-order spectral method for nonlinear water waves over moving bottom topography[J]. SIAM Journal on Scientific Computing, 2007, 30(1): 81-101.
- [83] Hafez M, Shatalov A, Wahba E. Numerical simulations of incompressible aerodynamic flows using viscous/inviscid interaction procedures[J]. Computer methods in applied mechanics and engineering, 2006, 195(23-24): 3110-3127.
- [84] Hafez M, Shatalov A, Nakajima M. Improved numerical simulations of incompressible flows based on viscous/inviscid interaction procedures[J].



Computers & fluids, 2007, 36(10): 1588-1591.

- [85] Hamilton J A. Viscous-inviscid matching for wave-body interaction problems[D]. Berkeley, University of California, 2004.
- [86] Hamilton J A, Yeung R W. Viscous-inviscid matching for surface-piercing wavebody interaction problems[C]. In Proceedings of 18th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies. 2003.
- [87] Hamilton J A, Yeung R W. Viscous and inviscid matching of three-dimensional free-surface flows utilizing shell functions[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2011, **70**(1-3): 43-66.
- [88] Higuera P, Buldakov E, Stagonas D. Numerical Modelling of Wave Interaction With an FPSO Using a Combination of OpenFOAM® and Lagrangian Models[C]//The 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018.
- [89] Hirt C W, Nichols B D, Romero N C. SOLA: A numerical solution algorithm for transient fluid flows[R]. Los Alamos Scientific Lab., N. Mex.(USA), 1975, 50.
- [90] Hu Z Z, Greaves D, Raby A. Numerical wave tank study of extreme waves and wave-structure interaction using OpenFoam®[J]. Ocean Engineering, 2016, 126: 329-342.
- [91] Huang Y, Sclavounos P D. Nonlinear ship motions[J]. Journal of Ship Research, 1998, **42**(02): 120-130.
- [92] Hussaini M Y, Zang T A. Spectral methods in fluid dynamics[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1987, **19**(1): 339-367.
- [93] Iafrati A, Campana E F. A domain decomposition approach to compute wave breaking (wave - breaking flows)[J]. International journal for numerical methods in fluids, 2003, 41(4): 419-445.
- [94] Ikehata M, Tahara Y. Influence of Boundary Layer and Wake on Free Surface Flow around a Ship Model[J]. Journal of the Society of Naval Architects of Japan, 1987, 1987(161): 49-57.
- [95] Jacobsen N G, Fuhrman D R, Fredsøe J. A wave generation toolbox for the open - source CFD library: OpenFoam®[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2012, 70(9): 1073-1088.
- [96] Janssen C F, Krafczyk M, Grilli S. Modeling of Wave Breaking AndWave-Structure Interactions By Coupling of Fully Nonlinear Potential Flow And Lattice-Boltzmann Models[C]. In Proceedings of the Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2010.
- [97] Jasak, H. Dynamic mesh handling in OpenFOAM[C]. In Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida, USA: 2009.
- [98] Jasak, H., Tuković, Ž. Automatic mesh motion for the unstructured Finite Volume Method[J]. Transactions of Famena. 2006, **30**(2): 1–20.
- [99] Jiang S, Teng B, Bai W, Gou, Y. Numerical simulation of coupling effect between ship motion and liquid sloshing under wave action[J]. Ocean engineering, 2015, 108: 140-154.



- [100] Jones, W.P., Launder, B.E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer. 1972, 15(2): 301–314.
- [101] Kawasaki K. Numerical simulation of breaking and post-breaking wave deformation process around a submerged breakwater[J]. Coastal Engineering Journal, 1999, **41**(03n04): 201-223.
- [102] Kharif C, Giovanangeli J P, Touboul J, Grare, L., & Pelinovsky, E.. Influence of wind on extreme wave events: experimental and numerical approaches[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2008, **594**: 209-247.
- [103] Kharif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2003, **22**(6): 603-634.
- [104] Kim K, Sirviente A I, Beck R F. The complementary RANS equations for the simulation of viscous flows[J]. International journal for numerical methods in fluids, 2005, 48(2): 199-229.
- [105] Kim S H, Yamashiro M, Yoshida A, Hashimoto, N., & Yan, S. Development of a strictly combined bem-vof method and its application to wave propagation through 3 domains[M]. Coastal Engineering 2006: (In 5 Volumes). 2007, 300-312.
- [106] Kim S H, Yamashiro M, Yoshida A. A simple two-way coupling method of BEM and VOF model for random wave calculations[J]. Coastal Engineering, 2010, 57(11-12): 1018-1028.
- [107] Kim Y, Kim J H. Benchmark study on motions and loads of a 6750-TEU containership[J]. Ocean Engineering, 2016, **119**: 262-273.
- [108] Kristiansen T, Faltinsen O M. Gap resonance analyzed by a new domaindecomposition method combining potential and viscous flow DRAFT[J]. Applied Ocean Research, 2012, 34: 198-208.
- [109] Lachaume C, Biausser B, Fraunié P, Grilli, S. T., & Guignard, S. Modeling of breaking and post-breaking waves on slopes by coupling of BEM and VOF methods[C]. In Proceedings of The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2003, 353-359.
- [110] Larsen J, Dancy H. Open boundaries in short wave simulations—a new approach[J]. Coastal Engineering, 1983, **7**(3): 285-297.
- [111] Launder B E, Sharma B I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc[J]. Letters in Heat and Mass Transfer. 1974, 1(2): 131–137.
- [112] Letcher J, Weems K, Oliver C C, Shook D, Salveson N. SLAW: Ship lift and wave, theory, implementation, and numerical results[J]. SAIC 89, 1989, 1196.
- [113] Li J X, Liu S X. Focused wave properties based on a high order spectral method with a non-periodic boundary[J]. China Ocean Engineering, 2015, **29**(1): 1-16.
- [114] Li J X, Liu D Y, Liu S X. Numerical investigation of the effect of current on wave focusing[J]. China Ocean Engineering, 2012, 26(1): 37-48.
- [115] Li Q, Yan S, Wang J, Ma Q W, Xie Z, Sriram V. Numerical simulation of focusing wave interaction with FPSO-like structure using FNPT-NS Solver[C].



In Proceedings of the 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018.

- [116] Li Y, Zhu R, Miao G, Fan, J. Simulation of tank sloshing based on OpenFOAM and coupling with ship motions in time domain[J]. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 2012, 24(3): 450-457.
- [117] Li Z B. Two-phase spectral wave explicit Navier-Stokes equations method for wave-structure interactions[D]. Nantes: Ecole Centrale de Nantes, 2018.
- [118] Li Z B, Bouscasse B, Gentaz L, Ducrozet G, Ferrant P. Progress in coupling potential wave models and two-phase solvers with the SWENSE methodology[C]. In Proceedings of ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. New York: ASME, 2018a. OMAE2018-77466-V009T13A027.
- [119] Li Z B, Bouscasse B, Ducrozet G, Gentaz, L., & Ferrant, P. Challenges in developing a SWENSE two-phase CFD solver for complex wave conditions[C]. In Proceedings of 33rd International Workshop on Water Waves and Floating Bodies (IWWWFB), 2018b, 1-4.
- [120] Li Z B, Bouscasse B, Ducrozet G, Gentaz L, Le Touzé D, and Ferrant P. Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equations for wave-structure interactions using two-phase Computational Fluid Dynamics solvers[J]. arXiv preprint arXiv:2005.12716. 2020.
- [121] Li Z B, Deng G, Queutey P, Bouscasse B, Ducrozet G, Gentaz L, Ferrant P. Comparison of wave modeling methods in CFD solvers for ocean engineering applications[J]. Ocean Engineering. 2019, 1-17.
- [122] Lighthill M J. On displacement thickness[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1958, 4(4): 383-392.
- [123] Lin P, Liu P L F. Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models[J]. Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering, 1999, 125(4): 207-215.
- [124] Lin W M, and Yue D K P. Numerical solutions for largeamplitude ship motions in the time-domain[C]. In Proceedings of 18th Symposium On Naval Hydrodynamics, University of Michigan, Ann Arbor, Mich, 1990.
- [125] Liu Y, Dommermuth D G, Yue D K P. A high-order spectral method for nonlinear wave–body interactions[J]. Journal of fluid Mechanics, 1992, 245: 115-136.
- [126] Liu Y C, Wan D C. Motion Response Analysis of a Semi-Submersible Platform with Catenary Mooring Systems[C]. In Proceedings of the Eighth International Workshop on Ship Hydrodynamics, September 23,25, 2013, Seoul, Korea, Paper No. IWSH2013-P3B-2.
- [127] Losada I J, Lara J L, Guanche R, Gonzalez-Ondina J M. Numerical analysis of wave overtopping of rubble mound breakwaters[J]. Coastal engineering, 2008, 55(1): 47-62.
- [128] Lu X, Chandar D D J, Chen Y, Lou J. An overlapping domain decomposition based near-far field coupling method for wave structure interaction simulations[J]. Coastal Engineering, 2017, **126**: 37-50.
- [129] Luquet R, Alessandrini B, Ferrant P, Gentaz L. RANSE analysis of 2D flow



about a submerged body using explicit incident wave models[C]. In Proceedings of Numerical Towing Tank Symposium. 2003.

- [130] Luquet R, Ducrozet G, Gentaz L, Ferrant, P., & Alessandrini, B. Applications of the SWENSE Method to seakeeping simulations in irregular waves[C]. In Proceedings of the 9th International Conference on Numerical Ship Hydrodynmics. 2007, 1-20.
- [131] Luquet R, Ferrant P, Alessandrini B, Ducrozet G, Gentaz L. Simulation of a TLP in waves using the SWENSE scheme[C]. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Los Angeles: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2007. 1916-1992.
- [132] Ma Q W, Wu G X, Eatock Taylor R. Finite element simulation of fully non linear interaction between vertical cylinders and steep waves. Part 1: methodology and numerical procedure[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2001a, 36(3): 265-285.
- [133] Ma Q W, Wu G X, Eatock Taylor R. Finite element simulations of fully non linear interaction between vertical cylinders and steep waves. Part 2: numerical results and validation[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2001b, 36(3): 287-308.
- [134] Ma Q W, Yan S, Greaves D, Mai T, Raby A. Numerical and experimental studies of Interaction between FPSO and focusing waves[C]. In Proceedings of 25th International Ocean & Polar Engineering Conference. 2015, 655-662.
- [135] Mai T, Greaves D, Raby A, Taylor P H. Physical modelling of wave scattering around fixed FPSO-shaped bodies[JJ]. Applied Ocean Research, 2016, 61: 115-129.
- [136] Taniguchi T, Kawano K. Dynamic coupling of seakeeping and sloshing[C]. In Proceedings of the Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2003, 486-492.
- [137] Matsumi Y, Mansard E P D, Rutledge J. Influence of wave directionality on stability of breakwater heads[C]. In Proceedings of the Coastal Engineering Conferece, Kobe, Japan. 1995, 1397-1411.
- [138] Matsumi Y, Kimura A, Ohno K. Wave kinematics on breakwater heads and stability of armour layers under multidirectional waves[M]. Coastal Engineering 1998. 1999: 1906-1919.
- [139] Matsumi Y, Kimura A, Ohno K. Stability of armour units on breakwater heads under multidirectional waves[C]. Coastal Engineering 2000- Proceedings of the 27th International Conference on Coastal Engineering, ICCE 2000, Sydney, NSW, Australia, 2000, 1946-1958.
- [140] McDonald, H. and Briley, W. R., A Survey of Recent Work on Interacted Boundary Layer Theory for Flow with Separation[C]. Proceedings of the 2nd Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows, Session 5, Paper 1, California State Univ Long Beach, CA, 1983.
- [141] Mehta U, Chang K C, Cebeci T. Relative Advantages of Thin-Layer Navier-Stokes and Interactive Boundary-Layer Procedures[J]. NASA TM-86778, 1985.



- [142] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA journal, 1994, **32**(8): 1598-1605.
- [143] Molin B. LNG-FPSO's: frequency domain, coupled analysis of support and liquid cargo motion[C]. In Proceedings of the IMAM conference, Rethymnon, Greece, 2002.
- [144] Monroy C, and Ducrozet G, Roux de Reilhac, Gentaz, L., Ferrant, P., & Alessandrini, B. RANS simulations of ship motions in regular and irregular head seas using the SWENSE method[C]. In Proceedings of the 19th International Conference on Offshore and Polar Engineering. Los Angeles: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2009. 6-13.
- [145] Monroy C, Ducrozet G, Bonnefoy F, Babarit, A., Gentaz, L., Ferrant, P. RANS simulations of a CALM buoy in regular and irregular seas using the SWENSE method[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2011, 21(4): 264-271.
- [146] Monroy C, Seng S, Malenica S. Développements et validation de l'outil CFD OpenFOAM pour le calcul de tenue à la mer[J]. 15th Journées de l'Hydrodynamique, 2016, 11.
- [147] Moore F K. Displacement effect of a three-dimensional boundary layer[M]. US Government Printing Office, 1953.
- [148] Morino L. Helmholtz decomposition revisited: vorticity generation and trailing edge condition[J]. Computational Mechanics, 1986, **1**(1): 65-90.
- [149] Morino L. Helmholtz and Poincaré potential-vorticity decompositions for the analysis of unsteady compressible viscous flows[J]. Boundary Element Methods in Nonlinear Fluid Dynamics., 1990, 1-54.
- [150] Morino L, Salvatore F, Gennaretti M. A new velocity decomposition for viscous flows: Lighthill's equivalent-source method revisited[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1999, **173**(3-4): 317-336.
- [151] Nam B W, Kim Y, Kim D W, Kim, Y.S. Experimental and numerical studies on ship motion responses coupled with sloshing in waves[J]. Journal of Ship Research, 2009, 53(2): 68-82.
- [152] Nestegård A, Ronæss M, Skeie G, et al. Numerical models for SPAR platform dynamics[C]. In Proceedings of the Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2003.
- [153] Newman J N. Wave effects on vessels with internal tanks[C]. In Proceedings of the 20th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Spitsbergen, Norway. 2005.
- [154] Ning D Z, Zang J, Liu S X, Taylor R E, Teng B, Taylor P H. Free-surface evolution and wave kinematics for nonlinear uni-directional focused wave groups[J]. Ocean Engineering, 2009, 36(15-16): 1226-1243.
- [155] Noack R W, Boger D A, Kunz R F, Carrica P. Suggar++: An improved general overset grid assembly capability[C]. In 19th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. San Antonio, Texas, USA: 2009.
- [156] Noblesse F, Yang C. Fourier-Kochin formulation of wave diffraction-radiation



by ships or offshore structures[J]. Ship Technology Research 1995, **42**:115–139.

- [157] Osher S, Sethian J A. Fronts propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations[J]. Journal of computational physics, 1988, **79**(1): 12-49.
- [158] Park J C, Kim M H, Miyata H. Fully non-linear free-surface simulations by a 3D viscous numerical wave tank[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1999, 29(6): 685-703.
- [159] Park J C, Kim M H, Miyata H, Chun H. H. Fully nonlinear numerical wave tank (NWT) simulations and wave run-up prediction around 3-D structures[J]. Ocean Engineering, 2003, 30(15): 1969-1996.
- [160] Park J C, Uno Y, Sato T, Miyata H, Chun H H. Numerical reproduction of fully nonlinear multi-directional waves by a viscous 3D numerical wave tank[J]. Ocean Engineering, 2004, **31**(11): 1549-1565.
- [161] Paulsen B T, Bredmose H, Bingham H B. An efficient domain decomposition strategy for wave loads on surface piercing circular cylinders[J]. Coastal Engineering, 2014, 86: 57-76.
- [162] Phillips O M. On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude Part 1. The elementary interactions[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1960, 9(2): 193-217.
- [163] Piquet J, Visonneau M. Study of 3-D ship boundary layers by means of an inverse method[C]. In Proceedings of International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 4th. 1985, 529.
- [164] Prandtl L. Über Flussigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung[J]. Verhandl.III, Internat. Math.-Kong., Heidelberg, Teubner, Leipzig, 1904, **1904**: 484-491.
- [165] Quinn B. Validation of the High Order Spectral (HOS) Method for Extreme and Breaking Waves and Coupling of the HOS-Numerical Wave Tank Model with OpenFOAM. Stavanger, Norway: University of Stavanger, 2019.
- [166] Ransley E J, Yan S, Brown S A, et al. A Blind Comparative Study of Focused Wave Interactions with a Fixed FPSO-like Structure (CCP-WSI Blind Test Series 1)[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2019, 29(2): 113-127.
- [167] Reliquet G, Drouet A, Guillerm P E, Jacquin E, Gentaz L, Ferrant P. Simulation of wave-body interaction using a single-phase level set function in the swense method[C]. In Proceedings of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. American Society of Mechanical Engineers, 2013, 55416: V007T08A065.
- [168] Rienecker M M, Fenton J D. A Fourier approximation method for steady water waves[J]. Journal of fluid mechanics, 1981, 104: 119-137.
- [169] Rognebakke O F, Faltinsen O M. Coupling of sloshing and ship motions[J]. Journal of Ship Research, 2003, 47(3): 208-221.
- [170] Rosemurgy W J, Beck R F, Maki K J. A velocity decomposition formulation for 2D steady incompressible lifting problems[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2016, 58: 70-84.
- [171] Rousset J M, Ferrant P. Model tests for Principia R&D[R]. Technical Report


CTR1 - JIP Calm Buoy 2, Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes (UMR CNRS 6598), 2005.

- [172] Schäffer H A. On the Dirichlet-Neumann Operator for nonlinear water waves[C]. In Proceedings of the 20th Intertional Workshop on Water Waves and Floating Bodies. 2005. 41-60.
- [173] Seiffert B, Ducrozet G. Deep water wave-breaking in a High-Order Spectral Model[C]. In Proceedings of the 31th International Workshop on Water Waves and Floating Bodie. Plymouth, United States, 2016.
- [174] Seiffert B R, Ducrozet G. Simulation of breaking waves using the high-order spectral method with laboratory experiments: wave-breaking energy dissipation[J]. Ocean Dynamics, 2018, 68: 65-89.
- [175] Seiffert B R, Ducrozet G, Bonnefoy F. Simulation of breaking waves using the high-order spectral method with laboratory experiments: wave-breaking onset[J]. Ocean Modelling, 2017, 119: 94-104.
- [176] Sen D, Saripilli J R. Numerical studies on slosh-induced loads using coupled algorithm for sloshing and 3D ship motions[C]. In Proceedings of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. American Society of Mechanical Engineers, 2017, 57632: V001T01A036.
- [177] Seng S. Slamming and whipping analysis of ships[D]. Department of Mechanical Engineering, Technical University of Denmark, 2012.
- [178] Seng S, Monroy C, Malenica Š. On the use of Euler and Crank-Nicolson timestepping schemes for seakeeping simulations in OpenFOAM[C]. VII International Conference on Computational Methods in Marine Engineering, Nantes, France. 2017.
- [179] Sergeeva A, Slunyaev A. Rogue waves, rogue events and extreme wave kinematics in spatio-temporal fields of simulated sea states[J]. Natural Hazards and Earth System Sciences, 2013, 13(7): 1759-1771.
- [180] Shatalov A, Hafez M. Numerical solutions of incompressible Navier–Stokes equations using modified Bernoulli's law[J]. International journal for numerical methods in fluids, 2003, 43(9): 1107-1137.
- [181] Shen Z, Wan D. RANS computations of added resistance and motions of a ship in head waves[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering. 2013, 23(4): 263–271.
- [182] Shen Z, Wan D, Carrica, P.M. Dynamic overset grids in OpenFOAM with application to KCS self-propulsion and maneuvering[J]. Ocean Engineering. 2015, **108**: 287–306.
- [183] Shrira V I, Slunyaev A V. Nonlinear dynamics of trapped waves on jet currents and rogue waves[J]. Physical Review E, 2014, **89**(4): 041002.
- [184] Siddiqui M A, Greco M, Colicchio G, Faltinsen. O.M. Validation of damaged ship hydrodynamics by a Domain Decomposition Approach using the Harmonic Polynomial Cell method and OpenFOAM[C]. In Proceedings of 33rd International Workshop on Water Waves and Floating Bodies. Scolan, 2018.
- [185] Sitanggang K I, Lynett P J. Multi-scale simulation with a hybrid Boussinesq -RANS hydrodynamic model[J]. International journal for numerical methods in



fluids, 2010, **62**(9): 1013-1046.

- [186] Song J Q, Zhuang Y, Wan D C. New wave spectrums models developed based on HOS method[C]. The Twenty-Eighth International Ocean and Polar Engineering Conference Sapporo. Los Angeles: 2018. The International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018. 524-531.
- [187] Sriram V, Schlurmann T, Schimmels S. Focused wave evolution using linear and second order wavemaker theory[J]. Applied Ocean Research, 2015, 53: 279-296.
- [188] Stern F. Influence of Waves on the Boundary Layer of a Surface-Piercing Body[C]. In Proceedings of International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 4th. 1985, 383.
- [189] Stern F, Yoo S Y, Patel V C. Interactive and large-domain solutions of higherorder viscous-flow equations[J]. AIAAJournal 1988; **26**(9):1052–1060.
- [190] Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow[J]. Journal of Computational physics, 1994, 114(1): 146-159.
- [191] Swan C, Sheikh R. The interaction between steep waves and a surface-piercing column[C]. The 22nd International Conference on Offshore Mechanics & Arctic Engineering. 2003, 373(2033):41251-7.
- [192] Tanaka I. Three-dimensional ship boundary layer and wake[M]. Advances in applied mechanics. Elsevier, 1988, 26: 311-359.
- [193] Tanaka M. A method of studying nonlinear random field of surface gravity waves by direct numerical simulation[J]. Fluid Dynamics Research, 2001a, 28(1): 41-60.
- [194] Tanaka M. Verification of Hasselmann's energy transfer among surface gravity waves by direct numerical simulations of primitive equations. Journal of Fluid Mechanics, 2001b, 444: 199-221.
- [195] Tanizawa K, Taguchi H, Sawada H. Application of NWT to the design of ART[C]. The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2003.
- [196] Tahara Y, Stern F, Rosen B. An interactive approach for calculating ship boundary layers and wakes for nonzero Froude number[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 98: 33 -53.
- [197] Toffoli A, Gramstad O, Trulsen K, Monbaliu J, Bitner-Gregersen E, Onorato M. Evolution of weakly nonlinear random directional waves: laboratory experiments and numerical simulations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010a, 664: 313-336.
- [198] Toffoli A, Onorato M, Bitner Gregersen E M, Monbaliu, J. Development of a bimodal structure in ocean wave spectra[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 2010b, 115(C3): C03006.
- [199] Ubbink O, Issa R I. A Method for Capturing Sharp Fluid Interfaces on Arbitrary Meshes[J]. Journal of Computational Physics. 1999, 153(1): 26-50.
- [200] Ursell F, Dean R G, Yu Y S. Forced small-amplitude water waves: a comparison of theory and experiment[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1960, **7**(1): 33-52.
- [201] Vijfvinkel E. Focused Wave Groups on Deep and Shallow Water[D]. Groningen:



University of Groningen, 1996.

- [202] Villeger F, Allessandrini B. Interaction between free surface flow and boundary layer around a ship model[C]. Proceedings of the 7th International Workshops on Water Waves and Floating Bodies, France, 1992; 291-295.
- [203] Vukčević V. Numerical modelling of coupled potential and viscous flow for marine applications[D]. Zagreb: University of Zagreb, 2016.
- [204] Vukčević V, Jasak H, Malenica Š. Decomposition model for naval hydrodynamic applications, Part I: Computational method[J]. Ocean Engineering, 2016a, **121**: 37-46.
- [205] Vukčević V, Jasak H, Malenica Š. Decomposition model for naval hydrodynamic applications, Part II: Verification and validation[J]. Ocean Engineering, 2016b, **121**: 76-88.
- [206] Wang J, Zhao W, Wan D. Development of naoe-FOAM-SJTU solver based on OpenFOAM for marine hydrodynamics[J]. Journal of Hydrodynamics, 2019, 31(1): 1-20.
- [207] West B J, Watson K M, Thomson J A. Mode coupling description of ocean wave dynamics[J]. The Physics of Fluids, 1974, 17(6): 1059-1067.
- [208] West B J, Brueckner K A, Janda R S, Milder D M, Milton R L. A new numerical method for surface hydrodynamics[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 1987, 92(C11): 11803-11824.
- [209] Westphalen J, Greaves D M, Williams C J K, Hunt-Raby A C, Zang J. Focused waves and wave–structure interaction in a numerical wave tank[J]. Ocean Engineering, 2012, **45**: 9-21.
- [210] White P F, Chen Y, Maki K J, Beck R F. Velocity decomposition analysis of free surface flow[C]. In Proceedings of 32th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies. 2017.
- [211] Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD[M]. 3rd Edition. La Canada, CA, DCW industries, 2006.
- [212] Xiao W T, Liu Y M, Wu G Y, Yue D K. Rogue wave occurrence and dynamics by direct simulations of nonlinear wave-field evolution[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 720: 357-392.
- [213] Xie Z, Yan S, Ma Q, Stoesser T. Numerical modelling of focusing wave impact on a fixed offshore structure[C]. In Proceedings of the 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018.
- [214] Yu Y X, Li B X, Zhang N C. Oblique and multi-directional random wave loads on vertical breakwaters.[J] China Ocean Engineering ,2003,(2):188-200.
- [215] Zakharov V E. Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1968, 9(2): 190-194.
- [216] Zhang Y, Peszynska M, Yim S. Coupling of viscous and potential flow models with free surface for near and far field wave propagation[J]. International Journal of Numerical Analysis and Modeling, 2013, **4**(3), 256-282.
- [217] Zhuang Y, Wan D. Numerical Study of Focused Waves Acting on a Fixed



FPSO-Shaped Body[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2019, **29**(02): 128-140.

- [218] 邓燕飞. 畸形波的模拟及其对海洋结构物作用特性研究[D].上海交通大学,2017.
- [219] 郝健. 二维地形对畸形波生成概率影响的数值模拟研究[D].大连理工大学,2017.
- [220] 季新然. 多向不规则波浪与大尺度群墩作用的研究[D]. 大连理工大学, 2015.
- [221] 李金宣. 多向聚集极限波浪的模拟研究[D].大连理工大学,2008.
- [222] 李金宣,郝健,王磊,柳淑学. 基于高阶谱方法求解波浪在不规则地形上传播的完全非线性数值模型[J]. 水动力学研究与进展(A 辑), 2017, 32(03): 293-300.
- [223] 李金宣,柳淑学,HONG Key-yong. 非线性波浪的数值模拟[J]. 大连理工大学学报, 2008, (03): 430-435.
- [224] 刘远传. 浮式结构物系泊系统数值分析模块 naoeFOAM-ms 开发[D], 2014.
- [225] 王炳亮, 李辉乐. 某 CFD 计算软件多 CPU 并行计算效率研究[J]. 广船科 技, 2020, 40(02): 1-4.
- [226] 赵骥. 船舶水动力的粘势流耦合方法初探 [D]. 上海交通大学, 2015.
- [227] 赵骥, 朱仁传, 缪国平. 基于 Helmholtz 速度分解的黏势流耦合方法[J]. 上 海交通大学学报, 2016, 50(01): 103-109.
- [228] 赵骥,朱仁传,缪国平. 求解 SUBOFF 绕流问题的粘势流耦合方法[J]. 中国造船, 2017, 58(221), 01 78-87.
- [229] 赵西增,孙昭晨,梁书秀.高阶谱数值方法及其应用[J]. 船舶力学,2008a,(05): 685-691.
- [230] 赵西增,孙昭晨,梁书秀. 模拟畸形波的聚焦波浪模型[J]. 力学学报, 2008b, (04): 447-454.
- [231] 赵西增, 孙昭晨, 梁书秀. 高阶谱方法建立三维畸形波聚焦模拟模型[J]. 海洋工程, 2009, **27**(01): 33-39.



攻读博士学位期间已发表或录用的论文

期刊文章

- [1] **Zhuang Y,** Wan D C. Numerical simulation of ship motion fully coupled with sloshing tanks by naoe-FOAM-SJTU solver[J]. Engineering Computations, 2019, 36(8): 2787-2810. (SCI, 收录号: WOS: 000490289000015)
- [2] **Zhuang Y,** Wan D C. Numerical Study of Focused Waves Acting on a Fixed FPSO-Shaped Body[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2019, 29(02): 128-140. (SCI, 收录号: WOS: 000470896300002)
- [3] **Zhuang Y,** Wan D C. Numerical study on ship motion fully coupled with LNG tank sloshing in CFD method[J]. International Journal of Computational Methods, 2019, 16(06): 1840022. (SCI,收录号: WOS: 000469242000005)
- [4] **Zhuang Y**, Wan D C. Parametric study of a new HOS-CFD coupling method[J]. Journal of Hydrodynamics, 2021, 33(1): 43-54. (SCI, 己收录)
- [5] Zhuang Y, Wan D C. Recent Development of High-Order-Spectral Method Combined with Computational Fluid Dynamics Method for Wave-Structure Interactions[J]. Journal of Harbin Institute of Technology (New Series), 2020.
- [6] **Zhuang Y, Wan D C**,带液舱 FPSO 船内外流场耦合的数值分析[J].水动力 学研究与进展, 2020, 35(1):100-105.
- [7] Zhuang Y, Wan D C. Numerical Study on Coupling Effects of FPSO Ship Motion and LNG Tank Sloshing in Low-Filling Conditions[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2016, 37(12): 1378-1393. (INSPEC: 16938833)
- [8] **庄园**, 万德成。应用重叠网格方法的单点系泊 FPSO 数值模拟[J], 江苏科技 大学学报(自然科学版), 2017, 31(5):574-578.

会议文章

- [1] Zhuang Y, Wan D C, Li Z. Freak Wave-Induced Ship Motion with Sloshing Tanks Based on a HOS-CFD Coupling Method[C], In Proceedings of the 30th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2020. (EI,收录号: 20203809195409)
- [2] Zhuang Y, Wan D C, Bouscasse B, et al. A Combined Method of HOS and CFD for Simulating a Container Ship in Steep Waves[C], The 33rd Symposium on Naval Hydrodynamics, 2020.
- [3] **庄园**,万德成. 高阶谱方法与 CFD 方法耦合的数值模拟技术[C].第三十届 全国水动力学研讨会暨第十五届全国水动力学学术会议文集,安徽合肥, 2019, pp.37-49.



- [4] Zhuang Y, Wan D C, Bouscasse B, et al. Regular and irregular wave generation in OpenFOAM using high order spectral method[C]. In Proceedings of the 13th OpenFOAM Workshop (OFW13), Shanghai, China. 2018: 189-192.
- [5] Zhuang Y, Wan D C. Fully Coupled Analysis of Ship Motion and Sloshing Tanks in Regular and Irregular Waves[C]. In Proceedings of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. American Society of Mechanical Engineers, 2018, 51326: V11AT12A021.
- [6] **Zhuang Y**, Li Q, Wan D C. Numerical Study of a Fixed FPSO-Shaped Body under Focused Waves with Different Headings[C]. In Proceedings of the 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018. (EI,收录号: 20190506443013)



攻读博士学位期间参与的科研项目

- 1. 国家重点研发计划项目,高端装备复杂流场自主 CAE 一体化平台,2019/12-2022/12。
- 2. 工信部数值水池创新专项课题,201623,涡激振动/涡激运动软件系统开发,2016/01-2019/12。
- 3. 上海市东方学者特聘教授(跟踪计划)项目:《船舶与海洋工程数值水池建模 研究与程序开发》,批准号:2013022,2014年1月至2016年12月。
- 4. 国家自然科学基金青年项目,51809169,波浪中船舶操纵运动直接数值模拟 方法研究,2019/1-2021/12。





致 谢

值此落笔之际,我的博士生涯也即将结束。博士期间尝尽酸甜苦辣,心中感慨万千,一路坚持下来,得到了很多人的帮助,在此表示衷心感谢。

首先要感谢我的导师万德成教授。在我博士研究生期间,万老师给予了我生 活上、学习上无微不至的关心。万老师以他敏锐的学术洞察力、深厚的学术功底 为我的论文选题把关,使得本博士论文得以顺利开展。即使身兼数职,万老师仍 然在百忙之中抽出时间,坚持每周与我们进行学术讨论。在每次讨论中,万老师 总能为我拨开迷雾,指点迷津。没有万老师的指导和帮助,我的博士论文不可能 顺利完成。万老师认真负责的工作态度、勇攀高峰的科研精神和严谨的治学态度 深深地影响着我,这将成为我今后人生中的一笔宝贵财富,使我受益终生。

其次要感谢 CMHL 团队中的各位兄弟姐妹。在攻读博士的千余个日日夜夜 里,少不了你们对我的帮助和爱护,能够认识你们实在是人生的一大幸事。感谢 端木玉博士、王建华博士、赵伟文博士、张晨亮、何佳益、李鹏飞、杨亚强、李 海洲、尹崇宏、刘晓义、孙涛、彭耀、罗天、吴惠宇、吴建威、夏可、何东亚、 艾勇、付博文、饶成平、程萍、陈翔、刘正浩、缪爱琴,祝你们在今后工作顺利、 事业有成。感谢刘聪、何佳伟、刘鑫旺、邓迪、文潇、黄扬、任振、张冠宇、李 政、张晓嵩、赵旻晟、黄凤来、陈松涛、马春卉,希望你们在今后的科研道路上 勇攀高峰、再创新高,顺利完成研究生阶段的学习工作。

还要感谢法国南特中央理工 LHEEA 实验室的 Pierre Ferrant 教授、Benjamin 和 Guilleum,感谢他们在我去法国进行交流期间给与的指导和帮助,也非常感谢 在法国的朋友们对我生活上的帮助,希望以后可以多多合作,友谊长存。

此外,我还要特别感谢我的母亲习晓远女士,我的父亲庄颜彬先生在我攻读 博士期间对我的包容、理解和支持。在我读博期间,每当我遇到困阻、心情烦闷 的时候,你们总能耐心地听我倾诉并开导我。没有你们的支持,我不可能走到今 天。我也不会令你们失望,今后将加倍努力,让你们能为我骄傲。

本博士论文还受到了英国劳氏船级社基金(Lloyd's Register Foundation for Doctroal Student, LRF)的长期资助,以及国家基金委(CSC)对我在国外一年 生活的资助,对此我深表感谢。

最后,我希望感谢所有帮助、关心过我的老师、同学、朋友,衷心祝愿你们 在今后的日子里一切顺利。



上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明: 所呈交的学位论文, 是本人在导师的指导下, 独立进行研究工作 所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外, 本论文不包含任何其他个人或集体已 经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体, 均已在文中 以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名: 书图

日期: 邓水 年了月记日

上海交通大学

学位论文使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定,同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅。

本学位论文属于 公公开论文

□内部论文,□1年/□2年/□3年 解密后适用本授权书。
□秘密论文, ____年(不超过10年)解密后适用本授权书。
□机密论文, ____年(不超过20年)解密后适用本授权书。
(请在以上方框内打"√")

学位论文作者签名: 243





上海交通大学博士学位论文答辩决议书



015010910057

姓 名	庄园	学号	0150109100 57	所在 学科	船舶与海洋工程				
指导教师	万德成	答辩 日期	2021-05- 24	答辩 地点	闵行校区木兰船建大楼A1008				
论文题目 HOS-CFD 粘势流耦合方法及在波浪与结构物作用中应用与研究									
投票表决结果: <u>////</u> (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:									

该论文紧密围绕高效求解波浪与结构物相互作用的迫切需求,开展了基于高阶谱方法 (HOS)与CFD方法结合的粘势流耦合方法开发与应用研究,选题正确,具有重要的科学意义 和工程应用价值。

论文开发了高阶谱方法与CFD耦合的方法,形成了粘势流耦合求解器HOS-CFD-SJTU,对 该求解器进行了系统性验证,并成功应用于固定和浮式平台、集装箱船在波浪中的受力和运动 预报,以及FPSO在极端波浪情况下的高效数值求解研究。论文创新点如下:

(1)提出了HOS与CFD耦合的粘势流耦合方法,引入了松弛区用于粘流和势流的过渡求解,开发了粘势流耦合求解器HOS-CFD-SJTU,解决了CFD方法在求解非线性波浪时耗时长等问题。

(2)将HOS-CFD-SJTU求解器与重叠网格技术结合,提出了一种有效解决极端波浪下物体大幅度运动模拟的技术。

(3)通过HOS方法快速准确生成聚焦波和极端波,并高效实现集装箱船和FPSO的受力和 大幅度运动预报。

论文综述全面,研究内容丰富,数据翔实可靠,结论正确,创新性强。论文写作结构完整、 层次分明、逻辑性强、表达规范,是一篇优秀的博士论文。论文工作表明,作者已掌握本学科 坚实宽广的基础理论和系统深入的专门知识,具有很强的独立从事科研工作的能力。

论文作者答辩过程中表述清晰,回答问题正确。答辩委员会充分讨论后,经过无记名投票 表决,全票(5票)一致同意通过庄园的博士学位论文答辩,并建议授予其工学博士学位。

9/917 2021年 5月 24日

			-		
攵	职务	姓名	职称	单位	签名
^四 辩	主席	邹早建	教授	上海交通大学	SCAL7
委员	委员	王金宝	研究员	中国船舶集团有限公司第七O八研究所	it.
以会 成 员 签 名	委员	陈伟民	研究员	上海船舶运输科学研究所	phys all
	委员	张怀新	教授	上海交通大学	17487-14
	委员	朱仁传	教授	上海交通大学	FARE
	秘书	赵伟文	助理研究员	上海交通大学	赵伟之