

上海交通大学硕士学位论文

基于高阶谱方法与 CFD 耦合模型的极端波浪数值模拟

硕士研究生：宋家琦

学 号：116010910100

导 师：万德成教授

申 请 学 位：工学硕士

学 科：船舶与海洋工程

所 在 单 位：船舶海洋与建筑工程学院

答 辩 日 期：2019 年 1 月

授予学位单位：上海交通大学

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

**THE NUMERICAL SIMULATION OF EXTREME
WAVES OF COUPLING MODEL BASED ON
HIGH-ORDER SPECTRAL METHOD AND CFD**

Candidate:	Song Jiaqi
Student ID:	116010910100
Supervisor:	Prof. Wan Decheng
Academic Degree Applied for:	Master of Science in Engineering
Speciality:	Naval Architecture and Ocean Engineering
Affiliation:	School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering
Date of Defence:	Jan, 2019
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

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《基于高阶谱方法与 CFD 计算耦合模型的极端波浪模拟》，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

上海交通大学

学位论文版权使用授权书

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

保密 ，在 ___ 年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密 。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名：

指导教师签名：

日期： 年 月 日

日期： 年 月 日

基于高阶谱方法与 CFD 耦合模型的极端波浪数值模拟

摘要

极端波浪，是一种具有异常波高及不对称波形的强非线性波浪。遭遇极端波浪一直是船舶以及海上结构物受到严重破坏的最主要原因之一。对极端海浪生成以及演化进行数值模拟的工作，有助于更好地解决极端波浪与结构物相互作用问题，对保障海上人员与财产安全方面具有重要意义。

本文基于高阶谱（HOS）方法对波浪演化和极端波浪生成进行高效模拟，并通过构建耦合模型来实现 CFD 计算域内的极端波浪重构。本文首先对两种基于高阶谱方法的模型 HOS-ocean 与 HOS-NWT 的控制方程、边界条件、求解流程进行介绍，并通过标准算例验证了两种模型在模拟波浪演化问题上的准确性与稳定性。在现有 HOS-ocean 模型中引入 ITTC 双参数谱，实现了该海浪谱下波浪的初始化模拟，并通过谱分析验证了工作的正确性。基于 HOS-ocean 模型，本文通过两种方式对极端海浪进行模拟，一种是通过调整初始时刻各个波浪组成部分的相位，在固定时刻以及位置形成聚焦波，一种是对大范围海域进行长时间非线性波浪演化后得到极端波浪。本文在选择具有不同方向性参数的大范围波浪场进行长时间模拟后，发现波浪场的方向性越强，其中产生的极端波浪的平均横向波长就越大。

本文实现了基于高阶谱方法与 CFD 计算耦合模型的构建，包括设置松弛区、选择插值模型、设计接口模块及整个计算流程。通过对高阶谱模型计算的多种基本类型波浪在 CFD 计算域内重构，验证了耦合模型的有效性。接着，基于高阶谱模型所计算的极端波浪周围的流场信息，耦合模型对该区域进行波浪场的重构，在 CFD 计算域内实现了聚焦波生成过程的模拟，以及大范围海域中极端波浪的重现。最后，

本文还利用耦合模型对极端海浪的波峰波谷附近内部流场的速度分布进行分析，发现在极端海浪生成时刻，速度分量在波浪传播主方向上具有很强的集中性。

关键词：耦合模型；高阶谱方法；CFD；极端波浪

THE NUMERICAL SIMULATION OF EXTREME WAVES OF COUPLING MODEL BASED ON HIGH-ORDER SPECTRAL METHOD AND CFD

ABSTRACT

Extreme waves are strong nonlinear waves with unusual wave heights and asymmetric shapes. Encountering extreme waves has been one of the most important causes of severe damage to ships and offshore structures. The numerical simulation of the formation and evolution of extreme waves could help solve the problem of interaction between extreme waves and structures better, which is of great significance in ensuring the safety of people and property at sea.

In this thesis, the efficient simulation of wave evolution and extreme wave generation is based on the high-order spectral (HOS) method. And the extreme waves are reconstructed in the CFD calculation domain by the construction of coupling model. First, the control equations, boundary conditions and calculation flow of two models based on HOS methods are introduced which are HOS-ocean and HOS-NWT. The accuracy and stability of these models on the simulation of wave propagation are verified by standard calculation. Then in the existing HOS-ocean model the function of wave field initialization simulation based on ITTC 2-parameter spectrum is introduced, which has been verified by spectral analysis. Then based on the HOS-ocean model, this thesis simulates extreme waves in two method. One is by the adjustment of the phase of each wave component at the initial moment to form a focused wave at a fixed time and position. Another one is by long time nonlinear wave evolution of large-scale wave field to obtain extreme waves. After long time simulation of large-scale wave fields with different directionality, it is

found that the stronger the directionality of the wave field is, the larger the mean lateral wavelength of the extreme wave becomes.

This thesis realizes the construction of the coupling model based on HOS method and CFD calculation, including the setting up of relaxation zone, the selection of interpolation model, the design of interface module and whole calculation process. The various basic types of waves calculated by the HOS model are reconstructed in the CFD computational domain, which could verify the accuracy of the coupling model. Then, based on the flow field information around the extreme waves calculated by the HOS model, the coupling model reconstructs the wave field in the region. In this way the focused wave, as well as the extreme waves in large-scale wave field are reconstructed in CFD calculation domain. Finally, the thesis applies this coupling model to analyze the velocity distribution of the internal flow field near the peak and trough of the constructed extreme wave. It is found that the velocity component has a strong concentration in the main direction of wave propagation at the moment of extreme wave appearance.

KEY WORDS: coupling model, HOS method, CFD, extreme wave

目 录

基于高阶谱方法与 CFD 耦合模型的极端波浪数值模拟.....	I
摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 极端波浪的研究意义与研究现状	1
1.1.1 对极端波浪的认知历程与极端波浪的危害	1
1.1.2 极端波浪的判定及形成机理讨论	4
1.1.3 极端波浪的研究方法	6
1.2 基于高阶谱方法的波浪模拟的研究现状及其优势	7
1.3 粘势流耦合模型的研究现状	10
1.3.1 区域分解法在粘势流耦合模型中的应用	10
1.3.2 高阶谱方法与 CFD 计算耦合模型的研究现状.....	11
1.4 本文主要工作及特点	13
第二章 高阶谱模型数值方法及相关验证	17
2.1 高阶谱方法数学方程及求解流程	17
2.2 HOS-ocean 模型.....	19
2.2.1 周期性边界条件	20
2.2.2 初始条件设定	21
2.3 HOS-NWT 模型.....	22
2.3.1 数值水池边界条件	22
2.3.2 数值水池造波模块	23
2.3.3 消波区域	24
2.4 模型验证分析	24
第三章 基于高阶谱方法的极端波浪模拟	27
3.1 基于海浪谱的不规则波生成及演化模拟	27
3.1.1 海浪谱在高阶谱造波方法中的引入	27
3.1.2 基于高阶谱方法的海浪模拟及谱分析	29
3.2 聚焦波模拟	32

3.3 基于大范围开阔波浪场长时间演化的极端海浪模拟分析	34
3.3.1 大范围开阔海域的三维多向不规则波模拟	34
3.3.2 关于方向参数的介绍	35
3.3.3 各方向参数下大范围长时间多向不规则波模拟与分析	36
3.4 本章小节	40
第四章 耦合模型构建与验证	43
4.1 waves2Foam 模型简介	43
4.2 耦合模型构建	44
4.2.1 松弛区造波边界	44
4.2.2 插值程序 Grid2Grid	45
4.2.3 耦合模型接口模块	47
4.2.4 耦合模型结构与计算流程	48
4.3 耦合模型验证计算	51
4.3.1 不同类型输入波浪在粘势流耦合模型中的计算结果	51
4.3.2 不同网格尺度下粘势流耦合模型的计算结果	54
4.4 本章小节	55
第五章 极端波浪在耦合模型中的重构与分析	57
5.1 聚焦波在耦合模型中的模拟	57
5.2 大范围海域模拟中极端海浪的重构	60
5.2.1 计算域提取以及耦合模型网格划分	60
5.2.2 基于耦合模型 CFD 计算域的极端海浪的模拟分析	62
5.3 基于耦合模型的极端海浪内部速度场分析	66
5.4 本章小结	71
第六章 结论与展望	73
6.1 本文主要结论与工作亮点	73
6.2 耦合模型的优化方向及研究展望	75
参 考 文 献	77
致 谢	83
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文	85

第一章 绪论

1.1 极端波浪的研究意义与研究现状

1.1.1 对极端波浪的认知历程与极端波浪的危害

众所周知，自然界中海洋表面可以看到数不清的波浪，这些波浪形态各异，或长，或短，或高，或低，而海面有时一望无垠、规则平整，有时变化莫测、崎岖不平。随着人类对于海洋利用与开发的能力不断提升，人们对于波浪的认识，也从在海岸的眺望观察，转换到于大海中真切感受、实时观测。在航运业、近远海石油开采工业、渔牧业以及港口、游艇等行业的蓬勃发展下，人们对于海上作业安全及结构物保障问题越来越重视。尤其是一些巨大海浪所带来的威胁，有时会给海上航行器、结构物以及人员安全造成严重危害，而海上作业平台，投入高、体量大，即使引发设备故障，也会因为几小时的停工而造成很大的财产损失。因而大家对于海上的极端波浪的研究也越来越重视。

就目前所观测到的巨大海浪，大致可以分为以下几类^[1]：

- (1) 极端天气造成的恶劣海况，由于大气压强梯度带来的大风引发的风浪。
- (2) 海底板壳运动（地震）引发的海啸。
- (3) 引潮力(月球、太阳或其他天体对于地球上海水的引力)造成的大浪。
- (4) 极端波浪，往往没有明显预兆，多为孤立形态，单个或几个连续的巨大波浪。

从上述对于巨大海浪的分类描述可以看到，这些可能会给人类的远海以及近海活动带来严重财产损失与人员伤亡的波浪，在形成原因以及相关形态上会有很大的区别。第一类海浪，如图 1-1a 所示，由自然界中的气压变化所引发的风浪，往往会使整片海域陷入狂风大浪之中，但随着气象学的不断进步，对于极端天气所引发的大浪，人们目前可以做到有效规避。第二类情况，是由不可抗拒的板壳运动所造成的，海啸在生成之时于深远海波高较低、周期很长，但传播到近海之时，波高会急剧升高，给沿海结构物以及人员带来巨大伤害，如图 1-1b 所示的 2011 年 3.11 日本地震所引发的海啸，带来了两万余人的伤亡，并引发福岛核电站严重核泄漏，此类极端波浪的初始生成很难预测，但是根据地震的发生时间及地点可以对海啸的传播路径进行预报。第三类波浪，是由于天体引力并结合某些海域的

地形因素所造成的，如图 1-1c 中的钱塘江大潮，该类海况的发生由于和天体运动时的相对位置有关，具有极强的规律性，大浪的发生时段基本可以较为准确的预测。而第四种海浪，极端波浪的生成，目前学术界还没有得到一致认可的定论。关于该波浪的记录，是在近 70 年来，随着人类海上作业遭遇记录不断增多以及波浪实测数据不断积累下，多次得以印证，而逐渐引发人们的重视的。较为知名的便是 1995 年新年之夜，在北海 Draupner 平台所记录的极端波浪^[2]，如图 1-1d 所示，在 260s 左右时，最大波高达到了 25.6m。该类波浪往往具有“孤立”性的特点，波高很大且发展变化迅猛，会给海上的遭遇者带来极大的威胁，并且在风暴天气或者一般天气都有一定几率出现。下面本文将就极端波浪的具体特征，判定依据以及研究现状进行介绍。

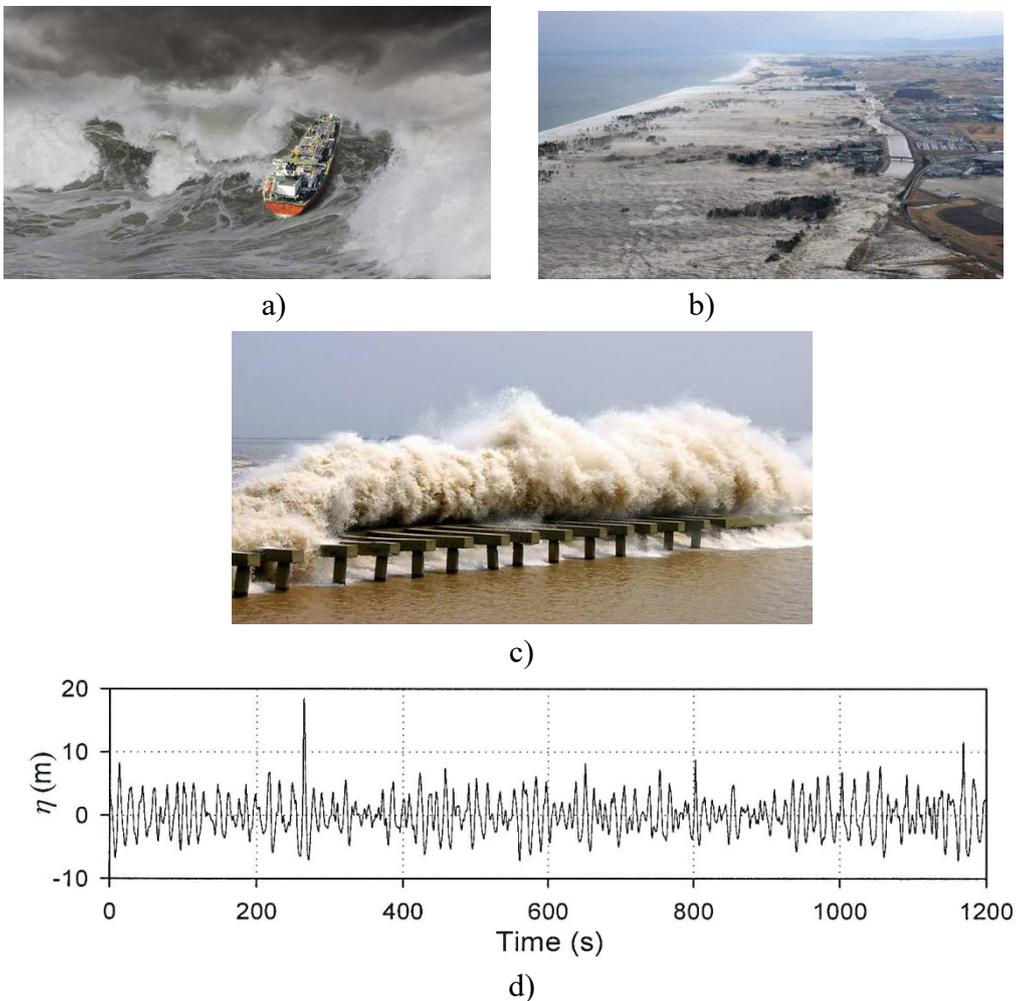


图 1-1 几种典型的巨大波浪：a) 风暴中的海面，b) “311”日本大海啸
c) 钱塘江大潮，d) “新年波”时历曲线

Fig.1-1 Kinds of typical giant waves: a) the sea in the storm, b) the "311" Japanese tsunami
c) the Qiantang River tide, d) the curve of "new year wave" recording

极端波浪, 又称凶波(rogue waves), 畸形波(freak waves)或巨浪(giant waves), 其波高巨大且波形不对称, 出现、发展、消失的过程迅猛, 具有强非线性特征^[3]。在 Lawton^[4]的文中指出, 在近几个世纪以来, 这类波浪(极端波浪)一直传闻于航海者之间, 有些目击者们称之为“水墙”(walls of water)、“海洞”(holes in the sea), 而有些连续出现的巨浪被称为“三姐妹”(three sisters), 极端海浪一般毫无预兆地突然出现, 并且会迅速消失, 由于其巨大的波峰伴随较深的波谷, 很可能给遭遇者带来毁灭性的打击。在近几年中, 随着航运事业、海上采油工业的不断发展, 以及海上波浪观测站的大量修建, 关于极端波浪的认识, 也从神秘的传闻转到真实的纪实或者数据纪录, 如“新年波”的观测。大家开始重视起该类波浪, 并且对各个事故的发生地点分布与波面观察纪录进行分析, Nikolkina^[5](2011)认为近两个世纪以来超 200 起的海难事故的主要凶手便是极端波浪。下面本文将对极端海浪的纪录与造成的伤害做简要综述。

Mallory^[6](1974)对 1952-1973 年间在南非东南海域 Agulhas 中的极端波浪进行了统计与讨论, 并列举了 12 个极端波浪相关情况。Lawton^[4](2001)统计了大量由船舶目击或者遭遇的极端波浪情况, 并对于 1969-1996 年间在太平洋和大西洋中因极端波浪所造成的 22 艘大型船舶失事、525 人伤亡的事件进行了详细统计, 其具体发生位置以及伤亡情况如图 1-2 所示。Mori^[7](2002)利用对 1986-1990 年间在日本海 Yura 港口海域, 对 4 年间该海域纪录的波高超有义波高 2 倍并且大于 10m 的极端波浪进行了统计, 该海域的平均水深为 43 米。Nikolkina^[5]对 2006-2010 年中在海岸、浅海以及深海中纪录的 78 个极端波浪所造成的财产损失与人员伤亡进行了统计与汇总。此外, 最为著名的还是 1995 年 1 月 1 日在北海海域纪录的“新年波”, 最大波高可达 25.6m, 并且其波形被完整地纪录下来, 如图 1(d)所示。从近 60 余年来, 研究学者们的统计结果来看, 极端波浪的发生海域广泛, 既能出现在深海, 也可能出现在近海、海岸及港口, 并且在风暴天气中出现的可能性较大, 但也会在一般天气中出现。所以对于其预测以及形成机理的研究难度很大, 下面将从极端海浪的定义以及特征进行展开讨论。

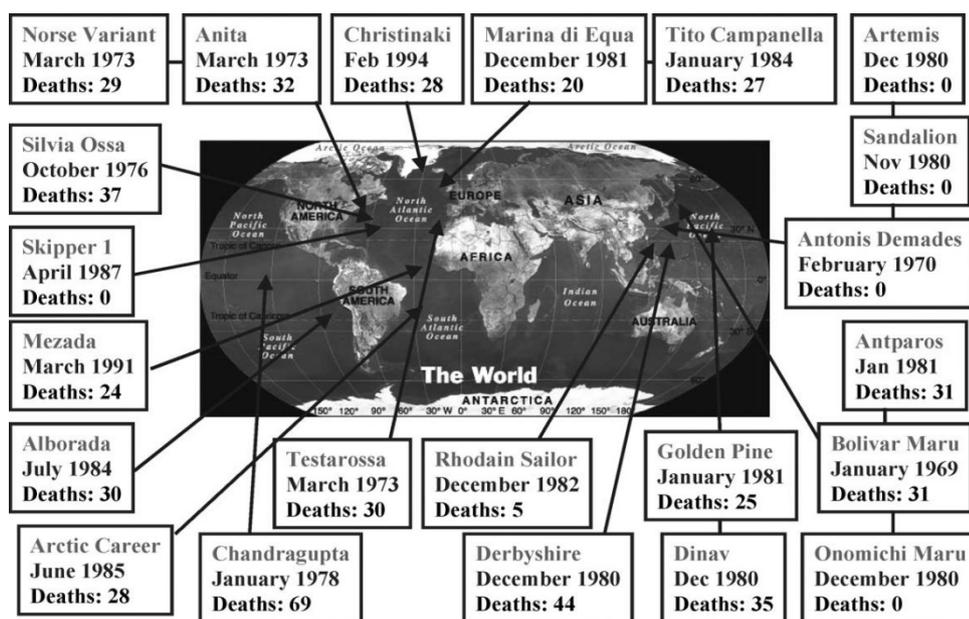


图 1-2 1969-1996 年间由于大型船舶遭遇极端波浪所造成的人员伤亡统计
Fig 1-2 Statistics on casualties caused by extreme waves for large ships from 1969 to 1996

1.1.2 极端波浪的判定及形成机理讨论

首先，我们先从一般波浪的相关参数的定义进行介绍。如图 1-3 所示的一般波浪。波面高度 $\eta(x,t)$ 表示波面上的一点到水平面 $\eta=0$ 的垂向差值。波峰 A_c 表示上跨零点 X_2 和下跨零点 X_3 之间的最高点 C_2 的波高大小。波谷 A_t 表示上跨零点 X_1 和下跨零点 X_2 之间的最低点 T_1 的波高大小。波高 H 表示相邻波峰点 C_2 和波谷点 T_4 间的垂向距离。

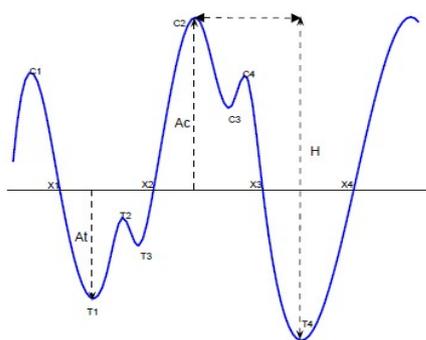


图 1-3 波浪参数的描述示意图

Fig.1-3 Schematic diagram of wave parameters

对于极端波浪（畸形波）的定义，首先介绍 Sand^[8]等(1990)提出的标准。假定一个按照时间序列排列的波高序列 $H_1, H_2, H_3, \dots, H_{j-1}, H_j, H_{j+1}, \dots, H_n$,

这里如果 H_j 是极端波浪，那么其应该符合以下四个条件：

- (1) $H_j > 2H_s$
- (2) $H_j > 2H_{j-1}$
- (3) $H_j > 2H_{j+1}$
- (4) $A_{c_j} > 0.65H_j$

其中， H_s 是有义波高，而 A_{c_j} 是 H 所对应的波峰高度。

从极端波浪的定义可以看出，该波浪具有大波幅的体现，波高超过有义波高的两倍，波峰高耸，需超过自身波高的 0.65 倍，并且具备一定的“孤立”特性，波面高度变化剧烈，其波高须高于该测量点其他相邻时刻波高的两倍。而 Onorato^[9] 等(2001)则认为当波面足够大时，关于波浪的阶跃条件(2)(3)，尤其是条件(3)中所要求的对该波浪后续波高的要求便不是很重要，因为研究此类波浪的意义在于探究大的波高所带来的对结构物的严重损害，而不是波浪的连续变化历程。同样参照 Kharif^[10](2003)及赵西增^[11](2009)文中的标准，当波浪的波高与有义波高之间的比大于一定值时，即可以判定是极端波浪，只要该波浪的波高大于两倍波高就符合要求。综上所述，在本文的工作对于极端海浪的判定依据主要是以波高大小为主要考虑对象，即波浪的最大波高大于 2.0 倍有义波高即可认为是极端波浪。

从之前对于极端波浪实例的统计可以发现，其产生的环境是多种多样的，并且其产生的原因也是众说纷纭，但其基本都包含大波高、大波陡、波形不对称的外形特点，并且具有强非线性特征。对于极端波浪的形成或者诱发原因，目前大致可以分成以下几点^[10]：

- (1) 方向流的放大作用。
- (2) 波的集中作用。
- (3) 波的非线性不稳定性。

第一种情况是由于海流及相关海底地貌所造成的，但是对于深海水域以及开阔水域来说，并不会产生明显影响。而对于第二种情况，波浪的集中作用，往往是与波流相互作用、地形、风、自身聚焦不稳定性、波浪方向性等因素有关，并且根据线性波浪理论，当不同频率的波浪在某一个时间地点波峰波谷相互叠加也会产生聚焦波，形成极端波浪，这种思路往往用于实验与数值方法模拟聚焦波中。而最后一种波的非线性不稳定性，指的是当在一定的边界条件下，波浪运动方程的解可以分为稳定项与不稳定项。后者在某时段迅速放大并成为主要组成部分，随后迅速减小。

对于极端波浪形成的机理目前仍没有一个准确的定论，当然人们对于极端波

浪的研究目的不仅仅在于探究其生成原理，更为引人注意的是，研究极端波浪的物理特性，从而能够人为“设计”出贴近自然状态下的极端波浪，并且对相应的船舶结构或者海上结构物进行波浪相互作用，通过对波浪力等分析来对结构物的设计进行评估与优化，从而能够减低由于遭遇极端波浪而造成的损失。

1.1.3 极端波浪的研究方法

目前人们对于极端波浪的研究途径分为：海上观测站实测、物理水池实验、数值方法模拟。由于极端波浪出现的随机性，海上观测方法所需要的时间周期很长，并且会消耗大量的人力物力。为了能够研究极端波浪与海上结构物的相互作用，基于实验以及数值方法的极端波浪模拟越来越受到人们的重视。

物理水池实验作为研究波浪的最主要的手段，在对极端波浪的模拟与研究方面也发挥着很大的作用。常用的实验模拟极端波浪的方法有：聚焦方法模拟，非线性自聚焦方法模拟，以及随机波列中模拟极端波浪。其中最为常用的方法为第一种方法中的相速度方法，根据线性波浪理论，通过人为强制调制各个组成波的初相位，将不同频率以及振幅的波浪进行线性叠加，使之在设定的位置与时间达到最大波峰，从而得到极端波浪。韩涛^[12]等(2004)以及芮光六^[13]等(2004)，采用这种方法，模拟了物理水槽中极端波浪的生成。第二种方法则是考虑到了波浪的非线性不稳定性，其中主要是 Benjamin&Feir(BF)不稳定性，近些年来很多学者就其对二维及三维情况下极端波浪的生成过程所造成的影响进行展开研究^[14-16]。而第三种方法，则是考虑了实际开阔海域的波浪运动形式具有较强的随机性，因而对于贴近于自然状态下的极端波浪的模拟应该基于随机波列，但是这样使得波浪演化的过程过于随机，理论上需要长时间大范围的模拟，因而很难通过物理水池进行实验，除非进行人为干预，调整随机波的能量分布形式，因此该类模拟往往借助于数值的方法。

因为极端波浪具有较大的波高与波陡，并具有强非线性，对于数值方法进行模拟往往需要较为精细的网格以及小时间步，来进行非线性的演化计算。Brandini^[17](2001)基于边界元方法(BEM)通过波浪的方向聚焦模拟了极端波浪，Biausser^[18](2003)利用了 VOF 与 BEM 结合的方法研究了波浪的方向性聚焦的问题。但是对于极端波浪的模拟仅仅通过聚焦的方式得到大波高的波浪，往往其“真实度”不够，而考虑开阔海域的随机波列演化下的极端波浪生成，需要在大范围的计算区域下进行长时间的模拟，才能够从足够多的样本容量中提取出极端波浪，但是这对于 BEM 方法以及 VOF 法来说，会限制于较低的计算效率。因此，在这

里引入高阶谱(High-Order Spectrum)方法,该方法基于波陡对于速度势展开,并通过快速傅里叶变化解决自由面波动问题,具有很快的收敛速度以及很好的精度。下面,本文将就 HOS 方法特性以及在对极端波浪模拟中的发展历程进行介绍。

1.2 基于高阶谱方法的波浪模拟的研究现状及其优势

首先回顾一下对于非线性不规则波浪计算的主要的势流方法,人们主要提出了边界元法(BEM),流体体积法(VOF),伪谱法(PSM)。

边界元法使用格林函数进行计算,需要列出边界积分方程,本来是用来解决线性波的衍射-辐射问题,在上世纪 80-90 年代发展到解决非线性问题,包括波浪和结构相互作用,波浪传播问题。这种方法对几何边界条件要求十分灵活,但是计算矩阵复杂度为 $O(N^2)$,不适用于计算大区域尺度的问题。

体积法是对整个流体域进行离散计算,现在常用的方法有:有限差分法,有限元法等。比如在计算 3D 海浪时,充分利用稀疏矩阵的特性减小计算复杂度到 $O(N)$,使用 σ 变换求解固定计算域的元素,无需二次划分网格,计算效率比边界元法大大提高。但是在处理大范围计算域时,也会由于巨大的网格数量,而导致出现计算量过大的问题。

伪谱法,以高阶谱方法为代表,将速度势摄动展开成一系列特征函数,采用快速傅立叶变换的方法求解导数项,具有很高的计算效率和计算精度,能够很好地模拟波浪的非线性现象。由于只对波浪表面进行节点划分,在恒定水深的波浪生成和传播中,高阶谱方法展现出了比边界元法和体积法更高的效率和精度,能够模拟大范围区域内的波浪场演化,不管是二维还是三维的数值模拟都有较好模拟结果。由于高阶谱方法的计算效率高、速度快的优点,该方法可以用来计算上百平方千米的海域内,将近一千个谱峰周期下的不规则波浪非线性演化过程,从而能够分析在接近自然演化过程中,畸形波的生成概率以及波浪场的相关因素对于其形状等特征的影响。

HOS 方法最早由 West^[19]及 Dommermuth 和 Yue^[20]在 1987 年分别提出。在 Dommermuth 和 Yue 的工作中,根据 Zakharov^[21-22]等提出的方法,首先引入自由面的速度势,然后将速度势先以波陡为小量,先作 M 阶的摄动展开,然后做傅里叶展开,并截取了较大波浪模态 ($N=O(1000)$),各个模态的幅值通过伪谱法由非线性自由液面条件来确定,而在数值计算中引入了快速傅里叶变换(FFTs),使得计算速度大大提升。在验证高阶斯托克斯波中,波陡较大(0.35)的情况下,计算能与 M 和 N 相关以指数速度收敛。在波与波间的非线性相互作用中,该方法也显

示出了很好的计算结果。该工作，作为最初的 HOS 研究，只能用于二维深水波浪在周期性边界条件下的模拟。随后，Liu 和 Dommermuth^[23]（1992）在之前工作的基础之上，基于 HOS 方法研究了任意阶数 M 的摄动展开下，三维非线性波浪与浸没物体间的绕射作用，其计算结果与实验数据吻合良好。

由于 HOS 方法计算的高效性，因此可以用于大范围海域的模拟中，而且为得到较为符合真实情况的波浪演化过程，需要对海面进行线性初始化定义，但是如果由线性初始化波面直接进行非线性演化，会带来较大的计算误差。为解决这一问题，Dommermuth^[24]（1999）引入了一个过渡期，并采用了一种松弛格式，来使线性的初始波面在一个特定时段内光滑地过渡到非线性计算中。对于海上不规则波面的模拟，人们一般采用通过特征周期以及有义波高来的波浪谱来进行初始化。Tanaka^[25]（2000）定义了复振幅函数 $b(k)$ ，将海浪谱函数引入到进行高阶谱计算的波数域中，使得直接基于海浪谱的 HOS 计算初始化得以实现，并通过计算复振幅的变化率，验证了在相同的非线性阶数下，基于高阶谱方法求解要比基于非线性薛定谔方程(NLSE)求解用时更短。

Bonnefoy^[26]（2004）在 HOS 计算过程中考虑了由时域频域相互转化而导致的混叠误差，通过消除混叠方法的引入，使得基于海浪谱的长时间演化得以实现。Ducrozet^[27]等（2007）对基于 JONSWAP 谱的海浪场进行了大范围（数千平方公里），长时间（近三个小时）的模拟，探究了在不同波浪方向性参数影响下，极端波浪的生成几率以及特征形态的变化。此外为了进一步提高高阶谱方法的计算效率，Ducrozet^[28]等（2008）对快速傅里叶计算部分进行了并行运算，验证了并行运算在高阶谱计算中的可行性。

Ducrozet^[29]（2012）在法国南特理工的 LHEEA 实验室的物理波浪水池以及之前建立的二阶数值水池研究工作的积累下，提出了基于高阶谱方法的三维非线性数值水池，该模型可以基于非线性造波边界，进行推板式、摇板式造波。通过引入造波板的附加速度势，以及考虑限制性边界条件和消波区域，实现了基于 HOS 方法的数值波浪水池，并对非线性演化结果与实验室物理水池的计算结果进行对比，得到了很好的验证。值得一提的是，目前 LHEEA 实验室在 Github 上公开了两个开源程序 HOS-ocean 以及 HOS-NWT，前者可以用于计算开阔海域的非线性波浪模拟，而后者则可实现在非线性数值水池中的波浪模拟。

从目前关于 HOS 方法研究波浪模拟所开展的工作中，可以总结出，目前高阶谱方法主要可以在以下三种研究中发挥其重要作用：

- （1）非线性的波-波间相互作用研究。通过对非线性波浪之间相互作用的演

化分析,可以利用能量聚焦的原理,进行三维聚焦波的模拟,以实现极端波浪的数值演化。此外,基于海浪谱的初始化波浪,通过大范围长时间的演化,还可以研究自然状态下的畸形波生成,具有很深的研究价值。在该领域 Brandini 和 Grill^[30] (2001), Tanaka^[25] (2001), Ducrozet^[27] (2007), 赵西增^[31-32]等做出相应的工作。

(2) 非线性波浪的不稳定性研究。在之前讨论的极端波浪的形成机理中,非线性波浪的不稳定性被认为是一个主要原因,而同样通过 HOS 模型,利用数值方法可以对 Benjamin&Feir (BF)不稳定性进行分析。Dysth^[33] (2003)及 Fernandez^[34] (2014)和 Ducrozet^[35] (2016),都基于高阶谱方法对该因素对于极端波浪形成的影响进行了研究。

(3) 非线性波浪与物体间的相互作用研究。对于该方面的研究,一直是学者关注的重点,因为可以通过对非线性波浪如畸形波与物体相互作用的载荷分析,来进行结构物的设计优化,是研究波浪问题的主要目的之一。然而基于高阶谱方法的所得到的波浪场信息,本身无法直接应用于计算波浪载荷中,人们往往通过与其他方法进行耦合的方式来进行波浪载荷的计算。Zhu 和 Yue 等^[36-37]通过 HOS 与 BEM 结合的方法,来计算水下椭球体、水翼等规则物体与非线性波浪的相互作用。而 Luquet^[38] (2007)通过 SWENSE(Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equation)方法,对 RANSE 方程进行改动,引入 HOS 计算结果作为入射项,从而建立耦合模型。

虽然 HOS 模型具有计算速度快、精度高可以高效率地计算非线性波浪场的演化过程,但是在应用方面其也有很大的局限性。因为对波浪场的长时间大范围的演化的目的是为了得到极端海况(畸形波)对海洋结构物、船舶以及沿海建筑物的水动力载荷预报,但是高阶谱方法自身不可以研究波浪与结构物的相互作用,另外高阶谱方法对于不规则底部条件影响下波浪演化以及波浪破碎等问题的研究也比较难以实现。但是许多 CFD 模型可以很好地进行波浪与结构物之间的相互作用模拟,并对载荷进行准确预报,能够清晰地展示内部流场的各种信息,包括尾涡的产生、消亡,船舶与海洋结构物在波浪中的兴波以及伴流分析等。所以为了利用高阶谱方法能够快速高效地演化畸形波的优点,又可以利用 CFD 对于波浪物体相互作用分析的优势,将高阶谱方法与 CFD 计算相结合来模拟畸形波的生成是很有意义的。

而高阶谱方法作为势流方法与 CFD 计算间的耦合模型的建立具有一定难度。接下来本文将就目前势流方法与 CFD 计算相结合的发展现状与主要研究问题进行详细介绍,来探究 HOS 方法与 CFD 计算耦合模型建立的可行途径。

1.3 粘势流耦合模型的研究现状

1.3.1 区域分解法在粘势流耦合模型中的应用

对于两种计算域的耦合实现，目前主要的方法便是分解区域法。两种区域内部计算都参照于自身的控制方程以及边界条件互不干扰，但是存在一个相互耦合的界面，在这个界面上如果信息只是有外区域流入内区域，则被称为单向耦合方法；而界面上的信息可以即从外部传入内部，内部流场又反过来影响外部的情况则被称为双向耦合方法。

Campana^[39](1995)采用了双向耦合的区域分解方法，对行进的船体周围的流场及波面分析进行了求解，线性化的势流解作为远场输入，而与船体接触周围的流场则通过有限体积法来求解相应的不可压缩 RANS 方程，这是属于水平方向的信息交互耦合。Iafrafi^[40](2003)则是建立了垂直方向的双向势流粘流耦合系统，以求更加精确的预报出半潜式结构物在水中的运动所造成的自由表面的波动情况，在计算域的上方包括自由表面的部分采用了粘性流场，而对于下方的其余部分则是采用了势流方法进行计算，对于自由表面捕捉用的是 level-set 方法^[41]从而能够允许准确计算波面变化甚至模拟出破波情况。Greco^[42](2007)应用了完全非线性的双向耦合区域分解方法来研究二维的甲板上浪问题，对于势流部分采用了边界元法进行求解，而粘流部分求解的 N-S 方程。随后，Kim^[43](2010) 同样是建立了双向耦合的模型，利用边界元法来求解势流部分的，而粘性流域则是求解 N-S 方程用于进行二维非线性不规则波浪的模拟，但是自由表面的捕捉采用的是 VOF 模型，该模型是由 Hirt 和 Nichols^[44]在 1981 年建立起来的。Hamilton^[45]则在双向耦合模型关于三维物体的绕流问题的求解上做出了很多关键性工作。

单向耦合的区域分解法是由 Guignard^[46] (1999) 提出的，Lachaume^[47] (2003) 同样运用了该种模型，在这里流场的信息仅仅是由外流场传入内流场一种传播方式。Biausser^[48](2004)则利用该模型进行了二维及三维的波浪破碎模拟。Drevard^[49](2005)则是利用单向耦合模型来研究浅水波的演化问题以及孤立波的破碎问题。Christensen^[50](2009)将弱非线性的 Boussinesq 模型^[51]与 N-S 方程及 VOF 模型相结合，来求解非方向波在中等水深以及浅水区域中的演化及对圆柱的波浪载荷。

在近期的一项工作中，Paulsen^[52](2014)通过建立完全非线性的势流模型 OceanWave3D^[53]与 OpenFOAM 的粘流求解器进行单行耦合，其中 Open FOAM 的造波部分中 Jacobsen^[54]扩充进了 waves2Foam 求解器，其中的波浪生成可以通过

松弛区内的速度输入来实现。Paulsen 利用该单向耦合模型做了大量数值模拟工作与验证工作，包括规则波对平地水域中桩柱的作用，不规则聚焦波对平底水域中桩柱的作用，单向不规则波对于处于斜坡基床的桩柱的作用，以及多向不规则波对于处于斜坡基床的桩柱的作用分析。Paulsen 提出的势流与粘流耦合区域借助了 waves2Foam 中定义的松弛区，松弛区中所需要传递的变量 ψ 可以通过下式表示：

$$\psi = (1 - \chi)\psi_{target} + \chi\psi_{com}, \quad \psi \in \{\mathbf{u}, \alpha\} \quad (1-1)$$

其中 \mathbf{u} 表示的是流体速度， α 表示的是体积分数， χ 为权重函数，可以表示为：

$$\chi(\xi) = 1 - \frac{\exp(\xi^\beta) - 1}{\exp(1) - 1} \quad (1-2)$$

这里 $\xi \in [0;1]$ 属于局部坐标系，在松弛区外部边界与势流域的交界处取 0，而在松弛区内部边界取 1，此外 β 一般取值为 3.5。

由图 4 可以看出对于势流的末端，粘流的开端权重函数强制速度与势流域内一致，保证了传递的连续性，并且保证传递是单向的，即粘流内计算的结果不会传递到势流中。此外因为势流的节点与粘流区域的网格点不可能是正好吻合的，并且还可能存在网格疏密的影响，所以还需要进行插值处理。

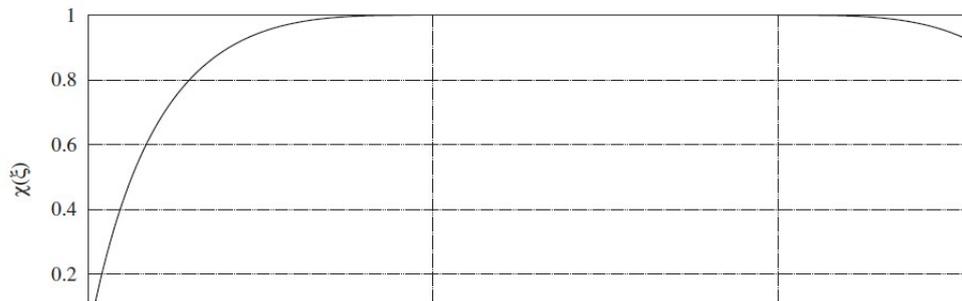


图 1-4 权重函数取值分布曲线

Fig. 1-4 Weight function distribution curve

单向耦合模型相比较双向耦合的模型的优势在于耦合的实现方式更为简单，运算因为避免了两个非线性模型双向耦合而带来的大量迭代计算而变得更为高效。但另一方面，单向耦合模型所需要的内部流场往往要足够大以使其在区域中可以得到收敛的结果。

1.3.2 高阶谱方法与 CFD 计算耦合模型的研究现状

就目前而言 HOS 方法与 CFD 计算相结合模型实例并不是很多，现有的一

些工作基本上都是基于 SWENSE 模型基础上展开的。

Ferrant^[55](2002)首先提出了 SWENSE 模型,将计算域分为输入域(incident field)以及绕射域(diffraction field),输入域建立在势流的基础上,而绕射域则建立在粘性流的基础上,在 SWENSE 方程中输入域中的速度势等流场信息作为已知量,方程只需要求解绕射域中的未知量,从而将势流的计算结果与粘流结合起来。随后 Monroy^[56](2010)利用 SWENSE 模型将 HOS 方法计算的势流结果作为输入域,基于 RANSE 模型粘流部分作为绕射域,从而只需要计算绕射域中的未知量来求解整个流场,实现基于 HOS 方法模拟的规则波以及不规则波与水中柱体相互作用的受力分析。

而在近期的工作中, Gatin^[57](2017)则利用修正的 SWENSE 模型^[58-59],构建了 HOS 与 CFD 的框架性工作,对 HOS 模型、HOS 与 CFD 结合模型中生成及演化不规则波的海浪谱进行了验证,并提供了一个结合模型的计算实例, KCS 船在粘性区域内的完全不规则波浪中的运动响应预报。值得注意的是 SWENS 方程与不连续的 VOF 自由面模型是不兼容的,所以只能用 Level-Set 自由面模型。除却利用 SWENS 方程来将 HOS 方法与 CFD 结合的途径,如果可以利用分解区域耦合方法将 HOS 计算结果直接输入到 CFD 计算区域内,两者内部求解之间互不干扰,将使得求解流程更为清晰,应用范围也能大大提高。

Nelli^[60](2017)将高阶谱造波模型和 N-S 方程求解器 IHFOAM^[61]的进行了单向耦合,来研究冰层的波浪漫顶(overwash)问题。首先通过 HOS-NWT 可以生成所需要的波浪,经过一段距离的非线性演化传播后,可以在 HOS-NWT 的末端得到其波高信息,而利用快速傅里叶变换可以从波高信号中分析得到其幅值、周期、相位等信息,这些信息可以用来作为输入参数传递到 IHFOAM 中造波模块中从而生成相应的波浪。IHFOAM 的造波模块很容易加入这些信息作为条件,这是其主要优势之一,此外在该模型的粘性流求解域中还使用了 VOF 方法来对自由表面进行构建。这种方法并没有 HOS 方法计算的波浪场直接插值输入到 CFD 计算域中,而是先对输入波浪进行了信号处理后,再于 IHFOAM 的造波模块中将波浪场进行重构,将长距离非线性波浪演化计算限制在势流计算区域中,从而能避免严重的数值耗散,但进行波浪的重构往往难度较大,并且对于强非线性波浪的传递误差会过高。

Choi 等^[62]将基于 HOS-ocean 与 HOS-NWT 模型所计算的波浪场信息利用松弛区域经过插值处理后输入到 foamStar 粘性流求解器中,从而 HOS 模型与 CFD 计算的耦合。其中数据信息的传递以及插值工作由封装程序 Grid2Grid^[63]接口模块实现。

文中通过选取不同松弛区长度、时间步、库朗数参数，对耦合模型中CFD计算域内的计算结果进行了分析，为选取合适的耦合模型计算参数提供了很好的参考标准，并对某极端海浪的实验及数值模拟结果进行了对比，波面吻合度很好而且捕捉到了实验中发现的波浪破碎现象。

Zhuang等^[64]将HOS模型与OpenFOAM结合建立了粘势流耦合模型，该模型采用了Waves2Foam造波模块的松弛区，将HOS-ocean与HOS-NWT模型中模拟的二维、三维规则和不规则波等流场信息输入到CFD求解器中，进行波浪演化，并将计算结果与HOS模型中的计算结果进行对比，得到了很好的验证，证明了HOS模型与Waves2Foam造波模块耦合造波的可行性。

OpenFOAM作为面向对象的计算流体力学类库，凭借其开源的优势越来越受到人们的重视。它本身包含着大量求解器，如icoFoam, simpleFoam, interFoam等可以解决牛顿和非牛顿流的流动求解问题，而且还有其它求解器模块的不断补充，如Waves2Foam等。利用这些求解器，在OpenFOAM中不仅可以模拟非线性波浪的生成，而且可以进行波浪与物体相互作用的细节模拟，在波浪的翻卷、破碎、爬升以及甲板上浪等复杂流动问题方面，都有其重要应用。

但OpenFOAM作为粘性求解器，在进行波浪的长距离、长时间演化模拟时，由于粘性作用，波浪会出现明显的耗散，并且当求解区域过大时，为了保证计算精度，网格划分精密的情况下，计算量是巨大的，对于这种情况进行CFD运算则很不现实。因而，如果可以建立HOS模型与CFD计算的耦合模型，在基于HOS方法的势流求解器中进行长时间的非线性波浪演化后，将所需输入的波浪场信息传递到CFD计算域内，于CFD计算域内再进行非线性波浪与结构物的相互作用，则既能实现非线性波浪场的长时间高效计算，又可以在CFD计算域内进行波浪与结构物的相互作用的细节计算，因而具有较高的研究价值。下面本文将就主要工作内容进行介绍。

1.4 本文主要工作及特点

本文基于 HOS 方法，通过开源程序 HOS-ocean, HOS-NWT, Grid2Grid, Waves2Foam, 实现了非线性不规则波浪进行了大范围长时间模拟、极端波浪的演化生成，建立了 HOS 方法与 CFD 计算的耦合模型，将势流计算结果在 CFD 计算域内进行重构，并对该模型进行了验证与应用。

在第一章中，首先通过对历年来极端海浪所造成的危害进行分析，引出了研

究极端海浪的生成与相关特性的必要性。接着对极端海浪的判定标准与影响其生成的可能因素做了简要介绍。通过对比极端波浪的不同研究方法，分析了高阶谱方法作为一种有效的数值模拟极端海浪在不同条件下演化生成中的优势。本文还分析了其在大范围、长时间的波浪模拟中的优势，以及在波浪与物体间相互作用的应用中的限制，提出了建立耦合模型的必要性。在对目前已有的耦合模型的分析中，本文将重点放在了 HOS 模型与 OpenFOAM 单向耦合的研究方向中，阐述了其可行性，并分析了该模型可以在研究极端波浪与物体相互作用问题上的优势。

第二章主要就 HOS-ocean 以及 HOS-NWT 两个开源程序的主要控制方程以及数值计算流程进行展开，对高阶谱方法模型在周期性边界条件以及限制边界条件下的计算方法进行了综合介绍，并验证了该方法的可行性。

第三章主要是基于 HOS-ocean 模型，对二维及三维非线性波浪在开阔水域中进行了长时间大范围的演化分析，并对其中的极端海浪进行提取与分析。在对开阔水域的初始化中，为了使波浪演化更贴近自然情况，波面的初始化受海浪谱的控制。此外，还通过采用初始波面的相位偏移以及能量集中，对三维方向性聚焦波进行了模拟。最后，本文进行了不同方向性参数下随机不规则波在开阔水域的演化，对结果进行了分析，总结了方向性参数对于极端波浪的形状特性以及生成数量的影响。

第四章中，本文介绍了基于 HOS 模型以及 OpenFOAM 的耦合模型的建立过程。通过对基于 HOS 方法计算得到的波浪场进行插值，利用 Waves2Foam 中的松弛区域，将浪信息输入到 CFD 计算域内，并在粘性域中进行演化模拟，实现两者间的单向耦合。利用该模型进行了二维、三维的规则波与不规则的模拟，并将计算结果与纯势流计算结果进行了对比验证。此外，还分析了不同网格精度对于耦合模型计算结果的影响。

第五章主要基于耦合模型对非线性多向不规则波的聚焦波进行了模拟，并将计算结果与 HOS 方法算聚焦模拟的结果进行了对比与分析。还基于耦合模型对在 HOS-ocean 中进行长时间大范围模拟后所得的极端波浪信息进行提取，将其输入到 CFD 计算域内，对极端波浪进行了重构，进行模拟的波浪场选取了两个较大波陡的情况，以验证本耦合模型在大范围海域中极端波浪重构的可行性。此外还对波浪场内部的速度做了详细的分析，对该种类型极端波浪的特性进行的相关总结。

第六章对本文的所有工作进行了总结，对每个章节中的研究结果进行了整理与阐述，并分析了目前模型可优化方向，最后从本文模型本身出发，对未来工作方向进行了展望。

本文的工作的主要特点在于能够基于开源程序，针对自己的需要进行相应改造，如在 HOS-ocean 模型的初始化中引入 ITTC 双参数谱，从而丰富其应用范围。在耦合模型的构建中，通过充分考虑势流模型以及粘性求解器各自的优势以及限制，对接口模块与整个计算流程进行合理设计，搭建了不同求解器之间的信息传递路径，最终实现了粘势流耦合模型对极端波浪的数值模拟。

第二章 高阶谱模型数值方法及相关验证

在本章中，首先将对高阶谱方法求解波浪演化的基本理论方程以及求解过程进行介绍。接着将就 HOS-ocean 以及 HOS-NWT 这两个本文所使用的高阶谱波浪模拟模型的边界条件及初始化流程等方面进行详细说明，并对运用的相关数值方法，如时间步进、混叠消除、快速傅里叶变换、数值消波等内容进行简要概述。最后对两个模型下的波浪模拟结果做一些基础性验证。

2.1 高阶谱方法数学方程及求解流程

高阶谱方法研究对象是无粘、不可压缩流体所组成的无旋、各向同性的流场，是基于势流理论的。设坐标原点位于水平面上，Z 轴铅直向上。由速度势 $\Phi(x, y, z, t)$ 来描述其流动，速度势满足 Laplace 方程。参照 Zakharov^[21]，引入表面速度势：

$$\Phi^s(x, y, t) = \Phi[x, y, \eta(x, y, t), t] \quad (2-1)$$

此处 $z = \eta(x, y, t)$ 表示自由面，假定其是连续和单值的。表面速度势 Φ^s 的时间和水平的空间导数是：

$$\Phi_i^s(x, y, t) = \Phi_i[x, y, \eta(x, y, t), t] + \Phi_z(x, y, \eta, t)\eta_i(x, y, t) \quad (2-2)$$

$$\nabla\Phi^s(x, y, t) = \nabla\Phi(x, y, \eta, t) + \Phi_z(x, y, \eta, t) \cdot \nabla\eta(x, y, t) \quad (2-3)$$

式子中的梯度算子代表了水平梯度。于是自由表面上的运动学和动力学边界条件可用 Φ^s 、 η 和 Φ_z 表示：

$$\eta_t + \nabla\Phi^s \cdot \nabla\eta - (1 + \nabla\eta \cdot \nabla\eta)\Phi_z(x, y, \eta, t) = 0 \quad (2-4)$$

$$\Phi_i^s + \eta + \frac{1}{2}\nabla\Phi^s \cdot \nabla\Phi^s - \frac{1}{2}(1 + \nabla\eta \cdot \nabla\eta)\Phi_z^2(x, y, \eta, t) = 0 \quad (2-5)$$

以上两个式子具有一个十分有趣的性质，就是只有通过速度势在 z 方向的偏导 Φ_z 与 Laplace 方程和其他的边界条件产生联系。而在特定的边界条件下，可以将 $\Phi_z(x, y, \eta, t)$ 和 Φ^s 及 η 直接表示出来，从而使得以上两式就构成了描述演化的封闭方程组。这样一旦给定波面初值 $\Phi^s(x, y, 0)$ 和 $\eta(x, y, 0)$ ，就可以不断计算下去。

对速度势 Φ 作摄动展开，即假定： Φ 和 η 是 $O(\varepsilon)$ 的量， ε 是度量波陡的小参数，并把 Φ 展为 ε 的摄动级数：

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^M \Phi^{(m)}(x, y, z, t) \quad (2-6)$$

然后进一步把每一个在 $z = \eta$ 上取值的 $\Phi^{(m)}$ 绕 $z = 0$ 做泰勒展开, 并保留到相同的 M 阶。于是可以得到:

$$\Phi^s(x, y, t) = \Phi(x, y, \eta, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial z^k} \Phi^{(m)}(x, y, 0, t) \quad (2-7)$$

对于一个给定的时刻 t , Φ_s 和 η 都被认为是已知的, 利用 (2-4) (2-5) 两式去寻求下一个计算时刻 $t + \Delta t$ 的波面信息 Φ^s 和 η 。困难是如何确定 $\Phi(x, y, z, t)$ 和 $\Phi_z(x, y, \eta, t)$ 。式 (2-7) 在已知 $\Phi^s(x, y, t)$ 的情况下, 可以通过对其进行展开来构建 $\Phi(x, y, z, t)$ 的简单边界条件。可将 (2-7) 式写为:

$$\begin{aligned} \Phi^s(x, y, 0, t) &= \Phi^{(1)}(x, y, 0, t) + \eta \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z}(x, y, 0, t) + \eta^2 \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2}(x, y, 0, t) + \eta^3 \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial z^3}(x, y, 0, t) + \dots \\ &+ \Phi^{(2)}(x, y, 0, t) + \eta \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z}(x, y, 0, t) + \eta^2 \frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial z^2}(x, y, 0, t) + \eta^3 \frac{\partial^3 \Phi^{(2)}}{\partial z^3}(x, y, 0, t) + \dots \\ &+ \Phi^{(3)}(x, y, 0, t) + \eta \frac{\partial \Phi^{(3)}}{\partial z}(x, y, 0, t) + \eta^2 \frac{\partial^2 \Phi^{(3)}}{\partial z^2}(x, y, 0, t) + \eta^3 \frac{\partial^3 \Phi^{(3)}}{\partial z^3}(x, y, 0, t) + \dots \\ &+ \Phi^{(4)}(x, y, 0, t) + \dots + \dots \\ &\dots \end{aligned}$$

利用同阶项相等, 即对角线元素相加得零的性质, 可得:

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)}(x, y, 0, t) &= \Phi^s(x, y, t) \quad (2-8) \\ \Phi^{(m)}(x, y, 0, t) &= -\sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial z^k} \Phi^{(m-k)}(x, y, 0, t) \quad m = 2, 3, \dots, M \end{aligned}$$

这是一系列在 $z = 0$ 上满足的关于 $\Phi^{(m)}$ 的 Dirichlet 边界条件。通过这种处理后的自由面条件, 加上 Laplace 方程和适当的海底条件和物面条件, 定义了一系列确定 $\Phi^{(m)}$, $m = 1, 2, \dots, M$ 的边值问题。目前解决这一系列边值问题的方法是成熟的, 但要依着 $m=1, 2, \dots, M$ 的次序在每个时间步求解 M 个边值问题。

设本征函数 $\psi_n(x, y, z)$, $z \leq 0$ 已知, 其满足 Laplace 方程及其余各类边界条件, 但不满足 Dirichlet 的自由面条件, 这样我们可以将 $\Phi^{(m)}$ 作此本征函数的展开, 并在适当的模态数 N 处予以截断, 即令

$$\Phi^{(m)}(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^N \Phi_n^{(m)}(t) \psi_n(x, y, z), \quad z \leq 0 \quad (2-9)$$

同时利用 (2-9) 式可以得到

$$\Phi_z(x, y, \eta, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \sum_{n=1}^N \Phi_n^{(m)}(t) \frac{\partial^{k+1}}{\partial z^{k+1}} \psi(x, y, 0) \quad (2-10)$$

将其带入公式 (2-4) (2-5)，最后得到：

$$\eta_t + \nabla \Phi^s \cdot \nabla \eta - (1 + \nabla \eta \cdot \nabla \eta) \left[\sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \sum_{n=1}^N \Phi_n^{(m)}(t) \frac{\partial^k}{\partial z^{k+1}} \psi_n(x, y, 0) \right] = 0 \quad (2-11)$$

$$\Phi_t^s + \frac{1}{2} \nabla \Phi^s \cdot \nabla \Phi^s - \frac{1}{2} (1 + \nabla \eta \cdot \nabla \eta) \left[\sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \sum_{n=1}^N \Phi_n^{(m)}(t) \frac{\partial^k}{\partial z^{k+1}} \psi_n(x, y, 0) \right]^2 = 0 \quad (2-12)$$

方程 (2-11) (2-12) 便是波面速度势 Φ^s 和高度 η 以模态振幅 $\Phi_n^{(m)}$ 表示的演化方程。通过对该方程的求解可以得到该时间步下的波高 η 及表面速度势 Φ^s 关于时间的导数 η_t 及 Φ_t^s ，从而可以通过时间步进的方法得到下一个时刻的波高情况以及表面速度势。图 2-1 展示了模态振幅 $\Phi_n^{(m)}$ 和表面速度势 Φ^s 及波高 η 的求解流程简图。

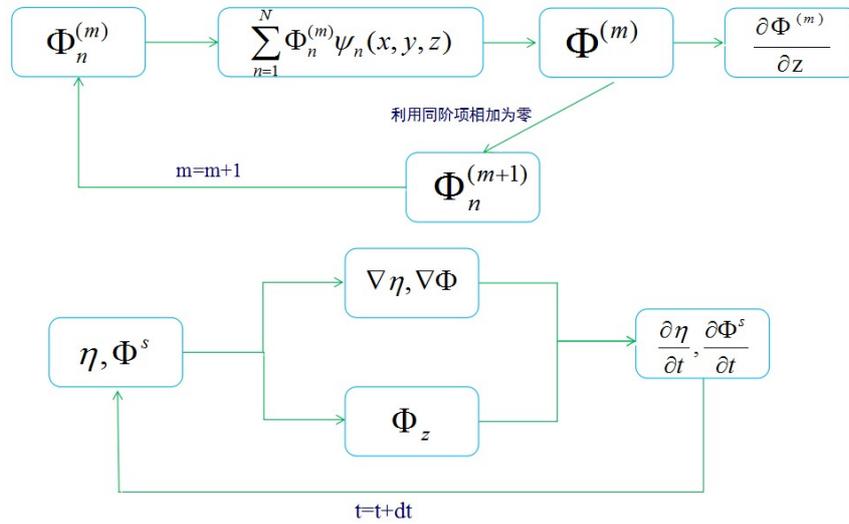


图 2-1 高阶谱方法计算流程图

Fig.2-1 The calculation process of HOS method

求解中的未知量的时间步进采用的是变步长四阶龙格库塔步进格式，而其中的线性部分则是通过积分求得。此外，在时间步进的过程中还应进行去混叠处理。

2.2 HOS-ocean 模型

HOS-ocean 是基于周期性边界条件的非线性波浪模拟模型，由于边界的开放性，其本身不具有造波模块，所以只能通过输入波面的初始波高以及速度势信息，完成计算的初始化。由于 HOS-ocean 的周期性边界条件的运用，该模型可以用于大范围开阔水域下二维及三维非线性波浪的长时间演化过程，因而可用于研究极端海浪的生成。

2.2.1 周期性边界条件

首先我们选定一个长方体的流体域 D ，其水平面上的长宽可表示为 L_x , L_y 。计算域原点取在 D 的中心， z 坐标轴竖直向上， $z = 0$ 时即为水平面。该流体域的研究对象设定为水，并假设其为不可压缩且不考虑粘性。流动也认为是无旋的。在以上的势流理论假设下，速度 V 可由速度势 Φ 表示：

$$V(x, y, z, t) = \nabla \Phi(x, y, z, t) \quad (2-13)$$

且速度势在流体域 D 内应满足 Laplace 方程

$$\Delta \Phi = 0 \quad (2-14)$$

接下来则需定义流域 D 的边界条件以使模型的计算方程闭合。由于模型的竖直方向的边界的可滑移条件，以及底部条件（对于有限水深），可以使我们定义一组基底来表示 (2-9) (2-10) (2-11) (2-12) 中的本征函数 ψ 。首先对于平面底部的边界条件可以写为：

$$\partial_z \Phi(x, y, z = -h, t) = 0 \quad (2-15)$$

这里的 h 表示的是水深，对于模拟数值水池等情况时其为有限的，而对于模拟深海开阔水域下，其为无限大。此外， ∂_z 表示关于 z 方向的偏导数。

由于区域 D 认为是 x 和 y 方向上为周期性的，那么其速度势以及波面高度可以表示为：

$$(\Phi; \eta)(x = 0, y, z, t) = (\Phi; \eta)(x = L_x, y, z, t) \quad (2-16)$$

$$(\Phi; \eta)(x, y = 0, z, t) = (\Phi; \eta)(x, y = L_y, z, t) \quad (2-17)$$

于是可以得到既满足 Laplace 方程 (2-14) 又满足周期性边界条件 (2-16) (2-17) 的本征函数组 ψ_{mn} ：

$$\psi_{mn}(x, y, z) = \exp(ik_m x) \exp(ik_n y) \exp(k_{mn} z) \quad (2-18)$$

其中 $k_m = 2m\pi / L_x$, $k_n = 2n\pi / L_y$, $k_{mn} = \sqrt{k_m^2 + k_n^2}$ 表示的是模态 $(m, n) \in \square^2$ 下的波数。而对于自由表面来说，可以选取一个相似的基底组，并且不需要考虑水深影响，自由表面的波高以及表面速度势可以如下表示：

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn}(t) \psi_{mn}(x, y, z) \quad (2-19)$$

$$\eta(x, y, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}(t) \exp(ik_m x) \exp(ik_n y) \quad (2-20)$$

$$\Phi^s(x, y, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{mn}(t) \exp(ik_m x) \exp(ik_n y) \quad (2-21)$$

这里 A_{mn} , B_{mn} , C_{mn} 分别表示的是 Φ , η , Φ^s 的模态振幅。有关速度势的基底是在 $z = 0$ 处展开的，而关于波浪表面信息的基底可以用于傅里叶变换。

2.2.2 初始条件设定

因为 HOS-ocean 的垂向边界为周期性，不具有独立的造波边界，所以初始条件一般是通过对初始波面高度以及速度势的进行预设来确定的。而有一些基于周期性边界的 HOS 模型，也可通过在初始时刻于波面设定压力场来进行波面的初始化。比如在最初的 Dommermuth 和 Yue^[20]的工作中，就是通过使用做正弦运动的压力面 (patch) 来模拟规则波的生成。

对于 HOS-ocean 模型在不考虑风的作用下，其初始条件是通过线性理论获得的。为了模拟非线性不规则波在开阔海域内的演化过程，一般采用海浪谱进行初始化。根据 Tanaka^[25]的介绍在离散傅里叶域内的幅值 B_{mn} 与海浪谱密度函数 $S(\omega, \theta)$ 之间的关系为：

$$\frac{1}{2} |B_{mn}|^2 = \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{1}{k} S(\omega, \theta) \Delta k_x \Delta k_y \quad (2-22)$$

Δk_x 和 Δk_y 分别表示 x 与 y 方向上的模态离散值。式 (2-22) 使得我们可以通过预期的海浪谱密度函数 $S(\omega, \theta)$ 来计算 $|B_{mn}(t=0)|$ ，即为波面的初始模态振幅。接着，对于每个模态幅值 $B_{mn}(t=0)$ 的相位设定，可以通过取 $[0, 2\pi]$ 之间的随机数来确定，以保证波面初始化的随机性。而对于波面速度势则可通过离散傅里叶域内的幅值 C_{mn} 来进行求解， C_{mn} 与 B_{mn} 之间有如下的关系：

$$C_{mn} = -i\omega_{mn} B_{mn} \quad (2-23)$$

这里 ω_{mn} 能够通过色散关系来进行求解，有以下关系：

$$\omega_{mn}^2 = gk_{mn} \quad (2-24a)$$

$$\omega_{mn}^2 = gk_{mn} \tanh(k_{mn} h) \quad (2-24b)$$

其中 (2-24a) 为无限水深情况，(2-24b) 是有限水深情况。通过对这些模态幅值的求解，可以通过傅里叶逆变换来得到初始波面的每个模态组成部分的预设值。

接下来的初始化过程则可通过对波面的每个组成部分进行线性叠加，每一个组成单元都有其自己的频率以及方向角。但是根据 Dommermuth^[24]的工作，如果

直接基于线性化的初始波面进行非线性演化，会带来数值不稳定性。Dommermuth 指出，当基于线性化初始波面进行计算，经过一个过渡期（大概 5-10 个特征周期）后，波浪场会从线性转化为完全非线性情况，但当计算的持续进行中，数值的不稳定性会显现出来。为了解决这一问题，Dommermuth 在最初的过渡期的计算中引入了一个松弛格式。首先，自由表面的边界条件可以写为以下形式：

$$\frac{\partial \Phi^s}{\partial t} + g\eta = F \quad (2-25)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - W^{(1)} = G \quad (2-26)$$

其中 $W^{(1)}$ 是线性的波面垂向速度，而 F 和 G 则分别表示了动力学及运动学自由面边界条件的非线性部分。所以这些非线性项又可以表示为：

$$\frac{\partial \Phi^s}{\partial t} + g\eta = F \left[1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{T_a} \right)^n \right] \right] \quad (2-27)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - W^{(1)} = G \left[1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{T_a} \right)^n \right] \right] \quad (2-28)$$

根据 Dommermuth^[24]文中的结论，在 HOS-ocean 模型中可以确定如下的参数选择： $T_a = 10T_p$ 及 $n = 4$ ，这里 T_a 表示的是过渡周期， T_p 表示的是波浪演化中的特征周期。

2.3 HOS-NWT 模型

HOS-NWT 作为完全非线性波浪数值水池，具备实验室物理数值水池的所有特性，如造波板、消波区域等。

2.3.1 数值水池边界条件

对于非线性波浪数值水池 HOS-NWT，其流场 D 取为长方体，四周为壁面边界条件，在此条件下，流体质点相对于四周垂向边界的法向速度会被完全消除，我们定义计算域的原点在水池造波边界面的中心并且水平坐标轴 x 沿着水池波浪的传播方向， z 轴竖直向上。其四周的边界条件为：

$$\partial_x \Phi(x=0, y, z, t) = \partial_x \Phi(x=L_x, y, z, t) = 0 \quad (2-29)$$

$$\partial_x \Phi(x=0, y, z, t) = \partial_x \Phi(x=L_x, y, z, t) = 0 \quad (2-30)$$

为满足条件 (2-14) (2-29) 及 (2-30), 我们可以建立如下的特征函数基底组:

$$\psi_{mn}(x, y, z) = \cos(k_m x) \cos(k_n y) \exp(k_{mn} z) \quad (2-31)$$

这里 $k_m = m\pi / L_x, k_n = n\pi / L_y, k_{mn} = \sqrt{k_m^2 + k_n^2}$ 表示的是模态 $(m, n) \in \square^2$ 下的波数。速度势 Φ 以及自由面波高 η 能够以如下基底表示:

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} A_{mn}(t) \psi_{mn}(x, y, z) \cos(k_n y) \exp(k_{mn} z) \quad (2-32)$$

$$\eta(x, y, t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} B_{mn}(t) \cos(k_m x) \cos(k_n y) \quad (2-33)$$

同样这些基底可以用于傅里叶变换中。

值得一提的是无论对于开阔水域的周期性边界情况还是数值波浪水池的壁面边界情况, 如果是有限水深的条件, 则仅需将垂向的指数项 $\exp(k_{mn} z)$ 替换为 $\cosh k_{mn}(z+h) / \cosh k_{mn} h$ 即可。在上述的两种情况下, 速度势以及波面高度都是完全由随时间变化的因子 $A_{mn}(t)$ 和 $B_{mn}(t)$ 所决定。

2.3.2 数值水池造波模块

在 2.2 节中的 HOS-ocean 周期性边界模型中, 波面的初始化是通过预设自由表面速度势以及波面高度来完成的。除却上述的方法以外, 还可以建立如同物理数值水池那样的造波模块, 通过造波板的运动来使波面从静止开始进行波浪的生成与演化。下面, 本文将简单介绍 HOS-NWT 模型的造波原理。

首先造波边界满足无流边界条件:

$$\partial_x \Phi = \frac{\partial X}{\partial t} + (\nabla_v X) \cdot (\nabla_v \Phi) \quad (2-34)$$

其中 $\nabla_v = (\partial_y, \partial_z)$, 在造波边界上的点可表示为 $x = X(y, z, t)$ 。

这里参考 Agnon 和 Bingham^[65] 引入了附加速度势的概念, 可以将总速度势 Φ (包括波浪生成与传播的部分) 分解为以下两个部分:

$$\Phi = \Phi_{spec} + \Phi_{add} \quad (2-35)$$

其中 Φ_{spec} 表示的是之前所描述的具有自由波面的固定形状数值水池中流体基于高阶谱展开求解的速度势, 而 Φ_{add} 是只考虑造波边界的附加速度势。这三种速度势 Φ , Φ_{spec} 及 Φ_{add} 都满足 Laplace 方程, 但是 Φ_{spec} 通过只考虑波浪在固定形状的数值水池中传播来求解, 而 Φ_{add} 则是满足造波边界条件 (2-34), 却不满足其它关于

自由表面的边界条件。在 Bonnefoy^[66]及 Ducroz^[29]的工作中，通过对一种拓展区域的求解，来得到附加速度势 Φ_{add} ，而在求解 Φ_{spec} 中，大部分求解流程都与之前的高阶谱方法的求解过程相同，仅需考虑由于附加速度势所带来的部分外力项即可。

2.3.3 消波区域

对于波浪数值水池还要引入消波区域来进行数值消波，以保证长时间波浪演化的稳定。HOS-NWT 中的消波域是通过自由面边界条件进行局部修正来实现的。在这里向自由表面中引入一个压强项来吸收数值水池末端的外传波浪，该压强项可以表示为 $p_a = \rho v(x) \partial_t \eta$ ，从而相应的压力可表示为：

$$T = - \int_S p_a \Phi_n dS = - \rho \int_{S_a} v(x) \Phi_n^2 dS \quad (2-36)$$

其中因为 $v(x)$ 是恒大于等于零（在区域 S_a 内为正，其余区域为零）， Φ_n 表示的是法向速度势，所以压力 T 恒为负值。这里的阻尼函数可简单取为 $v(x) = v_0 u^2 (3 - 2u)$ ，其中 $u = 1 - x/x_a$ 。

2.4 模型验证分析

本文将基于 HOS-ocean 以及 HOS-NWT 进行算例验证，以分析该模型计算结果及特征量的准确性。

首先是关于 HOS-ocean 模型的误差验证。对于 HOS 方法本身的准确性分析，基于周期性边界的 HOS 模型的二维三维规则波的计算，已在 West^[19]等人的工作中进行了验证，本文不再展开。但是由于本文为了模拟极端海浪的生成，将基于 HOS-ocean 模拟进行大范围长时间的开阔水域不规则波浪的演化模拟，所以需要保证几百上千个周期的模拟后，计算模型的稳定性。选取三维波浪场验证算例参数，基于 JONSWAP 海浪谱进行波面初始化（见 3.1），高阶谱阶数 m 为 5（见式 2-6），计算时长为 1000 个谱峰周期（ $T_p = 10s$ ），经过长时间演化后的波浪场体积以及能量误差情况如图 2-2 所示。可以从图 2-2（上）看出随着计算的进行波浪场的体积误差呈上升趋势，但是总体保持在一个很小的水平（ $1 \times 10^{-10}(\%)$ ）。同样在图 2-2（下）可以发现，波浪场的能量（势能及动能总和）的误差随着计算的进行一直在累积增大，经过 1000 个特征周期的演化之后，该能量误差也是很小（约为 0.21%）。

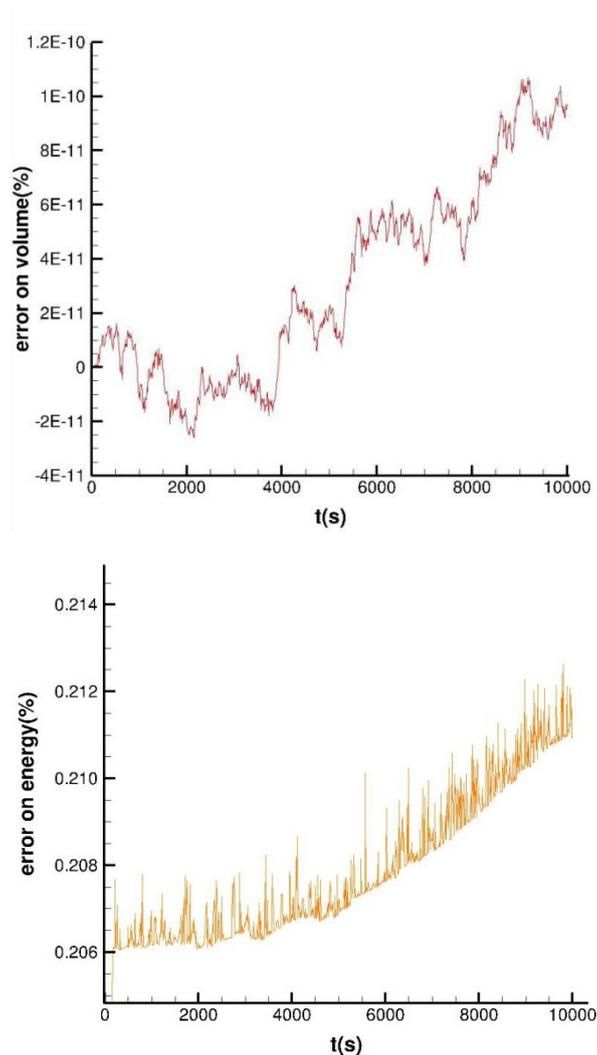


图 2-2 基于 HOS-ocean 模型的波浪场长时间模拟后体积（上）和能量（下）误差
Fig.2-2 The error on volume(Top) and energy(Bottom) after long time simulation of wave field based on HOS-ocean model

本文基于 HOS-NWT 模型，进行了二维及三维的规则波模拟，二维波浪频率为 0.5469Hz，三维波浪为频率为 0.5588Hz，波幅均为 0.01m。模拟结果如图 2-3 所示，由于 HOS-NWT 的波面是由静止开始，所以大概经过 20s 以后，测波点的波高才可以达到规则波的稳定程度，从 HOS-NWT 数值计算结果的稳定段与理论值的对比中，可见无论是二维还是三维的情况，NWT 的计算结果与理论值吻合得都很好。

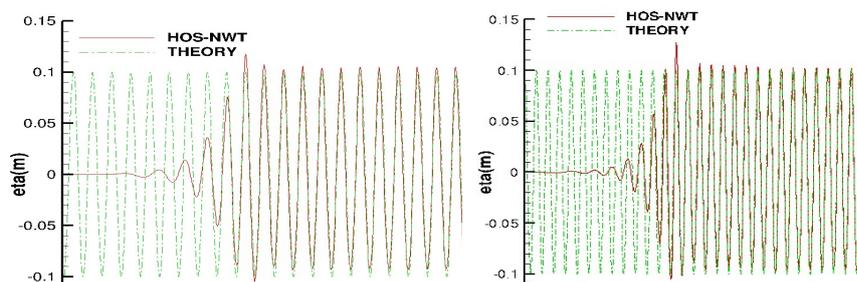


图 2-3 二维（左）及三维（右）规则波浪模拟值与理论值对比

Fig.2-3 The comparison of simulating 2D(left) and 3D(right) regular waves with theoretical ones

2.5 本章小节

本章主要介绍了 HOS 模型的数值方法以及验证算例结果分析。对 HOS 方法的基本控制方程，高阶谱展开，数值求解流程、HOS-ocean 以及 HOS-NWT 模型的边界条件及初始化方法等内容进行了说明。在验证分析部分首先基于 HOS-ocean 模型计算了长时间演化后的三维波浪场的体积以及能量误差，验证了模型的稳定性，后对 HOS 阶数对于计算结果影响进行了简要分析，最后通过基于 HOS-NWT 模型的二维及三维规则波浪模型计算结果与理论值对比，验证了该模型的准确性。

第三章 基于高阶谱方法的极端波浪模拟

基于高阶谱方法的 HOS-ocean 模型可以进行高效模拟非线性波浪在开阔水域中长时间演化, 因此本章将就其该优势进行应用, 对大范围的开阔海域进行基于海浪谱的不规则模拟分析。首先, 介绍 HOS-ocean 如何基于海浪谱进行初始化, 并对本文在扩充 HOS-ocean 可使用海浪谱的种类方面进行展开。随后进行了两种方案的极端海浪模拟, 一种是通过模拟聚焦波的生成来得到极端波浪, 另一种是通过对开阔海域进行大范围长时间的模拟后, 通过跨零分析得到极端海浪事件。在本章节最后, 针对第二种极端海浪的模拟, 本文分析了多向不规则波浪场的方向性对于极端海浪生成数量以及特征形态的影响。

3.1 基于海浪谱的不规则波生成及演化模拟

3.1.1 海浪谱在高阶谱造波方法中的引入

在第二章, 本文对 HOS-ocean 的边界条件及波面初始化流程的介绍中, 可以了解到, 由于周期性的边界条件, HOS-ocean 模型本身不具有造波模块, 只能通过初始时刻的波面高度以及波面速度势进行预设, 才可以使波浪场完成初始化。对于波面信息的预设方法, 可大致分为两种, 一种是通过读取相关文件数据来对波面进行初始化, 另一种是基于海浪谱模型来建立谱函数与波面信息的关系, 从而得到初始时刻满足海浪谱公式的波浪场。本节主要讨论第二种方法, 基于海浪谱对开阔水域的波浪场进行非线性演化分析。

一般海浪谱的定义都是通过多向谱密度函数 $S(\omega, \theta)$ 进行的, 其表达式可表示为:

$$S(\omega, \theta) = F(\omega)G(\theta) \quad (3-1)$$

其中 $F(\omega)$ 代表了海浪谱中的频谱密度分布函数, 描述了具体不同频率 ω 的波浪组成在整个频域内所占的比重, 该表达式即用来区分不同类型的海浪谱, 其具体形式将在后边进行详细介绍。 $G(\theta)$ 表示的是方向分布函数, 区分了多向不规则波浪场的方向性, 对于该部分的影响, 本文将在第三小节进行详细分析。而根据 Tanaka^[25] 的研究可以得到多向海浪谱 $S(\omega, \theta)$ 与各个波浪组成部分在离散傅里叶计算中的幅值 B_{mm} 之间的关系, 从而确定各频率的波浪组成部分的表面波高与速度势在波数域中的幅值, 再通过傅里叶逆变换得到空间域内信息, 通过线性叠加即可

获得初始时刻的波面高度以及速度势分布。具体方法已在第二章中进行了详细介绍。

在现有的开源 HOS-ocean 模型中，可以选择的海浪谱只有 JONSWAP 谱，该谱的全称为：北海联合波浪计划，是在 1969 年提出的，主要可以用来描述像北海那样风程被限制的海域。对于 JONSWAP 谱的频谱密度函数 $F_J(\omega)$ 可表示为：

$$F_J(\omega) = C_J \omega^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4\omega^4}\right) \gamma^{\exp[-(\omega-1)^2/2\sigma^2]} \quad (3-2)$$

$$C_J = 3.279E, \quad \gamma = 3.3, \quad \sigma = \begin{cases} 0.07(\omega < 1) \\ 0.09(\omega \geq 1) \end{cases} \quad (3-3)$$

其中 γ 为谱峰提升因子，一般取为 3.3， E 表示的是波浪场的能量密度，可以通过关系式 $H_s \approx 4\sqrt{E}$ 来进行估计， H_s 是该波浪场的有义波高。值得注意的是式 (3-2) 是经过标准化的频谱密度函数，将谱峰所对应的谱峰频率 ω_p 以及重力加速度 g 都取为 1，从而实现谱的标准化，该标准化海浪谱被应用与 HOS-ocean 程序中的基于海浪谱进行波面初始化的模块中。

以上介绍了 HOS-ocean 中 JONSWAP 谱的引用流程，但是由于自然环境中的海域波浪分布的多样性，仅仅一种海浪谱的运用是不够的，因而本文扩充进了 ITTC 双参数谱。ITTC 双参数谱是在第 15 届国际拖曳水池会议（1978 年）提出的，该谱主要受周期以及波高两个参数所控制，运用范围较广，既可以用来模拟发展中的波浪，又可以用来模拟充分发展的波浪。ITTC 双参数谱的谱密度函数 $F_I(\omega)$ 可以表示为^[68]：

$$F_I = \frac{173H_s^2}{T_1^4 \omega^5} \exp\left(-\frac{691}{T_1^2 \omega^4}\right) \quad (3-4)$$

其中 T_1 被称为谱心周期，可以通过海浪谱的一阶矩来确定，对于风程不受限定的海域，根据统计^[68]谱心周期 T_1 与谱峰周期 T_p 之间可以表示为 $T_1 \approx 0.78T_p$ ，此外根据前面所提到的能量密度 E 与有义波高 H_s 的关系，可以对 $F_I(\omega)$ 进行如下标准化处理：

$$F_I(\omega) = \frac{173 \cdot (16E)}{(0.78T_p)^4 \omega^5} \exp\left(-\frac{691}{(0.78T_p)^2 \omega^4}\right) \quad (3-5)$$

通过标准化处理后，ITTC 双参数谱可以更为方便地引入到 HOS-ocean 的初始

化模块中，从而实现基于 ITTC 双参数谱的初始波面生成。在图 3-1 中可以看到本文基于 ITTC 双参数谱对初始速度势的设定程序，此外还附上了现有 HOS-ocean 中基于 JONSWAP 谱的设定初始波面的部分程序。接下来本文将对基于两种海浪谱的不规则波模拟进行谱分析，以验证其可靠性。

```

! Directional spectrum : phi(omega,theta) = psi(omega) x G(theta)
! Here G(theta) = 1/beta x cos(2 pi / (4 beta))
!
IF((ABS(theta).LE.beta).OR.(ABS(beta).LE.tiny)) THEN ! To allow the use of uni-directional case (beta=0) in 3D
  phi_JONSWAP(i1,i2) = Cj*omega_n2(i1,i2)**(-5.0_rp)*exp(-5.0_rp/(4.0_rp*(omega_n2(i1,i2)**(4.0_rp)))*gamma** &
    (exp(-(omega_n2(i1,i2)-1.0_rp)**2/(2.0_rp*sigma**2))))*DD_WW(i1,i2)
ELSE
  phi_JONSWAP(i1,i2) = 0.0_rp
ENDIF

! Directional spectrum : phi(omega,theta) = psi(omega) x G(theta)
! Here G(theta) = 1/beta x cos(2 pi / (4 beta))
!
IF((ABS(theta).LE.beta).OR.(ABS(beta).LE.tiny)) THEN ! To allow the use of uni-directional case (beta=0) in 3D
  phi_ITTC(i1,i2) =173.0_rp*16.0_rp*E/(((TWOPI)**4.0_rp)*(omega_n2(i1,i2)**(5.0_rp)))* &
    exp(-691.0_rp/(((0.78*TWOPI)**4.0_rp)*(omega_n2(i1,i2)**(4.0_rp))))*DD_WW(i1,i2)
ELSE
  phi_ITTC(i1,i2) = 0.0_rp
ENDIF

```

图 3-1 HOS-ocean 中基于海浪谱进行波面初始化部分程序

Fig 3-1 Part of codes for wave surface initialization based on sea spectrum in HOS-ocean

3.1.2 基于高阶谱方法的海浪模拟及谱分析

一旦基于海浪谱建立了初始化的波浪场，便可以进行波浪的非线性演化模拟。为了验证基于新的海浪谱模型的可靠性，本文在 HOS-ocean 模型计算域内设置一固定的测波点，从而可对测波点纪录的波面时历数据进行谱分析。为了避免方向分布函数中的随机相位带来的干扰，本文选取的计算对象为单向三维不规则波的模拟。首先对基于 JONSWAP 谱的计算结果进行分析，该算例的参数选择如下：

- JONSWAP 谱，有义波高 $H_s = 2.8\text{m}$ ，谱峰周期 $T_p = 10\text{s}$
- $L_x = L_y = 11\lambda_p$ (λ_p 为特征波长与谱峰周期的选择有关^[69])
- 模拟时长 $T = 100T_p = 1000\text{s}$
- 网格划分 $N_x = 256, N_y = 64$
- 高阶谱阶数 $M = 5$
- 测波点位置 $X_p = 5.5\lambda_p$

经过 100 个谱峰周期时长的模拟之后，测波点所记录的波面历时曲线如图 3-2 所示。对纪录数据进行谱分析后可以得到模拟波浪的频谱密度函数，其与 JONSWAP 理论谱密度函数的对比图如 3-3 所示。从图 3-3 中可以发现 JONSWAP 谱本身有着较为明显的谱峰，这与其谱峰提升因子有关。关于模拟谱与理论谱曲

线同样在 $\omega = 0.62(\text{rad} / \text{s})$ 附近达到峰值，并且主要的谱峰密度分布都在谱峰附近的一个较小的范围内 $\omega \in (0.4, 1.0)(\text{rad} / \text{s})$ ，但是可以看出模拟值的峰值比理论值要稍大一些，这可能是由于波浪的非线性演化进程所带来的偏差，而 Gatin^[57]对其 HOS 模型中基于 JONSWAP 谱初始化的波浪场进行谱分析后，同样会在峰值处存在一定的偏差，他提出可以基于 10 组以上模拟结果的偏差对初始化谱参数进行修正的方法，以使模拟结果更接近于目标海浪谱，相对于 Gatin 的最初结果，本文的模拟结果与目标值谱相比总体较为吻合，所以并未进行参数谱的修正处理。

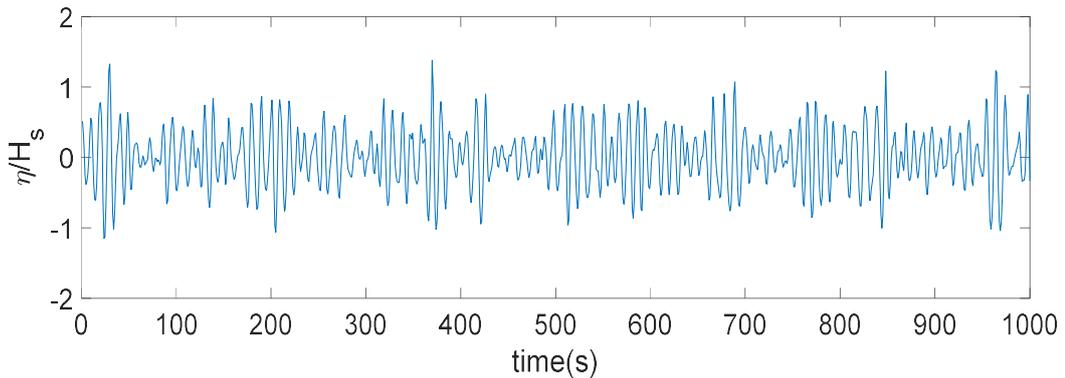


图 3-2 基于 JONSWAP 谱的不规则演化波面时历曲线

Fig 3-2 Surface elevation record of wave field based on JONSWAP spectrum

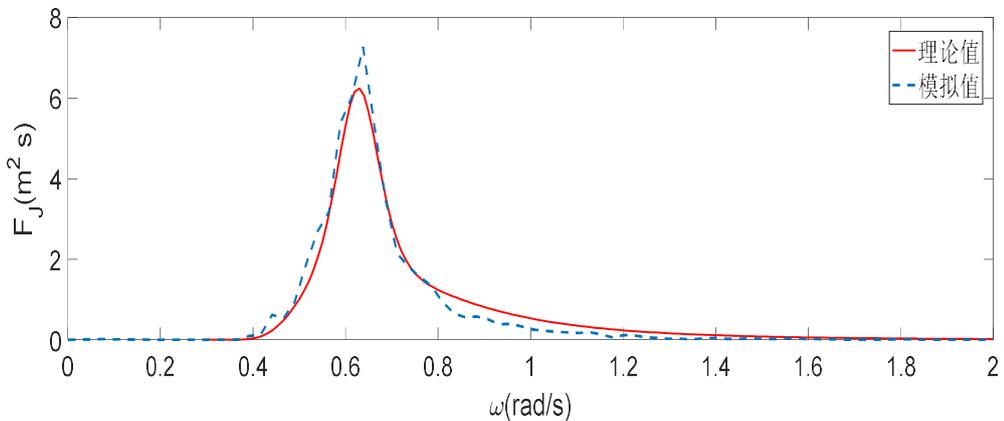


图 3-3 关于 JONSWAP 谱的理论值与模拟值对比

Fig 3-3 The simulating spectrum compared with the theoretical JONSWAP spectrum

同样对于 ITTC 双参数谱也可以通过单向三维不规则波进行一段时间的演化后，利用测波点纪录的波面高度时历曲线来进行谱分析，所设置的算例参数如下：

- ITTC 双参数谱，有义波高 $H_s = 2.8\text{m}$ ，谱峰周期 $T_p = 10\text{s}$ ($T_1 \approx 7.8\text{s}$)

- $L_x = L_y = 11\lambda_p$ (λ_p 为特征波长)
- 模拟时长 $T = 100T_p = 1000s$
- 网格划分 $N_x = 256, N_y = 64$
- 高阶谱阶数 $M = 5$
- 测波点位置 $X_p = 5.5\lambda_p$

经过 1000s 的非线性演化后可得基于 ITTC 双参数谱的不规则波面时历曲线如图 3-4 所示, 对其进行谱分析后可以得到模拟值与理论值的对比 (图 3-5)。从对比中可以发现, 模拟值与理论值之间, 无论在波峰位置以及大小方面都有一定的偏差。ITTC 双参数谱由于没有设置谱峰提升因子项, 所以谱密度的集中度没有 JONSWAP 谱那样明显, 主要在 $\omega \in (0.4, 1.6)(rad / s)$ 之间分布, 而这一点模拟值也是基本满足。对于模拟值的谱峰偏差来源分析, 主要考虑的是 ITTC 谱本身的定义是基于谱心周期 T_l 进行的, 而在关于谱的标准化处理中, 通过统计关系将谱心周期 T_l 与谱峰周期建立了转化关系, 这种通过统计方法建立的关系式本身就具有一定的误差, 所以造成了波浪场非线性模拟后, 谱峰位置会出现的 6.6% 偏差。除了关系谱峰位置以外, 我们还关心对于目标谱中有义波高参数的设定是否可以在模拟结果中体现出来。根据 ITTC 双参数谱的定义^[68], 可得谱的零阶矩 m_0 与有义波高 H_s , 有关系式 $H_s = 4\sqrt{m_0}$, 而根据谱矩的性质, 零阶矩 m_0 等于频率谱曲线 (如图 3-5 所示) 与频率轴之间区域的面积, 从而可以求解模拟谱对应的有义波高为 2.68m, 约低于目标值 4.3%。目标值误差的影响可能会对后续极端波浪判定的实际标准有所提高, 由 2 倍有义波高提升至 2.08 倍有义波高, 但是总体误差值较小, 并且由于是提升了标准, 不会出现极端波浪的误判, 所以可以用于后续对于极端波浪提取与分析中。

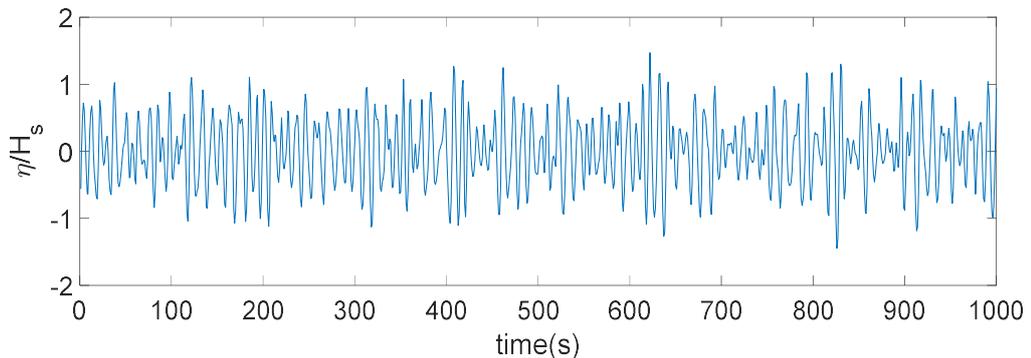


图 3-4 基于 ITTC 双参数谱的不规则演化波面时历曲线

Fig 3.4 Surface elevation record of wave field based on ITTC 2-parameter spectrum.

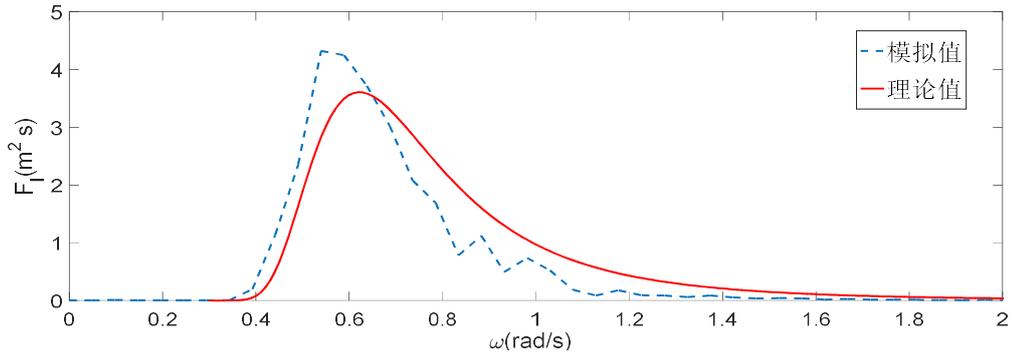


图 3-5 关于 ITTC 双参数谱的理论值与模拟值对比

Fig 3.5 The simulating spectrum compared with the theoretical ITTC 2-parameter spectrum.

3.2 聚焦波模拟

通过将不规则波浪的各个组成部分在特定的时刻以及位置进行线性聚焦，能够以聚焦波的形式得到极端波浪。这种通过调整各个组成部分的相位，以使其在特定的时刻与位置同时达到波峰值，根据线性叠加原理便可以得到聚焦波的方法，被广泛运用于物理实验水池以及数值模拟中。因为聚焦波的生成时间以及位置可以控制，所以通过该方法可以在与结构物作用的水域快速形成极端波浪，从而可以方便分析物体与极端波浪的相互作用。

参考 Ducrozet^[27] (2007) 的工作，在 HOS-ocean 模型中同样可以通过对波面初始化的控制，通过对各个波浪组成部分的初始相位的调整，使得大量的能量在特定时刻以及位置聚集，从而在开阔水域中实现聚焦波的模拟。该调节主要是通过通过对离散傅里叶域内的初始幅值 $B_{mn}(t=0)$ (见式 2-20) 进行相位设定而实现的。对于之前的自然状态下的波浪场模拟，波浪场各个组成波的初始相位的选取范围为 $[0, 2\pi]$ 。为了使得能量得以聚焦，该选取范围需要进行缩小。因此我们引入一个控制参数 α ， α 需要大于 0 且小于 1，然后使相位随机选择的区间由之前的 $[0, 2\pi]$ 缩小为 $[0, 2\pi] \times \alpha$ 。

在完成能量的集中处理后，为了使初始的能量聚集状态在特定的时刻 T_b 出现，则需要对初始相位的逆传播。同样，如果需要使波浪在特定的位置如 (x_0, y_0) 处进行聚焦，我们还要对初始相位做一个平移处理。每一个波浪组成部分 (m, n) 在聚焦时刻 T_b 出现之前，都按照自身的频率进行传播。于是式 (2-19) 可以转化为：

$$\Phi(x-L_x, y-L_y, z, t-T_b) = \sum_m \sum_n A_{mn}(t) \exp[ik_m(x-x_0) - \omega_{mn}T_b] \cdot \exp[ik_n(y-y_0) - \omega_{mn}T_b] \exp[ik_{mn}z] \quad (3-5)$$

根据上述条件，可以设计聚焦波算例，其参数选择如下：

- JONSWAP 双参数谱，有义波高 $H_s = 1.2$ m，谱峰周期 $T_p = 5$ s
- $L_x = 2L_y = 21\lambda_p$ (λ_p 为特征波长)
- 聚焦时刻 $T_b = 10T_p$
- 聚焦位置 $X = 0.5L_x, Y = 0.5L_y$
- 网格划分 $N_x = 512, N_y = 256$
- 高阶谱阶数 $M = 5$

本文选取聚焦时刻 $T_b = 10T_p$ ，并且设置聚焦点为计算域中心，波浪场经过非线性演化可以形成聚焦波。在图 3-6 中我们可以发现当 $T_b = 7T_p$ 时，在计算域的中心区域可以观察到明显的波浪聚集现象，而在 $T_b = 10T_p$ 时，可在计算域中心附近观测到明显的聚焦波生成。对于该聚焦波的峰值进行测量，其值可以达到 3.55 倍的有义波高，符合极端波浪的条件。

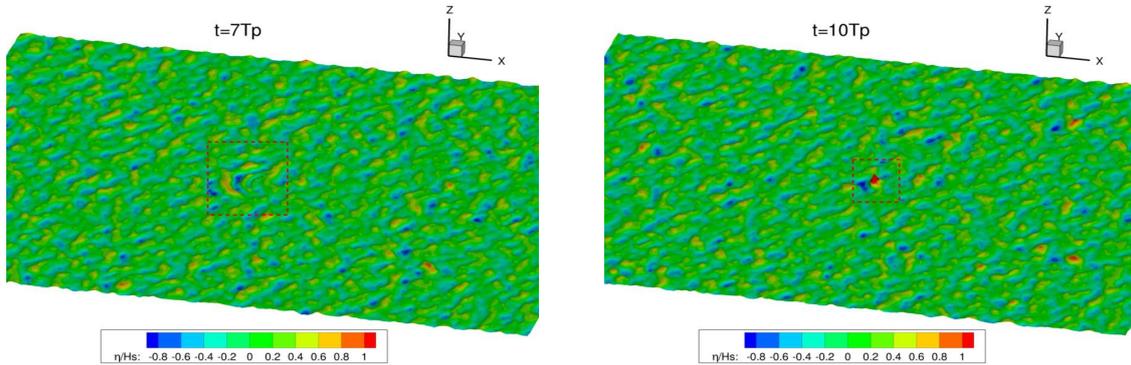


图 3-6 聚焦波在流域中心的形成过程

Fig 3-6 The formation of focused wave in the middle of domain

而当设定其他的相位平移值后，聚焦波生成的位置也可以进行自由调整，在不同位置的聚焦情况如图 3-6 所示。值得一提的是由于波浪的非线性演化影响，聚焦波的位置以及聚焦时刻较初始波面的相位偏移参数都有较小的变化。

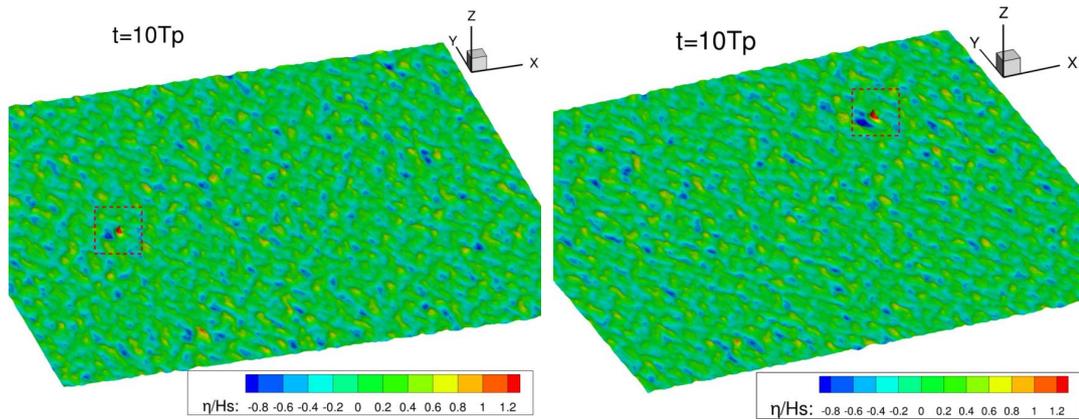


图 3-7 在不同位置模拟的聚焦波

Fig3-7 The simulation of focused waves in different positions

3.3 基于大范围开阔波浪场长时间演化的极端海浪模拟分析

3.3.1 大范围开阔海域的三维多向不规则波模拟

在上一小节中本文介绍了产生极端波浪的一种常用的方法，即通过聚焦波浪的模拟来实现极端波浪的快速生成，但是这种通过对初始相位的调整，使得能量在波浪场的特定位置聚焦的处理所得到的极端波浪在真实的海域中是不存在的。而 HOS-ocean 可以模拟大范围海域中非线性波浪的长时间演化，并通过对整个计算域的跨零分析，对其中的极端海浪情况进行捕捉。

对于该大范围长时间模拟的波浪场参数选择如下：

- ITTC 双参数谱，有义波高 $H_s = 6.5\text{m}$ ，谱峰周期 $T_p = 12.8\text{s}$ ($T_l \approx 10.0\text{s}$)
- 方向性参数： $\beta = 1.57$
- 波浪场尺度选择： $L_x = L_y = 11\lambda_p$, $\lambda_p \approx 203\text{m}$
- 波浪场水平面的面积： $2233\text{m} \times 2233 \approx 5\text{km}^2$
- 计算时长 $T = 250T_p = 3200\text{s}$
- 网格划分 $N_x = 512$, $N_y = 256$
- 高阶谱阶数 $M = 5$

对计算结果进行跨零分析之后，可以得到每个时刻的最大波高，对每个时刻波浪场波高的最大值与有义波高相比之后（如图 3-8），可以得到极端海浪在整个计算时域内所出现的时刻。在图 3-8 中当波浪场的最大波高与有义波高的比值超过 2 时，既可判定该时刻波浪场内的最大波高所对应的波浪为极端波浪。

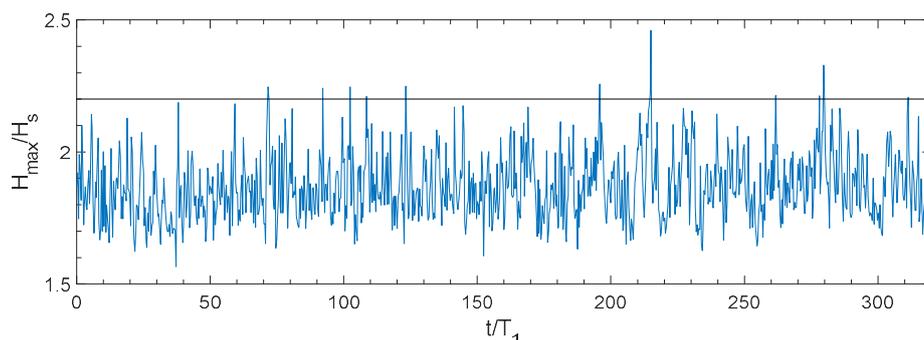


图 3-8 大范围长时间演化的波浪场内的最大波高纪录曲线

Fig3-8 The maximum wave height record in the long time simulation of large wave field

3.3.2 关于方向参数的介绍

在自然环境下的海域中的波浪，并不是单向传播的，而是具有一定的方向性，在多向海浪谱密度函数表达式（3-1）中以 $G(\theta)$ 来表示方向分布函数，本文采用了以下形式^[67]来对其进行定义：

$$G(\theta) = \frac{1}{\beta} \left[\cos\left(\frac{\pi\theta}{2\beta}\right) \right]^2 \quad (3-6)$$

其中 $\theta \in [-\beta, \beta]$ ，表示波浪可以分布的范围，而 $\beta \in [0, \pi]$ ，为波浪的方向集中参数。 $G(\theta)$ 的取值分布曲线如图 3-8 所示，可以看到 β 值选择越大，波浪传播方向的集中度越低，波浪各个组成部分的传播方向就越宽泛，而其值选择越小，波浪传播方向集中度越高，能量也就越集中于主要的传播方向，当取值为 0 时，即为单向传播。

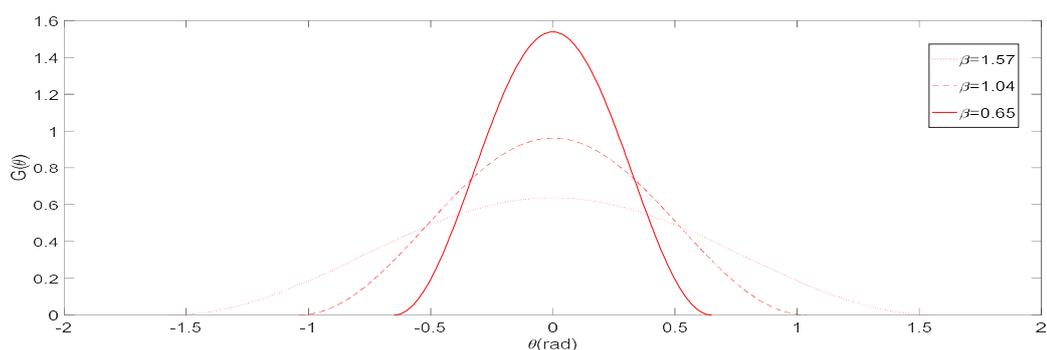


图 3-9 波浪方向分布函数取值图

Fig.3-9 Wave direction distribution function value maps

并且从波面的俯视图 3-10 中，也可以发现随着波浪场方向性参数 β 的变化，波面的形状会有较为明显的变化， β 越小方向性越明显，波浪的横向波长也就越

大。接下来，本文将就三种具有不同的方向性参数的波浪场进行长时间模拟，提取期间所产生的极端海浪事件，并对其进行详细分析。

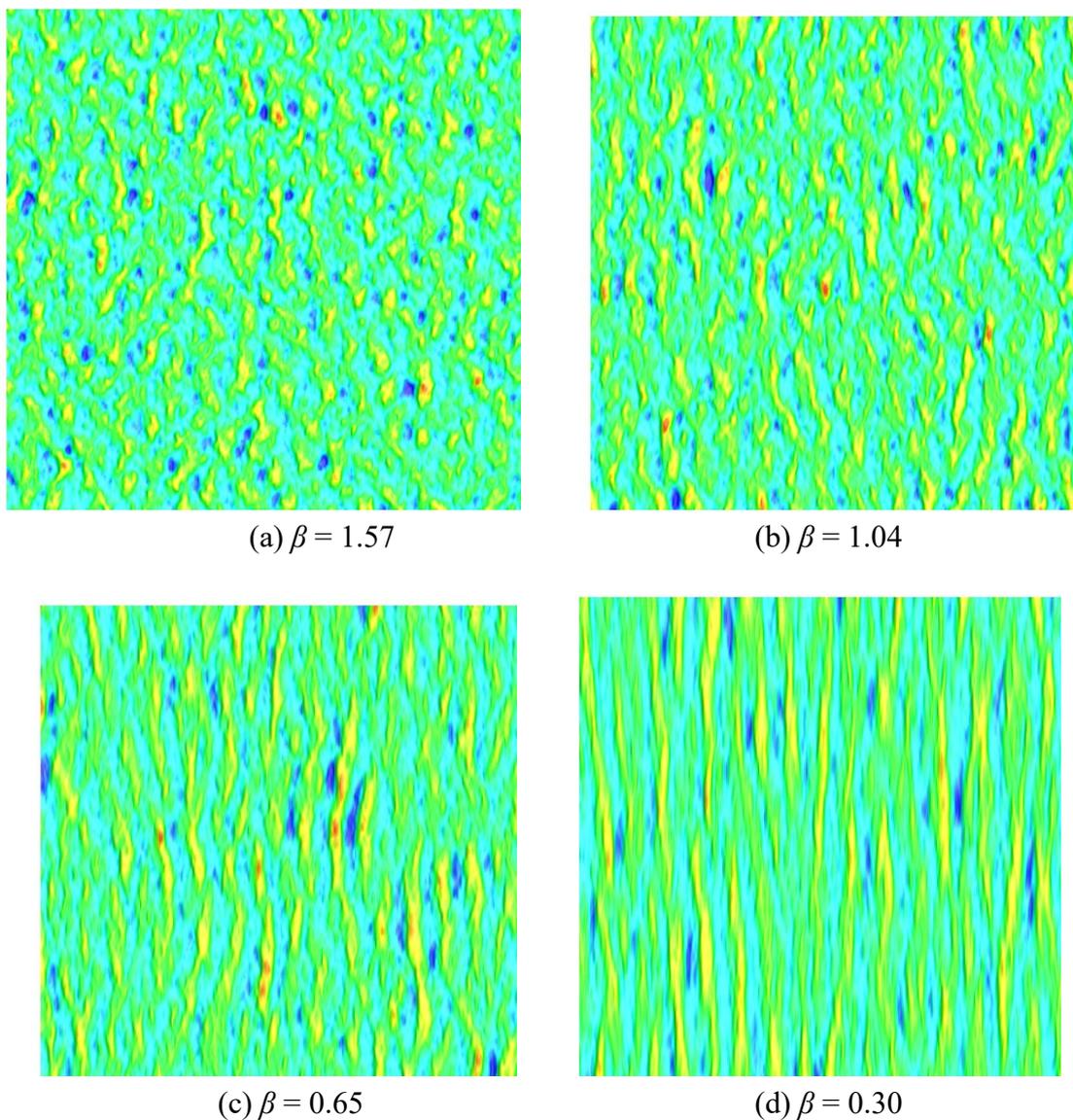


图 3-10 不同方向性参数下的波浪场俯视图

Fig3-10 The top views of wave fields with different directionality

3.3.3 各方向参数下大范围长时间多向不规则波模拟与分析

为了进一步研究多向不规则波浪场的方向性对于极端海浪生成的影响，本文选取了 $\beta = 0.65, 1.04, 1.57$ 这三种方向性参数下的波浪场，进行长时间、大范围的演化模拟，具体的参数选择如下：

- ITTC 双参数谱，有义波高 $H_s = 6.5\text{m}$ ，谱峰周期 $T_p = 12.8\text{s}$ ($T_l \approx 10.0\text{s}$)
- 方向性参数： $\beta = 0.65, 1.04, 1.57$
- 波浪场尺度选择： $L_x = L_y = 21\lambda_p$, $\lambda_p \approx 203\text{m}$ ，水深 150m （深水情况）
- 波浪场水平面的面积： $4263\text{m} \times 4263 \approx 18\text{km}^2$
- 计算时长 $T = 250T_p = 3200\text{s}$
- 网格划分 $N_x = 512, N_y = 256$
- 高阶谱阶数 $M = 5$

基于 HOS-ocean 对波面范围约为 18 平方千米的区域，经过 250 个谱峰周期（3200s）的非线性演化，总共的计算时长为 3h，计算设备为 3.6GHz Intel Core i7-7700 单核处理器。对整个计算结果进行处理，通过在 x 及 y 方向的跨零分析提取所有时刻中各个波浪的波高等信息，从而通过极端海浪的判定标准，波高与有义波高的比值大于 2.0 即判定为该波浪为极端波浪。统计每个波浪出现的位置，以及横向及纵向长度等信息，可以对不同方向性波浪场的极端海浪生成进行如下分析。

首先是波浪方向性参数 β 为 1.57 的情况，该波浪场具有作为三个算例中最小波浪方向性，所以波浪传播的集中度较低（如图 3-9 所示）表现为除却主传播方向，各个方向上的波浪组成部分的比重都较为均等。在图 3-11（左）中，每一个小的矩形代表一个波高大于 2.0 倍有义波高的极端波浪。该波浪场中所有的极端波浪的 y 方向上长度的平均值为 $1.95\lambda_p$ ，其中 λ_p 表示的特征波长为波浪在主传播方向（x 方向）的平均波长值，主要与波浪场的谱峰周期有关。因为这些极端波浪在 x 及 y 方向上的尺度相近，因此极端波浪的特征形状为塔锥型，如图 3-11（右）所示。并且从右边的极端波浪统计图可以发现，在虚线的矩形框内会有大量的极端波浪聚集，这可能是由于在某一段连续的时间内，该区域海况较为激烈，在特定区域中会有极端海浪连续出现的现象。但是也有孤零出现的极端波浪，说明这种波高异常的情况并不总是集中出现，也有在区域波面相对平静的情况下出现极端波浪，并且迅速消失的可能。

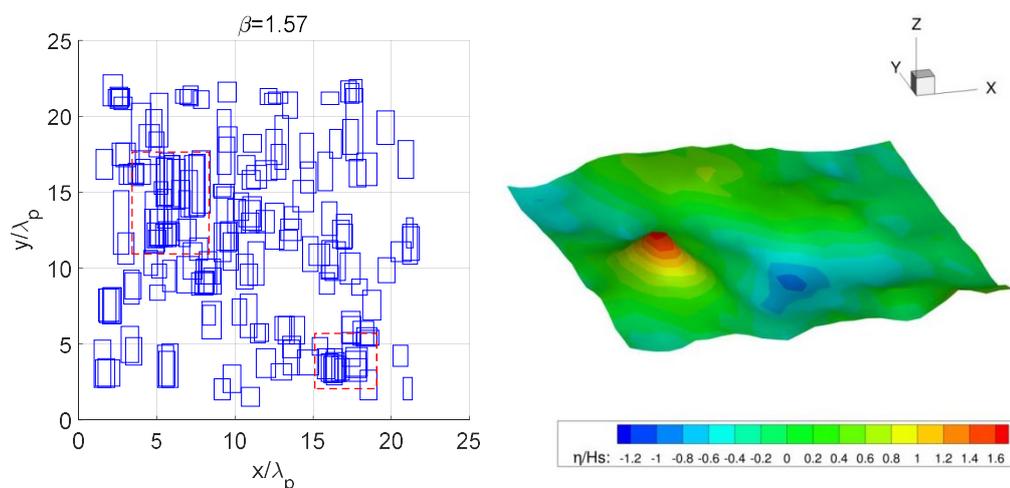


图 3-11 方向性参数 $\beta=1.57$ 的波浪场极端波浪统计 (左) 极端海浪特征形状视图 (右)
Fig.3-11 Statistic of extreme waves in the wave fields with spreading parameter β equal to 1.57(Left)
The shape of an extreme freak wave(Right)

当波浪场的方向性参数 β 为 1.04 时, 如图 3-12 (左), 从图中可以看出该情况下, 波浪场中出现的极端海浪在 y 方向上的尺度相比较方向性参数 β 为 1.57 时明显变大。经过计算极端波浪在 y 方向的平均波长为 $2.78\lambda_p$, 在这样的波浪尺度的纵横比例下, 可以在图 3-12 (右) 中观察到, 极端波浪的特征形状更加“宽胖”, 整个横向尺度约为 500-600 米, 可能对于海上尺度较为接近的船舶或者海洋平台造成较为严重的影响。同样也可以发现有极端波浪在某个区域内集中出现的情况, 该区域已在极端波浪的统计图中用虚线矩形框标出。

而当研究的波浪场的方向性参数 β 降为 0.65 时, 该情况下波浪场的方向性也是三种海况下最强的, 各个波浪组成部分的传播更加集中于主方向 (x 方向)。可以从图 3-13 (左) 看出, 极端波浪在 y 方向的尺度已经远大于主方向上尺度, 经计算, 其平均波长为 $3.76\lambda_p$ 。因为波浪方向性较为集中的原因, 可能会使几个波浪在横向互相连接成一片, 而从极端波浪的特征形状 (图 3-12 左) 也可以体现这一点。所以这种波浪很有可能是人们所在海上观察到的“水墙”现象, 而由于大尺度缘故, 该种极端波浪的对于海上结构物以及人员的危险性也相对前两种情况更高。同样在极端波浪的统计视图的虚线矩形框中也可以看到极端海浪集中在某片区域发生的情况。

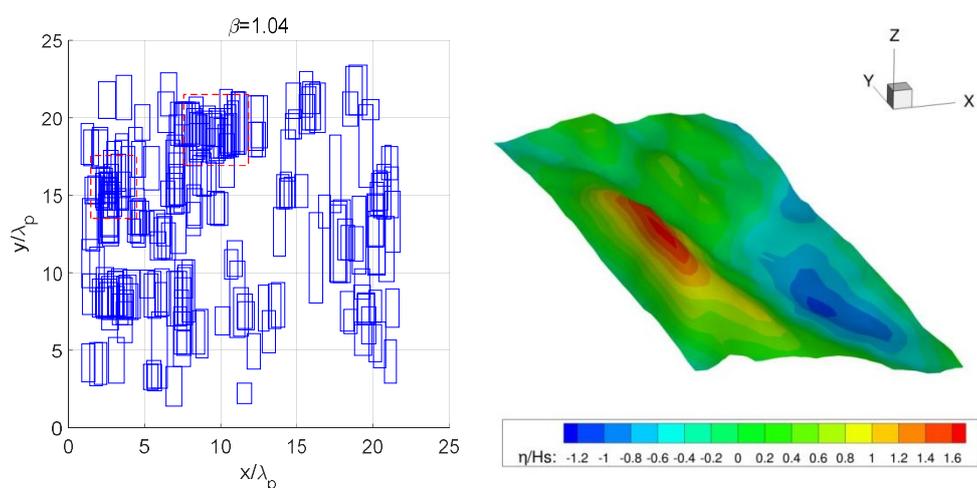


图 3-12 方向性参数 $\beta=1.04$ 的波浪场极端波浪统计 (左) 极端海浪特征形状视图 (右)

Fig.3-12 Statistic of extreme waves in the wave fields with spreading parameter β equal to 1.04(Left)
The shape of an extreme freak wave(Right)

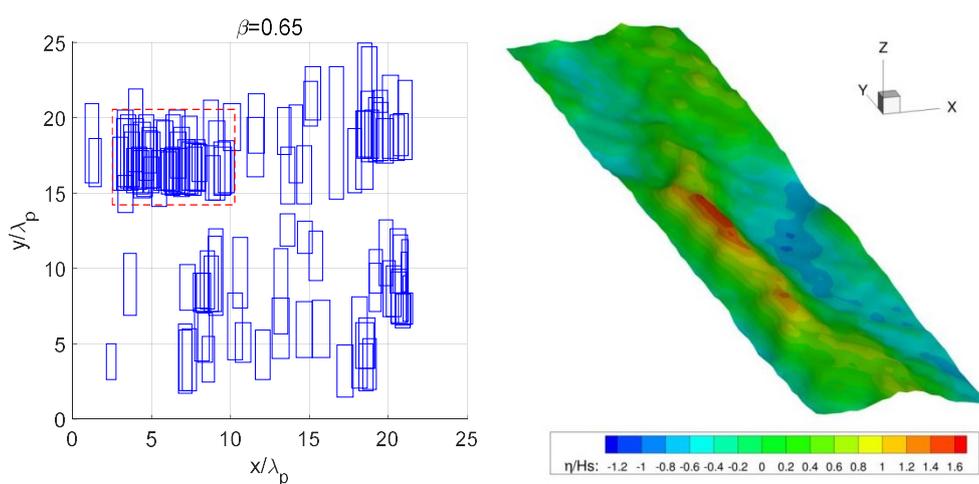


图 3-13 方向性参数 $\beta=0.65$ 的波浪场极端波浪统计 (左) 极端海浪特征形状视图 (右)

Fig.3-13 Statistic of extreme waves in the wave fields with spreading parameter β equal to 0.65(Left)
The shape of an extreme freak wave(Right)

以上便是几种具有不同波浪方向性参数的大范围海域长时间演化模拟的极端波浪计算结果以及特征性分析。此外，本文还对每种情况下极端波浪的总数量进行了统计（如表 3-1），可以看出随着方向性的增强或者降低，极端波浪的数量并没有明显的变化规律，而对于波浪方向性较高的情况（ $\beta=0.65$ ），数量较其他两种要小一些，但这可能是由于多个极端波浪连接在一起引起的，并且由于横向特

征波长较大，固定海域内波浪总体数量较前两者也低，所以并不能直接反映该情况下出现极端海浪的可能性较低，或者是海况更为安全。

表 3-1 不同方向性参数下波浪场模拟中极端海浪数量统计

Table 3-1 The statistic of the number of extreme waves during wave fields simulation with different directional parameter

方向性参数 β	1.57	1.04	0.65
极端海浪数量 N	187	233	120

3.4 本章小节

本章主要是基于 HOS-ocean 模型进行大范围的波浪场演化用来模拟极端海浪的生成。首先介绍了基于周期性边界的 HOS 模型基于多向海浪谱的波面初始化处理方法，同时本文将 ITTC 双参数谱进行了标准化处理并引入到了 HOS-ocean 中，从而扩充了基于该模型可以参考的海浪谱的范围。接着，本章主要基于两种在波浪场中进行极端海浪的数值模拟方法进行展开。第一种是利用波浪聚焦的原理，通过对初始波面进行相位调整的方法，使得聚焦波在特定时间及位置生成，从而得到极端波浪，本章通过聚焦得到了波浪波高大于 3.5 倍有义波高的波浪。该方法用于生成极端波浪虽然可控性很好，但是在自然界中这种通过聚焦形成的强对称性的极端波浪往往是不存在的，为了更好的模拟自然情况下的极端波浪的形状，本章介绍了第二种生成极端海浪的方法，基于大范围长时间演化的海浪场进行极端海浪的模拟。通过对初始波面进行完全随机的相位选取，整个波浪场在自然状态下进行非线性演化模拟，利用跨零分析在长时间演化后的波浪场进行极端海浪的判别并做提取分析。最后对具有不同方向性参数的波浪场进行模拟与分析，对极端事件做了统计分析，可得到以下结论：

(1) 随着波浪方向性参数 β 的降低，波浪的方向集中度提升，使得整个海域的波浪组成的传播方向更加集中于主方向，对于极端波浪的影响则体现在平均横向波长逐渐增大。

(2) 对于具有不同波浪方向性参数的海域，都发现了极端波浪在某区域集中出现的情况，说明了在波浪演化中极端波浪可能会一连串地产生并进行短距离的传播，使得该区域在出现较为激烈的海况。但同时也存在不少孤立出现的极端波浪，说明了该波高异常的情况在一般海况下也会产生，并迅速消失。

(3) 通过对三种方向性参数情况下的极端波浪出现数目的统计分析,并不能直接得出极端波浪发生概率随波浪场方向性改变而出现的规律。但是对于方向集中度高的情况,极端波浪的数目明显较小,这可能是由于极端海浪相互连接的原因。

由于 HOS-ocean 计算的高效性,使得第二种随机性很强的模拟极端海浪的方法实现,这也是本文采用高阶谱模型进行极端波浪的生成模拟的原因。

第四章 耦合模型构建与验证

通过上一章利用 HOS 模型进行的非线性波浪场数值模拟, 我们可以得到在势流求解域中的极端海浪信息, 但是 HOS 模型主要是求解波面信息的演化过程, 而不具备求解波浪与物体相互作用的功能, 所以目前通常需要建立耦合模型, 将 HOS 模型与其他可以进行波浪力求解的模型互相结合。在本章中, 将采用基于 CFD 计算的 Waves2Foam 求解器与 HOS 模型单向结合, 将在势流模型中的高效计算的波浪模拟结果, 作为外界输入值, 通过松弛区域输入到粘性求解器中, 而后者可以方便地进行波浪与物体的相互作用计算, 从而可以更好地利用 HOS 模型所模拟极端波浪的波浪信息。

4.1 waves2Foam 模型简介

本文采用的粘性波浪求解模型器是由 Jacobsen^[54]基于 OpenFOAM 开发的开源软件 waves2Foam。该求解器采用 Navier-Stokes 方程, 结合流体体积法 (VOF) 对自由液面进行求解。

对于两相不可压缩流体, 在欧拉坐标系下, 质量及动量守恒方程可以写为:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\nabla \mathbf{u}) \mathbf{u} = -\nabla p^* - (\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}) \nabla \rho + \rho \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) \quad (4-2)$$

这里的梯度算子是 x, y, z 三维方向的梯度算子, \mathbf{g} 是重力加速度, p^* 是动压力, 与总压力的 p 的关系为:

$$p^* = p + \rho g z \quad (4-3)$$

对于流体的混合密度 ρ 以及粘性 μ , 在 VOF 模型中, 主要是通过体积分数 α 来控制的:

$$\rho = \alpha \rho_w + \rho_a (1 - \alpha) \quad (4-4)$$

$$\mu = \alpha \mu_w + \mu_a (1 - \alpha) \quad (4-5)$$

式中密度与粘性的下标 w 与 a , 分别代表了水与空气的值。

一旦流体的速度场已知, 体积分数 α 通过输运方程来进行每个时间步下的更新:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \alpha + \nabla \cdot \mathbf{u}_r \alpha (1 - \alpha) = 0 \quad (4-6)$$

这里向量 \mathbf{u}_r 表示为流体质点与网格间的相对速度。

在 OpenFOAM 中采用有限体积法将计算域进行离散，速度压力场采用 PISO 算法求解。关于 waves2Foam 求解器的模型更多介绍以及相关验证工作可以参考 Jacobsen^[54]对于该求解器的详细说明。

4.2 耦合模型构建

4.2.1 松弛区造波边界

本文建立的耦合模型为单向耦合模型，即仅是将 HOS-ocean 或 HOS-NWT 所计算的波浪场的速度、波高等波浪场信息单向输入到 CFD 计算域内，但是 CFD 计算域内的计算结果不会反过来影响势流域内的计算结果。这样势流的计算和 CFD 的计算可以分开进行，并不需要每个时间步都要相互交换信息，因而计算流程与插值运算更为简便。

势流域内的计算结果主要通过 waves2Foam 中的松弛区输入到粘流计算域中，其松弛格式如下所示：

$$\alpha = (1 - \chi)\alpha_{com} + \chi\alpha_{target} \quad (4-7)$$

$$\mathbf{u} = (1 - \chi)\mathbf{u}_{com} + \chi\mathbf{u}_{target} \quad (4-8)$$

其中下标为 *target* 的物理量是由势流求解器提供的，而下标为 *com* 物理量是由粘性流模型求解而得的。权重系数 χ 的定义为：

$$\chi(\xi) = 1 - \frac{\exp(\xi^\beta) - 1}{\exp(1) - 1} \quad (4-9)$$

这里 $\xi \in [0;1]$ 属于局部坐标系，在松弛区外部边界与势流域的交界处取 0，而在松弛区内部边界取 1，而参考 Jacobsen^[54]， β 一般取值为 3.5。图 4-1 展示了二维单向耦合模型中松弛区关于 HOS 计算域和 CFD 计算域的相对位置。从中可以较为直观地看出松弛区域的作用：

(1) 松弛区内通过松弛运算，在局部坐标等于 0 时，为松弛区域的外界，与 HOS 计算域直接相连，根据式 4-9，权重系数为 1，由松弛格式 (4-7) (4-8) 可知此时流场信息将强制与势流计算结果一致，而在松弛区内侧则是转化为 CFD 计算域内的计算结果，通过松弛区可以保证 CFD 计算域的边界与外界 HOS 模型计算结果保持一致。

(2) 对于 CFD 计算域，松弛区又充当了造波边界的作用，即实现以势流计算结果作为输入的波浪生成过程。

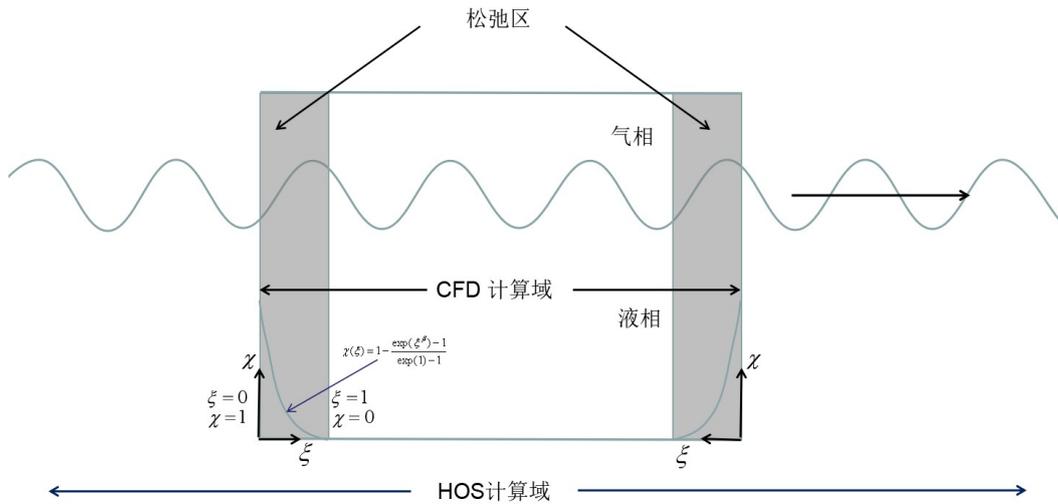


图 4-1 单向耦合模型示意图

Fig.4-1 The schematic diagram of one way coupling model

4.2.2 插值程序 Grid2Grid

由上一小节可知，如果在 CFD 计算域内通过松弛区输入 HOS 计算结果，便可以进行波浪的耦合模拟，但是从之前的 HOS 模型介绍中可以发现，由于 HOS 方法是关于波面进行展开与求解的，其本身并没有求解出流场内部的速度、压力等动力学信息。所以，为了利用 HOS 模型所模拟的波浪信息与 CFD 计算进行结合，必须对其内部流场信息进行重构。

Grid2Grid^[63] 插值模型是由 Choi 开发的一个关于 HOS 模型的封装程序包，其主要的目的便是通过快速傅里叶逆变换以及快速样条模型等工具，基于 HOS 所计算的波浪模态信息，实现进行速度场的重构以及插值等功能，从而实现对整个 HOS 计算域内任何位置以及任意时刻的流场动力学信息提取与传输，从而成为了 HOS-ocean 及 HOS-NWT 模型与外部求解器耦合的媒介工具。

关于 Grid2Grid 程序的模块结构如图 4-2 所示。首先需要基于 HOS-ocean 或 NWT 模型的计算的波面模态信息进行内部流场的速度压力等信息重构，所用到的模块为 modSurf2Vol，该模块基于 Bateman^[70] 提出的 H_2 Operator 理论对内部流场动力学信息重构，该方法可以很好地还原拥有平底边界条件的 HOS 模型所计算波浪场的内部流场信息。通过自定义水深方向上的网格，经过该模块处理后，HOS 的计算结果从自由面还原到了整个流场。随后便是根据耦合模型所需的流场的位置以及网格的要求，对波浪场进行局部插值运算，该过程基于 modVol2Vol 模块进

行处理。值得注意的是插值的信息由于时间与位置的变化性，所以作为暂存的信息，从而能够降低运存的占用。模块 `modGrid2Grid` 则可以作为跨语言的交流渠道，将基于 C++等其他语言的程序命令通过转化直接对 `Grid2Grid` 进行控制，从而实现流场数据提取的跨平台控制与传输。因为本文中采用的粘性流求解器是基于 C++语言的，而 HOS 模型以及 `Grid2Grid` 程序是基于 Fortran 语言的，因而该模块的跨语言命令传输功能使得本文的耦合模型的实现成为可能。而 `modPostGrid2Grid` 模块可以根据所需插值的区域，设置的网格精度等信息将 `Grid2Grid` 的数据点所基于的网格信息进行可视化处理，这样可以看到重构波浪场在水深方向上的网格分布细节，这对我们后期利用该模型进行恰当的网格划分很有帮助。

`Grid2Grid` 程序最初提出时可以用于 HOS 模型与 `foamstar` 模型的信息传递中，而根据 Choi^[62]的介绍 `foamstar` 所采用的造波松弛边界与 `waves2Foam` 类似，因而本文也尝试利用该插值程序作为 HOS 模型与 `waves2Foam` 模型耦合的媒介，该想法的可行性也在下面的工作中得以验证。

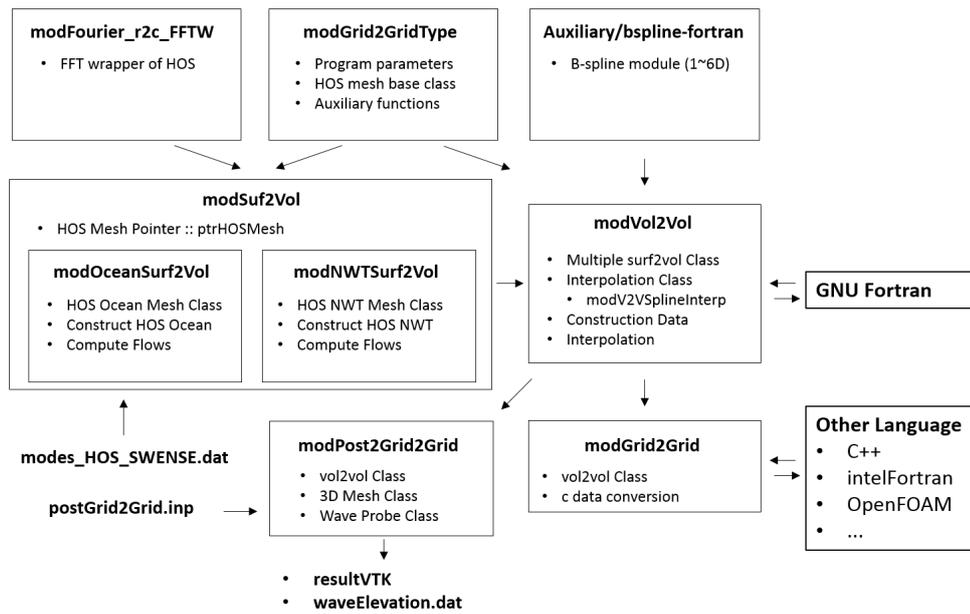


图 4-2 Grid2Grid 程序结构

Fig4-2 Program Structure of Grid2Grid

4.2.3 耦合模型接口模块

当 HOS 模型中的计算结果经过流场信息的还原,并可以通过插值模块获取任意时刻以及位置的内部流场信息时,接下来便是通过对耦合模型接口的设计,使势流中的计算结果正确地输入到粘性求解器 waves2Foam 中。

本耦合模型的接口模块的设计思路来源于 Oceanwave3D 与 waves2Foam 的耦合求解模型,因为 Oceanwave3D 同时作为外源的势流程序来作为外界输入,从而在 waves2Foam 中进行造波,所以其程序结构具有可借鉴性。但是该模型是通过势流计算与粘流计算同步进行的耦合方法,即势流中先计算一个时间步的波浪场后,将波浪信息输入到粘流域中,进行几个较小时时间步的模拟后,粘流域内的时间与势流域时间达到同步后,势流域再进行下一个时间步的计算,以此方式交替运算直到数值模拟结束。与之不同的是本模型因为需要先对整个大型波浪场进行跨零分析以获得极端波浪的具体位置以及发生时间,再针对极端波浪所对应的海况进行粘性域内的重构,所以不适合使用上述基于同步运算的接口设计。

基于本模型的势流部分与粘流部分的数据特点以及运算流程,需要设计的接口模型应该满足以下几点功能:

(1) 势流计算域与粘流计算域坐标系的转化:因为势流模型所建立的坐标系方向以及原点的位置可能与粘流求解器所定义的内容不同,所以对网格坐标系作旋转与平移,使得插值工作可以顺利进行。

(2) 两个求解器模型的时间信息统一:因为在势流模型中模拟的极端海浪往往需要进行长时间的演化才会生成,而如果将势流计算起点作为耦合模型的计算时间则会带来长时间的粘性流求解器计算,这将造成计算资源的浪费,所以为了使耦合模型对目标时段的波浪场进行重构,必须设置时间控制项,使得粘流域计算开始时间与势流域所需输入的时段起始时刻得到统一。

(3) 松弛区的信息的输入与设定:定义不同松弛区的位置以及类型,并设定松弛区所需输入的物理量:如波浪场边界体积分数、速度等流场信息。

在图 4-3 中展示了本文建立的接口模块的部分程序,是关于速度信息的获取以及输入的流程,包含了坐标轴转换、插值模型设定与初始化、时间起止点控制、速度场提取等步骤。

```

vector HOS::U
(
    const point& x,
    const scalar& time
) const
{
    // 利用之前设定的旋转坐标轴矩阵, 将OF网格坐标进行旋转, 使其与HOS坐标一致
    vector xx = OFtoHOS_ & x;

    // 输入HOS模型的种类 (ocean/NWT)
    int HOSindex(hosLabel);

    //将OF计算域转化为所提取波浪时段的HOS计算域时间
    double HOSsimulTime(time);
    HOSsimulTime += hosplusTime_;

    // 初始化Grid2Grid
    Foam::Grid2Grid::__modgrid2grid_MOD_correctgrid2grid(&HOSindex, &HOSsimulTime);

    //定义所需获取的Hos域内网格坐标
    double hosPositionX;
    double hosPositionY;
    double hosPositionZ;
    hosPositionX = xx[0];
    hosPositionY = xx[1];
    hosPositionZ = xx[2];

    // 定义HOS域的速度分量
    double hosU, hosV, hosW;

    // 通过Grid2Grid进行差值后, 得到Hos域内的流场计算信息
    Foam::Grid2Grid::__modgrid2grid_MOD_gethosu(&HOSindex,
                                                &hosPositionX,
                                                &hosPositionY,
                                                &hosPositionZ,
                                                &HOSsimulTime,
                                                &hosU,
                                                &hosV,
                                                &hosW);

    // 输入HOS域内的计算信息, 但还是基于HOS计算坐标系
    vector U(vector::zero);
    U.x() = hosU;
    U.y() = hosV;
    U.z() = hosW;

    // 旋转坐标至OF域
    U = HOSstoOF_ & U;

// 返回输入值u
    return U;
}

```

图 4-3 接口模块部分程序

Fig 4-3 A part of program of the interface module

4.2.4 耦合模型结构与计算流程

当已经得到势流计算结果, 并且插值模型以及接口模块都准备好后, 便可以进行耦合模型的波浪模拟计算, 本文针对不同的基于 HOS 模型模拟的波浪场设计了如图 4-4 所示的几种结构的耦合模型。

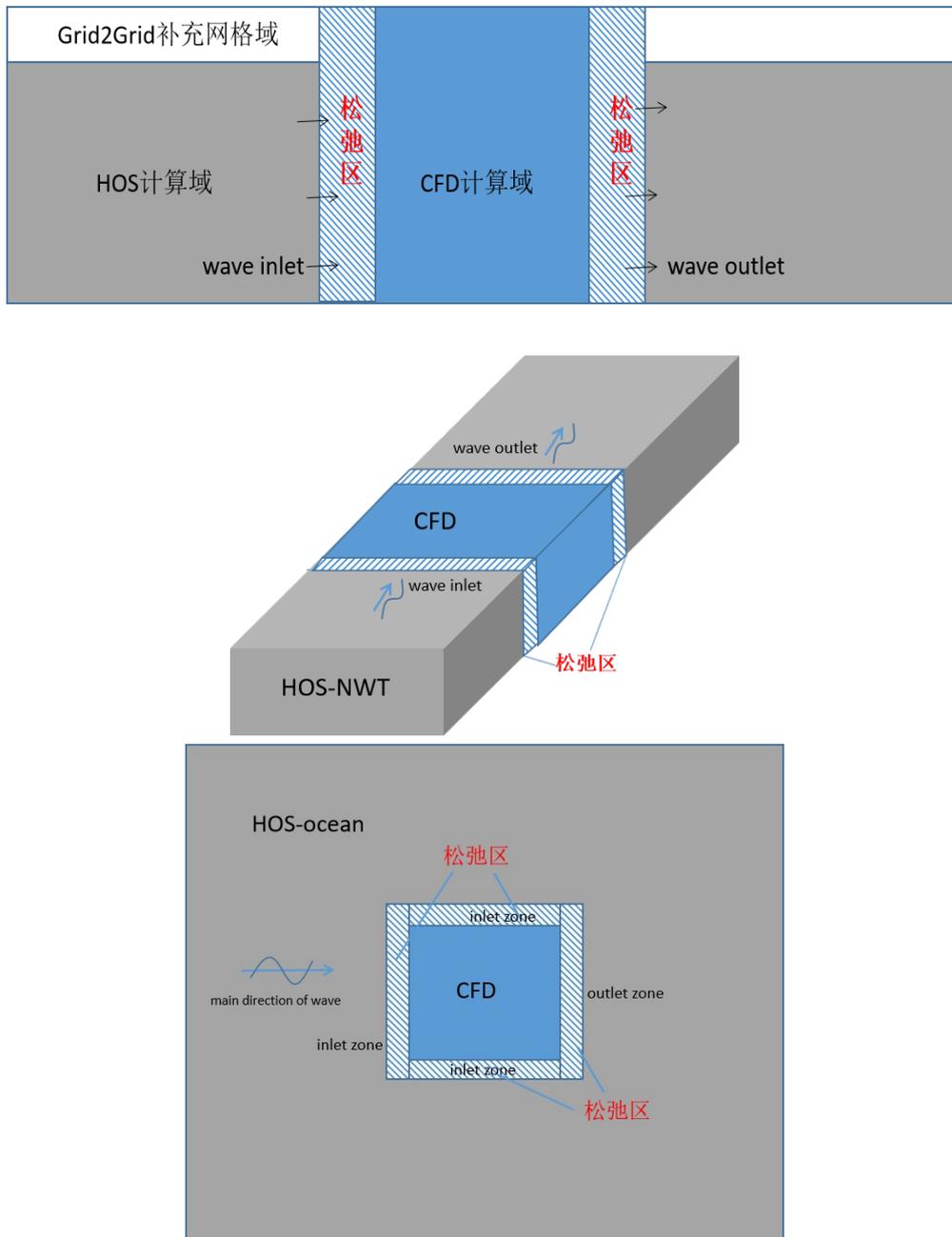


图 4-4 二维数值水池耦合模型（上），三维数值水池耦合模型（中）
三维开阔水域耦合模型（下）示意图

Fig4-4 The sketch map of 2D numerical tank coupling model(Top), 3D numerical tank coupling model(Middle), 3D open domain coupling model(Bottom)

从 HOS 模型计算域输入到 CFD 计算域需要先对 z 方向上的网格进行扩充，定义液面以上的空气部分网格，这样才能保证输入到松弛区内的信息的完整性，而该部分的处理对于三种模型都是必须的，在示意图中只有第一种情况做了标注

说明。根据波浪的传播方向，各个模型的松弛区定义分为 inlet 与 outlet 两种，两种情况的松弛格式中的局部坐标方向不同，使得在 CFD 计算域计算的外部的流场信息都能与势流计算结果保持一致。除了波浪的输入边界以外，CFD 计算域内需要设置底部条件，如果是基于三维数值水池模拟，还要设定两侧的壁面条件。当 CFD 计算域的初始波面通过插值后进行设定后，之后的波面的模拟依靠松弛区的外界波浪场输入以及内部波浪求解器来控制。

为了实现大范围长时间模拟的海域中极端波浪在 CFD 计算域中进行重构，极端海浪的判别后处理工作是必须进行的，因此只能通过两种类型求解器分别独立运行的耦合方式。求解流程如图 4-5 所示，首先在 HOS-ocean 模型或 HOS-NWT 模型进行非线性波浪场的演化模拟计算，得到波面信息以及存储的模式信息输入到 Grid2Grid 插值模型中，利用傅里叶逆变换处理，将流域的速度场进行重构，这时在 Wave2Foam 中设置所需要重构区域的位置信息，并进行网格划分与计算时间段的选取，然后利用接口程序，对 Grid2Grid 插值模型进行调用，对 HOS 模型求解的流域进行局部插值，并将该时段的流场信息进行回传，这时得到波浪场初始化的 CFD 计算域便可以通过对每个时刻松弛区对应的波浪场进行速度提取与输入，从而实现以 HOS 模型计算结果为输入的粘性波浪场模拟。

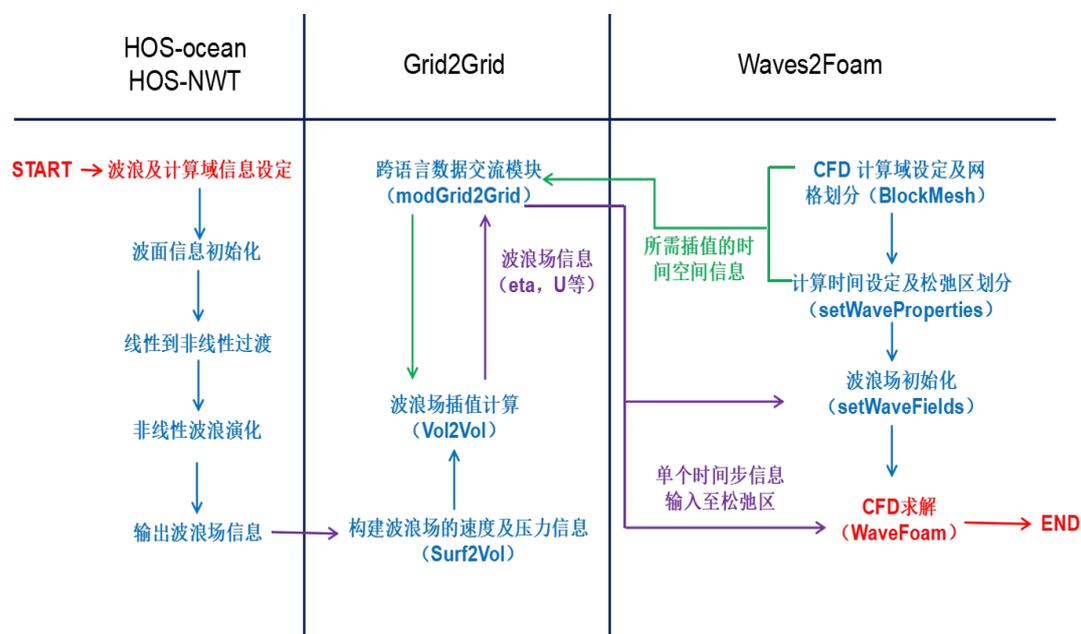


图 4-5 粘势流耦合模型计算流程构架图

Fig.4-5 The framework of potential-viscous flow coupling model calculation process

4.3 耦合模型验证计算

4.3.1 不同类型输入波浪在粘势流耦合模型中的计算结果

本文对 HOS-ocean 及 HOS-NWT 求解器进行二维、三维规则波及不规则波的模拟，将计算结果输入到 CFD 计算域内，粘流区域计算时间从势流计算结果的起始阶段或者中间阶段开始，测波点位于计算域的中心。耦合模型 CFD 计算域内每个波长范围内划分 50 个网格，波高范围内划分 30 个网格。HOS 求解模型的波浪参数选择如表 1 所示，其中不规则波选取 JONSWAP 谱， T_p 是谱峰周期， H_s 为有义波高， γ 是谱峰提升因子，其值一般取为 3.3。

表 4-1 HOS 求解器波浪类型及参数选择

Table 4-1. The selection of wave parameters in HOS-ocean solver

波浪类型	参数	HOS-Ocean		HOS-NWT	
		2D	3D	2D	3D
规则波	$T[s]$	-	-	1.79	1.79
	$H[m]$	-	-	0.068	0.1
	$T_p[s]$	1.0	1.0	1.0	1.0
不规则波	$H_s[m]$	0.04	0.045	0.05	0.05
	$\gamma[-]$	3.3	3.3	3.3	3.3

图 4-6 至图 4-8 展示了的六种不同波浪类型输入，分为二维、三维规则波与不规则在 HOS-NWT 的模拟结果，以及三维单向及多向不规则波浪在 HOS-ocean 模型中的模拟结果，耦合模型 CFD 计算域内的计算值与势流模型输入值相比较有很高的一致性。而对于三维不规则波情况如图 4-7（下），耦合区域内的计算结果在输入波高变化较为剧烈的时刻，可能会存在较小的模拟误差。此外在一个明显波峰附近有小的波浪抖动，如图 4-8（下） $t=16-17s$ 附近，对于这种非线性比较强的波面模拟中，可能会存在较小的偏差，但是计算精度仍令人满意。图 4-9 中展示了在三维不规则情况下，HOS-ocean 整体计算域以及耦合模型 CFD 计算域内的波高分布对比图，可以发现耦合区域内的计算值可以将势流域中的目标区域中的波面进行很好地重现。

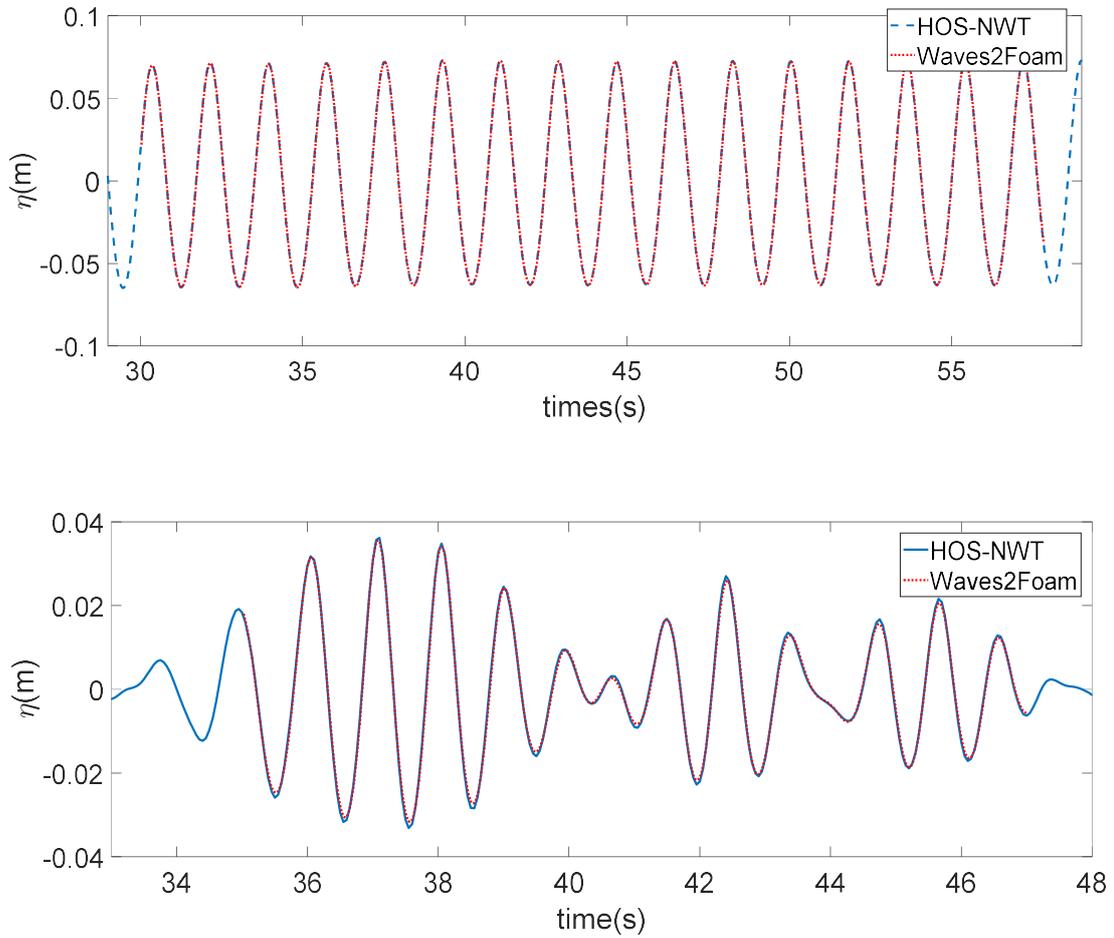
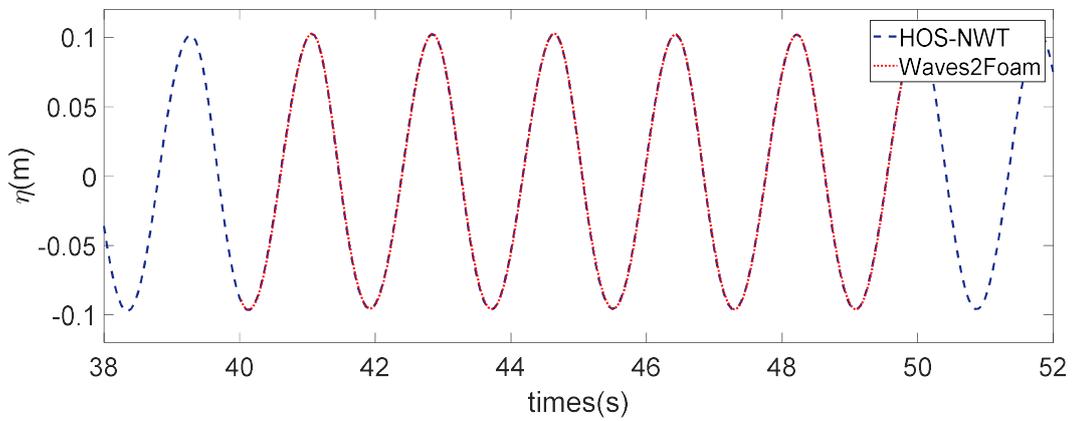


图 4-6 二维规则波（上）及不规则波（下）在 HOS-NWT 及耦合模型 CFD 计算域内计算波高对比

Fig.4-6 Comparison of wave height in HOS-NWT and the CFD domain of coupling model for 2D regular(Top) and irregular(Bottom) wave simulation



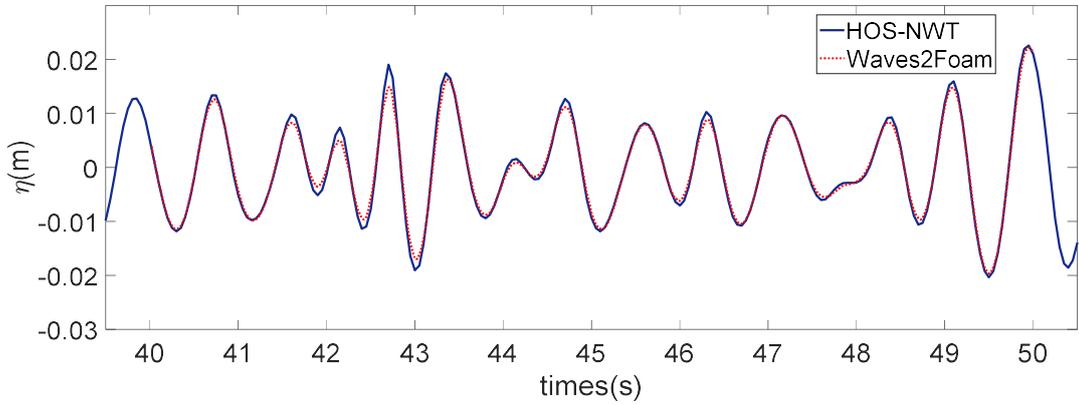


图 4-7 三维规则波（上）及不规则波（下）在 HOS-NWT 及耦合模型 CFD 计算域内模拟波高对比

Fig.4-7 Comparison of wave height in HOS-NWT and the CFD domain of coupling model for 3D regular(Top) and irregular(Bottom) wave simulation

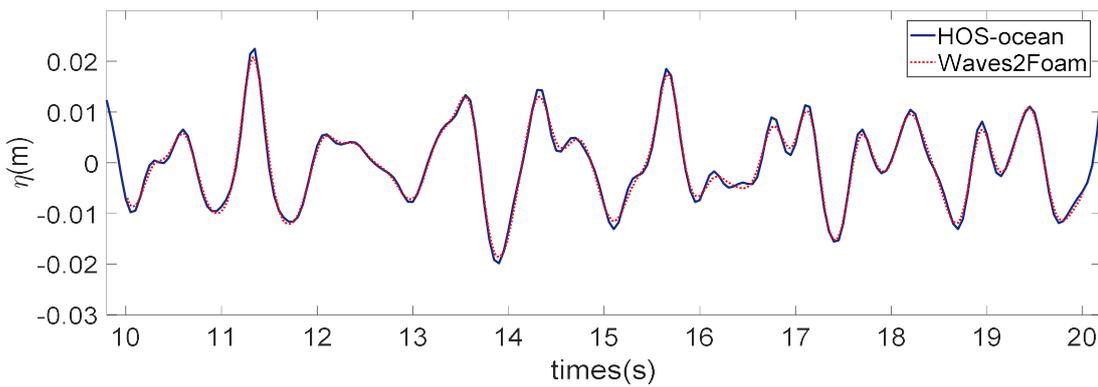
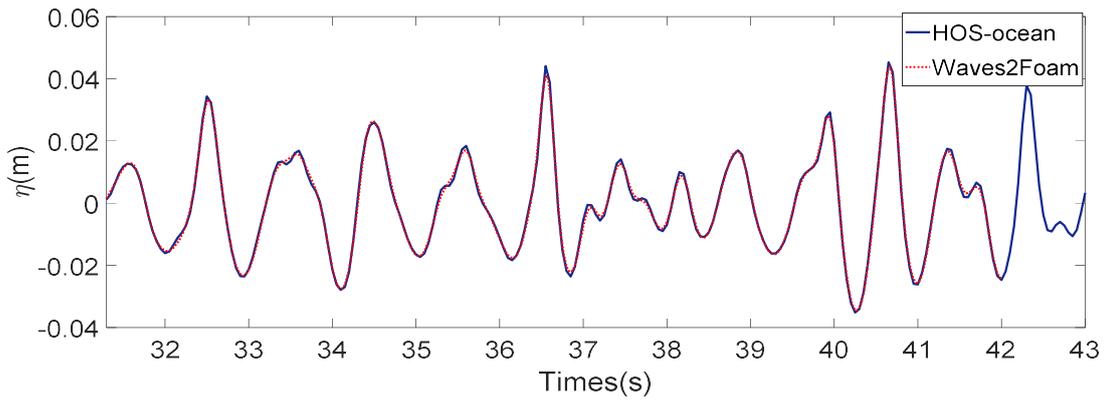


图 4-8 单向（上）及多向（下）不规则波在 HOS-ocean 及耦合模型 CFD 计算域内计算波高对比

Fig.4-8 Comparison of wave height in HOS-ocean and the CFD domain of coupling model for Unidimensional and dimensional irregular wave simulation

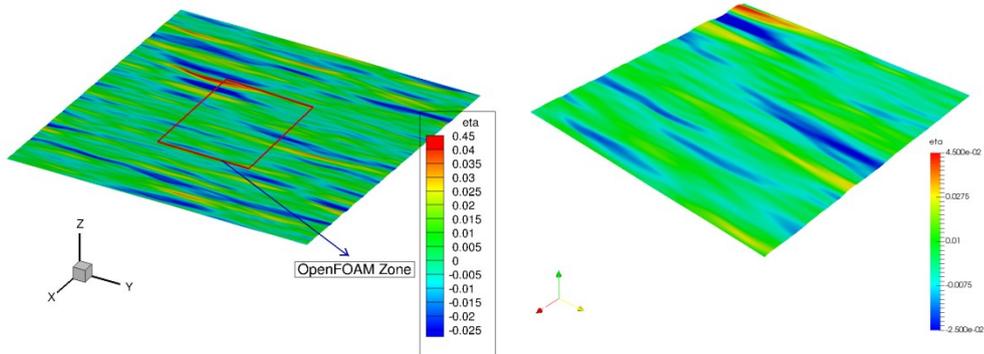


图 4-9 HOS-ocean (左) 及 OpenFOAM (右) 计算域内波浪演化对比图

Fig.4-9 The comparison of wave evolution in the HOS-ocean (left) and OpenFOAM (right) domain

4.3.2 不同网格尺度下粘势流耦合模型的计算结果

对于不同网格精度下耦合模型求解值的一致性, 本文选取了如表 4-2 所示的三种网格尺度: 稀疏(coarse)、适中(normal)、精细(fine), 通过对二维不规则波在耦合区域内进行模拟对比, 将上一节中 HOS-ocean 在二维不规则波中的演化结果作为输入 (图 4-8 上)。计算结果如图 4-10 所示, 可以发现较为稀疏的网格情况下, 在波高剧烈变化情况下与输入值略有偏差, 而其他两种网格情况计算结果吻合得很好, 并且适中的网格尺度与精细网格的计算结果基本一致, 可以满足计算要求。

表 4-2 不同网格尺度下波长与波高方向网格划分情况

Table 2. Different discretization used in wave length and height direction

网格尺度	波浪传播方向每个波长网格划分数	垂向每个波高网格划分数
coarse	30	15
normal	50	30
fine	83	60

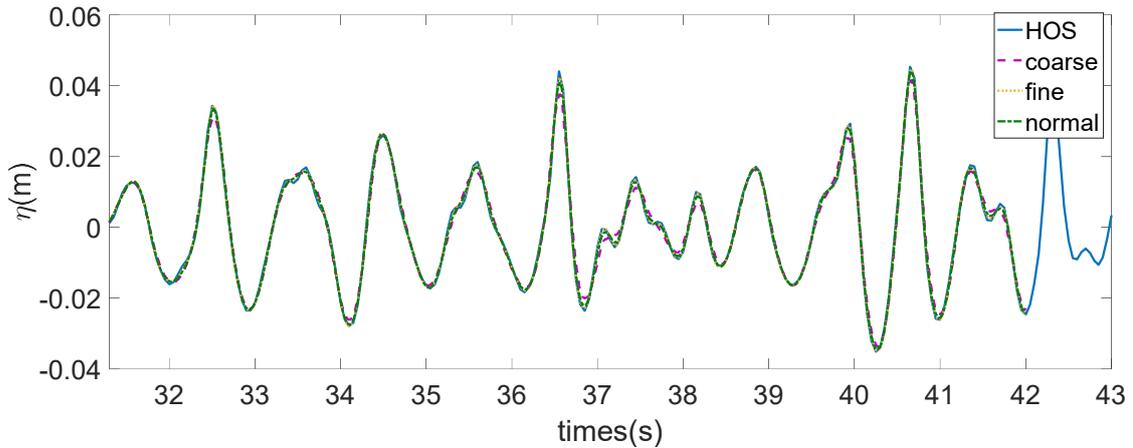


图 4-10 不同网格尺度下耦合模型 CFD 计算结果对比

Fig.10 The simulation comparison of CFD coupling model in different discretization

4.4 本章小节

本章主要介绍了基于 HOS 方法的模型与 waves2Foam 求解器的耦合造波模型的组成部分、计算流程以及相关计算验证分析。首先是对 waves2Foam 的粘性流求解控制方程以及计算方法进行介绍。然后就耦合模型的建立进行详细展开，通过对 HOS 封装程序包 Grid2Grid 的使用，可以将基于高阶谱方法求解的波浪场进行内部流场信息的还原，并根据需要对相关区域的流场信息进行插值处理，此外还可以作为跨语言交流的媒介，使得基于 Fortran 开发的 HOS 模型和基于 C++ 开发的粘性流求解器直接能够实现命令的传递，为耦合模型的建立打下基础。随后，本文对根据模型构建需要自主开发的接口模块进行介绍，该模块建立的目的在于使势流模型计算结果能够正确高效地输入到粘流求解器的造波边界中。该模型实现其转化坐标系、不同模型计算时间统一以及松弛区域性质与输入物理量类型定义等功能，是实现耦合模型的关键步骤。本文引入了三种形式的耦合模型，具有不同的松弛区布置或者边界条件设定，以处理不同波浪类型的输入。在本章最后基于六种不同的输入波类型，验证了 HOS-NWT 及 HOS-ocean 模型的计算结果，都可以作为输入在本文建立的耦合模型中实现波浪的重现，并可以达到很高的一致性。

第五章 极端波浪在耦合模型中的重构与分析

在上一章节中，介绍了耦合模型的实现过程，并进行了一些较小波幅的算例验证分析。而本模型建立的主要目的是将 HOS 模型中模拟的极端波浪在 CFD 计算域内进行重构，为后期研究极端海浪与结构物的相互作用打下基础。所以本章将就基于 HOS 模型构建的两种类型极端波浪，通过建立合适的耦合计算区域，来对波浪聚焦模拟以及大范围海域中极端波浪进行 CFD 计算模型中的重构。

5.1 聚焦波在耦合模型中的模拟

聚焦波是通过人为控制使波峰或者波谷在某一特定的时刻以及空间位置进行叠加，从而获得波高远远大于波浪的平均水平的极端波浪情况。由于聚焦时刻及位置可以控制，所以通常用于物理以及数值波浪水池中，用来模拟极端波浪对于结构物的作用。

本文利用 HOS-ocean 来进行多向不规则波的聚焦波模拟，并将经过完全非线性演化的波浪信息输入到耦合区域内，通过松弛边界的输入，在 CFD 计算域内同样进行非线性演化得到相应的聚焦波。HOS-ocean 模型计算域的不规则波参数选取为：

- JONSWAP 谱，谱峰提升因子 3.3，有义波高 $H_s = 0.1\text{m}$ ，谱峰周期 $T_p = 2\text{s}$
- 波浪方向性参数 $\beta = 1.30$ ，平均波陡 0.035
- $L_x = L_y = 21\lambda_p$ ($\lambda_p = 6.3\text{m}$)，面积约为 17500m^2
- 网格划分 $N_x = 512$, $N_y = 512$
- 高阶谱阶数 $M = 3$
- 测波点位置（波浪聚焦预期点） $X = Y = 11.5\lambda_p$
- 聚焦时刻预期值 $t = 10\text{s}$

耦合模型的 CFD 计算域主要选取在聚焦点周围较小的范围内，波浪传播主方向长度为 20m 约为 3 倍特征波长，横向选取 10m 约为 2 倍波长，水深方向为 3.5m，在每个波长范围内 x 方向划分 50 个网格，y 方向划分 25 个网格，在靠近水平面上下 3 倍有义波高区域内波高方向每个有义波高划分 20 个网格，网格总量为 90 万。

图 5-1 至 5-4 显示的是聚焦波在 HOS-ocean 计算域以及 CFD 计算域内的演化过程，从 6.7s 开始可以明显看出波浪的汇聚现象，在 10s 时可以观察到计算域靠

近中心的位置出现了明显的波峰波谷，然后快速消失，在 11.4s 已经看不到明显的波峰。在波面演化的对比中，可以看到耦合区域在 CFD 计算域内对聚焦波的重构，在该区域中由于三个方向的松弛区的波浪信息的输入，虽然计算域相对很小，但是同样可以实现聚焦波的模拟，并且变化历程与势流输入结果相似。

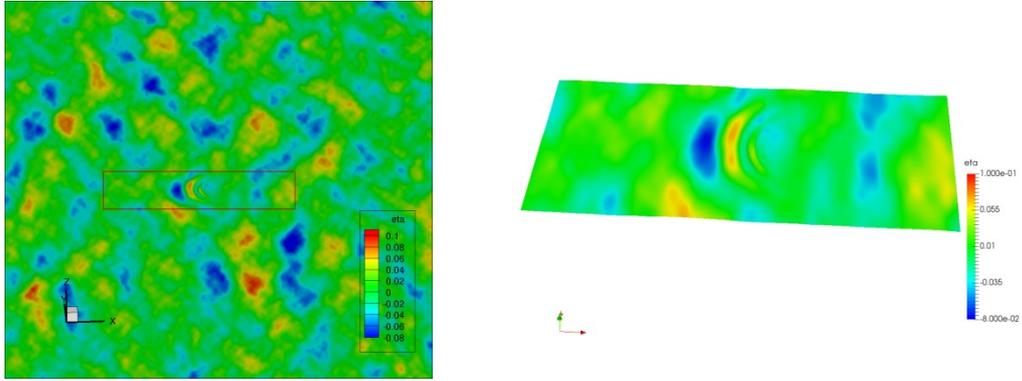


图 5-1 $t=6.7s$ 时 HOS-ocean (左) 及 CFD (右) 计算域内波浪演化情况

Fig.5-1 The evolution of waves in the HOS-ocean (left) and CFD (right) domain at $t=6.7s$

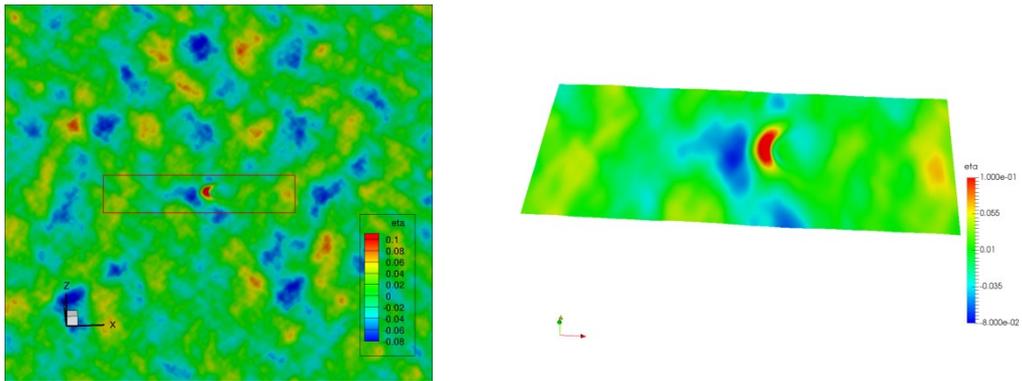


图 5-2 $t=8.5s$ 时 HOS-ocean (左) 及 CFD (右) 计算域内波浪演化情况

Fig.5-2 The evolution of waves in the HOS-ocean (left) and CFD (right) domain at $t=8.5s$

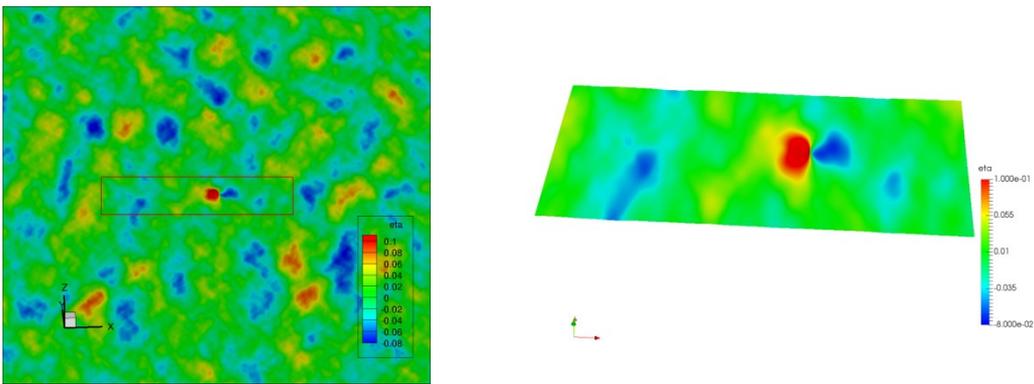


图 5-3 $t=10.0s$ 时 HOS-ocean (左) 及 CFD (右) 计算域内波浪演化情况

Fig.5-3 The evolution of waves in the HOS-ocean (left) and CFD (right) domain at $t=10.0s$

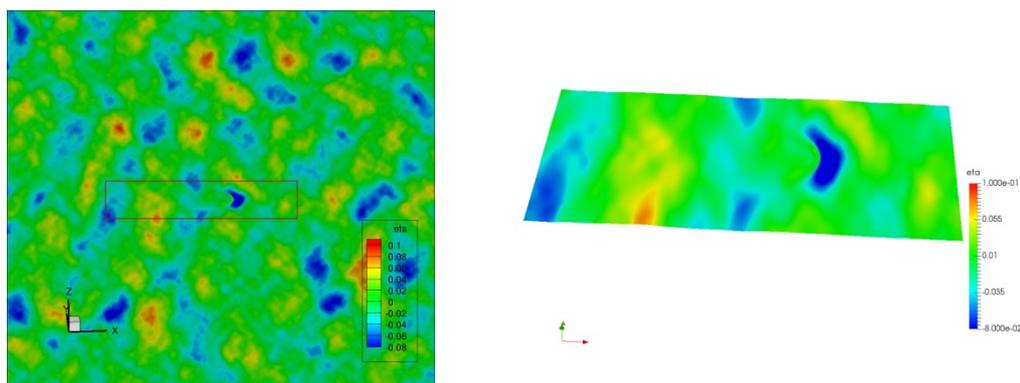
图 5-4 $t=11.4s$ 时 HOS-ocean (左) 及 CFD (右) 计算域内波浪演化情况Fig. 5-4 The evolution of waves in the HOS-ocean (left) and CFD (right) domain at $t=11.4s$

图 5-5 给出了聚焦点的波高时历曲线图，可以看出 Waves2Foam 中的耦合计算结果的波高与波谷处的波动幅度均较低于 HOS-ocean 中的演化值，耦合模型中聚焦波波高的模拟值约为势流求解值的 78%，并且波峰出现时间有一定的偏差。分析原因，这是由于本模型只是通过松弛区将聚焦区域外围的波浪信息进行实时输入，而聚焦波内部的演化与生成则是依靠 OpenFOAM 自身的粘性流求解器完成的，由于数值模型的不同，在波浪强非线性演化的过程中粘性带来的数值耗散，从而使得耦合模型中的值低于势流求解器中的结果，且波谷出现的时刻小幅提前，而波峰出现的时刻约有 0.1s 的延后，总体变化趋势并没有势流模拟过程剧烈。但从图 5-1 到图 5-5 来看，无论是聚焦波浪的演化过程，还是波高的时历曲线，耦合模型的模拟结果整体上可以保持与势流输入结果的一致性。

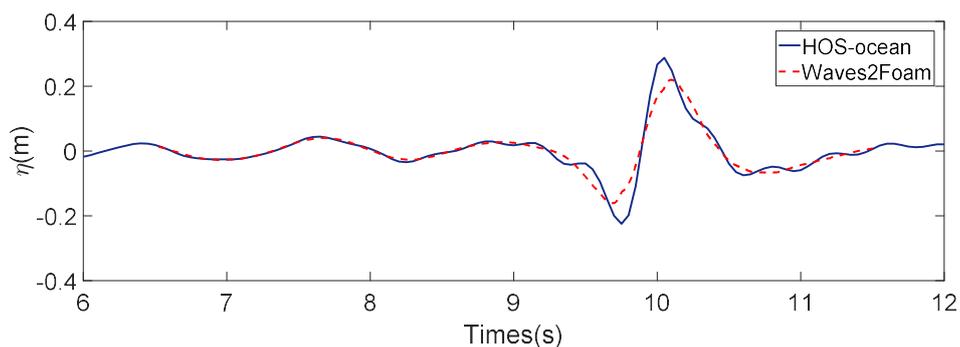


图 5-5 聚焦点波高的时历曲线图

Fig.5-5 The wave height recording of focus point

5.2 大范围海域模拟中极端海浪的重构

在上一节所模拟的聚焦波，能够控制聚焦位置以及时间，可在短时间内聚焦生成波高大于 4 倍有义波高的畸形波浪。但是这种波浪在自然界是基本不存在的，而往往真实的极端海况是在持续一段时间内，出现局部一片海域波高较大的现象。如果模拟这种较为“真实”的情况，往往需要在很大的波浪场中长时间模拟，这对于粘性流波浪场来说所带来的巨大计算量是正常研究所无法承受的，但是通过对势流 HOS 模型中长时间的演化结果进行分析，捕捉其中的极端海况，并且在耦合模型中，进行小范围短时间的重构，这样既可以在 CFD 计算域内模拟出较为“真实”的极端波浪，又不会带来巨大的计算量。但是对于较为真实的海面的模拟，对于有义波高的选取一般较大，而不是之前模型中考虑的波幅较低的情况，所以在模型的网格划分等方面要更加注意优化，即保证计算的质量又要尽量降低网格的总数量。

5.2.1 计算域提取以及耦合模型网格划分

首先为了得到自然随机演化下的极端波浪，需要基于 HOS-ocean 模型对大范围的波浪场进行模拟，波浪场的计算参数如下：

- JONSWAP 谱，谱峰提升因子 3.3，有义波高 $H_s = 2\text{m}$ ，谱峰周期 $T_p = 6\text{s}$
- 谱峰提升因子为 3.3，波浪方向性参数 $\beta = 1.57$ ，平均波陡 0.08
- $L_x = L_y = 21\lambda_p$ ($\lambda_p = 54.8\text{m}$)，面积约为 1.3km^2
- 网格划分 $N_x = 512$, $N_y = 512$
- 模拟时长 $100T_p = 600\text{s}$
- 高阶谱阶数 $M = 3$

该波浪场具有较大的平均波陡，为 0.08，对于自然状态下的海域属于较为“激烈”的波浪背景，对该波浪场模拟的波面纪录信息经过跨零分析后，发现在波浪模拟时刻 $t = 26.4\text{s}$ 时，出现了极端海浪，此时波峰的位置是 (631m, 631m)，波谷的位置是 (659m, 629m)，其出现的相对位置以及波面形状如图 5-6 所示，可以发现明显的波峰波谷。提取波谷以及波峰位置的波面高度，可以从图 5-7 得到该极端波浪区域中液面变化最为剧烈的两个点在 0-50s 之间的波浪高度纪录，P1 表示的是出现波峰最大值的点 (631m, 631m)，P2 表示的则为出现波谷最大值的点 (659m, 629m)。可以发现时间为 20s-30s 这短时间内，出现极端波浪的区域的波面高度一直处于较高水平，并且变化剧烈，最大波高为 4.12m (大于两倍有义波

高)。

根据对极端波浪出现的位置、时间段、最大波高情况的提取与分析,可以建立合适的耦合模型 CFD 计算域。选取的计算范围为: $x=600\text{m}$ 至 $x=700\text{m}$, $y=580\text{m}$ 至 $y=680\text{m}$, 此外为保证是深水波浪, z 方向的范围是 $z=-25\text{m}$ 至 $z=4\text{m}$ 之间。网格划分为: 波浪的主传播方向 x 方向每个特征波长划分 50 个网格, y 方向则相对较少, 每个特征波长方向划分 30 个网格, 而 z 方向为水深方向, 首先为了确保在波浪场运动学及动力学量变化剧烈的自由面附近能够有较为细密的网格划分, 在 $z=-5\text{m}$ 至 3m 这 4 倍的有义波高的范围内, 每个波高长度上划分 20 个网格, 而在远离自由面的范围 $z=3\text{m}$ 至 5m 及 $z=-25\text{m}$ 至 -5m 的区域内网格相对稀疏, 数量分别为 5 和 15, 总的网格数量为 48 万。松弛区域选取宽度为 20m 。以上便是该耦合域 CFD 计算的范围以及网格划分。耦合区域的相对位置示意图在图 5-8 (左) 中, 其中白色框图为 HOS-ocean 总的计算范围, 而内部长方体为耦合模型的粘性计算域, 网格划分情况则如 5-8 (右) 所示, 可以明显看出水深方向上的网格集中分布于自由液面附近, 而随着水深的增大, 流场变化不再剧烈, 则可以逐步增加网格间距, 这样可以保证较高的准确度与波浪模拟计算效率。

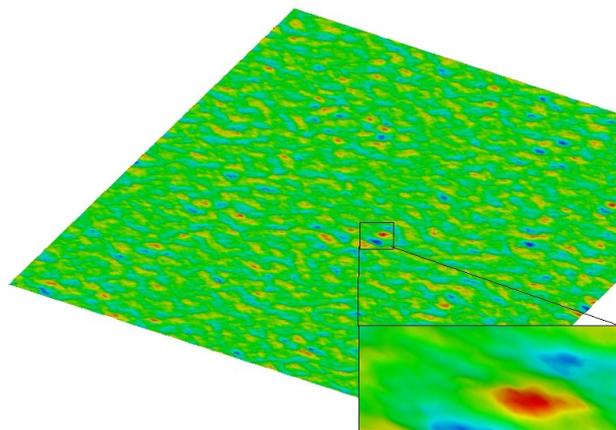


图 5-6 $t=26.4$ 时大范围海域中极端波浪放大图

Fig5-6 The zoom version of extreme wave in large wave domain at $t=26.4$

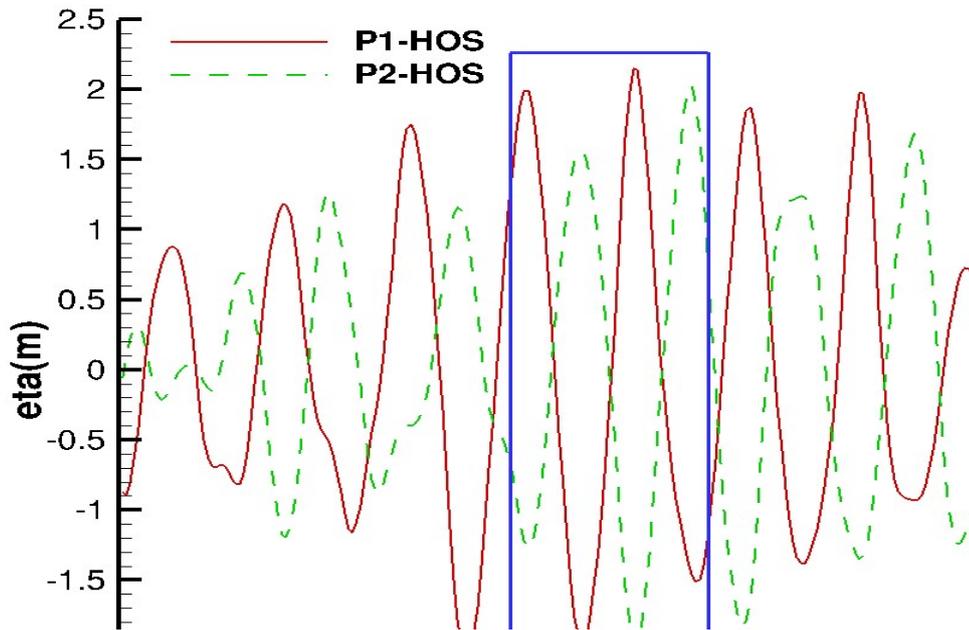


图 5-7 极端波浪波峰波谷对应位置测波点波面记录图

Fig5-7 the recording of probes at the location of the crest and trough of the extreme wave

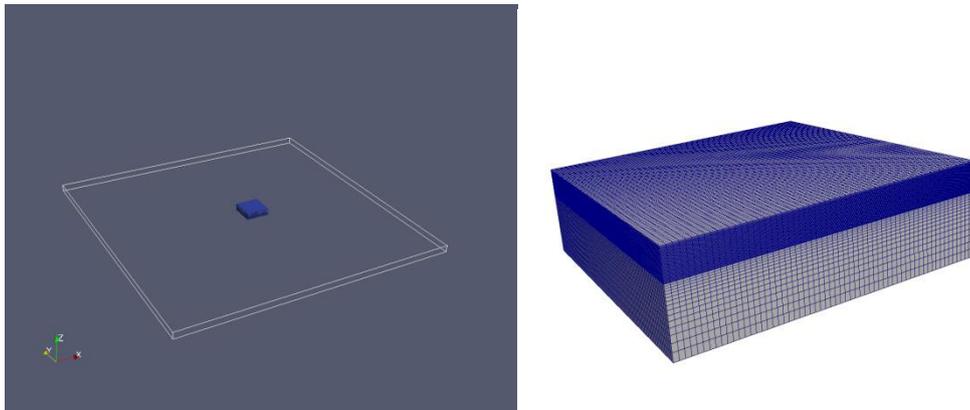


图 5-8 耦合模型 CFD 计算域与 HOS 计算域相对位置 (左) CFD 计算域网格划分 (右)

Fig5-8 The relational location of CFD simulation domain and HOS simulation domain (Left), The mesh discretization of CFD domain

5.2.2 基于耦合模型 CFD 计算域的极端海浪的模拟分析

在上一小节中对耦合模型中的 HOS 模型进行了全局计算，并根据极端海浪的位置与时间信息，确定了耦合模型中 CFD 计算域的坐标，并对网格进行了适当地划分。基于本耦合模型的求解流程，下面介绍在 CFD 计算域内的极端波浪的重构

模拟，计算模拟时段为 $t = 20\text{s}$ 至 29.55s 。根据上节中的波面分析，可以得知在 $t = 26.4\text{s}$ 时会在计算域内生成极端波浪。在图 5-9(右)中展示了 CFD 计算域在 $t = 26.4\text{s}$ 时的波面高度分布情况，为了方便比较在图 5-9(左)中放置了势流模型波面计算结果的放大图，从图 5-9(左)与图 5-9(右)中波面的直观对比中可以发现 CFD 计算域中的波面模拟与 HOS-ocean 计算域中的波面模拟十分相近。能够在 (x, y) 坐标等于 $(631\text{m}, 631\text{m})$ 及 $(659\text{m}, 629\text{m})$ 处观察到明显的波峰与波谷。在这两个位置设置测波点 P1 及 P2，波面高度的纪录如图 5-10 所示。通过对波面纪录进行测量，可以得到 $t = 26.4$ 时 P1 处达到最大波峰值为 2.09m ，P2 处到达小波谷处 z 方向坐标值为 -1.95m ，该时刻波浪的波高为 4.04m ，大于两倍的有义波高，可以判定为极端波浪。接着，本文提取 P1 及 P2 点在 HOS-ocean 模型计算域以及 CFD 计算域中的波面高度时历曲线，从图 5-11(左)中是 P1 $(631\text{m}, 631\text{m})$ 的两计算域对比情况，而 5-11(右)则是 P2 $(659\text{m}, 629\text{m})$ 处的计算结果比较。可以发现，除了 p1 处在波峰位置有小量的偏差外，在其他波面细节处，CFD 计算域的重构波浪计算结果与 HOS-ocean 模型计算结果都非常接近，仅有 1.94% 的最大波高的误差。

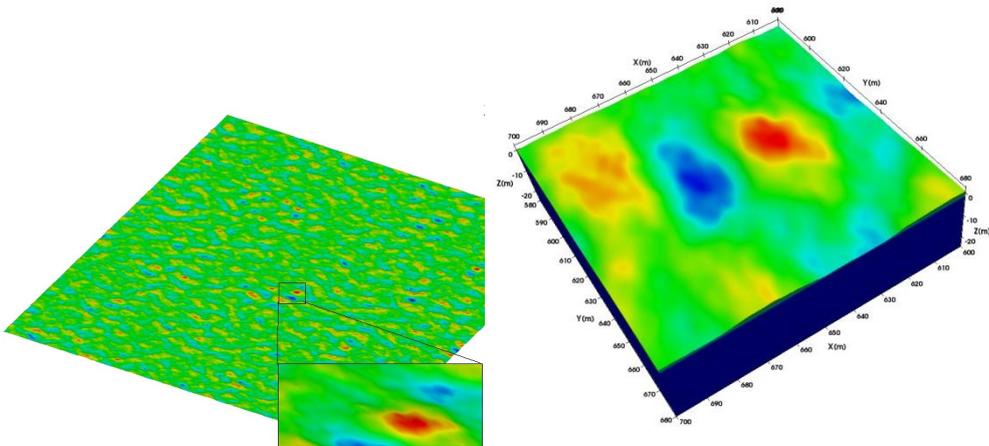


图 5-9 $t = 26.4\text{s}$ 时极端波浪在 HOS-ocean (左) 与 CFD 计算域 (右) 中的波面对比
Fig5-9 The comparison of the surface of extreme wave in HOS-ocean domain(Left) and CFD domain(Right) at $t = 26.4$

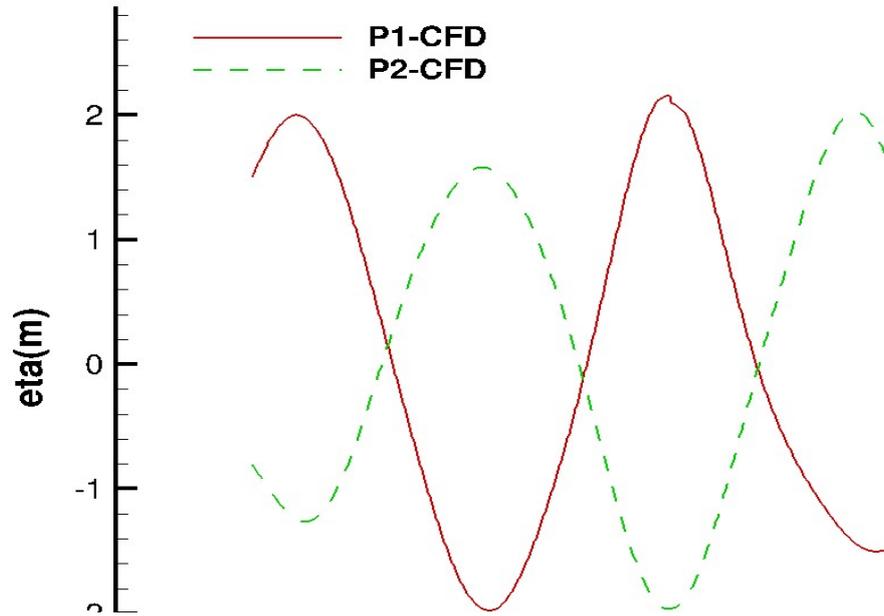


图 5-10 CFD 计算域内重构极端海浪波面纪录

Fig 5-10 The recording of the reconstructed extreme wave surface in CFD domain

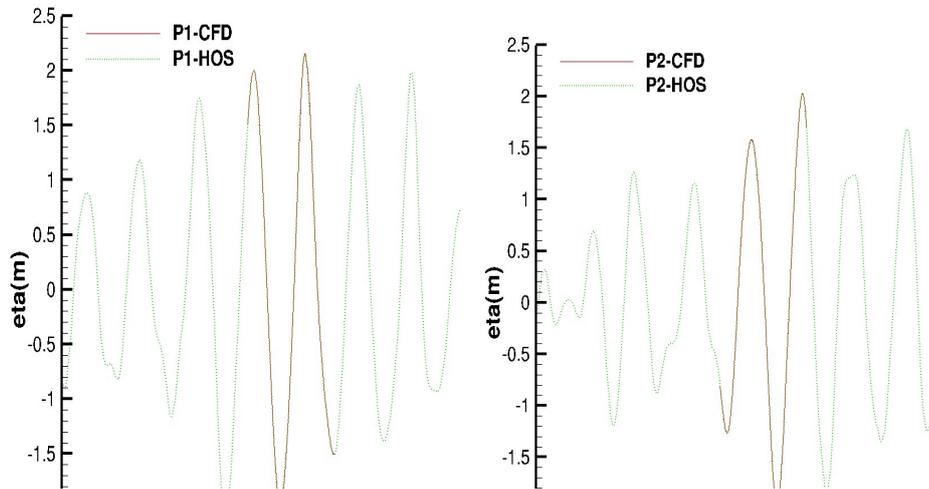


图 5-11 测波点 P1 (左) 及 P2 (右) 在 HOS 域以及 CFD 计算域波面高度纪录对比

Fig 5-11 The comparison of wave surface height at P1(Left) and P2(Right) in HOS domain and CFD domain

此外本文还对更大波陡的情况（平均波陡为 0.14）进行了相同程序的耦合模型重构过程，根据 Ducrozet^[27]中介绍的平均波陡定义公式：

$$s = \frac{\sqrt{2\pi^2} H_s}{g T_p^2} \quad (5-1)$$

其中 H_s 为有义波高, T_p 为特征周期, 基于上一算例中平均波陡为 0.08 的情况, 调整 HOS-ocean 的输入参数中的有义波高为 3.5m, 并保持特征周期不变, 选择同样的随机数序列对初始波面进行赋值, 这样可以得到相似的波形输入。同样对 $t=26.4s$ 左右的势流波浪输入进行模拟, 并设置相同位置的测波点, 得到的 CFD 计算域模拟结果与 HOS-ocean 输入结果的波面对比如图 5-12 所示, 模拟最大波高约为 7.04m, 与有义波高的比值为 2.01, 同样是极端波浪, 耦合区域模拟结果与势流输入结果之间的误差为 0.9%, 波面形状基本完全吻合。

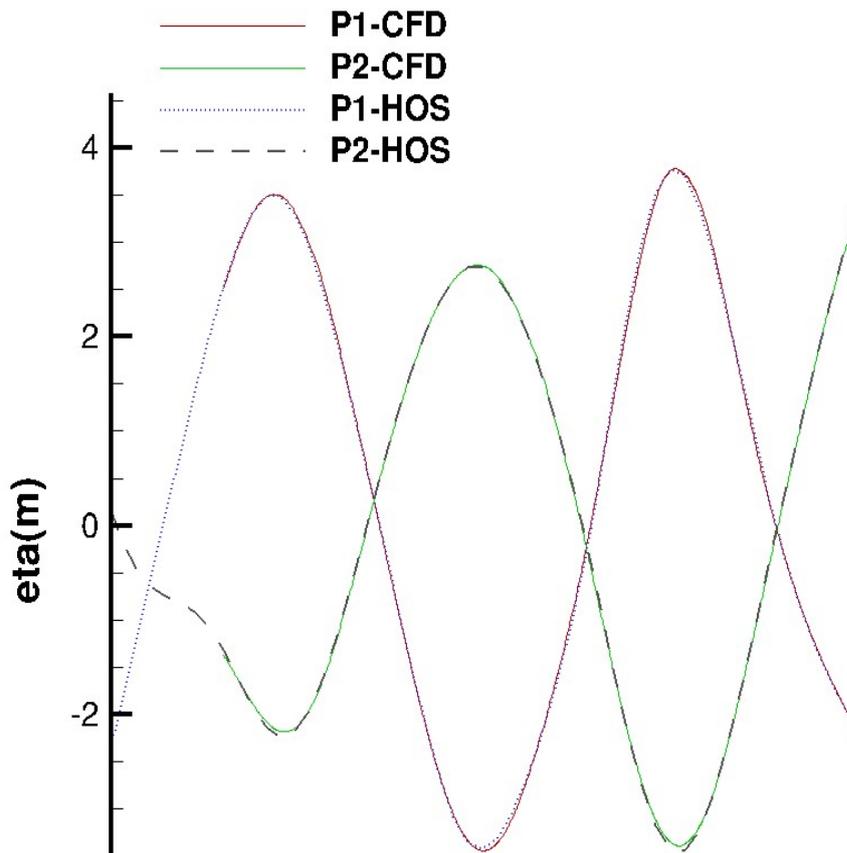


图 5-12 波陡为 0.14 的波浪场中极端海浪在不同模型计算中波面高度对比

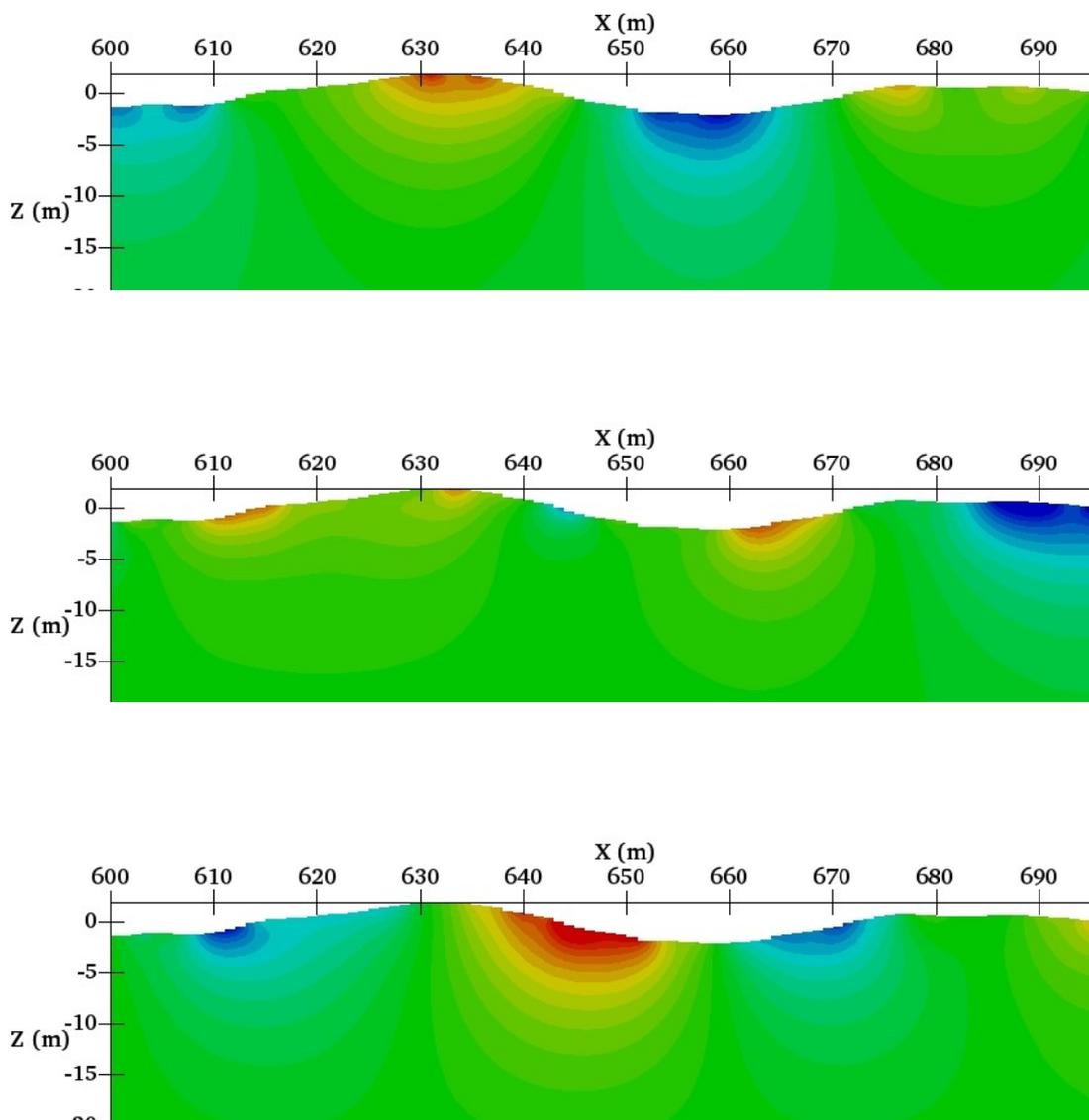
Fig.5-12 The comparison of surface elevation of wave field with slope equal to 0.14 in different models

5.3 基于耦合模型的极端海浪内部速度场分析

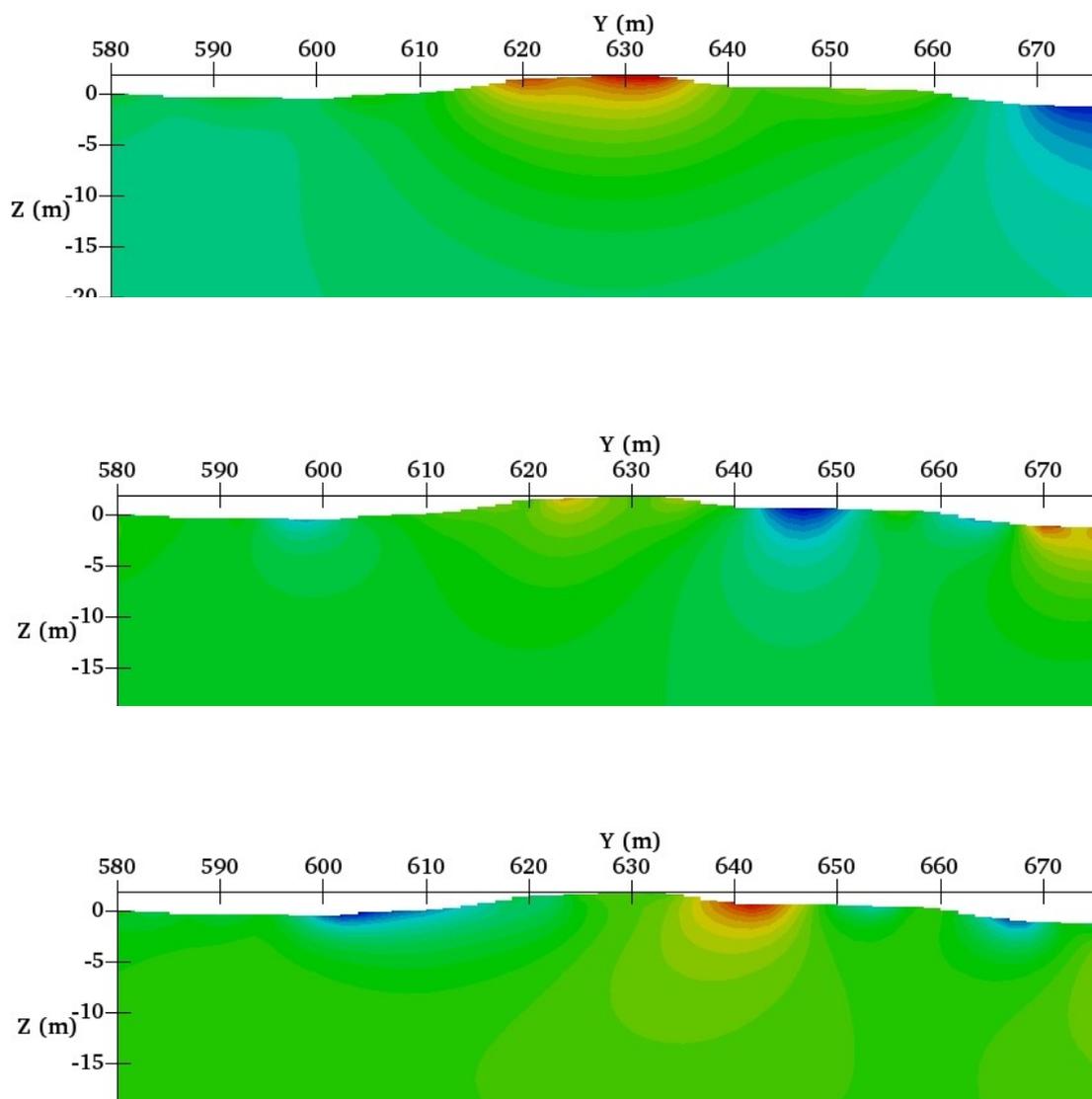
在前两小节中，研究了两种不同的极端波浪在耦合模型的 CFD 计算域内的重构，并进行了波面高度的对比分析，可以很好地实现较为极端波面的重现。当然对于极端波浪基于耦合模型的重构更为直接的优势是可以在 CFD 计算域内直观、详细地分析极端海况下波浪场内部动力学信息分布情况。

在该小节中，本文通过对波浪场出现极端波浪最大波高时刻的流场速度分布进行分析，因为该时刻自由液面波动幅度最大，可能会有较大的速度分布梯度，符合我们进行研究的兴趣。选取 5.2 节中的极端波浪 CFD 重现结果，该波浪场的平均波陡为 0.08，出现极端海况的时刻为 26.4s。

首先以 $y=630\text{m}$ 作为切割面，对 CFD 计算域内的波浪场进行截取，获得如图 5-13 所示剖面，a, b, c 图分布表示速度场在 x , y 及 z 三个方向上的分布。从图 5-9 中观察之前的波面信息，可发现 $y=630\text{m}$ 剖面可以同时穿过极端波浪的波峰以及波谷附近区域，从剖面的轮廓线上可以发现较为明显的波峰与波谷。在图 5-13 中可见当流场接近波峰位置时， x 方向的速度要明显增大，并且方向为 x 正向，即波浪传播的主方向，而当流场接近波谷时， x 方向同样有较大的速度值，但是方向为波浪传播的反方向，这显然比较接近单向传播的深水波中流体质点做圆周运动的规律，而该波浪场整体实际为多向不规则波浪场，说明了在出现极端波浪时，有较大比例的沿主波浪相近方向传播的波浪组成部分同时在该区域达到波峰与波谷位置，从而形成了波高较大、变化剧烈的海浪情况。同时在该图中可以发现 y 方向的速度在整个截面内，尤其是波峰与波谷之间的区域，都处于较小的范围（约为 $1/10U_x$ ）。因为本波浪场的方向性参数为 1.57，从之前 3.3 节中对于方向性参数的研究可以得知该波浪场各个组成部分的传播方向属于较为分散的情况，但在出现极端波浪区域内，传播方向在主波浪方向集中度很高，说明极端波浪区域附近的局部波浪传播方向性很强。因为是自然随机演化的结果，并没有通过人为相位控制来实现，所以出现极端海浪的概率也很低，必须基于大范围海浪场进行模拟，才能较容易获取极端海况。此外对于 z 方向的速度分布，可以在图 5-13 看到在波峰与波谷附近的垂向速度很低，接近于 0，而在靠近水平线附近，则由于波浪的上行与下行， z 方向的速度数值较大，基本符合波浪的运动规律。

图 5-13 $y=630\text{m}$ 处波浪场截面的速度云图Fig5-13 The velocity cloud chart of wave field at $y=630\text{m}$

以 $x=631\text{m}$ 作为切割平面，对波峰位置沿 y 方向进行速度剖面的截取，同样可以发现在 x 方向上的速度在波峰位置有较大的数值，且为 x 轴正方向。 y 方向及 z 方向的速度值在波峰位置相对要小很多，并且对于 y 方向速度随着剖面 y 坐标的改变，变化趋势不是非常明显，而 z 方向速度在波峰与波谷处接近为 0，但是在水平线附近数值较大，这一点与 $y=630\text{m}$ 剖面是相似的。

图 5-14 $x=631\text{m}$ 处波浪场截面的速度云图Fig5-14 The velocity cloud chart of wave field at $x=631\text{m}$

在 $x=659\text{m}$ 处对速度截面进行分析，该剖面经过了极端波浪的波谷位置，可在图 5-15 中分析速度场沿 y 方向的变化情况。从 5-15(a)中可以看出剖面在 x 方向的速度在波谷附近很大一段范围内都保持着较高的数值，但是速度方向为 x 轴的负方向，此外由于波谷的存在， x 方向的速度在水深较大的区域还是有一定量级的，所以取足够大的水深以保证深水波传播条件是有必要的。对于 5-15(b)中 y 方向的速度值在波谷最低点较小，但是在一个横向波长范围内有明显的变化。而从

5-15(c)中可以发现波谷处的 z 方向速度接近于 0，并沿着水深迅速衰减。

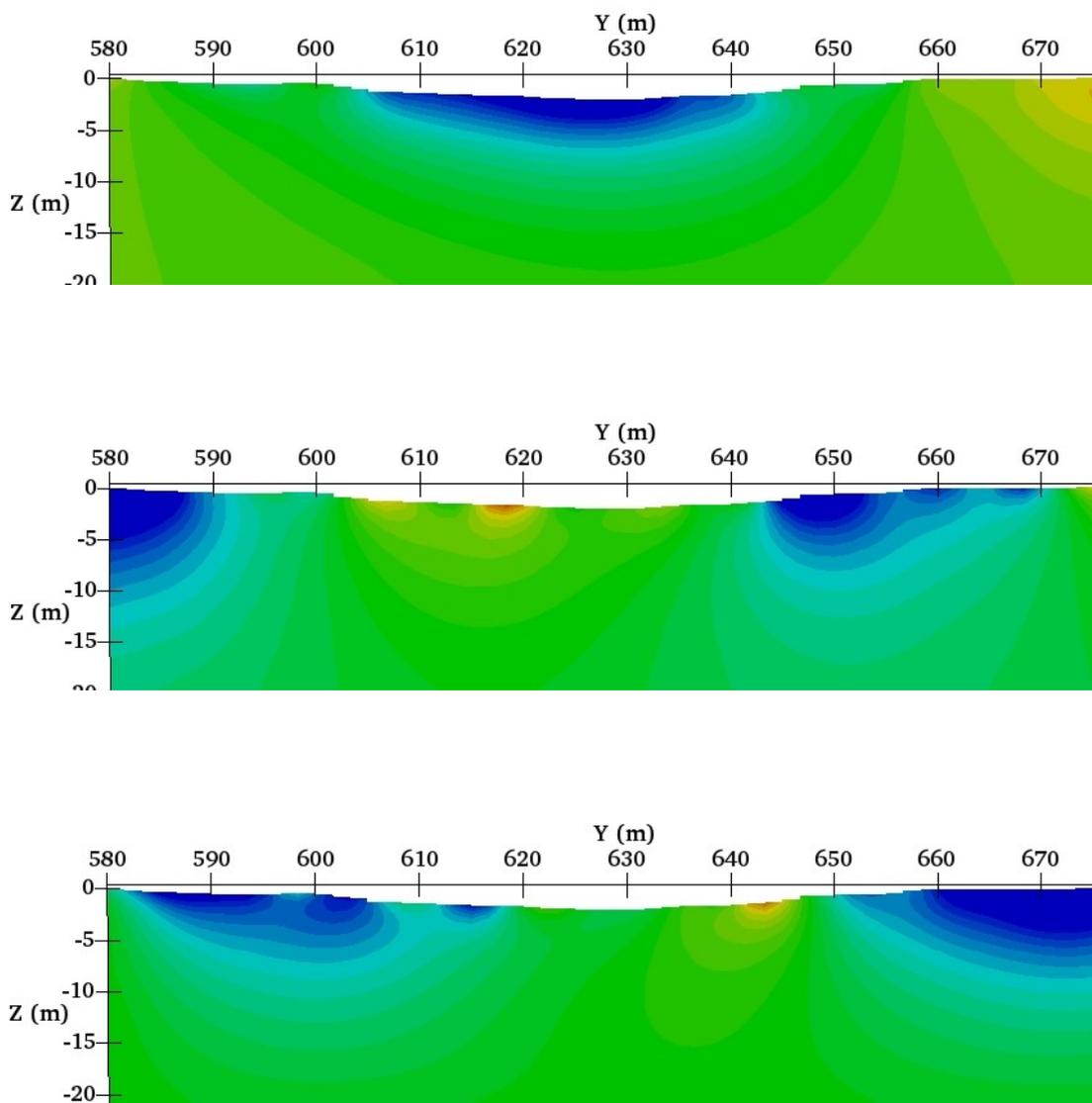


图 5-15 $x=659\text{m}$ 处波浪场截面的速度云图

Fig5-15 The velocity cloud chart of wave field at $x=659\text{m}$

接下来通过对极端波浪的波峰及波谷点的垂向速度分布进行提取，各个方向的速度分量变化曲线如图 5-16 及 5-17 所示。研究垂向速度分布可以用于预报立管、桩柱等结构在波浪场中的受力，并且通过速度分布的直观分析还可以判断计算模型网格是否划分合理。首先可以直观的在两图中发现， x 方向的速度分量要远高

于 y 及 z 方向速度分量 (U_x 约为 U_y 及 U_z 的 10 倍左右), 并且速度变化梯度很大, 在水深 10m 左右的时候已经由最大的 2m/s 降到 0.5m/s 以下, 所以在 x 方向上布置较为密集的网络是合理的。此外还可以发现在波峰与波谷处 z 方向的速度分量并不是为 0 的, 而是已经有一定的向下或者向上的速度, 在下一个时刻该位置的流体质点将较为快速地离开波峰或波谷位置, 这与规则波面的速度分布是有所不同的。在三个方向的速度中 y 方向的速度值是最低点, 并且都沿着 y 轴正向, 而对于其他两个方向的速度分量在波峰与波谷位置的方向是相反的。这一点说明了 y 方向的速度分量在形成极端波浪的区域内是占比很小的, 但是会受极端波浪而改变变化的梯度, 可以从两个位置的速度分布曲线上发现这一点: 在远离自由面的一小段距离中, y 方向上的速度先有小幅增大, 然后迅速降低到一个很低的值, 而其他两个方向的速度分量都是在自由液面处达到最大值, 然后随着水深的增大, 一直处于减小的趋势中。

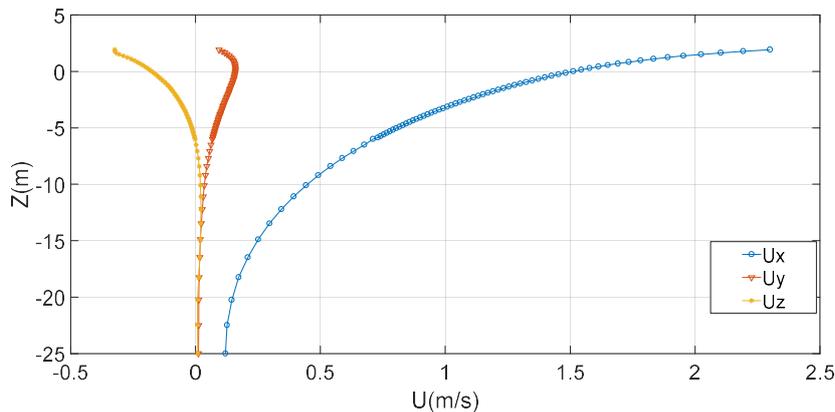


图 5-16 $x=631\text{m}, y=631\text{m}$ 处沿水深方向速度分布

Fig.5-16 The velocity distribution along water depth direction at $x=631, y=631$

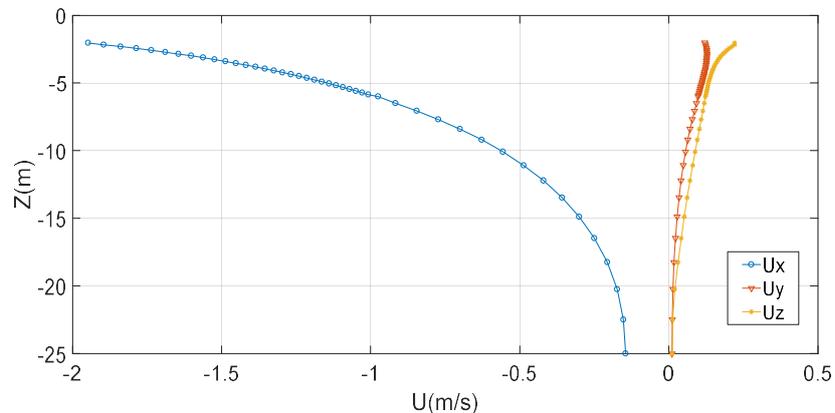


图 5-17 $x=659\text{m}, y=629\text{m}$ 处沿水深方向速度分布

Fig.5-17 The velocity distribution along water depth direction at $x=659, y=629$

5.4 本章小结

本章主要基于 HOS 方法与 CFD 计算的耦合模型对两种较为复杂的极端波浪进行 CFD 计算域内的重构与分析。首先对第一种极端波浪：多向聚焦波，对耦合模型的重构进行了设计与计算。通过改变 HOS-ocean 波面初始化的线性叠加公式，对其中的随机相位进行调整，并对坐标与计算时间做适当偏移，经过非线性演化后可以在 HOS 模型中得到聚焦波以及周围的波浪场信息。本文利用耦合模型对聚焦波出现的附近区域进行波浪的重构，在 CFD 计算域中通过松弛区的流场信息输入实现了聚集波的模拟。通过波面形状在各个时刻的对比，可以认为在耦合模型的 CFD 计算域与 HOS-ocean 模拟的聚焦波演化过程基本一致，而在聚焦点的波面高度时历曲线的对比中，发现最大波高和聚焦时刻都有较为明显的误差。接着本文又对基于 HOS-ocean 模型的第二种极端波浪进行输入与重构。利用高阶谱方法的高效性可以对大范围的波浪场进行演化并分析极端波浪的生成位置与时刻。随后将产生极端波浪的计算域信息进行提取，并将极端海浪发生时段附近的流场信息逐步输入到耦合模型之中。通过对两种模型中极端波浪的波面形状以及波峰和波谷处测波点波高纪录的对比，可发现耦合模型对于该种极端海浪的模拟准确度很高。综上，可以得到本耦合模型对极端波浪模拟的适用情况：

(1) 对于多向不规则波的聚焦模拟，可以在较小的 CFD 计算范围内进行聚焦波生成过程的重构，从而获取极端海浪，但是会有一定的波幅以及聚焦时间上的误差。但如果是对于基于线性叠加原理形成聚焦波方面，因为可以直接通过造波边界进行设置，所以利用本模型计算不具备优势。

(2) 能够对大范围 HOS 模型计算域模拟的随机形成的极端波浪进行提取与模拟。可以在波浪场的平均波陡为 0.08 及 0.14 两种情况下，对极端波浪进行较为准确的模拟。

最后本章对 CFD 计算域内重构的极端波浪进行内部流场的分析，通过提取与分析极端波浪波峰与波谷位置处的截面速度云图以及水深方向的速度分布可以得到以下结论：

(1) 极端波浪生成的区域附近，在波浪传播主方向上（x 方向），速度分量较为集中，而横向（y 方向）上的速度分量很小，说明在形成极端波浪的流场局部波浪的方向性较强，使得更多的能量可以汇聚，从而有机会形成波幅较大的极端波浪。

(2) 在自由液面附近，波浪传播主方向（x 方向）上的速度梯度较大，所以

相比较 y 方向，波浪传播主方向上需要划分更加精细的计算网格。

(3) 由于极端波浪具有较深的波谷，所以在该区域附近的速度分布在水深方向可以在相当一段距离上保持较大的数值，如果研究深水情况，需要设置足够大的水深条件，但是可以在离自由面较远的深度采用较为稀疏的网格。

第六章 结论与展望

6.1 本文主要结论与工作亮点

遭遇极端波浪，是近几个世纪以来海上运输船舶以及海洋结构物受到严重威胁的最主要的原因之一。由于自然状态下的极端波浪的生成具有很强的随机性，并且形成机理目前还没有定论，所以进行准确极端海浪的预报目前是难以实现的。为了有效规避遭遇极端波浪所带来的巨大损失，有必要对极端海浪进行模拟，为研究其与海上结构物之间的相互作用工作提供波浪环境基础。而目前通过人为方式模拟极端波浪的类型主要分为两种：一种是聚焦波的形式，通过对各个波浪组成部分的相位进行控制，来实现波浪能量的聚集，从而形成聚焦波，其波高往往很大属于较为极端的波浪；第二种则是通过对大范围波浪场的长时间模拟，对期间产生的极端波浪进行提取，从而得到较为贴近自然状态下的极端海况。对于第一种形式的极端波浪，已经有许多物理波浪水池或数值模拟进行了大量的研究聚焦波的工作，但是对于第二种类型的极端波浪，因为实验场地面积、数值模型、人力物力及计算资源的种种限制，目前只有少量数值模型可以实现。

本文采用的 HOS-ocean 及 HOS-NWT 势流模型，能够基于高阶谱方法对非线性波浪场进行高效模拟计算，具备研究大范围波浪场长时间演化的能力，可以对上述两种类型的极端波浪进行研究。此外基于 HOS 模型、waves2Foam 粘性求解器以及接口模块的设计，本文构建了基于高阶谱方法和 CFD 计算的耦合模型，可以对极端波浪进行模拟并对内部流场进行分析。

第二章对高阶谱方法的基本理论及求解流程进行了阐述，并对 HOS-ocean 与 HOS-NWT 模型对应的不同边界条件以及初始化方法分别做了介绍。并且还通过相关标准算例的计算，验证了 HOS-ocean 及 HOS-NWT 模型的准确性以及长时间演化后的稳定性。

在第三章中，本文详细介绍了 HOS-ocean 模型基于海浪谱进行波面的初始化流程，并将 ITTC 双参数谱进行标准化处理后引入到该高阶谱模型之中。此外，还通过对波面初始化中各个波浪组成部分进行相位的控制，在 HOS-ocean 中成功模拟了多向不规则波浪场的聚焦波，从而得到极端海浪。接着对大范围的开阔水域波浪场进行了长时间模拟分析，通过跨零分析对其中的极端波浪事件进行统计，并研究了不同的波浪场方向性参数对于极端海浪的生成以及形状的影响，得到结论如下：

(1) 在局部海况较为剧烈的海域, 极端波浪会在该区域连续地出现, 维持较长一段时间大波幅状态。但是在整个长时间模拟中也会有孤零出现并迅速消失的极端波浪生成。

(2) 对于方向性参数 β 不同的波浪场, β 的数值越小, 表现为波浪场的方向性越强, 各个波浪组成部分的传播方向也越集中。在方向性较低的情况, 极端波浪的平均横向波长较小, 特征形状成“金字塔”状, 而随着方向性的增强, 极端海浪的平均横向波长变大, 对于方向性较强的波浪场内, 其极端波浪的特征形态呈“水墙”状。

第四章介绍了耦合模型的构建过程, 首先对 waves2Foam 粘性流求解器的控制方程以及造波模块中的松弛区功能进行了阐述, 然后选取了 Grid2Grid 插值模块, 对高阶谱计算结果进行内部流场的还原以及局部区域的插值和信息提取, 接着通过自主设计的接口模块, 将势流计算结果输入到 waves2Foam 求解器的松弛区域内, 以松弛区为造波边界, 在 CFD 计算域内实现目标波浪的重构。最后, 耦合模型基于六种不同类型波浪输入以及不同密度的 CFD 计算域网格选取, 进行了波浪模拟验证计算, 均与势流结果吻合良好。

第五章对之前与第三章通过 HOS 模型计算的两种极端波浪进行了耦合模型中的重构。首先是对多向聚焦波在耦合模型中的模拟, 基于 HOS 模型进行初始相位的控制后, 在特定区域与时刻模拟聚焦波, 再对该极端波浪附近流场信息进行提取, 将其输入到耦合模型中从而实现 CFD 计算域内的聚焦波重构。而对于大范围的波浪场自然演化下的极端波浪重构则需要多一步波面分析的流程, 以确定目标极端波浪生成的具体区域与时间段, 再通过对相应波浪场信息的提取来开始耦合区域内极端波浪的重构模拟。通过对具有不同波陡的波浪场中极端海浪的重构模拟, 可认为本模型在该方面有较强的适用性。最后基于耦合模拟在 CFD 计算域内重构的波浪场进行了内部流场分析, 得到了极端波浪发生时刻的波峰波谷区域的速度分布情况。

总结全文工作有以下几个亮点:

(1) 各个开源程序不同功能充分结合: 基于 HOS-ocean 及 HOS-NWT 模型、waves2Foam 求解器、Grid2Grid 模块这一系列开源程序, 通过自主设计接口模块的程序, 实现了几个组成部分的联动, 从而建立起基于 HOS 方法和 CFD 计算的耦合模型。

(2) 合理的计算流程设计: 充分利用高阶谱模型计算高效性的特点以及势流方法波浪传播不存在粘性耗散的优势, 得到了大型波浪场随机模拟下的极端波浪。

并将该区域波浪场信息进行提取、插值并输入到耦合模型中，实现了极端波浪的 CFD 计算域内重构，并可进行内部流场分析。

(3) 其他海浪谱的加入：在 HOS-ocean 中引入了 ITTC 双参数谱，使得本文在进行不规则波浪场的初始化中可以选取的海浪谱范围得到了扩充。

6.2 耦合模型的优化方向及研究展望

本文对于耦合模型的使用还是处于较为初级的阶段，通过他人的一些关于耦合模型工作的关注，以及未来工作展望中，有以下两点优化与提升的方向：

(1) 目前因为基于耦合模型展开工作较少，CFD 计算域的波浪模拟为单核运行。而对于更大范围的耦合模型的 CFD 计算域，为了节省计算时间，可以对粘性流计算域进行分块处理，从而实现多核并行波浪数值计算。

(2) 进一步分析库朗数、松弛区长度对于耦合模型计算效率与准确性的影响，从而优化参数的选择。

本文主要是基于高阶谱模型对波浪演化以及极端波浪生成的数值模拟，以及构建耦合模型来实现 CFD 计算域内的极端波浪重构，那么从目前的工作基础出发，以后的工作可以从以下几个部分进行展望：

最直接的便是基于耦合模型对贴近自然状态下的极端波浪模拟来研究极端海浪与物体的相互作用，或者相关浮体如 FPSO、FLNG 等，在极端海况中的运动响应。

而在基于 HOS 模型计算方面，可以逐步提升对极端波浪的判定标准，研究极端海浪数量以及发生概率会发生怎样的变化。在本文的第三章以及第五章都对聚焦波进行了模拟，可以通过进一步研究非线性演化过程对于聚焦波产生的精确位置与时刻的影响。此外还可以基于大范围开阔水域进行极端海浪的数值模拟，并在数值水池以及物理水池中进行极端波浪重构，从而可以通过实验方法来分析这种随机情况下的极端波浪对于物体相互作用，提供数值模拟的验证依据。

除此之外还可以充分利用 HOS 方法与 CFD 计算的耦合模型的优势，设计一些其他有意义的计算内容：比如研究波浪从深水到浅水的演化过程，可以在深水区域利用 HOS 模型进行长距离的高效并且又不存在粘性耗散的波浪演化模拟后，将波浪场输入到 CFD 计算域中，并改变水深实现逐步从深水到浅水的转变，从而在底部变化剧烈的情况下对波浪的翻卷与破碎进行模拟。

参 考 文 献

- [1] Socquetjuglard H, Dysthe K, Trulsen K, et al. Probability distributions of surface gravity waves during spectral changes[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 542(542):195-216.
- [2] Haver S. A possible freak wave event measured at the Draupner Jacket January 1 1995[J]. *Rogue Waves*. 2004, 2004: 1-8.
- [3] 邓燕飞, 杨建民, 肖龙飞, 等. 极端波浪与海洋结构物的强非线性作用研究综述[J]. *船舶力学*, 2016, 20(7): 917-928.
- [4] Lawton G. Monsters of the deep[J]. *New Scientist*, 2001, 170(2297): 28-32.
- [5] Nikolkina I, Didenkulova I. Rogue waves in 2006–2010[J]. *Natural hazards and Earth system sciences*, 2011, 11(11): 2913-2924.
- [6] Mallory J K. Abnormal waves on the south east coast of South Africa[J]. *The International Hydrographic Review*, 1974, 51(2).
- [7] Mori N, Liu P C, Yasuda T. Analysis of freak wave measurements in the Sea of Japan[J]. *Ocean Engineering*, 2002, 29(11): 1399-1414.
- [8] Sand S E, Hansen N E O, Klinting P, et al. Freak wave kinematics[M]. *Water Wave Kinematics*. Springer, Dordrecht, 1990: 535-549.
- [9] Onorato M, Osborne A R, Serio M, et al. Freak waves in random oceanic sea states[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(25): 5831.
- [10] Kharif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon[J]. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 2003, 22(6): 603-634.
- [11] 赵西增. 畸形波的实验研究和数值模拟[D]. 大连: 大连理工大学, 2009.
- [12] 韩涛, 张庆河, 庞红犁, 等. Generation and properties of freak waves in a numerical wave tank[J]. *海洋工程*, 2004, 18(2): 281-290.
- [13] 芮光六, 董艳秋, 张智. 畸形波的实验室模拟[J]. *中国海洋平台*, 2004, 19(3): 30-33.
- [14] Stuart J T, DiPrima R C. The Eckhaus and Benjamin-Feir resonance mechanisms[J]. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1978, 362(1708): 27-41.
- [15] Crawford D R, Lake B M, Saffman P G, et al. Stability of weakly nonlinear deep-water waves in two and three dimensions[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 105: 177-191.
- [16] Zakharov V E, Ostrovsky L A. Modulation instability: the beginning[J]. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 2009, 238(5): 540-548.

-
- [17] Brandini C, Grilli S. Modeling of freak wave generation in a 3D-NWT[C]. The Eleventh International Offshore and Polar Engineering Conference. Stavanger, Norway, 2001, 09: 201-209.
- [18] Biauxser 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]. Proc. 13th Offshore and Polar Engng. Conf, Honolulu, 2003, 9(01): 333-339.
- [19] West B, Brueckner K, Jandar, et al. A new numerical method for surface hydrodynamics[J]. Journal of Geophysical Research Oceans, 1987, 92: 11803-11824.
- [20] Dommermuth D G, Yue D K P. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves[J]. Journal Fluid Mechanics, 1987,184:267-288.
- [21] Zakharov V. 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.
- [22] Shabat A, Zakharov V. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media[J]. Soviet physics JETP, 1972, 34(1): 62.
- [23] 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.
- [24] Dommermuth D. The initialization of nonlinear waves using an adjustment scheme[J]. Wave Motion, 2000, 32(4): 307-317.
- [25] Tanaka M. Verification of Hasselmann's energy transfer among surface gravity waves by direct numerical simulations of primitive equations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 444: 199-221.
- [26] Bonnefoy F, Touz L, Ferrant P. Generation of fully-nonlinear prescribed wave fields using a high-order spectral model[C]. The Fourteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2004, 4(1): 234-252.
- [27] Ducrozet G, BONNEFOY F, LE Touzé D, et al. 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas[J]. Natural Hazards and Earth System Science, 2007, 7(1): 109-122.
- [28] Ducrozet G, Bonnefoy F, Ferrant P. Analysis of freak waves formation with large scale fully nonlinear high order spectral simulations[C]. The Eighteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2008. 332:154-163.
- [29] Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, et al. 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.
- [30] Brandini C, Grilli S. Modeling of freak wave generation in a 3D-NWT[C]. *The Eleventh International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2001. 43:324-337
- [31] 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(1): 33-39.
- [32] 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*, 2008, 12(5): 685-691.
- [33] Dysthe K B, Trulsen K, Krogstad H E, et al. Evolution of a narrow-band spectrum of random surface gravity waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 478: 1-10.
- [34] Fernández L, Onorato M, Monbaliu J, et al. Modulational instability and wave amplification in finite water depth[J]. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2014, 14(3): 705-711.
- [35] Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, et al. 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.
- [36] Zhu Q, Liu Y, Yue D K P. Numerical Investigation of Free-Surface Signatures Generated by Submerged Objects[C]. *An Onshore and Offshore Pollution Prevention Symposium & Technology Exhibition*. 2006, 12:121-136
- [37] Zhu Q, Liu Y, Yue D K P. Dynamics of a three-dimensional oscillating foil near the free surface[J]. *AIAA journal*, 2006, 44(12): 2997-3009.
- [38] Luquet R, Ducrozet G, Gentaz L, et al. Applications of the SWENSE Method to seakeeping simulations in irregular waves[C]. *Proc of the 9th Int. Conf. on Num. Ship Hydro*. 2007.
- [39] Campana E, Di Mascio A, Esposito P G, et al. Viscous-inviscid coupling in free surface ship flows[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 1995, 21(9): 699-722.
- [40] 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.
- [41] 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.
- [42] Greco M, Faltinsen O M, Landrini M. Shipping of water on a two-dimensional structure[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 525: 309-332.

-
- [43] 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): 1018-1028.
- [44] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 39(1): 201-225.
- [45] 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): 43-66.
- [46] Guignard S, Grilli S T, Marcer R, et al. 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.
- [47] Lachaume C, Biauxser B, Fraunié P, et al. Modeling of breaking and post-breaking waves on slopes by coupling of BEM and VOF methods[C]. *The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2003.
- [48] Biauxser B, Fraunié P, Grilli S T, et al. 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).
- [49] Drevard D, Marcer R, Grilli S T. Experimental validation of a coupled BEM-Navier-Stokes model for solitary wave shoaling and breaking[J]. 2005.
- [50] 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]. *ASME 2009 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. American Society of Mechanical Engineers, 2009: 917-926.
- [51] Madsen P A, Murray R, Sørensen O R. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics[J]. *Coastal Engineering*, 1991, 15(4): 371-388.
- [52] 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.
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] Ferrant P, Gentaz L, Touzé D L. A new RANSE/Potential Approach for Water Wave Diffraction[C] Numerical Towing Tank Symposium, Nutts. 2002.
- [56] Monroy C, Ducrozet G, Bonnefoy F, et al. RANS simulations of a CALM buoy in regular and irregular seas using the SWENSE method[C]. The Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2010.
- [57] Gatin I, Vukčević V, Jasak H. A framework for efficient irregular wave simulations using Higher Order Spectral method coupled with viscous two phase model[J]. Journal of Ocean Engineering and Science, 2017.
- [58] Vukčević V, Jasak H, Malenica Š. Decomposition model for naval hydrodynamic applications, Part I: Computational method[J]. Ocean Engineering, 2016, 121: 37-46.
- [59] Vukčević V, Jasak H, Malenica Š. Decomposition model for naval hydrodynamic applications, Part II: Verification and validation[J]. Ocean engineering, 2016, 121: 76-88.
- [60] Nelli F, Skene D M, Bennetts L G, et al. Experimental and Numerical Models of Wave Reflection and Transmission by an Ice Floe[C]. ASME 2017 36th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. American Society of Mechanical Engineers, 2017: V008T07A015-V008T07A015.
- [61] Higuera P, Lara J L, Losada I J. Realistic wave generation and active wave absorption for Navier–Stokes models: Application to OpenFOAM®[J]. Coastal Engineering, 2013, 71: 102-118.
- [62] Choi Y M, Bouscasse B, Seng S, et al. Generation of regular and irregular waves in Navier-Stokes CFD solvers by matching with the nonlinear potential wave solution at the boundaries[C]. the ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2018, June 17-22, 2018, Madrid, Spain, OMAE2018-78077.
- [63] Choi Y M, Gouin M, Ducrozet G, et al. Grid2Grid: HOS wrapper program for CFD solvers. arXiv preprint arXiv: 1801.00026, 2017.
- [64] Zhuang Y, Wan D C, Benjamin B, et al, Regular and irregular wave generation in OpenFOAM using high order spectral method, The 13th OpenFOAM Workshop [C], June 24-29, 2018, Shanghai, China, pp.189-192
- [65] 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.

- [66] Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant P. A fully-spectral 3D time-domain model for second-order simulation of wavetank experiments. Part A: Formulation, implementation and numerical properties[J]. *Applied Ocean Research*, 2006, 28(1): 33-43.
- [67] 俞聿修. 随机波浪及其工程应用[M]. 大连理工大学出版社, 2000.
- [68] 盛振邦, 刘应中. 船舶原理[M]. 上海交通大学出版社, 2003.
- [69] Bonnefoy F, Ducroz G, Le Touzé D, et al. Time domain simulation of nonlinear water waves using spectral methods[M]. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010: 129-164.
- [70] Bateman W J D, Swan C, Taylor P H. On the calculation of the water particle kinematics arising in a directionally spread wavefield[J]. *Journal of Computational Physics*, 2003, 186(1): 70-92.

致 谢

时光荏苒，岁月如梭，转眼间便到了临近毕业的时候了。回顾过去的两年半的硕士研究生求学时光有太多太多需要感谢的人。

首先，要感谢我的导师万德成教授。从第一次见到万老师，到现在已经过去了将近四年的时间，在这期间他对于我学习态度、道路选择的影响无疑是十分深刻的。万老师一直强调要保持端正的学习态度，在求学之路上要脚踏实地，认真务实，并且要有一个优秀的品格，在“做学问”与“做人”上都要保持心中那把标尺。万老师用他的言传身教，在我的学术道路与人格养成方面都有着积极的影响。

感谢同一个课题组的师兄师姐们，赵伟文、王建华师兄，在我学习 HOS 方法的入门方面，给了我很大的帮助，并且解决了许多程序编译方面的实际问题。庄园师姐在我的耦合模型建立方面提了十分重要的指导方向。此外，还有刘正浩师兄、刘聪师兄等人帮助，使得我在学术上的问题可以得到很好的反馈。感谢李勇、张晓嵩、李政等几位师弟在软件后处理，论文内容与版面方面的校对中给予我的大力帮助。感谢一同入门的各位同学的陪伴，与谢康迪、李奇、王哲等同学们一起游泳、打球、逛街的日常生活点滴历历在目。

还要特别感谢肖倩、曾旺两位同学，虽然两位同学不是和我一个同课题组，但是对于 HOS 都有相似的方向，两位同学有很多不明白的地方需要与我进行探讨，通过传授经验、听大家的困惑、一起讨论的过程，我感觉在这期间，我不仅仅是在帮助他人，更多的是自己能力上也有了明显的提升。感谢大家在共同研究方向上所各自做出的努力与分享，科研真的没有界限。

感谢我的家人一直守护，父母对我学习与生活的关心，对我个人选择上的鼓励，还有哥哥的一些宝贵建议，都使我时时刻刻感觉不到孤单，我始终不是一个人在战斗。

最后，感谢一下自己的努力与坚持，从对 HOS 方法的慢慢入门，再到最后耦合模型的最终建立，期间付出了多次心血只有自己最为清楚。研究生两年在研会中的不断贡献自己的课余时间，在做研会副主席期间为学院各位同学老师所做出的点滴服务使我体会到了更多的快乐与获得感。在工作方面，自己也是选择从事选调生的工作，在基层工作中奉献自己的青春，希望自己能够实现个人的理想与

价值，不忘初心，砥砺前行。

攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

- [1] **Song J Q**, Zhuang Y, Wan D C. New Wave Spectrums Models Developed Based on HOS Method[C]. The 28th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2018. pp. 524-531.
- [2] **宋家琦**, 万德成, 基于高阶谱方法和 CFD 计算的耦合模型在不规则波模拟中的应用, 水动力学研究与进展[J]. (已录用)