上海交通大學

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

学士学位论文

THESIS OF BACHELOR

论文题目：畸形波与短峰波的数值水池模拟

学生姓名：孙涛

学生学号：5100109042

专　　业：船舶与海洋工程

指导教师：Francis Noblesse

学院(系)：船舶海洋与建筑工程学院

上海交通大学

本科生毕业设计（论文）任务书

课题名称：畸形波与短峰波的数值水池模拟

Numerical simulation of freak waves and short crest waves

执行时间：2013 年 12 月 至 2014 年 6 月

教师姓名：Francis Noblesse 职称：教授

学生姓名：孙涛 学号：5100109042

专业名称：船舶与海洋工程

学院(系)：船舶海洋与建筑工程学院

毕业设计（论文）基本内容和要求：

本设计需要结合本科所学知识，尤其是流体力学知识，通过进一步的调研、文献阅读和学习，最终完成短峰波和畸形波的数值水池生成。关键是通过建立用于合成短峰波和畸形波的数值模型，从而合成所需的畸形波和短峰波，有效模拟现实中可能出现的畸形波，规避船舶和海洋结构物的畸形波危害。具体包括以下内容：

1、 熟悉 Linux 操作系统，掌握其操作命令以及规范；

2、 学习 OpenFOAM 数值计算软件；

3、 深入调研短峰波和畸形波合成的国内外研究状况，通过广泛的文献阅读明确问题与解决思路；

4、 建立短峰波和畸形波模型，配置数值模拟的算例；

5、 使用 OpenFOAM 中的 naoe-FOAM-SJTU 求解器对短峰波和畸形波生成进行模拟；

6、 整理计算结果；

7、 学习撰写论文的一般规范和方法

8、 整理并完成论文

毕业设计（论文）进度安排：

序号	毕业设计（论文）各阶段内容	时间安排	备 注
1	熟悉 Linux 操作系统和 OpenFOAM	12.1~12.31	
2	阅读文献，了解研究背景与现状	1.1~1.31	
3	建立短峰波和畸形波模型并配置算例	2.1~2.28	
4	进行数值生成并获得畸形波和短峰波	3.1~3.31	
5	整理数据	4.1~4.30	
6	整理并完成论文	5.1~5.28	

课题信息：

课题性质 ：设计　　论文 √

课题来源*：国家级 √　　省部级　　校级　　横向　　预研

项目编号 51379125，GKZD010059

其他_____

指导老师签名_____

学院（系）意见：

院长（系主任）签名：_____

2014 年 6 月 6 日

学生签名：_____

2014 年 6 月 6 日

上海交通大学
毕业设计（论文）学术诚信声明

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

作者签名：

日期：2014 年 6 月 6 日

上海交通大学
毕业设计（论文）版权使用授权书

本毕业设计（论文）作者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毕业设计（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毕业设计（论文）。

保密□，在___年解密后适用本授权书。

本论文属于

不保密☑。

（请在以上方框内打“√”）

作者签名：　　指导教师签名：

日期：2014 年 6 月 6 日　　日期：2014 年 6 月 6 日

畸形波与短峰波的数值水池模拟

摘要

进入 21 世纪，人类逐渐将注意力向海洋转移，并从海洋中获得了大量的资源和财富，但与此同时，海难事故频发也给人类的生命财产安全造成严重威胁。畸形波作为一种特殊的短峰不规则波浪，一旦在实际海洋环境中出现，往往会给船舶和海洋结构物造成严重损坏。

近年来，科技工作者们开始逐渐认识到畸形波研究的重要意义。但是由于畸形波在任何海域，任何条件下几乎都有可能发生，并且衰减很快，因此凭借实际观测来研究畸形波难度很大。目前，该领域学者主要通过实验室物理造波和数值造波的手段，以波浪聚焦的方式生成畸形波。本论文基于 OpenFOAM 平台的求解器 naoe-FOAM-SJTU，首先构建二维聚焦波模型，在此模型下生成二维畸形波。由于三维聚焦波是短峰不规则的特殊形式，本文接下来构建短峰不规则波模型，在此基础上构建三维聚焦波模型，在此模型下生成三维畸形波。

本文成功生成短峰不规则波、二维聚焦波和三维聚焦波，模拟结果表明组成波聚焦过程会产生明显非线性性质，在聚焦波模型下，本文成功生成了畸形波。

关键词：畸形波，短峰不规则波, 数值模拟，聚焦波，非线性作用

NUMERICAL SIMULATION OF FREAK WAVES AND SHORT CREST WAVES

ABSTRACT

In the 21st century, people have been gradually turning their attention to the ocean. While people have gained great amounts of wealth from the ocean, their lives and property are threatened by frequent occurrence of accidents at sea. As a special kind of short crest waves, the freak waves will cause great damage to ships and marine structures once they happen.

In recent years, researchers begin to recognize the significance of research on freak waves. However, since freak waves may occur in any territorial waters and on any conditions, as well as decaying particularly fast, it's hard to observe and record them in actual seas. Currently, scholars in this field generate freak waves mainly in the way of numerical simulation and physical simulation. Based on the CFD solver naoe-FOAM-SJTU, the graduation thesis will firstly develop the two-dimensional viscous numerical wave tank and investigate the properties of two-dimensional focusing waves. Furthermore, the thesis will present how parameters of the two-dimensional focusing waves affect the generation of two-dimensional freak waves when they change. Because three-dimensional focusing wave is one special kind of the three-dimensional short crest waves, before the investigation of properties of the three-dimensional focusing wave, the three-dimensional short crest waves should be generated. Finally, the thesis will find out what impacts the parameters of three-dimensional focusing waves play on the generation of the three-dimensional freak waves.

The thesis succeeds in developing the two-dimensional focusing wave, three-dimensional focusing wave and three-dimensional short crest wave. The investigation shows that in the process of wave focusing, there is nonlinear interaction between component waves. Based on the focusing wave model, the thesis finally generates freak waves successfully.

Keywords: freak wave, short crest wave, numerical simulation, focusing wave, nonlinear interaction

目录

第一章 绪论 ..... 错误!未定义书签。
1.1 课题研究背景与意义 1
1.2 国内外相关研究工作总结 1
1.2.1 畸形波的基本特性与定义 2
1.2.2 畸形波事件 3
1.2.3 畸形波的观测和记录 3
1.2.4 畸形波成因的探讨 4
1.2.5 畸形波的模拟 5
1.3 naoe-FOAM-SJTU 求解器介绍 7
1.3.1 OpenFOAM 简介 7
1.3.2 控制方程 7
1.3.3 VOF 方法 8
1.3.4 离散方法 8
1.4 本论文的主要工作 9
第二章 基于二维聚焦波的二维畸形波模拟 10
2.1 二维聚焦波模型简介 10
2.1.1 线性叠加原理 10
2.1.2 非线性相互作用原理 12
2.1.3 数值水池网格收敛性验证 12
2.2 二维聚焦波特性研究 15
2.2.1 组成波个数对二维聚焦波的影响 15
2.2.2 频率宽度对二维聚焦波的影响 17
2.2.3 中心频率对二维聚焦波的影响 19
2.2.4 假定的聚焦最大波幅对聚焦波的影响 20
2.3 基于二维聚焦波的二维畸形波生成 22
2.3.1 频率宽度对二维畸形波生成的影响 22

2.3.2 中心频率对生成二维畸形波的影响 24
2.3.3 假定的聚焦最大波幅对生成二维畸形波的影响 25
2.4 本章小结 26
第三章 短峰不规则波的数值水池模拟 28
3.1 短峰不规则波定义 28
3.2 短峰不规则波的数值模拟 28
3.3 本章小结 30
第四章 基于三维聚焦波的三维畸形波模生成 31
4.1 线性叠加原理 31
4.2 三维聚焦波模型简介 31
4.3 三维聚焦波特性研究 32
4.4 三维聚焦波相关波浪参数对生成三维畸形波的影响 35
4.5 本章小结 36
第五章 结论 37
附录 A ..... 错误!未定义书签。
附录 B 38
参考文献 30
致谢 32

第一章 绪论

1.1 课题研究背景与意义

从人类文明产生以来，人类就与海洋产生了密切的联系。随着人类进入 21 世纪，经济和科技产生跨越式发展，全球人口总数爆炸性增长，土地资源和生存空间已经难以充分满足人类社会发展的需要。由于海洋具有丰富的资源和广阔的生存空间，因此人类将其作为陆地之外的下一个目标，而逐渐将注意力从陆地转移到浩瀚无际的海洋。但是对于人类而言，海洋并非只为人类提供财富，它也会给人类带来灾难。人类将在地球上生产、生活的最后希望全部寄托在了海洋中，而海洋也成为人类未来生存的最后领域。但是海洋比起陆地来难以捉摸、变化莫测，人类在向海洋索取资源和空间的过程中，常常会遭遇难以预料的海洋灾难，其中飓风、巨形波浪、风暴潮、海冰等会对海洋结构物和船舶等造成严重的损坏，不仅使人类遭受到巨额的财产损失，也极大的威胁了人类的生命安全；海上溢油和赤潮等主要对海洋生态环境遭成极大的损害，减少了人类的生存空间和资源数量。为了在对海洋开发利用的过程中尽可能的趋利避害，海洋工作者们对海洋进行了深入的研究，为人类认识海洋、利用海洋提供了宝贵的理论指导。

在所有的海洋灾害中，最为人类关注和畏惧的是巨形海浪。因为一旦人类在海洋中与之遭遇，几乎都难以逃脱船舶毁坏沉没，海洋结构物损毁，人员失踪的命运。所以在对海洋进行研究时，该领域的学者们在巨大波浪研究方面投入了大量的时间和精力，希望了解掌握这种“杀人波浪”的特性并有效的规避其可能造成的危害。例如预报这种巨大波浪的发生条件和发生时间，使海洋作业的地点和时间尽可能的躲开这种波浪；还可以通过对特定巨大波浪的模拟来分析船舶和海洋结构物的强度要求等等。这种巨大波浪还有一个为人所熟知的名字：“畸形波”。

在实际的海洋环境中，波浪的传播方向并非如理想中一样单一。在实际向前传播的过程中，海浪会发生向其他方向的扩散现象，从而形成短峰不规则波。畸形波不仅是一种令人闻之色变的海洋灾害，同时又是一种特殊形式的短峰不规则波。过去由于人们对海洋的认识不够，因此错误的认为畸形波只是偶尔发生，所以尽管畸形波的波高惊人，波浪破坏性极强，人们还是认为畸形波对人类的生产生活影响不大而没有给予其相应的重视。但是后来研究者们发现畸形波并非极少发生，相反其在世界上的各大海域几乎都出现过，并且实测的波浪数据显示畸形波的发生是比较频繁的。而且畸形波几乎在任何一种海况下都可能生成，即无论是深水还是浅水，是有流还是无流，天气是好是坏的条件下，畸形波都有可能威胁到人类在海洋中活动的安全性。目前人类的活动范围主要局限于海洋的浅水区域，而随着人类在海洋领域科技的发展和进步，人类将逐渐将自己的活动范围向深海转移，畸形波的危害也更加显著。人们迫切需要深入了解畸形波这一难以捉摸的“杀人波”，减小深海海域作业的危险性。

由于我国在畸形波的研究方面起步较晚，又由于畸形波本身难以捉摸。因此直到目前为止，我国有关于畸形波的实测数据和分析结果非常有限，对于畸形波的发生机理、出现概率、出现条件及工程实际意义还不明确。因此，路曼曼其修远，国内的研究者们还要努力求索，力求实现畸形波研究的重大突破。畸形波研究的相关突破不仅是人类认识和探索的海洋的一个跨越性进步，也会提高人类在海洋中活动的安全性，对于需要在海洋中生产作业的工作者们来说，无疑是一种革命性的进步。

1.2 国内外相关研究工作总结

过于人们仅凭直观感受认为畸形波的发生是极为稀少的，对人类的生产生活不会造成显著的影响，畸形波也只是被人们当作是海员们所描述的神秘传说。对于很多由于畸形波所导致的海洋事故，人们往往只是认为是恶劣的天气状况导致了这些悲剧而没有认真研究这些事故产生的真正原因。直到近年来，研究者们才逐渐开始认识到畸形波才是海洋中那些悲惨事故的罪魁祸首，它突然产生，破坏船舶或是海洋结构物后迅速衰减并消失，如同神出鬼没的海洋杀手。虽然人们开始重视并开始投入大量精力和时间来研究畸形波，但是由于畸形波本身的特殊性，人们在世界范围的众多海域所采集到的畸形波实测数据非常稀少，大多只是常规波浪的实测数据。由于畸形波实测数据的缺乏，研究者们在这一领域的进展十分缓慢，畸

形波的研究还未取得足够的成果，无论是从畸形波的理论基础还是实际的工程应用方面都有待于深入研究。畸形波研究到目前为止已有大约 20 多年的时间，该领域的研究者们取得了一些成果，这些研究成果总结起来大致可分为五个方面。

1.2.1 畸形波的基本特性与定义

畸形波是由多个单波相互作用形成的孤立大波，它明显区别于附近波浪，波高极大，波峰很高，具有很强的非线性性质。畸形波虽然在任何海况下都有可能发生，但相对于浅海，畸形波在深海的发生几率更大；相较于宽阔的海域，其在狭窄的海域出现的几率更高；相对于良好的天气，在暴风雨肆虐的天气，畸形波的发生几率会更高。畸形波同时也难以捉摸，它突然出现，存在极短的时间后又迅速的消失，这也是为什么研究者们难以采集到畸形波实测数据的一个重要原因。

Draper(1965)[1]是畸形波研究的先驱性人物，他首先对在海员们口中流传的“杀人波浪”进行了科学的分析，并归纳总结出“freak wave”这一开创性的概念。国内畸形波研究的起步远远落后于国外，在国内直到 2002 年才有杨冠声等[2]将该概念翻译为畸形波。出于对畸形波的直观感性认识，世界各地的人们给畸形波冠以各种各样的称谓，在这些称谓中，比较典型的是“巨大波”，“异常波”，“杀人波浪”，“极限波”，“水墙”以及台湾人民口中的“疯狗浪”等。目前，最为该领域研究者们广泛认同的是“畸形波”的称谓，因此本文也采用“畸形波”这一称谓。

Klinting&sand(1987)[3]在畸形波的定义方面做了开创性的工作，他们首先给出了畸形波比较全面和权威的定义。在该定义中，Klinting&sand 提出：假设在某一位置的自由面时历曲线，按时间排列的波高序列为：$H_1, H_2, ..., H_{j-1}, H_j, H_{j+1}, ...$，其中 H_j 是畸形波的波高，而且它满足三个边界条件：（1）$H_j > 2H_s$；（2A）$H_j \geq 2H_{j-1}$；（2B）$H_j \geq 2H_{j+1}$；（3）$\eta_{\max} \geq 0.65H_j$。（H_{j-1}，H_{j+1} 是畸形波前后相邻波浪的波高，H_s 是波列的有效波高，$\eta_{\max}$ 是畸形波波高对应的波峰高度），那么该波就可以认为是畸形波。

Kimura(1994)[4]没有对畸形波做出严格的数学定义，他用直观感性的方式对畸形波的波浪形态做出了系统说明，即：“畸形波具有极高的波峰，极大波高，在最大波峰相邻两侧具有很深的波谷。畸形波的存在时间很短，它突然产生后，要么发生波浪破碎，要么迅速衰减直至消失”。

Kharif(2003)[5]认为 Klinting&sand(1987)关于畸形波的定义关于苛刻。因此他提出的畸形波定义比起 Klinting&sand(1987)的畸形波定义来，放宽了限制。他认在符合高斯假定的条件下，如果某一异常波浪的波浪大于其有义波高的 2 倍以上，那么就可以认为该异常波浪是畸形波。这种定义因为便于畸形波的判定和研究，因此更为研究者们所采纳。

近年来，研究者们采集海浪实测数据的能力有了很大提高，因此采集到的畸形波实测数据也相对增加，研究者们在对逐渐充实的畸形波数据分析的过程中，对畸形波的认识也越来越深入，并发现了除了满足波高大于有义波高 2 倍的典型畸形波外，还找到了其他特殊形式的畸形波，这些特殊形式的畸形波不一定满足波高大于有义波高 2 倍，但是具有“波峰两侧的波谷极深”或“连续三个大波”等特征。这些特殊形式的畸形波并不适用于以上的畸形波定义，因此对于畸形波，其定义还有待于进一步深入研究和完善。

虽然畸形波有不同的形式，目前的定义不能全部将其囊括，但是却可以判定绝大多数的畸形波，完全可以满足目前畸形波研究的需要。为了便于在实验室中进行畸形波的模拟和研究，因此目前研究者目前广泛认为只要波浪的波高与有义波高之比超过 2 倍或者 2.2 倍，就可以将该波浪认为是畸形波。但是也有相关学者不同意这个观点，他们提出，畸形波的定义应当有其前提条件，畸形波在线性和非线性的条件下，其定义方式应当有所区别。如果利用线性波浪理论生成畸形波，那么畸形波的判定标准应当是波高大于 2 倍的有义波高；如果利用非线性的波浪理论生成畸形波，那么畸形波的判定标准是波高大于 2.2 倍的有义波高[6]。在非线性理论下，之所以畸形波的判定标准较高，是因为相对于线性理论下的畸形波，还有三个其他因素的干扰，即：“风浪谱的带宽不是窄带谱；波浪在非线性相互作用时，不满足正太随机过程的条件；在实际的复杂海况下大气压力，风速等并不会保持恒定，它们会受到各种因素的干扰，而随时间变化而变化”。而且最大波高超过有效波高的 2.2 倍作为畸形波的判定标准时还需要满足畸形波的模拟时间要足够长的条件[6]。

由于本文的数值模拟是在有限尺度的数值波浪水池中进行，也没有进行长时间的数值模拟研究，所以本文采用 $H_j / H_s > 2$ 作为畸形波的判定标准。

1.2.2 畸形波事件

人类最初获得的关于畸形波的记录并非畸形波的实测波浪数据，而只是海难幸存者的口头描述，人们只能从幸存者们的回忆中去感受畸形波的恐怖："一艘和平常一样正常行驶的船，突然遭受到畸形波的袭击，船舶在毫无防备的情形下甲板和舷侧因波浪冲击而损坏，海员们面对突然袭来的巨大波浪束手无策"。

1933年，美国一艘名为"拉玛波"的汽轮从圣地亚哥出发，和往常一样向目的地马尼拉驶去。但是在行驶途中却突然受到一巨大波浪的袭击，这一异常的巨大波浪引起了在瞭望台值班的工作人员的注意，工作人员随即利用观测设备对这一异常波浪进行了观测和记录。从保存下来的观测数据中可以看出，巨浪高达34m，足以摧毁一艘毫无防备的船舶。

1952年人们在分别观测了阿迦勒斯海流附近海域，印度洋相关海域以及南非沿岸海域等区域并记录了波浪实测数据，研究者在整理分析这些实测数据时至少发现了12起畸形波的突发事件。

1978年，德国一艘被称为"不沉之轮"的所谓有史以来的最大货船在驶往美国的航程中神秘失踪，船上的27名船员也下落不明，虽然经过大范围的仔细搜索，但是救生人员只找到了一艘破烂的救生艇，并没有发现幸存者。

1984年北海挪威海域天气良好，一座采油平台在"伊寇菲斯克"油田进行正常采油作业时，突然受到畸形波的冲击，产生了一定程度的损坏。在同一年间，北海Gorm海域的油田也遭受到了巨浪的袭击，该巨浪的波峰值为其有效波高的2.2倍，可以判定该异常波浪是一个典型的畸形波。

1995年1月1日在北海海域发生了畸形波突然袭击采油平台并致其损坏的事故，该畸形波由于观测记录的波浪数据比较完整，是目前为止世界海域内被观测记录最完善的畸形波。因此该波浪被研究者们称为"新年波"，并将其作为畸形波研究的珍贵实测资料。

2000年11月，在California的Point Arguello南部的浅海海域中，美国的一艘气象调查船R/V Ballena刚刚驶出四分之一海里就与畸形波意外遭遇并完全损坏。

2001年，一艘名为"布雷曼"的游船正在微风和煦的南大西洋海域正常的航行时，在毫无防备的情况下遭遇到了高达30m的巨大波浪袭击。驾驶室由于和畸形波产生了直接接触，玻璃全部被击碎，其他区域也出现了不同程度的损坏。畸形波消失后，该游船也失去了航行能力，在南大西洋漂流了的大约两个小时后方才获救。事后人们才了解到，当"布雷曼"游船受到畸形波袭击时，和它相距1000公里的另一艘游船"苏格兰之星"也遭遇到了畸形波，不过并没有"布雷曼"受到的损伤严重。

2002年有台湾相关学者指出台湾沿岸海域频繁的出现突如其来的畸形波，当游客们在海边拍照或是在浅海游泳时，一旦畸形波出现，游客们还未反应过来就被巨大波浪卷入海中而无一幸免的失去了生命。台湾渔民将这种不可捉摸的"杀人波浪"称作"疯狗浪"，直观感性的表达了畸形波浪的不可预测性。

2004年，美国墨西哥湾遭到"伊万"飓风袭击，风速高达150英里/时，飓风所卷起的巨浪高达约一百英尺，引起了世界媒体的广泛报道。

2006年~2007年间，法国超大邮轮"彭特·艾温"在正常航行的过程中，突然遭受到15m高的巨大波浪冲击而完全毁坏，船上旅客无一幸免。另外在挪威海域，有一艘装载有大量燃油的邮轮在航行时遇到了畸形波，邮轮在无法闪避的情况下被巨浪击打成两段，船体完全断裂，导致了几乎一半的燃油流进挪威海域，严重破坏和污染了挪威海域的海洋生态环境。

1.2.3 畸形波的观测和记录

人们通过对世界各大海域畸形波长时间的观测和数据记录，证实了实际海洋环境中畸形波的客观存在。但是就观测和记录的总体结果而言，发生在以下几个海域内的畸形波最为频繁，就国内而言，畸形波经常出现中国的台湾海峡附近；就国外而言，畸形波频繁出现在南非的东南海域，北海相关海域，环日本海域，墨西哥加勒比海域。由于畸形波发生的不确定性，而且出现时间很短，会很快衰减并消失，因此目前人们还没有准确有效的方法来观测真实海域的畸形波。以下是人们为观测和记录实际海域中畸形波的波浪数据而取得的部分成果：

1969~1985年间人们在北海海域对畸形波进行实际观测并采集到了相关的波浪数据，人们在对这些波浪数据的分析过程中，发现在该海域内，畸形波的波高最高可达有效波高的3倍。

从1986年开始，日本船舶研究协会花费4年的时间采集日本海的实测波浪数据并对其进行了整理分析，发现了至少14次明显的畸形波事件，证明了畸形波在日本海域的出现相对比较频繁。

1996年我国台湾省为了能够获得较多的实测波浪数据，充实波浪数据库。当年在其周边的海域布置了实时波浪数据的记录和采集系统，经过对采集到的实测波浪数据进行研究发现，仅1996年的4565个实际波浪记录中，就有170多个畸形波。

欧盟自从 2000 年开始实施“MAX wave”计划，通过 SAR 遥感影像专门寻找海洋中的畸形波，发现并记录了一些畸形波实测数据。

2000 年由法国海洋开发研究院发起，组织了畸形波论坛性质的研讨会。该研讨会每 4 年举行一次，与会者主要探讨畸形波研究的相关进展，并分享观测到的实测畸形波数据。

2002 年钱桦等人在分析台湾的波浪数据库中长期观测得到的台湾海域范围内的实测波浪数据时，发现了了 175 个明显的畸形波事件。

2004 年，Melville 在强风呼啸的天气情况下，乘坐直升机盘旋在大西洋靠近墨西哥海岸的恶劣海域上空，利用航拍的方法拍摄强风作用下的波浪发展情况，找到了大约 4 个畸形波。

虽然人们通过努力获得了一定的畸形波实测数据，但是对于畸形波研究而言仍远远不足，为了便于畸形波的研究并节约研究成本。目前研究者们主要通过实验室物理造波和数值造波的方式模拟生成畸形波。

1.2.4 畸形波成因的探讨

美国学者 White 和 Fornberg(1998)[7]对畸形波的生成机理进行了分析，提出了畸形波生成的一种原因，即“波流相互作用”。他们作出了如下解释：在深海海域，当表面重力波在向前传播的过程中，如果经过一个带有变化潮流的区域时，在变化潮流的作用下，波浪好像被光学棱镜聚焦一样，将表面重力波的能量聚焦于“潮流棱镜”的焦散区域，在焦散区域波能显著增大，畸形波产生。

Lavrenov(1998)[8]分析了位于南非东南海域的 Agulhas 海流附近畸形波的生成机理，他认为该区域之所以会生成畸形波，原因在于波浪在传播过程中产生了与逆向流的相互作用。

Liu 和 Mori(2000)对从 1986 年开始日本海海域 4 年的时间里连续采集的实测波浪数据进行了研究分析，他们发现伴随着异常波发生，波能会显著增大，因此他们得出结论“波能是否显著增大可以判定是否生成了异常波浪”。[9]

Mori.N 和 Yasuda.T(2001)[10]在探讨畸形波的生成机理问题时，注意到高阶非线性作用时可能是畸形波生成的一个重要原因。通过理论分析和实验验证他们验证了自己的猜想，得出“高阶非线性是畸形波生成的原因之一”的结论。对此他们作出如下解释：“根据瑞利理论，在深水波浪满足宽带谱条件的情况下，高阶非线性可以转移波浪能量，提高异常波产生的可能性”。

Kharif(2003)[11]系统的分析了畸形波浪的生成机理，综合了前人对畸形波生成机理的分析结论并提出了自己独到的见解。他认为畸形波之所以会产生，主要是由于以下的因素作用，即：波浪之间的叠加、海流与地形变化对波浪的聚焦作用、强风作用下的能量传输、波浪的 B-F 不稳定性等。

高璞等(2007)[12]分析了畸形波出现的典型海域之一的南印度洋海域的实测波浪数据，通过对风速不同情况下畸形波发生几率的比较，他们得出结论：“适当的风速对畸形波的产生起到促进作用”。

赵西增(2008)[13]对众多研究者提出畸形波生成机理进行了归纳总结和详细解释。他把畸形波的产生原因主要归纳为两类：

（1）外部环境的作用

a. 海底地貌变化和反向流的存在引起深水表面重力波的波能聚焦，从而生成畸形波。即：当深水表面重力波在向前传播时，如果遇到逆向海流或是弯曲形式不规则地形，此时表面重力波的能量将发生汇聚，聚焦于某一区域而生成畸形波，由于能量的叠加，畸形波的波能会异常高，与附近区域的一般波浪区别开。

b. 强风的作用是畸形波生成一个不可忽视的客观条件，人们记录的实测畸形波数据也显示，强风作用下畸形波的发生几率比之无风作用下明显高于很多。实际上，当强风出现时，其风速远远超过海浪的传播速度，因此它会将自身的能量连续不断的转移到海浪中，在此情况下，海浪的能量会迅速增大从而产生畸形波。而在强风作用的海域采集畸形波实测数据无疑会提高畸形波数据的采集效率。

（2）内在的演化：波与波之间彼此的相互作用对畸形波生成的影响

a. 根据波浪的色散性质，在一定水深的条件下，如果波浪的波长越长，那么传播速度越大。因此某一波列在沿单一方向传播时，如果在初始状态下，长波在短波之后，由于长波的传播速度高于短波的传播速度，那么随着时间的推移，在某一时刻和位置，长波会追上短波，并和短波叠加，产生能量的汇聚，从而生成畸形波。

b. 在深海海域，对于满足宽带谱条件的随机波浪而言，波浪的能量会在高阶非线性作用的刺激下在不同模态之间转移。从而在某一模态下产生异常大的波能，生成与周围随机波浪有明显区别的畸形波。

c. 海面的微小扰动产生伴波，而大波幅的波浪则是载波。如果伴波满足一定的条件，伴波就会发生与载波的非线性相互作用，其结果是伴波的波幅会逐渐增大，而载波的幅值则会减小，这就是波浪理论中所谓的波浪不稳定现象，它也有其他两个不同的称谓，即“Benjamin-Feir 不稳定现象”和“第一类不稳定现象”。

1.2.5 畸形波的模拟

由于畸形波的实测数据有限，而且实际观测畸形波对于一般的研究者而言过于困难，因此目前大多数研究者研究畸形波主要通过实验室模拟的方式实现。实验室模拟分为物理模拟和数值模拟两种方式。经过近 20 年的发展，目前畸形波的物理模拟和数值模拟取得了可观的进展。

（1）物理模拟

TexasA&M 大学的 Kim 等人在实验室的二维水池水池中成功生成了二维极限波浪，他们所采用的方法是逆传播方法。其具体步骤是在二维水槽中，首先通过扰动方式在某一位置生成异常波浪，随后波浪向水槽的首末端传播，记录水槽首末端的波浪信号，通过布置在波浪水槽两端的造波机模拟采集到的波浪信号，那么当造波机根据得到的造波信号造出的波浪传播到初始扰动的位置时，会产生能量的叠加而生成二维极限波。但是由于这种方式要求实验室的波浪水池在首尾两侧必须都设置造波机，而大多数的海洋工程实验室的波浪水池只在首端设置造波机，因此这种极限波的造波方法难以推广，使用价值不高。

Chaplin[14]采用比较常规的方式在波浪水池中生成了极限波浪。他首先选定某一频率范围，将其等分为 n 份，然后根据等分的份数取 n+1 个组成波，使其相互叠加，这些组成波的能量会在波浪水槽的某一位置汇聚，而产生一孤立大波。

Schlurmann 等人(2000)[15]在波浪水池中通过对满足宽波谱条件的波浪和满足窄波谱条件的波浪的调制，生成了瞬态波列，这一瞬态波列包含了类似于畸形波的孤立大波。

Clauss 等人[16]将实测得到的畸形波波形记录，经过半经验公式进行逆向变换转化为造波机的造波信号，成功生成了畸形波。其基本思路是：利用线性理论分析实测的畸形波，并对实测时间序列的每一个时间步进行优化，生成特定的组成波序列。

大连理工大学的柳淑学等人(2003)分别生成了二维和三维聚焦波，在研究聚焦波的生成方式和基本特性的基础上，提出了极限波浪的破碎标准。

裴玉国(2007)[17]详细探讨了实验室物理模拟生成畸形波的四种方式，并提出了一种物理模拟畸形波的新方法：

a. 首先探讨实际自然海域地形的变化对畸形波发生几率的影响，在实验室的波浪水池中设置斜坡，观测常规波浪在波浪水池中传播的演化过程。经实验发现，斜坡的设置有可能会使常规波浪转变为畸形波浪。但是畸形波的产生几率很低，出现位置和时间是随机的，不受实验者的控制。因此，这种畸形波的物理模拟方式效率较低，难以在实验室中推广应用。

b. 采用较为常规的方式生成畸形波，即单波的能量汇聚。在实验室的波浪水池中，利用水池首端的造波机在波浪信号的驱动下生成特定波列，此波列如果满足1/3组成波的初相位相同，那么所有组成波在聚焦时生成的聚焦波的能量将大大增加，可以极大的提高畸形波的出现几率。但是和第一种物理模拟畸形波的模型类似，这种模型在模拟畸形波时，也不能

控制畸形波的出现位置和时刻，因此也具有很大的局限性。

c. 第三种物理模拟畸形波的原理来自Kriebel提出的畸形波模拟方法，他提出某一瞬态波列按能量可以将其划分为两类，即“瞬态波列”和“基本波列”，在两波列传播的过程中，“基本波列”保持规则波的形态，而“瞬态波列”则在假定的畸形波出现位置与“基本波列”叠加，产生能量汇聚，从而生成畸形波。虽然这种方式可以粗略的控制畸形波的出现位置和时刻，但是由于“瞬态波列”和“基本波列”的汇聚效果差强人意，畸形波的特征不够明显，因此这种方式也存在很大的缺陷，有待于完善。

d. 裴玉国在其博士论文中以Kriebel的畸形波模拟方法为基础，提出了一种名为“三波列叠加模型”的畸形波生成新方式。通过对“双波列模型”和“三波列模型”模拟效果的对比，结果表明，“三波列模型”既可以实现畸形波出现位置和时刻的有效控制，而且畸形波出现几率较高，波形特征明显，因此这种畸形波生成模型有效的提高了畸形波的物理模拟生成效率，是物理模拟畸形波的一个重大突破。

（2）数值模拟

Trulsen 和 Dysthe(1996)[18]认为 NLS 方程的窄带带宽的限制过于严格，使 NLS 方程与真实的海浪谱差别较大。因此他们将 NLS 方程进行了修正，放宽了窄带谱的限制，从而使 NLS 方程更加贴近真实的海浪谱。

Osborne A.R.(2000)[19]主要从理论部分入手，分析了数值模拟畸形波的相关机理。他立足于 NLS 方程，分析了单波的非线性相互作用，用非线性傅里叶公式和逆散射变形分析畸形波成因。他得出如下的结论：Benjamin-Feir 不稳定性导致畸形波产生。

因为目前人类在海洋中的活动范围大多还是集中在浅水区域，因此研究浅海海域畸形波的生成目前仍然具有十分重要的意义。因此 Pelinovsky.E 等(2000)[20]基于 KDV 方程完成了畸形波在浅水中的数值模拟，成功的生成了浅水畸形波，这对浅海海域畸形波的研究意义显著。

实际的海洋环境是三维的，生成的畸形波也是三维的。因此，要尽可能的贴近实际畸形波，在数值模拟时，必须生成三维的畸形波。Brandini 和 Grilli(2001)[21]采用完全非线性势流方程，基于此原理，他们将不同频率和不同浪向的单波进行调制使其产生波能聚焦，生成畸形波。

黄国兴(2002)[22]也采用了理论分析的方式来分析畸形波的数值模拟特性，他通过大量的实验分析得到了如下结论：“具有相同相位角组成波数的调制对畸形波出现概率的影响显著”，并给出了较低的判定标准。

杨冠声等人(2003)[23]采用与前人完全不同畸形波数值模拟方法，他们另辟蹊径，找到了一种数值模拟畸形波的新方式。在波浪的研究工作中，经过对大量波浪数据的分析，他们发现畸形波和五阶 stokes 的波形十分接近。因此他们猜想能否利用五阶 stokes 波模拟畸形波，通过大量的实验和数据验证，他们适当的改造了五阶 stokes 波，使其更加与畸形波波形吻合，并成功的用这种模型生成了畸形波。

张运秋等(2007)[24]在数值模拟畸形波时，发现NLS方程并不能有效的模拟畸形波，为了能够得到预期的畸形波，他们对NLS方程进行了适当的修正，然后通过实验验证改进的效果。当他们将NLS方程修正为四阶时，模拟得到的畸形波的效果很好。

赵西增等(2008)[25]通过建立二维聚焦波模型模拟畸形波并分析了二维畸形波的非线性性质。其二维聚焦模型的原理为高阶谱方法。为了验证聚焦波模型的正确性，赵西增等将数值模拟结果与 Baldock(1996)的物理实验结果进行了对比，发现结果比较吻合，成功验证了其数值模型的可靠性。在此前提下，通过对 Loguet-Higgins 的线性叠加模型进行了修正，他们提出了四种可行的聚焦波模型。包括“极限波聚焦模型+随机波模型”，“极限波聚焦模型+规则波模型”，“相位角分布范围调制聚焦模型”，“相同相位角组成波个数调制聚焦模型”。

刘赞强&张宁川(2010)[26]提出了 4 种模拟畸形波的数值模型：“相位调制模型”，“相位调制加聚焦模型”，“随机波加瞬态波模型以及改进的相位调制模型”。

虽然畸形波的实际观测数据对于畸形波研究而言价值比模拟得到的畸形波数据价值大得多，但是畸形波的现场观测需要消耗巨额的成本并且由于恶劣的实测海洋环境，得到的畸形波数据不够准确，因此目前主要通过实验室造波模拟畸形波。数值造波与物理造波相比，所需成本少、周期短、技术发展的比较成熟，因此目前数值造波成为实验室造波的主要手段。

总体而言，直到目前为止，畸形波研究者们采用数值模拟的方式生成畸形波的方法主要是线性方法和非线性方法两大类。但是由于非线性方法模拟得到的畸形波更加贴近真实情况，因此目前实验室模拟畸形波较多的采用非线性方法。非线性方法的主要理论柱石就是“非线性调制不稳定性”，又称“Benjamin-Feir不稳定性”和“边带不稳定性”。常见的方程有“Zakharov方程”，“非线性薛定谔方程”，“KDV方程”，“KP方程”和“完全非线性方程”等。常用方法有“高阶谱方法”和“边界积分方法” 等。非线性方法虽然在畸形波的数值模拟效果方面比线性方法好，但是非线性方法也有其弊端，非线性方法由于考虑的条件比线性方程多，因此它的计算量非常大，而且计算方法比较复杂。

基于“Longuet-Higgins模型”的线性叠加方法虽然模拟畸形波的效果较非线性方法有所不足，但是由于线性方法计算量小，计算方法简便，因此也有很多的研究者们选择线性方法数值模拟畸形波，这也是实验室数值造波的一种常用方法。

数值模拟虽然可以降低成本，提高模拟效率，但是首先需要验证数值水池的可靠性，这就需要与物理模拟结果进行对比印证。因此在海浪研究问题上，数值模拟和物理模拟均不可或缺。

1.3 naoe-FOAM-SJTU 求解器介绍

naoe-FOAM-SJTU 是一款 CFD（Computational Fluid Dynamics）求解器，它是由上海交通大学万德成教授领导的计算流体力学小组以开源程序包 OpenFOAM 为基础开发而成。该求解器使用 OpenFOAM 提供的数据结构和 CFD 数据库，如 FVM，RANS，VOF 和 PISO 等算法。naoe-FOAM-SJTU 以两相流 RANS 方程为控制方程，采用可以处理任意多的结构网络的有限体积法 FVM 离散控制方程，并结合了界面压缩技术的 VOF 方法捕捉自由面。在求解过程中还可以调用 k-ω、SST、k-ε 等湍流模式来封闭湍流方程。求解过程中采用 PISO 方法实现速度和压力的耦合求解。基于以上方法，万教授领导的 CFD 小组还开发了具有造波和消波模块的数值波浪水池，并开发集成了 6 自由度运动模块和动态变形网格模块。在所开发的数值波浪水池的造波系统中提供了多种造波方式例如仿推板或摇板运动造波和设置入口边界输入式造波，可以实现从线性波到高阶不规则波、瞬时极限波以及畸形波的实验室数值模拟。

本文的畸形波和短峰不规则的模拟正是基于万教授的 CFD 小组开发的数值波浪水池。

1.3.1 OpenFOAM 简介

OpenFOAM（Open source of Field Operation And Manipulation）是一款开源的 CFD 计算软件，也是一个在 linux 操作系统下运行的 CFD 类库，面向对象完全由 C++语言编写。1993 年，帝国理工学院的博士们完成了 OpenFOAM 的前身 FOAM 的开发。到 2004 年，由帝国理工学院的博士 Henry Weller 成立的名为 OpenCFD 公司将 FOAM 以开源代码形式发布，并更名为 OpenFOAM，OpenFOAM 由此诞生。

OpenFOAM 采用有限体积离散化的方式，适用多面体网格，故能够处理复杂的几何形状，其自带的 BlockMesh，snappyHexMesh 可以高效的划分六面体背景网格并进行局部网格加密，加密过程中，网格细长比保持不变，网格质量高。在 OpenFOAM 下有多个计算流体运动的求解器，如 icoFOAM，PisoFOAM，pimpleDyFOAM，interFOAM，interDyFOAM 等。本文采用的求解器为 naoe-FOAM-SJTU。

1.3.1 控制方程

naoe-FOAM-SJTU 求解器[27]的控制方程为不可压 RANS 方程：

$$\nabla \bullet U = 0 \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho (U - U_g))U = -\nabla p_d - g \bullet x \nabla \rho + \nabla \bullet (\mu_{eff} \nabla U) + (\nabla U) \bullet \nabla \mu_{eff} + f_\sigma + f_s \tag{1.2}$$

式中：U 表示速度场；U_g 表示网格节点的速度；$p_d = p - \rho g \bullet x$ 表示动压力场，由总压力减去静水压力得到。ρ 表示空气和水两项流体的混合密度；g 表示重力加速度；$\mu_{eff} = \rho(\upsilon + \upsilon_t)$ 表示有效动力粘性系数，其中 υ 表示运动粘性系数，υ_t 表示涡粘系数；后者是由 $k-\omega$ 湍流模型得到的。f_σ 是两相流模型中的表面张力项；f_s 是用于消波区的源项。控制方程采用 PISO 算法对速度压力进行耦合求解。采用 Rhie 和 Chow 提出的同位网格法代

替传统的交错网格法从而节省了因保存副本网格信息而消耗的存储量。

1.3.2 VOF 方法

naoe-FOAM-SJTU 采用边界可压缩的 VOF 方法。这种处理的好处是能有效的控制数值离散，以较高的精度捕捉自由面。

VOF 输运方程定义为：

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t}+\nabla \bullet[(U-U_g)\alpha]+\nabla \bullet[U_r(1-\alpha)\alpha]=0 \tag{1.3}$$

其中，α 是体积分数，是网格单元中流体所占的体积比，其值介于 0 和 1 之间：

$$\begin{cases} \alpha=0 & 空气 \\ \alpha=1 & 水 \\ 0<\alpha<1 & 界面 \end{cases} \tag{1.4}$$

同时，密度 ρ 和动力粘性系数 μ 也可以由 α 来表示：

$$\rho=\alpha\rho_l+(1-\alpha)\rho_g \tag{1.5}$$

$$\mu=\alpha\mu_l+(1-\alpha)\mu_g \tag{1.6}$$

下标 l、g 分别表示流体和气体。

方程（1.2）中的表面张力 f_σ 可定义为：

$$f_\sigma=\sigma\kappa\nabla\alpha \tag{1.7}$$

其中，σ 为表面应力张量，当前的研究中取 $\sigma=0.07kg/s^2$，κ 是界面的曲率，可由下式给出：

$$\kappa=-\nabla \bullet n=-\frac{\sum_f S_f \bullet n_f}{V_i} \tag{1.8}$$

其中，V_i 是单元的体积；下标 f 表示单元表面的计算值，表示每一个网格单元的表面计算值之和；S_f 是单元表面的法向向量，其数值等于表面面积之和；n_f 界面的单位法向向量，由下式给出：

$$n_f=\frac{(\nabla\alpha)_f}{\left|(\nabla\alpha)_f+\delta\right|} \tag{1.9}$$

其中，δ 是稳定因子：

$$\delta=\frac{1\times10^{-8}}{(\frac{\sum_{i=1}^{N}V_i}{N})^{1/3}} \tag{1.10}$$

其中，N 为网格单元的总数量。

在等式（1.3）中左边前两项表示传统 VOF 的输运项，第三项是附加的人工压缩项。由于 $(1-\alpha)\alpha$ 项的存在，压缩项仅仅作用在自由界面上。U_r 为压缩界面的速度场。单元表面的速度场可以通过界面区域的最大速度值来计算:

$$U_{r,f}=n_f\min\{C_\alpha\frac{|\phi|}{|S_f|},\max(\frac{|\phi|}{|S_f|})\} \tag{1.11}$$

其中，ϕ 是单元表面的体积流量，其中包括来源于 PISO 算法的网格速度流量；C_α 是压缩系数，表示流体的可压缩性，若 C_α =0，则对自由面不产生任何影响；若 C_α =1，则产生永恒的压缩。其值越大界面越容易压缩，在 naoe-FOAM-SJTU 程序中取 1。

1.3.3 离散方法

RANS 方程（式 1.1 和式 1.2）和 VOF 输运方程（式 1.3）都采用有限体积法来进行离

散，计算域离散成一系列小单元，计算流场信息储存在网格单元中心，再根据单元中心的值插值即可得到单元面的值。最后根据 Gauss 理论，把单元表面的值相加就可以得到单元体的体积积分。对不同的项采用不同的插值方法，方程（1.2）中的对流项采用二阶 TVD 有限线性法，扩散项采用二阶中心差分法，VOF 方法采用 Van Leer 离散方法，时间项采用二阶向后插值方法。

1.4 本论文的主要工作

近年来，畸形波备受各国科技工作者的关注。众多研究者会以波浪时空聚焦的方式模拟畸形波浪，从而研究畸形波的特性和畸形波与海洋结构物的相互作用。由于实际情况下畸形波产生的海域实际尺度过大，而实验室物理造波的尺度有限，因此物理造波的效果有限。

因此，目前畸形波的研究主要通过数值方法来实现，即数值模拟波浪聚焦的方法产生畸形波。本文将基于 OpenFOAM 下的 naoe-FOAM-SJTU 求解器建立数值波浪水池，利用波浪聚焦的方式生成畸形波。

本文主要介绍组成波线性叠加以及非线性相互作用生成二维聚焦波的原理，构建二维数值波浪水池，考虑相同方向不同频率组成波的叠加，研究组成波个数 n，组成波频率宽度 Δf，组成波中心频率 f_c，假定的聚焦最大波幅 A 对二维聚焦波的影响，以探究二维聚焦波的特性。最后研究组成波频率宽度 Δf，组成波中心频率 f_c 以及假定的聚焦最大波幅 A 对生成二维畸形波的影响，并生成二维畸形波。

第二章本文主要构建了三维数值水池并生成了短峰不规则波。因为三维聚焦波是短峰不规则波的一种特殊的形态，只有在成功生成短峰不规则波的基础上，才能保证后续工作的顺利开展。

第三章构建三维数值波浪水池，考虑不同方向不同频率组成波的叠加，研究浪向角范围 α 对三维聚焦波的影响，以探究三维聚焦波的特性。最后研究浪向角范围 α 对生成三维畸形波的影响，并生成三维畸形波。

第二章　　基于二维聚焦波的二维畸形波模拟

2.1 二维聚焦波模型简介

根据波浪的色散性质，在一定的水深条件下，波浪的波长越长，波浪的传播速度越快。因此对于某一波列而言，初始状态下长波居于短波之后，由于长波速度高于短波，随着时间的推移和波列的发展，长波会在某一位置和时刻追上短波，两者相互叠加并在非线性作用下生成聚焦波。在整个聚焦过程中，各个同一方向不同频率的组成波之间会产生非线性相互作用，聚焦形成的实际波峰比之线性叠加的理论值变高变陡,波谷变浅,波面变窄。组成波浪的非线性相互作用不仅体现在实际聚焦最大波峰比线性叠加形成的最大波峰大，也体现在实际的聚焦时刻 t_c 和实际聚焦位置 x_c 比理论值滞后。非线性作用的强弱受到假定聚焦最大波幅 A，频率宽度 Δf 和中心频率 f_c 的影响。

2.1.1 线性叠加原理

根据线性波理论，三维海面的瞬时波面 $\eta(x,y,t)$：

$$\eta(x,y,t)=\sum_{i=1}^{N_f}\sum_{j=1}^{N_\theta}a_{ij}\cos(k_i x\cos\theta_j+k_i y\sin\theta_j-2\pi f_i t) \tag{2.1}$$

其中：a_{ij} 表示组成波的波幅，k_i 表示波数，θ_j 表示组成波传播角度，f_i 表示组成波频率，其中 $\omega_i^2=(2\pi f_i)^2=k_i g\tanh k_i h$，h 表示水深。

假设波浪在 (x_c,y_c) 处和 t_c 时聚焦，那么瞬时波面 $\eta(x,y,t)$ 可修正为：

$$\eta(x,y,t)=\sum_{i=1}^{N_f}\sum_{j=1}^{N_\theta}a_{ij}\cos[k_i(x-x_c)\cos\theta_j+k_i(y-y_c)\sin\theta_j-2\pi f_i(t-t_c)] \tag{2.2}$$

其中：$a_{ij}=S_a(f_i)G(\theta_j)$，$G(\theta_j)=\dfrac{\cos^{2s}(\theta_j/2)}{\sum_{j=1}^{N_\theta}\cos^{2s}(\theta_j/2)},|\theta|<\theta_{\max}$。s 表示定向集中系数，$\theta_{\max}$ 表示组成波传播的最大角度，$S_a(f_i)$ 表示谱密度，在本论文中，采用三种不同形式的频谱：

（1）等波幅分布（CWA 谱）：

同一方向的组成波波幅相等，为某一常数。谱密度 $S_a(f_i)$ 可表示为：

$$S_a(f_i)=\frac{A}{N_f} \tag{2.3}$$

（2）等波陡分布（CWS 谱）：

组成波的波陡相等，为某一常数。谱密度 $S_a(f_i)$ 可表示为：

$$S_a(f_i)=\frac{A}{k_i\sum_{i=1}^{N_f}\frac{1}{k_i}} \tag{2.4}$$

（3）Joint North Sea Wave Project（JONSWAP 谱）：

第 17 届 ITTC 会议建议使用由“北海海浪联合计划”测量得到的 JONSWAP（Joint North Sea Wave Project）谱作为有限分区的波谱，它有两个主要输入参数，其谱公式为：

$$S_a(f_i)=319.34\frac{h_{1/3}^2}{T_p^4(2\pi/f_i)^5}\exp[-\frac{1948}{[T_p(2\pi/f_i)]^4}]3.3^{\exp[\frac{-[0.159T_p(2\pi/f_i)-1]^2}{2\sigma^2}]} \tag{2.5}$$

其中：$h_{1/3}$ 是有义波高；T_p 为谱峰周期。

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & if\omega \le \omega_p \\ 0.09 & if\omega > \omega_p \end{cases} \tag{2.6}$$

这里，ω_p 为谱峰圆频率，$\omega_p = 2\pi / T_p$。

注：在现在有限风区情况，各波浪周期之间的关系为：

$$T_1 = 1.073T_2 \tag{2.7}$$

$$T_1 = 0.834T_p \tag{2.8}$$

$$T_p = 1.287T_1 \tag{2.9}$$

在二维聚焦波情形下：

$$\theta_j = 0, N_\theta = 1, G(\theta_j) = \frac{\cos^{2s}(\theta_j / 2)}{\sum_{j=1}^{N_\theta} \cos^{2s}(\theta_j / 2)} = 1$$

从而：

$$S_a(f_i) = a_i, \quad \eta(x,t) = \sum_{i=1}^{N_f} a_i \cos[k_i(x - x_c) - 2\pi f_i(t - t_c)] \tag{2.10}$$

图 2-1 给出了三种不同形式的频谱，其中 f_c 表示组成波的中心频率，组成波个数取 70，故每一种频谱图线点数为 70。从图中可以看出，等波幅分布频谱（CWA）组成波波幅相等；等波陡分布频谱（CWS）的点近似线性分布，由于低频时波数较小，故低频时的波幅高于高频时波幅。对于 JONSWAP 谱，其能量主要集中于中心频率附近。

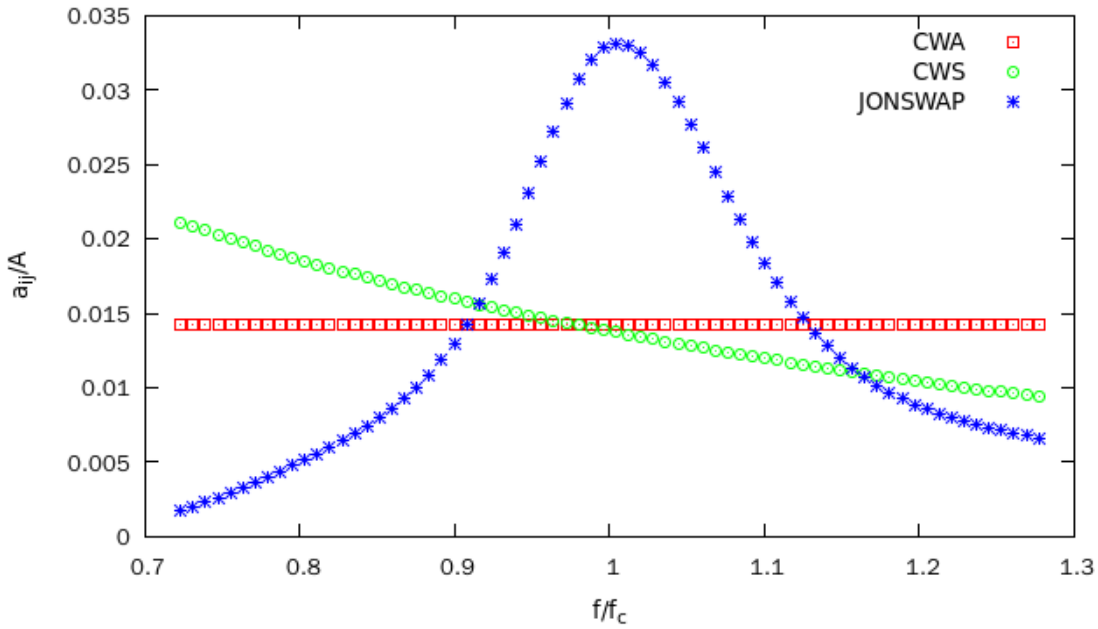


图 2-1 三种波谱图

图 2-2 给出了三种不同频谱下实际聚焦位置 x_c 处的时历曲线比较，其中的假定聚焦最大波幅 A=0.06m，中心频率 f_c=0.83HZ，频率宽度 Δf =0.46HZ。假定的聚焦时刻 T_f =15s。由图 2-2 可以看出三种频谱下的实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 近似相等，且均大于 0.06m，实际聚焦时刻均超过 15s，体现出组成波之间的非线性相互作用。其中 CWA 和 CWS 谱的实际聚焦时刻近似相等，JONSWAP 谱的实际聚焦时刻最为滞后。JONSWAP 谱下，无论是最大波峰还是其他较小的波峰都明显高于 CWA 谱和 CWS 谱下的对应波峰，且最大波峰相邻两侧的波谷明显比 CWS 谱和 CWA 谱下的波谷深，说明 JONSWAP 谱的能量分布比较均匀，能量叠

加后，更容易生成单一聚焦的波。

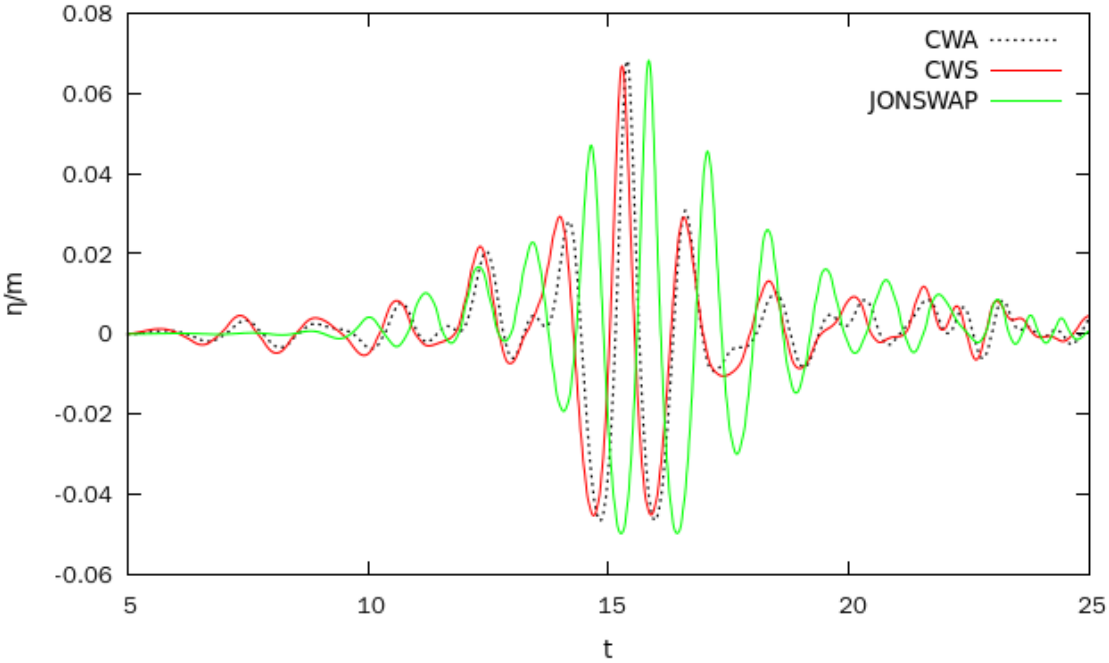


图 2-2 不同频谱类型时，实际聚焦位置处聚焦波浪的时历曲线

2.1.2 非线性相互作用原理

组成波在实际聚焦时，彼此间会发生非线性相互作用。Longuet-Higgins&Stewart(1960)[28]首先对有限水深的波-波非线性相互作用进行了大概的估计。利用 Stokes(1847)提出的二阶 Stokes 解法，他们考虑两个行进波之间的相互作用并得出瞬时波面 $\eta(x,t)$。假设 x 正方向是波浪传播方向，z 正方向垂直波面向上。则两行进波在非线性相互作用下叠加后的水波方程：

$$\eta_i(x,t)=a_i\cos[k_i(x-x_c)-2\pi f_i(t-t_c)] \tag{2.11}$$

$$\eta=\eta_1+\eta_2+\frac{a_1a_2}{2g}[C\cos(\psi_1-\psi_2)-D\cos(\psi_1+\psi_2)] \tag{2.12}$$

其中参数 C，D 由 Loguet-Higgins&Stewart(1960)所定义，并列在附录 A 中。a_i 表示组成波的波幅，k_i 表示组成波的波数，x_c，t_c 分别表示实际的聚焦位置和聚焦时刻，ψ_i 表示组成波的初相位。

在本论文的数值模型中，组成波的初相位 ψ_i 均为零，故：

$$\eta=\eta_1+\eta_2+\frac{a_1a_2}{2g}[C-D] \tag{2.13}$$

当组成波个数为 N 时，η 可表示为：

$$\eta=\sum_{n=1}^{N}\eta(i)+\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=n+1}^{N}\eta(m,n) \tag{2.14}$$

$$\eta(m,n)=\frac{a_ma_n}{2g}(C-D) \tag{2.15}$$

经 Baldock[29]分析验证，发现 Longuet-Higgins&Stewart(1960)的理论模拟得到的聚焦波表现一定的非线性，但与实验得到的聚焦波仍有一定差别，其理论有待于进一步完善。

2.1.3 数值水池网格收敛性验证

图2-3所示为构建的二维数值波浪水池模型，水池长度为18.5m，高度为0.8m, 其中水池水深为0.4m，空气部分0.4m，工作区长度14.5m。水池左侧为造波边界；水池右侧为出口边界；水池上方为大气压力边界，设置大气参考压力；水池底部为可滑移壁面条件。在笛卡尔坐标系下，坐标原点O位于初始自由面与左侧造波边界的交点。波浪在左侧边界生成，沿X

轴正向传播，垂直向上为Z轴正向。在水池的右侧出口边界前设置海绵层消波区，消波区长度4m。浪高仪的位置在波浪聚焦点附近，具体位置视聚焦位置而定。

该数值水池将用于研究波浪参数变化，即频率宽度 Δf 、中心频率 f_c 以及假定的聚焦最大波幅A的变化对二维聚焦波特性的影响和对二维畸形波生成的影响。下文在论述这三个波浪参数变化对二维聚焦波特性的影响和对基于二维聚焦波模型的二维畸形波生成的影响时，对于所采用的波浪数值水池将不再赘述。

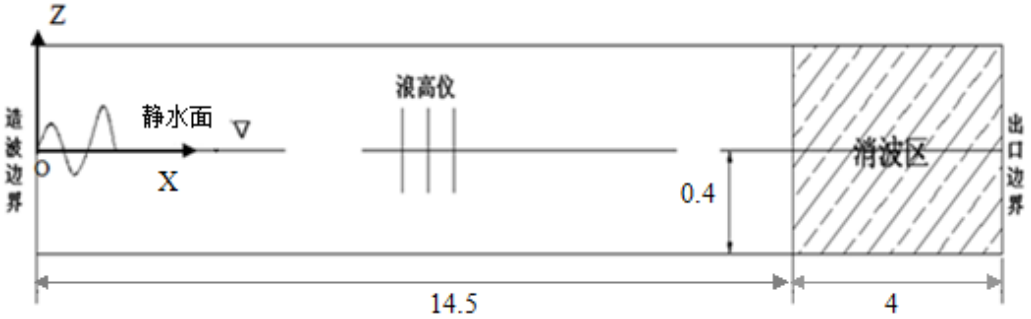


图 2-3 数值波浪水池示意图

要进行网格收敛性验证的目标波波浪参数如表 2-1 所示。

表 2-1　目标波波浪参数

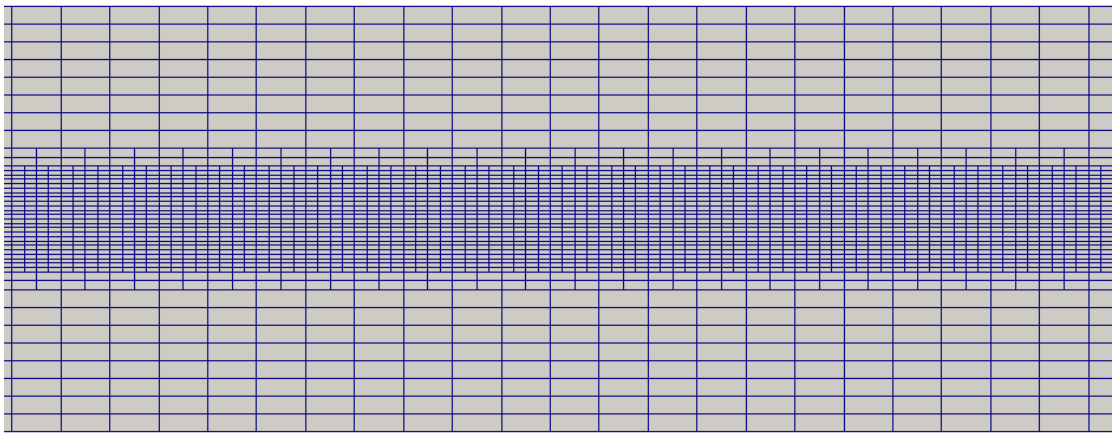
$f_{\min}$	$f_{\max}$	$Depth$	A_f	$ampl_Type$	n
0.6HZ	1.06HZ	0.4m	0.06m	CWA	70

针对目标波，采用不同网格进行网格收敛性验证。表 2-2 列出了针对目标波的三套计算背景网格布置情况，计算模型采用 OpenFOAM 提供的工具 blockMesh 构建背景网格，所划分得到的网格均为六面体网格。其中数值水池长度 L=18.5m，D=0.8m.，三套网格在数值水池 X 向和 Z 向布置的网格数依次增加。查晶晶(2011)[30]通过大量的算例验证得出网格细长比对数值模拟结果的影响较大，在数值模拟过程中应尽量保持较小的网格细长比。

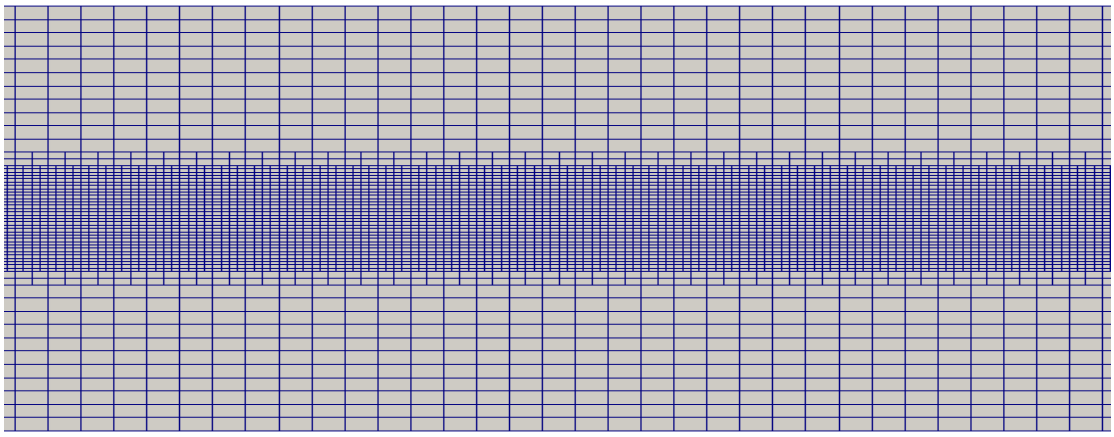
表 2-2　计算网格布置情况

网格布置	Mesh I	Mesh II	Mesh III
	dx=L/200 dz=D/24	dx=L/400 dz=D/32	dx=L/600 dz=D/40
网格细长比 dz/dx	0.30	0.44	0.64

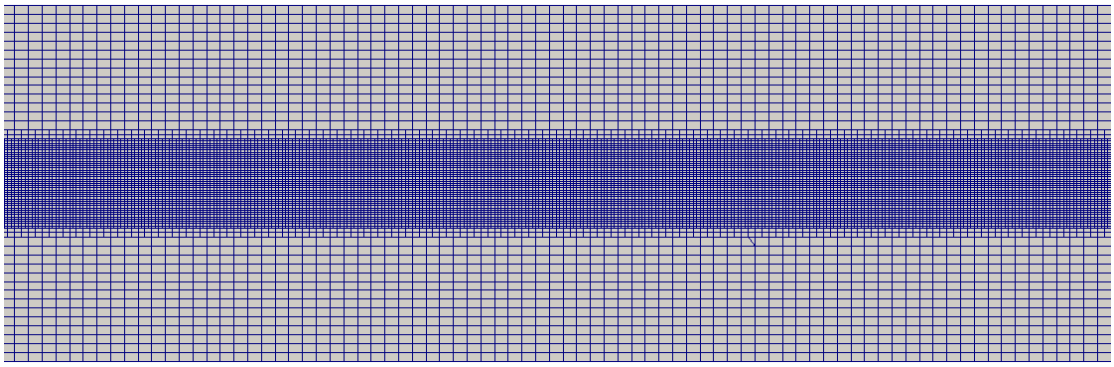
在构建数值波浪水池的过程中，利用工具 snappyHexMesh 将自由面附近的网格加密，最后用 extrudeMesh 将三维网格简化为二维网格，可以保证网格都具有相同的细长比，三套网格结构如图 2-4 所示。对于计算时间步长选取为：Δt =0.005s，三套网格对应的最大库朗数 $(C_o)_{\max}$ 分别为 0.36、0.54 和 0.65，满足 $(C_o)_{\max}$ <1，可以保证数值模拟的精度，时间步长 Δt 基本满足要求。



（a）第一套网格



（b）第二套网格



（c）第三套网格

图 2-4 数值模拟的三套网格

表 2-3 和图 2-5 给出了使用三套不同网格对目标波进行模拟的结果比较，对于聚焦波而言，人们更关注的是实际聚焦时刻 t_c 附近聚焦波的特征，故图 2-5 比较三套网格下实际聚焦时刻 t_c 附近聚焦波的波形，表 2-3 主要比较三套网格下实际聚焦位置 x_c、聚焦时刻 t_c 和实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 随网格量变化所产生的变化。

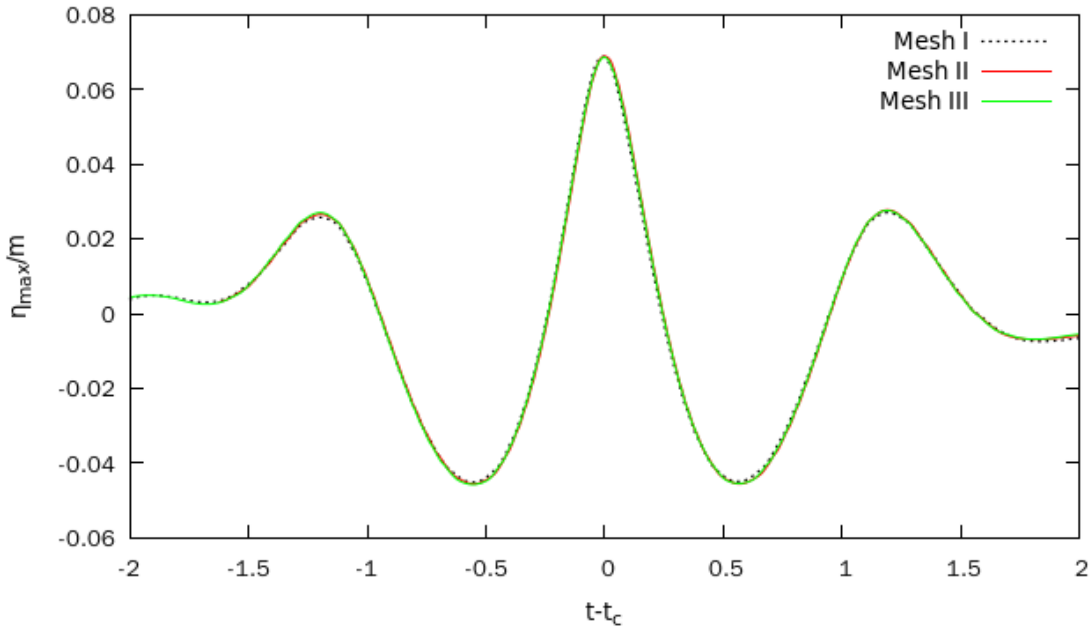


图 2-5 采用三套网格得到的聚焦波波形比较

图 2-5 给出三种网格布置下的聚焦位置附近聚焦波形态比较，可以看出，三套网格下的聚焦波形几乎完全重合。说明三套网格网格量的变化对数值模拟得到的聚焦位置附近的聚焦波波形几乎不产生影响。

表 2-3 采用三套网格得到的聚焦波参数

聚焦波参数	Mesh I	Mesh II	Mesh III
聚焦位置/m	7.80	7.98	8.00
聚焦时间/s	15.44	15.53	15.54
聚焦峰值/m	0.0687	0.0690	0.0687

表 2-3 给出了三套网格下实际聚焦位置 x_c、实际聚焦时刻 t_c 和实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$。可以看出，三套网格下随着网格量的增大，聚焦的滞后距离 Δx 和滞后时间 Δt 有所增加，但聚焦峰值 $\eta_{\max}$ 几乎不变。由于 Mesh-I 的精确度不如 Mesh-II 和 Mesh-III，而 Mesh-II 和 Mesh-III 相比，聚焦时刻 t_c，聚焦位置 x_c，实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 差别极小，为了兼顾节省运算的时间成本以及保证数值模拟的精度，本文采用第二套网格进行数值模拟，即 Mesh-II。

2.2 二维聚焦波特性研究

在本节内，本论文将研究二维聚焦波的具体特性，探讨组成波个数 n，频谱（CWA，CWS 和 JONSWAP），组成波中心频率 f_c，假定的聚焦最大波幅 A 和组成波的频率宽度 Δf 对二维聚焦波的影响。在本节所有的二维聚焦波算例中，采用三种不同形式的频谱，即：CWA 谱，CWS 谱和 JONSWAP 谱。在选取二维聚焦波波浪参数范围时，需要满足组成波的波长 λ 要不小于工作区长度 L_1，即 $\lambda \geq L_1 = 14.5m$，频率宽度 Δf 和假定的聚焦最大波幅 A 的选择要保证波浪不破碎，再考虑到本文数值波浪水池的造波能力。因此本节选择波浪参数如下：假定的聚焦最大波幅 A=0.043m~0.067m，频率宽度 Δf =0.46HZ~0.71HZ，中心频率 f_c=0.73HZ~0.93HZ。二维聚焦波数值模拟的总时间为 30s，假定的聚焦位置 X_f (7 , 0)，假定聚焦时间 T_f =15s。

Baldock (1994)认为在聚焦波最大波峰相邻两侧的波谷对称，且最大波峰相邻两侧的次峰也对称时，那么可认为组成波在此最大波峰位置处完全聚焦。但是在实际数值模拟过程中会出现波谷对称而次峰略有差别的情形，因此本论文认为当聚焦波最大波峰两侧的波谷对称时，组成波即达到充分聚焦。

2.2.1 组成波个数对二维聚焦波的影响

二维聚焦波的形成起因于多个组成波的聚焦，在探究二维聚焦波特性时，首先需要确定保证二维聚焦波充分发展的组成波个数。因此本节分别取组成波个数 n=10,30,50,70,90,110，分析满足二维聚焦波充分发展的组成波临界个数。

初始输入条件如下：组成波个数 n=10,30,50,70,90,110。频率范围 f (0.66, 1.06)，假定聚焦最大波幅 A=0.06m，频谱：CWA，CWS 和 JONSWAP 谱。假定的聚焦位置 X_f (7, 0, 0)，假定的聚焦时刻 T $_f$ =15s，模拟总时间为 30s。

表 2-4 组成波个数 n 对聚焦滞后距离和实际聚焦最大波幅的影响

组成波个数 n	CWA		CWS		JONWAP	
	Δx	$\eta_{\max}$	Δx	$\eta_{\max}$	Δx	$\eta_{\max}$
10	0.66	0.069	0.46	0.0669	1.66	0.0706
30	0.8	0.0687	0.62	0.0668	1.76	0.0704
50	0.82	0.069	0.64	0.0668	1.8	0.0705
70	0.84	0.069	0.66	0.0668	1.8	0.0705
90	0.84	0.069	0.68	0.0668	1.8	0.0705
110	0.84	0.069	0.68	0.0668	1.8	0.0705

图 2-6 和图 2-7 表示在 CWA，CWS 和 JONSWAP 三种频谱下，随着组成波个数 n 的增加，无论是实际聚焦的滞后距离 Δx 还是实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 都趋于稳定。通过观察可以发现，n=70 可作为组成波个数 n 的临界值，当 n≥70 时，组成波个数的变化对 Δx 和 $\eta_{\max}$ 不再产生影响。

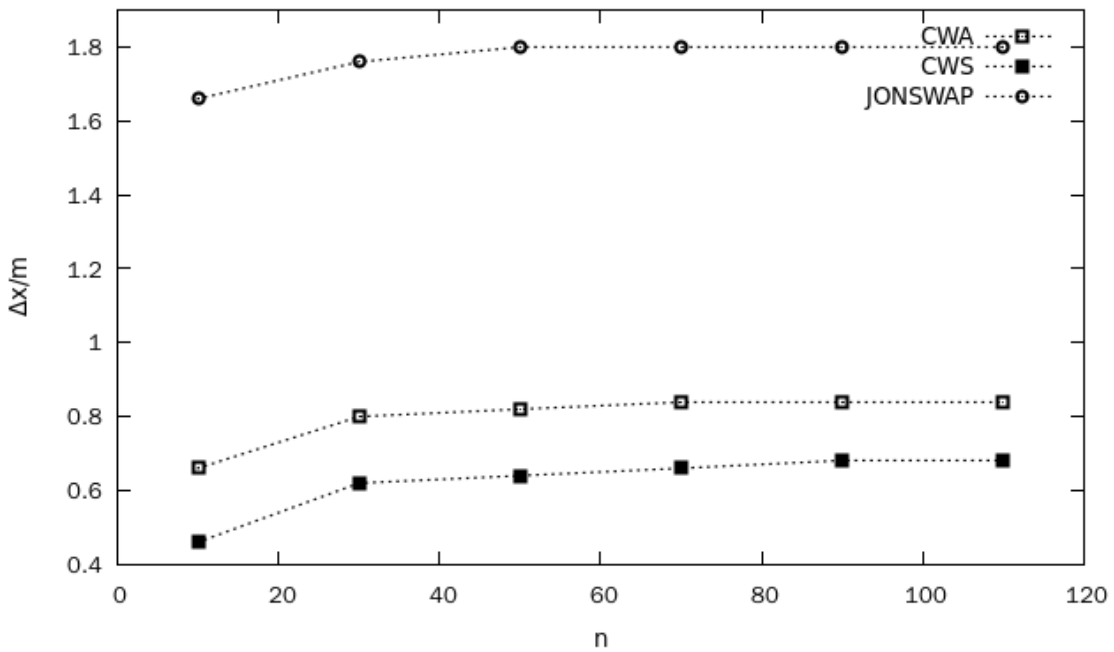


图 2-6　组成波个数 n 对滞后距离的影响

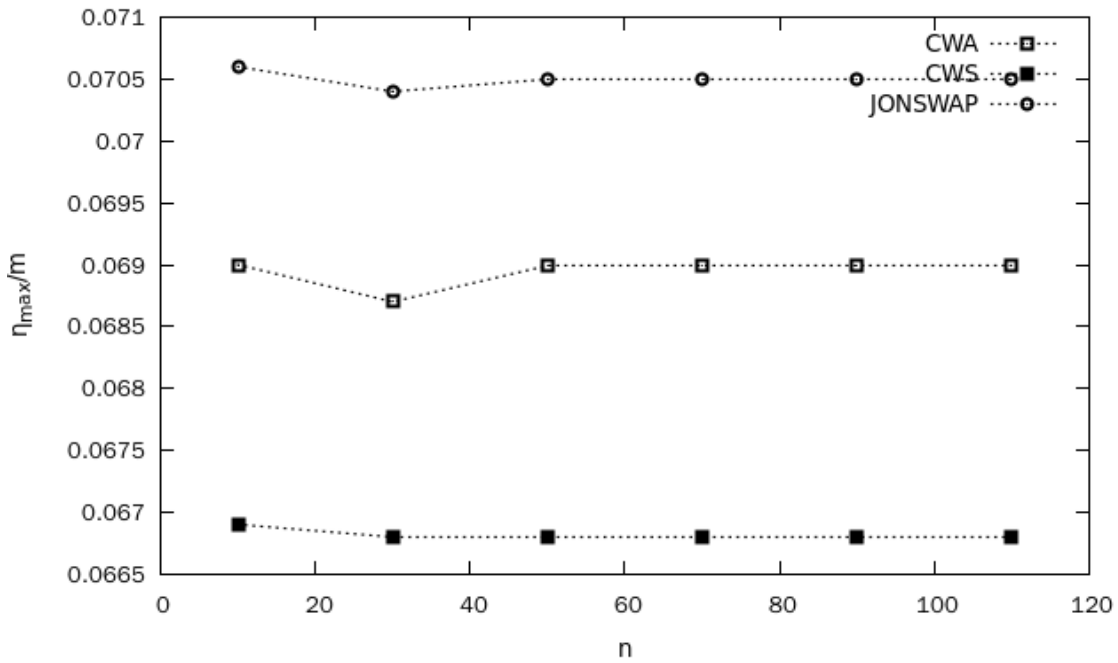


图 2-7　组成波个数 n 对实际聚焦最大波幅的影响

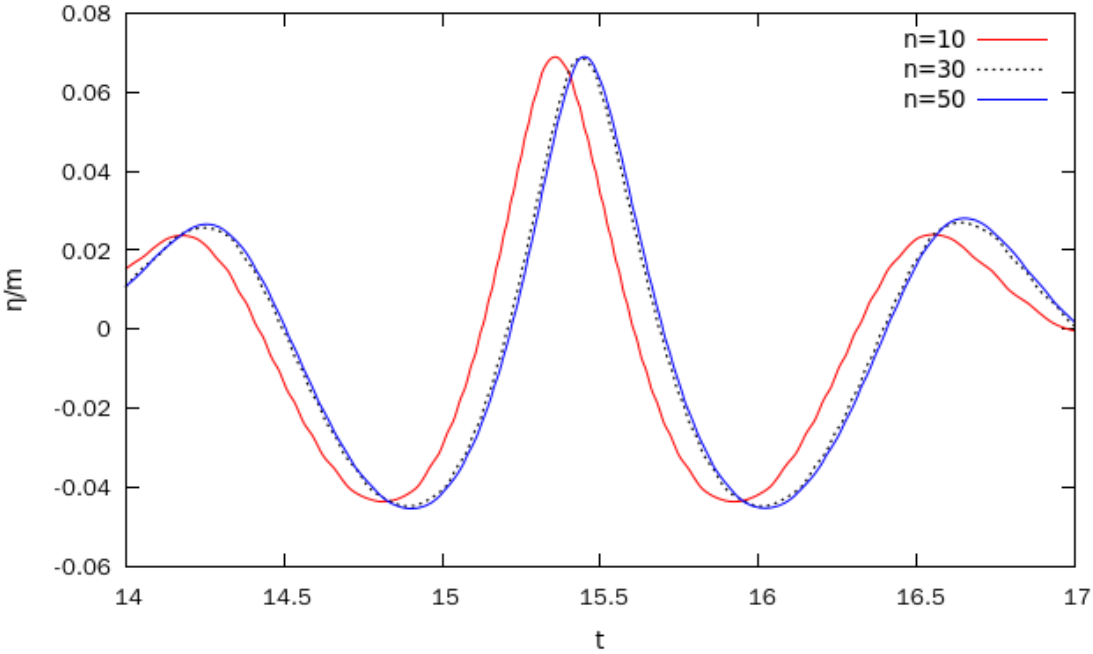


图 2-8　组成波个数 n 对实际聚焦波幅的影响

由图 2-8 可以看出，在 CWA 谱下，n=30 与 n=50 的二维聚焦波波形几乎完全重合，综合图 2-6 和图 2-7 的结论，当组成波个数 n 超过某一临界值时，组成波个数将对二维聚焦波不再产生影响。因此本文的组成波个数取得较大，即 n=100，可以保证组成波的充分聚焦。

2.2.2 频率宽度对二维聚焦波的影响

图 2-9 研究频率宽度 Δf 对二维聚焦波在实际聚焦时刻 t_c 附近波形的影响。此时波谱为 CWA 谱，假定的聚焦最大波幅 A=0.06m，中心频率 f_c=0.83HZ，频率宽度 Δf =0.46HZ，0.66HZ 和 0.86HZ。

如图 2-9 所示，数值拟得到的二维实际聚焦最大波幅 η_{max} 明显高于线性波幅 **A**，而波谷较线性叠加形成的波谷则宽而浅。表明组成波在实际聚焦时会发生非线性相互作用，导致生成的实际聚焦波偏离了线性叠加得到的理论结果。

随着频率宽度 Δf 的增大，波谷会变得越来越浅，这意味着随着 Δf 的增大，组成波之间非线性相互作用减弱。

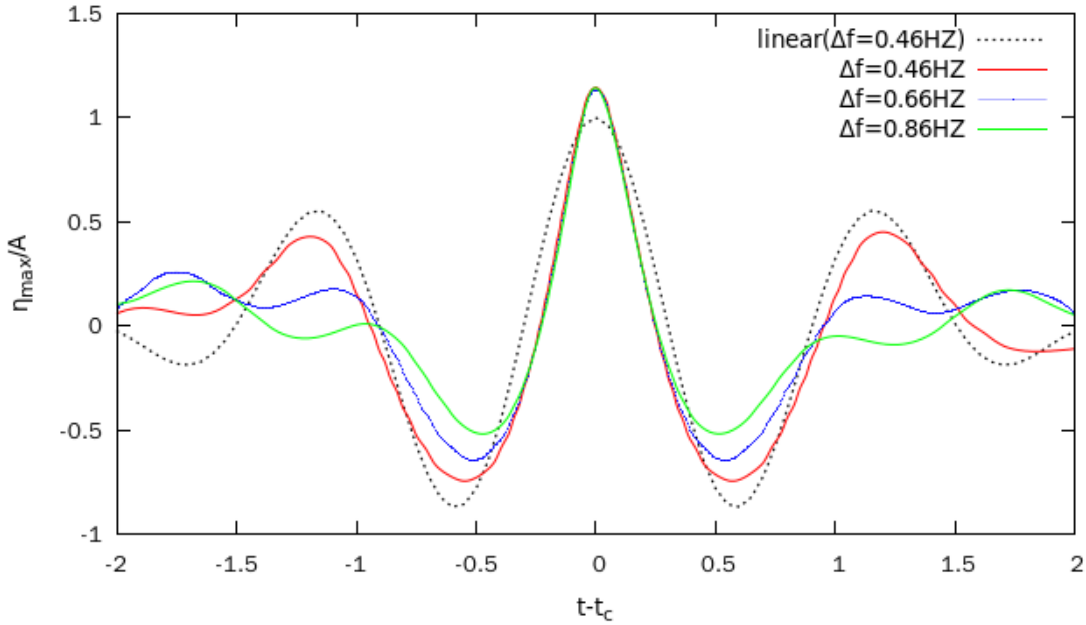


图 2-9 聚焦位置处不同频率宽度的模拟结果

图 2-10 和图 2-11 分别研究频率宽度 Δf 对聚焦滞后距离 Δx 和实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 的影响。频谱取 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱，假定的聚焦最大波幅 A=0.06m，中心频率 f_c=0.83HZ，频率宽度 Δf =0.46HZ~0.71HZ。

如图 2-10 所示，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 三种频谱下，随着组成波频率宽 Δf 的增大，聚焦滞后距离 Δx 随之减小，说明随着频率宽度 Δf 的增大，组成波之间的非线性相互作用减弱，与图 2-9 的结论相符。在相同的频率宽度 Δf 下，JONSWAP 谱的聚焦滞后距离 Δx 最大，CWA 谱次之，CWS 谱最小。

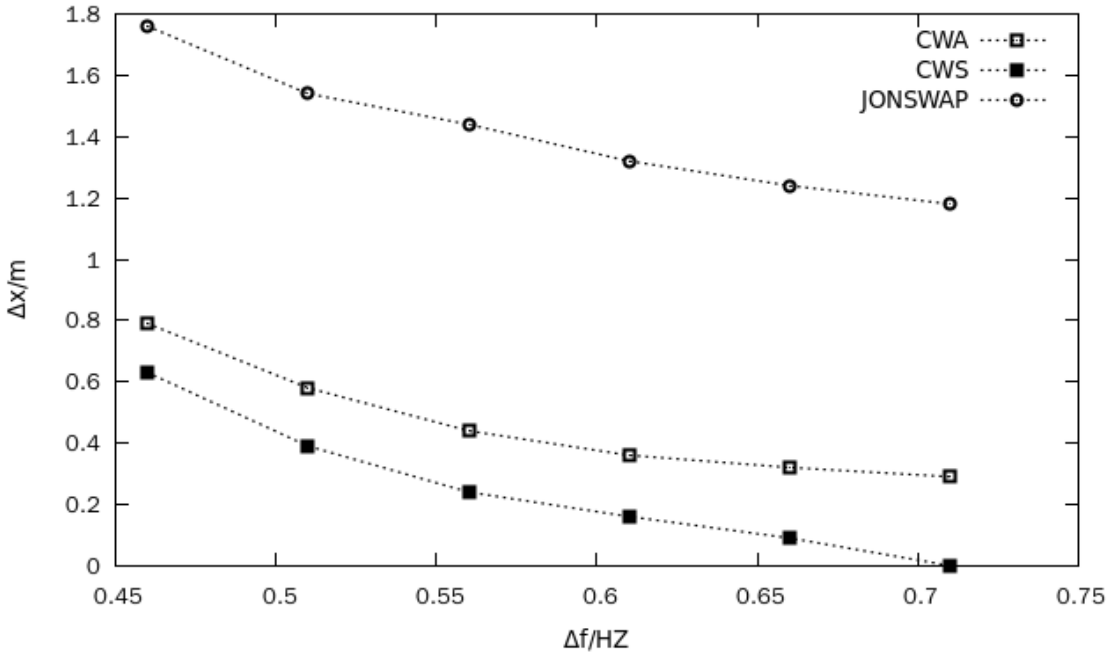


图 2-10 不同频率宽度下的聚焦滞后距离

如图 2-11 所示，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱三种频谱下，随着频率宽度 Δf 的增大，CWS 谱和 CWA 谱下的 $\eta_{\max}$ 均略有所减小，JONSWAP 谱 $\eta_{\max}$ 略有所增大，但总体而言，三种频谱下的实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 基本保持稳定。表明频率宽度 Δf 的变化对实际实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 的影响不显著。JONSWAP 谱下实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 最大，CWA 谱次之，CWS 谱最小。

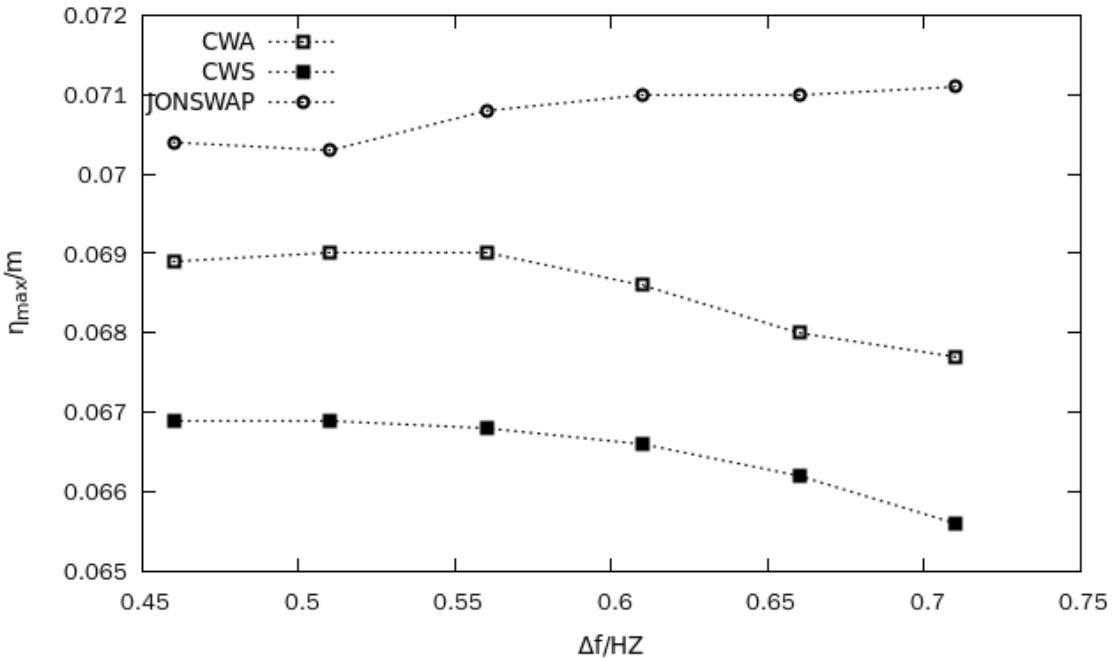


图 2-11 不同频率宽度下的实际聚焦最大波幅

2.2.3 中心频率对二维聚焦波的影响

图 2-12 研究中心频率 f_c 变化对二维聚焦波在实际聚焦时刻 t_c 附近波形的影响。此时频谱取 CWA 谱，假定的聚焦最大波幅 A=0.06m，频率宽度 Δf =0.56HZ，中心频率 f_c 分别取 0.6HZ，0.8HZ，0.9HZ。

如图 2-12 所示所示，随着中心频率 f_c 的增大，聚焦波峰变得高而陡，这意味着在其他条件一定时，中心频率 f_c 大的聚焦波浪更容易破碎。

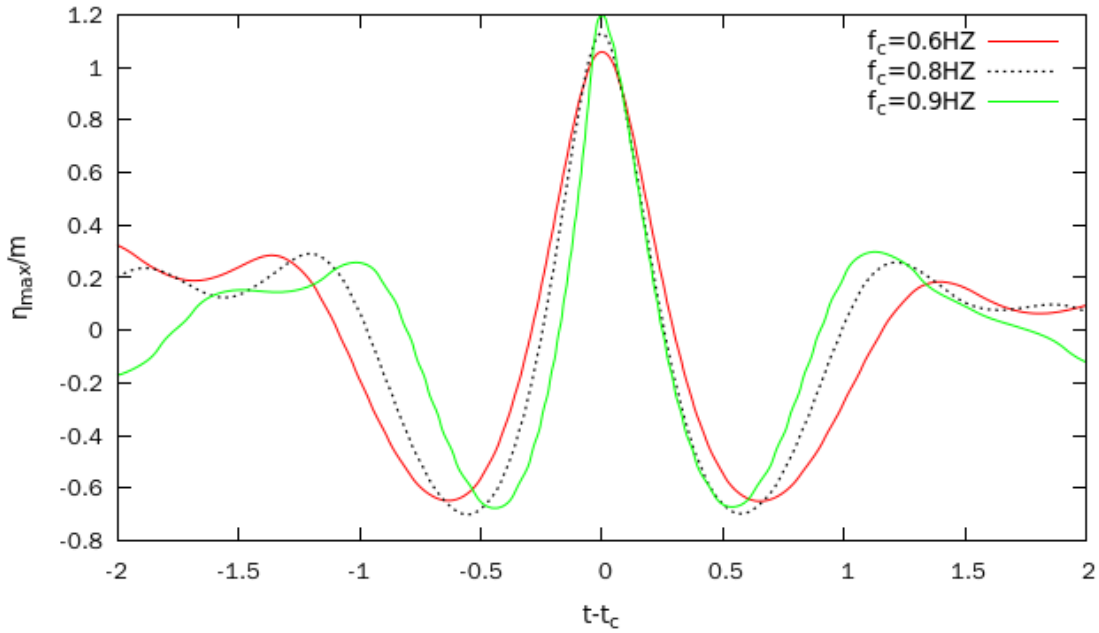


图 2-12 聚焦位置处不同中心频率的模拟结果

图 2-13 和图 2-14 分别研究中心频率 f_c 对实际聚焦滞后距离 Δx 和实际聚焦最大波幅 η_{max} 的影响。此时频谱取 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱，假定的聚焦最大波幅 A=0.06m，组成波频带宽度 Δf =0.56HZ，组成波中心频率 f_c =0.73HZ~0.93HZ。

如图 2-13 所示，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 三种频谱下，随着中心频率 f_c 的增大，聚焦滞后距离 Δx 也随之增大，说明随着中心频率 f_c 的增大，组成波之间的非线性相互作用增强。JONSWAP 谱下的滞后距离 Δx 在同一中心频率 f_c 下最大，CWA 谱次之，CWS 谱最小。

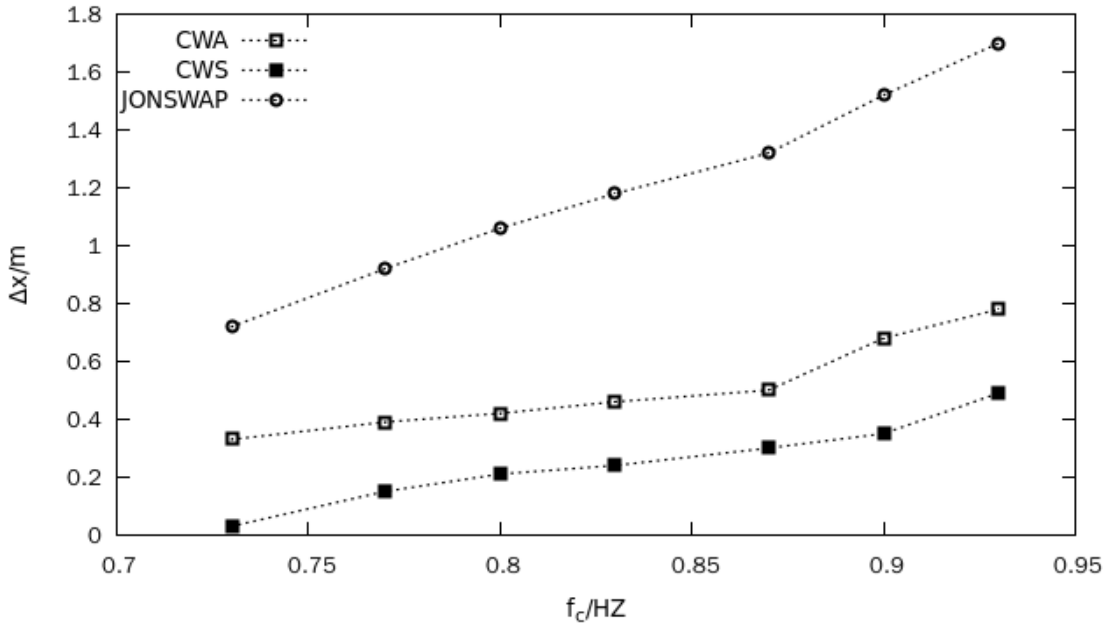


图 2-13 不同中心频率下的聚焦滞后距离

如图 2-14 所示，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱三种频谱下，随着中心频率 f_c 的增大，实际聚焦最大 $\eta_{\max}$ 也随之增大，也表明组成波之间的非线性相互作用增强。在同一中心频率 f_c 下，JONSWAP 谱下实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 最大，CWA 谱次之，CWS 谱最小。

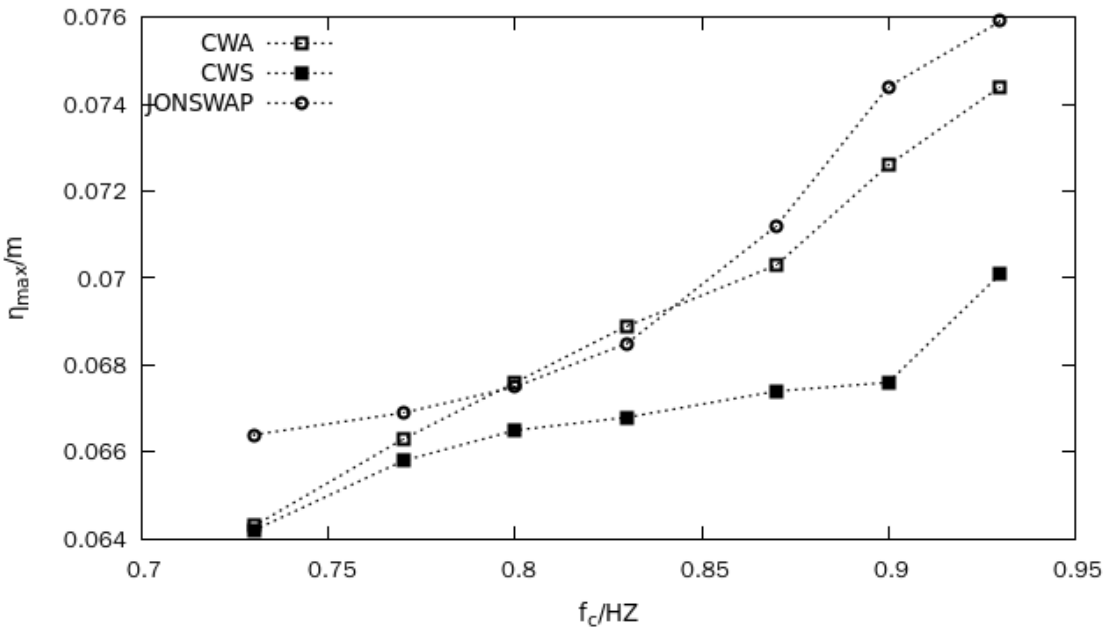


图 2-14 不同中心频率下的实际聚焦最大波幅

2.2.4 假定的聚焦最大波幅对聚焦波的影响

图 2-15 研究假定的聚焦最大波幅 A 变化对二维聚焦波在实际聚焦时刻 t_c 附近波形的影响。此时频谱取 CWA 谱，频率宽度 Δf =0.46HZ，中心频率 f_c=0.83HZ，假定的聚焦最大波

幅 A=0.043m~0.067m。

如图 2-15 所示，随着假定实际聚焦最大波幅 A 的增大，实际的聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 增高，波谷变深变窄。这意味着实际的实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$，实际的聚焦最大波高 H_j 和假定聚焦最大波幅 A 成正相关关系。

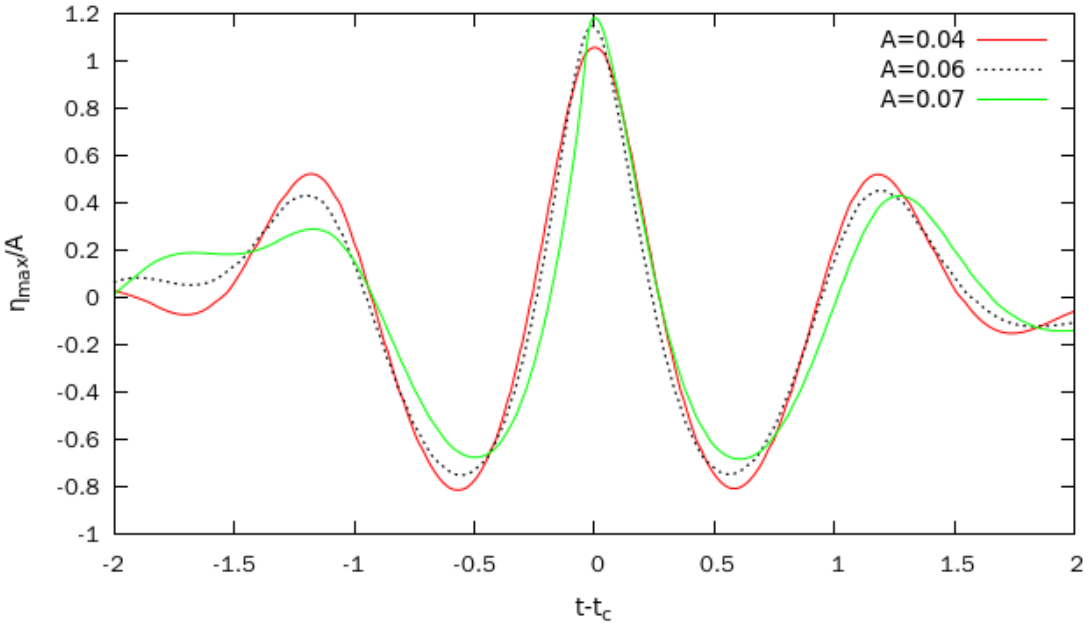


图 2-15 聚焦位置处不同假定聚焦最大波幅下的模拟结果

图 2-16 和图 2-17 分别研究假定的聚焦最大波幅 A 对聚焦滞后距离 Δx 和实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 的影响。此时频谱取 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱，频率宽度 Δf =0.46HZ，中心频率 f_c=0.83HZ，A=0.043m~0.067m。

如图 2-16 所示，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 三种频谱下，随着假定的聚焦最大波幅 A 的增大，聚焦滞后距离 Δx 也随之增大，说明随着假定的聚焦最大波幅 A 的增大，组成波之间的非线性相互作用增强。JONSWAP 谱下的滞后距离 Δx 在同一假定的聚焦最大波幅 A 下最大，CWA 谱次之，CWS 谱最小。

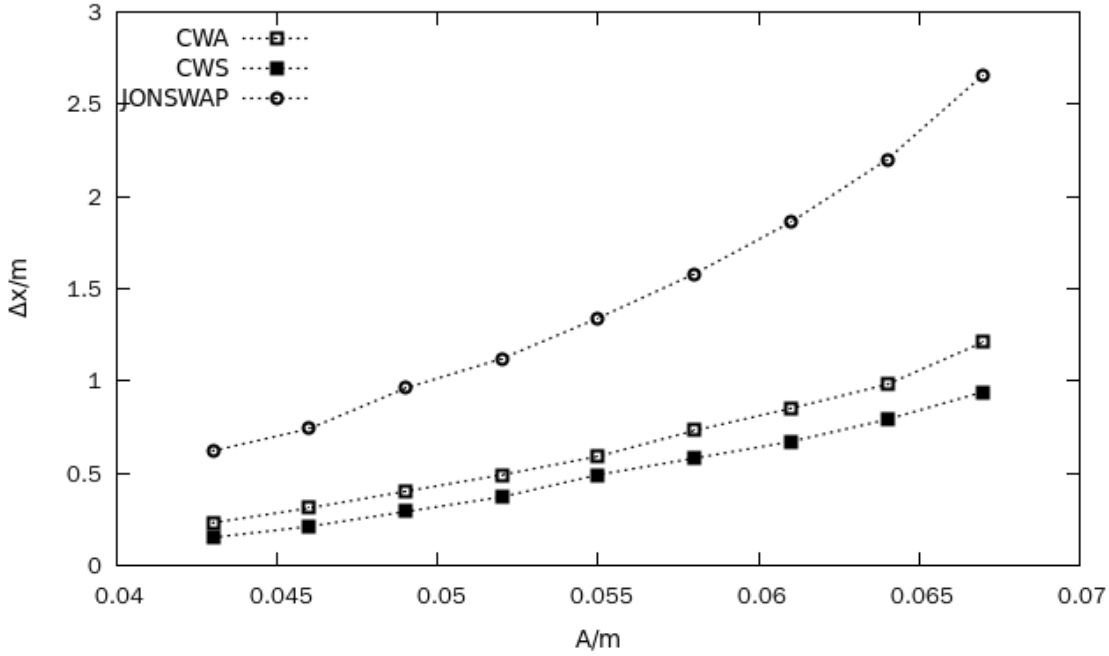


图 2-16 不同假定聚焦最大波幅下的聚焦滞后距离

如图 2-17 所示，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱三种频谱下，随着假定聚焦最大幅值 A 的增大，实际聚焦最大幅值 $\eta_{\max}$ 也随之增大。JONSWAP 谱下实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 最大，CWA 谱次之，CWS 谱最小。

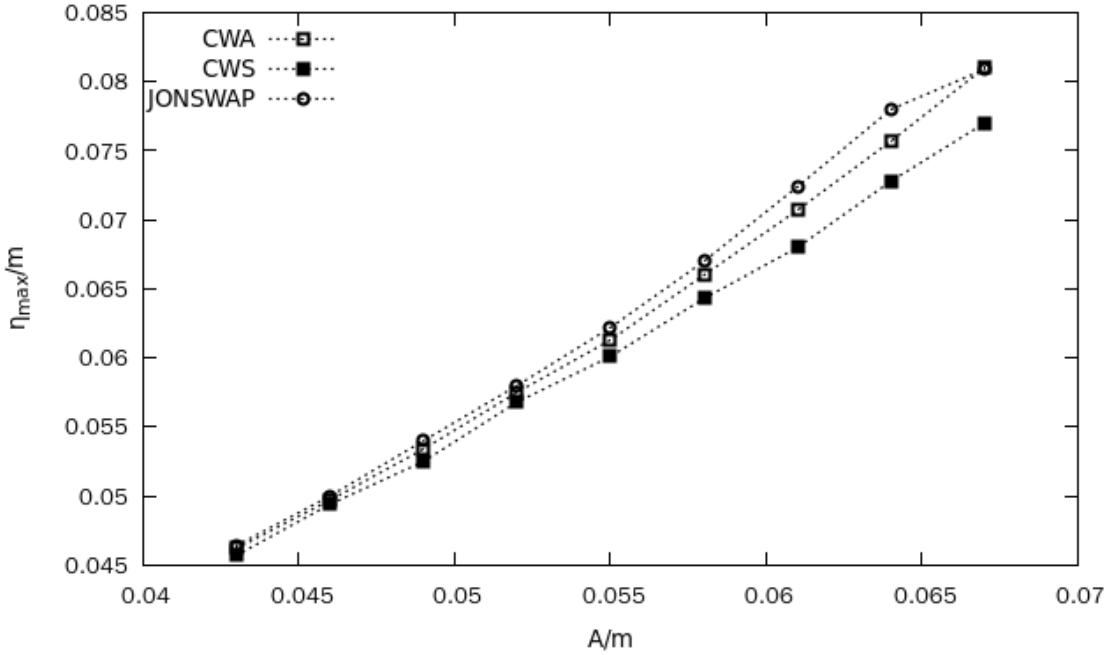


图 2-17 不同假定聚焦最大波幅下的实际聚焦最大波幅

2.3 基于二维聚焦波的二维畸形波生成

Klinting&Sand(1987) [3] 提出畸形波的定义，并获得该领域的众多学者接受。其中 $H_j > 2H_s$ 为畸形波判定的主要条件，$H_j \geq 2H_{j-1}$，$H_j \geq 2H_{j+1}$，$\eta_{\max} \geq 0.65H_j$ 为畸形波判定的次要条件。对于实际聚焦位置 x_c 处的波列而言，将所有波高按从大至小的顺序进行排列，取前 1/3 并求其平均数，即得到有义波高 H_s。由于 Klinting&Sand(1987) [3] 提出的畸形波定义过于严格，故本文利用 $H_j / H_s > 2$ 作为畸形波的判定标准，而忽略 $H_j \geq 2H_{j-1}$，$H_j \geq 2H_{j+1}$，$\eta_{\max} \geq 0.65H_j$ 三个次要条件，通过 Matlab 编程实现畸形波的判定，程序代码见附录 B。

本文主要探讨频率宽度 Δf，中心频率 f_c，假定的聚焦最大波幅 A 的变化对二维畸形波生成的影响。

2.3.1 频率宽度对二维畸形波生成的影响

组成波中心频率 f_c=0.83HZ，假定的聚焦最大波幅 A=0.06m，频谱取 CWA，CWS 和 JONSWAP 三种。频率宽度 Δf =0.41~0.66HZ。组成波个数 n=100。表 2-5 和图 2-18 给出了在三种频谱下 H_j / H_s 随 Δf 的变化情况。

由表 2-5 可以看出，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱下，H_j / H_s 均大于 2，即表中的二维聚焦波都是二维畸形波。

表 2-5 频率宽度对生成二维畸形波的影响

频率宽度 Δf	CWA	CWS	JONSWAP
	H_j / H_s	H_j / H_s	H_j / H_s
0.41	3.359	2.736	2.758
0.46	3.703	2.935	2.609
0.51	4.725	2.933	2.541

0.56	4.78	3.574	2.806
0.61	4.856	3.553	2.847
0.66	5.28	3.655	2.883

如图 2-18 所示，随着频率宽度 Δf 增大，H_j/H_s 也随之增大，CWA 谱下 H_j/H_s 最大，CWS 谱次之，JONSWAP 谱最小。因此在生成二维畸形波时，在其他条件一定时，需要选择较大的频率宽度 Δf，频谱最好选择 CWA 频谱，这样二维畸形波的生成几率会增大。

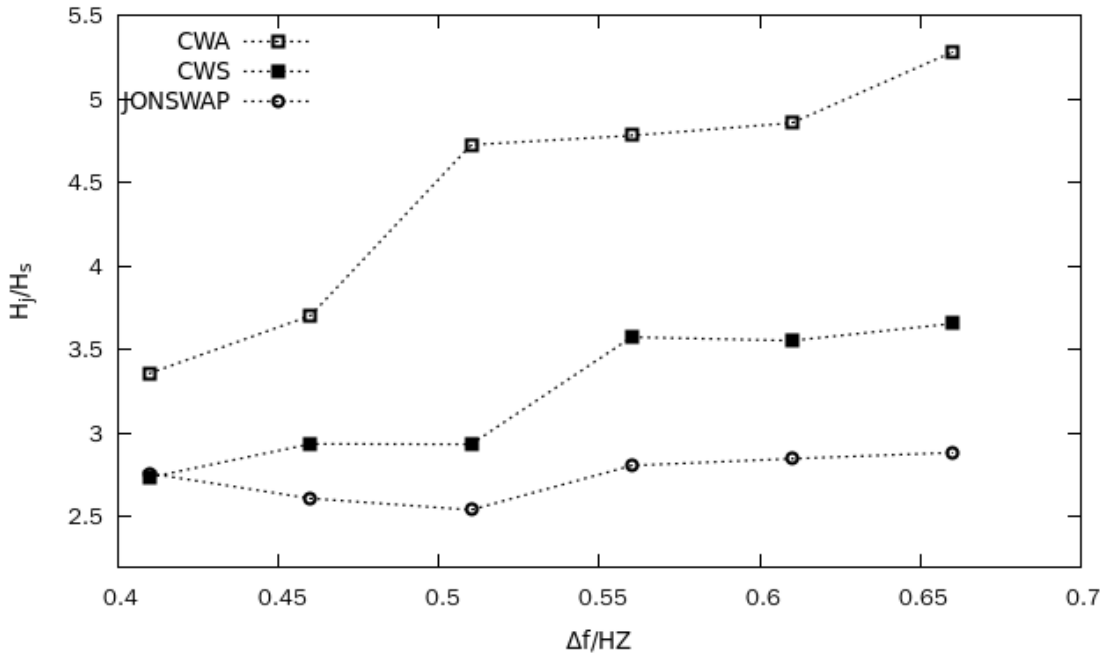


图 2-18 频率宽度对二维畸形波生成的影响

图 2-19 为当 Δf =0.46HZ 时的畸形波示意图，其为 CWA 频谱下实际聚焦位置处的自由面时历曲线，其中 H_j/H_s=3.359>2，表示成功生成了畸形波。

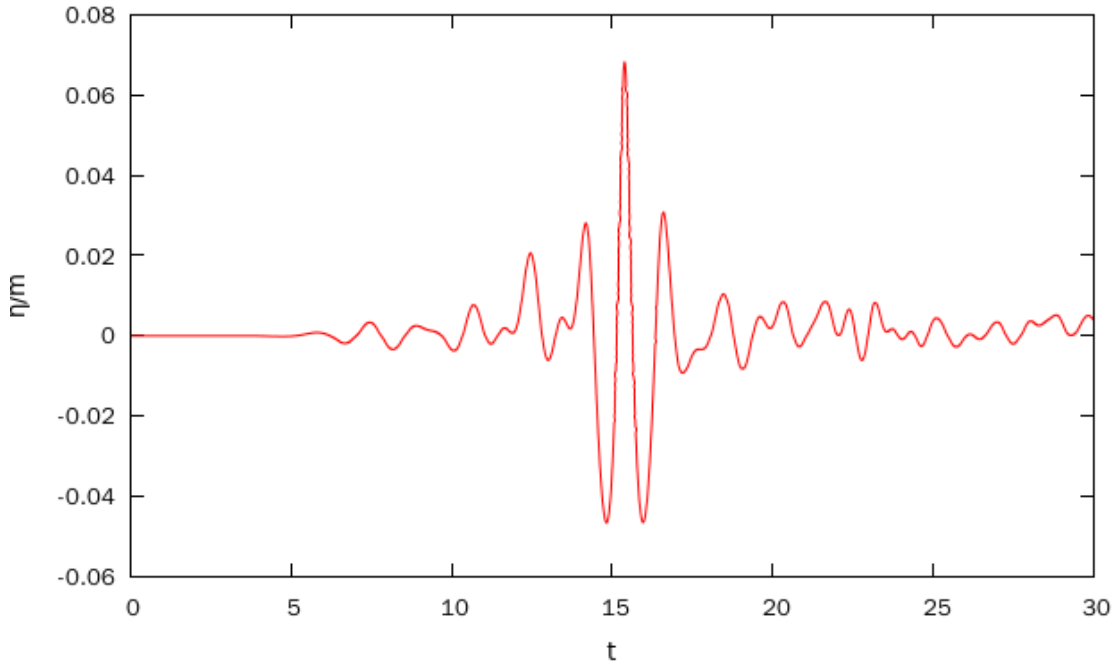


图 2-19 生成的二维畸形波

2.3.2 中心频率对生成二维畸形波的影响

频率宽度 Δf =0.56HZ，假定的聚焦最大波幅 A=0.06m，频谱取 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱。中心频率 f_c=0.73~0.93HZ。组成波个数 n=100。表 2-6 和图 2-20 给出了随着中心频率 f_c 的变化，H_j/H_s 的变化情况。

由表 2-6 可以看出，在 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱下，所生成的二维聚焦波都是畸形波，H_j/H_s > 2。

表 2-6 中心频率对生成二维畸形波的影响

中心频率 f_c	CWA	CWS	JONSWAP
	H_j/H_s	H_j/H_s	H_j/H_s
0.73	4.39	3.234	2.673
0.77	4.381	3.32	2.515
0.8	4.689	3.934	2.767
0.83	4.78	3.393	2.806
0.87	4.289	3.234	3.011
0.9	4.527	3.055	3.158
0.93	4.367	3.236	3.211

如图 2-20 所示，CWA 谱下的 H_j/H_s 最大，CWS 次之，JONSWAP 谱下的 H_j/H_s 最小。说明在 CWA 谱下生成二维畸形波的几率最大，CWS 谱次之，JONSWAP 谱下最小。从图 2-20 中看不出 H_j/H_s 随中心频率 f_c 变化的明显规律，原因之一可能是中心频率取得较少，需要进一步验证 H_j/H_s 和中心频率 f_c 的关系。

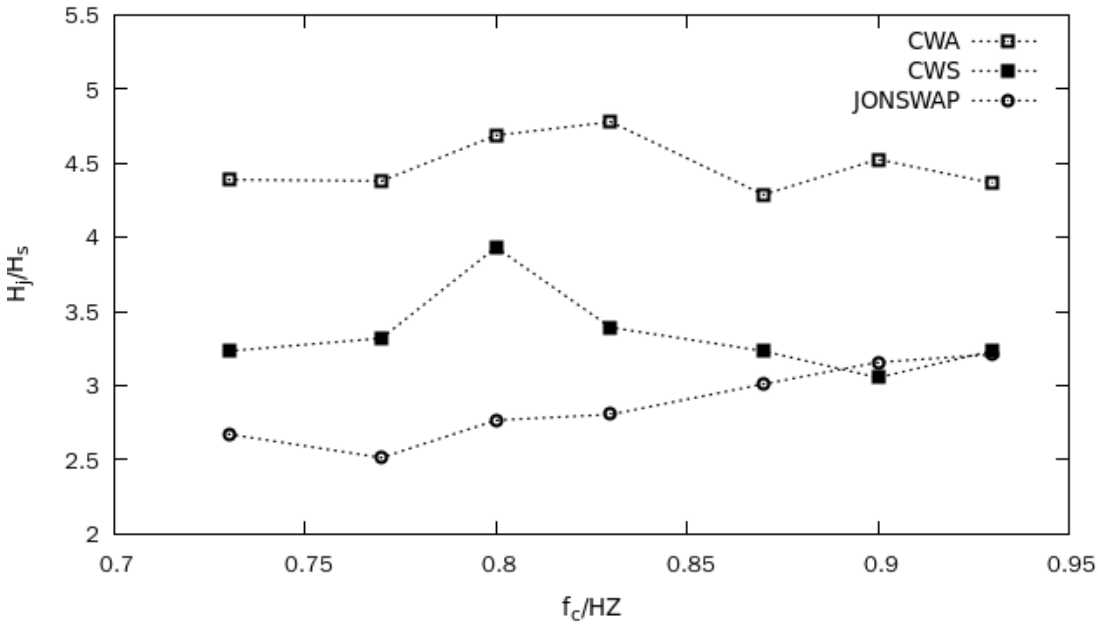


图 2-20 中心频率对生成二维畸形波的影响

图 2-21 给出了中心频率 f_c=0.83HZ 的二维畸形波示意图，其为实际聚焦位置处二维聚焦波的自由面时历曲线，频谱取为 CWA 谱。H_j/H_s = 4.78 > 2，该二维聚焦波为一个明显的畸形波。

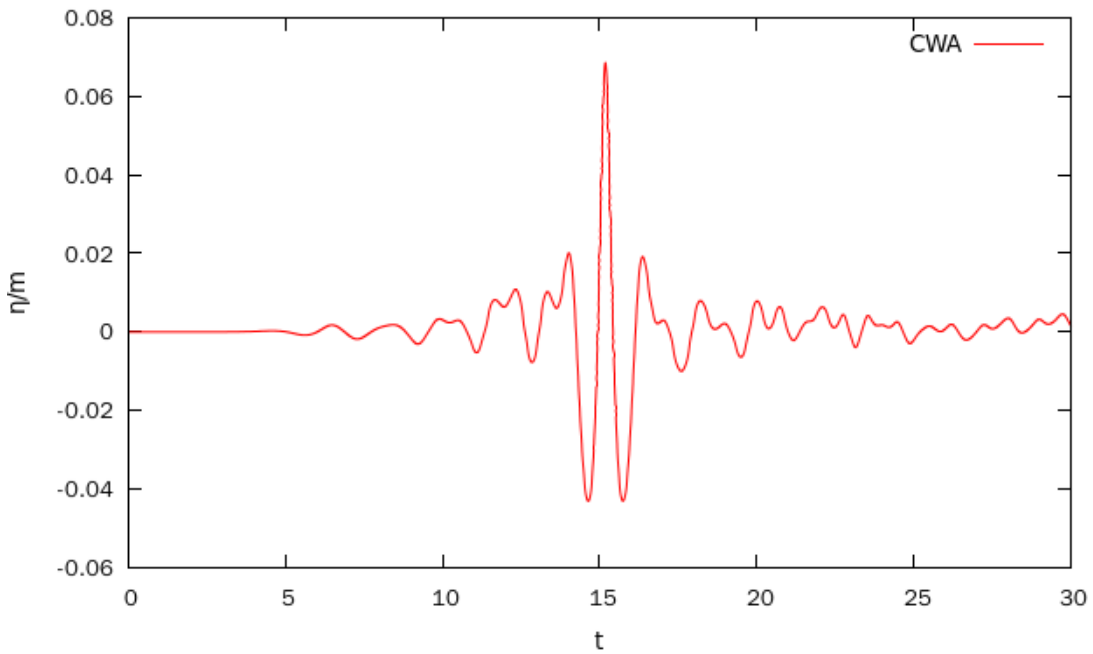


图 2-21 生成的二维畸形波

2.3.3 假定的聚焦波幅对生成二维畸形波的影响

中心频率 f_c=0.83HZ，频率宽度 Δf =0.46HZ。频谱取 CWA，CWS 和 JONSWAP 谱，假定的聚焦最大波幅 A=0.043~0.067m，组成波个数 n=100。表 2-7 与图 2-22 给出了 H_j/H_s 随着假定的聚焦最大波幅 A 而变化的情况。

表 2-7 给出了随着假定的聚焦最大波幅 A 的变化时的 H_j/H_s 值。从表 2-7 可以看出，H_j/H_s ＞ 2 对于任一二维聚焦波均成立，即本小节所生成的的二维聚焦波均是二维畸形波。

表 2-7 不同的假定聚焦波幅对生成二维畸形波的影响

假定的聚焦波幅 A	CWA	CWS	JONSWAP
	H_j/H_s	H_j/H_s	H_j/H_s
0.043	3.806	3.045	2.618
0.046	3.708	3.039	2.65
0.049	3.742	3.058	2.555
0.052	3.618	2.938	2.612
0.055	3.687	2.955	2.889
0.058	3.691	2.946	2.713
0.061	3.715	2.783	2.623
0.064	3.579	2.751	2.588
0.067	3.811	2.642	2.511

如图 2-22 所示，频谱 CWA 下的 H_j/H_s 最大，CWS 谱次之，JONSWAP 谱最小。说明在其他条件不变的情况下，CWA 谱生成二维畸形波的几率最高，CWS 谱次之，JONSWAP 谱的概率最小。但是随着假定聚焦波幅 A 的变化，H_j/H_s 的变化规律并不明显，原因可能是假定的聚焦波幅 A 取得过少，有待于进一步研究 H_j/H_s 与假定的聚焦波幅 A 的关系。

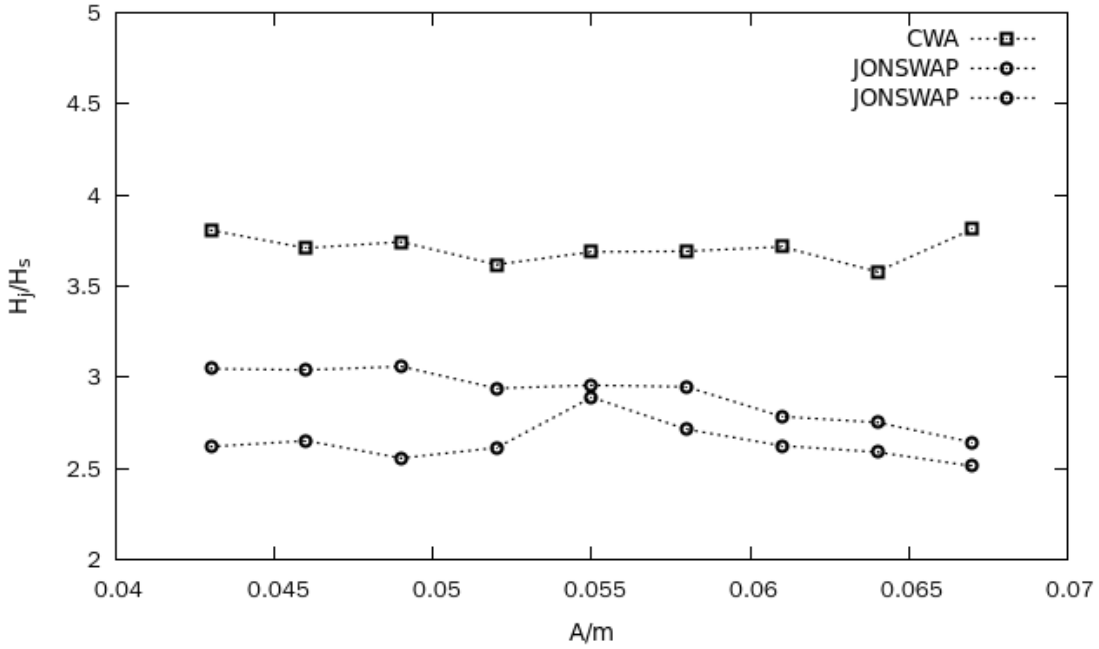


图 2-22 假定的聚焦波幅对生成二维畸形波的影响

图 2-23 给出了假定的聚焦最大波幅 A=0.058m 时的二维畸形波示意图。其为实际聚焦位置处二维聚焦波的时历曲线。其中 H_j / H_s=3.691 > 2，为明显的畸形波。

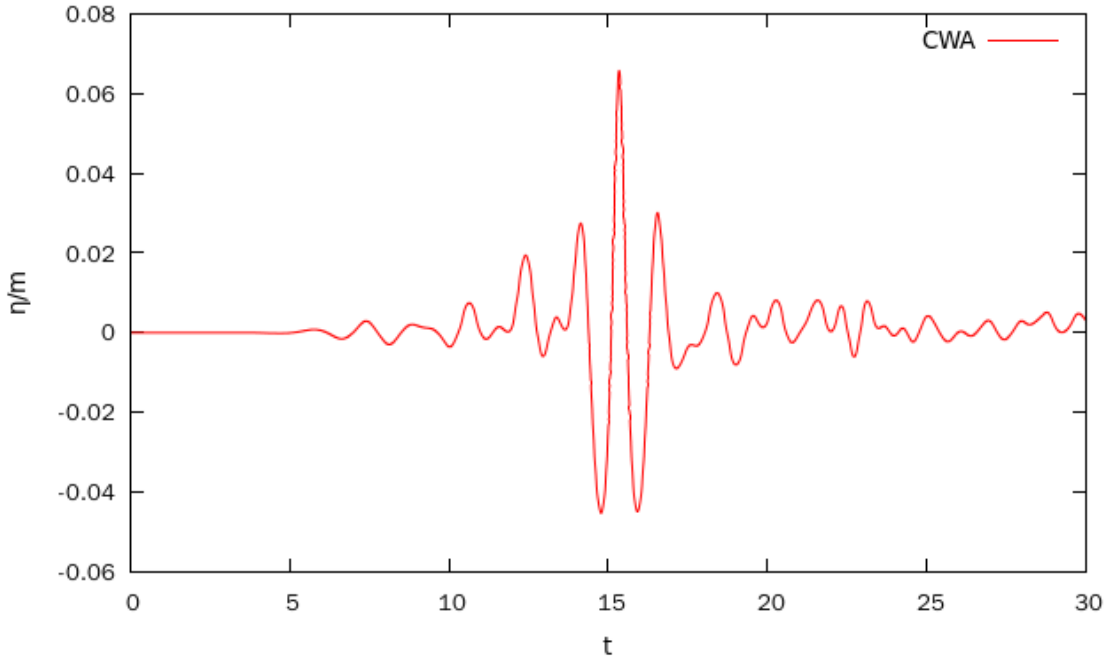


图 2-23 生成的二维畸形波

2.4 本章小结

本章首先讨论了二维聚焦波的生成原理，即组成波的线性叠加和非线性相互作用。然后构建了二维聚焦波模型并研究了二维聚焦波的特性，随着中心频率 f_c 和假定的聚焦最大波幅 A 的增大，组成波之间的非线性相互作用会增强，聚焦滞后距离 Δx 和实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 增大，聚焦波峰变得高且陡，更加容易产生波浪破碎。而随着频率宽度 Δf 的增大，组成波之间的非线性相互作用减弱，聚焦滞后距离 Δx 减小，实际实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 减小，但始终大于线性叠加得到的假定实际聚焦最大波幅 A。

基于二维聚焦波，本文探讨了中心频率 f_c，频率宽度 Δf，假定的聚焦最大波幅 A 的变化对二维畸形波生成的影响，其中在其他条件不变时，频率宽度越大，生成畸形波的几率越大。由于计算的算例不够多，频率宽度和假定聚焦波幅对生成二维畸形波的影响规律仍未明确，需要进一步探讨。本章利用 Matlab 编写代码（见附录 B），分析实际聚焦位置 x_c 位置处的时历曲线数据，计算出 H_j / H_s，给出判定实际聚焦位置处的聚焦波是否为畸形波处的判定标准 $H_j / H_s > 2$。并成功的在三种频谱下生成了明显的畸形波。

第三章 短峰不规则波的数值水池模拟

3.1 短峰不规则波定义

长峰不规则波的海浪谱假定海浪沿单一方向传播，但实际的海浪除了沿主浪向传播以外，还在传播过程中向其他方向扩散，形成的海浪即称作短峰不规则波。短峰不规则波可以看作是由沿不同传播方向传播的长峰不规则波的叠加。其中描述海浪沿不同方向的组成的波谱，称作方向谱。

短峰不规则波可用方向谱表征，方向谱的表达式通常会引入方向扩展函数 $D(\omega,\theta)$，即：

$$S(\omega,\theta)=S(\omega)D(\omega,\theta) \tag{3.1}$$

其中：$S(\omega)$ 为长峰不规则波的海浪谱；θ 为组成波传播方向与主浪向的夹角，θ=0 表示迎浪。$D(\omega,\theta)$ 的一般形式为：

$$D(\omega,\theta)=k_n\cos^n\theta \qquad (|\theta|\le\frac{\pi}{2}) \tag{3.2}$$

国际船舶结构会议（ISSC）建议 n 采用以下两种值：

$$\text{n=2} \qquad k_2=\frac{2}{\pi} \tag{3.3}$$

或

$$\text{n=4} \qquad k_4=\frac{8}{3\pi} \tag{3.4}$$

每一个组成波的相位角都可由下式得到:

$$\varphi_{i,j}=k_i\sum_{l=1}^{i}\lambda_l\beta_j \tag{3.5}$$

波幅 a_{ij} 可由下式计算得到：

$$a_{ij}=\sqrt{2S(\omega_i,\theta_j)\Delta\omega_i\Delta\theta_j} \tag{3.6}$$

在某一时刻的瞬时瞬时波面 η 可以用下式表示：

$$\eta=\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{K}a_{ij}\cos(\vec{k}_{i,j}\bullet\vec{x}-\omega_{e_{i,j}}t+\varphi_{i,j}) \tag{3.7}$$

其中 $\vec{k}_{i,j}$ =（$k\cos\theta_j,k\sin\theta_j,0$），$\omega_{e_{i,j}}$ 表示遭遇频率：

$$\omega_{e_{i,j}}=\omega_i+U_0k_i\cos\theta_j \tag{3.8}$$

3.2 短峰不规则波的数值模拟

本节将对短峰不规则波进行数值模拟，表 3-1 为数值模拟短峰不规则波所要用的波浪参数，其中浪向角 $\alpha=\theta_{\max}-\theta_{\min}$。频谱选择 JONSWAP 谱，因为 CWA 谱下，同一来流方向上组成波的波幅相等；CWS 谱下，同一来流方向上，组成波的波陡相等。这些都不满足实际海况的特点。而 JONSWAP 谱作为一种实测波谱，能够较好的体现实际海况的特性。故选择 JONSWAP 谱进行三维海况的数值模拟。针对目标波浪，本节构建的数值水池模型长 18m，宽 18m，水深 1m。水池左侧为造波边界条件，输入短峰不规则波的瞬时波面和对应水质点的速度。水池右侧为出口边界条件，在出口前设置海绵层消波区，消波区长度设置为 4m。模拟总时间为 100s。

表 3-1 短峰不规则波参数

波浪谱 $S(\omega)$	JONSWAP
最小频率 $f_{\min}$（HZ）	0.3HZ

最大频率 $f_{\max}$（HZ）	0.9HZ
谱峰周期 T_p（s）	2.0
有义波高 $h_{1/3}$（m）	0.2
方向角 α（^{o}）	180°
波浪频率份数 n_f	50
波浪方向份数 m_θ	50

图 3-1 表示模拟短峰不规则波的计算网格，首先利用 OpenFOAM 的工具 blockMesh 划分背景网格，然后用 SnappyHexMesh 对自由面附近进行网格加密，加密后的最小网格尺度为 dx=0.05715， dz=0.025，以保证对自由面的模拟效果。

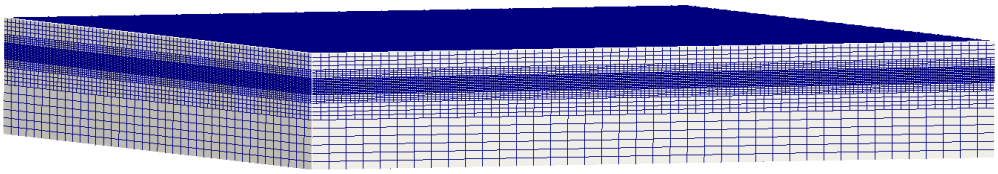


图 3-1 三维数值水池计算网格划分

图 3-2 所示为数值水池 t=24s 时的瞬时波面情况，可以看出三维数值水池所模拟得到的短峰不规则波的波面沿任意方向都是不规则的，类似于真实的海况。同时由于在三维数值水池的右侧出口之前设置了消波区，在右侧出口前的短峰不规则波面变得平缓，甚至完全与水平面重合。图 3-3 为在 t=24s 时的瞬时自由面的高度云图。

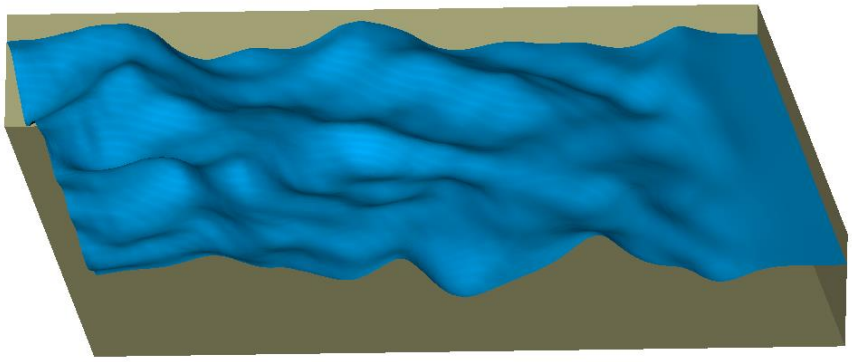


图 3-2 短峰不规则波波面

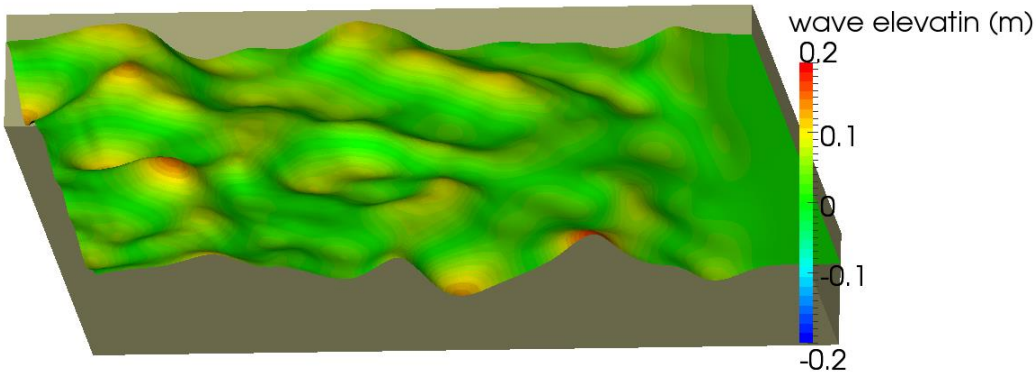


图 3-3 短峰不规则波波面高度云图

图 3-4 给出了靠近数值波浪水池中点处某一位置的自由面的时历曲线，可以看出短峰不规则波不同于聚焦波浪，其波形在发展过程中变化比较平缓，没有出现孤立大波。

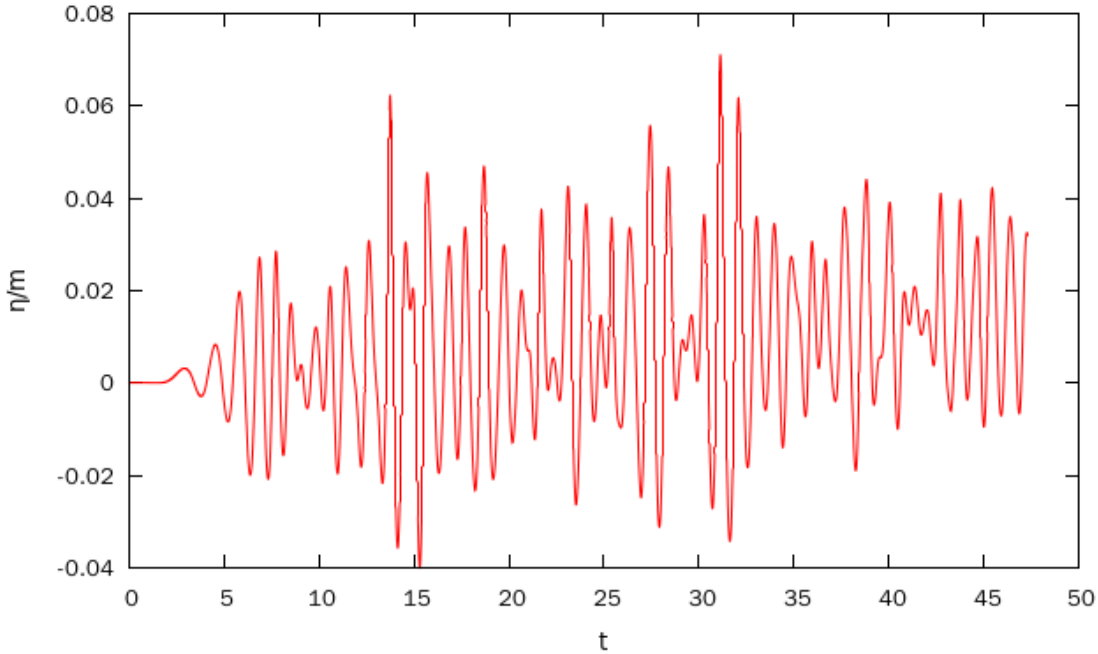


图 3-4　短峰不规则波的时历曲线

短峰不规则波的成功模拟对接下来模拟三维聚焦波，并利用三维聚焦波探讨相关波浪参数对生成三维聚焦波的影响具有基础性意义。

3.3 本章小结

本章主要探讨了短峰不规则波的原理，并构建了三维数值水池，成功生成了短峰不规则波。短峰不规则波不同于聚焦波浪，其波形在发展过程中变化比较平缓，没有出现孤立大波。短峰不规则波的生成为研究三维聚焦波的特性并生成三维畸形波奠定了基础。

第四章 基于三维聚焦波的畸形波模拟

4.1 线性叠加原理

根据线性波理论，三维海面的瞬时波面 $\eta(x,y,t)$：

$$\eta(x,y,t)=\sum_{i=1}^{N_f}\sum_{j=1}^{N_\theta}a_{ij}\cos(k_i x\cos\theta_j+k_i y\sin\theta_j-2\pi f_i t) \tag{4.1}$$

其中：a_{ij} 表示组成波的波幅，k_i 表示波数，θ_j 表示组成波传播角度，f_i 表示组成波频率，$\omega_i^2=(2\pi f_i)^2=k_i g\tanh k_i h$，h 表示水深。

假设波浪在 (x_c,y_c) 处和 t_c 时聚焦，那么瞬时波面 $\eta(x,y,t)$ 可修正为：

$$\eta(x,y,t)=\sum_{i=1}^{N_f}\sum_{j=1}^{N_\theta}a_{ij}\cos[k_i(x-x_c)\cos\theta_j+k_i(y-y_c)\sin\theta_j-2\pi f_i(t-t_c)] \tag{4.2}$$

其中：$a_{ij}=S_a(f_i)G(\theta_j)$，$G(\theta_j)=\dfrac{\cos^{2s}(\theta_j/2)}{\sum_{j=1}^{N_\theta}\cos^{2s}(\theta_j/2)},|\theta|<\theta_{\max}$。

因为 CWA 谱下，同一来流方向上组成波的波幅相等；CWS 谱下，同一来流方向上，组成波的波陡相等。这些都不满足实际海况的特点。而 JONSWAP 谱作为一种实测波谱，能够较好的体现实际海况的特性，故在研究三维聚焦波特性以及生成三维畸形波时，选择 JONSWAP 谱作为数值模拟频谱。

Joint North Sea Wave Project（JONSWAP 谱）：第 17 届 ITTC 会议建议使用由“北海海浪联合计划”测量得到的 JONSWAP（Joint North Sea Wave Project）谱作为有限分区的波谱，它有两个主要输入参数，其谱公式为：

$$S_a(f_i)=319.34\frac{h_{1/3}^2}{T_p^4(2\pi/f_i)^5}\exp[-\frac{1948}{[T_p(2\pi/f_i)]^4}]3.3^{\exp[\frac{-[0.159T_p(2\pi/f_i)-1]^2}{2\sigma^2}]} \tag{4.5}$$

其中：$h_{1/3}$ 是有义波高；T_p 为谱峰周期。

$$\sigma=\begin{cases}0.07 & if\omega\le\omega_p\\ 0.09 & if\omega>\omega_p\end{cases} \tag{4.6}$$

这里，ω_p 为谱峰圆频率，$\omega_p=2\pi/T_p$。

注：在现在有限风区情况，各波浪周期之间的关系为：

$$T_1=1.073T_2 \tag{4.7}$$

$$T_1=0.834T_p \tag{4.8}$$

$$T_p=1.287T_1 \tag{4.9}$$

4.2 三维聚焦波模型简介

第二章在数值水池中数值模拟生成了二维聚焦波。但在实际的海洋环境中，组成波生成的聚焦波是三维的。在本章的数值水池模拟三维聚焦波的过程中，采用多方向多频率聚焦的方式模拟三维聚焦波。表 4-1 为模拟三维聚焦波所需设置的波浪参数，其中浪向角范围 $\alpha=\theta_{\max}-\theta_{\min}$，$\theta_{\max}=-\theta_{\min}$。

表 4-1 三维聚焦波波浪参数

波浪谱 $S(\omega)$	JONSWAP

谱峰周期 $T_p(s)$	1.2
假定的聚焦最大波幅 $A(m)$	0.06
组成波频率范围 $f_{\min} \sim f_{\max}(HZ)$	0.6~1.06
波浪的频率个数 n	100
方向角 $\alpha(^o)$	0~150
波浪方向个数 m	100
聚焦位置（x_c, y_c）	（7.5　10　0）
聚焦时刻 $t_c(s)$	15

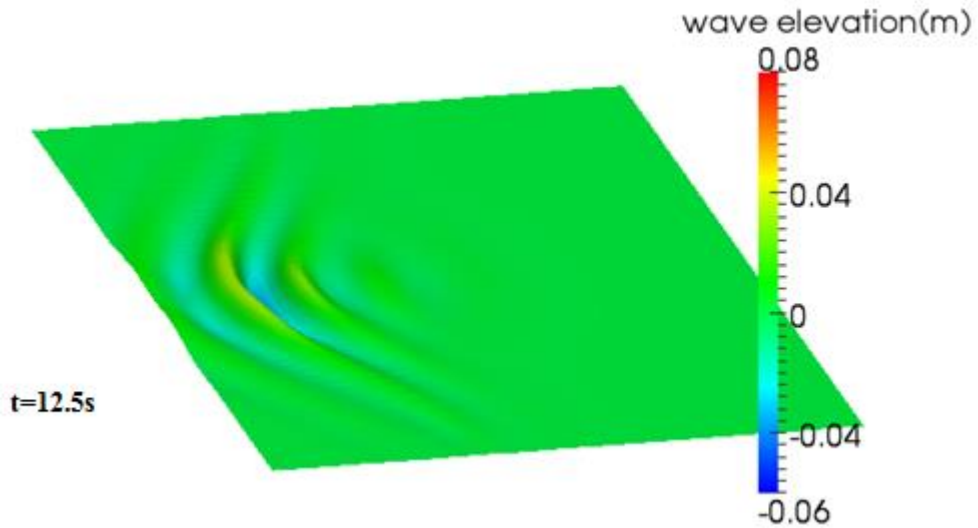
三维数值波浪水池的长度 18m，宽度 20m，水深为 2.0m。水池左侧为造波边界，生成不同频率不同方向传播的组成波，,各组成波的初相位均为 0，本节组成波传播角度范围 α 取 0~150°，其中 α =0 时，所有组成波沿单一浪向传播，在某一时刻 t_c 和某一位置 x_c 处聚焦形成一二维孤立大波。当 $\alpha > 0^o$ 时，各个组成波在某一时刻 t_c 和某一位置 (x_c, y_c) 处汇聚而成一个三维极限波浪。

本算例中聚焦位置位于数值波浪水池的中纵剖面上，假定的聚焦位置到入口边界距离 7.5m，消波区长度 3m，数值模拟的总时间为 30s，假定的聚焦时刻为 15s。

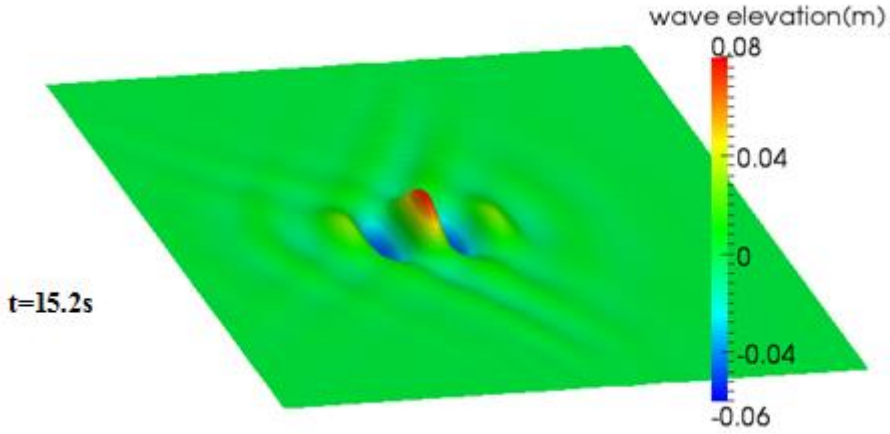
4.3 三维聚焦波特性研究

在第 2 章本文已经探讨了组成波个数 n，中心频率 f_c，频率宽度 Δf，假定的聚焦最大波幅 A 以及频谱类型（CWS，CWA，JONSWAP）对二维聚焦波特性的影响，其结果在 α 不变的情况下，可以适用于三维聚焦波。三维聚焦波区别于二维聚焦波的显著特点是组成波沿不同的方向传播，即浪向角分布范围 α 不同。因此在三维聚焦波特性研究中，本章将着重探讨组成波浪向范围 α 的变化对三维聚焦波特性的影响。

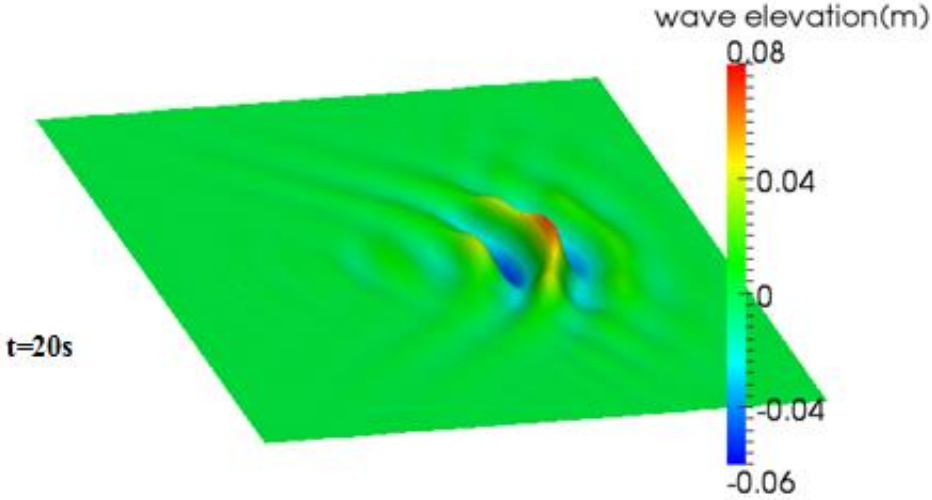
图 4-1 所示为三个不同时刻的三维自由波面情况，浪向角范围 α 不妨取 90°，可以观察到不同方向组成波向聚焦点汇聚的过程。在 t=12.5s 时，组成波逐渐开始聚焦，聚焦效果比较显著。在 t=15.2s 时，在数值水池中部形成了一个聚焦波峰，而且是一个明显的极大波。之后再很短的时间内，聚焦波峰开始迅速衰减。



图（a）



图（b）



图（c）

图 4-1 三维聚焦波的瞬时波面

在数值模拟生成三维聚焦波的过程中，同二维聚焦波一样，三维聚焦波也存在聚焦位置 x_c 和聚焦时刻 t_c 滞后的现象。图 4-2 给出了在假定的聚焦位置 x=7.5，y=10 处，自由面高度变化的时历曲线，可以看出在假定的聚焦位置，组成波并未充分聚焦，最大波峰两侧的波谷并不对称。图 4-3 给出了在 x=7.9，y=0 处，自由面高度变化的时历曲线，可以看出在此位置最大波峰两侧的波谷对称，因此组成波实现了充分聚焦。图 4-2 和图 4-3 直观的说明了三维聚焦波的聚焦时刻和聚焦位置的滞后。

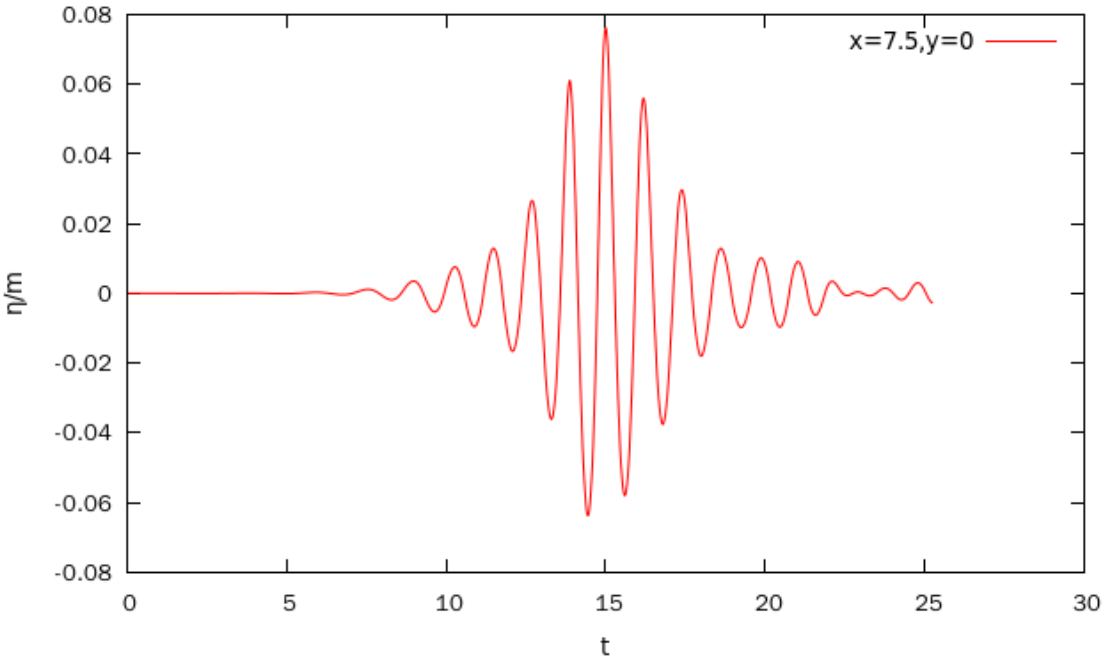


图 4-2 （7.5，0）处的三维瞬时波面

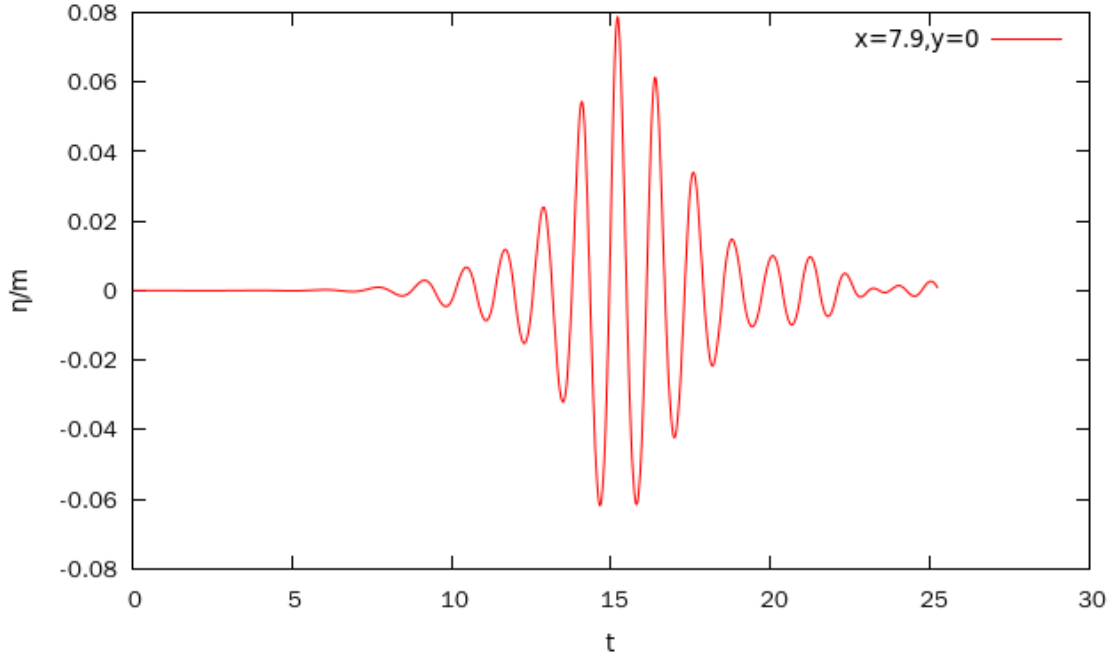


图 4-3 （7.9，0）处的三维瞬时波面

为了研究浪向角度范围 α 的变化对三维聚焦波的影响，分别取 $\alpha=0^o$，30°，60°，90°，120°，150°。研究在不同角度下聚焦波聚焦滞后距离 Δx 以及实际聚焦最大波幅 η_{max} 的变化。其余波浪参数不发生变化。

如图 4-4 所示，随着浪向角度范围 α 的增大，实际聚焦位置相对于假定聚焦位置的滞后距离 Δx 减小，说明随着 α 的增大，波能变得分散，组成波之间的非线性相互作用减弱。

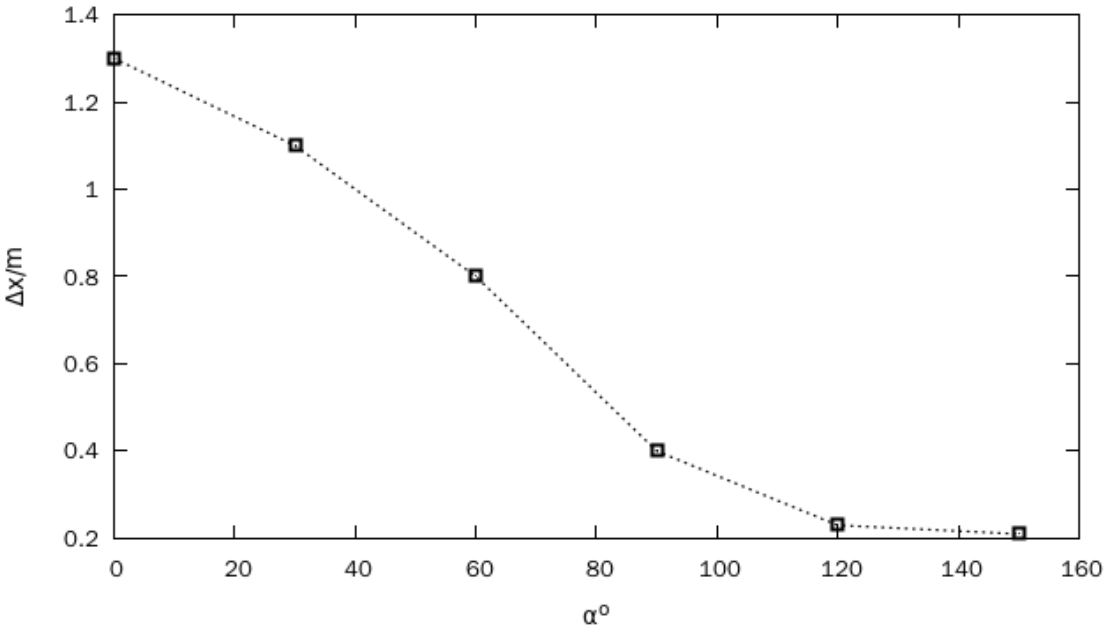


图 4-4 不同浪向角度范围对聚焦滞后距离的影响

4.4 三维聚焦波相关波浪参数对生成三维畸形波的影响

如图 4-5 所示，当 $\alpha=90^o$ 时，H_j/H_s 最小，此时 $H_j/H_s<2$，不满足成为畸形波的条件。当 $\alpha<90^o$ 时，随着 α 的增大，H_j/H_s 减小，α 在接近 90° 时，H_j/H_s 减小程度变得剧烈。当 $\alpha>90^o$ 时，随着 α 的增大，H_j/H_s 也随之增大，α 在接近 90° 时，H_j/H_s 的增大程度变得剧烈。因此在数值造波生成三维畸形波时，α 应与 90° 保持一定差值。

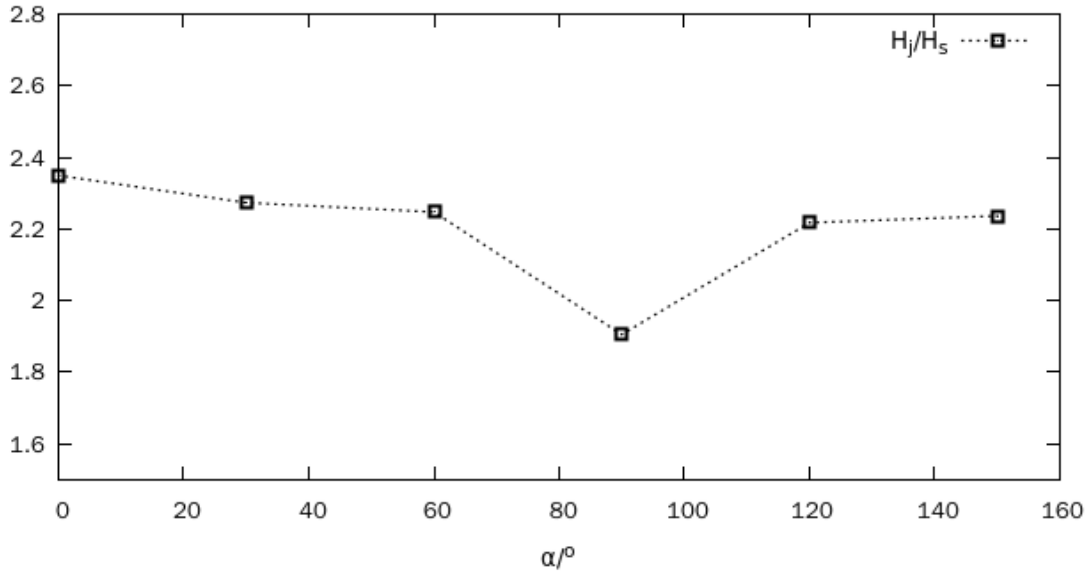


图 4-5 不同浪向角度范围对生成三维畸形波的影响

图 4-6 给出了当 α =30 ^{o} 时的畸形波，其为实际聚焦位置处的自由面时历曲线，实际聚焦的最大波高与时历曲线的有义波高之比 H_j/H_s=2.273 > 2，可判定该三维聚焦波为三维畸形波。本章成功生成了三维畸形波，实现了预期的目标。

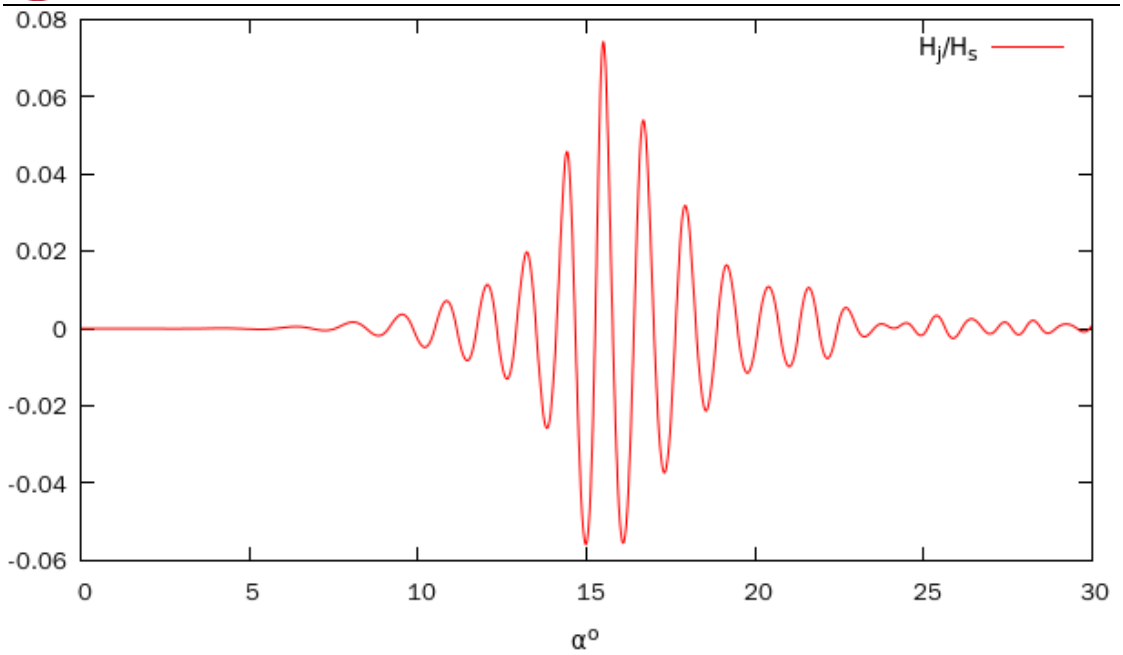


图 4-6 三维畸形波

4.5 本章小结

三维聚焦波是一种特殊形式的短峰不规则波。因此本章首先生成了短峰不规则波，为生成三维聚焦波奠定基础，在此基础上生成了三维聚焦波。由于第二章已经探讨了组成波个数 n，中心频率 f_c，频率宽度 Δf 以及假定的聚焦最大波幅 A 对二维聚焦波的影响，在浪向角范围 α 不变的情况下，其结论对于三维聚焦波同样适用。三维聚焦波与二维聚焦波的区别在于浪向角范围 α 。因此本章重点探讨浪向角范围 α 对三维聚焦波的影响，经数值模拟分析，α 越大，波能越分散，非线性相互作用越弱，实际聚焦的滞后距离 Δx 减小，实际实际聚焦最大波幅 $\eta_{\max}$ 减小。

当 $\alpha = 90^o$ 时，H_j / H_s 最小，此时 $H_j / H_s < 2$，不满足成为畸形波的条件。当 $\alpha < 90^o$ 时，随着 α 的增大，H_j / H_s 减小，α 在接近 90° 时，H_j / H_s 减小程度变得剧烈。当 $\alpha > 90^o$ 时，随着 α 的增大，H_j / H_s 也随之增大，α 在接近 90° 时，H_j / H_s 的增大程度变得剧烈。因此在数值造波生成三维畸形波时，α 应与 90° 保持一定差值。

第五章 结论

本文首先基于万德成教授的 CFD 小组开发的数值波浪水池，首先配置二维聚焦波算例，生成二维聚焦波并研究二维聚焦波特性，探讨了组成波个数 n，组成波频率宽度 Δf，组成波中心频率 f_c 以及假定的聚焦最大波幅 A 对二维聚焦波的影响。由于组成波在生成聚焦波时，组成波之间除线性叠加外，还会产生非线性相互作用，导致最大波峰变高变，波谷变宽变浅，波面变窄。经分析发现，组成波个数 n 超过某一临界值时，组成波个数对聚焦波几乎没有影响；组成波频率宽度 Δf 增大，组成波之间的非线性相互作用减弱；组成波中心频率 f_c 增大，组成波之间的非线性相互作用增强；假定的聚焦波幅 A 增大，组成波的非线性相互作用减弱。基于二维聚焦波模型，本文研究了组成波频率宽度 Δf，组成波中心频率 f_c 以及假定的聚焦最大波幅 A 对生成二维畸形波的影响并生成了二维畸形波，其中 CWA 谱下畸形波的生成几率最高，CWS 谱次之，JONSWAP 谱最小。组成波频率宽度 Δf 增大有利于提高二维畸形波的生成几率。由于中心频率和假定的聚焦波幅取的值过少，因此中心频率和假定的聚焦波幅对生成二维畸形波的影响还不明确，需要进一步探究。

由于三维聚焦波是一种特殊的短峰不规则波，因此在生成三维聚焦波之前，本文首先配置了短峰不规则的算例并生成了短峰不规则波。在成功生成短峰不规则波的基础上，本文配置了三维聚焦波的算例，研究了三维聚焦波的特性，浪向角范围 α 对生成三维畸形波的影响并生成了三维畸形波。当 $\alpha = 90^o$ 时，H_j / H_s 最小，此时 $H_j / H_s < 2$，不满足成为畸形波的条件。当 $\alpha < 90^o$ 时，随着 α 的增大，H_j / H_s 减小，α 在接近 90° 时，H_j / H_s 减小程度变得剧烈。当 $\alpha > 90^o$ 时，随着 α 的增大，H_j / H_s 也随之增大，α 在接近 90° 时，H_j / H_s 的增大程度变得剧烈。因此在数值造波生成三维畸形波时，α 应与 90° 保持一定差值。

总的看来，本文成功的实现了短峰波和畸形波的数值水池模拟，实现了预期的目标。但短峰波和畸形波的特性还有待于继续深入的研究。

参考文献

[1]Draper L. ‘Freak’ wave[J]. Marine Observer, 1965, 35: 193-195.
[2]杨冠声,董艳秋,陈学闯. 畸形波(freak wave)[J]. 海洋工程. 2002(4):105-108.
[3]Kinting, P. and Sand, S.. Analysis of phototype freak waves[C]. Conf. On nearshore hydrodynamics, ASCE. 1987: 618-632.
[4]Kimura A and Ohta T. Probability of the freak wave appearance in a 3-dimensional sea condition[C]. Proceedings of the Coastal Engineering Conference. 1994: 23-28.
[5]Kharif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon[J]. European journal of Mechanics B/Fluids, 2003, 22(6): 603-634.
[6]刘首华,牟林,刘克修等. 畸形波研究的进展及存在问题[J]. 地球科学展, 2013, 28(6):665-73.
[7]White, B. S. Fornberg, B.. On the chance of freak waves at sea[J]. Journal of Mechanics B/Fluids, 1998, 355:113-138.
[8]Lavrenov. The wave energy concentration at Agulhas current of South Africa[J]. Nat.Hazards, 1998,117-127.
[9]刘晓霞. 三维波浪场中畸形波的数值模拟[D]. 大连:大连理工大学, 2008.
[10]Mori N, Yasuda T. Effects of high-order nonlinear interactions on unidirectional wave trains[J]. Ocean Engineering, 2002, 29:1233-1245.
[1]Kharif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon[J]. Euro. J. Mech. B/Fluids, 2003, 22:603-634.
[2]高璞, 汪留松, 赵西增. 畸形波特性研究[J]. 中国港湾建设,2007,(6):28-31.
[3]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, 2008.
[4]Chaplin, J.R.. On frequency -focusing unidirectional waves, Inter.J[J]. Offshore Polar Eng. , 1996,6(2):131-137.
[5]Schlurmann, T. Lengricht, J. Graw, K.U. Spatial evolution of laboratory generated freak waves in deep water depth[J]. GFC. 2000, 1-6.
[6]Clauss G F. Dramas of the sea: episodic waves and their impact on offshore structures[J]. Applied ocean research, 2002, 24(3):147-161.
[7]裴玉国. 畸形波的生成及基本特性研究[D]. 大连:大连理工大学. 2007.
[8]Trulsen.K, Dysthe.K. Freak waves-a three-dimensional wave simulation[C]. Twenty-First Symposium on Naval Hydrodynamics,1997,550-560.
[9]Osborne A R, Onorato M. The nonlinear dynamics of rogue waves and holes in deep-water trains[J]. Physics Letters A, 2000, 275(5-6):386-393.
[20]Pelinovsky.E, Talipova. T, Kharif. C. Nonlinear-dispersive mechanism of the freak wave formation in shallow water[J]. Physica D:Nonlinear Phenomenon, 2000.
[2]Brandini, C. Grilli,S. Modeling of freak wave generation in a 3D-NWT[C]. ISOPE-2001: Eleventh(2001)International Offshore and Polar Engineering Conference,June 2001,124-131.
[22]黄国兴. 畸形波的模拟方法及基本特性研究[D]. 大连:大连理工大学, 2002.
[23]杨冠声, 董艳秋, 陈学闯. 畸形波对圆柱作用力计算的波形改造法[J]. 港工技术, 2003, 6-8.
[24]Zhang, Y.Q. Zhang, N.C. Pei,Y.G.. Numerical simulation and mechanism analysis pf freak waves in random oceanic sea states[C]. The 17th International Offshore and Polar Engineering Conference, 2007.
[25]赵西增, 孙昭晨, 梁书秀. 模拟畸形波的聚焦波浪模型[J]. 力学学报, 2008.
[26]刘赞强, 张宁川. 基于 Longuet-Higgins 模型的畸形波模拟方法[J]. 水道港口, 2010.
[27]Shen, Z., Cao, H., Ye, H., Liu, Y., Wan, D. Development of CFD solver for ship and ocean engineering flow[C]. 8th International OpenFOAM Workshop, Jeju,Korea, 2013.
[28]Loguet-Higgins,M.S.,Stewart,R.W.. Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents[J]. J. Fluid Mech. 8, 565-583.
[29]Baldock, TE, Swan C, Taylor PH. A laboratory study of nonlinear surface wave in water[J]. Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1996, 354: 649~676.

[30]查晶晶. 基于 OpenFOAM 的数值造波与消波模型及其应用[D]. 上海:上海交通大学, 2011.

致谢

本篇论文是在万德成教授悉心指导之下完成的。由于我对水动力学比较感兴趣，因此我申请在万德成教授的指导下完成毕业设计。万老师在征求我的意见后，决定把“畸形波和短峰波的数值水池模拟”作为我的毕业设计题目。在毕业设计前期，为了能尽快的熟悉数值造波的方法，万老师安排了曹洪建博士给我提供具体的指导，因此我很快就了解掌握了数值造波的一般步骤。由于在数值造波过程中，需要运算大量的算例，对计算机的计算能力要求较高，万老师了解到这个情况，允许我使用 CFD 科研小组中的集群计算系统和天津超级计算机，因此我才能更加有效率的进行接下来的数值造波工作。虽然毕业设计只有几个月的时间，但是我在这段时间中，感受到了万老师严谨求实、敢于质疑的学术精神，也体会到万老师和蔼可亲、关心学生的长者风范。不仅如此，作为一名水动力学方面的专家，万老师在指导学生们做科研时，总能够就学生的研究方向提出很多的创新点，对学生已经取得的成果在肯定和鼓励的基础上又能够提出一些中肯的建议，使学生能够高质量，高效率的完成科研工作。

在完成本篇毕业设计论文的过程中，师兄师姐们也给予我太多的帮助。首先要感谢的就是曹洪建师兄，曹师兄对数值造波具有很深的造诣，在指导我进行数值造波的过程中，又总是温和而耐心的解答我的问题，我才能够由一个数值造波的门外汉而初窥门径，做出一些工作。也要感谢李鹏飞师兄，他帮助我解决了很多编程的问题，提高了我编程的能力；感谢端木玉师姐，是她使 704 充满欢笑，使生活变得更加快乐；感谢王建华师兄，王师兄帮助我解决了一些数值造波的问题，让我快速的解决了一些困扰我的障碍。感谢沈志荣师兄、叶海轩师兄、赵文超师兄、赵伟文师兄、查若思师兄、张晨亮师兄等等，他们高超的科研能力和认真努力的学术精神激励着我努力的学习，做好科研工作。还要感谢和我一起在万老师组内做毕业设计的吴惠宇、吴建威、尹崇宏、刘晓义、彭耀、覃鑫生、罗天等人，他们在我做毕业设计的过程中，也为我提供了很多的帮助。

最后，还要感谢我的家人。在我情绪低落的时候，是他们鼓励我、安慰我，激发了我的斗志，我爱他们，也不会辜负他们的期望。

附录 A

$$C=\frac{[2\sigma_1\sigma_2(\sigma_1-\sigma_2)(1+\alpha_1\alpha_2)+\sigma_1^{\ 3}(\alpha_1^2-1)-\sigma_2^3(\alpha_2^2-1)](\sigma_1-\sigma_2)(\alpha_1\alpha_2-1)}{\sigma_1^2(\alpha_1^2-1)-2\sigma_1\sigma_2(\alpha_1\alpha_2-1)+\sigma_2^2(\alpha_2^2-1)} \tag{A1}$$
$$+(\sigma_1^2+\sigma_2^2)-\sigma_1\sigma_2(\alpha_1\alpha_2+1)$$

$$D=\frac{[2\sigma_1\sigma_2(\sigma_1+\sigma_2)(\alpha_1\alpha_2-1)+\sigma_1^{\ 3}(\alpha_1^2-1)+\sigma_2^3(\alpha_2^2-1)](\sigma_1+\sigma_2)(\alpha_1\alpha_2+1)}{\sigma_1^2(\alpha_1^2-1)-2\sigma_1\sigma_2(\alpha_1\alpha_2+1)+\sigma_2^2(\alpha_2^2-1)} \tag{A2}$$
$$-(\sigma_1^2+\sigma_2^2)+\sigma_1\sigma_2(\alpha_1\alpha_2-1)$$

附录 B

```
    clear
    eta=importdata('***');
    eta=eta.data;
    eta=eta(:,2);

    n=length(eta);
    flag=1;
    for i=2:n-1
    if(eta(i)>eta(i-1)&&eta(i)>eta(i+1))||(eta(i)<eta(i-1)&&eta(i)
<eta(i+1))
        et(flag)=eta(i);
        flag=flag+1;
    end
    end
    H=abs(et(2:end)-et(1:end-1));
    H0=H;
    H=sort(H,'descend');

    H(2)=[];
    n13=round(1/3*length(H));
    Hs=mean(H(1:n13));
    Hmax_Hs=H(1)/Hs;
```

NUMERCICAL SIMULATION OF FREAK WAVES AND SHORT-CREST WAVES

In the 21st century, As the terrestrial resources gradually fail to satisfy human beings' requirements, people have been gradually turning their attention to the ocean. But as the old saying goes, every coin has two sides. While people have gained great amounts of wealth from the ocean, their lives and property are threatened by frequent occurrence of accidents at sea. For example, hurricanes, storm surges, giant waves and ice may cause great damage to ships and marine structures if these disasters happen in the sea. Furthermore, oil spill and red tide will greatly pollute the ocean environment and reduce the amounts of attainable resources in the sea for human beings.

In the past, people did not pay much attention to freak waves as they thought that the freak waves, though powerful as they were, almost never really happened, not to mention that they threatened humans. In recent years, researchers begin to recognize the significance of research on freak waves as there are unignorable occurrence of accidents caused by freak waves in the ocean. Freak waves mainly happen in these territorial waters, such as waters near Taiwan Strait, southeast waters of South Africa, and waters of Mexico-Caribbean. However, in reality, freak waves may occur in any territorial waters and on any conditions, as well as decaying particularly fast, so it's quite difficult to observe and record them in actual seas. Currently, in order to study the property of freak waves, scholars in this field generate such kind of waves mainly in the way of numerical simulation and physical simulation in laboratory. Compared with the physical simulation, the numerical simulation costs less time and money. What'more, the size of wave tank is limited for physical simulation in laboratory, but not for numerical simulation in laboratory. So a large number of researchers choose the way of numerical simulation to generate freak waves. The numerical simulation can be divided into linear method and nonlinear method. Researchers need to take many factors into account when they take advantage of nonlinear method to generate freak waves, however, the nonlinear method can generate freak waves that correspond with the actual freak waves better. Linear method is more simple and convenient, though less accurate than the nonlinear method for generating freak waves. Many researchers use linear method for numerical simulation to generate freak waves since the simulating results of linear method can nearly meet the requirements of numerical simulation in laboratory. Before generating freak waves in the way of numerical simulation, researchers have to firstly validate the accuracy of the viscous wave tank by comparing the results of the numerical simulation with the results of the physical simulation. So both the numerical and physical simulations are necessary for the generation of freak waves.

With the development of the field of freak waves in recent decades, researchers have accomplished some achievements. However, It's far behind for researchers at home to begin to study the freak waves than the scholars abroad, what's more, the freak waves are quietly elusive. So up until now, the scholars in the field at home have gained a small number of both measured data and analysis results of the actual freak waves compared to the foreign scientists and don't clearly understand the mechanisms of the occurrence and actual engineering significance of freak waves. So it is necessary for researchers at home to try their best to explore the mystery of freak waves and breakthroughs of research in this field will mean a lot for people who will work in the

ocean..

As in the process of numerical simulation of freak waves, many researchers choose to generate freak waves in the way of wave focusing. The graduation thesis is based on the CFD solver naoe-FOAM-SJTU. The CFD solver naoe-FOAM-SJTU is the combination of the viscous numerical wave tank and the six-degree-of-freedom motion solver, as well as the mooring system. It was developed by the CFD team leaded by Professor Wan in Shanghai Jiao Tong University. Besides generatinga lot of kinds of waves, such as focusing waves, short crest waves and so on. What's more, it can also simulate the interaction between waves and ships or offshore platforms. But the thesis is only involved with viscous wave tank. the numerical wave tank is developed on the viscous fluid theory. The three -dimensional numerical wave tank is developed by integrating several wave generation and wave absorbing approaches, as well as programming lots of wave theories into a module. What's more, the viscous wave tank is developed on the basis of the open source code library OpenFOAM. The fluid field is modeling by solving the Navier-Stokes equation or the RANS equation with the finite volume method. There are two main approaches for wave generation: modeling the movement of wave-maker and set the wave profile and velocity at the inlet boundary. And the wave absorption is achieved with the wave damping zone set at the end of a wave tank.

The graduation thesis generates freak waves in the way of wave focusing as many researchers do. The principle of wave focusing is the dispersion of waves. The dispersion of waves can be explained as follows, the wave velocity increases as the wave length increases for single waves. In the original state, if the long wave lags behind the short wave, with the development of the waves, the long wave will catch up with the short wave and superposition of waves happens. Finally, there is focusing wave come into being. However, in the process of wave focusing, there is another factor that cannot be ignored, which is nonlinear interaction between waves. Because of the effects of nonlinear interaction, the actual focusing amplitude is bigger than assumed focusing amplitude and the actual focusing point lags behind the assumed focusing point.

The graduation thesis will firstly develop the two-dimensional viscous numerical wave tank and investigate the properties of two-dimensional focusing waves. As the results show that with the increase of frequency width, the actual focusing amplitude and the shift of focusing point become smaller, which means the nonlinear interaction becomes weaker. While as the central frequency and the assumed focusing amplitude increase, the actual focusing amplitude and shift of focusing point become larger, which means that the nonlinear interaction becomes stronger. Furthermore, the thesis will present how parameters of the two-dimensional focusing waves affect the generation of two-dimensional freak waves when they change. In order to generate freak waves efficiently, the large frequency width is recommended. Because three-dimensional focusing wave is one special kind of the three-dimensional short crest wave, before the investigation of properties of the three-dimensional focusing wave, the three-dimensional short crest wave should be generated. On the basis of short crest wave model, the thesis develops the three-dimensional focusing wave model. As the effects of frequency width, central frequency and assumed focusing amplitude on two-dimensional focusing waves have been investigated. So the thesis will focus on investigating effects of the angular range of component waves on three-dimensional focusing waves. The results show that with the increase of the angular range of component waves, the shift of the actual focusing point becomes larger, which means that the nonlinear interaction becomes stronger. Finally, the thesis will find out what impacts the parameters of three-dimensional

focusing waves play on the generation of the three-dimensional freak waves. For the generation of three-dimensional freak waves, it's recommended that the angular range of component waves is far less or more than ninety, which will make the generation of freak waves more efficient.

Eventually, the thesis generates the two-dimensional and three-dimensional focusing waves successfully and achieves the intended goals.