

上海交通大学硕士学位论文

高航速下船舶艏波破碎数值模拟

硕 士 研 究 生：余安正

学 号：117010910259

导 师：刘成 副教授

申 请 学 位：工程硕士

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：2020 年 1 月

授 予 学 位 单 位：上海交通大学

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

NUMERICAL SIMULATION OF SHIP BOW WAVE BREAKING UNDER HIGH SPEEDS

Candidate:	Yu Anzheng
Student ID:	117010910259
Supervisor:	Assoc. Prof. Cheng Liu
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Naval Architecture and Ocean Engineering
Affiliation:	School of Naval Architecture, Civil and Ocean Engineering
Date of Defence:	January, 2020
Degree-Confering-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《高航速下船舶艏波破碎数值模拟》，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：余安正

日期：2020年 2月 28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：余安正

指导教师签名：

刘成

• 日期：2020年2月28日

日期：2020年2月28日

高航速下船舶艏波破碎数值模拟

摘 要

高航速船舶的船艏处经常会发生波浪破碎，船舶艏波破碎的研究具有以下意义。第一，波浪破碎产生的湍流会流向尾流区域，造成能量上的损失，从而形成破波阻力。第二，艏波翻卷一般伴随着空气卷吸和水花溅射，形成白色尾流、气泡流并且造成水下噪声，从而影响到船舶的声呐系统。因此对于隐蔽性要求高的军舰，研究艏波的破碎也具有重要意义。

本硕士学位论文基于船舶水动力求解器 naoe-FOAM-SJTU 对船舶艏波破碎进行数值模拟。文章采用流体体积法 VOF 实现对自由液面的捕捉并且使用 RANS 和 DDES 模型对波浪破碎进行数值模拟。为了验证数值模型在模拟波浪破碎上的可行性，本文首先对逆来流式二维翻卷式波浪破碎进行了数值模拟。基于 RANS 模型，分析了翻卷式波浪破碎演化过程以及流场变化并且研究了不同流速下卷波破碎的时空特性。此外，本文还使用 DDES 模型对二维翻卷式波浪破碎进行了模拟并与其他模型计算结果进行对比。

船舶航速对三维艏波破碎影响非常显著。本文基于 RANS 模型对不同航速下 KCS 模型在固定姿态时的艏波破碎进行了数值模拟。文章分析了不同航速下艏波结构、空气卷吸以及流场变化。此外，为了研究船舶姿态对艏波破碎的影响，本文对比了 $Fr = 0.35$ 时固定工况和放开升沉纵摇工况中的艏波结构和兴波流场。

本文还使用 DDES 模型对三维船舶艏波破碎进行了数值模拟。为了验证网格和模型的可靠性，文章将 DDES 和 RANS 模拟的艏波结构、流场波高值与模型试验数据进行了对比。为了研究不同湍流模型对艏波破碎的模拟效果，本文对两种模型模拟下的艏波结构、速度场以及

涡流场进行了对比。

关键词： 艏波破碎，流体体积法，RANS，DDES，KCS

NUMERICAL SIMULATION OF SHIP BOW WAVE BREAKING UNDER HIGH SPEEDS

ABSTRACT

Wave breaking always occurs at bow of high speed ship, the research of ship bow wave breaking has following meanings. Firstly, the turbulence generated by breaking will flow to the wake field, causing energy dissipation and wave breaking resistance. Secondly, the wave plunging is usually accompanied with air entrainment and splashing, forming white water wake, bubble flow and inducing underwater noise, which affects the sonar system of ship. Therefore, the research of bow wave breaking is of great importance for warships with high concealment requirements.

This master dissertation focuses on the numerical simulation of ship bow wave breaking using ship hydrodynamic solver naoe-FOAM-SJTU. In this paper, the volume of fluid method VOF is employed to capture the liquid-gas surface. RANS and DDES models are used to simulate the wave breaking. In order to verify the feasibility of the numerical model in simulating wave breaking, flow-opposite two dimensional plunging wave breaking is firstly calculated. Based on RANS model, the evolution and changes of flow field of 2D plunging wave are analyzed as well as the spatiotemporal characteristics under different velocities. In addition, DDES model is applied to the simulation of plunging breaking and the result is compared with result of other models.

The 3D bow wave breaking is significantly influenced by ship speed. Based on RANS model, the simulation of bow wave breaking of KCS model at fixed condition under different speeds is conducted in this paper. The bow wave structure, air entrainment and flow field changes at different speeds are analyzed. In order to study the influence of ship posture on bow wave breaking, the bow wave structure and wave pattern

of fixed condition and free condition are compared at $Fr = 0.35$ in this thesis.

The DDES model is also used to simulate the ship bow wave breaking. In order to verify the reliability of grid disturbance and numerical model, the results of bow wave structure and wave height simulated by DDES and RANS are compared with experimental data. In addition, the bow wave structure, velocity and vorticity calculated by DDES and RANS are compared to figure out the influence of turbulence model on wave breaking.

KEY WORDS: bow wave breaking, volume of fluid, RANS, DDES, KCS

目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 研究背景与意义	1
1.2 波浪破碎国内外研究现状	2
1.2.1 试验研究	2
1.2.2 数值模拟	6
1.3 波浪破碎理论综述	11
1.3.1 波浪破碎类型以及判别标准	11
1.3.2 船舶艏波破碎流体特征	13
1.4 本文主要工作	14
第二章 数值计算方法和理论基础	16
2.1 引言	16
2.2 基本数值方法	16
2.2.1 naoe-FOAM-SJTU 求解器	16
2.2.2 流体控制方程	17
2.3 波浪破碎数值模拟方法	19
2.3.1 湍流模型	19
2.3.2 边界层流动与壁面函数	21
2.3.3 VOF 自由液面捕捉方法	22
2.4 数值模型验证：KCS 模型阻力和流场的验证	23
2.4.1 计算模型与工况	23
2.4.2 网格收敛性验证	24
2.4.3 阻力系数的验证与确认	29
第三章 二维浅水槽翻卷式波浪破碎数值模拟	33
3.1 引言	33
3.2 计算设置	33
3.3 网格收敛性验证	34
3.3.1 网格设置与生成	34

3.3.2 时间步收敛性分析	35
3.3.3 网格步长收敛性分析	37
3.4 翻卷式波浪破碎发展过程	39
3.4.1 最大翻卷高度	39
3.4.2 第一翻卷拍击点	40
3.4.3 翻卷喷射	41
3.4.4 第二翻卷拍击点	42
3.5 不同来流下二维波浪翻卷	43
3.6 基于 DDES 模型二维翻卷式破波数值模拟	46
3.7 本章小结	49
第四章 基于 RANS 模型不同航速下船舶艏波破碎数值模拟	51
4.1 引言	51
4.2 计算设置与网格验证	51
4.2.1 模型与计算工况	51
4.2.2 计算域网格生成	53
4.2.3 网格验证	54
4.3 固定自由度下 KCS 艏波破碎数值模拟	56
4.3.1 不同航速下阻力系数变化	56
4.3.2 不同航速下船体表面波形变化	57
4.3.3 $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$	59
4.3.4 $Fr = 0.35 \sim 0.425$	61
4.3.5 $Fr = 0.35$ 时局部伴流场、涡流场分析	65
4.4 放开升沉和纵摇下 KCS 艏波破碎数值模拟	69
4.5 本章小结	72
第五章 基于 DDES 模型船舶艏波破碎数值模拟	75
5.1 引言	75
5.2 计算模型与网格验证	75
5.2.1 模型、计算工况与网格生成	75
5.2.2 网格验证	76
5.3 $Fr = 0.35$ 时计算结果对比	78
5.3.1 阻力系数、波形以及艏波结构对比	78
5.3.2 DDES 和 RANS 模拟下艏波流场对比	80

5.3.3 局部速度场、涡量场分析	82
5.4 本章小结	84
第六章 结论与展望	87
6.1 全文总结	87
6.2 未来展望	88
参 考 文 献	91
致 谢	97
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文	99

第一章 绪论

1.1 研究背景与意义

船舶在高速航行时，船艏处经常会发生波浪破碎的情况。由于船体的阻塞作用，在船艏处一般会形成高压区并且形成陡峭的船艏波。当波陡到达一定大小时，波峰会向前翻卷，从而产生船波的破碎。船波破碎一般会伴随着水花溅射以及空气卷吸等现象，从而产生噪声、白色泡沫等。破波过程一般涵盖了不同时间尺度上和空间尺度上的流体特性。从小尺度上来看，在船艏处会产生很多小的飞溅和空腔，尺度一般比船长小 2~3 个量级并且演化的时间也相对较短。从大尺度上来看，由于船波的翻卷，船侧一般会形成沿来流方向的凹陷（scar）并且在破波区域会出现大范围的对流涡。此外，在船波翻卷的尾部区域，一般还会出现紊乱的湍流区域。对于船舶船波破碎的研究具有以下意义：第一，波浪破碎产生的湍流区域会流向尾流区域，造成能量上的损失，从而形成破波阻力。第二，破波过程中会伴随着空气卷吸，并且产生大量空泡。这些空泡会产生水下噪声，从而影响到船舶的声呐系统。对于隐蔽性要求高的船舶，研究船波的破碎也具有重要意义。

根据 Deike 等^[1]文献中的描述，船行波一般可以分成四类：无破碎重力波（no-breaking gravity wave）、毛细波（parasitic capillary wave）、溢出式破波（spilling breaking wave）以及翻卷式破波（plunging breaking wave）。翻卷式和溢出式是船舶船波破碎中最常见的两种形式。翻卷式破波产生的过程是：波陡逐渐增大，在波峰处形成了一个喷射。这个喷射在重力的作用下向下拍击自由液面，形成一股水流的飞溅。波浪翻卷的同时，会伴随着空气的夹带以及水花的飞溅。与翻卷式破波相比，溢出式破波的最大区别是由于波陡较小或者表面张力相对较大，形成的喷射并没有与自由液面重新接合而是在波峰面的前坡上附着一个不停回旋的旋涡并且沿水流一直发展。波浪破碎后，在破波附近以及后面一般会形成自由液面湍流。湍流的产生伴随着动能和位能的损失，并且不断向尾流扩散发展，导致尾流区域有序运动的损失，从而产生能量上的损失，这也是破波阻力产生的原因^[2]。

对于船舶船波破碎的研究主要通过模型试验和数值模拟两种方式。早期模型试验主要通过皮托管、浪高仪以及相机等装置进行，测量的数据也非常有限。随着自由液面追踪技术的不断进步，近几年来越来越多的研究者使用粒子图像测速（Particle Image Velocity，简称 PIV）技术来进行船波破碎的研究。近些年来，计

计算机硬件技术和软件技术得到了飞速发展，计算流体力学（Computational Fluid Dynamics，简称 CFD）逐渐成为研究船舶海洋工程问题的有力工具。与基于无粘以及线性假设的传统理论相比，CFD 中的理论模型更接近于真实流场；与模型试验相比，CFD 方法具有能够获取计算域内任意一点的信息，并且对于极限工况，数值试验更占优势。此外，使用 CFD 方法还能够减少试验成本并且可以为模型试验提供参考与补充。为了探索不同数值模型在模拟艏波破碎问题上的效果，CFD 2021 研讨会还将 KCS 船模的艏波破碎设为标准算例。

1.2 波浪破碎国内外研究现状

如前文所述，目前对波浪破碎的研究主要基于模型试验和数值模拟。Liu 等^[3]对以往波浪破碎的试验研究和数值研究进行了总结，对波浪破碎中的能量耗散以及小尺度特性进行了综合性的阐述。下面将从模型试验和数值研究两个方面的研究进展进行阐述。

1.2.1 试验研究

早期由于测量技术和可视化技术的限制，研究者们采用相机和皮托管等装置对波浪破碎进行试验研究。随着 PIV 等技术的兴起，自 20 世纪末开始，越来越多的学者将该技术应用到波浪破碎的试验研究中。PIV 技术突破了以往单点测量的限制，能够进行全流场瞬态信息的测量。因此研究者们可以通过测量波浪破碎过程中速度场、涡量场的变化来厘清波浪破碎的内在机制。随着摄像机硬件和图像处理技术的发展，高速相机也成为研究波浪破碎过程中小尺度流场现象的有力工具，例如空气卷吸、喷雾、微滴的形成等。表 1-1 总结了波浪破碎的模型试验研究。

在 20 世纪 70 年代，日本学者 Baba^[4]通过模型试验和理论分析得出破波阻力的存在，指出该阻力仍然符合傅汝德比较定律且占该阻力在总阻力中的比重可能高达 15%。Duncan^[5,6]最先开始研究与破波相关的阻力以及能量耗散。Duncan 让二维水翼以一定速度和攻角航行，通过尾流测量将拖曳力分为两部分：与破波区域相关的拖曳力以及与非破波区域相关的拖曳力。Duncan 发现与破波区域相关的拖曳力是通过理论分析得到的最大拖曳力（非破波状态）的 3 倍以上。此外，Duncan 还发现当波斜度大于 17° 时更容易发生破波。

船舶的艏波破碎一般分为溢出式破波和翻卷式破波。有研究表明，U 型艏的船舶在船艏处一般产生溢出式破波而 V 型艏的船舶一般产生翻卷式破波。对溢出

式的研究重点在毛细波的产生、自由液面的变形以及速度场、涡量场等。

Chang 和 Liu^[7,8]研究了中等水深下的波浪破碎。通过 PIV 技术, Chang 和 Liu 测量了单色波列工况下的速度场, 并且提供了平均速度场、平均涡量场、湍流强度、雷诺应力以及平均应变率等相关信息。

Lin 和 Rockwell^[9]通过 PIV 技术和相机研究了水流在不同流速下经过二维水翼时的波浪破碎。Lin 和 Rockwell 关注的是从毛细波发展到溢出式破波的过程中, 速度场、涡流场以及自由液面变形的情况。结果表明, 在傅汝德数较小时 ($Fr = 0.39$ 和 0.43), 自由液面呈现出变形较小的毛细波。而在大傅汝德数下 ($Fr = 0.49$ 和 0.56), 自由液面呈现出变形较大的溢出式破波, 并且产生分离流和对流涡。

Qiao 和 Duncan^[10]通过造波产生不同频率和波长的波, 从而研究准稳态的溢出式破波。与 Lin 和 Rockwell^[9]不同的是, 在产生毛细波的过程中, 并未发现涡量且波峰处的速度相对较小。当波趾向下运动时, 波峰处的速度急剧增加, 并且产生了一个从波趾到波峰发展的涡。

翻卷式破波过程中会产生波浪的翻卷并伴随着水花溅射、空气卷吸等现象, 因此对翻卷式破波的研究主要着重于破波演化的过程、小尺度的流场特性以及能量耗散等。

Chanson 和 Lee^[11]研究了二维浅水槽中的翻卷式破波。试验通过主动造波, 并在水槽底部设置一个斜坡从而产生波浪破碎。文章主要研究了翻卷式波浪破碎发生过程中的空气卷吸和能量耗散, 并且指出, 波浪翻卷所带来的能量耗散可以达到 20%~60%。

Grue 和 Jensen^[12]通过 PIV 技术测量了深水工况下的翻卷式破波。Grue 和 Jensen 的试验着重于不同波斜度 ($0.40 \sim 0.46$) 下波浪翻卷的形式以及破波区域的速度场、加速度场。结果表明, 波浪翻卷喷射的速度大小可以达到波速左右。此外, 在破波工况中, 流体水平加速度急剧增加。在翻卷趾部的自由液面处, 总的加速度矢量基本与液面方向平行。

Ghosh 等^[13,14]和 Kang 等^[15]通过试验研究了浅水槽中脉冲流越过障碍物的过程, 并且产生了与来流相逆的翻卷式破波。Kang 等^[15]通过 PIV 和视频录像等技术分析了翻卷式破波的各个子过程以及空气卷吸、对流涡的产生以及演化情况。此外, Towle^[16]研究了翻卷式波浪破碎过程中的液滴飞溅。

国内学者对近岸工程中的破碎波进行了试验研究。原娟^[17]基于 PIV 技术研究破碎波与直立堤之间的相互作用。易婧^[18]通过水槽试验研究了破碎波中的气泡大小、分布以及破碎区域的空隙率变化规律。刘殿勇^[19]基于双向传播波列相互作

用而产生的弱三维波浪破碎，研究了破碎波结构、频率以及能量耗散等。

在船舶与海洋工程中，研究者们对波浪破碎的研究重点在于模型参数和物理参数（例如傅汝德数、雷诺数等）对艏波以及肩波破碎的影响。船体的破波具有三维特性，并且艏波的翻卷具有逆来流性，因此对于船舶破波的研究会关注破碎波的空间演化。由于船舶模型试验耗费较大且船艏的形状一般较为复杂，一些学者采用简化的模型（例如楔形斜面）来模拟船舶的艏波破碎。

Dong 等^[20]通过 PIV 技术测量了不同傅汝德数下 DTMB 5512 模型的艏波结构。在 Dong 等的试验中，傅汝德数的范围为 0.17~0.45，作者选取了中航速 $Fr = 0.28$ 以及高航速 $Fr = 0.45$ 两个工况进行了涡量场和速度场的详细对比，发现在中航速和高航速工况中涡的发生起点分别位于自由液面和船体表面。与二维破波相比，Dong 等的三维船模试验中发现了更加剧烈的对流涡现象，并且对流涡的起点一般位于破波的波尖处且一直发展到艏波的尾部区域。图 1-1 展示了 $Fr = 0.446$ 时的艏波流场，可以看到在这个航速时船艏处产生了翻卷式破波并且可以观察到一条明显的凹陷。

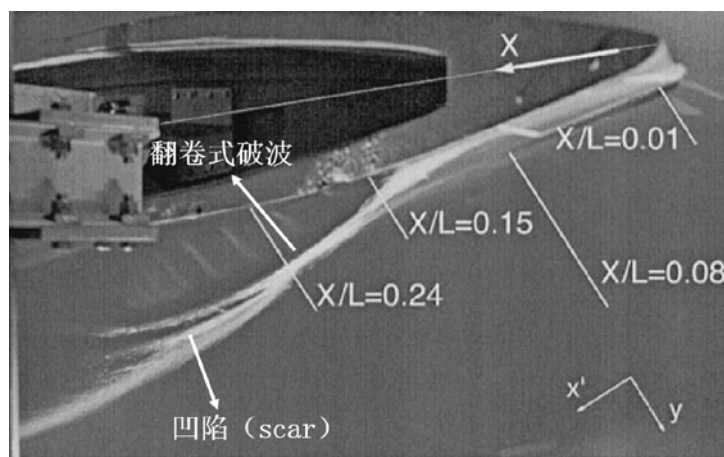


图 1-1 船舶艏波翻卷和凹陷^[20]
Fig.1-1 Ship bow wave overturn and scar

基于 PIV 技术，Roth 等^[21]聚焦 7m 长 DDG-51 在 $Fr = 0.30$ 时艏波结构。与 Dong 等的试验相比，Roth 等的模型更大，因此在 $Fr = 0.35$ 时已经发生了较为稳定的艏波破碎。Roth 等发现，在破波的根部一般为负涡而正涡一般发生在尖部以及船体边界层处。Roth 等还重点研究了波峰面处也就是负涡区的雷诺应力并且计算得出在波尖处有 30% 的能量损失。

Waniewski 等^[22,23]通过高速相机和基于抗阻的空隙率计 (Impedance based Void Fraction Meter, 简称 IVFM) 研究了楔形体在不同来流中的波浪破碎。作者通过

将一玻璃楔形体斜置于来流中来模拟船舶的艏波破碎。在 Waniewski 等的试验中，作者主要关注了艏波翻卷过程中的空气卷吸、翻卷结构以及表面扰动等。

Olivieri 等^[24,25]基于模型 DTMB 5415 (5.72m) 和 DTMB 5512 (3.05m) 进行了艏波破碎的物理试验，主要研究了船型尺度和船速对艏波破碎的影响。试验基于两个尺度的模型进行了不同航速下拖航试验。结果表明，同等航速下，大尺度的艏波流场更加剧烈，并且发生艏波破碎的初始航速更低。Olivieri 等的试验探究了艏波的形态随航速的变化以及不同航速下艏波破碎的形式。此外，该实验还对 DTMB 5415 模型在 $Fr = 0.35$ 时的艏波流场进行了详细的测量，分析了艏波破碎过程中局部速度场、涡流场的变化。图 1-2 为 DTMB 5512 模型在 $Fr = 0.35$ 时的艏波流场，可以看到两个纵向的凹陷。

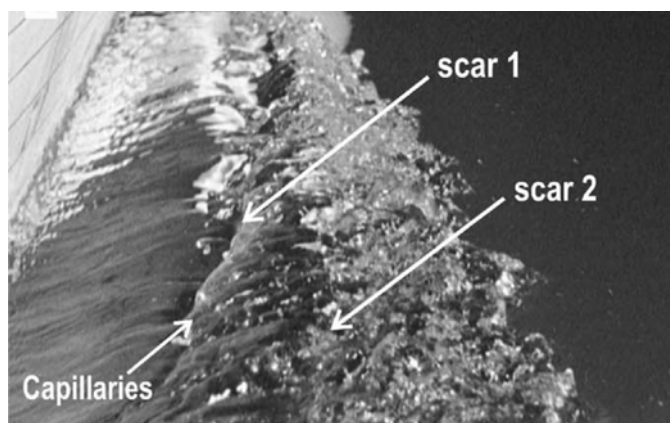


图 1-2 DTMB 5512 在 $Fr=0.35$ 时的艏波破碎^[24]
Fig.1-2 Bow wave breaking of DTMB 5512 at $Fr = 0.35$

Maxeiner 等^[26]通过一种 2D + T 的试验方法来研究船舶的艏波破碎。作者通过不断改变造波板的形状来模拟船舶在水中航行的工况并且通过激光诱导荧光 (Laser-Induced Fluorescence, 简称 LIF) 装置来测量波高以及艏波形状等信息。文章旨在研究船型参数和其他物理参数 (例如傅汝德数、雷诺数等) 对艏波破碎的影响。

Choi 等^[27]研究了与艏波破碎相关的波浪增阻。文章指出在船舶发生艏波破碎的工况下，线性理论对波浪增阻的预报将具有很大的局限性，因此需要将非线性因素考虑进行。作者对 V 型艏的快速排水艇进行了自航模型试验，并且使用传感器和探针测量了三个傅汝德数 ($Fr = 0.285, 0.430, 0.570$) 的艏波波高以及艏部船表面压力。结果表明，艏波波高和船艏表面压力与船速紧密相关，但是由翻卷式波浪破碎引起的波浪增阻小于由线性理论所得的结果。此外，由于作者的试验工况较少且所得结果仅仅针对高速排水艇，因此具有一定的局限性。

表 1-1 波浪破碎试验研究
Table 1-1 Experimental study of wave breaking

文献来源	年份	试验技术	破波形式	研究重点
Baba ^[4]	1969	相机	船舶艏波破碎	破波阻力
Duncan ^[5,6]	1981 1983	相机	由二维水翼引起的破波	阻力；表面波形；尾流测量
Lin and Rockwell ^[9]	1995	PIV、相机	毛细波、准稳态溢出式破波	自由液面变形；瞬时速度场、涡量场
Dong 等 ^[20]	1997	PIV、相机	DTMB 船模三维艏波破碎	艏波结构；对流涡
Chanson 和 Lee	1997	相机	翻卷式破波	空气卷吸；能量耗散
Chang 和 Liu ^[7,8]	1998 1999	PIV、相机	翻卷式破波	速度场；加速度场；湍流
Roth 等 ^[21]	1999	PIV、相机	DDG-51 船模三维艏波破碎	自由液面波形；湍流应力
Qiao 和 Duncan ^[10]	2001	PIV、相机	溢出式破波	破波过程
Waniewski 等 ^[22,23]	2001 2002	相机、IVFM	楔形斜面的艏波破碎	空气卷吸；翻卷结构；表面扰动
Olivieri 等 ^[24,25]	2003 2007	PIV、相机	DTMB 船模三维艏波与肩波破碎	艏波翻卷；凹陷；速度场；涡量场；尺度效应
Grue 和 Jensen ^[12]	2006	PIV、相机	深水翻卷式破波	波浪翻卷；速度场；加速度场
Ghosh 等 ^[13,14]	2008 2012	PIV	二维翻卷式破波	破波过程；涡流场；速度场；
Kang 等 ^[15]				
Maxeiner 等 ^[26]	2011	LIF	二维艏波破碎	船型参数和物理参数对艏波破碎的影响
Towle ^[16]	2014	相机	翻卷式破波	液滴飞溅
Choi 等 ^[27]	2019	相机、传感器、探针	船体三维破波	艏波破碎与波浪增阻的关系

1.2.2 数值模拟

随着计算机技术和数值计算技术的进步，CFD 已经成为研究波浪破碎的有力工具（见表 1-3）。对于波浪破碎问题，数值模拟不仅能够得到更加全面的流场信

息，而且能够分析任意一点的局部变量等。此外，对于波浪破碎中的空泡流、液滴飞溅以及涡丝等现象，模型试验难以统计和捕捉。目前，雷诺平均应力模型（Reynolds Average Navier-Stokes，简称 RANS）、大涡模拟模型（Large Eddy simulation，简称 LES）、分离涡模型（Detached-Eddy Simulation，简称 DES）、直接模拟模型（Direct Numerical Simulation，简称 DNS）以及光滑粒子法（Smoothed Particle Hydrodynamics，简称 SPH）在波浪破碎问题中均有相关应用（见表 1-2）。如前面所述，波浪破碎过程中包含了不同尺度下的流体特征。对于大尺度特征，如船舶艏波的翻卷以及凹陷的产生，一般采用 RANS、DES 以及 LES 模型就能够捕捉。而对于小尺度特征，如液滴飞溅、空泡流以及涡丝等，由于对模型的空间解析精度有很高的要求，因此研究中一般使用 DNS 模型。

表 1-2 不同湍流模型的特点以及在破波研究中的应用
Table 1-2 Characteristics of different turbulence models and applications in wave breaking

湍流模型	特点	在破波模拟中的应用
RANS	采用时均化方法描述瞬态运动；计算消耗小	三维船舶艏波破碎；全局流场结构；涡流场；伴流场；
LES/DES	LES 模型直接模拟大尺度的涡，小尺度的涡采用模型封闭；计算量较大 DES 近壁面使用 RANS，主流区使用 LES，兼顾 RANS 和 LES 的优点；计算量适中	
DNS	直接解析涡，能够捕捉小尺度的流体特征；对空间和时间分辨率要求非常高，因而计算量很大，一般用于低雷诺数问题	破波演化；涡结构；涡丝；液滴飞溅；空泡结构

翻卷式破波一般伴随着明显的能量耗散，早期一些学者通过数值模拟研究了二维翻卷式破波的发生过程和能量耗散。Takikawa 等^[28]基于 SMAC（Simplified Marker and Cell）方法研究二维翻卷式破波的演化过程和能量耗散。通过直接数值模拟，Chen 等^[29]研究了二维翻卷式破波随时间的演化以及破波各个阶段的波能变化。文章指出，经历三次翻卷之后，能量损失高达 70%。

RANS 模型具有计算消耗小的特点，因此在高雷诺数的波浪破碎特别是船舶艏波破碎的问题上应用十分广泛。

Rhee 和 Stern^[30]采用 CFDShip-IOWA 中的 RANS 模型研究了二维溢出式破波。文章旨在将数值结果与以往标模试验进行对比，从而验证 RANS 模型在模拟

溢出式破波上的可行性。

基于 RANS 模型和单相流 LS (Level Set, 简称 LS) 方法, Wilson 等^[31]数值研究了 R/V Athena I 模型在 3 个航速 ($Fr = 0.25, 0.43, 0.62$) 下的兴波场。文章详细的验证了网格尺度和时间步长对船舶阻力以及捕捉兴波流场的影响。作者指出在艏波首个翻卷与自由液面拍击处存在大量不连续的横向速度区, 这导致了对流涡的形成并且产生了衍生的波浪翻卷。首次翻卷与衍生翻卷之间形成了一个纵向的凹陷。此外, 基于同样的数值模型, Wilson 等^[32]对 Olivieri 等^[25]的试验工况进行了数值模拟。文章通过分析艏波处速度分量和轴向涡量的变化来解释艏波翻卷以及其演化过程的原因。

Chella 等^[33]研究不同入射波下破波对垂直圆柱的作用力。基于 RANS 模型和 LS 自由液面捕捉方法, Chella 等进行了 21 个工况下的数值模拟。文章研究了不同波浪工况下的破碎点、波浪破碎作用力以及作用时间等。

Wang 和 Wan^[34]、Ren 等^[35]基于 OpenFOAM, 使用 RANS 模型和 VOF 液面捕捉模型数值模拟了 DTMB 模型和 KCS 模型的艏波破碎。结果表明, 采用 RANS 方法和 VOF 模型能够很好地捕捉船舶艏波破碎中的全局特征, 包括艏波的翻卷、凹陷的产生等。此外, 通过对局部伴流场和涡流场的对比分析, 解释了船舶艏波发生翻卷和破碎的原因。

为了捕捉船体破波产生的气泡流, Moraga 等^[36]开发了一种两相流数值模型。该模型通过流体局部速度和距液面距离来确定气泡流的发生位置。文章将数值结果与 Waniewski 等^[22]试验结果进行了对比, 一定程度上证明了该方法的可行性。此外, 作者还将该模型应用到 DTMB 和 Athena 船模的流场模拟中并且成功的预报了空气卷吸流的发生位置。

由于 RANS 对湍流运动进行了时均化处理, 因此对波浪破碎的小尺度问题捕捉有限, 一些学者采用更高精度的湍流模型来模拟破碎问题, 如 LES/DES、SPH 等。

Watanabe 和 Saeki^[37]基于 LES 研究了破波的三维涡结构。数值试验采用倾斜的底面, 作者将入口处设置为二阶余弦波进而产生破波。在波浪破碎之前, 整个流场呈现二维特性。当发生波浪破碎之后, 随着液面的翻卷, 速度场发生剧烈变化并且产生大量的三维涡结构。Zhou 等^[38]基于开源平台 OpenFOAM 中的 LES 模型模拟三维孤立波的溢出式破波。作者主要关注溢出式破波产生的斜降涡流对海底的影响。

Marrone 等^[39,40]基于 SPH 无网格粒子法研究了船体艏波破碎的过程以及翻卷

结构。在 Marrone 等的工作中，作者分别基于二维和三维模型对船体艏波进行了数值模拟。在三维工况中，作者将计算结果和 RANS 计算结果以及试验结果进行了对比，表明了 SPH 在模拟船舶艏波破碎上的可行性。此外，国内研究者贾月桥^[41]通过 SPH 方法研究了近岸海滩波浪中的波浪破碎。郑兴等^[42]基于 SPH 方法数值模拟了二维破碎，捕捉到了波浪爬升、翻卷以及破碎等过程。

由于波浪破碎会产生复杂的涡结构和小尺度的流体特征，因此基于 DNS 模型的波浪破碎数值研究也一直是主流之一。

Wang 等^[43]将界面捕捉模型 CLSVOF (Coupled Level Set and Volume of Fluid, 简称 CLSVOF) 用于波浪破碎的数值模拟当中。文献中基于该方法研究了二维浅水槽中翻卷式破波产生过程，将计算所得的翻卷式破波演化的各个过程与 Ghosh 等的试验进行了对比，结果与试验吻合较好。随后 Wang 等^[44]将同样的数值模型应用到三维楔形体艏波破碎的数值模拟中，成功地捕捉到三维破波相关的小尺度特征，如液滴的飞溅等。

在 Ghosh 等^[14]、Kang 等^[15]以及 Wang 等^[43,44]的基础上，Koo 等^[45]基于 DNS 和 CLSVOF 对 Kang 等^[15]的试验工况进行了详细的数值验证与研究。作者以翻卷波达到最大高度为起始，研究了翻卷式破波每个子过程的发生时间以及伴随的涡量场、速度场、能量场和槽底压力变化。

Deike 等^[1]通过 DNS 研究了高雷诺数 ($Re = 40000$) 下毛细效应对波浪破碎的影响。Deike 等提出可以使用两个参数 (邦德数 B_o 和波陡 S) 来判断破波状态并且通过一系列的数值试验建立了破波状态查询图谱。此外，文章还研究了各个波浪状态下的能量耗散以及波陡、表面张力对能量耗散的影响。

基于 DNS 模型，Hendrickson 和 Yue^[46]研究了三维准稳态破波的结构和空气卷吸。文章使用一个浸没圆柱，通过改变圆柱的转速、运动速度以及浸没水深来产生准稳态的波浪破碎。结果表明，随着圆柱运动速度的增加，自由液面处的涡与圆柱产生的涡逐渐发生相互作用并且在高速时发生波浪破碎。

对于高雷诺数的三维破碎问题，由于直接数值模拟对空间分辨率要求很高，因此网格量会达到亿级甚至十亿级。Lubin 和 Glockner^[47]使用 10 亿的网格数和 DNS 模型成功的首次模拟出了翻卷式破波中的涡丝结构。作者通过 Q 准则 (速度梯度张量的第二不变量) 来可视化计算结果中的涡丝结构并以此来研究翻卷式破波演化过程中的涡丝变化情况。文章指出涡丝是相对独立的存在且拥有跟翻卷式破波相似的演化过程，但并未发现这种涡丝结构与能量耗散的直接联系。Wang 等^[48]使用 120 亿的网格数来模拟三阶 Stokes 波产生的波浪破碎。通过控制网格的空

间步长来捕捉破碎过程中小尺度的液滴飞溅和空泡。

表 1-3 波浪破碎数值研究
Table 1-3 Numerical study of wave breaking

文献来源	年份	湍流模型	维度	研究内容	研究重点
Takikawa 等 [28]	1997	SMAC	2	二维翻卷式破波	破波过程；能量耗散
Chen 等 ^[29]	1999	DNS	2	二维翻卷式破波	破波过程；能量耗散
Watanabe 和 Saeki ^[37]	1999	LES	3	三维斜面波浪破碎	速度场；涡结构
Rhee 和 Stern ^[30]	2002	RANS	2	二维水翼溢出式破波	标模验证
Wilson 等 ^[31]	2006	RANS	3	Athena 船模三维破波	标模验证；艏波翻卷
Wilson 等 ^[32]	2007	RANS	3	DTMB 船模三维破波	涡流场；凹陷
Wyatt 等 ^[49]	2008	LES/DES	3	实尺度船 Athena 三维 尾波破碎	实尺度尾部破碎预报
Moraga 等 ^[36]	2008	RANS	3	船模三维破波	空气卷吸；气泡流
Wang 等 ^[43,44]	2009 2010	DNS	2/3	二维翻卷式破波 三维楔形体破波	破波过程；翻卷结构
Marrone 等 [39,40]	2011 2012	SPH	2/3	船体艏波破碎	破波过程；翻卷结构
Koo 等 ^[45]	2012	DNS	3	二维翻卷式破波	破波过程；涡流场；速 度场；能量场
Zhou 等 ^[38]	2014	LES	3	三维孤立波破碎	斜降涡流对海底的影 响
Deike 等 ^[11]	2015	DNS	2	二维波浪破碎	破波状态识别；波浪破 碎参数研究
Lubin 和 Glockner ^[47]	2015	DNS	3	三维翻卷式破波	空气卷吸；涡丝
Wang 等 ^[48]	2016	DNS	3	三维翻卷式破波	空气卷吸；液滴飞溅； 空泡
Wang 和 Wan ^[34] ；Ren 等 ^[35]	2017	RANS	3	三维船模波浪破碎	涡流场；速度场；破波 结构
Chella 等 ^[33]	2017	RANS	3	三维孤立波破碎	破波作用力
Hendrickson 和 Yue ^[46]	2019	DNS	3	三维波浪破碎	破波结构；空气卷吸

此外, Wyatt 等^[49]进行了探索性的实尺度船舶尾波破碎研究。作者使用激光雷达传感器测量尾波处的平均波高, 均方根波高以及波浪频谱等数据。为了验证 CFD 能够一定程度上模拟实尺度波浪破碎, 作者分别对模型尺度和实尺度的工况进行了模拟, 并且对平方波高、波浪谱等结果进行了对比。

1.3 波浪破碎理论综述

1.3.1 波浪破碎类型以及判别标准

波浪破碎的原因一般可以从两个方面进行解释。从运动学角度看, 当水质点速度大于波浪相速度时, 流体质点会脱离波面产生破碎; 从动力学角度来看, 水质点在运动过程中, 受到重力、压力以及离心力的作用, 当质点速度达到一个阈值后, 过大的离心力导致水质点脱离运动轨迹, 从而发生破碎^[50]。基于试验和数值研究^[1,2,51], 以往文献中认为波陡值 (波高与波长之比) 达到一定值后, 波浪无法维持原来的波形, 因而发生波浪的翻卷破碎等现象。

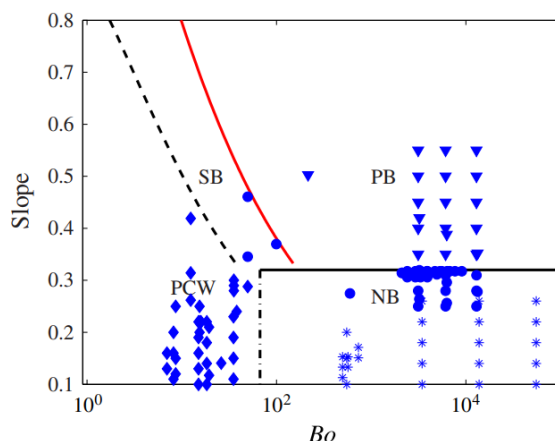


图 1-3 波浪破碎类型图谱 (Deike 等)^[1]

Fig.1-3 Wave breaking state diagram

Deike 等^[1]将破碎波分为了以下四类: 无破碎重力波、毛细波、溢出式破波和翻卷式破波。并通过邦德数 B_o 和波陡 S 建立了如图 1-3 的图谱。邦德数 B_o 和波陡 S 的表达式:

$$B_o = \frac{\Delta \rho g}{\gamma k^2} \quad (1-1)$$

$$S = \alpha k \quad (1-2)$$

其中, $\Delta \rho$ 表示两相流中的密度差, g 表示重力加速度, γ 表示表面张力项, k 表

示波数, α 为波幅。根据图谱和 Deike 等的描述, 归纳如下:

无破碎重力破波: 当波陡较小且邦德数较大时, 表面张力影响可以忽略不计, 波形呈现出对称性。随着波陡的逐渐增加, 由于非线性的影响波面开始呈现不对称性, 自由液面处的涡流场也更加剧烈但是仍然局限于自由液面附近的区域。

翻卷式破波: 在波陡较大且邦德数较大时, 表面张力影响可以忽略不计, 此时容易发生翻卷式破波。Ghosh^[14]给出了翻卷式破波的发生过程 (如图 1-4): 由于波陡的不断增大, 波峰面趋于垂直并且形成一个喷射 (jet); 在重力的作用下, 喷射拍击自由液面同时卷入空气形成一个空腔 (air pocket); 喷射与自由液面拍击后, 破碎的水流发生溅射 (oblique splash), 并逐渐形成一个垂直的喷射 (水舌)。当喷射又与液面发生结合时, 可能会产生重复的子翻卷。翻卷式破波过程中的空气卷吸会形成大大小小的空泡, 从而形成空泡流。此外, 翻卷式破波过程会伴随着复杂的涡流变化, 并且在喷射拍击液面后会产生新的涡结构。

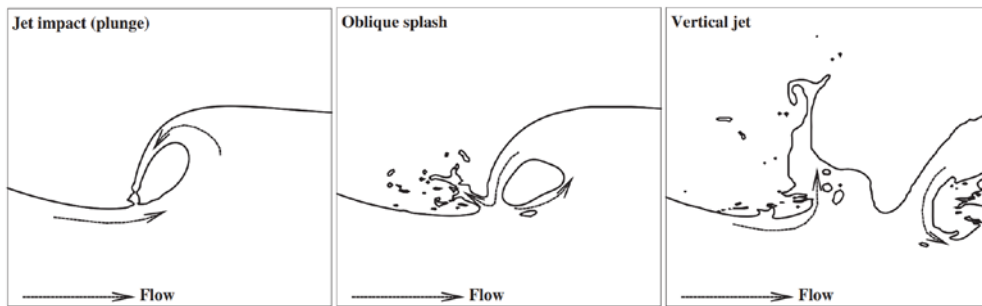


图 1-4 翻卷式波浪破碎演化过程^[14]

Fig.1-4 The evolution of plunging wave breaking

毛细波: 在波陡较小且邦德数较小时, 表面张力对波浪的破碎影响很大。毛细波一般发生在波峰上同时位置相对固定, 并且仅仅因为粘性作用而不断衰减。对于毛细波, 波峰处一般是正涡区而波谷为负涡区, 涡的发生区域一般在自由液面附近区域。

溢出式破波: 在波陡较大而邦德数较小时, 则可能会发生溢出式破波。图 1-5 为 Qiao 和 Duncan^[10]给出的溢出式破波的结构。对于溢出式破波, 波峰处并没有产生一个喷射而是在表面张力的限制下形成了一个凸起的区域 (bulge), 在凸起区域的波趾 (toe) 下方产生毛细波。随着波浪破碎的演化, 波趾快速向下发展直至波谷处形成湍流区。与其他形式不同的是, 溢出式破波会产生远离自由液面的对流涡。

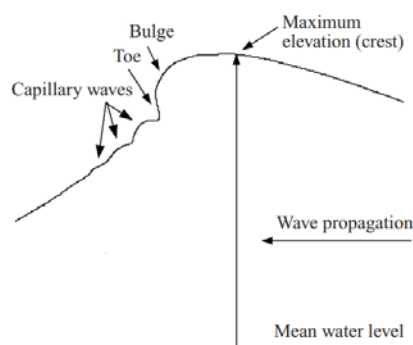
图 1-5 溢出式破波的结构^[10]

Fig.1-5 Structure of spilling wave breaking

1.3.2 船舶艏波破碎流体特征

船舶艏波破碎是船舶与来流之间相互作用的结果，因此与船舶的形状和来流参数等有很大的关系。以是否发生艏波翻卷为标准，船舶破波一般分为溢出式破波和翻卷式破波。与纯波浪破碎相比，艏波破碎的一个显著特点是具有逆来流性。此外，船舶波浪破碎还具有一些三维特征。

图 1-6 凹陷的结构^[32]

Fig.1-6 Structure of scar

凹陷：当船侧发生翻卷式破波时，一般会形成沿船长方向的凹陷，也就是局部自由液面下降。如图 1-6 所示，船舶处产生了两个平行的凹陷。艏波翻卷的过程中，喷射的水流在重力的作用下拍击液面并且产生液体的飞溅，在飞溅与翻卷结构之间则形成了一个局部的波高较小区域。由于艏波翻卷具有三维特性，因此也就形成了纵向的凹陷。

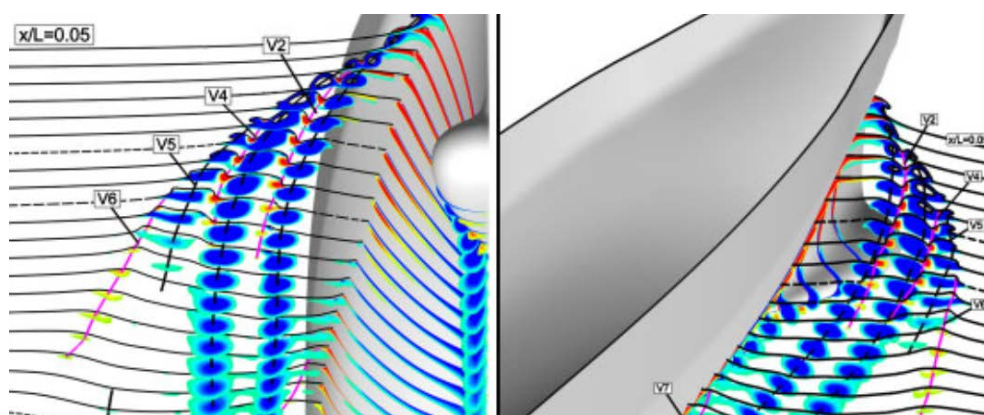
图 1-7 艏波破碎区的对流涡^[32]

Fig.1-7 Counter-rotating vortices of bow wave breaking

对流涡：船舶波浪破碎伴随着对流涡的产生，这些对流涡随着来流演化，最终流向尾流区域。如图 1-7 所示，船舶处产生了 3 对涡。在翻卷的尖部一般为正涡区而根部一般为负涡区。

1.4 本文主要工作

本文对船舶艏波的翻卷以及破碎进行了数值模拟。文章分为六个章节，第一章介绍了波浪破碎的国内外研究进展，分为模型试验和数值模拟两个方面。第二章为本文数值理论方法的综合阐述，本文的数值方法主要基于雷诺平均模型 RANS 和延迟分离涡模型 DDES，并且结合 SST $k-\omega$ 两方程模型。对于波浪破碎中的自由液面捕捉，本文采用流体体积法 VOF。此外，为了验证当前使用的数值模型，对 KCS 船模的阻力系数进行了验证与确认研究。

第三章对二维翻卷式波浪破碎进行了数值模拟，通过在液面以下设置一凸块来产生与来流相逆的翻卷式破波。本章对所使用的网格进行了时间步长和空间步长的详细验证。基于 RANS 模型，研究了翻卷式波浪破碎演化过程和流场变化以及不同来流下波浪翻卷要素的时间特性和空间特性。此外，本章还采用 DDES 模型对二维翻卷波进行了模拟，与 RANS 以及以往文献中 DNS 的模拟结果进行了对比，并且分析了 DDES 模拟结果中的涡流场变化。

第四章基于 RANS 模型对不同航速下 KCS 模型在静水中的艏波破碎。通过将标准工况 $Fr = 0.26$ 时的阻力系数、流场剖面以及兴波流场与以往试验数据进行了对比，验证了网格的可靠性。本章对不同航速下的艏波结构、翻卷拍击点以及空气腔大小进行了研究，还对不同航速下的涡流场进行了对比分析。此外，为了验证船舶姿态对艏波破碎的影响，本章还对比了 $Fr = 0.35$ 时船舶在放开升沉与纵摇

工况和固定姿态工况中艏波破碎结构以及涡流场的区别。

第五章基于 DDES 模型模拟了 $Fr = 0.35$ 时 KCS 模型的艏波破碎。由于 DDES 模拟对远场网格分辨率的要求较 RANS 高，本章对全局的自由液面进行了加密，因此对网格进行了重新验证。为了研究不同湍流模型对艏波破碎模拟效果，本章对比了 DDES 和 RANS 模型在艏波结构、涡流场以及轴向剖面的局部流场。

第六章对本硕士论文进行了总结，对每章节的研究结果进行了整理和阐述，并且在当前工作的基础上对未来工作进行了展望。

本文的主要亮点在于基于求解器 naoe-FOAM-SJTU 对二维翻卷式波浪破碎和船舶三维艏波破碎进行了数值模拟，通过对比二维波浪破碎的时空特性来研究船舶艏波破碎的空间特性以及破碎结构。此外，本文还研究了不同湍流模型在二维波浪破碎以及船舶三维艏波破碎上的模拟效果。

第二章 数值计算方法和理论基础

2.1 引言

本文基于 CFD 方法对波浪破碎进行了数值模拟，数值计算采用基于开源工具包 OpenFOAM^[52-54]开发的 naoe-FOAM-SJTU 求解器^[55-62]，通过 RANS 和 DDES 模型来求解 N-S 方程。为了捕捉波浪破碎，本文采用带人工压缩项的流体体积法 VOF 追踪自由液面并且使用 SST $k-\omega$ 模型来封闭湍流模型。此外，为了验证当前数值方法在模拟船舶流场上的可行性，本文对 KCS 模型的阻力系数进行了验证与确认研究。

2.2 基本数值方法

2.2.1 naoe-FOAM-SJTU 求解器

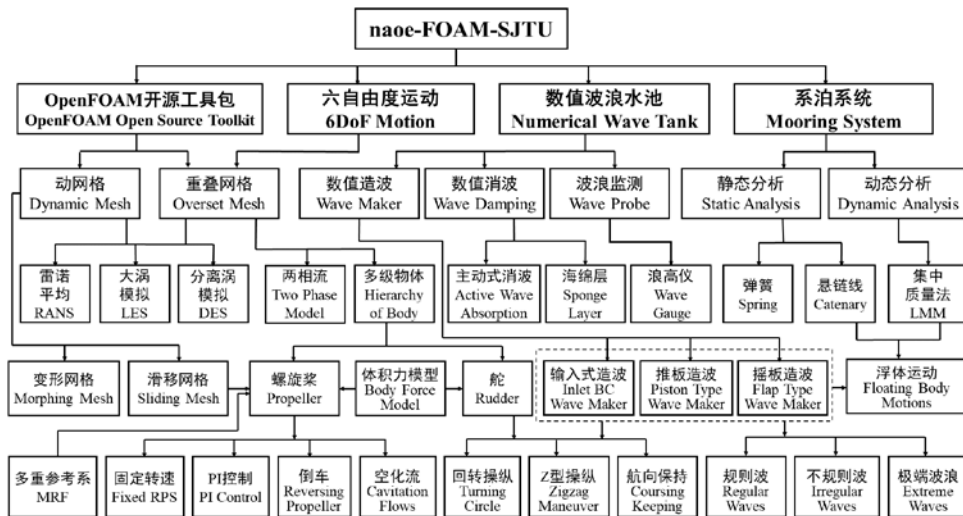


图 2-1 naoe-FOAM-SJTU 求解器的基本框图

Fig.2-1 Basic structure of naoe-FOAM-SJTU solver

在上海交通大学船海计算水动力学研究中心（Computational Marine Hydrodynamics Laboratory, 简称 CMHL）的不断探索和研究下，naoe-FOAM-SJTU 求解器以 OpenFOAM 软件中的两相流求解器 interFoam^[63]为基础，现在已经包括动网格六自由度求解模块、造波与消波模块^[55-57]、分离涡（DES）计算模块^[60,61]、

锚链模块和重叠网格与多级物体运动模块等功能与技术^[58,59,62]，可以对船舶与海洋工程复杂水动力学问题进行数值模拟工作，且取得了一定的成果^[58,62,64]。目前，求解器已在 CMHL 船海流场 CAE 计算平台和其他国内超算上进行了部署和计算，求解器的基本框架如图 2-1 所示。本文的工作基于 naoe-FOAM-SJTU 中的雷诺平均 RANS 模块和分离涡 DES 模块，对船舶艏波破碎进行了数值模拟。

2.2.2 流体控制方程

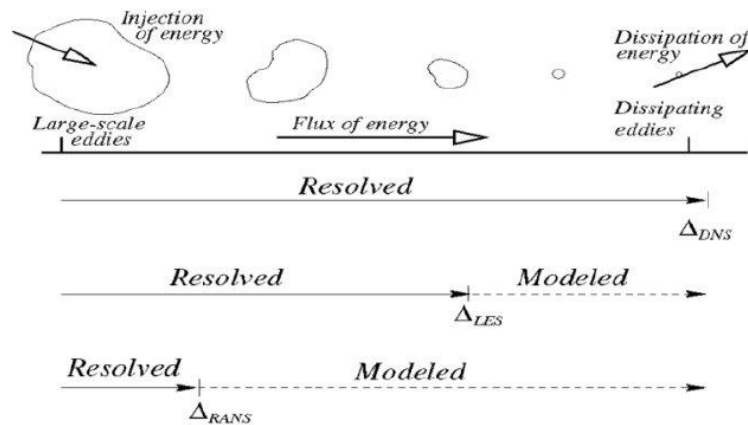


图2-2 不同湍流模型应对的涡尺度

Fig. 2-2 Resolve scale of eddies by different methods

OpenFOAM 中提供了多种求解 N-S 方程的模型，包括：RANS、LES 和 DNS。这三种模型在波浪破碎数值模拟中均有相应的应用（如表 1-2）。不同湍流模型求解涡的尺度上有很大的区别（见图 2-2）。直接数值模拟（DNS）通过直接求解 N-S 方程，对不同尺度的涡都进行解析，因此对空间分辨率和时间分辨率要求都很高，一般用于低雷诺数的波浪破碎数值模拟，也有一些研究者^[47,48]采用亿级的网格对高雷诺数的波浪破碎进行数值模拟。大涡模拟（LES）通过滤波函数将涡按不同的尺度进行划分，对大尺度的涡进行直接模拟，而小尺度的涡则采用模型进行封闭。LES 能够解析惯性子尺度的涡，因此在网格尺度需要控制在惯性子区范围内，对网格和时间分辨率也相对较高，Watanabe 和 Saeki^[37]、Zhou 等^[38]使用 LES 研究了波浪破碎的涡结构。船舶的艏波破碎属于大尺度和高雷诺数问题，由于计算资源的限制，DNS 模型和 LES 模型暂时还不适用于艏波破碎的数值研究。因此，目前对船舶艏波破碎的数值研究主要基于 RANS 模型^[30-32,34-36]。RANS 模型的基本思想是对 N-S 方程进行时间平均化处理，将湍流产生的瞬时量表达成脉动值和时均值的和。通过对 N-S 的简化大大减小了计算量，但是这样处理会导致方程的右

端产生雷诺应力项，因此需要其他湍流模型来实现 RANS 方程的封闭。

此外，分离涡模型 (DES) 是目前最为流行的 RANS-DES 混合湍流模型。DES 的基本思想是在近壁面处使用 RANS 模型，已达到减少网格量的目的。而在远离壁面处使用 LES 模型来捕捉大尺度分离流动，以此来提高计算精度。DES 模型对网格和时间步分辨率的要求比 RANS 要高，但是比 LES 和 DNS 要小，因此可以用于对船舶艏波破碎的数值模拟。本文采用的是基于 DES 模型改进的延迟分离涡模型 DDES，关于本文所使用的 DDES 模型，已经在以往文献^[60,65]中进行了相关的验证。

本文的主要工作是基于 RANS 模型进行。为了研究不同湍流模型对船舶艏波破碎的捕捉效果，采用 DDES 模型数值模拟了部分工况并且与 RANS 结果进行分析对比。这也是为了今后采用更高精度模型来捕捉艏波的破碎做准备。

2.2.2.1 雷诺平均模型 RANS

本文数值计算假定流体不可压，其中不可压雷诺平均 N-S 方程 (RANS) 表达式如下：

$$\nabla U = 0 \quad (2-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho(U - U_g)U) = & -\nabla p_d - g \cdot x \nabla \rho + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla U) + (\nabla U) \cdot \nabla \mu_{eff} \\ & + f_\sigma + f_s \end{aligned} \quad (2-2)$$

其中， U 为速度场； U_g 为网格的移动速度； p_d 为动压力，即总压力与静水压力值差； ρ 为流密度； g 为重力加速度； $\mu_{eff} = \rho(\nu + \nu_t)$ 为有效动力粘性系数，其中 ν 和 ν_t 分别称为运动粘度和湍流涡粘度； f_σ 为表面张力项； f_s 为消波源项。

2.2.2.2 延迟分离涡模型 DDES

DES 模型的主要思想是重新定义 SST $k-\omega$ 中耗散项包含的湍流特征尺度。在 DES 模型中，湍流长度尺度定义如下：

$$L_{DES} = \min(L_{RANS}, L_{LES}) \quad (2-3)$$

其中 $L_{RANS} = \sqrt{k} / (C_\mu \omega)$ ，为 RANS 湍流特征长度尺度， $L_{LES} = C_{DES} \Delta$ 为 LES 模型的湍流特征长度尺度， C_{DES} 为 DES 模型系数而 Δ 为局部特征网格尺度。

为了保证 RANS 在近壁面处能被正确激活，RANS 湍流长度应该小于壁面处局部网格尺度。对于使用 LES 模型的远壁面区域，局部网格分辨率应该要达到 LES 的要求。如上所述，DES 模型的混合特性依赖于特征长度的判别，可以在过渡区

做到相对光滑，但是如果在近壁面处错误的使用了 LES 模型，而会导致边界层过早分离的应力模式损耗问题。DDES 模型通过引入延迟函数来避免 RANS 计算区域过早被切换的问题。延迟函数的形式为：

$$f_d = 1 - \tanh((8r_d)^3) \quad (2-4)$$

其中， r_d 为延迟因子，可以表示为：

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{u_{ij}u_{ij}}\kappa^2 d^2} \quad (2-5)$$

其中 $\kappa = 0.41$ ，为冯卡门常数。近壁面区域 f_d 为 0 而在远场区域接近于 1。因此，DDES 的湍流特征长度表示为：

$$L_{DDES} = L_{RANS} - f_d \max(0, L_{RANS} - L_{LES}) \quad (2-6)$$

2.3 波浪破碎数值模拟方法

2.3.1 湍流模型

OpenFOAM 中提供了目前主流的湍流模型，包括 SpalartAllmaras (SA) 模型^[66]、RNG $k-\varepsilon$ 模型^[67]、SST $k-\omega$ 模型^[68]等。本文的数值计算采用两方程模型 SST $k-\omega$ 来实现控制方程的封闭。

SST $k-\omega$ 由 Menter 提出，结合了剪应力运输公式 SST (Shear Stress Transport, 简称 SST) 模型和两方程模型 (标准 $k-\varepsilon$ 和标准 $k-\omega$) 的优点。标准 $k-\varepsilon$ 可以较好的处理剪切力和压力梯度较小的流动，因此在远离壁面的地方使用标准 $k-\varepsilon$ 模型。 $k-\varepsilon$ 模型在近壁面处表现一般，而 $k-\omega$ 虽然在主流区对入口的湍流参数过于敏感，但是在求解壁面处边界层流动时具有非常好的鲁棒性，擅于处理流动分离和压力梯度较大的区域。SST $k-\omega$ 通过结合两个模型的优势，保证了全流场求解的鲁棒性，是当前应用最广泛的湍流方程。

SST $k-\omega$ 模型中的 k 为湍动能 (turbulence kinetic energy)， ω 为特征耗散率 (specific dissipation rate)。OpenFOAM 中 SST $k-\omega$ 的表达式为：

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (Uk) = \tilde{G} - \beta^* k \omega + \nabla \cdot [(\nu + \alpha_k \nu_t) \nabla k] \quad (2-7)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (U\omega) = \gamma S^2 - \beta \omega^2 + \nabla \cdot [(\nu + \alpha_\omega \nu_t) \nabla \omega] + (1 - F_1) CD_{k\omega} \quad (2-8)$$

F_1 是将 $k-\omega$ 和 $k-\varepsilon$ 结合的混合函数，由于混合函数的存在，近壁面使用 $k-\omega$ ，远场使用 $k-\varepsilon$ 。其定义如下：

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}, \frac{4\alpha_{\omega 2} k}{CD_{k\omega}^* y^2} \right) \right]^4 \right\} \right\} \quad (2-9)$$

式中, $CD_{k\omega}^*$ 定义为:

$$CD_{k\omega}^* = \max(CD_{k\omega}, 10^{-10}) \quad (2-10)$$

$CD_{k\omega}$ 定义为:

$$CD_{k\omega} = 2\sigma_{\omega 2} \nabla k \cdot \frac{\nabla \omega}{\omega} \quad (2-11)$$

$\tilde{G}$ 的定义为:

$$\tilde{G} = \min\{G, c_1 \beta^* k \omega\} \quad (2-12)$$

其中, $c_1=10$; G 为产生项, 定义如下:

$$G = \nu_t S^2 \quad (2-13)$$

其中 S 为应变率的不变量, 定义如下:

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2-14)$$

其中 S_{ij} 为应力张量率:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(\nabla U + \nabla U^T) \quad (2-15)$$

随着方程(2-7)和(2-8)求解完成, 湍流粘度 ν_t 可以通过下式求得:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2-16)$$

其中 $a_1=0.31$ (见表 2-1); F_2 为第二个混合函数, 定义如下:

$$F_2 = \tanh \{ [\max(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega})]^2 \} \quad (2-17)$$

此外, 方程(2-3)和(2-4)中的各类系数 都是通过混合函数 F_1 得到

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (2-18)$$

其中, ϕ 代表方程中各项混合后的系数; ϕ_1 和 ϕ_2 分别代表 $k-\omega$ 方程和 $k-\varepsilon$ 方程中的系数, 所有系数见表 2-1。

k 和 ω 的初始值一般可以通过经验公式得到:

$$k = \frac{3}{2}(U \cdot I)^2 \quad (2-19)$$

$$\omega = C_\mu \frac{k}{\nu} \left(\frac{\nu_t}{\nu} \right)^{-1} \quad (2-20)$$

其中, I 为湍流强度, $(\frac{\nu_t}{\nu})^{-1}$ 为涡粘比, 并且 I 一般设置为 1%, $(\frac{\nu_t}{\nu})^{-1}$ 设置为 1, C_μ 设置为 0.09。

表 2-1 SST $k-\omega$ 中的湍流系数
Table 2-1 Coefficients for SST $k-\omega$ turbulence model

α_{k1}	α_{k2}	$\alpha_{\omega1}$	$\alpha_{\omega2}$	β_1	β_2	γ_1	γ_2	β^*	a_1	c_1
0.85034	1.0	0.5	0.85616	0.075	0.0828	0.5532	0.4403	0.09	0.31	10.0

2.3.2 边界层流动与壁面函数

一般情况下, 边界层内的流动可以分为粘性底层 (Viscous sublayer)、对数率层 (Log layer) 以及外层区域^[69]。在粘性底层中, 无因次化的速度 u^+ 和无因次化的物面距离 y^+ 成线性关系:

$$u^+ = y^+ \quad (2-21)$$

在对数率层, u^+ 与 y^+ 的自然对数呈线性关系:

$$u^+ = \frac{\ln(Ey^+)}{\kappa} \quad (2-22)$$

其中 $u^+ = U / u_\tau$; $y^+ = y u_\tau / \nu$; $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ 为摩擦速度; $\kappa = 0.41$, 为冯卡门常数, $E = 9.81$; τ_w 为物面上的剪应力。

如果需要对粘性底层的边界层进行精确模拟, 就需要将第一层网格高度降到粘性底层内。粘性底层的厚度一般非常小, 这种情况下 $y^+ \leq 5$ 。为了达到这个要求, 近壁面处的网格会非常稠密, 总体网格消耗非常巨大。因此在实际工程应用中一般采用壁面函数 (Wall Function) 法。壁面函数法通过将第一层网格厚度提升到对数率层要求的量级 ($30 \leq y^+ \leq 200$), 从而大大降低网格量并且加快数值计算的收敛速度。

一般情况下, 壁面处的速度梯度一般为最大。采用壁面函数法, 会跳过粘流底层直接进入对数率层, 因而会导致求解壁面处速度梯度出现比较大的误差。OpenFOAM 采用修正第一层网格的湍流粘度 ν_t 来解决这一问题。假设粘性底层和对数率层之间存在一个临界值, 则有:

$$y^+ = \frac{\ln(Ey^+)}{\kappa} \quad (2-23)$$

通过默认值可以求得 $y^+ = 11.53$ 。然后通过湍动能 k 近似得到每一个单元的 y^+ ：

$$y^+ = \beta^{*1/4} y \frac{\sqrt{k}}{\nu} \quad (2-24)$$

在 y^+ 小于临界值时，认为是层流运动，设该处的 ν_t 为 0。当 y^+ 大于等于临界值时，认为这一层网格处于对数率层， ν_t 可以表示为：

$$\nu_t = \nu \left(\frac{y^+ k}{\ln(Ey^+)} - 1.0 \right) \quad (2-25)$$

2.3.3 VOF 自由液面捕捉方法

自由液面捕捉在波浪破碎的问题十分重要。本文采用带人工压缩项的 VOF 方法来追踪自由液面^[70,71]，该方法能够控制数值耗散并具有较高的求解精度。VOF 的运输方程定义为：

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot [(U - U_g)\alpha] + \nabla \cdot [U_r(1-\alpha)\alpha] = 0 \quad (2-26)$$

其中 α 为体积分数，代表网格每个网格单元中液相所占的百分比，具体含义如下：

$$\begin{cases} \alpha=0 & \text{空气} \\ \alpha=1 & \text{水} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{自由液面} \end{cases} \quad (2-27)$$

密度和动力粘度可以通过体积分数 α 表示为：

$$\begin{cases} \rho = \alpha \rho_l + (1-\alpha) \rho_g \\ \mu = \alpha \mu_l + (1-\alpha) \mu_g \end{cases} \quad (2-28)$$

g 和 l 分别代表气相和液相。

在方程(2-26)中，左边前两项为传统 VOF 输运方程， $\nabla \cdot [U_r(1-\alpha)\alpha]$ 为考虑自由界面的可压项，并且由于 $(1-\alpha)\alpha$ 的存在，该项只在自由液面处起作用。 U_r 为压缩界面的速度场，定义为“压缩速度”，且有 $U_r = U_g - U_l$ ，它的值可以通过界面上的速度通量求得：

$$U_{r,f} = n_f \min \left\{ C_\alpha \frac{|\phi|}{S_f}, \max \left(\frac{|\phi|}{|S_f|} \right) \right\} \quad (2-29)$$

其中, f 下标代表存储在网格单元面上; ϕ 是包括网格运动速度的速度通量; S_f 是网格单元面的方向向量, S_f 的模为网格单元面的面积; C_α 是自由液面压缩系数, 值越大则液面压缩越明显, 本文中 $C_\alpha = 1$; n_f 是自由界面上的单元法向量, 定义如下:

$$n_f = \frac{(\nabla \alpha)_f}{|(\nabla \alpha)_f + \delta|} \quad (2-30)$$

δ 为稳定因子:

$$\delta = \frac{1 \times 10^{-8}}{\left(\sum_{i=1}^N V_i / N \right)^{1/3}} \quad (2-31)$$

N 为网格总数。

方程(2-2)中的表面张力项 f_σ 表示为:

$$f_\sigma = \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (2-32)$$

σ 为表面张力系数, 本文中 $\sigma = 0.0734 \text{ kg/s}^2$, κ 为自由液面的曲率, 定义如下:

$$\kappa = -\nabla \cdot n = -\frac{\sum_f S_f \cdot n_f}{V_i} \quad (2-33)$$

$\sum_f S_f$ 代表的是一个单元所有面上值的和, V_i 为每一个单元的体积。

2.4 数值模型验证: KCS 模型阻力和流场的验证

为了验证本文使用的数值方法, 对 KCS 模型在静水工况中的阻力系数进行了验证与确认。数值计算采用 naoe-FOAM-SJTU 中的 RANS 求解 N-S 模型, 使用 SST $k-\omega$ 模型来封闭 RANS 方程, 对自由液面的捕捉通过 VOF 方法实现。

2.4.1 计算模型与工况

本文使用 Tokyo2015 CFD 研讨会的标准算例 2.1 进行数值模型的验证。数值计算采用的是 7.2786 m 长的 KCS 模型 (见图 2-3), 基本参数如表 2-2 所示。



图 2-3 7m-KCS 模型三维视图
Fig.2-3 Geometry of 7m-KCS model

表 2-2 7m-KCS 模型主要参数
Table 2-2 Main particulars of 7m-KCS model

参数	标志和单位	模型尺度	实尺度
垂线间长	L_{pp} (m)	7.2786	230.0
水线宽	B_{WL} (m)	1.1090	32.2
吃水	T (m)	0.3418	10.8
排水体积	∇ (m ³)	1.6490	52030
湿表面积 (包含舵)	S (m ²)	9.5531	9539
浮心纵向位置	$LCB(\%L_{pp})$	-1.48	-1.48
对 x 轴惯性半径	K_{xx} / B	0.40	0.40
对 y 轴/z 轴惯性半径	K_{yy} / L_{pp} K_{zz} / L_{pp}	0.25	0.25

验证算例中, 船速为 2.196 m/s ($Fr = 0.26$), 将计算结果与以往模型试验数据对比。重力加速度为 9.81 m/s^2 , 水密度设为 999.5 kg/m^3 , 运动粘性系数设为 $1.27 \text{ m}^2/\text{s}$ 。详细的工况参考 Tokyo 2015 官方网站^[72]。

2.4.2 网格收敛性验证

本文的非结构化六面体网格都是使用 NUMECA 公司的商业软件 HEXPRESS 生成^[73]。在数值验证算例中, 基于细化参数 $\sqrt{2}$ 生成了 3 套网格。计算域设置如图所示, 其中坐标原点设置在初始自由液面与艏部的交点处。x 轴指向船尾, y 轴指向右舷, z 轴指向上方。入口设置在 $x = -1.0L$ (L 为垂线间长) 处, 采用匀速来流的方式模拟船舶在静水中航行, 出口设置在 $x = 4.0L$ 处。当前计算具有对称性, 因此采用半域进行数值模拟, 左边界、右边界以及底边界均设置为对称边界。右边界设置在 $y = 1.5L$ 处, 底边界设置在 $z = -1.0L$, 上边界设置在 $z = 0.5L$ 处。平面 $z = 0$ 为自由液面, 上方为空气, 下方为水。

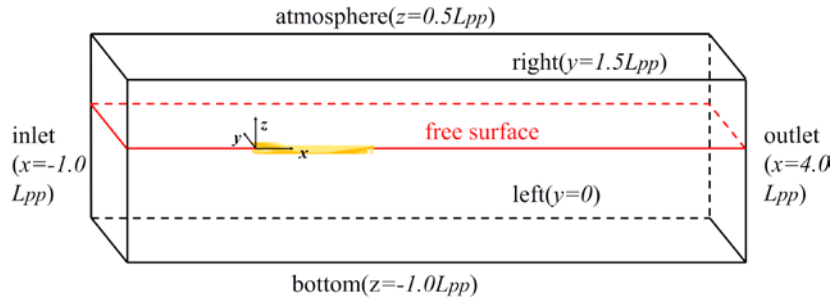


图 2-4 计算域设置

Fig.2-4 Arrangement of computational domain

HEXPRESS 采用全六面体非结构化网格，网格单元按照笛卡尔坐标方向规则排列。物面处的网格通过向壁面投影，形成贴体网格，从而精确捕捉船体外形。HEXPRESS 生成的绝大多数网格均为长方体网格，并且通过自带的优化方法消除船体表面的负体积和凹体积的网格单元，保证网格单元的正交性，因此生成的网格质量非常高。此外，HEXPRESS 采用拆分第一层网格生成物面处的边界层网格，通过调整第一层网格的厚度和 y^+ 的大小来控制边界层处的网格布置。对于网格的加密，HEXPRESS 有线、面、体三类细化准则，通过设置各方向网格加密等级、目标网格大小等来实现局部网格加密。网格的加密等级基于背景网格，每一级加密代表在对应的方向进行二分拆分，细化 N 次后，最终网格是背景网格的 $(1/2)^N$ 倍 [74]。

表 2-3 网格生成概况

Table 2-3 Summary of mesh generation

网格	背景网格设置	y^+	总网格量
1	$200 \times 60 \times 60$	40	3.799M
2	$142 \times 42 \times 42$	56.57	1.690M
3	$100 \times 30 \times 30$	80	0.776M

表 2-3 展示了网格生成的概况。HEXPRESS 的网格加密是在背景网格基础上进行，因此三套网格的背景网格按 $\sqrt{2}$ 的比例进行设置。同时 y^+ 也采用 $\sqrt{2}$ 的比例以保证物面处网格符合细化规律。三套网格的总网格量分别是 3.799M、1.690M、0.776M（M 表示百万）。为了精确捕捉 KCS 模型的流场，在船附近和自由液面处总共设置了 4 个加密区域（见图 2-5）。自由液面网格是背景网格的 1/16，而 3 个长方体加密区域的网格分别是背景网格的 1/2、1/4、1/6。此外，还使用 HEXPRESS

中的面加密来捕捉船体面，舵面处的网格尺寸为背景网格的 1/32，而其他船体面处的网格尺寸为背景网格的 1/16。

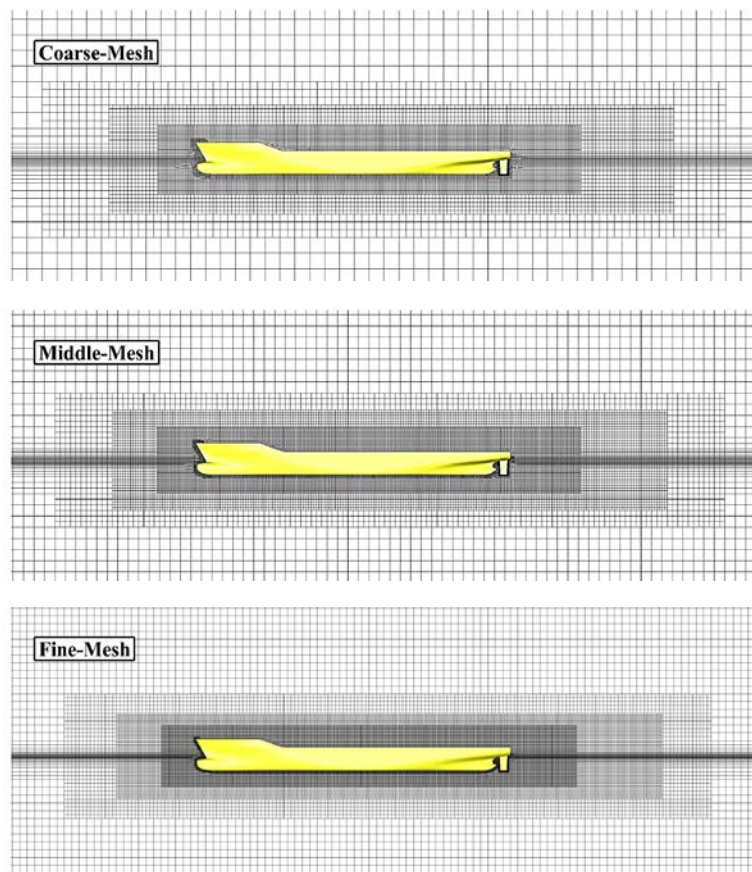


图 2-5 系统细化的三套网格

Fig.2-5 Three sets of systematically refined grids

表 2-4 不同网格下的阻力系数、升沉和纵摇

Table 2-4 The result of resistance coefficient, sinkage and trim

	$C_t \times 10^{-3}$	$\sigma \times 10^{-2} (\text{m})$	$\tau (^{\circ})$
网格 1	3.791	-1.388	-0.173
网格 2	3.804	-1.365	-0.176
网格 3	3.825	-1.390	-0.178
试验值	3.711	-1.394	-0.169
网格 1 误差	2.16%	-0.43%	2.36%
网格 2 误差	2.50%	-2.08%	4.14%
网格 3 误差	3.07%	0.28%	5.36%

表 2-4 展示了三套网格下的总阻力系数(C_t)、升沉值(σ)以及纵摇值(τ)的大小和误差。与试验值相比,密网格上总阻力系数的误差为 2.16%而粗网格上的误差为 3.07%,总体上在一个可接受的范围。对于升沉和纵摇,当前数值计算的最大误差分别为-2.08%和 5.36%。此外,密网格对三个值的预估误差均在 2.5%以下,吻合较好。表 2-4 中的量化结果表明当前数值计算在预报阻力、升沉以及纵摇上具有较好的准确度。

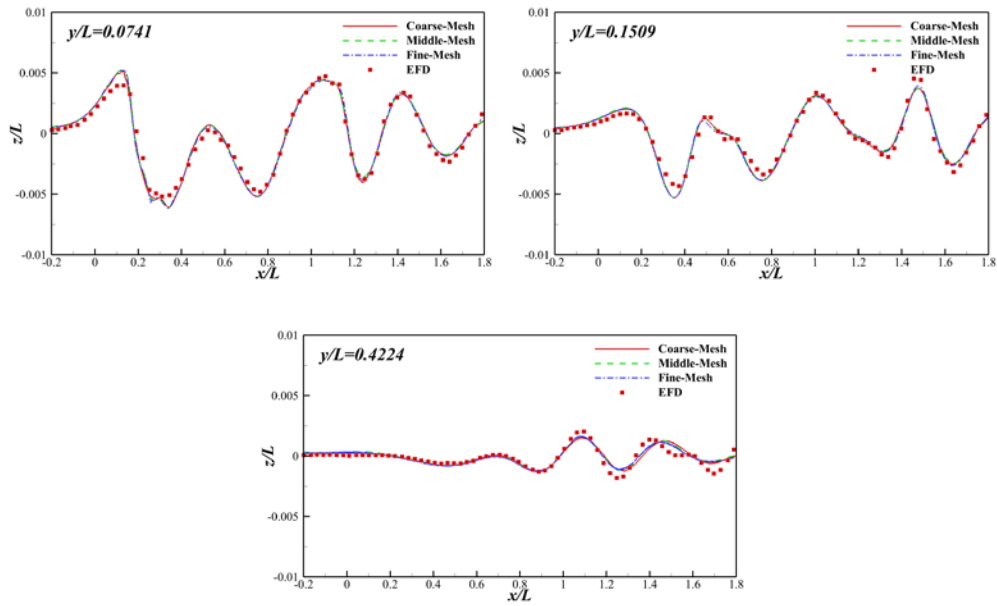


图 2-6 纵向兴波剖面对比
Fig.2-6 Comparison of longitudinal wave cuts

图 2-6 展示了 3 个纵向剖面处 ($y/L = 0.0741$ 、 0.1509 、 0.4224 , L 为垂线间长) 的自由液面对比, 三套网格下自由液面剖面几乎保持一致。在近场处 ($y/L = 0.0741$), 数值模拟的结果与试验结果^[75]吻合最好; 在远场处 ($y/L = 0.4224$), 数值模拟在 $x/L = 1.4$ 之前对自由液面的捕捉也与试验保持一致, $x/L = 1.4$ 之后误差相对较大, 但整体上的波形与试验吻合。

本文中图 2-7 和图 2-8 中的试验数据均来自 Kim 等^[76]的试验。Kim 等的试验是在放开自由度的情况下进行, 但是考虑到 $Fr = 0.26$ 时船体运动的幅度较小, 因此与 Kim 等的试验对比也有一定的参考性。图 2-7 展示了船体表面波形的对比情况。可以看到, $Fr = 0.26$ 时第一个波峰高度为 $1.1\%L$ 而第一个波谷的高度为 $-0.5\%L$ 。数值模拟中的船体表面波形和波高值都与模型试验吻合较好。从图 2-6

的剖面图以及图 2-7 的船体表面波形图来看, VOF 方法能够精确捕捉 KCS 模型在 $Fr = 0.26$ 时的自由液面。

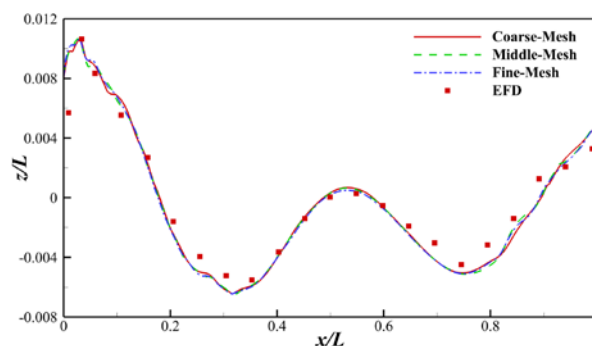


图 2-7 船体表面波形对比

Fig.2-7 Comparison of wave profile on hull

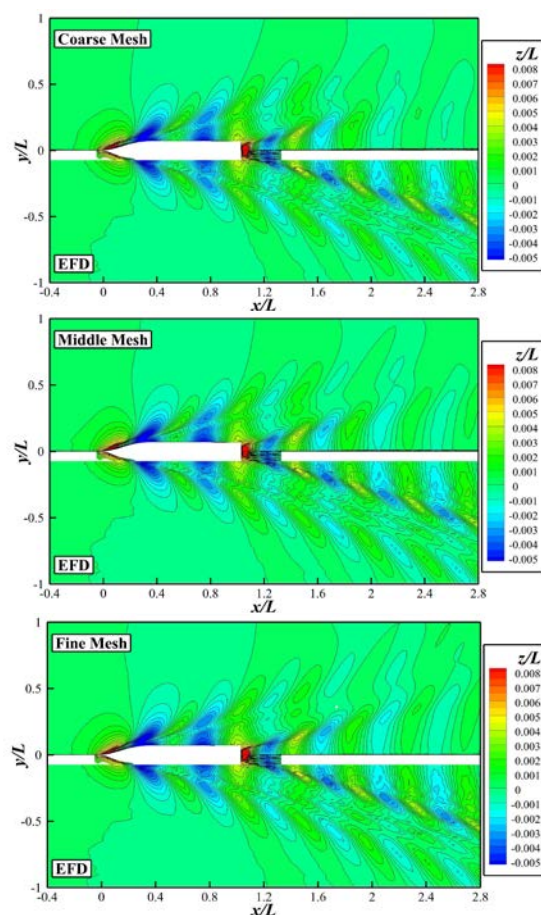


图 2-8 兴波流场对比 (续)

Fig.2-8 Comparison of wave pattern

图 2-8 为自由液面兴波流场的对比。数值结果很好地捕捉到了船行波中的横波和散波。从数值来看, 在 $x/L=1.6$ 之前, 3 套网格的模拟结果非常接近。由于数值耗散和网格密度较低, $x/L=1.6$ 之后的流场捕捉效果相对较差, 尽管网格加密可以一定程度上提高精度。

对阻力系数、升沉、纵摇以及兴波流场的对比结果表明: 当前基于 RANS 和 VOF 方法的数值模型能够很好地求解 KCS 模型的兴波流场, 并且在捕捉自由液面上具有比较高的精度。

2.4.3 阻力系数的验证与确认

验证与确认(Verification and Validation, 简称 V&V)是对数值计算中的不确定度进行评估的一个过程。本文参展 ITTC 提出的标准过程^[77]、Stern 等^[78]、Wilson 等^[79]以及 Sakamoto 等^[80]中的 V&V 方法, 对阻力系数进行了验证与确认。

V&V 中第一步需要确定数值不确定度。一般情况下, 数值不确定度可以表示为:

$$U_{SN}^2 = U_G^2 + U_T^2 + U_I^2 \quad (2-34)$$

其中 U_G 表示网格不确定度, U_T 表示时间步不确定度, U_I 表示迭代不确定度。需要指出的是, 通过对三个时间步下 ($\Delta t=0.0005s$ 、 $0.001s$ 、 $0.002s$) 的中等网格进行了对比计算, 发现当前工况中, 时间步 Δt 对计算结果的影响可以忽略不计, 因此时间步不确定度 U_T 忽略不计, 并且所有算例中的时间步 Δt 均设置为 $0.001s$ 。

迭代不确定度的计算采用 Sakamoto 等^[80]提出的方法。该方法通过阻力系数的时历曲线的时均值确定。如方程(2-35)所示, $RM_{\max}$ 和 $RM_{\min}$ 表示时均曲线中最后一个周期的最大值和最小值。基于方程(2-35), 求得三套网格中的迭代不确定度 U_I 如表 2-5 所示, D 表示试验值。可以看到密网格上的迭代不确定度相对较大, 达到了试验值的 0.663%。

$$U_I = \frac{RM_{\max} - RM_{\min}}{2} \quad (2-35)$$

表 2-5 不同网格下的迭代不确定度
Table 2-5 Iterative uncertainty on different grid sets

网格	1	2	3
$U_I \% D$	0.663	0.637	0.529

网格不确定度 U_G 的计算参考 ITTC 过程^[77]、Stern 等^[78]以及 Wilson 等^[79]。在计算网格不确定度之前，需要先计算收敛参数 R_G ：

$$R_G = \varepsilon_{21} / \varepsilon_{32} \quad (2-36)$$

其中 $\varepsilon_{21} = S_2 - S_1$ ， $\varepsilon_{32} = S_3 - S_2$ 。 S_1 、 S_2 和 S_3 分别表示细网格、中等网格以及密网格上的值。收敛类别定义如下：

- a) 单调收敛： $0 < R_G < 1$
- b) 振荡收敛： $R_G < 0$
- c) 发散： $R_G > 1$

当前数值计算中收敛参数 $R_G = 0.609$ ，因此符合单调收敛的条件。基于理查德森外推法(Richardson Extrapolation，简称 RE)，数值误差可以表示为：

$$\delta_{RE} = \frac{\varepsilon_{21}}{r_G^{P_G} - 1} \quad (2-37)$$

r_G 为网格细化比，当前为 $\sqrt{2}$ 。 P_G 为观测精度阶，也就是从数值计算结果中解析的精度阶，表示为：

$$P_G = \frac{\ln(\varepsilon_{32} / \varepsilon_{21})}{\ln(r_G)} \quad (2-38)$$

此外，修正系数可以表示为：

$$C_G = \frac{r_G^{P_G} - 1}{r_G^{P_{Gest}} - 1} \quad (2-39)$$

其中 P_{Gest} 为数值计算中采用的理论精度阶，当前计算中 $P_{Gest} = 2$ 。最终，网格不确定度可以表示为：

$$U_G = \begin{cases} [9.6(1 - C_G)^2 + 1.1] |\delta_{RE}|, & |1 - C_G| < 0.125 \\ [2|1 - C_G| + 1] |\delta_{RE,i,1}|, & |1 - C_G| \geq 0.125 \end{cases} \quad (2-40)$$

表 2-6 展示了当前计算中的收敛参数、观测精度阶、数值误差、修正系数以及网格不确定度。可以看到，观测精度阶 $P_G = 1.431$ ，非常接近理论精度阶 P_{Gest} 。此外，通过 RE 法得出的数值误差小于 1% S_1 (S_1 为密网格上的阻力系数值)，表明当前计算估算的数值误差相对较小。基于方程(2-40)得出网格不确定度为 0.926%D。在不考虑时间步不确定度的情况下，可以计算出数值误差 $U_{SN} = 1.139\% D$ 。

表 2-6 网格不确定度的计算
Table 2-6 Calculation of grid uncertainty

R_G	P_G	δ_{RE} / S_1	C_G	$U_G \%D$
0.609	1.431	0.530	0.642	0.926

当前计算中的确认采用美国机械工程师协会(American Society of Mechanical Engineers, 简称 ASME)提出的标准^[81]。该标准使用对比误差 E 和确认不确定度 U_{val} 来说明是否达到确认。 E 和 U_{val} 可以表示为:

$$E = S - D \quad (2-41)$$

$$U_{val} = \sqrt{U_{SN}^2 + U_D^2} \quad (2-42)$$

ASME 提出的确认章程通过结合模型试验和数值模拟,旨在估算模型误差的大小。当 $|E| \leq U_{val}$ 时,表明在当前数值不确定度下达到确认;当 $|E| > U_{val}$, 对比误差大于噪声水平(noise level)可以通过对比误差的大小和量级来估算模型误差;当 $|E| \gg U_{val}$ 时,模型误差在对比误差中占主导,并且当前数值不确定度下确认失败。

表 2-7 阻力系数的确认
Table 2-7 Validation of resistance coefficient

$U_{SN} \%D$	$U_D \%D$	$U_{val} \%D$	$E \%D$
1.139	1	1.516	2.16

表 2-7 表示当前数值计算确认过程各参数的大小。可以看到当前计算中 $|E| > U_{val}$, 但是对比误差 E 和确认不确定度 U_{val} 处于同一量级并且非常接近,说明数值计算的渐近范围非常接近试验值。此外,收敛参数 R_G 、观测精度阶 P_G 均为较为合理的数值且当前计算使用的是非结构网格,因此确认结果处在一个可以接受的范围。

第三章 二维浅水槽翻卷式波浪破碎数值模拟

3.1 引言

本章对二维翻卷式波浪破碎进行了数值模拟。通过在水槽底部放置一凸块来产生翻卷式的波浪破碎。本章模拟工况中的二维波浪翻卷与来流相逆，与船舶的艏波破碎具有一定的相似性，研究当前算例中波浪破碎的结构、空气腔的形成以及流场的变化对理解船舶的三维艏波破碎具有参照意义。本章数值计算基于 Kang 等^[15]和 Koo 等^[45]的试验模型，研究二维浅水槽中水流经过浸没障碍物产生的翻卷式波浪破碎，数值计算采用雷诺平均模型 RANS 和延迟分离涡模型 DDES 模型。基于 RANS 模型，对网格进行了时间步长和网格步长的收敛性验证并且研究了翻卷式波浪破碎的发生过程和不同流速下波浪破碎时空特性。此外，还采用 DDES 模型对二维翻卷式波浪破碎进行了数值模拟并且与 RANS 以及以往 DNS 模型计算结果进行了对比，分析比较两种模型在模拟翻卷式波浪破碎上的可行性和可靠性。

3.2 计算设置

模型设置如图所示，在 origin 位置设置一个凸块，剖面方程如公式所示。凸块的高度 H 为 0.1143m（后续长度数据都基于 H 进行无量纲），长度 L 为 $2.5H$ 。入口设置在 $x/H = -52$ 处，出口设置在 $x/H = 44$ 处。高度方向的计算域范围为 $0 \sim 5H$ ，在本章内容中，初始液面高度设置为 $1.87H$ 。

$$Z_B = H(1 - \frac{2x^2}{L^2} + \frac{x^4}{L^4}) \quad (3-1)$$



图 3-1 二维算例计算域和边界条件

Fig.3-1 Computational domain and boundary condition of 2D case

本章数值计算的入口条件设置为均匀来流，出口处速度和压力的法向梯度均为 0，底部和凸块表面处为固体无滑移边界条件。初始液面上方为空气，下方为水，各流体参数的具体数值如表 3-1 所示。

表 3-1 二维算例基本流体参数
Table 3-1 Fluid parameters of 2D case

流体参数	标志和单位	大小
运动粘性系数（水）	$\nu_{water}(\text{m}^2/\text{s})$	1.0039×10^{-6}
密度（水）	$\rho_{water}(\text{kg}/\text{m}^3)$	998.63
运动粘性系数（空气）	$\nu_{air}(\text{m}^2/\text{s})$	1.48×10^{-5}
密度（空气）	$\rho_{air}(\text{kg}/\text{m}^3)$	1
重力加速度	$g(\text{m}^2/\text{s})$	9.81
表面张力系数	$\sigma(\text{kg}/\text{s}^2)$	0.0734

3.3 网格收敛性验证

3.3.1 网格设置与生成

本章采用 3 套系统细化的网格验证当前网格设置的可行性。为了能够精确捕捉到波浪的翻卷和破碎，在凸块处设置了 3 个加密区，如图 3-2 所示。可以看到，初始背景网格中网格的长宽比为 1:4，第一个加密区的加密参数为 1×1 而第二个加密区的加密参数为 2×2。为了保证波浪翻卷与破碎区域的网格正交性，第三个加密区的加密参数为 4×2。3 套网格的细化比为 $\sqrt{2}$ ，表 3-2 列出了表格的具体情况，网格生成采用 HEXPRESS。3 套网格的最小网格尺寸分别为 $5.90 \times 10^{-3}H$ 、 $4.17 \times 10^{-3}H$ 和 $2.95 \times 10^{-3}H$ 。

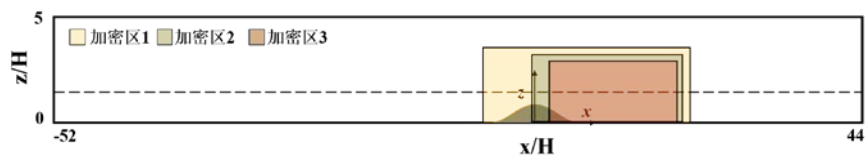


图 3-2 网格加密区设置

Fig.3-2 Refinement region set

表 3-2 二维算例网格设置
Table 3-2 Mesh set of 2D case

网格	网格总数	初始背景网格	最小网格尺寸
细网格	3.18M	2036×424	$2.95 \times 10^{-3}H$
中等网格	1.60M	1440×300	$4.17 \times 10^{-3}H$
粗网格	0.80M	1018×212	$5.90 \times 10^{-3}H$

3.3.2 时间步收敛性分析

为了验证时间步长对当前数值计算的影响，对中等网格进行了时间步的收敛性分析。基于三个时间步（ $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 、 $5 \times 10^{-5} \text{s}$ 、 $2.5 \times 10^{-5} \text{s}$ ），分析了翻卷最大波高、第一翻卷拍击点、第二翻卷拍击点的位置以及发生时间。当前流速设置为 $U = 0.87 \text{m/s}$ ，因此最大初始库朗数 $Co_{\max}$ 可以表示为：

$$Co_{\max} = \frac{U \Delta t}{\Delta x_{\min}} \quad (3-1)$$

其中 $\Delta x_{\min}$ 是最小网格尺寸。因此可以得到三个时间步下最大初始库朗数分别为 0.18、0.09 和 0.045。

表 3-3 给出了不同时间步下波浪破碎的各个过程的位置以及发生时间。3 个时间步下都在 $t = 0.56 \text{s}$ 达到最大翻卷波高，坐标位置位于 $x_b / H = 3.5 \sim 3.534$ 、 $z_b / H = 1.879 \sim 1.883$ 。最大翻卷波高水平位置和垂直位置的最大误差（相对于 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5} \text{s}$ ）分别为 0.96% 和 0.11%，因此 3 个时间步下对最大翻卷波高的捕捉基本保持一致。

第一个翻卷拍击的时间分别为 $t = 0.82 \text{s}$ 、 0.78s 、 0.76s 而拍击点的位置 $[x_{H1} / H, z_{H1} / H]$ 则分别为 $[3.312, 0.958]$ 、 $[3.352, 1.011]$ 和 $[3.319, 1.040]$ 。翻卷拍击时间随时间步长的加密逐渐提前，最大时间差为 0.06s 。第一翻卷拍击水平位置位于 $x_b / H = 3.312 \sim 3.352$ 而垂直位置位于 $z_b / H = 0.958 \sim 1.040$ 。三个时间步下的位置捕捉比较接近，与最小时间步的模拟结果相比，中等时间步的误差分别为 1% 和 2.79% 而最大时间步下的误差分别为 0.2% 和 7.89%。总体上中等时间步和最小时间步下的模拟结果比较接近。第一翻卷拍击之后，会产生一个空腔。第一翻卷处的空气腔长轴与短轴之比 C_{L1} / C_{M1} 分别为 2.13、2.18 和 2.36。最大时间步下空气腔长轴与最小时间步下相差 23.4% 而中等网格下相差 3.72%。因此，在第一个翻卷拍击点处，时间步为 $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 的数值模拟结果与其他两个时间步的模拟结果相差较大。

第二翻卷拍击分别为 $t = 1.14 \text{s}$ 、 0.98s 、 0.94s 。最大时间步下的模拟结果出现了一个较大的滞后。与最小时间步的模拟结果相比， $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 时第二翻卷的水平位置和垂直位置的误差分别为 11.34% 和 5.8% 而 $\Delta t = 5 \times 10^{-5} \text{s}$ 时的误差分别为 2.77% 和 0.62。第二个空腔的长轴与短轴之比 C_{L1} / C_{M1} 分别为 3.77、3.27 和 3.02。 $\Delta t = 5 \times 10^{-5} \text{s}$ 时和 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5} \text{s}$ 时的第二空腔捕捉结果非常接近，长短轴的相对

误差分别 2.80%和 5.08%。 $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 时的第二空腔捕捉结果与最小时间步的捕捉结果差别较大, 长短轴的误差分别为 13.20%和 10.12%。在对第二翻卷拍击点以及翻卷空腔的捕捉上, 中等时间步和最小时间步下的捕捉结果相对接近, 而 $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 的捕捉结果相对误差较大。

表 3-3 不同时间步下翻卷式波浪破碎
Table 3-3 Plunging wave breaking under different time step

$\Delta t \text{ (s)}$	1×10^{-4}	5×10^{-5}	2.5×10^{-5}
$Co_{\max}$	0.18	0.09	0.045
x_b / H	3.525	3.500	3.534
z_b / H	1.879	1.883	1.881
$t_b \text{ (s)}$	0.56	0.56	0.56
x_{H1} / H	3.312	3.352	3.319
z_{H1} / H	0.958	1.011	1.040
$t_{H1} \text{ (s)}$	0.82	0.78	0.76
C_{L1} / H	0.564	0.440	0.457
C_{M1} / H	0.265	0.202	0.194
x_{H2} / H	3.377	3.117	3.033
z_{H2} / H	0.76	0.802	0.807
$t_{H2} \text{ (s)}$	1.14	0.98	0.94
C_{L2} / H	0.403	0.366	0.356
C_{M2} / H	0.107	0.112	0.118

图 3-3 展示了 3 个时间步下不同时刻的翻卷结构对比。在 $t = 0.56 \text{s}$ 时, 3 个时间步下的模拟结果几乎重合, 这表明 3 个时间步下对最大翻卷波高的模拟比较准确。在第一个翻卷向前喷射的过程中 ($t = 0.66 \text{s}$ 、 $t = 0.72 \text{s}$ 和 $t = 0.76 \text{s}$), 可以看到 $\Delta t = 5 \times 10^{-5} \text{s}$ 的结果和 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5} \text{s}$ 的结果保持一致, 而 $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 时相对滞后。而在第二个翻卷的发生过程中 ($t = 0.86 \text{s}$ 和 $t = 0.96 \text{s}$), $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 模拟结果中的翻卷形状与其他两个时间步有很明显的不同。

综合表 3-3 和图 3-3 的结果可知, $\Delta t = 5 \times 10^{-5} \text{s}$ 和 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5} \text{s}$ 的数值模拟结果保持较好的一致性而 $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{s}$ 时在翻卷拍击位置, 空气腔大小以及第二翻卷的结构上有较大的误差, 因此在后续对网格进行收敛性验证时, 保持最大初始库朗数 $Co_{\max}$ 为 0.09。

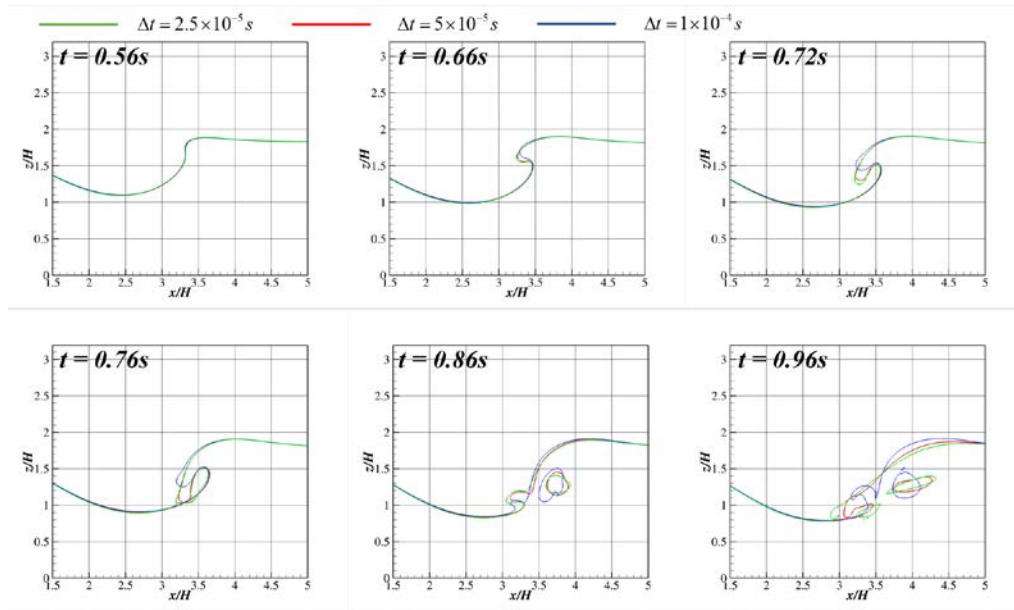


图 3-3 不同时间步下翻卷发展过程

Fig.3-3 Evolution of plunging wave breaking under different time step

3.3.3 网格步长收敛性分析

为了验证当前网格布置的可行性,对 3 套网格进行了网格步长的收敛性验证。基于 3.3.2 节所得结论,在本节中通过设置不同的时间步来保持最大初始库朗数为 0.09。表 3-4 给出了不同网格步长下的各个过程发生的位置以及对应时间。

3 套网格对于最大翻卷高度的捕捉都比较接近。与不同时间步的结果相同,发生最大翻卷高度的时间均为 $t = 0.56s$ 。水平位置和垂直位置分别位于 $x_b / H = 3.497 \sim 3.510$ 、 $z_b / H = 1.874 \sim 1.883$ 。相比于密网格的计算结果,水平坐标和垂直坐标的最大误差均为 0.37%左右。因此,不同时间步长和不同网格步长下,对于翻卷最大高度的捕捉基本上保持一致。

第一翻卷拍击的模拟结果也显示比较好的一致性。三套网格下的拍击时间分别为 0.78s、0.78s 和 0.80s,其中密网格中相对滞后了 0.02s。第一翻卷拍击点的位置分别位于 [3.347, 1.009]、[3.352, 1.011] 和 [3.351, 0.989],相比于最密网格计算结果,粗网格和中等网格对于水平坐标捕捉的误差分别为 0.09%和 0.03%而垂向坐标的误差分别为 2.02%和 2.22%。此外,三套网格对于第一个空腔的捕捉结果也比较接近。长轴和短轴的最大捕捉误差分别为 3.5%和 6.05%。以上结果表明,三套网格对第一个翻卷拍击的捕捉结果具有很好的一致性。

相比于前两个位置，不同网格对第二翻卷拍击点的捕捉位置差异较大。随着网格的加密，翻卷发生拍击的时间有一个相对滞后。三套网格下的第二翻卷拍击时间分别为 0.96s、0.98s 和 1.04s。翻卷拍击位置水平坐标误差为 3.55% 而垂直坐标的捕捉误差为 2.67%（基于密网格结果）。此外，空腔长轴的最大捕捉误差为 8.98% 而对短轴的捕捉误差为 12.76%。

表 3-4 不同网格步长下翻卷式波浪破碎
Table 3-4 Plunging wave breaking under different grid step

网格量	0.8M	1.6M	3.18M
Co_{max}	0.09	0.09	0.09
x_b / H	3.510	3.500	3.497
z_b / H	1.874	1.883	1.878
$t_b (s)$	0.56	0.56	0.56
x_{H1} / H	3.347	3.352	3.351
z_{H1} / H	1.009	1.011	0.989
$t_{H1} (s)$	0.78	0.78	0.80
C_{L1} / H	0.450	0.440	0.456
C_{M1} / H	0.208	0.202	0.215
x_{H2} / H	3.071	3.117	3.184
z_{H2} / H	0.807	0.802	0.786
$t_{H2} (s)$	0.96	0.98	1.04
C_{L2} / H	0.365	0.366	0.401
C_{M2} / H	0.133	0.112	0.119

图 3-4 给出了不同网格步长下波浪翻卷随时间的变化过程。 $t = 0.56s$ 和 $t = 0.66s$ 时，不同网格步长下的计算结果高度重合。在 $t > 0.72s$ 以后，不同网格的翻卷进度之间开始出现差异。粗网格的翻卷位置相对最前、中等网格次之而细网格则有一定的滞后。不同网格对于最大翻卷波高、第一翻卷拍击以及之后的翻卷喷射保持较好的一致性，但是在第二次翻卷发生时（ $t = 0.96s$ 左右）开始出现比较明显的差异，但总体上的趋势保持一致。

基于表 3-4 和图 3-4 的结果可知，3 套网格对于最大波高发生点以及第一翻卷时间、位置以及空腔的捕捉具有很好的一致性。对于第二翻卷位置的捕捉差异较

小，但是对空腔的捕捉差异约为 10%。总体上来说，不同网格下波浪翻卷的结构以及发生时间较为一致，因此当前网格在模拟二维波浪翻卷上具有可行性。

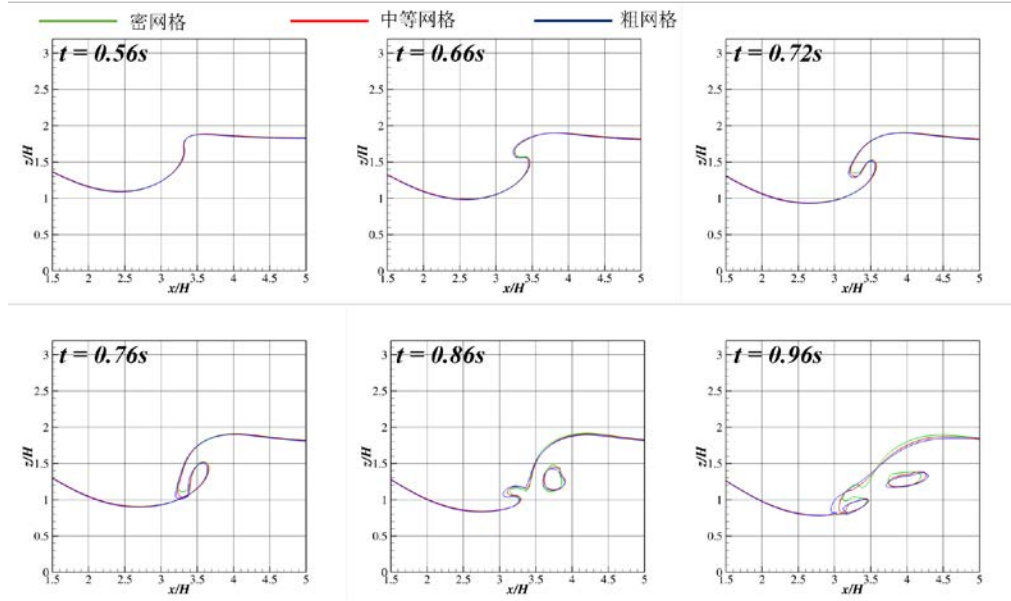


图 3-4 不同网格步长下翻卷发展过程

Fig.3-4 Evolution of plunging wave breaking under different grid step

本节对网格进行了时间步长和空间步长的收敛性分析。基于以上结果可知，在当前网格密度下，当最大初始库朗数保持在 0.1 左右时，计算结果具有较好的一致性。因此，下一节对中等网格在时间步 $\Delta t = 5 \times 10^{-5} \text{s}$ 时波浪翻卷的过程以及流场变化进行分析。

3.4 翻卷式波浪破碎发展过程

为了研究翻卷式破波发展过程中波浪破碎结构、空气腔大小以及流场变化，本节分析了初始流速为 $U = 0.87 \text{m/s}$ 时流场随时间的变化。

3.4.1 最大翻卷高度

以往文献表明，翻卷式波浪破碎的发生与波陡有很大的关系。图 3-5 展示了工况 $U = 0.87 \text{m/s}$ 最大翻卷波高时的涡量、轴向速度、垂向速度以及底部动压力。可以看到，水流经过凸块后开始产生一个局部剪切流动，一部分继续由来流主导而另一部分则产生一个向上的分速度。在流动分离的区域 $2 < x/H < 3.5$ ，产生了一对涡并且在翻卷的根部（toe）为大范围的负涡区 V1。在翻卷的尖部（tip）有一个小区域的正涡区 V2（ $x/H = 3.5$ ），与根部的负涡区 V1 形成对流涡。轴向速

度 U_x 从翻卷的波谷到波峰逐渐减小，并且在最大高度时达到最小；而垂向速度呈现先增大后减小的趋势并且在 $x/H = 3.25$ 为峰值中心。底部动压力也呈现先增大后减小的趋势并且在波谷处 $x/H = 2.6$ 处附近为动压力局部最大值而 $x/H = 3.2$ 为动压力局部最大值。

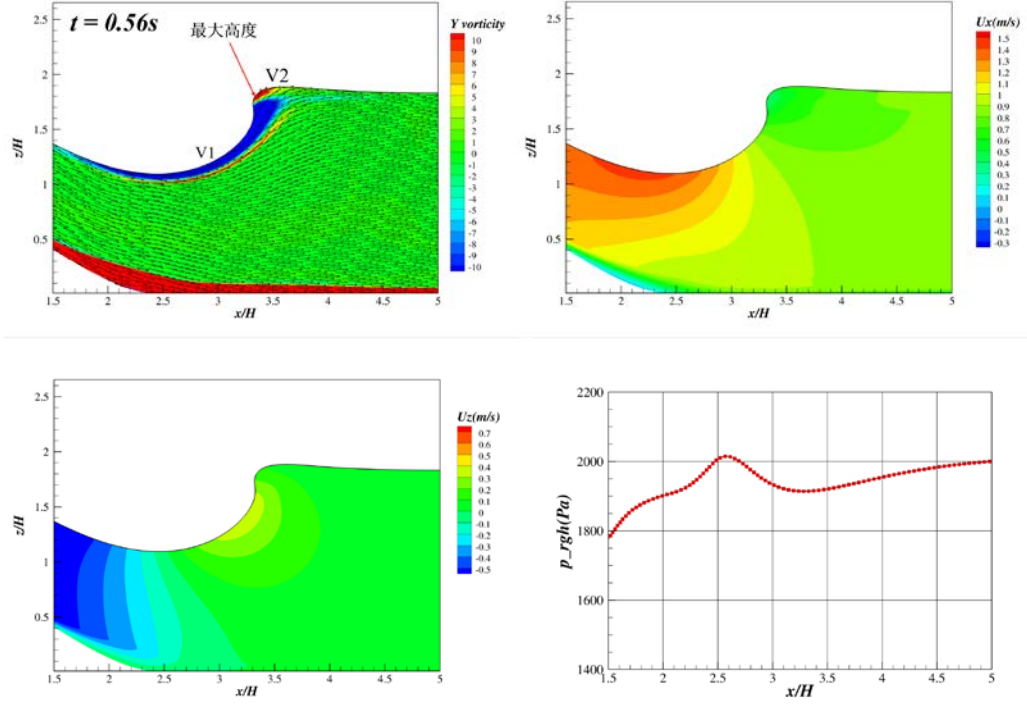


图 3-5 最大翻卷高度时涡量图、轴向速度、垂向速度和底部动压力

Fig.3-5 Vorticity, axial velocity, vertical velocity and bottom pressure at maximum height

3.4.2 第一翻卷拍击点

当翻卷达到最大高度后，波浪会产生一个指向 x 轴负向的喷射（jet）并且向前翻卷拍击液面。图 3-6 为发生第一个翻卷拍击时的涡量、轴向速度、垂向速度以及底部压力。翻卷拍击点的位置为 $x/H = 3.352$ ，高度为 $z/H = 1.011$ 。拍击发生之后，在 $x/H = 3.5 \sim 3.8$ 之间形成了一个空腔，空腔的长轴 C_{L1}/H 为 0.44，短轴 C_{M1}/H 约为 0.202。空腔的周围为大规模负涡区 V1 而翻卷拍击的波尖处为正涡区 V2。此外，与剪切流动相关的正负涡相比 $t = 0.56s$ 时有一定程度上的增强。轴向速度的第一个中心为 $x/H = 2.5$ 处，主要受来流主导。第二个中心在 $x/H = 3.6$ 的空气腔上方，此处的速度为负值。在 $x/H = 3.6$ 处空气腔的下方为垂向正速度的中心，这也是正负涡开始分离的位置。从速度云图来看，轴向负速度和垂向正速

度峰值绝对值相比 $t = 0.56s$ 时大。此外，在拍击点附近处有一个明显的速度差异，翻卷尖部的轴向速度接近于 0 而根部的速度大于 $1m/s$ 。动压力的局部最大值位于 $x/H = 2.25$ ，相比 $t = 0.56s$ 时要小 8% 左右，而局部最小位于 $x/H = 3.2$ 处且要小 10% 左右。

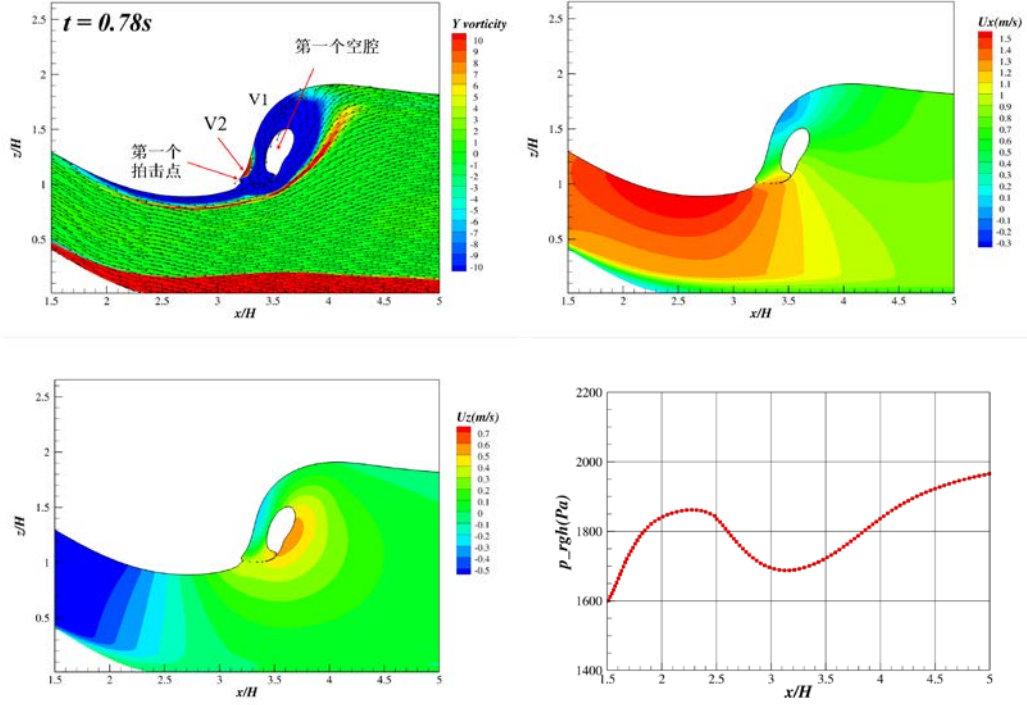


图 3-6 第一翻卷拍击时涡量图、轴向速度、垂向速度和底部动压力

Fig.3-6 Vorticity, axial velocity, vertical velocity and bottom pressure at first hit position

3.4.3 翻卷喷射

当第一个翻卷拍击液面之后，产生了第二个喷射。相比第一个喷射，第二个喷射要相对更小。图 3-7 为发生翻卷喷射时的涡量、轴向速度、垂向速度以及底部压力。在第一个翻卷和第二个喷射之间为正涡区，相比于 $t = 0.56s$ 和 $t = 0.78s$ ，正涡区的范围增大。在正涡区的前方 $x/H > 3.7$ 为第一个负涡区 V1。由于第二个翻卷的产生，产生了第二个负涡区 V3。此外，与剪切流相关的正涡 $x/H > 3.8$ 附近发生分离。在相比 $t = 0.56s$ ，V1 中心处的空气腔的长短轴之比接近于 1，并且空气腔的中心向前移了 $0.2H$ 。轴向速度 U_x 和垂向速度 U_z 的分布与 $t = 0.78s$ 类似，但是在第二个翻卷处 ($x/H = 3.2$) 产生了第二个轴向负速度区和垂向正速度区，但是范围和量级在当前时间 $t = 0.88s$ 时小于第一个负速度中心。此外，底部动压

力变化也与 $t = 0.78s$ 时, $x/H = 2.2$ 处压力局部最大值非常接近, 但是 $x/H = 3.1$ 处的压力局部最小值要小 6% 左右。

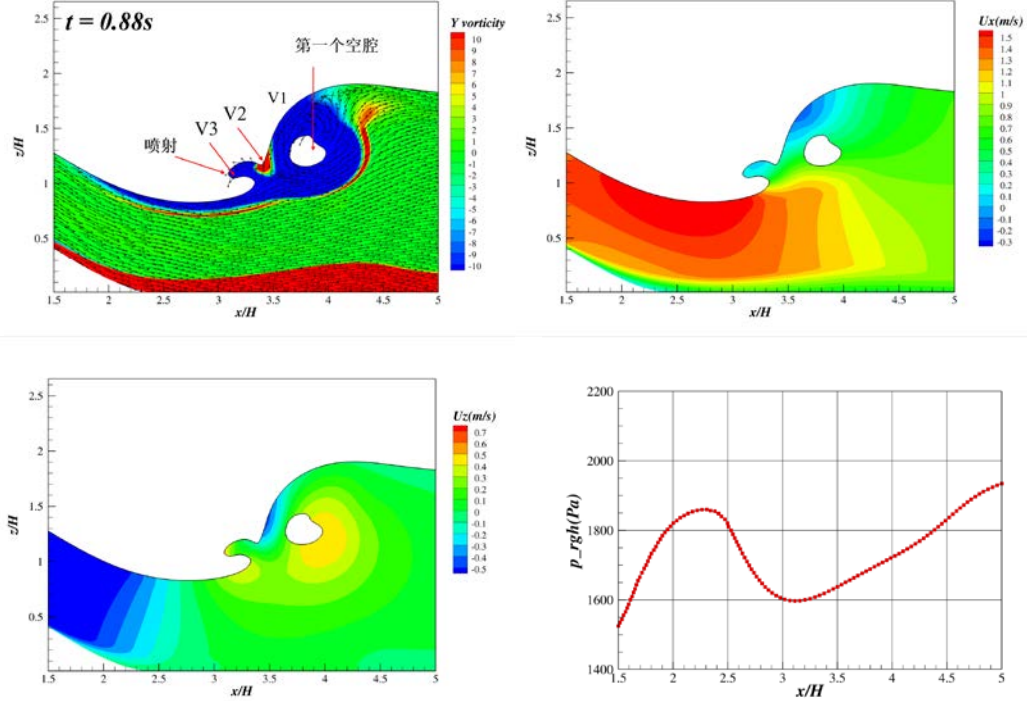


图 3-7 翻卷喷射时涡量图、轴向速度、垂向速度和底部动压力
Fig.3-7 Vorticity, axial velocity, vertical velocity and bottom pressure at jet splash

3.4.4 第二翻卷拍击点

第二个翻卷喷射产生之后, 将会再次拍击液面从而产生第二个空腔。图 3-8 为第二个翻卷拍击时的涡量、轴向速度、垂向速度以及底部压力。图中可以看到有两对涡, 其中 V1、V2 是与第一个翻卷相关的涡而 V3、V4 是与第二个翻卷相关的涡。第一个正涡区仍位于 $x/H = 3.5$ 处而第二个正涡区位于 $x/H = 3.1$ 处。 $t = 0.98s$ 时两个空腔分别位于 $x/H = 3.7 \sim 4.3$ 和 $x/H = 3.2 \sim 3.5$ 且两个涡形状相似。与剪切流动相关的两个正涡之间的距离相比 $t = 0.88s$ 时更大。第二个翻卷拍击点出产生的空气腔相比于 $t = 0.56s$ 更加扁平, 拍击与 x 轴的夹角也相对更小。第一个空腔的形状变化趋势整体上为椭圆-圆-椭圆。在两个空腔产生上方, 有一个较大范围 ($x/H = 3.2 \sim 4.4$) 的轴向负速度区和较小范围的垂向负速度区 ($x/H = 3.5 \sim 3.9$)。两个空腔底部为两个垂向正速度区, 其中与第一个空腔相关的垂向正速度区的范围要大于与第二个空腔相关的垂向正速度区。此外, 动压力

局部最大值依旧位于 $x/H = 2.2$ 且与 $t = 0.78s$ 和 $t = 0.88s$ 变化不大。动压力局部最小值位于 $x/H = 3.1$ 且相对于 $t = 0.88s$ 时减小了约 5%。

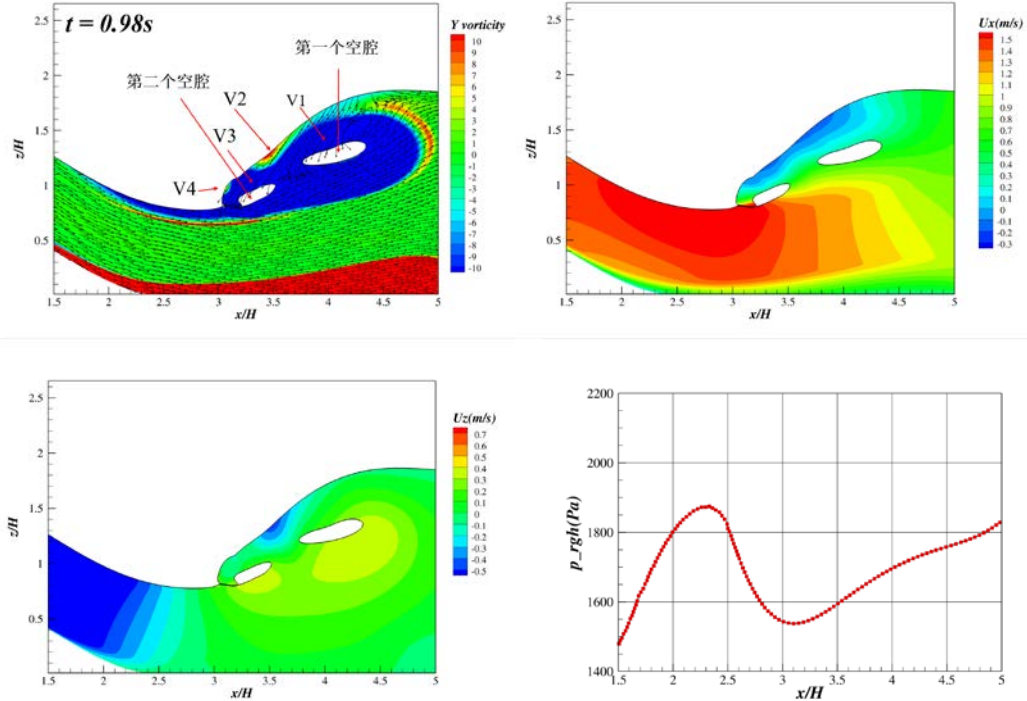


图 3-8 第二翻卷拍击时涡量图、轴向速度、垂向速度和底部动压力

Fig.3-8 Vorticity, axial velocity, vertical velocity and bottom pressure at second hit position

3.5 不同来流下二维波浪翻卷

为了研究来流速度对二维翻卷式破波的影响，本节对来流速度为 $0.6m/s \sim 1.0m/s$ 五个工况下的二维翻卷式波浪破碎进行了数值模拟。表 3-5 统计了不同来流下的波浪破碎要素。

不同流速下最大翻卷高度水平位置位于 $x/H = 2.578 \sim 3.927$ 而垂直位置位于 $z/H = 1.831 \sim 1.891$ 。随着流速的增加，最大翻卷波高的水平位置逐渐远离凸块而垂向位置变化不大。到达最大翻卷波高的时间也随着流速的增加而提前，在 $U = 1.0m/s$ 时为 $0.54s$ 而在 $U = 0.6m/s$ 时为 $0.60s$ 。

不同流速下第一翻卷拍击的位置位于 $x/H = 2.212 \sim 3.992$ 和 $z/H = 0.979 \sim 1.130$ 。第一翻卷拍击的水平位置随流速逐渐后移而垂向位置则稳定在 $1H$ 左右。此外，第一翻卷拍击的时间也随着流速的增加而提前。最大流速时的拍击时间相对于最小流速时提前了 $0.4s$ 。

第二翻卷拍击随流速的变化规律与第一翻卷拍击类似。但是翻卷拍击时间随着流速增加逐渐推后，其中 $U=1.0\text{m/s}$ 时第二翻卷拍击的时间为 0.98s 而 $U=0.6\text{m/s}$ 时为 0.90s 。第二翻卷拍击位置位于 $x/H=1.928\sim 4.009$ 和 $z/H=0.802\sim 1.035$ ，垂向位置总体上低于第一翻卷拍击。

表 3-5 不同网格步长下翻卷式波浪破碎
Table 3-5 Plunging wave breaking under different grid step

流速 (m/s)	0.6	0.7	0.8	0.87	0.9	1.0
x_b / H	2.578	2.934	3.261	3.500	3.626	3.927
z_b / H	1.831	1.852	1.869	1.883	1.886	1.891
$t_b (\text{s})$	0.60	0.58	0.56	0.56	0.56	0.54
x_{H1} / H	2.212	2.603	3.025	3.352	3.523	3.992
z_{H1} / H	1.104	1.001	0.979	1.011	1.027	1.130
$t_{H1} (\text{s})$	0.80	0.78	0.78	0.78	0.78	0.76
C_{L1} / H	0.475	0.509	0.490	0.440	0.438	0.412
C_{M1} / H	0.279	0.268	0.239	0.202	0.204	0.177
x_{H2} / H	1.928	2.285	2.698	3.117	3.313	4.009
z_{H2} / H	1.035	0.881	0.803	0.802	0.829	0.923
$t_{H2} (\text{s})$	0.90	0.94	0.98	0.98	0.98	0.98
C_{L2} / H	0.244	0.248	0.426	0.366	0.380	0.296
C_{M2} / H	0.052	0.071	0.116	0.112	0.128	0.116

图 3-9 展示了不同来流下翻卷式波浪破碎要素的位置分布。从图中可以看到，最大翻卷波高、第一翻卷拍击以及第二翻卷拍击的水平位置随着流速逐渐后移而垂向位置的差别基本上维持在 $0.2H$ 。第二翻卷拍击的水平位置相较于第一翻卷拍击有所提前而纵向位置则总体上低于第一翻卷拍击。在 $U=1.0\text{m/s}$ 时，最大翻卷高度、第一翻卷拍击以及第二翻卷拍击基本上位于同一位置。

图 3-10 为不同来流下翻卷式波浪破碎的演化过程。在 $t=0.56\text{s}\sim 0.76\text{s}$ 时，波浪翻卷的过程总体上随流速增加逐渐提前，从图中也可以明显的看到不同来流下水平位置的差异。在 $t=0.76\text{s}$ 时， $U=1.0\text{m/s}$ 的工况中的第一波浪翻卷最先拍击到液面。 $t=0.86\text{s}$ 时，所有工况中都在第一翻卷拍击后形成了一个空气腔并且形状上更接近圆。

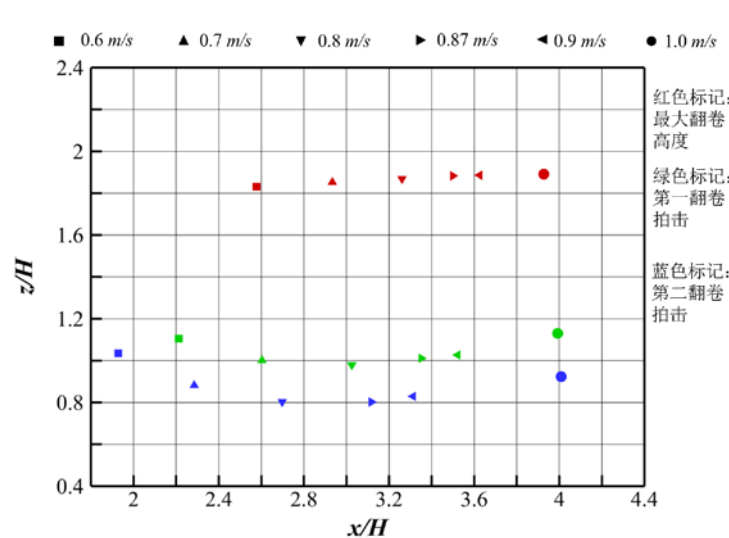


图 3-9 不同来流下波浪破碎要素的位置分布

Fig.3-9 Position of plunging wave breaking under different velocities

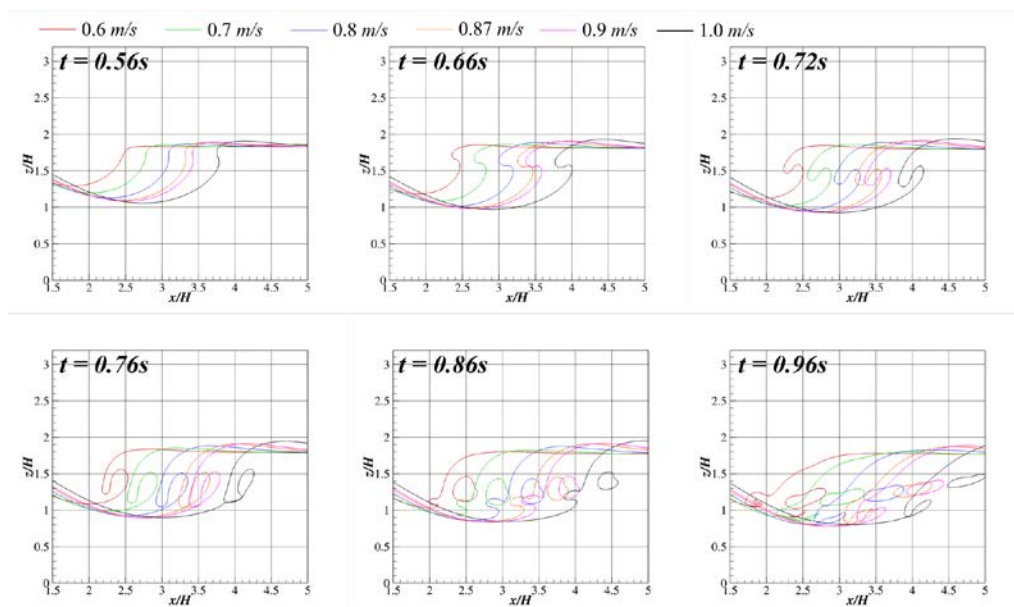


图 3-10 不同来流下翻卷发展过程

Fig.3-10 Evolution of plunging wave breaking under different velocities

本节研究了不同来流下二维翻卷式波浪破碎的演化过程和波浪破碎结构。从表 3-5、图 3-9 和图 3-10 可知，最大翻卷波高、第一翻卷拍击以及第二翻卷拍击与流速紧密相关并且具有较强规律性。其中最大翻卷波高和第一翻卷拍击的时间随着流速的增加呈现逐渐提前的趋势而第二翻卷拍击则具有相反的规律。总体上，三个位置的水平坐标随着流速的增加逐渐推后而垂直坐标则变化较小。此外，第

二翻卷拍击的垂直位置总体上低于第一翻卷拍击并且水平位置上也更加靠近凸块。

3.6 基于 DDES 模型二维翻卷式破波数值模拟

本节基于 DDES 模型数值模拟了 $U = 0.87\text{m/s}$ 时的二维翻卷式波浪破碎。为了研究不同湍流模型在模拟翻卷式波浪破碎上的差异，本节对比分析了不同时刻下 DDES 模型、RANS 模型以及以往文献^[13]中 DNS 模型数值模拟的破波结构以及流场变化。本节的计算网格为 3.3 节中中等密度网格（1.6M）。由于 DDES 对时间分辨率要求较高，因此本节中时间步设置为 $\Delta t = 1 \times 10^{-5}\text{s}$ 。

如表 3-6 所示，三个模型分别在 0.54s（DDES）、0.56s（RANS）和 0.49s（DNS）。最大翻卷波高的位置 $[x_b / H, z_b / H]$ 分别位于 [3.479, 1.877]、[3.500, 1.883] 和 [3.280, 1.830]。相比于 RANS，DDES 对最大翻卷高度时间和位置的捕捉上与 DNS 的结果更加接近。此外，DDES 模拟结果中第一翻卷位置 $[x_{H1} / H, z_{H1} / H]$ 位于 [3.088, 1.106] 而 RANS 的模拟结果为 [3.352, 1.011]。相比之下，DDES 结果中第一翻卷拍击位置要前 $0.264H$ 而最大翻卷波高的位置要前 $0.021H$ 。而在空腔的捕捉上，DDES 捕捉到的空气腔大小约为 RANS 结果的 1.6 倍。

表 3-6 不同湍流模型下翻卷式波浪破碎
Table 3-6 Plunging wave breaking under different turbulence models

湍流模型	DDES	RANS	DNS ^[13]
x_b / H	3.479	3.500	3.280
z_b / H	1.877	1.883	1.83
$t_b (\text{s})$	0.54	0.56	0.49
x_{H1} / H	3.088	3.352	—
z_{H1} / H	1.016	1.011	—
$t_{H1} (\text{s})$	0.72	0.78	—
C_{L1} / H	0.720	0.440	—
C_{M1} / H	0.366	0.202	—

图 3-11 展示了三种湍流模型在不同时刻下的破波结构。二维云图以轴向速度 U_x 染色（此处的轴向速度减去了初始流速 U ，速度矢量的定义同样基于处理过的

轴向速度)。从翻卷式破波演化过程来看,当前 DDES 模拟的翻卷相比于 DNS 的结果延迟了 0.05s 左右而 RANS 计算结果延迟了约 0.07s。

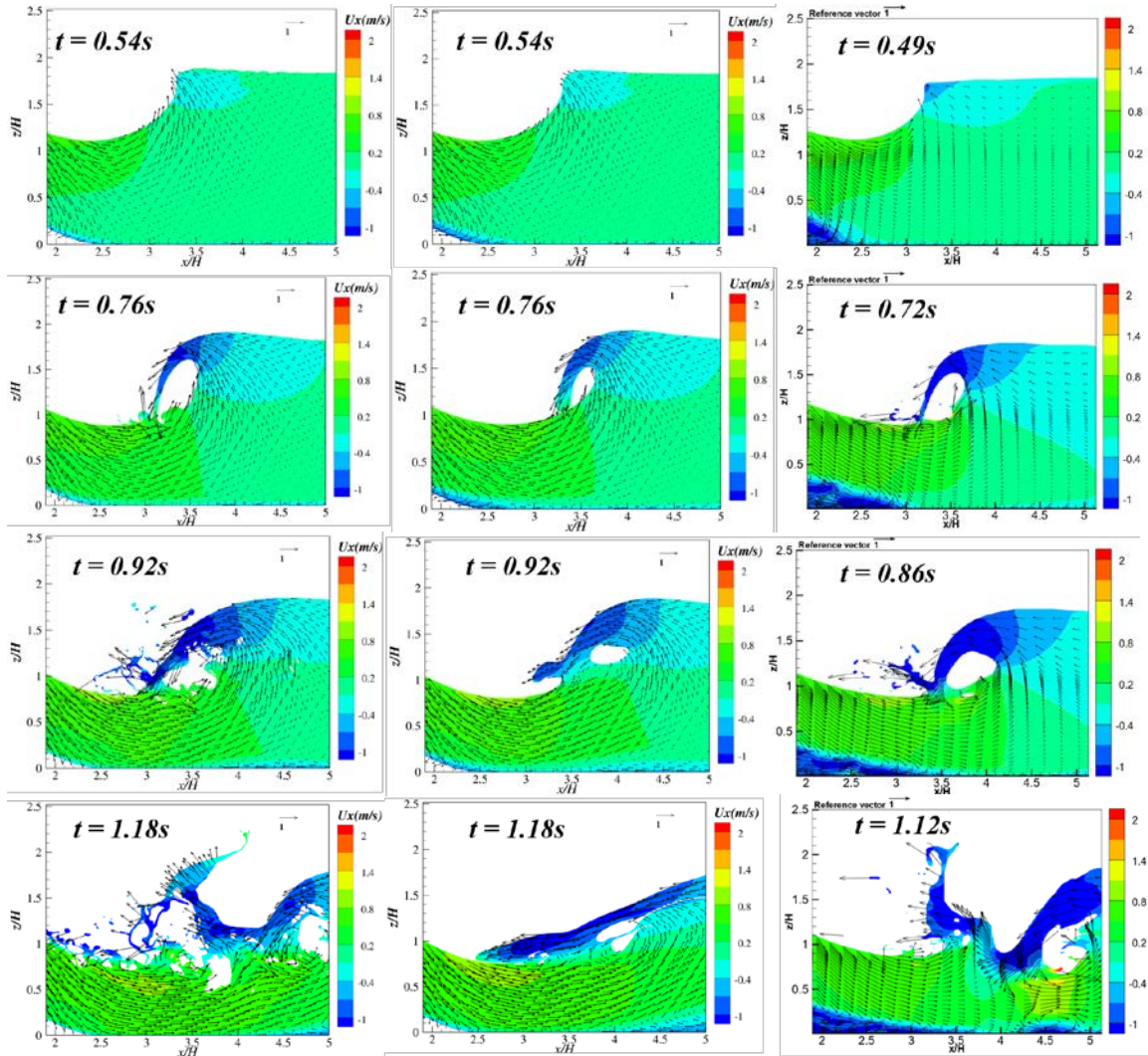


图 3-11 不同时刻下二维翻卷式波浪破碎结构对比 (左: DDES; 中: RANS; 右: DNS)^[13]

Fig.3-11 Comparison of 2D plunging wave breaking under different time

三种模型在最大翻卷波高以及第一翻卷拍击的捕捉上具有较好的一致性。从图 3-11 可以看出, DDES 和 DNS 捕捉到的翻卷喷射要更加细长并且空气腔也相对更大。从翻卷拍击的结构上来看, DDES 的模拟结果与 DNS 的结果非常接近, 包括喷射的形状以及空气腔的大小。

第一翻卷拍击之后, DDES (0.92s)、RANS (0.92s) 以及 DNS (0.86s) 模拟结果中均产生了一个斜喷。第一个空气腔仍然存在并且位置中心相对后移。第一次翻卷之后, RANS 模拟结果与另外两个湍流模型的结果在破波结构上出现了

明显的差异。RANS 结果中斜喷的高度相对更低并且流场更加平整。本章所使用的 DDES 模型的模拟结果与 DNS 具有较好的一致性,包括斜喷的形状以及高度等。DDES 和 DNS 的模拟结果中均可以看到翻卷波的破碎以及液滴飞溅的结构。

根据以往文献^[15]描述,翻卷斜喷会逐渐演化为一个垂直的喷射(水舌)。 $t=1.18\text{s}$ 时,RANS 的流场已经非常平缓而 DDES 和 DNS ($t=1.12\text{s}$) 的模拟结果中均出现了垂直喷射的结构。DDES 捕捉到的垂直喷射结构总体上与 DNS 保持一致,包括轴向速度以及矢量场的变化。此外,两种模型模拟结果中的垂直喷射高度约为 $2H$ 并且均位于 $x/H=3.5$ 左右。

从不同时刻翻卷式破碎波结构对比结果可知,DDES、RANS 以及 DNS 在翻卷最大高度以及第一翻卷拍击上的捕捉结果比较接近。第一次翻卷拍击之后,RANS 捕捉的流场明显更加平缓,而 DDES 和 DNS 能够更好的捕捉到斜喷以及垂直喷射等破碎波结构。

图 3-12 展示了 DDES 模拟结果中不同时刻下涡量场的变化。与 RANS 的计算结果相比,当前 DDES 模拟结果中的正负涡主要集中在翻卷以及破碎的附近。3.4 节 RANS 模拟结果中,正负涡具有明显的分界线而 DDES 中正负涡的分界并不清晰。在第一次翻卷拍击之前,翻卷的根部仍然为负涡区,而在负涡区附近有一个量级接近的正涡区。在翻卷的尖部同样存在一层比较薄的对流涡。由于空气腔导致的空气卷吸,在 $t=0.86\text{s}\sim 0.92\text{s}$ 时可以看到一个对流涡向尾流发展。在 $t=1.08\text{s}\sim 1.18\text{s}$ 时,斜喷逐渐发展为垂直喷射,造成大量空气卷吸并且在空气腔的四周形成对流涡。

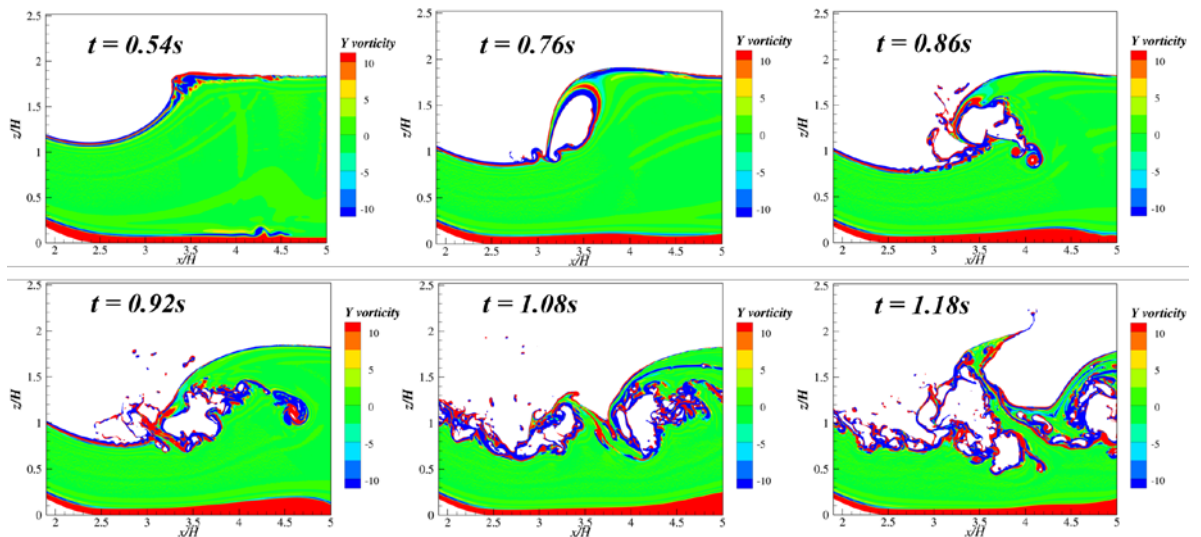


图 3-12 DDES 模拟下不同时刻涡流场变化
Fig.3-12 Vorticity at different time using DDES

本节将 DDES 计算结果与 RANS 和 DNS 模拟的二维翻卷式波浪破碎进行了对比。结果表明, DDES 在对第一次翻卷之后的破碎波捕捉上效果更好。在 DDES 的模拟结果中可以看到明显的斜喷和垂直喷射而 RANS 计算结果相对更加平缓。

3.7 本章小结

本章研究了二维翻卷式波浪破碎的演化过程和流场变化。首先对当前网格设置进行了时间步长和空间步长的收敛性验证, 说明了当前网格和时间步设置在模拟二维翻卷式波浪破碎上的可行性。

基于 RANS 模型和中等密度网格, 研究了二维波浪破碎演化的过程。对最大翻卷高度、第一翻卷拍击、翻卷喷射以及第二翻卷拍击点时的涡量场、速度场以及底部压力进行了分析。研究了翻卷过程中正负涡的形成以及速度场、底部压力的变化。

基于 RANS 模型和中等密度网格, 研究了不同来流下二维翻卷式波浪破碎。分析了不同来流下, 最大翻卷波高、第一翻卷拍击以及第二翻卷拍击的发生时间以及位置变化。结果表明, 三个位置与来流具有紧密的联系并且具有较强的规律性。

此外, 本章基于 DDES 模型对二维翻卷式波浪破碎进行了模拟。分析比较了 DDES、RANS 以及以往文献中 DNS 模拟结果中波浪破碎的过程以结构。结果表明, DDES 和 RANS 在模拟最大翻卷波高以及第一翻卷拍击点上具有较好的一致性但是 DDES 在捕捉斜喷、垂直喷射等破碎结构上有更好的效果。

由本章可知, RANS 在捕捉最大翻卷波高以及第一翻卷拍击上效果较好并且相比于 DDES 对计算资源的消耗更少, 考虑到三维船舶艏波破碎的网格量较大, 因此第四章基于 RANS 对不同航速下 KCS 模型的艏波破碎进行数值模拟而第五章将基于 DDES 模型对中高速 ($Fr = 0.35$) 船舶的艏波破碎进行数值模拟并与 RANS 计算结果进行对比分析。

第四章 基于 RANS 模型不同航速下船舶艏波破碎数值模拟

4.1 引言

根据 Olivieri 等^[25]、Wilson 等^[32]的研究, 船舶的艏波破碎对航速非常敏感。从第三章计算结果可知, RANS 在捕捉波浪第一翻卷上具有较好的效果并且计算消耗较小, 因此本章基于前文所述的 RANS 模型和 VOF 方法, 对不同航速下 KCS 模型的艏波破碎进行了数值模拟。对固定姿态的工况中, 对不同航速下艏波结构、空气腔位置以及流场变化进行了分析。为了研究船舶姿态对艏波破碎的影响, 数值计算了放开升沉和纵摇时 $Fr = 0.35$ 时的兴波流场并与固定姿态的工况进行了对比。

4.2 计算设置与网格验证

4.2.1 模型与计算工况

本章计算模型采用 Tykyo2015 研讨会算例 2.10 中的 KCS 模型 (见图 4.1), 模型长度为 6.0702m, 是 CFD 2021 研讨会艏波破碎算例的标准模型。模型参数如表 4.1 所示。



a) 右舷视图
a) Starboard view



b) 船艏视图
b) Bow view

图 4-1 6m-KCS 三维模型视图
Fig.4-1 Geometry of 6m-KCS model

表 4-1 6m-KCS 模型主要参数
Table 4-1 Main particulars of 6m-KCS model

参数	标志和单位	模型尺度	实尺度
垂线间长	L_{pp} (m)	6.0702	230.0
水线宽	B_{WL} (m)	0.8478	32.2
吃水	T (m)	0.2850	10.8
排水体积	∇ (m ³)	0.9571	52030
湿表面积 (包含舵)	S (m ²)	6.6978	9539
浮心纵向位置	$LCB(\%L_{pp})$	-1.48	-1.48
对 x 轴惯性半径	K_{xx} / B	0.40	0.40
对 y 轴/z 轴惯性半径	K_{yy} / L_{pp}	0.25	0.25
	K_{zz} / L_{pp}		

本章对 7 个航速下 ($Fr = 0.26$ 、 0.30 、 0.325 、 0.35 、 0.375 、 0.40 和 0.425) 固定姿态的 KCS 模型兴波流场进行数值模拟, 如表 4-2 所示。重力加速度设置为 9.81 m/s^2 , 水的密度设置为 998.63 kg/m^3 , 运动粘性系数 $1.14 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。此外, 为了研究船舶自由度的艏波破碎的影响, 数值模拟了放开升沉和纵摇时 $Fr = 0.26$ 和 $Fr = 0.35$ 的兴波流场。 $Fr = 0.26$ 的工况为验证工况, 将阻力、升沉、纵倾以及兴波流场与以往模型试验数据进行对比, 验证网格和数值方法的可行性。本章的主要内容是研究航速和船舶姿态对 KCS 艏波破碎的影响, 分析了破碎工况下的艏波结构、凹陷位置以及局部伴流场、涡流场等。

表 4-2 6m-KCS 计算工况
Table 4-2 Case conditions of 6m-KCS

工况	航速 (m/s)	傅氏数 (Fr)	雷诺数 (Re)
1	2.017	0.26	1.074×10^7
2	2.315	0.30	1.233×10^7
3	2.508	0.325	1.335×10^7
4	2.701	0.35	1.438×10^7
5	2.894	0.375	1.541×10^7
6	3.087	0.40	1.644×10^7
7	3.280	0.425	1.747×10^7

4.2.2 计算域网格生成

本章数值模拟均为静水工况，流场具有对称性，因此采用半域进行计算。计算域如图 4.2 所示。 x 轴指向船尾， y 轴指向右舷， z 轴指向上方。入口设置在 $x = -1.0L$ (L 为垂线间长) 处，采用匀速来流的方式模拟船舶在静水中航行，出口设置在 $x = 4.0L$ 处。左边界、右边界以及底边界均设置为对称边界。右边界设置在 $y = 1.5L$ 处，底边界设置在 $z = -1.0L$ ，上边界设置在 $z = 0.75L$ 处。平面 $z = 0$ 为自由液面，上方为空气，下方为水。

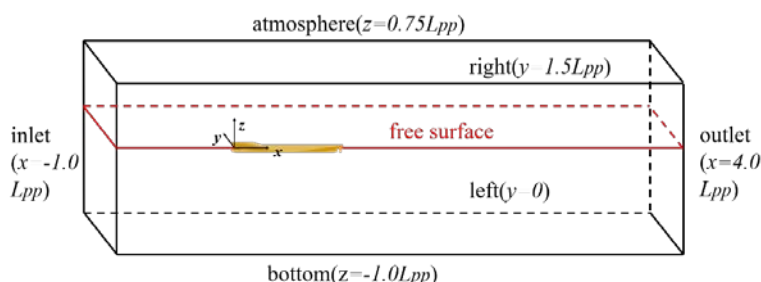
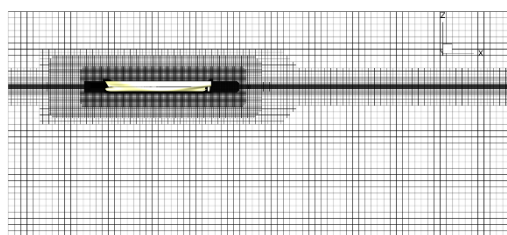


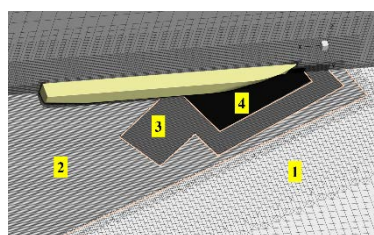
图 4-2 三维算例计算域与边界条件

Fig.4-2 Computational domain and boundary condition of 3D case

本章基于 HEXPRESS 软件，生成非结构六面体网格，网格总数为 6.7M (M 为百万)。图 4.3 展示了网格生成情况。初始网格为 $80 \times 24 \times 36$ ，网格尺寸为垂线间长的 $1/16$ 。为了精确捕捉自由液面，在 $z = 0$ 平面设置了一个 3 级加密区，因此网格 z 向尺寸为背景网格的 $1/8$ 。此外，艏波发生区域设置了 4 个加密区，加密等级如表 4-3 所示。其中加密区 4 的网格尺度最小，达到了背景网格的 $1/2^6$ ，网格大小为 $5.928 \times 10^{-3} \text{ m}$ 。



a) 网格生成
a) Mesh generation



b) 网格加密区
b) Refinement regions



c) 船体表面网格划分
c) Mesh generation on hull

图 4-3 网格生成与加密区设置

Fig.4-3 Mesh generation and refinement regions

表 4-3 加密区设置
Table 4-3 Arrangement of refinement regions

加密区	编号	加密等级 ($x \times y \times z$)
自由液面	—	$0 \times 0 \times 3$
远场	1	$2 \times 2 \times 2$
近场	2	$4 \times 4 \times 4$
艏波区 (远场)	3	$5 \times 5 \times 5$
艏波区 (近场)	4	$6 \times 6 \times 6$

4.2.3 网格验证

为了验证当前网格设置在求解 KCS 兴波流场上的可行性, 将 $Fr = 0.26$ 时的总阻力系数、流场纵向切面、船体表面波形以及兴波流场等数据与以往模型试验数据进行了对比。

表 4-4 罗列了固定自由度和放开升沉与纵摇两种工况下的总阻力系数、升沉以及纵倾, 试验数据来自 Tokyo 2015 算例 2.10^[72], 试验工况为放开升沉和纵摇。可以看到, 在固定自由度的工况中, 总阻力系数的误差为 3.34%; 在放开升沉与纵摇工况中, 总阻力系数、升沉以及纵倾的误差分别是 0.76%、6.65%和 2.92%。两种工况中, 阻力系数的预报精度都比较高。受船舶姿态的影响, 固定姿态的总阻力系数达到了 3.34%, 但是处在可接受的范围。此外, 当前网格设置在船舶姿态上的预报精度也均在合理范围内。

表 4-4 $Fr = 0.26$ 时阻力系数、升沉以及纵倾的对比
Table 4-4 Comparison of resistance coefficient, sinkage and trim at $Fr = 0.26$

	$C_t \times 10^{-3}$	$\sigma / L_{pp} \times 10^{-3}$	$\tau (^{\circ})$
EFD (Tokyo 2015)	3.835	-2.074	-0.1646
CFD (固定姿态)	3.707	—	—
误差	-3.34%	—	—
CFD (放开升沉和纵摇)	3.806	-1.936	-0.1694
误差	-0.76%	6.65%	-2.92%

图 4-4 为三个纵向切面波形对比, 试验数据来源于 Gothenburg 2010 研讨会算例 2.1, 该试验在固定自由度下进行。从对比结果上来看, 固定自由度工况的数值模拟结果与试验结果吻合更好, 特别在波峰波谷值的捕捉, 误差也更小。受船舶

纵倾和升沉的影响，放开自由度工况下，波形剖面的捕捉误差相对更大，但是波形的发展趋势与试验值基本一致。

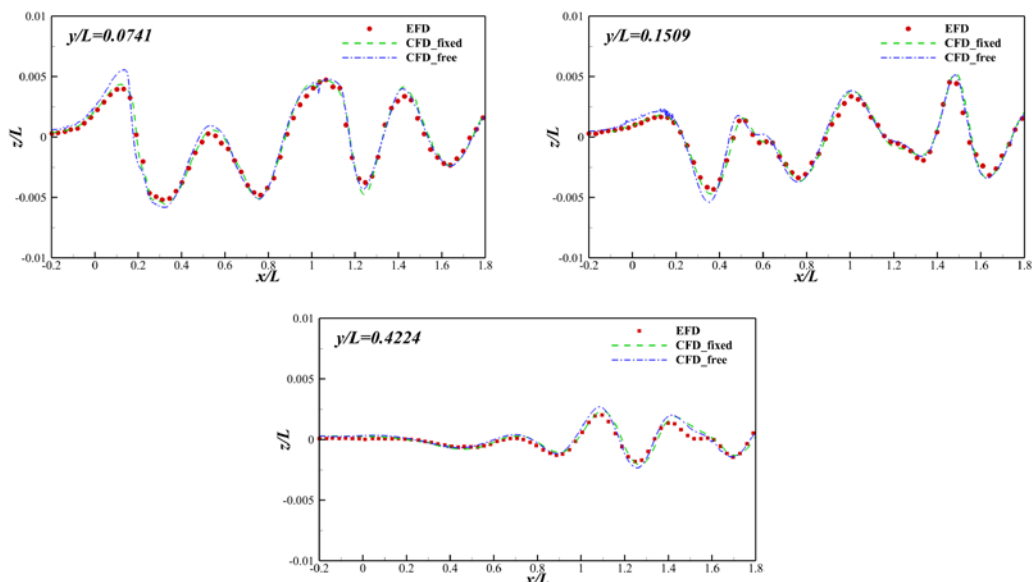


图 4-4 $Fr = 0.26$ 时纵向兴波剖面对比

Fig.4-4 Comparison of longitudinal wave cuts at $Fr = 0.26$

图 4-5 与图 4-6 参考 Kim 等^[76]的试验，试验测量了 7.2786m KCS 模型在放开升沉与自由工况下的船体表面波形、自由液面兴波等。图 4-5 为船体表面波形的对比，两种工况下的数值模拟都与模型试验数据吻合良好。第一个波峰出现在 $x/L = 0.05$ 处，固定自由度下的第一个波峰值相对较小，约为放开升沉与纵倾工况下的 85%。除去第一个波峰值，其他波峰波谷的值以及位置都比较接近。

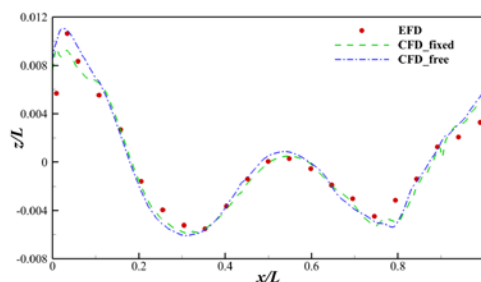
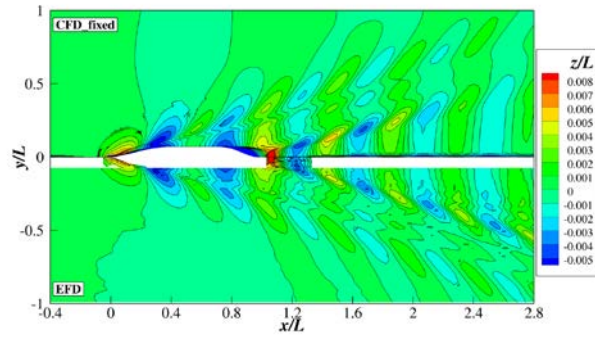


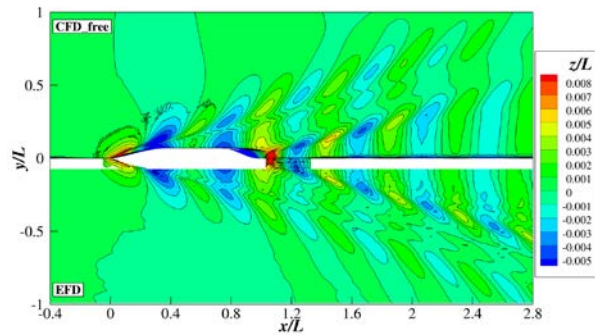
图 4-5 $Fr = 0.26$ 时船体表面波形对比

Fig.4-5 Comparison of wave profile on hull at $Fr = 0.26$

当前网格设置对 KCS 模型的自由液面兴波流场的捕捉如图 4-6 所示。在 $-0.4 < x/L < 1.8L$ 区域内，数值模拟对自由液面兴波的捕捉良好，波峰波谷的位置以及区域都与模型试验保持一致。在 $x/L > 1.8L$ 的区域，由于网格密度相对较低和兴波耗散的影响，对兴波的捕捉误差相对较差。



a) 固定自由度工况
a) Fixed condition



b) 放开升沉和纵摇
b) Free to heave and pitch

图 4-6 $Fr = 0.26$ 时兴波流场对比

Fig.4-6 Comparison of wave pattern at $Fr = 0.26$

综合上述结果，当前网格设置以及数值方法在预报阻力系数、升沉、纵倾和捕捉兴波液面上具有较高的精度。本章主要关注 KCS 模型船艏处的波浪翻卷与破碎，因此在船艏处进行了多级加密区设置，图 4-5 和图 4-6 等对比结果表明当前网格在艏波的捕捉上具有较好的效果。

4.3 固定自由度下 KCS 艏波破碎数值模拟

4.3.1 不同航速下阻力系数变化

表 4-5 和图 4-6 展示了不同航速下阻力系数的变化趋势。 $Fr = 0.26 \sim 0.425$ 时，压阻力系数在 $0.742 \times 10^{-3} \sim 4.930 \times 10^{-3}$ 之间，而粘性阻力系数在 $2.693 \times 10^{-3} \sim 2.965 \times 10^{-3}$ 之间。可以看到，粘性阻力系数受航速变化的影响较小而压阻力系数受航速的影响较大。压阻力系数随着航速提高而不断增加，在当前工况中，压阻力系数在最大航速下相对提高了约 7 倍。在低航速下，粘性阻力占主

导。 $Fr = 0.26$ 时, 粘性阻力系数在总阻力系数中的比重为 80%而压阻力系数仅占 20%。在 $Fr = 0.35$ 时, 粘性阻力系数和压阻力系数的占比基本相当, 分别为 52% 和 48%。在最高航速 $Fr = 0.425$ 中, 压阻力系数的占比达到 63%而粘性阻力系数的占比下降到 37%。因此, 随着航速的提高, 兴波对总阻力的影响越来越大。此外, 总阻力系数整体上也呈现上升的趋势。

表 4-5 不同航速下时阻力系数变化
Table 4-5 Trend of resistance coefficient under different speeds

傅氏数 Fr	$C_p \times 10^{-3}$	$C_v \times 10^{-3}$	$C_t \times 10^{-3}$
0.26	0.742	2.965	3.707
0.30	2.126	2.756	4.882
0.325	2.431	2.980	5.411
0.35	2.496	2.693	5.189
0.375	2.854	2.872	5.726
0.40	4.030	2.750	6.780
0.425	4.930	2.849	7.779

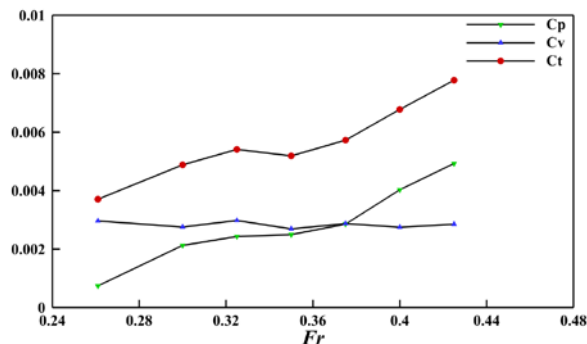


图 4-7 不同航速下阻力系数
Fig.4-7 Resistance coefficient under different speeds

当前阻力变化的趋势与以往文献研究^[2]中的趋势相符, 一定程度上说明了当前数值计算的可靠性。

4.3.2 不同航速下船体表面波形变化

艏波是否发生破碎与船艏处的波高值有很大的关系^[2]。图 4-8 展示了不同航速下船体表面波形变化趋势, 从图中可以看出, 在船侧附近有两个完整波浪周期。其中, 第一个波峰位于 $0 < x/L < 0.2$, 第一个波谷位于 $0.3 < x/L < 0.5$; 第二个波

峰位于 $0.6 < x/L < 0.8$ 而第二个波谷则位于 $0.8L$ 之后。船尾处 $x/L > 0.85$ 的波形受航速影响较小，基本保持一致。

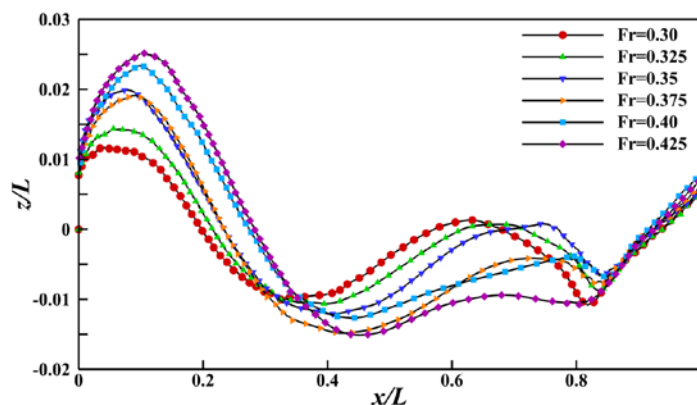


图 4-8 不同航速下船体表面波形
Fig.4-8 Wave profile on hull under different speeds

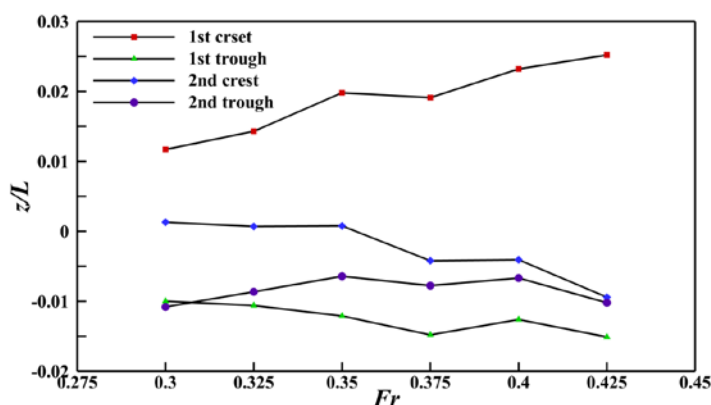


图 4-9 不同航速下船体表面波峰波谷变化
Fig.4-9 Trends of crest and trough on hull under different speeds

图 4-9 展示了不同航速下波峰波谷值的变化。第一个波峰值（1st crest）均在 $0.01L$ 以上，并且随着航速基本保持不断增长的趋势。当航速到达 $Fr = 0.425$ 时，第一个波峰值为 $Fr = 0.30$ 时的 250%。第一个波谷值（1st trough）均在 $-0.01L$ 以下，并且随着航速不断降底。第一个波的波幅值在 $Fr = 0.425$ 时取得最大，为 $0.04L$ ；而在 $Fr = 0.30$ 取得最小，为 $0.02L$ 。第二个波的变化趋势与第一个波相反。第二个波峰值（2nd crest）均在 $0.002L$ 以下，并且随着航速保持下降的趋势。在 $Fr = 0.375$ 时，第二个波峰值降到了初始液面以下。第二个波谷值均为与 $-0.011L$ 以上，并且保持先增长后降低的趋势，但是整体上比第一个波谷值要大。第二个波的波幅呈现逐渐变小的趋势，并且在 $Fr = 0.425$ 时波幅大小趋近于 0。本文主要

研究第一个波的艏波破碎，因此船体表面波形的变化趋势以及波峰值的大小对后续探讨波浪破碎类型具有重要意义。

4.3.3 $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$

图 4-10 和图 4-11 展示了 $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$ 时的艏波结构与压力场（ p_{rgh} 为动压力）。可以看到这两个工况中并未发生艏波的翻卷与自由液面拍击的情况，艏波以一个稳定的结构并与 x 轴成一定夹角（约 32° ）向尾流发展。自由液面具有等压性，艏波的发生也是为了维持水下的高压部分。经过测量， $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$ 时在船体表面最大波高处的动压力分别为 582 Pa 和 822 Pa。

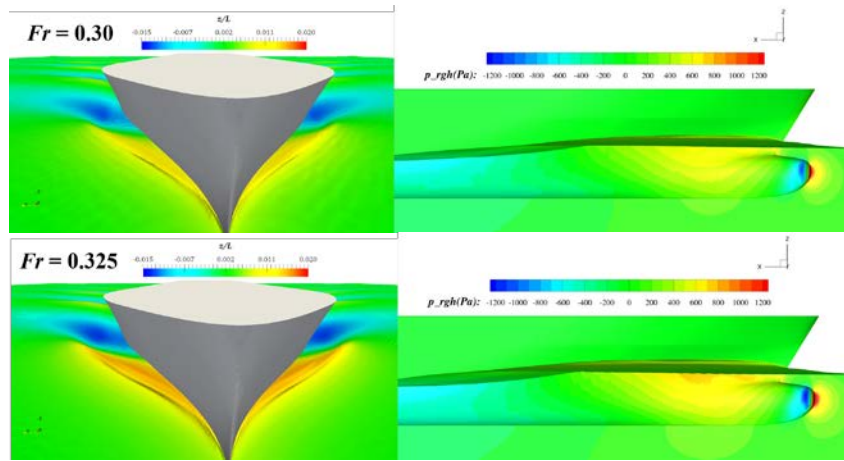


图 4-10 $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$ 时艏波结构和压力场
Fig.4-10 Bow wave structure and pressure at $Fr = 0.30$ and $Fr = 0.325$

图 4-11 展示了 $Fr = 0.30$ 时船舶处全局流场、涡流场。可以看到，在 $0.07 < x/L < 0.095$ 之间艏波有一段很小的翻卷，但是并未向前翻卷并拍击自由液面。艏波翻卷沿来流向船中发展，并逐渐消失。从轴向涡量图（X vorticity）来看（本章定义绕 x 轴的涡为轴向涡量，绕 y 轴的涡为横向涡量，并且顺时针为负涡，逆时针为正涡），在艏波发生区为大规模的轴向负涡区。从横向涡量图（Y vorticity）来看，在靠近船体处为大范围的横向正涡量，而在艏波翻卷的根部为横向负涡区。此外，由于边界层的存在，船体处为轴向正涡区和横向负涡区。

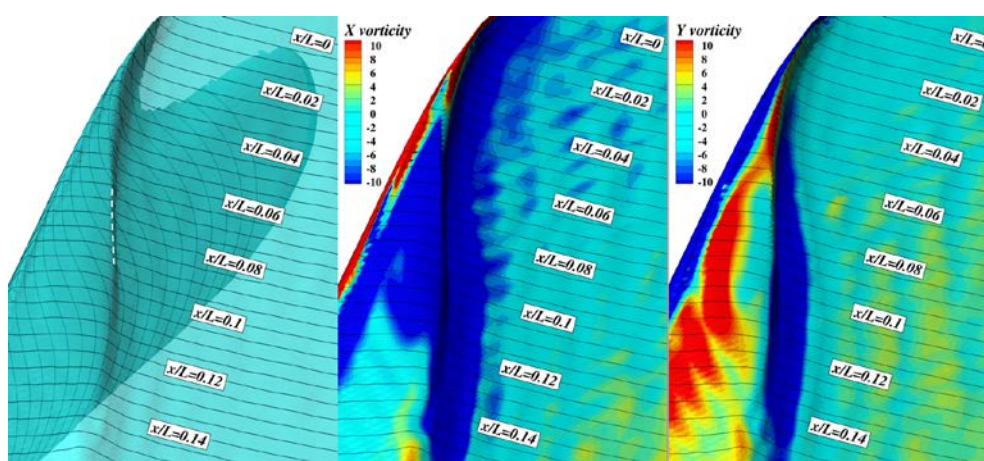


图 4-11 $Fr = 0.30$ 时全局涡流场
Fig.4-11 Global vorticity at $Fr = 0.30$

图 12 展示了 $Fr = 0.325$ 时船艏处的全局流场和涡流场。与 $Fr = 0.30$ 时类似，艏波在 $0.055 < x/L < 0.125$ 出现一段稳定的翻卷结构。可以看到，随着航速的增高，翻卷出现的位置要相对更靠近船艏并且更长。与 $Fr = 0.30$ 不同的是，翻卷的尖部逐渐出现轴向正涡区，而其他位置仍然为大规模的负涡区。此外，在翻卷的尖部也为横向正涡区，而整个水面抬高的位置仍然为横向正涡区。

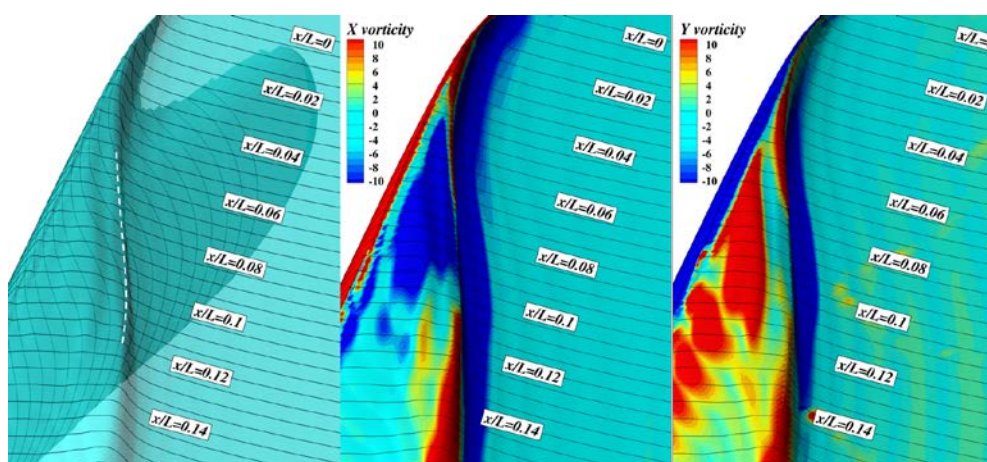


图 4-12 $Fr = 0.325$ 时全局涡流场
Fig.4-12 Global vorticity at $Fr = 0.325$

可以看到，虽然在 $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$ 的工况未发生艏波破碎，但是随着航速的提高，艏波的翻卷现象更加明显。此外，轴向涡量场和横向涡量场也在发生变化，在翻卷的尖部开始出现轴向正涡区和横向正涡区。

4.3.4 $Fr = 0.35 \sim 0.425$

表 4-6 总结了 $Fr = 0.35 \sim 0.425$ 时艏波破波区的凹陷数、翻卷拍击位置以及拍击位置的空腔大小。四个工况中都有一个由翻卷波产生的凹陷。在 Fr 为 0.35、0.40 以及 0.425 这三个工况中有两处翻卷拍击点 $[x_{H1}, y_{H1}, z_{H1}]$ 与 $[x_{H2}, y_{H2}, z_{H2}]$ ，并且在拍击之后形成了一段空气腔。在 $Fr = 0.375$ 的工况中，只有一个翻卷拍击点 $[x_{H1}, y_{H1}, z_{H1}]$ 。表 4-6 中 C_L 代表空腔的长轴， C_M 为空腔的短轴。通过测量可以发现，当前模型尺度下，空气腔的量级大约是厘米级别，并且长轴与短轴之比 C_L / C_M 约为 2~4。

表 4-6 不同航速下凹陷数、翻卷拍击点以及空腔
Table 4-6 Scar, hit position of plunger and air pocket under different speeds

Fr	0.35	0.375	0.40	0.425
凹陷数	1	1	1	1
$x_{H1} / L \times 10^{-2}$	9.10	8.62	9.86	10.40
$y_{H1} / L \times 10^{-2}$	4.95	4.31	5.67	5.83
$z_{H1} / L \times 10^{-2}$	1.38	1.20	1.18	1.20
$C_{L1} / L \times 10^{-2}$	0.60	0.39	1.21	1.09
$C_{M1} / L \times 10^{-2}$	0.18	0.16	0.44	0.47
$x_{H2} / L \times 10^{-2}$	17.90	—	16.49	19.90
$y_{H2} / L \times 10^{-2}$	10.25	—	10.05	12.42
$z_{H2} / L \times 10^{-2}$	1.37	—	1.39	1.02
$C_{L2} / L \times 10^{-2}$	0.42	—	0.49	0.95
$C_{M2} / L \times 10^{-2}$	0.14	—	0.22	0.30

图 4-13 展示了不同航速下翻卷拍击点在水平面上的位置。可以看到，第一翻卷拍击点位于 $x/L = 0.08 \sim 0.11$ 和 $y/L = 0.04 \sim 0.06$ 之间，而第二翻卷拍击点位于 $x/L = 0.16 \sim 0.2$ 和 $y/L = 0.1 \sim 0.13$ 之间。因此，整体上艏波的破碎是向舷外、向船后不断演化，并且翻卷拍击位置呈现一定的规律性。下面将讨论不同航速下艏波的结构与全局涡流场等。

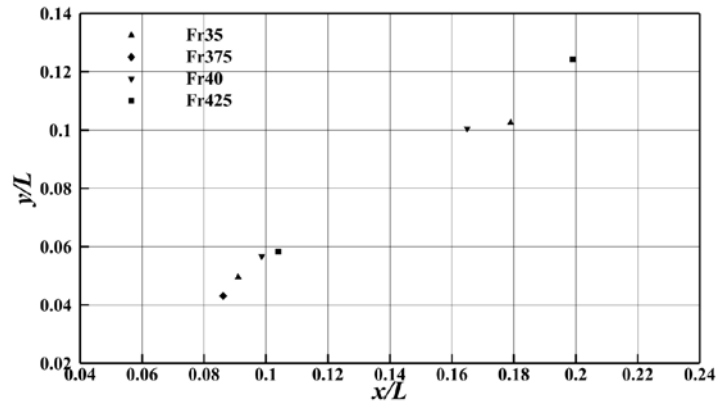


图 4-13 不同航速下翻卷拍击点位置
Fig.4-13 Hit position of plunger under different speeds

4.3.4.1 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$

图 4-14 为 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$ 时的艏波流场和压力云图。 $Fr = 0.35$ 为当前数值模拟中最先开始出现波浪破碎的工况，从船侧流场可以清晰的看到艏波的翻卷以及凹陷。第一条凹陷分别与艏波的第一次翻卷相关。与图 4-10 相比，艏波的翻卷区依然是高压区，但动压力值要更大。通过测量，船侧最大波高处的动压力为 1127 Pa，比 $Fr = 0.325$ 时的值要高约 37%。从整体上来看， $Fr = 0.375$ 时的艏波流场与 $Fr = 0.35$ 时非常接近，在船侧也出现了一条纵向的凹陷，船侧最大波高处动压力为 1113 Pa。可以看到，这两个工况中的艏波结构和船侧压力具有很好的 consistency。

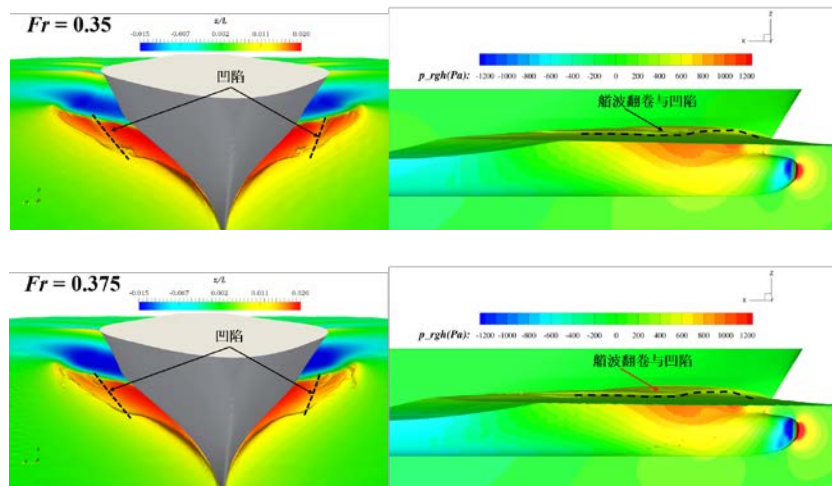


图 4-14 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$ 时艏波结构和压力场
Fig.4-14 Bow wave structure and pressure at $Fr = 0.35$ and $Fr = 0.375$

由于艏波的翻卷, $Fr = 0.35$ 时在艏波破碎区有两条空气腔, 从而造成空气的卷吸并形成空泡流。图 4-15 展示了 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$ 时的空腔结构。从剖面图来看, $Fr = 0.35$ 时在 $x/L = 0.091$ 和 $x/L = 0.179$ 艏波的翻卷开始与自由液面接合并产生空气腔。第二个翻卷是第一个翻卷的子过程, 但是与第一个翻卷相比, 翻卷拍击与液面的夹角要更小。空气腔的形状接近于椭圆, 第一个空腔尺寸要相对更大。在 $Fr = 0.35$ 时, 第一个空腔约为第二个空腔的 1.5 倍。从表 4-6 来看, $Fr = 0.375$ 时的第一个空气腔大小与 $Fr = 0.35$ 时第二个空腔更加接近。此外, 虽然从船侧流场图中可以看到两处明显的翻卷, 但是在 $Fr = 0.375$ 并没有看到第二处翻卷拍击点。

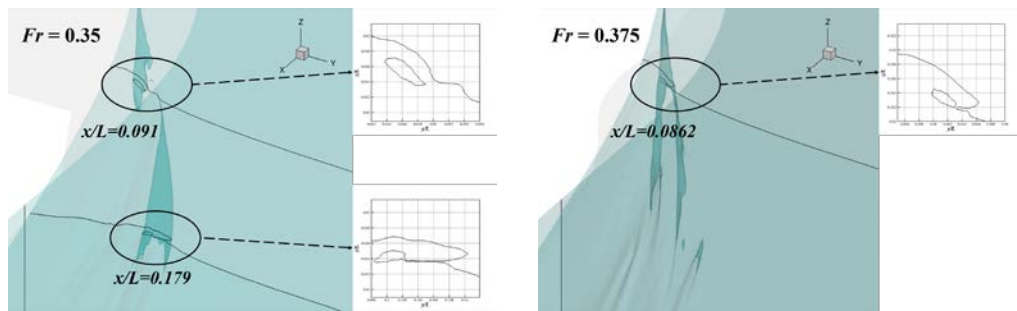


图 4-15 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$ 时空腔与拍击位置
Fig.4-15 Air pocket and hit position at $Fr = 0.35$ and $Fr = 0.375$

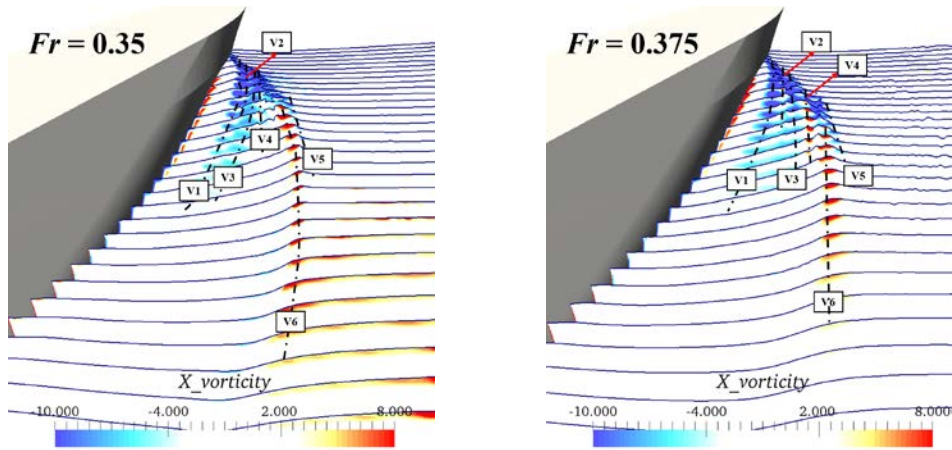


图 4-16 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$ 时艏波对流涡
Fig.4-16 Counter-rotating vorticity around bow at $Fr = 0.35$ and $Fr = 0.375$

艏波的破碎会伴随着复杂的涡流区, 其中就包括船侧的对流涡。图 4-16 展示了 $Fr = 0.35$ 和 $Fr = 0.375$ 时的船侧对流涡。从图中可以看到, 这两个工况中船侧都有 3 对涡, 其中 V1、V3、V5 为负涡, V2、V4、V6 为正涡。根据以往文献中的描述, 翻卷的尖部 (tip) 一般为正涡而翻卷的根部或者趾部 (toe) 则为负涡。V1

和 V2 是与艏波的第一个翻卷相关的涡，V1 的范围要相对更大而 V2 则基本上位于翻卷的尖部。第二对涡（V3 和 V4）与第一对涡的结构和趋势类似，但是范围和涡量值上都相对更小。远场的 V5 和 V6 为第三对涡，波峰处为正涡区而波趾处为负涡区，这也与 Deike 等^[1]中的无破碎重力波和溢出式破波的涡场类似。由于波陡较小，第三对涡所在位置并未发生波浪翻卷与破碎。

4.3.4.2 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$

随着航速的提高，艏波翻卷的幅度以及破碎区的范围也随之变大。图 4-17 为 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$ 时的艏波结构以及压力场。与 $Fr = 0.35 \sim 0.375$ 的工况相比，艏波的翻卷更加剧烈，船体表面最大波高处的动压力分别是 1321 Pa 和 1394 Pa，提高了约 20%。从图中可以清晰的看到艏波的翻卷-拍击-再翻卷的过程并且均产生了一条凹陷。

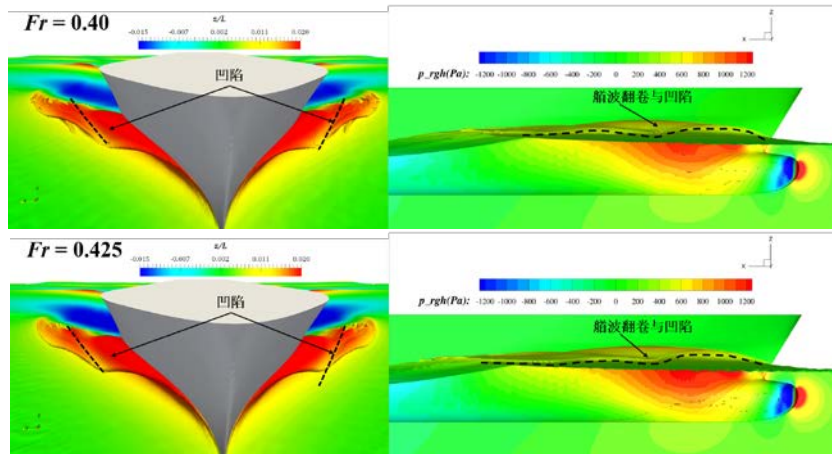
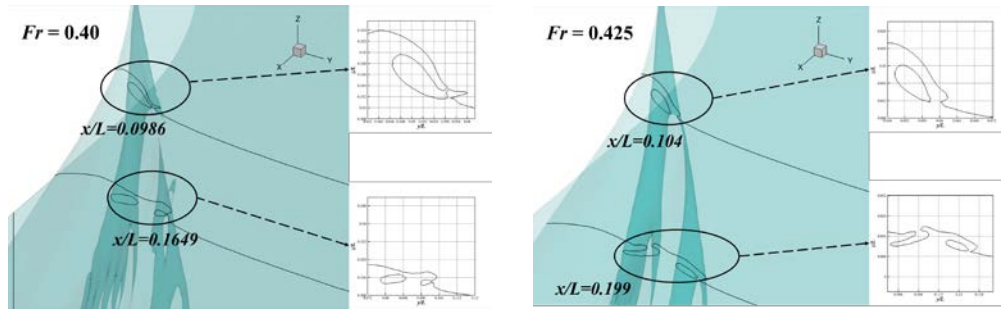
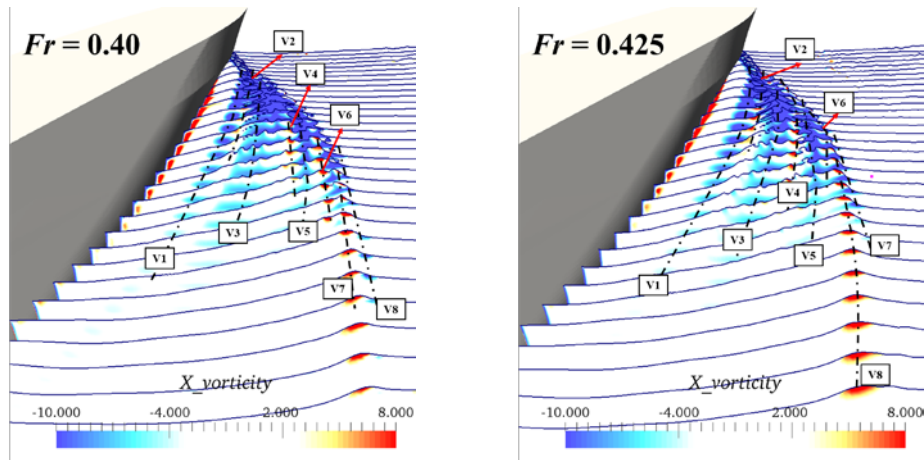


图 4-17 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$ 时艏波结构和压力场
Fig.4-17 Bow wave structure and pressure at $Fr = 0.40$ and $Fr = 0.425$

由于翻卷幅度的增大，因此而产生的空气卷吸区也相对更大。图 4-18 为 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$ 时的空气腔以及翻卷拍击结构。相较于前两个工况（ $Fr = 0.35 \sim 0.375$ ），第一个翻卷的位置相对靠后，空气腔也相对更大。 $Fr = 0.40$ 时第一个拍击点的位置为 $x/L = 0.0986$ ，空腔长短轴的大小分别为 $1.21 \times 10^{-2}L$ 和 $0.44 \times 10^{-2}L$ ；而 $Fr = 0.425$ 时第一个拍击点的位置要更加靠后，为 $x/L = 0.104$ ，空腔长短轴的大小分别为 $1.09 \times 10^{-2}L$ 和 $0.47 \times 10^{-2}L$ 。总体上来看，第一个翻卷拍击点与船速呈正相关（除去 $Fr = 0.375$ ）的工况，而空腔的大小也基本上随着航速增加有变大的趋势。

图 4-18 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$ 时空腔与拍击位置Fig.4-18 Air pocket and hit position at $Fr = 0.40$ and $Fr = 0.425$

高航速下涡流场也发生了较大的变化，整个破碎区的产生了 3 对涡，而远场处则产生了一对涡。图 4-19 为 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$ 时的船侧对流涡。从正负涡的位置来看，V7 和 V8 与 $Fr = 0.35 \sim 0.375$ 工况中的第三对涡（V5 和 V6）类似，波陡较小且波峰没有向前翻卷。V1 和 V2 是与第一个翻卷相关的正负涡，翻卷的根部为负涡而尖部为正涡。V3 和 V4、V5 和 V6 是与第二个翻卷相关的正负涡。当 $Fr \geq 0.40$ ，第二个翻卷处的兴波流场非常复杂，艏波破碎区有很多细碎的小翻卷，翻卷结构没有 $Fr = 0.35$ 时稳定，因此下文对 $Fr = 0.35$ 时的轴向切面和纵向切面处的涡量图和速度场图进行了详细的分析。

图 4-19 $Fr = 0.40$ 和 $Fr = 0.425$ 时艏波对流涡Fig.4-19 Counter-rotating vorticity around bow at $Fr = 0.40$ and $Fr = 0.425$

4.3.5 $Fr = 0.35$ 时局部伴流场、涡流场分析

上文分析了的 $Fr = 0.35 \sim 0.425$ 艏波流场、压力场、空腔结构和涡流场，可以看到 $Fr = 0.35$ 时船舶附近形成了较为稳定的波浪翻卷和艏波破碎而 $Fr = 0.40 \sim 0.425$ 时艏波的破碎相对更加复杂，特别是第二次翻卷之后的复杂湍流

区域。为了进一步分析艏波破碎的机理机制以艏波发生区域的流场特性，选取的工况 $Fr = 0.35$ 进行详细的流场分析。

图 4-20 展示了船艏处兴波的横向切面和纵向切面，在两个方向上都可以看到艏波翻卷的结构。在位置 1 处 ($x/L = 0.06$, $y/L = 0.03$) 是靠近船体表面的第一个翻卷；在位置 2 处 ($x/L = 0.10$, $y/L = 0.05$)，第一个翻卷与自由液面结合，并且产生了空腔；在位置 3 处 ($x/L = 0.16$, $y/L = 0.09$)，第一个翻卷以及空腔都已消失，第二个翻卷发展成熟。下面将对这三个位置的详细流场信息进行分析。

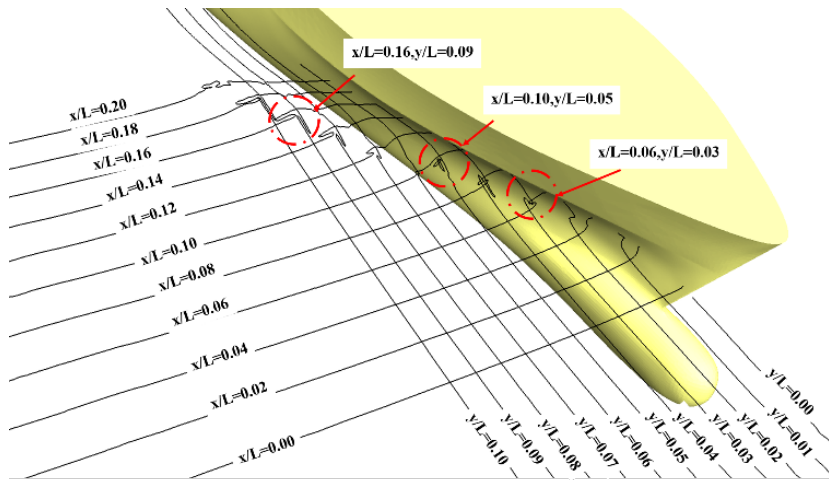


图 4-20 $Fr = 0.35$ 时船艏处波形横向切面和纵向切面
Fig.4-20 Transverse and longitudinal cuts around bow at $Fr = 0.35$

4.3.5.1 位置 1: $x/L = 0.06$, $y/L = 0.03$

图 4-21 和图 4-22 展示了位置 1 处的轴向涡量、横向涡量、轴向速度以及横向速度的云图。在位置 1 处，第一个翻卷已经初步形成。结合横向切面和纵向切面视图，艏波的翻卷是远离船侧并且与来流相逆。从涡量图来看，在翻卷的尖部出现小规模的正涡区 V2 而在翻卷的根部为大规模的负涡区 V1。此外，由于边界层的存在，船体表面的速度梯度较大，因此产生了轴向正涡区和横向负涡区。横向切面上的速度矢量 (U_z/U_y) 表明船侧流体整体上以向右、向上的趋势流动，而纵向切面上的速度矢量 (U_z/U_x) 仍然受来流主导。从翻卷的根部到尖部，轴向速度 U_x 逐渐减小而横向速度 U_y 逐渐增大。此外，当前涡量场和速度场结果与 Olivieri 等^[25]、Wilson 等^[32]以及 Wang 等^[34]的结果保持一致。

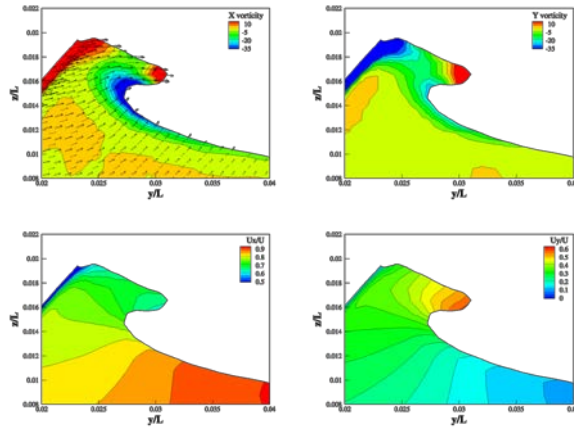
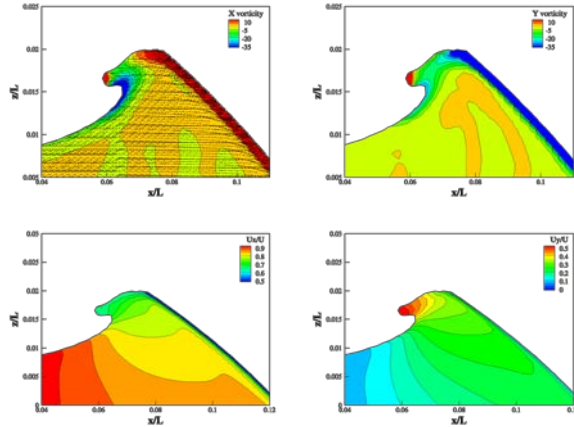
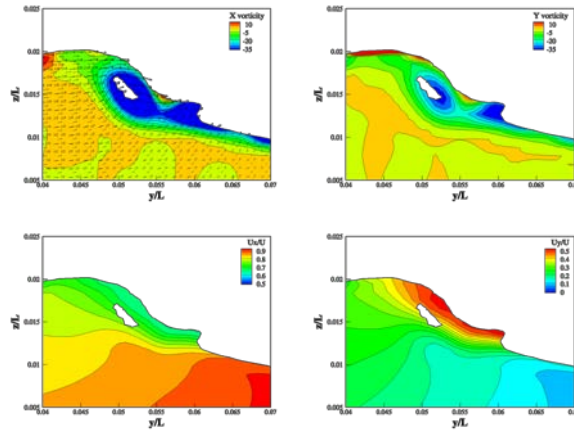
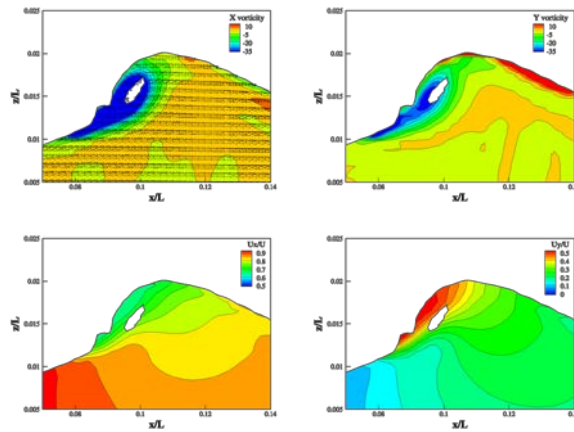
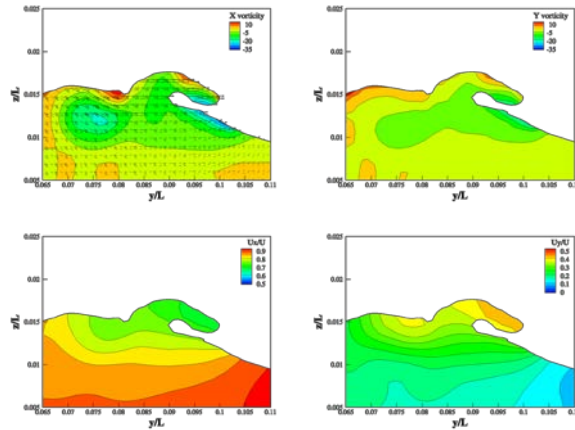
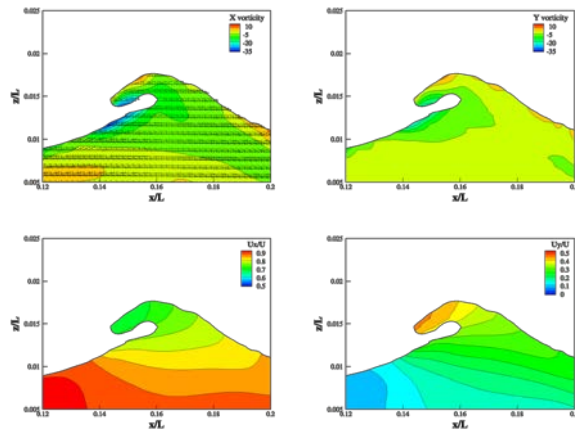
图 4-21 $x/L = 0.06$ 轴向涡量、横向涡量、轴向速度、横向速度云图Fig.4-21 Axial vorticity, transverse vorticity, axial velocity, transverse velocity contour at $x/L = 0.06$ 图 4-22 $y/L = 0.03$ 轴向涡量、横向涡量、轴向速度、横向速度云图Fig.4-22 Axial vorticity, transverse vorticity, axial velocity, transverse velocity contour at $y/L = 0.03$ 4.3.5.2 位置 2: $x/L = 0.10$, $y/L = 0.05$

图 4-23 和图 4-24 展示了位置 2 处的轴向涡量、横向涡量、轴向速度以及横向速度的云图。在位置 2 处，第一个翻卷已经与自由液面重新接合，并且在 $x/L = 0.10$ 、 $y/L = 0.05$ 处形成了一个空腔。在空腔的四周仍是大规模负涡区 V1，位置 1 处的翻卷在与自由液面接合的正涡区 V2 处形成了船侧的第一个凹陷。在 $x/L = 0.10$ 、 $y/L = 0.06$ 处，第二个翻卷已经初具规模并且在根部形成了负涡区 V3。与位置 1 处类似，艏波翻卷区域形成了轴向速度 U_x 的较小区域以及横向速度 U_y 的较大区域。

图 4-23 $x/L = 0.10$ 轴向涡量、横向涡量、轴向速度、横向速度云图Fig.4-23 Axial vorticity, transverse vorticity, axial velocity, transverse velocity contour at $x/L = 0.10$ 图 4-24 $y/L = 0.05$ 轴向涡量、横向涡量、轴向速度、横向速度云图Fig.4-24 Axial vorticity, transverse vorticity, axial velocity, transverse velocity contour at $y/L = 0.05$

4.3.5.3 位置 3: $x/L = 0.16$, $y/L = 0.09$

图 25 和图 26 展示了位置 3 处的轴向涡量、横向涡量、轴向速度以及横向速度的云图。此时第一个翻卷已经趋于平缓并且位置 2 处的空腔已经消失。与前两个位置相比，位置 3 处的轴向涡量和横向涡量的范围和量级都相对较小。在 $x/L = 0.16$ 、 $y/L = 0.075$ 处，第一个负涡区 V1 已经减弱很多，在接近自由液面处是与第一个负涡区相关的正涡区 V2。第二个翻卷发生的位置为 $x/L = 0.16$ 、 $y/L = 0.09$ 艏波翻卷的结构与第一个翻卷类似。在翻卷的尖部为负涡区 V4 而根部为正涡区 V3。但与第一个翻卷相比，涡的量级相对更小。轴向速度和横向速度变化趋势也与前面两个位置相似，但是整体上受到翻卷影响的区域以及横向速度的峰值也相对更小。

图 4-25 $x/L = 0.16$ 轴向涡量、横向涡量、轴向速度、横向速度云图Fig.4-25 Axial vorticity, transverse vorticity, axial velocity, transverse velocity contour at $x/L = 0.16$ 图 4-26 $y/L = 0.09$ 轴向涡量、横向涡量、轴向速度、横向速度云图Fig.4-26 Axial vorticity, transverse vorticity, axial velocity, transverse velocity contour at $y/L = 0.09$

4.4 放开升沉和纵摇下 KCS 艏波破碎数值模拟

与固定姿态的工况相比, 放开升沉和纵摇的工况下, 船体的姿态会发生变化。在这种情况下, 船艏水下部分的形状会发生改变。本节主要讨论同一航速下船体姿态变化后对艏波破碎的影响。从固定工况的艏波流场来看, $Fr = 0.35$ 时的艏波流场相对稳定并且有清晰的艏波翻卷和凹陷的结构, 因此本节选取该工况分析船舶自由度对艏波破碎的影响。

表 4-7 列出了固定姿态工况和放开阻力和升沉工况时的阻力系数、升沉以及纵倾。放开自由度的工况中, 阻力系数有一个明显的增大。其中, 总阻力系数增大了 11% 而压阻力系数和粘性阻力系数分别提高了 16.4% 和 6.3%, 压阻力系数受船舶姿态影响更大。此外, 在放开自由度的工况下升沉和纵倾分别是 $-3.144 \times 10^{-3} L$

和 -0.0804° ，船舶有微微的前倾但是有一个显著的下沉。可以看出当前航速下，船舶自由度对船舶姿态有比较明显的影响。兴波阻力的明显增大也表明船舶姿态对兴波演化有直接的影响。因此，船舶自由度对艏波破碎的影响不可忽略。

表 4-7 $Fr=0.35$ 时阻力系数、升沉以及纵倾的对比
Table 4-7 Comparison of resistance coefficient, sinkage and trim at $Fr=0.35$

	$C_t \times 10^{-3}$	$C_p \times 10^{-3}$	$C_v \times 10^{-3}$	$\sigma / L \times 10^{-3}$	$\tau (^\circ)$
CFD (固定姿态)	5.19	2.50	2.69	—	—
CFD (放开升沉和纵摇)	5.77	2.91	2.86	-3.144	-0.0804

艏波处的波峰值对波浪破碎影响很大。图 4-27 为两种工况下的船体表面波形对比。可以看到，船体表面波形整体上变化保持一致。放开自由度下艏波处的波峰明显高于固定自由度时的波高值，高度差约为 10%。

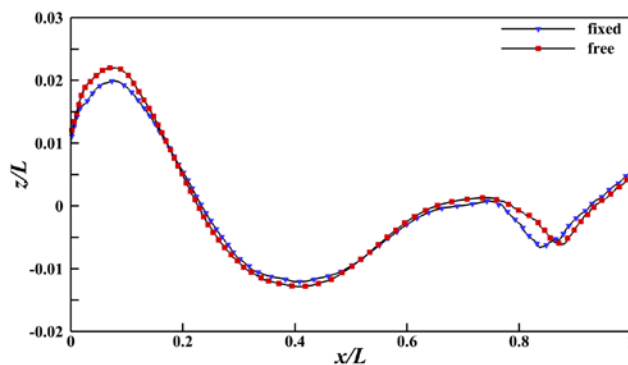


图 4-27 不同姿态下 $Fr = 0.35$ 船体表面波形对比
Fig.4-27 Comparison of wave profile on hull at $Fr = 0.35$ under different posture

从上文可知，在放开自由度下船舶有一个明显的下沉并且船艏表面的波峰高于固定姿态时的值。图 4-28 为两种工况下的艏波结构对比。从 4-28 左图来看，放开自由度时的船体位置低于固定姿态，但是艏波翻卷的幅度明显大于固定工况。在两个工况中，都有比较清晰的波浪翻卷结构并且因此产生了自由液面凹陷，但是放开自由度工况中的艏波破碎范围要相对更大。图 4-28 右图为船艏处波高云图对比，可以看到两个工况中都有一个由于翻卷产生的凹陷。在第一次翻卷之后，放开自由度工况中的艏波破碎区要更加复杂和剧烈。以上结果表明了船体的下沉会导致艏波波峰增高并且加剧艏波的翻卷与破碎。

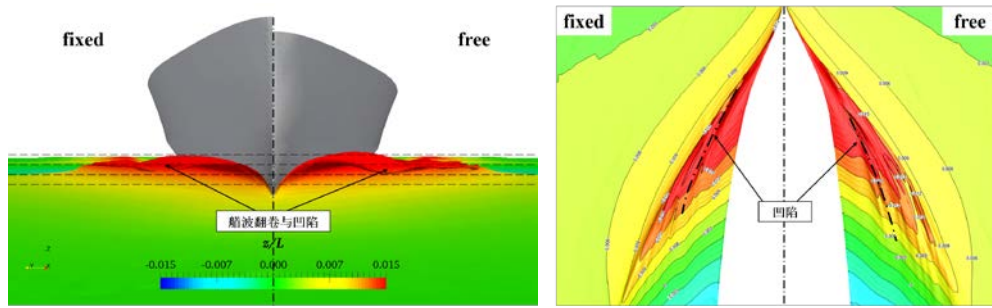


图 4-28 不同姿态下 $Fr = 0.35$ 时艏波对比
Fig.4-28 Comparison of bow wave under different posture

从 4.3 节可知，随着航速的提高，艏波的破碎一般会更加剧烈同时涡流场的范围也会相对变大。图 4-29 为固定自由度与放开升沉和纵摇两个工况下船侧对流涡的对比。从整体上来看，两种工况中船侧都存在 3 对涡，其中 V1 和 V2、V3 和 V4 是与艏波翻卷相关的涡。相比之下，固定自由度的工况艏波翻卷破碎区的涡范围和量级要相对小，放开自由度时艏波破碎区有大范围的轴向负涡区。从轴向剖面来看，艏波翻卷会形成向船尾发展的空气腔，并且放开自由度的工况中艏波开始翻卷的位置也相对提前。

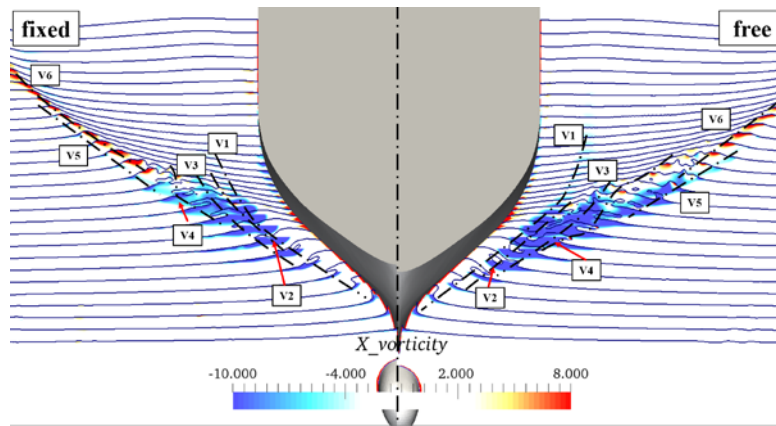


图 4-29 不同姿态下 $Fr = 0.35$ 时船艏对流涡对比
Fig.4-29 Comparison of counter-rotating vorticity around bow at $Fr = 0.35$ under different posture

从图 4-29 可以看出，放开自由度时艏波翻卷会相对提前。图 4-30 为两种工况中艏波翻卷与自由液面的第一个拍击处的剖面图。放开自由度下，第一个翻卷与自由液面接合的位置为 $[0.0698L, 0.0468L, 0.0121L]$ ；而固定自由度下，相应位置坐标为 $[0.091L, 0.0495L, 0.0138L]$ 。相比之下，轴向位置提前了 $0.0212L$ 。从图 4-30 来看，放开自由度的工况中空气腔要相对更大，空气腔的长轴和短轴都要大 50% 左右。

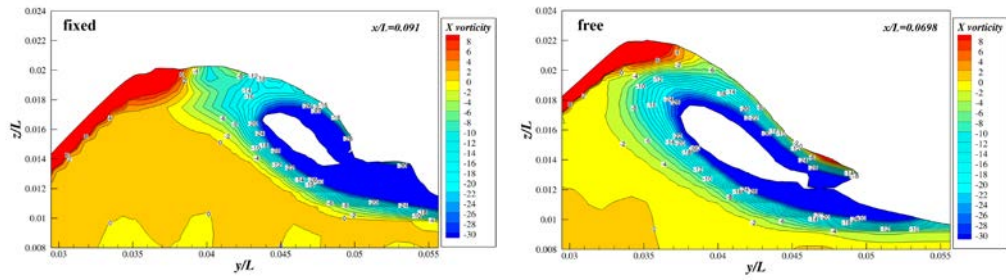


图 4-30 不同姿态下 $Fr = 0.35$ 时艏波翻卷与空腔
Fig.4-30 Plunger and air pocket at $Fr = 0.35$ under different

综上所述，船舶姿态对艏波的影响很大。在 $Fr = 0.35$ 时，由于船舶的纵倾和下沉，船舶水下形状发生改变。相比之下，艏波的波峰会相对更高，艏波翻卷幅度更大，这也导致了艏波破碎更加剧烈。此外，艏波发生翻卷的位置也相对提前同时造成更多的空气卷吸。因此，在模型试验和数值模拟时不能忽略船舶姿态的影响。

4.5 本章小结

本章基于 RANS 模型对不同航速下 KCS 模型的艏波破碎进行了数值模拟，分析了不同航速下艏波的结构以及全局流场变化。

首先基于标准工况 $Fr = 0.26$ 对网格进行了验证。将阻力系数、流场剖面、船体表面波形以及兴波流场与以往模型试验数据进行了对比，结果表明当前网格在计算阻力系数和捕捉兴波流场上具有较高的精确度。

在工况 $Fr = 0.30$ 和 $Fr = 0.325$ 下，艏波有向前翻卷的趋势但并未拍击液面；工况 $Fr = 0.35$ 、 0.375 、 0.40 和 0.425 为发生翻卷式波浪破碎的工况，能够清晰的看到艏波翻卷和破碎的结构并且都有一条与艏波翻卷相关的凹陷。在工况 $Fr = 0.35 \sim 0.425$ 中，船舶会形成空腔并造成空气卷吸。当前结果表明，与空腔相关的艏波翻卷拍击位置具有一定的规律性，其中第一翻卷拍击点位于 $x/L = 0.09$ 左右，并且随着航速的提高逐渐后移。空腔的大小也随着航速提高有所增大，因而造成更多的空气卷吸。涡流场的结果与以往文献中的结论一致，在艏波翻卷的根部为大规模的负涡区而翻卷的尖部为正涡区。此外，对 $Fr = 0.35$ 时的局部剖面的涡量场和速度场进行了分析，流场的变化与二维翻卷式波浪破碎算例中保持一致并且船舶的艏波破碎也具有逆来流性。

为了研究船舶姿态对艏波破碎的影响，本章将工况 $Fr = 0.35$ 在放开升沉和纵摇时的艏波结构、涡流场以及局部流场与固定自由度时的数值结果进行了对比。

结果表明,船舶姿态对艏波破碎有比较大的影响。由于船体有一定的下沉和前倾,放开自由度的工况时船艏处水下体积增大,因而放开自由度时艏波的破碎更加剧烈。下一章将基于 DDES 模型对固定工况下 $Fr = 0.35$ 时的艏波破碎进行模拟和分析。

第五章 基于 DDES 模型船舶艏波破碎数值模拟

5.1 引言

基于第三章 DDES 和 RANS 对比结果可知, DDES 在捕捉翻卷式波浪破碎中液体斜喷以及垂直喷射上具有更好的效果。第四章基于 RANS 模型对不同航速下 6.0702m KCS 模型的艏波破碎进行了数值模拟, 分析了不同航速下的艏波结构以及流场变化, 并且在 $Fr = 0.35$ 时 KCS 模型艏部可以捕捉到结构相对清晰的艏波翻卷和破碎。因此本章采用 DDES 模型对工况 $Fr = 0.35$ 时艏波破碎进行了模拟并与 RANS 模拟结果进行分析对比。由于 DDES 对网格分辨率要求更高, 因此本章重新生成了计算网格并且在全局的自由液面进行了加密。此外, 本章将 DDES 和 RANS 计算的结果与模型试验数据进行了对比, 并且分析了不同湍流模型模拟下艏波流场的区别。

5.2 计算模型与网格验证

5.2.1 模型、计算工况与网格生成

本章采用的 KCS 模型和工况与第四章相同, 详细的船体参数和工况情况参考表 4-1 和表 4-2, 计算域和边界条件设置参考图 4-2。DDES 对网格分辨率的要求相比于 RANS 要高, 因此本章对网格进行了重新划分。本章中三个坐标轴方向背景网格的划分为 $100 \times 30 \times 45$, 背景网格为各向同性的正方体网格。在自由液面处进行了 3 级加密 (见图 5-1b)。其中加密区 1 覆盖整个计算域的加密区, 3 个方向的加密等级为 $3 \times 4 \times 5$, 其中 z 方向的初始尺寸为背景网格的 $1/32$ 。加密区 2 的加密等级为 $4 \times 5 \times 6$, 覆盖整个船模区域以及船后半船长的尾流区域。加密区 3 则布置在艏波发生翻卷和破碎区域, 加密等级为 $6 \times 6 \times 6$, 3 个方向加密等级相同, 保证了网格的正交性。因此艏波发生区的网格尺寸为初始背景网格的 $1/64$ 。最终网格量为 18.3M (M 为百万)。

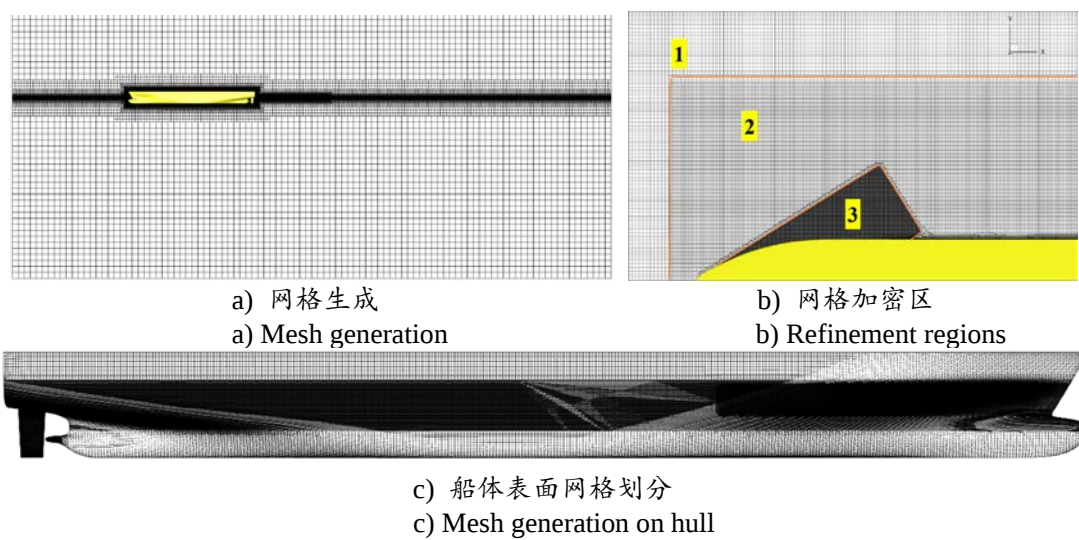


图 5-1 网格生成与加密区设置

Fig.5-1 Mesh generation and refinement regions

5.2.2 网格验证

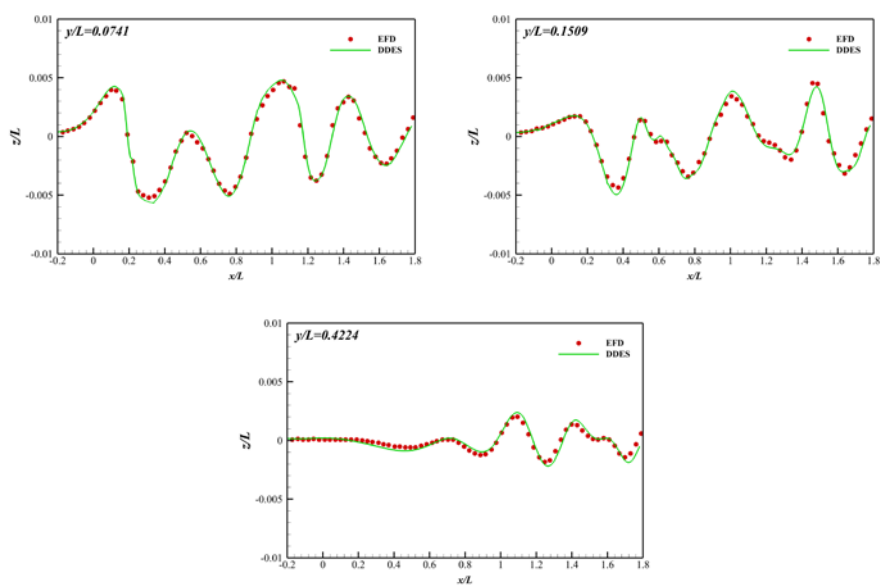
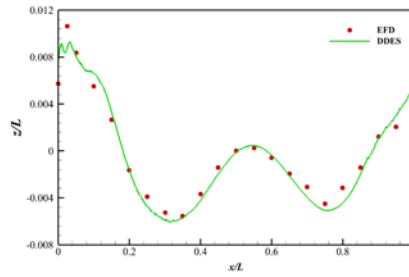


图 5-2 $Fr = 0.26$ 时纵向兴波剖面对比

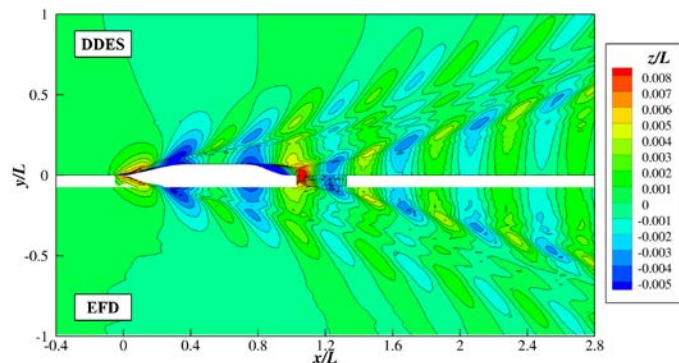
Fig.5-2 Comparison of longitudinal wave cuts at $Fr = 0.26$

图 5-3 $Fr = 0.26$ 时船体表面波形对比Fig.5-3 Comparison of wave profile on hull at $Fr = 0.26$

为了验证当前网格的可靠性，将阻力系数、流场剖面以及兴波流场与模型试验数据进行了对比。当前 DDES 计算所得的总阻力系数为 3.644×10^{-3} ，与 Tokyo 2015 模型试验的阻力值相比，误差为-4.98%。模型试验是在放开升沉和纵摇的工况下进行，因此当前 DDES 对阻力值的计算结果符合预期。

图 5-2 为 3 处自由液面纵向剖面（ $y/L = 0.0741$ 、 0.1509 、 0.4224 ， L 为垂线间长）对比图，试验数据来自 2010 CFD 研讨会综合评估^[75]。可以看到，DDES 对自由液面的捕捉精度较高。与模型试验相比，DDES 模型对波浪的波峰和波谷捕捉比较精确精确。为了保证远场的网格精度达到 LES 模型的要求，本章对全局的自由液面均进行了较高的加密。与第四章 RANS 的捕捉结果相比，DDES 模型在 $x/L = 1.0$ 之后尾流处也与模型试验波形吻合更好。图 5-3 为船体表面波形的对比，结果表明当前网格设置和 DDES 模型能够较为精确的捕捉艏波处的波形。

图 5-4 为兴波流场的对比结果。与图 4-6 的计算结果相比，基于 DDES 的数值模拟对波形的捕捉更加精确。当前网格在船后尾流处仍保证了较高的分辨率，因此相比于第四章 RANS 模拟的结果，在 $x/L > 1.0$ 的区域对波形和波高值的捕捉准确度更高。

图 5-4 $Fr = 0.26$ 时兴波流场对比Fig.5-4 Comparison of wave pattern at $Fr = 0.26$

以上结果表明, 基于当前网格设置和 DDES 模型能够精确地计算阻力值以及捕捉兴波流场。下面将对 $Fr = 0.35$ 时 DDES 模型对艏波翻卷以及破碎的捕捉结果进行分析, 并且与 RANS 结果进行对比。

5.3 $Fr = 0.35$ 时计算结果对比

本节将 DDES 与 RANS 的计算结果进行了对比 (数值计算均基于本章 18.3M 的网格)。对不同湍流模型下艏波结构以及艏波破碎区的速度场、涡量场进行了比较分析。

5.3.1 阻力系数、波形以及艏波结构对比

表 5-1 为 $Fr = 0.35$ 时各阻力系数的对比。可以看到, 两种模型对阻力系数的计算差别非常小。其中压阻力系数的误差为 (基于 DDES 模型计算结果) 0.72% 而粘性阻力系数的误差为 -0.56%, 最终总阻力系数的误差为 0.06%。此外, 当前的计算结果与表 4-5 中的计算结果保持一致。图 5-5 为 $Fr = 0.35$ 时的船舶表面波形的对比。两个湍流模型在艏波发生处 $0 < x/L < 0.35$ 的捕捉结果较为吻合。在 $x/L > 0.35$ 处 DDES 的模拟结果表现出更多的小幅波动但总体上波峰波谷的变化也具有较好的吻合度。

表 5-1 $Fr = 0.26$ 时阻力系数对比

Table 5-1 Comparison of resistance coefficient at $Fr = 0.26$

傅氏数 Fr	计算模型	$C_p \times 10^{-3}$	$C_v \times 10^{-3}$	$C_t \times 10^{-3}$
0.35	DDES	2.494	2.668	5.162
0.35	RANS	2.512	2.653	5.165

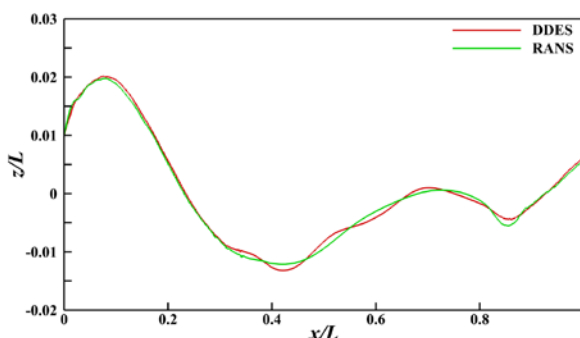


图 5-5 $Fr = 0.35$ 时船体表面波形对比

Fig.5-5 Comparison of wave profile on hull at $Fr = 0.35$

图 5-6 展示了数值模拟的艏波结构与试验的对比。模型试验在上海交通大学拖曳水池进行，试验放开升沉和纵摇。从图中可以看出，艏波的第一次翻卷拍击点均位于 $x/L = 0.05 \sim 0.1$ （18 站与 19 站之间），而由于船体自由度的影响，试验中的艏波第一次翻卷拍击发生点相对提前，这也与 4.4 节的结论相同。DDES 和 RANS 在艏波第一次翻卷拍击之间以及凹陷的位置上均有较好的一致性。第一次翻卷拍击之后，RANS 模拟的流场更加平缓并且未产生重复的子翻卷而 DDES 的模拟结果中可以明显地看到艏波的第二次翻卷结构。

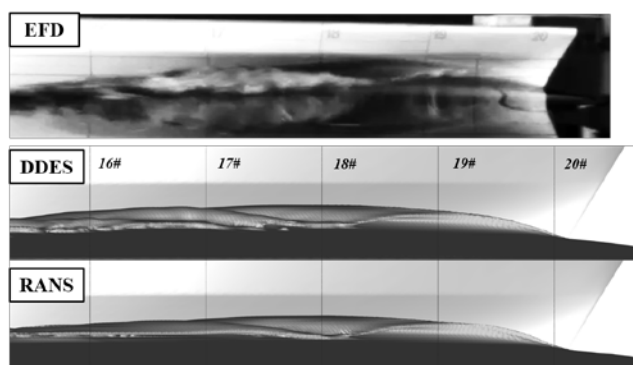


图 5-6 $Fr = 0.35$ 时艏波结构对比
Fig.5-6 Comparison of bow wave at $Fr = 0.35$

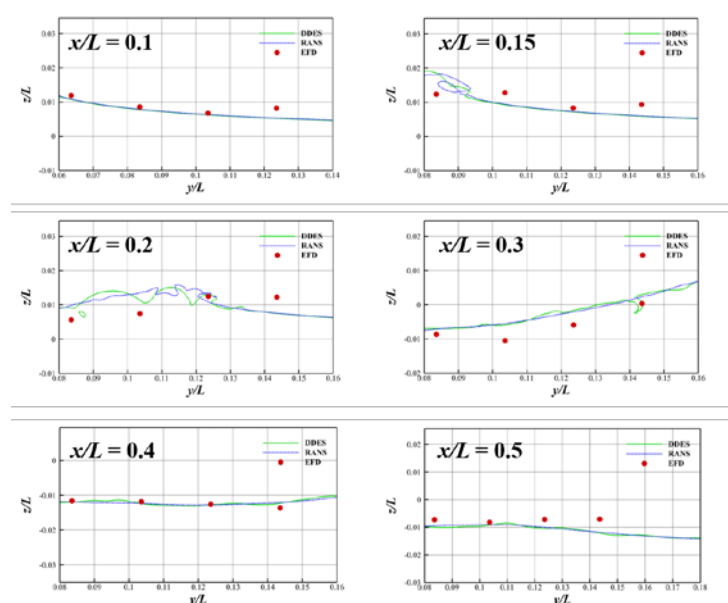


图 5-7 $Fr = 0.35$ 时流场剖面对比
Fig.5-7 Comparison of slices at $Fr = 0.35$

图 5-7 展示了不同轴向剖面处的液面对比。DDES、RANS 以及模型试验结果在未发生波浪翻卷区域具有较好的一致性。在 $x/L = 0.1$ 、0.4 和 0.5 处，DDES 和

RANS 捕捉的液面几乎重合，并且与试验结果吻合良好。在破碎发生区域 $x/L = 0.15$ 、 0.2 和 0.3 ，数值模拟的波高值总体上模型试验测量的值比较接近，考虑到船舶自由度的影响，当前对比结果在可接受的范围。

5.3.2 DDES 和 RANS 模拟下艏波流场对比

第四章 RANS 的计算结果 $Fr = 0.35$ 时捕捉到一条凹陷，其中离船模较近的凹陷相对尺寸更大。图 5-6 展示了在网格布置下，DDES 和 RANS 捕捉的艏波结构对比。从波高云图来看，两个模型数值模拟的波形在总体变化上保持一致，但 DDES 模型的结果更加精细。DDES 在艏波处捕捉了四条较为明显的凹陷而 RANS 的模拟结果与第四章结果保持一致。从船舶视图来看，两个模型在第一个翻卷发生拍击之前结构保持一致。在第一个翻卷拍击之后，两个模型的模拟结果中都捕捉到了一条凹陷，但是两者在第一次翻卷之后的子过程上有比较明显的差异。

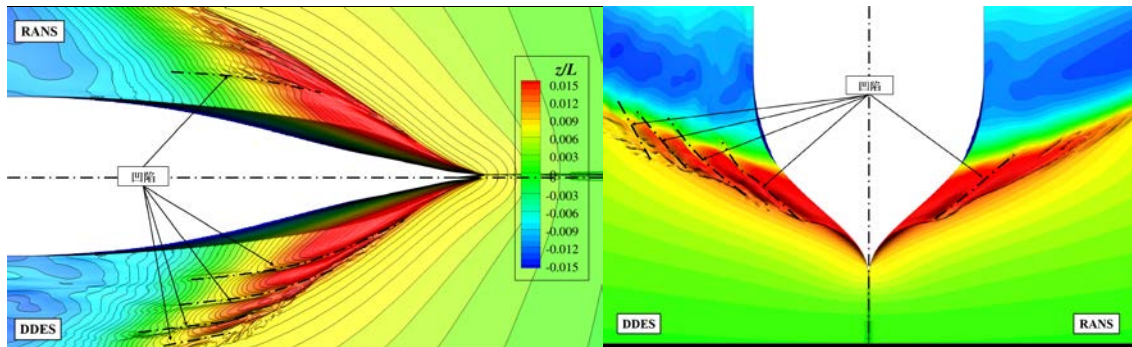


图 5-8 $Fr = 0.35$ 时凹陷对比

Fig.5-8 Comparison of scar at $Fr = 0.35$

由于艏波的结构以及波浪破碎的形式发生了改变，两个模型的艏波附近的波浪场也有很大的不同。图 5-7 展示了 DDES 和 RANS 模拟下船侧轴向速度、横向速度以及垂向速度场的对比。轴向速度 U_x 在艏波破碎区有一个局部的速度损失，该处轴向速度小于来流速度（ $U = 2.701\text{m/s}$ ）并且在不同湍流模型下的表现保持一致。横向速度 U_y 的总体变化趋势与 U_x 相反，在艏波破碎区域有一个明显的增大。从图中可以看到，在艏波发生翻卷并且与自由液面拍击之前为横向速度的极大值区。DDES 的模拟结果中有两个横向速度极大值区而 RANS 的结果只在艏波第一次翻卷时为极大值。由于船舶处的液面抬升，垂向速度在船舶入水逐渐增大。随着艏波的向下翻卷，垂向速度变为负值。因此艏波翻卷的尖部一般为垂向负速度区。DDES 模拟结果中四个凹陷处均出现垂线负速度区而 RANS 的结果在第一个

翻卷处为垂向负速度区。速度分量的对比结果表明，船艏处速度的变化与艏波的翻卷以及破碎有直接的关系。

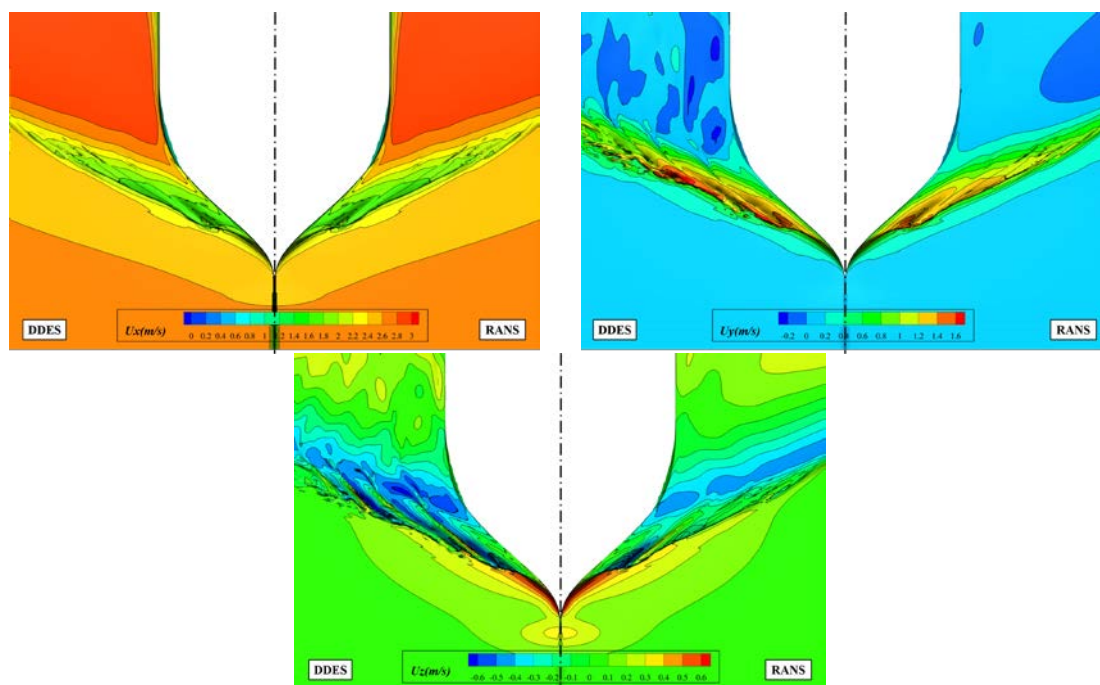
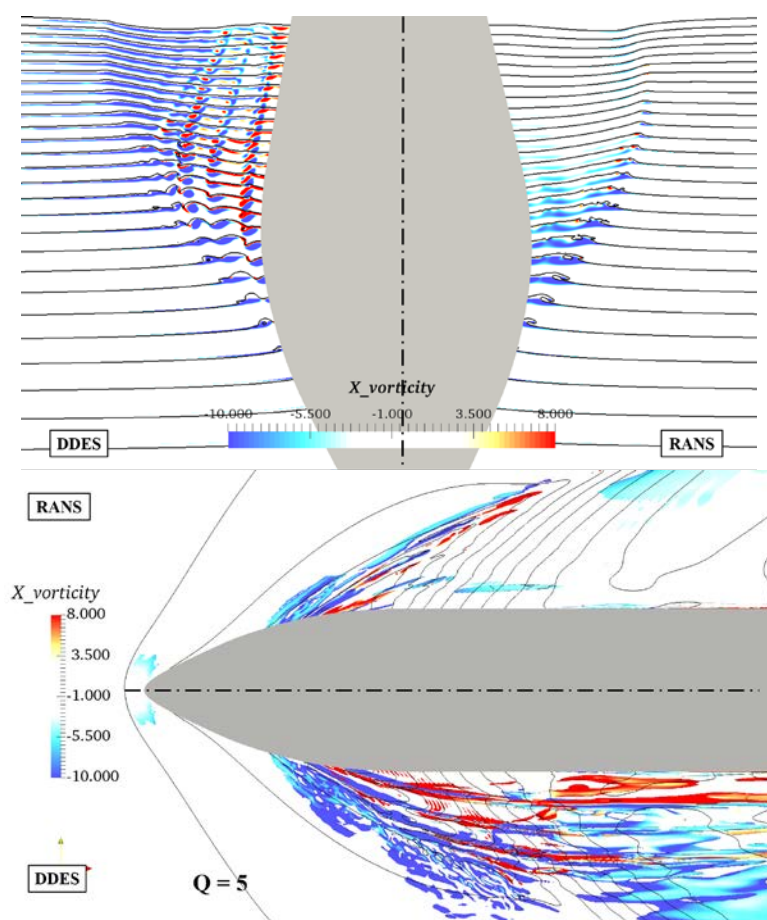


图 5-9 $Fr = 0.35$ 时船艏处速度场对比
Fig.5-9 Comparison of velocity around bow at $Fr = 0.35$

图 5-8 展示了 DDES 和 RANS 数值模拟下的船侧对流涡（右图时 $Q = 5$ 的等值体）。与第四章的结果相同，艏波翻卷的尖部为正涡区而翻卷的根部为负涡区。DDES 模拟结果中有 4 对涡而 RANS 结果中只有三对涡。此外，DDES 模拟的涡范围以及沿尾流发展的长度都大于 RANS 模拟结果。从 $Q = 5$ 的等值体来看，与艏波翻卷相关的涡一般成对出现并且负涡区的范围相对更大。

艏波结构和全局流场的对比结果表明，DDES 和 RANS 对艏波的第一个翻卷的模拟保持一致。在发生第一个翻卷之后，DDES 的模拟结果中出现了多次重复子翻卷因而有多个凹陷产生而 RANS 模拟结果中只有一个凹陷。由于艏波的结果上与很大的不同，艏波处的速度场和涡流场也有较大差异。为了详细比较 DDES 和 RANS 在模拟结果上的差异，下面将对不同剖面的局部流场进行对比分析。

图 5-10 $Fr = 0.35$ 时船艏处涡量对比Fig.5-10 Comparison of vorticity around bow at $Fr = 0.35$

5.3.3 局部速度场、涡量场分析

本小节选取 $x/L = 0.05$ 、 0.075 和 0.14 三个轴向剖面来对比分析 DDES 和 RANS 对艏波流场的模拟结果。

图 5-9 为 $x/L = 0.05$ 处的轴向涡量、轴向速度、横向速度以及垂向速度。该位置艏波已经产生了一个明显的翻卷。在翻卷的根部聚集着负涡区而尖部开始出现正涡区。轴向速度从根部到尖部逐渐减小而横向速度则逐渐增大。垂向速度有两个中心，垂向正速度中心位于翻卷根部位置而垂向负速度中心位于翻卷的尖部。 $x/L = 0.05$ 处的流场变化与 4.3.5 节中位置 1 处的变化类似。此外，DDES 和 RANS 在这个位置的模拟结果几乎完全一致。

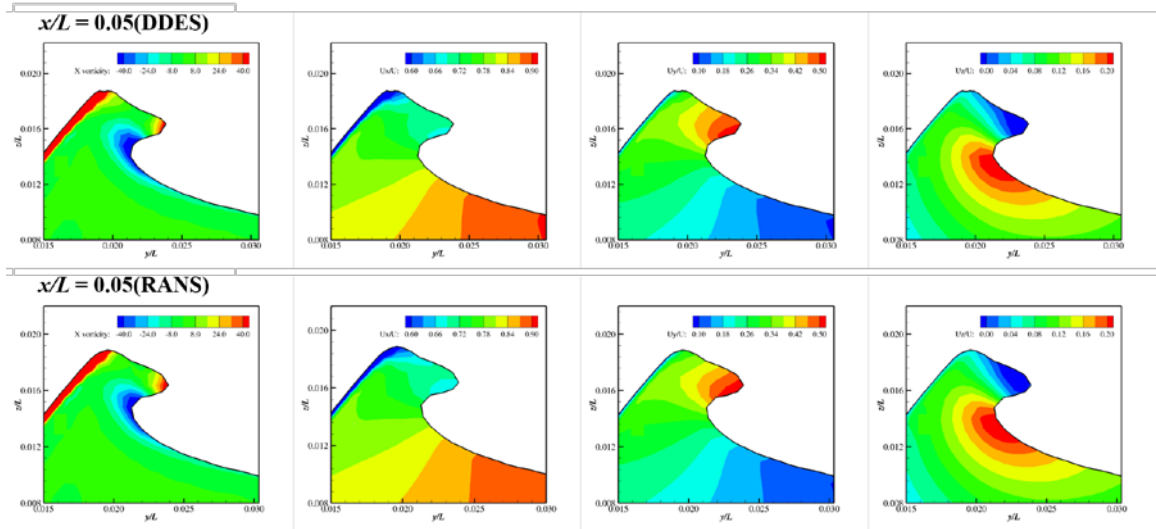


图 5-11 $x/L = 0.05$ 时轴向涡量、轴向速度
Fig.5-11 Vorticity and velocity slices at $x/L = 0.05$

图 5-10 为 $x/L = 0.075$ 处的轴向涡量、轴向速度、横向速度以及垂向速度。在这个位置，RANS 的模拟结果总体上与 DDES 保持一致。 $x/L = 0.075$ 时，艏波的第一个翻卷已经跟自由液面重新接合并形成空气腔。DDES 模拟出的空气腔要大于 RANS 的模拟结果，并且 DDES 结果中的喷射相比于 RANS 模拟结果要更加细长。空气腔被负涡包围，在拍击的位置尚未出现正涡区。在空气腔的上方为轴向速度的极小值区和横向速的极大值区。在翻卷的根部仍然为垂向正速度中心而垂向负速度中心翻卷拍击位置的上方。从横向速度和垂向速度来看，第二个小的翻卷有向舷外、向上喷射的趋势。与 $x/L = 0.05$ 处相比， $x/L = 0.075$ 时两个湍流模型的模拟结果开始显现差异，但是总体上的翻卷结构和流场变化非常相似。

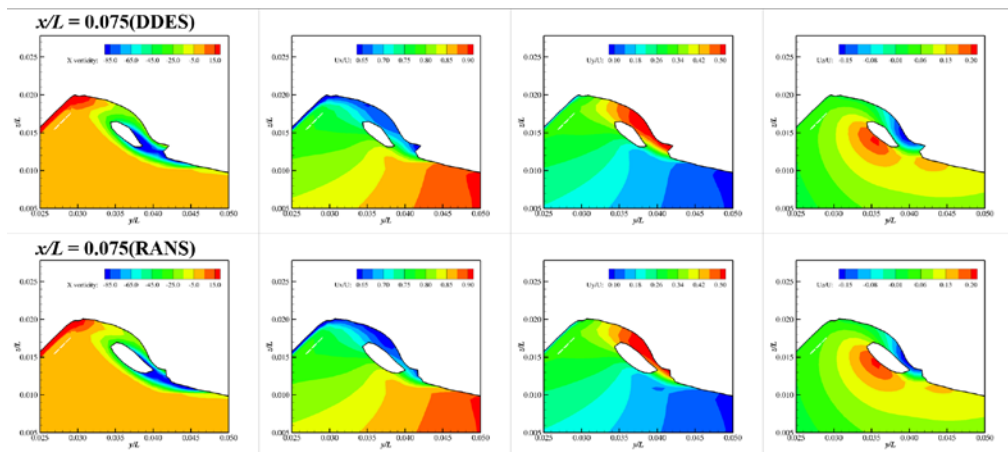


图 5-12 $x/L = 0.075$ 时轴向涡量、轴向速度
Fig.5-12 Vorticity and velocity slices at $x/L = 0.075$

当 $x/L = 0.14$ 时, DDES 和 RANS 模拟结果开始出现明显的不同。DDES 的模拟结果中, 此处已经发生了第二个翻卷拍击并且有两个明显的凹陷产生。而 RANS 结果中, 第二个翻卷产生的喷射并未与液面发生重新接合。从轴向涡量来看, DDES 的剖面图中有三个负涡中心, 第一个和第二个负涡中心与第一次艏波翻卷相关而第二个与第三个负涡中心与第二次翻卷相关。RANS 的结果中有两个负涡中心, 第一个负涡中心位于第一个翻卷的根部而第二个负涡中心则位于翻卷喷射的周边, 并且 RANS 结果中轴向涡量的量级和范围明显小于 DDES 的捕捉结果。轴向速度和横向速度总体上保持一致但是在艏波发生区, DDES 中的轴向速度和横向速度更大。DDES 模拟结果中有 4 个垂向速度中心, 第一个负速度中心和正速度中心与第一次翻卷相关而另外两个则与第二次翻卷相关。相比之下, RANS 模拟结果的垂向速度变化总体上要平缓并且没有出现明显的垂向负速度中心。

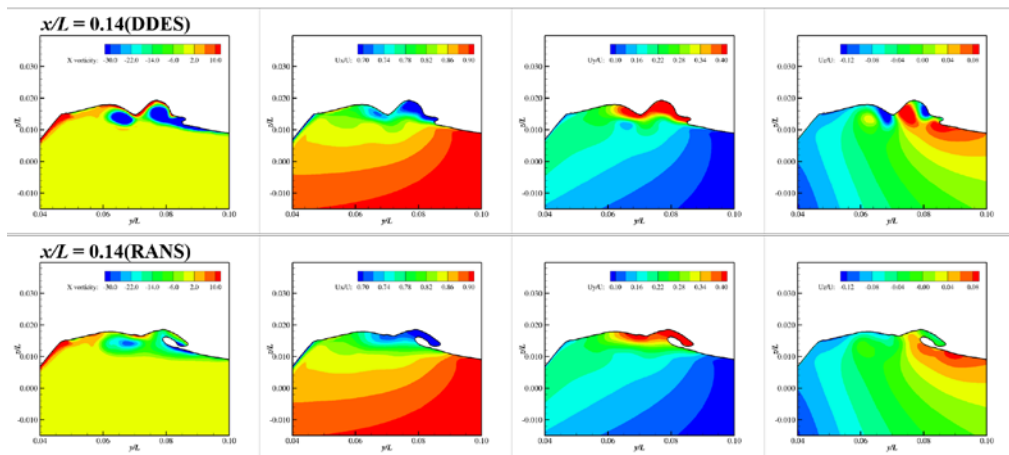


图 5-13 $x/L = 0.14$ 时轴向涡量、轴向速度
Fig.5-13 Vorticity and velocity slices at $x/L = 0.14$

通过比较三个剖面的流场结果可知, DDES 和 RANS 在模拟艏波的第一次翻卷喷射和拍击上结果较为一致。在艏波发生第一次翻卷之后, RANS 的艏波结构以及流场变化相对更加平缓而 DDES 的结果中则捕捉到了多个翻卷的子过程。

5.4 本章小结

本章基于 DDES 对 KCS 模型在 $Fr = 0.35$ 时的艏波破碎进行了数值模拟。因为 DDES 模型对远场的网格精度要求较高, 本章在全局的自由液面处进行了较为精细的网格加密, 最终的网格量达到了 18.3M。

首先基于以往的试验数据对 $Fr = 0.26$ 时的阻力系数、流场剖面以及兴波流场等进行了对比分析，验证了当前网格在捕捉 KCS 兴波上的可靠性。

然后将在 $Fr = 0.35$ 时 DDES 和 RANS 模拟的艏波结构以及波高值与模型试验结果进行对比，结果吻合良好。此外，对 DDES 和 RANS 模型捕捉的破波结构、速度场和涡量场进行了对比。结果表明，DDES 的模拟结果中有 4 个明显的凹陷而 RANS 的结果与第四章保持一致。由于艏波结构的不同，DDES 模拟结果中的横向速度和垂向速度变化更大并且涡流场中也捕捉到了更多对流涡。

最后，对不同轴向剖面处的局部流场进行了分析对比。结果表明，两种模型对艏波第一次翻卷喷射以及拍击模拟比较一致。在艏波发生第一次翻卷后，DDES 的流场变化明显更加剧烈，同时也产生了多个翻卷的子过程。相比之下，RANS 的模拟结果在第一次翻卷发生之后显得更加平缓。

第六章 结论与展望

6.1 全文总结

本硕士论文基于船舶水动力学求解器 naoe-FOAM-SJTU 对波浪翻卷以及破碎进行了数值模拟。文章采用 RANS 和 DDES 模型对二维翻卷式波浪破碎以及三维船舶艏波破碎进行了研究,使用流体体积法 VOF 来捕捉自由液面。

1) 第三章对二维翻卷式波浪破碎进行了数值模拟,通过在液面底部设置一个凸块来产生逆来流的翻卷式破波。首先,基于 RANS 模型对计算网格进行了时间步长和网格步长的收敛性验证,说明了网格的可靠性。其次,对二维翻卷式波浪破碎演化过程中涡流场、速度场以及底部压力进行了研究,结果表明在翻卷的根部为大范围的负涡区而在翻卷的尖部为正涡区。然后对不同流速下的二维翻卷式进行了数值模拟并且分析了不同流速下最大翻卷波高、第一翻卷拍击以及第二翻卷拍击的时空特性,结果表明波浪破碎演化过程随流速呈现较强的规律性。其中最大翻卷波高、第一翻卷拍击时间随流速增加逐渐提前而第二翻卷拍击规律相反。此外,各个破碎要素的水平位置也随着流速增加而逐渐后移。最后,基于 DDES 模型进行了二维翻卷式波浪破碎的数值模拟并且分析对比了 DDES、RANS 以及以往文献中 DNS 模拟结果中不同时刻的波浪破碎结构。结果表明,DDES 和 RANS 在模拟最大翻卷波高以及第一翻卷拍击上具有很好一致性但是 DDES 在捕捉翻卷翻卷斜喷以及垂直喷射等破碎结构上效果更好。

2) 第四章基于 RANS 模型对不同航速下 KCS 模型三维艏波破碎进行了数值模拟。首先将 $Fr = 0.26$ 时的阻力系数、流场剖面以及兴波流场与以往模型试验数据进行了对比,表明当前网格和数值模型在自由液面捕捉上具有较高的精度。然后对不同航速下的艏波结构、船侧压力、空气卷吸以及船侧对流涡进行了研究。结果表明,船舶艏波翻卷拍击液面之后会在船侧产生一个凹陷并且造成空气的卷吸。三维艏波第一翻卷的幅度随航速增加逐渐增大并且翻卷拍击点总体上逐渐后移。此外,由于艏波的翻卷,船舶附近会形成复杂的对流涡,并且在艏波翻卷的尖部为负涡区而尖部为正涡区。之后对 $Fr = 0.35$ 时的轴向剖面、纵向剖面流场云图进行了,流场的变化与二维翻卷式波浪破碎算例中保持一致并且船舶的艏波破碎也具有逆来流性。最后,为了研究船舶姿态对艏波破碎的影响,本章将工况 $Fr = 0.35$ 在放开升沉和纵摇时的艏波结构、涡流场以及局部流场与固定姿态时的

数值结果进行了对比。结果表明，船舶姿态对艏波破碎有比较大的影响。由于船体有一定的下沉和前倾，放开自由度的工况时船艏处水下体积增大，因而放开自由度时艏波的破碎更加剧烈。

3) 第五章基于 DDES 对 KCS 模型在 $Fr = 0.35$ 时的艏波破碎进行了数值模拟。将在 $Fr = 0.35$ 时 DDES 和 RANS 模拟的艏波结构以及波高值与模型试验结果进行对比，结果吻合良好。对 $Fr = 0.35$ 时 DDES 和 RANS 模拟的破波结构、速度场、涡量场进行了对比。结果表明，DDES 的模拟结果中有 4 个明显的凹陷而 RANS 的结果与第四章保持一致。由于艏波结构的不同，DDES 模拟结果中的横向速度和垂向速度变化更大并且涡流场中也捕捉到了更多对流涡。此外，对不同轴向剖面处的局部流场进行了分析对比。结果表明，两种模型对艏波第一次翻卷喷射以及拍击模拟比较一致。在艏波发生第一次翻卷后，DDES 的流场变化明显更加剧烈，同时也产生了多个翻卷的子过程。相比之下，RANS 的模拟结果在第一次翻卷发生之后显得更加平缓。

通过本文的算例验证与计算，证实了 naoe-FOAM-SJTU 求解器在捕捉翻卷式波浪破碎上的可行性并且也一定程度上说明了波浪翻卷以及破碎的机理机制。

6.2 未来展望

本文基于水动力求解器 naoe-FOAM-SJTU 对 KCS 模型的艏波破碎进行了数值模拟。经过了一系列的阻力系数，兴波流场以及波浪破碎结构的验证，本文相关算例中展现出了较好的精度，但是目前仍有很多方面需要进行改进和完善：

1) 本文的控制方程采用的是不可压缩的 N-S 方程。在波浪破碎过程中一般会形成空气腔，造成空气的卷吸。因此在未来的工作中，可以将空气的可压缩性与液体的不可压缩性同时考虑，以提高求解波浪破碎的精度。

2) 本文采用 RANS 模型和 DDES 模型对三维船舶艏波破碎进行数值模拟，两种模型在计算阻力系数和艏波第一次翻卷上具有较好的一致性。虽然 DDES 的计算消耗更大，但是在捕捉破碎结构上（如翻卷喷射、垂直喷射）具有更好的精度。本文大部分工作采用 RANS 模型，因此后续可以基于 DDES 模型对更多工况下的船舶艏波破碎进行数值模拟。此外，为了验证数值模型对艏波破碎的数值模拟可靠性，需要基于模型试验数据进行更全面的量化分析对比。

3) 本文对静水中 KCS 模型的艏波破碎进行了模拟，在今后的工作，可以考虑研究不同波浪工况中（如迎浪、首斜浪等）的艏波破碎。

4)本文使用 KCS 模型 CFD 2021 船舶艏舶破碎算例标准模型,为集装箱船舶。由于隐蔽性和性能的要求,高速水面舰艇对艏波破碎的关注度更高。因此在今后的工作中,可以对高速水面舰艇(如 DTMB)的艏波和肩波破碎进行数值研究。

参 考 文 献

- [1] Deike, L., Popinet, S., Melville, W.K. Capillary effects on wave breaking[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 2015, 769: 541-569.
- [2] 盛振邦, 刘应中. 船舶原理 (上). 上海: 上海交通大学出版社. 2003.
- [3] Liu, C., Hu, Y.D., Li, Z., et al. Review: recent advancement of experimental and numerical investigations for breaking waves[J]. *Journal of Harbin Institute of Technology (New Series)*. 2019: 1-20.
- [4] Baba, E. A new component of viscous resistance of ships[J]. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*. 1969, (125): 23-34.
- [5] Duncan, J.H. An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil[C]. In *Proceedings of the Royal Society of London*. London, 1981: 331-348.
- [6] Duncan, J.H. The breaking and non-breaking wave resistance of a two-dimensional hydrofoil[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1983, 126: 507-520.
- [7] Chang, K.A., Liu, P.L.F. Velocity, acceleration and vorticity under a breaking wave[J]. *Physics of Fluids*. 1998, 10(1): 327-329.
- [8] Chang, K., Liu, P.L.F. Experimental investigation of turbulence generated by breaking waves in water of intermediate depth[J]. *Physics of Fluids*. 1999, 11(11): 3390-3400.
- [9] Lin, J.C., Rockwell, D. Evolution of a quasi-steady breaking wave[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1995, 302: 29-44.
- [10] Qiao, H., Duncan, J.H. Gentle spilling breakers: crest flow-field evolution[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 439: 57-85.
- [11] Chanson, H., Lee, J.F. Plunging jet characteristics of plunging breakers[J]. *Coastal Engineering*. 1997, 31(1): 125-141.
- [12] Grue, J., Jensen, A. Experimental velocities and accelerations in very steep wave events in deep water[J]. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. 2006, 25(5): 554-564.
- [13] Ghosh, S., George, R., Koo, B., et al. Plunging wave breaking: EFD and CFD[C]. In *Proceedings of International Conference on Violent Flows*. Fukuoka, Japan, 2007.
- [14] Ghosh, S. Free surface instabilities and plunging breaking wave downstream of a

- bump in shallow water open channel flume[D]. Iowa, USA: The University of Iowa. 2008.
- [15] Kang, D., Ghosh, S., Reins, G., et al. Impulsive plunging wave breaking downstream of a bump in a shallow water flume—Part I: Experimental observations[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2012, 32: 104-120.
- [16] Towle, D.M. Spray droplet generation by breaking water waves[D]. Maryland: University of Maryland. 2014.
- [17] 原娟. 破碎波与直立堤相互作用的研究[硕士论文]. 大连: 大连理工大学. 2009.
- [18] 易婧. 卷破波作用下卷入气泡特性研究[硕士论文]. 长沙: 长沙理工大学. 2017.
- [19] 刘殿勇. 弱三维波浪破碎的实验研究[博士论文]. 大连: 大连理工大学. 2018.
- [20] Dong, R.R., Katz, J., Huang, T.T. On the structure of bow waves on a ship model[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 1997, 346: 77-115.
- [21] Roth, G.I., Mascenik, D.T., Katz, J. Measurements of the flow structure and turbulence within a ship bow wave[J]. *Physics of Fluids*. 1999, 11(11): 3512-3523.
- [22] Waniewski, T.A., Brennen, C.E., Raichlen, F. Measurements of air entrainment by bow waves[J]. *Journal of Fluids Engineering*. 2001, 123: 57-63.
- [23] Waniewski, T.A., Brennen, C.E., Raichlen, F. Bow wave dynamics[J]. *Journal of Ship Research*. 2002, 46(1): 1-15.
- [24] Olivieri, A., Pistani, F., Mascio, A.D. Breaking wave at the bow of a fast displacement ship model[J]. *Journal of Marine Science and Technology*. 2003, 8(2): 68-75.
- [25] Olivieri, A., Pistani, F., Wilson, R., et al. Scars and vortices induced by ship bow and shoulder wave breaking[J]. *Journal of Fluids Engineering*. 2007, 129: 1445-1459.
- [26] Maxeiner, E., Shakeri, M., Duncan, J.H. A parametric study of breaking bow waves using a 2D + t technique[J]. *Journal of Fluid Mechanics*. 2011, 687: 540-570.
- [27] Choi, B., Wellens, P.R., Huijsmans, R.H.M. Experimental assessment of effects of bow-wave breaking on added resistance for the fast ship[J]. *International Shipbuilding Progress*. 2019, 66(2): 111-143.
- [28] Takikawa, K., Yamada, F., Matsumoto, K. Internal characteristics and numerical analysis of plunging breaker on a slope[J]. *Coastal Engineering*. 1997, 31(1): 143-161.

- [29] Chen, G., Kharif, C., Zaleski, S., et al. Two-dimensional Navier–Stokes simulation of breaking waves[J]. *Physics of Fluids*. 1999, 11(1): 121-133.
- [30] Rhee, S.H., Stern, F. Rans model for spilling breaking waves[J]. *Journal of Fluids Engineering*. 2002, 124(2): 424-432.
- [31] Wilson, R.V., Carrica, P.M., Stern, F. URANS simulations for a high-speed transom stern ship with breaking waves[J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*. 2006, 20(2): 105-125.
- [32] Wilson, R.V., Carrica, P.M., Stern, F. Simulation of ship breaking bow waves and induced vortices and scars[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 2007, 54(4): 419-451.
- [33] Chella, A.M., Bihs, H., Myrhaug, D., et al. Breaking solitary waves and breaking wave forces on a vertically mounted slender cylinder over an impermeable sloping seabed[J]. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*. 2017, 3(1): 1-19.
- [34] Wang, J.H., Wan, D.C. Breaking wave simulations of high-speed surface combatant using OpenFOAM[C]. In *Proceeding of the 8th International Conference on Computational Methods*. GuiLin, Guangxi, China, 2017: 841-852.
- [35] Ren, Z., Wang, J.H., Wan, D.C. Numerical study of the effects of grid scale on bow wave breaking[C]. In *Proceedings of the Twenty-eighth (2018) International Ocean and Polar Engineering Conference*. Sapporo, Japan, 2018.
- [36] Moraga, F.J., Carrica, P.M., Drew, D.A., et al. A sub-grid air entrainment model for breaking bow waves and naval surface ships[J]. *Computers & Fluids*. 2008, 37(3): 281-298.
- [37] Watanabe, Y., Saeki, H. Velocity field after wave breaking[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 2002, 39: 607-637.
- [38] Zhou, Z., Sangermano, J., Hsu, T., et al. A numerical investigation of wave-breaking-induced turbulent coherent structure under a solitary wave[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2014, 119(10): 6952-6973.
- [39] Marrone, S., Colagrossi, A., Antuono, M., et al. A 2D+t SPH model to study the breaking wave pattern generated by fast ships[J]. *Journal of Fluids and Structures*. 2011, 27(8): 1199-1215.
- [40] Marrone, S., Bouscasse, B., Colagrossi, A., et al. Study of ship wave breaking patterns using 3D parallel SPH simulations[J]. *Computers & Fluids*. 2012, 69: 54-66.
- [41] 贾月桥. 基于 SPH 方法的波浪破碎数值模拟分析[硕士论文]. 保定: 河北大学. 2017.

- [42] 郑兴, 马庆位, 段文洋. K2-SPH 方法及二维破碎波的模拟[J]. 计算物理. 2012, 29(3): 317-325.
- [43] Wang, Z.Y., Yang, J.M., Koo, B., et al. A coupled level set and volume-of-fluid method for sharp interface simulation of plunging breaking waves[J]. International Journal of Multiphase Flow. 2009, 35(3): 227-246.
- [44] Wang, Z.Y., Yang, J.M., Stern, F. Numerical simulations of wave breakings around a wedge-shaped bow[C]. In 28th Symposium on Naval Hydrodynamics. Pasadena, California, 2010.
- [45] Koo, B., Wang, Z.Y., Yang, J.M., et al. Impulsive plunging wave breaking downstream of a bump in a shallow water flume—Part II: Numerical simulations[J]. Journal of Fluids and Structures. 2012, 32: 121-134.
- [46] Hendrickson, K., Yue, D.K.P. Structures and mechanisms of air-entraining quasi-steady breaking ship waves[J]. Journal of Ship Research. 2019, 63(2): 69-77.
- [47] Lubin, P., Glockner, S. Numerical simulations of three-dimensional plunging breaking waves: generation and evolution of aerated vortex filaments[J]. Journal of Fluid Mechanics. 2015, 767: 364-393.
- [48] Wang, Z.Y., Yang, J.M., Stern, F. High-fidelity simulations of bubble, droplet and spray formation in breaking waves[J]. Journal of Fluid Mechanics. 2016, 792: 307-327.
- [49] Wyatt, D.C., Fu, T.C., Taylor, G.L., et al. A comparison of full-scale experimental measurements and computational predictions of the transom-stern wave of the R/V Athena I[C]. In 27th Symposium on Naval Hydrodynamics. Seoul, KOREA, 2008.
- [50] 王树青, 梁丙臣. 海洋工程水动力学. 青岛: 中国海洋大学出版社. 2013: 79-81.
- [51] Grilli, S.T., Svendsen, I.A., Subramanya, R. Breaking criterion and characteristics for solitary waves on slopes [J]. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering. 1997, 123(3): 102-112.
- [52] Official website of OpenFOAM[EB/OL]. <http://www.openfoam.com/>.
- [53] Jasak, H. OpenFOAM : open source CFD in research and industry[J]. International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering. 2009, 1(2): 89-94.
- [54] Jasak, H. Dynamic mesh handling in OpenFOAM.[C]. In Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida, USA, 2009.

- [55] 查晶晶, 万德成. 用 OpenFOAM 实现数值水池造波和消波[J]. 海洋工程. 2011, 29(3): 1-12.
- [56] Jing-Jing, C., Wan, D.C. Numerical wave generation and absorption based on OpenFOAM[J]. Ocean Engineering. 2011, 29(3): 1-12.
- [57] Cao, H.J., Wan, D.C. Development of multidirectional nonlinear numerical wave tank by naoe-FOAM-SJTU solver[J]. International Journal of Ocean System Engineering. 2014, 4(1): 49-56.
- [58] 沈志荣. 船桨舵相互作用的重叠网格技术数值方法研究[博士学位论文]. 上海: 上海交通大学. 2014.
- [59] Shen, Z.R., Wan, D.D., Carrica, P.M. Dynamic overset grids in OpenFOAM with application to KCS self-propulsion and maneuvering[J]. Ocean Engineering. 2015, 108: 287-306.
- [60] 赵伟文, 万德成. 用 DES 分离涡方法数值模拟串列双圆柱绕流问题[J]. 应用数学和力学. 2016, 37(12): 1272-1281.
- [61] 赵伟文, 万德成. 用 SST-DES 和 SST-URANS 方法数值模拟亚临界雷诺数下三维圆柱绕流问题[J]. 水动力学研究与进展 A 辑. 2016, 31(1): 1-8.
- [62] 王建华. 基于重叠网格技术的船舶操纵性数值研究[博士学位论文]. 上海: 上海交通大学. 2017.
- [63] Deshpande, S.S., Anumolu, L., Trujillo, M.F. Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam[J]. Computational Science & Discovery. 2012, 5: 1-36.
- [64] 尹崇宏. 带节能装置-桨-舵的船舶自航数值模拟与分析[硕士论文]. 上海: 上海交通大学. 2017.
- [65] 吴迪, 赵伟文, 万德成. 引入动力模式的 DDES 模型及其在大分离流动中的模拟应用[J]. 水动力学研究与进展(A 辑). 2018, 33(06): 766-777.
- [66] Deck, S., Duveau, P., D'Espiney, P. Development and application of Spalart-Allmaras one equation turbulence model to three-dimensional supersonic complex configurations[J]. Aerospace Science & Technology. 2002, 6(3): 171-183.
- [67] Yakhot, S., Orszag, S.A., Thangam, S., et al. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique[J]. Physics of Fluids. 1992, 4(7): 1510-1520.
- [68] Menter, F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal. 1994, 32(8): 1598-1605.
- [69] Wilcox, D.C. Turbulence modeling for CFD. La Canada: DCW Industries. 2006.

- [70] Rusche, H. Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions[D]. London, UK: Imperial College. 2002.
- [71] 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.
- [72] Tokyo 2015 CFD workshop[EB/OL]. <https://t2015.nmri.go.jp/>.
- [73] Official website of HEXPRESS[EB/OL]. <https://www.numeca.asia>.
- [74] 郭然, 贾力平, 樊小莉等. NUMECA 系列教程. 北京: 机械工业出版社. 2013.
- [75] Larsson, L., Stern, F. An assessment of the Gothenburg 2010 workshop. Springer. 2014.
- [76] Kim, W.J., Van, S.H., Kim, D.H. Measurement of flows around modern commercial ship models[J]. Experiments in Fluids. 2001, 31(5): 567-578.
- [77] Official website of ittc[EB/OL]. <https://ittc.info>.
- [78] Stern, F., Wilson, R.V., Coleman, H.W., et al. Comprehensive approach to verification and validation of CFD simulations—Part 1: Methodology and procedures[J]. Journal of Fluids Engineering. 2001, 123: 793-802.
- [79] Wilson, R.V., Stern, F., Coleman, H.W., et al. Comprehensive approach to verification and validation of CFD simulations—Part 2: Application for RANS simulation of a cargo/container ship[J]. Journal of Fluids Engineering. 2001, 123: 803-810.
- [80] Sakamoto, N., Carrica, P.M., Stern, F. URANS simulations of static and dynamic maneuvering for surface combatant—Part 1: Verification and validation for forces, moment, and hydrodynamic derivatives[J]. Journal of Marine Science and Technology. 2012, 17(4): 422-445.
- [81] ASME. Standard for verification and validation in computational fluid dynamics and heat transfer. 2009.

致 谢

2014 年 11 月，20 岁的少年心中悄然萌生了一个交大梦；3 年之后，少年终于进入到这所高等学府求学；如今，他也将要走出校园，踏入社会的洪流当中。与交大之间，是缘分亦是执着。离别之际，我想对求学期间给予我帮助和支持的师友进行真诚的感谢。

经师易遇，人师难求。首先我要感谢我的导师万德成老师和刘成老师。本硕士论文的完成离不开万老师和刘老师在研究生期间的指导和支持。每次汇报的时候，万老师和刘老师总会对我研究工作中遇到的困难提出解决思路并与课题组的同学们一起探讨。同时，万老师为我们提供了非常好的学习、科研条件。课题组的高性能计算中心让我们能够拥有充足的计算资源来完成自己的课题研究。万老师还积极鼓励我们参加体育活动并且每学期都会组织户外集体活动。此外，万老师对我影响最大的是在为人处世上的人生哲学。万老师经常说，学习科研重要，为人处世同样重要。在万老师的影响下，我在与人交往、思考问题以及处理问题的方式方法上有了很多新的理解，让我受益良多。

低徊愧人子，不敢叹风尘。感谢我的父母在这二十五年中的养育、包容之恩，你们对我的爱如山如水，原谅生为人子的我性情内敛，不善言感恩之情。感谢从小与我相濡以沫的姐姐，希望你新的家庭中幸福快乐。感谢陪伴我二十四年的爷爷，子未养而亲不待，您质朴淳厚的品格将永远是我的指路明灯。

同门为朋，同志为友。由衷地感谢硕士求学期间给予我帮助和支持的前辈、同门以及朋友们。首先我要感谢王建华、任振以及刘聪师兄，三位师兄在课题研究上对我帮助非常大。王建华师兄上船舶水动力学上的研究涉猎非常广泛，时常能一语点破我课题中遇到的难题；任振师兄工程能力非常强同时也是我课题研究的引路人，两年间从任博士那里“偷”了不少实用技能；刘聪师兄编程基础扎实，在数值模型的理解上对我帮助很大。其次我要感谢赵伟文师兄、吴惠宇师兄以及已经毕业的夏可、何东亚、许璐荣、孙晨光、漆小舟、李奇、谢康迪、陈泰文等师兄，衷心感谢 CMHL 男团中的各位对科研以及就业上的帮助。再者我要感谢跟我一起入学的各位同仁张晓嵩、李政、张冠宇、赵旻晟、郭浩、王晋楷、王秋雯、许彦章、李勇、周彬、安筱婷、宁旭等，感谢那些一起上课以及科研的日子。之后我要感谢 A704 办公室的老大刘正浩师兄和缪爱琴师姐，两位的帮助让

我在科研工作中少走了好多弯路。当然我还要感谢 A704 中其他各位，感谢魏德志、李敏、詹开宇等师弟师妹以及永远可以蹭到很多零食的卉姐。此外，我要感谢师弟谢路毅，感谢师弟承担了部分项目工作，减轻了我们的压力。最后，我还要感谢我的两个室友武磊和魏斯行，本科一起来交大，毕业一起去拼搏。

当然，我要感谢上海交通大学。饮水思源，爱国荣校，愿我今后对社会的贡献能匹配上交大对我的培养。

攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

- [1] 余安正, 万德成. 高航速下 KCS 模型艏波破碎与艏部涡量数值研究[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2019. (第一作者, 中文核心, 已录用)
- [2] 余安正, 任振, 王建华, 万德成. 不同航速下艏波破碎数值模拟[C]. 见第二十九届全国水动力学研讨会文集. 镇江, 2018.
- [3] **Yu, A.Z.**, Wan, D.C., Chen, G. Verification and validation for the resistance of a KRISO container ship in calm water[C]. In Proceedings of the Twenty-ninth (2019) International Ocean and Polar Engineering Conference. Honolulu, Hawaii, USA, 2019.
- [4] **Yu, A.Z.**, Wan, D.C. RANS model for bow wave breaking of a KRISO container ship under different speeds[C]. In Proceedings of 11th International Workshop on Ship and Marine Hydrodynamics. Hamburg, Germany, 2019.