

# 上海交通大学

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

## 学士学位论文

THESIS OF BACHELOR



论文题目: 船舶典型剖面横摇流场的粘性效应分析

学生姓名: 罗 天

学生学号: 5100109161

专 业: 船舶与海洋工程专业

指导教师: 万德成

学院(系): 船舶海洋与建筑工程学院

## 船舶典型剖面横摇流场的粘性效应分析

### 摘要

在船舶设计研究中,对于船舶的耐波性、稳性、操作性的研究是十分重要的,而船舶横摇对于这三个性能都有很大的影响。但是,现实中的粘性流场是非常复杂的,解析起来计算量非常大,结果也不一定很精确,所以说,现在的研究还是多用势流方法。本文是选用船舶与海洋工程水动力学计算程序包 naoe-FOAM-SJTU 来计算不同参数的横摇。本文首先是计算常见船体横剖面的横摇情况,选用的是系列 60 的船模船中平行体的横剖面,进行了三种不同频率、4 至 5 种横摇幅度的计算,并将其中的一组与 Ikeda 的模型试验结果进行了比较验证。之后对于同尺寸艏部改成直角的二维模型进行了计算,最后改变了周围流体运动粘度再次作了比较计算。计算结束后,整理得到了不同情况下横摇力矩的历时曲线,求出各个阻尼系数,通过得到的横摇涡量变化的动图与数据的对比,分析了不同参数下的剖面周围流场涡量的变化规律。计算比较可以发现船模所受到的力矩大部分来自于压力部分,剪切应力部分对于船模的影响不大。另外,改变参数可以发现横摇频率和横摇幅度都很大程度上影响着船模横摇时的周围流场的各种数值;艏部圆滑可以有效地减少总力矩中的压力部分,减少涡的产生;流场的运动粘度仅仅影响力矩中的剪切应力部分。

**关键词:** 船体横摇, 粘性流场, OpenFOAM, naoe-FOAM-SJTU, RANS 方程, 涡量, 阻尼系数

# THE ANALYSIS OF VISCOUS EFFECTS ON THE FLOW FIELD WITH TYPICAL TRANSVERS SECTION ROLLING

## ABSTRACT

During the process of ship design and manufacturing, study of seakeeping, stability, maneuverability which are severely affected by ship rolling is of much importance. However, in reality, analysis of the flow field is extremely complex, which require a large amount of computation, and the result is not precise. So, analysis of the study of flow field is mostly based on potential flow. The flow field in this paper are performed by the solver naoe-FOAM-SJTU. This paper selects two typical transvers sections, three frequencies, four or five amplitudes, four kinematic viscosities to calculate and compare. First, calculating the model with the same parameters with which Ikeda selected in his experiment, and calculate the damping coefficient with the formula Ikeda used to compare with the results Ikeda got. Then, this paper calculates the models with different parameters and draws the moment-duration curve, calculates the damping coefficient. Finally, it compares different models with only one parameter changing and analyzes the different flow fields. It is concluded that the pressure part of the moment is a big part of the total moment, and with the parameters changing, it is clear that frequency and amplitude severely affect the flow field in viscous flow, the circle bilge is conducive to decrease the vortex in the flow field, the kinematic viscosity just influences the shear part of the moment so it does not affect the flow field much.

**Key words:** roll, viscous flows, OpenFOAM, naoe-FOAM-SJTU, RANS equations, vorticity, damping coefficient

## 目录

|                                  |    |
|----------------------------------|----|
| 第一章 绪论.....                      | 1  |
| 1.1 本次毕设的工作.....                 | 1  |
| 1.2 船舶粘性横摇国内外研究背景.....           | 2  |
| 1.3 主要使用的软件.....                 | 2  |
| 第二章 数学模型.....                    | 3  |
| 2.1 控制方程.....                    | 3  |
| 2.2 湍流模型.....                    | 4  |
| 2.3 自由液面以及边界处理方法.....            | 5  |
| 2.4 本章小结.....                    | 7  |
| 第三章 数值方法.....                    | 8  |
| 3.1 有限体积法.....                   | 8  |
| 3.1.1 计算域的离散.....                | 8  |
| 3.1.2 方程的离散.....                 | 9  |
| 3.2 时域的离散.....                   | 13 |
| 3.3 边界条件.....                    | 13 |
| 3.3.1 Dirichlet 边界条件.....        | 14 |
| 3.3.2 Neumann 边界条件.....          | 14 |
| 3.4 PISO 求解法.....                | 14 |
| 3.4.1 压力方程的推导.....               | 14 |
| 3.4.2 速度压力的耦合算法.....             | 15 |
| 3.5 本章小结.....                    | 17 |
| 第四章 计算验证.....                    | 18 |
| 4.1 验证原理.....                    | 18 |
| 4.2 计算参数与工况.....                 | 19 |
| 4.3 船模网格.....                    | 19 |
| 4.4 计算结果.....                    | 20 |
| 4.5 本章小结.....                    | 24 |
| 第五章 不同模型计算结果比较分析.....            | 25 |
| 5.1 系列 60 船模单算例分析.....           | 25 |
| 5.1.1 力矩分析.....                  | 25 |
| 5.1.2 船模横剖面周围涡量分布以及变化分析.....     | 28 |
| 5.2 比较分析.....                    | 30 |
| 5.2.1 同一船模同一频率不同弧度比较.....        | 30 |
| 5.2.2 同一船模同一幅度不同频率的比较.....       | 34 |
| 5.2.3 不同船模同一幅度同一频率的比较.....       | 37 |
| 5.2.4 同一船模同一幅度同一频率不同流场粘度的比较..... | 41 |
| 5.3 本章小结.....                    | 44 |
| 第六章 结论.....                      | 45 |
| 参考文献.....                        | 46 |
| 致    谢.....                      | 48 |

## 第一章 绪论

随着陆地资源的逐渐匮乏，人们对于海洋的重视程度和开发程度越来越高，对于船舶的使用性的要求也越来越高，因此船舶相关的各种研究也逐渐受到重视。各种新型船舶的设计都在紧张的进行着，而与传统船舶设计不同，新型的船舶设计没有母船资料可以查阅，需要从力学方面开始，重新进行一系列的检验计算。这些检验计算需要考虑到多方面的问题，船舶阻力、船舶推进、船舶耐波性和操纵性等都是很关键的，而船舶横摇运动的研究对于这几个方面都有很大的影响。但是实际上，由于粘性流场中流体运动的复杂性，解析计算起来是很困难的，所以计算流体力学方面主要还是使用针对无粘性势流的方程<sup>[1,2]</sup>进行计算的，得到的解析结果显然是与实际含有粘性的试验结果有一定的差别。这种计算上的误差对于之后船体的性能研究均有一定的影响，可能会造成最终船舶设计的不合理。这种因为粘性造成的误差是我们希望能避免掉的，现在也有很多学者针对这一部分进行研究分析，得到一些新的计算方法。为了以后能进行考虑了粘性的解析计算，即在势流方程中加入粘性项，使得到的结果更符合实际，就需要研究粘性流场中的各种特性，并找出其规律。

### 1.1 本次毕设的工作

本次毕业设计需要完成各种不同典型横剖面在粘性流场中进行不同横摇参数的横摇时的粘性效应的分析。改变横剖面、流场运动粘度、横摇频率、横摇幅值四个参数，将不同的情况一一进行对比。借助软件计算分析流场中粘性效应特征的数值，研究其结果与四项参数之间的关系，为以后的研究奠定基础。

本次毕业设计是在开源代码平台 OpenFOAM 基础上，利用 naoe-FOAM-SJTU 程序，用 CFD 方法<sup>[3,4]</sup>，通过求解 RANS 方程数值模拟不同横摇参数下的船体周围流场涡量等数值的变化，同时，也比较了不同二维横摇剖面横摇时周围的流场变化的差别以及相关粘性参数的差异。

具体来讲，本次毕业设计的任务有以下几个：

1. 熟悉并使用 Linux 系统；通过 OpenFOAM 的学习手册初步了解 OpenFOAM 的使用方法，并查阅相关文献进一步学习；学习 Pointwise 绘制网格的方法，并绘制出适当的满足需求的网格；了解 naoe-FOAM-SJTU 求解器的原理，学习其中所运用的基本计算方法、离散格式和湍流模型、适用范围等；学习 Paraview 的后处理方法。

2. 验证计算方法的正确性以及网格绘制的好坏程度，借用 Ikeda1977 年的船模试验数据以及推导得出的线性横摇阻尼系数的计算方法，将 naoe-FOAM-SJTU 计算得到的结果与之进行对比，结果有一定的差异，为了确保差异在解析计算中是可以存在的，选取了黄昊等人在文章中与 Ikeda 的试验数据进行对比之后的结果差异，将自己的差异与之进行比较，结果是比较良好，差异并不大。验证了将 naoe-FOAM-SJTU 求解器以及所绘制的网格用于模拟计算二维船剖面横摇运动时的粘性流场的可行性和准确性。

3. 直接使用该模型进行不同横摇频率、横摇幅度的计算，然后改变横剖面形状以及周围流场的粘性系数，继续进行计算，并算出周围的涡量变化，做出涡量动图。同时，求出每一时刻的横摇阻尼力矩，绘制出力矩的历时曲线，将曲线对照着动图进行横剖面周围流场的粘性涡量分析。

## 1.2 船舶粘性横摇国内外研究背景

在过去, 有关于船舶在粘性流场中的横摇问题主要都是使用势流理论的方法, 但由于该方法不考虑粘性影响, 因此, 结果并不准确。而后, 出现了一些经验公式或者半经验公式来处理粘性问题。早期出现比较有名的就是 Ikeda 教授进行的一系列研究。首先, 在 1977 年, Ikeda 对十多种不同的船舶模型的横剖面进行了模型试验<sup>[5]</sup>, 根据其使用的横摇阻尼力矩的方程式结合当时得到的试验结果, 推导出后来受到广泛应用的一种线性阻尼系数的表达式, 并推导得到不同二维船模横剖面某一频率下不同横摇幅度的无因次阻尼系数。然后, 在 1978 年, Ikeda 提出了横摇阻尼的五种成分: 摩擦阻尼、波浪阻尼、漩涡阻尼、升力阻尼以及减摇鳍阻尼, 并对于每一个阻尼都提出了一种相应的经验公式<sup>[6]</sup>, 便于学者们进行计算, 但是, 这些经验公式是相互独立的, 也就是说 Ikeda 并没有考虑到物种阻尼之间相互的影响和关联, 而是将他们当做单独的个体来进行计算, 当时的条件也进行不了相互影响关联的大量计算。之后, 随着科技发展, 尤其是计算机软件不断发展, 容许进行大量的数值计算, 并且所需要消耗的时间精力越来越少, 计算流体力学 (CFD) 就出现了, CFD 能模拟较复杂的过程并且成本低, 广泛应用于各类水动力学问题<sup>[7]</sup>。随之非定常 N-S 方程被运用起来, 同时, 基于 CFD 软件的船舶计算流体力学方面的各种数值模拟计算也有了广泛的应用, 比如说 Ananthakrishnan 的计算<sup>[8]</sup>, Korpus 的计算等等<sup>[9]</sup>。现今, 国内外大部分粘性流体中船舶横摇数值计算的研究主要是针对横摇阻尼系数以及附加质量的。张怀新等人利用数值模拟二维的非定常不可压 N-S 方程的方法计算了船舶各种二维横剖面在横摇时的粘性流场<sup>[10]</sup>, 研究船舶的横摇阻尼和漩涡的形状。黄昊等人基于 FLUENT 软件, 经过一系列二次开发, 提出通过模拟粘性流长数直接求船舶横摇阻尼的新方法<sup>[11]</sup>。值得注意的是, 在这两篇文章中, 进行计算结果的验证时, 都选用了 Ikeda 1977 年的船模试验结果作为对比。国外来讲, 粘性研究的例子也很多, Luca Bonfiglio 与 Stefano Brizzolara 利用 CFD 软件对于相似横剖面的单体船、双体船以及小水线面船进行了不同横摇频率的模拟, 得到了一系列结果<sup>[12]</sup>。另外, 国外的一些研究学者们已经开始了对于势流方程的改造, X.B.Chen 和 F.Dians 在 N-S 方程的基础上, 将速度分为无旋和无散度向量两个部分<sup>[13]</sup>。随着计算机软件的飞速发展, 现今很多研究都是采用非定常方程, 但是主要地研究方向是关于横摇性质如阻尼系数或者横摇周期等的, 也有验证程序的正确性的, 对于强迫横摇的粘性效应以及周围流场的粘性变化的规律研究并没有很多。但是这种规律的研究对于了解粘性效应与横摇的各种参数的关联以及改造现在仍被使用的基于势流的流体力学方程仍有很大的益处。

## 1.3 主要使用的软件

本次毕业设计主要使用的是开源软件 OpenFOAM<sup>[14]</sup> (Open Field Operation and Manipulation), 软件中进行的是场的操作与计算, 是一个面向对象的 CFD 类库。OpenFOAM 软件所使用的均为 C++ 语言, 并且由于其开放性, 其适用范围很广, 使用人员也很多, 研究者也可以根据自己的需求编写不同的程序求解器, 这种开放性使其迅速地发展起来<sup>[15]</sup>。OpenFOAM 也包含很多相关的功能, 前处理 (Meshing Tools) 和后置处理 (ParaView) 等, 适用面十分广。本文中所使用的 naoe-FOAM-SJTU 求解器就是前辈师兄所编写的, 是为解决与船舶海洋结构物相关的流动问题而设计的。naoe-FOAM-SJTU 求解器以 RANS 方程为控制方程, 采用有限体积法 FVM<sup>[16]</sup> 离散控制方程, 采用 VOF 技术<sup>[17]</sup> 捕捉自由液面, 采用 PISO 方法<sup>[18]</sup> 耦合求解速度和压力, 用  $k-\epsilon$ 、 $k-\omega$ 、以及 SST 等湍流模型<sup>[19-22]</sup> 来封闭方程, 求解细节之后会一一论述。本次毕业设计后处理工作主要是使用 Paraview 软件, 它将大量数据进行可视化, 使得船体周围的涡量、流速展现得更加直观清晰。

## 第二章 数学模型

### 2.1 控制方程

本次毕业设计考虑的是粘性流体中的计算，雷诺数  $Re$  一般都在  $10^5$  数量级以上，那么，船体周围流场中就会有大量的湍流涡。但是，流体力学中常用的连续性方程以及 N-S 方程都还是适用的，考虑到液体表面张力的影响，方程式中应该由一个表面张力项，但在控制方程推导过程中，先略去不计，则控制方程表示如下：

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f} + \int_{S(t)} \sigma \kappa' n' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \quad (2-2)$$

其中， $\mathbf{U}$  为速度场； $p$  为压力； $\boldsymbol{\tau}$  为应力张量； $\mathbf{f}$  为由于体积力产生的加速度；等式右边第四项为表面张力项，下文会有详细说明。

这组控制方程是封闭的，故可以求解，也就是说可以使用这组控制方程来描述船体周围流场的各种数值的变化，但是 N-S 方程是非线性的，这就使得方程求解过程很复杂，计算量比较大，并且这种解析方法很难做到准确描述运动变化中各个方面的细节。实际上，我们所要求解的问题，对细节的描述并没有很高的要求，应该说精确地细节描述对于我们来说没有太大的意义，我们需要强调的是—种平均的变化，即由于粘性所引起的船体周围平均流场的变化，因此，就有了现在普遍被大家接受使用的时均化的方法，在时均化的方程中体现瞬时变化的脉动量，即雷诺平均法 (Reynolds-averaged Navier-Stokes, 以下简称 RANS)。RANS 法的核心就是求解时均化之后的 N-S 方程，而不去求解瞬时的 N-S 方程。RANS 方法在减小计算量上有非常大的作用，目前在湍流数值模拟计算方面，RANS 方法是使用得最多的。

RANS 法中，将任一变量  $a$  的时均值定义如下：

$$\bar{a} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} a(t) dt \quad (2-3)$$

需要注意的是，这里的  $\Delta t$  相对于湍流运动的随机脉动周期应该足够大，但是相对于流畅的各个时均量的变化周期应该足够小。

每一个物理量都有瞬时值、时均值和脉动值三个部分，其关系如下：

$$a = \bar{a} + a' \quad (2-4)$$

其中， $a$  为瞬时值， $\bar{a}$  为时均值， $a'$  为脉动值。

因此，速度和压力的瞬时值可以表示如下：

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (2-5)$$

$$P = \bar{P} + P' \quad (2-6)$$

将式 (2-5) (2-6) 代入式 (2-1) (2-2) 中，经过一系列时均运算，可以得到 RANS 方程和连续性方程如下：

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} = 0 \quad (2-7)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{U}} \bar{\mathbf{U}}) = -\nabla \bar{P} + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu (\nabla \bar{\mathbf{U}} + (\nabla \bar{\mathbf{U}})^T)) + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_t \quad (2-8)$$

从上节中的方程式中可以看出这组方程里面多了一个与 $\tau_t$ 有关的项, 该项就是定义中的雷诺应力, 雷诺应力一共包含 6 项, 3 个正应力以及 3 个切应力。由于方程中这一项的引入, 方程组已经不再封闭, 不可能直接求解。为了使方程封闭可以求解, 我们需要增加一些附加关系式, 常用的方法就是引入一个湍流模型, 将时均值和脉动值等联系起来, 创建关系式。目前基于 RANS 方程的湍流模型常用的有两大类: 雷诺应力模型和粘涡模型。本次毕业设计所使用的是粘涡模型中的二方程模型。根据粘涡模型的原理, 控制方程式可以进行进一步的修改。粘涡模型的基础是 Boussinesq 的粘涡假定<sup>[23, 24]</sup>, 即雷诺应力张量与平均应变率张量  $S$  成比例:

$$\tau_t = 2\rho\nu_t S - \frac{2}{3}\rho k \delta \quad (2-9)$$

其中,  $\nu_t$  为涡流粘度,  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ ,  $u$  为时均速度,  $\delta_{ij}$  为 Kronecker delta 符号 (当  $i=j$ ,  $\delta_{ij} = 1$ ; 反之,  $\delta_{ij} = 0$ ),  $k$  为湍流动能, 定义如下:

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} = \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) \quad (2-10)$$

整理后可以得到引入了涡粘模型的 RANS 方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (2-11)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla p + \rho g + \nabla \cdot (\mu_{eff} (\nabla U + (\nabla U)^T)) \quad (2-12)$$

其中,  $\mu_{eff} = \rho(\nu + \nu_t)$ , 为有效动力粘性。

## 2.2 湍流模型

在使用了 Boussinesq 的粘涡假定之后, 控制方程组中多了一个涡流粘度 $\mu_t$ , 方程式不封闭的, 不可解。为了解 RANS 方程我们就需要确定涡流粘度 $\mu_t$ 。粘涡模型包含零方程模型、一方程模型、二方程模型等。在本次毕业设计中, 选用二方程模型进行计算。二方程模型主要有  $k-\epsilon$  模型和  $k-\omega$  模型, 本文所使用的是剪切应力输运模型 ( $k-\omega$  SST 模型)。该模型是由 Menter 提出来的<sup>[25, 26]</sup>, 在工程上得到了广泛的应用。该模型综合了  $k-\epsilon$  模型和  $k-\omega$  模型的优点, 减少了自由面对于求解过程的影响, 也保证了近壁面处求解的精度和可靠性。该模型引入了两个输运方程, 使得原方程封闭可以求解。

将原始的  $k-\epsilon$  模型和  $k-\omega$  模型转化为  $k-\omega$  SST 模型的过程如下。

将  $k-\epsilon$  模型的湍动能  $k$  和耗散率  $\omega$  的两个输运方程转化为  $k-\omega$  模型的形式, 如下:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_{k2} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2-13)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_2}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_{\omega 2} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-14)$$

原始的  $k-\omega$  模型为:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2-15)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_1}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2-16)$$

式 (2-14) 与式 (2-16) 不同的地方就在于式中多了一项交叉扩散项:

$$D_{\omega} = 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-17)$$

然后, 将  $k-\omega$  模型的输运方程乘上一个函数  $F_1$ ,  $k-\epsilon$  模型转换后的方程乘以一个函数

(1-F1)，接着将两者相加：

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2-18)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1-F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-19)$$

从变量的变化上来讲，定义 $\phi_1$ 为k- $\omega$ 模型中的任一变量，定义 $\phi_2$ 为转换后的k- $\epsilon$ 模型中的任一变量，定义 $\phi$ 为求和后得到的新的模型中对应的变量，则三者关系如下：

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2-20)$$

在上式中， $F_1$ 是一个函数，在近壁处数值为 1，也就是采用了k- $\omega$ 模型；在自由面处数值为 0，相当于采用了k- $\epsilon$ 模型。 $F_1$ 定义如下：

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2-21)$$

$$\arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{kw}y^2} \right] \quad (2-22)$$

$$CD_{kw} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (2-23)$$

其中，y 为与物面的距离。

由上式可见，当 y 较大时，也就是接近自由面时 $\arg_1$ 趋于 0，即 $F_1 = 0$ ；当 y 较小时，就是接近壁面时， $\arg_1$ 较大，即 $F_1 = 1$ 。所以说 SST 模型综合了两种模型的优点。

Menter 最早提出来的时候，是利用涡量的绝对值描述涡粘系数，但是经过之后的改进，现已用应变率：

$$S = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (2-24)$$

来表达，因此涡粘系数的表达式如下：

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \sqrt{2}SF_2)} \quad (2-25)$$

其中，定义 $F_2$ ：

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2-26)$$

$$\arg_2 = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right) \quad (2-27)$$

最终，其涡粘系数、k 方程以及 $\omega$ 方程形式如下：

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \sqrt{2}SF_2)} \quad (2-28)$$

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2-29)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1-F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-30)$$

以上方程式中各个常数的取值见表 2-1：

表 2-1 SST 模型中常数数值

| $\phi$   | $a_1$ | $\beta^*$ | $\sigma_k$ | $\sigma_\omega$ | $\beta$ | $\gamma$ |
|----------|-------|-----------|------------|-----------------|---------|----------|
| $\phi_1$ | 0.31  | 0.09      | 0.85       | 0.5             | 0.075   | 0.553    |
| $\phi_2$ | 0.31  | 0.09      | 1.0        | 0.856           | 0.0828  | 0.4403   |

## 2.3 自由液面以及边界处理方法

自由面是两相流（two phase flow）里必然出现的问题，因为自由面的存在，加上重力

等外力的影响，会形成自由面波动的现象，即形成水波，水波对于船舶横摇是有一定的影响的，不可忽略不计，因此，如何捕捉自由液面就是所有两相流问题的一个关键。捕捉自由液面有很多种方法，本文中使用的 naoe-FOAM-SJTU 程序，它是以 InterFOAM 为基础的。InterFOAM 采用 VOF (Volume Of Fluid) 法来捕捉自由液面，其基本原理是根据网格单元中的流体和网格的体积比函数来确定两相流体，没有明确的边界，取而代之的是一个过渡层，在其中的流体可以看作两相流体的混合体。实际上，该过渡层并不存在，但是，只要约束这个过渡层，使之足够薄，就可以看作是自由液面。

VOF 输运方程式如下：

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot [(U - U_g)\alpha] + \nabla \cdot [U_r(1 - \alpha)\alpha] = 0 \quad (2-31)$$

其中， $\alpha$  为网格单元中流体和网格的体积比， $0 < \alpha < 1$ ：

$$\begin{cases} \alpha = 0 & \text{空气} \\ \alpha = 1 & \text{水} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{界面} \end{cases} \quad (2-32)$$

式 (2-31) 中第三项是增加的人工压缩项，其中含有  $(1 - \alpha)\alpha$ ，这是只能在过渡层才能起作用，对其他的区域基本没有影响，第三项中  $U_r$  是压缩界面的速度场，可通过界面上的速度通量来求：

$$U_{r,f} = n_f \min \left\{ C_\alpha \frac{|\phi|}{|S_f|}, \max \left( \frac{|\phi|}{|S_f|} \right) \right\} \quad (2-33)$$

式中， $\phi$  是速度通量，是通过 PISO 算法求出来的； $S_f$  是单元表面的法向向量； $C_\alpha$  是压缩系数，代表可压缩性，其值越大，自由面越容易压缩，在程序中取 1，即产生守恒的压缩。

另外，密度  $\rho$  和动力粘性系数  $\mu$  用  $\alpha$  表示如下：

$$\rho = \alpha \rho_l + (1 - \alpha) \rho_g \quad (2-34)$$

$$\mu = \alpha \mu_l + (1 - \alpha) \mu_g \quad (2-35)$$

其中，l, g 分别表示流体和气体。

式 (2-12) 中表面张力  $F$  可以定义为：

$$F = \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (2-36)$$

其中， $\sigma$  为表面应力张量， $\kappa$  是截面的曲率，表达式如下：

$$\kappa = -\nabla n = -\frac{\sum_f S_f n_f}{V_i} \quad (2-37)$$

式中， $V_i$  为网格单元的体积；下标 f，表示是每一个网格单元的表面计算值之和； $S_f$  是单元表面的法向向量； $n_f$  是界面的单位法向向量：

$$n_f = \frac{(\nabla \alpha)_f}{|(\nabla \alpha)_f + \delta|} \quad (2-38)$$

$$\delta = \frac{1 \times 10^{-8}}{\left( \frac{\sum_{i=1}^N V_i}{N} \right)^{1/3}} \quad (2-39)$$

上式的  $\delta$  是稳定因子，N 为网格单元的总数量。

将式 (2-36) 代入 (2-12) 中即可得到最终的控制方程，也就是不可压 RANS 方程：

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (2-40)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla P - g \cdot x \nabla \rho + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla U) + (\nabla U) \cdot \nabla \mu_{eff} + \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (2-41)$$

其中， $\mu_{eff} = \rho(\nu + \nu_t)$  代表有效动力粘性系数。

## 2.4 本章小结

本章主要讲述了本次毕业设计中所用的数学模型。本次毕业设计主要使用以 RANS 方程为控制方程的计算方法，使用了时均化的方法。而对于多出来的使方程不封闭的项，使用 SST 湍流模型对方程进行封闭，本章具体推导得出了最终的控制方程，为接下来所论述的计算做了铺垫。

## 第三章 数值方法

上一章最终得到的封闭的不可压 RANS 控制方程是一组偏微分方程，在没有计算机辅助的时候，求解这一系列的偏微分方程是十分困难的事。但是随着计算机的发展，现今人们有了一些常用的求解方法，其中一个就是本文所使用的离散的数值解法

离散法，就是将连续的物理量变成间断的，也就是讲一系列偏微分方程变成可简单求解的代数方程，这些代数方程的解可以看作是原始偏微分方程的近似解，并且这些近似解是满足工程上的要求的，对整体影响不大。离散主要包括几个方面：计算域的离散、方程的离散等。离散方法也有很多，现在常用的有有限体积法（Finite Volume Method）、有限差分法（Finite Difference Method）、有限元法（Finite Element Method）等。本次毕业设计中使用的是有限体积法（FVM）。

### 3.1 有限体积法

#### 3.1.1 计算域的离散

计算域包含空间和时间两部分。从时间离散上来讲，很简单，如图 3-1，将整个时间域分成  $N$  个时间步长  $\Delta t$ ，一般在计算过程中，可以固定  $\Delta t$  的数值，使之成为定时间步长，也可以使  $\Delta t$  成为变值，通过设定其他参数来限制其变化范围。

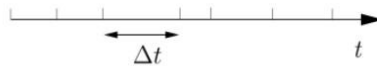


图 3-1 时间离散

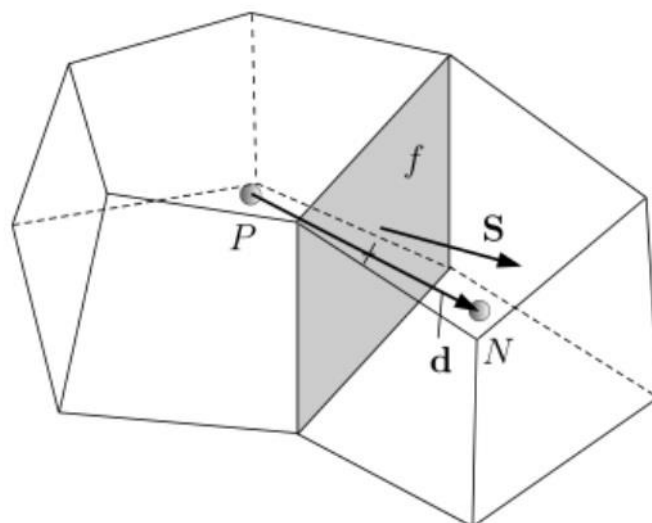


图 3-2 典型的控制体积

从空间离散上来讲，对于本文所使用的有限体积法，是将整个计算域划分成一系列单元，

定义为控制体积，每个控制体积之间没有重叠部分，并且所有控制体积组成整个计算域。控制体积并不一定要是规则体，但是均是由一系列的平面包围组成的，每一个平面最多只能被两个控制体积所共用。平面分成两种，一种是两个控制体积之间共用的交界面，另一种是整个计算域的边界面。图 3-2 为一典型的控制体积，图中，P 点为控制体积的体积中心，即：

$$\int_{V_p} (x - x_p) dV = 0 \quad (3-1)$$

N 点为相邻控制体积的体积中心，f 为该交界面的面积中心，即：

$$\int_S (x - x_f) dS = 0 \quad (3-2)$$

图中的面积向量 S 方向定义为从该控制体积指向相邻控制体积且垂直于该平面，数值定义为这个平面的面积，若该面为边界面，则 S 的方向是从该控制体积指向计算域之外。本文中，整个计算流场的信息存储在网格单元的中心（边界条件储存在边界面的中心），即同位网格布置。这种布置方法可以让控制方程离散时使用相同的一系列控制体积，使得计算简便，同时也方便复杂计算域的处理。

### 3.1.2 方程的离散

对于任一张量  $\phi$ ，其标准的输运方程形式如下：

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla(\rho U \phi) - \nabla(\Gamma \nabla \phi) = S_\phi(\phi) \quad (3-3)$$

其中： $\rho$ ——密度；

$U$ ——速度；

$\Gamma$ ——扩散系数；

$S_\phi(\phi)$ ——源项。

式 (3-3) 中，左边三项分别为时间导数、对流项以及耗散项，分别表示单位体积中  $\phi$  的变化率；单位体积内  $\phi$  的通量；由于粘性耗散引起的  $\phi$  的输运率；单位体积内  $\phi$  的产生（湮灭）率。之后将借用这个标准的输运方程来描述离散方法。本文所用的有限体积法即在控制体积内对该输运方程进行积分：

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_{V_p} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{V_p} \nabla(\rho U \phi) dV - \int_{V_p} \nabla(\Gamma \nabla \phi) dV \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_{V_p} S_\phi(\phi) dV \right] dt \quad (3-4)$$

接着，通过高斯定理将积分方程中体积分转化为面积分：

$$\int_V \nabla \otimes \phi dV = \int_S dS \otimes \phi \quad (3-5)$$

其中  $\otimes$  代表对张量的任意运算。方程式中对于具体项的不同离散方法将在后面的小节中进行描述。

#### 3.1.2.1 对流项的离散

本文中，对流项采用二阶 TVD (Total Variation Diminishing) <sup>[27]</sup> 有限线性法进行插值求解，其中运用到了 NVD (Normalized Variable Diagram) 中的迎风插分格式以及 TVD 中的限制型差分格式。式 (3-4) 中将对流项转化为面积分紧接着进行近似转化：

$$\int_{V_p} \nabla(\rho U \phi) dV = \int_S dS(\rho U \phi) \approx \sum_f S(\rho U)_f \phi_f = \sum_f F \phi_f \quad (3-6)$$

其中，F 是通过平面 d 的质量通量， $\phi_f$  是平面 f 上中点的物理量。

在对原方程 (3-5) 的精确求解中，理论上需要计算面积分  $\int_S \phi dS$ ，但是真正计算时，不可能去计算平面 f 上各点所有的  $\phi$  值，这种方法计算量过大，因此，引入中点法则来近似估算该面积分，表达式如下：

$$\Phi = \int_S \phi dS = \bar{\phi} S \approx \phi_f S \quad (3-7)$$

其中 $\bar{\phi}$ 为面上的平均值，计算中，用面 f 中心的 $\phi$ 值 $\phi_f$ 来近似代替，S 为面 f 的面积。现在，问题就从求面积分转化到了求面 f 中心的 $\phi_f$ 数值。计算此数值有很多种方法，在求解对流项的过程中，是采用二阶 TVD 的方法求解 $\phi_f$ 的数值。

最初的 TVD 格式定义为下式：

$$TV(\phi^n) = \sum_f |\phi_N^n - \phi_P^n| \quad (3-8)$$

其中， $\phi_j^i$ 表示节点 i 在时间步长 j 的 $\phi$ 取值。同时，TVD 格式要求在每个时间步长都必须满足以下约束条件：

$$TV(\phi^{n+1}) \leq TV(\phi^n) \quad (3-9)$$

式 (3-8) 只有一阶精度，但是我们可以利用式 (3-9) 得到二阶精度。一个高洁差分格式可以写作为一个一阶有界的差分格式（如：一阶迎风格式 UD）和“有限的（limited）”高阶修正：

$$\phi_f = (\phi)_{UD} + \Psi[(\phi)_{HO} - (\phi)_{UD}] \quad (3-10)$$

其中： $(\phi)_{UD}$ 是一阶迎风格式中的 $\phi_f$ 值；

$(\phi)_{HO}$ 是所选的高阶 TVD 格式中的 $\phi_f$ 值；

迎风插分格式是使用“上下游”单元中心的 $\phi$ 值来计算平面中心多需要求得的 $\phi$ 值：

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_P & \text{当 } F \geq 0 \\ \phi_N & \text{当 } F < 0 \end{cases} \quad (3-11)$$

其中，F 为通过平面 f 的质量通量， $F = S(\rho U)_f$ 。

将 $\phi_f$ 在单元中心 P 点进行泰勒展开（ $F \geq 0$ ）：

$$\phi_f = \phi_P + (x_f - x_P) \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_P + \frac{(x_f - x_P)^2}{2} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_P + H \quad (3-12)$$

其中，H 代表高阶项。从式 (3-12) 可以看出，式 (3-11) 只保留了泰勒展开式的第一项，即该差分格式只有一阶精度，也称为一阶迎风差分格式。从上述推导可以看出，一阶差分格式考虑到了流动方向对计算的影响，并且并没有限制网格单元的大小和流速，这种方法曾经得到了广泛的应用。

根据 Jasak 文章<sup>[28]</sup>中所论述，限制因子（limiter）被定义为 $\phi$ 的连续梯度：

$$r = \frac{\phi_C - \phi_U}{\phi_D - \phi_C} \quad (3-13)$$

其中， $\phi_U$ 、 $\phi_C$ 、 $\phi_D$ 为沿着控制体积的单元面的对流速度的方向，相邻三个单元的体积中心的 $\phi$ 值，因此：

$$\Psi = \Psi(r) \quad (3-14)$$

此外，限制因子 r 还必须满足下述的约束条件：

$$0 \leq \left( \frac{\Psi(r)}{r}, \Psi(r) \right) \leq 2 \quad (3-15)$$

图 3-3 中的阴影区域即 $\Psi(r)$ 的限制区域。

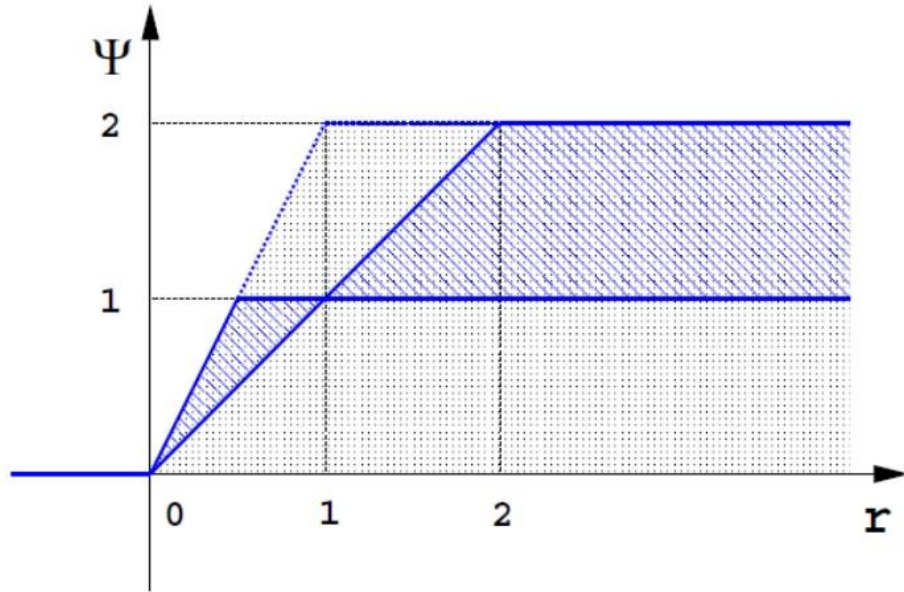


图 3-3  $\Psi(r)$ 的限制区域

### 3.1.2.2 耗散项的离散

耗散项的离散方式与对流项是十分相似的，通过高斯定理将式（3-4）中耗散项的体积分转化成面积分：

$$\int_{V_p} \nabla(\Gamma \nabla \phi) dV = \int_S S(\Gamma \nabla \phi) \approx \sum_f \Gamma_f S \nabla_{\frac{1}{f}} \phi \quad (3-16)$$

为了提高离散方法的精确度，将控制体积中心点 P 附近的变化函数假定在空间和时间上成线性关系：

$$\phi(x) = \phi_P + (x - x_P)(\nabla \phi)_P \quad (3-17)$$

$$\phi(t + \Delta t) = \phi^t + \Delta t \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^t \quad (3-18)$$

若网格为正交网格，即任意两个相邻的控制体积之间连接两个相邻控制体积中心的向量 d 是垂直于对应的交界面，则向量 d 与向量 S 是相互平行的，联系式（3-17）可推导出来下式：

$$S \nabla_{\frac{1}{f}} \phi = |S| \frac{\phi_N - \phi_P}{|d|} \quad (3-19)$$

若网格为非正交网格，如图 3-4，此时，利用正交网格结果（3-19）的高精度优势，将  $S \nabla_{\frac{1}{f}} \phi$  进行分解：

$$S \nabla_{\frac{1}{f}} \phi = \Delta \nabla_{\frac{1}{f}} \phi + k \nabla_{\frac{1}{f}} \phi \quad (3-20)$$

等式右边第一项代表正交成份，第二项代表因为非正交而附加的修正项，其中，向量 S、k、Δ 要满足下式：

$$S = \Delta + k \quad (3-21)$$

并且，正交成分中 Δ 要与向量 d 平行。本文中所使用的网格是非正交网格，因此需要非正交化修正<sup>[29]</sup>。现在研究中，常用的修正方法有：最小修正法（Minimum Correction Approach）、正交修正法（Orthogonal Correction Approach）以及过松弛法（Over Relaxed Approach）。下面分别论述三种修正方法。

#### （1）最小修正法

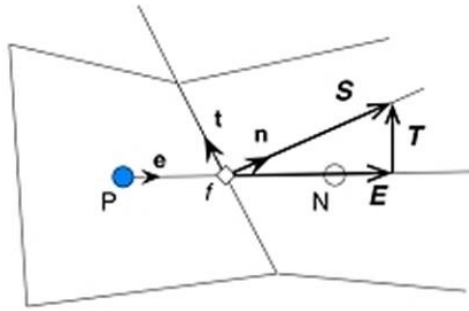


图 3-4 最小修正法

由方程组：

$$\begin{cases} \Delta = (e \cdot S) \cdot e \\ k = S - \Delta \end{cases} \quad (3-22)$$

解得所需要的两个向量，其中  $e = \frac{d}{|d|}$ 。

(2) 正交修正法

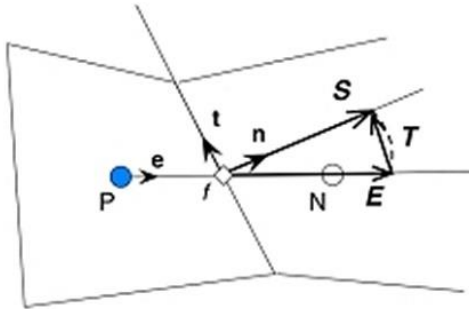


图 3-5 正交修正法

由方程组：

$$\begin{cases} \Delta = |S| \cdot e \\ k = S - \Delta \end{cases} \quad (3-23)$$

解得所需要的两个向量，其中  $e = \frac{d}{|d|}$ 。

(3) 过松弛法

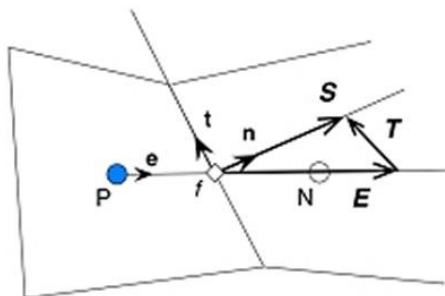


图 3-6 过松弛法

由方程组：

$$\begin{cases} \Delta = \frac{S \cdot S}{S \cdot e} \cdot e \\ k = S - \Delta \end{cases} \quad (3-23)$$

解得所需要的两个向量，其中  $e = \frac{d}{|d|}$ 。

### 3.1.2.3 源项的离散

在对源项进行离散之前，先进行线性化处理：

$$S_\phi(\phi) = \phi S_I + S_E \quad (3-24)$$

然后，将源项在控制体积内进行积分，得到：

$$\int_V S_\phi(\phi) dV = S_I V_P \phi_P + S_E V_P \quad (3-25)$$

### 3.1.2.4 时间导数项的离散

假定单元体积不随时间而变化，将式 (3-6)、(3-16)、(3-25) 代入式 (3-4) 中，可得：

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_P V_P + \sum_f F \phi_f - \sum_f \Gamma_f S \nabla_f \phi \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} (S_I V_P \phi_P + S_E V_P) dt \quad (3-26)$$

上式即输运方程的“半离散”形式。

考虑到式 (3-18)，可以将时间导数项进行转化：

$$\left( \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_P = \rho_P \frac{\phi^n - \phi^0}{\Delta t} \quad (3-27)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \phi(t) dt = \frac{1}{2} (\phi^0 + \phi^n) \Delta t \quad (3-28)$$

其中， $\phi^n = \phi(t + \Delta t)$ ， $\phi^0 = \phi(t)$ 。

## 3.2 时域的离散

从上一节中我们可以得到方程的半离散形式，本节将对半离散形式的方程中两边最外侧的时间积分进行数值方法的处理。一般而言，认为 $\Delta t$ 时间内控制体积中心物理量的值、单元面上物理量的值，以及各类梯度值都认为不变，我们现在需要通过 $t$ 时刻的值以及 $t + \Delta t$ 时刻的值来计算求解上述物理量的值等。本次毕业设计中所使用的是欧拉隐式格式 (Euler Implicit)，它所使用的是新的时间步的值 $\phi^n$ ：

$$\phi_P = \phi_P^n \quad (3-29)$$

$$\phi_f = \phi_f^n \quad (3-30)$$

$$S \cdot \nabla_f \phi = S \cdot \nabla_f \phi^n = |E| \nabla_f \frac{1}{f} \phi^n + T \nabla_f \frac{1}{f} \phi^n \quad (3-31)$$

从上式可以看出，欧拉隐式格式只有一阶精度，但是这种格式无条件满足有界性准则，是可以保证求解计算的稳定性的。因此对于标准输运方程式 (3-26)，可以改写成如下形式：

$$\rho_P \frac{\phi_P^n - \phi_P^0}{\Delta t} V_P + \sum_f F \phi_f^n - \sum_f \Gamma_f S \nabla_f \phi^n = S_I V_P \phi_P^n + S_E V_P \quad (3-32)$$

## 3.3 边界条件

为了使方程组闭合，在对于连续体问题 (Continuum Problem)，需要边界条件和初始条件，在此，先对于边界条件进行说明。边界条件从形式上来说，可以分为两大类：Dirichlet 边界条件和 Neumann 边界条件，前者也称为“第一类边界条件”，说明了微分方程的解在边界处的数值，后者又称为“第二类边界条件”，说明了微分方程的解在边界处的微分。在前文中，所使用的一些单元面上的值，有些是处于计算域边界面上的，因此，需要对于边界面的一些值进行定义，也就是需要引入数值边界条件 (Numerical Boundary Conditions)。下图 3-7 就是一个含边界面的典型网格单元：

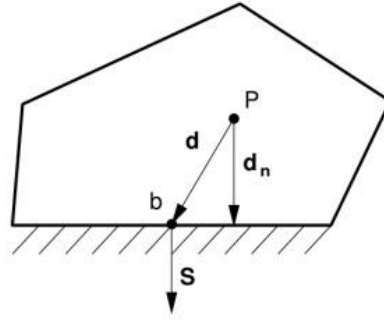


图 3-7 含边界的典型单元

该单元的下面即是边界条件， $d$  为该控制体积中心  $P$  指向边界面中心的向量， $d_n$  为  $d$  其在垂直于边界面的方向上的分量。

### 3.3.1 Dirichlet 边界条件

该边界条件需要直接指明在边界上的具体数值，这种边界条件通常会发生在以下两种情况中：

离散中直接需要边界面上的数值；

类似于上文在离散耗散项时，需要面梯度  $\nabla_f \phi$ ，该数值的计算需要获得边界面上的数值：

$$S \nabla_f \phi = |S| \frac{\phi_B - \phi_P}{|d|} \quad (3-33)$$

上式中，若边界值  $\phi_B$  并不是定值，则式 (3-33) 仅有一阶精度，需要使用上问题到的方法进行修正。

### 3.3.2 Neumann 边界条件

该边界条件需要指明各类物理量在边界面上的面法向梯度  $g_B = \nabla_{\vec{f}} \phi$ ，这种边界条件通常会发生在以下两种情况中：

离散过程中需要用到边界面上的数值  $\phi_f$ ，但要用含边界的控制体积中心的值外插得到：

$$\phi_f = \phi_P + d_n \cdot \nabla_f \phi = \phi_P + |d_n| g_B \quad (3-34)$$

离散过程中需要计算面梯度：

$$S \cdot \nabla_f \phi = |S| g_B \quad (3-35)$$

其中，若  $g_B$  在边界面上并不是定值，则式 (3-35) 仅有一阶精度。

## 3.4 PISO 求解法

该算法最开始是由 Issa<sup>[30]</sup>提出的，即隐式算子分割算法。

### 3.4.1 压力方程的推导

在用上述方法对控制方程进行离散之后，方程中的动量方程式 (2-41) 可转化成如下的半离散形式：

$$a_P U_P = H(U) - \nabla p \quad (3-36)$$

其中， $U_P$  为控制体积中心  $P$  的速度， $a_P$  与  $H(U)$  为只与速度有关的矩阵，只要速度场已知，这两个矩阵就可以求出，但是，该式中压力梯度  $\nabla p$  并没有进行离散。

式中的  $H(U)$  项可以认为包括两个部分：“输运部分” (transport part) 以及“源部分” (source part)。前者包含所求解的域中所有相邻体积的速度乘上其对应的矩阵系数，后者包含上一时刻的源项部分以及除压力梯度意外的其他源项。故  $H(U)$  项可展开如下式：

$$H(U) = -\sum_N a_N U_N + \frac{U^0}{\Delta t} \quad (3-37)$$

上一章中，连续性方程（2-40）可离散为以下形式：

$$\nabla U = \sum_f S \cdot U_f = 0 \quad (3-38)$$

接着，利用式（3-36）得到 $U_p$ 的表达式：

$$U_p = \frac{H(U)}{a_p} - \frac{\nabla p}{a_p} \quad (3-39)$$

将式代（3-39）入式（3-38）中，即可以得到速度压力方程形式：

$$\nabla \left( \frac{1}{a_p} \nabla p \right) = \nabla \left( \frac{H(U)}{a_p} \right) = \sum_f S \left( \frac{H(U)}{a_p} \right)_f \quad (3-40)$$

这里需要注意，当式（3-40）被满足时，可以保证面通量是守恒的。式（3-40）中左边的拉普拉斯形式可以用上文中耗散项的离散方式进行离散，然后，可以得到不可压流体 N-S 方程组的最终的离散形式如下：

$$a_p U_p = H(U) - \nabla p \quad (3-41)$$

$$\sum_f S \left[ \left( \frac{1}{a_p} \right)_f (\nabla p)_f \right] = \sum_f S \left( \frac{H(U)}{a_p} \right)_f \quad (3-42)$$

其中，利用式（3-39），面通量 F 计算方程如下：

$$F = S \cdot U_f = S \cdot \left[ \left( \frac{H(U)}{a_p} \right)_f - \left( \frac{1}{a_p} \right)_f \nabla \frac{1}{f} p \right] \quad (3-43)$$

可以用式（3-36）向面上插值的形式来表达式（3-40）中控制体积单元面上的速度 $U_f$ ：

$$U_f = \left( \frac{H(U)}{a_p} \right)_f - \left( \frac{1}{a_p} \right)_f (\nabla p)_f \quad (3-44)$$

### 3.4.2 速度压力的耦合算法

在上一节中，我们得到了 N-S 方程组的离散形式（3-41）（3-42），从这组方程式中可以看出速度与压力相互耦合，为了能解得这组耦合方程式的解，我们需要采取一些方法。现在常用的耦合方程式的求解方法主要有两种：同步求解法（Simultaneous Algorithms）和分离式解法。

#### 3.4.2.1 同步求解法

该方法是在整个计算域内同时求解整个方程组，计算矩阵中就包含了速度压力的耦合部分，这就代表计算量将十分巨大，因此适合网格节点比较少、计算域不大的情况。

#### 3.4.2.2 分离式解法

本文采用的是分离式解法，因此接下来会详细说明该解法。分离式解法在求解方程时是分成几步来进行的。PISO、SIMPLE 以及其衍生出来的算法 SIMPLEC<sup>[31, 32]</sup>等都是目前比较常用的求解耦合方程的算法。本文中所涉及的计算大部分都是非定常问题，而本文使用的软件 OpenFOAM 中的 PISO（pressure-implicit split-operator）算法，即隐式算子分割算法，该算法是针对非定常问题提出来的，但是现在也广泛应用于定场问题中，总体来说，PISO 算法就是先预测，接着进行第一次修正，最后再进行第二次修正的三步算法，其加快了单个迭代步的收敛速度。因此，本文采用 PISO 算法来进行耦合方程的求解的。下面说明 PISO 方法的几个步骤：

##### (1) 动量预估（momentum predictor）

求解上文中所得到的最终动量方程（3-41），在不知道新时间步内的速度场和压力场的数值的情况下，利用上一个时间步的压力场的梯度值，求得近似解，得到近似速度场。

##### (2) 压力求解（pressure solution）

利用上一步求得的近似速度场，计算 H(U)，接着根据压力方程（3-40），得到新的时间

步的近似压力场。

(3) 显式速度修正 (explicit velocity correction)

根据方程式 (3-43) 得到在新时间步内与压力场相一致的面通量, 得到新的压力场。然后利用 (3-39) 对速度场进行重新显式修正。

(4) 回归步骤 (2), 开始进行另外一个修正步, 直到满足指定的修正步步数。

从式 (3-39) 可以看出, 速度场的修正包括两部分: 一是由于压力梯度项  $\frac{1}{a_p} \nabla p$  的改变而引起的修正; 一是由于相邻控制体积的速度场  $\frac{H(U)}{a_p}$  的改变而引起的修正。但是根据上文所提到的第三步, 我们知道, 速度场的修正是显式的, 即上述第二个修正部分是被我们忽略的, 我们实际上只是考虑了压力场的误差引起的速度场的误差, 这与实际还是很有差距的, 因此需要修正  $H(U)$  项, 从而得到新的压力方程, 然后重复上述的几个流程。总的来说, 一次 PISO 的迭代求解过程包括了一次动量预估和一系列的的压力方程求解以及显式速度修正, 求解的过程中需要循环压力求解的步骤和显式速度修正的步骤知道误差达到原先设定的值。

另外, 需要注意的是  $H(U)$  中的系数是依赖于通量场的, 每一次求解后, 就会得到一系列新的通量值, 然后我们就需要重新计算  $H(U)$  的系数。但是, 实际上我们的求解过程中并没有这一步骤, 因为我们假定非线性的耦合没有速度压力耦合重要, 因此在某一次 PISO 循环过程中, 保持  $a_p$  和  $H(U)$  中的系数不变, 在执行下一次迭代时, 再重新计算并使用新的  $a_p$  和  $H(U)$  的系数。

下图 3-8 即表示了 PISO 求解流程:

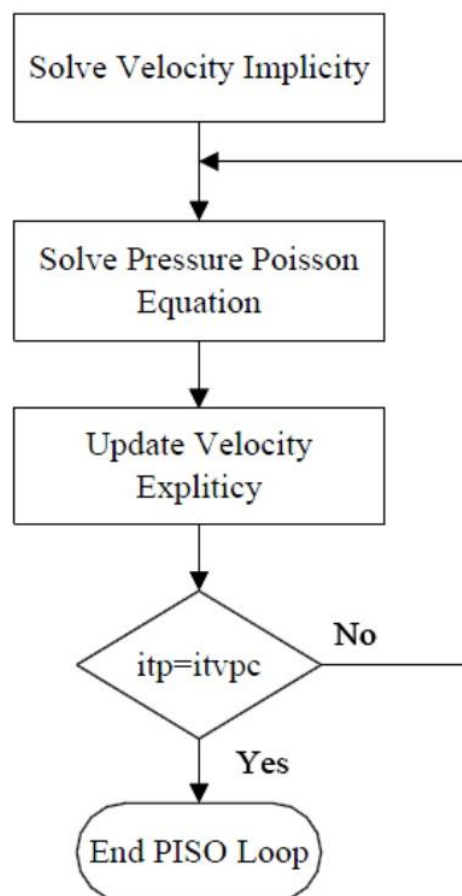


图 3-8 PISO 流程图

### 3.5 本章小结

本章主要论述了本次毕业设计中解析过程所使用的数值方法。为了求解 RANS 方程，本次毕业设计采用有限体积法离散方程进行计算，本章从具体的计算过程进行了描述，并且描述了时域的离散以及边界条件的处理，最后分析了 PISO 方法耦合求解速度与压力的解析过程。

## 第四章 计算验证

本章开始，将正式介绍本次毕业设计所计算的各个数值结果。本章首先将对于计算方法以及网格进行验证，计算得到船体的受力和力矩以及每时每刻的运动状态，然后根据所得到的结果，计算阻尼系数，将所得到的数据与以前的试验数据进行对比，同时也要注意误差在允许范围之内。

### 4.1 验证原理

在进行本文所涉及的一切比较计算之前，需要先确定网格以及计算方法的正确性，也就是需要与试验的结果进行比较。在查阅了相关文献资料后，我发现张怀新、黄昊等人对于二维船剖面横摇的计算研究都使用了 Ikeda 在 1977 年做的系列试验作为对比。

Ikeda 在 1977 年为了研究横摇的粘性系数以及船体周围造涡的规律，进行了大量的船体二维横剖面试验，对于系列 60 的各种不同的二维的船舶横剖面以及不同艏部形状的横剖面都进行了计算，提供了大量的试验资料。在其论文中，横摇的阻尼力矩用下式表示：

$$M_R = B_1 \dot{\theta} + B_2 \dot{\theta} |\dot{\theta}| \quad (4-1)$$

其中， $B_1$ 、 $B_2$  均为阻尼系数。其中第一项包含摩擦成份和造波成份，而造涡成份可以认为包含在第二项中。若摩擦成份、造波成份以及造涡成份与横摇振幅  $\theta_0$  无关，则阻尼系数可以直接由试验分离出来，但若是相关，这种方法是不可行的。在公式中，造波成份使用 Ursell-田才法进行计算，而摩擦成份使用加藤公式进行计算。另外，对于强迫横摇试验，当横摇角度  $\theta = 0$  时，也就是横摇角速度再大的瞬间，读取此时的横摇阻尼力矩  $M_R$ ，可以得到一种线性的阻尼系数  $B_{44}^*$ ，表达式如下：

$$B_{44}^* = \frac{M_R}{\omega \theta_0} \quad (4-2)$$

无因次化之后，可以得到无因次阻尼系数  $\hat{B}_{44}^*$ ：

$$\hat{B}_{44}^* = \frac{B_{44}^*}{\rho \nabla B^2} \sqrt{\frac{B}{2g}} \quad (4-3)$$

其中： $M_R$ ——横摇角度为 0 时，船舶受到的横摇阻尼力矩；

$\omega$ ——横摇频率；

$\theta_0$ ——横摇幅度；

$\rho$ ——船舶周围流场中的液体密度；

$\nabla$ ——船舶的排水体积；

$B$ ——船宽。

Ikeda 在进行了一系列试验之后，对于每一种船型都计算了其无因次阻尼系数，并绘制成了图表，对其进行了分析。

本次毕业设计采用 Ikeda 试验中的某一船型，用相同的横摇频率进行计算，得到横摇阻尼力矩的历时曲线，并与 Ikeda 试验中进行对比。

## 4.2 计算参数与工况

Ikeda 对于不同船型都进行了计算,在选取合适船型时,我考虑了多方面的因素,首先,船型最好是常见的传统船型;其次,船型的结构最好是便于绘制网格,以保证网格的质量和计算的准确性;最后,就是结果的差异的容许范围。在所有的比较验证中,差异是存在的,但是要保证差异在允许范围之内。再查阅了相关的文献之后,发现黄昊等人选取了 Ikeda 试验中的 Series 60 船模,并提供了大量的计算参数以及完整的计算和比较结果,该文献中在作比较的时候与 Ikeda 试验结果也是有一定的偏差的,但是最终认定是合理误差范围内,因此,本文选用了黄昊在计算时所使用的模型,也就是 Ikeda 论文中的模型 I,即  $C_B = 0.6$  的 Series 60 船型,最终需要将本文的计算结果误差和黄昊等人计算误差进行比较,以保证误差在合理范围内。该船型真实的相关参数如下表 4-1:

表 4-1 Series 60 船舶的相关参数

|           | $L_{pp}(m)$ | B(m)   | d(m)  | $C_B$ |
|-----------|-------------|--------|-------|-------|
| Series 60 | 121.92      | 16.256 | 6.502 | 0.6   |

试验中采用缩放之后的船模进行试验,船模各个参数具体数值如下表 4-2:

表 4-2 船模横剖面的相关参数

| Model | L(m) | B(m)  | d(m)  | $\nabla(m^3)$ | Roll axis |
|-------|------|-------|-------|---------------|-----------|
| SS 5  | 0.8  | 0.237 | 0.096 | 0.01775       | 0         |

在试验中,不考虑船体运动,但是考虑自由液面的存在,只使用一个全局坐标系,算例中采取右手坐标系,取横摇轴为 x 轴,横摇的轴心 0 为船舶横剖面的中心线与船模横剖面静止时水线的交点。就计算工况上的各个数值而言,试验时横摇频率为 5.2745rad/s,横摇弧度选取 0.10、0.15、0.17、0.22、0.25 这几个数值,重力加速度 g 取  $9.8m^2/s$ 。在这一个频率下, Ikeda 做了不同幅度的多个计算,最后得到了一个线性拟合曲线,根据 Ikeda 所选用的振幅,本文也应用 naoe-FOAM-SJTU 进行了多次计算。另外,周围流场密度取  $998.2kg/m^2$ ,流体运动粘度分别取  $1.0 \times 10^{-6}m^2/s$ 。

此时,根据 Ikeda 在 1978 年对于船舶所受阻尼成份的划分研究,可以得知船舶所受到的横摇阻尼包括兴波阻尼、漩涡阻尼以及摩擦阻尼,但是在本文的计算比较中,所求得的阻尼系数只是一个总的线性的阻尼系数。

具体上来讲, Ikeda 对于 Series 60 船体二维横剖面的试验数据如下表 4-3:

表 4-3 Ikeda 试验数据

| x (横摇弧度)    | 0.10     | 0.15     | 0.17     | 0.22     | 0.25     |
|-------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| y (无因次阻尼系数) | 0.001714 | 0.002014 | 0.002639 | 0.002639 | 0.002721 |

黄昊等人对于 Series 60 船体二维横剖面的计算数据如下表 4-4:

表 4-4 黄昊等人的计算数据

| x (横摇弧度)    | 0.10     | 0.15     | 0.17     | 0.20     | 0.25     |
|-------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| y (无因次阻尼系数) | 0.001986 | 0.002122 | 0.002476 | 0.002993 | 0.003293 |

## 4.3 船模网格

本次网格采用的是动态网格技术,均采用 OpenFOAM 中所提供的网格生成工具 snappyHexMesh 生成网格。先绘制船体网格,保存为.stl 格式,然后运用 snappyHexMesh,在模型上生成由六面体和分割六面体组成非结构化动态网格,snappyHexMesh 方便网格的加密,它将捕捉模型的曲面,将船体网格镶嵌在背景网格里面,背景网格如下图 4-1 所示:

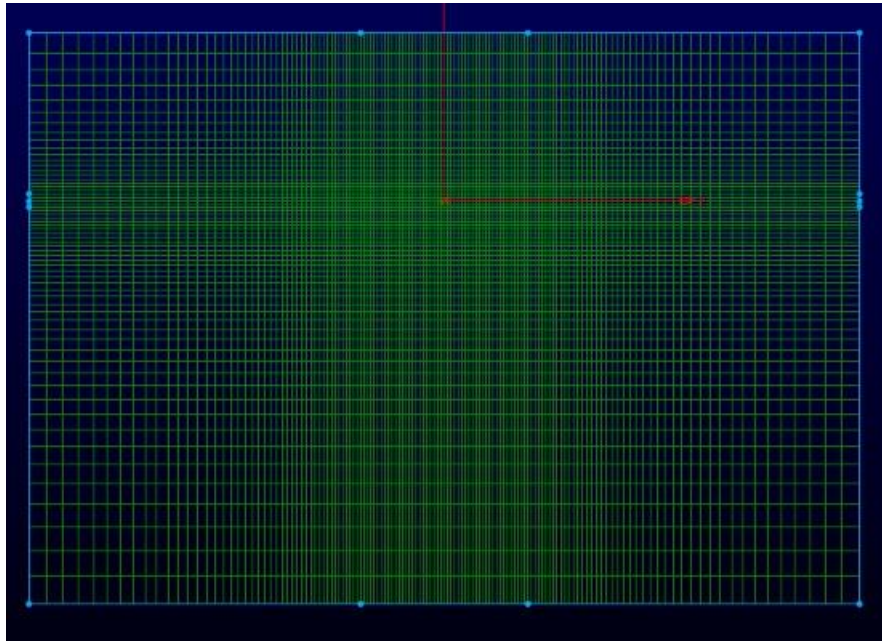


图 4-1 背景网格

合成之后的船模网格如下图 4-2:

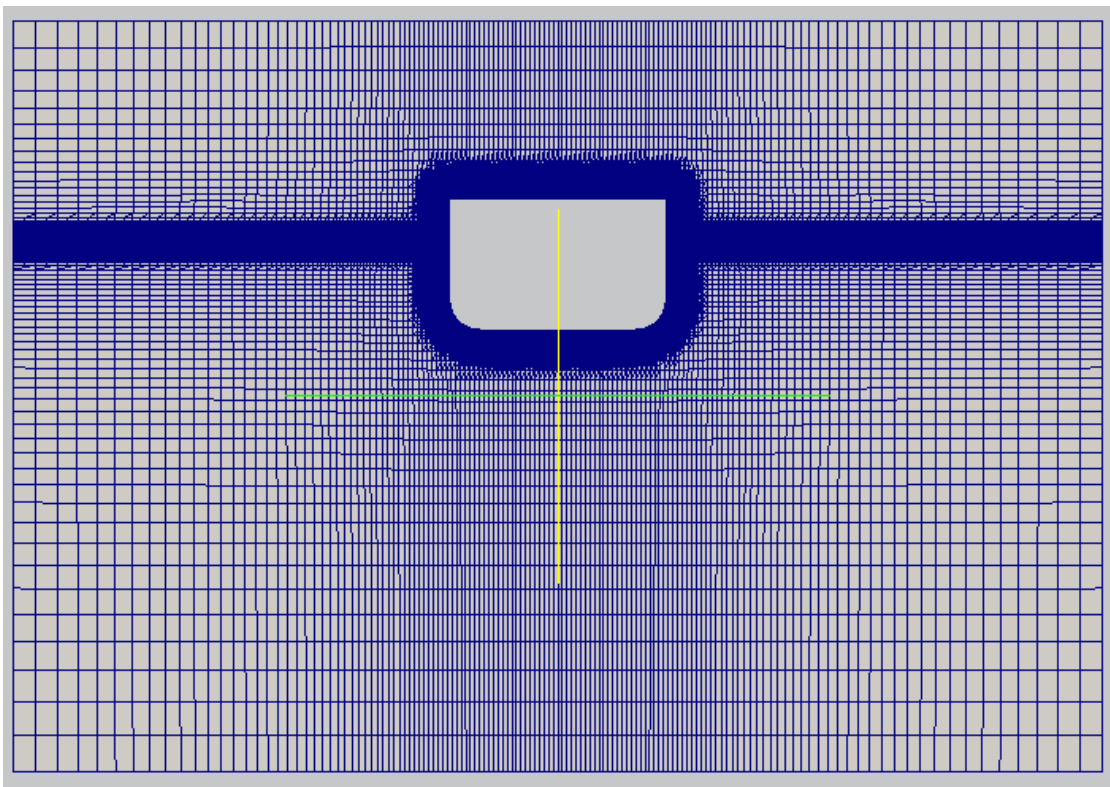


图 4-2 船模网格

从图中可以看出，由于自由液面和船体周围边界层对于船舶横摇计算影响较大，因此加密了自由液面和船体边界层处的网格。

#### 4.4 计算结果

计算中，设定时间步长为  $0.0005\text{s}$ ，一共计算  $7\text{s}$  内船舶的运动，数据方面，得到二维船舶横剖面所受到的力、力矩和每个时间步长的船舶横剖面运动数据。本文所需要用到的是

横摇角度为 0 度时，二维船体横剖面所受到的力矩。由于时间步长并没有小到可以将每一个角度为 0 的时刻都捕捉到，因此，结合船体运动时每一个时间步长的横摇角度，选取最接近 0 度的一系列时间节点（每周期选取两个），读取这些时间对应的船体所受横摇力矩，进行平均化处理，得到力矩  $M_R$ ，再根据公式（4-2）（4-3）计算  $\hat{B}_{44}^*$  值，具体数值如下表 4-5：

表 4-5 计算所得横摇力矩以及阻尼系数

| case  | 1       | 2       | 3       | 4       | 5       |
|-------|---------|---------|---------|---------|---------|
| w     | 5.2745  | 5.2745  | 5.2745  | 5.2745  | 5.2745  |
| rad   | 0.10    | 0.15    | 0.17    | 0.22    | 0.25    |
| $M_R$ | 0.01215 | 0.01916 | 0.02340 | 0.03387 | 0.04177 |
| $M_R$ | 0.00909 | 0.01461 | 0.01790 | 0.02631 | 0.03124 |
| $M_R$ | 0.01252 | 0.01924 | 0.02258 | 0.03083 | 0.03740 |
| $M_R$ | 0.00834 | 0.01348 | 0.01653 | 0.02425 | 0.02969 |
| $M_R$ | 0.00648 | 0.01081 | 0.01343 | 0.02308 | 0.03082 |
| $M_R$ | 0.01144 | 0.01742 | 0.02035 | 0.03062 | 0.03852 |
| $M_R$ | 0.01044 | 0.01635 | 0.01961 | 0.02571 | 0.03051 |
| $M_R$ | 0.00480 | 0.00855 | 0.01147 | 0.02354 | 0.03116 |
| $M_R$ | 0.00515 | 0.00946 | 0.01249 | 0.01994 | 0.02704 |
| 平均    | 0.00893 | 0.01434 | 0.01753 | 0.02646 | 0.03313 |
| 阻尼系数  | 0.00187 | 0.00200 | 0.00210 | 0.00249 | 0.00280 |

表中对于每一个弧度都列取了 9 个横摇角度为 0 度时，二维船舶横剖面所受到的横摇力矩，实际上在 7s 内，应该有 11 个横摇角度为 0 度的情况（不考虑初始时横摇角度为 0 度的情况，初始时，计算还未稳定），但是每个弧度中都有计算坏点（有可能是因为计算并未稳定下来），其数值与其他数值相差过大，因此，在比较之前，就将其舍去，每个弧度基本上都有两个坏点，舍去这两点，得到比较准确的结果，上表 4-5 是整理数据之后的结果。

进行平均化之后，得到的数据与试验数据的比较差异以及黄昊等人所做的计算结果与试验数据的比较差异如下表 4-6：

表 4-6 最终数值结果、误差以及比较

| Ikeda 试验数据 |          | Openfoam 计算数据 |          | 误差        | paper 中的计算数据 |          | 误差        |
|------------|----------|---------------|----------|-----------|--------------|----------|-----------|
| x          | y        | x             | y        | %         | x            | y        | %         |
| 0.10       | 0.001714 | 0.10          | 0.001871 | 9.141394  | 0.10         | 0.001986 | 15.872460 |
| 0.15       | 0.002014 | 0.15          | 0.002003 | 0.526914  | 0.15         | 0.002122 | 5.405217  |
| 0.17       | 0.002639 | 0.17          | 0.002104 | 20.286725 | 0.17         | 0.002476 | 6.185735  |
| 0.22       | 0.002639 | 0.22          | 0.002486 | 5.814068  | 0.20         | 0.002993 | —         |
| 0.25       | 0.002721 | 0.25          | 0.002800 | 2.899941  | 0.25         | 0.003293 | 21.000040 |

注：X——横摇弧度 Y——无因次化的阻尼系数

三组数据在图中表现如下图 4-3：

试验结果与计算数据对比

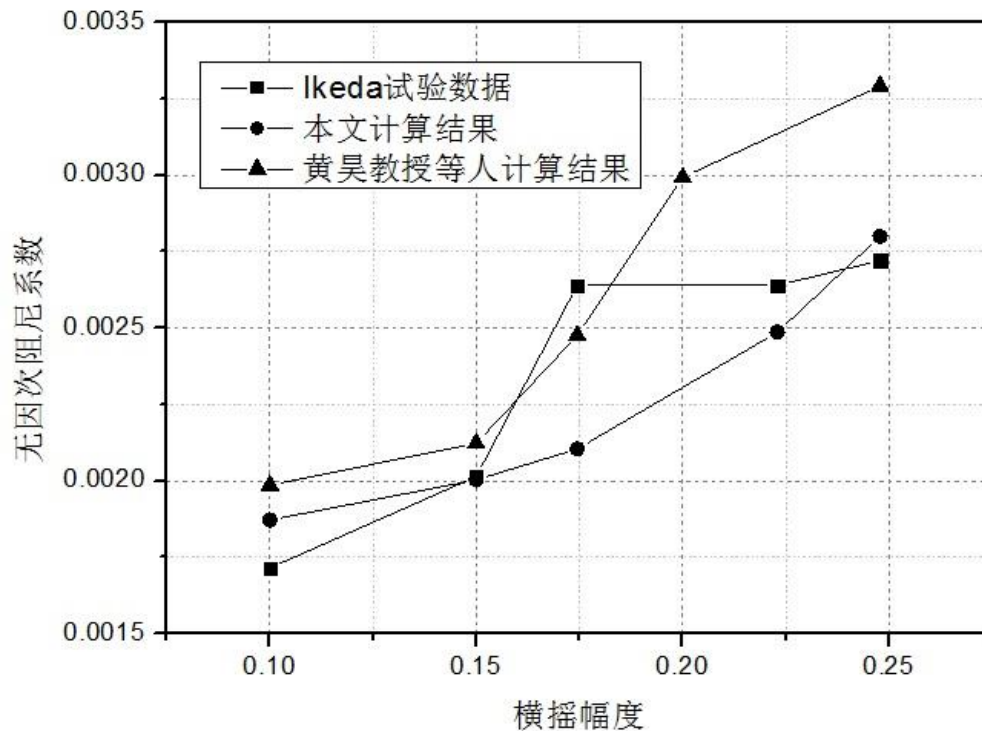
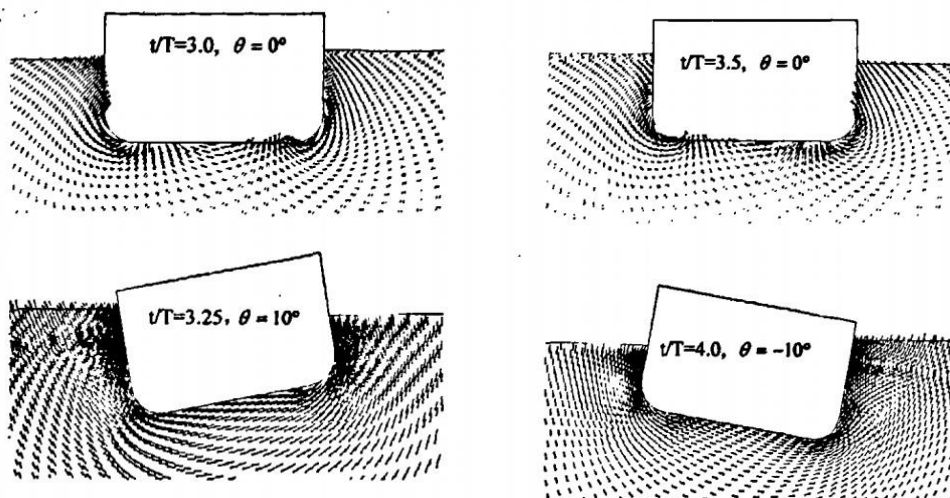
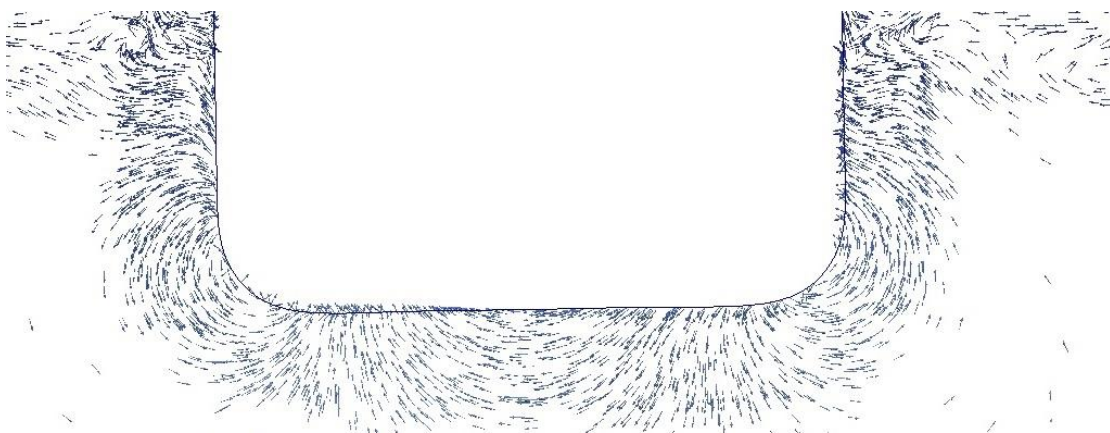
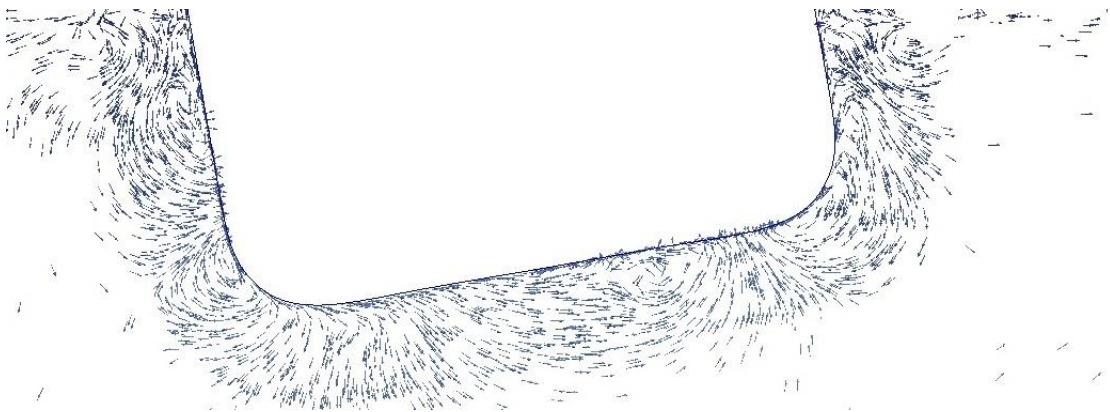
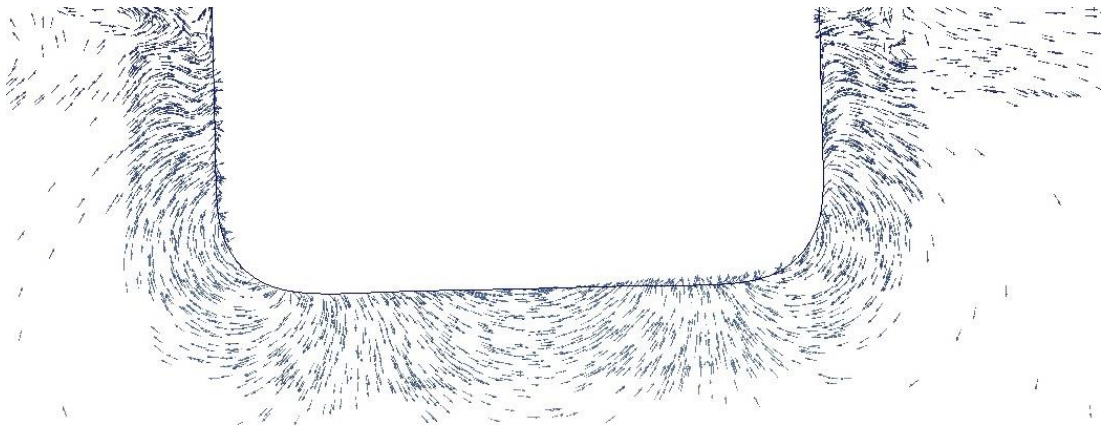


图 4-3 试验结果与计算结果的比较

首先,从数值结果上进行比较,本文的平均误差为 7.733808%,而黄昊等人的计算结果的平均误差为 12.11586%,在黄昊等人的论文中,认定其数值计算结果与 Ikeda 试验结果吻合良好,因此,可以说明,本文的误差也在允许范围之内。在上述比较说明中,已经对本文所要用到的网格和计算程序进行了定量的验证,之后,将再进行定性验证。

在黄昊等人的文章中,给出了同参数系列 60 船模处于四个典型状态下的船模周围流场的速度矢量分布图,工况变为周期为 1s,横摇幅度为 10 度。取与其同样的工况进行在再次计算,得到的计算结果使用 Paraview 进行处理,得到动态速度矢量图,取  $t/T=3.0$ 、3.25、3.5、3.75 四个时间节点,比较其速度矢量图如下图 4-4,左边为黄昊等人的计算结果,右边为本文的计算结果:





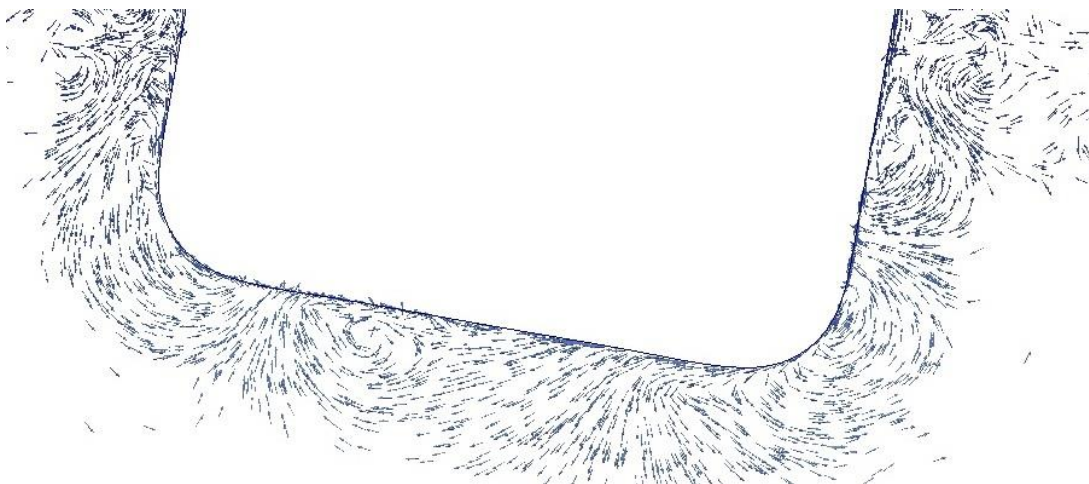


图 4-4 横摇时船体周围速度矢量比较图

本文所使用的算例主要是针对船体周围的,对于整个流场的速度矢量并没有全局的计算分析,因此,本文得到的速度矢量图主要是集中在船体周围的,再是也可以船体周围的速度矢量图与论文中的速度矢量图进行比对,从结果上看,本文计算结果与黄昊等人的计算结果在定性方面也是吻合的,至此,定性验证与定量验证均已结束。综上所述,本文所使用的网格、计算程序、后处理程序对于二维横剖面横摇的计算的正确性和稳定性是可以信赖的,下文的所有计算以及对于计算结果的分析都将基于本章所使用的网格以及计算、后处理程序。

## 4.5 本章小结

本章对于本次计算所要使用的计算方法、计算模型以及网格进行了检验,利用黄昊以及 IKEDA 的试验和研究结果与本文的计算结果分别进行定量以及定性的对比,从检验结果上来看,本文使用的网格以及计算、后处理程序都是可以信赖的,后文的计算都将基于本章的计算结果。

## 第五章 不同模型计算结果比较分析

在上一章进行了验证的基础上，本章将改变各个横摇参数，改变横剖面形状，在进行计算比较，进而分析二维船模横剖面横摇时周围流场的变化。

### 5.1 系列 60 船模单算例分析

首先，仍是使用上一章使用的系列 60 的船模数据以及绘制好的网格，在上一章已经进行了横摇频率为 5.2745 时，横摇幅度为 0.1、0.15、0.17、0.22、0.25 五种情况下的计算分析，之后，本次毕业设计继续使用该模型，改变横摇频率，对于横摇频率为 10、15，横摇幅度为 0.1、0.15、0.2、0.25 的情况，均做了计算分析，下文将从几个方面来论述结果。

为了对二维船模横剖面的横摇时周围粘性流场的变化情况有一个初步的定性的认识，本节将选取某一个频率、某一横摇幅度下的横摇计算结果进行分析。本文优先选横摇频率为 15，横摇幅度为 0.25 的工况，在该工况下，二维船模横剖面横摇时，周围流场涡量变化比较明显，因此选用该工况。

#### 5.1.1 力矩分析

在该工况下一共计算 4s 的时间，计算出其在横摇过程中所受到的力与力矩，在粘性流体的计算过程中，总力矩包括了压力部分和剪切力部分，总的横摇力矩历时曲线如下图 5-1：

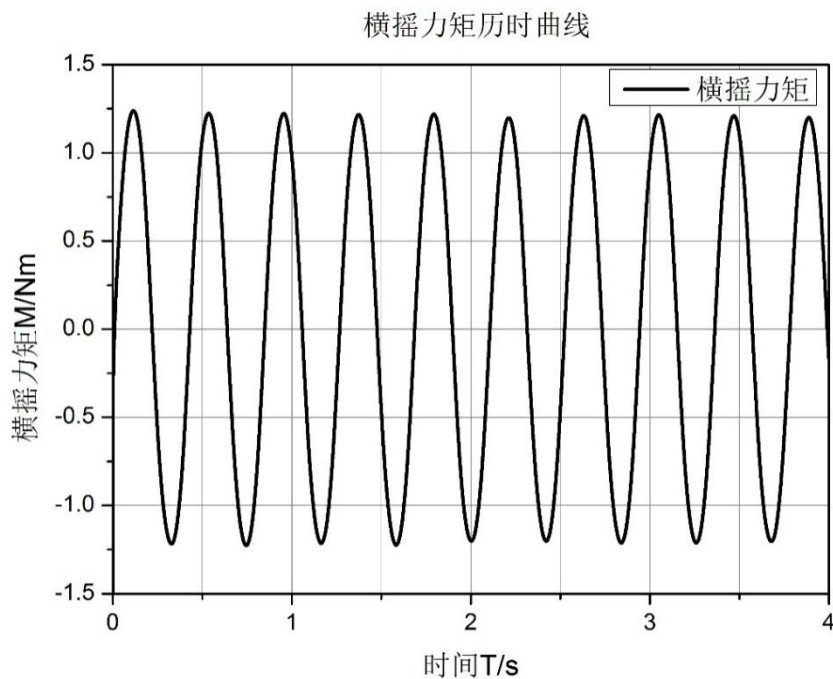


图 5-1 总横摇力矩历时曲线

横摇力矩压力部分和剪切力部分的历时曲线如下图 5-2：

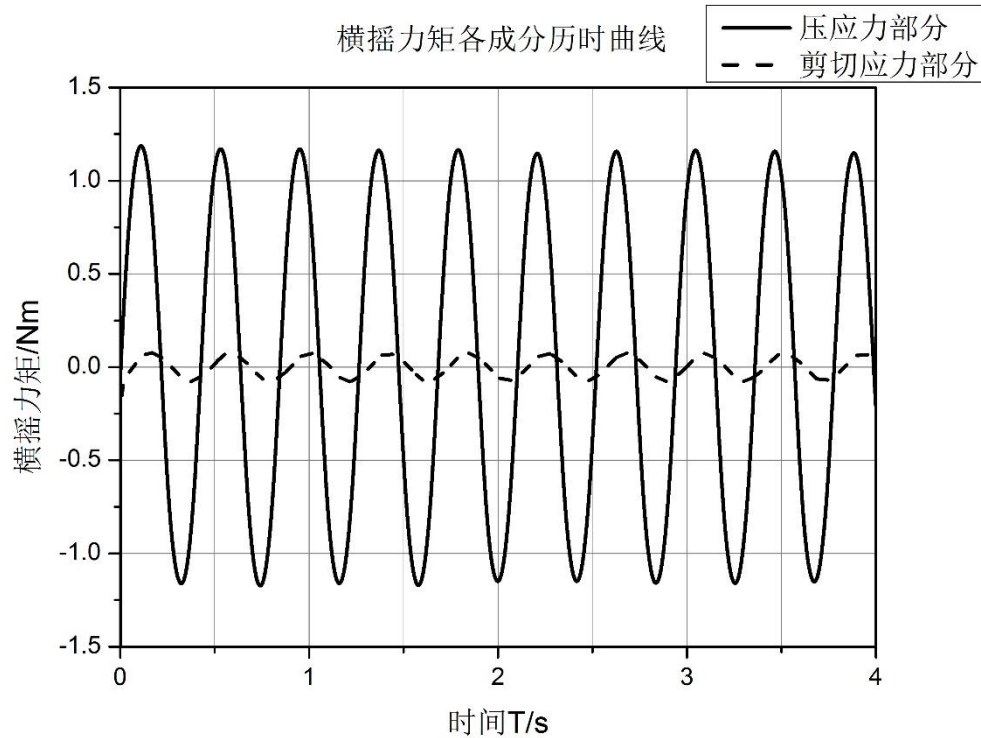


图 5-2 横摇力矩压力与剪切力部分的历时曲线

从图中可以看出，压力部分相较于剪切力部分占得比例要大得多，因为在船体横摇过程中，周围会产生很多涡，涡所处的地方，压力会比较小，这就会造成船体周围压力的不均衡，相对于摩擦阻尼引起的力矩，这一部分产生的力矩影响会更大，因此，力矩的压力部分所占比例更大。同时，这种结果与 Ikeda 的试验结果以及 Korpus 等人的数值计算结果均很相似，结合横摇涡量动图，找出各个峰值以及零点所对应的横摇时刻。刚开始计算并未稳定，因此，取值时尽量靠后。对于总体的横摇力矩，峰值取 3.05s 和 2.85s 两个时间点，分别代表总的横摇力矩的两个方向上的极值，零点取 2.3s，其涡量图如下：

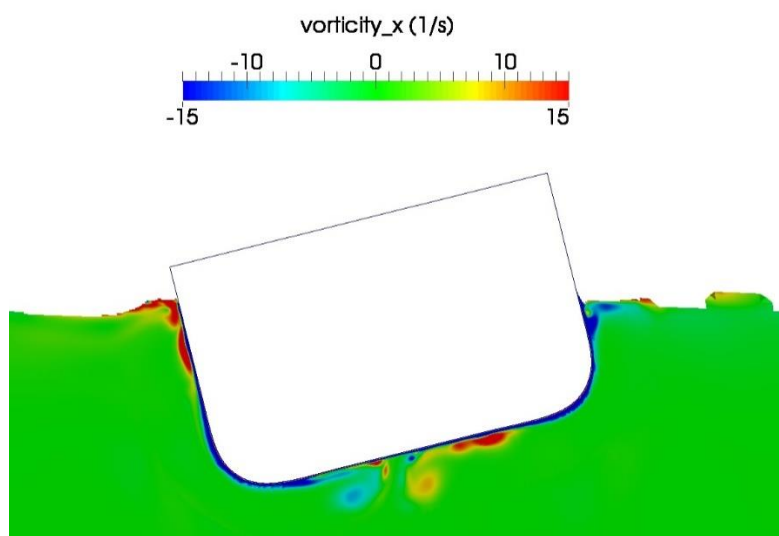


图 5-3 3.05s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

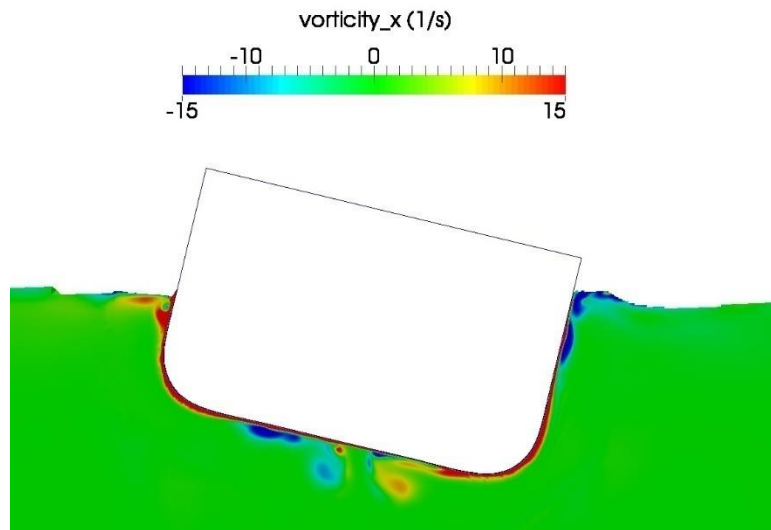


图 5-42. 85s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

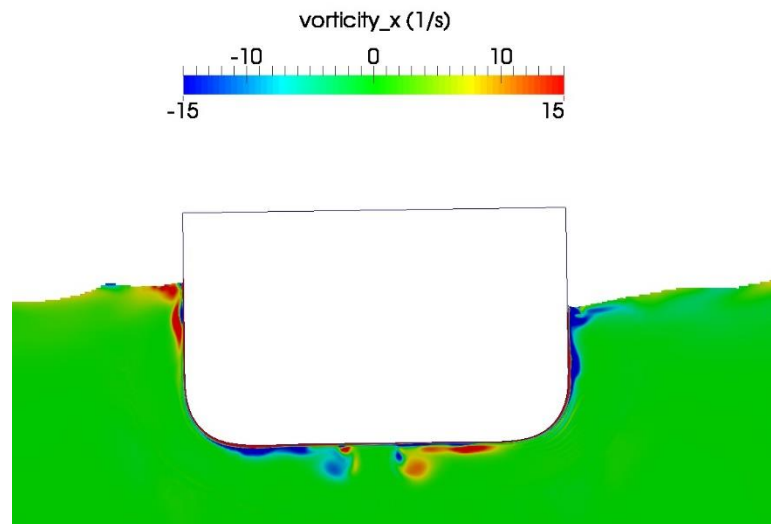


图 5-5 2.3s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

虽然上面两张静止图片看不出来，但是从动图中可以看出，这时刻就是横摇角度最大的时刻，此时横摇角速度为零，横摇总力矩最大。从能量角度上来分析，阻尼力矩代表的是船舶消散的能量，存在的另一个能量是船舶的动能，在船模横摇角度最大的时候，船模的横摇角速度为零，也就是此时，系统内动能是最小的，根据能量守恒，此时阻尼力矩所代表的消散的能量是最大的，也就是阻尼力矩在此时最大，符合计算的结果。同样的道理，在船舶横摇角度为 0 度时，虽然图中显示的并不是平衡位置，因为软件输出的时间步长只有 0.05s，存在误差，但是前一张图片船模处于向左倾的状态，平衡状态就在这两张图之间，此时船舶横摇角速度最大，动能达到最大值，因此总的横摇力矩最小。

另外，从图 5-2 中，可以看出压力部分和剪切力部分达到峰值和零点是有一定时间差的，对于压力部分，取峰值对应时间为 2.8357s（弧度为 14.15），取零点时间为 2.7304s（弧度为 1.66063）；对于剪切力部分，取峰值对应时间为 2.8838s（弧度为 9.45554），取零点时间为 2.7877s（弧度为 11.8098）。可以看出，剪切应力部分出现峰值的时间比压力部分要晚一些。因为船模所受到的压力部分的是由二维船模横剖面横摇时的具体状态决定的，由上面的数据可以看出，峰值基本出现在横摇弧度最大的时刻，此时船模横剖面周围的涡最

多，尤其是艏部，存在涡的位置压力较小，这就造成了船舶周围压力的极度不平衡，因此，力矩的压力部分最大。而剪切力部分是与船模横剖面临近的液体与船模表面的相对速度有关，当船模横剖面处于横摇角度最大时，船模表面的速度为零，而临近的液体由于惯性仍有向着某一边的速度（即船模原本运动方向），之后，船模向反方向运动，而临近液体并没有第一时间改变方向，这就使得相对速度会继续增大，也就是说力矩的剪切力部分会继续增大，因此剪切力部分峰值出现的时间会比压力部分晚一些。

### 5.1.2 船模横剖面周围涡量分布以及变化分析

上文从数值上对于二维船模横剖面所受到的力矩及其成分进行了一系列分析，接下来，需要定性地对于船模周围的涡量分布以及变化进行分析。为了方便分析，取船模横摇计算稳定后的一个周期内的四个时间节点——两个横摇弧度最大的时间点（不同方向）、两个横摇弧度为 0 度的时间点，分别为：3.2464s，3.3511s，3.4556s，3.5603s。四张图如下所示

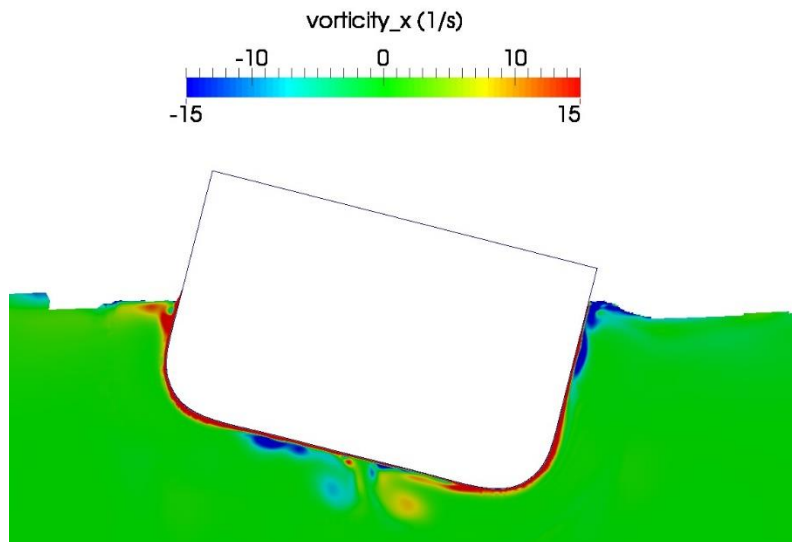


图 5-63. 2464s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

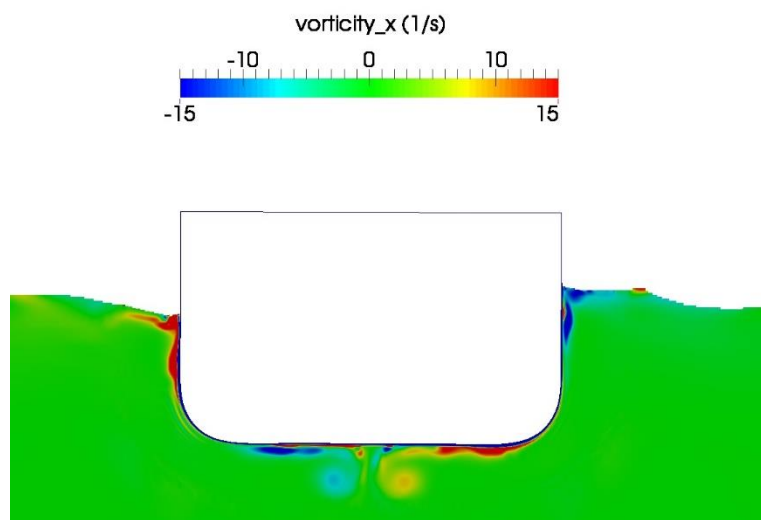


图 5-7 3.3511s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

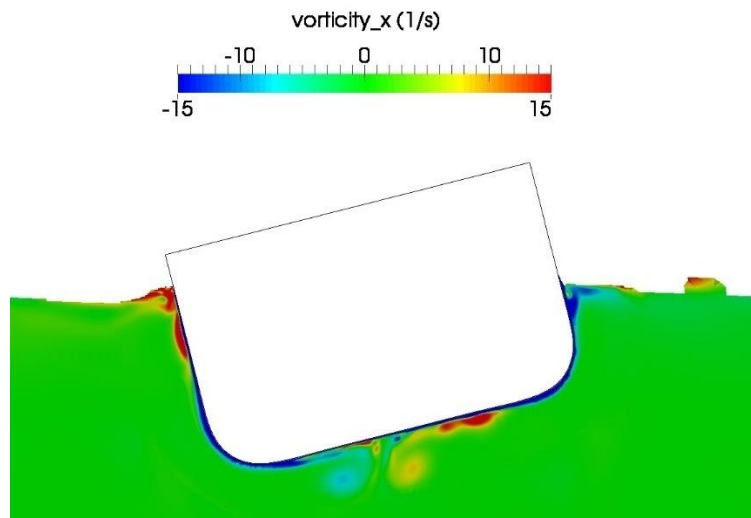


图 5-83. 4556s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

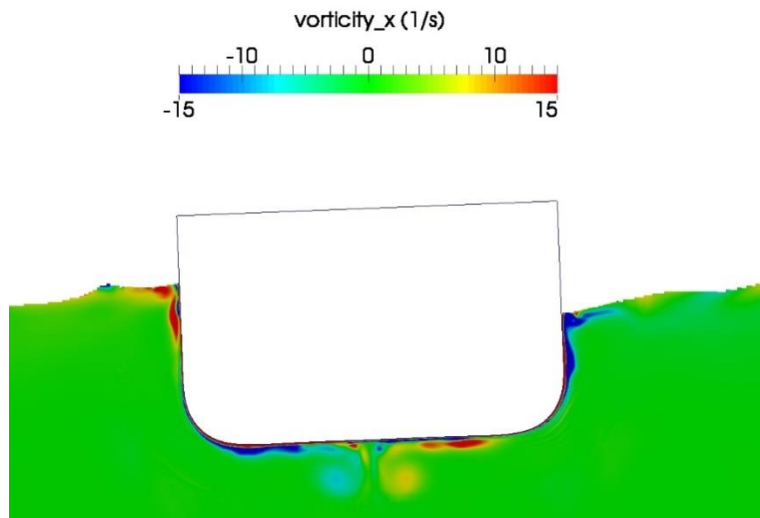


图 5-9 3.5603s 时二维船模横剖面周围流场的涡量

因为计算的精度不够，输出图片不能准确捕捉到精度为  $0.0001s$  的时间，因此图片上会有些许误差。从图片中分析可知，涡量是在二维船模横剖面的壁上产生的，在船模横摇角度从最大开始逐渐变小时，由于相对速度在船模周围开始形成一层很薄的方向一定的涡，随着船舶逐渐左倾（或右倾），在船模横摇角度到另一个方向达到最大时，该方向上的涡已基本全部产生，附在船体表面形成较厚的一层，之后，船模反方向转动，立刻在船模周围形成反方向的涡，将外层的不同方向的涡与船体隔离，并中和一部分，从连续图片中可以看出，对于蓝色厚度比较薄的地方，当船体方向转动时，很快就消失了，剩下没有被中和的部分沿着船体底部和船侧的方向分别排向船底和自由液面。在船模周围形成的涡，船模向两边转动时其方向是相反的。同时排向船底以及自由液面的涡最终会在船底部以及自由液面接近船侧的下方形成两个方向相反的涡，这 4 处的涡的方向是由最初船体转动的方向决定的，当船体初始转动方向变动时，涡的方向将正好反向。从动图中可以看出，这四个涡中心都是逐步形成并且移动至最终位置的。以船底左侧的蓝色涡中心的形成为例，船模开始逆时针转动，船模表面开始产生涡，也就是蓝色的部分，当达到最大角度后，船模开始顺时针转动，即刻产生另一方向的涡，附着在船体表面，临近的涡就会被中和，涡的范围较大的位置，外层的涡

并不会被中和，而根据惯性会继续沿船模表面逆时针移动，而船底处由于船模顺时针运动形成的反方向的涡，会沿船模表面顺时针运动，两者在船模底部会相遇并有一定量的中和，这样就改变了船模底部蓝色的涡的范围，也就是图中蓝色的部分在船底的形状。当其受到船模表面顺时针移动的影响，移动速度变慢甚至移动方向改变时，船模又开始了新一轮的逆时针转动，一部分涡量与船体艏部新形成的涡量融合，但是受到船底反方向涡量影响较严重的部分来不及顺时针移动并融合，反而受到船模逆时针运动的影响被“推回”了船底中心，这样反复循环，最终在船体底部左下方形成了一个涡中心。同时，我们还可以看出，在每一个较大的涡中心附近还有一个小的反方向的涡，这是由于涡的移动以及中和的不完全而产生的。船体周围其他三个涡中心的形成类似，这里就不一一论述了。

## 5.2 比较分析

### 5.2.1 同一船模同一频率不同弧度比较

从本节开始将对于本文计算中所使用的参数进行改变，根据控制变量法，改变某一个变量，保持其他变量不变，进行对比。本节将改变二维船模横剖面横摇时的初始弧度。

#### 5.2.1.1 计算参数

计算时仍使用上文所介绍过的系列 60 船模横剖面，网格也相同。横摇频率选用 15，横摇初始弧度选取 0.1、0.15、0.2、0.25、0.3 一共五种情况。周围流场密度取  $998.2 \text{ kg/m}^3$ ，流体运动粘度取  $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。

#### 5.2.1.2 力矩分析

力矩需要分成三部分来分析，总体、压力部分和剪切力部分。首先列出五种情况下总体力矩的历时曲线，如下图 5-10：

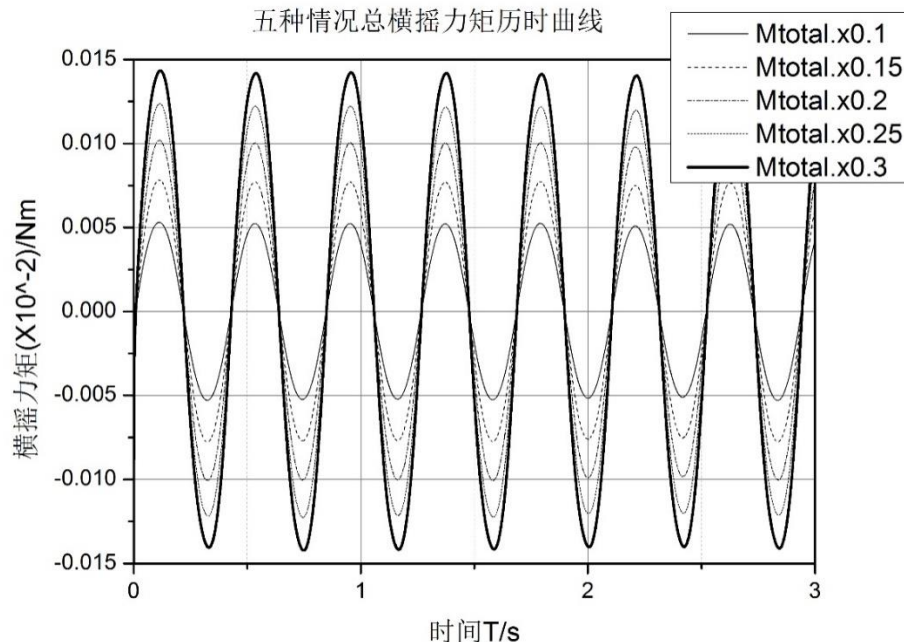


图 5-10 变弧度五种情况横摇力矩历时曲线

曲线从内向外依次是弧度为 0.1、0.15、0.2、0.25、0.3 的情况。横摇力矩压力部分和剪切力部分的历时曲线趋势也类似于如此，接下来，从各力矩数值上来比较，各力矩在船舶横摇时，其最大值如下表 5-1：

表 5-1 不同弧度总力矩及其压力、剪切部分最大值

| 弧度 | 0.1      | 0.15     | 0.2      | 0.25     | 0.3      |
|----|----------|----------|----------|----------|----------|
| Mp | 0.488316 | 0.721117 | 0.941249 | 1.14615  | 1.33551  |
| Mv | 0.028783 | 0.042689 | 0.057666 | 0.074795 | 0.093629 |
| M  | 0.508691 | 0.751715 | 0.981756 | 1.19836  | 1.4034   |

不同弧度下的力矩值

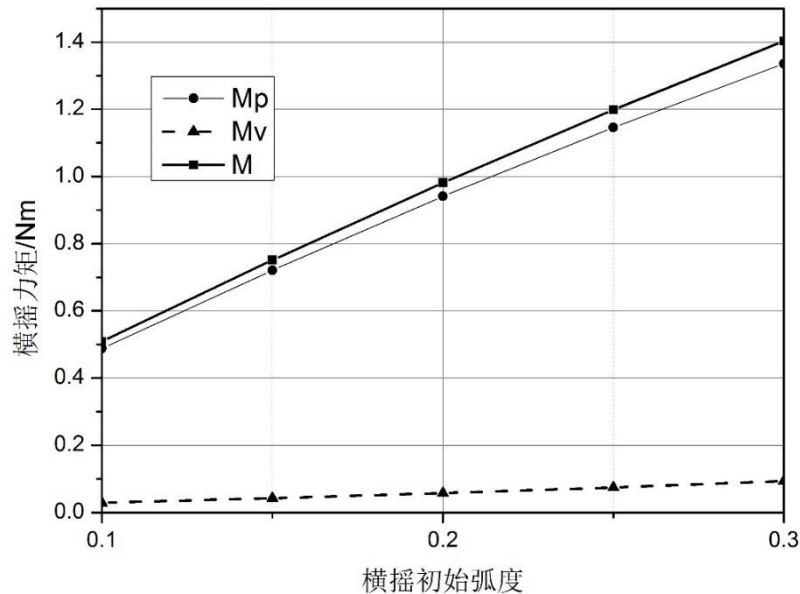


图 5-11 不同弧度总力矩及其压力、剪切部分最大值

从上述图表中可以看出,改变弧度的时候,总力矩以及其压力、剪切部分是一同变化的,并且接近线性变化。船模在横摇频率也就是周期一定的时候,改变初始弧度,相当于改变横摇过程中的角速度,力矩中摩擦力部分是直接与船体表面的速度有关的,当船体表面速度增大时,当横摇角度达到最大,船舶开始反方向转动时,与临近流体的速度差会更大,因此横摇初始弧度增大时,力矩剪切部分会增大。总的力矩数值主要与其压力部分有关,压力部分主要是由产生的涡引起的,在此本文对于压力部分的分析将与对涡的分析一起进行。

#### 5.2.1.3 涡量分析

总体的涡量变化趋势分析已经在上文中进行了详细的论述,在此主要进行比较,选取比较特殊的横摇角度最大时的涡量分布图片以及船模横摇角度为 0 时的图片。如下,图 5-12 为横摇角度最大时涡量分布图,图 5-13 为横摇角度为 0 时的图:

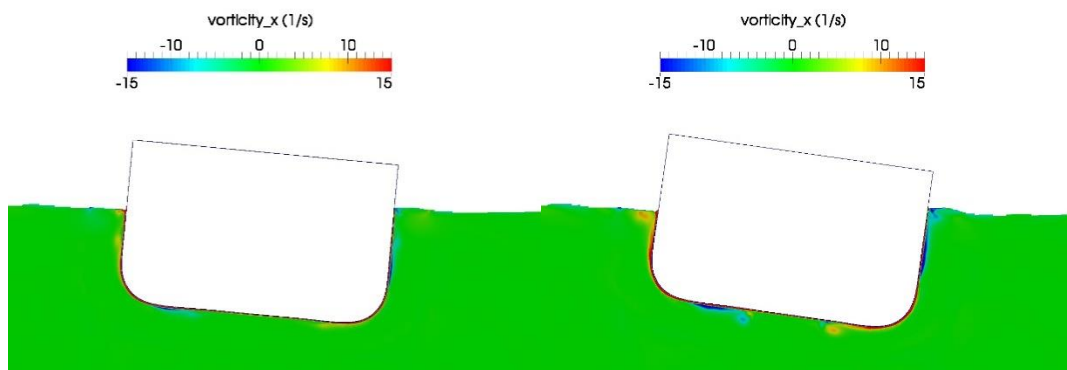


图 5-12-1 rad=0.1

图 5-12-2 rad=0.15

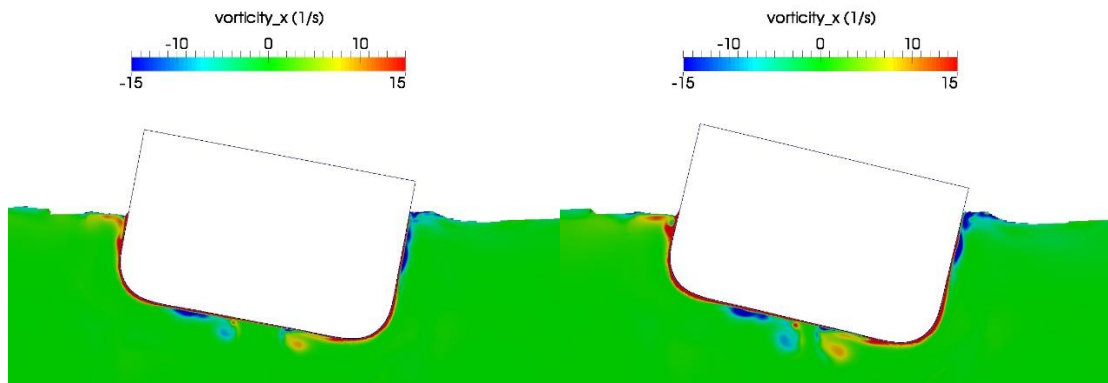


图 5-12-3  $\text{rad}=0.2$

图 5-12-4  $\text{rad}=0.25$

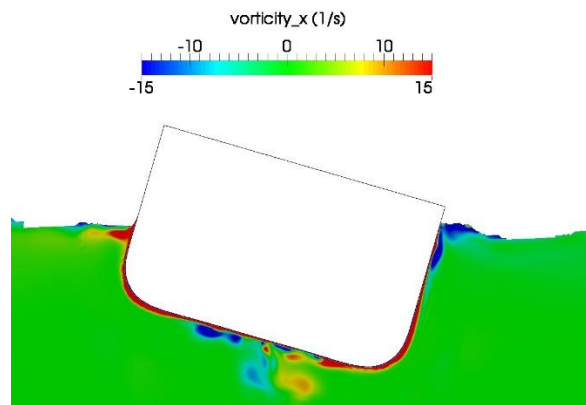


图 5-12-5  $\text{rad}=0.3$

图 5-12 横摇角度最大时涡量分布图

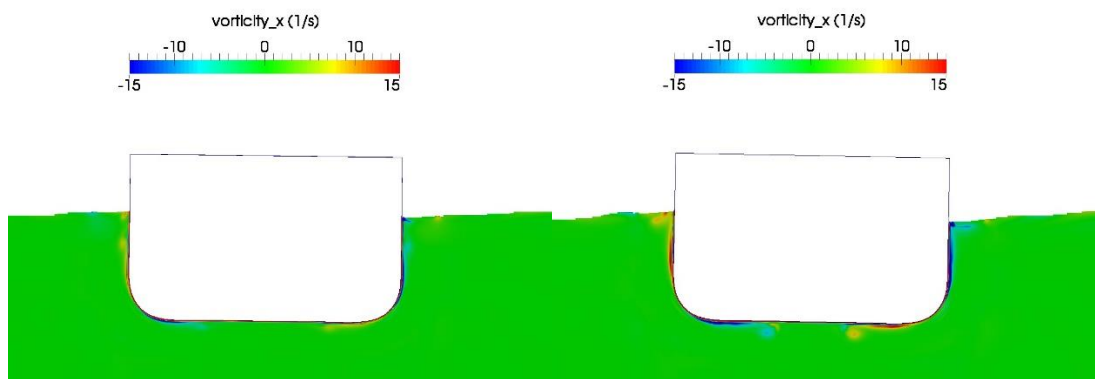


图 5-13-2  $\text{rad}=0.1$

图 5-13-2  $\text{rad}=0.15$

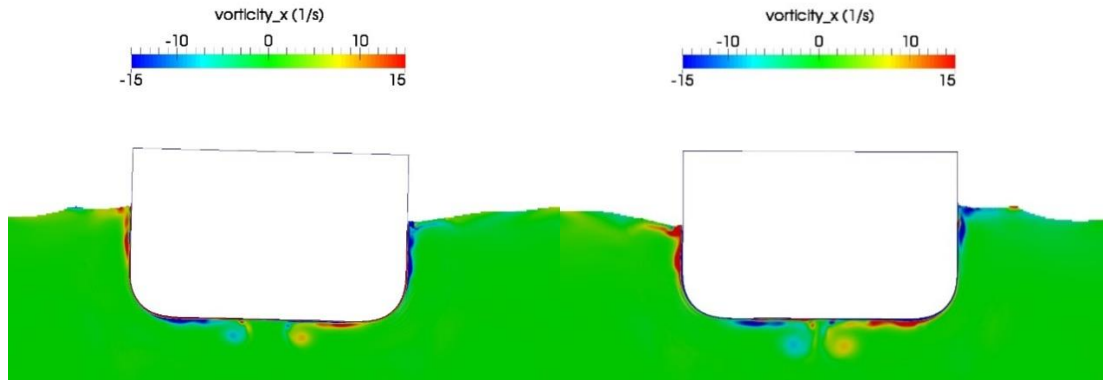


图 5-13-3 rad=0.2

图 5-13-4 rad=0.25

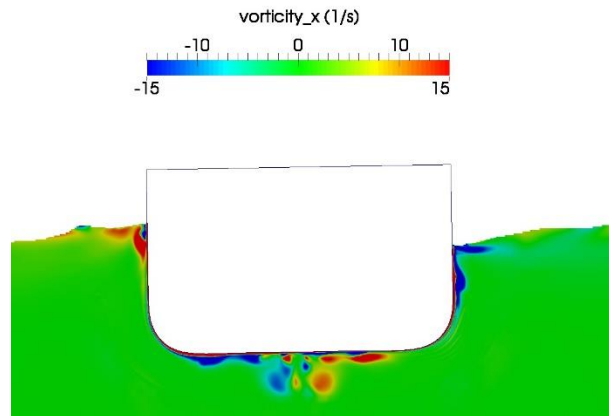


图 5-13-5 rad=0.3

图 5-13 横摇角度为 0 时涡量分布图

根据上面十张图可以看出,随着横摇角度的增大,船体周围的涡越来越多,其数值也越来越大,考虑到涡与压力的关系,可以认定船体周围压力的分布越来越不均匀,压力差值也会越来越大,因此力矩的压力部分也会相应增大,这与前文得到的数值结果是一致的。

从横摇产生的涡的范围上来讲,在横摇幅度比较小,也就是船模表面速度不大的情况下,产生涡的范围是很小的,基本上就只有一层,其对周围流场的影响不大,而当横摇幅度变大之后,经过半个周期,船模从一个最大的横摇角度转到另一个方向的最大横摇角度,这个过程中所产生的涡,可以从横摇到最大角度的涡量图中看出,即图 5-12,图中红色的部分越来越大,也就是产生的涡越来越多,其本质上还是与船模表面的运动速度与幅度是有关系的。船模横摇的幅度增加后,船体表面的任一点在流场中运动的轨迹更长,也就是影响了流场中的更多粒子,使得流场中出现涡的范围越来越大,而船模横摇角速度增大之后,表明受影响的流场粒子的角速度增大,也就是说涡量的数值增大,这均与所得到的结果相符。

另外,前文就提到过,最终二维船模横剖面周围的流场中会产生四个涡中心,虽然横摇幅度小的时候并不是很明显,但是在船底以及自由液面靠近船体的下方都各有一个涡中心,这些涡中心,除开前文提到过的范围和数值变化之外,可以从对比图中看出,其位置也在变化,船模两侧的涡中心在接近自由液面,船底的两个涡中心在接近横剖面的中线,即互相靠近。从动图中可以看出,这四个涡中心都是逐步形成并且移动至最终位置的。根据前文对于涡中心形成的论述,在船模加快了角速度之后,收到船模表面移动速度影响的涡中心的移动速度会更快,同时由于横摇幅度的增加,会对涡移动回船模艏部产生更多的阻力,另外艏部的晃动幅度变得更大,也就是说会更接近船模横剖面中心处以及自由液面处,限制了涡中心向外的移动范围,综上所述,随着横摇幅度的增大,涡中心会更加接近船体中心和自由液面。

#### 5.2.1.4 横摇阻尼系数的比较

取 5 个横摇幅度横摇角度为 0 时的船模所受到的总的横摇力矩平均值（舍去坏点）以及如下表 5-2 及图 5-14:

表 5-2 不同横摇弧度无因次阻尼系数比较

| rad     | 0.1      | 0.15     | 0.2      | 0.25     | 0.3      |
|---------|----------|----------|----------|----------|----------|
| M       | 0.074082 | 0.122371 | 0.165982 | 0.215646 | 0.273448 |
| 无因次阻尼系数 | 0.005457 | 0.006009 | 0.006113 | 0.006354 | 0.006714 |

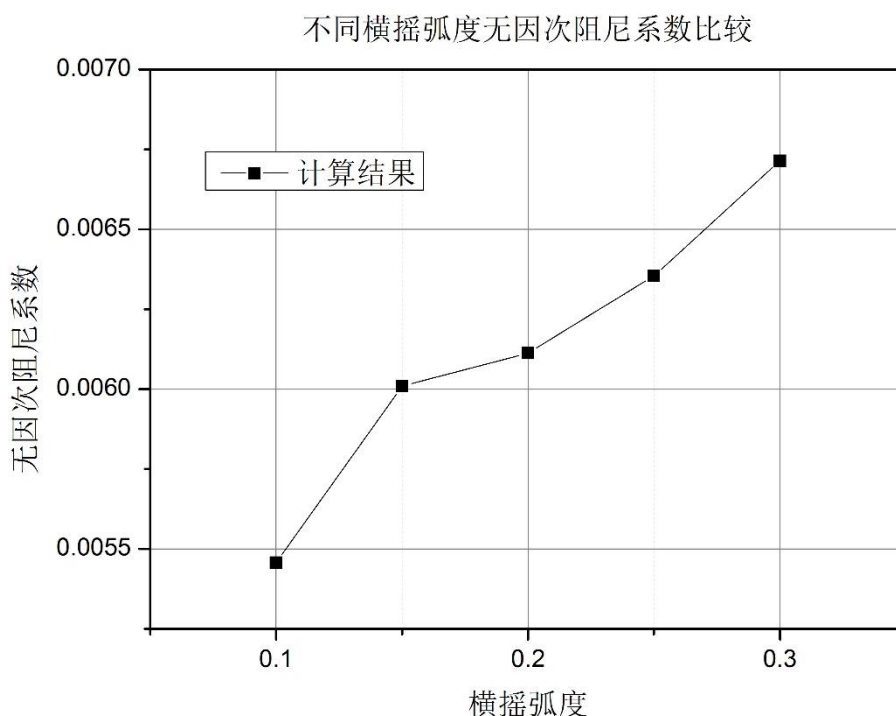


图 5-14 不同横摇弧度阻尼系数比较

从表中以及图中可以看出，无因次阻尼系数随着横摇幅度的增大有着增大趋势，但是增加的量并不是很多，总体上来讲除去弧度为 0.15 处的误差，基本上接近线性变化。

#### 5.2.2 同一船模同一幅度不同频率的比较

##### 5.2.2.1 计算参数

计算时仍使用上文所介绍过的系列 60 船模横剖面，网格也相同。横摇幅度选用 0.25，横摇频率选取 5.2745、10、15 一共三种情况。周围流场密度取  $998.2\text{kg/m}^3$ ，流体运动粘度取  $1.0 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ 。

##### 5.2.2.2 力矩分析

力矩需要分成三部分来分析，总体、压力部分和剪切力部分。各部分的历时曲线类似于上文，本节直接从各力矩数值上来比较，各力矩在船舶横摇时，其最大值如下表 5-3:

表 5-3 不同弧度总力矩及其压力、剪切部分最大值

| 频率 | 5.2745   | 10        | 15       |
|----|----------|-----------|----------|
| Mp | 0.057675 | 0.449777  | 1.17024  |
| Mv | 0.001713 | 0.0437754 | 0.076818 |
| M  | 0.050062 | 0.489027  | 1.22334  |

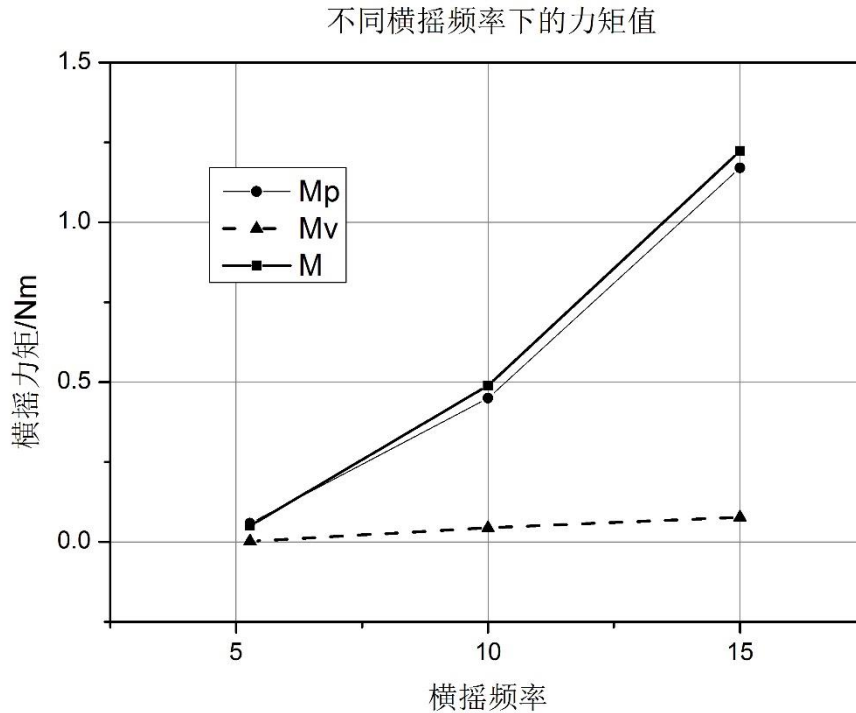


图 5-15 不同频率总力矩及其压力、剪切部分最大值

从上图表中, 可以看出随着横摇频率的增大, 力矩及其各个成份都有了很明显的增大。在横摇幅度一定时, 船模横摇直接影响的范围是相同的, 但是由于船模表面运动速度的不同, 对于涡量的数值以及涡中心移动的速度位置都有影响, 从而对力矩的各个成份都有了影响。因为一般的研究都将时间无因次化, 所以此处改变频率, 即直接改变周期, 对周围流场并没有直接的影响, 而是将变化转为船模表面速度上再影响周围流场, 具体分析同上一节中对于速度的分析。

#### 5.2.2.3 涡量分析

总体的涡量变化趋势分析已经在上文中进行了详细的论述, 在此主要进行比较, 选取比较特殊的横摇角度最大时的涡量分布图片以及船模横摇角度为 0 时的图片。如下, 图 5-16 为横摇角度最大时涡量分布图, 图 5-17 为横摇角度为 0 时的图:

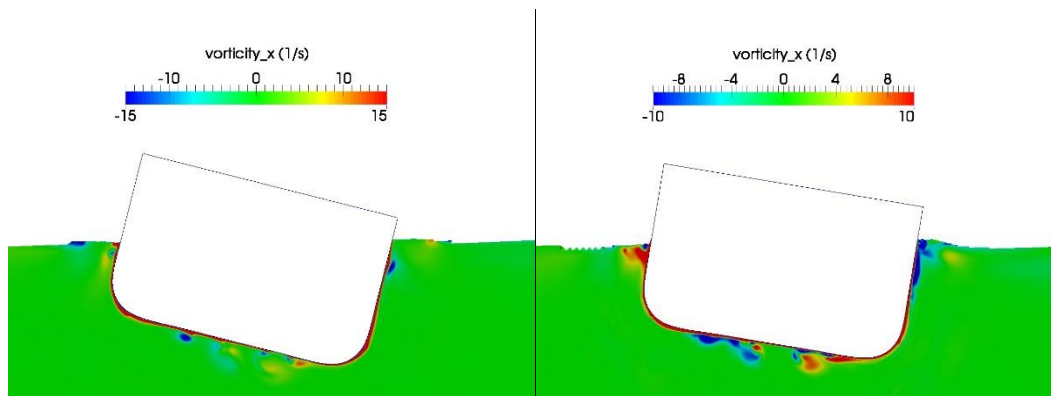


图 5-16-1  $w=5.2745$

图 5-16-2  $w=10$

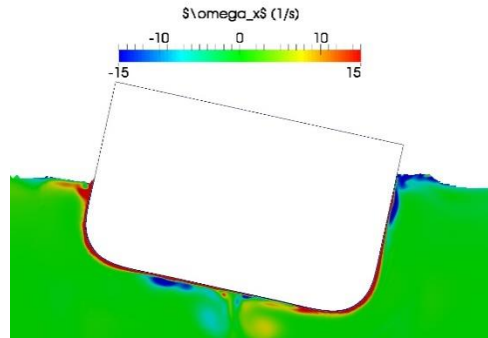


图 5-16-3w=15

图 5-16 横摇角度最大时涡量分布图

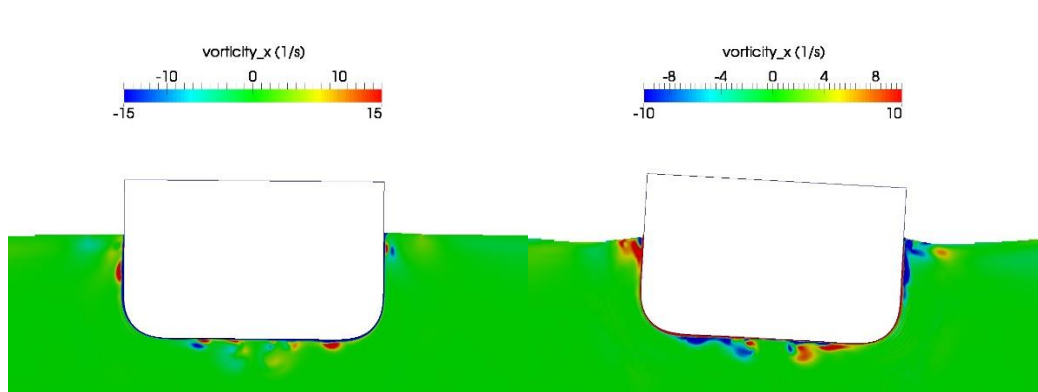


图 5-17-1w=5.2745

图 5-17-2 w=10

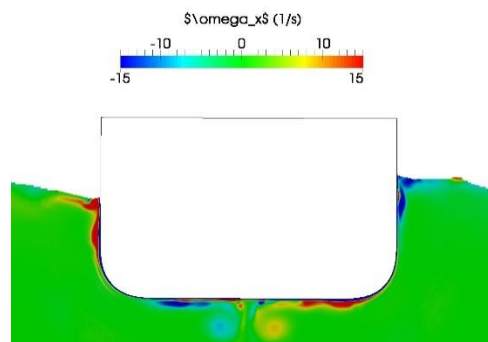


图 5-17-3w=15

图 5-17 横摇角度为 0 时涡量分布图

总体来说,横摇频率对周围粘性流畅的影响主要是通过影响二维船模横剖面表面的点的运动速度间接来影响周围流场的涡量大小以及分布的。横摇频率增大,即船模表面点的运动速度增大,横摇影响的范围会变大,涡的移动速度变快,涡量数值增大另外,从图中也可以看出,涡中心的随着横摇频率的增大,会远离船舶艏部,因为涡中心的移动速度受到船模表面点运动速度的影响,点运动速度越快(横摇频率越高),涡中心的移动速度更快。

#### 5.2.2.4 横摇阻尼系数的比较

取 3 个横摇频率中横摇角度为 0 时的船模所受到的总的横摇力矩平均值(舍去坏点)以及如下表 5-4 及图 5-18:

表 5-4 不同横摇频率无因次阻尼系数比较

| $w$     | 5.2745   | 10       | 15       |
|---------|----------|----------|----------|
| $M$     | 0.033128 | 0.129678 | 0.215646 |
| 无因次阻尼系数 | 0.0028   | 0.005731 | 0.006354 |

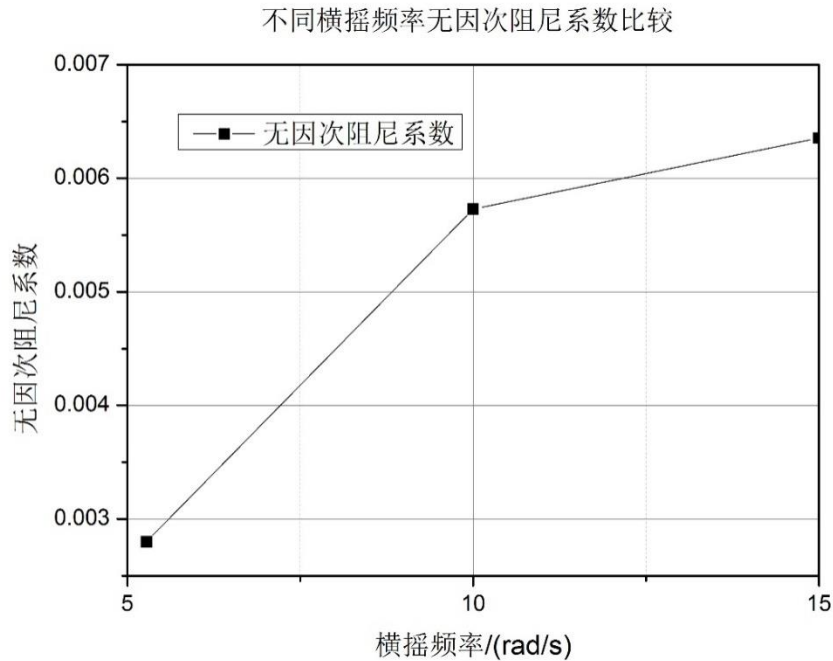


图 5-18 不同横摇弧度阻尼系数比较

从表中以及图中可以看出，无因次阻尼系数随着横摇频率的增大有着增大趋势。同时，从图中可以看出，存在于船体周围的四个涡中心的位置也有了一定的变化，基本上随着横摇频率的增大而距离船舶艏部越来越远。也就是说，在船体表面的点运动范围一定时，船舶表面的点运动速度也会对涡中心产生影响，船体表面的点的运动速度越快，带动涡中心的移动速度越快，涡中心不仅形成得快，而且与艏部距离也会更远。

### 5.2.3 不同船模同一幅度同一频率的比较

#### 5.2.3.1 计算模型

本节将针对于两种不同的横剖面进行横摇参数相同的试验，其中一个仍使用上文提到的系列 60 船舶的横剖面，另一个采用直角艏部的横剖面，即长方形。后者宽度、高度以及吃水均与上文使用的系列 60 模型的船宽、型深与吃水相同，横摇中心轴为其自由液面的中心点。对于该模型需要重新绘制模型网格，基本上背景网格保持不变，重新绘制长方体型的船模网格，同上文处理方式一样，用 Snappy 捕捉网格点，最终计算模型网格如下图 5-19：

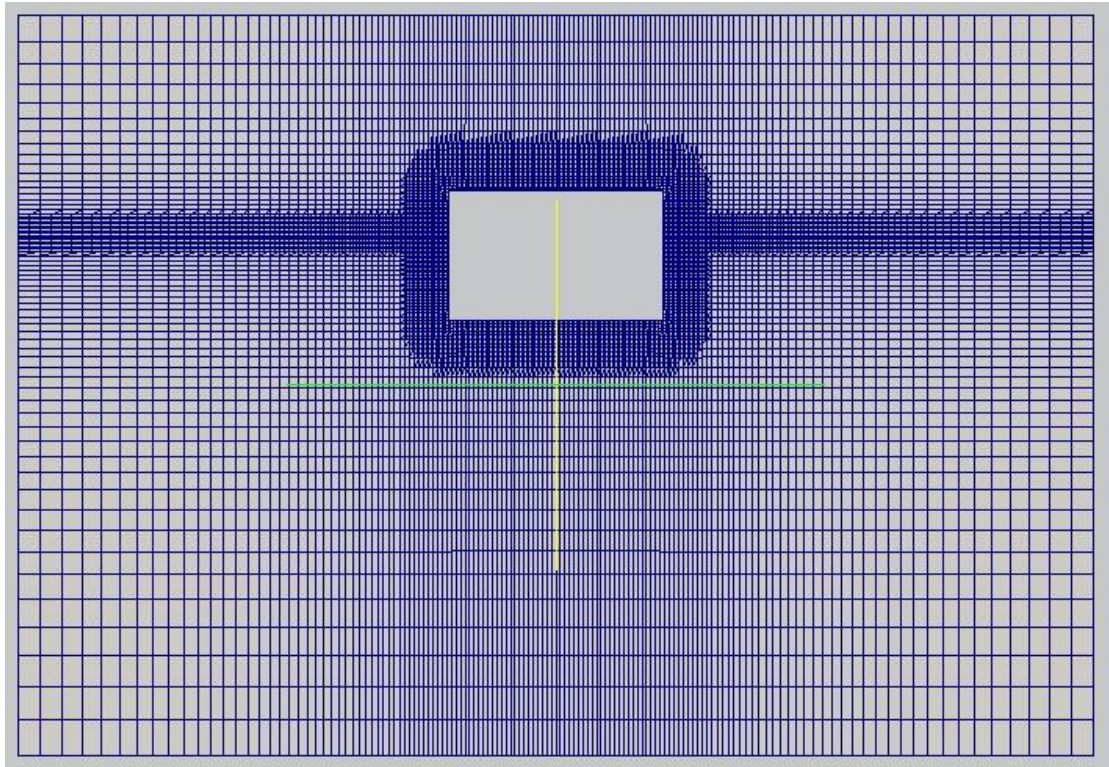


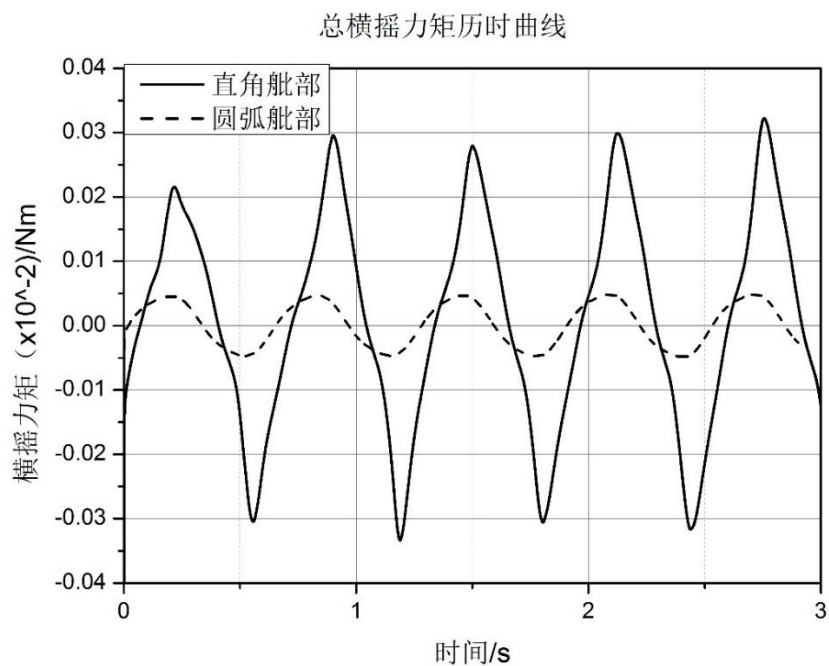
图 5-19 方形横剖面网格

#### 5.2.3.2 计算参数

本节计算时采用横摇频率为  $10\text{rad/s}$ ，横摇弧度为  $0.25$  的参数，周围流场密度取  $998.2\text{kg/m}^3$ ，流体运动粘度分别取  $1.0 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ 。

#### 5.2.3.3 力矩分析

力矩需要分成三部分来分析，总体、压力部分和剪切力部分。各部分的历时曲线如下图 5-20：



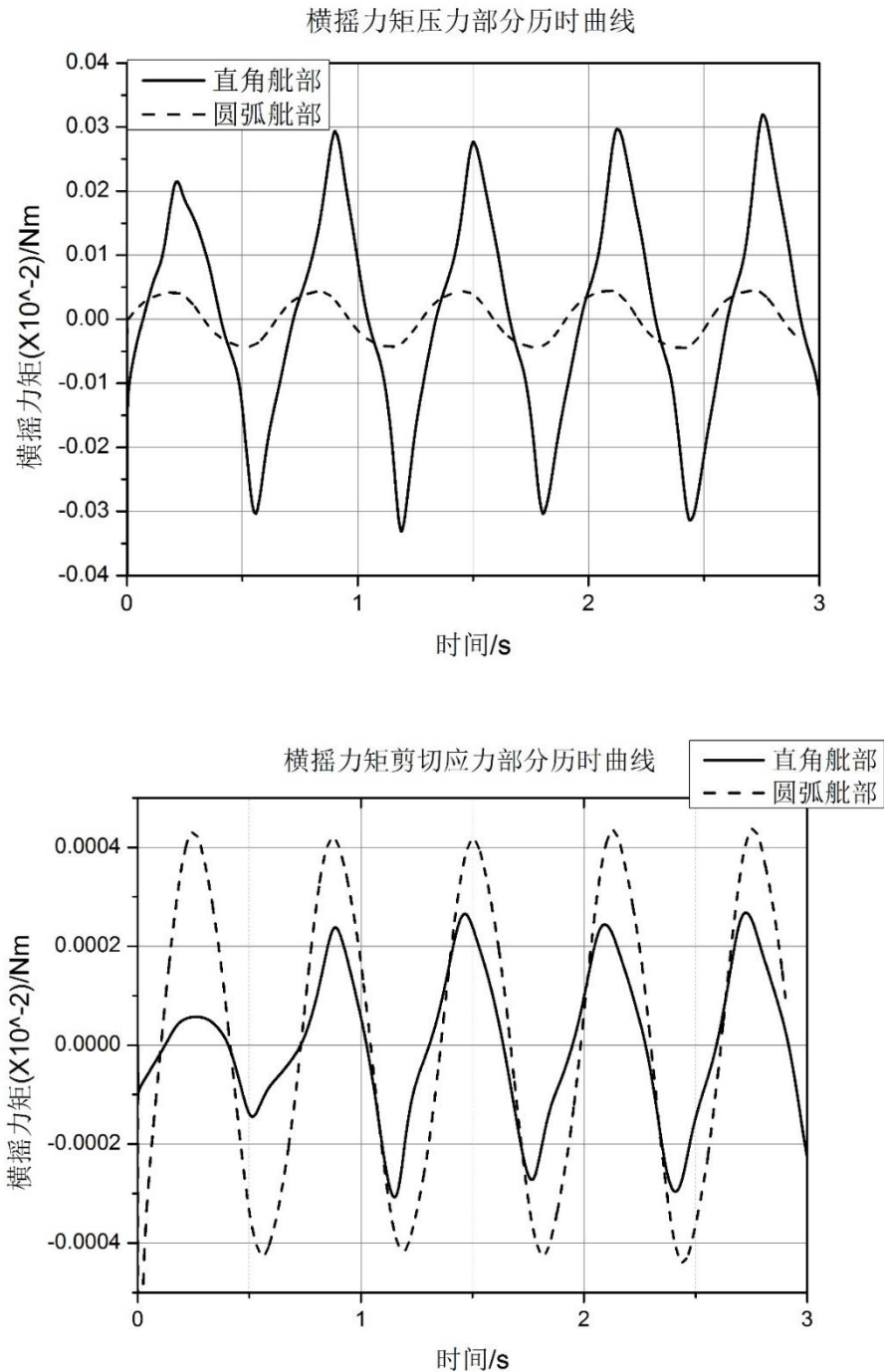


图 5-20 总力矩及其压力剪切部分历时曲线

接下来直接从各力矩数值上来比较，各力矩在船舶横摇时，其最大值如下表 5-5：

表 5-5 不同船模总力矩及其压力、剪切部分最大值

| 运动粘度  | 直角艉部    | 圆弧艉部    |
|-------|---------|---------|
| $M_p$ | 3.19547 | 0.44978 |
| $M_v$ | 0.02679 | 0.04378 |
| $M$   | 3.22035 | 0.48903 |

总体上来看，直角艉部横摇时稳定得慢一些，并且在峰值处转变的比较快，没有一个平缓的过渡。艉部直角的横剖面横摇时，在水中扫过的面积要更大，因此其影响的范围会更大，

产生的涡量更多，涡量之间的影响也会更明显，这样流场会变得更加复杂，具体会在涡量部分进行说明

从上图表中可以看出，均是直角舦部的总的力矩以及在其中占有很大比重的压力部分比较大，压力部分会在下文与涡量的分析一起进行。而对于剪切应力部分，反而是圆弧舦部比较大，剪切应力部分主要与船体表面摩擦有关，接下来对此进行分析。两个模型不同之处仅为舦部，下图 5-21 为船模在水下的右半部分：

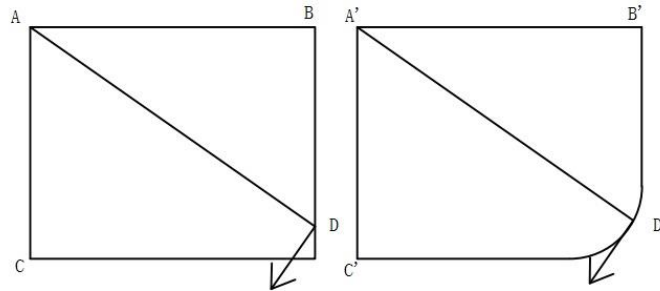


图 5-21 力矩剪切应力部分分析图

图中 AC, A' C' 为横剖面的中心线, AB, A' B' 为自由液面, 在横剖面舦部任取一点 D (D'), 图中箭头为该点在船舶横摇时的瞬时运动方向, 在同一频率同一转动幅度的情况下, 两者速度相差不大。船体表面受到的摩擦力是沿着船体表面的, 而摩擦力与速度梯度有关系, 图中可以明显看出, 圆弧舦部 D' 点的速度基本上均是沿船体表面的, 其数值很大, 而直角舦部 D 点的速度在沿船体表面和垂直于船体表面两个方向均有分量, 沿船体表面的分量数值大大减少, 这就造成了其摩擦力较小, 因此直角舦部的横剖面, 其横摇时受到的力矩中剪切力部分要小。

#### 5.2.3.4 涡量分析

选取比较特殊的横摇角度最大时的涡量分布图片以及船模横摇角度为 0 时的图片。如下, 图 5-22 为横摇角度最大时涡量分布图, 图 5-23 为横摇角度为 0 时的图:

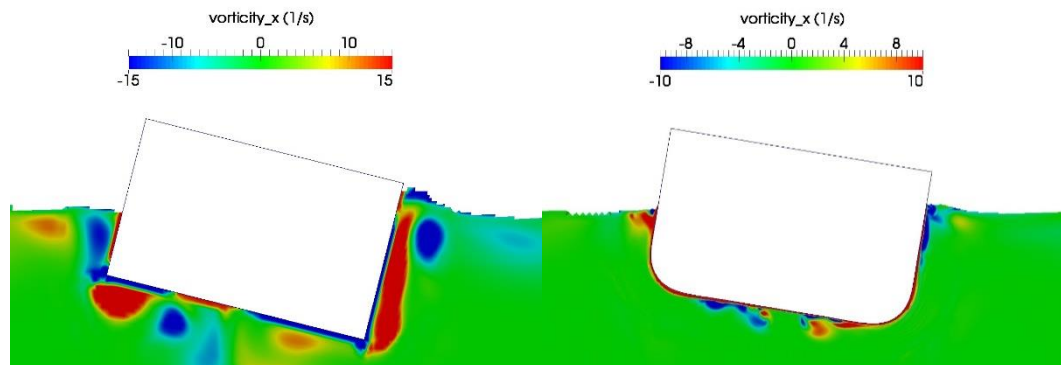


图 5-22-1 直角舦部

图 5-22-2 圆弧舦部

图 5-22 横摇角度最大时涡量分布图

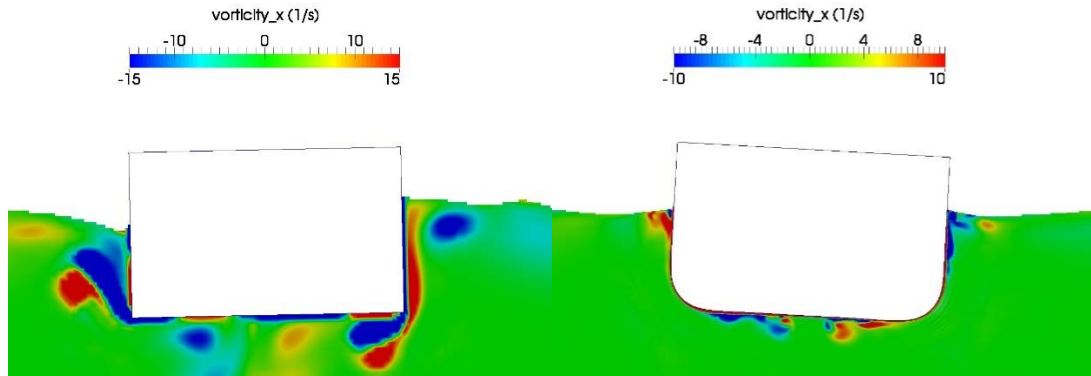


图 5-23-1 直角艤部

图 5-23-2 圆弧艤部

图 5-23 横摇角度为 0 时涡量分布图

从上面 4 张图可以看出，直角艤部的横剖面横摇时泄涡情况更严重。首先由于直角艤部比圆角艤部在水中占的面积更多，影响范围更大，从图中也可以看出，两个方向的涡大量混合分布在横剖面周围的流场中，使得流场中的压力分布极其不均匀，并且压力分布变化很快，造成船体周围受力的不稳定。这种现象主要是由于横剖面艤部的尖角产生的。从距离上来讲，直角处距离横摇中心轴的距离最远，也就是直角处点的速度最大，同时，由于直角处的点附近没有相切的壁面，因此其产生的涡并没有沿着横剖面表面移动而是直接排入周边的流场中，对于周边的流场影响更大。

#### 5.2.3.5 横摇阻尼系数的比较

取 4 个运动粘度中横摇角度为 0 时的船模所受到的总的横摇力矩平均值（舍去坏点）以及如下表 5-6:

表 5-6 不同运动粘度无因次阻尼系数比较

| $\nu$   | 直角艤部   | 圆弧艤部   |
|---------|--------|--------|
| $M$     | 2.4127 | 0.1272 |
| 无因次阻尼系数 | 0.1066 | 0.0056 |

从表中可以看出，直角艤部横摇时的无因次阻尼系数明显比圆弧艤部要大得多，这种结果符合上述的论述。

#### 5.2.4 同一船模同一幅度同一频率不同流场粘度的比较

##### 5.2.4.1 计算参数

本次计算使用新的模型网格，由于从上文可以看出，低频率低横摇幅度的情况下，圆弧形艤部处的泄涡现象不明显，为了使流场的涡量变化更加清晰可见，在此采用直角艤部，也就是说采用长方形的二维横剖面。其宽度、高度与吃水均与上文使用的系列 60 模型的船宽、型深与吃水相同，横摇中心轴为其自由液面的中心点。横摇幅度选用 0.25，横摇频率选取 10rad/s。周围流场密度取 998.2kg/m<sup>3</sup>，流体运动粘度分别取 1.0×10<sup>-6</sup>m<sup>2</sup>/s、1.0×10<sup>-7</sup>m<sup>2</sup>/s、1.0×10<sup>-8</sup>m<sup>2</sup>/s、1.0×10<sup>-9</sup>m<sup>2</sup>/s。

##### 5.2.4.2 力矩分析

力矩需要分成三部分来分析，总体、压力部分和剪切力部分。各部分的历时曲线类似于上文，本节直接从各力矩数值上来比较，各力矩在船舶横摇时，其最大值如下表 5-7:

表 5-7 不同弧度总力矩及其压力、剪切部分最大值

| 运动粘度  | 10 <sup>-6</sup> | 10 <sup>-7</sup> | 10 <sup>-8</sup> | 10 <sup>-9</sup> |
|-------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $M_p$ | 1.02246          | 1.01825          | 1.01828          | 1.01934          |
| $M_v$ | 0.01409          | 0.00993          | 0.00759          | 0.00614          |
| $M$   | 1.03205          | 1.02526          | 1.02361          | 1.02364          |

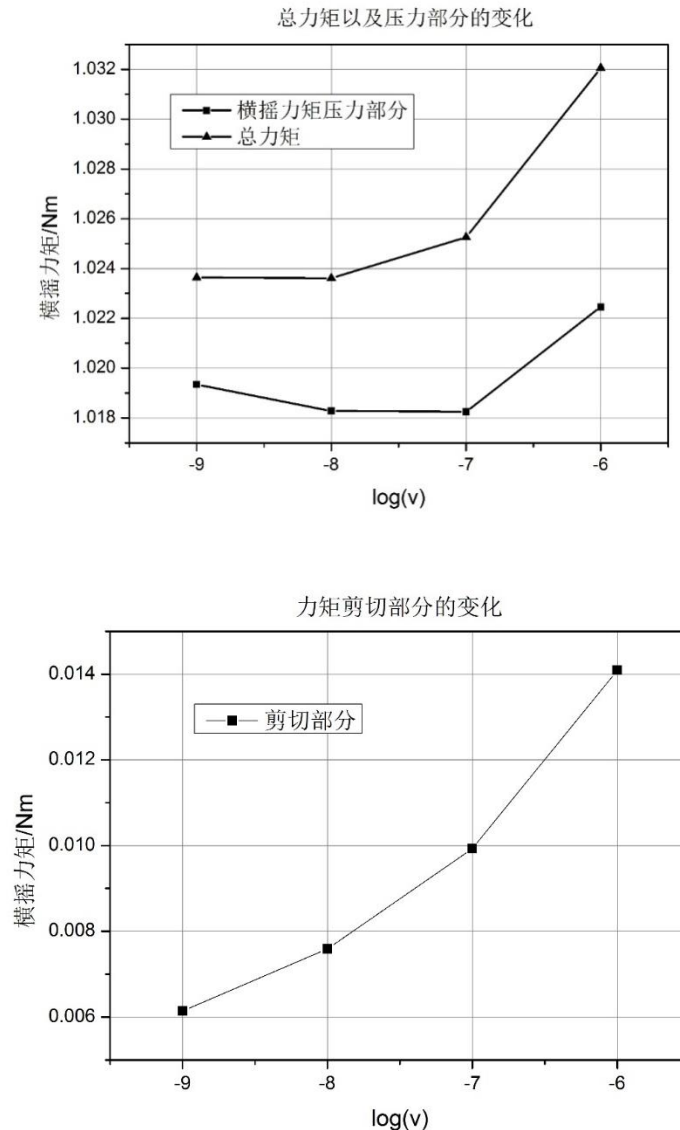


图 5-24 不同运动粘度下总力矩及其压力、剪切部分最大值

从上图表中可以看出,流场运动粘度的变化对于总的横摇力矩以及横摇力矩的压力部分影响不大,虽然图表中曲线变化较大,但是从数值上来讲,变化率最大的不过 0.66%,可以说基本上没有变化,但是对于力矩的剪切部分,变化率最小为 19.1%,这说明,流场运动粘度对于力矩剪切部分的影响还是很大的。究其原因,横摇力矩的剪切部分主要与横剖面横摇时所受到的摩擦有关,而摩擦主要集中于边界层,而运动粘度与边界层性质有很大的关系,因此,改变运动粘度对于力矩的剪切部分影响比较大,具体说来,就是运动粘度越大,横摇力矩的剪切部分数值越大。但是,在横摇力矩中,剪切部分所占的比重非常小,基本上不会影响总的横摇力矩,因此总的横摇力矩基本上不受运动粘度影响。

#### 5.2.4.3 涡量分析

选取比较特殊的横摇角度最大时的涡量分布图片以及船模横摇角度为 0 时的图片。如下,图 5-25 为横摇角度最大时涡量分布图,图 5-26 为横摇角度为 0 时的图:

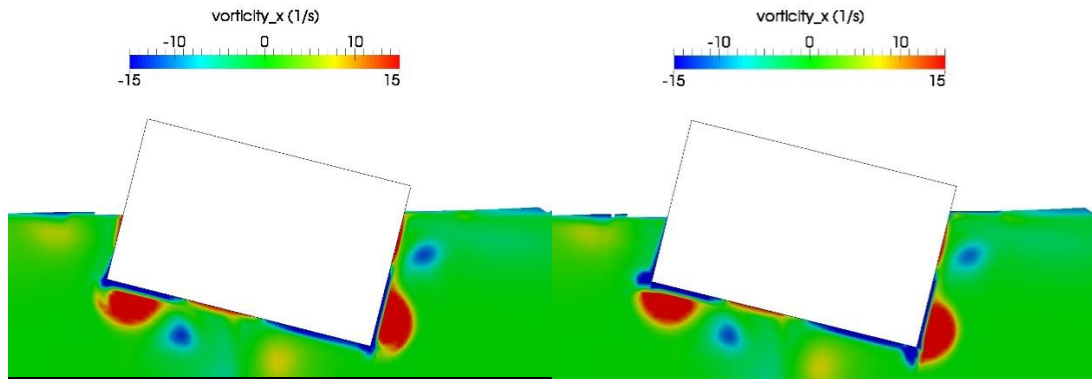


图 5-25-1  $\nu=1E-6$

图 5-25-2  $\nu=1E-7$

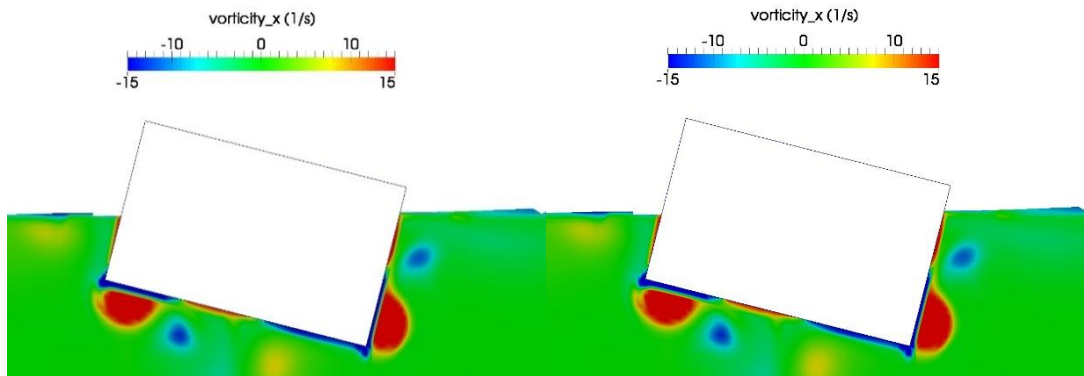


图 5-25-3  $\nu=1E-8$

图 5-25-4  $\nu=1E-9$

图 5-25 横摇角度最大时涡量分布图

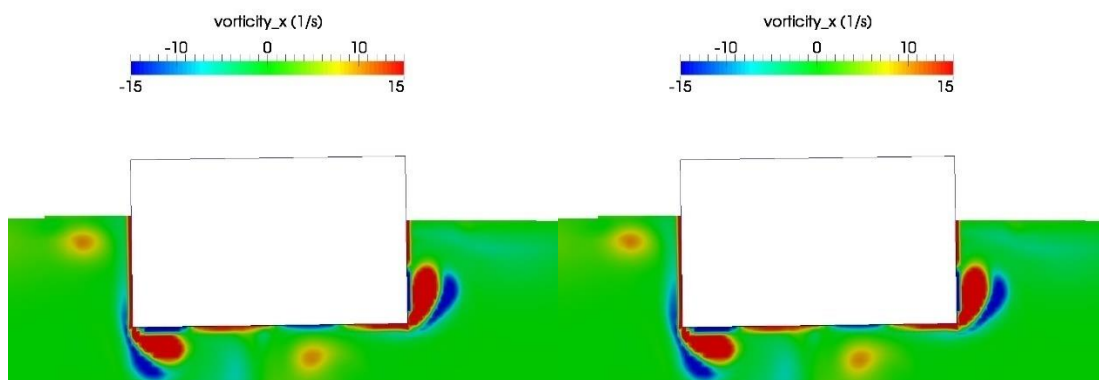


图 5-26-1  $\nu=1E-6$

图 5-26-2  $\nu=1E-7$

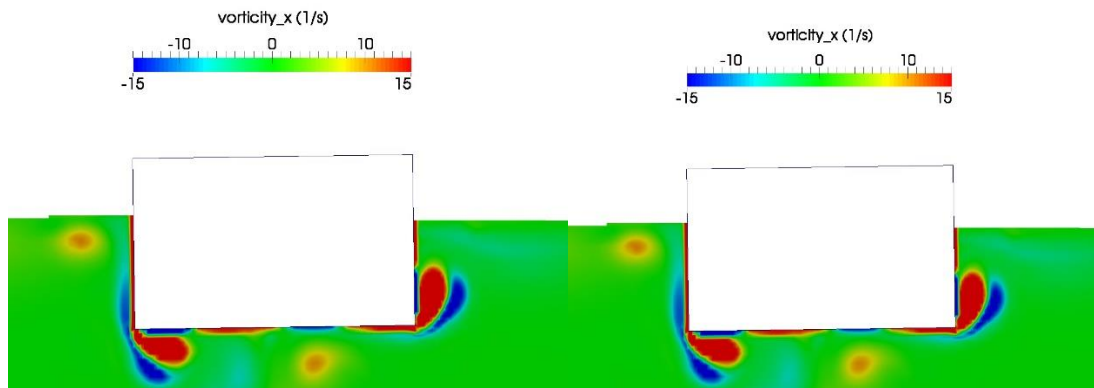


图 5-26-3  $v=1E-8$

图 5-26-4  $v=1E-9$

图 5-26 横摇角度为 0 时涡量分布图

从上面 8 张图可以看出，涡量的大小、分布基本上都没有变化，也就对应了横摇力矩压力部分基本不变，即，运动粘度的变化对于涡量的大小、分布并没有太大影响。

#### 5.2.4.4 横摇阻尼系数的比较

取 4 个运动粘度中横摇角度为 0 时的船模所受到的总的横摇力矩平均值（舍去坏点）以及如下表 5-8：

表 5-8 不同运动粘度无因次阻尼系数比较

| $v$     | 1E-6     | 1E-7     | 1E-8     | 1E-9     |
|---------|----------|----------|----------|----------|
| $M$     | 0.575245 | 0.580934 | 0.583072 | 0.584189 |
| 无因次阻尼系数 | 0.048202 | 0.048679 | 0.048858 | 0.048951 |

从表中可以看出，横摇角度为 0 时的力矩以及由其得到的无因次阻尼系数均无太大变化，运动粘度对于两者并没有多少影响。

### 5.3 本章小结

本章从观察改变不同参数之后二维横剖面周围流场的变化，找出了横摇频率、幅度、横剖面形状、流场的运动粘度与流场中的涡量以及船模横摇时所受到的力矩的关联。

从结果中可以看出，横摇频率与横摇幅度这两个横摇参数对于涡量的分布以及涡量的大小、船模受到的力矩都是有很大影响的，剧本上，两者的增加都会造成涡量的增加以及力矩的增大。横剖面形状表明了艏部改成圆弧形之后，增加了在总力矩中所占比重非常小的力矩剪切应力部分，但是大大减小了总力矩中比重很大的压力部分，并且使得船模横摇时周围的流场更加稳定。而流场的运动粘度因为是与船模所受力矩中的剪切应力部分相关的，因此对于周围的流场影响并不大。

## 第六章 结论

本文主要是利用基于 OpenFOAM 自主开发的 naoe-FOAM-SJTU 求解器计算了两种横剖面在不同的横摇频率、不同的横摇幅度、不同的流场运动粘度下横摇时流场中的各种数值并进行了详细的比较分析。本文中所运用到的计算是基于有限体积法采用 RANS 方法进行数值计算,对于自由液面采用 VOF 法来捕捉,利用  $k-\omega$  SST 湍流模型来处理湍流,运用六自由度运动模块以及动网格技术来模拟二维船模横剖面在粘性流场中的横摇运动。本文中,先对于 Ikeda 模型试验中使用的船模进行模拟计算,得到的结果与 Ikeda 结果进行比较分析,误差为 7%,证明了本次计算中求解器可以正常使用,也保证了所使用的动网格的质量。接着,针对于同一船型,进行了不同横摇频率、不同横摇幅度的计算,并用控制变量法进行了比较。然后使用新的横剖面、重新绘制网格,用同一频率、同一横摇幅度下的计算结果与原船型进行比较,最后,改变了流场中的运动粘度,对新横剖面进行了重新计算,比较了不同运动粘度的流场中,涡量和力矩的改变。在比较中,本文对于力矩成份数值变化、涡量数值以及分布的变化都进行了分析解释。

经过研究,本文得到如下结论:

- (1) naoe-FOAM-SJTU 求解器可以较好地解决粘性流场中二维船模横剖面横摇问题,对于船模所受力矩的计算、力矩成分的分析都能完成的很好。
- (2) 从单案例分析可以得知,船模所受到的力矩大部分来自于压力部分,剪切应力部分(与船模表面摩擦有关)对于船模的影响不大。
- (3) 从上文比较分析的结果可以看出,横摇频率和横摇幅度都很大程度上影响着船模横摇时的周围流场的各种数值,但是直接影响的是船模表面点的速度以及运动范围,点的运动速度越大、运动范围越广,那么流场中的涡量分布范围更大、涡量值更大,船模所受到的力矩越大。
- (4) 本文中主要是改变了船模艏部的形状,对于不同船型进行了比较,艏部圆滑可以有效地减少总力矩中的压力部分(其所占比重非常大),少量的增大力矩中的剪切应力部分(其所占比重非常小),减少涡的产生,对于稳定船模周围的流场非常有作用。
- (5) 流场的运动粘度仅仅影响力矩中的剪切应力部分,两者的直接联系是船模表面受到的摩擦。

本文对于船模在粘性流场中的横摇问题做了大量的计算、比较和分析,但是仍远远不够,横摇所涉及到的参数很多,本文所涉及的仅仅是其中的一部分,还有很多存在的规律并没有发现,涉及到的船型也仅仅只有两种,所做的工作仍不足,很多得到的结论都是定性上的,由于计算实例的不足,还不能在从定量上进行研究,另外,使用 naoe-FOAM-SJTU 进行计算,虽然可以满足本文中的大部分算例的要求,但是对于在以后的工作中可能会使用到的高频率、大幅度的一些船模更激烈的横摇运动可能还不能作理想的计算,现阶段,对于一些低频问题,该求解器的计算结果并不稳定,之后还需要寻求更好地计算方法,处理更多的复杂性问题。

## 参考文献

- [1] Helms.L.L. Introduction to potential theory[M]. Huntington, N.Y.: R.E.Krieger Pub. Co., 1975: ix,282p.
- [2]Landkof N. Foundations of modern potential theory[M]. Berlin and New York: Springer-Verlag, 1972: x,424p.
- [3]Landrini M, Grytoyr G,et al. AB-spline based BEM for unsteady free-surface flows[j]. Journal of ship research, 1999, 43(1):13-24.
- [4] Alessandrini B, Delhommeau G. Afully coupled Navier-Stokes solver for calculation of turbulent incompressible free surface flow past a ship hull[J]. International journal for numerical methods in fluids, 1999, 29(2):125-142.
- [5]Ikeda Y, Himeno Y, Tanaka N. On eddy making component of roll damping force on naked hull[J]. Journal Soc. Naval Arch, Japan, 1977,142:p. 54-64.
- [6] Ikeda Y, Himeno Y, Tanaka N. Prediction method for ship roll damping[R]. Report No.00405 of Department of Naval Architecture, University of Osaka, 1978.
- [7]Wilson R, Paterson E, Stern F. Unsteady RANS CFD method for naval combatant in waves[C]//Proc. 22<sup>nd</sup> ONR Symposium on Naval Hydro, Washington, DC. .[S.l.]: [s.n.] , 1998.
- [8]Ananthakrishnan P. Three-dimensional wave-body interactions in a viscous fluid:heave oscillation of a submerged vertical cylinder[A].Proceeding of the Seventh(1977) International Offshore and Polar Engineering Conference[C].Hawair 1997.VolIII, 672-679.
- [9]Korpus RA and Falzarano JM.Presiction of viscous ship roll damping by unsteady Navier-Stokes techniques[J].Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering 1997,119:108-113.
- [10]张怀新, 刘应中, 缪国平. 船体各种剖面的横摇阻尼与旋涡的形状[J]. 水动力学研究与进展, 2001, (03):382-389.
- [11]黄昊, 郭海强, 朱仁传, 缪国平. 粘性流中船舶横摇阻尼计算[J]. 船舶力学, 2008, (04): 568-573.
- [12]Luca Bonfiglio,Stefano Brizzolara. Influence of viscosity on radiation forces:a comparison between monohull, catamaran and SWATH[R]. ISOPE,2013.
- [13]X.B. Chen, F. Dias. Visco-potential flow and time-harmonic ship waves[R]. 25<sup>th</sup> IWWFEB, 2010.
- [14] “Openfoam website.” <http://www.openfoam.com/>.
- [15]Hrvoje Jasak, Aleksandar Jemcov, Zeljko Tukovic. OpenFOAM:A C++ library for complex physics simulations[R].2007.
- [16]Ferziger J, Peric M. Computational methods for fluid dynamics[M]. Vol. 3.[S.l.]: Springer Berlin etc, 1999.
- [17]Hirt C, Nichols B. Volume of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J].

- Direct, 2002(December).
- [18] Issa R. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operatorsplitting[J]. Journal of computational physics, 1986, 62(1):40-65.
- [19] Moradnia P. CFD of air flow in hydro power generators[D].[S.l.]: Chalmers University of Technology, 2010.
- [20] Wilcox D. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models[J]. AIAA journal, 1988, 26(11):1299-1310.
- [21] Menter F. Zonal two-equation k- $\omega$  turbulence models for aerodynamic flows, 1993[j]. AIAA paper:96-2906.
- [22] Menter, F.R., Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA Journal, 1994. 32(8):p. 1598-1605.
- [23] Boussinesq J. Essai sur la théorie des eaux courantes[M].[S.l.]: Imprimerie nationale, 1877.
- [24] Schmitt F. About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity[J]. Comptes Rendus Mécanique, 2007, 335(9-10):617-627.
- [25] Menter F, Esch T. Elements of industrial heat transfer predictions[C]//16<sup>th</sup> Brazilian Congress of Mechanical Engineering (COBEM). .[S.l.]: [s.n.], 2001:26-30.
- [26] Vieser W, Esch T, Menter F. Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models[J]. CFX Validation Report, 2002:1-73.
- [27] P.K.Sweby. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws[J]. SIAM Journal on Numerical Analysis, vol. 21, no. 5,1984:995-1011.
- [28] Jasak H, Weller H, Gosman A. High resolution NVD differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes[J]. International journal for numerical methods in fluids, 1999, 31(2):431-449.
- [29] Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows[J].Direct, 1996, 1000(June).
- [30] Issa R. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operatorsplitting[J]. Journal of computational physics, 1986, 62(1):40-65.
- [31] Patankar S. Numerical heat transfer and fluid flow, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences[J]. Recherche, 1980, 67:02.
- [32] Van Doormaal J, Raithby G. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows[J]. Numerical Heat Transfer, 1984,7(2):147-163.

## 致 谢

首先非常感谢万德成老师的教诲与指导。我是从 13 年下半年开始加入万德成老师的学习小组，万老师在我学习的过程中给予了我莫大的帮助，从开始与我探讨我所要研究的方向、为我推荐一些相关论文，到指导我了解相关的计算软件，让我对于计算流体力学产生了浓厚的兴趣。万老师在学术方面态度严谨、要求严格，不仅仅对于我们所做出的结果，对于我们计算分析的过程也会提出相关建议，万老师这种严格的要求让我在不到一年的时间里，学习了计算流体力学的相关知识，学会了使用相关软件来进行分析计。另外，万老师在生活上对学生也十分照顾。

此外，我还要非常感谢叶海轩学长，沈志荣学长以及何佳益学长，他们在理论研究、网格划分以及计算软件的使用上都给予了我很多帮助和支持，在于他们的交流中，我学会了很多东西。

最后，要感谢我的父母，无论我在学业上或者生活上遇到了什么困难，他们都永远是我坚强的后盾，他们永远在我身后默默支持着我，给予我关怀，我爱他们！

# THE ANALYSIS OF VISCOUS EFFECTS ON THE FLOW FIELD WITH TYPICAL TRANSVERS SECTION ROLLING

During the design of ship, the accurate calculation of ship seakeeping, stability, maneuverability is of great importance as they influence the function of the ship. At the same time, these properties are severely affected by ship rolling. As we know, it is most likely to roll on the sea with large angle, which also influence the life of the sailors. So the study of rolling is crucial to the design of ship. However, in reality, analysis of the flow field is extremely complex, which require a large amount of computation, and the result is not precise. So, analysis of the study of flow field is mostly based on potential flow.

After consulting a number of literatures on viscous flow, the flow field in this paper are performed by the solver naoe-FOAM-SJTU developed based on the open source CFD(Computational Fluid Dynamics) toolbox OpenFOAM programmed with C++ language. CFD method takes flow viscosity into consideration while the potential theories don't. CFD method is used in this paper to finish the simulations. Flows around ships are high Reynolds number flows. There are mainly three numerical methods to simulate turbulence: DNS, LES, RANS. The computations of the solver are based on the RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes) approach with the VOF method to capture the free surface and a k- $\omega$  SST(Shear Stress Transport) model with wall function for the turbulent viscosity. In this paper, the motion of ship is implemented by employing a moving-mesh technique, and to describe the ship motion accurately, a 6DoF motion solver is used. RANS approach is widely used in engineering fields, because a few quantitative properties of a turbulent flow is needed to know in engineer and in RANS methods the unsteadiness is averaged out, so it is sufficiently accurate for practical engineering problem. The k- $\omega$  SST turbulent model is a blended numerical turbulent model which combines the advantages of both standard k- $\epsilon$  model(independent of free surface effect) and k- $\omega$ (robust in the near-wall region) model. And the VOF(Volume of Fluid) method with bounded compression technique is used by introducing a fluid volume fraction function. The CFD method is widely in commercial CFD codes and capable of resolving sharp interface while conserving mass well. In addition, the PISO(Pressure-Implicit Split-Operator) algorithm is used to solve the coupling of velocity and pressure in the incompressible N-S momentum equation with a predictor-corrector approach to advance the speed of calculations. Compares with other methods, such as SIMPLE and SIMPLEC, PISO has a great advantage on dealing with the unsteady problems with two correcting steps, which makes velocity and pressure satisfy the continuity equation and momentum equation better and convergence faster.

This paper selects two typical transvers sections, three frequencies, four or five amplitudes, four kinematic viscosities to calculate and compare. At first, calculating the model with the same parameters with which Ikeda selected in his experiment in 1977, and calculate the damping

coefficient with the formula Ikeda used to compare with the results Ikeda got in 1977. The deviation in the results is 7.7%, while the deviation in the paper Professor Huang wrote is 12.1%, which proves the moving-mesh and naoe-FOAM-SJTU solver used in this paper is qualified and can be used in other models. Then, this paper changes frequency, amplitude, transvers section and kinematic viscosity one by one with controlling variables method. When the new transvers section is used, the mesh is drawn again. During the comparison, the moment(include the pressure part and shear part), the value and distribution of vorticity and the damping coefficient is calculated to analyzed and compared.

Firstly, with analyzing a single case, it can be conclude that the pressure part of the moment is a big part of the total moment, which is influenced by the value and distribution of vorticity. Meanwhile, the shear part occupies a small part of the total moment, which is influenced by the velocity of the spot on the surface of the ship. The quickly the spot on the surface moves, the higher value of the shear part is. In addition, when the angle of ship rolling reaches the maximum, the total moment and the pressure part reach the maximum, as the distribution of vorticity is not balance and the value of vorticity reaches maximum. The shear part reaches maximum later, because the max relative velocity appears later when the ship turns back. On the other hand, the vorticity form on the surface of the ship and with the transvers section rolling, the vorticity moves to the free surface and the bottom of the transvers section along the surface of the section. Finally, there are four vorticity center in the flow field, which are distributed near the free surface and the bottom of the section.

Next, this paper changes the amplitude with other parameters invariant. With the frequency invariant, the increase of amplitude means the increase of velocity of the spot on the surface of the section, which lead to the increase of the shear part of the total moment as the result showing. In the other hand, the increase of amplitude means that the spot on the surface can touch more position in flow field, which also mean that more vorticity will appear. The vorticity appears when the spot on the surface moves, and as the spot moves further, the vorticity appears more. In addition, the position of the vorticity centers also changes. The vorticity center get closer to the free surface and the center of the bottom of the section when the amplitude increases. One of the reason is the velocity of the spot on the surface influences the velocity of the vorticity center, so the vorticity center moves quick and in the same time, it will move further. Another is that the bilge of the section is closer to the center of the bottom of the section and the free surface, which limits the range of movement of the vorticity center. And the damping coefficient increases with the increase of the amplitude.

Then, this paper changes the frequency with other parameters invariant. With the frequency increasing, the total moment, the pressure part and the shear part increase at the same time. The increase of the frequency means the increase of the velocity of the spot on the surface of the section, so the shear part of the total moment increases. As the picture shows, the vorticity around the section increase and the maximum of the vorticity increases with the frequency increasing, so the pressure part of the total motion increases. It is clearly that the total moment increases as two part of it increase. And as the picture shows, the distribution of vorticity is much wider when the frequency increases, as the quick velocity influences widely. The vorticity center get closer to the free surface and the center of the bottom of the section when the frequency increases. The reason is the same as the first reason described above when the amplitude changes.

In the next moment, this paper changes the transvers section, and a new section with

right-angle bilge is used to calculate and compare. It is obviously that the spot on the surface of the section with right-angle bilge can touch more position in flow field and the max velocity of the spot on the section with right-angle bilge is greater, so more vorticity appears and the distribution of vorticity is wider, the max value of vorticity is higher, which lead to the increase of the pressure part of the total moment. On the other hand, as the result shows, the shear part of the total moment of the section with right-angle bilge is smaller. The reason is about the shear velocity. As the picture shows, although the velocity of the section with right-angle bilge is greater, the velocity of the spot on the bilge is divided into two part, the vertical part and the shear part. And only the shear part affects the relative velocity. It is clear that the shear part of the spot on the section with circle bilge is nearly equal to the total velocity while the shear part of the spot on the section with right-angle bilge is nearly half of the total velocity, and the loss can not be recovered by the increasing part caused by the longer distance between the spot and the center of rotation of the section with right-angle bilge. However, the shear part of the total moment occupies little and influences little in the total moment, so the total moment is bigger as the pressure part.

Finally, this paper changes the kinematic viscosity with other parameters invariant. As the result shows, the pressure part and the total moment almost stay the same, and the shear part of total motion increases with the kinematic viscosity increases. Because the kinematic only influences the friction on the surface of the section, which lead to the change of the shear part of the total moment. And the shear part of moment occupies little and influences little in the total moment, so the total moment almost stays the same.

This paper does much calculation, comparison, analysis about different models and ship rolling with different parameters, but these are not enough, the parameters this paper selects and their value is not enough. The lack of data and information will lead to a mass of undiscovered phenomenon and laws. And although naoe-FOAM-SJTU solver can calculate the case in this paper, the calculation of some cases with high frequency and large amplitude is not accurate and it will not do the trick. So more accurate and suitable solvers and methods should be searched to deal with other more complex problems.