上海交通大学

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

学士学位论文

THESIS OF BACHELOR

论文题目：LNG 液舱晃荡数值模拟与砰击载荷预报

学生姓名：尹崇宏

学生学号：5101619061

专　　业：船舶与海洋工程

指导教师：万德成　教授

学院(系)：船舶海洋与建筑工程学院

上海交通大学

本科生毕业设计（论文）任务书

课题名称： LNG 液舱晃荡数值模拟与砰击载荷预报

Numerical simulation of LNG tank sloshing with slamming forecast

执行时间： 2013 年 12 月 至 2014 年 6 月

教师姓名： 万德成 职称： 教授

学生姓名： 尹崇宏 学号： 5101619061

专业名称： 船舶与海洋工程

学院(系)： 船舶海洋与建筑工程学院

毕业设计（论文）基本内容和要求：

液舱晃荡问题一直是水动力学领域基于工程实际背景的一个重要研究课题，此前人们进行了大量的实验研究和理论分析。本设计将在结合流体力学知识的基础上，主要运用计算流体力学的方法，通过认真的调研、阅读各类文献，完成基于 OpenFOAM 的矩形液舱、LNG 型液舱的晃荡数值模拟与抨击载荷预报，分析掌握其运动流场特征和舱壁的受力特性，为船舶设计提供理论指导。

具体包括以下内容：

1、了解计算流体力学基本方法及理论基础；

2、学习 RANS 方程的基本原理和推导方式，各种湍流模型的优缺点以及其适应范围；

3、学习并掌握用 CATIA 软件对 LNG 液舱、船体进行三维建模；

4、深入调研液舱晃荡的国内外研究现状，通过广泛的文献阅读明确问题，掌握基本概念与一般性解决思路；

5、学习网格划分及动网格（Generalized Grid Interface）技术，了解不同运动方式下的动网格模型；

6、基于已有的实验数据建立矩形液舱模型进行模拟，验证方法可靠性，然后采用添加隔板的方式减小晃荡幅度并比较效果，最后进行 LNG 型液舱的建模计算；

7、整理计算结果，结合物理机理进行分析，同时学习撰写论文的一般规范和方法，整理并完成论文。

毕业设计（论文）进度安排：

序号	毕业设计（论文）各阶段内容	时间安排	备 注
1	了解计算流体力学基本方法及理论	12.1~12.31	
2	阅读文献，了解研究背景与现状	1.1~1.31	
3	建立矩形液舱模型并计算验证	2.1~2.28	
4	建立 LNG 型液舱模型并计算	3.1~3.31	
5	整理数据，完成分析	4.1~4.30	
6	整理并完成论文	5.1~5.28	

课题信息：

课题性质 ： 设计　　论文 √

课题来源*：国家级 √　　省部级　　校级　　横向　　预研

项目编号 51379125，GKZD010059

其他_____

指导老师签名_____

学院（系）意见：

院长（系主任）签名：_____

年　　月　　日

学生签名：_____

年　　月　　日

上海交通大学
毕业设计（论文）学术诚信声明

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

作者签名：

日期： 2014 年 6 月 10 日

上海交通大学
毕业设计（论文）版权使用授权书

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

保密☐，在___年解密后适用本授权书。

本论文属于

不保密☑。

（请在以上方框内打“√”）

作者签名：　　指导教师签名：

日期：2014 年 6 月 10 日　　日期：2014 年 6 月 10 日

LNG 液舱晃荡数值模拟与砰击载荷预报

摘要

在船舶设计中，液舱晃荡问题一直是大家重点关注的问题之一。液舱内流体晃荡问题是一种部分充满液体的容器在外部激励下容器内液体所产生的波动现象。由于流体晃荡具有非常复杂的流动特征，即具有极强的非线性；因此，即使当外部激励很小时，也有可能产生较大的砰击力，从而造成巨大的危害。随着各国对能源需求的增加，大型液化天然气船（LNG 船）等液货船的发展越来越受到大家的关注。在追求更大运载能力的同时，剧烈的液体晃荡对 LNG 液舱舱壁和船体结构带来的冲击压力也威胁着舱壁以及船体结构的安全。因此，如何减小液舱晃荡幅度、降低砰击载荷成为一个重要的研究课题。

随着计算流体力学技术的发展，数值模拟成为工程研究中重要性与日俱增的一种强有力的解决问题的手段。在本文的模拟计算中，将采用基于有限体积法 FVM (Finite Volume Method)的求解器,求解 RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes)方程进行数值模拟。自由液面的捕捉采用 VOF(Volume Of Fluid)方法，本文同时采用了层流模型和湍流模型，其中湍流模型使用的是 k-ω SST (Shear Stress Transport) 模型，采用 PISO 算法处理速度压力耦合问题。另外，对于液舱晃荡的数值模拟也采用了动网格技术。

本文的工作主要集中在以下几个方面——

1、讨论了关于数值模拟液舱晃荡问题的基本控制方程以及数值方法；

2、基于实验建立三维矩形液舱模型，在共振频率下调整充水率进行数值模拟，并与实验数据比较，得到了较好的结果，验证了本文计算的可靠性；

3、对加竖隔板的矩形液舱模型进行晃荡数值模拟，与实验数据比较，验证数值模拟的可靠性，同时考察充水率、隔板高度等因素的影响；

4、对 LNG 型液舱晃荡进行数值模拟，这部分同时考虑了二维和三维的模型以及不同的运动方式。

本文的数值结果中包含了二维、三维矩形液舱，LNG 型液舱在不同强迫运动方式下的晃荡现象模拟，各个测压力点冲击压力的计算结果也与模型试验结果吻合较好，可以为液舱晃荡问题物理机理的研究以及工程设计提供参考。

关键词：LNG 液舱，晃荡，隔板，数值模拟，RANS 方程， naoe-Foam-SJTU

NUMERICAL SIMULATION OF LNG TANK SLOSHING WITH SLAMMING FORECAST

ABSTRACT

In the process of ship design, problem caused by tank sloshing has become one of the most important issues we focus on. Fluid sloshing in tanks is a phenomenon of liquid wave in partially filled container arising in the external excitation. Since the fluid sloshing problem has complex flow characteristics, i.e. with a strong nonlinearity, so, even when an external excitation is small, there may slamming a greater force to cause great harm. With the increasing energy demand, the development of large LNG carriers and other tankers attracts more and more people's attention. In pursuit of greater carrying capacity, severe liquid sloshing bulkhead and hull structure impact pressure bulkhead of LNG tanks threaten the safety of the hull structure. Therefore, how to reduce the magnitude of the tank sloshing and then to reduce slamming become an important research topic.

With the development of computational fluid dynamics technology, numerical simulation has become a powerful means with increasing importance to solve the problem in engineering studies. In the simulation of this article, we will use the solver based on the finite volume method FVM (Finite Volume Method), and solving the RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) equations for numerical simulation. We use VOF (Volume of Fluid) method to capture the free surface, and a k−ω SST (Shear Stress Transport) model with wall functions for the turbulent viscosity. Also, PISO algorithm is used to solve the pressure-velocity coupling problem. In addition, the simulations of moving tank we use dynamic mesh.

Work of this paper focuses on the following aspects:

1. A discussion of the basic equations and numerical methods on tank sloshing problems;

2. Build the three-dimensional rectangular tank based on the experimental model from Kim(DAEWOO SHIPBUILDING) and Chang(Texas A&M), so cases with different water filling rate at the resonance frequency are simulated, then get a good result compared with experimental data to verify the reliability of the calculations in this article;

3. Numerical simulation of rectangular tank sloshing with baffle, and then comparing with the experimental data to verify the reliability of the numerical simulation, finally study the effect of water filling rate and the height of baffle to sloshing.

4. Numerical simulation of LNG tank sloshing. We have both 2D and 3D cases in this part with different type motions. There are a lot of works to do in this field, and I only tried several conditions under beam. Further study will be done during my master time.

The numerical results of this paper contain the simulation of two-dimensional, three-dimensional rectangular tanks, LNG tank sloshing in different ways of forced motion. The

calculation results of each measure pressure points are also in good agreement with the model test. The work can also provide reference for the physical mechanism research of liquid sloshing and engineering design.

Key words: LNG tank, liquid sloshing, baffles, numerical simulation, RANS, naoe-Foam-SJTU

目 录

第一章 引言

液舱内流体晃荡问题是一种部分充满液体的容器在外部激励下容器中液体所产生的波动现象，由于流体晃荡具有非常复杂的流动特征，因此，即使在外部激励很小时，也可能由于外部激励频率接近液舱内流体晃荡的固有频率从而产生共振，造成较大的砰击力，对液舱本身带来不可预测的危害。

在造船及海洋工程领域，液舱内流体的晃荡问题是一个广泛存在的实际问题。液化天然气船（LNG）、液化石油气船（LPG）、油船等在航行和装卸的过程中，波浪的作用会导致船舱内流体的晃荡。尤其是最近几年，随着世界各国对于能源需求的增加以及航运业的发展，液化天然气、液化石油气等液态能源在海上的运输和储存逐渐增加，这也导致了各类液体船的数量逐年增加。液体在运输的过程中，液舱部分装载的情况是不可避免的，因此，在波浪作用下的液舱晃荡问题便难以避免。尤其需要考虑的是当外部激励频率接近液舱内流体晃荡的固有频率时，液舱内液体便会发生强烈的波动，从而产生巨大的砰击载荷，造成液舱内部结构的破坏。另外，液舱内液体的剧烈晃荡还会对船舶产生极大的力矩，使船体产生较大的运动响应，影响运输工作。因此，液舱内流体的晃荡问题是一个非常重要的研究课题。正因为如此，液舱晃荡问题一直以来都是水动力学领域研究的一个热点。

液舱晃荡问题的研究，一方面是为了能够准确预测由晃荡所造成的工程影响，如通过设置测压力点得到晃荡引起的流体冲击力；另一方面则是希望通过一些措施来减小其危害。目前这方面的研究主要有两个方向。其一是研究强迫运动的容器内流体的晃荡问题；其二则是研究波浪作用下船舶运动与液舱内流体晃荡的耦合作用问题。由于流动的复杂性，解析方法难以处理这类问题，基于 VOF 方法的有网格 CFD 方法在研究晃荡问题中得到广泛应用。

近些年来，随着超级计算机的发展，数值方法以其直观方便、快捷、低成本等特点越来越受到人们的欢迎，已经成为 21 世纪流体力学领域的重要技术之一。计算流体力学(Computational Fluid Dynamics，以下简称 CFD)最基本的考虑是如何把连续流体在计算机上用离散的方式处理，基本原理则是使用数值方法在计算机中对流体力学的控制方程进行求解，从而预测计算域内的流场信息。在工程领域，CFD 方法已经得到广泛的应用。例如，美国空军第五代 F-35“闪电”联合战斗机所使用的附面层分离进气道（Diverterless supersonic inlet，简称 DSI 进气道）便是 CFD 的成果之一，此类型进气道也被我国空军应用在国产的歼 10B 战斗机以及歼 20、歼 31 两款五代战斗机上。

在液体晃荡问题的研究领域，CFD 方法已经成为与理论分析、物理模型实验并驾齐驱的一种强有力的分析手段。理论分析方法主要是基于势流理论进行发挥，着重探讨晃荡问题的物理机理，研究的重点也主要集中在矩形液舱强迫振动领域，对于复杂运动状态下的 LNG 型液舱晃荡问题难以进行准确预报，实际工程价值有限。物理模型实验方法则由于高昂的成本以及实验条件的限制，难以大量进行。CFD 方法可以充分考虑流体粘性作用，在处理强非线性问题时，相比理论分析方法体现出巨大的优势；同时，由于其成本低，高效准确，也可以成为物理模型实验的有效补充。正因如此，首先与模型实验结果比较来验证 CFD 计算方法的可靠性，然后在此基础上进行充分的计算研究，这种既高效又可靠的方法已经成为当下流体力学领域研究问题时广泛采用的手段。

目前 CFD 方法在进行数值计算常用的湍流数值模拟方法主要有三个：直接模拟 (Direct Numerical Simulation，DNS)、大涡模拟 (Large Eddy Simulation，LES)以及雷诺时均的

Navier-Stokes N-S 方程法 (RANS)。DNS 方法就是直接用瞬时的 N-S 方程对湍流进行计算，该方法最大的好处是无需对湍流进行任何简化或近似，对流场直接求解，理论上可以得到最精确的计算结果；但问题是 DNS 方法对于计算机内存空间和计算速度的要求都非常高，在快捷性和经济性上有所欠缺，目前的应用也主要用于对物理机理的分析而非工程计算。LES 方法在对整个湍流场的描述方面做了适当简化，该方法放弃对全尺度范围上涡的运动的模拟，而只将比网格尺度大的湍流运动通过 N-S 方程直接计算出来，对于比网格尺度小、无法捕捉到的小尺度涡对于大尺度运动的影响则通过建立一定的模型来进行模拟，这便是 LES 方法的基本思想。该方法对于大尺度涡的计算本质上还是 DNS 方法，但由于小尺度涡采用模型近似处理的方法，因此计算量低于 DNS，但仍然远远高于 RANS。相对于 RANS 的平均化处理，LES 方法基于对涡的捕捉更接近物理本质，因此近年来很受人们的重视，但就工程实际应用来讲目前尚不及 RANS 成熟和广泛。在实际工程应用中，湍流引起的时均效果比精确描述湍流场全部细节更重要。相比前两种方法，RANS 方法不太关注湍流的脉动量，而是将其通过某种模型在时均化方程中体现出来，避免了 DNS 方法计算量大的问题。经过大量数值模拟结果的验证，RANS 方法在实际工程计算中仍然具有足够的精度。本文选取的数值模拟计算方法为 RANS 法。

RANS 方程在动量方程中，出现了一个新的应力项，它是脉动速度的二阶相关，称为雷诺应力。这个二阶张量是新的未知量，必须通过一定的模型使整个方程组得到封闭才能求解。对于这个张量有很多不同的封闭模型，即湍流模型[1]。目前应用比较广泛的湍流模型有标准 k−ε 模型，以及在此基础上衍生出的 RNG k−ε 模型和 Realizable k−ε 模型等。此外，k−ω 模型[2]也在船舶流体力学数值计算领域得到认可。本文所选取的湍流模型为 k−ω SST 湍流模型[3]，该湍流模型结合了 k−ω 模型与 k−ε 模型的优点。该模型在近壁面处采用 k−ω 方程形式，使得它对于近壁面处的边界层有较强的处理能力；而在自由流中则转换为 k−ε 模型形式，使得该模型避免了 k−ω 模型易受自由流的影响。

在求解液舱晃荡问题的过程中，涉及到两相流问题，目前对于两相流问题自由液面的处理主要有自由面跟踪法(free surface tracing)和自由面捕捉法[4](free surface capturing)两大类。自由面追踪法由于只能适用于微幅的简单的自由面变化，因此目前已经逐渐被自由面捕捉法淘汰。在自由面捕捉法中，目前广泛使用的是 VOF[5]和 level-set[6]两种方法。虽然 VOF 方法捕捉到的自由面只是一个过渡段，无法清晰捕捉到自由面那一层，但相比 level-set 方法，VOF 可以更好的处理自由液面破碎等问题，而且在设置非连续的自由面时非常方便，这点对于液舱晃荡问题至关重要。因此在本次毕业设计当中，主要采用 VOF 方法来对自由液面进行捕捉。

在求解 RANS 方程过程中，选择的数值方法为有限体积法 (Finite Volume Method，FVM)。针对方程中的不同项，根据数值计算经验选取不同的差分格式。其中，对流项采用二阶 TVD (Total Variation Diminishing) 差分格式，耗散项采用二阶中心离散格式，时间项采用隐式欧拉离散格式。VOF 方程则采用 Van Leer 格式离散。求解速度压力耦合方程采用在非定常问题上具有优越性的 PISO 算法[7]，相对于传统的 SIMPLE[8]等算法，该方法可以更好的处理本文的液舱晃荡问题。

本文的晃荡模型还涉及到动网格技术。在本文计算的算例中依据运动的复杂程度采用了两种不同的求解器，对于液舱横荡和横摇运动的算例由于其运动方式简单，采用的是 OpenFOAM 自带的求解器 interDyMFoam，interDyMFoam 是 OpenFOAM 中求解不可压缩不可渗透等温的两相流问题的求解器，它采用 VOF 法捕捉界面，植入了动网格模块，可以处理动网格问题。对于液舱具有复杂运动的晃荡算例，采用的是组里基于 OpenFOAM 二次开发的 naoe-Foam-SJTU 求解器。

本次毕业设计将借鉴相关研究成果，对矩形液舱晃荡、LNG 型液舱晃荡进行数值模拟，

并通过压力测定进行砰击载荷预报。本毕设的主要任务如下——

1、 依据实验报告和论文，对三维矩形液舱进行建模，并进行液体晃荡的数值模拟，将数值结果与实验数据进行比较。数据来源主要由两个：一是韩国大宇造船集团水动力学部 Kim 进行的 30%-80%充水率矩形液舱晃荡的模型实验数据，另一个是德州农工大学 Y.K.Song K.-A. Chang 进行的 30%充水率矩形液舱晃荡实验数据。此部分是本文第四章的主要内容。

2、 对矩形液舱晃荡进行加隔板研究。首先基于 Hakan Akyildiz（Istanbul Technical University）论文中的模型进行建模计算，将数值计算结果与其论文中给出的实验数据进行比较，验证本文中方法计算带隔板矩形液舱晃荡问题的可靠性；然后对第四章 Kim 的矩形液舱晃荡模型加竖隔板进行再次数值模拟，并与实验结果和不加隔板的情况下的数值模拟结果进行比较；最后将计算讨论隔板高度对减小液舱晃荡幅度的影响。为了节省计算量，此部分的算例均采用二维模型。这部分内容也将在第五章详细介绍。

3、 对 LNG 型液舱晃荡问题进行数值模拟。这部分内容也将先进行验证计算，第一步对已发表论文中的标准模型进行建模计算，然后与其给出的实验数据进行比较。接下来研究不同充水率，不同晃荡方式下 LNG 型液舱的晃荡特性以及其液舱壁面各处的压力砰击情况。此部分将是本文第六章的主要内容。

第二章 数学模型

本文所计算的模型都是两相流的物理模型，在进行 CFD 计算之前，需要先建立正确反映物理问题本质的数学模型，称之为控制方程。本文采用的控制方程为雷诺平均的 N-S 方程，即 RANS（Reynolds-averaged Navier-Stokes）方程。RANS 方程在动量方程中出现了一个新雷诺应力项，本文采用 k−ω SST 湍流模型来封闭 RANS 方程。对于两相流自由面的捕捉采用 VOF 方法。接下来我们就详细介绍本文的数学模型。

2.1 控制方程

液舱晃荡中的液体运动问题涉及到水和空气两种不同的介质，属于气液两相流问题。通常我们将水看作不可压缩流体，由于空气的流速较低，因此也视其为不可压缩。综上所述，该模型为不可压气液两相粘性流问题。任何 CFD 问题，都建立在流体力学基本控制方程的基础上，包括连续性方程、动量方程和能量方程。本文研究的问题不涉及气液能量交换，因此控制方程包含两部分，即连续性方程和动量方程。在动量方程中引入 Reynolds 平均法，首先，任何物理量 ϕ 的瞬时值均可用平均值和脉动值之和表示，而对任一变量 ϕ 的时间平均定义为：

$$\bar{\phi}=\frac{1}{\Delta t}\int_{t}^{t+\Delta t}\phi(t)\,\mathrm{d}t \tag{2-1}$$

对 N-S 方程进行雷诺平均，得到的控制方程具体形式如下（为了使方程看起来简洁，去掉时均值上面的“—”）：

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

$$\frac{\partial(\rho\vec{u})}{\partial t}+\nabla\left(\rho\vec{u}\vec{u}\right)=-\nabla p+\nabla\cdot\left(\mu(\nabla\vec{u}+(\nabla\vec{u})^{T})\right)+\rho\vec{g}+\nabla\tau_{t}+\overrightarrow{F_{s}} \tag{2-3}$$

上式(2-1)是连续性方程，(2-2)是动量方程，此处即 RANS 方程。其中的 $\vec{u}$、ρ、p、μ、$\vec{g}$ 分别表示流体的速度、密度、压力、动力粘性系数和重力加速度。

$\nabla\tau_{t}$ 为雷诺应力项，表征湍流的脉动效应，因为该项的出现导致控制方程不再封闭，因此，我们引入湍流模型来解决这一问题。RANS 方程的湍流模型分两大类：雷诺应力模型和粘涡模型。本文将使用后者中的二方程 k−ω SST 湍流模型来封闭 RANS 方程，该模型具体在 2.2 小节中详细介绍。

$\overrightarrow{F_{s}}$ 为两相流自由表面张力项，是用来平衡自由液面两侧的压力差。$\overrightarrow{F_{s}}$ 仅在水气界面处起作用，其他位置处值为零，其值由下面的表达式确定：

$$\overrightarrow{F_{s}}=\sigma\kappa(x)\vec{n} \tag{2-4}$$

(2-4)式中，σ 是张力系数，文中所有算例均取 σ = 0.07kg/s^2；$\vec{n}$ 为自由面单位法向量；κ 表示自由面曲率，其与单位法向量的关系为：

$$\kappa(x) = \nabla \cdot \vec{n} \tag{2-5}$$

在 (2-4) 式中，由于两相流的液舱晃荡问题存在一个不可预知的自由面，对此自由面的求解人们提出了自由面跟踪法 (free surface tracing) 和自由面捕捉法(free surface capturing)两大类方法，本文采用的是 OpenFOAM 中默认的自由液面捕捉法中的 VOF 方法。关于该方法将在 2.3 小节详细介绍。

2.2 湍流模型

在 RANS 方程中新出现了导致方程不封闭的雷诺应力项，雷诺应力项表征的是湍流的脉动值，因此我们需要引进湍流模型把湍流的脉动值和时均值联系起来，从而封闭 RANS 方程。根据对雷诺应力做出假设或处理方式的不同，目前的湍流模型分为雷诺应力模型和粘涡模型两类，粘涡模型又分为线性粘涡模型和非线性粘涡模型，而线性粘涡模型又包括代数模型、一方程模型和二方程模型等。在粘性流场的数值模拟计算中，目前通常使用的湍流模型为二方程模型。对于雷诺应力模型，此处不再赘述，下面主要介绍本文计算采用的 k−ω SST 二方程粘涡模型。在粘涡模型方法中，我们并不直接处理雷诺应力项，而是通过引进一个叫做湍动粘度（turbulent viscosity）的物理量来吧湍流应力表示成湍动粘度的函数。接下来我们的工作也就是确定湍动粘度。

根据 Boussinesq 提出的涡粘假定，在粘涡模型中，我们可以得到雷诺应力相对于平均速度梯度的关系式：

$$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i})\delta_{ij} \tag{2-6}$$

其中，$\mu_t = \rho\nu_t$ 为湍动粘度(eddy viscosity)，u_i 为时均速度，δ_{ij} 是“Kronecker delta”符号（i=j 时其值为 1，i≠j 时其值为 0），k 是湍动能 (turbulent kinetic energy)，我们定义为：

$$k = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{2} = \frac{1}{2}(\overline{u_i'^2} + \overline{v_i'^2} + \overline{w_i'^2}) \tag{2-7}$$

湍动粘度 μ_t 是空间坐标的函数，其大小由流动状态决定。接下来我们将雷诺应力 τ_t 表示成一个对称的二阶张量如下式：

$$\tau_t = \begin{pmatrix} -\rho\overline{u_x' u_x'} & -\rho\overline{u_x' u_y'} & -\rho\overline{u_x' u_z'} \\ -\rho\overline{u_y' u_x'} & -\rho\overline{u_y' u_y'} & -\rho\overline{u_y' u_z'} \\ -\rho\overline{u_z' u_x'} & -\rho\overline{u_z' u_y'} & -\rho\overline{u_z' u_z'} \end{pmatrix} \tag{2-8}$$

将式(2-6)代入(2-3)式，即可把(2-3)中的 RANS 方程改写成下式的形式：

$$\frac{\partial(\rho\vec{u})}{\partial t} + \nabla\left(\rho\vec{u}\vec{u}\right) = -\nabla p + \nabla\cdot\left(\mu_{eff}\left(\nabla\vec{u} + (\nabla\vec{u})^T\right)\right) + \rho\vec{g} + \overrightarrow{F_s} \tag{2-9}$$

$$\mu_{eff} = \rho(\nu + \nu_t) \tag{2-10}$$

此处的处理中，我们把 μ_{eff} 称为有效动力粘性系数；同时将 δ_{ij} 项在数值处理中并入到

压力项。本文采用了结合 k－ε 和 k－ ω 模型优点的剪切应力输运模型 (Shear Stress Transport model，简称 SST)，它一方面保证了求解的精确性和可靠性，同时又不受自由面的影响，这对于液舱晃荡问题的计算十分有帮助。

在这里，我们求解湍流流动的关键就集中在确定湍动粘度上。为了求解湍动粘度，k－ω SST 湍流模型同时对标准 k－ω 模型和标准 k－ε 模型进行方程变换。首先，我们把标准 k－ε 模型中求解湍动能 k(turbulent kinetic energy) 和特征耗散率 ω (specific dissipation rate) 的两方程改写为 k－ω 的形式：

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^*\rho\omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \sigma_{k2}\mu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{2-11}$$

$$\frac{D(\rho\omega)}{Dt} = \frac{\gamma}{\upsilon_t}\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \sigma_{\omega}\mu_t\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + 2\rho\left(1 - F_1\right)\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{2-12}$$

同时，让 k－ω 模型两方程保持不变，如下：

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^*\rho\omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \sigma_{k1}\mu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{2-13}$$

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

对比上面方程(2-12)式与(2-14)式的不同，可以发现方程(2-12)式引入了交叉扩散项：

$$D_{\omega} = 2\rho\sigma_{\omega 2}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{2-15}$$

为了处理这个问题，我们将 k－ω 模型的输运方程和 k－ε 模型输运方程分别乘以一个函数 F1 和(1-F1)，两者相加，得到下面的方程：

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^*\rho\omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \sigma_{k}\mu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{2-16}$$

$$\frac{D(\rho\omega)}{Dt} = \frac{\gamma}{\upsilon_t}\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \sigma_{\omega}\mu_t\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + 2\rho\left(1 - F_1\right)\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{2-17}$$

以上两式就是本文计算中采用的湍流模型控制方程。接下来我们定义：

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \tag{2-18}$$

上式中的 ϕ_1 代表 $k-\omega$ 模型输运方程中的一干参数，ϕ_2 则代表 $k-\varepsilon$ 模型中的一干参数，ϕ 则是结合后方程中的同一参数。F_1 是一个函数，在近壁面处，取 F=0，这时相当于采用 $k-\omega$ 模型；而在自由面处，F_1=0，相当于采用了 $k-\varepsilon$ 模型。通过这种方式，我们整合了 $k-\omega$ 和 $k-\varepsilon$ 两种模型的优点，得到了最原始的 k－ω SST 湍流模型。该模型由 F.R.Menter 在 1994 年提出，同时，他也提出了对于模型中一干参数的值，如下表 2-1。

表 2-1 k－ω SST 湍流模型对应参数值

ϕ	ϕ_1	ϕ_2
σ_k	0.85	1.0
σ_ω	0.5	0.856
β	0.075	0.0828
β^*	0.09	0.09
κ	0.41	0.41
γ	0.0553	0.04403

2.3 自由面处理 VOF 方法

本章 2.1 节中提到了液舱晃荡问题的气液两相性，其中对于气液自由面的处理就十分的重要。这里我们主要介绍 OpenFOAM 自带的带有人工压缩技术的 VOF (Volume Of Fluid) 方法，它属于目前应用最广泛的自由液面捕捉法中的一个重要的方法。下面本小节将重点介绍 VOF 方法的思想、实现方法以及控制方程。

VOF 方法的基本思想是把体积分数 α 作为标记两相流体的指标函数，它并不像 level-set 方法那样试图去定义一个明确气液自由面边界，而是在气液两相交界面定义一个过渡层，在这个过渡层内液体的体积分数 0<α<1.当然，这个过渡层实际是不存在的，但通过加密网格，使过渡层足够的薄，还是可以较好的捕捉到自由液面。应用 VOF 方法计算液舱晃荡问题也有固有的缺点，比如当液面破碎后，在对于破碎浪花的捕捉上，VOF 的过渡层会带来较大的误差。

VOF 方法中使用体积分数函数 α 作为指标函数来定义流场内的流体，定义式如下：

$$\alpha=\begin{cases}1, & \text{网格内是液体}\\ 0, & \text{网格内是气体}\\ \in(0,1), & \text{过渡层}\end{cases} \tag{2-19}$$

α 是空间点与时间的函数，由于其与两相流体相关联，因此同样满足下面的连续性方程：

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\alpha=0 \tag{2-20}$$

我们通过求解上式的方程，通过 α 的定义就能够确定自由面的位置。同样，采用体积分数函数 α 后，我们可以依据 α 来确定计算网格内任一位置的密度 ρ 和动力粘性系数 μ，计算公式如下（其中的下标 l 和 g 分别表示水和空气）：

$$\rho=\alpha\rho_l+(1-\alpha)\rho_g \tag{2-21}$$

$$\mu=\alpha\mu_l+(1-\alpha)\mu_g \tag{2-22}$$

OpenFOAM 在数值计算过程中，对 VOF 方法进行了一定的修正，它采用了带有边界压缩技术的 VOF 法来捕捉自由液面的变化，这样能够更好的控制数值耗散，同时提高自由液面捕捉精度。下面对引入边界压缩项的方法进行简单的介绍，下式即为修正后 VOF 方法的控制方程。

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\nabla[(\vec{u}-\vec{u}_g)\alpha]+\nabla[\vec{u}_r(1-\alpha)\alpha]=0 \tag{2-23}$$

在等式（2-23）中，等号左边前两项表示传统 VOF 的输运项，第三项是附加的人工压缩项。其中，压缩项含有 $\alpha(1-\alpha)$，这样该项便对过渡层外区域的数值计算则基本没有影响，它只在自由界面处才起作用，起到压缩的效果。Ur 为压缩界面的速度场，单元表面的速度场可以通过界面区域的最大速度值来计算：

$$U_{r,f} = n_f min\left\{C_\alpha \frac{|\phi|}{|S_f|}, max\left(\frac{|\phi|}{|S_f|}\right)\right\} \tag{2-24}$$

在上式中，下标 f 代表物理量储存在网格单元面上，ϕ 是单元表面的速度通量，在本文的计算中引入了动网格技术，因此网格运动的通量 ϕ_g 也包含在 ϕ 中。ϕ 值的计算来源于 PISO 算法的网格速度流量。n_f 是两相流上的单位方向向量。S_f 是网格单元面的方向向量，其模的大小等于对应网格单元面的面积。C_α 是压缩系数，物理意义表示可压缩性，若 C_α=0，则对自由面不产生任何影响；若 C_α=1 则产生守恒的压缩，根据经验，这是比较好的取值。

2.4 本章小结

本章首先介绍了本文计算所采用的 RANS 控制方程；基于 RANS 的封闭性，我们接着介绍了使其封闭的 $k-\omega$ SST 湍流模型；为了捕捉晃荡问题中的两相流自由面问题，我们采用了 VOF 方法。另外，液舱晃荡问题是一个需要依靠动网格技术才能计算的问题，前面我们介绍的 RANS 方程、VOF 方法均是基于一般网格不动情况下的。对于动网格算例，在控制方程以及 VOF 方法中，我们都需要考虑网格速度的影响。下一章我们将介绍用来离散控制方程所采用的数值方法。

第三章 数值方法

上一章中我们介绍了本文计算采用的数学模型，其中的控制方程都是以偏微分方程的形式出现的，本章中将介绍求解这些方程所采用的数值方法，我们将应用这些数值方法将控制方程所描述的物理模型在计算机上实现。

本文中的 RANS 方程采用有限体积法来进行离散，计算域离散成一系列小单元，计算流场信息存储在网格单元中心，再根据单元中心的值插值即可得单元面的值。最后根 Gauss 理论，把单元表面的值相加就可以得到单元体的体积积分。对速度压力方程的求解我们采用 PISO 算法。上述方法在下面会有详细的介绍。

3.1 有限体积法介绍

离散是将物理方程在计算机上实现的必经步骤，其目的在于将连续的物理量变成间断、离散化的物理量。计算流体力学的离散方法经过一段时间的发展，目前主要形成了以有限差分法（Finite Difference Method，简称为 FDM），有限元法（Finite Element Method，简称为 FEM）和有限体积法（Finite Volume Method，简称为 FVM）为主的三种离散化方法。有限体积法由于其计算效率高、思路简单且物理意义明显的优点，成为近年来 CFD 领域应用最为广泛的离散方法。本文计算所采用的 OpenFOAM 所采用的离散方法就是有限体积法。

3.1.1 基本思想

有限体积法的基本思想是将计算区域划分为网格区域，同时使每个网格点周围都有一个互不重复的控制体积；然后将待求解的微分方程（比如本文前面章节介绍的 RANS 控制方程、VOF 方程）对每一个控制体积积分，从而得到了一组离散方程。其中的未知数就是网格点上的因变量 ϕ。为了求出控制体积的积分，必须假 ϕ 在网格点间的变化规律。从积分区域的选取方法来看，有限体积法属于加权余量法中的子域法；从未知解的近似方法来看，有限体积法属于采用局部近似的离散方法。有限体积法离散方程的物理意义可以这样理解：因变量 ϕ 在有限大小的控制体内具有守恒的特性，这同微分方程表示的因变量在无限小控制体内的守恒特性是一致的。

3.1.2 计算域离散

离散方法的核心在于区域离散方式上，区域离散的目的就是用有限个离散的点来替代原来的连续空间。具体到有限体积法，离散的实现是基于下面的步骤：

（1） 将计算区域划分网格，形成多个互不重叠的子区域；

（2） 确定每个网格中的节点位置以及其代表的控制体积。

应当注意的是，我们所说的计算域实际上包括时间计算域和空间计算域两部分。对于空间计算域，我们将其划分为计算网格，对控制方程进行离散化处理。同时我们以Δt 的时间步长来分割时间域将其离散。在本文算例的计算中，既有定时间步长（即 Δt 在整个计算过程中为定值）的算例，也可变时间步长的算例，后者通过设定自由液面克朗数和整体计算域克朗数来限制 Δt 的变化范围。图 3-1 所示的就是简单的计算域离散情况。

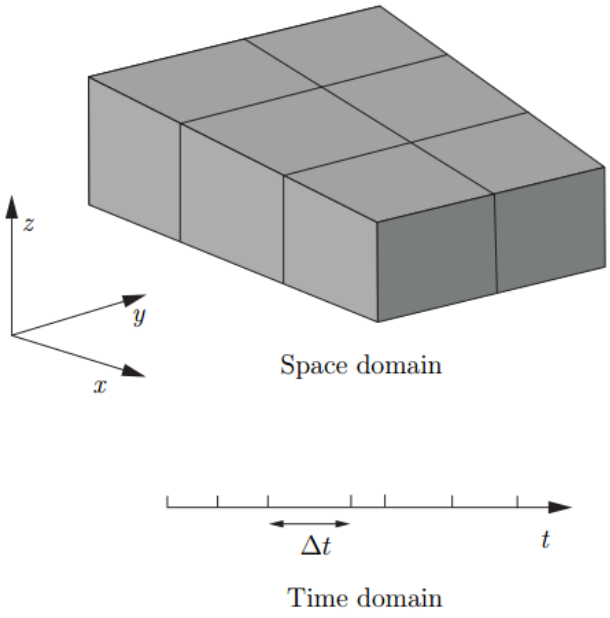


图 3-1 有限体积法时间、空间计算域的离散

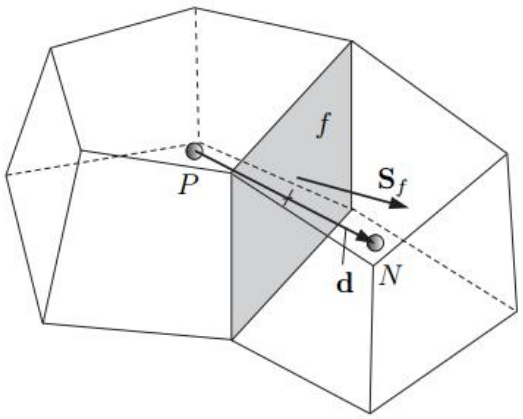


图 3-2 有限体积法中的相邻单元

在有限体积法的计算域离散过程中，离散成的控制体积单元必须无重复的覆盖所有计算域；这样，计算域的边界自然也就被分割成若干个控制单元连续的面。图 3-2 就展示了两个相邻控制体积单元的结构情况。我们把需要求解的控制单元编号为 P，把与其相邻的控制单元编号为 N，用下脚标 f 表示控制单元的面。通过图 3-2 不难发现，控制单元的面可以分为两种类型：一种是边界面，即作为整个计算域的边界；另一种则是作为两个相邻单元的交界面。

接下来我们解释正交性网格的概念。定义从一个单元中心到相邻单元中心的向量为 **d**，当计算网格内所有的向量 **d** 都与交界面垂直时，我们成为正交化网格。讨论完计算域的离散后，我们在下一小节将介绍有限体积法物理量存储的问题。

3.1.3 物理量存储

OpenFOAM 在有限体积法的离散过程中，为物理量的存储提供了 3 种不同的方式。第一种是将物理量存储在计算网格的体中心（如下图 a），第二种方式是将物理量存储在计算网格的面中心（如下图 b），第三种方式则是将物理量存储在网格节点（如下图 c）。对于边界条件的存储，以上三种方式都是存储在边界面的面中心。

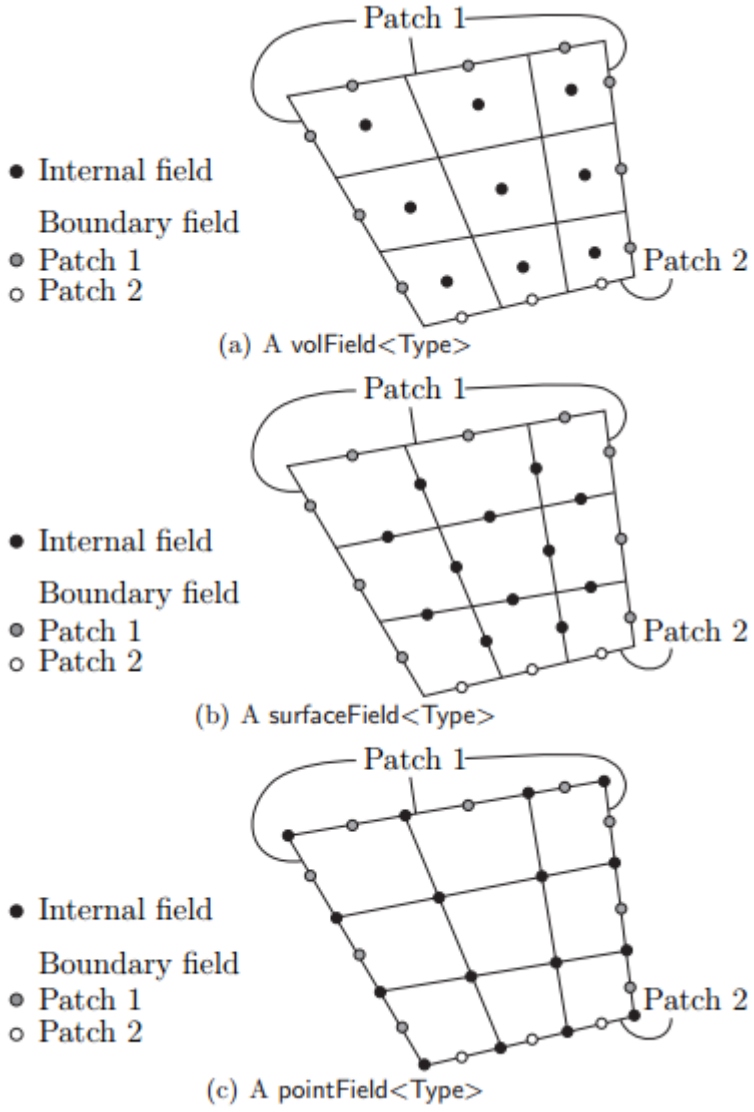


图 3-3　OpenFOAM 中常用的三种物理量存储方式

三种方法中，第一种方法具有明显的优势。因为将物理量存储在体中心，我们可以对控制方程中的所有变量使用相同的一系列控制体积进行处理，在进行控制体积积分时，具有最少数量的加权因子；同时这种体中心存储的形式也容易对复杂计算域生成可靠的计算网格，特别是当存在边界条件或边界条件梯度不连续时，第二第三种方法处理起来比较困难。我们把上图 a 所示的这种体中心储存方式称为同位网格布置（collocated arrangement）。这也是本文计算进行数值离散时所采用的物理量存储方法。

3.2 方程离散

方程离散，顾名思义就是将表达物理意义的控制方程离散成可以进行 CFD 计算的代数方程组。代数方程组将在计算网格单元的物理量储存位置处被计算机求解，我们把求得的该解的值作为对原始控制方程解的近似。在上一节简单的介绍完有限体积法之后，本节我们就用该方法来解决上一章中的 RANS 方程的离散问题。

对于任意一个广义变量 ϕ，下面结合一个瞬态对流-扩散问题来说明有限体积法的离散过程。这里举的是一个简单的二维例子，在液舱晃荡问题的两相流数值模拟中，由于问题本身比较复杂，输运方程也会变得更加复杂，当然我们也会继续引进新的解决办法。这里我们首先写出该问题输运方程的一般形式：

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\vec{u}\phi)=\nabla\cdot\left(\Gamma\nabla\phi\right)+S(\phi) \tag{3-1}$$

在上式（3-1）中，ρ 是密度、ϕ 为广义变量、$\vec{u}$ 是速度矢量、Γ 是广义扩散系数、S 是 ϕ 的函数、也是广义源项。在方程（3-1）中，等号左边第一项是时间导数项（也可以被称为瞬态项），表示单位体积内 ϕ 的变化率；等号左边第二项为对流项，表示单位体积内 ϕ 的通量；方程右边的第一项是扩散项，该项表示的是粘性耗散而引起的 ϕ 的输运率；右边第二项是源项，它表示的是单位体积内广义变量 ϕ 的产生率。此处，在动量方程中存在的压力梯度项，我们把它放到了广义源项 S 中。

在上一节我们介绍了有限体积法基本思路，我们以二维计算域为例，将该控制方程的整个计算域划分计算网格得到下图 3-4。接下来我们就结合图 3-4，将标准的输运方程(3-1)式进行基于有限体积法的离散。

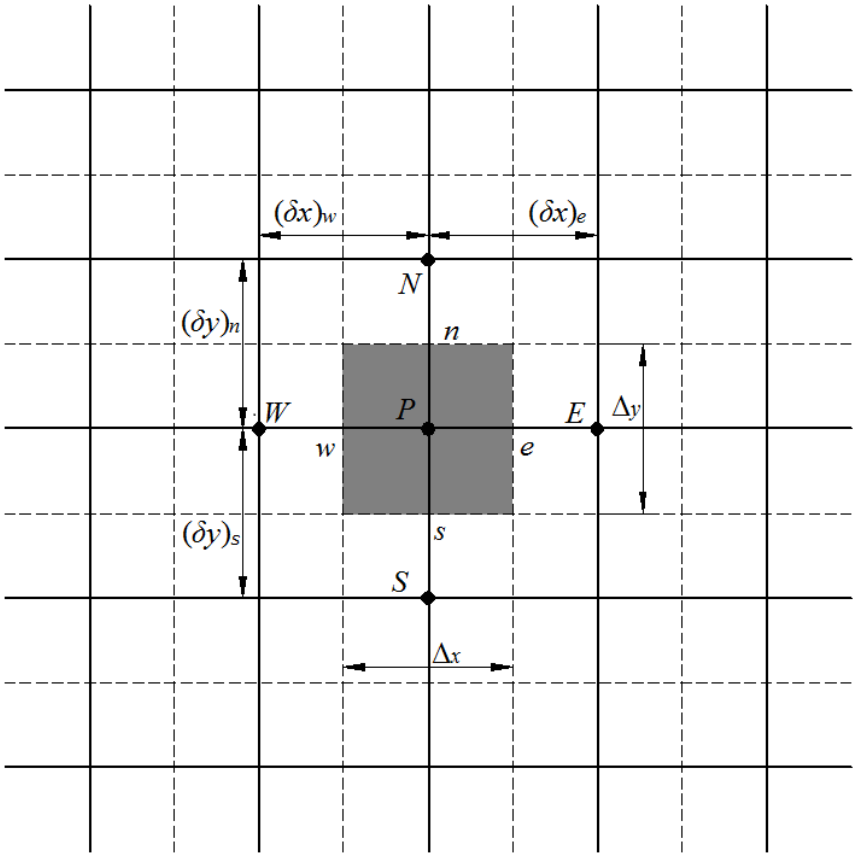


图 3-4 输运方程一般形式的有限体积法计算网格

有限体积法的离散过程首先是在对方程（3-1）在一个控制体积 P 内进行时间 t—△t 的积分，如下式(3-2)：

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}dVdt+\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}\nabla\cdot(\rho\vec{u}\phi)dVdt=\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}\nabla\cdot(\Gamma\nabla\phi)dVdt+\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}SdVdt \quad (3\text{-}2)$$

接下来我们一般通过高斯定理将体积分转化为面积分，然后对上式的各项用不同的插值格式进行计算。下图展示的就是的 OpenFOAM 计算过程中插值的基本过程。

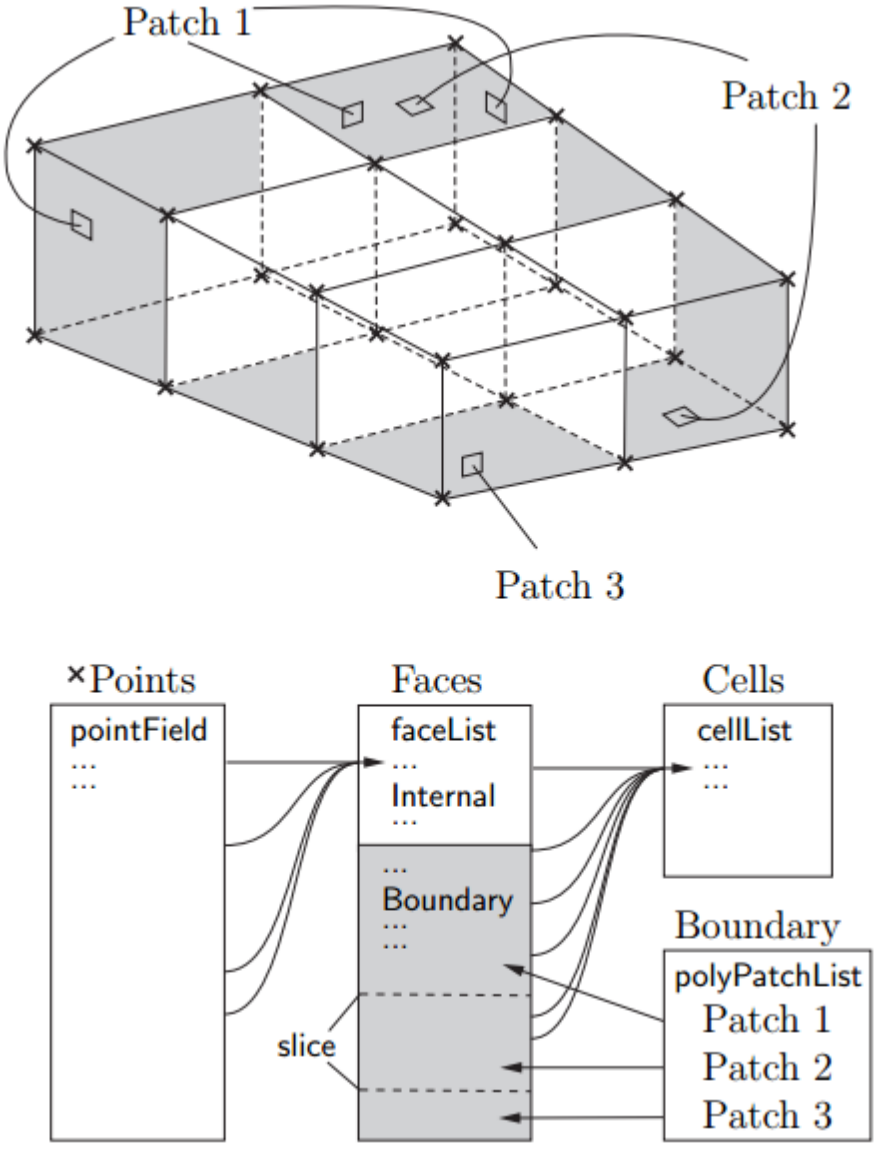


图 3-5 OpenFOAM 中计算网格插值的基本过程

下面我们依次对时间导数项、对流项、扩散项和源项进行插值计算。

（1）时间导数项。我们假定可以用节点 P 处变量 ϕ 的值 ϕ_p 来表示整个计算单元 P 上变量 ϕ 的值，而且由于控制体积足够小、计算时间步长足够小，在时间段 t 到 $t+\Delta t$ 上密度 ρ 保持为常量。这样方程（3-2）中的左边第一项瞬态项转化为：

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}dVdt=\int_{\Delta V}\left[\int_t^{t+\Delta t}\rho\frac{\partial\phi}{\partial t}dt\right]dV=\rho(\phi_P-\phi_P^t)\Delta V \tag{3-3}$$

在上式中，ϕ_P表示的是当下时刻即 t+△t 时刻 ϕ 的值。

（2）对流项。我们根据高斯散度定理，将该项由体积分表示形式转变为面积分的形式，可得下式，其中的 A 表示控制体积交界面处的面积：

$$\begin{aligned}&\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}\nabla\cdot(\rho\vec{u}\phi)dVdt\\&=\int_t^{t+\Delta t}\left[(\rho u\phi A)_e-(\rho u\phi A)_w+(\rho v\phi A)_n-(\rho v\phi A)_s\right]dt\\&=\int_t^{t+\Delta t}\left[(\rho u)_e A_e\phi_e-(\rho u)_w A_w\phi_w+(\rho v)_n A_n\phi_n-(\rho v)_s A_s\phi_s\right]dt\end{aligned} \tag{3-4}$$

（3）扩散项。方法同对流项，我们仍然采用高斯散度定理将该项的形式转化为面积分，对于控制体边界面上的任意物理量 ϕ 的值，我们通过中心差分格式对其进行离散处理。对扩散项的处理如下式：

$$\begin{aligned}&\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}\nabla\cdot(\Gamma\nabla\phi)dVdt\\&=\int_t^{t+\Delta t}\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}A\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}A\right)_w+\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}A\right)_n-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}A\right)_s\right]dt\\&=\int_t^{t+\Delta t}\left[\Gamma_e A_e\frac{\phi_E-\phi_P}{(\delta x)_e}-\Gamma_w A_w\frac{\phi_P-\phi_W}{(\delta x)_w}+\Gamma_n A_n\frac{\phi_N-\phi_P}{(\delta y)_n}-\Gamma_s A_s\frac{\phi_P-\phi_S}{(\delta y)_s}\right]dt\end{aligned} \tag{3-5}$$

（4）源项。源项的处理我们采用的是局部线性化方法，即当未知量在极小范围内变动时，我们假设源项 S 可以用该未知量的线性函数来表示，如下式：

$$S=S_C+S_P\phi_P \tag{3-6}$$

其中，S_C为常数，S_P是 S 曲线在 P 点处的斜率。

将(3-6)式代入(3-2)式等号右边第二项（源项），得下式：

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_{\Delta V}SdVdt=\int_t^{t+\Delta t}(S_C+S_P\phi_P)\int_{\Delta V}dVdt=\int_t^{t+\Delta t}(S_C\Delta V+S_P\phi_P\Delta V)dt \tag{3-7}$$

在对方程(3-2)中的四项依次进行处理后，最后我们对除时间导数项的其余三项都进行隐式时域积分，将标准输运方程(3-1)式写成下式的形式：

$$a_P\phi_P=a_W\phi_W+a_E\phi_E+a_S\phi_S+a_N\phi_N+b \tag{3-8}$$

上式中的各个系数由引入离散格式的特定形式决定。至此，我们就通过有限体积法得到了标准输运方程的离散方程形式。

3.3 流场的速度压力解耦

3.3.1 速度压力解耦方法简介

在我们要求解 RANS 方程压力速度场的过程中，遇到的一个必须要解决的问题就是流场速度压力耦合的问题。这是因为在 RANS 方程中，速度变量同时出现在连续性方程(2-2)和动量方程(2-3)中。同时，在动量方程中，压力又与速度耦合在一起，给我们直接求解压力速度场又进一步加大了难度。

为了处理压力和速度的耦合问题，人们基于不同的求解思路提出了两种方法。一种是同时求解离散后的控制方程，联立求解各变量的耦合式解法（coupled method）；另一种则是顺序逐个求解各变量代数方程组的分离式解法（segregated method）。对比两种方法，前者虽然可行，但消耗计算资源较大，效率不如后者高。因此分离式解法更多的得到人们的认可，本文中 OpenFOAM 计算采用的就是分离式算法中的一种。

3.3.2 PISO 算法

PISO（Pressure Implicit with Splitting of Operators）算法是分离式解法的一种，在求解非定常问题时具有很强的优势。其中 PISO 的意思是压力的隐式算子分割算法。接下来我们就介绍本文求解压力速度耦合方程的所采用的 PISO 算法。

1986 年 Issa[21]所提出的 PISO 算法最早针对的是非定常可压流动的计算，后来该算法在定常问题的计算中中也得到了广泛的应用。PISO 算法包括一个预测步和两个修正步，具体讲就是首先使用预估压力值对速度进行求解，然后完成第一步修正，接着为了更好的同时满足连续方程和动量方程进行第二步修正，即“预测—第一步修正—第二步修正”这样的三步算法过程。这样便在单个迭代步内加快了收敛速度。经过两次修正后得到的压力值和速度值继续作为初始条件代入下一时刻的计算。PISO 算法具体实现过程如下——

（1） 速度预测。假定压力(或利用上一时间步压力计算值)，隐式求解运动方程，得到速度预测值 u*；

（2） 压力求解。利用 u*求解连续方程，得到压力值 p*，此步我们称为压力求解；

（3） 速度校正。利用 p*再求解运动方程，但改为显式求解（即相邻网格采用 u*），得到 u**，称为速度校正。然后回到第（2）步，迭代求解，直至计算到允许的迭代公差，通常 3-5 次就可以得到精确的解。

（上面的“*”代表是中间时间步，我们划分的若干时间段，分别用*、**、***来表示。）

PISO 算法需要求解两次求解压力修正方程，虽然涉及较多的计算，但由于收敛速度快，因此反而提高了计算效率。特别是对于液舱晃荡问题这种瞬态问题，PISO 算法相对 SIMPLE 算法或 SIMPLEC 算法更加具有优势。

PISO 算法计算流程图如下图(3-6)。

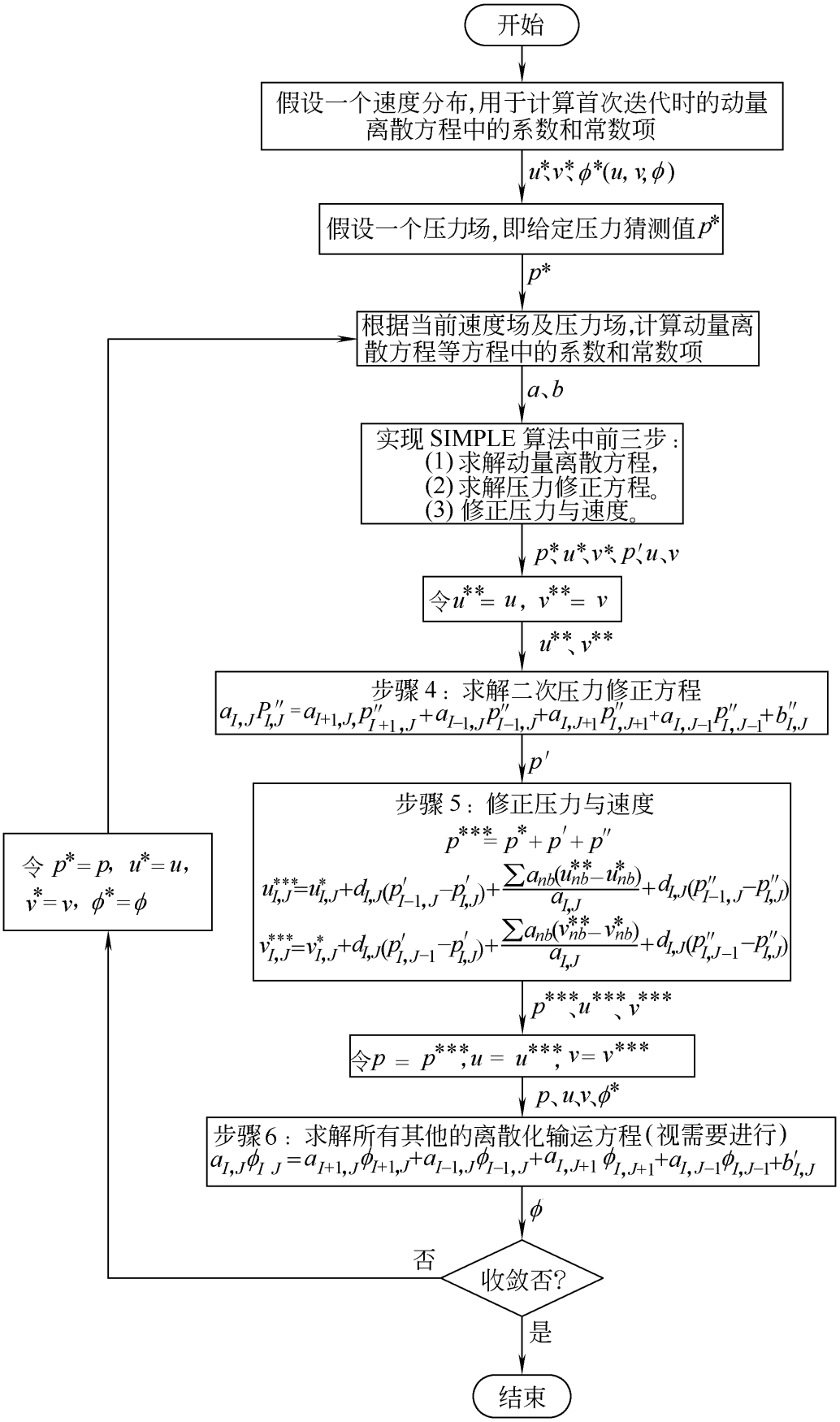


图 3-6 PISO 算法计算流程图

3.4 求解流程

综合前面章节的介绍，本文两相流场 CFD 计算的求解步骤如下：

1、 初始化计算域，读取网格、边界条件信息；
2、 初始化流场；
3、 开始进行时间迭代；
4、 求解网格运动方程以及网格移动通量；
5、 求解 VOF 方程，确定自由面位置；
6、 PISO 循环求解速度压力耦合方程，直至达到残差要求；
7、 更新网格信息；
8、 返回步骤 3 重复计算；直至计算完成。

3.5本章小结

本章主要基于对 RANS 方程进行数值离散求解这一目的，来介绍具体的数值方法。首先是采用有限体积法进行离散，这一部分我们介绍了有限体积法的基本思想，离散过程以及物理量存储等一系列问题。之后介绍的是采用有限体积法对输运方程标准形式进行离散。最后介绍了求解速度压力耦合方程的 PISO 算法以及整个流场的求解流程。

在第二章以及本章介绍了不可压两相流问题的控制方程和数值方法后，从下一章开始，我们将具体介绍本文数值计算的结果。

第四章 矩形液舱强迫振动数值模拟

本章主要介绍矩形液舱强迫振动数值模拟的结果，主要目的是与实验数据验证，证明 CFD 方法的可靠性。进行验证的实验数据有两个来源，一是德州农工大学 Y.K.Song K.-A. Chang 进行的 30%充水率矩形液舱晃荡实验数据[10]； 另一个是韩国大宇造船集团水动力学部 Kim 进行的 30%、50%、70%、80%四种充水率矩形液舱晃荡的模型实验数据[9]。

依据实验的模型建立数值液舱模型，由于该部分实验采用的均是简单的横荡运动，因此采用 OpenFOAM 自带的 interDyMFoam 求解器对其进行数值模拟计算即可，同时计算采用 mpirun 并行多线程的方式来提高计算效率。计算过程中通过测压模块测量得出相应测点的压力值，然后将该压力值与实验值和实验室开发的粒子法（MPS）求解器 MLParticle-SJTU 的计算结果进行比较分析，分析得出液舱晃荡过程中舱壁各处的受力特性，同时验证了本文 CFD 方法的可靠性。

4.1 计算模型一

4.1.1 模型介绍

本模型是德州农工大学 Y.K.Song K.-A. Chang 进行的 30%充水率矩形液舱晃荡实验的模型，实验在韩国釜山国立大学进行。封闭矩形液舱由玻璃钢制成，放置在一个计算机控制的平台上。在实验中，矩形箱体将沿箱长方向（x 轴方向）做等振幅的强迫运动。实验模型如下图 4-1.

液舱内压强为标准大气压 101.3kPa，实验温度为 15℃。液舱内部静止液面（SWL）以上的空间中空气湿度经测量为 10.8g/kg。矩形液舱长度 0.79m，宽度和高度都是 0.48m。

图 4-1 实验矩形液舱模型

为了准确测量晃荡过程中液舱壁上的砰击压力情况，实验过程中在液舱壁上布置了 15 个测压力点。由于晃荡现象的最大砰击压力主要出现在静止自由面附近，因此在静止自由面

上下布置了较密集的测压点。CH15 高度 100mm，从 CH15 点向上至 CH6 点，每隔 20mm 布置一点。在数值模拟的过程中本文也主要关注舱壁上这些点的压力。矩形液舱测压点布置如下图 4-2 所示。

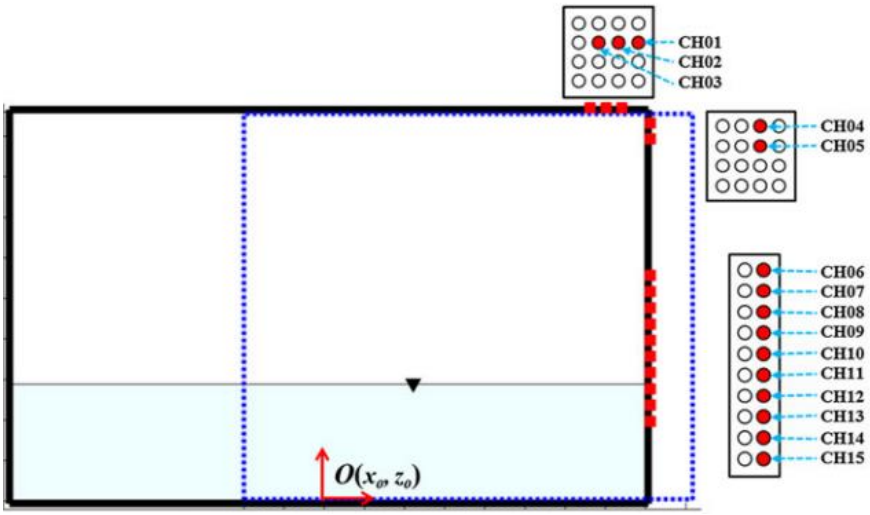


图 4-2 矩形液舱测压点布置

4.1.2 计算工况

该矩形液舱的运动由固定的平台控制，运动方向沿液舱长度方向，运动规律符合正弦函数，其表达式为 $\zeta = \zeta_0 \sin(2\pi ft)$，频率 f 取第一阶共振频率，大小由线性势流理论公式 4-1 式计算得，其中的 n 取 1.

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{n\pi}{L} g \tanh\left(\frac{n\pi h}{L}\right)} \qquad (4\text{-}1)$$

计算模型主要工况参数如下表 4-1 所示。

表 4-1 计算模型一主要工况参数

充水高度 h（m）	充水率 h/H(%)	强迫振动频率 f（Hz）	运动周期 T（s）	运动幅度 ζ_0（mm）
0.144	30%	0.715	1.40	57.5

4.1.3 计算结果验证

（1）压力时历曲线验证

由于最大砰击压力通常出现在静止自由面上下，因此此处取静止自由面上下 4 点 CH11-CH14 为研究对象，计算之后与实验结果比较如下图 4-3.

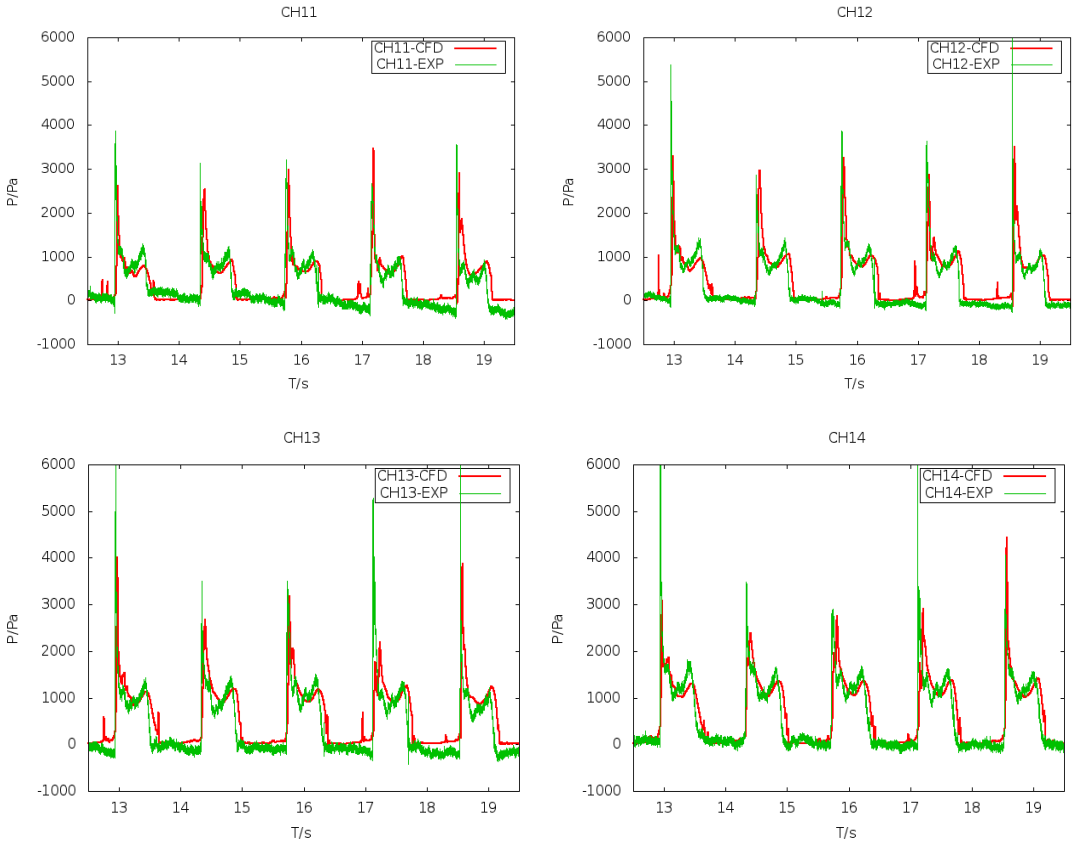


图 4-3　测压力点 CH11-CH14 压力时历曲线

对其中 CH12，CH13 两点的压力时历曲线在第二个峰值处放大比较如下图 4-4.

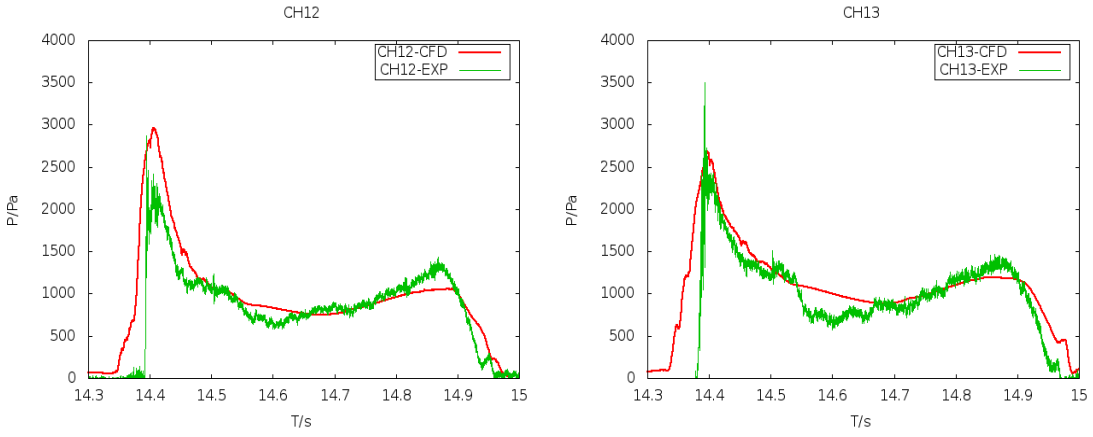


图 4-4　CH12、CH13 压力时历曲线峰值放大图

在共振频率下，液舱中的液体晃荡比较剧烈。当液舱内的液体在外部激励作用下到达最右侧舱壁时，具有向右运动速度的液体在舱壁的阻碍下，运动方向由水平方向瞬时变为竖直方向，形成射流，沿着舱壁向上运动，产生砰击压力的第一个大峰值。向上运动的液体进而拍击液舱顶部，出现冲顶现象，并伴随着破碎、飞溅等自由面大变形情况，接下来液体便会下落翻卷再次砰击侧舱壁产生第二个小峰值。

通过把 CFD 计算的压力时历曲线与实验数据进行比较，我们发现对于第一次砰击产生的峰值大小的捕捉产生了一定的误差，对于接下来的翻卷过程包括之后的小峰值的捕捉误差都很小。总体来讲，本文的数值模拟结果和实验数据吻合的非常好。

（2）与 MPS 方法的对比

为了与组里粒子法（MPS）数值模拟的结果进行比较，我们进行了一个二维算例的计算，选取了 CH12，CH15 两个测压点作为比较基准。本文基于 OpenFOAM 的计算结果与 MPS 计算结果以及实验数据的比较如下图 4-5，4-6 所示。

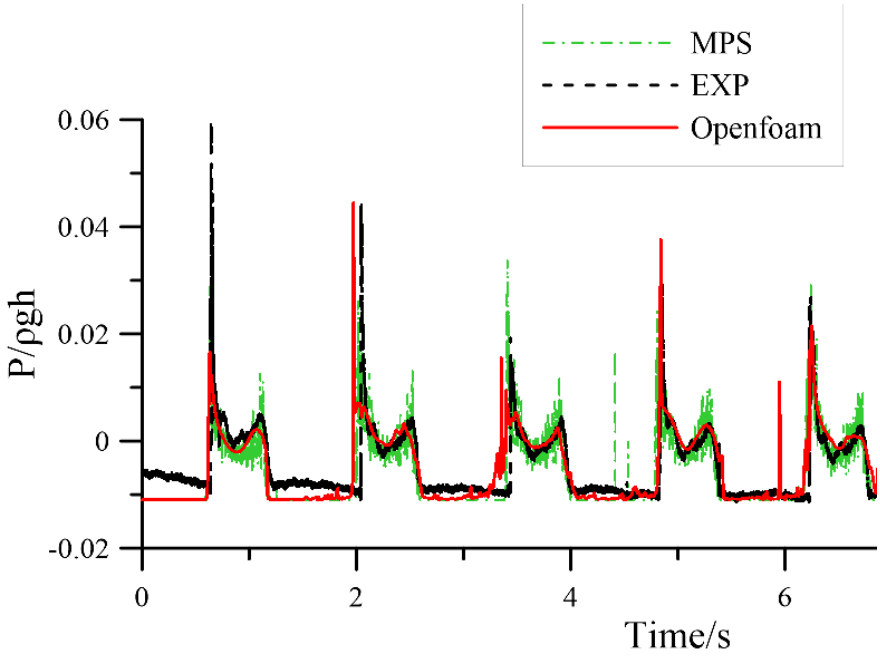


图 4-5　CH12 点两种 CFD 计算方法与实验值的比较

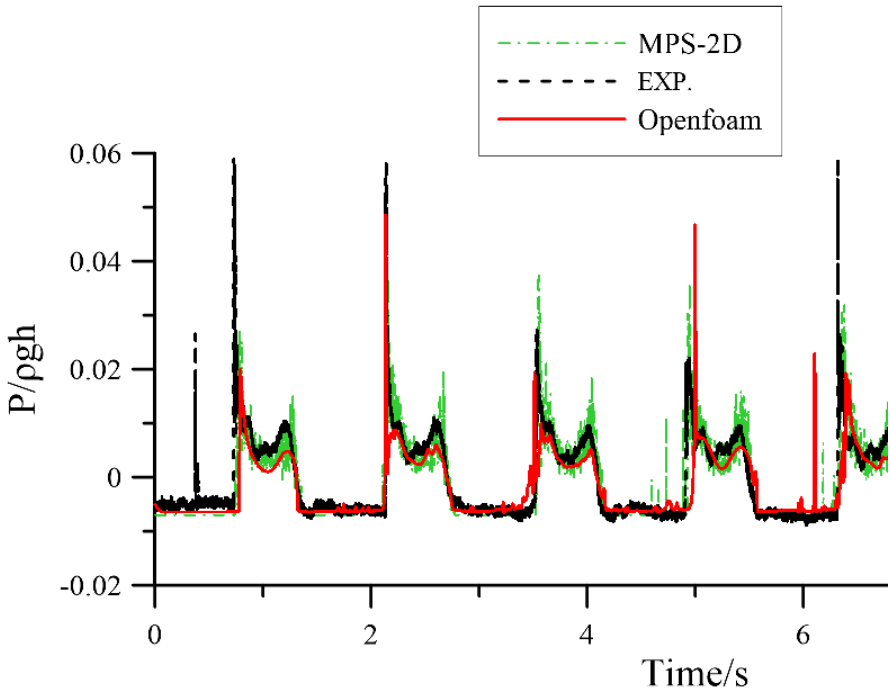


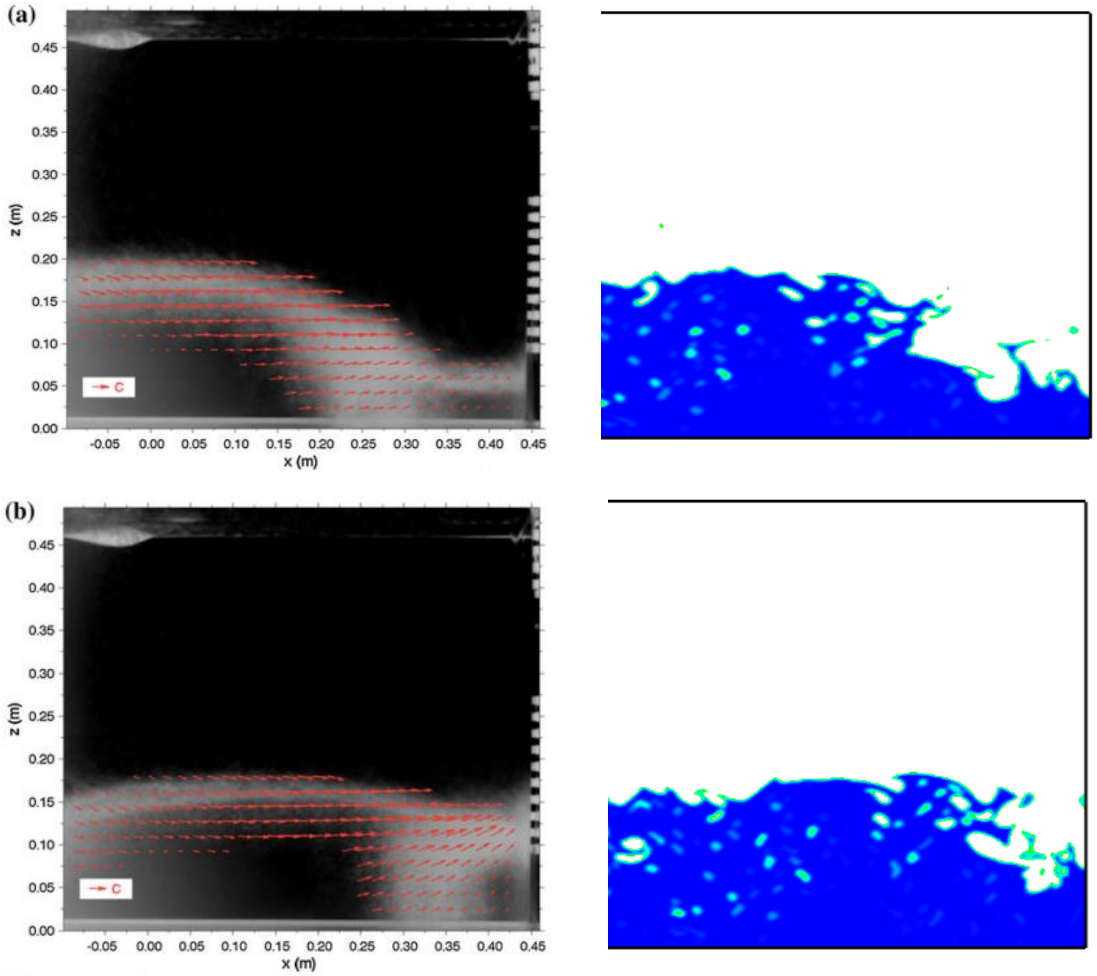
图 4-6　CH15 点两种 CFD 计算方法与实验值的比较

通过比较我们发现，本文基于 OpenFOAM 的有网格方法与无网格 MPS 粒子法对于液舱晃荡问题的数值模拟结果和实验数据相比都吻合的很好。由于相对来讲网格方法有更多的约束，因此曲线更为光滑，而 MPS 方法则产生了更多的“毛刺”。

（3）自由液面对比

实验过程中，为了对晃荡过程中的自由液面变化进行记录，实验工作人员采用了高速摄像机，按照图 4-7 的方法进行了布置。对晃荡过程中某几个特殊时刻实验自由液面与数值模拟自由面进行比较如图 4-8 所示。下图中左图为实验自由液面图，右图为数值模拟液舱晃荡自由面图。

图 4-7　实验装置中高速摄像机布置图



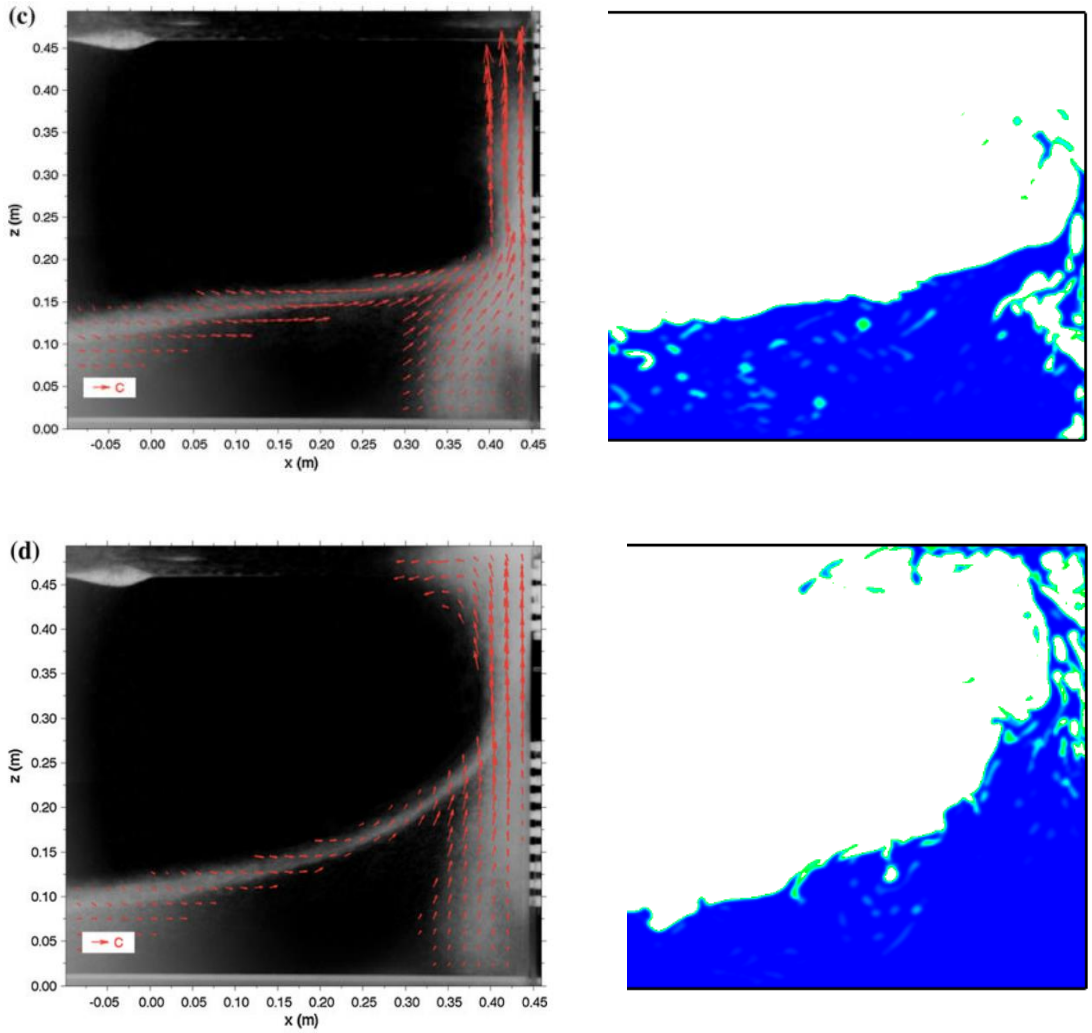


图 4-8　某几个时刻液舱内液体自由面情况比较

这里我们选取了一个首次砰击过程中 4 个具有代表性时刻的自由液面情况。上图(a)反映的是液体刚刚通过液舱中间面时的情况，此时是液体将上一次升高产生的势能转化为动能过程的末尾时刻，此时的液体整体上具有最大的速度。上图(b)反映的是砰击前的“蓄势”状态，这时液体已经聚集在右舱壁边，而且部分液体的速度已经开始由向右转向上。(c)图反映的是当液体刚刚到达最右侧舱壁时，向右运动的液体在舱壁的阻碍下运动方向由水平瞬时变为竖直，形成射流，液体沿着舱壁向上运动，这时会对侧舱壁上的测压力点产生最大的一个砰击峰值。(d)图反映的是液体继续向上运动，拍击液舱顶部，出现冲顶现象，并伴随着破碎、飞溅等自由面大变形情况。

通过将数值模拟中各个时刻的自由液面的情况与实验对比可以发现，CFD 数值模拟的液舱内液体运动状态还是基本与实验相符合的。

4.2 计算模型二

4.2.1 模型介绍

本模型是韩国大宇造船集团水动力学部 Kim 进行液舱晃荡实验的模型，液舱模型如下图 4-9 所示，晃荡的整个测量系统如下图 4-10 所示。

整个系统是由三个部分组成，即振动台系统，传感器系统和数据分析系统。振动台系统包括控制面板和驱动器，用于固定矩形液舱，同时可以由计算机控制进行水平方向的运动；

传感器系统包括压力传感器，位移传感器和放大传感器等，数据分析系统则由数据记录仪和计算机组成。

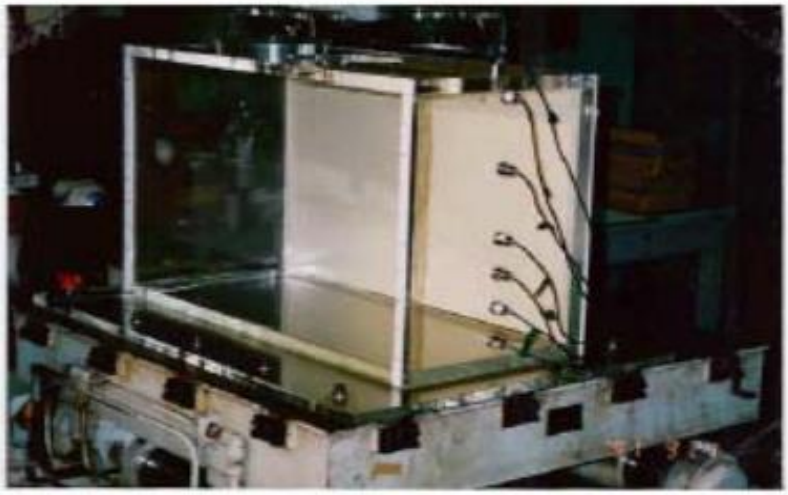


图 4-9 实验用矩形液舱模型

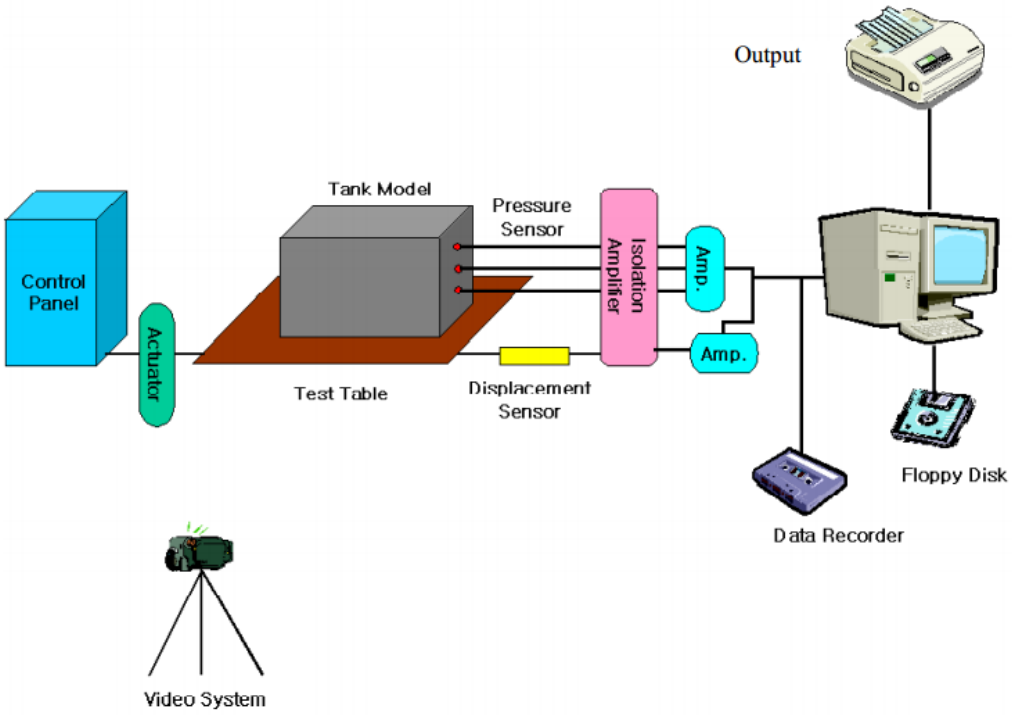


图 4-10 晃荡实验测量系统简图

实验过程中，矩形液舱被固定在平台上。为了准确测量晃荡过程中液舱壁上的砰击压力情况，实验过程中在液舱壁上布置了 9 个测压力点。模型的主尺度与测压点的布置如下图 4-11 所示。

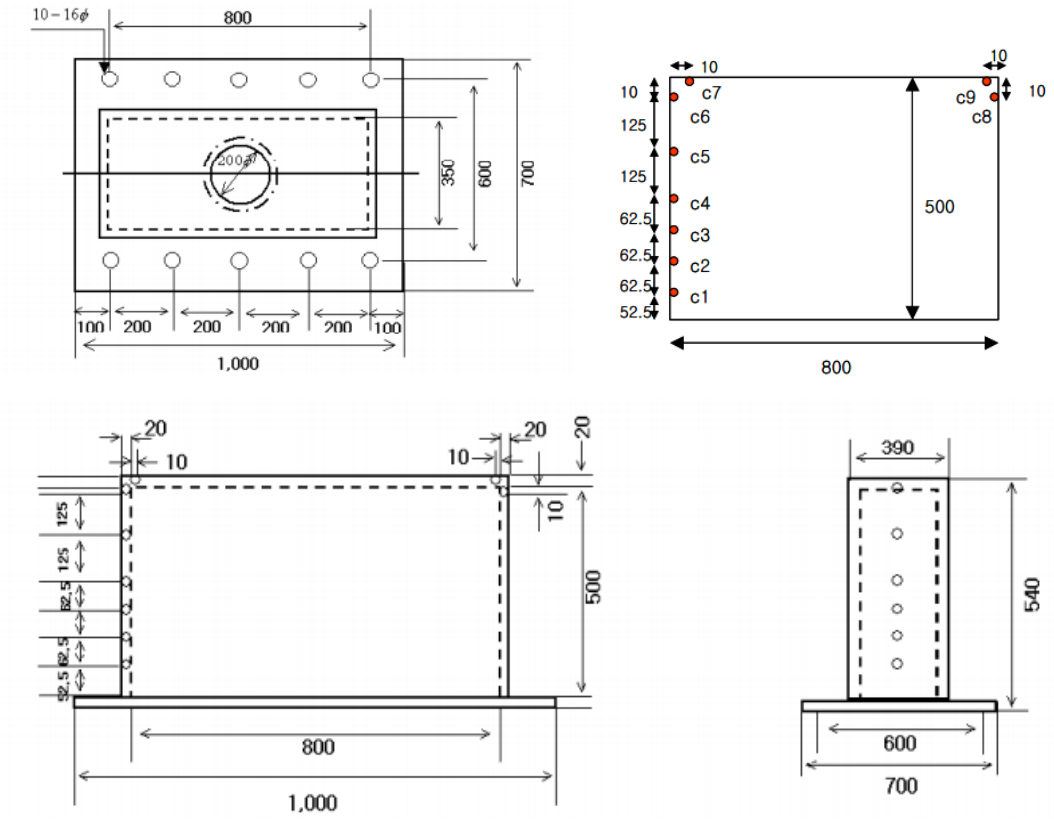


图 4-11 模型主尺度以及测压点布置

4.2.2 计算工况一

这一部分，我们将主要探讨不同充水率下的液舱在共振频率时的强迫振动情况。矩形液舱沿长度方向（x 方向）做简谐振动，运动函数：$X=\zeta_0 \sin(\omega t)$ ，其中最大振幅 $\zeta_0=20mm$。实验分别对 30%，50%，70%，80%四种不同充水率下的液舱做强迫振动，由于最大晃荡幅度时的振动频率一般非常接近共振频率，也通常被默认为共振频率。因此，此处仅取其共振频率时的情况进行研究。

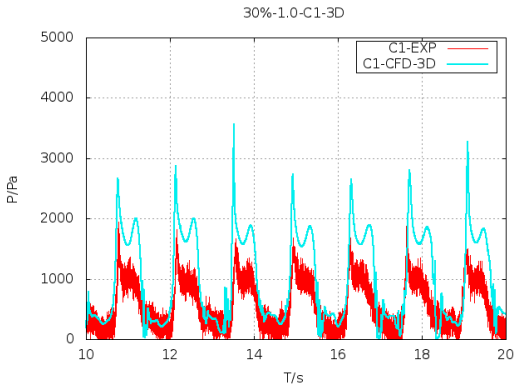
表 4-2 计算模型二主要工况参数

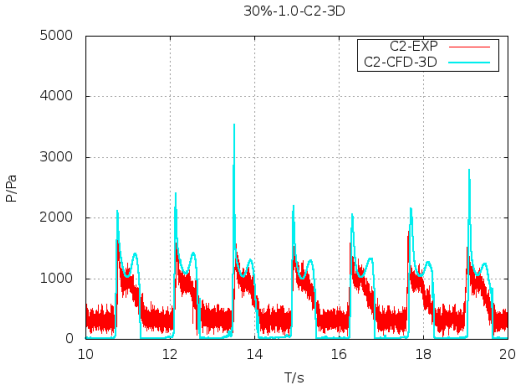
充水率	30%	50%	70%	80%
振动频率 ω	4.513	5.386	5.819	5.941

4.2.3 计算结果验证

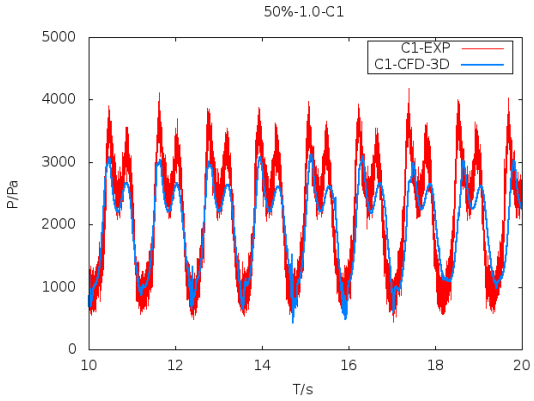
分别对 4 种充水率情况建立 3 维数值模型，将计算结果与实验结果比较如下图 4-12。

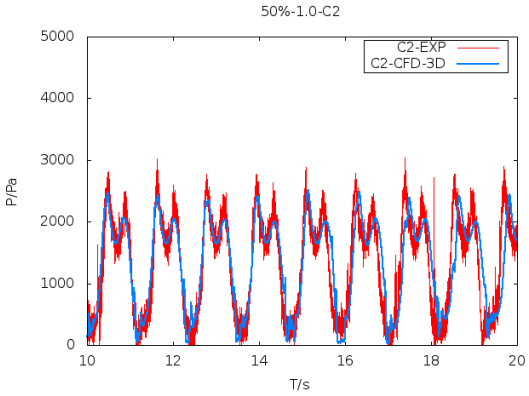
（1）30%充水率共振频率模拟（取 C1，C2 点）



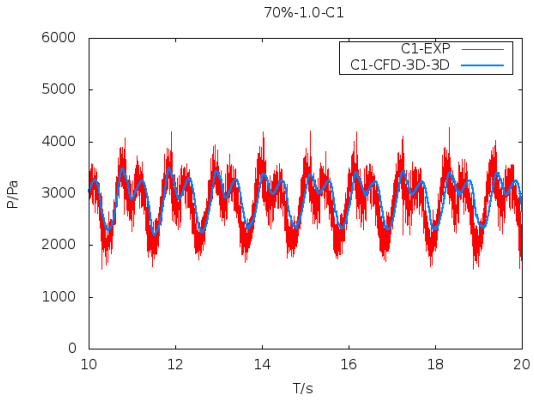


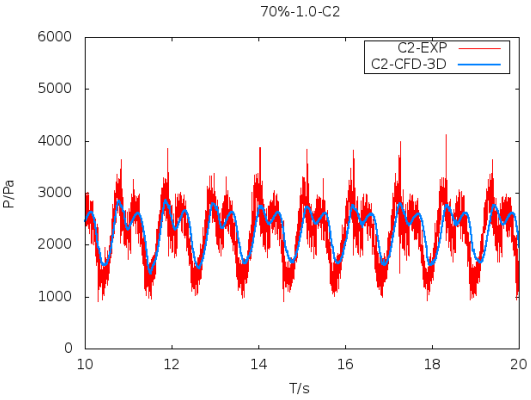
（2）50%充水率共振频率模拟（取 C1，C2 点）

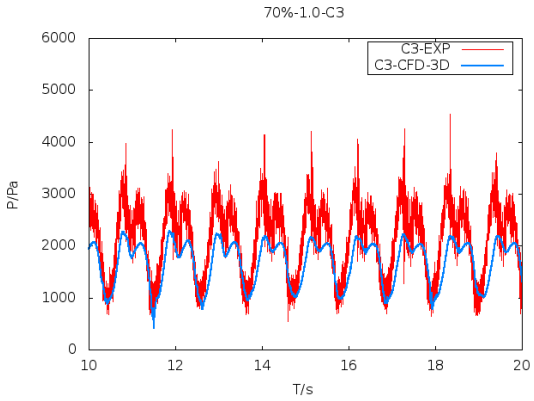


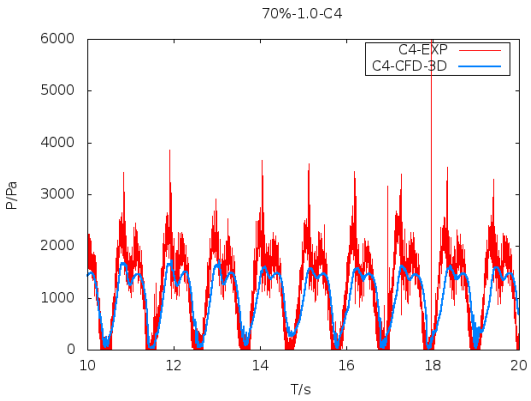


（3）70%充水率共振频率模拟（取 C1，C2，C3，C4 点）









（4）80%充水率共振频率模拟（取 C1，C2，C3，C4 点）

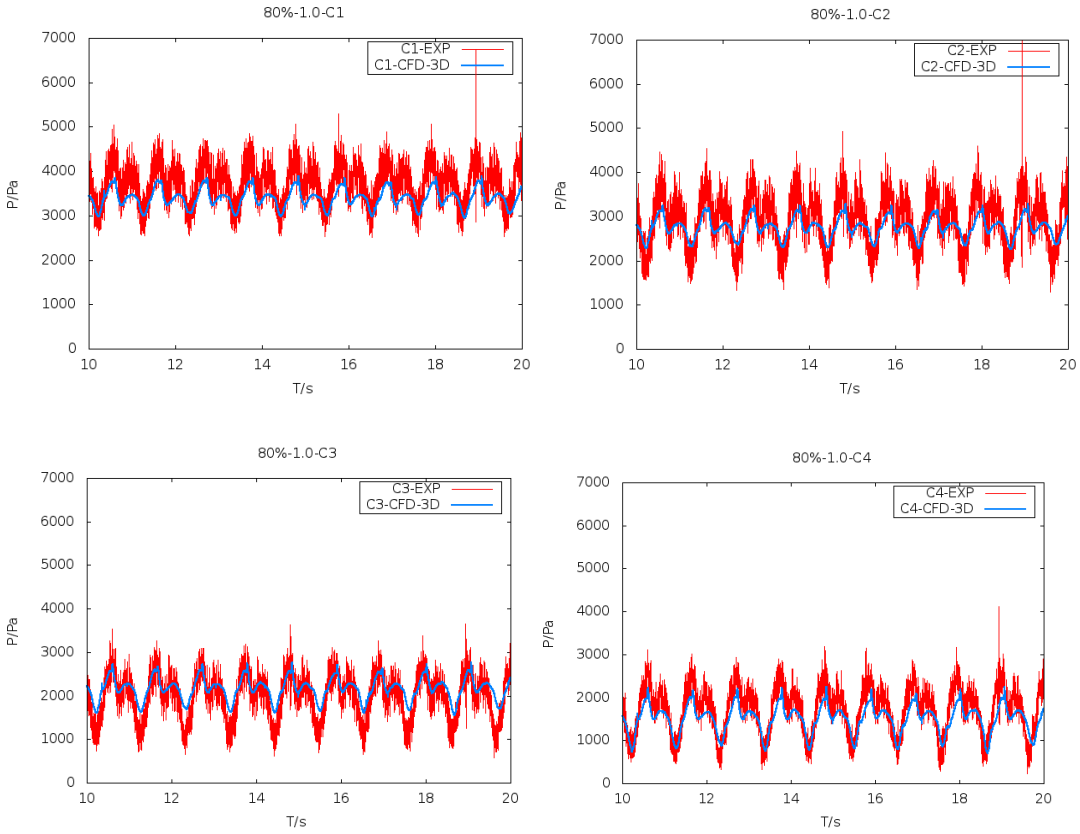


图 4-12　30%,50%,70%,80%四种充水率下测压点压力时历曲线

通过对 4 种充水率下多个测压力的压力时历曲线进行比较，我们发现 30%充水率下的数值模拟结果不是很理想，数值模拟的结果相比实验数据偏大 30%-50%左右。其余三种充水率下的结果吻合非常好。原因主要是在固定测压点的情况下，由于 30%充水率的静止自由液面较低，实际测压点的压力主要由砰击压力产生，其产生的两个峰值为一次砰击和二次翻卷产生，压力的主要成分是动压，相对误差较大。而随着充水率的增加，测压力点渐渐低于静止自由液面，压力的两个峰值也主要是由液面起伏所造成的静压的不同产生的。

4.2.4 计算工况二

在 4.2.2 中我们探讨不同充水率下的液舱在共振频率时的强迫振动情况，本小节我们主要探讨在同一充水率下不同强迫振动频率对液舱晃荡的影响。这里我们选取的矩形液舱充水率为 30%。

实验的设置与计算工况一中的设置相同。矩形液舱沿长度方向（x 方向）做简谐振动，运动函数：$X=\zeta_0\sin(\omega t)$ ，其中最大振幅 ζ_0=20mm。我们将依据实验数据对 30%充水率下的液舱在 $0.8\omega_0$，$0.9\omega_0$，ω_0，$1.1\omega_0$，$1.2\omega_0$ 五种振动频率下做强迫振动时的情况进行研究，其中 ω_0 为固有频率，大小为 4.513rad/s。

表 4-3 计算模型二主要工况参数

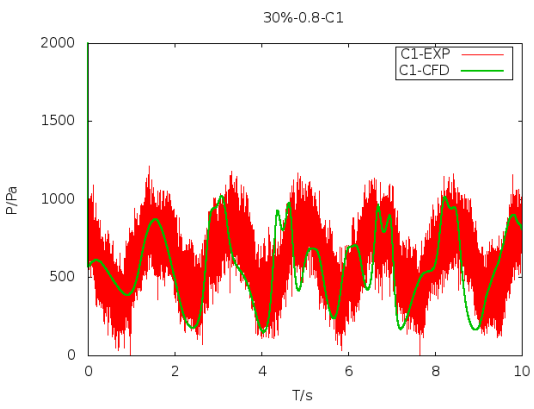
充水率	30%				
振动频率 ω	$0.8\omega_0$	$0.9\omega_0$	ω_0	$1.1\omega_0$	$1.2\omega_0$

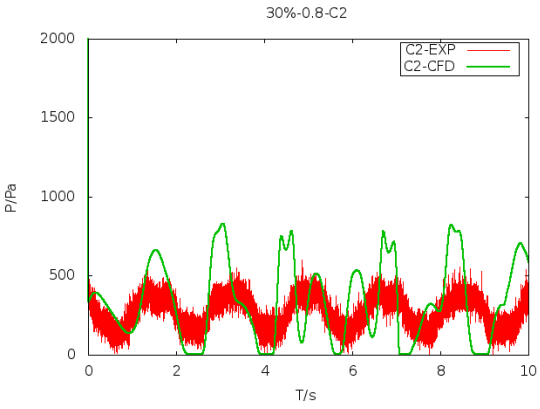
4.2.5 计算结果验证

分别对 30%充水率下 5 种不同振动频率的强迫运动液舱建立二维数值模型，数值模拟

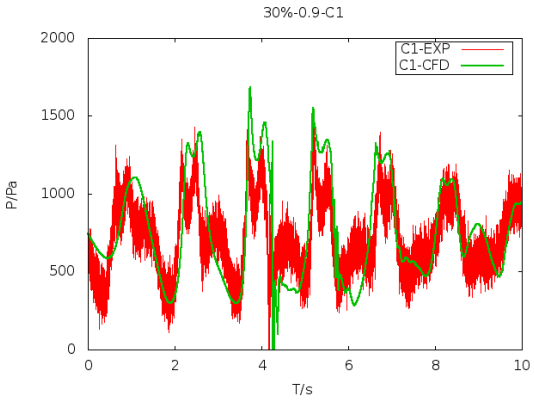
计算后将计算结果与实验结果比较如下图 4-13。测压力点都只取 C1，C2 点。

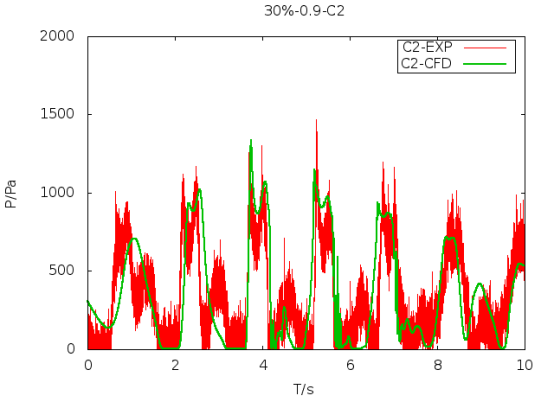
（1）振动频率 $\omega=0.8\omega_0$



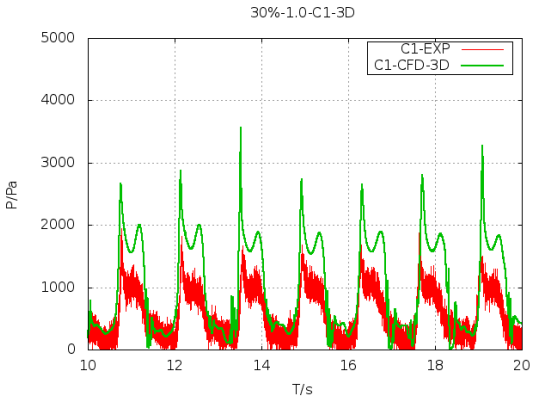


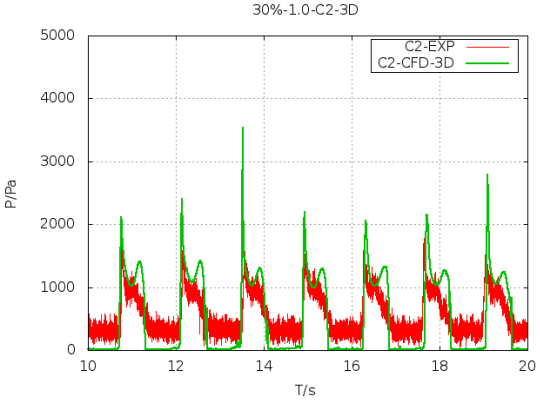
（2）振动频率 $\omega=0.9\omega_0$



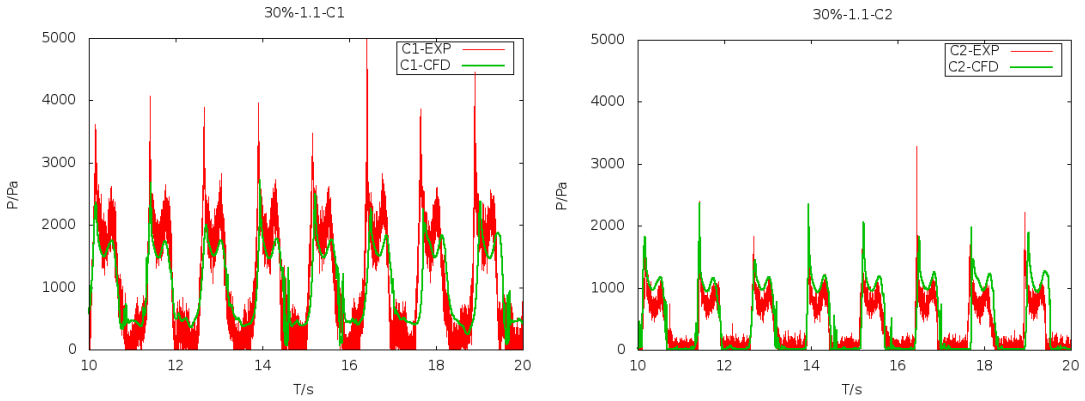


（3）振动频率 $\omega=1.0\omega_0$





（4）振动频率 $\omega=1.1\omega_0$



（5）振动频率 $\omega=1.2\omega_0$

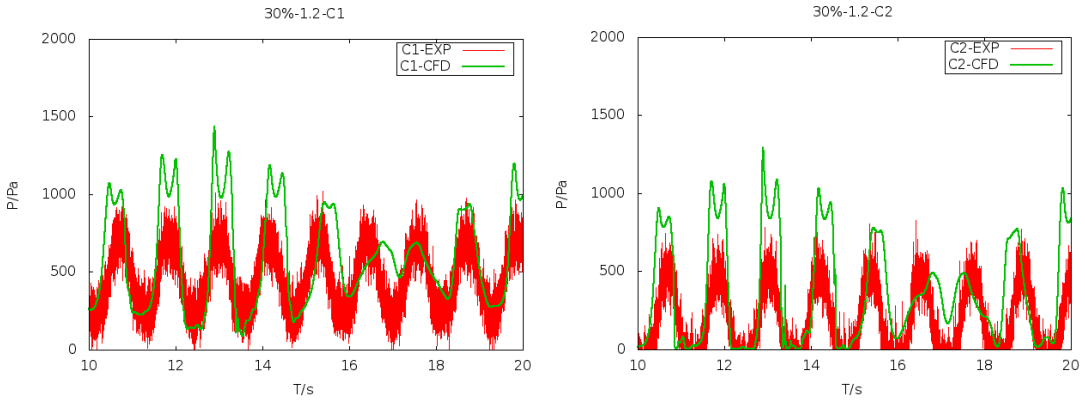


图 4-13　30%充水率五种不同振动频率下测压点压力时历曲线

这里我们对 30%充水率下 $0.8\omega_0$，$0.9\omega_0$，$1.0\omega_0$，$1.1\omega_0$，$1.2\omega_0$ 五种不同振动频率的晃荡情况进行了数值模拟。其中，$0.8\omega_0$ 和 $1.2\omega_0$ 的工况模拟非常的不理想，特别是 $0.8\omega_0$，对照实验给出的视频，波形完全不对。原因可能是当强迫振动频率远离固有频率时液舱内流体晃荡不明显，自由面变化不大，网格方法在处理自由面小变形问题时本身就会出现较大的误差，因此导致了结果的不理想。这部分的计算结果也说明本文采用的有网格 VOF 方法对于远离共振频率时的自由液面小变形晃荡模拟处理能力有限。

4.2.6 与粒子法 MPS 的比较

本小节中，我们将对小组内开发的 MPS 粒子法求解器 MLParticle-SJTU 与本文采用的基于 OpenFOAM 的 naoeFoam-SJTU 求解器数值模拟液舱晃荡问题的结果进行比较。

（1）计算工况

比较采用 70%充水率共振频率时的结果。

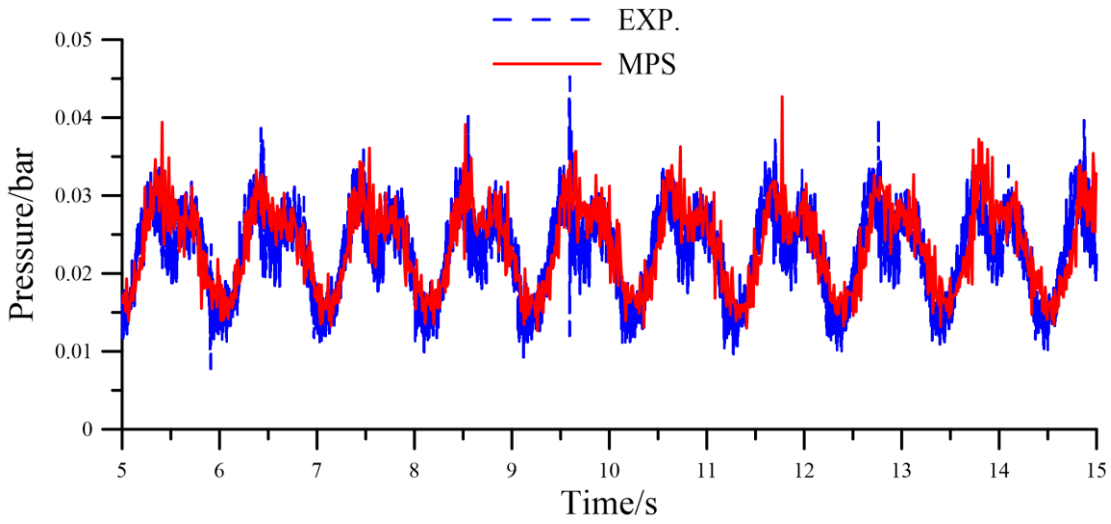
MPS 方法中所用的粒子总数为 14312，其中流体粒子数为 12338，对应粒子初始间距为 0.004m，时间步长取为 $\Delta t=1\times10^{-4}$s。水的密度取为 ρ=1000kg/m3，运动粘性系数为 $\nu=1.01\times10^{-6}$m2/s，重力加速度为 g=9.81m/s2。

本文采用的基于 OpenFOAM 的 VOF 液面捕捉方法中，二维网格的网格量为 16000，时间步长取为 Δt=5×10-4s，其余参数设置与 MPS 方法相同。

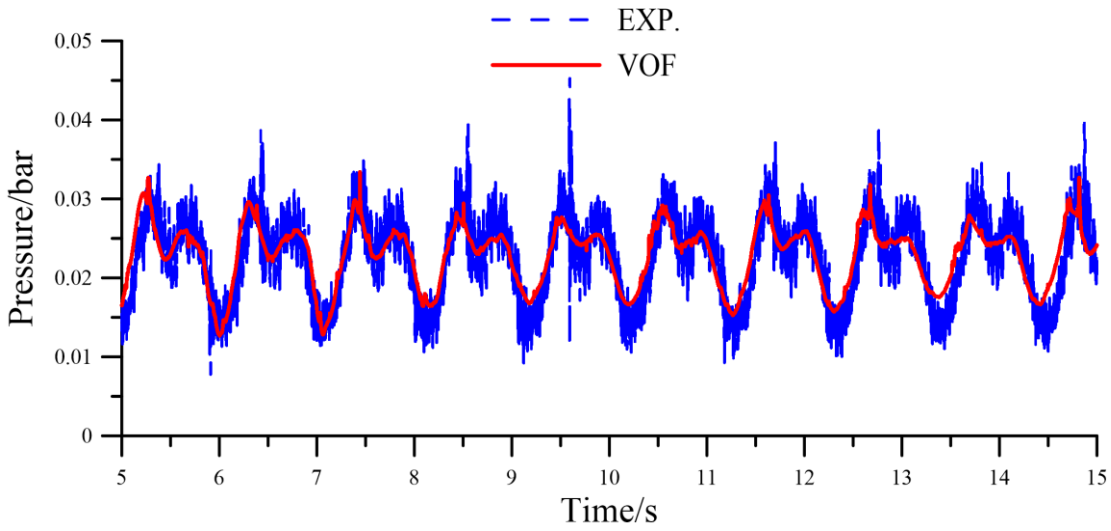
（2）压力时历曲线比较

下图 4-14 给出了共振频率下，在 C2 点处拍击压力的数值模拟结果和实验结果的对比情况，从图中可以看出，MPS 方法和基于 OpenFOAM 采用 VOF 液面捕捉方法的有网格方法计算出的拍击压力时历曲线能够较好地与实验结果相吻合。因此两种方法都能够很好地预测

晃荡产生的抨击压力。从下中可以看出，晃荡产生的拍击压力呈现双峰特征。第一个压力峰值是由于舱壁阻碍液体的水平运动，导致液体的动量方向发生瞬时改变造成的。此后液体沿着舱壁向上运动，并在重力作用下开始下落，从而对底部流体产生第二次拍击压力。



（a） MPS 方法与实验结果对比



（b）基于 OpenFOAM 的 VOF 方法与实验结果对比

图 4-14 两种不同计算方法在共振频率时测压点压力时历曲线对比

（3）自由液面比较

下图 4-15 为共振频率下 MPS 方法和本文采用 VOF 方法捕捉液面的数值方法计算模拟得到的自由面变化和压力场的对比情况。从图中可以看出，在共振频率下，液舱中的液体晃荡比较剧烈。当液舱在外部激励作用下到达最右侧位置时，向右运动的液体在液舱舱壁的阻碍下，运动方向由水平方向瞬时变为竖直方向，形成射流，沿着舱壁向上运动，进而拍击液舱顶部，出现冲顶现象，并伴随着液体发生破碎、飞溅等自由面大变形情况。

从自由液面的对比可以看出，相对于网格法中自由液面捕捉的 VOF 方法而言，粒子法 MPS 方法确实能够很好的模拟液体冲顶、飞溅等复杂的流动现象；从压力场的对比可以看出，与 MPS 方法相比，VOF 方法可以得到比较光顺的压力场。

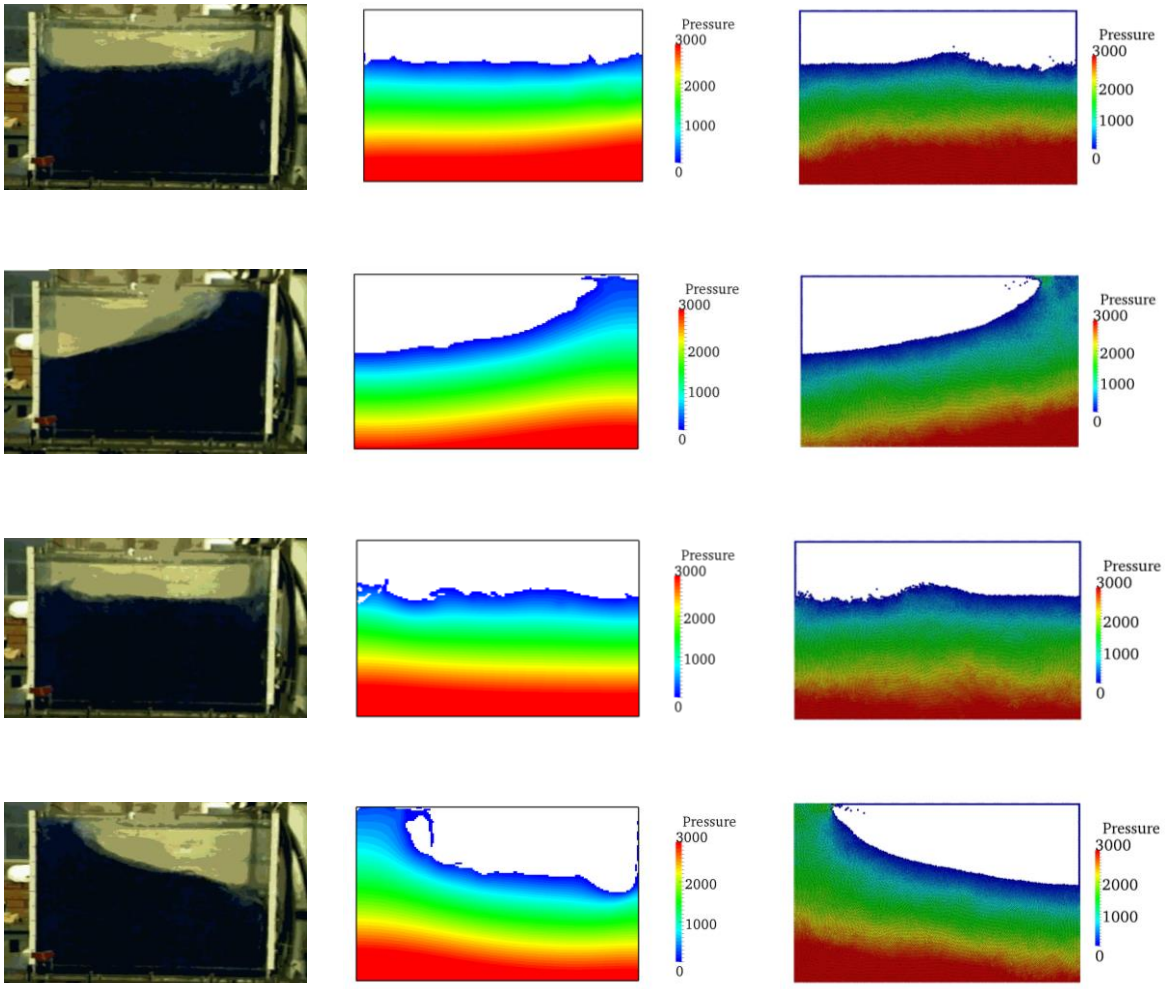


图 4-15　两种不同计算方法砰击右侧舱壁时自由液面与实验的对比
（左图：实验，中间图：VOF 方法，右图：MPS 方法）

4.3 本章小结

本章基于 Chang 和 Kim 两方面数据来源，建立三维矩形液舱模型进行数值模拟计算，然后与实验结果进行比较。

首先对 Chang 的实验数据进行了比较，可以发现，整体吻合非常好。小的不足主要是对峰值的捕捉不是很理想，有几个实验数据的峰值大大超过了数值模拟结果的峰值，这种随机性的峰值数据也一直是 CFD 计算中的普遍存在的一个难题；产生该问题的原因也是很复杂的，比如实验装置并非理想模型带来的误差，再比如数值计算过程中的耗散等问题。同时也应当注意到，数值曲线与实验相比显得更光滑，抹去了很多毛刺，这与 RANS 方程本身的平均化处理思想以及边界条件的限制有关。

在 Kim 实验数据的比较中，我们分别做了不同充水率固有频率振动和同一种充水率下不同振动频率的数值模拟。

在计算工况一 30%， 50%，70%，80%，4 种不同充水率共振频率模拟中，30%充水率比较的不是特别理想，数值模拟的结果比模型实验大了约 50%，其他充水率情况下数值模拟结果与实验数据吻合的还是很好的。不难发现，Chang 数据计算中的问题还是存在的，特别是数值曲线抹去毛刺的特点显现的尤为突出。

在计算工况二 30%充水率下 $0.8\omega_0$，$0.9\omega_0$，$1.0\omega_0$，$1.1\omega_0$，$1.2\omega_0$ 五种不同振动频率的数值模拟中，$0.8\omega_0$ 和 $1.2\omega_0$ 的工况模拟非常的不理想，特别是 $0.8\omega_0$，对照实验给出的视频，波形完全不对。为了这个问题本文进行了大量的研究，在湍流模型、数值计算、启动函数等多个角度进行了反复修改实验，都没有起到理想的效果。本文猜测原因可能是当强迫振动频率远离固有频率时液舱内流体晃荡不明显，自由面变化不大，网格方法在处理自由面小变形问题时本身就会出现较大的误差，因此导致了结果的不理想。在与粒子法（MPS）的数值模拟结果比较后也基本验证了这一猜想。

通过把数值模拟的自由液面结果与实验进行对比可以看出，相对于网格法中自由液面捕捉的 VOF 方法而言，粒子法 MPS 方法确实能够很好的模拟液体冲顶、飞溅等复杂的流动现象。但对压力场的计算过程中，与 MPS 方法相比，VOF 方法可以得到比较光顺的压力场。

总体来讲，通过与实验数据的对比，在固有频率附近时数值模拟的结果还是非常理想的。这也验证了本文数值计算方法的可靠性，为下一步的计算提供了可靠的保证。

第五章 矩形液舱加隔板强迫振动数值模拟

本章将对矩形液舱加隔板晃荡的情况进行分析研究，主要研究竖隔板对减小晃荡幅度起到的作用以及在晃荡过程中竖隔板高度的影响，进行研究的对象主要是基于 Kim 数据 4 种不同充水率矩形液舱模型。本章首先基于 Hakan Akyildiz（Istanbul Technical University）论文[13-15]中的模型进行建模计算，将数值计算结果与其论文中给出的实验数据进行比较，验证本文中方法计算带隔板矩形液舱晃荡问题的可靠性；然后对第四章 Kim 的矩形液舱晃荡模型加竖隔板进行再次数值模拟，并与实验结果和不加隔板的情况下的数值模拟结果进行比较；最后将计算讨论隔板高度对减小液舱晃荡幅度的影响。为了节省计算量，此部分的算例均采用二维模型。

5.1 验证计算模型

5.1.1 模型介绍

本模型是 Hakan Akyildiz 进行晃荡实验的模型，主要目的是探讨矩形液舱中央的竖隔板对减小晃荡幅度的影响。模型的主尺度以及压力测点如下图 5-1 所示，相对于一般矩形液舱，该模型在液舱长边中间处加了一个竖隔板，该隔板将起到减小晃荡幅度的作用。本章将依据此模型建立数值模型并计算，然后将计算结果与其给出的实验结果和数值结果进行比较，作为本章的验证算例。

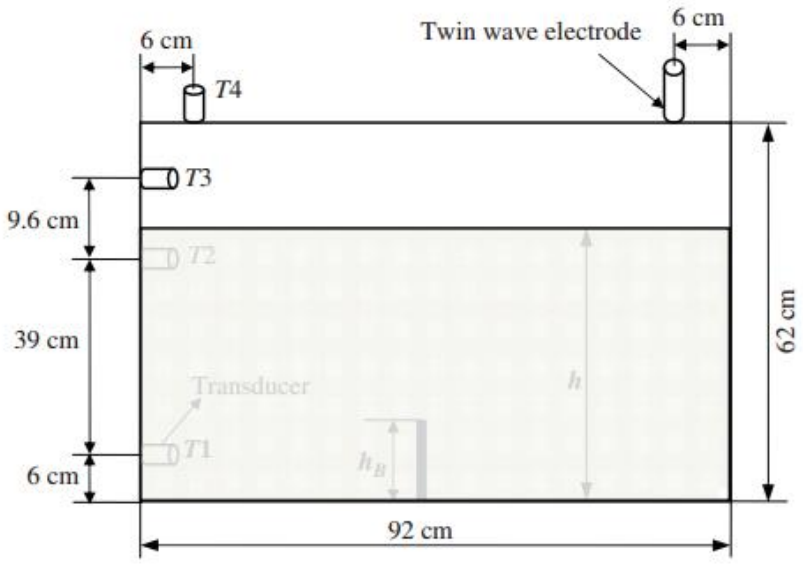


图 5-1 验证计算模型主尺度及测压点图

5.1.2 计算工况

表 5-1 验证模型主要计算工况

充水率	50%
充水高度	0.31m
隔板高度	15.24cm
运动方式	横摇
运动函数	$\theta = \theta_0 \sin(\omega t)$ （其中 θ_0=8°，ω=2rad/s）

5.1.3 计算网格

本算例的网格是由 OpenFOAM 自带的网格生成工具 blockMesh 生成的，由于要在液舱中央加一个竖隔板，因此网格必须分块生成，此处共分了 5 块，并按照经验给予其不同程度的网格密度。

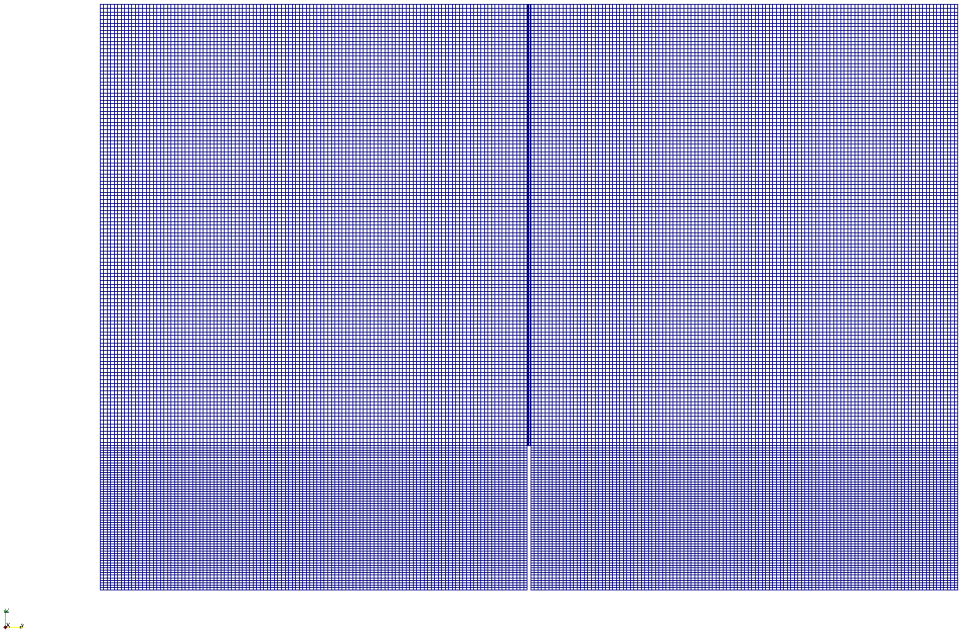


图 5-2 验证计算模型网格示意图

5.1.4 计算结果验证

对测压点 T1 处压力时历曲线进行比较，在波形处进行放大比较，如下图 5-3。

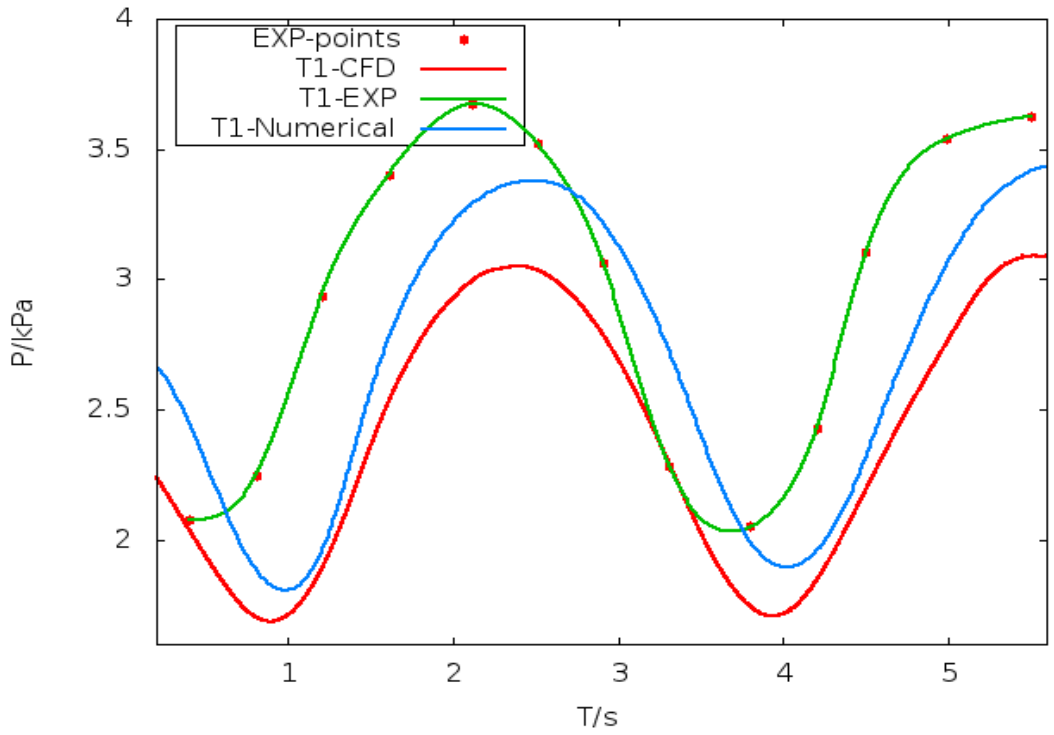


图 5-3　T1 点压力时历曲线比较

上图中的绿线为实验数据点连成的曲线，蓝线为原作者本人进行的数值模拟结果，红线是本章所做的数值模拟结果。可以看出，两个数值模拟的结果吻合还是比较好的，但与实验数据存在一定的误差。原作者对其数值模拟结果与实验结果误差的解释为实验模型在启动时的参数设置与数值模拟有一定的差异。

总体来讲，本章数值模拟的结果还是比较成功的，为接下来计算的可靠性提供支撑。

5.2 对基于 Kim 数据的不同充水率液舱模型加竖隔板模拟比较

5.2.1 模型介绍

对于第四章中 Kim 的矩形液舱模型统一添加高度为 100mm 的竖隔板，数值模拟之后与实验数据以及未加隔板的情况进行比较。考虑到计算量的问题，本章节统一采用二维模型。

5.2.2 计算工况

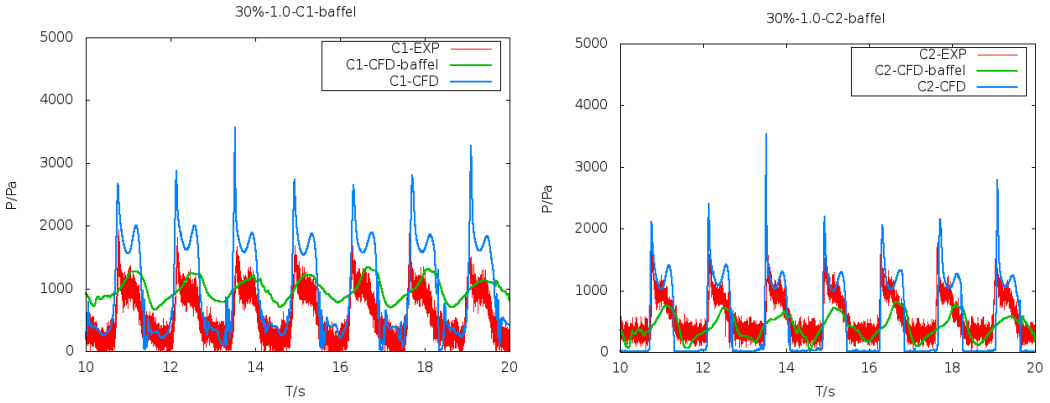
计算工况同第四章 4.1.2 小节.

5.2.3 计算结果分析

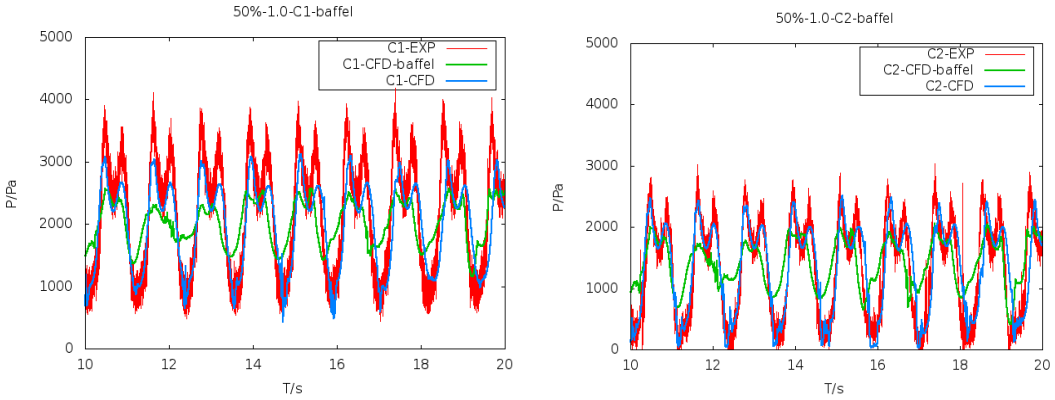
5.2.3.1 压力时历曲线比较

将加竖隔板后的矩形液舱晃荡数值模拟结果（绿线）与实验数据（红线）、未加隔板数值模拟结果（蓝线）比较如下图 5-4.

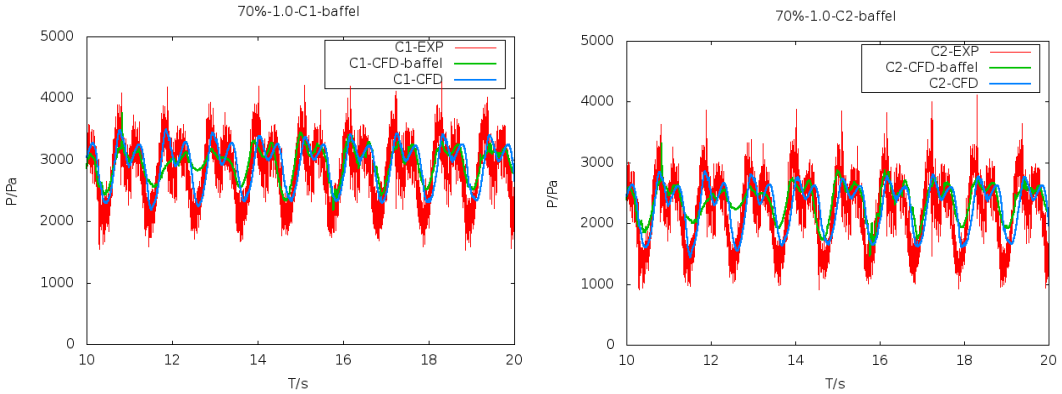
（1）30%充水率 C1，C2 测压点压力比较。



（2）50%充水率 C1，C2 测压点压力比较。



（3）70%充水率 C1，C2 测压点压力比较。



（4）80%充水率 C1，C2 测压点压力比较。

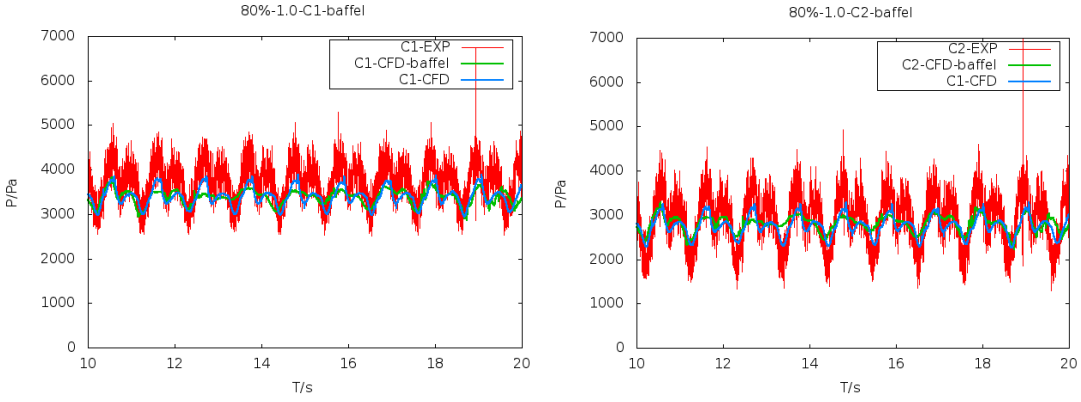


图 5-4 不同充水率下 C1，C2 测压点压力在有无竖隔板时的比较

通过对加隔板前后测压点的压力时历曲线比较可以发现，对于同一高度的隔板来讲，随着液舱充水率的增加，加该高度隔板后的效果渐渐变得不明显。这是因为隔板的左右在于减缓从左向右运动的液体在液舱中间时的加速过程，在液体将升高产生的势能转化为动能的过程中，自由液面附近的液体速度增加是最大的，这一点在下面的速度场分析中将会解释，因此较低高度的隔板对于阻碍自由液面处流体的加速所起的作用有限。

5.2.3.2 压力场分析

为了分析隔板对液舱内流体晃荡压力场的影响，我们以 50%充水率时的液舱晃荡算例（隔板高度 100mm）为例，做了晃荡过程中液舱内流体的压力分布图。

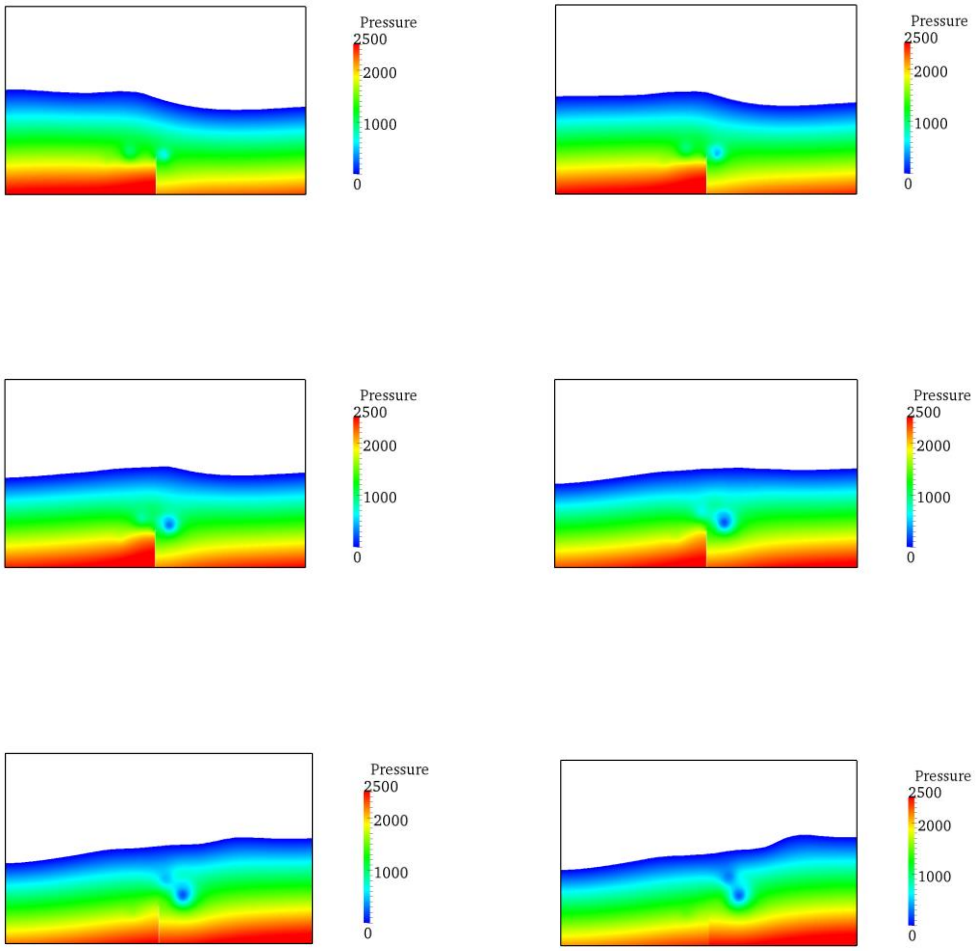


图 5-5　50%充水率下 2.75s 附近晃荡液体压力图

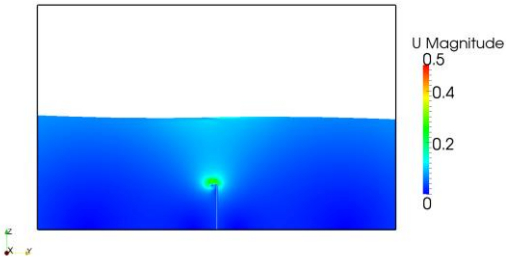
我们取的是 2.75s 附近（±0.15s）的 6 个时刻的压力场图，液舱内流体正从隔板左侧向隔板右侧运动，且波峰恰好经过液舱中间的隔板。按照本文前面的分析，这时的液体正把上一次抬升产生的势能变化为动能，也是液体速度增加最快的时刻。从图中我们可以看到，在隔板两侧的流体虽然液面高度接近，但却存在明显的压力差；通过图 5-5，我们还可以发现在隔板最高处的右上方产生了一个明显的圆形低压区。

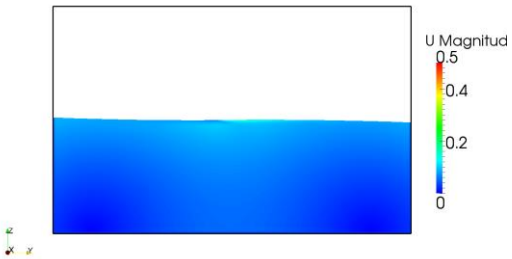
通过对液舱内流体压力的分析，我们认为竖隔板对于液舱内晃荡流体的压力场产生了非

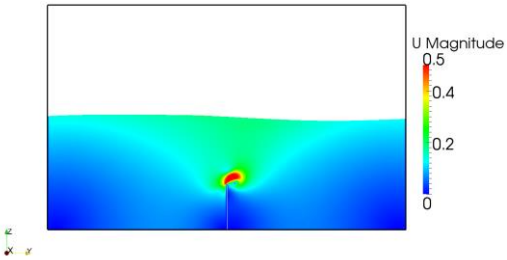
常大的影响。隔板通过阻碍左侧流体向右侧的运动来减小晃荡流体的动压力，从而减小流体的晃荡幅度。

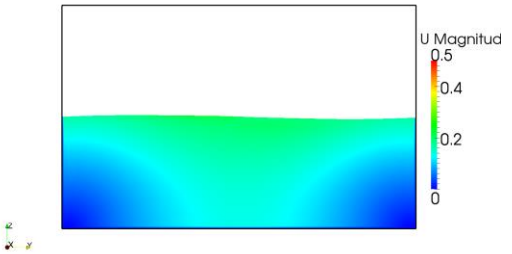
5.2.3.3 速度场分析

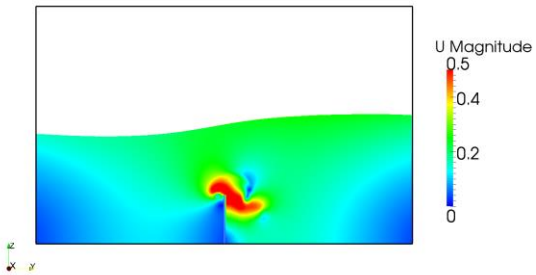
为了分析隔板对液舱内流体晃荡速度场的影响，我们以 50%充水率时的液舱晃荡算例（隔板高度 100mm）为例，做了晃荡过程中液舱内流体的速度分布图。我们取的是 1s、1.5s、2s、2.5s、2.75s 五个时刻的速度场云图，此时液舱内流体晃荡处于启动过程，方便我们分析隔板对速度场的影响。

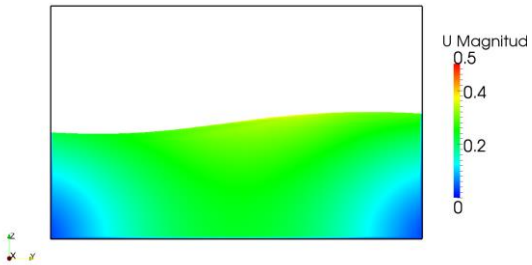












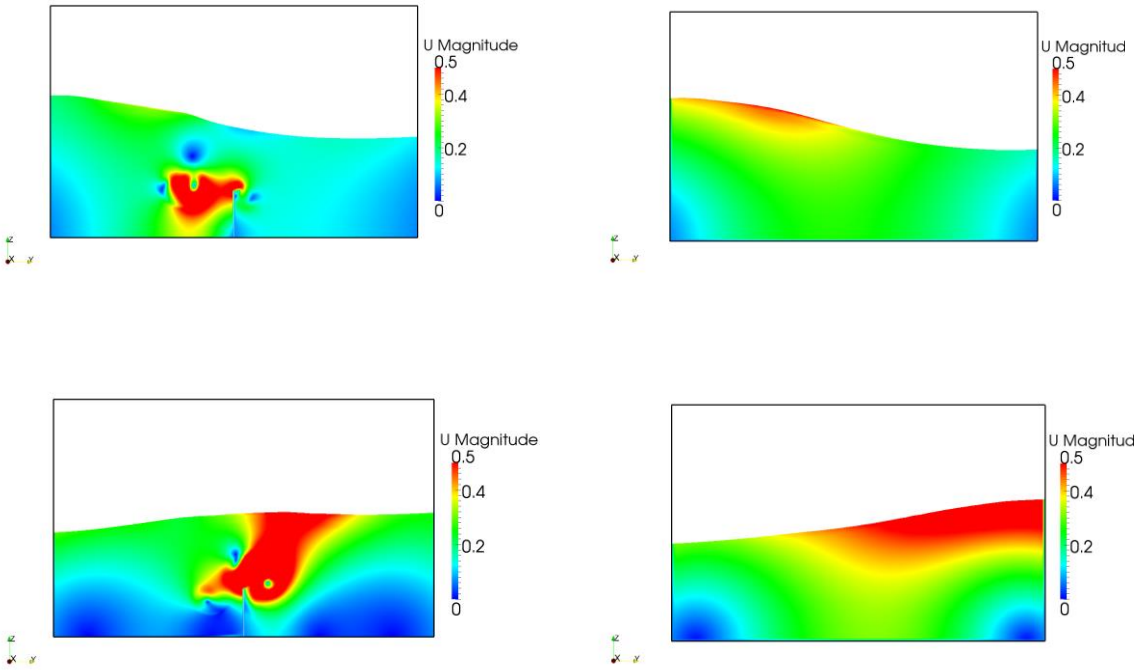


图 5-6 50%充水率下有无隔板晃荡液体速度场对比图

在图 5-6 中，左侧的是有隔板情况下的晃荡速度场图，右侧则是无隔板情况。可以发现，对于未加隔板的晃荡液体，自由面附近的液体加速过程比较明显；对于加隔板后的晃荡液体，在隔板顶部会产生较大的速度，但是对于整体速度场来说，隔板明显减小了强迫振动对速度场的正效应。特别是在矩形液舱左右下角产生了两个低速区，这对于减小液体运动产生的动压力有很好的作业。通过对液舱内流体速度场的分析，我们认为竖隔板对于液舱内晃荡流体的速度场产生了非常大的影响。竖隔板通过阻碍左侧流体向右侧的运动来阻止晃荡流体速度的增加，从而减小动压力，起到减小晃荡幅度的作用。

5.3 对 Kim 数据中 50%充水率液舱调整竖隔板高度模拟比较

5.3.1 模型介绍

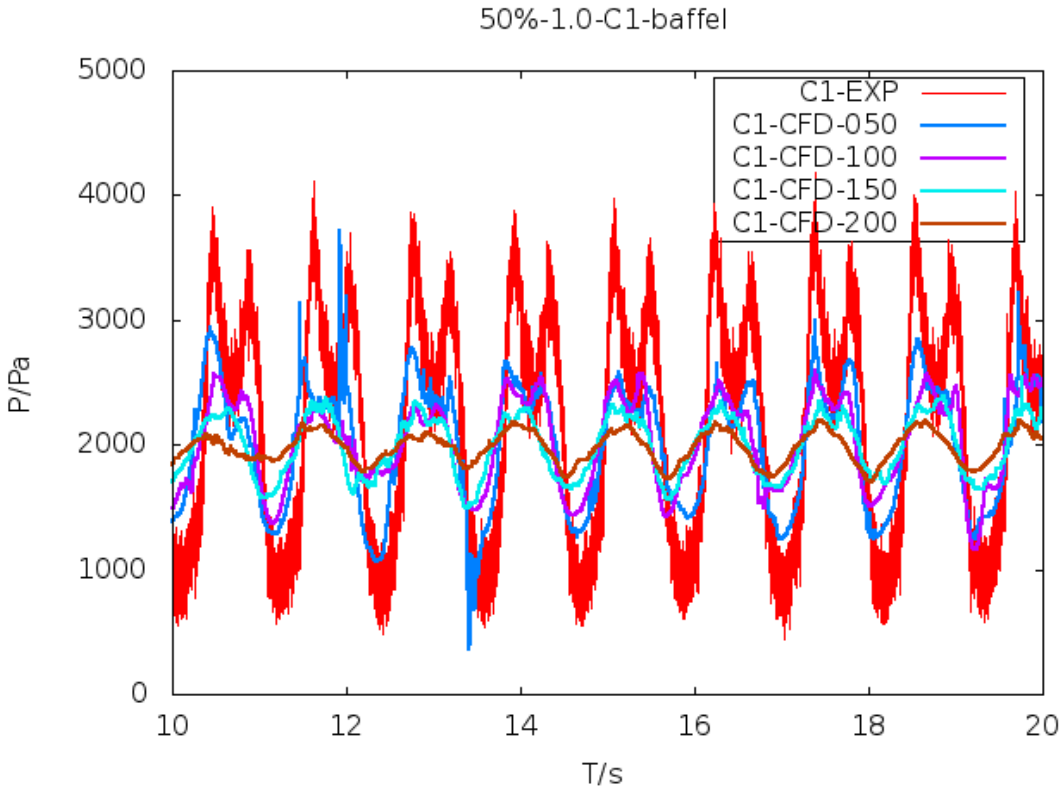
对于第四章中 Kim 的矩形液舱模型 50%充水率工况下分别加 50mm，100mm，150mm，200mm 高度的竖隔板，数值模拟之后将 4 种隔板高度下的结果与实验数据进行比较。考虑到计算量的问题，本章节统一采用二维模型。

5.3.2 计算工况

计算工况同第四章 4.1.2 小节中 50%充水率工况.

5.3.3 计算结果分析

将加 4 种不同高度竖隔板后的矩形液舱晃荡数值模拟结果与实验数据（红线）比较如下图 5-7 所示。



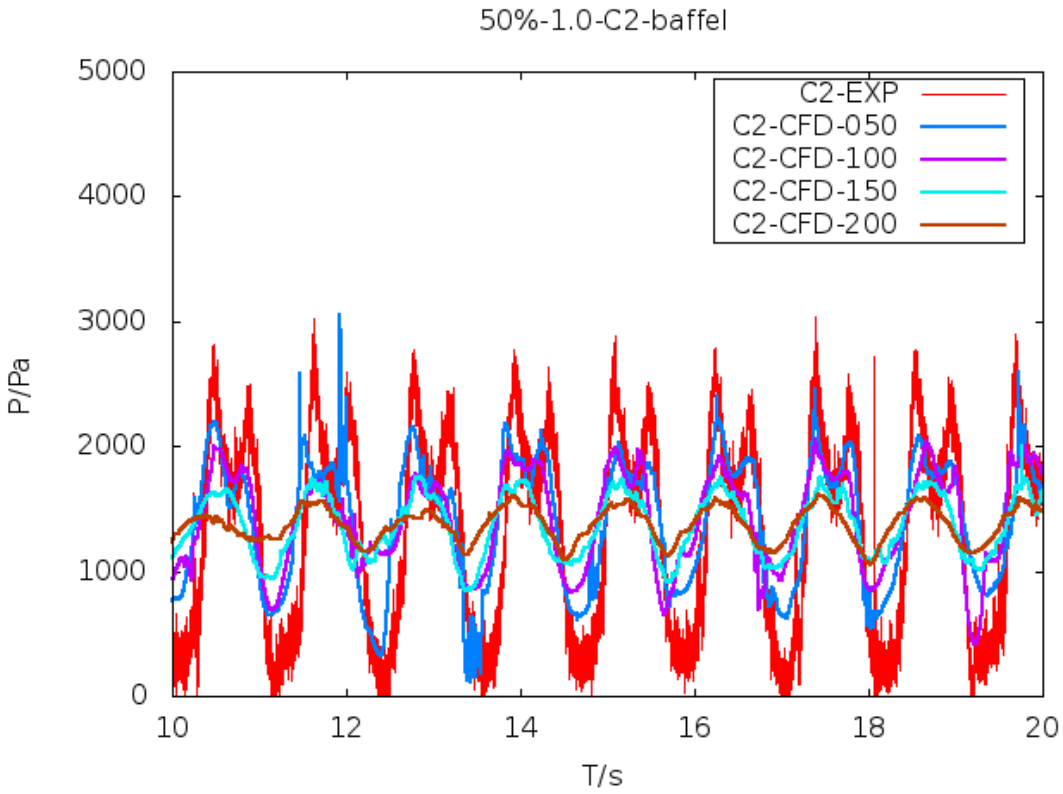


图 5-7 50%充水率下不同竖隔板高度时 C1，C2 测压点压力的比较

通过比较各条曲线可以发现，在 50%充水率下，低高度隔板效果并不明显，随着隔板高度从 50mm 逐渐增加到 200mm，晃荡的幅度也缓慢减小。隔板达到 200mm 高度时已经不再出现固有波形的两个小波峰，而是形成稳定的类似正弦函数式的波形。

5.4 本章小结

本章对矩形液舱加隔板晃荡的情况进行分析研究。首先通过一个横摇运动的算例计算验证了本文方法在计算有隔板晃荡时的可靠性。接下来研究了两个问题，一是竖隔板对减小晃荡幅度起到的作用，另一个是基于前者进一步对隔板高度影响晃荡幅度的研究。

第一部分竖隔板对减小晃荡幅度的研究主要依据第四章 Kim 实验的模型，对其二维情况下的晃荡问题进行了加隔板，隔板高度固定。通过与实验数据以及不加隔板时的结果进行比较，可以发现在隔板高度与液面高度比值（h_B/h）较大时，隔板对于减小晃荡幅度、减小砰击压力的效果较为明显；但随着 h_B/h 的减小，隔板的效果渐渐不明显，例如 70%、80%充水率时的结果。

第二部分主要是基于第一部分发现的问题，进一步考察了隔板高度对于液舱晃荡的影响。这里取了数值模拟结果与实验数据吻合较好的 50%充水率工况，在液舱中央处添加了高度为 50mm、100mm、150mm、200mm 高度的竖隔板（h_B/h 依次为 0.2、0.4、0.6、0.8），将其数值模拟的结果进行比较，发现随着隔板高度增加，晃荡幅度缓慢减小。

第六章 LNG 型液舱强迫振动数值模拟

在第四章和第五章中本文分别对矩形液舱和矩形液舱加竖隔板强迫运动的情况进行了数值模拟研究。本章中将对 LNG 型液舱晃荡的情况进行分析研究，主要研究内容分两个部分。一是不同充水率情况下 LNG 型液舱晃荡的数值模拟以及最大压力点分析，在此之前，本章将先进行验证模型的计算。二是对三维复杂运动的 LNG 型液舱进行数值模拟，这部分由 naoeFoam-SJTU 的六自由度模块来完成。

根据两部分研究内容，本章进行研究的对象有两个。一是 C.G. Koh&M. Luo（National University of Singapore）论文[12]中的 LNG 液舱模型，本章将首先对其进行建模计算，然后把数值计算结果与其论文中给出的实验数据进行比较，验证本文中方法计算 LNG 液舱晃荡问题的可靠性；接下来将以此模型研究不同充水率下 LNG 型液舱的晃荡情况，并通过布置测压点找出该强迫振动模式下液舱壁上的最大砰击压力点。为了节省计算量，此部分的算例除验证模型采用三维模型，其余均采用二维模型。第二个研究对象是德州农工大学 Kai Yu 和 Hamn-Ching Chen 进行晃荡实验的模型[32]，主要目的是验证数值方法的可靠性，对 LNG 液舱复杂运动情况下的砰击压力以及自由液面进行研究。

6.1 验证计算模型

6.1.1 模型介绍

本模型是 M. Luo 进行晃荡实验的模型，主要目的是与数值方法做标定，模型实验布置如图 6-1 所示。模型的主尺度以及压力测点如下图 6-2 所示，测压点 P3 位于距液舱底部 100mm 的舱壁上。本小节将依据此模型建立数值模型并计算，然后将计算结果与其给出的实验结果和数值结果进行比较，作为本章的验证算例。

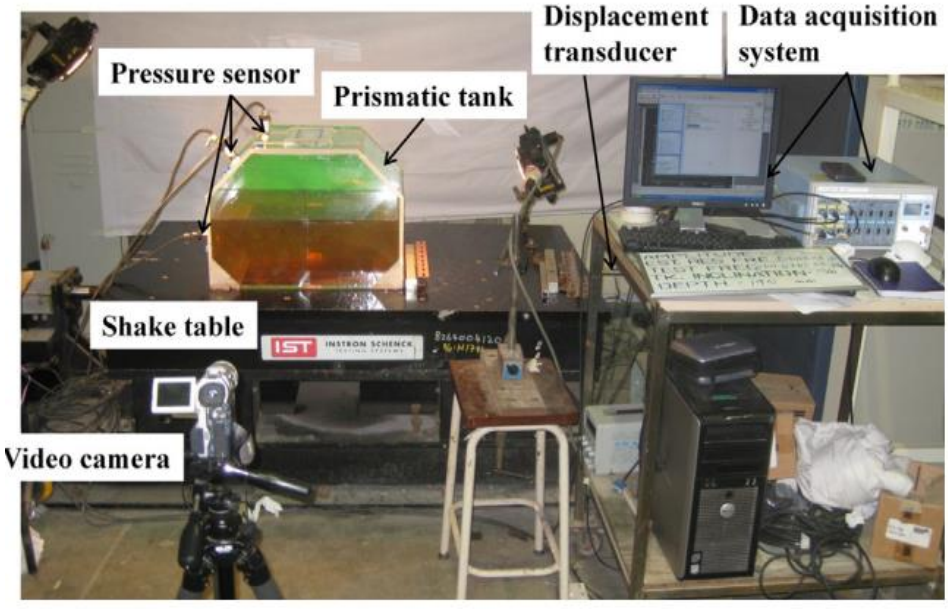
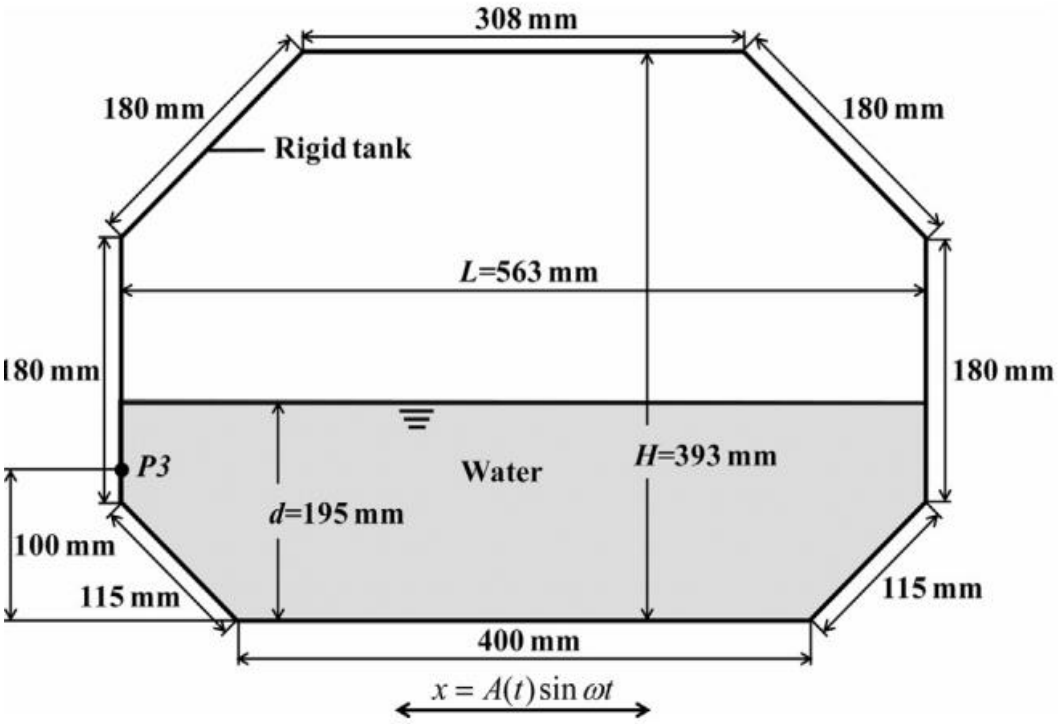


图 6-1 LNG 液舱晃荡模型实验布置图



$$A(t)=\begin{cases}0.1A_0t, & 0\leqslant t<10\ \mathrm{s},\\ A_0, & t\geqslant 10\ \mathrm{s}.\end{cases}$$

图 6-2 验证计算模型主尺度及测压点图

6.1.2 计算工况

依据实验工况，该 LNG 液舱模型数值模拟的计算工况如下表 6-1 所示.

表 6-1 验证模型主要计算工况

充水率	50%
充水高度	0.195m
振动频率	ω=6.618rad/s
最大运动振幅	A_0=0.005m
运动方式	横荡
运动函数	如图 6-2 所示

6.1.3 计算网格

本算例的网格是由 OpenFOAM 自带的网格生成工具 blockMesh 生成的，网格共分 3 块，计算网格如下图 6-3 所示。

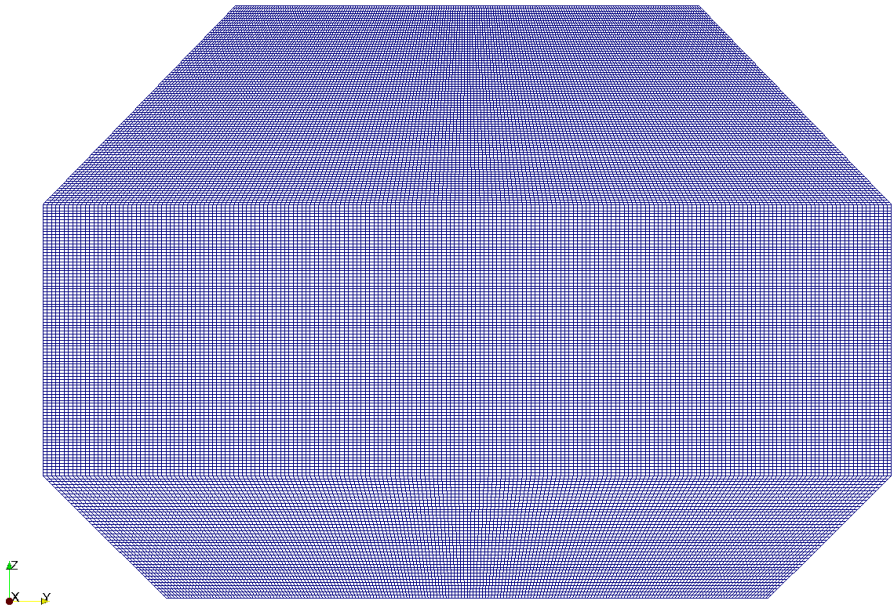


图 6-3 验证模型计算网格示意图

6.1.4 计算结果验证

（1）压力时历曲线验证

对测压点 P3 处压力时历曲线进行比较，如下图 6-4. 左下图为本章数值模拟计算的结果。右下图红线为模型实验的结果，绿线和黑线为原作者用无网格 MPS 粒子法进行数值模拟计算的结果。比较左右图结果可以发现本文数值模拟的结果在峰值和曲线波形上与实验值非常接近，但在周期吻合上稍差了大约半个周期的波形，这可能与实验模型运动的启动有关。

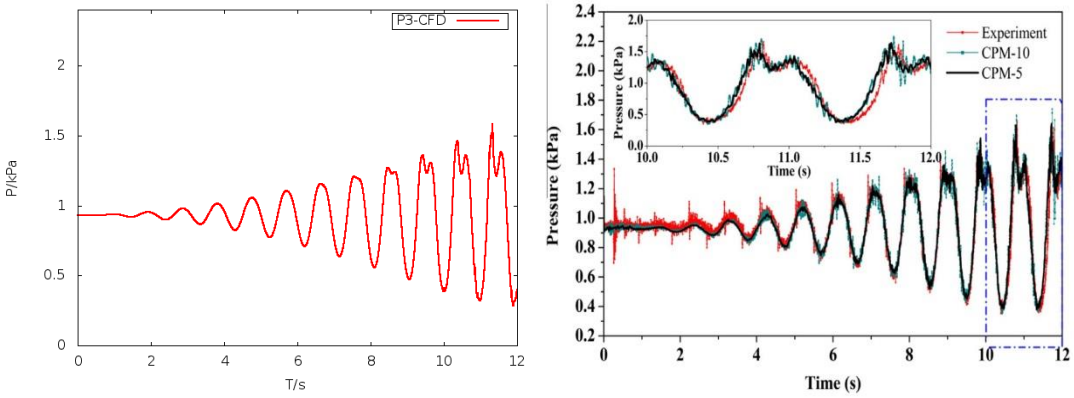


图 6-4 P3 点压力时历曲线比较

（2）自由液面验证

我们选取了 5 个时刻的自由液面，分别与模型实验结果（左图）和原文中进行 MPS 数值模型的结果（中间图）进行比较，如下图 6-5. 通过对自由液面的比较发现，两种数值方法与实验的结果吻合都很好。总体来讲，本章数值模拟的结果是成功的，这将为接下来计算的可靠性提供支撑。

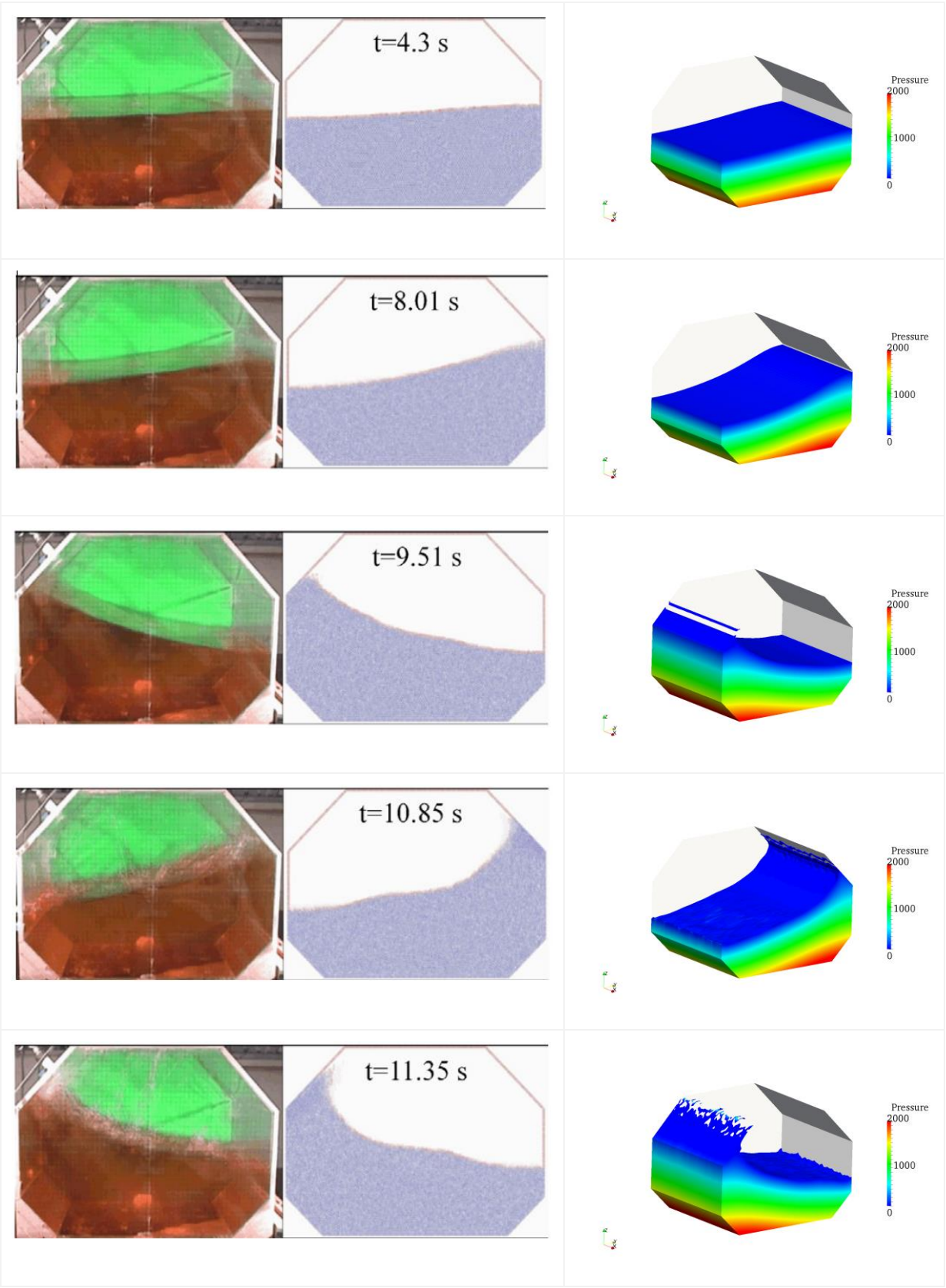


图 6-5 不同时刻自由液面比较

6.2 不同充水率下 LNG 液舱强迫振动数值模拟

6.2.1 模型介绍

本节将以 6.1 节中的 LNG 液舱模型为研究对象，考察不同充水率情况下 LNG 型液舱的晃荡以及舱壁的砰击载荷。本节考虑了 30%，40%，50%，60%，70%五种不同充水率下 LNG 液舱强迫振动晃荡的情况。考虑到计算量的问题，本章节对于 5 种充水率情况下的计算采用二维模型。

建立的数值计算模型如下图 6-6，同时我们在 LNG 液舱左侧舱壁布置了 P1-P6 共 6 个特殊位置的点作为测压力点。

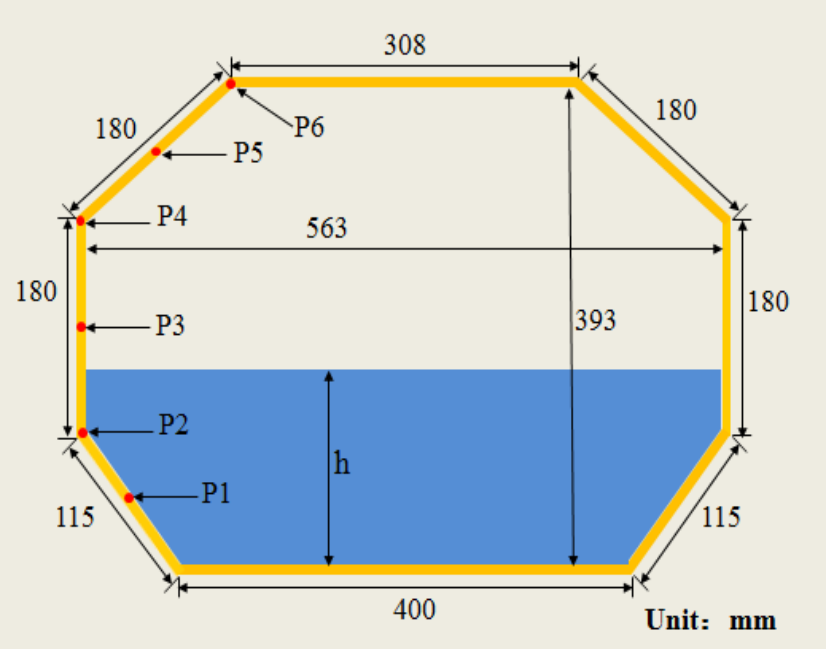


图 6-6 计算模型主尺度及测压点图

6.2.2 计算工况

模型的运动方式同 6.1 节，为了使晃荡现象更加明显，最大运动幅度 A_0 由 0.005m 更改为 0.02m。其余主要计算工况如下表 6-2 所示。

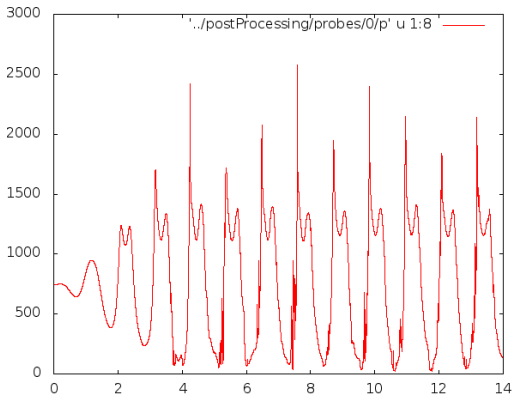
表 6-2 模型主要计算工况

振幅/m			0.02		
水深/m	0.1177	0.1550	0.1950	0.2295	0.2785
充水率	30%	40%	50%	60%	70%
共振频率 rad/s	5.616	6.185	6.618	6.848	7.075

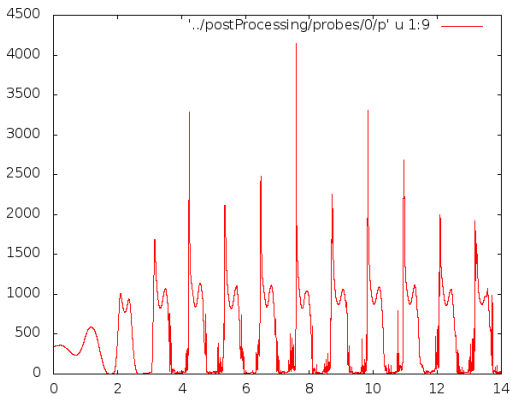
6.2.3 计算结果分析

（1）30%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线如图 6-7 所示。

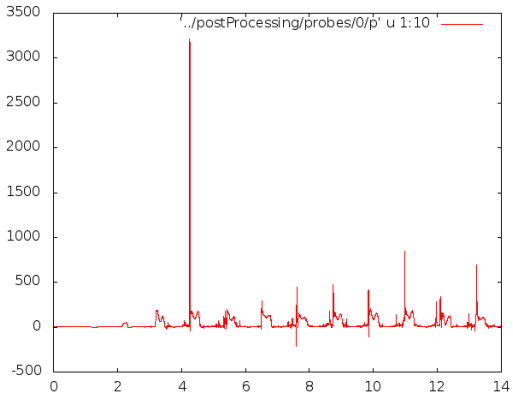
P1 点



P2 点



P3 点



P4 点

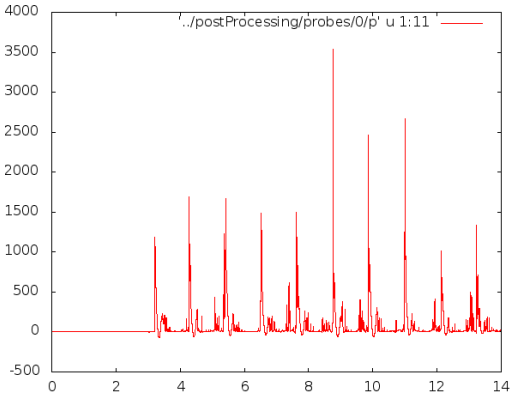
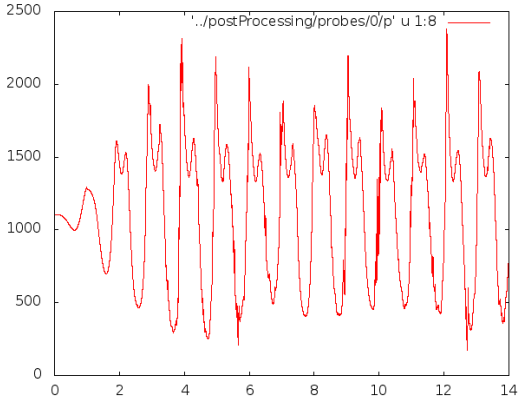


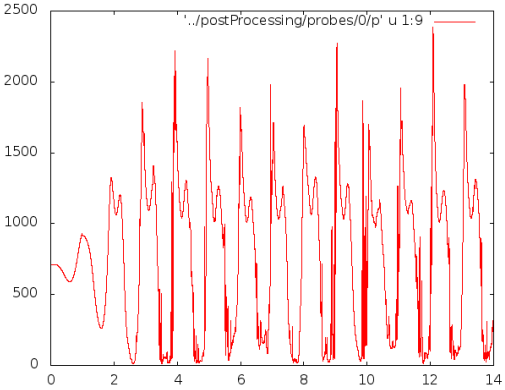
图 6-7 30%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线

（2）40%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线如图 6-8 所示。

P1 点



P2 点



P3 点

P4 点

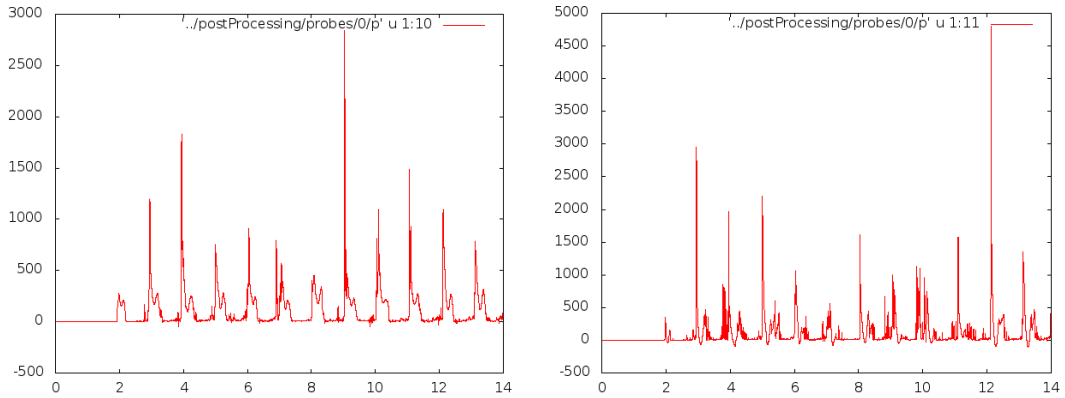
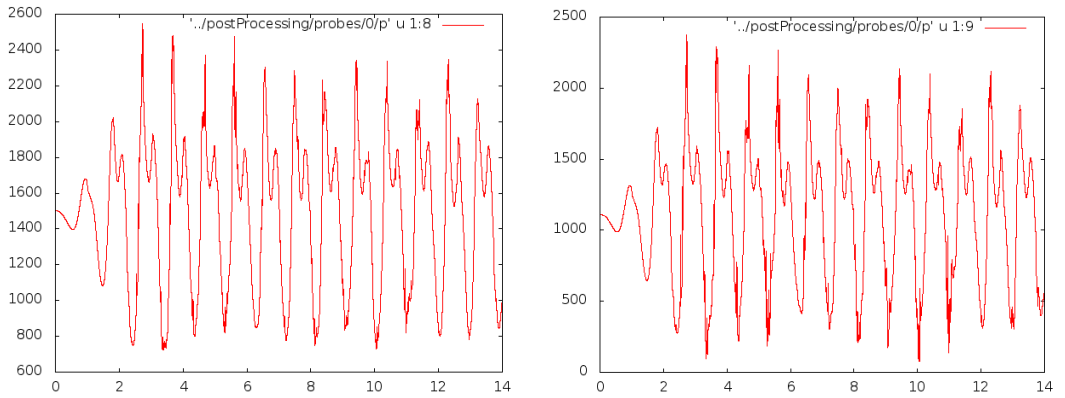


图 6-8 40%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线

（3）50%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线如图 6-9 所示。

P1 点　　P2 点



P3 点　　P4 点

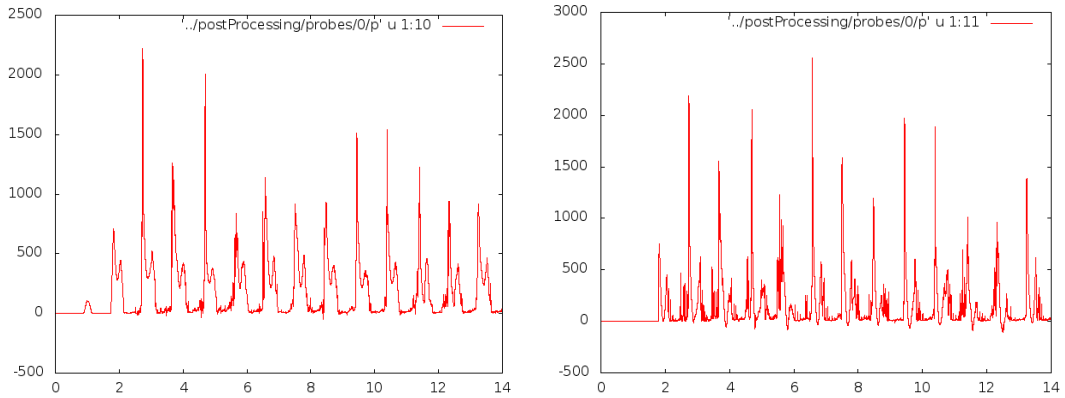
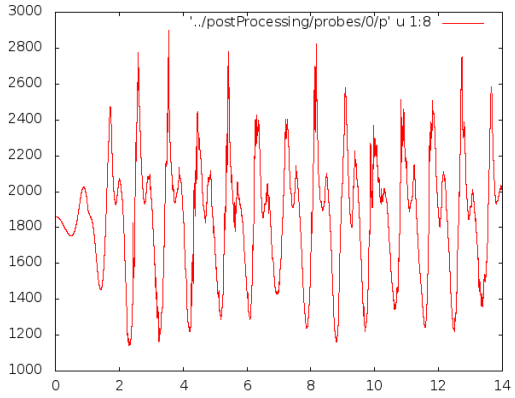


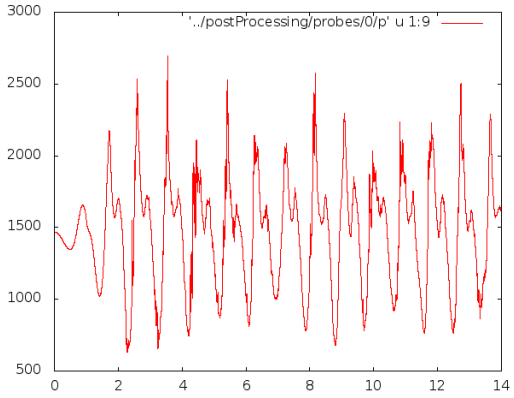
图 6-9 50%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线

（4）60%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线如图 6-10 所示。

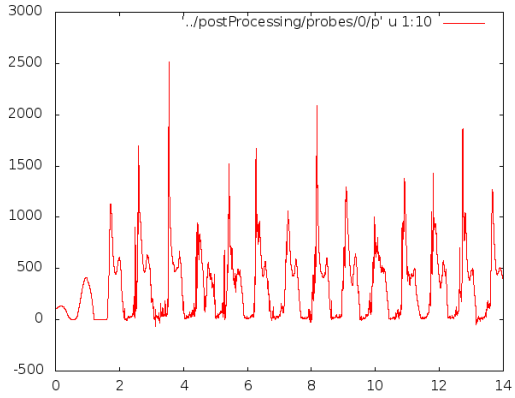
P1 点



P2 点



P3 点



P4 点

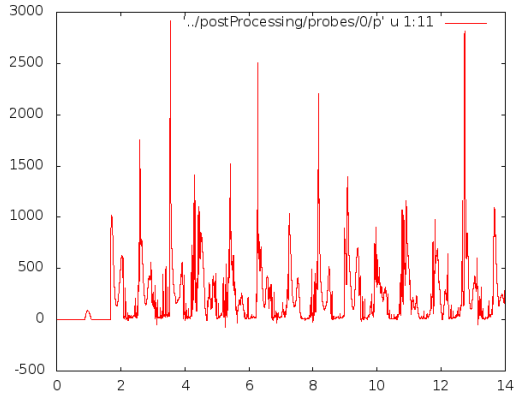
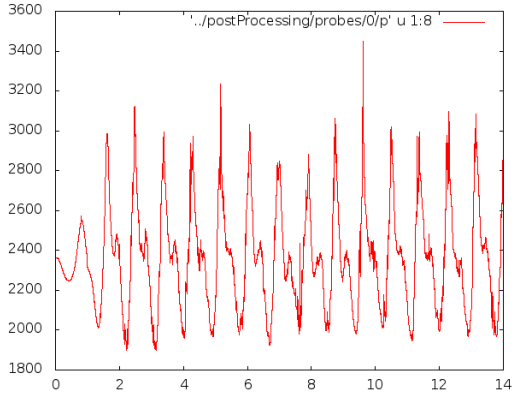


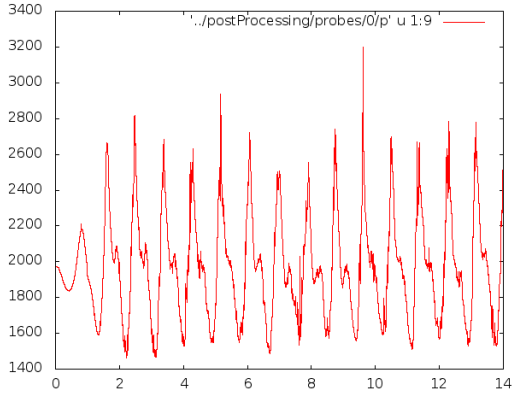
图 6-10 60%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线

（5）70%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线如图 6-11 所示。

P1 点



P2 点



P3 点　　P4 点

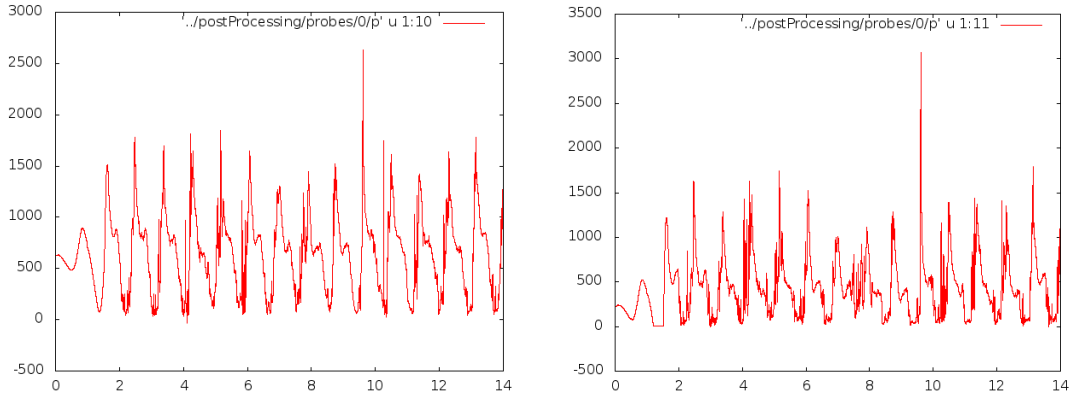


图 6-11 70%充水率下 P1，P2，P3，P4 四点压力时历曲线

通过比较分析 30%-70%共 5 种充水率下 LNG 液舱晃荡时舱壁上测压力点的压力时历曲线可以总结发现以下两点结论——

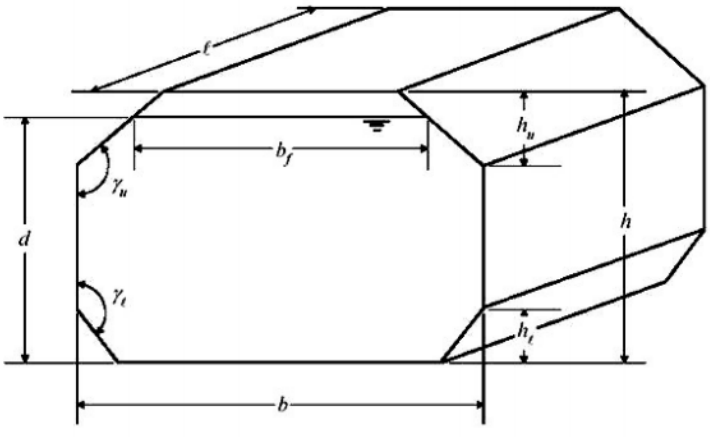
1、 在各个充水率工况下，P1 点和 P2 点稳定时的压力峰值相对其余位置都要偏大，考虑到砰击压力主要由动压力产生（P1 处的压力一部分是由静压力产生的），最大冲击压力应该出现在 P2 点，因此在结构设计的时候要重点考虑。

2、 在 30%-70%这段变化范围内，充水率的变化对 LNG 液舱舱壁上最大砰击载荷的影响不大。

6.3 三维 LNG 液舱模型复杂运动数值模拟

6.3.1 模型介绍

本模型是德州农工大学 Kai Yu 和 Hamn-Ching Chen 进行晃荡实验的模型[32]，主要目的是验证数值方法的可靠性，对 LNG 液舱复杂运动情况下的砰击压力以及自由液面进行研究。模型实验的液舱主尺度如图 6-12 所示。模型的压力测点如下图 6-13 所示。



b:	tank breadth	h:	tank height
b_f:	breadth of the still water surface	d:	filling height
Filling level = d/h (%H) or d/ℓ (%L)			
h_l:	low chamfer angle	h_u:	upper chamfer height
γ_l:	low chamfer angle	γ_u:	upper chanfer angle

图 6-12 LNG 液舱主尺度

上图中 LNG 液舱为 1:70 的模型，上下角度 γ 都等于 135°，三向主尺度为 541.36mm × 624.50mm × 382.20mm，h_l=53.86mm，h_u=123.29mm。

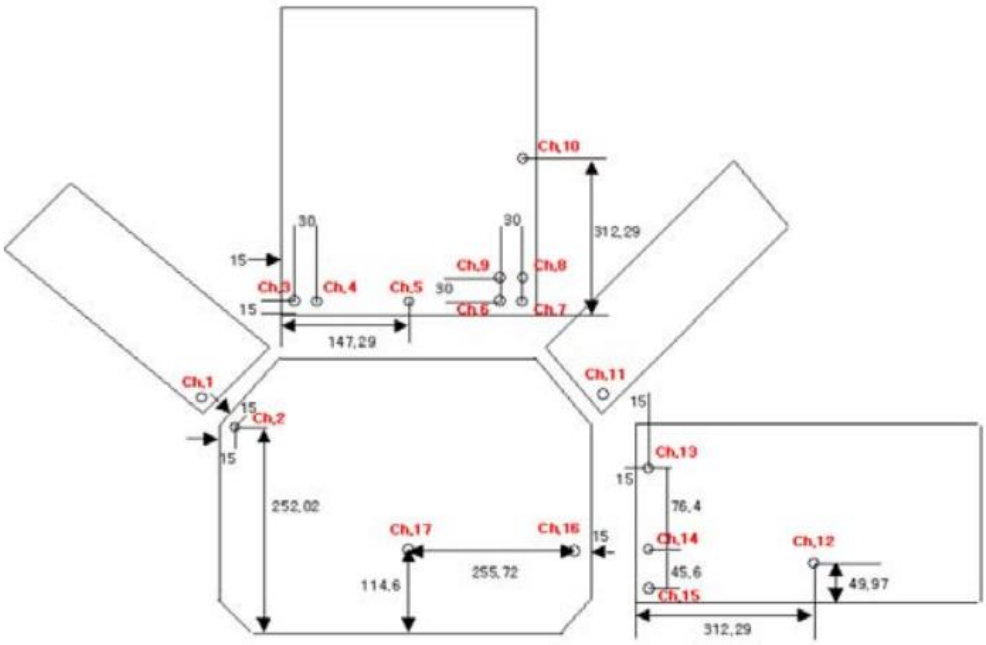


图 6-13 LNG 液舱测压点布置图

其中测压点 Ch3 在液舱前部的顶面上，Ch11 位于液舱前部右上方斜面上，主要由破碎液面砰击产生压力；测压点 Ch12 和 C15 在右舱壁中部和下部，其压力以静压力为主。这四个测压点也是本文计算中关注的测压点。其中的 Ch15 点我们将与实验数据进行标定。

6.3.2 计算工况

我们选取了原文中充水高度（h/H）30%时的工况进行了数值模拟计算，模型将在 xOz 平面内运动，其两方向的运动函数统一为下式（6-1）。

$$Motion(t) = Amplitude * \sin\left(\frac{2\pi}{Period} + Phase\right) \qquad (6\text{-}1)$$

实验设置的计算工况如下表所示

表 6-3 数值模型主要计算工况

充水高度	h/H=30%
运动周期	Period=1.156E+00s
振动频率	ω=5.435rad/s
X 方向最大运动振幅	A_0=0.0579m
Z 方向最大运动振幅	A_0=0.1111m
X 方向运动初相位	Phase=-2.96E+00rad
Z 方向运动初相位	Phase=-2.18E+00 rad
运动轨迹	如图 6-14 所示
运动函数	如式（6-1）

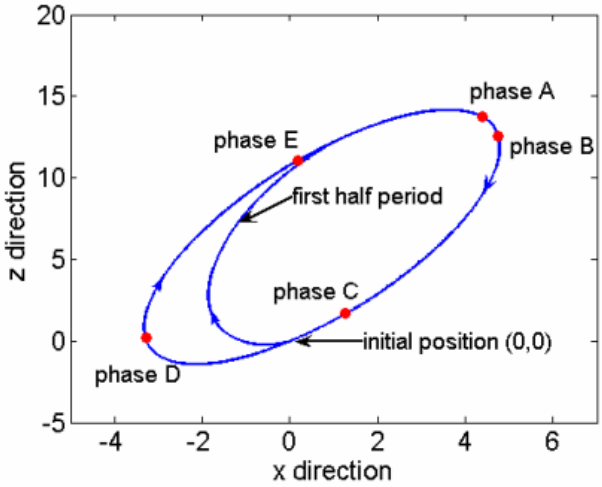


图 6-14 LNG 液舱运动轨迹图

6.3.3 计算网格

此部分采用的计算网格是由 CATIA 建立三维模型后，导出 stl 文件，然后采用 OpenFOAM 中的自动生成网格工具 snappyHexMesh 生成的，网格量为 130 万。

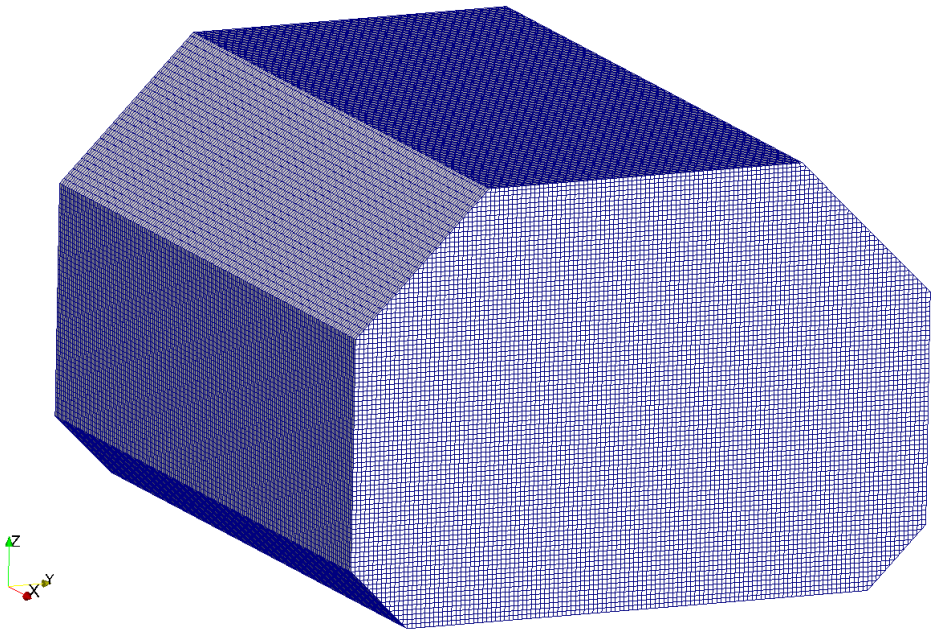


图 6-15 OpenFOAM 计算网格

6.3.4 计算结果分析

由于此 LNG 模型的运动具有两个自由度，因此计算采用的是组内基于 OpenFOAM 自主开发的 naoeFOAM-SJTU 求解器。数值计算之后，我们绘制了 CH15 等四个点的压力时历曲线，其中 CH15 点和实验数据进行了比较。

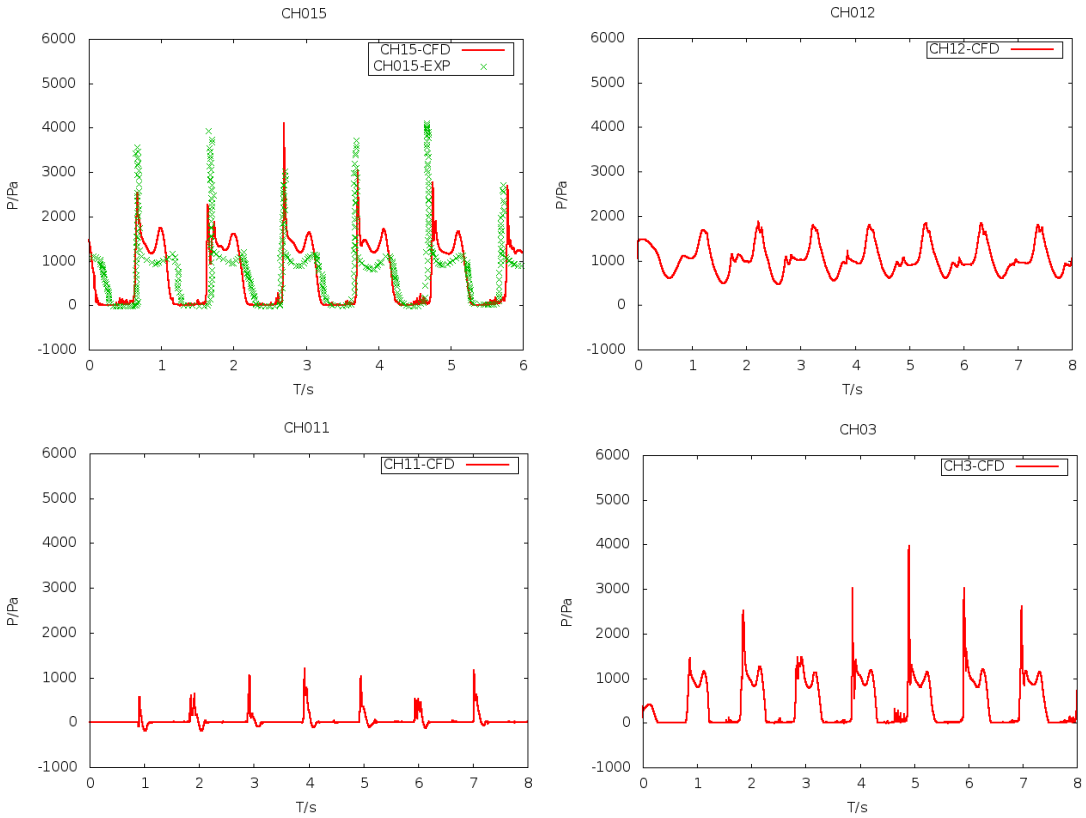


图 6-16 CH03、CH11、CH12、CH15 四个测压点的压力时历曲线

通过比较可以发现，本文 CFD 的计算结果比实验数据稍大，但总体来说吻合良好，为本文数值模拟的可靠性提供了依据。其中 CH15 点和 CH03 点是 LNG 侧舱壁上的点，其压力曲线呈现典型的“双峰值”，除砰击峰值外，主要由静压力产生；第一个峰值是由第一次的砰击产生，第二个小峰值则是翻卷之后二次砰击的结果。CH12 点和 CH11 点的压力时历曲线呈现了明显的破碎液面砰击特征，其压力值也主要由动压力产生。

6.4 本章小结

本章主要从两个方面对 LNG 液舱晃荡的情况进行分析研究。一是简单的横荡运动模型，我们通过一个 LNG 液舱逐渐加速横荡运动的算例计算验证了本文方法的可靠性，接下来研究了不同的充水率对于液舱晃荡的影响。通过比较分析 30%-70%共 5 种充水率下 LNG 液舱晃荡时舱壁上测压力点的压力时历曲线，我们总结发现各个充水率工况下，最大压力点出现的位置，为结构设计提供参考。同时也发现在 30%-70%这段变化范围内，充水率的变化对 LNG 液舱舱壁上最大砰击载荷的影响不大。第二个模型是具有两个自由度运动的 LNG 液舱模型，我们通过小组内开发的 naoeFoam-SJTU 求解器进行了数值模型计算，得到了 LNG 舱壁上不同位置测压点的压力时历曲线，并同模型实验结果进行了比较，得到了很好的结果。

第七章 总结与展望

7.1 总结

本文基于开源 CFD 计算平台 OpenFOAM，对液舱内流体晃荡问题进行了详细的数值模拟研究。对于流体晃荡的两相流问题，我们通过求解控制方程 RANS 来得到粘性流场的物理信息，同时采用 VOF 方法来捕捉两相流自由面，用 k-ω SST 模型来处理湍流问题。通过把数值模拟的结果与多个模型实验的大量实验数据对比，得到了很好的效果，验证了本文计算方法和模拟结果的可靠性。

本文工作的主要成果概况如下：

（1）液舱内流体的晃荡问题存在大量的自由面破碎、能量耗散以及气液两项混合问题，本文通过粘性流理论对其建立控制方程，采用 VOF 方法成功对自由面进行了捕捉，并将控制方程进行了离散化处理，以使其能够在计算机上进行数值计算。

（2）依据实验建立了两种不同的三维矩形液舱模型，采用本文介绍的控制方程和数值方法进行 CFD 计算，并将计算的结果与物理实验的结果进行了大量的比较，得到了很好的效果，验证了本文数值模型的可靠性。

（3）在基于方法可靠性的基础上，本文对矩形液舱强迫运动晃荡的问题进行了详细的研究，从不同充水率，不同强迫振动频率，有无隔板，以及隔板高度等多个方面对其进行了数值模拟。随着充水率的增加，液舱内流体的晃荡幅度以及砰击压力都缓慢增大。对于不同振动频率下的液舱晃荡问题，当强迫振动频率接近固有频率时流体晃荡的幅度显著增大；需要说明的是，当强迫振动频率偏离共振频率过远时，由于液舱内流体晃荡的幅度比较小，网格方法在处理自由面小幅度波动问题时遇到一些困难，数值模拟的结果不是很理想。隔板对于减小液舱内流体的晃荡具有明显的效果，随着隔板高度的增加，液舱内流体的晃荡的幅度以及对壁面的砰击压力都会缓慢的减小。

（4）在对矩形液舱进行大量数值模拟计算之后，本文又建立了 LNG 型液舱模型进行数值模拟。首先将标准模型计算结果同实验数据进行比较，对比测压点的压力时历曲线吻合非常好，验证了本文方法在计算 LNG 型液舱晃荡问题时的可靠性。接下来对不同充水率下 LNG 液舱晃荡问题进行了数值模型计算，确定了舱壁上最大砰击压力出现的位置，同时也发现充水率的变化对 LNG 型液舱舱壁上最大砰击载荷的影响并不大。接下来对于 LNG 液舱两自由度运动的算例也得到了良好的结果。

7.2 展望

以后的工作可以考虑从以下几个方面去改善：

（1） 尝试采用其他的两项液面捕捉方法来替代现有的 VOF 方法。在液舱晃荡问题的计算中，由于 VOF 方法仅仅能够捕捉到一个过渡层，导致对破碎后的液面捕捉不够精准。对破碎的捕捉对于舱壁上的测压点影响并不大，但是如果想要得到液舱上壁面等位置的准确砰击压力，解决波形精确模拟以及波浪破碎问题则是必须的。

（2） 在动网格中加入浪高仪来测量波高变化。通过浪高仪测出近壁面浪高的波形图对于我们验证砰击时的波形十分重要。我们的求解器 naoeFoam-SJTU 现有的浪高仪

只能在固定位置测浪高，不能在动网格中使用。以后将考虑拓展其功能，使其在动网格一样能够使用。还有一种相对容易的处理方法是通过后处理软件 paraview 计算得出浪高，绘成曲线，我们可以将命令写成脚本的形式，但该方法相对来说普适性较差。

（3） 本文现在计算的液舱晃荡问题都是强迫运动下的液舱晃荡问题，而且运动方式主要以横荡和横摇为主。以后的工作中会考虑多种强迫运动方式，进一步将完成波浪作用下的 LNG 船舶运动与液舱内流体晃荡的耦合问题。这部分工作已经在开展中。

（4） 加强对液舱内流体晃荡问题物理机理的分析。

参考文献

[1] Wilcox, D. Turbulence modeling for CFD[M]. DCW industries La Canada, CA, 1994.
[2] Wilcox, D. C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models[J]. Aiaa J, 1988, 26 (11): 1299-1310.
[3] Menter, F. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. Aiaa J, 1994, 32 (8): 1598-1605.
[4] Paterson, E.,Wilson, R.,Stern, F. General-purpose parallel unsteady RANS ship hydrodynamics code: CFDShip-Iowa[J]. IIHR report, 2003, 432.
[5] Gueyffier, D.,Li, J.,Nadim, A., etc. Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows[J]. J Comput Phys, 1999, 152 (2): 423-456.
[6] Sussman, M.,Smereka, P.,Osher, S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow[J]. J Comput Phys, 1994, 114 (1): 146-159.
[7] Issa, R. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting[J]. Journal of computational physics(Print), 1986, 62 (1): 40-65.
[8] Patankar, S. Numerical heat transfer and fluid flow[M]. Hemisphere Pub, 1980.
[9] Summary Report of Sloshing Model Test for Rectangular Model No.001 [R]. D.H. Kang DSME (Daewoo Shipbuilding & Marine Engineering Co., Ltd.),2005.
[10] Youn Kyung Song, Kuang-An Chang.Experimental study on flow kinematics and impact pressure in liquid sloshing. [J].Exp Fluids (2013) 54:1592.
[11] Z. R. Shen and D. C. Wan.Rans computations of added resistance and motions of ship in head waves.[C] Proceedings of the Twenty-second International Offshore and Polar Engineering Conference , vol. 3, pp. 1096–1103, 2012.
[12] C.G. Koh, M. Luo, M. Gao, W. Bai. Modelling of liquid sloshing with constrained floating baffle.[J] Computers and Structures 122 (2013) 270–279.
[13] Hakan Akyildiza, Erdem Unal. Experimental investigation of pressure distribution on a rectangular tank due to the liquid sloshing. [J] Ocean Engineering 32 (2005) 1503–1516.
[14] Hakan Akyildiza, Erdem Unal. Sloshing in a three-dimensional rectangular tank: Numerical simulation and experimental validation. [J] Ocean Engineering 33 (2006) 2135–2149.
[15] Hakan Akyildiz. A numerical study of the effects of the vertical baffle on liquid sloshing in two-dimensional rectangular tank.[J] Journal of Sound and Vibration 331 (2012) 41–52.
[16] Dongming Liu, Pengzhi Lin. Three-dimensional liquid sloshing in a tank with baffles.[J] Ocean Engineering 36 (2009) 202–212.
[17] Abramson H N.The dynamic behavior of liquids in moving containers [M]. Washingtin D.C.:NASA SP-106,1966:467.
[18] Faltinsen O M,Timokha A N.An adaptive multimodel approach to nonlinear sloshing in a rectangular tank [J]. Journal of Fiuid Mechanics,2001,432:167 -200.
[19] Rognebakke O F,Faltinsen O M.Coupling of sloshing and ship motions [J]. Journal of Ship Research,2003,47(3):208-221.
[20] 蒋胜超，腾斌，吕林，勾莹。水箱运动与其内部流体晃荡的耦合分析[C]. 第十六届中国海洋（岸）工程学术讨论会论文集（上册），2013.
[21] 王福军. 计算流体动力学分析：CFD 软件原理与应用[M]. 北京:清华大学出版社,

2004:54-57.

[22] Wu G X,Ma Q W ,Eatock Taylor R.Numerical simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a finite element method[J]. Applied Ocean Research,1998,20:337-355.

[23] Virella J C,Carlos C A,Godoy L A.Liner and nonlinear 2D finite element analysis of sloshing modes and pressures in rectangular tanks to horizontal motions[J]. Journal of Sound and Vibration,2008,312:442-460.

[24] Liu P Z,Liu P L E.Internal wave makerfor N-S equations models[J]. Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering,1999,125(4):207-215.

[25] Kim Y,Shin Y S,Lee K H.Numerical study on slosh-induced impact pressure on 3D prismatic tanks[J]. Applied Ocean Reasearch.2004,26:213-226.

[26] Kim Y.Numerical simulation of sloshing flows with impact load [J]. Applied Ocean Research,2001,23:53-62.

[27] Liu D M,Lin P Z.Three-dimensional liquid sloshing in a tank with baffles[J]. Ocean Engineering,2009,36:202-212.

[28] Liu D M,Lin P Z.A numerical study of three-dimensional liquid sloshing in tanks[J]. Journal of computational physics,2008,227:3921-3939.

[29] Report of Resistance and Flow Committee[A]. In 17 ITTC[C], 1984.

[30] Wilson, R.,Carrica, P.,Stern, F. Simulation of ship breaking bow waves and induced vortices and scars[J]. Int J Numer Meth Fl, 2007, 54 (4): 419-452.

[31] Carrica, P. M.,Wilson, R. V.,Noack, R. W., etc. Ship motions using single-phase level set with dynamic overset grids[J]. Computers and Fluids, 2007, 36 (9): 1415-1433.

[32] Kai Yu , Hamn-Ching Chen, Numerical simulation of two-phase sloshing flow in LNG tank using finiteanalytic level-set method.[C] OMAE2007

[33] http://www.openfoam.com/

谢辞

本论文是我在导师万德成教授的悉心指导下完成的，因此，首先要感谢的就是万老师。从 13 年 5 月份开始，万老师一直给予我详细的指导，在我遇到困难时提出宝贵的建议。万老师学识渊博，为人正直，心胸宽广，他治学的严谨态度更是为我树立了良好的榜样。万老师还为我们提供了大量的硬件支持，包括具有强大计算能力的刀片服务器以及超算账户，也正因如此才使得本文可以成功计算大量算例。在以后的科研之路上，万老师高尚的品格将不断激励我前行。

感谢木兰 A708 的沈志荣师兄、叶海轩师兄、查若思师兄和曹洪建师兄，在我整个毕业设计过程中他们给予了我太多太多的帮助，不厌其烦的解答我一个又一个的问题，并且在思路上不断启发我，及时纠正我走的弯路。A708 办公室的氛围非常好，灯光也常常会亮到下半夜，师兄们忘我的科研精神深深震撼了我，他们将一直是我最好的榜样。感谢端木玉师姐，何佳益师兄，杨亚强师兄，赵伟文师兄，李鹏飞师兄和王建华师兄对我的帮助，还有一起做毕设的吴建威，刘晓义，孙涛，吴惠宇，彭耀，罗天等同学，和你们一起讨论问题，一起的欢声笑语让我难忘。

还要感谢我的舍友张任其，大一下我们一起从环境学院转专业，我来到船建学院，他去了信息安全学院。在我刚刚开始接触 Linux 系统时，他凭借自己的经验给了我大量的帮助，我们常常在寝室讨论 Linux 和编程的问题，这些讨论给我太多的收获。

另外，感谢德州农工的 Chang 和大宇集团的 Kim 提供宝贵的实验数据。

最后我要感谢我的父母，他们二十多年来为我付出的一点一滴我都会永远铭记。我爱他们，当然也决不会辜负他们的期望。

NUMERICAL SIMULATION OF LNG TANK SLOSHING WITH SLAMMING FORECAST

In the process of ship design, problem caused by tank sloshing has become one of the most important issues we focus on. Fluid sloshing in tanks is a phenomenon of liquid wave in partially filled container arising in the external excitation. Since the fluid sloshing problem has complex flow characteristics, i.e. with a strong nonlinearity, so, even when an external excitation is small, there may slamming a greater force to cause great harm. With the increasing energy demand, the development of large LNG carriers and other tankers attracts more and more people's attention. In pursuit of greater carrying capacity, severe liquid sloshing bulkhead and hull structure impact pressure bulkhead of LNG tanks threaten the safety of the hull structure. Therefore, how to reduce the magnitude of the tank sloshing and then to reduce slamming become an important research topic.

With the development of computational fluid dynamics (CFD) technology, numerical simulation has become a powerful means with increasing importance to solve the problem in engineering studies. Different to the previous potential flow method, CFD method takes flow viscosity into consideration. This also determines that the CFD methods will have a broader development prospects than potential flow. So in my research to tank sloshing problem in this paper, I adopt the CFD method to finish the numerical simulations. There are three basic CFD methods to simulate turbulence with high Reynolds number.

DNS (Direct Numerical Simulations). In CFD methods, DNS solves the Navier–Stokes equations without any turbulence model. So that the whole range of spatial and temporal scales of the turbulence will be resolved in DNS method. Due to the tremendous computational time and unsustainable large computer storage, now DNS can only deal with some simple problems and mainly used to study the physical mechanism of fluid motion problem.

LES (Large Eddy Simulation). LES is a CFD technique in which the smallest scales of the flow are removed through a filtering operation, and their effect modeled using sub grid scale models. This will allow the largest scales of the turbulence to be resolved, while reducing the computational cost by the smallest scales greatly. This method requires greater computational resources than RANS, but is still far cheaper than DNS. Since the ideas for LES is to capture the vortex is more in line with the physical nature than RANS, as well as the rapid development of computer technology, computing speed storage, so LES method is also attending people's more and more attention.

RANS (Raynolds-averaged Navier-Stokes). RANS is the oldest method to solve the problem of turbulence. In RANS, we will solve an ensemble version of the governing equations, which introduces new apparent stresses known as Reynolds stresses. Reynolds stresses is a second order tensor of unknowns added for the Navier-Stokes equations. For which various models can provide different levels of closure. RANS methods practice a wide range of applications in engineering, it also provides sufficient accuracy. We choose RANS to be the control equation in

this paper.

In the simulation of this article, we use the solver based on the finite volume method FVM (Finite Volume Method), and solving the RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) equations for numerical simulation. We use VOF (Volume of Fluid) method to capture the free surface, and a k−ω SST (Shear Stress Transport) model with wall functions for the turbulent viscosity. Also, PISO algorithm is used to solve the pressure-velocity coupling problem. In addition, we use dynamic mesh to simulate the moving of the tank.

As for interface capture, we choose VOF (Volume of Fluid) method with bounded compression technique. It is applied by introducing a fluid volume fraction function. This method is widely used in commercial CFD codes and capable of resolving sharp interfaces while conserving mass well. Additionally, the VOF equation is dispersed by Van Leer scheme. To accurately describe the LNG tank motions, a 6DoF motion module and dynamic deformation mesh technique are applied in this paper.

In addition, the PISO (Pressure-Implicit Split-Operator) algorithm is utilized 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. Compared 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.

All of above mathematical models and numerical methods are implemented in our solver naoe-Foam-SJTU, which is developed on the foundation of open source CFD tool OpenFOAM programmed with C++ language. At present, many functions in naoeFoam-SJTU have been developed, such as wave generating module and 6DoF model, which make the simulation of complex motion of LNG tank come true.

For numerical terms, the time step part consists of the computation and output. The computation time step has a lot to do with the total computation time. Theoretically, shorter the computation time step is, the more accurate the result will be. But it should be noted that the total computation time will correspondingly increase sharply. For this part, tests are carried out here to strike the right balance between result accuracy and time consumption. Actually, output time step does not influence the computation results. If there are more data to analyze, there is much more chance to capture the details such as the maximum wave height. So, the output time step is set shorter in the time range which you are interested in, while longer at other time to balance the details and the time spent in processing data.

Main works in this paper are as following.

In Chapter One, we describe the significance of sloshing problems, and also introduced the advantages of CFD methods and basic research methods in tank sloshing problems.

In Chapter Two and Three, we have a discussion of the basic equations and numerical methods on CFD methods to solve tank sloshing problems. Here we use finite volume method to discrete RANS equations. This section is also part of the principle of numerical simulation calculations herein.

In Chapter Four, we begin to introduce the results of our numerical simulation. Build the three-dimensional rectangular tank based on the experimental model from Kim (DAEWOO SHIPBUILDING) and Chang (Texas A&M), so cases with different water filling rate at the resonance frequency are simulated, then get a good result compared with experimental data to

verify the reliability of the calculations in this article.

In Chapter Five, we do the numerical simulation of rectangular tank sloshing with baffle, and then comparing with the experimental data to verify the reliability of the numerical simulation, finally study the effect of water filling rate and the height of baffle to sloshing. This chapter we plus baffle to the sloshing rectangular tanks. First, through a rolling motion of the numerical examples demonstrate that our proposed method has a good reliability to solve the sloshing problem with baffle when calculating. Then study the two problems, one riser to reduce the magnitude of the sloshing, and the other is based on the former high-impact research further about baffle influence to the sloshing amplitude. By numerical simulation it can be found that the increased baffle generated a great deal of influence for sloshing pressure field, the same conditions lead to a substantial decrease to the sloshing amplitude.

In Chapter Six, we introduce the results of numerical simulation of LNG tank sloshing. We have both 2D and 3D cases in this part with different type motions. We also arranged through measurement points, and got a few special pressure points on the curve of the liquid LNG bulkhead to identify the maximum slamming pressure points. After a large number of numerical simulations about rectangular tanks, this paper established a LNG tank-type model for numerical simulation. First, the standard model results are good fit with experiment data, it validated that our method is reliability in calculating the type LNG tank sloshing problems. Then we study the influence of water ratio to the LNG tank, and find the position of the maximum slamming pressure points. For the case with two DOF motion, our LNG tanks have also got good results compared with experiment. In addition, the strongly non-linear phenomena in this chapter indicate the great capacity of our solver naoe-Foam-SJTU again.

In Chapter Seven, we summarize the whole paper and draw a picture of future work. There are a lot of works to do in this field, and I only tried several conditions under forced moving conditions. Further study will be done during the master time.

With all the parameters optimized, our final results are in good agreement with the required Experimental data. In this paper, the work we have done on the post-processing calculation mainly involves the pressure-time curve, pressure contours, broken free surface and velocity cloud.

The numerical results of this paper contain the simulation of 2D, 3D rectangular tanks, LNG tank sloshing in different ways of forced motion. The calculation results of each measure pressure points are also in good agreement with the model test. The work can also provide reference for the physical mechanism research of liquid sloshing and engineering design.