上海交通大学硕士学位论文

# 基于 GPU 加速 MPS 方法的水平圆柱液舱晃 荡数值分析

硕士研究生	ŧ:	田鑫
学号	≓:	116010910213
导 师	帀:	陈飞儿
申请学位	<u>ì</u> :	工程硕士
学 私	斗:	船舶与海洋工程
所在单位	<u>ì</u> :	船舶海洋与建筑工程学院
答辩日其	蚏:	2019年1月
授予学位单位	<u>v</u> :	上海交通大学

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

# Numerical Analysis of Horizontal Cylinder Tank Sloshing Based on GPU Accelerated MPS Method

Candidate:	Tian Xin		
Student ID:	116010910213		
Supervisor:	Chen Feier		
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering		
Speciality:	Naval Achitecture and Ocean Engineering		
Affiliation:	School of Naval Achitecture, Civil and Ocean Engineering		
Date of Defence:	Jan, 2019		
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University		

## 基于 GPU 加速 MPS 方法的水平圆柱液舱晃荡数值分析

#### 摘要

在部分装载液体的容器中,一旦发生扰动,就会产生晃荡现象。 在很多场景中,严重的晃荡都会带来破坏性的结果。因此,研究晃荡 的特性,预报晃荡的冲击载荷,是实际工程中极为重要的问题。水平 圆柱液舱广泛地应用在各种工程领域,包括船舶、航空航天、陆地运 输、化工等,对于圆柱形液舱中晃荡特性的研究有着重要的实际意义。

本 文 基 于 课 题 组 自 主 开 发 的 无 网 格 粒 子 法 求 解 器 MPSGPU-SJTU,从激励频率、载液率、幅值、三维效应等方面对水 平圆柱形液舱的晃荡特性进行了分析,并对水平圆柱液舱与水平方形 截面液舱进行了对比。本论文的主要工作如下:

1、求解器验证

参考实验建立了不同粒子间距的数值模型,进行了粒子布置收敛 性验证,通过与实验结果对比验证了计算结果的可靠性,选择了合适 的粒子间距;通过与 CPU 版本求解器的计算结果对比,说明了 GPU 版本的加速效果;在不同 GPU 设备上进行模拟,对比了计算结果, 结果表明求解器在不同 GPU 设备上普遍适用。

2、水平圆柱形液舱晃荡特性分析

影响晃荡的参数有很多:激励频率、激励幅值、载液率、液舱形状、舱中液体的粘性等。本文主要对激励频率、激励幅值、载液率三 个参数对晃荡现象的影响进行了分析。结果表明,在固有频率附近会 发生强烈的砰击现象,远离固有频率时,晃荡变弱;随着载液率的升 高,液舱中非线性现象变得更容易发生;晃荡的激烈程度,壁面压力 都与激励幅值正相关。以往关于水平液舱晃荡的数值研究多基于二维 模型,但实际工程中完全的二维并不存在,在我们的模拟中发现在某

I

些工况下,横荡激励会引起纵向的流体波动,本文对这种现象进行了 描述和探索。

3、圆柱形液舱与方型液舱晃荡的对比分析

圆柱形与方形是最为常见的两种液舱形式,在液舱设计过程中常 常面临这两种液舱形式的选择,本文对二者在相同外界激励下的晃荡 现象与压力分布、液舱受力的差别进行了分析。结果表明:二者的主 要差异体现在晃荡现象及局部载荷上。在低载液率时圆柱形液舱较方 型液舱更难出现非线性流动,在高载液率时圆柱形液舱可以避免强力 的顶部砰击。

关键词: 晃荡, MPS, 水平圆柱液舱, GPU, MPSGPU-SJTU 求解器

## NUMERICAL ANALYSIS OF HORIZONTAL CYLINDRICAL TANK SLOSHING BASED ON GPU ACCELERATED MPS METHOD

### ABSTRACT

In a container partially filled with liquid, sloshing will occur once disturbance occurs. For many working conditions, serious sloshing may lead to disaster. Therefore, studying the characteristics of sloshing and predicting the impact load of sloshing are extremely important issues in practical engineering. Horizontal cylindrical tanks are widely used in various engineering fields, including ships, aerospace, land transportation, chemical industry and so on. It has important practical significance for the study of sloshing characteristics in cylindrical tanks.

Based on the in-house meshless particle solver MPSGPU-SJTU, this paper analyzes the sloshing characteristics of horizontal cylindrical tanks from the aspects of excitation frequency, liquid carrying rate, amplitude and three-dimensional effect, and compares the horizontal cylindrical tanks with the horizontal square-section tanks. The main work of this paper is as follows:

1. Solver validation

Referring to the experiment, numerical models with different particle spacing are established to verify the convergence of particle arrangement. Compared with the experimental results, the reliability of the calculation results is verified, and the appropriate particle spacing is selected. Compared with the calculation results of CPU version solver, the acceleration effect of GPU technology is illustrated. The simulation is carried out on different GPU devices and the calculation results are compared. The results show that the solver is generally applicable on different GPU devices. 2. Analysis of sloshing characteristics of horizontal cylindrical tank

There are many parameters that affect sloshing: excitation frequency, excitation amplitude, filling rate, tank shape, viscosity of liquid in tank, etc. In this paper, the influence of excitation frequency, excitation amplitude and carrier liquid ratio on sloshing phenomenon is analyzed. The results show that there will be a strong slamming phenomenon near the natural frequency, and the sloshing will weaken when it is far away from the natural frequency. With the increase of the filling rate, the nonlinear phenomenon in the tank is more likely to occur. The intensity of sloshing and wall pressure are positively correlated with the excitation amplitude. Previous numerical studies on sloshing of horizontal tanks were mostly based on two-dimensional models, but in actual engineering, complete two-dimensional does not exist. In our simulation, we found that under some conditions, the transverse excitation will cause longitudinal fluid fluctuations. This paper describes and explores this phenomenon.

3. Comparative analysis of sloshing between cylindrical tanks and square tanks

Cylindrical tank and square tank are among the most common tank forms. In the process of tank design, designers are often faced with the choice of these two tank forms. In this paper, the sloshing phenomenon under the same external excitation and the difference between pressure distribution and tank force are analyzed. The results show that the main difference between the two is reflected in sloshing phenomenon and local load. The cylindrical tank is more difficult to have wall slamming than the square tank at low liquid filling rate. It is more difficult for the cylindrical tank to have nonlinear flow than the square tank at low liquid filling rate, and the cylindrical tank can avoid strong top slamming at high filling rate.

# **KEY WORDS:** sloshing, MPS, horizontal cylindrical tank, GPU, MPSGPU-SJTU solver

# 目 录

第一章 绪论
1.1 课题的研究背景和意义
1.2 液舱晃荡的研究进展
1.2.1 理论研究
1.2.2 实验研究
1.2.3 数值计算 5
1.3 MPS 方法加速手段的研究进展9
1.4 本文的主要内容
第二章 MPS 方法理论
2.1 控制方程
2.2 MPS 法插值原理
2.2.1 核函数
2.2.2 粒子数密度
2.2.3 物理量光滑模型
2.3 MPS 的粒子作用模型
2.3.1 梯度模型
2.3.2 散度模型
2.3.3 拉普拉斯模型
2.3.4 粒子模型的作用距离15
2.4 边界条件
2.4.1 自由面条件
2.4.2 壁面条件
2.5 压力 Poisson 方程
2.6 MPS 方法计算流程 ······18
2.7 本章小结
第三章 CUDA 基础及 GPU 加速 MPS 方法的实现
3.1 GPU 通用计算技术
3.2 CUDA 基础

3.2.1 CUDA 编程模型	1
3.2.2 CUDA 软件体系	3
3.2.3 CUDA 存储器模型	5
3.3 GPU 加速 MPS 求解器	7
3.4 GPU 设备	8
3.5 本章小结	9
第四章 求解器验证	0
4.1 求解器可靠性及粒子间距收敛性验证	0
4.2 与 CPU 版本求解器计算结果对比 ·······34	4
4.3 不同 GPU 设备的适用性验证	6
4.4 本章小结	7
第五章 水平圆柱液舱晃荡特性分析3	8
5.1 计算设置	8
5.1.1 实验模型	8
5.1.2 工况设计	8
5.2 激励频率对晃荡的影响4	0
5.2.1 25% 载液率4	0
5.2.2 50% 载液率	2
5.2.3 75% 载液率4	4
5.2.4 激励频率对砰击压力影响4	6
5.2.5 载液率对晃荡的影响	0
5.3 激励幅值对晃荡的影响	1
5.3.1 激励幅值对晃荡现象的影响	1
5.3.2 激励幅值对砰击压力的影响	3
5.4 三维效应的分析	4
5.4.1 三维效应出现的工况	5
5.4.2 三维现象的演化	6
5.5 本章小结	0
第六章 圆柱液舱与方形液舱的对比分析6	2
6.1 计算模型	2
6.2 工况设置	2
6.3 结果分析	3

6.3.1 25%载液率
6.3.2 50%载液率
6.3.3 75%载液率
6.3.4 圆柱液舱与方形液舱的优劣势分析
6.4 本章小结
第七章 总结与展望
7.1 总结
7.2 展望
参考文献
致 谢
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

## 图录

图 1-1 圆柱形储液容器的应用 1
图 2-1 核函数对比图13
图 2-2 边界粒子示意图17
图 3-1 典型的 CUDA 程序 <sup>[62]</sup> 21
图 3-2 CUDA 的线程结构 <sup>[62]</sup>
图 3-3 CUDA 软件体系
图 3-4 设备端存储器结构 <sup>[62]</sup>
图 3-5 求解器计算流程图
图 4-1 几何模型
图 4-2 液舱 y 方向受力时间历程 ·······31
图 4-3 实验与数值模拟的流场对比
图 4-4 2.2s 时刻不同粒子间距流场对比 ······33
图 4-5 2.2s 不同粒子间距计算时间
图 4-6 GPU 与 CPU 下 y 方向受力时间历程34
图 4-7 GPU 加速比
图 4-8 GPU 与 CPU 下 y 方向受力时间历程
图 5-1 压力监测点布置
图 5-2 理论一阶固有频率
图 5-3 25% 载液率下 0.8 💩 激励频率的流场
图 5-4 25% 载液率下 0.9 <i>w</i> <sub>0</sub> 激励频率的流场 ······41
图 5-5 25% 载液率下 $\omega_0$ 激励频率的流场 ····································
图 5-6 25% 载液率下 1.2 <i>w</i> <sub>0</sub> 激励频率的流场
图 5-7 50% 载液率下 0.8 $\omega_0$ 激励频率的流场 ······42
图 5-8 50% 载液率下 0.9 $\omega_0$ 激励频率的流场 ·······42
图 5-9 50% 载液率下 0.95 w <sub>0</sub> 激励频率的流场 ··········43
图 5-10 50% 载液率下 $\omega_0$ 激励频率的流场 ·······43
图 5-11 50% 载液率下 1.05 wo 激励频率的流场 ······43

上海交通大学硕士学位论文

图 5-12 50% 载液率下 1.2 $\omega_0$ 激励频率的流场······44
图 5-13 75% 载液率下 0.8 $\omega_0$ 激励频率的流场44
图 5-14 75% 载液率下 0.9 $\omega_0$ 激励频率的流场······45
图 5-15 75%载液率下 $\omega_0$ 激励频率的流场 ·······45
图 5-16 75% 载液率下 1.1 $\omega_0$ 激励频率的流场······46
图 5-17 75% 载液率下 1.2 $\omega_0$ 激励频率的流场······46
图 5-18 50%载液率 P2 处单峰压力时历曲线47
图 5-19 50%载液率 P2 处单峰压力时历曲线48
图 5-20 25%载液率下 P1 处单峰压力时历曲线48
图 5-21 25%载液率下 P1 处双峰压力时历曲线
图 5-22 75% 载液率下 P3 处非线性流动压力时历曲线49
图 5-23 最大压力-频率曲线
图 5-24 激励幅值 0.005m 的流场
图 5-25 激励幅值 0.01m 的流场
图 5-26 激励幅值 0.015m 的流场
图 5-27 激励幅值 0.02m 的流场
图 5-28 激励幅值 0.025m 的流场
图 5-29 不同激励幅值下 P2 处的压力时历曲线 ······54
图 5-30 最大压力-幅值曲线
图 5-31 三维效应
图 5-32 三维效应出现的工况
图 5-33 形成期
图 5-34 发展期
图 5-35 稳定期
图 6-1 方型液舱的几何模型
图 6-2 25% 载液率 0.8 <i>w</i> <sub>0</sub> 激励频率,小激励幅值流场对比
图 6-3 25% 载液率 0.8 <i>w</i> <sub>0</sub> 激励频率, 大激励幅值流场对比
图 6-4 25% 载液率 <i>w</i> <sub>0</sub> 激励频率,小激励幅值流场对比
图 6-5 <i>ω</i> <sub>0</sub> 激励频率,小激励幅值时 P1 点压力时历曲线
图 6-6 ø。激励频率,大激励幅值时两种液舱的顶部附近测压点的压力时历曲线66
图 6-7 <i>ω</i> <sub>0</sub> 激励频率,大激励幅值时 P1 点压力时历曲线

图 6-8 50%	%载液率 0.8 a	$p_0$ 激励频率小激励幅值流场对比67
图 6-9 50%	%载液率 $\omega_0$ 激	如励频率大激励幅值流场对比68
图 6-10 a	,激励频率,	大激励幅值时 P2 点压力时历曲线
图 6-11 a	,激励频率,	大激励幅值时顶部附近测压点压力时历曲线69
图 6-12 75	5%载液率 0.8	<i>ω</i> <sub>0</sub> 激励频率小激励幅值流场对比
图 6-13 75	5%载液率 0.8	<i>ω</i> <sub>0</sub> 激励频率大激励幅值流场对比
图 6-14 75	5%载液率 $\omega_0$	激励频率小激励幅值流场对比
图 6-15 75	5%载液率 $\omega_0$	激励频率大激励幅值流场对比
图 6-16 a	,激励频率,	大激励幅值时 P3 压力时历曲线
图 6-17 a	,激励频率,	大激励幅值时顶部附近测压点压力时历曲线73
图 6-18 a	,激励频率,	大激励幅值时方形液舱不同测点压力对比73
图 6-19 a	,激励频率,	大激励幅值时圆柱形液舱不同测点压力对比74
图 6-20 a	,激励频率,	大激励幅值时 y 方向合力时历曲线

# 表 录

表 2-1	粒子作用模型的作用距离
表 3-1	不同存储器比较
表 3-2	GPU 设备性能参数
表 4-1	收敛性验证参数设置
表 4-2	CPU、GPU 计算时间(单位: s)35
表 5-1	计算工况
表 6-1	计算工况

### 第一章 绪论

#### 1.1 课题的研究背景和意义

圆柱形的储液容器广泛地应用于各种不同的工程领域,船舶的载货液舱、海 洋平台中的储油液罐、火箭及各种飞行器中的燃料舱、工厂中的原料液罐、道路 交通运输中的液货罐,都不乏圆柱形容器的应用。图 1-1 展示了圆柱形储液容器 的一些应用。圆柱形储液容器的布置一般有水平和直立两种,水平型有更好的稳 定性,在交通运输中运用广泛,直立型空间占用小,适用于工厂、储油基地等固 定货物储存场景。在圆柱形液货容器的使用当中,部分装载的情况不可避免,这 时一旦发生外部的扰动便会在容器中产生晃荡现象。



图 1-1 圆柱形储液容器的应用 Fig.1-1 The application of cylinderical tanks

液舱晃荡是一种非常复杂的物理现象,容器中只要有自由液面,受到外界扰动,就会引起晃荡现象。影响晃荡的因素很多,包括激励频率、激励幅值、液舱形状等。一旦发生晃荡,容器所受到的内部载荷就与液体静止时完全不同。晃荡 会引起压力的变化,剧烈的晃荡中会出现猛烈的冲击。不断变化的载荷会导致结构强度的降低,而强烈的瞬时冲击则有可能导致结构的瞬间破坏。如今海洋工程 领域中,油轮、LNG 船等都拥有非常大的液舱,这类舱室内发生剧烈晃荡时,会 对船舶造成很大影响,一方面液体晃荡对液舱施加的力和力矩将改变船舶运动状态,另一方面巨大的壁面砰击可能会破坏液舱结构,导致货物的泄露,引发严重 事故。而安放于陆地的大型油气储罐、核电站的储液罐等,一旦遭遇地震,内部 也会产生强烈晃荡,如晃荡造成结构破坏,将引发灾难性后果。为了预防这一类 问题的发生,对晃荡的深入研究和理解必不可少。

#### 1.2 液舱晃荡的研究进展

在过去的五十年中,为数众多的研究者对于圆柱液舱内的晃荡进行研究。作 为液舱晃荡的子问题,圆柱液舱的研究与一般液舱晃荡的研究方法相同,主要包 括理论研究,实验研究和数值计算等。

#### 1.2.1 理论研究

研究晃荡问题的理论分析方法主要有等效机械模型和线性势流理论。

等效机械模型忽略掉系统中的细节,将整个晃荡系统视为一个整体,简化成 简单的机械模型,来研究晃荡力或力矩等整体特征。通常的简化机械模型有弹簧 质量模型、单摆模型、椭圆轨摆模型等。简化的关键在于如何在计算过程中合理 的确定机械模型的模型参数,例如在弹簧质量模型中,需要确定弹簧的弹性模量、 等效质量、惯性矩等等。这种方法的优势在于计算简单,对小幅度晃荡,简化假 设是合理的,可以在短时间内得到较为精确的结果。而对于大幅度的晃荡,剧烈 的非线性流动使得液体形态剧烈变换,将整个晃荡系统视为等效质量的假设是否 正确仍有待证实。此外等效机械模型专注于对晃荡整体运动以及受力特征的研究, 忽略了其中流体的运动细节,无法对晃荡中的局部现象、局部特征进行研究。

线性势流理论在上世纪 60 年代就被引入晃荡问题的研究,至今已经取得了很 多的的成果:

Abramson<sup>[1,2]</sup>最早运用势流理论,对球形容器,柱形容器内的晃荡现象进行了研究。

Faltinsen<sup>[3]</sup>研究了横荡横摇激励下的微幅晃荡,用线性势流理论得到了精确的结果。

Lou<sup>[4]</sup>应用线性势流理论计算了多自由度下激励的晃荡现象给出了解析解,并 进行了一系列实验,研究了晃荡中激励运动相位与响应的关系。

Papaspyrou<sup>[5]</sup>等基于线性势流理论,研究了刚性水平圆柱形液舱在任意外部横

向或纵向地震波激励作用下,液舱的瞬时晃荡响应,给出了一系列的解。

Karamanos<sup>[6]</sup>等试图使用一种"冲击传递"模态分解法构建一种统一的方法论, 用于对水平圆柱形工业用容器在随机地面运动下产生的晃荡现象进行分析。

Faltinsen 与 Timokha<sup>[7]</sup>将多模态分析方法引入液舱晃荡的研究中,分析了二维圆形液舱在强迫线性激励下的液体晃荡现象,并研究了安装圆形清洁孔的柱形容器中的晃荡特性。

Hasheminejad and Aghabeigi<sup>[8,9]</sup>使用线性势流理论和保角变换方法研究了半装载的水平圆形截面液舱和椭圆截面液舱在理想转弯操作下的晃荡情况。

Xu<sup>[10]</sup>使用势流理论、连续坐标变换以及有限差分法来研究部分装载的水平圆 柱液货舱在特定激励下的瞬时晃荡响应,他们给出的激励考虑了液罐车在行驶过 程中会遇到的转弯、变道、启动及刹车情况。

Patkas and Karamanos<sup>[11]</sup>运用一种半解析的变分公式来研究有限长度水平圆 柱液舱在各种形式的水平外界激励下的液舱晃荡,对于地震波激励进行了重点研 究。

线性势流理论基于无粘性流体假设,其适用条件十分苛刻,首先液体要忽略 粘性,其次液舱的形状必须是简单形状,不能有隔板或其他结构物,晃荡幅值也 不能过大,不能出现冲击现象,液位也不能太低,一般要求液深要在激励特征长 度的 20%以上。

综上所述,虽然理论求解能够得到精确的解析解,其结论对于晃荡的定性认 识也有着重要的指导意义,但由于使用条件十分局限,实际应用中使用理论方法 求解往往需要进行大量的简化,所得的只能是近似解。而且对于实际工程中大量 的复杂晃荡问题,其实用性十分有限。例如液舱中为了减弱晃荡,会设置一些挡 板,这种情况势流理论是无法计算的;又比如在石油运输中发生的晃荡现象,由 于石油的粘性较大,无法在计算中忽略不计,这也超出了势流计算的范畴。为了 研究更为复杂,更贴近实际的晃荡情况,人们用到了实验方法和数值计算方法。

#### 1.2.2 实验研究

实验能够复现特定条件下的真实物理现象,为研究提供可靠的数据结果,因此,实验研究一直是研究晃荡问题的重要手段。实验研究的结果可以与理论研究 相互印证,同时,也为数值计算提供了可靠的验证标准。

关于晃荡的实验研究主要是模型实验,通常模型的缩尺比在1:20~1:70之间, 实验研究对象包括液舱形状、载液率、激励频率、激励幅值、挡板减晃作用等等。

在实验中关注的物理量包括晃荡的波形、壁面的冲击力、压力分布等等。在液体 晃荡实验中,实验装置是十分重要的部分,早期的实验装置只能提供单自由度的 激励,晃荡的液舱一般为矩形、球形等简单的几何形状,液舱尺寸也十分有限。 经过数十年的发展,如今的实验装置已经能够施加六自由度的激励,从而在实验 室中实现更接近真实世界激励的模拟。国内外拥有六自由度晃荡实验装置的研究 机构有:挪威 MARINTEK 实验室,韩国釜山国立大学,日本船舶研究所,法国 GTT 公司,韩国首尔国立大学 SNU 及我国大连理工大学等。近年来关于液舱晃荡 的实验研究主要有:

Strandberg<sup>[12]</sup>实验研究了不同截面的水平液舱的动态晃荡特性,包括圆形截面、椭圆截面、和超椭圆截面。在实验中他还研究了挡板布置、以及载液率的影响。

Kobayashi<sup>[13]</sup>等进行了一系列的实验,对水平圆柱液舱纵向与横向的激励以及 不同激励幅值下的晃荡频率与液舱所受合力等进行了研究。

Rakheja<sup>[14]</sup>建立了一套进行尺度模型晃荡实验的实验模拟装置,在此基础上进行了一系列晃荡实验,对圆形等不同横截面的水平液舱进行实验对比,来研究船舶在液体晃荡工况以及设置挡板后的横摇稳定性。

Song 等<sup>[15]</sup>进行了水平一维激励下的方型液舱晃荡实验,研究了简谐运动激励 下的流体运动,量化分析了流体对侧壁与顶部砰击压力与流体速度的关系。

大尺度甚至实尺度晃荡研究难以在实验室液舱中完成,研究者将研究对象聚 焦到晃荡波对壁面的冲击。Bullock 等<sup>[16]</sup>研究了破碎波冲击在垂直壁面与倾斜壁 面,达到了详细的冲击波浪特征和冲击力、以及压力的详细数据。Kaminski 等<sup>[17]</sup> 实验研究了实尺度下晃荡波对壁面的冲击,作者利用一个海岸工程造波水池进行 晃荡波浪的模拟,并构建了与实船液舱壁面材料、结构等都相同的壁面进行冲击 实验,整个实验工程浩大,对于波面的演化、砰击压力载荷、砰击力、冲击波浪 中卷入空气的影响、结构响应等都进行了详细的研究,其结果对于实际 LNG 液舱 标准的指定、液舱的设计等,都具有指导意义。

Panigrahy 等<sup>[18]</sup>实验研究了不同水平激励下的矩形液舱中的水流晃荡现象以 及压力的变化情况,作者对有挡板与无挡板的液舱都进行了研究,发现挡板可以 有效抑制晃荡现象。

Hull 等<sup>[19]</sup>实验研究了破碎波对壁面的冲击,对前人实验中关于产生水跃现象的条件作出了修正。作者在实验中发现,翻卷破碎的晃荡波其最大砰击压力出现 在静水面处,而其他种类的破碎波的最大砰击压力则会出现在位置。 实验研究虽然能够给出真实的物理现象,但也存在着显而易见的缺点:

(1)成本高昂,建立一套大型的实验装置需要大量资金,对于不同的需求需要定制不同的实验装置,而且随着实验研究对象的精细化,如今的实验需要的设备技术含量也越来越高,相应的实验成本也是不断地攀升。

(2)测量范围有限,虽然随着技术的发展,如今的影像设备、测量仪器技术 都有了极大的提高,但模型实验能够给出的流场信息仍非常有限。

(3)重复性差,液舱晃荡现象的影响因素非常多,气压湿度、液舱材料等等都会对实验结果造成影响,而在实验过程中,很难做到控制其他变量只进行目标变量的研究,这就带来了可重复性差的问题。

(4)尺度效应,进行实尺度实验往往是不现实的,而大部分的实验研究局限 于模型尺度,其实验现象与实验测量的数值与真实情况下会有差距。

(5)安全问题,一些极端环境的实验模拟是比较危险的,因此有一些实验受 阻于安全问题无法进行,也有一些实验会发生人员和财产的安全问题。

#### 1.2.3 数值计算

流体的数值计算即计算流体力学(CFD,Computational Fluid Dynamics),产 生于上世纪五十年代,到七十年代开始使用数值方法直接求解控制方程,成为现 代意义上的计算流体力学。在七八十年代,CFD技术迅速发展,大部分今天耳熟 能详的方法在那一时段被发明出来,为现在的计算流体力学奠定了坚实的基础。 晃荡问题的特殊性在于带有自由液面,而众多判断自由面的经典方法也在那时出 世:Harlow<sup>[20]</sup>等在1965年提出了MAC(Marker-and-Cell)方法,Debar<sup>[21]</sup>在1974 年提出了VOF(Volume-of-Fluid)方法,Osher<sup>[22]</sup>等在1988年提出了Level-set方 法。无网格粒子法 SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)方法也在1977年由 Lucy<sup>[23]</sup>和 Gingold 等<sup>[24]</sup>分别提出,这种方法最初用于解决航天领域中三维开放空 间内的问题,如今已成为模拟液体晃荡问题的重要手段。1996年,Koshizuka<sup>[25]</sup> 提出了 MPS(Moving Particle Semi-Implicit)方法,本文的计算正是基于此方法。 下面对 CFD 中追踪自由面的主要方法及其在晃荡问题中的应用进行简要介绍。

标高法、MAC 法、VOF 法、Level-set 法都是网格类方法中用于追踪自由面的方法。SPH 与 MPS 方法则是两种无网格粒子法。

标高法利用一个标高函数来确定自由表面的位置,标高函数所表示的是自由 液面上的点相对某个平行于水平面的平面的高度,它是水平面上该点投影坐标的 函数,通过对其物质导数的求解,修正每一步的标高函数,得到自由表面的值。 标高法在自由液面斜率较大的时候会失效,但在其他情况下能够较好地跟踪自由 表面。

MAC 法是一种显式标记自由表面位置的方法,计算开始,在自由表面布置一 层没有质量的标记点,用来标记自由表面位置,这些点随流体运动而运动。每一 步计算中进行扫描,有标记点的网格即有自由表面。MAC 法思想简单直观,能够 有效追踪不可压缩粘性流体中的自由液面。但是由于每一步都要执行额外的步骤 对标记点进行扫描,计算效率会有所下降。

VOF 法使用流体体积分数来追踪自由面,相对 MAC 法来说,VOF 法没有额 外花费时间去追踪自由表面,而是对每一个网格设定了体积分数 F,F 的取值在 0 到 1 之间,若 F=0 则代表该网格没有流体,F=1 这说明网格被流体填满,0<F<1 时,则说明该网格内有自由面存在。根据 F 的梯度得到自由表面的法线方向。VOF 法是如今在晃荡中运用最为广泛的自由液面跟踪方法。

Level-set 方法与 VOF 法类似,他在计算单元中引入等值面函数φ来进行自由 表面的追踪,φ=0 时为自由面,φ>0 时为液体,φ<0 时为气体。根据φ的计算可 以得到自由表面的曲率和法线方向,在追踪自由液面是同样拥有很好的表现。在 VOF 法中,体积分数是间断的,如果控制方程求解不当,会导致数值耗散。而 Level-set 法中φ连续,避免了这种情况的发生。

网格法对晃荡问题的研究主要有:

Modaressi-Tehrani 等<sup>[26]</sup>使用 Fluent 软件研究了流体的瞬态运动对于水平圆柱 液舱稳定性的影响,给出的激励为不同时间长度下的横向或纵向激励。

Mitra 等<sup>[27]</sup>将基于压力的伽辽金有限元方法与基于有限差分法的时间积分步骤相结合,分别研究了简谐波和地震波作用下的水平放置圆柱形液舱的瞬态晃荡特性。

Karamanos 等<sup>[28]</sup>针对水平外部激励下的水平圆柱液舱的晃荡,开发了一种通用的有限元计算公式。

Celebi 与 Akyildiz<sup>[29]</sup>模拟了矩形液舱中的非线性晃荡现象,其中流体为均匀 粘性的牛顿流体,具有微弱可压性,激励为横摇激励,计算当中的自由表面跟踪 采用 VOF 法,控制方程的离散方法为有限差分法。

Akyilduz 等<sup>[30]</sup>研究了三维液舱晃荡中的压力变化与三维效应对于晃荡载荷的 影响。作者分别采用实验和数值模拟对该问题进行了研究。数值模拟中采用 VOF 方法来处理非线性现象以及晃荡的阻尼,控制方程的离散同样采用了有限差分法。 作者用实验结果与数值计算的结果进行对比,证明了数值方法计算能够较好的计 算冲击载荷与非冲击载荷。

近年来,人们开始关注晃荡冲击中气体的影响,开发了多相流的数值模拟方法。Bredmose 等<sup>[31]</sup>的数值模拟首先加入了对于空气的考虑,作者将波浪冲击的模拟分为两个阶段,第一阶段为砰击发生之前,流动用势流方法模拟,得出可能出现的冲击波形。第二极端为冲击过程,作者建立了气液混合模型,将水视为不可压缩流体而空气为理想气体,进行冲击的研究。模拟过程成功捕捉到了实验中测得的高压,结果显示波浪冲击壁面时截留的空气会被压缩至几倍于大气压的高压。

Wemmenhove 等<sup>[32]</sup>提出了一种新的可压缩两相流模型,计算中的自由面追踪 使用 VOF 法,作者使用单相流模型与两相流模型对二维 LNG 液舱的晃荡进行了 模拟,模拟结果显示,两相流模型能够很好地计算卷入气体时的流体冲击压力。

Rhee<sup>[33]</sup>基于 VOF 方法进行了开发了计算晃荡问题的数值方法,采用了非结构 化网格,在界面处采用几何重构方案,用二阶精度离散控制方程。作者验证了多 种不同的算法,并对数值不确定度进行了分析,计算结果较好地吻合了已有实验 结果。

Bai 等<sup>[34]</sup>进行了实尺度 LNG 液舱晃荡的数值模拟研究,其控制方程离散方法 为有限差分法,使用 level-set 方法追踪自由表面,对空气和液体都进行了考虑。 经过数值验证后,他们将方法运用于实尺度 LNG 液舱晃荡的模拟,以船舶在海浪 中的运动作为外界激励来模拟真实海况下的晃荡,研究了载液率、激励频率以及 外界波浪幅值的影响。

Zhao 等<sup>[35]</sup>采用 CLSVOF 方法对三维 LNG 液舱的晃荡进行了模拟,这种方法 将 VOF 法与 Level-set 法耦合起来。作者的研究显示该方法能够很好的计算三维 液舱晃荡中的砰击压力,在捕捉激烈晃荡中的流动方面也取得了很好的效果。此 外该方法在计算中能够很好的保持质量守恒。

Liu 等<sup>[36]</sup>采用了 CLSVOF 方法结合 VLES (very large eddy simulation)进行了 矩形液舱晃荡的模拟,作者模拟了两个不同载液率下的晃荡,主要对于 RANS、 LES 以及 VLES 方法的模拟效果进行了对比。

从上面的介绍可以看到,网格类数值计算方法在跟踪自由表面时需要做大量的额外工作,而这些问题在无网格粒子法中却可以轻松避免。根据粒子数密度, 无网格粒子法可以轻松的判断出哪些粒子是自由面粒子,而且由于粒子法中流体 由独立的粒子构成,粒子间的关系由核函数来维持,不需建立固定的连接,因此 在大变形问题中,不存在网格畸变的问题。这些特征使得粒子法在面对自由表面 大变形问题时也可以取得良好的计算效果。SPH 法与 MPS 法是最为常见的两种无 网格粒子法,属于纯拉格朗日方法。两者比较相似,都将流体离散成空间分布的 一系列带有物理量粒子,通过求解控制方程来计算粒子的运动,粒子间的关系用 核函数来确定。MPS 方法专门用来计算不可压缩流体,它的压力求解压力泊松方 程获得。SPH 方法则可以运用于可压缩流体计算。目前已有很多研究者将这两种 方法用在晃荡的研究中。

Chen<sup>[37]</sup>等用 SPH 方法对二维横摇中的晃荡问题进行了研究,关注了晃荡中的 壁面压力。

Shao<sup>[38]</sup>等对 SPH 法进行了改进,加入了梯度修正和密度修正以提高压力求解 精度,引入了雷诺平均湍流模型来模拟流动中的湍流,在壁面附近加入了耦合动 态边界处理方法。他们用改进的 SPH 法进行了晃荡的模拟,获得了很好的压力计 算结果。

卫志军等<sup>[39]</sup>基于 SPH 方研究二维矩形舱晃荡。在低载液率下计算了不同激励频率下的横荡与横摇运动。结果显示 SPH 方法能够很好的展示大变形的自由面,压力结果也能很好的与试验数据相吻合。

黄愉太等<sup>[40]</sup>考虑壁面弹性问题,用 SPH 方法研究了弹性贮箱内的液体晃荡, 比较分析了刚性壁面与弹性壁面上晃荡砰击载荷的不同,结果显示,刚性壁面所 受冲击压力更大,且峰值的出现比弹性壁面更早。

易礼毅等<sup>[41]</sup>用 SPH 方法模拟了直立圆柱形贮箱内的液体晃荡,对于晃荡中的 波面形状、压力分布以及箱体所受合力等进行了分析。

Serván-Camas 等<sup>[42]</sup>在晃荡模拟中考虑了流固耦合问题,提出一种 SPH 与 FEM 方法耦合的策略,作者用这种方法计算了二维的减摇水舱晃荡和二维 FLNG 船的 幅值运动响应,得到了与实验数据项吻合的结果。

Rafiee 等<sup>[43]</sup>分别用 SPH 法与实验方法对横荡激励下的矩形液舱晃荡进行了研究,作者改进了 SPH 方法,提高了方法在计算压力时的精度,对缩尺比为 1:30 的过了研究,数值计算与实验结果的对比表明该方法在计算压力及合力上能够取得很好的结果。

杨亚强等<sup>[44]</sup>基于 MPS 方法研究了二维液舱晃荡问题中,隔板布置对晃荡的影响。作者在不同位置布置了对水平隔板,改变隔板宽度、高度等参数,研究了各参数对隔板减晃效果的影响。

肖武等<sup>[45]</sup>基于 MPS 方法,模拟了三维 LNG 液舱的晃荡,分别研究了载液高度及激励频率对于晃荡现象和晃荡压力的影响。

Kim 等[46]为了对油水分离问题进行预测,开发了多相流的 MPS 求解器,作者

在原始 MPS 方法中加入了界面粒子的附加搜索方法,界面的边界条件,界面粒子的浮力修正模型和表面张力模型。该求解器在三层液体晃荡的模拟中获得了与实验数据相吻合的结果。

Zhang 等<sup>[47]</sup>用 MPS 法与 Level-set 方法计算了同一个晃荡问题,对比发现两者都能够较好地模拟自由表面的变形,但 MPS 方法计算的压力要比 Level-set 更准确,对于波浪破碎、液体飞溅也比 Level-set 法显示得更好。

Zhang 等<sup>[48]</sup>提出了 MPS 方法与 FEM 方法的耦合策略,流体部分用 MPS 方法 计算,而结构部分用 FEM 方法计算,作者用该方法研究了晃荡问题,在自由表面 形状与结构物的变形上都能够取得很好的结果。

#### 1.3 MPS 方法加速手段的研究进展

MPS 方法作为一种完全无网格的方法,流体中的粒子之间没有任何显式的边相连,粒子之间的计算在很大程度上是独立的,因此,可以采用一些不同的计算 策略对计算过程进行加速。主要的几种手段有并行化、集群技术以及 GPU 加速等。

Tsukkamoto<sup>[49]</sup>使用共享内存的并行化方法来对 MPS 计算进行加速,他使用 MPS 方法模拟了高度非线性波浪中浮体的运动,与串行版本相比,他的方法获得 了良好的加速效果。

为了制定更好的并行计算策略, Ikari 和 Gotoh<sup>[50]</sup>比较了两种不同的问题分解 方法,一种基于粒子分解而另一种基于计算域,他们的计算证明,域分解法在大 多数的计算中要比粒子分解法更有效率。

Gotoh<sup>[51]</sup>将域分解法与动态边界方法结合,开发了一个并行计算的 MPS 求解器,通过定期计算每个子域的质心,他实现了处理器之间的负载平衡,为了对并行计算中共轭梯度的前后步骤进行处理,他还在其中引入了矩阵重构的预调节过程。

Iribe 等<sup>[52]</sup>使用 CPU 集群对 MPS 方法进行加速并给出了一系列计算结果,他 们发现在共享内存的迭代求解器开发中,制约速度的瓶颈在于子域之间的信息传 递,为了尽可能减少这种信息传递,他们在求解器中引入了一种基于数据包和通 信列表的粒子重新编号方法。基于这些加速技术,他们使用 MPS 方法,用六百万 粒子进行了一项持续 237 小时的海啸模拟。他们认为他们提出的重新排序机制可 以应用于构建一个有效的一维分解过程。

Hori 等<sup>[53]</sup>基于 Nvidia 公司的 CUDA 平台,开发了 GPU 加速 MPS 求解器。 作者的研究重点在于邻居粒子搜索过程以及压力泊松方程的求解。通过引入一组 特殊的搜索网格,大大简化了邻居粒子搜索过程。为了比较 CPU 与 GPU 版本求 解器的计算速度,他们模拟了二维的椭圆入水问题和溃坝问题,在模拟中他们的 求解器加速倍率达到了3到7倍。

Zhu 等<sup>[54]</sup>运用 CUDA 开发了 GPU 版本的 MPS 方法。他们使用与 Hori 相同的 方法来搜索邻居粒子。为了减少内存访问,他们采用了背景网格,使算法的时间 复杂度降到了 O(kNP)。为了评估 GPU 的优化效果,他们计算了溃坝问题下的四 个不同的算例。在求解压力泊松方程中,这篇文章采用了双共轭梯度法 (Bi-Conjugate Gradient method, BICG),将求解方程的时间占比从 66%减少到了 40%。通过计算比较,证明了 MPS-GPU 与 MPS-CPU 可以达到相同的精度,而 GPU 版本的计算速度可达到 CPU 版本的 26 倍。

Fernandes<sup>[55]</sup>开发出一种 MPS 法的混合并行计算框架。他采用了一种改进形式的压力方程,引入可压缩性限制系数,从而提高了方程求解的稳定性,这一方法不适用于严格不可压缩问题。他将方法应用于复杂工程问题的计算,如波浪中的传播运动,及其他包含波浪破碎和大变形的问题,规模可达到数百万粒子。

#### 1.4 本文的主要内容

本 文 基 于 前 人 的 研 究 成 果 , 利 用 自 主 开 发 的 无 网 格 粒 子 法 求 解 器 MPSGPU-SJTU, 对圆柱形液舱横荡中的现象进行了详细分析,下面对各章的内容 进行介绍。

第二章对 MPS 方法的基本理论进行了介绍,包括控制方程、插值思想、粒子 作用模型、边界条件以及压力泊松方程。之后对 MPS 方法在程序中实现的计算流 程做出了说明。

第三章介绍了 CUDA 基础以及 GPU 加速 MPS 方法的实现流程。首先对 GPU 通用计算的发展进行了描述,之后 CUDA 编程中的基本要素进行了简要介绍,包括 CUDA 编程模型、CUDA 软件体系及 CUDA 存储器模型等。最后介绍了 MPS 方法在 GPU 平台的实现,并对本文所使用的 GPU 设备进行了说明。

第四章进行了求解器可靠性验证以及粒子间距的收敛性验证,将数值计算数 据与实验结果进行对比,验证了求解器的可靠性。用三个不同的粒子间距进行收 敛性验证,综合考虑计算效率和模拟效果后,选择了 0.005m 的粒子间距进行后续 的计算。

第五章数值模拟了水平圆柱液舱在横荡激励下的晃荡现象。分别在 25%, 50% 和 75% 三个载液率下进行了模拟,从流场和壁面压力角度对频率、幅值以及载液

率对液舱晃荡的影响进行了分析,探究了三维效应发生的条件,对三维效应的演 化过程进行了描述。

第六章通过数值模拟对比了水平圆柱液舱与方形截面液舱的晃荡现象与晃荡 响应,对不同载液率、不同激励频率、不同激励幅值下的晃荡都进行了模拟,通 过比较分析了两种液舱的特点。

第七章对整篇文章的内容和结论进行了总结,对于本问题的进一步研究提出 了展望。

## 第二章 MPS 方法理论

#### 2.1 控制方程

MPS 方法用于模拟粘性不可压缩流体。控制方程包括连续性方程与NS(Navier-Stokes)方程,其将流体离散为可移动的粒子,故连续性方程为拉格朗日形式。

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \tag{2-1}$$

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + v\nabla^2 V + f$$
(2-2)

式中:  $\frac{D}{Dt}$  为物质导数,  $\rho$  为流体密度, P 为压力, V 为速度矢量, v 是流体的运动粘性系数, f 是质量力, 一般为重力。

不同于网格法中用各种离散格式对微分算子进行数值离散,公式(2-1)、(2-2) 中对时间的导数项都以物质导数形式给出,从而避免了因数值离散而产生的耗散。

#### 2.2 MPS 法插值原理

#### 2.2.1 核函数

在 MPS 方法中,流体被离散成一系列可以自由移动的粒子。核函数用来描述 粒子之间的相互作用关系。在核函数基础上,构造出梯度模型,散度模型,拉普 拉斯模型等微分算子模型,从而实现控制方程的离散。

核函数表示这样一种关系:在一定距离内,粒子间有相互作用,距离越近作用越强,而距离之外的相互作用忽略不计。核函数的表达形式有很多,早期较为常用的一种由 Koshizuka 等<sup>[25]</sup>于 1996 年提出:

$$W(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & 0 < r < r_e \\ r & 0 \\ 0 & r_e \le r \end{cases}$$
(2-3)

式中:  $r = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_i|$ 代表两个粒子之间的距离,  $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j$ 分别为粒子 i 及其邻居粒子的坐标,  $\mathbf{r}_i$ 为粒子最大作用距离。这一形式中 r 趋于 0 时, W(r)趋于无穷大, 从而有效地避免了粒子的聚集。

然而,在计算剧烈的流场变化时,r往往会达到非常小的值,这时r微小变动就会引起 W(r)极大的变化,造成严重的非物理振荡,严重时甚至导致计算崩溃。 为改善这一问题,张雨新<sup>[56~58]</sup>提出了下面的核函数表达式,本文所用的 MPSGPU-SJTU 求解器中,便采用了这一表达式:



图 2-1 核函数对比图 Fig.2-1 Kernel function contrast graph

由图 2-1 可以看出,改进后的核函数在 r=0 处为有限值,从而有效地避免了高频震荡。

#### 2.2.2 粒子数密度

MPS 方法中, 粒子数密度被定义为核函数作用范围内, 所有邻居粒子的核函数之和, 其表达式如下:

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)$$
 (2-5)

由于 MPS 方法中粒子都是均匀分布且每个粒子的质量相同,流场中某一点的 密度与粒子数密度呈正比,因此粒子数密度可以表征流体的密度。通过保证粒子 数密度不变,就能保证流体的不可压缩性。

#### 2.2.3 物理量光滑模型

将模拟的流体看作是连续的,则对于任意粒子*i*,它的某一物理量<*f*(*x<sub>i</sub>*)>等于周围邻居粒子的加权平均,形式如下:

$$\langle f_i \rangle = \frac{\sum_{j \neq i} f_j \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)}$$
(2-6)

式中:**r**<sub>i</sub>, **r**<sub>j</sub>分别为粒子 *i* 及其邻居粒子 *j* 的坐标。<**f**<sub>i</sub>>为所求物理量, **f**<sub>j</sub>为邻 居粒子的对应物理量。

#### 2.3 MPS 的粒子作用模型

#### 2.3.1 梯度模型

梯度模型用来离散控制方程中的一阶导数项,具体来说,NS方程中的压力梯度项的离散就是通过梯度模型完成。假设粒子 *i*, *j*为两相邻离子,*r*<sub>i</sub>,*r*<sub>j</sub>分别为它们的坐标,*f*<sub>i</sub>、*f*<sub>i</sub>为物理量 *f* 在 *i*、*j*处的值,可得到两粒子之间的梯度量:

$$\nabla f_{ij} = \frac{f_j - f_i}{\left| \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \right|} \tag{2-7}$$

将 i 与所有邻居粒子的梯度量加权求和即获得粒子 i 处的梯度, 表达式如下:

$$\langle \nabla f \rangle_{i} = \frac{D}{n^{0}} \sum_{j \neq i} \frac{f_{j} - f_{i}}{|\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}|^{2}} (\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}) \cdot W(|\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}|)$$
(2-8)

式中: D 为空间维数, n<sup>0</sup>为初始粒子数密度。将式中 f 换为压力 P 便得到了 原始 MPS 法中采用的压力梯度模型:

$$\langle \nabla P \rangle_{i} = \frac{D}{n^{0}} \sum_{j \neq i} \frac{P_{j} - P_{i}}{|\boldsymbol{r}_{j} - \boldsymbol{r}_{i}|^{2}} (\boldsymbol{r}_{j} - \boldsymbol{r}_{i}) \cdot W(|\boldsymbol{r}_{j} - \boldsymbol{r}_{i}|)$$
(2-9)

考虑到压力为正能够避免粒子聚集,从而增强计算的稳定性,Koshizuka<sup>[59]</sup> 建议使用作用域中的压力最小值*P*<sub>i</sub>'来代替*P*<sub>i</sub>,得到如下表达式:

$$\langle \nabla P \rangle_{i} = \frac{D}{n^{0}} \sum_{j \neq i} \frac{P_{j} - P_{i}'}{|\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}|^{2}} (\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}) \cdot W(|\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}|)$$
 (2-10)

然而,表达式(2-10)却存在动量不守恒的问题,粒子 i 对粒子 j 的影响不等于粒子 j 对粒子 i 的影响。为解决这一问题,Tanaka 等<sup>[60]</sup>参考 SPH 中的压力梯度处理方法,将梯度模型的表达式改写为:

$$\langle \nabla P \rangle_{i} = \frac{D}{n^{0}} \sum_{j \neq i} \frac{P_{j} + P_{i}}{|\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}|^{2}} (\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}) \cdot W(|\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{i}|)$$
(2-11)

式(2-11)保证了两粒子之间互相影响的对称性,满足了动量守恒定理。

#### 2.3.2 散度模型

散度模型用于离散控制方程中的散度项,由梯度的表达式(2-8)可知, MPS 法中矢量微分算子∇可表达为如下形式:

$$\nabla = \frac{D}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\left(\boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_i\right)}{\left|\boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_i\right|^2} W\left(\left|\boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_i\right|\right)$$
(2-12)

将速度矢量V代入式(2-12)即可得到速度散度项的表达式:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{V} = \frac{D}{n^{0}} \sum_{j \neq i} \frac{\left(\boldsymbol{r}_{j} - \boldsymbol{r}_{i}\right) \cdot \left(\boldsymbol{V}_{j} - \boldsymbol{V}_{i}\right)}{\left|\boldsymbol{r}_{j} - \boldsymbol{r}_{i}\right|^{2}} W\left(\left|\boldsymbol{r}_{j} - \boldsymbol{r}_{i}\right|\right)$$
(2-13)

#### 2.3.3 拉普拉斯模型

在 MPS 方法中, 拉普拉斯模型用来将方程中的拉普拉斯算子∇<sup>2</sup> 表达为粒子 形式, 表达式由 Koshizuka<sup>[59]</sup>给出:

$$\langle \nabla^2 f \rangle_i = \frac{2D}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} (f_j - f_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)$$
(2-14)

式(2-14)由非定常扩散问题推导得出,引入λ可使数值结果与扩散方程的 解析解相一致,计算方法如下:

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \cdot |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)}$$
(2-15)

#### 2.3.4 粒子模型的作用距离

上述所说的三种微分算子模型都基于核函数推导,核函数的作用距离 r<sub>e</sub> 即为 这些模型的基本作用距离。作用距离的选择非常关键,距离过大会导致作用范围 内粒子过多,增加计算量,距离过小则会导致参与计算粒子太少,精度不足。 Koshizuka<sup>[59]</sup>通过一系列数值实验,给出了各个粒子模型作用范围的建议值,如表 2-1 所示,其中 l<sub>0</sub> 为粒子的初始间距。一阶导数的离散模型粒子数密度模型、梯度 模型、散度模型作用距离较小,取 2.1 l<sub>0</sub>。拉普拉斯模型作为二阶导数模型需要更 大的作用范围来保证压力的计算精度,作用距离取 4.01 l<sub>0</sub>。本文也采用这一作用 距离。

Table 2-1 Influential distances of various mathematical models		
模型	作用距离	
核函数模型	$2.1l_0$	
粒子数密度模型	$2.1 l_0$	
梯度模型	$2.1 l_0$	
散度模型	$2.1 l_0$	
拉普拉斯模型	$4.01 l_0$	

○1 好子佐用措刑的佐用野商

#### 2.4 边界条件

#### 2.4.1 自由面条件

在 CFD 中,自由面判断一直是一个难题,但 MPS 方法解决这问题有天然的 优势。本文所采用的 MPS 求解器为单向流求解器,在自由表面处,流体域截断, 因此在自由表面粒子处粒子数密度明显小于流体域内部。原始 MPS 方法便根据这 一特点判断自由表面粒子:

$$\langle n \rangle_{i}^{*} \langle \beta \cdot n^{0} \tag{2-16}$$

式中: β 为判断参数,一般取 0.8~0.99。满足这一条件的,便被判断为自由 面粒子,并将其压力设置为 0。所有的自由面粒子构成了求解压力泊松方程方程 时的零压力边界条件。

然而,在采用上式进行数值模拟时,常常会发生误判,有一些流体内部粒子 因为粒子数密度过小而被判断为自由面粒子,将其压力强制赋为 0,从而导致严 重的压力振荡,影响模拟结果的准确性。针对这一问题,张雨新<sup>[56,57]</sup>提出,在判 断自由面粒子过程中引入不对称度因子 F 的计算。判断方法如下:

对于<*n*><sup>\*</sup>≤0.8*n*<sup>0</sup>的粒子,可直接判定为自由面粒子。

 $< n >^* \ge 0.97 n^0$ 的粒子直接判定为流体粒子,参与压力泊松方程求解。 对  $0.8n^{\circ} < < n >^{*} < 0.97n^{\circ}$  的粒子计算其不确定度因子 < F > , 表达式如下:

$$\langle \boldsymbol{F} \rangle_{i} = \frac{D}{n^{0}} \sum_{j \neq i} \frac{1}{|\boldsymbol{r}_{i} - \boldsymbol{r}_{j}|} (\boldsymbol{r}_{i} - \boldsymbol{r}_{j}) W(\boldsymbol{r}_{ij})$$
(2-17)

计算 < F >, 的模, 当粒子满足:

 $<|F|>_i > \alpha$  (2-18) 即被判定为自由面粒子。式中 $\alpha$ 为参数,取值为 0.9 $|F^0|$ , $|F^0|$ 为初始时刻自 由面粒子的|F|。

#### 2.4.2 壁面条件

MPS 方法中的壁面也是由粒子构成,为了在壁面处满足流体粒子不可穿透条件,并保证流体粒子各物理量的正常计算,需要进行一些特殊的处理:通常 MPS 方法在壁面处布置多层粒子,如图 2-2 所示:



Fig.2-2 Schematic of boundary particles

与流体粒子直接接触的为第一类边界粒子,这类粒子包含压力信息,计算过 程中要参与压力泊松方程的求解。其外是第二类边界粒子,这类粒子并不参与计 算。但如果不布置这类粒子,根据自由面判断条件,第一类边界粒子将直接被判 断为自由面,其压力也会被强制赋零,这将直接造成计算错误。布置第二类边界 粒子解决了这一问题,由于粒子数密度模型的作用距离一般取 2.1 倍初始粒子间 距,第二类边界粒子布置两层就可以满足需求。

#### 2.5 压力 Poisson 方程

MPS 方法通过求解隐式的压力泊松方程来计算压力,在初始的 MPS 方法中, Koshizuka<sup>[59]</sup>给出了下面的压力泊松方程表达式:

$$<\nabla^2 P^{n+1}>_i = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{< n^*>_i - n^0}{n^0}$$
 (2-19)

式中 *n*\*为临时粒子数密度。表达式右端完全由粒子数密度决定,由于粒子数 密度在计算过程中往往变化较大,依式(2-19)计算压力时也经常会产生很大的 压力振荡。为解决这一问题,Tanaka<sup>[60]</sup>提出混合源项法(mixed source term method), 在等式右端的源项中引入了速度散度项,表达式如下:

$$\langle \nabla^2 P^{n+1} \rangle_i = \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \boldsymbol{V}_i^* - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n^* \rangle_i - n^0}{n^0}$$
(2-20)

式中γ为一参数,用以调节粒子数密度项与速度散度项的权重。由于速度场 一般比较光滑,该方法可以对压力振荡起到很好的改善作用。后来 Lee<sup>[61]</sup>又将混 合源相法改进为以下形式:

$$\langle \nabla^2 P^{n+1} \rangle_i = (1-\gamma) \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot V_i^* - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n^* \rangle_i - n^0}{n^0}$$
(2-21)

本文所用求解器即采用这一形式。γ的取值范围在 0.01~0.05, γ取值太小会 造成流体体积不守恒的问题。

#### 2.6 MPS 方法计算流程

MPS 方法的主循环中第 n 步的计算包括以下流程:

- (1) 邻居粒子搜索
- (2) 显式计算粘性力与质量力
- (3) 忽略压力变化,以粘性力与质量力为源项,对粒子速度与粒子坐标做 第一次显式修正,求得临时速度和临时坐标:

$$\boldsymbol{V}_{i}^{*} = \boldsymbol{V}_{i}^{n} + \Delta t (\nu \nabla^{2} \boldsymbol{V} + \boldsymbol{f})$$
(2-22)

$$\boldsymbol{r}_{i}^{*} = \boldsymbol{r}_{i}^{n} + \Delta t \cdot \boldsymbol{V}_{i}^{*}$$
(2-23)

- (4) 在临时位置下搜索邻居粒子,更新粒子数密度;
- (5) 判断自由面粒子,将所有自由面粒子的压力 P 赋值为 0;
- (6) 求解压力泊松方程,获得下一时刻的压力,泊松方程由(2-21)式建立, 其形式为一个k×k(k为参与计算的粒子数)的矩阵方程,由于核函数 的作用范围有限,其系数矩阵为一个大型稀疏矩阵;
- (7) 根据求得的压力,计算压力梯度:

$$\nabla P_i^{n+1} = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{P_j^{n+1} - P_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)$$
(2-24)

(8) 根据压力梯度计算出下一时刻的速度和坐标:

$$\boldsymbol{V}_{i}^{n+1} = \boldsymbol{V}_{i}^{*} - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla \boldsymbol{P}_{i}^{n+1}$$
(2-25)

$$\boldsymbol{r}_i^{n+1} = \boldsymbol{r}_i^n + \Delta t \cdot \boldsymbol{V}_i^{n+1}$$
(2-26)

至此一轮循环结束,根据循环条件判断是否进入下一轮循环。

#### 2.7 本章小结

本章对 MPS 方法的计算原理进行了介绍。从控制方程引入,首先介绍了 MPS 方法中最为基本的插值思想,包括核函数、粒子数密度及物理量光滑模型。在此 基础上,导出了 MPS 方法中进行数值离散的具体粒子作用模型,包括梯度模型、 散度模型、拉普拉斯模型,也介绍了各种粒子模型的作用距离。介绍完方程的离 散方法之后,说明了 MPS 方法中边界条件的处理,包括自由面条件以及壁面的边 界条件。之后介绍了 MPS 中求解压力的方式:压力泊松方程。本章最后给出了 MPS 方法在程序中具体实现时的计算流程。

## 第三章 CUDA 基础及 GPU 加速 MPS 方法的实现

#### 3.1 GPU 通用计算技术

GPU 全称为 Graphics Processing Unit,即图形处理器,最初是为了进行专门 的图形图像计算处理而出现的,GPU 承担专业的图形图像处理任务后,电脑中的 CPU 能够专心执行其他工作,整个计算机系统的性能得到了大幅提升。基于其单 一的任务需求,GPU 从一开始的设计就弱化了处理器的逻辑处理功能,将主要的 精力放在了计算上。随着技术进步,人们对于图形显示的要求越来越高,GPU 的 计算能力也越来越强大。这时,将 GPU 局限在单纯的图像处理领域已经无法发挥 其计算性能的优势,科学家和工程人员开始开发 GPU 的通用计算接口,以利用其 计算性能。

GPU 的计算性能主要是进行并行计算的性能。由于图像处理本质上是像素点的处理,而像素点互相之间是可以独立同时计算的,因此 GPU 最开始就被设计为适合并行计算的硬件结构。早期 GPU 没有适用于通用计算的 API 接口,利用 GPU 进行计算需要运用专门负责图形渲染的编程接口,极为不便。Nvidia 在 2007 年推出了 CUDA 编程平台,使得人们可以在 Nvidia 公司的显卡上进行科学计算。 Khronos Group 在 2008 年发布了 OpenCL 1.0,这是一个适用于各个不同厂家 GPU 产品的编程平台。这两个平台的推出,迅速激起了各种计算领域对于 GPU 的热情,GPU 加速的计算成果频频出现在各种领域中。经过十年的发展,如今 GPU 加速技术已经在诸多领域有了成熟的应用,包括: 气象学领域、计算化学、生物信息学、数据科学、计算结构力学、机器学习以及我们所在的学科: 计算流体力学。

与 OpenCL 相比, CUDA 对编程人员更加友好,他的语法类似于 C 语言,对 于有相关经验的开发者来说简单易学。CUDA 也具有更加规范的语言特性以及更 加完备的库,其专用的编译器 NVCC 方便易用。此外由于 CUDA 是 Nvidia 公司 基于其自己的产品而推出的 GPU 编程平台,它能够更好地发挥 Nvidia 公司显卡 产品的计算性能。综合这些原因,我们选择了 CUDA 平台进行 GPU 加速求解器 的开发。经过十余年的发展,CUDA 已经由最初的 1.0 版本更新到了 9.0,其功能 越来越强大,库也越来越丰富。下面将简要介绍 CUDA 的语言特性,以及 GPU 加速在 MPSGPU 求解器中的实现。

#### 3.2 CUDA 基础

#### 3.2.1 CUDA 编程模型

(1) 主机与设备

在 CUDA 编程模型中, CPU 被称为主机(Host), GPU 被称为设备(Device)或 协处理器(co-processor)。在一个系统中,主机只能有一个,而设备可以有多个。 二者分工明确,各司其职,也有着各自的存储空间。CPU 负责处理逻辑型问题或 者串行任务,其存储空间为主机内存。在 CPU 端的编程方法与普通程序基本相同。 GPU 负责处理可以高度线程化的并行任务,其存储空间为显存,对于显存的使用 需要用到 CUDA 中专用的函数,GPU 端的程序需要运行专门负责执行 GPU 并行 的函数 kernel, kernel 函数通过关键字\_global\_定义。在一个典型的 CUDA 程序中 应当包括主机端的串行过程以及设备端的 kernel 函数并行部分,如图 3-1 所示:



Fig.3-1 A typical CUDA program<sup>[62]</sup>

具体地说基本的主机端的代码主要完成以下功能:启动 CUDA,为输入数据 分配空间并初始化;为 GPU 分配显存,将数据传至其中;为 GPU 分配显存用以 储存输出数据;调用 kernel 函数启动 GPU 计算,将数据输入到分配好的显存中; 在主机端分配内存以存储从显存传回的数据;释放内存和显存空间;退出 CUDA。

基本的设备端代码负责将显存数据读入 GPU 芯片,进行处理并将其结果写入 到显存。

(2) 线程结构

作为一套并行计算的软件平台,CUDA 向上要面对不同的问题,使用的是不同的并行策略向下又要适应不同的物理硬件架构,采用什么样的线程结构对CUDA 来说是一个关键的问题。CUDA 采用的是一种三层的线程结构,从上到下分别为 grid, block, thread,如图 3-2 所示。每个 grid 由若干 block 组成,而每个 block 中又包含若干 thread。



图 3-2 CUDA 的线程结构<sup>[62]</sup> Fig.3-2 The thread hierarchy of CUDA<sup>[62]</sup>

Thread 为最小的执行单元,即线程,每个 thread 都有自己独立的 ID,在程序 中表现为内建变量 threadIdx, threadIdx 是一个三个元素的结构体,因此在程序中

可以定义一维,二维,三维的线程索引,构成一维,二维,三维的 block,这样的 组织形式自然地满足了各种问题中向量,矩阵或三维空间的需求。

一个 block 中的 thread 被分配在同一个处理核心中,它们之间有共享储存器, thread 之间相互并行的同时,可以共享数据,可以实现同步。不同的 block 之间相 互并行,但并不实现通信,可以分配在不同的处理核心中。多个 block 构成一个 grid,而 grid 只是概念上的一个 block 集合,并不出现在程序中,一个 kernel 函数 的调用即进行一个 grid 的计算。在 kernel 函数的调用中需设定 block、thread 参数 的值,kernel 函数的执行实际上是以 block 为单位。

CDUA 的三层线程结构使其在一定程度上对硬件层透明,在编写 CUDA 程序时不必过多的考虑硬件,只要在编译完成便可以在不同架构不同型号的 GPU 上运行。

(3) 硬件映射

这一小节说明 CUDA 程序中的概念是如何映射到 GPU 硬件上的。在 Nvidia 公司的 GPU 中,最小的计算单元为标量流处理器 SP(Stream Processor), SP 没有存储器也没有控制器,只能进行计算。SP 上层的硬件结构为流多处理器 SM(Stream Multiprocessor),一个 SM 包含了 8 个 SP 并配有相应的控制单元和存储单元,能够进行指令分发,数组储存和数据处理,拥有独立处理任务的能力,因此 SM 是 GPU 中的处理核心。

在前文中已经提到, kernel 函数的执行以 block 为单位,一个 block 被分配到 SM 中, block 中的每一个 thread 被分配在不同的 SP 上执行运算。在同一个 SM 内 可以同时存在多个 block,这样在一个 block 进行访问显存等操作时,别的 block 进行计算,这样能够有效提高计算效率。由于 SM 中的 SP 数是有限的,每个 block 中的 thread 数也受到限制,由于每种 GPU 的结构不同,这一限制也有差异。

实际硬件中, SP 是 SM 的基本结构单元, warp 是 SM 的基本执行单元。一个 Block 在 SM 中被分成若干个 warp 进行计算。一个 warp 包含 32 个并行 thread, 这是因为每发送一条 warp 指令, SP 会执行 4 次。这 32 个 thread 执行于 SIMT 模式(Single Instruction, Multiple Thread), 也就是说所有 thread 执行同一条指令,并 且每个 thread 会使用各自的 data 执行该指令。SIMT 使得硬件可以自动适应不同 的执行宽度。

#### 3.2.2 CUDA 软件体系

CUDA 的软件分为三层,如图 3-3 所示。通过 CUDA 驱动 API 可以直接实现
对底层 GPU 硬件的操作, 在驱动 API 上层是运行时 API, 将驱动 API 进行整合封装, 提供了一些基本的功能, 比如选择设备, 动态分配内存等。再之上为 CUDA 库函数, 为不同领域的应用提供了方便的标准化工具。而 CUDA 应用程序可以直接对这三个层面进行操作, 这使得开发者既能够应用上层的 API 方便地进行程序开发, 又能够在需要的时候直接面对底层的硬件驱动, 进行程序的优化或者实现官方的 API 难以实现的功能。



图 3-3 CUDA 软件体系 Fig.3-3 Software architecture of CUDA

(1) CUDAC语言

CUDAC在C语言的基础上做了必要的扩展,以实现在程序中控制GPU操作的需求。主要引入了以下新的语言特性:

- 函数类型限定符:定义函数时使用\_\_device\_\_、\_\_global\_\_、\_\_host\_\_。这 些限定符用来表示函数在主机端还是设备端运行。
- 变量类型限定符:定义变量时使用,\_\_device\_\_、\_\_constant\_\_、\_\_shared\_\_、 \_\_managed\_\_和\_\_restrict\_\_。这些限定符用来设置变量存储于哪一类存储 器。
- 内建变量 5 个:线程块索引 blockIdx、线程索引 threadIdx、线程网格维度 gridDim、线程块维度 blockDim、用于查询 warp 中线程数量的 warpSize。
- <<< >>>运算符,用来设定 kernel 中 block 数及每个 block 中的 thread 数。
- 一些函数,如 memory fence 函数、数学函数、测时函数等。

(2) NVCC 编译器

编译器负责将高级语言编译成机器可以执行的语言如汇编语言或二进制代码, CUDA 面向的硬件为两种不同的处理器: CPU 与 GPU, 因此需要执行的编译工作也比较特殊, NVCC 编译器便是为了这种特殊需求而开发的编译器。

NVCC 的工作流程如下:首先,通过 CUDAfe 将源文件分离成两部分: 主机 端代码及设备端代码。对于主机端代码用通用的 C 编译器如 ICC、GCC 等进行编 译,生成.o 或.obj 文件;对于设备端代码则由专用的 Nvidia 编译器和汇编器转化 成 ptx(Parallel Thread eXecution)代码或二进制代码。最后,由 NVCC 将生成的设 备代码连接至主机代码中,形成可执行的文件。

值得一提的是 PTX 语言,它类似于汇编语言,Nvidia 公司在显卡驱动中集成 了动态编译器 JIT(Just in time) compiler,不同的显卡硬件架构不同,但经过 JIT 的 适配,都可以读取相同格式的 PTX 语言,这就使得 CUDA 编程过程中可以不必 考虑硬件的不同,而同一套程序即使经历硬件的更新换代也仍然可以使用。

(3) CUDA 运行时与驱动 API

CUDA 运行时与驱动 API 提供了在程序中实现上下文管理、模块管理、kernel 执行、存储管理等功能的接口。

(4) CUDA 函数库

当前的 CUDA toolkit 版本<sup>[62]</sup>提供了以下几个函数库,为我们进行科学计算及 其他领域的开发提供了便利:

- CUBLAS: 一个基本的线性代数函数库。
- CUFFT:提供了利用 GPU 进行快速傅里叶变换的功能。
- CURAND: 提供了简单有效地生成高质量伪随机数和准随机数的工具。
- CUSPARSE: 提供了处理稀疏矩阵的工具函数。

● NPP: 包含了图像和视频领域所需要的一些基本函数

#### 3.2.3 CUDA 存储器模型

在程序运行的不同阶段,会有不同的存储读写需求,CUDA中的存储模型提供了8种不同的存储器。其中6种位于设备端,2种位于主机端。

在设备端,每个 thread 都有自己的寄存器(register)和局部存储器(Local memory),寄存器的读写访问基本没有延迟,是线程运行中最先访问的存储器;若寄存器已满,数据将存储在局部存储器中,局部存储器的访问延迟较高;同一 block 内的线程拥有同一块共享内存(Shared memory),线程之间可通过共享内存实现通

信,共享内存的访问速度同样极快,接近寄存器;同一 grid 中所有的线程都可访问全局内存(Global memory),进行读写,全局存储器的访问速度较慢。此外设备端还有两种所有线程都可访问的只读内存:常量内存(constant memory)和纹理内存(texture memory)分别对常量数据和类图形数据提供了优化,可以提高一些特殊操作的效率。图 3-4 给出了设备端存储器的结构。



图 3-4 设备端存储器结构<sup>[62]</sup> Fig.3-4 Device-side memory structure<sup>[62]</sup>

在主机端内存有两种: 普通内存(host memory)和页锁定内存(pinned memory)。 普通内存与一般 C++程序中的内存没有区别。页锁定内存则为主机端与设备端的 数据传输提供了优化,其特殊处理机制能够加速 GPU 与 CPU 的通信。由于设备 端与主机端的数据传输一般带宽较低,速度相对 GPU 内部通信来说很慢,这一过 程往往成为 CUDA 程序提高效率中的瓶颈。在程序中使用页锁定内存能够大大改 善这一问题。

存储器	位置	拥有缓存	访问权限	变量生存周期
register	<b>GPU</b> 片内	N/A	device 可读/写	与 thread 相同
Local memory	板载显存	无	device 可读/写	与 thread 相同
Shared memory	<b>GPU</b> 片内	N/A	device 可读/写	与 block 相同
Constant memory	板载显存	有	device 可读 host 可读/写	可在程序中保持
Texture memory	板载显存	有	device 可读 host 可读/写	可在程序中保持
Global memory	板载显存	无	device 可读/写 host 可读/写	可在程序中保持
Host memory	Host 内存	无	host 可读/写	可在程序中保持
Pinned memory	Host 内存	无	host 可读/写	可在程序中保持

表 3-1 不同存储器比较 Table 3-1 Influential distances of various mathematical models

## 3.3 GPU 加速 MPS 求解器

前面已经对 MPS 方法的计算过程做了详细的介绍,在 CUDA 平台上,实现 了 MPS 方法的 GPU 加速。整个计算的流程如图 3-5 所示,可以看到,CPU 端只 负责读取参数,输出数据等辅助性的工作,MPS 方法计算流程都在 GPU 上执行。

这个计算的流程与 2.6 节中的计算流程并没有分别,但由于 GPU 与 CPU 结构的不同,在具体程序实现上有很大的差别。首先是第一步邻居粒子搜索,在 CPU 中,这一步需要进行以下步骤:划分背景网格,确定粒子所属网格,判定邻居粒子并在网格中分别存储相关信息,判别邻居粒子对并将所有粒子对信息保存在一个数组中,之后需要邻居粒子信息直接从数组读取。在 GPU 上并没有进行邻居粒子对数组的构建,而是在需要的时候通过网格中的邻居粒子信息直接计算。这样既避免了存储空间的开销,又避免了不同线程读取粒子对信息时发生冲突。其次,在求解泊松方程过程中,矩阵的存储采用了更适合 GPU 的行压缩存储方式,方程的迭代求解使用了开源线性代数函数库 Cusp 中的稳定双共轭梯度法(BICGSTAB), Cusp 库基于 CUDA 编写,适用于 GPU 并行计算。

上海交通大学硕士学位论文



图 3-5 求解器计算流程图 Fig.3-5 Solver Calculation Flow Chart

# 3.4 GPU 设备

本文计算中,使用了两种 GPU 设备,分别为 Nvidia Telsa K40m 以及 Nvidia Tesla P100,表 2-1 列出了它们的详细参数。

Table 3-2 GPU device performance parameters				
型号	K40m	P100		
架构	Kepler GK110	Pascal		
CUDA 核心数	2880	3840		
双精度浮点性能/TFlops	1.43	5.3		
单精度浮点性能/TFlops	4.29	10.6		
显存/GB	12	16		

# 3.5 本章小结

本章对CUDA高性能计算平台的技术基础进行了介绍,包括CUDA编程模型, CUDA软件体系和CUDA存储器模型。之后说明了GPU加速MPS方法的计算流 程。对本论文所采用的GPU设备参数进行了介绍。

## 第四章 求解器验证

### 4.1 求解器可靠性及粒子间距收敛性验证

数值模型参考本文构造的数值模型参考 Kobayashi<sup>[13]</sup>的模型建立,其物理模型 如图 4-1 所示(单位为 m),液舱为水平放置的圆柱体,底面直径为 0.47 m,长 0.94 m,内部流体为水,液深 0.0235 m。



图 4-1 几何模型 Fig.4-1 Geometric model

激励形式为沿 y 方向的规则线性激励(横荡),液舱的位移方程如下:

$$x = A_x \sin(\omega t) \tag{4-1}$$

式中A<sub>x</sub>是激励幅值,此处取 0.015m, ω为角频率,此处取 7.536rad/s, t为时间。实验给出了整个液舱的水平受力数据,数值计算中液舱所受合力由液舱内表面所有粒子的压力积分得到。

粒子间距 dp 对模拟结果影响很大。一方面,在 MPS 方法中所有粒子均为均 匀布置,粒子间距决定了计算域离散的精细程度。理论上,粒子间距越小,计算 结果越精确,也能够更加细致地描绘流场。另一方面,随着粒子间距的减小,粒 子数目会飞速增加,在三维计算中,粒子间距减小一半,模型粒子数将变为原来 的 8 倍。为选择合适的粒子间距,此处选取了三个不同的粒子间距 dp 进行数值模 拟,分别为 0.006 m, 0.005 m, 0.0045 m。水的密度  $\rho = 10^3$  kg/m<sup>3</sup>,运动黏性系数  $\nu = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s,重力加速度 g=9.81 m/s<sup>2</sup>,后续计算中这三个参数均不改变,故后面 不再赘述。计算所用的 GPU 设备为 Nvidia Tesla P100。计算具体参数如表 4-1 所示:

上海交通大学硕士学位论文

工况	粒子间距 dp (m)	流体粒子数	总粒子数	时间步长(s)
1	0.0045	906465	1176918	0.0005
2	0.005	636380	858560	0.0005
3	0.006	385678	540643	0.0005
Force/N	500 250 0 250 500 0 0 4 12 4 12	t/s 舱 v 方向受力时间	0.00 0.00 Exp ////////////////////////////////////	145 15 16

表 4-1 收敛性验证参数设置 Table 4-1 The parameters setup in the sensitivity analysis

图 4-2 液舱 y 方向受力时间历程 Fig.4-2 Time history of tank force in Y direction

图 4-2 展示了液舱 y 方向受力的时间历程,从图中可以看到在前 4s 内,液舱 的受力峰值随着晃荡逐渐增加,这是由于液体从静止开始受迫运动,其运动幅度 是逐渐增大的。在 4s 处达到一个 374N 的极大峰值,此后受力逐渐稳定,进入周 期性波动。三种间距的数值模拟都很好的反映出了这一过程,波动周期与实验基 本一致,波动的峰值也很好地与实验数据相吻合。这说明求解器能够很好地模拟 这一问题。

图 4-3 给出了 3.8s 时刻与 19.2s 时刻的流场与实验流场的对比,在 3.8s 时刻, 液舱中的水在外界的 y 向线性激励下产生了横向的晃荡,水沿着舱壁爬升到了接 近顶部的位置,即将翻转下来。数值模拟的流场形态与实验基本吻合。在 19.2s 时刻,经过一段时间的发展,液舱内液体由完全横向晃荡演变出了纵向的晃荡。 在液舱中部形成了一个巨大的波峰。波峰处的水面有激烈的飞溅,这一现象 MPS 方法也很好地模拟了出来。



a)实验中 3.8s(左)、19.2s(右)的流场 a) The flow field at 3.8s(left) and 19.2(right) in the experiment



b) dp=0.005m 数值模拟中 3.8s(左)、19.2s(右)的流场 b) The flow field at 3.8s(left) and 19.2(right) in the simulation when dp=0.005m 图 4-3 实验与数值模拟的流场对比 Fig.4-3 Comparison of flow field between experimental and numerical simulation

三个不同的粒子间距下求得的液舱受力都能与实验较好地吻合,比较他们的 流场截图可以看出,三者都能够很好刻画出流场的整体形态,但 dp=0.006m 时, 由于构成流体的粒子数较少,在流体部分有明显的颗粒感。间距较大也造成了压 力的分层不够清晰。dp=0.005m、0.0045m 的流场图在这两个方面都有很好的表现, 本文在后续的计算中选取了 dp=0.005m 这个粒子间距。图 4-4 为 2.2s 时刻三个不 同粒子间距的流场对比图,可以明显看出粒子数不同造成的图像效果差距。





Fig.4-4 Comparison of flow fields of different particle distance at 2.2s

图 4-5 中给出了三种不同粒子间距下计算的总时间,可以看到随着粒子间距的减小,计算时间出现了大幅的上升。粒子间距在 0.005m 时,计算时间在 30000s 左右,而粒子间距取 0.0045m 时,计算时间就已达到了 45000s 以上,事实上,计 算时间与流体粒子总数近似呈正比关系,随着粒子间距减小,流体粒子数急剧增加,计算需要的时间也迅速变长。粒子间距如果继续增加,为了保证计算精度,时间步长也必须取得更小,计算时间也会进一步的延长。



## 4.2 与 CPU 版本求解器计算结果对比

为了说明 GPU 求解器的加速效果,本小节对比了 MPSGPU-SJTU 求解器与 MLParticle-SJTU 求解器的计算结果,后者为本课题组自主开发的 CPU 版本 MPS 求解器。计算工况与上一节相同,粒子间距取 0.005m,计算所用的 GPU 设备为 Nvidia Tesla P100,其参数在表 3-2 中已经给出。CPU 设备为 Intel Xeon E5-2670, 采用 10 核并行计算。



图 4-6 中给出了液舱与方向所受合力的计算结果对比,可以看到二者的计算

结果吻合得非常好,在前 2s内未产生双峰时,二者的受力曲线几乎完全重合,曲线中出现双峰波形后,二者在计算的合力上有了一些细微的差别,这说明了发生冲击现象时,流体粒子运动的不稳定性与随机性,但总体上差别非常小。因此MPSGPU-SJTU求解器与MLparticle-SJTU求解器在计算合力时,精度上差别不大。

在表 4-2 中给出了两种求解器计算各个计算步骤所用的计算时间,步骤对照 2.6 小节中的计算步骤,从表中可以看出,整个计算流程中 step6 即压力泊松方程 的求解是最为耗时的部分,占据了整个计算 80%以上的计算时间。经过 GPU 加速,每一个步骤的计算时间都得到了大幅缩短。在图 4-7 中给出了 GPU 计算的加速比,即 CPU 计算时间与 GPU 计算时间的比值,相对于十核并行的 CPU 求解器,MPSGPU-SJTU 求解器的计算速度达到了 19.24 倍,其中求解 PPE 的加速比达到了 19.44 倍,其余部分的加速比达到了 18.06 倍左右。根据计算经验,在 CPU 十核并行计算的速度是单核计算的 9 倍以上,可见 GPU 加速技术的运用带来了非常 惊人的加速效果。

	CPU	GPU
step1	28262.64	140.4813
step2-3	14831.21	7371.991
step4-5	2642.54	3500.408
step6	521697.2	86805.01
step7-8	10723.12	3019.813
data transmission	24892.07	4495.293
total	603048.8	105333

表 4-2 CPU、GPU 计算时间(单位: s) Table 4-2 The calculation time of CPU and GPU (s)



# 4.3 不同 GPU 设备的适用性验证

本文中的计算用到了两种不同的 GPU 设备,Nvidia Telsa K40m 以及 Nvidia Telsa P100,二者在硬件架构上存在很大差异,前者为 2013 年发布的专业计算显 卡,采用 Kepler 架构。而后者在 2017 年发布,采用最新的 Pascal 架构。在此期 间,软件上也经历了很大的更新,CUDA 的版本也由 6.0 更新至 9.0。因此,有必 要对 MPSGPU-SJTU 求解器在不同 GPU 设备的适用性进行验证。



计算工况仍为本章第二小节的计算工况,激励幅值为 0.015m,激励频率为

7.536 rad/s, 粒子间距为 0.005m, 计算的时间步长为 0.0005s, 计算 20s 的流动时间。

图 4-8 对比了两种 GPU 设备的受力 y 方向合力计算结果, 二者的合力计算曲 线基本重合, 只在峰值部分出现了细微的差别。在 4-1 中 P100 的计算结果与实验 数据已经进行了对比, 吻合良好, 因此在 K40m 上, 求解器同样能够很好地计算 液舱所受合力。更换 GPU 设备, 对求解器的计算结果并不会造成影响, 求解器在 不同架构的 GPU 上有良好的普适性。

### 4.4 本章小结

本章运用 MPSGPU 求解器,参考 Kobayashi<sup>[13]</sup>的实验进行了数值模拟,建立 了圆柱液舱的数值模型,在 7.536 rad/s 频率,0.015m 幅值的横荡激励下进行了计 算。

首先计算通过建立三个不同粒子间距的模型来进行粒子布置收敛性的验证。 用数值结果与实验结果对比,发现不同粒子间距下的数值计算结果都能较好的与 实验结果吻合,证实了 MPS 方法在这一问题上的可靠性。从计算效率以及流场显 示细节的角度综合进行考虑,选择了中间间距 0.005m 作为后续数值计算的粒子间 距参数。

然后对比了 MLParticle-SJTU 与 MPSGPU-SJTU 求解器的计算结果,对于液 舱 y 方向合理的计算结果表明,二者的计算精度基本相同,在计算效率上,经过 GPU 加速, MPSGPU-SJTU 求解器与 CPU 十核并行计算相比,加速比达到了 19 倍以上。

最后验证了求解器在不同 GPU 设备上的适用性,结果表明,MPSGPU-SJTU 求解器在不同架构的 GPU 上都可以进行数值模拟,计算结果的并不会因为设备的 不同而受到影响。

# 第五章 水平圆柱液舱晃荡特性分析

### 5.1 计算设置

#### 5.1.1 实验模型

实验模型与第四章相同,为水平圆柱液舱。图 5-1 给出了压力监测点的布置 情况,单位为 m。由于晃荡的压力峰值一般出现在液面附近,对于三个不同的载 液率 25%、50%、75%,在液面附近都设置了两个测压点,分别位于液舱 x 方向 据前端面 0.235m 处与 0.47m 处,用来监测不同横截面处压力分布的区别。在顶部 附近即 0.41m 高度处也布置了两个测压点,以监测顶部附近的压力情况。



图 5-1 压力监测点布置 Fig.5-1 Comparison of flow fields of different particle distance at 2.2s

#### 5.1.2 工况设计

液舱在实际使用中,必然会面对各种不同的装载情况,不同的装载率下,舱 内液体的晃荡情况千差万别。对于一般的液舱,载液率会直接影响到液舱的固有 频率,导致不同的晃荡现象。对于水平圆柱形液舱来说,载液率的改变还会直接 影响到自由表面的大小和形状,带来更大的影响,因此对圆柱液舱来说,载液率 是十分关键的参数。载液率的表达一般有两种方式:载液深度与液舱高度之比、 载液深度与液舱宽度之比,本文载液率为载液深度与液舱高度之比。选取三个典 型的载液率:25%、50%、75%,分别代表低载液率,中等载液率和高载液率。

在已经确定形状的液舱中,一旦载液率确定,晃荡的固有频率就确定了。外 界激励频率与舱内液体的晃荡固有频率接近时,会引起共振,激发非常剧烈的晃 荡现象,同时对液舱产生很大的载荷。理论上固有频率有无穷多阶,一阶固有频率 $\omega_0$ 时晃荡冲击最为剧烈。因此,本文的激励频率取值在一阶固有频率附近,计算了 $\omega/\omega_0$ 从 0.8~1.2 的频率范围,间隔为 0.1。固有频率的取值来自于王耘<sup>[63]</sup>的理论计算结果,图 5-2 为圆形截面一阶固有频率的分布图。其中 $\Omega=\omega_0\sqrt{R/g}$ ,为无量纲固有频率, $\omega_0$ 为一阶固有频率,R为截面半径。



图 5-2 理论一阶固有频率 Fig.5-2 Theoretical first-order natural frequency

据经验判断,给定激励幅值一般不超过液舱宽度的1/10,这里选取了0.005m、0.01m、0.015m 三个激励幅值。激励运动为横荡,即 y 方向的线性简谐激励,液舱的位移方程在上一章中已经给出。表 5-1 为本章数值模拟的工况表。

计算的粒子间距根据上章结果取 0.005m,每种工况的流体粒子数在表 5-1 中 给出,计算的时间步长为 0.0005s,共计算 20s 的晃荡历程。

Table 5-1 Calculation condition					
载液率	固有频率	流休粒子粉	激励幅值(m)	激励频率の/の	
d/2R	$\omega_0$ (rad/s)	初时平不立了女人	初末加加州田 [且.(111)		
25%	7.263	318190	0.005, 0.01, 0.015	0.8, 1	
			0.01	0.8, 0.9, 1.1, 1.2	

表 5-1 计算工况

表 5-1 (续)				
载液率 d/2R	固有频率 $\omega_0$ (rad/s)	流体粒子数	激励幅值(m)	激励频率 $\omega/\omega_0$
50%	7.805	636380	0.005, 0.01, 0.015, 0.02, 0.025	1
			0.005, 0.01, 0.015	0.8, 0.9, 0.95
			0.01, 0.015	1.05
			0.01	1.1, 1.2
75%	9.566	1022270	0.005, 0.01, 0.015	0.8, 1
			0.01	0.8, 0.9, 1.1, 1.2

上海交通大学硕士学位论文

### 5.2 激励频率对晃荡的影响

5.2.1 25% 载液率

在 25%载液率,0.01m 振幅激励下,我们计算了 ω/ω<sub>0</sub>=0.8,0.9,1.0,1.1,1.2 五个 工况。与 50%载液率类似,在 0.8ω<sub>0</sub>激励频率时,液舱中的流动十分平稳,自由 面光滑,晃荡波动形式为驻波,水跟随液舱来回晃荡,如图 5-3 所示。



在 0.9 *w*<sub>0</sub>处,晃荡变得十分剧烈,液舱中水流速度极快,在冲击到舱壁时沿 壁面爬升至接近舱顶。流场中三维效应非常明显,不同截面处产生了不同的现象, 部分水流爬升过程中已经有部分水流开始翻卷向下,由于此时水深较小,下落的 水流可以直接冲击到舱底,这一工况产生了极大的冲击压力,其冲击压力峰值在

1700Pa 左右,比 25% 载液率的一般工况要高出近 1/3。流场情况如图 5-4 所示。



百 3-4 23% 载极半下  $0.9 \omega_0$  激励频半时 流场 Fig.5-4 Flow field of  $0.9 \omega_0$  at 25 % liquid filling rate

激励频率上升到 *ω*<sub>0</sub>,晃荡已经缓和了很多,此时仍有轻微的波浪翻卷破碎现 象发生,但已经无法激起行波,水流可以爬升到液舱高度一半左右,随即沿壁面 滑下,难以形成射流或明显翻卷。图 5-5 给出了激励频率为 *ω*<sub>0</sub>时的流场。



 $\omega/\omega_0=1.1$ 与 1.2 时,晃荡回归完全的线性流动,波面无破碎,流动缓和,自

由面基本为一平面,如图 5-6。

#### 5.2.2 50% 载液率

在 50%载液率下,给定激励幅值 0.01m,我们进行了  $\omega / \omega_0$  为 0.8、0.9、0.95、1、1.05、1.1、1.2 共七组不同频率的工况,根据模拟中流场现象的不同,可分为以下三种不同的类型:

(1) ω/ω<sub>0</sub>=0.8,此时激励频率远小于一阶固有频率,液舱中自由面十分平
稳,基本为一平面,跟随液舱左右晃荡,如图 5-7 所示。



图 5-7 50% 载液率下  $0.8 \omega_0$  激励频率的流场 Fig.5-7 Flow field of  $0.8 \omega_0$  at 50 % liquid filling rate

(2) ω/ω₀增大到 0.9,0.95 时,产生了共振晃荡,晃荡迅速变得剧烈起来, 在液面上出现了行波,晃荡的幅度变得很大,水流冲向壁面后沿弧形的壁面爬升 到相当高度后下落,形成一股射流,拍向水面。猛烈的拍击又引起的水滴的飞溅。 此时流体的运动已经不再是简单的横向流动,晃荡也激发了纵向的流动,三维效 应十分明显。图 5-8,图 5-9 分别给出了ω/ω₀=0.9 与 0.95 时流场的截图。



Fig.5-8 Flow field of  $0.9 \omega_0$  at 50 % liquid filling rate



Fig.5-9 Flow field of  $0.95 \omega_0$  at 50 % liquid filling rate

(3)  $\omega/\omega_0$ 继续增加,晃荡波的波高和波陡迅速减小。到 1.0,1.05 时,液舱 中的晃荡形态仍为行波,此时,水的动能已不足以支撑其爬升太高,在波峰传至 舱壁时,略微爬升后翻卷回来,形成反向传播的波峰。此时舱内的水恢复了横向 流动,观察不到明显的三维效应,如图 5-10,图 5-11。



图 5-10 50% 载液率下 $\omega_0$ 激励频率的流场 Fig.5-10 Flow field of  $\omega_0$  at 50 % liquid filling rate



图 5-11 50% 载液率下  $1.05 \omega_0$  激励频率的流场 Fig.5-11 Flow field of  $1.05 \omega_0$  at 50 % liquid filling rate

(4) ω/ω<sub>0</sub>=1.1 与 1.2 时,非线性流动消失,自由面恢复驻波状态,流动平
缓,图 5-12 为ω/ω<sub>0</sub>=1.2 的流场。



#### 5.2.3 75% 载液率

75%载液率为高载液率工况,此时自由面面积较小,随着液舱晃荡,自由面的大小和形状都会发生很大变化,很容易发生冲顶现象。

不同于 25%与 50%载液率,75%载液率从最小激励频率即 0.8 *ω*<sub>0</sub>时,就开始 出现非线性的晃荡现象,晃荡波为行波,随着液舱的运动传播,传至壁面处,由 于壁面与自由面之间角度很小,上方空间狭窄,水流快速向上堆积形成一个波峰, 并出现翻卷现象,波峰成为反向的行波传播回去。图 5-13 给出了 0.8 时的流场。



Fig.5-13 Flow field of  $0.8 \omega_0$  at 75 % liquid filling rate

同 25%及 50%载液率相同,在 0.9*ω*<sub>0</sub>处,晃荡达到了顶峰,剧烈的晃荡使得 水面上方布满了飞溅的水滴,拍击和飞溅使得波面变得模糊,晃荡波冲击舱壁, 会在自由面与舱顶部狭小的空间内形成强烈的射流反冲回去,射流中大部分水粒 子在途中下落,拍击水面,引起大量的水滴飞溅,小部分粒子沿着顶部直接冲至 对面舱壁。图 5-14 给出了  $\omega / \omega_0 = 0.9$  的流场。



图 5-14 75% 载液率下  $0.9 \omega_0$  激励频率的流场 Fig.5-14 Flow field of  $0.9 \omega_0$  at 75 % liquid filling rate

ω/ω<sub>0</sub>=1.0时,现象与0.9ω<sub>0</sub>类似,只是晃荡的强度有所减弱,射流产生后难以冲至对面舱壁,落入水中,液滴的飞溅也比0.9ω<sub>0</sub>明显减少。图5-15为ω/ω<sub>0</sub>=1.0的流场形态。



Fig.5-15 Flow field of  $\omega_0$  at 75 % liquid filling rate

频率继续变大至 1.1 *w*<sub>0</sub>,此时晃荡平缓下来,行波已经消失,取而代之的是 驻波的形态,液舱中水的动能以无法形成射流,但仍会在舱壁处堆积,产生细微 的波浪破碎。如图 5-16 所示。



Fig.5-16 Flow field of 1.1  $\omega_0$  at 75 % liquid filling rate

频率达到  $1.2 \omega_0$ 时, 晃荡中的非线性流动彻底消失, 波动形式为驻波。见图



Fig.5-17 Flow field of 1.2  $\omega_0$  at 75 % liquid filling rate

### 5.2.4 激励频率对砰击压力影响

5-17。

图 5-18 与图 5-19 给出了 50%载液率下不同频率的压力时历曲线,测压点为 水面附近的 P2,可以看到,典型的压力时历曲线有两种形状:单峰值与双峰值, 图 5-18 为单峰值的压力时历曲线,激励频率在 0.8 ω<sub>0</sub>、1.1 ω<sub>0</sub>、1.2 ω<sub>0</sub>时出现这类 峰值曲线,他们的共同特点是压力曲线比较平滑,在波峰处只有一个峰值。前面 的流场描述中已经看到,在这三个频率处波动比较平缓,未出现非线性流动,因 此在壁面处的压力主要是静压力,压力曲线呈现单峰特征。其中频率为 1.1 ω<sub>0</sub>时 在某些周期出现了微弱的双峰特征,这是因为在这些周期中出现了非线性的流动。

上海交通大学硕士学位论文



Fig.5-18 Pressure time - history curves of single peaks of 50% liquid filling rate at P2





图 5-20 与图 5-21 为 25%载液率下测压点 P1 处的一系列压力曲线。跟 50%载 液率类似, 0.8 ω<sub>0</sub>、1.1 ω<sub>0</sub>、1.2 ω<sub>0</sub>为单峰压力曲线,而理论一阶固有频率附近的 0.9 ω<sub>0</sub>、1.0 ω<sub>0</sub>呈现了双峰压力曲线特征。由于这一载液率下,舱中的水位于液舱 下半部,两边舱壁带有向外的倾角,液体在舱壁处不容易发生爬升形成翻卷,在 这一载液率下双峰并不容易达到,单峰的曲线比 50%载液率下更加平滑,而 1.0 ω<sub>0</sub> 处有很多周期也并非双峰形态。



Fig.5-20 Pressure time - history curves of single peaks of 25% liquid filling rate at P1



图 5-21 25% 载液率下 P1 处双峰压力时历曲线 Fig.5-21 Pressure time - history curves of single peaks of 25% liquid filling rate at P1

图 5-22 为 75%载液率下 P3 测压点处的一系列压力时历曲线,由于在 1.2 ø<sub>0</sub>的 激励频率下液舱中的流动为驻波状态,水面很少触及到测压点,因此在测压点处 只能测得很小的压力值。其他的激励频率下,监测到的压力曲线都具有双峰特征,在 25%及 50%载液率下为线性流动的频率 0.8 ø<sub>0</sub>、1.1 ø<sub>0</sub> 在这里也得到了双峰曲线,这是因为液面位于液舱的上半部,两侧的壁面向内倾斜,液体更容易在壁面处发 生堆积,进而产生波浪翻卷或破碎。同时也应注意到,该载液率下,0.9 ø<sub>0</sub>、1.0 ø<sub>0</sub> 这两个产生共振晃荡的频率的压力双峰曲线与别的载液率不同,双峰曲线只有很 尖锐的前一个峰值,而第二个峰值非常不明显。这是因为第二个峰值因为液体爬 升后回落而产生,而在 75%载液率下,剧烈晃荡中沿舱壁爬升的水会顺着舱顶落 至别处,所以第二个压力峰值也难以产生,压力曲线由双峰曲线退化为"单峰"。



图 5-22 75% 载液率下 P3 处非线性流动压力时历曲线 Fig.5-22 Pressure time - history curves of Nonlinear flow of 75% liquid filling rate at P3

#### 5.2.5 载液率对晃荡的影响

在上面的压力数据中分别找出每个载液率下,每一频率对应的压力最大值, 绘制最大压力随频率变化的曲线,如图 5-23 所示。三条曲线的共同特点是,都在 0.9 \omega\_0达到最大值,在\omega 一个,最大压力随激励频率的升高而减小。因此三个载液率下共振频率都在 0.9 \omega\_0附近, 而不是理论一阶固有频率\omega\_0。由于一阶固有频率是根据线性理论求得,而共振状态附近都是非线性的流动,因此共振频率不一定等于理论一阶固有频率。

此外,从图上也可以得出不同载液率对于晃荡压力的影响:就我们设置的测压点而言,25%载液率下在所有激励频率下,自由面附近的晃荡压力都大于另外的两个载液率,50%与 75%载液率下压力相近,且在不同的激励频率之下各有高低。在 0.8 *ω*<sub>0</sub> 及 1.0 *ω*<sub>0</sub> 处 75%载液率压力较大,观察晃荡的现象我们可以看出,在 0.8 *ω*<sub>0</sub> 处 75%载液率已出现非线性流动而 50%没有,在 1.0 *ω*<sub>0</sub> 频率下,75%载液率 晃荡仍十分剧烈,而 50%液面已十分平稳,因此在这两个激励频率下,75%载液率的压力要大于 50%载液率。其余频率则是 50%载液率压力更大,因为此处的自由液面其实是最宽的。75%载液率下最大峰值与最小峰值之间差距最小,这是因为在这一载液率下,最容易触发非线性的流动,晃荡剧烈到一定程度之后,剧烈的水流飞溅会消耗动能,使对避免的砰击不再增大。



比较不同载液率下的压力曲线波形可以发现,25%载液率最不易发生冲击,也不易发生非线性流动,只在激励频率在0.9*ω*,和*ω*,是发生了非线性流动,且*ω*,激

励频率下也只是在部分时间出现,在压力曲线上表现为双峰曲线。这一载液率下 当晃荡现象不剧烈时,液体运动的方式主要为保持弓形形状,绕圆柱中心"摆动"。 晃荡剧烈是会出现非常高的爬高,并出现非常猛烈的砰击。50%载液率下,激励 频率在 0.9~1.05 之间时发生非线性流动,在 0.9  $\omega_0$  与 0.95  $\omega_0$  时发生猛烈的冲击, 压力曲线是为典型的双峰曲线。两个峰值都十分明显,75%载液率下,液舱中最 容易发生非线性流动,在 0.8  $\omega_0$ ~1.1  $\omega_0$ 激励频率下都有非线性现象的出现。这一 载液率下,当晃荡十分剧烈时,压力曲线中第二个峰值越来越不明显,形成尖锐 的单峰曲线。

## 5.3 激励幅值对晃荡的影响

对于三个不同的载液率,在其理论一阶固有频率处,都做了不同幅值的系列 模拟。其中载液率 25%、75%下激励幅值为 0.005m、0.01m、0.015m,50%载液率 下则补充了 0.02m、0.025m 两个较大激励幅值的模拟。在不同的载液率下,晃荡 现象呈先出类似的特征,因此下面对 50%载液率不同幅值下的流场现象做出描述。

#### 5.3.1 激励幅值对晃荡现象的影响

激励幅值为 0.005m 时,液舱内的流动情况如图 5-24。此时液舱中已经出现了 行波,但整体流动比较平稳,未出现波浪的翻卷和破碎。没有明显的冲击现象发 生。



图 5-24 激励幅值 0.005m 的流场 Fig.5-24 Flow field with excitation amplitude of 0.005m

激励幅值加大到 0.01m, 流场中行波更为明显, 在水面传播遇到液舱舱壁后, 往回翻卷, 翻卷的水舌落回水面, 形成反向波的波峰。见图 5-25。



图 5-25 激励幅值 0.01m 的流场 Fig.5-25 Flow field with excitation amplitude of 0.01m

激励幅值增加到 0.015m,晃荡波遇到舱壁不是直接翻卷而是向上爬升,动能 耗尽后开始回落,落下的水流拍击中央水面造成液滴飞溅,波面反向传播,形成 下一次冲击。图 5-26 给出了激励幅值为 0.015m 时的流场截图。



图 5-26 激励幅值 0.015m 的流场 Fig.5-26 Flow field with excitation amplitude of 0.015m



图 5-27 激励幅值 0.02m 的流场 Fig.5-27 Flow field with excitation amplitude of 0.02m

当激励幅值达到 0.02m。整个晃荡的流场变得非常混乱,晃荡波遇到舱壁直接爬上顶部,形成一条水舌,部分爬升的水流沿舱顶冲至对面,大部分上冲水流

从舱顶落下, 散落入下方水面。水面上既有横向流动又有纵向的流动。如图 5-27 所示。

0.025m 是这系列激励幅值中的最大值,整个晃荡现象与 0.02m 时基本相同,但比后者更为猛烈。更多的水爬升至顶部后回落,在水面上激起大面积的飞溅。流场现象在图 5-28 中给出。



Fig.5-28 Flow field with excitation amplitude of 0.025m

### 5.3.2 激励幅值对砰击压力的影响

图 5-29 给出了载液率为 50%时,不同激励幅值下 P2 测压点处的压力时历曲 线。其中,激励幅值为 0.005m 时,压力曲线为单峰,此时晃荡非常平稳,没有发 生冲击,所测压力基本为静压力。从 A<sub>x</sub>=0.01m 开始,压力曲线都为双峰,符合上 一节中描述的流场状态,从此开始随着晃荡幅值的增加,晃荡变得来越剧烈,晃 荡压力中冲击压力的成分也越来越重要,反映在压力曲线上则是双峰中前一峰值 与后一峰值差距越来越大,尤其是在激励幅值达到 0.02m 和 0.025m 后,前一峰值 的数值在后一峰值的两倍以上,在 11.6s 时, A<sub>x</sub>=0.025m 的压力前一峰值达到了 1305Pa,后一峰值的值却只有 400Pa 左右。激励幅值较小时压力峰值的大小比较 平均,而在达到 0.02m 和 0.025m 后,每个周期之间压力峰值的波动也变得大起来, A<sub>x</sub>=0.025m 在 11.6s 时刻的极限幅值远远超出 10~20s 范围内的其他峰值。这很好 地反应了晃荡砰击载荷的随机性,这种随机性使得晃荡的砰击载荷无法准确预测, 此外同样激励条件下晃荡有时会出现非常极限的砰击载荷,很容易造成危险状况, 这一点在工程应用中与实验研究中都是需要重点关注的。

上海交通大学硕士学位论文



Fig.5-29 Pressure time history curve at P2 under different excitation amplitudes

提取每个激励幅值下的压力最大值,绘制压力随激励幅值变化的曲线,从图 5-30 中可以看出,在模拟的激励幅值范围内,砰击压力随幅值的增大而增大。



Fig.5-30 Maximum pressure -excitation amplitude curve

## 5.4 三维效应的分析

在三维问题中,会出现很多与二维问题不同的现象,我们称之为三维效应。 在本文的晃荡过程中,给定横荡运动,我们多次在不同工况中观察到了其他方向 的流体运动,例如在 50%载液率下,激励频率为 0.95 *ω*<sub>0</sub>,激励幅值为 0.015m 时, 可以观察到图 5-31 中的三维效应现象。为了研究三维效应我们在 50%载液率下补 充了多组计算工况:在 0.8  $\omega_0$ 、0.9  $\omega_0$ 、0.95  $\omega_0$ 、1.1  $\omega_0$ 、1.2  $\omega_0$ 等频率进行了激励 频率为 0.005m 与 0.015m 的模拟。本节对模拟结果进行说明,并对三维效应的发 生条件以及特点进行初步的探讨。



图 5-31 三维效应 Fig.5-31 Three-dimensional effect

## 5.4.1 三维现象的产生条件

统计三维现象出现的工况,可以得到图 5-32 中的结果,图中红色区域代表三 维现象出现的工况。其中 1.0  $\omega_0$  还做了 0.02m、0.025m 激励幅值的模拟,同样出 现了三维现象,为了保持表格的一致性未在图中标出。可以看到三维现象集中出 现在 0.9  $\omega_0 \sim 1.0 \omega_0$  频率范围内,幅值为 0.005m、0.01m、0.015m 的情况下均有出 现,但大振幅激励下出现的更多。晃荡频率在 0.95  $\omega_0$ 时,三维效应在 0.005m 激 励幅值出现就已出现,而 0.9  $\omega_0$ 、1.0  $\omega_0$ 则在 0.015m 的振幅之下才开始出现,1.0  $\omega_0$ 处继续提高振幅,在 0.02m、0.025m 处也观察到了三维效应。可以看到,三维效 应出现的工况都在固有频率周围,晃荡现象十分剧烈,晃荡过程中有大量的非线 性波,自由水面剧烈变形,波浪破碎、波浪翻卷、水流飞溅的现象随时可见。三 维现象与剧烈流动出现是相关的,观察整个波面的演化过程也可以佐证这一点, 下一小节将对三维现象的波面演化进行描述。



图 5-32 三维效应出现的工况 Fig.5-32 The conditions in which three-dimensional effects appear

#### 5.4.2 三维现象的演化

本小节对于 0.95 *ω*<sub>0</sub> 激励频率, 0.015m 激励幅值下的三维现象演化过程进行了 描述。由于晃荡现象十分剧烈,在大量冲击水流和飞溅液滴的干扰下,直接观察 很难获得波面的真实形状,我们给出了流场的纵向剖面图,截取位置为液舱中心 处。该工况下三维现象的演化过程可分为三个阶段:形成期、发展期、稳定期。

(1) 形成期

从 0s 到 2.6s 期间, 液舱内晃荡为二维晃荡 (图 5-33a), 此时由于晃荡刚开始, 处于加速阶段, 波高逐渐增加, 在经过几个周期的加速后, 晃荡波的波高达到足 够高度, 在 t=2.4s 处产生了第一个翻卷的波峰(图 5-33b)。翻卷后的波浪拍击水 面, 引起一系列的飞溅, 使本来平静的纵向剖面变得紊乱起来(图 5-33c)。经过 多个周期反复拍击、飞溅后, 到 5.4s 时晃荡过程中的水面变得凹凸不平, 开始产 生三维现象(图 5-33d)。



a) t = 1.6 s 时纵剖面图 a) Longitudinal section when t = 1.6 s



b) t = 2.4 s 时纵剖面图 b) Longitudinal section when t = 2.4 s



c) t = 2.6 s 时纵剖面图 c) Longitudinal section when t = 2.6 s



c) t = 5.4 s 时纵剖面图 c) Longitudinal section when t = 5.4 s 图 5-33 形成期 Fig.5-33 Formation period

(2) 发展期

这一阶段液舱内的流动完全为三维流动,但剖面上波形的变化非常大,在初期这个波形的波长和波峰/谷的位置不断变动,没有什么规律性(图 5-34a~c),随着晃荡的进行,波动逐渐变得有规律。从 5.4s 到 11s 为发展期,纵向的波面从无序到有序,波长与波峰位置基本稳定下来。



a) t = 7.6 s 时纵剖面图 a) Longitudinal section when t = 7.6 s



b) t = 8.8 s 时纵剖面图 b) Longitudinal section when t = 8.8 s



c) t = 10.8 s 时纵剖面图 c) Longitudinal section when t = 10.8 s 图 5-34 发展期 Fig.5-34 Growing period

(3) 稳定期

在 11.4s 时,液面出现了规则的波形,如图 5-35a 所示,波形类似于正弦波, 中间掺杂少量不规则起伏。从这时开始,横截面上波形的波长和峰谷位置基本上 固定下来,图 5-35b~d 分别为 14.2s、16.4s、19.2s 时刻的纵剖面图,可以看到, 虽然波面形状一直在变化,但波峰/谷的位置并没有什么改变,类似于驻波,波面 基本关于中横剖面对称,波长约为1/3舱长。



a) t = 11.4 s 时纵剖面图 a) Longitudinal section when t = 11.4 s



b) t = 14.2 s 时纵剖面图 b) Longitudinal section when t = 14.2 s



c) t = 16.4 s 时纵剖面图 c) Longitudinal section when t = 16.4 s


d) t = 19.2 s 时纵剖面图 d) Longitudinal section when t = 19.2 s 图 5-35 稳定期 Fig.5-35 Stabilization period

## 5.5 本章小结

本章基于 MPSGPU-SJTU 求解器分析了横荡激励下的水平圆柱液舱晃荡问题。对不同载液率、不同激励频率和不同激励幅值下的晃荡进行了模拟,探讨了激励频率、载液率以及激励幅值对与晃荡的影响,并对计算中出现的三维现象进行了描述分析,得到了以下结论:

(1)激励频率从 0.8 \omega\_0 增大到 1.2 \omega\_0, 晃荡现象从平稳到非常剧烈再回到平稳, 晃荡频率原理固有频率时晃荡表现得比较平稳, 在固有频率附近发生共振, 0.9 \omega\_0 处晃荡最为激烈。从压力来看, 在 0.8 \omega\_0~0.9 \omega\_0 范围, 晃荡压力与激励频率 正相关, 在 0.95 \omega\_0~1.2 \omega\_0 范围内, 壁面压力与激励频率负相关。

(2) 三个载液率下,壁面压力都在 0.9ω<sub>0</sub>处取得了最大值,因此三个载液率 下晃荡的共振频率应在 0.9ω<sub>0</sub>附近。

(3) 晃荡的激烈程度与激励幅值正相关, 晃荡的壁面压力与激励幅值同样正相关, 在 50%载液率下, 晃荡幅值从 0.005m 增大到 0.025m, 对壁面砰击的最大压力不断升高, 在晃荡幅值较小时, 砰击压力分布较为均匀, 在激励幅值为 0.02m 与 0.025m 使, 冲击非常强烈, 而壁面的砰击压力的峰值随机性也非常大。

(4) 在圆柱形液舱的晃荡中,载液率的影响十分明显,从现象上来说,低载 液率时,触发非线性流动较困难,未发生非线性现象时,波面近似一直线,水流 保持弓形,绕圆柱圆心"摆动"。50%载液率下非线性流动的触发相对容易。高载 液率下,非线性流动非常容易发生。 (5) 三个载液率下发生猛烈冲击时,压力曲线具有不同的峰值特征。25%载 液率下,大部分激励频率压力曲线是较为光滑的单峰值曲线,在发生猛烈冲击的 工况下,压力曲线为两个峰值界限清晰,且数值都较大的双峰曲线。50%载液率 下,发生猛烈冲击时压力曲线为典型双峰曲线,两峰值界限清晰,前一峰值远大 与后一峰值。75%载液率下发生猛烈冲击时,压力曲线有明显的冲击特征,但双 峰无明显界限,双峰中第二个峰值几乎消失。

(6)比较三个载液率下,所有频率变化工况下最大压力可知,25%载液率下 避免附近的砰击压力是最大的,50%载液率与75%压力接近,在不同激励频率下 各有高低。

(7)三维现象的出现与非线性流动的出现密切相关,在固有频率附近,晃荡 幅值较大时会出现三维效应。越接近共振频率,三维现象的触发幅值越小,远离 共振频率,三维现象的触发幅值变大。

(8) 三维现象的演化是一个从无到有,从杂乱到稳定的过程,最终会在纵向 剖面形成稳定的波形,波峰(谷)位置会稳定下来。

# 第六章 圆柱液舱与方形液舱的对比分析

#### 6.1 计算模型

方形与圆柱形是现有液舱中较为常见的两种液舱形式。在液舱设计过程中, 往往要在二者之间进行选择。本章在相对应的外界激励下,对两种液舱的晃荡现 象进行了模拟。

为对比圆柱截面液舱与方形截面液舱晃荡特性的区别,本章以前面的圆柱形 液舱为基础,进行了方型液舱模型的设计。首先两种液舱的舱长保持相同,为保 证两液舱装载量不变,在保证横截面积不变的条件下,将圆形截面变为正方形, 得到了图 6-1 所示的方型液舱。液舱中 L=0.94m,B=0.41653m。计算中的圆柱形 液舱仍与前面章节相同。



图 6-1 方型液舱的几何模型 Fig.6-1 Geometric model of the square tank

## 6.2 工况设置

本章在 25%、50%、75%三个载液率分别模拟了水平圆柱液舱与方形液舱的 晃荡,施加的激励仍为横荡激励,激励运动方程为*x* = *A<sub>x</sub>*sin(*ωt*),圆柱液舱与方 型液舱的激励频率相同,为对应载液率下圆柱液舱的一阶固有频率*ω*<sub>0</sub>以及 0.8*ω*<sub>0</sub>。 每个激励频率下进行了两个不同激励幅值的计算,对圆柱形液舱,激励幅值为 0.005m、0.015m,对方柱来说由于 y 方向尺寸发生了变化,为保证两者比较的正 确性,保持两种液舱的激励幅值与激励方向宽度之比恒定,换算得到方形液舱的 激励幅值为 0.004431m、0.013294m,在后面提到幅值时以小幅值(方形 0.004434m, 圆柱 0.005m)大幅值(方形 0.005m,圆柱 0.015m)区分。在表 6-1 中给出了各工 况的参数设置。

圆柱液舱中测压点的布置与上一章相同,这里不再赘述。方形液舱测压点布 置见图 6-1,共布置四个测压点,其中 P1、P2、P3 在各载液率液面附近布置,分 别在 25%、50%、75%液舱高度处,用以监测自由液面附近的压力值,P4 位于右 舱壁距舱顶 0.1 倍舱宽处,P5 位于舱顶距离右侧壁面 0.1 倍舱宽处,用以监测水 流砰击顶部时的压力值。

为了保证两种液舱所测数据可以互相比较,将测得的压力数据换算为无量纲 压力: *pD*= *p* / *ρgh*,其中 h 为液深,对合力数据用无量纲力 *FD*= *F* / *ρVg* 来表征,其中 V 为液舱中水的体积。

Table 6-1 Calculation condition					
载液率	固有频率	流体粒子数	流体粒子数	激励幅值	激励频率
d/B	$\omega_0$ (rad/s)	(圆柱)	(方形)	$A_x(m)$	$\omega  /  \omega_0$
25%	7.263	318190	322014	0.005, 0.015	0.8
				0.005, 0.015	1
50%	7.805	636380	628694	0.005, 0.015	0.8
				0.005, 0.015	1
75%	9.566	1022270	981376	0.005, 0.015	0.8
				0.005, 0.015	1

表 6-1 计算工况

## 6.3 结果分析

6.3.1 25% 载液率

25%载液率液深较小,液舱底部对晃荡的影响很大。

在 0.8 *ω*<sub>0</sub> 激励频率,小激励幅值下,两种液舱中水面的晃荡现象非常微弱(见 图 6-2),压力基本为静压力,侧向力也非常小,晃荡作用的影响可以忽略不计。





Fig.6-2 Flow field comparison of 25 % liquid filling rate,  $0.8 \omega_0$  excitation frequency and small excitation amplitude

在 0.8 *w*<sub>0</sub> 激励频率,大激励幅值下,方型液舱中开始出现行波,而圆柱形液 舱中水面基本为一个平面,从横截面上来看整个流体区域为一个月牙形区域,跟 随液舱的左右晃动做围绕圆心的"摆动",图 6-3 为两这一工况下两种液舱内的流 场对比。



图 6-3 25% 载液率  $0.8 \omega_0$  激励频率,大激励幅值流场对比

Fig.6-3 Flow field comparison of 25 % liquid filling rate,  $0.8 \omega_0$  excitation frequency and large excitation amplitude

在 ω<sub>0</sub> 激励频率,小激励幅值下方柱中的液面仍是行波形式的运动,但爬高大于上一工况,晃荡波前缘在爬升至最高点处下落时发生破碎。而在圆柱形液舱中并未出现明显的行波,晃荡十分平稳,自由液面为一直线,流体区域保持弓形, 随液舱的晃荡绕圆心"摆动",如图 6-4 所示。



图 6-4 25% 载液率 $\omega_0$  激励频率,小激励幅值流场对比

图 6-5 给出了 P1 点的无量纲压力时历曲线,图中可以看出两者的压力值相差 不大,但在方形曲线中已经出现了双峰特征,与流场中出现的非线性现象相互验 证,而圆柱形液舱中,由于液舱中的晃荡非常平稳,未出现非线性晃荡波,该点 的压力曲线为单峰。

图 6-6 给出了 *ω*<sub>0</sub> 激励频率,大激励幅值下的流场截图,这时方形液舱与圆柱 形液舱中的晃荡现象产生了巨大的差别,方形舱中的晃荡现象十分剧烈,并呈现 了明显的三维特性,在液舱前后端面与侧面交界处附近产生了流体的汇集,波浪 爬升高度远高于液舱中部区域,流体的冲击飞溅使得液面上方飞散大量液滴。在 圆柱形液舱中,仍未发生明显的非线性流动,自由表面不再是近似平面,在爬高 的一端产生了曲面,不过总体而言流动比较平稳,没有明显的冲击现象,在纵向 上,也并未体现出三维特征。

Fig.6-4 Flow field comparison of 25 % liquid filling rate,  $\omega_0$  excitation frequency and small excitation amplitude

上海交通大学硕士学位论文



图 6-5  $\omega_0$ 激励频率,小激励幅值时 P1 点压力时历曲线

Fig.6-5 Non-dimensional pressure-time curve,  $\omega / \omega_0 = 1.0$ , small excitation amplitude



图 6-6 ω<sub>0</sub> 激励频率,大激励幅值时两种液舱的顶部附近测压点的压力时历曲线 Fig.6-6 Comparison of flow fields of different particle distance at 2.2s

从图 6-7 的中 P1 点的压力曲线可以看到二者的压力相差仍然不大,但由于方型液舱中测压点布置在液舱的中部,而猛烈的冲发生在液舱的前后两段,测压点并未能捕捉到方柱中的最大峰值。此时两种液舱压力峰值差别较小,可以推测端面处的方型液舱的冲击压力应当远大于圆形液舱。



Fig.6-7 Non-dimensional pressure-time curve,  $\omega / \omega_0 = 1.0$ , large excitation amplitude

#### 6.3.2 50% 载液率

在 50%载液率下我们计算了固有频率下以及 0.8 倍固有频率下的晃荡情况。 其中 0.8 倍固有频率下都为线性晃荡,见图 6-8,未出现猛烈的冲击现象,壁面所 受的压力主要为静压力,压力变化幅度很小,对结构几乎不会有什么影响。



图 6-8 50% 载液率 0.8 00 激励频率小激励幅值流场对比

Fig.6-8 Flow field comparison of 50 % liquid filling rate,  $0.8 \omega_0$  excitation frequency and small excitation amplitude



图 6-9 50%载液率 00 激励频率大激励幅值流场对比

Fig.6-9Flow field comparison of 50 % liquid filling rate,  $\omega_0$  excitation frequency and large excitation amplitude



图 6-10  $\omega_0$ 激励频率,大激励幅值时 P2 点压力时历曲线 Fig.6-10 Non-dimensional pressure-time curve,  $\omega/\omega_0$ =1.0, large excitation amplitude

图 6-9 给出了激励频率为  $\omega_0$ ,激励幅值为 0.015m 时两种液舱的流场情况,可以看到方型液舱中晃荡要比圆柱舱中猛烈的多,方形舱中发生了猛烈的冲顶而圆

柱形舱中的水流还未达到中部已经开始下落。这是由于圆柱形的上半部形状很好 的对向上爬升的流体向内侧导流,使其向上的速度变为斜向上,因而流体难以形 成足够的爬升。

图 6-10 给出了 P2 测压点处的压力时历曲线,可以看到两者的压力在 10s~12s 基本相同,在之后差距逐渐变大,且方形舱还有继续增加的趋势。在增大的过程 中方形舱的压力波峰形状也逐渐改变,峰值区中前一个峰值越来越大而后一个峰 值基本却越来越不明显,这是由于三维效应使得爬升的液体下落时也在向液舱的 前后两端流动,第二个峰值也越来越小。



图 6-11  $\omega_0$ 激励频率,大激励幅值时顶部附近测压点压力时历曲线 Fig.6-11 Non-dimensional pressure-time curve,  $\omega/\omega_0=1.0$ , large excitation amplitude

图 6-11 比较了这一载液率下两种舱室在顶部附近的压力, P5 位于方形液舱顶部, P4 则在两种舱室顶部附近的侧壁上,可以看到方形舱中的水在 15s 后第一个周期开始到达顶部 P5 测压点,压力曲线十分尖锐,持续时间短暂,在 17.5s 左右达到了 500Pa 的峰值。而圆柱当中的 P4 测压点则从未被水流接触到。

6.3.3 75% 载液率

75%载液率下液面离顶部很近,两种液舱都很容易发生冲顶现象。

激励频率 0.8 *ω*<sub>0</sub>,小激励幅值时两种液舱内晃荡幅度同样很小,影响较小。 其流场如图 6-12 所示。







激励频率 0.8 *ω*<sub>0</sub>,大激励幅值时,两种液舱内都出现了冲顶现象,方型液舱中,冲顶现象的发生时,水流的速度与顶部基本垂直,而在圆柱液舱中,水流顺着顶部流过,没有发生强烈的拍击。图 6-13 展示了流场情况。



图 6-13 75% 载液率 0.8 00 激励频率大激励幅值流场对比

Fig.6-13 Flow field comparison of 75 % liquid filling rate, 0.8  $\omega_0$  excitation frequency and large excitation amplitude

激励频率在*ω*<sub>0</sub>,小激励幅值下,两类液舱内都处于驻波形态波面平稳,在圆柱形液舱中会有轻微的波浪破碎,见图 6-14。



图 6-14 75% 载液率 00 激励频率小激励幅值流场对比

激励频率在 ω<sub>0</sub>,大激励幅值下,两种液舱中的冲顶现象都十分地猛烈,尤其 是矩形液舱中,随着液舱晃动,大量的水流直接砰击顶部,在顶部形成了很大的 压力,沿顶部回卷的波面在液舱中部开始下落,对水面发生了猛烈拍击。而在圆 柱形液舱中,冲顶的水流很大一部分跟随舱顶形状,冲向对面未在顶部形成集中 的压力。图 6-15 给出了两种液舱内的流场。



Fig.6-14 Flow field comparison of 75 % liquid filling rate,  $\omega_0$  excitation frequency and small excitation amplitude



图 6-15 75% 载液率  $\omega_0$  激励频率大激励幅值流场对比

Fig.6-15 Flow field comparison of 75 % liquid filling rate,  $\omega_0$  excitation frequency and large excitation amplitude

图 6-16 给出了此时液面附近测压点 P3 处两种液舱的压力时历曲线,在方形 舱中,压力曲线峰值类似与双峰,但在第二个峰值处没有明确峰值,而是高频的 振荡。在圆柱形舱中,压力峰值为尖锐的单峰,这是因为在圆柱形液舱中冲击水 流被舱顶导流至远处,无法在壁面处下落形成完整的第二峰值。





图 6-17 为激励频率 ω<sub>0</sub>时,两种液舱顶部附近压力测点的时历曲线,方形液舱 P4、P5 两个测点都出现了非常大的砰击压力,P4 点在这一时间段内的最大压力达 到了 1306Pa,而 P5 点处达到了 1625.4Pa,这两个数值已经远超大部分工况下的 侧壁砰击压力。可见在方形舱的高载液率工况下,顶部砰击是十分惊人的。同样 条件下,同一时间段内,圆柱形液舱内的 P4 测点处最大压力仅仅达到 239.6Pa, 在圆柱形液舱的顶部,拱形的顶部对高速流体起到了很好的导流作用,避免了高速水流的垂向冲击。因此圆柱形液舱在横荡运动中能够有效避免顶部砰击。





Fig.6-17 Non-dimensional pressure-time curve,  $\omega / \omega_0 = 1.0$ , large excitation amplitude



图 6-18  $\omega_0$ 激励频率,大激励幅值时方形液舱不同测点压力对比 Fig.6-18 Pressure comparison of different measurement points in square-section tank

在图 6-18 中比较了方形液舱中 P3、P4、P5 三个测压点上的压力时历分布, 可以看出在这一工况下,顶部拐角附近的两个测压点即壁面的 P4、顶部的 P5,压 力峰值数值交大,甚至大于液面附近的 P3 点。P4、P5 点处压力曲线的峰值维持 时间很短,但峰值很大,不同周期之间峰值变化较大,这两点处发生了短暂而猛 烈的冲击。而 P3 点位于液面附近,位于水中的时间较长,因此压力值大于零的时 间较长。综上,方形液舱内液面附近和顶部都是压力集中的地方,高载液率时, 顶部砰击的压力值甚至大于液面附近。

图 6-19 比较了圆柱液舱中 P3、P4 两个测压点的压力时历曲线,可以看到在圆柱形液舱中 P3 的压力要比 P4 大得多,自由面附近的 P3 处压力比顶部附近大得多。因此在圆柱液舱中,高载液率下其压力最大值在自由面附近,顶部附近没有强烈的砰击压力。



图 6-19  $\omega_0$ 激励频率,大激励幅值时圆柱形液舱不同测点压力对比 Fig.6-19 Pressure comparison of different measurement points in cylinderical tank



Fig.6-20 Y direction resultant force curve,  $\omega / \omega_0 = 1.0$ , A<sub>x</sub>=0.015m

虽然圆柱与方形液舱在压力分布上体现了巨大的差异,但当我们关注液舱所 受的侧向合力时(图 6-20),可以发现,两种液舱的侧向合力时历曲线的十分相似, 不管是峰值还是趋势都基本重合。时历曲线的峰值较为尖锐,呈双峰特征,这说 明此时主要的侧向力由晃荡砰击引起。

#### 6.3.4 圆柱液舱与方形液舱的优劣势分析

综合以上数据分析,对两种液舱的优劣势分析如下:

1、从整体载荷来看,方型液舱与圆柱形液舱 x 方向合力相差不大。主要差异 在于晃荡现象和局部载荷。

2、25%载液率下,在 0.8ω<sub>0</sub>激励频率,小激励幅值下,两种容器内的流动都 较为平静;在 0.8ω<sub>0</sub>激励频率,大激励幅值以及ω<sub>0</sub>激励频率,小激励幅值下,圆 柱液舱内流动平稳,而方型液舱中出现了明显的行波,并有冲击、飞溅现象的出 现;在ω<sub>0</sub>激励频率,大激励幅值下,方形液舱中的流动十分剧烈,产生大量的翻 卷飞溅,甚至有部分液体冲击顶部,而圆柱形液舱中流动现象相对平稳,液面基 本保持连续,未发生明显的翻卷现象。可以看出,在这一充液率下,圆柱形液舱 内不易发生冲击。

3、50%载液率下,激励频率为ω<sub>0</sub>,激励幅值为 0.015m 时,两者晃荡都十分 猛烈,但差异也非常明显。圆柱形液舱上半部分将向上爬升的流体向内测导流,导致爬升高度降低,无法在顶部产生强烈的冲击。而方形液舱内顶部砰击较为猛烈。

4、75%载液率下,两种液舱内都频繁发生冲顶现象,但圆柱形液舱由于圆顶 的导流作用,冲顶现象较为缓和,不会出现很大的冲击载荷,而方型液舱内,顶 部砰击集中在顶部角隅处,其顶部抨击压力甚至超过侧向砰击。可见在这一充液 率,圆柱形液舱能够有效避免强烈的顶部砰击。

### 6.4 本章小结

本章运用 MPSGPU-SJTU 求解器,模拟了圆柱液舱与方形液舱的晃荡,对这两种舱室形式的优劣势进行了分析。

(1) 在三种载液率下,相同外界激励下,两种液舱 y 方向所受合力差别不大。

(2)从流场来看,在25%载液率时,相同外界激励下,圆柱形液舱不易出现 壁面冲击。在75%载液率时,相同外界激励下,圆柱形液舱比方型液舱更容易发 生非线性晃荡。

(3)在75%高载液率下,激励频率在两种液舱的压力分布有明显的差异,方型液舱的顶部附近会发生强烈的砰击,顶部附近砰击压力会大于自由面附近,因

此方形液舱的顶部拐角区域应予以足够重视。而圆柱液舱的冲顶现象较为温和,可以避免严重的顶部砰击。

# 第七章 总结与展望

7.1 总结

本文使用自主开发的无网格粒子法求解器 MPSGPU-SJTU,对水平圆柱形液 舱晃荡问题进行了数值模拟。对液舱施加的激励为横荡激励,从载液率、激励频 率、激励幅值、三维效应等方面,分析了水平圆柱液舱的晃荡特性,并对水平圆 柱液舱与方形截面液舱进行了比较分析。本文的主要工作总结如下:

(1) 简要介绍了 MPS 方法的基本原理,对其控制方程、插值思想、粒子作 用模型、边界条件处理、压力泊松方程等进行了阐述。对 MPS 方法在程序中的详 细实现步骤进行了说明。

(2)对 GPU 加速所依托的平台 CUDA 进行了介绍。简要说明了 CUDA 平台的编程模型、软件体系、存储器模型。给出了 MPS 方法在 GPU 加速下实现的程序流程。

(3)通过对比数值模拟与实验的结果,验证了 MPSGPU-SJTU 求解器在圆柱 晃荡问题上的可靠性。通过 CPU 求解器与 GPU 求解器的对比,验证了 GPU 求解 器的加速性能。通过不同 GPU 设备适用性验证,说明了求解器在不同架构 GPU 设备上的适用性。

(4)对横荡激励下的水平圆柱液舱晃荡进行研究。分析激励频率的影响得到 以下结论:在25%、50%、75%三种不同载液率下,液舱的共振频率都在0.9倍理 论一阶固有频率附近。同一载液率、同一激励幅值下,晃荡的激烈程度在固有附 近达到最强,会出现复杂的非线性流动,如波浪翻卷破碎等,也发生强烈的壁面 砰击。激励频率远离固有频率时,晃荡激烈程度减弱。砰击压力的变化情况相同, 激励频率在固有频率附近时,压力曲线呈现明显的冲击特征,一般为双峰曲线, 峰值也变得相当大。而在远离固有频率时,砰击压力减小,压力曲线逐渐变为单 峰。

(5)分析激励幅值的影响得到如下结论: 50%载液率下,激励频率为理论一阶固有频率,激励幅值范围在 0.005m~0.025m 之间时,液面附近的壁面砰击压力 随激励幅值的增大而增大,增长规律近似呈线性。从 0.005m 到 0.02m 晃荡现象变 化明显,而 0.02m 到 0.025m 晃荡现象差别不大,压力时历曲线呈现相同的特点, 在幅值越大,压力曲线的波峰中冲击因素造成的峰值越大,砰击压力峰值的随机 性也越大。

(6)分析载液率的影响得到如下结论:1、不同载液率下的晃荡现象会有明显差异,25%载液率下,液体晃荡较难发生非线性流动,晃荡较弱时,水面近似呈直线,水体一般呈近似弓形,随晃荡绕圆柱中心摆动,不会出现行波,晃荡较强时此载液率下也体会出现交大的爬升。50%以及75%载液率下水面会出现行波,液面变化明显。75%载液率最容易触发非线性流动。2、三个载液率下发生强烈砰击时,砰击压力曲线呈现不同特点,25%载液率下,砰击曲线的双峰都较为尖锐,50载液率下,双峰曲线两个峰值可清晰区分但第一个峰值远大于第二个峰值,75%载液率下,双峰中第二个压力峰值非常小,在很多周期里表现为尖锐的单峰曲线。

(7)水平圆柱形液舱中的三维效应发生工况与强非线性流动发生的工况基本 相同,三维效应发生与非线性流动的产生有极强相关性。激励频率在共振频率附 近容易产生三维效应,激励幅值越大越容易产生三维效应。三维效应的演化过程 可简单划分为:形成期、发展期、稳定期三个阶段,过一段时间后,纵向的波形 会趋向稳定,出现固定的波峰/谷位置。

(8)对水平圆柱液舱与方形截面液舱进行对比分析得出以下结论: 1、圆柱 液舱与方型液舱在相同外界加速度激励下液舱所受水平合力差别不大。2、圆柱液 舱与方形液舱在不同载液率下晃荡的流场现象差别很大,具体体现在: 25%载液 率下,圆柱液舱有更强的防冲击能力。在方型液舱出现非线性流动时,圆柱液舱 内仍能保持平稳的流动。50%载液率下,方形液舱内的水流会有更高的爬高,在 大激励幅值,固有频率激励下有冲顶的出现,圆柱液舱内水流未达到顶部。75% 载液率下,二者的水流都会冲至顶部,但方形的冲击十分猛烈,会形成集中的砰 击区域,圆柱的砰击则缓和很多。3、压力分布,两种液舱的压力分布有很大差别, 在 75%载液率下,方形液舱的顶部压力要大于静止液面附近,而圆柱液舱的最大 压力则在液面附近,顶部附近未出现较大压力。

## 7.2 展望

(1)液体晃荡是随机性非常强的物理现象,即使是完全相同的激励下,产生的现象和冲击载荷等都可能会有很大的差异,因此,在晃荡研究中采用统计学方法去揭示其机理非常有必要,本文限于客观条件,未能对晃荡特征进行长时间统计分析,在进一步研究中,这方面的分析是必要的。

(2)液舱晃荡压力的分布同样是随机的,本文由于计算条件所限,只能根据 经验布置有限测压点,因此所得压力结论只适用于局部,今后的研究应当考虑这 一点,用更科学的手段进行全局极端压力的分析。

(3)液舱晃荡中的剧烈流动非常复杂,在流体与壁面的接触中会有表面张力 的影响;在流体的翻卷、溅射、波面破碎、拍击过程中会卷入空气,导致产生完 全不同的砰击现象和砰击响应。表面张力与空气的影响本文并未考虑,进一步的 研究中应予以考虑。

(4)本文中的液舱为刚性舱壁,而在实际工程中,绝对刚性的舱壁并不存在。 在剧烈的砰击中,舱壁的弹性会可能会有很大的影响,进一步的研究中可以考虑 弹性舱壁对液舱晃荡的影响。

# 参考文献

- Abramson, H.N. The dynamic behavior of liquids in moving containers, NASA SP-106[R]. Washington, D.C: Nasa, 1966.
- [2] Abramson, H.N., Chu, W., Garza, L.R. Liquid sloshing in spherical tanks[J]. Aiaa Journal, 1963, 1(2): 384-389.
- [3] Faltinsen, O.M., Timokha, A.N. Sloshing[M]. Cambridge University Press, Cambridge,2009.
- [4] Lou, Y.K., Wu, M.C., Lee, C.K. Further studies on liquid sloshing[R]. Washington, D.C: US Department of Transportation, 1985.
- [5] Papaspyrou, S., Karamanos, S.A., Valougeorgis, D. Response of half-full horizontal cylinders under transverse excitation[J]. Journal of Fluids and Structures, 2004, 19: 985–1003.
- [6] Karamanos, S.A., Patkas, L.A., Platyrrachos, M.A., et al. Sloshing effects on the seismic design of horizontal-cylindrical and spherical industrial vessels[J]. Journal of Pressure Vessel Technology-transactions of The Asme, 2006, 128(3): 328-340.
- [7] Faltinsen, O.M., Timokha, A.N. A multimodal method for liquid sloshing in a two-dimensional circular tank[J]. Journal of Fluid Mechanic, 2010, 665(25): 457–479.
- [8] Hasheminejad, S.M., Aghabeigi, M. Transient sloshing in half-full horizontal elliptical tanks under lateral excitation[J]. Journal of Sound and Vibration, 2011, 330 (14): 3507–3525.
- [9] Hasheminejad, S.M., Mohammadi, M.M. Effect of anti-slosh baffles on free liquid oscillations in partially filled horizontal circular tanks[J]. Journal of Ocean Engineering, 2011, 38: 49–62.
- [10] Xu, L. Fluid dynamics in horizontal cylindrical containers and liquid cargo vehicle dynamics[D]. University of Regina, Saskatchewan, Canada, 2005.
- [11] Patkas, L., Karamanos, S.A. Variational solutions of externally-induced sloshing in horizontal-cylindrical and spherical vessels[J]. ASCE Journal of Engineering Mechanics, 2007, 133: 641–655.
- [12] Strandberg, L. Lateral stability of road tankers[J]. Accident Analysis & Prevention, 1978, 10(4): 338-339.
- [13] Kobayashi, N., Mieda, T., Shibata, H., Shinozaki, Y. A study of the liquid sloshing response in horizontal cylindrical tanks[J]. Journal of Pressure Vessel Technology,

1989, Transactions of the ASME 111, 32-38.

- [14] Rakheja, S. Évaluation de Potential d'immunité de Renversement d'une Configuration Optimal de Reservoir par la Conception la Fabrication et l'essaid'un Prototype, 2004-SR-94173[R] Montreal: Concordia University, 2004.
- [15] Song, Y.K., Chang, K.A., Ryu, Y., et al. Experimental study on flow kinematics and impact pressure in liquid sloshing[J]. Experiments in Fluids, 2013, 54(9): 1592.
- [16] Bullock, G.N., Obhrai, C., Peregrine, D.H., et al. Violent breaking wave impacts. Part 1: Results from large-scale regular wave tests on vertical and sloping walls[J]. Coastal Engineering, 2007, 54(8): 602-617.
- [17] Kaminski, M.L., Bogaert, H. Full-Scale Sloshing Impact Tests-Part I[J]. International Journal of Offshore & Polar Engineering, 2010, 20(1): 24-33.
- [18] Panigrahy, P.K., Saha, U.K., Maity, D. Experimental studies on sloshing behavior due to horizontal movement of liquids in baffled tanks[J]. Ocean Engineering, 2009, 36(3): 213-222.
- [19] Hull, P., Gerald, Müller. An investigation of breaker heights, shapes and pressures[J]. Ocean Engineering, 2002, 29(1): 59-79.
- [20] Harlow, F.H., Welch, J.E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface[J]. Physics of Fluids, 1965, 8(12): 2182-2189.
- [21] DeBar, R.B. Fundamentals of the KRAKEN code, UCIR-760[R]. Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1974.
- [22] Osher, S., Sethian, J.A. Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations[J]. Journal of Computational Physics, 1988, 79(1): 12-49.
- [23] Lucy, L.B. A Numerical Approach to the testing of the fission hypothesis[J]. Astron. J. 1977, 82(82): 1013-1024.
- [24] Gingold, R.A., Monaghan, J.J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars[J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1977, 181(3): 375-389.
- [25] Koshizuka, S., Oka, Y. Moving-Particle Semi-Implicit Method for fragmentation of incompressible fluid[J]. Nuclear Science and Engineering, 1996, 123(3): 421-434.
- [26] Modaressi-Tehrani, K., Rakheja, S., Sedaghati, R. Analysis of the overturning moment caused by transient liquid slosh inside a partly filled moving tank[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of

Automobile Engineering, 2006, 220, 289-301.

- [27] Mitra, S., Upadhyay, P.P., Sinhamahapatra, K.P. Slosh dynamics of inviscid fluids in two dimensional tanks of various geometry using finite element method[J]. International Journal of Numerical Methods in Fluids, 2008, 56, 1625–1651.
- [28] Karamanos, S.A., Papaprokopiou, D., Platyrrachos, M.A. Finite element analysis of externally-induced sloshing in horizontal-cylindrical and axisymmetric liquid vessels[J]. Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME, 2009, 131 (5), 051301.
- [29] Celebi, M.S., Akyildiz, H. Nonlinear modeling of liquid sloshing in a moving rectangular tank[J]. Ocean Engineering, 2002, 29(12): 1527-1553.
- [30] Akyildıza, H., Ünalb, N.E. Erdem ünal. Sloshing in a three-dimensional rectangular tank: Numerical simulation and experimental validation[J]. Ocean Engineering, 2006, 33(16): 2135-2149.
- [31] Bredmose, H., Peregrine, D.H., Bullock, G.N. Violent breaking wave impacts. Part 2: modelling the effect of air[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009: 389-430.
- [32] Wemmenhove, R., Luppes, R., Veldman, A.E.P., et al. Numerical simulation of hydrodynamic wave loading by a compressible two-phase flow method[J]. Computers & Fluids, 2015, 114: 218-231.
- [33] Rhee, S.H. Unstructured grid based Reynolds-Averaged Navier-Stokes method for liquid tank sloshing[J]. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, 2005, 127(3): 572-582.
- [34] Bai, W., Liu, X., Koh, C.G. Numerical study of violent LNG sloshing induced by realistic ship motions using level set method[J]. Ocean Engineering, 2015, 97: 100-113.
- [35] Zhao, Y., Chen, H.C. Numerical simulation of 3D sloshing flow in partially filled LNG tank using a coupled level-set and volume-of-fluid method[J]. Ocean Engineering, 2015, 104: 10-30.
- [36] Liu, D., Tang, W., Wang, J., et al. Modelling of liquid sloshing using CLSVOF method and very large eddy simulation[J]. Ocean Engineering, 2017, 129: 160-176.
- [37] Chen, Z., Zong, Z., Li, H.T., et al. An investigation into the pressure on solid walls in 2D sloshing using SPH method[J]. Ocean Engineering, 2013, 59(2): 129-141.
- [38] Shao, J.R., Li, H.Q., Liu, G.R., et al. An improved SPH method for modeling liquid sloshing dynamics[J]. Computers & Structures, 2012, 100-101(none): 18-26.
- [39] 卫志军. 基于 SPH 方法的二维矩形舱晃荡数值研究[J]. 大连理工大学学报,

2014(6): 597-603.

- [40] 黄愉太, 杜发喜, 刘海等. 基于 SPH 方法的弹性体贮箱内液体晃动特性分析 [J]. 计算机辅助工程, 2015, 24(2): 36-41.
- [41] 易礼毅, 唐浩, 漆卫微等. 基于 SPH 方法的圆柱形贮箱液体晃动研究[J]. 航空计算技术, 2014(4): 63-66.
- [42] Serván-Camas, B., Cercós-Pita, J.L., Colom-Cobb, J., et al. Time domain simulation of coupled sloshing–seakeeping problems by SPH–FEM coupling[J]. Ocean Engineering, 2016, 123: 383-396.
- [43] Rafiee, A., Pistani, F., Thiagarajan, K. Study of liquid sloshing: numerical and experimental approach[J]. Computational Mechanics, 2011, 47(1): 65-75.
- [44] 杨亚强, 唐振远, 万德成. 基于 MPS 方法模拟带水平隔板的液舱晃荡[J]. 水 动力学研究与进展 A 辑, 2015, 30(2): 146-153.
- [45] 肖武,杨亚强,万德成. 基于 MPS 方法数值模拟三维 LNG 液舱的晃荡问题[J]. 水动力学研究与进展, 2016, 31(6): 697-705.
- [46] Kim, K.S., Kim, M.H., Park, J.C. Development of moving particle simulation method for multiliquid-layer sloshing[J]. Mathematical Problems in Engineering, 2014(1): 282-290.
- [47] Zhang Y.X., Wan D.C., Takanori H. Comparative study of MPS method and level-set method for sloshing flows[J]. Journal of Hydrodynamics Ser B, 2014, 26(4): 577-585.
- [48] Zhang, Y.L., Chen, X., Wan, D.C. An MPS-FEM coupled method for the comparative study of liquid sloshing flows interacting with rigid and elastic baffles[J]. Applied Mathematics & Mechanics, 2016,37(12): 1359-1377.
- [49] Tsukamoto, M.M., Nishimoto K., Asanuma, T. Development of particle method representing floating bodies with highly non-linear waves[C]. 18th International Congress of Mechanical Engineering, Mins Gerais, Brazil, 2005.
- [50] Gotoh, H., Khayyer, A., Ikari, H., et al. 3d-cmps method for improvement of water surface tracking in breaking waves[C]. Coastal Dynamics -impacts of Human Activities on Dynamic Coastal Processes, Tokyo, Japan, 2014.
- [51] Ikari. H., Gotoh, H. Parallelization of MPS method for 3d wave analysis[C]. Advances in Hydro-science and Engineering, 8th International Conference on Hydro-science and Engineering (ICHE), Nagoya, Japan, 2008.
- [52] Iribe, T., Fujisawa, T., Koshizuka, S. Reduction of communication in parallel computing of particle method for flow simulation of seaside areas[J]. Coastal Engineering Journal, 2010, 52(04): 287-304.

- [53] Hori, C., Gotoh, H., Ikari, H., et al. GPU-acceleration for Moving Particle Semi-Implicit method[J]. Computers & Fluids, 2011, 51(1): 174-183.
- [54] Zhu, X.S., Cheng, L., Lu, L., et al. Implementation of the moving particle semi-implicit method on GPU[J]. Science China Physics Mechanics & Astronomy, 2011, 54(3): 523-532.
- [55] Fernandes, D.T., Cheng, L.Y., Favero, E.H., et al. A domain decomposition strategy for hybrid parallelization of moving particle semi-implicit (MPS) method for computer cluster[J]. Cluster Computing, 2015, 18(4): 1363-1377.
- [56] 张雨新, 万德成. 改进的 MPS 方法在晃荡问题中的应用[C]. 第十届全国水动 力学学术会议, 西安, 中国, 2011.
- [57] 张雨新, 万德成. MPS 方法在三维溃坝问题中的应用[J]. 中国科学: 物理学力学 天文学, 2011b, 41(2): 140-154.
- [58] 张雨新, 万德成, 日野孝则. MPS 方法数值模拟液舱晃荡问题[J]. 海洋工程, 2014, 32(4): 24-32.
- [59] Koshizuka, S., Nobe, A., Oka, Y. Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1998, 26(7): 751-769.
- [60] Tanaka, M., Masunaga, T. Stabilization and smoothing of pressure in MPS method by quasi-compressibility[J]. Journal of Computational Physics, 2010, 229(11): 4279-4290.
- [61] Lee, B.H., Park, J.C., Kim, M.H., et al. Step-by-step improvement of MPS method in simulating violent free-surface motions and impact-loads[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2011, 200(9): 1113-1125.
- [62] NVIDIA. CUDA Toolkit Documentation v9.1.85[EB/OL]. [2018-12-10] http://docs.nvidia.com/cuda/. CUDA C PROGRAMMING GUIDE
- [63] 王耘, 王照林. 微重条件下平放圆柱形腔体内液体晃动问题[J]. 宇航学报, 1986, 7(4): 44-59.

# 致 谢

时光流逝,如白驹过隙。在匆匆忙忙之中,硕士研究生阶段的学习接近了尾 声。两年半的交大学习生涯中,有过欢乐,有过激情,有过焦虑,也有过迷茫, 我失去了很多,却收获了更多,知识、眼界、能力还有朋友。两年半的时光,在 漫漫人生路上并没有多长,但在交大的这段经历却必将成为我人生中最为珍贵的 回忆之一。一路走来,我得到了太多的帮助,在这里,我想用最诚挚的心情对所 有帮助我的人表达感谢。

首先要感谢陈飞儿老师对我的无私指导,陈老师在论文撰写及答辩中的帮助 让我获益匪浅。感谢万德成教授对我指导和帮助,从万老师的身上我学到了太多 的东西。对待学术的严谨负责,精益求精;对待工作的充满热情,尽心尽责;对 待学生的严格要求,无私关怀。万老师对研究领域的深刻认识和广博见解开阔了 我的眼界,也指引了我学习和研究的方向。万老师为我们提供了先进的科研设施 和安逸的科研条件,也造就了学术气氛浓厚的课题组,在这样的环境中我得以有 所学习,有所积累。

其次,我要感谢在我研究生课题工作和学位论文撰写中给予巨大帮助的师兄 陈翔博士。陈翔师兄为人谦和,做事认真,在科研上其理论功底与实践经验都令 人钦佩。在学术论文的发表与学位论文的选题、撰写上,师兄都给予了我无私的 帮助。如今师兄也即将毕业,在此祝愿师兄在今后的人生道路上事业顺利,家庭 幸福。

再次,非常感谢课题组其他的师兄师姐师弟师妹。感谢曾经指导帮助我的张 友林师兄、文潇师兄、饶成平师兄、王建华师兄;感谢张冠宇、许彦章、谢丰泽、 邓迪、黄杨的帮助和支持;感谢一起进组的孙晨光、陈凯杰、王哲、李奇、许璐 荣、谢康迪、漆小舟、陈泰文、李思明、段鑫泽、宋家琦、吴迪、王帝,生活因 你们的陪伴而多彩。不管是已经毕业的师兄还是在读的同学们,都希望你们有一 个灿烂的前程。

最后,感谢我的父母,二十多年的养育之恩,二十多年从不间断的关爱和支持。不论我身在何处,不管我境遇如何,你们都是我坚强的后盾。言语道不尽我 对你们的感恩,希望在今后我们一家人能够健健康康,快快乐乐。

# 攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

- [1] 田鑫, 万德成. MPS 方法数值模拟土石坝溃决流动[J]. 水动力学研究与进展, 2018, 3(33): 322-328.
- [2] 田鑫, 万德成. MPS 方法模拟三维圆柱形液舱晃荡问题[C]. 第二届"高新船舶 与深海开发装备"创新论坛论, 武汉, 中国, 2018.
- [3] Tian, X., Wan, D.C. Simulation of Dam-break Wave Impacting onto the Square Column by GPU Accelerated MPS Method[C]. The Twenty-eighth International Ocean and Polar Engineering Conference, Sapporo, Japan, 2018.