

申请上海交通大学学士学位论文

用无网格粒子法软件 MLParticle-SJTU
数值模拟复杂液舱晃动问题

论文作者 刘俊麟

学 号 5130109107

导 师 万德成教授

专 业 船舶与海洋工程

答辩日期 2017 年 6 月 6 日

Submitted in total fulfillment of the requirements for the degree of Bachelor
in Naval Architecture and Ocean Engineering

Numerical Simulation on Complex Liquid Sloshing with Meshless Particle Solver MParticle-SJTU

LIU JUNLIN

Advisor

Prof. WAN DECHENG

SCHOOL OF NAVAL ARCHITECTURE, CIVIL AND OCEAN ENGINEERING

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

SHANGHAI, P.R.CHINA

Jun. 6th, 2017

上海交通大学

本科生毕业设计（论文）任务书

课题名称： 用无网格粒子法软件 MParticle-SJTU 数值模拟复杂液舱晃动问题

执行时间： 2016 年 11 月 至 2017 年 6 月

教师姓名： 万德成 职称： 教授

学生姓名： 刘俊麟 学号： 5130109107

专业名称： 船舶与海洋工程方向

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：

对液舱晃荡问题做深入细致的调研，通过阅读文献等方式了解液舱晃荡相关问题以及解决该问题的现有方法及其优缺点，并通过分析计算，解决液体对舱壁的抨击力及不同外激励作用下波面的变化情况。

1. 获得比较全面的关于液舱晃荡问题与无网格粒子法相关资料。
2. 阅读文献，了解液舱晃荡问题与无网格粒子法。
3. 学习使用自主开发软件 MParticle-SJTU。
4. 运用 MParticle-SJTU 软件对不同液舱模型及维度进行具体的计算，与相关实验进行比较。包括不同激励频率有无隔板等不同条件下二维三维的液舱晃荡模拟，以分析对舱壁的抨击及自由面的变化等。
5. 总结工作并对未来的相关研究做出展望。
6. 获得一篇完整的论文。

上海交通大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文，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。

学位论文作者签名：_____

日 期：_____年_____月_____日

上海交通大学 学位论文版权使用授权书

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

本学位论文属于

保 密 ，在 _____ 年解密后适用本授权书。

不保密 。

(请在以上方框内打√)

学位论文作者签名: _____

指导教师签名: _____

日 期: _____年 _____月 _____日

日 期: _____年 _____月 _____日

用无网格粒子法软件 MLParticle-SJTU 数值模拟复杂液舱晃荡问题

摘 要

液舱晃荡问题作为影响液货船安全性的重要原因之一，处理不当可能会导致液舱破坏甚至船舶倾覆，因此对其进行分析预报具有十分重大的工程应用意义。由于传统的理论方法很难处理这种具有强烈非线性特征的复杂液舱晃荡问题，网格类模拟方法亦较难跟踪自由面运动，本文采用自主开发的无网格粒子法求解器 MLParticle-SJTU 对复杂液舱晃荡问题进行了分析探究。

基于 MPS 无网格粒子法的基本理论、固有频率计算方法及基本的自由面波形分析方法，本文首先对不同外界激励的液舱晃荡现象进行了分析，从中可以观察到自由面波形的强烈变化，且模拟结果与实验及 VOF 结果十分接近；亦分析了抨击压力曲线稳定周期内的两次峰值的形成机理。

液舱顶部结构相对侧壁较为脆弱，冲顶现象一直是液舱晃荡问题的研究重点之一。本文讨论了较为复杂的冲顶现象，由于舱顶附近空气包裹的影响及 MLParticle-SJTU 求解器仅能处理单向流的局限性，求解结果忽视了空气对模拟结果的影响，但对抨击压力峰值的预报误差并不明显。总体而言，MLParticle-SJTU 求解器对液舱晃荡问题的模拟较为准确，具有工程应用价值，并可以尝试向多项流推广。

关键词：液舱晃荡 无网格粒子法 MPS 法 MLParticle-SJTU 求解器 自由面流动
冲顶现象 抨击压力

Numerical Simulation on Complex Liquid Sloshing with Meshless Particle Solver MLParticle-SJTU

ABSTRACT

Complex liquid sloshing, as a key factor that influences the safety of tankers, will cause serious liquid tank damage or even ship overturn if not properly treated. As a result, analysis and prediction of complex liquid sloshing is of great significance in the industry. Due to the limitation of traditional methodology to handle such complex liquid sloshing with strong nonlinear characteristics and the intricacy of mesh methods to track free surface, we implement independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU to do research on complex liquid sloshing.

We first simulate liquid sloshing with different types of excitation based on Moving Particle Semi-implicit methodology, calculation methods of natural frequency and analysis on free surface shapes. We can observe strong transition in free surface shapes that are very comparable results with experiments and Volume Of Fluid method simulations. We also analyze the formation of two peaks in a stable period in the impact pressure curve.

Top structure of liquid tanks is relatively vulnerable compared with sidewalls. Thus, roof impact has continuously been a research focus in liquid sloshing problems. We discuss the complex roof impact phenomenon in this thesis. Because of the air pocket effect and the limitation of MLParticle-SJTU solver, our simulations ignore the air phase, but prediction error of the pressure peaks is not obvious. Overall, the simulation results of MLParticle-SJTU solver are still very precise and practical in engineering implementation. We can attempt to extend the solver into multiphase fluid problems.

KEY WORDS: sloshing, meshless particle method, MPS method, MLParticle-SJTU solver, free surface, roof impact, impact pressure

目 录

第一章 绪论	1
1.1 课题研究目的与意义	1
1.2 晃荡问题的研究进展	1
1.2.1 实验研究	1
1.2.2 理论计算	2
1.2.3 数值模拟	3
1.3 本文研究内容	6
第二章 晃荡问题的计算分析方法	8
2.1 引言	8
2.2 MPS 法的基本理论	8
2.2.1 控制方程	8
2.2.2 核函数	8
2.2.3 粒子模型	9
2.2.4 边界条件	11
2.2.5 压力泊松方程	13
2.2.6 求解过程	13
2.3 液舱晃荡问题分析方法	14
2.3.1 固有频率的理论计算	15
2.3.2 自由面波形分析	15
2.4 本章小结	16
第三章 不同外界激励的液舱晃荡问题	17
3.1 引言	17
3.2 纵荡外部激励下的液舱晃荡	17
3.2.1 几何模型及物理参数	17
3.2.2 自由面波形分析	19
3.2.3 抨击压力分析	19
3.3 横摇外部激励下的液舱晃荡	20
3.3.1 几何模型及物理参数	20
3.3.2 自由面波形分析	21
3.3.3 抨击压力分析	22
3.4 本章小结	22

第四章 液舱晃荡中的冲顶现象	24
4.1 引言	24
4.2 对比实验分析	24
4.2.1 几何模型及物理参数	24
4.2.2 自由面波形对比	25
4.2.3 抨击压力对比	26
4.3 充液率对舱顶抨击的影响	28
4.3.1 自由面波形分析	28
4.3.2 抨击压力分析	29
4.4 激励频率对舱顶抨击的影响	29
4.4.1 自由面波形分析	30
4.4.2 抨击压力分析	30
4.5 本章小结	31
第五章 总结与展望	32
5.1 总结	32
5.2 展望	33
参考文献	34
致 谢	39

第一章 绪论

1.1 课题研究目的与意义

石油、天然气等能源的海上运输是保障国家化石能源供应的重要一环，作为承担此运输任务的液化天然气船、液化石油气船以及超大油轮等液货船，其安全性历来受到各国的重视。其中，液货船在航行的过程中随波浪产生的液舱晃荡现象是影响液货船安全性的主要原因之一，因此亦得到船舶与海洋工程界的广泛关注。

在船舶工程领域，液舱晃荡现象是指在船舶横摇、纵荡、垂荡等外部激励的作用下，液舱内液体产生的复杂自由面运动现象。这种现象广泛存在于部分装载的液货船液舱中，其危害主要体现在对船舶稳性的影响与对舱壁结构的破坏两个方面。一方面，液舱内的液体在晃荡的过程中会产生很大的力矩，此力矩可能影响船体的运动，增大船舶横摇等运动的幅度，降低船舶稳性，对船舶航行安全性十分不利，如液货船操舵转动频率与液货舱固有频率相近时，则液货舱晃荡产生的力矩将影响船舶操纵性，严重时甚至可能导致船舶倾覆事故。另一方面，当外界激励频率接近液舱内液体的运动自然频率时会产生共振现象，此时液舱内液体对四周舱壁的拍击压力极大，可能破坏舱壁结构造成液体泄漏，亦会产生冲顶现象，导致顶盖的变形与损坏。

由此可见，为了保障船员与液货安全，提高船舶稳定性，同时为液舱设计作指导，针对液舱晃荡问题进行分析与预报具有十分重大的工程应用意义。

1.2 晃荡问题的研究进展

对晃荡问题的研究最早活跃于二十世纪六十年代，主要集中于航空航天领域。经过几十年的发展，晃荡问题在地质地理、航空航天、石油化工、核工业等领域均有大量研究成果。其研究方法分为实验研究、理论计算及数值模拟三种，本文主要针对船舶与海洋工程领域的液货船液舱晃荡问题进行讨论。

1.2.1 实验研究

实验研究既可用以验证数值模拟结果，又能为液舱的设计与应用提供修正因子等参考，同时可以直接观察到剧烈液舱晃荡运动中液面翻卷、破碎等局部非线性特征，因此尽管近几十年各类理论方法、数值模拟方法相继被提出，实验研究始终作为最可靠的手段被研究者广泛采用。

考虑到船舶液舱庞大的实际尺寸，液舱晃荡实验绝大部分为模型实验，模型尺寸一般为实际尺寸的 1/100 至 1/20 左右。实验研究的变量包括激励形式、充液率、内部结构、液舱结构与形式等，利用高速摄影机、压力传感器等设备记录舱壁所受抨击压力、自由面波形等，并从实验结果出发，深入分析晃荡波能耗散、弹性壁面、气隙现象等复杂问题。另外，由于模型试验不能完全反应实际液舱的晃荡情况，如何将抨击压力等从模型尺度换算到实尺度亦是实验研究所需要考虑的重要问题。

早期的晃荡实验多关注于自由面波形与液舱壁抨击压力。例如 Bagnold^[1] 在报告中分析了晃荡波面破碎对舱壁的抨击压力与自由面波形之间的关系；Milkelis 等^[2] 通过模型试验分析了部分装载

条件下晃荡的压力及力矩作用；Hattori 等^[3] 对多类型破碎波进行实验，得到了压力峰值常出现在波面与壁面存在气隙时的结论；Masuko 等^[4] 实验分析了三种不同液舱不同充液率条件下晃荡波峰的抨击压力。然而这些研究较少对自由面波形、抨击峰值等现象的诱因进行深入挖掘，也较少涉及如弹性壁面、隔板形式、晃荡与船体运动耦合等关于液舱晃荡的复杂物理问题。

近期的实验研究则多集中于分析抨击过程、抨击压力峰值的影响因素等，深入研究了气泡、水弹性、局部破碎波、气垫效应等典型物理问题，并对较复杂的晃荡问题做了一定讨论。例如 Panigrahy 等^[5] 利用实验分析了横荡激励下带防晃隔板的液舱的抨击压力与自由面波形；Kim^[6] 针对晃荡的强非线性问题进行了实验，考虑了液舱晃荡与船体运动之间的耦合，同时对比了数值模拟的结果；Akyildiz 等^[7, 8] 实验研究了存在隔板的矩形液舱在不同装载率、不同纵摇激励下的抨击压力情况；Marsh 等^[9] 采用实验方法研究了二维低装载率液舱在横摇激励下产生的波能耗散现象及波与波、波与舱壁的相互作用；Pastoor^[10] 等则通过实验表明无量纲的抨击压力主要取决于壁面弹性及气垫效应，而流体的粘性、压缩性、湍流强度等对其影响不大。

国内针对液舱晃荡的实验研究相对较少，并主要集中于对抨击压力的分析。例如蔡忠华^[11] 针对液舱晃荡问题进行了实验设计，并讨论了激励频率、装载率等参数对抨击压力的影响；祁恩荣等^[12] 实验研究了不同装载率各类外部激励下抨击压力的特性；高伟^[13] 则利用实验分析了液舱晃荡现象对船模运动的影响。

对于从模型尺度到实尺度换算的问题，由于晃荡过程的多项流特性，直接从模型实验的抨击压力按比例得到实船液舱的载荷显然是不准确的。Bogaert^[14] 等提供了一种尺度比与抨击压力之间的换算关系，并解释了这两个尺度间的内在联系；Jeon 等^[15] 则利用不同比例的模型进行实验进而得到抨击压力比例与几何尺寸间的相关性。然而模型实验始终不能完全反映液舱晃荡问题的真实情况，因此近年实尺寸实验亦有增多的趋势。如 Repalle 等^[16] 在实尺度上进行了实验，主要分析了液舱舱壁的抨击压力；Kaminski 等^[17, 18] 利用实尺度晃荡实验对气隙现象、流固耦合作用进行了分析，并讨论了相似定律等相关问题。

总结起来，实验研究的优势在于抨击压力、自由面波形等信息可靠，因此在液舱晃荡问题的工程实践中不可或缺；而其劣势在于实验成本极高，消耗时间较长，所提供的信息有限，又存在尺度转换等问题，因此目前关于液舱晃荡问题的实验研究多结合数值模拟及理论计算的方法。

1.2.2 理论计算

理论计算方法的相关研究主要集中于液舱晃荡问题的研究初期，这一阶段由于对该问题的研究经验不足、手段有限，研究者对大部分对象都做了简化处理，例如将液舱晃荡问题转化为等效力学模型；或基于势流理论，假定液体均匀、不可压缩；亦或进一步添加线性自由表面等。理论计算经过几十年的发展已积累了大量实验验证，各类方法均已较为成熟。

等效力学模型主要包括等效摆模型及等效弹簧质量模型，主要应用于微幅晃荡问题，这种方法能够准确预报舱壁总体受力，但是很难给出流场的具体细节。国外研究如 Franklin^[19] 针对横向液舱晃荡的等效力学模型做了详细的阐述；Aliabadi 等^[20] 则利用等效摆模型分析了晃荡液体对卡车的作用力，并将结果与有限元方法做了对比。国内亦有相关研究，如包光伟^[21] 利用 Galerkin 方法针对建立了三维水平激励下平放柱形贮箱内晃荡问题的等效力学模型；夏益霖^[22] 通过模态分析方法进行了液舱晃荡等效力学模型的参数识别等。等效模型方法的重点在于求得质量、弹簧或摆长的参数，从

而建立符合实际工程问题的力学模型。两个等效模型常用于计算对舱壁的压力与力矩，综合势流理论可以获得很高的计算效率。

势流理论的应用则要求液舱形状简单，内部无隔板，且液体粘性较小，无冲击压力等。通过势流假设，可将控制方程简化为速度势的 Laplace 方程，便于求解，此时如利用适合动边界问题的边界元法则能够得到很理想的结果。基于势流边界元法，Faltinsen^[23] 提出了一种在水平激励下二维矩形液舱晃荡的数学模型；结合摄动法，Valtinsen^[24] 亦推导了微幅横摇横荡在一阶固有频率下自由面与舱壁抨击压力间的关系。微幅晃荡可以利用线性理论，然而若考虑大幅晃荡，为得到非线性结果，则需要利用级数展开、特征函数展开，或利用多维模态理论等方法。如 Waterhouse^[25] 的研究表明，若装载高度超过临界值，则在一阶固有频率激励下的液舱晃荡将从受迫振荡转变为受迫振荡与固有振荡的耦合；Faltinsen 等^[26] 利用多维模态理论分析了非线性的二维大幅晃荡现象等。为进一步讨论晃荡的非线性性，亦可以直接求解欧拉方程，不过这种方法则多利用数值求解。以上理论方法多考虑高液位的情况，若在液位较低、出现水跃等情况下，则可考虑浅水波理论，例如 Dillingham^[27] 分析了小型渔船甲板上浪后积水随船体的运动情况；Verhagen 等^[28] 则利用浅水波理论计算了水跃的强度与相位，进而得到了液体对液舱的力矩。若考虑弹性液舱，相关理论研究有 Lee 等^[29] 基于高阶边界元法与薄板理论分析了弹性舱壁的液舱晃荡情况；Amano 等^[30] 利用边界元法讨论了三维弹性液舱的晃荡问题，等等。

其他理论方法的研究包括 Huang 等^[31] 利用时域格林函数法，边界积分采用改进高阶 NURBS (Non-Uniform Rational B-Splines) 面元法研究液舱晃荡问题；Wu 等^[32] 则利用完全非线性理论分析得到耦合激励下的三维矩形液舱晃荡中的驻波等现象。不过由于这些方法研究液舱晃荡问题应用仍不够广泛，是否可靠仍需要大量工程实践。

理论方法条理清楚、求解方便、结果可靠、耗时极短，因此在微幅晃荡等简单液舱晃荡问题中占主导地位，并已在时域频域求解载荷等方面广泛应用。然而理论计算往往基于模型简化或多条假设，因此只有在极少数问题中才能够得到准确的解析解。对于复杂形状或设有隔板的液舱、液体粘性较大、晃荡十分剧烈及需要研究波的破碎机理等情况，理论方法的应用相对有限。随着计算机的发展与研究的深入，用理论方法解决复杂液舱晃荡问题的局限性日益凸显，因此，对于复杂晃荡问题的理论计算逐渐被数值模拟方法取代。

1.2.3 数值模拟

数值模拟方法的发展大约始于二十世纪七十年代。在这一时期尽管研究者对自由表面流动提出了多种模拟方法，然而囿于计算手段有限，数值模拟方法很难得到大规模实际应用。因此早期数值模拟的相关研究主要基于半解析半数值的方法，比较有代表性的例子有数值求解多项式展开法的系数等。随着电子计算机的高速发展，数值模拟方法逐渐成为研究包括液舱晃荡在内大部分流体力学问题的有力工具。针对液舱晃荡问题的数值模拟算法亦十分丰富，根据对物理问题的描述方法可分为欧拉法、拉格朗日法、任意拉格朗日欧拉法等；从控制方程的离散方法出发则可将它们分为边界元法、有限差分法、有限元法、有限体积法等；按照对自由面的捕捉手段分类则有标高法、标记网格法 (Marker and Cell, MAC)、体积分法 (Volume of Fluid, VOF)、水平集方法 (Level Set, LS)、光滑粒子流体动力学法 (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) 及移动粒子半隐式法 (Moving Particle Semi-implicit, MPS) 等等。在这几种自由面捕捉方法中，SPH 法与 MPS 法为最为常见的两种基于拉

格朗日法描述的数值模拟方法，又被称为无网格粒子法，其余几种均基于欧拉法描述，在前处理过程中一般需要生成网格，因此又被称为网格类方法。

尽管以数值模拟求解液舱晃荡问题的方法十分丰富，但是目前尚未找到一种较为完美的解决方案。不同方法从问题的不同角度出發，各有优缺点，需要针对具体的问题寻求恰当的解决手段。下面仅就使用相对广泛的四种自由面捕捉方法进行综述，分别为 VOF 法、LS 法、SPH 法及 MPS 法。

1.2.3.1 VOF 法

VOF 方法是一种网格类方法，其思想最早由 Noh 与 Woodward 于 1976 年提出^[33]，随后由 Hirt 与 Nichols 于 1981 年完整表述^[34]。由于 VOF 法相比于 MAC 法在降低计算机存储量上优势明显，因此自提出起便在航空航天、石油化工、船舶与海洋工程等领域中得到广泛应用。VOF 方法定义了一个体积分数函数 C ，如果仅考虑自由表面流动问题，则某时刻某网格单元内函数 C 的值表示流体体积与该网格单元总体积的比值。若某网格单元内有 $C = 0$ ，则表示该网格单元为空，无流体存在；若 $C = 1$ ，则表示流体将该网格单元填满；其他情况下均有 $0 < C < 1$ ，可表示该网格单元中存在自由面或气泡，自由面法线方向可由 C 的梯度方向决定。 C 的值可由输运方程得到，即：

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla C = 0 \quad (1-1)$$

其中 \mathbf{V} 为速度矢量， t 为时间。为了避免自由面捕捉不准确，输运方程的求解应尽可能避免数值弥散，因此利用 VOF 方法捕捉自由面的关键在于体积分场 C 对流项离散格式的选择。低阶格式如一阶迎风格式、逆风格式存在着自由面捕捉不准确、假扩散等问题，而高阶格式又存在着产生波动等不稳定现象，因此有许多研究者针对这一问题提出了解决方案。较为著名的有具有一阶精度的 SLIC 法 (Simple Line Interface Calculation)^[33]、具有二阶精度的 PLIC 法 (Piecewise Linear Interface Calculation)^[35] 等。

利用 VOF 法解决液舱晃荡问题的相关研究非常丰富，典型研究有：Akyildiz 等^[8] 通过 SOLA-VOF (Solution Algorithm-Volume of Fluid) 法模拟分析了三维晃荡问题中的非线性现象，分析了隔板的隔板的减晃效果，并与实验进行了对比；Kim 等^[36] 结合 VOF 法与有限差分法，以时均抨击压力、舱顶缓冲区等概念讨论了大幅液舱晃荡问题；朱仁庆^[37] 基于 VOF 法与水弹性理论，数值模拟了液舱晃荡与结构的相互作用；刘永涛^[38] 亦应用 VOF 法讨论了液舱晃荡与船体运动的耦合问题，并进一步讨论了表面张力对抨击压力的影响，等等。

尽管近年针对无网格粒子法等针对自由面流动问题的方法陆续提出，VOF 方法仍然是目前最受欢迎的自由面捕捉方法之一。VOF 方法不仅在计算速度、稳定度方面较有优势，同时也十分善于捕捉流体翻卷、破碎、合流等拓扑变化的情况。

1.2.3.2 LS 法

LS 法也是一种网格化方法，由 Stanley Osher 和 James Sethian 于 1988 年提出^[39]。该方法的优点主要在两个方面，一方面 LS 法可以极为方便地捕捉流体拓扑结构的改变，如水滴的飞溅，波浪的破碎等；另一方面 LS 法可以在笛卡尔网格中不加参数化地对变形中的曲面进行数值计算。与 VOF 法相似地，LS 法定义了一个水平集函数用以捕捉自由面，若 $\varphi > 0$ 表示该位置为流体，若 $\varphi < 0$ 表示

该位置为空，对于液舱晃荡问题即为气体，若 $\varphi = 0$ 则该位置处于自由面。以二维为例，进一步利用封闭曲线（三维即为曲面） Γ 表示水平集值为 0 的位置的集合，即：

$$\Gamma = \{(x, y) | \varphi(x, y) = 0\} \quad (1-2)$$

如果曲线 Γ 法向移动速度为 v ，则水平集函数 φ 满足水平集方程：

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = v |\nabla \varphi| \quad (1-3)$$

此偏微分方程为哈密顿-雅克比方程，通常需要较高阶的有限差分法等求其数值解，例如高阶的 ENO（Essentially Non-oscillatory）格式。但即便如此对于时间较长的数值模拟，其解仍然不够可靠，因此需要针对具体问题对 LS 法进行改进。同时值得注意的是，LS 法的质量守恒性相对 VOF 法亦较差，这也很大程度上限制了 LS 法的发展。

利用 LS 法数值模拟液舱晃荡问题的研究主要包括：Chen 等^[40] 基于 LS 法数值模拟了不同装载高度下横摇与横荡的频率对液舱晃荡的影响；Sussman 等^[41] 利用改进 LS 法数值模拟了二维液舱晃荡问题，同时与实验结果对比证明了 LS 法的可行性；朱仁庆等^[42] 利用 LS 法计算了剧烈液舱晃荡所引起的抨击压力；方智勇等^[43] 则利用 LS 法结合通度概念分析了液体晃荡的特性。

总而言之，尽管 LS 法同 VOF 法一样可以方便地捕捉流体拓扑结构的改变，但囿于水平集方程数值解的研究成果有限及 LS 法质量守恒性差等不足，LS 方法的应用远不及 VOF 法广泛。

1.2.3.3 SPH 法

SPH 法是一种无网格粒子法，其相关概念最早由 Lucy^[44] 于 1977 年提出，Gingold 和 Monaghan^[45] 根据 Lucy 的思想整理得到 SPH 法，起初主要应用于解决天文物理学问题。SPH 法同其他类无网格粒子法相同，具有以下三个方面的优点：首先，网格的生成在一般的工程应用中耗时较长，网格的质量又会极大地影响数值结果的准确性，而无网格粒子法则有效地避免了网格的这两点消极影响；其次，通过求解以拉格朗日法描述的控制方程，避免了对流项所引起的数值耗散；最后，对于液舱晃荡问题这类自由面问题，无网格粒子法可以通过粒子的位置方便地描述自由面形状，因此相比于网格类方法更善于处理存在边界运动及变形的问题。SPH 法的最大优势在于其具有自适应性，即粒子的任意排列均不影响离散，因此可以解决大变形的问题。

SPH 法将流体离散成一系列粒子，这些粒子间的空间距离为光滑距离 h ，粒子的各物理量在光滑距离间利用核函数“光滑化”，即任意粒子某物理量 A 的值可通过在核函数 W 作用范围之内所有粒子的物理量利用某种加权平均求得，即：

$$A(\mathbf{r}) = \sum_j m_j \frac{A_j}{\rho_j} W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|, h) \quad (1-4)$$

其中 m_j 为编号为 j 的粒子的质量， A_j 为编号为 j 的粒子的物理量 A 的值， ρ_j 为编号为 j 的粒子的密度， \mathbf{r} 为某点的位置向量， \mathbf{r}_j 为编号为 j 的粒子的位置向量。相似地，物理量的空间导数可由下式获得：

$$\nabla A(\mathbf{r}) = \sum_j m_j \frac{A_j}{\rho_j} \nabla W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|, h) \quad (1-5)$$

相似的思路可用于动量方程、能量方程等的粒子近似中。整个计算过程包括计算粒子受力、加速度、速度，通过求得的粒子速度移动粒子，并循环此过程。另外，SPH 法中的压力通过状态方程计算，因此 SPH 法的效率亦较高。

近年在液舱晃荡问题的研究中对 SPH 法的利用逐渐增加。Iglesias 等^[46, 47] 利用 SPH 法分析了减摇水舱的作用及力矩在不同外界激励频率下的变化情况；Colagrossi 等^[48] 则基于 SPH 法重点讨论了剧烈液舱晃荡问题中的拍击现象；Chen 等^[49] 比较了改进 SPH 法与原方法对二维液舱晃荡问题的抨击压力计算的差异，结果证明利用改进 SPH 法得到的抨击压力更为光滑准确，压力振荡有所减弱。陈正云等^[50] 通过 SPH 法对二维液舱晃荡问题进行了数值模拟，并与 VOF 法及实验结果进行了比较，三者结果吻合较好。韩旭等^[51] 则利用两相 SPH 法模拟了溃坝问题及气泡在液体中的运动过程。整体来看，利用 SPH 法解决工程问题的研究较多，但对于 SPH 法的理论研究，如 GPU 并行计算、算法压力振荡等现象的改进等研究则仍有所不足。

相比于网格类方法，SPH 法等无网格粒子法最大的劣势在于需要生成大量粒子以提高求解精度。不过随着高速计算机的日益发展，这个问题正在逐步得到解决，SPH 法等无网格粒子法因此亦具有很大的发展空间。

1.2.3.4 MPS 法

MPS 法是一种用于不可压缩自由面流动的无网格粒子法，由 Koshizuka 与 Oka^[52] 于 1996 年提出。MPS 法继承了 SPH 法的思想，区别主要体现在两个方面：第一，MPS 法所应用的简化微分算子模型仅用于加权平均过程，不需要对核函数取梯度；第二，MPS 法的偏微分方程的结果基于半隐式预测-修正过程，这种方式使得 MPS 法能够真正模拟不可压缩流动，而 SPH 法则基于全显式求解，通过状态方程计算压力，但仅能通过弱可压缩近似不可压缩。虽然 MPS 法计算量很大，并存在压力振荡现象，但由于这两个显著的优点，MPS 法仍受到许多研究者的青睐，目前已经在各研究领域得到广泛应用。

MPS 法的相关研究中，针对液舱晃荡问题的研究有：Lee 等^[53] 利用 MPS 法研究了弹性液舱的流固耦合问题；Yang 等^[54, 55] 则基于 MPS 法数值模拟了激励周期对二维液舱晃荡现象的影响，同时利用 MPS 法讨论了三维液舱晃荡问题；潘徐杰等^[56, 57] 基于改进 MPS 法分析了液舱晃荡现象，比较了在横摇激励下不同自由面条件、核函数对模拟结果的影响；张雨新等^[58, 59] 亦使用 MPS 法模拟了三维液舱晃荡问题，并讨论了低充液率条件下的晃荡问题。总之，目前利用 MPS 法模拟液舱晃荡问题的相关研究仍相对有限，亟待进一步发展。

鉴于无网格粒子法的各项优点及 MPS 法广阔的发展前景，本文选用实验室自主开发的无网格粒子法求解器 MLParticle-SJTU，并基于 MPS 法数值模拟复杂液舱晃荡问题，针对求解器与 MPS 方法理论的相关内容详见 2.2 节。

1.3 本文研究内容

通过对课题研究目的与意义的分析以及基于对晃荡问题研究现状的了解，可以将当前晃荡问题的研究重点落实为以下几个方面：较强非线性自由面波形的模拟、抨击压力的预报及载荷分析与统计、减摇减晃的方式与机理等，对于这些问题先前的研究者已做了大量工作，这些问题基本已经得

到完全或大部分解决，因此本文除了讨论最基础的液舱晃荡问题以验证 MLParticle-SJTU 求解器的准确性与实用性以外，将侧重点放在液舱晃荡问题中所产生的冲顶现象上，讨论 MLParticle-SJTU 求解器对冲顶现象的模拟效果及冲顶现象本身的外在现象及内在机理，进一步完善粒子法在液舱晃荡问题中的应用。

本文第二章开始介绍了液舱晃荡问题的计算分析方法，包括 MPS 无网格粒子法的基本理论、如何理论计算液舱的固有频率及基本的自由面波形分析方法，作为后续内容的理论基础；第三章讨论了不同外界激励下的液舱晃荡问题，包括平动与摇动两种不同的激励形式，通过对两者的讨论分析了 MPS 法的优缺点及 MLParticle-SJTU 求解器的求解准确性，并分析了自由面波形及抨击压力等情况；第四章主要讨论了冲顶现象，介绍了冲顶现象的基本特点，并对多种工况进行了分析，显示了 MLParticle-SJTU 求解器的实用性及局限性，亦分析了自由面形状与对舱顶的冲击压力等；第五章作为本文的总结，系统地概括了全文的内容及主要工作，阐述了目前工作的成果与不足，并对未来对液舱晃荡问题的深入探索提出了展望。

第二章 晃荡问题的计算分析方法

2.1 引言

本章为正式进行数值模拟液舱晃荡问题做理论准备，内容主要有 MPS 法的基本理论及 MPS 法的压力振荡现象及其改进方法；液舱晃荡问题的基本分析方法，如不同自由面波形的判别与出现的条件等；固有频率理论求解的计算公式等；亦包括对实验室自主开发的无网格粒子法求解器求解过程等的介绍。本章内容作为全文计算分析的基础，其中对液舱晃荡问题的基本分析方法贯穿于各工况下的结果分析，固有频率的计算公式也将用于与数值模拟结果进行对比验证等方面。

2.2 MPS 法的基本理论

2.2.1 控制方程

作为无网格粒子法的一种，MPS 法的控制方程以拉格朗日法表达，避免了对流项所引起的数值耗散问题。在液舱晃荡问题中不涉及能量方程的求解，因此控制方程由连续性方程与动量方程组成，即：

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{f} \quad (2-2)$$

其中 ρ 为流体密度， \mathbf{V} 为速度矢量， P 为压力， ν 为运动粘性系数， $\frac{D}{Dt}$ 表示物质导数， \mathbf{f} 为质量力， t 为时间。在液舱晃荡问题中质量力为重力，且为不可压缩流动，因此式2-1可表示为：

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2-3)$$

2.2.2 核函数

同 SPH 法相似地，MPS 法亦将流体离散成一系列粒子，任意粒子某函数 f 的值可通过在核函数 W 作用范围之内所有粒子的函数值利用某种加权平均求得，若假定粒子均具有相同的质量，则对于特定编号为 i 的粒子有：

$$\langle f_i \rangle = \frac{\sum_{j \neq i} f_j W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)}{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)} \quad (2-4)$$

其中 $\langle \rangle$ 表示粒子积分， \mathbf{r}_i 和 \mathbf{r}_j 为粒子 i 和在粒子 i 周围，核函数作用范围内的粒子 j （后文简称邻居粒子）的位置向量， f_i 和 f_j 为粒子 i 与邻居粒子 j 处的函数值，权重 $W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)$ 则称为核函数。

核函数的选取对控制方程的离散影响甚大，进而亦会对数值模拟的结果产生影响。目前最简洁且广泛使用的核函数由 Koshizuka 等^[52] 提出，即：

$$W(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & 0 < r < r_e \\ 0 & r_e \leq r \end{cases} \quad (2-5)$$

其中， $r = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ 为粒子 i 与邻居粒子 j 的距离， r_e 为核函数作用域半径。式2-5中核函数 $W(r)$ 随粒子间距 r 的变化如图2-1中红色虚线所示。

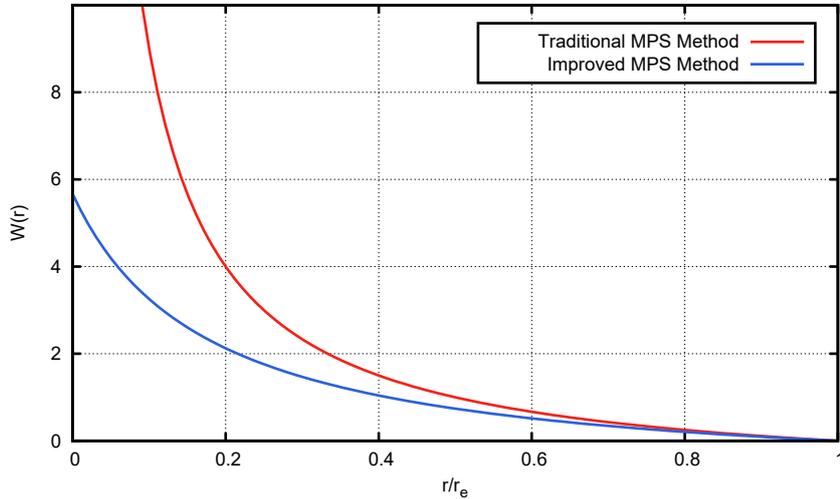


图 2-1 两种核函数的对比

Fig 2-1 Comparison between two kernel functions

容易看到当 $r \rightarrow 0$ 时， $W(r) \rightarrow +\infty$ 。这种处理方式有效地避免了粒子的聚集，然而由于在 $r = 0$ 附近 r 的微小变化会使核函数 $W(r)$ 产生剧烈变化，因此在实际计算中可以观察到严重的压力振荡现象，影响了计算稳定性。

为了避免非物理的压力振荡现象，MLParticle-SJTU 求解器中应用了一种改进的核函数^[60, 61]：

$$W(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{0.85r + 0.15r_e} - 1 & 0 \leq r < r_e \\ 0 & r_e \leq r \end{cases} \quad (2-6)$$

式2-6中核函数 $W(r)$ 随粒子间距 r 的变化如图2-1中蓝色实线所示，此核函数在 $r = 0$ 附近无奇点，因此可以避免因核函数的剧烈变化导致的高频压力振荡现象。

2.2.3 粒子模型

所谓的粒子模型指的是微分算子的粒子化，即用粒子法将控制方程中的各个微分算子离散所使用的模型，包括粒子数密度模型、梯度模型、散度模型、拉普拉斯模型等。

2.2.3.1 粒子数密度模型

MPS 法中定义了粒子数密度 $\langle n \rangle$ ，这个物理量代表了流体粒子分布的疏密程度，对粒子 i 有：

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-7)$$

易知粒子数密度为核函数作用域内所有邻居粒子核函数值的和，忽略了粒子 i 本身的贡献。由于核函数的定义中已假定粒子均具有相同的质量，则有：

$$\langle \rho \rangle_i \propto m \langle n \rangle_i \quad (2-8)$$

因此 MPS 法中为满足不可压缩条件可令粒子数密度为常值，参考值一般取初始粒子数密度 n^0 。

2.2.3.2 梯度模型

梯度模型主要应用于 NS 方程中的压力梯度项，因此这里以压力 P 为例介绍 MPS 法的梯度模型。对于粒子 i 处的压力梯度可定义为：

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{D}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{P_j - P_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-9)$$

其中 P 为压力， D 为空间维数，其他符号含义均同 2.2.2 及 2.2.3.1 节。容易看到，梯度的粒子模型本质上是核函数作用域内粒子间距矢量的加权均值。

在式 2-9 中，对相邻两粒子 i 、 j ，当 $P_i \neq P_j$ 时，二者的压力梯度同向，这两个同向的压力梯度将驱动两粒子向同一方向加速。若以核函数作用域内最小压力值 P_i' 取代 P_i ^[62]，则式 2-9 可改写为：

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{D}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{P_j - P_i'}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-10)$$

其中 $P_i' = \min(P_i)$ 。这样可以保证核函数作用域内粒子间始终保持排斥作用，符合压力的物理含义，大量计算亦已证明这样的处理可以使计算更加稳定。

然而式 2-10 中粒子 i 对粒子 j 的影响与粒子 j 对粒子 i 的影响不同，这样会造成动量不守恒。采用 Tanaka 等^[63] 的处理方法，将式 2-10 改写为：

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{D}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{P_j + P_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-11)$$

式 2-11 保证了粒子间的相互影响效果相同，梯度模型满足动量守恒，且保证了核函数作用域内粒子间始终保持排斥作用。因此 MLParticle-SJTU 求解器使用式 2-11 作为梯度模型。

2.2.3.3 散度模型

观察式 2-9，对于微分算子 ∇ 的粒子化离散方法可看做：

$$\nabla = \frac{D}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-12)$$

其中符号含义均同 2.2.2 及 2.2.3.1 节。因此对于某矢量 \mathbf{A} ，散度计算式可表示为：

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{D}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot (\mathbf{A}_j - \mathbf{A}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-13)$$

代入速度 \mathbf{V} ，其散度可表示为：

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{D}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-14)$$

2.2.3.4 拉普拉斯模型

拉普拉斯模型在 MPS 方法中主要用于离散泊松方程与 NS 方程中带有拉普拉斯算子的计算项，模型的推导过程比较复杂，这里仅给出 Koshizuka^[52] 的推导结果：

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2D}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) \cdot W(|r_j - r_i|) \quad (2-15)$$

其中 λ 是为了使数值解与扩散方程的解析解一致所引入的参数，可表示为：

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \cdot |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (2-16)$$

其他符号含义均同2.2.2及2.2.3.1节。

2.2.3.5 粒子模型作用域

粒子模型用于控制方程的离散，由于其表达式均基于核函数，而核函数的作用域也限制在半径 r_e 以内的范围，因此粒子模型的作用范围也是有限的。为了提高的计算稳定性，降低计算量，可以考虑为不同的粒子模型取不同的作用域半径。本文参考 Koshizuka^[62] 的建议，给出了不同的粒子模型作用半径，如表2-1所示。

表 2-1 粒子模型作用半径

Table 2-1 Scope radius of different models	
粒子作用模型	模型的作用距离
粒子数密度模型	$r_{ed} = 2.1l_0$
梯度模型	$r_{eg} = 2.1l_0$
拉普拉斯模型	$r_{el} = 4.01l_0$

其中 r_e 表示初始状态下的粒子的间距，下角标 d, g, l 分别为密度、梯度及拉普拉斯单词的首字母。可以看到一阶导数模型作用半径较小，如梯度模型，而二阶导数模型作用半径则较大，如拉普拉斯模型。

2.2.4 边界条件

2.2.4.1 自由面条件

自由面的判断对于各类自由面追踪方法十分重要，传统的 MPS 法利用的是粒子数密度这一参数。由图2-2容易看出，自由面附近粒子的粒子数密度 $\langle n \rangle$ 较流体内部粒子的粒子数密度小，因此可以利用这一特点判断自由面的位置。

对于 i 处的粒子数密度，若有：

$$\langle n \rangle_i < \beta \cdot n^0 \quad (2-17)$$

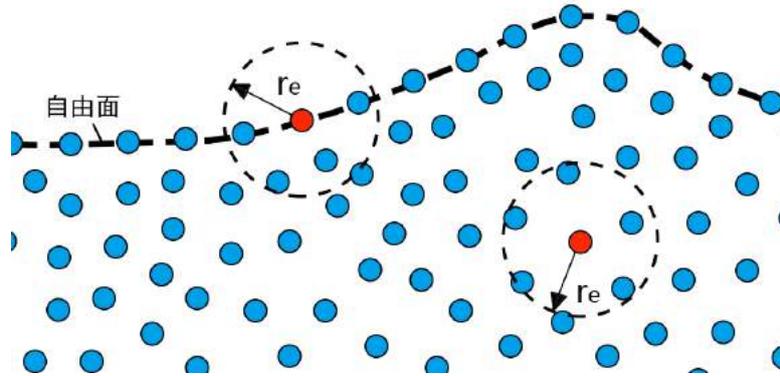


图 2-2 传统 MPS 法的自由面判断方法

Fig 2-2 Discriminant of free surface in traditional MPS method

即可认为 i 为自由面上的粒子。其中 β 为一控制自由面判断精度的参数，视情况一般取值在 0.8 与 0.99 之间。

这种判断方法是很自然的考虑，然而实际应用的过程中存在较多的误判，尤其是在剧烈晃荡的情况下。MLParticle-SJTU 求解器则利用自由面粒子周围粒子分布的不对称性来搜索自由面粒子^[64, 65]。定义物理量 \mathbf{F} ，称为不对称度，表达为：

$$\langle \mathbf{F} \rangle_i = \frac{D}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} W(\mathbf{r}_{ij}) \quad (2-18)$$

其中 $\frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}$ 一项表示第 i 号粒子邻居粒子对第 i 号粒子本身的相对位置。核函数 W 表示邻居粒子对 i 粒子处 F 值的影响随距离增大而减弱。从图2-2中容易得到，自由面粒子的邻居粒子仅分布在一侧，而流体内部的粒子的邻居粒子均匀分布在四周。因此可以将不对称度的模取为自由面粒子判定式，即满足：

$$\langle |\mathbf{F}| \rangle_i > \alpha \quad (2-19)$$

的粒子 i 被判断为自由面粒子，满足自由面条件， α 一般取 $0.9 |\mathbf{F}^0|$ ， $|\mathbf{F}^0|$ 为初始时刻 \mathbf{F} 模的值。

关于自由面粒子需要满足的自由面运动学条件及动力学条件，对 MPS 法而言，作为一种以拉格朗日法描述的粒子法，自由面运动学条件自动满足，而对于自由面动力学条件的满足可令自由面粒子压力为零，即在求解压力泊松方程中作为边界条件。正是由于这个原因，上述搜索自由面粒子方法的准确性才显得十分重要。

2.2.4.2 壁面条件

MPS 法对壁面的处理是另一个十分重要的问题，原因在于粒子穿透现象。在壁面附近粒子容易穿透而缺失，导致模拟结果与实际严重不符。常用的解决方法是在壁面附近设置边界粒子。边界粒子共分为两类，第一类设置于壁面上且仅有一层，第二类设置于第一类边界粒子外侧，可有多层，一般取两层，具体设置可参考图2-3。边界粒子的运动速度一般是给定的，对于液舱晃荡问题即对应舱壁位置点的运动速度。第一类边界粒子通过参与泊松方程的求解获得压力值，而第二类边界粒子则通过插值获得压力值。

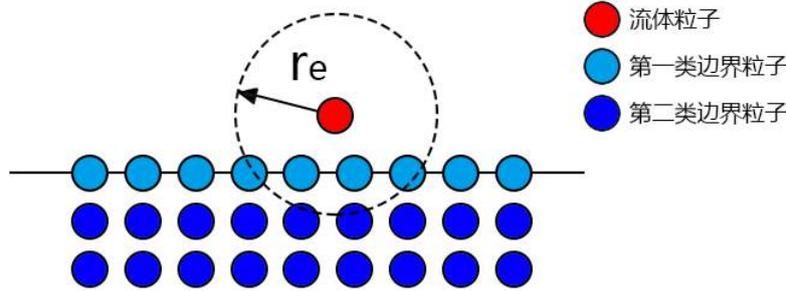


图 2-3 边界粒子设置示意图

Fig 2-3 Schematic of boundary particle settings

2.2.5 压力泊松方程

MPS 法中通常以求解泊松方程得到压力的分布，在最早的 MPS 法中泊松方程的源项以如下形式给出^[62]：

$$\langle \nabla^2 P^{k+1} \rangle_i = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n \rangle_i - n^0}{n^0} \quad (2-20)$$

其中 n 为第 k 时刻的粒子数密度， Δt 为时间步长。实际利用该式进行数值模拟时可以发现强烈的数值高频振荡，这是由于 MPS 法中粒子数密度场不够光滑，而泊松方程的源项又完全依赖粒子数密度，因此导致数值模拟结果亦不够光滑。解决此问题的较好方法有改进的混合源项法^[63, 66]，表达为：

$$\langle \nabla^2 P^{k+1} \rangle_i = (1 - \gamma) \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{V}_i - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n \rangle_i - n^0}{n^0} \quad (2-21)$$

其中 γ 代表粒子数密度一项在泊松方程源项中的权重。与最早提出的泊松方程源项表示方法相比，混合了粒子数密度与速度散度两项，由于速度场更为光滑，因此利用改进的混合源项法亦可以更好地解决数值压力振荡问题。然而需要注意的是，增大速度场的权重（即减小 γ 值）虽然会不断增大压力场的光滑程度，但亦可能使流体的体积不守恒，因此 γ 的取值应适当，一般取 0.01 与 0.05 之间。

2.2.6 求解过程

总体而言，MPS 法的求解过程主要包括以下六步：

1. 通过粘性力和质量力对粒子的速度进行修正以计算得临时速度 \mathbf{V}^* ，利用临时速度 \mathbf{V}^* 计算出粒子的临时位置 \mathbf{r}_i^* ，计算方法如式 2-22，2-23；

$$\mathbf{V}_i^* = \mathbf{V}_i^n + \Delta t (\nu \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{f}) \quad (2-22)$$

$$\mathbf{r}_i^* = \mathbf{r}_i^n + \Delta t \cdot \mathbf{V}_i^* \quad (2-23)$$

2. 搜索粒子的邻居粒子，计算处于临时位置的粒子的粒子数密度 n^* ；
3. 搜索自由面，同时将定义为自由面粒子的压力值赋为零，以此作为压力泊松方程的边界条件；
4. 求解压力泊松方程以计算得下一时刻压力值；
5. 通过全场压力值计算压力梯度；

6. 由压力梯度值利用式2-24修正粒子的速度，根据修正后的速度利用式2-25更新粒子的位置。

$$\mathbf{V}_i^{k+1} = \mathbf{V}_i^* - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla P^{k+1} \quad (2-24)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \Delta t \cdot \mathbf{V}_i^{k+1} \quad (2-25)$$

详细的求解步骤可由流程图表示，见图2-4。

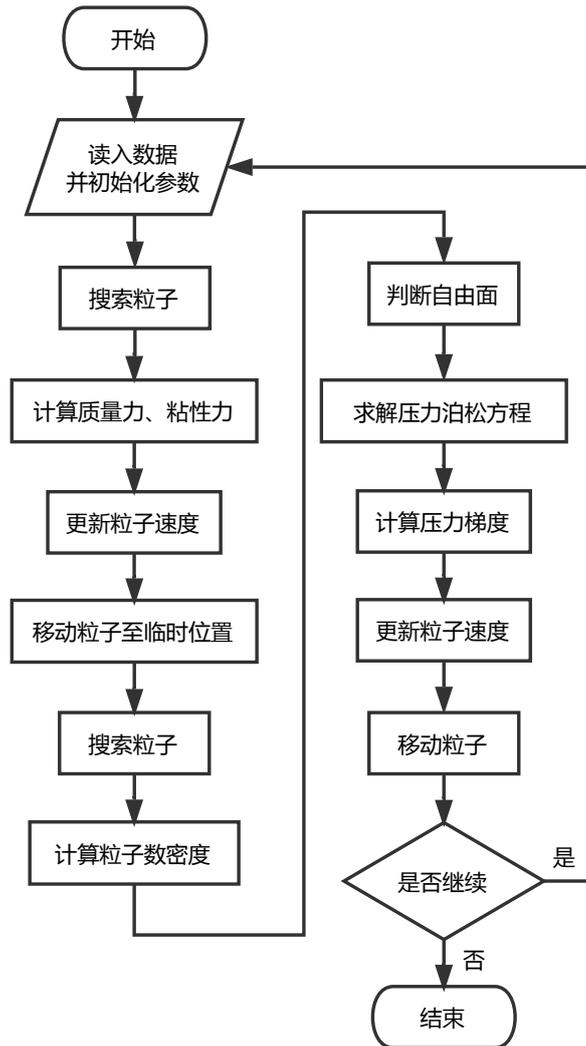


图 2-4 MPS 法求解流程图

Fig 2-4 Flowchart of MPS method

2.3 液舱晃荡问题分析方法

对于液舱晃荡问题，当外界激励频率与液舱固有频率接近时会产生共振，晃荡十分剧烈，由此引起的巨大抨击压力也会对液舱的结构造成影响甚至破坏，因此对共振频率的研究十分必要。一般

而言研究液舱晃荡问题首先计算出液舱的固有频率，进而利用理论计算的结果与数值模拟得到的结果做深入的比较和研究。同时，数值模拟得到的结果中，除了压力场速度场等定量的结果外，自由面波形数值模拟结果与实验等结果的比较及自由面波形本身所反映出的物理本质亦值得深入探讨，因此本节针对这两方面做以介绍，作为后续分析内容的基础。

2.3.1 固有频率的理论计算

液舱晃荡的共振频率在一阶固有频率附近。利用线性势流假定，Faltinsen 于 1978 年推导了矩形液舱一阶固有频率的计算公式^[23]：

$$\omega_{mn}^2 = \sqrt{\left(\frac{mg\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{ng\pi}{L_y}\right)^2} \tanh \sqrt{\left(\frac{m\pi d}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi d}{L_y}\right)^2}, (m, n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2-26)$$

其中 L_x 和 L_y 为矩形液舱 x 与 y 方向的长度， g 为重力加速度， d 为液体高度， m 、 n 分别表示液体在 x 方向及在 y 方向上的固有频率阶数。令 $m = 1$ ， $n = 0$ 及 $L_x = l$ 可得外部激励作用下矩形液舱的一阶固有频率计算公式：

$$\omega_1^2 = \frac{g\pi}{l} \tanh \frac{\pi d}{l} \quad (2-27)$$

进而由 $\omega_1 = \frac{2\pi}{T_1}$ 可得矩形液舱的一阶固有周期计算公式为：

$$T_1 = \sqrt{\frac{4\pi l}{g \tanh \frac{\pi d}{l}}} \quad (2-28)$$

尽管这里给出了固有频率与周期的计算公式，但需要注意的是2-27、2-28这些计算公式是利用线性势流假定推导出的，同时仅针对于矩形液舱，因此运用式2-27、2-28对剧烈液舱晃荡问题等强烈非线性问题及液舱形状较为复杂的情况进行计算时，结果会存在误差。但不可否认的是，通过式2-27、2-28理论计算的结果对于绝大多数问题仍然可以为数值模拟结果做参考。

2.3.2 自由面波形分析

自由面波形的实际情况十分复杂，不同的液舱形状、液体密度、冲液率及内部结构等不同情况均会产生迥然不同的波形，因此需要根据具体情况具体分析。然而各类波形的产生仍然有基本规律可循，如图2-5所示，液舱在外部激励的作用下会产生四类主要的自由面波形，包括驻波、行进波、水跃以及组合波，其中组合波是前面三类自由面波形的组合。

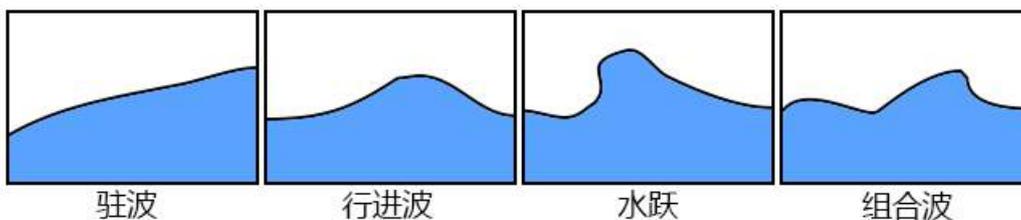


图 2-5 四类主要的自由面波形
Fig 2-5 Four sorts of free surface waveforms

当液舱充液率较大，且外部激励频率远远小于液舱的固有频率时，自由面波形主要为驻波，此时流体质点垂直于水平面往复运动，波形向外传播。当外部激励频率逐渐变大，自由面波形将由驻波逐渐转换为行进波，与驻波相比，行进波中的流体质点主要不在外界激励的垂直方向运动，而是在外界激励的方向上上下下振动。行进波行进至液舱壁受到阻碍会对液舱壁产生较大抨击，冲击压力的特点是陡增陡降，形成可见的压力波峰。随着外部激励频率增大，当外部激励频率接近液舱共振频率时，自由面波形则主要为水跃。水跃事实上也是一种组合波形，它由两个相对行进的行进波组合而成，当两行进波相遇碰撞则形成水跃。对于更加剧烈的液舱晃荡现象，例如当液体由于抨击爬升至液舱顶部时，液体会发生破碎、翻卷、合并等强烈的非线性现象，此时的自由面波形一般包括上述三种波形，需要针对具体情况进行分析。

2.4 本章小结

本章对 MPS 法理论中的控制方程、核函数、粒子模型、边界条件及泊松方程的求解等内容做了具体介绍，同时介绍了液舱晃荡问题的基本分析方法，包括在后续各章中的各工况模拟结果中将会用到的固有频率的理论计算方法及主要的四种自由面波形及形成过程。本章的内容将为正式进行数值模拟液舱晃荡问题做理论准备。

第三章 不同外界激励的液舱晃荡问题

3.1 引言

本文对液舱晃荡问题的研究所使用的求解器 MLParticle-SJTU 由实验室自主开发^[67]。经过近六年对求解器 MLParticle-SJTU 的使用与改进，求解器对船舶与海洋工程不同领域问题的求解结果亦得到了大量实践的肯定。尽管如此，本章作为应用求解器 MLParticle-SJTU 研究液舱晃荡问题的初始阶段，仍需要对 MLParticle-SJTU 求解器的结果进行验证，为后续章节独立使用该求解器进行液舱晃荡数值模拟分析做铺垫。

本文通过两个方面验证求解器结果。首先利用 MLParticle-SJTU 求解器对液舱在纵荡的外部激励作用下的求解结果与实验结果进行对比；进一步将 MLParticle-SJTU 求解器对液舱在横摇的外部激励作用下的求解结果与开源计算流体力学软件 OpenFOAM 中利用 VOF 法对液舱晃荡进行数值模拟的算例的求解结果进行对比，对比包括对自由面形状的模拟结果及抨击压力的计算结果等，从多方面验证 MLParticle-SJTU 求解器的实用性。

同时，借助验证性数值模拟结果，本章讨论了单自由度各类激励下液舱晃荡的抨击压力及自由面波形等问题，深入剖析了自由面波形的形成成因，压力峰值的产生原因及物理机理，空气包裹现象及对抨击压力曲线预报的影响等等。

3.2 纵荡外部激励下的液舱晃荡

3.2.1 几何模型及物理参数

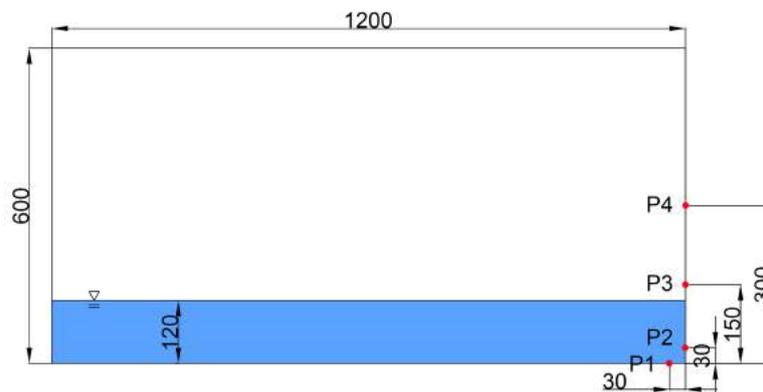


图 3-1 三维矩形液舱的尺寸及压力检测位置示意图

Fig 3-1 Geometry of 3D rectangular tank and pressure probe positions

本算例针对三维矩形液舱在纵荡的外部激励作用下的晃荡问题进行了数值模拟，采用的模型及尺寸可参考图3-1。图中长度均以毫米为单位，液舱宽度为 $0.2m$ ，即该液舱尺寸为： $2m(L) \times 0.6m(H) \times 0.2m(W)$ ，且图中的压力检测点均位于舱宽中轴面上。舱内充液率 20%，即水深 $0.12m$ 。

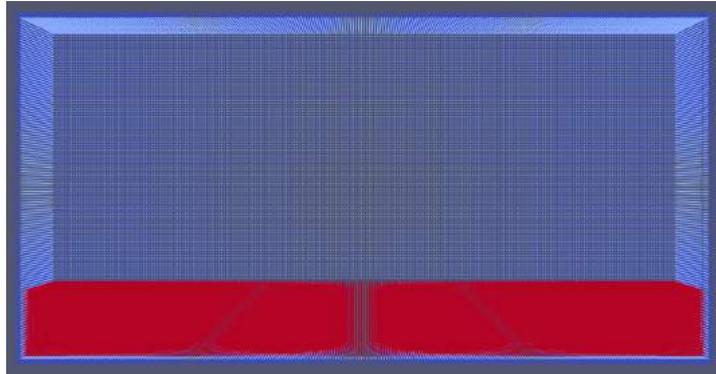


图 3-2 初始粒子模型示意图 (已隐藏部分边界粒子)

Fig 3-2 Sketch of initial particle model (partial boundary particles concealed)

纵荡的外部激励可由函数形式表达为 $x = A \sin(\omega t)$ ，其中 x 为液舱沿舱长方向的位移，由于舱长沿船长方向，因此称为纵荡。运动幅值 $A = 0.06m$ ，激励频率 $\omega = 3.239rad/s$ (下文如无特殊说明均指圆频率)， t 为时间。所生成的粒子模型如图3-2，后文中粒子模型均十分相似，因此将不再给出图示。本例中粒子间距为 $0.005m$ ，总数约 50 万。关于物理常量，运动粘性系数取 $\nu = 1.01 \times 10^{-6}m^2/s$ ，水的密度取 $\rho = 1 \times 10^3kg/m^3$ ，重力加速度取 $g = 9.8m/s^2$ 。

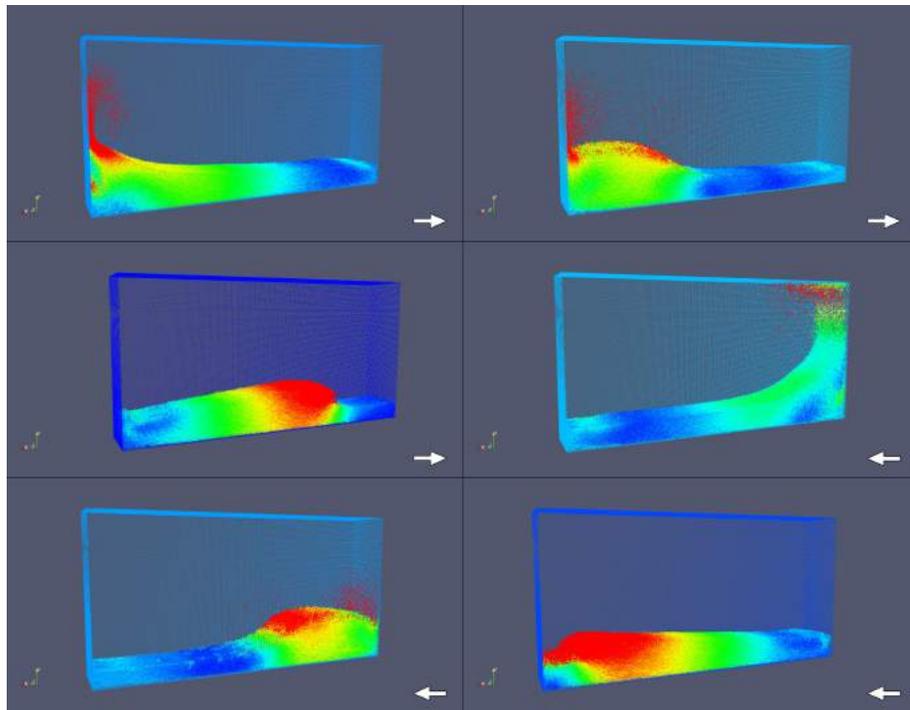


图 3-3 某个稳定周期内自由面变化情况示意图

Fig 3-3 Free surface shape changes in a certain stable period

3.2.2 自由面波形分析

求解结果经 paraview 软件后处理后结果如图3-3所示。图3-3显示了液舱在晃荡达到稳定后的某个周期内的自由面变化情况，图中的白色箭头表示此刻液舱的运动方向。从图中可以观察到剧烈的抨击作用、破碎的自由面及飞溅冲顶的液体，这些现象相对于较平静的液舱晃荡现象能够体现出更明显的三维效应，因此本文中的算例均没有使用二维模拟方法。进一步分析晃荡情况可以看到，当液舱晃荡至最左侧时，液体仍有向左运动的速度，但液舱速度已为零，因此液体的运动受到舱壁的阻碍逐渐沿舱壁爬升，进而产生抨击压力。可以看到，对舱壁的冲击压力主要取决于此刻液体与液舱的速度差。液体对液舱顶部的抨击情况稍微复杂，将在冲顶现象一章进行讨论。

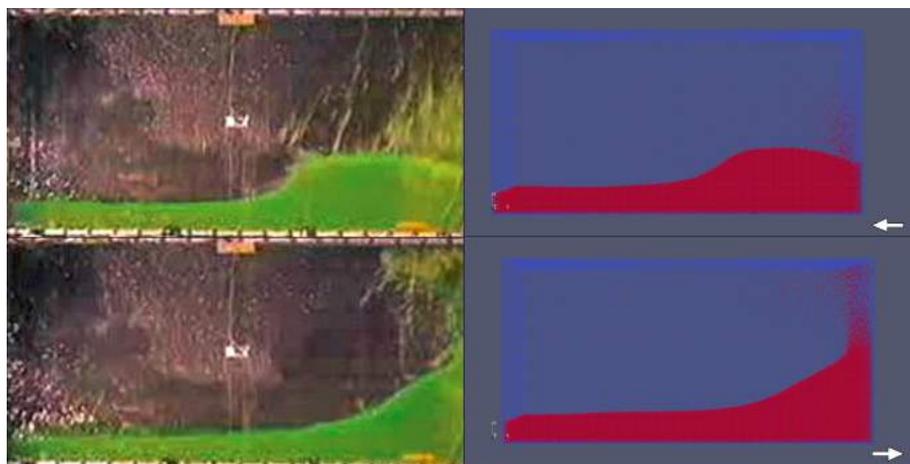


图 3-4 数值模拟与实验的自由面波形的对比

Fig 3-4 Comparison of free surface shapes between experiments and simulations

图3-4对比了实验与数值模拟中自由面波形的结果，其中白色箭头表示液舱某时刻的运动速度方向，实验数据来源可参考引用文献^[67]。可以看到，自由面波形的计算结果与实验十分吻合，对液体的破碎与飞溅亦能够较准确地模拟，显示 MLParticle-SJTU 求解器的较好的精度。

3.2.3 抨击压力分析

图3-5从压力检测的角度对比了实验与 MLParticle-SJTU 求解器的结果，实验数据来源可参考引用文献^[67]。图中分别给出了各压力检测点的压力变化，从结果上看，利用 MLParticle-SJTU 求解器的求解结果误差依然不大。

分析压力曲线可以看到，每个周期中有两次抨击压力峰值，其中第一个抨击压力峰值要远大于第二个，不过相对于第二个持续时间较为短暂。这主要是由于二者产生的物理原理不同：第一个压力峰值的产生是由于运动中的液体受到舱壁的阻碍作用而在一瞬间大幅改变动量所致，这一过程持续时间极为短暂，且抨击压力较大；而随后液体爬升后逐渐回落，当回落的液体与舱底附近的液体碰撞时则会产生第二个峰值，这一过程持续时间较长，而抨击压力相对第一个而言更小也较好理解，符合实际中的物理规律。在同一周期的其余时间内，液体主要沿水平方向流动，因此对舱壁的抨击压力则相对较小。

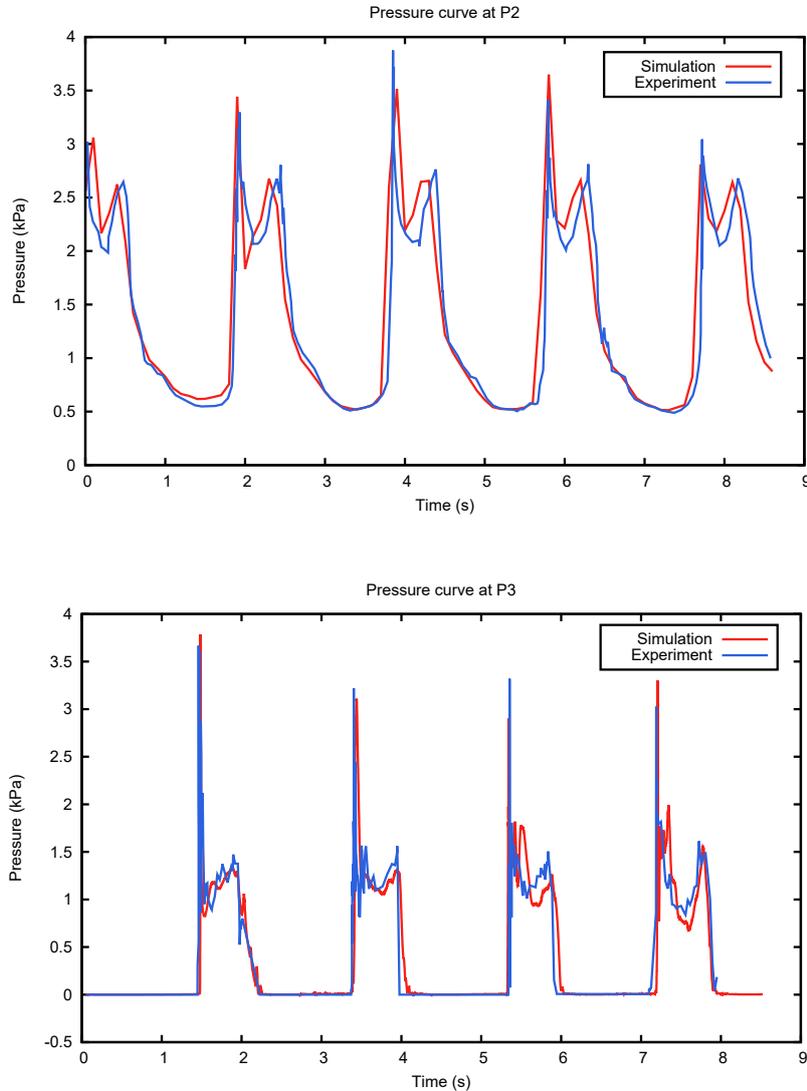


图 3-5 各压力监测点处压力值变化曲线

Fig 3-5 Pressure at different pressure probes

3.3 横摇外部激励下的液舱晃荡

3.3.1 几何模型及物理参数

本节沿用3.2节中算例的几何模型，具体参数可参考3.2节及图3-1中所给出的值。充液率、压力监测点的位置等均没有变化，其变化仅在于运动形式。本节讨论的是横摇的外部激励下的液舱晃荡情况，因此液舱做受迫横摇运动，用函数可表达为： $\theta = \theta_0 \sin(\omega t)$ ，其中摇动幅值 $\theta_0 = 0.174rad$ ，激励频率 $\omega = 3.27rad/s$ ， t 为时间。摇动以平行于舱宽的方向为轴，摇动中心过液舱底面中心。各个物理参数亦同3.2节所示。

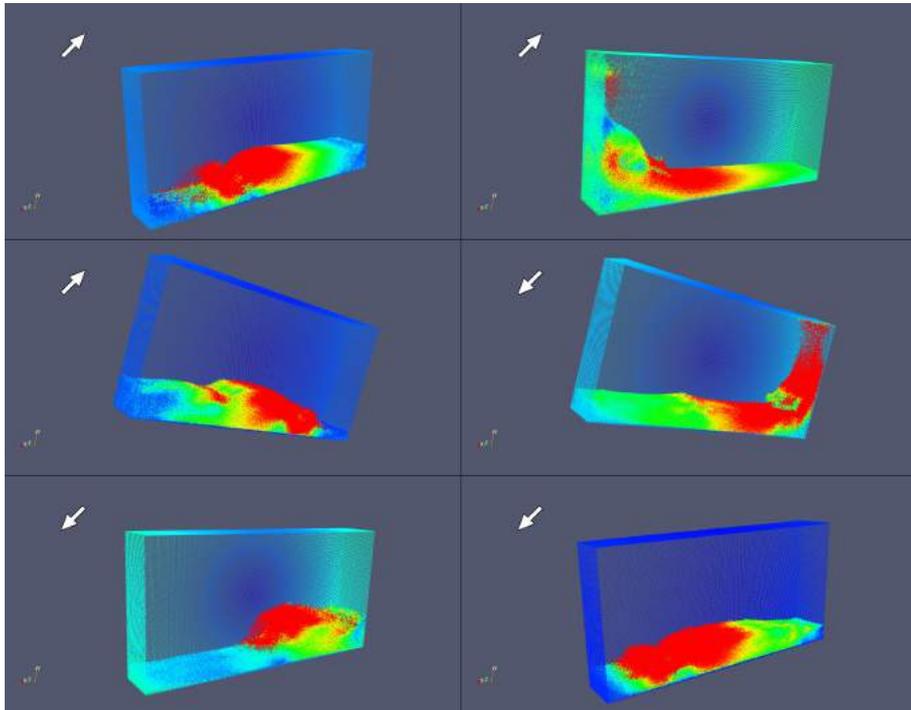


图 3-6 某个稳定周期内自由面变化情况示意图

Fig 3-6 Free surface shape changes in a certain stable period

3.3.2 自由面波形分析

图3-6显示了液舱在晃荡达到稳定后的某个周期内的自由面变化情况，白色箭头表示液舱左上角点的瞬时速度方向。从图3-6中可以观察到与纵摇时十分相似的液体运动结果，亦即包含剧烈的抨击作用、破碎的自由面及飞溅冲顶的液体。对比图3-3可以看到，横摇的晃荡幅度比平动更为剧烈，这除了因为本算例中受迫振荡横摇角度较大，亦因为摇动中液体的流动很大程度受到重力的影响。例如，当液舱从水平状态开始旋转，与平动不同的是，除了侧壁对液体的推动，亦有液体随重力作用向液舱较低处流动。因此当大部分液体流动至舱壁一侧时，速度更大，舱壁的阻碍也会很大，此时液体的动量急剧变化，从而对侧壁产生较大的抨击压力。随后的过程与平动亦十分相似，液体沿舱壁爬升后回落，进而参与到反向的运动中去。可以看到，尽管本算例中的晃荡具有很强的非线性，MLParticle-SJTU 求解器仍然能够很好地模拟出结果。

本节将 MLParticle-SJTU 求解器的求解结果与 VOF 方法做了对比，如图3-7所示。其中，白色箭头表示液舱左上角点的瞬时速度方向，VOF 方法通过开源计算流体力学软件 OpenFOAM 中的 interDymFoam 实现。自由面波形的结果如图3-7所示。可以看到，相对于 VOF 法，MPS 粒子法对较强非线性的液舱晃荡问题的自由面情况模拟得更好，尤其是对于大幅度的自由面变形及液体的破碎与飞溅等现象，VOF 法需要大量细密的网格，而且不易跟踪自由面位置的变化，而 MPS 法作为一种粒子法，对解决这种问题有着先天的优势。

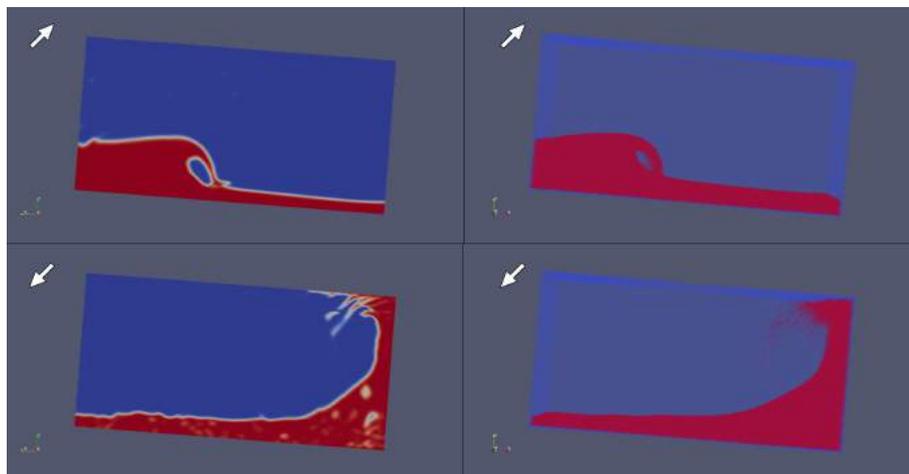


图 3-7 interDymFoam 与 MLParticle-SJTU 求解器对自由面波形模拟的对比

Fig 3-7 Comparison of free surface shapes between interDymFoam and MLParticle-SJTU simulations

3.3.3 抨击压力分析

图3-8给出了 interDymFoam 与 MLParticle-SJTU 求解器对压力监测点处压力值的模拟结果曲线，尽管没有对比实验验证，仍然可以看到 MLParticle-SJTU 与 interDymFoam 对压力检测点处的压力值的预报结果相互较为吻合，从而间接地证实了 MLParticle-SJTU 求解器的准确性。

深入分析压力监测点处压力值的变化情况可以看到，同平动的情况相同，压力曲线上均会出现两个峰值，且一大一小，其产生的原因同平动十分类似，相关分析可参考3.2节。而需要注意的是，在 VOF 法的模拟结果中，压力曲线第一个峰值后侧会产生一个较小的凹陷，从大量的试验中可以得知这个凹陷处主要是由于冲顶的液体会在液舱顶角处附近包裹一小团空气，同时由于这部分空气远大于液体的可压缩性，因此作为缓冲削弱了液体对压力监测点处舱壁的抨击作用，从而减小了抨击压力的峰值。由于 VOF 是一种两相流方法，因此可以对此现象进行模拟分析，而由于 MLParticle-SJTU 求解器采用单向流的模拟方法，因此无法捕捉到这个细节。尽管如此，由于一般情况下我们更关心的是对舱壁抨击压力的峰值，因此一般这个细节可以忽略。另外，我们除了分析 P1 至 P3 这类典型的舱壁压力监测点外，也在这里给出了 P4 这类非典型的压力监测点的模拟结果，结果证明，MLParticle-SJTU 求解器对这类非典型的压力曲线依然有很好地预报结果。另外，由于本算例中 VOF 法的网格划分不够细密，因此 VOF 法中压力振荡问题要远比 MPS 法严重，这也从一个侧面说明了无网格 MPS 法对于这类自由面流动求解的优势。

3.4 本章小结

本章通过两个方面对 MLParticle-SJTU 求解器的结果进行验证，利用 MLParticle-SJTU 求解器对单一的不同外界激励下的液舱晃荡问题进行模拟，为独立使用该求解器进行液舱晃荡数值模拟分析做铺垫，同时不仅验证了本求解器的准确性，也对不同形式的外界激励下的液舱晃荡情况做了深入的分析与阐释。首先利用 MLParticle-SJTU 求解器对液舱在纵荡的外部激励作用下的求解结果与实验结果进行对比；进一步将 MLParticle-SJTU 求解器对液舱在横摇的外部激励作用下的求解结果与

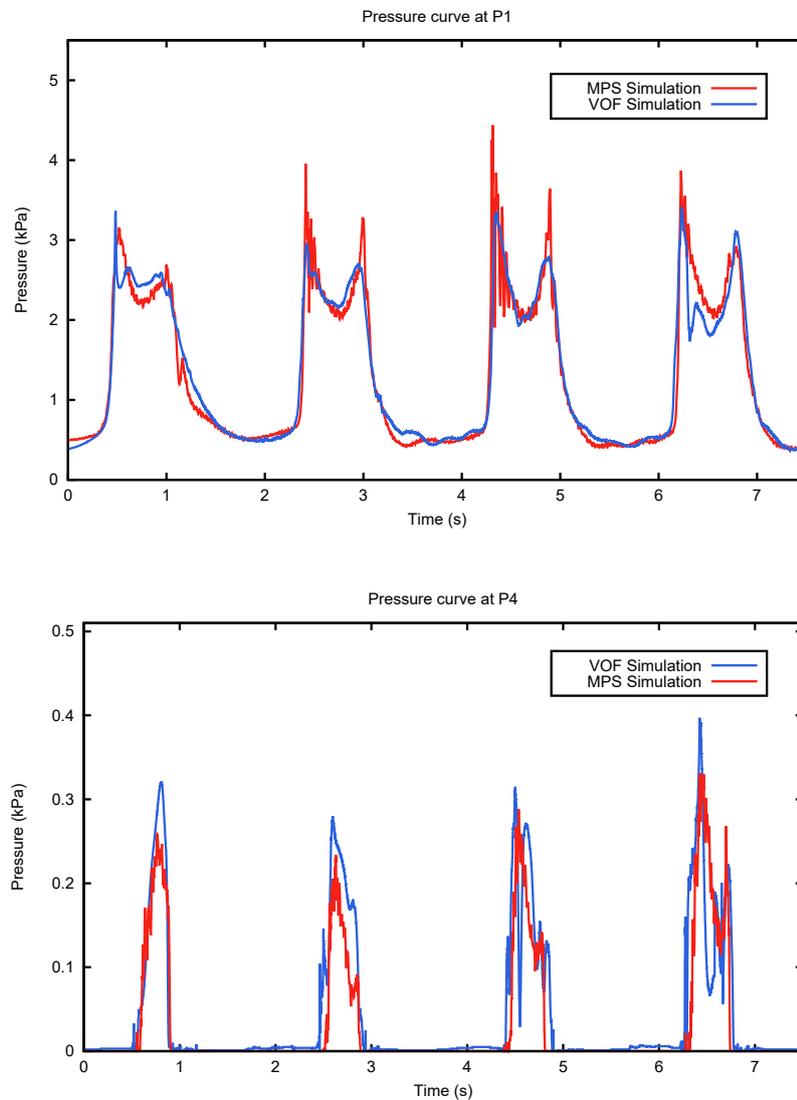


图 3-8 各压力监测点处压力值变化曲线

Fig 3-8 Pressure at different pressure probes

开源计算流体力学软件 OpenFOAM 中利用 VOF 法对液舱晃荡进行数值模拟的算例的求解结果进行对比, 对比包括对自由面形状的模拟结果及抨击压力的计算结果等, 从多方面验证 MLParticle-SJTU 求解器的实用性。同时, 借助验证性数值模拟结果与对比实验结果, 讨论了单自由度各类激励下液舱晃荡的抨击压力及自由面波形等问题, 深入剖析了自由面波形的形成成因, 及两次不同大小的抨击压力峰值的产生过程和机理, 空气包裹现象及对抨击压力曲线预报的影响等, 也从侧面反映出了本求解器的求解优势与劣势。总结起来, MLParticle-SJTU 求解器能够较好地模拟出液舱晃荡的自由面波形, 也能够较好地对抨击压力峰值进行预报。

第四章 液舱晃荡中的冲顶现象

4.1 引言

冲顶现象是指在船舶液舱晃荡的过程中,由于充液率较大、晃荡相对剧烈而使舱内液体大幅度地对液舱顶部产生抨击作用的现象。对于低充液率剧烈晃荡的工况,亦可能会由于液体沿舱壁的爬升而产生对液舱顶部的抨击作用,但这种情况与冲顶现象较为不同,首先,它对液舱顶部的抨击作用相对冲顶现象而言较小,同时二者产生的机理及特征亦不尽相同。对于低充液率对液舱顶部的抨击,一般而言是由于液体沿侧壁爬升冲至液舱顶部产生,因此在液舱顶角附近不容易产生空气包裹。而冲顶现象一般发生在自由面中部而不是液舱侧壁附近,因此产生冲顶现象时一般会在液舱顶角附近产生空气包裹,由于空气相对于水而言可压缩,因此很多研究会考虑空气与水的二相流。

相关研究如 B.C. Abrahamsen 等^[68-70] 针对冲顶现象中的空气包裹进行了深入探究,给出计算空气包裹固有频率的理论计算方法及其抨击压力计算的数值方法等,与实验对比证实结果较为准确; Bernhard Mehl 等^[71] 则探究了充液高度对抨击压力的影响,给出了液舱晃荡对充液率微小变化的敏感性; E. Botia-Vera 等^[72] 则利用 SPH 法对冲顶现象中对舱顶的抨击压力进行了模拟,并与试验进行了对比以验证数值结果的准确性。总体而言,针对冲顶现象的发表结果目前均相对较少,仍然需要进一步的研究与探索。

冲顶现象是影响液货船安全性的重要因素之一,因此在船舶与海洋工程应用相关领域中受到广泛关注,究其原因主要在于舱顶结构的脆弱性。相对于液舱的侧壁及底部而言,液舱顶部更少地受到加固,结构强度也较弱,因此受到同等甚至更强量级的抨击时,往往会承受更严重的安全风险。本章进行了对复杂冲顶现象的模拟,并重点研究了不同物理因素对舱顶抨击的影响,包括液舱充液率及外部激励频率,通过与实验进行对比验证了模拟结果。

4.2 对比实验分析

在探讨4.3节中充液率的问题及4.4节中的激励频率问题之前,有必要验证 MLParticle-SJTU 求解器对冲顶现象相关问题的模拟精度,由于经过大量数值模拟实验结果分析证实,针对本章问题与几何模型的算例,二维模拟的结果与三维模拟及实际情况十分相似,因此后文不加进一步说明地使用 MLParticle-SJTU 求解器中的二维模拟模式进行模拟。因此此处尤其要更进一步验证 MLParticle-SJTU 求解器的二维模式的模拟精度是否满足要求。对比的实验数据来自文献^[72] 中的实验结果,其中充液率取为 70%,晃荡周期取为此条件下的液舱一阶固有频率,即: $T_0 = 2\pi \left(\sqrt{\frac{\pi g}{L} \tanh \frac{\pi H}{L}} \right)^{-1} = 1.1676s$, 其他几何模型参数及物理参数可参考4.2.1节。

4.2.1 几何模型及物理参数

本节与4.3节、4.4节均针对矩形液舱在横摇的外部激励下的冲顶现象数值模拟并进行分析,除了各自研究的问题中的自变量会改变以外,使用的几何模型及物理参数均相同,即在4.3节中仅改变液体充液率,而4.4节中则仅改变横摇外界激励频率的数值,而本节中则固定充液率与横摇外界激励频

率，与实验做对比。所使用的几何模型及物理参数的设置参考了文献中^[72]所述的设置，采用的模型相关参数如图4-1所示。

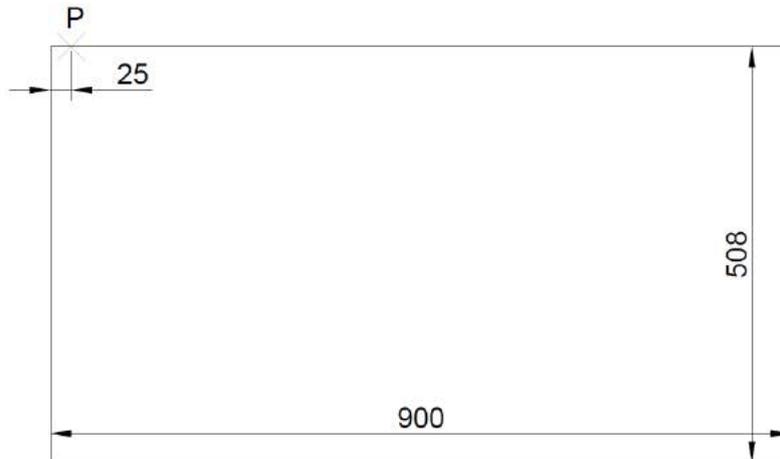


图 4-1 三维矩形液舱的尺寸及压力检测位置示意图

Fig 4-1 Geometry of 3D rectangular tank and pressure probe positions

图中长度均以毫米为单位，液舱宽度为 62mm，即液舱尺寸为：900mm (L) \times 508mm (H) \times 62mm (W)，且图中的压力检测点位于舱宽中轴面上。本章讨论的是横摇的外部激励下的液舱晃荡情况，因此液舱做受迫横摇运动，用函数可表达为： $\theta = \theta_0 \sin(\omega t)$ ，其中摇动幅值 $\theta_0 = 0.0698\text{rad}$ ， t 为时间。激励频率与充液率根据研究的问题改变，摇动以平行于舱宽的方向为轴，摇动中心过液舱底面中心。本例中粒子间距仍为 0.005m，总数根据液体充液率不同有所变化，经过大量数值模拟实验结果分析证实，针对本章问题与几何模型的算例，二维模拟的结果与三维模拟及实际情况十分相似，因此后文不加进一步说明地使用 MLParticle-SJTU 求解器中的二维模拟模式进行模拟。关于物理常量，取运动粘性系数 $\nu = 1.10 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ ，水的密度取 $\rho = 1 \times 10^3\text{kg}/\text{m}^3$ ，重力加速度取为 $g = 9.8\text{m}/\text{s}^2$ 。

4.2.2 自由面波形对比

求解结果经 paraview 软件后处理后结果如图4-2所示，图中显示了液舱在晃荡过程中首次发生冲顶现象时的自由面波形。对比实验结果与 MLParticle-SJTU 求解器二维与三维的模拟结果，可以看到，在自由面波形的模拟层面，无论是 MLParticle-SJTU 求解器的二维模式还是三维模式均有很好的模拟结果。这主要是由于大充液率的条件下，液舱晃荡问题的自由面破碎、液体飞溅、合流等三维效应不那么明显，因此即使是二维模拟依然有很好的模拟结果，亦显示了 MLParticle-SJTU 求解器很好的精度。另外，从自由面波形的结果可以看到，由于晃荡不是十分剧烈，因此此时舱顶的空气包裹现象亦没有十分明显，不过在4.3节、4.4节中对自由面波形的模拟结果中仍然可以看到，由于舱顶附近的空气包裹现象，会对抨击压力造成一定影响。

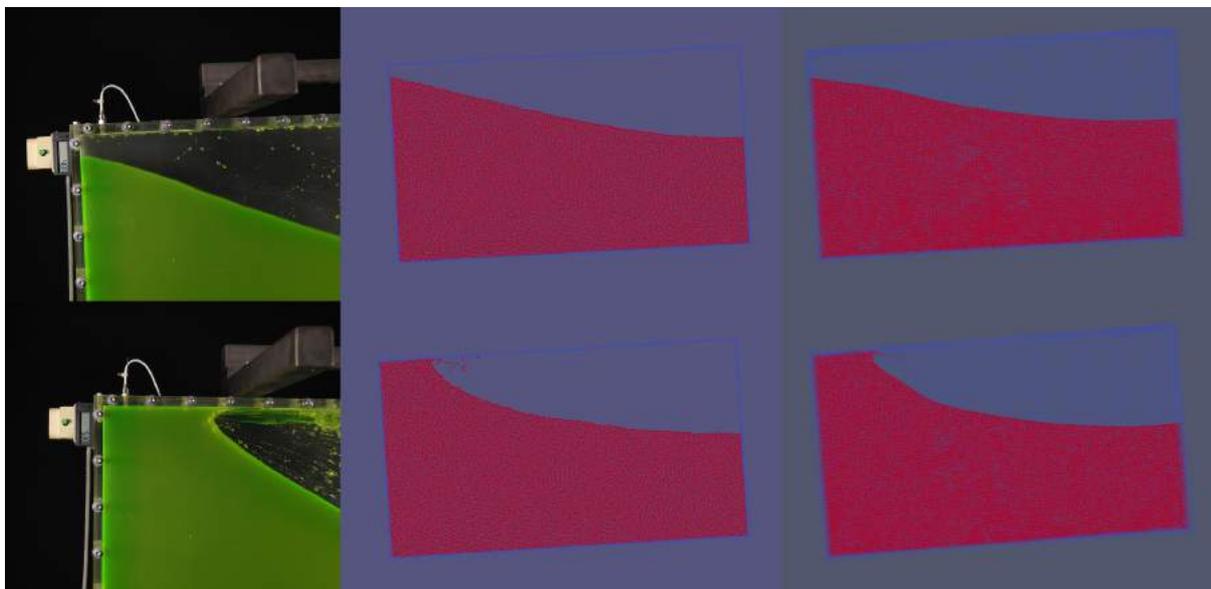


图 4-2 数值模拟与实验的自由面波形的对比

Fig 4-2 Comparison of free surface shapes between experiments and simulations

4.2.3 抨击压力对比

图 4-3 显示了针对本算例的实验结果与 MLParticle-SJTU 求解器的二维模式与三维模式的对比。图中时间仅为从较长时间线中截取，三张图中初始时刻并不相同。与实验结果对比可知，冲顶现象的压力峰值出现的随机性较强，即使是实验亦无法对复杂冲顶现象做出十分准确的预报，尽管每次抨击的结果不尽相同，最大值出现的可能时间位置和幅值的平均值依然是确定的，MLParticle-SJTU 求解器对此亦能得到相对准确的结果。可以看到，由于第一次晃荡的过程中液舱中的液体晃荡幅值仍然不够大，因此对舱顶的抨击压力数值有限，随着时间的推移，液体晃荡幅值随之增大，因此对舱顶的抨击压力峰值有了显著地增大，从数值上而言，MLParticle-SJTU 求解器的结果与此值接近，而峰值出现的位置也十分吻合。同时，MLParticle-SJTU 求解器二维模式与三维模式的结果也十分接近，这除了在 4.2.2 一节中所述的自由面破碎、液体飞溅、合流等三维效应不明显的原因之外，本算例液舱相对较薄也是原因之一。另外，观察液舱顶部没有受到冲击的时间可以看到，实验结果中出现了压力负值，实验出现负压是由于液体在壁面上具有表面张力的作用，即在下落过程中液体重力对顶部压力传感器产生向下拖曳作用。本文求解器没有考虑液体的张力模型，所以无法监测得到该负压，但负压是顶部抨击压力的小量，不是晃荡问题的研究重点，可以忽略不计。

通过抨击压力的对比进一步说明 MLParticle-SJTU 求解器的模拟精度及其对冲顶现象问题模拟的有效性，因此 4.3 节、4.4 节中将不在依靠对比实验结果，独立利用 MLParticle-SJTU 求解器进行数值模拟，以讨论充液率及晃荡频率对舱顶抨击的影响。

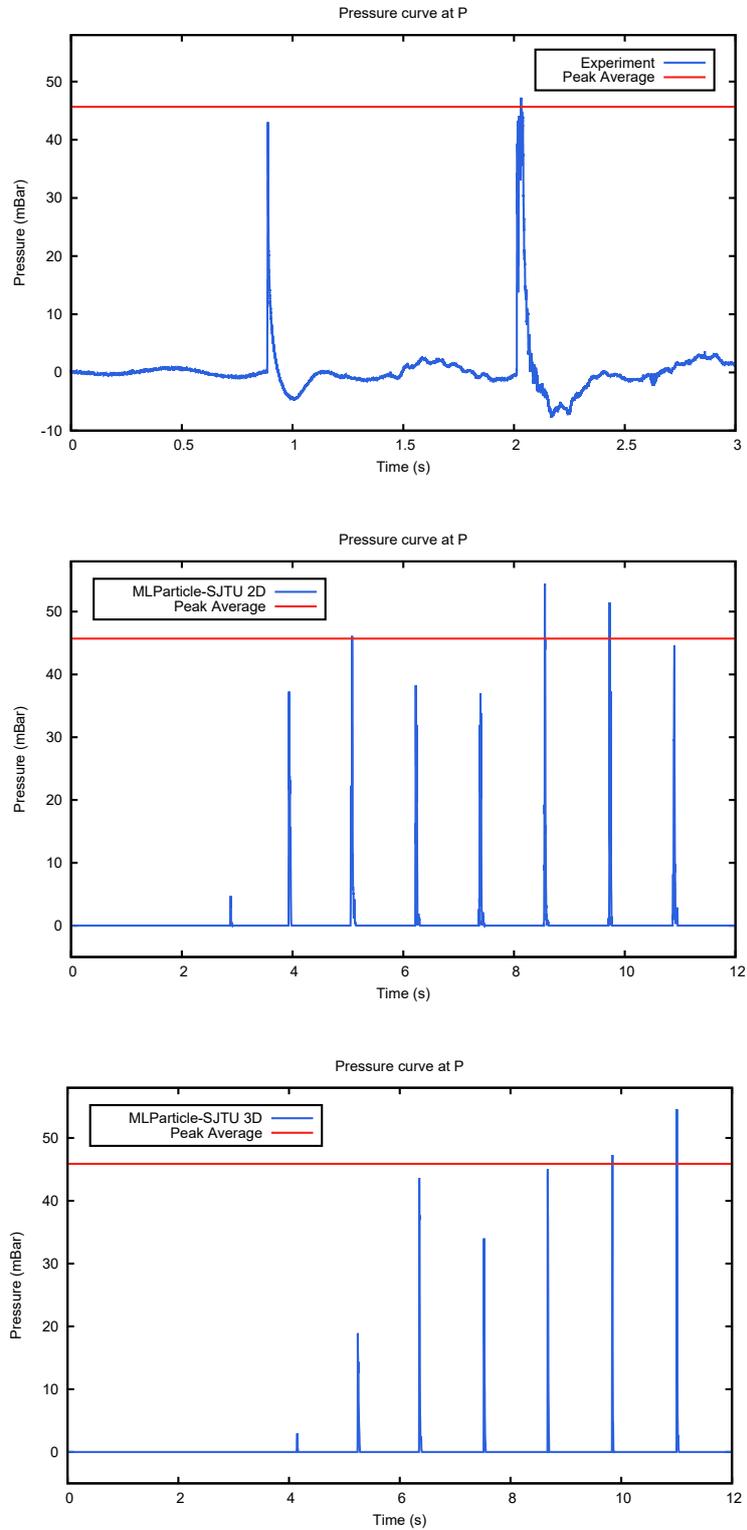


图 4-3 压力监测点处压力值变化曲线

Fig 4-3 Pressure curve at the pressure probe

4.3 充液率对舱顶抨击的影响

本节沿用4.2.1节中算例的几何模型，通过改变充液率的值进行模拟以讨论充液率对舱顶抨击的影响，包括自由面波形的分析与抨击压力的分析。选择充液率包括 40%、50%、60%、70%、80%、90%，激励频率仍取 70% 充液率下的液舱一阶固有频率。

4.3.1 自由面波形分析

求解结果经 paraview 后处理软件处理后如图4-4所示。从图中可以观察到，充液率在 40% 的条件下时，冲顶现象并没有发生，而从充液率为 50% 时开始发生，因此可以认为对于充液率而言，在横摇的外界激励下，固有频率附近晃荡的工况中，充液率在约 50% 时开始发生冲顶现象。而事实上，50%、60% 的工况能够发生冲顶现象，亦借助了液体对侧壁产生抨击作用后没收到液舱侧壁的阻碍逐渐爬升才产生的冲顶现象，因此关于充液率对冲顶现象的一系列模拟的结果，与经验中冲顶现象一般发生在大充液率的条件下的判断是一致的。

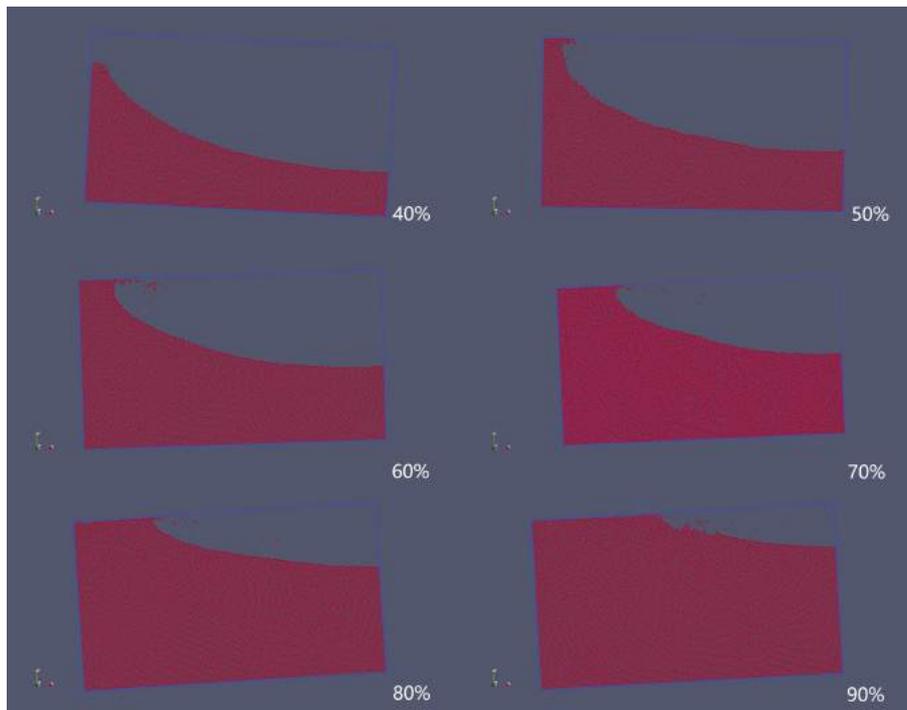


图 4-4 各充液率条件下液舱晃荡临界位置自由面波形对比

Fig 4-4 Comparison of free surface shapes in cases with different liquid ratios

而且通过液舱晃荡临界状态的自由面波形的一系列对比可以看出，不同充液率条件下，对舱顶的抨击作用效果差异明显。与4.4节的结果对比可以进一步看出，充液率的变化主要影响冲顶现象对舱顶的抨击压力峰值的变化，而激励频率的影响主要体现在冲顶现象是否发生的问题上，当然，这种结论并不是绝对的，实际工程应用中仍需要综合考虑各种因素的影响。

4.3.2 抨击压力分析

不同充液率条件下抨击压力峰值随机性比较大，与4.2节的方法相似，将具有代表性的压力抨击峰值取平均值，得到的值代表对应充液率条件下的抨击压力，从而绘制出在压力监测点 P 处以充液率为自变量的抨击压力曲线图如图4-5。

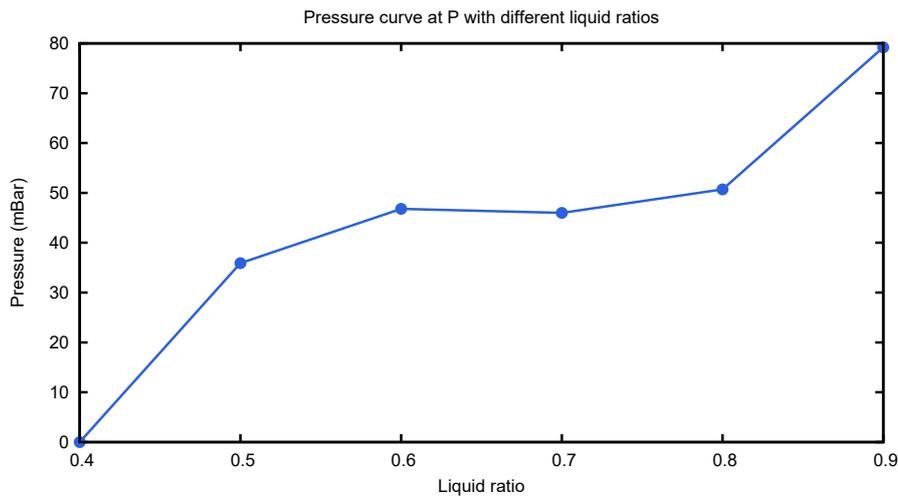


图 4-5 抨击压力峰值随充液率的变化

Fig 4-5 Pressure peak average changes with liquid ratios

从图中可以更加清晰地看到，充液率在 40% 的条件下时，冲顶现象并没有发生，而随着充液率逐渐增大，冲顶现象开始产生对舱顶的抨击作用。在充液率从 50% 至 80% 的范围之间，抨击压力峰值平均值的变化事实上并不明显，甚至在 70% 还稍有下落，不过考虑到随机性的影响，可以认为在这一阶段冲顶现象只是产生，抨击压力并不随着充液率的变化有显著改变。而当充液率在 90% 附近时，充液率有一个明显增大的趋势，直至充液率达到 100% 后冲顶现象的消失。因此在实际的工程应用中，可以将充液率的影响分成四个阶段表示成：冲顶现象发生前期、抨击压力峰值平均值稳定期、抨击压力增长期及冲顶现象消失期。

4.4 激励频率对舱顶抨击的影响

本节沿用4.2.1节中算例的几何模型，通过改变激励频率进行模拟讨论激励频率对舱顶抨击的影响，包括自由面波形分析与抨击压力分析。充液率仍取 70%，激励频率在液舱 70% 充液率下液舱一阶固有频率附近取值，即液舱晃荡周期与一阶固有周期的比值取： $T/T_0 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2$ 。

4.4.1 自由面波形分析

求解结果经 paraview 后处理软件处理后如图4-6所示。从图中可以观察到，在晃荡周期与固有周期比值为 1.2、0.8、0.7 时，冲顶现象完全没有发生。对比4.3的结果有理由认为，发生冲顶现象与激励频率的取值密切相关，而且相对于充液率的影响来说，激励频率的影响更大一些。只有在液舱晃荡频率在激励频率附近时，冲顶现象才容易产生，而且从自由面的结果可以估计，发生冲顶现象最严重的激励周期应该在固有周期附近且稍大于固有周期的位置，这一点结论可以从抨击压力的结果进一步得出。

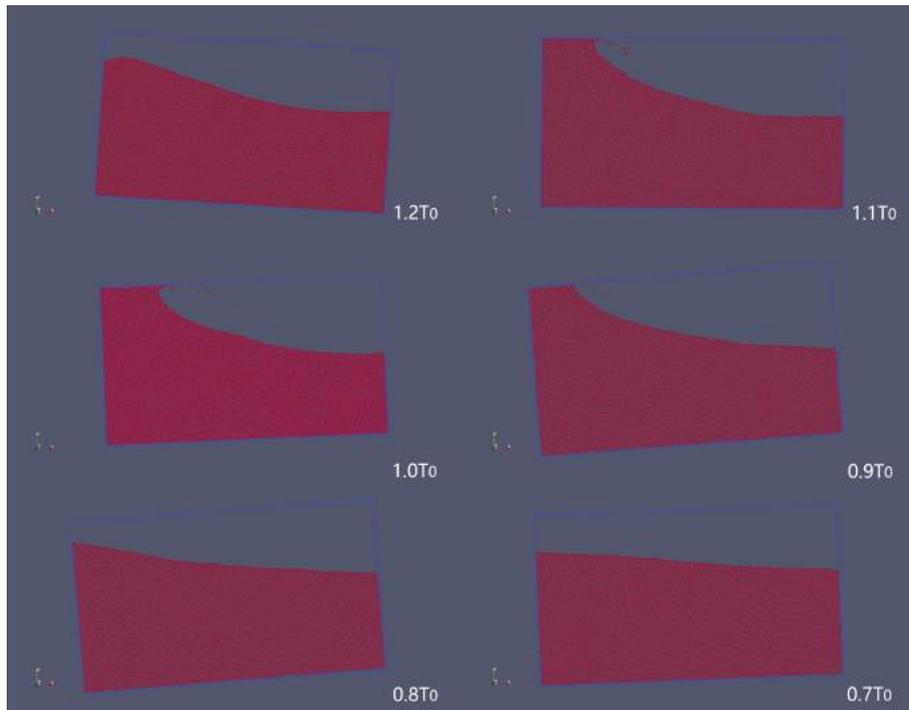


图 4-6 各晃荡周期下液舱晃荡临界位置自由面波形对比

Fig 4-6 Comparison of free surface shapes in different sloshing periods

进一步讨论发生液舱晃荡现象的三个晃荡周期与固有周期比值 1.1、1.0、0.9 的自由面波形模拟结果可以得出，液舱左上角液体填充率的确在固有周期附近比较大一些，1.1、0.9 的液舱左上角液体填充率结果相对较小，但总体而言并不明显，这一结果也体现在抨击压力上，具体讨论可以参见4.4.2节。

4.4.2 抨击压力分析

不同激励频率条件下抨击压力峰值随机性比较大，与4.2节的处理方法相似，将具有代表性的压力抨击峰值取平均值，得到的值代表对应晃荡频率条件下的抨击压力，从而绘制出在压力监测点 P 处以晃荡周期与一阶固有周期的比值为自变量的抨击压力曲线图如图4-7。

从图中可以更加清晰地看到，在晃荡周期与固有周期比值为 1.2、0.8、0.7 时，冲顶现象完全没有发生，且在固有频率附近，抨击压力峰值平均值达到最大值。可以预见，冲顶现象主要发生在液

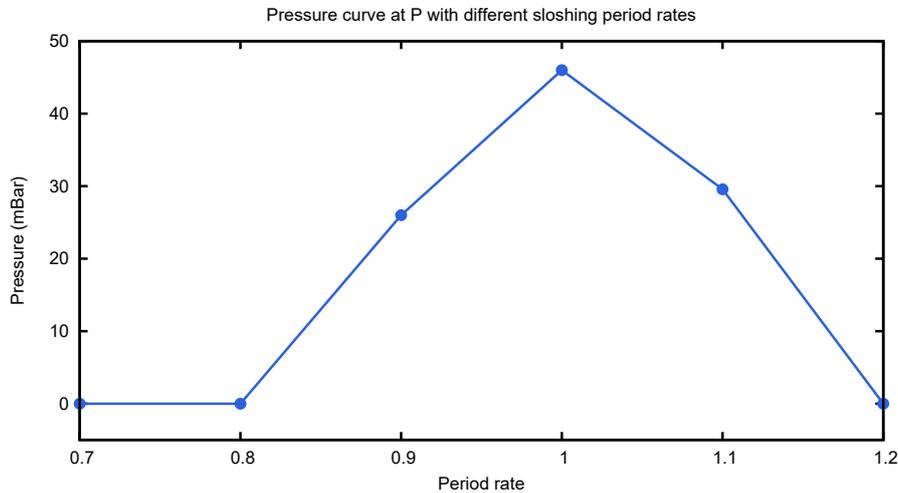


图 4-7 抨击压力峰值随晃荡周期与固有周期比值的变化

Fig 4-7 Pressure peak average changes with period rates

舱的固有频率附近，且对比 0.9 与 1.1 的结果可以认为，发生冲顶现象最严重的激励周期应该在固有周期附近且稍大于固有周期的位置，忽略随机性的影响，这与自由面波形的分析所得到的结论是一致的。可以看到，在改变晃荡周期以至于离开固有周期附近后，冲顶现象消失得非常快，这一结论对实际的工程应用具有一定指导作用，即液货船在运行过程中一定要尽可能避免液舱在一阶固有频率附近晃荡。

4.5 本章小结

冲顶现象是影响液货船安全性的重要因素之一，相对于液舱的侧壁及底部而言，液舱顶部更少地受到加固，结构强度也较弱，往往会承受更严重的安全风险。因此针对复杂冲顶现象，本文利用 MLParticle-SJTU 求解器对其进行了模拟讨论，并重点研究了不同物理因素对舱顶抨击的影响，包括液舱充液率及外部激励频率，通过与实验进行对比验证了模拟结果。

与实验结果对比可知，冲顶现象的压力峰值出现的随机性较强，即使是实验亦无法对复杂冲顶现象做出十分准确的预报。不过，尽管每次抨击的结果不尽相同，最大值出现的可能时间位置和幅值依然是确定的，MLParticle-SJTU 求解器对此亦能得到相对准确的结果。通过改变液舱的充液率进行研究本文得到了发生冲顶现象的临界充液率，通过改变外部激励频率，可以看到，由于冲顶现象产生的抨击压力幅值的最大值亦发生在一阶固有频率附近。可以认为针对冲顶现象，MLParticle-SJTU 求解器已能够得到具有工程应用价值的结果。

第五章 总结与展望

5.1 总结

液舱晃荡问题作为影响液货船安全性的重要原因之一，处理不当可能会导致液舱破坏甚至船舶倾覆，因此对其进行分析预报具有十分重大的工程应用意义。由于传统的理论方法很难处理这种具有强烈非线性特征的复杂液舱晃荡问题，网格类模拟方法亦较难跟踪自由面运动，本文采用自主开发的无网格粒子法求解器 MLParticle-SJTU 对复杂液舱晃荡问题进行了分析探究。

基于 MPS 无网格粒子法的基本理论、固有频率计算方法及基本的自由面波形分析方法，本文首先对不同外界激励的液舱晃荡现象进行了分析，从中可以观察到自由面波形的强烈变化，且模拟结果与实验及 VOF 结果十分接近；亦分析了抨击压力曲线稳定周期内的两次峰值的形成机理。

冲顶现象是影响液货船安全性的重要因素之一，相对于液舱的侧壁及底部而言，液舱顶部更少地受到加固，结构强度也较弱，往往会承受更严重的安全风险。因此本文进行了对复杂冲顶现象的模拟，并重点研究了不同物理因素对舱顶抨击的影响，包括液舱充液率及外部激励频率，通过与实验进行对比验证了模拟结果。

总体而言，MLParticle-SJTU 求解器对液舱晃荡问题的模拟较为准确，具有工程应用价值，并可以试图向多项流推广。总结本文的工作，主要包括以下几个方面：

1. 对数值模拟液舱晃荡问题的相关理论准备做以阐述，内容主要有 MPS 法的基本理论及 MPS 法的压力振荡现象及其改进方法；液舱晃荡问题的基本分析方法，如不同自由面波形的判别与出现的条件等；固有频率理论求解的计算公式等；亦包括对实验室自主开发的无网格粒子法求解器求解过程等的介绍。这部分内容作为全文计算分析的基础，其中对液舱晃荡问题的基本分析方法贯穿于各工况下的结果分析，固有频率的计算公式也用于与数值模拟结果进行对比验证等方面。
2. 通过两个方面对 MLParticle-SJTU 求解器的结果进行验证，为独立使用该求解器进行液舱晃荡数值模拟分析做铺垫。首先利用 MLParticle-SJTU 求解器对液舱在纵荡的外部激励作用下的求解结果与实验结果进行对比；进一步将 MLParticle-SJTU 求解器对液舱在横摇的外部激励作用下的求解结果与开源计算流体力学软件 OpenFOAM 中利用 VOF 法对液舱晃荡进行数值模拟的算例的求解结果进行对比，对比包括对自由面形状的模拟结果及抨击压力的计算结果等，从多方面验证 MLParticle-SJTU 求解器的实用性。同时，借助验证性数值模拟结果讨论了单自由度各类激励下液舱晃荡的抨击压力及自由面波形等问题，深入剖析了自由面波形的形成成因，压力峰值的产生原因及物理机理，空气包裹现象及对抨击压力曲线预报的影响等。总结起来，MLParticle-SJTU 求解器能够较好地模拟出液舱晃荡的自由面波形，也能够较好地对抨击压力峰值进行预报。
3. 针对复杂冲顶现象，本文利用 MLParticle-SJTU 求解器对其进行了模拟讨论，并重点研究了不同物理因素对舱顶抨击的影响，包括液舱充液率及外部激励频率，通过与实验进行对比验证了模拟结果。与实验结果对比可知，冲顶现象的压力峰值出现的随机性较强，即使是实验

亦无法对复杂冲顶现象做出十分准确的预报，尽管每次抨击的结果不尽相同，最大值出现的可能时间位置和幅值依然是确定的，MLParticle-SJTU 求解器对此亦能得到相对准确的结果。通过改变液舱的充液率进行研究本文得到了发生冲顶现象的临界充液率，通过改变外部激励频率，可以看到，由于冲顶现象产生的抨击压力幅值的最大值亦发生在一阶固有频率附近。针对冲顶现象，MLParticle-SJTU 求解器已能够得到具有工程应用价值的结果。

5.2 展望

本文基于 MLParticle-SJTU 求解器及分析数值模拟液舱晃荡问题的相关理论，得到了如5.1节中所总结的诸多具有工程实用价值的重要结论，然而结果中仍然存在不足与改进的空间。通过对 MLParticle-SJTU 求解器的大量使用及数值模拟及分析过程中所遇到的问题的反思，可以得到以下值得改进或需要完善的几个方面：

1. 由于 MLParticle-SJTU 求解器本身的局限性，只能够模拟单向流的晃荡问题，而对于冲顶现象等复杂的液舱晃荡问题，由于有空气包裹现象的产生，空气作为缓冲将减弱液体对液舱的抨击作用，同时空气的振动亦会影响其作用，因此只用单向流模拟并不能得到更为准确的结果，可尝试将 MLParticle-SJTU 求解器做以推广，以便适应两相流甚至多项流的情况。
2. 囿于时间的限制，本文仅考虑了针对矩形液舱的各种类型问题的数值模拟，并重点探讨了冲顶现象。然而在实际的工程应用中，可能存在着薄膜型液舱、圆柱形液舱、球形液舱等多种形状，同时部分液舱亦会布置一些隔板以减摇，不同形状的液舱与隔板布置都是今后研究需要补充的问题。另外，针对冲顶现象的研究中，对激励频率、充液率的取点仍然较少，因此能分析出现象较为有限，后续工作可计算更多工况，以得到更多更深入更为准确的结果。
3. 尽管 MLParticle-SJTU 求解器亦可以用于模拟多自由度的液舱晃荡问题，不过由于相关实验数据的缺失及个人工作精力有限的原因，本文没有针对多自由度液舱晃荡问题进行讨论，可以在今后的工作中加以补充。同时值得研究的问题亦有很多，例如在实际工程应用中若需要考虑液舱舱壁的弹性，则成为舱壁与晃荡液体之间流固耦合问题，这些问题均可以在今后的工作中完成。

参考文献

- [1] BAGNOLD R. Interim report on wave-pressure research. Tech. rep. Institution of Civil Engineeris, 1939.
- [2] MIKELIS N, MILLER J, TAYLOR K. Sloshing in partially filled liquid tanks and its effect on ship motions: numerical simulations and experimental verification[J]. Royal institution of naval architects transactions, 1984, 126.
- [3] HATTORI M, ARAMI A, YUI T. Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types[J]. Coastal Engineering, 1994, 22(1-2): 79–114.
- [4] MASUKO Y, SAKURAI A. Sloshing impact pressure in roofed liquid tanks[J]. Journal of pressure vessel technology, 1994, 116: 193.
- [5] PANIGRAHY P, SAHA U, MAITY D. Experimental studies on sloshing behavior due to horizontal movement of liquids in baffled tanks[J]. Ocean Engineering, 2009, 36(3): 213–222.
- [6] KIM Y. Experimental and numerical analyses of sloshing flows[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2007, 58(1-4): 191–210.
- [7] AKYILDIZ H, ÜNAL E. Experimental investigation of pressure distribution on a rectangular tank due to the liquid sloshing[J]. Ocean Engineering, 2005, 32(11): 1503–1516.
- [8] AKYILDIZ H, ÜNAL N E. Sloshing in a three-dimensional rectangular tank: numerical simulation and experimental validation[J]. Ocean Engineering, 2006, 33(16): 2135–2149.
- [9] MARSH A, PRAKASH M, SEMERCIGIL S, et al. A shallow-depth sloshing absorber for structural control[J]. Journal of Fluids and Structures, 2010, 26(5): 780–792.
- [10] PASTOOR W, OSTVOLD T, BYKLUM E, et al. Sloshing load and response in LNG carriers for new designs, new operations and new trades[J]. Proceedings of the Gastech, Bilbao, 2005.
- [11] 蔡忠华. 液货船液舱晃荡问题研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2012.
- [12] 祁恩荣, 庞建华, 徐春, 等. 薄膜型 LNG 液舱晃荡压力与结构响应试验[J]. 舰船科学技术, 2011, 33(4): 17–24.
- [13] 高伟. 液体载货船运动响应的模型试验研究[D]. 大连理工大学, 2008.
- [14] BOGAERT H, LÉONARD S, BROSSET L, et al. Sloshing and scaling: results from the Sloskel project[C]//The Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore, Polar Engineers. [S.l.]: [s.n.], 2010.
- [15] JEON S, KIM H, PARK J, et al. Experimental investigation of scale effect in sloshing phenomenon[J]. 2008.

- [16] REPALLE N, THIAGARAJAN K, et al. Experimental study of evolution of impact pressure along the vertical walls of a sloshing tank[C]//The Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore, Polar Engineers. [S.l.]: [s.n.], 2010.
- [17] KAMINSKI M L, BOGAERT H, et al. Full scale sloshing impact tests[C]//The Nineteenth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore, Polar Engineers. [S.l.]: [s.n.], 2009.
- [18] KAMINSKI M L, BOGAERT H, et al. Full Scale sloshing impact tests-part 2[C]//The Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore, Polar Engineers. [S.l.]: [s.n.], 2010.
- [19] DODGE F T. Analytical representation of lateral sloshing by equivalent mechanical models[J]. NASA Special Publication, 1966, 106: 199.
- [20] ALIABADI S, JOHNSON A, ABEDI J. Comparison of finite element and pendulum models for simulation of sloshing[J]. Computers & Fluids, 2003, 32(4): 535–545.
- [21] 包光伟. 平放柱形贮箱内液体晃动的等效力学模型[J]. 上海交通大学学报, 2003, 37(12): 1961–1964.
- [22] 夏益霖. 液体晃动等效力学模型的参数识别[J]. 应用力学学报, 1991(4): 27–35.
- [23] FALTINSEN O M. A numerical nonlinear method of sloshing in tanks with two-dimensional flow[J]. Journal of Ship Research, 1978, 22(3): 193–202.
- [24] FALTINSEN O M. A NONLINEAR THEORY OF SLOSHING IN RECTANGULAR TANKS[J]. Journal of Ship Research, 1974, 18(4).
- [25] WATERHOUSE D D. Resonant sloshing near a critical depth[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 281(281): 313–318.
- [26] FALTINSEN O M, TIMOKHA A N. An adaptive multimodal approach to nonlinear sloshing in a rectangular tank[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 432(432): 167–200.
- [27] DILLINGHAM J. MOTION STUDIES OF A VESSEL WITH WATER ON DECK[J]. Decks, 1981.
- [28] VERHAGEN J H G, WIJNGAARDEN L V. Non-linear oscillations of fluid in a container[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1965, 22(4): 737–751.
- [29] DONG Y L, HANG S C. Study on sloshing in cargo tanks including hydroelastic effects[J]. Journal of Marine Science and Technology, 1999, 4(1): 27–34.
- [30] AMANO K, YAMAKAWA M. Three-dimensional Analysis of Sloshing Problems Using a Boundary Element Method. 2nd Report, Fluid-Structure-Interaction Analysis Method.[J]. Nihon Kikai Gakkai Ronbunshu B Hen/transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Part B, 1990, 56(523): 684–689.
- [31] HUANG S, DUAN W Y, ZHU X. Time-domain simulation of tank sloshing pressure and experimental validation[J]. Journal of Hydrodynamics, 2010, 22(5): 556–563.

- [32] WU G X, MA Q W, TAYLOR R E. Numerical simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a finite element method[J]. *Applied Ocean Research*, 1998, 20(6): 337–355.
- [33] NOH W F, WOODWARD P. SLIC (simple line interface calculation)[C]//*Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28–July 2, 1976 Twente University, Enschede*. Springer. [S.l.]: [s.n.], 1976: 330–340.
- [34] HIRT C W, NICHOLS B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. *Journal of computational physics*, 1981, 39(1): 201–225.
- [35] YOUNGS D L. Time-Dependent Multi-material Flow with Large Fluid Distortion[M]. [S.l.]: [s.n.], 1982: 273–285.
- [36] KIM Y, SHIN Y S, LEE K H. Numerical study on slosh-induced impact pressures on three-dimensional prismatic tanks[J]. *Applied Ocean Research*, 2004, 26(5): 213–226.
- [37] 朱仁庆. 液体晃荡及其与结构的相互作用[D]. 无锡: 中国船舶科学研究中心, 2002.
- [38] 刘永涛. 舱室内液体晃荡的数值模拟及其与船体运动耦合作用的研究[D]. 上海交通大学, 2014.
- [39] OSHER S J, SETHIAN J A. Fronts Propagating with Curvature Dependent Speed[J]. *J. Comput. Phys.*, 1988, 79: 2.
- [40] CHEN Y G, DJIDJELI K, PRICE W G. Numerical simulation of liquid sloshing phenomena in partially filled containers[J]. *Computers & Fluids*, 2008, 38(4): 830–842.
- [41] SUSSMAN M, FATEMI E, SMEREKA P, et al. An improved level set method for incompressible two-phase flows[J]. *Computers & Fluids*, 1998, 27(5): 663–680.
- [42] 朱仁庆, 方智勇, 张照钢, 等. Level-set 法预报液舱内剧烈晃荡引起的冲击压强[J]. *船舶力学*, 2008, 12(3): 344–351.
- [43] 方智勇, 朱仁庆, 杨松林. 基于 Level-set 法和通度概念液体晃荡特性研究[J]. *海洋工程*, 2007, 25(2): 91–97.
- [44] LUCY L B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis[J]. *The astronomical journal*, 1977, 82: 1013–1024.
- [45] 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.
- [46] SOUTO IGLESIAS A, PÉREZ ROJAS L, ZAMORA RODRÍGUEZ R. Simulation of anti-roll tanks and sloshing type problems with smoothed particle hydrodynamics[J]. *Ocean Engineering*, 2004, 31(8-9): 1169–1192.
- [47] SOUTO-IGLESIAS A, DELORME L, PÉREZ-ROJAS L, et al. Liquid moment amplitude assessment in sloshing type problems with smooth particle hydrodynamics[J]. *Ocean Engineering*, 2006, 33(11-12): 1462–1484.
- [48] COLAGROSSI A, LUGNI C, BROCCINI M. A study of violent sloshing wave impacts using an improved SPH method[J]. *Journal of Hydraulic Research*, 2010, 48(Supp 1): 94–104.

- [49] 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.
- [50] 陈正云, 朱仁庆, 祁江涛. 基于 SPH 法的二维液体大幅晃荡数值模拟[J]. *船海工程*, 2008, 37(2): 44–47.
- [51] 韩旭, 杨刚, 龙述尧. SPH 方法在两相流动问题中的典型应用[J]. *湖南大学学报 (自科版)*, 2007, 34(1): 28–32.
- [52] KOSHIZUKA S, OKA Y. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid[J]. *Nuclear science and engineering*, 1996, 123(3): 421–434.
- [53] LEE C J K, NOGUCHI H, KOSHIZUKA S. Fluid-shell structure interaction analysis by coupled particle and finite element method[J]. *Computers & structures*, 2007, 85(11): 688–697.
- [54] YANG Y, TANG Z, WAN D, et al. Numerical simulations of 3D liquid sloshing flows by MPS method[C]//The Eleventh ISOPE Pacific/Asia Offshore Mechanics Symposium. International Society of Offshore, Polar Engineers. [S.l.]: [s.n.], 2014.
- [55] YANG Y, TANG Z, WAN D, et al. Investigation of Excitation Period Effects on 2D Liquid Sloshing by MPS Method[C]//The Twenty-fifth International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore, Polar Engineers. [S.l.]: [s.n.], 2015.
- [56] 潘徐杰, 张怀新. 用移动粒子半隐式法模拟液舱横摇晃荡现象[J]. *上海交通大学学报*, 2008, 42(11): 1904–1907.
- [57] 潘徐杰, 张怀新. 移动粒子半隐式法晃荡模拟中的压力震荡现象研究[J]. *水动力学研究与进展*, 2008, 23(4): 453–463.
- [58] 张雨新, 万德成, 日野孝则. 基于 MPS 方法数值模拟三维液舱晃荡[C]//全国水动力学研讨会并周培源诞辰 110 周年纪念大会. [出版地不详]: [出版者不详], 2012.
- [59] 张雨新, 万德成. 用 MPS 方法数值模拟低充水液舱的晃荡[J]. *水动力学研究与进展*, 2012, 27(1): 100–107.
- [60] 张雨新, 万德成. 改进的 MPS 方法在晃荡问题中的应用[C]//全国水动力学学术会议. [出版地不详]: [出版者不详], 2011.
- [61] 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*, 2011(2): 34–48.
- [62] 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.
- [63] TANAKA M, MASUNAGA T. Stabilization and smoothing of pressure in MPS method by Quasi-Compressibility[J]. 2010, 229(11): 4279–4290.
- [64] ZHANG Y, WAN D. Apply mps method to simulate liquid sloshing in lng tank[J]. *Phytotherapy Research*, 2012, 29(12): 1843–1857.

- [65] ZHANG Y, WANG X, TANG Z, et al. Numerical simulation of green water incidents based on parallel MPS method[J]. *Journal of Petroleum Technology*, 2013.
- [66] CHEN J K L, NOGUCHI H, KOSHIZUKA S. Fluid-shell structure interaction analysis by coupled particle and finite element method[J]. *Computers & Structures*, 2007, 85(11-14): 688-697.
- [67] 张雨新. 改进的 MPS 方法及其三维并行计算研究[D]. 上海交通大学, 2014.
- [68] ABRAHAMSEN B C, FALTINSEN O M. A numerical model of an air pocket impact during sloshing[J]. *Applied Ocean Research*, 2012, 37(4): 54-71.
- [69] ABRAHAMSEN B C, FALTINSEN O M. Scaling of entrapped gas pocket slamming events at dissimilar Euler number[J]. *Journal of Fluids & Structures*, 2013, 40(7): 246-256.
- [70] ABRAHAMSEN B C, FALTINSEN O M. The natural frequency of the pressure oscillations inside a water-wave entrapped air pocket on a rigid wall[J]. *Journal of Fluids & Structures*, 2012, 35(1): 200-212.
- [71] MEHL B, PÜTTMANN A, SCHREIER S. Sensitivity study on the influence of the filling height on the liquid sloshing behavior in a rectangular tank[J]. *Journal of Comparative Physiology*, 2014, 200(7): 615-626.
- [72] BOTIA-VERA E A, Souto-Iglesias, BULIAN G, et al. Three SPH Novel Benchmark Test Cases for free surface flows[J]. 2010.

致 谢

四年的大学时光十分短暂，眨眼之间，仿佛刚踏入交大校园的我，便要满载着四年来学业与人生经验上的收获离开这里。回首四年，感慨万千，每次想到自己穿上学士服的那一刻，心里就会有一种说不出的感觉。这四年里，我走过很多地方，结识了许多朋友，经历了许多事情，改变了许多想法，在这个即将完成本科毕业设计论文的时刻，我想把自己最诚挚的感谢送给这几年来陪伴我成长的老师、同学、家人，以及所有曾经给予过我帮助的人们。

首先我要感谢我毕业设计的指导老师万德成教授。我的本科毕业设计，从选题、把握方向，到修改论文、解决困惑，都离不开万老师的悉心指导与耐心帮助。从选题之初，万老师就利用了很长时间为我们耐心讲解毕设的要求和各项主要工作，开题答辩上也十分细心地为我明确了具体的研究方向。同时，万老师还为我们创造了良好的科研学习环境，为我们每一个本科生也在木兰楼准备了自己的办公位置。万老师不仅每周坚持召开小组讨论会，也会经常监督我们的工作情况及任务完成情况。万老师对待学术的精神让我十分佩服，他待人亲切和善，也能够允许学生不同的声音，听取学生的意见与想法，同时学识渊博，有大家风范。万老师严谨的治学态度深深地影响了我，使我受益良多，因此在这里首先对万德成教授致以最崇高的敬意以及最真诚的感谢。

感谢在本科毕业设计中为我耐心指导的张友林学长，始终不厌其烦地为我解决各种问题，以及提供求解器、后处理软件、教我集群使用的陈翔学长，以及在我撰写本科毕设期间同一个办公室一起工作学习生活的前辈和同学们。感谢你们让我这半年来毕业设计的生活不会觉得痛苦或孤单。

此外要感谢我在日本大阪大学科研实习期间给予我资助的 JASSO 机构，无私指导与帮助的冈野泰则教授、加藤直三教授及高木洋平博士，以及靳鑫学长、Wai Phyo Kyaw 学长、Thaw Tar 学长、王磊学长、Petya Stoyanova 学姐、矢野雅喜学长、山本卓也博士、以及在日本半年来自世界各地的陪伴我成长的老师与同学们，我就是在这里开始了我的计算流体力学旅程。同时要感谢我在沙特阿拉伯阿卜杜拉国王科技大学暑期科研期间给予我资助的 David Yeh 先生，给予我耐心指导的 David Keyes 教授及 Rooh Amin Khurram 博士，以及所有在这里与我一起学习工作旅行的老师与同学们，我就是在这里开始认识到计算科学的魅力并由此走向这条人生道路的，感谢你们！

感谢爸爸、妈妈和外婆多年来对我的培养与鼓励，也是他们的爱支持着我走到今天，并一直继续走下去，同时感谢他们的经济支持，让我能够有机会去看一个很大的世界。

最后感谢 Wejianwen 同学提供的毕业论文模板以及 GitHub 上所有参与此 LaTeX 项目的热心朋友，为本文的撰写与排版节约了许多宝贵的时间。

NUMERICAL SIMULATION ON COMPLEX LIQUID SLOSHING WITH MESHLESS PARTICLE SOLVER MLPARTICLE-SJTU

Complex liquid sloshing refers to the phenomenon that under the outer excitation of the ships like roll, pitch and heave, the liquid in the liquid tanks will generate complicated free surface movement and transition, which is a key factor that influences the safety of liquid tankers such as LNG (liquefied natural gas) ships and oil tankers. This will cause severe accidents in two perspectives. On one hand, the liquid in the liquid tanks will generate great moment during the ship voyage. The moment will probably influence the ship stability and even result in ship overturn if this problem is not properly treated. On the other hand, when outer excitation frequency approaches the natural frequency of the liquid tanks, resonance will happen and the impact pressure of the liquid on the liquid tank sidewalls becomes extremely large. This will result in serious liquid tank damage or even destroy and at the same time contaminate the ocean and the environment if petrol or certain chemical leaks outside.

As a result, for the safety of all the crew members on the liquid tankers and the safety of liquid cargos, as well as to protect the ocean and the whole environment, analysis and prediction of complex liquid sloshing problems is of great significance in the industry. However, there is much limitation of traditional methodology to handle such complex liquid sloshing problems with strong nonlinear characteristics. This is because traditional methodology and calculation methods can only deal with very simple shapes of the liquid tanks like the rectangular liquid tanks, or can only cope with relatively limited conditions of the liquid movement such as small angle amplitude sloshing. These circumstances do not parallel and satisfy the industrial needs. Doing experiments are not very satisfactory either. This is not only because experiments require great time consumption and extremely high cost, but also because there are usually scale effects between the liquid tanks used in the experiments and the real liquid tanks, so that the experiments do not necessarily resemble the real circumstances. Other than carrying out experiments and theoretical calculation, we can also use numerical simulation methods, but mesh methods to track free surface shapes, which are most popular methods nowadays in computational fluid dynamics field, are generally intricate. Like the widely used mesh method Volume of Fluid method, it has to generate very small meshes to catch the free surface shapes and when the shape changes or moves to other area, the mesh fails to follow and move with the free surface. Thus, we implement independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU to carry out research on complex liquid sloshing. Independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU implements Meshless Particle Semi-implicit methodology. This is a meshless method that uses particle model and Lagrangian description to describe the fluid movement, which is very suitable to catch large free surface shape changes and transition. Main work of this thesis is generalized into the following perspectives:

First of all, we discuss sloshing-related theory and methodology. This includes basic theory on Meshless

Particle Semi-implicit methodology on control equations, kernel functions, particle models, procedure about dealing with boundary conditions and solutions about pressure Poisson equation; pressure oscillation of Meshless Particle Semi-implicit method and improvement methods of it; basic analysis approaches on sloshing, like discriminant and appearance prerequisite of different free surface shapes; formulae of theoretical natural frequency; and solving procedure of independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU. This section is the basics of the whole thesis. The methodology serves in analysis of all different simulations; formulae of first-order natural frequency are also implemented in comparison with different numerical simulation results. Discriminant and appearance prerequisite of different free surface shapes are also implemented every time we compare our free surface shapes of simulations with the free surface shapes of experiments and other types of simulation results of free surface shapes such as Volume of Fluid method.

With two-perspective verification about the numerical simulation results of independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU, we can independently utilize the solver to analyze liquid sloshing. First we compare the simulation results of independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU under surge DOF (dimension of freedom) with experiment results, and then compare the simulation results of independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU under roll DOF with the simulation results of sloshing tutorials of interDymFoam in the open source software OpenFOAM with Volume of Fluid method. Comparison includes free surface shapes and pressure curves and peaks. We can observe strong transition in free surface shapes that are very comparable results with experiments and Volume Of Fluid method simulation results. We also analyze the formation of two peaks in a stable period in the impact pressure curve. The results demonstrate that there tend to be two peaks in every stable period during the liquid sloshing, not only for the surge DOF or the roll DOF. The first peak is larger because the liquid slashed on the liquid tank sidewalls meets no restriction of other cluster of liquid particles, but the second peak forms when the liquid sloshed to the top of the liquid tank falls back and converge with the latter cluster of liquid particles. This reduces the impact of the liquid on the liquid tank sidewalls. Meanwhile, we use the simulation results above to discuss the air pocket, prediction of pressure curve and free surface shapes. The results demonstrates that serious pressure impact phenomenon, broken free surface shapes and splashing liquid around the roof of the liquid tanks represent a good and obvious three-dimensional effect, and it demonstrates the multifunctional characteristic of independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU. Overall, independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU can simulate the free surface shapes with small error, and also give a fairly good prediction about the pressure peaks.

Roof impact refers to the phenomenon that during the sloshing of liquid tanks of ships, because of the liquid ratio is rather high, the sloshing amplitude is also large and the sloshing is relatively serious, the liquid inside will impacts the roof of the liquid tanks with a great pressure peak. This phenomenon is also a very serious problem to the safety of liquid tankers because top structure of liquid tanks is relatively vulnerable compared with liquid tank sidewalls. Correspondingly, if the roof suffers the same level of pressure impact with the sidewalls of the liquid tanks, the roof of the liquid tanks is easier to break. Thus, roof impact has continuously been a research concentration in complex liquid sloshing problems. We discuss the complex roof impact phenomenon in this thesis. Because of the air pocket effect and the limitation of independent-

developed meshless particle solver MLParticle-SJTU, our simulations ignore the air phase, but prediction error of the pressure peaks is not so obvious. With independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU, we also discuss the impact of different physical factors on liquid tank roof, including liquid ratio, outer excitation frequency, and verify our simulation results with experiment results described in other papers. According to result comparison, there are too much unpredictability on the pressure peak appearance, that even experiments cannot give a proper and precise prediction on complex roof impact phenomenon. Though it gives a different result every time we carry out a new experiment, possible time positions and amplitudes are usually certain, and independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU can also provide a relatively precise prediction to this extent. This is quite enough as we simply concentrate on the pressure peaks, the position where it happens and the time when it occurs. Via changing the liquid ratio during the simulations, we finally get the critical value that roof impact happens. Via changing outer excitation frequency, we can witness that maximum of pressure peak values also appears around the first-order natural frequency. In general, independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU has already been able to provide industry-valuable results for roof impact simulations.

Overall, we first simulate liquid sloshing with different types of excitation based on Moving Particle Semi-implicit methodology, calculation methods of natural frequency and analysis on free surface shapes. We can observe strong transition in free surface shapes that are very comparable results with experiments and Volume Of Fluid method simulations. We also analyze the formation of two peaks in a stable period in the impact pressure curve. We then discuss the complex roof impact phenomenon in this thesis. Because of the air pocket effect and the limitation of MLParticle-SJTU solver, our simulations ignore the air phase, but prediction error of the pressure peaks is not obvious. The simulation results of independent-developed meshless particle solver MLParticle-SJTU are very precise and practical in engineering implementation. We can attempt to extend the solver into multiphase fluid problems in the research in the future.