

上海交通大学硕士学位论文

基于 MPS-FEM 耦合方法研究孤立波对弹性
结构物的砰击

硕士研究生：饶成平

学 号：115010910109

导 师：万德成教授

申 请 学 位：工学硕士

学 科：船舶与海洋工程

所 在 单 位：船舶海洋与建筑工程学院

答 辩 日 期：2018 年 1 月

授予学位单位：上海交通大学

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

**NUMERICAL INVESTIGATION OF
SOLITARY WAVE-INDUCED SLAMMING
ON FLEXIBLE STRUCTURE BY
MPS-FEM COUPLED METHOD**

Candidate:	Rao Chengping
Student ID:	115010910109
Supervisor:	Prof. Wan Decheng
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Naval Architecture and Ocean Engineering
Affiliation:	School of Naval Architecture, Civil and Ocean Engineering
Date of Defence:	Jan, 2018
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

基于 MPS-FEM 耦合方法研究孤立波对弹性结构物的砰击

摘要

随着人类对海洋资源的持续开发，远岸与近岸工程结构物的安全问题成为工程人员重点关注的对象。其中，波浪对结构物的砰击问题是船舶与海洋工程领域的研究热点。波浪砰击现象常发生于船舶的艏部、艉部，海洋平台的底部甲板、超大型浮式结构以及近岸的栈桥等。波浪砰击发生时常常伴随有巨大的砰击载荷，可能造成结构物的变形和破坏，从而严重影响结构物的安全性。因此波浪砰击载荷已经成为大型海洋工程结构物设计时考虑的重要因素。此外，在船舶与海洋工程领域结构物的跨度较大，其整体刚度往往较小，使得结构的变形在砰击问题中有着不可忽略的影响，因此开展弹性结构物的波浪砰击问题具有重要的工程意义。

本文使用自主开发的无网格法流固耦合求解器 MPSFEM-SJTU，数值模拟了孤立波对弹性结构物的砰击作用，通过定性、定量地比较弹性、刚性板所受波浪砰击载荷的不同，研究了结构物弹性对波浪砰击载荷的影响，并分析了波高、干舷和净空等参数对砰击载荷的影响。本论文的研究内容具体如下：

首先，基于 MPSFEM-SJTU 求解器建立二维、三维数值波浪水池，并制造出不同幅值的孤立波，通过将数值水池中的孤立波波形与理论值进行比较，验证该求解器的数值造波效果，并为后续的孤立波与结构物之间的流固耦合数值模拟研究打下了基础。

然后，在数值水池中模拟了二维孤立波对结构物的上浪砰击作用，在对刚性结构物的砰击作用过程进行数值模拟时，研究了干舷这一重要参数对砰击载荷的影响，并分析了结构物最容易受到砰击载荷影响的“危险区域”。紧接着模拟了弹性结构物遭受上浪砰击的过程，比较

了弹性、刚性结构物受到的砰击载荷，并从自由面演化、砰击压力和流体速度场等方面分析了结构物弹性对砰击载荷的影响。

本文最后模拟了结构物的底部砰击问题。在二维孤立波对刚性水平板的底部砰击作用研究中，分析了底部砰击载荷的演化过程，并系统地研究了孤立波波高、平板净空对砰击载荷的影响。通过将获得的平板上托力峰值与试验结果进行对比，验证了该求解器对底部砰击载荷问题计算的准确性。在二维孤立波对弹性水平板的底部砰击作用研究中，从弹性、刚性板受到的底部砰击载荷峰值、载荷分布等方面，比较分析了结构物弹性对底部砰击的影响。最后再将弹性水平板的底部砰击问题扩展到三维，同样对波高和平板净空进行了参数研究，从甲板上浪，上托力峰值，砰击压力分布和流体速度场四个方面研究结构物弹性对砰击的影响，并分析了底部砰击现象中的三维效应。

关键词： 波浪砰击，流固耦合，MPS 方法，有限单元法，数值水池

NUMERICAL INVESTIGATION OF SOLITARY WAVE-INDUCED SLAMMING ON FLEXIBLE STRUCTURE BY MPS-FEM COUPLED METHOD

ABSTRACT

With the constant exploitation of ocean resources, the safety of offshore and coastal structures has been an object of concern to the engineers. The wave-induced slamming is one of most common research issues in the field of naval architecture and ocean engineering. Slamming is the phenomenon of structure impacting the water surface. It is commonly observed on the bow and stern of ship, offshore platform, trestle bridge and very large floating structure (VLFS). The extremely high load during the slamming would bring large deformation or damage to the structures, and bring impairs to the safety of these structures. Therefore, the slamming force analysis is an indispensable procedure in the design and manufacture of the offshore structures.

In present paper, the in-house fluid-structure interaction (FSI) solver – MPSFEM-SJTU is employed to simulate the interaction between solitary waves and the flexible structure. The effects of structural flexibility, as well as the wave amplitude, freeboard and structure position, on the wave-induced slamming force are primarily investigated. This paper contains the following contents:

The numerical wave tank is first implemented in the context of MPSFEM-SJTU solver to generate the solitary waves with various amplitudes. The profile of the obtained numerical wave is subsequently compared with the theoretical solution. The satisfactory agreement achieved in the comparison indicates that desired solitary wave can be generated using the present solver. It also lays firm foundation to the simulations of the wave-plate interaction in the following sections.

Then the problem of 2D green water slamming is simulated. In the simulations of the slamming on the rigid structure, the effects of freeboard on the slamming load are analyzed. The regions on the plate that most vulnerable to the slamming load are also presented. Then the solitary wave impacting onto the flexible structure is simulated. By comparing the obtained results with the counterparts in the rigid cases, the effects of structural flexibility are investigated in the aspects of free surface, slamming pressure and velocity field.

Finally the problem of wave-induced slamming on the structure bottom is investigated. In the study of 2D solitary wave interacting with the horizontal rigid plate, the effects of wave amplitude and plate elevation (or clearance) on the slamming load are primarily considered. By comparing the obtained results with the available experimental data, the accuracy of the present solver with regard to slamming problem is verified. Then the solitary waves impacting onto a horizontal fleixble plate is simulated. The effects of structural flexibility on the slamming force are quantified through the comparison of maximum slamming force between the rigid and flexible cases. It is found that the structural flexibility alters the peak value of the vertical force and distribution of the slamming pressure evidently owing to the vibration of the plate. The simulations are subsequently extended to 3D cases. The effects of the structural flexibility on the slamming process are analyzed in the aspects of green water on deck, maximum uplift force, slamming pressure distribution and velocity field. Apart from the parametric studies on wave amplitude and plate elevation, the 3D effects during the wave-plate interaction are discussed.

KEY WORDS: Wave-induced slamming; MPS method; Finite element method; Fluid-structure interaction; Numerical wave tank

目 录

基于 MPS-FEM 耦合方法研究孤立波对弹性结构物的砰击	1
摘要	1
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 课题的研究背景和意义	1
1.2 砰击问题的研究进展	2
1.2.1 理论研究	2
1.2.2 试验研究	5
1.2.3 数值研究	7
1.3 本文的主要工作	13
第二章 流固耦合的计算方法	15
2.1 MPS 方法理论	15
2.1.1 控制方程	16
2.1.2 粒子作用模型	16
2.1.3 边界条件	21
2.1.4 压力 Poisson 方程	23
2.1.5 时间积分	24
2.2 有限单元法理论	24
2.2.1 控制方程	24
2.2.2 矩阵建立	25
2.2.3 时间积分	31
2.3 MPS 和 FEM 的耦合策略	32
2.3.1 流体力的插值	33
2.3.2 边界位移的插值	34
2.4 本章小结	34
第三章 数值水池及造波验证	36
3.1 数值造波理论	36
3.2 数值消波理论	37
3.3 二维孤立波的数值造波	37

3.4 三维孤立波的数值造波	40
3.5 本章小结	43
第四章 孤立波对结构物的上浪砰击	45
4.1 数值计算模型	46
4.2 甲板高度对上浪砰击的影响	47
4.3 结构物弹性对上浪砰击的影响	55
4.4 本章小结	62
第五章 孤立波对结构物的底部砰击	64
5.1 二维孤立波与水平板相互作用数值模拟	64
5.1.1 收敛性验证	64
5.1.2 甲板净空对底部砰击的影响	67
5.1.3 结构物弹性对底部砰击的影响	71
5.2 三维孤立波与水平板相互作用数值模拟	76
5.2.1 砰击载荷特征分析	77
5.2.2 甲板净空对底部砰击的影响	81
5.2.3 结构物弹性对底部砰击的影响	83
5.3 本章小结	94
第六章 总结与展望	96
6.1 总结	96
6.2 展望	97
参考文献	99
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文	107
致谢	108

第一章 绪论

1.1 课题的研究背景和意义

随着世界经济的发展，各国对石油、天然气的需求持续增加，在陆地化石能源逐渐枯竭的背景下，海洋成为这些化石能源的一个重要来源。借助于船舶与海洋工程结构物的帮助，人类持续深入地对海洋资源进行开发与利用。在一些恶劣的海况下，海上的生产作业系统如钻井平台、浮式生产储油卸油装置（FPSO）、液化天然气船（LNG）等结构物将受到波浪的砰击作用，具有脉冲特性的砰击载荷将给结构物的安全性带来严峻考验。



(a) 大型邮轮船艏



(b) 海洋平台甲板



(c) 栈桥



(d) SpaceX 海上回收平台

图 1-1 遭受砰击的海洋工程结构物
Fig.1-1 The marine structures suffering from slamming

砰击现象 (slamming phenomenon) 是结构物与自由面流体相互作用的过程，它是船舶与海洋工程领域的一种常见现象^[1]，一般可分为底部砰击 (bottom slamming)、首部外张砰击 (bow-flare slamming)、湿甲板砰击 (wetted deck slamming)、首柱砰击 (bow-stern slamming) 和甲板上浪砰击 (green water

slamming)。例如船舶在波浪作用下会产生剧烈的纵摇运动，船艏将露出水面，并以较高的速度进入水中，该运动会使得船艏、艉与水面发生剧烈的砰击，砰击压力常可使船艏产生严重变形甚至破坏，并给船体带来较大的纵弯矩。与砰击有关的海难在过去几十年时有发生。1980 年冬季，66874 吨散货船 Onomichi-maru 号正以 5.25 节的速度在八级海况的 Beaufort 海域航行，突然船艏甲板向上弯曲 5 度，随后振动两小时并断裂脱落，大约 85% 长度的其他船体在 40 天后沉没。事后的研究报告表明，该船的艏部发生了严重的砰击现象，周期性的低频载荷使得船体主要结构发生了严重的疲劳失效，并且在甲板产生了横向的裂纹，进而断裂，最终导致该船沉没。与此同时，砰击也逐渐引起了船舶与海洋工程领域研究人员的关注。

砰击常常涉及到固体、液体以及气体三种介质的相互作用。海洋工程结构物在遭受极端波浪时，可能会产生较大的砰击力，使得结构物发生变形甚至失效，从而大大影响海上结构物的作业。在实际的海洋工程问题中，结构物的尺度相对较大，往往跨度在几百米甚至几十公里的范围内，其较小的整体刚度导致结构物的变形往往不可忽略。根据 Ohkusu 等^[2]的研究结果表明，在波浪载荷下超大型浮式结构物的垂向最大位移甚至能够达到一米，因此考虑结构物的弹性对于砰击问题的研究十分必要。本文基于 MPS-FEM 耦合方法研究波浪对弹性结构物的相互作用，试图揭示实际砰击现象发生时的机理，具有一定的工程意义。

1.2 碰击问题的研究进展

1.2.1 理论研究

有不少学者，如崔维成^[3]，Chen^[4]，Faltinsen^[5]等，在其综述文章中详述了水弹性砰击 (hydroelastic slamming) 的研究现状。最早关于砰击问题的理论研究可以追溯到 1929 年，Von Karman^[6]利用经典牛顿力学理论研究了水上飞机降落时所受的砰击压力，如图 1-2 所示，研究中他将飞机截面近似为楔形体，通过动量守恒公式得到了如下计算楔形体入水时所受砰击压力的近似解

$$P(x) = \frac{\rho v_0^2}{2} \frac{\pi \cot \alpha}{\left(1 + \frac{\rho \pi x^2 g}{2M}\right)^3} \quad (1-1)$$

其中 ρ 为流体的密度， M 为楔形体的质量， v_0 为楔形体接触水面时的初始速

度, x 为静水线处的半宽, α 为楔形体的斜升角, 在该公式中考虑了平板入水时的附加质量项 $\rho\pi x^2$ 。需要注意的是, 该近似公式忽略了水面形状的变化, 因此计算值与实际值存在近似误差。

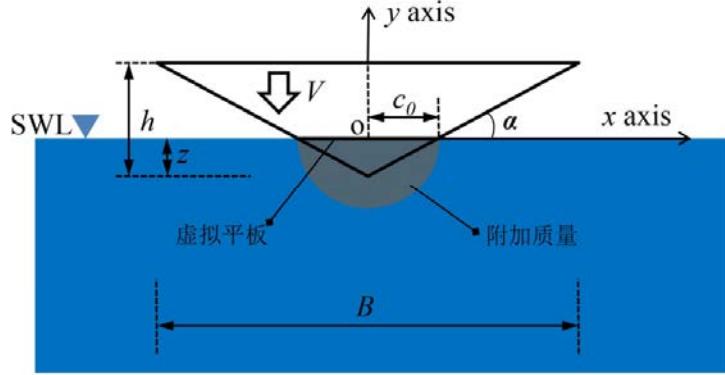


图 1-2 Von Karman 碰击模型
Fig.1-2 The model of Von Karman theory

Wagner^[7]在 Von Karman 理论的基础上, 考虑液体自由面的变化, 利用势流理论得到了楔形体入水时的碰击压力分布以及最大碰击压力

$$P_{\max} = \frac{\rho v_0^2}{2} \left[1 + \left(\frac{\pi \cot \alpha}{2} \right)^2 + \frac{2}{v^2} \cdot z \cdot \left(\frac{dv}{dt} \right) \right] \quad (1-2)$$

其中 v 为楔形体的速度, z 为楔形体入水的深度。

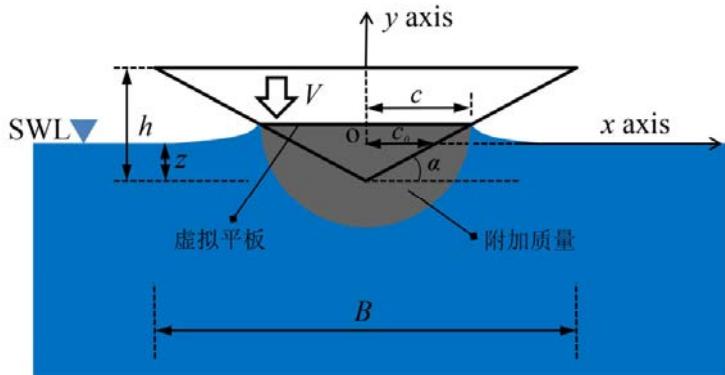


图 1-3 Wagner 碰击模型
Fig.1-3 The model of Wagner theory

虽然以上研究关注的对象是运动物体对水面的碰击作用, 但是他们的研究内容为此后的波浪对结构物的碰击研究打下了坚实的理论基础。波浪对船舶与海洋

工程结构物的砰击作用常常被简化为波浪对甲板和立柱的砰击，而甲板通常具有较大的尺寸，其受到的波浪砰击载荷要远远复杂于立柱，因此本文研究的模型主要孤立波对板状结构物的砰击作用。

Broughton^{[8][9]}等人基于 Von Karman 的砰击理论，研究了波浪对大尺度水平板的砰击作用，其认为平板底部所受的砰击载荷是由惯性力主导，通过计算波浪动量的损失，可以获得平板的砰击载荷。

Wang^[10]基于动量定理研究了不同波浪对水平板的砰击压力，他将砰击压力分解为慢变压力分量 P_{slow} 以及冲击分量 P_{impact} ，其中慢变分量 P_{slow} 约为静水压力的 1 至 2 倍。冲击压力分量 P_{impact} 通常较大，是砰击作用力的主要分量，它对工程问题分析至关重要。在研究中，Wang 将水平板近似为无旋流场的一个非连续边界，对水平板来说，每次与接触水体都会产生波浪冲击力，则波浪作用在水平板底面的冲击压力表达式为

$$P_{impact} = \frac{\pi}{2} \rho g H_{incident} \tanh \frac{2\pi d}{L_{incident}} \left[\frac{1}{C} - \left(\frac{2 \cdot \Delta h}{H_{incident}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1-3)$$

$$C = 1 + \left[\frac{\pi L_x}{L_{incident}} \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta h}{H_{incident}} \right) \right]^2 \quad (1-4)$$

其中 $H_{incident}$ 为入射波高， d 为静水深度， $L_{incident}$ 为入射波长， L_x 为压力点与平板前缘的距离， Δh 为水平板与自由液面的距离。

Kaplan 等^[11]对海洋平台甲板的波浪载荷进行了理论研究，他将平台所受的波浪力分解为砰击力 (slamming force)、阻力 (drag force)、惯性力 (inertia force) 和浮力 (buoyancy force)。

Baarholm 等^[12]借助势流理论，并忽略流体的粘性、表面张力和水弹性，对固定式海洋平台底部的砰击载荷进行研究，并给出了平台底部波浪砰击载荷的理论公式。

需要注意的是，在上述研究中都忽略了结构物弹性对流场的影响。目前关于结构物的水弹性砰击研究主要局限于一些简单形状的结构物，包括圆壳^[13, 14]、楔形体^[15, 16]、水平板^[17, 18]和竖直板^[19]等。例如 Faltinsen 等^[20]针对多体船连接板的砰击问题，借助水弹性理论和渐近线展开对波浪与弹性板的相互作用进行了理论分析，研究表明波浪的砰击位置对结构的最大应力有较大影响。

Faltinsen^[21]在 Wagner 砰击理论的基础上，对弹性楔形体的入水砰击进行理论研究，其中楔形体由两块正交异性板组成。通过求解加筋板的弯曲微分方程，

分析了斜升角 (deadrise angle) 和入水速度对楔形体的水弹性入水砰击的影响。在另外一项研究^[20]中, 他指出当砰击载荷的作用时间与局部结构的一阶振动频率为同一数量级时, 结构物的弹性对砰击作用的影响不可忽略。

Kvalsvoid^{[22][23]}对水平弹性板的入水砰击问题进行了理论研究, 其中板的结构采用 Timoshenko 梁描述, 而砰击压力采用广义 Wagner 理论进行计算, 研究表明弹性板的弹性对于砰击载荷和应力影响较大。

Meng 和 Lu^[24]利用匹配特征函数展开法 (Matched eigenfunction expansions) 对波浪和大型浮式结构物的流固耦合问题进行研究, 并给出了不同波浪频率下的波高分布、激振力、附加质量、附加阻尼和辐射阻尼。

理论研究能够很好地揭示砰击现象中的流动规律的物理机制, 但是它对砰击问题做了大量的简化。例如将流体视为理想流体, 或将结构视为楔形体和平板, 因此往往只能研究一小部分问题。实际的砰击问题要复杂得多, 不仅结构物具有复杂的边界形状, 而且流体自由面也会产生剧烈的变化, 因此要想探索更为复杂的砰击现象, 研究人员需要借助试验研究以及数值研究两种方法。

1.2.2 试验研究

由于波浪砰击问题具有较强的瞬时特性和非线性, 理论研究常常无法满足工程实际的需要, 因此研究人员需要结合工程实际设计波浪对结构物的砰击作用试验。在早期, 工程人员利用物理模型试验推出了各类经验公式, 对预报波浪砰击载荷取得了较好的结果。结构形式 (水平、竖直、 Γ 形)、波高、甲板净空、不同水深^[25]、不同岸接形式^[26]、不同支撑刚度^[27]等。

Allsop 等^[28]在试验研究了斜坡上波浪破碎对竖直壁面的砰击压力, 对斜坡形状参数进行了一系列的参数研究, 结果表明砰击压力的最大值发生在波浪与壁面接触的位置附近, 且砰击压力与卷入的空气体积成反比。

Seiffert 等^[25]对孤立波与水平板的砰击作用进行了大量试验, 研究了不同水深、波高和甲板净空对砰击压力的影响, 结果表明最大砰击压力与波高近似成正比, 但是对水深的变化并不敏感。

Kisacik 等^[29]受到 Blankenberge 码头形状的启发, 以 1:20 的缩尺比试验研究了波浪破碎对 Γ 字 (角钢) 形结构物的砰击, 试验结果表明结构受到了两次砰击压力, 第一次是波浪破碎与竖直结构的砰击, 第二次是波浪与水平结构物的顶部砰击, 结果表明最大砰击压力发生在结构物角点处。尽管该种结构形式能够有效减少越浪 (或上浪) 的影响, 能量无法顺利耗散使得产生的砰击载荷更为严峻。

Guomo 等^[30]对甲板在波浪下的砰击载荷进行了试验研究，并利用小波变换对采集的数据进行处理，以分析砰击过程中的物理机制，针对不同的关键变量，提出了一种新的波浪砰击载荷预报经验公式，并取得了较好的预测结果。

Watanabe 等^[31]对不同艏部外飘的 S175 型集装箱船在规则波和不规则波下的砰击载荷进行了模型试验，并分析了艏部砰击载荷、甲板上浪概率以及船体所受的波浪弯矩，结果表明船体的运动、甲板上浪以及砰击载荷与外飘形状紧密相关，而外飘形状对船体所受的波浪弯矩影响并不大。

Hermundstad 等^[32]在挪威的 MARINTEK 水池对自航的滚装船模型在斜浪下的艏部砰击问题进行了试验，并通过压力传感器获取了艏部区域的砰击压力，结果表明艏部的砰击载荷对横摇角十分敏感，并且在自航中，艏部的水面抬升（pile-up）大大提高了砰击载荷的幅值。

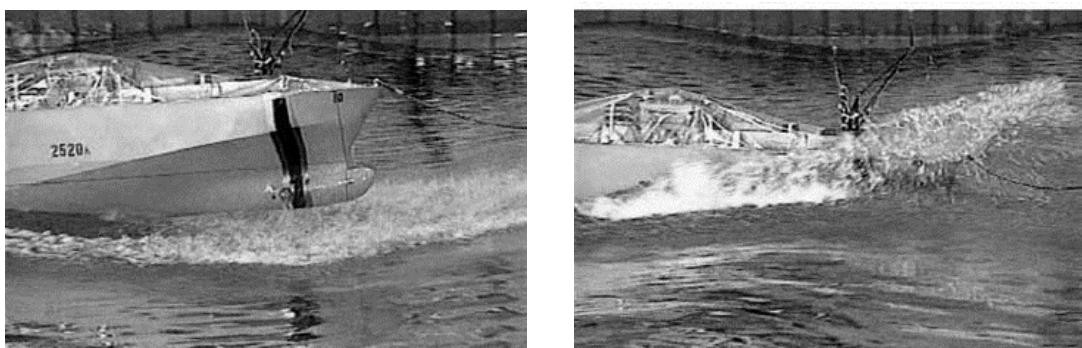


图 1-4 滚装船艏部外张砰击试验 (Hermundstad 等^[32])
Fig.1-4 Bow flare slamming on a Ro-Ro vessel (Hermundstad et al. [32])

以上试验主要考虑的波浪对刚性结构物的砰击压力，忽略了结构物的变形。而在船舶与海洋工程领域，结构物的横向跨度往往较大，比如船底、超大型浮式结构物或者浮式钻井平台甲板，因此他们的整体刚度较小，并不能完全忽略结构变形所带来的影响，因此有学者针对波浪和弹性结构物的相互作用问题进行研究。

Faltinsen 等^[20]对弹性水平板的入水砰击问题进行了物理试验，并获得了平板局部最大应力与平板的几何形状、材料属性和入水速度的关系，试验结果表明考虑水弹性对平板的局部应力有较大影响。

Nelli 等^[33]对规则波中的漂浮板进行了试验，主要研究了弹性板对波浪传递、反射的影响，结果表明由于上浪和破碎带来的能量耗散，规则波的波幅在经过弹性板后显著降低，且该抑制效果对于刚性较大的漂浮板更加显著。

Kimmoun 等^[34]在马赛中央理工大学的物理水池中试验了波浪破碎对弹性数值板的砰击作用，并记录下砰击过程中弹性板的压力分布、弹性板的变形和精细

的流场信息（如翻卷、气穴），试验数据能够为破浪破碎对结构的水弹性砰击问题研究提供验证。

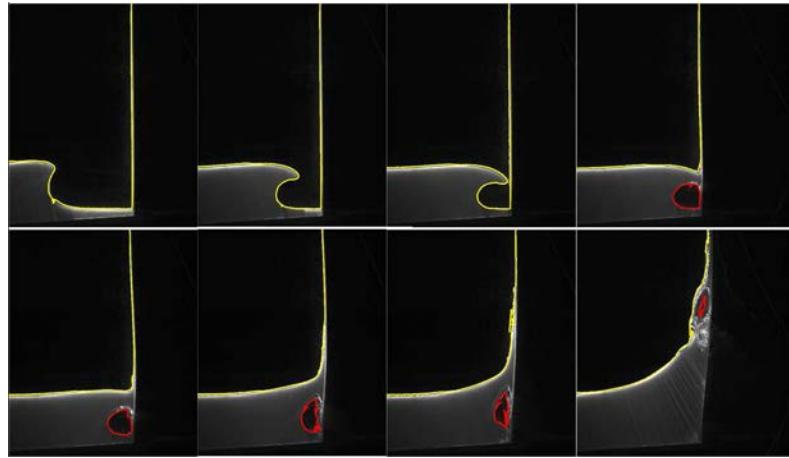


图 1-5 波浪破碎对竖直弹性板的砰击作用 (Kimmoun 等^[34])

Fig.1-5 The flexible vertical wall impacted by a breaking wave (Kimmoun et al.^[34])

Cox 等^[35]在物理水池中对平板结构物的上浪砰击问题进行试验，研究了平板对波高、流速的影响，结果表明平板的存在使得前缘位置的自由面高度提升约 20%，而且无论是平板上部或是下部的流场速度都有明显的提升。

马哲^[36]采用物理模型试验对弹性支撑平板的波浪砰击问题进行了系统地研究，研究了支撑刚度、相对净空和入射波高对砰击载荷分布的影响，并根据砰击压力的分布获得了其概率分布表达式，结果表明砰击作用的持续时间随着支撑刚度的增大而减小。

试验结果能为工程研究提供宝贵的数据，特别是波浪砰击问题中的砰击压力、自由面形状等，为船舶与海洋工程结构物的设计提供了参考。但是试验研究仍存在一定的局限性，例如试验的可重复性、模型与实际物理现象之间存在的尺度效应、昂贵的试验成本和试验数据采集的困难等。在许多情况下，研究人员需要详细的流场信息来对砰击问题进行研究，而这一点试验研究往往无法满足。因此，在很多情况下研究人员采用数值方法来模拟复杂流动。

1.2.3 数值研究

计算流体力学 (CFD, Computational Fluid Dynamics) 是近几十年内发展出来的学科，它伴随计算机技术的高速发展而壮大，并成为流体力学领域最常见的研究方法。在计算流体力学的帮助下，研究人员能够对流场的细节进行分析，获得复杂流动背后的物理机理，并为试验的设计提供一定的参考。目前，CFD 已经

被广泛应用到船舶与海洋工程领域的研究，例如液舱晃荡^[37]、甲板上浪^[38]、船舶阻力^[39]、船舶操纵性^[40]等。计算流体力学能够为研究人员提供详细的流场信息，例如砰击问题中的压力场、速度场和结构物的受力情况等，有不少学者采用一些商业软件如 PHOENICS^[41], Fluent^[42], MSC Dytran^[43]等来研究砰击问题。关于波浪对结构物砰击问题的数值研究可以分为网格类方法和无网格类方法。接下来本节将对这两类方法在波浪砰击问题的应用进行介绍。

1. 网格类方法

常见的网格类方法包括有限单元法 (Finite element method)、有限差分法 (Finite difference method)、有限体积法 (Finite volume method) 等。波浪对结构物的砰击问题具有较强的非线性和瞬时性，并且常常伴随着自由面的翻卷、破碎和融合，有效地模拟上述物理现象对于准确预报砰击载荷具有较大的意义，这对自由面形状的追踪提出了较高的要求。目前最常用来追踪砰击过程中自由面变化的方法包括 MAC (Marker and Cell)、VOF (Volume of fluid) 和 Level-Set 方法。

Irahpanah^[44]借助有限单元法数值模拟了波浪对水平甲板的冲击作用，分析了甲板底部的波浪砰击载荷，获得了波浪对甲板的上托力。

Seiffert 等^[25]基于有限体积法，借助开源 CFD 软件 OpenFOAM 数值模拟孤立波对水平板的砰击作用，研究了数值水池水深、平板净空和孤立波波高等参数对砰击载荷的影响，获得的计算结果与试验值吻合较好，结果表明平板距离水面越近、波高越大则平板所受的砰击合力越大。

Yang 等^[45]借助紧致插值线法 (Constrained Interpolation Profile, CIP) 研究了二维和三维结构物的自由入水砰击问题，并准确预报了结构物的砰击力、压力分布、自由面形状和物体运动。

Liao 等^[46]借助嵌入边界法 (Immersed boundary method) 中的动量守恒格式，将有限差分法 (FDM) 与有限单元法 (FEM) 相结合，并采用虚拟结构方法 (Virtual structure method) 处理变形后的结构物，数值模拟了自由面流动与弹性薄板的相互作用，并取得良好的效果。

Liu 等^[47]模拟了不同波浪载荷下（规则波、随机波、孤立波），二维弹性浮板的水弹性响应，其中流体运动采用边界元法 (BEM) 计算，而结构场的计算采用有限单元法 (FEM)，并获得了与试验数据相吻合的结果。数值模拟和试验的结果同时表明弹性浮板的存在使得单峰的孤立波出现裂变 (Fission phenomenon)

的现象，作者指出了这种波形的变化可能会对浮式结构物受到的总纵弯矩产生较大影响。

Korobkin 等^[48]数值模拟了规则波对弹性水平板的砰击作用，其中板所受的水动力载荷采用线性势流理论求解，而结构的运动响应通过 Euler 梁理论进行计算，主要分析了板的变形与弯曲应力的分布，并指出弹性板受到的水动力载荷由于结构变形产生的阻塞效应，相较于刚性板有所提高。

Greco 等^[49]借助边界元法和刚体的运动方程，数值模拟了超大型浮式结构物运动与底部砰击载荷的耦合作用，并从流动演化、底部砰击载荷两个方面分析了砰击过程中的水弹性效应，并指出底部砰击可能会造成较大的结构应力，因此在平台设计中需要重点关注。

Zhao 等^[50]在正交网格上采用紧致插值线（Constrained interpolation profile, CIP）方法对自由浮体在不同波浪下（规则波、聚焦波、混合波）的上浪砰击进行了数值模拟，并分析了三种波浪下的自由面高度、甲板上浪、砰击压力和浮体运动响应，结果表明由于上浪对浮体的垂荡（Heave）和横摇（Roll）运动有显著影响。此外上述结果在与试验数据的对比中吻合较好。

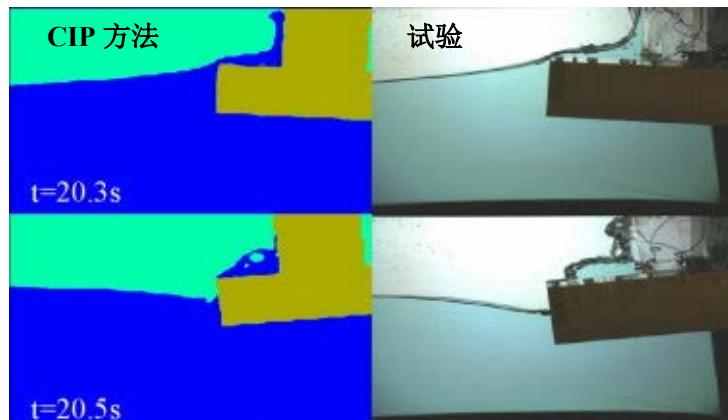


图 1-6 采用 CIP 方法模拟浮体的上浪砰击（Zhao 等^[50]）
Fig.1-6 Green water induced slamming on a floating body using CIP method (Zhao et al. ^[50])

国内也有不少学者采用网格方法对波浪砰击问题进行研究。王永学^[51]在 1999 年对平板的波浪冲击问题进行数值模拟，其采用有限差分法对 N-S 方程进行求解，并利用 VOF 方法获得流体的自由面，得到了一下结果：平板所受的砰击载荷具有很强的随机性；波浪离开时，平板受到负压作用；平板的高度对砰击压力有显著的影响。

任冰^[52]对借助 VOF 方法和 k-ε 模型数值模拟了不同岸接形式码头上部结构物在随机波浪下的砰击作用，不同的岸接形式码头包括开边界码头、可渗透斜坡岸接边界和不可渗透斜坡岸接边界码头，比较了不同岸接形式码头面板所受砰击压力的分布和峰值大小。

马哲^[36]将有限体积法与有限单元法结合，数值模拟了波浪对不同倾斜角平台甲板的砰击作用，他将半浅式平台简化为圆柱与平板结构，研究表明倾斜条件下板所受的砰击压力要明显大于水平工况。

范从军等^[53]借助线性势流理论，研究了波浪作用下竖直板的水弹性响应，分别采用有限差分法和模态叠加法对流固耦合方程进行求解，并分析了板厚、波长对结构物振动和辐射波高的影响，其求解结果与解析解吻合较好。

2. 无网格类方法

无网格方法在上世纪七十年代开始发展，Lucy^[54], Ginglad 和 Monaghan^[55]在 1977 年提出光滑粒子流体动力学 (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH)，并将方法用于天体物理问题的研究，发展到今天该方法已经成为计算流体力学领域中相对成熟的数值方法。据不完全统计，科学界已经发展出上千种无网格方法，除 SPH 外，目前常见的无网格方法有再生核粒子方法(Reproducing Kernel Particle Method, RKPM)^[56]、移动粒子半隐式方法(Moving Particle Semi-Implicit, MPS)^[57]、物质点法 (Material Point Method, MPM)^[58]、无网格伽辽金法 (Element Free Galerkin Method, EFG)^[59]、有限点法 (Finite Point Method, FP)^[60]、无网格局部 Petrov-Galerkin 方法 (Local Boundary Integral Equation Method, MLPG)^[61] 等。

网格类方法在波浪砰击问题中被广泛应用，并取得了许多成果。但是波浪对结构物的砰击问题往往伴随着自由面的非线性和物质的不连续，例如波浪的翻卷、破碎和融合现象等，上述网格类方法在处理这些复杂自由表面问题上仍然存在一些困难，例如网格的变形与自由面的追踪，这些困难是由于网格方法的欧拉描述本质决定的。而无网格粒子方法基于流体的拉格朗日描述，能够很好地处理这些自由面大变形以及强非线性的现象，相比于网格类方法，无网格粒子法通常具有以下几个优势：

- (1) 无网格粒子法不需要网格，不需要生成网格，避免了计算过程中对网格的变形和重构；
- (2) 流体域的由粒子直接表示，避免了自由液面的捕捉与重构；

(3) 采用拉格朗日描述, 能够避免计算中对流项的数值耗散;

(4) 边界由粒子表示, 通过通过边界移动粒子即可处理动边界的问题。

基于上述优势, 无网格类方法常常被用来处理复杂的自由面流动, 包括晃荡、波浪破碎以及波浪砰击问题。

目前, 有不少学者利用无网格方法对相关问题进行数值模拟。Koshizuka 等^[62]采用 MPS 方法对波浪破碎问题进行模拟。Khayyer 等^[63]采用 CISPH (Corrected Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics) 方法模拟了孤立波在斜坡上的破碎, 数值模拟的波面演化与试验结果吻合较好。

Dalrymple 等^[64]基于 SPH 方法模拟了波浪在斜坡上破碎演化问题, 并很好地模拟出了破浪破碎中的复杂物理现象, 例如波浪的翻卷 (overturning)、波面的下落 (plunge) 和反向破碎 (reverse breaking) 等。

Gomez-Gesteira 等^[65]采用 SPH 方法数值模拟了平板的上浪问题, 分析了平板对波浪传播的影响, 并指出在平板在受到极端波浪砰击后, 其尾部可能会产生射流, 模拟的自由面演化与试验结果相吻合。

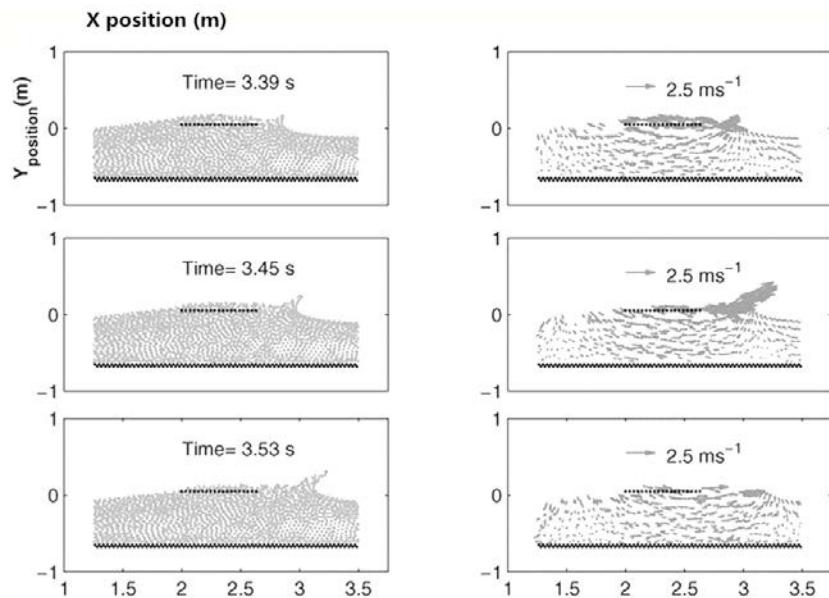


图 1-7 SPH 方法模拟畸形波对水平板的砰击 (Gomez-Gesteira 等^[65])

Fig.1-7 Simulation of rogue wave impacting onto a horizontal plate using SPH method
(Gomez-Gesteira *et al.*^[65])

Chen 等^[66]为了研究海浪发电装置的能量转换效率, 利用 SPH 方法模拟了规则波与底部弹簧铰支的挡板 (flapper) 间的相互作用, 其中挡板的运动采用刚体运动方程进行计算, 结果表明设置更大的转角范围能够提高波浪能量的转化率

(energy conversion ratio), 但是会降低收集效率 (captured efficiency), 且数值模拟的挡板转角与试验结果吻合较好。

郑坤^[67]采用 SPH 方法数值模拟了三维规则波对水平板的砰击作用, 研究了规则波波高、周期和相对净空对砰击压力的影响, 并对砰击压力的幅值和分布进行了详细的分析。

但是将无网格法应用到波浪砰击的流固耦合问题的研究仍比较少见, 并且主要是将无网格法和有限单元法结合进行流固耦合问题的数值模拟。Attaway 最早提出 SPH-FEM^[68]用来模拟固体的碰撞问题, 但是它随后被学者用于模拟流固耦合现象。Fourey 等^[69]基于该方法模拟了二维弹性楔形体的入水砰击问题, 楔形体两侧为 4 毫米厚的铝制悬臂梁, 入水速度为 30m/s, 其中流体域采用 SPH 方法计算, 结构域采用 FEM 方法计算, 最终数值模拟的砰击压力与试验结果吻合较好。Groenenboom 等^[70]同样采用 SPH 和 FEM 的耦合方法模拟了弹性圆壳的入水砰击问题, 其中结构域采用壳单元进行离散, 获得的结构响应和等效应力时历曲线与其他数值方法的结果相吻合。其他一些学者同样采用 SPH-FEM 方法在流固耦合问题计算上取得了不错的效果^{[71][72][73]}。

Idelsohn 等^[74]采用粒子有限元方法 (Particle Finite Element Method) 模拟了晃荡流与弹性隔板的相互作用, 尽管对计算量的要求较高, 该方法对大变形的流固耦合问题求解展现出强大的适应性, 其结果与试验结果吻合较好, 该计算模型也迅速成为流固耦合研究领域的一个标准算例, 被其他学者^{[75][76][77]}用来验证流固耦合求解器的准确性。

Sun 等^[78]采用 MPS-模态叠加法 (Modal superposition method) 模拟了流体与弹性结构物的相互作用, 其流体采用 MPS 方法求解, 结构域采用模态叠加法进行计算, 对于形状简单的流固耦合问题, 该方法展现出了较高的计算效率。

Lee^[79]等采用分部耦合的方式将 MPS 与 FEM 方法结合, 在固-液交界面施加了 Neumann-Dirichlet 条件, 并成功数值模拟了弹性壳结构中的晃荡流动。

Zhang 等^[80]同样采用 MPS-FEM 方法模拟了带弹性侧壁的液舱晃荡, 研究了结构物的弹性模量对侧壁砰击作用的影响。结果表明, 当液舱侧壁的弹性模量较小时, 侧壁附近流体的反弹 (bouncing) 现象越明显, 此外通过比较弹性、刚性液舱中的砰击压力时历曲线, 发现结构的振动诱发了砰击压力的振荡。

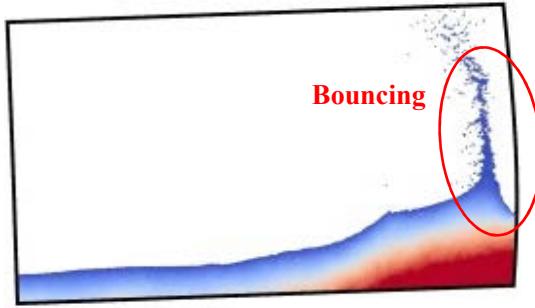


图 1-8 采用 MPS-FEM 耦合方法模拟弹性液舱中的晃荡流动 (Zhang 等^[80])
Fig.1-8 The sloshing flow in a flexible tank using MPS-FEM coupled method (Zhang et al.^[80])

Sriram 等^[81]基于改进后的 MLPG_R (Meshless Local Petrov Galerkin method with Rankine source solution) 方法数值模拟了波浪破碎对弹性结构物的砰击, 通过与试验结果对比, 该方法较好地模拟出了波浪与弹性结构物的相互作用, 且自由面形状与试验结果吻合较好。根据 Abrate^[82]的研究结论, 结构物的振动可能会使得砰击压力出现振荡现象。

Rao 等^{[19][83][84]}采用弱耦合的方式将 MPS 与 FEM 方法结合, 并用于数值模拟二维孤立波对弹性水平板的砰击作用, 计算结果表明结构物的振动可能会加剧其与自由液面的砰击作用。以上数值研究的结果取得了不错的效果, 并部分揭示了结构物弹性对砰击过程的影响。

1.3 本文的主要工作

本文基于前人对波浪砰击问题的研究成果, 采用自主开发的船舶与海洋工程流固耦合粒子法-有限元求解器 MPSFEM-SJTU, 对波浪砰击问题进行了全面的研究。下面将分章介绍本文的主要内容:

第二章分别阐述了移动粒子半隐式 (MPS) 和有限单元法 (FEM) 的基本理论, 并给出了两种方法的分部耦合策略, 详细介绍了固-液交界面处流体力和边界位移的插值方式。

第三章简要介绍了数值造孤立波的基本理论, 然后该节基于本求解器建立起二维、三维数值水池。为了验证数值造孤立波的准确性, 分别在二维、三维数值水池内采用推板运动的方式制造出不同波高的孤立波, 并将数值水池中的孤立波波形与理论解进行对比。

第四章数值模拟了孤立波对结构物的上浪砰击, 结构物由底部基座和上层竖直板组成。该节首先研究了不同干舷下的波浪砰击载荷, 通过比较不同干舷下的

流体自由面、砰击压力时历曲线和砰击压力的分布，分析了干舷对上浪砰击的影响。然后，将上层竖直板置换为顶部简支、下端刚固的弹性板，并进行数值模拟，通过比较砰击过程中弹性、刚性工况的速度矢量分布和监测点的砰击压力时历曲线，分析了结构物弹性给上浪砰击过程带来的变化。

第五章数值模拟了孤立波对结构物的底部砰击，结构物为一水平放置在自由面以上的板。该节首先对流固耦合计算进行了收敛性验证，获得了针对该问题合适离散尺寸。然后模拟了二维孤立波对水平板的砰击，研究了孤立波波高和平板净空对最大砰击载荷的影响；在研究结构物弹性对砰击载荷的影响中，对比了弹性、刚性工况下的波浪演化和砰击压力，分析了结构物振动对砰击过程的影响。最后本章将数值模拟扩展到三维的研究中，除了分析孤立波波高、平板净空和结构物弹性的影响，该部分还关注了三维数值模拟中存在的三维效应。

第六章为总结与展望。本章总结并概括了全文的研究内容与结论，并对将来进一步关于波浪砰击问题的研究提出了展望。

第二章 流固耦合的计算方法

本文数值模拟波浪砰击采用的工具为自主开发的无网格流固耦合求解器 MPSFEM-SJTU^[80,85,86]（张友林，2016），该求解器在 MLParticle-SJTU^[87-89]（张雨新，2014）的基础上添加了基于有限单元法的结构计算模块和流固耦合插值模块，该求解器主要用于求解船舶与海洋工程领域的流固耦合问题，目前已经被用于模拟溃坝波对弹性结构物的相互作用^[90]，弹性液舱中的晃荡流动^[77,80,86]，波浪对弹性结构物的砰击作用^[19,83,84]等，在上述计算中，求解器已经被证明能够准确求解自由液面流动与弹性结构物的相互作用问题。

本文的主要工作是采用 MPS-FEM 耦合方法数值模拟孤立波对结构物的砰击作用，其中 MPS 方法以及被广泛运用于自由面的流动，包括液舱晃荡问题^[91,92]、溃坝问题^[93,94]、甲板上浪问题^[95]、波物相互作用问题^[96,97]、物体入水问题^[98,99]等。而 FEM 方法是结构动力学领域最常用的数值方法，FEM 方法具有准确、高效和易于实现等优势，这也是本求解器采用 FEM 方法求解结构场的原因。

本文的主要研究内容包括波浪参数、结构物位置和结构物弹性对砰击过程的影响。本章主要针对该求解器采用的 MPS、FEM 方法以及两者的耦合策略进行介绍，然后运用该求解器分别数值模拟孤立波对结构物的上浪砰击和底部砰击。

2.1 MPS 方法理论

MPS 方法基于拉格朗日描述，其核心思想是将流体域离散为许多具有一定质量、速度和压力等属性的粒子，而粒子间的相互作用是通过核函数（Kernel function）进行实现，粒子在其他粒子的作用下产生运动，进而模拟出真实的物理流动现象。在 MPS 方法中，粒子 i 的物理属性是通过对周围邻居粒子进行加权平均计算获得的，其表达式如下：

$$\langle f_i \rangle = \frac{\sum_{j \neq i} f_j W(|r_i - r_j|)}{\sum_{j \neq i} W(|r_i - r_j|)} \quad (2-1)$$

为了计算粒子 i 的物理量，通常需要对粒子 i 进行邻居粒子搜寻，然后加权求和。其中 $\langle \rangle$ 代表对所有邻居粒子的加权平均， r_i 和 r_j 分别为粒子 i 和邻居粒子 j 的坐标， f_i 和 f_j 分别为粒子 i 和邻居粒子 j 处的物理量， $W(|r_j - r_i|)$ 为核函数，即邻居粒子物理量的加权函数。

基于以上思想，本节将介绍 MPS 方法的基本理论，包括控制方程、核函数、粒子数密度、梯度模型、散度模型、拉普拉斯模型、边界条件和压力泊松方程，最后给出了 MPS 的半隐式时间积分格式。

2.1.1 控制方程

MPS 方法采用的控制方程是针对黏性不可压缩流体，包括连续性方程和动量方程，下面给出它们的粒子形式：

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

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{g} \quad (2-3)$$

其中 ρ 和 ν 分别代表流体密度和运动黏性系数， \mathbf{V} ， P ， \mathbf{g} 代表速度矢量、压力和重力， t 为时间。需要注意的是，在传统的差分方法中，我们通常采用不同的差分格式来替代控制方程中的微分算子，借此对整个流域进行离散。但是在 MPS 方法中，我们借助核函数来建立起不同粒子间的相互关系，从而近似出控制方程中的微分算子。

2.1.2 粒子作用模型

(1) 核函数

在粒子法中，粒子间的相互影响是通过核函数 $W(r)$ 来实现的，它是关于粒子间距 r 的函数，具有单调递减的性质。理论上，核函数的作用范围应该是无穷大，但是考虑到距离较远粒子间的影响作用非常小，研究人员通常对核函数进行截断，截断宽度为粒子的影响半径 r_e 。核函数的形式可以有很多种，而且不同形式核函数对数值结果影响重大，潘徐杰等^[100]研究了不同类型核函数对计算结果的影响，结果表明在核函数边界附近，较大的作用力会导致模拟的失败。因此选择合适的核函数对于流体计算稳定性非常重要，在本文使用的 MLParticle-SJTU 求解器中，采用了改进的核函数（Zhang 等^[88]），如下所示：

$$W(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{0.85r + 0.15r_e} - 1 & 0 \leq r < r_e \\ 0 & r_e \leq r \end{cases} \quad (2-4)$$

其中 r_e 是粒子的影响半径，在本文中取 2.1 倍的初始粒子间距， r 代表不同粒子

间的距离。该核函数的优点就是能够避免零点处的奇异性。

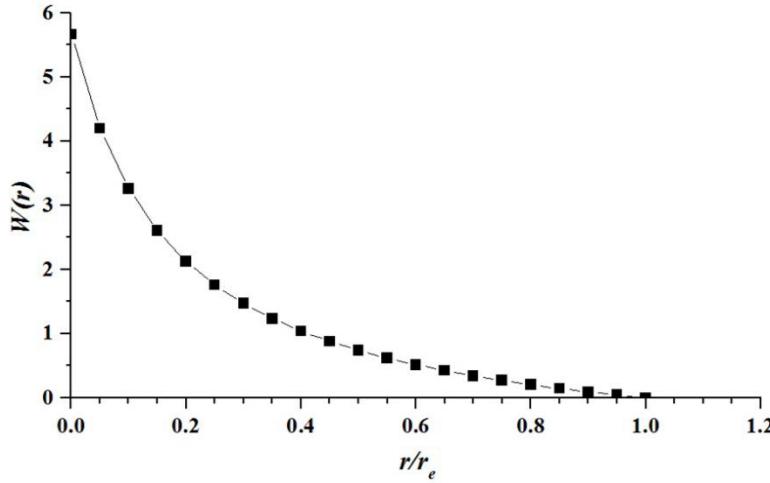


图 2-1 改进的核函数曲线
Fig.2-1 The curve of improved kernel function

(2) 粒子数密度

在 MPS 方法中，粒子数密度模型被引入以用来保持流体的不可压缩性。本质上，粒子数密度是流体密度的一个扩展，它表示粒子周围邻居粒子的疏密程度，定义为如下：

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

可以看出，粒子数密度是指粒子 i 在核函数作用范围内，邻居粒子核函数值的累加。假定这些粒子具有相同的质量，则流场在该点的密度与其粒子数密度成正比。由于 MPS 方法是针对不可压缩流动的计算，因此不可压缩条件可以等价于粒子数密度为常数。

(3) 梯度模型

梯度模型与拉普拉斯模型被用来离散流体的连续性方程 (2-2) 以及动量方程 (2-3)，其中梯度模型被用来近似方程中的一阶导数项。

我们假设粒子 i 和 j 的坐标分别为 \mathbf{r}_i 和 \mathbf{r}_j ，其物理量分别为 P_i 与 P_j ，通过泰勒展开我们可以获得粒子 i 与 j 物理量的关系，如下

$$P_j = P_i + \nabla P_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) + \dots \quad (2-6)$$

忽略高阶项，可以得到以下近似

$$P_j - P_i = \nabla P_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \quad (2-7)$$

上式右侧的梯度项，表示粒子 j 的物理量在粒子 i 方向上的泰勒展开，该式表示粒子 i 与 j 之间的相互关系，因此我们可以将其改写成如下形式

$$P_j - P_i = \nabla P_{ij} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \quad (2-8)$$

上式两边同时除以粒子 i 与 j 的间距，可以得到

$$\frac{P_j - P_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} = \nabla P_{ij} \cdot \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2-9)$$

可以看出，上式与传统方法中的差分项类似，在其两边同时乘以粒子 i 朝粒子 j 的单位法向量，我们能得到两粒子间的梯度值：

$$\langle \nabla P \rangle_{ij} = [\nabla P_{ij} \cdot \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}] \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} = \frac{(P_j - P_i)(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} \quad (2-10)$$

将粒子 i 对其影响范围内的所有邻居粒子 j 的梯度矢量进行累加，可以获得粒子 i 处的物理量梯度模型

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(P_j - P_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2-11)$$

其中 d 为空间维数， n^0 为粒子数密度的初始值。但是需要注意的是，上式梯度模型存在动量不守恒的现象，即粒子 i 对粒子 j 的影响与粒子 j 对粒子 i 的影响不相等。为了解决该问题，Tanaka 等^[101]提出了种新型的梯度模型表达式，该式满足动量守恒定律，即粒子 j 对 i 的影响与 i 对 j 的影响是相等的。

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{D}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{P_j + P_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-12)$$

其中 D 代表维度， n^0 代表初始粒子数密度。在 MPS 方法中，粒子数密度定义为：

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-13)$$

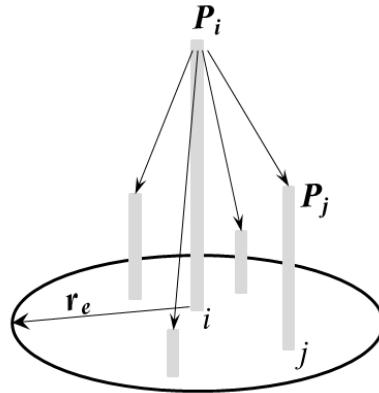


图 2-2 梯度模型示意图
Fig.2-2 The model of gradient operator

(4) 散度模型

散度模型与梯度模型类似，其表达式为如下

$$\nabla \cdot \Phi_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\Phi_j - \Phi_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2-14)$$

其中 Φ_i 为矢量，该模型在 MPS 方法中被用来离散速度梯度项，将粒子的速度矢量代入上式可得速度的散度

$$\nabla \cdot V_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(V_j - V_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2-15)$$

(5) 拉普拉斯模型

在 MPS 方法方法中，拉普拉斯模型被用来离散控制方程中的二阶导数项。拉普拉斯的计算模型如图 2-3 所示，原始的 Laplacian 模型是由 Koshizuka^[57]等给出的，其为：

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2D}{n^0 \lambda_i} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) \cdot W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-16)$$

其中：

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} W(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (2-17)$$

式 (2-16) 是一种守恒格式，其推导源于非定常扩散问题， λ 的引入是为了使数

值结果与扩散方程的解析解相一致。

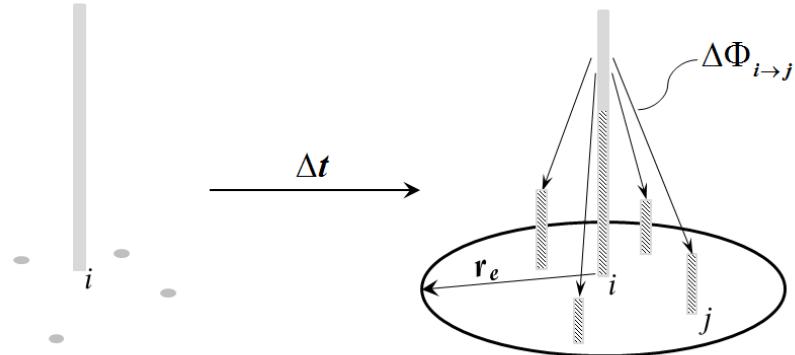


图 2-3 拉普拉斯模型示意图
Fig.2-3 The model of Laplacian operator

(6) 粒子模型的作用域半径

核函数、粒子数密度、梯度、散度和拉普拉斯模型在 MPS 方法控制方程的离散过程中至关重要。理想情况下，一个粒子可能会对较远的粒子产生影响（尽管很微弱），但是为了减少计算量，需要对粒子模型的作用域进行截断，该截断半径也被称为粒子模型的影响半径。

值得注意的是，对于不同类型的粒子作用模型，为了保证数值计算过程的高效性和稳定性，作用范围的要求也不相同。Koshizuka^[57]在提出 MPS 方法时给出了不同粒子作用模型的影响半径，如表 2-1 所示，其中 l_0 为初始粒子间距。由于粒子数密度、梯度和散度模型同为一阶导数项，其对影响域范围要求较小，因此取较小的影响半径。然而拉普拉斯模型为二阶导数项，需要较大的影响域范围，因此取较大的影响半径。

表 2-1 粒子作用模型的影响半径
Table 2-1 Influential radius of various mathematical models

模型	影响半径
核函数模型	$2.1l_0$
粒子数密度模型	$2.1l_0$
梯度模型	$2.1l_0$
散度模型	$2.1l_0$
拉普拉斯模型	$4.01l_0$

2.1.3 边界条件

(1) 壁面条件

在 MPS 方法中，另一种常见的边界类型为壁面边界，流体在该边界处满足不可穿透条件。因此，当流体粒子靠近该边界时，需要设置一些固定的边界粒子使得粒子回弹，从而壁面流体粒子的穿透，这些边界粒子如图 2-4 所示。与流体粒子紧密接触的边界粒子被称为第一类边界粒子，该类粒子直接参与压力泊松方程的计算，因此也具有一定的压力值，也被称为边界压力粒子。

但是如果只布置一层边界粒子，最靠近边界的流体粒子会由于较小的粒子数密度被判断为自由表面，从而大大影响整个流域压力场的计算。因此，除了第一类边界粒子外，我们还需要布置一些边界粒子，以满足边界处粒子数密度的均匀，该类粒子也被称为第二类边界粒子或者边界非压力粒子。之前提到，在本文中采用的粒子影响半径为 2.1 倍的初始粒子间距，因此在离散过程中我们只需要布置两层第二类边界粒子。实际计算过程中，可以根据求解问题的不同选择设置不同层数的第二类边界粒子。第一类、第二类边界粒子统称为边界粒子。壁面边界粒子的布置对于壁面压力的计算影响较大。

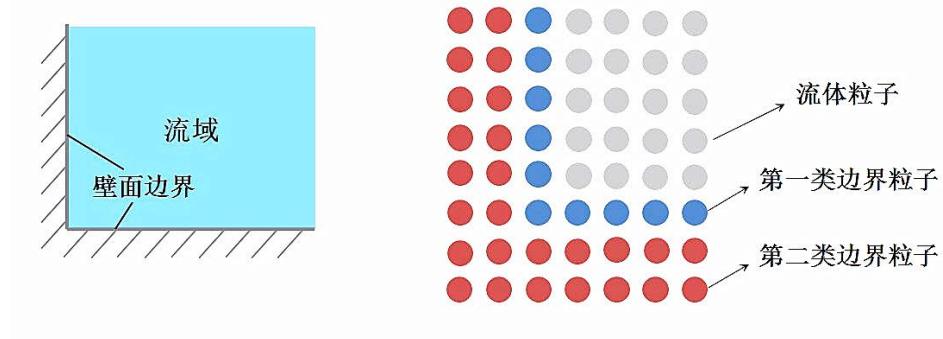


图 2-4 壁面边界粒子示意图
Fig.2-4 The model of boundary particle near wall

(2) 自由面判断

自由表面条件包括运动边界条件和动力边界条件。在 MPS 方法中，流体为单相流动，因此相对于内部流场而言，自由液面附近处的粒子通常具有较小的粒子数密度。在传统的 MPS 方法中，真是基于该特点来判断自由表面粒子。当粒子数密度 $\langle n \rangle_i^*$ 满足：

$$\langle n \rangle_i^* < \beta \cdot n^0 \quad (2-18)$$

则被判定为自由面粒子，然后在求解压力 Poisson 方程时，该自由面粒子的压力被设为零，以满足自由面的动力学边界条件。 β 为自由面判断的阀值，通常取 0.8~0.98。

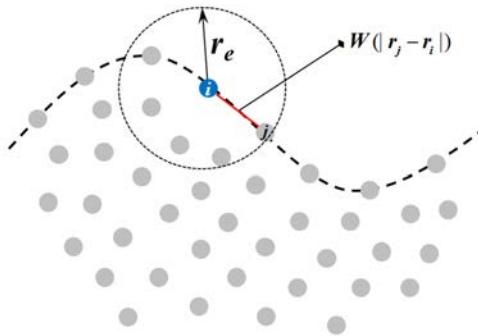


图 2-5 传统的自由面粒子判断
Fig.2-5 Schematic of original judgment of surface particle

然而，式（2-18）的判断精度不高，当内部粒子具有较小的数密度时容易被误判为自由面粒子，导致误判粒子周围出现不正确的压力场。

本求解器中采用了一种改进的的自由面判断方法^[88]，该方法基于邻居粒子不对称性进行自由面的判断，矢量函数 F 被引入来表示粒子分布的不对称性，如下所示：

$$\langle F \rangle_i = \frac{D}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{1}{|r_i - r_j|} (r_i - r_j) W(r_{ij}) \quad (2-19)$$

若粒子满足：

$$\langle F \rangle_i > \alpha \quad (2-20)$$

则被判定为自由面粒子。 α 通常取为 $0.9 |F|^0$ ， $|F|^0$ 初始时刻自由面粒子的 $|F|$ 值。

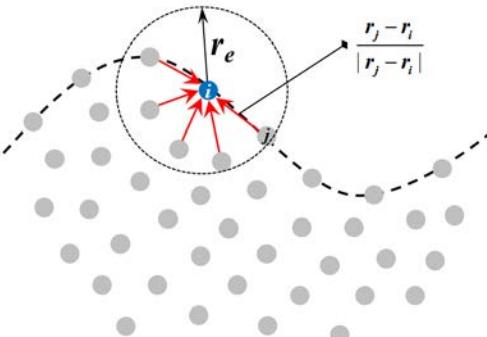


图 2-6 基于粒子不对称性判断自由表面
Fig.2-6 Schematic of improved judgment of surface particle

需要注意的是，式（2-20）仅被应用于满足 $0.8n^0 < n^* < 0.97n^0$ 的粒子。这是因为 $n^* \leq 0.8n^0$ 的粒子由于其粒子数密度过小而被判断为自由面粒子，而 $0.97n^0 \leq n^*$ 的粒子不是自由面粒子，应该参与压力 Poisson 方程的求解。

在数值计算中，流体的自由面既需要满足动力学边界条件，又需要满足运动学边界条件。由于粒子方法的拉格朗日描述，MPS 方法中的自由面粒子自动满足动力学边界条件。

2.1.4 压力 Poisson 方程

在 MPS 方法中，粒子的压力是通过求解泊松方程 (Poisson's pressure equation) 获得的。Koshizuka^[57]在最初提出 MPS 方法中，将压力泊松方程写成如下形式：

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

式中 n^* 为计算的临时粒子数密度。研究人员发现，求解该形式的泊松方程获得的压力场往往会在时间、空间上产生非物理的高频振荡。这是因为式（2-21）的右端，即压力泊松方程的源项完全由粒子数密度决定。在数值模拟中，当粒子数密度场不是很光滑时，会产生上述压力振荡现象。

为了克服这个问题，大量的学者研究并提出了改进后的压力泊松方程形式。例如 Tanaka^[101]在 2010 年提出的混合源项法 (mixed source term method)，如下式：

$$\langle \nabla^2 P^{n+1} \rangle_i = \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot V_i^* - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n^* \rangle_i - n^0}{n^0} \quad (2-22)$$

速度散度被引入泊松方程，并与粒子数密度组合成右端源项。由于速度场常常较光滑，因此求解该泊松方程获得的压力场有很较大的改善。

此后，不断有学者继续对泊松方程的形式进行改进，例如 Lee 又将压力泊松方程的混合源项改写成如下：

$$\langle \nabla^2 P^{n+1} \rangle_i = (1-\gamma) \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot V_i^* - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n^* \rangle_i - n^0}{n^0} \quad (2-23)$$

其中，参数 γ 代表泊松方程源项中，粒子数密度的权重。若取较小的 γ 值，则速度散度所占的权重越大，求解获得的压力场越光滑。然而，过小的 γ 往往带来一些问题，如流体体积的不守恒。这是因为速度散度在数值计算中难免会存在

误差，而迭代计算中误差不断累积将导致流体体积出现明显的不守恒现象。在本文中， γ 的取值范围为 0.01~0.05。

2.1.5 时间积分

MPS 方法中的一个时间步的计算过程分成两步，包括基于质量力和粘性力的显式修正，以及压力的隐式修正。其具体求解过程如下：

以粘性力和质量力为源项对粒子速度进行显式修正，获得临时速度 V_i^* ，并使粒子按照该速度移动至临时位置 r_i^* ：

$$V_i^* = V_i^k + \Delta t (\nabla^2 V + g) \quad (2-24)$$

$$r_i^* = r_i^k + \Delta t \cdot V_i^* \quad (2-25)$$

其中 Δt 为时间步长。

- (1) 计算粒子在临时位置处的粒子数密度 n^* 。
- (2) 求解压力 Poisson 方程，获得下一时刻的压力

$$\langle \nabla^2 P^{k+1} \rangle_i = (1 - \gamma) \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot V_i^* - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{\langle n^k \rangle_i - n^0}{n^0} \quad (2-26)$$

- (3) 根据求得的压力，对速度和粒子位置进行隐式修正：

$$V_i^{k+1} = V_i^* - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla P^{k+1} \quad (2-27)$$

$$r_i^{k+1} = r_i^k + \Delta t \cdot V_i^{k+1} \quad (2-28)$$

2.2 有限单元法理论

在结构物遭受冲击作用时，我们往往需要对它进行动力学分析。在过去，对多自由度的复杂结构系统进行动力学分析是十分困难的，但是随着高速计算机以及有限单元法理论的发展，工程人员已经能够获得较为准确的动力学计算结果。在本文我们将采用有限单元法对结构进行动力学问题进行研究，本章将阐述有限单元法进行结构动力学计算的原理。

2.2.1 控制方程

根据有限单元法的理论，结构离散化后，节点的动力平衡方程可以写成如下的形式

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{y}} + \mathbf{C} \dot{\mathbf{y}} + \mathbf{K} \mathbf{y} = \mathbf{F}(t) \quad (2-29)$$

$$\mathbf{C} = \alpha_1 \mathbf{M} + \alpha_2 \mathbf{K} \quad (2-30)$$

其中 $\mathbf{M}, \mathbf{C}, \mathbf{K}$ 分别代表结构的质量、阻尼以及刚度矩阵。 $\mathbf{F}(t)$ 为结构的外力矩阵，通常随着时间而变化。 \mathbf{y} 代表节点的位移。 α_1 与 α_2 分别是与自然频率和结构阻比相关的阻尼系数。

利用有限单元法进行动力学分析的优势是，各单元的材料属性可以任意变化，在求得各个单元的质量、刚度和阻尼矩阵后，仅通过简单的叠加，即可获得复杂结构系统的整体质量、刚度和阻尼矩阵。此外，有限单元法中的整体质量、刚度和阻尼矩阵是稀疏矩阵，他们的元素主要分布在对角线两侧，且呈带状，这对于计算机的数据储存和矩阵计算都是非常方便的。

从式 (2-29) 中我们可以看出，采用有限单元法进行结构动力学计算必须解决两大关键问题：

- (1) 建立起准确的结构质量、刚度以及阻尼矩阵；
- (2) 通过有效的数值方法求解式 (2-29) 的二阶微分方程。

本章的核心内容就是解决上述两个问题，下面我们将逐一介绍。

2.2.2 矩阵建立

(1) 质量矩阵

在动力学方程中，同样需要用到质量矩阵，来表征结构系统的质量属性。该矩阵通常具有两种形式，即：集中质量矩阵（Lumped mass matrix）和一致质量矩阵（Consistent mass matrix）。其中，前者是一种简化的矩阵构建方法，其思想是将结构的质量平均分配到单元的节点上，这样形成的质量矩阵只有对角线上的元素非零。对于静力学问题而言，每次分析只需进行一次控制方程的求解，集中质量矩阵能够满足结构分析精度的需要。但是，该方法由于没有真实地反映结构的质量分布状态而存在一定误差。对于动力学问题而言，计算过程通常包括上万个时间积分步，误差的累积将不容忽视。相对而言，一致质量矩阵在结构动力学问题中的应用更为广泛。如同刚度矩阵的构建，结构的一致质量矩阵采用了相同的位移函数在单元域内对密度进行积分得到，其计算公式为

$$\mathbf{M}^e = \int_{V_e} \rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV \quad (2-31)$$

其中， ρ 为密度， \mathbf{N} 为形函数矩阵， V 为单元积分域。

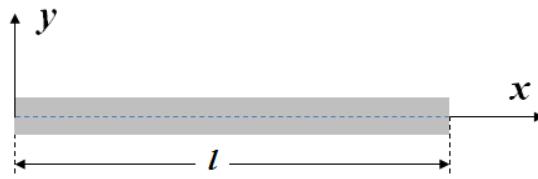


图 2-7 梁单元局部坐标示意图
Fig.2-7 Local coordinate system of the beam element

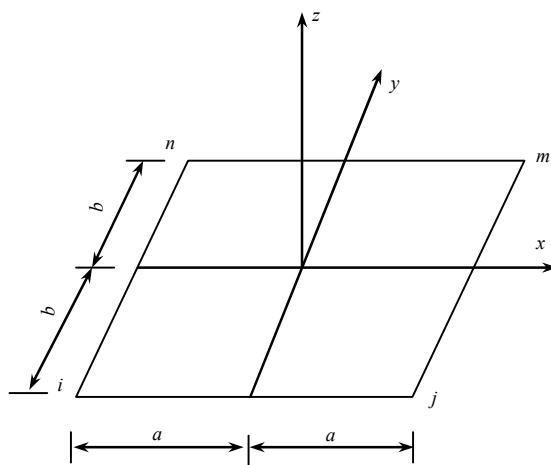


图 2-8 薄板单元局部坐标示意图
Fig.2-8 Local coordinate system of the thin plate element

与结构刚度矩阵相似，结构的质量矩阵也可分为整体质量矩阵和单元质量矩阵，整体质量矩阵是由单元质量矩阵组装得到。

对于梁单元，将其形函数矩阵带入上式（2-32）中，得到单元质量矩阵为

$$\mathbf{M}^e = \frac{ml}{420} \begin{bmatrix} 156 & 22l & 54 & -13l \\ 22l & 4l^2 & 13l & -3l^2 \\ 54 & 13l & 156 & -22l \\ -13l & -3l^2 & -22l & 4l^2 \end{bmatrix} \quad (2-32)$$

采用梁单元离散的结构整体质量矩阵为

$$M^m = \frac{ml}{420} \begin{bmatrix} 156 & 22l & 54 & -13l & & & & 0 \\ 22l & 4l^2 & 13l & -3l^2 & & & & \\ 54 & 13l & 312 & 0 & 54 & -13l & & \\ -13l & -3l^2 & 0 & 8l^2 & 13l & -3l^2 & & \\ & 54 & 13l & 312 & 0 & & & \\ & -13l & -3l^2 & 0 & 8l^2 & & & \\ & & & & & \ddots & & \\ & & & & & & \ddots & \\ & & & & & & & 312 & 0 & 54 & -13l \\ & & & & & & & 0 & 8l^2 & 13l & -3l^2 \\ & & & & & & & 54 & 13l & 312 & 0 & 54 & -13l \\ & & & & & & & -13l & -3l^2 & 0 & 8l^2 & 13l & -3l^2 \\ & & & & & & & & 54 & 13l & 156 & -22l \\ & & & & & & & & -13l & -3l^2 & -22l & 4l^2 \\ & & & & & & & & 0 & & & & \end{bmatrix} \quad (2-33)$$

对于四边形薄板单元，将其形函数矩阵带入上式（2-32）中，得到单元质量矩阵为

$$\mathbf{M}^e = \frac{abt\rho}{25200} \begin{bmatrix} 3454 & * & * & * \\ & 320b^2 & * & * \\ & & 320a^2 & * \\ & \text{对称} & & \dots \end{bmatrix}_{12 \times 12} \quad (2-34)$$

(2) 刚度矩阵

刚度矩阵在有限单元计算过程中至关重要，它表征了结构对于外载荷的抗变能力，刚度矩阵将直接影响到结构动力学的计算精度。与单自由度系统中的刚度不同的是，刚度矩阵还可以表征多自由度系统下各维度之间的刚度相关性。由于有限单元法中，结构域通常被离散为成千上万多个单元，因而计算的维度较多。结构的刚度矩阵可以分为整体刚度矩阵与单元刚度矩阵。其中，整体刚度矩阵是通过单元刚度矩阵装配获得。本节将分别对梁单元和薄板单元的单元刚度矩阵获取以及结构整体刚度矩阵的装配方法进行介绍。

单元弹性刚度矩阵 \mathbf{K}_e^e 由下式计算得到

$$\mathbf{K}^e = \int_{V_e} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV \quad (2-35)$$

式中

$$\mathbf{B} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \mathbf{N}_i}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 \mathbf{N}_j}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 \mathbf{N}_m}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 \mathbf{N}_n}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 \mathbf{N}_i}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 \mathbf{N}_j}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 \mathbf{N}_m}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 \mathbf{N}_n}{\partial y^2} \\ 2 \frac{\partial^2 \mathbf{N}_i}{\partial x \partial y} & 2 \frac{\partial^2 \mathbf{N}_j}{\partial x \partial y} & 2 \frac{\partial^2 \mathbf{N}_m}{\partial x \partial y} & 2 \frac{\partial^2 \mathbf{N}_n}{\partial x \partial y} \end{bmatrix} \quad (2-36)$$

$$\mathbf{D} = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} \begin{bmatrix} 1 & \mu & 0 \\ \mu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(1-\mu)}{2} \end{bmatrix} \quad (2-37)$$

由式 (2-35) 积分得到的单元弹性刚度矩阵为

$$\mathbf{K}_E^e = \frac{EI}{l^3} \begin{bmatrix} 12 & 6l & -12 & 6l \\ 6l & 4l^2 & -6l & 2l^2 \\ -12 & -6l & 12 & -6l \\ 6l & 2l^2 & -6l & 4l^2 \end{bmatrix} \quad (2-38)$$

单元几何刚度矩阵 \mathbf{K}_G^e 为:

$$\mathbf{K}_G^e = \frac{T}{30l} \begin{bmatrix} 36 & 3l & -36 & 3l \\ 3l & 4l^2 & -3l & -l^2 \\ -36 & -3l & 36 & -3l \\ 3l & -l^2 & -3l & 4l^2 \end{bmatrix} \quad (2-39)$$

将式 (2-39) 根据编号装配可获得梁单元离散的结构整体刚度矩阵, 如下。

$$\mathbf{K}_G^e = \frac{T}{30l} \begin{bmatrix} 36 & 3l & -36 & 3l & & & & 0 \\ 3l & 4l^2 & -3l & -l^2 & & & & \\ -36 & -3l & 72 & 0 & -36 & 3l & & \\ 3l & -l^2 & 0 & 8l^2 & -3l & -l^2 & & \\ & & -36 & -3l & 72 & 0 & & \\ & & 3l & -l^2 & 0 & 8l^2 & & \\ & & & & & & \cdots & \\ & & & & & & \cdots & \\ & & & & 72 & 0 & -36 & 3l \\ & & & & 0 & 8l^2 & -3l & -l^2 \\ & & & & -36 & -3l & 72 & 0 & -36 & 3l \\ & & & & 3l & -l^2 & 0 & 8l^2 & -3l & -l^2 \\ & & & & & & -36 & -3l & 36 & -3l \\ & & & & & & 3l & -l^2 & -3l & 4l^2 \end{bmatrix} \quad (2-40)$$

对于四边形矩形薄板单元，其单元刚度矩阵 \mathbf{K}^e 为

$$\mathbf{K}^e = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{ii} & \mathbf{K}_{ij} & \mathbf{K}_{im} & \mathbf{K}_{in} \\ \mathbf{K}_{ji} & \mathbf{K}_{jj} & \mathbf{K}_{jm} & \mathbf{K}_{jn} \\ \mathbf{K}_{mi} & \mathbf{K}_{mj} & \mathbf{K}_{mm} & \mathbf{K}_{mn} \\ \mathbf{K}_{ni} & \mathbf{K}_{nj} & \mathbf{K}_{nm} & \mathbf{K}_{nn} \end{bmatrix} \quad (2-41)$$

上式中子矩阵为 3×3 的矩阵，如下

$$\mathbf{K}_{st} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \quad s, t = i, j, m, n \quad (2-42)$$

上式中

$$\left. \begin{aligned}
a_{11} &= 3H \left[15 \left(\frac{b^2}{a^2} \bar{\xi}_0 + \frac{b^2}{a^2} \bar{\eta}_0 \right) + \left(14 - 4\mu + 5 \frac{b^2}{a^2} + 5 \frac{a^2}{b^2} \right) \bar{\xi}_0 \bar{\eta}_0 \right] \\
a_{12} &= -3Hb \left[\left(2 + 3\mu + 5 \frac{a^2}{b^2} \right) \bar{\xi}_0 \eta_i + 15 \frac{a^2}{b^2} \eta_i + 5\mu \bar{\xi}_0 \eta_j \right] \\
a_{13} &= 3Ha \left[\left(2 + 3\mu + 5 \frac{b^2}{a^2} \right) \xi_i \bar{\eta}_0 + 15 \frac{b^2}{a^2} \xi_i + 5\mu \xi_j \bar{\eta}_0 \right] \\
a_{21} &= -3Hb \left[\left(2 + 3\mu + 5 \frac{a^2}{b^2} \right) \bar{\xi}_0 \eta_j + 15 \frac{a^2}{b^2} \eta_j + 5\mu \bar{\xi}_0 \eta_i \right] \\
a_{22} &= Hb^2 \left[2(1-\mu) \bar{\xi}_0 (3 + 5\bar{\eta}_0) + 5 \frac{a^2}{b^2} (3 + \bar{\xi}_0)(3 + \bar{\eta}_0) \right] \\
a_{23} &= -15H\mu ab(\xi_i + \xi_j)(\eta_i + \eta_j) \\
a_{31} &= 3Ha \left[\left(2 + 3\mu + 5 \frac{b^2}{a^2} \right) \xi_j \bar{\eta}_0 + 15 \frac{b^2}{a^2} \xi_j + 5\mu \xi_i \bar{\eta}_0 \right] \\
a_{32} &= -15H\mu ab(\xi_i + \xi_j)(\eta_i + \eta_j) \\
a_{33} &= Ha^2 \left[2(1-\mu) \bar{\eta}_0 (3 + 5\bar{\xi}_0) + 5 \frac{b^2}{a^2} (3 + \bar{\xi}_0)(3 + \bar{\eta}_0) \right]
\end{aligned} \right\} \quad (2-43)$$

上式中

$$H = \frac{D}{60ab} \quad \bar{\xi}_0 = \xi_i \xi_j \quad \bar{\eta}_0 = \eta_i \eta_j \quad D = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} \quad (2-44)$$

至此，我们可以获得薄板单元的单元刚度矩阵，它是一个 12×12 的矩阵。事实上在有限元计算中，我们常常使用到许多个单元，因此下一个任务便是将这些单元矩阵装配为结构的整体刚度矩阵。将单元刚度矩阵进行装配后可获得薄板单元离散结构的整体刚度矩阵。

(3) 阻尼矩阵

上文通过将单元质量、刚度矩阵装配，建立起了结构的整体质量矩阵和刚度矩阵。相对而言，整体阻尼矩阵的获得较为复杂，它并不是由单元阻尼矩阵装配获得，根据已有文献^[102]，阻尼矩阵的近似值与结构整体振动过程中的能量损耗有关。

工程计算中，常常采用雷利（Rayleigh）阻尼对阻尼矩阵进行近似，该矩阵为整体质量、刚度矩阵的线性组合，如下

$$\mathbf{C} = \alpha \cdot \mathbf{M} + \beta \cdot \mathbf{K} \quad (2-45)$$

其中， α, β 的值往往需要由试验的结果决定，具体过程可以参考文献^[102]。

2.2.3 时间积分

直接积分法是一种求解结构动力学问题的方法，常见的有中心差分法、Houbolt 法，Wilson-θ 法和 Newmark-β 法。这些方法的基本思路是在时间间隔为 Δt 的一些离散点满足结构控制方程，通过假定每一个时间区域内的位移、速度和加速度的变化规律，构造出不同的积分格式。本文使用的 Newmark-β 法有如下假定：

$$\dot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t} = \dot{\mathbf{y}}_t + [(1-\beta) \cdot \ddot{\mathbf{y}}_t + \beta \cdot \ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t}] \cdot \Delta t \quad (2-46)$$

$$\mathbf{y}_{t+\Delta t} = \mathbf{y}_t + \dot{\mathbf{y}}_t \cdot \Delta t + [(\frac{1}{2} - \alpha) \cdot \ddot{\mathbf{y}}_t + \alpha \cdot \ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t}] \cdot \Delta t^2 \quad (2-47)$$

其中 α, β 的值可决定积分过程的精度与稳定性，当 $\alpha=1/6$ 且 $\beta=1/2$ 时为线性加速度方法，而当 $\alpha=1/4$ 且 $\beta=1/2$ 时为平均加速度方法。

根据式 (2-46) 和 (2-47) 变形得

$$\ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t} = \frac{1}{\alpha \cdot \Delta t^2} (\mathbf{y}_{t+\Delta t} - \mathbf{y}_t) - \frac{1}{\alpha \cdot \Delta t} \dot{\mathbf{y}}_t - (\frac{1}{2\alpha} - 1) \ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t} \quad (2-48)$$

$$\dot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t} = \dot{\mathbf{y}}_t + (1-\beta) \cdot \Delta t \cdot \ddot{\mathbf{y}}_t + \beta \cdot \Delta t \cdot \ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t} \quad (2-49)$$

再将上式代入结构控制方程 $\mathbf{M} \ddot{\mathbf{y}} + \mathbf{C} \dot{\mathbf{y}} + \mathbf{K} \mathbf{y} = \mathbf{F}(t)$ ，可得

$$\begin{aligned} (\frac{1}{\alpha \Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{\beta}{\alpha \Delta t} \mathbf{C} + \mathbf{K}) \mathbf{y}_{t+\Delta t} &= \mathbf{F}(t + \Delta t) + [(\frac{1}{2\alpha} - 1) \mathbf{M} + \frac{\Delta t}{2} (\frac{\beta}{\alpha} - 2) \mathbf{C}] \ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t} \\ &\quad + [\frac{1}{\alpha \Delta t} \mathbf{M} + (\frac{\beta}{\alpha} - 1) \mathbf{C}] \dot{\mathbf{y}}_t + (\frac{1}{\alpha \Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{\beta}{\alpha \Delta t} \mathbf{C}) \mathbf{y}_t \end{aligned} \quad (2-50)$$

该式也可写作

$$\bar{\mathbf{K}} \mathbf{y}_{t+\Delta t} = \bar{\mathbf{F}}_{t+\Delta t} \quad (2-51)$$

$\bar{\mathbf{K}}, \bar{\mathbf{F}}_{t+\Delta t}$ 分别为结构系统的有效刚度矩阵和有效力矩阵，求解该矩阵方程组能够获得下一时刻的结构位移 $\mathbf{y}_{t+\Delta t}$ 。上述结构计算的具体时间积分过程如下：

- 1) 根据流体粒子压力获得结构单元力矩阵 $\mathbf{F}(t + \Delta t)$ ；

- 2) 形成结构系统的质量矩阵 \mathbf{M} , 阻尼矩阵 \mathbf{C} 以及刚度矩阵 \mathbf{K} 。其中阻尼矩阵为 \mathbf{M} 与 \mathbf{K} 的线性组合;
- 3) 获得已知的节点的坐标 \mathbf{y}_t , 速度 $\dot{\mathbf{y}}_t$ 以及加速度 $\ddot{\mathbf{y}}_t$;
- 4) 将控制方程转换成单一形式 $\bar{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{y}_{t+\Delta t} = \bar{\mathbf{F}}^n$, 其中 $\bar{\mathbf{K}}$ 和 $\bar{\mathbf{F}}^n$ 分别为有效刚度矩阵和有效力矩阵;
- 5) 求解上述线性方程组并获得下一时间步的节点坐标 $\mathbf{y}_{t+\Delta t}$;
- 6) 根据节点坐标求得相应的节点速度 $\dot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t}$ 和加速度 $\ddot{\mathbf{y}}_{t+\Delta t}$.

2.3 MPS 和 FEM 的耦合策略

在流固耦合问题中, 耦合方式可以分为整体耦合和分区耦合, 其中整体耦合的思想是建立流体和结构域整体的控制方程, 并进行求解, 流体-固体相互作用模型将体现在控制方程中。该方式虽然需要较大的计算量, 但是能够获得较为可靠的计算结果。然而当流体和结构的计算模型变得复杂时, 通常很难获取单一的流固耦合控制方程, 此时可采用分区耦合的方式, 它的核心思想是分别计算流体和结构域, 然后在固-液交界面处实现数据传递。相较于整体耦合, 分区耦合的方式能够充分利用已有求解器, 对复杂流固耦合问题进行数值模拟。本文使用分区耦合的方式求解流固耦合问题, 其中结构和流体域的计算分别采用移动粒子半隐式和有限单元法。

在 MPS-FEM 耦合方法中, 流体域被离散为许多个粒子, 而结构域被离散为有限元单元, 因此, 为了将上述两种方法结合, 必须要解决以下两个问题:

- (1) 准确求解流体粒子施加给单元节点的力;
- (2) 将单元节点的位移传递给交界面附近的流体粒子。

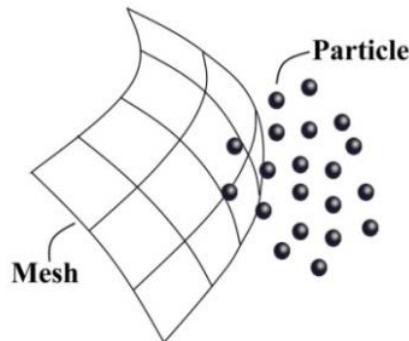


图 2-9 流体和结构域的交界面
Fig.2-9 The scheme of fluid-structure interface

2.3.1 流体力的插值

本文采用核函数插值技术 (Kernel Function Based Interpolation Technique, KFBI) 对固-液交界面进行信息传递。该方法利用 MPS 方法中的核函数求解单元节点受到的流体力，其计算过程如下

- (1) 确定核函数的插值半径 r_{ei} , 搜寻有限元结点 n 附近的所有流体粒子；
- (2) 根据流体粒子 i 的压力 P_i , 计算该粒子的流体力 $F_i = P_i \cdot l_0^2$, 其中 l_0 为流体粒子的初始间距；
- (3) 根据流体粒子 i 和结点 n 的坐标, 计算核函数 $w(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_i|)$, 即粒子 i 的流体力对单元结点 n 的权重；
- (4) 通过核函数计算结点 n 所受的流体总力, 如下所示。

$$F_n = \frac{\sum_i F_i \cdot w(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n|)}{\sum_i w(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n|)} \quad (2-52)$$

借此可以得到有限元计算中的外力矩阵。

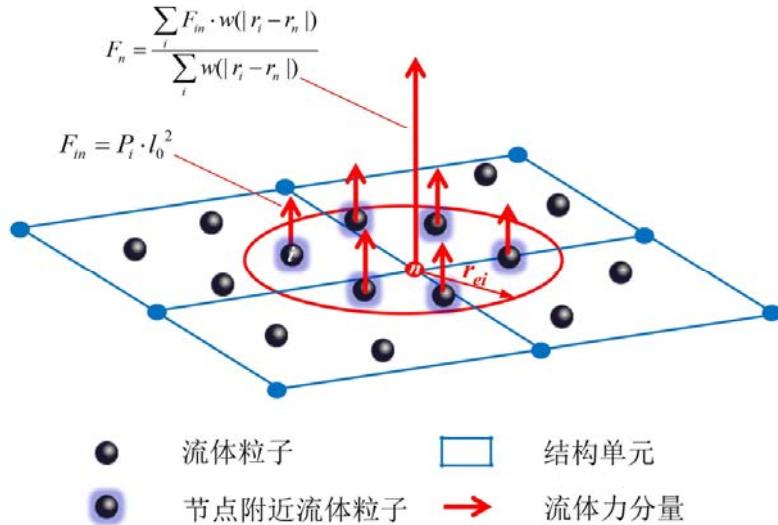


图 2-10 固-液交界面流体力的插值
 Fig.2-10 The force interpolation on the fluid-structure interface

2.3.2 边界位移的插值

在流固耦合计算中，固-液交界面处满足不可穿透条件，即流体在边界的法向速度与结构相同，因此在交界面处需要对粒子的施加强制位移。在此同样用到了上一节的核函数插值技术，插值的具体流程如下：

- (1) 已流体粒子 i 为中心，搜寻以 r_{ei} 为半径的圆内的有限元结点 m ；
- (2) 根据粒子 i 和单元结点 m 的位置，根据式 (2-53) 计算核函数的值 $w(|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_i|)$ ，即单元位移插值过程中的权重；
- (3) 计算作用范围内所有单元结点的位移对粒子 i 的权重之和，求得粒子 i 的强制位移

$$\delta_i = \frac{\sum_m \delta_m \cdot w(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_m|)}{\sum_m w(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_m|)} \quad (2-53)$$

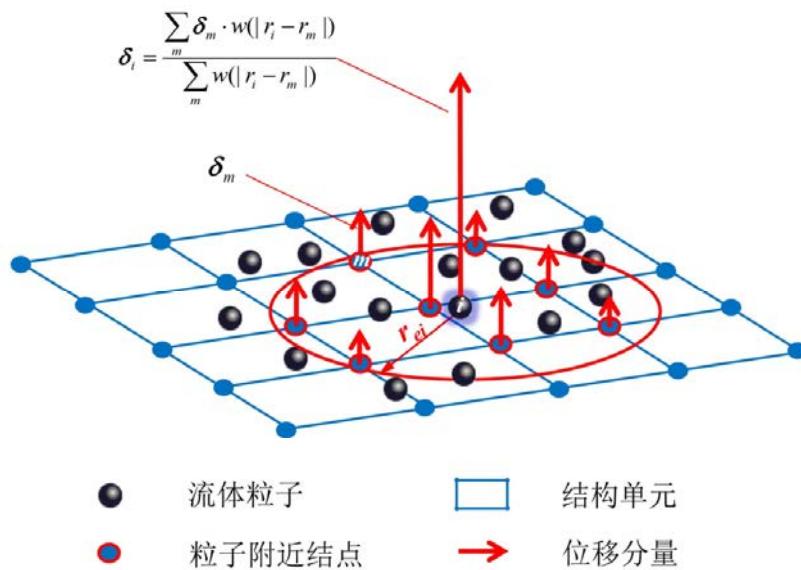


图 2-11 固-液交界面位移的插值
Fig.2-11 The displacement interpolation on the fluid-structure interface

2.4 本章小结

本章介绍了 MPS-FEM 耦合方法的基本原理。第一部分介绍了 MPS 方法中用于计算粒子间相互作用的数学模型，包括粒子数密度、梯度、散度模型和拉普拉斯模型，以及 MPS 方法中的边界条件施加，包括自由面粒子判断和壁面不可穿透条件，最后简要地介绍了 MPS 方法求解流体问题的半隐式积分过程。第二

部分介绍了结构计算的有限单元法，包括结构的控制方程，质量、刚度和阻尼矩阵的建立，还有求解结构动力学问题的 Newmark- β 方法。第三部分是关于 MPS 和 FEM 方法的耦合策略，介绍了结构、流体计算间的基于核函数的数据传递。

第三章 数值水池及造波验证

3.1 数值造波理论

孤立波是自然界中一种特殊的波浪，它最早由英国海军工程师罗素（J.Scott Russell）在1870年观察到。与规则波不同，孤立波只有一个波峰，且波面全部在水线以上，因此孤立波的波长被视为无穷大。根据势流理论，二维孤立波的波面方程可以写为

$$\eta = A \operatorname{sech}^2(k(x - ct)) \quad (3-1)$$

$$k = \sqrt{3A/4H^3} \quad (3-2)$$

$$c = \sqrt{g(A+H)} \quad (3-3)$$

其中 A 表示波高， H 为水深， x 为水平坐标， c 为波速，即孤立波传播速度， g 代表重力加速度， t 代表时间。

在自然界中，孤立波的产生是比较少见的，例如水库泄洪在河道中的传播，或者是地震引起的海啸波朝海岸线的传播，其特征与孤立波非常接近。因此在实际工程中，孤立波模型常常被用来模拟海洋工程结构物与极端波浪的相互作用问题。另一方面，由于孤立波仅具有一个波峰，不像规则波有多个周期，采用孤立波的模型也能大大减小数值模拟中的计算量，尤其是当采用粒子类方法进行数值模拟时，因此本文采用孤立波来研究波浪对结构物砰击问题。

如何在数值水池中造出理想的孤立波是波浪研究领域的重要议题。早在上个世纪，Goring 等^[103]研究了推板造孤立波的方式，其中推板的运动速度为

$$U(t) = \frac{dX(t)}{dt} = \frac{c\eta}{d + \eta} \quad (3-4)$$

代入孤立波波面表达式，可以获得一个微分方程

$$\frac{dX(t)}{dt} = \frac{cA \operatorname{sech}^2(k(X - ct))}{d + A \operatorname{sech}^2(k(X - ct))} \quad (3-5)$$

经积分变换得到如下推板的位置随时间的变化

$$X(t) = \frac{A}{kd} \tanh(k(ct - X)) \quad (3-6)$$

至此，推板的冲程可由上式得到，即

$$S = X(+\infty) - X(-\infty) = \sqrt{16AH/3} \quad (3-7)$$

正如前文所提到，孤立波的周期可以看做无限长，但是在实际数值造波中，往往需要对孤立波的前后进行截断。这里我们定义截断误差 $\Delta\zeta=0.0001$ ，即采用 $\tanh(k(ct-X))=1-\Delta\zeta$ 代替 $\tanh(k(ct-X))=\pm 1$ ，借此我们可以获得近似的孤立波造波周期

$$T \approx \frac{2}{kc} (3.8 + \frac{A}{H}) \quad (3-8)$$

3.2 数值消波理论

在实际的海洋环境中，流场是无限大的，但是数值水池的尺寸往往是有限的，为了尽可能地消除有限流域对造波的影响，研究人员往往需要在流场的边界处进行特殊处理。在物理水池中，试验人员会在水池末端安装消波器，防止波浪反射的影响。在数值水池中同样需要设置消波区，许多研究人员对数值消波方法进行了研究，本求解器采用海绵层消波方法，其原理是在动量方程中增加一个源项，使得流体的运动得到抑制，该源项可写成如下：

$$f_s(x) = \begin{cases} -\rho\alpha_s \frac{x-x_s}{L_s} \mathbf{u} \\ 0 \end{cases} \quad (3-9)$$

其中 x_s 为消波区的起始位置， L_s 为消波区的长度， \mathbf{u} 为流体的速度矢量，而 α_s 是人工粘性系数，表征海绵层消波的强度，在本文中取为 50。

3.3 二维孤立波的数值造波

本节我们将验证该求解器数值造孤立波的效果，我们首先考虑了二维孤立波的产生，图 3-1 为二维矩形数值水池的示意图，水池长为 2.5 米，水深 0.114 米，且在水池末端 0.5 米宽度的区域设置了一个消波区，防止波浪的反射带来的影响。为了验证求解器对制造不同波高孤立波的适应性，我们同时考虑了 $A/H=0.2, 0.3, 0.4$ 和 0.5 四种工况，其中 A 为孤立波的波高， H 为水的深度。流体域采用间距为 0.002 米的粒子离散，流体粒子总数为 75762，表 3-1 列出了本节数值造波的详细计算参数。

图 3-2 给出了 $A/H=0.3$ 工况下，孤立波在数值水池中的传播过程，可以看出在 1.5s 时刻推板产生孤立波，随后波浪开始沿着下游传播。通过图 3-2 可以观察

到流体场的压力在波浪传播的整个过程中保持光滑，并且孤立波的波峰在传播过程中并未产生明显的衰减现象。

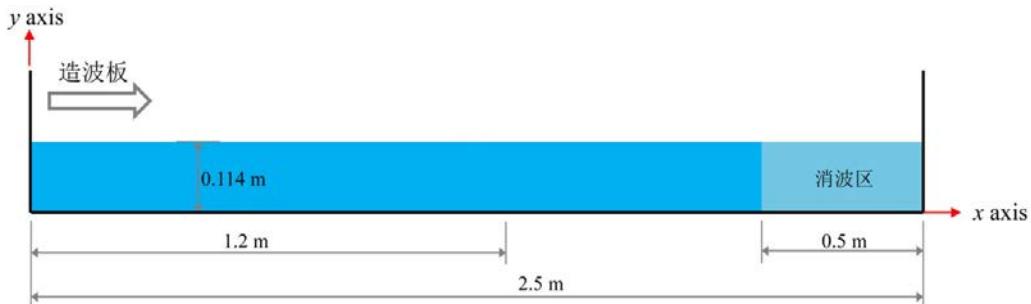
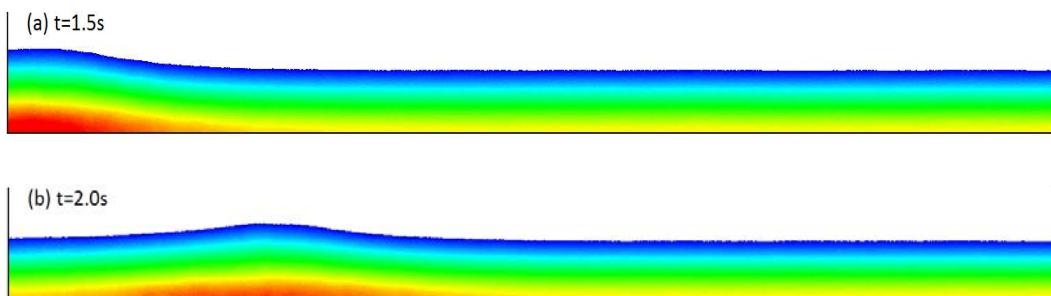


图 3-1 二维数值水池模型
Fig.3-1 The model of two-dimensional numerical tank

表 3-1 二维数值造波计算参数
Table 3-1 The parameters of numerical wave generation

参数	值
密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)
粒子间距	0.002(m)
流体粒子数	76078
总粒子数	75762

图 3-3 对比了数值模拟与理论值的孤立波波形，尽管两者仍存在一些细微差别，例如数值水池中波峰到来之前液面有明显的抬升，这是由于模拟采用的数值水池长度有限，通过延长水池长度可以缓解该问题。另一方面，通过对比可以看出本求解器产生的孤立波波峰与理论值吻合较好，而且孤立波波形在传播过程中保持良好，并无明显衰减。因此，本求解器能够产生较为理想的二维孤立波。



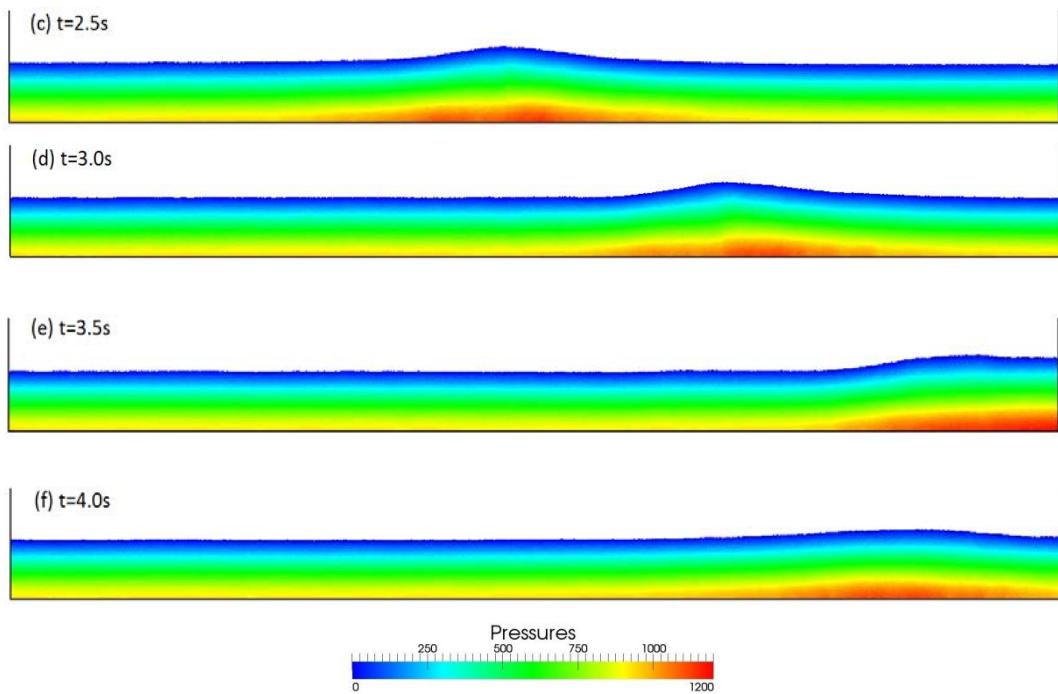
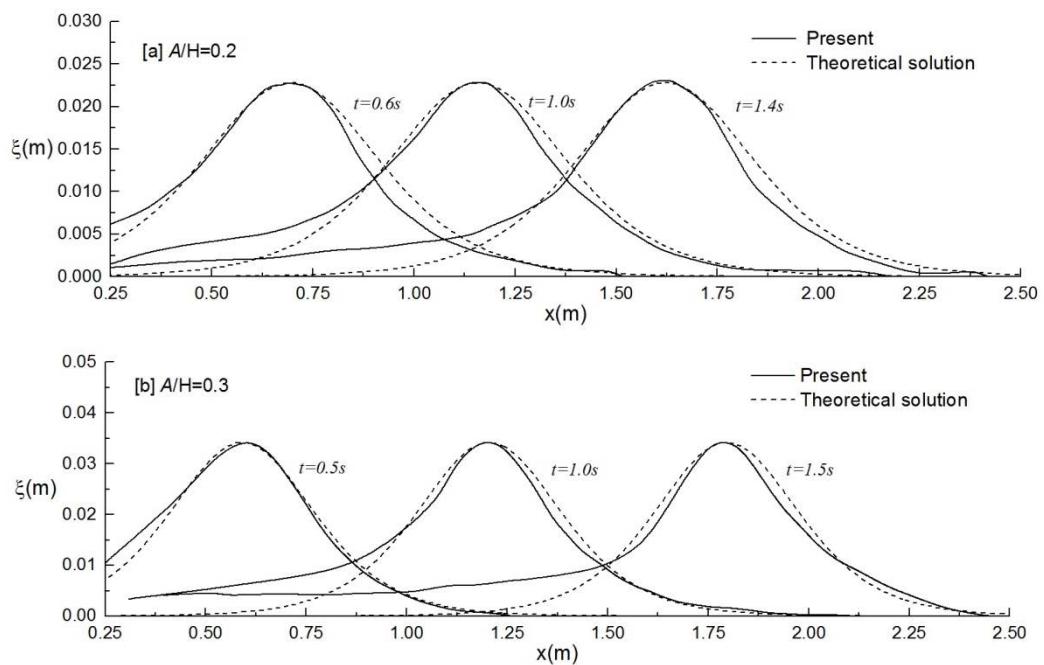


图 3-2 二维数值造波效果 ($A/H=0.3$)
Fig.3-2 The snapshots of numerical wave generation ($A/H=0.3$)



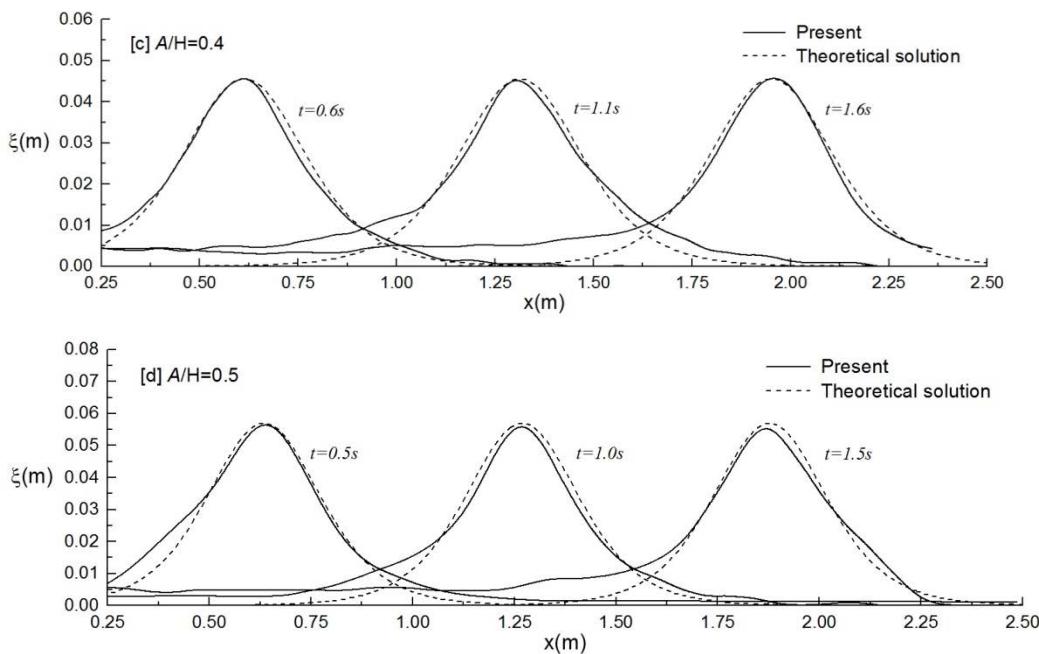


图 3-3 数值孤立波波形与理论值
Fig.3-3 The profile of numerical waves and the theoretical solutions

3.4 三维孤立波的数值造波

本节我们将验证三维数值波浪水池中的造波效果，图 3-4 为三维矩形数值水池的示意图，水池长为 2.0 米，水深 0.114 米，并在造波板初始位置右侧 1.2 m 处设置一个波高监测点。与上节一样，本节同时考虑了 $A/H=0.2, 0.3, 0.4$ 和 0.5 四种不同波高工况，其中 A 为孤立波的波高， H 为水的深度。数值模拟中采用的粒子间距为 0.0075 米，粒子总数为 156273，表 3-2 列出了本节数值造三维孤立波采用的详细计算参数。

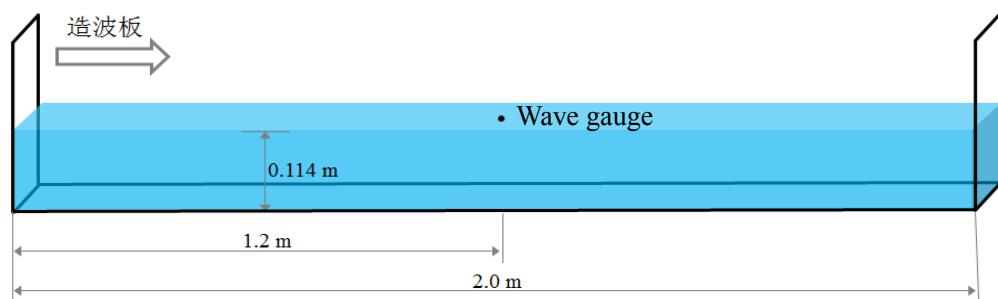


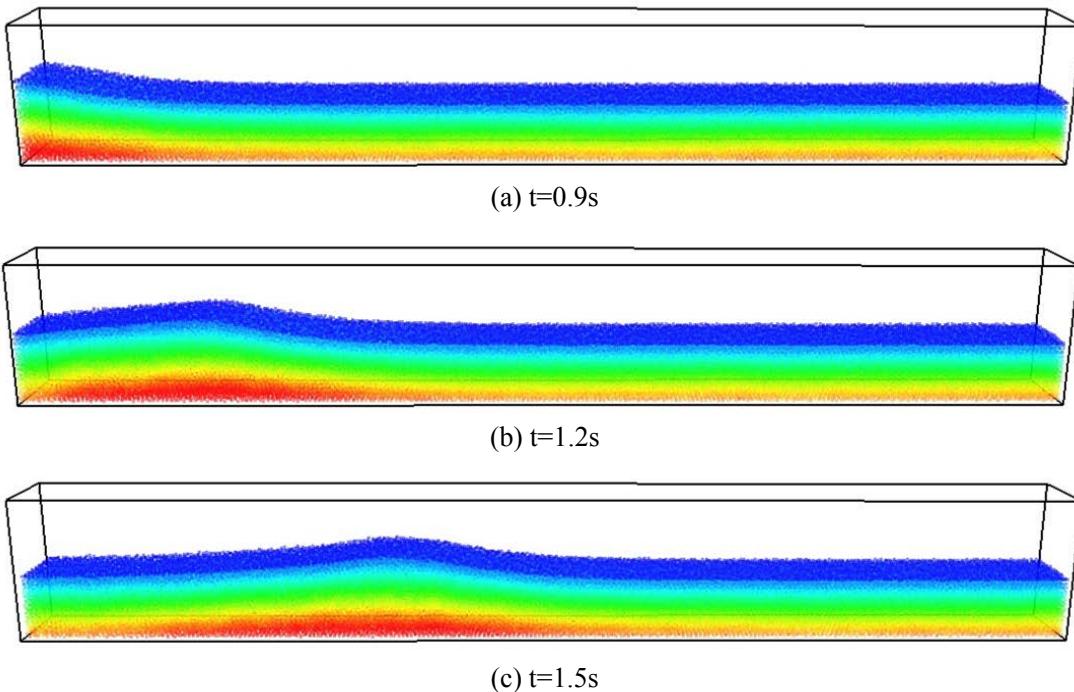
图 3-4 三维数值水池模型
Fig.3-4 The model of three-dimensional numerical tank

表 3-2 三维数值水池造波计算参数
Fig.3-2 The parameters of numerical wave generation

参数	值
密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)
粒子间距	0.0075(m)
流体粒子数	75525
总粒子数	156273

图 3-5 给出了三维孤立波在数值水池中的传播过程，可以看出流体场的压力在波浪传播的整个过程中保持光滑，并且孤立波的波峰在传播过程中并未产生明显的衰减现象。

为了验证三维孤立波的造波精度，图 3-6 对比了监测点的波高时历曲线和理论值，两者的波陡有轻微的差距，但是整体波形和波峰吻合良好，尽管水面高度在波浪传播过后有了轻微抬升，但是本文主要研究的内容是孤立波对结构物的一次砰击过程，该误差对砰击载荷的分析影响不大。



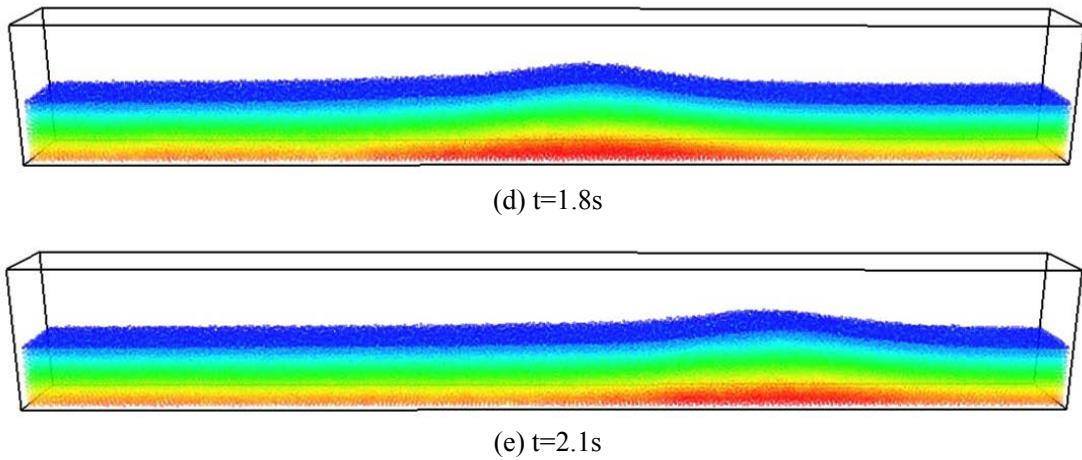
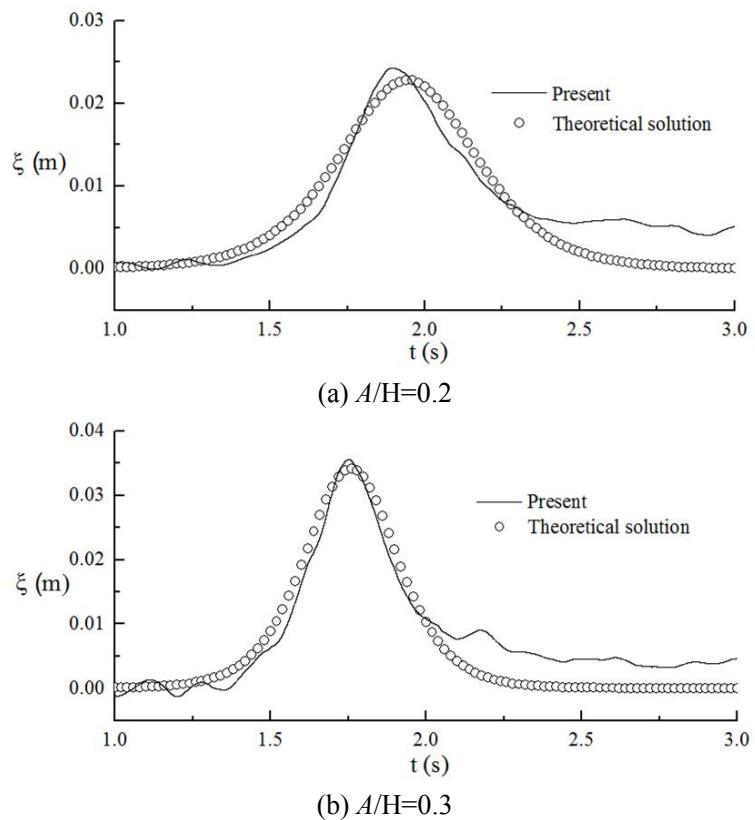


图 3-5 波浪在数值水池中的传播过程 ($A/H=0.3$)
Fig.3-5 The propagation of the solitary wave in the numerical tank ($A/H=0.3$)



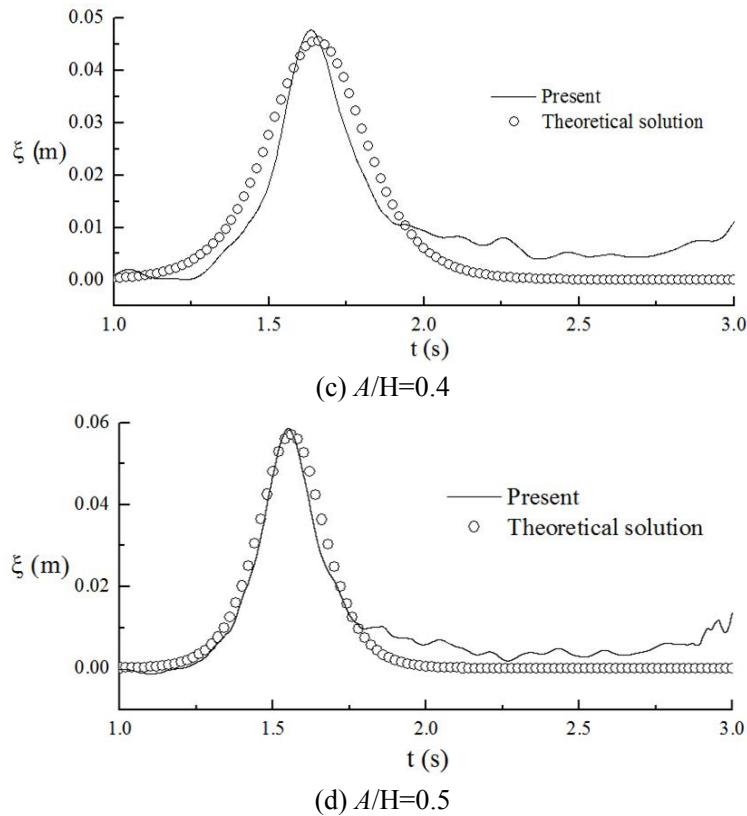


图 3-6 数值水池中孤立波波高
Fig.3-6 The wave elevation on the wave gauge

3.5 本章小结

本章基于无网格法流固耦合求解器 MPSFEM-SJTU 建立了二维、三维数值水池，并数值模拟了推板制造孤立波，最后了求解器制造孤立波的准确性。

首先介绍了孤立波的一些基本特性，例如波面形状和波速等，并给出了一些孤立波模型的应用领域。简要介绍了 Goring 对推板造孤立波的研究内容，根据孤立波的波高、水深等参数给出了推板的运动方程，并介绍了本求解器采用的海绵层消波方法。

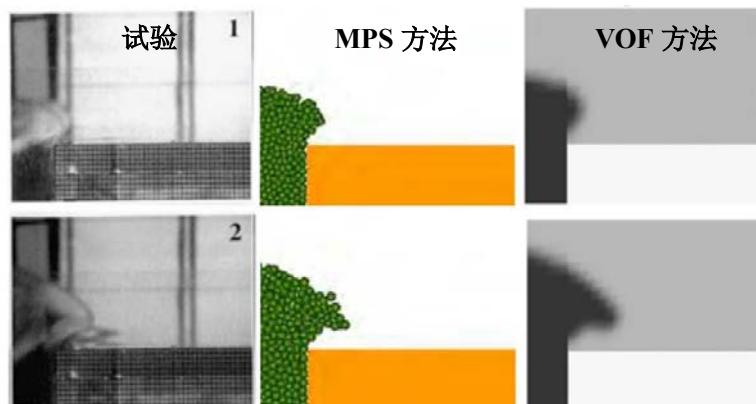
然后在求解器的框架下建立起二维数值水池，为了验证求解器对不同波高孤立波造波效果的适应性，分别制造了波高为 $A/H=0.2, 0.3, 0.4$ 和 0.5 的孤立波，通过与孤立波理论波面进行对比发现，数值水池中的孤立波波峰与理论值非常接近，并且孤立波在传播过程中波形保持良好，并未出现明显的衰减。通过本节，求解器制造二维孤立波的可靠性得到了验证。

为了能够将砰击问题扩展到三维，本章还建立了三维数值水池，并对数值造孤立波进行验证，给出了监测点处的波高时历曲线，通过与理论值的对比发现，尽管波浪传播过监测点后水面有了轻微抬升，数值产生的三维孤立波与理论结果吻合较好，可以认为本求解器能够制造出理想的孤立波。本章的内容为接下来孤立波的砰击问题打下了良好的基础。

第四章 孤立波对结构物的上浪砰击

当船舶遭遇恶劣海况时，船体会在波浪的作用下产生剧烈运动，这将导致大量水体涌上甲板，这种现象被称为甲板上浪（Green water on deck）。甲板上浪不仅会严重影响船舶的航行以及设备的使用，更会对上层结构物造成剧烈的砰击，因此无论是在民用还是商用船舶的设计中，都将甲板上浪砰击视为一个重要因素。上浪砰击对于集装箱船的航行显得尤为重要，过去几十年内，集装箱船的发展趋势主要为快速化、大型化，在剧烈波浪下航行的大型集装箱船将不可避免地产生甲板上浪的现象，大量的水体涌向甲板可能会对甲板上的集装箱产生剧烈砰击作用，使得集装箱的位置发生改变，严重时甚至会导致集装箱壳体发生变形甚至破坏，例如在 1994 年，Estonia 号滚装船在地中海海域遭遇巨浪并失事，在三年的调查中，研究人员发现波浪的砰击是事故的罪魁祸首，船舱的舱盖在波浪砰击中被打掉，引发的船舱进水导致了此次沉船事故。因此研究考虑结构物弹性的上浪砰击现象对于准确预报砰击载荷具有重要意义。为了研究甲板上浪对结构物产生的砰击作用，本节将利用 MPSFEM-SJTU 求解器对孤立波的上浪砰击现象进行数值模拟，分析甲板上浪与弹性结构物的相互作用。

张雨新等人^[95]在论文中，利用 MLParticle-SJTU 求解器数值模拟了二维、三维规则波的甲板上浪问题，并将获得的甲板上浪砰击压力与 Greco 等^[104]的试验数据进行对比，两者吻合良好，验证了求解器能够很好地预测上浪砰击压力。本文使用的 MPSFEM-SJTU 求解器是在 MLParticle-SJTU 基础上添加了结构场计算模块和固-液交界面插值模块，发展得来的流固耦合求解器，因此对于上浪砰击压力的计算也具有较高的准确性。



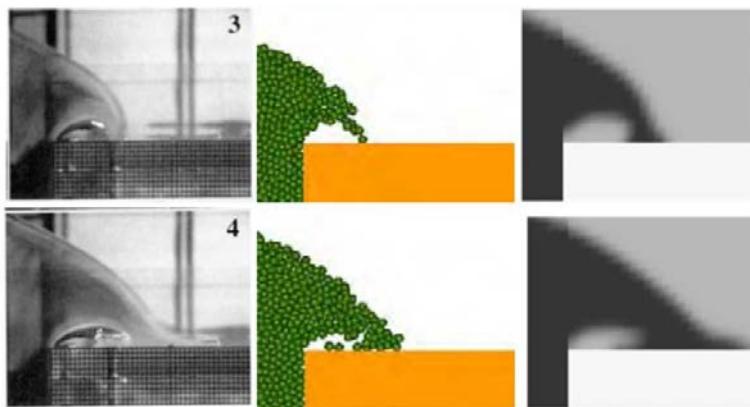
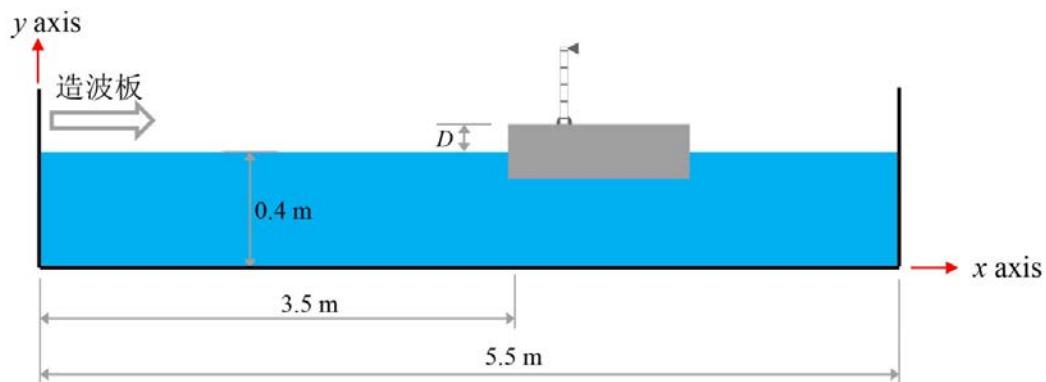


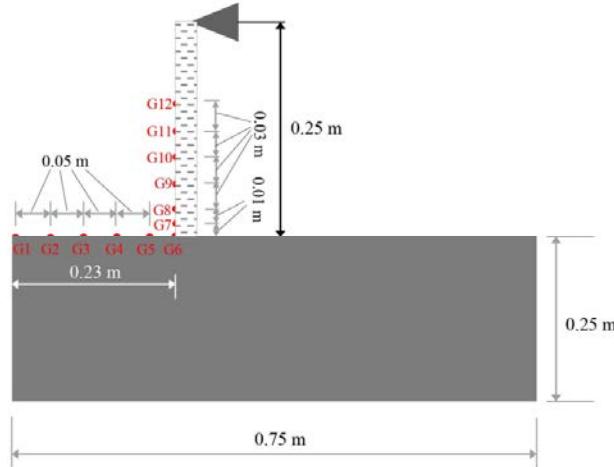
图 4-1 采用 MLParticle-SJTU 求解器模拟甲板上浪砰击 (Zhang 等^[95])
Fig.4-1 Simulation of green water slamming using MLParticle-SJTU solver (Zhang et al. ^[95])

4.1 数值计算模型

本节我们将研究孤立波对结构物的上浪砰击, 图 4-2 给出了本节的计算模型, 数值模拟中的结构物由底部刚性基座和上层竖直板组成。底部基座的长 L 为 0.75 米, 宽 B 为 0.25 米。竖直板距离基座前端 0.23 米, 且长度为 0.25 米, 宽度为 0.04 米, 为了记录砰击压力, 在结构物上布置了 12 个压力监测点, 如图所示。本节将先后研究孤立波对刚性 (4.2 节)、弹性结构物 (4.3 节) 的上浪砰击。在数值计算中, 初始粒子间距设为 0.005 米, 流体粒子总数为 81729, 具体的计算参数在表 4-1 中给出。



(a) 数值水池整体图



(b) 结构物细节及监测点设置

图 4-2 孤立波对结构物上浪砰击模拟的计算模型
Fig.4-2 The computational model of green water slamming

表 4-1 上浪砰击计算参数
Fig.4-1 Computational parameters of green water slamming

参数	值
密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
波高	0.0343(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)
粒子间距	0.005(m)
流体粒子数	81729

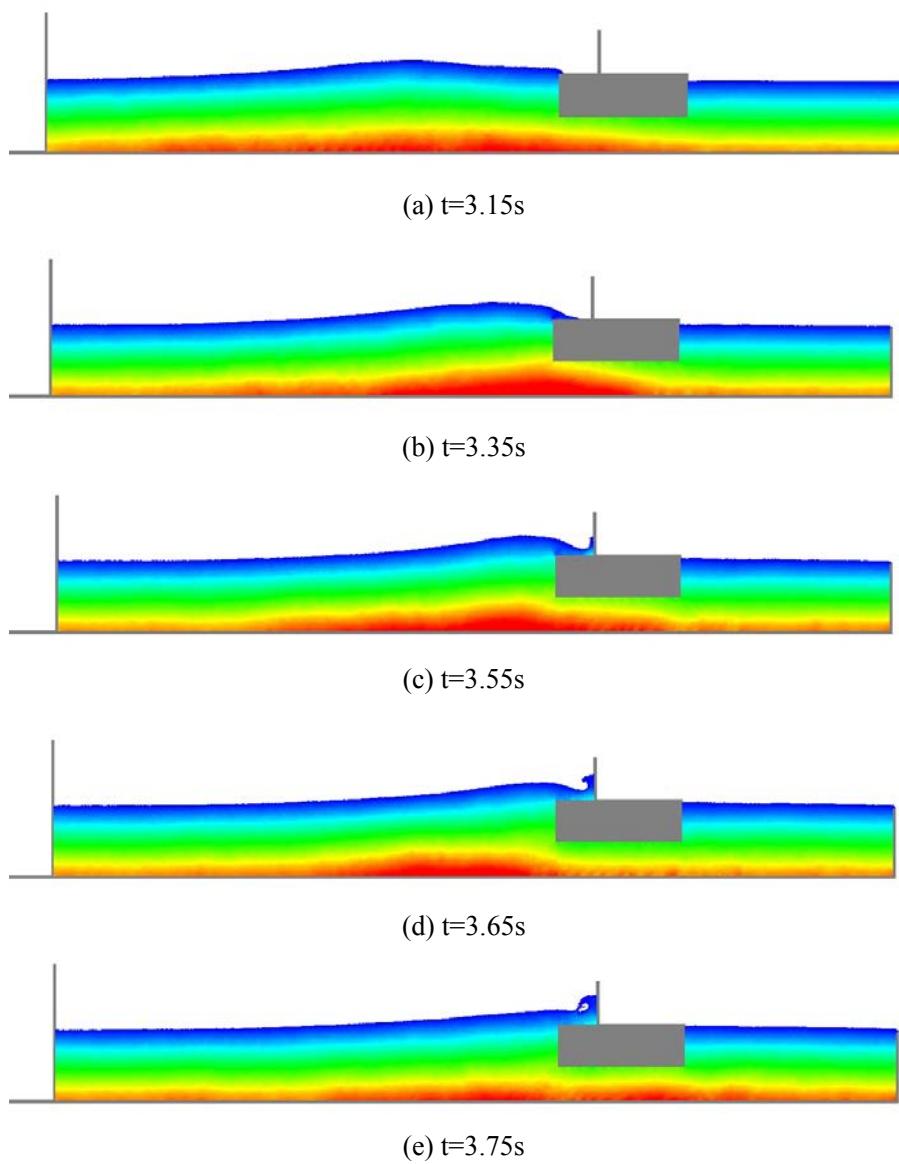
4.2 甲板高度对上浪砰击的影响

在甲板上浪砰击的研究中，甲板的干舷是影响砰击压力的一个重要因素。在船舶的航行中，随着船体的六自由度运动，甲板距离水面的高度会发生明显的变化。这一现象会导致甲板上浪的水体体积随着时间发生变化，进而增加了研究上浪砰击的难度。

因此本节将研究甲板干舷这一重要参数对上浪砰击的影响，采用的计算模型在上节给出，并通过垂向移动结构物的位置来改变干舷大小。由于载重量、海洋环境的不同，船舶的吃水可能会在航行过程中发生变化，进而导致甲板干舷发生改变。因此本节设置了干舷 D 为 0.025, 0.05, 0.075, 0.1 和 0.125 米的工况，并采用基座宽度 B 对干舷进行无量纲化，具体工况设置如表 4-2 所示。

表 4-2 三维数值水池造波计算参数
Fig.4-2 The parameters of numerical wave generation

工况	甲板高度 D (m)	相对高度 D/B
1	0.025	0.1
2	0.050	0.2
3	0.075	0.3
4	0.100	0.4
5	0.125	0.5



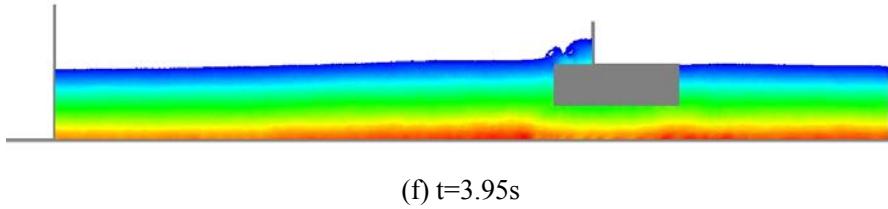
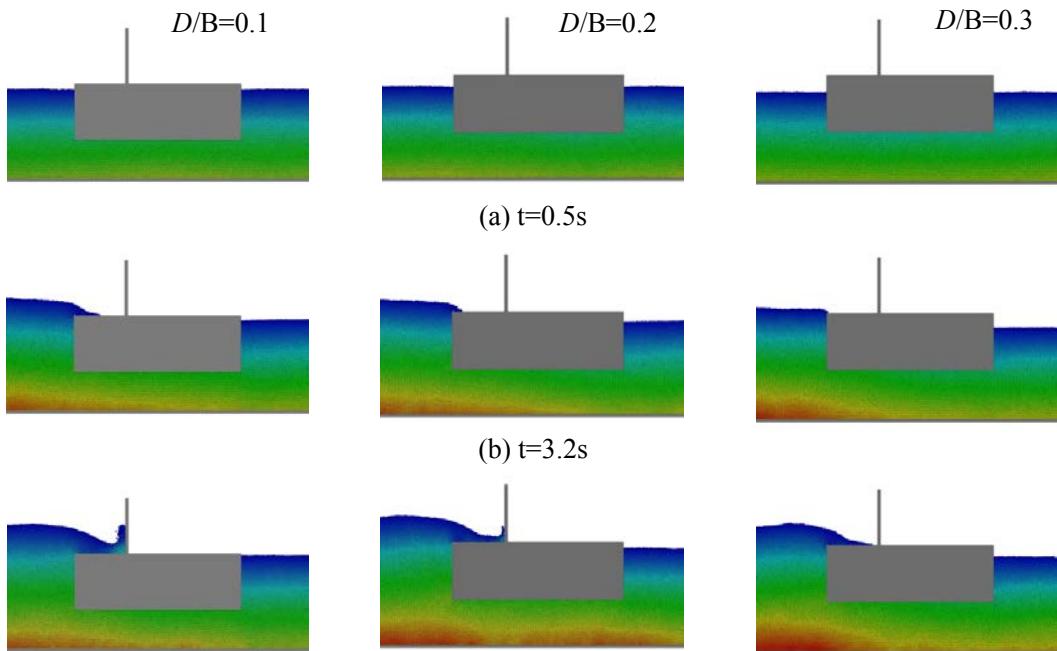


图 4-3 孤立波对结构物的上浪砰击过程 ($D/B=0.2$)
Fig.4-3 The green water slamming on the structure ($D/B=0.2$)

图 4-3 给出了在 $D/B=0.2$ 工况下，孤立波对结构物的上浪砰击过程。可以看出，在 $t=3.15s$ 时刻附近，波浪涌上甲板，并对甲板开始产生砰击作用。在 $t=3.55s$ 时刻，涌上甲板的水体遭遇竖直板后，开始沿着板面爬升，如图 4-3(c) 所示。在 $t=3.65s$ 时刻，爬升的水体由于重力的影响开始下落并翻卷，并且在图 4-3(e) 中可以明显地观察到波浪翻卷产生的气穴。

图 4-4 对比了不同干舷下孤立波砰击结构物的瞬时情况，可以看出，甲板的干舷对上浪砰击过程产生了显著的影响。对于干舷较小的工况 ($D/B=0.1$)，水体更早地涌上甲板，使得上浪水体的自由面演化要明显早于其他工况。并且在较小的干舷下，上浪的水体体积要明显更大，这使得水体沿着壁面的爬升到更高的高度，将给上层建筑物带来不利影响。一方面上浪水体的爬升可能会使得上层结构物产生变形甚至破坏，另一方面上浪水体的爬升还会遮蔽船艏的视野进而影响船舶的操纵等。



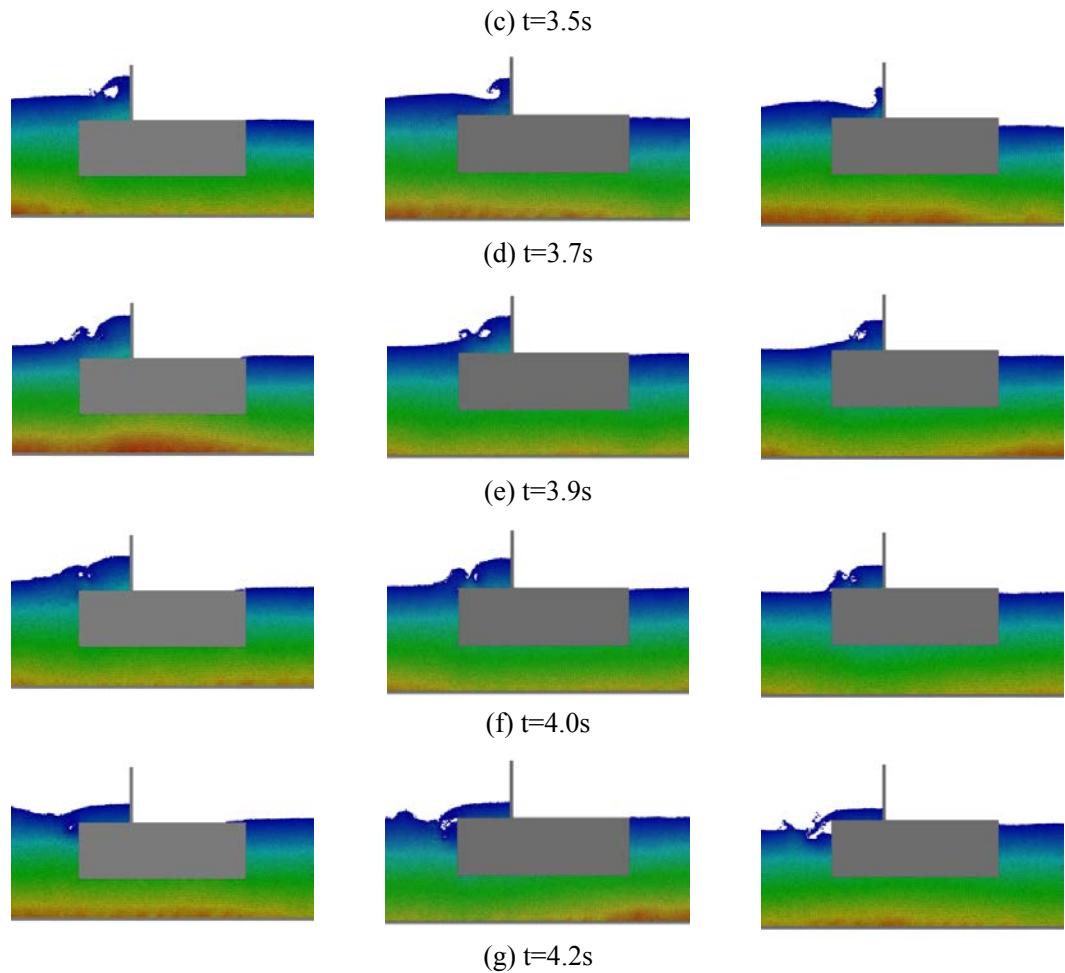
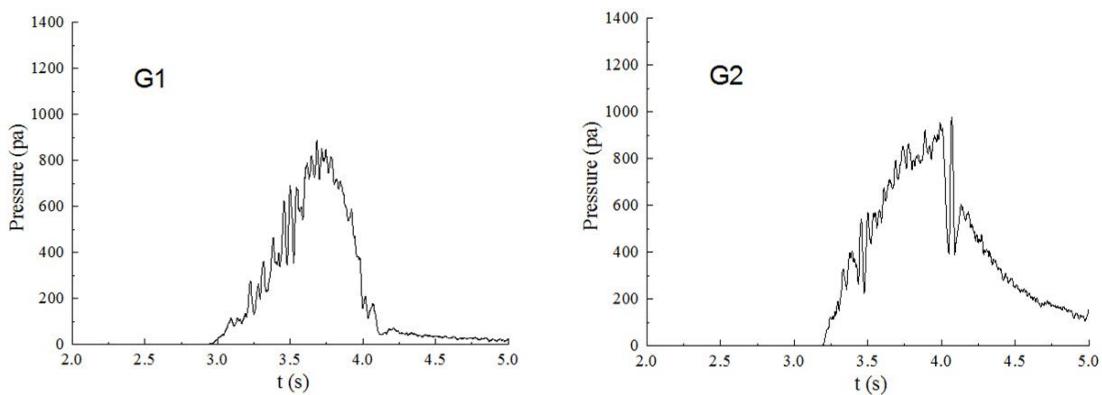
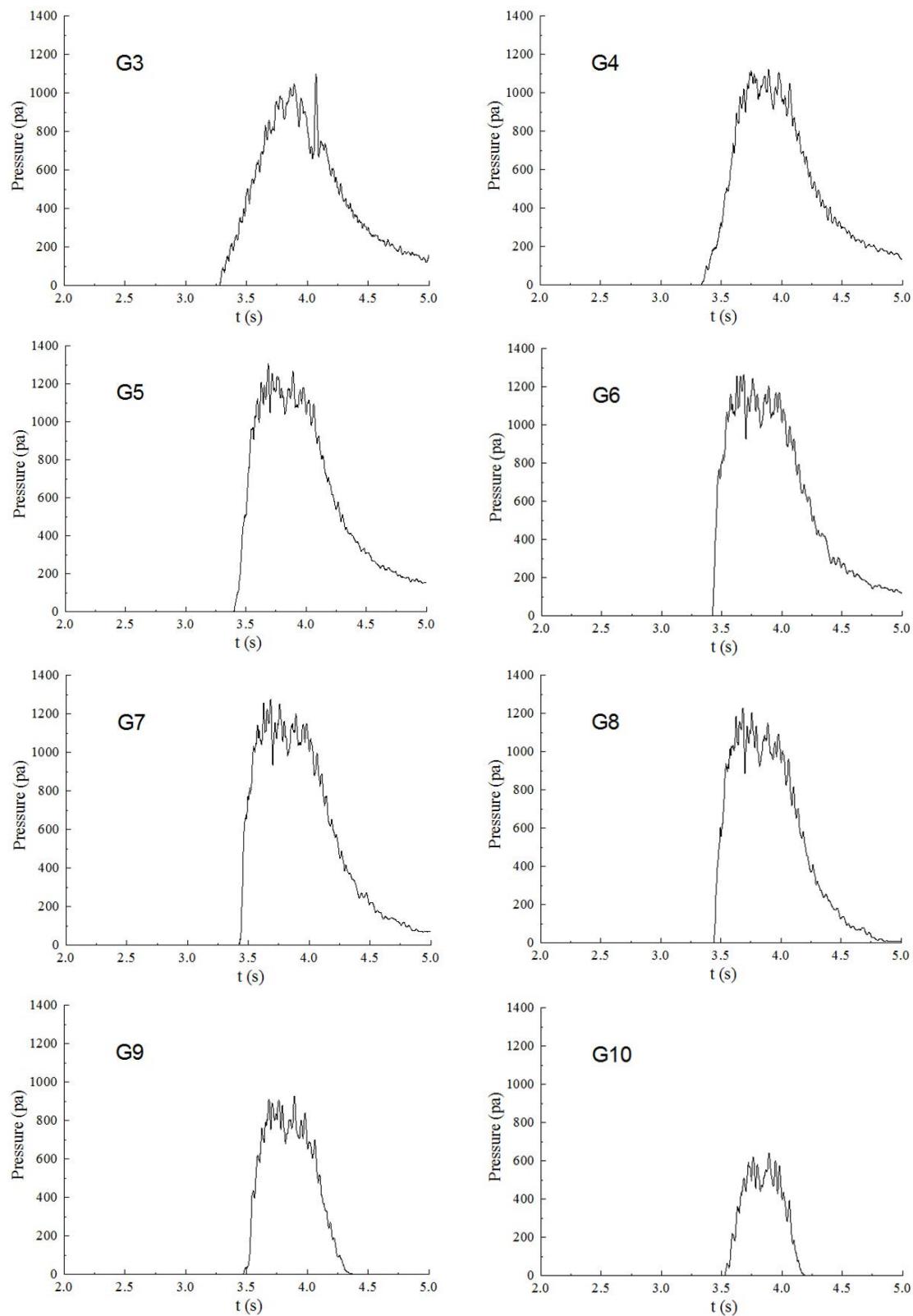


图 4-4 不同干舷下的上浪砰击瞬时情况
Fig.4-4 The green water slamming on structures with various freeboard





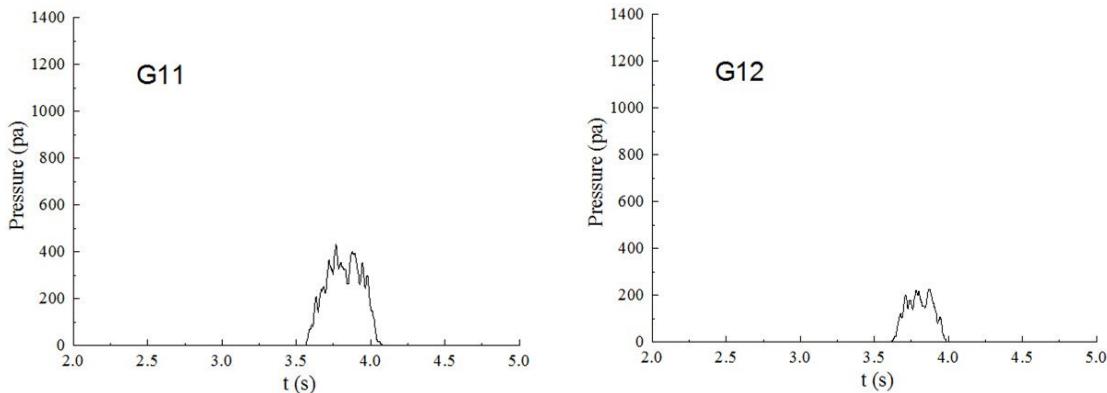
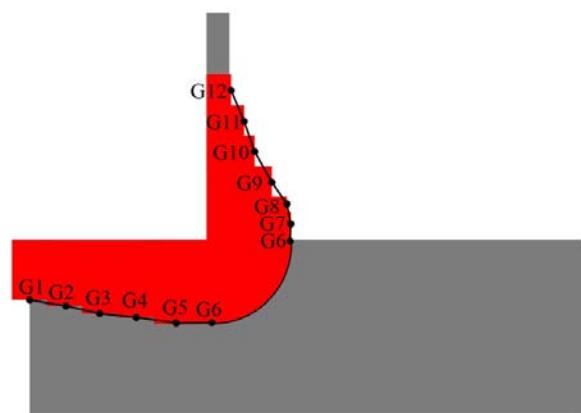


图 4-5 G1~G12 监测点的砰击压力 ($D/B=0.2$)
Fig.4-5 The slamming pressure on G1~G12 gauges ($D/B=0.2$)

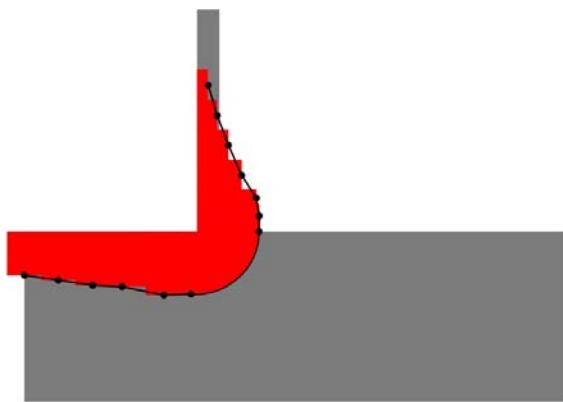
图 4-5 给出了结构物上 G1~G12 监测点处的砰击压力时历曲线，其中 G1~G5 监测点位于水平基座上，G6 位于基座与竖直板的交点处，G7~G12 位于竖直板上。可以看出不同位置处，砰击载荷的形式和幅值存在明显差别：对于竖直板处和角点附近处的监测点（G5~G10），砰击载荷到达峰值的时间（或加载时间）在 0.1~0.2 秒之间，要明显小于水平基座上的监测点；在砰击载荷迅速达到顶峰后，其在一定幅值范围内振荡 0.3~0.6 秒时间，紧接着开始明显下降。而对于 G1~G4 检测点，砰击载荷的加载时间在 0.5~1.0 秒范围内，表明水平基座上受到的瞬时砰击载荷要弱于竖直板。

在较大的瞬时砰击作用下，结构物可能会达到屈服极限并产生破坏。因此除了加载时间外，砰击载荷的峰值也是砰击问题中值得关注的对象。为了研究极限砰击载荷在结构上的分布，本文收集了图 4-5 中 G1~G12 监测点在砰击过程中的最大砰击压力，并在图 4-6 中给出了不同位置处的最大砰击压力。从图中可以观察到，不同干舷下的最大砰击载荷分布的形式也存在一些差异。

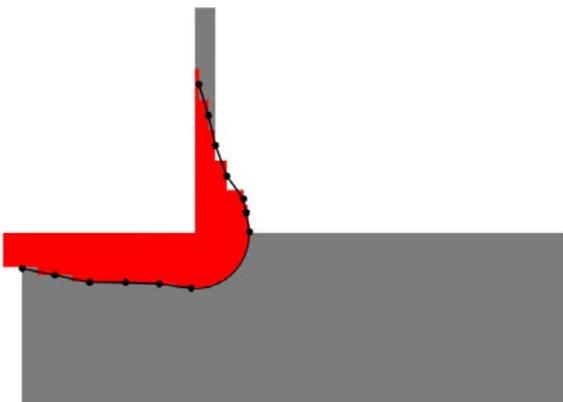
对于小干舷 ($D/B=0.1, 0.2, 0.3$) 工况，最大砰击载荷沿着结构水平方向的分布近似呈线性，且越靠近角点处最大砰击载荷越大，另外最大砰击载荷与监测点的高度呈负相关，其随着监测点的高度增大逐渐减小。而对于大干舷 ($D/B=0.4, 0.5$) 工况，最大砰击载荷沿着结构水平方向的分布呈现出非线性：前后两端的最大砰击载荷较大，而中间的最大砰击载荷较小。经过分析发现，这是因为小干舷 ($D/B=0.1, 0.2, 0.3$) 情况下孤立波波峰还未传播到结构物前端，水面已经漫过甲板，使得砰击载荷的水平分布呈线性。而对于大干舷 ($D/B=0.4, 0.5$) 工况，在波峰传播到结构物前端时，水体尚能涌上甲板，此时结构物前端受到的砰击载荷往往较大。



(a) $D/B=0.1$



(b) $D/B=0.2$



(c) $D/B=0.3$

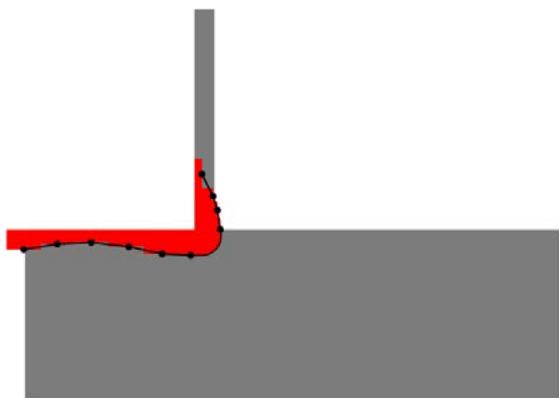
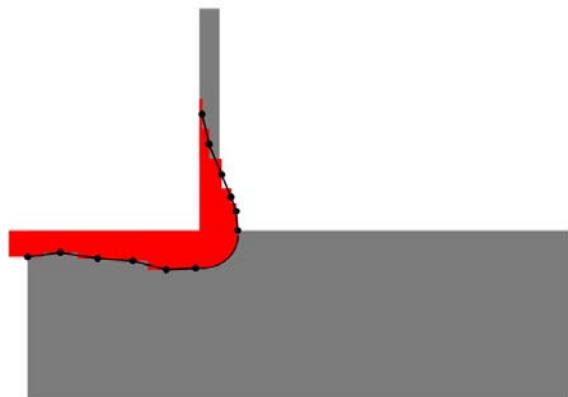


图 4-6 碰击压力峰值随位置的变化
Fig.4-6 The maximum slamming pressure on various positions

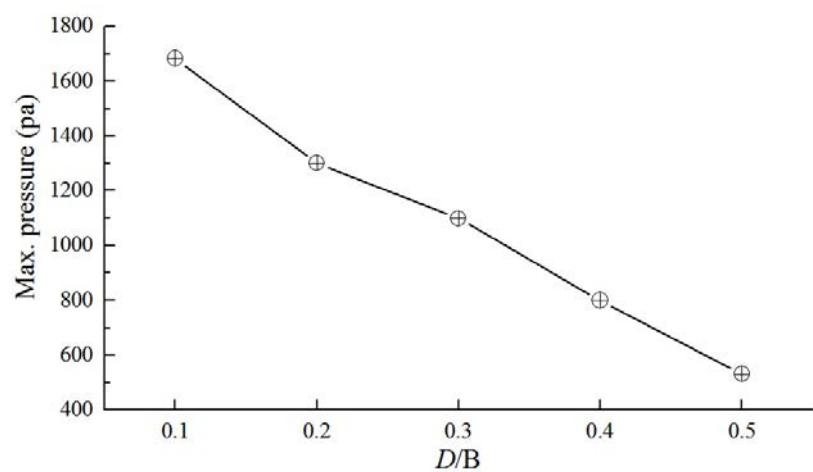


图 4-7 最大碰击压力随干舷的变化
Fig.4-7 The trend of maximum slamming pressure with regard to freeboard

表 4-3 G1~G12 监测点的最大砰击压力
Fig.4-3 The maximum slamming pressure on G1~G12 gauges

干舷 D/B 最大压力(pa)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
G1	1201	901	693	547	409
G2	1318	997	847	452	300
G3	1468	1100	976	568	251
G4	1551	1132	998	624	350
G5	1675	1300	1027	800	504
G6	1682	1276	1100	768	531
G7	1683	1274	1059	751	473
G8	1600	1214	978	652	376
G9	1304	908	643	450	150
G10	964	637	400	203	0
G11	749	406	267	63	0
G12	493	223	76	0	0

值得注意的是，在上述所有工况中，角点位置处的最大砰击载荷都是最高的，这与 Kisacik 等^[29]的研究结论一致。该结论给我们带来了一些启发，在船舶与海洋工程结构物的设计中，对于上浪砰击问题，结构物角点处的强度值得更加注意。表 4-3 给出了 G1~G12 监测点最大砰击压力统计值。图 4-7 给出了给出了角点处最大砰击压力随着干舷的变化，可以看出两者呈负相关，最大砰击压力随着干舷的增大而减小。

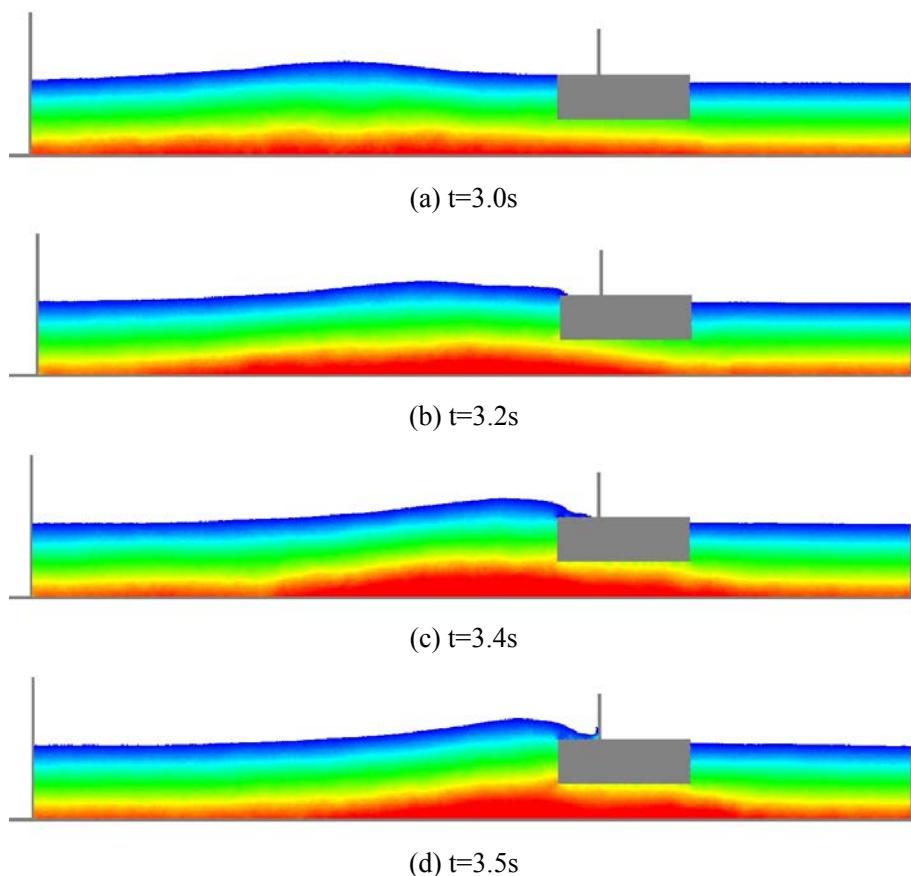
4.3 结构物弹性对上浪砰击的影响

上浪发生时，涌上甲板的水体会对上层结构物产生剧烈的砰击作用。在巨大的砰击载荷下，结构物可能会产生变形，并与水体发生相互作用。结构的变形将使得预报上浪水体的运动变得更加复杂。为了研究结构物弹性对上浪砰击的影响，本节将数值模拟孤立波对弹性结构物的上浪砰击。

本节采用的计算模型与上节相同，但是将刚性竖直板置换为一个弹性竖直板，其上端简支，下端与底部基座刚固。在计算中，弹性板被离散为 50 个二维梁单元，而流体域的粒子间距为 0.005 米，流体粒子总数为 81729，具体计算参数在表 4-4 中给出。

表 4-4 上浪碎击的计算参数
Fig.4-4 The computational parameters of green water slamming

	参数	值
流体	水的密度	1000(kg/m ³)
	水深	0.114(m)
	波高	0.0343(m)
	运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
	重力加速度	9.81(m/s ²)
结构	结构密度	1100 (kg/m ³)
	弹性模量	35(MPa)
	横截面积	0.004(m ²)
	惯性矩	1×10 ⁻² (m ⁴)
	阻尼系数 α_1	0
	阻尼系数 α_2	0.025
	单元类型	二维梁单元
	单元数	50



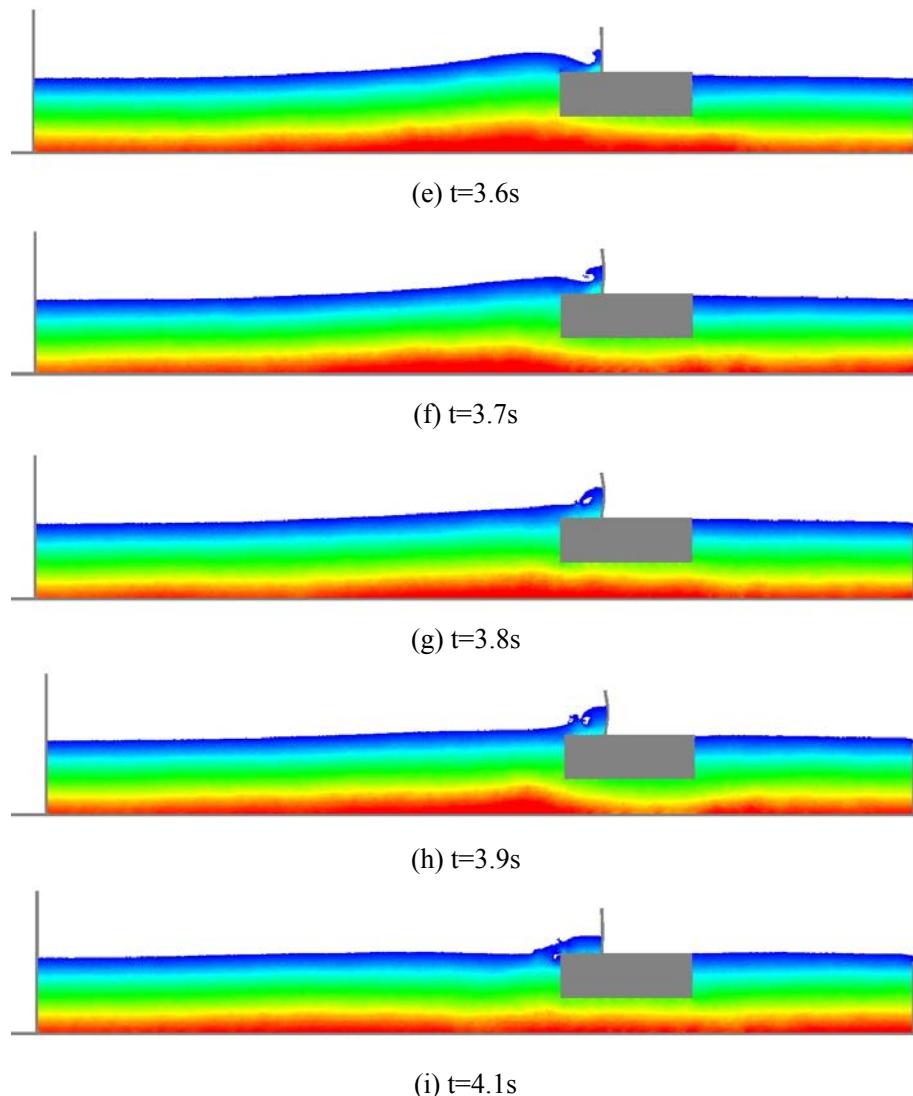
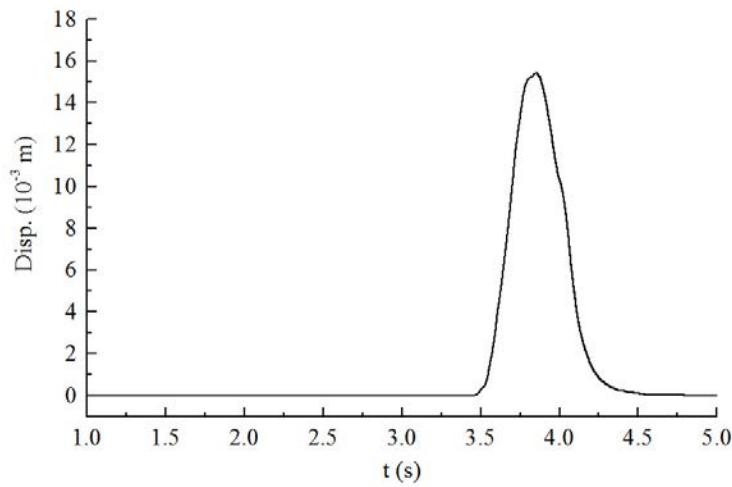
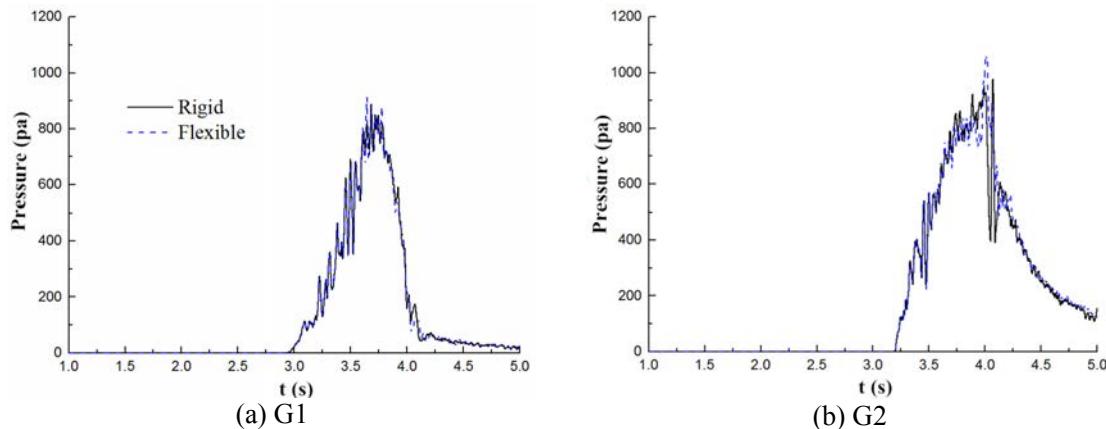


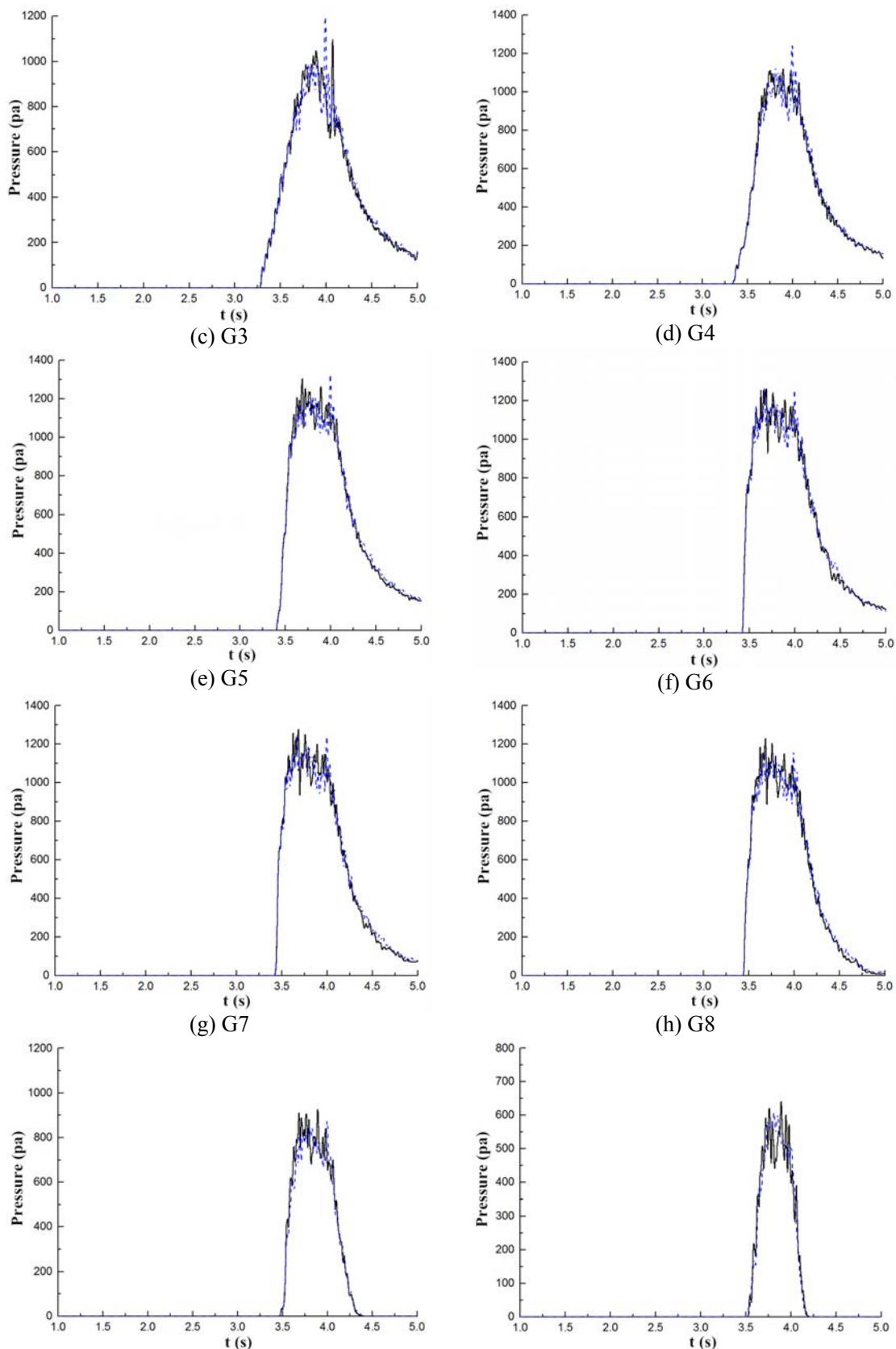
图 4-8 孤立波对弹性结构物的上浪砰击 ($D/B=0.2$)
Fig.4-8 The green water slamming on the flexible structure ($D/B=0.2$)

图 4-8 给出了孤立波对弹性结构物的上浪砰击过程，在 $t=3.0s$ 时刻，水体开始涌上甲板并在 0.5s 之后接触竖直板，可以看到在 3.6s 时刻波浪沿着竖直板爬升到最高并开始翻卷，并且结构的变形在波浪翻卷的后期 ($t=3.8s$) 达到最大值；在此之后水体开始流下甲板，整个砰击过程结束。图 4-9 展示了弹性板中点处的位移时历曲线，可以看出在数值模拟中，弹性板受到上浪砰击后产生的位移响应呈单峰特征。

图 4-10 对比了弹性、刚性工况中 G1~G12 监测点的砰击压力时历曲线。可以看出结构弹性对于不同位置的砰击压力影响也有所不同。对于水平基座上的监测

点 (G1~G4)，弹性工况的压力峰值要略大于刚性工况 (约 5%)，这可能是由于竖直板在恢复平衡位置时，将部分动能返还给翻卷的水体，进而导致基座上监测点的压力峰值略有增大；对于角点附近的监测点 (G5~G7)，弹性、刚性工况的压力峰值非常接近，这是由于角点附近的刚度较大，结构物弹性的影响作用十分有限；而对于竖直板上的监测点 (G8~G12)，弹性板受到的砰击压力峰值要普遍比刚性板小 5%~10% 左右，这是由于结构物的变形吸收了上浪水体的部分动能，使得砰击有所缓解。图 4-11 给出了弹性、刚性工况中，不同位置处砰击压力的峰值，可以更清楚地观察到结构物弹性对不同位置处砰击压力峰值的影响。

图 4-9 弹性板中点处的位移时历曲线 ($D/B=0.2$)Fig.4-9 The displacement history on the middle point of the flexible plate ($D/B=0.2$)



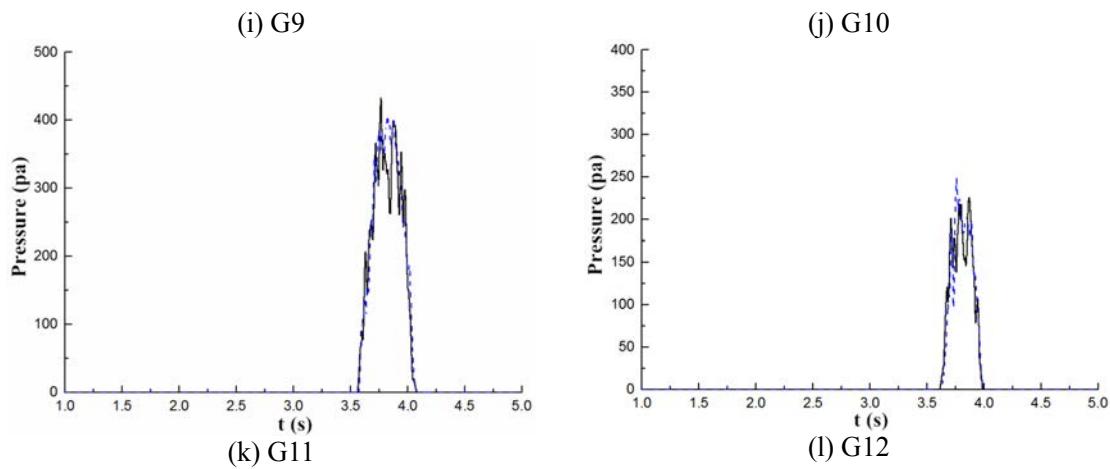


图 4-10 G1~G12 监测点的砰击压力时历曲线($D/B=0.2$)
Fig.4-10 The slamming pressure history on G1~G12 gauges ($D/B=0.2$)

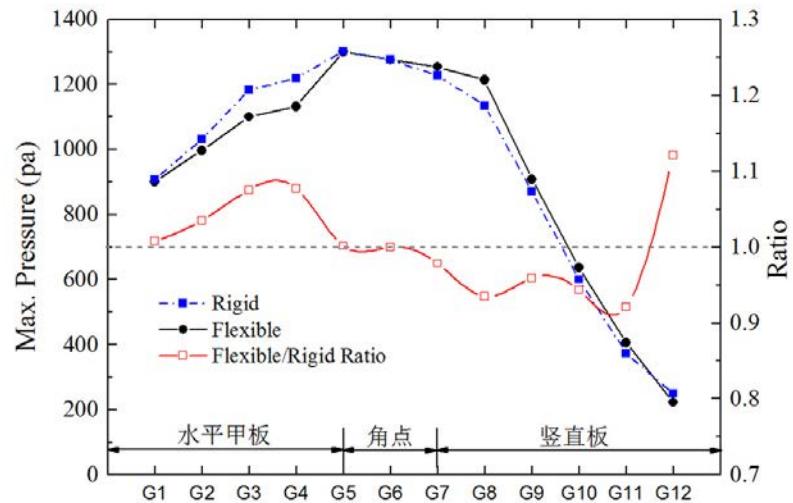
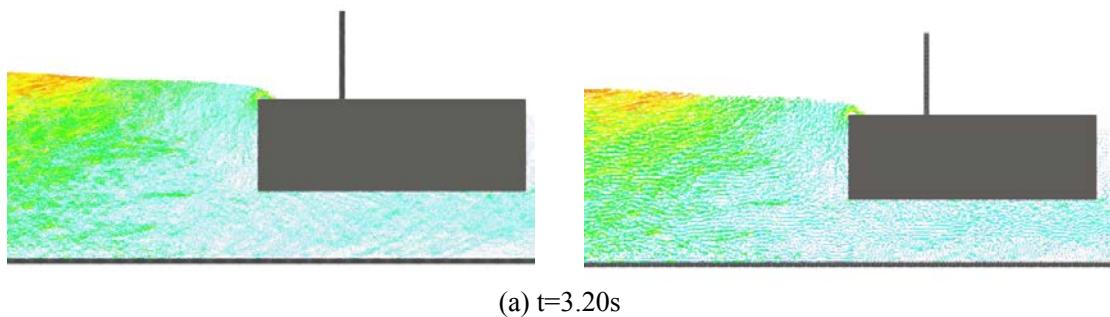
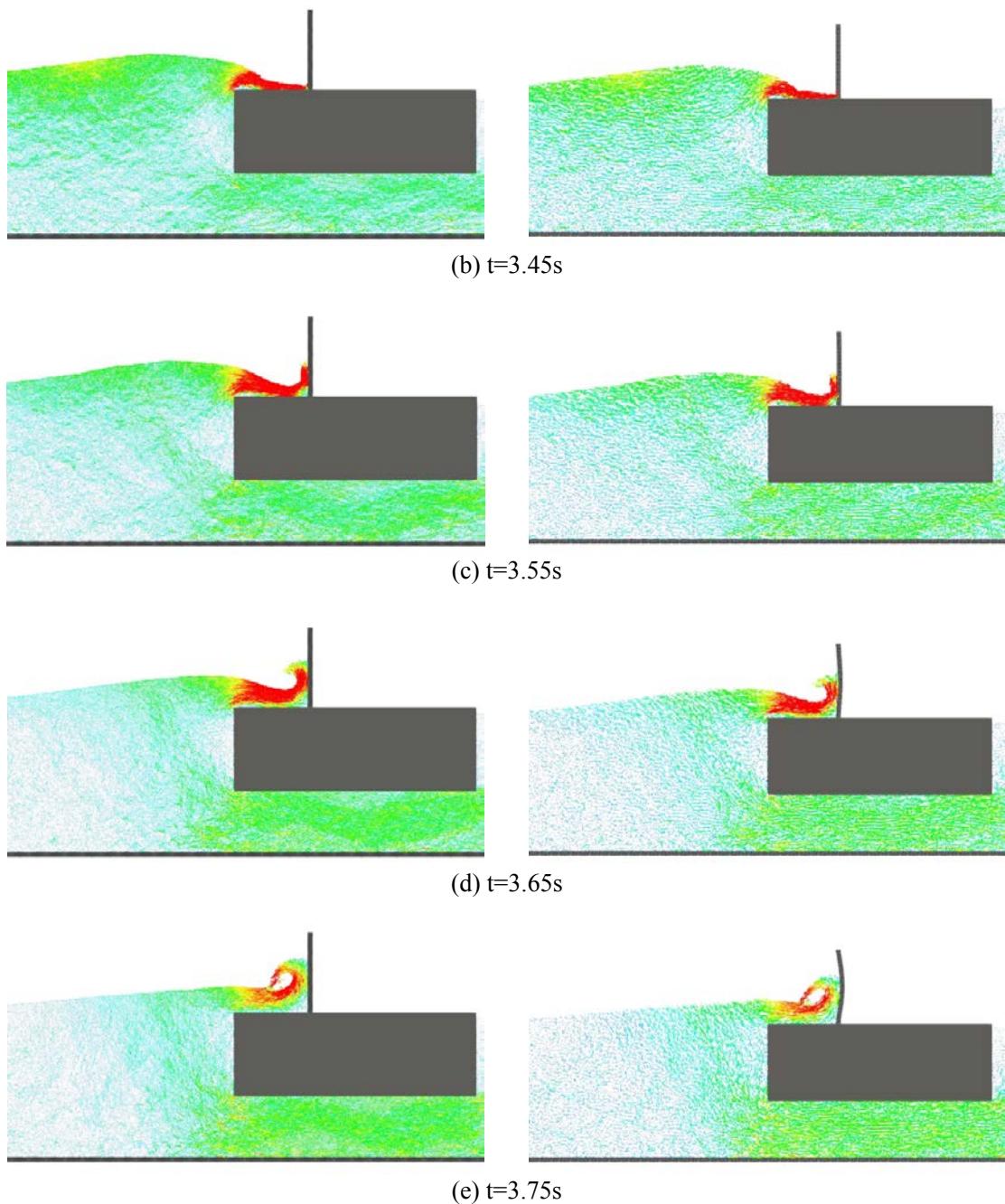


图 4-11 不同位置处的砰击压力峰值
Fig.4-11 The maximum slamming pressure on various positions



(a) $t=3.20$ s



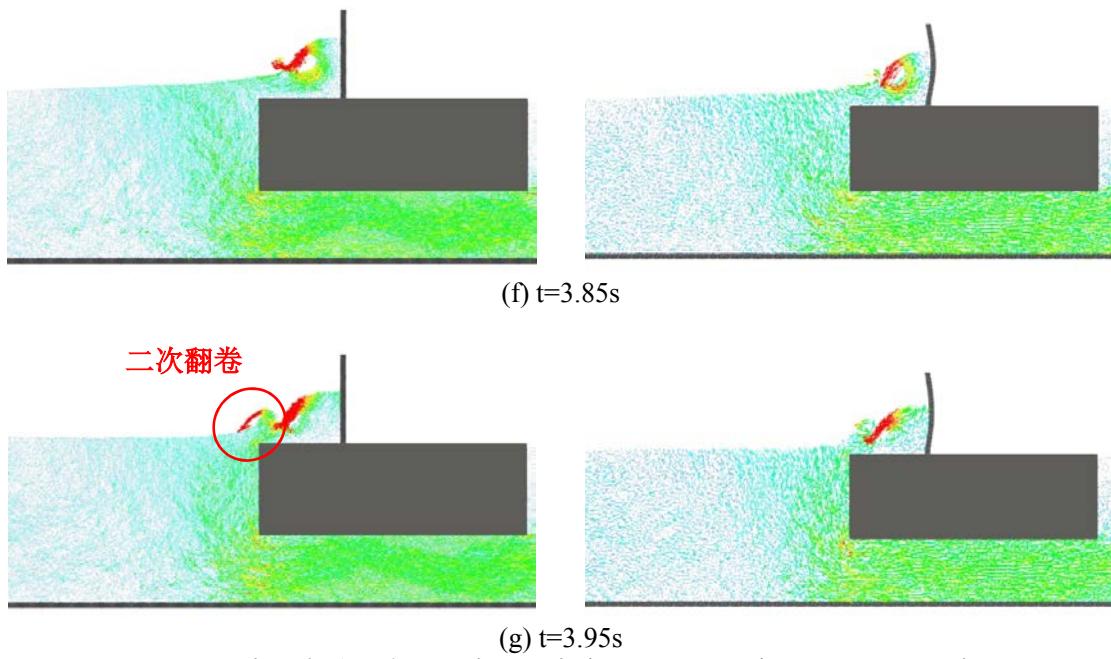


图 4-12 上浪砰击过程中的速度矢量分布 ($D/B=0.2$; 左: 刚性; 右: 弹性)
Fig.4-12 The velocity field during the slamming ($D/B=0.2$; left: rigid; right: flexible)

图 4-12 对比了弹性、刚性竖直板受到上浪砰击的过程，图中的箭头代表流体粒子的速度矢量。在上浪水体接触竖直板之前 ($t < 3.45s$)，流场的情况是完全相同的。但是随着水体沿着竖直板爬升，结构发生变形，两者开始呈现出明显的差别。在 $t=3.65s$ 时刻（见图 4-12(d)），可以看出刚性工况的水头速度较为集中，且沿着竖直方向，而在弹性工况中，由于结构的变形，砰击的水头速度方向较为分散，且速度幅值相比略小，这是由于结构物的弹性变形吸收了流体的部分动能。并且由于水头速度的不同，波浪翻卷形成的空穴形状也有明显差距，弹性工况中由于水头速度较小，形成的空穴较扁。此外，在图 4-12(g)中，对于刚性工况，波浪翻卷后又形成了“二次翻卷”的现象，而该现象在弹性工况中并不明显。

4.4 本章小结

本章基于 MPSFEM-SJTU 求解器数值模拟了孤立波对结构物的上浪砰击，探讨了干舷（或称甲板高度）和结构物弹性对上浪砰击载荷的影响。

本章首先研究了上浪砰击载荷的特征，结果表明角点附近 (G5~G10) 的砰击压力加载时间要明显小于其他位置处。并且对于小干舷工况 ($D/B=0.1, 0.2, 0.3$)，砰击载荷沿着水平和竖直方向呈线性，角点处的砰击压力峰值最大，前端和上端

最小；但是对于大于舷工况 ($D/B=0.4, 0.5$)，砰击压力峰值沿着水平方向呈现出非线性，两端较大而中间最小。

紧接着研究了不同干舷下的上浪砰击载荷，结果表明干舷对上浪砰击的影响主要体现在上浪水体体积、波浪爬高和砰击载荷幅值三个方面。需要注意的是，所有的工况下，最大砰击压力都发生在角点附近，这意味着该区域的强度在结构设计中需要多加考虑。通过定性比较干舷对砰击的影响，发现最大砰击载荷随着干舷的增加而线性减小，这表明通过增大干舷能够有效减小结构物受到的上浪砰击载荷。

本章最后研究了结构物弹性对上浪砰击的影响，通过比较刚性、弹性工况中流体的速度场，发现结构物的弹性降低了爬高水头的速度，从而进一步影响了波浪的翻卷，使得形成的空穴形状有所差异，此外在弹性工况中并没有出现刚性工况中的“二次翻卷”现象。通过比较不同位置处砰击压力的峰值，发现对于水平甲板上的监测点 (G1~G4)，弹性工况的最大砰击压力峰值要比刚性工况大 5% 左右，这可能是由于竖直板在恢复平衡位置时，将部分动能返还给翻卷的水体，进而导致基座上监测点的压力峰值略有增大；对于角点附近处 (G5~G7)，弹性和刚性工况的压力峰值十分接近，这是因为角点附近的刚性较大，结构物弹性的影响并不显著；而对于竖直板上的监测点 (G8~G11)，弹性板的压力峰值要比刚性板小 5%~10% 左右，这是由于结构物的变形吸收了流体的部分动能，使得砰击过程得到了减缓。

第五章 孤立波对结构物的底部砰击

上一章我们研究了孤立波对结构物的上浪砰击作用，除了上浪砰击外，另一种船舶与海洋工程领域常见的砰击类型是底部砰击。在遭受到极端波浪工况时，波浪将会对结构物底部产生较大的砰击，从而导致结构变形甚至破坏。例如超大型浮式结构物（very large floating structure）、跨海大桥以及海洋平台等，这些结构物的尺度相对较大，往往跨度在几百米甚至几十公里的范围内，其较小的整体刚度导致结构物的变形往往不可忽略，根据 Ohkusu 等^[2]的研究结果，在波浪载荷下超大型浮式结构物的垂向最大位移甚至能够达到 1 米。

本章将针对结构物底部的波浪砰击问题进行研究。针对该问题，研究人员常常将其简化为波浪对平板结构物的砰击问题^[2,105,106]，这其中最常见的结构物就是超大型浮式结构物，从动力学的角度上讲，它的整体刚度较小，因此其运动特性与弹性薄板十分相近。与竖直板结构不同的是，水平板在遭受波浪砰击时，无论是所受的砰击压力或者自由液面的变化都要剧烈得多，这也使得解决孤立波与水平板的相互作用问题更具有挑战性。

本章基于无网格法的 MPSFEM-SJTU 求解器数值模拟孤立波对水平板结构的底部砰击，首先对二维孤立波对刚性水平板的砰击进行了模拟和分析，并与试验结果进行了对比，验证了该求解器的准确性；然后研究了孤立波波高和平板净空两个参数对砰击载荷的影响；在孤立波对弹性板砰击作用的数值研究中，从砰击载荷幅值、分布、自由面演化等方面分析了结构物弹性对底部砰击的影响；本章最后一节将平板的底部砰击问题扩展到三维，除了研究孤立波波高、甲板净空、结构物弹性对砰击过程的影响，本节还分析了砰击问题中的三维效应。

5.1 二维孤立波与水平板相互作用数值模拟

5.1.1 收敛性验证

本节将对二维孤立波与水平板相互作用进行数值模拟。图 5-1 给出了本节数值模拟的计算模型，数值水池长度为 2.50 米，水深为 0.114 米。在造波板右端 1.2 米、水面 0.0114 米处放置一个水平弹性板，板长为 0.305 米，厚度为 0.015 米，弹性模量为 1MPa，并考虑结构的阻尼影响。需要注意的是在数值水池的末端设置了一个长度为 0.5 米的消波区，以避免波浪反射的影响。

在使用 MPS 方法或者有限单元法进行数值模拟时，粒子的初始间距（以下简称粒子间距）和单元尺寸常常被用来衡量计算域的离散程度。为了找合适的粒子间距和单元尺寸，本节采用三种不同分辨率的粒子间距和单元尺寸，0.0015 m, 0.0020 m, 0.0025 m, 对计算域进行离散，表 5-1 给出了离散后的粒子数及单元数。此外表 5-2 和 5-3 分别给出了数值模拟中的结构与流体计算参数。

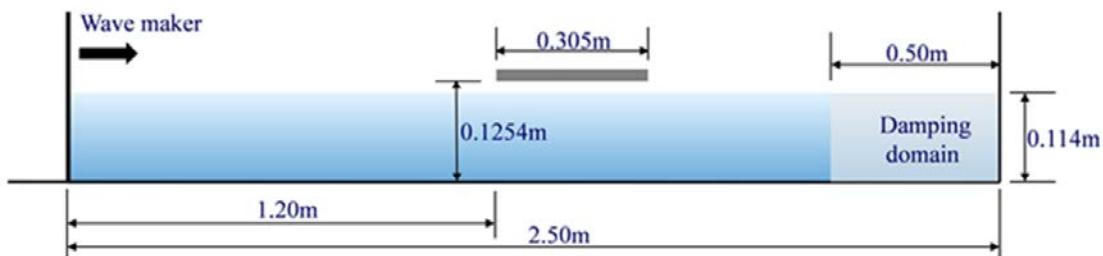


图 5-1 二维底部砰击计算模型
Fig.5-1 The computational model of 2D bottom slamming

表 5-1 收敛性验证参数设置
Fig.5-1 The parameters setup in the sensitivity analysis

工况	粒子间距 (m)	单元长度 (m)	流体粒子数	单元总数
1	0.0015	0.0015	133474	203
2	0.0020	0.0020	76078	152
3	0.0025	0.0025	43136	122

表 5-2 流体计算参数
Fig.5-2 The computational parameters in fluid analysis

参数	值
水的密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
波高	0.0343(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)

表 5-3 结构计算参数
Fig.5-3 The computational parameters in structure analysis

参数	值
结构密度	1040 (kg/m ³)
弹性模量	1(MPa)
横截面积	2.5×10 ⁻⁵ (m ²)
惯性矩	1×10 ⁻³ (m ⁴)
阻尼系数 α_1	1.665
阻尼系数 α_2	0.0096

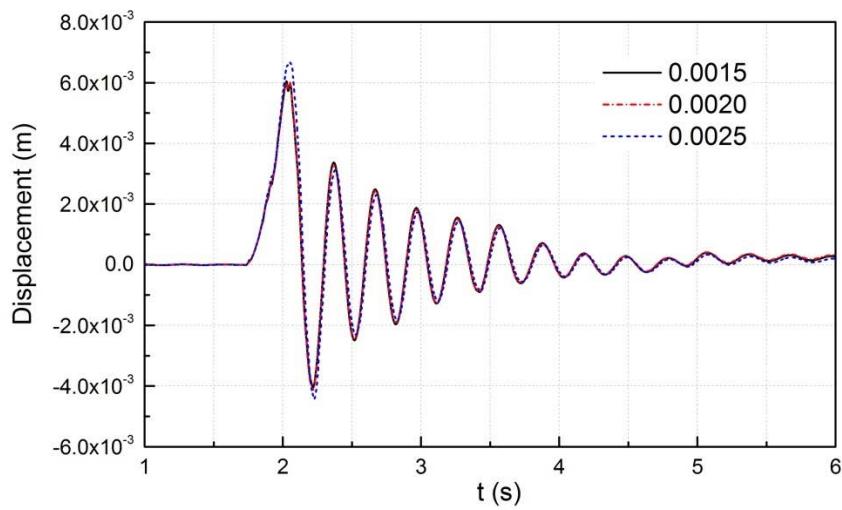


图 5-2 平板中点处的位移时历曲线
Fig.5-2 History of the displacement on the middle point of the plate

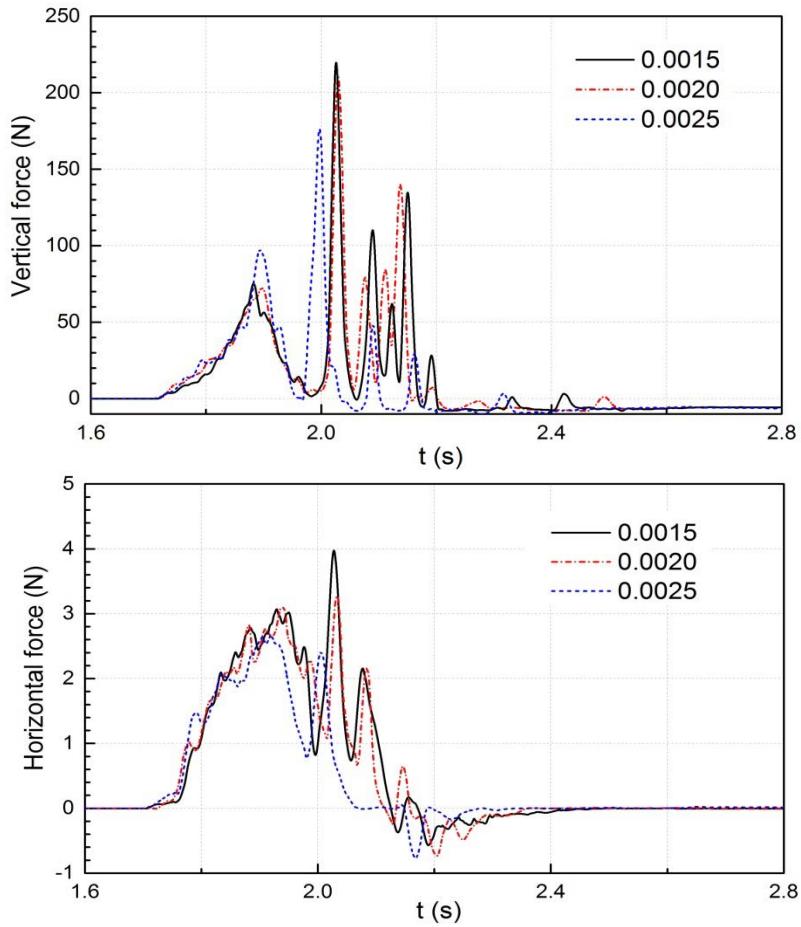


图 5-3 平板所受波浪力的时历曲线（上：竖直力；下：水平力）
Fig.5-3 The wave-induced force history on the plate (Up: vertical; down: horizontal)

图 5-2 给出了水平板中点处的位移时历曲线，三条曲线都可以观察到明显的结构振动，并且振动幅值逐渐衰减，可以看出 0.0025m 分辨率下的振动峰值与另外两个工况存在差异，而 0.0015 m 和 0.0020 m 分辨率下的结果无明显差距。

此外本节还比较了三种分辨率下的平板所受波浪力的时历曲线，如图 5-3 所示，可以看出 0.0025 m 分辨率下的结果与另外两种工况的结果存在明显差距，例如竖直波浪力的第一个峰值要明显高于另外两条曲线。而 0.0015 m 与 0.0020 m 分辨率下的曲线无论是趋势还是峰值都吻合较好。因此可以认为 0.0020 m 分辨率可以获得收敛的数值结果，在接下来的研究中，将使用这一粒子间距和单元尺寸对流体、结构域进行离散。

5.1.2 甲板净空对底部砰击的影响

根据上一节所获得的计算结果，确定了使用 0.002 m 的粒子间距和单元长度可以获得收敛的计算结果，因此接下来的研究中将继续使用该参数。

本节将对二维孤立波与刚性水平板的相互作用问题进行数值模拟，计算模型如图 5-4 所示。在船舶与海洋工程领域，结构物在遭受不同幅值的波浪会产生不同的砰击载荷，为了研究弹性板在不同程度波浪下的遭受的砰击，本节将孤立波波高看做一个主要的研究参数。另外，在波浪对水平板的砰击作用中，平板净空是另外一个重要的参数，例如海洋平台在使用过程中，可能由于底部基础的下陷，导致平台与自由液面的垂直距离发生改变，从而给预报波浪的砰击压力带来一定困难。因此，孤立波波高 A 和平板净空 D 将是本节的主要研究参数。需要注意的是，本章使用水深 H 对波高 A 以及平板净空 D 进行无量纲化。

表 5-4 给出了流体计算的详细参数。表 5-5 给出了不同工况下的参数组合，可以看出本节考虑了四种波高 ($A/H=0.2, 0.3, 0.4, 0.5$) 和三种平板高度 ($D/H=0.03, 0.06, 0.1$)，将分析不同参数下的波浪对结构物的底部砰击载荷特性。需要注意的是本节的计算参数参考了 Seiffert 等^[25]的试验，如图 5-5 所示。

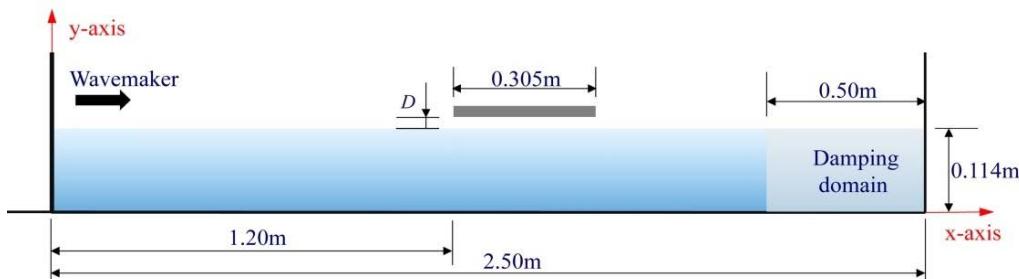


图 5-4 孤立波对刚性板砰击的计算模型
Fig.5-4 The computational model of solitary waves impacting onto the rigid plate

表 5-4 孤立波对刚性板砰击模拟的计算参数
Fig.5-4 The computational parameters of the solitary waves impacting onto the rigid plate

参数	值
水的密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
波高	0.0343(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)
流体粒子数	76078

表 5-5 计算工况设置
Fig.5-5 The parameters setup of all cases

工况	波高 (A/H)	平板净空 (D/H)
1	0.2	0.03
2	0.2	0.06
3	0.2	0.1
4	0.3	0.03
5	0.3	0.06
6	0.3	0.1
7	0.4	0.03
8	0.4	0.06
9	0.4	0.1
10	0.5	0.03
11	0.5	0.06
12	0.5	0.1

图 5-6 给出了 $A/H=0.3, D/H=0.1$ 工况下，刚性板所受的垂向波浪力，可以看出水平板的垂向波浪力在遭受孤立波的砰击中产生一个明显的峰值，此外波浪力在峰值过后产生了明显的振荡，并最终趋向于稳定。图 5-7 给出了孤立波与刚性水平板相互作用中的瞬时情况，可以看出在 $t=1.76$ s 时刻，孤立波开始与水平板接触；在 $t=1.96$ s 时刻，波峰达到平板前缘，此刻水平板所受的垂向波浪力达到峰值；在 $t=2.32$ s 时刻后，平板遭受了明显的向下波浪力，这是甲板上浪导致的。

此外，图 5-6 还给出了 Seiffert 等^[25]的试验结果。可以看出，试验中水平板所受的波浪力在峰值之后的振荡要明显小于数值结果，该差别可能是由于该求解器忽略了气相的影响。总体而言，两者的峰值与趋势相同，可以认为本文使用的求解器能够很好地预测孤立波对水平板的砰击作用力。

为了研究水平板在不同波高和净空下所受的上托力 (Uplift force)，图 5-8 给出了不同工况下的上托力峰值，并与 Seiffert 等人^[25]的试验结果进行对比，两者的趋势一致。可以看出在不同的净空下，水平板所受的上托力与波高都呈正比关系。虽然平板所受的上托力随着净空的减小而增加，但是它对上托力的影响显然

不如波高这一参数大。因此可以认为，平板在波浪砰击过程所受的上托力主要由波高决定。需要注意的是，数值模拟的波浪力峰值无一例外地大于试验结果，根据 Khayyer 等^[107]的研究结果，水平板对自由液面砰击的过程中，两者之间的空气可能会造成所谓的“气垫效应”（Cushioning effects），从而缓解水平板所受的砰击压力，而本文使用的求解器忽略了气相的影响。



图 5-5 孤立波对水平板的砰击试验 (Seiffert 等^[25])
Fig.5-5 The experimental conditions of solitary wave impacting onto the plate (Seiffert *et al.* ^[25])

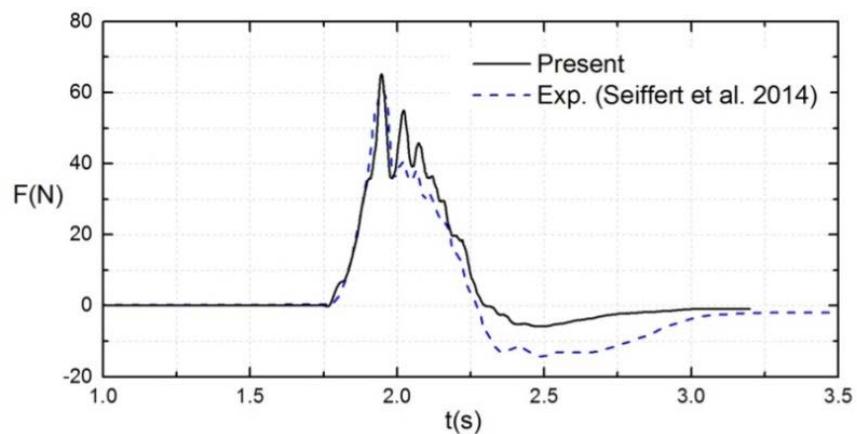
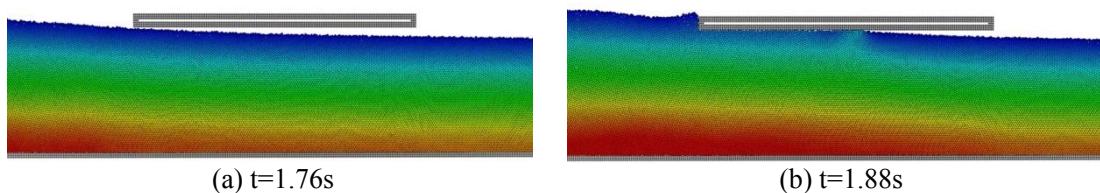


图 5-6 平板所受上托力时历曲线 ($A/H=0.3, D/H=0.1$, 刚性)
Fig.5-6 The uplift force history on the plate ($A/H=0.3, D/H=0.1$, Rigid)



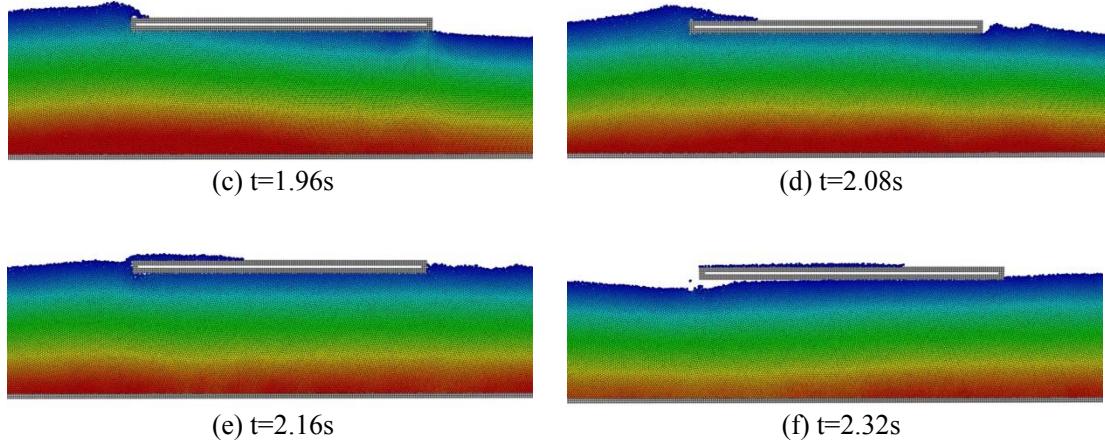
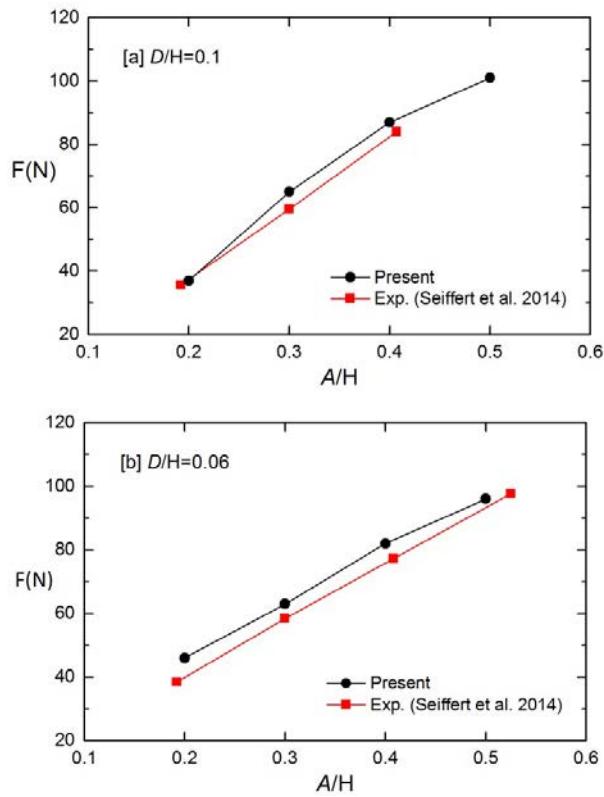


图 5-7 孤立波与刚性水平板的相互作用 ($A/H=0.3$; $D/H=0.1$)

Fig.5-7 The interaction between solitary wave and the rigid plate ($A/H=0.3$; $D/H=0.1$)



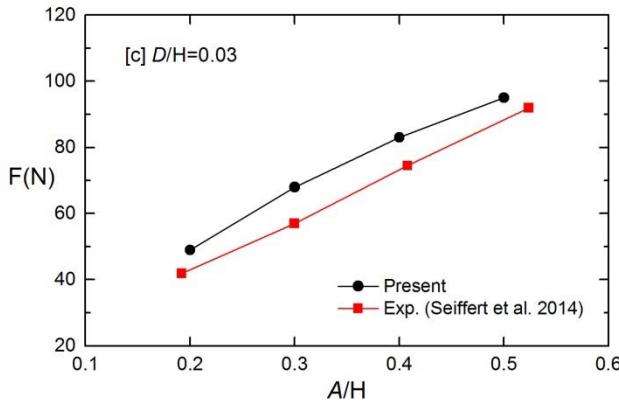


图 5-8 刚性板所受最大上托力
Fig.5-8 The maximum uplift force on the rigid plate

5.1.3 结构物弹性对底部砰击的影响

在遭受波浪砰击时，结构物可能会产生变形，进而对结构物周围的流动产生影响，针对该问题有研究人员发展了水弹性理论(Hydroelasticity theory)^{[108][109]}，研究的对象主要是可变形结构物与周围流场的相互作用。

本节将研究结构物的弹性对砰击作用的影响，研究内容包括平板所受的上托力、底部砰击压力的分布、弹性板的位移响应等方面。计算模型与 5.1.1 节相同，流体、结构域的计算参数如表 5-6 和 5-7 所示。同样，为了研究孤立波波高和平板净空对弹性板的砰击载荷，本节同样考虑了四种波高 ($A/H=0.2, 0.3, 0.4, 0.5$) 和三种平板净空 ($D/H=0.03, 0.06, 0.1$) 的工况。

图 5-9 对比了 $D/H=0.1$ 工况下弹性和刚性工况下平板所受的垂向波浪力。可以看出在砰击过程初期，波浪对弹性和刚性平板的上托力保持一致，这是因为此时结构物的变形并不显著，但是弹性板的上托力峰值要略微滞后于刚性板。图 5-10 给出了波浪覆盖弹性、刚性板底部所耗费的时间，可以看出对于弹性板，从砰击发生开始时刻到波浪覆盖满结构的底部所花费的时间要略大于刚性板，这意味着对于弹性板，砰击载荷的加载时间更长，导致上托力的峰值略微滞后于刚性板。

在图 5-9 中，可以观察到弹性板除了第一次砰击产生的峰值，还可以看到后续的多次峰值，为了探究导致这些峰值的原因，本节在图 5-11 中给出了 $A/H=0.3$ 和 $D/H=0.1$ 工况下，孤立波对弹性板砰击过程中的瞬时情况。可以观察到，在 $t=1.96s$ 时刻孤立波波峰到达弹性板前端，此时平板所受的上托力达到峰值； $t=2.02s$ 时刻，随着结构物变形的增大，结构物开始与自由液面发生分离现象，

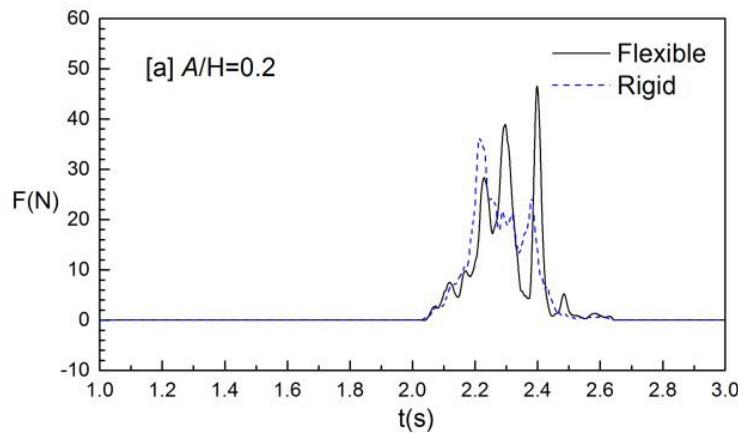
这也导致了图 5-9(b)中，弹性板的上托力在峰值之后迅速下降；随着弹性板的变形达到最大，其开始向下运动，并与自由液面发生“二次碎击”现象，此时($t=2.12s$)由于弹性板具有最大的向下速度，其所受的上托力要远大于第一次峰值；在随后弹性板的振动中，也与水面发生了不同程度的碎击，可以在碎击的后期观察到上托力的多个峰值。

表 5-6 流体域计算参数
Fig.5-6 The computational parameters in fluid analysis

参数	值
密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
波高	0.0343(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)
流体粒子数	76078

表 5-7 结构域计算参数
Fig.5-7 The computational parameters in structure analysis

参数	值
结构密度	1040 (kg/m ³)
弹性模量	1(MPa)
横截面积	2.5×10 ⁻⁵ (m ²)
惯性矩	1×10 ⁻³ (m ⁴)
单元数	152
阻尼系数 α_1	1.665
阻尼系数 α_2	0.00096



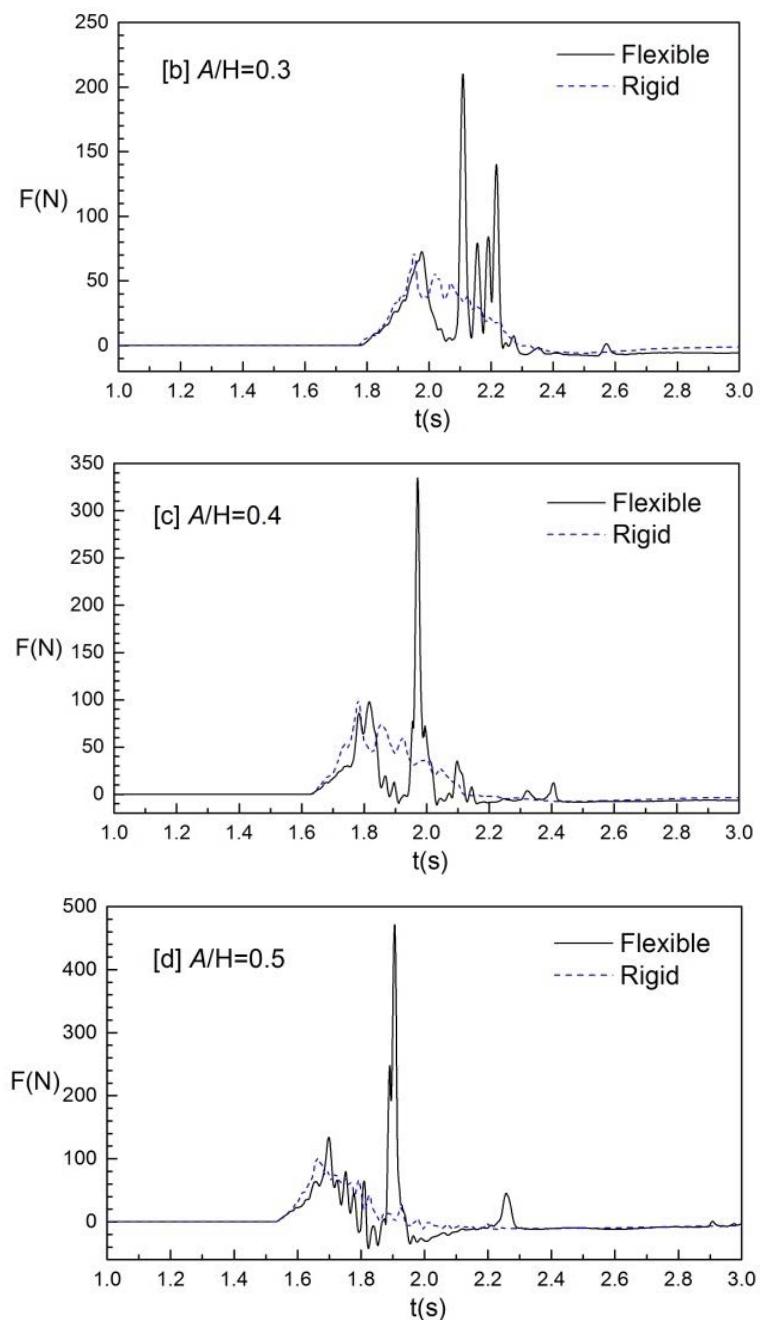


图 5-9 平板所受上托力的时历曲线 ($D/H=0.1$)
Fig.5-9 The uplift force history on the plate ($D/H=0.1$)

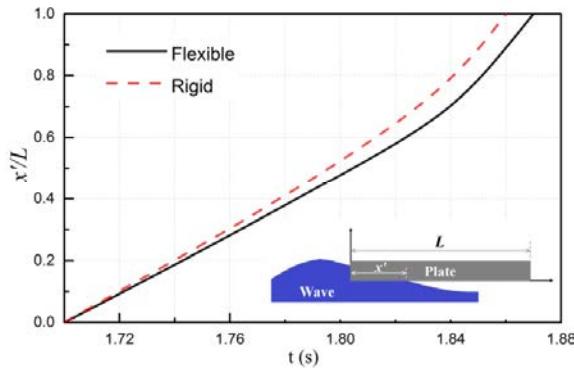
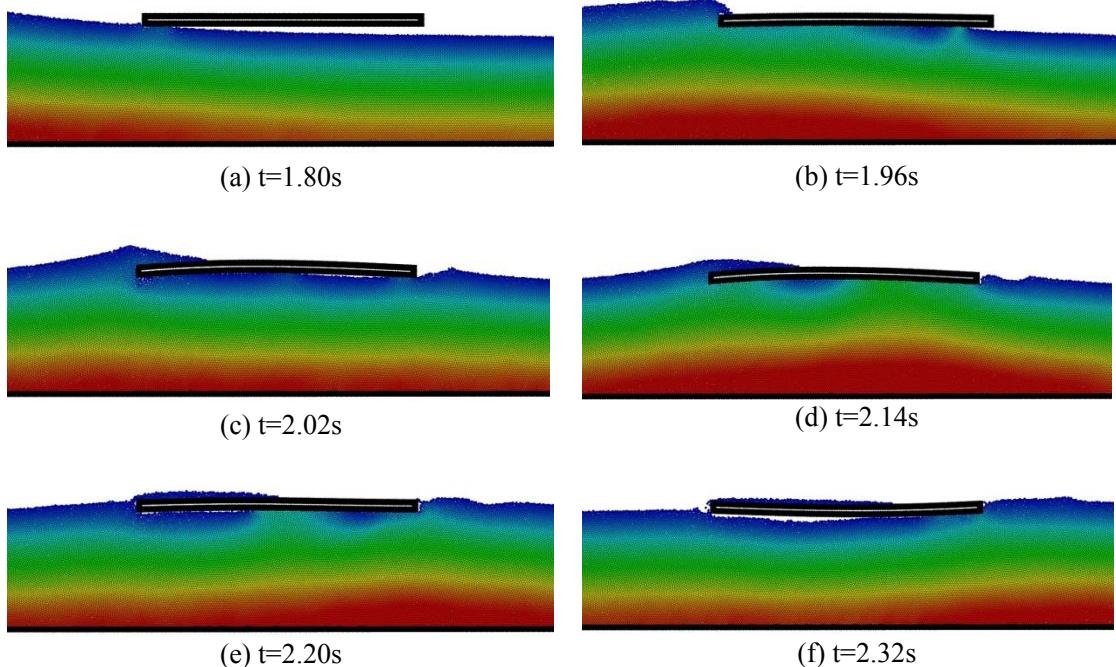
图 5-10 波浪覆盖平板底部所需时间 ($A/H=0.3; D/H=0.1$)Fig.5-10 Time consumed for water to suffuse the plate bottom ($A/H=0.3; D/H=0.1$)图 5-11 孤立波与弹性水平板的相互作用 ($A/H=0.3; D/H=0.1$)Fig.5-11 The interaction between the solitary wave and the flexible plate ($A/H=0.3; D/H=0.1$)

图 5-12 对比了弹性、刚性平板底部所受的砰击压力分布，可以看出在砰击过程的初期（对应图 5-12(a)~(d)），尽管弹性板的压力分布要轻微滞后于刚性板，但是砰击压力的分布和幅值差距并不大；在 $t=1.88s$ （对应图 5-12(e)）以后，两者的压力分布开始变得截然不同，其中刚性板的压力分布随着波浪的演化逐渐后移，并最终下降为零。而弹性板的压力分布与结构物的振动紧密相关，需要注意的是，在 2.02s 时刻弹性板具有一个较大的向下速度，与自由面的“二次砰击”使得的此

时的砰击压力达到最大值，且其峰值远大于刚性板的砰击压力峰值。

对于另外三种工况 ($A/H=0.2, 0.4, 0.5$)，“二次砰击”给弹性板带来的波浪上托力都要明显大于刚性板的上托力峰值，为了定性地研究不同波高、净空下结构物弹性对波浪上托力的“放大效应”，本节收集了不同工况下的弹性板所受的上托力峰值（对应于曲线第二个峰值）和刚性板所受的上托力峰值（对应与曲线单峰峰值），如图 5-13 所示。此外我们还定义了一个放大系数 MF(Magnification Factor) 来定性衡量“放大效应”的程度，它是弹性板和刚性板所受的最大上托力之比，即 $MF = F_{flexible} / F_{rigid}$ 。

在图 5-13 中，放大系数 MF 与波高呈现出非线性的关系。对于 $A/H=0.2$ 的工况，放大系数 MF 分别为 1.24, 1.87 和 1.35，可以看出在波高较小的情况下，此时结构变形也较小，结构物弹性对砰击造成的上托力峰值影响并不显著。对于 $A/H=0.3$ 的工况，放大系数 MF 分别为 3.23, 5.28 和 3.66，此时由于结构物对自由面的“二次砰击”导致平板所受的上托力有了明显增大。

但是对于净空为 $D/H=0.03$ 和 0.06 的工况，当波高从 $A/H=0.3$ 增大到 $A/H=0.4$ 时，放大系数 MF 反而开始下降，通过查看砰击过程的瞬时情况，我们发现在波浪与结构物相互作用过程中，由于平板的净空较小，水面始终淹没了平板底部，表明砰击现象并不明显。随着波高继续增大至 $A/H=0.5$ ，放大系数 MF 也增大至 4.31, 6.35 和 5.89。

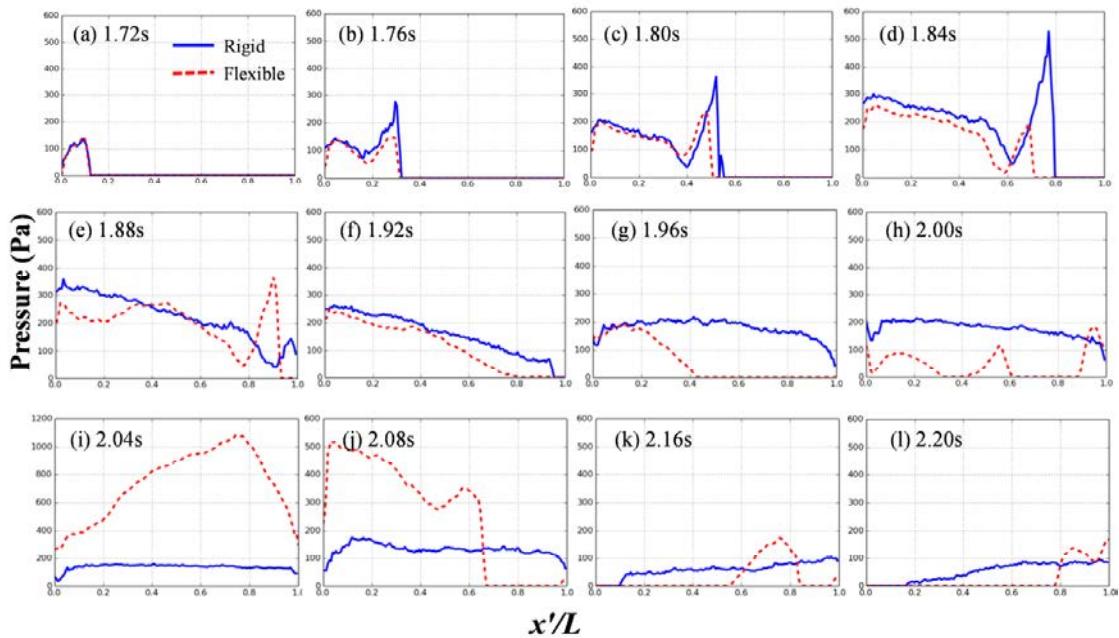


图 5-12 平板底部的压力分布对比 ($A/H=0.3; D/H=0.1$)

Fig.5-12 The comparison of pressure distribution on the plate bottom ($A/H=0.3; D/H=0.1$)

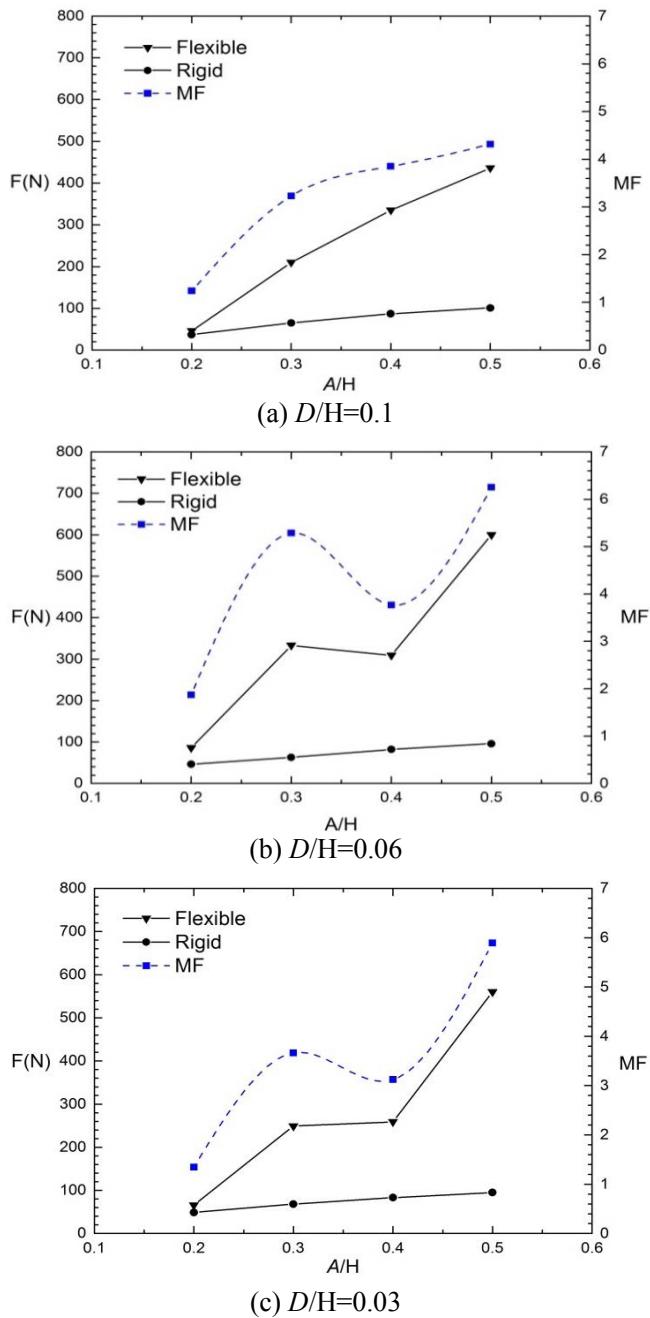


图 5-13 水平板所受的最大上托力以及对应的放大系数

Fig.5-13 The maximum uplift force on plate and the corresponding MF

5.2 三维孤立波与水平板相互作用数值模拟

上一节对二维水平板结构的底部砰击问题进行了一些初步研究，在对平板的底部砰击问题有了一定的认识后，本节将研究三维孤立波对结构物的底部砰击作

用，在船舶与海洋工程结构物中，只有较少一部分能够被看做准二维问题，更多的结构物，例如船艏和船艉，有着复杂的三维表面，在研究上述结构物的波浪砰击问题中，三维效应可能会导致完全不同的物理现象，因此将上一节的研究扩展到三维十分必要。

本节采用的数值水池模型长为 2.0 米，宽度为 0.15 米，水深为 0.114 米。与上文相同，本节采用推板的方式制造孤立波。在水池中放置一个水平板，长度为 0.3 米，宽度为 0.15 米，厚度为 0.015 米，水平板的前端距离造波板初始位置的距离为 0.12 米，且该水平板底部与水面的距离被定义为平板净空 D 。该章采用的计算模型如图 5-14 所示。

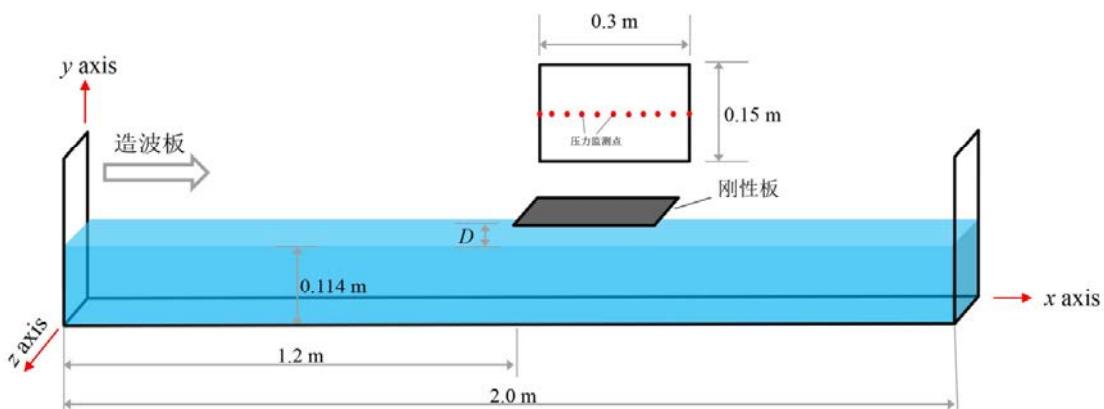


图 5-14 三维孤立波与平板相互作用示意图
Fig.5-14 The computational model of 3D solitary waves impacting onto plate

5.2.1 碰击载荷特征分析

无论是从船舶结构强度，还是船舶操纵性来说，底部砰击问题都是人们关注的焦点，一般来说，船舶在经过一百个波浪过程中，若砰击现象发生的次数超过三次，船长将会主动降低船舶的航速。因此在船舶工程领域，底部砰击载荷是工程人员在设计船舶或者海洋工程结构物的重要因素，它会导致砰击发生的局部较大变形甚至破坏。

本小节将数值模拟孤立波对刚性板的底部砰击作用，采用的流体粒子初始间距为 0.0075 米，粒子总数为 166929，其中流体粒子总数为 82614，详细计算参数在表 5-8 中给出。针对数值模拟的结果，将对底部砰击发生的过程进行细致分析，并对刚性板结构底部的砰击载荷特性进行分析。

表 5-8 计算参数设置
Fig. 5-8 The computational parameters

参数	值
密度	1000(kg/m ³)
水深	0.114(m)
运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
重力加速度	9.81(m/s ²)
初始粒子间距	0.0075(m)
流体粒子数	82614

Baarholm^[12]在研究平台甲板的波浪砰击问题时，根据试验中的观察，将砰击过程主要分为以下阶段，如图 5-15 所示：

- (1) 波浪砰击甲板前端，湿表面长度（wetted length）逐渐增加，且在前端可以看到液体的聚集（pile-up）和喷射（jet）；
- (2) 甲板底部的湿表面区域向后端前进，底部与液体的交界面产生了高曲率的形状；
- (3) 随着湿表面区域继续前进，液体开始脱离平板后端，且速度沿着底部切线方向，并造成了喷射（spray）现象；
- (4) 液体以图中 e~f 的方式逐渐脱离甲板底部。

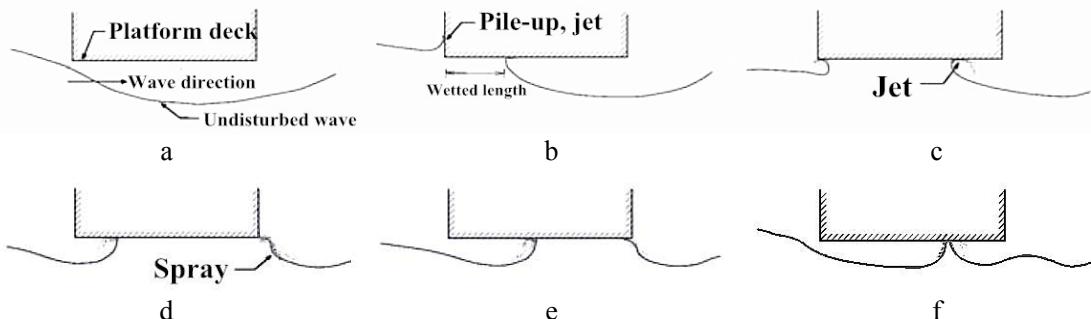
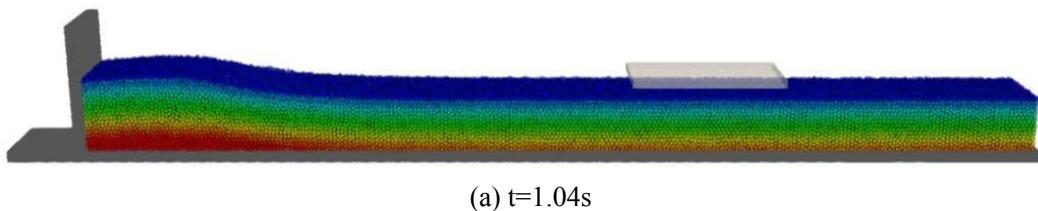


图 5-15 波浪对甲板底部的砰击过程 (Baarholm 等^[12])
Fig. 5-15 The wave slamming on the deck bottom (Baarholm et al.^[12])



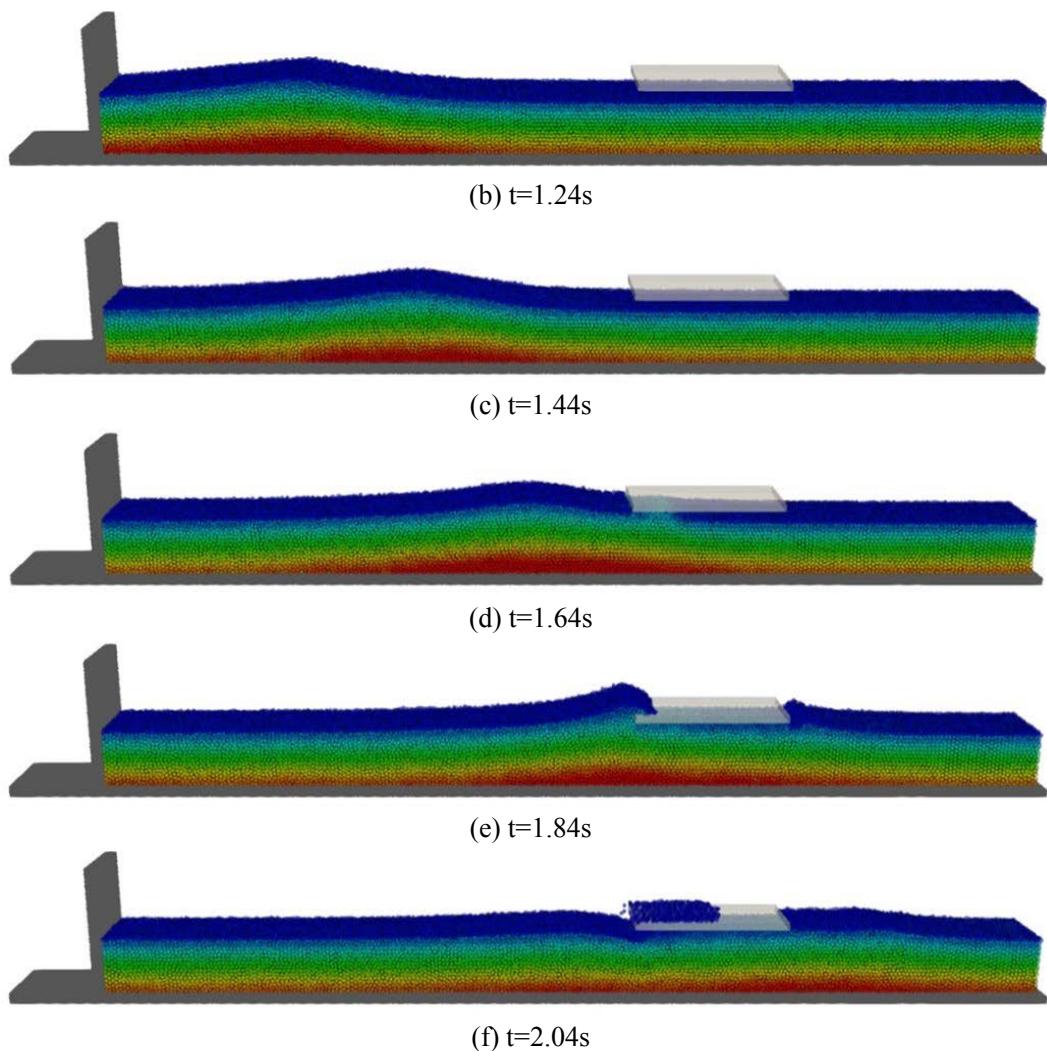


图 5-16 孤立波对刚性板的抨击作用
Fig.5-16 The snapshots of solitary waves impacting onto the rigid plate

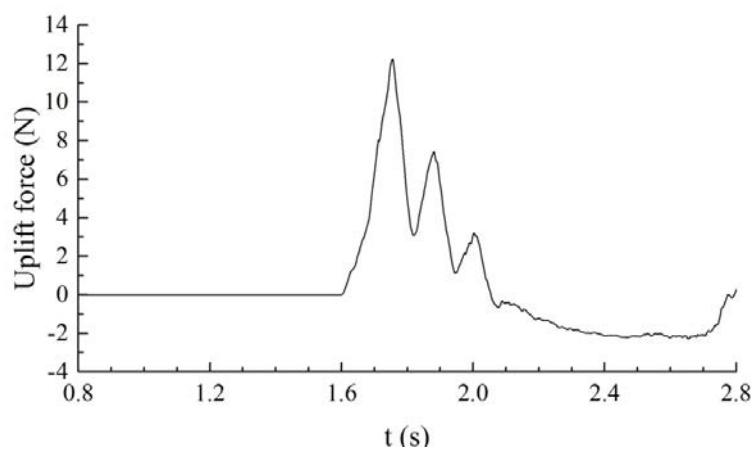


图 5-17 平板所受上托力力的时历曲线

Fig.5-17 The uplift force history on the plate

图 5-16 给出了孤立波与刚性板相互作用数值模拟的瞬时情况，与此同时图 5-17 给出了平板所受的垂向砰击力的时历曲线。从两幅图中可以看出，在 $t=1.64\text{s}$ 时刻孤立波到达结构物前端，开始对平板产生砰击，大量水体涌上平板。 $t=1.76\text{s}$ 时，孤立波波峰到达结构物的前缘，此时平板所受的垂向砰击力也达到最大值，此时水体覆盖满了平板的底部。随着相互作用继续进行，在 $t=1.84\text{s}$ 时刻附近，平板后端产生液体的喷射 (spray)，该现象造成了砰击力时历曲线的迅速下降，并产生振荡。随着波浪缓慢脱离，平板在 $t=2.1\sim2.8\text{s}$ 时刻受到了向下的力。

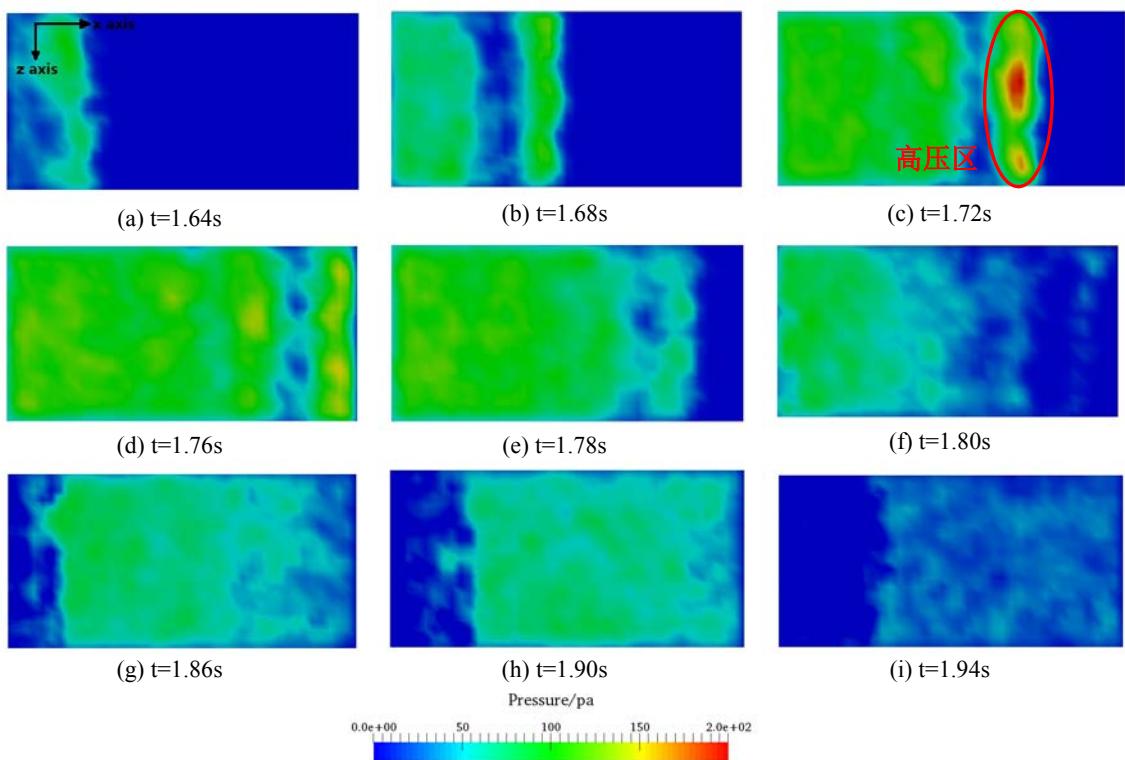


图 5-18 不同时刻下底部砰击压力的分布
Fig.5-18 The slamming pressure distribution in particular instances

为了能够更深入地研究砰击载荷的特性，并探索砰击过程中的机理，本节还给出了砰击过程中平板底部所受砰击压力的分布，如图 5-18 所示。在孤立波接触平板后，在底部形成了一个高压区域，该现象可在图 5-18(b)、(c)上观察到；随着相互作用的进行，液面逐渐充满平板底部， $t=1.76\text{s}$ 时刻，波峰到达平板前端，此时砰击力也达到峰值；在此之后，随着底部高压区域脱离平板后端，导致后端附近产生明显的液体喷射 (spray) 现象，且砰击力迅速下降，使得砰击力时历曲线

产生明显振荡；随着液体逐渐脱离平板底部，该次砰击过程结束。

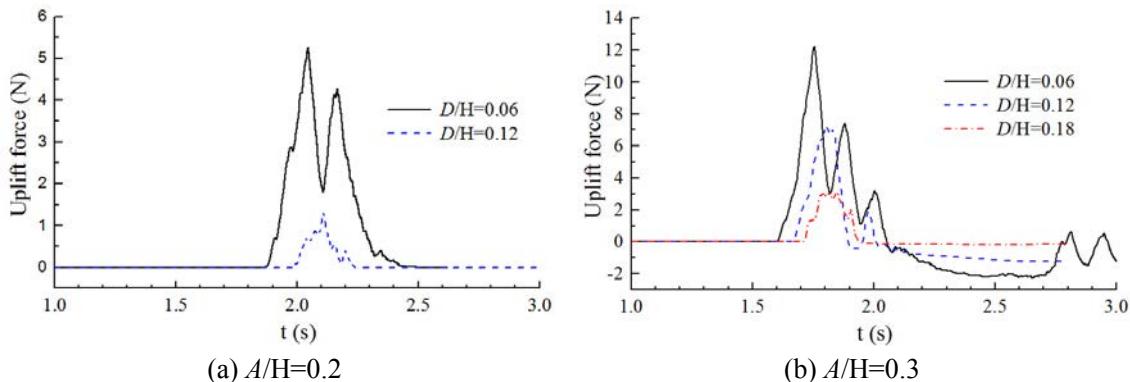
5.2.2 甲板净空对底部砰击的影响

净空是结构物底部砰击问题中的一个重要参数，它表征这结构物与自由面的距离。例如浮式钻井平台在使用过程中，其吃水会随着使用条件的不同而变化，进而导致平台甲板的净空发生改变。净空决定着波浪与结构物砰击发生的部位，进而造成砰击载荷的不同。因此在船舶与海洋工程结构物的设计中，往往需要考虑不同净空下结构物所受的砰击作用。

本节采用的计算模型与计算参数与上一节相同，并考虑 $D/H=0.06, 0.12$ 和 0.18 三种不同净空和 $A/H=0.2, 0.3, 0.4$ 和 0.5 四种不同波高的条件，具体的参数组合在表 5-9 中给出。需要注意的是，本节的研究对象仍为刚性板。

表 5-9 计算工况设置
Fig.5-9 The parameters setup of all cases

工况	波高 (A/H)	平板高度 (D/H)
1	0.2	0.06
2	0.2	0.12
3	0.2	0.18
4	0.3	0.06
5	0.3	0.12
6	0.3	0.18
7	0.4	0.06
8	0.4	0.12
9	0.4	0.18
10	0.5	0.06
11	0.5	0.12
12	0.5	0.18



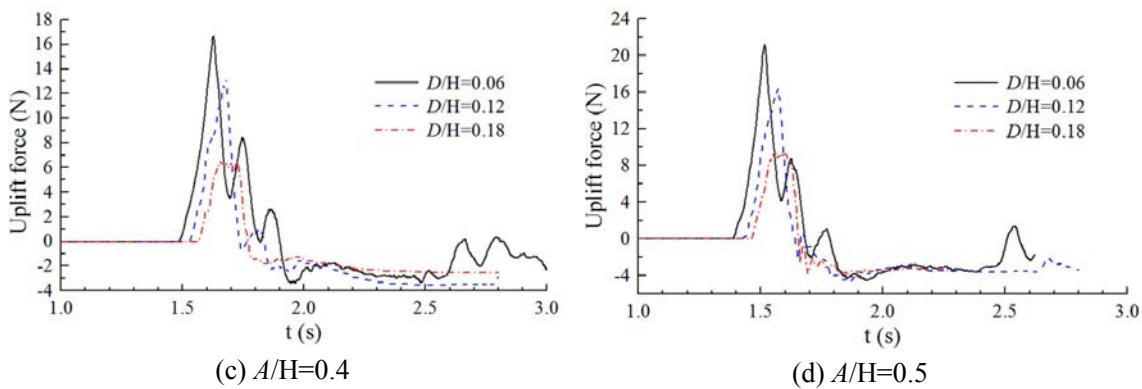


图 5-19 平板所受上托力时历曲线
Fig.5-19 The history of the uplift force on the plate

图 5-19 给出了刚性板所受上托力的时历曲线，可以看出甲板净空对上托力的时历曲线有显著影响。对于低净空 ($D/H=0.06$) 的情况，平板受到的上托力在达到峰值后，出现了明显的振荡，这是平板底部的高压区域“脱落”导致的，而该振荡现象在其他工况中并未出现。对于高净空 ($D/H=0.18$) 的情况，砰击发生的时间要轻微滞后，上托力时历曲线呈现单峰的特征，且峰值要远小于低净空的情况。

为了定量地研究甲板净空对上托力峰值的影响，本节收集了不同工况下平板所受上托力的峰值。图 5-20 中给出了上托力峰值随着净空的变化，可以看出波浪砰击导致的上托力峰值随着波高的增大而增大，随着净空的增大而逐渐减小，这意味着将结构物抬离水面将有效减缓波浪对结构物底部的砰击载荷。

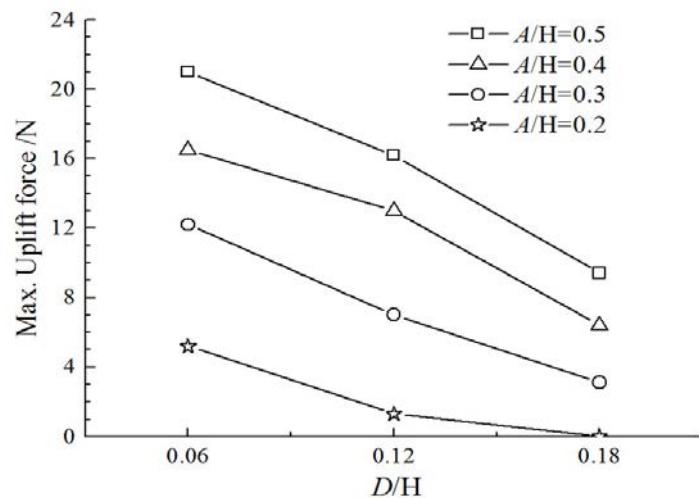


图 5-20 平板所受最大上托力与波高的关系
 Fig.5-20 The relation between the maximum uplift force and wave amplitude

5.2.3 结构物弹性对底部砰击的影响

在砰击发生过程中，巨大的砰击载荷可能会导致结构物产生变形，结构变形与流体的相互作用将使得砰击过程更加复杂。本小节的主要研究内容是结构物弹性对底部砰击作用的影响。

图 5-21 给出了该节的计算模型，采用的数值水池与上一节相同，但是水池中的结构物被置换了四周刚固的弹性板。在结构计算中，水平板采用 800 个薄板单元进行离散，并且不考虑结构阻尼的影响，流体采用 82614 个粒子进行离散，具体计算参数在表 5-10 中给出。考虑到不同净空、波高下可能产生的不同现象，本节同样将模拟不同孤立波波高和平板净空工况下的砰击过程，具体工况设置与上一小节相同，如表 5-9 所示。

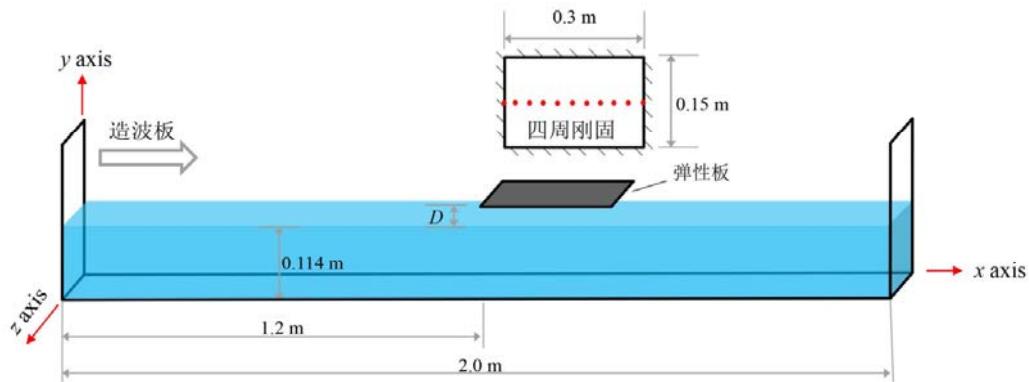


图 5-21 孤立波与弹性水平板相互作用模型

Fig.5-21 The computational model of solitary waves impacting onto the horizontal flexible plate

表 5-10 计算参数设置
Fig.5-10 The computational parameters

	参数	值
流体	密度	1000(kg/m ³)
	水深	0.114(m)
	运动粘度	1×10 ⁻⁶ (m ² /s)
	重力加速度	9.81(m/s ²)
	初始粒子间距	0.0075(m)
	流体粒子数	82614
结构	结构密度	1800(kg/m ³)
	弹性模量	50(Mpa)
	厚度	0.001(m)
	阻尼系数 α_1	0
	阻尼系数 α_2	0
	单元类型	薄板单元
	单元数	800

图 5-22 对比了砰击过程中，弹性、刚性平板所受的上托力的时历曲线，可以看出孤立波在 1.6 秒时刻附近开始与结构物发生砰击，但是相比于刚性板，弹性板受到的上托力（uplift force）峰值要明显小于弹性板，而且由于板的变形，两者的上托力加载时长也完全不同，弹性板所受上托力达到峰值的时间要明显大于刚性板的 0.16 秒。此外，在上托力达到峰值后，刚性板出现了明显振荡的现象，而弹性板只在峰值处出现了轻微的振荡。图 5-23 给出了弹性板中点处的位移时历曲线，可以看出弹性板在受到孤立波的砰击后在 1.92s 时刻变形达到最大值，在波浪离开平板后，平板经历了自由振动阶段。

图 5-24 给出了孤立波对弹性板砰击过程的瞬时情况，可以看出弹性板在受到孤立波的砰击后，其向上隆起产生了明显的变形。可以预见的是，结构物外形的变化将势必对整个砰击过程产生影响，接下来我们将从甲板上浪、砰击载荷大小、分布以及流体速度场四个方面分析结构物弹性对砰击过程的影响。

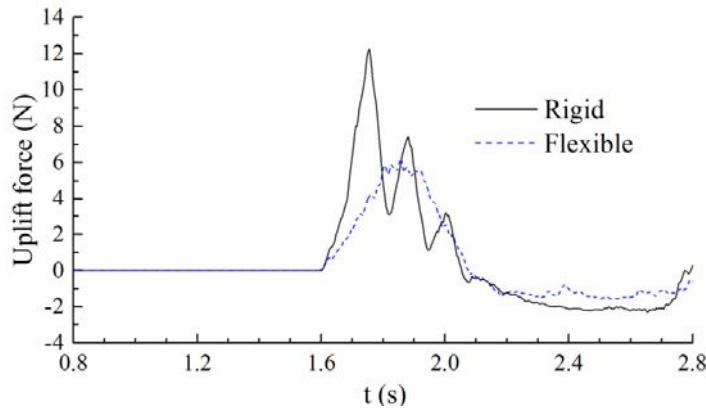


图 5-22 平板上托力的时历曲线 ($A/H=0.3, D/H=0.06$; 实线: 刚性; 虚线: 弹性)
Fig.5-22 History of the uplift force on plate ($A/H=0.3, D/H=0.06$; Solid: rigid; Dash: flexible)

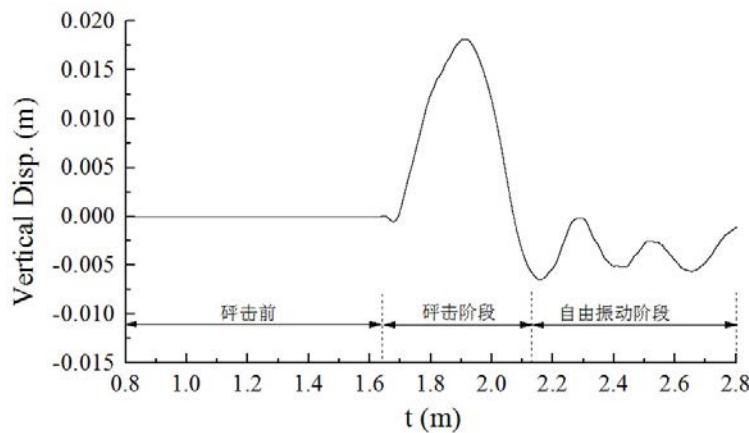


图 5-23 平板中点垂向位移时历曲线 ($A/H=0.3, D/H=0.06$)
Fig.5-23 History of the vertical displacement on the middle point of plate ($A/H=0.3, D/H=0.06$)

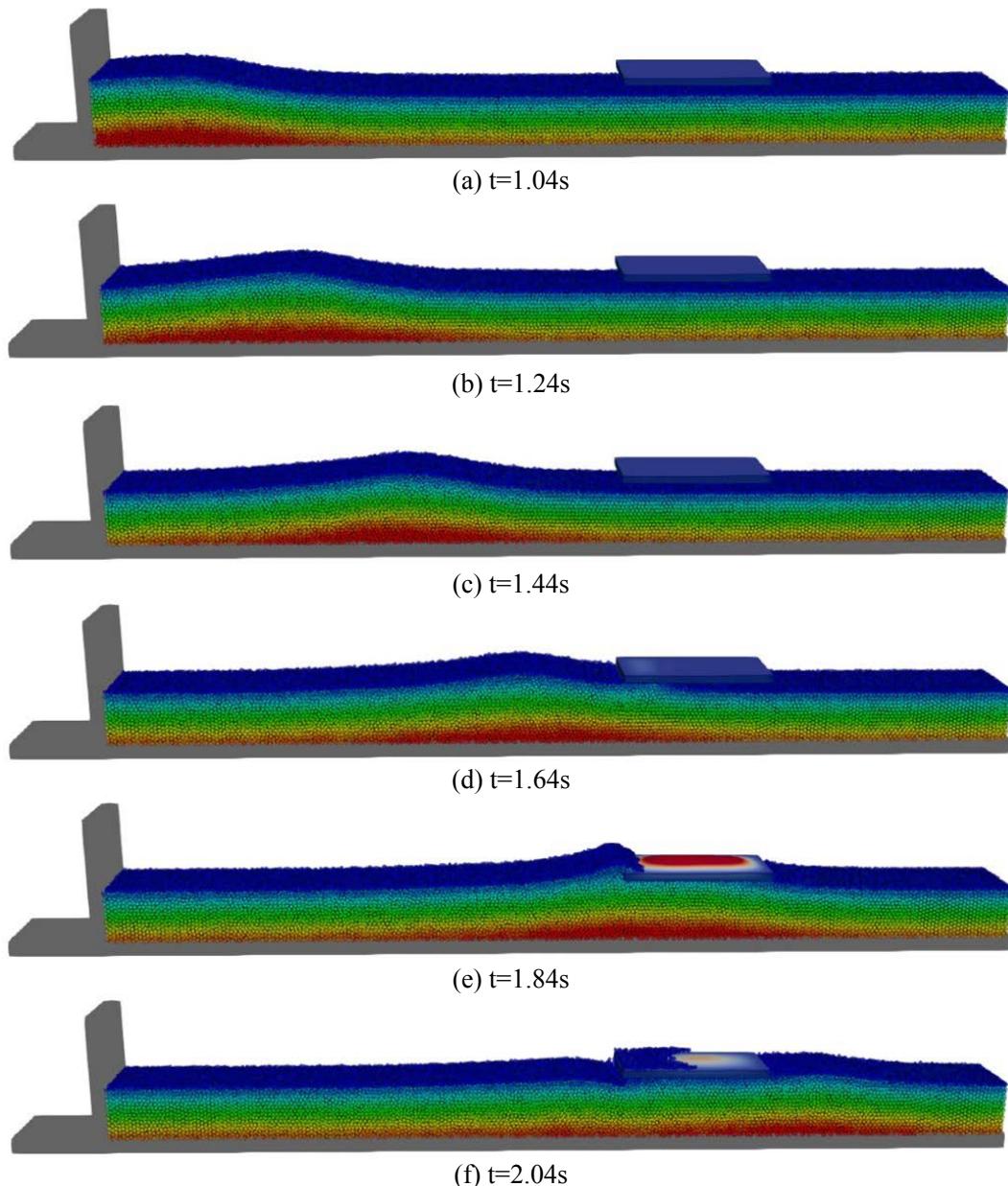
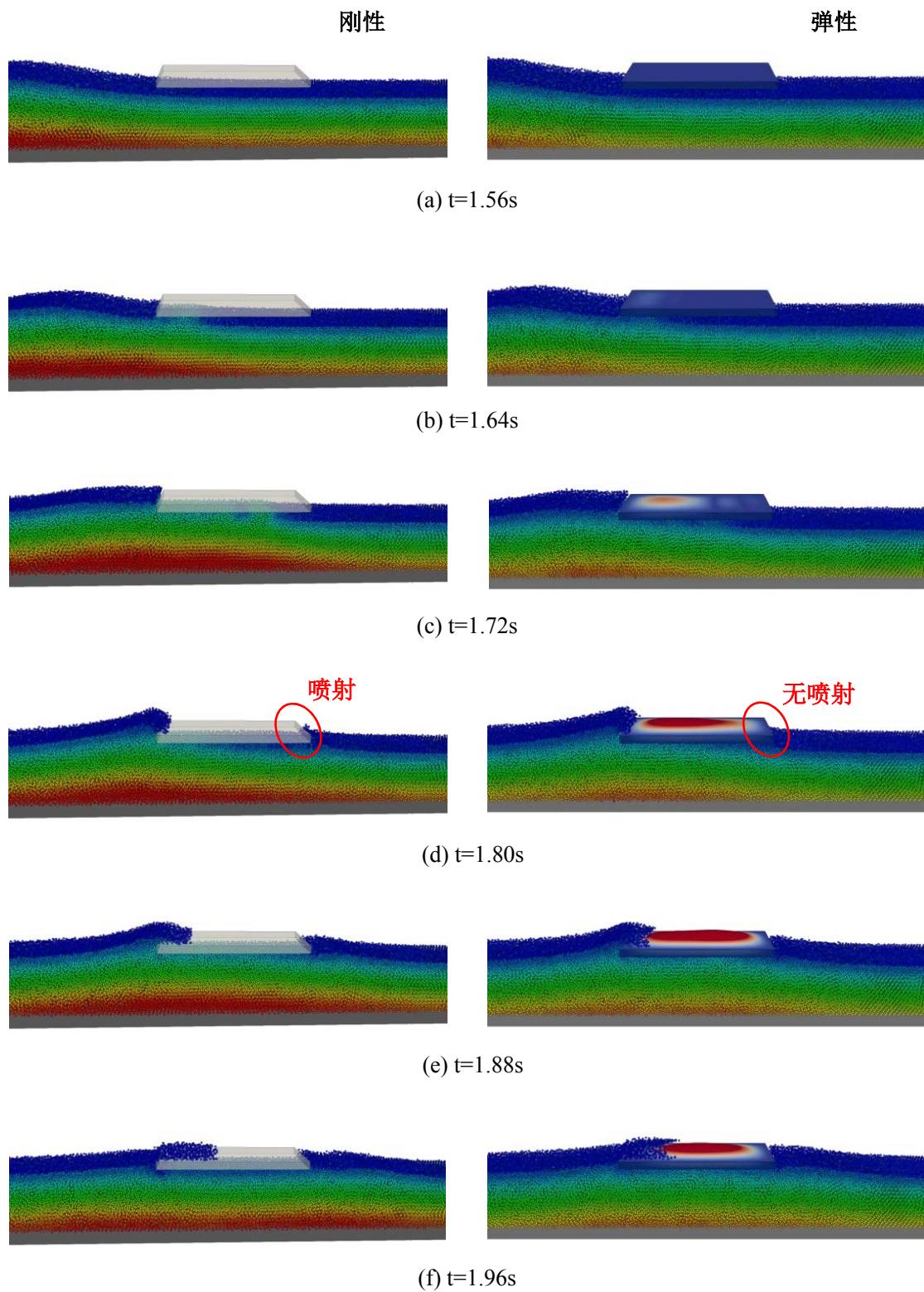


图 5-24 孤立波对弹性平板的砰击作用 ($A/H=0.3, D/H=0.06$)
 Fig.5-24 The interaction between the solitary wave and a horizontal flexible plate ($A/H=0.3, D/H=0.06$)

(1) 结构物弹性对上浪的影响:

图 5-25 对比了孤立波对弹性、刚性平板的砰击过程。可以看出孤立波接触到结构物后，弹性板产生了明显的变形，产生的拱形对上浪产生了显著的影响。如图 5-25(h)所示，刚性板上浪后的湿表面呈轻微的倒“U”形，而弹性板上浪后的湿表面呈明显的正“U”形，且弹性板的湿表面积要小于刚性板，该差异正是弹性板的变形导致的。在 $t=1.8s$ 时刻，刚性板后端由于高压出现了喷射的情况，而

对于弹性板该现象并不明显。



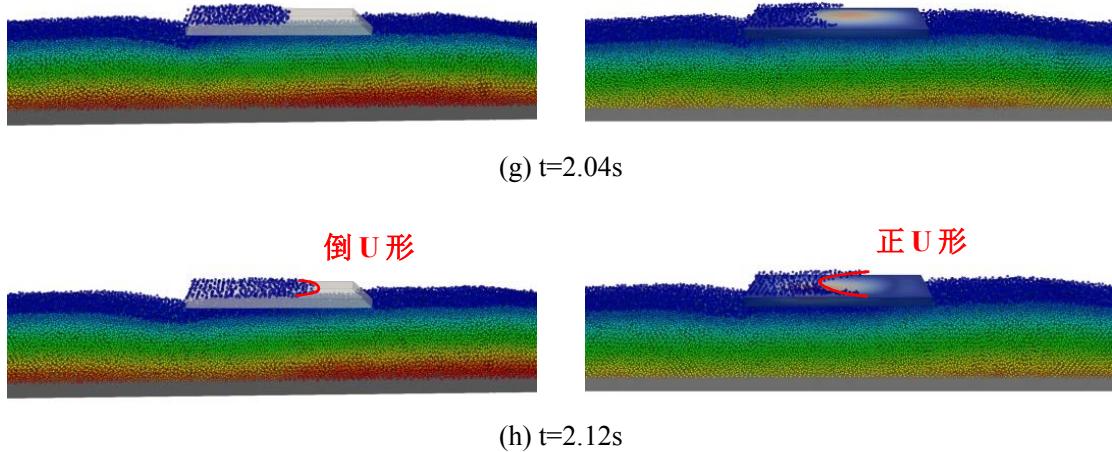


图 5-25 孤立波与对平板底部的砰击作用 ($A/H=0.3, D/H=0.06$)
Fig.5-25 The solitary wave impacting onto a plate ($A/H=0.3, D/H=0.06$)

(2) 结构物弹性对砰击载荷大小的影响:

该部分将关注结构物弹性给砰击载荷大小带来的变化，需要注意的是对于 $A/H=0.2, D/H=0.18$ 工况，波浪并未与结构物发生接触，砰击现象并未产生，因此上述工况在本部分不予讨论。

图 5-26, 5-27, 5-28 对比了弹性、刚性板在砰击过程中受到的上托力，可以看出对于刚性工况，上托力在到达峰值后出现了明显的振荡现象，而在弹性工况中该现象并不明显。此外，在所有工况中，弹性板所受的上托力峰值都无一例外地小于刚性工况，这与 5.1.3 节中二维的计算结果对比完全相反，根据图 5-23 给出的弹性板中点处的位移时历曲线，可以看到弹性板变形达到最大之后，并未产生二维平板计算中的振动现象（见图 5-2），这也意味着“二次砰击”现象在三维流固耦合计算中并未发生。与 5.1.3 节中类似，为了研究结构物弹性对砰击载荷的影响，本小节同样定义一个抑制系数 AF（Attenuation Factor）它是弹性板和刚性板所受的最大上托力之比，即 $AF = F_{flexible} / F_{rigid}$ ，该值的范围在 0~1，且越接近 1 代表结构物弹性对砰击载荷的影响越小。

图 5-29 给出了抑制系数 AF 随波高的变化，对于 $D/H=0.06, 0.12$ 和 0.18 三种不同净空，曲线呈现出相同的变化趋势：随着波高的增大，抑制系数 AF 逐渐减小（抑制作用增强），这意味着结构物弹性对大波浪的砰击作用影响更大；此外，抑制系数 AF 下降速度随着波高增大而逐渐缓和，并稳定在 0.5 附近，表明在该结构形式下，结构物弹性对砰击载荷的影响可能是有限的。

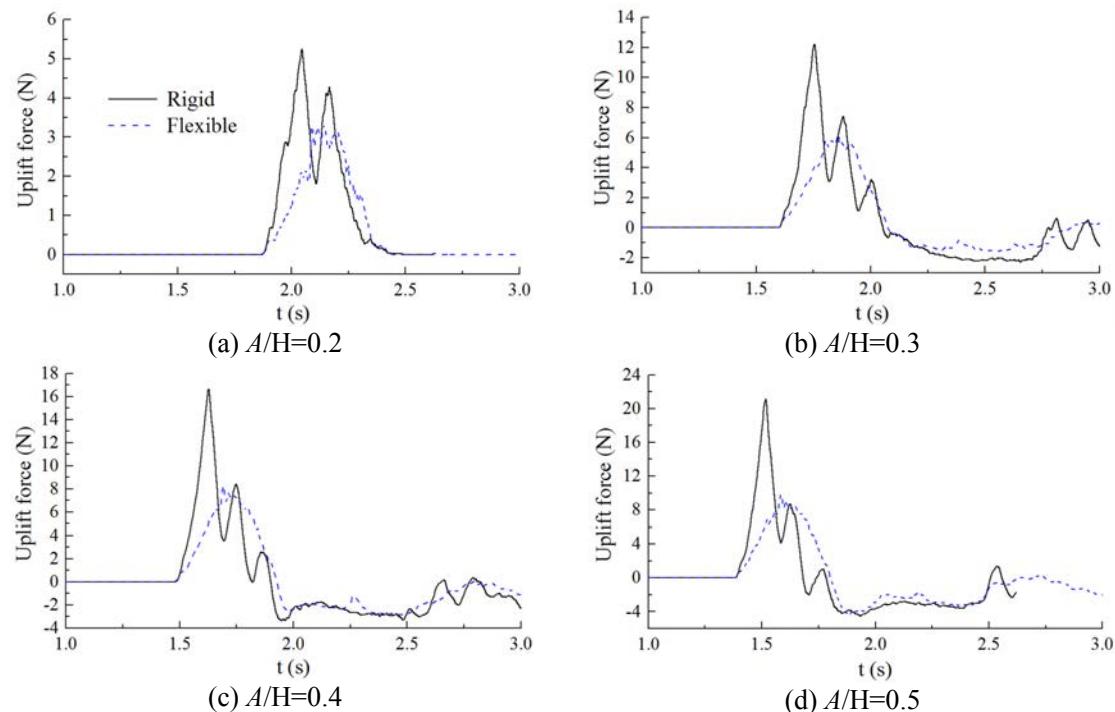


图 5-26 平板所受的上托力 ($D/H=0.06$)

Fig.5-26 History of the uplift force on the plate ($D/H=0.06$)

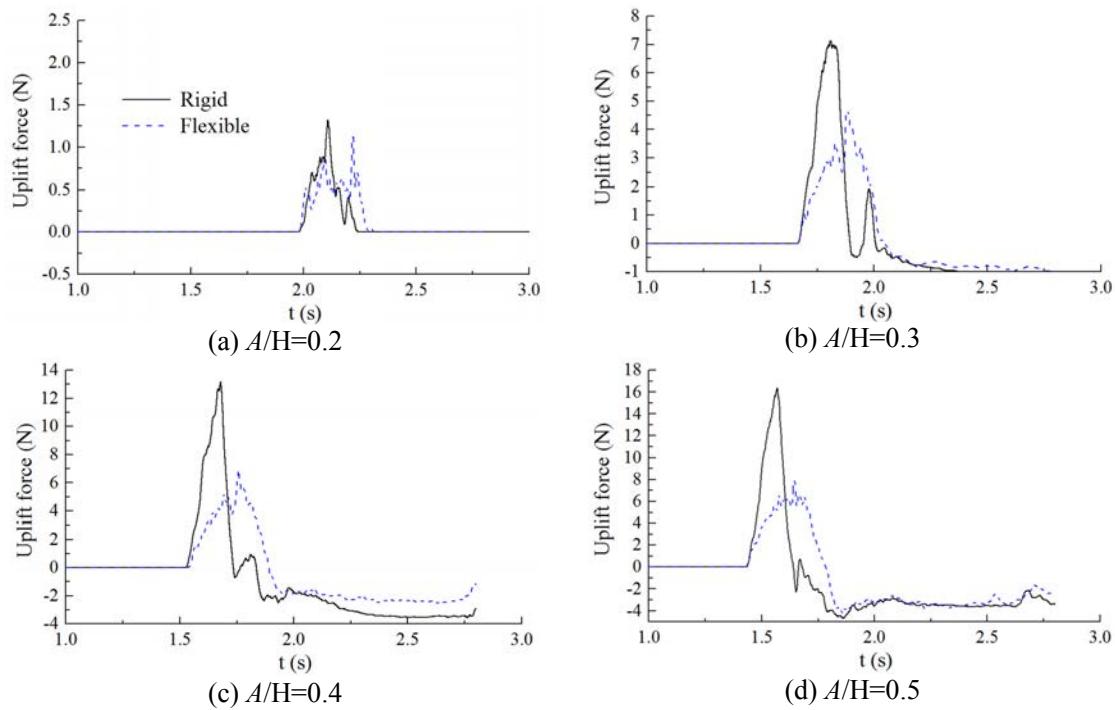


图 5-27 平板所受的上托力 ($D/H=0.12$)

Fig.5-27 History of the uplift force on the plate ($D/H=0.12$)

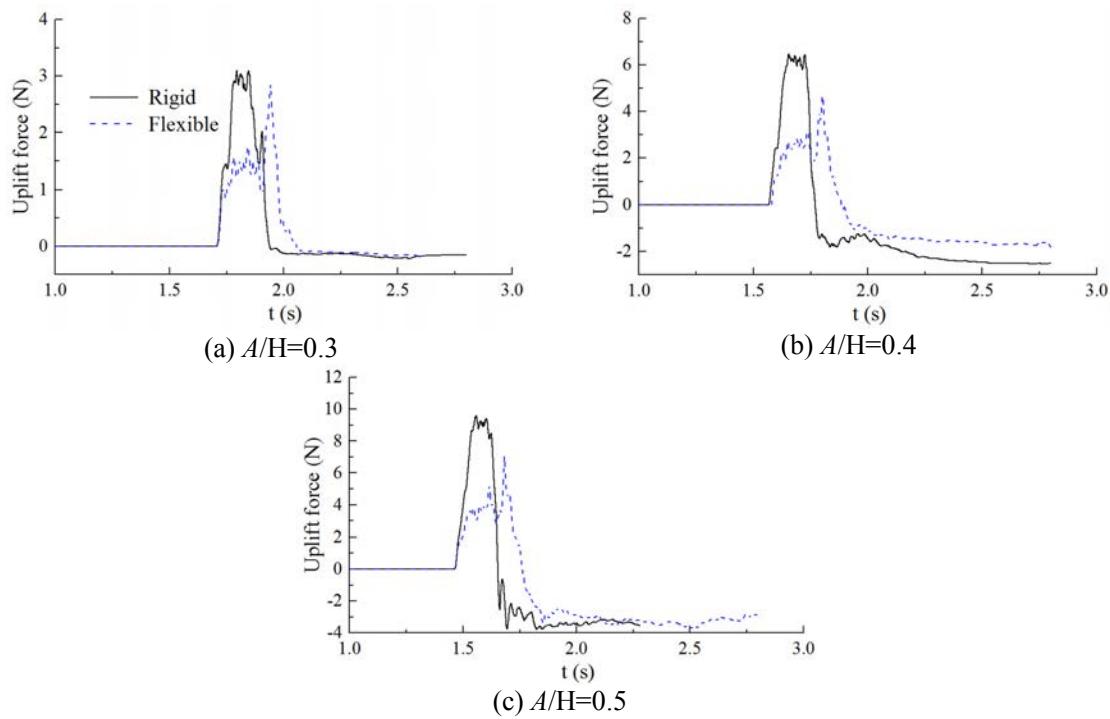
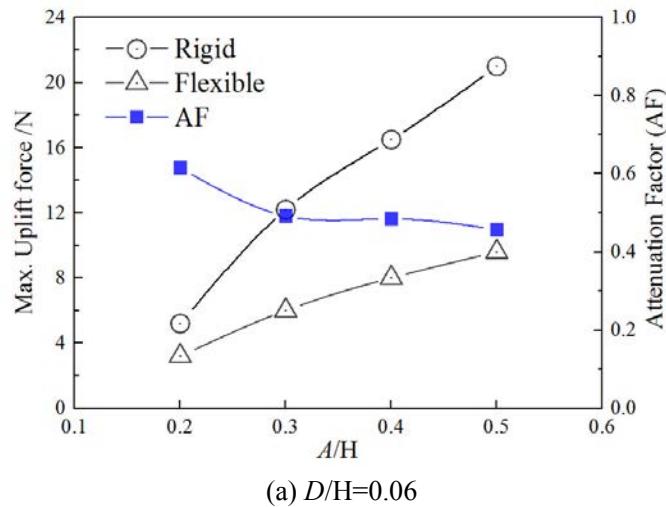


图 5-28 平板所受的上托力($D/H=0.18$)

Fig.5-28 History of the uplift force on the plate ($D/H=0.18$)



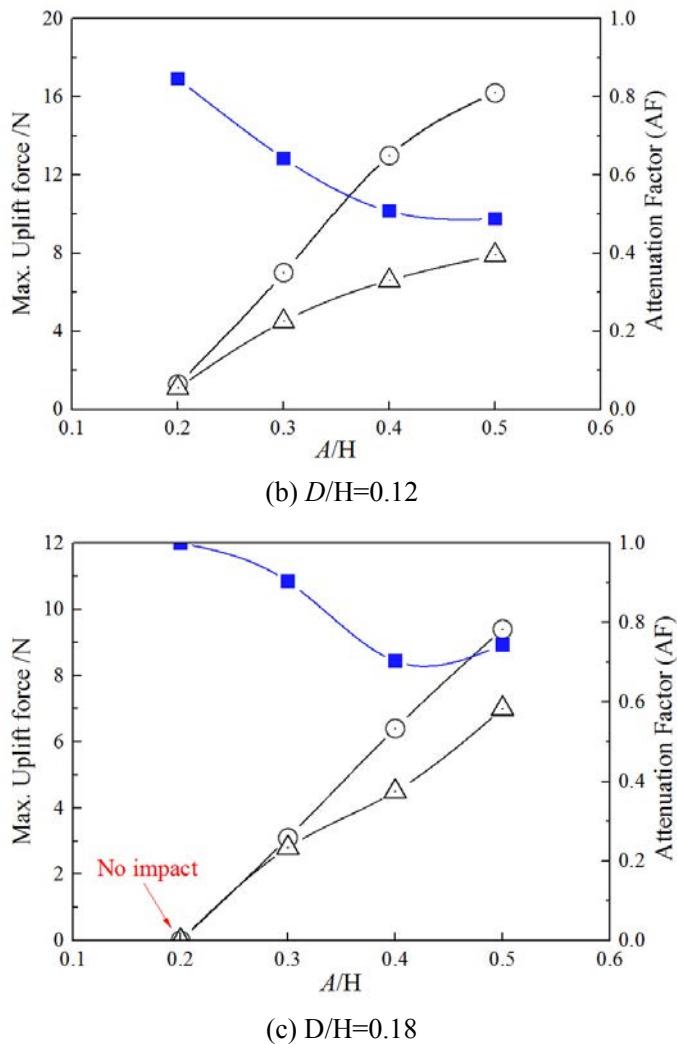


图 5-29 平板遭受的最大上托力和抑制系数
Fig.5-29 The maximum uplift force on plate and the corresponding AF

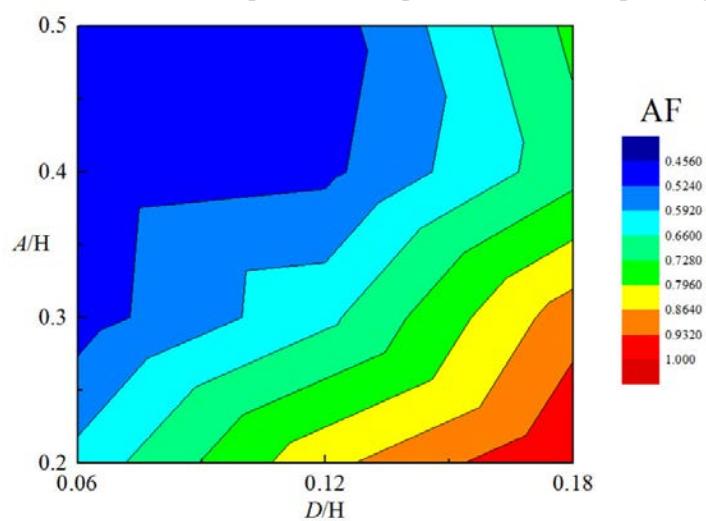


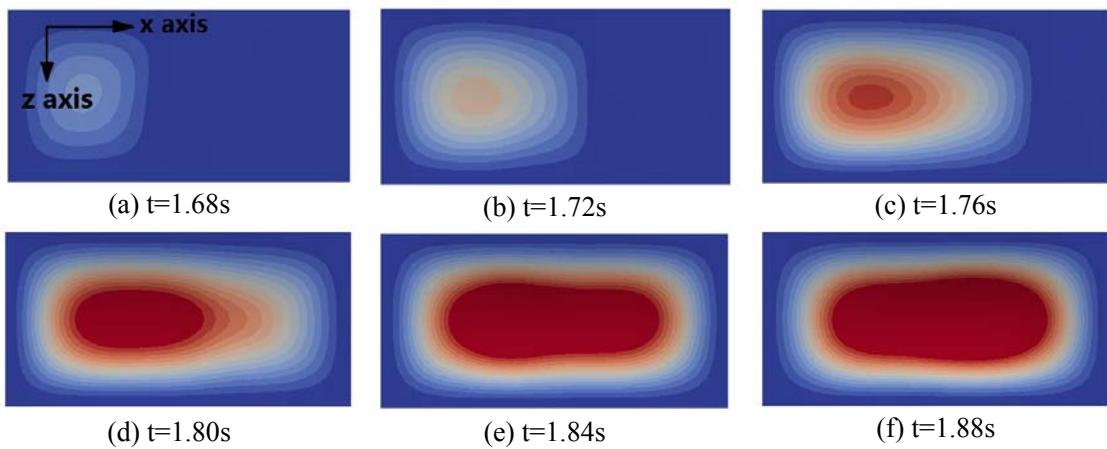
图 5-30 抑制系数 AF 与孤立波波高和平板净空的关系
 Fig.5-30 The relation between AF and wave amplitude&plate elevation

本章研究了波高和净空两个参数对抑制系数的影响，为了更加深入地分析多参数对抑制系数的联合影响，图 5-30 给出了抑制系数关于 A/H 和 D/H 的云图。可以看出抑制系数 AF 的最小值产生于大波浪 ($A/H=0.5$)、小净空 ($D/H=0.06$) 的情况下，此时结构物弹性对砰击的影响十分显著，并且 AF 随着波高的增大、净空的减小而逐渐减小。

(3) 结构物弹性对砰击压力分布的影响：

在 5.2.1 节我们分析了波浪对刚性板砰击造成的底部压力分布，可以预见的是，结构物的弹性对结构物底部的砰击压力分布将产生较大的影响。图 5-31 和 5-32 分别给出了砰击过程中，弹性板的位移分布和压力分布，通过与 5.2.1 节的图 5-18 对比，本小节将分析结构物弹性对砰击压力分布的影响。与图 5-18 中产生的条状高压区域不同，在砰击发生的前期 ($t=1.68s, 1.72s, 1.76s$)，弹性结构物向上的变形导致其与液面分离，使得弹性板底部的高压区域沿着中线一分为二，该两部分高压区域随着砰击过程的进行逐渐向下游演化，最终耗散，并不像刚性板中的高压区域脱离平板后端并产生喷射现象 (spray)，这也解释了为何在图 5-22 中弹性板所受的砰击力并没有产生剧烈的振荡现象。

在 $t=1.80s$ 时刻，此刻结构物的向上变形较大，弹性板底部与自由面之间存在空穴，在图 5-32(d)中可以观测到一个明显的低压分布。在砰击过程的后期，由于结构的振动，流体与弹性板的分离过程也更加复杂，呈现出明显的三维特征。例如在图 5-32(i)中，由于结构的拱形，其与水面的接触呈倒 U 形，该特征也体现在底部压力分布上。



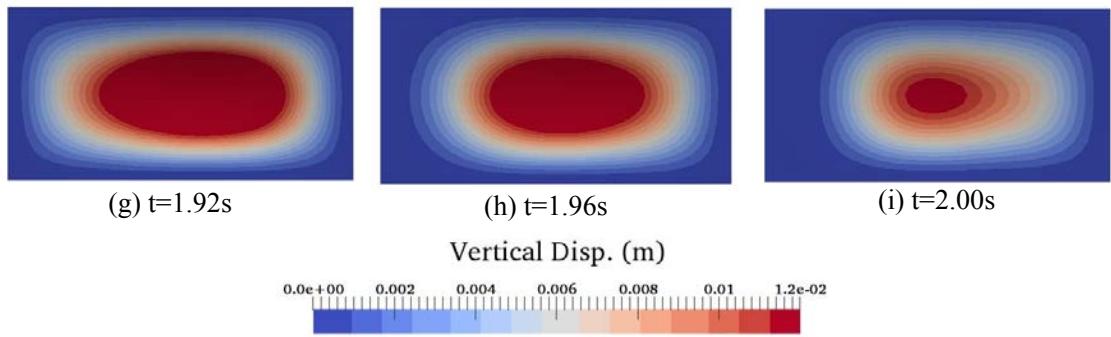


图 5-31 不同时刻下板的位移分布 ($A/H=0.3$, $D/H=0.06$, 弹性)
Fig.5-31 The displacement distribution on the flexible plate ($A/H=0.3$, $D/H=0.06$, flexible)

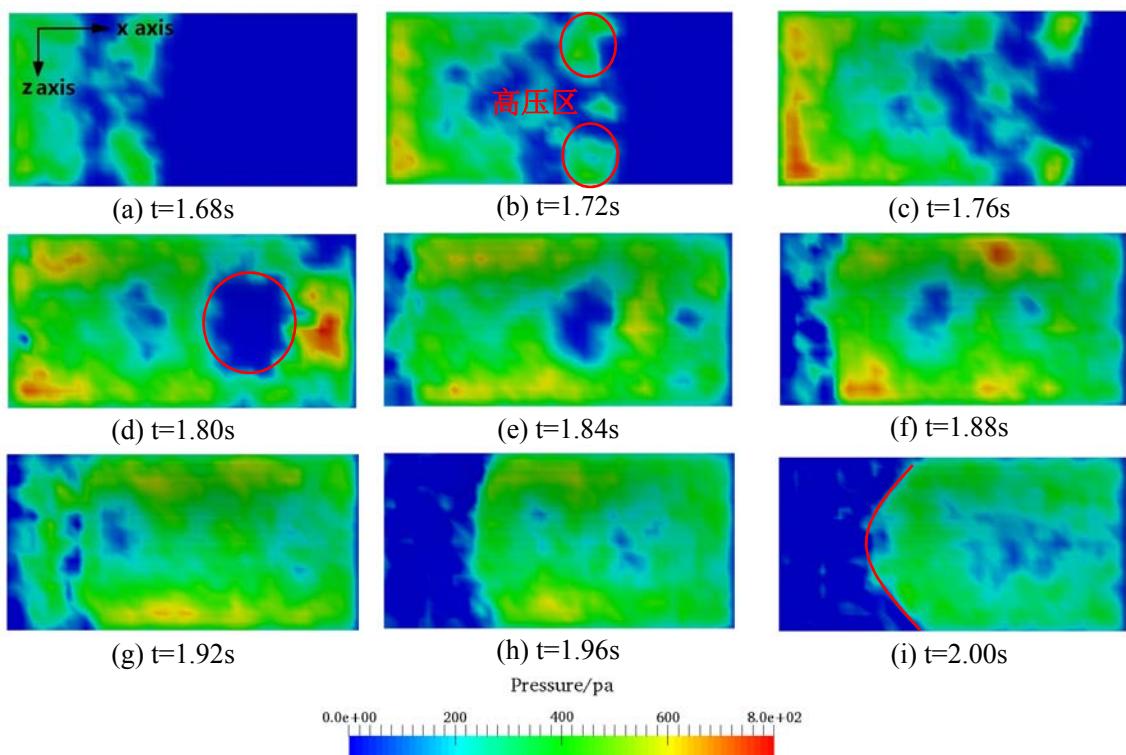


图 5-32 不同时刻下板的压力分布 ($A/H=0.3$, $D/H=0.06$, 弹性)
Fig.5-32 The pressure distribution on the flexible plate ($A/H=0.3$, $D/H=0.06$, flexible)

(4) 结构物弹性对流体速度场的影响:

图 5-33 给出了砰击过程中流场的速度矢量分布。在 $t=1.80\text{s}$ 时刻，两者都能观察到明显的上浪现象；在 $t=1.88\text{s}$ 时刻，上浪水体沿着板的切线方向流动，但是由于弹性板的变形，其上浪水体的速度要显著低于刚性工况。

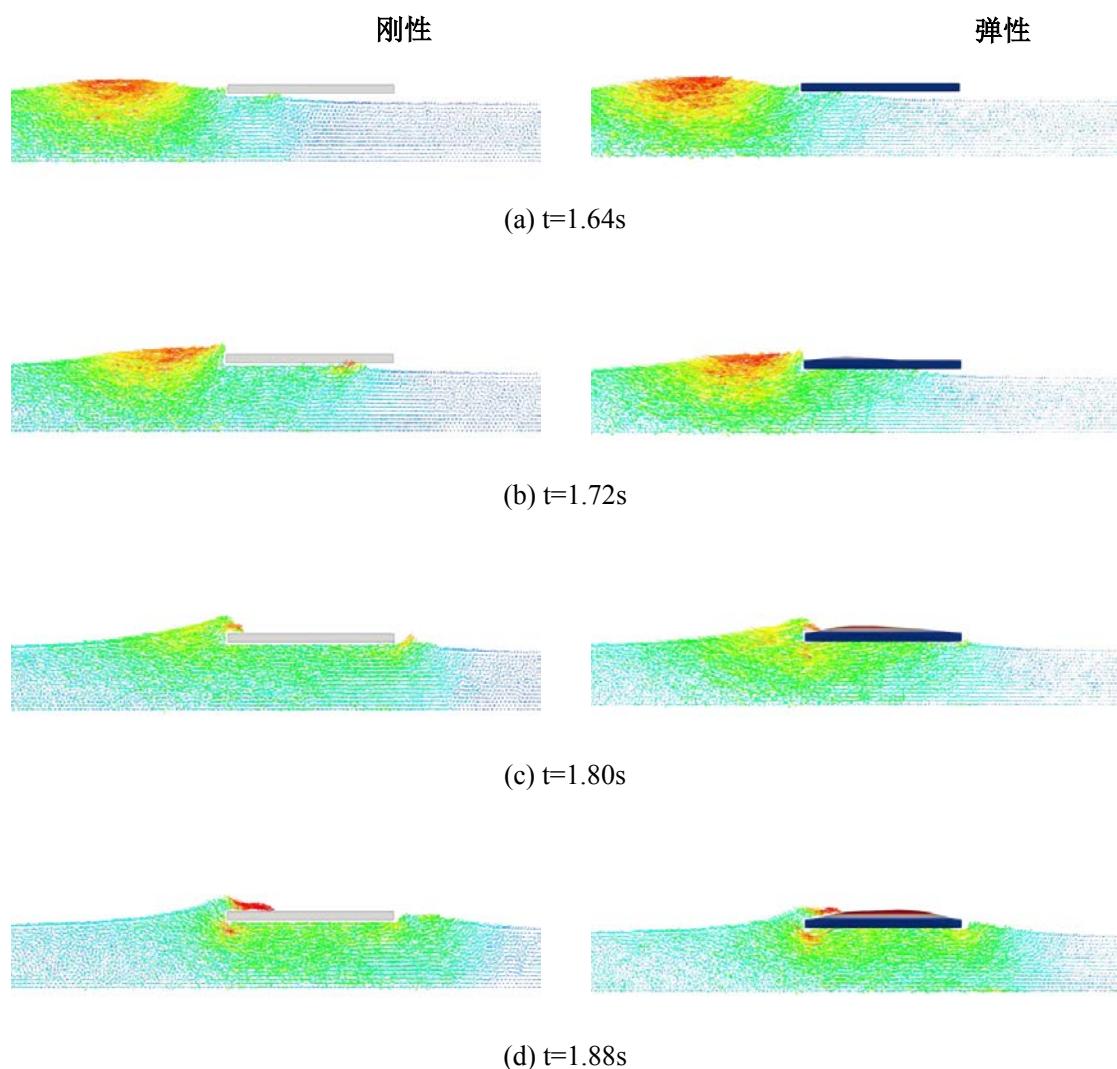
此外，在平板底部的流体的速度也存在一些差异，在砰击过程的前期，例如 $t=1.72\text{s}$ 和 1.80s 时刻，刚性板下的速度矢量为水平方向，而弹性板下流体的速度

矢量为斜向上。而在砰击过程的后期，如 $t=1.96s$ 和 $2.04s$ 时刻，弹性板下流体的速度矢量为斜向下，与刚性板的速度矢量（水平方向）呈现出明显差异。

值得注意的是，在砰击过程发生后，如图 5-33(f)所示，弹性工况中的尾流速度要明显大于刚性工况，该现象的原因主要有两个：

- 刚性工况中，平板尾端产生了明显的喷射（spray）现象，并造成了能量的损耗，该现象在弹性工况中并不明显；
- 弹性工况中，平板的变形吸收了波浪的部分动能，并在砰击过程后期向下的运动过程中将部分动能“返还”给流体，造成了速度的明显差异。

上述结果意味着弹性板对波浪的能量耗散要低于刚性板，该结论与在 2017 年 Nelli 等^[33]的试验结果一致。



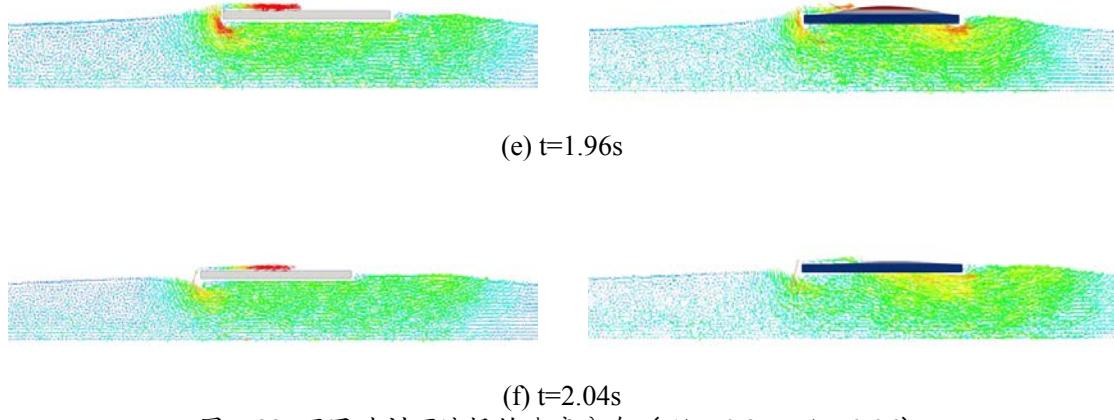


图 5-33 不同时刻下流场的速度分布 ($A/H=0.3$, $D/H=0.06$)
 Fig.5-33 The velocity distribution of the fluid field ($A/H=0.3$, $D/H=0.06$)

5.3 本章小结

本章基于 MPSFEM-SJTU 求解器对平板结构物的底部砰击现象进行了数值模拟，包括二维和三维的不同工况，讨论并分析了甲板净空、波高和结构物弹性对底部砰击载荷的影响。

第一部分数值模拟了二维孤立波对平板结构物的底部砰击，首先对求解器的收敛性进行了验证，结果表明 0.002m 的离散分辨率（粒子间距、单元尺寸）能够获得收敛的结果，并且求解器获得的砰击载荷与试验数据^[25]吻合较好，证明了该求解器对波浪砰击问题求解的可靠性。然后研究了孤立波波高和平板净空对砰击载荷的影响，计算结果表明平板遭受的砰击力主要与孤立波波高呈正比，但是在 $D/H=0.03\sim0.1$ 范围内，对平板净空对上托力峰值的影响不如波高显著。最后研究了结构物弹性对砰击载荷的影响，结果表明相比于刚性板，砰击载荷的峰值有着不同程度的提高，对工况 $D/H=0.1$, $A/H=0.3$ 的结果进行分析发现，弹性板的振动一定程度上能够加强它对自由液面的砰击作用，也就是说结构物弹性对砰击载荷存在“放大效应”。通过定义一个放大系数 MF (Magnification Factor)，我们研究了不同净空、波高下的放大效果，结果表明在大波高 ($A/H=0.4$, 0.5)、小净空 ($D/H=0.03$)的工况下，放大效果并不明显，通过对该工况的流动情况分析发现，在波浪与平板相互作用过程中，液面始终充满平板底部，也意味着砰击现象并未发生。

第二部分对三维孤立波砰击平板结构物进行了数值模拟，首先对刚性板底部的砰击载荷特性进行了分析，结果表明砰击发生过程中板的后端出现了一个高压区域，随着该高压区脱离，水平板的后端出现了喷射的现象，并且板的上托力迅速下降。然后本节研究了平板净空对砰击载荷的影响，发现平板所受的上托力峰值随着波高的增大、净空的减小而逐渐增大。最后对孤立波砰击弹性水平板进行数值模拟，计算结果表明结构物弹性对流场的影响主要有以下四个方面：（1）弹性平板在砰击过程中的变形能够有效抑制上浪现象，且平板的湿表面积明显减小，且形状呈正“U”形；（2）结构物的弹性能够明显抑制砰击产生的上托力，通过定义了一个抑制系数 AF（Attenuation Factor），我们发现结构弹性对上托力的抑制效果对于波高较大、净空较小的工况更加明显；（3）结构物弹性对底部砰击压力分布有较大影响，例如在砰击过程的初始阶段，刚性板底部产生一条状的高压区域，而由于变形弹性板的砰击压力分布呈现明显的三维效应，两个高压区形成与平板中线两侧；（4）结构物的变形很大程度上改变了流体的速度场，使得流体粒子沿着变形后的曲面流动，并且在孤立波砰击过后，弹性板的尾流场速度要明显大于刚性板，这说明刚性板的消波效果比弹性板更加显著。

第六章 总结与展望

6.1 总结

本文借助自主开发的无网格法流固耦合求解器 MPSFEM-SJTU，数值研究了孤立波对弹性结构物的砰击作用，在系统地总结了国内外关于弹性结构物砰击的研究现状和进展的基础上，对结构物的上浪砰击和底部砰击进行了系统的研究，从砰击载荷幅值、分布和流体细节等方面分析了波高、干舷、平板净空，以及结构物弹性对砰击过程的影响。本文的主要工作简要总结如下：

(1) 介绍了 MPS 方法的基本思想和理论，包括控制方程、粒子作用模型、边界条件、压力泊松方程以及时间积分等内容。然后介绍了 FEM 方法的基本理论，包括结构整体刚度、质量和阻尼矩阵的建立和求解结构动力学的 Newmark- β 格式；最后介绍了 MPS 与 FEM 方法的耦合策略，包括固-液交界面的流体力和位移插值方式。

(2) 简要介绍了推板造波和海绵区消波的原理，在求解器的基础上建立起二维、三维数值水池。然后在数值水池中制造出不同波高的孤立波，并将数值模拟的孤立波波形、波高与理论解进行比较，两者吻合较好，表明该数值水池能够准确制造出不同波高的孤立波。

(3) 数值模拟了二维孤立波对固定式结构物的上浪砰击，具体内容包括干舷对上浪砰击的影响，结果表明更小的干舷将导致上浪水体体积剧烈增加，且上浪水体在接触竖直板后的爬升高度也要高于大干舷的工况。此外通过分析最大砰击压力在结构物表面的分布发现，在小干舷 ($D/B=0.1, 0.2, 0.3$) 工况下，最大砰击压力沿着水平、竖直方向的分布近似呈线性，且越靠近角点处最大砰击载荷越大。但是在大干舷 ($D/B=0.4, 0.5$) 下，最大砰击压力沿着结构水平方向的分布呈非线性——前后两端的最大，而中间较小。在不同的工况下，砰击压力的最大值都出现在结构物的角点附近，这也是结构物设计中需要多加关注的区域。最后比较了孤立波对弹性、刚性结构物上浪砰击，结果表明结构物弹性使得甲板上的压力峰值增大 5% 左右，而弹性竖直板上的压力峰值降低 5%~10%。

(4) 首先数值模拟了二维孤立波对固定式结构物的底部砰击，研究了平板净空对底部砰击载荷的影响，结果表明砰击导致的上托力峰值与孤立波波高成正比，但是在 $D/H=0.03\sim0.1$ 的净空范围内变化并不大。对比了弹性、刚性平板所

受的砰击作用，结果表明由于结构的变形，弹性板受到的上托力时历曲线要略微滞后于刚性板，但是在结构变形达到最大后，弹性板由于具有较大的向下速度，并与水面发生“二次砰击”现象，导致了上托力出现了第二次峰值，且该次峰值要明显大于第一次峰值，通过定义一个放大系数 MF 表征结构物弹性对砰击载荷的放大效应，发现了不同净空、波高组合下结构物弹性对砰击载荷的影响程度存在非线性变化。紧接着该砰击问题被扩展至三维，通过对刚性板周围的流场进行分析发现：在砰击发生后，板的尾端附近产生了一个高压区域，随着该高压区的分离，结构物的上托力迅速下降，并在尾端形成喷射（spray）的现象。在对比弹性、刚性平板所受的底部砰击载荷后，发现结构物弹性对砰击的影响主要表现在四个方面：

- ✓ 弹性水平板的变形能够抑制上浪现象，使得平板上浪的湿表面积明显减小，且水线呈正“U”形；
- ✓ 结构物弹性将显著改变底部砰击压力分布，在砰击过程的初始阶段，刚性板底部产生一条状的高压区域，而对于弹性板，由于结构变形导致砰击压力分布呈现明显的三维效应，两个高压区形成于平板中线两侧；
- ✓ 结构物的变形很大程度上改变了流体的速度场，使得流体粒子沿着变形后的曲面流动，并且在孤立波砰击过后，弹性板的尾流场速度要明显大于刚性板，说明刚性板的消波效果比弹性板更加显著，这与 Nelli 等人^[33]的试验研究结论一致；
- ✓ 结构物的弹性能够明显降低砰击产生的上托力，不同工况下上托力降低的幅度在 0%~50% 区间；通过定义了一个抑制系数 AF(Attenuation Factor)，发现结构弹性对上托力的抑制效果对于波高较大、净空较小的工况更加明显。

6.2 展望

本文基于 MPS-FEM 耦合方法对弹性结构物的砰击问题进行了系统和深入的研究，得到了许多有参考价值的结论，但是仍然存在一些不足之处。考虑到研究中遇到的一些问题，有以下几个方面的工作值得深入研究：

(1) 本文研究的对象主要是一些海洋工程结构物的简化模型，其几何形状较为简单，实际海洋工程结构物往往具有较为复杂的三维曲面，例如船艏、船艉和海洋平台桩柱等。对简化模型的研究能够带来一些宝贵的经验和结论，但是为

了研究实际海洋工程结构物受到的砰击作用，有必要对复杂几何形状结构物的砰击问题进行研究；

(2) 本文研究的对象是孤立波对固定式结构物的砰击问题，而船舶与海洋工程领域存在大量的浮式结构物，可以预见的是，结构物的运动会对砰击载荷带来显著影响，今后的研究可以扩展到浮式弹性结构物的砰击问题。

(3) 本文的主要分析内容是波浪引起的砰击问题，着重点在于水动力载荷。事实上结构物在砰击发生时的振动、局部应力和疲劳问题都是值得关注的问题，例如砰击造成的船体颤振（whipping）现象。今后的研究可以从结构的角度对砰击问题进行研究；

(4) 本文 5.2.3 节的研究表明，结构物的振动可能会加剧其与自由面的砰击作用，而结构物的振动特征（如频率、幅值等）又与结构材料属性（如弹性模量、密度、阻尼、边界形式等）紧密相关，在进一步的研究中可以考虑不同材料属性对弹性结构物砰击的影响；

(5) 在本文绪论中提到，砰击问题是气-液-固三相问题，在波浪砰击发生过程中，卷入的气体会对砰击载荷的特征造成巨大的影响，根据 Khayyer 等^[107]的研究，空气的“气垫效应”（Cushioning effects）能明显减缓砰击载荷的幅值，在接下来的研究中可以将气相考虑进砰击问题。

参 考 文 献

- [1] Faltinsen O. M., Landrini M., Greco M. Slamming in marine applications[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2004, 48(3-4):187-217.
- [2] Ohkusu M., Namba Y. Analysis of hydroelastic behavior of a large floating platform of thin plate configuration in waves[C]. Proceedings of VLFS'96, 1996: 143-148.
- [3] 崔维成, 杨建民, 吴有生. 水弹性理论及其在超大型浮式结构物上的应用[M]. 上海交通大学出版社, 2007.
- [4] Chen X. J., Wu Y. S., Cui W. C., Jensen J. J. Review of hydroelasticity theories for global response of marine structures[J]. Ocean Engineering, 2006, 33(4): 439-457.
- [5] Faltinsen O. M., Landrini M., Greco M. Slamming in marine applications[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2004, 48(3-4): 187-217.
- [6] Von Karman T. The impact on seaplane floaB during landing[R]. NACA, Technical Note 321, Washington, 1929.
- [7] Wagner H. Über Stoß-und Gleitvogänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten[J]. Zeitshrift fur Angewandte Matheematik und Mechanik, 1932, 12(4): 193-235.
- [8] Broughton P., Horn E. Ekofisk Platform 2/4C: Re-analysis due to subsidence[C]. Proceedings of the Institution of Civil Engineers Part Design & Construction, 1987, 82(5): 949-979.
- [9] Broughton P., Horn E. Ekofisk Platform 2/4C: Re-analysis due to subsidence[C]. Proceedings of the Institution of Civil Engineers Part Design & Construction, 1987, 82(5): 919-922.
- [10] Wang H. Water wave pressure on horizontal plate[J]. Journal of the Hydraulics Division, 2017, 96(10): 1997-2017.
- [11] Kaplan P., Murray J. J., Yu W. C. Theoretical Analysis of Wave Impact Forces on Platform Deck Structures[C]. Proceedings of International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, ASME, 1995: 189-198.
- [12] Baarholm R., Faltinsen O. M. Wave impact underneath horizontal decks. Journal of Marine Science and Technology, 2004, 9(1): 1-13.
- [13] Ionina M. F., Korobkin A. A. Water impact on cylindrical shells[C]. Proceedings of the 4th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Michigan, USA, 1999: 44-47.
- [14] Sun H., Faltinsen O. M. Water impact of horizontal circular cylinders and cylindrical shells[J]. Applied Ocean Research, 2006, 28: 299-311.
- [15] Faltinsen O. M. Hydroelastic slamming[J]. Journal of Marine Science and

- Technology, 2000, 5(2): 49-65.
- [16] Zhao R., Faltinsen O. M. Water entry of two-dimensional bodies[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 246(1): 593-612.
- [17] Chuang S. L. Investigation of impact of rigid and elastic bodies with water[R]. NSRDC (Naval Ship Research and Development Center) Report3248, 19.
- [18] Sulisz W., Paprota M. Vibrations of a horizontal deck due to extreme wave impact[C]. Proceedings of Chinese-German Joint Symposium on Hydraulic and Ocean Engineering, 2008.
- [19] Rao C. P., Zhang Y. L., Wan D. C. Numerical simulation of the solitary wave interacting with an elastic structure using MPS-FEM coupled method[J]. Journal of Marine Science and Application, 2017(1-2): 1-10.
- [20] Faltinsen O. M., Kvålsvold J., Aarsnes J. V. Wave impact on a horizontal elastic plate[J]. Journal of Marine Science and Technology, 1997, 2(2): 87-100.
- [21] Faltinsen O. M. Water entry of a wedge by hydroelastic orthotropic plate theory[J]. Journal of Ship Research, 1999, 43(3): 180-193.
- [22] Kvålsvold J., Faltinsen O. M. Slamming loads on wetdecks of multihull vessels[J]. Proceedings of International Conference Hydroelasticity in Marine Technology, Trondheim, Norway, 1994.
- [23] Kvålsvold J. Hydroelastic modeling of wet deck slamming on multihull vessels[J]. Journal of Ship Research, 1995, 39(3): 225-239.
- [24] Meng Q. R., Lu D. Q. Wave-induced hydrodynamic responses of a rigid body connected with elastic plates floating on a two-layer fluid[J]. Journal of Fluids and Structures, 2017, 68: 295-309.
- [25] Seiffert B., Hayatdavoodi M., Ertekin R. C. Experiments and Computations of Solitary-wave Forces on a Coastal-bridge Deck. Part I: Flat Plate[J]. Coastal Engineering, 2014, 88: 194-209.
- [26] Ren B., Wang Y. Laboratory study of random wave slamming on a piled wharf with different shore connecting structures[J]. Coastal Engineering, 2005, 52(5): 463-471.
- [27] 刘明. 波浪对弹性支撑平板结构冲击作用的实验研究[D]. 博士论文, 大连理工大学, 2016.
- [28] Allsop N. W. H., Vicinanza D., Calabrese M., Centurioni L. Breaking wave impact loads on vertical faces[C]. Proceedings of the 6th International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE), Los Angeles, USA, 1992: 185-191.
- [29] Kisacik D., Troch P., Bogaert P. V. Description of loading conditions due to violent wave impacts on a vertical structure with an overhanging horizontal cantilever

- slab[J]. Coastal Engineering, 2012, 60(2): 201-226.
- [30] Cuomo G., Tirindelli M., Allsop W. Wave-in-deck loads on exposed jetties[J]. Coastal Engineering, 2007, 54(9): 657-679.
- [31] Watanabe I., Ueno M., Sawada H. Effects of Bow Flare Shape to the Wave Loads of a container ship[J]. Journal of the Society of Naval Architects of Japan, 1989(166): 259-266.
- [32] Hermundstad O. A., Moan T. Numerical and experimental analysis of bow flare slamming on a Ro-Ro vessel in regular oblique waves[J]. Journal of Marine Science & Technology, 2005, 10(3): 105-122.
- [33] Nelli F., Bennetts L. G., Skene D. M., et al. Reflection and transmission of regular water waves by a thin floating plate[J]. Wave Motion, 2017, 70: 209-221.
- [34] Kimmoun O., Malenica S., Scolan Y. M. Fluid structure interactions occurring at a flexible vertical wall impacted by a breaking wave[C]. Proceedings of the 19th International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE), Osaka, Japan, 2009: 308–315
- [35] Cox D. T., Ortega J. A. Laboratory observations of green water overtopping a fixed deck[J]. Ocean Engineering, 2002, 29(14): 1827-1840.
- [36] 马哲. 极端波浪作用下深水半潜式平台砰击与流固耦合效应[D]. 博士学位论文, 大连理工大学, 2014.
- [37] Chen X., Wan D. C., Huang W. H. Numerical simulation of effects of two different baffles on liquid sloshing by MPS method[C]. Proceedings of the 26th International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE), Rhodes, Greece, 2016: 931-938.
- [38] 龚丞, 朱仁传, 缪国平, 范菊. 基于 CFD 的高速船甲板上浪载荷的工程计算方法[J]. 船舶力学, 2014(5): 524-531.
- [39] 尹崇宏, 吴建威, 万德成. 基于 IDDES 方法的模型尺度和实尺度 VLCC 阻力预报与流场分析[J]. 水动力学研究与进展, 2016, 31(3): 259-268
- [40] Wang J. H., Zou L., Wan D. C. CFD simulations of free running ship under course keeping control[J]. Ocean Engineering, 2017, 141: 450-464
- [41] Reddy D. N., Scanlon T. J., Kuo C. Prediction of slam loads on a wedge section using computational fluid dynamics (CFD) techniques[C]. Proceedings of 24th Symposium on Naval Hydrodynamics, Fukuoka, Japan, 2002.
- [42] Yang S. H., Lee H. H., Park T. H., Lee I. H., Lee Y. W. Experimental and numerical study on the water entry of symmetric wedges and a stern section of modern containership[C]. Proceedings of Practical Design of Ships and other

- Floating Structures (PRADS), Houston, USA, 2007: 518-526.
- [43] 陈震, 肖熙. 空气垫在平底结构入水砰击中作用的仿真分析[J]. 上海交通大学学报, 2005, 39(5): 670-673.
- [44] Irajpanah K. Wave uplift force on horizontal platform[D]. PhD thesis, University of Southern California, Los Angeles, USA, 1983.
- [45] Yang Q., Qiu W. Numerical simulation of water impact for 2D and 3D bodies[J]. Ocean Engineering, 2012, 43(4): 82-89.
- [46] Liao K. P., Hu C. H. A coupled FDM-FEM method for free surface flow interaction with thin elastic plate[J]. Journal of Marine Science & Technology, 2013, 18(1):1-11.
- [47] Liu X. D. Time domain analysis on the dynamic response of a flexible floating structure to waves[J]. Journal of Engineering Mechanics, 2002, 128(1): 48-56.
- [48] Korobkin A. A., Khabakhpasheva T. I. Regular wave impact onto an elastic plate[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2006, 55(1-4): 127-150.
- [49] Greco M., Colicchio G., Faltinsen O. M. Bottom slamming for a very large floating structure: uncoupled global and slamming analyses[J]. Journal of Fluids and Structures, 2009, 25(2): 406-419.
- [50] Zhao X. Z., Hu C. H. Numerical and experimental study on a 2-D floating body under extreme wave conditions[J]. Applied Ocean Research, 2012, 35(1): 1-13.
- [51] 王永学, 任冰. 波浪冲击过程的湍流数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 1999(4): 409-417.
- [52] 任冰. 随机波浪对不同接岸型式码头上部结构的冲击作用研究[D]. 博士学位论文, 大连理工大学, 2003.
- [53] 范从军, 孙昭晨, 马小剑, 高哲. 波浪对竖直板的水弹性冲击[J]. 水道港口, 2013, 34(5): 380-386.
- [54] Lucy L. B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis[J]. Astronomical Journal, 1977, 82: 1013-1024.
- [55] 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.
- [56] Liu W. K., Chen Y., Jun S. Overview and applications of the reproducing Kernel Particle methods[J]. Archives of Computational Methods in Engineering, 1996, 3(1): 3-80.
- [57] Koshizuka S., Oka Y. Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid[J]. Nuclear Science and Engineering, 1996, 123(3): 421- 434.

- [58] Sulskya D., Chen Z., Schreyerc H. L. A particle method for history-dependent materials[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1993, 118(1-2): 179-196.
- [59] Belytschko T., Lu Y. Y., Gu L. Element-free Galerkin methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1994, 37(2): 229-256.
- [60] Onate E., Idelsohn S., Zienkiewicz O. C., Taylor R. L. A finite point method in computational mechanics: applications to convective transport and fluid flow[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1996, 39(22): 3839-3866.
- [61] Atluri S. N., Zhu T. A new meshless local Petrov–Galerkin (MLPG) approach[J]. Computational Mechanics, 1998, 22(2): 117-127.
- [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] Khayyer A., Gotoh H., Shao S. D. Corrected Incompressible SPH method for accurate water-surface tracking in breaking waves[J]. Coastal Engineering, 2008, 55(3): 236-250.
- [64] Dalrymple R. A., Rogers B. D. Numerical modeling of water waves with the SPH method[J]. Coastal Engineering, 2006, 53(2-3): 141-147.
- [65] Gómez-Gesteira M., Cerqueiro D., Crespo C., et al. Green water overtopping analyzed with a SPH model[J]. Ocean Engineering, 2005, 32(2):223-238.
- [66] Chen D. W., Tzang S. Y., Hsieh C. M., et al. Numerical modeling of wave-induced rotations of a bottom-hinged flapper with a SPH model[J]. Journal of Marine Science and Technology, 2014, 22(3): 372-380.
- [67] 郑坤. 基于 SPH 方法的波浪对水平板冲击作用研究[D]. 博士学位论文, 大连理工大学, 2010.
- [68] Attaway S. W., Heinstein M. W., Swegle J. W. Coupling of smooth particle hydrodynamics with the finite element method[J]. Nuclear Engineering and Design, 1994, 150(2-3): 199-205
- [69] Fourey G., Oger G., Touzé D. L., Alessandrini B. Violent fluid-structure interaction simulations using a coupled SPH/FEM method[J]. Iop Conference Series Materials Science and Engineering, 2010, 10, ID.012041.
- [70] Groenenboom P. H. L., Cartwright B. K. Hydrodynamics and fluid-structure interaction by coupled SPH-FE method[J]. Journal of Hydraulic Research, 2010, 48: 61-73.
- [71] Antoci C., Gallati M., Sibilla S. Numerical simulation of fluid-structure interaction

- by SPH[J]. Computers and Structures, 2007, 85(11–14): 879-890.
- [72] Oger G., Guilcher P. M., Jacquin E., Brosset L., Deuff J. B., Le Touze D. Simulations of hydroelastic impacts using a parallel SPH model[J]. International Journal of Offshore and Polar Engineering, 2010, 20(3): 181-189.
- [73] Yang Q., Jones V., Mccue L. Free-surface flow interactions with deformable structures using an SPH–FEM model[J]. Ocean Engineering, 2012, 55(15): 136-147.
- [74] Idelsohn S. R., Marti J., Souto-Iglesias A., Onate E. Interaction between an elastic structure and free-surface flows: experimental versus numerical comparisons using the PFEM[J]. Computational Mechanics, 2008, 43(1): 125-132.
- [75] Degroote J., Souto-Iglesias A., Paepegem W. V., et al. Partitioned simulation of the interaction between an elastic structure and free surface flow[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2010, 199(33): 2085-2098.
- [76] Hwang S., Khayyer A., Gotoh H., Park J. C. Simulations of incompressible fluid Flow-Elastic Structure Interactions by a coupled fully lagrangian solver[C]. Proceedings of the 25th International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE), Hawaii, USA, 2015: 1247-1250.
- [77] Zhang Y. L., Tang Z. Y., Wan D. C. MPS-FEM coupled method for interaction between sloshing flow and elastic structure in rolling tanks[C]. Proceedings of the 7th International Conference on Computational Methods (ICCM), Berkeley, USA, 2016, paper No. ID 1493-6106-1-PB.
- [78] Sun Z., Djidjeli K., Xing J. T., et al. Coupled MPS-modal superposition method for 2D nonlinear fluid-structure interaction problems with free surface[J]. Journal of Fluids & Structures, 2016, 61: 295-323.
- [79] Lee C. J. K., Hirohisa N., Koshizuka S. Fluid–shell structure interaction analysis by coupled particle and finite element method[J]. Computers and structures, 2007, 85(11): 688-697.
- [80] Zhang Y. L., Wan D. C. MPS-FEM coupled method for sloshing flows in an elastic tank[J]. Ocean Engineering, 2018, <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2017.12.008>.
- [81] Sriram V., Ma Q. W. Improved MLPG_R method for simulating 2D interaction between violent waves and elastic structures[J]. Journal of Computational Physics, 2012, 231(22): 7650-7670.
- [82] Abrate S. Hull Slamming[J]. Applied Mechanics Reviews, 2011, 64(6): 060803.
- [83] Rao C. P., Zhang Y. L., Wan D. C. FSI analysis of solitary wave interacting with horizontal flexible plate by MPS-FEM method[C]. Proceedings of the 27th

- International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE), San Francisco, USA, 2017: 263-272.
- [84] Rao C. P., Wan D. C. Numerical study of the wave-induced slamming force on the elastic plate based on MPS-FEM coupled method[J]. Journal of Hydrodynamics, 2017, 30(1): 774-786.
- [85] 张友林, 邹璐, 万德成, MPS-FEM 数值分析带自由面的流固耦合问题[J]. 计算力学学报, 2017, 34(3): 330-335
- [86] Zhang Y. L., Chen X., Wan D. C. Sloshing flows in an elastic tank with high filling liquid by MPS-FEM coupled method[C]. Proceedings of the 27th International Ocean and Polar Engineering Conference, San Francisco, USA, 2017: 1077-1084.
- [87] Zhang Y. X., Wan D. C. Comparative study of MPS method and Level-Set method for sloshing flows[J]. Journal of Hydrodynamics, 2014, 26(4): 577-585.
- [88] Zhang Y. X., Wan D. C. Apply MPS method to simulate liquid sloshing in LNG tank[C]. Proceedings of the 22nd International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE), Rhodes, Greece, 2012: 381-391.
- [89] 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.
- [90] Zhang Y. L., Chen X., Wan D. C. Simulation of dam-break flow interaction with elastic gate by MPS-FEM coupled method[C]. Proceedings of the 11th Asian Computational Fluid Dynamics Conference (ACFD), Dalian, China, 2016: 390-394.
- [91] Yang Y. Q., Tang Z. Y., Zhang Y. L., Wan D. C. Investigation of excitation period effects on 2D liquid sloshing by MPS method[C]. Proceedings of the 25th International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE), Hawaii, USA, 2015: 891-897.
- [92] 杨亚强, 唐振远, 万德成. 基于 MPS 方法模拟带水平隔板的液体晃荡[J]. 水动力学研究与进展, 2015, 30(2): 146-153.
- [93] 张驰, 张雨新, 万德成. SPH方法和MPS方法模拟溃坝问题的比较分析[J]. 水动力学研究与进展, 2011, 26(6): 736-746.
- [94] 饶成平, 张友林, 万德成. MPS 方法在细长河道中溃坝流动的应用研究[J]. 江苏科技大学学报 (自然科学版), 2017, 31(5): 650-656.
- [95] Zhang Y. X., Wang X. Y., Tang Z. Y., Wan D. C. Numerical simulation of green water incidents based on parallel MPS method[C]. Proceedings of the 23rd International Offshore and Polar Engineering (ISOPE), Alaska, USA, 2013: 931-938.

- [96] Zhang Y. L., Wan D. C. Numerical study of interactions between waves and free rolling body by IMPS method[J]. Computers and Fluids, 2017, 155: 124-133.
- [97] Zhang Y. L., Tang Z. Y., Wan D. C. Numerical investigations of waves interacting with free rolling body by modified MPS method[J]. International Journal of Computational Methods, 2016, 13(4): 1641013-1-1641013-14.
- [98] Zhang Y. L., Tang Z. Y., Wan D. C. Simulation of water entry of a free-falling wedge by improved MPS method[C]. Proceedings of the 26th International Ocean and Polar Engineering Conference Rhodes (ISOPE), Greece, 2016: 220-227.
- [99] Tang Z. Y., Chen X., Wan D. C. Application of IMPS method in a ship bow section entering water problems[C]. Proceedings of the 26th International Ocean and Polar Engineering Conference Rhodes (ISOPE), Greece, 2016: 213-219.
- [100] 潘徐杰, 张怀新, 孙学尧. 移动粒子半隐式法中核函数适用性研究[J]. 海洋工程, 2010, 28(4): 70-76.
- [101] 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.
- [102] 朱伯芳. 有限元法原理与应用[M]. 水利电力出版社, 1979.
- [103] Goring D. G. Tsunamis-The propagation of long waves onto a shelf[D]. PhD thesis, California Institute of Technology, USA, 1979.
- [104] Greco M. A Two-dimensional study of green-water loading[D]. Ph.D thesis, Norwegian University of Science and Technology, 2001.
- [105] Ohkusu M., Namba Y. Hydroelastic behavior of floating artificial islands[J]. Journal of the Society of Naval Architects of Japan, 1998, 183: 239-248.
- [106] Ertekin R. C., Kim J. W. Hydroelastic response of a floating mat-type structure in oblique, shallow-water waves[J]. Journal of Ship Research, 1999, 43(4): 241-254.
- [107] Khayyer A., Gotoh H. A multiphase compressible-incompressible particle method for water slamming[C]. Proceedings of International Journal of Offshore and Polar Engineering (ISOPE), 2015, 26(1): 20-25.
- [108] Heller S. R., Abramson H. N. Hydroelasticity: a new naval science[J]. Naval Engineers Journal, 1959, 71(2):205-209.
- [109] Bishop R. E. D., Price W. G. Hydroelasticity of ships[M]. Cambridge University Press, 1979.

致 谢

两年半的硕士学习即将结束，回顾这一阶段的生活，我感触颇多。在 2015 年，我非常幸运能够在研究生期间加入万德成教授的课题组开展研究工作。刚开始，科研对我还是一个朦朦胧胧的概念，是唐振远、张友林、杨亚强等一众师兄给予我巨大的帮助，让我很快熟悉起课题组的工作氛围，即将毕业之际，我祝福陈翔、文潇、田鑫、张冠宇等粒子法的小伙伴们在今后工作顺利。另外，万老师在组会上对我研究工作的指点也使我受益匪浅。

陈翔、刘正浩、夏可、艾勇、何东亚、付博文、缪爱琴、庄园，感谢有你们研究生期间的陪伴，一次次的生日聚会让我们像家人一样，第一次组会后和大伙去冰火四季吃烧烤的那晚仿佛就发生在昨天，希望有机会能够常聚，也祝大家能够早日实现自己的梦想。

那些怀揣梦想从关山口到东川路的伙伴们，郭泽宇、曾海乔、付博文、李聪洲，七年的同窗之情早已让我们有了一种不言而喻的默契，承蒙大家的照顾我才能走到今天，你们每个人的优点我都熟稔于心。在即将分别之际，希望大家能够前程似锦，人事难免失意，“莫愁前路无知己，天下谁人不识君”。

还要感谢我的父母和哥哥，是你们一直为我追逐自己的梦想创造了这么好的条件，要知道能够做一件自己喜欢的事是多么幸福的事呵。我相信我会如你们所愿，活得开心，做一个有价值的人。

最后我那聪明美丽的女友黄启祯，你我相识十二载，在经历多年的异地恋之后，我们即将修成正果，感谢一直以来你对木讷、不懂浪漫的我充满了包容和理解，希望我俩留学顺利！

攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

- [1] **Rao C. P.**, Wan D. C. Numerical study of the slamming force induced by wave on elastic plate based on MPS-FEM coupled method [J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2018, 30(1): 774-782.
- [2] **Rao C. P.**, Zhang Y. L., Wan D. C. Numerical simulation of the solitary wave interacting with an elastic structure using MPS-FEM coupled method[J]. *Journal of Marine Science and Application*, 2017, 16: 1-10.
- [3] 饶成平, 张友林, 万德成. MPS 方法在细长河道中溃坝流动的应用研究[J]. 江苏科技大学学报, 2017, 31(5): 650-656.
- [4] **Rao C. P.**, Wan D. C. Investigation of Interaction between Solitary Wave and Horizontal Plate based on MPS-FEM Coupled Method[C]. International SPH European Research Interest Community (SPHERIC) Workshop, Beijing, China, Nov.18-20, 2017.
- [5] **Rao C. P.**, Wan D. C. Analysis of Interaction between Three-dimensional Dam-break Flow and Flexible Plate based on MPS-FEM Coupled Method[C]. International Conference on Computational Engineering and Science for Safety and Environmental Problems (CompSAFE), Chengdu, China, Nov.15-18, 2017.
- [6] **Rao C. P.**, Zhang Y. L., Wan D. C. FSI Analysis of Solitary Wave Interacting with Horizontal Flexible Plate by MPS-FEM Method[C]. International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE), San Francisco, USA, 2017, 263-272.
- [7] **Rao C. P.**, Wan D. C. Numerical Study of Floating Body Motion under Regular Waves by MPS Method[C]. Proceedings of the Second Conference of Global Chinese Scholars on Hydrodynamics (CCSH), Wuxi, China, 2016, 786-792.
- [8] 饶成平, 万德成. MPS 方法研究细长河道中的溃坝流动[C]. 第四届全国船舶与海洋工程 CFD 专题研讨会论文集, 镇江, Oct. 28-30, 2016, 79-85.