

津波漂流物と構造物の衝突問題への MPS 法の応用に関する
基礎的研究

平成27年 1月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

海洋建築工学専攻

相 田 康 洋

目次
図表一覧

第1章 序論

1-1 研究背景	1
1-2 既存の研究とその課題	2
1-3 研究目的	3
1-4 研究概要	3

第2章 衝撃津波流体圧および漂流物衝突力に対する MPS 法の拡張

2-1 支配方程式と離散化	4
2-2 アルゴリズム	6
2-3 入部らの勾配計算高精度化手法	10
2-4 境界条件	12
2-5 津波漂流物のモデル化	15
2-6 衝突現象の問題点	20
2-7 仮想弾性境界のモデル化	26
2-8 シミュレーションの高速化	33

第3章 基礎的な現象の再現

3-1 流体に関する再現	
3-1-1 水柱崩壊先端位置の再現	35
3-1-2 静水圧の再現	43
3-1-3 津波波形の再現	51
3-2 複数種類の粒子で構成された浮体の喫水の再現	56
3-3 仮想弾性境界と津波漂流物の連成に関する検討	58

第4章 衝撃津波流体圧の再現

4-1 水槽実験	65
4-2 MPS 法の計算条件	67
4-3 結果と考察	67

第5章 津波漂流物の衝突現象の再現

5-1 水槽実験	79
5-2 MPS 法の計算条件	85
5-3 結果と考察	89

第6章 結論

99

謝辞 100

参考文献 101

図表一覧

図目次

Fig.2-2-1 Simulation algorithm of the MPS method	9
Fig.2-4-1 Image of free surface boundary detection in MPS method	12
Fig.2-4-2 Image of wall boundary in MPS method	12
Fig.2-4-3 Image of inflow boundary motion in MPS method	14
Fig.2-4-4 Image of outflow boundary motion in MPS method	14
Fig.2-5-1 Simulation algorithm of the MPS method with floating motion	19
Fig.2-6-1 Setting of collision validation in MPS	20
Fig.2-6-2 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.05$)	21
Fig.2-6-3 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.10$)	21
Fig.2-6-4 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.20$)	21
Fig.2-6-5 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.30$)	21
Fig.2-6-6 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.05$)	21
Fig.2-6-7 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.10$)	21
Fig.2-6-8 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.20$)	21
Fig.2-6-9 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.30$)	21
Fig.2-6-10 Snapshot of penetration of MPS when the floating object collision the wall with particles (Type A $v=1.0\text{m/s}$ $C=0.3$)	22
Fig.2-6-11 Comparison of maximum impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$)	23
Fig.2-6-12 Comparison of maximum impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$)	23
Fig.2-6-13 Comparison of non-dimensional impulse between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$)	24
Fig.2-6-14 Comparison of non-dimensional impulse between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$)	24
Fig.2-6-15 The image of difference of the collision position	24
Fig.2-6-16 Comparison of time series impact force	

between courant number ($v=0.5\text{m/s}$ Type D)	25
Fig.2-6-17 Comparison of time series impact force	
between courant number ($v=1.0\text{m/s}$ Type D)	25
Fig.2-6-18 Snapshot of penetration of MPS when the floating object collision	
the wall with particles (Type D $v=1.0\text{m/s}$ $C=0.05$)	25
Fig.2-7-1 Image of Virtual Elastic Boundary system (Translational motion)	28
Fig.2-7-2 Image of Virtual Elastic Boundary system (Rotational motion)	29
Fig.2-7-3 Simulation algorithm of the MPS method	
with Virtual Elastic Boundary	32
Fig.2-8-1 Simulation algorithm of the MPS method with OpenMP	34
Fig.3-1-1-1 Wave tank setting of dam break validation in the 2D-MPS method	36
Fig.3-1-1-2 Simulation result of dam break validation	
between the 2D-MPS and the Experimental values	36
Fig.3-1-1-3 Snapshot of the dam break validation	
from 0.0sec to 0.3sec in the 2D-MPS method	37
Fig.3-1-1-4 Snapshot of the dam break validation	
from 0.4sec to 0.7sec in the 2D-MPS method	38
Fig.3-1-1-5 Wave tank setting of dam break validation in the 3D-MPS method	39
Fig.3-1-1-6 Simulation result of dam break validation	
between the 3D-MPS and the Experimental values	40
Fig.3-1-1-7 Snapshot of the dam break validation	
from 0.4sec to 0.7sec in the 3D-MPS method	41
Fig.3-1-1-8 Snapshot of the dam break validation	
from 0.4sec to 0.7sec in the 3D-MPS method	42
Fig.3-1-2-1 The wave tank setting of static pressure validation	
in the 2D MPS method	43
Fig.3-1-2-2 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.6\text{[m]}$)	44
Fig.3-1-2-3 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.5\text{[m]}$)	44
Fig.3-1-2-4 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.4\text{[m]}$)	45
Fig.3-1-2-5 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.3\text{[m]}$)	45
Fig.3-1-2-6 Snapshot of the pressure at each time in the 2D MPS method	46
Fig.3-1-2-7 The wave tank setting of static pressure validation	
in the 3D MPS method	47
Fig.3-1-2-8 Time series pressure in the 3D MPS method ($Z=0.6\text{[m]}$)	48
Fig.3-1-2-9 Time series pressure in the 3D MPS method ($Z=0.5\text{[m]}$)	48
Fig.3-1-2-10 Time series pressure in the 3D MPS method ($Z=0.4\text{[m]}$)	49
Fig.3-1-2-11 Time series pressure in the 3D MPS method ($Z=0.3\text{[m]}$)	49
Fig.3-1-2-12 Snapshot of the pressure at each time in the 3D MPS method	50

Fig.3-1-3-1 Long wave experiment setup with dam break	52
Fig.3-1-3-2 Long wave simulation setup with dam break in MPS	52
Fig.3-1-3-3 Comparison of time series water elevation at H1 between MPS, MPS-IR and Experiment	54
Fig.3-1-3-4 Comparison of time series flow velocity at V1 between MPS, MPS-IR and Experiment	54
Fig.3-1-3-5 Comparison of time series water elevation at H2 between MPS, MPS-IR and Experiment	55
Fig.3-1-3-6 Comparison of time series flow velocity at V2 between MPS, MPS-IR and Experiment	55
Fig.3-2-1 Wave tank and floating object setting of draft validation	56
Fig.3-2-2 Simulation result of draft validation between the MPS and the Theoretical values	57
Fig.3-3-1 Simulation setting of collision validation	58
Fig.3-3-2 The maximum collision force between the MPS values, the theoretical values and the experimental values	59
Fig.3-3-3 The time series collision force of the MPS values ($v=0.5[m/s]$)	60
Fig.3-3-4 The time series collision force of the MPS values ($v=1.0[m/s]$)	60
Fig.3-3-5 The time series collision force of the MPS values ($v=2.0[m/s]$)	61
Fig.3-3-6 The time series collision force of the MPS values ($v=2.5[m/s]$)	61
Fig.3-3-7 Simulation setting of collision of floating object corner	62
Fig.3-3-8 The simulation result of collision of floating object corner	63
Fig.3-3-9 The relationship of M and the accuracy of the collision simulation in the MPS method	64
Fig.4-1-1 Impulsive tsunami pressure experimental setup system	65
Fig.4-1-2 Coordinate system in solitary wave	66
Fig.4-2-1 Impulsive tsunami pressure simulation setup in 2D-MPS	67
Fig.4-3-1 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2 ($X=0.2[m]$)	68
Fig.4-3-2 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2 ($X=0.2[m]$)	68
Fig.4-3-3 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2 ($X=0.4[m]$)	69
Fig.4-3-4 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2 ($X=0.4[m]$)	69
Fig.4-3-5 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2 ($X=0.6[m]$)	69
Fig.4-3-6 Comparison of time series of flow velocity	

between experiment and 2D-MPS at H2 (X=0.6[m])	70
Fig.4-3-7 Comparison of time series of wave form	
between experiment and 2D-MPS at H2 (X=0.8[m])	70
Fig.4-3-8 Comparison of time series of flow velocity	
between experiment and 2D-MPS at H2 (X=0.8[m])	70
Fig.4-3-9 Comparison of time series of wave form	
between experiment and 2D-MPS at H2 (X=1.0[m])	71
Fig.4-3-10 Comparison of time series of flow velocity	
between experiment and 2D-MPS at H2 (X=1.0[m])	71
Fig.4-3-11 Comparison of time series of pressure	
between experiment and 2D-MPS at Z=2-6[cm],X=20[cm]	72
Fig.4-3-12 Comparison of time series of pressure	
between experiment and 2D-MPS at Z=2-6[cm],X=40[cm]	72
Fig.4-3-13 Comparison of time series of pressure	
between experiment and 2D-MPS at Z=2-6[cm],X=60[cm]	72
Fig.4-3-14 Comparison of time series of pressure	
between experiment and 2D-MPS at Z=2-6[cm],X=80[cm]	72
Fig.4-3-15 Comparison of time series of pressure	
between experiment and 2D-MPS at Z=2-6[cm],X=100[cm]	73
Fig.4-3-16 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=20[cm]	73
Fig.4-3-17 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=20[cm]	74
Fig.4-3-18 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=40[cm]	74
Fig.4-3-19 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=40[cm]	75
Fig.4-3-20 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=60[cm]	75
Fig.4-3-21 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=60[cm]	76
Fig.4-3-22 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=80[cm]	76
Fig.4-3-23 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=80[cm]	77
Fig.4-3-24 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=100[cm]	77
Fig.4-3-25 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=100[cm]	78
Fig.4-3-26 Image of difference of the integration area	
around pressure wall particle	78
Fig.5-1-1 Collision experiment setup of tsunami floating object 1	79
Fig.5-1-2 Collision experiment setup of tsunami floating object 2	79
Fig.5-1-3 Collision experiment setup of tsunami floating object 3	80
Fig.5-1-4 Drawings and setup of floating object	81
Fig.5-1-5 Photograph of floating object (panoramic view)	81
Fig.5-1-6 Frames of spatial discretized with 1mm particles	82
Fig.5-1-7 Frames and ballast weights	

of spatial discretized with 1mm particles	82
Fig.5-1-8 Frames, ballast weights and outer plates of spatial discretized with 1mm particles	82
Fig.5-1-9 Frames, ballast weights, outer plates and hard rubbers of spatial discretized with 1mm particles	82
Fig.5-1-10 Frames, ballast weights, outer plates and hard rubbers of spatial discretized with 1mm particles (Lateral view)	83
Fig.5-1-11 Experimental setup of static loading	83
Fig.5-1-12 Relationship of M0 and Force in static loading test	84
Fig.5-2-1 Collision simulation setup of tsunami floating object 1	85
Fig.5-2-2 Collision simulation setup of tsunami floating object 2	85
Fig.5-2-3 Collision simulation setup of tsunami floating object 3	86
Fig.5-2-4 Setup of floating object in the MPS simulation	87
Fig.5-2-5 Cutting model of floating object in the MPS simulation	87
Fig.5-2-6 Cutting model of floating object in the MPS simulation with dummy particles	87
Fig.5-2-7 Time series water elevation at H1 (input wave form)	88
Fig.5-2-8 Time series water elevation at V1 (input wave form)	88
Fig.5-3-1 Time series wave elevation at H2	89
Fig.5-3-2 Time series flow velocity at V2	89
Fig.5-3-3 Time series wave elevation at H3	90
Fig.5-3-4 Time series flow velocity at V3	90
Fig.5-3-5 Time series Pitch motion at M1	91
Fig.5-3-6 Time series X-motion at M1	92
Fig.5-3-7 Time series Y-motion at M1	92
Fig.5-3-8 Snap shot at first peak of Pitch motion	93
Fig.5-3-9 Snap shot at second peak of Pitch motion	93
Fig.5-3-10 Time series X-motion before impact	95
Fig.5-3-11 Time series impact force between MPS, Exp and Theoretical solution	95
Fig.5-3-12 Time series impact fluid force in the MPS simulation	96
Fig.5-3-13 Snapshot at the time of collision in MPS simulation(t=2.82sec)	96
Fig.5-3-14 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.84sec)	96
Fig.5-3-15 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.86sec)	97
Fig.5-3-16 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.88sec)	97
Fig.5-3-17 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.90sec)	97
Fig.5-3-18 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.92sec)	97
Fig.5-3-19 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.94sec)	98

Fig.5-3-20 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.96sec) 98

表目次

Table 2-7-1 Simulation condition of collision validation 1	20
Table 2-7-2 Simulation condition of collision validation 2	20
Table 3-2-1-1 Simulation condition of dam break validation in the 2D-MPS method	35
Table 3-2-1-2 Simulation condition of dam break validation in the 3D-MPS method	39
Table 3-2-2-1 The simulation setting of static pressure validation in the 2D MPS method	43
Table 3-2-2-2 The simulation setting of static pressure validation in the 3D MPS method	47
Table 3-2-3-1 Dam break MPS simulation condition	53
Table 3-3-1 Simulation condition of draft validation	56
Table 3-4-1 Simulation condition of collision validation	58
Table 3-4-2 Simulation condition of collision of floating object corner	62
Table 4-1-1 Performance of sensors	65
Table 4-2-2 Impulsive tsunami pressure simulation condition in 2D-MPS	68
Table 5-1-1 Performance of sensors	80
Table 5-1-2 The mass and particle number of the component of the floating object	83
Table 5-1-3 Specifications of floating object in experiment	83
Table 5-1-4 Relationship of M0 and Force in static loading test	84
Table 5-2-1 Collision simulation condition of tsunami floating object 1	85
Table 5-2-2 Collision simulation condition of tsunami floating object 2	86
Table 5-2-3 Collision simulation condition of tsunami floating object 3	86
Table 5-2-4 Specifications of floating object in experiment and the MPS simulation	87

第1章 序論

1-1 研究背景

2011年3月11日に発生したマグニチュード9.0の東北地方太平洋沖地震に伴う大規模な津波は東北地方太平洋沿岸地域の市街地に壊滅的被害を与えた。陸上に遡上した津波は沿岸域の建築物の破壊、浸水による建築的機能の喪失を引き起こした。警察庁によると東北地方太平洋沖地震による被害状況は、2012年12月26日時点で、死者・行方不明者合わせて1万8591名、建築物被害としては全半壊合わせて39万7390戸におよぶ。特に建築物の被害状況から地震ではなく津波による被害であることが明らかにされている。ところで、建築物や構造物に作用する津波力には津波流体力だけでなく漂流物の衝突力も含まれる。地面に固定されていない物体は、津波の来襲により漂流物となり、建築物や構造物へ衝突する。東日本大震災時にも津波漂流物が発生し、建築物や構造物に衝突する事例が数多く確認された。沿岸域に存在する津波漂流物となりうる物体のうち、比較的質量が大きくかつ実際に津波漂流物となった物体は、海上コンテナ、船舶、車、ケーソンであり、その中でも特に大質量ものは船舶であった。津波によって船舶等の大質量物体が陸域へ乗り揚げり陸域を漂流し構造物へ衝突した際には構造物を破壊する場合がある。このような実例としてアジアシンフォニー号を挙げる¹⁾。東日本大震災時、岩手県釜石市の釜石港に停泊中であった大型貨物船アジアシンフォニー号が津波により釜石港内を漂流し、釜石港内の岸壁に乗り揚げり防潮堤へ衝突、これにより防潮堤が破壊された。船舶の停泊位置や津波波形によっては防潮堤ではなく沿岸域の重要な建築物、構造物に衝突した可能性が十分にあったと考えられる。特に沿岸域に立地する火力発電所や石油コンビナート、石油貯蔵施設等は大質量の津波漂流物の衝突により施設が破壊された場合、火災が発生し爆発に至る可能性もある。これにより大規模な二次災害を引き起こし被害の拡大を招く。津波避難ビルや津波避難タワーに衝突した場合はその構造的な破壊を引き起こし、倒壊による避難者の人的被害を引き起こす。近年発生が懸念されている南海トラフ巨大地震では大規模な津波の発生が予想されており、東日本大震災と同等もしくはそれ以上の被害が発生する可能性がある。津波防災を考える上で津波力を予測し対策を講じることが必要であり、大型の津波漂流物の衝突力を予測する必要があるといえる。

津波漂流物の衝突力を予測するために採られる有力な手法に数値シミュレーションがある。沿岸域の津波現象に数値シミュレーションを利用した研究は数多く存在するが、その中で津波漂流物の衝突を取り扱ったものは限られる。これを難しくしている原因は、数値シミュレーションに非線形非圧縮性流れ場を解ける手法であること、津波漂流物の取り扱いができる手法であること、衝突力の取り扱いができる手法であることの三点が要求されることにある。また、沿岸域の津波現象は碎波、越波、越流を伴い自由表面の大変形が発生し、これらの現象を合理的に解ける手法が沿岸域の津波シミュレーションおよび津波漂流物の衝突シミュレーションに要求される。

MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法は Koshizuka et.al²⁾によって1995年に開発された非圧縮性流体のための粒子法であり、自由表面の大変形の際にも格子法のような煩雑な格子生成の作業を行わずに統一的に流れ場を扱うことができる数値シミュレーション手法である。また MPS法の浮体のモデル化では、浮体-流体間に特別な境界条件を設定せずに波浪場中浮体運動が解ける手法が提案されており、津波漂流物を浮体として取り扱うことで、津波漂流物の構造物へ

の衝突においても数値シミュレーション手法として有力であると考えられる。現在までに MPS 法を用い防波堤、防潮堤を津波が越波、越流する現象や、漂流物を伴う津波流れ場の構造物に作用する流体力、津波による船舶の岸壁への乗り揚げ問題のように沿岸域の津波を取り扱った研究がなされている。

1-2 既存の研究とその課題

後藤ら³⁾は津波漂流物が存在する流れ場内の角柱構造物が受ける津波外力に対して MPS 法による再現を試みた先駆的な研究を行った。角柱構造物に作用する漂流物の衝突を伴う津波外力の検討では漂流物、構造物双方を剛体としてモデル化し構造物を構成する壁粒子の圧力を積分し津波外力として評価している。MPS 法における浮体を剛体としてモデル化した場合、その剛体壁への衝突挙動は弾性的であることが経験的に知られていることから、実質弾性体の衝突問題として取り扱っていると考えられる。しかしながら構造物もしくは漂流物の剛性に相当するパラメータに関する定義はされておらず、衝突力そのものを解析、評価しているとは言い難い。また、対象とした漂流物は流木および乗用車であり、流体との密度比が 1.0 に近く深喫水であり没水状態での衝突となっている。このため本研究で対象とする大型の津波漂流物の衝突現象とは異なる。

内田⁴⁾は沿岸域に設置された浮体式構造物の津波による運動応答のシミュレーションに関する先駆的な研究を行った。この研究では浮体の陸域への乗り揚げ現象を MPS 法で解くことが可能であると示されたが、その乗り揚げ挙動、漂流挙動の実験値との比較は定性的な評価に留まっている。

増田ら⁵⁾⁶⁾⁷⁾は海域に設置された浮体が津波により陸域へ乗り揚げ、建築物へ衝突するまでの一連の現象の再現を MPS 法で試みる先駆的な研究を行った。この研究では浮体の陸域への乗り揚げ現象を MPS 法で解くことが可能であると示されたが、その乗り揚げ挙動において 2次元 MPS 法を用いた検証では浮体の回転運動を再現できていると思われるが実験との比較、評価には至っていない。また、3次元 MPS 法を用いた乗り揚げ挙動の検討では、MPS 法の回転運動の再現が行われておらず、また評価もされていない。陸域への浮体の乗り揚げ後の建築物への衝突力の再現においては、後藤ら³⁾と同様に漂流物、構造物双方を剛体としてモデル化し構造物を構成する壁粒子の圧力を積分し衝突力を評価しているが、実験、MPS 法によるシミュレーション双方に剛性等に関する記述がみられない。実験値と数値実験の比較、検討においては衝突波形内に 1 点ないし 2 点の値が記録されているにとどまる。これは衝突力のピークを逃している可能性もあり評価に課題が残る。水理模型実験と数値実験の比較では波形の再現に課題が残る。

近澤ら⁸⁾は MPS 法において薄肉弾性体のモデル化を行い沿岸構造物への適用を行った。流体力による構造物の弾性変形を考慮できる手法であるが、津波漂流物の衝突問題を解いてはいない。

既存の研究から課題を整理すると、

- ・ MPS 法で津波漂流物の衝突現象を再現する際、漂流物、構造物双方を剛体としてモデル化し衝突現象を解いている。しかしながら衝突挙動は実質弾性体として振る舞い、その理由は未だ明らかにされていない。そのため、この手法を適用可能な問題を調べ、特性と問題点を把握する。

・津波漂流物の発生から構造物への衝突までの一連の現象を統一的に再現する試みがなされているが、水理模型実験との比較から現象の再現と評価に課題が残る

1-3 研究目的

本研究の目的は、津波漂流物の構造物への衝突をシミュレーション可能な MPS 法による数値シミュレーション手法を開発し、応用として本システムが津波漂流物の発生から構造物への衝突までの一連の現象を統一的に解くことが可能であることを示すことである。

そのためにまず、MPS 法で津波漂流物の衝突現象を再現する際、漂流物、構造物双方を剛体としてモデル化し衝突現象を解く手法を適用可能な問題を調べ、特性と問題点を把握する。

その後、剛体、弾性体間の衝突現象において上記問題点を解決する合理的な手法を提案し、その特性と弾性体への剛体の衝突問題に応用できることを示す。

最後に、海域に設置された浮体が津波により岸壁へ乗り上がり構造物へ衝突するまでの一連の現象の再現を水理模型実験と数値実験で行い比較することで、津波漂流物の発生から構造物への衝突までの一連の現象を統一的に解くことが可能であることを示す。

1-4 研究概要

本論文は序論結論を含めて 6 章で構成されている。

1 章は序論であり、研究背景、既存の研究の問題点、研究目的および研究概要を述べた。

2 章では本シミュレーションシステムを開発するにあたり必要な MPS 法の手法を示しまとめた。また、既存の研究で行われていた剛体でモデル化された浮体と壁粒子間での衝突力を壁粒子の圧力の面積分として求める場合の問題点を数値実験により明らかにし、その原因となる問題を考察し整理した。またそれら問題点を解決しうる津波漂流物に作用する仮想弾性境界の提案を行った。

3 章では 2 章で示した手法をもとに開発したシミュレーションシステムにより基本的な現象を再現し、理論値および実験値との比較から本シミュレーションシステムの妥当性を示した。

4 章では津波漂流物が構造物に衝突した際に浮体に作用する衝撃津波波圧を本システムで再現可能であるかを確認するため、数値実験と水槽実験との比較を行い結果をまとめた。

5 章ではより応用的な例として海域に設置された浮体が津波により岸壁へ乗り揚がり、陸上構造物に衝突するまでの一連の現象を実験とシミュレーションにより再現し、開発したシミュレーションシステムの有用性を示した。

6 章は本論文で示された結果を総括し結論とした。

第2章 衝撃津波流体圧および漂流物衝突力に対する MPS 法の拡張

2-1 支配方程式と離散化

MPS 法は勾配や発散といった微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルを用意し、これらを微分方程式中の微分演算子に適用することによって離散化する。圧力を陰的に解き、他の物理量を陽的に解く半陰的解法である。支配方程式は連続の式 (式(2-1-1)) とナビエストークス方程式 (式(2-1-2)) である。連続の式は密度の時間変化がゼロである仮定であり、また速度の発散もゼロになる。越塚⁹⁾の MPS 法では密度の時間変化がゼロであるとしている。これは質量保存則であり、非圧縮性流体の場合は一定容積での流れを示す。ナビエストークス方程式は運動量保存則であり、右辺第一項が圧力勾配項、第二項が粘性項、第三項が重力項である。以降 MPS 法の離散化およびアルゴリズムの記述は越塚⁹⁾を参考にしている。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (2-1-1)$$

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

ただし、 ρ : 流体密度、 t : 時間、 \mathbf{u} : 粒子速度ベクトル、 P : 圧力、 ν : 動粘性係数、 \mathbf{g} : 重力による加速度ベクトル、とする。

重み関数を式(2-1-3)に示す。MPS 法における粒子間相互作用はこの重み関数を用いて実現される。変数は粒子同士の距離であり、ある距離より短い場合にのみ相互作用が発生するとしている。これにより各粒子が受ける影響の空間的範囲を限定して計算時間を短くしている。この距離を MPS 法では影響半径と呼び式中では r_e と表記する。

$$\omega(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 (r_e \leq r) \end{cases} \quad (2-1-3)$$

ただし、 r_e : 影響半径、 r : 対象粒子までの距離、とする。

MPS 法の粒子場での密度は粒子数密度として定義される。粒子数密度は粒子 i の位置ベクトルとその近傍の粒子 j の位置ベクトルから重み関数を用い式(2-1-4)のように定義される。MPS 法ではこの粒子数密度が一定になるように非圧縮条件を解いている。基準となる一定値の粒子数密度はシミュレーションの初めに十分に内部にある粒子で粒子数密度を計算し、シミュレーション内ではそれを使い続ける。この初期状態における粒子数密度を n^0 と表記し、基準粒子数密度と呼ぶ。

$$n_i = \sum_{j \neq i} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2-1-4)$$

ただし, n_i : i 粒子の粒子数密度, \mathbf{r}_i : i 粒子の位置ベクトル, \mathbf{r}_j : j 粒子の位置ベクトル, とする.

勾配モデルは式(2-1-5)で定義される. ただし, 左辺の $\langle \rangle$ は粒子間相互作用モデルであることを記すための記号としている. 勾配モデルはスカラー変数からベクトルを算出する演算子であり, 粒子間相互作用モデルによって近傍粒子の重み付き平均として定義されている. また, 重み関数により重み付き平均がなされているので, 正規化する目的で n^0 で割っている.

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2-1-5)$$

ただし, d : 空間次元数, ϕ_i : i 粒子のもつスカラー量, ϕ_j : j 粒子のもつスカラー量, とする.

ラプラスアンモデルは式(2-1-6)で定義される. また, 統計的な分散の増加を解析解と一致させるために解析定数 λ を式(2-1-7)として導入している. この解析定数は基準となる粒子数密度と同様にシミュレーションの最初に十分に内部にある粒子で計算し, 以降この値を使い続ける.

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \quad (2-1-6)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2 \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (2-1-7)$$

ただし, λ : 解析定数とする.

2-2 アルゴリズム

MPS法は圧力項を陰的に解き、他を陽的に解く半陰解法である。粘性項と外力項は時刻 k ステップでの値で計算し、圧力勾配項および連続の式は時刻 $k+1$ ステップの値で計算する(式(2-2-1), 式(2-2-2))。

$$\left[\frac{D\rho}{Dt} \right]^{k+1} = 0 \quad (2-2-1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = - \left[\frac{1}{\rho} \nabla P \right]^{k+1} + [\nu \nabla^2 \mathbf{u}]^k + [\mathbf{g}]^k \quad (2-2-2)$$

式(2-2-2)ではまず、重力項と粘性項を陽的に計算する。式(2-2-3)で粒子の仮の速度を計算し、式(2-2-4)で粒子の仮の位置を求める。この計算は時刻 k ステップの値しか用いていないので代入することで求められる。

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^k + \Delta t [\nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g}]^k \quad (2-2-3)$$

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}^k + \Delta t \mathbf{u}^* \quad (2-2-4)$$

ただし、 \mathbf{u}^* : 仮の粒子速度ベクトル, \mathbf{u}^k : k ステップでの粒子速度ベクトル, \mathbf{r}^* : 仮の粒子の位置ベクトル, \mathbf{r}^k : k ステップでの粒子の位置ベクトル, Δt : シミュレーション時間刻み, とする。

式(2-2-3)には右辺第二項にラプラシアンが含まれるので、式(2-2-5)のラプラシアンモデルを用いて粘性項を計算する。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i^k = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\mathbf{u}_j^k - \mathbf{u}_i^k) \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \quad (2-2-5)$$

ただし、 \mathbf{u}_i^k : i 粒子の k ステップでの粒子速度ベクトル, \mathbf{u}_j^k : j 粒子の k ステップでの粒子速度ベクトル, とする。

粘性項と外力項の計算が終わった段階で式(2-2-6)で仮の粒子数密度を求める。この時点では粒子場は非圧縮性を実現できていない。流体の非圧縮流れを実現するためには求めた仮の粒子数密度を基準粒子数密度に一致させる必要がある。そこで、基準粒子数密度と仮の粒子数密度の差を式(2-2-7)から n'_i とおき、これが修正されるべき粒子数密度である。同様に粒子の位置および速度も基準粒子数密度に一致させる際に式(2-2-8), 式(2-2-9)のように修正速度, 修正位置が計算される必要がある。

$$n_i^* = \sum_{j \neq i} \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \quad (2-2-6)$$

$$n^0 = n_i^{k+1} = n_i^* + n_i' \quad (2-2-7)$$

$$\mathbf{u}_i^{k+1} = \mathbf{u}_i^* + \mathbf{u}_i' \quad (2-2-8)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^* + \mathbf{r}_i' \quad (2-2-9)$$

ただし、 n_i^* : i 粒子の仮の粒子数密度、 n_i^{k+1} : i 粒子の $k+1$ ステップでの粒子数密度、 n_i' : i 粒子の修正されるべき粒子数密度、 \mathbf{u}_i^{k+1} : i 粒子の $k+1$ ステップでの粒子速度ベクトル、 \mathbf{u}_i^* : i 粒子の仮の粒子速度ベクトル、 \mathbf{u}_i' : i 粒子の修正されるべき粒子速度ベクトル、 \mathbf{r}_i^{k+1} : i 粒子の $k+1$ ステップでの粒子位置ベクトル、 \mathbf{r}_i^* : i 粒子の仮の粒子位置ベクトル、 \mathbf{r}_i' : i 粒子の修正されるべき粒子位置ベクトルとする。

修正されるべき粒子速度は圧力勾配によって生じるとする (式(2-2-10))。また連続の式において圧縮性流体の質量保存則は式(2-2-11)によって定義され、流体の密度を粒子数密度に書き直すと式(2-2-12)になる。

$$\mathbf{u}' = -\frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla P^{k+1} \quad (2-2-10)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-2-11)$$

$$\frac{1}{n^0} \frac{Dn}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-2-12)$$

ただし、 ρ_0 : 基準となる流体密度、 \mathbf{u}' : 修正速度ベクトル、 n : 粒子数密度、 P^{k+1} : $k+1$ ステップでの圧力とする。

粒子数密度の修正量 n' は修正速度ベクトル \mathbf{u}' によって生じるとし、式(2-2-12)を時間に対して離散化する。

$$\frac{n'}{n^0 \Delta t} + \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \quad (2-2-13)$$

式(2-2-10)の両辺の発散をとり式(2-2-13)に代入すると圧力のポアソン方程式の式(2-2-14)が得られ、ラプラシアンモデルを用いると式(2-2-14)の右辺は式(2-2-15)のように離散化できる。これで時刻 $k+1$ ステップの未知数に対する連立方程式が得られる。

$$\nabla^2 P^{k+1} = -\frac{\rho_0}{\Delta t^2} \frac{n^* - n^0}{n^0} \quad (2-2-14)$$

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) \omega(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)] \quad (2-2-15)$$

この求まった圧力を式(2-2-10)に代入し、式(2-2-8)、式(2-2-9)で速度の修正および粒子位置の修正を行う。ただし、圧力の勾配による修正速度の計算には数値安定性のために式(2-1-5)を修正した式(2-2-16)を用いる。ここで \hat{P}_i は自身を含む近傍粒子の中の最低圧力値としている。式(2-2-16)および式(2-2-17)は近傍粒子が均等に配置されている場合に成立する。

$$\langle \nabla P \rangle_i^{k+1} = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{P_j^{k+1} - \hat{P}_i^{k+1}}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|^2} (\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*) \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \right] \quad (2-2-16)$$

$$\hat{P}_i = \min_{j \in J} (P_i, P_j), \quad J = \{j : \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \neq 0\} \quad (2-2-17)$$

Fig.2-2-1 に MPS 法におけるアルゴリズムをまとめた計算フローを示す。

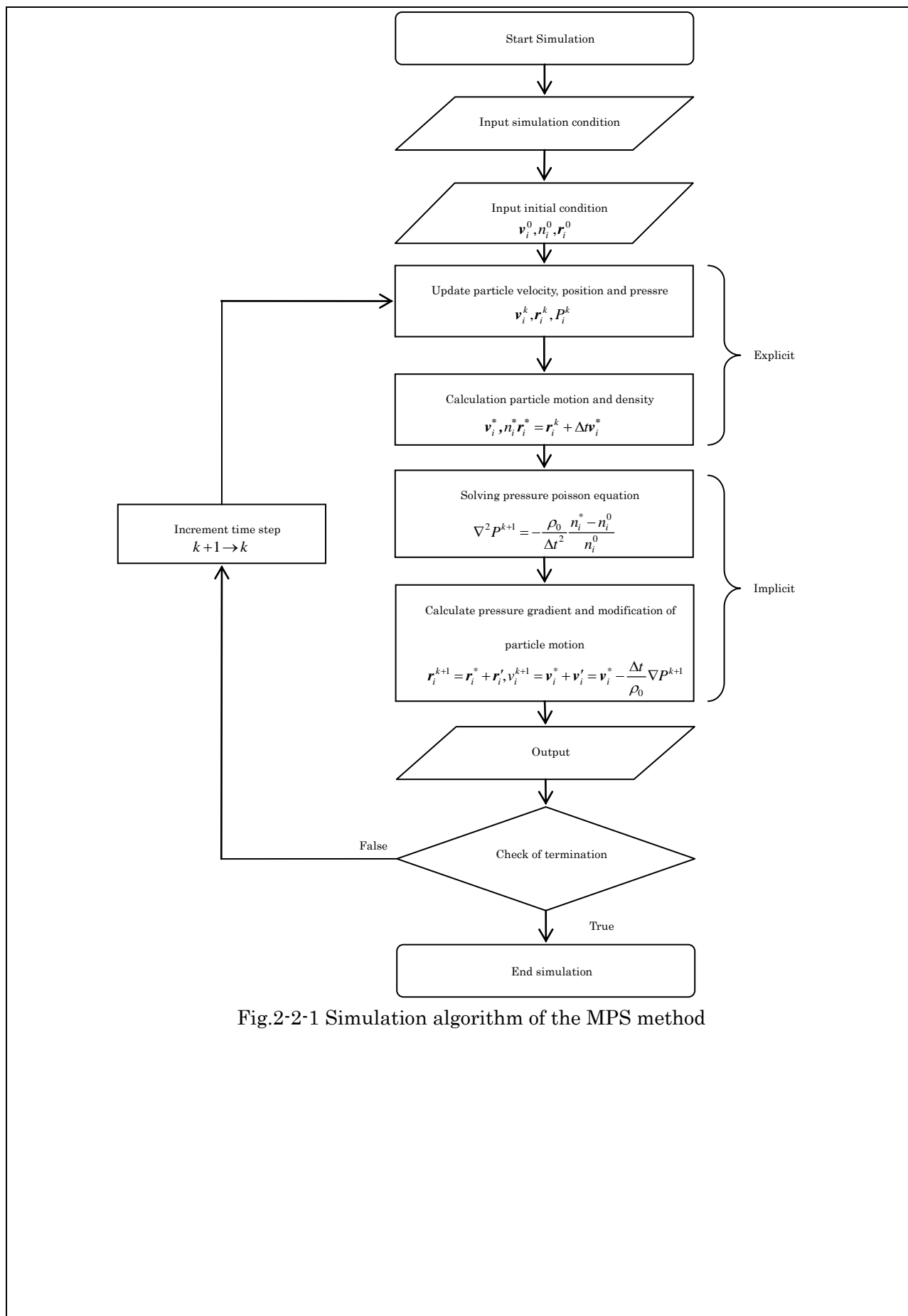


Fig.2-2-1 Simulation algorithm of the MPS method

2-3 入部ら¹⁰⁾¹¹⁾の勾配計算高精度化手法

入部ら¹⁰⁾¹¹⁾はMPS法における勾配計算の高精度化を試みた。また笹原ら¹²⁾は入部らの手法を用い水路中の規則波において波形の保存性が向上することを示した。本論文では入部ら¹⁰⁾¹¹⁾の手法を導入する。以下に入部ら¹⁰⁾¹¹⁾の手法を示す。

j 粒子のもつスカラー量は i 粒子のもつスカラー量と ij 間の勾配を用いて式(2-3-1)と定義できる。

$$\phi_j = \phi_i + \nabla\phi_j \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \quad (2-3-1)$$

ただし、 ϕ_i : i 粒子のもつスカラー量、 ϕ_j : j 粒子のもつスカラー量、 \mathbf{r}_i : i 粒子の位置ベクトル、 \mathbf{r}_j : j 粒子の位置ベクトル、 $\nabla\phi_j$: ij 粒子のもつスカラー量の勾配とする。

左辺に勾配が残る形で式(2-3-1)を整理し式(2-3-2)を得る。

$$\nabla\phi_j \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) = \phi_j - \phi_i \quad (2-3-2)$$

両辺を位置 i 粒子から j 粒子までの距離で無次元化し式(2-3-3)を得る。

$$\nabla\phi_j \cdot \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2-3-3)$$

両辺に位置 i 粒子から j 粒子までの距離で無次元化された相対位置ベクトルを右から掛け式(2-3-4)を得る。

$$\left(\nabla\phi_j \cdot \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2-3-4)$$

左辺を整理するとテンソル積を用い式(2-3-5)を得る。

$$\left[\frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] (\nabla\phi_j) = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2-3-5)$$

両辺に重み関数を掛け粒子数密度で割ることで式(2-3-6)を得る。Koshizuka.et.al²⁾によって定

式化された勾配モデル（式(2-1-5)，式(2-2-16)）では粒子の分布が各方向に一樣であると仮定している。入部らの手法でも，粒子の分布が一樣である場合は式(2-3-7)のように左辺の勾配に掛かるテンソルは次元数 d と単位行列 \mathbf{S} を用いて表現できる。入部らの手法はこの仮定を用いず，直接勾配を定義している。

$$\left[\frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] (\nabla \phi_y) = \frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2-3-6)$$

$$\left[\frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] \approx \frac{1}{d} \mathbf{S} \quad (2-3-7)$$

式(2-3-6)の両辺に左から勾配に掛かるテンソル逆行列を掛け勾配は式(2-3-8)のように求まる。

$$\nabla \phi_y = \left[\frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right]^{-1} \frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2-3-8)$$

Koshizuka.et.al²⁾の手法に比べ勾配の計算コストはテンソルの逆行列を求めるので高くなるが，勾配の計算は圧力ポアソン方程式を収束法で解くよりはるかに計算コストが安く，その計算量は二次元問題で 2×2 ，三次元問題で 3×3 の逆行列を求めるだけである。本論文では圧力勾配にこの高精度化された勾配計算モデルを用いる。具体的には式(2-2-16)の代わりに式(2-3-9)で圧力勾配を計算する。また式(2-2-16)のように数値安定性のための圧力の修正は行わない。

$$\langle \nabla P \rangle_i^{k+1} = \left[\frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*) \frac{(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \right]^{-1} \frac{1}{n_0} \omega(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*) \frac{P_j^{k+1} - P_i^{k+1}}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \frac{(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \quad (2-3-9)$$

2-4 境界条件

MPS法における自由表面判定は粒子数密度（式(2-4-1)）によって判定される．計算初期状態における十分流体中にある粒子によって計算された粒子数密度 n_0 に係数 β を導入し，それ以下であれば自由表面であると判定する（Fig.2-4-1）．

$$n_i^* < \beta n_0 \quad (2-4-1)$$

ただし， n_0 ：基準となる粒子数密度， n_i^* ：仮の粒子数密度， β ：自由表面判定係数，とする．

この係数 β はおおむね0.95から0.99の間の値が良いとされている．自由表面には圧力に対してディレクレ条件が成立するように設定する．また，自由表面粒子の圧力値はゼロとして固定する．

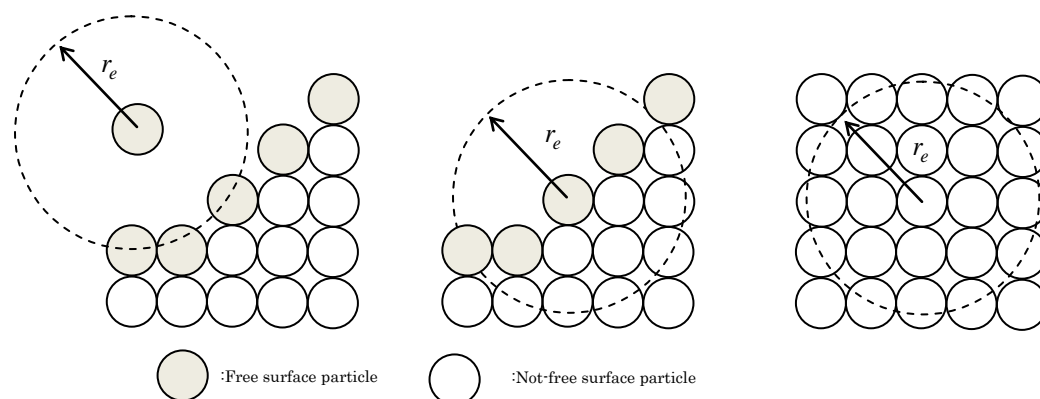


Fig.2-4-1 Image of free surface boundary detection in MPS method

壁境界は位置を固定した圧力を計算する粒子と圧力を計算しない粒子の複数層で構成する．これは圧力を計算する粒子の粒子数密度を計算する際に外側（流体と反対側）に粒子が存在しないと自由表面であると誤判定されることを防ぐためである．壁粒子の構成イメージを Fig.2-4-2 に示す．また，圧力のポアソン方程式の係数行列を圧力を計算しない粒子に対してゼロとし，その対角成分もゼロとする．また，非対角要素の和の絶対値と対角成分が等しくなるようにする．

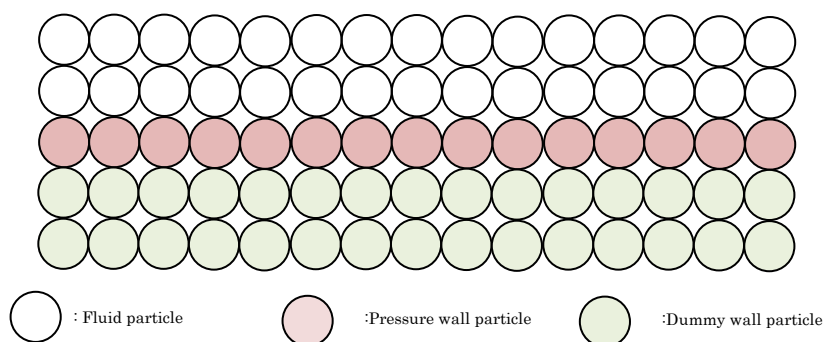


Fig.2-4-2 Image of wall boundary in MPS method

MPS法の造波境界の実現方法には主に2種類の方法がある。可動式の造波板により造波する手法と流入境界を用いて造波する手法である。可動式の造波板はその可動方法によりフラップ式、プランジャー式、ピストン式等があるが、津波現象は砕波しない限り流体の鉛直方向の速度成分が一定とみなせる。よって水底まで造波板があるピストン式造波板が適当であると考えられる。ピストン式造波板による造波は造波板を可動壁として実現する。造波板は壁境界同様に圧力を計算する粒子と圧力を計算しない粒子の複数層で構成し、その両方に各時間ステップで任意の速度を与えることで実現する。流入の機能を持つ造波境界の場合は初期位置から粒子間距離を超えて造波境界粒子が移動した場合に造波境界粒子の圧力を計算する粒子の位置に流体粒子を配置し1粒子間距離だけ造波境界粒子を戻す (Fig.2-4-3)。水面変動の再現は鉛直方向に配置する粒子を任意に与えるか、もしくは自由表面の連続性を考え、造波板前面に流体粒子がある場合はその高さまで粒子を配置すればよい。前者は例えば陸域に遡上した津波のような現象において、自由表面をもつ流れ場を流入させることが可能になる。流体が存在しない場に流体を流入させることができるが後者は流入境界粒子前面に粒子がない場合には造波ができない。また、造波板による造波と同様に津波現象では鉛直方向の粒子速度が一定であると考えられるから鉛直方向の速度成分を変化させる必要はない。

流出の場合は造波境界粒子が粒子間距離を超えて移動した場合に前面1粒子間距離の粒子を除去し造波境界粒子を1粒子間距離戻すことで実現できる (Fig.2-4-4)。ただし、前面1粒子間距離の粒子を除去するだけでは造波境界前面の粒子と流体粒子の異常接近により粒子数密度の急激な変化を引き起こし造波境界前面で粒子が跳ねる現象が見受けられる。その場合は流出量が変わってしまうが粒子間距離の1.2から1.5倍程度の粒子を除去することでこの現象を抑えることができる。引き波も問題となるような津波現象では例えば造波境界前面の流体粒子の位置をコントロールし流出させる方法が有効であろう。流入させる際の粒子はシミュレーションの最初からコンピューターのメモリ上に確保しておき、流体粒子としての識別フラグを立てることにより実現する。

ところで、造波板による造波方法と流入境界による造波方法ではどちらも津波現象を再現できるが、陸上に遡上した津波現象の再現の場合など海域のシミュレーションを必要としない場合には流入境界を用いた造波方法のほうが計算効率が良い。陸域のみを計算領域とし、陸上に遡上した津波流が流入してくる場合などはピストン式造波板では造波が不可能である。また津波のような長周期の波を造波させる際にはピストン式造波板で行うと長いストロークが必要になる。計算時間を粒子数×計算ステップ数と考えた場合、計算の最初のステップから多くの粒子を必要としない流入境界のほうが効率が良いということになるだろう。引き波現象の再現の際も、ピストン式造波板によって再現する場合は計算系の中での数は初期状態と変わらないが、流出機能が備わっていれば計算系の粒子数は減らすことができ、結果として計算時間を短縮することができる。以上の理由から本論文では流入・流出機能をもつ津波造波境界を採用する。これら一連の処理はMPS法内の陽的な計算部分で行えばよく、造波境界粒子に各時間ステップで速度を与え各粒子の仮の位置を決めればよい。

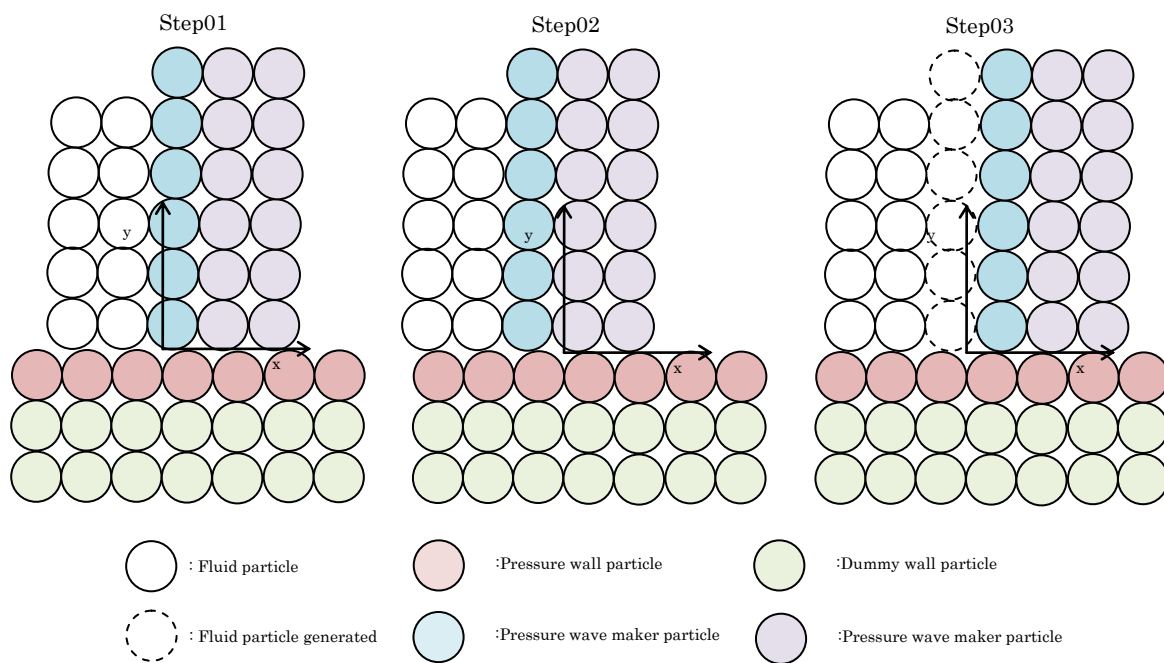


Fig.2-4-3 Image of inflow boundary motion in MPS method

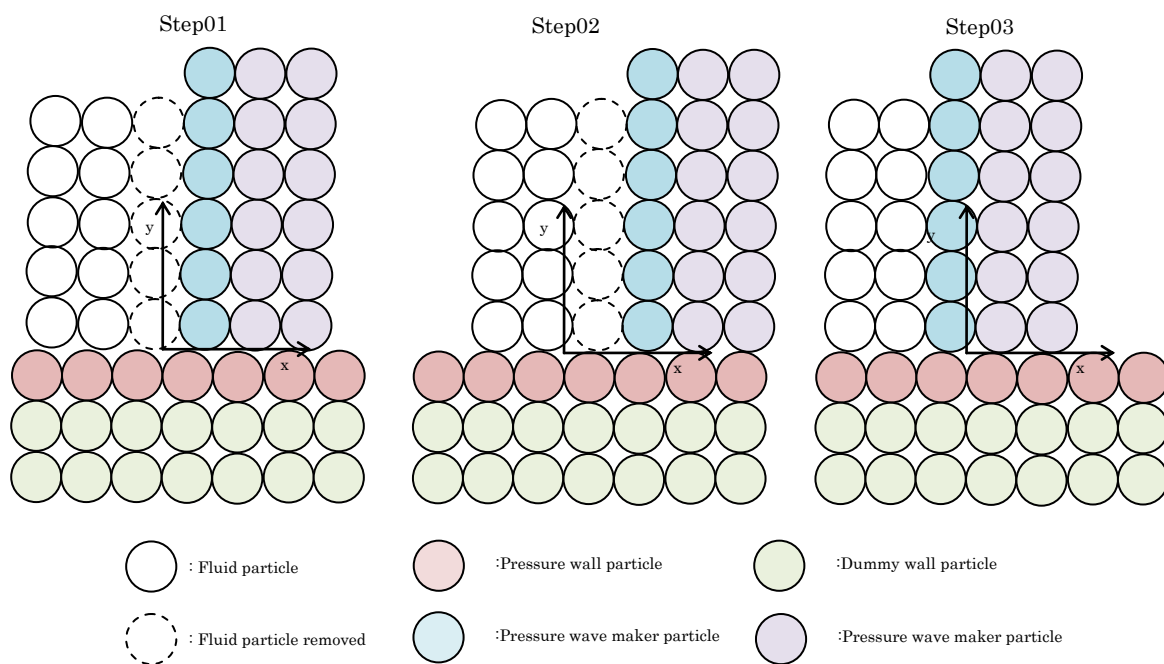


Fig.2-4-4 Image of outflow boundary motion in MPS method

2-5 津波漂流物のモデル化

津波漂流物は浮体としてモデル化する。浮体のモデル化は越塚ら⁹⁾橋本ら¹³⁾、増田ら⁷⁾が行っている。本論文では越塚ら⁹⁾の浮体のモデル化を基礎とし、3次元のモデル化においては増田ら⁷⁾の浮体のモデル化を参考にする。

浮体を構成する粒子群の拘束を解き、流体粒子と同様に圧力、位置ベクトル、速度を計算する。その後浮体の重心運動量と回転運動量を保存するように浮体を構成する粒子群の相対位置を修正する。Fig.2-2-1において圧力勾配による粒子位置の修正が終わった段階を考える。この段階では浮体を構成する粒子群は流体と同様に解かれている。

今、断面2次元問題における浮体の運動を考える。圧力勾配による粒子位置の修正が終わった段階の浮体を構成する粒子位置ベクトルから浮体重心位置を求める(式(2-5-1))。浮体を構成する粒子群の位置ベクトル \mathbf{r}_i^{k+1} は剛体としての相対位置が固定されていないので仮位置の意味でハットを用い $\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1}$ として表記する。

$$\mathbf{r}_g^{k+1} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} \quad (2-5-1)$$

重心まわりの慣性モーメントは浮体を構成する粒子群の各粒子における質量を考え式(2-5-2)のように求める。なお二次元問題の場合の慣性モーメントはシミュレーションの最初に計算しておく。

$$I = \sum_{i=1}^N m_i |\mathbf{r}_i^0 - \mathbf{r}_g^0|^2 \quad (2-5-2)$$

ただし、 I ：二次元問題の際の重心位置まわり慣性モーメント、 m_i ： i 粒子の質量、 \mathbf{r}_i^0 ：初期状態での粒子位置ベクトル、 \mathbf{r}_g^0 ：初期状態での重心位置ベクトル、とする。

浮体を構成する粒子群の仮位置と k ステップにおける浮体を構成する粒子群の位置ベクトルから k ステップから $k+1$ ステップ間の仮の移動量が求まる。

$$\hat{\mathbf{r}}_i' = \hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} - \mathbf{r}_i^k \quad (2-5-3)$$

ただし、 $\hat{\mathbf{r}}_i'$ ： k ステップから $k+1$ ステップでの粒子の仮移動量ベクトル、 \mathbf{r}_i^k ： k ステップの粒子位置ベクトル、 $\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1}$ ： $k+1$ ステップでの粒子の仮移動量ベクトル、とする。

k ステップから $k+1$ ステップにおける重心の移動量 \mathbf{r}_g' は式(2-5-4)のように求まる。

$$\mathbf{r}_g' = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{r}}_i' \quad (2-5-4)$$

k ステップから $k+1$ ステップにおける浮体重心位置での回転移動量 θ' は式(2-5-5)のように求ま

る.

$$\theta' = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^N m \hat{r}'_i \times (\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_g^{k+1}) \quad (2-5-5)$$

以上から、浮体を構成する粒子の回転移動量と重心移動量を保存する形で浮体を構成する粒子の修正移動量 \mathbf{r}'_i が式(2-5-6)のように求まる.

$$\mathbf{r}'_i = \mathbf{r}'_g + \mathbf{R}_{\theta'} (\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_g^k) \quad (2-5-6)$$

ただし、 $\mathbf{R}_{\theta'}$: 二次元問題において重心まわりに θ' 回転させる回転行列, とする.

三次元の浮体運動の場合、重心運動量は二次元問題の場合と同様に解くことができるが、慣性モーメントと回転運動量を保存するように回転させる部分が異なる。二次元問題の場合の重心まわり慣性モーメントは回転軸が1軸であり一つしか定義されず、計算の初めに1度求めておけば以降のシミュレーション時間内で同じ値を使うことができる。しかし、三次元浮体運動の場合は固定された座標系で求める重心まわり慣性モーメントは時々刻々と変化する。固定された座標系から見て漂流物が慣性主軸回りに回転する保証がないので慣性テンソルを使用する必要がある。また各時間ステップで慣性モーメントを求める必要がある。しかし、 $k+1$ ステップの慣性テンソルは剛体モデルとしての浮体粒子群の位置修正が終わっていない段階では求めることができない。その場合は流体と同様に浮体を構成する粒子群の拘束を解いた状態での相対位置を修正していない仮位置ベクトルから慣性テンソルを求める方法と、 k ステップでの重心を用いた k ステップの慣性テンソルを使用する二通りの手法が考えられる。本論文では k ステップと $k+1$ ステップでの慣性テンソル変化が微小であると考え k ステップでの慣性テンソルを使用し浮体運動を解く。また、回転運動量を保存するように浮体を回転させる際には1計算ステップでの各軸回りの回転角が微小であると考え、式(2-5-8)を用いて2次元浮体運動の場合と同様に粒子群の修正移動量を定義する。

$$\mathbf{r}_g^k = (x_g^k, y_g^k, z_g^k) \quad , \quad \mathbf{r}_i^k = (x_i^k, y_i^k, z_i^k) \quad (2-5-7)$$

$$\mathbf{r}'_i = \mathbf{r}'_g + \mathbf{R}_{\theta'} (\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_g^k) \quad (2-5-8)$$

$$I\theta' = \sum_{i=1}^N m \hat{r}'_i \times (\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_g^{k+1}) \quad (2-5-9)$$

$$I = \begin{pmatrix} \sum_i m_i ((y_i^k - y_g^k)^2 + (z_i^k - z_g^k)^2) & \sum_i -m_i ((y_i^k - y_g^k)(x_i^k - x_g^k)) & \sum_i -m_i ((z_i^k - z_g^k)(x_i^k - x_g^k)) \\ \sum_i -m_i ((x_i^k - x_g^k)(y_i^k - y_g^k)) & \sum_i m_i ((x_i^k - x_g^k)^2 + (z_i^k - z_g^k)^2) & \sum_i -m_i ((z_i^k - z_g^k)(y_i^k - y_g^k)) \\ \sum_i -m_i ((x_i^k - x_g^k)(z_i^k - z_g^k)) & \sum_i -m_i ((y_i^k - y_g^k)(z_i^k - z_g^k)) & \sum_i m_i ((x_i^k - x_g^k)^2 + (y_i^k - y_g^k)^2) \end{pmatrix} \quad (2-5-10)$$

ただし、 θ' : k ステップから $k+1$ ステップでの回転移動量ベクトル、 \mathbf{R}_g : 三次元問題において重心まわりに θ' 回転させる回転行列、 \mathbf{I} : 三次元問題の際の重心位置まわり慣性モーメントテンソル、とする。

これは流体から剛体にかかる力を積分し浮体の運動を解くことと同義であると越塚⁹⁾は指摘している。以降越塚⁹⁾の式および説明を引用する。時刻 k ステップでは浮体は整合性のある位置ベクトルと速度ベクトルをもっており、剛体としての相対座標も固定されている。その後 $k+1$ ステップの流体として浮体を構成する粒子群が解かれた後を考える。その際速度ベクトルおよび位置ベクトルは式(2-5-11)、および式(2-5-12)となる。

$$\hat{\mathbf{u}}_i^{k+1} = \mathbf{u}_i^k + \Delta t \hat{\mathbf{a}}_i^k \quad (2-5-11)$$

$$\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \Delta t \hat{\mathbf{u}}_i^{k+1} \quad (2-5-12)$$

ただし、 $\hat{\mathbf{u}}_i^{k+1}$: i 粒子の $k+1$ ステップの仮速度ベクトル、 $\hat{\mathbf{a}}_i^k$: i 粒子の $k+1$ ステップの仮加速度ベクトル、 $\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1}$: i 粒子の $k+1$ ステップの仮位置ベクトル、とする。

式(2-5-12)を加速度で表し、重心座標の移動量 \mathbf{r}'_g で表し、式(2-5-3)と式(2-5-4)を代入する。

$$\mathbf{a}_g^k = \frac{\mathbf{u}_g^{k+1} - \mathbf{u}_g^k}{\Delta t} = \frac{\mathbf{r}'_g - \mathbf{u}_g^k}{\Delta t^2} = \frac{1}{\Delta t^2 N} \sum_{i=1}^N (\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} - \mathbf{r}_i^k) - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \quad (2-5-13)$$

ただし、 \mathbf{a}_g^k : 重心位置での k ステップの加速度ベクトル、 \mathbf{u}_g^k : 重心位置での k ステップの速度ベクトル、 \mathbf{r}_g^k : 重心位置での k ステップの位置ベクトル、とする。

式(2-5-13)に式(2-5-11)、式(2-5-12)を代入すると式(2-5-14)を得る。

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_g^k &= \frac{1}{\Delta t^2 N} \sum_{i=1}^N (\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} - \mathbf{r}_i^k) - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\Delta t N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{u}}_i^{k+1} - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\Delta t N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i^k + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{a}}_i^k - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2-5-14)$$

重心の速度は剛体粒子の速度の平均であるから式(2-5-15)のように表せる。

$$\mathbf{u}_g^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i^k \quad (2-5-15)$$

これを式(2-5-13)に代入すると、右辺第一項と第三項が消え、式(2-5-16)が求まる。

$$\mathbf{a}_g^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{a}}_i^k \quad (2-5-16)$$

これは浮体を構成する各粒子が受ける加速度の平均と重心の加速度が等しくなっていることを示し、剛体として流体から受ける力を計算していることとなる。浮体が流体に与える作用は剛体として浮体位置が修正される際に考慮される。これは造波板と同様である。Fig.2-5-1 に計算フローを示す。

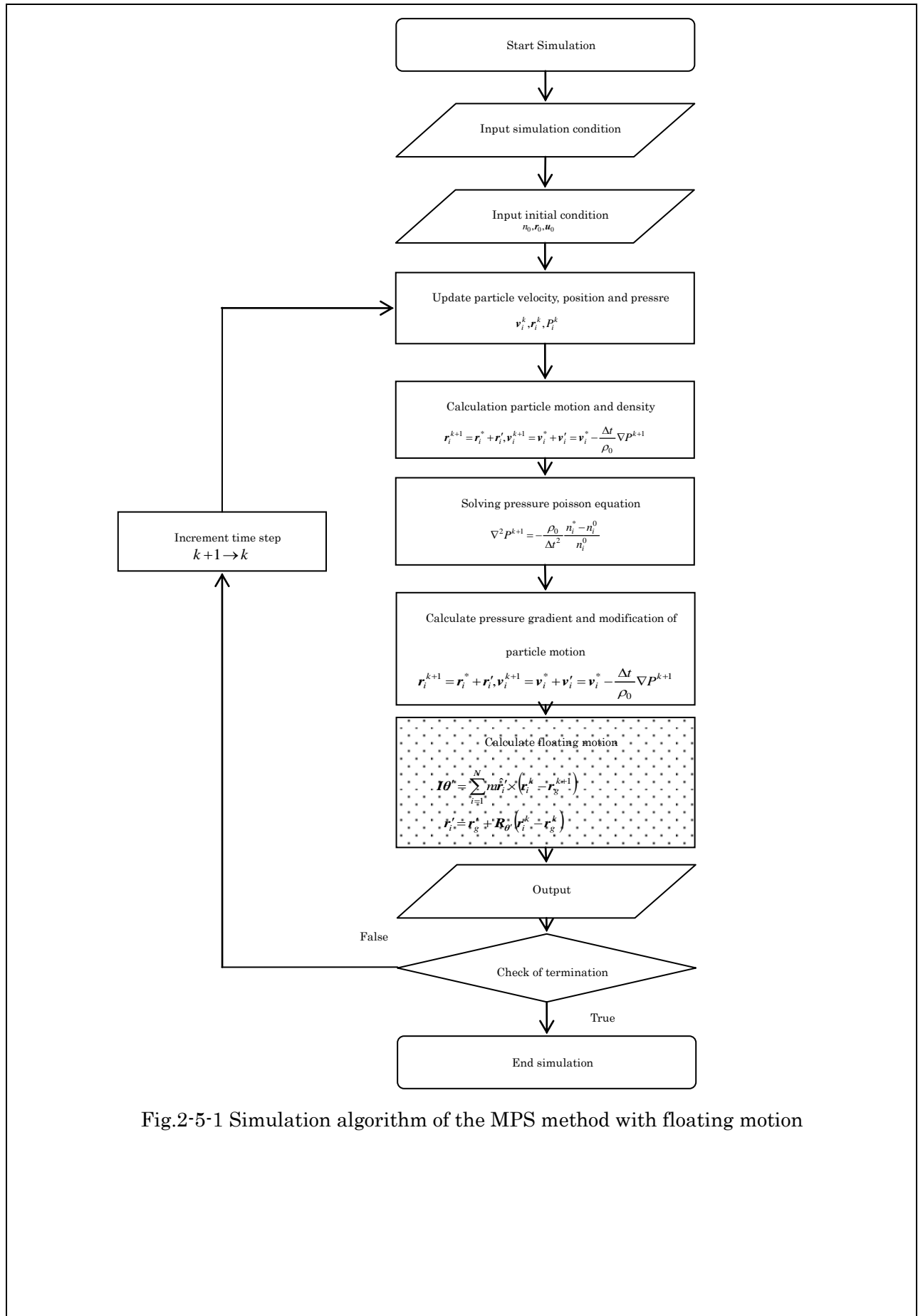


Fig.2-5-1 Simulation algorithm of the MPS method with floating motion

2-6 衝突現象の問題点

増田ら⁷⁾、後藤ら⁴⁾は被衝突物体に壁として構成された粒子を選択し、浮体衝突時の壁面圧力を面積分したものを衝突力としていた。本項では壁を粒子として構成し、剛体としてモデル化された衝突物と壁の衝突力を圧力の面積分とした場合の問題点を明らかにするために数値実験を行う。本項で着目する点は、①衝突面積の変化による衝突力の変化、②シミュレーション時間刻みの変化による衝突力の変化、③衝突位置による衝突力の変化、④衝突物の角が衝突した場合の衝突力の変化、以上4点である。数値実験条件を Fig.2-6-1 に示す。衝突物質量、粒子間距離が同じであり衝突面積に違いがある衝突物モデルを用意し y 方向に初速を与え壁境界に衝突させ、その際の壁面粒子の圧力積分としての力を計測する。衝突面積が小さい順に Type A, Type B, Type C, とし、質量を一致させた。衝突物の諸元を Table2-6-1 に示す。また、初速を 0.5m/s, 1.0m/s とし、シミュレーション時間刻みも変化させる。重力加速度は考慮しない。数値実験条件を Table2-6-2 に示す。シミュレーション時間刻みは初速を用いたクーラン数で定めた(式(2-6-1))。なお、出力時間間隔はシミュレーション時間刻みと一致させた。ただし、 Δt : シミュレーション時間刻み、 v_{impact} : 衝突速度、 b : 粒子間距離とする。

$$C = \frac{\Delta t v_{impact}}{b} \quad (2-6-1)$$

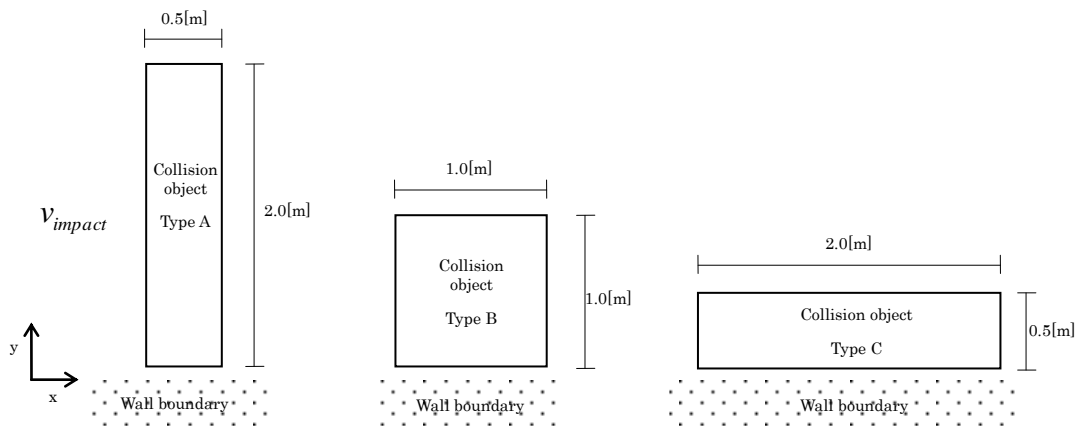


Fig. 2-6-1 Setting of collision validation

Table 2-6-1 Simulation condition of collision validation 1

	Type A	Type B	Type C
Collision area[m ²]	0.5	1.0	2.0
Mass[kg]	1000.0		
Particle number of collision object	10000		

Table 2-6-2 Simulation condition of collision validation 2

Simulation time[s]	0.1			
Impact velocity[m/s]	0.5		1.0	
Courant Number(Equation(2-6-1))	0.05	0.1	0.2	0.3

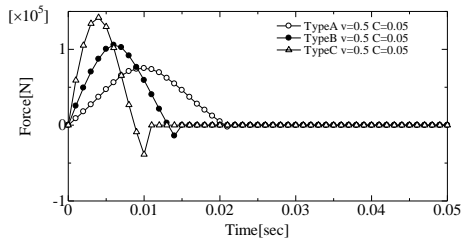


Fig. 2-6-2 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.05$)

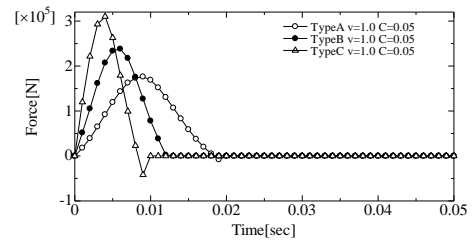


Fig. 2-6-6 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.05$)

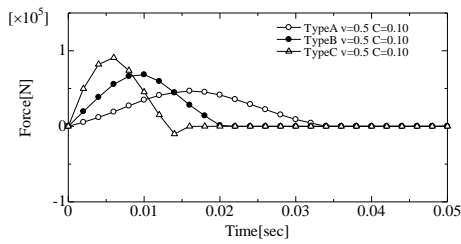


Fig. 2-6-3 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.10$)

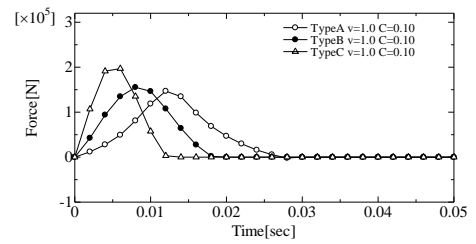


Fig. 2-6-7 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.10$)

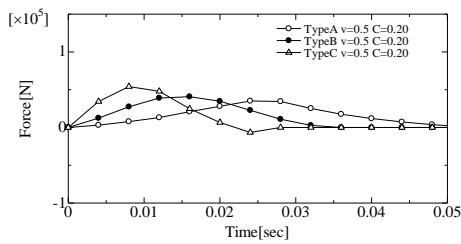


Fig. 2-6-4 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.20$)

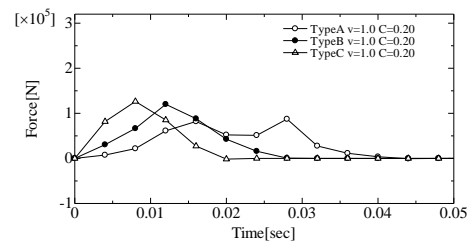


Fig. 2-6-8 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.20$)

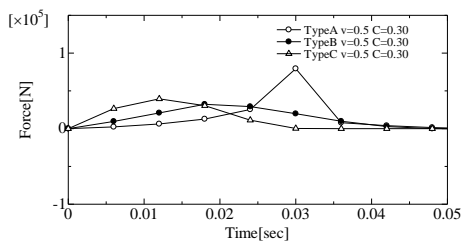


Fig. 2-6-5 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$ $C=0.30$)

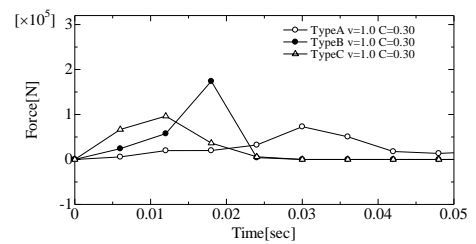


Fig. 2-6-9 Comparison of time series impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$ $C=0.30$)

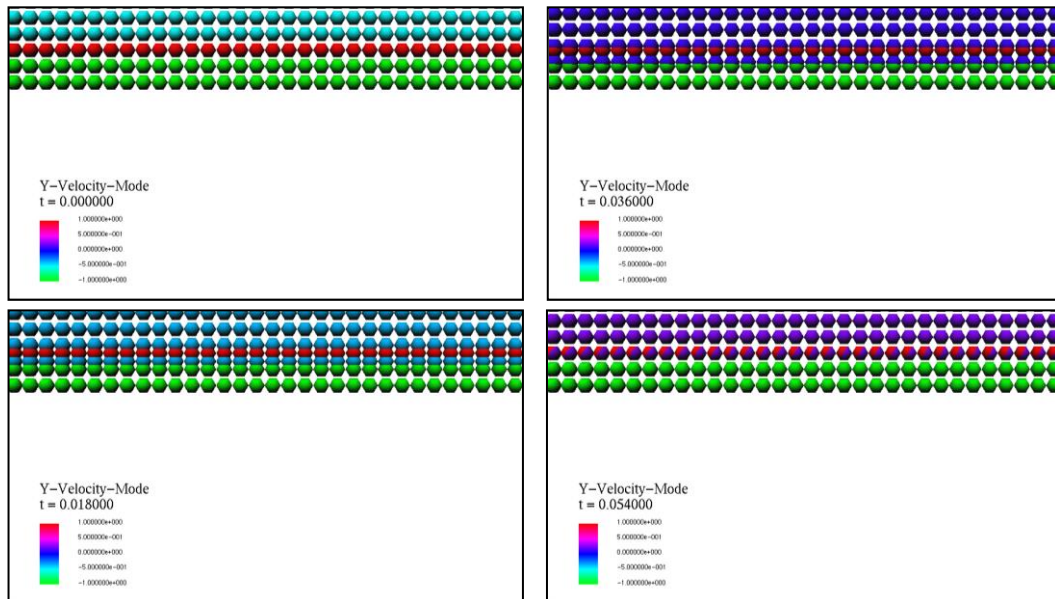


Fig. 2-6-10 Snapshot of penetration of MPS when the floating object collision the wall with particles (Type A $v=1.0\text{m/s}$ $C=0.3$)

Fig. 2-6-2 から Fig. 2-6-9 までに衝突面積ごとの時系列衝突力の比較を示す．まず，ほぼ全てのケースにおいて剛体として衝突物をモデル化しているにもかかわらず，その衝突力は無限大を示すことなく値をもつ．これは衝突物を一度流体として解き，その移動量を保存するように形状を修正していることに起因する．また，衝突面積によって最大衝突力および衝突時間に変化がある． C が大きい場合は波形に乱れがみられる．これは粒子が壁境界をすり抜けることにより発生している．Fig. 2-6-10 に Type A，衝突速度 1.0m/s ， $C=0.3$ の場合の衝突時のスナップショットを示す．赤と緑で示す粒子が壁境界粒子であり，色に変化がある粒子が衝突物を構成する粒子である． 0.018sec ですでに壁境界を衝突物がすり抜けている様子が確認できる．

C が小さい場合は衝突力の波形に乱れが少なく衝突物も壁境界をすり抜けていなかった．衝突面積が小さい場合は衝突力の最大値が大きく出ることがわかる．衝突力においてマイナスの値が計測されている原因は粒子のモデル化に負圧の考慮がされており，粒子数密度が低下する場合においても圧力の計算がされるからである．衝突速度が速くなると最大衝突力は上昇する．MPS 法では剛体モデルと剛体壁の衝突問題が実質弾性的挙動をすることが確認できるが，その最大衝突力，衝突時間を決定づける要因に少なくとも衝突面積，衝突速度， C が影響することがわかる．

壁をすり抜ける原因は MPS 法において衝突物の移動量を保存するように形状を修正している部分にある．流体として解かれた浮体粒子は壁境界との接近によって圧力が上昇し圧力勾配項により粒子位置および速度が修正され非圧縮性が保たれる．浮体を構成する粒子群の移動量の平均が浮体の重心の移動量であり，また加速度も速度も平均化され重心の加速度，速度となる．壁境界と接触している粒子は圧力勾配による修正速度で反発力（加速度）を生むが，その粒子数が少ない場合粒子の移動量が平均化され，衝突物の形状が戻された段階で壁境界をすり抜ける．衝突物が壁をすり抜けるとすり抜けた粒子には壁面の法線方向とは逆向きの力が作用する．これにより衝突現象の際，運動量保存も成立しなくなる．

Fig. 2-6-1 において衝突物の位置を x 方向に 0.5 粒子間距離移動させた場合の数値実験を行った。衝突物諸元は Table 2-6-1 に数値実験条件は Table 2-6-2 に示す。

Fig.2-6-11 に初速 0.5 秒の際の最大衝突力の比較を、Fig. 2-6-12 に初速 1.0 秒の際の最大衝突力の比較を示す。まず、衝突力の最大値が壁粒子に対する衝突位置によって変化することがわかる。これは粒子数密度の上昇が衝突位置によって違うことに起因する。Fig. 2-6-15 に衝突時の衝突位置の違いを図解した。衝突物を構成する先端粒子の衝突位置は大きく分類するとこの 2 種類になる。いま y 方向成分のみの速度で壁境界に接近した場合を考える。

Case A は壁粒子と衝突物を構成する粒子の粒子間距離が理論上ゼロになるまで接近することができる。しかし、Case B では最も接近した場合でも粒子間距離の半分までしか接近できない。これは壁を構成する場合の空間離散化の問題であり、粒子で壁面を構成する場合においては必ず発生する問題である。MPS 法では粒子間距離によって圧力が定義されるのでこの問題は圧力値に影響を及ぼし、積分された力に影響する。Fig. 2-6-2 から Fig. 2-6-9 にも示しているが、衝突力の最大値は C によって大きく変化し、また衝突面積によっても大きく変化する。Fig. 2-6-13 および Fig. 2-6-14 に初速と質量から計算される運動量によって無次元化された力積を示す。なお力積の計算は時間方向に数値積分した値とし、負の圧力によるマイナスの衝突力は除外して計算した。全体的に力積は理論値の 7 割程度を再現できており、衝突現象における運動量保存がある程度成立していることが見受けられる。しかし、衝突面積、C による差異はあり、最大衝突力と同様の傾向を示す。C をゼロに向け無限に小さくしていくと運動量の問題は解決しそうではあるが、それは衝突力の最大値を無限大にすること、そして衝突時間をゼロにすることにつながると思われる。これは完全な剛体と剛体の衝突の再現を目指すことになり、実際の現象の再現からは離れてしまう。

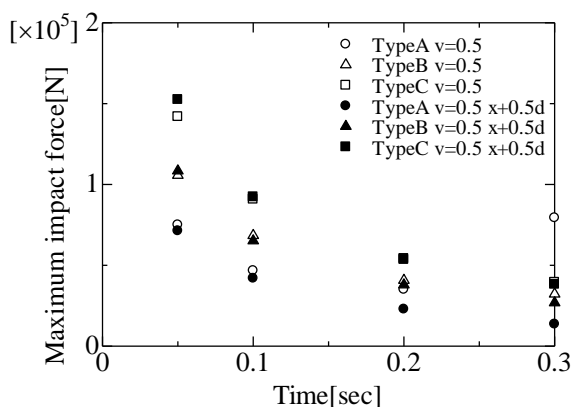


Fig. 2-6-11 Comparison of maximum impact force between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$)

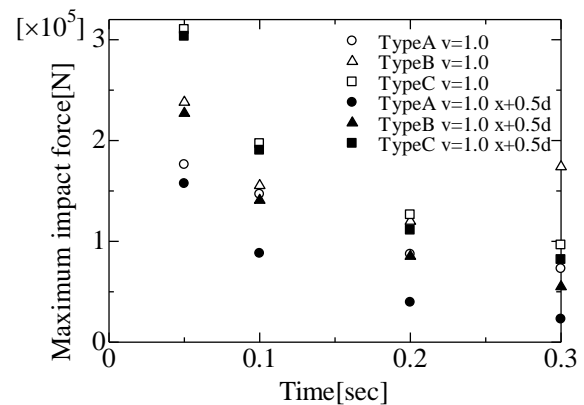


Fig. 2-6-12 Comparison of maximum impact force between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$)

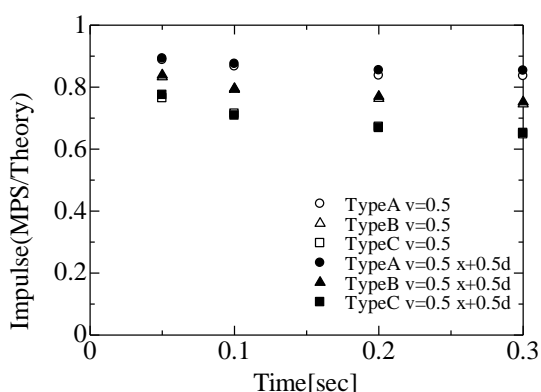


Fig. 2-6-13 Comparison of non-dimensional impulse between Type A, B and C ($v=0.5\text{m/s}$)

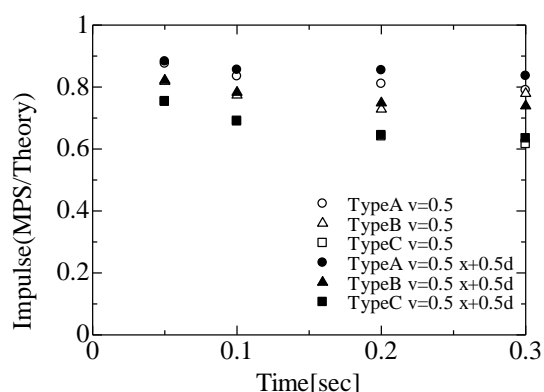


Fig. 2-6-14 Comparison of non-dimensional impulse between Type A, B and C ($v=1.0\text{m/s}$)

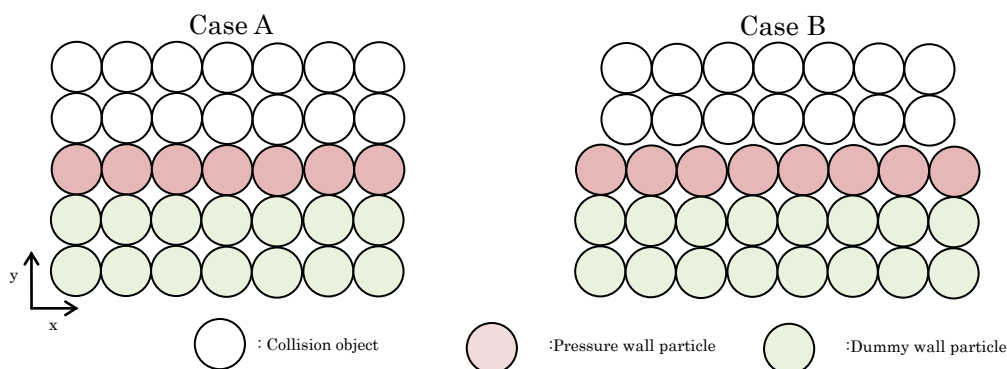


Fig. 2-6-15 The image of difference of the collision position

Fig. 2-6-1 における Type B を z 軸方向に 45 度回転させた場合の数値実験を行った. 以降本節ではこれを Type D と呼称する. 衝突物諸元は Table 2-6-1, シミュレーション条件は Table 2-6-2 に示す. 初速 0.5m/s の結果を Fig. 2-6-16 に, 初速 1.0m/s の結果を Fig. 2-6-17 に, 示す. 時系列の衝突力は規則性のない値をとり衝突現象と呼べる波形ではない. また, 衝突現象自体もシミュレーション時間内に終了せず $C=0.05$ 以外では衝突力のピークを計測することも不可能であった. また, 0.1 秒までの間で値がないケースは値のある時点までしかシミュレーションを実行できなかった. Fig. 2-6-18 に Type D, 初速 1.0m/s , $C=0.05$ の際のスナップショットを示す. すべてのケースで壁境界を衝突物がすり抜け, 値の評価は不可能であった. Type D の場合の衝突面積は 1 粒子間距離であり, Type A より衝突面積がさらに小さく, 空間離散化の限界値である. この場合も Type A,B,C と同様の理由により衝突物の形状を戻す段階で壁粒子を衝突物粒子がすり抜ける.

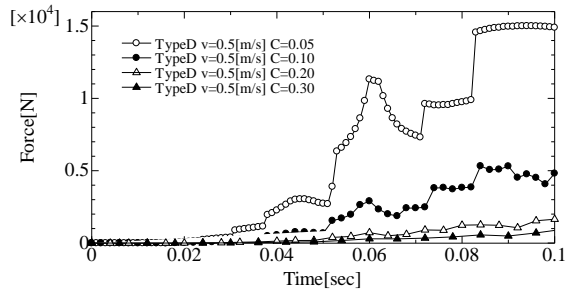


Fig. 2-6-16 Comparison of time series impact force between courant number
($v=0.5\text{m/s}$ Type D)

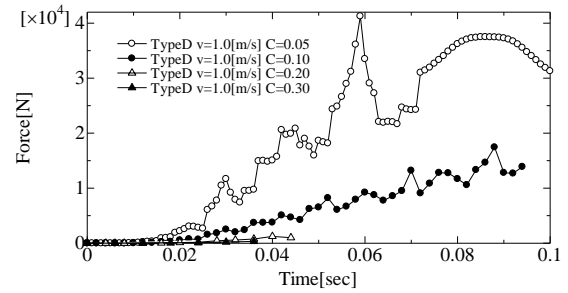


Fig. 2-6-17 Comparison of time series impact force between courant number
($v=1.0\text{m/s}$ Type D)

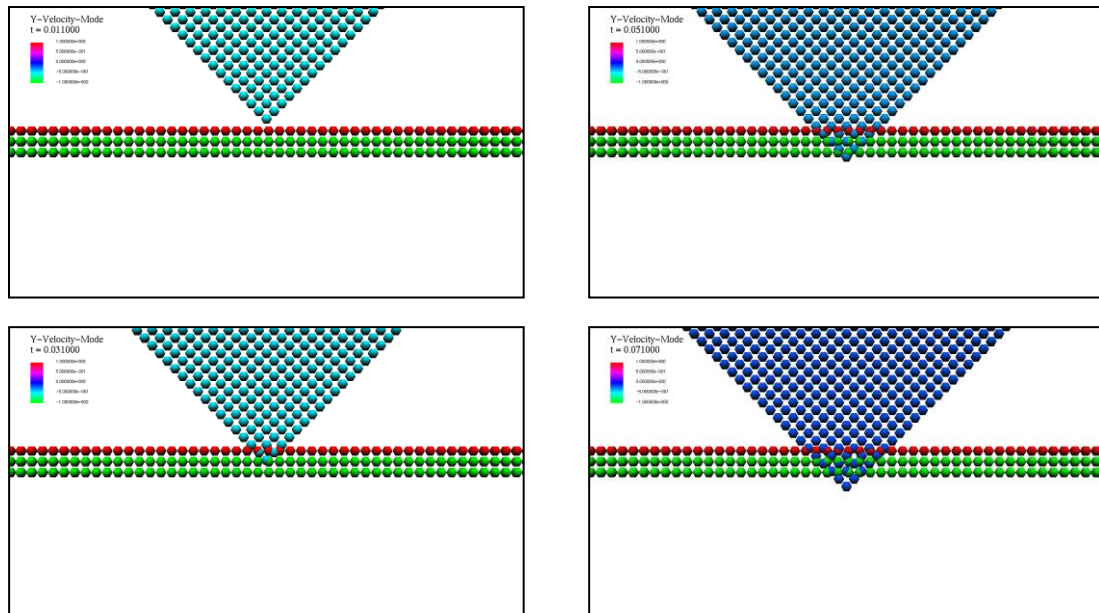


Fig. 2-6-18 Snapshot of penetration of MPS when the floating object collision the wall with particles (Type D $v=1.0\text{m/s}$ $C=0.05$)

本項における数値実験の結果をまとめる。

- ① 衝突力の最大値および衝突現象の開始から終了までの時間は衝突速度をシミュレーション時間刻みで無次元化時間 C に依存する
- ② 衝突力の最大値および衝突現象の開始から終了までの時間は衝突面積に依存する
- ③ 衝突物が壁境界をすり抜けない場合の運動量は7割程度保存される
- ④ 衝突面積, および衝突速度をシミュレーション時間刻みで無次元化した時間 C によっては壁を衝突物がすり抜け衝突現象の再現が不可能になる
- ⑤ 衝突位置によって最大衝突力に変化がある
- ⑥ 角の衝突では衝突力の評価が不可能になる

2-7 仮想弾性境界のモデル化

MPS法で直接衝突問題を取り扱う場合、前節に示したいくつかの問題点がある。

衝突問題の場合、粒子でモデル化した構造物に剛体としてモデル化した衝突物が衝突する場合、衝突力の定量的な評価が難しい。近澤ら⁷⁾の弾性体モデルを導入することにより前節に示した問題点のいくつかは解決すると思われるが、衝突位置によって衝突力が変化してしまう問題は、粒子で空間離散化を行っている以上避けることはできない。そこで本論文では衝突問題における構造物を仮想的な境界としてモデル化する。以降、本境界を仮想弾性境界と呼称する。なお、衝突物は剛体としてモデル化する。

まず、MPS法における粒子一つが空間に占める体積を定義する。MPS法は非圧縮性流れを解く粒子法であるので、初期状態における粒子が空間に占める体積を考えればよい。初期状態の粒子の配置方法には様々な方法があるが、ここでは格子状に粒子が配置されている場合を考え、式(2-7-1)のように定義する。

$$V_i = b^d \quad (2-7-1)$$

ただし、 V_i : i 粒子の体積、 b : 粒子間距離、 d : 空間次元数、とする。

式(2-7-1)の体積を用い衝突物を構成する粒子の質量は式(2-7-2)のように定義できる。

$$m_i = \rho_i V_i \quad (2-7-2)$$

ただし、 m_i : i 粒子の質量、 ρ_i : i 粒子の密度、とする。

衝突物の質量は衝突物を構成するすべての粒子の質量を足し合わせればよいので式(2-7-2)の足し合わせであり式(2-7-3)となる。

$$m = \sum_{i=1}^N \rho_i V_i \quad (2-7-3)$$

ただし、 m : 衝突物全体の質量、 N : 衝突物を構成する粒子数、とする。

式(2-6-11)から式(2-6-16)までの証明で津波漂流物を構成する粒子の流体から受ける加速度の平均が重心の受ける加速度となることがわかった。ここで、津波漂流物の剛体としての相対位置の修正が終了した段階を考え、仮想弾性境界による衝突時反力で津波漂流物を押し返すことを考える。本項では衝突に関する問題を述べるにあたり、以降津波漂流物を衝突物と表記する。

二次元問題において仮想弾性境界に衝突物が衝突した場合を考える。 \mathbf{x} を仮想弾性境界の位置ベクトルとする。衝突物を構成する粒子のうち、もっとも境界を越えた粒子を $\hat{\mathbf{r}}_{\text{impact}}^{k+1}$ とすると、仮想弾性境界の仮の変位は式(2-7-4)を用い $\hat{\mathbf{w}}$ と定義できる。

$$\hat{\mathbf{w}} = \hat{\mathbf{r}}_{\text{impact}}^{k+1} - \mathbf{x} \quad (2-7-4)$$

衝突時反力は、 \hat{w} の任意の関数として式(2-7-5)のように定義する。ただし、衝突力に対しての反力になるので $-\hat{w}$ を与える。

$$\hat{F} = \hat{F}(-\hat{w}) \quad (2-7-5)$$

式(2-7-5)の反力で衝突物を押し返すことを考える。並進運動を考えると、衝突物の運動方程式は仮想弾性境界による反力と仮想弾性境界による反力によって修正される衝突物の慣性力が等しいとして式(2-7-6)が求まる。

$$\hat{F}(-\hat{w}) = m \frac{D^2 \mathbf{r}'^{k+1}}{Dt^2} \quad (2-7-6)$$

ただし、 \mathbf{r}'^{k+1} : 衝突物修正位置ベクトルとする。

時間に対して離散化し、衝突物の修正移動量を計算すると式(2-7-7)となる。

$$\mathbf{r}'^{k+1} = \frac{\hat{F}(-\hat{w})\Delta t^2}{m} \quad (2-7-7)$$

ただし、 Δt : シミュレーション時間刻みとする。

修正移動量を反映させて $k+1$ ステップでの重心位置は式(2-7-8)となる。

$$\mathbf{r}^{k+1} = \hat{\mathbf{r}}^{k+1} + \mathbf{r}'^{k+1} \quad (2-7-8)$$

ただし、 $\hat{\mathbf{r}}^{k+1}$: 衝突物仮位置ベクトル、 \mathbf{r}^{k+1} : $k+1$ ステップでの衝突物位置ベクトルとする。

以上により仮想弾性境界による反力を考慮して漂流物の修正位置が求まったことになる。

Fig.2-7-1 に仮想弾性境界への衝突物の衝突イメージを示す。

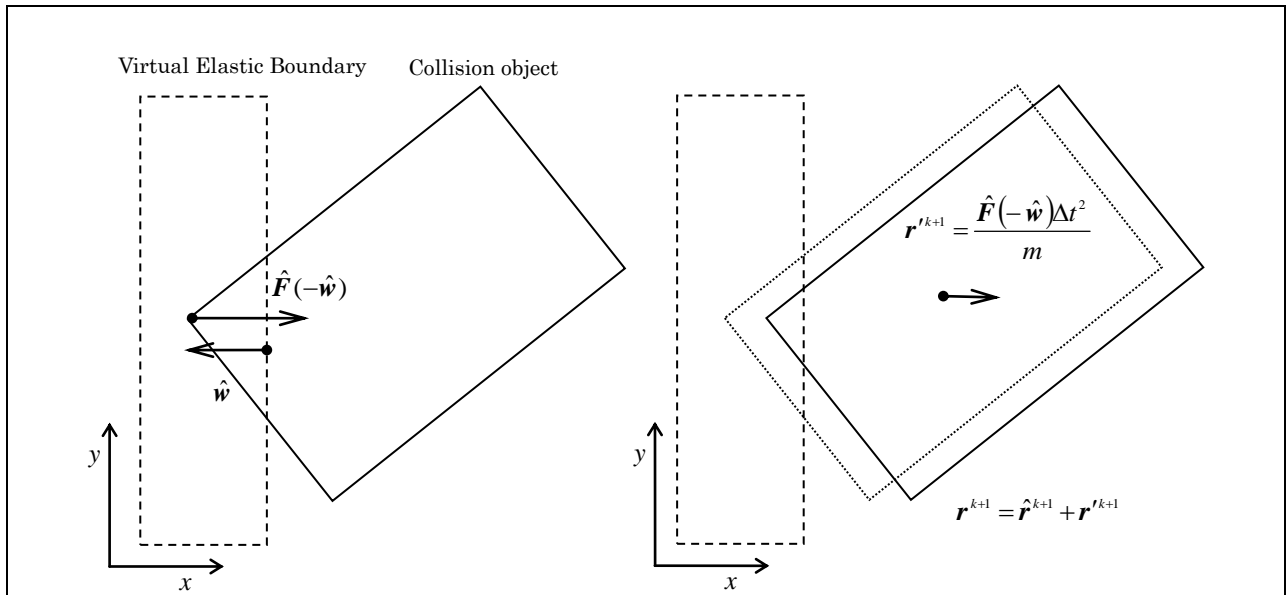


Fig.2-7-1 Image of Virtual Elastic Boundary system (Translational motion)

修正回転量は仮想弾性境界の反力による衝突物重心まわりのモーメント \hat{N} を考えればよい。まず、衝突物の重心位置を原点とした衝突物の衝突先端位置ベクトルを l とする。反力による重心位置に作用するモーメントは作用長さと力の外積で定義されるので、そのモーメントは式(2-7-9)となる。

$$\hat{N} = l \times \hat{F}(-\hat{w}) \quad (2-7-9)$$

l : 衝突物の重心位置を原点とした衝突物の衝突先端位置ベクトルとする。
修正回転角を θ^{k+1} とすると、オイラーの運動方程式から式(2-7-10)が求まる。

$$l \times \hat{F}(-\hat{w}) = I \frac{D^2 \theta^{k+1}}{Dt^2} \quad (2-7-10)$$

ただし、 I : 慣性モーメントテンソルとする。

時間に対して離散化を行い、右辺が修正回転角量となるように整理して式(2-7-11)が求まる。

$$\theta^{k+1} = I^{-1} l \times \hat{F}(-\hat{w}) \Delta t^2 \quad (2-7-11)$$

回転行列を用い修正修正回転角量だけ衝突物を回転させることにより衝突物の修正位置が求まる。

$$r'^{k+1} = \hat{r}^{k+1} R_{\theta^{k+1}} \quad (2-7-12)$$

ただし, \mathbf{R}_θ : θ 回転させる回転行列とする.

式(2-7-8)および式(2-7-12)より衝突物を構成する粒子群の修正移動量が求まり, 修正移動量を仮位置に反映させて時刻 $k+1$ ステップでの粒子位置が定まる (式(2-7-13)). このとき, 衝突物を構成する粒子全体に修正移動量を反映させる. Fig.2-7-2 に仮想弾性境界への衝突物の衝突イメージを示す.

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}'_i{}^{k+1} + \hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} \quad (2-7-13)$$

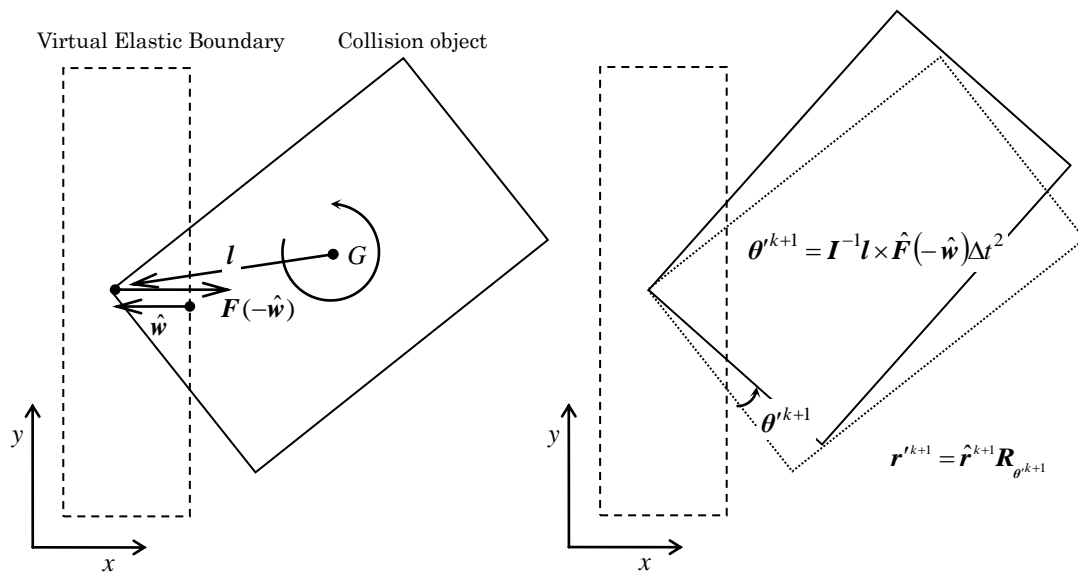


Fig.2-7-2 Image of Virtual Elastic Boundary system (Rotational motion)

以上が仮想弾性境界を構成する際の境界条件である. 回転の中心を重心位置にすると, 接触点が滑るモデルとなる. 衝突物と仮想弾性境界が接触中に滑らない条件は修正回転運動によって発生する境界接線方向の修正移動量をゼロとすればよい. 衝突方向が境界面に対して法線方向でない場合は, 式(2-7-5)において $\hat{\mathbf{w}}$ を境界面の法線方向と接線方向に分解し, 各方向に対する適切な反力を導入すればよい. 例えば境界において摩擦を設定する場合に摩擦力の定義を法線方向の反力によって発生するとし, 摩擦係数を用いこれを式(2-7-15)のように定義すればよい.

$$\hat{\mathbf{w}} = (\hat{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{e}_t) \mathbf{e}_t + (\hat{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{e}_n) \mathbf{e}_n + (\hat{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{e}_b) \mathbf{e}_b \quad (2-7-14)$$

$$\hat{\mathbf{F}}_{friction} = \mu \hat{\mathbf{F}}(-(\hat{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{e}_n) \mathbf{e}_n) \quad (2-7-15)$$

ただし, \mathbf{e}_t : 仮想弾性境界の接線方向単位ベクトル, \mathbf{e}_n : 仮想弾性境界の法線方向単位ベクトル, \mathbf{e}_b : 仮想弾性境界の従法線方向単位ベクトル, μ : 摩擦係数, $\mathbf{F}_{friction}$: 衝突物に作用する摩擦力とする.

次に, 位置が修正された衝突物と流体の連成はどのようになるかを考える. 衝突物は仮想弾性

境界の反発力によってその粒子の位置が修正される．この位置の修正により造波板等と同様に流体と連成する．これは MPS 法のナビエ-ストークス方程式 (式(2-2-2)) の項に津波漂流物のみに外力項を追加したものと等しく，式(2-7-16)のように右辺第四項に仮想弾性境界による加速度 \mathbf{a} を導入した形となる．

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \mathbf{a} \quad (2-7-16)$$

仮想弾性境界による反発力で衝突物の修正位置を計算することができた．ここで，衝突によって発生した力をどのように求めるかを考える．式(2-7-5)において定義した反力-変位関係を用いる．この定義した反力-変位関係は荷重-変位関係そのものである．各時刻ステップにおいて出力された境界を越えた衝突物の粒子位置を変位として考え，定義した反力-変位関係に代入することで間接的に衝突力を求めることができる．また，この関係には任意関数を使うことが可能であり，例えばフックの法則で定義できるような1次関数を入力することも，実験によってまたは FEM 等の構造のシミュレーションによって得られたデータから作成された関数を入力することも可能である．任意形状の境界を設定する場合には，例えば STL 形状データのようなポリゴンで定義された境界を用いて， $\hat{\mathbf{w}}$ を式(2-7-14)のようにポリゴンのなす面の法線方向と接線方向に分解すればよい．境界が移動する場合においても，境界の位置と衝突物の先端の相対位置が重要になるだけであるので適用するのはさほど難しくないだろう．例えば移動境界を用いると，船舶同士の衝突問題を解くことが可能になると考えられる．Fig.2-7-3 に仮想弾性境界のアルゴリズムの MPS 法内での導入位置を示す．

従来の壁粒子を用いた衝突力の計測では以下のような問題があった．

- ① 衝突力の最大値および衝突現象の開始から終了までの時間は衝突速度をシミュレーション時間刻みで無次元化した時間 C に依存する
- ② 衝突力の最大値および衝突現象の開始から終了までの時間は衝突面積に依存する
- ③ 衝突物が壁境界をすり抜けない場合の運動量は7割程度保存される
- ④ 衝突面積，および衝突速度をシミュレーション時間刻みで無次元化した時間 C によっては壁を衝突物がすり抜け衝突現象の再現が不可能になる
- ⑤ 衝突位置によって最大衝突力に変化がある
- ⑥ 角の衝突では衝突力の評価が不可能になる

本手法は③を除く全てを解決できると考えられる．

①の問題は，精度の問題と定義できる物理量の問題に分けて考える必要がある．一つ目の精度の問題に対しては，本手法でも仮想弾性境界による修正量は，時間離散化された数値積分の精度の問題になることから，同様に発生すると考えられる．もうひとつの問題である時間刻みによって剛性やヤング係数に相当する物理量に変化する問題に対しては本手法によって解決できる．この問題はそもそも浮体内を伝播する密度波が1計算ステップでどこまで進むかという問題であると考えられる．浮体を構成する粒子が浮体の大きさに対して少なければ，衝突時の圧力が作用

した際の修正移動量の伝播が衝突物全体に及ぶが、多ければ慣性力によって衝突位置の粒子は壁粒子に接近していく。しかし本手法は仮想弾性境界による反発力を独立して定義し、衝突物を剛体と考え修正移動量の反映を衝突物を構成する粒子群に対して同時に行っている。よって後者の問題は発生しない。

②の衝突面積に対する問題では、従来は粒子数密度の結果として得られる圧力勾配から衝突物を構成する各粒子の修正移動量を求めている一方、本手法では衝突物を本来のモデル化である剛体として衝突物質量を用いて剛体運動の方程式を立て解いている。本手法で修正される粒子位置は衝突物を構成する全ての粒子に同時刻に同時に反映され、衝突物を構成する粒子の相対位置は変わらない。よって衝突面積に依存しないと考えられる。

③の問題は①の問題における精度の部分と同じであり、やはり数値積分問題として捉えられるので、衝突現象に対して本手法で用いる時間刻みを何らかの形で定義する必要がある。

④の衝突物が壁境界をすり抜ける問題に対しては、境界を粒子で構成していない以上、すり抜けるという現象が発生しない。また、同様にすり抜けの有無が無次元化数 C にも依存しない。

⑤の粒子で構成された壁に衝突する際の衝突位置によって衝突力が変化する問題に対しても、本手法は粒子を用いずに境界を構成しているから発生しえない。

⑥の角の衝突問題に対しても、④と同様に発生しえない。

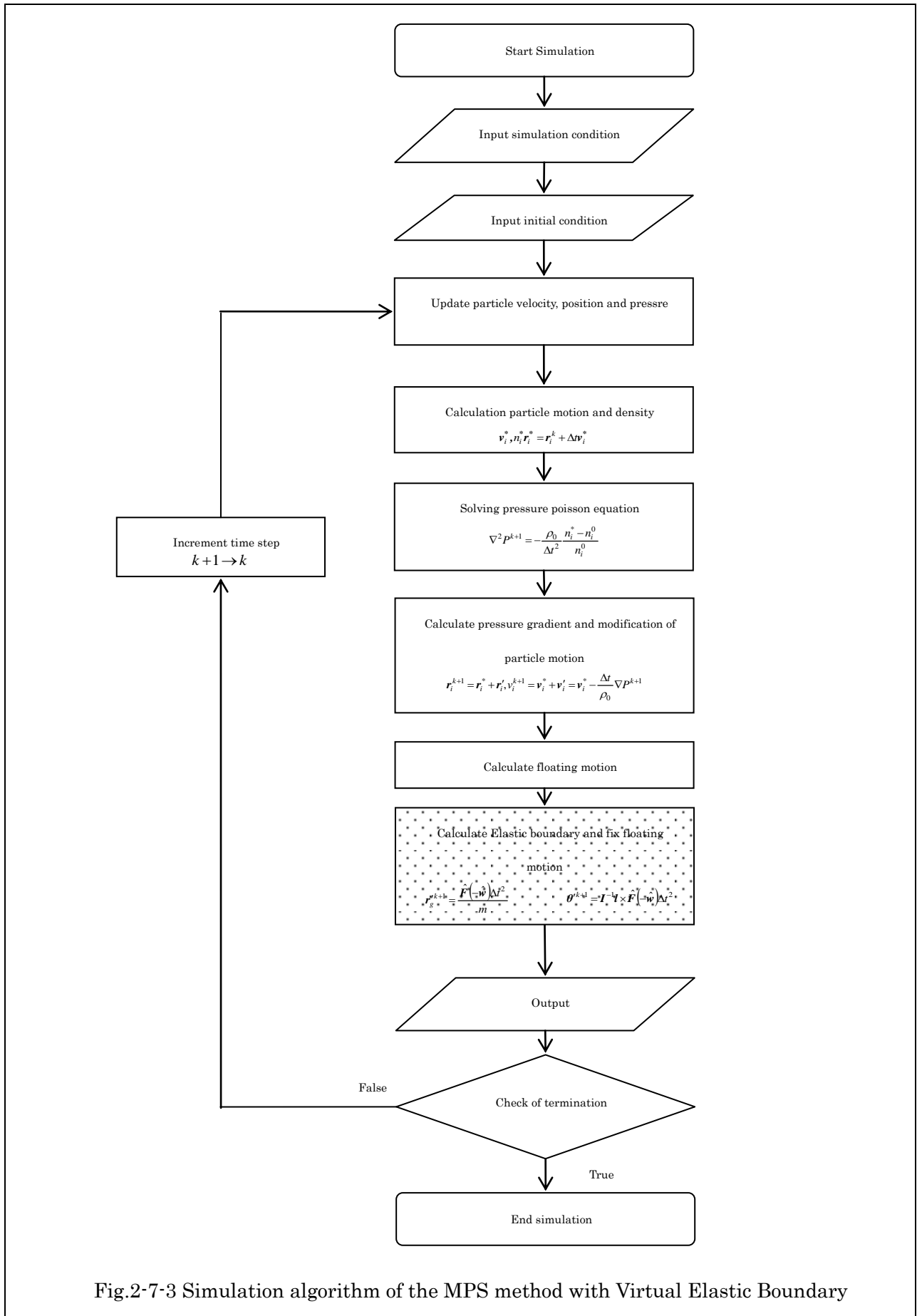


Fig.2-7-3 Simulation algorithm of the MPS method with Virtual Elastic Boundary

2-8 シミュレーションの高速化

MPS 法プログラムコード内で計算時間を要する部分は大きく分けて2か所あり、近隣の粒子を探索する部分と圧力項を陰的に解く部分である。

増田ら⁷⁾は近隣の粒子の探索に格子分割法を用いて隣の粒子の探索を高速化している。また、圧力のポアソン方程式の解法にも ICCG 法等収束が早い手法が用いられている。

MPS 法においても CG 法と比較して ICCG 法は収束が早いことが知られているが、ICCG 法は前進後退代入を含み、この部分の並列化は容易ではない。RICAInvCG 法¹³⁾¹⁴⁾のように前進後退代入を含まない CG 法も研究されているが、前処理行列の生成自体の並列化は行われていない。計算負荷が高い部分が逐次実行となるとプログラム全体の実行速度が遅くなりシミュレーションに多くの時間を要するようになる。行列の収束計算の必要がない陽解法 MPS(Moving Particle Simulation)も大地ら¹⁶⁾¹⁷⁾により研究されているが、圧力擾乱が発生してしまう。粒子数削減の手法としては、田中ら¹⁸⁾による解像度可変型 MPS 法の研究や、津波解析においては造波境界の設置方法による粒子数の削減方法¹⁹⁾がある。しかし、さらに大規模なシミュレーションを行うにあたり、計算資源の有効活用の観点からコンピュータ・ハードウェア利用による高速化は必要不可欠であるといえる。

コンピュータ・ハードウェア利用による高速化手法は大別すると

- ・SIMD(Single Instruction Multiple Data)機能の利用
- ・マルチコア CPU の利用
- ・コンピュータクラスタ利用
- ・GPU(Graphics Processing Unit)利用

があり、並列化による高速化手法という点において共通している。

現在のコンピュータに搭載されている CPU はおおむねマルチコア CPU と呼ばれるものである。2000 年前後から動作周波数の上昇による CPU の性能向上は限界を迎えており、IPC(Instruction Pre Clock)の向上とマルチコア化による性能向上が図られるようになった。また、最近では CPU だけでなくコンピュータ内の計算資源を総合的に活用しシステム全体としての性能向上を目指すヘテロジニアス・コンピューティングと呼ばれる概念が注目を集めている。

一般的に作成したプログラムコードでは、コンパイラの性能にもよるが単体の CPU コアしか使用せず計算資源を最大限有効活用することはできない。コンピュータの性能は飛躍的に向上する一方、プログラミングを行うユーザーは計算資源を十分に活用するためにマルチコアやヘテロジニアス・コンピューティングに対応したプログラミング技術を導入する必要がある。

現在、民生用に利用されるコンピューターの CPU の大半はマルチコア CPU である。1990 年代から単一コアによる CPU の性能向上は限界を迎え 2000 年代から、ひとつのプロセッサ・パッケージ内に複数のプロセッサ・コアを封入したマルチコア CPU が登場する。

複数のプロセッサ・コアを搭載する CPU のため、理論的な性能は単一のコアの場合と比較して高い。しかし、マルチコア CPU の性能を利用するためには、マルチコアに対応したプログラミングが必要になる。マルチコアここでは CPU を利用した並列化とは、単一のコンピュータ内にある 1 つないしは複数のプロセッサ・パッケージ内部でのプロセッサ・コアに対し

て並列な処理を行わせることを指す。単一のコンピュータシステムに CPU が 2 つ以上搭載されている場合でも特別な通信の記述なしでマルチコアによる並列化が可能である。

以上の状況から本手法では近隣の粒子の探索に格子分割法を用い、圧力のポアソン方程式の解法には SCG 法²⁰⁾²¹⁾を用い、プログラム全体を並列化した。並列化には共有メモリスシステムで利用される OpenMP を用いた。Fig.2-8-1 にプログラムフローと並列実行領域を示す。

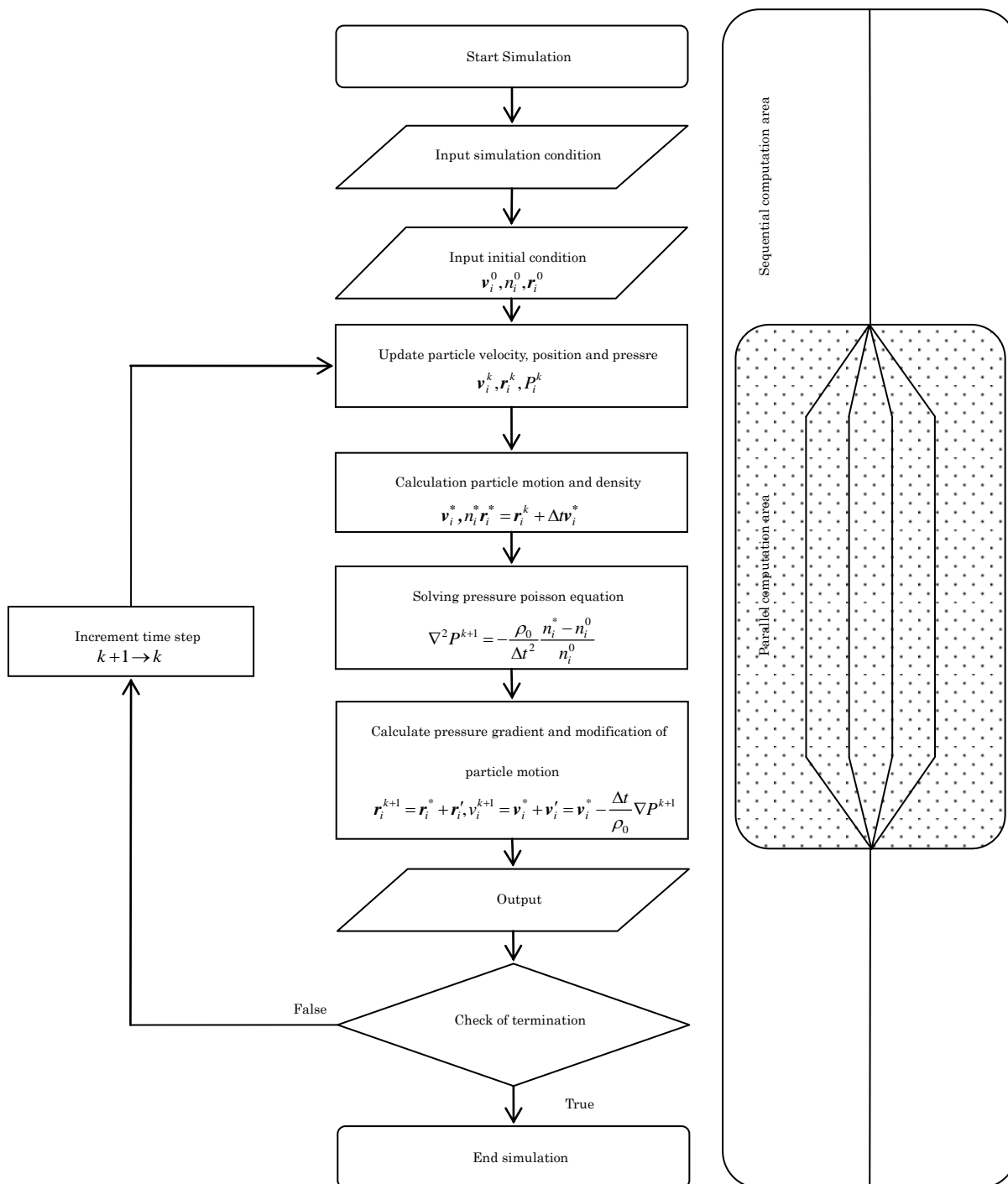


Fig.2-8-1 Simulation algorithm of the MPS method with OpenMP

第3章 基礎的な現象の再現

3-1 流体に関する再現

3-1-1 水柱崩壊先端位置の再現

2次元 MPS 法における水柱崩壊のベンチマークテストを行う。水柱崩壊問題は自由表面の大変形を解析可能なシミュレーションプログラムの代表的なベンチマークテストである。水柱崩壊の先端位置の時系列位置を解析し、実現象との比較を行う。Fig.3-1-1-1 にシミュレーションの初期条件を示す。Table 3-1-1-1 にシミュレーション条件を示す。また、並列化による計算結果の違いを確認するため使用する CPU のコア数に変化をつけてシミュレーションを行った。

Fig.3-1-1-2 に結果を示す。なお、実験値は Martin & Moyce²²⁾²³⁾の結果を載せている。MPS 法と実験値はよい一致を示している。越塚⁷⁾によると実験値がやや遅くなっているのは実験では底面が濡れており流体の先端形状が丸くなるのが原因と考えられる。並列化による計算結果の違いはほぼ存在しなかった。微小な差異は CG 法のベクトル行列積の計算の際の足し合わせ順序の違いによるものと考えられる。本シミュレーションプログラムは並列化を行う際にリダクション演算での順序を固定していない。これにより 1 コアで計算した場合と複数のコアで計算した場合に計算結果が若干異なる。これは本質的には浮動小数点演算の打ち切り誤差によるものであるがその差異は微小であり、浮動小数点演算の精度を十分に確保することで小さくすることができる。また、この差異は現象を再現するにあたり有意な差ではない。Fig.3-1-1-3, Fig.3-1-1-4 に各時刻におけるスナップショットを示す。

Table 3-1-1-1 Simulation condition of dam break validation in the 2D-MPS method

Particle size[m]	0.01	
Simulation time[sec]	1.0	
Fluid density[kg/m ³]	1000.0	
Dt[sec]	1.0e-3	
Gravity[m/s ²]	9.8	
Open MP Core Number	1	2
Particle number	6509	

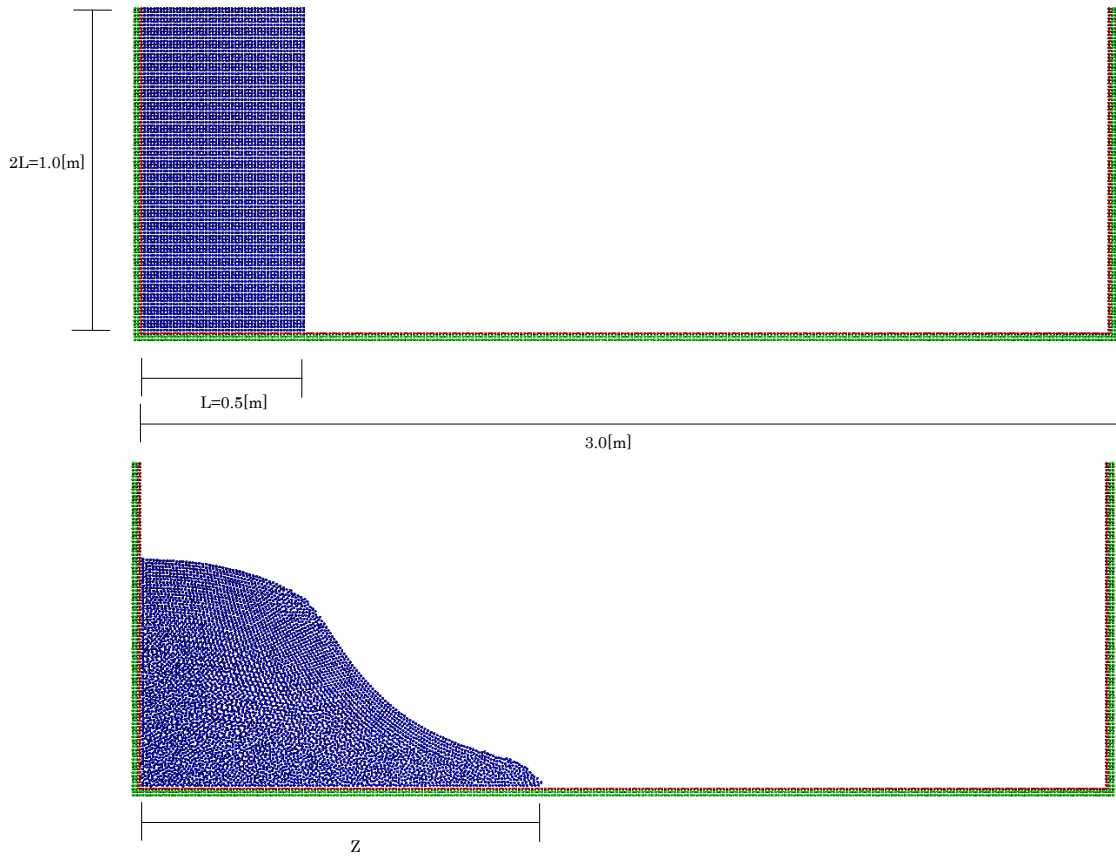


Fig.3-1-1-1 Wavetank setting of dam break validation in the 2D-MPS method

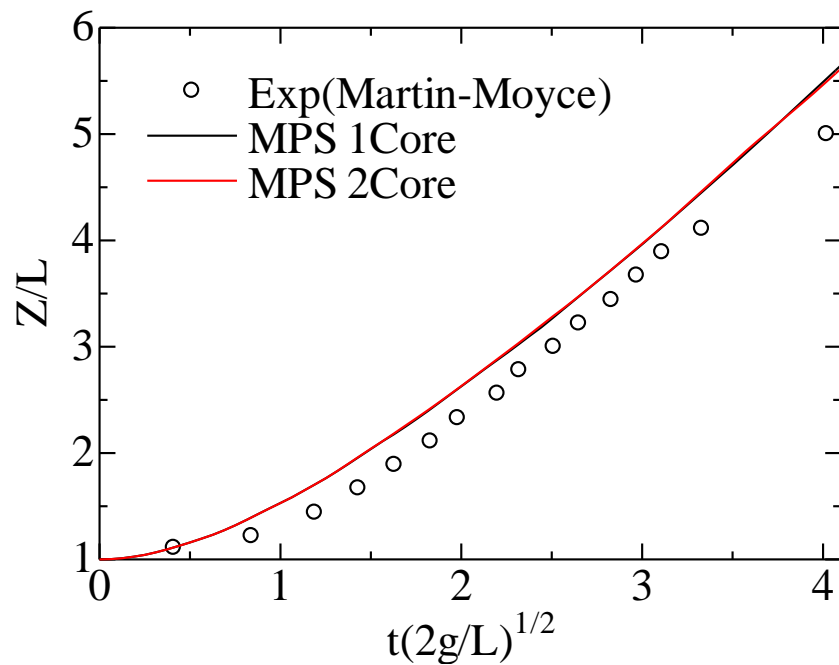


Fig.3-1-1-2 Simulation result of dam break validation between the 2D-MPS and the Experimental values

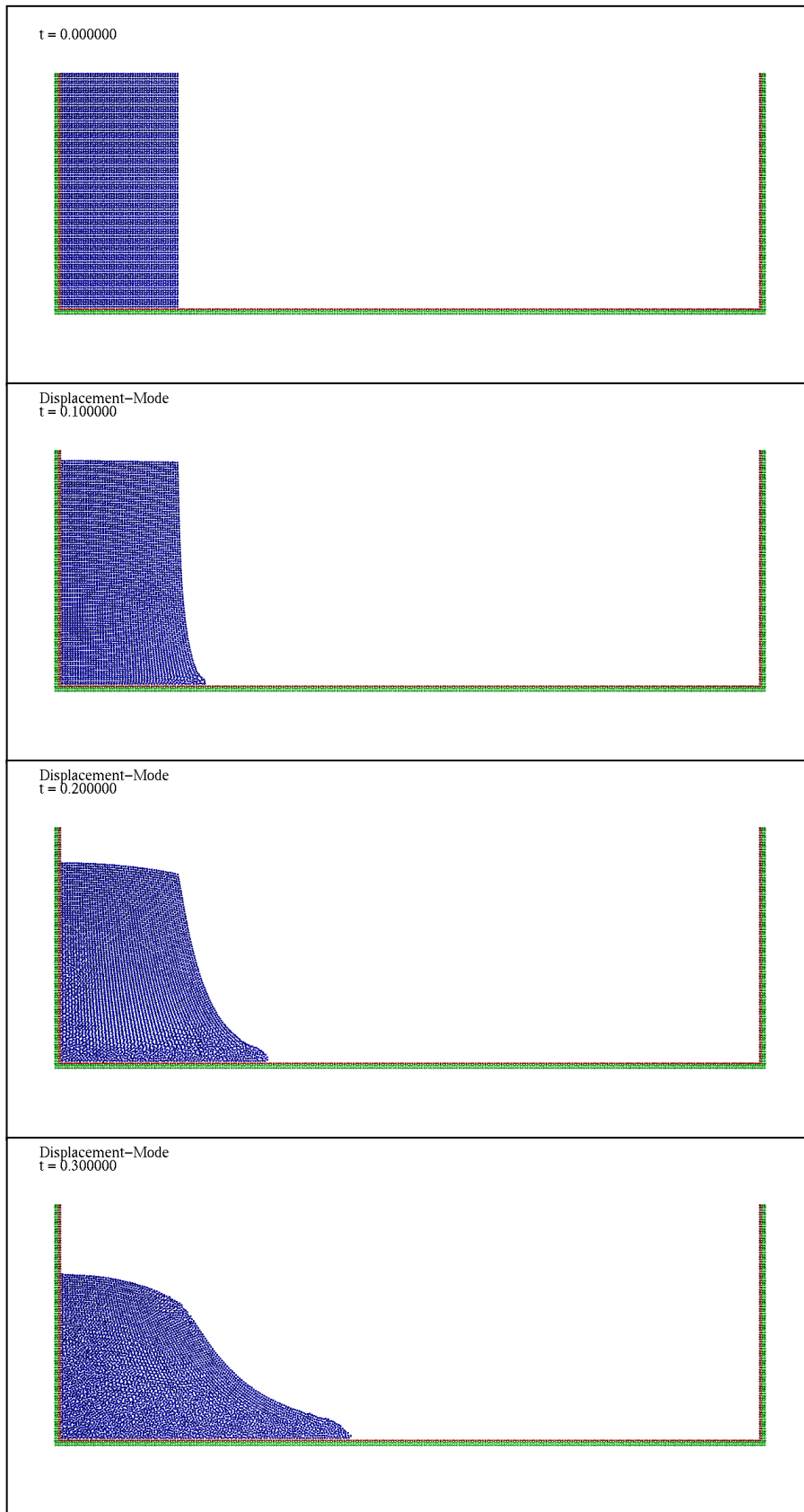


Fig.3-1-1-3 Snapshot of the dam break validation from 0.0sec to 0.3sec in the 2D-MPS method

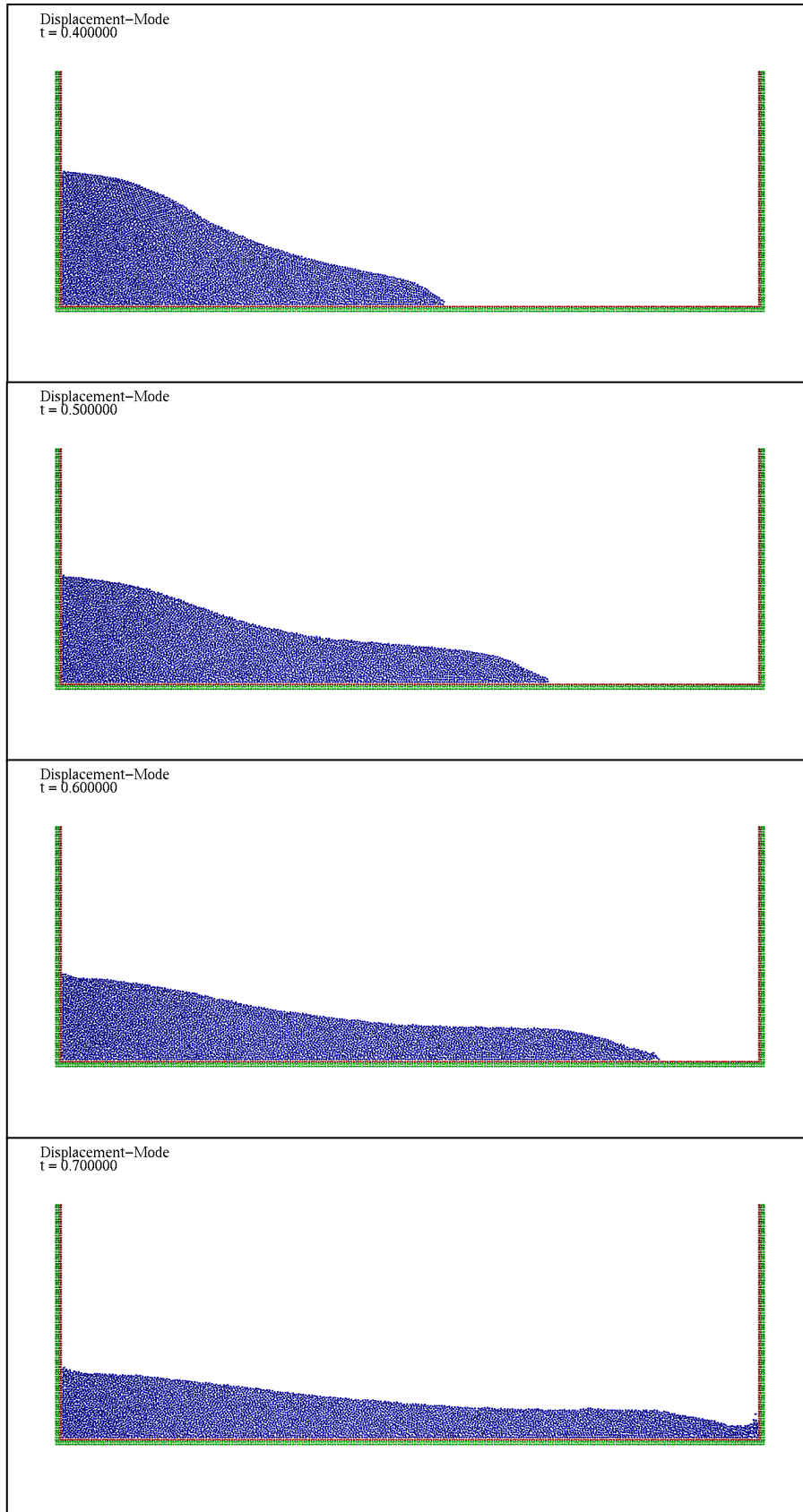


Fig.3-1-1-4 Snapshot of the dam break validation from 0.4sec to 0.7sec in the 2D-MPS method

3次元MPS法における水柱崩壊のベンチマークテストを行う。Fig. 3-1-1-5にシミュレーションの配置図を示す。Table 3-1-1-2にシミュレーション条件を示す。Fig. 3-1-1-6に結果を示す。なお、実験値はMartin & Moyce²²⁾²³⁾の結果を載せている。3次元MPS法と実験値はよい一致を示している。実験値との差異は2次元MPS法の際と同様と考えられる。Fig. 3-1-1-7, Fig. 3-1-1-8に各時刻におけるスナップショットを示す。

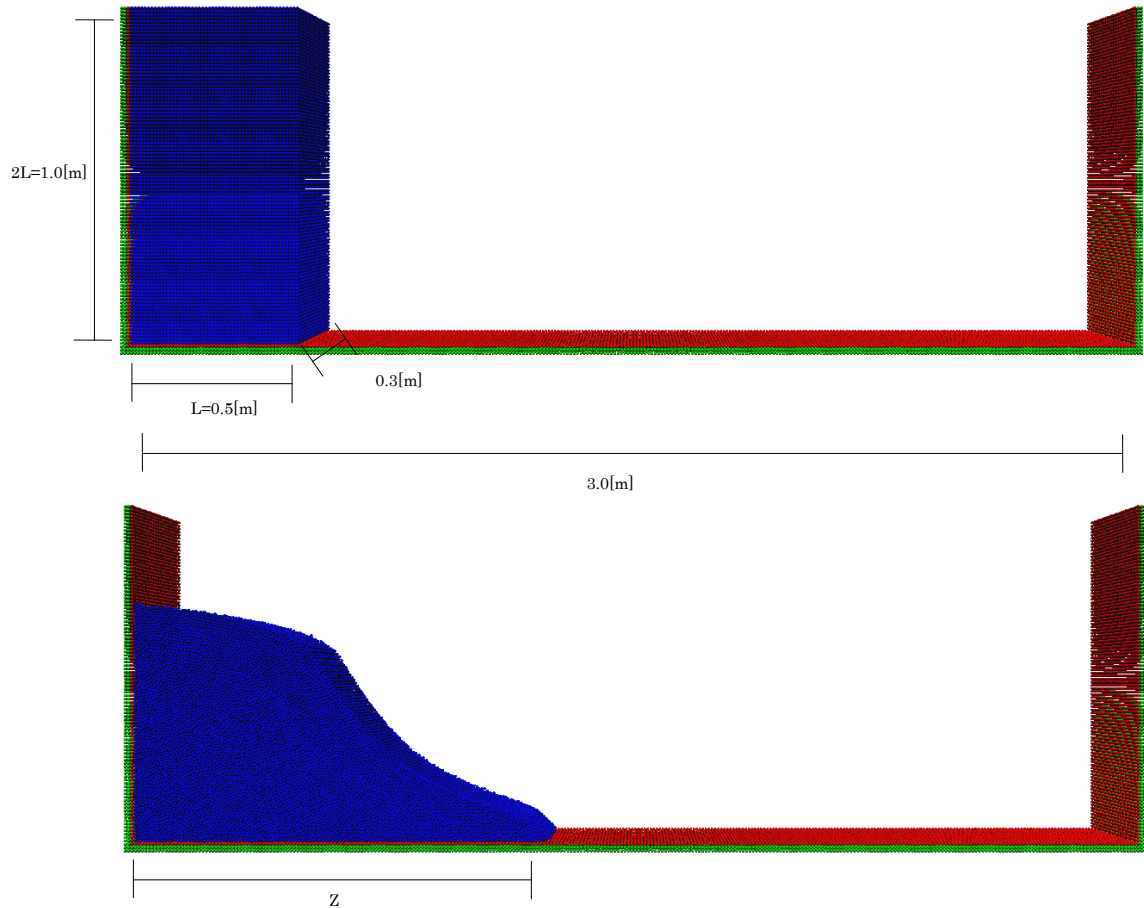


Fig.3-1-1-5 Wave tank setting of dam break validation in the 3D-MPS method

Table 3-1-1-2 Simulation condition of dam break validation in the 3D-MPS method

Particle size[m]	0.01
Simulation time[sec]	1.0
Fluid density[kg/m ³]	1000.0
Dt[sec]	1.0e-3
Gravity[m/s ²]	9.8
Particle number	383760

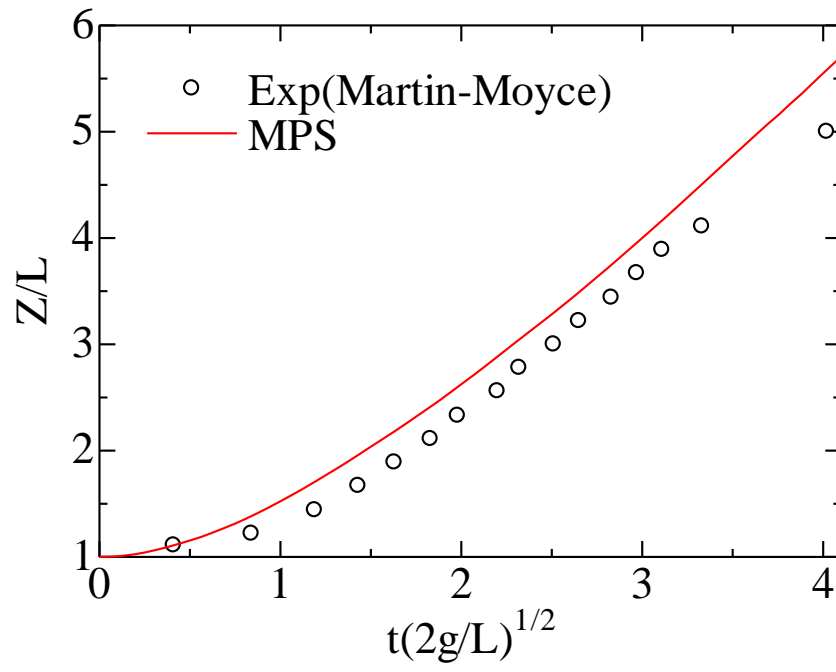


Fig.3-1-1-6 Simulation result of dam break validation between the 3D-MPS and the Experimental values

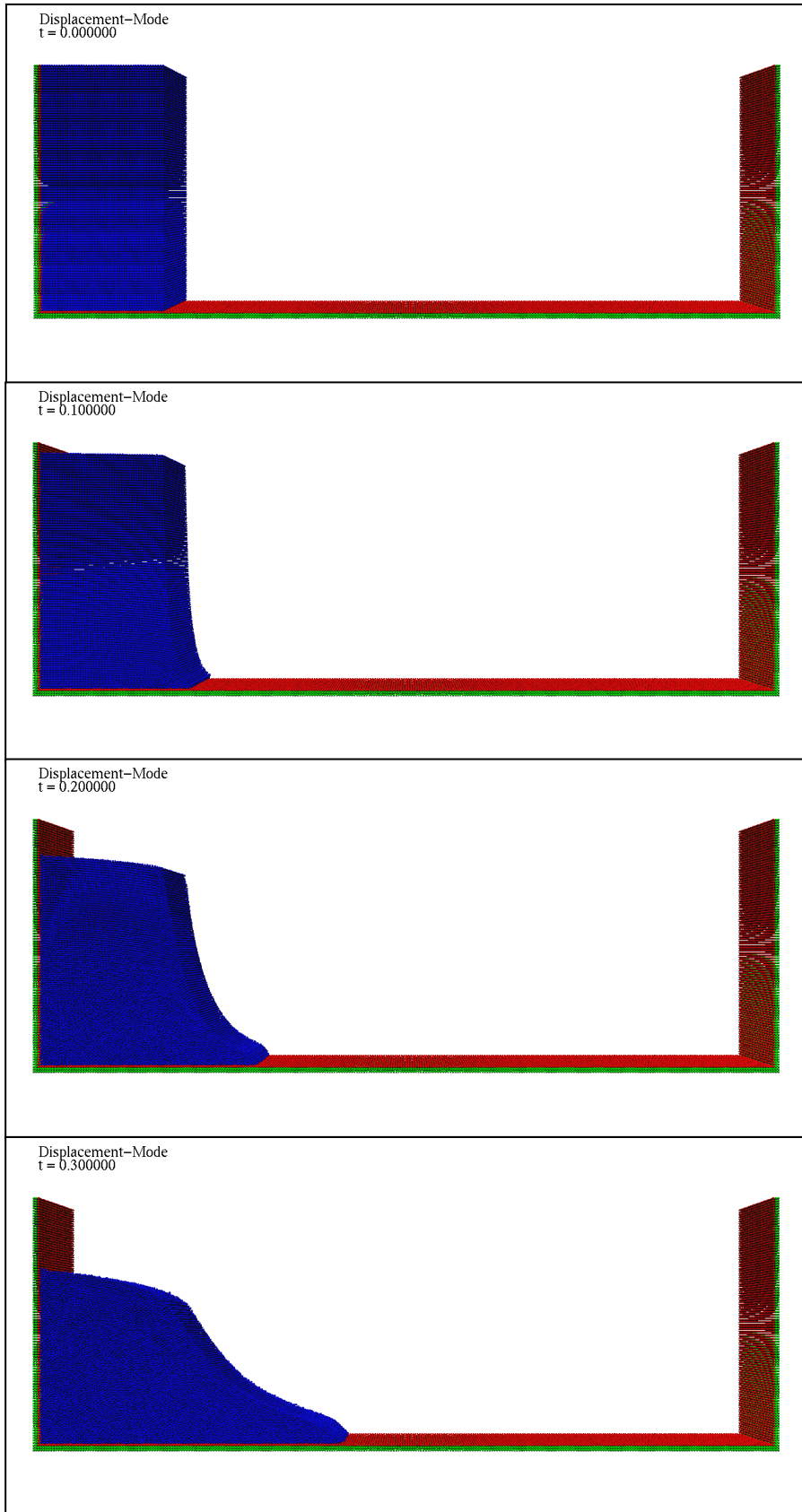


Fig.3-1-1-7 Snapshot of the dam break validation from 0.4sec to 0.7sec in the 3D-MPS method

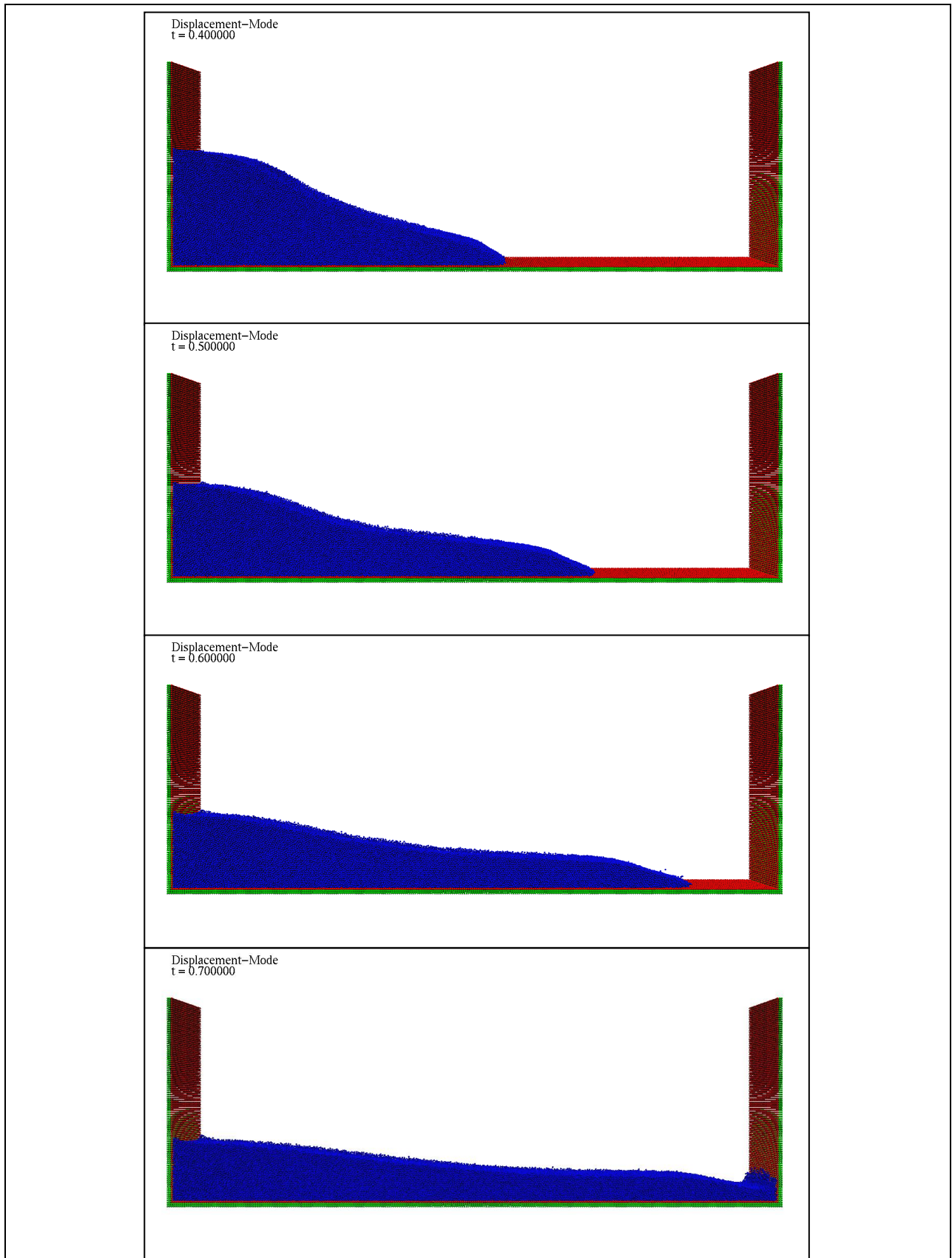


Fig.3-1-1-8 Snapshot of the dam break validation from 0.4sec to 0.7sec in the 3D-MPS method

3-1-2 静水圧の再現

2D-MPS法における静水圧のベンチマークテストを行う。Fig.3-1-2-1に示す水槽を用い、壁面での流体圧力を計測し理論値と比較する。また、空間次元は2次元とし並列化による計算結果の違いを確認するため使用するCPUのコア数に変化をつけてシミュレーションを行った。Table 3-1-2-1にシミュレーション条件を示す。Fig.3-1-2-2からFig.3-1-2-5に時系列圧力の結果を示す。すべてのケースにおいて理論値と良い一致を示している。また、すべてのケースで圧力振動がほぼ発生していない。これは入部ら⁸⁹⁾により提案された圧力勾配の高精度化の手法を取り入れたことによる結果だと考えられる。シミュレーション内時間が経過しても圧力が不安定になることなく安定した結果を示している。並列化による計算結果の違いはほぼ存在しなかった。使用するCPUのコア数による違いは水柱崩壊先端速度の結果と同様に打切り誤差であると考えられ、本現象において有意な差ではない。Fig.3-1-2-6に各経過時間における圧力コンターを示す。

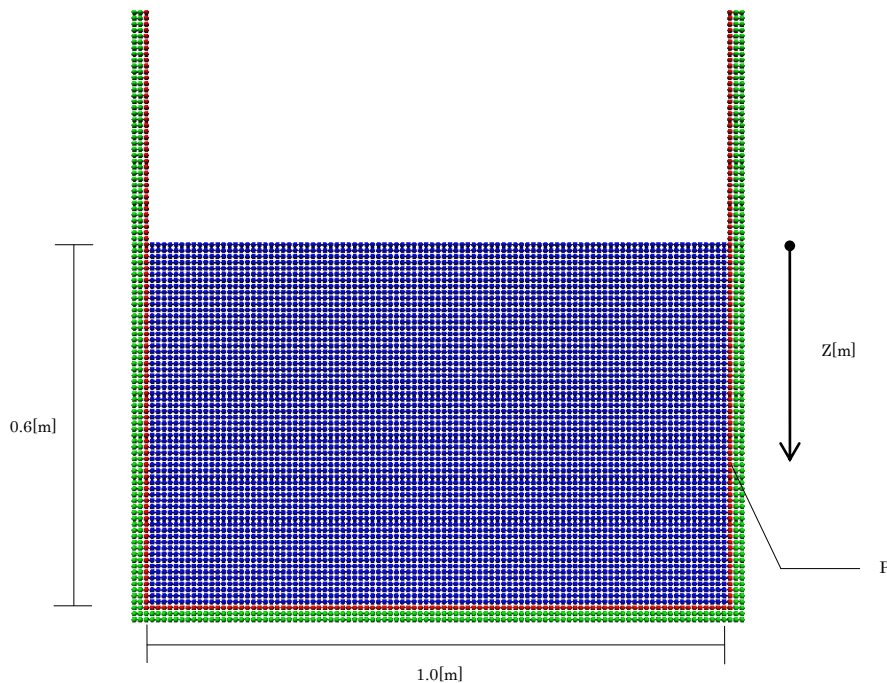


Fig.3-1-2-1 The wave tank setting of static pressure validation in the 2D MPS method

Table 3-1-2-1 The simulation setting of static pressure validation in the 2D MPS method

Particle size[m]	0.01			
Simulation time[sec]	5.0			
Fluid density[kg/m ³]	1000.0			
Dt[sec]	2.0e-3			
Gravity[m/s ²]	9.8			
Z[m]	6.0	5.0	4.0	3.0
Open MP Core Number	1		2	
Particle number	6826			

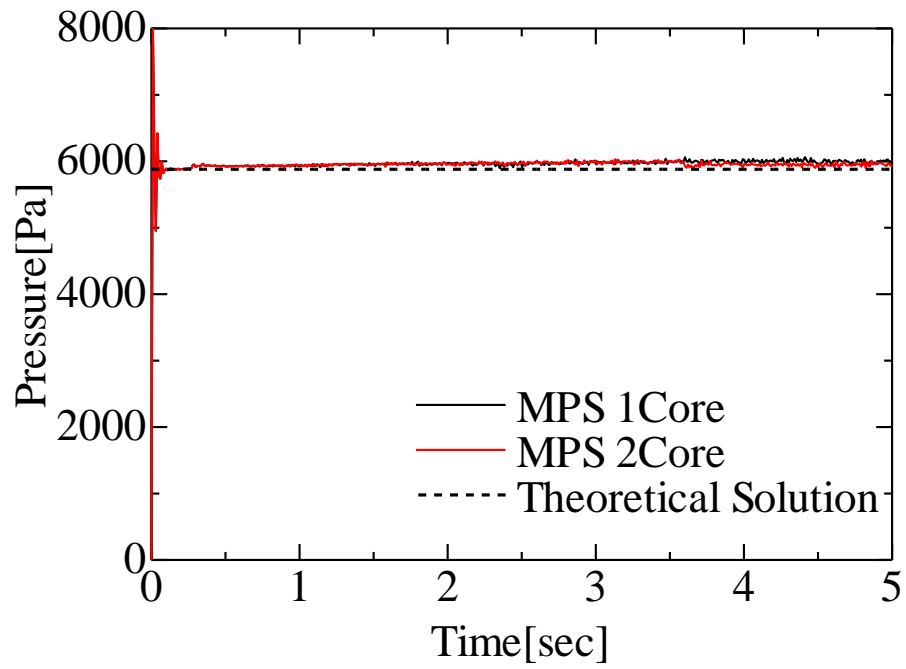


Fig.3-1-2-2 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.6\text{[m]}$)

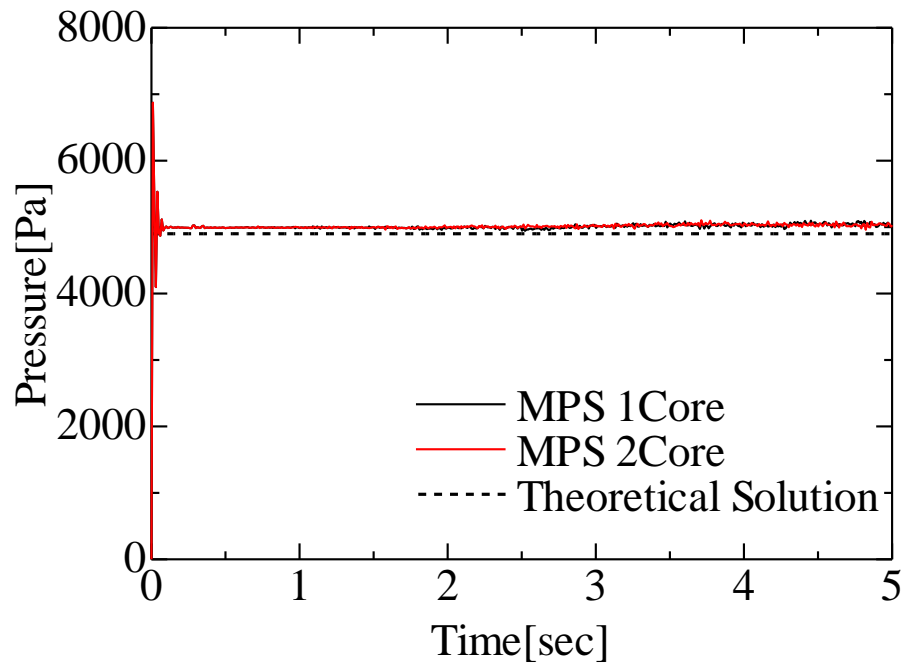


Fig.3-1-2-3 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.5\text{[m]}$)

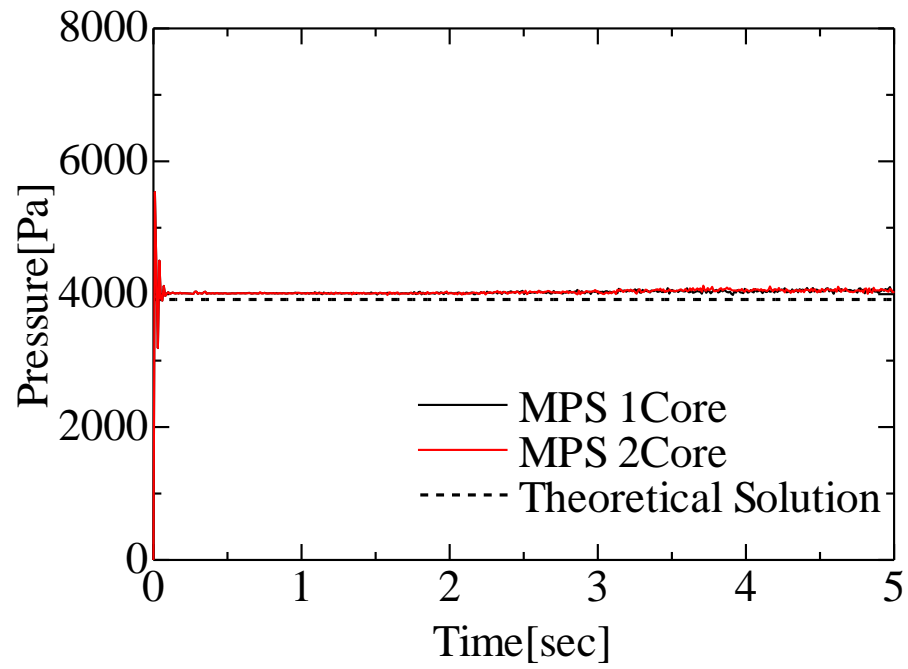


Fig.3-1-2-4 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.4$ [m])

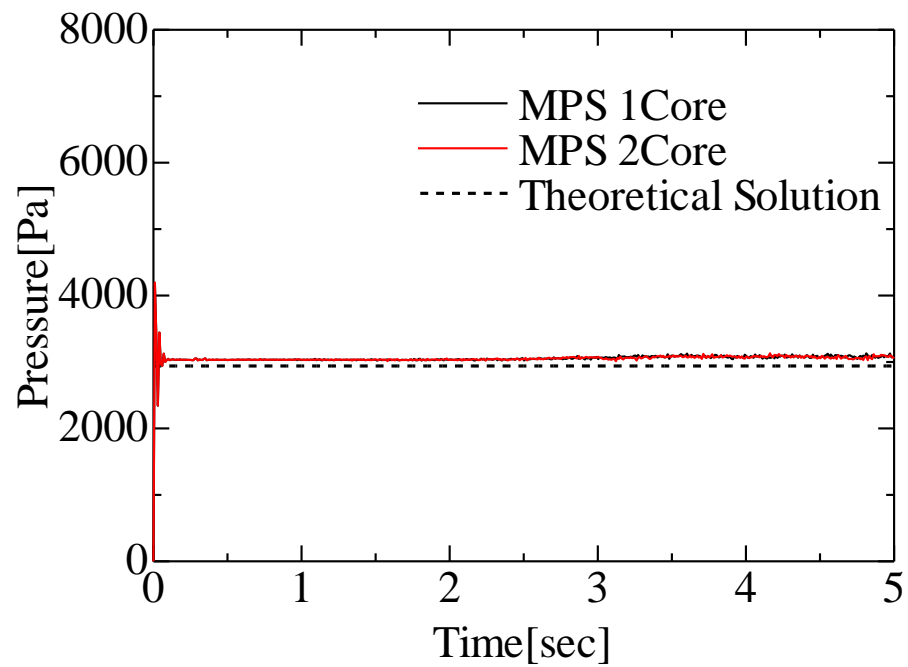


Fig.3-1-2-5 Time series pressure in the 2D MPS method ($Z=0.3$ [m])

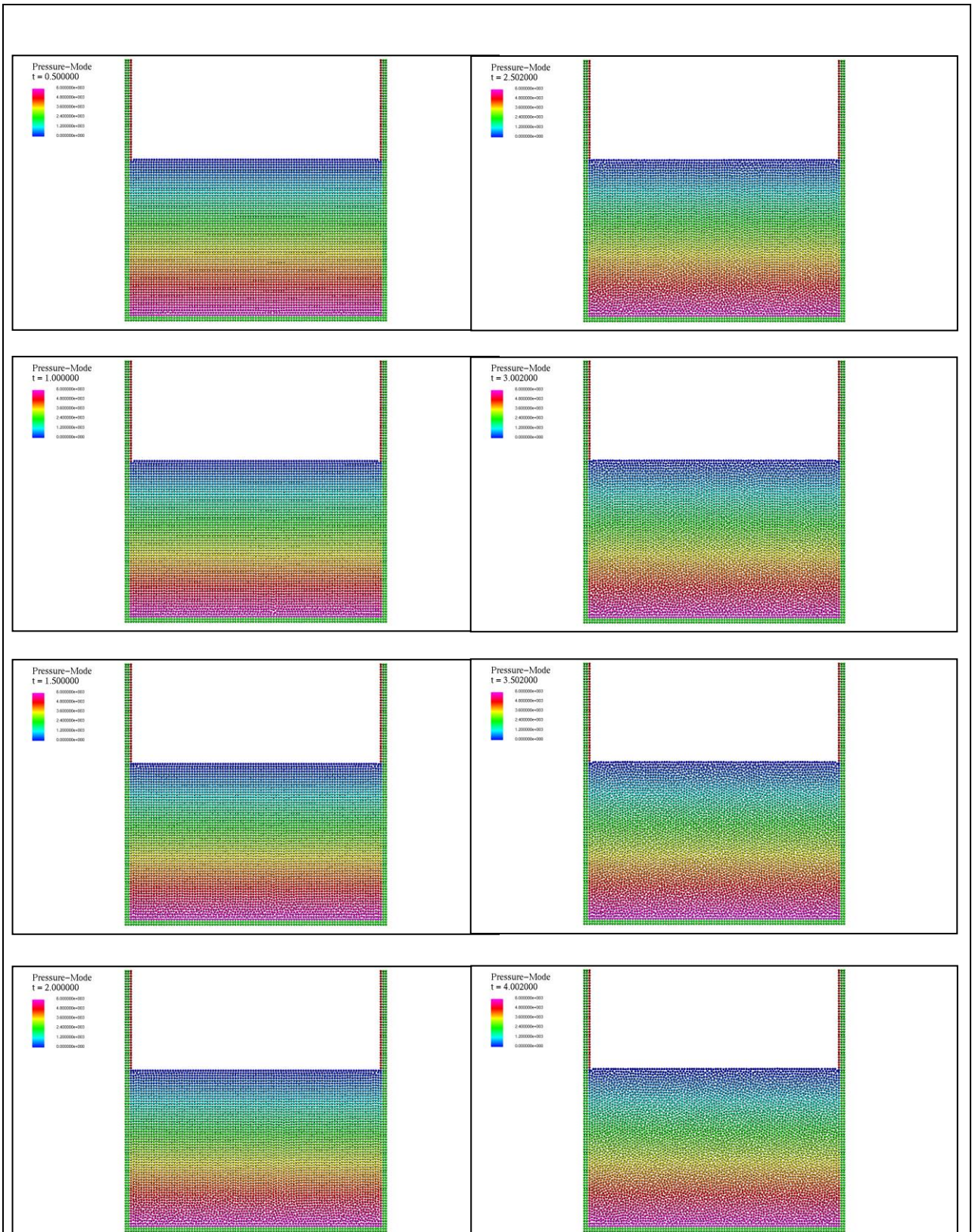


Fig.3-1-2-6 Snapshot of the pressure at each time in the 2D MPS method

3D-MPS法における静水圧のベンチマークテストを行う。Fig.3-1-2-7に示す水槽を用い、壁面での流体圧力を計測し理論値と比較する。また、空間次元は3次元とした。Table 3-1-2-2にシミュレーション条件を示す。

Fig.3-1-2-8からFig.3-1-2-11に時系列圧力の結果を示す。すべてのケースにおいて理論値と良い一致を示している。また、2D-MPSの結果と同様にすべてのケースで圧力振動がほぼ発生していない。シミュレーション内時間が経過しても圧力が不安定になることなく安定した結果を示している。Fig.3-1-2-12に各経過時間における圧力コンターのスナップショットを示す。

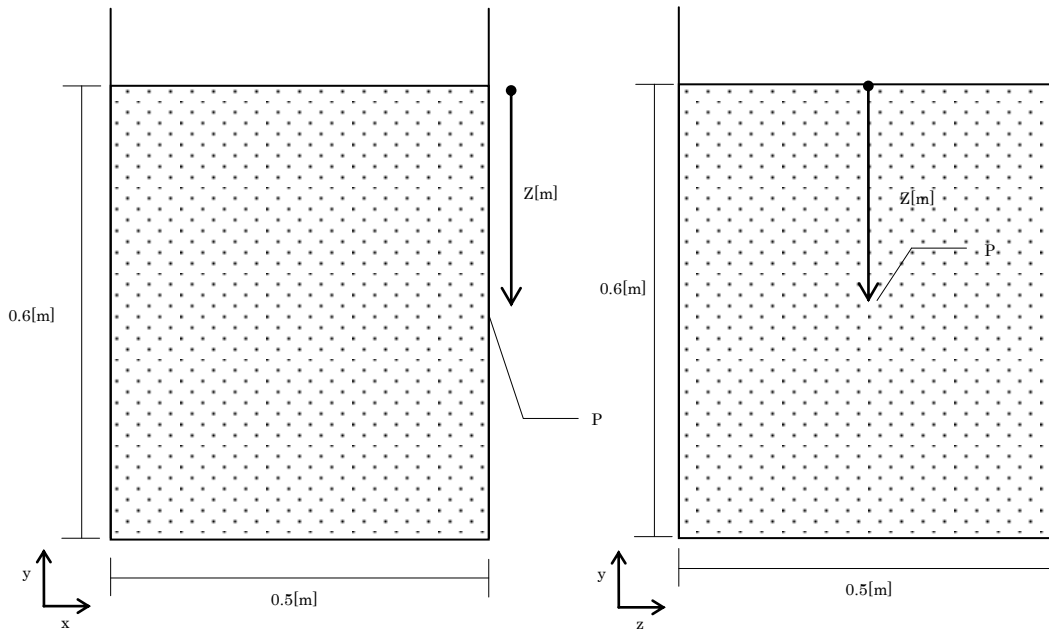


Fig.3-1-2-7 The wave tank setting of static pressure validation in the 3D MPS method

Table 3-1-2-2 The simulation setting of static pressure validation in the 3D MPS method

Particle size[m]	0.01			
Simulation time[sec]	5.0			
Fluid density[kg/m ³]	1000.0			
Dt[sec]	2.0e-3			
Gravity[m/s ²]	9.8			
Z[m]	6.0	5.0	4.0	3.0
Open MP Core Number	1		2	
Particle number	195514			

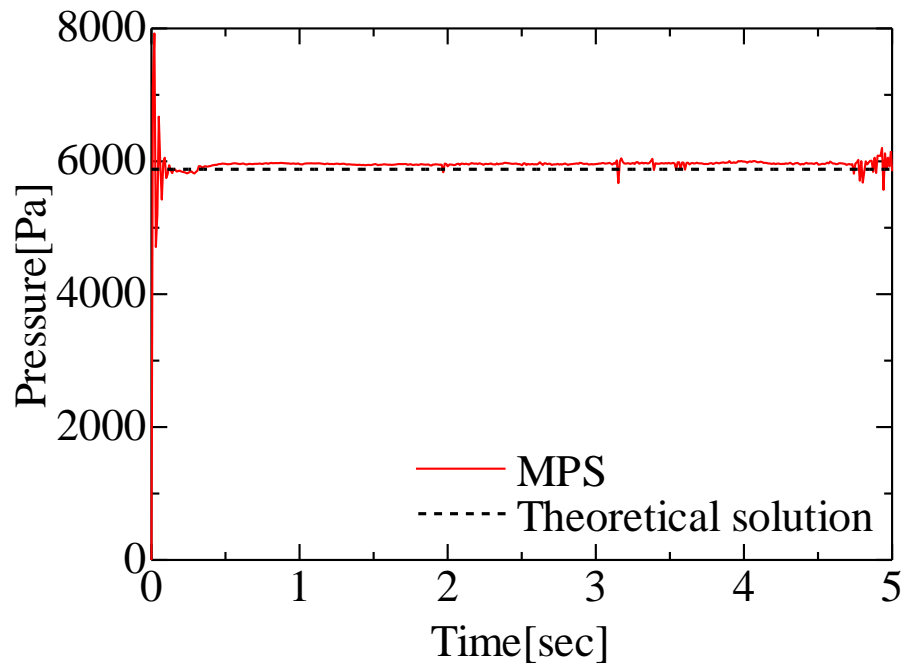


Fig.3-1-2-8 Time series pressure in the 3D MPS method (Z=0.6[m])

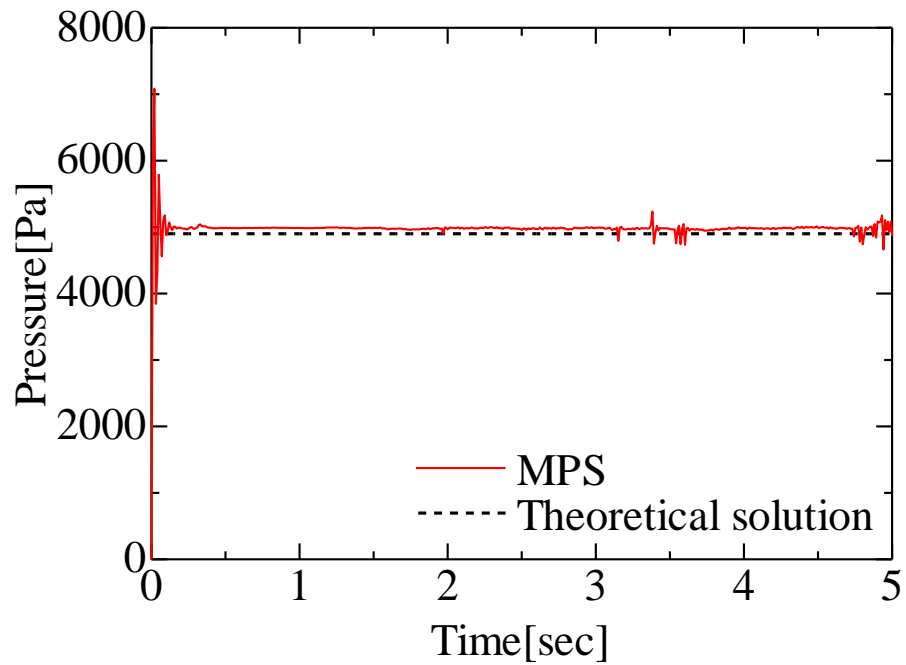


Fig.3-1-2-9 Time series pressure in the 3D MPS method (Z=0.5[m])

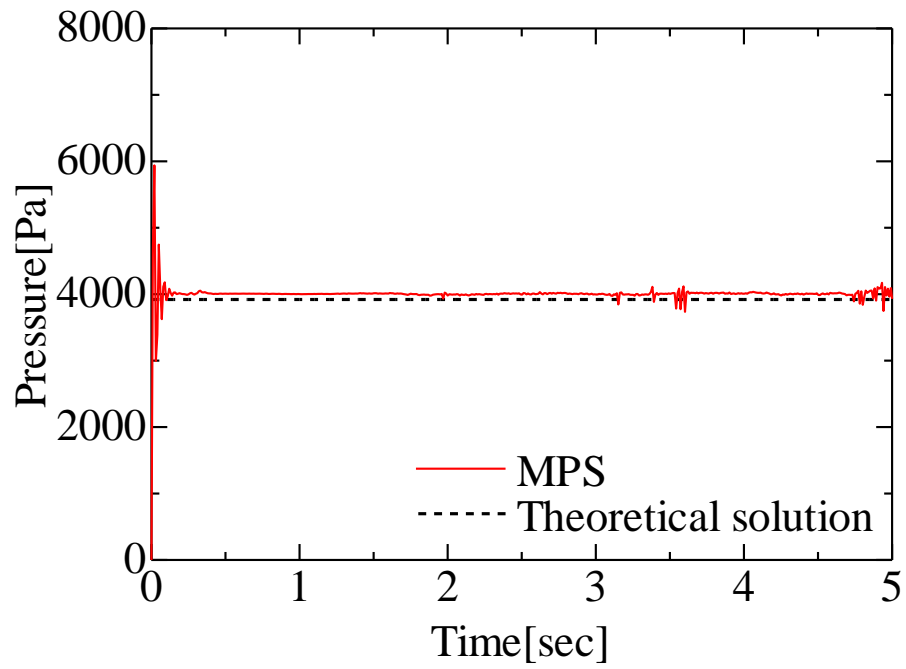


Fig.3-1-2-10 Time series pressure in the 3D MPS method ($Z=0.4$ [m])

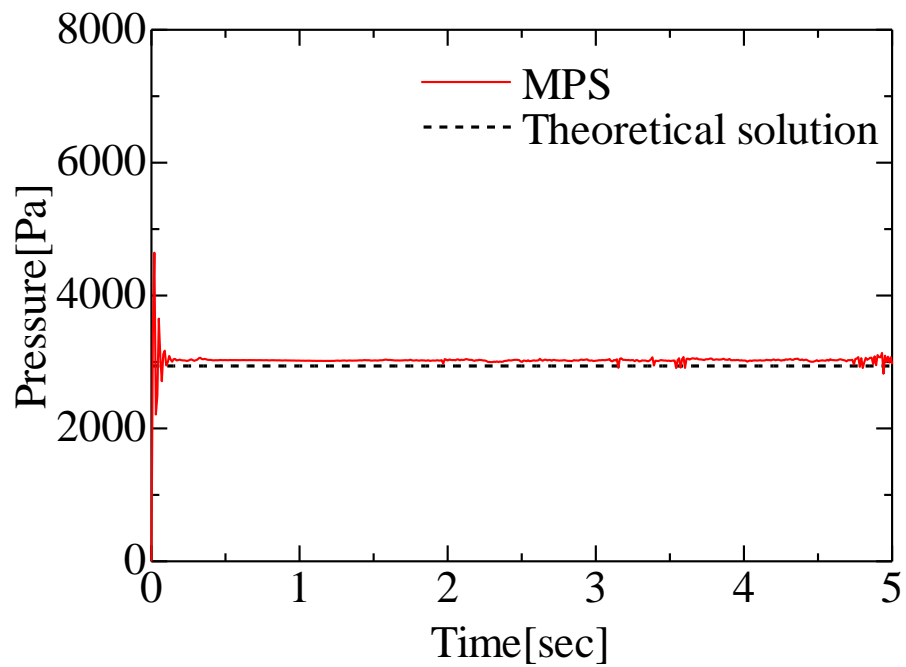


Fig.3-1-2-11 Time series pressure in the 3D MPS method ($Z=0.3$ [m])

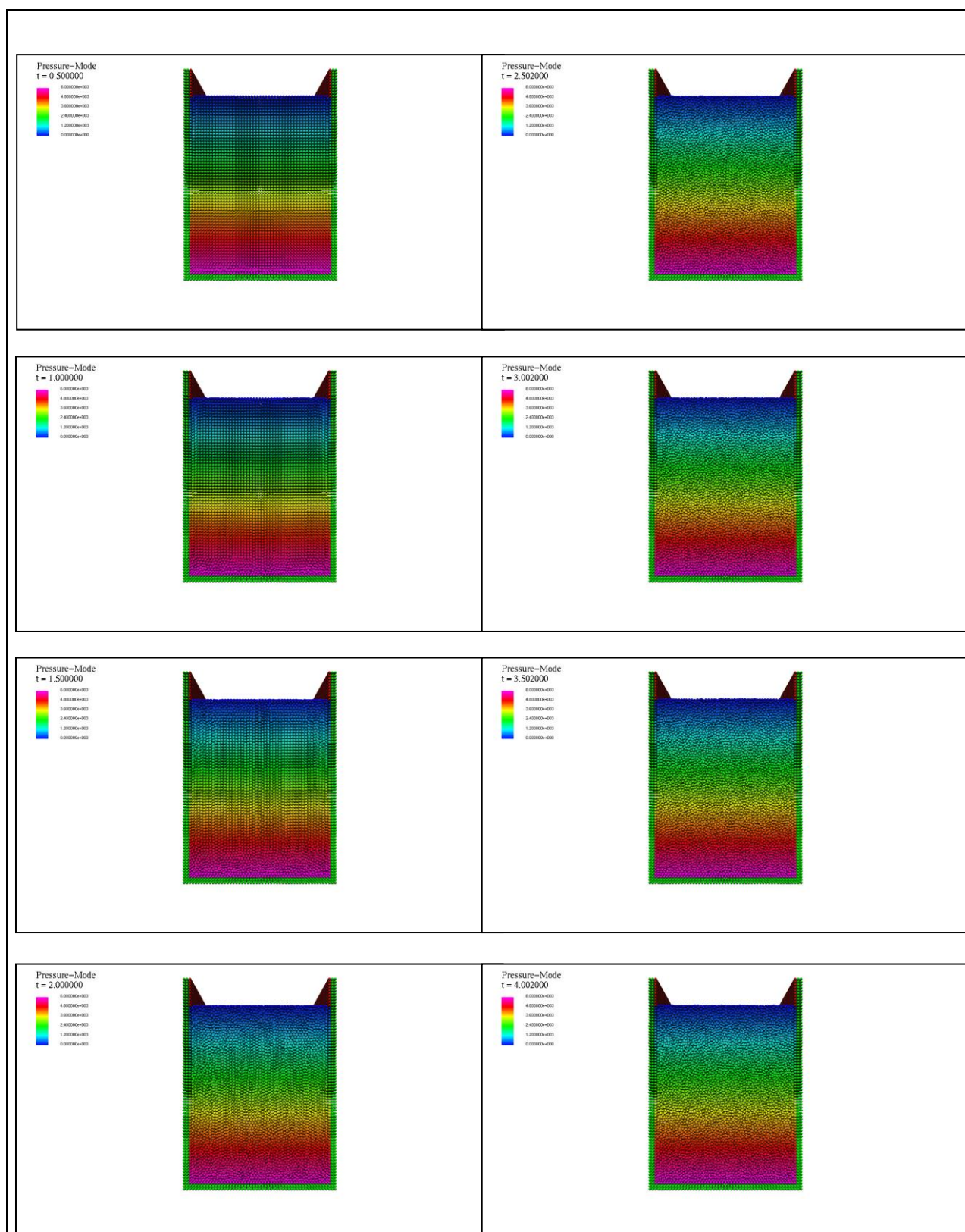


Fig.3-1-2-12 Snapshot of the pressure at each time in the 3D MPS method

3-1-3 津波波形の再現

本項では津波波形に関する検証を行う。越塚⁹⁾の開発した MPS 法は波形保存性がよくないことが笹原ら¹²⁾によって指摘されている。入部ら¹⁰⁾¹¹⁾の勾配計算の高精度化手法を導入することで波形の保存性が向上することは入部ら¹⁰⁾¹¹⁾、笹原ら¹²⁾によって報告されている。そこで水柱崩壊を用いた造波した波形と MPS 法で同様に造波した波形が保存されるかを比較検証する。水柱崩壊水路は日本大学理工学部が所有する水路を使用した。Fig.3-1-3-1 に実験配置図を示す。0.15m の水位差を設け水柱崩壊による造波を行った。水面変動、流速は岸壁沖合 5.0m で H1,V1 を計測する。加えて岸壁先端に 0.06m の防潮堤模型を設置し防潮堤模型天板中央での遡上水位、遡上流速を H2,V2 として計測する。

MPS 法のシミュレーションでは実験と同様の水槽を再現し (Fig.3-1-3-2) 同様の計測位置で水面変動量、流速、遡上水位、遡上流速を計測する。ただし、勾配計算の高精度化による波形保存性の向上を見るため、勾配計算に越塚⁹⁾のモデル (式(3-1-3-1)) を使用した場合と入部ら¹⁰⁾¹¹⁾のモデル (式(3-1-3-3)) を使用した場合で比較する。なお、ポアソン方程式のソース項は粒子数密度一定として式(3-1-3-4)で解いている。計算条件を Table 3-1-3-1 に示す。以降本節では勾配計算に入部ら¹⁰⁾¹¹⁾の手法を用いた手法を MPS-IR、越塚⁹⁾の手法を用いた計算を MPS と表記する。

$$\nabla \phi_j | = \frac{d}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{\phi_j - \hat{\phi}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (3-1-3-1)$$

$$\hat{\phi}_i = \min_{j \in J} (\phi_i, \phi_j), \quad J = \{j : \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \neq 0\} \quad (3-1-3-2)$$

$$\nabla \phi_j | = \left[\frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right]^{-1} \frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (3-1-3-3)$$

$$\nabla^2 P = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n^* - n^0}{n^0} \quad (3-1-3-4)$$

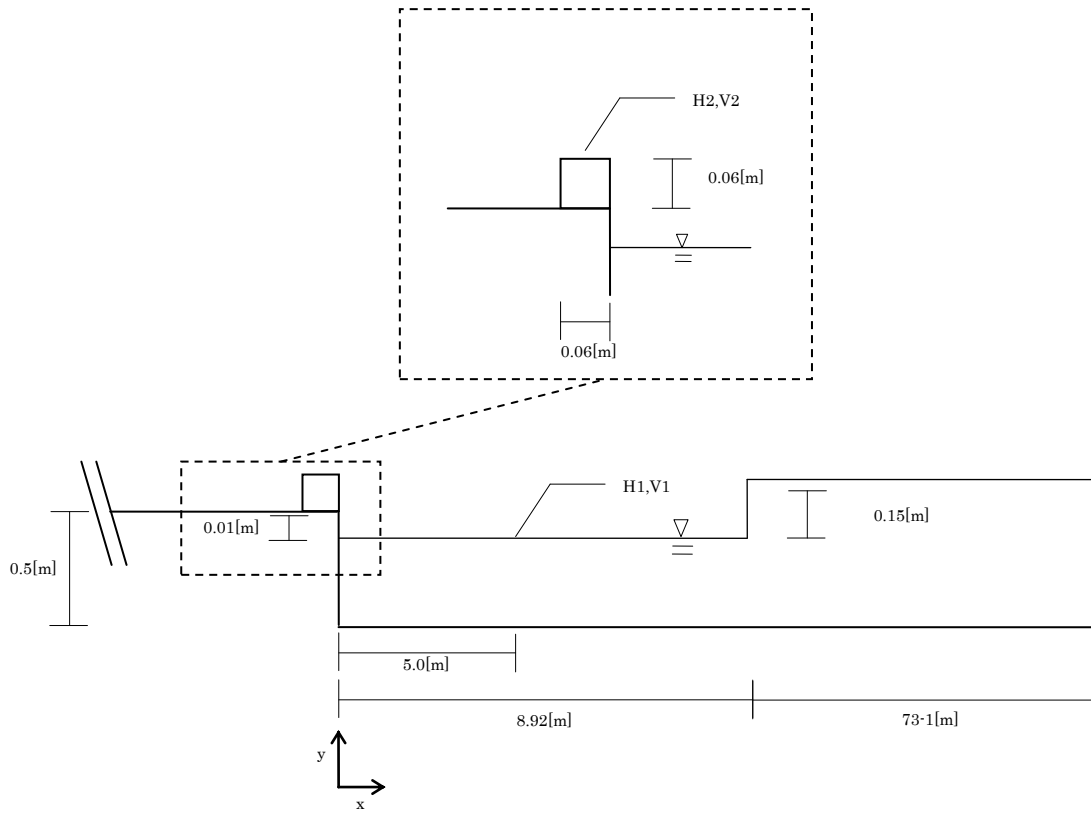


Fig.3-1-3-1 Long wave experiment setup with dam break

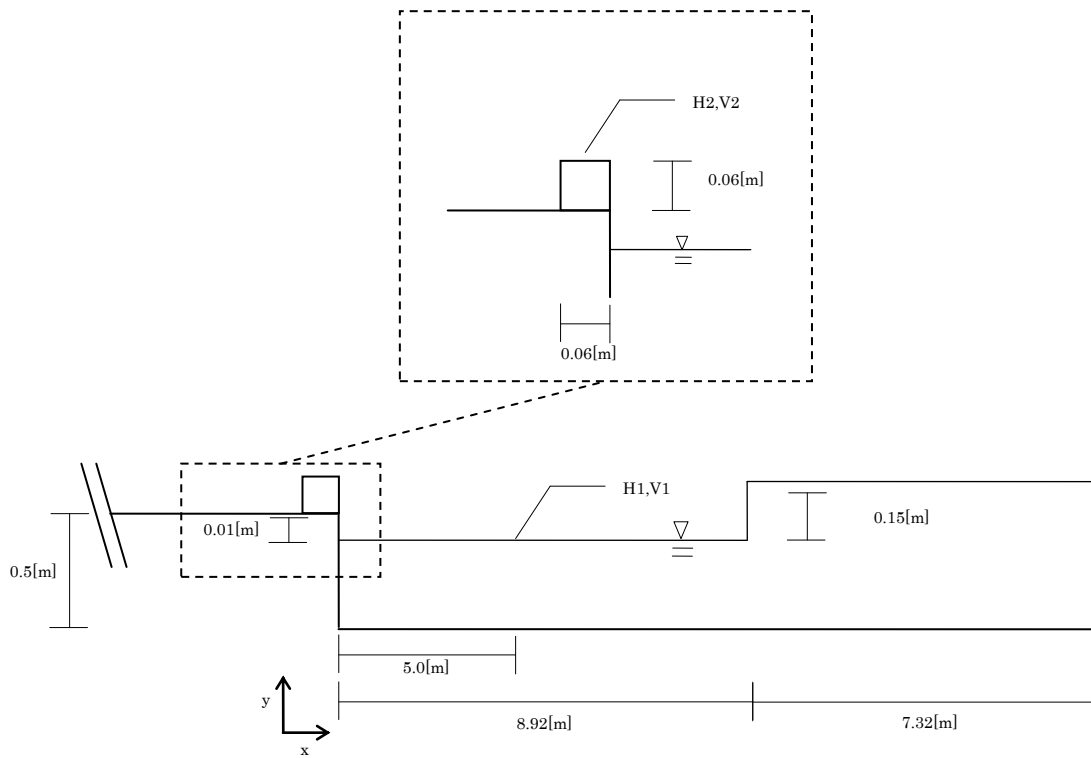


Fig.3-1-3-2 Long wave simulation setup with dam break in MPS

Table 3-1-3-1 Dam break MPS simulation condition

Particle size[m]	0.01
Simulation time[sec]	15.0
Fluid density[kg/m ³]	1000.0
Δt [sec]	1.0e-3
g [m/s ²]	9.8
Particle number	195514

Fig.3-1-3-3 に H1 地点での時系列水面変動を示す。実験値は 7sec 付近に大きなピークがありその前後に周期 1.5sec 程度の波が分布している。MPS 法では 2sec 付近の最初のピークと 7sec 付近の最大のピークの傾向は捉えられているものの実験値と比較して全体的に水面変動量が小さい。これは式(3-1-3-1)を用いることにより粒子間に斥力のみが発生するようにしていることが原因であろう。一方 MPS-IR 法では 2sec 付近の最初のピークから 15sec の水面変動が終了するまでのすべての各時刻において実験値と定量的に一致していることが見て取れる。立ち上がり時間に多少の差異があるのは実験においてゲートを開ける際の時間を MPS 法で考慮していないことによる影響だと考えられる。実験における第 1 波の到達時間は波速を長波 (式(3-1-3-5)) であると考えると 2.2m/s であり、水柱先端が到達する時刻は 1.7sec 程度である。MPS 法および MPS-IR 法はこの到達時間も正しく再現できている。Fig.3-1-3-4 に V1 地点での時系列流速を示す。水面変動と同様に MPS-IR 法が MPS 法と比較して、7sec 付近の水面変動のピークでは実験値との差異が見受けられるものの実験値と良い一致を示している。

$$C = \sqrt{gh} \quad (3-1-3-5)$$

Fig.3-1-3-5 に防潮堤上の時系列水面変動を示す。実験で確認された現象は沖合から伝播してきた波が 4sec から 10sec までにかけて周期 1.5sec 程度で越波を繰り返す。MPS 法のシミュレーション値は H1,V1 同様に実験値より水位が低い。沖合を伝播する際に波形保存性が良くない場合は当然防潮堤を越波する水量も少なくなる。7sec 付近からシミュレーション終了まで 0.01m の水面変動が継続しているが、これは防潮堤上部に残った流体粒子を計測しているだけであり、水面の変動は起こっていない。よって MPS 法は実質 7sec 付近までしか越波しないことになる。一方 MPS-IR 法では 4sec から 10sec までにかけて周期 1.5sec 程度で越波を繰り返す現象をより正確に再現できている。Fig.3-1-3-6 に防潮堤上の時系列流速を示す。こちらも Fig.3-1-3-5 同様に MPS 法では越波量が正しく評価できていないことから遡上流速も正しく評価できていないが MPS-IR 法では実験値と良い精度で一致している。入部らの勾配計算高精度化手法を圧力勾配項に組み込んだ MPS 法は長波においても波形の保存性が向上し、津波現象においては防潮堤上部での水面変動量、流速ともに従来の手法より精度よくシミュレーションが可能になっている。

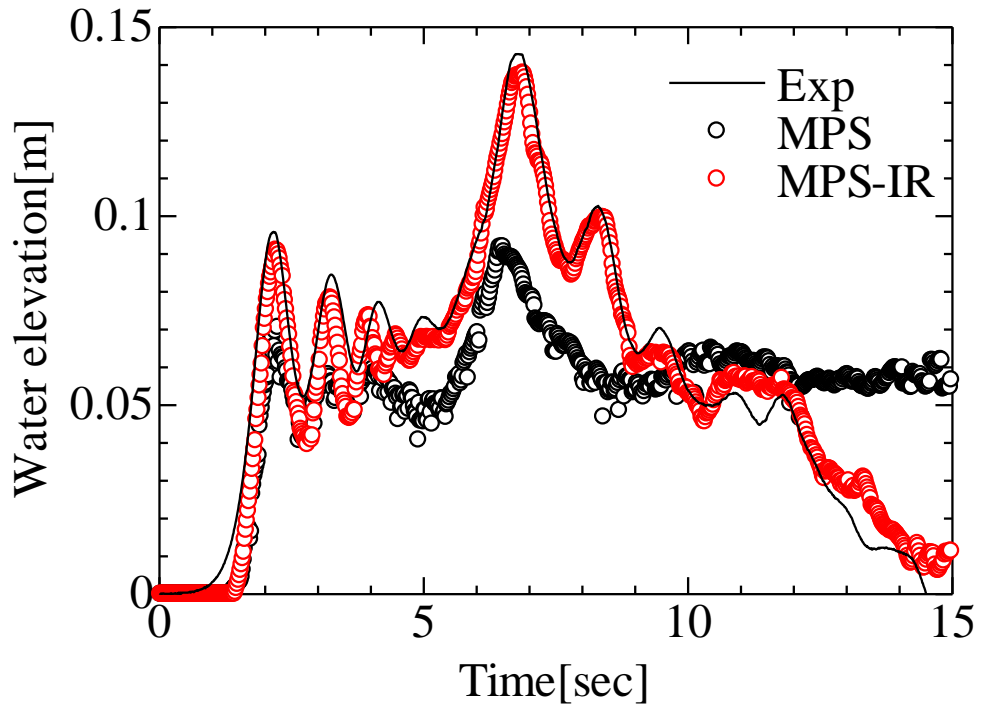


Fig.3-1-3-3 Comparison of time series water elevation at H1 between MPS, MPS-IR and Experiment

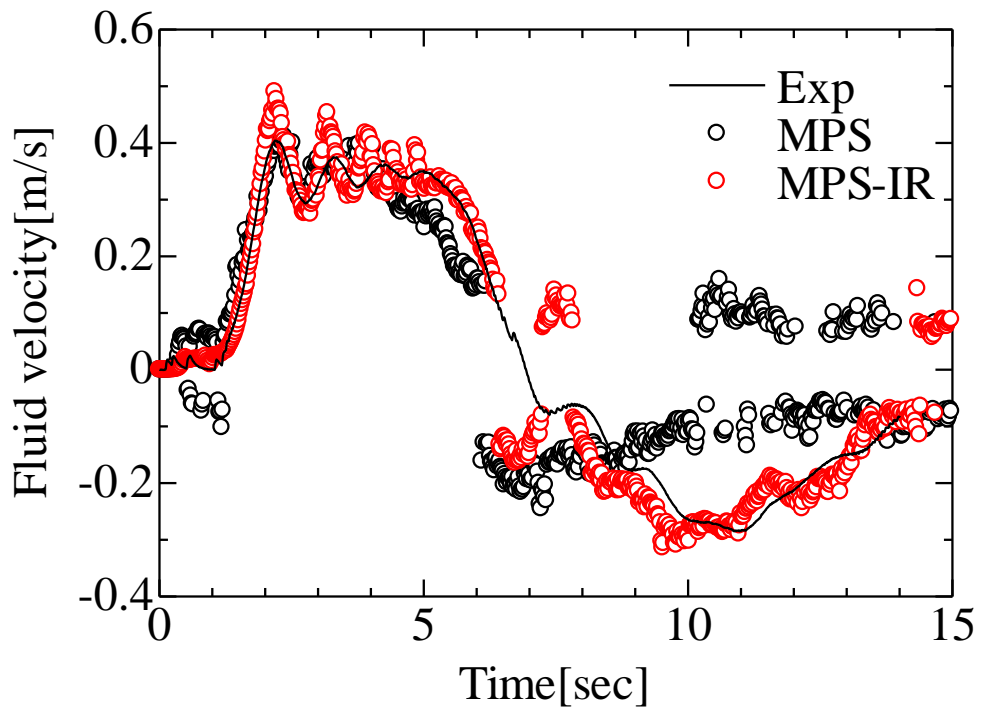


Fig.3-1-3-4 Comparison of time series flow velocity at V1 between MPS, MPS-IR and Experiment

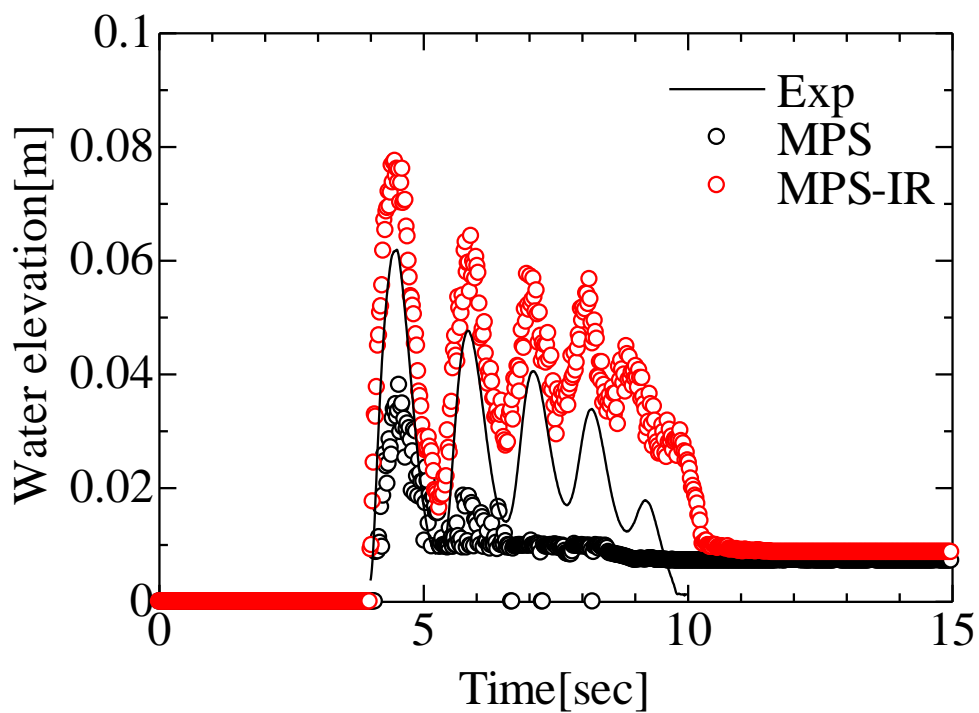


Fig.3-1-3-5 Comparison of time series water elevation at H2 between MPS, MPS-IR and Experiment

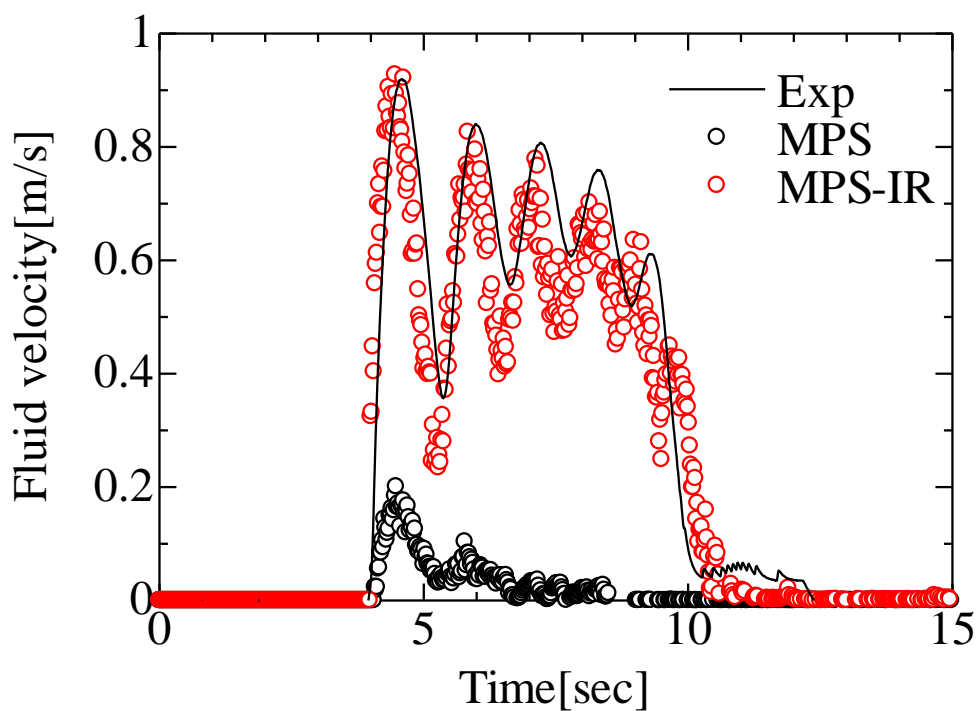


Fig.3-1-3-6 Comparison of time series flow velocity at V2 between MPS, MPS-IR and Experiment

3-2 複数種類の粒子で構成された浮体の喫水の再現

複数の粒子で構成された浮体モデルの喫水に関して検証を行う。Fig.3-2-1 に水槽および浮体の配置を示す。また、空間次元は2次元とし、浮体形状は角型スパー、バラスト部分の質量を変化させ喫水の理論値との比較を行った。Table 3-2-1 にシミュレーション条件を示す。Fig.3-2-2 に浮体質量毎の喫水の結果を示す。異なる粒子で構成された浮体の喫水は理論値とほぼ完全に一致している。また、質量が変化した際にも正しく喫水の再現ができていることがわかる。

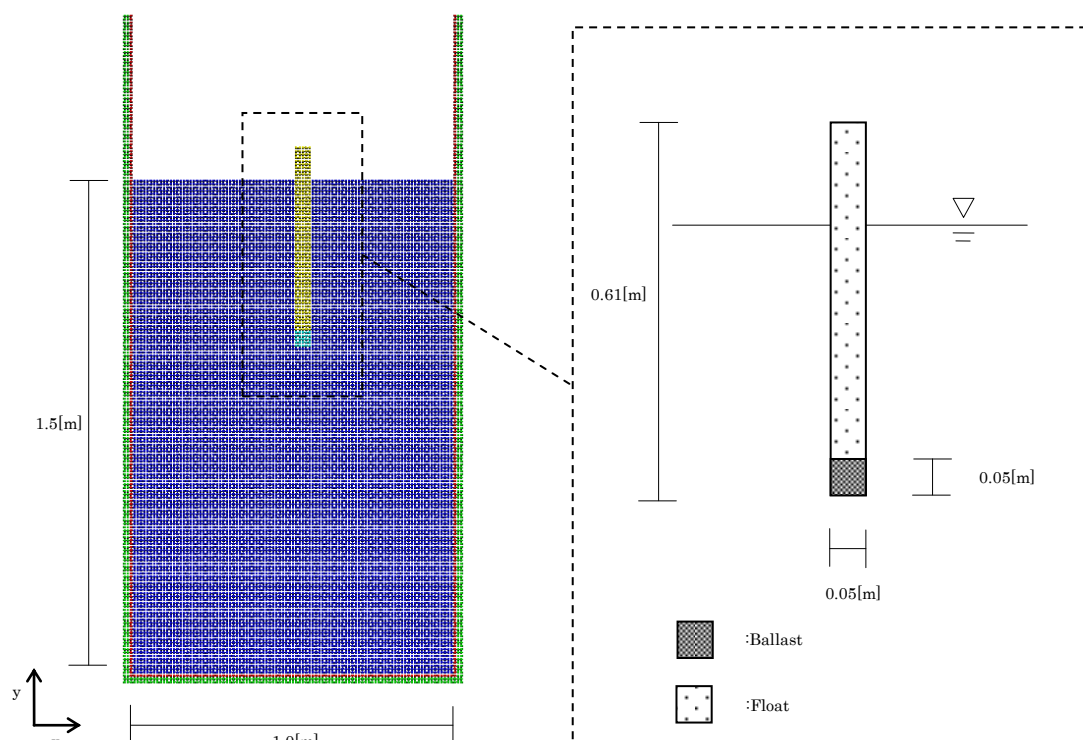


Fig.3-2-1 Wave tank and floating object setting of draft validation

Table 3-2-1 Simulation condition of draft validation

Particle size[m]	0.01				
Simulation time[sec]	10.0				
Fluid density[kg/m ³]	1000.0				
Dt[sec]	1.0e-3				
Gravity[m/s ²]	9.8				
Float density[kg/m ³]	300				
Ballast density[kg/m ³]	2000	3000	4000	5000	6000
Total mass[kg]	13-3	15.9	23-3	25.9	33-3
Particle number	16110				

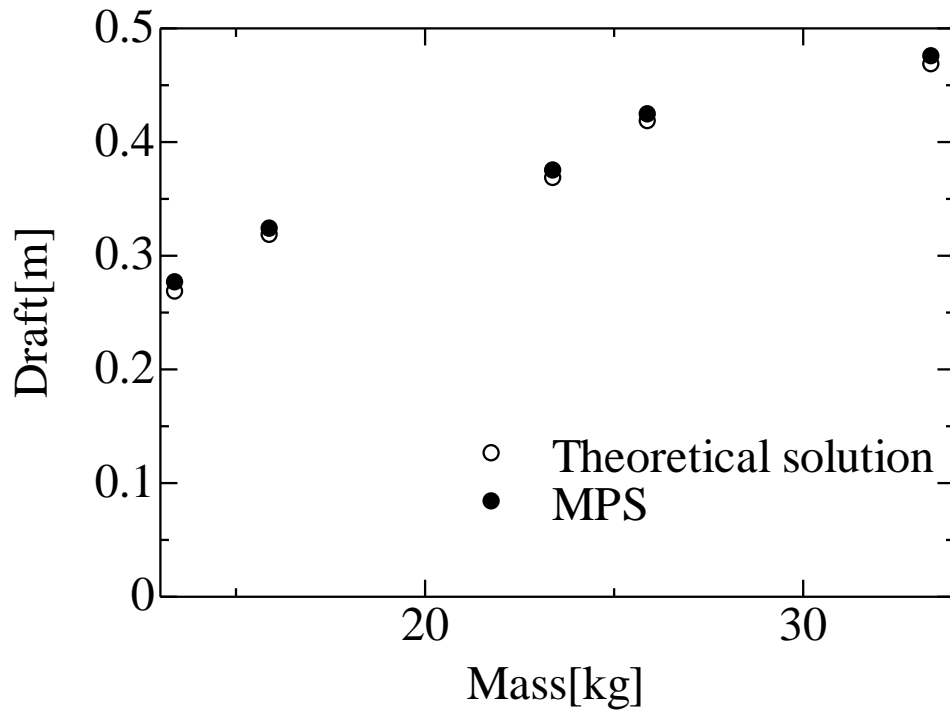


Fig.3-2-2 Simulation result of draft validation between the MPS and the Theoretical values

3-3 仮想弾性境界と津波漂流物の連成に関する検討

2章で示した仮想弾性境界の精度検証を行う。検証項目は衝突力の最大値と衝突時間である。

Fig.3-3-1およびTable3-3-1に最大衝突速度検証のためのシミュレーション条件を示す。なお、重力加速度はゼロとし、漂流物に初速 v_{impact} を与え弾性境界に衝突させる。また、衝突力と変位の関係は線形であると仮定し $F = ku$ から衝突力の最大値を解析する。

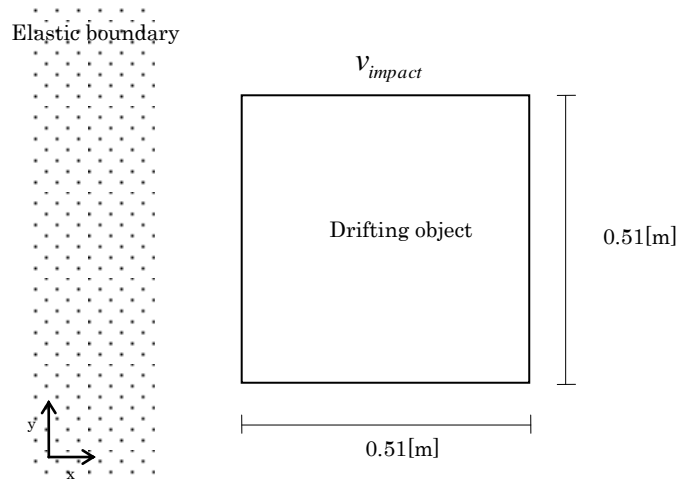


Fig.3-3-1 Simulation setting of collision validation

Table 3-3-1 Simulation condition of collision validation

Stiffness[kN/mm]	22.8				
Mass[kg]	60.0				
Particle size[m]	0.01				
Impact velocity[m/s]	0.5	1.0	2.0	2.5	
Dt[sec]	1.0e-3	5.0e-4	2.5e-4	2.0e-4	1.0e-4

各速度および各時間刻みにおける最大衝突力を Fig.3-3-2 に示す。横軸は衝突速度 v_{impact} 、縦軸は衝突力の最大値である。また、実験値は菅野ら²⁴⁾によって行われた弾性梁への錘衝突実験を用いた。また、理論値は運動エネルギーとひずみエネルギーのエネルギー保存則を用い、式(3-3-1)および式(3-3-2)から導いた式(3-3-3)とした。

$$\frac{1}{2}mv_{impact}^2 - \frac{1}{2}ku^2 = 0 \quad (3-3-1)$$

$$F = ku \quad (3-3-2)$$

$$F = v_{impact}\sqrt{km} \quad (3-3-3)$$

ただし, m : 質量, v_{impact} : 衝突速度, k : 剛性, u : 変位, F : 最大衝突力とする.

MPS 法は時間刻みが細かくなることにより精度が向上していくことが分かる. また, $\Delta t = 1.0 \times 10^{-4} \text{ sec}$ で理論値にもっとも近い値となった. また, 衝突速度に対して衝突力が線形に上昇していく関係が正しく再現できている.

Fig.3-3-3 から Fig.3-3-6 に衝突時の変位量の時系列波形を示す. 衝突時変位の最大値は Δt に依存し, また, 衝突開始から終了までの時間も Δt に依存することが分かる. 衝突現象の開始から終了までの時間の理論値を弾性運動の一般解から得られる式(3-3-4)で考えるとその衝突時間は 0.0051 sec であった. $\Delta t = 1.0 \times 10^{-4} \text{ sec}$ の場合においては衝突時間, 最大衝突力も正しく再現できている. 衝突時変位の最大値が Δt に依存する原因は微分方程式の数値積分時の差によるものと考えられる.

$$\frac{T}{2} = \pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (3-3-4)$$

ただし, T : 周期とする.

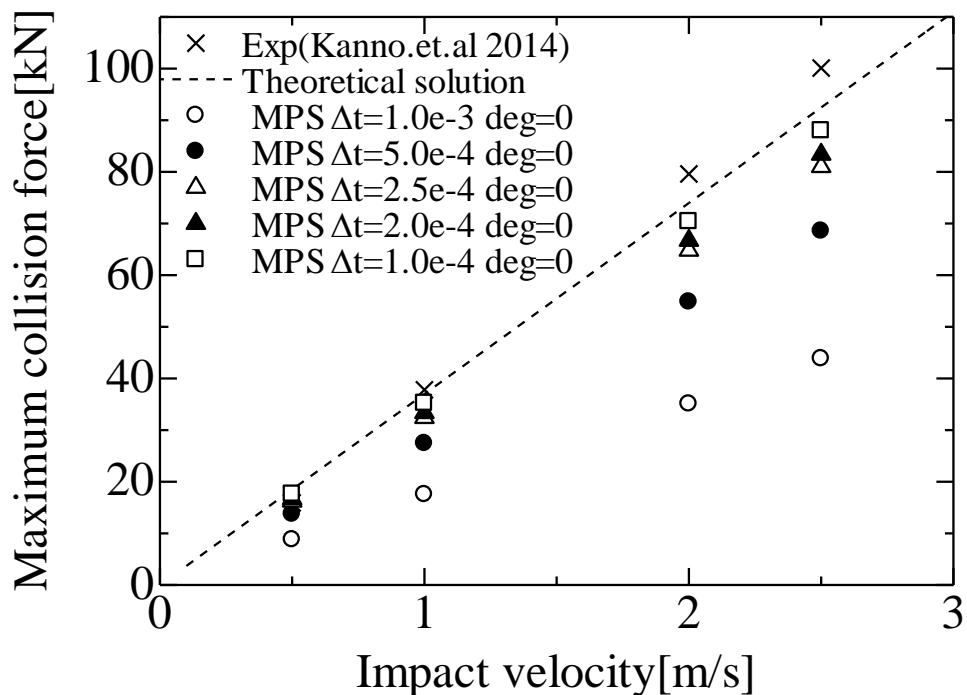


Fig.3-3-2 The maximum collision force between the MPS values, the theoretical values and the experimental values

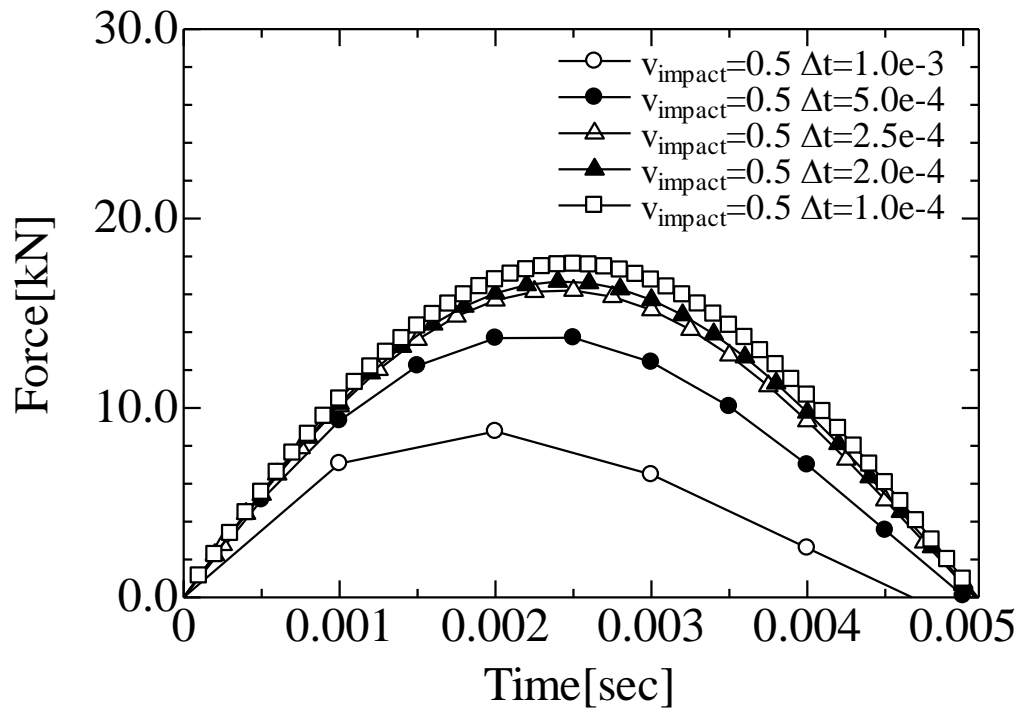


Fig.3-3-3 The time series collision force of the MPS values ($v=0.5$ [m/s])

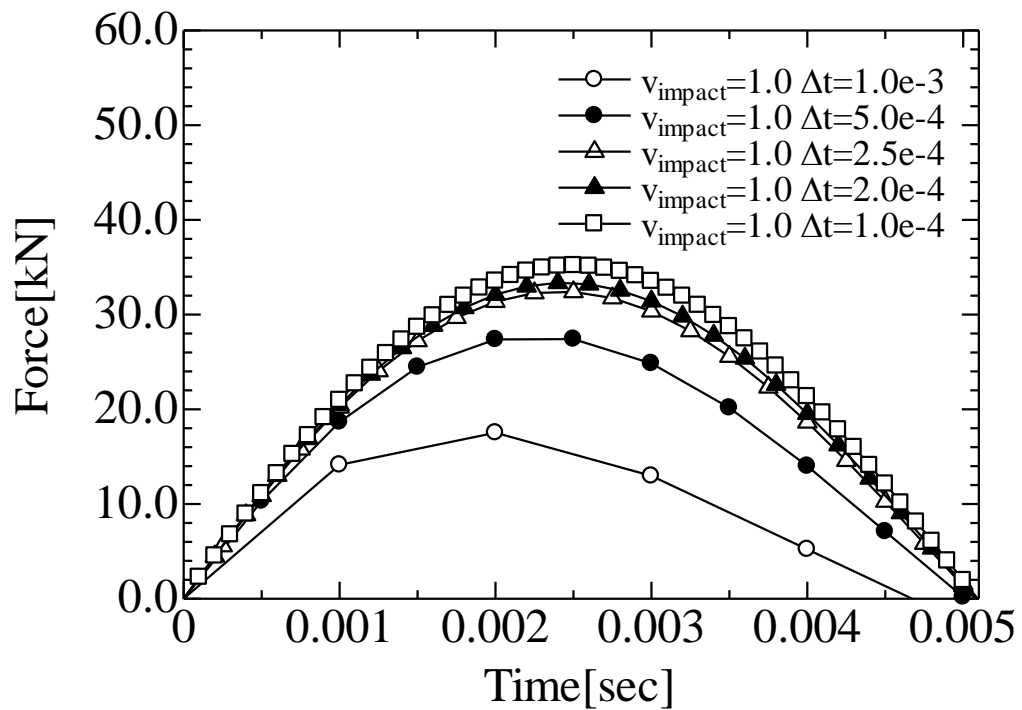


Fig.3-3-4 The time series collision force of the MPS values ($v=1.0$ [m/s])

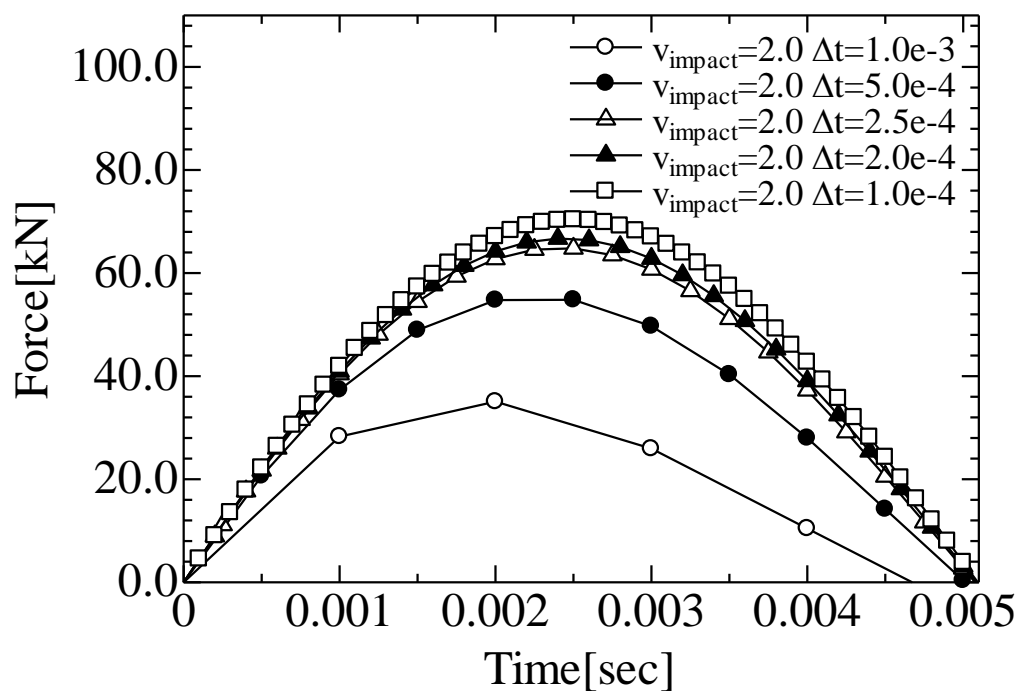


Fig.3-3-5 The time series collision force of the MPS values ($v=2.0$ [m/s])

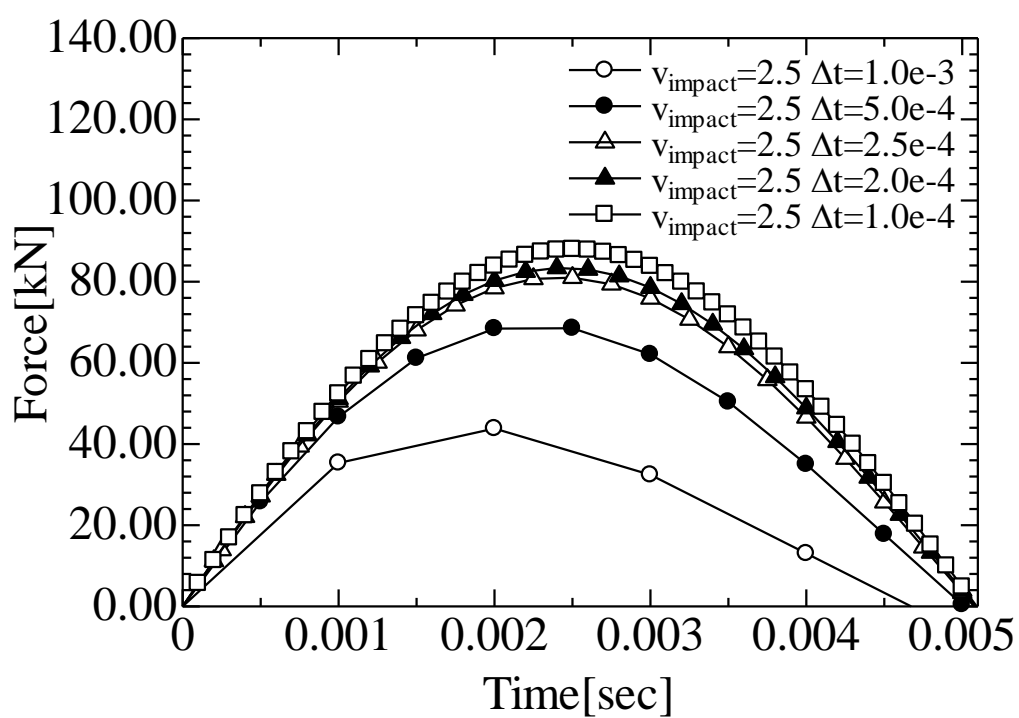


Fig.3-3-6 The time series collision force of the MPS values ($v=2.5$ [m/s])

粒子を用いた物体同士の衝突では物体の角での衝突の際に角の粒子が自由表面と認識され衝突現象を正確に再現できないことはすでに1章で述べた。ここでは回転運動量が発生しない角の衝突現象において物体の衝突力が同様に計測できるかを検証する。計算条件は Fig.3-3-7 と Table 3-3-2 に示す。Fig.3-3-8 に各衝突力の最大値を示す。横軸に衝突速度、縦軸に最大衝突力を示す。衝突角度が変化しても衝突力に変化がないことが分かる。またこれは衝突面積に衝突力が依存しないことも示している。

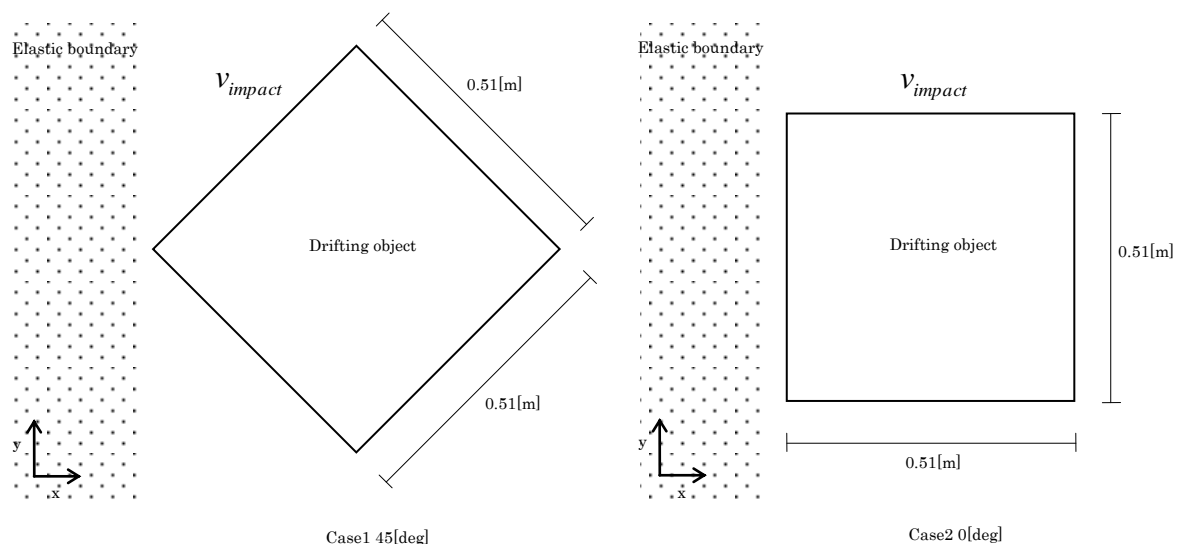


Fig.3-3-7 Simulation setting of collision of floating object corner

Table 3-3-2 Simulation condition of collision of floating object corner

Stiffness[kN/mm]	22.8			
Mass[kg]	60.0			
Particle distance[m]	0.01			
Impact velocity[m/s]	0.5	1.0	2.0	2.5
Impact degree[deg]	0.0		45.0	

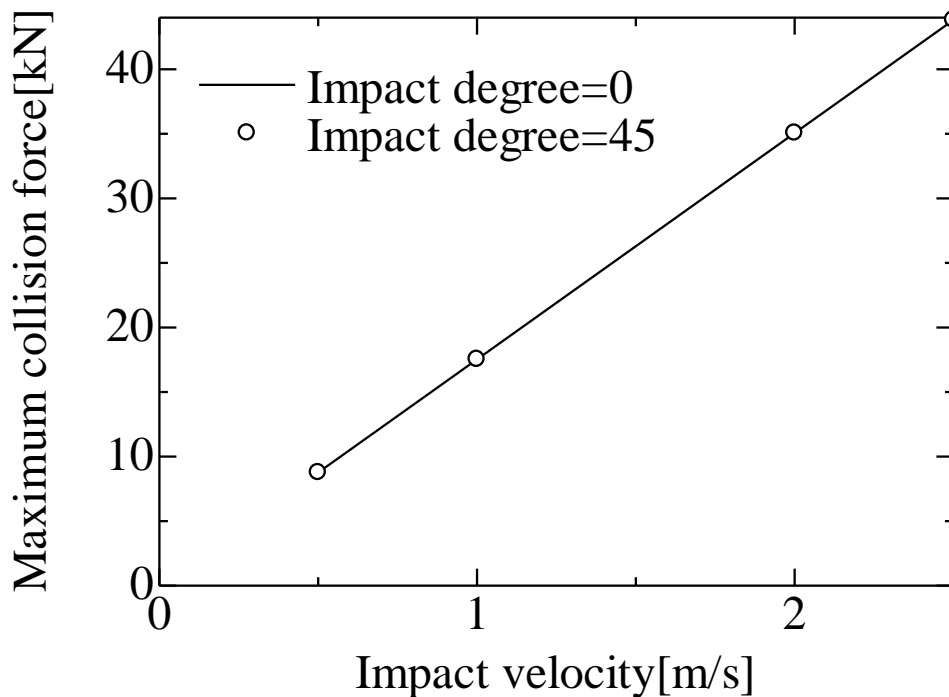


Fig.3-3-8 The simulation result of collision of floating object corner

以上の検討から衝突力は時間刻み Δt に依存することがわかった。ここで、式(3-3-4)を Δt で無次元化した無次元時間 M を考え、その無次元化時間で衝突現象の精度を考察する。

$$M = \frac{\pi \sqrt{\frac{m}{k}}}{\Delta t} \quad (3-3-5)$$

Fig.3-3-9 に無次元化衝突力を示す。縦軸は MPS 法における最大衝突力を式(3-3-3)を用いて無次元化したもの、横軸は式(3-3-5)で求めた無次元化時間を示す。無次元化時間が長くなるほど精度は 100% に近づいていく様子が見て取れる。また、無次元化時間 $M = 50$ で 95% 程度の精度を実現できることが分かる。

この無次元化時間 M は衝突現象のシミュレーションを行う場合の精度の指標の一つとすることができる。式(3-3-5)に必要なパラメーターは質量 m 、剛性 k 、時間刻み Δt のみであり、シミュレーション開始時には Δt 以外は基本的に既に決まっているものである。衝突時流体力はシミュレーションが完了しない限り明らかにならない値であるが、衝突時流体力を付加質量 m' とすれば、衝突時流体力が作用する場合における無次元化時間 M' は式(3-3-6)となりこれは必ず M より大きくなる (式(3-3-7))。よって、無次元化時間 M は最大衝突力の精度の指標として用いることができ、 M を用いる場合は要求される精度に対する M を Fig.3-3-9 から求め Δt を決めることが可能になる。

$$M' = \frac{\pi \sqrt{\frac{m+m'}{k}}}{\Delta t} \quad (3-3-6)$$

$$M' \geq M \quad (3-3-7)$$

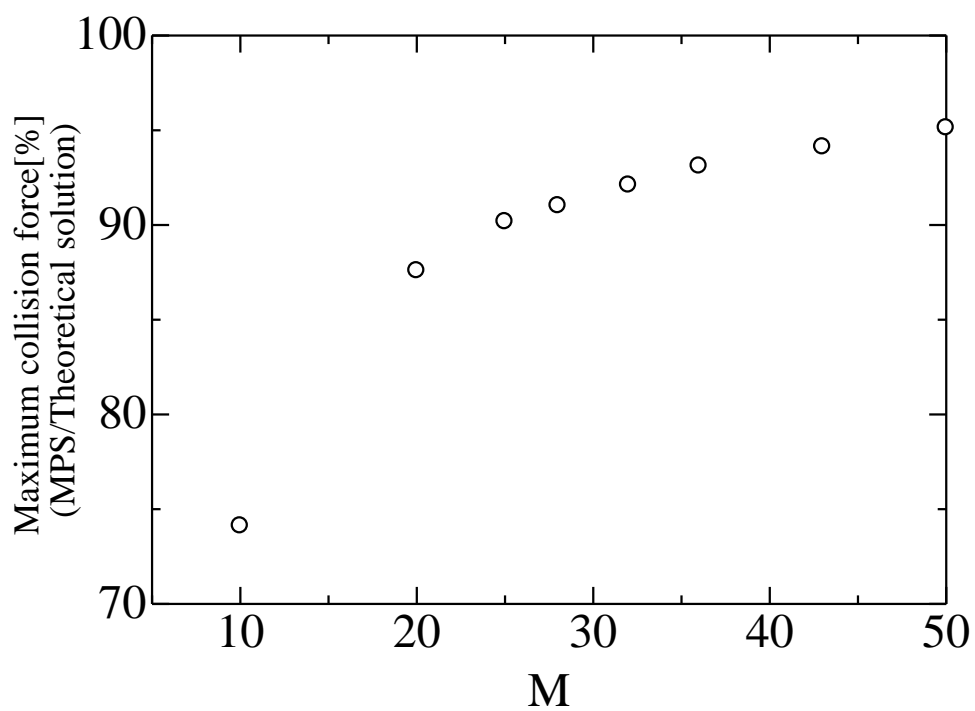


Fig.3-3-9 The relationship of M and the accuracy of the collision simulation in the MPS method

第4章 衝撃津波流体圧の再現

4-1 水槽実験

水槽実験は日本大学工学部が所有する二次元水槽で行った。ピストン式造波板で仮底上 3.2m（岸壁模型先端から造波板側へ 0.8m）の地点での波高 0.1m になるよう孤立波を造波させる。造波板の移動速度には式(4-1-1)を使用した。Fig.4-1-1 の計測機器の配置で岸壁上での遡上水位 $H1$ と流速 $V1$ を計測。その後、同様の波を造波し岸壁上に設置した鉛直の壁の底部から 2cm 毎に P1,P2,P3 の流体圧力を計測した。各計測に用いたセンサの性能を Table 4-1-1 に示す。計測時のサンプリング周波数は 1000Hz に設定した。

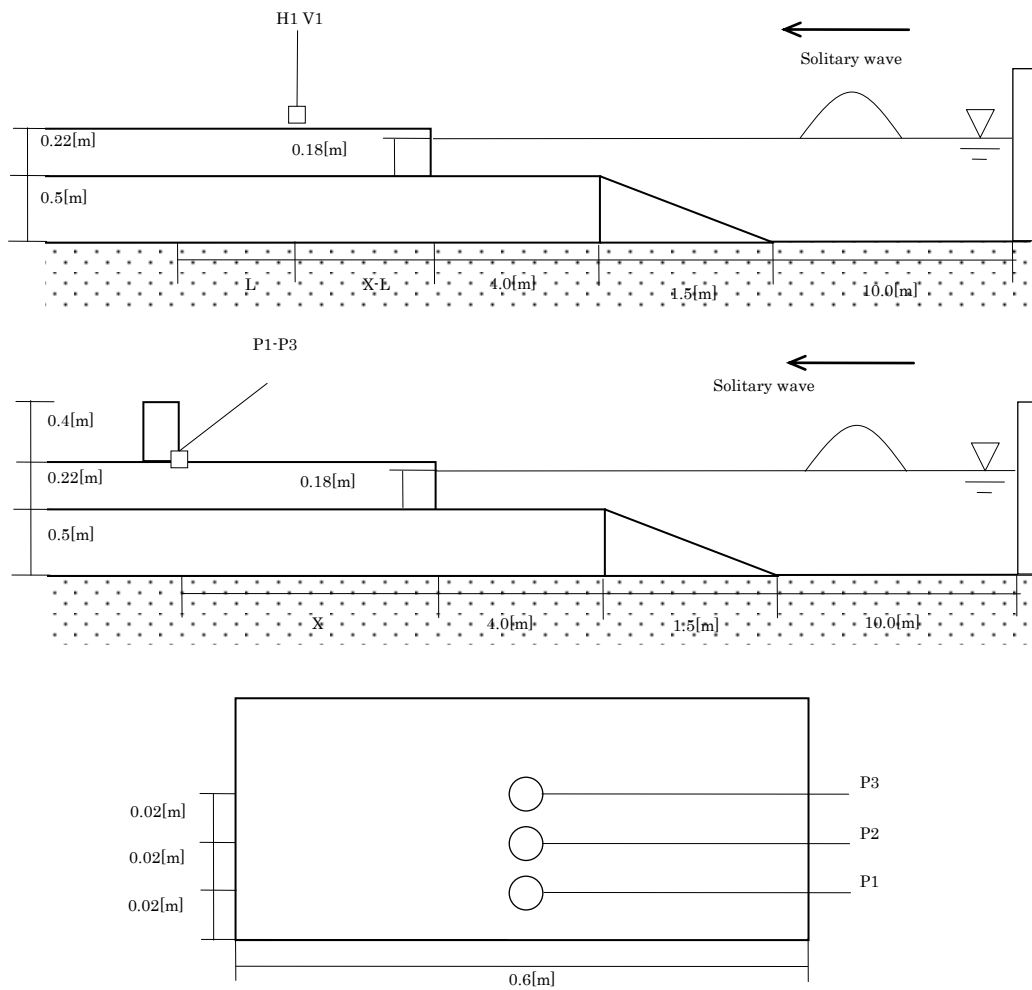


Fig.4-1-1 Impulsive tsunami pressure experimental setup system

Table 4-1-1 Performance of sensors

Type of sensor	Measurement range	Measurement error
Capacitive wave height sensor	50[cm]	within 0.15[cm]
Propeller meter	$\pm 3.0 \sim \pm 200$ [cm/sec]	within ± 3.0 [cm/sec]
Manometer	0.0196[MPa]	within 40[Pa]

$$u = \sqrt{gh} (A_1 \operatorname{sech}^2 \alpha' + A_2 \operatorname{sech}^4 \alpha') \quad (4-1-1)$$

$$A_1 = \frac{H}{h} \left[1 - \frac{3H}{2h} \left\{ \frac{5}{6} + \frac{2z}{h} + \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} \right]$$

$$A_2 = \left(\frac{H}{h} \right)^2 \left[\frac{5}{4} - \frac{9}{4} \left\{ \frac{2z}{h} + \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} \right]$$

$$\alpha' = \sqrt{\frac{3H}{4h^3}} \left(1 - \frac{5H}{8h} \right) (x - ct)$$

$$c = \sqrt{gh} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{H}{h} - \frac{3}{20} \left(\frac{H}{h} \right)^2 \right\} \quad (4-1-2)$$

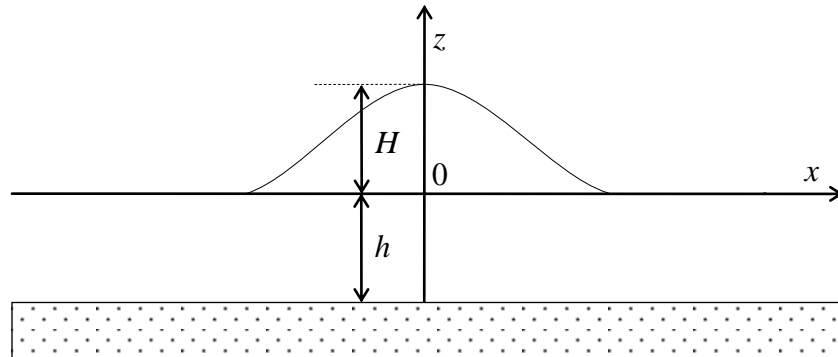


Fig.4-1-2 Coordinate system in solitary wave

ただし、 g : 重力加速度、 h : 水深、 H : 波高、 c : 波速 とする。

4-2 MPS 法の計算条件

MPS 法によるシミュレーションでは計測した遡上水位と流速をもとに造波境界にインプットするデータを作成し、実験と同様に Fig.4-2-1 の配置で鉛直壁面に作用する圧力を計測した。その際、2章で示した造波境界を用い、陸域から津波遡上流れの再現を行う。シミュレーション条件を Table 4-2-1 に示す。ただし、圧力勾配の計算には式(2-2-16)を用いた。

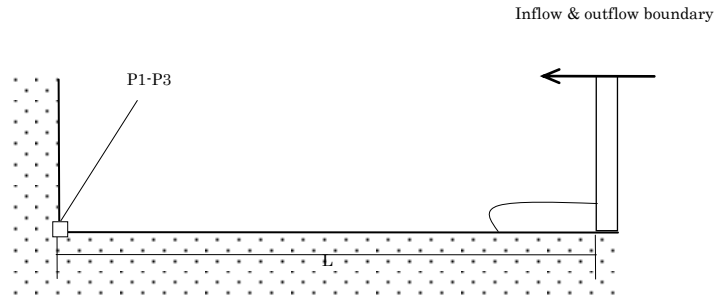


Fig.4-2-1 Impulsive tsunami pressure simulation setup in 2D-MPS

Table 4-2-1 Impulsive tsunami pressure simulation condition in 2D-MPS

X[m]	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
L[m]	0.4	0.2	0.4	0.6	0.4
dt[sec]	5.0E-4				
Particle size[m]	1.0E-3				
Simulation time[sec]	3.0				

4-3 結果と考察

Fig.4-3-1 から Fig.4-3-10 までは各離岸距離 X での建築物前面での遡上水位と流速を示したものである。波高は全てのケースでよい一致を示している。流速は MPS 法の解析結果の波の先頭が切り立っているが、これは実験の計測精度の問題である。今回使用したプロペラ式流速計は先端部分が完全に没水しない限り正確な流速を計測することができない。よって実験の値が過小に計測されている。一方 MPS 法では先端の速度を正しく計測（解析）できているので先端の流速形状に違いが出る。

Fig.4-3-11 から Fig.4-3-15 までは時系列での圧力的水槽実験結果と 2次元 MPS 法の結果の比較である。現象としては圧力は鉛直壁面に衝突した際の衝撃波圧と上昇した水塊が落下する際の 2 回のピークが存在する。圧力計測地点が高くなるにしたがい圧力値が低くなる傾向がある。衝撃波圧と水塊の落下による波圧は高さ 0.04m 付近ではほぼ同じ値になり高さ 0.02m の場合は衝撃波圧が大きく高さ 0.06m の場合水塊の落下による波圧が大きい。すべての場合において、MPS 法はこれらの特徴を良く表現できていることがわかる。しかし全体的な圧力値は低い傾向にある。この原因は 2つ考えられる。一つは壁境界を粒子で構成していることによる表面の凹凸である。粒子によって壁境界を構成すると壁境界粒子と隣接する壁境界粒子との間に粒子間距離の谷が発生する。MPS 法における粒子数密度は影響半径内にある粒子との粒子間距離

のみを変数としている．よって壁粒子と壁粒子の間には流体粒子が入り込める余地ができてしまう．これは2章3節で示した衝突位置によって衝突力が変化する問題と同様の問題である．これにより壁面を滑るような流体の挙動の際，壁面の凹凸により流体の剥離が発生しようとする．Fig.4-3-13やFig.4-3-15に表れている，鉛直高さが高くなるにつれてMPS法の圧力値が実験と比較して低くなる現象の原因はここにあると考えられる．また，Fig.4-3-16からFig.4-3-25にMPS法によるスナップショットを示す．Fig.4-3-20, Fig.4-3-22, Fig.4-3-24のスナップショットに表れている岸壁と流体の境界での圧力の低下も岸壁を構成する粒子の凹凸が原因で粒子数密度の低下を招き，自由表面と認識されていると考えられる．

もうひとつは壁面の粒子数密度を計測する際の積分領域の問題であると考えられる．MPS法は重力項，粘性項を陽的に解き終わった段階での粒子数密度から圧力ポアソン方程式を解いている．陽的な計算が終了した段階での粒子配置は圧縮性を許容している．しかし壁粒子では粒子数密度の変化が発生する領域がそもそも小さい(Fig.4-3-26)．これが壁境界での圧力の低下を招いていると考えられる．しかし，これは位置ベクトルが固定された壁粒子にのみ発生すると考えられる．浮体に作用する衝撃津波波圧は浮体を構成する粒子が一度流体として解かれていることから粒子数密度の積分領域の影響を受けないと考える．いくつかの問題点はあるものの，MPS法は衝撃津波波圧の特徴をよく再現できており，衝撃津波波圧をMPS法で再現することは可能であるといえる．

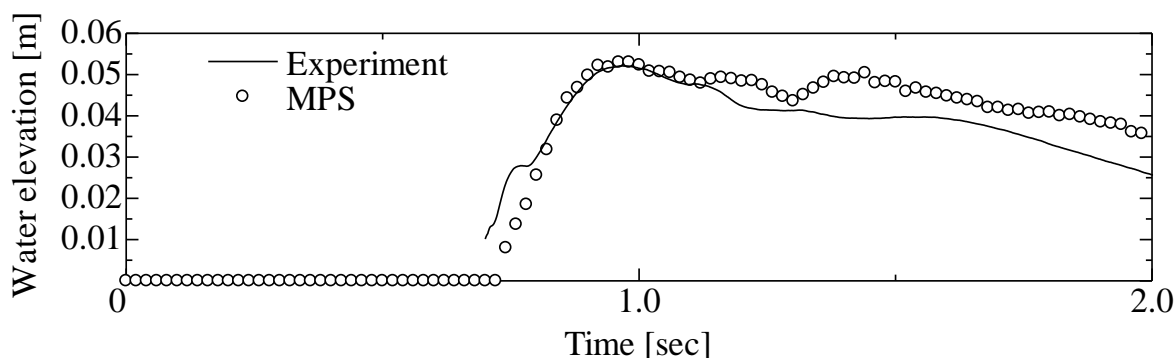


Fig.4-3-1 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2 (X=0.2[m])

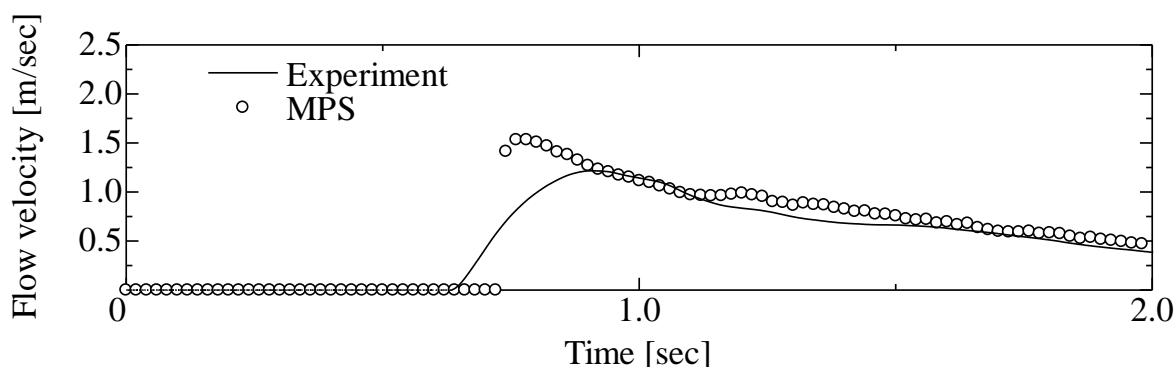


Fig.4-3-1 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2

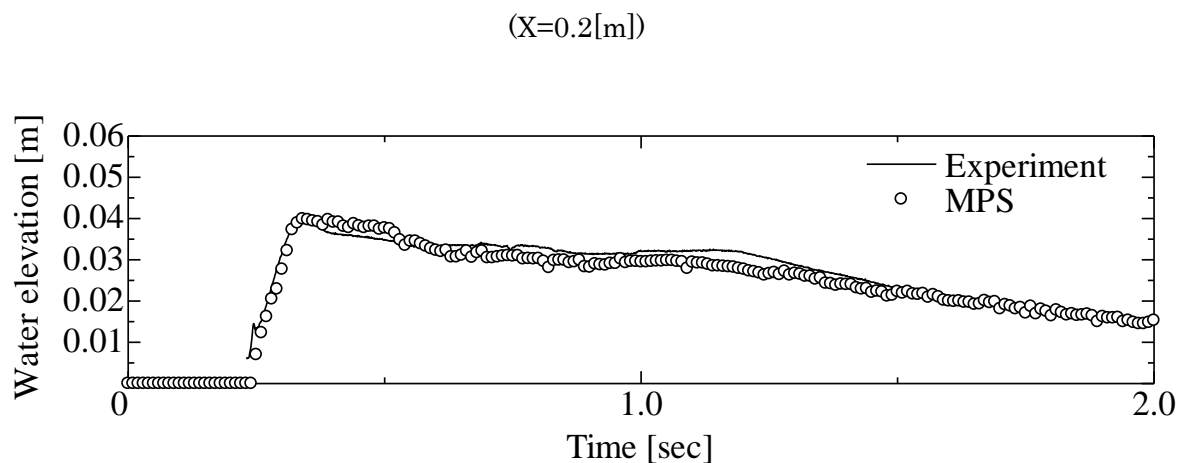


Fig.4-3-2 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2

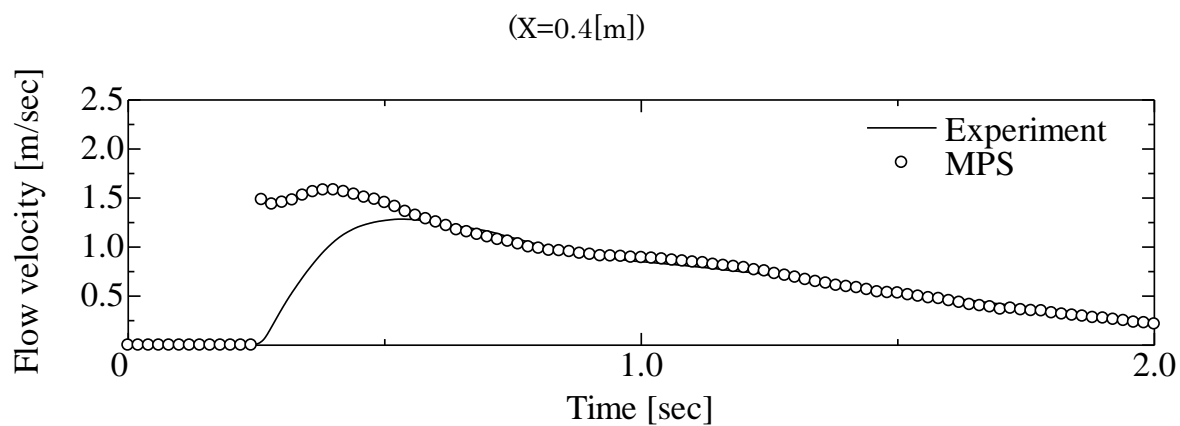


Fig.4-3-4 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2

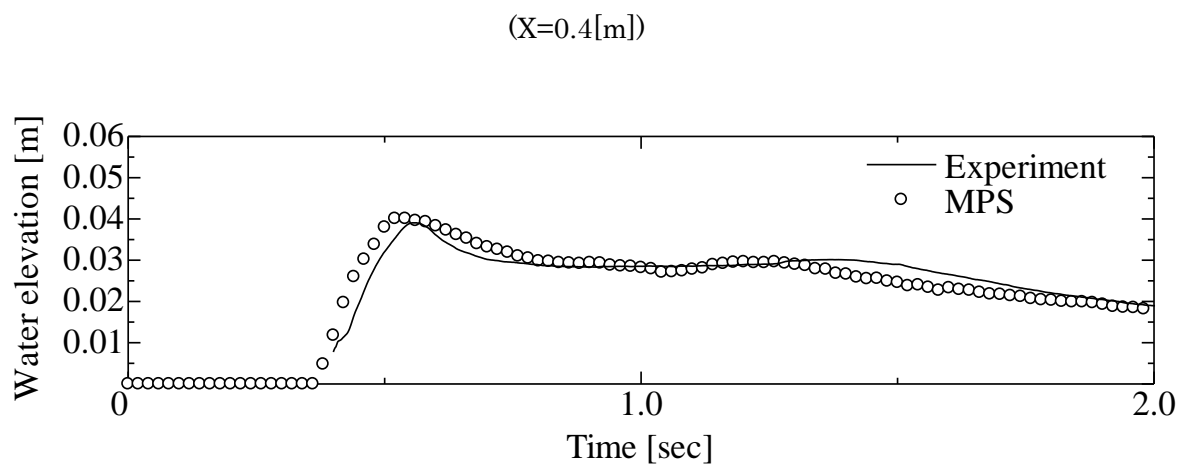


Fig.4-3-5 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2

(X=0.6[m])

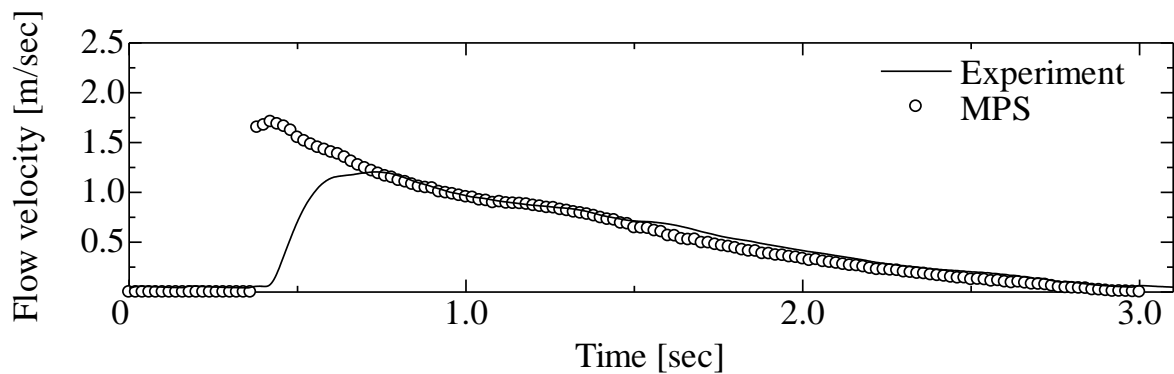


Fig.4-3-6 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2
(X=0.6[m])

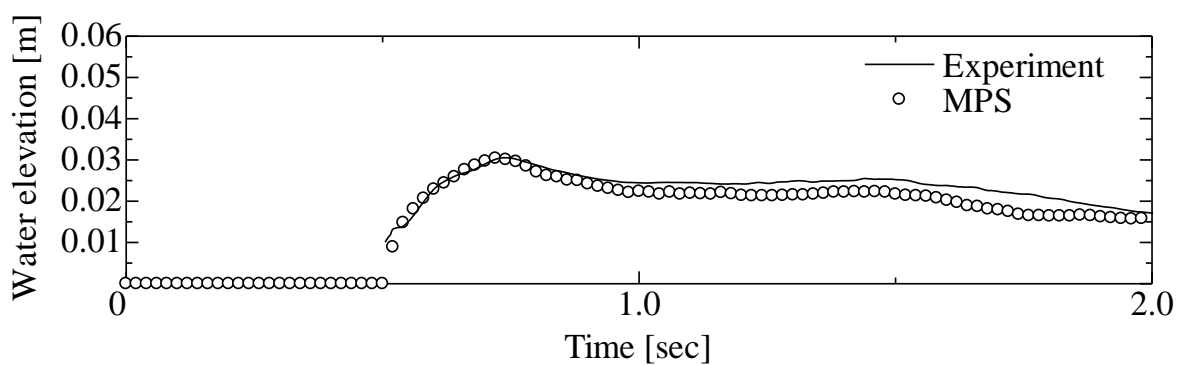


Fig.4-3-7 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2
(X=0.8[m])

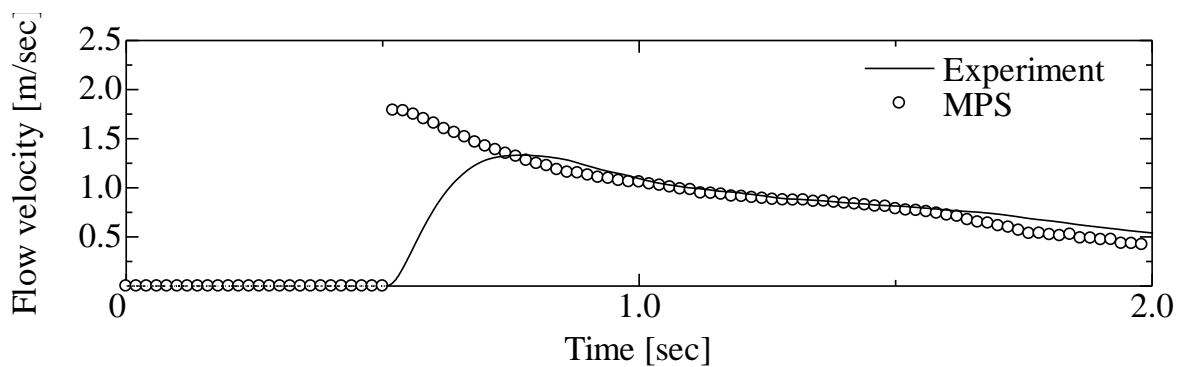


Fig.4-3-8 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2
(X=0.8[m])

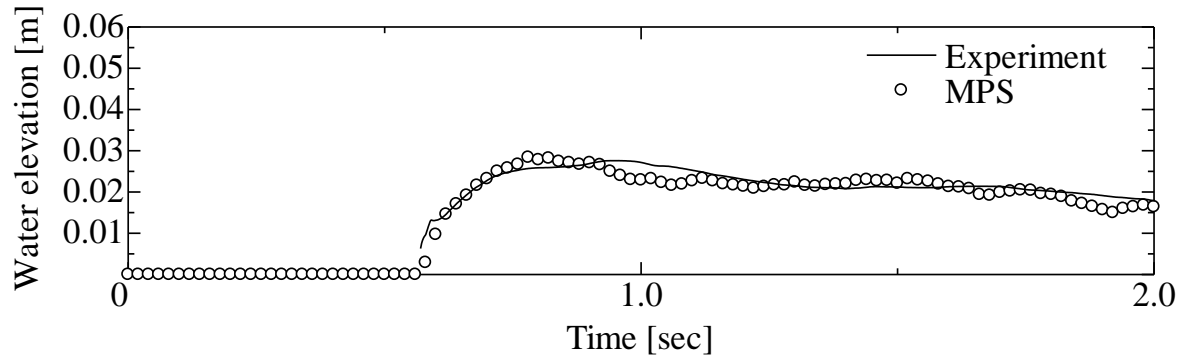


Fig.4-3-9 Comparison of time series of wave form between experiment and 2D-MPS at H2
(X=1.0[m])

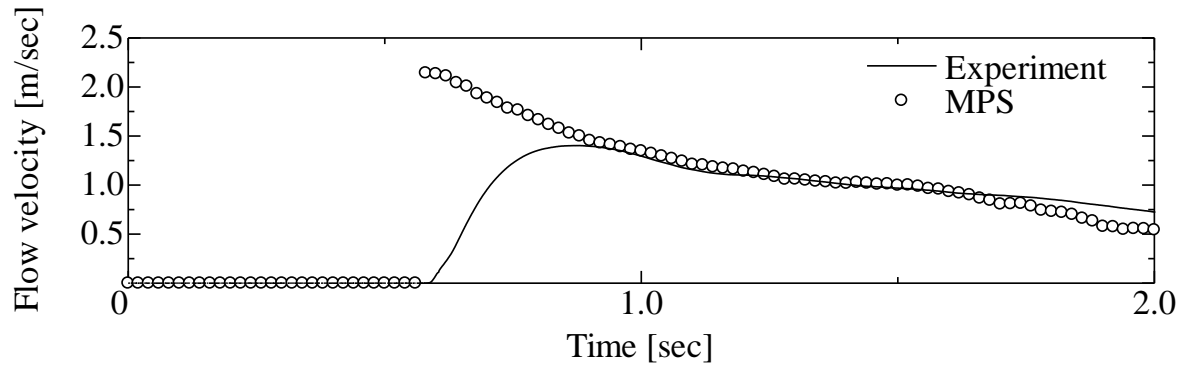


Fig.4-3-10 Comparison of time series of flow velocity between experiment and 2D-MPS at H2
(X=1.0[m])

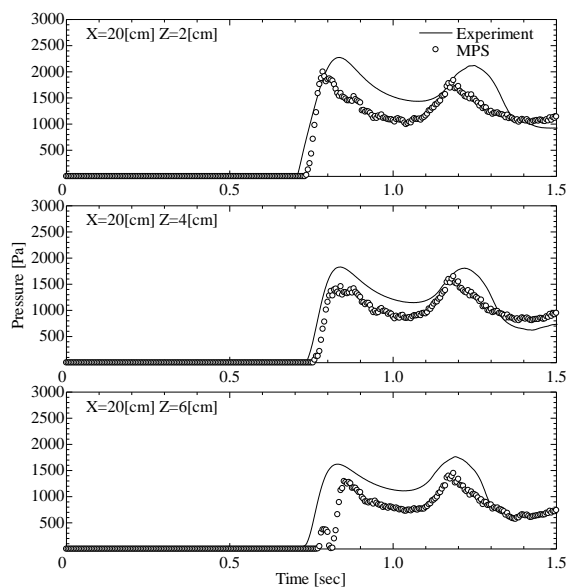


Fig. 4-3-11

Comparison of time series of pressure
between experiment and 2D-MPS at
 $Z=2-6[cm], X=20[cm]$

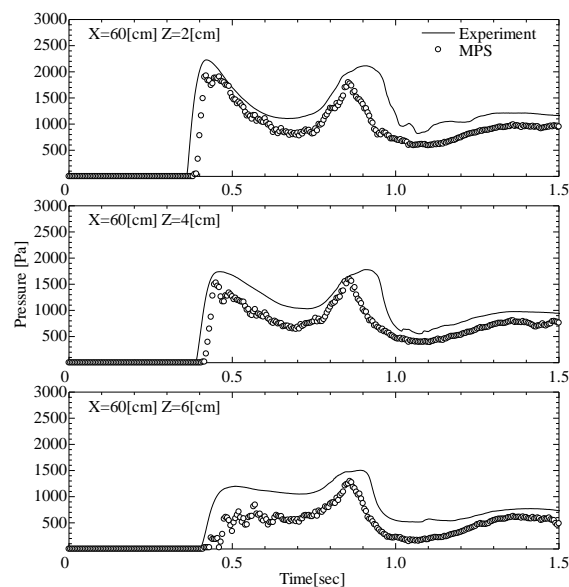


Fig. 4-3-13

Comparison of time series of pressure
between experiment and 2D-MPS at
 $Z=2-6[cm], X=60[cm]$

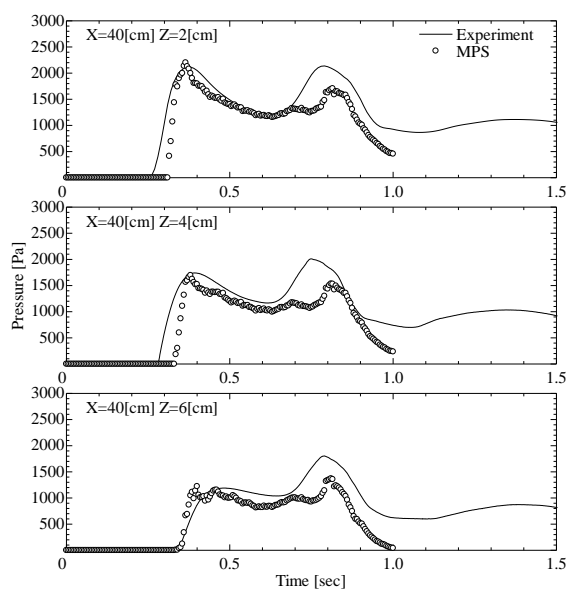


Fig. 4-3-12

Comparison of time series of pressure
between experiment and 2D-MPS at
 $Z=2-6[cm], X=40[cm]$

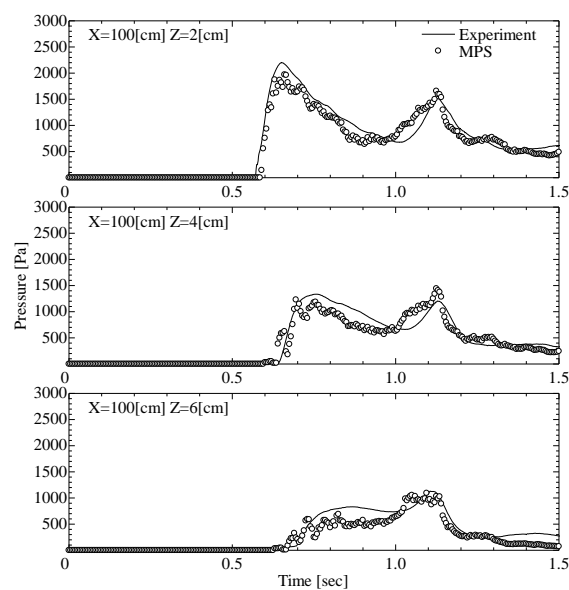


Fig. 4-3-14

Comparison of time series of pressure
between experiment and 2D-MPS at
 $Z=2-6[cm], X=80[cm]$

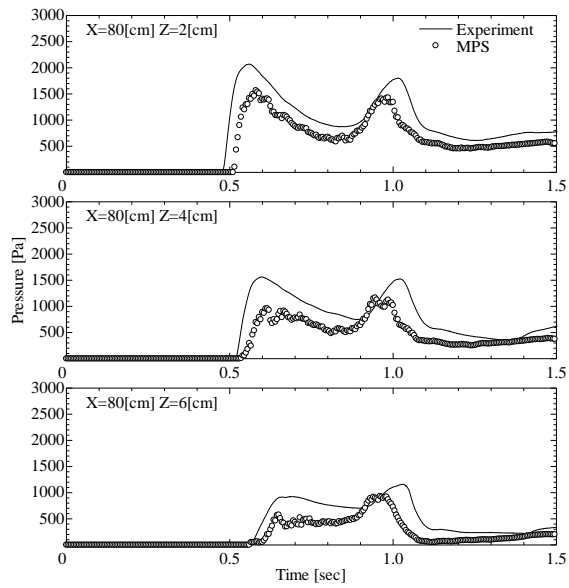
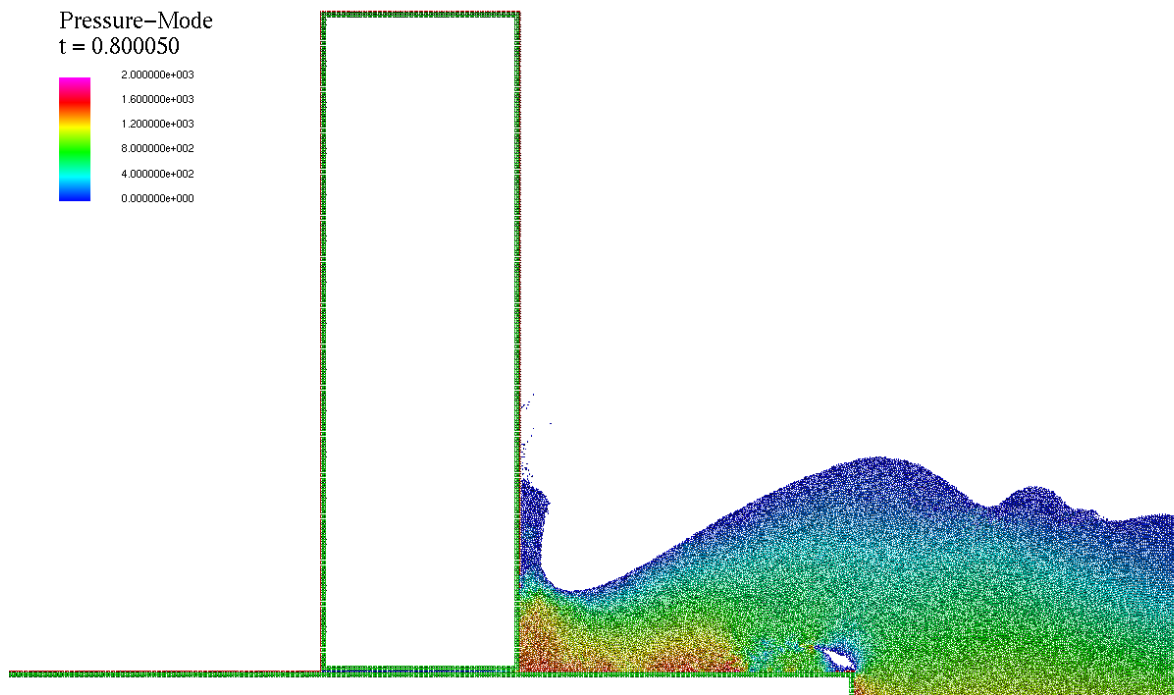


Fig. 4-3-15

Comparison of time series of pressure
 between experiment and 2D-MPS at
 $Z=2-6[\text{cm}], X=100[\text{cm}]$

Fig. 4-3-16 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS $X=20[\text{cm}]$

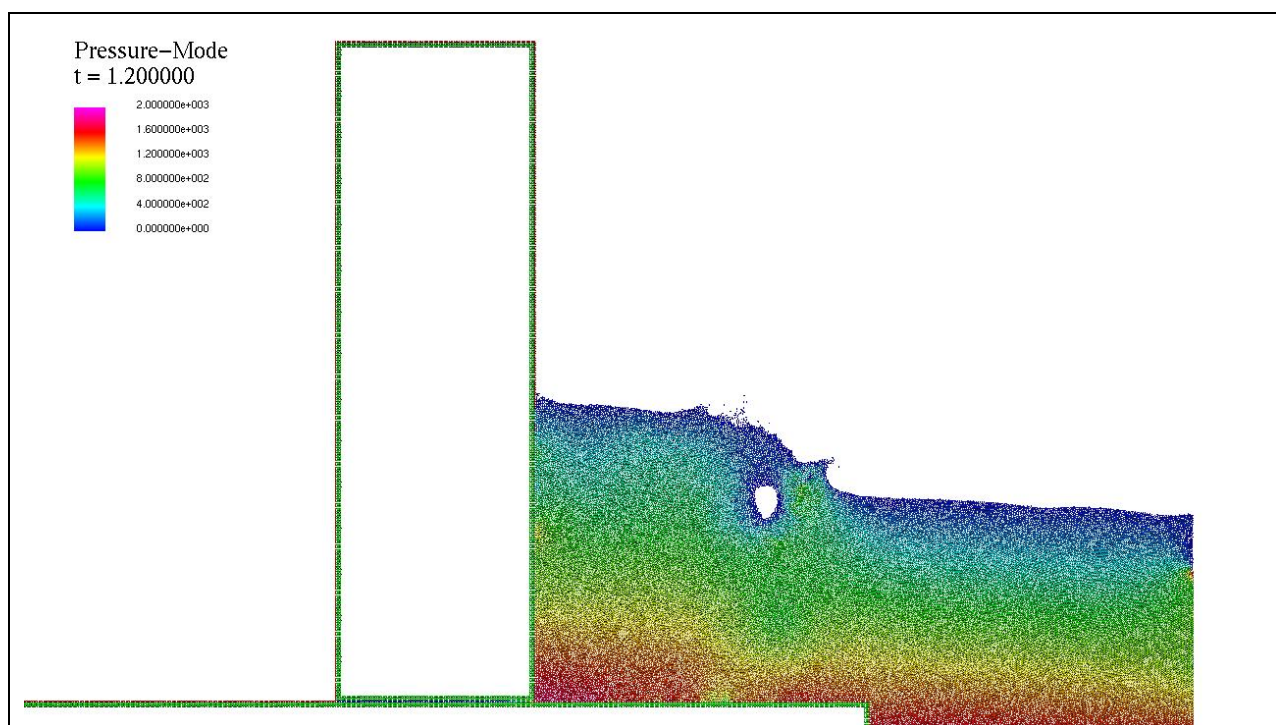


Fig. 4-3-17 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=20[cm]

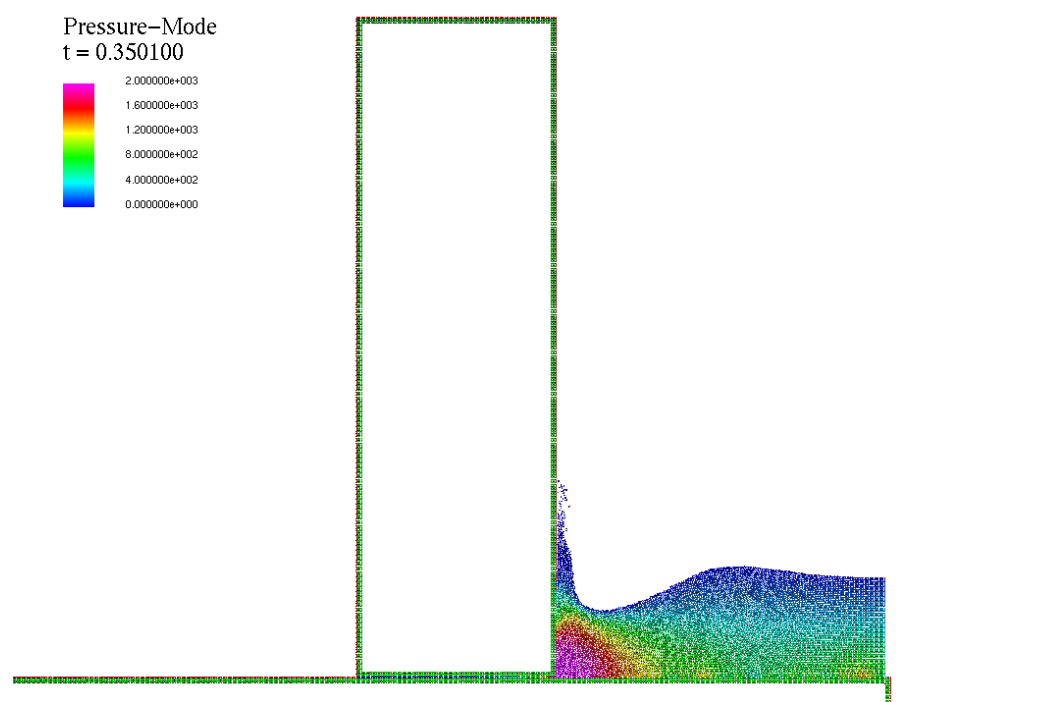


Fig. 4-3-18 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=40[cm]

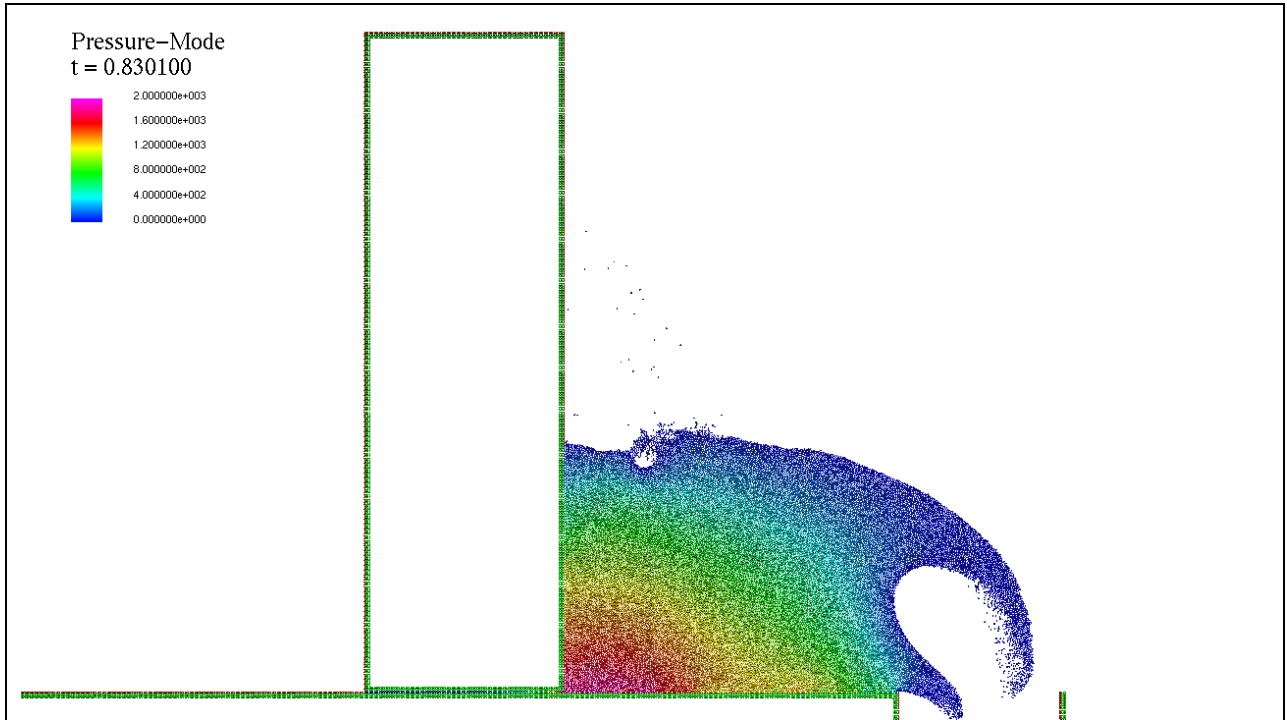


Fig. 4-3-19 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=40[cm]

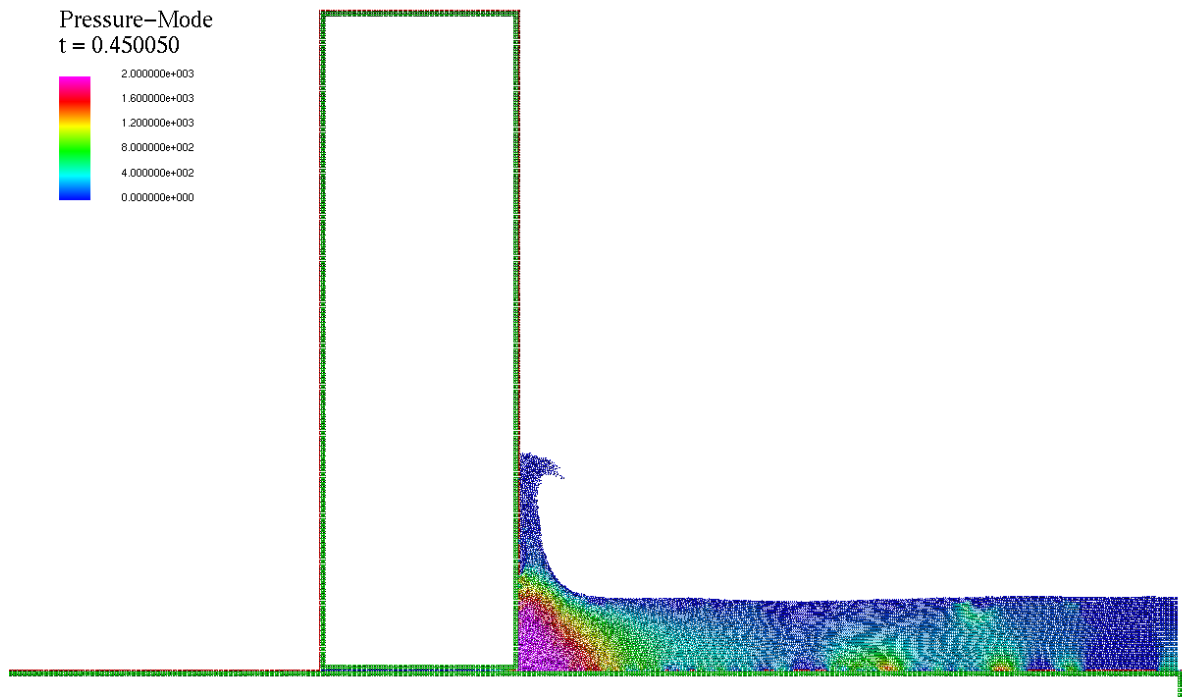


Fig. 4-3-20 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=60[cm]

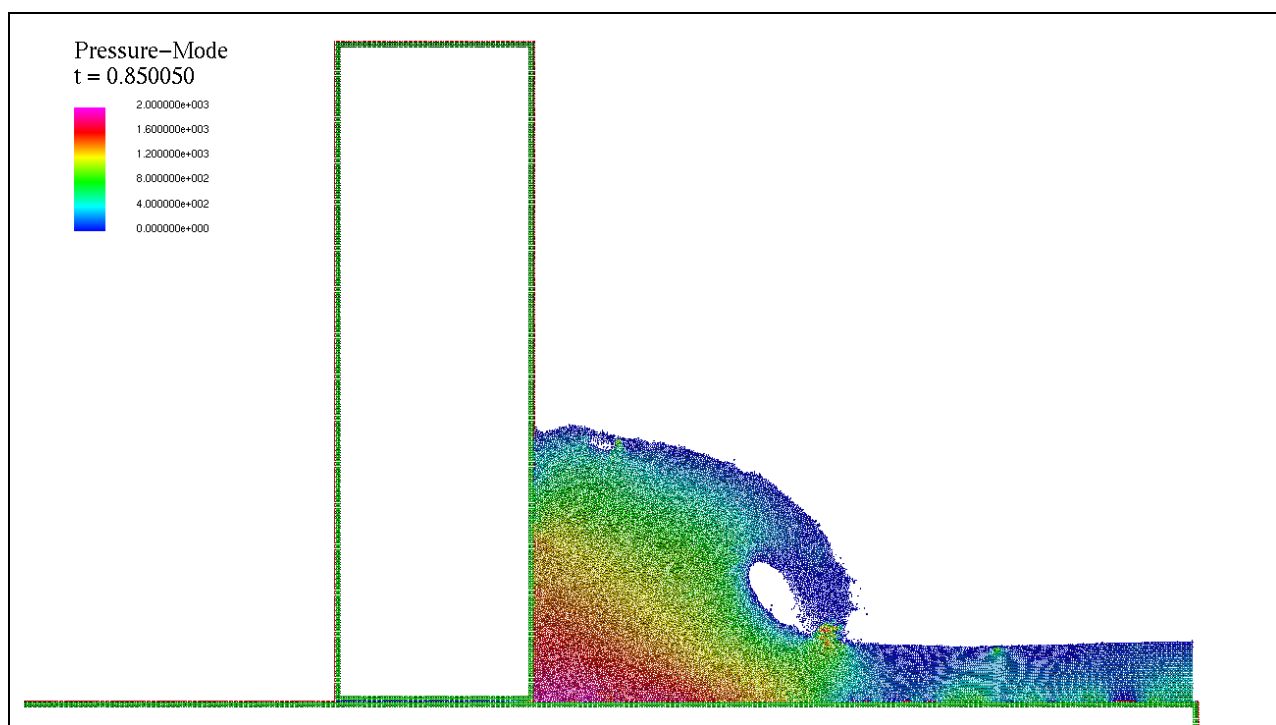


Fig. 4-3-21 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=60[cm]

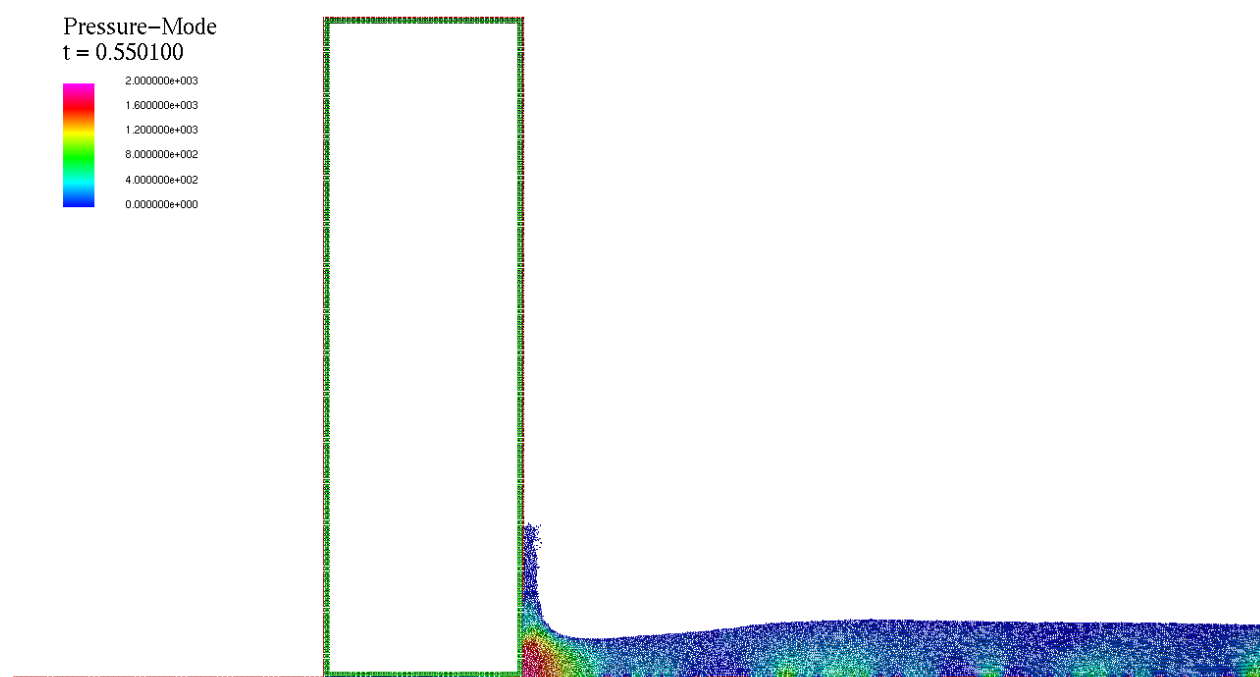


Fig. 4-3-22 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=80[cm]

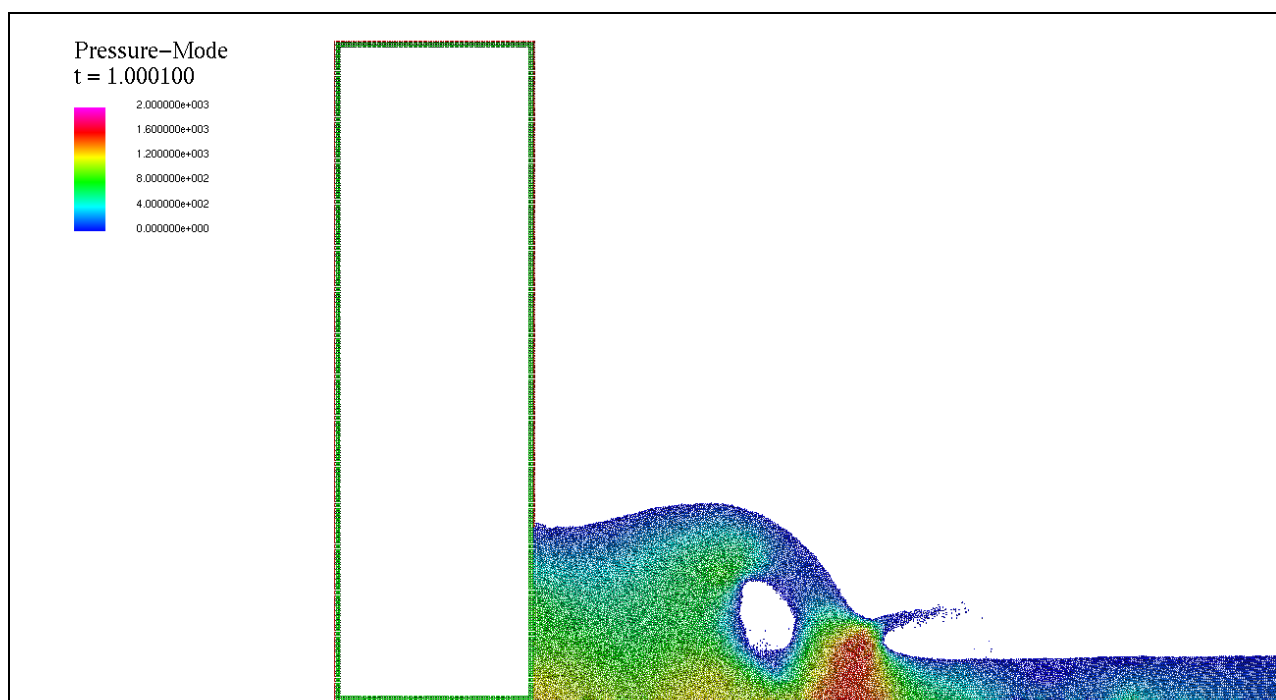


Fig. 4-3-23 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=80[cm]

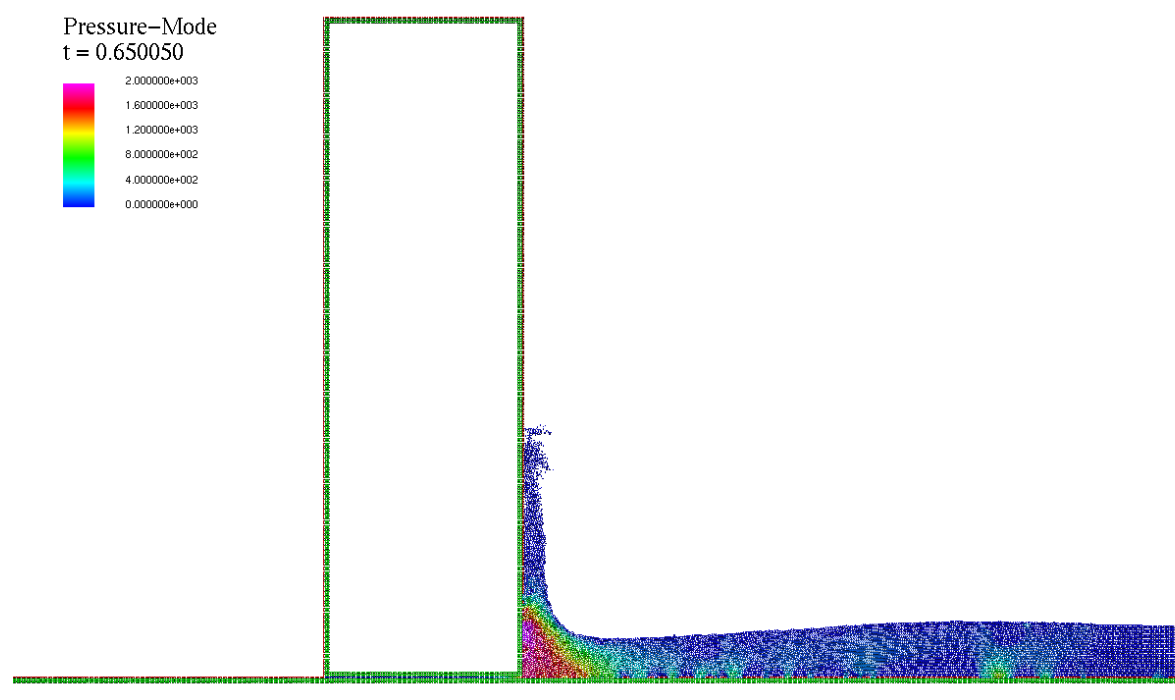


Fig. 4-3-24 Snapshot of pressure in first-impact with 2D-MPS X=100[cm]

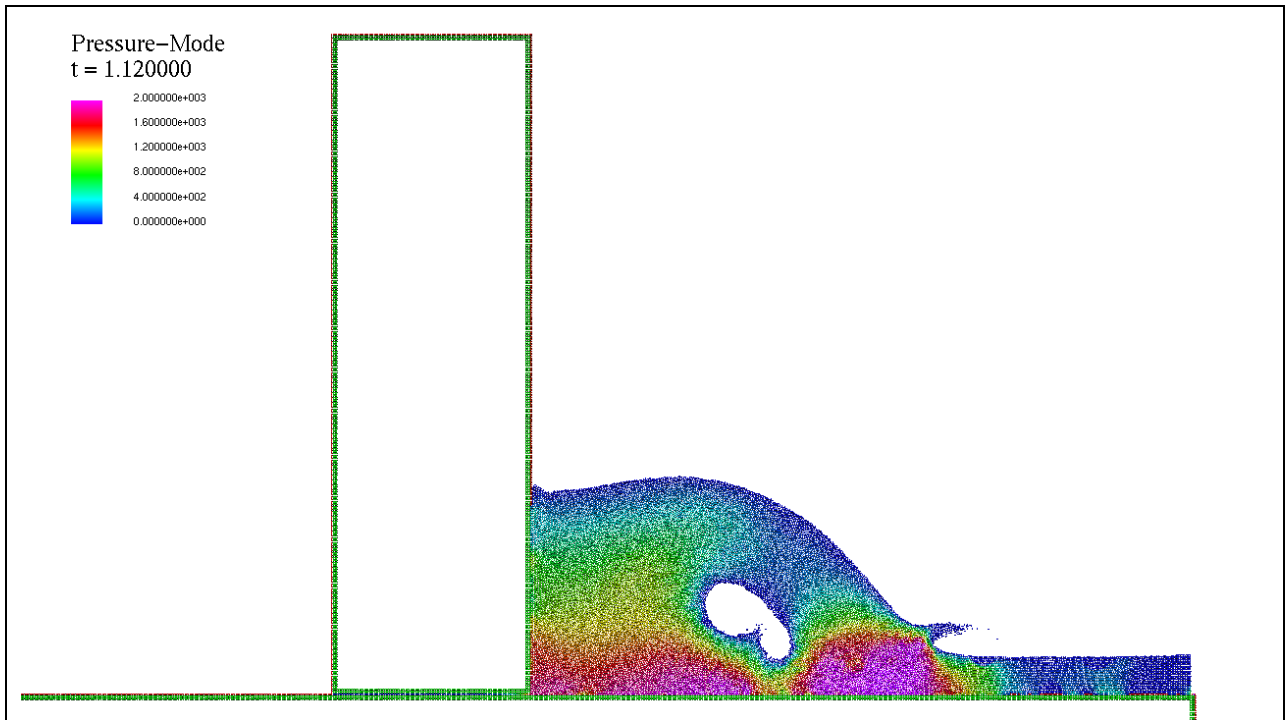


Fig. 4-3-25 Snapshot of pressure in second-impact with 2D-MPS X=100[cm]

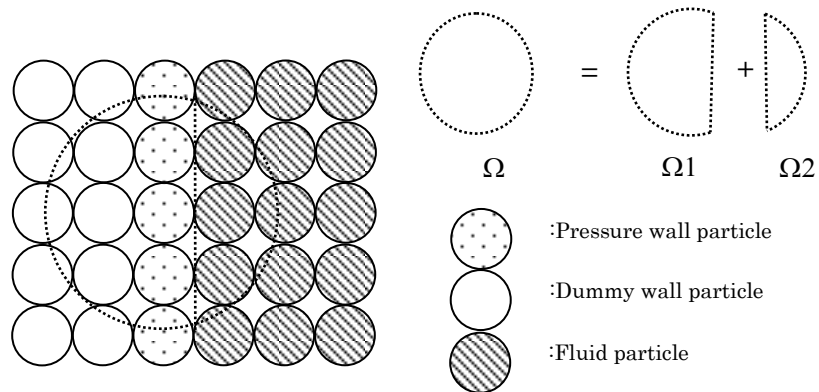


Fig.4-3-26 Image of difference of the integration area around pressure wall particle

第5章 津波漂流物の衝突現象の再現

5-1 水槽実験

実験施設は日本大学理工学部が所有する2次元水槽を使用する。Fig.5-1-1の配置で孤立波を造波させ、仮底上0.5m地点と2.5m地点の水面変動量、流速をH1,V1,H2,V2として計測する。その後、Fig.5-1-2のように岸壁を仮底上2.5m地点に設置し、岸壁先端位置の遡上水位および遡上流速をH3,V3として計測する。

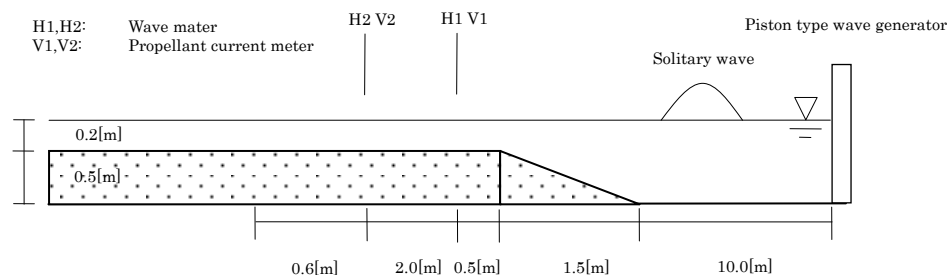


Fig.5-1-1 Collision experiment setup of tsunami floating object 1

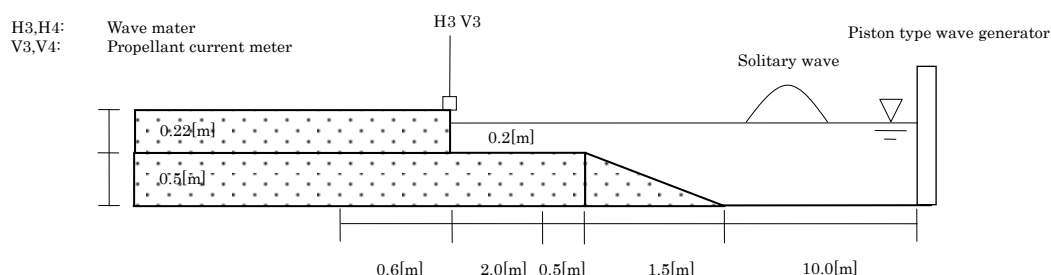


Fig.5-1-2 Collision experiment setup of tsunami floating object 2

Fig.5-1-3の配置で岸壁先端から0.6m地点に上部を固定した丸鋼($\phi=28.0\text{mm}$)の片持ち梁を設置し、岸壁模型に接するように浮体模型を海域側に設置する。片持ち梁の長さは支持点から0.92mとした。また漂流物模型が片持ち梁に衝突した際の片持ち梁と岸壁の引っかかりを防止する目的で岸壁と片持ち梁先端は1.0cmの距離があるように設置した。設置した計測機器はM1:浮体の乗り上がり挙動計測のためのモーショントラッカー、M2:片持ち梁変位計測のためのモーショントラッカー、M3:浮体衝突位置の計測のためのモーショントラッカー、P1,P2:衝突時流体圧計測のための圧力センサである。計測時のサンプリング周波数は1000Hz、モーショントラッカーは500fpsに設定した。各センサの性能をTable 5-1-1に示す。また、すべての実験は各2回ずつ行い再現性を確認している。

漂流物模型はアクリル製であり、板厚は5.0mmである。浮体内部には5.0mmのアクリル製の角材でフレームが組まれている。また側面に衝突時の漂流物模型の破壊を防ぐため厚さ5.0mmの硬質ゴムで保護している。硬質ゴムによる岸壁との摩擦力増大を防ぐ目的で衝突面中央10cm

を除き厚さ 0.5mm のプラスチック製の板で硬質ゴムを覆っている。また、内部にはバラストとして 2.0kg の錘を 4 個設置している。Fig.5-1-4 および Table 5-1-3 に浮体模型の詳細を示す。また、実験で使用した浮体模型を Fig.5-1-5 に示す。慣性モーメントおよび重心高さの計測には各部材質量を計測し、全部材寸法の最大公約数である 1mm で空間離散化した浮体モデルを作成し、解析的に求めた (Fig. 5-1-6 から Fig. 5-1-10)。各部材の質量と離散化した際の粒子数を Table 5-1-2 に示す。

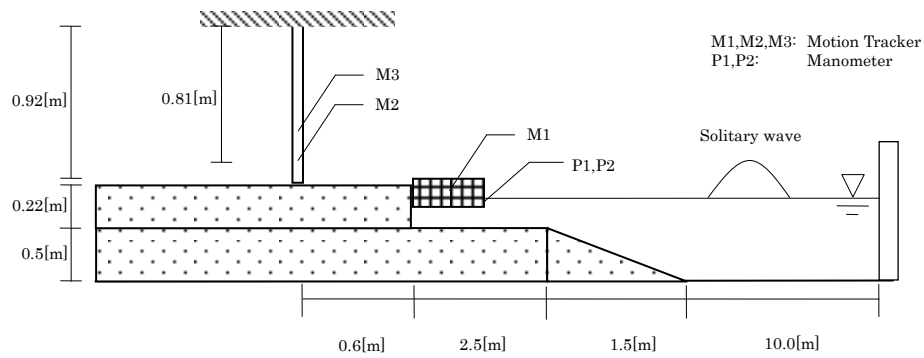


Fig.5-1-3 Collision experiment setup of tsunami floating object 3

Table 5-1-1 Performance of sensors

Type of sensor	Measurement range	Measurement error
Capacitive wave height sensor	50[cm]	within 0.15[cm]
Propeller meter	$\pm 3.0 \sim \pm 200$ [cm/sec]	within ± 3.0 [cm/sec]
Manometer	0.0196 [MPa]	within 40[Pa]
Motion tracker	640×164[pix]	Depends on shooting distance

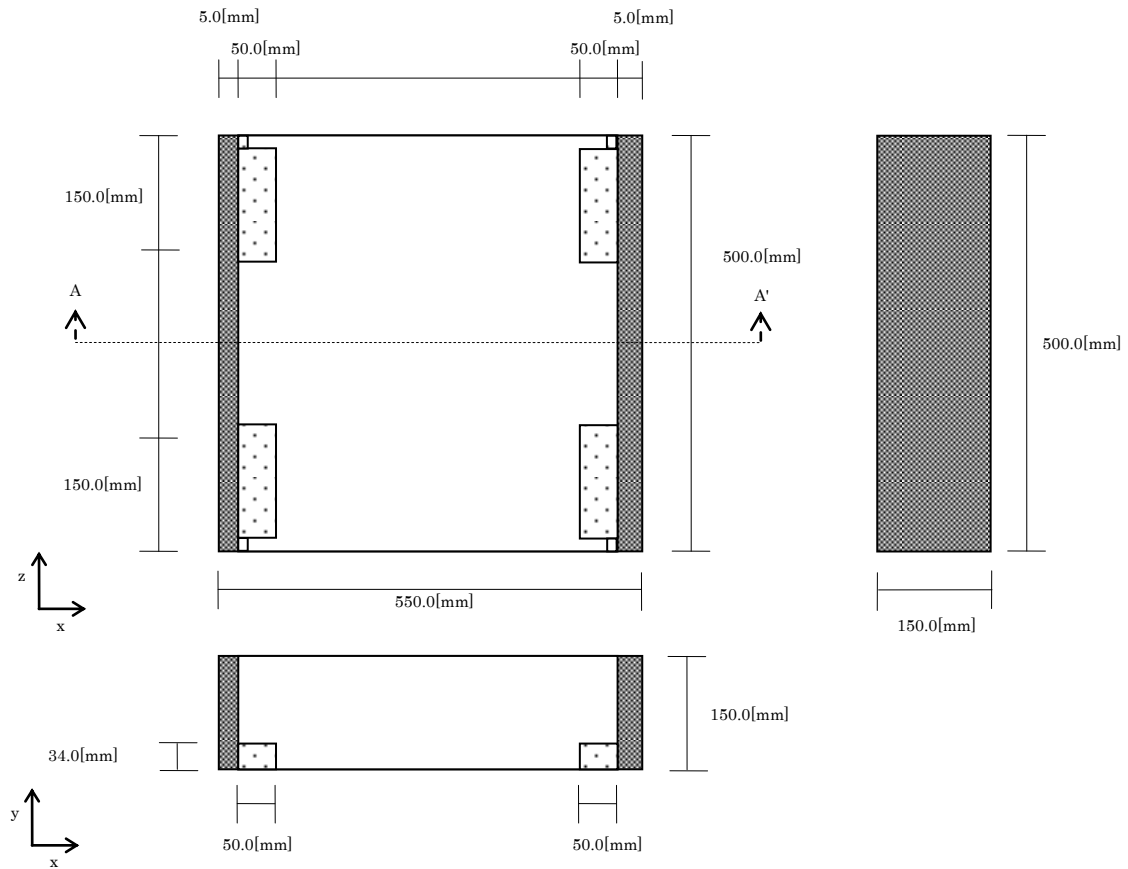


Fig.5-1-4 Drawings and setup of floating object

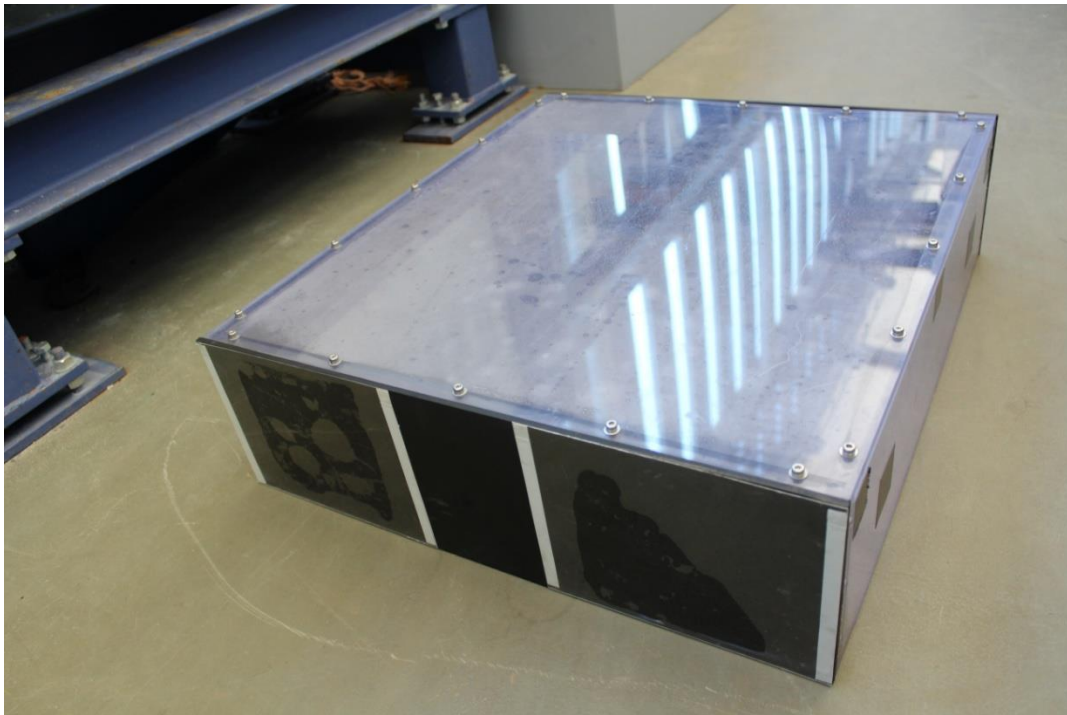


Fig.5-1-5 Photograph of floating object (panoramic view)

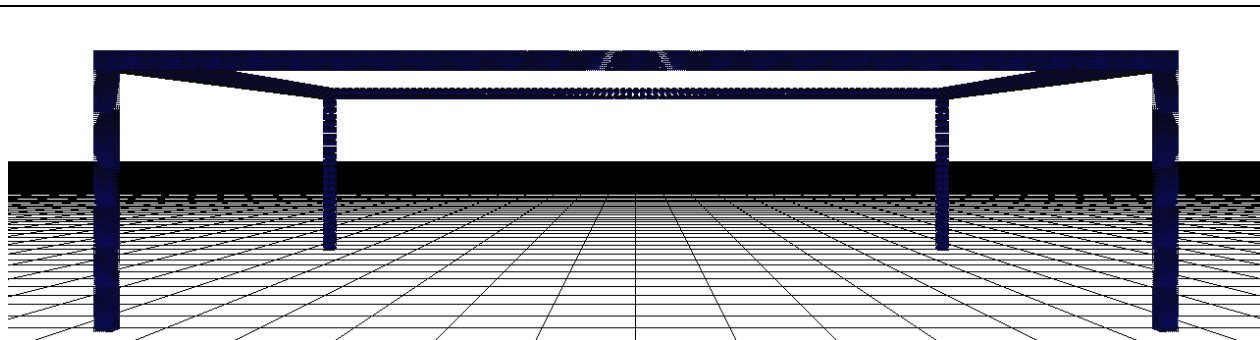


Fig.5-1-6 Frames of spatial discretized with 1mm particles

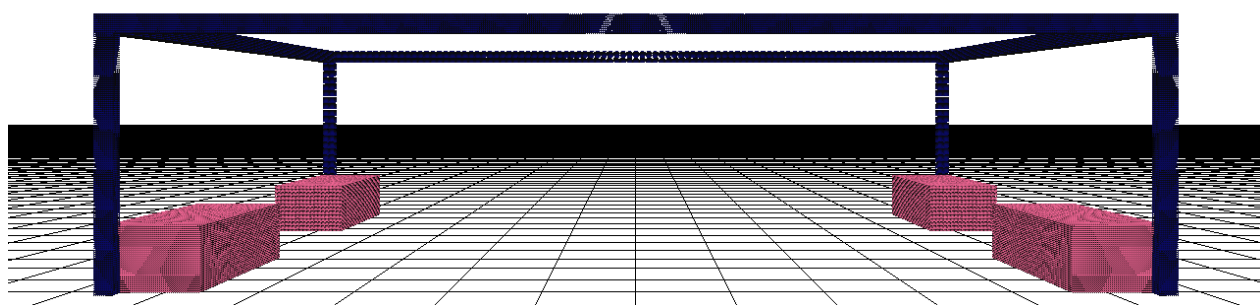


Fig.5-1-7 Frames and ballast weights of spatial discretized with 1mm particles

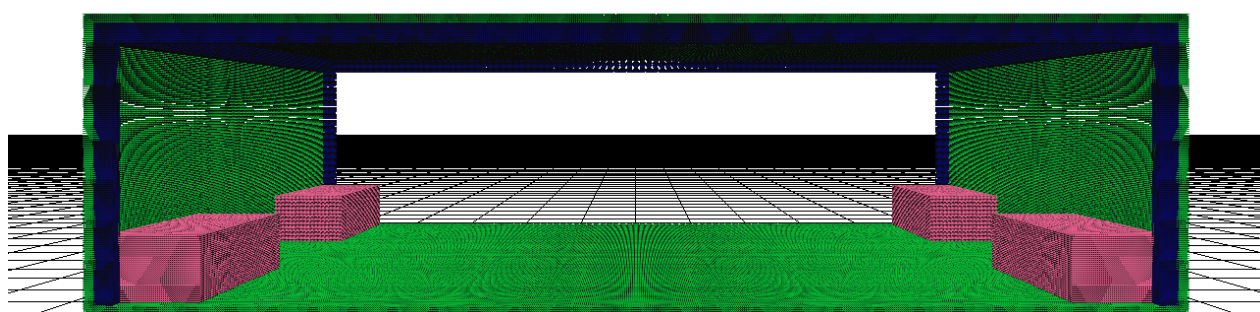


Fig.5-1-8 Frames, ballast weights and outer plates of spatial discretized with 1mm particles

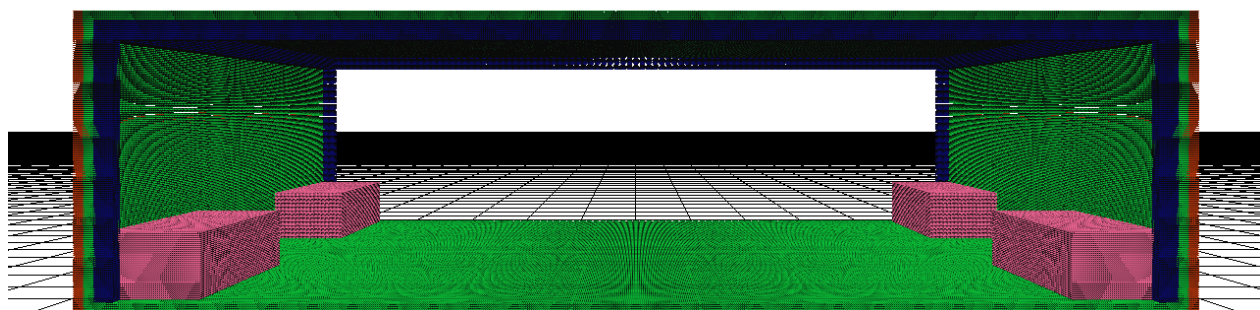


Fig.5-1-9 Frames, ballast weights, outer plates and hard rubbers of spatial discretized with 1mm particles

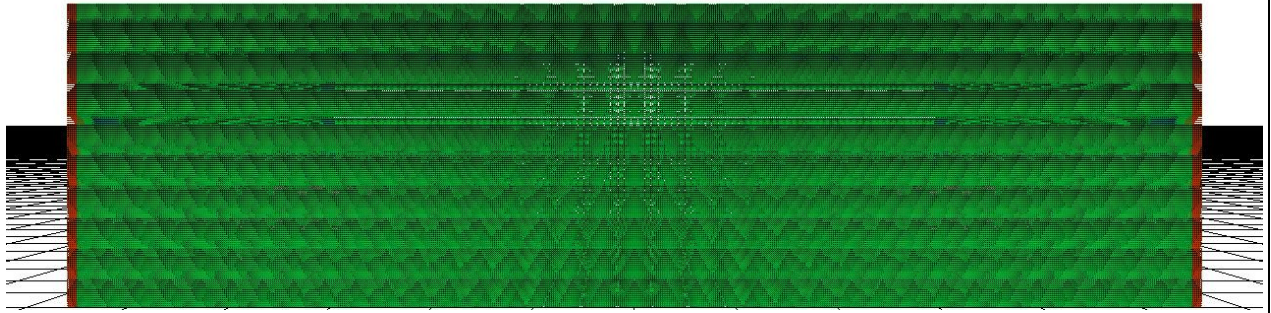


Fig.5-1-10 Frames, ballast weights, outer plates and hard rubbers of spatial discretized with 1mm particles (Lateral view)

Table 5-1-2 The mass and particle number of the component of the floating object

	Mass[kg]	Particle number
Frame and outer plate	6.0	4460000
Ballast	2.0×4	750000
Hard rubbers	0.8×2	1020000

Table 5-1-3 Specifications of floating object in experiment

Mass[kg]	15.6
Weight center(from bottom of object) [mm]	48.6
Inertia at weight center[kgm ²]	0.834

片持ち梁の剛性を計測するため、静的荷重実験を行った。重力式荷重とし、片持ち梁支持の部材端点にワイヤを用いて錘を吊るす。変位 $M0$ はビデオトラッカーを用い計測を行う。Fig.5-1-11に静的荷重試験配置図を示す。また、支持部分は万力による固定を行った。鋼材は鉄製で $\phi = 28 \text{ mm}$ の丸鋼を使用した。

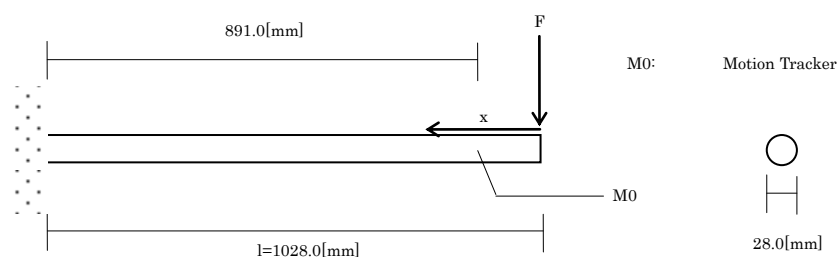


Fig.5-1-11 Experimental setup of static loading

Fig.5-1-6, Table 5-1-4 に計測結果を示す。また、最小二乗法による解析を行い、片持ち梁の変位を式(5-1-1)と考え、 $3EI$ を求めた結果、 $3EI = 1.796 \times 10^{10} \text{ Nmm}^2$ であった。なお重力加速度は 9.8 m/s^2 とした。

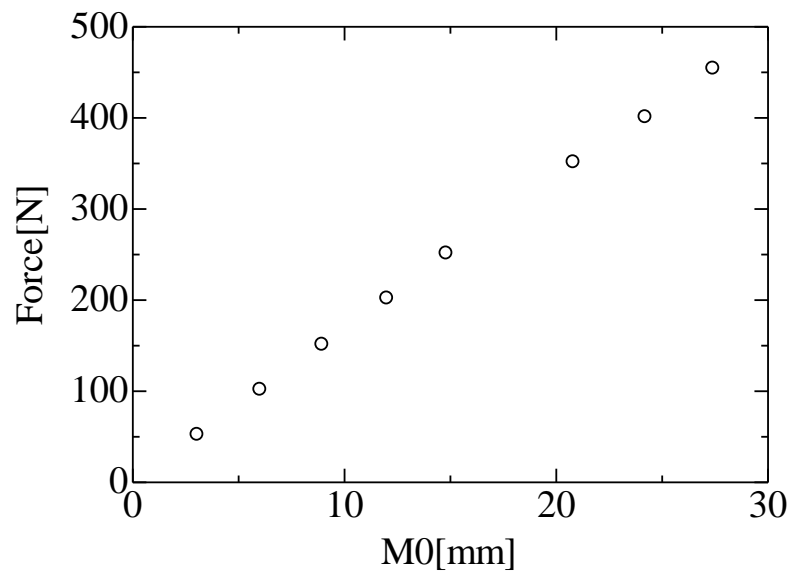


Fig.5-1-12 Relationship of M0 and Force in static loading test

Table 5-1-4 Relationship of M0 and Force in static loading test

Mass[kg]	Force[N]	M0 [mm]
5.25	52.4	3.0
10.4	101.9	6.0
15.3	151.3	8.9
20.6	202.0	12.0
25.7	251.5	14.8
35.9	351.5	20.8
40.9	401.0	24.2
46.4	454.3	27.4

$$u = \frac{Fl^3}{3EI} \left(1 - \frac{3x}{2l} + \frac{x^3}{2l^3} \right) \quad (5-1-1)$$

5-2 MPS 法の計算条件

MPS 法では流入境界を用いて、実験と同様に孤立波を造波させる。流入境界位置から 2.0m 地点での波高流速を H2,V2 として計測する。Fig.5-2-1, Table 5-2-1 にシミュレーション概要を示す。

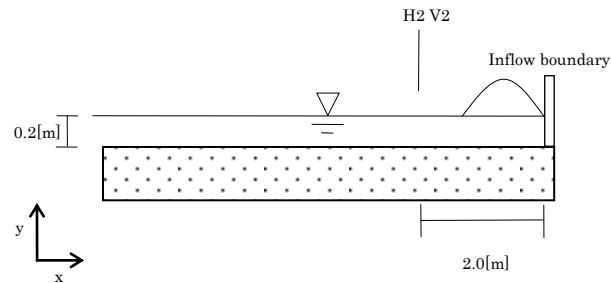


Fig.5-2-1 Collision simulation setup of tsunami floating object 1

Table 5-2-1 Collision simulation condition of tsunami floating object 1

Simulation time[sec]	4.0
Dt[sec]	5.0×10^{-4}
Particle distance[m]	0.01
Particle number	614312
Influence radius	2.1

岸壁を流入境界から 2.0m 地点に導入し岸壁模型先端および岸壁模型先端から 0.6m 地点の遡上水位、遡上流速を H3,V3 として計測する。Fig.5-2-2, Table 5-2-2 にシミュレーション概要を示す。

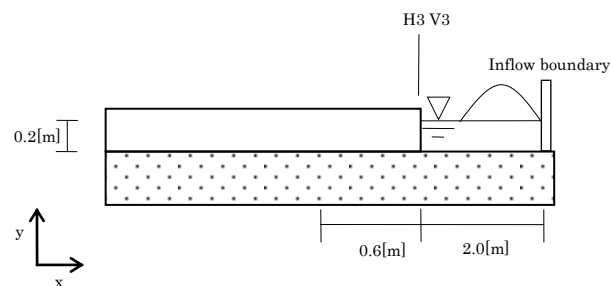


Fig.5-2-2 Collision simulation setup of tsunami floating object 2

Table 5-2-2 Collision simulation condition of tsunami floating object 2

Simulation time[sec]	4.0
Dt[sec]	5.0×10^{-4}
Particle distance[m]	0.01
Particle number	614312
Influence radius	2.1

浮体模型を岸壁先端に接するように配置し、岸壁先端から 0.6m 地点に弾性境界を導入する。なお、津波漂流物の衝突位置は実験の事前測定の結果、支点位置から 760mm の地点であった。式(5-2-1)を用い、片持ち梁剛性を $3.5 \times 10^4 \text{N/m}$ とした。Fig.5-2-3, Table 5-2-3 にシミュレーション概要を示す。

$$k = \frac{3EI}{l^3} \quad (5-2-1)$$

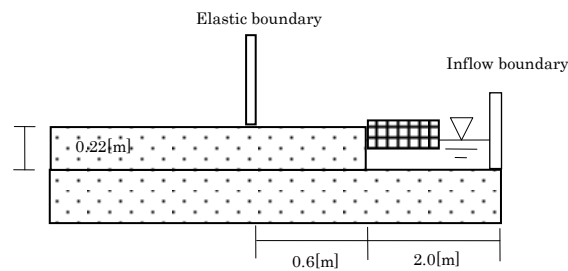


Fig.5-2-3 Collision simulation setup of tsunami floating object 3

Table 5-2-3 Collision simulation condition of tsunami floating object 3

Simulation time[sec]	4.0
Dt[sec]	5.0×10^{-4}
Particle distance[m]	0.01
Particle number	636712
Influence radius	2.1
Stiffness[N/m]	3.5×10^4
M(Equation 3-3-5)	75

漂流物モデルは実験で使用した模型を粒子で再現する。ただし、粒子間距離が 0.01m であるため模型構成部材の寸法の完全な再現は不可能である。そこで、重心高さ、重心位置での慣性モーメント、質量、外形寸法が一致するように構成した。Fig.5-2-4 に作成した漂流物モデルの正面図を、Fig.5-2-5 に断面図を示す。また、漂流物モデルは外板を構成する粒子が内部空間に粒子が存在しないことにより自由表面と判定されないよう粒子を充填している (Fig.5-2-6)。この充填された粒子も含めて重心高さ、重心位置での慣性モーメント、質量、外形寸法が一致するように構

成した. Table 5-2-4 に漂流物の諸元を示す. また, 実験によって事前に計測した水面変動量 $H1$, および流速 $V1$ を Fig. 5-2-7, Fig. 5-2-8 に示す.

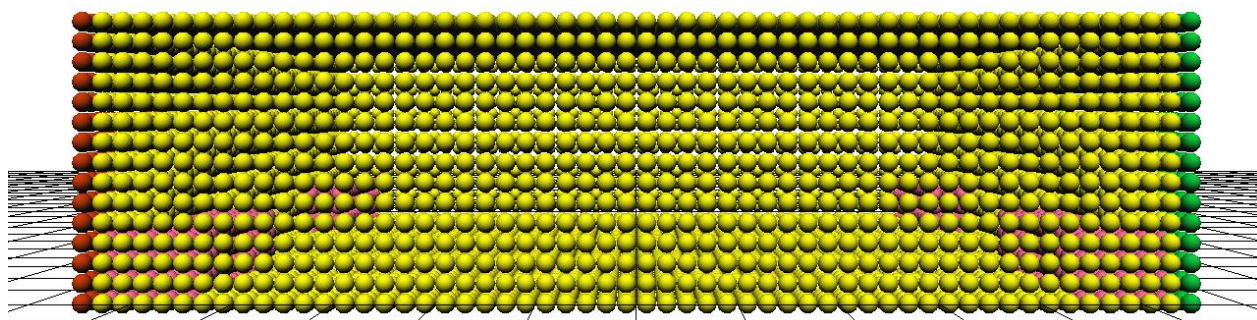


Fig.5-2-4 Setup of floating object in the MPS simulation

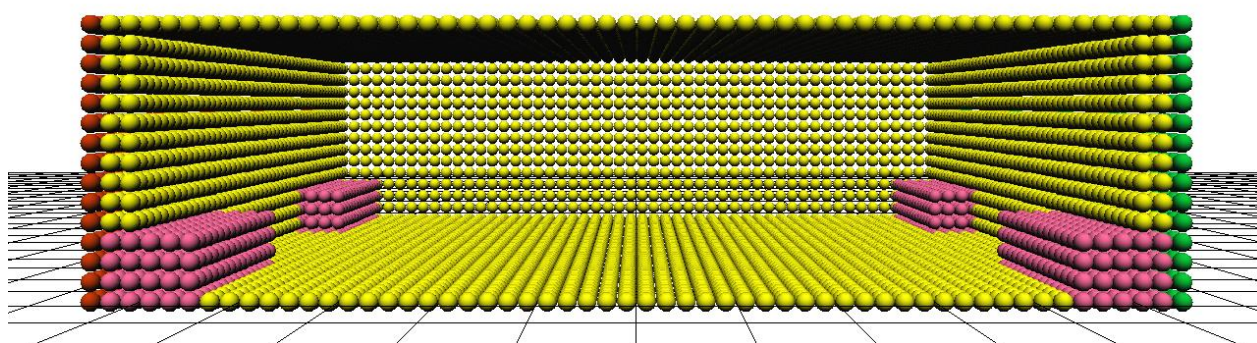


Fig.5-2-5 Cutting model of floating object in the MPS simulation

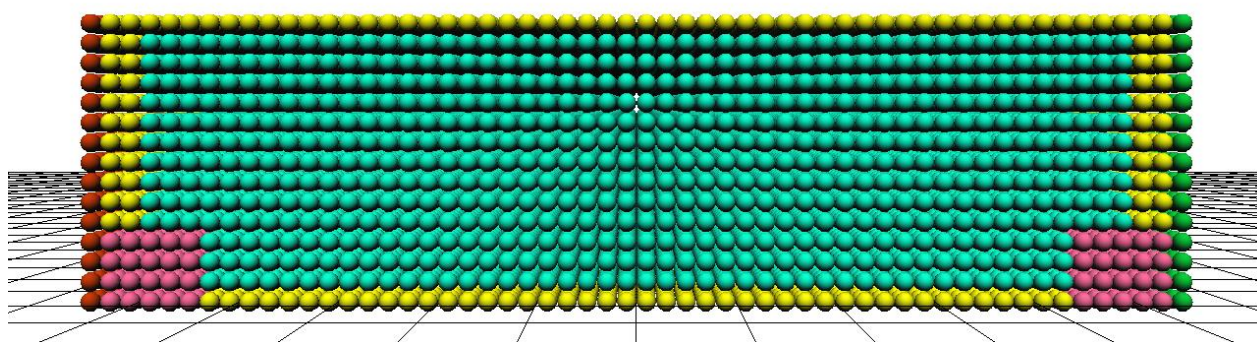


Fig.5-2-6 Cutting model of floating object in the MPS simulation with dummy particles

Table 5-2-4 Specifications of floating object in experiment and the MPS simulation

	Experimental value	MPS
Mass[kg]	15.6	15.6
Weight center(from object bottom) [mm]	48.6	48.7
Inertia at weight center[kgm ²]	0.834	0.834

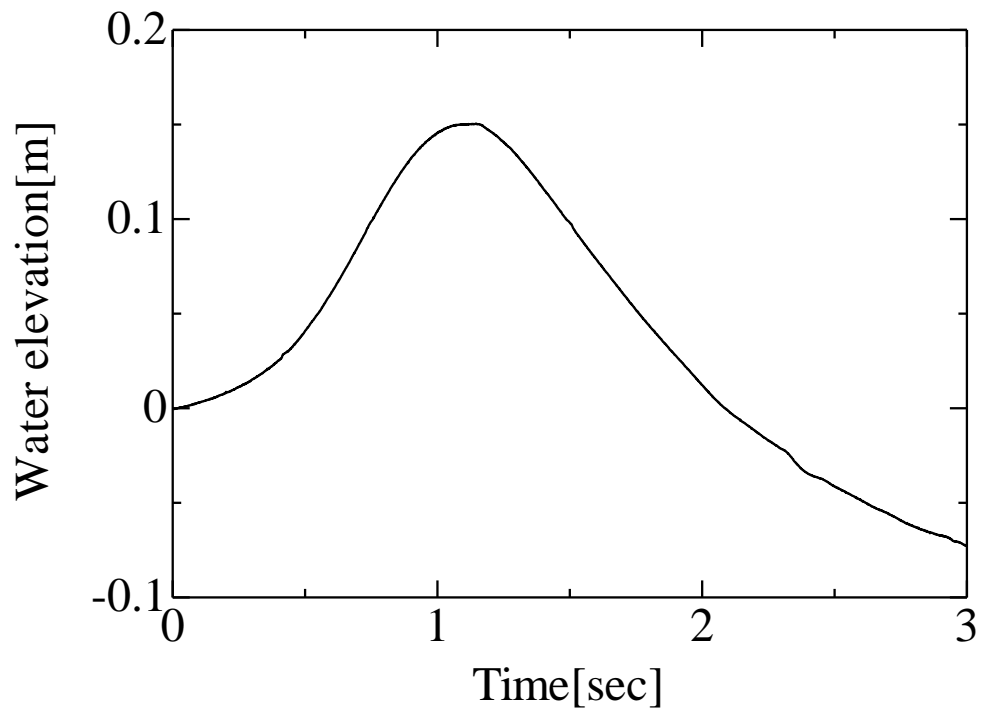


Fig.5-2-7 Time series water elevation at H1 (input wave form)

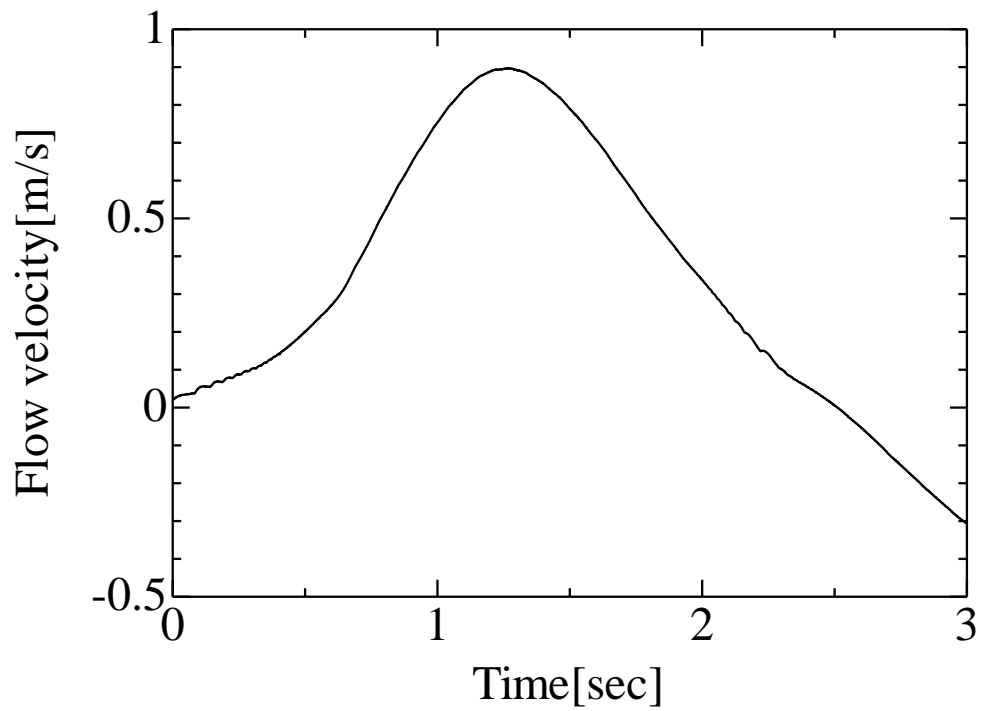


Fig.5-2-8 Time series water elevation at V1 (Input wave form)

5-3 結果と考察

Fig.5-3-1 に時系列水面変動 H2, Fig.5-3-2 に時系列流速 V2 を示す. MPS 法で造波した波は実験をよく再現できている. Fig.5-3-3 に時系列水面変動 H3, Fig.5-3-4 に時系列流速 V3 を示す. 岸壁先端での遡上水位, 遡上流速ともにシミュレーションは実験を精度よく再現できている.

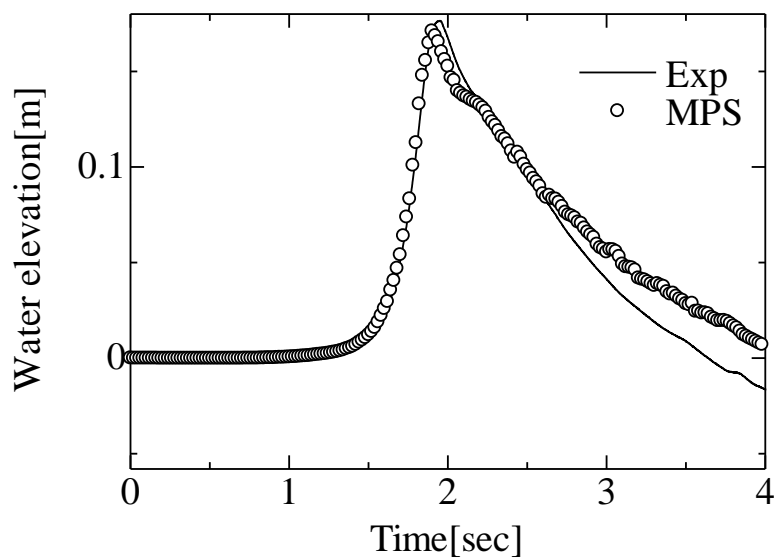


Fig.5-3-1 Time series wave elevation at H2

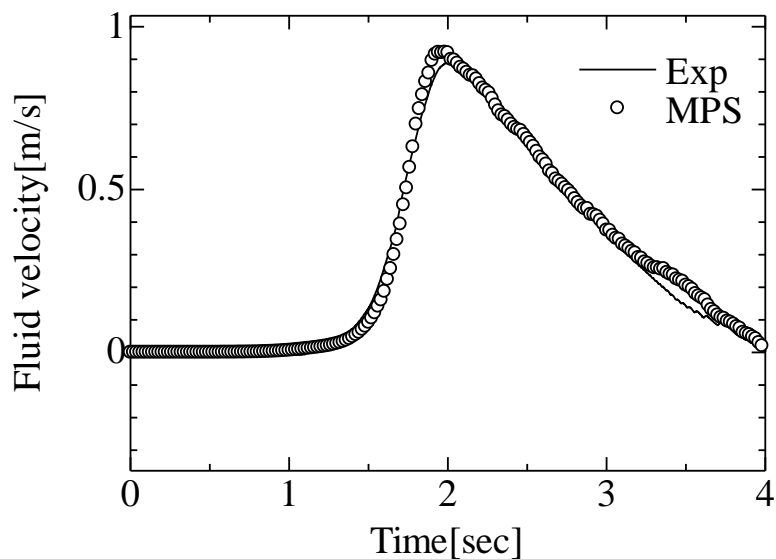


Fig.5-3-2 Time series flow velocity at V2

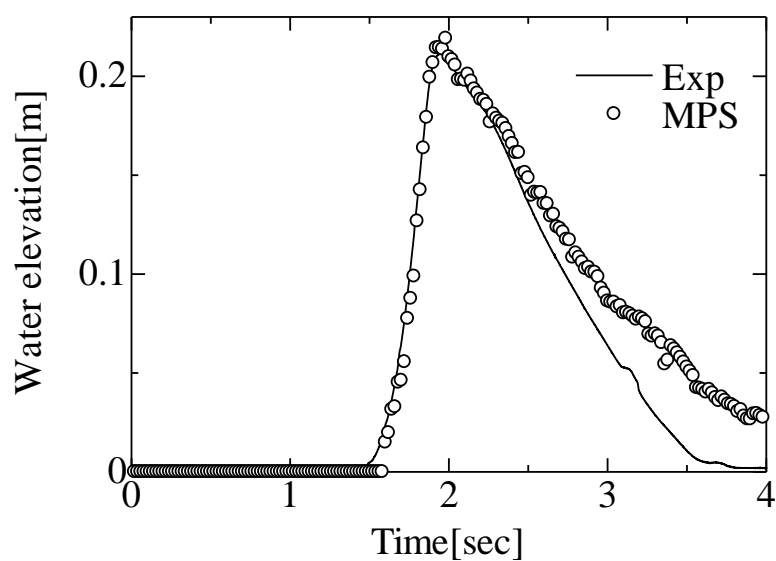


Fig.5-3-3 Time series wave elevation at H3

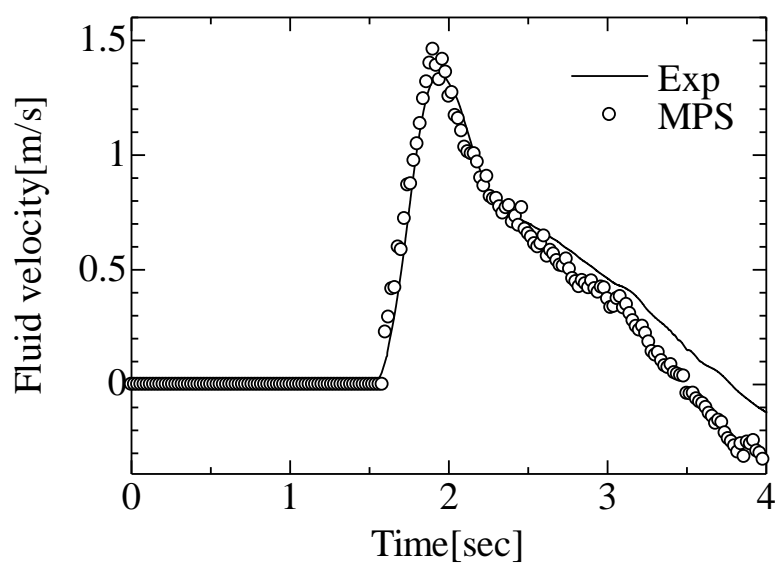


Fig.5-3-4 Time series flow velocity at V3

Fig.5-3-5 に時系列の浮体の回転角を示す。1.7sec と 2.1sec 付近に回転角のピークがあり、それぞれ 9deg, -5deg 程度である。MPS 法は浮体の乗りあがり挙動時の回転角を良い精度で再現できている。複数の粒子による浮体の詳細なモデル化により、重心まわり慣性モーメントを正しく再現できるようになったことが乗り上がり時の回転角の一致につながったと考えられる。MPS 法の 1.7sec のピークが実験値より大きくなっている原因は岸壁と浮体の摩擦の再現にあると考えられる。実験模型には岸壁との摩擦低減のためにプラスチックプレートが貼りつけてあり、岸

壁-浮体間の摩擦が小さい。一方 MPS 法では岸壁は粒子で構成されており、剛体モデルとの摩擦が発生する。本シミュレーションモデルに摩擦モデルを導入しているわけではないが、粒子で岸壁を構成する場合、4章での考察と同様に岸壁側面の粒子の凹凸により摩擦のような効果が発生してしまう。これが最初の回転角ピークの差につながったと考えられる。Fig.5-3-6 に時系列の浮体の重心位置 x 方向運動を示す。1.5sec 付近から浮体が岸壁上へ漂流し始める挙動がよく再現できている。Fig.5-3-7 に時系列の浮体の重心位置 y 方向運動を示す。2.0sec 付近でピーク 0.2m を迎える。この鉛直方向の挙動も MPS 法は再現できている。y 方向運動がピークを迎える 2.0sec 付近は回転角の 2 度目のピークの時間と重なる。

津波により海域に設置された浮体が岸壁に乗りあがる挙動を MPS 法は回転角も含めて精度よく再現することができている。Fig.5-3-8, Fig.5-3-9 に乗り上がり挙動時の回転角ピーク時における実験および MPS 法のスナップショットを示す。浮体の乗り上がり挙動の一致が見て取れる。また、浮体周囲の水面の状況も実験と良い一致を示していることが確認できる。

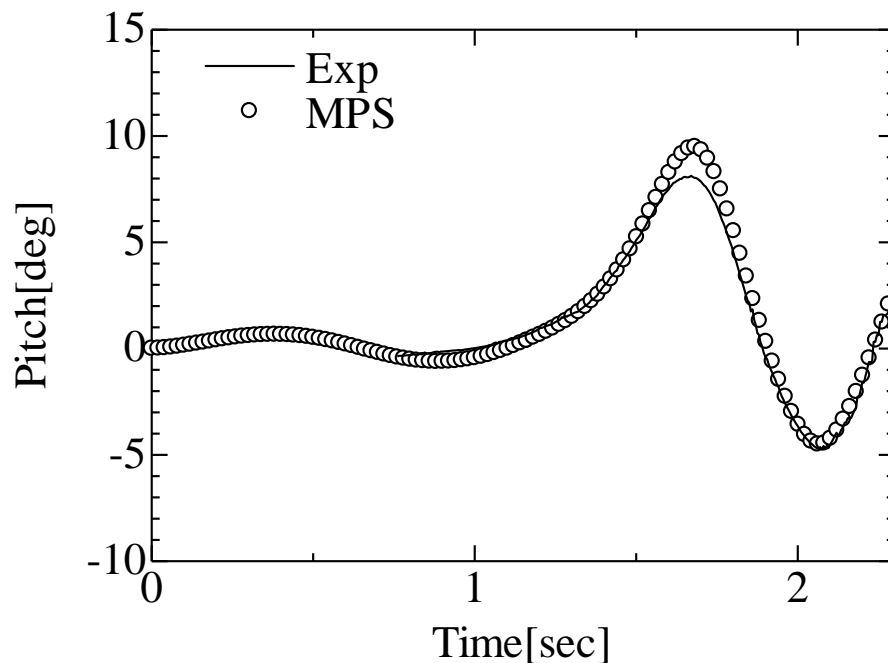


Fig.5-3-5 Time series Pitch motion at M1

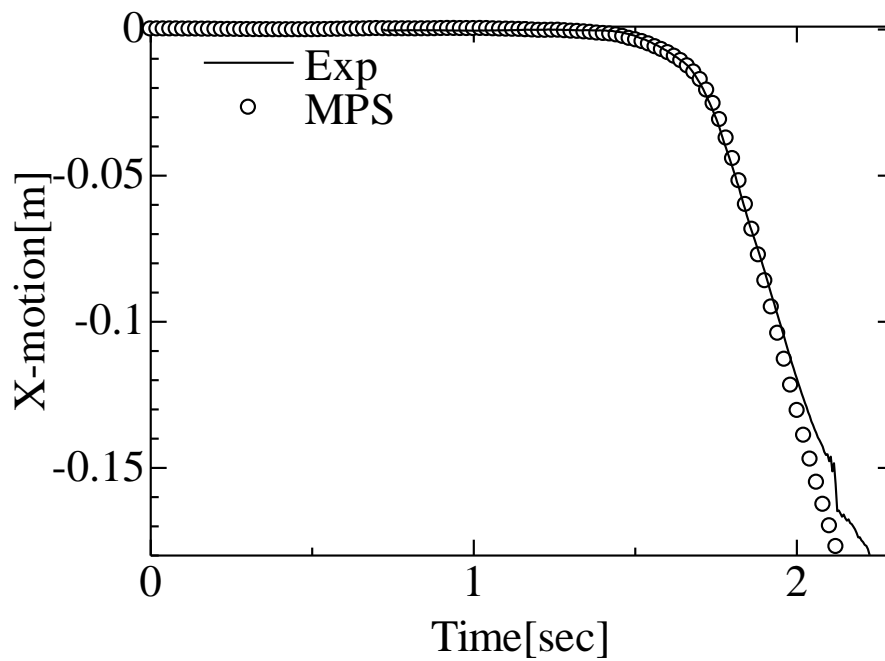


Fig.5-3-6 Time series X-motion at M1

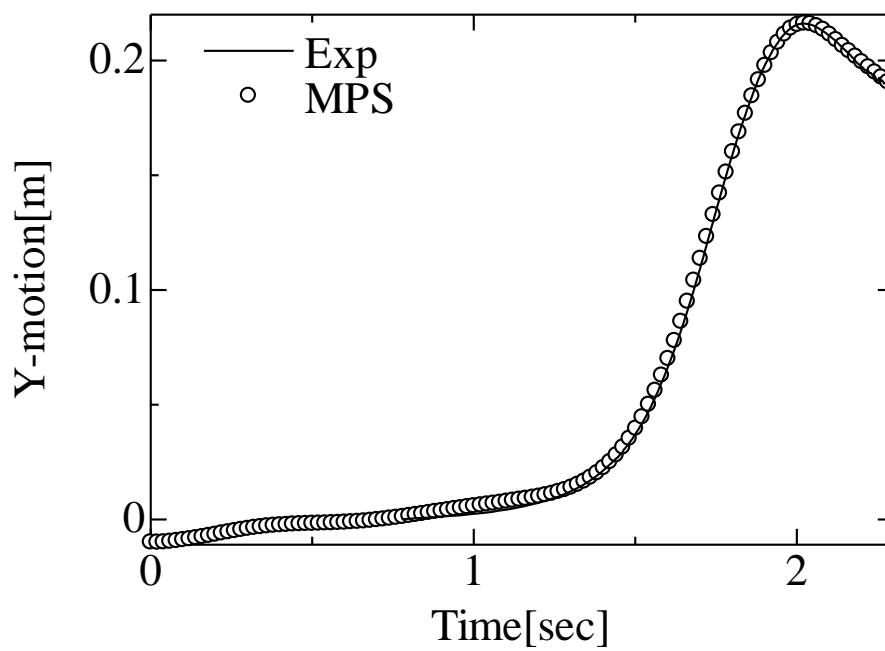


Fig.5-3-7 Time series Y-motion at M1

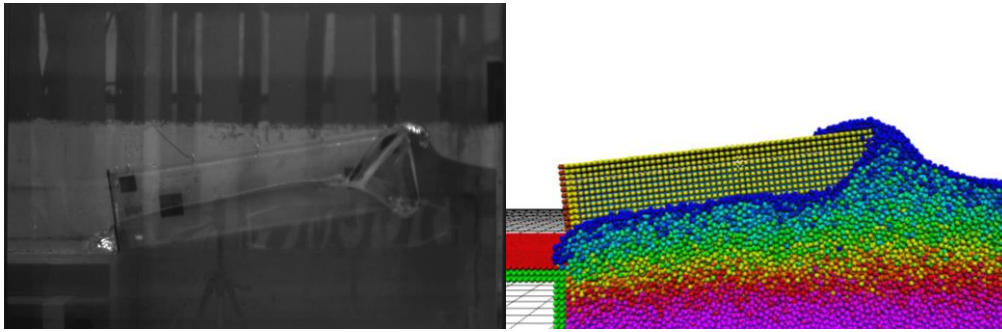


Fig.5-3-8 Snap shot at first peak of Pitch motion

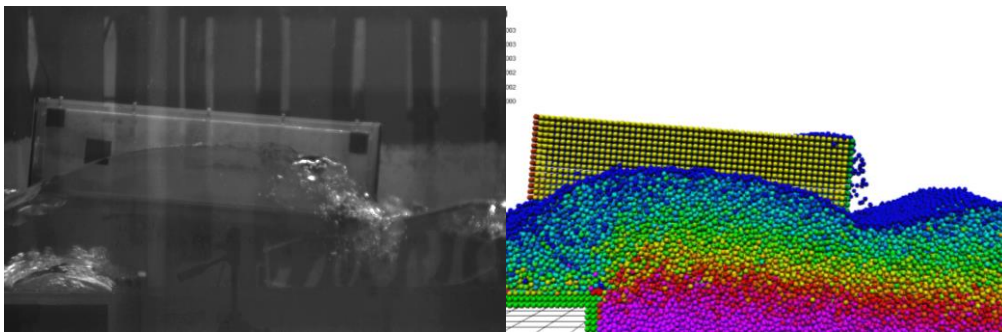


Fig.5-3-9 Snap shot at second peak of Pitch motion

Fig.5-3-10 に衝突直前の x 方向挙動の時系列変動を示す。良い一致を示している。しかし、衝突直前のグラフの傾き、すなわち衝突直前の速度には若干の差異が見受けられる。

Fig.5-3-11 に津波漂流物の衝突力の時系列変動を示す。なお、衝突力は観測された変位に静的載荷実験によって得られた剛性を乗じることによって得ている。衝突過程の開始から終了までの時間、衝突力ともに片持ち梁質量を考慮したモデルがよい一致を示している。これは衝突過程の開始から終了までの時間が比較的長く片持ち梁と漂流物が一体となって運動していることによると考えられる。衝突現象は 2.80sec から 2.88sec の間で起きており、衝突過程の開始から終了までの時間は 0.08sec 程度であった。衝突過程の開始から終了までの時間は実験と MPS 法が非常によい一致を示している。また、 m_a を片持ち梁の質量とし衝突過程の開始から終了までの時間を微分方程式の一般解から式(5-3-1)で考えると 0.075sec となる。

$$\frac{T}{2} = \pi \sqrt{\frac{m + m_a}{k}} \quad (5-3-1)$$

流体による付加質量影響を考えると衝突過程の開始から終了までの時間は式(5-3-1)で計算したものより長くなると考えられるので、実験および MPS 法における衝突時間が計算値より長く観測されていることには正当性がある。

最大衝突力に関しては実験値の最大値が 791N に対して MPS 法が 691N と MPS 法は実験の 9 割程度の再現が可能になっている。MPS 法の結果が実験と比較して小さい理由は衝突直前の速度の違いによるものと考えられる。運動エネルギーとひずみエネルギーに対してエネルギー保

存則を考えると式(5-3-2)、式(5-3-3)から衝突力は式(5-3-4)で考えることができる。

$$\frac{1}{2}mv_{impact}^2 - \frac{1}{2}ku^2 = 0 \quad (5-3-2)$$

$$F = ku \quad (5-3-3)$$

$$F = v_{impact}\sqrt{km} \quad (5-3-4)$$

ただし、 m ：衝突物質量、 v_{impact} ：衝突速度、 k ：構造物剛性、 u ：変位とする。

衝突速度が係数として力に掛かるので衝突速度の違いにより衝突力の差異が発生したと考える。MPS法によるシミュレーションが実験と比較して衝突速度が遅い原因は、岸壁の底面摩擦によって遡上流速が遅くなっている点が挙げられる。この原因は岸壁底面を構成している壁粒子による摩擦と考えられる。MPS法の壁境界にはフリースリップ条件を導入してあるが、厳密には粒子で構成された面には凹凸があり、壁粒子と隣り合った壁粒子の隙間に流体粒子が入り込む余地が生まれる。これは粒子で壁境界を構成する際に発生する根本的な問題であり、粒子間距離を細かくしたとしても流体粒子と壁粒子の相対的な大きさは変わらず必ず発生すると考えられる。特に遡上後の流れ場で壁粒子の凹凸問題は表面化しやすい。4章で示した衝撃津波波圧の場合では垂直な壁面でこの問題が発生し、構造物壁面からの流体剥離が早くなり岸壁からある程度の高さの流体圧が低めに出ている原因となっていると考える。粒子ではなく関数による壁のモデル化等の対策で解決できるものと考えられるが、この点は今後の課題となるだろう。

Fig.5-3-12 に衝突時、MPS法で求めた漂流物に作用する流体力を示す。MPS法で求めた漂流物に作用する流体力は43NとMPS法で計測された衝突力に対して6%程度の小さい値になった。本実験における浮体の喫水は56mmと浅く、衝突時に流体が水平方向に浮体を漂流させる漂流力は小さい。また、衝突時流体力のピークは2.86sec付近にあり、衝突力のピークとは0.02secほど遅い。衝突力のピークでは津波漂流物は建築物に対して静止しているが、その後反発力によって漂流方向とは逆方向に加速する。流れ場はその際の造波抵抗が衝突時流体力とピークとなって表れていると考えられる。Fig.5-3-13 から Fig.5-3-20 に衝突時の浮体挙動をスナップショットで示す。仮想弾性境界により減速した津波漂流物により後方の流体が激しく水しぶきを上げる様子が確認できる。

以上の結果から仮想弾性境界を導入したMPS法は津波現象時の浮体の乗り上がりから津波漂流物として建築物に衝突する際の挙動、衝突力、衝突過程の開始から終了までの時間をすべて再現可能でありその精度も高いといえる。

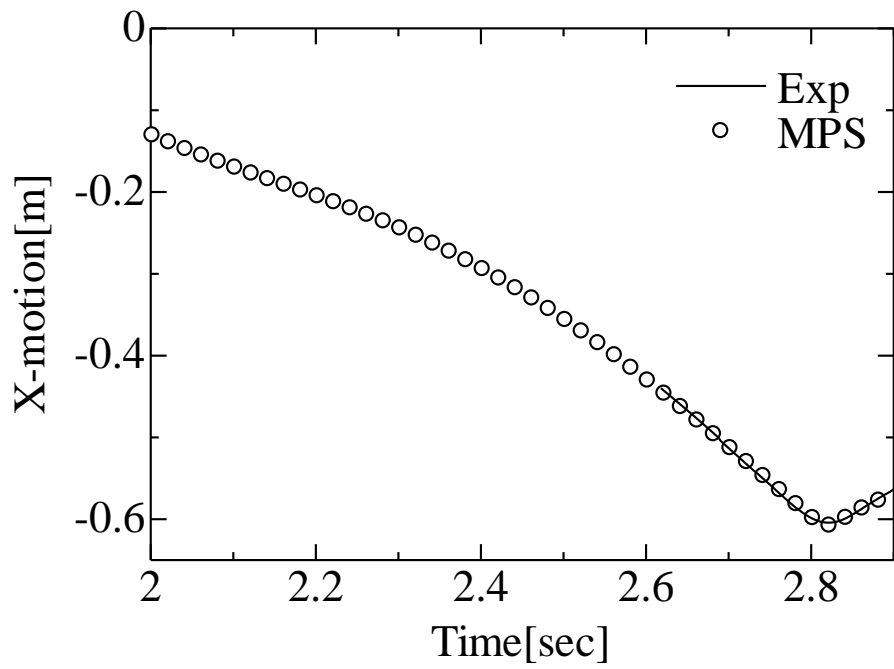


Fig.5-3-10 Time series X-motion before impact

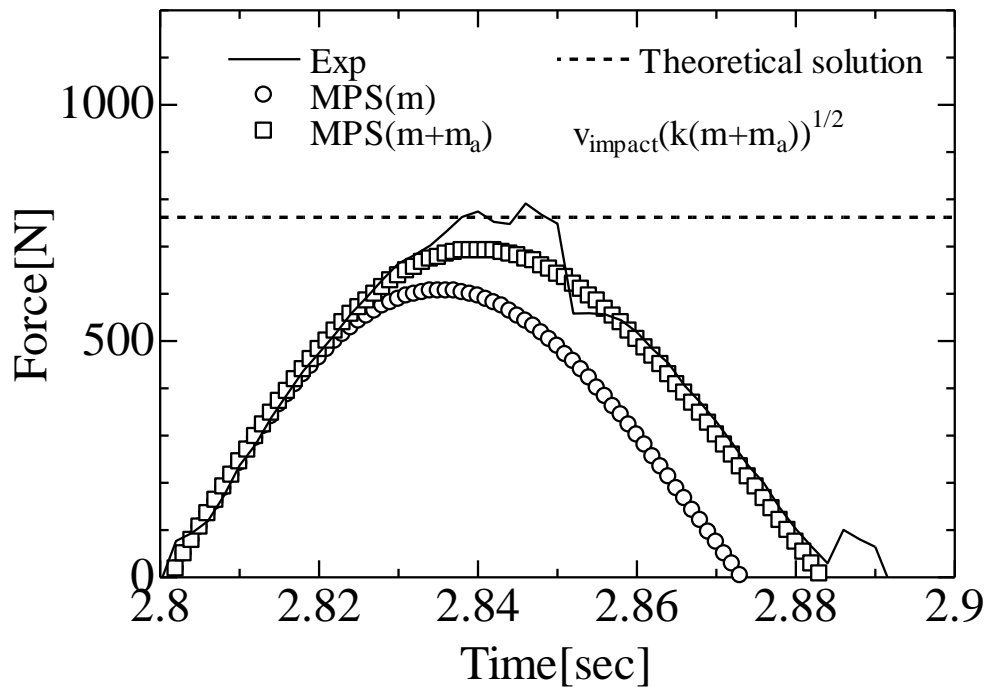


Fig.5-3-11 Time series impact force between MPS, Exp and Theoretical solution

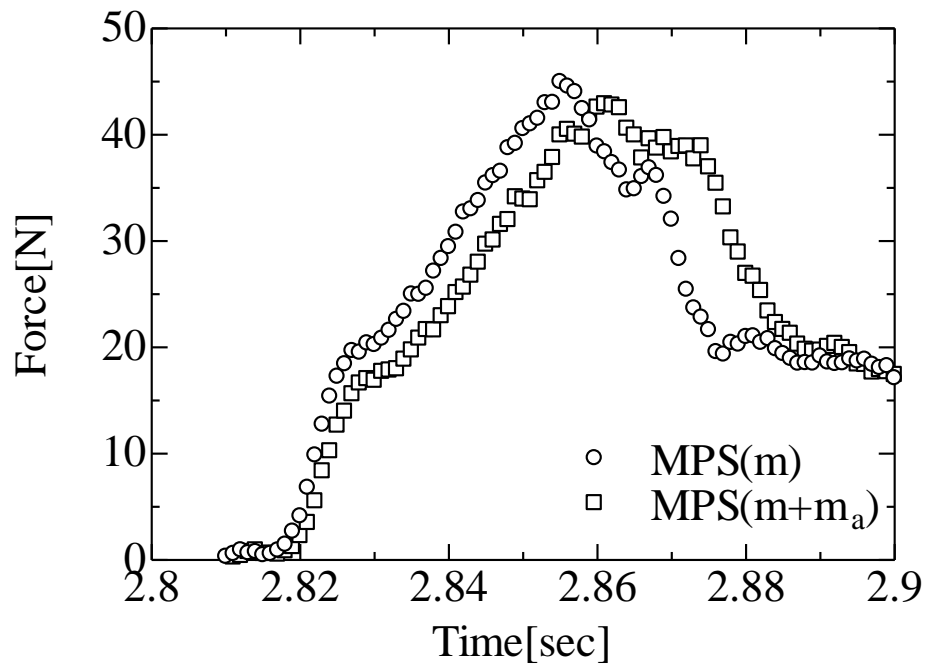


Fig.5-3-12 Time series impact fluid force in the MPS simulation

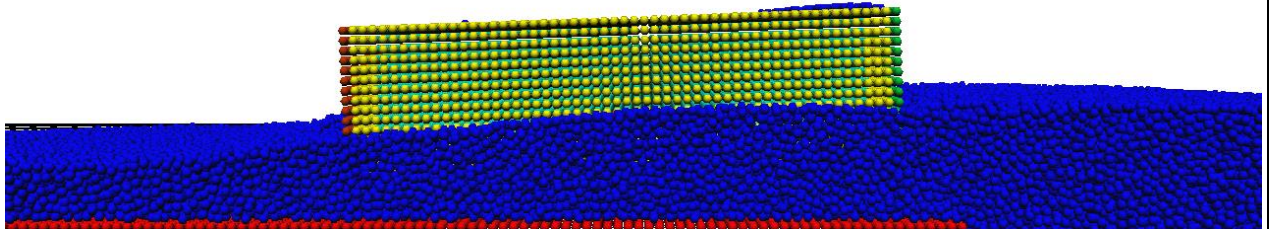


Fig.5-3-13 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.82sec)

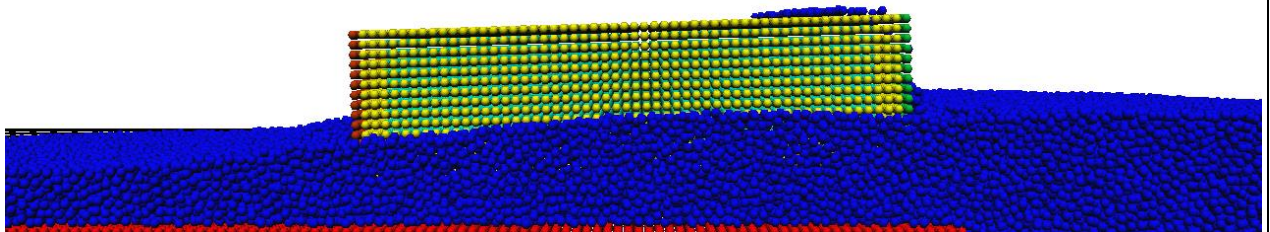


Fig.5-3-14 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.84sec)

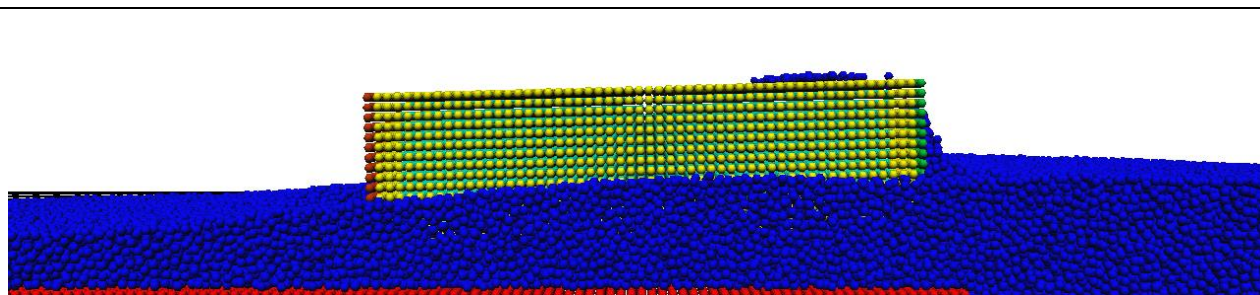


Fig.5-3-15 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.86sec)

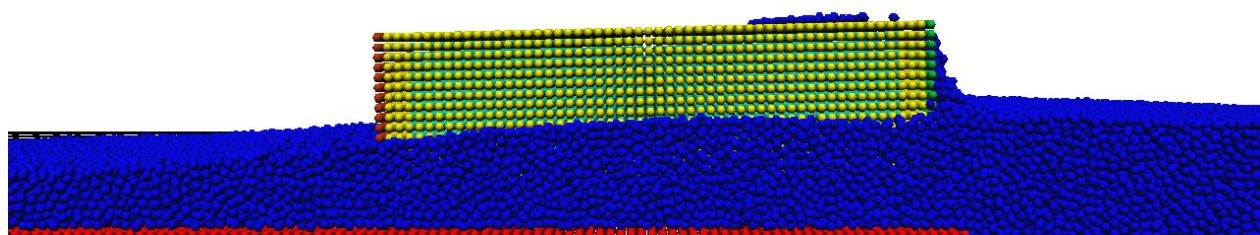


Fig.5-3-16 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.88sec)

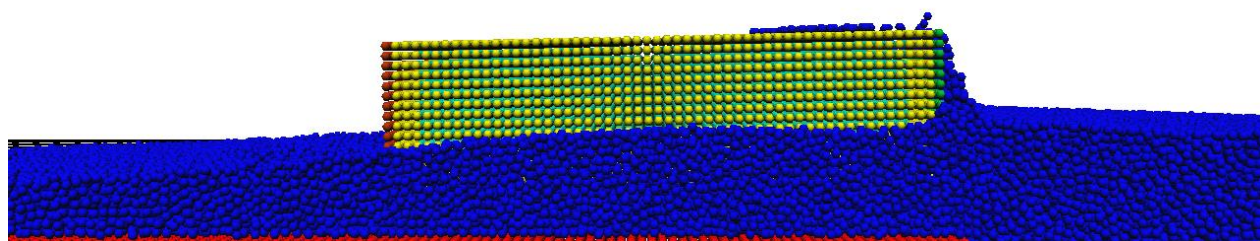


Fig.5-3-17 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.90sec)

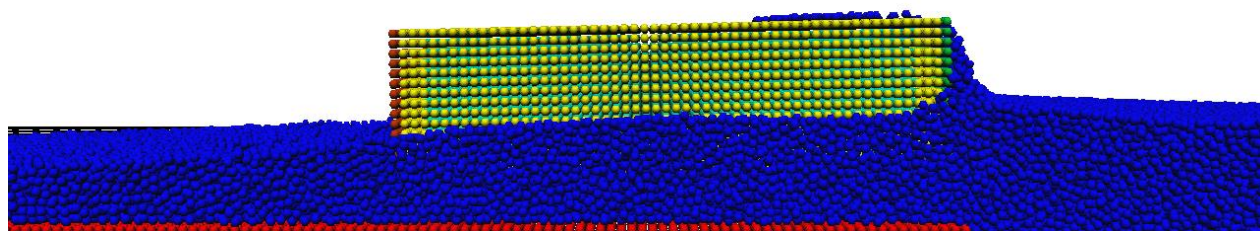


Fig.5-3-18 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.92sec)

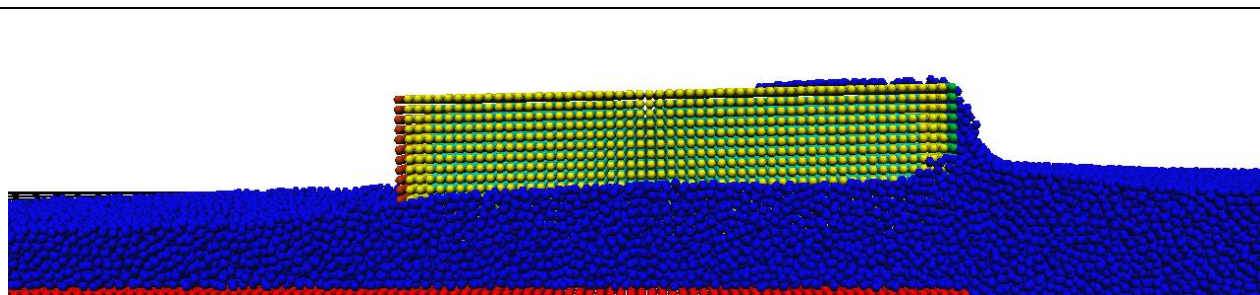


Fig.5-3-19 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.94sec)

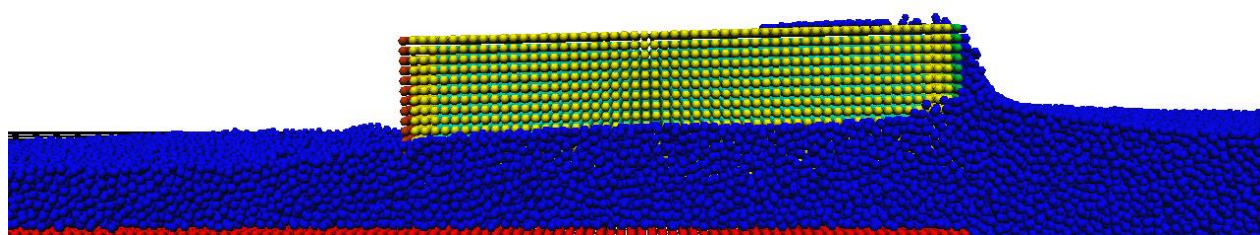


Fig.5-3-20 Snapshot at the time of collision in MPS simulation (t=2.96sec)

第6章 結論

本研究によって以下の結論を得た。

- 1) MPS法では剛体としてモデル化された浮体の剛体壁への衝突現象においてもその振る舞いは実質弾性的となるが、その際の剛性やヤング係数に相当する物理量を定めてシミュレーションを行うことは困難であることを数値実験によって示した。
- 2) 浮体の形状、衝突位置、衝突角度によっては浮体を構成する粒子が壁粒子をすり抜けてしまう現象が発生することを示し、壁粒子の圧力を積分して衝突力を評価する場合において従来手法の適用範囲が限定されることを示した。
- 3) 剛体としてモデル化された浮体の壁境界への衝突現象の際に発生する各種問題を解決できる仮想弾性境界のモデルを提案した。
- 4) 本研究で開発したMPS法のプログラムコードは、勾配計算の高精度化手法を圧力勾配に導入することにより、従来の勾配計算を使用したMPS法と比較して精度よく流れ場を再現できるようになったことを確認した。
- 5) 本研究で提案した仮想弾性境界モデルは剛体でモデル化された浮体の仮想弾性境界への衝突力と衝突過程の開始から終了までの時間の両方が実験値および理論値を再現可能であることを確認し、弾性体への剛体の衝突問題に応用できることを示した。また、剛体でモデル化された浮体の仮想弾性境界への衝突では、剛体壁への衝突現象の際に問題となった浮体の形状、衝突角度、衝突位置によって浮体を構成する粒子が壁粒子をすり抜けてしまう現象が発生しないことを示した。
- 6) 仮想弾性境界モデルを使用した際の衝突力の精度を無次元衝突時間で考察し、精度の目安となる無次元衝突時間を明らかにした。
- 7) 海域に設置された浮体が津波により岸壁へ乗り上がり構造物へ衝突するまでの一連の現象の再現を水理模型実験と数値実験で行い比較した。水理模型実験と数値実験の浮体の岸壁への乗り上がり挙動の水平挙動、鉛直挙動、回転挙動が一致することを確認し、浮体の構造物への衝突力と、衝突過程の開始から終了までの時間の両方を9割程度再現できることを確認した。

以上のことから、本研究で開発したシミュレーション手法は海域に設置された浮体が津波により津波漂流物となり陸域へ乗り上がり構造物へ衝突するまでの一連の現象へ応用可能であることが示された。これらの成果は今後沿岸域の防災に寄与すると考える。

謝辞

本論文を完成させるにあたり多くの方の助言、支えがあったことをここに記し深謝の意を表す。

日本大学理工学部海洋建築工学科教授 増田光一先生には進学にあたり研究室に迎え入れて頂き、その後の研究面で数多くの助言を頂きました。数多くの人と巡り合う機会を用意していただき、その全てが私の大切なものとなっています。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科准教授 居駒知樹先生には研究面でも研究以外でも多くの助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科助教 惠藤浩朗先生には研究面でも研究以外でも多くの助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

東京海洋大学海事システム工学科准教授 増田光弘先生には本研究を実行するにあたり必要なシミュレーションシステムの基礎を先生が日本大学に在学中に築いて頂きました。増田光弘先生の先行研究がなければ本研究を行うこともできなかったと確信しております。ここに深く感謝の意を表します。

横浜国立大学総合的海洋教育・研究センター特任教員（教授） 宮本卓次郎先生には特別の御指導を賜り、また災害復興の現場で氏が得られた多くの知見を御教授頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学総合科学研究所教授 前田久明先生には研究の御指導を頂くと同時に大変貴重な御意見を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科特任教授 木下健先生には研究にあたり大変貴重な御意見を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科上席研究員 佐藤千昭先生には様々な御意見、御指導を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科教授 小林昭男先生には本論文の副査を担当して頂き、多くの貴重な御助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科教授 中西三和先生には本論文の副査を担当して頂き、多くの貴重な御助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科 学部生の本下知輝君、五十嵐啓祐君、同大学院生の村田一城君、星野智史君、海洋空間利用工学研究室諸氏には本研究の完成させるにあたり多くの力を貸していただきました。ここに深く感謝の意を表します。

最後に、私を支えてくれた両親に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 社団法人 日本海難防止協会：海と安全，No.552（46巻，春号），2012年3月15日．
- 2) S.Koshizuka and Y.oka, Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid.Nucl Sci.Eng, 123, pp.421-434.1996.
- 3) 後藤仁志，五十里洋行，酒井哲郎，奥謙介：浮体群を伴う津波氾濫流の3Dシミュレーション，海岸工学論文集，第53巻,pp196-200, 2006.
- 4) 内田麻木，日本大学理工学部博士論文，2005.
- 5) 増田光弘，庄司邦昭，南清和，増田光一：MPS法を用いた津波中の浮体による衝突力に関する研究，日本航海学会論文集，第124号，pp329-336, 2011.
- 6) 増田光弘，増田光一，居駒知樹，庄司邦昭：3次元MPS法による岸壁近傍に設置された浮体式構造物の津波中挙動予測法に関する研究，土木学会論文集 B3(海洋開発), Vol.67, 2011.
- 7) 増田光弘：津波中の浮体挙動解析への粒子法の適用性に関する研究，日本大学理工学部博士論文，2010.
- 8) 近澤佳隆，越塚誠一，岡芳明：粒子法による構造物の解析手法の開発とその沿岸構造物への適用，海岸工学論文集，第47巻，pp41-45,2000
- 9) 越塚誠一：粒子法,丸善株式会社, 2005.
- 10) 入部綱清，仲座栄三：MPS法における勾配計算の高精度化とその応用，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.66, No.1, 2010, pp046-050.
- 11) 入部綱清，井鳥聖也，仲座栄三：圧力勾配計算に高精度化手法を用いたMPS法による段波波圧の解析，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.67, No.2, 2011, I_726-I_730.
- 12) 笹原裕太郎，増田光弘，南清和，増田光一：係留浮体の波浪中応答解析に対するMPS法の適用性に関する研究（第二報），日本航海学会講演予稿集1巻1号2013年4月27日
- 13) 橋本博公，末吉誠，川上渚：3次元MPS法を用いた損傷区画への浸水シミュレーション，日本船舶海洋工学会講演会論文集，第14号，2012S-G2-12,2012
- 14) 吉田正浩，藤野清次：近似逆行列前処理と不完全コレスキ分解を融合したCG法の並列前処理の提案，数理解析研究所講究録,1505巻,pp22-33,2006.
- 15) 吉田正浩，藤野清次，塩出亮：ロバストIC分解をベースにした近似逆行列型前処理つきCG法の性能評価，Information Processing Society of Japan, Vol.47, No.SIG 18(ACS 16),Nov.2006.
- 16) 大地雅俊，越塚誠一，酒井幹夫：自由表面流れ解析のためのMPS陽的アルゴリズムの開発，Transactions of JSCES ,Paper No.20100013.
- 17) 大地雅俊，山田祥徳，越塚誠一，酒井幹夫：MPS陽解法における圧力計算の検証，Transactions of JSCES ,Paper No.20110002.

- 18) 田中正幸, 益永孝幸, 中川泰忠: 解像度可変型 MPS 法, Transactions of JSCES ,Paper No.20090001.
- 19) 相田康洋, 増田光一, 居駒知樹: 建築物に作用する津波遡上流による流体圧の評価法に関する研究, 日本建築学会環境系論文集, 第 78 巻, 第 684 号, 223-229, 2013 年 2 月.
- 20) 速水謙, 原田紀夫: 対角項スケーリングを施した共役勾配法のベクトル計算機における有効性について, Information Processing Society of Japan, Vol.30, No.11
- 21) 速水謙, 原田紀夫: ベクトル計算機における Scaled CG 法の有効性について, 数値解析 17-4 1986.7.4
- 22) J. C. Martin and W. J. Moyce, Part IV. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane , Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 244, No. 882 (Mar. 4, 1952), pp. 312-324
- 23) J. C. Martin and W. J. Moyce, Part V. An Experimental Study of the Collapse of Fluid Columns on a Rigid Horizontal Plane, in a Medium of Lower, but Comparable, Density , Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 244, No. 882 (Mar. 4, 1952), pp. 325-334
- 24) 菅野裕識, 石渡晶悟, 北嶋圭二, 中西三和, 安達洋 津波漂流物の衝突を想定した部材の挙動に関する基礎的研究その 2 : 弾性梁部材を対象とした錘の衝突実験, 日本建築学会梗概集, 2014