

TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

(東京海洋大学)

落下水塊の衝突による衝撃力に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2008-04-09 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 枝廣, 哲也 メールアドレス: 所属:
URL	https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/765

修士学位論文

落下水塊の衝突による衝撃力に関する研究

平成 19 年度

(2008 年 3 月)

東京海洋大学大学院

海洋科学技術研究科

海洋システム工学専攻

枝廣哲也

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	2
1.2	従来の研究	3
1.3	研究目的	4
第2章	実験	5
2.1	実験目的	6
2.2	実験装置及び方法	7
2.2.1	概略	7
2.2.2	ゴムシート・有機溶剤について	7
2.3	これまでの実験装置	9
2.3.1	実験装置・実験条件について	9
2.3.2	水塊の落下・衝突・崩壊過程	9
2.3.3	圧力の測定結果	11
2.3.4	問題点	11
2.4	改良後の実験装置	14
2.4.1	実験装置の改良	14
2.4.2	実験条件・測定条件	17
2.4.3	実験結果・考察	17
2.5	まとめ	23
第3章	数値解析法＜粒子法（MPS法）＞について	24
3.1	さまざまな粒子法	25
3.2	MPS法の特徴	26
3.3	粒子間相互作用モデル	27
3.3.1	重み関数	27
3.3.2	グラディエントモデル	30
3.3.3	発散モデル	33
3.3.4	ラプラシアンモデル	35
3.4	MPS法の計算手順	39

第4章	解析モデル	40
4.1	目的	41
4.2	計算手順	41
4.3	解析条件	42
4.4	解析モデル	42
4.4.1	初期解析モデル	42
4.4.2	モデルの改良	45
4.4.3	ゴムシート破壊待ちモデル	46
4.4.4	ゴムシート有限時間破壊モデル	48
4.4.5	ゴムシート割れ残りモデル	52
4.5	実験結果とのより詳しい検証	54
4.6	まとめ	58
第5章	実験と数値計算の比較	59
5.1	はじめに	60
5.2	実験・計算条件	60
5.3	水塊が平板に行う仕事の理論解析	61
5.4	水量を変化させた場合	62
5.5	落下高さを変化させた場合	68
5.6	まとめ	75
第6章	結論	76
6.1	まとめ	77
参考文献		78
謝辞		79

第 1 章 序論

1. 1 研究背景

船, 海洋プラントなど海洋上にある構造物は常に波浪にさらされている. (Fig. 1.1 参照) 特に荒天時には波浪による衝撃力によって, 構造物が破壊されてしまうことさえある.

十分に外力が評価されていなかった事例として, 第四艦隊事件^②がある. これは 1935 年に日本海軍の第二艦隊より成る常備連合艦隊 (青軍) と第四艦隊 (赤軍) が台風の異常な荒天に出会い, 受けた事故である. 駆逐艦初雪と夕霧が大波浪を受けて艦橋直前で船体が切断し, (Fig. 1.2 参照) その他の各艦がいずれも波浪のため大小の被害を生じた.

このように, 海洋上の構造物の設計においては, 波浪により構造物に加わる外力の評価が重要となる^①. そこで数値解析によって波浪による外力の影響を予測することが望まれる. しかし, これまで数値流体力学の分野で大きな成功を収めている格子またはメッシュを使用する有限要素法や有限体積法などの方法では波浪を扱うのは難しい. これは波のように界面の大変形を伴う流れでは計算が破綻してしまう恐れがあるからである.



Fig. 1.1 波にさらされている船 ^③

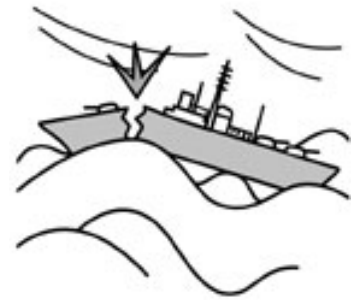


Fig. 1.2 第四艦隊事件

1. 2 従来の研究

そこで、格子またはメッシュを用いない粒子法と呼ばれる数値解析法が提案された。この格子を使用しないという特徴により、界面の変形を伴う流動についても適用しやすい。睦田、土井らはその粒子法の1種である SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法を用いて砕波と沿岸構造物の相互作用に関する数値解析⁽⁴⁾を行っている。三次元砕波現象と構造物の相互作用問題、特に、砕波による構造物の運動・大変形・破壊問題に対する SPH 法の適用性について研究している。その結果、実海域で重要となる砕波と構造物の滑動・転倒、さらには構造物の大変形・破壊プロセスを比較的容易に取り扱えることが分かった。しかしながら、実務設計上、最も重要となる構造物に作用する波力、特に、衝撃砕波圧の直接計算に対しては、水塊衝突による衝撃圧のピーク値は概ね良いが、その後の振動型衝撃圧の推定には多くの問題を残している。また、肥後、森川、山田らは衝突水塊による衝撃力と衝撃音に関する研究⁽¹⁾を行い、波浪が構造物に与える衝撃力と衝撃音の関係を明らかにした。新形式センシング技術に応用させることを最終目的とし、その初段階として、水塊の自由落下によって発生する衝撃圧力と衝撃音に相関関係があるかどうかについて実験的に検討する研究を行っている。現状では水塊の衝突によって発生する衝撃圧力と衝撃音には相関関係がある。また、水塊の衝突において、空気を巻き込む場合と巻き込まない場合で、衝撃音の発生特性が変化することまで明らかになっている。しかし、水塊を落下させる実験で水塊の落下形状が3つのパターンにわかれており、再現性のよい落下水塊形状を得られていない。

1. 3 研究目的

そこで本研究では、波浪が構造物に及ぼす影響を明らかにするための第一歩として、自由落下する水塊が平板に衝突することによって生じる衝撃力に関する研究を行う。実験で自由落下する再現性の良い水塊を作成し、平板に衝突させる際に生じる衝撃圧力を圧力センサにより測定する。同時に落下水塊の形状、および衝突時における水塊の変形の様子をビデオカメラにより撮影する。さらに水塊の落下－衝突－崩壊過程を解明するために粒子法による数値解析を行い、粒子法がこの現象に適用可能であるかどうかを明らかにすることを目的とする。

第 2 章 実験

2. 1 実験目的

本研究では、波浪が構造物に及ぼす影響を明らかにするための第一歩として、自由落下する水塊の衝突によって生じる衝撃力に関する研究を行う。実験によって実際の波浪を作り出し、衝撃的な外力を生み出すには大掛かりな実験装置が必要である。そこで今回は流体の衝突によって生じる衝撃力だけに注目して実験を行う。実験により水塊を自由落下させ、平板に衝突させる際に生じる衝撃力を圧力センサにより測定する。同時に水塊が落下する様子および平板衝突時に崩壊する様子をビデオカメラにより撮影する。これにより、水塊が平板に衝突する際にどのような過程でどのように圧力が働くかを知ることが実験目的とする。

2. 2 実験装置及び方法

2. 2. 1 概略

実験装置概要を Fig. 2.1 に示す．アクリル製の水槽を設置し，その中に正方形の平板を設置する．アクリルパイプの下端にゴムシートを張り，平板上部にアクリルパイプを設置し，アクリルパイプに水を加える．ゴムシートに有機溶剤を噴射して破裂させると，アクリルパイプ内の水は水塊となって自由落下し，下方にある平板に衝突する．その衝突に伴って生じる衝撃圧力を平板の中央に埋め込んだ圧力センサによって測定する．圧力センサについての詳細と写真については Fig. 2.2 に示す．圧力センサから得られた結果をアンプで増幅し，コンピュータに取り込む．アンプの詳細と写真については Fig. 2.3 に示す．また，水塊の落下－衝突－崩壊過程をビデオカメラによって撮影し，コンピュータに映像を取り込む．

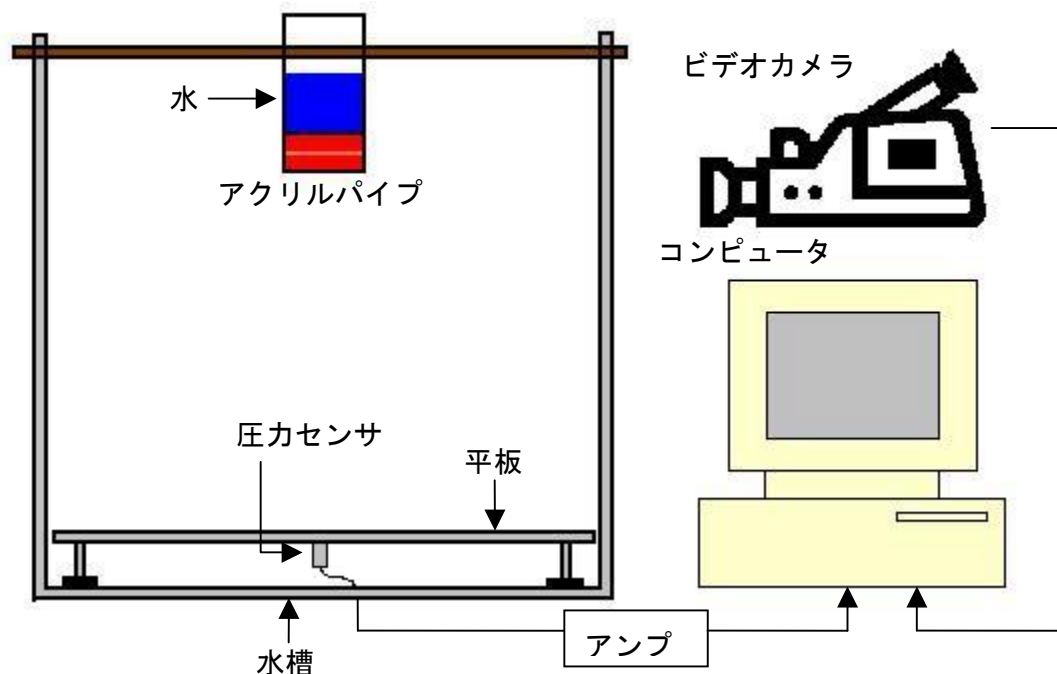


Fig. 2.1 実験装置概要

2. 2. 2 ゴムシート・有機溶剤について

ゴムシートは直径 30 [cm] の風船から作成した．風船を一度膨らませて伸ばした後，空気を抜き，風船の口を切った後，円周方向に切る．こうすることで，1つの風船から2枚のゴムシートを作成できる．これをアクリルパイプの下端に可能な限り薄く均一に張る．また，有機溶剤を噴射する際にはゴムシートから少し遠ざけ，ゴムシートの中央に噴射することが望まれる．近づけすぎるとゴムシートの一部のみが早く割れてしまうし，中央に噴射しないと水塊が左右非対称になりやすいためである．なお，品質の良い風船は水を加えた際に伸びて垂れてしまうばかりでなく，有機溶剤に対する耐性も高い．そのため，比較的安価な物の方がこの実験には適している．

共和電業

PS5-KD 小型圧力センサ
定格容量 500 [kPa]
応答周波数 3.4 [kHz]
出力電圧/圧力 0.01 [V] / 1[kPa]
測定誤差 ± 0.005 [V]

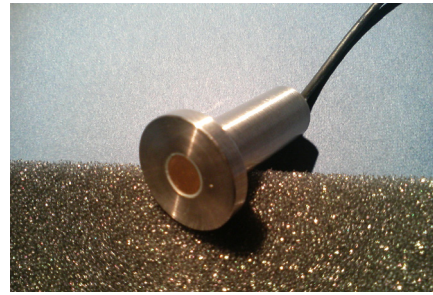


Fig. 2.2 小型圧力センサ

共和電業

マルチコンディショナ
応答周波数 2.5 [kHz]

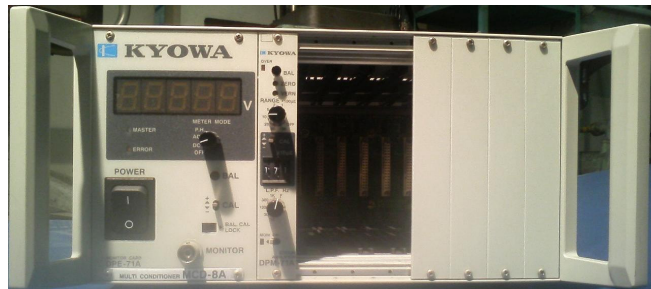


Fig. 2.3 マルチコンディショナ

2. 3 これまでの実験装置

この落下水塊の衝撃力に関する研究は昨年度より実施されている(5),(6),(7).

2. 3. 1 実験装置・実験条件について

昨年度の実験装置では、平板は 750 [mm] × 750 [mm] × 10 [mm] のアクリル製のものを用いた. また、アクリルパイプは外径 110 [mm] , 内径 100 [mm] のものに貫通穴をあけ、そこに銅製の棒を通し、(Fig. 2.4 参照) その棒を平板上部に固定した. 水はアクリルパイプの高さ 100 [mm] のところまで貯えられる. (以後、水量 (高さ) 100 [mm] と記す) この場合の水量は 0.785 [l] である. 水塊の落下高さは 500 [mm] とした. 圧力センサのサンプリング周波数は 10 [kHz] である.

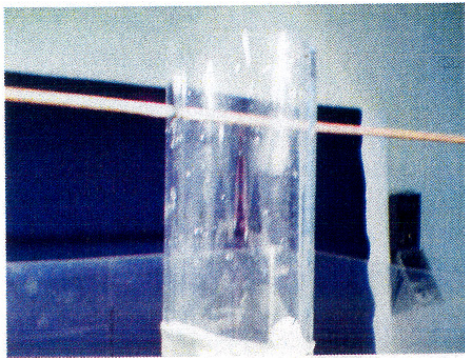


Fig. 2.4 アクリルパイプ

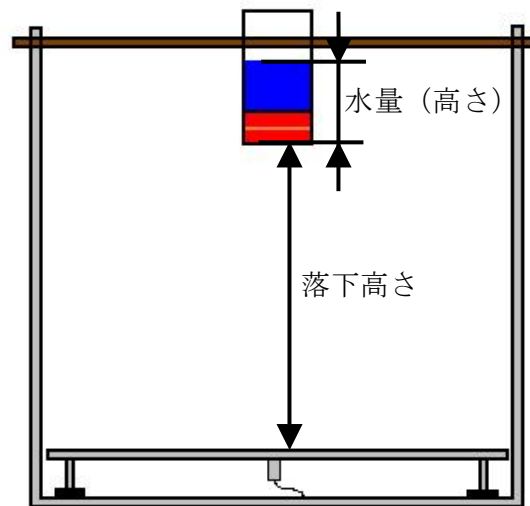


Fig. 2.5 落下高さおよび水量 (高さ) の定義

2. 3. 2 水塊の落下・衝突・崩壊過程

実験画像を Fig. 2.6 に示す. 有機溶剤をゴムシートに噴射した後、ゴムシートが破裂してアクリルパイプ内の水が水塊となって落下し、平板に衝突しているのが分かる. ゴムが破裂し水塊が落下する様子が①, ②である. 壁面に衝突した瞬間の画像が③である. そして衝突後に水塊は崩壊し、アクリル平板上を広がり、横のアクリル板に衝突して飛沫をあげる様子が④, ⑤, ⑥である.

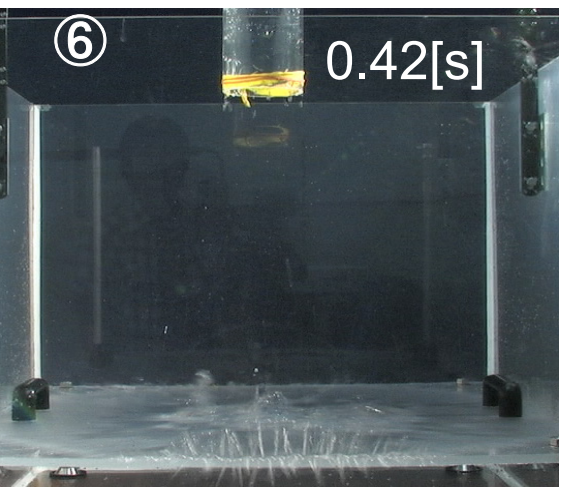
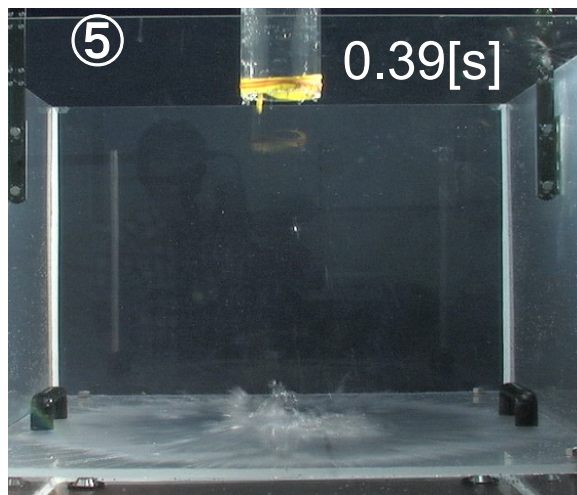
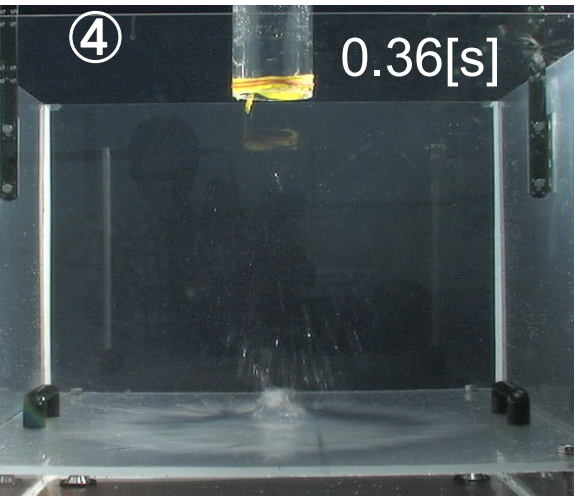
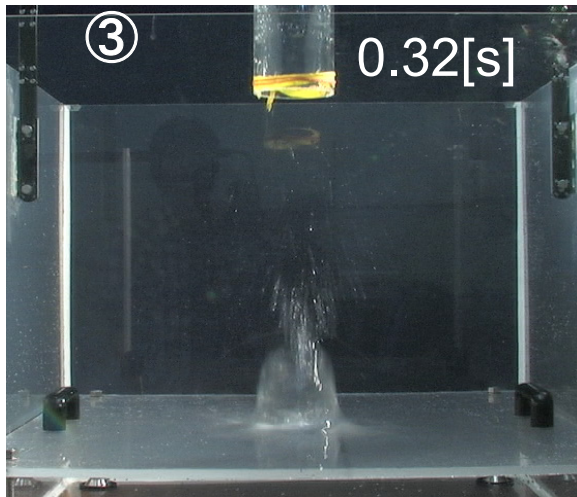
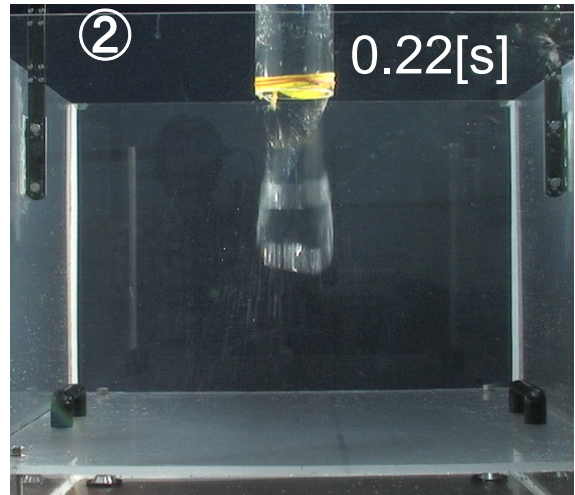
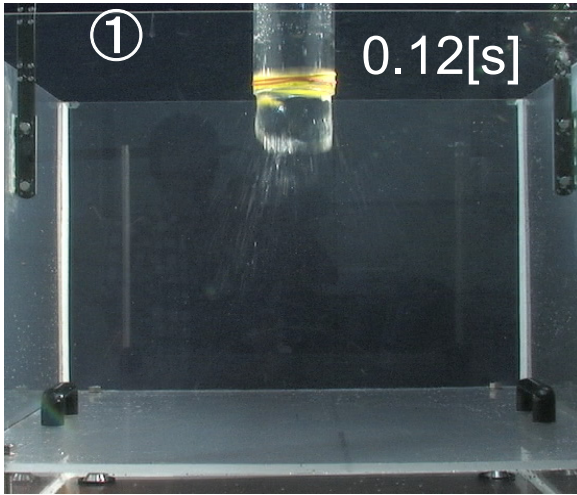


Fig. 2.6 実験画像

2. 3. 3 圧力の測定結果

圧力値は Fig. 2.7 のようになった．色違いで 4 回の実験結果を示している．なお，ゴムシートを有機溶剤で溶かすという特性上，時間の零点を定めることはできず，このグラフや後述する圧力の時間変化を示す実験結果において時間ゼロは意味を持たない．このように 4 回の実験結果において圧力値が 60～90 [kPa] 程度のピークを迎えてからその後は急激に減衰しているのが分かる．

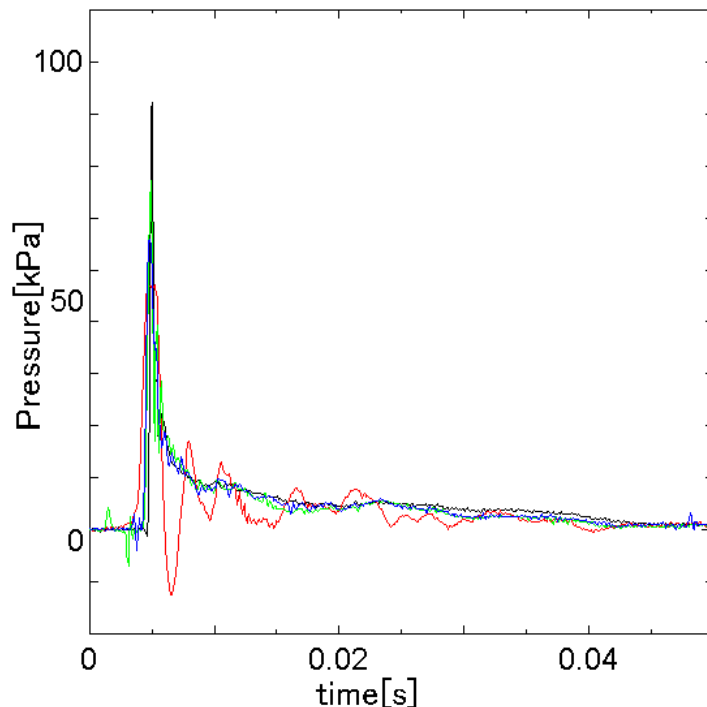


Fig. 2.7 これまでの実験装置で得た圧力の時間変化

2. 3. 4 問題点

この実験装置の最大の問題点は非常に水塊形状の再現性が悪いことである．Fig. 2.6 のように水塊がアクリルパイプの形状をある程度維持したまま落下したものを成功とみなすと，100 回以上の実験を行っても成功といえる結果は 10 回程度しか得られなかった．その最大の原因はゴムシートが破裂する際に，完全に割れずにアクリルパイプの端に残る，あるいはゴムシートが割れるのが遅いことであり，それが水塊の落下を妨げた (Fig. 2.8 参照)．このときの圧力値は例えば Fig. 2.9 のようになり，明らかに Fig. 2.7 とは異なる．さらにゴムシートに有機溶剤を噴射してからゴムシートが割れるまである程度の時間を要し，場合によっては割れないこともあった．加えて以下の点も問題と考えられた．

- ・アクリルパイプを支える支持棒の固定がゆるいために，アクリルパイプが水塊の落下する瞬間に大きく振動すること．
- ・材質がアクリルであるために，水塊の衝突時に大きく振動すること．
- ・平板が目視で確認できるほど自重によりたわんでいること
- ・実験の度に圧力センサの中心とアクリルパイプの中心を合わせる必要があること．

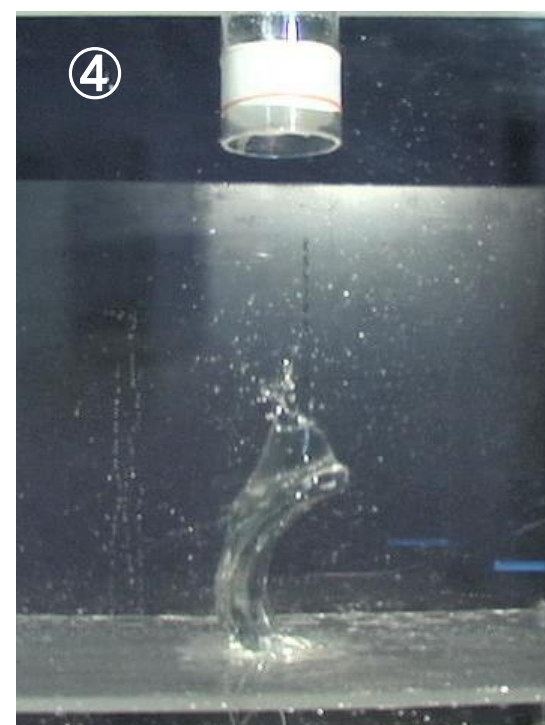
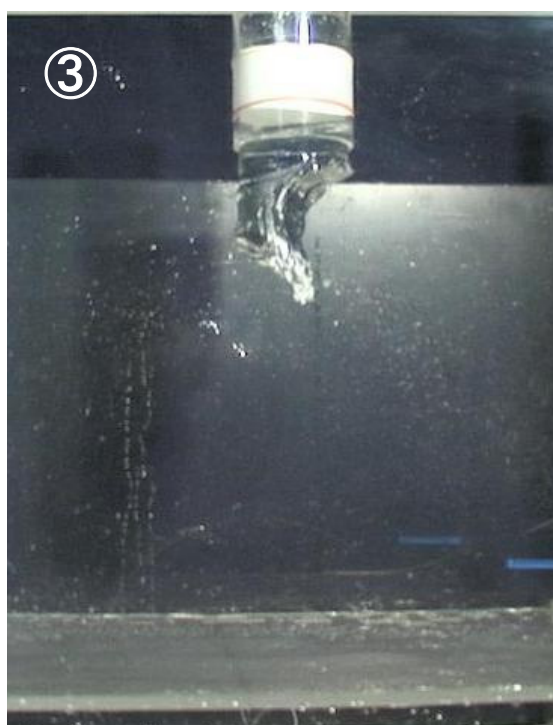
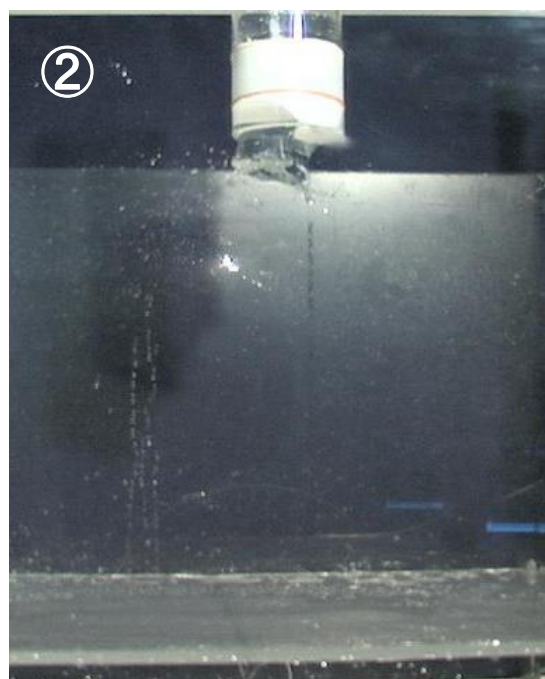
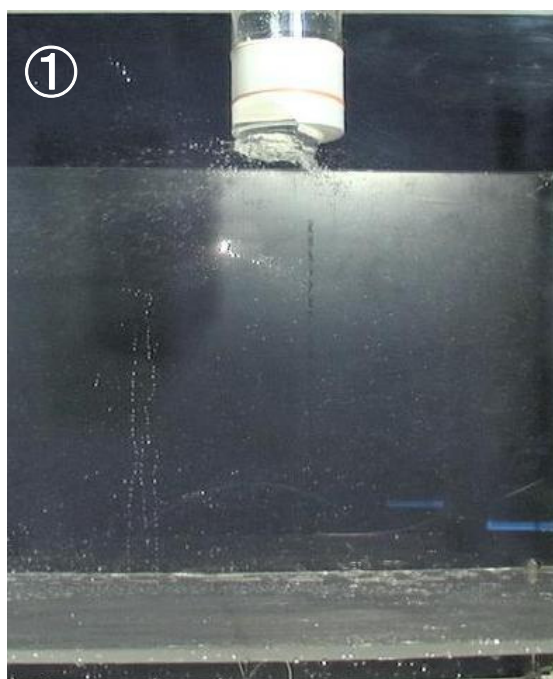


Fig. 2.8 失敗映像

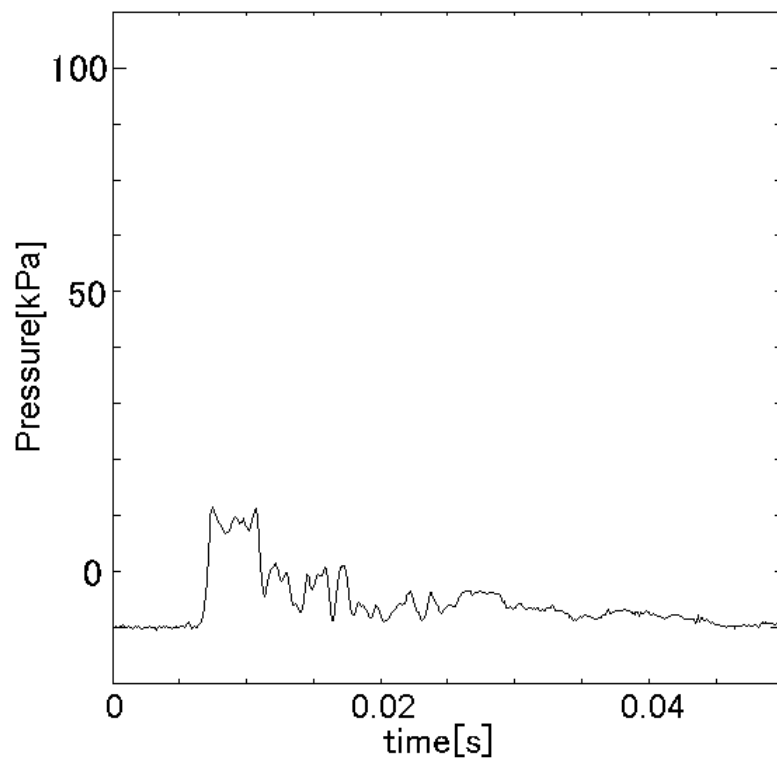


Fig. 2.9 失敗時の圧力の時間変化の一例

2. 4 改良後の実験装置

前述した実験装置の問題点を改良し、同じアクリルパイプ、水量、落下高さで実験を行った。

2. 4. 1 実験装置の改良

平板の振動の問題は平板の材質をアルミに変更することで解決を図った。4枚の板で構成した囲いの上に250 [mm] ×250 [mm] ×20 [mm] の大きさの平板を載せた構造になっている。以前のアクリル平板よりも大幅に小さくしたのは、自重およびそれによるたわみを減らすためであり、250 [mm] ×250 [mm] の大きさがあれば、水は内径100 [mm] のアクリルパイプに蓄えられるため、圧力の測定結果に影響がないと判断したためである。Fig. 2.10がこの平板の写真である。

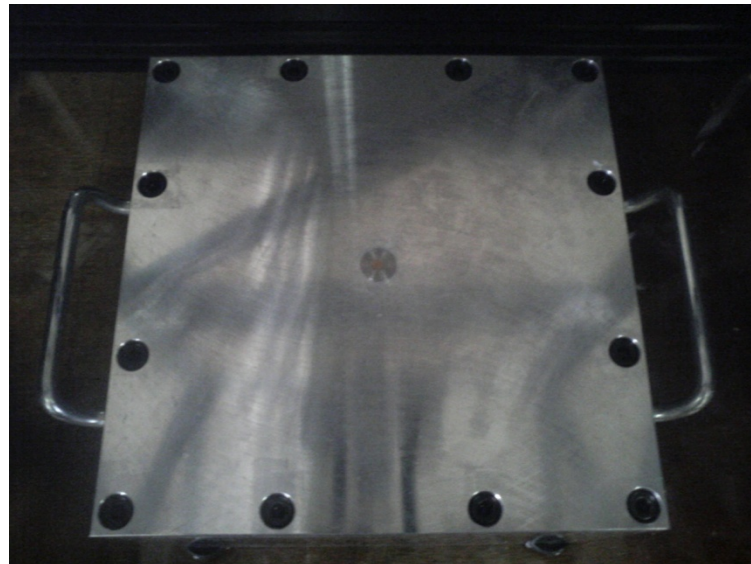


Fig. 2.10 アルミ平板

最大の問題である水塊形状の再現性の問題については、ゴムシートの設置方法に着目し、アクリルパイプを二重の構造にするという方法で解決を図った。大小大きさの異なるアクリルパイプを用意する。大きい方（外径140 [mm]）のアクリルパイプにゴムシートを張り、輪ゴムで止めた後、小さい方のアクリルパイプ（2. 3で述べた内径100 [mm] のアクリルパイプ）を押し込み、2つのアクリルパイプを固定する。そして、これを平板上部に設置した後、内側のアクリルパイプ、すなわち小さい方のアクリルパイプのみに水を貯める（Fig. 2.11 参照）。2つのアクリルパイプを固定する際には、少し分かりづらいが、Fig. 2.12のようにステンレス製の棒を用いた。また、この大きい方のアクリルパイプの内側にはFig. 2.13のように2つのアクリルパイプを同心円状に保つ目的で円筒状のガイドを取り付けている（写真の黒色のアルミフレームについては後述する）。

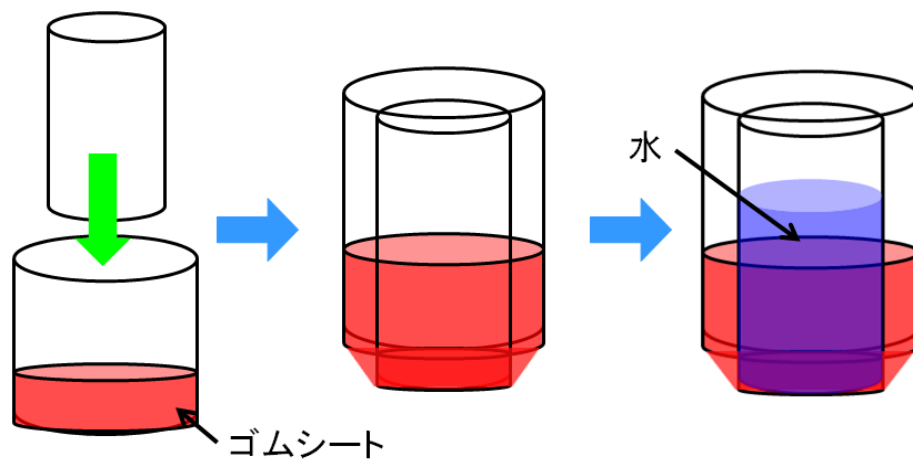


Fig. 2.11 水塊の生成方法

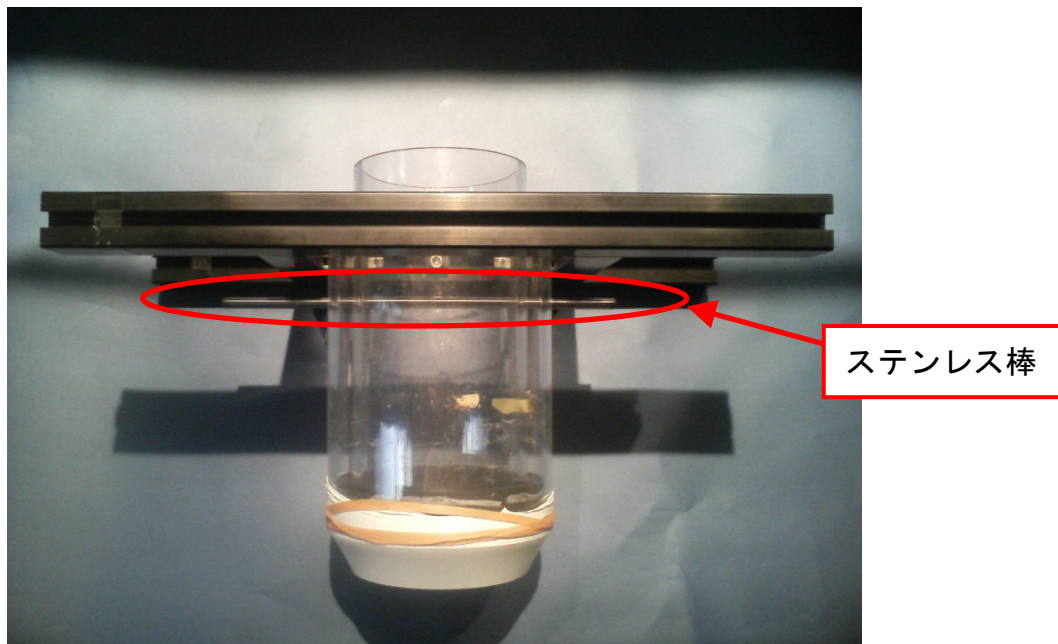


Fig. 2.12 二重構造の亚克力パイプにゴムシートを張った状態

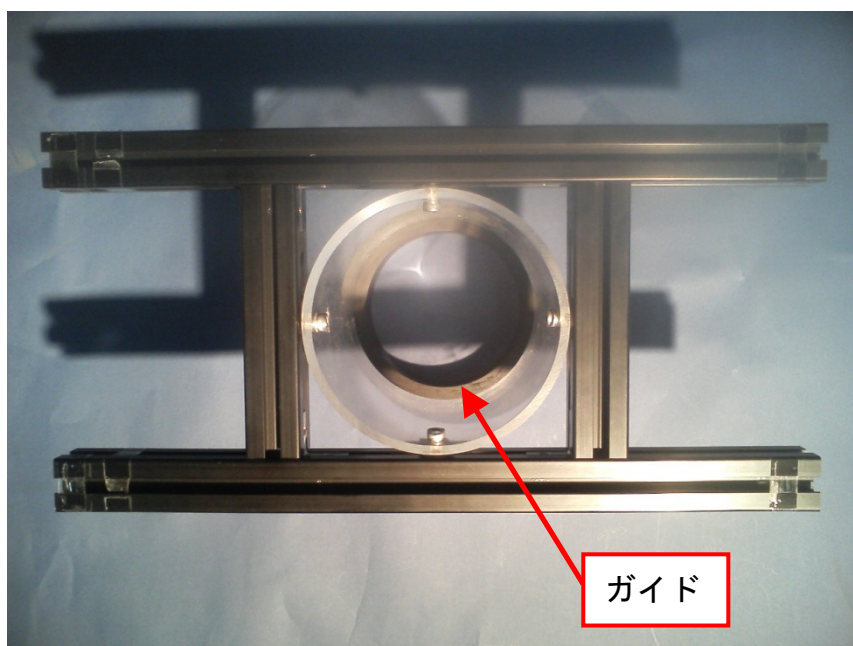


Fig. 2.13 大きい方のアクリルパイプとガイド

こうすることで、ゴムシートが割れる際に、ゴムシートが外側のパイプまで広がろうとするため、水塊の落下を妨げるような割れ残りが生じる可能性は非常に小さくなる。さらに、押し込むという作業でゴムシートにより大きな張力が加わり、ゴムシートがより素早く破裂すると思われる。加えて使用する有機溶剤もよりゴムシートが溶けやすくなるように石油類の含有量が多いものに変更した。

また、このアクリルパイプの振動を抑制すべく、先程の Fig. 2.13 のように大きい方のアクリルパイプをアルミフレームで囲んで固定し、それを Fig. 2.14 のように水槽内部に組み立てたアルミフレームに載せた。なお、中心合わせの問題はアクリルパイプを水塊上部に設置した状態で、アクリルパイプ中央から重りをつけた糸を垂らしてアクリルパイプ中央と圧力センサ中央を合わせ、両方のアルミフレームにマーキングをすることで解決した。

映像の撮影方法についても見直し、様々な検証を行った結果、シャッター速度を 1 [msec] にし、黒色のボードで水槽の正面以外の三方向を囲み、アクリルパイプの上から照明を当てるという方法で最も水塊をきれいに捉えることができると判断した。

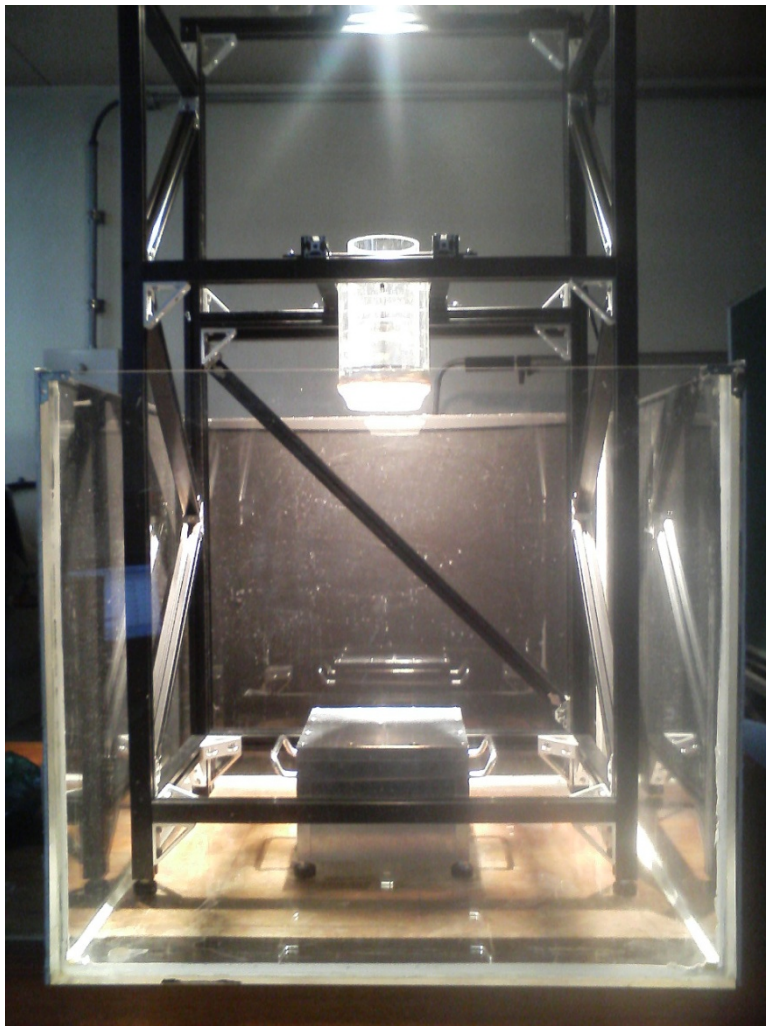


Fig. 2.14 実験装置全体図

2. 4. 2 実験条件・測定条件

圧力センサのサンプリング周波数は 50 [kHz] とした．これまでの実験装置では 10 [kHz] としていたが，水塊の生成方法や噴射する有機溶剤の改善により，より早くゴムシートが割れるようになったため，測定時間を短くしてサンプリング周波数を高くすることができた．落下高さおよび水量（高さ）は前回同様 500 [mm] ， 100 [mm] である．

2. 4. 3 実験結果・考察

Fig. 2.15 に実験結果の代表的な例を示す．このように圧力値が急激に上昇した後，減衰しているのが分かる．また，Fig. 2.15 の②で囲んでいる部分と Fig. 2.16 の③で囲んでいる部分を比べると，改良前の実験結果より改良後の実験結果の方が圧力の減少の仕方が直線的なのが見える．これは平板の剛性を高めたためと考えられる．

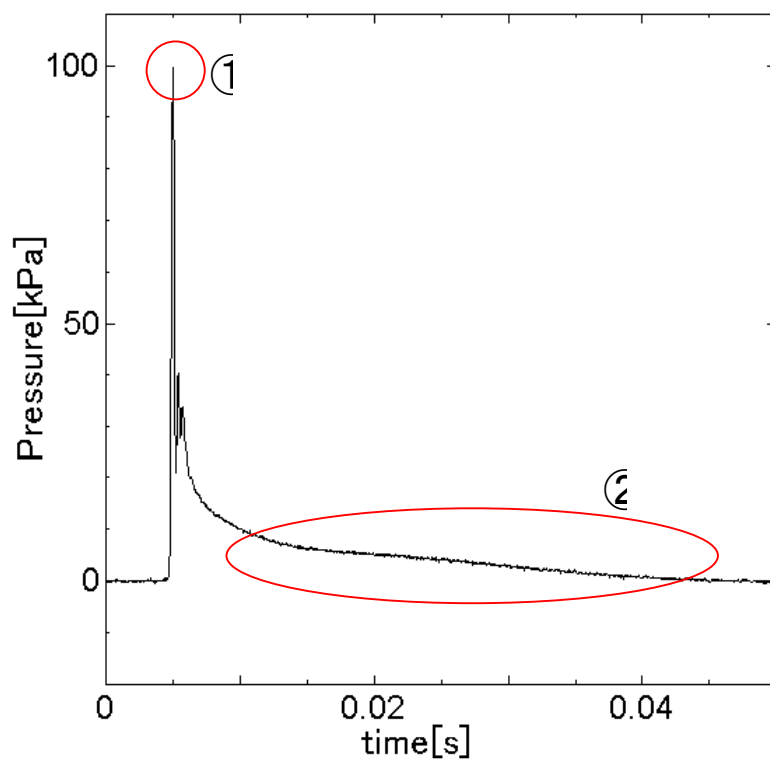


Fig. 2.15 改良後の代表的な圧力の時間変化

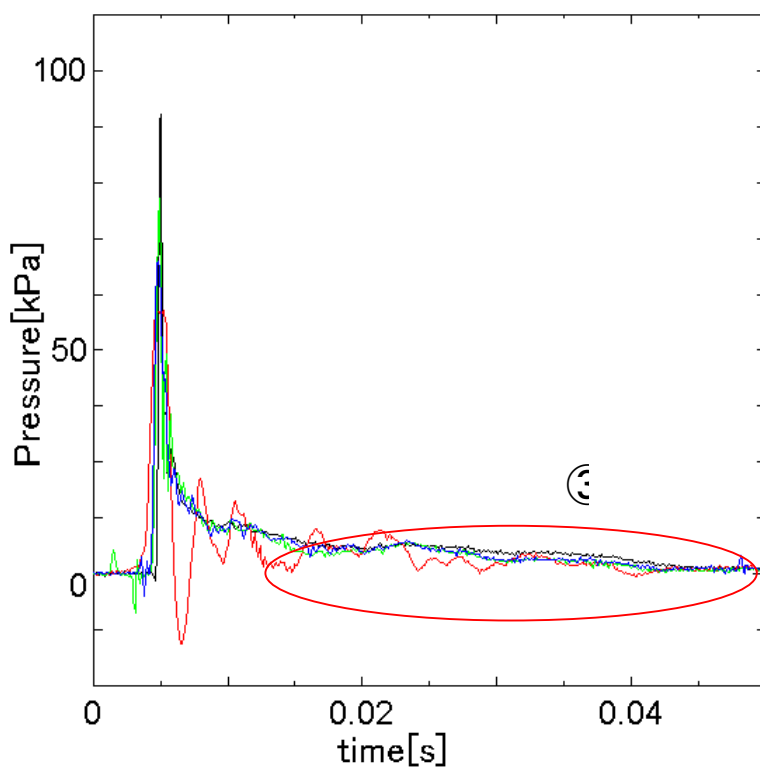


Fig. 2.16 改良前の圧力の時間変化

この実験条件では全部で 38 回の実験を行い、そのうち成功といえるもの、すなわち水塊がアクリルパイプの形状をある程度維持したまま落下したものは 22 回であった。成功率に換算すると 58% となり、これまでの実験装置と比較すると大幅に改善できたことになる。

しかし、この成功と見なした全 22 回から Fig. 2.15 の①部分に相当するような最大圧力値の頻度をとると 100 [kPa] 前後が最も集中していたものの、ばらつきが見られた (Fig. 2.17 参照)。これらの水塊の映像を 40~80 [kPa] を記録したもの、80~140 [kPa] を記録したもの、180 [kPa] 以上を記録したもので区別し、それぞれ 4 枚ずつ Fig. 2.18, Fig. 2.19, Fig. 2.20 に示す。Fig. 2.19 と Fig. 2.20 の違いはほとんど見られないが、Fig. 2.18 と Fig. 2.19 をよく比較すると、Fig. 2.18 の水塊は中央先端部分が崩れぎみで、照明の光をより反射しているのが分かる。よって水塊の中央先端部分がきれいに保たれれば保たれるほど水塊が塊として平板に作用し、その時に最大圧力値は高くなると考えられる。ゴムシートは手で張っているため、その張りの強さは実験の度に変わり、有機溶剤を噴射する量、角度、位置も異なる。そのため、当然ゴムシートの破裂の仕方は実験毎に変わる。この違いが水塊の形状に依存し、水塊形状が最大圧力値のばらつきの原因になると考えられる。

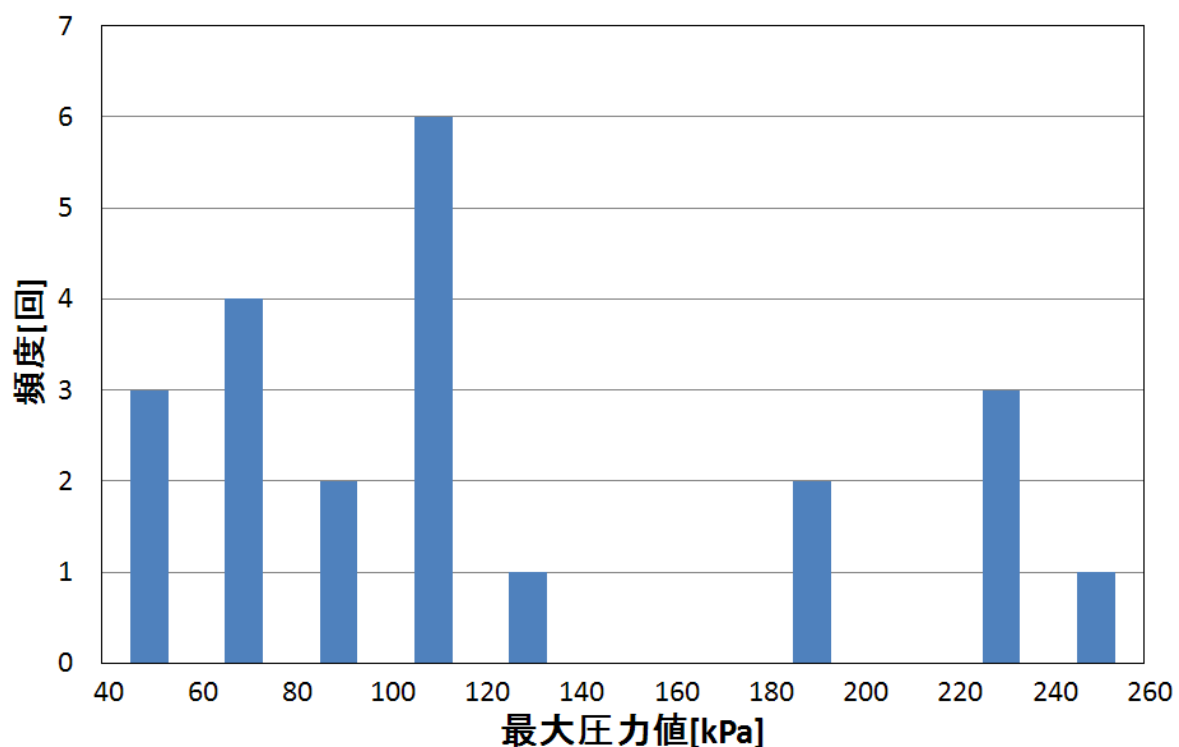


Fig. 2.17 最大圧力値の分布

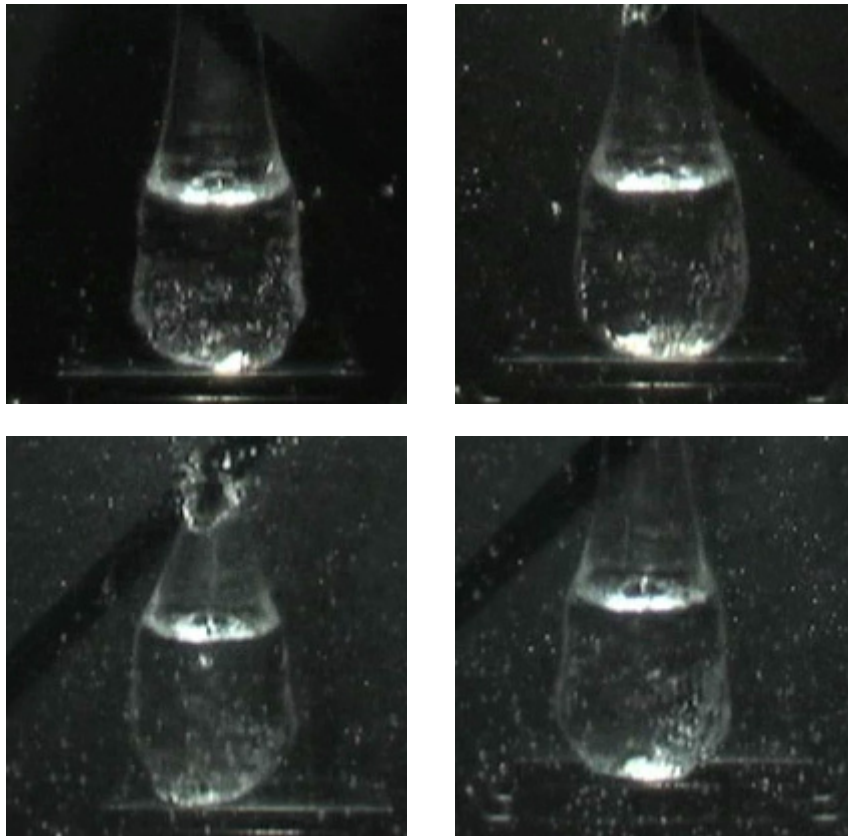


Fig. 2.18 最大圧力値が 40~80 [kPa] の場合の主な水塊形状

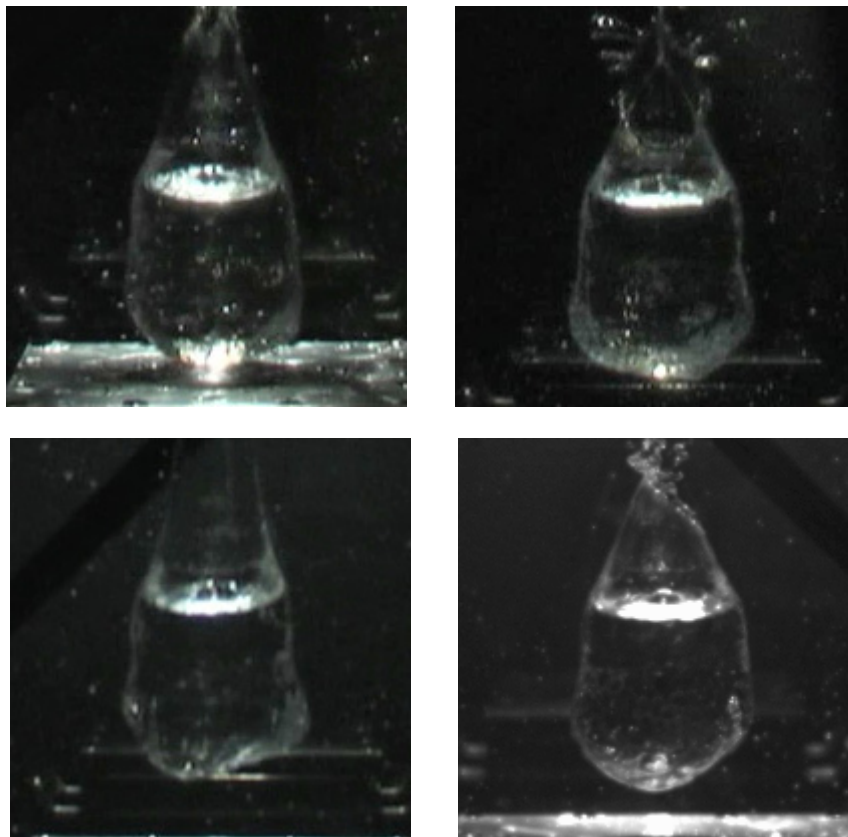


Fig. 2.19 最大圧力値が 80~120 [kPa] の場合の主な水塊形状

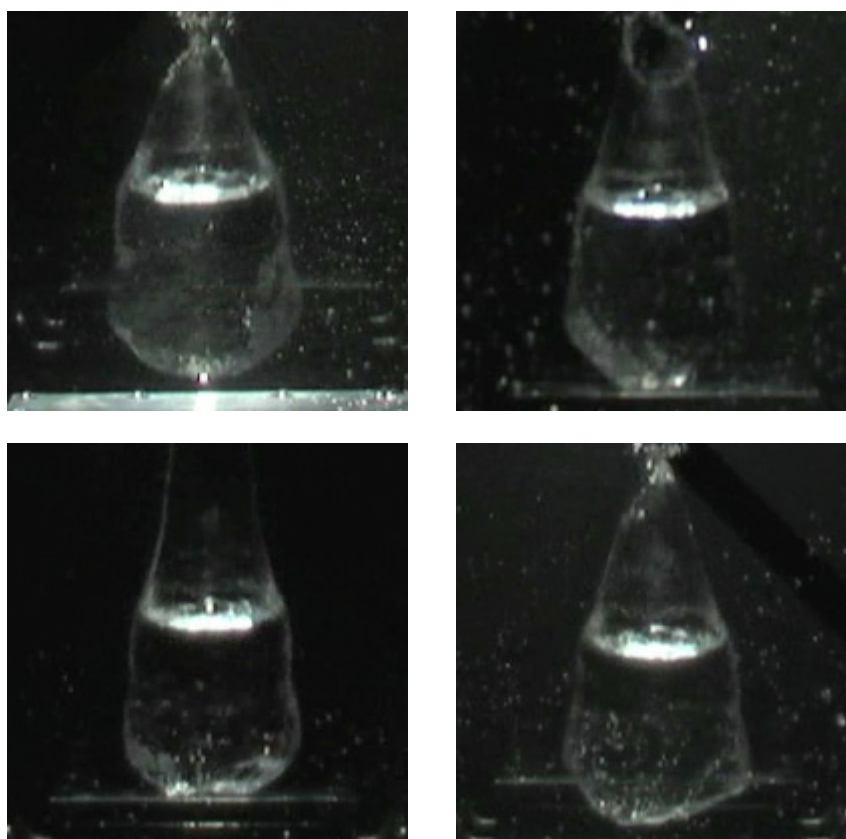


Fig. 2.20 最大圧力値が 180 [kPa] を超える場合の主な水塊形状

またこれらの結果に対して、圧力の時間積算値を求めた。具体的な計算方法を述べると、圧力が最大値を記録する点を基準として、その点から-0.01 [s] の点から+0.19 [s] の点までのデータを $P_1, P_2, P \dots P_n$ とすると、 $\sum P_i \times \Delta t$ (Δt : 圧力センサのサンプリング間隔) を計算している。圧力が最大値を記録する点から-0.01 [s] の点を起点としたのはどのグラフを見ても圧力が発生し始めてから最大値を記録するまで 0.01 [s] も要していないためである。また、+0.19 [s] としたのはグラフで確実にこの時間には圧力値が 0 周辺の値に落ち着いており、映像でも水塊が衝突してから完全に平板中央から水が取り除かれるまでの時間が 0.2 [s] はかかっていないと判断できたためである。ただし、実験では圧力センサの特性上、衝撃を受けた後に圧力値が 0 より少し小さな値に落ち着いてしまう。つまり水塊が平板に衝突する前と衝突した後では圧力の基準に差がある。そこで衝突後 0.17 [s] から 0.19 [s] までの平均値をとり、その値を基準としている。この結果を示すと、Fig. 2.21 のようになり、急激に上昇してから、その後緩やかに上昇して一定値に落ち着く。

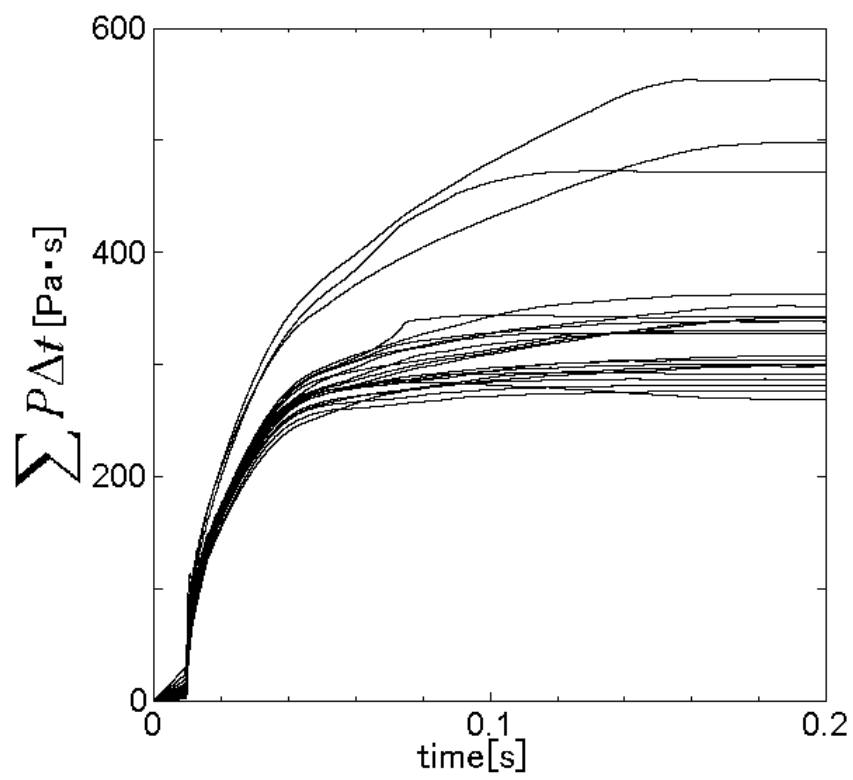


Fig. 2.21 圧力の時間積分値

2. 5 まとめ

実験装置を改良したことで、成功率が 58%となり、大幅に向上した。これは水塊の生成方法を改良したためと考えられる。また、圧力が減少してから 0 に収束せず、不自然な振動が見られるという現象も改良後はほとんど見られなくなった。これは平板の剛性を高めたためと言える。さらに撮影方法を見直したことで、改良前の実験装置のときに撮影した映像と比べて、より映像を鮮明に撮影することができた。

第 3 章 数値解析法＜粒子法(MPS 法)＞ について

3. 1 さまざまな粒子法

粒子法⁽⁸⁾は、連続体を有限個の粒子によって表し、連続体の挙動を粒子の運動によって計算する方法である。全粒子が速度や圧力などの変数を持ちながら移動する。有限要素法や有限体積法で必要な格子は用いず、連続体の挙動は微分方程式によって記述される。よって、粒子法では格子を用いずにどのように微分方程式を離散化するかが要点であり、このやり方の違いからいくつかの方法がある。流体は連続体であるが、最小の視点で見れば分子の集合体である。この分子1つ1つの運動を計算するのがマイクロモデルである。分子動力学法（*MD, Molecular Dynamics*）や直接シミュレーションモンテカルロ法（*DSMC, Direct Simulation Monte Carlo*）がこれに含まれる。これらはミクロの粒子法である。MDでは、原子あるいは分子1個を粒子1個で表し、分子間ポテンシャルを用いて分子間力をモデル化する。MDで扱う粒子は実態として分子である。連続体も分子や原子の集団であるので、原理的には分子動力学によって連続体の運動を計算できるはずであるが、原理的には可能でも実際には計算時間の問題から不可能である。例えば、一辺の長さが10 [μm]の立方体には 2.7×10^{10} 個の分子が含まれており、現在の計算機的能力ではこの規模のMD計算はできない。DSMCは、MDにおける衝突の計算を確率的におこなうことにより効率化した計算方法であり、希薄流体に用いられている。

一方、流体を連続体として扱う方法をマクロモデルと呼ぶ。格子を使う普通の計算方法はこれに含まれる。マクロな粒子法には、SPH法（*Smoothed Particle Hydrodynamics*）やMPS法（*Moving Particle Semi-implicit Method*）、グリッドレス法がある。SPH法では粒子の位置にカーネル関数を配置し、その重ね合わせとして変数の空間分布を示す。その分布を微分することで、格子を用いることなく微分方程式を離散化する。また、SPH法は主にこれまで天文学の分野における圧縮性流れの数値解析法として用いられてきた。一方、MPS法は非圧縮性流れのための粒子法として開発された。船舶工学、土木工学、原子力工学などの工学の問題では非圧縮性流れを対象にしている場合が多いためである。MPS法は微分演算に対応する粒子間相互作用モデルを用いて連続体の支配方程式を離散化するものである。MPS法ではMAC法（*Marker and Cell*）で用いられたような半陰的アルゴリズムを粒子法の枠組みの中で実現している。MPS法を用いて水柱の崩壊や碎波が計算され、自由表面の大変形のみならず、流体の分裂や合体に対しても適用できることが示されている。本研究では、MPS法を用いて落下水塊の衝突による衝撃力を解析する。

3. 2 MPS 法の特徴

本研究では，MPS 法を用いて自由落下する水塊が平板に衝突する際に発生する衝撃圧力を解析する．さらにその水塊が落下—衝突—崩壊する過程についても考察する．MPS 法は Fig. 3.1 のように流体を粒子の集まりで表現する．マクロモデルでは粒子 1 つ 1 つが流体の集まりを表していると考えればよい．しかしながら，流れの支配方程式は偏微分方程式で書かれているため，計算格子を用いずに離散化するには，従来の有限要素法や有限体積法などとは異なった考え方が必要となる．

MPS 法は微分演算に対応する粒子間相互作用モデルを用いて連続体の支配方程式を離散化する．つまり，偏微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルを作り，支配方程式のそれぞれの項をそれと等価な粒子間相互作用で置き換える．そして，それぞれの粒子が持つ速度などの変数の変化を，粒子間相互作用に基づいて計算する．このような考え方では，連続体を有限個の粒子で表すことが空間の離散化に相当する．MPS 法で用いる粒子は，分子などの実際の粒子を意味しているのではなく，ラグランジュな計算点であり，強いて言えば流体の集まりを示す．したがって，MPS 法における粒子間相互作用はあくまで計算上のモデルであり，離散化のためのスキームである．



Fig. 3.1 流体を粒子に置き換えたイメージ

3. 3 粒子間相互作用モデル

3. 3. 1 重み関数

粒子法とは流体の運動を粒子の運動に置き換えることで，流体の挙動を追跡する計算法である．粒子法はシミュレーション対象の支配方程式を粒子間相互作用モデルで離散化する．このモデルでは粒子間の相互作用を重み関数 $w(r)$ に基づいて計算する．重み関数 $w(r)$ の具体的な式は(3.1)式で定義する．

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (0 \leq r < r_e) \\ 0 & (r_e \leq r) \end{cases} \quad (3.1)$$

r : 粒子間距離, r_e : 粒子間相互作用半径

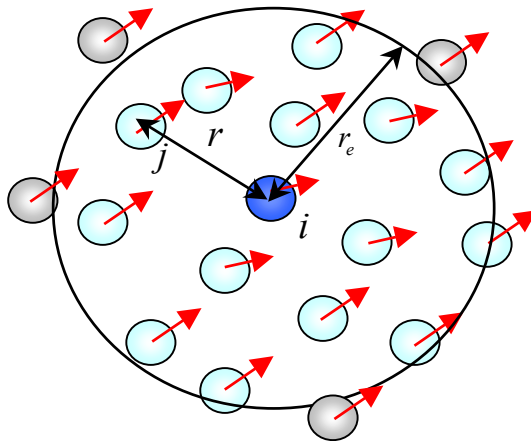


Fig. 3.2 粒子間相互作用モデル

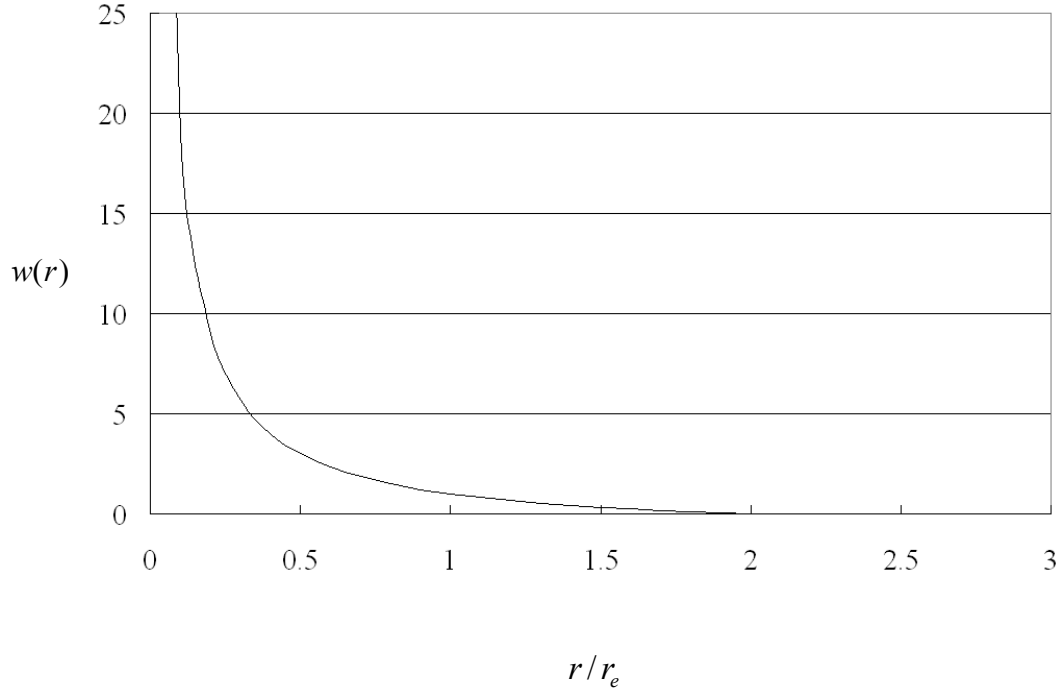


Fig. 3.3 MPS 法に用いる重み関数

Fig. 3.3 は重み関数半径 $r_e=2.0$ の場合の重み関数 $w(r)$ である．粒子間距離 r が $0.0 \sim 3.0$ まで変化した場合の重み関数 $w(r)$ の値を示したものである． r/r_e が大きくなるにつれて $w(r)$ が限りなく 0 に近づいている．すなわち，粒子間距離が大きくなるほど $w(r)$ は 0 に近づく．重み関数半径 r_e と等しくなると 0 になるが，これは相互作用を与えられる粒子数を減らし，計算負荷を軽くするのが目的で，粒子間相互作用の及ぶ範囲を半径 r_e 以内の近傍に制限している．逆に r が小さくなるにつれて重み関数は無限に大きくなっていく．これは，非圧縮条件をうまく働かせ，粒子の分布にむらが生じないようにするためである．

粒子 i およびその近傍粒子 j の位置ベクトルそれぞれ $\vec{r}_i, \vec{r}_j$ とし，粒子 i の位置における重み関数の和をとったものを粒子数密度(**particle number density**)と呼び，(3.2)式のように定義する．

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (3.2)$$

ここで，粒子 i 自身の重み関数の値は無限大であるので，和の中には含めない．また，空間 V の中に質量 m の粒子が N 個入っているとすると，密度は(3.3)式で定義することができる．

$$\rho = \frac{mN}{V} \quad (3.3)$$

空間の体積は領域 Ω の積分として表すことができ，粒子数も粒子数密度で表すことができ

る．ただし，重み関数を w' として，領域 Ω の内部で 1，領域 Ω の外部で 0 の値をとるものとする．

$$\rho(r) = \frac{m \sum_j w'(|\vec{r}_j - \vec{r}|)}{\int_{\Omega} w' dv} \quad (3.4)$$

$$w'(r) = \begin{cases} 1 & (0 \leq r < r_e) \\ 0 & (r_e \leq r) \end{cases} \quad (3.5)$$

(3.4)式の右辺の分子は位置ベクトル $\vec{r}$ の近傍の粒子 j に対する和である．重み関数 w は，領域 Ω の中であれば常に値として 1 をとるとしているため，結局，(3.4)式の右辺の分子は領域 Ω 中の粒子の個数 N に質量 m を掛けたことを表現しており，(3.3)式の分母に等しい．ところで，(3.5)式中の重み関数 w は(3.5)式に限らず他の関数でもよい．ここで MPS 法の重み関数(3.1)式を用いると，

$$\rho(r) = \frac{m \sum_j w(|\vec{r}_j - \vec{r}|)}{\int_{\Omega} w dv} \quad (3.6)$$

すなわち，

$$\sum_j w(|r_j - r|) = \frac{\rho(r) \int_{\Omega} w dv}{m} \quad (3.7)$$

となる．MPS 法の重み関数では $r = 0$ で $w = \infty$ となるため， $r = 0$ を避けるように(3.7)式を粒子 i の位置 $\vec{r} = \vec{r}_i$ で計算する際に，粒子 i の寄与は考えない．

$$n_i \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) = \frac{\rho(r_i) \int_{\Omega'} w dv}{m} \quad (3.8)$$

ここで， Ω' は粒子 i の寄与分を除いた領域である．(3.8)式より，粒子 1 個の質量 m が一定で，かつ領域 Ω' が一定 (r_e が一定) であるとき，粒子数密度は流体の密度に比例する．非圧縮性流れでは流体の密度は一定であり，したがって粒子数密度も一定でなければならない．この一定値を n^0 とする． n^0 を具体的に求めるには，初期粒子配置において十分内部にある粒子 (重み関数の半径 r_e の中に自由表面がない) の粒子数密度を計算し，解析中はこの値を使い続ける．

3. 3. 2 グラディエントモデル

互いに近傍に存在する 2 つの粒子 i, j がそれぞれ位置ベクトル $\bar{r}_i, \bar{r}_j$ スカラー変数値 ϕ_i, ϕ_j を保持しているとする. 粒子 j の変数値 ϕ_j を, 粒子 i の変数値 ϕ_i からのテイラー展開で表すと(3.9)式になる.

$$\phi_j = \phi_i + \nabla \phi|_i \cdot (\bar{r}_j - \bar{r}_i) + \dots \quad (3.9)$$

1 次の項まで考えると, 次の(3.10)式となる.

$$\nabla \phi|_i \cdot (\bar{r}_j - \bar{r}_i) = \phi_j - \phi_i \quad (3.10)$$

左辺の勾配 (gradient) は, テイラー展開の考え方によれば粒子 i の位置の値であるが, そもそも粒子 i, j に対して対称であるからことから, 粒子 i と j との間の値と考えるべきである.

$$\nabla \phi|_{ij} \cdot (\bar{r}_j - \bar{r}_i) = \phi_j - \phi_i \quad (3.11)$$

(3.11)式の左辺は, 粒子 i, j 間における勾配ベクトル $\nabla \phi|_{ij}$ と, 相対位置ベクトル $\bar{r}_j - \bar{r}_i$ の内積で, 両辺を相対位置ベクトルの絶対値で割ると, 右辺は差分式になる.

$$\nabla \phi|_{ij} \cdot \frac{(\bar{r}_j - \bar{r}_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|} = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|} \quad (3.12)$$

さらに両辺に相対位置ベクトル $\bar{r}_j - \bar{r}_i$ 方向の単位ベクトルを掛けると,

$$\langle \nabla \phi \rangle_{ij} = \left[\nabla \phi|_{ij} \cdot \frac{(\bar{r}_j - \bar{r}_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|} \right] \frac{(\bar{r}_j - \bar{r}_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|} = \frac{(\phi_j - \phi_i)(\bar{r}_j - \bar{r}_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2} \quad (3.13)$$

となり, これが粒子 i, j 間で定義される勾配モデルである (Fig. 3.4). 左辺の $\langle \rangle$ は粒子間相互作用モデルであることを表すために用いる記号である.

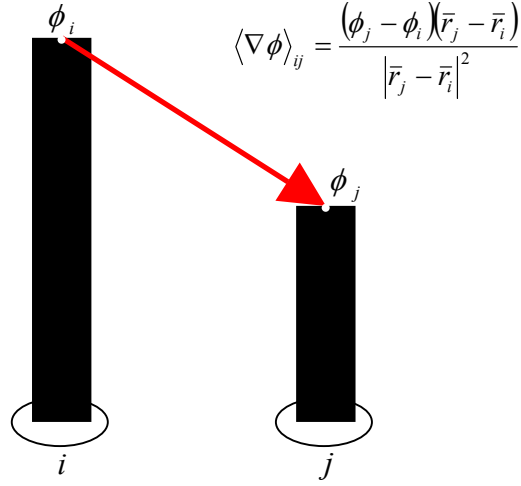


Fig. 3.4 粒子間での勾配モデル

勾配はスカラー変数に作用してベクトルが得られる演算子である．異なる 2 点のスカラー変数値があれば，その間で勾配ベクトルが(3.13)式として得られる．ただし，この勾配ベクトルは，あくまでも粒子間の相対位置ベクトル方向の成分を表すもので，これと垂直方向の成分に関しては何ら情報を与えるものではない．たとえば，坂の勾配を測りたい場合，異なる 2 点の高さがわかっているだけでは不十分である．その 2 点間の相対位置ベクトル方向の勾配の成分しか分からない．どんな急な坂でも勾配と垂直な方向に 2 点をとれば同じ高さとなり，その相対位置ベクトル方向の勾配が 0 であることが分かるだけである．したがって，(3.13)式の右辺は勾配ベクトルそのものではなく，その相対位置ベクトル成分であることに注意する必要がある．

MPS 法では，粒子 i の位置における勾配ベクトルに対して，次の計算モデルを用いる．

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2} (\bar{r}_j - \bar{r}_i) w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|) \right] \quad (3.14)$$

d : 次元数 , w : 重み関数 , n^0 : 粒子数密度

(3.14)式は(3.13)式のベクトルを重みつき平均したものである (Fig. 3.5)．粒子数密度は重みつき平均の正規化のために必要である．本来，粒子 i の位置における粒子数密度 を使うべきだが，計算を簡単にするため n^0 とした．また，すでに述べたように，(3.13)式は勾配ベクトルそのものではなく，その相対位置ベクトル方向の成分であるから，これと垂直な方向の成分の情報が欠落している．すなわち，二次元では 1/2，一般に書けば， d 次元空間では $1/d$ の情報しかない．そこで，近傍粒子がどの方向にも均等に存在するとして，(3.13)

式の重みつき平均を単に d 倍したものが(3.14)式である.

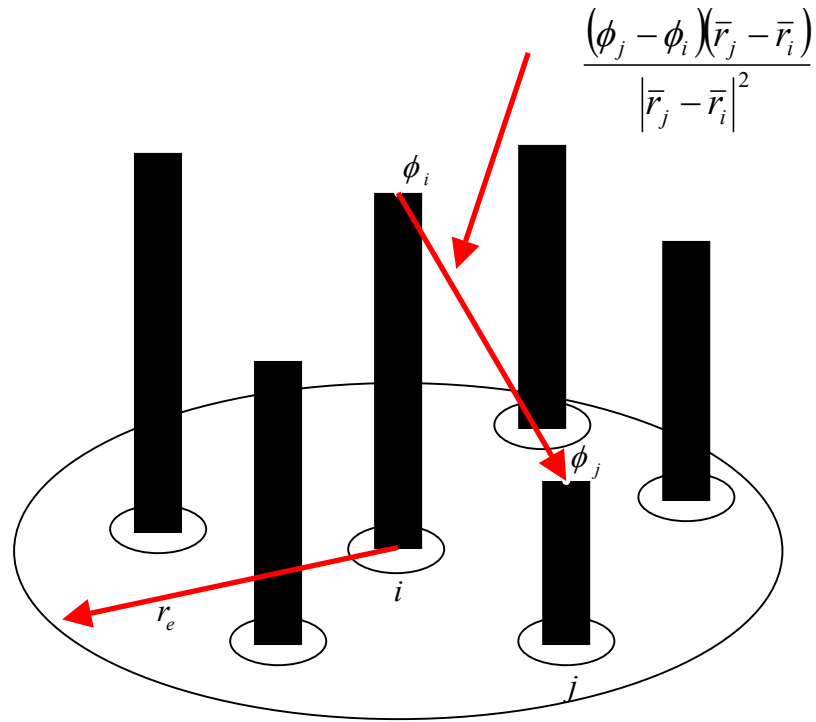


Fig. 3.5 粒子間での勾配モデル

3. 3. 3 発散モデル

発散 (divergence) はベクトルに作用してスカラーが得られる演算子である。粒子 i とその近傍の粒子 j が、それぞれ位置ベクトル $\vec{r}_i, \vec{r}_j$, ベクトル変数値 $\vec{u}_i, \vec{u}_j$ を保持しているとする。発散は二次元デカルト座標系で書けば

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.15)$$

である (ここで $\vec{u} = (u, v)$)。ベクトル変数 $\vec{u}$ の、2 粒子 i, j 間の相対位置ベクトル方向 に対する微分は、

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial \mathbf{x}'} = \frac{\vec{u}_j - \vec{u}_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|} \quad (3.16)$$

と書ける。発散の計算には上式のベクトル成分のうち、 $\mathbf{x}'$ 方向成分のみ必要であるから、

$$\frac{\partial u_{x'}}{\partial \mathbf{x}'} = \frac{(\vec{u}_j - \vec{u}_i) \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} \quad (3.17)$$

式(3.17)では勾配モデルと同様、相対位置ベクトルの方向の成分しか考慮されていない。他の方向における成分の寄与も考え、分子に d が含まれる次の式を発散モデルとする (Fig. 3.6)。

$$\langle \nabla \cdot \vec{u} \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(\vec{u}_j - \vec{u}_i) \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (3.18)$$

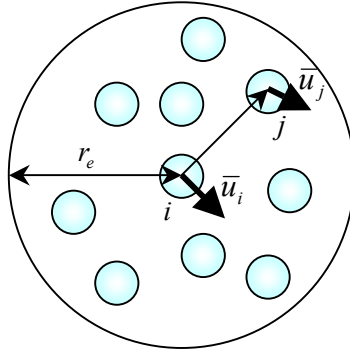


Fig. 3.6 発散モデル

もしベクトル変数が粒子間 i, j に配置されている場合には, $\bar{\mathbf{u}}_j - \bar{\mathbf{u}}_i$ を $\bar{\mathbf{u}}_{ij}$ に置き換え, $\bar{\mathbf{r}}_j$ を

$\bar{\mathbf{r}}_{ij}$ に置き換えた式を用いる.

$$\langle \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\bar{\mathbf{u}}_{ij} \cdot (\bar{\mathbf{r}}_{ij} - \bar{\mathbf{r}}_i)}{|\bar{\mathbf{r}}_{ij} - \bar{\mathbf{r}}_i|^2} w(|\bar{\mathbf{r}}_j - \bar{\mathbf{r}}_i|) \quad (3.19)$$

ここで,

$$\bar{\mathbf{r}}_{ij} = \frac{\bar{\mathbf{r}}_i + \bar{\mathbf{r}}_j}{2} \quad (3.20)$$

を用いると式(3.19)は次のように書くこともできる.

$$\langle \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \rangle_i = \frac{2d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\bar{\mathbf{u}}_{ij} \cdot (\bar{\mathbf{r}}_j - \bar{\mathbf{r}}_i)}{|\bar{\mathbf{r}}_j - \bar{\mathbf{r}}_i|^2} w(|\bar{\mathbf{r}}_j - \bar{\mathbf{r}}_i|) \quad (3.21)$$

3. 3. 4 ラプラシアンモデル

ラプラシアン (Laplacian) モデルを次式で与える.

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)] \quad (3.22)$$

これは (Fig. 3.7) に示すように, 粒子 i の変数値の一部を近傍粒子 j に重み関数の分布で分配することを意味している. ここで統計的な分散の増加を解析解と一致させるべく係数 λ を導入する.

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} |\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2 w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)} \quad (3.23)$$

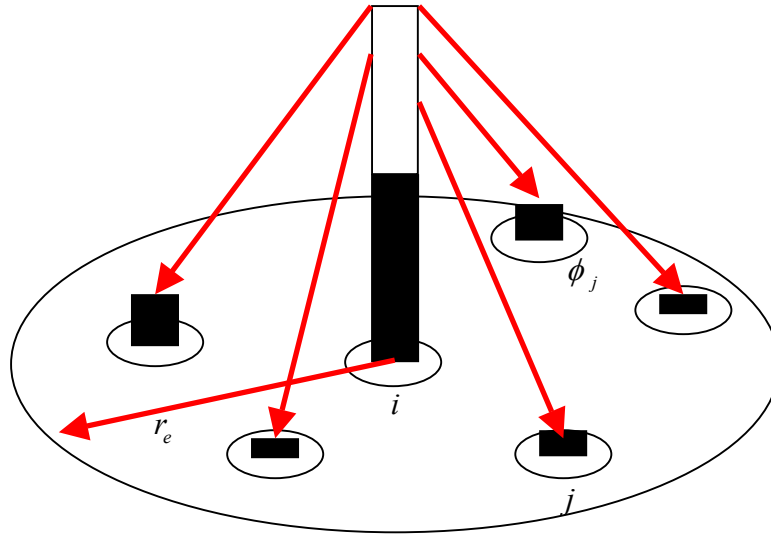


Fig. 3.7 ラプラシアンモデル

係数 λ を具体的に求めるには, 初期粒子配置で十分内部の粒子において計算したものを用い, 解析中はこの値を使い続ける. あるいは, 次式のように積分で近似してもよい.

$$\lambda = \frac{\int_{\Omega'} |\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2 w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) dv}{\int_{\Omega'} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) dv} \quad (3.24)$$

あるいは n^0 をまとめて 1 つのパラメータとして求めても良い。ちなみに、二次元空間で重み関数として (3.1) 式を用いる場合、(3.24) 式は具体的に以下のように計算する。

$$\lambda = \frac{\int_{r_0}^{r_e} r^2 \left(\frac{r_e}{r} - 1 \right) 2\pi r dr}{\int_{r_0}^{r_e} \left(\frac{r_e}{r} - 1 \right) 2\pi r dr} \quad (3.25)$$

ただし、積分領域として粒子 i の占める面積を除外するため、 r_0 を

$$\pi(r_0)^2 = l_0^2 \quad (3.26)$$

とする。 l_0 は正方格子状に粒子を配置した場合の粒子間距離である。ちなみに、粒子 1 個の質量は、

$$m = \rho(l_0)^2 \quad (3.27)$$

となる。

ラプラシアンは物理的には拡散を意味している。非定常拡散方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D \nabla^2 f \quad (3.28)$$

を考える。 $(D$ は拡散係数) 初期分布を原点におけるデルタ関数とした場合の解析解はガウス分布である。すなわち、

$$f(r) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^d \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt} \right) \quad (3.29)$$

ここで、 r は原点からの距離、 d は空間次元数である。一方、統計的な分散 σ^2 は、時間とともに線形に増加する。

$$\sigma^2(t) = \int r^2 f(r) dv = 2dDt \quad (3.30)$$

任意の初期分布をデルタ関数の重ね合せと考えると、その解析解はガウス分布の重ね合せになる。粒子法において、各粒子が変数を保持していることをデルタ関数の重ね合せとみなすと、ラプラシアンモデルとしてガウス分布に従った分配を採用すれば良いことになる。しかしながらガウス分布は、中心付近で急峻であるために粒子への離散的な分配に用いると誤差が大きくなるという問題と、分布が無遠方まで達するので計算時間が膨大になるという問題がある。中心極限定理によれば、ガウス分布とは異なる分布であっても、分散の増分を一致させておけば、その分布による分配を繰り返していくことでガウス分布に収束する。そこで、誤差を減らすためにあまり急峻でなく、計算時間を節約するため有限の距離までしか達しない分布、すなわち重み関数で分布する。これが MPS 法のラプラシアンモデルである。

(3.28)式の右辺のラプラシアンに(3.22)式を適用し、左辺の時間微分にオイラー陽解法を適用すると、次のように離散化される。

$$f_i^{k+1} f_i^k + \Delta t D \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(f_j^k - f_i^k) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)] \quad (3.31)$$

いま、粒子 p のみを変数値 f_p^k を保持し、その他の粒子の変数値は 0 であるとする。(3.31)

式で $i = p$ として

$$f_p^{k+1} = f_p^k + \Delta t D \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq p} [(-f_p^k) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_p|)] \quad (3.32)$$

次に、粒子 q の近傍の粒子 における計算を考える。式(3.31)で $i = q$ とすると右辺における和の記号の中は、 $j = p$ のときだけ値をもつため、

$$f_q^{k+1} = \Delta t D \frac{2d}{\lambda n^0} (f_p^k) w(|\vec{r}_p - \vec{r}_q|) \quad (3.33)$$

となる。(3.32)式と(3.33)式より、粒子 q が粒子 p より受けとる値と、粒子 p が粒子 q に対して失う値は等しい。すなわち、保存性がある。MPS 法のラプラシアンモデルを用いて非定常拡散の計算をする場合に、変数値の和は一定に保たれる。

なお、格子を用いない拡散の計算手法は渦法でも検討されている。その1つがランダムウォークである。しかし、ランダムウォークは粒子の確率的な挙動として拡散を計算するため、統計的に十分多数の粒子が必要であり、差分法などの決定論的なスキームと比較すると計算時間を要する。MPS 法のラプラシアンモデルは決定論的である。ラプラシアンは、勾配にさらに発散を作用させたものである。そこで、粒子間で定義される勾配モデルの(3.13)式に、発散モデルである(3.21)式を適用してみる。

$$\left\langle \nabla \cdot \langle \nabla \phi \rangle_{ij} \right\rangle_i = \frac{2d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(\phi_j - \phi_i)(\bar{r}_j - \bar{r}_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2} w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|) = \frac{2d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(\phi_j - \phi_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2} w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|) \quad (3.34)$$

これをラプラシアンモデルと比較すると、(3.22)式の

$$\frac{1}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|)] = \frac{\sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} |\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2 w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|)} \quad (3.35)$$

の部分が、(3.34)式では

$$\frac{\sum_{j \neq i} \frac{(\phi_j - \phi_i)}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2} w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} w(|\bar{r}_j - \bar{r}_i|)} \quad (3.36)$$

になっている。よく見比べてみると、どちらも分子と分母に和の記号が使われているが、 $|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2$ が(3.22)式では分母側に含まれ、式(3.34)式では分子側に含まれているところが違う。仮に式(3.22)の重み関数に $|\bar{r}_j - \bar{r}_i|^2$ を掛けたものを (3.34)式の重み関数として採用すると、(3.22)式と(3.34)式は等しくなる。

よって MPS 法では、勾配モデルに発散モデルを作用させたものと、ラプラシアンモデルは、同じ重み関数を採用した場合には整合しない。さらに実際の計算では、重み関数のパラメータ r_e は、モデルによって異なる値を用いているため、この点からも整合性が崩れている。

ベクトル解析の微分演算子にはあと回転 (rotation) があるが、MPS 法による流体解析や構造解析では回転を使う必要がないため、これまでのところ対応する粒子間相互作用モデルは開発されていない。

MPS 法の計算手順

MPS 法の非圧縮性流れの計算アルゴリズムをフローチャートに示す (Fig. 3.8).

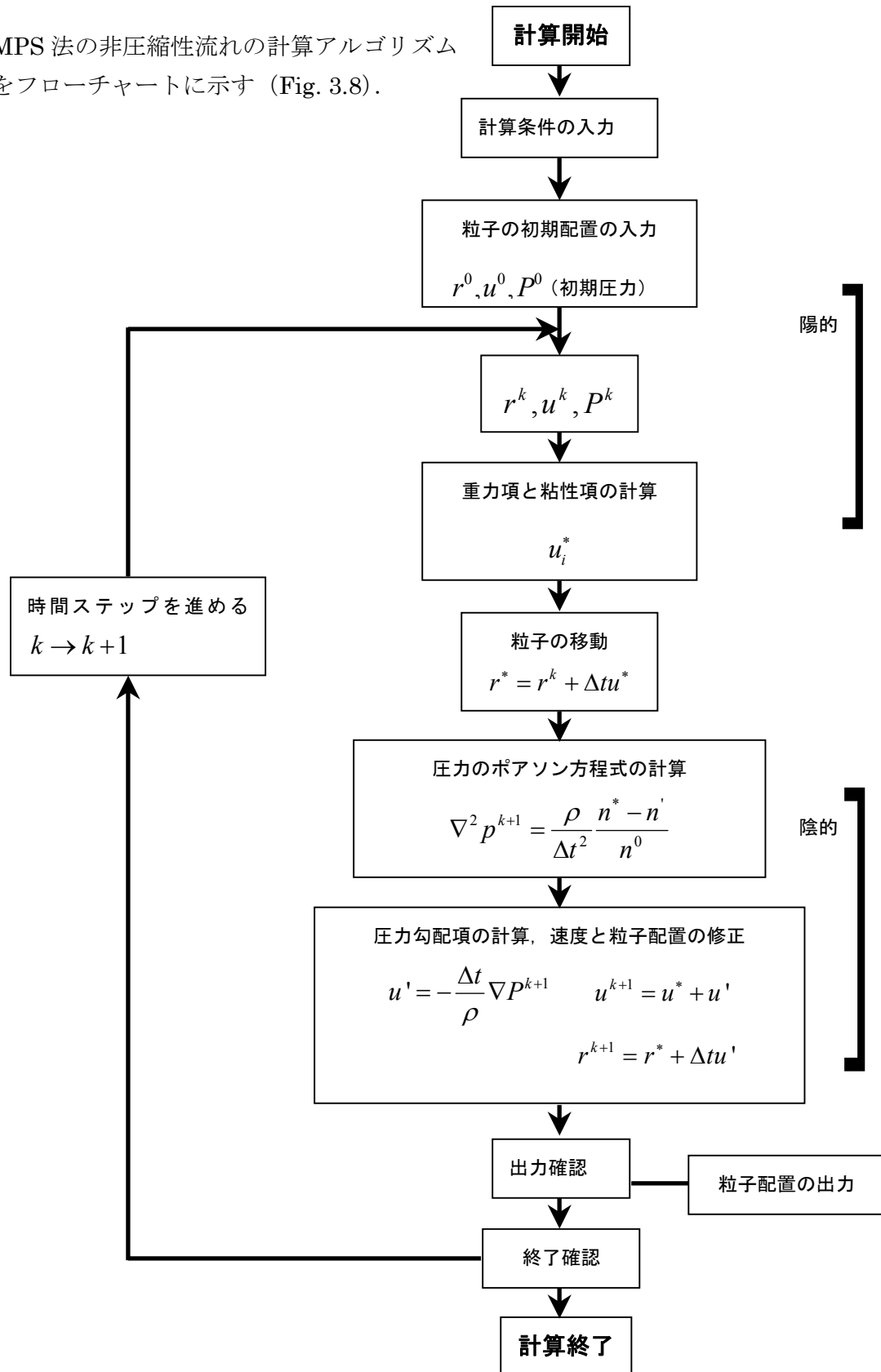


Fig. 3.8 MPS 法の計算の流れ

第4章 解析モデル

4. 1 目的

実験によって得られた水塊の落下形状―衝突―崩壊過程の結果を解明するために粒子法を用いて数値解析⁹⁾を行い，粒子法がこの現象に適用可能であるかどうかを明らかにすることを目的とする．

4. 2 計算手順

Fig. 4.1 に計算系を示す．これは実験の水槽を二次元化したものである．下には平板に見立てた粒子層を用意し，上部には水を貯めたアクリルパイプに見立てたものを用意している．計算開始と同時にゴムシートに見立てた水塊下部の仕切りを取り外し，水塊を落下させ，平板に衝突させる．なお，下の平板の大きさは水塊が平板に衝突する際の圧力値を議論する場合，水塊を受けるに足りる大きさであれば良く，実験とは合わせていない．また，実験では存在する横の壁も計算では不要であるため，排除した．

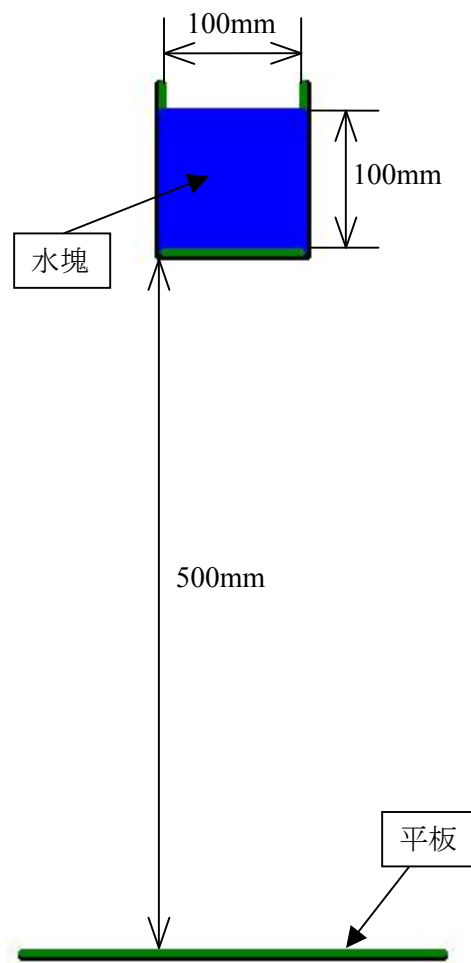


Fig. 4.1 計算系

4. 3 解析条件

最大時間刻みは 0.1 [msec] , 粒子間距離は 1 [mm] である. 流体粒子の密度, 壁粒子の密度は 1000 [kg/m³] とし, 重力加速度は 9.80665 [kg・m/s²] とする.

4. 4 解析モデル

4. 4. 1 初期解析モデル

まずは Fig. 4.2 のように計算開始 (0.0 [s]) と同時に水塊下部の仕切りが完全に取り外されるというモデルで計算をした. 水の粘性は考慮していない.

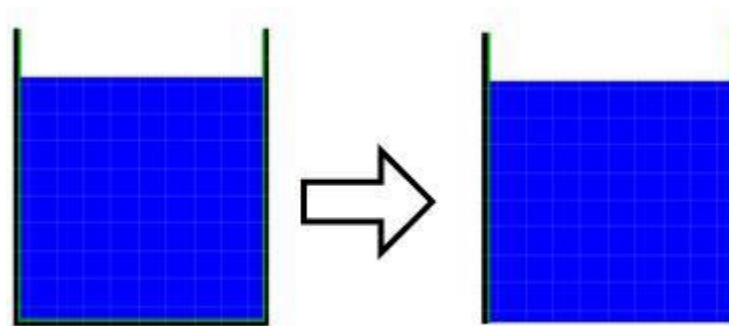


Fig. 4.2 初期解析モデル

この解析モデルより得られた水塊の衝突に生じる平板の圧力の時間推移を Fig. 4.3 に示す. 青線で示すのは数値計算で得た平板の中心線 (粒子数が偶数のため中央の粒子は存在しない) に接する左側 1 粒子の圧力の時間変化である. 赤線は数値計算で得た平板中央 4 粒子の平均をとったもので, 黒線は実験結果の代表例である. なお, 見やすくするために赤線と青線は時間軸を少しずらしている. また, 4 粒子の平均を求めたのは実験で使用した圧力センサの感圧面が直径 5 [mm] であること, 平板の中央を取るためには奇数個ではなく偶数個の粒子平均を求める必要があることを考慮してのことである. このモデル 1 では 1 粒子の値と 4 粒子の平均値は Fig. 4.3 のようにほとんど変わらなかったが, 以後は実験結果と比較することを考慮して 4 粒子の平均値で示す.

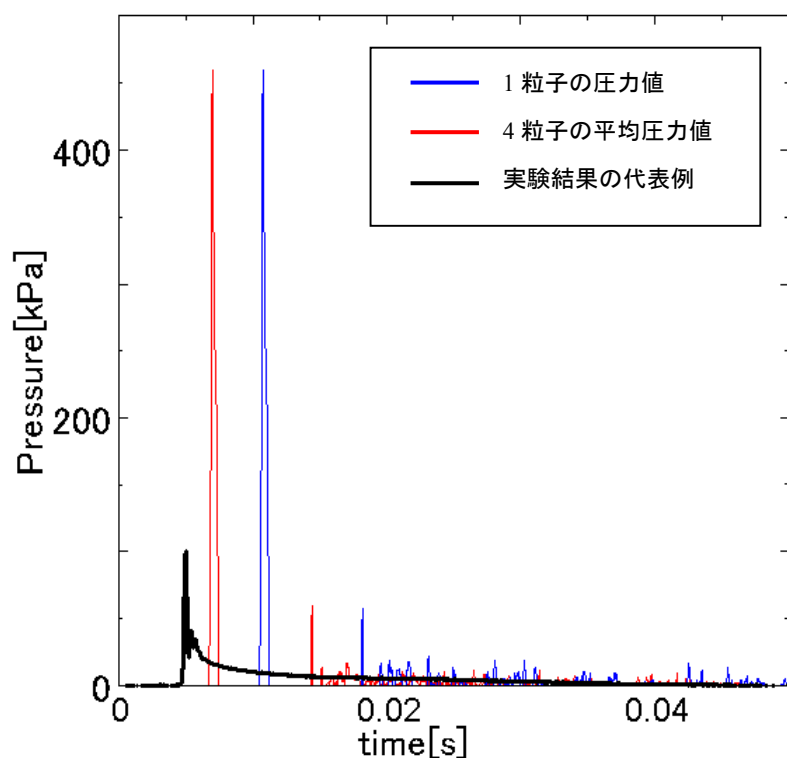


Fig. 4.3 初期解析モデルでの圧力の時間変化

Fig. 4.3 を見ると数値計算では明らかに実験値より大きなピーク値をとっている．さらに実験では値が連続的であるのに対して，数値計算では離散的である．また，Fig. 4.4 に水塊が平板に衝突する直前の映像，および衝突直後の映像を圧力値に応じて示す．なお，圧力値が 30 [kPa] 以上の場合は赤色で示している．水塊が平板に衝突する直前まで初期配置を維持している上に，力が一切の乱れもなく左右対称に水塊上部に伝播しているのが分かる．

実験ではいくらゴムシートをきれいに破壊してもその存在の影響を無視することはできない．また，アクリルパイプ管内と水との間，ゴムシートが割れる際にゴムシートと水との間に摩擦も発生する．従って，水塊の初期配置が平板との衝突直前まで維持するということや力の伝播に乱れが生じないということは決して起こりえず，このモデルは実験を再現しているとは言えない．よって解析モデルを変更することにした．

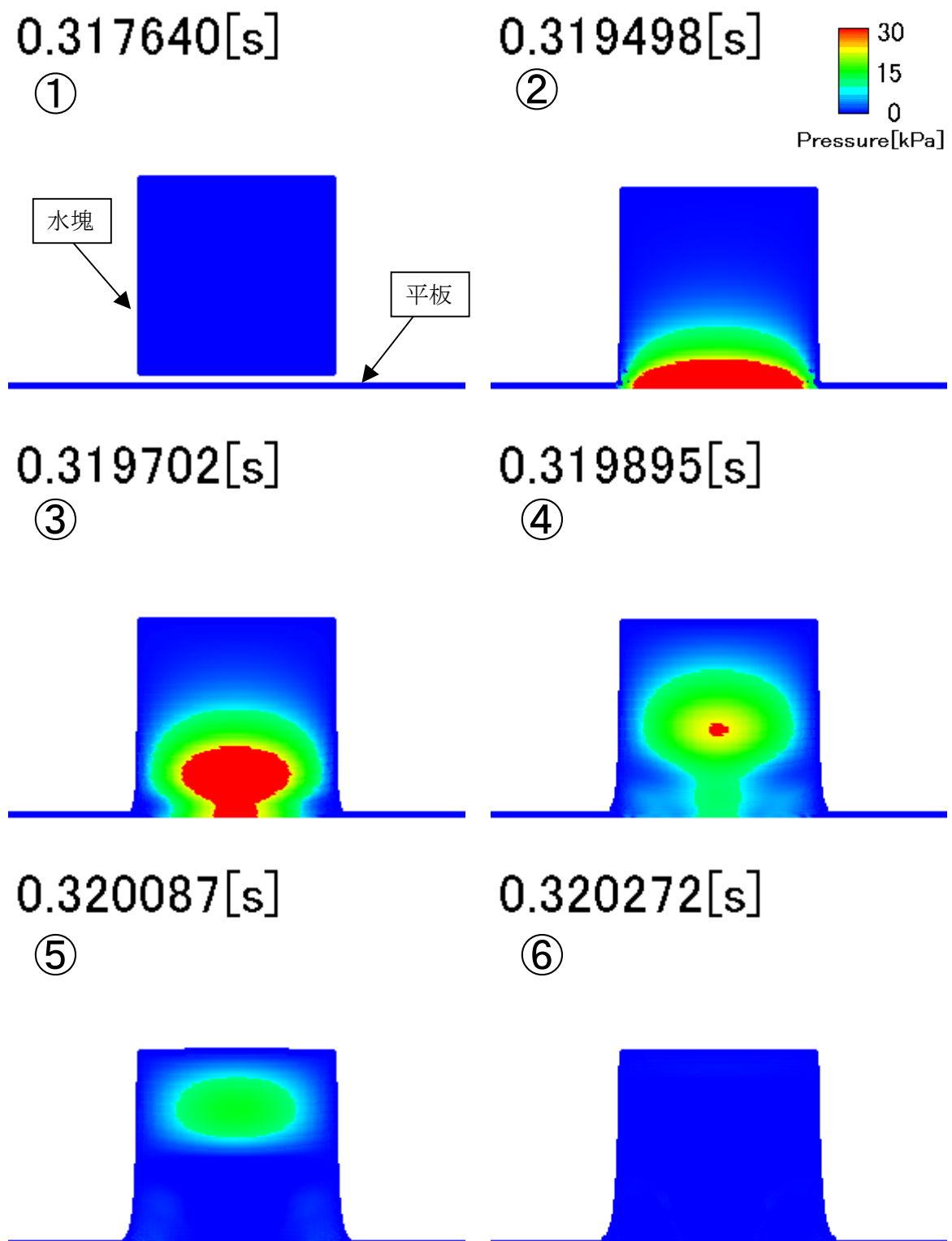


Fig. 4.4 水塊が平板に衝突し，力が伝播する様子

4. 4 . 2 モデルの改良

まずは水を落下させる前に一定時間水塊下部の仕切りを外さずに計算を行い、その後下の仕切りを瞬間的に取り外すという方法を考えた。(Fig. 4.5 参照) また、ゴムシートが有限時間を持って割れることを考慮し、水塊下部の仕切りを中央の粒子から徐々に消していく (Fig. 4.6 参照)、あるいはゴムシートの端だけを少し残して水塊を落下させるという方法 (Fig. 4.7 参照) も考えた。さらに初期モデルでは考慮していなかった粘性を考えた。このような様々な要因を組み合わせ、多くの条件の計算を行い、その落下形状などを実験結果と比較した。

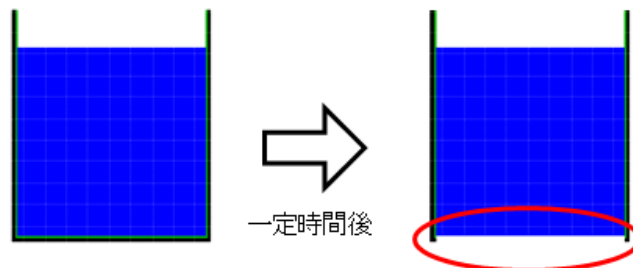


Fig.4.5 ゴムシート破壊待ちモデル

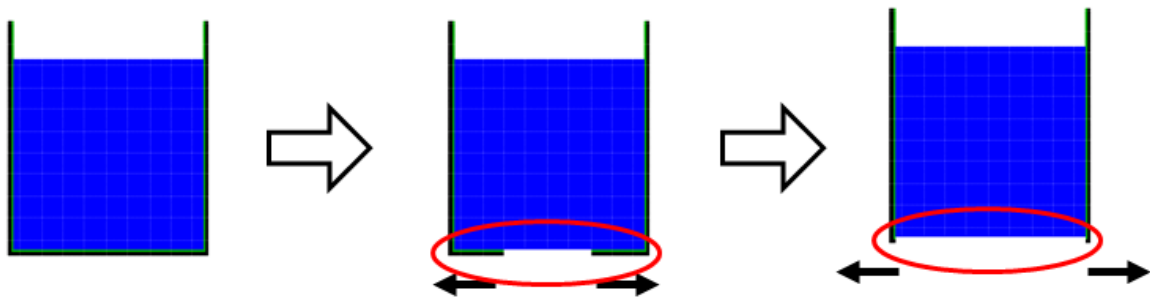


Fig.4.6 ゴムシート有限時間破壊モデル

*このモデルでは下の仕切りを消していくが、その速度は一定としている。

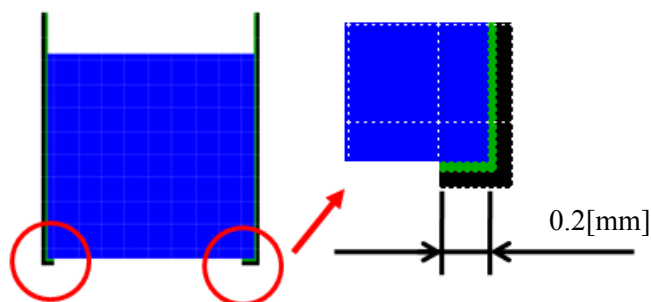


Fig. 4.7 ゴムシート割れ残りモデル

*ゴムシートは割れが大きくなるほど張力が小さくなるため、割れ始めた瞬間のその後では速度が違う。それを単純化して、端だけが残るというモデルを考えた。

なお，便宜上，Table. 4.1 のように分類しておく．

Table. 4.1 解析モデル

モデル	ゴムシートの破壊形態	ゴムシートの割れ残り	粘性	参照図
0	瞬間破壊	なし	なし	Fig. 4.2
1	破壊待ち	なし	なし	Fig. 4.5
2	破壊待ち	なし	あり	Fig. 4.5
3	有限時間破壊	なし	なし	Fig. 4.6
4	有限時間破壊	なし	あり	Fig. 4.6
5	瞬間破壊	あり	なし	Fig. 4.7
6	瞬間破壊	あり	あり	Fig. 4.7

4. 4. 3 ゴムシート破壊待ちモデル

まずは計算開始から 5 秒間は水塊下部の仕切りを外さずに，計算を行い，その後下の仕切りを瞬間的に取り外すというモデルで粘性を考慮する場合としない場合の 2 通り（モデル 1，モデル 2）の計算をした．なお，水の動粘性係数は常温での値である $1.00 \times 10^{-6} \text{ [m}^2/\text{s]}$ としている．しかし，この解析モデルでは粘性の有無に関わらず，仕切りが開く前に水粒子が大きく振動し，この振動はおさまらなかった．結果，水塊が平板と衝突する前からまとまっておらず，最大圧力値も実験では $90 \sim 100 \text{ [kPa]}$ を中心とした値が多く得られたのに対し，この解析モデルでは 20 [kPa] 程度に留まっている．（Fig. 4.9 参照）水塊がまとまっていないことは，後に示す他の解析モデルの映像と Fig. 4.8 を比較すると良く分かる．これが最大圧力値が小さくなる原因である．さらにピークの後に圧力値が 0 付近まで落ちてくまでに要する時間が実験よりもやや長い．



Fig. 4.8 衝突前から崩壊した水塊（モデル 1）

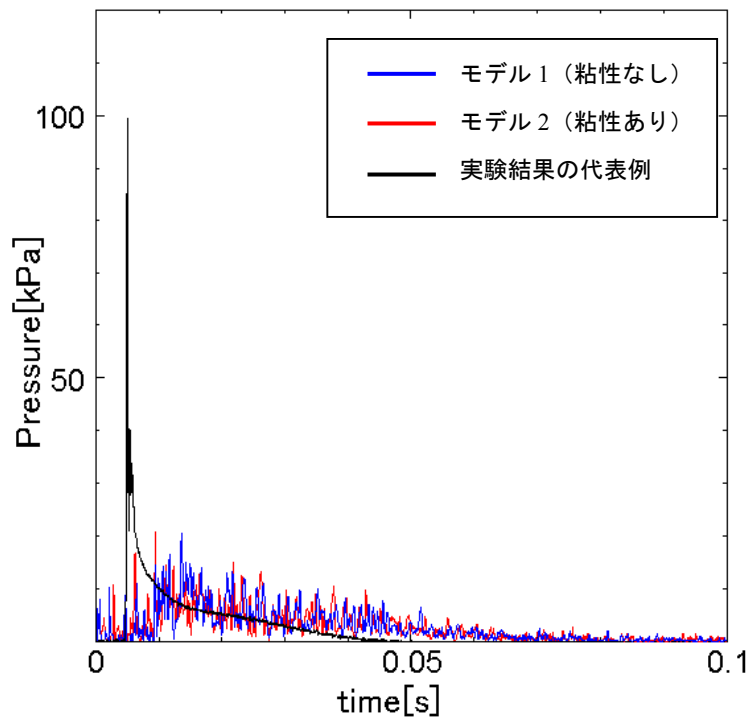


Fig. 4.9 モデル 1, 2 における圧力の時間変化

また、この 2 つのモデルの数値計算から得た圧力値を時間積算した．その結果と実験結果の代表例を Fig. 4.10 に示す．全体的には似ているように見えるかもしれないが、Fig. 4.11 のように最初の 0.05 [s] を見ると立ち上がり方が明らかに実験結果とは違う．これらの結果より、このモデル 1 とモデル 2 は実験結果を再現していないと判断した．なお、この圧力の時間積算値の計算方法は 2.4.3 項で述べた通りである．

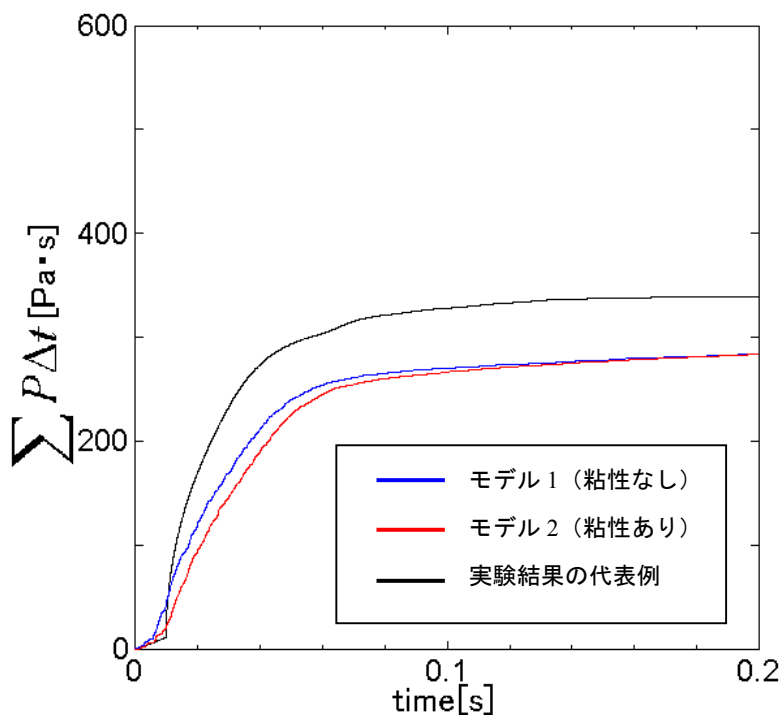


Fig. 4.10 モデル 1, 2 における圧力の時間積算値

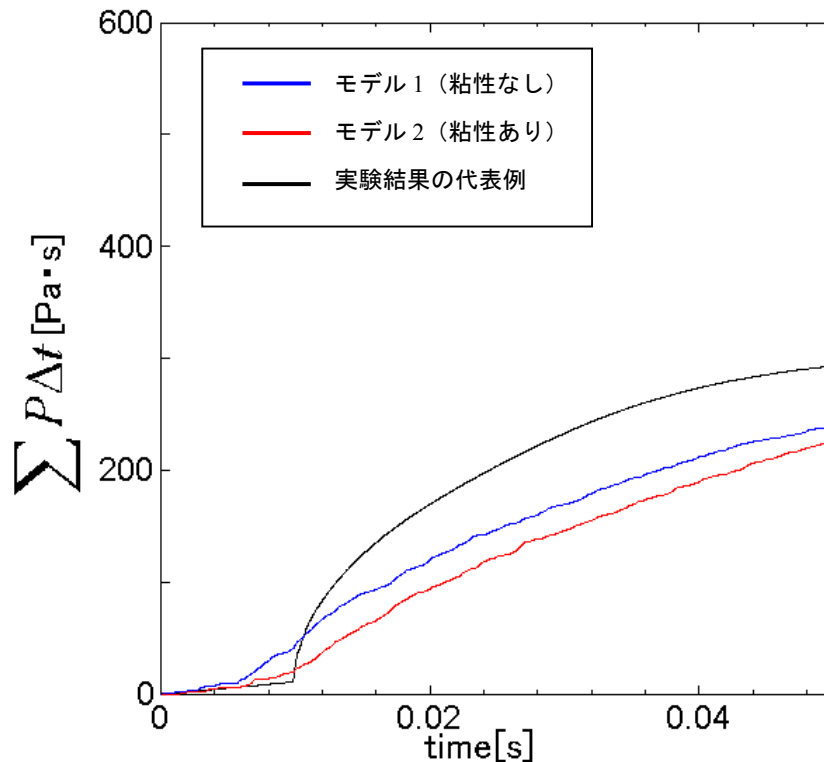


Fig. 4.11 モデル 1, 2 における圧力の時間積算値 (0~0.05 [s])

4. 4. 4 ゴムシート有限時間破壊モデル

次に行ったのはゴムシートに見立てた水塊下の仕切りを有限時間かけて消去していくというモデルである。(モデル 3, モデル 4) ただ, 実際にゴムシートがどれほどの時間をかけて, 破壊されているかはわからない. さらに実際にはゴムシートと水塊との間に摩擦が発生するため, 実際の時間と合わせたとしても実際の実験装置と合うわけではない. ここでは, 2 [msec] かけることにした. この解析モデルによる結果を Fig. 4.12 に示す. 最大圧力値は実験結果の代表例と比較して少し低いものの, この程度の違いは実験でも良く見られ, 全体的には一致していると言える. ただ, 圧力が振動しており, 水塊が平板に作用する力の推移を捉えられているかどうかは Fig. 4.12 からは判断が難しい. また, Fig. 4.13 に圧力の時間積算値を示す. 実験結果と数値計算から得た結果を比較すると, ピークを過ぎてある程度経過した後, 実験では値が一定になっているのに対し計算では緩やかな増加傾向が見られる. これは, 実験では Fig. 4.14 のように水塊が平板に衝突してから 0.1 [s] から 0.15 [s] 程度で平板から水が取り除かれるのに対し, 数値計算では Fig. 4.15 のように衝突後に水粒子の速度が弱まり, 0.3 [s] 経過しても平板に見立てた壁粒子の上に水粒子が残るためである. しかし, そのような違いは見られるものの, はじめに急激に大きくなる様子や最終的な値はよく一致している. すなわちこの Fig. 4.13 より, 数値計算において水塊が平板に作用する力の推移を捉えることができていると言える. また, これも粘性ありとなしとの違いはほとんど見られなかった. なお Fig. 4.15 では, 粒子の速度を色で表現し, 4.0 [m/s] 以上は赤色としている.

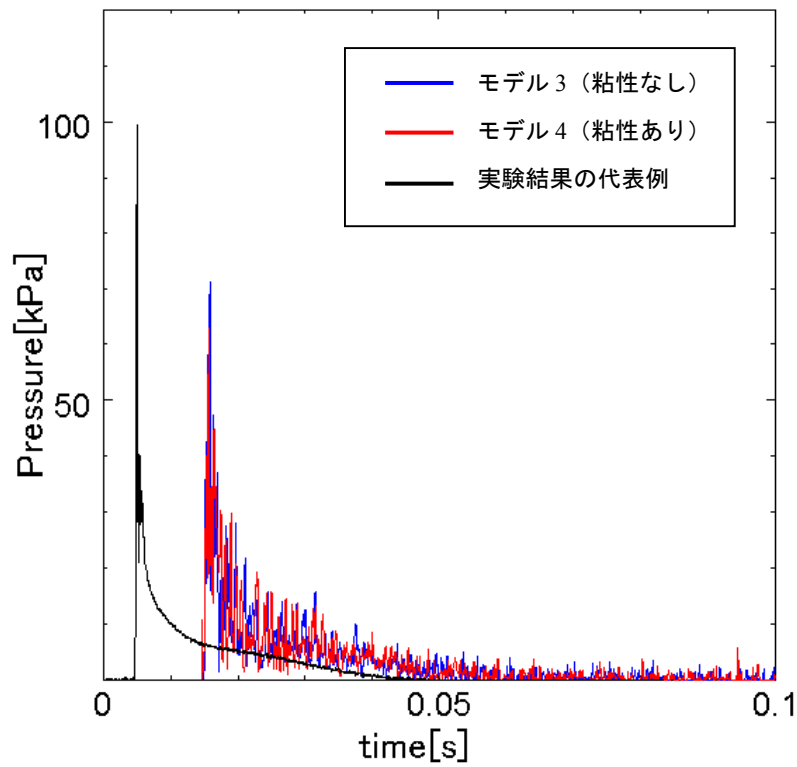


Fig. 4.12 モデル 3, 4 における圧力の時間変化

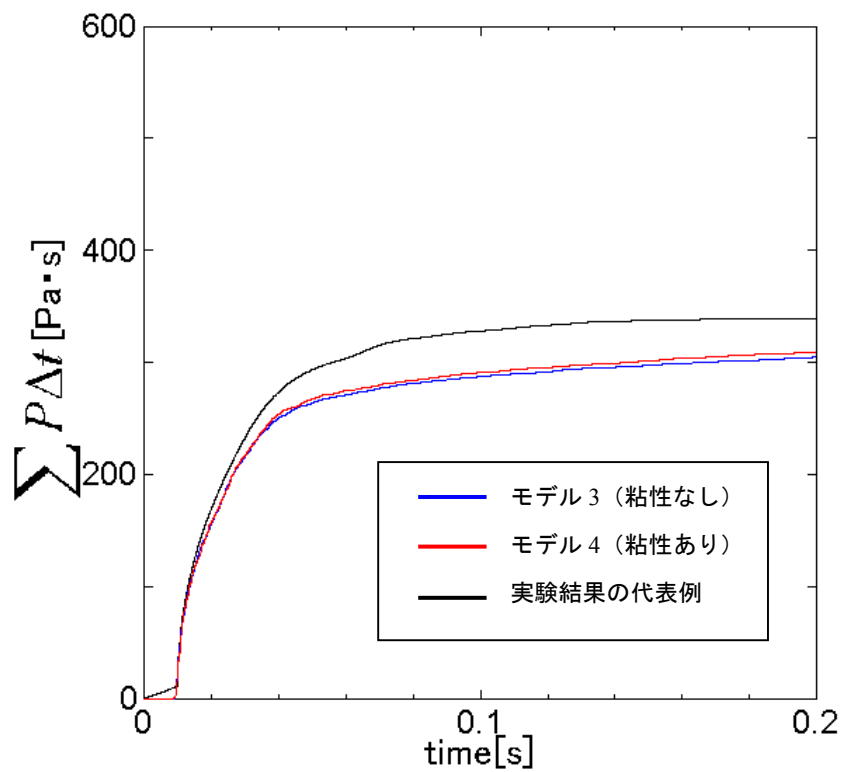


Fig. 4.13 モデル 3, 4 における圧力の時間積分値

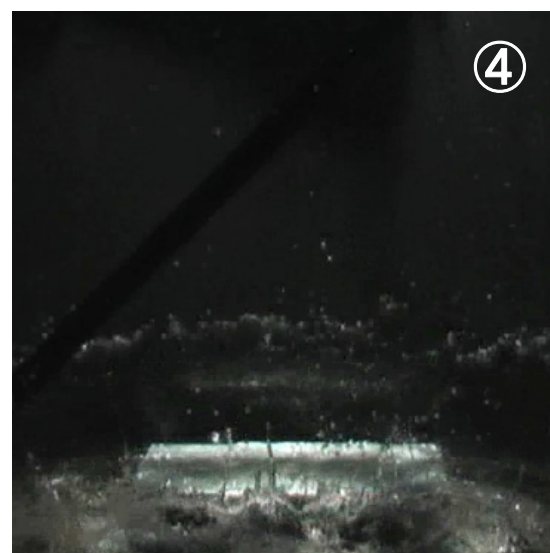
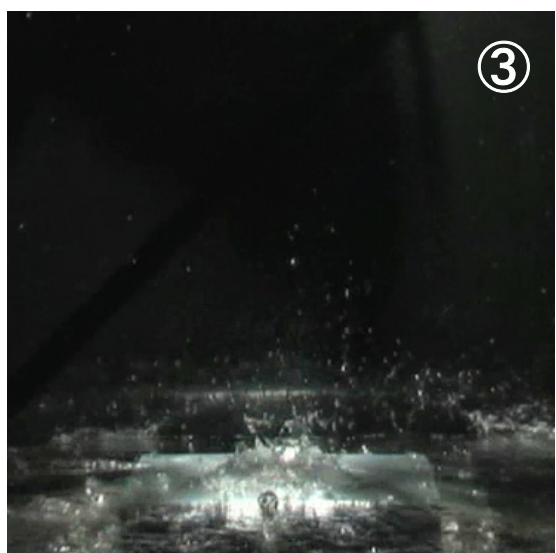
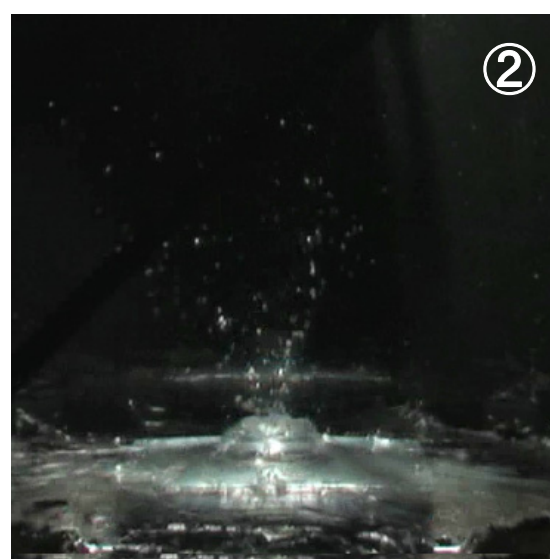
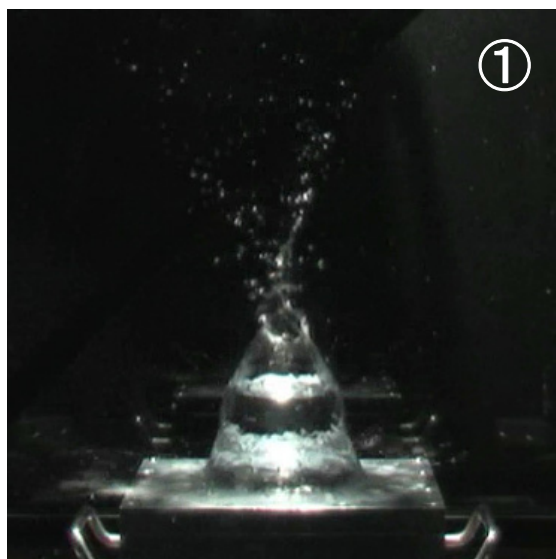


Fig. 4.14 実験で水塊が崩壊する様子

*1 フレームごとの画像で①から④までは約 0.1 [s] 経過している.

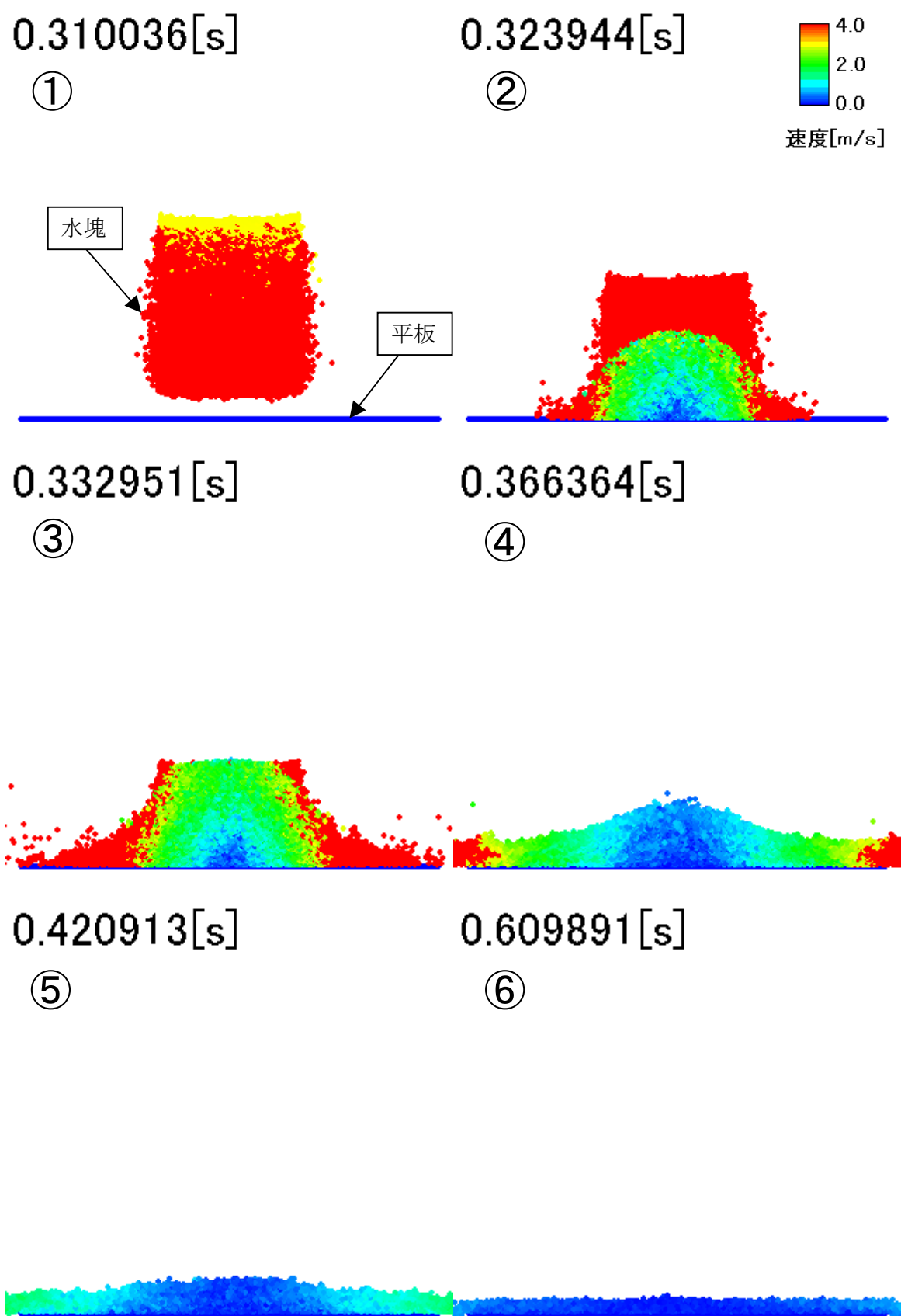


Fig. 4.15 数値計算における粒子速度の変化（モデル 4）

4. 4. 5 ゴムシート割れ残りモデル

最後に行ったのはゴムシートの割れ残りを考慮するモデルである。(モデル 5, モデル 6) 残す縁の長さは 0.2 [mm] とした. Fig4. 16 に圧力の時間推移を, Fig. 4.17 に圧力の時間積算値を示す. 今回は, 粘性なし (モデル 5) の圧力最大値が粘性あり (モデル 6) のそれよりも 30 [kPa] ほど小さくなったが, 実験の考察でも述べたように水塊のわずかな変化が最大圧力値に影響を与えるのでこの程度でも誤差範囲といえる. いずれにせよ, このモデルも先程と同様, 比較的实验結果と一致している. しかし, 実験では最大圧力値は 100 ~120 [kPa] が最も多かったため, モデル 6 がより実験に近いといえる. また, Fig. 4.17 に示す圧力の時間積算値については 4.4.4 項で述べた考察と同様のことが言える.

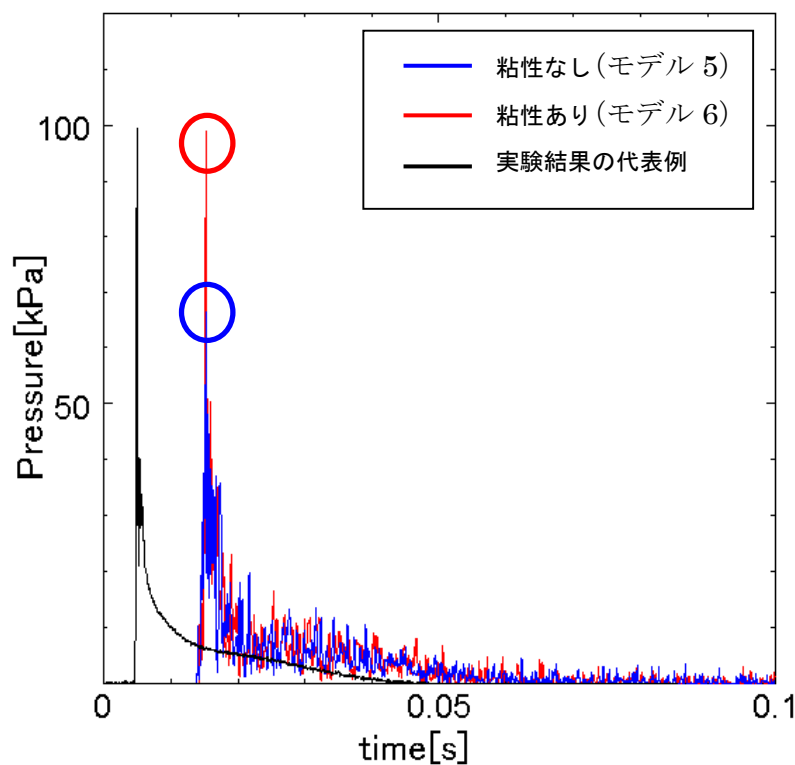


Fig. 4.16 モデル 5, 6 における圧力の時間変化

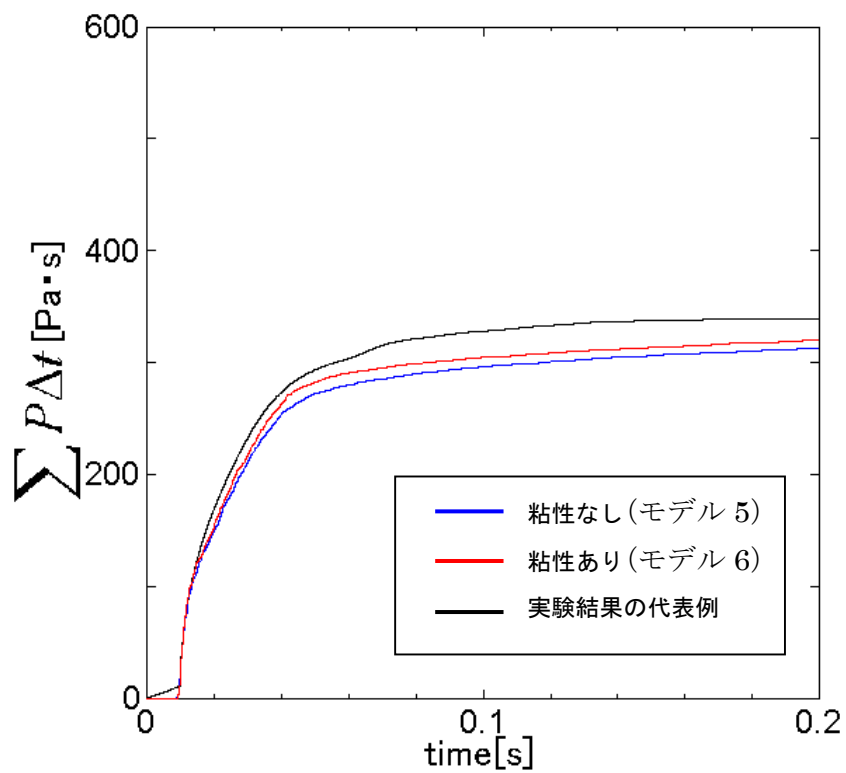


Fig. 4.17 モデル 5, 6 における圧力の時間積分値

4. 5 実験結果とのより詳しい検証

4.4.5 項で述べた実験に近いと思われるモデル 6 についてより詳しい検証を行う。まず、水塊が落下する様子と実際に実験で水塊が落下する様子を比較してみた。実験で衝突の瞬間を捉えた映像とその前後 1 コマの映像、すなわち前後 0.033 [s] の映像を Fig. 4.18 に示す。また、数値計算で得られた映像から実験での衝突の瞬間の映像に近いと思われるものとその後約 0.033 [s] *のものを Fig. 4.19 に示す。両者を比較すると大まかには一致している。

*出力ファイルのサイズの肥大化を防ぐために、映像用のデータは出力間隔を大きく取っている。そのため、厳密には ± 0.033 [s] に最も近い画像を示している。

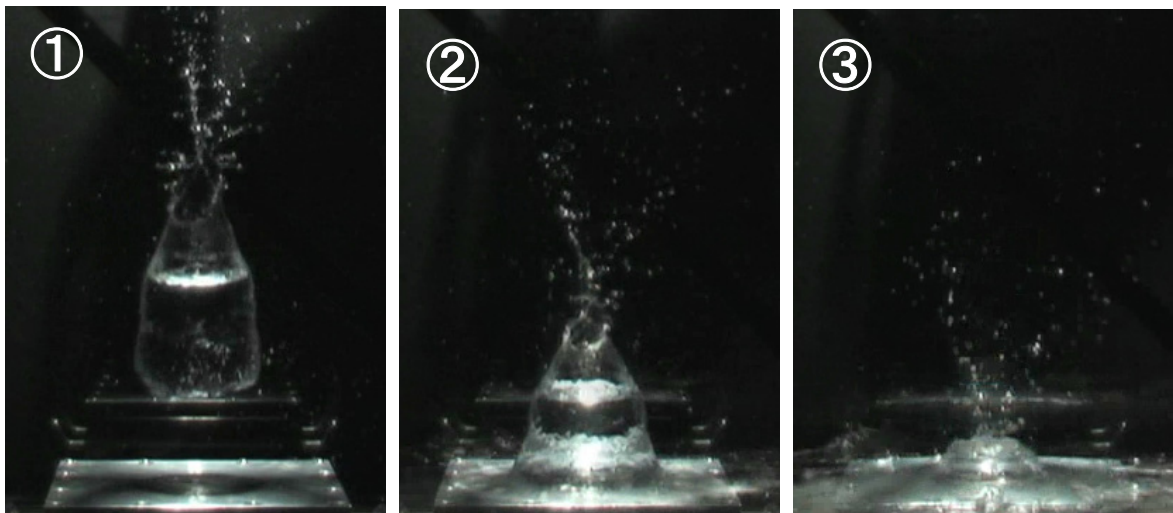


Fig. 4.18 実験による水塊の落下—衝突—崩壊過程

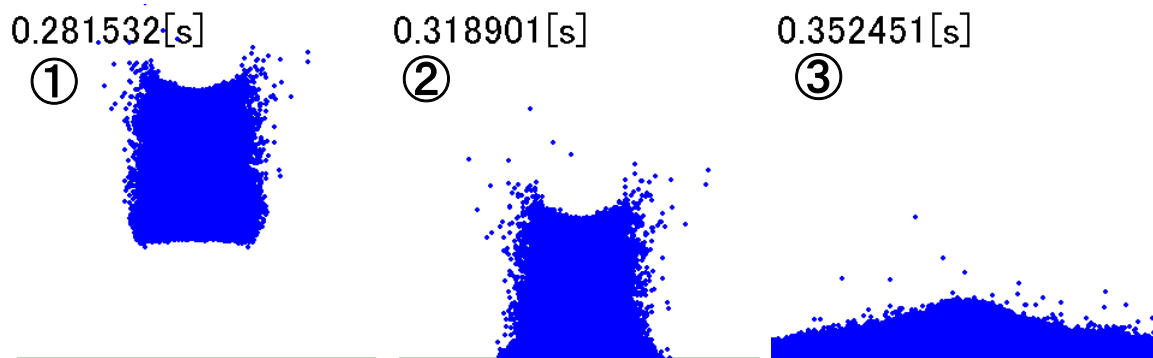


Fig. 4.19 数値計算による水塊の落下—衝突—崩壊過程

また、Fig. 4.20 のように圧力値が変化する様子を色で区別して示す。圧力値が 15 [kPa] を超える場合はすべて赤色で表現している。このように、圧力値は衝突した瞬間 (①) ではなく、その少し後 (②) に発生していることが分かる。そしてその後圧力が水塊全体に伝播し (③, ④), 水塊の崩壊に伴って減少していく。(⑤, ⑥) なお、数字は Fig. 4.21 に対応している。

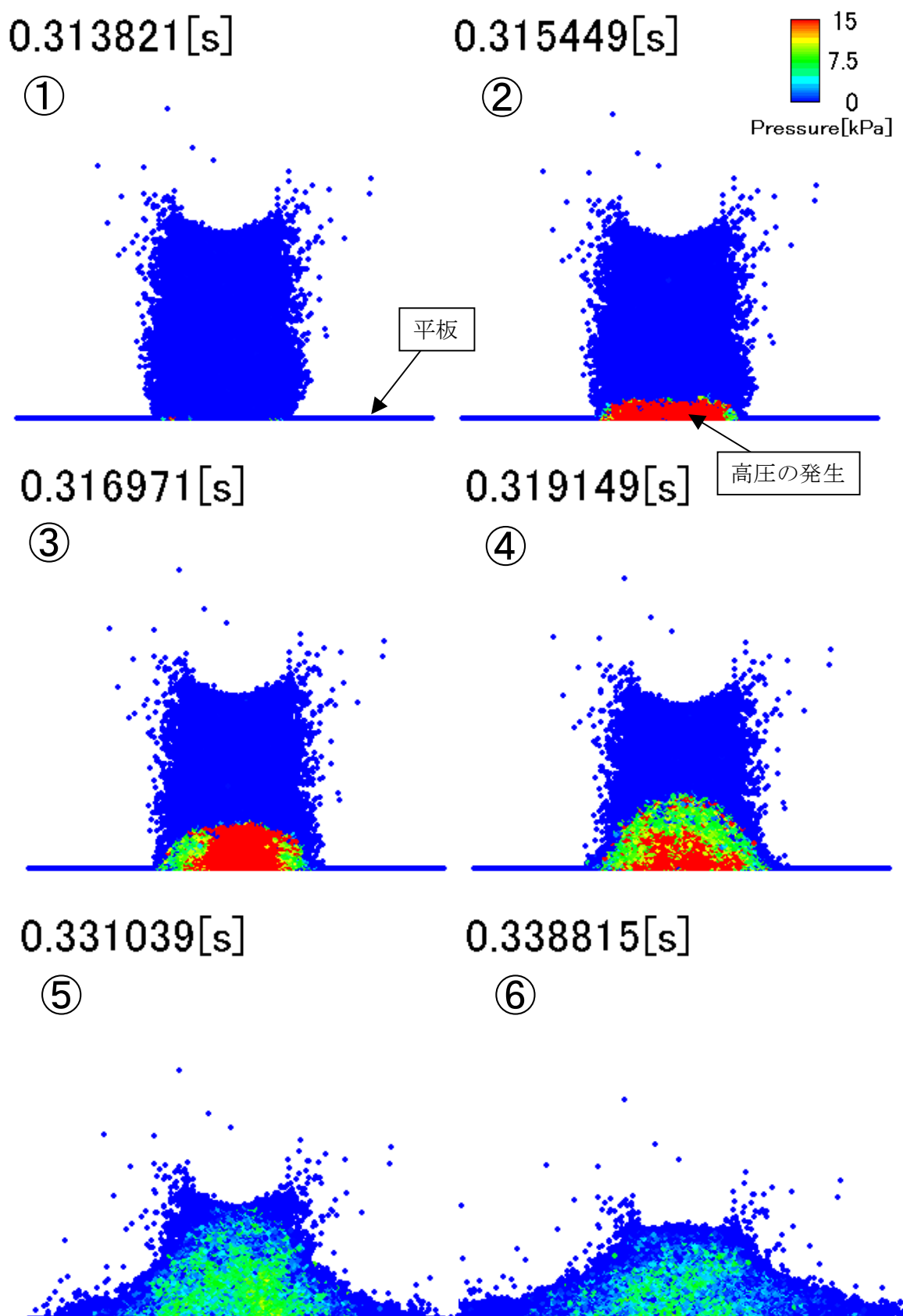


Fig. 4.20 数値計算における圧力の発生
 *番号は Fig. 4.21 のグラフに対応している.

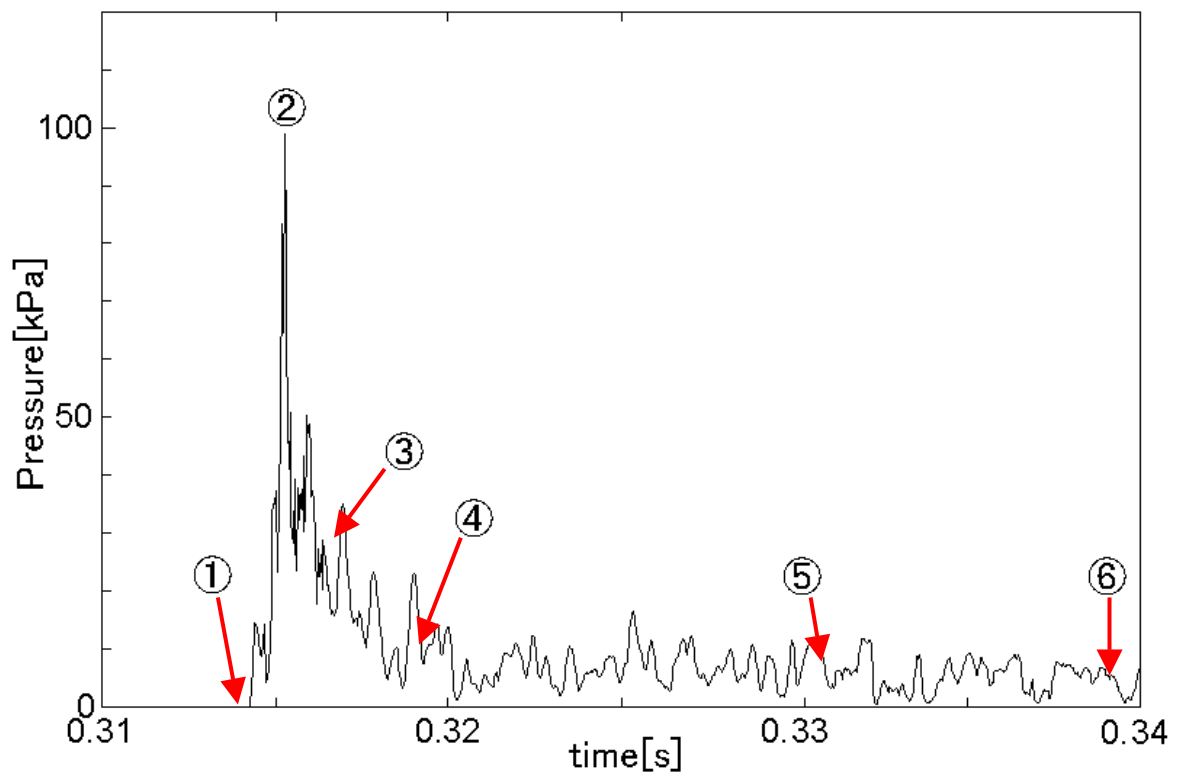


Fig. 4.21 モデル 6 における圧力の時間変化

さらに 4.4.4 項で示したようにこのモデルについても粒子速度で色分けした図を Fig. 4.22 に示す. 水塊内部の水粒子が衝突とともに速度が遅くなっているのが分かる. なお, これも Fig. 4.21 の番号に対応させている.

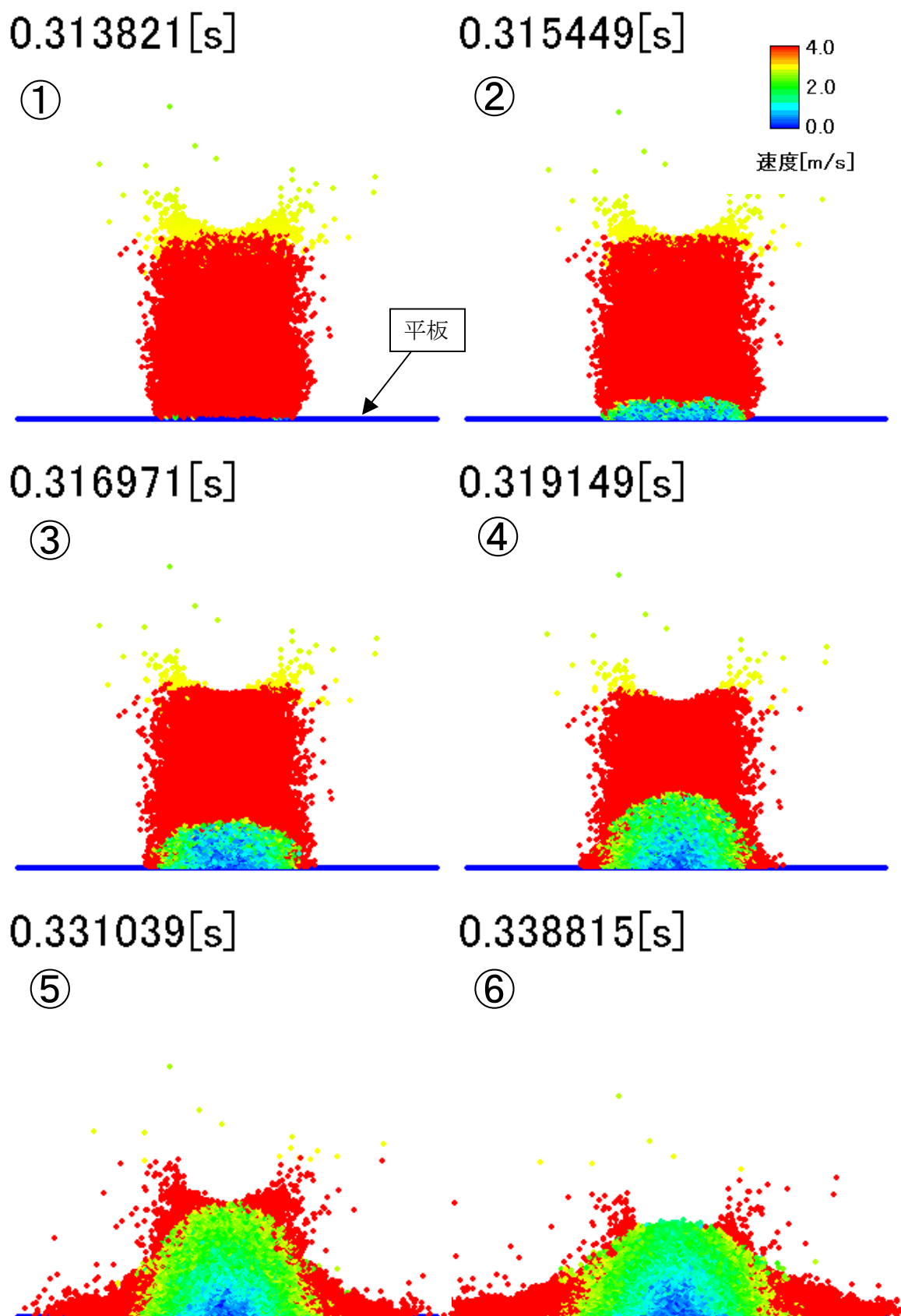


Fig. 4.22 粒子速度の時間変化
 *番号は Fig. 4.21 のグラフに対応している.

4. 6 まとめ

これらの結果より，MPS 法はゴムシートの影響を考慮に入れば，水塊の衝撃圧力，および落下—衝突—崩壊過程を予測することができるといえる．特に圧力の時間積算値については実験と数値計算で良い一致を得ており，水塊が平板に作用する力の推移を捉える事が出来たと言える．また，粘性を考慮する場合と考慮しない場合ではあまり結果は変わらないが，4.4.5 項の結果のように多少影響することもあることも分かった．計算コストは大きく変わらないため，より現実に近いモデルで解析をしたい場合には粘性は考慮した方が良いといえる．さらに数値計算により実験では計測が困難な水塊内部の圧力分布や速度分布を得ることができた．

第 5 章 実験と数値計算の比較

5. 1 はじめに

これまでは水塊の落下高さ、水を蓄えるアクリルパイプの半径、水量すべて一定のもとで実験を行ってきた。そこで、他の様々な実験条件でも実験を行うことにした。アクリルパイプの半径を変えることは実験装置の一部を新たに設計する必要があるが、ゴムシートの大きさという制約もあるため、小さな変更を与えることはできるが、大きく変えることは非常に困難である。よって、比較的値を変更しやすい水量（高さ）および落下高さを変えることにした。さらに同条件で数値計算も行い、両者の結果を比較・検討した。

5. 2 実験・計算条件

与えたパラメータは以下の通りである。なお、0 番で示すものが第二章で述べた実験条件である。

Table. 5.1 実験条件

条件	落下高さ [mm]	水量 (高さ) [mm]	水量 [l]
0	500	100	0.785
1	500	50	0.393
2	500	150	1.178
3	250	100	0.785
4	750	100	0.785

このように、初期の実験条件（条件 0）を基準に、水量（高さ）を減らしたものと増やしたものと、落下高さを高くしたものと低くしたものを用意した。

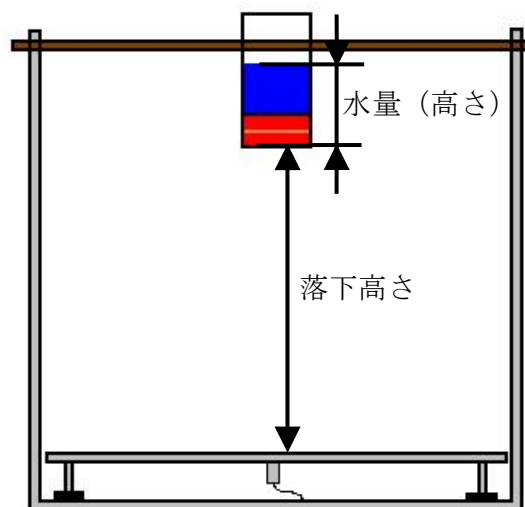


Fig. 5.1 落下高さおよび水量（高さ）の定義

5. 3 水塊が平板に行う力積の理論解析

瞬間的な最大圧力値の理論解析は不可能であるが、力積の理論解析は可能であり、次のようになる。

衝突直前の水塊の垂直方向の速度を v_0 、質量を m_0 とする。

水塊の崩壊とともに水塊の質量および速度は変化し、最終的にはすべて流れるのでともに 0 になる。この衝突—崩壊過程を刻み数 n で区切り、その速度を $v_0, v_1, v_2 \dots v_n$ 、質量を $m_0, m_1, m_2 \dots m_n$ とおく。速度 v_i のときの力積 I_i は

$$I_i = m_i v_i - m_{i-1} v_{i-1} \quad (5.1)$$

となり、結局全力積 I は、

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n = m_0 v_0 - m_n v_n \quad (5.2)$$

となる。ここで、 $m_n v_n = 0$ であるから、

$$I = m_0 v_0 \quad (5.3)$$

となる。ここで、単位面積当たりの力積 I' を考えると、 $m_0 = A \cdot h \cdot \rho$ (h : 水量 (高さ), ρ : 水の密度, A : 面積) であり、速度は力学的エネルギーの保存より $v_0 = \sqrt{2gH}$ (H : 落下高さ) であるから、

$$I' = I / A = v_0 = h \cdot \rho \cdot \sqrt{2gH} \quad (5.4)$$

となる。これは 2.4.3 項や 4.4 節で述べた圧力の時間積算値に相当する。すなわち、実験結果や数値計算の結果と比較することができるので、この理論式(5.4)式により得た結果も今後考察に用いる。また、この式より理論上、単位面積あたりの力積 I' 、すなわち圧力の時間積算値は水量に比例し、水塊高さの平方根に比例すると考えられる。

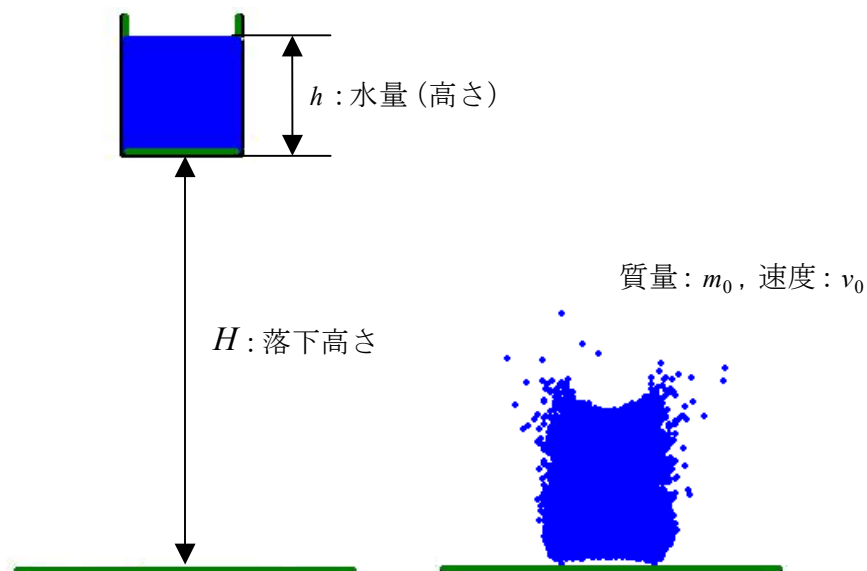


Fig. 5.2 参照図

5. 4 水量を変化させた場合

まずは落下高さは 500 [mm] のままとし、水量（高さ）を 50 [mm]（条件 1）、150 [mm]（条件 2）と変更して実験を行った。実験における施行回数は条件 1 が 14 回、条件 2 が 16 回で、成功回数がどちらも 10 回である。その測定結果より得た最大圧力値の発生確率を条件 0 の実験と合わせて Fig. 5.3 に示す。これは 2.4.3 項の Fig. 2.17 で示したグラフの縦軸の頻度をその実験条件での成功回数で割ることで縦軸を無次元化したものである。なお、今回は値のばらつきが Fig. 2.17 で示したときより大きいため 30 [kPa] 刻みで示している。どちらも初期の実験条件と同様、100 [kPa] より低めの値、100 [kPa] 程度の値、それらよりはるかに大きな値が得られたという点は同じである。この実験で得られた圧力値と水塊の映像を照らし合わせてみると、やはり最大圧力値を決定するのは水塊の先端の乱れであることが分かった。また、水量によってその先端の乱れやすさが変わり、それによって最大圧力値が変わることはあるものの、直接的には水量は最大圧力値には依存していなかった。

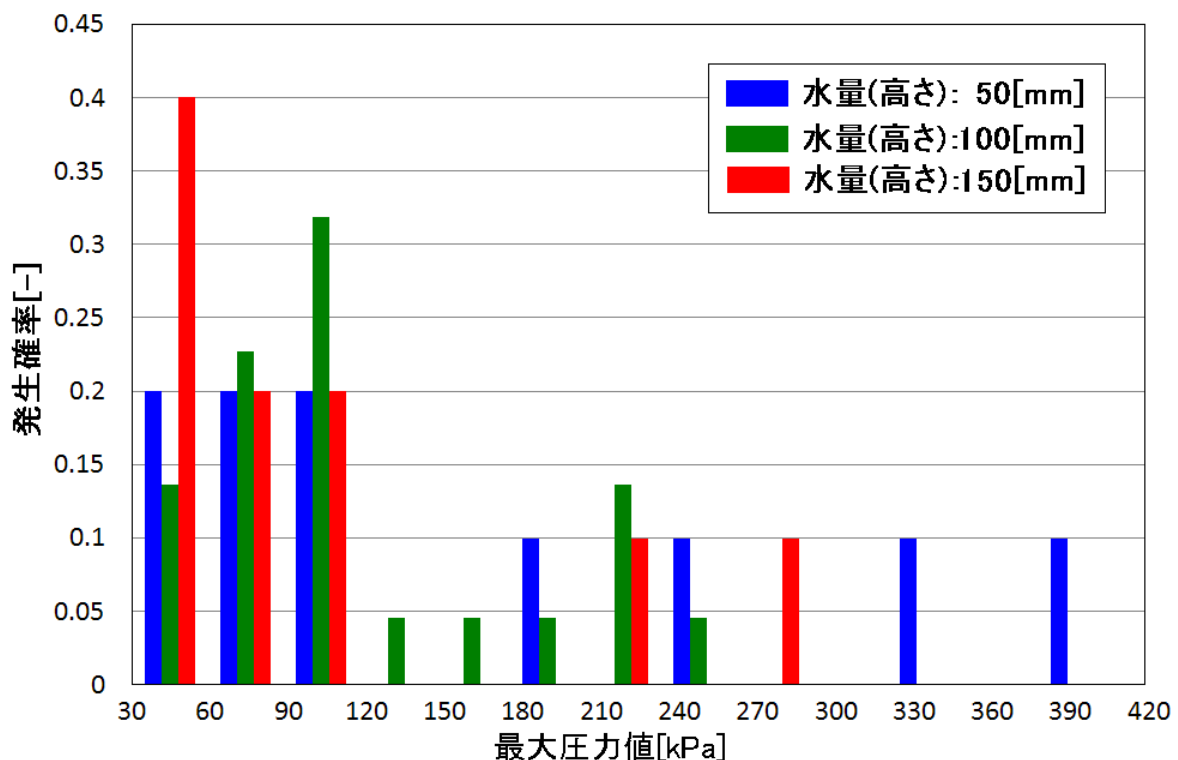


Fig. 5.3 最大圧力値の分布

条件 1 の場合、条件 0 での実験よりもより大きな最大圧力値が発生する傾向にあった。水塊高さが低くなることで、水塊先端部分が崩れにくくなったためである。最も大きな値は 418 [kPa] であるが、これは初期の解析モデルである水塊が崩れないという条件にかなり近い値（Fig. 5.4 参照）である。この水塊が全く崩れないという想定で今回の実験条件と同じ条件で数値計算を行ってみると Fig. 5.5 のように Fig. 5.4 とほとんど同じ結果を示している。これらより、水塊が崩れなければ最大圧力値が 450 [kPa] を記録するという計

算結果は少なくとも最大圧力値に関しては妥当であると考えられる。ただそのような 200 [kPa] を超えるような例外的な最大圧力値を除いた平均値は 86 [kPa] と、条件 0 のそれ (99 [kPa]) と大きく変わらなかった。Fig. 5.6 の青線で示すのはこの平均値に近い実験結果である。

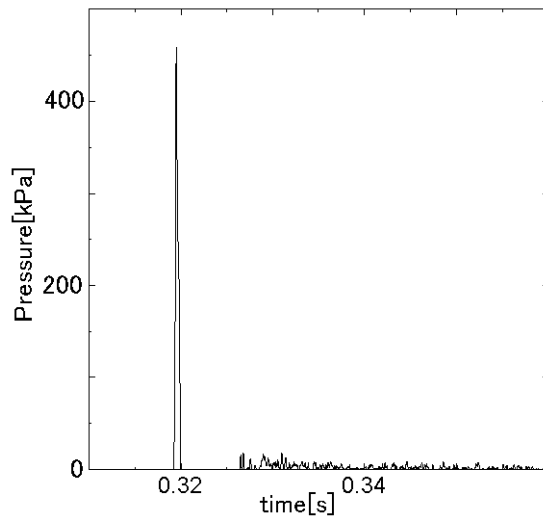


Fig. 5.4 モデル 0 の計算結果 (条件 0)

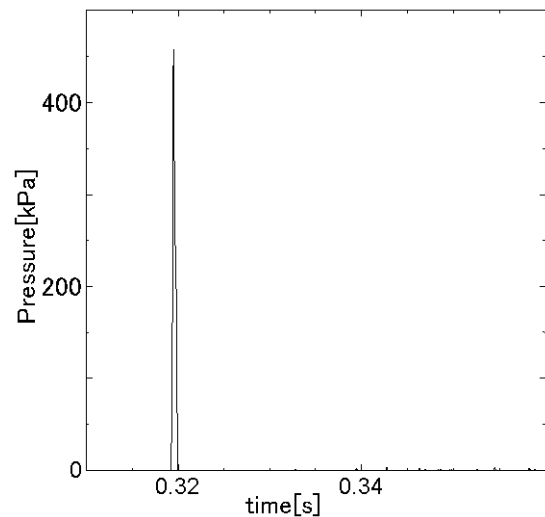


Fig. 5.5 モデル 0 の計算結果 (条件 1)

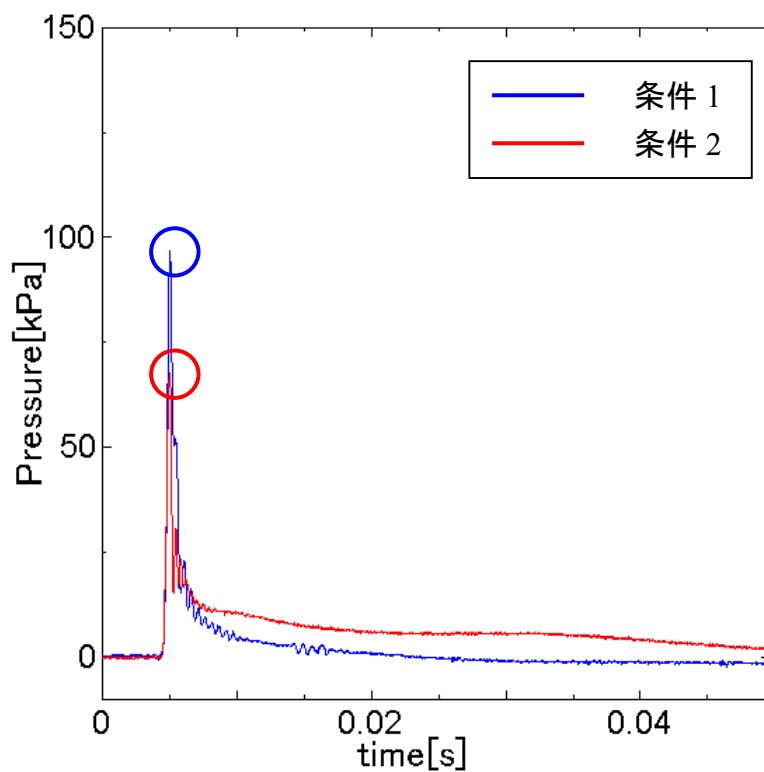


Fig. 5.6 実験による条件 1, 2 の圧力の時間変化

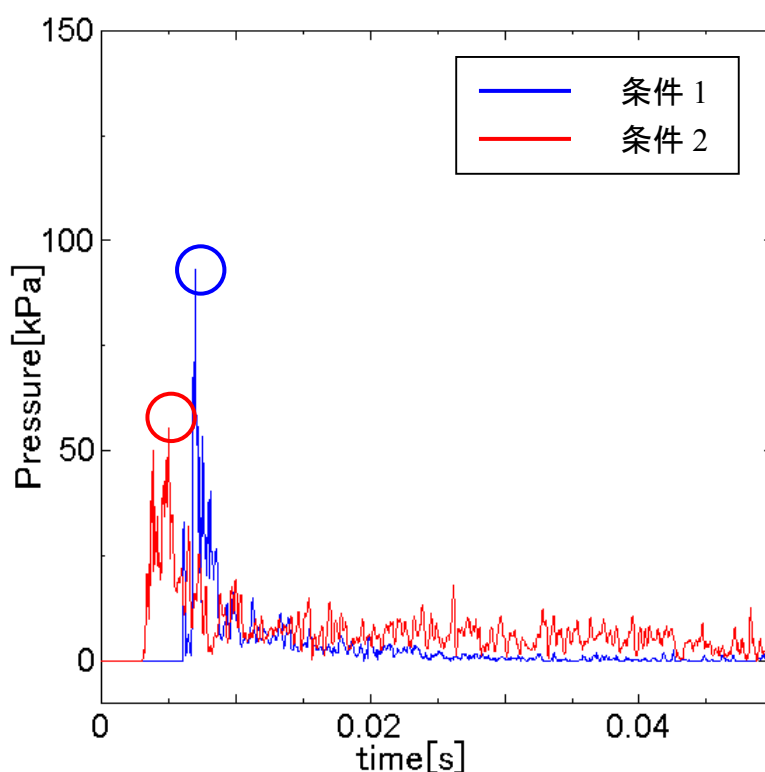


Fig. 5.7 数値計算による条件 1, 2 の圧力の時間変化

条件 2 の場合、高い圧力値を記録したのは 2 回でその他の圧力値も全体的に初期の実験結果と比較して小さかった。これは水量が逆に増えたことで水塊が崩れやすくなったためである。失敗に関しても目視した瞬間に失敗と判断できるようなことが他のときの条件に比べて多かった。最大圧力値が 210 [kPa] を超えるものを除くと平均値は条件 1 が 86 [kPa]，条件 2 が 67 [kPa] であり，Fig. 5.6 の赤線で示すのはこの値に近い実験結果である。

数値計算における圧力の時間変化は Fig. 5.7 のようになった。なお、この 5 章で述べる解析モデルはすべて 4.4.5 項で述べたモデル 6（粘性あり）に統一している。このように最大圧力値は Fig. 5.6 や先程の平均値と比較すると良い一致を得ているのが分かる。

さらに実験と数値計算で得られたこれらの結果から圧力の時間積算値を求めた。条件 1 の結果を Fig. 5.8 に、条件 2 の結果を Fig. 5.10 に示す。同時に条件 0 で行った結果も再度 Fig. 5.10 に載せておく。Fig. 5.8 から Fig. 5.10 を見ると、最終的な値は実験値と計算値がやや違うものの、はじめに急激に立ち上がる様子はどの条件でも似ており、水量（高さ）が高くなるほど、この急激に立ち上がる時間が長くなっているのが分かる。

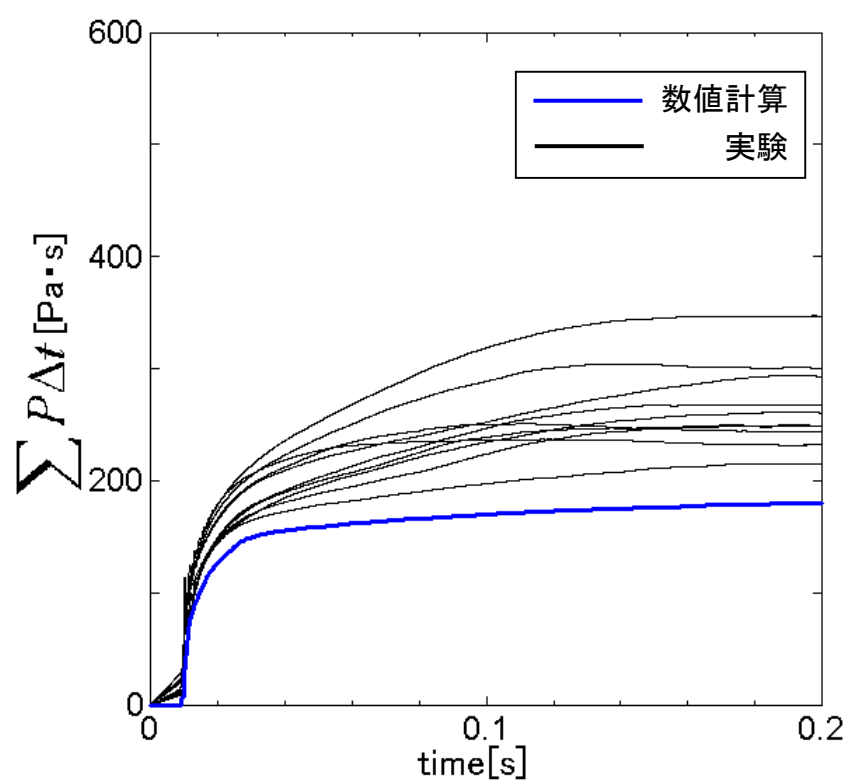


Fig. 5.8 条件 1 における圧力の時間積算値

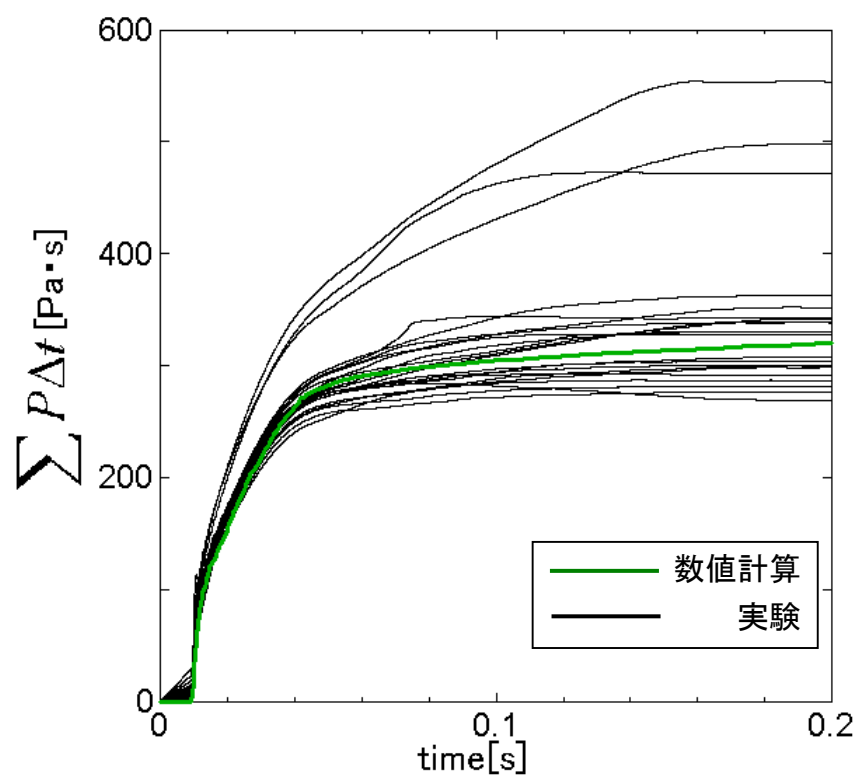


Fig. 5.9 条件 0 における圧力の時間積算値

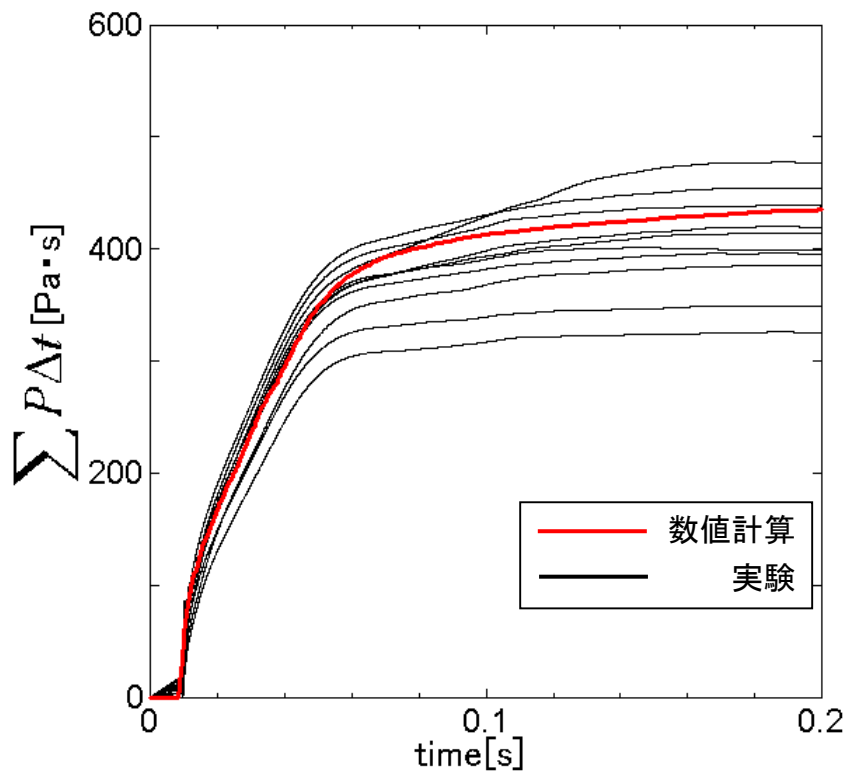


Fig. 5.10 条件 2 における圧力の時間積算値

これらの最終的な圧力の時間積算値を比較しやすくするため、Fig. 5.11 のように横軸を水量（高さ）、縦軸を最終的な圧力の時間積算値としてすべての実験結果をプロットした。実験値を水色、実験でのそれぞれの水量ごとの平均値を赤色、数値計算による結果を緑色で示し、その近似直線も記す。この近似直線は理論式(5.4)式を考慮し、水量（高さ）と $\Sigma P \Delta t$ が比例関係にあるものとして引いている。さらに、5.3 節で述べた理論式(5.4)式による計算結果も青線で示す。数値計算による結果は理論式(5.4)式による解析結果と比較的良好一致を得ているのが分かる。また、実験値では水量（高さ）に対する圧力の時間積算値の変化量は小さいものの、量（高さ）が高くなれば、圧力の時間積算値が大きくなるという傾向は数値計算や理論解析から得た結果と同じである。

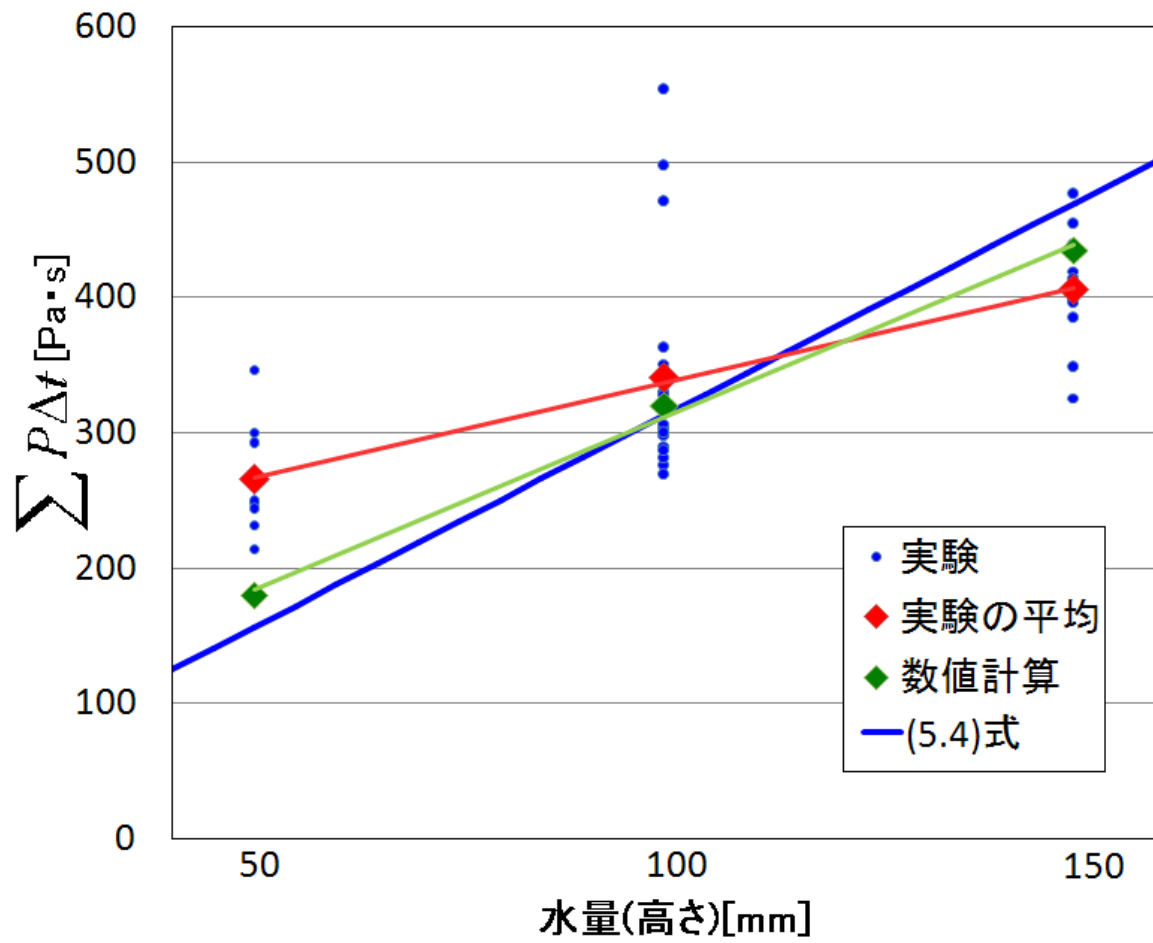


Fig. 5.11 水量（高さ）と圧力の時間積算値（条件 0, 1, 2）

5. 5 落下高さを変化させた場合

続いて水量（高さ）を 100 [mm] に固定し，落下高さを 250 [mm]（条件 3），750 [mm]（条件 4）と変えて実験と数値計算を行った．実験における施行回数は条件 3 が 13 回，条件 4 が 12 回で，成功回数がそれぞれ 9 回と 10 回である．ただ，のちほど詳しく述べるが，落下高さを変えた場合，衝突直前の水塊形状は今までとは違い，アクリルパイプの形状を十分に保持して落下することはなかった．そのため，今回はゴムシートの割れ残りが確認できたもののみを失敗とし，それ以外は成功と判断した．

条件 3 場合，Fig. 5.17 に青線で代表的な結果を示すが，このように最大圧力値は今までよりも小さかった．Fig. 5.12 に最大圧力値の分布を示すと，このようにすべての施行において最大圧力値が小さいのが一目で分かる．しかしこれは単純に落下高さを低くした分水塊の運動エネルギーが小さくなったというわけではない．最大圧力値が水塊全体のエネルギーでは定まらないのは水量を変えた実験からも明らかである．もちろん位置エネルギーが低いことも一因とはなりえるが，この最大の原因は水塊の先端が崩れた状態のまま平板に衝突することである．Fig. 5.13 のようにどのような実験条件でも，ゴムシートが破裂した瞬間は水塊がゴムシートから力を受け崩れている．しかし，条件 0 の場合は水塊が表面張力の影響を受け，衝突する前には乱れていないことが多かったのに対し，条件 3 の場合はすべての場合において衝突するまでの時間が短いために，水塊が表面張力の影響をあまり受けずに，ゴムシートから力を受けて崩れたまま衝突している．（Fig 5.14 参照）そのため，全体的に最大圧力値が小さく平均値は 49 [kPa] となり，最大圧力値のばらつきも小さかった．この平均値や Fig. 5.17 の結果は Fig. 5.18 の数値計算から得た結果と比べると小さめである．数値計算では表面張力を考慮していないため，崩れた水塊がまとまるといことは起こり得ない．つまり，実験では水塊は落下とともに表面張力の影響でまとまり，丸みを帯びる（Fig 5.14・Fig 5.15 参照）のに対し，数値計算では逆に落下高さに応じて水塊は崩れていく．（Fig 5.16 参照）すなわち，これは数値計算で表面張力を考慮することで改善できる可能性がある．

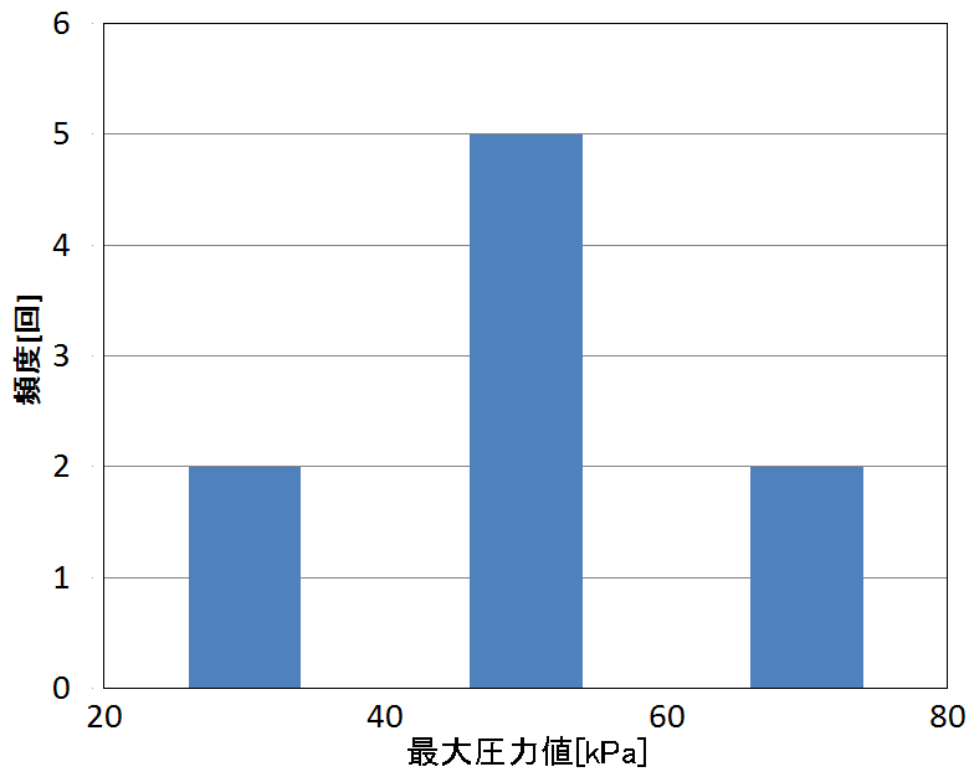


Fig. 5.12 条件 3 における最大圧力値の分布



Fig. 5.13 ゴムシート破裂直後の水塊



Fig. 5.14 条件 3 の場合



Fig. 5.15 条件 0 の場合

*右の方が水塊がまとまっているのが分かる．

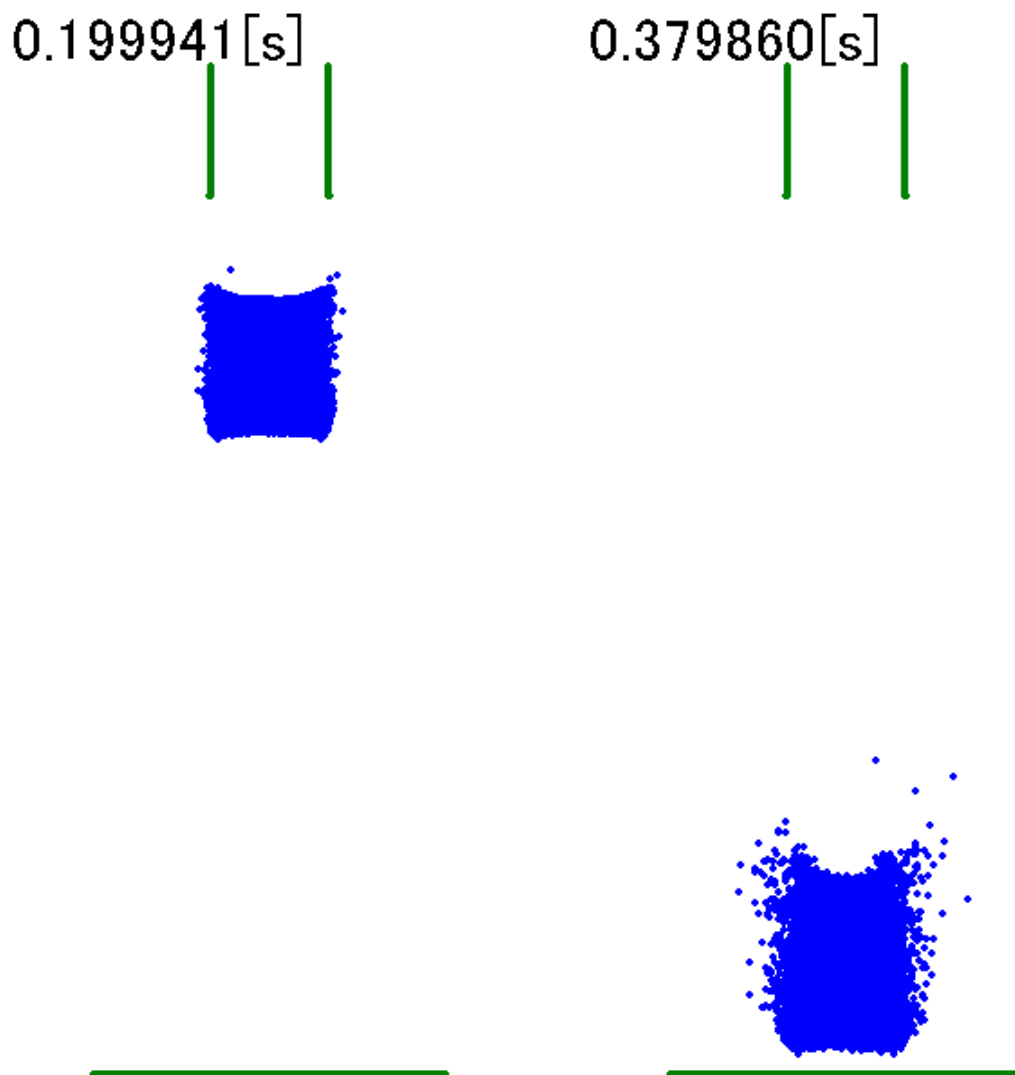


Fig. 5.16 数値計算から得た水塊が落下とともに崩壊していく様子（条件 4）

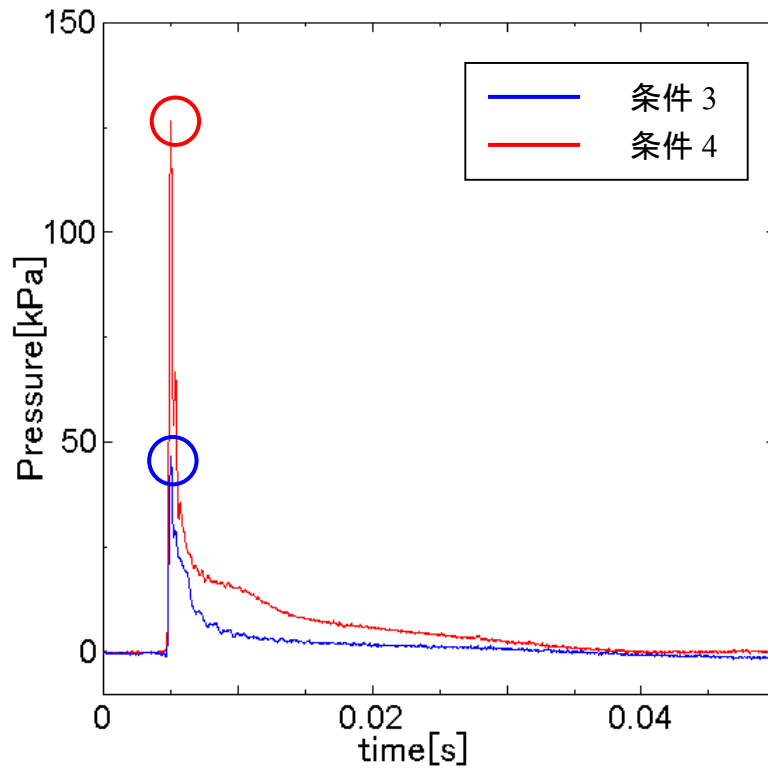


Fig. 5.17 実験による条件 3, 4 の圧力の時間変化

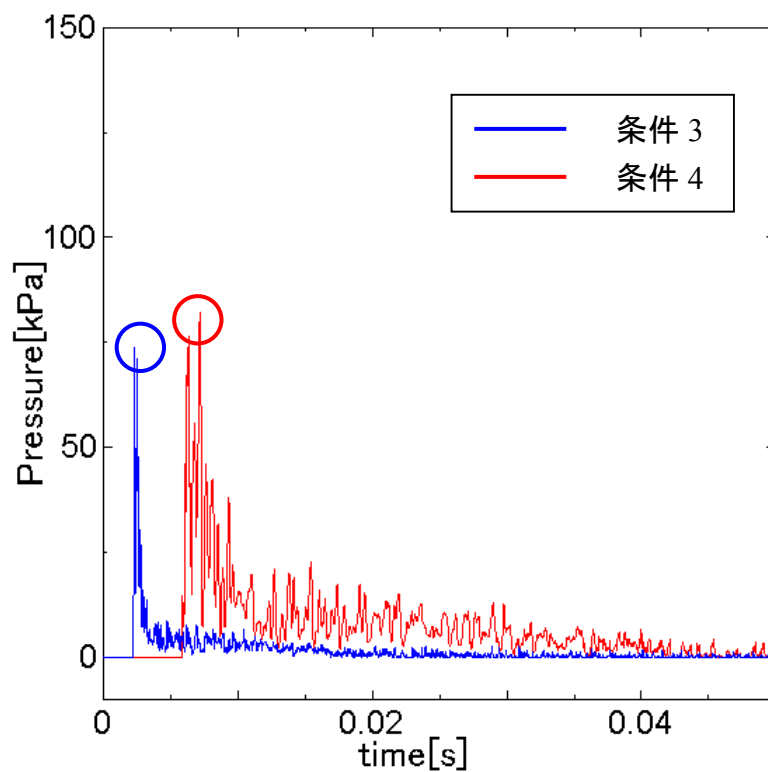


Fig. 5.18 数値計算による条件 3, 4 における圧力の時間変化

逆に条件 4 の場合は、水塊が表面張力の影響をより受けやすく、Fig. 5.19 のようにアクリルパイプの形状よりもやや丸みを帯びた形で平板に衝突することが多かった。表面張力の影響をより受けることで、衝突直前の水塊形状は条件 0 の場合よりも安定し、落下高さを高くした場合も最大圧力値のばらつきは Fig. 5.20 のように小さく、最大圧力値が 100 [kPa] を下回ることもなかった。なお、この条件についても最大圧力値を数値計算から得た結果と比較すると、実験における平均値が 132 [kPa] であるのに対し、計算では約 80 [kPa] と一致していない。(Fig. 5.18 参照) これも先程の落下高さを低くした場合と同様、数値計算で表面張力を考慮することで解決できる可能性がある。

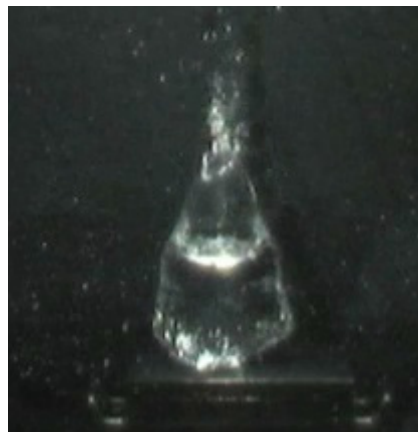


Fig. 5.19 水塊形状

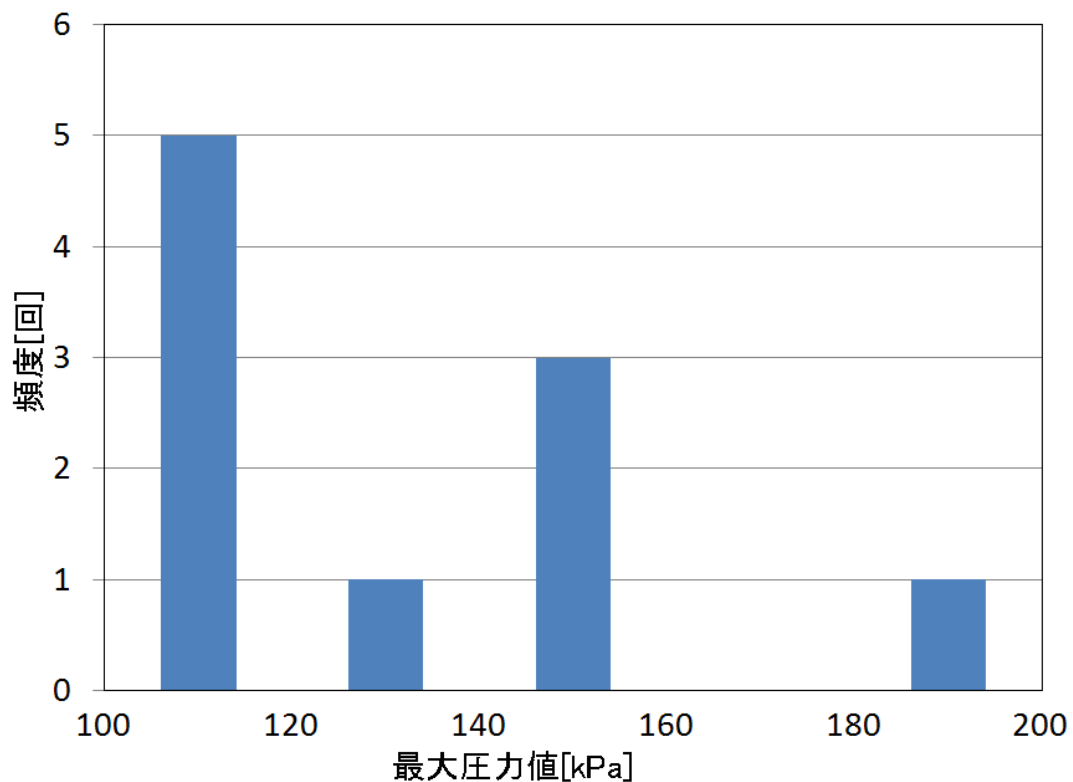


Fig. 5.20 条件 4 における最大圧力値の分布

さらにこれらの実験結果と数値計算により得た圧力の時間積算値を Fig. 5.21, Fig. 5.22 に示す. Fig. 5.21 が条件 3 で, Fig. 5.22 が条件 4 であり, 条件 0, 1, 2 のときと同様, 最初の立ち上がりは数値計算と実験結果が良く一致している.

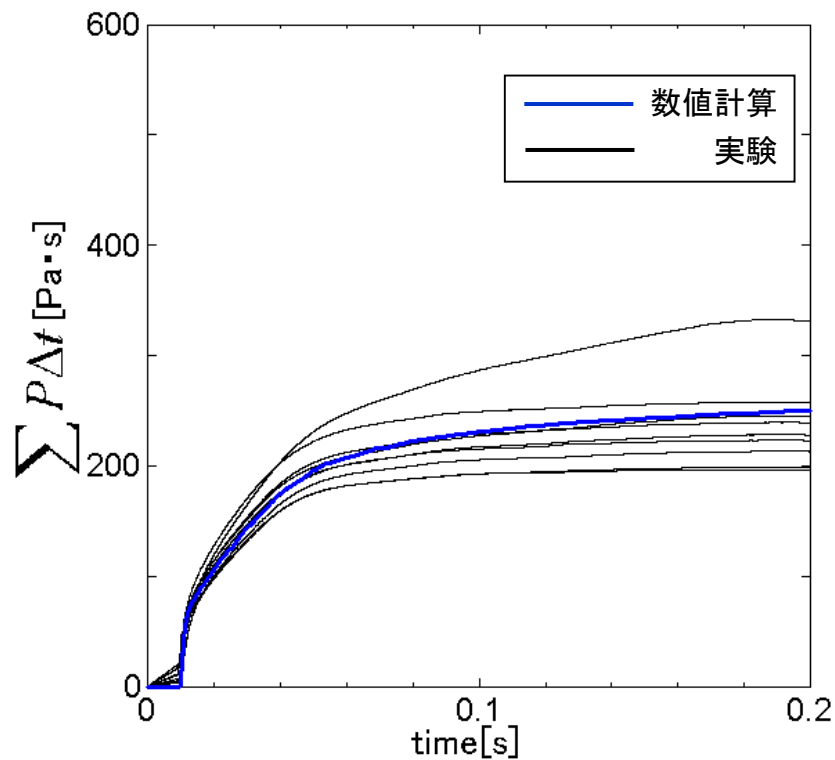


Fig. 5.21 条件 3 における圧力の時間積算値

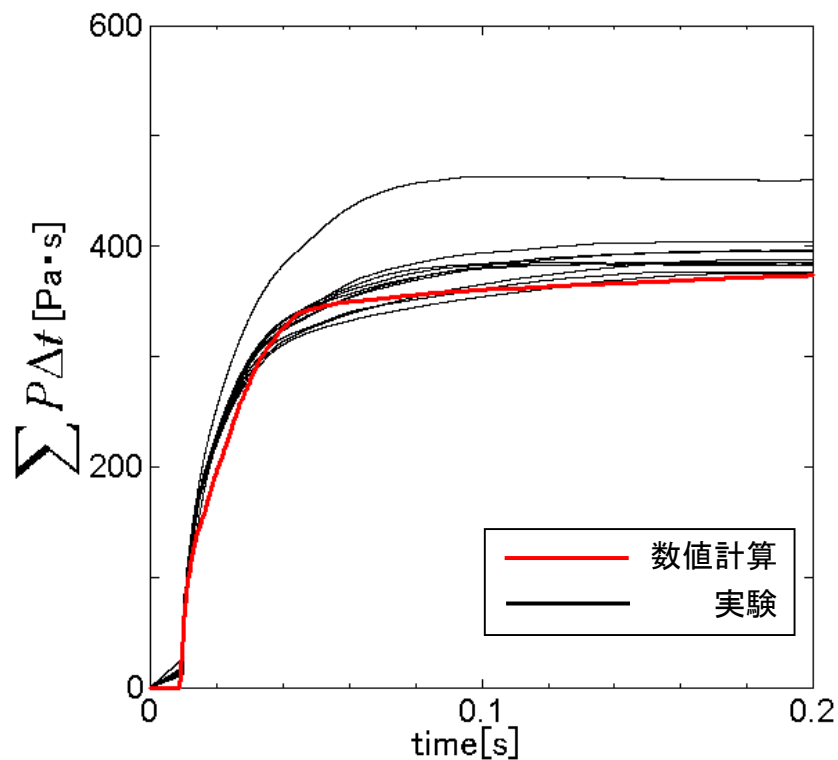


Fig. 5.22 条件 4 における圧力の時間積算値

また，この最終的な値を理論値および数値計算による結果と比較すべく，横軸を落下高さに，縦軸を圧力の時間積算値にとり，Fig. 5.23 に示す．実験値を水色の点，実験でのそれぞれの水量ごとの平均値を赤色の点，数値計算による結果を緑色の点で記し，平均値と数値計算による結果の近似曲線も記す．この近似曲線は理論式(5.4)式を考慮し， $\sqrt{H}$ （ H ：落下高さ）と $\sum P \Delta t$ が比例関係にあるものとして引いている．同時に，5.3 節で述べた理論式(5.4)式による計算結果も青線で示す．実験の平均値の近似曲線，数値計算から得た値の近似曲線，理論解析結果が非常に良く一致している．

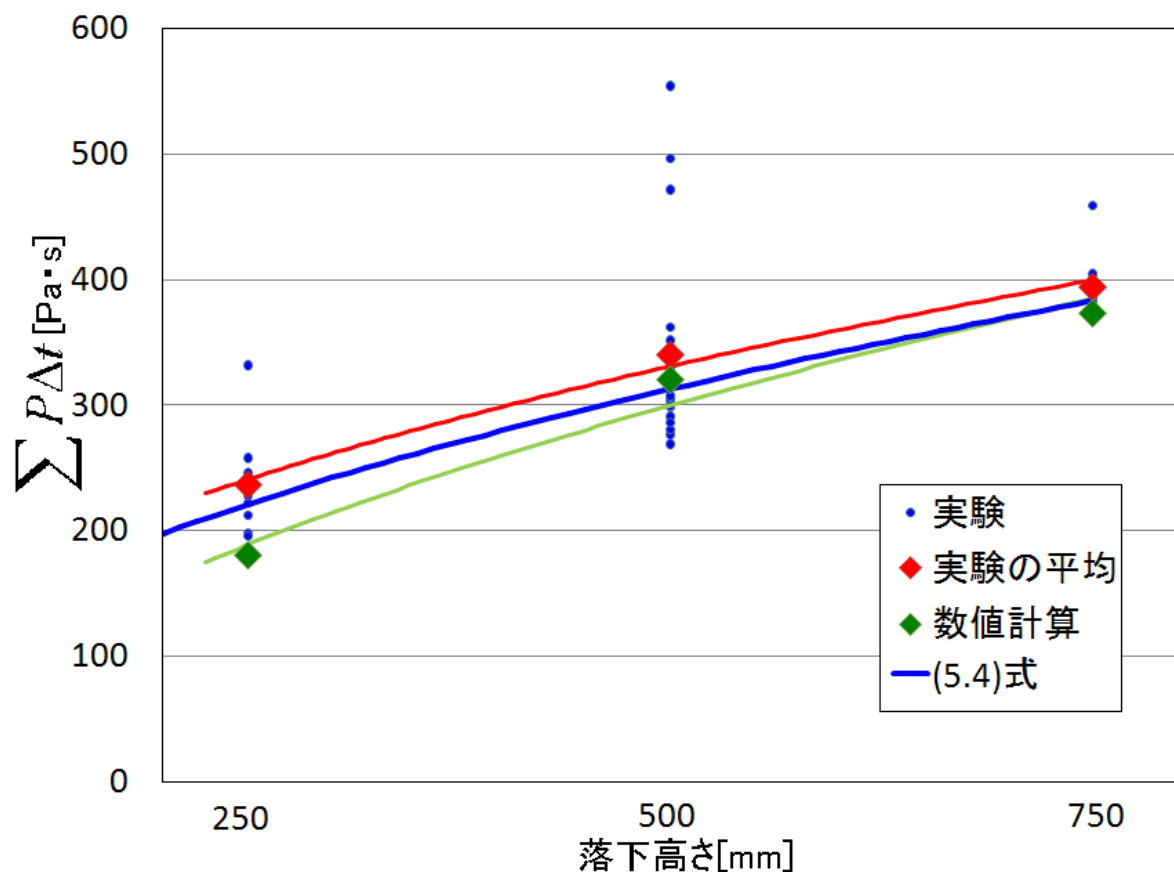


Fig. 5.23 落下高さと圧力の時間積算値（条件 0, 3, 4）

5. 6 まとめ

水塊の衝突の際に生じる圧力の最大値は水塊の先端の形状に依存し，直接的には水量に依存していないことがわかった．また，落下高さを低くした場合では衝突までの時間が短いため，表面張力の影響をあまり受けず，水塊がゴムシートから力を受けて崩れた状態のまま衝突し，最大圧力値は小さかった．逆に，落下高さを高くした場合は表面張力の影響が強く，形状が安定し，最大圧力値も大きめであった．さらに数値計算で得た最大圧力値と実験結果とを比較すると，水量を変えた場合においては比較的良い一致を得ることができた．落下高さを変えた場合においては一致しなかったものの，表面張力を考慮することで改善できる可能性がある．さらに，圧力の時間積算値について理論解析を行い，その結果と数値計算による結果と実験結果とを比較した．どれも良く似た傾向を示しており，圧力の時間積算値は水量に比例し，落下高さの平方根に比例することが分かった．

第 6 章 結論

6. 1 まとめ

本研究では、波浪が構造物に及ぼす影響を明らかにするための第一歩として、実験によって自由落下する水塊が平板に衝突する際に生じる衝撃圧力を圧力センサにより測定するとともに、その落下―衝突―崩壊過程をビデオカメラで記録した。さらにこれらを解明するために MPS 法を用いての数値解析を行った。その結果以下の結果を得た。

- ・ 圧力ピークは水塊が衝突した瞬間ではなく、その数ミリ秒後に生じ、その後圧力は水塊上部に伝播しながら、急激に減衰する。
- ・ 最大圧力値は水塊形状に大きく依存する。
- ・ 圧力の時間積算値は水量に比例する。
- ・ 圧力の時間積算値は落下高さの平方根に比例する。
- ・ 数値解析から得られた水塊の落下―衝突―崩壊過程は実験と良い一致を得ることができ、最大圧力値や圧力の時間積算値についても実験条件を変えた場合でも実験結果と良い一致を得ることができた。ただし、落下高さを変えた場合は最大圧力値においては実験結果と数値計算の結果が異なり、これについては数値解析で表面張力を考慮することで解決できる可能性がある。これらの結果から結論として非圧縮性流体の衝突によって生じる挙動に関して粒子法が適用できると言える。

なお、本研究では越塚らによって開発された二次元 MPS コード^⑧を改良して行った。

参考文献

- (1) 肥後, 森川, 山田 : 衝突水塊による衝撃力と衝撃音に関する研究, 西部造船会会報, 第 106 号, pp.211-216,2003
- (2) 失敗知識データベース :
<http://shippai.jst.go.jp/fkd/Detail?fn=0&id=CB0011022&A#>
- (3) Gigazine :
http://gigazine.net/index.php?/news/comments/20070903_icedship/
- (4) 陸田, 土井 : SPH 法による砕波と沿岸構造物の相互作用に関する数値解析, 第 19 回数値流体力学シンポジウム, 2005
- (5) 寺尾, 小杉, 田中, 岩本 : 落下水塊の衝突による衝撃力に関する基礎的研究, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, pp381 - 382, 2006
- (6) 寺尾, 田中, 岩本 : 水塊の衝突による衝撃圧の数値解析, 第 75 回マリンエンジニアリング学術講演会 講演論文集, pp.109 - 110, 2006
- (7) 枝廣, 田中, 岩本 : MPS 法を用いた落下水塊による衝撃圧力の数値計算 日本機械学会 創立 110 周年記念 2007 年度年次大会 講演論文集, 2007
- (8) 越塚誠一 : 粒子法, 丸善株式会社, 2004
- (9) 越塚誠一 : 数値流体力学, 株式会社培風館, 1997

謝辞

本論文は、私枝廣哲也が東京海洋大学大学院海洋科学技術研究科海洋システム工学専攻機械設計研究室在籍中に行った研究についてまとめたものです。私が無事に研究を終え、論文をまとめることができたのは、多くの皆様のご助言ならびにご指導によるものであると感謝しております。ここでその感謝の言葉を述べたいと思います。

本学海洋工学部教授岩本勝美博士には、研究室内部においての発表会をはじめとして、多くのご指導をいただきました。また、お忙しい中、こまめに研究室に来ていただき、研究室全体の雰囲気良くして下さったことにも深く感謝しております。

本学海洋工学部准教授田中健太郎博士には、本研究において終始、数えきれないほどのご助言をいただきました。夜遅い時間や、時には休みの日にも大学におられ、私を含めた研究員一同に付き添っていただいたことには心から感謝しております。

本学大石誠治助手ならびに外山一雄技術職員には実験装置の製作、特にセンサの設置においてご指導をいただき、感謝しております。

本学博士後期課程二年藤野俊和氏からは、研究生や社会人としてのあるべき姿を学ばせていただきました。研究室にいたときは、いい加減な態度をとっていた私ではありますが、これからは一社会人として身を引き締めたいと思います。

本学学部四年青柳悠一氏には、共同研究者として実験装置の製作を全面的に行っていたとき、実験においても多大な協力をいただきました。夏休み中も研究のために来ていただいたことにも感謝しております。

同期の小泉俊介氏からは、同じ粒子法を研究で扱っていたこともあり、数多くのアドバイスをいただきました。また、研究室全体を良い雰囲気にしていただいたことにも感謝しております。

本学博士前期課程一年小杉康太氏からは、実験装置の最初の製作者としてのアドバイスをいただき、感謝しております。

本学博士前期課程一年阿久澤憲仁氏には、数値計算の環境の構築において、個人的にアドバイスをいただきました。

私の研究に最後までお付き合いいただき、本当にありがとうございました。