



岐阜大学機関リポジトリ

Gifu University Institutional Repository

海域構造物の不確定性を考慮した性能解析手法に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-01-21 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 伊藤, 一教 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12099/1721

海域構造物の不確定性を考慮した性能解析手法に関する研究

Study on the performance analysis method considering uncertainty of coastal
structures

学位論文：博士(工学)乙49

2004年12月19日

伊藤 一 教

目 次

第1章	緒言	1
1.1	研究の背景	1
1.2	従来の研究と課題	4
1.3	本研究の目的と構成	6
第2章	決定論に基づく構造物の変形解析手法	10
2.1	概説	10
2.2	解析手法	11
2.2.1	波浪解析手法	11
2.2.2	構造物解析手法	15
2.2.3	連成解析手法	18
2.3	解析手法の検証	21
2.3.1	基礎実験による解析手法の検証と改良	21
(1)	基礎実験	21
(2)	構造物解析におけるパラメタの設定	22
(3)	解析結果と実験結果の比較	27
(4)	流体力評価に関する考察と解析手法の改良	32
2.3.2	応用実験に対する解析手法の検証	38
(1)	砕石潜堤に対する解析手法の検証	38
(2)	複断面緩傾斜堤に対する解析手法の検証	40
(3)	混成防波堤マウンドを対象にした解析手法の検証	42
2.4	まとめ	45
第3章	確率論に基づく構造物の変形解析手法	49
3.1	概説	49
3.2	決定論的手法の問題点	49
3.3	確率個別要素法の考え方	51
3.4	確率個別要素法の定式化	56
3.5	確率個別要素法の検証	64
(1)	数値実験による確率個別要素法の検証	64
(2)	被覆石を対象にした確率個別要素法の検証	70
(3)	消波ブロックを対象にした確率個別要素法の検証	84
3.6	まとめ	87
第4章	確率個別要素法を用いた信頼性設計	90
4.1	概説	90
4.2	信頼性手法に基づく定式化	91
4.3	適用性の検討と問題点	93
4.4	消波堤を対象にした信頼性設計の試算	97

4. 5 まとめ	100
第5章 結語	103

関連論文リスト

- 1) DEM法とVOF法を用いた粒状体構造物の破壊シミュレーション : 海岸工学論文集 Vol: 47-1 巻 年: 2000年 頁: 746-750 頁: 伊藤 一教, 東江 隆夫, 勝井 秀博
 - 2) 個別要素法に基づく捨石のランダム性を考慮した潜堤の変形予測手法: 海岸工学論文集 Vol: 48 巻 年: 2001年 頁: 806-810 頁: 伊藤 一教, 樋口 雄一, 東江 隆夫, 勝井 秀博
 - 3) 複断面緩傾斜護岸の断面変形に関する研究 : 海洋開発論文集 Vol: 18 巻 年: 2002年 頁: 245-250 頁 著者(和): 伊藤 一教, 織田 幸伸, 東江 隆夫
 - 4) 確率理論に基づく個別要素法の拡張 : 海岸工学論文集 Vol: 49 巻 年: 2002年 頁: 771-775 頁 著者(和): 伊藤 一教, 樋口 雄一, 東江 隆夫, 勝井 秀博
 - 5) 被覆石の被災率に対する確率個別要素法の適用性 : 海岸工学論文集 Vol: 50 巻 年: 2003年 頁: 706-710 頁 著者(和): 伊藤 一教, 東江 隆夫, 勝井 秀博
 - 6) 確率個別要素法の開発とその応用—捨石構造物を対象とした信頼性設計の試み— : 土木学会論文集 No.768/II-68: 2004年 頁: 113-130 頁 著者(和): 伊藤 一教, 安田孝志
 - 7) 消波ブロックの安定性に対して断面変化形状を考慮した信頼性設計手法 : 海岸工学論文集 Vol: 51 巻 年: 2004年 頁: 861-865 頁 著者(和): 伊藤 一教, 東江 隆夫
 - 8) Itoh,K, Y.Higuchi, T.Toue and H.Katsui (2002) : Numerical simulation of deformation of rubble structures by DEM and VOF, Proceedings of The Twelfth International Offshore and Polar Engineering Conference, pp.714-721.ISBN 1-880653-58-3(set), ISSN 1098-6189(set).
 - 9) Itoh,K, Y.Higuchi, T.Toue and H.Katsui (2003) : A Simulation of Deformation of Rubble Structures based on the Stochastic and Dynamic Theory : Coastal structures 2003, ASCE, (in printing)
-

1. 緒言

1. 1 研究の背景

土木工学が社会基盤施設を建設する技術であることは言うまでもないが、それを実感する機会はさほど多くない。強いてその機会を挙げるならば、天災などで大規模な被災が発生したときや飛行機の窓から地上を見たときであろう。地震や台風などによる被災を目の当たりにした時には、土木工学が立ち向かう自然の破壊力の大きさを改めて思い知ることになり、人命や国土を守ることの重要さを誰もが痛感することになる。また、飛行機の窓から都市のビル群、道路あるいは港湾を見たときには、土木工学の壮大さを感じる事ができよう。

そのような社会資本を我が国では高度経済成長と一体となって整備して来たが、その背景には社会基盤を建設するための設計技術や施工技術の進歩があったことは自明の事実であり、現在ではそれらの技術が高いレベルに到達していると言えよう。それゆえ、安全な構造物を建設するという使命に加えて、コストダウンや環境共生といった使命も土木技術者に課せられるようになってきた。しかしながら、実際のプロジェクトに直面する時、安全、コストダウンおよび環境共生をすべて満足する構造物を構築することは容易ではない。なぜならば、これまでに積み上げてきた設計技術は安全性に主眼がおかれた画一的なものであり、それに基づいて構造物を設計する限りは大胆なコストダウンを達成することはできない。言い換えると、安全率を用いる従来の設計方法の場合、設計条件が同じであれば、誰が設計しても同じような構造物になるからである。それゆえ、近年では性能設計という概念が注目を集めている¹⁾。性能設計は、これまで陰に陽に施設に要求してきた必要な性能とこれに対する照査方法を明確に体系化して規定する設計法と定義²⁾されており、より合理的な設計手法として、さらにコストダウンに寄与するような新技術の導入を活発にするものとして期待されている。

性能設計が注目される背景には、以下のような従来の設計法に対する問題点があるからである。

- 1) 安全率は外力・耐力のどちらの不確定性を考慮したものかが明確でないため、

例えば外力評価の精度が向上しても、安全率を下げることができず、研究の成果が反映され難い。

- 2) 二つの構造物の安全率が同じであっても、実際の外力や耐力は不確定要因であり、ばらつきが異なるため、破壊確率などで表現される構造物の安全性の水準も異なることがあり得る。
- 3) 力の釣り合いに基づく設計であるため、破壊（大変形）の評価ができない。したがって、破壊後の性能・機能維持（構造物の粘り）の評価や復旧の設計システムがない。
- 4) 材料選定、施工条件が構造物の信頼性に関わるが、この過程が設計に反映されない。
- 5) 維持管理やライフサイクルコスト（LCC）に対する検討も十分でない。

以上の状況から、現在必要とされる技術は、構造物あるいは外力に内在する不確定要素を評価できる設計技術、さらには構造物の大変形を評価できる設計技術と言える。

一方、施工技術に着目すると情報化施工が提案されている。これは、時々刻々変化する施工状況の情報を収集し、その結果を次施工にフィードバックすることで精度良く施工するものといえる。つまり、施工中の構造物の変化を素早くキャッチしリスクを低減することが求められている。しかし、施工は非常に多岐に渡るため、施工のリスク管理に関する一般論の議論は難しい。

そこで、施工のリスク管理に関する議論を容易にするため護岸工事を例にとる。近年では環境共生を目的に捨石傾斜堤を採用する場合が増えてきた。捨石傾斜堤の場合、施工中の捨石堤は低耐力であるにもかかわらず、台風や季節風による高波浪に遭遇することになる。この状況におけるリスク管理としては、高波による構造物の変形を考慮し工程を工夫することが挙げられ、この場合に必要な情報は捨石構造物の変形量となる。また、工事保険によってリスクに対応する場合もあり、その場合には変形量だけでなくその確率的評価も求められるであろう。このように、施工中のリスク管理として求められ

る技術は変形量を評価し、それを確率的に評価することである。つまり、施工途中の低耐力状態にある構造物の性能を評価しながら施工するわけであるから性能施工と言えるのではないだろうか。

以上のように設計・施工の両側面から鑑み、現在求められている技術は大変形の解析技術とその確率的評価手法といえる。

そこで、大変形とその確率的評価が最も必要な海洋構造物を考える。海域構造物を大別するならば、防波堤や護岸といった波浪制御構造物と栈橋や岸壁など荷役等に関わる港湾構造物に大別されるであろう。港湾構造物は稼働率の向上を目的に港内に建設される場合が多いが、防波堤や護岸は波浪から港や陸域の安全性を確保する構造物であるから、高波に直接対抗する耐波構造物である。ゆえに、防波堤や護岸の変形量やその確率的評価が重要であることは明らかである。防波堤や護岸のうち捨石堤のような捨石構造物の場合には、前述のような施工途中の限界状態の評価、すなわち、変形量やその確率的評価が必要不可欠である。一方、ケーソン式構造物の場合、ケーソンの設置は急速施工が可能であるため低耐力の期間は短く、捨石マウンドも一般に海底付近の構造物であるため、施工途中の限界状態が問題になることは少ないと思われがちである。しかし、東京湾や大阪湾に代表される軟弱な海底地盤上に建設する場合には、捨石マウンドが地盤の圧密を促進させる圧密載荷重の役割を担うため、施工途中にその天端が比較的高く、その限界状態が問題になる場合がある。完成後においても捨石マウンドの大変形はケーソン堤の安定性に直接影響を及ぼすため、捨石マウンドの変形量やその確率的評価が求められる。これらのことから、大変形とその確率的評価が最も求められる海洋構造物として捨石構造物が挙げられる。

我が国は地震国であるため、海洋構造物には耐震性が要求される。特に耐震性として重要なことは、想定以上の地震外力に対しても構造物の変形が崩壊的ではなく、その復旧作業が容易であることである。これは、ライフサイクルコストの観点から求められるもので、捨石構造物はこの要求を満足する。また、捨石構造物は水生生物の生息場所を

提供することから、近年では積極的に採用される傾向にある。ゆえに、将来、建設が見込まれる構造物といった観点からも捨石構造物を対象に大変形とその確率的評価手法を開発することは重要である。

そこで、本研究では捨石構造物を対象に大変形解析手法およびその確率的拡張について研究する。

1. 2 従来の研究と課題

海域構造物に対する性能設計に関する研究は緒についたばかりであり、具体的な設計手法(性能解析手法)については研究課題が多い。このような現状において、防波堤の期待滑動量³⁾や消波ブロックの期待被災度⁴⁾といった確率的手法の研究は、性能設計に向けた具体的な取り組みとして挙げられる。これらの性能照査手法は信頼性設計法に立脚しており、外力評価あるいは材料の品質などに内在する不確定要素を取り込むことができる合理的な手法と考えられる。

上記に代表される研究は、実験式に基づいてモンテカルロ法を活用し性能照査を試みている。実験式に基づく手法の場合、実験で対象とした構造形式に対しては精度が高いものの、形状・形式が異なる場合には適用性が低下するなど汎用性に欠けるという問題がある。

実務レベルで性能設計を実行する場合、要求性能を満足する最低コストの構造物を追求する。そのため、断面形状や材料規格などを少しずつ変化させて性能およびコストの照査を繰り返すことになる。したがって、性能照査手法には汎用性が求められるだけでなく、短時間に精度の高い確率的結果を算定できることが要求される。

海域構造物に性能設計を適用する場合、捨石構造物や被覆・消波ブロックなどは、軽微な変形(損傷)を許容できる点と、使用材料の規格変更にもなうコスト影響が大きい点で高い適用性を有している。特に近年では、藻場造成などの環境共生型護岸を目的として、捨石による浅場を形成する場合がある^{5) 6) 7)}。その場合、採光可能な水深まで捨石マウンドを構築するため、小段を有する複断面を採用したりする。その結果、碎波

力が作用する条件となりやすく、捨石の安定性評価は容易ではない。また、施工途中の捨石傾斜護岸や混成堤マウンドにあっては、被覆工が完成するまでは低耐力の状態が継続するため、施工の手戻りなどを回避するためにも、被災程度の事前評価が必要である。ゆえに、捨石構造物に対する性能照査手法の確立は、設計・施工の両面から海域構造物の性能設計を発展させる第一歩になると考えられる。

これまで、捨石構造物の設計照査は、安定重量算定式を用いて基本設計を行い、詳細設計においては水理実験でそれを確認している。しかし、現在では計算機が発達・普及したため、数値計算によって捨石構造物の変形が検討できるようになりつつある。例えば、捨石マウンドの変形問題や被覆ブロックの安定性問題では個別要素法 (DEM: Distinct Element Method) ⁸⁾を用いた研究がなされている⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾¹²⁾。数値計算による変形予測は、水理実験に比べて経済的であるだけでなく、構造形式の変更が容易であるという汎用性に利点がある。

この数値計算によって捨石構造物の破壊確率を算定する場合、個別要素法を用いたモンテカルロ法は、捨石の規格や物性値を変化させることで直接的に破壊確率を算定できる。しかし、一般的に破壊モードが単純な場合を除いて数値計算は長時間の計算時間を必要とする。このため、多大な試行回数を必要とするモンテカルロ法は現実的手法と言いがたい。

モンテカルロ法の膨大な計算時間を回避する数値解析手法として確率有限要素法¹³⁾がある。この方法は従来の有限要素法に確率理論の一次近似法を適用したもので、Cambou¹⁴⁾が提案した手法である。この方法に基づいて破壊確率を算定する研究が、土質工学分野で行われている¹⁵⁾。しかしながら、確率有限要素法は連続体を対象とした解析手法であり、捨石構造物のような非連続体の変形を取り扱うことができない。

以上のように、捨石構造物の変形解析は汎用性の高い個別要素法によって可能になりつつあるものの、性能設計の実行に必要な確率的評価までを解析する手法は見当たらず、確率的解析手法の開発が数値解析の利点を生かすためにも急務の課題となっている。

1. 3 本研究の目的と構成

本研究は捨石構造物を対象にした非連続体の大変形解析手法の開発と、それを基にした確率的解析手法を開発することを目的とする。

最初に、本論文では決定論に基づく大変形解析手法を開発する。この手法は、これまででは水理模型実験で検討されて来た捨石構造物の大変形問題を数値解析で取り扱うことを目的としたものである。一般に捨石構造物の水理模型実験では縮尺の影響が懸念され、空間的なデータの取得や変形過程を詳細に検討することが難しい。しかし、数値解析は、これらを解決することができるだけでなく、多様な断面形状や材料の検討を効率的に実行可能にするため、安全性、経済性に対して最適な構造物を追求する実務設計に有用である。しかしながら、この有用性は確率的評価を必要としない設計体系の枠組みの範囲内と言えることであり、決定論的手法である本手法には確率的評価を必要とする設計体系に対して限界がある。

そこで本研究では、上述の大変形解析手法を確率理論により拡張し、捨石構造物の破壊確率を数値解析で評価できる手法を提案する。この手法は確率個別要素法^{16) 17) 18)}であり、構造物の微小変形から大変形までの破壊確率を一貫した手法で取り扱う点に特徴があり、従来にはない全く新しい独自の手法である。捨石構造物に内在する不確定性は外力評価の精度や使用材料に起因する構造物の耐力にあるため、その変形量も不確定性を有する。このことは、捨石の安定性を対象にした水理模型実験において、実験結果がばらつくため同一の実験を繰り返しその平均値を用いて評価することからも明らかである。これに対して、確率個別要素法ならば捨石構造物に内在する不確定性と大変形を同時に考慮し、捨石構造物の破壊確率を評価することができるため、決定論的手法では解決できない確率的評価を可能にするだけでなく、水理模型実験にて同一の実験を繰り返さなければならない煩雑さを解消することができる。

さらに、大変形の確率的評価を可能にする確率個別要素法の利点は、断面変形のモード解析をも可能にする。そこで、確率個別要素法を用いて消波ブロック被覆工の断面変形モードを評価し、断面変形の規模のみならず形状まで含めた信頼性設計手法が確立で

きることを明らかにする。

本論文の構成は本章を含め5章で構成され、以下にその内容を示す。

第2章では、波浪解析手法と個別要素法を用いた決定論に基づく解析手法を示す。次に、その有用性について一様粒径材料を用いた基礎実験の再現性について、解析手法に必要なパラメータの設定方法、流体力の評価方法を含めて検討する。ついで、砕石を用いた水理実験および被覆石を有する複断面緩傾斜堤の変形実験を行い、これを対象に解析手法の妥当性を明らかにする。

第3章では、決定論に基づく解析手法の問題点について言及し、確率論に基づく解析手法の必要性を述べる。ついで、本章では確率論に基づく大変形解析手法である確率個別要素法の概念を簡易なモデルを用いて示した後、捨石構造物を対象として定式化する。さらに、確率個別要素法によって得られる解析結果の特徴を例示した後、実験結果との比較を行い本手法の妥当性を示す。最後に、確率個別要素法の拡張的用法として消波ブロックの安定性について試計算を実施する。この試計算は構造物の変形モードを確率的に評価するものであり、第4章に示す信頼性設計において構造物の断面変形を取り込むためのものである。

第4章では、消波ブロックの安定性を対象に信頼性設計法を定式化する。次に、その信頼性設計手法の適用性と問題点について言及する。そして、確率論に基づく解析手法を用いて断面変形、破壊確率および供用期間の関係を検討できる信頼性手法について試算し、確率個別要素法の展開的な適用方法を示す。

第5章では、本論で得られた結果を総括する。

参考文献

- 1) 土木学会 (2001) : 新しい波浪算定法とこれからの海域施設の設計法—性能設計の確立に向けて—, 2001.
- 2) 運上茂樹 (1999) : 性能設計および限界状態設計による橋梁の耐震設計体系について, 橋梁構造等の耐震設計法に関する講習会—耐震設計の現状と今後の展望—, 土木学会地震工学委員会 地震時保有耐力法に基づく耐震設計法の開発に関する研究小委員会
- 3) 下迫健一郎, 高橋重雄, 高山知司, 谷本勝利 (1998) : 変形を許容した混成防波堤の新設計法の提案—期待滑動量を用いた信頼性設計法—, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 801-805.
- 4) 高橋重雄, 半沢稔, 佐藤弘和, 五明美智男, 下迫健一郎, 寺内潔, 高山知司, 谷本勝利 (1998) : 期待被災度を考慮した消波ブロックの安定重量, 港湾技術研究所報告, 第 37 巻, 第 1 号, pp. 3-28.
- 5) 上用敏弘, 広浜全洋, 山脇司 (2002) : 中部国際空港セントレアの建設工事, 海洋開発論文集, 第 18 巻, pp. 95-100.
- 6) 安間清, 榊俊博 (2002) : 大阪湾フェニックス事業の廃棄物埋立について, 海洋開発論文集, 第 18 巻, pp. 101-106.
- 7) 江頭和彦, 諫山貞雄, 福田恭三, 山縣延文, 吉村文雄 (2002) : 下関沖合人工島の建設, 海洋開発論文集, 第 18 巻, pp. 113-117.
- 8) Cundall, P. A. (1971) : A Computer Model for Simulating Progressive, Large Scale Movement in Blocky Rocksystem, Symp. ISRM, Nancy, France, Proc., 2, pp. 129-136.
- 9) 荒木進歩 (2000) : 断面変形に伴う水理機能変化と動的応答を考慮した捨石構造物の設計に関する研究, 大阪大学博士論文, pp. 1-122.
- 1 0) 伊藤一教, 樋口雄一, 東江隆夫, 勝井秀博 (2001) : 個別要素法に基づく捨石のランダム性を考慮した潜堤の変形予測手法, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 806-810.
- 1 1) 伊藤一教, 東江隆夫, 勝井秀博 (2000) : DEM 法と VOF 法を用いた粒状体構造物の破壊シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 746-750.
- 1 2) 原田英治, 後藤仁志, 酒井哲郎 (2001) : 被覆ブロックの幾何配列特性の破壊抵抗に及ぼす影響, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 936-940.
- 1 3) 中桐滋, 久田俊明 (1985) : 確率有限要素法入門, 培風館, p309.
- 1 4) Cambou, B. (1975) : Application of First-order Uncertainty Analysis in the Finite Element Method in Linear Elasticity, Proc. of 2nd Int. Conf. Application of Statistics and Structural Engineering, Aarchen, pp. 67-87.
- 1 5) 鈴木誠, 石井清 (1985) : 確率有限要素法による斜面安定解析, 土木学会論文集, 第 364 巻/Ⅲ-4, pp. 199-208.
- 1 6) 伊藤 一教, 樋口 雄一, 東江 隆夫, 勝井 秀博 (2002) : 確率理論に基づく個

別要素法の拡張, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.771-775.

- 17) 伊藤 一教, 東江 隆夫, 勝井 秀博 (2003) :被覆石の被災率に対する確率個別要素法の適用性 : 海岸工学論文集, 第50巻, pp.706-710.
- 18) 伊藤 一教, 安田孝志 (2004) :確率個別要素法の開発とその応用—捨石構造物を対象とした信頼性設計の試み—, 土木学会論文集 No.768/II-68, pp.

第2章 決定論に基づく構造物の変形解析手法

2.1 概説

本章の目的は捨石構造物の大変形解析手法の構築である。ここで開発する手法は、波浪変形解析と構造物の変形解析を連成させることで、波の作用により時々刻々変化する捨石構造物の変形を解析するものである。この連成解析に用いる波浪変形解析手法と構造物の解析手法は既存の解析手法であり、それ自体には新規性や独自性は認められない。しかし、それらを連成させることで、これまで水理模型実験でしかできなかった検討を数値計算で解析可能にした点に独自性がある。

まず、構造物の変形を解析するためには、波浪場の解析が正確であること、構造物の挙動を適切に解析できることが重要になる。構造物に作用する波浪の解析は、海底地形や構造物の複雑な形状を考慮することができるだけでなく、それらの境界条件によって発生する浅水変形や砕波などの複雑な水理現象を解析できる手法でなければならない。また、捨石構造物の場合には透過性構造物であるため、構造物内部の流れ場も解析する必要がある。そこで、著者も研究・開発者の一人として開発に取り組んだ数値波動水路 (CADMAS-SURF)¹⁾ を用いる。数値波動水路の詳細は、既に報告書¹⁾ 紹介されているので、2.2.1 では捨石構造物の変形解析手法と関連する特徴に着目し、数値波動水路を用いた波浪変形解析手法について述べる。

捨石構造物は非連続体の構造物であるため、変形解析においてはロッキング、移動あるいは衝突といった個々の捨石の挙動を取り扱う必要がある。そこで、解析対象物の媒質を小要素の集合体として取扱う非連続体解析法である個別要素法²⁾ を用いる。個別要素法は1971年に岩盤技術者 Cundoll²⁾ が提案して以来、多くの研究者が研究している手法であり、既に伯野³⁾ がその解析方法の詳細を紹介している。したがって、2.2.2 では捨石構造物と関わる特徴に着目し解析手法の要点を示す。

2.2.3 では、本章で示す連成解析の手順および手法を示し、最後に、水理模型実験結果と解析結果を比較することにより、その適用性について2.3で議論する。

2.2 解析手法

2.2.1 波浪解析手法

基礎方程式は、2次元非圧縮性粘性流体を対象とした連続式およびNavier-Stokes方程式をポーラスモデル⁴⁾に基づいて拡張した式(2.1)から式(2.3)である。

・連続式

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = S_\rho \quad (2.1)$$

・運動方程式

$$\lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uu}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z wu}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x v_e \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z v_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} - D_x u + S_u - R_x \quad (2.2)$$

$$\lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uw}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z ww}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x v_e \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z v_e \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} - D_z w + S_w - R_z - \gamma_v g \quad (2.3)$$

ここで、座標系と主たる物理量の記号の定義は図-2.1に示すとおりであり、 t ：時間、 x, z ：水平、鉛直座標、 u, w ：流速の水平、鉛直成分、 ρ ：密度、 p ：圧力、 v_e ：分子動粘性係数と渦動粘性係数の和、 g ：重力加速度、 γ_v ：空隙率、 γ_x, γ_z ：水平、鉛直方向の面積透過率である。

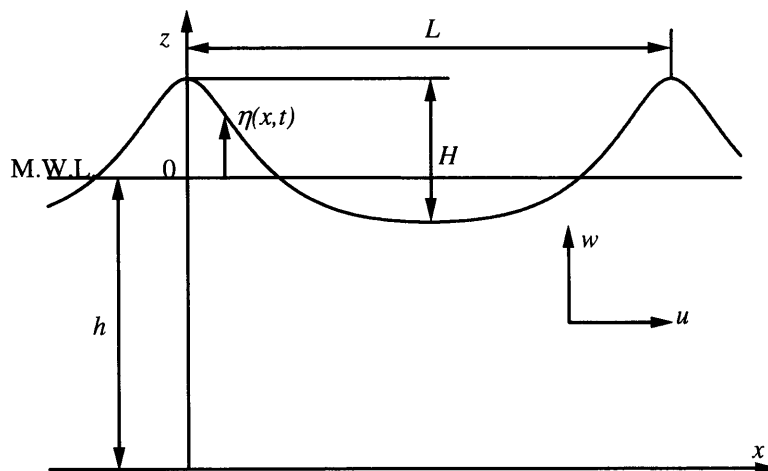


図-2.1 座標系と物理量の定義

$\lambda_v, \lambda_x, \lambda_z$ は C_M を慣性力係数とすれば次のように表され、右辺第 2 項が構造物から受ける慣性力の効果となる。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_v &= \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \lambda_x &= \gamma_x + (1 - \gamma_x) C_M \\ \lambda_z &= \gamma_z + (1 - \gamma_z) C_M \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

D_x, D_z はエネルギー減衰帯のための係数、 S_ρ, S_u, S_w は造波ソース項である。また、 C_D を抵抗係数として多孔質体からの抵抗力 R_x, R_z は、次のように流速の 2 乗に比例する形でモデル化した。

$$R_x = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta x} (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.5)$$

$$R_z = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta z} (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.6)$$

ここで、 $\Delta x, \Delta z$ は水平、鉛直方向の格子間隔である。

・自由表面の解析

自由表面解析モデルには、汎用性が高く、複雑な表面形状を解析可能である VOF (Volume of Fluid) 法⁵⁾⁶⁾を採用した。VOF 法では、本来ステップ関数となる「流体である・ない」を表す関数を計算セル毎に平均化した VOF 関数 F の移流方程式と、「流体である・表面である (向きを含む) ・気体である」というフラグを逐次計算することにより、自由表面の挙動を解析する。ポーラスモデルに基づく VOF 関数 F の移流方程式を以下に示す。

$$\gamma_v \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_x u F}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w F}{\partial z} = S_F \quad (2.7)$$

ここで、 S_F は造波ソース項である。なお、VOF 関数 F は 2 相流解析等で用いられるボイド率とは異なり、自由表面をシャープに表現するための関数であり、その移流方程式の離散化には表面がぼやけないために特別に工夫されたドナー・アクセプター法が用いられる。

・造波モデル

指定したセルの中心位置 ($x = x_s$) に造波のためのソース⁸⁾を設定する。

以下に式(2.1)から式(2.3)および式(2.7)のソース項のみを示す。

$$S_\rho = q(z, t) \quad (2.10)$$

$$S_u = uq(z, t) \quad (2.11)$$

$$S_w = wq(z, t) + \frac{v}{3} \frac{\partial q(z, t)}{\partial z} \quad (2.12)$$

$$S_F = Fq(z, t) \quad (2.13)$$

ここで、 $q(z, t)$ は $x = x_s$ の位置での格子間隔を Δx_s として次式で表される。

$$q(z, t) = 2 \frac{U(x, t)}{\Delta x_s} \quad (2.14)$$

・無反射境界

境界条件として以下に示す Sommerfeld の放射条件を設定する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (2.15)$$

ここで、 f は流速等の物理量、 c は波速である。なお、現状では波速 c に微小振幅波の波速を用いているため、非線形性の強い規則波や不規則波への適用には、さらに工夫が必要である。

エネルギー減衰帯は、1 から 3 波長程度の領域を用いて波のエネルギーを徐々に減衰させることで無反射を実現するものである。このため、計算領域を余分に必要とするが、様々な波形に対して適用可能であり、かつ、安定な計算結果が得易いという利点がある。

数値波動水路ではエネルギー減衰帯として、式(2.2)と式(2.3)の運動方程式に、以下に示す流速に比例する減衰項⁹⁾を付加した。

$$\cdot x \text{ 方向流速の減衰項} = -D_x u \quad (2.16)$$

$$D_x = \theta_x \sqrt{\frac{g}{h}} (N+1) \left(\frac{x-x_0}{l} \right)^N$$

$$\cdot z \text{ 方向流速の減衰項} = -D_z w \quad (2.17)$$

$$D_z = \theta_z \sqrt{\frac{g}{h}} (N+1) \left(\frac{x-x_0}{l} \right)^N$$

2.2.2 構造物解析手法

個別要素法を捨石構造物に適用する場合、ひとつの捨石にひとつの要素を対応させ、要素間に配置したバネとダッシュポッドで要素間の力の作用を算定する。図-2.3にその概念を示す。図-2.3(a)は捨石マウンドを単一粒径の円形要素でモデル化した状態を示しており、そのうち着色した要素を対象にバネとダッシュポッドの配置概念を図-2.3(b)に示す。各要素間の作用力はバネとダッシュポッドによって表現され、各要素が接触している間は圧縮力が作用し、非接触の状態では作用力は無くなる。接触時の圧縮力は、要素間の接触量（接触している要素の半径の和から中心間距離を引いた値）に比例する形式で評価される。

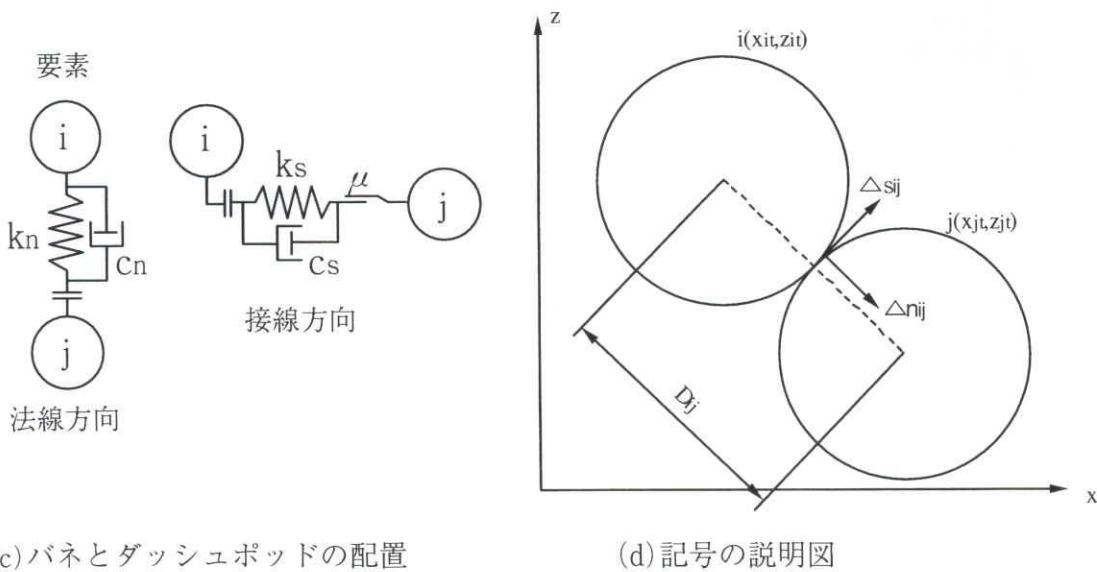
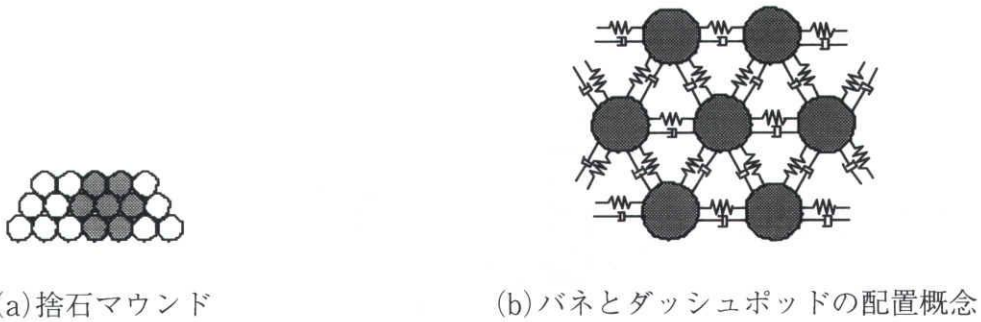


図-2.3 個別要素法の説明図

図-2.3(b)では概念を示す意味で法線方向のバネとダッシュポッドのみを示したが、解析では図-2.3(c)にあるように、法線方向と接線方向にバネとダッシュポッドを配置している。ここで、 kn および ks はバネ定数であり、添え字の n, s はそれぞれ法線方向および接線方向の成分を示す。同様に cn および cs はダッシュポッドの減衰定数を示す。また、 μ は摩擦係数である。

要素 i の運動方程式は式(2.18)および(2.19)で、式(2.18)が並進運動、式(2.19)が回転運動を表す。

$$m \frac{\partial^2 X_i}{\partial t^2} + C_i \frac{\partial X_i}{\partial t} + F_{i,k} + F_{i,g} + F_{i,f} = 0 \quad (2.18)$$

$$I_i \partial_{tt} \phi + D_i \partial_t \phi + M_i = 0 \quad (2.19)$$

ここで、 m は要素 i の質量、 X_i は変位ベクトル、 C_i 、 D_i は減衰定数、 $F_{i,k}$ は要素間作用力の合力、 $F_{i,g}$ は重力項、 $F_{i,f}$ は流体力項である。また、 I_i は慣性モーメント、 M_i は要素に作用するモーメント、 ϕ_i は回転変位である。

式(2.18)を水平 x 成分、鉛直 z 成分に分解した式(2.20)および(2.21)となる。

$$m \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} + \sum_j \left(c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} + c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \right)_x + \sum_j \left[k_n \Delta n_{ij} + \begin{cases} k_s \Delta s_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \leq \mu k_n \Delta n_{ij} \\ k_s \Delta s_{ij} = \mu k_n \Delta n_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \geq \mu k_n \Delta n_{ij} \end{cases} \right]_x = F_{x,i} \quad (2.20)$$

$$m \frac{\partial^2 z_i}{\partial t^2} + c_n \sum_j \left(c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} + c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \right)_z + \sum_j \left[k_n \Delta n_{ij} \right]_z + \begin{cases} k_s \Delta s_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \leq \mu k_n \Delta n_{ij} \\ k_s \Delta s_{ij} = \mu k_n \Delta n_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \geq \mu k_n \Delta n_{ij} \end{cases} \Big|_z = F_{z,i} \quad (2.21)$$

ここに、 j は要素 i と接する要素で、 Δn_{ij} 、 Δs_{ij} は要素 i と j の法線および接線方向の相対変位を表す。式(2.20)および式(2.21)の右辺第2項と第3項の括弧の添え字 x と z は、 Δn_{ij} 、 Δs_{ij} の x 成分と z 成分を示す(図-2.3(d)参照)。摩擦係数には静止摩擦、動摩擦および転がり摩擦係数があるが、表記を簡便にするためこれらをまとめて摩擦係数 μ と

して表している。両式の左辺第2項は減衰項、左辺第3項はバネによる作用力項で μ は摩擦を含めた接線方向成分の場合分けを示す。

具体的に式(2.20)および(2.21)の左辺第2項、第3項を計算する際には、式(2.22)から式(2.29)の関係式を用いて算出する。

$$k_n \Delta n_{ij}|_t = e_{en_{ij}}|_t = e_{en_{ij}}|_{t-\Delta t} + k_n \Delta \xi_{n_{ij}}|_t \quad (2.22)$$

$$k_s \Delta s_{ij}|_t = e_{es_{ij}}|_t = e_{es_{ij}}|_{t-\Delta t} + k_s \Delta \xi_{s_{ij}}|_t \quad (2.23)$$

$$c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} \Big|_t = e_{dn_{ij}} \Big|_t = c_n \frac{\partial \Delta \xi_{n_{ij}}}{\partial t} \Big|_t \quad (2.24)$$

$$c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \Big|_t = e_{ds_{ij}} \Big|_t = c_s \frac{\partial \Delta \xi_{s_{ij}}}{\partial t} \Big|_t \quad (2.25)$$

$$\Delta \xi_{n_{ij}} = (\Delta x_i - \Delta x_j) \cos \alpha_{ij} + (\Delta z_i - \Delta z_j) \sin \alpha_{ij} \quad (2.26)$$

$$\Delta \xi_{s_{ij}} = -(\Delta x_i - \Delta x_j) \sin \alpha_{ij} + (\Delta z_i - \Delta z_j) \cos \alpha_{ij} + (r \Delta \phi_i + r \Delta \phi_j) \quad (2.27)$$

$$\sin \alpha_{ij} = -\frac{z_i - z_j}{D_{ij}}, \quad \cos \alpha_{ij} = -\frac{x_i - x_j}{D_{ij}} \quad (2.28)$$

$$D_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (z_i - z_j)^2} \quad (2.29)$$

ここで、 $e_{en_{ij}}$ と $e_{es_{ij}}$ は時刻 t における要素 ij 間のバネによる作用力を示し、 $e_{dn_{ij}}$ と $e_{ds_{ij}}$ はダッシュポッドによる作用力を示す。 $\Delta \xi_n$ および $\Delta \xi_s$ は ij 間の法線および接線方向の変位増分で、式(2.28)および式(2.29)の関係を用いて算定する。ここで、 Δx および Δz は変位増分の水平・鉛直成分、 r は要素 i の半径、 $r \Delta \phi_i$ は回転変位増分、 D_{ij} は要素 ij 間の中心間距離である。

個別要素法の計算は、以下の手順で実施する。時刻 t における要素 i の位置が決まると、要素 i に接触している要素を判定し、接触している全ての要素が要素 i に与える作用力を算定する。次に、要素毎に運動方程式を積分することで要素 i の移動速度を算出でき、微小時間 Δt 後の位置を決定する。この手順を繰り返すことで計算が実行される。

個別要素法では、流体力などの外力を作用させた解析を実行する前段階として、初期

計算を実施する必要がある。まず、要素を所定の形になるよう配置する。次に、重力下の静止状態（初期状態）における要素間の作用力を計算する。もちろん、要素が水中にある場合は浮力を考慮して初期状態の計算をする。以上が初期計算である。このとき、バネ定数が大きければ、要素間の接触量が小さいため初期計算前後で形状の変化は小さいが、バネ乗数が小さい場合は接触量が大きいいため初期計算前後で形状変化が大きくなる。

2. 2. 3 連成解析手法

連成解析は図-2.4に示すように、流体解析と構造物の変形解析を組み合わせで行う。まず、捨石構造物内も含めた流速場を2.2.1に示した流体解析手法によって解析し、その流体力を外力として構造物の変形を解析する。この手順を繰り返す、時々刻々変化する流体および構造物の変形を解析する。具体的には図-2.5に計算フローを示すように、 $\gamma_v, \gamma_x, \gamma_z, C_M$ および C_D といった流体解析において構造物を表すパラメタを設定し、ある時刻の流体解析を実行する。

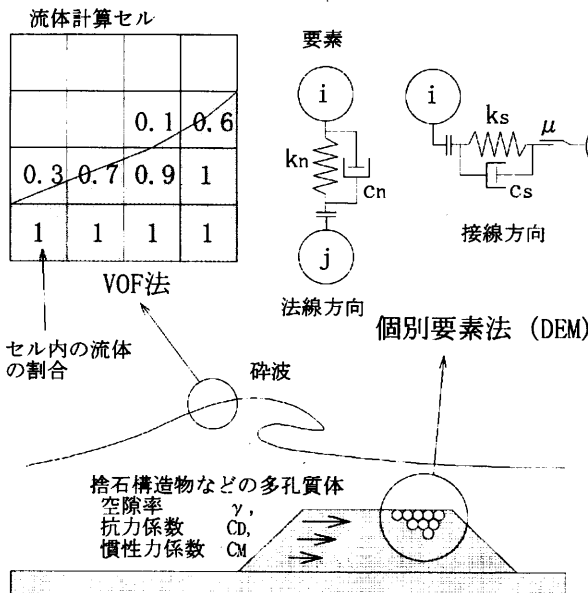


図-2.4 連成解析手法の説明図

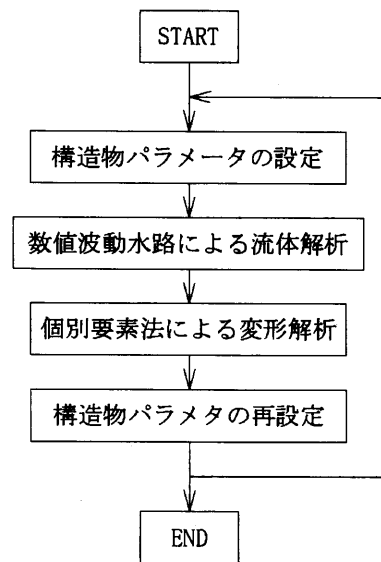


図-2.5 解析手順

そして、流体力による構造物の変形を個別要素法で解析した後、構造物の変形に合わせて構造物を表すパラメタを再設定し計算を繰り返す。この方法では、透過性構造物の境界条件を強制的に変化させることで構造物の変形を流体解析に反映させている。厳密には、構造物の境界条件を変化させると同時に、構造物の変形が流体運動に与える影響を反映させることが望ましい。しかし、ここでは時刻歴計算を実行する時間ステップ Δt が十分小さければ、強制的に境界条件を変化させる影響が小さいと仮定して解析を行う。ただし、この仮定の妥当性は次章以降で検討する。

次に、連成解析時の流体力の評価方法を示す。式(2.30)および式(2.31)は個別要素法の運動方程式に流体力、重力および浮力を追記した式である。流体力は流速の2乗に比例する抗力と加速度に比例する慣性力を考慮するので、いわゆるモリソン公式で評価する。このとき、抗力は要素の移動速度と流体速度との相対速度を用い、加速度は相対速度の時間変化として定義した。式(2.30)および式(2.31)において、 u は流体の水平速度、 w は流体の鉛直速度、 A は要素の投影面積、 V は要素の体積、 ρ は流体密度である。

$$m \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} + \sum_j \left(c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} + c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \right)_x + \sum_j \left[k_n \Delta n_{ij} + \begin{cases} k_s \Delta s_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \leq \mu k_n \Delta n_{ij} \\ k_s \Delta s_{ij} = \mu k_n \Delta n_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \geq \mu k_n \Delta n_{ij} \end{cases} \right]_x \quad (2.30)$$

$$= 0.5 \rho A C_D \left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) \sqrt{\left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right)^2 + \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right)^2} + \rho V C_M \partial \left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) / \partial t$$

$$m \frac{\partial^2 z_i}{\partial t^2} + c_n \sum_j \left(c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} + c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \right)_z + \sum_j \left[k_n \Delta n_{ij} \right]_z + \begin{cases} k_s \Delta s_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \leq \mu k_n \Delta n_{ij} \\ k_s \Delta s_{ij} = \mu k_n \Delta n_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \geq \mu k_n \Delta n_{ij} \end{cases} \Big|_z \quad (2.31)$$

$$= 0.5 \rho A C_D \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right) \sqrt{\left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right)^2 + \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right)^2} + \rho V C_M \partial \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right) / \partial t - mg + \rho g V$$

また、式(2.19)の要素に作用するモーメント M_i のうち、流体力によるモーメントは、図-2.6に示すように要素に作用する流速分布を考慮し、上下左右に分割して求めたモーメント ($Fx-u, Fx-l, Fz-r, Fz-l$) の総和として算定した。

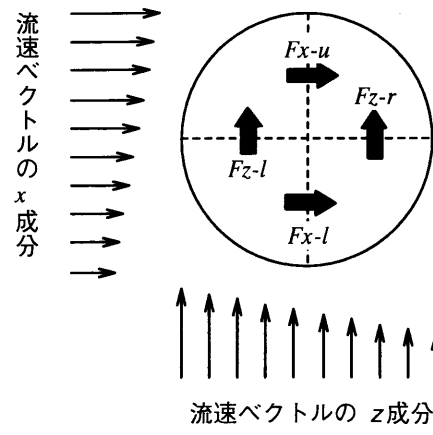


図-2.6 流体力によるモーメントの算定モデル

解析手法の検証

2.3.1 基礎実験による解析手法の検証と改良

(1) 基礎実験

ここでは、2.2に示した解析手法の検証を目的とした基礎実験を実施した。実験は、直径17mm、比重2.45のガラス球を積上げて擬似的な捨石潜堤をつくり、その変形や流速変化を計測するものである。図-2.6は実験装置の概要図であり、水槽中央に配置した潜堤はガラス球を8層積上げ、最下層は粒子を固定した。また、容量式波高計、電磁流速計を用いて水位、流速を測定した。

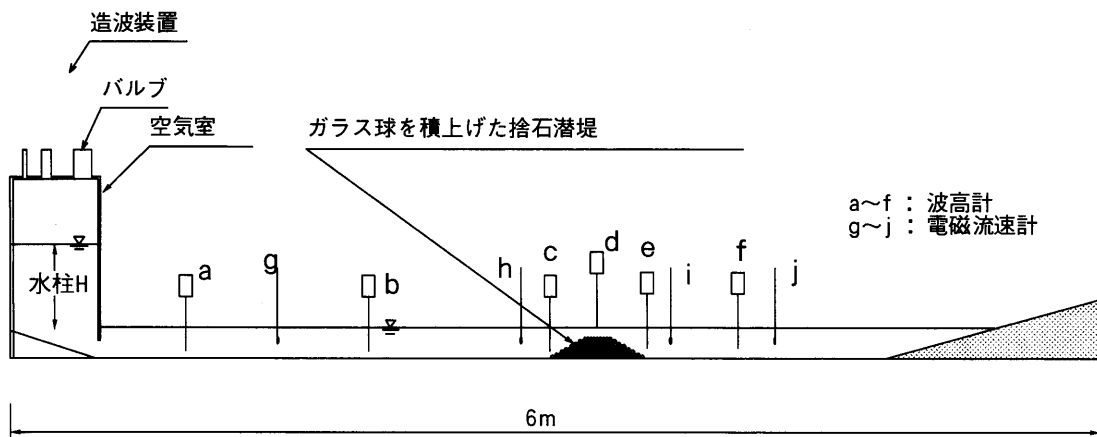


図-2.6 基礎実験における装置の概要図

水槽の左端には吸引式造波機を設置した。本造波装置は、空気室内の空気を吸引し水柱Hを発生させ、バルブを開放することにより水槽内に砕波を伴う強い流れを発生させるものである。これにより、水深程度の波高を有する孤立波の波が発生し、砕波により段波が発生する。図-2.7は、ビデオ撮影した実験状況をトレースして水槽内に発生する水理現象を示したもので、水柱が60cmの場合の結果である。バルブを解放すると造波機前面で跳水が発生し、その後に孤立波の大波が発生する。そして、潜堤直前で大規模砕波を起こし、段波と砕波を伴う強い流れが潜堤に作用する。その結果、写真-2.1に示すように、ガラス球は法肩から移動を開始し、下流側の法肩が大きく崩れる結

果となった。

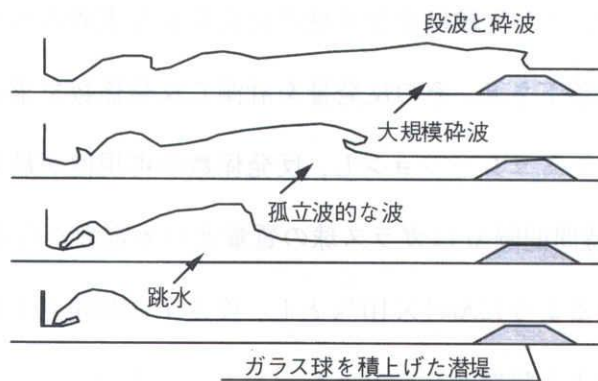


図-2.6 基礎実験における装置の概要図

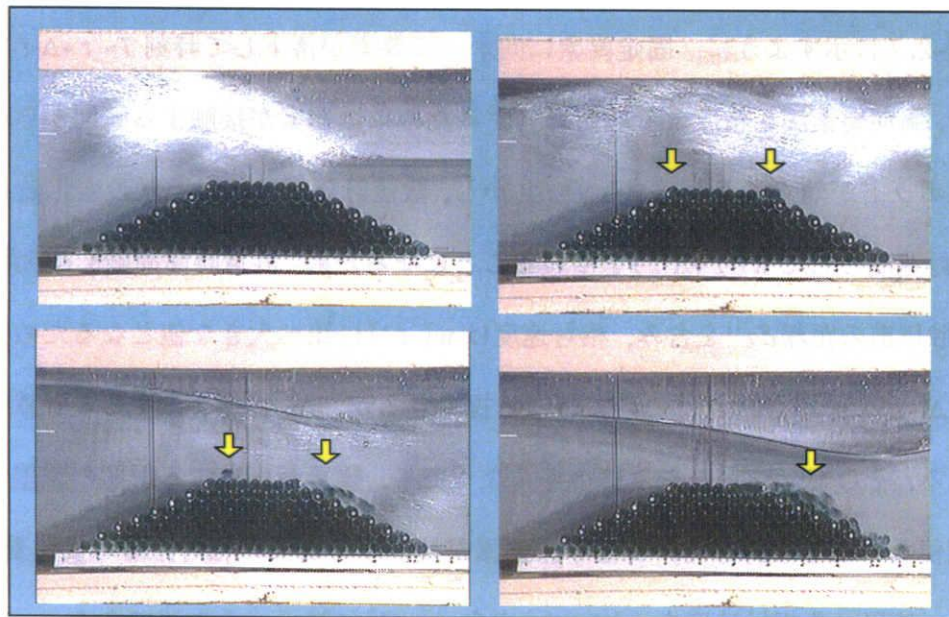


写真-2.1 ガラス球で積上げた潜堤の変形状況

(2) 構造物解析におけるパラメタの設定

個別要素法はバネとダッシュポットを用いて要素間の作用力を算出する。そのため、バネ定数とダッシュポットの減衰定数が要素の運動を支配するので、その設定方法について検討する必要がある。また、個別要素法は陽解法で解くため時間発展させる時間間隔 Δt も合わせて検討する必要がある。

ここでは、前出の基礎実験で用いたガラス球を対象に検討を行った。まず、法線方向のバネ定数はガラスの物性値から $k=3.5 \times 10^7 \text{N/m}$ とした。そして、減衰定数を求めるための実験を行った。この実験はガラス球の反発係数を求めるもので、ガラス球をガラス板に向かって自由落下させ、その反発量を計測し反発係数を求めた。減衰定数はこの実験を個別要素法でシミュレーションし、反発係数の再現性が最も高いものとした。ただしこのとき、計算時間間隔 Δt はガラス球の質量とバネ定数からなる一自由度バネモデルの固有周期を下回るように $\Delta t=1 \times 10^{-6} \text{s}$ とし、後述する問題点を除去するため、ガラス球がガラス面に接触する瞬間からシミュレーションを実施した。その結果、反発係数を再現できる減衰定数として $1.5 \times 10^2 \text{Ns/m}$ を得た。

個別要素法では要素間の相対変位および相対速度を用いて粒子間の作用力を計算する。図-2.7に示すように、固定要素に向かって要素が落下して時刻 $T=t+\Delta t$ で接触する場合、個別要素法を精度よく数値計算するためには要素が接触する瞬間からバネとダッシュポッドが効くことが望ましい。しかし、数値計算では相対距離の変化量として δz を、相対速度として $w(t+\Delta t)$ を用いることになるため、計算時間間隔 Δt が大きいと δz は接触以前の距離 $\delta z''$ を含み、相対速度は $w(t')$ に比べ大きな値となるため誤差が生じる。 Δt が十分小さければこの誤差は無視できるが、 Δt を小さくすると計算時間が膨大になる。そこで、 Δt がむやみに小さくなくても、要素が接触する瞬間の誤差を最小にする簡便な方法を検討した。つまり、要素が接触する瞬間の相対距離の変化量を dz' とし、 $t+\Delta t$ に用いる相対速度を $w(t+\Delta t)$ から $w(t')$ に補正する方法である。

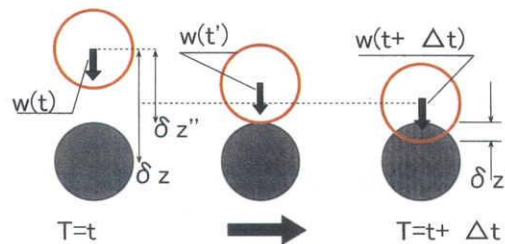


図-2.7 基礎実験における装置の概要図

図-2.8は、ガラス球の反発係数を求める実験を対象に、要素接触時の距離および速度の補正効果を示したものである。図の横軸は時間を表し、縦軸はガラス球の位置を示しているため、図は高さ10cmからガラス球が自由落下し跳ね返る様子を時刻歴で示している。

両補正をした場合には $\Delta t=1 \times 10^{-5}$ sであっても実験値を再現している。距離補正のみの場合には、 $\Delta t=1 \times 10^{-5}$ sの再現性が低下する。また、速度補正のみの場合には、 $\Delta t=1 \times 10^{-6}$ sであっても実験結果を再現できない。この結果より要素接触時の補正効果が確認でき、この補正が非常に有効であることがわかる。図-2.1や写真-2.1のように潜堤状にガラス球を積み上げた場合には、初期状態において全てが接触しているため、この補正効果は効かないが、ひとたび粒子が非接触状態になり再接触する場合に効果がある。

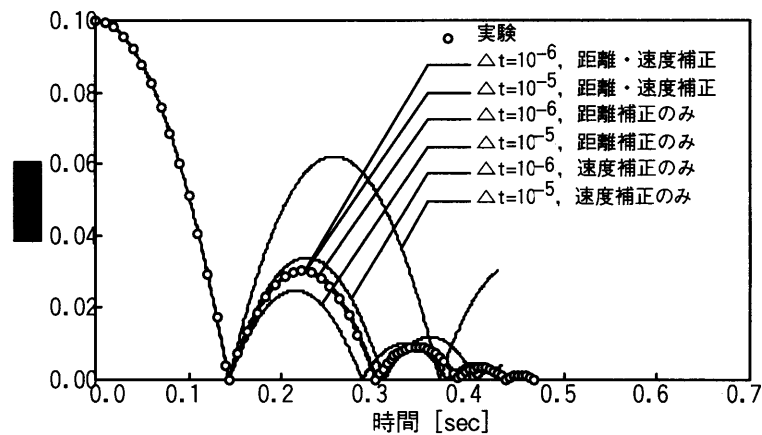


図-2.8 距離・速度補正の比較図

個別要素法で用いるバネとダッシュポットは要素間の力の作用を計算するための仮想的なモデルであり、バネ定数と減衰定数をDEMパラメータとすれば、これはチューニングパラメータと解釈できる⁷⁾。

DEMパラメータの設定方法に関する研究には、主に材料の物性に基づく方法、数値解析における解の安定性に主眼をおく方法に大別できる。

バネ定数や摩擦係数の決定法としては、木山・藤村⁸⁾が示した弾性理論に基づく方法がある。また、伯野⁹⁾は、パラメータ設定のためのモデルを作成し、試行錯誤的に求める方法を提案した。DEMの発展形といえる不連続変形法¹⁰⁾ではペナルティ法を採用し、解の安定性に着目した方法が提案されている。一方、減衰定数の決定には、実際の材料を自由落下させたときの反発係数から求める方法¹¹⁾、一質点モデルにおいて臨界減衰となる値を選ぶ方法¹²⁾が用いられる。準静的な問題に限れば減衰定数は解を安定させる役割のみを担うため、解を速やかに収束させるには臨界減衰条件を与えればよい。しかしながら、本論で対象とする捨石の挙動は動的であり、DEMパラメータの設定方法は確立されていないのが現状である。そこで、バネ定数、減衰定数および摩擦係数が計算結果に及ぼす影響を検討した。検討は斜面状に積み上げた円形要素のうち法面中央部の要素を除去し、重力のみによって要素が崩壊する現象を対象とした。法線方向のバネ定数はガラス球と同じ値を用い、減衰定数を変化させた。接線方向のDEMパラメータは法線方向の25%とし、摩擦係数は静止摩擦係数 μ と動摩擦係数 μ' で区別した。

図-2.9は、ガラス球の反発係数 r が0.23となるように設定した場合（弱い減衰）と $r=0$ とした場合（臨界減衰）の計算結果の比較で、 $\mu=0.03$ 、 $\mu'=0.003$ 、 $\Delta t=10^{-6}$ sとした場合の崩壊過程である。両者の差異は崩壊過程の時間変化に現れ、弱い減衰の場合には $t=0.4$ s後に変形がほぼ終了するのに対し、臨界減衰の場合には $t=0.4$ s後も変形が継続する。この結果は、法肩の左端要素について鉛直座標の時間変化を示す図-2.10が明瞭に示している。ガラス球を用いた模擬実験を観察したが、 $r=0$ とした臨界減衰の崩壊の経時変化はありえないことがわかっている。したがって、DEMパラメータを臨界減衰のような強い減衰で設定すると数値的な粘着力が現れ、適切ではないと判断できる。

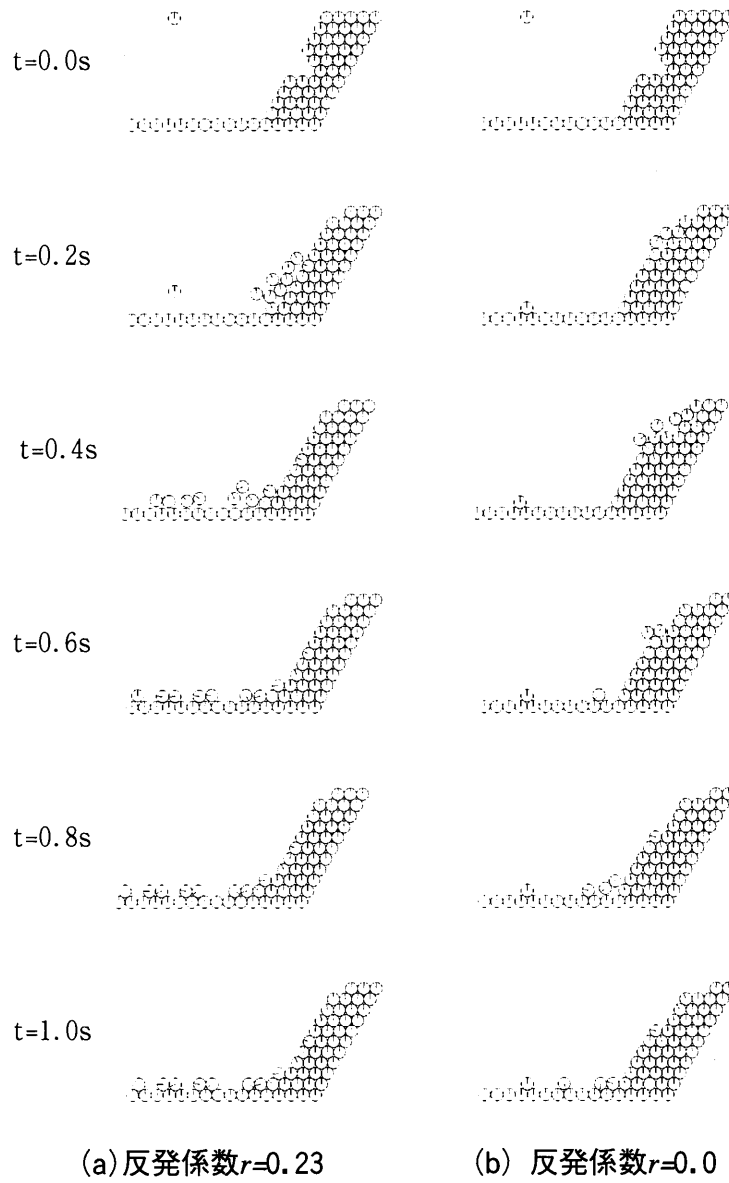


図-2.9 斜面変形に及ぼすDEMパラメータの影響

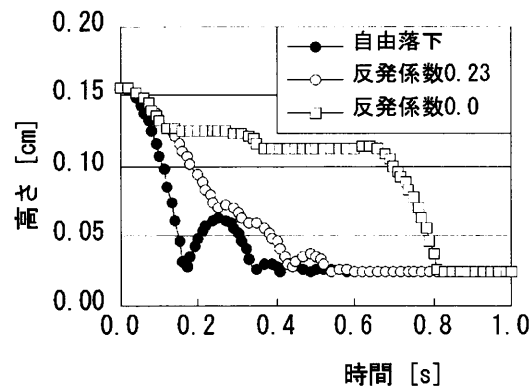


図-2.10 斜面上法肩の左端要素の時系列変化

図-2.11は $r=0.23$ の条件で、 $\mu=0.5$ 、 $\mu'/\mu=0.1$ 、 0.5 および 0.9 とした場合の斜面崩壊計算の結果である。 μ'/μ の違いに応じて崩壊過程が異なり、 μ'/μ が大きいほど変形が終了するのに要する時間が短く、変形量も小さい。この結果から、捨石の噛合せの効果を摩擦係数で評価できることを確認できた。

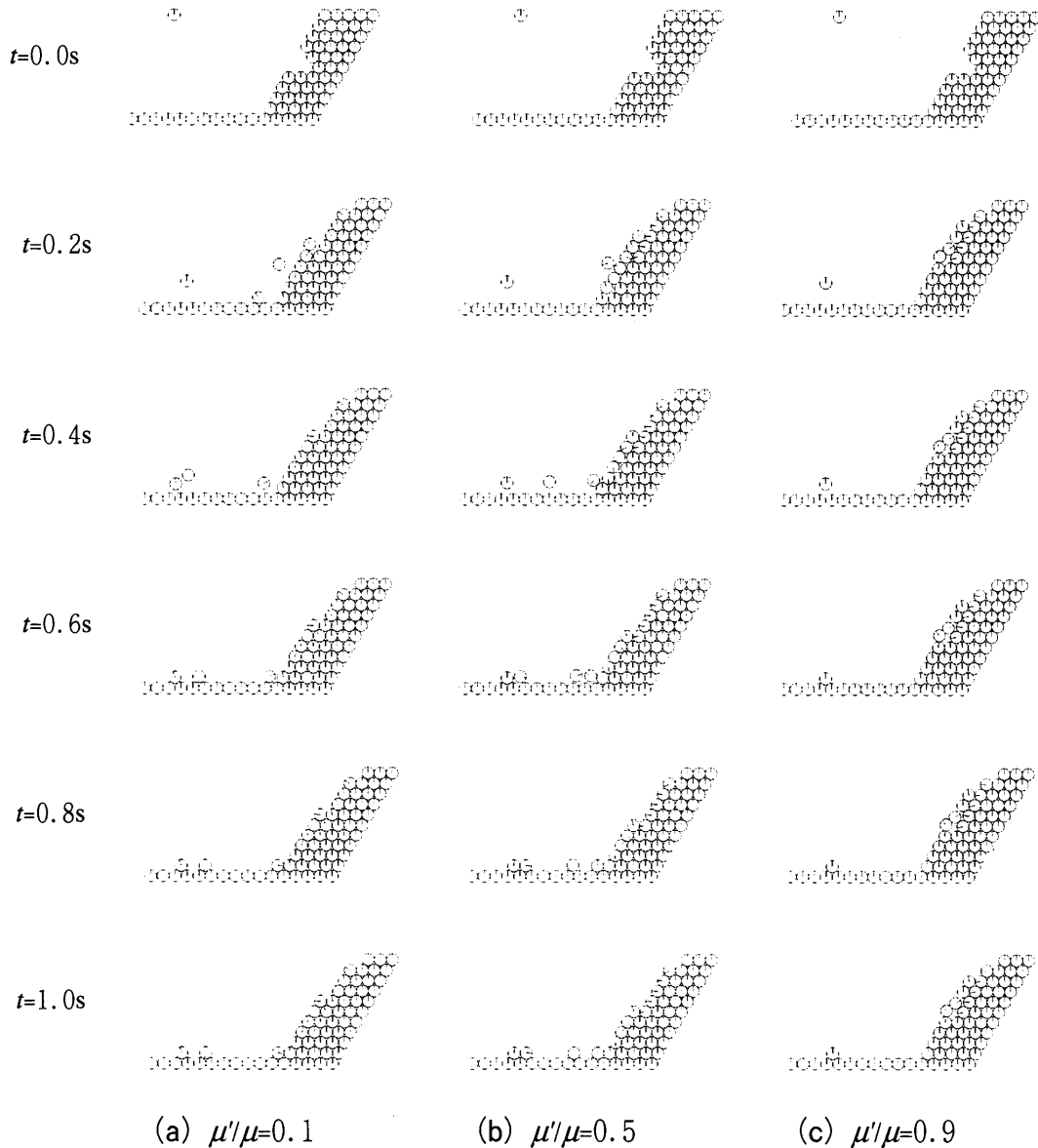


図-2.11 斜面変形に及ぼす摩擦係数の影響

(3) 解析結果と実験結果の比較

ここでは、図-2.6 に示す基礎実験を対象に解析結果と実験結果の比較を示す。図-

2.12 は水柱 $H=60\text{cm}$ のケースについて、数値計算と実験の水位および流速の比較である。ただしこのとき、ガラス球を積上げた潜堤は変形しないよう固定した。上段から測点 b, c の水位、測点 h の水平流速を示す。測点 b では碎波直前の孤立波が計測されており、計算結果は良く一致している。測点 c では碎波後の段波が発生し計算結果も良く対応している。構造物前面に配置した測点 h の水平流速は $t=1.3\text{s}$ 付近の碎波に伴う流速変動は一致していないが、 1.4s 以降の流れを再現している。これより、複雑な現象であっても本数値計算によって再現できることがわかる。

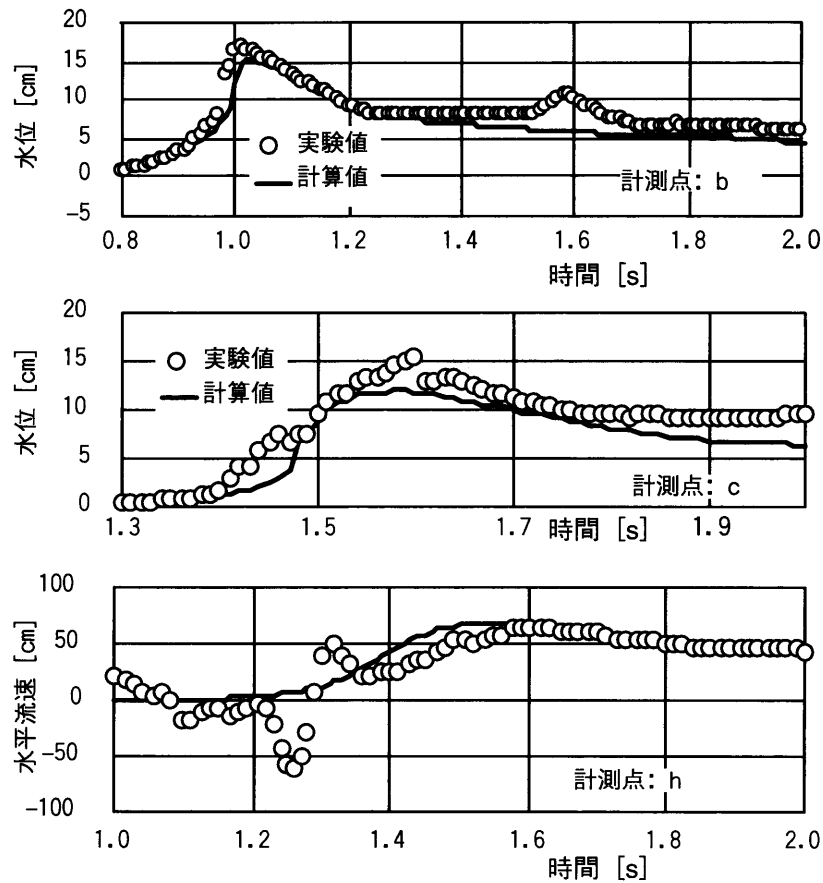


図-2.12 水位、流速の比較図

図-2.13 はガラス球潜堤を固定した潜堤沖側法肩の水平流速に対する実験値と計算値の比較である。条件は水柱 H が 60cm で、潜堤の空隙率を 0.44 、抵抗係数 0.5 、慣性力係数 1.5 とした。計算格子は $\Delta x = \Delta z = 1.7\text{cm}$ とした。図より、ガラス球潜堤の変形に最

も寄与する流れ場も $t=2.0\text{s}$ までは比較的精度良く再現されていることがわかる。

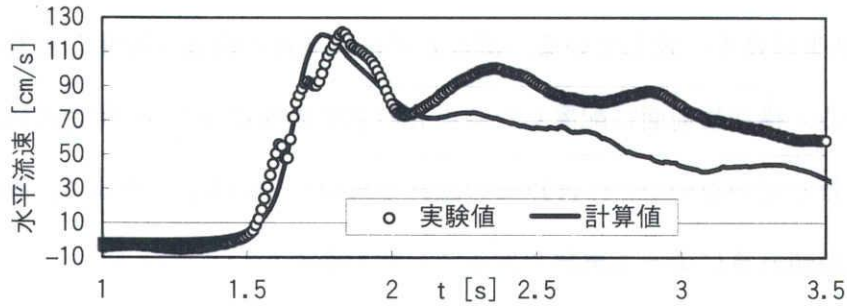


図-2.13 法肩部の流速比較

次に、粒状体構造物内の浸透流を検討する。浸透流の計測は写真-2.2 に示すように、固定した粒状体構造物内に染料を流し、染料のビデオ画像を解析して水平浸透流速の目安を得た。また、それと同時に構造物天端における水平流速をプロペラ流速計で計測した。図-2.14 は流体解析結果と実験結果の比較である。図中には、式(2.1)～(2.6)における $\gamma_v=0.1, 0.4, C_M=1.0, 2.0, C_D=0.5$ を組み合わせた計算結果を示した。これらの値は円柱の値や中村ら¹³⁾¹⁴⁾、岩田・水谷¹⁵⁾ および水谷ら¹⁶⁾ による球体に対する実験結果を参考に設定した。実験では、構造物天端上で最大水平流速 0.86cm/s が発生し、浸透流の最大値はおよそ半分の 0.35cm/s 程度であった。計算では $\gamma_v=0.4, C_M=2.0, C_D=0.5$ の場合が比較的一致した。

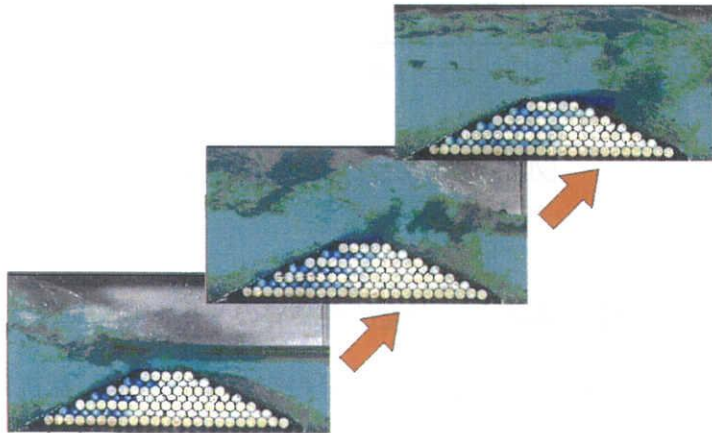


写真-2.2 浸透流実験の様子

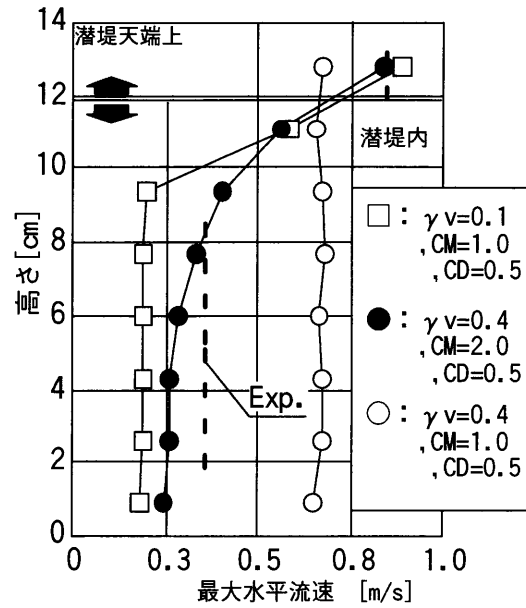


図-2.14 浸透流の比較

図-2.15はガラス球潜堤の変形解析を実施した結果である。解析条件は水柱 H が60cm、潜堤の空隙率を0.44、抵抗係数0.5、慣性力係数1.5、揚力係数0.5とした。また、図-2.6示した流体力によるモーメントも考慮した。計算格子は $\Delta x = \Delta z = 1.7\text{cm}$ とした。DEMパラメータとしては、法線方向のバネ値は物性値から $k = 3.5 \times 10^7 \text{N/m}$ とし、減衰係数は反発係数が0.23となるように設定した。接線方向のDEMパラメータについては法線方向の25%として設定し、摩擦係数を0.05とした。写真-2.1の実験結果にもあるように、実験では法肩の要素がピックアップされ、下流側の法肩の要素がひとつずつ転がり落ちるように変形していく。しかし、この図に示す計算結果は、天端上の要素が一斉に平行移動し下流側に移動しており、実験結果に比べて変形量が過大評価されている。

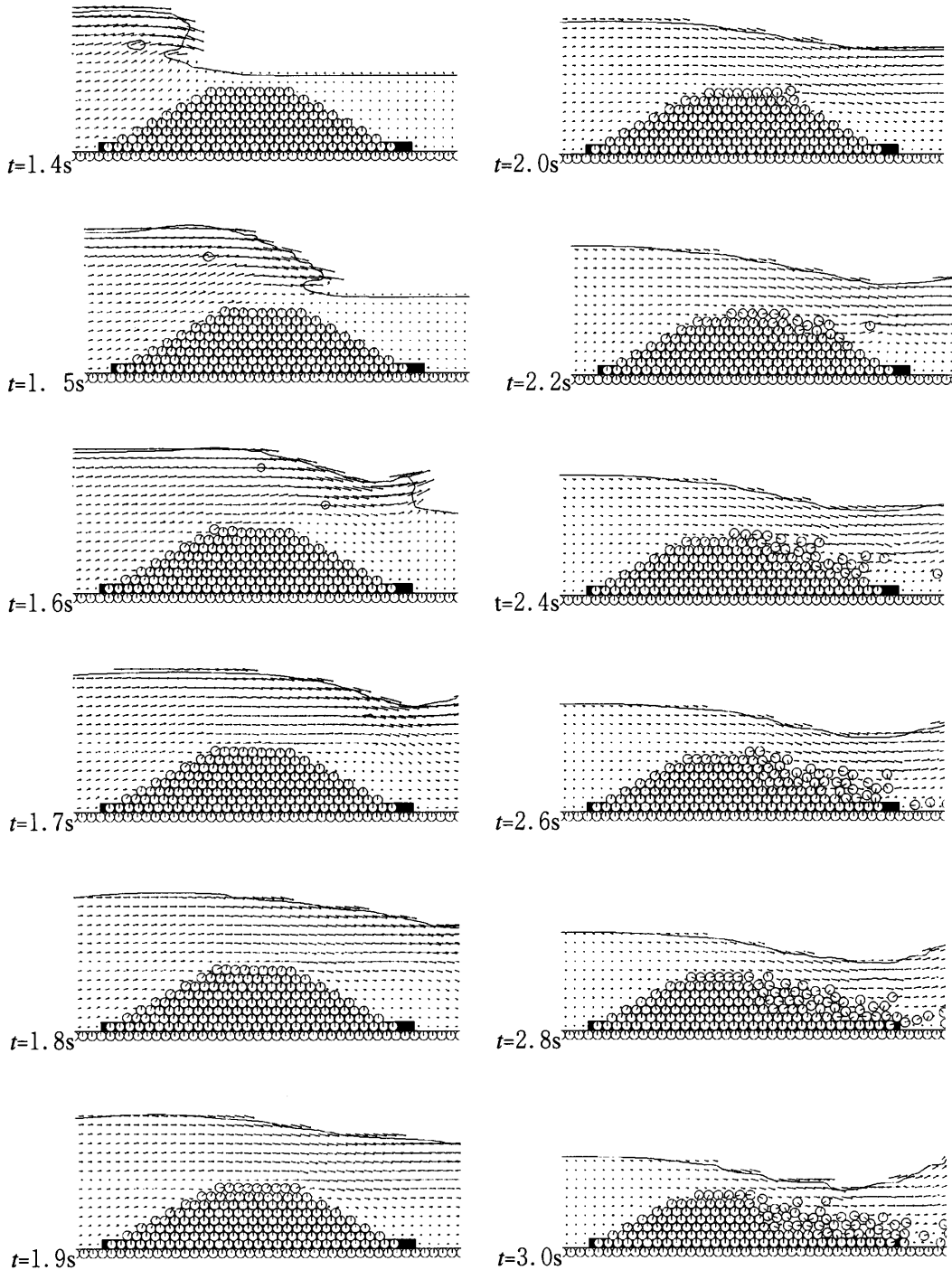


図-2.15 変形計算結果

この結果は、DEM パラメータや流体力の係数を変化させても同様で、変形の過程が実験と計算で異なっていた。したがって、図-2.15の解析結果が実験結果と異なる理由は、流体解析や DEM パラメータの設定ではなく流体力の評価にあると考え、次頁以降で検

討する。

(4) 流体力評価に関する考察と解析手法の改良

ここでは、潜堤を構成するガラス球に作用する流体力について基礎実験を行った。実験は図-2.5 に示す水路内にガラス球を並べた固定床を設置し、その上にガラス球を配置したガラス球の挙動を計測して検討した。配置するガラス球は、その数と配置を変化させ、流れの強さは水柱 H を変化させた。図-2.16 は実験の説明図である。

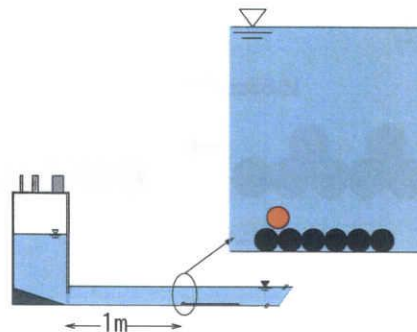


図-2.16 流体力を検討する基礎実験の説明図

図-2.17 に実験条件と結果を同時に示す。図-2.17(a) に示す TYPE①は、固定床上にガラス球を一個配置し、水柱 H を変化させてその移動量を調べた結果である。水柱 H が 46cm 未満ではガラス球がロッキングする程度で移動しないが、 $H=46\text{cm}$ の時にはガラス球一個分、つまりガラス球の直径 D だけ移動する。水柱 H が大きくなるにしたがって移動量も増加し、 $H=55\text{cm}$ の場合には $4D$ 移動する。しかし、2 個のガラス球を連続で並べた図-2.17(b) TYPE②では、 $H=55\text{cm}$ の条件でもロッキングする程度にとどまる。次に、2 個のガラス球を $1D$ の間隔をあけて並べた図-2.17(c) TYPE③では、 $H=55\text{cm}$ の条件で上流側のガラス球は $1D$ 移動するが、下流側のガラス球は移動しない。TYPE②と TYPE③の結果より、上流側のガラス球の存在により下流側には遮蔽効果が表れ、単独で存在するガラス球と近接位置に他のガラス球がある場合とでは、流体力が異なることが

わかる。ついで、2個のガラス球を2Dの間隔をあけて並べた図-2.17(d) TYPE④では、 $H=55\text{cm}$ の条件で両ガラス球ともに移動する。遮蔽効果は球の中心間距離がおおよそ2D以内にあるときに出現することがわかる。

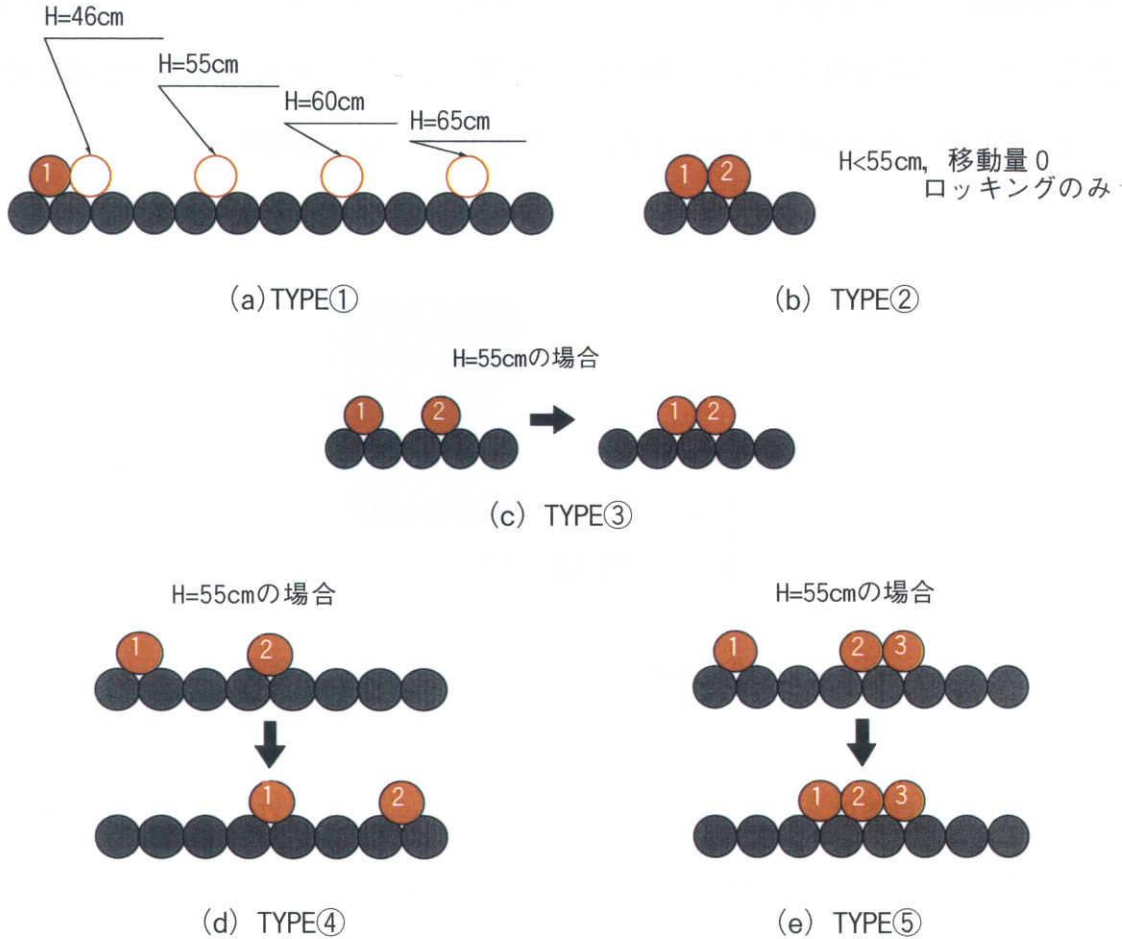


図-2.17 流体力検討実験の結果

ここで、この結果を既往の研究と比較する。Zackharoph¹⁷⁾は二つの円柱を流れ方向に一直列になるように配置し、その距離を変化させたときの抗力係数を各円柱について整理した(図-2.18 参照)。その結果、二つの円柱間距離が直径の2~3倍以下の場合には下流側円柱に上流向きの抗力が作用し、それ以上距離が離れると抗力の作用方向が下流方向に逆転する。そして、円柱間距離が直径の2.2倍程度までは下流側円柱の抗力は漸減し、円柱間距離が直径の2.2倍程度のとき0となる。そして、円柱間距離が直径の

2.2倍以上離れると抗力が漸増する。図-2.17の結果は、Zackharophの実験結果と定性的に一致しており、数値解析において流体力を評価する場合、この遮蔽効果による抗力の作用方向の考慮が本質的に重要であることを示している。

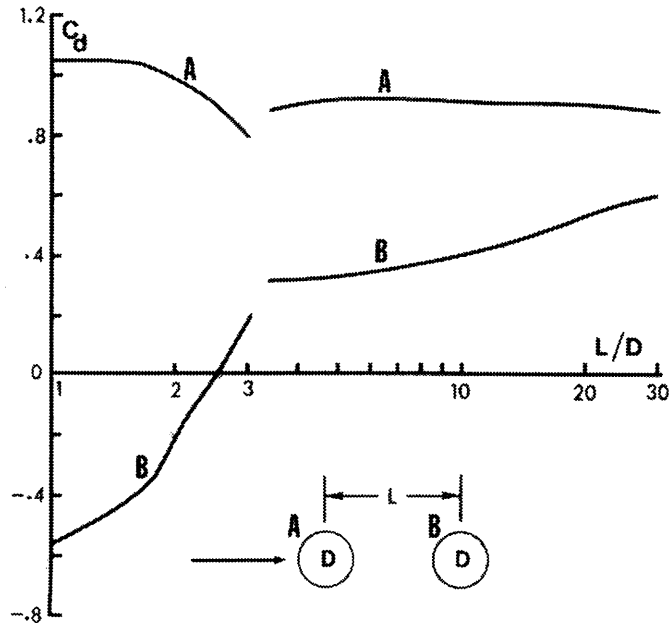


図-2.18 二柱円柱の抗力係数¹⁷⁾

次に、本手法の流体力評価に対する考え方を整理する。波浪解析において捨石構造物はポラスメディアとして取り扱うため、捨石周辺の渦による流速の減衰効果は計算結果に反映される。しかしながら、ポラスメディア法で算定される流速は計算セル内の平均的な流速であり、捨石径と同程度の計算格子で解析する場合には捨石周辺の渦は表現できない。ゆえに、遮蔽効果の作用力の方向を数値計算に反映させるためには、ポラスメディア法で算定される流速を単純に用いたのでは流体力の作用方向が不正確になる。よって、捨石径と同程度の計算格子で遮蔽効果を取り込むためには、この遮蔽効果をモデル化する必要がある。

そこで、遮蔽効果による流体力はふたつの球が接する場合は流れと逆向きに $0.5C_D$ で作用させ、中心間距離が $2D$ となった時に 0 となるように、中心間距離に対して線形

に与えた。具体的には、ポーラスメディア法で算定される流速を用いて各要素の作用する流体力を算定し、それに遮蔽効果による流体力を足し合わせて流体力を算定した。

図-2.19は写真-2.1に示した実験結果をビデオ画像からトレースしたものである。図-2.20は遮蔽効果の影響を考慮して、ガラス球潜堤の変形計算を実施した結果である。図-2.19と図-2.20の比較より、法肩からのピックアップや下流側法肩の要素がひとつずつ転がり落ちるように変形していく過程を再現していることがわかる。この結果は、本手法の妥当性を示すものといえる。

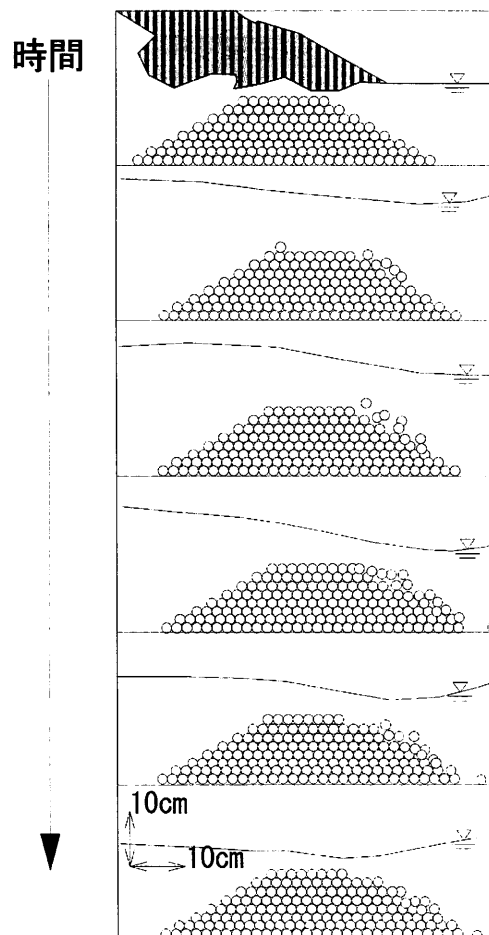


図-2.19 ビデオ画像からトレースした実験結果

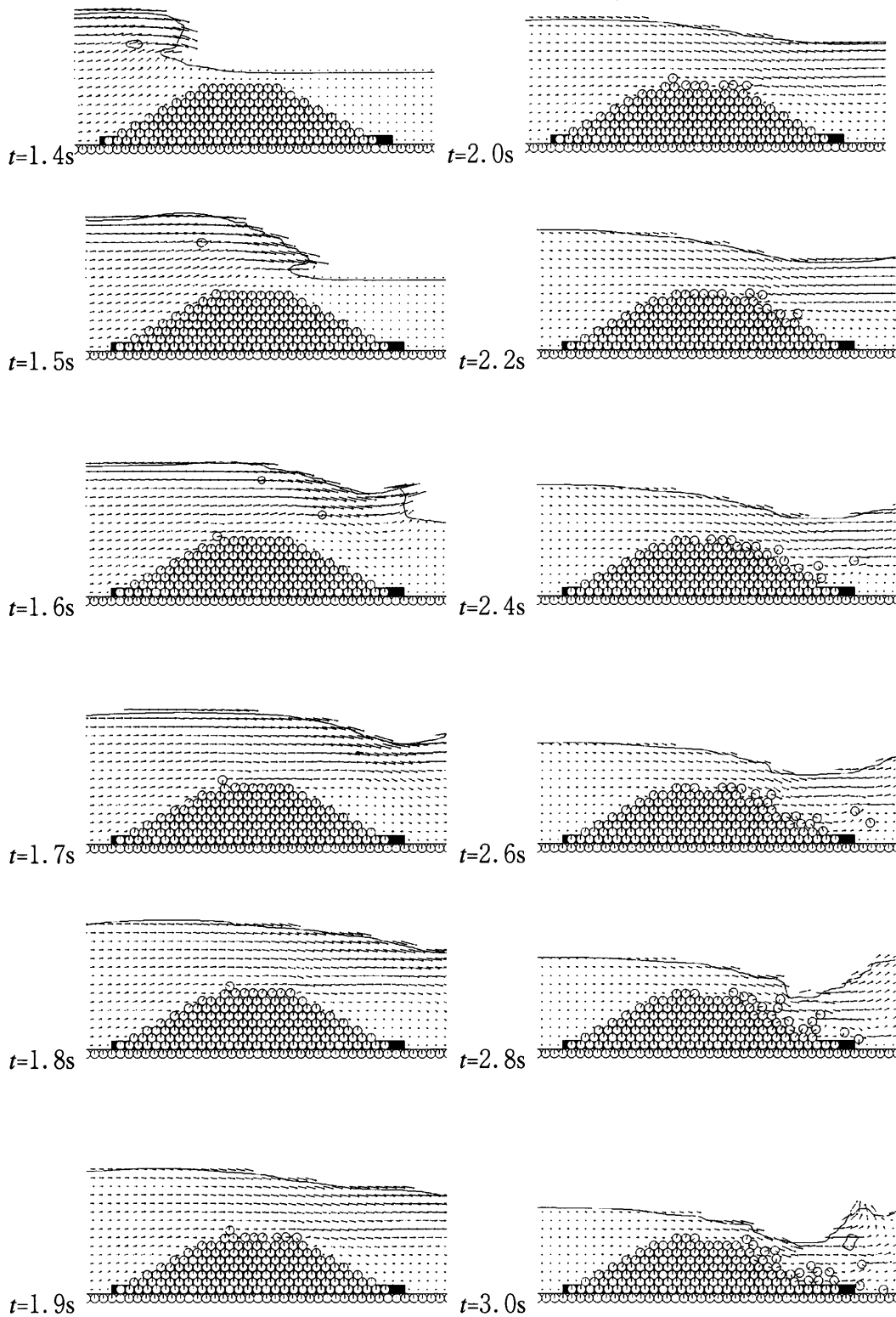
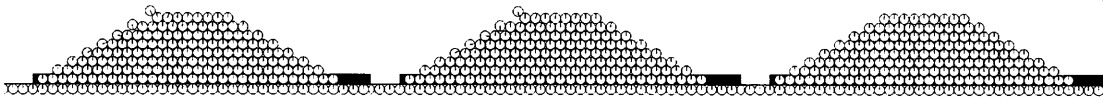


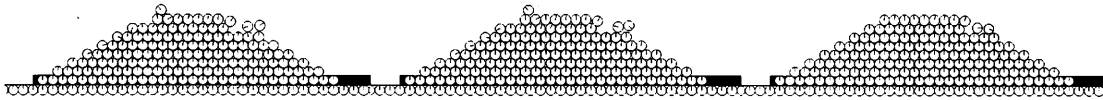
図-2.20 流体力の遮蔽効果を考慮した計算結果

次に、ここでの計算では流体力として抗力、慣性力、揚力および流体力によるモーメント（以後、流体力モーメントと記す）が解析結果に及ぼす影響について検討した。図-2.21 は抗力、慣性力、揚力および流体力モーメントを考慮して解析した結果（(a)標準計算）を基準とし、揚力のみを無視したケース（(b)揚力無視）、流体力モーメントのみ無視したケースで比較したものである。ここで標準計算は、沖側（図の左側）の法肩要素がピックアップされ、岸側（図の右側）の要素が崩れる時刻について比較すると、標準計算と揚力無視のケースでは、岸側要素が崩れる時刻に差異が見られるものの、ピックアップの現象には大きな差異がない。しかし、流体力モーメントを無視した場合には、ピックアップが再現されておらず、流体力モーメントがピックアップに及ぼす影響は大きい。

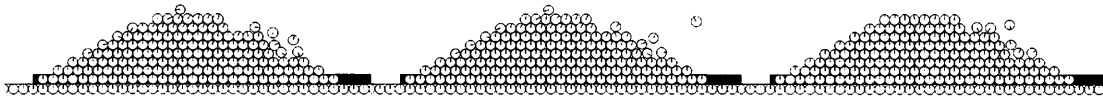
(1)ピックアップ時 その1



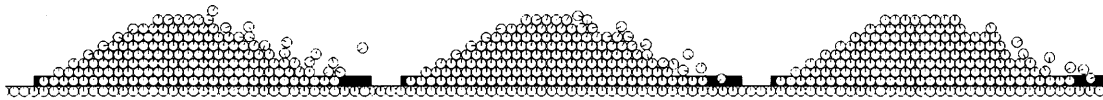
(2)ピックアップ時 その2



(3)法肩崩壊時 その1



(4)法肩崩壊時 その2



(a)標準計算

(b)揚力無視

(c)流体力モーメント無視

図-2.21 流体力検討実験の結果

応用実験に対する解析手法の検証

(1) 砕石潜堤に対する解析手法の検証

2.3.1では基礎実験としてガラス球潜堤の変形を対象に検討を行ってきた。ここでは、ガラス球潜堤に変わって砕石を用いた潜堤を対象に解析手法の検証を行う。ガラス球潜堤の場合、要素の形状は一様であるが砕石の場合にはその形状は非一様である。ゆえに、砕石に作用する流体力を評価する場合にも、その形状を考慮することが重要である。また、砕石の形状を考慮すれば砕石間の噛み合わせをも考慮できるので、その形状を考慮することは重要といえる。しかしながら、個別要素法を用いて捨石の形状を考慮する場合、個々の要素の形状が複雑になるため要素間の接触判定が煩雑になる。そして、それに伴う計算時間も増加するという問題がある。

個別要素法において円形要素を用いることは、要素間の接触判定を容易にするという利点があり、これが数値計算を容易にしている。そこで、この利点を維持したまま、砕石の形状を間接的にモデル化する方法を提案する。このモデル化は砕石の形状を直接要素形状に反映させるのではなく、DEMパラメータや流体力係数の設定に砕石の形状を反映させる簡易な方法である。具体的には、砕石の形状を混合粒径の円形要素として表現する。そして、各要素の抗力係数、慣性力係数、揚力係数および摩擦係数はランダムに設定する。これにより、同じ粒径の要素であっても抗力係数は大きいが揚力係数が小さいもの、あるいは抗力係数は小さいが揚力係数が大きいものというように様々な流体力係数や摩擦係数をもった要素を設定することができる。つまり、同じ粒径の砕石であっても、丸みを帯びた石や平坦な石といった違いを流体力係数や摩擦係数で評価する（以後これを捨石モデルと記述する）。流体力係数の違いが形状の違いを反映することは容易に理解できるし、図-2.11で示したように摩擦係数を変化させることで摩擦抵抗を調整できることは確認されているので、石の形状を模擬するマクロなモデル化としては合理的と判断できる。

図-2.22は、上述の捨石モデルで計算した結果である。捨石モデルは、 C_D の平均値が

0.5, C_M の平均値が1.5, C_L の平均値が0.5でそれぞれ±10%のバラツキを与え, $\mu = \mu' = 0.05 \sim 1.0$ となるように一様分布とした. DEMパラメータは各捨石の反発係数 r が0.23となるよう設定した. 計算結果は, 上流側法肩が侵食され下流側の法尻へ堆積する変形過程を良く再現している. また, 図-2.23に示すように, 最終的な変形形状も比較的良く再現されている. この結果より, 捨石モデルは簡便であるが有効な手段であることがわかった.

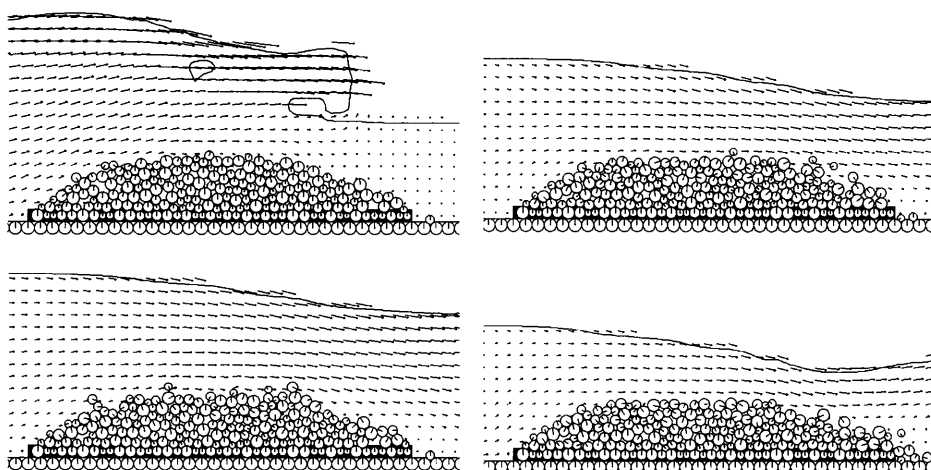


図-2.22 砕石潜堤を対象にした変形過程の計算結果

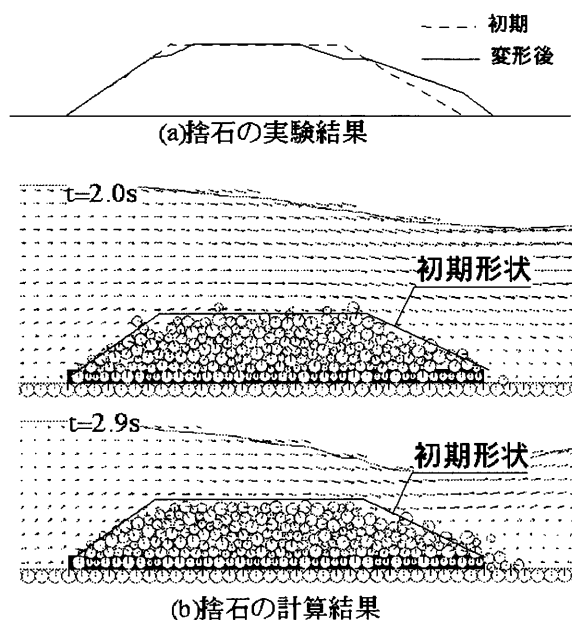


図-2.23 砕石潜堤の変形量の比較

(2) 複断面緩傾斜堤に対する解析手法の検証

ここまでは、図-2.6に示す実験装置を用いて検討してきたため、実際的な波浪に対する検討ではなかった。そこで、より実務的な構造物を対象に解析手法の検証を実施した。

図-2.24は複断面緩傾斜護岸の小段部被覆石の安定性を対象とした実験断面である。実験の作用波は有義波高0.2m、有義波周期2.0sの不規則波で、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルの周波数スペクトルを有している。検討では被覆石断面の変形が大きかった条件とし、水深0.78m、小段部天端水深0.26mの条件である。実験に使用した被覆石は作用波に対して不安定な質量であるが、被覆ブロックは安定質量を確保して実施した。また、小段部法肩部において水位および流速を計測した。

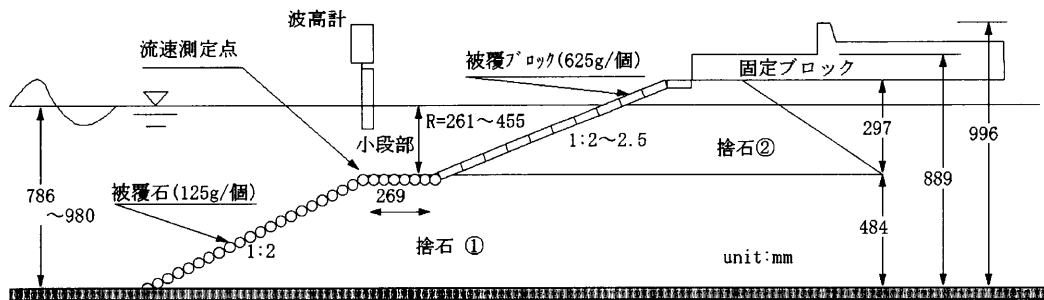
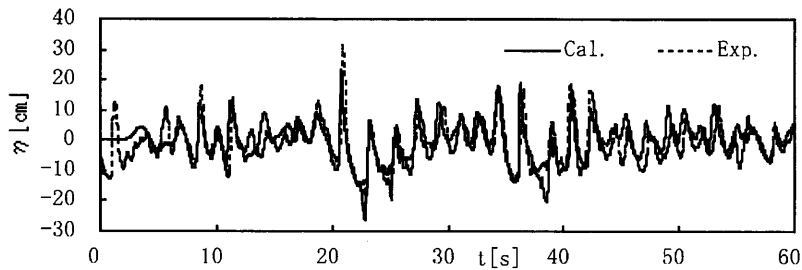


図-2.24 複断面緩傾斜護岸断面

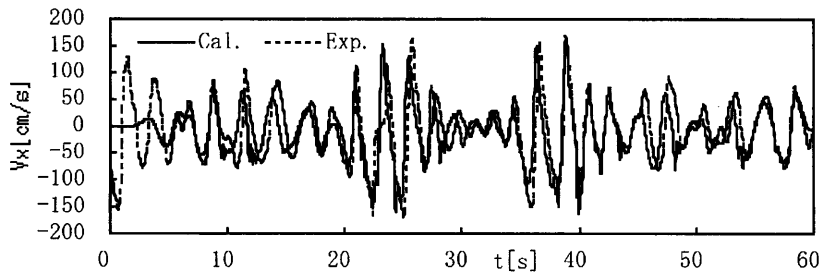
図-2.25は小段部法肩における水位、流速の実測値と計算値を比較した図である。時刻 $t=23$ s付近で大規模な碎波が発生していたが、複雑な波浪場にあっても、水位・流速がよく一致している。

図-2.26は被覆石の移動過程を実験結果と計算結果で比較した図である。図-2.26(a)の実験結果は、被覆石の移動状況を撮影した記録から結果をトレースしたものである。図中央の白い空白部は水路の支柱である。実験を観察した結果、小段部被覆石の典型的な挙動は以下のものであった。大規模な巻波型碎波が小段部で発生すると、引波によって法肩部に強い冲向きの流れが発生する。それによって法肩部の被覆石がピックアップされ沖側に転がる。そして、その直後に続く押し波で斜面上に運ばれる。また、引き波

でピックアップされた被覆石のうち、斜面上に運ばれず転がり落ちてしまうものも見られた。数値計算は前述の捨石モデルを適用した。図-2.26は被覆石が典型的な挙動を示した瞬間の実験結果（左図）と解析結果（右図）の比較であり、一連の変化は両者で類似している。特に、①で示した碎波の状態や、碎波時の戻り流れによってピックアップされる②の要素、押し波時に斜面上に運ばれる③の状況などは、解析の妥当性を示す特徴的な部分である。計算結果は実験結果を定性的に再現しており、解析手法が妥当であることを示している。

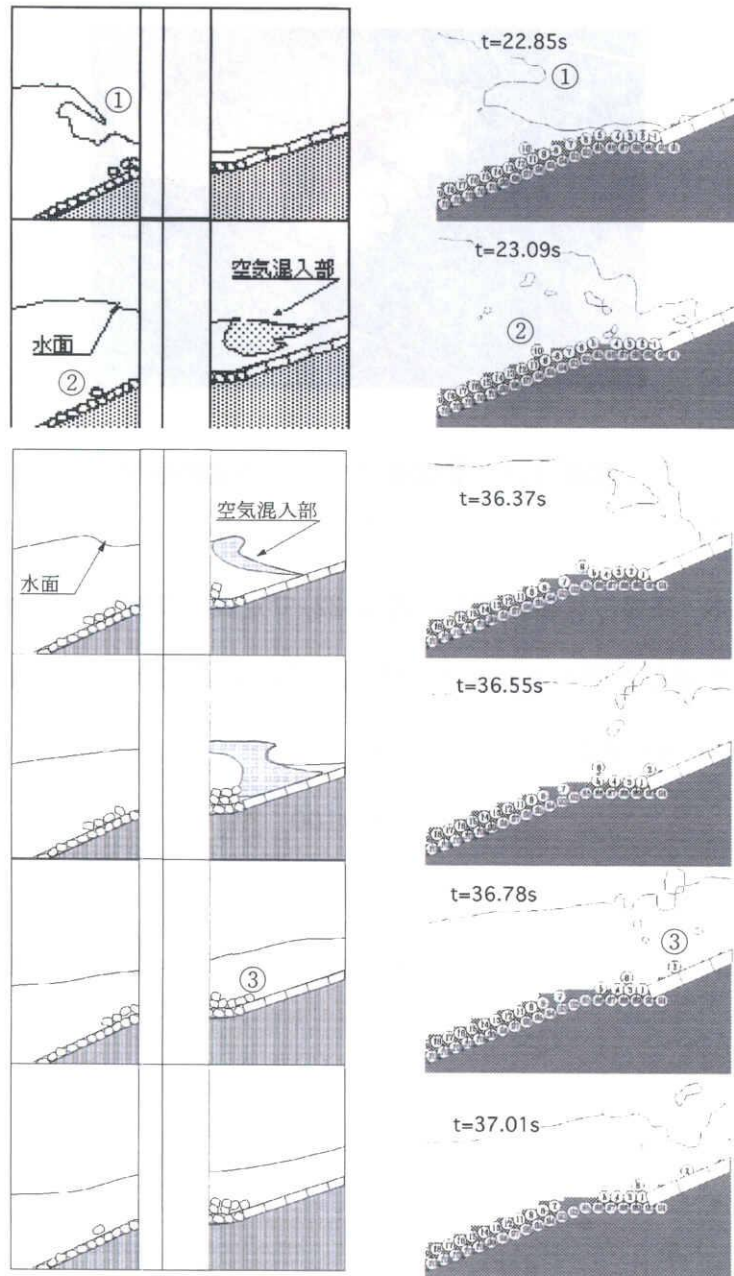


(a) 水位変動の比較



(b) 水平流速の比較

図-2.25 水位変動および流速の比較



(a) 実験結果 (b) 解析結果

図-2.26 小段部被覆石の挙動比較

(3) 混成防波堤マウンドを対象にした解析手法の検証

松本・高橋¹⁸⁾は規則波による混成堤マウンド被覆石の安定性実験を実施し、写真-2.3に示すA～Eの領域に区分して被覆石の安定性を検討した。

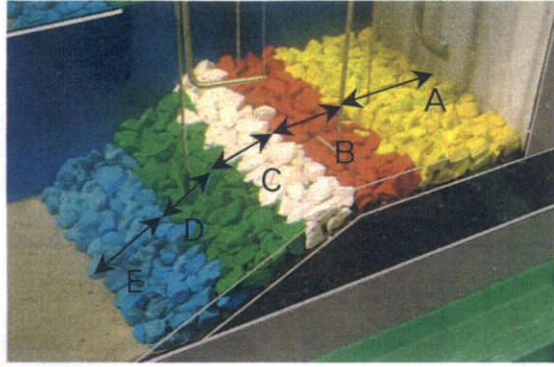
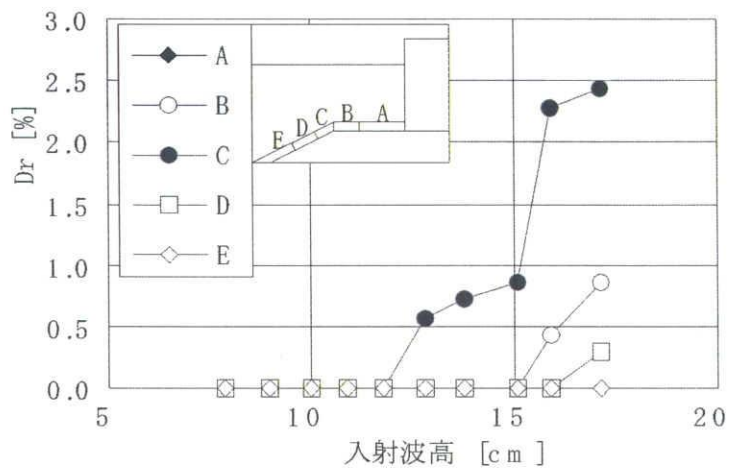


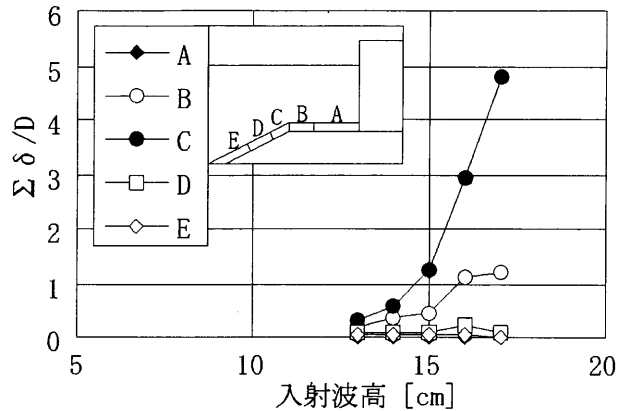
写真-2.3 混成堤マウンドの実験模型

図-2.27は松本・高橋の実験結果で、式(2.22)で定義した被災率 D_r と規則波を用いた入射波高の関係を示した図である。ここで、 n は各区内で被覆石1個分上移動した個数、 N は各区間の被覆石総数である。

$$D_r = n / N \times 100 \quad [\%] \quad (2.22)$$

図-2.27より、法肩部の被災率が高く、特に斜面上法肩部の区間Cの被災率が著しく高くなることがわかる。

図-2.27 入射波高と各区間の被災率の関係¹⁸⁾

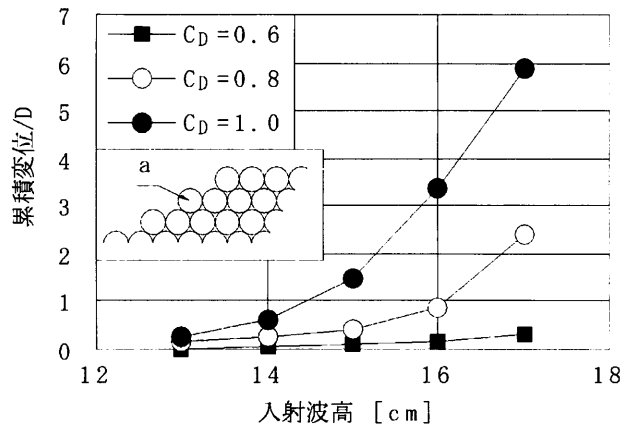
図-2.28 各要素の累積変位 ($C_D=1.0$)

実験条件と同じ条件で数値計算を実施し、被覆石の挙動を検討した。数値計算では被覆石を円形要素とし、 C_D を0.6~1.2の乱数で与え、 C_M を1.0、摩擦係数を0.6としてケーススタディーを実施した。松本・高橋は粒径のそろった碎石を使用したため、本解析では捨石モデルは用いず一様粒径の要素で解析した。

図-2.28は表層要素の波作用中の累積変位 $\Sigma\delta$ を示している。縦軸・横軸は要素直径 D で無次元化した。この結果は波高の増大に伴い累積変位も増加する結果となっている。また、累積変位は法肩部に集中しており、図-2.27の実験結果と定性的に一致している。

次に、図-2.29は C_D を変化させた計算結果で、図中に示した要素aの累積変位を示す。図より、累積変位に及ぼす C_D の影響は大きく、波高が大きい場合には C_D による差異が顕著である。 C_D が0.6の場合、要素aの挙動は微小なロッキングであるが、 C_D が0.8になると沖側に転移する寸前までロッキングが激しくなる。そして、 C_D が1.0のときにはロッキングを繰り返した後に沖側に転移するため、累積変位も大きい。

以上のように、実験と同様に法肩部の要素の挙動が大きく、波高の変化に追従して各要素の変位が増大するこれらの結果は、この連成解析手法によって、被覆石の安定性に関する問題を再現できることを示している。しかし、 C_D の差異は計算結果に敏感に影響を及ぼし、定量的な議論をするためには C_D などのパラメータを適切に設定することが肝要であることも示唆している。

図-2.29 累積変位に及ぼす C_D の影響

2.4 まとめ

本章では捨石構造物の変形解析手法の構築を目的とし、構造物に作用する波浪変形解析手法と、非連続体構造物である捨石構造物の変形解析を連成させた手法を開発した。具体的には波浪変形解析手法として数値波動水路を用い、捨石構造物の変形解析には個別要素法を用いた連成解析手法であり、実験結果と解析結果を比較することで本手法の妥当性を検討した。以下に本章で明らかとなった諸点を要約し本章の結語とする。

個別要素法はバネ・ダッシュポッドを用いたモデルであり、これらのパラメータを適切に設定する必要がある。パラメータ設定に関して以下のことを明らかにした。

- 1) バネ定数と減衰定数を臨界減衰条件で設定すると、数値粘性が発現し実現象を再現できないことを数値実験で示した。
- 2) 物理実験によって得られた反発係数と関連つけてバネ定数と減衰定数を設定することが適切である。
- 3) 要素の接触・再接触を解析する場合、計算時間間隔が粗いと解析精度が低下する。それに対応として、計算時間間隔に関係なく接触時の移動速度と相対距離を用いる補正が有効である。

さらに連成解析では、モリソン型の流体力算定方法を用いて流体力評価を行い、捨石

構造物の変形解析を実施するとともに、実験結果と解析結果を比較検討して以下のことを明らかにした。

- 4) ガラス球を用いた構造物周辺の水位、流速および構造物内の流れの再現性に対して、本手法は十分な適用性を有する。
- 5) 捨石緩傾斜堤の構造物周辺の水位、流速の再現性に対して、大規模な碎波を伴う不規則波場であっても本手法は十分な適用性を有する
- 6) 捨石構造物の変形解析においてモリソン型の流体力を単純に用いる場合、変形過程および変形量に対して解析結果は過大評価になり、捨石相互の遮蔽効果の評価が必要であることを明らかにした。
- 7) 混合粒径の捨石マウンドを対象に、捨石形状のランダムさに起因する流体力や噛み合せ効果のランダムさを評価する簡便な手法を提案した。具体的には流体力係数と摩擦係数にランダムな値を与えるのみの簡便な手法であるが、混合粒径の捨石マウンドを再現できた。
- 8) 小段を有する緩傾斜堤の被覆石を対象に本手法の適用性を解析した。その結果、碎波をとともなう不規則波であっても、被覆石の挙動を再現できた。

以上、本章で目的とした捨石構造物の変形解析手法が構築できたことを示した。捨石構造物を構成する捨石の流体力係数や摩擦係数など、詳細については更なる検討を必要とする部分もある。しかし、従来、水理実験でしか検討ができなかった捨石構造物の大変形問題を解析可能にしたという点で、工学的には新たな方向性を示したものとする。このことは、建設コスト縮減を達成する最適断面を決定するために多くのケーススタディーを繰り返す実務設計に寄与するだけでなく、施工時リスク管理にも貢献できる。さらに、被災時の原因究明や維持管理という観点からも有用な手法であり、本手法の工学的意義は大きいと考えられる。

参考文献

- 1) 沿岸開発技術研究センター編 (2001) : 数値波動水路 (CAADMAS-SURF) の研究・開発, 沿岸開発技術ライブラリー, No. 12, p296.
- 2) Cundall, P.A. (1971) : A Computer Model for Simulating Progressive, Large Scale Movement in Blocky Rocksystem, Symp. ISRM, Nancy, France, Proc., 2, pp. 129-136.
- 3) 伯野元彦 (1997) : 破壊のシミュレーション, 森北出版, p230.
- 4) 榊山勉・阿部宣行・鹿島遼一(1990) : “ポーラスモデルによる透過性構造物周辺の非線型波動解析” , 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 554-558.
- 5) C.W.Hirt and B.D.Nichols (1981) : “Volume of Fluid(VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries” , Journal of Computational Physics, Vol. 39, pp. 201-225.
- 6) M.D.Torrey、R.C.Mjolsness and L.R.Stein (1987) : “ NASA-VOF3D:A Three-Dimensional Computer Program for Incompressible Flows with Free Surface” , LA11009-MS.
- 7) 後藤仁志, 原田英治, 酒井哲郎 (2001) : 個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化, 土木学会論文集, No. 691/II-57, pp. 159-164.
- 8) 木山英郎・藤村尚 (1989) : カンドルの離散剛要素法を用いた岩質粒状体の重力流動の解析, 土木学会論文集, Vol 333, pp. 137-146.
- 9) 伯野元彦 (1997) : 破壊のシミュレーション, 森北出版, 230p.
- 10) Shi, G-H & R E Goodman (1985) : Two Dimensional Discontinuous Deformation Analysis, Int'l J for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol 9, pp. 541-556.
- 11) Sawada, S, T B S Pradhan, Y Iwasaki (1991) : Simple Shear Simulation of Sand using DEM, Computer Methods and Advances in Geomechanics, pp. 511-516.
- 12) Cundall, P, A (1971) : A Computer Method for Simulating Progressive Large Scale Movement in Blocky Rock System, Proc of Int'l Symposium on Rock Mechanics, Vol 2, pp. 129-136.
- 13) 中村廣昭・池田駿介・高柳 聡 (1982) : 正弦振動流中に置かれた球に作用する流体力, 海岸工学講演会論文集, 第 29 巻, pp. 443-446.
- 14) 中村廣昭・池田駿介・大八木崇 (1983) : 正弦振動流中に置かれた球に作用する流体力 (続報) , 海岸工学講演会論文集, 第 30 巻, pp. 381-384.
- 15) 岩田好一郎・水谷法美 (1989) : 没水球体に作用する波力の特性に関する研究, 土木学会論文集, 第 406 号/ II-11, pp. 215-224.
- 16) 水谷法美・岩田好一郎・T.M.Rufin, Jr, 倉田克彦 (1991) : 幅広潜堤上の被覆材に作用する波力の特性と移動限界に関する実験的研究, 海岸工学講演会論文集, 第 38 巻, pp. 591-595.
- 17) Zdravkovich, M.M. (1977) : Review of Flow Interference Between Two Circular

Cylinders in Various Arrangements. Jour. of Fluids Engineering, Trans. ASME, Vol.99, Ser.1, No.4, pp.618-633.

- 18) 松本朗 高橋重雄(2001) : 流速場に基づく混成堤マウンド被覆材の高度設計, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.911-915.

第3章 確率論に基づく構造物の変形解析手法

3.1 概説

一般に構造物の耐力や自然外力は不確定性を有するため、構造物の変形や安定性には必然的に不確定性が現れる。それゆえ、構造物の変形や安定性を議論する場合には不確定性が考慮されるべきである¹⁾²⁾。特に捨石構造物のように構成材料が不確定性を有する構造物にあっては、その変形や安定性には確率的な評価が必要である³⁾。従来、捨石の安定性はハドソン式を用いて設計され、近年ではVan der Meer³⁾が安定数に被災の程度を取り入れた安定数を提案し実用に供されている。また、Van der Meer⁴⁾は自らが提案する安定数とハドソン式に基づいた信頼性設計方法を示し、被災度を確率的に評価した。これらの手法は実験結果に基づいた関係式に立脚しているため、実験で対象とした断面形状に対しては適用性が高いものの、実験断面と異なる場合には適用性を有するという保証がない。したがって、個々の捨石構造物の変形や安定性を確率的に評価するには、水理模型実験によるしかないのが現状である。しかし現実的には、水理模型実験は時間と費用の観点から常に実施できるものではないという問題があるため、経済的かつ効率的な数値解析によって捨石構造物の変形に対する確率的評価を可能にすることが急務の課題である。捨石構造物の大変形を対象にした数値解析手法は、荒木⁵⁾や著者ら⁶⁾によって提案されているが、捨石構造物の任意断面形状を対象にした大変形と確率的評価を両立させた数値解析法は見当たらないのが現状である。そこで、本章では第2章で示した変形解析手法を確率理論で拡張した確率個別要素法⁷⁾⁸⁾⁹⁾を提案する。

まず、本章では決定論的手法の問題点を指摘し、確率個別要素法の考え方を示した後に定式化を行う。そして、確率個別要素法の妥当性を数値実験結果や水理模型実験結果と比較することで検証する。最後に、消波ブロックの安定性を対象とした解析を実施し、本手法によって消波ブロック被覆工の変形モード評価が可能になることを示す。

3.2 決定論的手法の問題点

前出の図-2.26に示した小段部被覆石の変形に関する実験と解析の比較は、水路のガ

ラス側面から判断できる局所的現象を捉えて評価したものであり、水路幅方向全体の平均的な評価ではない。ここで説明を具体化するため、1000波作用後の小段部の変形状況を写真-3.1に示す。写真-3.1は、右側に位置する被覆石は被覆ブロック上に位置し、左側では被覆ブロック上まで被覆石が移動していないことを示す。この結果は、作用波は二次元性が高いにもかかわらず、被覆石の移動は水路幅方向に不均一であることを示している。この理由は、被覆石の形状寸法が一様でないため、抗力、慣性力および噛み合せ効果が個々に異なることによる。ゆえに、2次元実験で捨石構造物の断面変形を検討する場合、複数の測線で断面変化を測定し、それを平均して評価する。また、被覆石の安定性を検討する場合には、被覆石総数に対する移動した被覆石数の割合で定義する被災率で評価するのが一般的である。

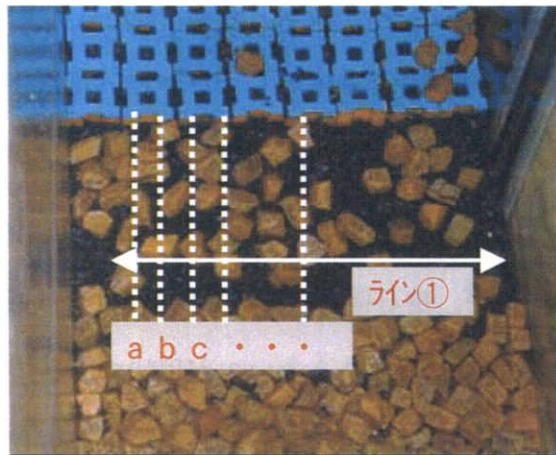


写真-3.1 水路幅方向の変形量の差異

以上のことから、例え決定論的手法に基づく計算結果が実験結果と一致していたとしても、断面2次元計算における要素は水路幅方向に一様であるから、それは水路延長方向の一断面(写真-3.1のa, b, cなどの任意断面)に対する計算結果に過ぎない。つまり、写真-3.1のライン①上にある被覆石の抗力や慣性力は一つ一つ異なるのに対し、断面2次元計算は同一の抗力係数や慣性力係数を有する要素が並んだ状態を計算することになり、ライン①上にある被覆石の挙動のばらつきを表現することはできない。したがっ

て、断面2次元の数値計算は変形に対し定性的には十分な結果を与えるが、断面変化の平均値や被災率といった実務設計的な要求には定量的に答えられない。数値計算によって実験相当の結果を得るためには、3次元計算を実施するか、抗力係数や慣性力係数を变化させた計算を数多く実施しその結果を平均する、いわゆる、モンテカルロ法を実施する必要がある。

しかし、不規則波を対象としたケーススタディーを数多く必要とする実務においては、3次元計算やモンテカルロ法¹⁰⁾は計算時間が膨大となるため、計算時間を短縮することが課題となる。また、抗力係数 C_D を対象に設定パラメタが要素の挙動に及ぼす影響を図-2.27に示し、パラメタの合理的な設定が定量的評価には重要であることを示した。そして、3次元計算やモンテカルロ法においても、抗力係数や慣性力係数などの具体的な設定値は要素の挙動に直接影響する重要な問題である。しかし、抗力係数や慣性力係数などは捨石形状のランダム性に起因するもので決定論的に与えられるものではない。それゆえ、被覆石の安定性問題は本質的に確率・統計的であり、確率的手法による取り扱いを必要とするのは当然の帰結である。

以上のことから、断面変形量の期待値と標準偏差、あるいは被災率を短時間に算出できる確率的数値計算手法の開発は、被覆石の安定性問題において実務上必要な情報を与えることができ、工学的に有効である。

3.3 確率個別要素法の考え方

ここでは、断面変形量の期待値と標準偏差、あるいは被災率といった確率・統計量を短時間に算出する解析手法について、模式図（図-3.1 参照）を用いて概念を示す。

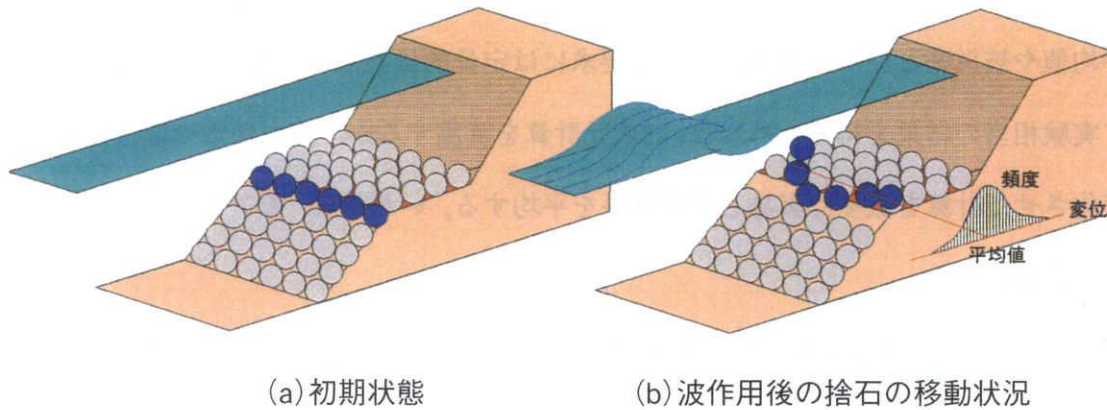


図-3.1 確率論に基づく捨石構造物の変形解析法の概念図

図-3.1 は波作用後に捨石が移動した状態を模式的に示している。初期状態において一線上に並んで青い捨石が、波の作用により移動したとする。このとき青い捨石を側面から眺めると図-3.1(b)のように変位の頻度分布は平均変位を中心にして分布するであろう。ここで提案する確率論に基づく捨石構造物の変形解析法は、図-3.1(b)の頻度分布のうち平均変位を直接的に解析し、頻度分布の広がりには確率手法に基づく近似解析によって解析するものである。すなわち、捨石変位の平均値的な振舞いを断面2次元問題として解析し、水路幅方向のばらつきは確率的に取り扱うことで、3次元現象を解析するものである。

本論文で開発する確率的解析手法は、個別要素法に確率理論における1次近似法¹¹⁾あるいは2次近似法¹¹⁾といわれる近似解法を適用するものであり、ここではこれを確率個別要素法 (SDEM: Stochastic Distinct Element Method) と呼ぶことにする。確率理論における1次近似法は確率変数 X の期待値と分散、2次近似法はそれらに加えてさらに高次の積率が既知の場合に、確率変数 X の関数(式(3.1))の期待値 $E(Y)$ および分散 $Var(Y)$ を算出する近似解法である。

$$Y = g(X) \quad (3.1)$$

Y を X の期待値周りでテーラー級数展開し Y の平均値と分散を算出すると、1次近似解は式(3.2)と式(3.3)、2次近似解は式(3.4)と式(3.5)となる。ゆえに、確率変数 X の平

均値 $E(X)$, 分散 $Var(X)$, 3次, 4次の積率が既知で, 関数 g の X に関する微係数が得られるならば, Y の期待値と分散に対する近似解を求めることができる.

$$E(Y) = g(\bar{X}) \tag{3.2}$$

$$Var(Y) \cong Var(X) \left(\frac{\partial g}{\partial X} \Big|_{\bar{X}} \right)^2 \tag{3.3}$$

$$E(Y) = g(\bar{X}) + \frac{1}{2} Var(X) \frac{\partial^2 g}{\partial X^2} \Big|_{\bar{X}} \tag{3.4}$$

$$Var(Y) \cong Var(X) \left(\frac{\partial g}{\partial X} \Big|_{\bar{X}} \right)^2 - 0.25 Var^2(X) \left(\frac{\partial^2 g}{\partial X^2} \Big|_{\bar{X}} \right)^2 + E(X - \bar{X})^3 \frac{\partial g}{\partial X} \Big|_{\bar{X}} \frac{\partial^2 g}{\partial X^2} \Big|_{\bar{X}} + 0.25 E(X - \bar{X})^4 \left(\frac{\partial^2 g}{\partial X^2} \Big|_{\bar{X}} \right)^2 \tag{3.5}$$

そこで, 確率変数 ξ に対する目的関数 Y の微係数を算出する方法を図-3.2の例¹²⁾で示す. 個別要素法が要素間の作用力をバネとダッシュポッドで評価することから, 図-3.2に示す減衰定数 ξ が確率変数である一質点系のモデルで説明する.

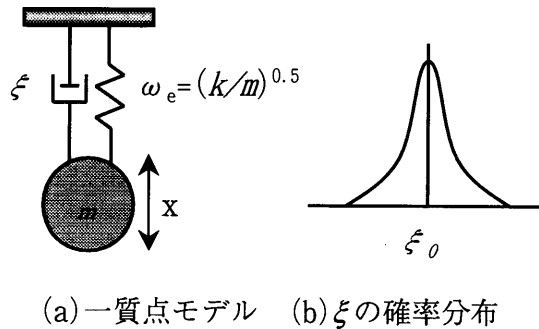


図-3.2 減衰定数が確率変数の一質点モデル

図-3.2(a)で, m を質量, k をバネ定数, F を外力とするならば, 運動方程式は式(3.6)となる.

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2\xi\omega_e \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_e^2 x = F \tag{3.6}$$

ここで、減衰定数 ξ を期待値が0の微小確率変数 α と ξ の期待値 ξ_0 によって式(3.7)のように表すと、 ξ は図-3.2(b)のように ξ_0 を中心とした狭帯域分布の確率変数と仮定できる。

$$\xi = \xi_0(1 + \alpha) \quad (3.7)$$

ξ が確率変数のとき、変位 x は ξ の関数となるので、変位 x を α で次式のようにテーラー展開する。

$$\begin{aligned} x &= x(\xi_0) + \alpha \xi_0 \frac{\partial x}{\partial \xi} + 0.5(\alpha \xi_0)^2 \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} + \dots \\ &= x^0 + \alpha x^1 + \alpha^2 x^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.8)$$

式(3.7)および(3.8)を運動方程式(3.6)に代入し、 α の各オーダーでまとめると次の摂動展開式を得る。

$$O(\alpha^0) : \partial_{tt} x^0 + 2\xi_0 \omega_e \partial_t x^0 + \omega_e^2 x^0 = F \quad (3.9)$$

$$O(\alpha^1) : \partial_{tt} x^1 + 2\xi_0 \omega_e \partial_t x^1 + \omega_e^2 x^1 = -2\xi_0 \omega_e \partial_t x^0 \quad (3.10)$$

$$O(\alpha^2) : \partial_{tt} x^2 + 2\xi_0 \omega_e \partial_t x^2 + \omega_e^2 x^2 = -4\xi_0 \omega_e \partial_t x^1 \quad (3.11)$$

式(3.9)は期待値 ξ_0 を用いて解くことができ、式(3.10)は式(3.11)の解 x^0 を右辺に代入することで解ける。また、式(3.10)も式(3.11)と同様に解くことができる。したがって、このモデルの目的関数 x の確率変数 ξ に対する微係数が式(3.10)および(3.11)から算出できるので、式(3.2)～(3.5)より期待値と分散の近似解を得ることができる。

確率個別要素法は、以上の考え方を個別要素法に適用しようとするものである。個別要素法の場合、図-2.3に示すようにバネ定数 k_n , k_s , 減衰係数 c_n , c_s , 摩擦係数 μ が設定変数となる。さらに捨石構造物のように流体力を外力とする場合には、個々の要素の質量、抗力係数、慣性力係数など確率変数となりうる変数は多い。

そこで、図-3.3 に示す凹凸のある床上にひとつの要素が存在し、その要素が振動流下で往復運動する現象を対象に減衰定数 c 、摩擦係数 μ および抗力係数 C_D を確率変数としたモンテカルロシミュレーションを行い、要素の移動現象に対して支配的な確率変数を抽出した。計算条件は、要素直径 D を 1.15m、質量 m を 4t とした。外力となる振動流は振幅 U を 10m/s、周期 T を 8s とした。底面は移動要素と同じ要素を接円配置し固定した。ゆえに、図-3.3 に示した底面凸凹の間隔 δ は D である。バネ定数は固定値とし、減衰定数、摩擦係数および抗力係数を確率変数とし正規確率分布を与えた。以後、正規確率分布の場合 $N(\text{平均値}, \text{標準偏差})$ と表記する。 $cn[\text{Ns/m}]$ は $N(2.75 \times 10^5, 1 \times 10^6)$ 、 $cs[\text{Ns/m}]$ は平均値、標準偏差ともに cn の 25% とした。 m は $N(0.6, 0.15)$ とし、 C_D は $N(0.5, 0.02)$ とした。 Δt は 10^{-5}s とし、モンテカルロシミュレーションの試行回数は 1000 回とした。

シミュレーションは c, μ および C_D を全て確率変数とした場合と、 c, μ, C_D のうち一つを確率変数とし、その他は固定値（平均値）とした場合で行った。図-3.4 に結果を示す。図より、 c, μ, C_D すべてを確率変数とした結果と C_D のみ確率変数とした結果は、 C_D の標準偏差が 0.02 と小さいにもかかわらず期待値、標準偏差ともによく一致している。一方、 c や μ のみを確率変数とした結果は c, μ, C_D すべてを確率変数とした結果と標準偏差が大きく異なる。したがって、ここで設定した要素の移動現象には C_D の影響が支配的である。したがって、次節では主に流体力にかかわる変数を確率変数として定式化する。

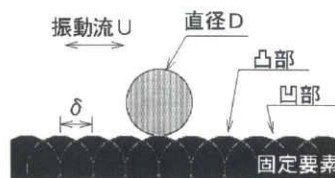


図-3.3 数値実験のための基礎モデル

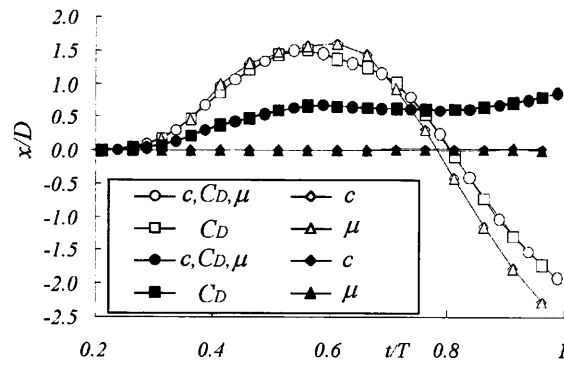


図-3.4 基礎モデルを用いたパラメタスタディー

3.4 確率個別要素法の定式化

本章では、写真-2.3に示した混成堤マウンド被覆石の安定性をシミュレーション対象例とし、抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M 、摩擦係数 μ および流速ベクトル $U(u, w)$ を確率変数とする。 C_D および C_M を確率変数とする物理的意味は、被覆石の形状のランダム性を評価するためであり、流速ベクトルを確率変数とする意味は、流速場の算定の際に計算メッシュなどに起因して生じる誤差を考慮するためである。

3.3で例示した手順と同様に抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M 、摩擦係数 μ および流速ベクトル U を式(3.12)～(3.15)のように表す。ただし、 $\alpha_1 \sim \alpha_4$ は期待値が0の微小確率変数で、 $-$ の付いた変数は各々の期待値である。そして、要素 i の変位ベクトル X_i をテーラー展開すると式(3.16)となる。

$$C_D = \bar{C}_D(1 + \alpha_1) \quad (3.12)$$

$$C_M = \bar{C}_M(1 + \alpha_2) \quad (3.13)$$

$$\mu = \bar{\mu}(1 + \alpha_3) \quad (3.14)$$

$$U = \bar{U}(1 + \alpha_4) \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned}
 X_i(C_D, C_M, \mu, U) &= X_i(\bar{C}_D, \bar{C}_M, \bar{\mu}, \bar{U}) + (\bar{C}_D \alpha_1) \frac{\partial X_i}{\partial C_D} \Big|_{\bar{C}_D} + (\bar{C}_M \alpha_2) \frac{\partial X_i}{\partial C_M} \Big|_{\bar{C}_M} \\
 &\quad + (\bar{\mu} \alpha_3) \frac{\partial X_i}{\partial \mu} \Big|_{\bar{\mu}} + (\bar{U} \alpha_4) \frac{\partial X_i}{\partial U} \Big|_{\bar{U}} + \dots \\
 &= X_{i,0000} + \alpha_1 X_{i,1000} + \alpha_2 X_{i,0100} + \alpha_3 X_{i,0010} + \alpha_4 X_{i,0001} + \dots \quad (3.16) \\
 &= X_{i,0000} + \sum_{n1=0}^1 \sum_{n2=0}^1 \sum_{n3=0}^1 \sum_{n4=0}^1 (n1\alpha1 + \dots + n4\alpha4) \times X_{i,n1n2n3n4} + \dots \\
 &\quad : n1 + n2 + n3 + n4 = 1
 \end{aligned}$$

ここで、変位ベクトル X_i に添え字で示した $_{0000} \sim _{1000}$ は各確率変数と展開の次数を表している。 $_{0000}$ は0次項を、 $_{1000}$ は C_D に対するそれぞれの1次項を表す。同様に $_{0100}$ は C_M に、 $_{0010}$ は μ に、 $_{0001}$ は U に対する1次項をそれぞれ示す。

式(3.12)～(3.16)を運動方程式(2.18)および(2.19)に代入し、 $\alpha_1 \sim \alpha_4$ の1次の項まで考慮すると1次近似の摂動展開式が得られ、2次の項まで考慮すると2次近似の摂動展開式が得られる。ここでは、1次近似の摂動展開式を示すこととし、次式のような摂動展開式を得ることができる。ただし、 $n1 \sim n4$ は0か1の整数である。

$$O(0): m \frac{\partial^2 X_{i,0000}}{\partial t^2} + C_i \frac{\partial X_{i,0000}}{\partial t} + F_{i,k,0000} + F_{i,g} + F_{i,f,0000} = 0 \quad (3.17)$$

$$I_i \frac{\partial^2 \phi_{i,0000}}{\partial t^2} + D_i \frac{\partial \phi_{i,0000}}{\partial t} + M_{i,0000} = 0 \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned}
 O(1): m \frac{\partial^2 X_{i,n1n2n3n4}}{\partial t^2} + C_i \frac{\partial X_{i,n1n2n3n4}}{\partial t} + F_{i,k,n1n2n3n4} + F_{i,f,n1n2n3n4} &= 0 \quad (3.19) \\
 : n1 + n2 + n3 + n4 &= 1
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_i \frac{\partial^2 \phi_{i,n1n2n3n4}}{\partial t^2} + D_i \frac{\partial \phi_{i,n1n2n3n4}}{\partial t} + M_{i,n1n2n3n4} &= 0 \quad (3.20) \\
 : n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= 1
 \end{aligned}$$

ここで、式(3.17)の左辺第3項から第5項は、それぞれ要素間のバネ、重力・浮力および流体による各作用力を示す。また、式(3.19)の左辺第3項と第4項は、バネと流体による1次の作用力を示す。さらに、式(3.18)と(3.20)の左辺第3項は、要素に作用するモー

メントを示す。ここでは $D_i=0$ とした。

式(3.17)から式(3.20)の具体的な式形は、式(2.18)を水平 x 成分、鉛直 z 成分に分解した式(3.21)および(3.22)を各次数に摂動展開することによって得られる。

$$\begin{aligned}
 & m \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} + \sum_j \left(c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} + c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \right)_x + \sum_j \left[k_n \Delta n_{ij} \right. \\
 & \quad \left. + \begin{cases} k_s \Delta s_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \leq \mu k_n \Delta n_{ij} \\ k_s \Delta s_{ij} = \mu k_n \Delta n_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \geq \mu k_n \Delta n_{ij} \end{cases} \right]_x \quad (3.21) \\
 & = 0.5 \rho A C_D \left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) \sqrt{\left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right)^2 + \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right)^2} + \rho V C_M \partial \left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) / \partial t
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & m \frac{\partial^2 z_i}{\partial t^2} + c_n \sum_j \left(c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} + c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \right)_z + \sum_j \left[k_n \Delta n_{ij} \right]_z \\
 & \quad + \begin{cases} k_s \Delta s_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \leq \mu k_n \Delta n_{ij} \\ k_s \Delta s_{ij} = \mu k_n \Delta n_{ij} & : k_s \Delta s_{ij} \geq \mu k_n \Delta n_{ij} \end{cases} \Big|_z \\
 & = 0.5 \rho A C_D \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right) \sqrt{\left(u - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right)^2 + \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right)^2} + \rho V C_M \partial \left(w - \frac{\partial z_i}{\partial t} \right) / \partial t - mg + \rho g V \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

ここに、 j は要素 i と接する要素で、 Δn_{ij} 、 Δs_{ij} は要素 i と j の法線および接線方向の相対変位を表す。式(3.21)および (3.22)の右辺第2項と第3項の括弧の添え字 x と z は、 Δn_{ij} 、 Δs_{ij} の x 成分と z 成分を意味する。摩擦係数には静摩擦、動摩擦および転がり摩擦係数があるが、表記を簡便にするため、これらをまとめて摩擦係数 μ として表す。両式の左辺第2項は減衰項、左辺第3項はバネによる作用力項で {} は摩擦を含めた接線方向成分の場合分けを示す。式(3.21)および (3.22)の左辺に関する計算方法は、伯野¹³⁾が詳しく記載しているので参照されたい。

具体的に式(3.21)および(3.22)の左辺第2項、第3項を計算する際には、式(3.23)から式(3.30)の関係式を用いて算出する。

$$k_n \Delta n_{ij} \Big|_t = e_{en_{ij}} \Big|_t = e_{en_{ij}} \Big|_{t-\Delta t} + k_n \Delta \xi_{n_{ij}} \Big|_t \quad (3.23)$$

$$k_s \Delta s_{ij} \Big|_t = e_{es_{ij}} \Big|_t = e_{es_{ij}} \Big|_{t-\Delta t} + k_s \Delta \xi_{s_{ij}} \Big|_t \quad (3.24)$$

$$c_n \frac{\partial \Delta n_{ij}}{\partial t} \Big|_t = e_{dn_{ij}} \Big|_t = c_n \frac{\partial \Delta \xi_{n_{ij}}}{\partial t} \Big|_t \quad (3.25)$$

$$c_s \frac{\partial \Delta s_{ij}}{\partial t} \Big|_t = e_{ds_{ij}} \Big|_t = c_s \frac{\partial \Delta \xi_{s_{ij}}}{\partial t} \Big|_t \quad (3.26)$$

$$\Delta \xi_{n_{ij}} = (\Delta x_i - \Delta x_j) \cos \alpha_{ij} + (\Delta z_i - \Delta z_j) \sin \alpha_{ij} \quad (3.27)$$

$$\Delta \xi_{s_{ij}} = -(\Delta x_i - \Delta x_j) \sin \alpha_{ij} + (\Delta z_i - \Delta z_j) \cos \alpha_{ij} + (r \Delta \phi_i + r \Delta \phi_j) \quad (3.28)$$

$$\sin \alpha_{ij} = -\frac{z_i - z_j}{D_{ij}}, \quad \cos \alpha_{ij} = -\frac{x_i - x_j}{D_{ij}} \quad (3.29)$$

$$D_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (z_i - z_j)^2} \quad (3.30)$$

ここで、 $e_{en_{ij}}$ と $e_{es_{ij}}$ は時刻 t における要素 ij 間のバネによる作用力を示し、 $e_{dn_{ij}}$ と $e_{ds_{ij}}$ はダッシュポットによる作用力を示す。 $\Delta \xi_n$ および $\Delta \xi_s$ は ij 間の変位増分で、それぞれ法線方向成分と接線方向成分を表す。 Δx_i と Δz_i は要素 i の Δt 間の変位量である。

0次のオーダーは確率変数に期待値を用いることで算出でき、従来の個別要素法¹⁷⁾を用いた算出結果と一致する。ゆえに、以下には1次のオーダーの摂動展開式を示す。式(3.31)と式(3.32)は、式(3.29)の展開式であり、式(3.27)と式(3.28)の算定に用いる。

$$\begin{aligned} \sin \alpha_{ij, n_1 n_2 n_3 n_4} &= -\sum_{n_1=0}^1 \sum_{n_2=0}^1 \sum_{n_3=0}^1 \sum_{n_4=0}^1 (z_{i, n_1 n_2 n_3 n_4} - z_{j, n_1 n_2 n_3 n_4}) \frac{1}{\sqrt{\eta}} \\ &\quad + (z_{i, 0000} - z_{j, 0000}) \frac{1}{2\eta^{1.5}} \zeta_{n_1 n_2 n_3 n_4} \\ &\quad : n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1 \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \cos \alpha_{ij,n_1n_2n_3n_4} &= -\sum_{n_1=0}^1 \sum_{n_2=0}^1 \sum_{n_3=0}^1 \sum_{n_4=0}^1 (x_{i,n_1n_2n_3n_4} - x_{j,n_1n_2n_3n_4}) \frac{1}{\sqrt{\eta}} \\ &\quad + (x_{i0000} - x_{j0000}) \frac{1}{2\eta^{1.5}} \zeta_{n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad : n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1 \end{aligned} \quad (3.32)$$

ここに、 η および $\zeta_{n_1n_2n_3n_4}$ は、式(3.33)および(3.34)である。

$$\eta = x_{i0000}^2 - 2x_{i0000}x_{j0000} + x_{j0000}^2 + z_{i0000}^2 - 2z_{i0000}z_{j0000} + z_{j0000}^2 \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \zeta_{n_1n_2n_3n_4} &= 2x_{i0000}x_{i,n_1n_2n_3n_4} - 2x_{i0000}x_{j,n_1n_2n_3n_4} - 2x_{i,n_1n_2n_3n_4}x_{j0000} + 2x_{j0000}x_{j,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad + 2z_{i0000}z_{i,n_1n_2n_3n_4} - 2z_{i0000}z_{j,n_1n_2n_3n_4} - 2z_{i,n_1n_2n_3n_4}z_{j0000} + 2z_{j0000}z_{j,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad : n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1 \end{aligned} \quad (3.34)$$

要素間の法線および接線方向の変位増分を示す式(3.27)および(3.28)は、式(3.35)および(3.36)として得られる。ただし、 Δt 間の微小変位量 $\Delta x_{i,n_1n_2n_3n_4}$ 、 $\Delta z_{i,n_1n_2n_3n_4}$ および $\Delta \phi_{i,n_1n_2n_3n_4}$ は 1 次の変位量 $X_{i,n_1n_2n_3n_4}$ 、 $\phi_{i,n_1n_2n_3n_4}$ を数値積分することで求める。式(3.23)から式(3.26)の 1 次の値は式(3.31)から式(3.36)を用いて順次算出できる。

$$\begin{aligned} \Delta \xi_{n_{ij},n_1n_2n_3n_4} &= \sum_{n_1=0}^1 \sum_{n_2=0}^1 \sum_{n_3=0}^1 \sum_{n_4=0}^1 (\Delta x_{i,n_1n_2n_3n_4} - \Delta x_{j,n_1n_2n_3n_4}) \cos \alpha_{ij,0000} \\ &\quad + (\Delta z_{i,n_1n_2n_3n_4} - \Delta z_{j,n_1n_2n_3n_4}) \sin \alpha_{ij,0000} \\ &\quad + (\Delta x_{i,0000} - \Delta x_{j,0000}) \cos \alpha_{ij,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad + (\Delta z_{i,0000} - \Delta z_{j,0000}) \sin \alpha_{ij,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad : n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1 \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} \Delta \xi_{s_{ij},n_1n_2n_3n_4} &= \sum_{n_1=0}^1 \sum_{n_2=0}^1 \sum_{n_3=0}^1 \sum_{n_4=0}^1 (\Delta x_{i,n_1n_2n_3n_4} - \Delta x_{j,n_1n_2n_3n_4}) \sin \alpha_{ij,0000} \\ &\quad + (\Delta z_{i,n_1n_2n_3n_4} - \Delta z_{j,n_1n_2n_3n_4}) \cos \alpha_{ij,0000} \\ &\quad + (\Delta x_{i,0000} - \Delta x_{j,0000}) \sin \alpha_{ij,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad + (\Delta z_{i,0000} - \Delta z_{j,0000}) \cos \alpha_{ij,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad + r_i \phi_{i,n_1n_2n_3n_4} + r_j \phi_{j,n_1n_2n_3n_4} \\ &\quad : n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1 \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned}
 \bar{\mu}k_n \Delta \xi_{n,ij,n1n2n3n4} &= \sum_{n1=0}^1 \sum_{n2=0}^1 \sum_{n3=0}^1 \sum_{n4=0}^1 \bar{\mu}k_n (\Delta x_{i,n1n2n3n4} - \Delta x_{j,n1n2n3n4}) \cos \alpha_{ij,0000} \\
 &\quad + \bar{\mu}k_n (\Delta z_{i,n1n2n3n4} - \Delta z_{j,n1n2n3n4}) \sin \alpha_{ij,0000} \\
 &\quad + \bar{\mu}k_n (\Delta x_{i,0000} - \Delta x_{j,0000}) \cos \alpha_{ij,n1n2n3n4} \\
 &\quad + \bar{\mu}k_n (\Delta z_{i,0000} - \Delta z_{j,0000}) \sin \alpha_{ij,n1n2n3n4} \quad (3.37) \\
 &\quad + \begin{cases} \bar{\mu}k_n (\Delta x_{i,0000} - \Delta x_{j,0000}) \cos \alpha_{ij,0000} \\ + \bar{\mu}k_n (\Delta z_{i,0000} - \Delta z_{j,0000}) \sin \alpha_{ij,0000} & ; n3 = 1 \\ 0 & ; n3 \neq 1 \end{cases} \\
 &\quad : n1 + n2 + n3 + n4 = 1
 \end{aligned}$$

式(3.21)および(3.22)中に摩擦項として現れる $\mu k_n \Delta n_{ij}$ のうち Δt 間の増分 $\mu k_n \Delta \xi_{n,ij}$ については式(3.37)のようになる。

次に、式(3.21)および(3.22)右辺の外力項である抗力は式(3.38)で定義した β_0 を用いて式(3.39)のようになる。そして、 z 成分に関しては、 u と w 、 $\partial x / \partial t$ と $\partial z / \partial t$ を入れ替えることで同様な式形となる。

$$\beta_0 = u_{0000}^2 - u_{0000} \frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} + \left(\frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} \right)^2 + w_{0000}^2 - w_{0000} \frac{\partial z_{i,0000}}{\partial t} + \left(\frac{\partial z_{i,0000}}{\partial t} \right)^2 \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned}
 F_{x-C_D, n1n2n3n4} &= \sum_{n1=0}^1 \sum_{n2=0}^1 \sum_{n3=0}^1 \sum_{n4=0}^1 0.5 A \bar{C}_D \left(-\frac{\partial x_{i,n1n2n3n4}}{\partial t} \right) \sqrt{\beta_0} \\
 &\quad + \sum_{n1=0}^1 \sum_{n2=0}^1 \sum_{n3=0}^1 \sum_{n4=0}^1 0.5 A \bar{C}_D \left(\bar{u} - \frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} \right) / \sqrt{\beta_0} \\
 &\quad \times \left(\left(\frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} - \bar{u} \right) \left(\frac{\partial x_{i,n1n2n3n4}}{\partial t} \right) + \left(\frac{\partial z_{i,0000}}{\partial t} - \bar{w} \right) \frac{\partial z_{i,n1n2n3n4}}{\partial t} \right) \\
 &\quad + \begin{cases} 0.5 A \bar{C}_D \left(\bar{u} - \frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} \right) \sqrt{\beta_0} & ; n_1 = 1 \\ 0.5 A \bar{C}_D \left(\bar{u} - \frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} \right) / \sqrt{\beta_0} \left(\bar{u}^2 - \bar{u} \frac{\partial x_{i,0000}}{\partial t} + \bar{w}^2 - \bar{w} \frac{\partial z_{i,0000}}{\partial t} \right) & ; n_4 = 1 \end{cases} \\
 &\quad : n1 + n2 + n3 + n4 = 1
 \end{aligned} \quad (3.39)$$

慣性力項の x 成分 $\rho C_M V \partial(u - \partial x_i / \partial t) / \partial t$ は式(3.40)のようになり、 z 成分についても同形式となる。

さらに、1次の接線方向の作用力を式(3.41)のように表すと、式(3.20)の $M_{i, n_1 n_2 n_3 n_4}$ は式(3.42)のように表すことができる。

$$F_{x_{C_M, n_1 n_2 n_3 n_4}} = - \sum_{n_1=0}^1 \sum_{n_2=0}^1 \sum_{n_3=0}^1 \sum_{n_4=0}^1 \rho \bar{C}_M V \frac{\partial^2 x_{i, n_1 n_2 n_3 n_4}}{\partial t^2} + \begin{cases} \rho \bar{C}_M V \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{\partial^2 x_{i, 0000}}{\partial t^2} \right) & ; n_2 = 1 \\ \rho \bar{C}_M V \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{\partial^2 x_{i, n_1 n_2 n_3 n_4}}{\partial t^2} \right) & ; n_4 = 1 \end{cases} \quad (3.40)$$

$$: n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1$$

$$e_{es_{ij, n_1 n_2 n_3 n_4}} \Big|_t = e_{es_{ij, n_1 n_2 n_3 n_4}} \Big|_{t-\Delta t} + k_s \Delta \xi_{s_{ij, n_1 n_2 n_3 n_4}} \Big|_t \quad (3.41)$$

$$M_{i, n_1 n_2 n_3 n_4} = -r_i \sum_j e_{es_{ij, n_1 n_2 n_3 n_4}} + M_{i, n_1 n_2 n_3 n_4}^F \quad (3.42)$$

ここに、式(3.42)の右辺第二項は流体が要素に作用するモーメントで、これは、式(3.39)や式(3.40)などの1次の流体力を用いて算定する。具体的には、要素中心を境にして投影面積と作用流速を上側と下側で区別して定義し、それで算定した上側と下側の流体力からモーメントを計算する。また、左右に対しても同様である。

以上のように、1次の運動方程式を解くための各項が定式化できるので、式(3.19)および(3.20)の1次の運動方程式は0次の運動方程式を解くことで逐次解くことができる。これにより、各確率変数に対する変位ベクトル X の微係数が算出できることになる。

前述したように、要素 i の変位ベクトル X_i の期待値 $E(X_i)$ (式(3.43))は各確率変数の期待値を用いた算出結果となる。すなわち $E(X_i)$ は、第2章に示した決定論的解析手法に各確率変数の期待値を用いて解析した結果となる。

$$E(X_i) = X_{i, 0000} \quad (3.43)$$

そして、各確率変数を独立とした場合、要素 i の変位ベクトル X_i の分散は式(3.44)となり、標準偏差は分散の平方根で算出できる。具体的には、 $\text{Var}(X_i)$ は各確率変数の分散と

X_i の各確率変数に対する微係数 ($X_{i,1000}$, $X_{i,0100}$, $X_{i,0010}$, $X_{i,0001}$) の2乗を加算したものである。

$$\text{Var}(X_i) = X_{i,1000}^2 \text{Var}[C_D] + X_{i,0100}^2 \text{Var}[C_M] + X_{i,0010}^2 \text{Var}[\mu] + X_{i,0001}^2 \text{Var}[U] \quad (3.44)$$

以上、一次近似法を用いた確率個別要素法を要約すると以下ようになる。

- 確率個別要素法を実行するために、確率変数の期待値と分散をあらかじめ与える。
- 要素変位 X_i の期待値 $E(X_i)$ は、確率変数の期待値を用いた個別要素法（数値解析法）で算定される決定論的数値解である。
- 変位 X_i の分散 $\text{Var}(X_i)$ は、確率変数に対する変位 X_i の微係数 ($X_{i,1000}$, $X_{i,0100}$, $X_{i,0010}$, $X_{i,0001}$) と確率変数の分散によって算定される。
- 微係数 ($X_{i,1000}$, $X_{i,0100}$, $X_{i,0010}$, $X_{i,0001}$) は期待値 $E(X_i)$ に応じて解析的に得られ、確率変数の期待値を変化させなければ微係数も変化しない。
- ある期待値をもった確率変数に対して、確率変数の分散が $\text{Var}(X_i)$ に及ぼす影響を検討する場合、式 (3.44) 中の確率変数の分散のみを変化させて $\text{Var}(X_i)$ を計算する。

このように、決定論的手法で期待値 $E(X_i)$ を計算すれば、微係数 ($X_{i,1000}$, $X_{i,0100}$, $X_{i,0010}$, $X_{i,0001}$) は摂動解として解析的に算定され、 $\text{Var}(X_i)$ に及ぼす確率変数の分散の影響などは確率変数の分散を変化させて式 (3.44) から簡便に算定できる。

3.5 数値実験による確率個別要素法の検証

(1) 数値実験による確率個別要素法の検証

ここでは、確率個別要素法 (SDEM) の近似精度を確かめるため数値実験を行い、確率個別要素法から得られる摂導解と確定解を比較した。摂導解は式(3.16)の $\alpha_1 \sim \alpha_4$ に直接数値を代入し得られるもので、ここでは α_1 のみを変化させ $\alpha_2 \sim \alpha_4$ は常に0とした。すなわち、抗力係数のみを確率変数とし、確率個別要素法によってその平均値 \bar{C}_D に対する微係数を算出したのち、その微係数と α_1 を与えて摂導解を算出する。一方、確定解は α_1 に対応する C_D を直接与えて個別要素法で数値計算した結果である。検討は図-3.3に示すモデルで、 \bar{C}_D は0.5とし、振動流速 U は5m/s、 δ は $0.5D$ とした。ただし D は図-3.3に示す円形要素の直径である。図-3.5に結果を示す。図の横軸 α_1 は-0.6の時に $C_D = 0.2$ 、 $\alpha_1 = 1$ の時に $C_D = 1.0$ である。縦軸は要素直径 D で無次元化した水平変位 x/D である。比較した時刻は移動開始後水平変位が最大になる直前の時刻で、振動流速の周期 T で無次元化した $t/T = 0.5$ である。また、ここでは2次近似の結果も記載した。

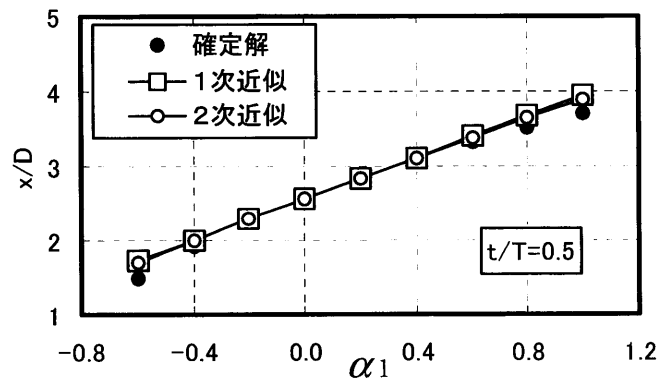


図-3.5 摂動解と確定解の比較

図の横軸 α_1 が0.0の場合、摂導解と確定解は理論的に一致し、 α_1 の絶対値が大きくなるにしたがって α_1 を微小変数と仮定した摂導解の精度は理論的に低下する。 α_1 の絶対値が大きくなるにしたがって摂導解と確定解の差異が増加しており、図-3.5の結果は、理

論と一致している。しかし、 $\alpha_1 = -0.6$ や 1 でも摂動解と確定解の差異は微小であり、定式化において α_1 に微小確率変数を仮定したが、 $\bar{C}_D = 0.5$ で展開された摂動解が $C_D = 0.2 \sim 1.0$ の範囲まで十分な近似精度を有することを示している。また、1次近似と2次近似を比較すると、2次近似の方がわずかに確定解に近いがその差は有意ではない。これは、 C_D が流体力に線形で効くため1次近似でも十分な精度が得られるためである。

つぎに、確率個別要素法で算出される期待値および標準偏差の近似精度を検証するため、図-3.3に示した要素の移動現象を対象に、試行回数1000回のモンテカルロシミュレーション結果と比較した。検証計算に用いた δ は D 、 $D/2$ 、 $D/4$ と $D/8$ の3通りとし、 U は 5m/s および 7m/s とした。 C_D の確率分布は、図-3.6に示す一様分布、正規確率分布および対数正規確率分布とした。図中には各分布の呼称と統計値を示しており、対数正規確率分布は $LN(\text{最頻値}, \text{平均値}, \text{標準偏差})$ で表した。その他の条件は、図-3.4の計算条件と同じである。ただし、確率個別要素法の計算で用いる \bar{C}_D は確率分布に関係なく 0.6 とした。

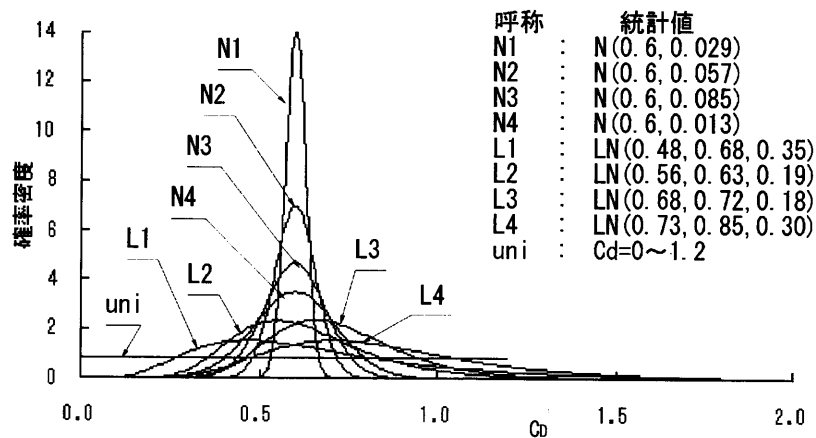


図-3.6 検証に用いた C_D の確率分布とその統計値

図-3.7はモンテカルロ法による円形要素の変位 x に対する頻度分布を経時変化として表した例である。確率変数である C_D には対数正規分布を与え、底面の凹凸の間隔 δ

は $D/8$ とした。振動流周期で無次元化した時刻 $t/T=0$ の初期状態では、 C_D に関係なく $x/D=0$ に円形要素が位置するため、分布形状は線状に分布し頻度は 100%である。ただし、図では頻度の表示を 25%で打ち切った。 $x/D>0$ 方向に移動する $t/T=0\sim 0.5$ の分布形状は、移動量が大きくなるに従って分布の裾野が広がり広帯域化する。しかし、移動方向が逆転する $t/T=0.5\sim 1.0$ の分布形状は先鋭になる。また、移動開始直後を除けば、分布形状は非対称な形状を示している。

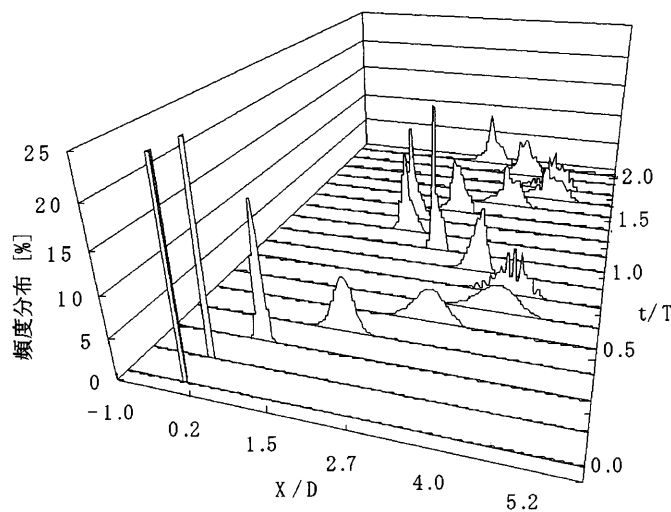
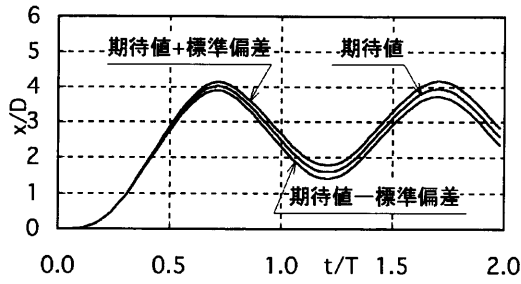
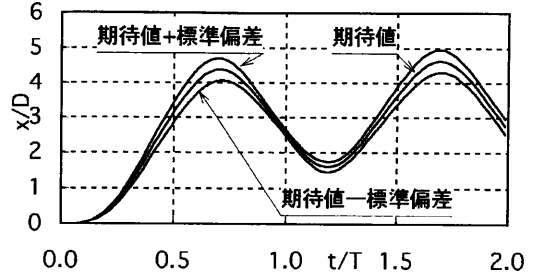


図-3.7 モンテカルロシミュレーションによる水平変位の頻度分布の経時変化例

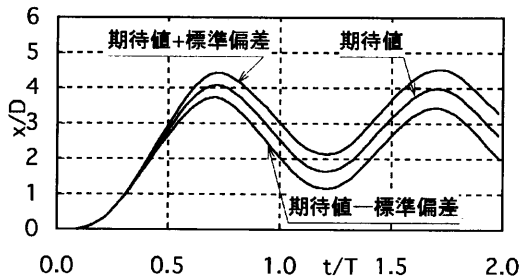
確率個別要素法と個別要素法によるモンテカルロシミュレーションで算出した水平変位の経時変化を図-3.8 に示す。ただし、図中には確率個別要素法は *SDEM*、モンテカルロシミュレーションは *DEMm* と記す。計算条件は $\delta = D/8$, $U=5\text{m/s}$, 確率分布は $N3 : N(0.6,0.085)$ と $L2 : LN(0.56,0.63,0.19)$ である。図には期待値と期待値±標準偏差を示した。*SDEM* と *DEMm* の差異は確率分布 $N3$, $L5$ とともに、期待値だけでなく標準偏差で示された変動幅も比較的良く一致している。



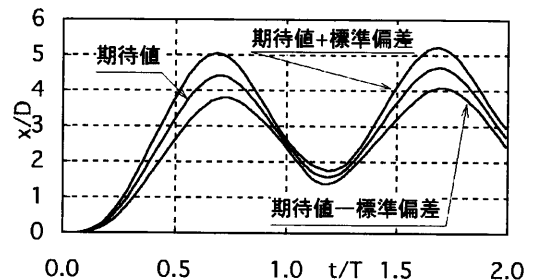
(a) SDEM の計算結果
($N3 : N(0.6, 0.085)$)



(b) DEMm の計算結果
($N3 : N(0.6, 0.085)$)



(c) SDEM の計算結果
($L2 : LN(0.56, 0.63, 0.19)$)

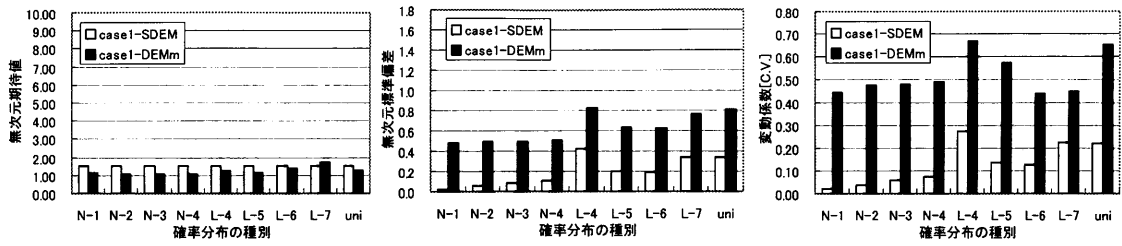


(d) DEMm の計算結果
($L2 : LN(0.56, 0.63, 0.19)$)

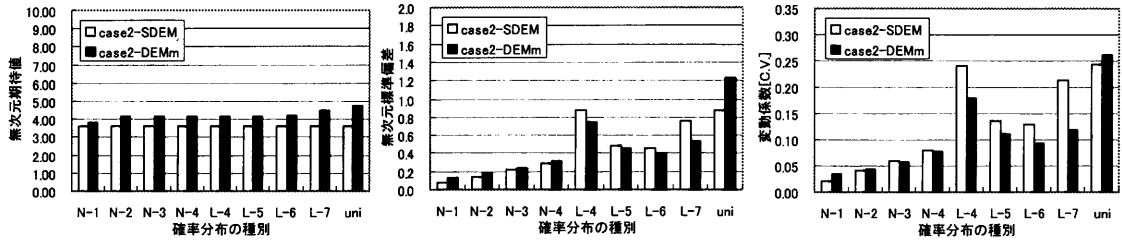
図-3.8 水平変位の経時変化の比較図 ($\delta=D/8$)

図-3.9 は底面の凹凸の条件 δ と確率分布が確率個別要素法の水平変位に及ぼす影響を比較した図である。検討条件は底面条件 δ を D 、 $D/2$ 、 $D/4$ および $D/8$ の4通りとし、振動流速 U に $5m/s$ を用いたケースと、 $\delta=D/2$ で U を $7m/s$ としたケースである。いずれのケースも標準偏差が最も大きくなる $t/T = 0.68$ における結果を比較している。図には要素直径で無次元化した無次元期待値、無次元標準偏差および標準偏差を期待値で除した変動係数を示す。横軸は図-3.6 に示した確率分布の呼称を示している。図左端に位置する無次元期待値に着目すると、SDEMとDEMmの底面条件による差異は小さい。無次元期待値の絶対値は δ が大きいほど小さく、これは δ が大きいほど底面の凹凸が激しく要素が移動しにくいからである。底面条件および確率分布いずれの場合でもSDEMとDEMmの差異は小さい。このことは、平均的にはSDEMによって水平変位の挙動を追跡できることを示している。一方、無次元標準偏差には、底面条件および確率分

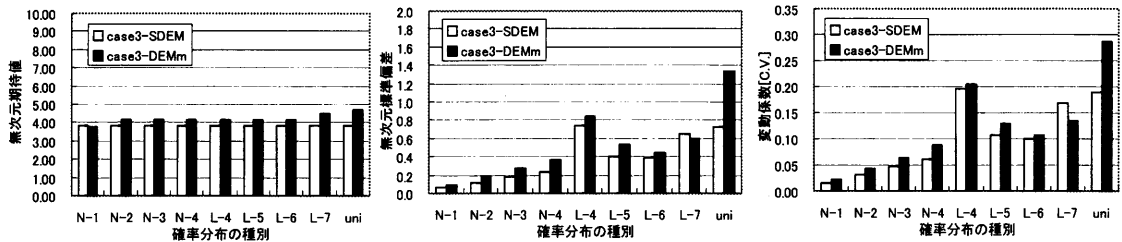
布の影響が現れている。底面の凹凸が激しい $\delta=D$ のケースでは、確率分布によらず SDEM の無次元標準偏差は DEMm のそれと大きな差異があり、SDEM の結果は過小評価である。しかしながら、 δ が小さいケースではその差異は減少する。その場合、確率分布が広帯域の対数分布や一様分布のケースで差異が大きい傾向にある。また、この傾向は、変動係数についても同様である。底面の凹凸が大きい場合、隣の凹凸に移動できる要素（凹凸を乗り越えることができる要素）は、 C_D が大きいものに限定される。つまり、ある閾値以上の C_D を有するものは移動を繰り返すがそれ以下のものはロッキング程度の動きしかしないため、変位の分布形状としてはピークが2つ存在するようなきわめて非対称な形状となる。しかし、SDEM では一つのピーク周辺に頻度が集中するモデルであるから、底面の凹凸が激しい $\delta=D$ のケースで標準偏差に差異が顕著に表れる。また、DEMm では図-3.8 に示したように要素の移動に伴って変位の分布が変化するが、SDEM では確率分布を狭帯域で仮定するため、広帯域の確率分布に対しては適用性に限界があることを示唆している。しかしながら、この結果は SDEM の理論展開から当然の帰結であり、確率分布が狭帯域の場合には DEMm との差異は小さく SDEM の有用性が確認できる。



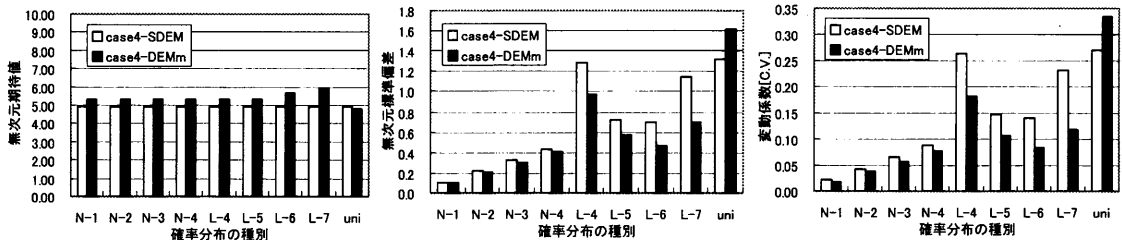
(a) $\delta=D, U=5\text{m/s}$ に対する無次元期待値, 無次元標準偏差, 変動係数



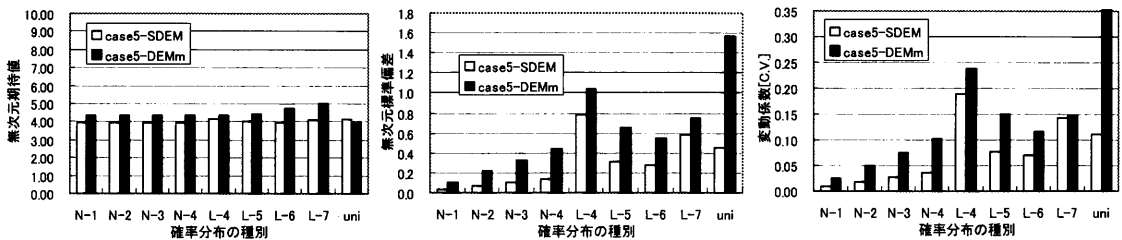
(b) $\delta=D/2, U=5\text{ m/s}$ に対する無次元期待値, 無次元標準偏差, 変動係数



(c) $\delta=D/4, U=5\text{ m/s}$ に対する無次元期待値, 無次元標準偏差, 変動係数



(d) $\delta=D/8, U=5\text{ m/s}$ に対する無次元期待値, 無次元標準偏差, 変動係数



(e) $\delta=D/2, U=7\text{ m/s}$ に対する無次元期待値, 無次元標準偏差, 変動係数

図-3.9 水平変位の無次元期待値, 無次元標準偏差および変動係数の比較

(2) 被覆石を対象にした確率個別要素法の検証

ここでは、写真-2.3に示した被覆石の安定性実験を対象に、確率個別要素法の適用性を検討する。表-1は確率個別要素法に対して設定した計算条件を示す。流速については各要素位置で算出される数値は動水路CADMAS-SURF¹⁴⁾の計算値を期待値とし、標準偏差は波高・位相に関係なく一定値とした。表に示した流速 U の変動係数は、法肩部で発生する冲向最大流速に対する値であり、松本・高橋¹⁵⁾の実験結果を参考に決定した。

表-1 確率変数の計算条件

	C_D	C_M	μ	U
期待値	0.6, 0.8, 1.0	1.0	0.6	計算結果
標準偏差	0.1	0.1	0.1	3.3cm/s
変動係数	0.1~0.17	0.1	0.17	0.03~0.04

a) 期待値および標準偏差

図-3.10は、図中に示した法肩部の要素aについて変位の期待値の絶対値を時系列で示したものである。ただし、変位は要素直径 D で無次元化した。計算では C_D の期待値と入射波高 H を変化させた。図の表題に記した U_{Cal} は、流速 U の期待値が数値波動水路CADMAS-SURFの計算結果であることを示す。

図-3.10(a)は C_D の期待値を0.6とした場合の無次元変位の経時変化で、横軸は周期を用いた無次元化時間で、 $t/T=9\sim 18$ が波作用時間である。このときの変位は短時間に発生し直ちに0にもどる。無次元変位は水平変位の寄与が支配的で、この変化はロッキングを示すものであった。波高が17cm以下では変位の絶対値が小さくなるものの、その挙動は同じくロッキングであった。一方、 C_D の期待値を1.0とした図-3.10(b)では、 $H=15\text{cm}$ の場合には図-3.10(a)と同様にロッキングであったが、 $H=16\text{cm}$ や $H=17\text{cm}$ の無次元変位は $2.5D$ 以上と大きく、初期位置から大きく移動した。

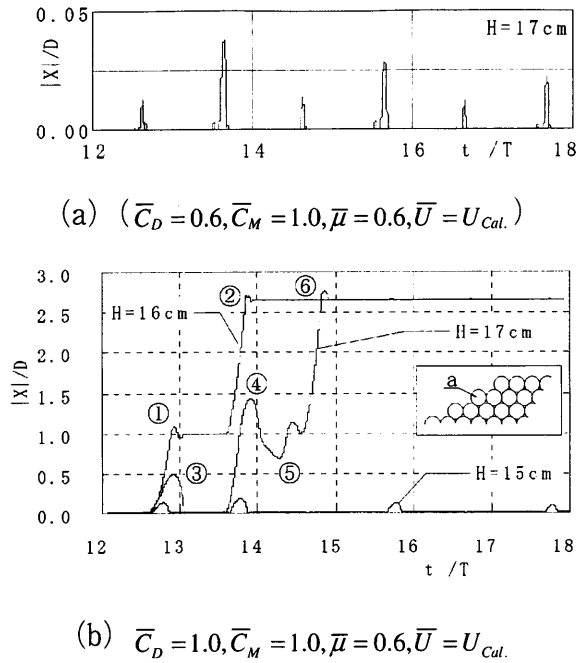


図-3.10 法肩要素の変位に対する期待値の時間変化

図-3.11は図-3.10(b)の無次元変位の状況(①~⑥)を示した模式図である。H=16cmの場合、 $t/T=13$ (①)と14付近(②)の連続した2回の作用波で岸側に転移した。H=17cmの場合、 $t/T=13$ (③)付近で移動を開始するが、流向の反転に伴って始点位置に戻り、 $t/T=14$ 付近以後(④~⑥)の作用波で岸沖方向の往復運動を繰り返し岸側に転移した。累積変位量はH=17cmの方が多いが、最終的には両者とも同位置に移動し、その後は顕著な動きがなかった。

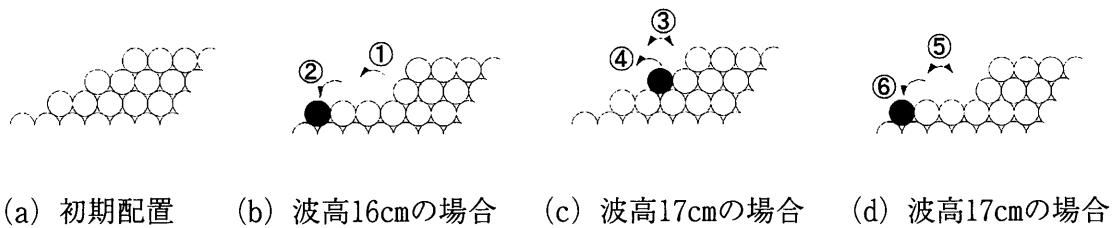
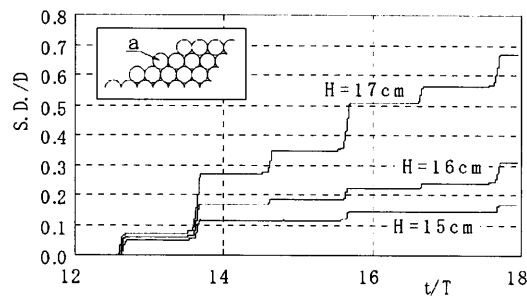


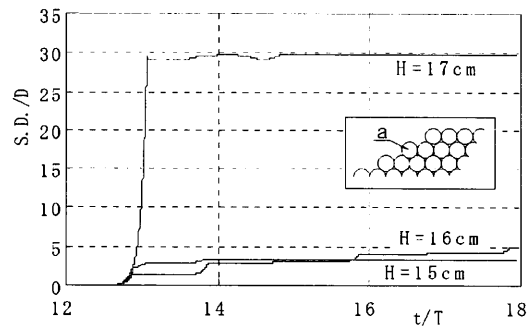
図-3.11 法肩要素の転移状況

次に、図-3.10で着目した要素 a について、式(3.44)の平方根として算出した標準偏差(S.D.)の変化を検討する。図-3.12は要素直径Dで無次元化した標準偏差の時間変化

で、横軸は波の周期 T で無次元化した無次元時間である。 C_D の期待値が0.6の図-3.12(a)のうち図-3.10(a)で変位を示した $H=17\text{cm}$ に着目すると、標準偏差は階段状に増加し、増加のタイミングは変位の発生に対応する。そして、標準偏差の増加分は変位が大きい時に大きい。また、標準偏差が時間的に増加する理由は、 C_D や C_M の確率分布において値が大きい裾野に位置するものは、 C_D や C_M が大きいため変位が大きく、これらの波による散乱が標準偏差に取り込まれることにある。つまり、写真-2.3の区間Cのように同じ位置に並ぶ被覆石であっても、個々の被覆石に作用する流体力が異なるため、それぞれに変位量が異なり散らばっていくことを表している。また、入射波高が小さい場合には標準偏差も小さく、散らばりも小さいことに対応している。



(a) $\bar{C}_D = 0.6, \bar{C}_M = 1.0, \bar{\mu} = 0.6, \bar{U} = U_{Cal}$.



(b) $\bar{C}_D = 1.0, \bar{C}_M = 1.0, \bar{\mu} = 0.6, \bar{U} = U_{Cal}$.

図-3.12 法肩要素の標準偏差の時系列

C_D の期待値が1.0の図-3.12(b)も、 C_D の期待値が0.6の場合と同様に標準偏差は階段

状に変化する。図-3.12(a)と図-3.12(b)を比較すると、図-3.12(b)の標準偏差は図-3.12(a)に比べて1~2オーダー近く大きい値である。これは、図-3.12(b)は C_D が大きいため同じ波高に対して変位が大きく、散らばりも顕著になるからである。図-3.12(b)において $H=16\text{cm}$ と $H=17\text{cm}$ で標準偏差の差異が大きい。これは図-3.10に示した変位の時間変化に関係している。 $H=16\text{cm}$ の場合には $t/T=13$ 付近でおよそ1D移動するのに対し、 $H=17\text{cm}$ では $H=16\text{cm}$ と同様に一端動くが、その後運動方向が逆転するため、相対速度が大きくなる。そのため、式(3.39)に示す1次の外力項が大きくなり、1次オーダーの変位、つまり、確率変数に対する変化率(微係数)が大きくなり、標準偏差も大きくなる。図-3.13は確率変数に対する変化率(微係数)の例として X_{1000} の時間変化を示しており、やはり、 $t/T=13$ 付近で大きく増加している。

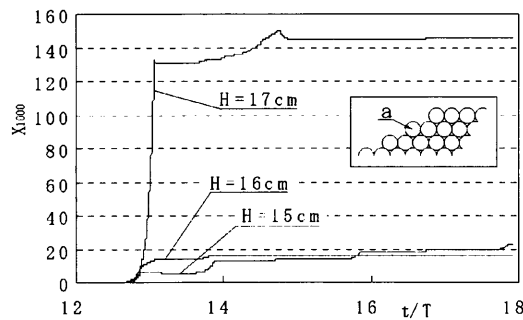


図-3.13 法肩要素の X_{1000} の時系列

b) 破壊確率

図-3.14は C_D の期待値が1.0のケースにおける法肩要素aの破壊確率について、その経時変化を示した図である。また、法肩要素aの破壊確率 p の経時変化に加えて代表時刻における $|X|$ の確率密度(P.D.)を示す。破壊確率は $X_c=D$ として算定し、確率密度には破壊確率の積分範囲をハッチングで示した。破壊確率は図-3.12(b)の標準偏差と同様に階段状に変化する。 $H=16\text{cm}$ と $H=17\text{cm}$ で変位の期待値が一定値に収束する $t/T > 15$ では、破壊確率も収束している。これは、法肩要素aが移動し被覆マウンドの変形形状が安定な形に達したため、破壊確率も収束することに対応する。この結果に基づいて設

計波に対応した不規則波の作用を考えると、以下のように類推できる。被覆石を移動させる高波作用時には破壊確率が増加する。しかし、小さな波が作用したり、マウンドが安定な形状に到達した後は破壊確率が増加しない。

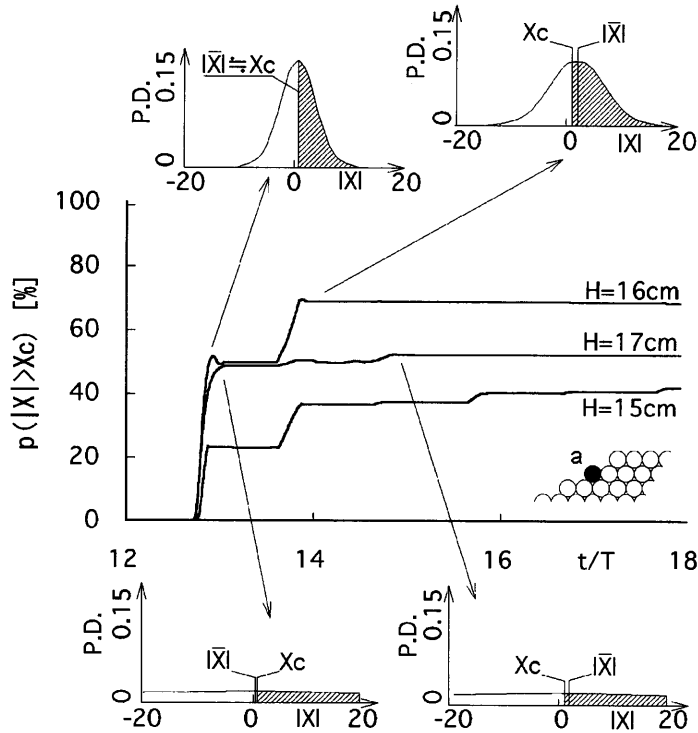


図-3.14 法肩要素の破壊確率の時系列

$t/T > 14$ の破壊確率は、 $H=16\text{cm}$ の値が最も大きく、ついで $H=17\text{cm}$ 、 $H=15\text{cm}$ の順で、 $H=16\text{cm}$ と $H=17\text{cm}$ で破壊確率に逆転現象が生じている。図-3.10と図-3.12の $t/T = 13$ 付近に着目すると、 $H=16\text{cm}$ のケースは $|X| \doteq X_c = D$ で性能関数 Z を正規確率分布としているため、 $|X|$ が X_c を上回る確率は標準偏差に関係なく概ね50%になった。 $H=17\text{cm}$ では $|X| \doteq 0.5D$ で $|X|$ が X_c を下回るが、標準偏差が非常に大きいため破壊確率が50%近い値になった。 $t/T = 15$ 以後、 $H=17\text{cm}$ の $|X|$ は $H=16\text{cm}$ と同じ値になるが、 $H=17\text{cm}$ の標準偏差は大きく一様分布に近い分布になるため、 $|X|$ が X_c を上回っても破壊確率が50%を若干上回る程度にとどまった。 $H=16\text{cm}$ と $H=17\text{cm}$ で破壊確率に逆転現象が生じた理由としては、本計算の近似が一次までしか考慮していないことや、確率分布の設

定などに依存していると考えられる。仮に、 $H=17\text{ cm}$ の標準偏差が $H=16\text{ cm}$ の標準偏差と同程度であるならば、 $H=17\text{ cm}$ の破壊確率は $H=16\text{ cm}$ より大きくなると推測される。つまり、 $H=17\text{ cm}$ のように挙動が激しく変位が大きい場合には、高次の近似によって標準偏差の近似精度を向上させる必要があると推察される。ロッキングを繰り返す $H=15\text{ cm}$ の場合には、 $|X|$ と X_c の相対距離は変化が小さいため、標準偏差の増加に依存して破壊確率が大きくなっている。

図-3.15は、表層要素（図中にハッチングを施した要素）に対する破壊確率の空間分布を示す。ただし、 C_D の期待値は0.8と1.0のケースで、 X_c は1Dとした。図-3.15(a)および(b)より、 C_D の期待値に関係なく法肩部の破壊確率が大きいことがわかる。また、図-3.15(b)で $H=16\text{ cm}$ の破壊確率が $H=17\text{ cm}$ の場合より大きいことを除けば、波高の増大に伴って破壊確率が増加することがわかる。さらに図-3.15 (b)では波高の増大に伴って法面法肩部だけでなく、天端法肩部の破壊確率も増加する様子が現れている。

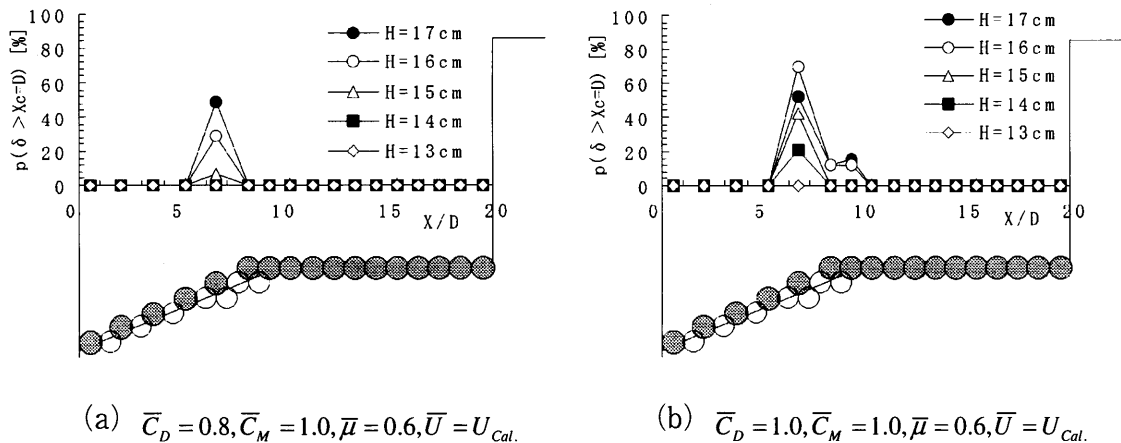
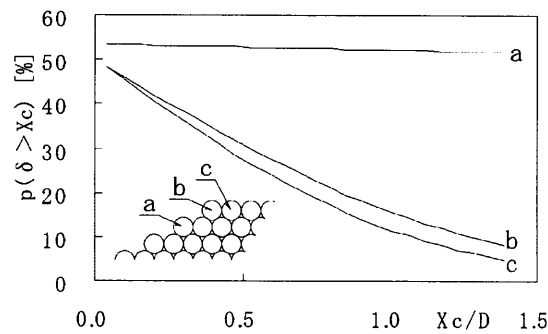


図-3.15 表層要素の破壊確率

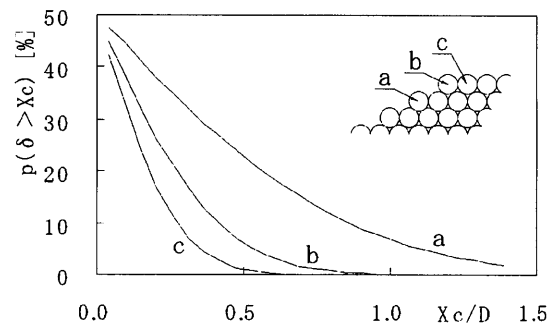
図-3.14や図-3.15では、変位の許容値 X_c が1Dの結果を示した。次に、破壊確率に及ぼす X_c の影響を $H=17\text{ cm}$ について検討するため、 X_c に対する破壊確率の変化を図-3.16に示す。 C_D の期待値が1.0の図-3.16(a)において、変位の大きい要素aについては近似度の不足などが影響していると考えられるため、破壊確率に及ぼす X_c の影響は小さく、有意

な結果ではないと判断できる。しかし、変位量が小さく分布形状も明瞭なピークを有する要素b, cでは X_c の影響が大きい。同様に、図-3.16 (b)に示した C_D の期待値を0.6としたケースでは、各要素の変位の期待値および標準偏差が小さいため、 X_c の影響が顕著に現れる。

従来、マウンド被覆材の安定性は被災率が数%以内で設計されることを考慮すれば、図-3.16 (b)に示すような状態、つまり期待値として X_c を超えるようなことはなく、確率分布の裾野に位置する要素が X_c を超える程度の状態が従来の設計状況に近いと推察できる。



(a) $\bar{C}_D = 1.0, \bar{C}_M = 1.0, \bar{\mu} = 0.6, \bar{U} = U_{Cat}$.



(b) $\bar{C}_D = 0.6, \bar{C}_M = 1.0, \bar{\mu} = 0.6, \bar{U} = U_{Cat}$.

図-3.16 破壊確率に及ぼす X_c の影響

このような X_c に対する破壊確率の感度や空間的な分布を個々の要素について検討することは、実験では不可能であり、これは確率個別要素法の特徴かつ利点である。水理模型実験において被覆石の安定性の判断は、実験者が波作用中の被覆石の挙動を観察し、

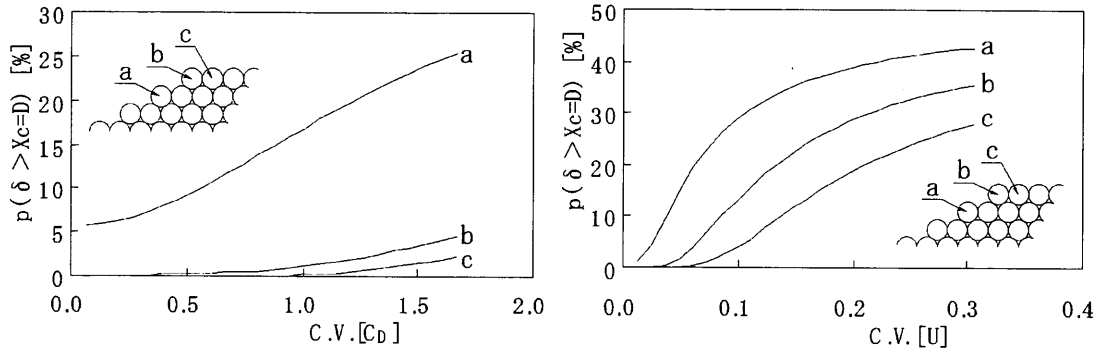
被覆石の移動量が X_c を超えたか否かを判断する。それゆえ、実験者によって判断が異なる可能性があり、これが同一実験を繰り返しても結果がばらつくことの一要因である。一方、確率個別要素法ならば、このような不確定要因が介入する余地はなく客観的な結果を与えることができる。また、水理模型実験ではすべての捨石を観察することができないため、被災率などの方法で安定性を指標化する。被覆石の安定性評価に対する究極的な指標は、要素すべてに対して明確化できることであり、確率個別要素法であれば破壊確率という形で究極の結果を与えることができる。要素すべてに対して安定性を評価できる利点は、不安定な個所の明確化、不安定個所と周辺個所との相対的な安定性比較ができることにあり、対策を詳細に講じることができることにつながる。つまり、確率個別要素法であれば要素すべてに対して性能を評価できるので、性能設計という高度な設計に対応できる手法であることを示唆するものといえる。

c) 破壊確率に及ぼす確率変数の影響

C_D や C_M の確率分布は流体力に直接影響を及ぼし、被覆石を円形要素でモデル化する場合にはこの確率分布が実際の被覆石の形状のランダム性を間接的に評価することになるであろう。また、流体計算において、計算格子の設定が結果に及ぼす影響は大きく、ある計算格子の条件下で算出された流速場の誤差は U_{cal} の確率分布として破壊確率に反映される。そこで、確率変数が破壊確率に及ぼす影響について検討する。ここでは確率変数の変動係数[C.V.]が破壊確率に及ぼす影響を $H=17\text{cm}$ について示す。

図-3.17は C_D の期待値が0.6のケースに対して、 C_D と U_{cal} の標準偏差が破壊確率に及ぼす影響を示した図である。図の横軸は各変数の変動係数[C.V.]で、縦軸は $X_c=1D$ とした破壊確率である。 C_D の変動係数を変化させた図-3.17 (a)は要素位置によって影響の大きさが異なり、法面法肩部の要素aに対する影響が他の要素に比べて大きい。一方、流速を確率変数にした図-3.17 (b)では、図-3.17 (a)の場合より各要素に与える影響が大きい。特に図-3.17 (a)の場合、変動係数C.V. [C_D]が1.5程度になるとC.V. [C_D]=0.1の4倍程度まで破壊確率が増加するのに対し、図-3.17 (b)の場合では変動係数C.V. [U]が

0.2や0.3程度で非常に大きな破壊確率を示す。これは、流体力が流速 U の2乗に比例し、 C_D に対しては1乗で比例するため、破壊確率に及ぼす影響は流速 U の方が顕著になることに対応している。



(a) 区間Cの被災率と波高の関係

(b) 区間Bの被災率と波高の関係

図-3.17 破壊確率に及ぼす変動係数の影響

慣性力係数は完全流体を仮定すると球で1.5、立方体で1.67であるが、ここでの設定値1.0はそれらより小さいが、これは、乱流場では完全流体を仮定した場合より慣性力係数が減少することによる。今回の検討条件では法肩付近におけるK.C.数が25~40と大きく抗力が卓越する。そのため、要素移動に及ぼす慣性力の寄与は小さく、破壊確率に及ぼす影響も小さい。

また、摩擦係数の変動係数が破壊確率に及ぼす影響も小さかった。これは、要素移動に及ぼす変数の影響を調べるために著者らが実施したモンテカルロ法の結果¹⁷⁾と同様であった。要素移動には隣接要素の乗越えや押出しあるいは抜け出しなど、捨石間のかみ合わせに相当する挙動が重要である。それらの挙動の中でも摩擦抵抗が最も支配的となるのは、隣接要素と接触しているだけで噛み合わせがない状態からの抜け出しである。しかし、図-3.11で示したように計算結果では乗越えや押出しといった挙動が支配的であり、抜け出し挙動が見られなかった。こうしたことから、摩擦係数の破壊確率に及ぼす影響は小さかったと考える。

本手法では要素形状をすべて円形要素としているため、捨石に見られる形状の不規則性を直接評価するには限界がある。抗力係数、慣性力係数などを確率変数として扱うことは、捨石の不規則な形状に起因する流体力を考慮するためであると先述した。しかし、流体力が同じ形状でも噛み合わせが異なるために挙動が異なるケースは存在する。このような場合に抗力係数、慣性力係数などを確率変数として扱うことは、噛み合わせに起因する抵抗力を流体力に還元していることになる。つまり、実験結果を再現するように確率変数を設定した場合、確率変数の分布には必然的にかみ合わせの効果も含まれることになる。したがって、要素形状を同一に扱う本手法において、抗力係数や慣性力係数などの流体力係数を確率変数としてモデル化することは、捨石形状の不規則性による流体力のランダムさだけでなく、噛み合わせ効果も同時にモデル化していることになると考えられる。

d) 実験値と計算値の被災率の比較

3.4において変位ベクトル X_i の期待値(3.43)および分散(3.44)を定式化した。ここでは、信頼性理論に従って、各要素の破壊確率を検討する。

一般に捨石構造物の破壊の程度は式(2.22)の被災率として評価される。被災率は着目する捨石総数に対して移動と判定された捨石数の割合として定義される。よって、捨石構造物の破壊は移動と判定される捨石が存在することである。捨石はその変位量が許容変位量 X_c を上回る場合に移動と判定され、本論ではこれを個々の捨石に対する破壊と定義する。したがって、個々の捨石の変位量が許容変位量を上回る確率が個々の捨石の破壊確率となる。

数値計算における要素 i に対して性能関数 Z_i を定義すれば式(3.45)となる。

$$Z_i = X_c - |X_i| \quad (3.45)$$

そして、要素 i に対する破壊確率 p_i は、性能関数 Z_i が負値となる確率である。確率変数が正規分布に従うとするならば、性能関数 Z_i も正規分布に従う。そして、式(3.43)および式(3.44)によって分布形が決定できるので、式(3.45)に従って破壊確率が算出で

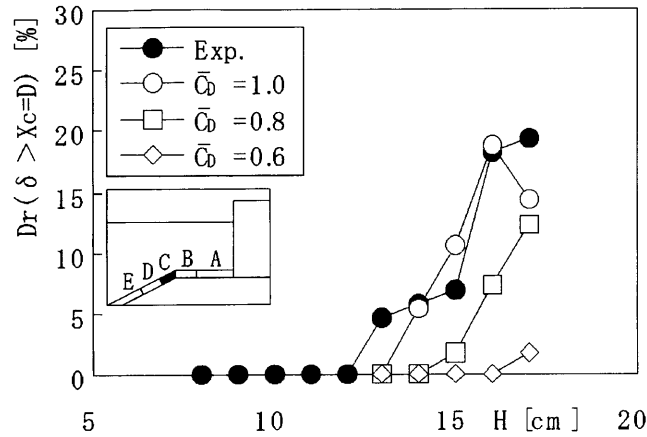
きる。もちろん、確率変数の確率分布および破壊確率の確率分布については別途検討を要するが、本論分では便宜的に各確率変数を正規分布に従うものとして取り扱う。

ここで、要素 i に関する破壊確率の物理的意味を示す。例えば写真-3.1のライン①に並んだ被覆石に波が作用したとき、その変位量がばらつくとする。ライン①に並んだ被覆石のうち許容変位量を超える被覆石の割合が、本手法で算出される要素 i の破壊確率に相当する。本手法ではライン①に並んだ複数の被覆石を一つの要素 i に代表させて解析する。この要素 i には確率変数の期待値が与えられ、個別要素法で算出された結果は、ライン①に並んだ複数の被覆石に対する変位の期待値と考える。変位のばらつきは一次近似法によって評価され、破壊確率が算出される。このように、破壊確率がひとつひとつの要素に対して算出できることが本手法の特徴である。そして、被覆石の移動現象を独立と仮定するならば、本手法で算出される被災率 D_{cal} は対象とする被覆石の破壊確率 p_i の平均値として式(3.46)で定義できる。

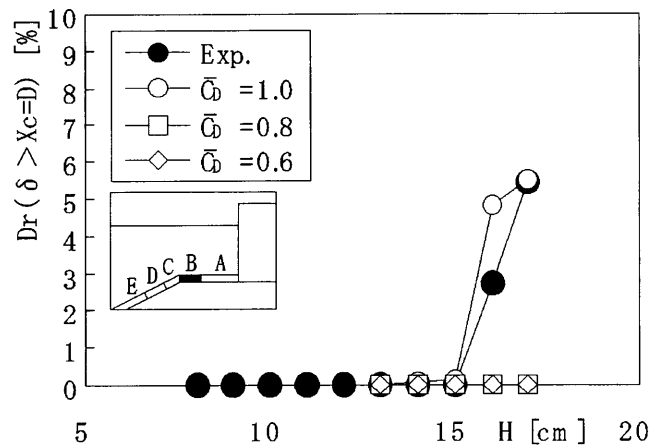
$$D_{cal} = \frac{1}{N} \sum_i^N p_i(Z_i) \quad ; Z_i \leq 0 \quad (3.46)$$

図-3.18は写真-2.3に示した区間BとC毎に算出した被災率と波高の関係を示した図で、実験値と計算値を比較している。このときの周期は1.3sである。前述の図-2.25との違いは、被災率（式(10)）を算定する際の被覆石総数 N にあり、図-2.25では被覆石の全数を用いているのに対し、図-3.18では各区間毎の被覆石総数を用いた点である。計算における X_c は実験と同じく $1D$ とした。またここでは、被覆石挙動に対して支配的な抗力係数 C_D の期待値を変化させて検討した。

図-3.18(a)の区間Cにおける被災率をみると、 C_D の期待値を1.0とした計算結果が実験結果とよく一致している。ただし、波高17cmのケースでは図-3.14で述べたように、破壊確率が過小評価となるため、実験値と計算値で差異が大きいが、全体的には比較的よく一致している。また、(b)の区間Bでも C_D の期待値を1.0とした計算結果は実験結果と比較的よく一致している。



(a) 区間Cの被災率と波高の関係



(b) 区間Bの被災率と波高の関係

図-3.18 被災率に関する実験値と計算値

これによって確率個別要素法の適用性が概ね検証されたが、この結果はあくまで便宜的に設定した期待値や標準偏差を用いた結果である。厳密には、確率変数の期待値や標準偏差が既知でなければ意味のある検証にはならない。現段階において捨石に対する抗力係数、慣性力係数、摩擦係数および流速というそれぞれの確率変数に対して、期待値や標準偏差を決定するには知見が不足していると考えられる。しかし、 C_D の期待値については、Alger・Simons¹⁶⁾の実験結果が参考になると考えられる。Alger・Simonsは不規則形状を有する粒子の沈降現象から抵抗係数を算出し、抗力係数に対する粒子形状の影響をレイノルズ数で整理した。Alger・Simonsが用いた粒子は、ガラス球、扁平な石、立

立方体状の石、楕円状の石など10種類で、その結果は乱流域において抗力係数が0.4～3の範囲に分布する結果となっている。ガラス球や玉石に相当する形状の場合、抗力係数は0.4～1未満の値をとり、扁平な形状の場合には2～3の値となっている。そして、立方体状の場合は概ね1近傍の値を示している。図-3.18で比較した実験の捨石は碎石であり、その形状を特定することは困難であるが、ガラス球や玉石あるいは扁平な石に相当する形状が少なく、立方体や三角錐に相当するものが圧倒的に多いことは容易に想像できる。このことは、 C_D の期待値を1.0とした計算結果が実験結果とよく一致していることのひとつの理由と考える。ただし、他の期待値や標準偏差については、その妥当性を示すことができないが、結果的には適切な設定になっていたと思われる。つまり、本手法で碎石を用いた被覆石の被災率を算定する場合には、ここで用いた期待値や標準偏差がひとつの目安になると考える。

また、 $X_c=0.5D$ とした場合の比較を図-3.19に示す。計算では X_c を小さく設定したため実験結果を過大評価し、物理的に当然の結果といえる。実務において、模型実験の被災判定には判定者の主観に依存する誤差が内在する。しかし、本手法であれば、被災判定 X_c がどの程度被災率に影響を及ぼすかを検討できるので、模型実験の判定に内在する不確定性を払拭することが出来ることをこの結果は示唆している。

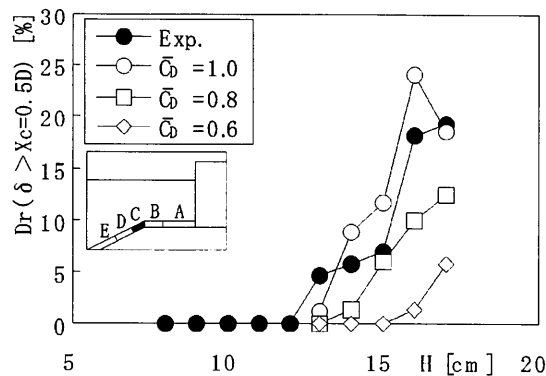


図-3.19 $X_c=0.5D$ の時の区間Cでの被災率

e) 計算時間と今後の課題

本手法の目的の一つは、個別要素法を用いたモンテカルロ法に比べてより短い計算時間で、実験結果に相当する計算結果を得ることにある。そのことを明らかにするために、個別要素法を用いたモンテカルロ法と本手法の計算時間についてオーダー比較すると、式(3.47)および(3.48)のようになる。

$$T_{MON.} = O(M_{MON.} \times N^2) \quad (3.47)$$

$$T_{SDEM} = O(M_{SDEM} \times N^2) \quad (3.48)$$

ここで、 $T_{MON.}$ は個別要素法を用いたモンテカルロシミュレーションによる計算時間で、 $M_{MON.}$ は試行回数である。 T_{SDEM} は本手法による計算時間で、 M_{SDEM} は確率変数の数である。式(3.47)と式(3.48)の $O()$ はオーダーを表す。

一般に $M_{MON.}$ は破壊確率の逆数の10倍以上を必要とするため、破壊確率が数%の場合には $M_{MON.}$ は1000回程度となる。一方、本手法において確率変数を数個(M_{SDEM})設定するならば、計算時間は上式から明らかなようにモンテカルロ法の千分の1～数百分の1にまで短縮できる。よって、本手法は短時間に確率および統計的な結果を解析できる性能照査手法となりうると考えられる。

ちなみに、3.5(1)で示した数値実験によるSDEMとDEM_mの計算時間を比較すると同一計算機を用いた1ケース当りの計算時間はSDEMで1.4分、DEM_mで8時間であった。

本論文では確率変数の分布形状に正規分布を仮定するなど便宜的に設定したが、確率変数の分布形状やその標準偏差の影響が破壊確率に現れることは明らかである。ゆえに、確率変数の期待値、標準偏差および分布形状の適切な設定方法については、今後検討すべき課題と考える。

また、本手法は近似解法であるため、挙動が激しく変位が大きい場合には、近似精度不足になることが前述の検討で確認された。したがって、一次近似から二次近似へ近似度を向上させることも今後の課題と考える。

(3) 消波ブロックを対象にした確率個別要素法の検証

ここでは、消波堤の消波ブロック断面の変形を対象に確率個別要素法を用いてケーススタディーを実施する。消波ブロックは円形要素を組み合わせてモデル化した。モデルを簡便にする目的で流体力を抗力のみとし、抗力係数のみを確率変数とした。抗力係数の期待値には $0.67^{17)}$ を、変動係数には 0.12 を便宜的に採用した。ブロックの抗力係数は基本的に一定値であるが確率変数として抗力係数を扱う。この物理的意味は、ブロック相互の噛み合わせの強さを抗力係数の不確定性に置き換えて表すことである。すなわち、抗力係数が平均値より大きい場合は配置が不安定で崩れやすい状態を、小さい場合は噛み合わせが強くなっている状態を抗力係数に反映させている。確率個別要素法では、個々のブロックに対する変位の期待値と標準偏差が算定できるので、変位ベクトルの確率分布を正規分布と仮定し、許容変位量を上回る移動確率を算出した。この移動確率の意味は、水路幅方向のライン上に並んだ消波ブロックに占める移動するブロックの割合である。

図-3.20は、凹凸のある床上に消波ブロックが配置され、それに振動流が作用するモデルを考え、変位の期待値と標準偏差を確率個別要素法と個別要素法を用いたモンテカルロ法で比較した図である。図より、近似計算であるSEDMは直接計算であるモンテカルロ法と良く一致することがわかる。

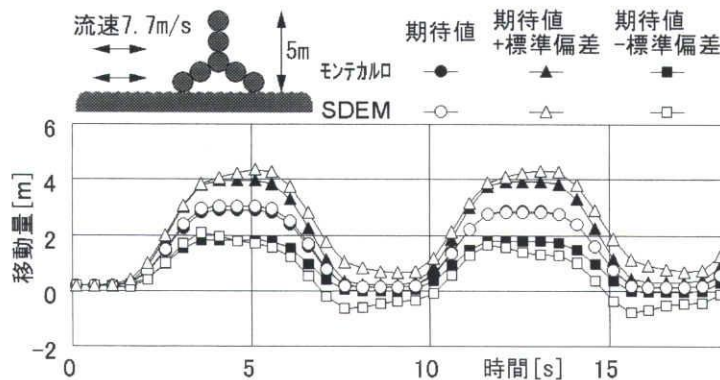


図-3.20 数値実験による手法の検証

次に、図-3.21 に示す低天端消波ブロック被覆堤の表層2層の消波ブロックに着目し、断面変形を解析した。水深は20mで80t テトラを設定し、勾配1:4/3の乱積とした。ブロックの密度は 2.3t/m^3 とした。波浪条件は有義波高8mに対する最大波級を設定し12mと15m、周期20sの規則波とした。消波ブロックに作用する波浪場の算定は数値波動水路を用いた。

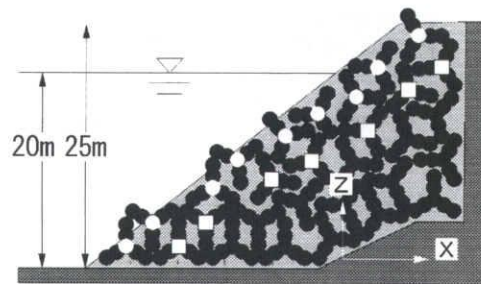


図-3.21 解析対象断面

図-3.22 は、ここで設定した許容変位 2.5mを上回る移動確率を示した図である。図は表層（図-3.21 にて○を付記したブロック）と下層（図-3.21 にて□を付記したブロック）を対象に、移動確率の鉛直分布を示す。表層のブロックの移動確率は下層のものに比べて大きい。表層・下層ともに静水面近傍から天端にかけての移動確率が大きい。これらの結果は容易に理解できるところであり、本解析が定性的に妥当なものであることを示唆している。ただし、ここで無視した慣性力などの外力を考慮することや、確率変数の期待値や標準偏差の設定などは、今後の課題と考える。

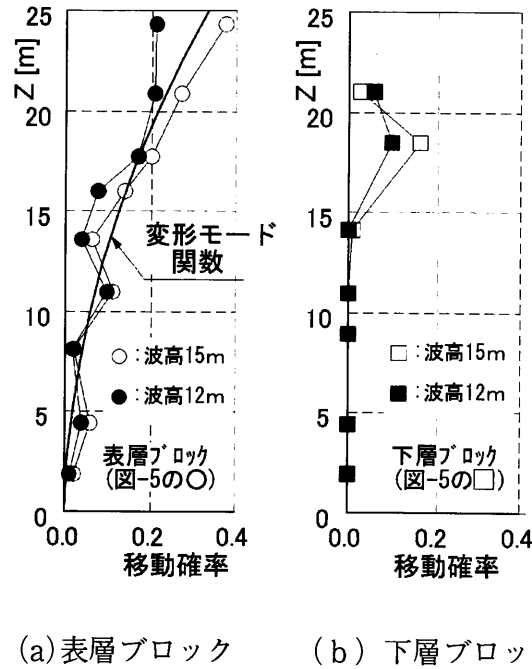


図-3.22 消波ブロックの移動確率と変形モード関数

一般に信頼性設計において破壊確率を評価する場合、変形モードを定義する必要があるように、変形モードを明らかにすることは、構造物の性能を照査する上で重要である。波浪外力によって断面変化が生じるとき、消波ブロックの動きの規模(ロッキングなど)や移動するブロックの数は、移動確率に対応すると考えられる。例えば、ブロックが転落する場合、法先より法肩のほうが転落するブロック数は多く、その数の比率は移動確率に比例するということである。ゆえに、図-3.22に示す移動確率の鉛直分布形状は断面変化が発生する可能性の空間分布であるため、断面変形モードになりうると考えられる。そこで、表層ブロックの移動確率に対して最小二乗法で近似曲線を求め、これを変形モード関数とする。図-3.22に示した変形モード関数 $f_m(z)$ は式(3.49)である。

$$f_m(z) = 0.0005z^2 + 0.0008z, 0 \leq z \leq 25 \quad (3.49)$$

一般に、高天端の消波ブロック被覆工では、静水面付近から法肩にかけて法面部で移動するブロックが多く、移動したブロックが水面付近から法先にかけて堆積するため、変形モードがS字型になることが知られている¹⁸⁾。しかし、低天端の場合には静水面付近から天端までの全域でブロックの移動が多く、高天端の場合とは変形モードが異なる。

つまり、断面形状や波浪など条件が異なれば変形モードも異なるので、式(3.49)の変形モード関数は、図-3.21に示した断面、波浪条件および潮位条件に対応したものであると解釈できる。

ここで重要なことは、断面形状や波浪条件などに依存する変形モードは、これまで実験でしか検討することができなかつたが、確率個別要素法を用いることによって、変形モード関数が算定できることである。

3.6 まとめ

捨石構造物を構成する捨石はその形状に不確定性を有するため、捨石構造物の断面変化にも不確定性が現れる。ゆえに、捨石構造物の断面変化を検討する場合には確率的な評価方法が必要であるが、断面変形とその確率的評価を両立させる手法がない。そこで、捨石構造物の変形を確率的に評価できる解析手法の構築を目的とし、個別要素法を確率理論によって拡張した確率個別要素法を開発した。そして、実験結果と解析結果を比較することで本手法の妥当性を検討した。

以下に本章で明らかとなった諸点を要約して本章のまとめとする。

- 1) 確率個別要素法の定式化の妥当性を数値実験により検討し、確率変数の分布形状が広帯域の場合に適用性が低下することを示した。ただし、この結果は、確率個別要素法が確率変数の分布に狭帯仮定をしていることから必然的な帰結であり、定式化の妥当性を示すものである。
- 2) 混成堤マウンドの被覆石を対象に、確率個別要素法の適用性を検討した。各被覆石要素の破壊確率の空間分布は、実験における被災率の空間分布と傾向が一致しており、本手法の妥当性を示唆した。
- 3) 混成堤マウンドの被覆石を対象に、確率個別要素法でしかできない破壊確率の時間的变化や、破壊の定義方法が破壊確率に及ぼす影響などを検討した。そして、確率個別要素法であれば要素すべてに対して性能を評価できるので、

性能設計という高度な設計に対応できる手法であることを示しめした。

- 4) 混成堤マウンドの被覆石を対象に、各要素の破壊確率から算定した被災率は、実験結果を良好に再現しており、本手法の妥当性が確認できた。
- 5) 消波ブロック被覆堤の消波ブロックに確率個別要素法を適用し、その破壊確率に基づいた変形モード関数を示した。その結果、変形モードは法肩部で変形が大きく法先に向かって変形が小さかった。この結果は、従来の知見から容易に理解できるものであった。

以上、本章で目的とした捨石構造物の変形に対する確率的評価手法が構築できたことを示した。捨石構造物を構成する捨石の流体力係数や摩擦係数など、確率変数の設定については更なる検討を必要とする部分もあるが、ここで用いた確率変数の期待値や標準偏差は、確率個別要素法で捨石構造物の変形解析を実施する場合の目安を与えると考えられる。

従来、捨石構造物の変形やその確率的評価に関する検討は水理模型実験でのみ実施されて来たが、費用や時間の制約があるため容易に実施できないという現実的な問題があった。しかし、確率個別要素法を用いれば効率的に水理模型実験と同等以上の検討ができるため、確率個別要素法がこの現実的な問題を解決したと考えられる。本手法の工学的価値は、決定論的手法では解決できない確率的評価を可能にするだけでなく、破壊確率の定義に対する感度や破壊確率の空間的な分布を個々の要素について評価できる点にある。このことは、不安定な個所の明確化、不安定個所と周辺個所との相対的な安定性の比較を可能にし、対策の判断を容易にする。つまり、確率個別要素法は要素すべてに対して性能を評価できるので、性能設計という高度な設計にも対応できる手法であるとともに、施工時リスク管理の観点からも有用であることを示唆する。さらに、確率個別要素法は消波ブロック被覆工の変形モードをも合理的に解析することができ、変形モードを必要とする信頼性設計に寄与するものと考えられる。この信頼性設計については次章で詳述する。

参考文献

- 1) 星谷勝 (1984): 確率論手法による構造解析, 鹿島出版会, pp. 1-144.
- 2) 星谷勝, 石井清 (1988): 構造物の信頼性設計法, 鹿島出版会, pp. 1-6.
- 3) Van der Meer (1988): Rock slopes and gravel beaches under wave attack, Delft Hydraulics Communication, No. 396, pp. 1-144.
- 4) Van der Meer (1988): Deterministic and probabilistic design of breakwater armor layers, ASCE, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 114, No. 1, January, pp. 66-80.
- 5) 荒木進歩 (2000) : 断面変形に伴う水理機能変化と動的応答を考慮した捨石構造物の設計に関する研究, 大阪大学博士論文, pp. 1-122.
- 6) 伊藤一教, 東江隆夫, 勝井秀博 (2000) : DEM法とVOF法を用いた粒状体構造物の破壊シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 746-750.
- 7) 伊藤一教, 樋口雄一, 東江隆夫, 勝井秀博 (2002) : 確率理論に基づく個別要素法の拡張, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 771-775.
- 8) 伊藤一教, 東江隆夫, 勝井秀博 (2003) : 被覆石の被災率に対する確率個別要素法の適用性 : 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 706-710.
- 9) 伊藤一教, 安田孝志 (2004) : 確率個別要素法の開発とその応用—捨石構造物を対象とした信頼性設計の試み—, 土木学会論文集 No. 768/II-68, pp.
- 10) Ang. A. H-S, W. H. Tang : 土木・建築のための確率・統計の応用, 伊藤学・亀田弘行・黒田勝彦・藤野陽三共訳, 丸善, pp. 297-350, 1988.
- 11) Ang. A. H-S, W. H. Tang : 土木・建築のための確率・統計の基礎, 伊藤学・亀田弘行訳, 丸善, p. 195, 1977.
- 12) 中桐滋, 久田俊明 (1985) : 確率有限要素法入門, 培風館, p309.
- 13) 伯野元彦 (1997) : 破壊のシミュレーション, 森北出版, p230.
- 14) 沿岸開発技術研究センター編 (2001) : 数値波動水路 (CAADMAS-SURF) の研究・開発, 沿岸開発技術ライブラリー, No. 12, p296.
- 15) 松本朗, 高橋重雄 (2001) : 流速場に基づく混成堤マウンド被覆材の高度設計, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 911-915.
- 16) Alger. G. R, D. B. Simons (1968) : Fall velocity of irregular shaped particles, Journal of the hydraulic division. Proc. of A. S. C. E, pp. 721-737.
- 17) Pierre Daniel (1954) : TETRAPODS, Proceedings of 4th Conference on Coastal Engineering, pp. 390-398.
- 18) 鹿島遼一, 榊山勉, 松山昌史, 関本恒浩, 京谷修 (1992) : 安定限界を超える波浪に対する消波工の変形と防波機能の変化について : 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 671-675.

4. 確率個別要素法を用いた信頼性設計

4. 1 概説

信頼性設計手法は性能設計を実現する有力手法であり、モンテカルロ法による高度設計手法が提案されている¹⁾。また、Van der Meer²⁾は被覆ブロックを対象に一次近似法を用いた信頼性解析を実施している。

消波堤を例にとると、実務では断面形状やブロックサイズ等の組み合わせを多様に変化させて、要求性能を満足する経済的な断面を追求する。そのため、簡便な信頼性設計手法が求められる。性能設計の観点から消波堤の性能を考える場合、要求される性能のひとつは防波堤背後の静穏度の確保である。ゆえに、越波伝達波に直接影響を与える消波ブロックの断面変化形状を確率的に評価する必要がある。しかし、確率的にブロックの安定性を論じた研究は Van der Meer²⁾に代表されるように、被災率や被災度という量的な確率的評価に留まっており、断面変化形状に言及できるレベルには至っていない。なぜなら、断面変化形状に言及するためには断面変形モードを特定する必要があるが、3.5(3)において述べたように断面変化形状は対象とする構造物の断面形状や波浪などの海象条件に依存するため、構造物毎に断面変化モードを検討することは極めて煩雑であるからである。従来、断面変形モードを検討するには水理模型実験によるしかなかったが、前章で示したように確率個別要素法によれば効率的かつ確率的に構造物毎の断面変化モード³⁾を検討できるようになった。

そこで、消波堤のブロック安定性を対象に、被災度、破壊確率および断面変化形状を関連付けた信頼性設計手法を提案する。ここで提案する手法は、Van der Meer²⁾の方法に断面変化形状を付加した点に特徴があるだけでなく、煩雑であった断面変化モードの算定を確率個別要素法が容易にしたことによる発展的成果である。また、断面変化形状を信頼性設計に取り込む利点は、維持管理やLCCの計画・算定の精度向上に直結することである。

まず、4.2において被災度と破壊確率を対象に信頼性手法に用いる性能関数を定式化する。ついで、4.3において信頼性設計手法の適用性とその問題点について言及する。最後に、信頼性設計における問題点を克服する方法を4.4にて提案する。

4.2 信頼性手法に基づく定式化

ここでは、図-3.21 に示す消波ブロック被覆工を対象にした信頼瀬設計手法を展開するため、性能関数の定義とその解析方法を示す。

基礎式は消波ブロックの安定性評価式として用いられる式(4.1)のハドソン式とし、消波ブロックの安定数には式(4.2)の高橋ら¹⁾が提案するものを用いる。

$$W = \frac{\gamma_r H^3}{N_s^3 (S_r - 1)^3} \quad (4.1)$$

$$N_s = C_H \left[a (N_0 / N^{0.5})^{0.2} + b \right] \quad (4.2)$$

ここで、 W はブロックの所要質量、 γ_r はブロックの空中単位体積重量、 S_r はブロックの海水に対する比重、 N_s は安定数、 H は設計に用いる波高である。そして、 C_H は碎波の影響を表す係数、 a 、 b は消波ブロックの種類（形状）や斜面勾配ごとに決まる定数、 N_0 は被災度、 N は作用波数である。被災度とは消波ブロックの代表幅当たりに不安定（被災）と判断されるブロックの個数である。

性能関数 Z は式(4.1)と式(4.2)より式(4.3)として定義する。ただし、 F_s は期待値0の確率変数である。性能関数 Z は式(4.1)に基づくため、式(4.1)の左辺が右辺より大きい場合には $Z > 0$ の状態となり安全状態を表し、その逆の場合には $Z < 0$ の状態となり破壊状態を表す。ゆえに、 Z の右辺第1項は抵抗を、右辺第2項は荷重を意味する。

$$Z = WC_H^3 \left[a (N_0 / N^{0.5})^{0.2} + b \right]^3 (S_r - 1)^3 - \gamma_r [H(1 + F_s)]^3 \quad (4.3)$$

確率変数としては C_H 、 a 、 b 、 N および F_s とし、ここでは便宜的に全て正規確率変数とする。信頼性指標 β は、式(4.4)で定義され、 $\mu(\cdot)$ は平均値を、 $\sigma(\cdot)$ は標準偏差を表す。

$$\beta = \mu(Z) / \sigma(Z) \quad (4.4)$$

仮に、性能関数を $Z=g(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots)$ とし、各確率変数 x_i を $x'_i=(x_i-\mu(x_i))/\sigma(x_i)$ のように正規化すると、 β の値は各 x'_i の原点から性能関数で規定される面までの距離を表す。例として2つの確率変数 x_1, x_2 を考えると、性能関数と β の関係を図-4.1 のように概説できる。

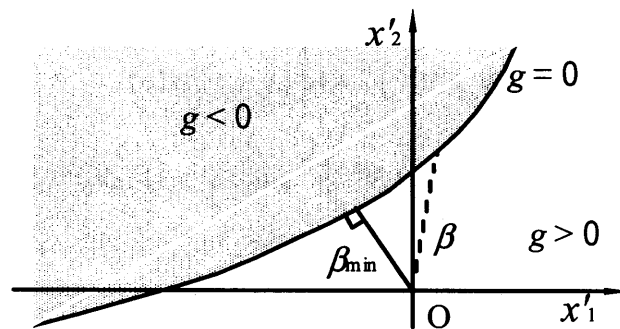


図-4.1 性能関数と β の関係

今、 $g > 0$ となる領域は抵抗力荷重を上回るため安全な領域となり、 $g < 0$ となる領域は抵抗が荷重を下回るため不安全な領域（破壊領域）となる。ここでの破壊とは $g < 0$ となる状態、つまり、抵抗が荷重を下回る状態である。 $g=0$ の曲線は破壊の境界を示し、ここで示した β や β_{min} は原点 O から $g=0$ までの距離である。一般に $g=0$ を与える確率変数の組み合わせを破壊点あるいは設計点といい、 β が最小となる β_{min} が最も破壊しやすい状態を表す。ゆえに、信頼性設計においては破壊点における β_{min} を算定する必要がある。

β の計算には、性能関数の定義によらず不偏的な信頼性指標 β を算出できる AFOSM⁴⁾ (Advanced First Order Second Moment method) を用い、Rackwitz の方法⁵⁾ で解析する。 β_{min} の計算手順を以下に要約する。ただし、各確率変数について同様の計算を行う

場合には、表記を簡単にするため C_H , a , b , N および F_s を x_1 , x_2 , x_3 , x_4 および x_5 としてそれぞれ表記し、' を付した変数は正規化変数を示すものとする。

① 正規化変数 x_i の初期値を仮定し、式(4.5)を求める。

$$x_i' = (x_i - \mu(x_i)) / \sigma(x_i) \quad (4.5)$$

② x_i' に対する Z の微係数を式(4.6)～式(4.10)によって計算する。

$$\frac{\partial Z}{\partial C_H} = 3WC_H^2 \left[a(N_0 / N^{0.5})^{0.2} + b \right]^3 (S_r - 1)^3 \sigma(C_H) \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial a} = 3WC_H^3 \left[a(N_0 / N^{0.5})^{0.2} + b \right]^2 (S_r - 1)^3 (N_0 / N^{0.5})^{0.2} \sigma(a) \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial b} = 3WC_H^3 \left[a(N_0 / N^{0.5})^{0.2} + b \right] (S_r - 1)^3 \sigma(b) \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial N} = -0.3WC_H^3 \left[a(N_0 / N^{0.5})^{0.2} + b \right]^2 (S_r - 1)^3 a N_0^{0.2} / N^{1.1} \sigma(N) \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial F_s} = -3\gamma_r H^3 (1 + F_s)^2 \sigma(F_s) \quad (4.10)$$

③ 微係数を用いて、各確率変数 x_i' に対する α_i を式(4.11)で計算する。

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial Z}{\partial x_i'} \right) / \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial Z}{\partial x_i'} \right)^2} \quad (4.11)$$

④ 式(4.12)の x_i を性能関 Z に代入し、 $Z=0$ に対する β を求める。

$$x_i = \mu(x_i) - \alpha_i \sigma(x_i) \beta \quad (4.12)$$

⑤ ④で求めた β を用いて $x_i' = -\alpha_i \beta$ を求める。

⑥ ②から⑤までを β が収束するまで繰り返す。

4.3 適用性の検討と問題点

(1) 適用性の検討

4.2に示したAFOSMの適用性を検討するため、まず性能関数 Z の確率密度関数について考察する。性能関数 $Z = g(x_1, x_2, \dots, x_i)$ の確率密度関数 $f_Z(Z)$ は、確率変数 x_1, x_2, \dots, x_i

が独立である場合には式(4.13)となる⁴⁾。

$$f_z(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} f_{x_1}(g^{-1}) \left| \frac{\partial g^{-1}}{\partial z} \right| f_{x_2}(x_2) \cdots f_{x_n}(x_n) dx_2 \cdots dx_n \quad (4.13)$$

式(4.3)に示した性能関数に対して逆関数 g^{-1} を式(4.14)で定義すると、確率密度関数 $f_z(Z)$ が式(4.15)となる。

$$g^{-1} = g^{-1}(z, x_2, \dots, x_5) = \left\{ \frac{Z + \gamma_r [H(1 + x_5)]^3}{W [x_2 (N_0 / x_3^{0.5})^{0.2} + x_4]^3 (S_r - 1)^3} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (4.14)$$

$$f_z(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{x_1} \cdots \sigma_{x_5} (\sqrt{2\pi})^5} \exp[AA] BB \{CC\}^{\frac{2}{3}} dx_2 \cdots dx_5 \quad (4.15)$$

$$AA = -\frac{1}{2} \left[\left(DD^{\frac{1}{3}} - \frac{\mu_{x_1}}{\sigma_{x_1}} \right)^2 - \left(\frac{x_2 - \mu_{x_2}}{\sigma_{x_2}} \right)^2 \cdots - \left(\frac{x_5 - \mu_{x_5}}{\sigma_{x_5}} \right)^2 \right] \quad (4.16)$$

$$BB = \left\{ 3W [x_2 (N_0 / x_3^{0.5})^{0.2} + x_4]^3 (S_r - 1)^3 \right\}^{-1} \quad (4.17)$$

$$CC = \frac{Z + \gamma_r [H(1 + x_5)]^3}{W [x_2 (N_0 / x_3^{0.5})^{0.2} + x_4]^3 (S_r - 1)^3} \quad (4.18)$$

$$DD = \frac{Z + \gamma_r [H(1 + x_5)]^3}{\sigma_{x_1}^3 W [x_2 (N_0 / x_3^{0.5})^{0.2} + x_4]^3 (S_r - 1)^3} \quad (4.19)$$

AFOSM の適用性の検討は、 β から算定した破壊確率 p_f と式(4.15)を $Z < 0$ で数値積分 (以下、数値計算と記す) した破壊確率 p_f を比較して行った。ただし、この数値積分は計算量が膨大となるため実用的ではない。AFOSM の破壊確率 p_f の算定には Z が正規分布に従うと仮定し、 $p_f = 1 - \Phi(\beta)$ で算定した。 $\Phi(\cdot)$ は標準正規確率密度関数である。

表-4.1 は検討に用いた各変数の条件を示す。消波ブロックの質量 W は、被災度 N_0 を 0.3 とした場合に式(4.1)から算定される値が 63.3t であることから 65t とした。

表-4.1 変数の設定値

	期待値	標準偏差[S.D.]	変動係数[C.V.]	確率分布
C_H	1	0.025, 0.05 , 0.1, 0.15	0.025, 0.05 , 0.1, 0.15	正規分布
a	2.32	0.058, 0.116 , 0.232	0.025, 0.05 , 0.1	正規分布
b	1.33	0.033, 0.067. 0.133	0.025, 0.05 , 0.1	正規分布
N	3000	600	0.2	正規分布
F_s	0	0.25m	—	正規分布
S_r	2.23	—	—	—
γr	2.3t/m ³	—	—	—
H	8m	—	—	—
W	65t	—	—	—

図-4.2 は N_0 を変化させて算出した破壊確率を比較した図である。AFOSM と数値計算との差異は小さく、本検討範囲で AFOSM は破壊確率の算定に適用性を有すると判断される。また、この結果は Z に対する正規分布の仮定が妥当であることを示唆している。

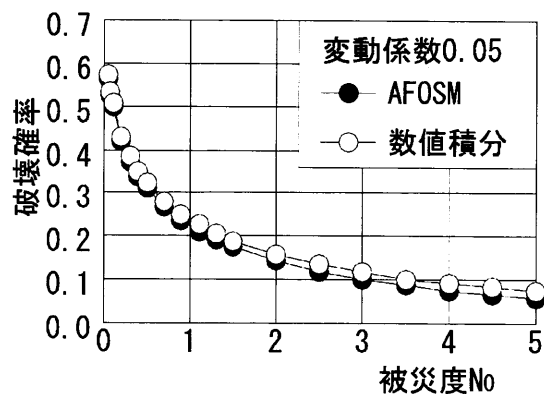


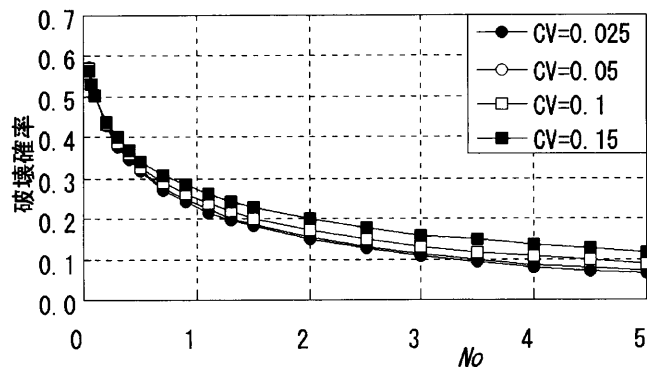
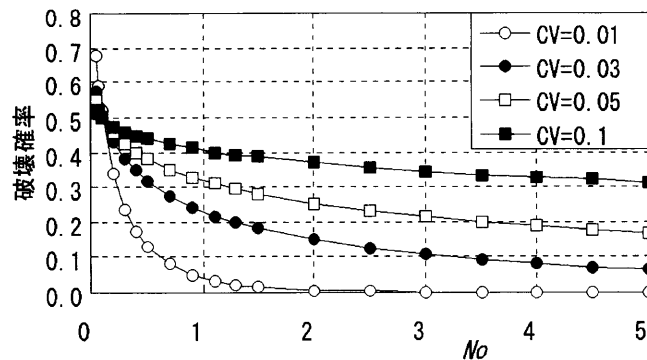
図-4.2 AFOSM と数値計算による破壊確率の比較

(2) 確率変数が破壊確率に及ぼす影響と問題点

確率変数の不確定性(ばらつき)が破壊確率に影響を及ぼすことは容易に推測される。よって、確率変数の不確定性が破壊確率に影響を及ぼす影響を考察する。

ハドソン式において、波高や安定数は3乗で評価されるため、それらの不確定性が破壊確率に与える影響は大きいと考えられる。そこで、波高の不確定性を表す F_s と碎波の影響を表す C_H の変動係数が破壊確率に与える影響に着目し検討する。

図-4.3(a)は、碎波の影響を表す C_H の変動係数のみを変化させ、それ以外の確率変数の変動係数を固定したときの破壊確率を比較した図である。(b)は F_s の標準偏差のみを変化させて波高の変動係数を変化させた結果である。ここで、変動係数を固定した変数には、表-4.1 に示した各確率変数の最も小さな変動係数あるいは標準偏差を採用した。(a)の C_H の場合には、変動係数が0.025から0.15へ6倍大きくなっても破壊確率は5%程度の増加に留まる。しかし、(b)の波高の場合には、変動係数0.03が0.05になるだけで破壊確率がおよそ10%増加する。今、波高を8mに対して変動係数が0.03の場合には標準偏差0.24m、0.05の場合には標準偏差0.4mである。波高8mに対する標準偏差0.24mから0.4m程度のばらつきは、設計波を決定する際に波浪推算や波浪変形計算などの過程で発生しうると思われる。ゆえに、波高に対する変動性を明らかにすることは、信頼性設計を進める上での重要な課題と言える。

(a) C_H の変動係数が破壊確率に及ぼす影響

(b) 波高の変動係数が破壊確率に及ぼす影響

図-4.2 確率変数の不確実性が破壊確率に及ぼす影響

さて、ここまでは破壊確率と被災度 N_0 の関係が議論されてきた。しかし被災度は、単位幅当たりに不安定と判定されたブロックの個数であり、被災断面形状を特定するものではない。越波に着目した性能設計の立場からは、例えば破壊確率が高くとも被災断面形状が越波伝達波を増加させない形状ならば要求性能を満足する。つまり、具体的な被災断面形状と破壊確率の関係を評価することが、性能設計を具現化するために必要である。そこで、次節以降で断面変化形状の算定法と被災断面形状と破壊確率の関係について述べる。

4.4 消波堤を対象にした信頼性設計の試算

消波堤の要求性能として越波伝達波を規定し、消波ブロック被覆工の性能評価をする場合、供用期間中にどの程度の断面変化が、どの程度の割合で発生するかを把握する必要がある。そこで、AFOSMと変形モード関数を組み合わせ、供用期間、被災規模および破壊確率を評価する方法を示す。

供用 X 年間に被災度 N_0 が発生する確率 $p(Z<0;X)$ は、一年間に N_0 が発生する確率 $p_f(Z<0;1)$ を用いて式(4.20)で算出できる。

$$p(Z < 0; X) = 1 - (1 - p_f[Z < 0; 1])^X \quad (4.20)$$

ここで、 $p_f(Z<0;1)$ は前述のAFOSMで算出される破壊確率と一致する。

次に、被災度 N_0 は単位幅当たりに不安定と判定された消波ブロックの個数であるから、変形断面積は N_0 に消波ブロックの断面積を乗算することで算定できる。そして、断面変形形状は図-4.3のa, b, cで囲まれる面積が変形断面積と等しくなるように決定する。この曲線bcに、3.5.(3)において確率個別要素法で算定した変形モード関数(式(3.49))を適用すれば、天端侵食幅 ξ (断面の変形形状を代表するパラメータ)が一義的にきまる。

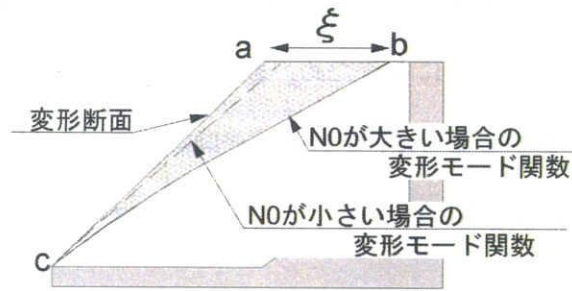


図-4.3 変形断面形状と変形モード関数の関係

図-4.4 は、式(4.20)を用いて算定した $p(Z<0;X)$ と式(3.47)の変形モード関数を用いて N_0 と ξ を関連付けた図である。

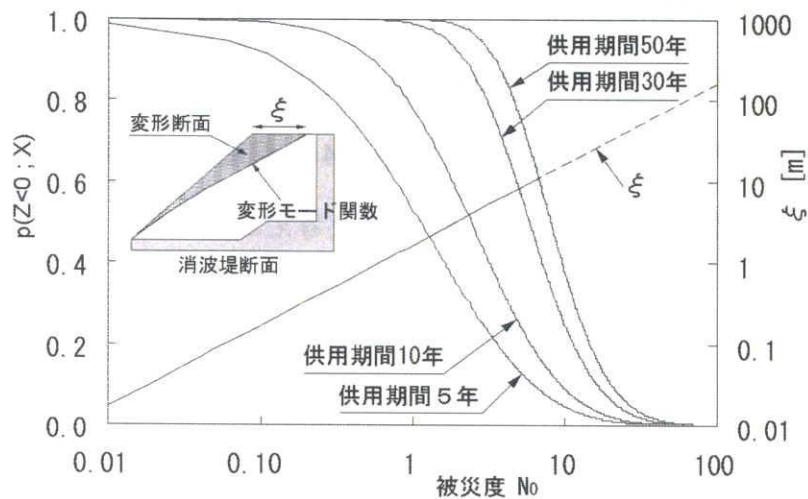


図-4.4 断面変形を考慮した破壊確率の算定図

$p_f(Z<0;1)$ の算定には表-4.1 の条件を用い、 C_H 、 a 、 b の変動係数を 0.05、 N および F_s の標準偏差を 600 と 0.25 とした。対象断面は図-3.21 としたので W については 80t として試算した。図中の ξ が 10 以上については、 ξ が天端幅を上回るので点線で示した。この図で $N_0=1$ 、供用期間 5 年に着目すると、破壊確率は 0.53 と読み取れ、 $N_0=1$ に対応する ξ は 1.6 m となる。この $\xi=1.6$ m は消波ブロックの代表長 5m の 30% 程度と小さくないが、変形モード関数が Z に対して 2 乗で効くので、断面変形（不安定と判定される

ブロックの範囲)は法肩に集中する。 $\xi > 5\text{m}$ となるような場合を想定すると、法肩部で消波ブロック一個分が不安定になるため、断面変形の範囲は大きい。この図-4.4を用いて越波伝達波を照査するならば、変形モード関数のラインは不安定な消波ブロックの境界線となるので、変形断面のハッチング面積は欠損すると考えて照査することになる。

断面変化形状を考慮した本手法は、変形モード関数を個別の構造物断面毎に評価できる利点を持つち、維持管理あるいはLCCを検討するうえで有用である。なぜならば、ある共用期間と破壊確率を仮定したときの欠損断面が決定できるので、その共用期間中に断面復旧に必要な消波ブロック数を算定できるだけでなく、復旧の施工方法まで見積もることができ、維持管理あるいはLCCの計画精度が向上するからである。しかし、本論で用いた変形モード関数は定性的なレベルに留まり、変形モード関数の妥当性については更なる検討が必要である。また、本章で要求性能は越波伝達波としているので本来ならば、断面変形形状と越波伝達波の関係も図-4.4に記載されるべきであるが、断面変形形状と越波伝達波に関する検討は今後の課題と考える。

4. 5 まとめ

従来、消波ブロックの安定性に関する信頼性設計の研究は、被災率や被災度という量的な確率的評価に留まっており、断面変化形状に言及できるレベルには至っていない。これは、断面変化形状に言及するためには断面変形モードを算定する必要があるが、断面変形モードの算定が容易ではなかったからである。しかし、確率個別要素法の開発によって断面変形モードが効率的・確率的に算定可能になった。そこで、本章では消波堤のブロック安定性を対象に、被災度と破壊確率の関係に加えて、断面変化形状まで評価する手法を検討した。

本章で得られた結論と今後の課題を以下にまとめる。

- 1) ハドソン式に AFOSM を適用する近似解法は、本論の検討範囲内で破壊確率の算定に適用性を有する。
- 2) 破壊確率に及ぼす波高の不確定性の影響は、安定数の不確定性が及ぼす影響より格段に大きい。
- 3) 本手法は個々の構造物毎に固有の変形モード関数を用いて破壊確率と断面変化形状を評価するものである。ゆえに、ある共用期間と破壊確率を仮定したときの欠損断面が決定できるので、その共用期間中の断面復旧に必要な消波ブロック数と復旧の施工方法まで見積もることができる。したがって、維持管理あるいは LCC の計画精度が向上するため本手法には有用性がある。
- 4) 変形モード関数の妥当性は定性的なレベルに留まっており、この点の検証が今後の課題として残った。

以上、消波堤のブロック安定性を対象に、被災度、破壊確率および断面変化形状を関連付けた信頼性設計手法が確率個別要素法を用いることで可能になることを示した。本手法は、性能設計を具現化する一つの手法であり、確率個別要素法の発展的利用方法を示すものであるが、妥当性の検証については定性的であり、この点に関しては今後の課題と考える。また、本章では消波ブロック被覆工の要求性能として越波伝達波を取り上げたので、越波に関わる断面変形形状と被災度および破壊確率を関連付ける手法を提案したが、性能

設計を完結させる意味においては、さらに越波伝達波の関係まで考慮しなければ最終的な照査に到達しない。つまり、性能設計を具現化するためには、要求性能に関わるすべての事象を抽出し、それらの相互関係が直列的か並列的かを明確化し、事象の相互関係を考慮した照査が必要になる。特に直列的な事象の照査においては、各事象の相互関係を考慮することが必須であり、性能設計を具現化するためには各事象の相互関係を明らかにする更なる研究が必要になると考える。

参考文献

- 1) 高橋重雄・半沢稔・佐藤弘和・五明美智雄・下迫健一郎・寺内潔・高山知司・谷本勝利(1998): 期待被災度を考慮した消波ブロックの安定重量, 港湾技術研究所報告, 第37巻, 第1号, pp.3-32.
- 2) Van der meer(1988): Deterministic and probabilistic design of breakwater armor layers, ASCE, Journal of waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 114, No. 1, January, pp. 66-80.
- 3) 伊藤 一教, 東江 隆夫 (2004): 消波ブロックの安定性に対して断面変化形状を考慮した信頼性設計手法, 海岸工学論文集, 第51巻, pp.861-865.
- 4) 伊藤学・亀田弘行訳(1977): 土木・建築のための確率・統計の基礎, 丸善株式会社, p. 188, p. 195.
- 5) 伊藤学・亀田弘行・黒田勝彦・藤野陽三訳(1988): 土木・建築のための確率・統計の応用, 丸善株式会社, pp. 383-384.

5. 結語

本研究では、海域構造物の設計・施工に関わる技術として現在求められる技術を議論し、それが大変形解析手法と、それに基づく確率的性能照査手法であることを導いた。これらの技術を最も必要とする海域構造物を、非連続体という構造形式、構成材料が不確定性を有すること、および海域構造物の主構造体あるいは副構造体として多用されるという理由から、捨石構造物とした。そして、捨石構造物を対象にした大変形解析手法の開発と、それに基づく確率的性能照査手法の開発を目的とした。

本研究の成果を各章毎に総括する。

第2章では捨石構造物に作用する波浪の変形解析と、非連続体構造物である捨石構造物の変形解析を連成させた決定論に基づく手法を開発した。具体的には波浪変形解析手法として数値波動水路を、捨石構造物の変形解析に個別要素法を用いた連成解析手法である。この手法は、これまで水理模型実験で検討されて来た捨石構造物の大変形問題を数値解析で取り扱うことを可能にしたものであり、水理模型実験で懸念される縮尺の影響や、空間的なデータの取得や変形過程を詳細に検討することが難しいという課題を解決した点に工学的価値を見出すことができる。また、安全性、経済性に対して最適な構造物を追求する設計において、多様な断面形状や材料の影響を効率的に評価できる数値解析の利点には、実務の観点から有用性がある。しかしながら、この有用性は確率的評価を必要としない設計体系の枠組みの範囲内で成り立つ結論であるため、確率的評価を必要とする設計体系にも適用できる手法を第3章で開発した。

第3章では、上述の大変形解析手法を確率理論により拡張した確率個別要素法を開発した。本手法は構造物の破壊確率を微小変形から大変形まで全ての捨石要素に対して算定できる点に特徴があり、大変形解析と確率評価を両立させた点は従来にない独自の手法である。本手法の工学的価値は、決定論的手法では解決できない確率的評価を可能にするだけでなく、破壊確率の空間的な分布を個々の要素について評価できる点にある。このことは、捨石構造物の不安定な個所の明確化、不安定個所と周辺個所との相対的な

安定性の比較を可能にし、設計の見直しや対策あるいはリスク管理を容易にすることを意味する。つまり、確率個別要素法は要素すべてに対して性能を評価できるため、性能設計という高度な設計にも対応できる手法であるとともに、施工時のリスク管理にも貢献するものである。さらに、消波ブロック被覆工を対象として、確率個別要素法の開発によって断面変形モードが効率的かつ確率的に算定可能になることを示した。信頼性設計を実施する場合、断面変形モードを必要とするが、構造物の断面変形モードは構造形式と海象条件に依存するため、水理模型実験で決定する場合は非常に煩雑である。しかし、確率個別要素法ならばその煩雑さを克服することができる。しかしながら、断面変形モードの検証は定性的なレベルに留まったため、さらなる検討が課題としてのこった。

第4章では、第3章で検討した消波ブロック被覆工の断面変形モードを活用し、破壊確率と断面変化形状を評価する信頼性設計法を提案した。本手法は個々の構造物毎に固有の変形モード関数を用いて破壊確率と断面変化形状を評価するものであるため、変形量、共用期間および破壊確率と関係づけたこの結果は、維持管理あるいはライフサイクルコストを検討する上で有用である。なぜならば、ある共用期間と破壊確率を仮定したときの断面変形量が決定できるので、その共用期間中に断面復旧に必要な消波ブロック数を算定できるだけでなく、欠損断面が決定できるので復旧の施工方法まで見積もることができ、維持管理あるいはライフサイクルコストの計画精度が向上するからである。

以上、捨石構造物の大変形解析手法とその確率的評価手法である確率個別要素法を開発した。これらの解析手法は、性能設計を具現化する第一歩になるだけでなく、施工時のリスク管理を支援するものとする。しかし、性能設計を具現化するためには、要求性能に関わる全ての事象を抽出し、それらの相互関係が直列的か並列的かを明確化し、事象の相互関係を考慮した照査が必要になる。特に直列的な事象の照査においては、各事象の相互関係を考慮することが必須であり、性能設計を具現化するためには各事象の相互関係を明らかにする更なる研究が必要になると考える。

謝辞

本研究を進めるにあたり、終始ご指導ご鞭撻をいただいた岐阜大学安田孝志教授に心より感謝いたします。安田教授には著者が海岸工学を学び始めてから現在に至るまでの長きにわたり、「一寸先は光」という言葉で励ましていただきました。この言葉は、社会人としてだけでなく人間として成長する上での教訓になっています。また、岐阜大学篠田成郎教授には著者が岐阜大学工学部・大学院在籍中に大変お世話になっただけでなく、本論文の審査をしていただきました。改めて謝意を表します。さらに、岐阜大学藤田裕一郎教授には、丁寧に本論を審査していただき、心より感謝いたします。

本論の主題である構造物の変形問題は、著者が大成建設(株)東京支店にて新海面処分場建設工事に従事していたときに考えたものです。大成建設(株)技術研究所にて会社人生をスタートさせた著者に、現場勤務という貴重な経験を与えてくださった勝井秀博博士に、感謝いたします。入社以来、公私共に直接ご指導していただいた東江隆夫氏には、いくら感謝の言葉を尽くしても足りないほど感謝しております。そして、上野成三氏をはじめ大成建設(株)技術センター海洋水理チームの皆様には、本論文をまとめるにあたり多大なるご協力をいただきました。心より敬意を表します。さらに、大成サービス(株)安西真樹氏、タックコンサル野口隆光氏、岡見設計事務所岡見ゆり女氏には、実験や計算という面で多大なるご協力をいただきました。ここに記して敬意を表します。

最後に、本論文をまとめるにあたり、常に支援をしてくれた妻涼子に謝意を表します。