

礫材の凹凸効果を考慮した集合体要素個別要素法の
土石流および砂防堰堤抵抗解析への応用

防衛大学校理工学研究科後期課程

装備・基盤工学系専攻 防災工学教育研究分野

堀口 俊行

平成27年3月

礫材の凹凸効果を考慮した集合体要素個別要素法の 土石流および砂防堰堤抵抗解析への応用

堀 口 俊 行

研究成果の概要

我が国の土石流災害は、短時間かつ局地的な集中豪雨の傾向が年々増加しており、平成 26 年では土石流が約 300 件発生している。土石流対策は、30 年余り続けられ発展してきたが、未だに発生原因の抑制や土石流に対する防災は、十分に達成されているとは言い難い。そのため、土石流対策を総合的かつ効果的に行うためには、土石流の実態や特性の理解が必要である。一方、災害を事前に予測し、対策を適切に評価できる技法の開発が求められている。

本研究は、砂防事業において土石流の発生・流下・停止に至る現象の中核となる巨礫の偏析現象に注目し、現地発生礫材の有効活用の観点から礫中詰材の堰堤としての利用について数値解析技法の開発を目指したものである。その際、目的ごとに異なった技法ではなく、共通した技法として個別要素法を用いるものとした。具体的には、礫材の凹凸を考慮した六等球径対称配列集合体要素と、礫と水の混相流を表現する擬水滴要素を提案した。そのうえで、堰堤の強度評価では、礫中詰材の安息角から決定した要素を用いて鋼製枠堰堤のせん断抵抗力を推定した。次に、柔性枠の大型布団籠は鋼材と礫材の相互作用である抵抗力の適用性について検討した。一方、土石流の流動における再現性では、流下中に生起する偏析について検討した。さらに、擬水滴要素を用いて礫と水の混合、流下から停止に至る過程を再現した。これらの適用性を踏まえて、鋼製枠堰堤と土石流における一体解析を行い、堰堤が受ける土石流の衝撃荷重について評価した。

本論文は、9 章で構成され本研究における各章の内容と成果の概要は以下のようになる。

第 1 章「序論」では、我が国における被災事例と対策法および防災における対応やその問題点を整理し、本研究で対象とする砂防堰堤の強度評価と土石流の設計荷重の現状を通して、シミュレーション技法の必要性を明らかにした。また、砂防構造物や土石流に対する既往研究や個別要素法の既往研究を整理し、本研究の目的と本論文の構成について述べた。

第 2 章「六等球径対称配列集合体要素を用いた小礫の安息角解析」では、個別要素法において多用される球形要素を重ねることで形成する集合体要素の基本式を定式化したのち、6 個の球形要素を 1 つの要素として振舞う六等球径対称配列集合体要素を開発した。そのうえで、礫中詰材のせん断抵抗力解析や土石流解析の前段階に行う安息角形成過程の解析を実験と比較し、安息角の実測値を基に、非重複率 β を決定する安息角推定式を提案した。

第 3 章「六等球径対称配列集合体要素を用いた小型単純せん断抵抗力解析」では、事前実験で得られた安息角に対応する非重複率 β を有する集合体要素を礫中詰材要素として用いて、礫中詰材の単純せん断変形実験によるせん断抵抗力～変位関係を解析した。また、礫中詰材を球形要素でモデル化した場合の解析も同時に行い、内部の力学的メカニズムを考察した。よって、矩形枠内の中詰材全体の抵抗力を中詰材の安息角を活用して再現できることを示した。

第 4 章「大型布団籠の準実物大実験の解析」では、10 cm 程度の礫材における安息角実験により決

定した礫中詰材要素を用いて、形状が複雑な階段枠のせん断変形実験および大型布団籠実験で得られたせん断抵抗力～変位関係をシミュレーションした。まず、高さ 1 m 程度の階段枠実験を解析し、せん断抵抗力の適用性を示した。その後、拘束効果が中詰材の局部的抵抗力によって変形する柔性鋼材における大型布団籠の準実物大実験から得られたせん断抵抗力～変位関係を再現することで柔性枠と礫材の一体挙動の抵抗力を推定できることを示した。

第 5 章「回転円筒による混合球形粒子の偏析実験と個別要素法解析」では、従来の実験要領では捉えることが困難であった偏析現象を安定的に生起させて分析するために、回転円筒実験装置を用いて球形で異粒径の混合粒状体を入れて、定速で回転させると円筒内で粒子塊が定位置にとどまりながら、内部では粒状体が複雑に配置変換する定常状態を作り出す定点観測可能な実験法を創案した。これにより、回転円筒内で生起する平衡状態における偏析現象の生起条件について検討した。そのうえで、個別要素法解析の混合粒状体を用いて、偏析における要素間接触力や運動のメカニズムについて考察した。

第 6 章「回転円筒による 2 粒径混合粗粒材の偏析実験と個別要素法解析」では、第 5 章の回転円筒実験装置を用いて、表面凹凸を有する礫材の 2 粒径混合状態における偏析現象の生起条件を検討した。そのために、直線水路実験でも使用される底面粗度を貼り付け、その間隔をパラメータとして粗粒材の運動形態を整理した。なお、比較のためにガラス球の 2 粒径混合状態に対しても底面粗度が偏析現象に与える影響を検討した。そのうえで、個別要素法を用いて表面凹凸の有する偏析現象における運動のメカニズムについて考察した。

第 7 章「底面水抜きスクリーン実験に対する水と礫の分離挙動シミュレーション」では、擬水滴要素を用いた個別要素法を開発し、礫と水の連成解析を行えるように工夫した。そのうえで、底面水抜きスクリーン実験をシミュレーションし、水と礫の分離挙動における土石流の停止機構について検討した。

第 8 章「擬水滴要素個別要素法による堰堤に対する荷重衝撃評価への試み」では、不透過型砂防堰堤と礫中詰材を使用した堰堤に作用する土石流の衝撃荷重を計測し、それぞれの衝撃荷重～時間関係を整理した。その実験結果を基に鋼製枠堰堤と土石流の一体解析し、土石流の衝撃荷重による堰堤に生じるインタラクションについて検討した。

第 9 章「結論」では、本研究で得られた成果を総括し、今後の展望について述べた。

目 次

第1章 序 論

1.1	研究の背景	1
1.2	砂防堰堤の設計法	4
1.2.1	砂防堰堤の安定計算	4
1.2.2	土石流の設計荷重	5
1.3	礫中詰材の抵抗力に関する既往研究	6
1.4	土石流に関する既往研究	7
1.4.1	偏析に関する既往研究	8
1.4.2	停止機構に関する既往研究	10
1.4.3	土石流の衝撃力に関する既往研究	10
1.5	個別要素法に関する既往研究	11
1.6	本研究の目的および本論文の構成	13

第2章 六等球径対称配列集合体要素を用いた小礫の安息角解析

2.1	緒 言	15
2.2	個別要素法の概要	16
2.3	単体要素の解析手法	16
2.3.1	剛体要素の初期条件	16
2.3.2	運動方程式	18
2.3.3	要素間ばね	19
2.3.4	要素間の接触判定	21
2.4	六等球径対称配列集合体要素の解析手法	22
2.4.1	集合体要素の座標系	23
2.4.2	集合体要素の基本情報	24
2.4.3	集合体要素の接触判定	26
2.5	事前実験	27
2.5.1	安息角の定義と計測法	27
2.5.2	実験装置	28
2.5.3	供試体	28
2.5.4	実験方法	28
2.5.5	安息角計測	29
2.5.6	実験ケース	29
2.5.7	実験結果	30
2.6	個別要素法解析	30
2.6.1	礫形状モデル	30
2.6.2	解析ケースおよび解析基本値	31
2.6.3	解析結果	31
2.6.4	解析パラメータの影響	35

2.6.5 安息角推定式	35
2.7 結 言	37

第3章 六等球径対称配列集合体要素を用いた小型単純せん断抵抗力解析

3.1 緒 言	38
3.2 解析手法	38
3.2.1 円柱形要素の基本情報	38
3.2.2 力のつり合い条件	40
3.2.3 円柱形要素との接触判定	40
3.2.4 連結ばねと接触ばね	41
3.3 実験の概要と結果	45
3.3.1 実験要領	45
3.3.2 実験結果の概要	47
3.4 単純せん断解析手法	48
3.4.1 単純せん断枠モデル	48
3.4.2 計算条件	48
3.4.3 礫中詰材要素	49
3.4.4 パッキング	50
3.5 球形要素を用いた解析結果と考察	50
3.5.1 パラメトリックスタディー	50
3.5.2 せん断抵抗力～変位関係	50
3.5.3 球形要素の配列と軌跡	51
3.6 集合体要素を用いた解析結果と考察	52
3.6.1 割栗石の非重複率の決定	52
3.6.2 せん断抵抗力～変位関係	54
3.6.3 要素間摩擦角の影響	55
3.6.4 六等球径対称配列集合体要素の非重複率 β の影響	55
3.7 礫中詰材の抵抗力メカニズムの考察	56
3.7.1 接触力分布と配位数分布	56
3.7.2 要素の再配列と接触力伝達の頑健性	59
3.8 結 言	61

第4章 大型布団竈の準実物大実験の解析

4.1 緒 言	62
4.2 解析法	63
4.3 階段型単純せん断変形実験と解析	63
4.3.1 階段型単純せん断変形実験の概要	63
4.3.2 実験結果	64
4.3.3 礫中詰材要素（階段枠）	65
4.3.4 階段型単純せん断枠モデル	65
4.3.5 解析基本値	65
4.3.6 礫中詰材要素のパッキング	65

4.3.7	せん断抵抗力の解析結果	66
4.3.8	要素間接触力の骨格構造	67
4.4	大型布団箆実験	68
4.4.1	大型布団箆実験の概要	68
4.4.2	せん断抵抗力の設計推定値との比較	69
4.5	大型布団箆解析	70
4.5.1	中詰材要素の決定法(大型布団箆)	70
4.5.2	大型布団箆の解析モデル	72
4.5.3	せん断抵抗～変位関係	73
4.6	結 言	75

第5章 回転円筒による混合球形粒子群の偏析実験と個別要素法解析

5.1	緒 言	76
5.2	実験要領	77
5.2.1	実験装置	77
5.2.2	物理係数との関係	77
5.2.3	スティックスリップ現象	78
5.2.4	流動平衡状態	79
5.2.5	気化状態	79
5.2.6	供試体	80
5.2.7	実験ケース	81
5.3	実験結果と考察	82
5.3.1	単粒子および単粒子群の実験	82
5.3.2	単粒径粒子群の実験	83
5.3.3	2粒径混合実験	83
5.3.4	偏析現象の生起区分	86
5.3.5	大粒径の先頭部集中機構	87
5.4	個別要素法による解析	88
5.4.1	回転円筒の解析モデル	88
5.4.2	単粒径粒子群の解析	89
5.4.3	2粒径混合解析	89
5.4.4	粒子間接触力	92
5.4.5	粒子速度	93
5.5	結 言	94

第6章 回転円筒による2粒径混合粗粒材の偏析実験と個別要素法解析

6.1	緒 言	95
6.2	実験要領	96
6.2.1	実験装置	96
6.2.2	供試体	96
6.2.3	底面粗度	97
6.2.4	実験ケース	97

6.3	実験結果	97
6.3.1	単粒子の実験	97
6.3.2	粒子群実験の分類法	98
6.3.3	単粒径粒子群の実験	100
6.3.4	2 粒径混合実験	101
6.3.5	偏析の生起区分	106
6.3.6	実験の要約	106
6.4	個別要素法解析	106
6.4.1	解析モデル	107
6.4.2	偏析の再現性	108
6.4.3	粒子間の接触力	110
6.4.4	要素群内における粒子の運動	111
6.4.5	粒子の回転自由度が偏析におよぼす影響	112
6.5	結 言	117

第 7 章 底面水抜きスクリーン実験に対する水と礫の分離挙動シミュレーション

7.1	緒 言	118
7.2	擬水滴要素	118
7.2.1	混相流のモデル化	119
7.2.2	質量と体積	119
7.2.3	運動量保存則	120
7.2.4	水圧勾配力	121
7.2.5	内圧	122
7.2.6	減衰と粘性力	123
7.2.7	擬水滴要素以外との連成	123
7.2.8	座標変換と外力ベクトル	124
7.2.9	解析手順	125
7.3	底面水抜きスクリーン実験	126
7.3.1	実験装置の概要	126
7.3.2	実験条件	127
7.3.3	実験結果	127
7.3.4	堰堤部における堆積過程	129
7.4	底面水抜きスクリーンのシミュレーション	129
7.4.1	計算条件	129
7.4.2	清水のみの解析	131
7.4.3	礫混じりの解析	132
7.4.4	堆積過程の解析的検討	132
7.5	結 言	135

第 8 章 擬水滴要素個別要素法による堰堤に対する衝撃荷重評価への試み

8.1	緒 言	136
8.2	実験の概要	136

8.2.1 実験の内容	136
8.2.2 実験結果および考察	138
8.3 解析結果および考察	143
8.3.1 解析モデル	144
8.3.2 解析条件	145
8.3.3 水のみ衝突解析	146
8.3.4 礫混じりの衝突解析	150
8.4 結 言	153

第9章 結 論

9.1 緒 言	154
9.2 本研究の成果	154
9.3 本研究の課題と今後の展望	157
謝 辞	159
参考文献	161
本研究に関連して発表した論文等	171
付録：ブラジルナッツ効果と内部メカニズムに関する DEM 解析	A-1

第1章 序 論

1.1 研究の背景

我が国は、国土の7割以上を山間地で占めており、毎年のように梅雨前線や台風による集中豪雨および短時間かつ局地的な豪雨により、土砂災害が頻発している¹⁾。一方、急峻かつ脆弱な地形が多く、居住地区から公共機関、交通網等の社会基盤が山間地にまで広げざる負えないことから、住民と災害警戒区域とが隣り合わせで生活している地域も多く存在する。具体的には、国土交通省所管における土石流の危険箇所の中でも、5戸以上の人家に被害が発生すると想定される土石流危険渓流²⁾は全国で約18万渓流あり、急傾斜地崩壊危険箇所³⁾は33万箇所にもなる^{4),5)}。

図-1.1は、平成26年から過去20年間における土砂災害の発生件数を示している⁶⁾⁻⁸⁾。土砂災害の年平均件数は、約1000件程度発生している。この発生件数は30年余り変動していない。しかし、土石流災害に着目すると、過去20年間では平均236件であるのに対して、過去5年間（平成21年から平成25年）の発生件数は平均264件であり、増加傾向にある。また、平成26年では死亡者や負傷者を合わせると約130名近く被害が出ており、長期にわたって対策を講じているにもかかわらず、土石流対策のための発生原因の抑制や土石流に伴う被災要因を低減できていないことを示している。

ここで、土石流対策を研究対象とするにあたって、土石流の特性とその対策法について整理する。まず、土石流の発生要件には、勾配（渓流の河床勾配が約15°以上であること）、材料（土石流を構成するための土砂が山腹や渓流に存在すること）、水（多量の水が渓流に存在すること）が挙げられる^{9),10)}。この条件をもとに国土の特性を眺めると、土石流発生の素因に十分な地域が多く存在している。図-1.2は、1985年から2014

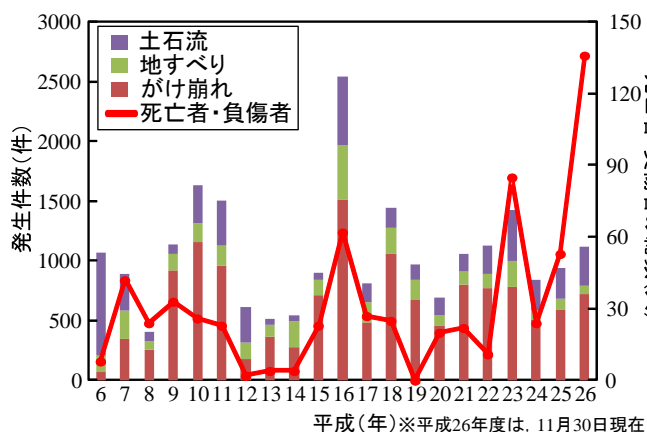
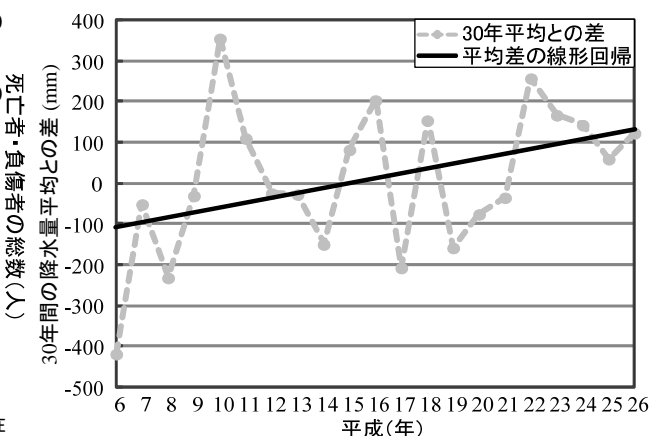
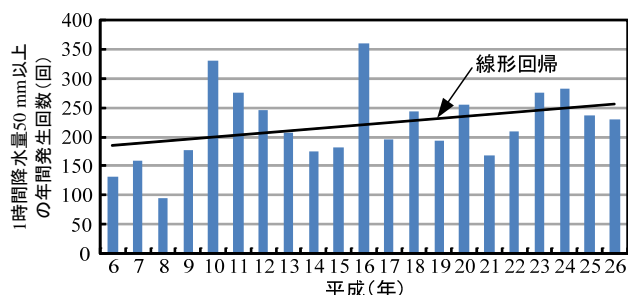
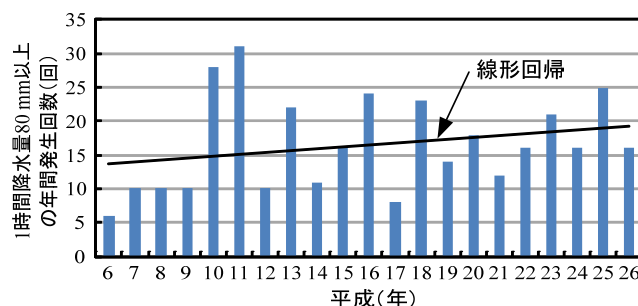
図-1.1 過去20年間の土石流災害発生件数⁶⁾⁻⁸⁾図-1.2 30年間の降水量平均との差¹¹⁾図-1.3 1時間降水量50 mm以上の発生回数¹²⁾図-1.4 1時間降水量80 mm以上の発生回数¹²⁾



写真-1.1 伊豆大島の土石流捕捉 (a) 梨子沢第1砂防堰堤 (b) 梨子沢第2砂防堰堤

写真-1.2 南木曽町の土石流捕捉

年における30年間平均降水量からの差分をプロットしたものである。図中の線形回帰線は、明らかに土石流を発生させる降雨が増加していることを示している¹¹⁾。より詳細には、図-1.3, 4に示すような1時間降水量50 mmもしくは80 mm以上の強い雨や激しい雨の集中豪雨が明瞭に増加している¹²⁾。このように短時間かつ局地的な集中豪雨は、土石流を誘発する原因となる。また、平成25年における土石流の発生要因は、全発生件数が941件に対して、梅雨409件、台風415件であり、梅雨や台風の時期に集中する。これは、雨季の長い期間にわたって災害が発生する可能性があることを示している。

近年の例として、平成25年7月の島根県・山口県豪雨災害では、台風18号によって短時間の集中豪雨により多くの箇所で土砂災害が発生した。最大1時間降水量は、それぞれ島根県で92 mm、山口県で112 mmを計測した。これは総降水量400 mmの大部分が1時間に集中しており、最近の土石流の典型的な傾向を示している¹³⁾。

また、同年10月に発生した台風26号では、東京都大島町において最大1時間降水量が122.5 mm、4時間降水量が800 mmを上回る豪雨に見舞われた。このため、同町の大金沢で流木と軽石を多く含んだ土石流が流下し、多くの住民とその財産が失われた。写真-1.1は、元町地区での透過型堰堤（堆積工）が、流木と土砂の捕捉状況を示している。ここでは、流木が捕捉工を閉塞し、後続流である土砂を捕捉したことがわかる。ただし、この状態は災害を低減しているものの満砂状態となり、捕捉されずに乗り越えた流木や土砂は、堆積工で堆積している。これは、堰堤における低減効果が十分発揮した事例であるが、同時に、土石流はこの流路以外の経路を通過して斜面や溪岸・溪床を侵食しながら流下しており、大島町神達地区・元町地区に災害を引き起こした。これは、対策工接地箇所を選定するための根拠となる土石流の流下形態を予測することや対策後に検討する災害対策処置の難しさを再認識させられるものである^{14), 15)}。

平成26年7月には、長野県南木曽町での土石流が発生し、写真-1.2(a)の梨子沢第1砂防堰堤に点線で示した部材が破壊・流失するような透過型砂防堰堤の破壊事例も発生した。また、破損した鋼製部材は本川である木曽川流域まで流下しており、2次災害の可能性もあった。一方、写真-1.2(b)に示した隣接支川の梨子沢第2砂防堰堤は、礫径2 m以上の巨礫を捕捉し、コンクリートの両袖部を超える高さまで堆積しているが、部材の大破は見られない。つまり、鋼製部や袖部の破損による原因やそのメカニズムを検討する手法が望まれている¹⁶⁾。

さらに、平成26年8月には広島県広島市安佐南区や安佐北区で1～2時間程度で平均年間降水量の20%におよぶ大量の雨を短時間で局地に集中して降らせ、発生した土石流は74名の死者を出している¹⁷⁾。

一方、対策面に目を向けると、土石流による災害防止と軽減のために、砂防行政関係機関によって砂防設備による直接的な対策（ハード対策）と土地利用規制や警戒避難体制（警戒避難基準）の整備といった間接的な対策（ソフト対策）が総合的に展開されている¹⁸⁾。ハード対策とは安全な生活環境を守るために、砂防施設により土砂移動現象の発生を防止することや流下方向を変えることにより災害を防止・軽減する方法で

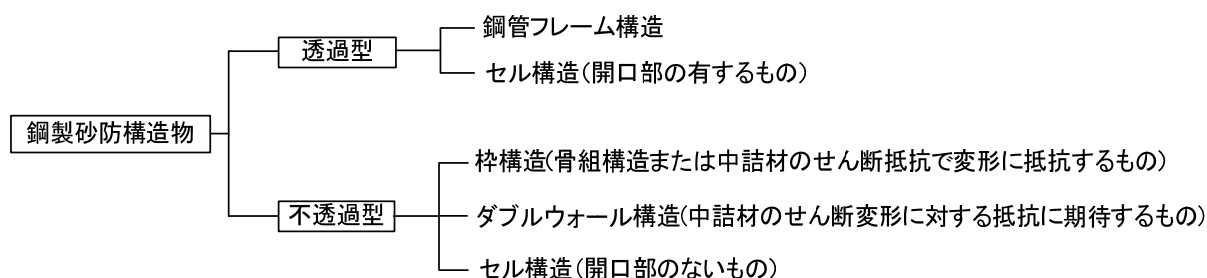


図-1.5 構造型式による分類



(a) 鋼製枠堰堤



(b) 大型布団籠

写真-1.3 礫中詰材の堰堤

ある。一方、ソフト対策とは生活環境の安心を図るために土砂災害危険箇所と区域の周知、情報伝達体制の整備、避難方法や避難場所の周知等における警戒避難体制の整備、災害の防止や被害の軽減および住民に対する共助や自助の意識向上を図るものである。具体的には、人命による被害を防止するため、危険が予想される場合には事前に避難させ、危険区域への居住の規制等を行うものである。

我が国におけるハード対策については、砂防基本計画策定指針（土石流・流木対策）及び同解説¹⁹⁾によって、土石流、土砂および流木による土砂災害を防止するために土石流・流木対策設計技術指針及び同解説²⁰⁾によって、土石流・流木対策施設の設計が行われる。

一方、ソフト対策については平成11年6月29日に発生した広島災害を契機に、翌年5月8日に「土砂災害警戒区域等における土砂災害防止対策の推進に関する法律²¹⁾」（通称「土砂災害防止法」）が公布された。また、「豪雨災害対策のための情報提供の推進について—平成11年梅雨前線豪雨災害の検討より—²²⁾」が公布された。これらを根拠として土砂災害から国民の生命を守るため、土砂災害のおそれのある区域について危険の周知、警戒避難体制の整備、住宅等の新規立地の抑制、既存住宅の移転促進等のソフト対策が推進されることとなった²³⁾。

これらの状況を踏まえて、平成26年の防災白書では、公助および自助・共助による呼び掛けや地域コミュニケーションによる防災活動等による「知る努力」の部分における重要性を示している²⁴⁾。ここでは、ハード対策だけでは膨大な時間と費用が必要となるため、危険性のある区域を明らかにし、その中で警戒避難体制の整備や危険箇所への新規住宅等の立地抑制等のソフト対策を充実させていくことが必要であるとされている²⁵⁾。

また、平成26年からは土砂災害対策の強化に向けた検討会²⁶⁾や国土強靱化基本計画²⁷⁾により、防災に対するガイドラインが確立しつつある。しかし、近年の我が国の財政状況は総じて逼迫しており、加えて東日本大震災の復興等により、砂防事業に対する予算が限られている²⁸⁾。そのため、効率的に砂防事業を運用するとともに安価に設計できる手法や災害を事前にシミュレーションする手法が求められる²⁹⁾。

1.2 砂防堰堤の設計法

図-1.5 に、鋼製砂防構造物の機能および構造型式による分類を示す³⁰⁾。鋼製砂防構造物は、平常時の流出土砂に対する貯留または透過の区分によって、透過型と不透透型に分けられる。写真-1.3 に、本研究で対象とする不透透型砂防堰堤の一つである鋼製枠堰堤と鋼製枠の変形が容易な大型布団籠を示す。本堰堤は、一般的なコンクリートに代えて鋼製枠中に現地発生礫材を詰めて堤体のせん断抵抗力を発揮するものである。また、いずれの構造物も礫中詰材の強度により構造物全体の抵抗力となる。ただし、鋼製枠が変形しないものと変形が容易なものにおける違いや用途の違いはあるが、同様の設計法を基に礫材全体の強度を推定している。

現行設計³⁰⁾の不透透型堰堤の設計法は、基本的にコンクリート砂防堰堤を基礎としている。その設計は、堰堤の高さに応じて荷重系の設定を行ったうえで、堤体を剛体と仮定し、1.2.1 項で述べる設計外力に対する安定計算に基づく設計を行う。なお、鋼製枠堰堤については、1.3 節で後述する堤体のせん断抵抗力の照査を行っている。

1.2.1 砂防堰堤の安定計算

不透透型砂防堰堤の安定性は、土石流・流木対策設計技術指針及び同解説²⁰⁾に基づいて設計される。

(1) 安定計算法

堰堤本体の安定計算は、原則として水通し部および非超越部の2次元断面について行うものとし、重力式堰堤として下記の条件を満足しなければならない。

- ①壁体が転倒しないこと（以下、転倒条件とする。）
- ②堤底と基礎地盤との間または基礎地盤内で滑動しないこと（以下、滑動条件とする。）
- ③基礎地盤に作用する最大荷重強度が地盤の許容支持度以内にあること（以下、支持力条件とする。）

a) 転倒条件

抵抗モーメントと外力による転倒モーメントの比で与えられる安全率が、1.2 以上であることを照査する。ただし、堤体高さ 1.5 m 以上の場合は安全率を 1.5 以上とする。

$$F_{sl} = \frac{M_r}{M_0} \quad (1.1)$$

ここで、 F_{sl} ：転倒条件による安全率、 M_0 ：単位幅あたりの断面に作用する外力による転倒モーメント、 M_r ：単位幅あたりの断面の自重等による抵抗モーメントである。

一方、地盤反力が基礎の全幅に作用するように底面における荷重の作用位置が基礎の核（ミドルサード）内に入るように設計する方法があり、以下の式に示す。

$$d = \frac{B}{2} - \frac{\sum(V \cdot x) - \sum(H \cdot y)}{\sum V} < \frac{B}{6} \quad (1.2)$$

ここで、 d ：底面の合力の偏心量、 B ：堤体の基礎幅、 V ：単位幅あたりの断面に作用する鉛直力、 H ：単位幅あたりの断面に作用する水平力、 x ：鉛直力の作用位置までの距離、 y ：水平力の作用位置まで距離である。

b) 滑動条件

堰堤は、滑動に対して安全でなければならない。堤体と基礎地盤の接触面における滑動に対する安全率は、以下の式で求められ、転倒条件に準ずる大きさを有しなければならない。

表-1.1 不透過型砂防堰堤の設計荷重の組み合わせ³⁰⁾

	平常時	土石流時	洪水時
堰堤高 15 m 未満		静水圧, 堆砂圧 土石流流体力	静水圧
堰堤高 15 m 以上	静水圧, 浮力, 堆砂圧, 地震 地震時慣性力, 地震時働水圧	静水圧, 浮力, 堆砂圧, 土石流流体力	静水圧, 浮力, 堆砂圧

$$F_{s2} = \frac{\mu \cdot \sum V}{\sum H} \quad (1.3)$$

ここで, F_{s2} : 滑動条件による安全率, μ : 摩擦係数.

c) 支持力条件

地盤の支持力に対する安全性は, 基礎底面に生じる最大地盤反力と許容地盤支持力との比較より安全性を次式により照査される.

$$Q_m = \frac{\sum V}{B} \left(1 \pm \frac{6 \cdot d}{B} \right) < Q_a \quad (1.4)$$

ここで, Q_m : 最大地盤支持力, Q_a : 許容地盤支持力.

(2) 設計外力

鋼製砂防構造物設計便覧³⁰⁾において設計に用いる荷重外力は, コンクリート重力式砂防堰堤の場合と同様に自重と静水圧の組み合わせを原則としている. また, 堰堤の高さに応じて, 表-1.1 に示すように荷重を組み合わせるようになっている.

1.2.2 土石流の設計荷重

砂防堰堤に作用する設計外力としては, 自重, 静水圧および堆砂圧等を用いる. その詳細は, 文献 31) に記されており, 他の構造物の剛体安定性照査と同様のものである. ここでは, 土石流の流体力と礫の衝突力について述べる.

(1) 土石流流体力

土石流流体力は, 定常噴流とみなした動水圧に基づき設定されている.

$$F_d = K_h \frac{\gamma}{g} h U^2 \quad (1.5)$$

ここで, F_d : 土石流流体力, ρ : 密度, K_h : 係数 (通常 1.0 を使用する.), γ : 単位体積重量, g : 重力, h_w : 水深, U : 流速である.

(2) 礫衝突力

礫衝突力 P_g は, Hertz の弾性接触理論に基づいており, 静的に接触する 2 つの球体において, 圧縮力と接触距離の間の関係を求めたものである.

これを基に, 現行指針³⁰⁾における礫衝突力算定式は, 次式で与えられている.

$$P_g = \beta_e \cdot n \alpha_b^{\frac{3}{2}} \quad (1.6)$$

$$n = \sqrt{\frac{16 R_A R_B}{9 \pi^2 (K_1 + K_2)^2}} \quad (K_1 = \frac{1 - \nu_1^2}{\pi E_1}, K_2 = \frac{1 - \nu_2^2}{\pi E_2}) \quad (1.7)$$

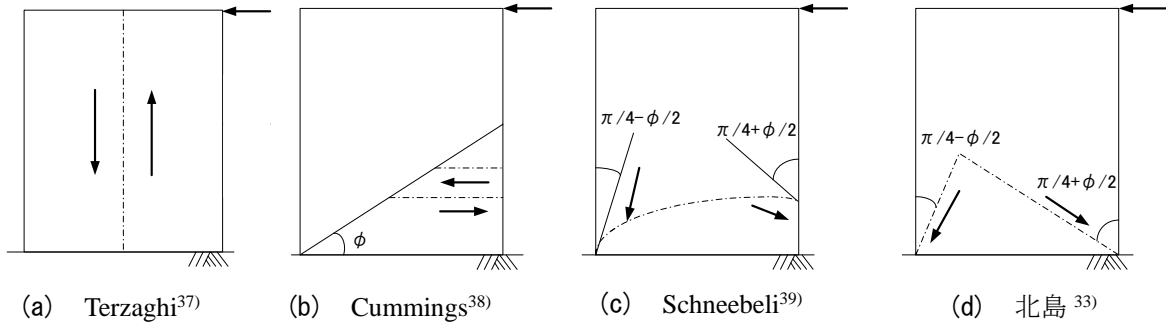


図-1.6 セル構造の変形によるすべり面モデル

$$\alpha_b = \left(\frac{5U^2}{4n_1 n} \right), \quad n_1 = \frac{1}{m_2} \quad (1.8)$$

$$\beta_e = (E+1)^{-0.8}, \quad E = \frac{m_2}{m_1} V_c^2 \quad (1.9)$$

ここで、 R_A, R_B ：礫の半径、 E_1 ：コンクリートが破壊に至る平均的な弾性係数（終局強度変形係数）、 E_2 ：礫の弾性係数（ N/m^2 ）、 ν_1, ν_2 ：コンクリートおよび礫のポアソン比、 m_1, m_2 ：コンクリートおよび礫の質量（ kg ）、 V_c ：礫の衝突速度、 α_b ：接触距離、 β_e ：実験定数である。

なお、終局強度変形係数 E_1 は、礫衝突によりコンクリート表面にへこみが生じるのでコンクリートが破壊に至る平均的な弾性係数としており、コンクリートの弾性係数の約 1/10 を用いる。このように、表面凹凸のない球体で、一つの固体接触のみで考慮していることがわかる。

1.3 礫中詰材の抵抗力に関する既往研究

礫中詰材を用いた砂防堰堤は、鋼製枠と呼ばれる鋼製骨組構造の中に現地発生礫材を中詰材として詰めた構造物である。コンクリート製の礫間で水が抜けにくい不透過型砂防堰堤とは、異なる構造となっており、以下のような利点がある^{30), 32)}。

- ①透水性が良いため地下水位の変動を招きにくいこと
- ②屈撓性が大きく支持地盤の不等沈下に対する追従性能が高いこと
- ③軽量のユニット式鋼材と現地で採取可能な礫材を使って施工するため山間地での施工が可能であること
- ④コンクリートダムに比し、養生期間を要しないため短期施工が可能であること
- ⑤工事に伴い、発生する土砂の産業廃棄物を低減できること

しかし、その強度評価においては、枠形状が複雑なことや現地発生礫材である中詰材の粒径 10～30 cm を有すること等の問題が残されている。具体的な強度評価には、3つの手法を適用区分が未だに不明確なまま用いており、いずれかの手法により設計されている。その第一は、背面にある堆砂圧や水圧などの水平力に対して礫中詰材だけのせん断抵抗力によりダム全体の形状を設計し、部材は中詰材の漏出防止のための構造として設計するものである³³⁾。第二は、水平力に対し鋼製枠だけの抵抗力により設計する。枠内の中詰材は、自重による安定性にのみ寄与するものと見なすものである。第三は、礫中詰材圧の壁面分布モデルを鋼製枠の変形量に対応して与え、あたかも複合構造物として解析する手法である³⁴⁾⁻³⁶⁾。

具体的に適用例を示すと、第一の方法では現地で中詰材全体の抵抗力を現地発生礫材の材質と概略形状をもとに指定されている内部摩擦角を使用して推定する設計となっている。しかし、複雑な枠形状への適用性

など、その信頼性は未検証のままである。次に、第二の方法では中詰材の抵抗力を無視するため不経済な設計となる。第三の方法では、中詰材と鋼製枠の一体挙動における相互作用を考慮できるものの、小規模構造の実験回帰式で中詰材の抵抗力を与えるため、その妥当性の検証が必要である。

このように現行設計³⁰⁾におけるせん断抵抗力の照査に対しては、鋼製枠と中詰材との相互作用を適切に評価した手法が確立されていない。そのため、多くの場合どちらか一方のせん断抵抗力のみを評価した設計か、別々に行った抵抗力評価を足し合わせて設計している。

中詰材の研究背景としては、砂質材料を対象とした Terzaghi³⁷⁾、Cummings³⁸⁾、Schneebeli³⁹⁾や北島³³⁾の研究がある。これらは、セル構造物に用いられる中詰材のせん断抵抗力を算定する手法を変形時のすべり面の仮定に基づき提案している。図-1.6 に、それぞれの研究における変形時のすべり面を示す。中には、10 cm 程度の礫材を用いた強度評価として、Dang ら⁴⁰⁾はピン結合させた木枠に中詰材を詰めて、変形量に対して礫材全体の抵抗値を計測している。なお、鋼製枠堰堤では北島の式³³⁾を用いている。北島³³⁾は、砂質土の中詰材を有する海岸構造物である鋼矢板セルもしくは鋼板セル用の推定式を提案しており、外殻の抵抗力は無視したうえで、中詰材のみの抵抗力を推定した式である。また、外殻形状は矩形に限られるので、鋼製治山ダムのような外殻が変形に伴う抵抗力を有するものと組み合わせて使用できない難点がある。

そこで、伊藤ら³⁵⁾は礫材を用いての矩形枠におけるせん断抵抗力～変位関係を求めたうえで、これを応用して、階段形状の鋼製枠砂防堰堤に用いられる中詰材のせん断抵抗力および壁面に働く中詰材圧の推定式を提案している。この手法は、外殻構造の変形に応じた中詰材圧荷重を求めることによって構造全体のせん断抵抗力～変位関係を求めることができる。よって、鋼製枠と中詰材の相互作用を考慮した簡易推定手法を提案している。しかし、香月ら^{34), 36)}や伊藤ら³⁵⁾の研究は、高さ1 m 程度の小型モデル実験であり、外殻構造が抵抗力を有しない試験法によって行われた実験であるため、実物大への適用性の検証が充分とはいえない。そのため、金子らは^{41), 42)}、高さ3 m の準実物大の鋼製枠を用いて、礫中詰材が有る場合と無い場合の水平載荷重に対するせん断抵抗力の違いを検討した。その結果、礫中詰材を詰めた効果により鋼製骨組全体の5 %程度の抵抗力の増加があり、伊藤ら³⁵⁾の推定法による礫中詰材のせん断抵抗推定が可能であることを検証した。さらに、礫中詰材の特性を踏まえた FEM モデルを用いて解析的な検討を行い、礫中詰材の相互作用による骨組構造の設計への応用について提案をしている。ただし、伊藤ら³⁵⁾や FEM 解析の推定法では、内部摩擦角を用いているが、礫中詰材における内部摩擦角の計測法はないため、実験と一致するようにして決定している。つまり、設計として取り入れるには実用性に欠けている。また、大型布団籠のような枠部分が柔らかいことで中詰材が局部的に大きく変形する構造物の実験結果に適用できないことも確認されている。そのため、礫材全体の強度を推定するために、現場で計測可能なパラメータから設計できる手法が望まれる。

1.4 土石流に関する既往研究

土石流に関する研究については、発生条件、流動特性、堆積過程等の未解明な事項が多く残されている。堀田ら⁴³⁾は、土石流の流動状態の分類として、既往研究を参考に水路実験データを用いて土石流における層流から乱流の遷移について検討している。そこでは、土石流中の水量を示す濃度別の土石流の流下形態を考察しており、礫間に流れる水の影響が流動化に大きく左右することを示している。これは、発生から流動に遷移する過程において、水と礫が混じり合うことで高濃度から低濃度に移行する現象を説明している。また、水山⁴⁴⁾は土石流から掃流に変化する勾配を実験的に考察し、勾配が緩やかになるにつれて流れの形態が変わることで、流路に残された流砂量が増えることを示している。これは、勾配が緩やかになるにつれて、礫や

表-1.2 流れの分類

	速度小	速度大
低濃度		分散タイプ
高濃度	準静タイプ	層状タイプ

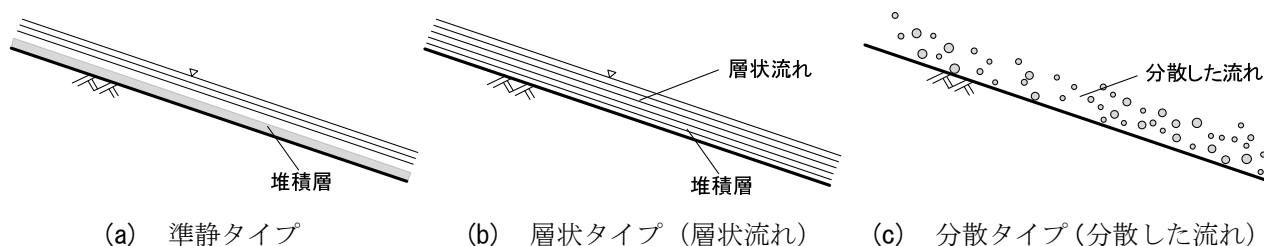


図-1.7 流下形態

土砂が流れにくくなることを示している。このことから、水が先行して流れることで、低濃度から高濃度に遷移することで、堆積しやすくなることが示唆される。すなわち、礫や砂だけが取り残されて水だけが流れる停止機構と同じ現象である。

このように、水分量に対する礫と土砂の変化である濃度に着目した研究が多くあり、伊藤ら⁴⁵⁾は土石流の構成則の中に濃度を評価し、西口ら⁴⁶⁾は細粒土砂の挙動に着目して流下のメカニズムを数値シミュレーションとして表現した研究もある。

また、土石流の流れの形態に直目して分類した研究もある。Savageら⁴⁷⁾や木藤ら⁴⁸⁾は、固液混相流から固気混相流まで様々な流れが含まれるが、もっとも単純な粒子の流れのみに焦点を絞り、高濃度固液混相流を焦点に取り上げている。これより、Savageらの研究⁴⁷⁾を基に示すと、表-1.2に示すように流下形態を大きく3つに分けており、以下のように整理している。

(1) 準静タイプの流れ (図-1.7(a))

静止限界である安息角付近の傾斜角で発生する速度の小さい高濃度の流れである。自由表面は明瞭であるが、底面では粒子が部分的に堆積したりしてその定義が困難である。

(2) 層状タイプの流れ (図-1.7(b))

さらに急な傾斜角で発生する流れで、速度の大きい高濃度の流れである。流れの模様は1)に類似するが、粒子の堆積は見られず、底面も自由表面も明瞭である。

(3) 分散タイプの流れ (図-1.7(c))

極めて急な傾斜角で発生する流れで、速度の大きい低濃度の流れである。粒子は飛躍したりして、激しく分散化している。そのため自由表面が不明瞭である。

これは、木藤らの研究⁴⁸⁾とも比較すると図-1.7の現象と対応しており、勾配によって大きく変化していることを示している。

このため、勾配や流速の影響により土石流の運動形態は大きく影響を受けており、未解明な部分が多くある。中でも、対策構造物において土石流の先端部における現象だけでも解析できれば、基礎的段階として衝撃力の主因となる偏析現象や停止機構の解明につながる。また、堰堤が受ける衝撃荷重を評価できる手法があれば、設計外力を評価することが容易になる。

1.4.1 偏析に関する既往研究

土石流の流下機構は、流体的挙動と粒状体的挙動を併せ持つ複雑な運動である。その特性について高橋⁴⁹⁾

は、現地調査、基礎実験、解析を踏まえて土石流の流下のメカニズムを整理した。そこでは、土石流の流下状態の特性を、内部応力の支配因子の観点から石礫型、泥流型および土砂流型（土石流の後続流を含む。）に分類している¹⁰⁾。石礫型は、巨礫や砂質が多く含む先頭部において大粒子が集中することで破壊力を増す特性がある。泥流型は、流速が速く勾配が緩やかなところまで流下する特性がある。また、先端部に段波を持ち比較的早い流速を有するが、先端部には巨礫の集中は生起しない。土砂流型は、土石流のように全層にわたって水、土砂・礫が一体となった流れと洪水流のように掃流力によって土砂・礫が移動する流れの中間に位置し、概念的に土砂の流れの形態が土石流のように集合運搬する流れの上に、水の流れを有する特性がある⁵⁰⁾。この研究が基となり、石礫型土石流の先端部で生起される巨礫の集中現象が災害を生起させる原因として認識され、焦点となっている。

ところで、離散体モデルに基づく研究では、異粒径の粒子がそれらの配置を分離する現象を、分級現象または分離現象などと呼んでいる^{51), 52)}。また、物理分野での研究も行われており、語源のSegregationを偏析と訳されている。この物理分野の研究では、粒状体は固体的性質、流体的性質および気体的性質を表すことができ、材料の集密度と運動状態で、この3相を遷移すると言われている。中でも、流体的性質において偏析が現れるとしている⁵³⁾⁻⁵⁷⁾。本研究においては、その用語に従うこととし、“偏析”と呼称するものとする。このような現象は、散逸系の粒子学や非統計力学のアプローチで行われているものの、未解明な部分が多い。

最も基礎的課題として、大粒子の浮き上がり現象であるブラジルナッツ効果について、浮き上がり効果とその逆である沈み効果について検討されている⁵⁸⁾⁻⁶⁰⁾。この運動形態の考察によると、容器の枠近くに大粒子があれば沈み、容器の中央付近にあれば浮き上がることを示しているが、その現象を生起させる必要十分条件は不明確である。

前述のように、土石流において先頭部に集中する巨礫は破壊力が大きいため、土石流の巨礫集中機構は多くの研究がなされている⁶¹⁾。大同⁶²⁾は、急勾配で発生する粒子流の中では、大粒子は上方に、小粒子は下方に移動するふり分け効果があることを示した。また、山野ら⁶³⁾は土石流を単純な2粒径混合粒子流として流動機構を整理した。そして、2粒径混合粒子流における流動機構では粒度偏析によって大粒子が塊の上層に集まりやすくなっていることを示した。そのメカニズムは、混合粒径からなる粒子流の抵抗則によって、多量に存在する小粒子によってほぼ支配され、偏析過程は大きな運動量を持っている大粒子の析出現象であるとした。そのうえでBagnold⁶⁴⁾の流動モデルで、その実験結果の定量的評価を行った。橋本・椿⁶⁵⁾は、段波形状を有する土石流の流動機構を考察するために大粒子が集中する機構の前段階として、各層における粒子の集中機構を実験的に考察した。その結果、土石流の流動層において小粒子が多い場合には大粒子の上昇により、逆に大粒子の多い場合には小粒子の下降により逆グレイディング現象が生じ、上層に浮かんだ巨礫は表面流速が速いために先頭部へ送り出されることを示した。江頭⁶⁶⁾は、このような土石流の流れを単一の連続体力学で近似することにより、流砂系の流れを力学的に説明し、流砂現象に対して固液混相流としての支配方程式を基に実現象の流れと比較することで、その課題や改善点を示している。そこでは、連続体ベースでの流体モデルや粒-流体モデルは、マクロな保存則との対応をつけようとすると現象との合理性が取れず、ミクロな流れの構造とメカニズムの解明が困難であることを示唆している。

解析的研究としては、福岡ら⁶⁷⁾は2次元個別要素法を用いて、粒状体の流れである石礫型土石流の特性と内部の構造との関連性について検討し、流下過程中的偏析現象のメカニズムを考察した。また、前田ら⁶⁸⁾は個別要素法を用いた粒子の流れの構造と、大粒子の浮き上がり現象を応力鎖の形成メカニズムを通して考察している。そこでは、大粒子の浮き上がりのために、表層は間隙比が相対的に大きく緩い状態であることや、大粒子と小粒子の粒径比が5倍以上必要であることが示されている。

澁谷ら^{69)・72)}は、透過型砂防堰堤の性能評価のために直線水路を用いた実験を行っている。そこでは、巨礫や流木が先頭部に偏析する条件を作為するために、底面粗度を人工的に与えている⁷³⁾。しかし、常に意図したような偏析現象は生起しないことも明らかになった。これは、直線水路の実験では、土石流は静止から始まる運動の遷移過程にあるので、偏析しない状態の土石流が永遠に続くのか、あるいは偏析状態の礫塊はそのまま偏析状態を続けられるのかについて判定できないことを示唆している。すなわち、偏析における生起条件を整理することが重要である。



写真-1.4 底面水抜きスクリーン

1.4.2 停止機構に関する既往研究

土石流が停止に至るためには、流動状態から土石流が水と礫が分離することにより固体化する遷移現象が必要である^{74)・75)}。例えば、写真-1.4で示す底面水抜きスクリーンは、この作用を利用した構造物である⁷⁶⁾。これは、スノコ状のデッキを溪流河床に作り、土石流を堰堤上で礫と水に分離させ、土石流を減速、停止そして堆積させるものである。これは、大区分として透過型に分類されるが直接土石流を受け止めるのではなく、堰堤に到達した土石流を、固体と流体に分離させることで礫だけが堰堤上にとどめて捕捉するものである。この点について、橋本⁷⁷⁾は分離方式による砂防工法の一環として本構造物が土石と水を分離させることで停止させる作用を簡単な模型実験で再現した。そのうえで、実物大実験として分離堰堤を用いて、実用化に向けて礫と水の分離機構を整理した。矢沢ら⁷⁸⁾は、模型実験に基づき石礫型と泥流型土石流をモデル化し、それぞれの土石流に対して底面水抜きスクリーンによる捕捉状況を考察した。そして、堆積塊に対するスクリーン長やスリット間隔、堰堤の傾斜角度の影響を検討した。そのうえで、捕捉された堆積物に対しても考察しており、土石塊の堆積過程やその安息角の形状、停止距離についても整理し、設計の参考にされている。また、実用例として西本ら⁷⁹⁾は現場での適用事例を参考に堰堤の上での土石流の挙動を整理した。

一方、底面水抜きスクリーンを対象に礫と水の分離を解析的に検討するために権田ら^{80)・83)}は、土石流中の液相と固相における内圧の変化や礫と水の分離について力学モデルを構築し、実験結果と比較・検討した。そこでは、液相の圧力の減少に伴うせん断抵抗力の増加が、スクリーン上における土石流の停止機構に対する支配的要因としている。しかし、停止機構を再現するために力学モデルを連続体手法で行われているので、不安定な土塊から水が混入し、土石流が発生するような現象について、分離した初期条件から一体化させることや礫と水に分離させる境界条件は不明確である。つまり連続体解析では、水と礫が混合・分離するような一連の流れを表現することは困難である。そのため、停止機構を予測する簡易的な手法として固体化から流動化、そして固体化するような運動形態を一つの手法で解析する手法が求められている。また、基礎的段階として土石流中における高濃度混相流から低濃度混相流および低濃度混相流から高濃度混相流を再現する手法として望める手法でもある。

1.4.3 土石流の衝撃力に関する既往研究

土石流を直接受け止める堰堤に生じる衝撃力評価法に関する研究は多くある^{84)・86)}。例えば、池谷ら⁸⁷⁾は土石流の種類を大きく2つにわけ、流体理論による土石流荷重と固体理論における土石流荷重に分けて説明し

ている．これを基に水山³¹⁾は、砂防堰堤に対する土石流衝撃力の分類ごとの特性に応じるコンクリート製砂防堰堤に対する衝撃力を算定する方法を検討した．そこでは、巨礫の衝突による荷重に着目し、衝突時における局所的な破壊によるエネルギーにも着目している．大同ら⁸⁸⁾は、土石流を非圧縮性流体または圧縮性流体とみなし、衝撃力の発生機構を考察している．これらの研究成果をもとに現行設計法の基礎となっており、実験定数を掛け合わせることで評価している³⁰⁾．

数値解析法の研究としては、清水ら⁸⁹⁾の間隙水圧を考慮した粒子一流体連成モデルが代表的である．これは、粒子より小さいスケールで粒子周りの流れ場を解析し、流体力を直接算出することで、物体を移動させる混相流場の解析手法である^{90), 91)}．流体のモデル化をするために粒子法を用いた解析手法も多くみられ、石礫周りを流れる流体力の評価が検討されている⁹²⁾．加藤ら⁹³⁾は、連続体ベースでの基礎式をラグランジュ的な離散化を可能にする粒子法により、減勢工モデルである剛体要素周りの流れを再現し、様々な石礫粒子モデルを対象に適用性を検討している．別府ら⁹⁴⁾は、礫と水の連成解析のために個別要素法と粒子法を連成解析し、コンクリート製の砂防堰堤を板としてモデル化し、土石流を衝突させ衝撃荷重を計測した実験と比較している．これは、流体力の評価はセルを用いた分割により流体場における評価を行い、混相流の連続式を満たすように算出することで、剛体の力学と連続体の流体力学を結び付けている．

これらの手法は、基礎となる流体解析の基本条件式を忠実に解釈し、数学的な整合性をもって手法が更正されているので緻密さに長じている^{95), 96)}．しかし、土石流における固体と流体における連成解析においての開発は、まだ不十分であり、検討の余地がある．また、一つの手法により変形可能な砂防堰堤と土石流の一体解析を行ったものは見当たらず、そのような解析法の開発が必要と考えられる．

1.5 個別要素法に関する既往研究

個別要素法は、Cundall⁹⁷⁾により考案され岩盤の分割モデルを対象とした研究が発端である．その後、計算上簡易となるモデルとして球形が多く使用されるようになった⁹⁸⁾．これにより、粒状体における動的解析が行われるようになった^{99)・101)}．近年では、構成則を工夫することで大変形を扱えることから様々な分野で用いられるようになってきた^{102)・104)}．例えば、土質工学や粉体工学の分野において礫、砂および粉体の微視的な挙動を追跡する手法として適用されてきた^{105), 106)}．

従来、砂のような材料全体の強度やせん断強度評価の解析は、連続体力学を主とした有限要素法（FEM）が多く用いられていた^{107)・109)}．中には、FEM- β のような重なりのない不連続な形状関数を用いることで変位場を離散化させ、破壊現象を再現する手法もある^{110)・112)}．ただし、パラメータの決定や境界条件の扱いが難しく、微小変形問題であれば再現性は高いが、個々の要素が大きく移動するような大変形問題においては困難である．一方、個別要素法のような解析手法は要素全体をマクロな挙動を追うのではなく、個々に着目し、ミクロな部分での考察を深め、局所化した部分の解明を助ける手法となりえる^{113), 114)}．

このように、離散する要素の解析に適している手法は、個々の振舞いを扱う土石流の運動や礫中詰材のような巨礫を含む堰堤の解析をするには適している．ただし、実用段階としては、計算負担が大きく時間的な難点を伴うが、近年の急速な計算速度の向上により実現現象を再現する複雑な解析を取扱った研究も多くなってきた^{115), 116)}．そのための工夫として、接触判定の計算負担を軽減するため球形要素や球形を変えず転がり抵抗を用いて再現される研究が多く用いられている^{117), 118)}．一方、最近では実現現象に近づかせるために実形状のままにモデル化するようになってきた^{119), 120)}．例えば、複雑な粒子形状を再現するために、楕円形要素^{121), 122)}や球形を重ねずに並べた接触型円盤クラスターモデル^{123), 124)}や規則形状を重ねて角張を表現したオーバーラ

ップ型クラスターモデル^{125),126)}等の工夫が施されるようになった。また、形状を3D スキャンして実形状そのものとして捉えた要素を用いた研究もある^{127), 128)}。そのため、要素の形状効果に関する研究は、土の力学強度におよぼす影響を中心に多くの研究がなされている¹²⁹⁾⁻¹³²⁾。そこでは、形状における適用限界についても研究されており、阪口ら^{133), 134)}や岩下ら¹³⁵⁾は、転がり摩擦を導入することによって球形要素に必要なインターロッキングを表現しており、球形要素での適用性を示唆しているものである。Rothenburg ら¹⁰⁵⁾は、幾何学的な考察で楕円形要素を用いるだけでは、せん断変形に対して砂全体の強度を評価する場合には、過小評価となってしまうことを示しており、表面凹凸の無い要素での適用限界を示している。また、Thomas ら¹²³⁾は、2次元シミュレーションにおいて接触している2つの円盤を一つの剛体要素として用いることで、せん断強度の適用性について述べている。Favier ら¹³⁶⁾や Catherine¹³⁷⁾は、形状特性を表現するモデル化として軸対称に配置した球を重ね合わせた単純な組み合わせを提案している。

このように、実験や実現象をそのまま忠実に再現できる段階まで至っている。しかし、要素の剛性を決定づける物性値であるばね係数の算出法は、多くの提案式¹³⁸⁾⁻¹⁴²⁾があるが適用例によって問題点が多くある。また、要素間摩擦角、粘性力およびばね係数等の実験法が不明確である。よって、実際の現場において個別要素法を適用するには、同じ形状で実験をしてから物性値を得ないと再現できないことになり、実用性のある予測手法とは言い難い。すなわち、実際の現場において計測可能な物性値を基に解析に必要なパラメータを決定できる手法の開発が望まれている^{143), 144)}。

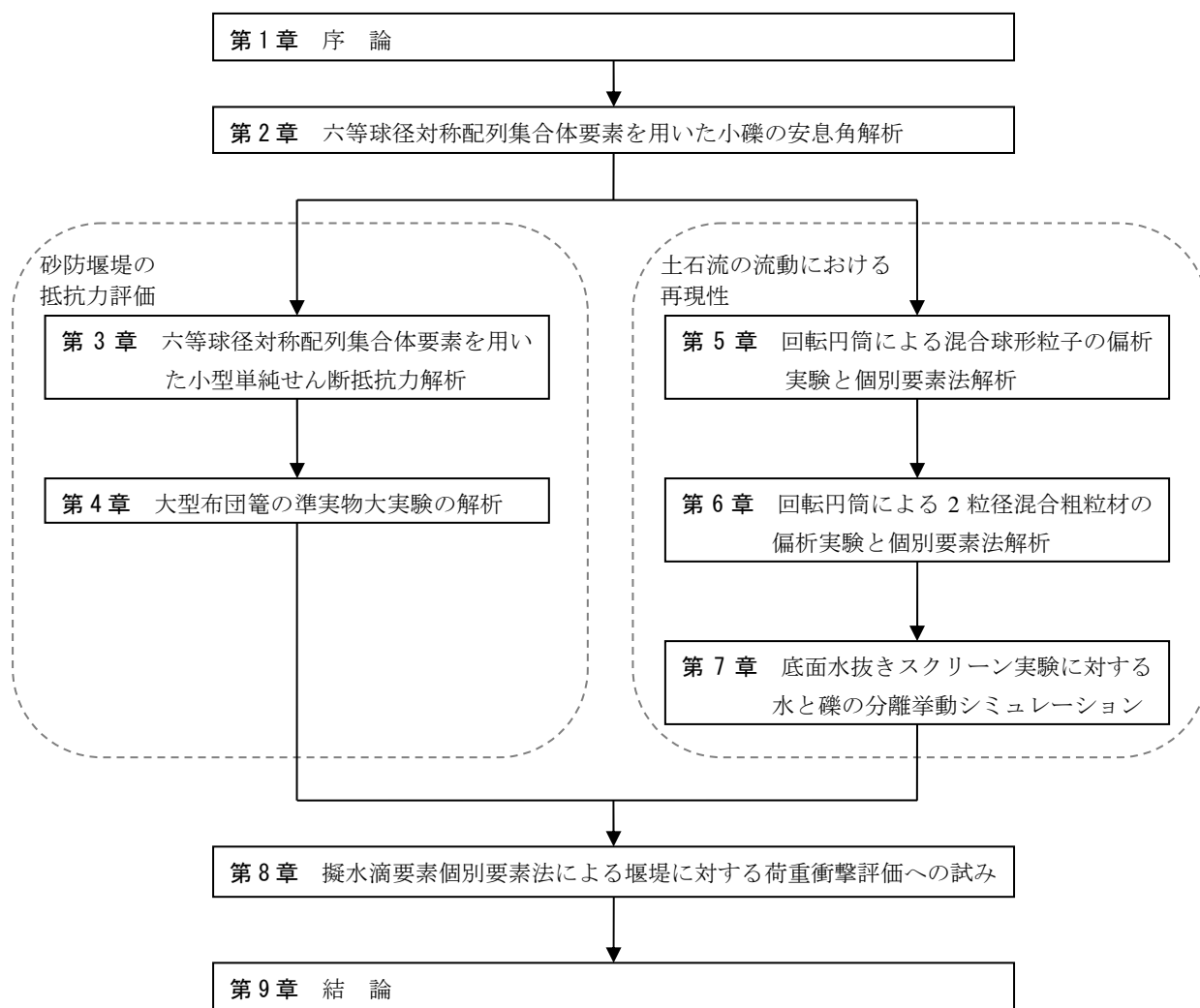


図-1.8 本論文の構成

1.6 本研究の目的および本論文の構成

本研究は、砂防事業において土石流の発生・流下・停止に至る現象の中核となる巨礫の偏析現象に注目し、発生した礫材の有効活用の観点から礫中詰材の堰堤としての利用について数値解析技法の開発を目指すものである。具体的には、礫材の凹凸を考慮した六等球径対称配列集合体要素および礫と水の混相流を表現する擬水滴要素を提案する。そのうえで、鋼製枠堰堤では礫中詰材の安息角から決定した要素を用いてせん断抵抗力を推定する。次に、柔性枠の大型布団籠では鋼材と礫材の相互作用である抵抗力評価の適用性を検討する。一方、土石流の流動における再現性は、流下中に生起する偏析現象を検討する。さらに、擬水滴要素を用いて礫と水の混合、流下から停止に至る過程の再現性について検討する。これらを踏まえて、鋼製枠堰堤と土石流における一体解析を行うことで、堰堤が受ける土石流衝撃荷重の適用性について検討する。

本論文は、図-1.8に示すように9章で構成されており、各章の概要は以下に記述するとおりである。

第1章では、我が国における被災事例と対策法および防災における対応やその問題点を整理し、本研究で対象とする砂防堰堤の強度評価と土石流の設計荷重の現状を通して、シミュレーション技法の必要性を明らかにした。また、砂防構造物や土石流に対する既往研究や個別要素法の既往研究を整理し、本研究の目的と本論文の構成について述べた。

第2章では、個別要素法において多用される球形要素を重ねることで形成する集合体要素の基本式を定式化したのち、6個の球形要素を1つの集合体要素として振舞う六等球径対称配列集合体要素を開発する。そのうえで、礫中詰材のせん断抵抗力解析や土石流解析の前段階に行う安息角形成過程の解析を実験と比較し、安息角の実測値を基に、非重複率 β を決定する手法を提案する。

第3章では、事前実験で得られた安息角に対応する非重複率 β を有する六等球径対称配列集合体要素を礫中詰材要素として用いて、単純せん断変形実験によるせん断抵抗力～変位関係に対する適用性を検討するものである。また、中詰材を球形要素でモデル化した場合の解析も同時に行い、内部の力学的メカニズムを考察する。

第4章では、10 cm程度の礫材における安息角実験により求められた非重複率 β を有する礫中詰材要素を詰めて、形状が複雑な階段枠形状のせん断変形実験と大型布団籠実験で得られたせん断抵抗力～変位関係をシミュレーションする。まず、高さ1 m程度の階段枠の実験を解析し、複雑な枠におけるせん断抵抗力評価の適用性を検討する。その後、拘束効果が中詰材の局部的抵抗力によって敏感に変化する柔性鋼材で拘束された中詰材の準実物大実験を再現することで礫と鋼製枠の一体挙動の抵抗力評価の適用性を検討する。

第5章では、従来の実験要領では捉えることが困難であった偏析現象を安定的に生起させて分析するために、回転円筒実験装置を用いて球形で異粒径の混合粒状体を入れて、定速で回転させると円筒内で粒子塊が定位置にとどまりながら、内部では粒状体が複雑に配置変換する定常状態を作り出す定点観測可能な実験法を創案する。これにより、回転円筒内で生起する平衡状態における偏析現象の生起条件について検討するものである。そのうえで、個別要素法解析の混合粒状体を用いて、偏析状態における要素間接触力や運動のメカニズムについて考察する。

第6章では、第5章で使用した回転円筒実験装置を用いて、表面凹凸を有する礫材の2粒径混合状態における偏析現象の生起条件を検討するものである。そのために、直線水路実験でも使用される底面粗度を貼り付け、その間隔を実験パラメータとする。なお、比較のためガラス球の混合供試体に対しても底面粗度の偏析現象に与える影響を検討する。そのうえで、個別要素法を用いて表面凹凸の有する偏析現象における運動のメカニズムについて考察する。

第7章では、水の動きを表現するための擬水滴要素を用いた個別要素法を開発し、礫と水の連成解析を行えるように工夫したうえで、底面水抜きスクリーン実験をシミュレーションし、水と礫の分離挙動による土石流の停止機構について検討する。

第8章では、実験で不透過型砂防堰堤と礫中詰材を使用した砂防堰堤に作用する土石流の衝撃荷重を計測し、それぞれの衝撃荷重～時間関係を整理する。そのうえで、鋼製枠堰堤と土石流の一体解析することで、堰堤に生じる土石流衝撃荷重とのインタラクションについて検討する。

第9章では、本研究で得られた成果を総括し、今後の展望について述べる。

第2章 六等球径対称配列集合体要素を用いた小礫の安息角解析

2.1 緒 言

安息角の研究は、古くから行われており、古典力学、非平衡統計力学¹⁾や散逸粒子系の力学²⁾に至る分野まで幅広く研究がなされている^{3), 4)}。特性の一つに、礫材や砂質材料全体の強度を表すと言われており、平らな地面において静的な状態を保つことで、安定した角度を得ることができる^{5), 6)}。砂質材料の安息角に関しては、Coulomb⁷⁾によって粒状体全体の性質を表す指標であることが示されている。通常、安息角は

粘性のない乾燥材料を用いると形成する角度が高いほど、材料全体の強度が大きいとされている。また、Terzaghi⁸⁾は乾いた砂の安息角は緩詰め状態における低圧下での内部摩擦角と同等であると示している。そのため、荒川ら⁹⁾は安息角の形成過程や堆積時における充てん構造を調べることで、材料全体の強度との関連性について考察している。また、青木ら¹⁰⁾は安息角、内部摩擦角および間隙率との関係を調べることで、材料全体に与える影響を整理した。このように、多くの研究は砂質材料における安息角実験であり、礫材における検討はあまりない。

一方、安息角のような個々の粒子が流動化するような現象に、個別要素法は適している。吉田¹¹⁾は、粒状体が流動化している状態から安定した状態に至る過程を再現し、安息角の形成過程における個別要素法の適用性を示した。Zhou ら¹²⁾は、球形要素を箱に詰めて片面の側壁を引き抜いた後に、残った要素における安息角の形成過程を検討した。しかし、円形もしくは球形である限り、転がり摩擦や回転拘束などの工夫が必要である。そのため、片桐ら¹³⁾は球形を重ねることで実際の形状に模した不規則形状の要素を表現したモデルで安息角の形成過程を検討した。しかし、粒径の大きい礫材や山間地にある礫材の安息角を予測するために、実形状をそのままモデル化して解析することは困難である。

ところで、河川や山間地に溜まった礫材を活用した鋼製杵堰堤は、粒径 10～30 cm の現地発生礫材を用いており、内部摩擦角を計測する手法が無いことから礫材の概略形状から決定している¹⁴⁾。このため、不明確な設計法のため個別要素法を用いた礫中詰材の強度推定法は検討されている¹⁵⁾⁻¹⁷⁾。そこで、中詰材のような粒状体の強度を示すパラメータを安息角で評価することができれば工学的に有用である。そのため、現場で計測可能な安息角に着目し、計測結果から解析で用いる礫中詰材要素を決定することができれば、容易に礫材全体の強度を推定することが可能となる。

そこで本章では、個別要素法において多用される球形要素を重ねることで形成する集合体要素の基本式を定式化したのち、図-2.1 に示すような六個の球形要素を1つの集合体要素として振舞う六等球径対称配列集合体要素を開発する。そのうえで、礫中詰材のせん断抵抗力解析や土石流解析の前段階に行う個別要素法による安息角解析法について検討するものである。すなわち、解析の有用性を検討するために 5～10 mm の小礫を用いて事前実験を行う。その際、安息角の主要な支配因子となり得る要素の凹凸性状に着目し、3次元において長さ、幅および高さを任意に変化させることができる六等球径対称配列集合体要素の形状変化が解析結果の安息角におよぼす影響について考察し、礫中詰材の安息角を求める事前実験のシミュレーションとしての対応性を検討する。

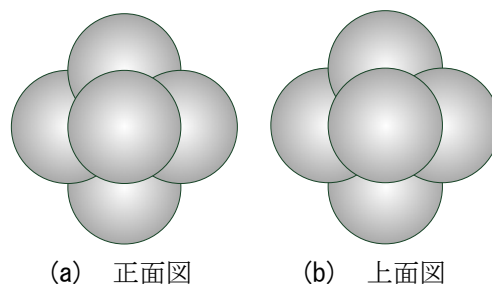


図-2.1 六等球径対称配列集合体要素

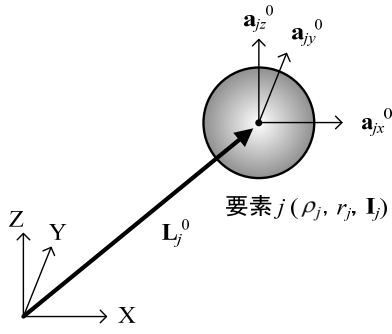


図-2.2 球形要素の初期配列と姿勢

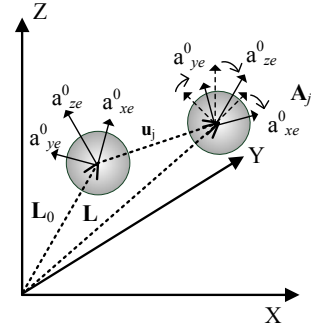


図-2.3 要素の位置と変位

2.2 個別要素法の概要

個別要素法は、まず各要素が接触状態にあることを判定する。接触したならば、要素間に設定した要素間ばねの接触力を算定し、時々刻々、運動方程式を解くことにより変位を求め、個々の要素の運動を追跡するものである。

ここでは、球形要素を基本とする個別要素法をベースとして、複数の球形要素を任意の形に剛結させた集合体要素を導入した解析モデルを中心に述べる。

2.3 単体要素の解析手法

まず、集合体要素を用いた解析に先立ち、ベースとなる個体要素を運動方程式から力のつり合い条件および変形適合条件等について述べる。

2.3.1 剛体要素の初期条件

(1) 剛体の質量と慣性モーメント

図-2.2 に示す1個の球形要素は、要素jの初期位置座標 \mathbf{L}_j^0 、密度 ρ_j 、半径 r_j が与えられ、これにより要素jの質量 m_j と、要素重心点周りの慣性モーメントマトリクス \mathbf{I}_j は、それぞれ次式で表わせられる。

$$m_j = \frac{4}{3} \rho_j \pi r_j^3 \quad (2.1)$$

$$\mathbf{I}_j = \begin{bmatrix} \frac{2}{5} m_j r_j^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2}{5} m_j r_j^2 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2}{5} m_j r_j^2 \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (2.2)$$

図-2.2 に示すように球形要素の初期の姿勢については、全体座標系の座標軸と平行に設定する。

$$\mathbf{A}_j^0 = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{jx}^0 \\ \mathbf{a}_{jy}^0 \\ \mathbf{a}_{jz}^0 \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (2.3)$$

ここで、 \mathbf{A}_j^0 ：要素jの姿勢を表す方向余弦マトリクス（以下、本論文では姿勢マトリクス¹⁸⁾と呼ぶ）、 $\mathbf{a}_{jx}^0, \mathbf{a}_{jy}^0, \mathbf{a}_{jz}^0$ ：それぞれ要素jの姿勢のx, y, z軸方向を表す方向余弦ベクトルである。

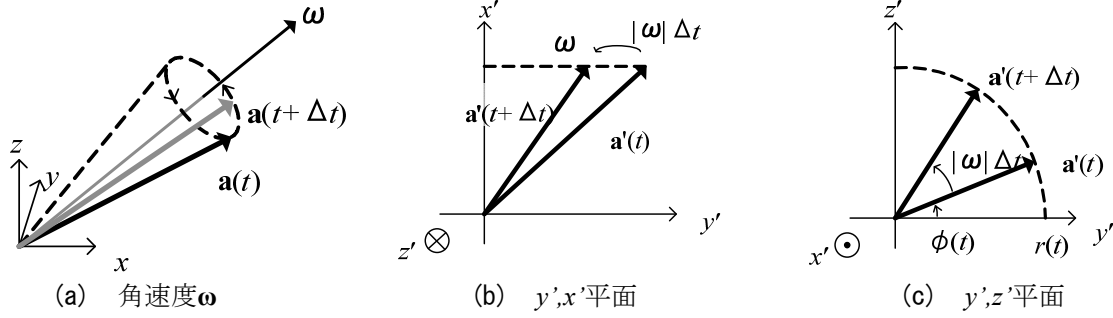


図-2.4 ベクトルの回転

(2) 剛体の変位と姿勢

図-2.3 に示すように、3次元空間において個々の要素は、計算開始時からの変位・回転角によって要素の位置と姿勢が変化する。この要素の位置、変位および姿勢マトリクスを次のように表す。

$$\mathbf{L}_j = \mathbf{L}_j^0 + \mathbf{u}_j \quad (2.4)$$

$$\mathbf{A}_j = \hat{\mathbf{A}}_j \mathbf{A}_j^0 \quad (2.5)$$

ここで、 \mathbf{L}_j ：要素 j の重心における全体座標系に対する位置ベクトル、 \mathbf{u}_j ：要素 j の変位ベクトル、 \mathbf{A}_j ：要素 j の任意の時刻における姿勢マトリクス、 $\hat{\mathbf{A}}_j$ ：初期の姿勢マトリクス \mathbf{A}_j^0 から任意の時刻における姿勢マトリクス \mathbf{A}_j への座標変換マトリクス、 $(\hat{\cdot})$ ：局所座標系である。ただし、集合体要素や円柱形要素においては、複雑な形状となるため単位ベクトル化とそれぞれの直交性を保たせるため式(2.5)の処置ではなく以下のように行う。

一般に、あるベクトル $\mathbf{a}(t)$ を角速度 $\boldsymbol{\omega}$ で微小時間 Δt だけ回転させる場合、回転後のベクトル $\mathbf{a}(t+\Delta t)$ は次のように表される。

$$\mathbf{a}(t+\Delta t) = \mathbf{a}(t) + (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{a}(t)) \Delta t \quad (2.6)$$

しかし、式(2.6)は角速度を接線方向の並進運動に置き換えたものであるため、集合体要素のような複雑な形状では十分な精度を確保できない。

そこで、角速度ベクトル $\boldsymbol{\omega}$ の性質に着目する。角速度ベクトル $\boldsymbol{\omega}$ は、 $\boldsymbol{\omega}$ ベクトルを回転軸（または、オイラー回転軸）とし、その軸回りに $|\boldsymbol{\omega}| \Delta t$ 回転させる意味を持つ。これより、姿勢マトリクスを構成する各軸ベクトルを $\boldsymbol{\omega}$ ベクトルにより回転させることで、姿勢の更新が達成される¹⁹⁾。

まず、 $\boldsymbol{\omega}$ ベクトルと同じ方向の単位ベクトルを局所の x' 軸とする局所座標系（以下、回転の局所座標系と呼ぶ。）を考えると、 \mathbf{a} ベクトルは図-2.4 のように表される。これより、あるベクトル \mathbf{a} が $\boldsymbol{\omega}$ ベクトルにより回転するとは、 $\boldsymbol{\omega}$ ベクトルを中心軸とし、 \mathbf{a} が作る側面を持つ円錐の回転と同じように考えることができる。ここではまず、 \mathbf{a} ベクトルを回転の局所座標系に変換する。

$$\mathbf{a}'(t) = \begin{bmatrix} x'_a(t) \\ y'_a(t) \\ z'_a(t) \end{bmatrix} = \mathbf{A}_\omega \mathbf{a}(t) \quad (2.7)$$

ここで、 \mathbf{a}' ：回転の局所座標系における \mathbf{a} ベクトル、 x'_a, y'_a, z'_a ：それぞれ \mathbf{a}' ベクトルの x', y', z' 軸方向成分、 \mathbf{A}_ω ：回転の局所座標系に変換する座標変換マトリクスである。

ここで、 \mathbf{a}' ベクトルを次のように置き換える。

$$\mathbf{a}'(t) = \begin{bmatrix} x'_a(t) \\ r(t) \cos(\varphi(t)) \\ r(t) \sin(\varphi(t)) \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$\begin{cases} r(t) = \sqrt{(y'_a(t))^2 + (z'_a(t))^2} \\ \varphi(t) = \cos^{-1} \left(\frac{z'_a(t)}{y'_a(t)} \right) \end{cases} \quad (2.9)$$

ω ベクトルの定義より，回転の局所座標系における回転後のベクトル $\mathbf{a}'(t+\Delta t)$ は，次のように表すことができる．

$$\mathbf{a}'(t+\Delta t) = \begin{bmatrix} x'_a(t) \\ r(t) \cos(\varphi(t) + |\omega| \Delta t) \\ r(t) \sin(\varphi(t) + |\omega| \Delta t) \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

これより，全体座標系における回転後のベクトル $\mathbf{a}(t+\Delta t)$ は次のように表される．

$$\mathbf{a}(t+\Delta t) = \mathbf{A}_\omega^T \mathbf{a}'(t+\Delta t) \quad (2.11)$$

以上の方法により，姿勢マトリクスを構成する各軸ベクトルを回転させると，単位ベクトル性とそれぞれの直交性を保ったまま，姿勢の更新がなされる²⁰⁾．

2.3.2 運動方程式

(1) 並進運動の運動方程式

全要素の運動方程式は，次のように表される．

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{D} \dot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{K} \mathbf{u}(t) = \mathbf{f}_{\text{ex}} \quad (2.12)$$

$$\mathbf{f}_{\text{ex}} = \mathbf{M} \mathbf{g} \quad (2.13)$$

より，ばね力をばね力の重心点等価力ベクトル \mathbf{f}_k におきかえると，

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{D} \dot{\mathbf{u}}(t) + \sum \mathbf{f}_k(\mathbf{u}(t)) = \mathbf{f}_{\text{ex}} \quad (2.14)$$

ここで， \mathbf{M} ：質量マトリクス， \mathbf{D} ：減衰マトリクス， \mathbf{u} ：変位ベクトル， \mathbf{f}_{ex} ：外力ベクトルの総和， \mathbf{g} ：重力加速度ベクトル， (\cdot) , $(\ddot{\cdot})$ ：それぞれ時間に関する1次微分および2次微分である．

まず，質量マトリクスは次式で表される²¹⁾．

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{m}_1 & & & & \\ & \mathbf{m}_2 & & & \\ & & \dots & & \\ & & & \mathbf{m}_i & \\ & & & & \dots \\ & \mathbf{0} & & & \\ & & & & \mathbf{m}_n \end{bmatrix}_{6n \times 6n} \quad \mathbf{m}_i = \begin{bmatrix} m_i & & \mathbf{0} & & \\ & m_i & & & \\ & & m_i & & \\ & & & & \\ & & & & \tilde{\mathbf{I}}_i \end{bmatrix}_{6 \times 6} \quad (2.15)$$

ここで， \mathbf{m}_i ：要素 i の質量マトリクス．

なお，要素間ばねに並行して設置したダッシュポットにより生じる力の重心点等価力ベクトル \mathbf{f}_D によって表されるものとする．よって，式(2.14)は次のように表すことができる．

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{u}}(t) + \left\{ \sum \mathbf{f}_D(\dot{\mathbf{u}}(t)) + \sum \mathbf{f}_k(\mathbf{u}(t)) \right\} = \mathbf{f}_{\text{ex}} \quad (2.16)$$

式(2.16)の運動方程式の解法は、厳密性に劣るが陽解法で計算効率の良い中心差分法を用いた。ただし、陰解法を避けるため速度に対しては、後進差分法を用いた²²⁾。

$$\ddot{\mathbf{u}}(t) = \frac{\mathbf{u}(t+\Delta t) - 2\mathbf{u}(t) + \mathbf{u}(t-\Delta t)}{\Delta t^2} \quad (2.17)$$

$$\dot{\mathbf{u}}(t) = \frac{\mathbf{u}(t) - \mathbf{u}(t-\Delta t)}{\Delta t} \quad (2.18)$$

式(2.17), (2.18)を式(2.16)に代入して整理することにより、時間 $(t+\Delta t)$ における変位 $\mathbf{u}(t+\Delta t)$ は、次式により求められる。

$$\mathbf{u}(t+\Delta t) = \mathbf{M}^{-1} \left\{ \mathbf{f}_{\text{ex}} - \sum \mathbf{f}_D(\dot{\mathbf{u}}(t)) - \sum \mathbf{f}_K(\mathbf{u}(t)) \right\} \Delta t^2 + 2\mathbf{u}(t) - \mathbf{u}(t-\Delta t) \quad (2.19)$$

(2) 回転運動の運動方程式

回転運動の方程式は、要素の慣性主軸座標系（または、固有値軸系¹⁹⁾）で解くものとする。全要素のオイラーの回転運動方程式は、次のように与えられる。

$$\left\{ \hat{\mathbf{I}} \dot{\hat{\boldsymbol{\omega}}}(t) - \hat{\mathbf{P}}(t) \times \hat{\boldsymbol{\omega}}(t) \right\} + \sum \hat{\mathbf{M}}_D(t) + \sum \hat{\mathbf{M}}_K(t) = \hat{\mathbf{M}}_{\text{ex}} \quad (2.20)$$

ここで、 $\boldsymbol{\omega}$ ：角速度ベクトル， \mathbf{P} ：角運動量ベクトル， $\mathbf{M}_K, \mathbf{M}_D$ ：それぞれのばね力およびダッシュポットより生ずる力の重心点等価モーメントベクトル， \mathbf{M}_{ex} ：外モーメントベクトルの総和， (\sim) ：慣性主軸座標系である。

並進運動における差分と同様に、回転角は中心差分法、角速度は後進差分法を用いて解く²³⁾。

$$\dot{\hat{\boldsymbol{\omega}}}(t) = \frac{\hat{\boldsymbol{\theta}}(t+\Delta t) - \hat{\boldsymbol{\theta}}(t)}{\Delta t^2} \quad (2.21)$$

$$\hat{\boldsymbol{\omega}}(t) = \frac{\hat{\boldsymbol{\theta}}(t)}{\Delta t} \quad (2.22)$$

ここで、 $\boldsymbol{\theta}(t)$ ：時刻 $(t-\Delta t)$ から (t) 間の回転角の増分ベクトルである。

時刻 (t) から $(t+\Delta t)$ 間での慣性主軸回りの回転角の増分ベクトル $\hat{\boldsymbol{\theta}}(t+\Delta t)$ は、式(2.21)および式(2.22)を整理することにより、次式によって与えられる。

$$\hat{\boldsymbol{\theta}}(t+\Delta t) = \hat{\mathbf{I}}^{-1} \left\{ \left(\hat{\mathbf{M}}_{\text{ex}} + \hat{\mathbf{P}}(t) \times \hat{\boldsymbol{\omega}}(t) \right) - \sum \hat{\mathbf{M}}_D(t) - \sum \hat{\mathbf{M}}_K(t) \right\} \Delta t^2 + \hat{\boldsymbol{\theta}}(t) \quad (2.23)$$

また、要素の局所座標系での回転角の増分ベクトルは、次式によって与えられる。

$$\tilde{\boldsymbol{\theta}}(t+\Delta t) = \mathbf{A}_j^T(t) \hat{\boldsymbol{\theta}}(t+\Delta t) \quad (2.24)$$

要素の固有軸を表す姿勢マトリクス \mathbf{A}_j は、その単位ベクトル化とそれぞれの独立性を保つように、上式より求まる $\tilde{\boldsymbol{\theta}}(t+\Delta t)$ を使って、式(2.11)の要領により更新した。

2.3.3 要素間ばね

図-2.5 に示すように要素間ばねは、ばねの姿勢によって定まる 3 次元の局所座標系（法線方向： x_s ，接線方向： y_s, z_s ）に対応したばねであり、接線方向ばねにはモール・クーロンの破壊基準により塑性的に滑るスライダーを設けている。また、それぞれに並行したダッシュポットを設置している。このダッシュポットにより生じる力 \mathbf{f}_D については、以下で述べるばね力 \mathbf{f}_K の算定と同様の手続きにより求めることができる。

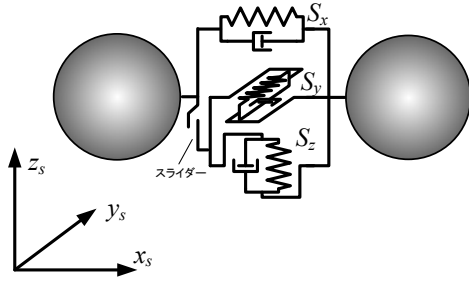
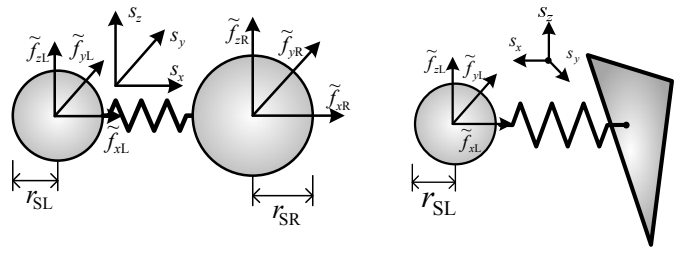


図-2.5 要素間ばね（接触ばね）



(a) 球形要素と球形要素 (b) 球形要素と三角形要素

図-2.6 局所座標系における力のつり合い

(1) 力のつりあい条件

ばねの内力ベクトルを $\tilde{\mathbf{S}} = [S_x, S_y, S_z]^T$ とするとき、ばねの局所座標系における力のつり合い条件式は次のようになる。

$$\tilde{\mathbf{f}}_L = \tilde{\mathbf{C}}_L^T \tilde{\mathbf{S}}, \quad \tilde{\mathbf{f}}_R = \tilde{\mathbf{C}}_R^T \tilde{\mathbf{S}} \quad (2.25)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$: それぞればねの局所座標系における左右の要素の外力ベクトル、 $\tilde{\mathbf{C}}_L, \tilde{\mathbf{C}}_R$: $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$ と $\tilde{\mathbf{S}}$ を関係づける局所のつり合いマトリクスである。

ここでは、接触ばねの局所座標系における接触関係を球形要素と球形要素、球形要素と三角形要素にわけて、それぞれの力のつり合い条件式を示す。まず、図-2.6(a)に示す球形要素同士の接触は、次の式で成り立つ。

$$\tilde{\mathbf{f}}_L = \tilde{\mathbf{C}}_{L-I}^T \tilde{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r_{SL} \\ 0 & r_{SL} & 0 \end{bmatrix} \tilde{\mathbf{S}}, \quad \tilde{\mathbf{f}}_R = \tilde{\mathbf{C}}_{R-I}^T \tilde{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{SR} \\ 0 & -r_{SL} & 0 \end{bmatrix} \tilde{\mathbf{S}} \quad (2.26)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{C}}_{L-I}^T, \tilde{\mathbf{C}}_{R-I}^T$: それぞれの左右方向に分ける球形要素同士の接触における $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$ と $\tilde{\mathbf{S}}$ を関係づける局所のつり合いマトリクスである。

同様に、図-2.6(b)に対応するつり合いマトリクスは次式となる。

$$\tilde{\mathbf{C}}_{L-II}^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r_{SL} \\ 0 & r_{SL} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{C}}_{L-m}^T, \tilde{\mathbf{C}}_{R-m}^T$: 図-2.6に示すタイプ番号 m に対応する左側 L 、右側 R 要素との局所座標系におけるつり合いマトリクス、 r_{CL}, r_{CR} : 左右の円柱形要素の半径である。

それぞれの手続きをまとめると局所座標系におけるばね力と要素に作用する力のつり合い式は、次式によって求まる。

$$\mathbf{f}_k = \mathbf{T}_G \mathbf{C}^T \mathbf{T}_s \mathbf{S} \quad (2.28)$$

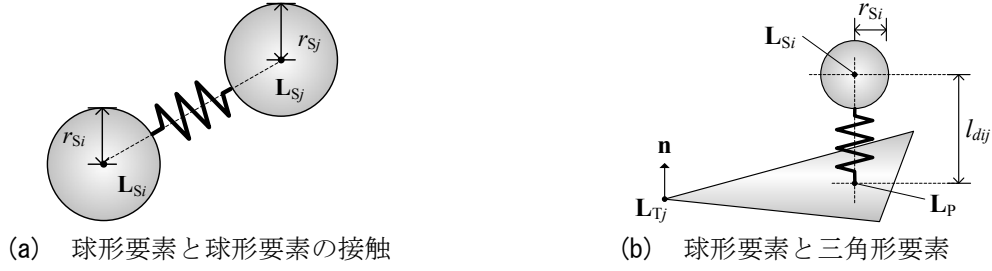


図-2.7 要素の接触判定

ここで、 \mathbf{C}^T ：つり合いマトリクス， \mathbf{S} ：要素間ばねの局所の姿勢マトリクス \mathbf{A}_s に従う内力ベクトル， \mathbf{T}_G ：要素の局所の姿勢マトリクス \mathbf{A} に従う局所座標系から全体座標系へ変換する座標変換マトリクス， \mathbf{T}_s ：要素間ばねの姿勢マトリクス \mathbf{A}_s に従う局所座標系から要素の局所の姿勢マトリクス \mathbf{A} に従う局所座標系へ変換する座標変換マトリクスである。

(2) 構成則

要素間ばねの内力は、次式によって求まる。

$$\mathbf{S}(t) = \mathbf{S}(t - \Delta t) + \mathbf{k} \Delta \mathbf{q}(t) \quad (2.29)$$

ここで、 $\mathbf{S}(t)$ ：時刻 t における要素間ばねの局所の姿勢マトリクス \mathbf{A}_s に従う内力ベクトル， $\Delta \mathbf{q}(t)$ ： $\mathbf{S}(t)$ ベクトルに対応する要素間ばねの局所の姿勢マトリクス \mathbf{A}_s に従う Δt 間の増分変形量ベクトル， \mathbf{k} ：増分間の剛性マトリクスである。

$$\mathbf{k} = \begin{bmatrix} k_x & & \mathbf{0} \\ & k_y & \\ \mathbf{0} & & k_z \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

ここで、 k_x , k_y , k_z ：ばねの x , y , z 方向に対する剛性値。

なお、要素間ばねの構成則である法線方向ばねは、圧縮に対して弾性挙動を示し、接触ばねであるので引張には抵抗しないものとした。以下のような制約条件を付加した。

$$S_{total} \leq C_s + (S_{nx} + S_{Dx}) \tan \phi_e \quad (2.31)$$

$$S_{total} = \sqrt{(S_{sy} + S_{Dy})^2 + (S_{sz} + S_{Dz})^2} \quad (2.32)$$

ここで、 S_{nx} ：法線方向ばね力， S_{sy} , S_{sz} ：それぞれの接線方向におけるばね力の y , z 軸方向成分， S_{total} ：接線方向の合力， S_{Dx} , S_{Dy} , S_{Dz} ：ダッシュポットによる力の x , y , z 軸方向成分， C_s ：粘着力， $\tan \phi_e$ ：要素間摩擦係数である。

(3) 変形適合条件式

変形適合条件式は次式によって表される。

$$\Delta \mathbf{q}(t) = \sum_{i=1}^2 \mathbf{T}_s^T \mathbf{C}_i \mathbf{T}_{Gi}^T \Delta \mathbf{u}_i(t) \quad (2.33)$$

ここで、 \mathbf{C}_i ：変形適合マトリクス， $\Delta \mathbf{u}$ ：全体座標系における要素 i の Δt 間の増分変位ベクトルである。

2.3.4 要素間の接触判定

(1) 球形要素と球形要素の接触

図-2.7(a)に示すような2つの球形要素の接触判定は、次式によってなされ、これを満たす場合に接触と判

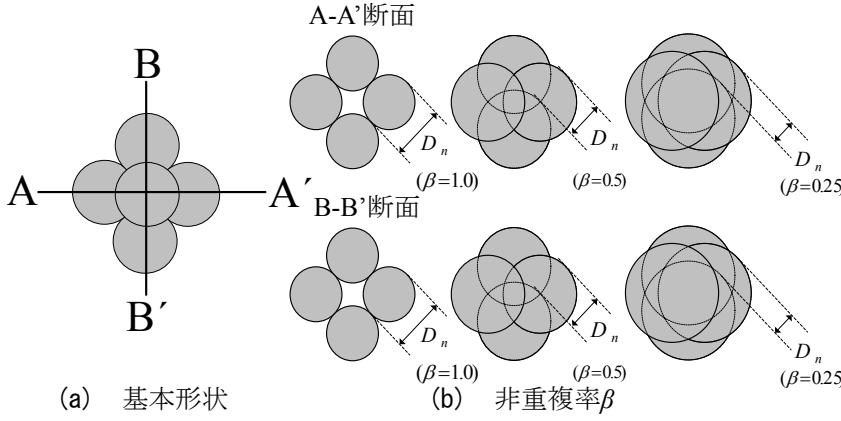


図-2.8 六等球径対称配列集合体要素

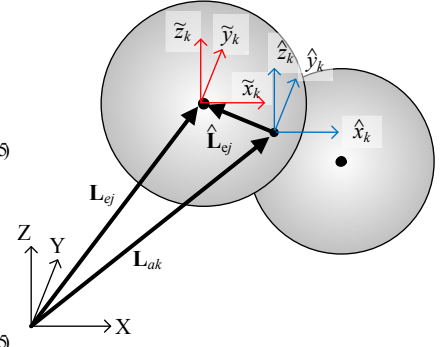


図-2.9 集合体要素の座標系

定する.

$$|\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{Sj}| \leq r_{Si} + r_{Sj} \quad (2.34)$$

ここで, \mathbf{L}_{Si} : 球形要素 i の中心座標ベクトル, \mathbf{L}_{Sj} : 球形要素 j の中心座標ベクトル, r_{Si} : 球形要素 i の半径, r_{Sj} : 球形要素 j の半径である.

また, 要素間ばねの法線方向は, ベクトル $(\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{Sj})$ と同一方向とした.

(2) 球形要素と三角形要素の接触

図-2.7(b)に示すような球形要素と三角形要素の接触判定は, 次式によってなされ式(2.37)を満たす場合に接触と判定される.

$$l_{dij} = (\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{Tj}) \cdot \mathbf{n} \quad (2.35)$$

$$\mathbf{L}_P = \mathbf{L}_{Si} - l_{dij} \mathbf{n} \quad (2.36)$$

$$l_{dij} \leq r_{Si} \quad (2.37)$$

ここで, \mathbf{L}_P : 三角形要素 j 上にある球形要素 i との接触点 P の座標ベクトルである.

また, 要素間ばねの法線方向は, 三角形要素 j の単位法線ベクトル \mathbf{n} と同一方向とした.

2.4 六等球径対称配列集合体要素の解析手法

ここでは, 2.3 節で述べた球形要素を用いた個別要素法を基礎として, 複数の球形を任意の形に剛結させた集合体要素を導入するための解析手法について示す. ここでは, 複数の要素を剛結させて 1 個の要素として振舞うものを集合体要素と呼び, 集合体要素を構成する個々の球形を構成要素と呼ぶ. 解析では, 各要素の接触判定および接触力の計算は構成要素を用いて計算し, 要素の運動は時々刻々, 集合体要素の運動を解くことで, その変位と回転角を求める.

本研究で用いる集合体要素は, 図-2.8 に示す等球形 6 個で構成される六等球径対称配列集合体要素を用いる. その基本形状は, 図-2.8 に示すようにお互い密に接触した正八面体のような形状である. 図-2.8(b)に示すように, この基本形状を保ちつつ各構成要素が同程度に相互重複したものを作成すると, その重複程度

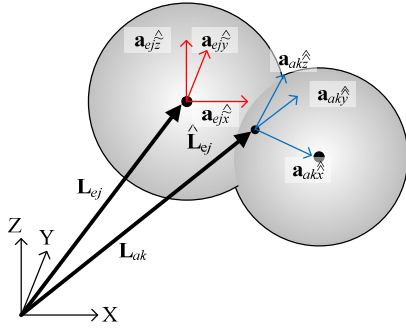


図-2.10 姿勢ベクトル

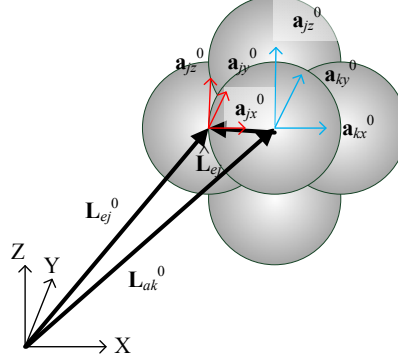


図-2.11 初期位置の姿勢

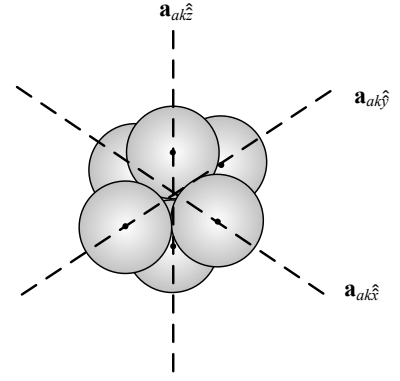


図-2.12 集合体要素の慣性主軸

によって凹凸の度合いが表現できる．そこで重複していない部分が球の直径 D に対して、どの程度凸部を形成しているかを表すパラメータとして、次式で表す非重複率 β を用いる．

$$D_n = \beta D \quad (2.38)$$

ここで、 D_n ：非重複領域の長さ、 β ：凸度を表す非重複率 ($0.0 \leq \beta \leq 0.50$)、 D ：構成球形要素の直径である．

2.4.1 集合体要素の座標系

単体要素の解析と同様、集合体要素の解析では式(2.14)と式(2.20)の運動方程式を解く際に、並進運動と回転運動では異なった座標系で解くため、これらの関係を図-2.9 に示す．

まず、集合体要素の状態とは無関係な一般座標系 (X, Y, Z) を設定する．そのうえで、集合体要素の重心位置に一般座標系と平行な局所座標系 ($\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$) および構成要素の重心位置に同じく平行な局所座標系 ($\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$) を設ける．

図-2.9 のように集合体要素 k と構成要素 j の位置ベクトルは、 \mathbf{L}_{ak} , \mathbf{L}_{ej} として表される．また、集合体要素座標系における構成要素の位置ベクトル $\hat{\mathbf{L}}_{ej}$ は次式となる．

$$\hat{\mathbf{L}}_{ej} = \mathbf{L}_{ej} - \mathbf{L}_{ak} \quad (2.39)$$

後述する回転運動の回転量は、集合体要素の局所座標系もしくは構成要素の局所座標系回りの角度で表すものとする．このとき、図-2.10 に示すように回転の姿勢は、集合体要素および構成要素に姿勢マトリクスを設定する．

$$\mathbf{A}_{ak} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{ak\hat{x}}^T \\ \mathbf{a}_{ak\hat{y}}^T \\ \mathbf{a}_{ak\hat{z}}^T \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (2.40-a)$$

$$\mathbf{A}_{ej} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{ej\hat{x}}^T \\ \mathbf{a}_{ej\hat{y}}^T \\ \mathbf{a}_{ej\hat{z}}^T \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (2.40-b)$$

ここで、 \mathbf{A}_{ak} ：集合体要素 k の重心点において集合体要素の慣性主軸座標系 ($\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$) に沿った単位ベクトル ($\mathbf{a}_{ak\hat{x}}, \mathbf{a}_{ak\hat{y}}, \mathbf{a}_{ak\hat{z}}$) によって表される姿勢マトリクス、 \mathbf{A}_{ej} ：構成要素 j の重心点において構成要素の慣性主軸

座標系 $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ に沿った単位ベクトル $(\mathbf{a}_{ej\hat{x}}, \mathbf{a}_{ej\hat{y}}, \mathbf{a}_{ej\hat{z}})$ によって表される姿勢マトリクスである。

姿勢マトリクスは座標変換マトリクスでもあり、各局所座標系でのベクトル \mathbf{v} について、次式の関係が成立する。

$$\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{A}_{ak} \hat{\mathbf{v}} \quad (2.41-a)$$

$$\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{A}_{ej} \tilde{\mathbf{v}} \quad (2.41-b)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{v}}$: 集合体要素座標系における任意のベクトル、 $\hat{\mathbf{v}}$: 集合体要素の慣性主軸座標系における任意のベクトル、 $\tilde{\mathbf{v}}$: 構成要素座標系における任意のベクトル、 $\tilde{\mathbf{v}}$: 構成要素の慣性主軸座標系における任意のベクトルである。

2.4.2 集合体要素の基本情報

(1) 集合体要素の質量と重心位置

図-2.11 に示す集合体要素の質量および重心位置は、構成要素の情報をもとに、次式により表される。

$$m_{ak} = \sum_{j=1}^{n_{ak}} m_{ej} \quad (2.42)$$

$$\mathbf{L}_{ak} = \frac{\sum m_{ej} \mathbf{L}_{ej}}{m_{ak}} \quad (2.43)$$

ここで、 m_{ak}, m_{ej} : それぞれ集合体要素 k または構成要素 j の質量、 n_{ak} : 集合体要素 k の構成要素の数である。

(2) 集合体要素の慣性モーメントと姿勢

構成要素の慣性主軸回り（固有値軸回り）の慣性モーメントは、式(2.44), (2.45)より与えられる。よって、構成要素座標系における慣性モーメントは次式となる。

$$\tilde{\mathbf{I}}_{ej} = \mathbf{A}_{ej}^T \hat{\mathbf{I}}_{ej} \mathbf{A}_{ej} \quad (2.44)$$

よって、集合体要素座標系における慣性モーメントは、平行軸の定理より次式によって与えられる。

$$\hat{\mathbf{I}}_{ak} = \sum_{j=1}^{n_{ak}} \left[\tilde{\mathbf{I}}_{ej} + m_{ej} \begin{bmatrix} (\hat{L}_{ejy})^2 + (\hat{L}_{ejz})^2 & -\hat{L}_{ejx}\hat{L}_{ejy} & -\hat{L}_{ejx}\hat{L}_{ejz} \\ -\hat{L}_{ejy}\hat{L}_{ejx} & (\hat{L}_{ejz})^2 + (\hat{L}_{ejx})^2 & -\hat{L}_{ejy}\hat{L}_{ejz} \\ -\hat{L}_{ejz}\hat{L}_{ejx} & -\hat{L}_{ejz}\hat{L}_{ejy} & (\hat{L}_{ejx})^2 + (\hat{L}_{ejy})^2 \end{bmatrix} \right] \quad (2.45)$$

ここで、 $\hat{L}_{ejx}, \hat{L}_{ejy}, \hat{L}_{ejz}$: それぞれ集合体要素座標系における構成要素の位置ベクトル $\hat{\mathbf{L}}_{ej}$ の $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ 軸方向成分である。

この集合体要素座標系回りの集合体要素の慣性モーメント $\hat{\mathbf{I}}_{ak}$ をヤコビ行列による固有値解析をすると、固有ベクトル $\mathbf{a}_{ak1}, \mathbf{a}_{ak2}, \mathbf{a}_{ak3}$ と、固有値 $\lambda_{ak1}, \lambda_{ak2}, \lambda_{ak3}$ が得られる。この固有ベクトルと固有値は、それぞれ慣性主軸の方向を表す単位ベクトルと、固有ベクトルに対応する主慣性モーメントである。よって、集合体要素の慣性主軸座標系（オイラー固有値軸¹⁹⁾）を表す姿勢マトリクスは、次式のように与えられる。

$$\mathbf{A}_{ak} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{ak\hat{x}}^T \\ \mathbf{a}_{ak\hat{y}}^T \\ \mathbf{a}_{ak\hat{z}}^T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{ak1}^T \\ \mathbf{a}_{ak2}^T \\ \mathbf{a}_{ak3}^T \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (2.46)$$

また、集合体要素の固有軸系における、慣性主軸回りの慣性モーメントを、次式で表す。

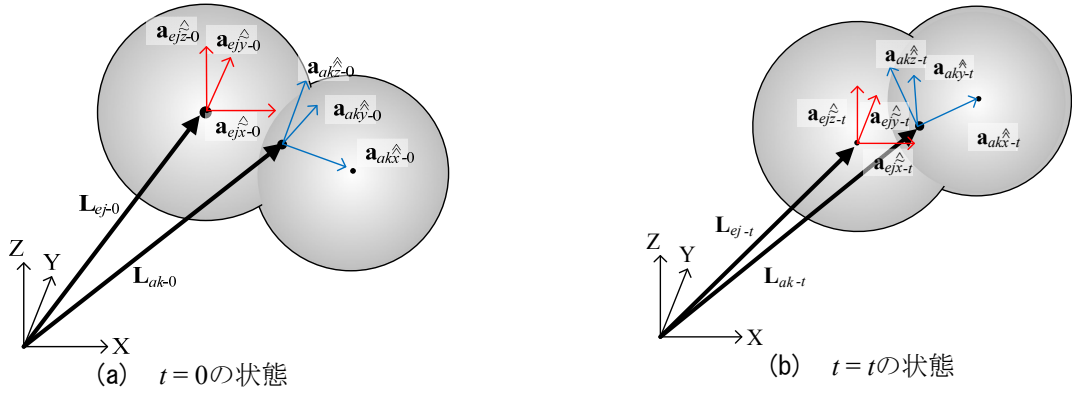


図-2.13 集合体要素と初期位置の姿勢

$$\hat{\mathbf{I}}_{ak} = \begin{bmatrix} I_{akx} & 0 & 0 \\ 0 & I_{aky} & 0 \\ 0 & 0 & I_{akz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{ak1} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{ak2} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_{ak3} \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (2.47)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{I}}_{ak}$ ：集合体要素 k の慣性主軸座標系における慣性モーメントマトリクス、 I_{akx} , I_{aky} , I_{akz} ：それぞれ集合体要素 k の慣性主軸座標系の x, y, z 軸周りの主慣性モーメントである。

ここで、本論文で用いる六等球径対称配列集合体要素の慣性モーメントを説明する。まず、構成要素の慣性モーメント $\tilde{\mathbf{I}}_{ej}$ は式(2.2)によって与えられる。これより、球形要素を構成要素とする六等球径対称配列集合体要素は平行軸の定理から重ね合わせにより求めることができる。本要素モデルは球形要素を規則配列していることから、慣性主軸は図-2.12のように重心点に対して対称に位置する2つの要素の重心点を通ることになる。

(3) 姿勢の変化と適合条件

本手法では、運動方程式における一般座標系での並進運動と、集合体要素の慣性主軸座標系での回転運動について解くものとする。このため、この解を構成要素の運動に変換する適合条件式が必要である。

まず、図-2.13に示すように、解析初期($t=0$)における姿勢ベクトルと、時刻(t)における姿勢ベクトルが与えられる。このとき、集合体要素の慣性主軸の回転に伴う変化を次式で表す。

$$\mathbf{A}_{ak-t} = \hat{\mathbf{A}}_{ak-t} \mathbf{A}_{ak-0} \quad (2.48)$$

ここで、 \mathbf{A}_{ak-0} , \mathbf{A}_{ak-t} ：それぞれ時刻($t=0$)または時刻(t)における集合体要素 k の姿勢マトリクス、 $\hat{\mathbf{A}}_{ak-t}$ ：時刻($t=0$)から($t=t$)間による集合体要素 k の姿勢マトリクスの変化分を表す座標変換マトリクスである。

なお、集合体要素は剛体であるので、次式が成立する。

$$\mathbf{A}_{ej-t} \mathbf{A}_{ak-t}^T = \mathbf{A}_{ej-0} \mathbf{A}_{ak-0}^T = \hat{\mathbf{A}}_{aej} \quad (2.49)$$

$$\hat{\mathbf{L}}_{ej-t} = \hat{\mathbf{A}}_{ak-t}^T \hat{\mathbf{L}}_{ej-0} \quad (2.50)$$

ここで、 \mathbf{A}_{ej-0} , \mathbf{A}_{ej-t} ：それぞれ時刻($t=0$)または時刻($t=t$)における構成要素 j の姿勢マトリクス、 $\hat{\mathbf{A}}_{aej}$ ：集合体要素 k の慣性主軸座標系における構成要素 j の姿勢マトリクス、 $\hat{\mathbf{L}}_{ej-t}$ ：集合体要素座標系における時刻(t)の構成要素 j の重心位置ベクトル、 $\hat{\mathbf{L}}_{ej}$ ：集合体要素の慣性主軸座標系における構成要素 j の重心位置ベクトルであり、 $\hat{\mathbf{A}}_{aej}$ と $\hat{\mathbf{L}}_{ej}$ は運動に関わらず不変量である。

よって、構成要素の重心位置ベクトルおよび姿勢マトリクスは次式となる。

$$\mathbf{L}_{ej-t} = \mathbf{L}_{ak-t} + \hat{\mathbf{L}}_{ej-t} \quad (2.51)$$

$$\mathbf{A}_{ej-t} = \hat{\mathbf{A}}_{aej} \mathbf{A}_{ak-t} \quad (2.52)$$

ここで、 $\mathbf{L}_{ak-t}, \mathbf{L}_{ej-t}$: それぞれ時刻($t=t$)における集合体要素 k または構成要素 j の重心位置ベクトルである。

よって、式(2.49), (2.50)では、 \mathbf{A}_{ak-t} を更新することにより、他のベクトルおよびマトリクスの更新が可能となる。

また、速度ベクトルと角速度ベクトルは次式で表される。

$$\dot{\mathbf{u}}_{ej-t} = \dot{\mathbf{u}}_{ak-t} + \boldsymbol{\omega}_{ak-t} \times \hat{\mathbf{L}}_{ej-t} \quad (2.53)$$

$$\boldsymbol{\omega}_{ej-t} = \boldsymbol{\omega}_{ak-t} \quad (2.54)$$

ここで、 $\dot{\mathbf{u}}_{ak-t}, \dot{\mathbf{u}}_{ej-t}$: それぞれ時刻($t=t$)における集合体要素 k または構成要素 j の速度ベクトル、 $\boldsymbol{\omega}_{ak-t}, \boldsymbol{\omega}_{ej-t}$: それぞれ時刻(t)における集合体要素 k または構成要素 j の角速度ベクトルである。

(4) 構成要素と集合体要素の力のつり合いマトリクス

本解析では、運動方程式を集合体要素重心点に関して解く。このため、各要素の接触判定および接触力については構成要素を用いて計算を行い、その後、各構成要素の重心点に作用する力を集合体重心点に集成する。この際、構成要素座標系において構成要素重心点に作用する力 $\tilde{\mathbf{f}}_{ej}$ と等価な、集合体要素座標系における力 $\hat{\mathbf{f}}_{ak}$ には、次式の関係がある。

$$\hat{\mathbf{f}}_{ak} = \sum_{j=1}^{n_{ak}} \tilde{\mathbf{f}}_{ej} \quad (2.55)$$

また、それぞれに対応するモーメントに関しては、次式の関係がある。

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{M}}_{ak} &= \sum_{j=1}^{n_{ak}} \tilde{\mathbf{M}}_{ej} + \tilde{\mathbf{f}}_{ej} \times \hat{\mathbf{L}}_{ej-t} \\ &= \sum_{j=1}^{n_{ak}} \tilde{\mathbf{M}}_{ej} + \tilde{\mathbf{f}}_{ej} \times \mathbf{A}_{ak-t}^T \hat{\mathbf{L}}_{ej-0} \end{aligned} \quad (2.56)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{M}}_{ej}$: 構成要素座標系において構成要素重心点に作用するモーメント、 $\hat{\mathbf{M}}_{ak}$: 構成要素に作用する力およびモーメントと等価な集合体要素座標系における集合体要素重心点でのモーメントである。

2.4.3 集合体要素の接触判定

集合体要素の接触判定は、集合体要素の構成要素を基本単位として全ての要素間で行われる。この際、要素数が多いと要素間の接触判定に要する負担が莫大なものとなる。そこで、一定時間ごとに個々の要素の周辺にある要素に対し近傍要素抽出を行う。例えば式(2.57)で示す球形要素同士の接触の場合、次式を満足する距離関係にある要素を抽出し、時々刻々の接触判定はその近傍要素のみと行うこととした。

$$|\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{Sj}| \leq r_{Si} + r_{Sj} + r_{dum} \quad (2.57)$$

ここで、 r_{dum} : r_{Si} に付加する余長半径。

他の接触状態についても同様の手続きにより、近傍要素の抽出を行う。これより、要素数の 2 乗に比例す

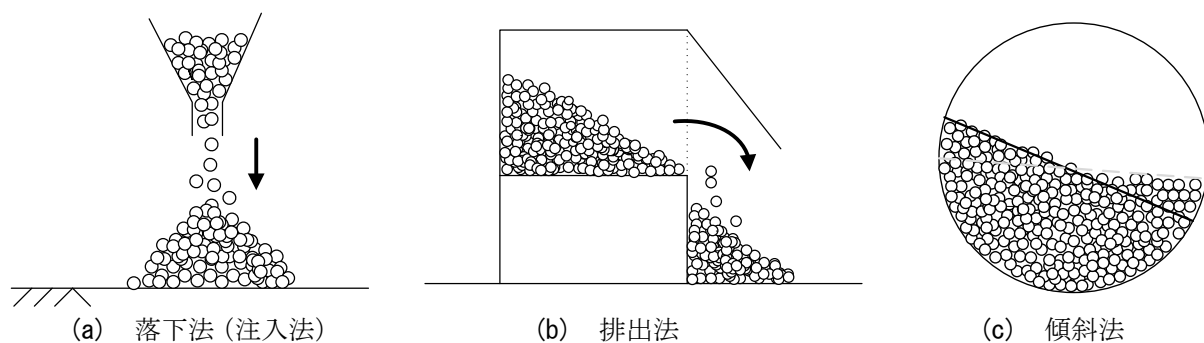
図-2.14 安息角の計測方法の一例²⁹⁾

写真-2.1 安息角測定器具

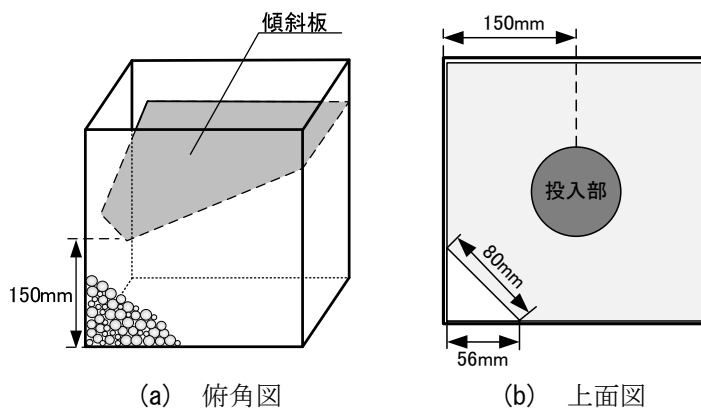


図-2.15 安息角測定器具(略図)

る接触判定回数を軽減することができる。また、同一の集合体要素内の構成要素相互については接触判定候補外とし、接触ばねを生起しないように設定した。

2.5 事前実験

2.5.1 安息角の定義と計測法

安息角は、有している力学的な意義やその計測法が既往研究において定義がそれぞれ異なり、その詳細は未だ不明確な部分が多くある。例えば、安息角の定義に関する研究において町田ら²⁴⁾は、砂や礫などの粘着力のない粒状体が外部からの擾乱の無い状態で静止しうる最大の傾斜角としている。また、Carson and Kirkby²⁵⁾は、一般的に平らな面で粒状体を流し込み安定した状態で得られた最も小さい角度と述べている。粉体工学において、粉体の安息角とは形成する堆積の斜面と水平面間の角度とされている²⁶⁾。また、Duran²⁷⁾は、粘性のない乾燥した粒状体や粉体において、平らな面において自由落下させることで得られる角度としている。その場合、計測誤差として2~3°程度の誤差があり、最大35°を超えることは、ほぼないと述べている。土質工学会によると砂や礫などの粘着力のない土の傾斜が、まきこぼした状態で安定を保ち得る最も急な傾斜角と示している²⁸⁾。その測定方法においても、異なる方法が存在する。粉体工学においては、代別して図-2.14に示すような簡単な例により落下法(注入法)、排出法、傾斜法の3つの方法がある²⁹⁾。このため、イエ・イ³⁰⁾は、同一粉体でも測定方法によって安息角の値はかなり異なることを前提として、測定方法および実験条件を明示することが重要であるとしている³¹⁾。また、同じ計測方法でも安息角にはばらつきがあり、最も低い角度を安息角とする研究^{32), 33)}や最も高い角度の安息角³⁴⁾とする研究もある。それを踏まえて、安息角の定義を総括した松倉ら²⁹⁾は、限界安息角と停止安息角の2つに定義を改め、限界安息角は砂や礫など

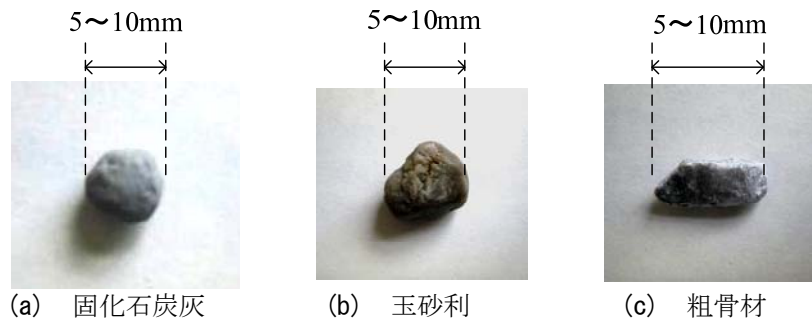


写真-2.2 礫試料

表-2.1 礫試料の諸元

名 称	粒径(mm)	比重	形 状
固化石炭灰	5~10	1.8	丸みを帯びている
玉砂利	5~10	2.6	丸みがあるがやや凹凸
粗骨材	5~10	2.6	扁平した形状のものが多く、凹凸もある

の粒状体からなる斜面が静止しうる最大の角度とした。その際、この限界安息角を超えると斜面では崩れ始める。そして、その崩れる現象が停止した状態の斜面角を停止安息角とした。なお、いずれの結果とも安息角として扱うこととしている。これらを踏まえて本研究においては、流動性の良い材料に対してばらつきが少ないとされる落下法を用いて、形状の異なる3種類の礫を用いた安息角の測定実験を行う。計測結果は、その平均値を安息角とし、礫形状と安息角の関係について基礎的な検討を加えた。

2.5.2 実験装置

写真-2.1 および図-2.15 に実験器具の概要を示す。この実験装置は、投入用の傾斜板と堆積部からなる一辺 30 cm の立方体の箱である。傾斜板の傾斜角度は 25° であり、最も低い三角コーナーに一辺 $4\sqrt{2}$ cm のスリットが設けてある。なお、文献 5) のホッパーでの目詰まり条件では、粒径の 6 倍以下になると生じることがわかっている。そのため、供試体の平均粒径に対して 6 倍以上の大きさを空けることとした。礫は、このスリットから落下高さ 15 cm で落下する。箱の側面は、透明なアクリル板で構成されており、堆積状況を観察できる。底面は、アクリル板を敷いており、側面との摩擦が同じように工夫した。なお、アクリル板と礫との摩擦角は 25° であった。

2.5.3 供試体

写真-2.2 に、実験に用いた試料を示す。固化石炭灰、玉砂利および粗骨材の3種類の異なる礫を用いた。その形状特性について、固化石炭灰は丸みを帯びており凹凸が少なく、玉砂利や粗骨材となるに従い凹凸が大きい試料となっている。その粒径は、ふるい分けにより 5 mm~10 mm の一様粒径とした。また、それぞれの素材の比重を表-2.1 に示す。それぞれ、固化石炭灰の比重は 1.8、玉砂利および粗骨材の比重は 2.6 となっている。

2.5.4 実験方法

傾斜板のスリット部で礫同士の接触により、斜面に跳ね返らない範囲で、礫を 100~150 個/s で傾斜板の中央付近の投入地点（図-2.15）に流下させた。

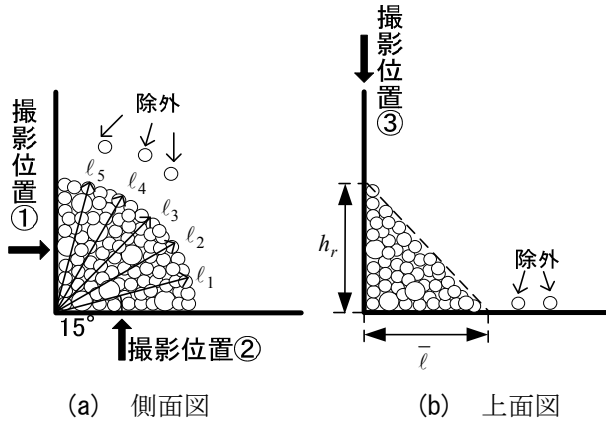


図-2.16 実験ケース

表-2.2 実験ケース

ケース	試料	礫数	ケース数
1	固化石炭灰 玉砂利 粗骨材	1000	12
		1500	
		2000	
		2500	
2		2000	5

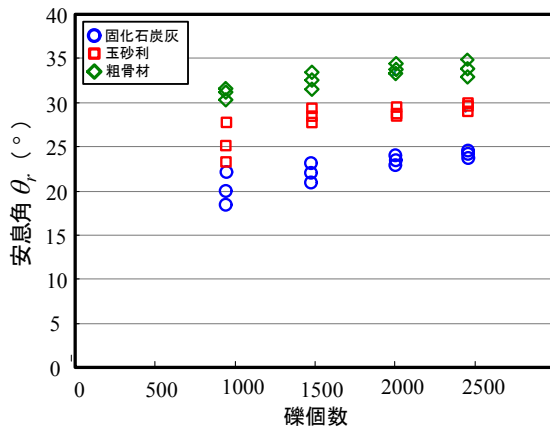


図-2.17 安息角に及ぼす礫個数の影響

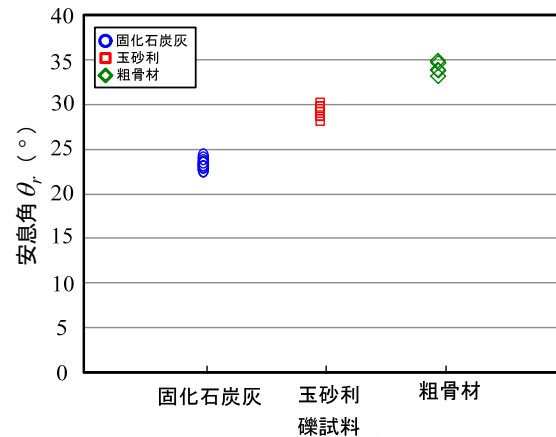


図-2.18 安息角に及ぼす形状の影響

2.5.5 安息角計測

安息角の計測方法には種々の方法があるが、本実験では以下の手順により測定した。

- (1) 図-2.16 に示すように側方からアクリル板を通して①、②の方向から撮影した写真より、堆積した礫の最も高い位置を高さ h_r とする。
- (2) 図-2.16 に示すように③の方向から撮影した写真より、堆積した礫の半径を 5 方向測定し、その平均半径 $\bar{\ell}$ を求めることにより堆積斜面の持つ不均一性の影響が出ないように配慮した。この際、底面にあつて他のものと接触しない礫は除外する。

$$\bar{\ell} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \ell_i \quad (2.58)$$

- (3) 高さ h_r 、半径 $\bar{\ell}$ を用いて次式より安息角 θ_r を求める。

$$\theta_r = \tan^{-1}\left(\frac{h_r}{\bar{\ell}}\right) \quad (2.57)$$

2.5.6 実験ケース

表-2.2 に、実験ケースを示す。礫が堆積して安息角を形成する場合、礫数が少ないと安息角のばらつきが大きくなる可能性がある。このため、まず礫数が安息角に与える影響を観察するため、ケース 1 に示す実験を 3 回ずつ行った。その上で、ケース 2 では、ケース 1 の検討結果を踏まえて 2000 個として改めて各試料に対し 2 回ずつ追加実験を行った。

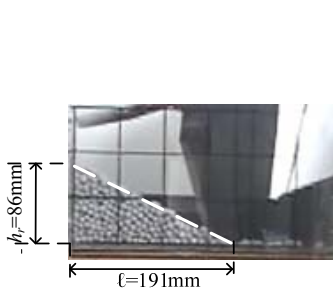


写真-2.3 固化石炭灰の安息角

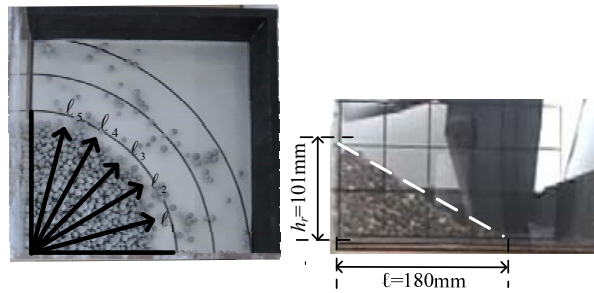


写真-2.4 玉砂利の安息角

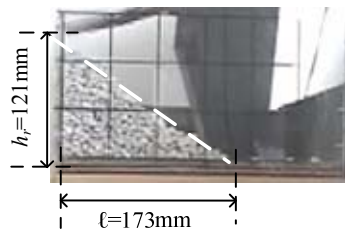


写真-2.5 粗骨材の安息角

2.5.7 実験結果

(1) 安息角に及ぼす礫個数の影響

図-2.17 に、安息角と礫個数の関係について示す。いずれの試料においても礫個数が 1500 以下の範囲では安息角にばらつきが見受けられる。しかし、礫個数が 2000 を越えると安息角のばらつきがほとんど見受けられないことがわかる。また、Duran の文献²⁷⁾によると、平板上に礫を堆積させて安息角を計測するために、必要となる最小粒子数は約 8000 個と示されている。本実験においては、図-2.16 に示すように扇形の 90° 分だけ堆積するため、その 1/4 の粒子数である 2000 個を目安と考えられるため、実験結果とも概ね一致することになる。

(2) 安息角に及ぼす形状の影響

図-2.18 に、2000 個の礫を用いた全ケースにおける各試料の安息角を示す。これより、固化石炭灰、玉砂利、粗骨材と凹凸が大きくなるにつれて、安息角が大きくなることがわかる。写真-2.3~5 に各試料の堆積状況を示す。どの試料も、概ね一定の勾配をもって堆積しており、材料固有の安息角となっていることがわかる。

2.6 個別要素法解析

2.6.1 礫形状モデル

2.4 節で述べた六等球径対称配列集合体要素を用いて非重複率 β を変化させることで礫形状モデルを作成した。その際、球形要素を重ねることで非球形要素を表現しているため球形要素に与える比重が重なった部分だけ余分に重くなる傾向となる。従って、6 個の等球形から構成される集合体要素が 1 個の要素として振る舞うため、本来の比重を非重複率 β の変化によって構成要素に分配できるように考慮する必要がある。そこで、集合体要素の質量は、密度に体積を乗じて求められる。そのため、非重複率 β と体積比の関係を予め

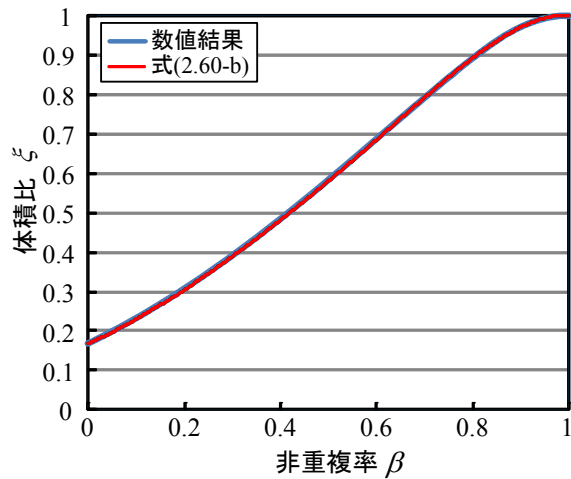

 図-2.19 体積比～非重複率 β 関係

表-2.3 解析基本値

項 目			値
要 素	要素数(球形要素)		2000 (12000)
	比重		1.8, 2.6
要素間 ばね	ばね 定数	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
		接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
	減衰定数 h		0.8
	粘着力 C (N)		0
	摩擦角 $\tan \phi_e$		$0.557(30^\circ)$
時間条件	時間刻み Δt (s)		5.0×10^7


 (a) 石炭灰 ($\beta = 0.25$)

 (b) 玉砂利 ($\beta = 0.35$)

 (c) 粗骨材 ($\beta = 0.40$)

図-2.20 実験試料と解析モデル

求めておき、次式によって求める。

$$V_a = \xi \times (6 \times V_{sp}) \quad (2.60-a)$$

$$\xi = -1.79\beta^5 + 3.34\beta^4 - 2.50\beta^3 + 1.27\beta^2 + 0.51\beta + 0.17 \quad (2.60-b)$$

ここで、 V_{sp} ：構成要素である球の総体積、 ξ ：非重複率 β による体積比、 V_a ：集合体要素の体積。

この ξ においては、均等確率分布モデルのモンテカルロ法によって求めた。図-2.19 にその関係を示す。参考までに、図-2.20 に実験で使用した礫試料に見かけ上で類似する要素を示す。

2.6.2 解析ケースおよび解析基本値

解析は、非重複率 β を 0.0～0.50 までの計 11 種類について、各ケース 3 回ずつ解析を行った。

表-2.3 に解析基本値を示す。まず、要素数は実験と同様に 2000 個の集合体を用いた。要素の密度は、写真-2.2(a) に示す固化石炭灰の比重 1.8 を用いた。法線方向ばね定数 K_n も固化石炭灰の荷重～変位関係を基に 1.0×10^6 (N/m) とした。減衰定数 h は、事前に固化石炭灰とアクリル板の落下実験をおこない、その跳ねかえり高さを表現できる 0.8 を用いることとした。また粘着力 C は乾燥した礫試料を用いていることから $C = 0$ N とし、事前の要素間滑り実験³⁴⁾から礫同士の摩擦角 $\tan \phi_e = 30^\circ$ とした。

2.6.3 解析結果

(1) 堆積過程

図-2.21 に、実験結果と経過時間を基準として非重複率 $\beta = 0.40$ とした場合の解析結果を比較して示す。図-2.21(b) の 4 秒後では、実験では既に約 30° の安息角の堆積を形成し、落下点より遠くに散乱した礫は少な

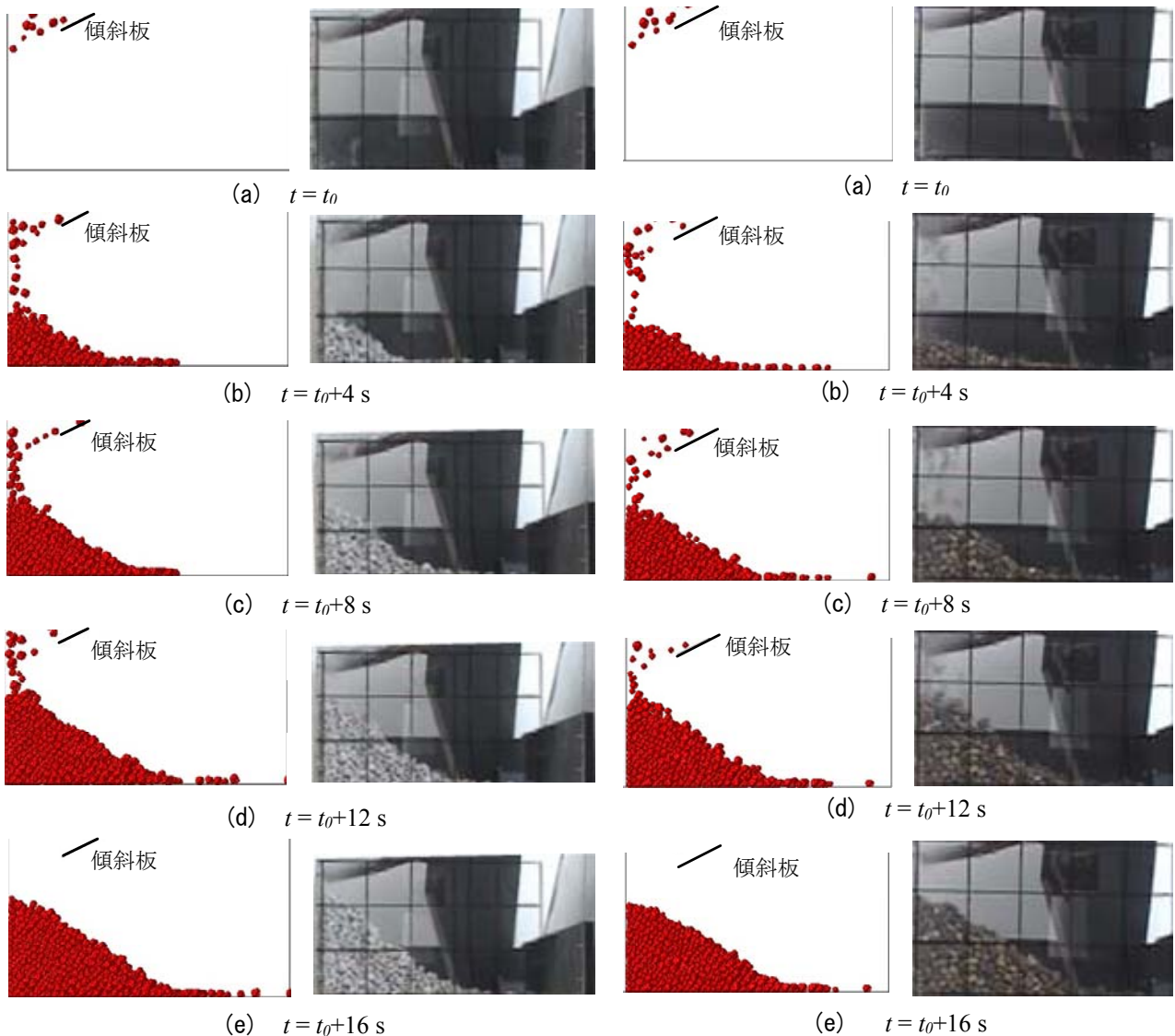


図-2.21 $\beta = 0.40$ と粗骨材の時刻歴比較
(左：解析結果 右：実験結果)

図-2.22 $\beta = 0.35$ と玉砂利の時刻歴比較
(左：解析結果 右：実験結果)

いのに対し、解析では遠くに散乱した要素が比較的多くなり落下点に堆積した要素が少ないため、安息角は 25° より小さく、やや緩やかであるように見える。しかし、図-2.21 (c) の 8 秒後には、解析の散乱要素は図-2.21 (b) に比してさほど増えておらず、堆積に寄与する要素数の割合が多くなり、最高点の高さも実験のものと同様になっている。その後は、図-2.21 (d) の 12 秒後、図-2.21 (e) の 16 秒後においてもその安息角はほぼ同じ角度で維持されて相似形で堆積要素数が増加する。つまり、10 秒あたりでの安息角は安定状態に達しており、解析結果と実験結果が同様の傾向を示していることがわかる。また、図-2.22, 23 においても玉砂利と固化石炭灰の堆積過程を時系列で示した。最終的な堆積形状に違いがあるものの得られた安息角、堆積過程において定性的ではあるが、再現できていることがわかる。

参考までに、図-2.24 の再現性を確認するため、 $\beta = 0.40$ のそれぞれの要素数における最終形状を示した。要素数が 1000 の時は、実験で得られている安息角よりやや低い安息角 $\theta_{ana} = 28^\circ$ であり要素が少ないと安息角が低く得られることがわかる。次に要素数 1500, 2000 の時は、安息角 $\theta_{ana} = 32^\circ, 34^\circ$ となり、要素数によって安息角が大きくなり実験で得られた結果に近いものとなった。また要素数 2500 の時は、安息角 $\theta_{ana} = 34^\circ$ であり、要素数において影響のない結果となり、これも実験と同様に 2000 以上から要素数に影響のない

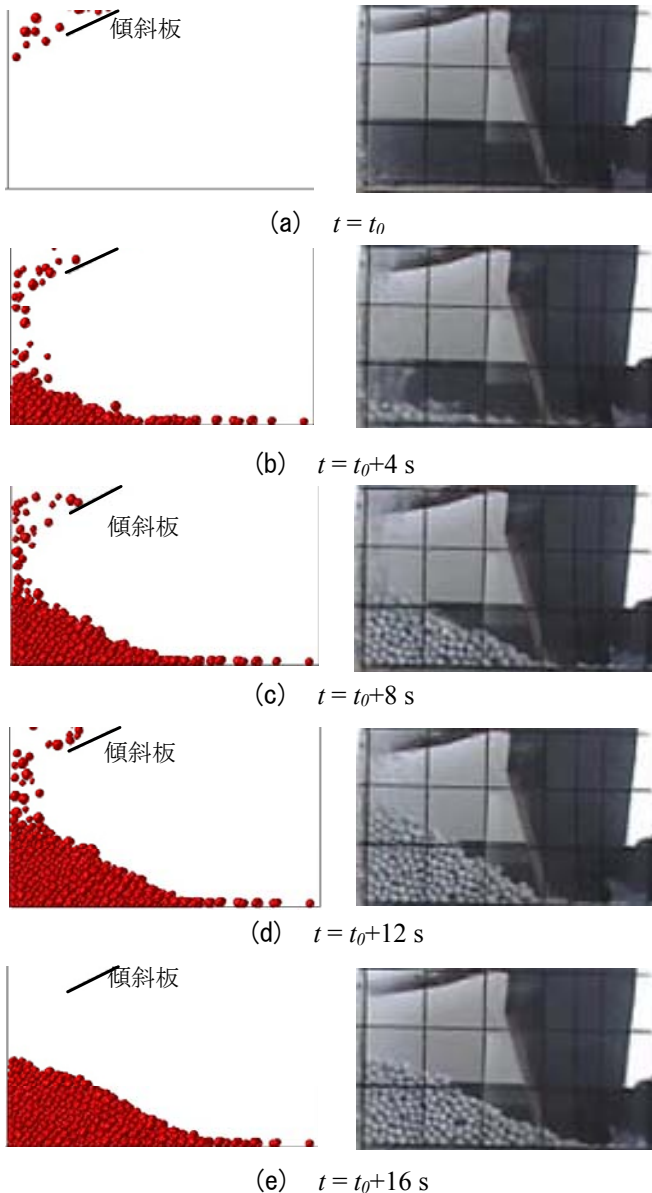


図-2.23 $\beta = 0.25$ と固化石炭灰の時刻歴比較
(左：解析結果 右：実験結果)

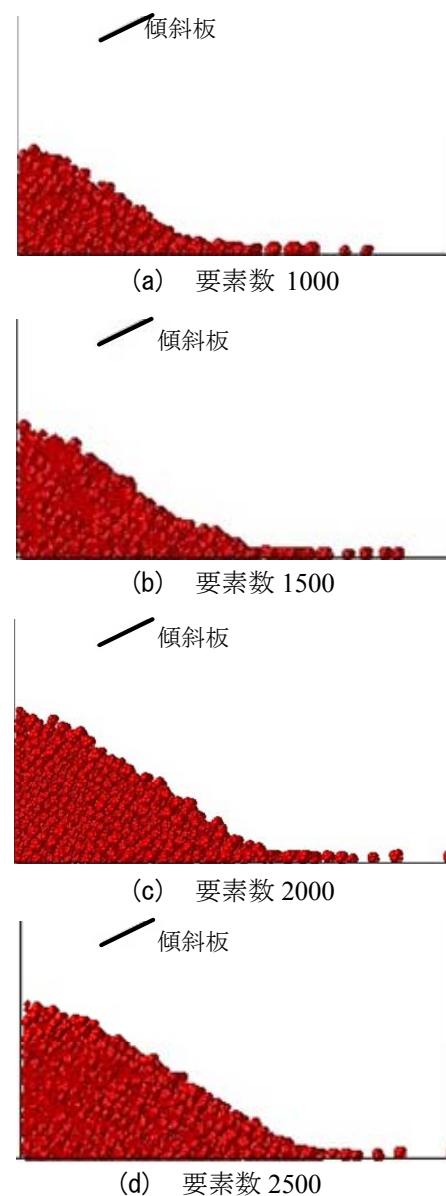


図-2.24 $\beta = 0.40$ の要素数の影響

安息角を得られることがわかった。

(2) 最終形状

図-2.25 は、最終形状を実験結果と比較して示す。また、図-2.25(a)は、球形 ($\beta = 0.0$) とした場合の解析のみを示している。各要素は、ほぼ完全に散乱しており、互いに重なった堆積状態を形成できていない。よって、安息角は 0° となる。

続いて、図-2.25(b)の $\beta = 0.25$ の平面図では、散乱要素の数が多く堆積に寄与する要素が少ない。そのため側面図では、直線状の安息角の小さな堆積塊の傾斜面が形成されている。この安息角は、 23.1° であり、奇しくも並列して示した固化石炭灰の実験結果と良く似たものとなった。

また、図-2.25(c)の $\beta = 0.35$ でも同様の傾向が得られており、その安息角は、 30.2° であり、玉砂利の 29.2° と近い角度となった。さらに、図-2.25(d)の $\beta = 0.40$ では、その側面図において傾斜途中に小突起が出ている。また、平面図において散乱している要素の同心円では、右隅が欠けており半径にばらつきが出ている。

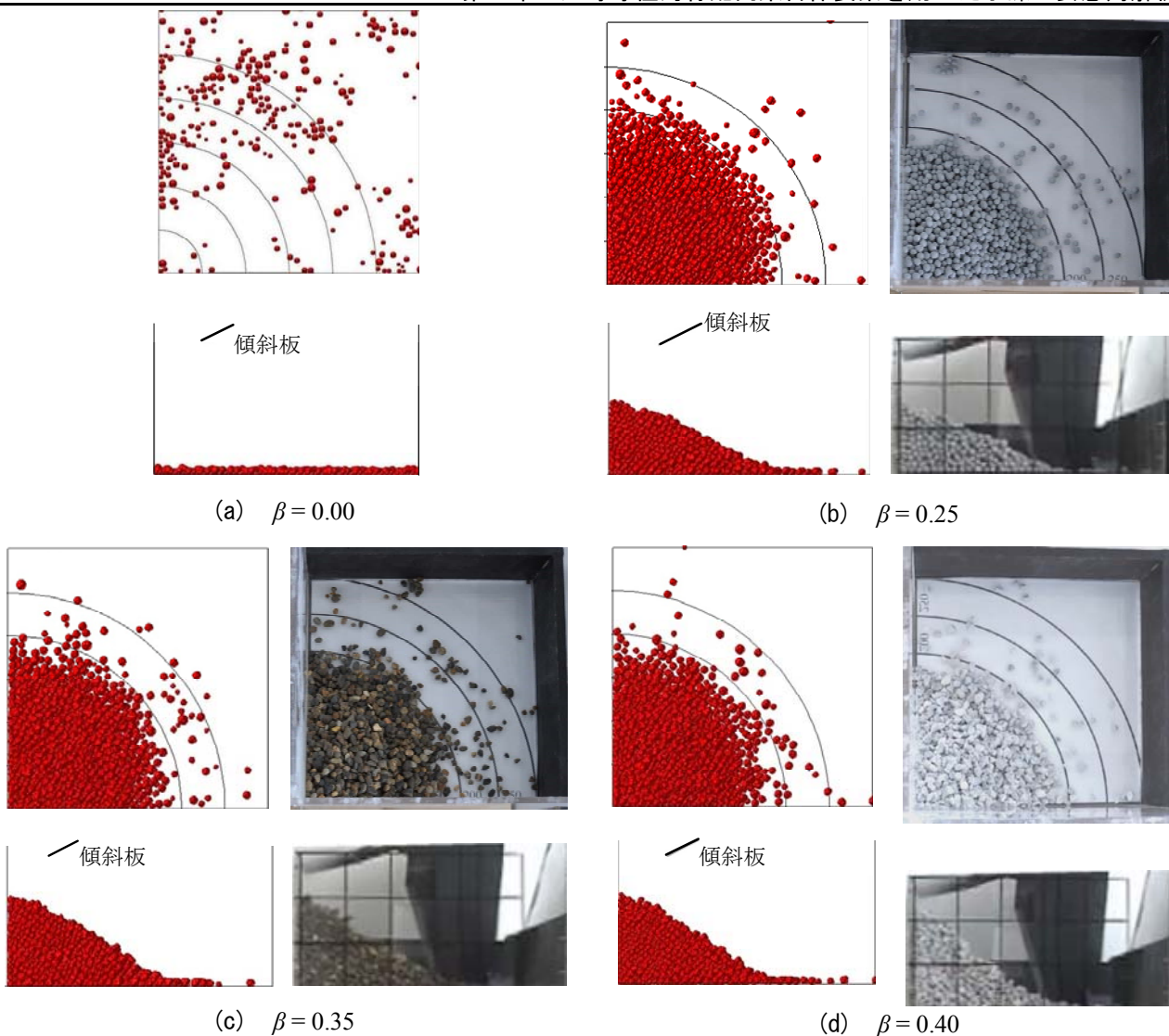


図-2.25 最終形状の比較 (左: 解析結果 右: 実験結果)

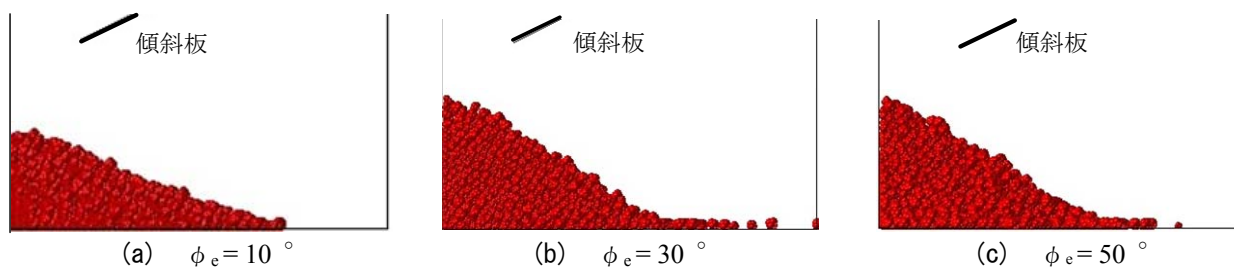
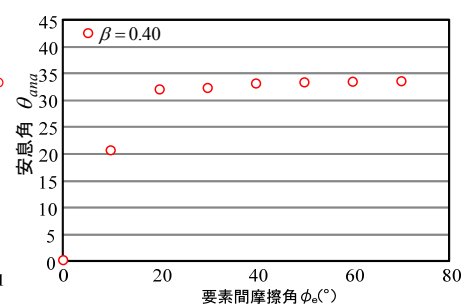
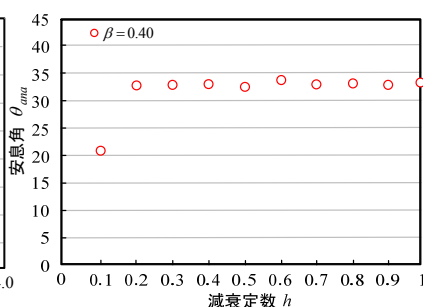
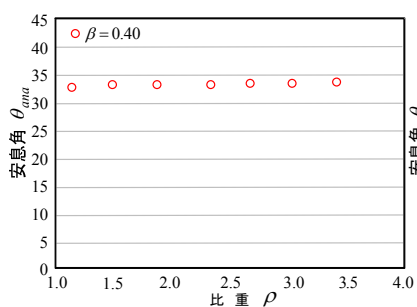


図-2.29 $\beta = 0.40$ 時の要素間摩擦角の影響による安息角の比較

ただし、その安息角は 33.8° であり、粗骨材とはほぼ同等である。図中には、実験結果と並列して示しているが、実験でも散乱が完全な同心円とはならないことは、解析でも同様に生起するものであることがわかる。つまり、安息角が大きい粒状体では、要素形状のランダム性が安息角形成へのばらつきに反映されるように思われる。

2.6.4 解析パラメータの影響

ここからは、解析パラメータを変化させることにより安息角の影響を検討したものである。非重複率 $\beta = 0.40$ と固定し、解析パラメータの影響を整理した。図-2.26 に、比重における影響を示した。比重を $1.8 \sim 3.4$ 間において安息角の影響を検討したが、ほぼ一定の安息角を得ることとなり、比重における影響はないものとなった。次に、減衰定数 h の変化における安息角の影響を図-2.27 に示す。その際、 $h = 0.2 \sim 1.0$ の間において安息角にややばらつきがあるものの大きく変わるような傾向をなく $\pm 0.5^\circ$ 程度であり、影響はないものと考えられる。そして、要素間摩擦角を $\phi_e = 0^\circ \sim 70^\circ$ まで変化させると図-2.28 のような結果となった。初期の段階では、要素間摩擦角の影響が大きい 20° を超えると変化がないことがわかる。したがって、要素間摩擦角を $\phi_e = 20^\circ$ を超えた時点で、安息角に与える影響は無いものと考えられる。図-2.29 に、要素間摩擦角 ($\phi_e = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ$) によって得られた安息角を比較したものを示した。図-2.29(a) は明らかに角度が低く、図-2.29(b), (c) はあまり変わらないことがわかる。

2.6.5 安息角推定式

次に、 $\phi_e = 20^\circ, 40^\circ$ における解析結果も加えて、図-2.30～32 において解析で得られた安息角～非重複率 β 関係を 3 つの提案式でフィッティングカーブした結果を示す。ここでフィッティングモデルを 3 種類考える。フィッティングモデル 1 と 2 において解析で得られる安息角が非重複率 β と要素間摩擦角によって影響を与えることを考慮に入れるものであり、それぞれ対応したものを以下の次式に示す。

$$\text{モデル 1: } \theta_{ana} = 28.8\beta^{0.60}\phi_e \quad (2.61)$$

$$\text{モデル 2: } \theta_{ana} = 0.44\beta^{0.60}(\phi_e + 99.4) \quad (2.62)$$

ここで、 θ_{ana} : 凸度を表す非重複率 β から得られる安息角。

フィッティングモデル 1, 2 の決定係数はそれぞれ $R^2 = 0.90, 0.98$ となった。続いてフィッティングモデル 3 では要素間摩擦角を無視して、全ての結果を非重複率 β のみに帰するものとした。その結果は次式となる。

$$\theta_{ana} = 55.7\beta^{0.60} \quad (2.63)$$

このフィッティングモデル 3 の決定係数は $R^2 = 0.98$ となった。すなわち $\phi_e = 20^\circ \sim 40^\circ$ の間において要素間摩擦角の影響を無視しても妥当な回帰線が得られることを示している。図-2.33 には、式(2.63)の一致度を示している。これより、 $\phi_e = 20^\circ \sim 40^\circ$ の解析結果と回帰結果との比較では大きく乱れがなく回帰線が良好に表現できることがわかる。さらに確認のため図-2.34 には、安息角と要素間摩擦角との関係を示しているが、 $\phi_e = 20^\circ \sim 40^\circ$ に増加すると安息角に対して約 5° の増加を与える線形関係があることがわかる。

これより式(2.63)より要素間摩擦角を考慮しないフィッティングモデル 3 より、計測された安息角が与えられた場合に対応する非重複率を求める式は次式となる。

$$\beta = \left(\frac{\theta_r}{55.7} \right)^{1.67} \quad (2.64)$$

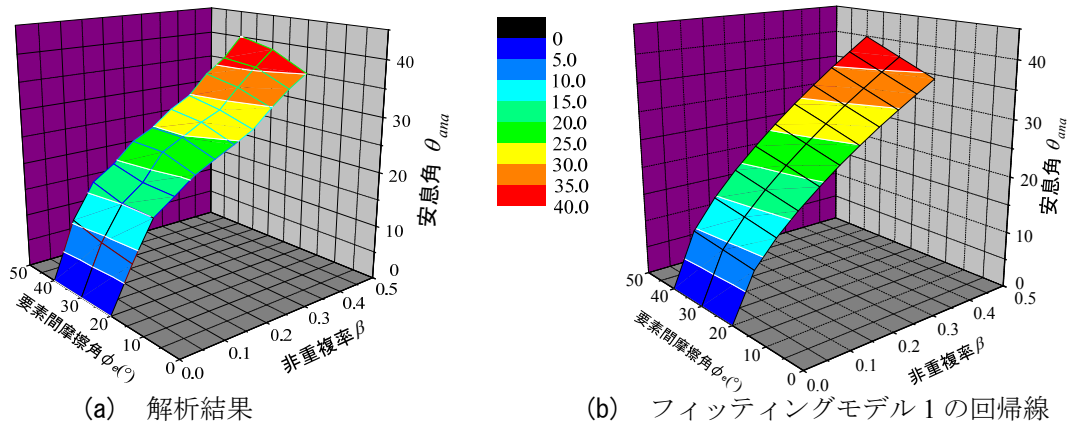


図-2.30 安息角解析結果と回帰式の比較(フィッティングモデル1)

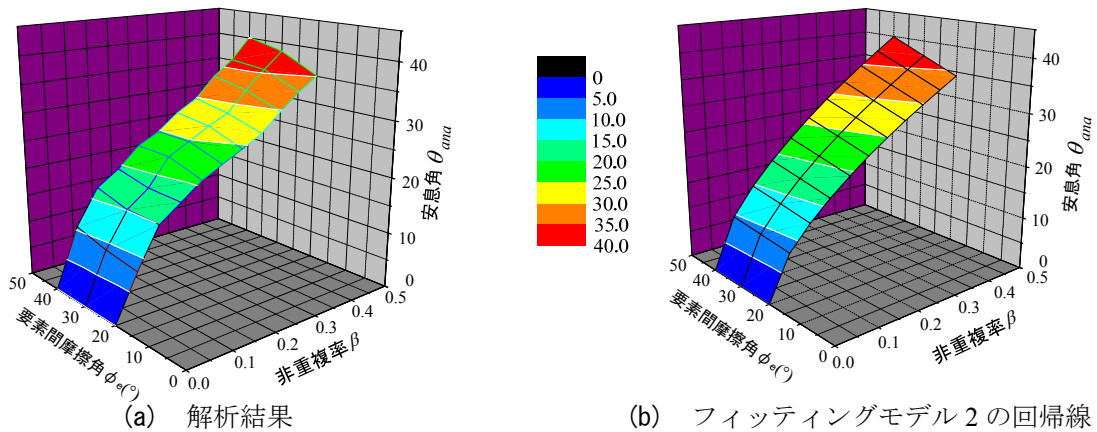


図-2.31 安息角解析結果と回帰式の比較(フィッティングモデル2)

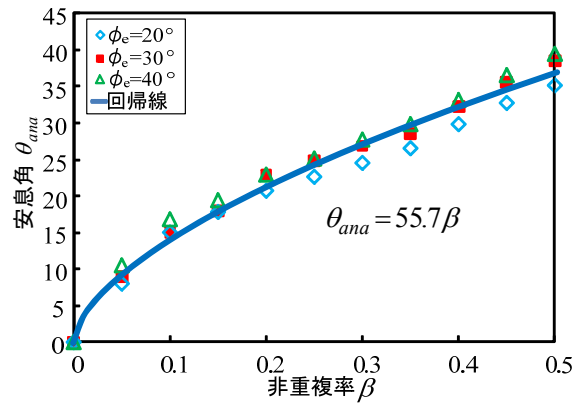


図-2.32 安息角解析結果と回帰式の比較(提案3)

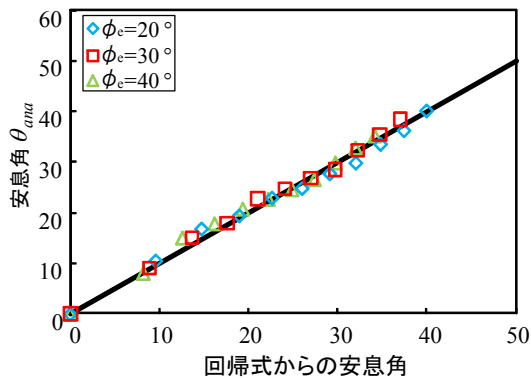


図-2.33 解析結果と回帰結果との比較

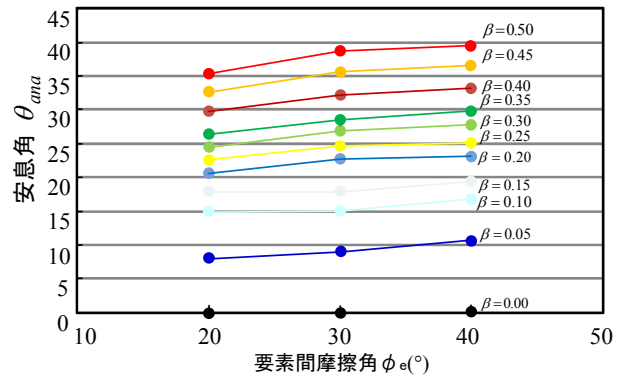


図-2.34 要素間摩擦角との比較

2.7 結 言

本章では、提案手法である6個の等球形からなる六等球径対称配列集合体要素を開発し、要素の比重率 β を変化させて安息角実験を再現する解析法について検討したものである。本章の成果をまとめると、以下のようになる。

- (1) 同一球形6個によって、正八面体のように構成される六等球径対称配列集合体要素を用いて、その粒状体としての安息角形成過程を事前実験に対応させてシミュレーションした。
- (2) 解析結果では、集合体要素の比重率 β に応じて安息角が大きくなることを示した。その際、3種類の材料に対する事前実験で得られたものを最終安息角とほぼ同等となる3つのシミュレーション結果を得られた。それらの解析における安息角形成過程は、実験のものとはほぼ同じ過程をたどることも確認できた。
- (3) 安息角解析に影響のある比重、減衰定数および要素間摩擦角のパラメータの変化を検討したが、六等球径対称配列集合体要素においては非重複率 β による影響のみが安息角を変化させることがわかった。
- (4) その結果、安息角と比重率 β 関係とその逆関数である安息角推定式の2式を得た。

$$\theta_{ana} = 55.7\beta^{0.60} \quad (2.63)$$

$$\beta = \left(\frac{\theta_r}{55.7} \right)^{1.67} \quad (2.64)$$

だが、安息角の支配因子には、形状表現においても粒子の角の存在や異方性など提案モデルで表現できない要因も影響をおよぼすことが明らかにされており、その点について検討する必要がある。

第3章 六等球径対称配列集合体要素を用いた小型単純せん断抵抗力解析

3.1 緒言

第2章では、提案する六等球径対称配列集合体要素の非重複率 β を調整することによって、粒状体の基本的性質である安息角の形成過程と形成される安息角を妥当に推定することが可能な安息角～非重複率 β の関係を逆関係にして安息角推定式を示した。これにより、礫材が形成する安息角を再現できる粒状体モデルの作成法を提案した。

ここでは、鋼製枠堰堤に用いる礫中詰材全体の強度であるせん断抵抗力推定法について検討する。鋼製枠堰堤は、中詰材に現地発生礫材を用いており、そのせん断抵抗力にはインターロッキング効果が強く影響している。そのため1.3節で示したように、礫材全体の抵抗因子となる強度を評価する手法が望まれている。しかし、大型3軸試験器で計測可能な礫材でも1.0～5.0 cmにおける範囲が最大礫径であり¹⁾、粒径10～30 cmの礫材における内部摩擦角を求めることは、今のところ不可能である。そのため、信頼性の高い内部摩擦角を決定する手法は、無いままに現行の設計²⁾が成されている。そこで、粒状体における全体の強度を示すパラメータとして安息角を基にせん断抵抗力を推定できれば、現場において実行可能な手法になると考えられる。そのため、現場で測定可能な安息角を用いて提案した安息角推定式により、非重複率 β を有する六等球径対称配列集合体要素を礫材のモデルとする。そのモデルを用いて解析することで、鋼製枠堰堤内のせん断抵抗力を評価できる手法が確立できれば工学的に有用である。

そこで本章では、事前実験で得られた安息角に対応する非重複率 β を有する六等球径対称配列集合体要素を礫中詰材要素として用いて、文献3)で行われたピン結合された変形しない鋼製枠に詰められた礫中詰材の単純せん断変形実験によるせん断抵抗力～変位関係を解析する。その際、中詰材を球形要素でモデル化した場合も同時に行い、内部の力学的メカニズムを比較・検討する。

3.2 解析手法

ここでは、矩形の単純せん断枠でモデル化するとき用いた連結ばねと枠モデルを構成している円柱形要素を中心に述べる。

3.2.1 円柱形要素の基本情報

一個の円柱形要素は、まず図-3.1に示す底面中心座標 \mathbf{L}_{j1} 、上面中心座標 \mathbf{L}_{j2} 、密度 ρ_j 、半径 r_j が与えられ、これより要素 j の中心座標 \mathbf{L}_j^0 、長さ l_j 、質量 m_j はそれぞれ次式で表される。

$$\mathbf{L}_j^0 = \frac{1}{2}(\mathbf{L}_{j1} + \mathbf{L}_{j2}) \quad (3.1)$$

$$l_j = |\mathbf{L}_{j1} - \mathbf{L}_{j2}| \quad (3.2)$$

$$m_j = \rho_j \pi r_j^2 l_j \quad (3.3)$$

図-3.1に示すように円柱形要素の初期の姿勢については、局所座標系の x 軸は円柱の中心軸に設定され、

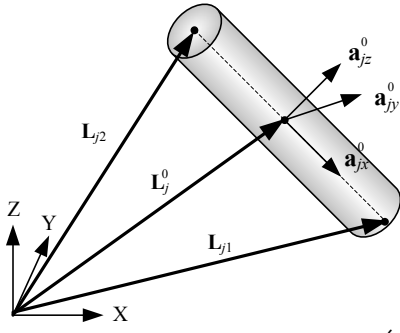
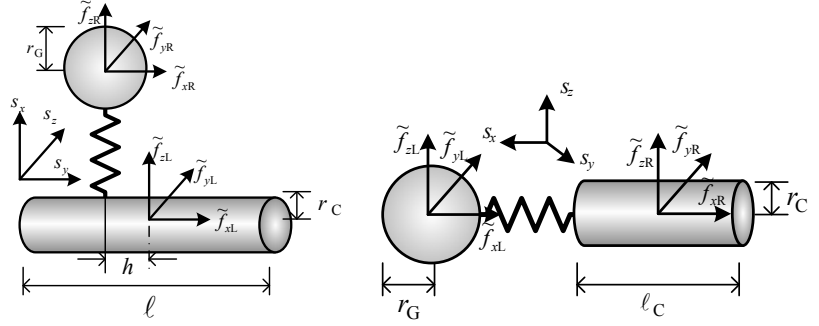


図-3.1 初期配列と姿勢



(a) 球形要素と円柱形要素の側面 (b) 球形要素と円柱形要素の底面

図-3.2 局所座標系における力のつり合い

そのベクトル \mathbf{a}_{jx}^0 を次式より求める。

$$\mathbf{a}_{jx}^0 = \frac{\mathbf{L}_{j1} - \mathbf{L}_{j2}}{|\mathbf{L}_{j1} - \mathbf{L}_{j2}|} \quad (3.4)$$

また、これに直交する局所座標系の y, z 軸を表す単位ベクトル $\mathbf{a}_{jy}^0, \mathbf{a}_{jz}^0$ を求めるために、まず y 軸への回転座標変換の基本値 $\alpha_{iy}, \beta_{jy}, \gamma_{ky}$ をそれぞれ次式により設定する。

$$\begin{cases} \alpha_{iy} = 0 \\ \beta_{jy} = \tan^{-1} \left(\frac{L_{2z} - L_{1z}}{\sqrt{(L_{2x} - L_{1x})^2 - (L_{2y} - L_{1y})^2}} \right) \\ \gamma_{ky} = \tan^{-1} \left(\frac{L_{2y} - L_{1y}}{L_{2x} - L_{1x}} \right) \end{cases} \quad (3.5)$$

そこで、 \mathbf{a}_{jy}^0 は次のように設定する。

$$\mathbf{a}_{jy}^0 = \begin{bmatrix} \cos(\gamma_{ky}) \sin(\beta_{jy}) \sin(\alpha_{iy}) - \sin(\gamma_{ky}) \cos(\alpha_{iy}) \\ \cos(\gamma_{ky}) \cos(\alpha_{iy}) + \sin(\gamma_{ky}) \sin(\beta_{jy}) \cos(\alpha_{iy}) \\ \cos(\beta_{jy}) \sin(\alpha_{iy}) \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

また、 \mathbf{a}_{jz}^0 は、 \mathbf{a}_{jx}^0 と \mathbf{a}_{jy}^0 の外積によって求める。

$$\mathbf{a}_{jz}^0 = \mathbf{a}_{jx}^0 \times \mathbf{a}_{jy}^0 \quad (3.7)$$

以上の基本式を用いて、円柱形要素の初期の姿勢マトリクス \mathbf{A}_j^0 を次式のように表わす。

$$\mathbf{A}_j^0 = \begin{bmatrix} \left[\mathbf{a}_{jx}^0 \right]^T \\ \left[\mathbf{a}_{jy}^0 \right]^T \\ \left[\mathbf{a}_{jz}^0 \right]^T \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (3.8)$$

この円柱形要素の初期の姿勢マトリクス \mathbf{A}_j^0 に従う、円柱形要素の慣性モーメントマトリクス $\hat{\mathbf{I}}_j$ は次式で表される。

$$\hat{\mathbf{I}}_j = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} m_j r_j^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} m_j (3r_j^2 + l_j^2) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{12} m_j (3r_j^2 + l_j^2) \end{bmatrix}_{3 \times 3} \quad (3.9)$$

ここで、(^): 要素の局所座標系に従うベクトルまたはマトリクスである。

姿勢マトリクスは、回転座標変換マトリクスでもあるので、全体座標系における要素重心点まわりの円柱形要素の慣性モーメントマトリクス $\tilde{\mathbf{I}}_j$ は、次式で表される。

$$\tilde{\mathbf{I}}_j = [\mathbf{A}_j^0]^T \hat{\mathbf{I}}_j \mathbf{A}_j^0 \quad (3.10)$$

3.2.2 力のつり合い条件

第2章の球形要素と同様に、ばねの内力ベクトルを $\mathbf{S} = [S_x, S_y, S_z]^T$ とするとき、ばねの局所座標系における力のつり合い条件式は次のようになる。

$$\tilde{\mathbf{f}}_L = \tilde{\mathbf{C}}_L^T \tilde{\mathbf{S}}, \quad \tilde{\mathbf{f}}_R = \tilde{\mathbf{C}}_R^T \tilde{\mathbf{S}} \quad (3.11)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$: それぞればねの局所座標系における左右の要素の外力ベクトル、 $\tilde{\mathbf{C}}_L^T, \tilde{\mathbf{C}}_R^T$: $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$ と $\tilde{\mathbf{S}}$ を関係づける局所のつり合いマトリクスである。

そこで、球形要素と円柱形要素の力のつり合いは、側面と底面の2つのパターンにわけて行う。まず、図-3.2(a)に示す球形要素と円柱形要素の側面の接触では、次式が成り立つ。

$$\tilde{\mathbf{C}}_L^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & h_{CL} & 0 \\ -h_{CL} & 0 & -r_C \\ 0 & r_C & 0 \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{C}}_R^T = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_G \\ 0 & -r_G & 0 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

次に、図-3.2(b)に示す球形要素と円柱形要素の底面の接触では、

$$\tilde{\mathbf{C}}_L^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r_{SL} \\ 0 & r_{SL} & 0 \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{C}}_R^T = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\ell_C}{2} \\ 0 & -\frac{\ell_C}{2} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{C}}_L^T, \tilde{\mathbf{C}}_R^T$: 図-3.2に示す左側L、右側R要素との局所座標系におけるつり合いマトリクス、 r_G : 左右の円柱形要素の半径、 ℓ_C : 円柱形要素の長さ、 h_{CL} : 円柱形要素中心から接触点までの距離である。

なお、構成則および変形適合条件は、球形要素での接触と同じである。

3.2.3 円柱形要素との接触判定

(1) 球形要素と円柱形要素の側面との接触

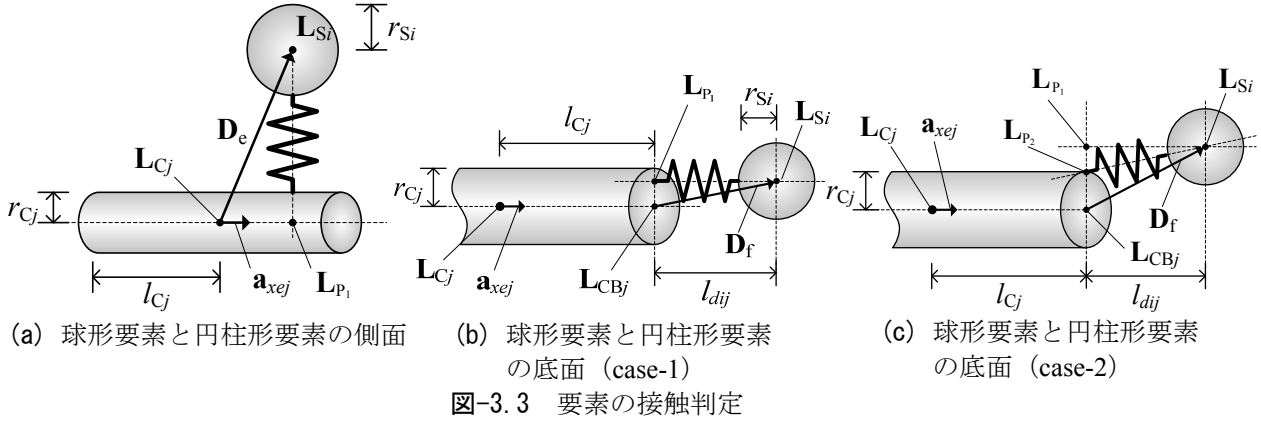
図-3.3(a)に示すような球形要素 i と円柱形要素 j の側面との接触判定は、次式によってなされ、式(3.16)を満たす場合に接触と判定する。

$$\mathbf{D}_{S-CS} = \mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{Cj} \quad (3.14)$$

$$\mathbf{L}_P = \mathbf{L}_{Cj} + (\mathbf{D}_{S-CS} \cdot \mathbf{a}_{xej}) \mathbf{a}_{xej} \quad (3.15)$$

$$|\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_P| \leq r_{Si} + r_{Cj} \quad (3.16)$$

ここで、 \mathbf{L}_{Cj} : 円柱形要素 j の中心座標ベクトル、 \mathbf{D}_{S-CS} : 要素 i, j の各中心座標を結ぶベクトル、 \mathbf{a}_{xej} : 円柱形



要素 j の中心軸方向を表す単位ベクトル, \mathbf{L}_{P1} : 円柱形要素 j の中心軸上にある球形要素 i との接触基準点 P_1 の座標ベクトル, r_{Cj} : 円柱形要素 j の半径である。

また, 要素間ばねの法線方向は, $[\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{P1}]$ と同一方向とした。

(2) 球形要素と円柱形要素の底面との接触

図-3.3 (b), (c) に示すような球形要素と円柱形要素の底面との接触判定は, 次式によって場合分けされる。

$$\mathbf{L}_{CBj} = \mathbf{L}_{Cj} + l_{Cj} \mathbf{a}_{xej} \quad (3.17)$$

$$\mathbf{D}_{S-CB} = \mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{CBj} \quad (3.18)$$

$$h_c = \mathbf{D}_{S-CB} \cdot \mathbf{a}_{xej} \quad (3.19)$$

$$\mathbf{L}_P = \mathbf{L}_{Si} - h_c \mathbf{a}_{xej} \quad (3.20)$$

$$\begin{cases} |\mathbf{L}_{CBj} - \mathbf{L}_{P1}| \leq r_{Cj} & (\text{case-1}) \\ r_{Cj} < |\mathbf{L}_{CBj} - \mathbf{L}_{P1}| \leq r_{Si} + r_{Cj} & (\text{case-2}) \end{cases} \quad (3.21)$$

ここで, \mathbf{L}_{CBj} : 円柱形要素 j の底面中心の座標ベクトル, l_{Cj} : 円柱形要素 j の長さの半分, \mathbf{D}_{S-CB} : 球形要素 i の中心座標と円柱形要素の底面中心座標を結ぶベクトル, \mathbf{L}_{P1} : 円柱形要素 j の底面を含む面上にある球形要素 i との接触点 P_1 の座標ベクトルである。

図-3.3 (b) に示す case-1 においては, 次式を満たす場合に接触と判定される。

$$h_c \leq r_{Si} \quad (3.22)$$

また, 要素間ばねの法線方向は, \mathbf{a}_{xej} と同一方向とした。

図-3.3 (c) に示す case-2 においては, 式(3.24)を満たす場合に接触と判定される。

$$\mathbf{L}_{P2} = \mathbf{L}_{CBi} + r_{Cj} \frac{(\mathbf{L}_{CBi} - \mathbf{L}_{P1})}{|\mathbf{L}_{CBi} - \mathbf{L}_{P1}|} \quad (3.23)$$

$$|\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{P2}| \leq r_{Si} \quad (3.24)$$

ここで, \mathbf{L}_{P2} : case-2 における円柱形要素 j の底面上にある接触点 P_2 を表すベクトルである。

また, 要素間ばねの法線方向は, $[\mathbf{L}_{Si} - \mathbf{L}_{P2}]$ と同一方向とした。

3.2.4 連結ばね⁴⁾と接触ばね

連結ばねと接触ばねは, 異なる点が二つある。一点目は, 接触ばねにおいて接触判定によって接触と判定

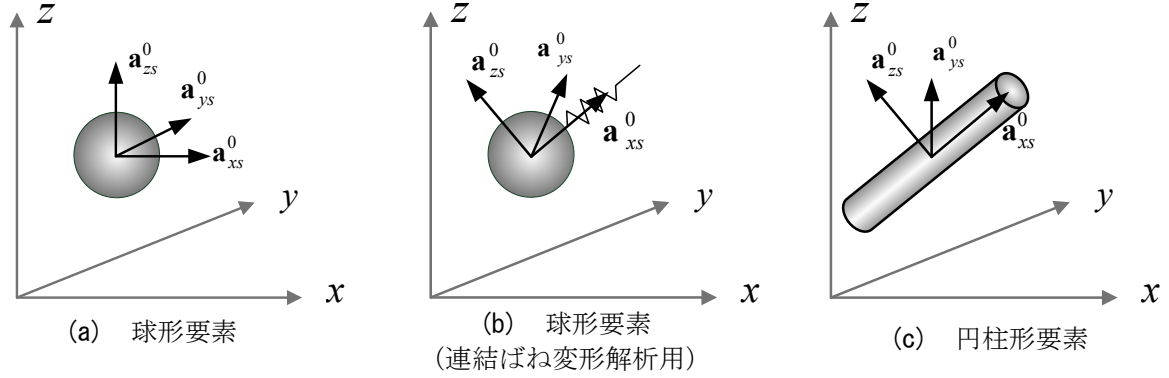


図-3.4 要素の初期姿勢マトリクス

された場合に要素間ばねが設定される．一方，連結ばねにおいてあらかじめ要素間ばねを設定する要素の組み合わせを指定し，その組み合わせは計算中固定されることである．二点目は，接触ばねにおいて剛体要素の組み合わせと位置関係から作用点の位置と向きを時々刻々計算している．一方，連結ばねにおいて作用点の位置は計算開始時から要素上の一点に固定されるため，作用点の位置もしくはばねの向きを時々刻々計算することである．以下，連結ばねに関する事項について述べる．

(1) 要素の変位と姿勢

球形要素は，2.3節で述べたように図-3.4(a)に示す全体座標系と平行する局所ベクトルを有する．球形要素に連結ばねがある場合には，連結ばねの方向を局所の x 方向として，全体座標系の xy 平面に平行する局所の y 方向ベクトルを有する姿勢マトリクスを用いる．このとき，各時刻歴における姿勢マトリクスには次の関係が成り立っている．

$$\mathbf{A}_s = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{xs}^T \\ \mathbf{a}_{ys}^T \\ \mathbf{a}_{zs}^T \end{bmatrix} = \mathbf{T}_s \mathbf{A} \quad (3.25)$$

ここで， \mathbf{A}_s ：球形要素の連結ばねに対応する姿勢マトリクス， \mathbf{T}_s ：球形要素の基本となる姿勢マトリクス \mathbf{A} から \mathbf{A}_s への座標変換マトリクス， \mathbf{a}_{xs} , \mathbf{a}_{ys} , \mathbf{a}_{zs} ： \mathbf{A}_s の x, y, z 軸方向ベクトルである．

一方，円柱形要素では図-3.4(c)に示すように，円柱の中心軸に沿って局所の x 方向座標を与え，全体座標の xy 平面と平行な y 方向座標を有する初期の姿勢マトリクスを与える．

(2) 姿勢マトリクスの更新

本研究の解析基本式の運動方程式(2.19)を再掲すると，

$$\mathbf{u}(t + \Delta t) = \mathbf{M}^{-1} \left\{ \mathbf{f}_{ex}(t) - \sum \mathbf{f}_D(\dot{\mathbf{u}}(t)) - \sum \mathbf{f}_K(\mathbf{u}(t)) \right\} \Delta t^2 + 2\mathbf{u}(t) - \mathbf{u}(t - \Delta t) \quad (3.26)$$

式(3.26)における $\mathbf{f}_K, \mathbf{f}_D$ の算出には，時々刻々と変化する要素の姿勢を反映した座標変換を行う必要がある．

ばねの姿勢マトリクスは，時刻歴ごとに更新する．ここでは，連結ばねの姿勢の更新は図-3.5を参照して，以下のような近似解によって求めるものとした．

$$x_{ax}(t + \Delta t) = \ell_{xy} \cdot \cos \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{y_{ax}}{x_{ax}} \right) + \Delta u_{az} \right\} + \ell_{zx} \cdot \sin \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{x_{ax}}{z_{ax}} \right) + \Delta u_{ay} \right\} + x_{ax}(t) \quad (3.27-a)$$

$$y_{ax}(t + \Delta t) = \ell_{yz} \cdot \cos \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{z_{ax}}{y_{ax}} \right) + \Delta u_{ax} \right\} + \ell_{xy} \cdot \sin \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{y_{ax}}{x_{ax}} \right) + \Delta u_{az} \right\} + y_{ax}(t) \quad (3.27-b)$$

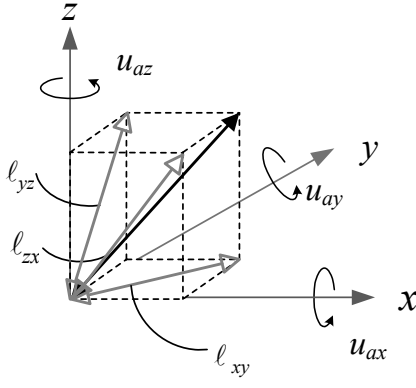


図-3.5 姿勢マトリクスの更新

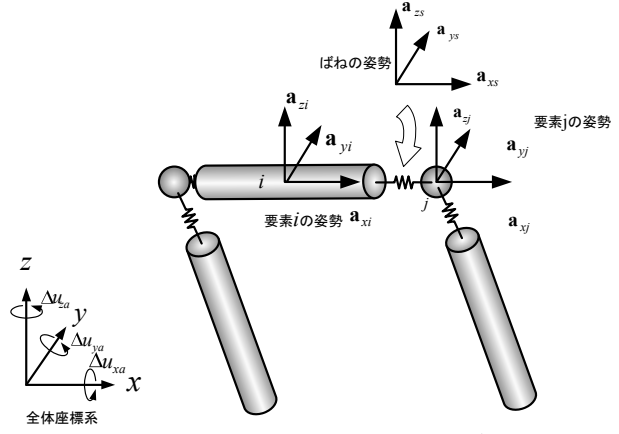
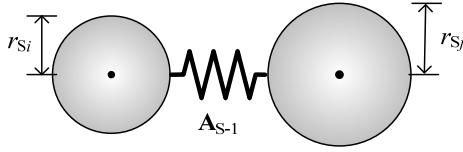
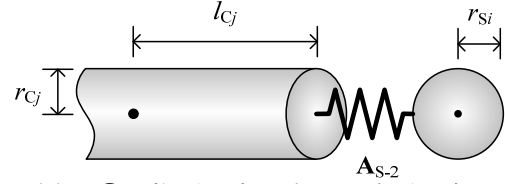


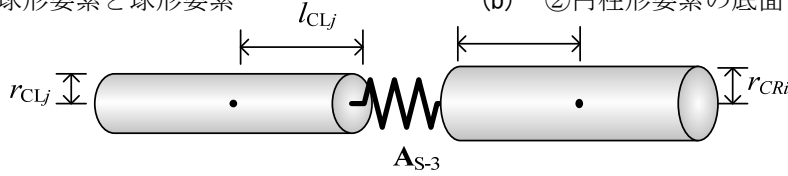
図-3.6 単純せん断棒構造モデル



(a) ①球形要素と球形要素



(b) ②円柱形要素の底面と球形要素



(c) ③円柱形要素の底面と円柱形要素の底面

図-3.7 連結ばねの姿勢

$$z_{ax}(t + \Delta t) = l_{zx} \cdot \cos \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{x_{ax}}{z_{ax}} \right) + \Delta u_{ay} \right\} + l_{yz} \cdot \sin \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{z_{ax}}{y_{ax}} \right) + \Delta u_{ax} \right\} + z_{ax}(t) \quad (3.27-c)$$

ここで、 l_{xy} , l_{yz} , l_{zx} : 図-3.5 に示す時刻 t における \mathbf{a}_x ベクトルのそれぞれ xy , yz , zx 平面への投影長さ、 x_{ax} , y_{ax} , z_{ax} : それぞれ時刻 t における \mathbf{a}_x の x, y, z 方向成分、 Δu_{ax} , Δu_{ay} , Δu_{az} : それぞれ t からの増分時間 Δt 間の回転角ベクトル \mathbf{u}_a の増分量 x, y, z 成分である。

従って、 \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y , \mathbf{a}_z について以下のように求める。

$$\mathbf{a}_x(t + \Delta t) = \frac{1}{\sqrt{(x_{ax}(t + \Delta t))^2 + (y_{ax}(t + \Delta t))^2 + (z_{ax}(t + \Delta t))^2}} \begin{bmatrix} x_{ax}(t + \Delta t) \\ y_{ax}(t + \Delta t) \\ z_{ax}(t + \Delta t) \end{bmatrix} \quad (3.28-a)$$

$$\mathbf{a}_y(t + \Delta t) = \frac{1}{\sqrt{(x_{ay}(t + \Delta t))^2 + (y_{ay}(t + \Delta t))^2 + (z_{ay}(t + \Delta t))^2}} \begin{bmatrix} x_{ay}(t + \Delta t) \\ y_{ay}(t + \Delta t) \\ z_{ay}(t + \Delta t) \end{bmatrix} \quad (3.28-b)$$

$$\mathbf{a}_z(t + \Delta t) = \mathbf{a}_x(t + \Delta t) \times \mathbf{a}_y(t + \Delta t) \quad (3.28-c)$$

また、姿勢マトリクスは方向余弦ベクトルによって構成されているので、単位ベクトル長を保つための規定化を逐次行った。

(3) 要素間ばねとばね力

(a) 力のつり合い

図-3.6のような単純せん断枠の構造モデルより，球形要素と円柱形要素の連結ばねにおける力のつり合いについて示す．ここでは，図-3.7(a)に示す球形要素同士の連結ばねは圧縮力の作用方向（軸方向）を x 軸方向とし，図-3.7(b), (c)に示す．円柱形要素の底面と球形要素もしくは，円柱形要素同士の連結ばねは円柱の長軸方向を x 軸方向とする．そこで，図-3.7に示すように要素上の作用点の位置を考慮した連結ばねの局所座標系において力のつり合い式を求めるものとし，ばね力を次のように座標変換する．

$$\tilde{\mathbf{S}}_n = \mathbf{T}_{ns} \mathbf{S}_c \quad (3.29)$$

ここで， $\tilde{\mathbf{S}}_n$ ：要素の姿勢マトリクス \mathbf{A}_n に従う局所座標系におけるばねの内力ベクトル， \mathbf{S}_c ：連結ばねの内力ベクトル， \mathbf{T}_{ns} ：連結ばねの姿勢マトリクス \mathbf{A}_s から $n=L$ または $n=R$ とする要素の姿勢マトリクス \mathbf{A}_n へと変換する座標変換マトリクスであり，次式で示す．

$$\mathbf{T}_{ns} = \mathbf{A}_n \mathbf{A}_s^T = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{xn}^T \\ \mathbf{a}_{yn}^T \\ \mathbf{a}_{zn}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{xs}^T \\ \mathbf{a}_{ys}^T \\ \mathbf{a}_{zs}^T \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{xn}^T \mathbf{a}_{xs} & \mathbf{a}_{xn}^T \mathbf{a}_{ys} & \mathbf{a}_{xn}^T \mathbf{a}_{zs} \\ \mathbf{a}_{yn}^T \mathbf{a}_{xs} & \mathbf{a}_{yn}^T \mathbf{a}_{ys} & \mathbf{a}_{yn}^T \mathbf{a}_{zs} \\ \mathbf{a}_{zn}^T \mathbf{a}_{xs} & \mathbf{a}_{zn}^T \mathbf{a}_{ys} & \mathbf{a}_{zn}^T \mathbf{a}_{zs} \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

ここで， $\mathbf{a}_{xn}, \mathbf{a}_{yn}, \mathbf{a}_{zn}$ ： $n=L$ または $n=R$ とする要素の姿勢マトリクス \mathbf{A}_n を構成する各単位座標軸ベクトル．姿勢マトリクス \mathbf{A}_n に従う局所座標系における力のつり合い条件式は次のようになる．

$$\tilde{\mathbf{f}}_L = \tilde{\mathbf{C}}_L^T \tilde{\mathbf{S}}_L \quad (3.31-a)$$

$$\tilde{\mathbf{f}}_R = \tilde{\mathbf{C}}_R^T \tilde{\mathbf{S}}_R \quad (3.31-b)$$

ここで， $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$ ：それぞれ左右の要素の局所座標系における姿勢マトリクス \mathbf{A}_n に従う重心点における外力ベクトル， $\tilde{\mathbf{S}}_L, \tilde{\mathbf{S}}_R$ ：姿勢マトリクス \mathbf{A}_n に従う作用点におけるばねの内力ベクトル， $\tilde{\mathbf{C}}_L^T, \tilde{\mathbf{C}}_R^T$ ： $\tilde{\mathbf{f}}_L$ と $\tilde{\mathbf{S}}_L$ ， $\tilde{\mathbf{f}}_R$ と $\tilde{\mathbf{S}}_R$ を関係付ける局所のつり合いマトリクスである．

さらに，局所座標系の $\tilde{\mathbf{f}}_L, \tilde{\mathbf{f}}_R$ は，全体座標系へと変換され，次式のようになる．

$$\mathbf{f}_{Kn} = \mathbf{T}_{Gn} \tilde{\mathbf{f}}_n \quad (3.32)$$

ここで， \mathbf{f}_{Kn} ：全体座標系における要素 n の重心点に働く外力ベクトル， $\tilde{\mathbf{f}}_n$ ：要素 n の姿勢マトリクス \mathbf{A}_n に従う重心点における外力ベクトル， \mathbf{T}_{Gn} ： $n=L$ または $n=R$ に対応する局所座標系から全体座標系へ変換する座標変換マトリクスであり，次式によって与えられる．

$$\mathbf{T}_{Gn} = \begin{bmatrix} \mathbf{x}_G^T \mathbf{a}_{xn} & \mathbf{x}_G^T \mathbf{a}_{yn} & \mathbf{x}_G^T \mathbf{a}_{zn} \\ \mathbf{y}_G^T \mathbf{a}_{xn} & \mathbf{y}_G^T \mathbf{a}_{yn} & \mathbf{y}_G^T \mathbf{a}_{zn} \\ \mathbf{z}_G^T \mathbf{a}_{xn} & \mathbf{z}_G^T \mathbf{a}_{yn} & \mathbf{z}_G^T \mathbf{a}_{zn} \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

ここで， $\mathbf{x}_G, \mathbf{y}_G, \mathbf{z}_G$ ：全体座標系の単位座標軸ベクトル．

式(3.29)～(3.33)の手続きをまとめると，次式のようになる．

$$\mathbf{f}_{Kn} = \mathbf{T}_{Gn} \tilde{\mathbf{C}}_n^T \mathbf{T}_{ns} \mathbf{S}_c \quad (3.34)$$

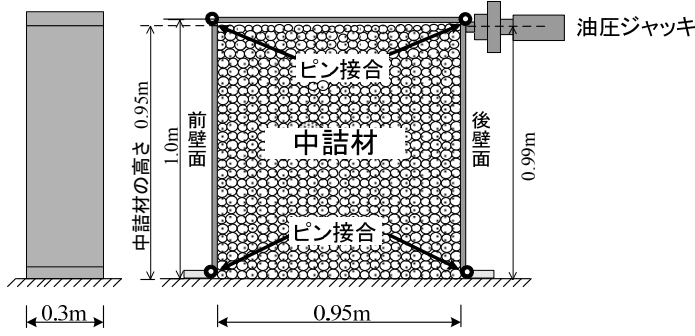


図-3.8 単純せん断実験装置

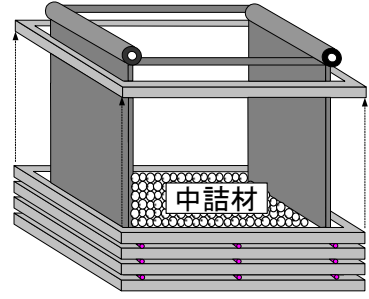


図-3.9 漏出防止枠

(b) 変形適合条件

つり合いマトリクスと変形適合マトリクスが転置関係となる反傾関係³⁾が成立するので、変形適合条件式は次式によって与えられる。

$$\Delta \mathbf{q}_j = \sum_{i=1}^2 \mathbf{T}_{nsi}^T \tilde{\mathbf{C}}_{ij} \mathbf{T}_{Gni}^T \Delta \mathbf{u}_i \quad (3.35)$$

ここで、 $\Delta \mathbf{q}_j$ ：連結ばね j の増分変形量、 $\tilde{\mathbf{C}}_{ij}$ ：変形適合マトリクス、 $\Delta \mathbf{u}_i$ ：連結ばね j に連結する要素の増分変位ベクトルである。

(4) 連結ばねの姿勢

図-3.7に示すように連結ばねは、要素-ばね-要素の連続によりモデル化される。この連結ばねの姿勢マトリクスは、隣接する2要素の姿勢マトリクスの位置的な比例配分によって与えるものとした。それぞれ図-3.7に示すように①球形要素と球形要素、②円柱形要素の底面と球形要素および③円柱形要素の底面と円柱形要素の底面連結状態に対する連結ばねの姿勢について示す。

① 球形要素と球形要素の連結ばね

$$\mathbf{A}_{S-1} = \mathbf{A}_i + (\mathbf{A}_j - \mathbf{A}_i) \frac{r_{Si}}{r_{Si} + r_{Sj}} \quad (3.36-a)$$

② 円柱形要素の底面と球形要素の連結ばね

$$\mathbf{A}_{S-2} = \mathbf{A}_i + (\mathbf{A}_j - \mathbf{A}_i) \frac{r_{Si}}{r_{Si} + l_{Cj}} \quad (3.36-b)$$

③ 円柱形要素の底面と円柱形要素の底面の連結ばね

$$\mathbf{A}_{S-3} = \mathbf{A}_i + (\mathbf{A}_j - \mathbf{A}_i) \frac{l_{Ci}}{l_{Ci} + l_{Cj}} \quad (3.36-c)$$

ここで、 \mathbf{A}_{S-n} ：それぞれのパターン番号 n における連結ばねの姿勢マトリクス、 r_{Si}, r_{Sj} ：球形要素 i, j の半径、 l_{Ci}, l_{Cj} ：円柱形要素 i, j の長さ、 $\mathbf{A}_i, \mathbf{A}_j$ ：それぞれの要素 i, j の姿勢マトリクスである。

3.3 実験の概要と結果³⁾

ここでは、本章の解析対象となる文献3)に記載されている実験の概要について示す。

3.3.1 実験要領

図-3.8に、文献3)の実験で用いた単純せん断実験装置について示す。鋼製枠堰堤の基本機構を模して、幅

表-3.1 中詰材の諸元値

礫種類	割栗石
粒径範囲 (mm)	40~80
呼称粒径 (mm)	60
重量平均径 (mm)	52
形状	角あり
礫比重	2.61
内部摩擦角 (°)	51
総重量 (kN)	3.86
単位体積重量 (kN/m ³)	14.9
間隙率	0.800

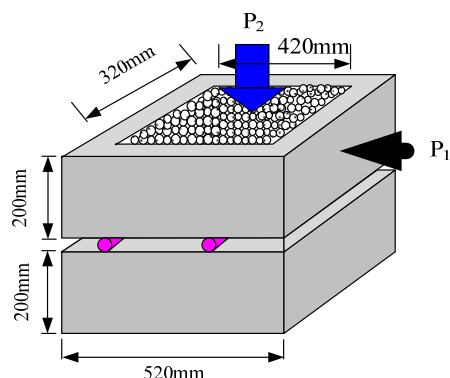


図-3.10 一面せん断箱

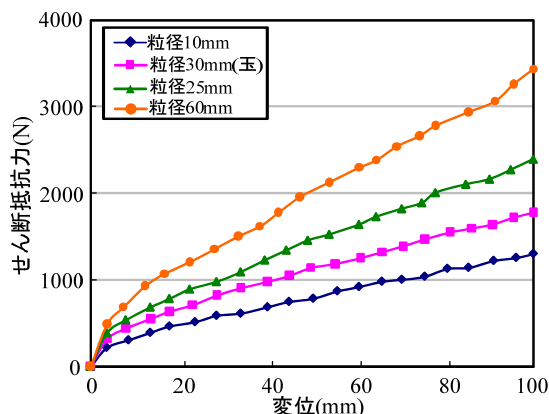


図-3.11 せん断抵抗力～変位関係

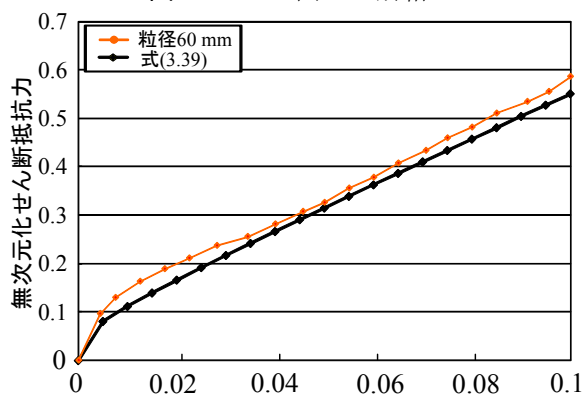


図-3.12 無次元化せん断抵抗力～せん断変形関係

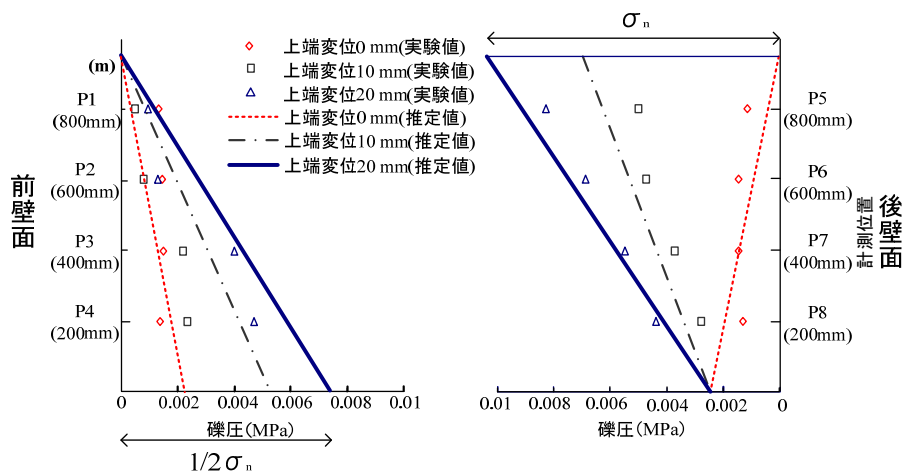


図-3.13 矩形枠の礫中詰材圧分布の推定値と実験の比較

95 cm, 高さ 100 cm, 奥行き 30 cm の四点ヒンジで接合された正方形の鋼製枠内部に中詰材を上端 95 cm まで充填する。なお、上部に上載物は何もない。この単純せん断枠上端（100 cm）に、反力壁に取り付けた油圧ジャッキにより水平方向に載荷することで、枠全体にせん断変形を与える。なお、側面には図-3.9 に示す漏出防止枠を取り付けている。実験は、最大変位 100 mm（堤体高さの 10 %）まで行った。中詰材は、文献3)の実験において粒径の異なる 4 種類のうち、表-3.1 に示す粒径が 40~80 mm の角張った割栗石のものを解析対象とする。この実験における割栗石の内部摩擦角 ϕ は、図-3.10 に示す鋼製箱を用いた一面せん断実験によると 51~52°（平均 51.5°）である。

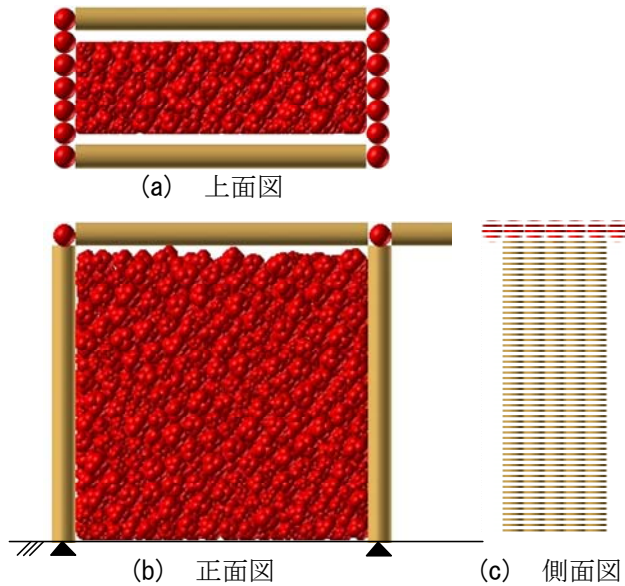


図-3.14 単純せん断枠モデル

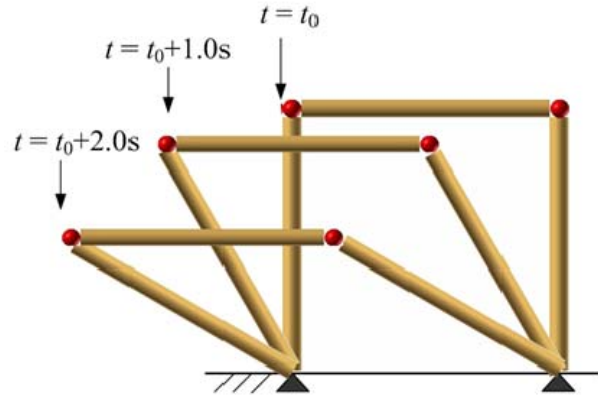


図-3.15 枠のみの解析

3.3.2 実験結果の概要³⁾

図-3.11 に中詰材ごとに2回ずつ行った平均値のせん断抵抗力～変位関係を示す。文献 3)から参照するとせん断抵抗力は、漸増型の非線形性を示すものの、中詰材の平均粒径が大きくなると明瞭にその抵抗力が大きくなっている。これは、礫材のサイズ効果というよりも、中詰材の内部摩擦角自体が大きくなっている影響または中詰材の総重量による拘束圧効果とも考えられる。

これらの効果を一元化して評価するため、無次元化せん断抵抗力 \bar{M} を次式のように定義した。

$$\bar{M} = \frac{P_s \cdot h_1 / B}{\sigma_v \cdot h_2^2 \cdot \tan \phi} \quad (3.37)$$

ここで、 \bar{M} ：無次元化されたせん断抵抗力、 P_s ：計測されたせん断抵抗力、 h_1 ： P_s の計測した高さ、 B ：せん断枠の奥行き幅、 σ_v ：各実験ケースの底面における垂直応力 $\{=(W+P_u)/A\}$ 、 W ：中詰材の全重量、 P_u ：上載荷重、 A ：底面の断面積、 h_2 ：中詰材の詰込み高さである。

そのうえで、図-3.12 のように無次元化せん断抵抗力～せん断変形関係を整理すると、ほぼ一つのまとまった関係が得られ、これを回帰式にすると次式になる。

$$\bar{M} = 4.44 \times \gamma + 0.169 \times \gamma^{0.2} \quad (3.38)$$

ここで、 γ ：せん断ひずみ（堤体上端の変形量/高さ）である。

改めて式(3.38)と連立すると抵抗モーメント $M (=P_s h_1)$ は次式となる。

$$M = \bar{M} \rho_t H^2 \tan \phi \quad (3.39)$$

ここで、 ρ_t ：単位体積重量、 H ：中詰材（堤体）高さである。

以上を要約すると、式(3.37)、(3.39)から礫材の単純せん断抵抗力は、中詰材の集合体としての内部摩擦角に比例的関係があることになる。

また、実験では前壁面に20 cm 間隔で礫圧計を貼付し、中詰材圧を計測した。その一例を図-3.12 に示すが、これらの観察より次のような中詰材圧モデルを提案した。

- (1) 初期値は、主働土圧分布で対称な礫圧分布となり自立安定する。すなわち、せん断抵抗力はない。
- (2) その後、後壁面に逆三角形、前壁面に三角形分布の増分礫圧が生起し、その後壁面上部の礫圧値 σ_n とすると、前壁面下部の礫圧は $1/2\sigma_n$ となる。

表-3.2 解析基本値

項 目			値
礫要素	集合体要素(球形要素)		1150(6900)
	比重		2.6
枠要素	円柱形要素		12
	球形要素		15
要素間 ばね	ばね定数	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
		接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
	連結ばね定数法線方向 K_c (N/m)		1.0×10^6
	減衰定数 h		0.8
	粘着力 C (N)		0
	摩擦係数 $\tan \phi_e$		0.700(35°)
計算条件	時間刻み Δt (s)		1.0×10^{-6}

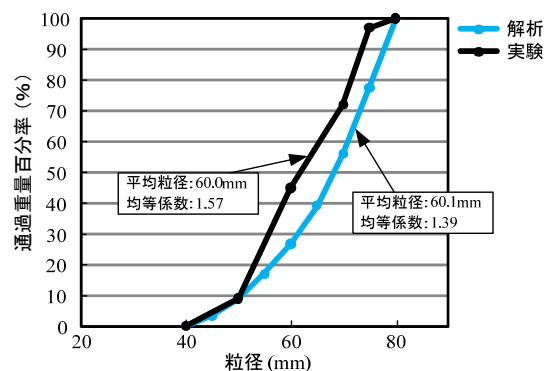


図-3.16 粒径加積曲線

(3) このモデルによって式(3.38), (3.39)による抵抗モーメントと釣り合う礫圧分布を算定し、計測値と比較すると、図-3.13 のようになり概ね一致する。

なお、後壁面は油圧ジャッキにより水平に載荷されている方の垂直壁面であり、前壁面とはその反対側の壁面である。

3.4 単純せん断解析手法

3.4.1 単純せん断枠モデル

図-3.14 に、単純せん断枠の解析モデルを示す。礫材の持つせん断抵抗力を評価するため、礫中詰材を六等球径対称配列集合体要素としてモデル化して枠に詰めたのち、せん断枠の右上端部中央付近に実験のジャッキに相当する棒要素を変位制御によって水平方向に压すものとする。せん断抵抗力は、ジャッキの先端にある連結ばねの接触力によって得られる。

なお、中詰材を入れる単純せん断枠は、実験と同様に四点ヒンジ構造である。すなわち、実験と同様にピン結合を模した構造であるため自立できない。図-3.15 には、空のせん断枠に対して右上端に軽く初動の力を加えた際の挙動を示す。これより、回転抵抗を有していないばねを用いているため、枠自体には自立する抵抗力は無く転倒することがわかる。また、底面には不動の三角形平面要素を配置している。さらに中詰材の側方への漏出防止のため、せん断変形方向と平行に 5 cm 間隔の円柱形要素を奥行き 30 cm に配置することで側方開口部を全て覆うようにし、礫要素の側方への移動を制限した。この側面と要素間には、摩擦が生じないようにした。

この解析モデルでは、①前・後壁面が円柱モデルのため実験の平滑な鋼壁面と異なる。②実験礫材が複雑な形状を有した凹凸形状のある割栗石であり、凹凸を表現した六等球径対称配列集合体要素を用いたモデル化を行っても、要素が実物と同形状であるわけではない。しかし、中詰材の自重を拘束圧として生ずる単純せん断抵抗力を解析的に得る仕組みは、実験とほぼ等価なモデルとなっている。

3.4.2 計算条件

表-3.2 に、解析基本値を示す。要素間ばねの法線方向ばね定数 K_n は、割栗石の圧縮試験から得られた荷重～変位関係を基に算出した $K_n = 1.0 \times 10^6$ N/m を用いた。また、接線方向ばね定数 K_s は、以下の要領により算定した。

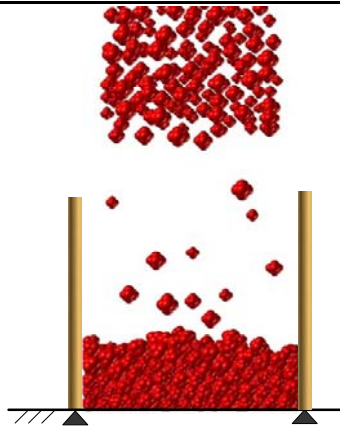


図-3.17 落下法 5)

表-3.3 パッキング結果（球形要素）

項 目	解析	実験
粒径 (mm)	40～80	
比重	2.61	
全重量 (kN)	3.86	3.86
間隙比	0.800	0.800
単位体積重量 (kN/m ³)	1.42	1.42

まず、個別要素法におけるばね定数は、1次元の波動論による近似法から弾性波の伝播速度を用いて次式により簡易に試算できる⁶⁾。

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (3.40)$$

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}, \quad V_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (3.41)$$

$$K_n = \frac{1}{4}\pi\rho V_p^2, \quad K_s = \frac{1}{4}\pi\rho V_s^2 \quad (3.42)$$

ここで、 G, λ :Lame の定数、 E :ヤング率、 ν :ポアソン比、 V_p :P波速度、 V_s :S波速度、 ρ :要素の密度である。

式(3.40)～(3.42)より、接線方向ばね定数 K_s と法線方向ばね定数 K_n の比 K_s/K_n は、次式のようにポアソン比のみによって表すことができる。

$$\frac{K_s}{K_n} = \frac{G}{\lambda + 2G} = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \quad (3.43)$$

一般に礫材のポアソン比は 0.23 とされていることから⁷⁾、式(3.43)より $K_s/K_n=0.35$ として、法線方向ばね定数 K_n を基準として K_s を算定した。要素間のばねの減衰については、実験に用いた割栗石を 80 cm の高さから床面に落下させ、落下回数によるばらつきを平均化して、その反発係数を再現できる $h = 0.8$ を用いた。また、粘着力および摩擦角は、事前のすべり実験⁸⁾をもとに粘着力 $C = 0$ N、 $\tan \phi_e = 0.700$ ($\phi_e = 35^\circ$) とした。参考までに、Duran⁹⁾によると礫同士の摩擦係数は 0.7 と示している。

なお、時間刻み Δt は、次式より求まる Δt の 1/10 以下とした⁶⁾。

$$\Delta t = 2\sqrt{\frac{m}{K_n}} \quad (3.44)$$

3.4.3 礫中詰材要素

中詰材要素は、第2章で述べた六等球径対称配列集合体要素を用いる。この際、実験の割栗石の条件になるべく適合するように、まず粒径について一様乱数を用いてランダムに要素を発生させた。その際、図-3.16に示すように、解析と実験との粒度分布を比較すると、やや平均粒径や均等係数に違いはあるが概ね実験の粒度に近いものとなっている。

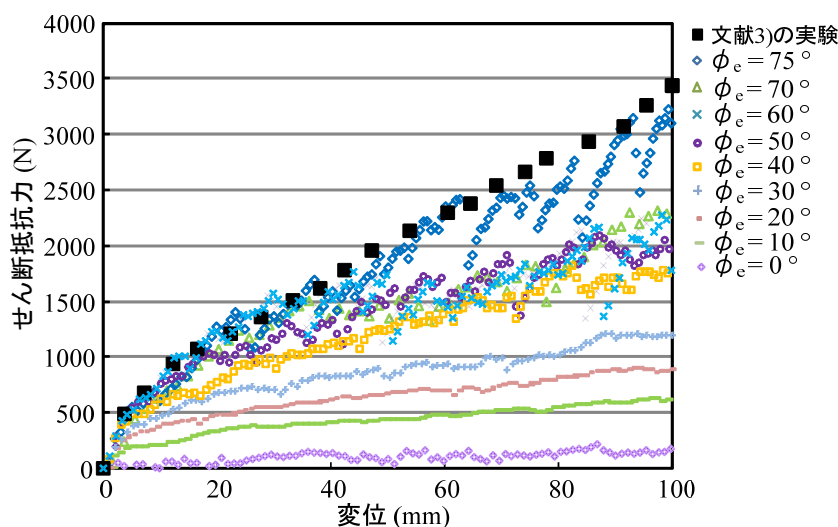


図-3.18 せん断抵抗力～変位関係（球形要素）

3.4.4 パッキング

中詰材の基本条件を設定したのち、単純せん断枠を固定した状態にして枠上部にランダムに与えた初期位置から落下法⁹⁾を用いてパッキングを行った。なお、図-3.17に落下法によるパッキングの一例を示す。実験の初期条件では自由落下させた後に締固めは行わなかったため、解析でも締固めのために振動を与えたりはしなかった。

3.5 球形要素を用いた解析結果と考察

提案手法と比較するため、礫中詰材に球形要素を用いた場合の解析結果について述べる。

3.5.1 パラメトリックスタディー

表-3.2に示す解析基本値を基に、実験結果のせん断抵抗力に適合する要素間摩擦角を求めるためにパラメトリックに変化させた。なお、表-3.3には球形要素を用いた場合のパッキング結果を示す。

3.5.2 せん断抵抗力～変位関係

図-3.18に、解析で得られたせん断抵抗力～変位関係を示す。要素間摩擦角 ϕ_e を $0^\circ \sim 10^\circ$ 刻みに 70° までと 75° に増加させた全ての解析結果を示している。まず要素間摩擦角 $\phi_e = 0^\circ$ とすると、ほとんど抵抗力がないように見受けられるが、全く無いわけではない。これは、法線方向のみの接触力が絶妙にバランスするためである。続いて、 $\phi_e = 10^\circ \sim 40^\circ$ では、変形量の増加に伴いせん断抵抗力も漸増し続ける傾向にある。しかし、実験値に比べて小さなせん断抵抗力となっている。さらに、要素間摩擦角 $\phi_e = 50^\circ \sim 75^\circ$ に増加されると明瞭にせん断抵抗力は大きくなり、 $\phi_e = 75^\circ$ の解析値は実験の割栗石と近い値を示している。ただし、一旦増加した抵抗力が、急に小さくなる階段状の増減を繰り返すことから弾塑性となっている。これは、抵抗力が急減する際に内部の要素配列が、一つの要素が移動することで急激な配置変換が生じるためであると考えられる。しかし、要素間摩擦角 $\phi_e = 75^\circ$ は円滑な接触面として本来有している材料が持っている物性値とは解釈し難く、中詰材の凹凸に伴う抵抗力を表現できないため、要素間摩擦角によって無理に補っているものと考えられる。

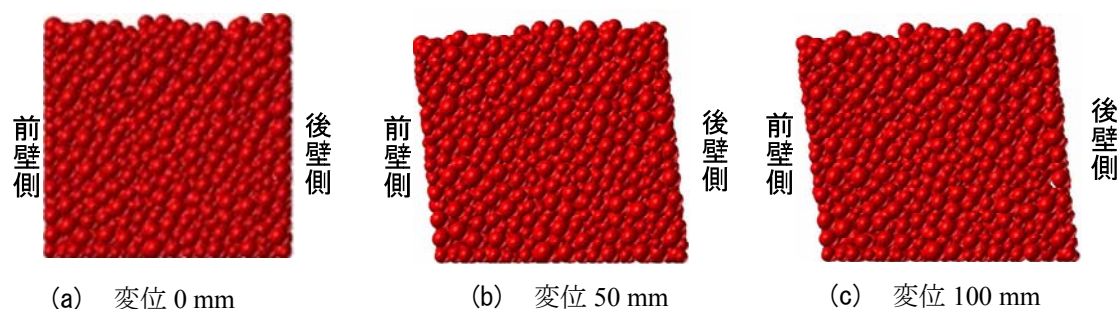


図-3.19 礫(要素)の配列変化

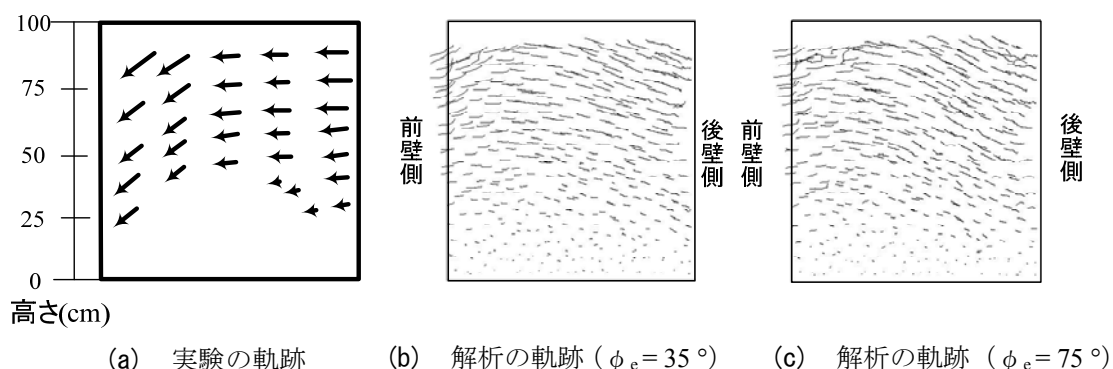


図-3.20 中詰材(要素)の移動軌跡 (球形要素)

3.5.3 球形要素の配列と軌跡

図-3.19には、各要素における変位ごとの配列状況を示す。また図-3.20には、全要素における移動の軌跡を示す。図-3.20(a)に示す実験の軌跡は、バルブシャッターを開放した重ね撮りによって礫の移動写真を撮り、礫の移動を分析している。図-3.20(b)に示す $\phi_e = 35^\circ$ では、高さ20 cmより下部の要素は移動せず、その上部にある要素は、若干右上端部において盛り上がる傾向を示しているが、ほぼ水平に要素が移動しておりあまり盛り上がっていないことがわかる。一方、図-3.20(c)に示す $\phi_e = 75^\circ$ では、高さ20 cmより下の要素が不動となり、その上部にある要素は後壁面の傍で一端水平に移動して上方に盛り上がり、その後前壁面側にやや山形に移動している。また、中央部に大きな盛り上がりが生じている。これは、 ϕ_e を大きくするとダイレイタンス挙動が大きくなり、中央付近に体積変化や要素の移動が大きくなる傾向を示していることになる。

しかし、球形要素の配列変化によるダイレイタンス挙動には限界があるため、膨れた配列が崩れると図-3.18の変位50 mm以降に表れる急激な抵抗力の低下が生じることになる。

また、これらの軌跡を比較すると図-3.20(a)の実験結果の描いている軌跡とは異なり、礫同士の内部機構を正しく表現できていないことがわかる。参考までに、1.4節で示している文献3)の実験以前にセル構造のせん断抵抗力学推定モデルとされていた代表的なせん断線と比較すると、いずれのモデルにおいてもセル内部にせん断すべり面が形成され、その時のつり合いにより、極限状態のせん断抵抗力学が得られるものとしている。まず、そのせん断すべり面の形状を図-3.20と比較すると、Terzaghi¹⁰⁾やCummings¹¹⁾のモデルでは、とても一致しているとは言い難い。文献3)の実験は、北島¹²⁾のモデルが近く、 $\phi_e = 75^\circ$ の解析は、どちらかと言うとschneebeli¹³⁾と近いように見受けられる。ただし、内部にせん断すべり面が形成されるとしても、そのせん断抵抗力学はせん断変形10%という大変形においても増加し続けており、解析的にも極限荷重モデルが必ずしも適切とは言い難いことがわかる。これらのモデルでは、礫形状を考慮せずに砂のような均等な材料を仮



(a) 上面図

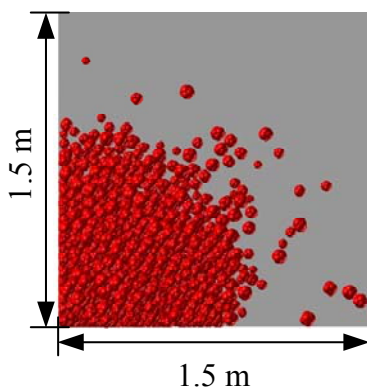


(b) 正面図

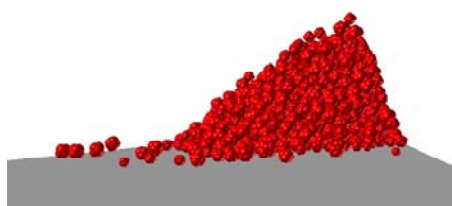
写真-3.1 安息角実験

表-3.4 安息角実験結果

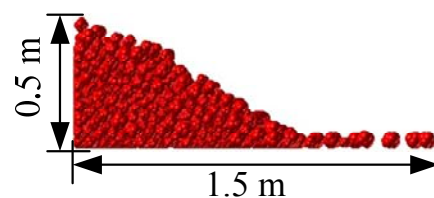
回数	安息角 (°)	備考
1	31.9	礫個数 (割栗石) 1000 個
2	31.2	
3	31.4	
4	31.5	
5	31.7	
平均	31.5	



(a) 上面図



(b) 正面図



(c) 側面図

図-3.21 割栗石の安息角解析

定しているので、粒状体の性質が顕著な礫では異なるメカニズムとなるためである。

なお、解析に実験と同様な山形のすべり面が形成されないのは、球形要素に回転運動を許した場合には、インターロッキング効果が発生しないことや、実験は凹凸があり、回転抑制が効いていることの影響と考えられる。

また、文献 14)では2軸圧縮試験ではあるが球形要素で要素間摩擦角を大きくしても内部摩擦角にはそれほど影響しないとされているが、図-3.18において要素間摩擦角の増加に伴ってせん断抵抗が増加しているのは中詰材のダイレイタンスーに対応して何らかの拘束圧の増加メカニズムが働き、単純せん断抵抗が増加していることになる。また、球形要素を用いて実験に近づけることが可能であるものの、内部における接触力や両壁面における抵抗力において実験を再現できておらず、内部のメカニズムを検討する必要がある。

3.6 集合体要素を用いた解析結果と考察

続いて、提案手法である六等球形対称配列集合体要素でモデル化した要素を用いて、非重複率 β の変化がせん断抵抗の影響について検討する。

3.6.1 割栗石の非重複率の決定

ここでは、第2章で提案した安息角推定式を用いて、実験で得られた安息角をもとに非重複率 β_r を決定する方法と、一面せん断箱実験を逆解析によって、非重複率を決定する方法について述べる。

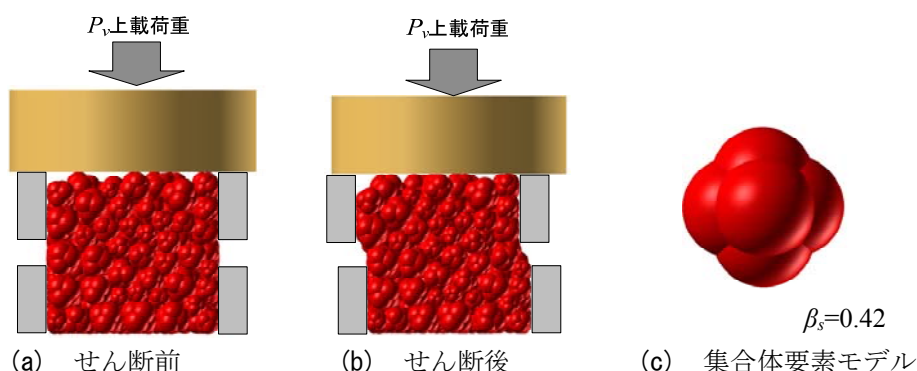


図-3.22 単純せん断箱解析モデル

表-3.5 解析結果と実験結果

ケース	最大値 (N)/変位 (mm)		内部摩擦角 ϕ (°)		間隙率 e	
	実験	解析	実験	解析	実験	解析
上載 1474 N	2378/15.0	2380/21.0	51.5	50.5	0.792	0.800
上載 2670 N	4074/25.0	4010/15.0				
上載 4062 N	5566/25.1	5480/19.2				

表-3.6 単純せん断砕実験解析に用いる集合体要素の形状パラメータ

	安息角実験ベース	一面せん断実験ベース
非重複率	$\beta_r = 0.39$	$\beta_s = 0.42$
要素間摩擦角 ϕ_c (°)	35	35
粘着力 C (N)	0	0

(1) 割栗石の安息角測定からの決定

写真-3.1 に示すように、文献 3) の実験で使用した割栗石の安息角を第 2 章の実験方法と同様にして、計 5 回測定した。表-3.4 に得られた安息角を示す。安息角 θ_r は、31.1～31.9°であり、平均値は 31.4°となった。よって、実験で得られた安息角 $\theta_r = 31.5^\circ$ を、式(2.62)に代入する非重複率 β_r は 0.39 となる。なお、参考までに図-3.21 は実験と同様の条件で、第 2 章で行った安息角解析の最終形状を示す。図-3.21 (a) の上面図における堆積高さや図-3.21 (c) の側面図における礫の堆積を実験と比較すると近い結果となった。安息角も同様の方法で計測すると、 $\theta_{ana} = 31.8^\circ$ であり、実験で得られた平均安息角と同じである。

(2) 一面せん断箱からの決定

次に、文献 3) の実験では、図-3.10 に示す一面せん断箱の実験結果をもとに割栗石の内部摩擦角を求めている。そこで、この上載拘束圧～最大せん断抵抗力関係に適合する凸度を β_s として求めるものとする。

(a) 一面せん断箱モデル

図-3.22 に、一面せん断箱の解析モデルを示す。解析は、上下の 2 段に分けられる箱を三角形の平面要素でモデル化し、その中に礫要素を詰め、上載板を介して荷重を与える。そのうえで、上箱を強制的に水平移動させ、上箱壁面に生ずる接触力 (P_s) をせん断抵抗力として求める。このせん断抵抗力～変位関係が実験値と良く一致する非重複率 β_s とする。この際、上載荷重板には実験と同じ 1474 N、2670 N、4062 N の 3 種類の荷重を与える。なお、礫中詰材要素との摩擦は零とした。また、解析基本値は、表-3.2 と同様である。

(b) 一面せん断解析

図-3.23 に、パラメトリックスタディーで決定された非重複率 $\beta_s = 0.42$ を用いた場合の一面せん断箱解析の荷重～変位関係を示す。この結果において内部摩擦角の適合性について検討するため表-3.5 には、せん断抵抗力の最大値と、その時に生じた変位を実験と解析で比較して示す。これより上載荷重 1414 N では、最大

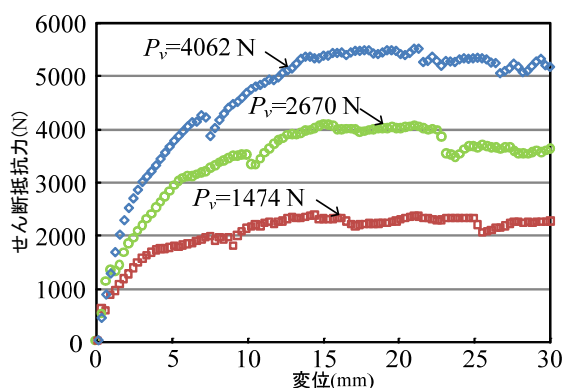


図-3.23 せん断抵抗力～変位関係（一面せん断箱）

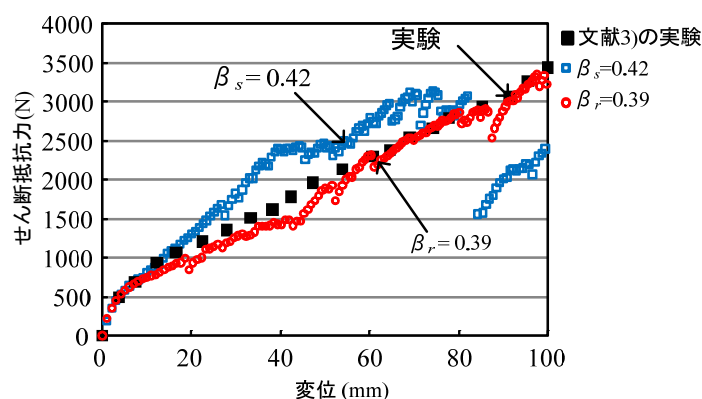


図-3.24 $\beta_s = 0.42$ と $\beta_r = 0.39$ の比較

表-3.7 パッキング結果(集合体要素)

項目	解析値(集合体要素)				実験値
粒径(mm)	40~80				—
凸度 β	0.50	0.30	0.20	0.10	—
要素間摩擦角 ϕ_e	35°				—
比重	2.61				—
全重量(kN)	3.86	3.86	3.86	3.86	3.86
間隙比	0.792	0.791	0.794	0.792	0.800
単位体積重量(kN/m ³)	1.42	1.42	1.42	1.42	1.42

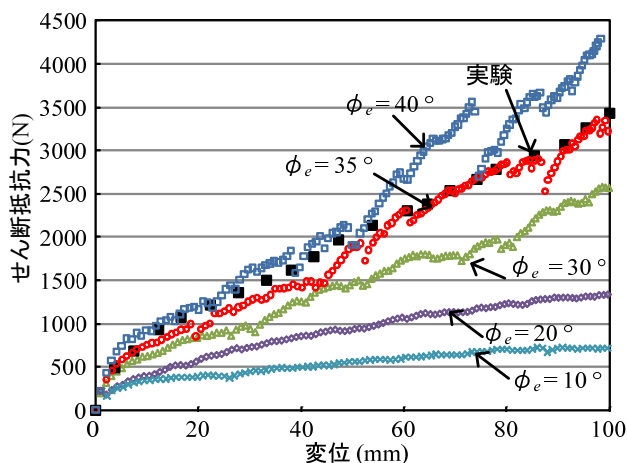


図-3.25 要素間摩擦の影響 ($\beta_r = 0.39$)

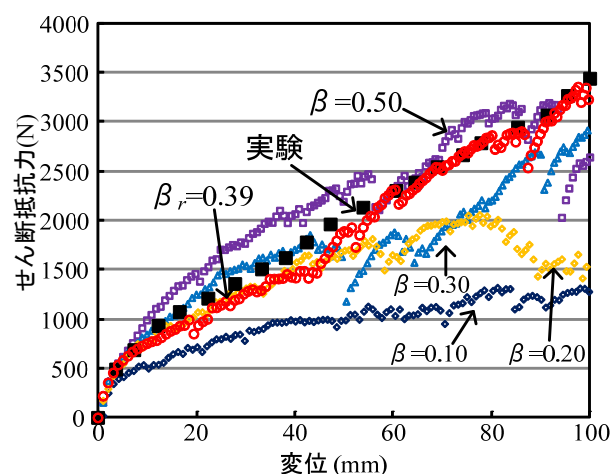


図-3.26 非重複率 β の影響 ($\phi_e = 35^\circ$)

せん断抵抗力の生じる変位が、実験では 15 mm に対して、解析では 21 mm と大きくなる。一方、上載荷重 2670 N や 4062 N では、せん断抵抗力を比較すると実験の方が大きくなる。すなわち、解析の抵抗力の増加がやや鈍くなっているものの、各々の抵抗力の最大値は極めて良く一致している。よって、この抵抗力の最大値の増分をを上載荷重の増分で除して得られる内部摩擦角は実験が 51.5°に対して解析は 50.5°とこれも極めて良く一致している。参考までに間隙率を求めると実験の 0.800 に対して、解析でも 0.792 とこれも良く一致している。

以上の要領で、決定された集合体要素のパラメータは表-3.6 のようになる。

3.6.2 せん断抵抗力～変位関係

図-3.24 に非重複率 β_r と β_s を用いた単純せん断解析によるせん断抵抗力～変位関係を示す。安息角から

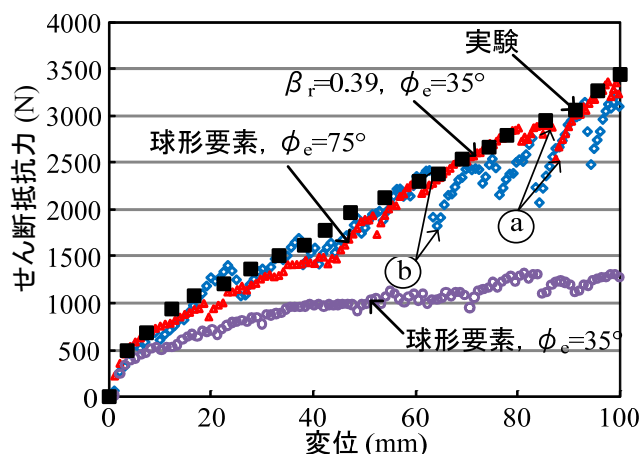


図-3.27 集合体要素と球形要素の比較

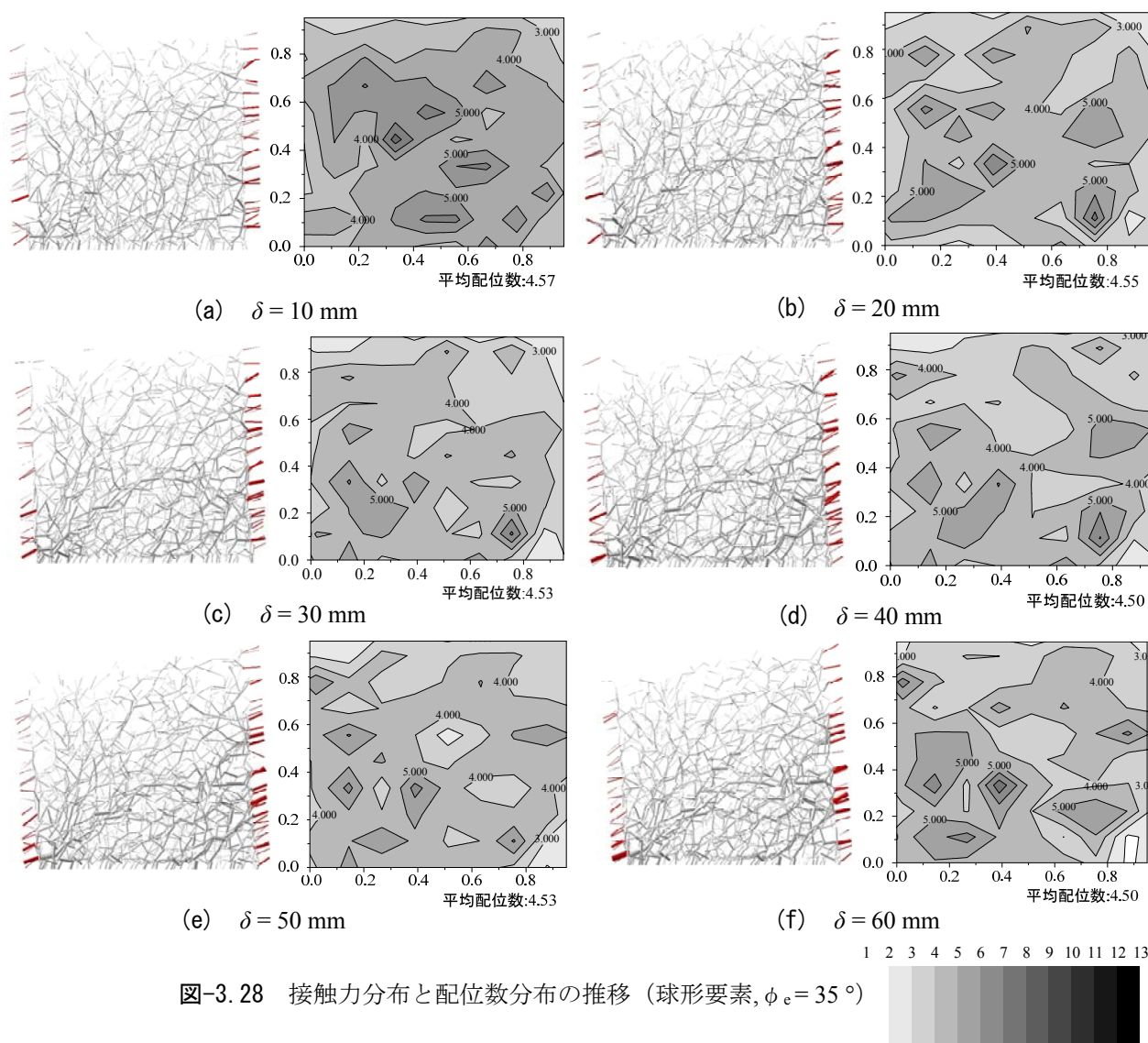
得られた非重複率 $\beta_r = 0.39$ を用いた解析では、せん断変形 20～50 mm 付近において実験と比べて 100 N ほど小さくなっているが、せん断変形 10 % の範囲において実験の漸増傾向を再現できている。一方、一面せん断実験に対応する非重複率 $\beta_s = 0.42$ を用いると、変位 20 mm (せん断変形 2 %) までは、実験と良く一致するが、以降は実験で得られたせん断抵抗力より大きくなり、変位 80 mm (せん断変形 8 %) を超えると、3000 N から 1500 N へ急に低下するなどの急激な増減を生じており、実験との再現性が低い。これより、安息角から推定した凹凸形状を推定することは、現地でも計測可能なことも含めて、非重複率 β_r を用いて礫中詰材のせん断抵抗力～変位関係を推定可能であるとする方が妥当に思われる。

3.6.3 要素間摩擦角の影響

図-3.25 に、非重複率 $\beta_r = 0.39$ を一定にして、要素間摩擦角を $\phi_e = 10, 20, 30, 35, 40^\circ$ と変化させた場合のせん断抵抗力～変位関係を示す。これより、 ϕ_e を大きくするとせん断抵抗力が増加することがわかる。その感度は球形要素よりも大きく、 $\phi_e = 40^\circ$ で実験の抵抗力よりも大きくなっている。これは、要素の凹凸によるインターロッキング効果により要素の回転が拘束されたためと思われる。

3.6.4 六等球径対称配列集合体要素の非重複率 β の影響

図-3.26 は、要素間摩擦角 $\phi_e = 35^\circ$ に一定にし、非重複率 β を 0.10, 0.20, 0.30, 0.39, 0.50 と変化させた場合のせん断抵抗力の変化を示す。参考までに、表-3.7 はそれぞれの非重複率 β に対応するパッキング結果を示している。まず、 $\beta = 0.10$ と $\beta = 0.20$ を比較すると、明らかにせん断抵抗力が異なる。変位 10 mm 付近までは大きな差は無く、せん断変形に伴い徐々にせん断抵抗力の差が生じている。変位 70 mm では、非重複率の違いで 900 N の差が出ていることがわかる。同様に、 $\beta = 0.30$ と $\beta = 0.20$ を比較すると、先程の比較に比べる大きな差は無いように見えるが、変位 80～100 mm になると最大 1000 N の差が出ている。しかし、 $\beta = 0.30$ はせん断抵抗力の増減が大きく、変位 50～70 mm 付近では逆転していることがわかる。また、 $\beta_r = 0.39$ と $\beta = 0.20$ については、当初のせん断抵抗力は同じような増加傾向を示すが、変位 50 mm の辺りにおいてせん断抵抗力で 200 N 程度差があることから、大変形時において凹凸による影響が大きく出ている。また、 $\beta_r = 0.39$ と $\beta = 0.30$ についても同様に、立ち上がり変位 50 mm までは $\beta = 0.30$ の方がやや大きく、大変形時において凹凸による影響が大きくなるようである。最も非重複率の大きい $\beta = 0.50$ は、せん断抵抗力が大きく、変位 90 mm まで滑らかな増加を示し、それを超えると急激な増減を繰り返す。特に、変位 90 mm においてはせん


 図-3.28 接触力分布と配位数分布の推移 (球形要素, $\phi_e = 35^\circ$)

断抵抗力が 1200 N に急減する。

全ケースを概観すると、非重複率の差は、 $\beta = 0.10$ を除くと、変位 20 mm (せん断変形 2 %) まではあまり顕著ではない。しかし、変位 50 mm 以上になると非重複率の違いが、明瞭なせん断抵抗力の差となって現れる。ただし、要素配列の変化によって急激にせん断抵抗力が低下するため、同一のせん断変形量上においては、せん断抵抗力の大小が逆転することもある。

3.7 礫中詰材の抵抗力学メカニズムの考察

ここでは、割栗石の実験結果に近いせん断抵抗力を示した球形要素モデル $\phi_e = 75^\circ$ 、集合体要素の非重複率 $\beta_r = 0.39$ 、 $\phi_e = 35^\circ$ について考察する。参考のため、図-3.27 にせん断抵抗～変位関係を示す。

3.7.1 接触力分布と配位数分布

図-3.28 には、球形要素、要素間摩擦角 $\phi_e = 35^\circ$ とした場合の上端変位 60 mm までの上端変位 10 mm ごとの増分間における礫中詰材の接触力分布と配位数分布の推移を示す。なお、接触力については、その大きさ

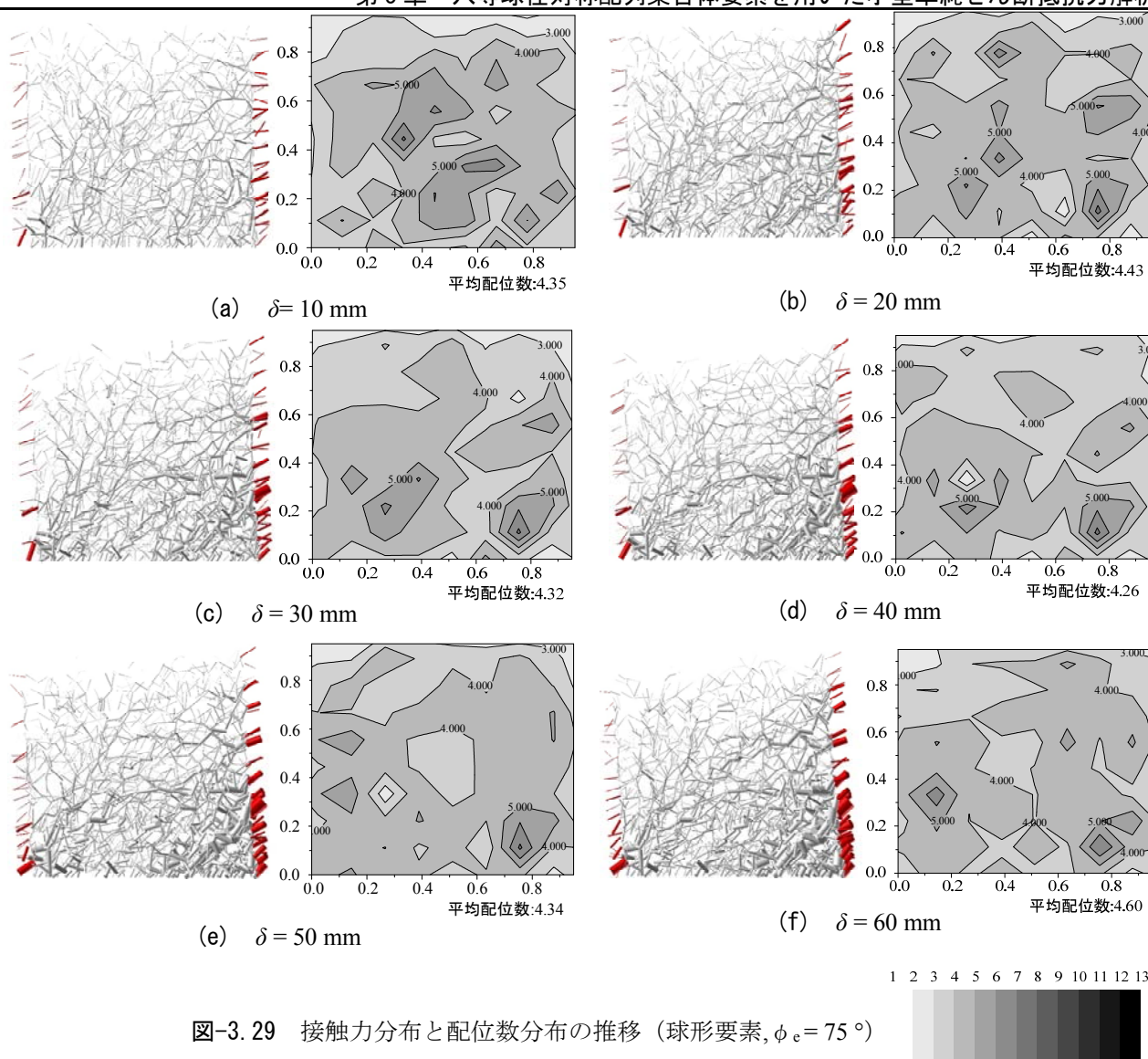
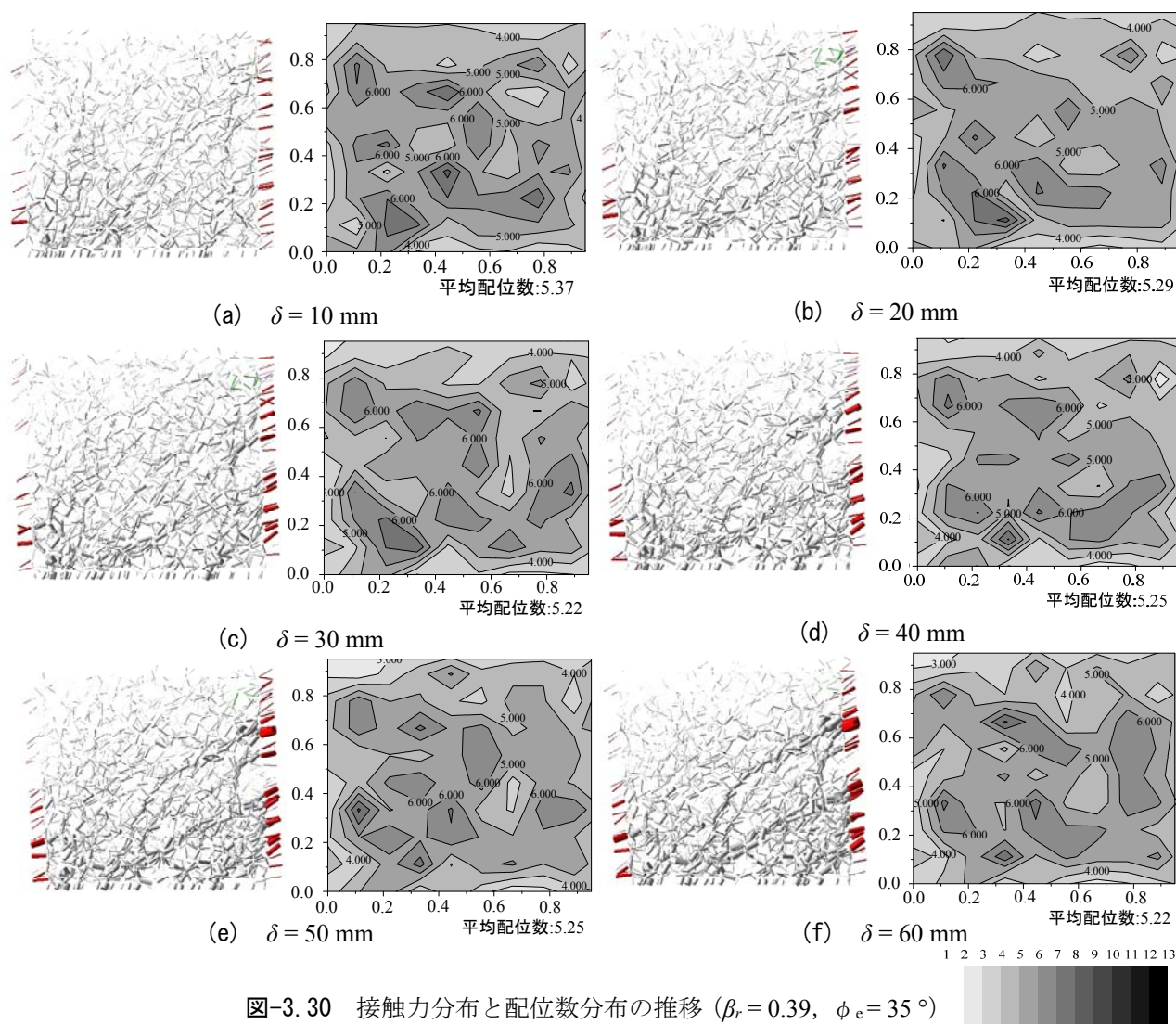


図-3.29 接触力分布と配位数分布の推移（球形要素, $\phi_e = 75^\circ$ ）

を円柱の長さでは関係なく、円柱の太さによって表し、接触力の方向を円柱の中心軸方向によって表している。ちなみに、円柱の長さは、接触している2つの球形要素の中心点間距離とした。参考までに、本解析は3次元解析であるため接触力の方向が面外へ向くと、短く表示されるが大きさには関係ない。なお、礫と礫との接触力は灰色で、礫とせん断枠の接触力は赤色で示した。

一方、配位数については個々の要素ごとの接触点数を奥行き座標にかかわらず、重心点の水平、垂直座標に割り当てたものをコンター処理したものである。

以下同じ要領で、図-3.29は球形要素 $\phi_e = 75^\circ$ 、図-3.30は集合体要素 $\beta_r = 0.39$ 、 $\phi_e = 35^\circ$ の場合のものを示す。まず、図-3.28(a)の上端変位10mmでは、後壁面への接触力に対して、前壁面の接触力の方が概して下方に接触力の重心がある。すなわち前壁面の底面に対する反時計回りのモーメントよりも後壁面に対する時計回りのモーメントが大きくなっている。この差異が中詰材に有する抵抗力となり、図-3.26に示されるせん断抵抗力がその高さから生じる外力モーメントとつり合っている。参考までに、前壁面と後壁面のモーメントの差は、中詰材内部の力の伝達により底面に生ずるモーメントやせん断抵抗力ともつり合うことになる。このような両壁面への接触力の推移を比較すると図-3.28(b)～(f)に示す上端変位20, 30, 40, 50, 60mmと大きくなるにつれて、後壁面のみの接触力が大きくなるのではなく、両壁面共に接触力分布が大きくなり


 図-3.30 接触力分布と配位数分布の推移 ($\beta_r = 0.39$, $\phi_e = 35^\circ$)

ている。つまり、後壁面と中詰材との接触力だけではなく、前壁面における接触力も増大している。

次に、配位数 N_c については、図-3.28(a)に示す上端変位 $\delta = 10 \text{ mm}$ において $N_c = 3.0 \sim 4.0$ の領域が広く分布しており、所々に $N_c = 5.0 \sim 6.0$ の密な領域が分散している。本解析における個別要素法では、法線方向と2つの接線方向ばねの3方向を有しているため、要素の6自由度を制御するには2点接触で安定する。しかし、法線方向ばねは引張力を生じないことなどを考慮すると、 $N_c = 3$ が安定上の必要条件となる。すなわち、 $\delta = 10 \text{ mm}$ では、ほぼ全領域が安定な配位数を得ている。その後せん断変形が進むと、概して配位数の大きな領域と小さな領域の濃淡が強くなっている。例えば、図-3.28(f)の中央部には配位数が5を超える領域も見受けられる。つまり、枠のせん断変形に伴って礫中詰材の再配列が行われる際に、密になる部分と疎になる部分の偏在化が強まっている。また、図-3.28(e), (f)においては、接触力が強く出ている右下部分が、配位数の分布全体に比べて $N_c = 5.0$ と少し密に詰まっているようにも見える。

図-3.29の球形要素、要素間摩擦角 $\phi_e = 75^\circ$ と増やした場合の接触力分布図では、後壁面下部に対する接触力が上端変位の増加に伴って、前壁面のものよりも顕著に大きくなっている。つまり、球形要素で実験を再現するためには、要素間摩擦角を実現不可能なほどに大きくさせたモデルとすることにより、個々の要素の接触力を大きく発揮させる必要がある。ただし、配位数の推移では、球形要素 ($\beta = 0.0$, $\phi_e = 35^\circ$) による大きな相違はなく、むしろ配位数の分布は相対的にやや平均化されて、平均配位数も小さい。

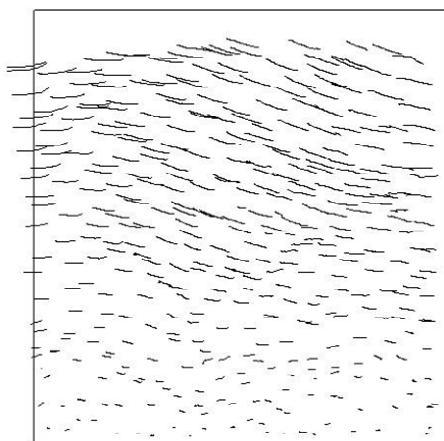
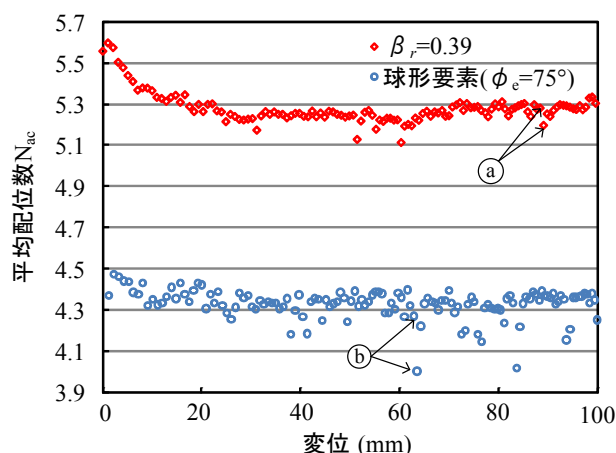

 図-3.31 集合体要素($\beta_r = 0.39$)の移動軌跡


図-3.32 集合体要素と球形要素の平均配位数の変化

図-3.30 に示す集合体要素 ($\beta_r = 0.39$, $\phi_e = 35^\circ$) による解析結果では前・後壁面の接触力の差異が明瞭であり、後壁面上部の礫圧が大きく、前壁面下部に若干大きな接触力が確認できる。この傾向は、図-3.13 の実験結果と似ており、香月らの研究³⁾における後壁面上端から前壁面下部にかかるブレースのような伝達経路によってせん断抵抗力を形成している傾向を示している。また、他のケースと顕著に異なるのは、配位数の分布である。まず $\delta = 10$ mm においても、数多くの領域で $N_c = 4.0$ 以上であり、中央部には $N_c = 8.0$ の領域も出現している。このような配位数の分布の偏りは、上端変位が大きくなるにつれて徐々に解消され、均一化の方向に向かう傾向があるものの、 $\delta = 60$ mm においても全体的に $N_c = 6.0$ 以上の領域が他のケースに比して多く領域を占めており、平均配位数は約 5.3 と、球形要素のものより 1.0 程度大きい。これは、凹凸による複雑な形状が、要素同士の接点数を増やしたと考えられ、同じ要素間摩擦角を用いた図-3.28 の球形要素の接触力図よりも図-3.30 の集合体要素を用いた時の接触力図の方が大きく出る結果となった。

3.7.2 要素の再配列と接触力伝達の頑健性

図-3.31 に集合体要素の移動軌跡を示す。実験ほど顕著ではないが、中詰材の中央部において要素が上に乗り上げる傾向が表れている。すなわち、集合体要素のせん断抵抗力は、要素の有する凹凸が礫 1 つあたりの接点数（配位数）を増すことにより、要素の運動に対する拘束度を増すことと関係しているようである。この点について図-3.32 には、集合体要素と球形要素の平均配位数 N_{ac} の変化を比較して示している。集合体要素の平均配位数は、変位 0～20 mm までは急激に減少傾向を示し、変位 60 mm からはやや増加傾向を示している。所々に平均配位数が変化しているが全体的には安定している。すなわち、構造解析を基に考えると、せん断変形を生じるとともに不静定次数が増して、その後の要素の再配列に伴う接点数の増減は少ないことがわかる。これに対して球形要素では、小さな変位の増加に対しても配位数は増大と減少を繰返しており、配位数自体が不安定である。また、初期状態よりもせん断変形が生じた後は、徐々に減少傾向であることがわかる。さらに、それぞれの平均配位数の全平均を表す \bar{N}_{ac} を基に、これらの標準偏差 σ_{ac} および変動係数 V_{ac} を算出すると、集合体要素では $\sigma_{ac} = 0.0699$, $V_{ac} = 0.0124$ 、球形要素では $\sigma_{sc} = 0.0705$, $V_{sc} = 0.0163$ となり、球形要素の配位数の変動が大きいことがわかる。この影響について、図-3.32 中に㉑および㉒で示した抵抗力が急落する事象に着目すると、図-3.32 に示す平均配位数が急激に減少する㉑、㉒のところと一致することがわかる。

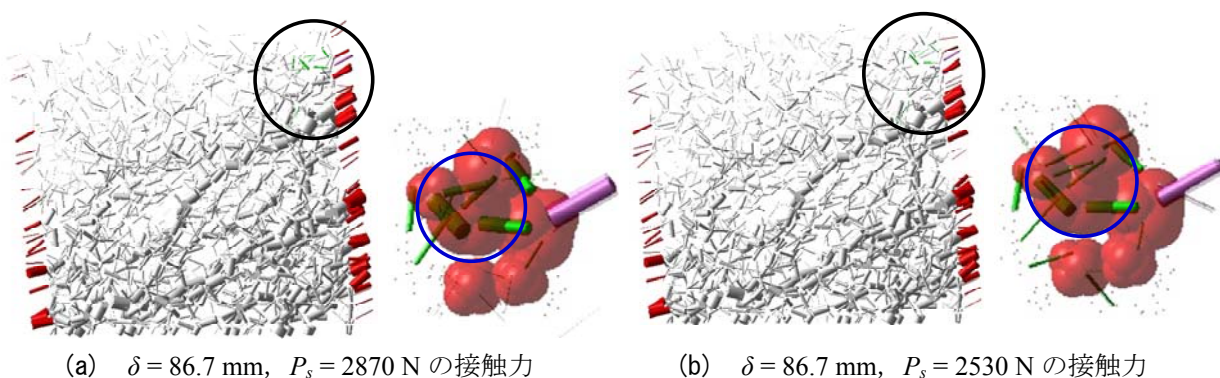
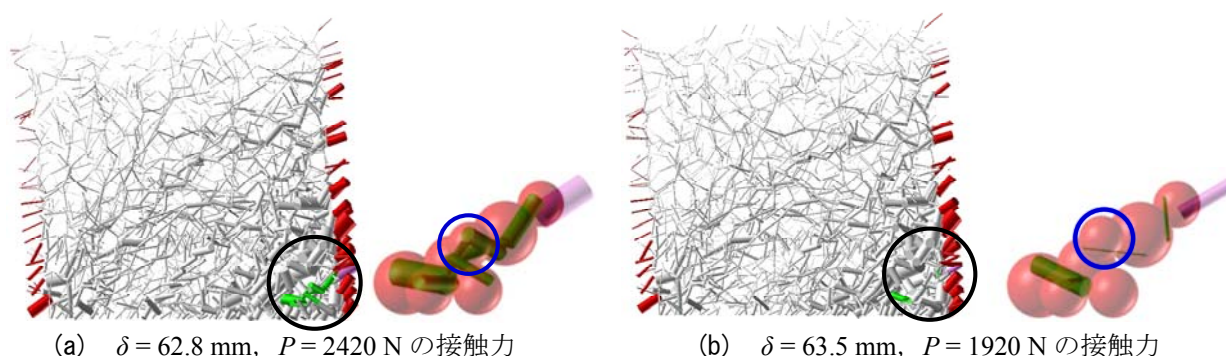


図-3.33 集合体要素の接触力(a)

図-3.34 球形要素の接触力($\phi_e = 75^\circ$)(b)

そこで、さらに分析すると図-3.33, 34に(a), (b)点における接触力図の変化を示す。まず、図-33(a), (b)に示した集合体要素の接触力図を比較すると、図中に示した○印内の後壁面の接触力が小さくなっており、その後背部での礫の接触力がやはり小さくなっている。ここで図-3.33(a), (b)の右側は、礫要素同士の接触力を緑、壁面と礫要素の接触力をピンク色で示したものであり、左側の丸で囲んだ部分を拡大したものである。これより、壁面と礫要素との接触力は太い接触力となっている。また接触力の経路を補う上方からの小さな接触力群があり、これらがせん断抵抗力の減少した後で変化していることがわかる。その変化は、一旦ある点の接触が失われ、代わりに異なる点が接触することにより、接触力のバランスを保っていることがわかる。つまり、凹凸形状が複雑なため、インターロッキング効果で要素間の接点代替数が多いことが急激なせん断抵抗力の減少を軽減している。

一方、図-3.34(a), (b)で示す球形要素の接触力図では、後壁面の接触力が全体的に小さくなっている。中でも、○印で示した後壁面下部の変化が大きく、その変化を拡大図で確認する。図-3.34(a)の拡大図中の青丸で囲んだ要素は、他の要素とほぼ直線的に並んで大きな力を伝達している。しかし、図-3.34(b)では、直線性を失うように移動している。すなわち、座屈したような並び方になり、伝達力を失っている。この間に青丸で囲んだ要素の配位数は、 $N_c = 4$ から $N_c = 1$ に減少し、不安定になっている。このように球形要素では、局所的に不安定な骨格構造となっていることがうかがえる。つまり、集合体要素を用いた場合には、要素の再配列に伴う接触点数の増減に対する冗長性が高まることとなり、図-3.13に示すようにせん断抵抗力の漸増型の安定した抵抗力の増加を表していることがわかる。

3.8 結 言

本章は、事前実験で得られた安息角に対応する非重複率 β を有する六等球径対称配列集合体要素を礫中詰材要素として用いて、変形しない鋼製枠に詰めた礫中詰材の単純せん断変形実験によるせん断抵抗力～変位関係に対する適用性を検討したものである。その際、礫中詰材のせん断抵抗力発揮における内部の力学的メカニズムを球形要素と六等球径対称配列集合体要素の比較によって提案手法の有用性を検討した。

- (1) 割栗石の安息角を基にし、第2章で提案した安息角推定式より集合体要素の非重複率 β_r を算出した。このモデルを礫中詰材要素する単純せん断変形実験の解析をすると、変位 95 mm（せん断変形 9.5 %）まで実験結果を再現できることがわかった。
- (2) 実構造のせん断変形は 5 %を超えることはないので、解析においてせん断変形 10 %程度までの適合性は充分である。
- (3) 球形要素を用いた解析では、現実には存在しない要素間摩擦角を用いることで実験のせん断抵抗力～変位関係を表現可能であるが、内部で働く壁面に生ずる礫圧分布は実験とは異なる。よって、実構造において骨組に与える礫中詰材圧の推定には適さない。一方、凹凸を有する六等球径対称配列集合体要素は後壁面上端から前壁面下部に至るブレースのような伝達経路が形成され壁面の圧力分布も実験の傾向と概ね一致する。ただし、その定量値については改善を要する。
- (4) 球形要素に対して集合体要素は平均配位数が大きく、内部骨格構造の接触力連鎖の頑健性が高い。このため、単純せん断枠の前壁面下部から後壁面上部を結ぶブレースに相当する伝達経路を形成・保持が可能となっている。
- (5) 礫中詰材をモデル化している六等球径対称配列集合体要素では、本来の複雑な形状を十分に表現できていないため、大変形時におけるせん断抵抗力の滑らかな増加傾向を表しきれていない。よって今後の検討が必要である。

第4章 大型布団籠の準実物大実験の解析

4.1 緒言

第3章では、変形を許さないピン結合した矩形枠の単純せん断変形実験を用いて礫材全体の抵抗力を推定する解析を行い、実験で得られた安息角から決定した六等球径対称配列集合体要素を中詰材要素として用いることでせん断抵抗力が推定できることを示した。これにより、礫材全体が有するせん断抵抗力推定法において提案手法が適用可能であることを示した。

ここでは、提案手法を用いて形状が複雑な鋼製枠堰堤におけるせん断抵抗力評価の適用性や枠と礫中詰材の相互作用における抵抗力評価の適用性を検討する。通常、鋼製枠堰堤の形状は図-4.1に示すような階段枠の堰堤であり、複雑な形状となっている。そのため、1.3節に示したように、高さ1 m程度の階段枠の実験結果を基に礫圧分布モデルを提案し、変形をしない鋼製枠における高さ3 m程度の準実物大実験で得られたせん断抵抗力に対して適用可能であることを示している^{3),4)}。そこでは、壁面が平面を保持する鋼製枠において鋼製フレームが抵抗力の大半を有しており、中詰材の強度は全体の5%程度しかない。このことは、鋼製砂防構造物設計便覧⁵⁾や治山技術基準解説⁶⁾においても安定計算においてせん断抵抗性における検証はあるものの、鋼製枠の強度を主体とする設計で行われており、せん断抵抗力よりもはるかに大きな強度が得られるように設計されている。しかし、近年、河川や山間地に多く用いられている大型布団籠のような枠自体に強度を有さない柔性の構造物には、上記のような設計に対して適用できない。ただ、柔性枠に詰められた中詰材において抵抗因子となり、せん断抵抗力が有していることは現在活用されている事例から容易にわかる。そのため、じゃかご工法の手引きと解説⁷⁾では、金網の強度推定法と礫形状から決定した内部摩擦角をもとに評価しているが、枠が柔性で変形を許す構造に対して内部摩擦角をもとに推定することは不可能である。そこで、阿部ら^{8),9)}は鋼製組立網の3次元弾塑性解析を行い、大変形問題として有限変位理論を用いて解析することで実験の再現性を検討した。また、中詰材も同様にモデル化し、実験で得られた抵抗力との再現性について比較・検討した¹⁰⁾。しかし、解析パラメータの算出法や物性値の決定法が不明確であり、実用化には困難である。よって、現場において安易に評価できる手法でせん断抵抗力を評価することが必要である。

そこで本章では、10 cm程度の礫材における安息角実験により非重複率 β を決定した礫中詰材要素を用いて、形状が複雑な階段枠形状のせん断変形実験と大型布団籠実験で得られたせん断抵抗力～変位関係をシミュレーションする。まず、高さ1 m程度の階段枠の実験を解析し、複雑な枠におけるせん断抵抗力評価の適用性を検討する。次に、拘束効果が中詰材の局部的抵抗力によって敏感に変化する柔性鋼材に詰められた中詰材を有する大型布団籠の準実物大実験のせん断抵抗力～変位関係を再現することで、礫材と柔性枠の一体

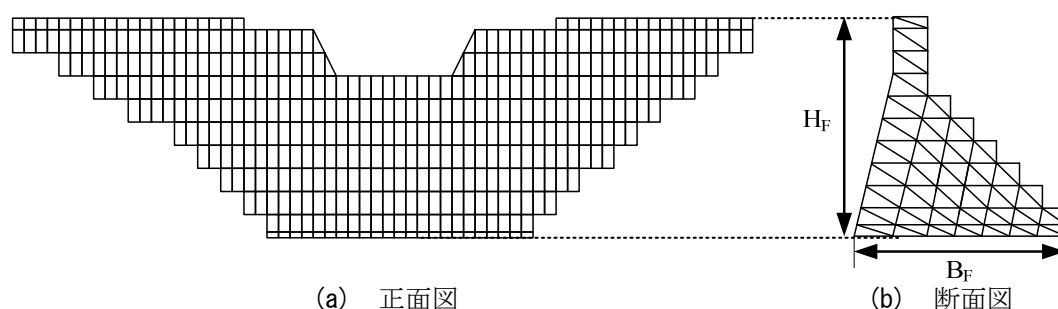


図-4.1 鋼製枠堰堤の断面

挙動の抵抗力を検討する。

4.2 解析法

第3章でも検討した解析法の手順を改めて図-4.2に示す。本章における解析法は、このフローチャートに従う。まず、礫中詰材の安息角 θ_r を測定する。ここで使用する礫中詰材要素は、六等球径対称配列集合体要素である。そこで、重複していない部分が球の直径 D に対して、どの程度凸部を形成しているかを表すパラメータとして、式(2.64)で表す安息角推定式より非重複率 β を用いることで凹凸程度を決定する。

また、礫中詰材の単位体積重量 γ は、測定されたものと一致させるので、図-2.19の関係より式(2.60-b)を用いることとする。

要素間摩擦角 ϕ_e については、図-4.3に示すような傾斜角の滑り出し実験により求める¹¹⁾。その際、用いる要素間摩擦角 ϕ_e は礫材料が滑り出した最大傾斜角を用いる。礫中詰材間のばね係数については、第3章の解析基本値を参考に決定した。

続いて、使用する枠の形状や剛性は円柱形要素でモデル化し、その接合部を連結ばねで繋ぐことで枠構造解析モデルを作る。例えば、板については円柱形要素を並列して1つの集合体としてモデル化した。そのうえで、枠の一部に強制変位し、得られた接触力よりせん断抵抗力～変位関係として求める。この際、礫中詰材の間隙を含めた単位体積重量については、落下法¹²⁾により、実験の間隙率が概ね一致するように決定する。具体的には、枠の上方に非接触な要素をランダムに複数個配置したうえで、重力で落下させる。上方領域に要素がなくなると、次の複数個配置し、落下させることを繰り返すものである。この際、枠に満杯になった礫が所要の間隙率になっていない場合には、再度落下法を行った。

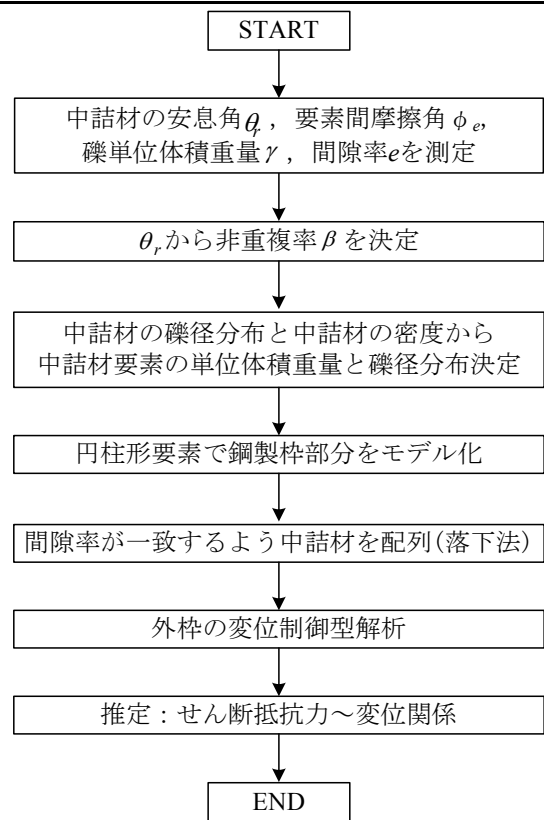


図-4.2 解析法

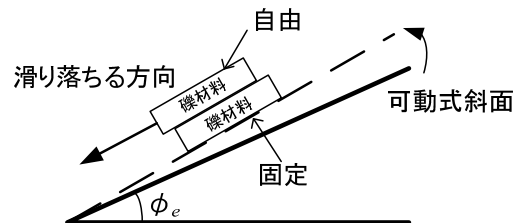


図-4.3 斜面角の滑り出し実験¹¹⁾

4.3 階段型単純せん断変形実験と解析

4.3.1 階段型単純せん断変形実験の概要

通常、鋼製枠堰堤はH型鋼などで外枠を構成し、その中に現地発生礫材を詰めたものである。型鋼を使用するため、図-4.1に示すような背面が階段状になっている。これに対して現行設計⁹⁾では、中詰材のせん断抵抗力を推定する手法として、港湾で用いられる海岸のセル構造の推定法¹³⁾を準用している。図-4.4に示すようにせん断方向に対して矩形断面のセル構造は、高さ (H_c) 、横幅 (B_c) に対して、階段形状の枠構造の高さ (H_F) 、横幅 (B_F) とせん断抵抗力評価のために等価と考えられる。しかし、その適用性は不明確である。そのため香月ら¹¹⁾は、図-4.5に示すような小型の階段枠構造モデルを使ったせん断抵抗力実験を行った。実

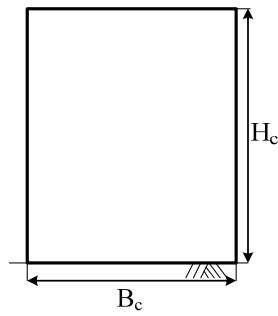
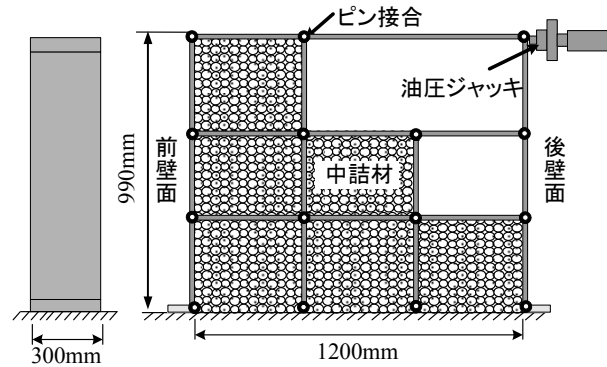
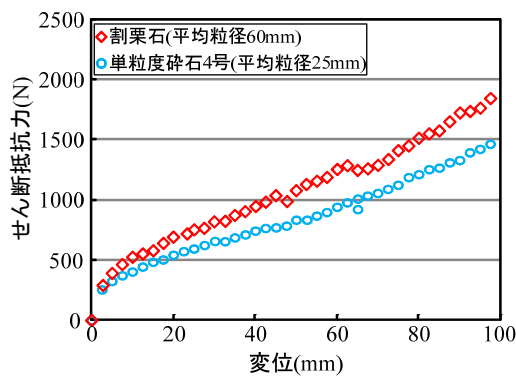
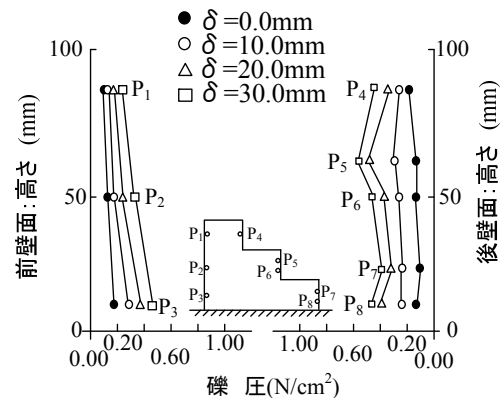


図-4.4 セル断面

図-4.5 階段枠実験装置¹⁾図-4.6 セン断抵抗力～変位関係¹⁾図-4.7 階段形枠内の礫中詰材圧分布¹⁾

験装置は、底幅 120 cm、高さ 99 cm、奥行き幅 30 cm の枠に 3 分割し、階段状にしたものである。幅 5 cm の鋼板をピン結合したうえで、前壁面（図中の左側面）と後壁面（図中の右側面）に一枚鋼板を貼った。

このモデルは、一つの区画の大きさが約 30 cm×40 cm であり、標準的な実物の鋼製枠堰堤の一區画 2.0×2.4 m 程度であるのに対して 1/6 の縮小モデルである。各結合部はピン結合であるので、各區画内の中詰材のせん断変形は、枠全体に対して相似形でせん断変形をする。この際、枠自体の剛性は非常に大きく、ピン結合部以外のせん断変形以外は、ないものと考えられる。

加えて、実構造物と同様に中詰材の詰めた領域を区画する壁面は設けないため中詰材は、内部を自由に移動できる。側壁（図中の手前とその裏側）は、水平方向に対して相互にスライドする高さ 10 cm の枠によって押えられ中詰材は漏出しないが、水平方向の移動は自由になっている。

なお、本研究においてはその中の粒径 40～80 mm の割栗石を用いた実験を解析対象とする。

4.3.2 実験結果

図-4.6 に枠上端のせん断抵抗力～変位関係を示す。図中には、比較のため平均粒径 25 mm（単粒度碎石 4 号）の実験結果も示す。いずれも変位 10 mm までに一旦急激に抵抗力が増加した後は、ほぼ線形的に単調増加している。また、中詰材の礫径が大きいほど抵抗力が大きくなる。図-4.7 には、単粒度碎石 4 号を用いた場合における前・後壁面の礫圧分布の変化を示す。これより、前壁面では変位の増加にともなって、深さに比例する分布形の礫圧が増加する。一方、後壁面では、2 段目の増加が顕著に大きくなり、高さ 60 cm (P₅) の礫圧が最大となる。また、最下部の礫圧に関しても同様に大きくなる。後壁面の礫圧は主として底面 45°の角度で伝わる伝達力の経路（ブレース）によって底面による反力が大きく生じることがわかり、60 cm のところが最も反力の生じる場所である。同時に、前壁面もその反力を生じるので図-4.7 のような礫圧分布を得る。

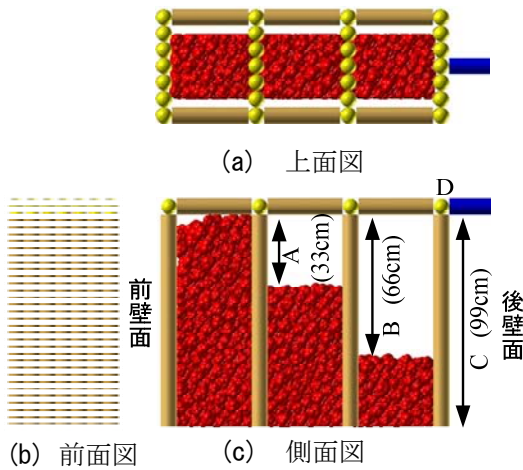


図-4.8 階段枠実験の解析モデル

表-4.1 階段枠実験の解析基本値

項 目		値	
礫要素	集合体要素モデル（球形要素）	1339(8034)	
	球形要素モデル	1300	
	間隙率 e_a （集合体要素モデル）	0.802	
	間隙率 e_s （球形要素モデル）	0.806	
	比重 ρ （kg/m ³ ）	2.61	
枠要素	円柱形要素	34	
	球形要素	19	
要素間 ばね	ばね定数	法線方向 K_n （N/m）	1.0×10^6
		接線方向 K_s （N/m）	3.5×10^5
	連結ばね定数法線方向 K_c （N/m）		8.0×10^6
	減衰定数 h		0.8
	粘着力 C （N）		0
	摩擦係数 $\tan \phi_e$		0.700(35°)
計算条件	時間刻み Δt （s）	1.0×10^{-6}	

4.3.3 礫中詰材要素 (階段枠)

中詰材要素は、第3章と同じ詰材を使用しているので安息角実験から決定した非重複率 $\beta_r = 0.39$ を使用した。なお、比較のために中詰材のモデル化に球形要素を用いた解析も行った。この場合は、粒径範囲が40～80 mm であるので、この範囲の粒径を一様乱数で決定した。

4.3.4 階段型単純せん断枠モデル

図-4.8 に、階段型単純せん断枠の解析モデルを示す。ここでは、第3章の矩形枠と同様にピン結合されており、せん断抵抗を持たない階段枠のモデル化を行った。まず、後壁面を構成する連結ばねで結合した球形要素と円柱形要素を並べる。これらの要素は底面において回転が自由とする後壁面上部から水平に円柱形要素を配置し、40 cm ごとに手前と奥側の両サイドに円柱形要素を配置する。これらの水平円柱も回転が自由である。また、図中の A, B, C の後壁面領域には後壁に相当する円柱も手前から奥に向かって配置し、中詰材の漏出を防止する。なお、これらの円柱は図中に黄色で表した球形要素を介して連結されるが、これらは常設の連結ばねが設定される。この連結ばねは、圧縮・引張には抵抗するが曲げモーメントには抵抗しない。よって、この枠構造は全体のせん断変形に対する抵抗力は全く生じない。実験では、図中の後壁面上端を水平ジャッキで圧した。解析では、後壁面上端に青色で示す棒要素を連結ばねで設定し、この要素を一定速度で左側方向に水平移動させて、連結ばねに生じる力を実験で得られたジャッキに作用するせん断抵抗力として比較する。なお、図中の手前と奥側には、摩擦抵抗のない平面要素を配しており、中詰材の漏出を防止した。

4.3.5 解析基本値

表-4.1 に解析基本値を示す。第3章のパラメータと同様の要領で行い、ばね定数、減衰定数、要素間摩擦係数および時間刻みも同様のパラメータを使用した。

4.3.6 礫中詰材要素のパッキング

図-4.8(a) に示すように、解析モデルの上方は解放されている。このため、パッキングはこの開放部にランダムゼネレータを用いて位置と要素を与えたうえで、落下法を用いて行った。実験が簡単に敷きならした程

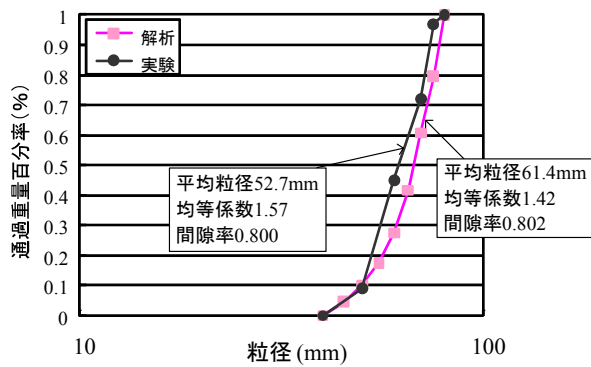


図-4.9 粒径加積曲線

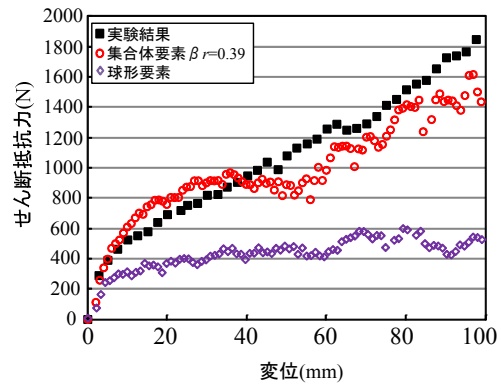


図-4.10 セン断抵抗力～変位関係(階段杵)

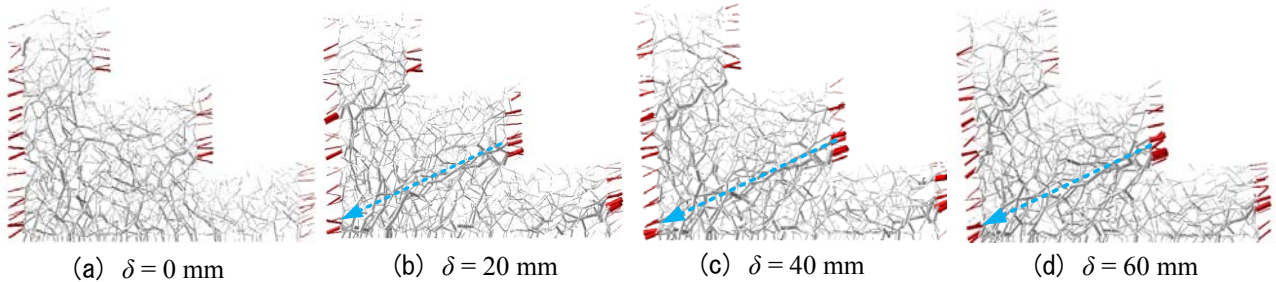


図-4.11 階段杵解析の接触力図(球形要素)

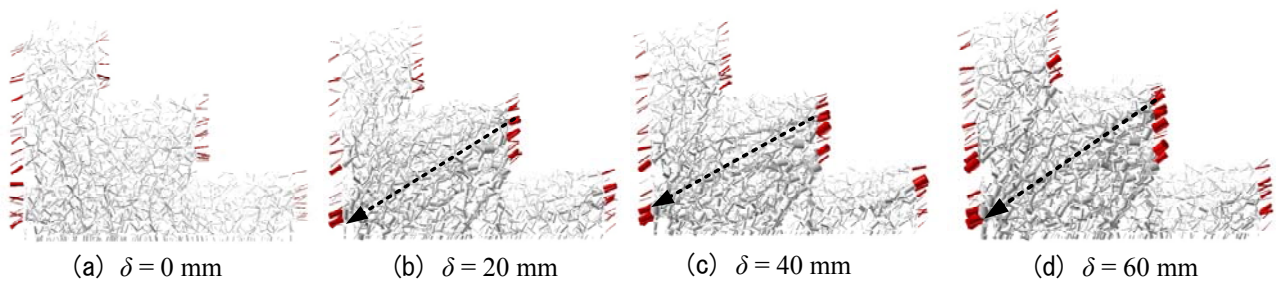


図-4.12 階段杵解析の接触力図(集合体要素)

度であるので、解析でも締固めのために振動等を行わなかった。解析の粒径分布は、40～80 mm の範囲で一様乱数を発生させて設定した。図-4.9 に得られた粒径分布を実験と比較した解析の粒径分布は概して実験と一致している。また、間隙率は実験が 0.800 であったのに対して、解析の間隙率は 0.802 となり、ほぼ一致した。

4.3.7 セン断抵抗力の解析結果

図-4.10 に解析で得られたせん断抵抗力～変位関係を実験と比較した。集合体要素の凹凸の効果を考察するため球形要素の解析も示した。実験におけるせん断抵抗力は、変位 0～10 mm において急激に増加している。これに対して球形要素の解は、その線形的増加が実験値の半分ぐらいにとどまる。一方、集合体要素は変位 10 mm まで実験と同様の増加を示す。その後、10 mm 以降の線形的(単調)増加領域において球形モデルでは、滑らかに増加するが、その抵抗値は実験値の約 1/4 程度である。一方、集合体要素モデルでは、50 mm 付近で線形性は失われて、増幅に滑らかさを欠くものの、実験値の 90 % 程度のせん断抵抗力を示し、球形要素モデルよりも良い推定結果を得た。

4.3.8 要素間接触力の骨格構造

図-4.11, 12 に、せん断変形 0~60 mm までの 20 mm ごとの集合体要素と球形要素の接触力分布の推移を示す。この接触力分布図は、第3章と同様の要領で可視化している。したがって本解析は、三次元解析であるため接触力の方向が面外へ向くと短く表示されるが、接触力の大きさには関係ない。なお、礫要素間の接触力は灰色で示し、礫要素とせん断簀要素の接触力は赤色で示した。

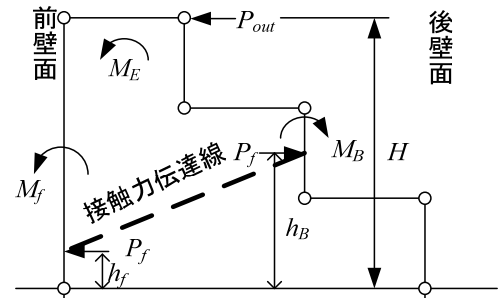


図-4.13 階段枠内の中詰材の抵抗メカニズム

まず、図-4.11(a)の球形要素の場合では、変位 20 mm において前壁面下端から後壁面の2段目の下端に連なる一連の太い接触力分布が現れる。同時に、後壁面最下端には全体的に左下方へ向かう 45° のやや太い接触力伝達線が現れる。黒矢印で示している壁面2段目を前壁面下端と結ぶ接触力伝達線は、変位が 40, 60 mm とせん断変形を増大するにつれて明瞭に強まる。ただし、その後壁面への到達点は、2段目後壁面の下端に近く、図-4.8 では高さ 60 cm 付近である2段目の後壁面上端が最大であったものとはやや傾向が異なる。

図-4.13 に、接触力伝達線と中詰材のせん断抵抗力との関係に関する模式説明図を示す。いま、内部の接触力伝達線が図中の破線のように斜めに形成されるものとする。伝達線内部の力のつり合い条件より前・後壁面に反対方向で同じ大きさの壁面への接触力 P_f が生じたとする。ただし、その作用点の高さは、 h_f 、 h_B と異なる。

この時、前壁面の底面廻りのモーメント M_f は、次式となる。

$$M_f = P_f \cdot h_f \quad (4.2)$$

一方、後壁面の M_B は、次式となる。

$$M_B = P_f \cdot h_B \quad (4.3)$$

枠全体に外力 P_{out} が H の高さで作用するので、その外力モーメント M_E は、次式となる。

$$M_E = P_{out} \cdot H \quad (4.4)$$

これらのモーメントは、つり合わなければならない。

$$M_E = M_B - M_f = P_f (h_f - h_B) \quad (4.5)$$

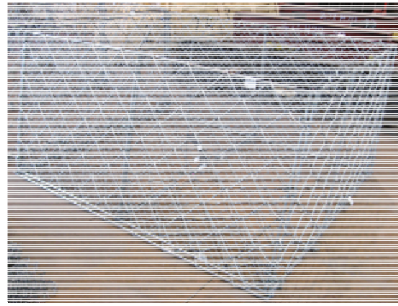
式(4.4)より、中詰材が大きなせん断抵抗力を発揮するためには、内部に形成される接触力の強さ (P_f) だけでなく、その前壁面を後壁面の作用点の高低差も重要であることがわかる。

この観点から、図-4.12の集合体要素の解析結果より、前壁面下端から2段目の後壁面に連なる強い接触力伝達線が形成されることは球形要素と同じであるが、その接触力を示す矢印は2段目の後壁面から明瞭に強い部分の伝達線が生起している。また、球形要素と比較すると力の伝達経路が多く存在し、伝達経路に要素間の空隙が生じて経路の代替性があるので、安定した接触力を保たれることにより、せん断抵抗力が大きく生じるものと考えられる。このことは、図-4.13に示す模式図と酷似している。

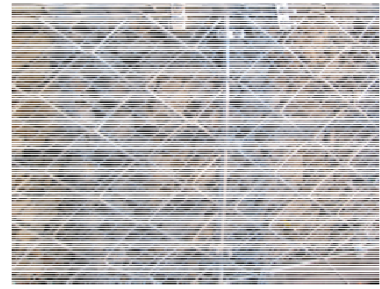
すなわち、第3章での矩形せん断枠の解析で示したことと同様に一要素あたりの接触点数（配位数）が多くなることで、接触力伝達機構（骨格構造）が頑健になったと考えられる。この結果、後壁面の2段目上端部（高さ 60 cm）まで、大きな接触力が生じている。よって、図-4.7で示した実験における壁面に働く中詰材圧の分布図との整合性が球形要素モデルの解析結果よりも高まっている。



(a) 籠構造



(b) 一段分の籠構造



(c) 側壁面

写真-4.1 大型布団籠

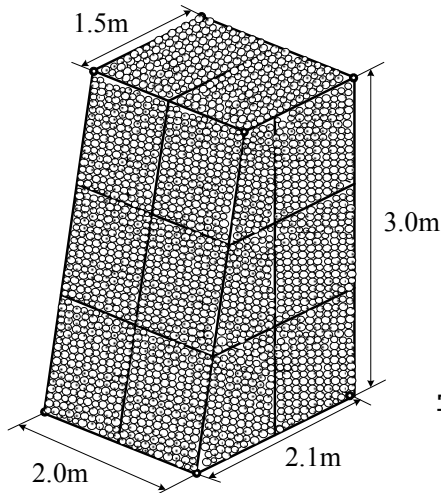


図-4.14 籠供試体の形状



写真-4.2 布団籠実験の中詰材

表-4.2 中詰材の諸元

項目	中詰材
粒径範囲	60～80 mm
礫比重	2.61
間隙比	0.86
粒子の形状	角あり

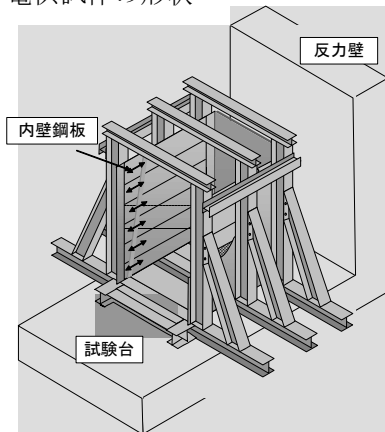


図-4.15 外壁構造

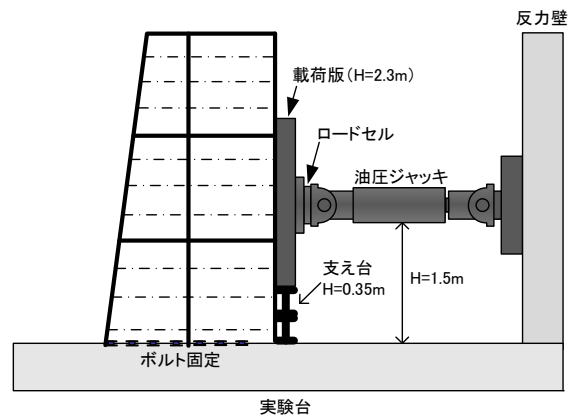


図-4.16 大型布団籠実験模式図

4.4 大型布団籠実験

ここからは、変形を許す柔性枠に中詰材を詰めた大型布団籠実験を基礎情報に、提案手法によるせん断抵抗推定法の適用性を検討する。

4.4.1 大型布団籠実験の概要

実験で用いた大型布団籠は、図-4.14 および写真-4.1(a)に示すように、堤体高さ 3.0 m、底幅 2.1 m、上端

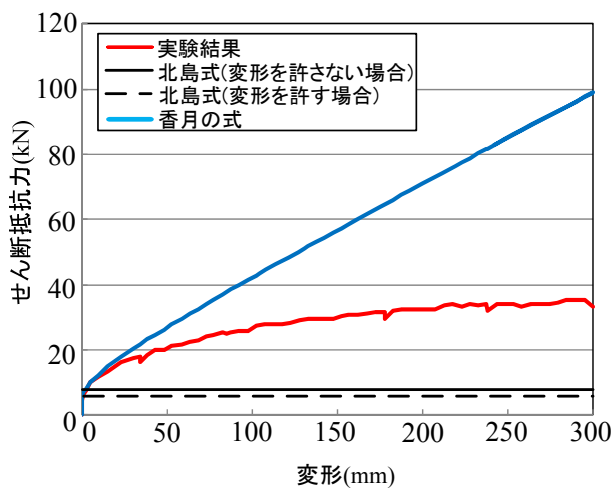


図-4.17 せん断抵抗力～変位関係（推定式との比較）



(a) 全体図

(b) 前壁面下部の膨らみ

写真-4.3 大型布団籠実験の最終変形状態

幅 1.5 m，奥行き幅 2.0 m の丸鋼とワイヤーで組み合わされた柔性鋼製枠に中詰材を詰めたものである。上中下 3 段で構成される籠に詰める礫中詰材は，横断方向に移動できる。しかし，段ごとの底面に網を張っているため，礫は上下方向に異なる段には移動できない。写真-4.1 (b)，(c) に示すように前壁面と側壁面には，中詰材の漏出防止のため，径 4 mm の鉄線で作られた菱形金網が張られている。

中詰材は，表-4.2 および写真-4.2 に示す単粒度碎石 1 号（粒径：60～80 mm）である。詰め方は，そのまま流し込みながら，枠との緩衝や籠構造の不具合が生じないように補正した。供試体は，図-4.15 に示す外壁構造の中に設置される。外壁構造は，中詰材の側方に漏出防止するために拘束される。ただし，拘束面と中詰材によって余分な抵抗力を発生しないように，平行移動可能な内壁鋼板を中詰材と固定外壁鋼板との間に設けたうえで，それらの間に L 字のフラットローラーを配置する。

載荷は，図-4.16 に示すように大型布団籠の背面に曲げ剛性の大きな鋼板を当て，高さ 1.5 m の位置に水平方向に配置したアクチュエータを用いた。その際，アクチュエータ先端にロードセルを配置し，この荷重～変位関係を計測した。背面鋼板は，実験を通じて直線性を保った上で，概ね後壁面の底面を中心とした回転するように変形した。

4.4.2 せん断抵抗力の設計推定値との比較

(1) 全 般

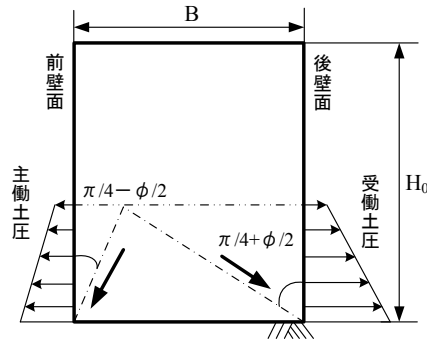
図-4.17 に実験で得られたせん断抵抗力～変位関係を示す。ここで，変位とは水平移動量のことである。全般的な傾向は，図-4.6 で示した階段枠実験や第 3 章で示した矩形枠内の中詰材のせん断抵抗力～変位関係と同様にせん断変形とともに増加している。また，変位 300 mm（せん断変形 10 %）におけるせん断抵抗力は，35.3 kN となっている。

なお，写真-4.3 (a) に示すように最大変形時の全体変形は，前壁面側の金網，ワイヤーともに破断していない。ただし，写真-4.3 (b) では前壁面下部に顕著な膨らみが生じている。

(2) 北島式¹³⁾との比較

大型布団籠などの枠構造の十分な剛性が期待できない堰堤では，1.3 節で述べたように港湾で使用されているセル構造のせん断抵抗力推定のための北島式が広く使用されている。

北島¹³⁾は，二重壁の模型実験を用いて，せん断中の変形状態を観察し，破壊は前壁背後の主働状態における土のくさびに，後壁前面の受働状態における土のくさびが接触することによって，接触点に顕著な滑り出


 図-4.18 前・後壁面に作用する中詰圧¹³⁾

し現象が発生することを示した。この現象を、実験による測定値により傾向を判断して、図-4.18のような堤体の前後壁面に作用する応力をモデル化した。その底面回りのモーメントのつり合いから中詰材の抵抗モーメント M_r は次式によって与えられるものとした。

$$M_r = \frac{1}{6} \gamma H^3 (3 - \nu \cos \phi) \nu^2 \sin \phi \quad (4.6)$$

また、セルの変形を許さない場合の中詰の抵抗モーメント M_r は次式によって与えられるものとした。

$$M_r = \frac{1}{6} \gamma H^3 (3 - \nu \cos \phi) \frac{2}{3} \nu^2 \tan \phi \sin \phi \quad (4.7)$$

ここで、 M_r : 端に奥行き幅当りの抵抗モーメント、 H : 堤体高、 ν : 堤体の幅高比 (B/H)、 ϕ : 内部摩擦角（文献5)では、やや丸みのある礫を 35° 、凹凸の大きい礫を 40° としている。）。

よって、本実験供試体が奥行き幅 2.0 m であること、および载荷点が 1.5 m の高さであり

$$M_r = P_r \times 1.5_{(m)} \quad (4.8)$$

となることに留意して、本実験に相当するせん断抵抗力 P_r を求めると 8.5 kN となる。この値を十分に大きな変位 300 mm で比較すると、実測値の 1/4 にも達していない。つまり、過小な推定値となる。

(3) 香月の式¹⁾との比較

3.3.2 項の香月智の式より算出すると、本実験の $B = 2.0$ m、 $h_1 = 1.5$ m、 $h_2 = 3.0$ m、 $\phi = 40^\circ$ （文献5)参照）、 σ_v (kN/m²) = (全重量/底面積) を考慮すると次式となる。

$$P_r = \bar{M} \times \frac{1}{1.5} \times \frac{W}{2.1 \times 2.0} \times 3^2 \times \tan 40^\circ \quad (4.11)$$

この結果は、図-4.16 に示す青線のようになる。推定値は、変位 300 mm において 99 kN となり、これに対して実験値は、変位 300 mm において 35 kN であり、推定値より小さいことがわかる。

4.5 大型布団籠解析

4.5.1 中詰材要素の決定法(大型布団籠)

実験に用いた中詰材（粒径：60～80 mm）を用いて、写真-4.4 に示すように、落下高さ約 3.0 m の位置からバックホーを使って地面に礫材を落下堆積させ、安息角を求めた。なお、底面には鋼板を敷いている。表-4.3 に実験結果を示す。実験では、最大高さ 1.6 m までを 3 回に分けて段階的に計測することを 2 回行った。個数が少ない状態から最終的に堆積した状態までの安息角を見ると、 $35 \sim 37^\circ$ あたりからあまり変化がない。これは、バックホーから安息角を計測する際に、粒子数をあまり多くしなくても現場において容易に計測で



写真-4.4 安息角実験

表-4.3 安息角実験結果

シリーズ	平均安息角(°)	方向	安息角(°)	高さ(m)	直径(m)	総量(m ³)	礫概数(個)
1	35.5	0°(基軸)	36.1	0.94	1.37	0.467	1700
		45°	35.5	0.92	1.31		
		90°	35.3	0.92	1.30		
		135°	35.0	0.95	1.33		
	36.0	0°	35.5	1.25	1.78	1.036	3800
		45°	35.5	1.25	1.78		
		90°	36.0	1.25	1.81		
		135°	37.0	1.26	1.89		
	36.7	0°	37.5	1.47	2.26	1.946	7300
		45°	37.0	1.48	2.23		
		90°	37.0	1.47	2.22		
		135°	36.7	1.48	2.21		
2	35.0	0°	34.9	1.11	1.54	0.688	2400
		45°	34.6	1.15	1.58		
		90°	34.6	1.17	1.61		
		135°	36.0	1.17	1.70		
	36.2	0°	37.0	1.44	2.17	1.774	6600
		45°	35.6	1.46	2.09		
		90°	35.8	1.44	2.07		
		135°	36.2	1.46	2.13		
	36.7	0°	36.0	1.60	2.32	2.250	8400
		45°	36.2	1.62	2.37		
		90°	36.4	1.60	2.35		
		135°	36.8	1.62	2.42		

きることを示している。また、表中の直径とは、概略45°方向で4方向の計測値である。平均安息角は、 $\theta_r = 36.7^\circ$ となった。

参考までに、高さ0.94 m、体積0.46 m³、概算個数1700個と最終的に得られる安息角はほぼ同じ結果となった。これを第2章の安息角推定式(2.64)に代入して、解析モデルの非重複率 $\beta_s = 0.47$ とした。また、要素間摩擦角は、図-4.3に示す滑り出し実験¹⁴⁾を用いて、 $\phi_e = 30^\circ$ とした。

表-4.4 鋼材と金網の物理特性

項 目		値
鋼材の剛性	ヤング率 E (N/m ²)	2.0×10^{11}
	断面積 (m ²) $\phi 13$	1.3266×10^{-4}
丸鋼(SR295)	軸力剛性 EA	6.6332×10^6
	曲げ剛性 EI	7.0063×10^1
	減衰定数	0.2
菱形金網 SWMGS-5	断面積 (m ²) $\phi 8$	5.0240×10^{-5}
	軸力剛性 EA	2.5120×10^6
	曲げ剛性 EI	1.0048×10^1
	減衰定数	0.2

表-4.5 大型布団籠の解析基本値

項 目			値
礫要素	集合体要素モデル (個) (球形要素)		8282(49692)
	球形要素モデル (個)		8,206
	間隙率 e_a (集合体モデル時)		0.86
	間隙率 e_s (球形モデル時)		0.86
	比重		2.61
枠要素	円柱形要素		377
	球形要素		581
要素間 ばね	ばね定数	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
		接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
	減衰定数 h		0.8
	粘着力 C (N)		0
	摩擦係数 $\tan \phi_e$		0.5774(30°)
	計算条件	時間刻み Δt (s)	4.0×10^{-7}

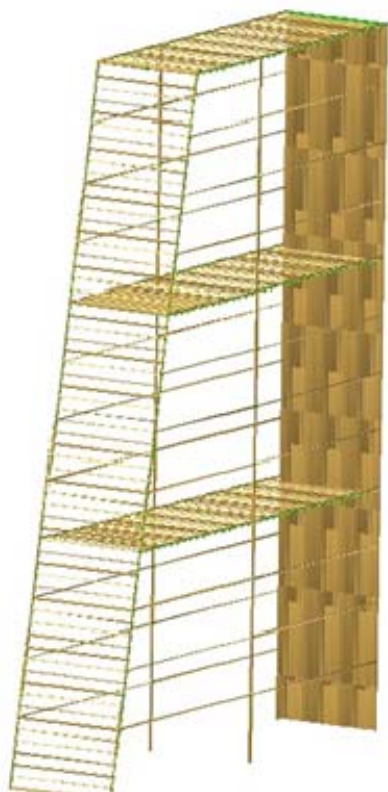


図-4.19 大型布団籠の解析モデル

4.5.2 大型布団籠の解析モデル

実物構造の奥行き幅 2.0 m の全体に礫要素モデルを配置すると、必要な集合体要素は 3 万個、それを構成する球形要素は 18 万個以上となり、計算負担が大きくなるので奥行き幅 0.5 m の 1/4 スケールの縮小モデルとした。実物は、奥行き 2.0 m を鋼材が囲っているため、解析モデルにおける枠の剛性寄与を実物の 1/4 程度となるように工夫した。また、金網や細部の丸鋼を全て忠実にモデリングすることも計算負担の問題があるため、前後壁面の引張力を伝達するように 5.0 cm おきに、円柱形要素を地面と水平に配置する簡略モデルとした。

図-4.19 に、大型布団籠の解析モデルを示す。これは、球形要素 377 個、円柱形要素 581 個を用いて連結ばねで繋がれている。まず、各籠の底面に相当する部分は礫の上下方向への移動と拘束することを表すため、奥行き幅が一本の剛体円柱とする。これらの水平方向に連結する要素は、連結箇所では軸方向に伸縮や曲げ変形に対する剛性が必要である。表-4.4 に、鋼材と金網の物理特性を示す。なお、丸鋼の剛性は 1/4 にして与えた。

前壁面についても水平材は、露出防止を目的とする要素と、それを垂直方向に連結する要素である。これらの円柱形要素は、表-4.4 の丸鋼の剛性を全体の 1/4 として用いた。後壁面については、実験ではほぼ水平保持されたことを鑑み、上下に一本の円柱形要素で 3 段分を貫いたものを横に並べた。そのうえで、これらの円柱の底面部を回転のみ許す境界条件を与えた。この後壁面と前壁面の間に実物供試体の側壁面金網と丸鋼によって与えられる剛性と等価な円柱モデルを水平に配置した。ここで、等価とは前壁面と後壁面の間に有する水平間隔の保持力のことをいう。なお、荷重は円柱形要素と球形要素の連結制御により、後壁上端にア

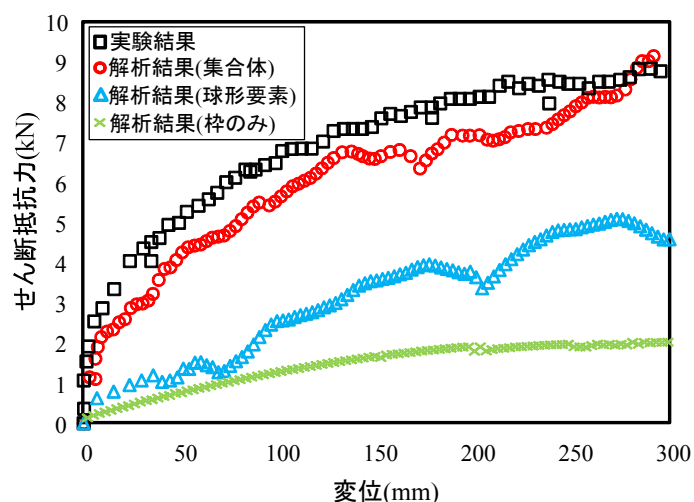


図-4.20 大型布団籠のせん断抵抗力～変位関係

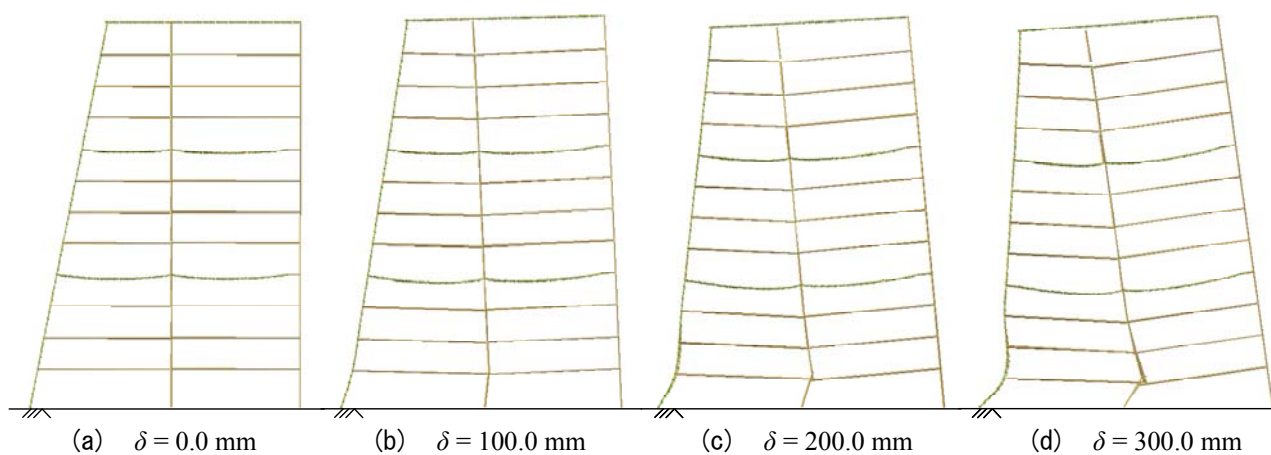


図-4.21 枠のみの解析

クチュエータ载荷に相当する棒要素を階段枠モデルと同様に与えた。なお、実験との比較では、計測されている荷重の位置より2倍の高さで接触力を生じているので、得られた解析値を1/2倍にして表している。なお、表-4.5に要素モデルにおける解析基本値を示す。計算方法は、4.3節と同様の要領で行った。パッキングの要領は、図-4.2における解析法に示すように行い、実験に近い間隙率が得られるまで繰り返した。

4.5.3 せん断抵抗力～変位関係

図-4.20には、解析で得られたせん断抵抗力～変位関係を示す。なお、解析では、アクチュエータを模した棒要素から得られた接触力をせん断抵抗力として評価した。参考までに、球形要素を用いた解析結果と礫中詰材を全く用いない籠枠モデルのみの解析値も示す。なお、解析に対応させるため実験値を1/4にして示す。

まず、図-4.21に枠のみの解析をせん断変形100 mmごと並べた。変形を与えるごとに、全体の枠が大きく変形し、前壁面側に大きくゆがんでいる。特に、下端の部材が内側に曲がっており、座屈していることから、変形分の荷重の多くは、前壁面下部にかかっている。また、中の部材は、下端では圧縮、上端では引張となっている。解析値では、非線形性が現れており、変形300 mmで1.2 kNとなった。これは、実験値の約1/6程度の抵抗力を発揮するモデルとなっている。

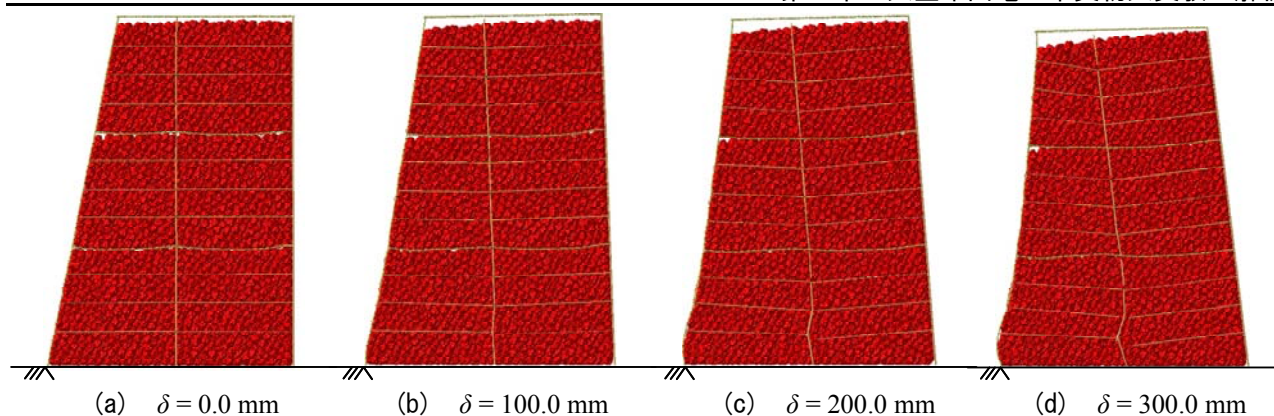


図-4.22 大型布団籠解析

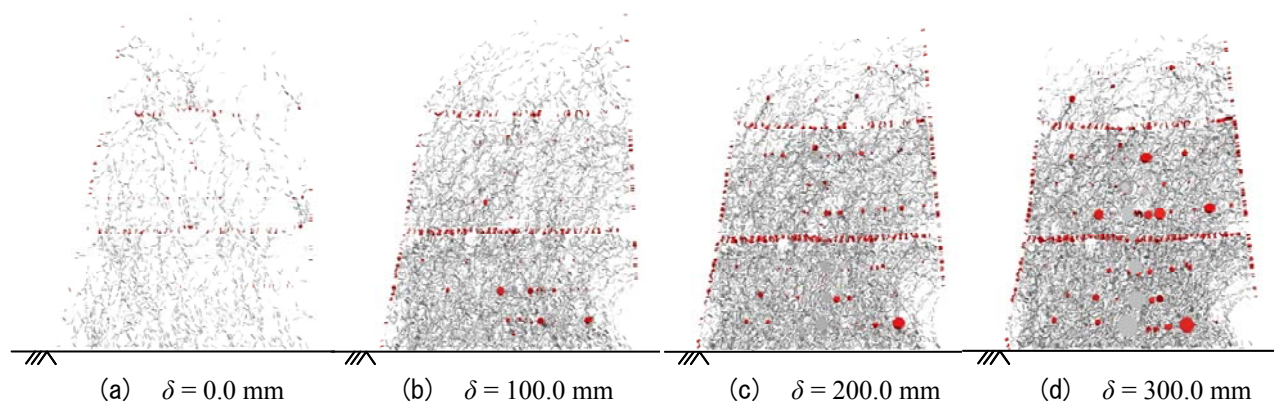


図-4.23 接触力図

一方、図-4.22 に六等球径対称配列集合体要素を用いた解析結果を示している。変形を与えると、礫中詰材を入れることで、前壁面下端の部材が大きく膨れている。また、上端枠には空隙が多くなり、枠の変形が大きいことがわかる。解析値では、変位 10 mm までの急激に抵抗が大きくなることや、徐々に剛性を低下させながら漸増を続ける傾向が実験と同じである。よって、その抵抗値について定量的に良く一致している。参考までに、球形要素を用いると抵抗値が実験値の半分となり、定量的に良い結果が得られていない。これは、階段枠の解析で指摘されたように、球形要素モデルでは配位数が少なく、中詰材内部の頑健な接触力の骨格構造を形成できないためと思われる。

図-4.23 に、図-4.22 における接触力図を示す。剛体枠における接触力伝達線と異なり、前壁面下部と後壁面上部を結ぶ接触力の伝達線は現れず、むしろ底面に直接 45° 方向に反力を求める接触力の伝達線が形成されている。枠の剛性が小さいと礫材が前壁面下部の剛性による反力を生じさせる前に、壁面の膨らみで固定支持を失うため、せん断抵抗値が大きくなることとわかる。

よって、図-4.18 に考察した北島式¹³⁾や香月の式¹⁾が前提とした前壁面の平面保持仮定が崩れるため、香月の式に対して、その抵抗値は小さくなることとわかる。

4.6 結 言

本章では、変形をしない複雑な階段枠の単純せん断変形実験の再現性と変形が容易な柔性枠の大型布団籠に対するせん断抵抗力推定法し、礫材と鋼製枠の一体挙動における抵抗力推定法の適用性について検討した。得られた成果を要約すると、以下のようになる。

- (1) 提案手法が階段枠のような複雑な形状に対しても礫材全体のせん断抵抗力を評価することができた。
- (2) 自由落下による中詰材の安息角については、粒径 10 cm 程度（単粒度破石 1 号）の礫材であれば、0.4 m³ 程度をバックホーで落下堆積させる実験で求められることを示した。
- (3) また、10 cm 程度の礫材に対しても非重複率 β を有する六等球形対象配列集合体要素の決定法は、要素間摩擦角（ ϕ_e ）である礫材の静的摩擦係数を用いて礫材の安息角に対応させることで適用可能であることがわかった。
- (4) 提案手法が、背面が階段形状を有する枠内に詰められた礫径 10 cm 程度の礫中詰材のせん断抵抗力～変位関係を、せん断変形 5 %程度まで実験値と一致する解析結果を得た。これは、現行設計ではせん断変形 1 %の評価できないのに対し、工学的な有用性には十分である。
- (5) 解析に基づく要素間接触力の分析によると、中詰材のせん断抵抗力は、前壁面下部から斜め上方から後壁面に伸びるブレースのような接触力の経路（伝達力の経路）を示した。この際、球形要素と比べて礫材の凹凸による配位数（接触点）の増加が、接触力伝達の骨格構造の緻密さや拡がりなどを大きくし、抵抗力の頑健性に寄与している。
- (6) 提案手法が、中詰材に対する拘束効果が小さい大型布団籠の準実物大実験を 1/4 スケールで解析し、せん断抵抗力～変位関係を概ね再現することができた。このことにより、柔性枠と中詰材の相互作用力に対するせん断抵抗力推定法の適用性を示した。
- (7) 大型布団籠では枠剛性の低下による前壁面の膨みが、せん断変形に従い中詰材内部の頑健な接触力の骨格構造を形成できず、その接触力の強さを失わせることを明らかにした。

第5章 回転円筒による混合球形粒子群の偏析実験と個別要素法解析

5.1 緒言

第2～4章において、安息角から決定した六等球径対称配列集合体要素により鋼製枠堰堤における礫中詰材全体の強度であるせん断抵抗力および柔性枠である大型布団籠と礫中詰材の相互作用である抵抗力推定法の適用性を検討した。すなわち、実験で計測された安息角から中詰材要素を決定することで、鋼製枠堰堤のせん断抵抗力を推定できることを示した。また、非重複率 β がせん断抵抗力に大きく影響しており、インターロッキング効果が内部メカニズムに寄与することを示した。

ここからは、土石流の流下特性である先頭部に巨礫が集中する偏析^{1),2)}について検討する。土石流の流動性を再現するには、従来直線水路である勾配が一定の可変勾配水路³⁾や、勾配が徐々に緩やかになる勾配変化水路⁴⁾での実験が多くなされてきた⁵⁾。このような研究により、観測が困難な土石流の流下過程におけるメカニズムについて多くのことが解明されてきた^{6),7)}。中でも、実験において流下特性である偏析現象を生起させるには、水路に底面粗度もしくは栈粗度^{8),9)}を配置することが重要であることもわかってきた¹⁰⁾⁻¹²⁾。また、流下距離が制限を受ける直線水路では、観測点を移動しないと運動形態を容易に観測することが困難であることから、偏析時に生じている現象を分析するには工夫が必要である。土石流の実例において、偏析をせずに流下した土石流の実現象も生起しており、流下距離によって偏析の有無も変わることが予想され、先頭部に巨礫が集中する生起条件は不明確なままである。これでは、透過型砂防堰堤が前提条件としている巨礫が先頭部に集中することが稀な現象になると、構造物として機能しなくなる。ゆえに、偏析における解析的な補足やシミュレーションによる再現を基に、検証する必要がある。換言すると、土石流の破壊力の主因子である逆グレイディング現象¹³⁾をシミュレーションできないことは、防災構造の性能予測の信頼性を損なっていることになる。

一方、流水の動きや土砂の運動形態を検討するために流下制限のない回転円筒ドラムによる実験もなされている。堀田ら¹⁴⁾は、回転円筒水路を用いた高濃度固液混相流における間隙水圧の評価を長水路における間隙水圧との比較で、円筒内特有の粒子相と流体相の相違や内部流による間隙水圧の変化について整理した。その後、層流状態の固液混相流における間隙水圧が静水圧より大きな値となることを明らかにすることで水路としての適用性を論じた。Hsuら¹⁵⁾は、礫、土砂および粘土を用いて円筒内の運動形態と実験的な速度評価を行い、材料特性における振る舞いを整理した。また、Katina & Rickenmann¹⁶⁾は、混合状態における礫材の安定角度や回転速度の変化を整理し、円筒内の運動形態を整理している。しかし、いずれの実験も大粒径の浮き上がりの主要因や生起条件について検討されたものではない。

そこで本章では、従来の実験要領では捉えることが困難であった偏析現象を安定的に生起させて分析するために、回転円筒実験装置を用いて球形で異粒径の混合粒状体を入れて、定速で回転させると円筒内で粒子塊が定位置にとどまりながら内部では粒状体が複雑に配置変換する定常状態を作り出す定点観測可能な実験法を創案する。その実験法を用いて平衡状態における偏析現象の生起条件について検討するものである。そのうえで、個別要素法解析の混合粒状体をモデル化することで、偏析状態における要素間接触力や運動のメカニズムについて考察する。

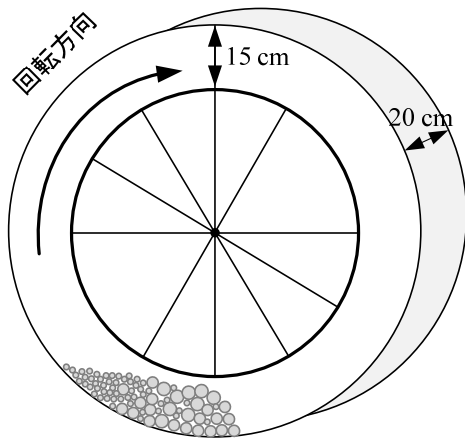
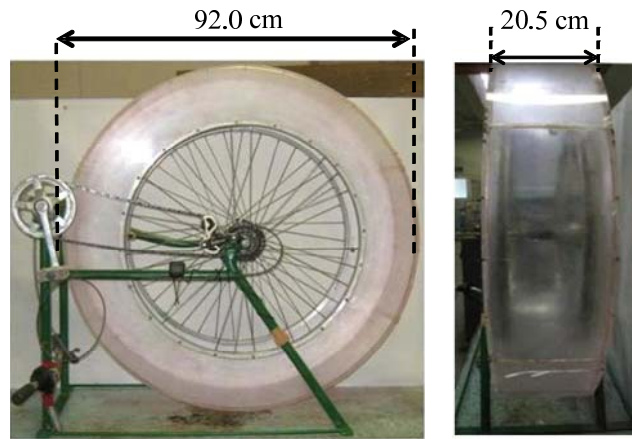


図-5.1 回転円筒実験装置（略図）



(a) 正面図

(b) 側面図

写真-5.1 回転円筒実験装置

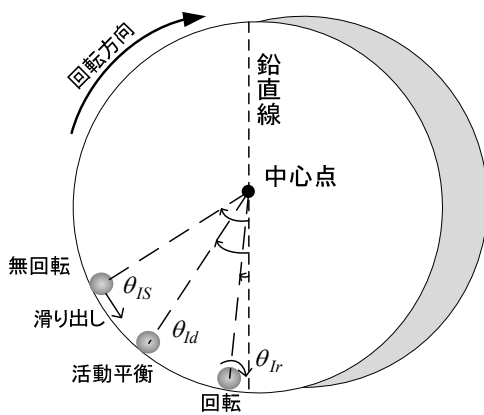


図-5.2 単粒子の平衡点

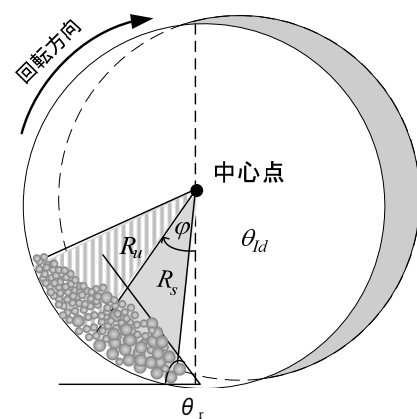


図-5.3 静的安定領域

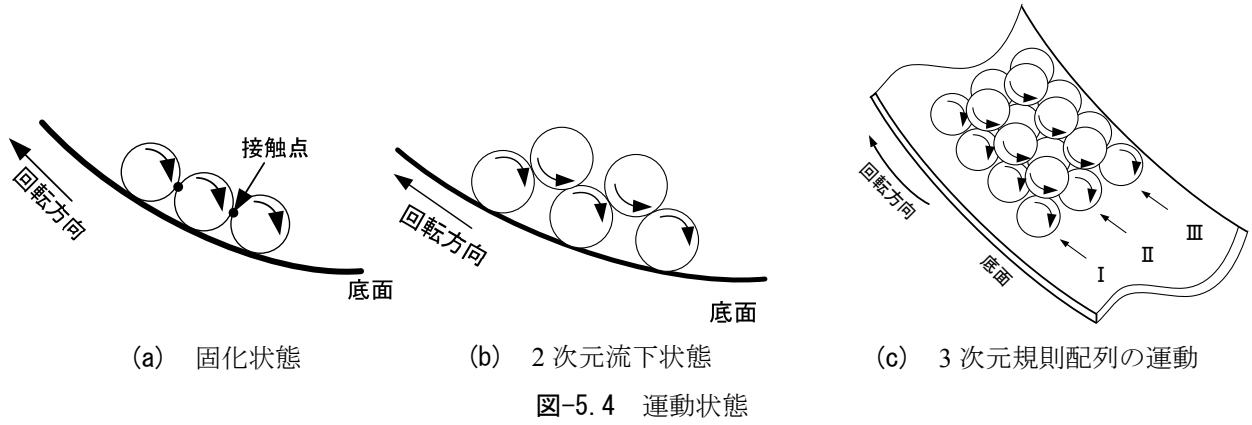
5.2 実験要領

5.2.1 実験装置

本研究で用いた実験装置は、図-5.1 および写真-5.1 に示す外形 92 cm、深さ 15 cm、幅 20 cm の回転円筒型アクリル板流路を自転車のリムに接続したものである。この円筒形流路にガラス球などの混合粒子を入れ、手動で回転させる。その際、自転車用の速度計を利用して底面速度を測り、所定の速度で回転させる。この装置は、従来使用している直線流下水路において、仮に偏析が生じる条件下であっても偏析に必要な流下長を確保できないという制約を克服できる利点がある。また、条件が整うと偏析した粒子群をほぼ同位置にとどめることができるので、遷移状態の運動ではなく均衡した定常状態の運動を生起できる利点がある。そのうえで、ビデオカメラによる粒子群内部で生起する粒子の運動を撮影・観察できる。ただし、円筒形による底面の曲率があるため勾配変化があり、純粋に直線水路との比較はできない。一方で、円筒形による底面の曲率があるため勾配変化が伴うという不利点がある。この不利点を克服するためには、半径を大きくする必要がある。しかし、本装置は人力であるので大きな半径の装置にできないため、このサイズにしている。なお、底面粗度については本研究の検討事項から除外しアクリル板のままとする。

5.2.2 物理係数との関係

5.2.2 項から 5.2.5 項にわたって、回転円筒実験装置において運動形態で生起する特徴的な現象とその物



理係数の関係について述べる.

図-5.2 に, 単粒子の運動によって生じる平衡点について示している. 単粒子の場合に, 仮に粒子の回転を拘束してゆっくりと円筒を回転すると, あるところで粒子が滑り出す. この角度は, 明らかにアクリル板と粒子との静止摩擦角 (θ_{IS}) である. すなわち, 静止摩擦係数 (μ_{IS}) が次式で与えられる.

$$\mu_{IS} = \tan(\theta_{IS}) \quad (5.1)$$

また, 回転円筒が等速で回転している状態では, この回転の粒子が回転をせずにある位置に平衡してとどまるならば, その角度 (θ_{Id}) によってアクリル板と粒子との動摩擦係数 (μ_{Id}) が求まる¹⁷⁾.

$$\mu_{IS} = \tan(\theta_{Id}) \quad (5.2)$$

粒子の回転を許した場合では, 円筒の等速回転状態で定点にとどまるとその角度 (θ_{Ir}) は, 転がり摩擦係数 (μ_{Ir}) を与える.

$$\mu_{Ir} = \tan(\theta_{Ir}) \quad (5.3)$$

5.2.3 スティックスリップ現象¹⁸⁾

図-5.3 は, 円筒内が極めて遅く回転する場合の粒子群の様式図である. 図-5.4(a) に示すように, この状態では隣接する粒子間の接触摩擦により粒子の回転運動は拘束されるため, 粒子配列およびその骨格構造が固定したままで, 塊全体が底面の回転とともに前後に移動する. この準静止状態では, 底面との摩擦が静止摩擦係数より小さくて, 滑動安定状態にある領域 (R_s) と滑動不安定状態にある領域 (R_u) が一体となっている. 参考までに, その先頭の粒子群の端部が平面とのなす角 φ は, 粒子群の有する安息角 θ_r より小さくなっている. そして, 徐々に円筒を回転させると粒子群が高い位置に到達し, 滑動不安定状態にある領域 (R_u) が滑動安定状態にある領域 (R_s) に与える荷重に対し, 滑動安定状態にある領域 (R_s) の底面摩擦が有する抵抗力が耐えられなくなる. このことにより, 粒子群全体が底面に対して滑動する. すると, 底面との摩擦力は静止摩擦から動摩擦に移行する. 従って, 保有している摩擦力が弱くなり, 一気に前方へ移動する. その後, ある程度進むと動摩擦による抵抗力が, 不安定力に勝るためそこで一旦停止する. そして, 底面との摩擦力が静止摩擦に支配される状態に戻る. 回転円筒をゆっくりと回転させると, このように粒子群全体が前後に移動する現象を繰り返す. これは, 粒子群が一つの固体のように振舞うものであり, スティックスリップ現象¹⁷⁾と呼ばれている.

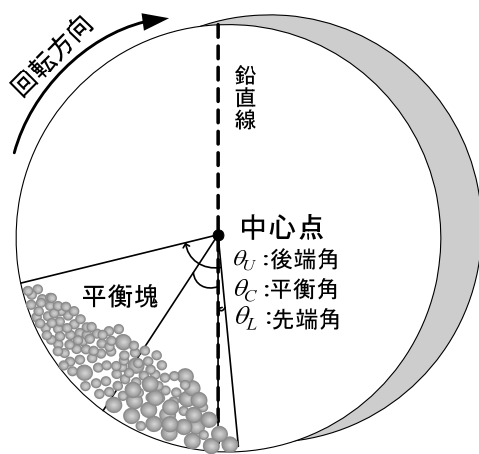
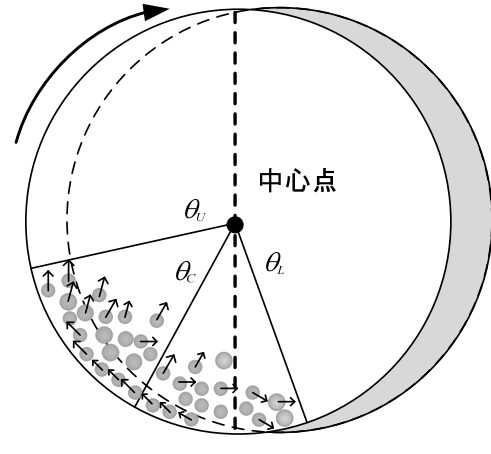


図-5.5 流動平衡状態の代表角度

図-5.6 気化状態¹⁷⁾

5.2.4 流動平衡状態

前述のスティックスリップ現象¹⁷⁾における粒子の配列が崩れない原因は、図-5.4(a)に示すように底面にある粒子が転がるために必要な回転を粒子間が接触することで回転自由度を拘束するからである。一方、図-5.4(b)に示すように最下面の粒子は互いに離れて、その上部にある粒子を通じて、接触状態を形成することで、全粒子が同調する回転運動として可能になる。そのうえで、底面から受ける力と重力がバランスすると、その場に塊の形状と粒子配列を保ちつつ、塊が底面に対して流れているかのように振舞う流動平衡状態を作り出すことができる。

図-5.4(b)の機構は、粒状体が円柱のような2次元場において比較的容易に生起するが、粒子が球形の3次元場では、簡単に生起しなくなる。例えば、図-5.4(c)に示すような規則的に並んで積まれても、2段目のある1つの粒子が1段目の粒子4個に跨ることになる。その場合に、接触点の幾何的対称性が崩れると、2段目の粒子が1段目にある粒子4個から受ける回転速度に違いが生じる。この速度の違いによって、上段の粒子における回転軸との相違が生ずることになる。この速度の相違は、上段にある粒子の回転軸と底面との平衡性を失わせるために進行方向に対して直角方向の動きを生じさせる。ある点でこの動きが生じると隣接する架構造に影響を与えるため、次々と架構造の対称性が失われる。つまり、3次元場では仮に真球であっても、架構造の均一性を保つことは難しく、粒子群が完全な流動平衡状態になることは難しい。ただし、互いの粒子が細かく接触と離反を繰り返していると、粒子の配列変換が緩やかに行われる。このため、巨視的に回転円筒内に形成された粒子塊は、同位置で同じ形の塊となり、流動平衡状態となることが可能である。図-5.5は、流動平衡状態における粒子塊の位置と広がりを表す代表角度を示す。まず、中心点が鉛直線を原点とし、先頭部の角度を先端角(θ_L)、その塊の中心を平衡角(θ_C)、後尾を後端角(θ_U)とする。計測は、実験装置から正面に配置したカメラ撮影による写真から測定する。

5.2.5 気化状態¹⁷⁾

流動平衡状態よりも、さらに回転速度を大きくすると、粒子間の接触と離反が激しくなり、お互いに接触している時間の方が離反している時間よりも短くなる。この状態を気化状態¹⁷⁾とする。気化状態では、最上層の粒子は飛び跳ねており、中層でも激しく衝突しあっている。また、流動平衡状態では粒子が隣接している粒子と相互作用を及ぼしている状態にあるが、気化状態では個々の粒子がお互いの力を作用させる状態が少ない。図-5.6に示すように、この塊の外形は巨視的に同一位置にとどまることもあるが、全体の位置が前後に一定の周期で前後移動を繰り返すこともある。

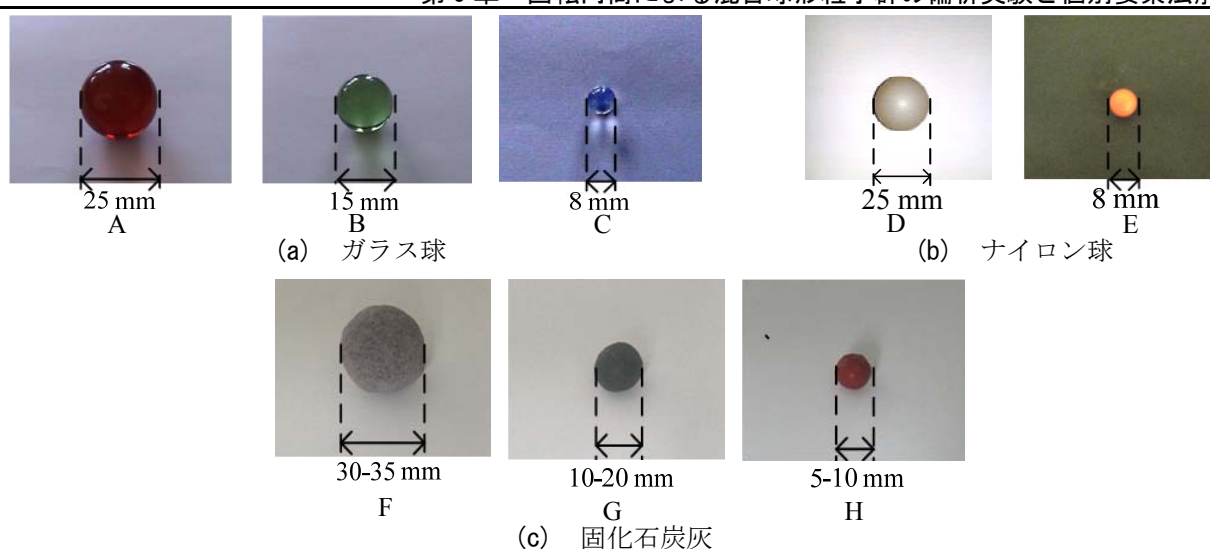


写真-5.2 供試体の一例

表-5.1 供試体の特性

番 号	種 類	比 重	粒径範囲	色	特 性
A	ガラス球	2.6	25 mm	赤	球体であり凹凸無
B			15 mm	緑	
C			8 mm	白	
D	ナイロン球	1.1	25 mm	白	
E		1.1	8 mm	赤	
F	固化石炭灰	1.8	30-35 mm	灰	球形に近いがやや凹凸
G			10-20 mm	緑	
H			5-10 mm	赤	

表-5.2 2 粒径混合実験ケース

Case	供試体の組み合わせ	体積（体積比）	備 考
I	ガラス球 25 mm & 15 mm	2.68 ℓ (1:1)	25 mm : 160 個
II	ガラス球 25 mm & 8 mm	2.68 ℓ (1:1)	15 mm : 750 個
III	ガラス球 15 mm & 8 mm	2.68 ℓ (1:1)	8 mm : 4000 個
IV	固化石炭灰 30 mm & 15 mm	2.01 ℓ (1:2)	総量の組み合わせで混合
V	固化石炭灰 30 mm & 8 mm	2.01 ℓ (1:2)	
VI	固化石炭灰 15 mm & 8 mm	2.68 ℓ (1:1)	
VII	ナイロン球 25 mm & ガラス球 8 mm	2.68 ℓ (1:1)	25 mm : 160 個
VIII	ナイロン球 8 mm & ガラス球 8 mm	2.68 ℓ (1:1)	8 mm : 4000 個

5.2.6 供試体

使用した供試体は、表-5.1 と写真-5.2 に示すガラス球、ナイロン球および固化石炭灰の3種類であり、ガラス球と固化石炭灰には、それぞれ異なる球形が3種類および、ナイロン球は2種類あり、合計8種類となる。なお、ガラス球の比重は2.6に対して、ナイロン球は1.1と軽くなっている。固化石炭灰は、石炭灰を球状に丸めて固化させたものであり、表面には若干の凹凸がある。固化石炭灰の比重は1.8である。また、本

表-5.3 単粒子の性質

	平均粒径	静止摩擦係数	転がり摩擦係数
ガラス球	25 mm	0.364 (20 °)	0.000 (0 °)
	15 mm	0.364 (20 °)	0.000 (0 °)
	8 mm	0.364 (20 °)	0.000 (0 °)
ナイロン球	25 mm	0.364 (20 °)	0.000 (0 °)
	8 mm	0.364 (20 °)	0.000 (0 °)
固化石炭灰	30 mm	0.364 (20 °)	0.087 (5 °)
	15 mm	0.364 (20 °)	0.087 (5 °)
	8 mm	0.364 (20 °)	0.087 (5 °)

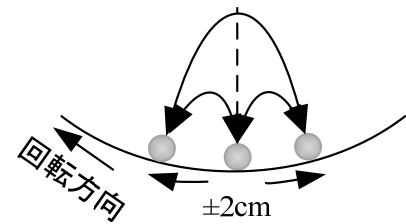


図-5.7 単粒子の平衡状態

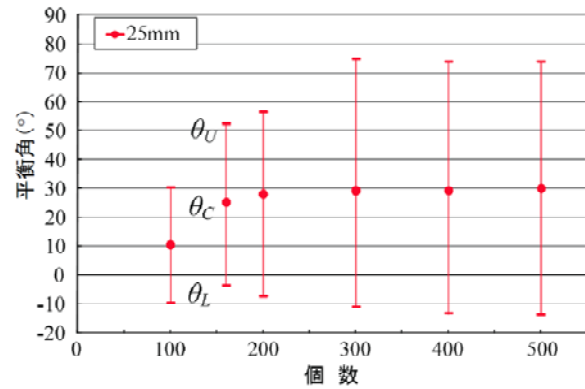
表-5.4 単粒子群の平衡角

供試体粒子	平均粒径	粒子数 (個)	代表角		粒子運動
			θ_L	θ_U	
ガラス球	25 mm	160	θ_L	-15 °	配置変換なし
			θ_C	28 °	
			θ_U	70 °	
	15 mm	700	θ_L	-5 °	回転
			θ_C	27 °	
			θ_U	60 °	
	8 mm	4000	θ_L	-2 °	回転
			θ_C	24 °	
			θ_U	50 °	
ナイロン球	25 mm	160	θ_L	-13 °	配置変換なし
			θ_C	29 °	
			θ_U	62 °	
	8 mm	4000	θ_L	-2 °	回転
			θ_C	24 °	
			θ_U	50 °	
固化石炭灰	30 mm	60	θ_L	-10 °	配置変換なし
			θ_C	20 °	
			θ_U	51 °	
	15 mm	約 700	θ_L	-4 °	回転
			θ_C	29 °	
			θ_U	61 °	
	8 mm	約 4000	θ_L	-1 °	回転
			θ_C	25 °	
			θ_U	50 °	

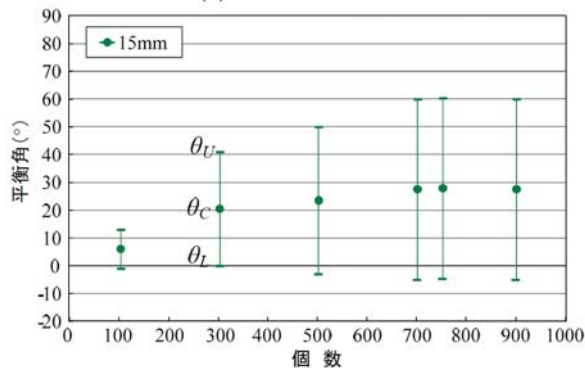
供試体の粒径については、比重の影響を検討するため、最小粒径を 8 mm として定めた。参考までに、前田研究²⁰⁾にある 5 倍粒径では、混在させる大粒径粒子の個数を極端に少なくせざるを得ないことから最大粒径を 25 mm とした。

5.2.7 実験ケース

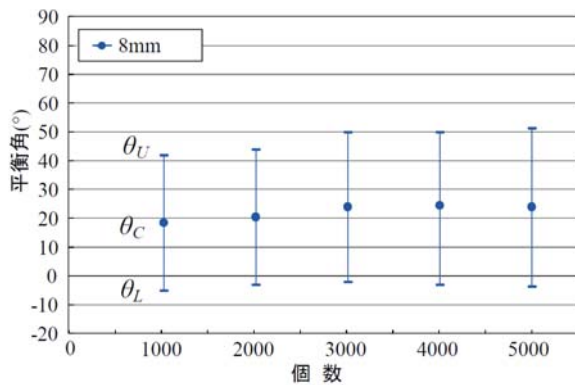
実験は、単粒径粒子の物理係数を求める基礎実験を行ったのち、各々の粒子モデルにおける単粒子群の流動平衡状態を生起させ、その状態の先端角、平衡角および後端角を求めた。そのうえで、表-5.2 に示す 8 ケースの 2 粒径混合状態の実験を行った。実験ケース I～III では、ガラス球における異粒径の組み合わせによって偏析現象を検討している。実験ケース IV～VI では、粒径範囲を有する固化石炭灰の異粒径の組み合わせ



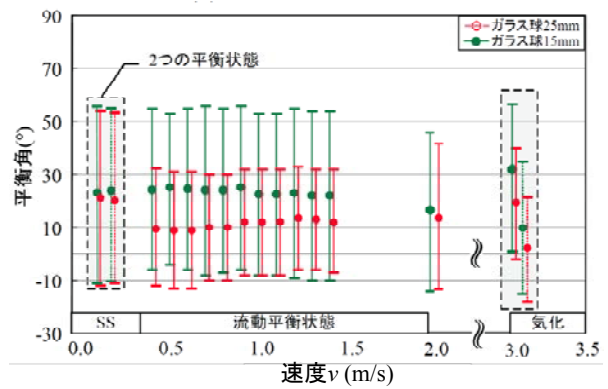
(a) ガラス球 25 mm



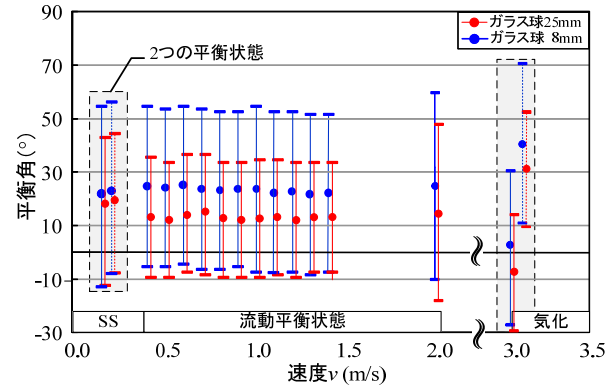
(b) ガラス球 15 mm



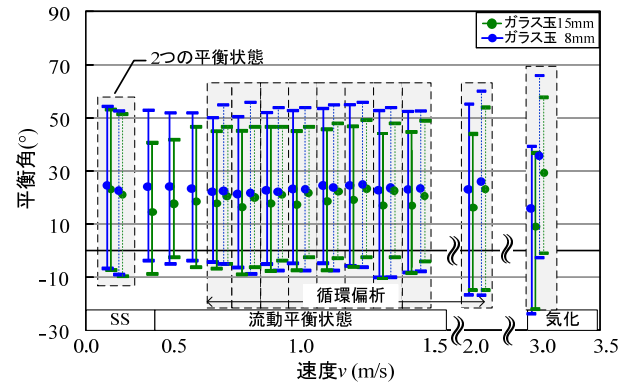
(c) ガラス球 8 mm



(a) ガラス球 25 mm と 15 mm



(b) ガラス球 25 mm と 8 mm



(c) ガラス球 15 mm と 8 mm

図-5.8 平衡角～底面速度関係(単粒径粒子群) 図-5.9 平衡角～底面速度関係(ガラス球+ガラス球)

によって偏析現象を検討している。実験ケース VII～VIII は、ガラス球とナイロン球の異粒径と同一粒径であるが、異比重の組み合わせによる実験である。

各ケースに、底面速度 $v = 0.2 \text{ m/s}$ から、 0.1 m/s ずつ増加させて 1.4 m/s まで実験を行い、その後 2.0 m/s と 3.0 m/s の実験を行った。

5.3 実験結果と考察

5.3.1 単粒子および単粒子群の実験

ガラス球 1 個を底面速度 $v = 1.0 \sim 3.0 \text{ m/s}$ の回転円筒内に置くと粒子は、最下面 ($\theta = 0^\circ$) において、その場にとどまるように回転する。回転速度によっては、底面のわずかな凹凸の影響によって上下に跳躍するこ



図-5.10 粒子塊の配置変換 (ガラス球 15 mm)

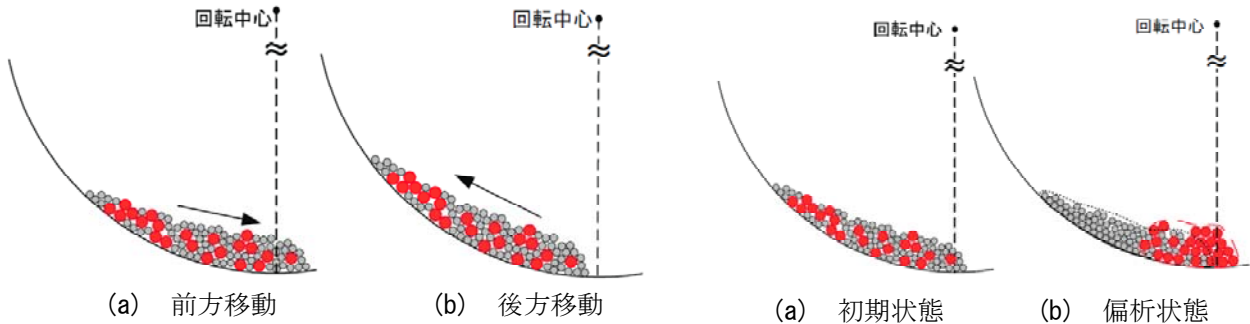


図-5.11 2 粒径混合時のスティックスリップ

図-5.12 流動平衡状態

ともあるが、最下面において平衡状態となる。

固化石炭灰は、粒子表面に凹凸があるので、ガラス球のように完全に平衡状態にはならず、図-5.7 に示すように最下面において、左右 2 cm 程度の範囲で跳躍しながら最下面付近にとどまる。この場合の摩擦係数は、平均位置で求まるものとする。得られた各粒子の転がり摩擦係数は、表-5.3 のようになる。なお、表-5.3 には文献 16) の傾斜法による静止摩擦係数も示している。なお、この傾斜法は物体を傾斜に乗せ、徐々に傾斜を傾けていきその最大の傾斜角によって決定する。この方法は、形状や物体の大きさに制約を受けることや、外部の振動によって値が変化するとされているが、実験ごとのばらつきは大きくなかった。

5.3.2 単粒径粒子群の実験

2 粒径混合実験に先立って単粒径粒子群の平衡群を形成させ、平衡角におよぼす粒子数の影響について調べた。表-5.4 には、収束した平衡群の平衡角、先端角および後端角を示す。まず、図-5.8 にガラス球 3 種類の平衡角～個数関係を示す。図中の線の中央にある丸は平衡角 θ_c に、上下に伸びる線の上下端はそれぞれ先端角 θ_L 、後端角 θ_U に対応している。図-5.8 (a) に示す 25 mm ガラス球においては、 $\theta_c = 25^\circ$ となり平衡角が大きくなる。しかし、200 個以上では $\theta_c = 28^\circ$ と一定値に収束している。同様にガラス球 15 mm では、700 個以上で $\theta_L = -5^\circ$ 、 $\theta_c = 27^\circ$ 、 $\theta_U = 60^\circ$ に、8 mm ガラス球は 3000 個以上において、 $\theta_L = -2^\circ$ 、 $\theta_c = 24^\circ$ 、 $\theta_U = 50^\circ$ の収束値が得られる。

ところで、平衡状態における粒子の配列変換について観察してみると粒径 25 mm ガラス球は、図-5.10 (a) のような塊を形成し配列変換は生じない。すなわち、図-5.4 (b) に示したように個々の粒子がわずかに離れて、相互の回転を許す状態となると、その場で回転できるため平衡塊の中での粒子の配列変換せずにとどまっている。一方、図-5.8 (b), (c) に示すように 15 mm および 8 mm ガラス球の粒子群は、先頭部にある粒子が下層を通り後方に下がり、後端付近に到達すると平衡群の上層に浮き上がる、また、上層に到達した粒子は、先頭部に移動し、同じような運動を繰り返している。すなわち、平衡群全体が回転円筒と同じ方向に循環している。なお、固化石炭灰の単粒径粒子群も同様の配置変換を示す。

5.3.3 2 粒径混合実験

図-5.9 は、実験ケース I～III のガラス球を用いた 2 粒径混合実験の平衡角～底面速度関係を示す。参考ま

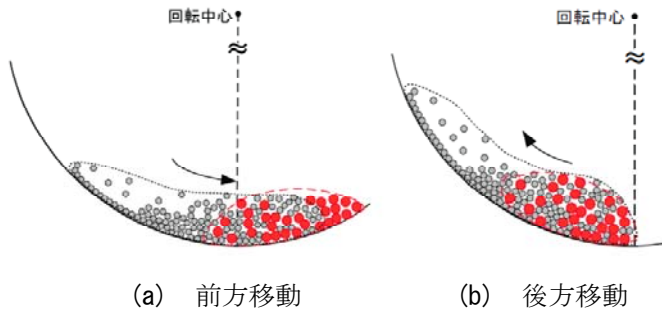


図-5.13 気化状態

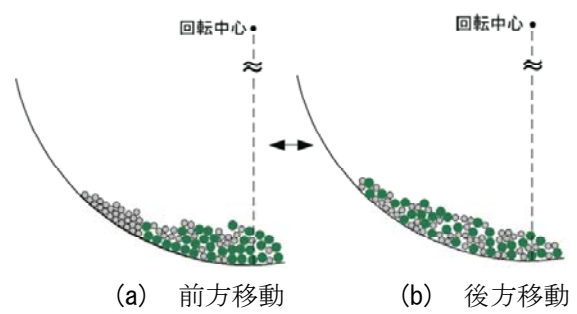


図-5.14 循環状態


 (a) 偏析状態 ($v = 0.4 \text{ m/s}$)

 (b) 偏析無状態 ($v = 0.7 \text{ m/s}$)

 (c) 気化状態 ($v = 3.0 \text{ m/s}$)

写真-5.3 2 粒径混合実験 (ガラス球 15 mm と 8 mm)

で、図中に破線で囲んだ領域は、同一速度の 2 つの状態が現れることを示している。また、図-5.11～14 には、典型的な現象の模式図を示している。

図-5.9 (a) のガラス球 25 mm とガラス球 15 mm の混合実験では、0.1 m/s より遅い速度においてスティックスリップ現象を示し、0.4 m/s の底面速度に達すると平衡塊を形成し偏析する。スティックスリップ現象は、図-5.11 (a) に示した粒子塊が前方にある場合、大粒径粒子 25 mm 粒子群は、 $\theta_c = 21^\circ$ を中心に $\theta_L = -11^\circ$ 、 $\theta_U = 53^\circ$ の範囲に分布するのに対して、小粒径粒子 15 mm 粒子群は、 $\theta_c = 25^\circ$ を中心に $\theta_L = -10^\circ$ 、 $\theta_U = 59^\circ$ の範囲に分布している。つまり、偏析していない。これが、円筒の回転に伴って、図-5.11 (b) の後方に移動した状態となり、突然滑り出して図-5.11 (a) に戻る。以後、この 2 つ状態を相互に移行することを繰り返す。

次に、底面速度 $v = 0.4 \text{ m/s}$ 以上になると、図-5.12 (a) のような偏析無の初期状態から、図-5.12 (b) に示すように、大粒径粒子 25 mm は、 $\theta_c = 12^\circ$ を中心に $\theta_L = -10^\circ$ 、 $\theta_U = 34^\circ$ の範囲に分布し、小粒径粒子 15 mm 粒子群は、 $\theta_c = 27^\circ$ を中心に $\theta_L = -3^\circ$ 、 $\theta_U = 34^\circ$ の範囲、つまり後方に分布する偏析状態となる。表-5.4 によると 25 mm 粒子のみの単粒子群による平衡塊の中心角は、 $\theta_c = 25^\circ$ である。よって、混合状態での 25 mm 粒子群は、単粒径粒子群に比して、相対的に 13° 程前方に押し出されている。

一方、15 mm 粒子のみの単粒子群による流動平衡状態の中心角は、 $\theta_c = 27^\circ$ 先端角、後端角はそれぞれ $\theta_L = -5^\circ$ 、 $\theta_U = 60^\circ$ であるので、混合時も平衡角は変わらない。しかし、先端角と後端角の差が大きくなり、より広域に分布している。同様の偏析状態は、1.4 m/s までほぼ同じように保たれるが、小粒径粒子と大粒径粒子の平衡角が徐々に近づいている。

その後、底面速度 $v = 2.0 \text{ m/s}$ になると、2 つの粒子群は、大粒径粒子群と小粒径粒子群との平衡角がそれぞれ $\theta_c = 14^\circ$ 、 20° となる。よって、大粒径粒子 25 mm 粒子群の分布範囲が広がって 2 つの粒状体分布域がほぼ同じになり、明瞭な偏析を視認できなくなる。さらに、3.0 m/s になると図-5.13 に示すような気化状態となり、その塊は周期的に大きく前後移動する。その際、後方に至るときの粒状体分布域において 25 mm 粒子群は、 $\theta_L = 9^\circ$ 、 $\theta_c = 31^\circ$ 、 $\theta_U = 52^\circ$ の範囲に、15 mm 粒子群では、 $\theta_L = 11^\circ$ 、 $\theta_c = 41^\circ$ 、 $\theta_U = 71^\circ$ の範囲である。また、前方に至るときの粒状体分布域において 25 mm 粒子群は、 $\theta_L = -27^\circ$ 、 $\theta_c = -7^\circ$ 、 $\theta_U = 13^\circ$ の範囲に、

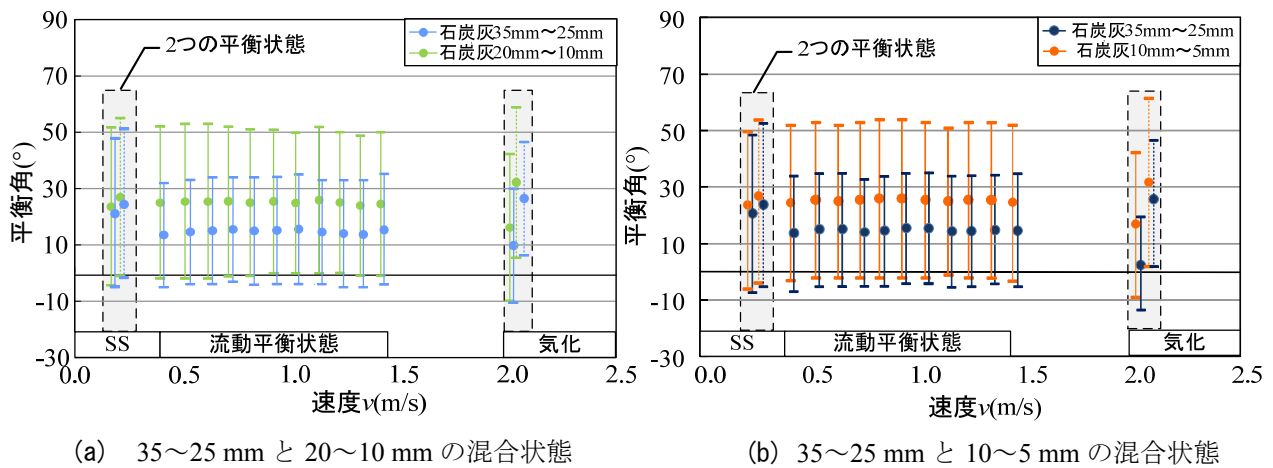


図-5.15 平衡角～底面速度関係（固化石炭灰）

15 mm 粒子群は $\theta_L = -25^\circ$, $\theta_C = 3^\circ$, $\theta_U = 30^\circ$ とやや後方に分布する．このように、粒子は乱れるように飛んでいるが、その中で大粒径粒子 25 mm 粒子群が前方に集まる傾向があり、気化状態において偏析している状態は維持しているとも見受けられる．図-5.9 (b) には、25 mm 粒子群と 8 mm 粒子群の混合実験の結果を示しているが、おおむね図-5.9 (a) と同傾向である．しかし、図-5.9 (c) におけるガラス球 15 mm 粒子群と 8 mm 粒子群の 2 粒径混合実験では、やや異なる現象を示す．写真-5.3 に、ガラス球 15 mm 粒子群と 8 mm 粒子群の混合実験に現れる 3 つの典型的な状態を示した．写真-5.3 (a) に示す底面速度 $v = 0.4 \sim 0.6$ m/s においては、通常の偏析状態になり緑色の 15 mm 粒子群が、白色の 8 mm 粒子群の上層に乗り前方に集まっている．しかし、回転速度を増して底面速度 $v = 0.7$ m/s 以上になると、最初は図-5.14 (a) に示すように偏析を生起するが、少し時間を経過すると写真-5.3 (b) および図-5.14 (b) に示すように偏析無となる．また、時間が経つと偏析する現象を繰り返す．これを循環偏析と呼ぶものとする．つまり、粒径の差異が小さいと、偏析の発生条件に周期性が生ずることになる．また、写真-5.3 (c) は底面速度 $v = 3.0$ m/s で現れた気化状態を示している．15 mm 粒子群も 8 mm 粒子群も均質に混ざり、8 mm 粒子は写真でも明瞭に判るほど飛び跳ねて、円筒底面から高く跳躍し拡張しており、偏析していない．このように粒子全体が互いに離れ、粒子群の外形線は他の 2 つの写真に比して膨張したようにも見える．

図-5.15 に、固化石炭灰混合実験において偏析したケースの流動平衡状態の変化について平衡角～底面速度関係を用いて示す．図-5.15 (a), (b) とともに、図-5.9 (a) のガラス球 25 mm 粒子群と 15 mm 粒子群の混合実験と同様な傾向を示している．つまり、図-5.15 (a) に着目すると粒径 35~25 mm 粒子群と粒径 20~10 mm 粒子群の混合実験であるが、0.2 m/s 以下でスティックスリップ現象を示し、その後、底面速度 0.4~2.0 m/s では、平衡塊となり偏析している．すなわち、粒径 35~25 mm 粒子群は、 $\theta_C = 15^\circ$ を中心に、 $\theta_L = -4^\circ$, $\theta_U = 34^\circ$ の範囲で分布し、粒径 20~10 mm 粒子群は、 $\theta_C = 24.5^\circ$ を中心に $\theta_L = -1^\circ$, $\theta_U = 57^\circ$ の範囲に分布している．このとき、大粒径粒子 35~25 mm は、単粒径群の実験における中心点も上下端角も小さくなり、粒状体分布域が小さくなっている．

一方、20~10 mm 粒子群は、平衡角は単粒径実験とほぼ同じであるが、後端角 θ_U は単粒径実験時よりも大きく、先端角 θ_L は小さくなって広範に分布している．つまり、ガラス球の偏析現象と同様の傾向にある．しかし、ガラス球より低速の 2.0 m/s で気化状態となる．その際、ガラス球のように一定の領域にとどまることはない．すなわち、表面にやや凹凸がある粒子群では、平衡塊を形成できる底面速度の領域が狭まっている．

次に、ケース VII におけるナイロン球 25 mm とガラス球 8 mm では、ケース II における結果とほぼ変わら

表-5.5 偏析発生区分

CASE	供試体番号	θ_U (°)	θ_C (°)	θ_L (°)	偏析の有無
I	ガラス球 25 mm	34	12	-10	偏析 有 (0.4~2.0 m/s)
	ガラス球 15 mm	55	27	-3	
II	ガラス球 25 mm	34	12.5	-9	偏析 有 (0.4~2.0 m/s)
	ガラス球 8 mm	53	23	-7	
III	ガラス球 15 mm	36	26	-4	偏析 有 (0.4~2.0 m/s)
	ガラス球 8 mm	52	23	-6	循環偏析 (0.7~2.0 m/s)
IV	固化石炭灰 35~25 mm	34	15	-4	偏析 有 (0.4~1.2 m/s)
	固化石炭灰 20~10 mm	51	25	-1	
V	固化石炭灰 35~25 mm	40	16	-8	偏析 有 (0.4~1.2 m/s)
	固化石炭灰 10~5 mm	59	27	-5	
VI	固化石炭灰 20~10 mm	58	25	-8	偏析 無
	固化石炭灰 10~5 mm	58	25	-8	
VII	ガラス球 8 mm	52	23	-1	偏析 有 (0.4~2.0 m/s)
	ナイロン球 25 mm	36	12	-11	
VIII	ガラス球 8 mm	57	23	-10	偏析 無
	ナイロン球 8 mm	57	23	-10	

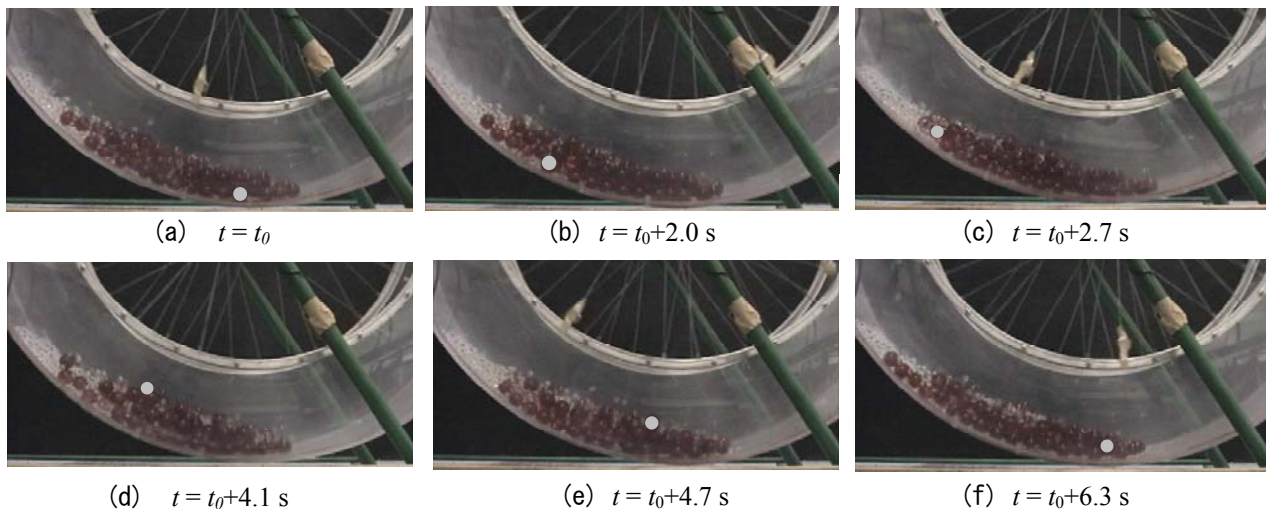
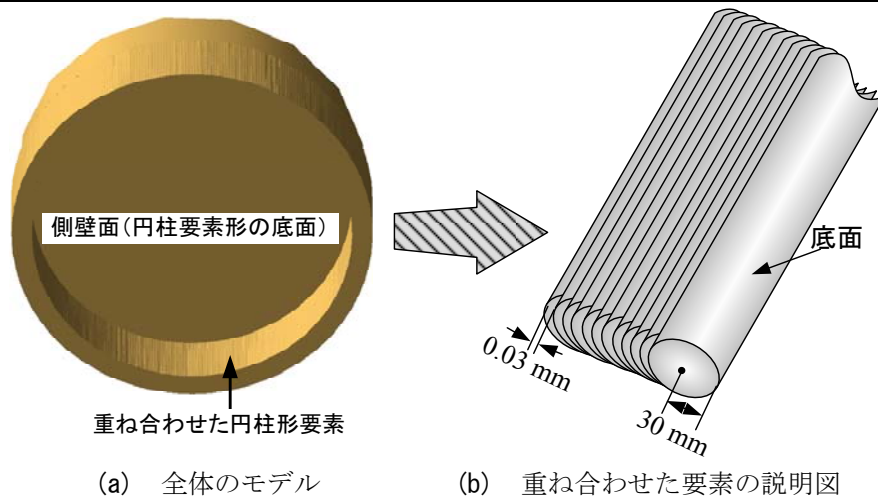


写真-5.4 偏析時の大粒径粒子の運動 (ガラス球 25 mm + ガラス球 8 mm)

ないことがわかった。ナイロン球 25 mm 粒子群は、 $\theta_C = 12^\circ$ を中心に、 $\theta_L = -11^\circ$ 、 $\theta_U = 36^\circ$ の範囲で分布するが、ガラス球 8 mm 粒子群は、 $\theta_C = 24^\circ$ を中心に $\theta_L = 50^\circ$ 、 $\theta_U = -1^\circ$ の範囲に分布している。これにより、比重の効果は無関係であり、形状の大小によって大粒径が前方に集中し、偏析している。また、ケース VIII における同一粒径のガラス球とナイロン球の混合実験では、まったく偏析は生じなかった。常に混合している状態が続く結果となった。

5.3.4 偏析現象の生起区分

表-5.5 に、各実験の偏析現象における発生区分の総括表を示す。実験ケース I~V, VII では、明瞭に偏析



(a) 全体のモデル (b) 重ね合わせた要素の説明図

図-5.16 回転円筒モデル

表-5.6 解析基本値

項 目			値
礫要素	25 mm ガラス球モデル		160 個
	15 mm ガラス球モデル		750 個
	8 mm ガラス球モデル		4,000 個
	比重		2.6
枠要素	円柱形要素		362 個
要素間 ばね	ばね 定数	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
		接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
	減衰定数 h		0.2
	粘着力 C (N)		0
	摩擦係数 $\tan \phi_e$	礫間	0.268(15 °)
		礫—枠間	0.364(20 °)
計算条件	時間刻み Δt (s)		1.0×10^{-6}

が現れている。同じ固化石灰灰においても、粒径 20～10 mm と粒径 10～5 mm の 2 粒径混合状態の実験では偏析している。これは、平均粒径の差異が 1.5 倍程度であり、一部の粒径が重複しているためと思われる。また、実験ケース VI では、比重が小さくても粒径が大きいことにより、大粒径が先頭部に集中している。実験ケース VIII の粒径が同じ 8 mm であるが、比重の異なるガラス球とナイロン球の混合実験も偏析現象は生じない。これらにより、Williams²¹⁾の指摘したブラジルナッツ効果では、比重が軽い方が浮き上がりやすいとすることとは、異なるものとなった。

5.3.5 大粒径の先頭部集中機構

写真-5.4 には、ガラス球 25 mm とガラス球 8 mm の 2 粒径混合実験における底面速度 $v = 0.8$ m/s とした条件とした流動平衡状態のビデオ映像を時系列で示す。図中の白丸は、25 mm 粒子の一つのトレースしている。写真-5.4 (a) では、この粒子は先端の下層にある。その後 $t = t_0 \sim t_0 + 2.7$ s で、下層を伝わって平衡塊中間まで逆上っている (写真-5.4 (b), (c))。ここで、後方の小粒径粒子群に押されるように逆上る速度が小さくなり (写真-5.4 (d)) 上層に浮上する。一旦浮上すると上層部を前方にかけ下がるように移動し (写真-5.4 (e), (f))、先端で最上層に落ちて、写真-5.4(a) の状態となる。

このように、大粒径粒子は平衡塊の前半分の領域を円筒の回転方向と同じ (写真では時計回り) 回転方向で長楕円のような移動軌跡を形成する循環運動を行っていることがわかる。

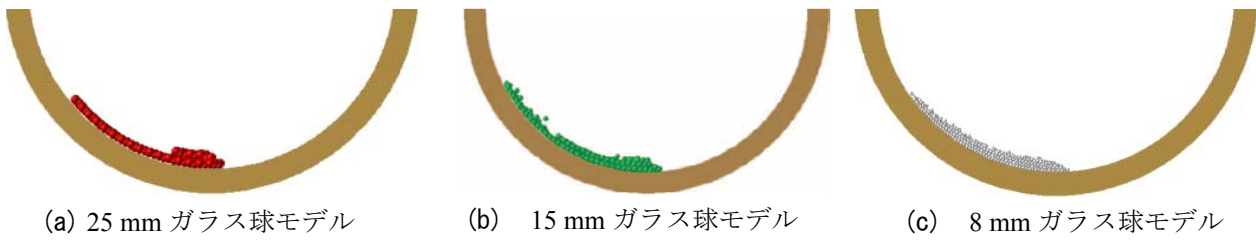


図-5.17 単粒径粒子群の平衡塊（解析）

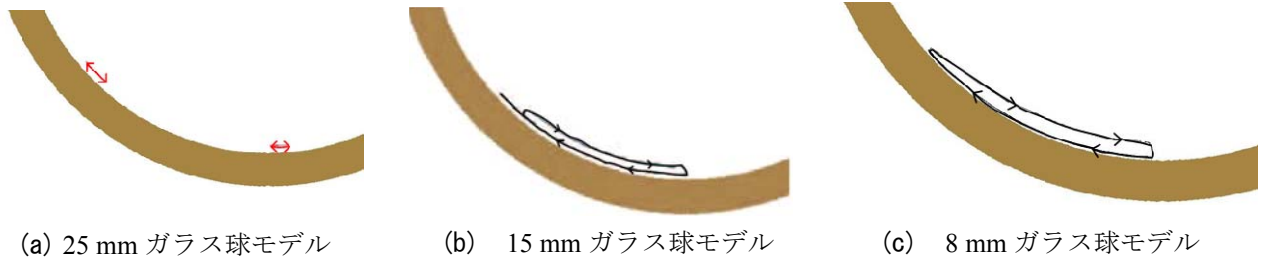


図-5.18 平衡塊内の 1 要素の軌跡（解析）

5.4 個別要素法による解析

本実験で観察された偏析および粒子の運動特性について個別要素法の再現能力を確認することは、今後の研究にとって有用と考えられる。そこで、個別要素法を用いて回転円筒実験装置をモデル化し、ガラス球の実験結果を再現解析した。

5.4.1 回転円筒の解析モデル

解析は、実験の中で典型的な挙動を示す単粒径のガラス球 25 mm, 15 mm および 8 mm と、2 粒径混合についてはガラス球 25 mm と 8 mm および 15 mm と 8 mm の 2 粒径混合実験について、底面速度 $v = 1.0 \text{ m/s}$ のケースについて行った。加えて、偏析の再現性として、固化石炭灰における 2 粒径混合状態やナイロン球の実験についても同様の条件で行った。

本解析では、実験装置の底面について、図-5.16(a)に示すように 360 個の円柱形要素を半径の 0.3 % 分ずつずらして重ね合わせることによって、ほぼ滑らかな曲面となるように配列した。なお、図-5.16(b)のように球形要素が露出しないよう側面（両面に配置）にも同様に円柱形要素を配置している。

そのうえで、底面速度が 1.0 m/s となるようにこれらの要素を実験と同様に回転させた。また、ガラス球およびナイロン球は球形要素を用いて、実験と同条件である粒径 25 mm, 15 mm, 8 mm, 比重は 2.6, 1.1 としてモデル化した。また、固化石炭灰は球形要素として粒径範囲を実験と合わせることで再現した。なお、要素間粘着力および摩擦角は、要素間は粘着力をないものとし、礫間の摩擦は $\tan \phi_e = 0.268$ ($\phi_e = 15^\circ$)、礫と底面との摩擦は $\tan \phi_e = 0.364$ ($\phi_e = 20^\circ$) とした。それぞれの摩擦係数は、表-5.4 に示す静止摩擦係数を用いた。なお、ばね定数は実験で用いた粒子の物理的性質を表現することが望ましいが、解析時間が過大になるため $\Delta t = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$ に対して発散せず安定して解析可能であるものとした。また、減衰定数はパラメトリック ($h = 1.0 \sim 0.1$ の間) に検討し、要素間の過剰な振動を制止できる最小値である $h = 0.2$ とした。表-5.6 に、解析基本値を示す。

粒子モデルの初期位置は、制止した円筒内に要素を自重による盛土形状を形成させる落下法²²⁾により配置した。その際、2 粒径混合状態のときは、実験条件と同様に、最初に大粒径要素を落下配置したのち、小粒

表-5.7 平衡塊の実験と解析の比較

実験条件	項目	値		
		$\theta_L(^{\circ})$	$\theta_C(^{\circ})$	$\theta_U(^{\circ})$
単粒径群	25 mm	-5/-6	23/23	50/52
	15 mm	-5/-7	28/28	61/62
	8 mm	-7/-2	24/24	54/50
2 粒径混合 (25 mm と 8 mm)	混合	-10/-7	25/23	59/53
	25 mm	-8/-9	11/13	30/34
	8 mm	0/-6	25/23	59/52
2 粒径混合 (15 mm と 8 mm)	混合	-8/-6	28/23	54/52

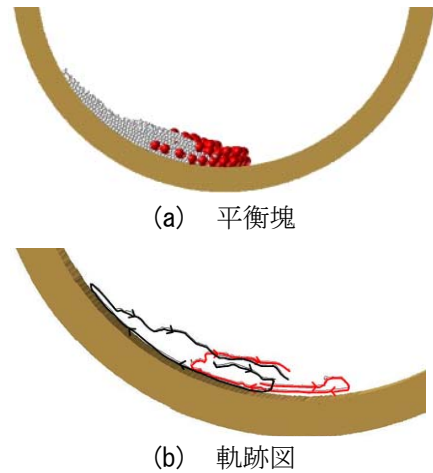


図-5.19 2 粒径混合状態の平衡群 (25 mm と 8 mm)

径要素を落下させることで、大粒径要素の上に小粒径要素が覆い被さるように配置した。

5.4.2 単粒径粒子群の解析

単粒径粒子群の解析は、実験と同様に安定した平衡群を形成した。図-5.17 に、粒径 25 mm, 15 mm および 8 mm の解析で形成された平衡群を示す。また、表-5.7 に、解析で得られた分布域を実験値と比較して示す。図-5.17 (a) の粒径 25 mm 粒子群のケースでは、先頭部に 2 段重ねの層ができ、その後には一段の層が続いている。これらの粒子には配列変換は生じない。その分布域は、実験が $\theta_L = -5^{\circ}$, $\theta_C = 23^{\circ}$, $\theta_U = 50^{\circ}$ であるのに対して、解析では $\theta_L = -6^{\circ}$, $\theta_C = 23^{\circ}$, $\theta_U = 52^{\circ}$ となっており、良く一致している。

粒径 15 mm のケースでは、各粒子が配置を変えながら図-5.17 (b) の全体形状を保つが、その分布域は実験が $\theta_L = -5^{\circ}$, $\theta_C = 28^{\circ}$, $\theta_U = 61^{\circ}$ であるのに対して、解析は $\theta_L = -5^{\circ}$, $\theta_C = 28^{\circ}$, $\theta_U = 62^{\circ}$ となっており、これも良く一致している。

さらに、粒径 8 mm のケースでは粒径 15 mm と同様に配置変換しながら、全体形状は同じ形を保っている。その分布域は、実験が $\theta_L = -7^{\circ}$, $\theta_C = 24^{\circ}$, $\theta_U = 54^{\circ}$ に対して、解析は $\theta_L = -10^{\circ}$, $\theta_C = 24^{\circ}$, $\theta_U = 58^{\circ}$ であり、実験に比してやや広域に広がるもののおおむね一致している。

なお、各解析における粒子の運動形態を分析するため、平衡群内におけるある一つの要素の移動軌跡を示すと、図-5.18 のようになる。図-5.18 (a) の粒径 25 mm 粒子群のケースでは、後端にある要素と先頭にある要素の運動を示しているが、これらは 60 mm 程度前後に往復しながら、ほぼ同じ位置にとどまっている。すなわち、図-5.4 (a) で説明した機構で後端部分が、図-5.4 (c) で説明した機構で先端部分がバランスするように、各々の要素が一定の回転と移動を繰り返している。一方、図-5.18 (b), (c) の粒径 15 mm, 8 mm 粒子群のケースでは、要素が底面沿いに後方へ向かって上ったのちに、後端付近で上層部に浮き上がり、平衡塊の上層を伝わって一気に先頭部へ下り、さおの先端で底面に落ち、平衡塊の上層に上ることを繰り返す。巨視的には、移動軌跡が回転円筒内と同じ回転方向の長楕円となり循環している。

5.4.3 2 粒径混合解析

ここでは、ガラス球をモデル化した 2 粒径混合状態、粒径範囲を有する固化石炭灰における 2 粒径混合状態および、比重の異なる 2 粒径混合状態の再現性について整理する。

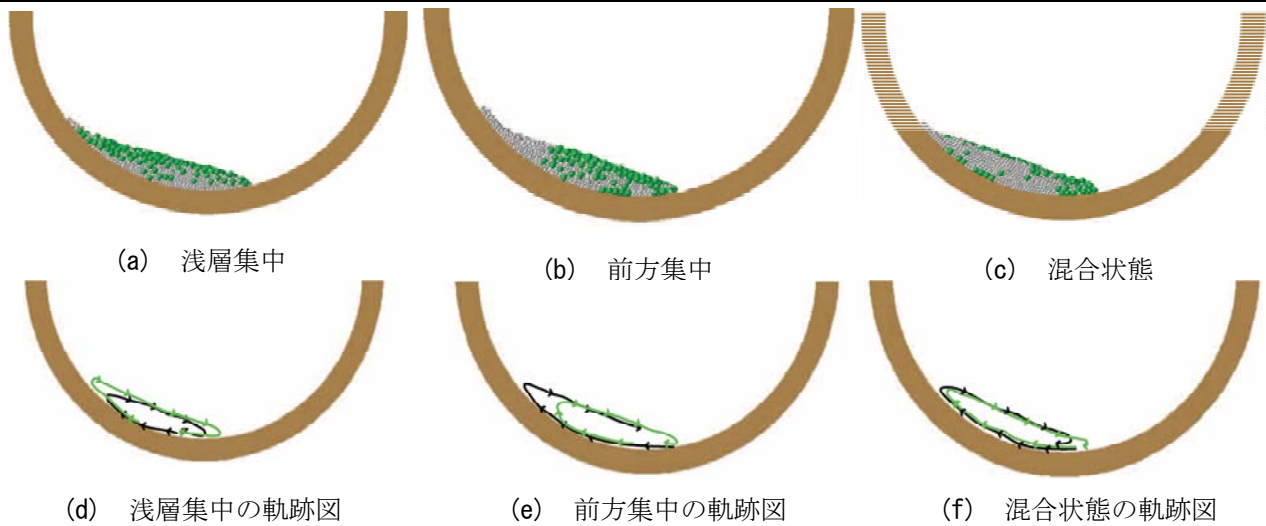


図-5.20 2粒径混合状態の平衡塊(15 mmの要素と8 mmの要素)

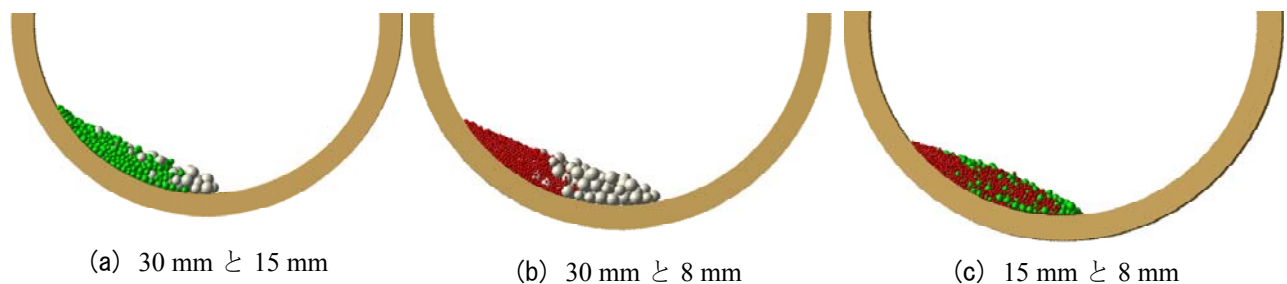


図-5.21 固化石炭灰の2粒径混合解析

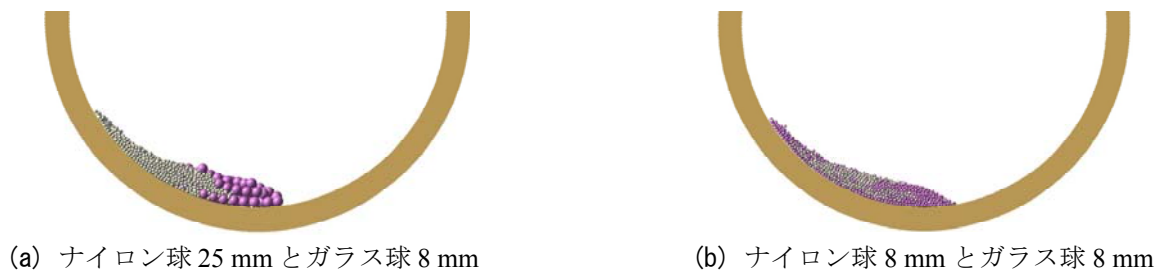


図-5.22 ナイロン球とガラス球の2粒径混合解析

(1) ガラス球の2粒径混合解析

図-5.19(a)に、25 mm 粒子 (160 個) と 8 mm 粒子 (4000 個) との2粒径混合解析で得られた平衡塊の様子を示すが、実験と同様な平衡塊を形成している。その分布域は粒径 25 mm の要素群は、 $\theta_L = -8^\circ$ 、 $\theta_C = 11^\circ$ 、 $\theta_U = 30^\circ$ であり、粒径 8 mm の要素群の $\theta_L = 0^\circ$ 、 $\theta_C = 25^\circ$ 、 $\theta_U = 59^\circ$ に対して、前方に位置していることがわかる。参考までに、粒径 25 mm の要素群における平衡角 θ_C は、その単粒径群における解析の平衡角 (解析) が、 $\theta_C \approx 23^\circ$ であったのに対して小さくなっており、解析においても前方に押し出されていることがわかる。この定性的な傾向は、表-5.7 に示すように分布域においても実験値とおおむね一致している。図-5.19(b)には、粒子の軌跡図を示しているが、図-5.10(a)の実験と同様に、小粒径粒子と大粒径粒子は、もとに時計回りの移動軌跡を描き移動している点や、大粒径粒子が全平衡塊の平衡角 θ_C 付近で大粒径粒子が浮き上がっている点も実験と同傾向である。

図-5.20 には、15 mm (650 個) と 8 mm (4000 個) の2粒径混合状態の解析結果を示す。この解析においては、時間を追って状態が変化する。すなわち、初期の混合状態から大粒径粒子が後方に下がり (図-5.20(a))、

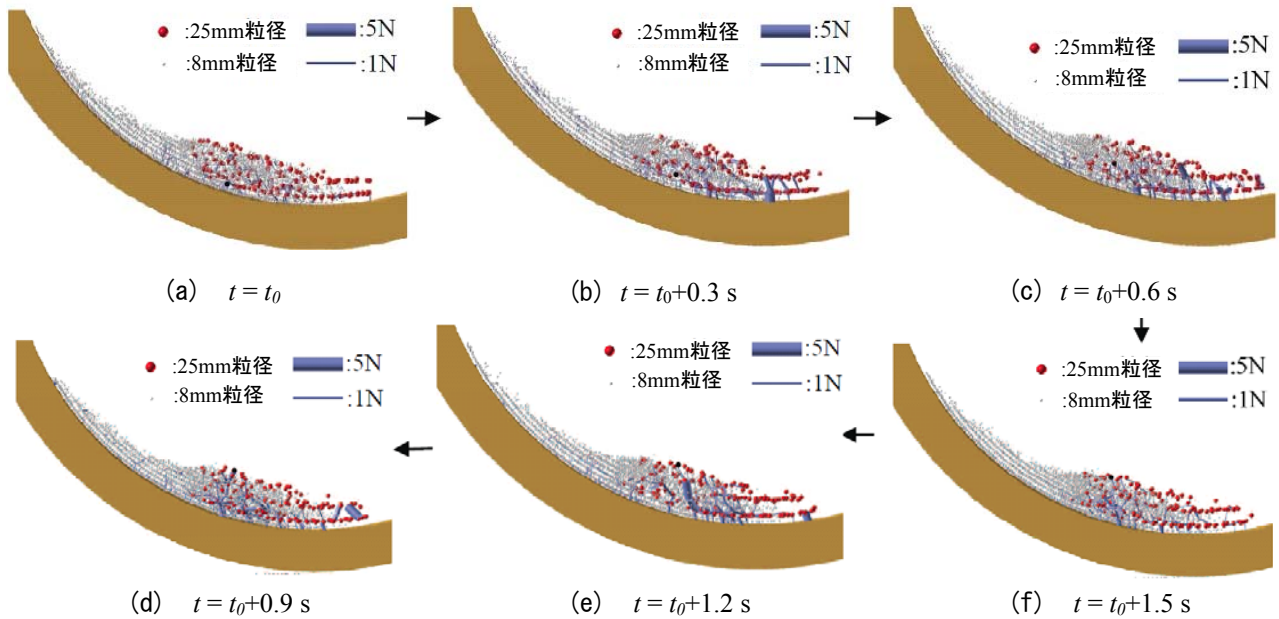


図-5.23 2 粒径混合状態の接触力图 (ガラス球 25 mm とガラス球 8 mm)

浅層部一面に広がり、浅層の早い流れに乗り、大粒径が前方に集中する (図-5.20 (b))。この状態がしばらく続くものの、時間とともに下層の大粒径粒子が後方に逆上ようになり、やがて図-5.20 (c) に示すような全体的な混合状態になる。すなわち、写真-5.4 (b) もしくは図-5.14 (b) で示した混合状態となる。実験においては、この後に再度偏析したのち、しばらく運動を繰り返すと偏析無となる。しかし、解析では一旦均質な混合状態になると、再度偏析することはなく、実験の循環偏析を再現できなかった。これは、実験では手回しでビデオ撮影後に回転速度が一定であることを慎重に確認したが、完全に一定でないことなどの解析とは異なる点が寄与している可能性がある。

(2) 固化石炭灰の 2 粒径混合解析

図-5.21 には、実験で行った固化石炭灰を単純に球形でモデル化し、粒径範囲を一樣乱数で与えたときの解析である。それ以外の解析基本値は、ガラス球と同様である。まず、図-5.21 (a) は平均粒径 30 mm 粒子群 (白色) と 15 mm 粒子群 (緑色) の 2 粒径混合状態の解析結果である。固化石炭灰の平均粒径 30 mm 粒子群が前方に集中しており、偏析が再現できている。また、図-5.21 (b) は平均粒径 30 mm 粒子群と 8 mm 粒子群 (赤色) の 2 粒径混合状態の解析結果も同様の結果となっており、平均粒径差が 2 倍程度あると回転円筒内では偏析が生じている。このことは、実験でも同様の結果が生起しており、再現性は高い。図-5.21 (c) は、平均粒径 15 mm 粒子と 8 mm 粒子の 2 粒径混合状態の解析結果である。これは、粒径差が小さいことから異粒径同士が混合することで偏析が生起することはなかった。

(3) ナイロン球とガラス球の 2 粒径混合解析

図-5.22 には、実験で行ったナイロン球とガラス球の混合状態の解析結果である。ナイロン球モデルの比重は、実験と同様のものを用いた。図-5.22 (a) は、25 mm ナイロン球モデル (桃色) と 8 mm ガラス球モデル (白色) である。明瞭に偏析しており、図-5.19 (a) とほぼ同様の結果となった。また、図-5.22 (b) は、8 mm ナイロン球モデルと 8 mm ガラス球モデルである。比重を軽くしたからといっても偏析は生起せず、粒子群は混合している。すなわち、実験を再現しており球形要素における偏析の有無は粒径における影響がもっとも寄与していることがわかる。

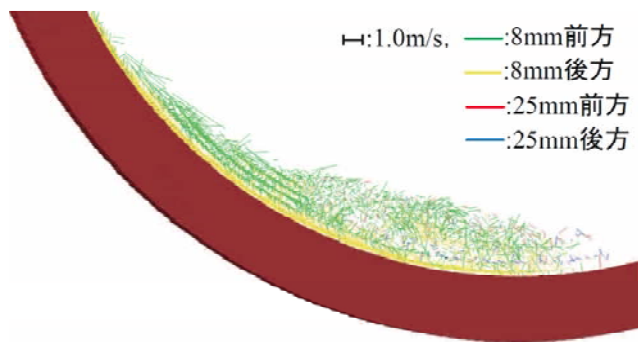


図-5.24 2 粒径混合解析の速度ベクトル

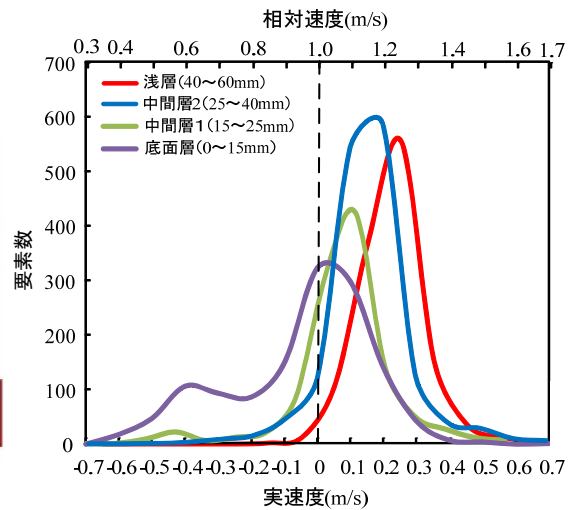
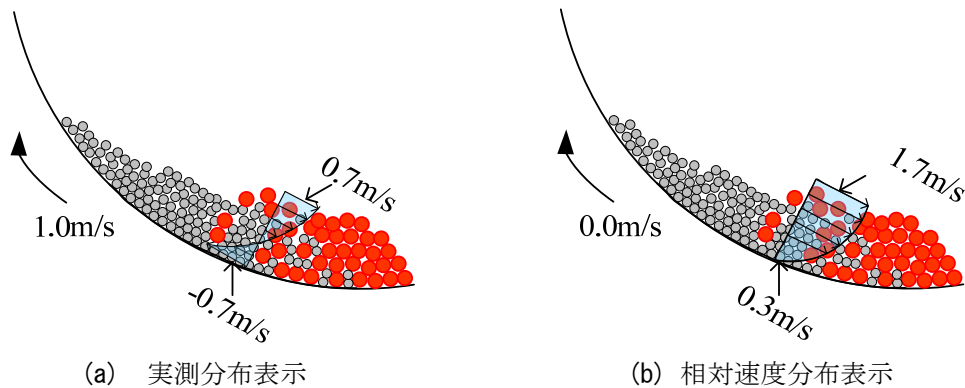


図-5.25 粒子速度の頻度分布



(a) 実測分布表示

(b) 相対速度分布表示

図-5.26 流下中の速度分布

5.4.4 粒子間接触力

図-5.23 に、偏析現象を示した図-5.19 に対応する解析における接触力分布の推移を示す。なお、図-5.23 における各粒子サイズは実物の 1/5 にしており粒子の色分けは、図-5.19 と同じである。紫色で示した接触力は 2 つの粒子の中心点を結ぶ線で方向を示し、接触力の大きさに応じて太くしている。まず、先頭部において図-5.23(a) に示しているような大粒径要素を底面が斜め後方へ突き上げる力が頻繁に生じ、粒子の前方への移動を制動する。

その後、この先端に生じた制動力によって大粒径要素が逆上るにつれて後方へ移動し、また上層の大粒子要素にも伝達する機構を形成する。そして、図-5.23(c) に示すように 0.6 s では、大粒径要素の存在する先端から中央部の広い範囲に多くの強い制動力の分布が生じている。これは、前田ら²⁰⁾の指摘と類似している。一方の小粒径要素は、大粒径要素に囲まれた領域において、大きな接触力を発揮することもある。しかし、後方の領域ではほとんど大きな接触力は発生せず、お互いに離反している状態も多い。この結果、大粒径要素は、平衡角 (θ_c) 付近において、後方から不安定状態のため、相対的に大きな速度で迫ってくる小粒径要素に押し込まれて強く拘束される小粒径粒子群に囲まれることで、周囲を拘束されつつ押し上げられ、浮き上がっているようである。このことは、図-5.3 で示した安定領域 R_s と不安定領域 R_u との境界部領域において、ブラジルナッツ効果²³⁾を頻発しているとも考えられる。

5.4.5 粒子速度

図-5.24 には、図-5.19 に対応する各粒子の速度ベクトルを示す。ここでは、25 mm 要素が前方に移動しているものを赤線で、後方に移動しているものを紫線で示している。また、8 mm 要素は前方に移動しているものを緑線で、後方移動を青線で示している。図-5.24 より最下層には、黄線もしくは青線が多く現れる。すなわち、最下層では底面の回転と同方向に粒子が移動している。一方、上層部では緑や赤線が多く、また長い線が多いことから、前方へ向かって早く移動していることがわかる。なお、大粒径要素と小粒径要素が混合している領域では上層部または中層部の速度はあまり大きくない。さらに、平衡角の領域では大粒径要素の速度ベクトルが上向きのものであり、小粒径要素は下向きもしくは後方のものが混在する。すなわち、平衡角周辺領域で小粒径がせめぎ合って、その中で大粒径要素が浮き上がることがわかる。

これを図-5.3 で示した安定・不安定領域区分が動的な領域にも適用できるとして考察すると、傾斜が急で礫塊に対する底面摩擦が不足する領域と、逆に底面から摩擦力が利いて制動している領域の境界領域においては、粒子速度ベクトル分布に乱れが生じ、その乱れの作用によってブラジルナッツ効果のような浮き上がりが現われて、大粒径要素が上層に浮き上がると解釈できる。

図-5.25 には、図-5.19 で示した解析の粒子群を深さ方向に4層に区分し、底面層、中間層1と2、および上層とし、それぞれの領域内における粒子の速度の頻度分布を示した。回転円筒内の底面層の最頻値は、 -0.005 m/s である。半分以上は、 -0.4 m/s を中心とする負の速度を有している。つまり、後方に上っていることがわかる。中間層1と2の最頻値は、それぞれ 0.08 m/s, 0.17 m/s であり、大半が前方に向かっている。そこでは、中間層よりも早く流れていることがわかる。よって、大粒径要素が浮き上がると、一気に前方まで流されることがわかる。図-5.25 の上側に示した横軸は底面との相対速度を示しており、実速度 0.7 m/s で後方に移動している粒子は、底面との相対速度では、 0.3 m/s で前方に移動していることを示している。

図-5.24 に、実速度分布と相対速度分布の意味を模式図として示す。回転円筒内の運動は、図-5.26 (a) に示すような実速度分布を示している。すなわち、底面層は円筒の回転方向に沿って後方に移動するが、中間層より上層になるにしたがって速度が大きくなる。つまり、高橋⁹⁾が示しているように、速度差によるせん断応力が内部に生じる直線水路における土石流の速度分布と同じ意味を有している。つまり、回転円筒実験は、直線水路内で生起する土石流の一形態を定常化しているものと考えられている。

5.5 結 言

本章は、2 粒径の異なる粒状体を混合して回転円筒内で粒子群を流動状態にし、その偏析現象を観察できる実験法を創案した。この実験法により、混合条件や回転速度による偏析現象の生起条件や粒状体粒子群の運動形態について考察したものである。また、個別要素法解析の偏析時の結果を基に大粒径の浮き上がりのメカニズムを要素間接触力や速度ベクトルを用いて考察した。

本装置の特徴は、流動塊を定点にとどめられることである。このため、偏析現象の生起・非生起をできることであるが、条件によっては偏析無と偏析状態を交互で繰り返すことも新しい知見として得られた。以下に得られた知見を要約する。

- (1) 回転円筒実験装置を用いて、2 粒径混合粒子群のガラス球に生起する偏析現象を生起できることを示した。
- (2) 偏析時の小粒径群の平衡角は単粒径粒子群のものと等しく、大粒径群の平衡角は単粒径粒子群のものより小さくなる。すなわち、混合状態の配列変換中で生じるメカニズムによって、前方に押し出されて集中していることがわかる。
- (3) 粒径差の小さいガラス球 15 mm と 8 mm では、偏析と偏析無を繰り返す循環偏析現象を示した。
- (4) 球形差の小さい異粒径の固化石炭灰でも、30 mm 程度の大粒径粒子を用いた場合に偏析現象を確認できた。
- (5) 同一粒径で比重の異なるガラス球とナイロン球の組み合わせにおいては、偏析しなかった。
- (6) 個別要素法は、ガラス球における 2 粒径混合実験の偏析現象を比較的容易に再現できることを示した。
- (7) 個別要素法解析によると、前田ら²⁰⁾の指摘と同様に偏析現象では、先頭部に集中している大粒径要素に対する底面からの制動力が重要な働きをしていることを示した。そのうえで、平衡塊の中心あたりにおいて、後方の不安定塊と前方の安定塊とのせめぎ合いが生じると、その領域では速度ベクトルに乱れが生じ、そのためブラジルナッツ効果と同様な大粒径の浮き上がることで偏析現象を生起させる。
- (8) 個別要素法解析において、偏析状態における平衡塊内部の流速分布を分析した結果、固定床において底面から上部にかけて流速が増し、せん断応力を生じられる従来の固定床実験と同様な機構となっていることを示した。
- (9) 本研究では、理想的な球形供試体を用いており、実礫材の凹凸形状の影響については未解明である。また、水や細砂が混在することも未検討であり、土石流との関連性については多数の検討事項が残されている。さらに、本研究で用いた実験装置は、人力であるので、速度制御の正確性に制約がある。このため、電動化や円筒半径の大型化などの改良が求められる。

第6章 回転円筒による2粒径混合粗粒材の偏析実験と個別要素法解析

6.1 緒言

第5章では、球形要素を用いて土石流流れを模した回転円筒内で粒状体の2粒径混合状態における偏析現象の生起条件を整理した。その際、偏析現象が生じる実験を基に個別要素法で再現解析し、流下中に生じる大粒径が先頭部に集中するメカニズムについて解明した。しかし、実際の礫材は表面に凹凸を有しているにもかかわらず、礫材での偏析現象は再現することはできなかった。

ここからは、第5章で用いた回転円筒実験装置を用いて表面凹凸を有した礫材の混合状態における偏析現象を検討する。従来、土石流の流下形態は、斜面上を流れる粒状体群の運動形態や粉体の流れの特性を基に考察している。Savage¹⁾は、小礫を含めた粒状体を用いて単純な粒子流の流れや高濃度の固・液混相流の挙動を考察するために、準正タイプ、層状タイプ、分散タイプの3形態の流れがあることを示した。これは、粒子全体の濃度や流下速度によって影響を受けることに加えて、水路の底面粗度などの境界条件によっても流れのタイプは変化し、粗面上ではせん断流が、滑面上ではより一様な速度分布の流れが発生することを示している。一方、木藤ら²⁾は、水路勾配を変化させて粉体の流れる流下形態を整理した。その流下形態は、粗面上において、層状流れ、下層部は層状で上層部は分散する流れおよび分散した流れに分けている。このように、流下形態を定義することで、それぞれのタイプの流速分布を計測することで流下特性を検討しているが、粒状体群の流下における偏析現象の生起条件は検討されていない。また、直線勾配における流下特性と第5章で使用した回転円筒の運動形態との類似性や特性を整理することは、回転水路における適用条件を検証するには有用である。

そこで本章では、写真-6.1に示す回転円筒実験装置を用いて表面凹凸を有する礫材の2粒径混合状態における偏析現象の生起条件を改めて検討するものである。そのために、直線水路実験でも使用される底面粗度¹⁾を貼付して、この間隔を実験パラメータとする。なお、比較のためガラス球の2粒径混合状態に対しても底面粗度が偏析現象に与える影響を整理する。また、この実験を踏まえて粗粒材の表面凹凸の効果を表現できる六等球径対称配列集合体要素を用いた個別要素法によって実験結果の再現解析を行い、粒状体要素間の力の伝達や運動形態を基に偏析の生起条件について分析・検討する。

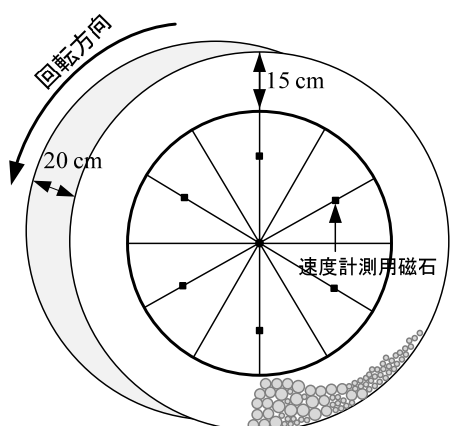
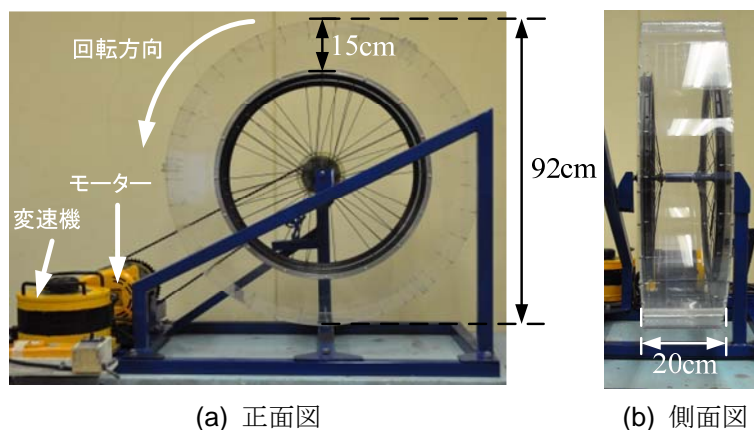


図-6.1 回転円筒の模式図



(a) 正面図

(b) 側面図

写真-6.1 回転円筒実験装置

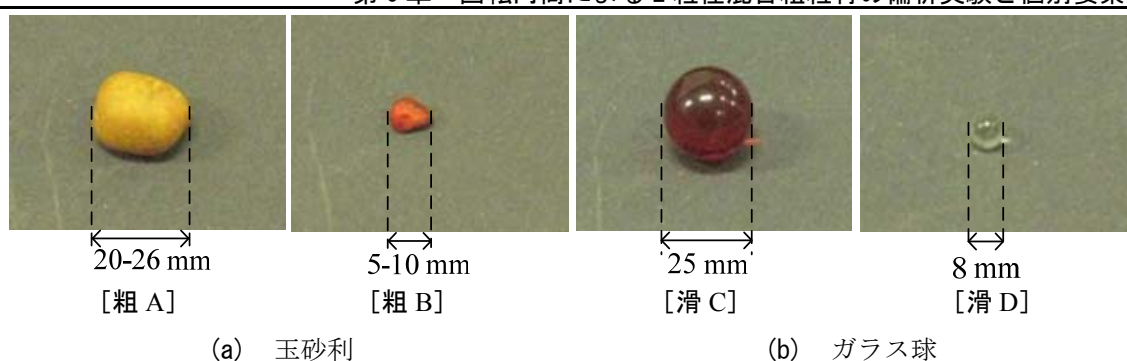


写真-6.2 使用供試体

表-6.1 供試体の諸元

番号	種類	比重	粒径範囲	色	特 性
粗 A	玉砂利	2.6	20-26 mm	黄	表面は滑らか で、凹凸有り
粗 B			5-10 mm	赤	
滑 C	ガラス球		25 mm	赤	球形であり凹 凸無し
滑 D			8 mm	白	

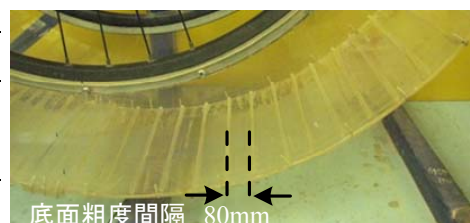


写真-6.3 底面粗度

表-6.2 実験ケース

CASE	供試体の組み合わせ		体積（体積比）	底面粗度間隔	備 考
単 1	玉砂利の単粒径	粗 A	1.34 ℓ	粗度なし @720 (mm) @360 (mm) @80 (mm) @35 (mm) @20 (mm)	各混合状態で底面粗度 6 ケース同一状態で底面速度 $v = 0.1 \sim 1.2$ m/s を 0.1 m/s 間隔
単 2		粗 B			
単 3	ガラス球の単粒径	滑 C	1.34 ℓ		
単 4		滑 D			
混 1	玉砂利（粗 A, B）の混合粒径		2.68 ℓ(1:1)		
混 2	ガラス球（滑 C, D）の混合粒径		2.68 ℓ(1:1)		

6.2 実験要領

6.2.1 実験装置

改めて示すが本研究で用いた実験装置は、図-6.1および写真-6.1に示す外径92 cm、深さ15 cm、幅20 cmの回転円筒型アクリル板流路を自転車のリムに接続したものである。第5章では、手動で回転させていたが、速度の安定性を図るため回転速度を連続的に変えられるように変速機を用いてモーターで回転させるようにした。また、回転方向は反時計回りであり、前章の装置とは逆回転になっている。

6.2.2 供試体

使用した供試体は、写真-6.2および表-6.1に示す玉砂利とガラス球である。玉砂利、ガラス球はそれぞれの粒径が大小2つの粒径分布を有する。比重は、全ての供試体で2.6である。玉砂利は、表面が滑らかな凹凸を有し、粒径範囲は粗Aが20~26 mm、粗Bが5~10 mmである。一方、ガラス球の粒径は均一であり、形状は球体で表面に凹凸はない。粒径は、滑Cが25 mm、滑Dが8 mmである。粗Aと粗Bまたは滑Cと滑Dを混合させることで実験を行った。

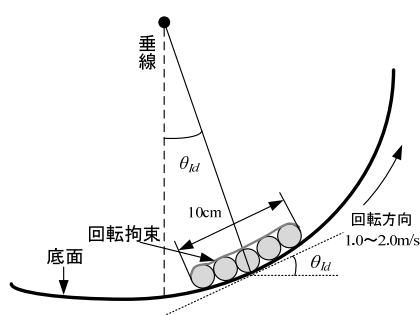


図-6.2 供試体の動摩擦

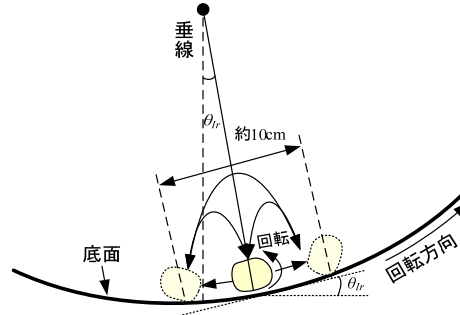


図-6.3 玉砂利の転がり摩擦

表-6.3 供試体の摩擦係数

番号	使用供試体	静止摩擦係数 μ_{ls} (θ_{ls})	動摩擦係数 μ_{ld} (θ_{ld})	転がり摩擦係数 μ_{lr} (θ_{lr})
粗 A	玉砂利	0.4663(25°)	0.2679 (15°)	0.1227(7°)
粗 B		0.4663(25°)	0.2679 (15°)	0.1227(7°)
滑 C	ガラス球	0.3639(20°)	0.1763 (10°)	0.0000(0°)
滑 D		0.3639(20°)	0.1763 (10°)	0.0000(0°)

6.2.3 底面粗度

直線水路において、河床面を再現するために簡易な底面粗度を設ける実験が行われている。そこで、本実験においても文献3)を参考に底面粗度を回転水路に与えた。底面粗度は、写真-6.3に示すようなアクリル円柱を一定間隔で流れ方向と直交して底面に貼付するものである。アクリル円柱の直径は、玉砂利の最小粒径と同じ5mmとした。これを等間隔で円筒装置と同じ素材のアクリルテープを用いて貼りつけた。なお、最大間隔を円筒の4等分とし、最小間隔を概ね大粒子の径と同等となるようにした。

6.2.4 実験ケース

表-6.2に、粒状群の実験ケースを示す。大別して実験は、各供試体における個別の摩擦係数、単粒径の塊を用いた単粒径粒子群の実験および2粒径の供試体を混合粒子群の実験で構成される。粒子群実験のCASE単1~4において単粒径粒子群の運動形態を整理した。CASE混1,2においては、2粒径混合状態の運動形態と偏析現象の生起条件について整理した。なお、粒子群実験では底面粗度について粗度が無い場合と底面粗度間隔720mm~20mmまでの計6ケースについて調べた。なお、実験では土石流のフロント部を焦点にしておき、水を含まない礫のみの実験である。

6.3 実験結果

6.3.1 単粒子の実験

後述する粒状体群の挙動を考察する基礎となる各供試体と底面材料のアクリル板との摩擦係数を調べた。各摩擦係数は、5.2.2項の式(5.1)~(5.3)を用いた。

具体的には、静止摩擦係数 μ_{ls} において文献4)の傾斜法により静止摩擦角 θ_{ls} を計測したのち、式(5.1)で求めた。動摩擦係数 μ_{ld} は、図-6.2に示すように粒子の回転を拘束し一つの塊としたものを回転円筒内で一定の速度(1.0 m/sおよび2.0 m/s)で塊が定位置にとどまった中心角を θ_{ld} とし式(5.2)で求めた。なお、この条件において粒子または粒子塊はほぼ同位置にとどまるので遠心力の影響は無視した。

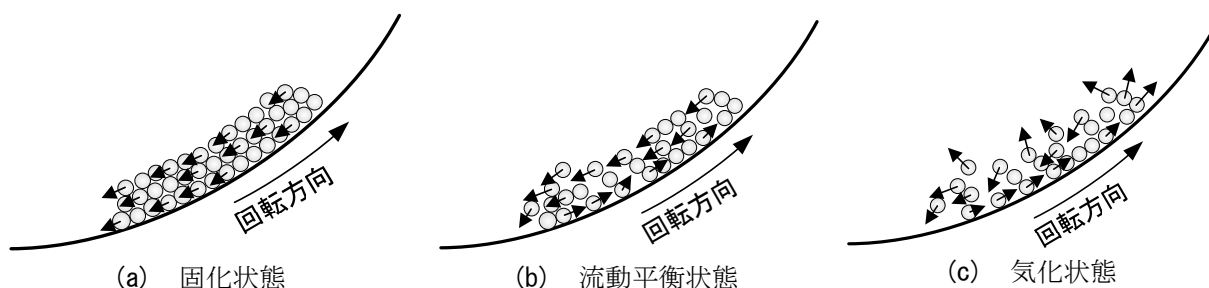


図-6.4 粒子群の3相状態

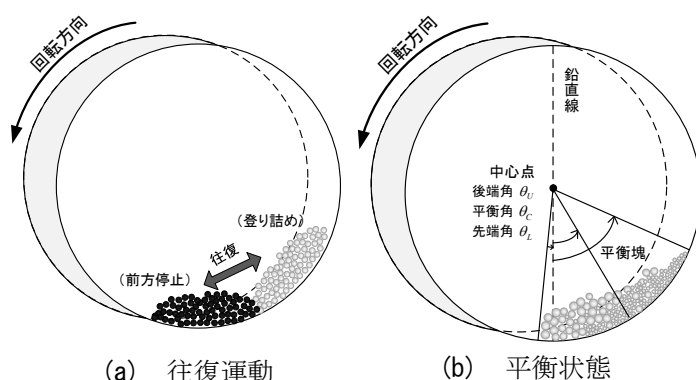


図-6.5 粒子群の運動

表-6.4 粒子群の状態区分

		往復運動(RT)	平衡状態(BR)
区分	固化(s)	RT-s (スティック スリップ)	BR-s (稀)
	流動(f)	RT-f	BR-f 流動平衡状態 (→偏析現象)
	気化(g)	RT-g	BR-g

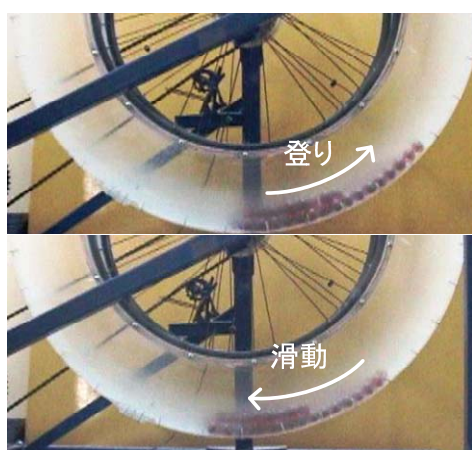
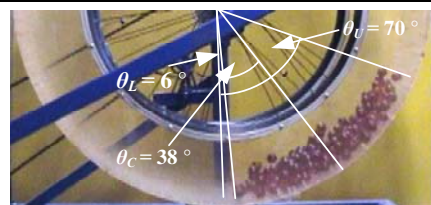
転がり摩擦係数 μ_{gr} は、同様に回転円筒内を用いて転がり摩擦角 θ_{gr} を計測する。玉砂利1個を底面速度 $v = 1.0$ m/s～2.0 m/sの回転円筒内に置くと粒子は、表面凹凸を有するために最下面付近において図-6.3のように回転を伴いながら跳ね飛び左右10 cm程度の範囲を移動する。その範囲の平均値は、若干最下面から底面の回転方向にシフトするので、10個程度の供試体の角度を測り、その平均値を転がり摩擦角 θ_{gr} とした。

6.3.2 粒子群実験の分類法

ここでは、第5章で得られた知見をもとに、実験結果の考察の基礎となる現象の分類法と関連事項を改めて述べる。粒子群の挙動は、固体・流体・気体の挙動と良く似た固化状態、流動平衡状態、気化状態が現われる。これを、Surgeらりの直線水路で生起する粒状体の運動形態と比較すると固化状態とは、粒子が互いに絡み合って相互の位置関係を変化させることなく移動する。つまり、図-6.4 (a)に示すように全ての粒子の並進速度ベクトルが揃っている状態である。これは、文献1)の準正タイプの流れに近い現象であり、静止限界である安息角付近の傾斜角で発生する速度の小さい高濃度の流れである。

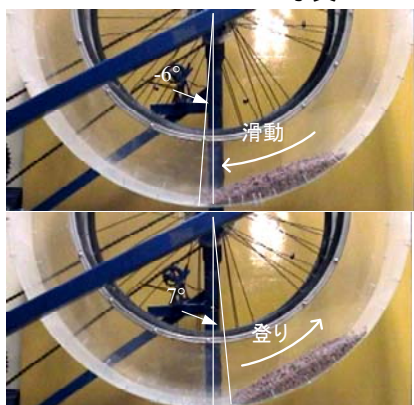
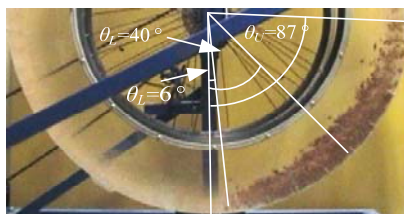
流動平衡状態とは、粒子群の中で個々の粒子が、図-6.4 (b)に示すように相互の接触は保ちながらも位置関係を変化させている。多くの場合、粒子群の外形は保たれている。なお、この状態は巨視的に底面と粒状体との動摩擦角(転がり摩擦が一部含まれる。)に基づいて、安定領域と不安定領域の区分がなされており、その2つの領域における力のつり合いが保たれていることになる。これは、文献1)の層状タイプの流れに近い現象であり、急な傾斜角で発生する流れで、速度の大きい高濃度の流れである。

気化状態は、図-6.4 (c)に示すように粒子が相互に衝突・離反を繰り返している状態で、個々の粒子は激しく飛び跳ねている。粒子群の外形は、その境界面を決定することが難しいが概ね維持されている。また、流動平衡状態となることもあるが、円筒の回転速度を増すと往復運動の移動範囲がスティックスリップ現象よりも大きくなり激しく暴れる。これは、文献1)の分散タイプの流れに近い現象であり、極めて急な傾斜角で


 (a) RT-s 状態 [底面粗度無の場合 ($v = 0.1$ m/s)]

 (b) BR-f 状態 [@20 mm, $v = 0.5$ m/s]

 (c) BR-g 状態 [@20 mm, $v = 1.2$ m/s]

写真-6.4 単粒径粒子群 (ガラス球 [滑 C]) の3相状態


 (a) RT-s 状態
[底面粗度無の場合 ($v = 0.1$ m/s)]

 (b) BR-f 状態
[@20 mm, $v = 0.5$ m/s]

 (c) BR-g 状態
[@20 mm, $v = 1.2$ m/s]

写真-6.5 単粒径粒子群 (玉砂利 [粗 B]) の3相状態

発生する流れで、速度の大きい低濃度の流れである。そこでは、粒子が飛躍し、激しく分散している現象がみられる。

一方、回転円筒内での粒子群の巨視的な運動状態として、図-6.5に示すような往復運動と平衡状態がある。

往復運動は、粒子群が底面の移動によって引き上げられるように移動したのち、底面摩擦とのバランスが崩れて、一気に前に押し出される。その後、この前後への往復運動を繰り返すものである。

平衡状態は、本実験法を特徴づけるもので、巨視的に底面摩擦と粒子群の重力がつり合って、定位置にとどまっているものである。

以上の各区分を組み合わせると、表-6.4に示すように6つの状態に分類されることになる。ただし、固化状態では平衡状態を生起させることは困難であり、多くの場合においてスティックスリップ現象²⁾と呼ばれる底面に対して静止と滑動を繰り返す往復運動となる。これは、次のようなメカニズムで生起する。まず、少し後退した粒子群には、静止摩擦角より小さな滑動安定領域とそれよりも角度が大きい滑動不安定領域が生じている。粒子群が後方に逆登ると、不安定領域の前方へ押し出そうとする力が滑動安定領域の滑動限界に対する余剰耐力を上回る状態に達する。すると、塊全体が滑り始めるが、この瞬間に底面と礫との摩擦係数が動摩擦係数に移行する。よって、瞬時に滑動安定領域は縮小し、塊全体の不安定力も瞬間的に増加することで、滑動は加速することになる。その後、滑動により動摩擦角を境界とした場合の安定領域が増えると減速し始め、やがて停止する。すると、領域区分は静止摩擦角に支配されるため、充分な安定状態となる。この

表-6.5 単粒径ガラス球の状態生起区分

間隔 速度	粗度無		@720 mm		@360 mm		@80 mm		@35 mm		@20 mm							
	滑 C	滑 D	滑 C	滑 D	滑 C	滑 D	滑 C	滑 D	滑 C	滑 D	滑 C	滑 D						
0.1 m/s	RT-s	RT-s	RT-s	BR-f	RT-s	BR-f	RT-s	BR-f	RT-f	BR-f	RT-f	BR-f						
0.2 m/s		BR-f					BR-f											
0.3 m/s																		
0.4 m/s																		
0.5 m/s																		
0.6 m/s		BR-s			BR-s				BR-f		BR-f							
0.7 m/s																		
0.8 m/s																		
0.9 m/s																		
1.0 m/s		RT-f	BR-s	BR-f	BR-f	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g							
1.1 m/s																		
1.2 m/s												BR-f	BR-g					

メカニズムにより、前・後進を繰り返すことになる。

第5章においては、これらの粒状体群の状態を把握する測定値として図-6.5(b)に示している先端角 (θ_L)、平衡角 (θ_C)、後端角 (θ_U) を用いたので、本章においてもこれを使用する。なお、第5章の個別要素法による再現解析によって流動平衡状態の粒子の動きは、小粒径粒子は粒子群の中で全体に渡って回転円筒の回転方向と同じ方向の循環移動をしている。一方の大粒径粒子は、粒子群の平衡角より前方の領域で同様の循環移動をしている。すなわち、平衡角付近でブラジルナッツ効果のような大粒径の浮き上がりが生起していることがわかっている。

6.3.3 単粒径粒子群の実験

写真-6.4は、ガラス球を用いて得られた典型的な状態を示す。写真-6.4(a)は、滑C供試体の底面粗度無・底面速度 $v = 0.1$ m/sで得られたスティックスリップ現象の様子を示している。先端角の移動差は 6° である。その間の前後移動において粒子群は、登り状態でも下り状態でも粒子の配置は変わらずに塊として動いている。

写真-6.4(b)は、底面粗度間隔20 mm・底面速度 $v = 0.5$ m/sとした条件に現れた流動平衡状態を示す。粒子群は、その先端を円筒の最下面付近において後端角 $\theta_U = 70^\circ$ 、平衡角 $\theta_C = 38^\circ$ 、先端角 $\theta_L = 6^\circ$ と示しており、粒子全体が塊となって全体的に平らな形状で維持している。

写真-6.4(c)は、底面粗度間隔20 mm・底面速度 $v = 1.2$ m/sとした条件に現れた気化状態を示す。写真-6.4(b)に比して、ガラス球は広い範囲に飛び散っていることがわかる。ビデオ画像によると、この塊全体がほぼこの写真と同様の振舞いを継続しており、粒子が大きく暴れているが平衡状態を保持する。

続いて、写真-6.5には粗Bにおける単粒子群実験で得られた典型例を示す。まず、写真-6.5(a)には粗Bの底面粗度無・底面速度 $v = 0.1$ m/sの条件で得られたスティックスリップの様子を示している。滑Cに比して礫同士の噛み合わせが強いため、全く粒子間の移動が見受けられない。また、先端角の移動差は、 $-6 \sim 7^\circ$ の間で往復するのでその差が 13° となり滑C供試体よりも大きくなっている。

写真-6.5(b)に、底面粗度間隔20 mm・底面速度 $v = 0.5$ m/sとした条件の流動平衡状態を示す。粒子群は、

表-6.6 単粒径玉砂利の状態生起区分

間隔 速度	粗度無		@720 mm		@360 mm		@80 mm		@35 mm		@20 mm											
	粗 A	粗 B	粗 A	粗 B	粗 A	粗 B	粗 A	粗 B	粗 A	粗 B	粗 A	粗 B										
0.1 m/s	RT-s	RT-s	RT-s	RT-s	RT-s	RT-s	RT-s	BR-f	BR-f	BR-f	BR-f	BR-f										
0.2 m/s				RT-s	RT-s	BR-f	BR-f						BR-f	BR-f	BR-f							
0.3 m/s			BR-f	RT-f	BR-f																	
0.4 m/s																						
0.5 m/s																						
0.6 m/s																						
0.7 m/s	BR-f	RT-f	BR-f		BR-f	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g												
0.8 m/s																						
0.9 m/s	RT-f	RT-f	BR-f		BR-g	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g	BR-g											
1.0 m/s																						
1.1 m/s																						
1.2 m/s																						

後端角 $\theta_U = 86^\circ$ ，平衡角 $\theta_C = 40^\circ$ ，先端角 $\theta_L = 6^\circ$ に分布している．先端角から平衡角までは，粒子間の大きな乱れもなく流動平衡状態を保っている．しかし，後端部分はやや気化状態になっている．

写真-6.5(c)は，底面粗度間隔20 mm・底面速度 $v = 1.2$ m/sまで増した条件の気化状態を示す．塊全体に渡って粒子が大きく跳ねており，塊全体がやや後ろに上っている．

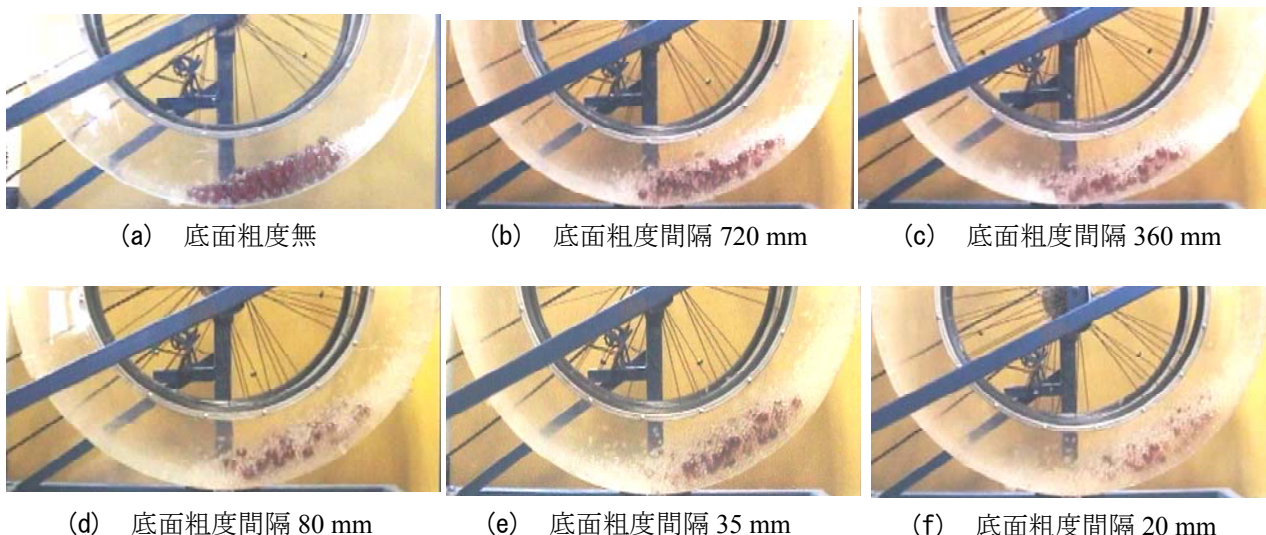
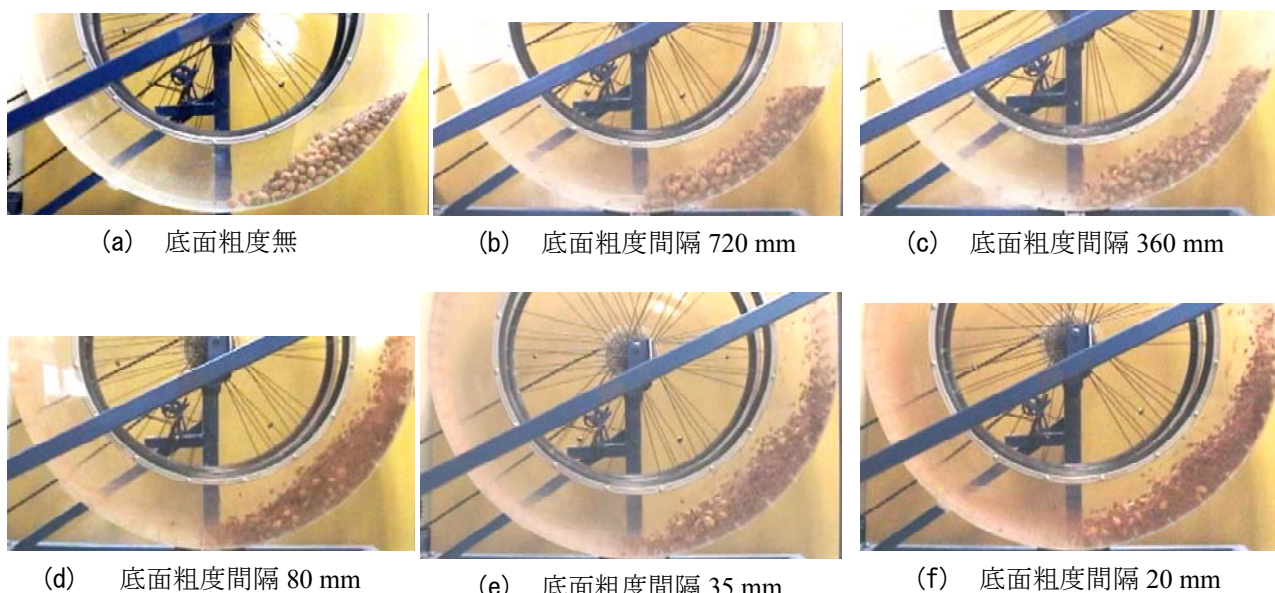
表-6.5に，ガラス球（滑C，D）における単粒子群実験で得られた各粒子の状態生起区分を示す．まず，底面粗度無の場合における滑Cは，すべての回転速度でRT-sである．滑Dでは，0.1 m/sのみRT-s状態であり，その後，BR-f状態もしくはRT-f状態となる．

なお，底面粗度無の場合では滑Cの粒子群においてBR-s状態がごく稀に短時間で生起する．しかし，すぐにRT-s状態となる．底面粗度を与えると間隔が狭まるにつれて，RT-s状態の生起範囲が少なくなっていく，高回転域の条件では，BR-f状態もしくはBR-g状態が生起するようになる．特に，底面粗度間隔が小さくなると高回転域で，BR-g状態の生起範囲が大きくなる．つまり，回転速度を大きくすることおよび底面粗度間隔を細やかにすることでRT-s状態，BR-s状態，BR-f状態，RT-f状態，BR-g状態そしてRT-g状態の順で状態が遷移する．

表-6.6は，玉砂利（粗A，粗B）の単粒子群実験で得られた各粒子における運動形態の生起区分を示す．底面粗度における回転の速さに対応した生起区分の前提的な傾向は，表-6.5と同様である．ただし，底面粗度無の場合は，RT-s状態もしくはRT-f状態が常に生起する．特に，滑DではBR-f状態が生起しやすい傾向とは異なり，偏析せずにスティックスリップ現象となる範囲が大きくなった．一方，底面粗度を与えると比較的容易にBR-f状態（流動平衡状態）が生起するようになる．さらに底面粗度間隔を小さくすることで，BR-f状態となる回転速度の領域が大きくなり，底面粗度間隔35 mm，20 mmの場合では，BR-f状態またはBR-g状態のみが生起するようになる．

6.3.4 2粒径混合実験

写真-6.6には，ガラス球の滑C，滑Dを混合した場合において底面速度 $v = 0.9$ m/sの同一条件とし，底面粗

写真-6.6 ガラス球の混合実験 ($v = 0.9$ m/s)写真-6.7 玉砂利の混合実験 ($v = 0.9$ m/s)

度間隔ごとの状態を比較して示す。

まず、写真-6.6(a)の底面粗度無の場合には大粒径粒子の滑Cが前方に集まっており、明瞭に偏析している。しかし、写真-6.6(b)に示す底面粗度間隔720 mm（90°ごと）を与えると粒子が若干乱れ始め、先頭部に小粒径が混じり、大粒径の滑Cの位置も後退する。

さらに、写真-6.6(c)～(d)に示すように、徐々に底面粗度間隔を密にすると、粒子群全体が激しく暴れて気化状態に近くなり、後端の方まで小粒径粒子がかき上げられている。写真-6.6(e)～(f)に示すように、底面粗度間隔35 mm、20 mmの場合は広範囲に拡散した小粒径の滑Dの中央部分に、大粒径の滑Cが試体は包み込まれている。すなわち、全く偏析していない。

一方、写真-6.7には玉砂利の実験結果を示す。写真-6.7(a)に示す底面粗度無の場合には、スティックスリップ現象が生じて、粒子の配置変換が行われていないので、個々の粒子が明瞭に撮影されている。つまり偏析する様子はない。写真-6.7(b)、(c)に示す底面粗度間隔720 mm、360 mmに与えた場合は、粒子群の中に1つもしくは2つの底面粗度しか存在し得ないので、底面部における粒状体内部の一部である小粒径粒子が、かき上

表-6.7 混合実験におけるガラス球粒子群の状態生起区分

間隔 速度	粗度無	720 mm	360 mm	80 mm	35 mm	20 mm
0.1 m/s	RT-s	RT-s	RT-s	BR-f	BR-f	BR-f
0.2 m/s	BR-f	BR-f	BR-f			
0.3 m/s						
0.4 m/s						
0.5 m/s						
0.6 m/s						
0.7 m/s						
0.8 m/s						
0.9 m/s						
1.0 m/s					BR-g	
1.1 m/s						
1.2 m/s	BR-g	BR-g	BR-g			

表-6.8 混合実験における玉砂利粒子群の状態生起区分

間隔 速度	粗度無	720 mm	360 mm	80 mm	35 mm	20 mm			
0.1 m/s	RT-s	RT-s	RT-s	BR-f	BR-f	BR-f			
0.2 m/s									
0.3 m/s									
0.4 m/s									
0.5 m/s			BR-f						
0.6 m/s									
0.7 m/s									
0.8 m/s									
0.9 m/s									
1.0 m/s			BR-g		BR-g				
1.1 m/s				BR-g					
1.2 m/s									

げられて後端部分がかなり後方にまで引き出される。かき上げられずに残された黄色の大粒径粒子が前方にあるようにも見えるが動画の観察では、未偏析となることが多い。

写真-6.7(e), (f)は、底面粗度間隔35 mm, 20 mmとした場合のものである。この場合、粒子群の底面接地長に対して96個、もしくは144個の棧が連続的に通過する。特に、20 mm間隔と粗度の間に小粒径粒子は2ないし3粒径しか並べない。このような連続的に底面粗度を与えると粒子群は平衡流動状態となり、大粒径粒子は前方に偏析するようになる。

表-6.7, 8には、底面粗度間隔と底面速度に対する粒子群の状態区分を示す。ガラス球では、0.1 m/sの非常

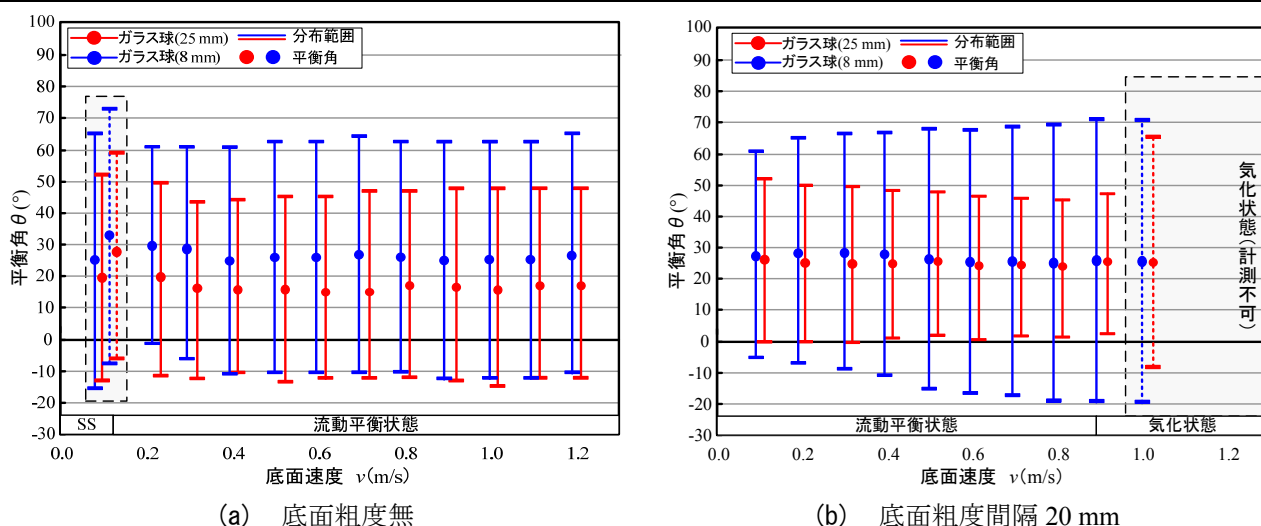


図-6.6 平衡角～底面速度粗度 (2 粒径混合状態のガラス球)

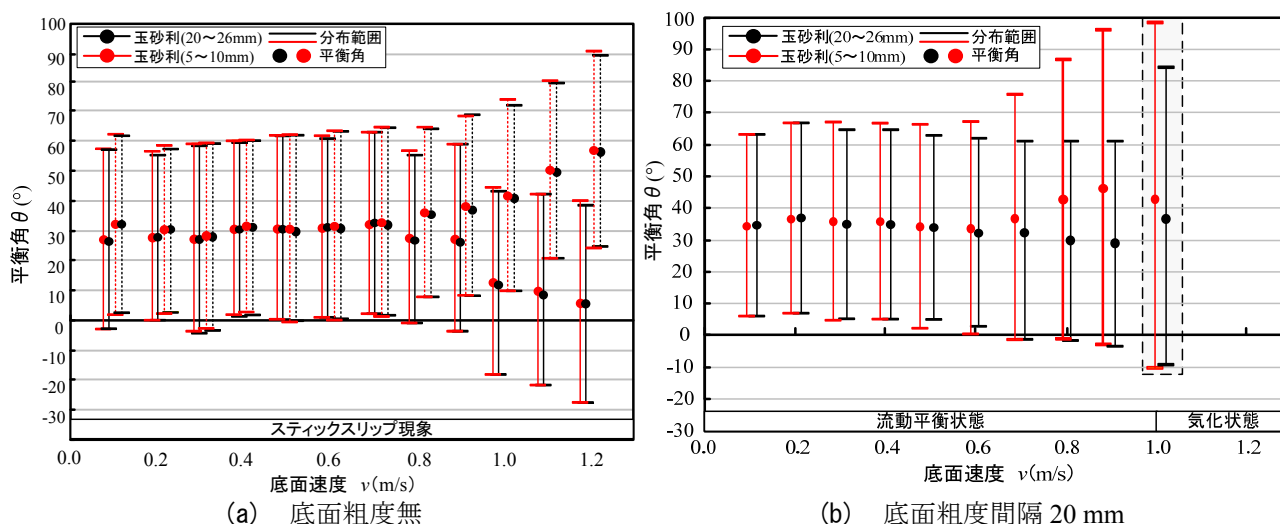


図-6.7 平衡角～底面速度粗度 (2 粒径混合状態の玉砂利)

に遅い速度において、底面粗度無、底面粗度間隔720 mm、360 mmとするとスティックスリップ状態が生起する。底面粗度無では、底面速度 $v = 1.2$ m/sまで増しても流動平衡状態であるが、底面粗度を与えると、底面粗度間隔が小さくなるにつれて、1.0 m/sの速度から気化状態となる。これは、表-6.5の単粒径の傾向とほぼ一致している。ただし、底面粗度間隔35 mm、20 mmでは、1.1 m/sを超えると暴れ出しことで計測不能となる。このことは、単粒径よりも混合状態の方が塊形状の保持能力は不安定であることを示している。

一方、表-6.5に示した玉砂利粒子群は、底面粗度を与えないと底面速度を早くしても全く礫群中で配置変換が行われずに常にスティックスリップ状態 (RT-s) となる。これは、ガラス球を用いた実験の逆傾向である。この性質は、720 mm間隔においても同様である。360 mm間隔では、0.1~0.4 m/sの条件においてスティックスリップ状態 (RT-s) であるが、底面速度を増すと流動平衡状態 (BR-f状態) に移行する。これは、底面粗度を入れると、大きな速度で礫に粗度が衝突することで粒子配置変換が促進されるようになったためである。底面粗度間隔80 mm、35 mm、20 mmでは、0.1 m/sから流動平衡状態 (BR-f状態) となる。ただし、80 mm間隔・底面速度 $v = 1.2$ m/sの条件において、35 mm間隔・底面速度 $v = 1.1$ m/s、20 mm間隔・底面速度 $v = 1.0$ m/sで気化状態 (BR-g) となる。つまり底面粗度間隔が狭まるほど粒子間の衝突エネルギーが増し、高速では塊形状の維持ができなくなる。

表-6.9 ガラス球粒子群の偏析生起区分

間隔 速度	粗度無	720 mm	360 mm	80 mm	35 mm	20 mm	
0.1 m/s	×	×	×		×	×	
0.2 m/s	○ (偏析)						
0.3 m/s				○			○
0.4 m/s							
0.5 m/s				×			×
0.6 m/s							
0.7 m/s							
0.8 m/s		×	×				
0.9 m/s							
1.0 m/s							
1.1 m/s							
1.2 m/s	×	×					

表-6.10 玉砂利粒子群の偏析生起区分

間隔 速度	粗度無	720 mm	360 mm	80 mm	35 mm	20 mm
0.1 m/s	×	×	×		×	×
0.2 m/s						
0.3 m/s						
0.4 m/s						
0.5 m/s						
0.6 m/s						
0.7 m/s				×	×	○
0.8 m/s						
0.9 m/s				○	×	×
1.0 m/s						
1.1 m/s				○	×	
1.2 m/s				×		

図-6.6には、写真-6.6で示した2粒径混合状態であるガラス球の底面粗度無の場合と底面粗度間隔20 mmの場合において2つの粒子の分布範囲と底面速度との間隔を示す。底面粗度無の場合、底面速度 $v = 0.1$ m/sの場合には、スティックスリップしているが大粒径がやや前方に位置しているともいえる。しかし、 $v = 0.2 \sim 1.2$ m/sになると、すべての速度で大粒径粒子の平衡角で小粒径粒子の平衡角よりも小さい。また先端角～後端角に至る分布範囲も小粒径粒子のものよりも小さい。すなわち、明瞭に偏析していることがわかる。

一方、底面粗度間隔20 mmとすると、 $v = 0.1 \sim 0.9$ m/sの範囲において平衡流動状態となる。また、底面速度が大きくなるにつれて小粒径粒子の分布範囲は広がり、逆に大粒径粒子はやや分布範囲は小さくなっている。そして、平衡角はほぼ同じところにある。つまり、小粒径粒子に大粒径粒子が包み込まれるように分布して

おり、偏析していない。

図-6.7には、写真-6.7で示した玉砂利の混合実験について図-6.6と同様に各粒子の分布範囲を示す。図-6.7(a)に示す底面粗度無の場合では、 $v=0.1\sim 1.2$ m/sの全範囲においてスティックスリップとなっており、各粒子の分布範囲は同じである。その往復運動の範囲は、底面速度 $v=0.1$ m/sでは 5° 程度であるが、 1.2 m/sでは 50° にも達している。このように激しい運動をしても、偏析を乗じさせる流動状態は起こらない。

一方、底面粗度間隔 20 mmの場合には、最も遅い底面速度 $v=0.1$ m/sにおいて流動平衡状態となり、 1.0 m/sまで流動状態である。ただし、 0.6 m/s以下では未偏析である。その後、底面速度 $v=0.7$ m/sで若干2つの粒子群の範囲にずれが生じる。底面速度 $v=0.8$ m/s、 0.9 m/sになると、平衡角の差がそれぞれ 9° 、 17° も出ており、また後端角ではそれぞれ 23° 、 36° も差が生じるほどに分布範囲に違いが出る。つまり、大粒径粒子が前方に位置する偏析が認められる。

6.3.5 偏析の生起区分

表-6.9, 10には、それぞれのガラス球粒子群と玉砂利粒子群の偏析生起区分を示す。まず、ガラス球粒子群は、底面粗度無の場合において 0.1 m/sを除くすべての速度で容易に偏析が生起する。底面粗度間隔 720 mm, 360 mm, 80 mmと細くなると速度が遅い時は偏析するが、速度を増すと偏析しない底面速度の範囲があり、偏析する底面速度の範囲が小さくなる。また、 35 mm間隔より細やかな底面粗度では偏析しない。一方、玉砂利粒子群は底面粗度無、底面粗度間隔 720 mm, 360 mmでは偏析は生じない。しかし、底面粗度間隔が狭まると、底面粗度間隔 80 mm・底面速度 $v=1.1$ m/s、底面粗度間隔 35 mm・底面速度 $v=0.8\sim 1.0$ m/sおよび底面粗度間隔 20 mm・底面速度 $v=0.7\sim 0.9$ m/sにおいて偏析する。この偏析が生ずる底面粗度間隔や底面速度の範囲は、ガラス球実験と逆傾向である。

6.3.6 実験の要約

実験の結果を以下のように要約する。

- (1) 礫群の運動形態は、固体状態、流動状態および気化状態に分類することでき、流動状態においてのみ偏析が生じる。
- (2) 表面凹凸が無いガラス球は、底面粗度が無いと偏析するが、逆に表面凹凸の有する玉砂利は、底面粗度が無いと偏析せず、適度な底面粗度があるときに限って偏析が生ずる。

6.4 個別要素法解析

本実験では、球形粒状体（ガラス球）では底面粗度無の場合に偏析するが、底面粗度を与えると偏析が生起しなくなった。逆に表面凹凸のある玉砂利は、底面粗度が無いと偏析しないが、適切な粗度を与えると偏析が生起した。このような偏析現象および粒子の運動形態を個別要素法で再現できれば、現象の再現性について補完できる。また、粒状体の挙動を解析によって検討することは、表面凹凸のある礫材の偏析現象を説明するために有用である。

そこで、個別要素法を用いて表-6.11に示す典型的な4ケースについて再現解析した。すなわち、全ての解析ケースの底面速度 $v=0.9$ m/sに統一したうえで、底面粗度無と底面粗度間隔 20 mmとした場合について、ガラス球に対応する球形要素と玉砂利に対応する表面凹凸を表現した六等球径対称配列集合体要素を用いた解析を行う。これらの実験上の偏析については、表-6.11の網掛けが示すように底面粗度の有無によって全く反

表-6.11 解析ケース

		底面粗度無 (N)	底面粗度間隔 20 mm (R)
ガラス球	球形	S-N (偏析有)	S-R20 (偏析無)
		回転自由度無(Nr)	
		S-N-N	
玉砂利	集合体	A-N (偏析無)	A-R20 (偏析有)

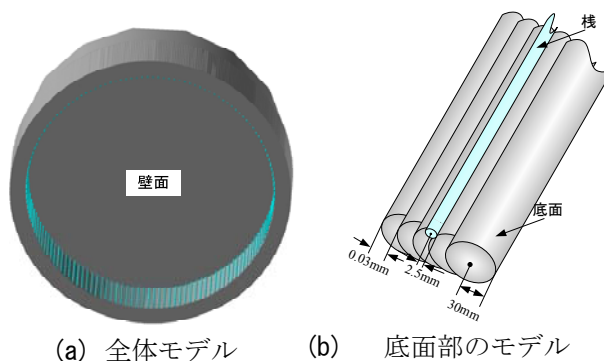
底面速度 $v = 0.9 \text{ m/s}$ ☐ 実験での偏析無

図-6.8 回転円筒実験装置モデル (底面粗度付)

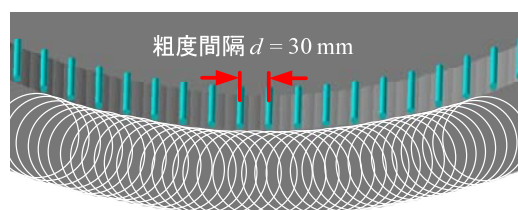


図-6.9 底面粗度モデル



(a) 球形要素 (ガラス球)

(b) 六等球径対称配列集合体要素
(玉砂利用 $\beta = 0.43$)

図-6.10 供試体モデル

対になっている。

なお、偏析に関する粒状体における回転自由度の影響を見るために、ガラス球が明瞭に偏析した場合の底面粗度無の条件で球形要素の回転自由度を無くした解析も行った。なお、玉砂利における偏析について、 $v = 0.6 \text{ m/s}$ における底面粗度間隔20 mm、玉砂利の混合状態での再現解析では、偏析が生起しないことを確認している。また、偏析の前に単粒径実験の解析で、流動平衡状態の再現性についても確認している。

6.4.1 解析モデル

本解析では、実験装置の底面について第5章と同様に360個の円柱形要素を半径の0.1 %ずつずらして重ね合わせることによって、ほぼ滑らかな曲面となるように配列した。図-6.8は、底面粗度付の回転円筒実験装置モデルを示している。なお、粒子の要素が漏出しないように側面（両面に配置）にも、短い円柱形要素の底面で覆うようにしている。底面粗度に関しては実験と同じ形をした円柱形要素を配置し、図-6.9に示すように配置した。そのうえで、これらの円筒実験装置モデルが底面速度 $v = 0.9 \text{ m/s}$ となるように回転させた。

粒状体モデルについては、ガラス球を図-6.10(a)に示すように球形要素でモデル化した。玉砂利要素は、図-6.10(b)に示すような六等球径対称配列集合体要素を用いた。なお、玉砂利の安息角が 32° であったので安息角推定式より対応する非重複率 $\beta = 0.43$ とした。礫径は、実験の粒径分布を参考に一様分布で与えた。

表-6.12に、解析に用いた解析基本値を示す。まず、比重は球形および集合体要素ともに2.6を用いた。底面と要素の摩擦角は、物体の挙動が連続した運動を繰り返すことから静止摩擦角より動摩擦角の方が適しているものと考え、動摩擦係数を用いた。なお、要素間の粘着力は用いないものとしたうえで要素間摩擦角は、底面との動摩擦角とし表-6.3に示す摩擦係数を用いた。なお、ばね係数は実験で用いた粒子の物理的性質を表現することが望ましいが、文献5)を参考に礫衝突で生じる荷重～へこみ量の関係から、 $K_n = 1.0 \times 10^6 \text{ N/m}$ とした。また、六等球形対称配列集合体要素の比重は実験のものと一致させたうえで、解析の時間刻みは、解

表-6.12 解析パラメータ

項 目			値
要素モデル	25 mm ガラス球		160
	8 mm ガラス球		4000
	玉砂利(大) ($\beta = 0.43$)		160(960)
	玉砂利(小) ($\beta = 0.43$)		4000(24000)
回転円筒モデル	粗度なし	円柱形要素	362
	粗度あり	円柱形要素	506
要素間ばね	ばね定数	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
		接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
	減衰定数 h		0.2~0.1
	粘着力 C (N)		0
	要素間 摩擦係数 $\tan \phi_e$	礫間(静止摩擦)	0.364 (20°)
		礫-枠間(動摩擦)	0.176 (10°)
計算条件	時間刻み Δt (s)		1.0×10^{-6}

析の安定性から $\Delta t = 1 \times 10^{-6}$ とした。なお、減衰定数は、 $h = 0.1$ 、粘着力 $C = 0$ N とした。

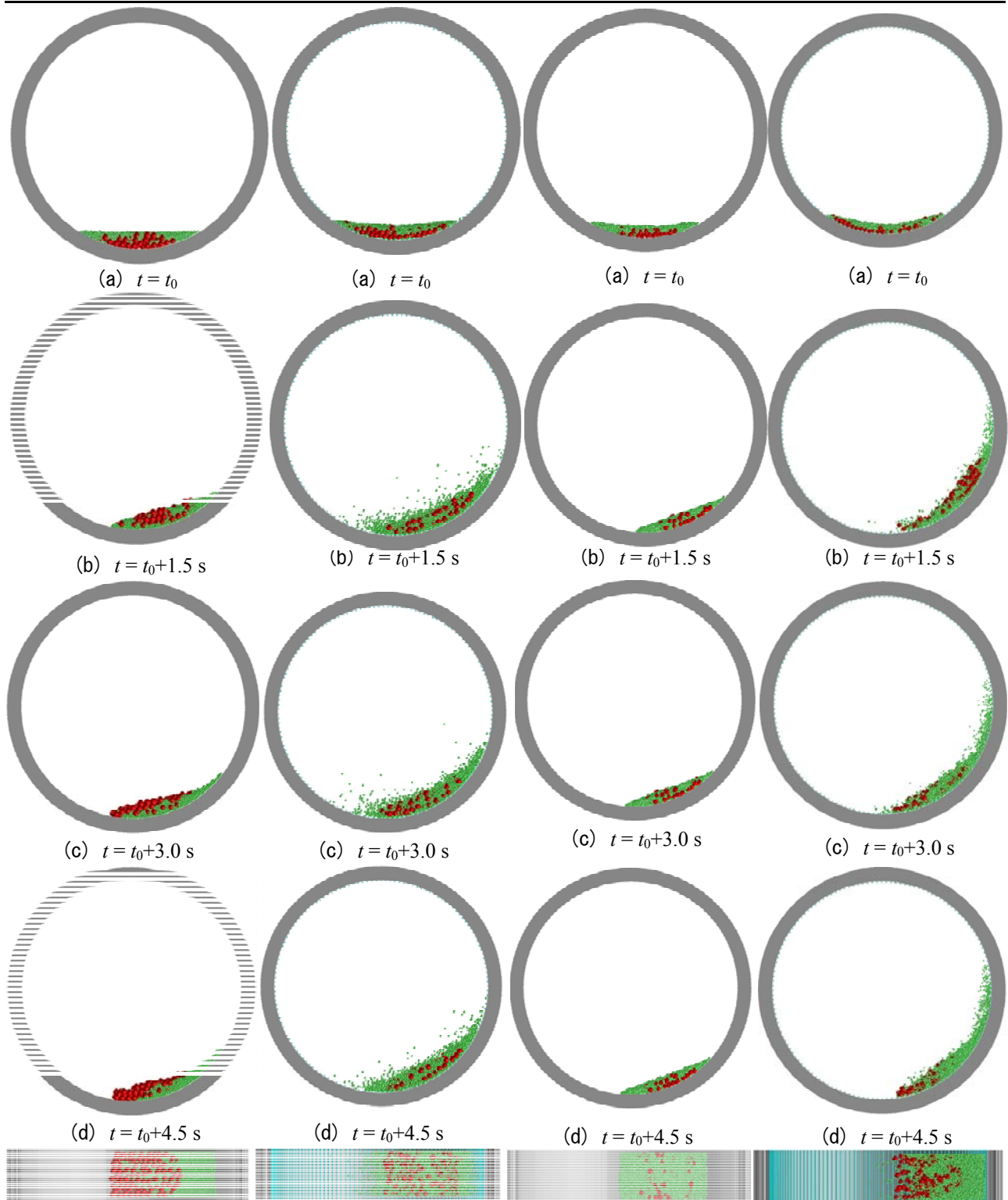
6.4.2 偏析の再現性

図-6.11, 12に、ガラス球モデルである球形要素を用いた底面粗度無と底面粗度間隔20 mmについての解析結果を示す。

いずれの場合も、 $t = t_0$ の初期状態では大粒径要素（赤色）を先行して堆積させ、その後小粒径要素（緑色）を落下させることで配列したため、円筒装置の最下点の左右にほぼ対称的に要素が堆積している。図-6.11(b)～(d)の底面粗度無の場合には、 $t = t_0 + 1.5$ sで大粒径要素が表層に浮き上がっている。続いて、 $t = t_0 + 3.0$ sでは大粒径要素が前方に集まっており、 $t = t_0 + 4.5$ sでは先頭部に大粒径要素が集中している。図-6.11(e)に示す上面からの様子は、大粒径要素が前方に集中している。解析は、 $t = t_0 + 20$ sまで行ったが、 $t = t_0 + 4.5$ sの状態が継続する。この状態の後端角、先端角、平衡角を計測すると、要素群全体では $\theta_U = 59^\circ$ 、 $\theta_C = 25^\circ$ 、 $\theta_L = -8^\circ$ となり、大粒径要素群は、 $\theta_U = 30^\circ$ 、 $\theta_C = 11^\circ$ 、 $\theta_L = -8^\circ$ 、小粒径要素群は、 $\theta_U = 59^\circ$ 、 $\theta_C = 25^\circ$ 、 $\theta_L = 0^\circ$ である。これは、図-6.6(a)に示した実験値とほぼ一致している。

一方、図-6.12(b)～(d)に示す底面粗度が有る場合には、 $t = t_0 + 1.5$ sの状態小粒径要素は、後端部がかなり上方にまで広がっていることがわかる。つまり、小粒径粒子が底面粗度に挟まれた状態で、上方まで逆登っている。一旦落下し始めると勢いを得て落ちるため、先頭部が図-6.11(b)よりも前になることになる。 $t = t_0 + 3.0$ s、4.5 sでも小粒径要素が広く分布している。しかし、時間経過に伴って大粒径要素がまとまって全体の中心部に移動する。その際、底面粗度無の場合には、上層部に大粒径粒子が浮き上がっていた現象もなくなっている。よって、図-6.12(e)の平面図においても、小粒径要素が広く分散して大粒径要素が中心部に集まっていることがわかる。なお、この状態は $t = t_0 + 20$ sまで解析したが変わらない。分布域については、粒径群では、 $\theta_U = 65^\circ$ 、 $\theta_C = 38^\circ$ 、 $\theta_L = -12^\circ$ で分布しており、大粒径要素群は $\theta_U = 57^\circ$ 、 $\theta_C = 31^\circ$ 、 $\theta_L = 5^\circ$ 、小粒径要素群は $\theta_U = 65^\circ$ 、 $\theta_C = 38^\circ$ 、 $\theta_L = -12^\circ$ である。これは、図-6.8(b)の実験値とほぼ一致している。以上、解析結果においても球形粒子は、底面粗度があると、実験と同様に偏析しないことがわかる。

図-6.13, 14には、集合体要素モデルを用いた解析結果を示す。図-6.13(b)～(d)の底面粗度がない $t = t_0 + 1.5$ sでは、 $t = t_0$ s初期配置時の状態を維持したまま粒状体が一つの塊として後方に登っている。 $t = t_0 + 3.0$ s、4.5 sでは、やや大粒径要素の小さな移動はあるが、浮き上がりや先頭部に集中するなどの現象は生じない。図



(e) $t = t_0 + 4.5$ s 時の平面図 (e) $t = t_0 + 4.5$ s 時の平面図 (e) $t = t_0 + 4.5$ s 時の平面図 (e) $t = t_0 + 4.5$ s 時の平面図
 図-6.11 球形・ 図-6.12 球形・ 図-6.13 集合体 図-6.14 集合体・
 底面粗度無 (S-N) 底面粗度間隔 20 mm (S-R20) ・底面粗度無 (A-N) 底面粗度間隔 20 mm (A-R20)

-6.13(e)の平面図では、小粒径粒子が表面に多く存在し、大粒径要素が中心部に埋没していることがわかり、偏析していない。すなわち、要素の表面凹凸がインターロッキング効果を発揮して粒子の配置変換を妨げている。

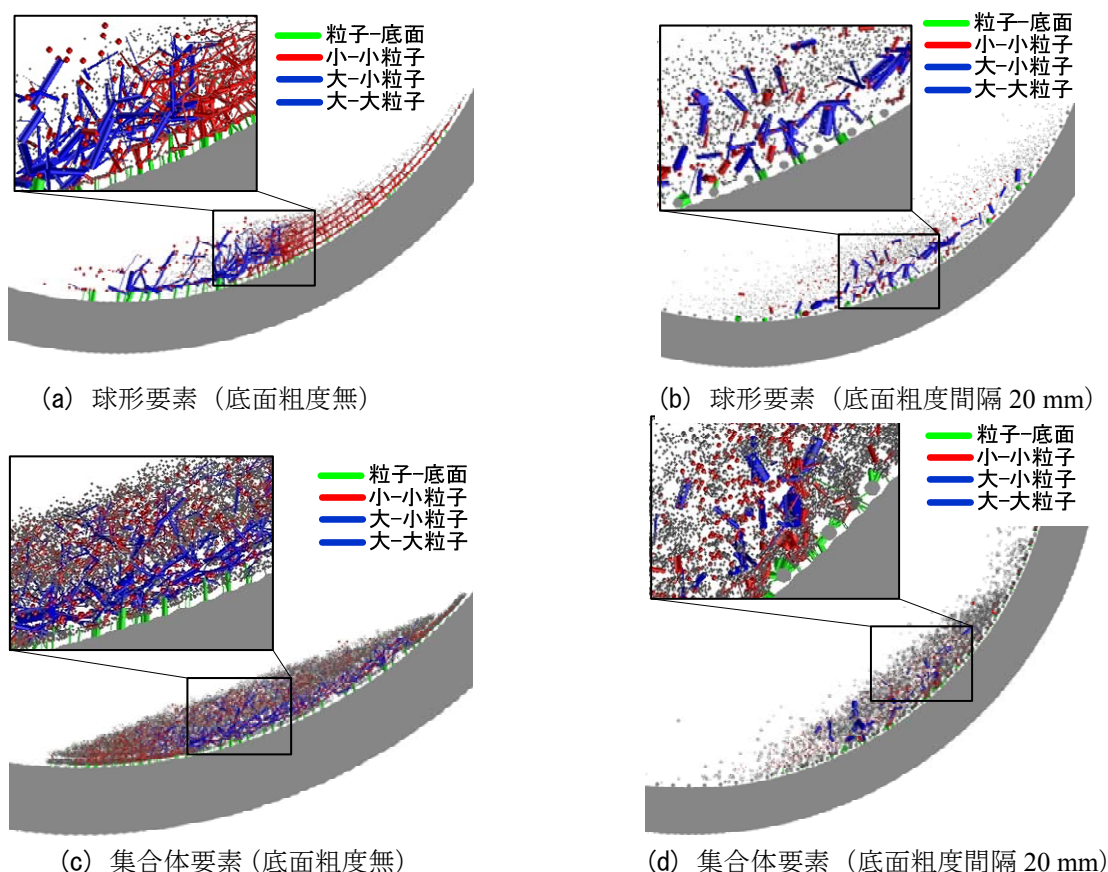


図-6.15 接触力分布図

一方、図-6.14(b)～(d)の底面粗度がある場合には、 $t = t_0 + 1.5$ sで小粒径要素が後端まで逆上るのに対して大粒径要素は先頭部にとどまっている。この傾向は、 $t = t_0 + 3.0$ sにおいても、先頭部に大粒径要素が集まり、後端部には大粒径要素が存在しなくなっている。 $t = t_0 + 4.5$ sでは、さらに大粒径要素が先頭部に集中している。図-6.16(e)の平面図においても大粒径要素が先頭部に集中しており、偏析している。この時の分布域は、粒状体群全体では、 $\theta_U = 93^\circ$ 、 $\theta_C = 48^\circ$ 、 $\theta_L = 0^\circ$ で分布しており、大粒径要素群は $\theta_U = 46^\circ$ 、 $\theta_C = 23^\circ$ 、 $\theta_L = 0^\circ$ 、小粒径要素群は、 $\theta_U = 92^\circ$ 、 $\theta_C = 49^\circ$ 、 $\theta_L = 5^\circ$ である。これは、図-6.7(b)で示した実験値とほぼ一致している。

以上、表面凹凸のある粒子においては、底面粗度を与えると偏析することを解析上においても再現できる。

6.4.3 粒子間の接触力

図-6.15に、各解析条件下の平衡状態における粒子間の接触図を示す。接触力は、2つの粒子の中心点間に、その力の大きさに比例した太さを有する円柱によって表している。要素は、粒径の1/5サイズに示しており、接触力の色分けは、小粒径要素同士の接触力は赤色の棒要素で、小粒径要素と大粒径要素の接触力および大粒径要素同士の接触力は、青色の棒要素で表している。また、大・小粒径要素の底面との接触力は、緑色で表している。

図-6.15(a)は、球形要素で底面粗度の無い場合であり、偏析状態である。底面からの制動力が規則的な間隔で生じているが、平衡角あたりで小粒径要素が大粒径要素を押し出そうとする力が、この制動力とせめぎ合い、強い接触力の鎖が上層部に至るように生じ、大粒径要素が底面の制動力によって突き挙げられる。

図-6.15(b)は、球形で底面粗度を与えたものであり、偏析が生じない例である。底面粗度は、規則的に並んでいるが粒子と底面との接触力は、図-6.15(a)ほど規則的に並んで生じない。さらに、粒子群の表層方向

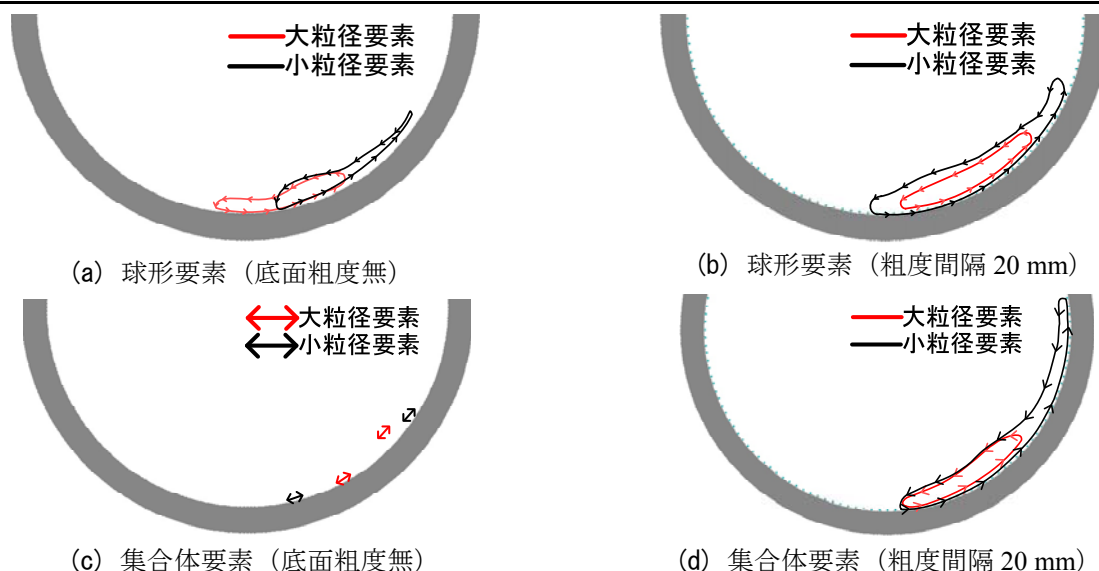
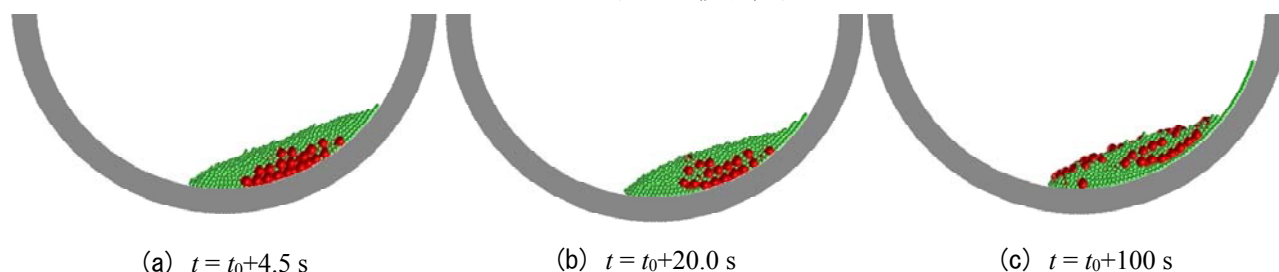


図-6.16 粒子の移動軌跡

図-6.17 回転拘束を与えた解析例（球形要素，底面粗度無， $v = 0.9 \text{ m/s}$ ）

に鎖がる接触力がなく、むしろ流れ方向に並行する要素間の接触力が生起している。つまり、要素を浮き上がらせる力の連鎖は見受けられない。

図-6.15(c)は、集合体要素で底面粗度無の場合であり、偏析していない。集合体要素では、一つの粒子が6つの球形要素の集まりとして表現されているため、底面と一つの要素との接触であってもその要素を構成している複数の球形要素が底面と接触することが多い。このため、図-6.15(a)ほど明瞭ではないが、この場合もほぼ規則的な間隔で底面と大粒径粒子との制動方向の接触力が生じている。ただし、図-6.15(a)に比べると、粒子群のかなり後方まで、同様な接触力が生じている。一方で、その制動力は上方に鎖ならず、分岐したような底面と平行する下流方向の強い接触力が下層で後方に向って鎖っている。

図-6.15(d)は、集合体要素で底面粗度間隔20 mmとした場合であり、偏析が生じている。まず、底面からの制動力は、決して規則的な間隔で働いているわけではなく底面粗度間隔の規則で意図は無関係である。平衡角あたりに上層の向かう強い接触力の鎖が生じているが、図-6.15(a)ほど明瞭とは言い難い。ただし、図-6.15(b), (c)に見られるような流下方向の下層部分に接触力の連なりは生じていない。

以上を総括すると、偏析には、大粒径粒子を平衡角付近で上層に突き上げる力の連鎖が必要ではあるが、表面粗度があると、やや周辺領域全体の複合した働きが必要である。

6.4.4 要素群内における粒子の運動

図-6.16に、各解析条件下の平衡状態にある粒状体群内部における抽出した大小粒径要素の移動軌跡を示す。まず、図-6.16(a)は球形要素で底面粗度が無い場合であるので明瞭に偏析しているが、大粒径要素の軌跡は、

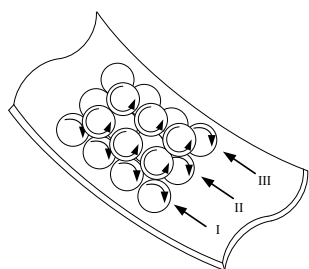


図-6.18 凹凸粒子絡み合い

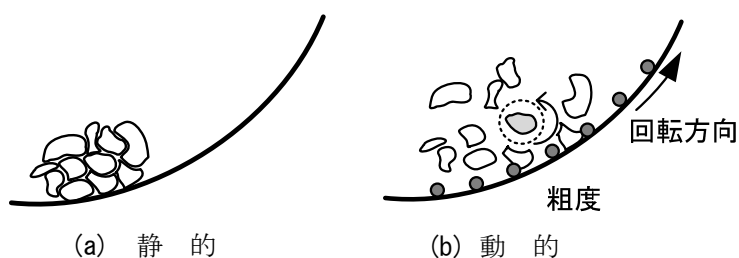


図-6.19 凹凸粒子絡み合い

粒子群の先頭から平衡角の範囲で円筒と同じ回転方向で循環している。つまり、先頭部で最下層に落ちて後方に逆上る。その後、平衡角付近で上層に浮かぶと先頭に向って、駆け下っている。一方、小粒径要素は、平衡角付近から塊全体の後方までを、やはり回転円筒と同じ方向で循環している。つまり、平衡角の近傍で大粒径要素と小粒径要素が混合し、ブラジルナツツ効果のようなことが起こり偏析している。

次に、図-6.16(b)は球形要素に底面粗度を与えて偏析しなかった場合である。大・小粒径要素ともに循環している。ただし、大粒径要素は内部の粒子群の中心を周り、小粒径要素はそれを囲うように循環している。

図-6.16(c)は、集合体要素で底面粗度が無い場合で、スティックスリップ状態(BR-s状態)となっている。その移動範囲は、5 cmぐらいであるので、循環することなく、往復運動であり、ベクトル長は小さい。

図-6.16(d)は、底面粗度を与えた場合のものであるが、図-6.16(a)と比べると、偏析が生じると言っても同じ機構で偏析しているわけではないと考えられる。いずれの場合も、大・小粒径粒子が混合しているときに、大粒径粒子が浮き上がる機構が存在することが、偏析生起の要因となることだけはわかる。

6.4.5 粒子の回転自由度が偏析におよぼす影響

筆者らは、実験のビデオ観察および解析の分析をもとに、表面凹凸のある粒状体の回転円筒内での偏析生起には、粒子の回転自由度が影響している可能性が高いと考えるに至った。以下に、その観点から解析結果の分析を行う。

まず、図-6.11で明瞭な偏析を得られた解析において球形粒子の回転自由度を拘束し、並進自由度のみを与えた解析を行った。結果は図-6.17に示すように塊の中心下層にある大粒径要素は、粒子群の底面摩擦と均衡するように初期配置に比して塊全体と共に後方に下がるが、内部の要素間では、ほとんど配置変換が生じない。試みにこのまま $t = t_0 + 100$ sまで解析すると、徐々に塊全体の形が変わる。つまり粒子の相対位置関係は、若干変化する。これに伴って、一部大粒径要素が上層に浮き上がることもあるが、循環が無いのでその要素が先頭部に移動することはない。つまり、偏析に至らない。この解析結果は、実験と解析で簡単に生起した偏析現象には、粒子の回転運動が大きく寄与していることが示唆している。図-6.18に、球形要素が相互の位置関係を変えずに調和回転運動をしつつ、塊が均衡するための模式図を示す。この場合は、最下層の球形要素は、規則的に並んで全く同じ方向(回転円筒と同じ方向)に回転しており、その上に乗る要素は、やはり規則配列で逆方向に回転し続ける必要がある。このような状況は、全ての要素が完全に規則配列されており、回転速度と方向が完全に調和している必要がある。しかし、お互いの位置関係や回転の調和が崩れると接触点の回転方向が逆になったり、速度が調和しなかったりするだけでなく、一旦崩れた調和を回復させる力が働く可能性は極めて小さい。つまり、配置は不規則にならざるをえない。

一方、図-6.19(a)には、表面凹凸のある粒子の塊を示しているが、この場合には、凹凸が噛み合い(インターロッキング)粒子を回転拘束するので、相互の位置関係を変えることが難しい。しかし、図-6.19(b)に

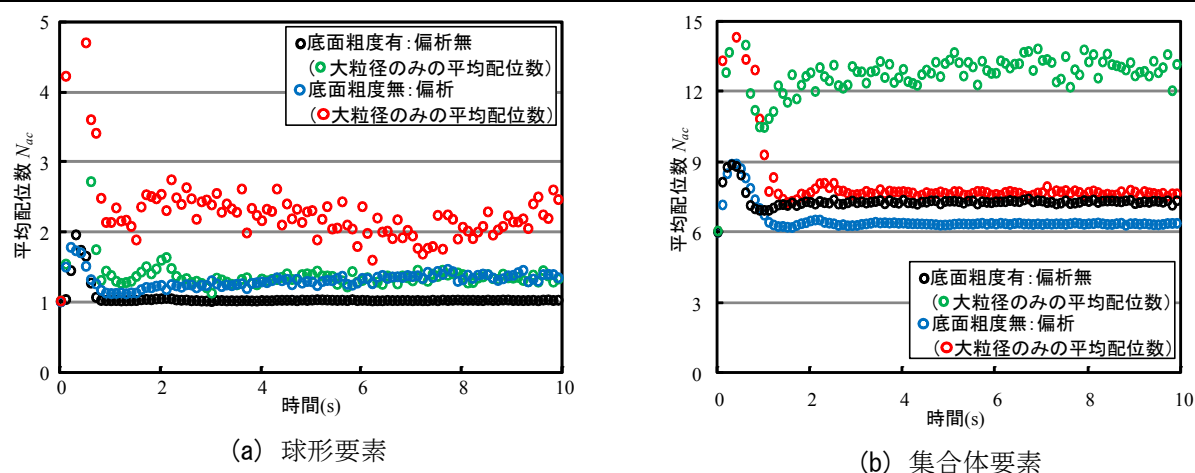


図-6.20 平均配位数の推移

示すように何らかの刺激（振動や衝突）によって相互に離反した状態では、間隙が生じ個々の粒子の回転が可能になりえる。すなわち、図-6.17の回転拘束を有した球形要素の解析における偏析無の結果は、集合体要素のインターロッキング効果によって要素の回転を拘束させる効果と同様である。

次に、偏析現象の支配要因として回転効果における影響が大きいものと考えられるため、回転拘束に寄与する配位数について検討する。まず、この離反・接触状態の代表的指標として配位数がある。なお、配位数とは一個の要素に生ずる接触点数を示している。図-6.20には、図-6.11～14の解析に対応した粒子の平均配位数の推移を調べた。図-6.20(a)の球形要素においては黒丸の偏析が生じない場合には、回転を開始するとすぐに平均配位数が $N_{ac} = 1.0$ となっている。一方、青丸の偏析した場合では、 $N_{ac} = 1.3$ となりやや大きい。これを大粒径要素だけを抽出した平均配位数では偏析した場合において $N_{ac} = 2.2 \sim 2.9$ であるのに対し、偏析無は $N_{ac} = 1.3$ であった。つまり偏析する場合の方が、配位数が大きく回転方向の力を若干拘束している。

一方、図-6.20(b)の集合体要素では、青丸の偏析の生じる場合の平均配位数は、 $N_{ac} = 6.1$ であるが、黒丸の偏析が生じない場合は、 $N_{ac} = 7.3$ と大きくなっている。特に、大粒径要素に限ると偏析では、一定した値で $N_{ac} = 7.7$ であるのに対して、偏析無では $N_{ac} = 12 \sim 14$ を推移し、倍程度の差がある。つまり、集合体要素の場合において底面粗度が無いと粒子間の絡み合いが強く、回転拘束が大きくなっていることがわかる。

これらを統括すると偏析には、回転拘束をしない程度で、かつ回転速度のズレによる接触力を適度に与える配位数が必要であることがわかる。

図-6.21, 22は、図-6.11～14で示した解析結果において、 $t = t_0 + 7.5$ sにおける要素の回転方向について色分け表示したものである。なお、手前は壁面の影響を受ける可能性があるため、奥行5 cm～15 cmまでのものを表示している。図中の黄色は、時計回り（回転円筒と反対回り）であり青色は反時計回り（回転円筒回り）である。赤色は、 $-1.0 \text{ rad/s} \leq \omega \leq 1.0 \text{ rad/s}$ の範囲にあるもので、ここでは回転していないとして解釈する要素である。なお、上下段には、それぞれ小粒径要素と大粒径要素のみを示している。

まず、図-6.21(a)は球形要素で底面粗度無の場合で解析上偏析が生じたものである。図-6.21(b)は、これに底面粗度間隔20 mmとして偏析が生じていないものである。この2つを比較すると小粒径要素については、偏析が生じている場合には、時計回りの要素が前方にあるのに対し、偏析の生じていない場合には、全体に分布して時計回りの要素がある。大粒径要素では、時計回りの要素は、偏析している場合、前方の上層と後方の下層にあるが、偏析しない場合にはほとんど存在しない。

図-6.22(a)は、集合体要素で底面粗度の無い場合なのでスティックスリップしており偏析していない。図

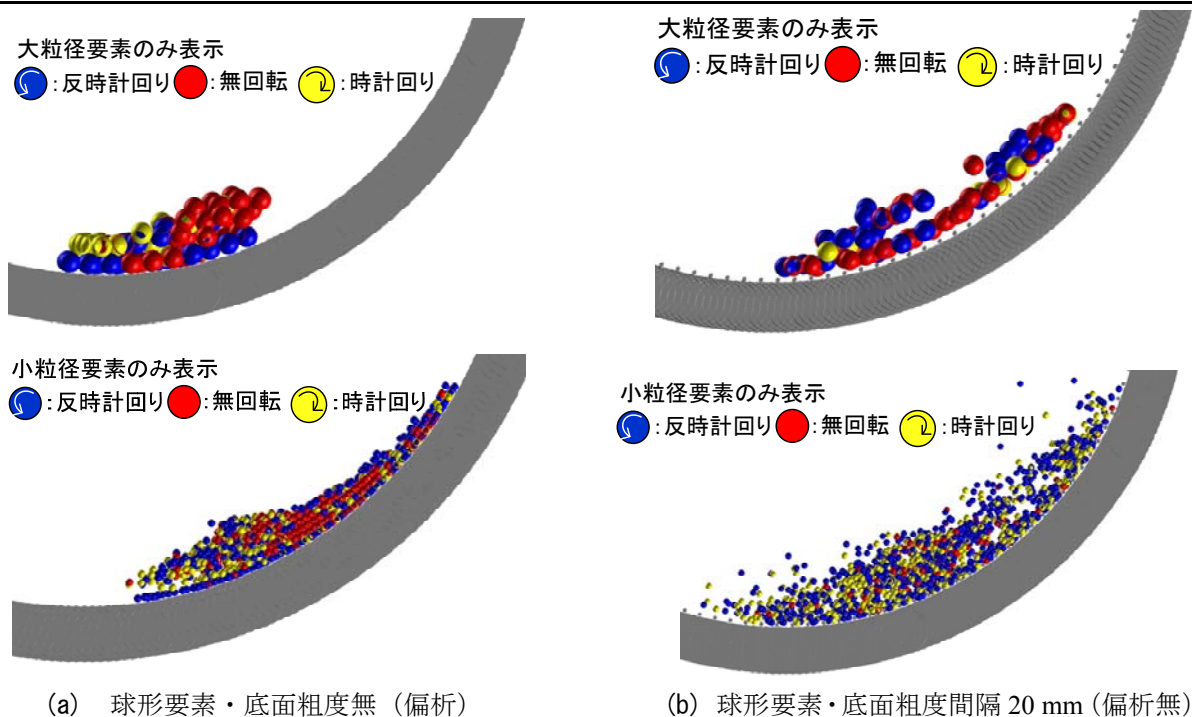


図-6.21 球形要素の回転方向

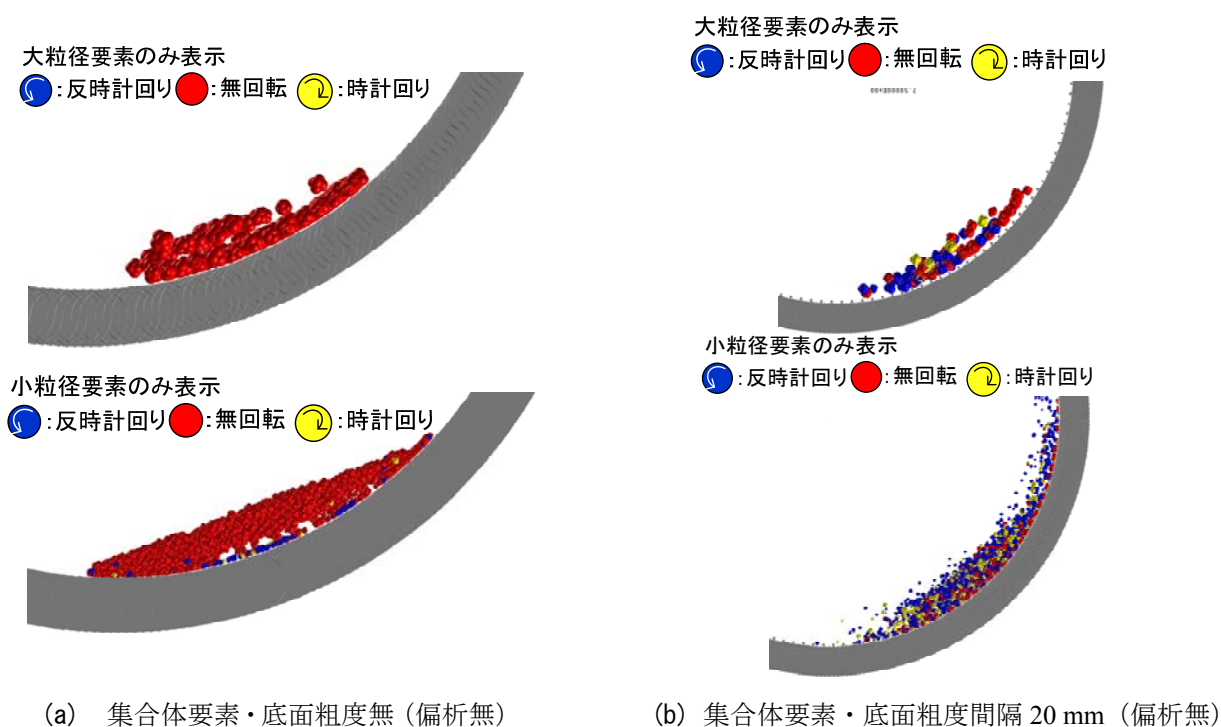
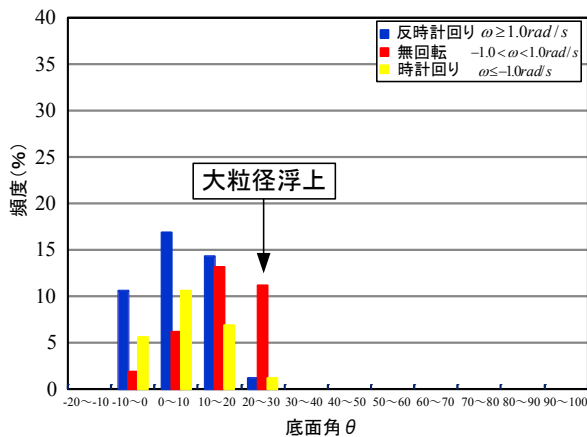


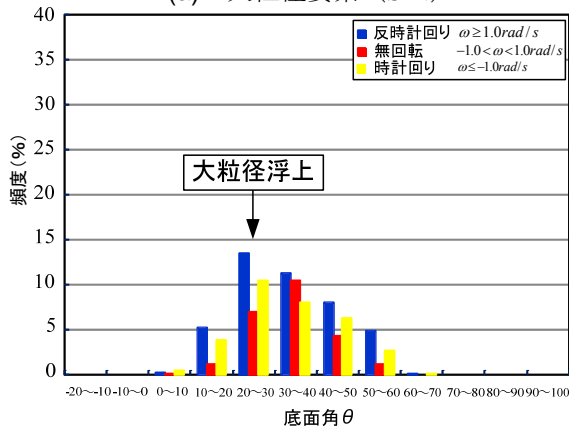
図-6.22 集合体要素の回転方向

-6.22(b)は、これに底面粗度間隔20 mmで与えて偏析したものである。まず、図-6.22(a)では大・小粒径要素のいずれも概して無回転である。一方、図-6.22(b)の場合では、小粒径要素と大粒径要素のいずれも時計回りの要素がやや前方に多く存在するようである。

図-6.23～26には、図-6.21, 22における各ケースに対応して、小部分ごとにおける要素の回転方向の頻度分布を示す。小部分については、回転円筒の最下端を 0° として、回転方向に正の角度を与えたうえで、 10° 毎に区分している。その小部分に存在する要素のうち、前方の回転方向区分に従って区分した要素数の頻度

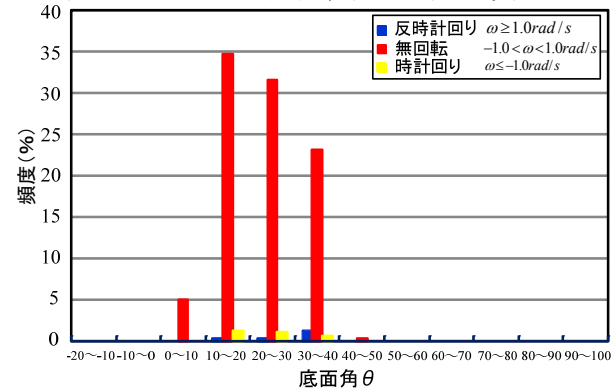


(a) 大粒径要素 (S-N)

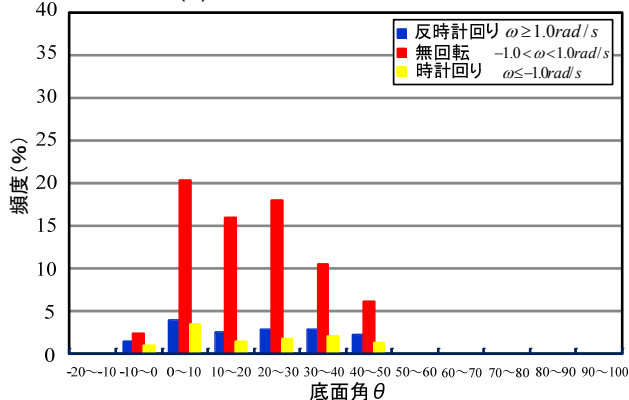


(b) 小粒径要素 (S-N)

図-6.23 球形・底面粗度無の発生頻度

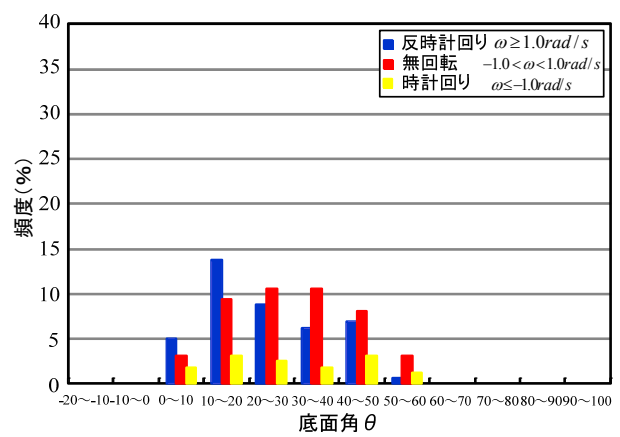


(a) 大粒径要素 (A-N)

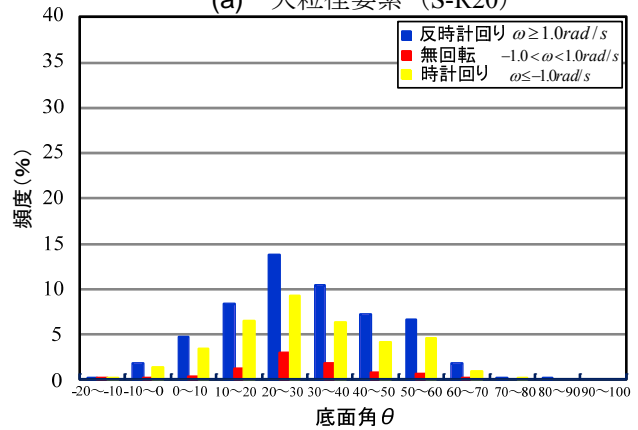


(b) 小粒径要素 (A-N)

図-6.25 集合体・底面粗度無の発生頻度

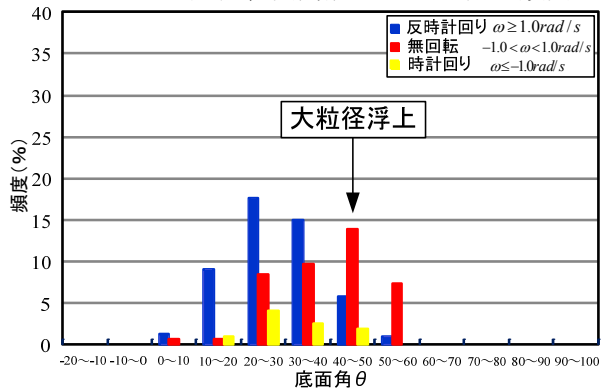


(a) 大粒径要素 (S-R20)

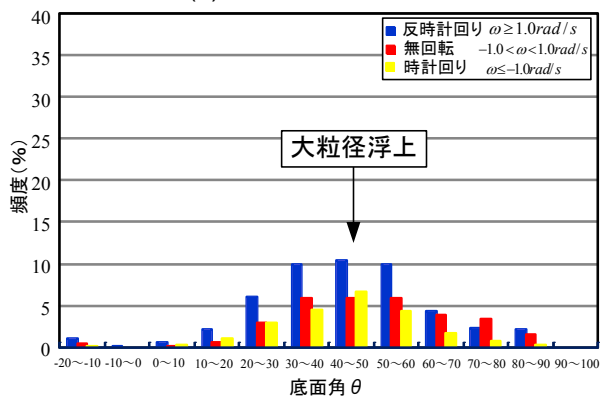


(b) 小粒径要素 (S-R20)

図-6.24 球形・底面粗度間隔 20 mm の発生頻度



(a) 大粒径要素 (A-R20)



(b) 小粒径要素 (A-R20)

図-6.26 集合体・底面粗度間隔 20 mm の発生頻度

を図-6. 21, 22の色分け区分に従って示している。

まず、図-6. 23の球形要素で偏析した場合には、大粒径要素の無回転要素の頻度に着目すると先端部では、最も頻度が小さく、後方に下がるにつれて大きくなり、平衡点で大粒径要素の上層への浮き上がりを生起する。この $20^{\circ} \leq \theta \leq 30^{\circ}$ の範囲において無回転要素の頻度は、回転している要素よりも突出して大きくなっている。他方の小粒径要素においては、この $20^{\circ} \leq \theta \leq 30^{\circ}$ の範囲で無回転要素の頻度は、回転している要素よりも小さくなっている。

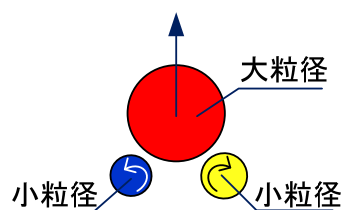


図-6. 27 粒子の回転効果による浮き上がり機構

このような視点で偏析の生じていない図-6. 24を観察すると、大粒径要素で無回転要素が突出するのは、 $0^{\circ} \leq \theta \leq 30^{\circ}$ もしくは、 $30^{\circ} \leq \theta \leq 40^{\circ}$ である。この範囲において、小粒径要素の無回転の発生頻度は小さくなっており、回転している要素が多い。

図-6. 25の集合体要素で底面粗度の無い場合には、スティックスリップしているので大・小粒径要素のいずれも全範囲でほぼ回転していない。

図-6. 26の集合体要素で底面粗度のある場合には、 $40^{\circ} \leq \theta \leq 50^{\circ}$ において、図-6. 23で大粒径要素の無回転と小粒径要素の活発な回転運動の傾向が見受けられる。

以上、図-6. 21, 22および図-6. 23~26の分析を総合すると、偏析を生じるために必要なブラジルナッツ効果の生起点においては、その他の部位では活発であった大粒径要素の回転が止まり、逆にその周辺にある小粒径要素の時計回り、反時計回り双方の回転が同時に活発化している。この条件を基に大粒径要素の浮き上がり現象のメカニズムを模式化すると、図-6. 27のようなことが、多数発生していると考えられる。この点は、図-6. 20で考察した配位数の変化とも関連していると考えられるが、定量的評価には至らなかった。しかし、土石流における偏析現象について、表面凹凸を有している玉砂利のような運動形態から考察すると、偏析は限られた条件が整った場合にのみ生起することがわかる。また、偏析時に大粒径が無回転になる現象は、事例において巨礫が絨毯の様に流下するという報告と定性的に一致している。

6.5 結 言

本研究は、2種類の異なる粒径の粗粒材料を用いて回転円筒内の粗粒材群を流動状態にし、回転円筒内で定位置にとどまる平衡状態を生起させ、流下中での偏析現象の生起条件を整理することで、その運動を実験的に観察したものである。その際、ガラス球と表面凹凸のある礫材における実験を対比して行い、回転速度や底面粗度による影響から偏析現象の生起条件を整理した。そのうえで、個別要素法を用いて偏析の生起した場合と生起しない場合の再現解析し、偏析現象における浮き上がりのメカニズムを検討したものである。以下に、その成果を示す。

- (1) ガラス球を用いた実験において、底面粗度を与えないと2粒径混合状態において明瞭に、かつ広範囲の底面速度条件下で偏析が生起する。しかし、底面粗度を与えると偏析が困難になり、粒径に対して底面粗度間隔が、大粒径の2倍、小粒径の4倍になると全く偏析現象が現れない。
- (2) 表面凹凸のある粗粒材の2粒径混合実験では、底面粗度が無いとインターロッキングによって、礫の配置変換が阻害され流動化せずスティックスリップ現象を繰り返すことで偏析は生じない。しかし、大粒径の2倍、小粒径の4倍程度の底面粗度を与えると、回転速度の条件が整うことで偏析が生起する。
- (3) 集合体要素によって表面凹凸の効果を表す個別要素法解析は、表面凹凸の無い球形要素の2粒径混合状態の解析も含めて、実験の偏析が生起する条件および偏析が生起しない条件の運動状態や偏析現象の有無を再現することができた。
- (4) 実験だけではなく、解析においても容易に偏析の生じた球形要素で底面粗度無の解析において、要素の回転を拘束すると偏析が全く生じない。つまり、粗粒材の塊の流動化およびそれに伴う偏析には、要素の回転自由度が重要な役割を演じていることを示した。
- (5) 回転運動の拘束に影響する配位数の分析によると、表面凹凸のある粗粒材では、底面粗度が無いと配位数が大きく、回転できないので偏析できない。一方、底面粗度があるとその衝突が要素間隙に衝突を生じさせ、間隔を広げて配位数を低下させ、要素の並進運動や回転運動を容易にさせるため、偏析を可能にすることを示した。
- (6) 球形要素では、表面粗度があると平均配位数が小さくなり過ぎ、お互いの接触力の伝達が出来なくなり、大粒径要素が、浮き上がらせる力の連鎖機構が形成できないことを示した。

第7章 底面水抜きスクリーン実験に対する水と礫の分離挙動シミュレーション

7.1 緒 言

第5章、第6章では、回転円筒実験装置を用いて土石流の流下過程で生起する先頭部に巨礫が集中する偏析現象の生起条件を整理した。このことにより、2粒径混合状態での偏析時に生起する解析結果を通して接触力や速度ベクトルを整理することで土石流内の力学的メカニズムについて考察した。

ここからは、不安定な土塊と水が混合することにより生起する土石流の流下から停止に至る過程について検討する。土石流は、相応の斜面勾配と材料（土塊）に水が加わることによって生起する¹⁾。そのため、高橋ら^{2) 5)}は土石流の発生から停止に至る過程を簡単な実験をもとに流量や勾配の影響を考慮することで、停止する土石塊の要因を整理した。具体的には、土石塊内部に流れる水の浸透に関して、ダルシー則をもとに仮定することで土石塊の停止位置や内部の水の浸透状況を検討している。ここでは、沿岸部まで到達した土石流は、堆積することで扇状地を生起する。これは、土や礫が流下とともに取り残され、水だけが先に流れてしまい速度を失うからである。すなわち、固体である礫や土と流体である水が分離することで、土石流が停止することを示唆している。

このような現象を利用した底面水抜きスクリーンといわれる堰堤がある。この効果は、土石流が堰堤に到達すると、水や砂はスノコ状に配置した鋼製枠を通過し、礫だけがふるいわけ効果により取り残されることで、減速・停止させるものである。1.4.2項で示しているように多くの実用例があり、有用性が示されている。しかし、土石流の発生時における捕捉効果は検討されているが、水が抜けることで停止する現象を解析し、土石塊の停止距離の予測や礫と水の分離挙動を分析した研究はあまりなく、シミュレーションや数値解析手法における検討の余地がある。

そこで本研究は、基礎的段階として土石流の停止機構を礫と水の分離におけるメカニズムに焦点を絞り、水の動きを表現するための擬水滴要素を用いた個別要素法を開発し、礫と水の連成解析を行えるように工夫したうえで、底面水抜きスクリーン実験を再現解析することで、水と礫の分離による土石流の停止機構について検討したものである。

7.2 擬水滴要素

ここからは、個別要素法を応用した擬水滴要素の基本式について示す。図-7.1に、擬水滴要素と礫要素の

流体の計算（擬水滴要素）	固体要素の計算（礫要素）
☆ 運動方程式（等方水圧ばね） 混相流場をモデル化するため運動方程式により擬水滴要素の運動を解析、なお、並進方向の運動方程式のみ扱う。 ☆ 擬水滴要素 <ul style="list-style-type: none"> ・礫要素の最小粒径より小さい要素を用いる ・礫要素と水との物性値（抗力、粘性）は、接触が生じた領域について相対速度による。 ・要素との接触が生じることで水圧勾配力を得る。 ・ただし、立方体をモデル化した要素は球形であるので、間隙が生じることで体積変化を正確に表現できない。 	☆ 運動方程式（通常のばね） 剛体の並進方向の運動方程式、回転方向のオイラーの運動方程式により礫要素重心の並進運動、回転運動を解析。 ☆ 礫要素 <ul style="list-style-type: none"> ・集合体要素で礫をモデル化 ・物体の特性量（重心・質量・慣性テンソル）の評価 ・礫要素に働く外力（重力、浮力、粘性力、抗力）

図-7.1 解析手法の概要

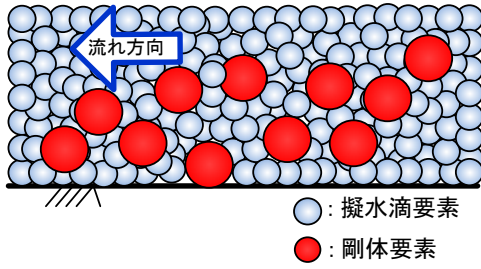


図-7.2 混相流モデル

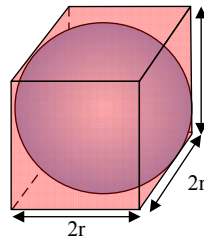
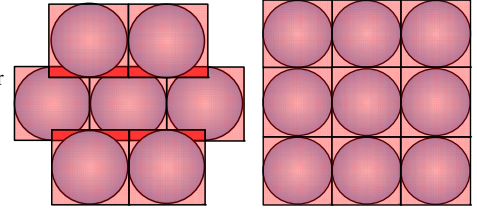


図-7.3 等価体積



(a) 最密充填 (b) 規則配列

図-7.4 配列と等価領域の重なり

解析手法の概要を示す。礫要素である固体要素と流体を表現する擬水滴要素の相互作用を、一つの手法で扱えるように工夫している。

7.2.1 混相流のモデル化

土石流は、固体の礫または土砂と水との混合流である。そのため、多くの個別要素法解析は、この固体部分のみをCundall⁶⁾の提案した剛体要素にモデル化して解いている。本研究では、水の領域も図-7.2のような水滴を模した球形の擬水滴要素の集まりとする。以下に、個別要素法に組み込むための擬水滴要素の解法について述べる。

7.2.2 質量と体積

擬水滴要素 i の体積および質量は、球形を仮定しているので次式によって与える。

$$V_{wi} = \frac{4}{3} \pi r_{wi}^3 \quad (7.1)$$

$$m_{wi} = \frac{4}{3} \rho_{wei} \pi r_{wi}^3 \quad (7.2)$$

ここで、 V_{wi} ：擬水滴要素 i の体積、 r_{wi} ：擬水滴要素 i の半径、 m_{wi} ：擬水滴要素 i の質量、 ρ_{wei} ：擬水滴要素 i の比重である。

ただし、水の密度 ρ_w については球形要素の表現すべき領域を図-7.3に示すような立方体と考え、質量が等価になるように与えている。すなわち、

$$\rho_{wei} = \frac{8r_{wi}^3}{4/3\pi r_{wi}^3} \rho_w = \frac{6}{\pi} \rho_w \quad (7.3)$$

ここで、 ρ_w ：水の密度 (10^3 kg/m^3)。

なお、後述する等価領域の重なりが全領域の質量において現実の水の質量と矛盾する場合には、初期配列時に整合するように決定する。

また、流体解析における質量保存則については、個々の要素の質量が無変化であることによって成立していることになる。しかし、個々の要素は等価体積としているため、体積収縮と圧力増大の関係については厳密に成立することはできない。以下に、この点を詳述する。

図-7.4には、2次元における2種類の配列を示している。なお、図-7.4(a)は最密充填、図-7.4(b)は規則配列と呼ばれるものである。規則配列は、最密充填に比して間隙部分が大きくなっている。これらに、図-7.3で示した等価領域を描くと、明らかに最密充填の方が、多くの重複領域が生じている。後述する処理法ではこの二つの配列において、いずれも球形要素の重なりがないと仮定して解析を行うが、このように等価領域の

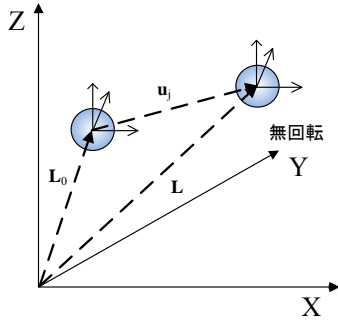


図-7.5 要素の位置と変位

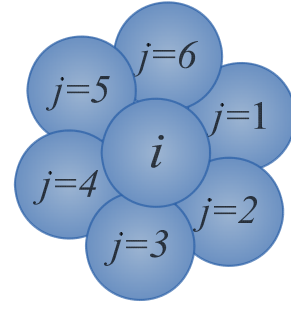


図-7.6 接触している周辺

体積には相違が生じる。

個別要素法解析では、個々の要素は時々刻々に移動し、相互の位置関係は多様に変化するので、図-7.4(a), (b)でもない中間的な重なり状態を形成することになるが球形部分の重なり以外は体積変化として評価することができない。具体的に例を挙げると、簡単な矩形枠に擬水滴要素を詰めて静水圧荷重を求めると、間隙が生じてしまい個々の要素における水圧では厳密解の静水圧荷重とは、異なる要素も現れる。これは、側壁面との間に間隙が生じて壁面からの反力に滑らかさを欠くことで生じるものである。この点において「擬」モデルと呼ばざるをえない。ただし、礫を球形とし、剛体とするなどのモデル誤差を考慮すると、連成モデルとしては適用問題によって妥当であることも考えられる。

7.2.3 運動量保存則

流体解析においてNavier-Stokesの式は、次のように表される⁷⁾。

$$\frac{D\mathbf{w}}{Dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta^2 \mathbf{w} \quad (7.4)$$

ここで、 \mathbf{w} ：流水の速度ベクトルを表し、右辺の第1項は外力、第2項は圧力、第3項は粘性力を表している。

仮に、擬水滴要素の個別要素法内において密度が一定であるとして、個々の要素 i において運動量保存則を要素の運動方程式として表すと次式となる。

$$\mathbf{M}_{wi} \ddot{\mathbf{u}}_{wi}(t) + \sum \mathbf{f}_{Dij}(\dot{\mathbf{u}}_{wi}(t)) + \sum \mathbf{f}_{Kij}(\mathbf{u}_{wi}(t)) = \mathbf{f}_{exi} \quad (7.5)$$

ここで、 \mathbf{M}_{wi} ：擬水滴要素の質量マトリクス、 \mathbf{f}_{exi} ：擬水滴要素における外力ベクトル、 \mathbf{f}_{Dij} ：要素 i と隣接する要素 j に働く人工減衰力ベクトル、 \mathbf{f}_{Kij} ：要素 i と隣接する要素 j とに働く圧力勾配による力ベクトル、 \mathbf{u}_{wi} ：擬水滴要素 i の変位ベクトルである。また、式(7.5)の前提として、要素内の変位、速度、加速度は一定であるとの仮定を用いている。

また、 \mathbf{M}_{wi} は質量マトリクスであり、図-7.5に示すように並進方向成分だけを扱うので次式となる。つまり、要素の回転自由度によって生じる角運動量は生じない。

$$\mathbf{M}_{wi} = \begin{bmatrix} m_{wi} & & \mathbf{0} \\ & m_{wi} & \\ \mathbf{0} & & m_{wi} \mathbf{I}_{3 \times 3} \end{bmatrix} \quad (7.6)$$

なお外力ベクトルは、後述する重力、粘性力および抗力ベクトルによって構成されている。

次に、図-7.5に示す要素の位置と変位は、次のように表す。

$$\mathbf{L}_{wi} = \mathbf{L}_{wi}^0 + \mathbf{u}_{wi} \quad (7.7)$$

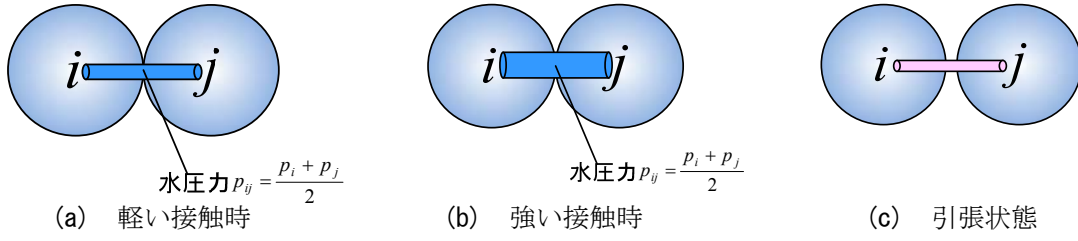
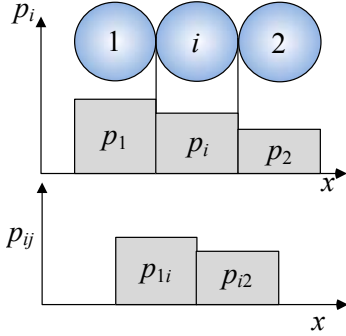

 図-7.7 水圧勾配力 \mathbf{f}_p のモデル


図-7.8 圧力勾配モデル

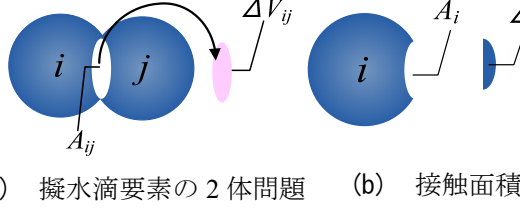


図-7.9 擬水滴要素の接触処理

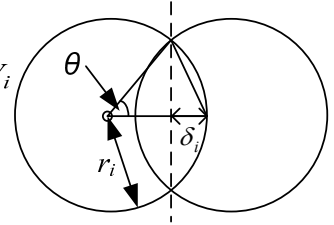


図-7.10 接触面積の算出

ここで、 \mathbf{L}_{wi} ：擬水滴要素 i における重心の全体座標系に対する位置ベクトル、 \mathbf{L}_{wi}^0 ：擬水滴要素 i における初期の位置ベクトルである。

また、運動方程式は剛体と同様の差分法を用いている。

$$\ddot{\mathbf{u}}_{wi}(t) = \frac{\mathbf{u}_{wi}(t + \Delta t) - 2\mathbf{u}_{wi}(t) + \mathbf{u}_{wi}(t - \Delta t)}{\Delta t^2} \quad (7.8)$$

$$\dot{\mathbf{u}}_{wi}(t) = \frac{\mathbf{u}_{wi}(t) - \mathbf{u}_{wi}(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (7.9)$$

以上より、時間 $(t + \Delta t)$ における変位 $\mathbf{u}_{wi}(t + \Delta t)$ は次式により求まる。

$$\mathbf{u}(t + \Delta t) = \mathbf{M}_{wi}^{-1} \left\{ \mathbf{f}_{exi} - \sum \mathbf{f}_{Dij}(\dot{\mathbf{u}}_{wi}(t)) - \sum \mathbf{f}_{Kij}(\mathbf{u}_{wi}(t)) \right\} \Delta t^2 + 2\mathbf{u}_{wi}(t) - \mathbf{u}_{wi}(t - \Delta t) \quad (7.10)$$

なお、式(7.10)は、式(2.19)の運動方程式と同じ形となり、擬水滴要素も従来の個別要素法と同じ解法で取扱える。

7.2.4 水圧勾配力

水中にある擬水滴要素 i は、図-7.6に示すようにいくつかの要素 j によって囲まれている。この要素間に提案する個別要素法では、図-7.7に示すように法線方向ばねの接触力に相当する水圧勾配力ベクトル \mathbf{f}_{pij} を設ける。この水圧勾配力については、圧力と接触面積を乗じて求めるものとする。

$$\mathbf{f}_{pij} = A_{cij} \mathbf{p}_{ij} \quad (7.11)$$

ここで、 \mathbf{f}_{pij} ：要素 i, j 間の圧力勾配による水圧勾配力ベクトル、 \mathbf{p}_{ij} ：要素 i, j 間の圧力ベクトル、 A_{cij} ：要素 i, j 間の接触面積である。

なお、 A_{cij} は、後述する式(7.18)を基に次式によって与える。

$$A_{cij} = \frac{A_{ci} + A_{cj}}{2} \quad (7.12)$$

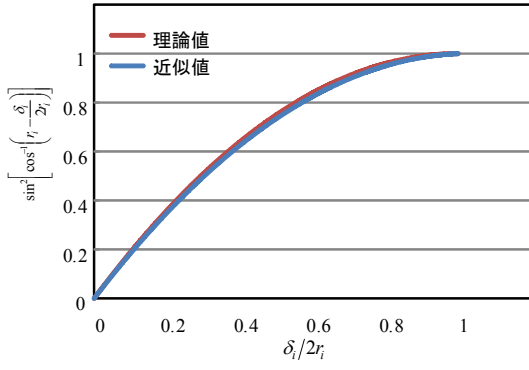
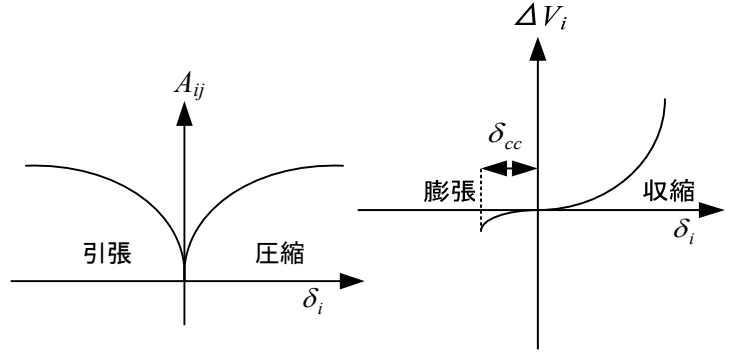


図-7.11 理論値と近似値



(a) 接触面積～重なり量 (b) 接触体積～重なり量

図-7.12 内圧のための接触点処理モデル

また、 p_{ij} は、要素 i と j の内圧 p_i 、 p_j の平均値を用いるものとする。

$$p_{ij} = \frac{p_i + p_j}{2} \quad (7.13)$$

よって、図-7.8に示すような連続する擬水滴要素において、各擬水滴内の圧力は平均化されているが、隣接する要素間に圧力差があるので、要素 i の左右の要素との圧力勾配により、並進方向に動かす力が生ずる。

7.2.5 内圧

擬水滴要素 i の内圧は、図-7.9に示すように隣接する要素間の重複体積 ΔV_{ij} を用いて次式によって求める。

$$p_i = E_{wi} \frac{\Delta V_i}{V_i} \quad (7.14)$$

$$\Delta V_i = \sum_{j=1}^{n_j} \Delta V_{ij} \quad (7.15)$$

ここで、 n_j : i 要素に隣接する要素数 (配位数)。

なお、 E_{wi} は体積収縮に伴う圧力係数であり、基本値として音速伝播速度を与える⁸⁾。

$$E_{wi} = \rho_w C_w^2 \quad (7.16)$$

ここで、 C_w : 水の音速伝播速度。

ΔV_{ij} については、図-7.10に示すように接触に伴う重複半径 δ_{ij} を用いて次のように求める。

まず、接触面積 A_{ci} を厳密に求めると次式になる。

$$A_{ci} = \pi r_i^2 \times \sin^2 \left[\cos^{-1} \left(r_i - \frac{\delta_i}{2r_i} \right) \right] \quad (7.17)$$

これを多項式で近似して次のようにした。

$$A_{ci} = \pi r_i^2 \left(-0.935 \left(\frac{\delta_i}{r_i} \right)^2 + 1.935 \left(\frac{\delta_i}{r_i} \right) \right) \quad (7.18)$$

参考までに、式(7.17)と式(7.18)の近似式の比較を図-7.11に示す。

なお、 δ_i は次式によって与えられる。

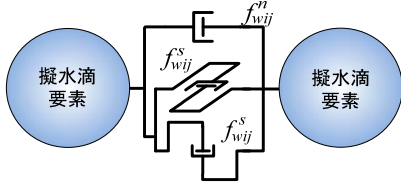
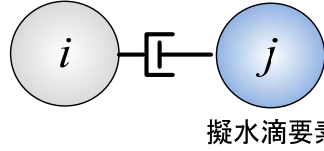
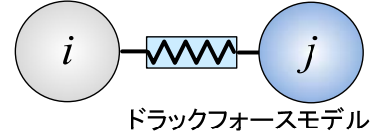


図-7.13 人工減衰モデル

剛体要素



(a) 剛体要素と擬水滴要素



(b) 抗力モデル

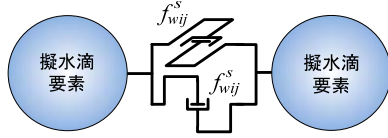
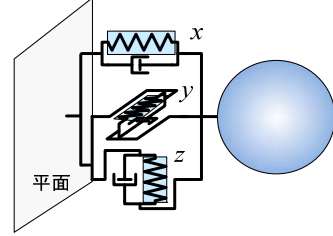


図-7.14 粘性モデル



(c) 平面と擬水滴要素

図-7.15 擬水滴要素との連成

$$\delta_i = \frac{r_i + r_j - l_{ij}}{2} \quad (7.19)$$

ここで、 l_{ij} : 2要素の中心点間距離である。

よって、 ΔV_{ij} は式(7.18)を積分して次式で与える。

$$\Delta V_{ij} = \pi r_i^3 \left(-0.312 \left(\frac{\delta_i}{r_i} \right)^3 + 0.968 \left(\frac{\delta_i}{r_i} \right)^2 \right) \quad (7.20)$$

なお、体積膨張にも対応するため、式(7.18)については、絶対値処理をするものとする。式(7.20)については、引張力に対応するため負値に対しても適用するものとした。よって、接触面積および重複体積の関数モデルは、図-7.12のようになる。なお、重複体積の膨張側を距距離反距離 δ_{cc} でカットオフするのは、自由水面からの離反をコントロールするためである。

7.2.6 減衰と粘性力

式(7.5)において、左辺第2項 (\mathbf{f}_{Dij}) は、解析上の安定のために人工減衰として与える。つまり、図-7.13のように法線方向と接線方向のダッシュポットとなるが、2つ係数は、レイリー減衰モデル⁹⁾によって与える。

一方、流水の粘性については、図-7.14で示すモデルによって式(7.5)の右辺の一節として扱い、ニュートン流体モデルを基礎として次式で与える。

$$f_{wij}^n = \eta_w A_{Cij} (v_i^n - v_j^n) \quad (7.21-a)$$

$$f_{wij}^s = \eta_w A_{Cij} (v_i^s - v_j^s) \quad (7.21-b)$$

ここで、 η_w : 擬水滴要素間の減衰係数、 v_i, v_j : i, j 要素の流速、 s_1, s_2 : 直交する接線方向。

7.2.7 擬水滴要素以外との連成

擬水滴要素と固体要素間には、図-7.15(a)に示すような、擬水滴-固体要素間に設けた人工減衰と同時に図-7.15(b)に示す抗力モデルを設ける。この抗力モデルに生じる局所座標系における \tilde{f}_{Drag} は、次式によって与

える。

$$\tilde{f}_{Drag} = \frac{1}{2} C_D \rho_w A_{Cij} |\tilde{v}_i^n - \tilde{v}_j^n|^2 \quad (7.22)$$

ここで、 C_D ：抗力係数、 $\tilde{v}_i^n, \tilde{v}_j^n$ ：局所座標系における要素 i, j の速度。

よって、擬水滴要素は十分に流速差が小さいと抗力を失い、剛体要素をすり抜けられる。

一方、図-7.15(c)に示す平面要素との間には、擬水滴要素間に設けた減衰モデルを用いた。圧力勾配によるものと人工減衰と粘性力を働かせる。この際、圧力勾配に相当する水圧については、擬水滴要素の内圧とする。

$$\mathbf{p}_{ij} = \mathbf{p}_i \quad (7.23)$$

ここで、 i ：擬水滴要素番号、 j ：平面要素番号である。

7.2.8 座標変換と外力ベクトル

以上の接触点における抗力モデルに生じる力 $\tilde{\mathbf{f}}$ とすると、座標変換マトリクス \mathbf{T}^T を用いて、全体座標系 (x, y, z) における力 \mathbf{f} と変換される。

$$\mathbf{f} = \mathbf{T}^T \tilde{\mathbf{f}} \quad (7.24)$$

また、擬水滴要素における外力ベクトル \mathbf{f}_{exi} は、次式で与える。

$$\mathbf{f}_{exi} = \begin{bmatrix} f_{ex-x} \\ f_{ex-y} \\ f_{ex-z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -m_i g \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ (\rho - 1) A_{ij} g \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} f_{s-x} \\ f_{s-y} \\ f_{s-z} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} f_{Drag-x} \\ f_{Drag-y} \\ f_{Drag-z} \end{bmatrix} \quad (7.25)$$

ここで、添字の $-x, -y, -z$ は一般座標の方向を表し、第1項は自重、第2項は浮力であり剛体要素のみに適用される。第3項、第4項はそれぞれ粘性力および抗力ベクトルである。



写真-7.1 実験水路

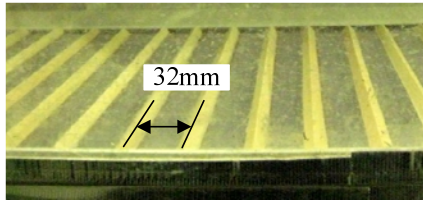


写真-7.2 三角形棧粗度

表-7.1 供試体の諸元

区分	粒径(mm)	比重	色	体積(ℓ)
I	25~20	1.2	緑	1.0
II	20~15		黄	1.5
III	15~10		赤	1.5

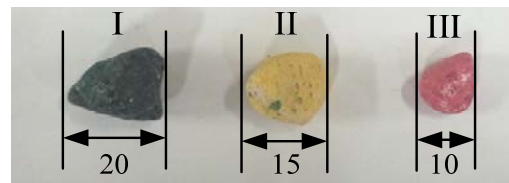


(a) 堰堤上面図



(b) 水槽番号

写真-7.3 底面水抜きスクリーン



単位(mm)

写真-7.4 供試体

7.3 底面水抜きスクリーン実験

7.3.1 実験装置の概要

(1) 実験水路

写真-7.1に、実験に用いた水路の概要を示す。装置は、勾配が可変（0～20°）の流下水路、扇状地水路、貯水槽、ゲートおよびラインポンプから構成されている。流下水路の寸法は、長さ4.35 m、幅0.3 m、深さ0.5 mであり、底面はステンレス製、側面はガラス製で観察できるようになっている。この水路の扇状地水路部分に、水抜き構造部のため水路幅25 cmに狭めて設置した。

なお、流下水路底面には写真-7.2に示すような三角形棧粗度¹⁰⁾（棧高さ4 mm、棧間隔32 mm）を貼り付けている。

(2) 底面水抜きスクリーン模型

写真-7.3に、底面水抜きスクリーン模型を示す。幅10 mm、長さ600 mmの木材を10 mmの間隔を空けて並べている。なお、木材にあたる部分をスクリーン、間隙をスリットと呼んでいる。スリットから流れ落ちる水は、写真-7.3 (b)に示す区分1を上流側とし、区分6を下流側とする6つの水槽に流れ落ちる。その後、分岐した経路を通して対応する水槽に水が貯まる機構となっている。よって、各区間の落下する水量を計測することができる。

(3) 供試体

礫材は、写真-7.4および表-4.1に示す3種類の擬石を混合したものである。なお、この材料は文献11)の研究との連続性を持たせるために選定したものである。なお、礫材は事前に水に浸けている。各供試体の体積は、文献12)を参考に、大粒径となる供試体Iとそれ以外の供試体II、IIIの比率を同じになるように作成し、供試体Iが1.0 ℓ、供試体II、IIIを1.5 ℓとした。

表-7.2 実験ケース

実験条件	勾配(°)	総水量(ℓ)	備考
水のみ	15	8	各5回
礫混じり	17	9	ずつ実施
		10	

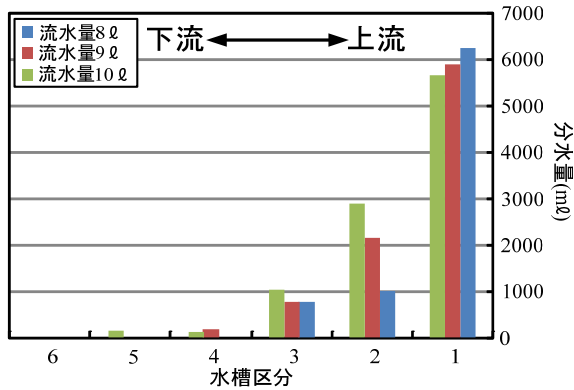


図-7.17 勾配17°の実験結果（流水のみ）

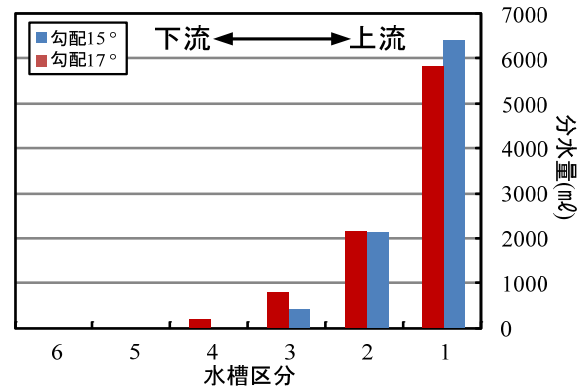


図-7.18 勾配17°と15°の実験結果（流水量9ℓ）

なお、礫塊の初期位置はスクリーンから2.5 m 上流に置いたうえで、さらに1.0 m 上流から水を一気に開放・流下させて、水と礫とが混じり合った土石流を生成する。

7.3.2 実験条件

表-7.2 に、実験ケースを示す。勾配を $\theta=15, 17^\circ$ の2種類とし、スクリーンまで到達できる最低水量を基準として8ℓ, 9ℓ, 10ℓの3ケースの流量を与える。比較のため水のみを流下させ、スクリーンを抜ける水量を計測する実験も行った。なお、堰堤のスクリーンを塞ぐと礫材は堰堤上に停止せず流下してしまうことも確認した。

7.3.3 実験結果

(1) 流水の実験

図-7.17は、勾配17°で流水量8ℓ, 9ℓ, 10ℓの流水のみを流した場合の各水槽に流下した水量の分布を示している。まず、流水量の影響により水槽区分に分けられる傾向が異なることがわかる。流水量が増すにつれて水の到達する位置が遠く、下流まで到達している。よって水槽1では、流水量が最小である8ℓにおけるケースが最も多い。逆に水槽2～5以降では、流水量が多く増すにつれて分水量が増える傾向にある。つまり、流水量が増すと流速が大きくなりスクリーン上の流水の流下距離が長くなる。図-7.18に流水量9ℓ、勾配17°と15°との比較を示す。参考までに映像から計測された流速は、勾配15°が2.1 m/sであり、勾配17°が2.5 m/sである。ここでも、流速が増すと水が到達する流下距離が伸びている。

(2) 礫混じりの実験

図-7.19に、礫混じり土石流の勾配17°における分水量と堆積形状を示す。図-7.19(a)は、各水槽の分水量を示している。流水量が増えるにつれて下流域まで水が到達している。ただし、図-7.17と比較すると礫が混じっているため、上流側の水槽に多くの水が落下している。図-7.19(b)は、写真から堆積した礫塊の形状を

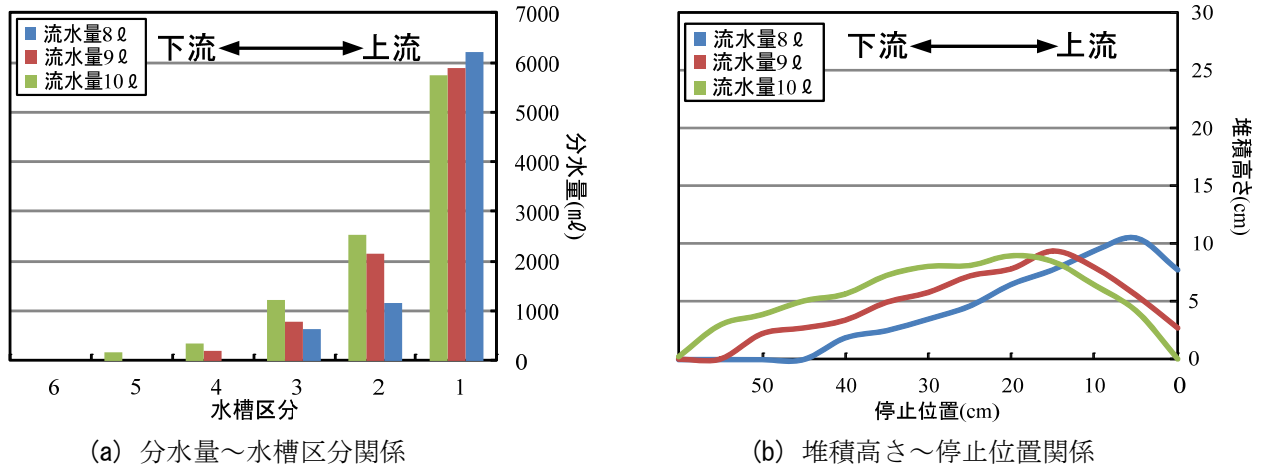


図-7.19 勾配 17°の実験結果（礫混じり）

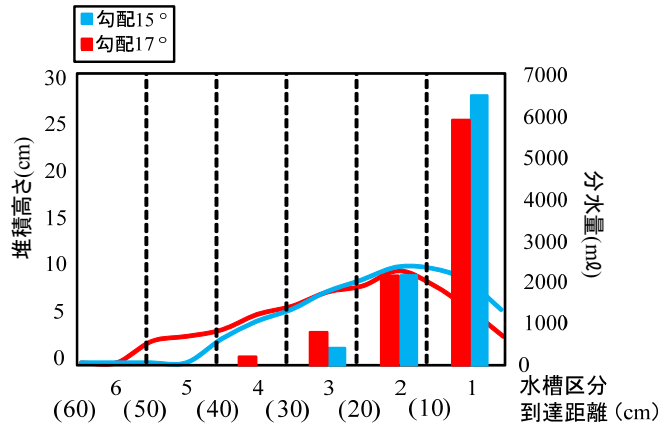


図-7.20 勾配 17°と 15°の実験結果（流水量 9ℓ）

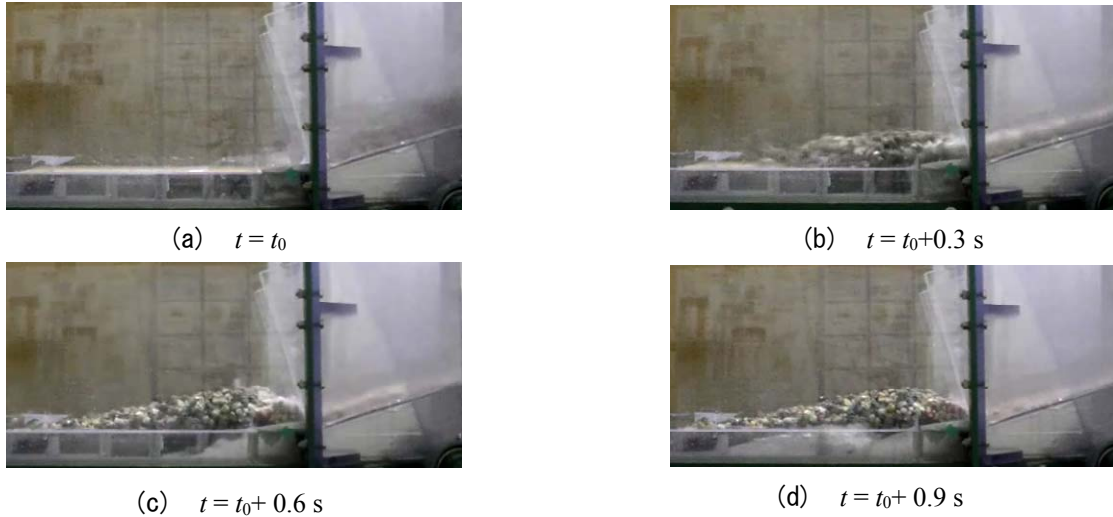


写真-7.6 勾配 17°の堆積過程

描いたものであるが、流水量が多くなると到達位置が下流部まで到達して堆積塊の長さが伸びている。つまり、必要堰堤長が伸びることになる。図-7.20は、流水量9ℓで、勾配15°と17°との比較を示している。勾配が15°と小さくなると礫材の停止位置が10 cmほど短くなる。また各水槽の水は、15°の方が上流側において落下する分水量が大きくなっている。

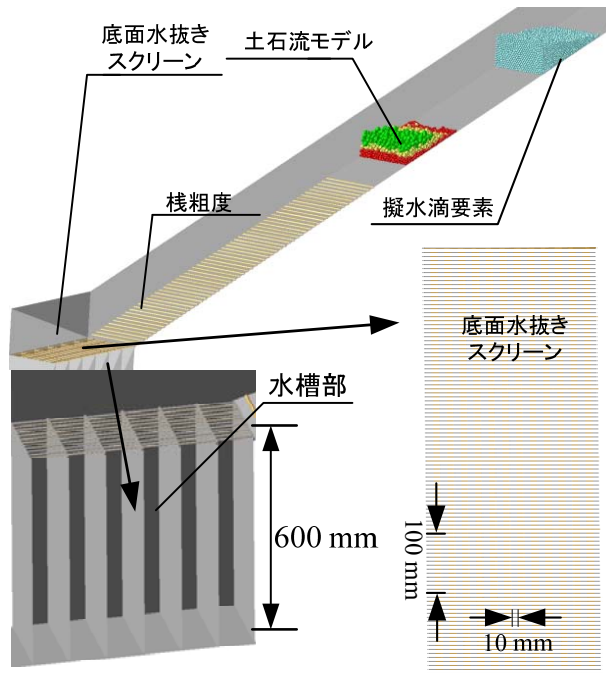


図-7.21 解析モデル

表-7.3 解析基本値

項目		値
礫要素	比重 ρ_g	1.2
	要素数	1890(11340)
擬水滴要素	比重 ρ_w	1.0
	要素数 (直径 $r_w=1.0$)	8000~10000
斜路	円柱形要素	62
	平面要素	1
堰堤部	円柱形要素	24
	平面要素	48
要素間ばね (礫要素)	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
	接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
	要素間摩擦係数 $\tan \phi_e$	0.5774
	減衰定数 h	0.2
水ばね (擬水滴)	法線方向 E_w (N/m ²)	2.25×10^9
	擬水滴-礫間 C_{Ds-w}	0.4
	擬水滴要素間 η_w	7.0
時間条件	時間刻み Δt (s)	1.0×10^{-7}

7.3.4 堰堤部における堆積過程

写真-7.5に、勾配17°、流量9 lにおける堰堤に到達した土石流の堆積過程を時系列に示す。まず、 $t = t_0$ で堰堤部に流下する土石流が到達し、 $t = t_0 + 0.3$ sには大半の礫が堰堤部に停止している。 $t = t_0 + 0.6$ sには、後続の礫と水が堰堤部に乗りかかり、上流側の勾配が急になっている。 $t = t_0 + 0.9$ sでは、完全に停止した礫塊中に水が流れ続けており、分水効果により礫が停止している。すなわち、スクリーンに土石流が到達することで河床面に対するせん断抵抗力が増加することで減速・停止している。また、堆積過程から考察すると、堆積した礫の間隙を水が流れることにより、下流側の堆積勾配は、安息角よりも小さくなっているものと考えられる。つまり、礫間に働く間隙水圧が有効応力を小さくするために、礫材の内部で働くせん断抵抗力が低下し、礫塊の下流勾配を緩やかにしている。

7.4 底面水抜きスクリーンのシミュレーション

7.4.1 計算条件

(1) 解析モデル

図-7.21に、解析開始時の礫要素および擬水滴要素の配置と底面水抜きスクリーンモデルを示す。側面、底面および堰堤部は、平面要素を用いてモデル化した。流下区間における底面は、実験における三角形堆粗度を表現するため、径が同じ円柱形要素を実験と同間隔で配置している。また、水槽への流水の分岐についての表現は、水槽を深くして擬水滴要素が溜まるようにしている。擬水滴要素は、堰堤からの距離3.0~4.0 mの間に落下法を用いて初期配置した。ここで落下法は、下流端に直立する平面要素を立てて、その上流側に要素をランダムに自由落下させ、要素が移動せず安定した状態を初期位置とするものである。土石流に混在する礫要素は、実験の礫径と粒度分布を一致させた。ただし、礫要素は集合体要素モデルを用いて、6個の等球径からなる要素を用いた。なお、要素モデルの凸度は、実験で使用した礫の安息角を測り、これと一致するように定めた。

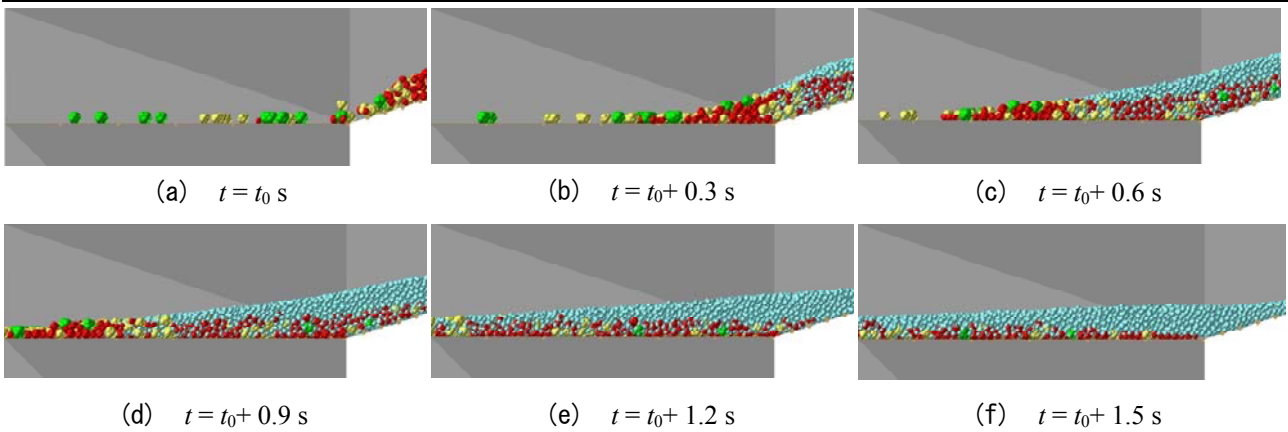


図-7.22 スリットを塞いだ場合（勾配 17°, 流水量 10 ℓ）

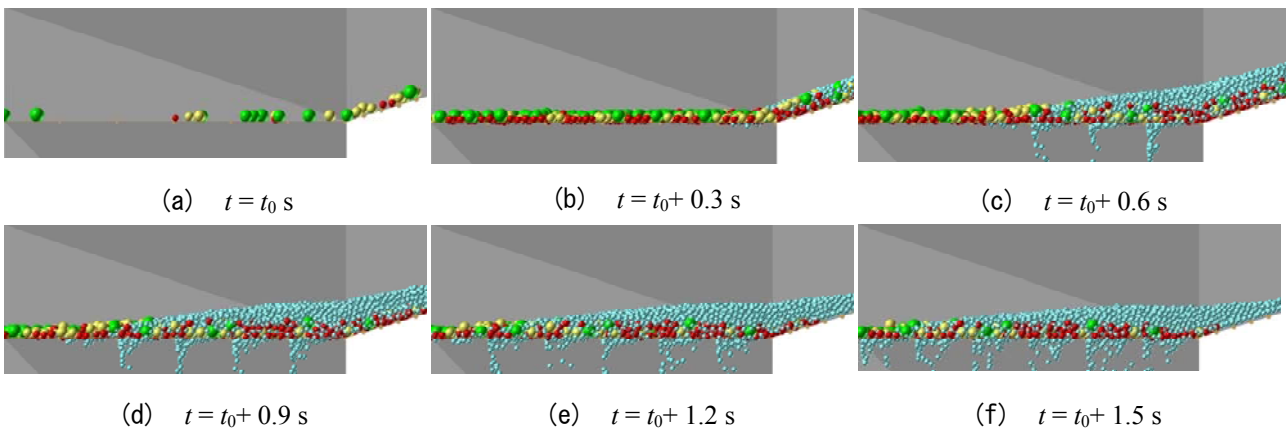


図-7.23 礫材を球形要素とした場合（勾配 17°, 流水量 10 ℓ）

擬水滴要素と礫要素は、流下開始時点での速度はすべて零としている。

流路の底面と側面は、固体の平面要素を配置して、擬水滴要素との相互作用は、図-7.15(c)に示したモデルで処理をした。また、スクリーンを構成している面も同様に平面要素とするので、図-7.15(c)のモデルで処理するが、端部は円柱形要素を配置し、図-7.15(b)のモデルによって処理した。

参考までに、図-7.22 に確認解析として堰堤のスリットを塞いだ場合の結果を示す。堰堤に到達した土石流が、時間とともに減速はしているが、擬水滴要素と礫要素が分離しないため、そのまま流下している。また、図-7.23 に礫材を球形要素でモデル化した場合の結果を示す。要素の表面に凹凸がないために、擬水滴要素と礫の分離は行われているが、停止せずに流下している。これより、礫と水の分離と礫材の表面凹凸が土石流の停止に至る要因の一つになっていることがわかる。

(2) 解析パラメータ

表-7.3に、文献11)の土石流解析を参考に決定された解析基本値を示す。要素間摩擦係数は、文献13)の傾斜法により決定した。また、剛体要素の減衰定数は、0.2を用いた。擬水滴要素の粒径は、最小礫径と同じものとした。これは、事前解析によりスクリーン間隔とスムーズに抜ける最大粒径サイズとなることを確認し、計算負担を考慮して決定した。

人工減衰は、擬水滴要素間においては、要素が深さ10 mの静水安定解析においても発散せずに安定するものとした。また、礫と水の抗力係数を文献14)を参考にし、別途行った1.0 m程度の透水試験をモデル化した解析を行い、実験で通過した水の時刻歴を合せることで決定した。

なお、日本工業規格の土の透水試験方法¹⁴⁾によると、礫における透水係数は約100 cm/sであるが、これと同

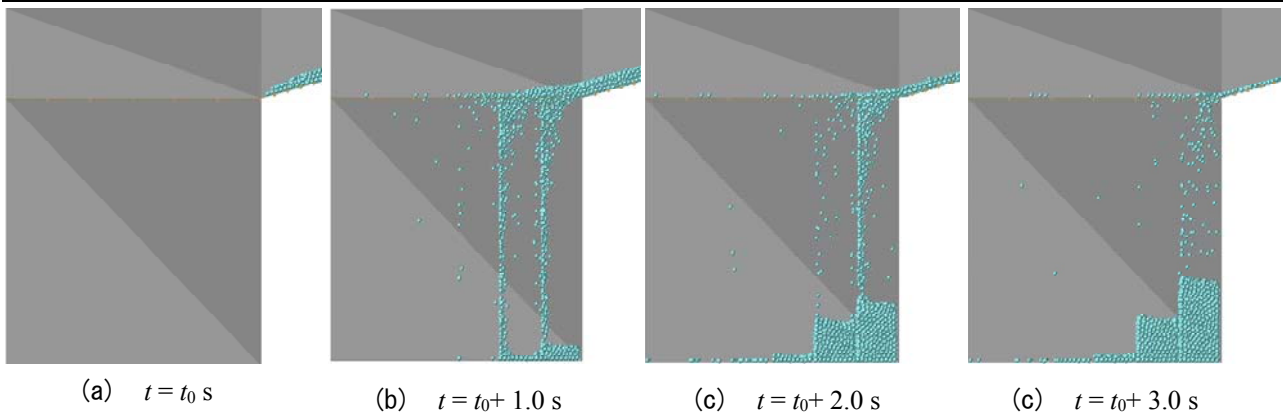


図-7.24 流水のみの解析（勾配 17°, 流水量 10 l）

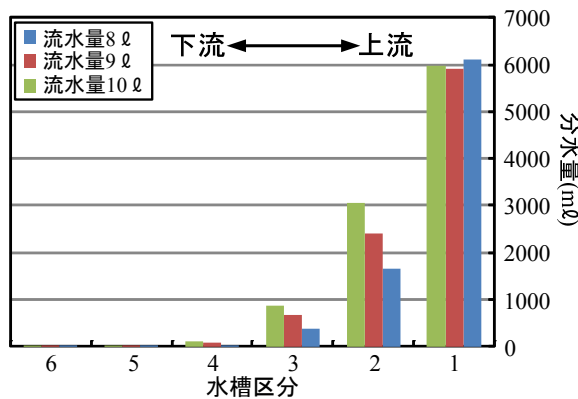


図-7.25 流水のみの解析結果（勾配 17°）

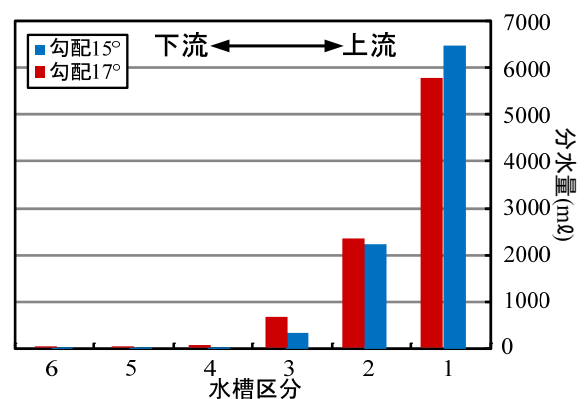


図-7.26 勾配 17°と 15°の解析結果（流水量 9 l）

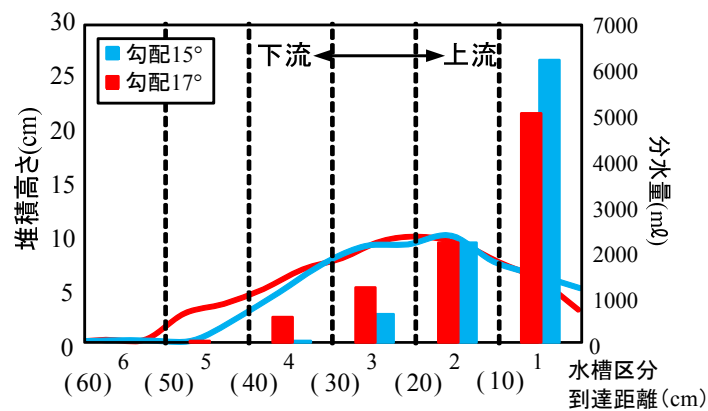


図-7.27 勾配 17°と 15°の解析結果（礫混じり+流水量 9 l）

程度の値となっている。

7.4.2 清水のみの解析

図-7.24は、勾配17°, 流水量10 lの流水のみの解析図を示している。時間とともに、水槽部に流水が流れていることがわかる。流水が流れる位置から近い方の水槽区分1に多くの水が溜まっている。図-7.25は、勾配17°が流水のみの解析結果を示す。実験で得られた各水槽への分水量と比較すると5 %ほど誤差はあるが、ほぼ一致する。また、流水量8, 9, 10 lと多くすると水が遠方に到達している傾向も表現できている。なお、実験と解析の初期位置から堰堤に到達するまでの時間が一致することも確認している。図-7.26には、流水量9 lと同条件として、勾配の影響を比較しているが実験と同様に勾配が高くなると遠方まで水が行き渡ってい

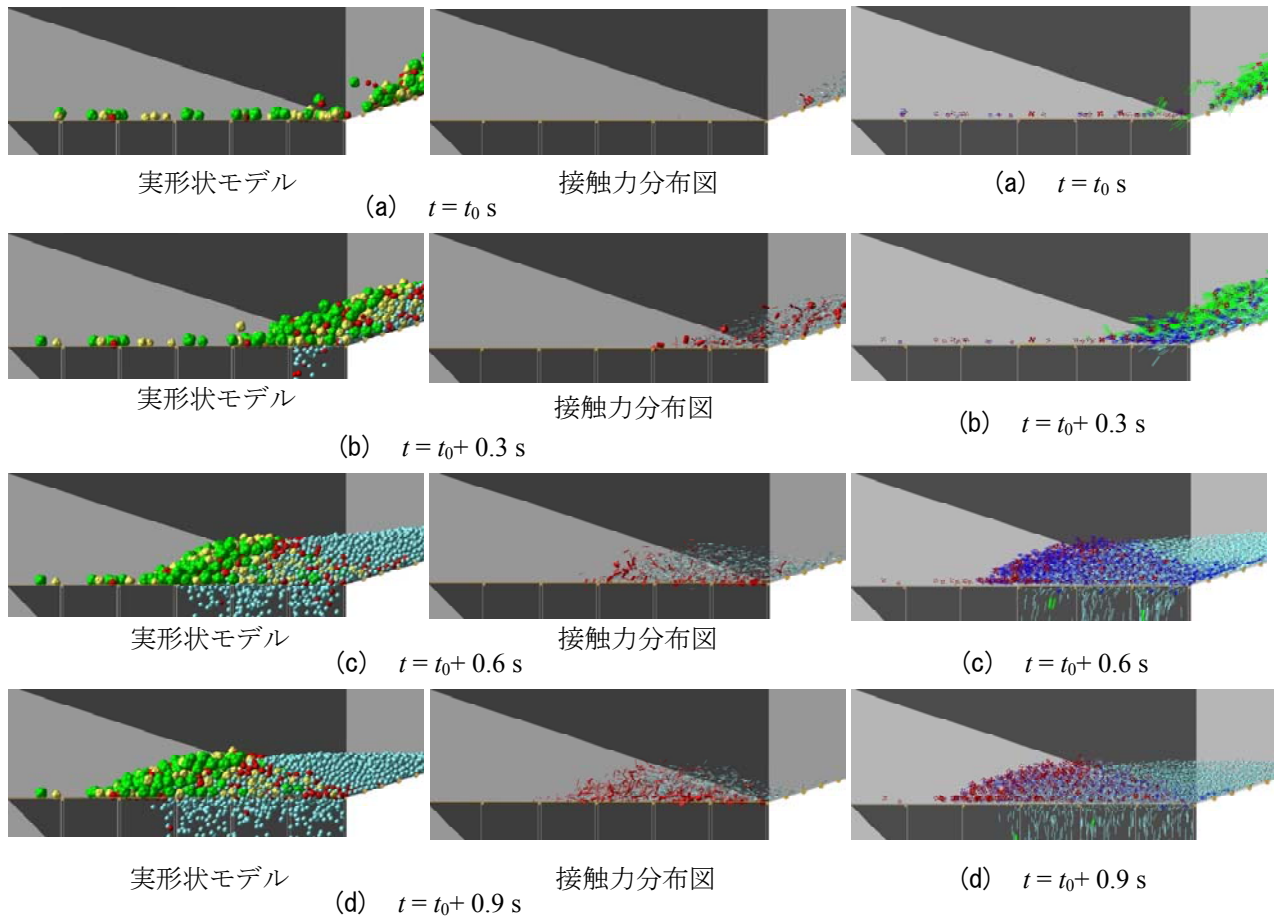


図-7.28 堆積過程における接触力分布図

図-7.29 速度ベクトル表示

ることがわかる。

7.4.3 礫混じりの解析

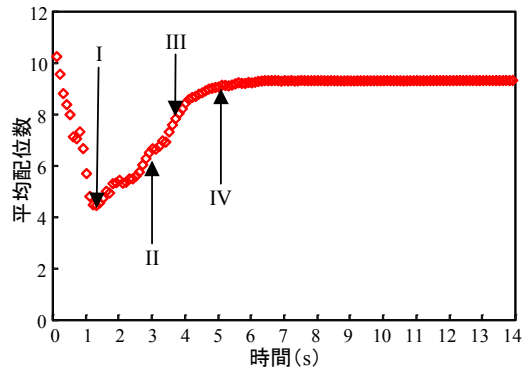
図-7.27は、勾配17°と15°における分水量と堆積形状を示す。各水槽区分における分水量にやや違いがあり、礫塊の堆積高さにも違いがある。これは、礫間における流水の影響や流下中における礫の流れの影響が大きい。しかし、水路勾配の影響により分水量が変化することや礫塊の堆積位置の影響が勾配の高さで下流側に押し出されることについては、実験と同傾向を再現できている。つまり、礫と水に働く水圧と間隙を通り抜ける水の効果を概ね再現できている。

7.4.4 堆積過程の解析的検討

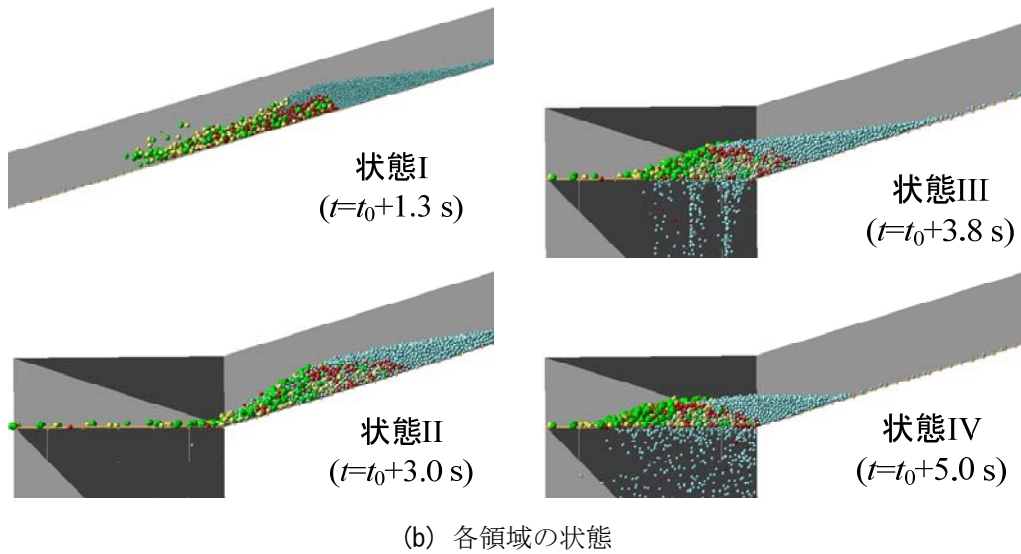
ここからは、勾配17°、流量9ℓにおける解析を基に内部のメカニズムを検討する。

(1) 接触力分布

図-7.28に、要素間の接触力分布図を示す。図中の赤色の円柱で表示されているのは、礫-礫要素間の接触力であり、径が太いほど大きな力を示している。また、礫と擬水滴要素の接触力は、水色で表示しており擬水滴-擬水滴要素間には表示していない。図-7.28(a)の $t = t_0$ は、土石流の先頭部が堰堤の手間にある時間とする。図-7.28(b)の $t = t_0 + 0.3$ sは、礫に制動力が働いている。一方、後方から追いついた擬水滴要素は礫要素を前方に押しているが、その力は先端にある礫の制動力より弱いため、礫塊が停止し始めている様子がわかる。次に、図-7.29(c)の $t = t_0 + 0.6$ sでは先端部の制動力がさらに大きく働き、礫群がその場にとどまろうとして



(a) 平均配位数～時間関係 (勾配 17°)


 (b) 各領域の状態
 図-7.27 平均配位数と堆積過程

いる。図-7.25(d)の $t = t_0 + 0.9$ sでは、礫の接触力がさらに明瞭となり安定した堆積物が生じたことで礫要素が停止している。一方、擬水滴群は水槽へ流れ落ちるので礫群を前方へ押す力が失われている。つまり、完全に礫が停止した後も擬水滴要素は礫間を流れており、擬水滴要素と礫要素の接触力は小さいながらも継続している。

(2) 水の流れベクトル評価

図-7.26には、要素の速度ベクトルを擬水滴要素については水色の線で、礫については青色で示したものである。ここで、 t_0 とは堰堤に土石流の先端が到達したときであり、土石流の先端の速度が最も大きいときでもある。 $t = t_0 + 0.3$ sでは、礫が先頭部に集中し、流速の速い流水が礫と混じりながら流れている。 $t = t_0 + 0.6$ sでは、礫が急激に減速し、擬水滴要素が礫間を抜けながら流れている。 $t = t_0 + 0.9$ sでは、礫塊が完全に停止状態に入り、後続流が流れ続けている。礫塊が停止するとその礫間を水が抜ける隙間に抗力が生じるため、水の流速も減速する。やがて礫は停止するが、擬水滴要素の抗力は礫を動かすほど大きくないため、間隙を通り抜け続けていることがわかる。

(3) 平均配位数の推移

図-7.27(a)には、平均配位数～時間関係を示す。配位数とは、個別要素法で時々刻々にカウントされる接触点数である。構造解析的な視点において、骨格構造の不静定次数に相当しており、配位数が増えると、より安定した骨格構造になる。状態 I ($t = t_0 + 1.3$ s)は、図-7.27(b)に示す礫塊が初期位置から流れ始めた状態で

ある．初期位置では，礫のみであり固体化しているため，最も大きい平均配位数が10.5である．これが流れ始めて流動化が進むと，この平均配位数は4.5にまで低下している．

次に，状態Ⅱ（ $t = \tilde{t}_0 + 3.0 \text{ s}$ ）は，図-7.27(b)に示している土石流の先頭部が堰堤に到達したときであり，配位数が6.2と増加途中である．状態Ⅲ（ $t = \tilde{t}_0 + 3.8 \text{ s}$ ）では，礫塊が急激に減速している時であるが，平均配位数が8.4を示し，増加傾向にある．つまり完全に停止しているわけではない．状態Ⅳ（ $t = \tilde{t}_0 + 5.0 \text{ s}$ ）は礫塊が停止状態であり，平均配位数は9.3に達しており停止に伴って骨格構造が再度安定化したことがわかる．

このように，土石流の礫群が粒状体としても固体化→液体化→固体化と変化する過程に対応して，剛体要素間の配位数が大→小→大と変化する様子がわかる．また，土石流の流下形態として高濃度固液混相流から低濃度固液混相流における濃度変化も定性的であるが表現可能であることも示している．

7.5 結 言

本研究は、個別要素法を応用した擬水滴要素を提案し、底面水抜きスクリーン実験における分水量と体積形状をもとに、土石と水の分離によって生じる土石流の停止機構の再現解析し、停止までに至る礫要素と擬水滴要素が生じる内部のメカニズムを解析的に検討したものである。

- (1) 実験によると底面水抜きスクリーンのスリットによって、土石流内部の礫間に働く間隙水圧により有効応力を小さくすることで、礫塊が形成し減速・停止している。
- (2) 土石流が堰堤部に到達すると礫と水に分離されるため水の押し出す力が失われることで、礫と底面に働く制動力が相対的に大きくなる。
- (3) 流水のみの解析において、提案する擬水滴要素によって、実験と同様に底面水抜きスクリーンのスリットで抜ける水量と上流から到達した擬水滴群の流速が再現できる。
- (4) 礫混じりの解析においても、土石流の流れの過程やスリットに到達すると礫と水の混合状態から分離挙動に至る過程を実験のものと概ね一致している。
- (5) 擬水滴要素と礫要素の接触力図を用いて礫と礫間を流れる水との分析が可能である。
- (6) 提案手法は、厳密解な水の振舞いを表現するには、多くの課題が残されており、改善および検討を行う必要がある。

第8章 擬水滴要素個別要素法による堰堤に対する衝撃荷重評価への試み

8.1 緒言

第3, 4章では, 実験で得られた安息角から決定した六等球径対称配列集合体要素を中詰材要素として詰めることで, 鋼製枠堰堤におけるせん断抵抗力推定法の適用性を示した. 第5~7章では, 土石流の流下過程に生起する偏析現象の生起条件を整理した. 次に, 土石流の礫を六等球径対称配列集合体要素でモデル化し, 流体を擬水滴要素で表現することで礫と水の混相流を再現した. これらを用いて土石流の流下から停止に至る運動形態の再現性を検討した. これにより, 提案手法により土石流の発生・流下・停止に至る現象を再現可能であることを示した.

ここでは, 鋼製枠堰堤と土石流の一体解析を行い, 鋼製枠堰堤が受ける土石流によって生じる衝撃荷重評価への適用性を試みる. 1.5節で述べたように, 土石流の衝撃荷重を検討した研究は多くある^{1)~3)}. しかし, 数値解析手法になるとコンクリート式堰堤を模した平面要素に土石流を衝突させた研究が多く^{4), 5)}, 複雑な形状の砂防構造物に対する衝撃荷重評価を行った研究はあまりない. さらに, 透水性の有する鋼製枠堰堤のような実際の堰堤を対象としたモデルから解析で表現した土石流の衝撃荷重を評価した研究はない.

そこで本研究は, 実験で不透過型砂防堰堤と礫中詰材を使用した砂防堰堤に作用する土石流の衝撃荷重を計測し, それぞれの衝撃荷重~時間関係を整理する. そのうえで, 提案手法により鋼製枠堰堤と土石流の一体解析することで, 堰堤に生じる土石流衝撃荷重とのインタラクションについて検討する.

8.2 実験の概要

8.2.1 実験の内容

実験は, 写真-8.1に示す鋼製枠堰堤モデルを図-8.1に示す水路下端に設置し, 水もしくは土石流モデルを流すことで堰堤に生じる衝撃荷重を計測するものである. 水路は, 長さ4.50 m, 幅30 cm, 高さ50 cmであり, 堰堤モデルからの流下距離は, それぞれ流水を2.0 mと3.5 m, 礫材を1.0 mの位置とした. 水路の勾配は, 土石流発生区間である15°に固定した. 衝撃荷重は, 堰堤に沿わせた分圧計により計測した.

写真-8.1に示す鋼製枠堰堤モデルは, 高さ150 mm, 横幅150 mm, 奥行300 mmである. 外枠は, 円柱形の木材で作成し, 礫中詰材として固化石灰炭を詰めた. 詰め方は, 締め固めをせずに流し込んでいる. なお,

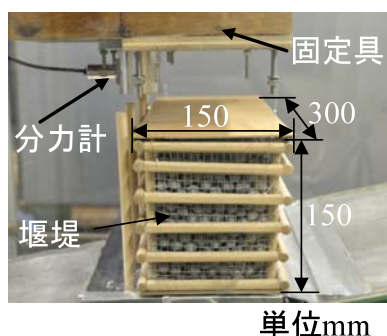


写真-8.1 鋼製枠堰堤モデル

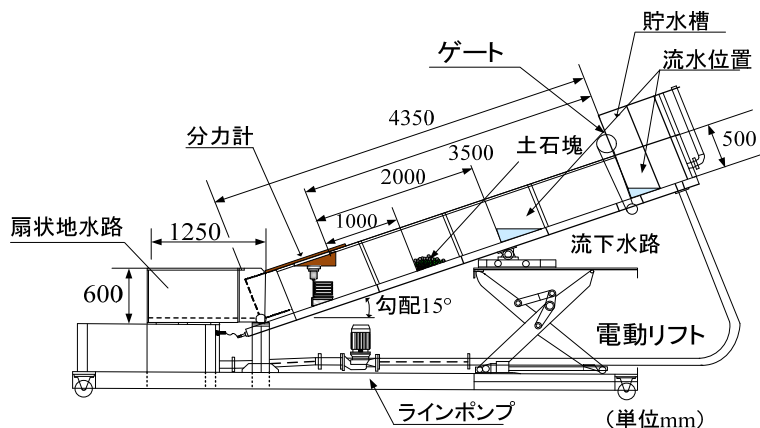


図-8.1 実験装置の概要

表-8.1 供試体の諸元

項目	粒径(mm)	堆積(ℓ)	色
A	5～10	1.5	赤
B	10～15	1.5	黄
C	15～20	1.5	緑
D	30～35	0.75	灰

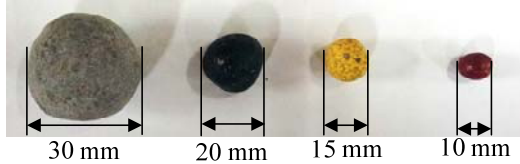


写真-8.2 供試体

表-8.2 実験ケース

項目	状態	流量 (ℓ)	位置(m)	備考
1	清水のみ	4.5 5.5 6.5	2.0 3.5	全ケース 5回ずつ
2	礫混じり	4.5 5.5	2.0	

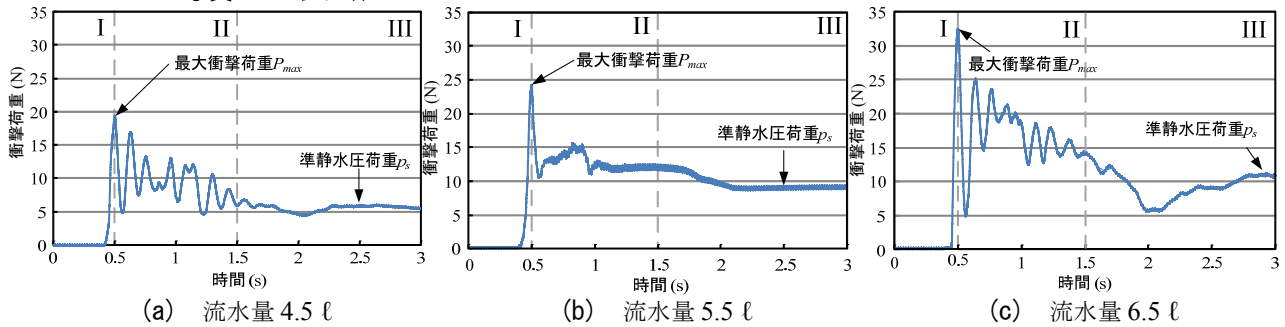


図-8.2 衝撃荷重～時間関係 (距離 2.0 m : 水抜け無)

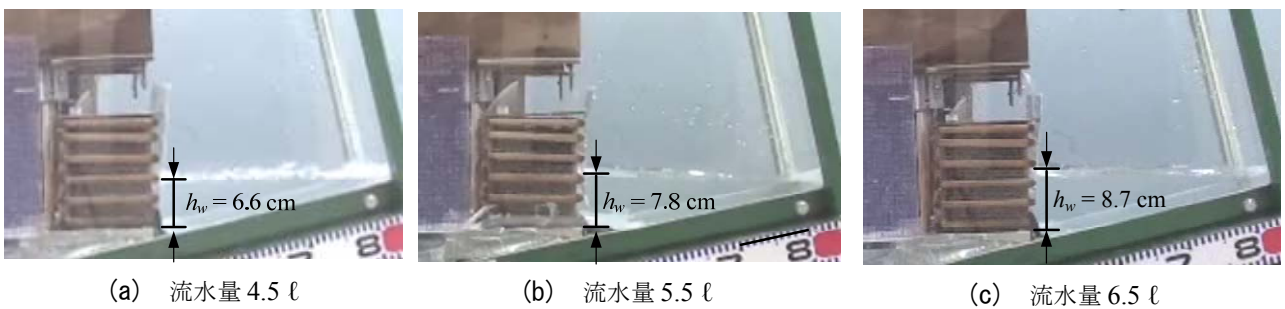


写真-8.3 準静水圧荷重時の水深 (距離 2.0 m : 水抜け無)

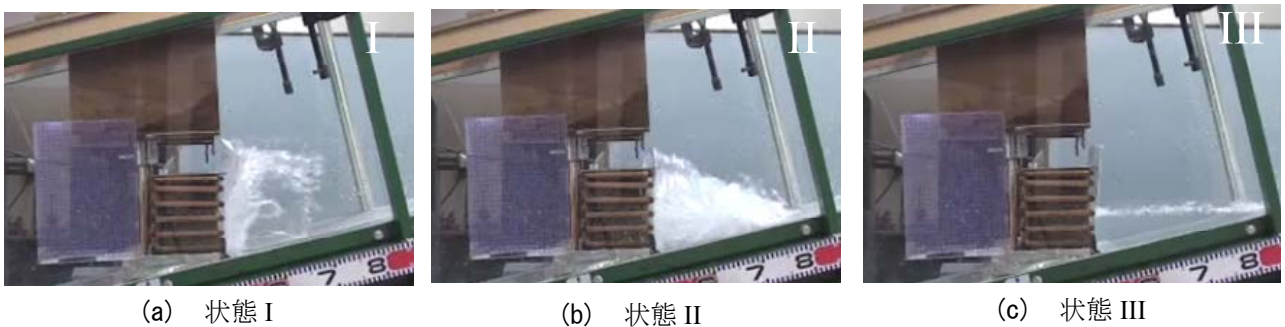


写真-8.4 衝突実験における状態区分 (水抜け無)

固化石炭灰の粒径範囲 10～20 mm，間隙率は 0.80 である．また，露出防止のため金網を堰堤の内側に張っている．また，礫間の間隙や堰堤両側における枠の隙間は，水が抜けるようになっている（以下，水抜け有の場合と呼ぶ．）．

計測方法は，堰堤の衝撃荷重を直接分圧計に伝えるために，水路に設置している固定具下端から吊るす機構となっている．一方，水が抜けないモデルの場合（以下，水抜け無の場合と呼ぶ．）は，水抜け効果の影響

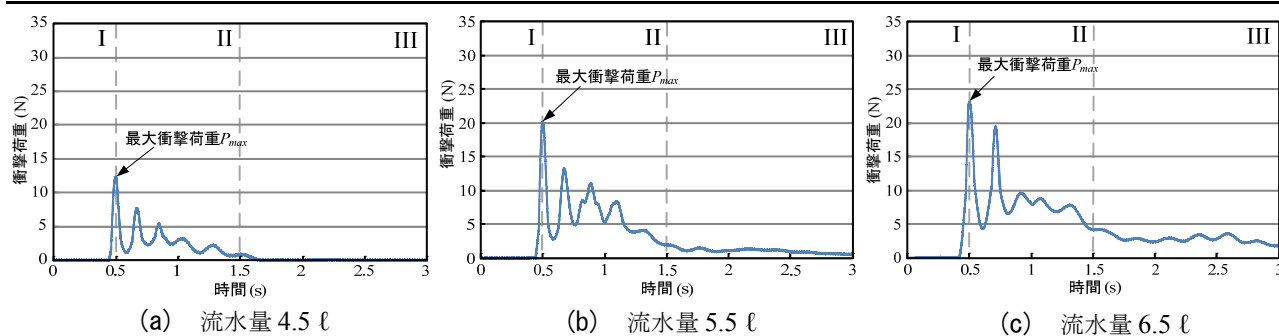


図-8.3 衝撃荷重～時間関係（距離 2.0 m：水抜け有）

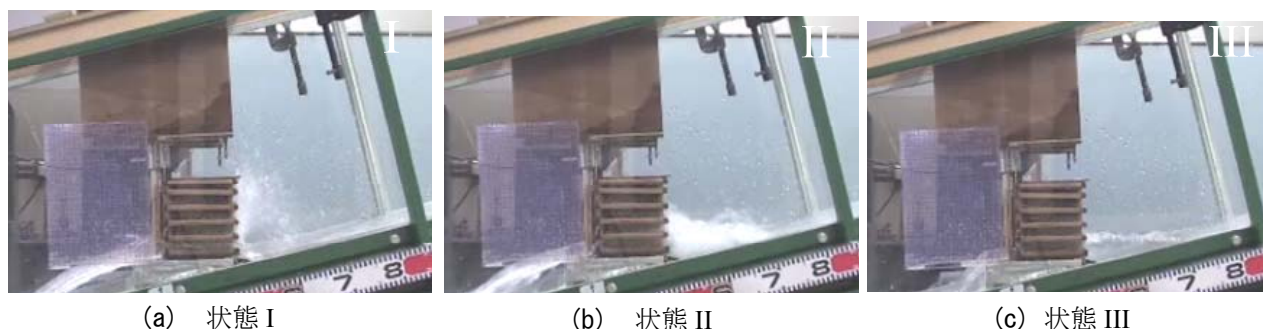


写真-8.5 衝突実験における状態区分（水抜け有）

を検討するための比較実験として行っている．水が流れないようにプラスチック性の薄いシートを堰堤前面に貼ることとした．

土石流モデルは，石礫型土石流を模した澁谷ら⁹⁾の実験を参考に決定した．表-8.1，写真-8.2に4種類の礫モデルである固化石灰炭灰を示している．それぞれの粒径は，平均粒径 30 mm を灰色，20 mm を緑色，15 mm を黄色，10 mm を赤色とした．また，礫モデルの後方 1.0 m の距離から水を一気に流し，混合させることで土石流モデルとした．なお，堰堤から 1.0 m 上流において動画撮影し，礫材の移動速度を画像分析し流速とした．

表-8.2に実験ケースを示す．いずれのケースも5回ずつ行い，再現性を確認する．なお，解析においては流下位置を 2.0 m，流量 4.5 l および 5.5 l を対象に考察することとする．

8.2.2 実験結果および考察

(1) 水のみの実験結果

a) 水抜け無の場合

図-8.2に，距離 2.0 m における流量 4.5～6.5 l の衝撃荷重～時間関係を示している．なお，最大衝撃荷重が $t = t_0 + 0.5$ s になるように整理した．まず，堰堤に生じる荷重が急激に増加し，最大衝撃荷重に至る．また，流量が多くなることによって，最大衝撃荷重が大きくなっている． $t = t_0 + 2.0$ s では，大きな振幅が収まり，準静的な状態となっている．それぞれの結果において，最大衝撃荷重 (P_{max}) から準静水圧荷重 (p_s) の過程はやや異なるが，一旦上昇した衝撃荷重が時間とともに安定した荷重に至る傾向は同じである．写真-8.3に，準静的状態における水深を示している．本来，流した水量をすべて捕捉すれば，流量 4.5 l，5.5 l，6.5 l の計算上の静水圧は，それぞれ 11.8 N，14.7 N，17.5 N である．しかし，実験結果では，1.5 s 以降においてこの静水圧に近づくはずであるが，これより小さくなっているのはプラスチック製のシートで水を流さないようにしているため，隙間から水が漏れ出しているものと考えられる．確認のため，準静水圧荷重として計

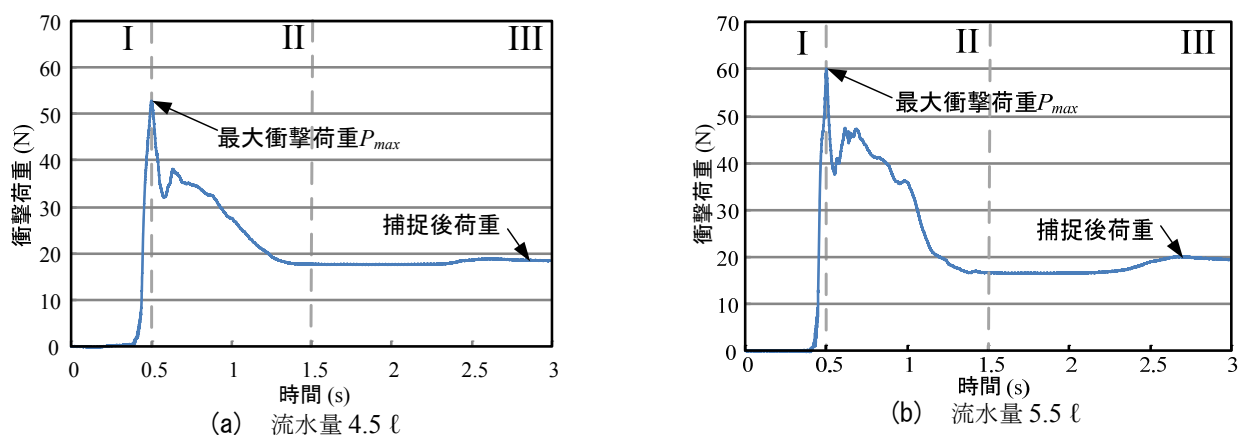


図-8.4 衝撃荷重～時間関係（礫混じり：水抜け無）

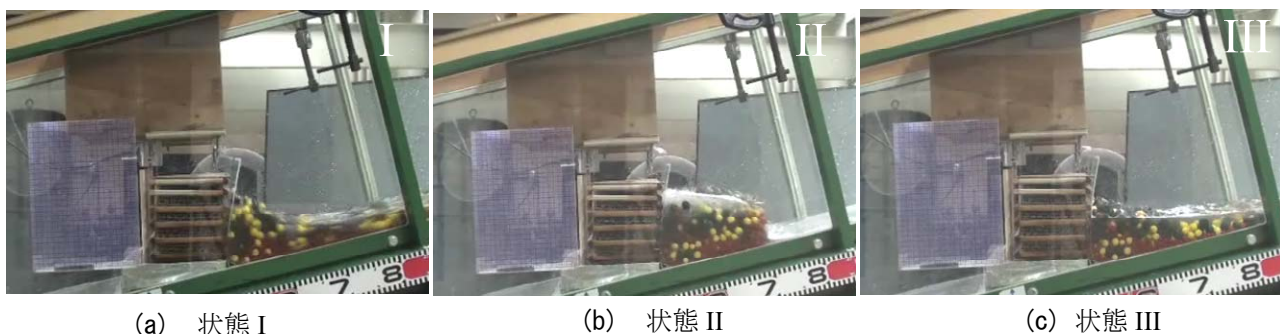


写真-8.6 礫混じりの衝突実験における状態区分（水抜け無）

測した時の水深を示した。これにより、流水量 4.5 l, 5.5 l, 6.5 l の水深は、それぞれ $h_w = 6.6 \text{ cm}$, 7.8 cm , 8.7 cm であり、計算上の静水圧を求めると 6.4 N, 8.9 N, 11.8 N となりほぼ実験結果と同じになった。よって、正確に準静的荷重を計測されていることがわかる。

写真-8.4 に、流水量 4.5 l の実験を基に状態区分を示す。写真-8.4 の状態 I は、図-8.2(a)における $t = t_0 + 0.5 \text{ s}$ の最大衝撃荷重が生じる状態である。この状態では、水飛沫が最も高く生じており、衝突以前に水が貯まっていることはない。写真-8.4 の状態 II は、図-8.2(a)の $t = t_0 + 1.0 \text{ s}$ である。衝撃荷重が安定状態まで行渡る遷移領域を示している。跳ね返ってきた水で泡とともに混じり合っている。また、最大衝撃荷重が生じてから準安定状態までの領域でもある。写真-8.4 の状態 III は、図-8.2(a)における $t = t_0 + 2.0 \text{ s}$ である。荷重がほぼ安定する状態（準静水圧荷重）である。なお、本実験で示す状態区分は、これを基に示すこととする。

b) 水抜け有の場合

図-8.3 に、距離 2.0 m における流水量 4.5～6.5 l の衝撃荷重～時間関係を示している。水抜け無の場合とほぼ傾向は同じである。流水量が多くなることで、衝撃荷重は増している。また、水が時間とともに流下するため、急激に荷重が小さくなり、いずれの結果においても、 $t = t_0 + 3.0 \text{ s}$ では、ほぼ 0 N に近い値となっている。写真-8.5 に示す状態区分は、水抜け無の要領と同じように区分する。写真-8.5 の状態 I は、最大衝撃荷重が生じる状態である。流水の運動は、最も堰堤から水が抜け出しており、飛沫も堰堤の高さよりは低い。写真-8.5 の状態 II は、衝撃荷重がほぼなくなる状態まで行渡る遷移領域を示している。その状態の領域は小さく、抜け出している水の方が多く見える。写真-8.5 の状態 III は、荷重がほぼなくなる状態である。水が抜ける堰堤であるので、時間とともに水が流れ、荷重が零に収束する。

c) 水抜け効果の比較

次に、水抜け効果を比較すると流水量 4.5 l の水抜け無の場合は、最大衝撃荷重が 19.3 N であるのに対し、

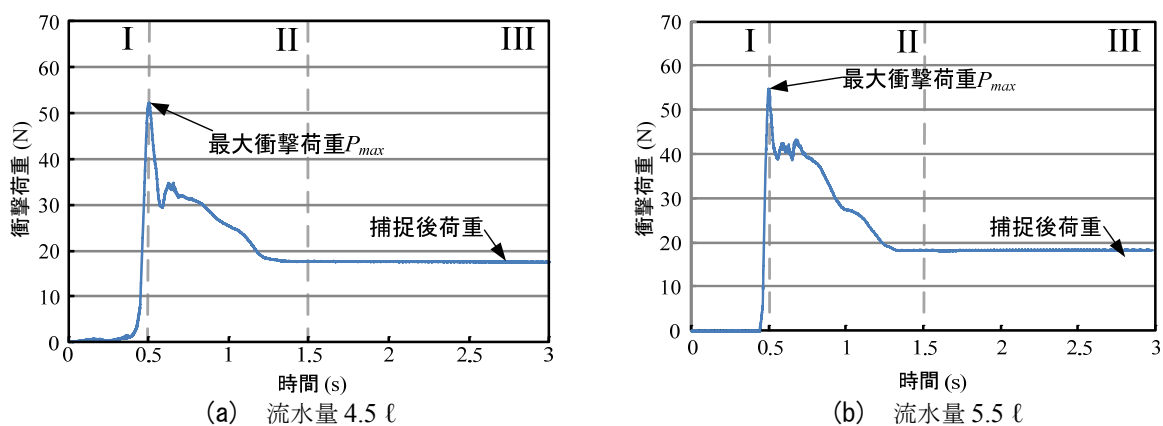


図-8.5 衝撃荷重～時間関係（礫混じり：水抜け有）

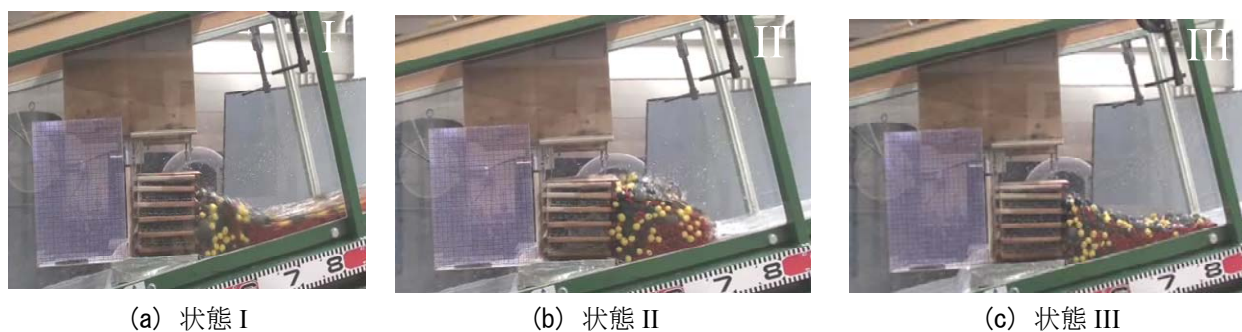


写真-8.7 礫混じりの衝突実験における状態区分（水抜け有）

水抜け有の時は12.3 Nであり、水が抜けることで36%低減している。いずれのケースにおいても衝撃荷重は、水抜け無の場合の方が大きく水が抜けることでの低減効果を有している。また、表-8.3 に他のケースにおける最大衝撃荷重を示している。

(2) 礫混じりの実験結果

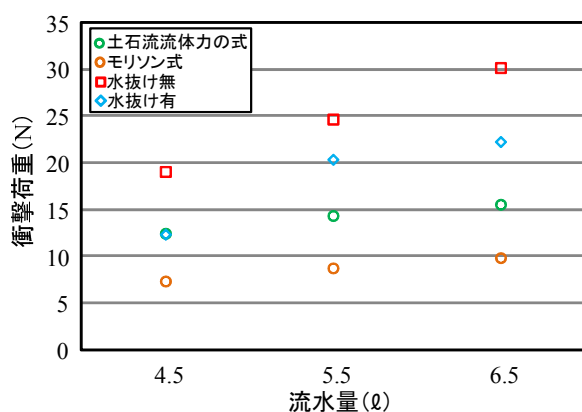
a) 水抜け無

図-8.4 に、流水量 4.5 l, 5.5 l の衝撃荷重～時間関係を示している。計測した衝撃荷重の変化は、瞬間的に最大衝撃荷重が生じのち、わずかな時間の振幅は見えるが急激に荷重が落ちるなだらかな曲線である。また、 $t = t_0 + 1.5$ s 以降では大きな振幅が生じていない。水のみの実験と同様に、流水量が多くなることで衝撃荷重が大きくなる。また、流水量が多くなることで、土石流全体の水分量が多くなり捕捉後荷重の2倍の荷重がかかる時間がやや長くなっている。

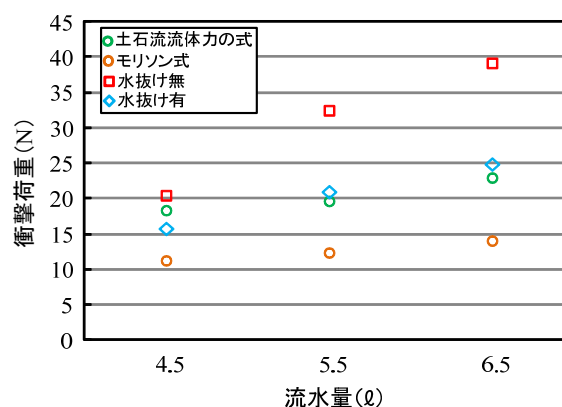
写真-8.6 に、流水量 4.5 l の状態区分をⅠ～Ⅲに分けて示している。区分の仕方は、水のみの実験と同様である写真-8.6(a)の状態Ⅰは、先頭部に礫が集中し衝突している直前の様子であり、最大衝撃荷重を得られるのは最も土石流モデルが流速を増した直前に衝突するときであることがわかる。写真-8.6(b)の状態Ⅱは、衝撃荷重が安定状態まで行渡る遷移領域を示しており、最大衝撃荷重が生じてから準安定状態までの領域である。0.5 sの間、準静的な力よりも2倍近い荷重がかかることもわかる。また、流体的な振舞いを生じており、水が礫全体を覆っている様子がわかる。写真-8.6(c)の状態Ⅲは、捕捉後荷重であり堆砂圧と準静水圧の合力で成り立っているものと考えられる。また、一端堰堤の高さまで礫が上がり、後方まで跳ね返され堆積高さが、堰堤の中央付近まで低くなっていることがわかる。また、表-8.3 に他のケースにおける最大衝撃荷重を示している。礫が混じることで、水のみの実験の最大衝撃荷重と比較すると2倍程度大きく生じる。

表-8.3 最大衝撃荷重

項目	パターン	流水量(ℓ)	距離 2.0m	距離 3.5m
水のみ	水抜け無	4.5	19.3 N	19.5 N
		5.5	24.8 N	32.5 N
		6.5	32.5 N	39.2 N
	水抜け有	4.5	12.3 N	15.8 N
		5.5	20.3 N	21.0 N
		6.5	22.2 N	24.9 N
礫混じり	水抜け無	4.5	53.0 N	
		5.5	60.1 N	
	水抜け有	4.5	51.3 N	
		5.5	54.8 N	



(a) 距離 2.0 m



(b) 距離 3.5 m

図-8.6 実験値と評価式との比較 (水のみの実験)

b) 水抜け有

図-8.5 に、流水量 4.5 ℓ の衝撃荷重～時間関係を示している。計測した衝撃荷重の変化は、水抜け無の時と同傾向である。また、 $t = t_0 + 1.5$ s 以降では大きな振幅はなく、安定した荷重を得ている。さらに、流水量が増すことで衝撃荷重が大きくなる傾向も同じである。

写真-8.7 に、水抜け有の場合における状態区分をⅠ～Ⅲに分けて示している。区分の仕方は、水抜け無の時と同じ要領で行っている。写真-8.7(b)の状態Ⅱは、衝撃荷重が安定状態まで行渡る遷移領域を示しており、最大衝撃荷重が生じてから準安定状態までの領域である。この間の 0.5 s において、準静的な力よりも 3 倍近い荷重がかかることもわかる。また、衝突後は固体的な振舞に近く、堰堤に衝突した礫が配置を変えずそのままの位置に留まるように見受けられる。このことは、流水量が多くてもその傾向は変わらない。水抜け有の堰堤には、瞬間的な接触において固体的な接触に近い状態となる。写真-8.7(c)の状態Ⅲによると水が完全に抜けたときは、衝突直後と変わりなく堰堤の高さ付近まで礫が堆積している。なお、水のみの実験の最大衝撃荷重を比較すると 2 倍程度大きく生じる。また、表-8.3 に他のケースの最大衝撃荷重を示している。

c) 礫混じりの実験における見抜け効果の比較

流水量 4.5 ℓ において水抜け効果について比較すると水抜け無の時では、最大衝撃荷重が 54.9 N であるのに対し、水抜け有の時は 51.5 N であり、3 N ほど軽減しているがほぼ変わらない。すなわち、瞬間的な衝突時では礫のみが先頭部に集中しており、固体接触の衝撃荷重となることで水抜け効果に関係なく同様の結果を得たものと考えられる。また、 $t = t_0 + 1.5$ s 以降の安定状態における荷重もあまり変わらないこともわかる。

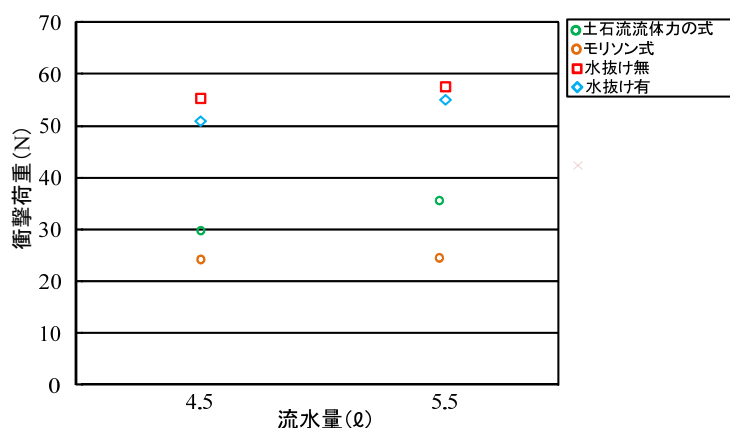


図-8.7 実験値と評価式との比較（礫混じりの実験）

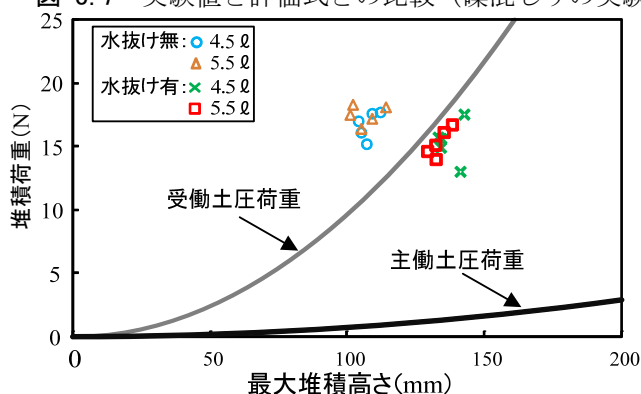
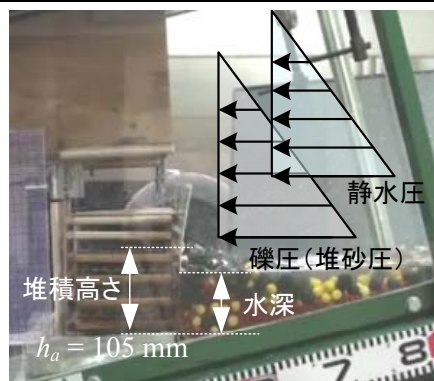
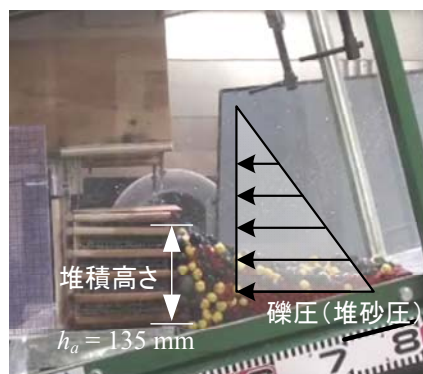


図-8.8 堆砂圧の検討



(a) 水抜け無



(b) 水抜け有

 写真-8.8 堆積高さ h_a と水深 h_w （流量 4.5 ℓ）

これは、水抜け無の場合は水と礫の土圧の合力で荷重が評価されているにもかかわらず、礫のみの堆砂圧だけである水抜け有の方が、大きく荷重が評価されていることになる。

(3) 評価式との比較（状態Ⅰにおける検討）

実験で得られた最大衝撃荷重と既往の評価式による荷重を比較する。既往の評価式として、以下に示す現行指針の土石流流体力の式およびモリソン式が用いられることが多い。

まず、土石流流体力の式を示す。

$$F = K_h \cdot \frac{\gamma_d}{g} \cdot D_d \cdot U^2 \quad (8.1)$$

ここで、 F ：単位幅当たりの土石流流体力（kN/m）、 U ：土石流の流速（m/s）、 D_d ：土石流の水深、 K_h ：係数（通常 1.0 とする）、 γ_d ：土石流の単位体積重量（kN/m³）。

次に、モリソン式を示す。

$$F = C_D \rho \frac{U^2}{2} D \Delta S + C_M \rho A_C V \quad (8.2)$$

ここで、 C_D ：抗力係数、 ρ ：流体の密度、 U ：流体の速度、 D ：構造物の径、 ΔS ：構造物の微小な投影面積、 C_M ：質量係数、 A_C ：流体の加速度、 V ：構造物の没水体積である。ただし、抗力係数と質量係数は構造物の形状によって異なる値が定められている⁷⁾。

いずれの式も、荷重を算定するために流速が必要であるので、映像から堰堤上流側 1.0 m の区間における流水もしくは土石流の通過時間を求め、流速として算定した。モリソン式の C_D, D, C_M は、文献 7) を参考にした。

図-8.6(a), (b)に, 水のみの実験における最大衝撃荷重と評価式の値をプロットした. 土石流流体力の式と流水量 4.5 ℓ の実験結果は, 水抜け有の場合の最大衝撃荷重に近い値を示しているが, 流水量が増すにつれて倍以上の差が生じていることがわかる. モリソン式は, 得られた値の半分程度の推定となっている. いずれの式においても係数のキャリブレーションが不十分であることがわかる.

図-8.7 には, 礫混じりの実験における最大衝撃荷重と評価式の値をプロットした. いずれの評価式においても近い値はなく, 土石流流体力の式で実験と 2 倍程度, モリソン式で 3 倍程度であった. いずれの結果においても評価式より大きな荷重を得た.

(4) 礫混じりの堆積時の荷重 (状態Ⅲにおける検討)

写真-8.7(c)における状態Ⅲの堆積している荷重の比較を行う. 4.5 ℓ の流水時の水抜け無の場合と水抜け有の場合における荷重がほぼ変わらず, 水における荷重を加えた水抜け無の方が礫から生じる堆砂中が小さく評価されているものと考えられる. そこで, 堆砂圧を検討するため, クーロン土圧における荷重で評価することとする. ここでは, 土圧荷重 P_g を次式で表す.

$$P_g = \frac{1}{2} \gamma_e C_e H^2 B \quad (8.3)$$

ここで, γ_e : 礫材の単位体積重量, C_e : 土圧係数, B : 水路幅, H : 堆積高さである. なお, 体積高さは堰堤に面している堆積物を水路面から地面に対して垂直に測り, それを堆積高さとした.

また, 土圧係数は一般に主働土圧係数 C_a と受動土圧係数 C_p の間の値をとることと知られている. 以下に式を示す.

$$C_a = \tan^2(45^\circ - \frac{\phi}{2}) \quad (8.4-a)$$

$$C_p = \tan^2(45^\circ + \frac{\phi}{2}) \quad (8.4-b)$$

なお, それぞれの荷重は主働土圧荷重 P_{ga} , 受動土圧化荷重 P_{gp} である. また, 内部摩擦角 ϕ は通常 35° を用いる⁸⁾.

図-8.8に, 流水量4.5 ℓの堆積荷重から堆積高さ関係を示している. また, 写真-8.8に, 水抜け無の場合と水抜け有の場合の堆積高さ h_a と水深 h_w を示している. 写真-8.8(a)の生じる荷重は, 礫圧 (堆砂圧) と静水圧の合力であり, 写真-8.8(b)の生じる荷重は, 礫圧 (堆砂圧) のみと考えられる. そのため, 式(8.4)を用いて水抜け無の場合と水抜け有の場合における堆積時の結果をプロットすると, 水抜け無の場合は受働土圧を超えており, 礫から生じる堆砂圧を超えている. 一方, 水抜け有の場合は, 主働土圧と受動土圧の間にあり堆砂圧として評価式内に収まっている. そのため, 水抜け無の場合は, 見かけ上堆砂後の荷重が水抜け有の場合と変わらないが, 働いている荷重には静水圧荷重も加味されていることがわかる. しかし, いずれのケースにおいても主働土圧を超えており, 現行法⁸⁾での設計時に考慮する堆積圧よりも大きいものとなった.

8.3 解析結果および考察

ここでは, 流水量4.5 ℓと5.5 ℓの実験をもとに擬水滴要素を用いて実験で得られた衝撃荷重～時間関係をシミュレーションし, 衝撃荷重評価の適用性を検討する. また, その解析結果を基に, 堰堤内に作用する水抜け効果を考察する.

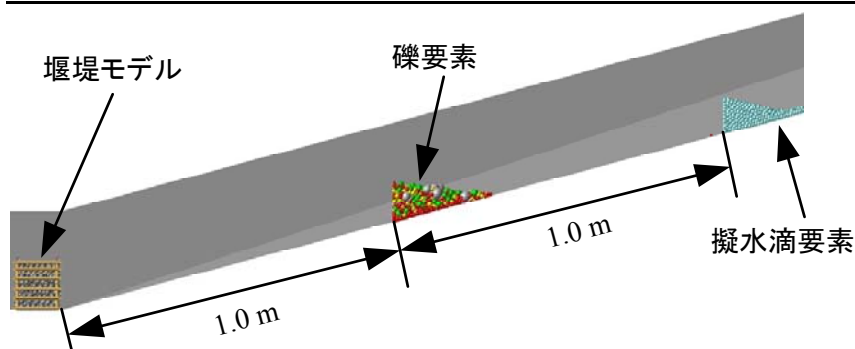
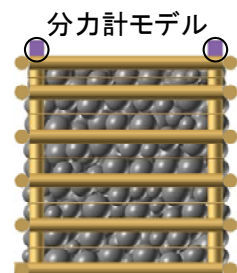


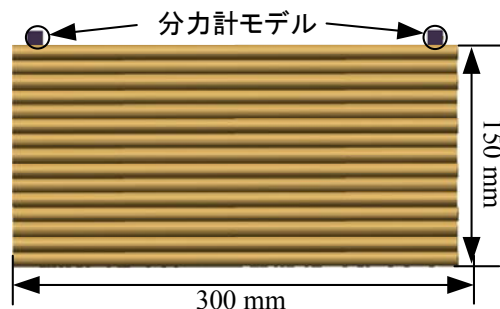
図-8.9 解析モデルの初期配置

表-8.4 解析基本値

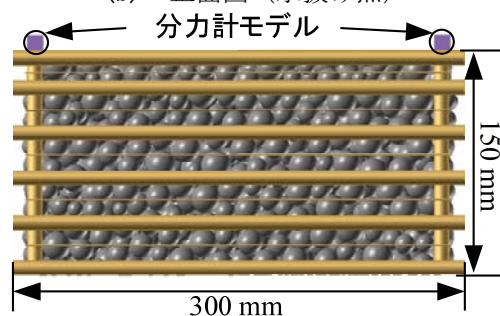
項 目		値
礫要素	比 重 ρ_g	1.8
	要素数	3070
擬水滴要素	比 重 ρ_w	1.0
	要素数 (直径 $r_w = 1.0$)	4500~5500
斜路	3 角形平面要素	3
堰堤部	礫中詰材要素	1514
	円柱形要素(水抜け無時)	49 (54)
	3 角形平面要素	2
分力計	球形要素	4
	円柱形要素	4
分力計の 連結ばね	法線方向 K_{cn} (N/m)	1.0×10^7
	接線方向 K_{cs} (N/m)	1.0×10^7
要素間ばね	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6
	接線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5
水ばね	法線方向 E_w (N/m ²)	2.25×10^9
	擬水滴-礫間 C_{s-w}	0.04
	抗力係数 C_D	0.49
減衰係数	礫間および擬水滴間 β_c	0.0062
時間条件	時間刻み Δt	1.0×10^{-7}



(a) 堰堤の側面図



(b) 正面図 (水抜け無)



(c) 正面図 (水抜け有)

図-8.10 堰堤モデル

8.3.1 解析モデル

図-8.9 に、解析開始時点での礫要素および擬水滴要素の初期配置を示す。解析モデルの水路の側面、底面は、三角形平面要素を用いてモデル化した。図-8.10 に、水抜け無と水抜け有の場合における堰堤モデルを示す。枠は、円柱形要素を用いて実験と同じ径により再現した。内部に張っている金網は、枠との間に金網の径である 1 mm と同じ径の円柱形要素を置くことで露出防止の代用とした。水抜け無の場合の堰堤モデルは、単純に正面一帯を円柱形要素で敷き詰めて、擬水滴要素が抜けないようにした。また、実験の堰堤モデルは浮くように吊られているのに対して、解析では詰めた礫要素と堰堤の底面にある三角形要素との摩擦は無いものとしてモデル化した。

衝撃荷重を計測値に対応させるため分力計は、図-8.10 に示している 4 つの立方体と円柱形要素の連結ばねでモデル化した。土石流モデルは、実験と同じ粒径範囲で球形要素とモデル化し、一様乱数で発生させた。初期配置の要領は、礫要素と擬水滴要素は、初期位置にそれぞれ落下法を用いて堆積させ、そこから一気に擬水滴要素を流し込み礫要素と混じることで土石流モデルとした。

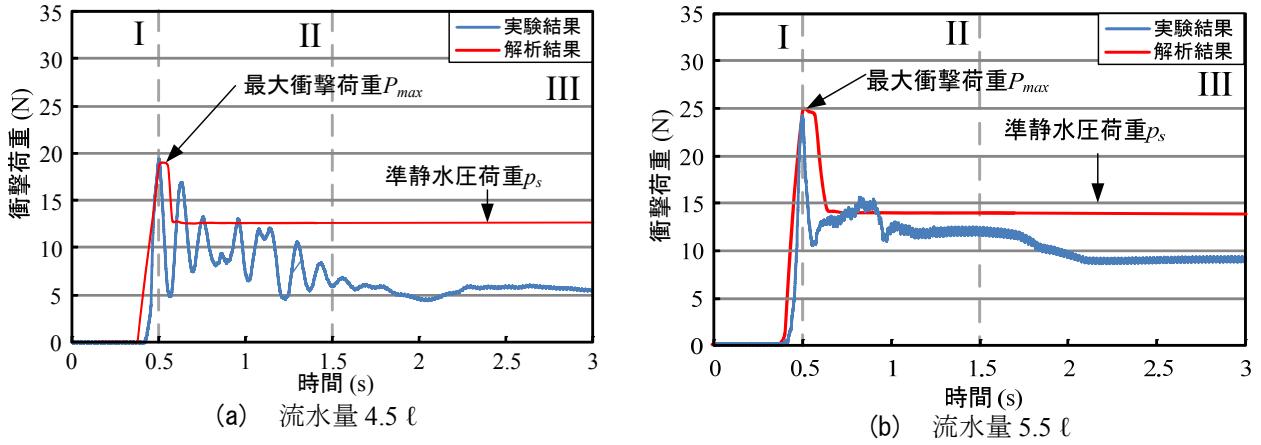


図-8.11 衝撃荷重～時間関係（清水のみ）

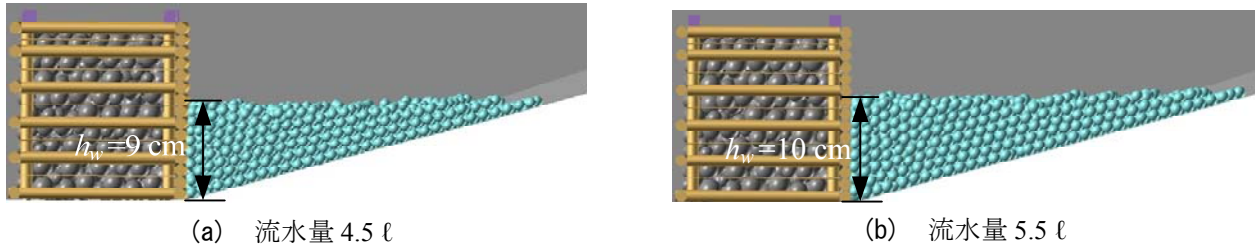


図-8.12 準静的状態の水深

8.3.2 解析条件

表-8.4に、解析で用いた解析基本値を示す。礫要素の数は、実験で使用したものと同数とした。礫の比重は、固化石炭灰である1.8とした。法線方向ばね定数は、5.4節と同様の値を用いることとした。分力計での連結ばね定数は、解析時に数値計算が発散しないように $1.0 \times 10^{-7} \text{ s}$ とした。

ここからは、擬水滴要素の安定計算を促すためにレイリー減衰モデルを用いることとした。そのため、式(7.5)を以下のような式として用いる。

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}(t) + (\alpha_c \mathbf{M} + \beta_c \mathbf{K})\dot{\mathbf{u}}(t) + \sum \mathbf{f}_{Kij}(\mathbf{u}_{wi}(t)) = \mathbf{f}_{ex}(t) \quad (8.5)$$

これより、式(7.8)、(7.9)を代入して、以下の式が求まる。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(t + \Delta t) = & \mathbf{M}^{-1}(\mathbf{f}_t - (1 + (\beta_c / \Delta t)) \sum \mathbf{f}_{Kij}(\mathbf{u}_{wi}(t)) - (\beta_c / \Delta t) \sum \mathbf{f}_{Kij}(\mathbf{u}_{wi}(t))) (\Delta t)^2 \\ & + (2 - \alpha_c \Delta t) \mathbf{u}(t) - (1 - \alpha_c \Delta t) \mathbf{u}(t - \Delta t) \end{aligned} \quad (8.6)$$

ここで、 α_c 、 β_c ：減衰係数。

なお、本研究では減衰定数 α_{cl} は、零としている。減衰係数 β_{cl} は、礫が減衰定数 $h = 0.2$ になるように予め確認解析し、その係数が擬水滴要素においても数値計算が発散しないことを確認したものをを用いた。擬水滴要素は、実験で使用した流水量4.5 l、5.5 lに一致するように要素数を決定した。水と礫間の粘性係数、抗力係数は、参考文献10)をもとに決定した。

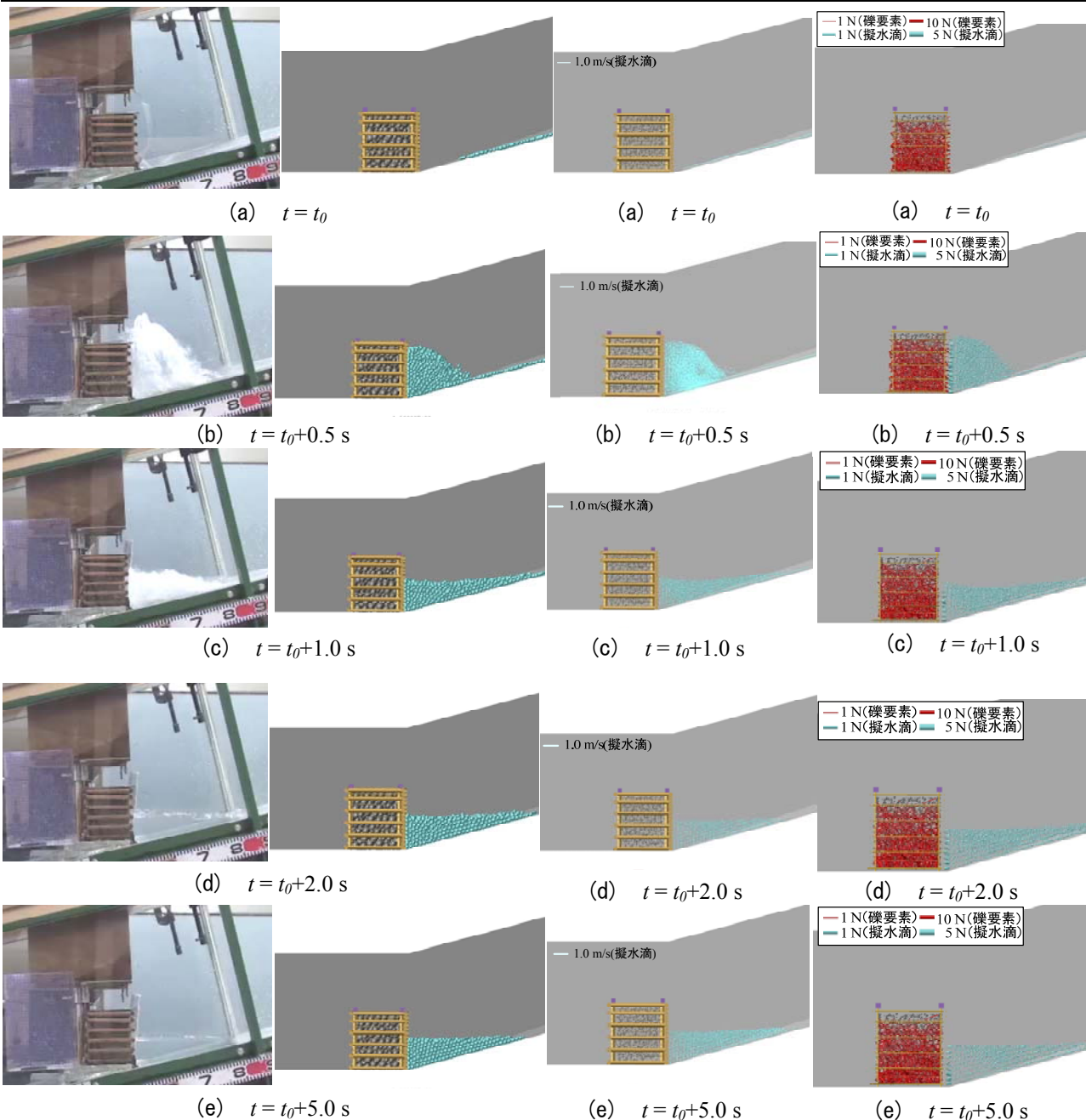


図-8.13 実験と解析の比較（清水のみ）

図-8.14 速度ベクトル図

図-8.15 接触力図

8.3.3 水のための衝突解析

(1) 水抜け無の解析

(a) 衝撃荷重～時間関係

図-8.11 は、流量 4.5 l, 5.5 l の実験と解析の衝撃荷重～時間関係を示したものである。実験に対して解析は、最大衝撃荷重にいたる瞬間的な荷重が少し遅く生じていることがわかる。しかし、実験と解析の最大衝撃荷重を比較すると、流量 4.5 l, 5.5 l では 19.0 N, 25.3 N であり、実験とはほぼ変わらない値を得ている。また、衝撃荷重を受けあとに水が抜けることで急激に荷重が小さくなる過程は再現できている。参考までに、図-8.12 の準静的状態から得られた準静水圧荷重と解析の水深から算出した静水圧荷重を比較すると、ほぼ変わらないことを確認している。

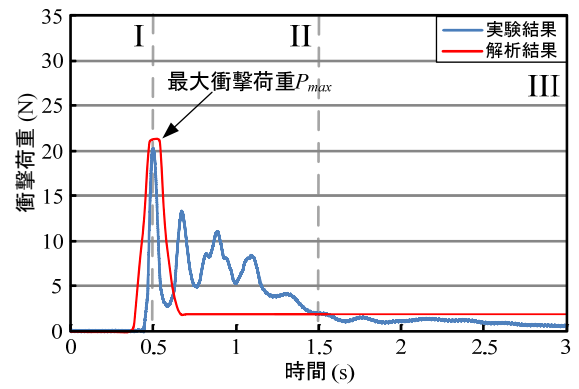
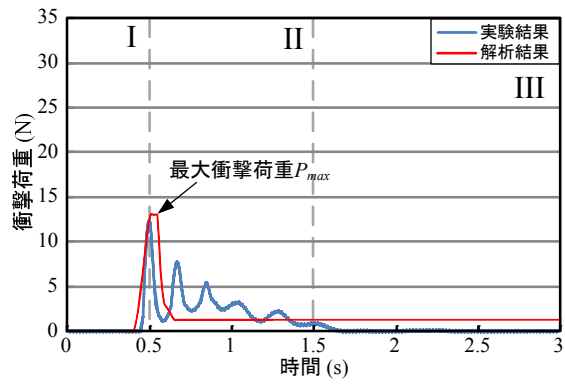


図-8.16 衝撃荷重～時間関係 (清水のみ)

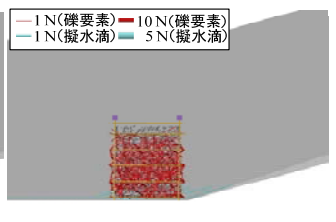
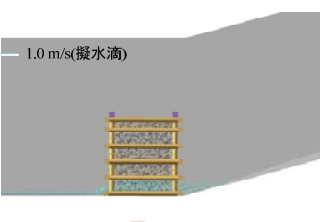
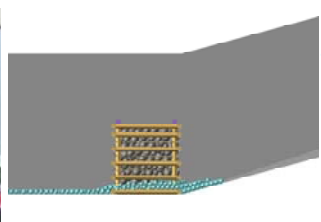
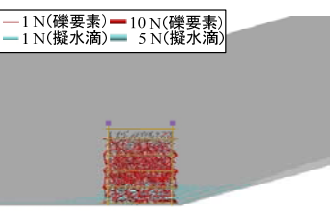
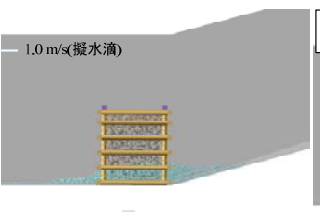
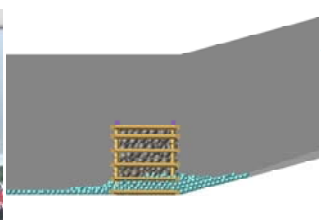
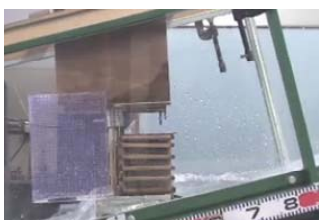
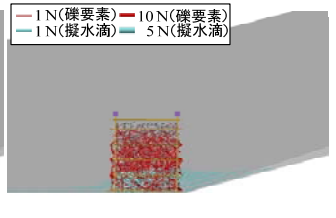
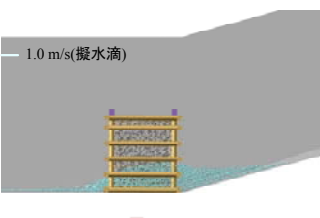
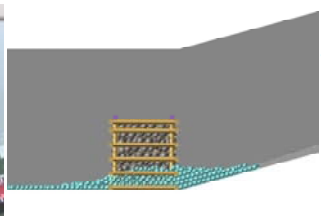
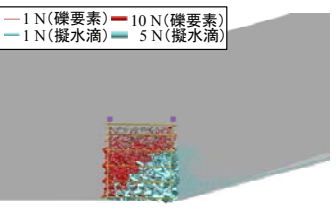
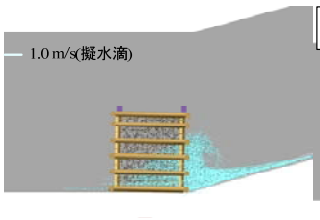
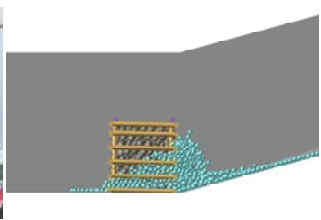
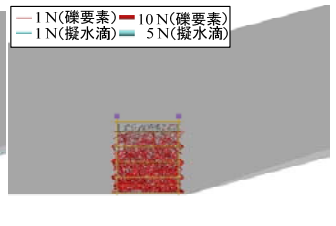
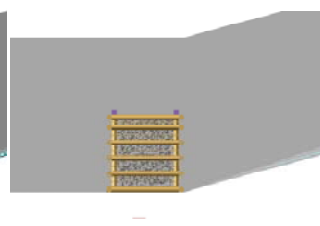
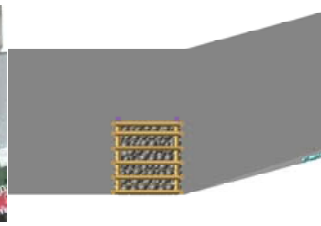


図-8.17 実験と解析の比較 (清水のみ)

図-8.18 速度ベクトル図

図-8.19 接触力図

(b) 時系列の比較

図-8.13 は、実験と解析の時刻歴を比較したものである。まず、図-8.13(a)は、 $t=t_0$ における初期位置を擬水滴要素が堰堤の手前 20 cm 付近の時刻である。図-8.13(b)の $t=t_0+0.5$ s では、水が衝突して最大衝撃荷重が生じた時である。実験に比べて解析はやや水の運動が異なるように見受けられるが、堰堤高さまで水がせり上がっている様子は再現できている。図-8.13(c)の $t=t_0+1.0$ s では、水が衝突し、泡が全体に混合しながら後続に流れてくる水と混じり合う。しかし、解析では泡を再現していないので準静的状態に見受けられるが、堰堤から跳ね返された擬水滴要素が、堰堤より上流側に押し戻されている傾向は再現できている。図-8.13(d), (e)の $t=t_0+2.0$ s 以降では、ほぼ準静水圧となっており、安定状態に至っている。

(c) 接触力図と速度ベクトル

図-8.14 は、速度ベクトル図を示している。水色で示している線が速度ベクトルを示している。なお、要素は 1/5 サイズを示す。図-8.14(b)は、擬水滴要素が堰堤に衝突して垂直にせり上がる様子が表現できおり、堰堤に対して垂直に伸びる速度ベクトルが多くある。また速度ベクトルが、長く表示している要素が多いことから衝撃荷重が大きいことがわかる。図-8.10(c)～(e)は、準静水圧荷重を示しており、ほぼ安定してそばにとどまっている。

図-8.15 は、接触力図を示している。要素は、1/5 サイズを示している。礫要素間の接触力を赤色の線要素で、擬水滴要素と礫要素および円柱形要素との接触力を水色の線要素で示している。太くなるほど強い接触力を示している。図-8.15(b)は、最も大きな接触力を表示しており、堰堤の直前に大きな接触力が生じていることに加え、堰堤全体を覆っている擬水滴要素から接触力が生じていることがわかる。

(2) 水抜け有の解析

(a) 衝撃荷重～時間関係

図-8.16は、流水量 4.5 l, 5.5 lの実験と解析の衝撃荷重～時間関係を示したものである。いずれのケースにおいても水抜け無の解析時と同様に衝突までの立ち上がりは再現できている。その後の水が抜けた後の荷重については過少評価となっている。また、瞬間的に生じる衝撃荷重が少し実験とは時間的な遅れが生じる。しかし、最大衝撃荷重の再現性は高く、設計段階において有用である。

(b) 時系列の比較

図-8.17 は、流水量 4.5 lの実験と解析の時刻歴を比較したものである。時系列の要領は、水抜け無の時と同様である。図-8.17(b)の $t=t_0+0.5$ s では、実験に比べて解析はやや水の運動が異なるように見受けられるが、堰堤高さまで水がせり上がっている様子は再現できている。図-8.17(c)の $t=t_0+1.0$ s では、水が衝突し、泡が全体に混合しながら後続に流れてくる水と混じり合う。しかし、解析では泡を再現していないので準静的状態に見受けられる。図-8.17(d)の $t=t_0+2.0$ s では、衝突後の水が抜けている様子を表している。実験と解析は、ほぼ再現できている。図-8.17(e)の $t=t_0+5.0$ s では、水が抜けた様子を示した。実験と解析も水が抜けるまでの時刻歴もほぼ再現できている。

(c) 接触力図と速度ベクトル

図-8.18 は、流水量 4.5 lの速度ベクトル図を示している。図-8.18(b)は、速度ベクトルが堰堤内を早い速度で擬水滴要素が通過している様子を示している。また、擬水滴要素が堰堤に衝突して垂直にせり上がる様子も表現できている。図-8.18(c)～(e)は、そのまま擬水滴要素が安定して流れている様子を示しており、堰堤内を流れている。

図-8.19 は、流水量 4.5 lの接触力図を示している。図-8.19(b)は、最も大きな接触力を表示しており、堰堤の直前に大きな接触力が生じていることに加え、堰堤内で擬水滴要素と礫要素の大きな接触力が生じてい

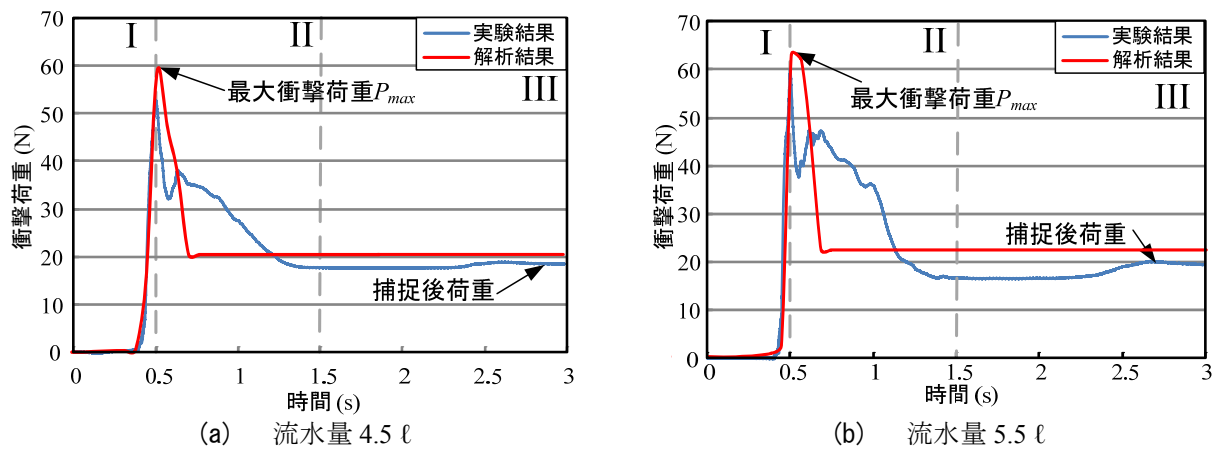


図-8.20 衝撃荷重～時間関係（礫混じり）

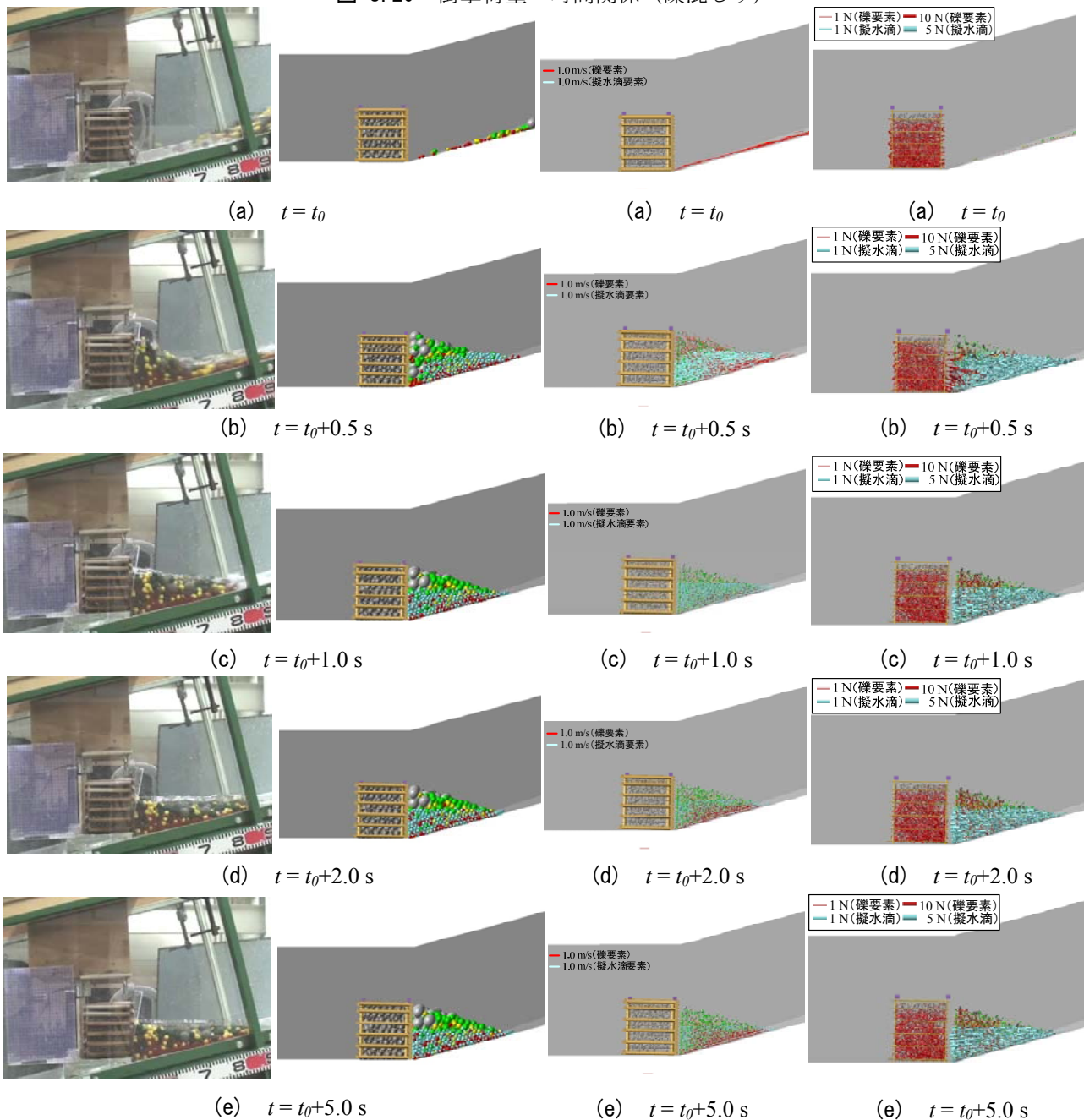


図-8.21 実験と解析の比較（礫混じり）

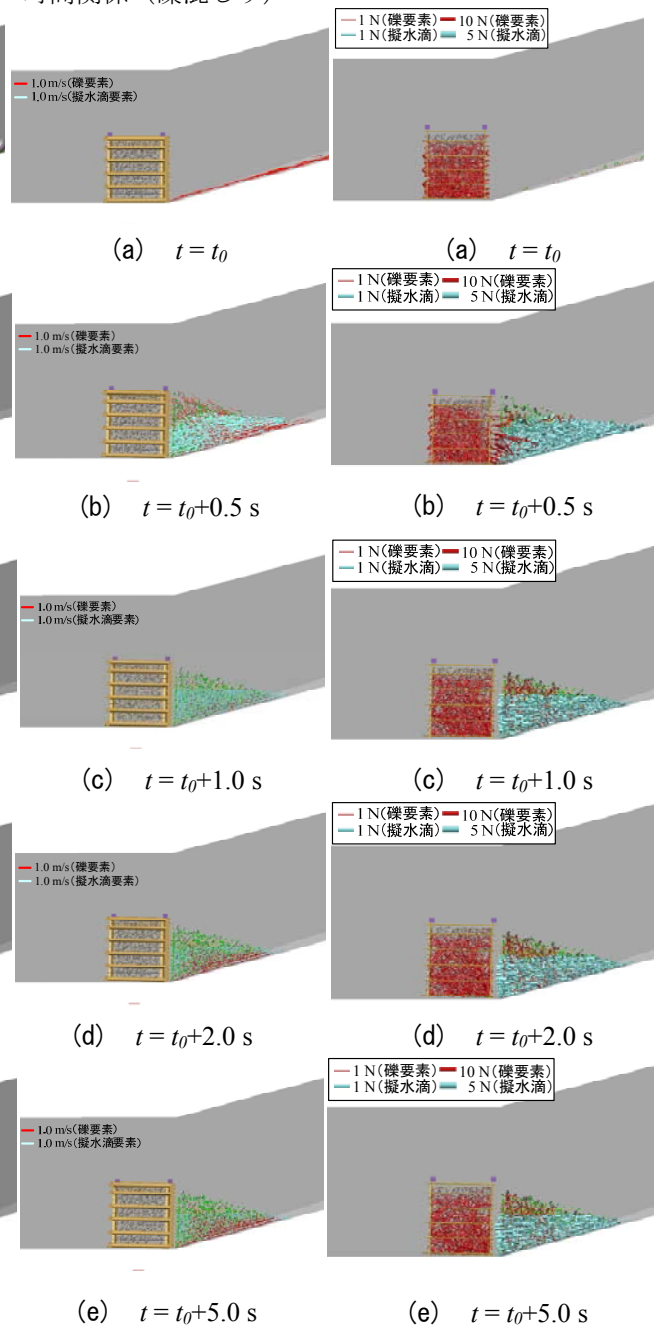


図-8.22 速度ベクトル図

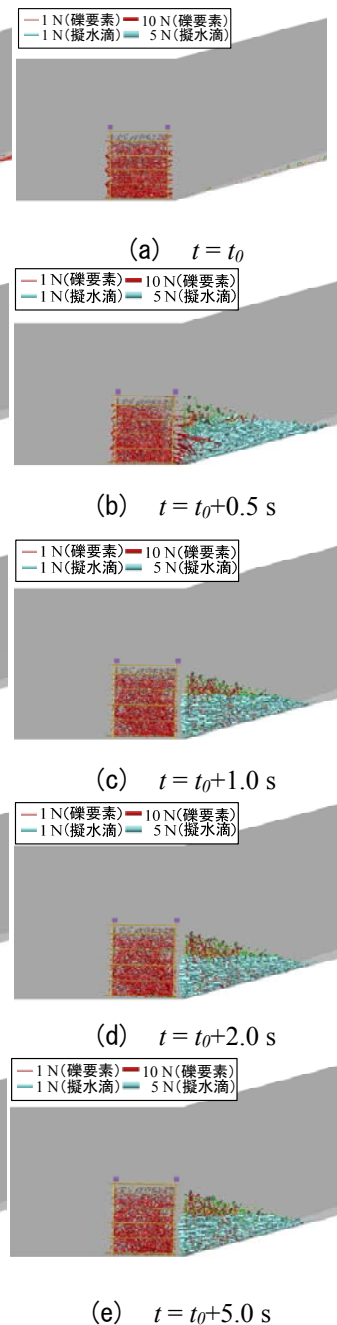


図-8.23 接触力図

ることがわかる。これは、透水時に擬水滴要素が礫要素に力をおよぼし、堰堤内で生じている力を表現している。つまり、擬水滴要素が堰堤下端において集中的に力の影響を与えている様子がわかる。また、図-8.19(c)は、接触力が小さくなっているが、水が通過している限り、堰堤内部での擬水滴要素と礫要素の接触力は続いていることがわかる。図-8.19(d), (e)は、時間の経過とともに擬水滴要素が堰堤に対して衝突時に比べて微小な力で押しながらかつて流れている様子がわかる。

8.3.4 礫混じりの衝突解析

(1) 水抜け無

(a) 衝撃荷重～時間関係

図-8.20は、流水量4.5ℓ、5.5ℓの礫混じりの実験と解析の衝撃荷重～時間関係を示したものである。最大衝撃荷重を再現できているが、礫要素の堆砂圧と静水圧の合力である荷重はやや異なっている。しかし、最大衝撃荷重から急激に安定した荷重に至る経路や、瞬間的な衝撃荷重は近いものとなっている。

(b) 状態区分の比較

図-8.21は、流水量4.5ℓの実験と解析の運動形態を時刻歴で比較したものである。まず、図-8.21(a)の $t=t_0$ は、礫が堰堤に衝突する手前20cmとした。図-8.21(b)の $t=t_0+0.5$ sでは、礫混じりが衝突する先頭部が、堰堤に到達している様子を示している。この時に、最大衝撃荷重を生じている。解析でも、土石流モデルが堰堤をせき上がっている様子が再現できている。図-8.13(c)の $t=t_0+1.0$ sでは、実験において一旦水が押し寄せ、礫を押し出している。一方、解析では水が押し寄せている様子を再現できずに接触や混合した擬水滴要素は、堰堤に衝突したのち、上流側に戻され安定した状態になる。しかし、図-8.13(d)～(e)における堆積している様子や礫要素と擬水滴要素の状態は、再現できている。

(c) 接触力図と速度ベクトル

図-8.22は、流水量4.5ℓの速度ベクトル図を示している。礫要素の速度は赤色、擬水滴要素は水色で示している。図-8.22(b)の最大衝撃荷重時は、堰堤に衝突している礫要素が堰堤に対して水平もしくは左上方に力が作用しており、礫要素がせり上がっている様子がわかる。堰堤から離れている他の要素の流下では、礫要素と擬水滴要素が斜面に対して並行に速度ベクトルを持っている。また、先頭部の要素の速度ベクトルに比べて、後方にある礫塊の速度ベクトルが長く表示しており、後方から前方へ向かって押し上げられていることがわかる。これは、土石流流下における段形状になる時の様子に近く先頭部の礫要素が、後方からの強い力によって衝突時の最大衝撃荷重が増す原因となっていることを示している。その後、図-8.22(c)は、堰堤に生じた衝撃荷重の影響で、礫における速度ベクトルは失っている。よって、礫の有する力が堰堤に作用していることで運動エネルギーを失い静的な状態に遷移している。また、礫の速度を失って入れも、その間を擬水滴要素の速度ベクトルは有しており、礫間を水が流れている様子がわかる。また、図-8.22(d), (e)においても擬水滴要素のみが流れている様子が続いている。

図-8.23は、流水量4.5ℓの接触力図を示している。図-8.23(b)は、衝撃荷重が礫要素の先頭部における影響が最も大きいことを示している。ここでは、接触時における大きな力を示しており、堰堤に対して衝撃を伝えている。また、後続における擬水滴要素と礫要素の力も大きな力が生じており、衝突時には礫と水の合力が堰堤に伝達している様子が表現できている。図-8.23(c)は、礫要素の衝突する力は弱まっており、礫要素からの衝撃荷重は失っている。図-8.23(d), (e)は、そのまま擬水滴要素の力が弱まり、礫が持っている自重圧と擬水滴要素の有する準静水圧荷重が接触力として表示している。しかし、堰堤に捕捉されている礫要素間を常に少し振動している擬水滴要素は、礫要素には力を与えており、安定した状態に見えても内部の接

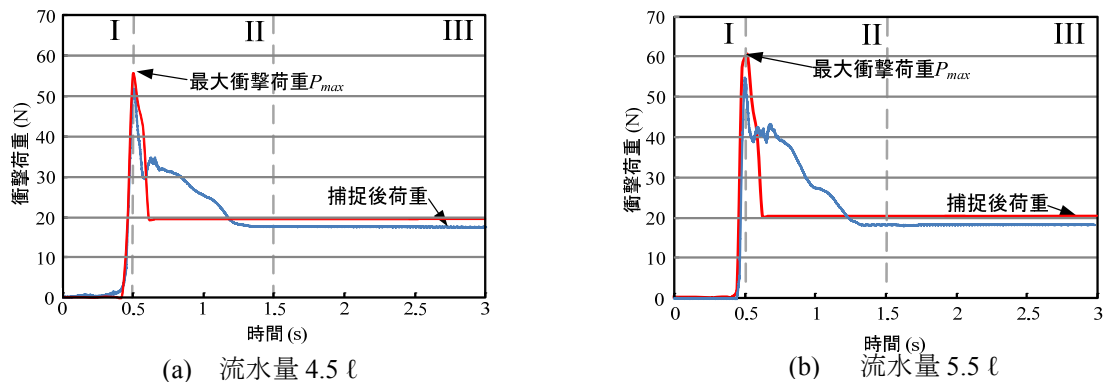


図-8.24 衝撃力～時間関係（礫混じり）

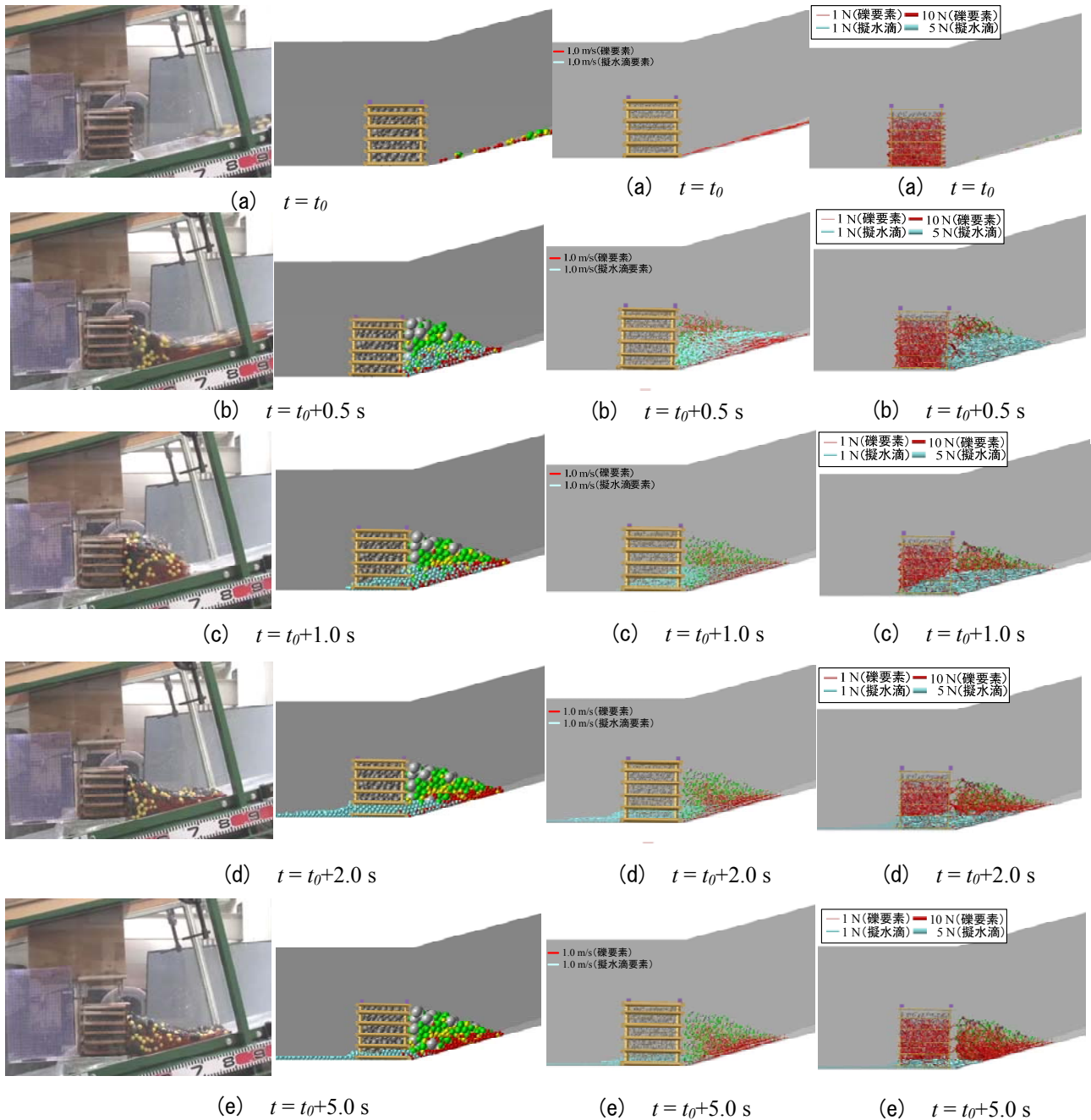


図-8.25 実験と解析の比較（礫混じり）

図-8.26 速度ベクトル図

図-8.27 接触力図

触力は働いていることがわかる。

(2) 水抜け有

(a) 衝撃荷重～時間関係

図-8.24 は、流水量 4.5 l, 5.5 l の礫混じりの実験と解析の衝撃荷重～時間関係を示したものである。最大衝撃荷重を再現できているが、礫要素の堆砂圧と静水圧の合力である荷重はやや異なっている。しかし、最大衝撃荷重から急激に安定した荷重に至る経路や、瞬間的な衝撃荷重は近いものとなっている。

(b) 状態区分の比較

図-8.25 は、流水量 4.5 l の実験と解析の運動形態を時刻歴で比較したものである。時系列の要領は、水抜け無と同様である。図-8.25 (b) の $t = t_0 + 0.5$ s では、礫混じりが衝突する先頭部が、堰堤に到達している様子を示している。この状態が、最大衝撃荷重を生じている時である。解析でも、土石流モデルが堰堤をせき上がっている様子が再現できている。図-8.25 (c) の $t = t_0 + 1.0$ s では、実験において一旦水が押し寄せ、礫を押し出している。一方、解析では水が押し寄せている様子を再現できておらず、接触や混合した擬水滴要素はそのまま流れている。しかし、図-8.25 (d) ～ (e) における堆積している様子や礫要素と擬水滴要素の離反における水が抜ける様子は再現できている。

(c) 接触力図と速度ベクトル

図-8.26 は、流水量 4.5 l の速度ベクトル図を示している。図-8.26 (b) の最大衝撃荷重時は、堰堤に衝突している礫要素が堰堤に対して水平もしくは左上方に力が作用しており、礫要素がせり上がっている様子がわかる。堰堤から離れている要素の流下では、礫要素と擬水滴要素が斜面に対して並行に速度ベクトルを持っている。また、先頭部の要素の速度ベクトルに比べて、後方にある礫塊の速度ベクトルが長く表示しており、後方から前方へ向かって押し上げられていることがわかる。これは、土石流流下における段形状になる時の様子に近く先頭部の礫要素が、後方からの強い力によって衝突時の最大衝撃荷重が増す原因となっていることを示している。その後、図-8.26 (c) は、堰堤に生じた衝撃荷重の影響で、礫における速度ベクトルは失っており、礫の有する力が堰堤に作用していることで運動エネルギーを失い静的な状態に遷移している。また、礫の速度を失って入れも、その間を擬水滴要素の速度ベクトルは有しており、礫間を水が流れている様子がわかる。また、図-8.26 (d), (e) においても、擬水滴要素のみが流れている様子が続いている。

図-8.27 は、流水量 4.5 l の接触力図を示している。図-8.27 (b) は、衝撃荷重が礫要素の先頭部における影響が最も大きいことを示している。ここでは、接触時における大きな力を示しており、堰堤に対して衝撃を伝えている。また、後続における擬水滴要素と礫要素の力も大きな力が生じており、衝突時には礫と水の合力が堰堤に伝達している様子が表現できている。図-8.27 (c) は、礫要素の衝突する力は弱まっており、礫要素からの衝撃荷重は失っている。しかし、擬水滴要素の力はまだ押し続けており、堰堤に対して緩やかに力が減少している様子を表現できている。図-8.27 (d), (e) は、そのまま擬水滴要素の力が弱まり、礫が持っている自重のみが接触力として表示している。同時に堰堤と礫から生じている接触力も弱まることで堆積した礫のみの力が堰堤との釣り合い状態に至る現象を再現できている。

また、固体と流体の衝撃荷重を表現することが主である清水のみの衝撃荷重は、衝撃荷重の立ち上がりやその後の荷重が減少していく過程において再現性が不十分であった。しかし、礫混じりの解析は、礫要素が先頭に現れることで、瞬間的に生じる衝撃荷重が固体同士の接触になる。このことにより、衝撃荷重の立ち上がりやその後の堆積した礫の荷重も再現性が高いものとなった。

8.4 結 言

本研究は、衝突後に水と礫が分離して流下する土石流の砂防堰堤周辺の挙動を解析するために、擬水滴要素を用いて、別途行った透水性を有する砂防堰堤モデルへの土石流衝突実験の衝撃荷重～時間関係の再現解析を行ったものである。本研究の成果を要約すると以下のようになる。

- (1) 透水性を有する堰堤への清水のみの実験では、瞬間的に大きな荷重が作用し、その後、急激に荷重が低下する。一方、解析においては、初期の衝突荷重の応答を良く解析できた。しかし、堰堤を水が抜けながら荷重が低下する挙動については、荷重の振動を再現できずに定荷重を示すものとなった。
- (2) 礫混じり土石流の実験については、礫荷重および礫の堆砂圧による荷重成分が清水のみの荷重に比して 2 倍程度の大きさで支配的となる。解析は、実験結果と比較して初期の衝突荷重と堰堤に清水が通過し、堆積した礫塊のみの荷重も良く推定できた。
- (3) 解析結果では、要素の速度分布や要素間接触力の分析により、土石流の荷重の水と固体の連成および礫と礫、礫と堰堤といった相互作用の分析が可能であることを示した。
- (4) 擬水滴要素は、水（流体）の振舞いについて厳密性に欠けるので、今後の改良検討が必要である。

第9章 結 論

9.1 緒 言

本研究は、砂防事業において土石流の発生・流下・停止に至る現象の中核となる巨礫の偏析現象に注目し、現地発生礫材の有効活用の観点から礫中詰材の堰堤としての利用について数値解析技法の開発を試みたものである。まず、鋼製杵堰堤の設計に必要な解析法として、現場で計測可能な安息角から非重複率 β を有する六等球径対称配集体要素を用いて、鋼製杵堰堤と大型布団籠のせん断抵抗力評価について検討した。一方、土石流の流動における再現性として、流下中に生起する偏析現象について検討した。さらに、擬水滴要素を用いて礫と水の混合、流下から停止に至る過程を再現した。これらを踏まえて、鋼製杵堰堤と土石流における一体解析を試みたものである。本章では、各章で得られた成果を総括し、今後の課題と展望について述べる。

9.2 本研究の成果

(1) 第1章

我が国における被災事例と対策法および防災における対応やその問題点を整理し、本研究で対象とする砂防堰堤の強度評価と土石流の設計荷重の現状を通して、シミュレーション技法の必要性を明らかにした。また、砂防構造物や土石流に対する既往研究や個別要素法の既往研究を整理し、本研究の目的と本論文の構成について述べた。

(2) 第2章

第2章では、六等球径対称配列集集体要素を提案し、小礫の安息角実験で得られた基礎情報をもとに非重複率 β を決定すると安息角が再現できることを示した。その成果は、以下のようになる。

- a) 等球形6個によって、正八面体のように構成される六等球径対称配列集集体要素を提案し、小礫の安息角実験における粒状体の堆積過程をシミュレーションすることができた。
- b) 実験で得られた安息角から決定した非重複率 β を用いて安息角解析を行うことで、解析で得られた安息角と実験で得られた安息角を概ね再現できることがわかった。
- c) これにより、非重複率 β を求める安息角推定式として以下の式を提案した。

$$\beta = \left(\frac{\theta_r}{55.7} \right)^{1.67} \quad (2.62)$$

(3) 第3章

第3章では、事前実験で得られた安息角に対応する非重複率 β を有する集集体要素を礫中詰材要素として単純せん断変形実験によるせん断抵抗力～変位関係に対する適用性を検討した。その際、礫中詰材のせん断抵抗力発揮における内部の力学的メカニズムを球形要素と集集体要素で比較した。その成果は、以下のようになる。

- a) 割栗石の安息角をもとに礫中詰材要素を決定した。この要素を用いて単純せん断変形実験の再現解析を

行い、変位 95 mm（せん断変形 9.5%）まで実験結果を再現できることがわかった。

- b) 実構造の礫材は 10～30 cm の粒径を有するため、安息角を基にせん断抵抗力を推定できることは技術的に有用性が高く、実構造のせん断変形は 5 % を超えることはないので、せん断変形 10 % 程度までの適合性は充分である。
- c) 球形要素を用いた解析では、実験でのせん断抵抗力を合わせることができ、内部で働く壁面に生ずる礫圧分布は実験とは異なる。一方、集合体要素は後壁面上端から前壁面下部に至るブレースのような伝達経路が形成され壁面の圧力分布も実験の傾向と概ね一致する。よって、予測手法として実構造における骨組みに与える礫中詰材圧が再現可能である提案手法の方が工学的に有用である。

(4) 第4章

第4章では、粒径 10 cm 程度の礫材における安息角実験により非重複率 β を決定した礫中詰材要素を用いて、形状が複雑な階段枠のせん断変形実験と 3 m を超える大型布団籠に対してせん断抵抗力～変位関係を再現解析した。その成果は、以下のようになる。

- a) 安息角推定式から決定された六等球径対称配列集合体要素を枠に詰めることで堰堤モデルを作成し、変位制御を与えた要素により一定の力で圧すことにより、せん断抵抗力を解析する一連の解析法を提案した。
- b) 自由落下による中詰材の安息角については、粒径 10 cm 程度の礫材であれば 0.4 m³ 程度をバックホーで落下堆積させる実験で求められることを示した。したがって、現場においても 3 m×3 m 程度の平滑な地積があれば、計測可能であることがわかる。
- c) 背面が階段形状を有する枠内に詰められた礫中詰材のせん断抵抗力～変位関係を再現し、せん断変形 9 % 程度まで実験値と一致する解析結果を得た。
- d) 提案手法では、中詰材の拘束力のない枠である大型布団籠のせん断抵抗力～変位関係を概ね再現することができた。これにより、柔性枠と礫材における相互作用力を推定可能であることを示した。

(5) 第5章

第5章では、2 粒径の異なる球形粒状体を混合して回転円筒内で礫群を流動状態にし、その偏析現象を観察できる実験法を創案した。これにより、混合条件や回転速度の影響による偏析現象の生起条件を整理した。また、偏析時における実験結果を基に個別要素法解析で再現することで偏析現象における解析的検討を補足した。その成果は、以下のようになる。

- a) 大粒径と小粒径の粒径差が 3 倍以上あると偏析が生起することがわかった。この実験を基に、大粒径の浮き上がりを考察すると混合状態の配列変換中で生じるメカニズムによって、前方に押し出されて集中している。
- b) 個別要素法は、ガラス球における 2 粒径混合実験の偏析現象を比較的容易に再現できることを示した。また、解析によると偏析現象では、先頭部に集中している大粒径要素に対する底面からの制動力が重要な働きをしていることを示した。そのうえで、平衡塊の中心あたりにおいて、後方の不安定塊と前方の安定塊とのせめぎ合いが生じている。その領域では、速度ベクトルに乱れが生じることで、ブラジルナッツ効果と同様な大粒径の浮き上がる偏析現象を生起させる。
- c) 個別要素法解析において、偏析状態における平衡塊内部の流速分布を分析した結果、固定床において底面から上部にかけて流速が増し、せん断応力を生じられる従来の固定床実験と同様な機構となっていることを示した。

(6) 第6章

第6章では、第5章の回転円筒実験装置を用いてガラス球と表面凹凸のある礫材における実験を対比し、回転速度や底面粗度による偏析現象の生起条件と礫群の運動形態について整理した。そのうえで、個別要素法を用いて偏析の生起した場合と生起しない場合の再現解析をすることで、土石流の流下時に生起する偏析のメカニズムを検討した。その成果は、以下のようになる。

- a) ガラス球を用いた実験では、底面粗度を与えないと2粒径混合状態において広範囲の底面速度条件下で偏析が生起する。しかし、底面粗度を与えると偏析が困難になる。このことから、粒径に対して底面粗度の間隔が、大粒径の2倍、小粒径の4倍になると全く偏析現象が現れない。
- b) 表面凹凸のある粗粒材の2粒径混合実験では、底面粗度が無いとインターロッキングによって、礫の配置変換が阻害され流動化せずスティックスリップ現象を繰り返すことで偏析は生じない。しかし、大粒径の2倍、小粒径の4倍程度の底面粗度を与えると、回転速度の条件が整うことで偏析が生起する。
- c) これにより、通常土石流の流下時に偏析が生じるものとして考えられているが、実験結果によると流下速度や礫材の粒径差に大きく影響するため稀な現象であることがわかる。
- d) 集合体要素によって表面凹凸の効果を表す個別要素法解析は、表面凹凸の無い球形要素の2粒径混合状態の解析も含めて、実験の偏析が生起する条件および偏析が生起しない条件の運動状態や偏析現象の有無を再現できた。

(7) 第7章

第7章では、個別要素法を応用した擬水滴要素を提案し、底面水抜きスクリーン実験を対象に礫と水の分離によって生じる土石流の流下から停止に至る現象の適用性を検討した。その成果は、以下のようになる。

- a) 擬水滴要素を用いて底面水抜きスクリーン実験で行われた水の混合から土石流の発生・流下・停止に至る一連の運動形態を再現することができた。その際、土石流が堰堤部に到達すると礫と水とに分離されるため水の押し出す力が失われ、礫と底面の制動力が相対的に大きくなることを解析的に示した。
- b) これにより、実験で行われている提案手法が固体→流体→固体の運動形態の遷移過程を再現することができた。

(8) 第8章

第8章では、不透過型砂防堰堤と礫中詰材を使用した堰堤に作用する土石流の衝撃荷重を計測し、それぞれの衝撃荷重～時間関係を整理した。そのうえで、鋼製枠堰堤と土石流の一体解析することで、土石流衝撃荷重による堰堤に生じるインタラクションについて検討した。また、砂防堰堤周辺における流水の挙動や礫衝突の振舞いを考察した。その成果は、以下のようになる。

- a) 透水性を有する堰堤の水のみの衝突における解析をシミュレーションすることができた。その際、設計時に必要な最大衝撃荷重を再現することができた。
- b) 礫混じりの実験を再現解析することで、瞬間的な衝突から水が抜けることで礫のみの堆砂圧だけになる現象を定性的に再現できた。これによって設計に必要な最大衝撃荷重や、礫のみの堆砂圧荷重を実験とほぼ変わらない値を得た。
- c) 提案手法は、土石流と鋼製枠堰堤のインタラクションにおける衝撃荷重を評価すること可能である。

9.3 本研究の課題と今後の展望

(1) 実規模の鋼製杵堰堤における設計法の検討

本研究では、高さ3 m程度の堰堤に対しての適用性について検証した。今後は、多種多様な条件での適用性を検討する必要があるものの、実用性を高めるために現行設計で建設された砂防堰堤および、河川や山間地の治山に用いられている大型布団籠の強度評価を行い、簡便な設計法の開発に应用することが必要である。

(2) 回転円筒実験装置と直線水路実験の対応性の検討

制限距離の無い無限遠を表現している回転円筒実験装置は、土石流の流下過程における内部の振舞いを観察することができる。しかし、曲率の有する水路であるので、従来の直線水路の既往研究および木藤ら¹⁾の急勾配水路での粉体流やSavageら²⁾の直線水路における粒状体の振舞いを定量的に比較する必要がある。特に、直線水路での勾配と回転円筒での回転速度における運動形態の類似性を検討することは、土石流の流動区間や停止区間における内部のメカニズムを定常状態で観察することを可能にする。また、回転円筒装置で生じた偏析現象のメカニズムと直線水路における偏析のメカニズムを比較して、生起条件の違いや共通点を整理・検討する必要がある。

(3) 礫と水の連成解析の検討

本研究で提案した擬水滴要素は、礫と水との混合状態から離反の振舞いを再現するには便利であるが、礫と水の混相流の正確な再現性には、多くの課題を有している。本来流体の動きは連続体力学ベースで展開され、ナビエストークスやダルシー則を基に検証されている。そのため、提案手法である擬水滴要素においても厳密解との比較を行い、適用限界や流体問題との適用性を検証する必要がある。つまり、マクロな視点として、地盤内における水の振舞いや動的問題における土石流の流れ内での水の表現力を検討し、礫と水の透水性における検証のため修正ダルシー則³⁾との比較や地盤内の流れにおいてはSollit⁴⁾らによる提案式との比較が必要である。ミクロな視点としては、礫間を抜ける流水の効果で水による膨張や水同士の分子間力による引張力の表現力等の検証も必要である。

(4) 災害事例から得たデータを用いて土石流と砂防堰堤の一体解析の検討

本研究では、あまり行われていない鋼製杵堰堤と土石流を一体解析することを試みたわけであるが、実際の土石流災害を例題に検証する必要がある。例えば、近年では伊豆大島や長野県南木曽町での土石流災害で、堰堤における捕捉効果や透過型砂防堰堤の破損等発生しており、提案手法に必要な物性値を整理し、実時間における実際の災害で生じた現象との比較を行う必要である。

(5) 今後の展望

本研究で用いられた解析手法は、砂防堰堤の強度評価や土石流の流れを再現するために現場で容易に計測できる安息角をパラメータにして、それぞれの設計に必要な情報を整理することを可能にした手法である。実験においても、固体化している安定状態の礫群に流水が混じることで流動化しているが、解析においてもその現象を再現している。また、混相状態から水が抜けて固体化する現象も実験を踏まえて再現している。そのうえで、土石流と透水性のある砂防堰堤との衝突現象も一体解析している。この一連の解析は、予測が困難な土石流の発生、流下そして物体への衝突時に生ずる土石流荷重ならびに砂防堰堤とのインタラクシ

ンへの適用性が可能である。また、その描画的再現性は、地域住民との安全対策に対する合意形成にも有用と思われる。よって、これらの分野に対するさらに高度な技術向上が必要である。

謝 辞

本論文は、防衛大学校システム工学群建設環境工学科 香月智教授のご指導の下にまとめられたものです。香月教授には、理工学研究科後期課程への門戸を開いて頂くとともに、現状の把握や問題の捉え方、有用性のある工学的観点、問題解決に至る思考過程に加え、研究者のあり方や社会人や自衛官としての心構えに加え、指揮官や指導者としての心構えなど、熱心かつ丁寧なご指導を頂きました。また、研究だけにとどまらず、私的な面に対しても多大なるご配慮を賜りました。筆者は、本論である土石流を題材に自然災害に対して、どのようにして向き合っていくかを考えさせられるものでした。このようなテーマに巡り合わせていただいたことは、筆者にとって国としてあり方を認識するうえで、有意義なものでした。香月教授には、深甚なる謝意を表します。

九州大学大学院工学研究院社会基盤部門 園田佳巨教授には、本論文をまとめるうえで貴重なご指導、ご助言を頂くとともに、励ましのお言葉も頂きました。また、防衛大学校システム工学群建設環境工学科 大野友則教授には、学位論文のまとめ方や一貫性などについてご指導、ご助言を頂くとともに、論文の細部にわたってご指導を頂き、また激励のお言葉をかけて頂きました。同 宮田喜壽教授には、本論文の位置づけやまとめ方、研究者として追及していくべき倫理観についてご指導、ご助言を頂きました。これは、私にとって励みになり、本課程における生きがいとなりました。同 別府万寿博准教授には、研究内容に対するご指導、ご助言を頂くとともに、貴重な資料を数多くご提供頂き、また終始励ましのお言葉をかけて頂きました。各先生方にはお忙しい中、副査を引き受けて頂きましたことを、深く感謝いたします。

砂防鋼構造物研究会 石川信隆 防衛大学校名誉教授には、研究に対するご指導を頂いただけでなく、研究会を通したディスカッションの機会や各種資料をご提供頂くなどの便宜も図っていただきました。また、私の机にある先生の残された「今日の一言」は、迷いや不安、独りよがりな論述を気付かせてくれる言葉であり、心より感謝申し上げます。

日鐵住金建材株式会社 田附正文氏、砂防・地すべり技術センター 嶋丈示氏をはじめ、砂防鋼構造物研究会の皆様には、砂防に関わる多くの貴重な資料やデータを快く提供していただきました。また現場技術者の視点から多くの貴重なご意見を頂いただけでなく、研究内容についても貴重なご指摘やご意見を頂きました。厚く御礼申し上げます。

防衛大学校システム工学群建設環境工学科 古屋信明教授、藤掛一典教授、黒田一郎准教授、市野宏嘉助教には、構造系定例会などにおいて、貴重なご意見を頂きました。同 故藤間功司教授は、水理学の基礎をご指導いただきました。同 矢代晴実教授には、研究のみならず、課業外に関しても多くの社会教養や心温まる励ましの言葉を頂き感謝しております。同 多田毅准教授には、流体問題や混相流に関する知識や数値解析に関する捉え方に加えて、本論文のまとめ方や内容についてご指導、ご助言を頂きました。また、同 平川大貴講師には、土質力学の視点からご助言を頂き、また励ましのお言葉をかけて頂きました。同 嶋原良典助教は、研究室の運営業務等を協力して頂きました。心より感謝いたします。

防衛大学校システム工学群建設環境工学科 技術員 高橋峰男氏には、回転円筒内実験装置の作成や準備においてご協力、ご助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。皆様、心から感謝し

ております。

名古屋大学大学院研究科社会基盤工学専攻 山本佳士准教授（元防衛大学校助教）には、数値解析手法の工夫や計算速度向上のために協力していただきました。また、研究のみならず、取り止めのない話に長く付き合ってもらい感謝しております。

当時陸上幕僚監部装備部開発課総括班技術管理係 八戸 2 佐には、理工学研究科後期課程への門戸を開いて頂くとともに、ご自身の学位取得における厳しいご経験を基に、激励のお言葉とご助言を頂きました。著者にこのような機会を与えた頂いた八戸 2 佐をはじめ、陸上幕僚監部開発官の皆さまに、感謝の意を表します。

当時防衛大学校理工学研究科後期課程 片出亮博士には、研究内容について多くのご助言を頂くとともに、研究室運営や後輩指導など、学位取得を目指す後期課程学生の姿勢とあり方について身をもって示して頂きました。また、卒業後も温かい励ましのお言葉を頂きました。ここに感謝の意を表します。同 澁谷一博士には、個別要素法の使用法における懇切丁寧な指導や研究に対する姿勢等多くのご指導を頂きました。また、卒業後になりましても多くのお助言や論文の進め方などご指導を頂きました。いずれも、私にとって博士生活の見本であり、理想の先輩であり、目標であり、必ず越えなければならない壁でもありました。おかげで、一度も心が折れずにここまで到達できたことを感謝しております。

元防衛大学校理工学研究科前期課程 石橋和佳氏 同 金子鉄平氏、同 高橋利延氏には、実験においてご協力いただくとともに、研究室運営などにもご助力を頂きました。同 立石龍平氏は、研究室の雑務や論文作成の手伝いなど多くの雑用に協力していただきました。ここに謝意を表します。

当時防衛大学校本科 長池弘樹氏（本科 56 期）、小川あずさ氏（本科 57 期）、小原史稔氏（本科 57 期）、堀越涼太氏（本科 58 期）、宮城充宏氏（本科 58 期）、防衛大学校本科 嶋川理氏（本科 59 期）には、実験からデータ整理まで多くのご支援を頂きました。ここに感謝いたします。

当時防衛大学校本科 橘郁也氏（本科 55 期）、小林棋孝氏（本科 55 期）、楠富智太氏（本科 56 期）、防衛大学校本科 松村健太郎氏（本科 59 期）には、温かい言葉や励ましをいただき感謝しております。

水落信恵女史には、いつも諸業務を快くお引き受けいただくとともに、私的な面においてもお世話になり、また常に温かい励ましのお言葉を頂きました。誠にありがとうございました。

最後に、研究生活は「水は方円の器に随う」ということを信じ、走り続けた 5 年間は多くの方に支えられるばかりで感謝の限りです。これからは、この「感謝」を自衛隊のために、国民のために、学科のために還元できればと思います。最後に、多大なるお力添えをいただきました防衛大学校建設環境工学科の皆様にご心より感謝の意を表します。

2015 年 3 月

参考文献

第 1 章

- 1) 塚本良則, 小橋澄治: 新砂防工学, 朝倉書店, pp.29-94, 1991.9.
- 2) 建設省河川局砂防部: 土石流危険渓流及び土石流危険区域調査要領, 1999.4.
- 3) 建設省河川局砂防部傾斜地保全課: 急傾斜地崩壊危険箇所等点検要領, 1999.11.
- 4) 国土交通省: 土石流危険区域渓流および急傾斜地崩壊危険箇所に関する調査結果の公表について, 2003.3.
- 5) 全国治水砂防協会: 砂防便覧 平成 20 年度版 全国治水砂防協会, 2008.3.
- 6) 国土交通省: 平成 26 年に発生した土砂災害, http://www.mlit.go.jp/river/sabo/jirei/h26dosha/141130_H26dosyasaigai.pdf, 2014.12.
- 7) 財団法人 砂防・地すべり技術センター: 平成 25 年 土砂災害の実態, 財団法人 砂防・地すべり技術センター, pp.3-22, 2014.5.
- 8) 財団法人 砂防・地すべり技術センター: 平成 15 年 土砂災害の実態, 財団法人 砂防・地すべり技術センター, pp.3-17, 2004.5.
- 9) 萩原幸男監修: 日本の自然災害 1995~2009 年 ―世界の大自然災害も収録―, 日本専門図書出版, pp.320, 2009.7.
- 10) 地盤工学会: ジオテクノート 12, 土石流, 2003.5.
- 11) 気象庁: 日本の年降水量偏差の経年変化 (1898~2014 年), 2014.
- 12) 気象庁: 気候変動監視レポート 2013, http://www.data.kishou.go.jp/climate/cpdinfo/monitor/2013/pdf/ccmr2013_all.pdf, pp.30-32, 2014.6.
- 13) 海堀正博, 木下篤彦, 高原晃宙, 多田泰之, 長野英次, 馬場茂彰, 荒木義則, 杉原成満, 島田徹, 堀大一郎, 小泉和也: 2013 年 7 月 28 日に山口県東部および島根県西部で発生した局地的集中豪雨による土砂災害, 砂防学会誌, Vol.66, No.4, pp.48-55, 2013.7.
- 14) 国土技術政策総合研究所: 台風 26 号による伊豆大島災害調査結果, <http://www.nilim.go.jp/lab/rbg/1310izuoshima/131018izuoshima.pdf>, 2013.
- 15) 砂防学会: 伊豆大島土砂災害緊急調査報告会, pp.1-14, 2014.1.
- 16) 平松晋也, 福山泰治郎, 山田孝, 逢坂興宏, 中谷加奈, 松本直樹, 藤村直樹, 加藤誠章, 島田徹, 久保毅, 松尾新二郎, 西尾陽介, 吉野弘祐: 平成 26 年 7 月 9 日長野県南木曽町で発生した土石流災害, 砂防学会誌, Vol.67, No.3, pp.38-48, 2014.11.
- 17) 海堀正博, 石川芳治, 里深好文, 松村和樹, 中谷加奈, 長谷川祐治, 松本直樹, 高原晃宙, 福塚康三郎, 吉野弘祐, 長野英次, 福田真, 中野陽子, 島田徹, 堀大一郎, 西川友章: 2014 年 8 月 20 日に広島市で発生した集中豪雨に伴う土砂災害, Vol.67, No.3, pp.49-59, 2014.11.
- 18) 国土交通省河川局, 日本河川協会: 国土交通省 河川砂防技術基準 同解説・計画編, 山海堂, 2005.11.
- 19) 国土交通省砂防部, 国土交通省国土技術政策総合研究所: 砂防基本計画策定指針 (土石流・流木対策編) 及び同解説, 社団法人 全国治水砂防協会, 2007.11.
- 20) 国土交通省砂防部, 国土交通省国土技術政策総合研究所: 土石流・流木対策設計技術指針及び同解説, 社団法人 全国治水砂防協会, 2007.11.
- 21) 国土交通省砂防部: 土砂災害警戒区域等における土砂災害防止対策の推進に関する法律豪雨, 2001.
- 22) 国土交通省: 災害対策のための情報提供の推進について ―平成 11 年梅雨前線豪雨災害の検討より―, 2000.4.
- 23) 国土交通省砂防部: 土砂災害防止法のあゆみ, <http://www.mlit.go.jp/river/sabo/sinpoupdf/ayumi-08.pdf>, 1999.6.
- 24) 内閣府: 平成 26 年度版 防災白書, 独立行政法人国立印刷局, 2014.7.
- 25) 国土交通省砂防部: 土砂災害防止法とは, <http://www.mlit.go.jp/river/sabo/sinpoupdf/gaiyou-07.pdf>, 2001.
- 26) 国土交通省: 土砂災害対策の強化に向けた検討会 土砂災害対策の強化に向けて 提言, pp.1-12, 2014.7.
- 27) 国土交通省: 国土強靱化基本計画 ―強くて, しなやかなニッポンへ―, pp.25, 2014.6.
- 28) 廣松暁彦, 松岡亮: 平成 26 年度国土交通省予算及び復興庁予算のポイント ―インフラ老朽化対策と交

際競争強化に重点一，立法と調査，No.349，2014.2.

- 29) 水山高久：講座 土石流 講座を終えるにあたって 土と基礎，Vol.29，No.2，pp.55-57，2001.2.
- 30) 財団法人 砂防・地すべり技術センター 鋼製砂防構造物委員会編集：平成 21 年版 鋼製砂防構造物設計便覧，エッセイエブロ，2010.
- 31) 水山高久：砂防ダムに対する土石流衝撃力算定とその問題点，新砂防，Vol.112，pp.40-43，1979.8.
- 32) 治山技術基準解説 総則・山地治山編，1999.
- 33) 北島昭一：セル岩盤の安定性に関する研究，運輸省湾港技術研究所報告，Vol.12，No.3，1962.
- 34) 香月智，石川信隆，大平至徳，鈴木宏：鋼製砂防堰堤構造物の中詰材のせん断抵抗力及び中詰材圧の推定法に関する一考察，土木学会論文集，Vol.428，I-15，pp.97-106，1991.
- 35) 伊藤一雄，香月智，石川信隆，阿部宗平，中村徹：礫中詰め型砂防ダムの中詰材のせん断抵抗力：砂防学会誌，Vol.50，No.1，pp.3-14，1997.
- 36) 香月智，石川信隆，大平至徳，鈴木宏：鋼製砂防構造物の中詰材との共同作用に関する実験的研究，新砂防，Vol.42，No.6，pp.18-23，1990.
- 37) Terzaghi, K. : Stability and Stiffness of Cellular Cofferdams, *ASCE Transaction*, Vol.110, pp.1083-1202, 1945.
- 38) Cummings, E. M. : Cellular Cofferdams and Docks, *ASCE Proceedings*, Vol.83, No.WW-3, Paper No.1366, 1957.9.
- 39) Schneebeli, G. : Contribution au Calcul de la Stabilité des Batardeaux a Double Paroi de Palplanches, *Proc. of 4th I.C.M.F.E.*, 1957.
- 40) Quoc D. D., Yoshiharu, I. and Taeko, W. : Improved reinforcement by rockfill materials in small wooden check dams, *Japan Society of Erosion Control Engineering*, Vol.67, No.1, pp.3-10, 2014.5.
- 41) 金子智成，森雅美，香月智，田附正文，射場茂夫：鋼製治山ダムの中詰材効果に関する準実物大実験，構造工学論文集，Vol.54A，pp.124-13，2008.4.
- 42) 金子智成，森雅美，香月智，田附正文，Nghiem Minh Quang：治山ダム礫中詰材の FEM モデリングに関する基礎的検討，構造工学論文集 Vol.55A，pp.216-225，2009.4.
- 43) Hotta, N. and Miyamoto, K. : Phase classification of laboratory debris flows over a rigid bed based on the relative flow depth and friction coefficients, *International Journal of Erosion Control Engineering*, Vol.1, No.2, pp.54-61, 2008.3.
- 44) 水山高久：土石流から掃流に変化する勾配での流砂量，新砂防 116，pp.1-6，1980.8.
- 45) 伊藤隆郭，江藤進治，宮本邦明：土石流の流れに及ぼす固層・液相の材料特性の影響，水工学論文集，第 44 巻，pp.677-682，2000.2.
- 46) 西口幸希，内田太郎，石塚忠範，里深好文，中谷加奈：細粒土砂の挙動に直目した大規模土石流の流下過程に関する数値シミュレーションー深層崩壊に起因する土石流への適用一，砂防学会誌，Vol.64，No.3，pp.11-20，2011.5.
- 47) 木藤賢一，平野宗夫，橋本晴行：急こう配水路における卷子粉流体の特性，水工学論文集，第 37 巻，pp.617-622，1993.2.
- 48) Savage, S.B. and Jeffrey, D.J. : The stress tensor in a granular flow at high shear rates, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.110, pp.255-272, 1981.9.
- 49) 高橋保：地質・砂防・土木技術者/研究者のための土石流の機構と対策，近未来社，pp.46-47，1977.4.
- 50) 高橋保：土石流の発生と流動に関する研究，京都大学防災研究年報，第 20 号，B-2，pp.1-31，1977.4.
- 51) 田口善弘：砂時計の七不思議 粉粒体の動力学，中公新書，1995.10.
- 52) 久保輝一郎，神保元二，水渡英二，高橋浩，早川宗八郎：粉体 理論と応用，丸善株式会社，1979.5.
- 53) J. Duran 著，中西 秀，奥村剛訳：粉粒体の物理学，pp.161-162，2002.6.
- 54) Naylor, M. A., Michael, R. S. and King, P. J. : Air-driven Brazil-nut effect, *Physical review*, Vol.68, No.012301, pp.1-4, 2003.1.
- 55) Elleneberger, J., Vandu, C.O. and Krishna, R. : Vibration-induced granular segregation in a pseudo-2D column : the reverse Brazil-nut effect, *Powder Technology*, Vol.164, issue 3, pp.168-173, 2006.6.
- 56) Daniel, C. H., Paul V. Q. and Stefan L. : Reverse Brazil nut Problem Competition between Percolation and Condensation, *Physical review letters*, Vol.86, No.014302, pp.1-3, 2003.1.

- 57) James, B. K., Jaeger, H.M. and Sidney, R. N. : Vibration-Induced Size Segregation in Granular Media : The Convection Connection, *Physical review letters*, Vol.70, Number 24, pp.3728-3731, 1993.6.
- 58) Matthias, S., Stephan, U., Jennifer K., Jack B. S. and Harry L. S. : Mechanisms in the size segregation of granular mixture, *Physical Review letters*, Vol.74, No.011307, pp.1-14, 2006.1.
- 59) Mattias E. M., Benjamin, E. L., Sidney R. N. and Heinrich M. J. : Brazil-nut effect : Size Segregation of granular particles, *Nature*, Vol.414, pp.270, 2001.12.
- 60) Tory, S. : The brazil nut effect in reverse : *Nature new and views*, Vol.429, pp.352-353, 2004.5.
- 61) 諏訪浩 : 土石流先端への大岩塊の集中機構, 京大防災研究所年報, Vol.31, B-1, pp.1-13, 1988.4.
- 62) 大同淳之 : 急勾配上の多量の砂れきを含む流れの流動特性, 第 18 回水理講演会論文集, Vol.18, pp.199-203, 1974.8.
- 63) 山野邦明, 大同淳之 : 二粒径からなる混合粒径粒子流の流動機構, 土木学会論文集, 第 357 号/II-3, pp.25-34, 1985.3.
- 64) Bagnold, R. A. : Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, *Proc. Roy. A*, Vol.225, pp.49-63, 1954.
- 65) 橋本晴行, 椿東一郎 : 土石流における逆グレイディング機構, 土木学会論文集, 第 357/II-3, pp.25-34, 1985.5.
- 66) 江頭進治 : 講座 流砂および流砂を伴う流れの力学 1.土石流の力学, 混相流, 第 11 巻, 第 2 号, pp.151-156, 1997.
- 67) 福岡雅敏, 前田健一, 湯浅知英 : 石礫流の中の分級と跳返りのメカニズムに関する考察, 実務利用を目指すマイクロメカニクスに関するシンポジウム, pp.1-6, 2008.11.
- 68) 前田健一, 舘井恵, 福岡雅俊 : 個別要素法を用いた粒子流れの構造と大粒径の浮き上がりのマイクロメカニクス, 砂防学会誌, Vol.64, No.4, pp.3-14, 2011.11.
- 69) 渋谷一, 原木大輔, 香月智 : 透過型砂防えん堤の流木混じり土石流の捕捉性能に関する実験的研究, 砂防学会誌, Vol.62, No.1, pp.66-73, 2009.5.
- 70) 渋谷一, 香月智, 大隅久, 石川信隆, 水山高久 : 流木捕捉工の捕捉性能に関する実験的研究, 砂防学会誌, Vol.63, No.3, pp.34-41, 2010.9.
- 71) 渋谷一, 香月智, 大隅久, 石川信隆 : 根付き流木モデルによる流木捕捉工の捕捉効果に関する実験的検討, 構造工学論文集, Vol.54A, pp.1087-1094, 2011.3.
- 72) 渋谷一, 香月智, 國領ひろし, 大隅久, 石川信隆 : 透過型砂防えん堤に作用する流木混じり土石流荷重に関する実験, 砂防学会誌, Vol.65, No.1, pp.54-61, 2012.5.
- 73) 足立昭平 : 人工粗度の実験的研究, 土木学会論文集, 第 104 号, pp.33-44, 1964.4.
- 74) 高橋保 : 土石流の停止・堆積機構に関する研究(1) 一勾配の急変による堆積一, 京大防災研究所年報, 第 22 号, B-2, pp.1-14, 1979.4.
- 75) 高橋保, 吉田等 : 土石流の停止・堆積機構に関する研究(1) 一勾配の急変による堆積一, 京都防災研究所年報第 22 号 B-2, pp.315-328, 1979.4.
- 76) 渡辺正幸, 水山高久, 上原信司 : 土石流対策砂防施設に関する検討, 新砂防, Vol.115, pp.40-45, 1980.5.
- 77) 橋本規明 : 新河川工法, 森川出版 (株), pp.224-231, 1956.7.
- 78) 矢澤昭夫, 水山高久, 森田昭宏 : 土石流を制御する構造物に関する実験, 土木技術資料 Vol.28, No.8, pp.9-14, 1986.8.
- 79) 西本晴生, 石倉一志, 水山高久, ウントウン・ブディ・サントサ : 焼岳土石流ブレーカー上の土石流の挙動, 新砂防, Vol.46, No.6(191), pp.21-24, 1994.3.
- 80) 権田豊, 長谷川泰亮, 山本仁志, 松崎健 : 底面水抜きスクリーン上での土石流の停止機構に関する検討, 平成 12 年度砂防学会研究発表会講演集, pp.38-39, 2000.5.
- 81) 権田豊, 深澤宣代, 松崎健, 山本仁志, 長谷川泰亮 : 底面水抜きスクリーン上での土石流の停止機構に関する検討(2), 平成 13 年度砂防学会研究発表会講演集, pp.86-87, 2001.5.
- 82) 権田豊, 富田耕司, 松崎健, 山本仁志 : 底面水抜きスクリーン上での土石流の停止機構に関する検討(3), 平成 14 年度砂防学会研究発表会講演集, pp.48-49, 2002.5.
- 83) 権田豊, 上岡秀之, 山本仁志, 川邊洋 : 土砂が堆積した底面水抜きスクリーン上での土石流の挙動, 平成

- 15年度砂防学会研究発表会概要集, pp.112-113, 2003.5.
- 84) 三好岩生, 鈴木雅一: 土石流の衝撃力に関する実験的研究, 新砂防, Vol.43, No.2 (169), pp.11-19, 1990.7.
- 85) 山本彰, 山本修一, 鳥井原誠, 平間邦興: 砂防ダムに作用する土石流の衝撃力に関する研究, 砂防学会誌, Vol.51, No.2, pp.22-30, 1998.12.
- 86) 平尾公一, 天田高白, 田端茂清, 松永正昭, 市ノ瀬栄彦: 段波の衝撃圧に関する基礎的実験 (その 1), 新砂防, Vol.76, pp.11-16, 1970.7.
- 87) 池谷浩: 土石流の分類, 土木技術資料 20(3), pp.44-49, 1978.3.
- 88) 大同淳之, 吉栖雅人, 中嶋健太: 土石流による衝撃力, 水工学論文集, 第 38 巻, pp.557-562, 1994.2.
- 89) 清水賀之, 落合博貴, 岡田康彦: 間隙水压を考慮した粒子一流体連成モデルを用いた個別要素法による土石流シミュレーション, 土木学会論文集 C, Vol.65, No.3, pp.633-643, 2009.7.
- 90) 浅井光輝, 別府万寿博, 石川信隆, 眞鍋慶生, 齋藤展, 丹羽一邦: 数値流体シミュレーションによる流体衝撃力評価に関する基礎的研究, 構造工学論文集 Vol.58A, pp.1021-1028, 2012.3.
- 91) 後藤仁志, Abbas Yeganeh-Bakhtlary, 酒井哲郎: 混相流モデルと個別要素法の誘導による高濃度掃流層の数値解析, 土木学会論文集, No.649/II-51, pp.17-26, 2000.4.
- 92) 福田朝生, 福岡捷二, 内田龍彦: 水流による石礫粒子群の移動機構とそのモデル, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol.68, No.4, I_937- I_942, 2012.2.
- 93) 加藤宏隆, 大槻政哉, 斎藤佳彦, 清水康行, 木村一郎: MPS 法を用いた雪崩シミュレーションモデルの実用化に向けた検討, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol.67, No.4, I_1231- I_1236, 2011.2.
- 94) 別府万寿博, 井上隆太, 石川信隆, 長谷川祐治, 水山高久: 修正 MPS による土石流段波モデルのシミュレーション解析, 砂防学会誌, Vol.63, No.6, pp.32-42, 2011.3.
- 95) 後藤仁志, Khayyer Abbas, 五十里洋行, 堀智恵実, 市川陽一: 高次 Laplacian モデルを用いた高精度粒子法のスロッシング現象への適用性, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.66, No.1, pp.51-55, 2010.
- 96) 五十里洋行, 後藤仁志, 酒井哲郎: 固液混相流型粒子法による排砂水路底面の摩耗過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第 51 巻, pp.853-858, 2007.2.
- 97) Cundall, P. A. : A computer model for simulating progressive large scale movement in blocky rock system, *Proc. Symp. ISRM Nancy France*, Vol.2, pp.129-136, 1971.
- 98) Cundall, P. A. and Strack, O.D.L. : A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, Vol.29, No.1, pp.47-65, 1979.
- 99) 鈴木輝一: 3 次元せん断挙動に影響を及ぼす中間主応力に関する個別用要素法による数値実験, 土木学会論文集 (地圏工学), Vol.68, No.2, pp.251-259, 2011.7.
- 100) 片桐淳, 松島亘志, 山田恭央: DEM による試料作製方法が粒状体のせん断挙動に及ぼす影響の定量的評価, 土木学会論文集 (応用力学), Vol.68, No.1, pp.67-77, 2011.10.
- 101) 加藤正司, 榊原辰雄, 吉森貴久, 栗山靖崇: 不飽和土のような粒子間付着力を有する粒状材料の破壊規準に関する三次元 DEM による検討, 土木学会論文集 C, Vol.63, No.2, pp.530-543, 2007.6.
- 102) Federico, A. T. and Michael, E. P. : Discrete element method for modeling solid and particulate materials, *International Journal for numerical methods in engineering*, Vol.70, pp.379-404, 2008.
- 103) Potyondy, D.O. and Cundall, P.A. : A bounded particle model for rock, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, Vol.41, pp.1329-1364, 2004.
- 104) Catherine, O. : Particulate discrete element modeling, *Applied geotechnics*, Vol.4, pp.79-143, 2011.4.
- 105) Rothenburg, L. and Bathurst, R. J. : Micromechanical features of granular assemblies with planar element elliptical particles, *Geotechnique*, Vol.42, No.1, pp.79-95, 1992.
- 106) 酒井幹夫, 茂渡悠介, 水谷慎: 粉体の数値シミュレーション, 2012.8.
- 107) 宮田喜壽, 木暮敬二, 重久伸一: ジオテキスタイルによって圧密促進された粘性土盛土の安定性に関する解析的検討, 土木学会論文集, No.666/III-53, pp.193-202, 2000.12.
- 108) 赤井浩一, 田村武: 弾塑性構成則による多次元圧密の数値解析, 土木学会論文報告集, No.269, pp. 95-104, 1978.1.
- 109) 社) 日本塑性加工学会編: 非線型有限要素法 一線形弾性解析から塑性加工解析まで一, コロナ社, 1994.
- 110) Hori, M., Oguni, K. and Sakaguchi, H. : Proposal of FEM implemented with particle discretization for analysis of

- failure phenomena, *Journal of the mechanics and physics of solids*, Vol.53, pp.681-703, 2005.
- 111) 小国健二, 堀宗朗, 坂口秀: 破壊現象の解析に適した有限要素法の提案, 土木学会論文集, No.766/I-68, pp.203-217, 2004.7.
- 112) Wijerathne, M.L.L., Oguni, K. and Hori, M.: Proposal of particle discretization scheme for solving boundary value problem of continuum, *International Conference on Computational Plasticity VIII*, pp.1-4, 2005.
- 113) 土木学会応用力学委員会離散体に力学小委員会(2013): 地盤に関する解析技術(個別要素法)講習会, pp.2-67, 2014.12.
- 114) Nemat, N. and Hori, M.: Micromechanics: Overall Properties of Heterogeneous Materials, *North Holland*, 1998.12.
- 115) 原木大輔, 香月智, 田代元司: 円柱形要素を用いた個別要素法による落石防護網の衝撃応答解析, 土木学会論文集 A, Vol.65, No.2, pp.536-552, 2009.6.
- 116) 高橋利延・山本佳士・香月智・高森潔: 三次元個別要素法による落石防護網の衝撃応答解析, 構造工学論文集, Vol.60A, pp.1042-1055, 2014.3.
- 117) 阪口秀, 尾崎劔司, 五十嵐徹: 円形要素をもちいた DEM における回転の制御に関する研究, 神戸大学農学部研究報告, Vol.20, pp.239-246, 1993.
- 118) 福本豊, 阪口秀, 村上章: 地盤材料の破壊基準を表現するためのシンプルな個別要素モデル, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.67, No.1, pp.105-102, 2011.1.
- 119) 浦川文寛, 相川明, 名村明: 破石形状実測データを用いたバラスト軌道のモデル化と三次元個別要素法による軌道動的応答解析, 鉄道力学論文集, Vol.12, pp.67-72, 2008.
- 120) 福田朝生, 福岡捷二, 内田龍彦: 水流による石礫粒子群の移動機構とそのモデル化, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol.68, No.4, I_937-I_942, 2012.2.
- 121) Katsuki, S. and Ishikawa, N.: Earth pressure analysis of filled materials by distinct element method using ellipse model, *Japan Society of Civil Engineers*, No.423 / I-16, pp.11-20, 1991.6.
- 122) 松島亘志, 小長井一男: 個別楕円要素法による粒状体構造物の破壊過程の検討, 東京大学生産技術研究所第一部, 耐震構造学, Vol.44, No.4, pp.220-223, 1992.4.
- 123) Thomas, P. and Bray, D. J.: Capturing nonspherical shape of granular media with disk clusters. *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, Vol.125, issue 3, 1999.3.
- 124) 野並賢, 加藤正司, 吉村優治, 前田健一, 山本修一: 粒状体の変形・強度特性に与える粒状体形状の影響に関する二次元個別要素法による検討, 土木学会論文集, No.799, III-72, pp.51-63, 2005.9.
- 125) Catherine, O. S.: The influence of particle shape and surface friction variability on macroscopic frictional strength of rod-shaped particulate media, *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, Vol.128, pp.1182-1192, 2002.
- 126) Favier, J., Abbaspour-Fard, M., Kremmer, M. and Raji, A.: Shape representation of axisymmetrical, non-spherical particles in discrete element simulation using multi-element model particles, *Engineering Computations*, Vol.16, pp.167-48, 1999.
- 127) Das, N., Giordano, P., Barrot, D., Mandayam, S., Ashmawy, A. K. and Sukumaran, B.: Discrete element modeling and shape modeling and shape characterization of realistic granular shapes, *In Proceedings of the eighteenth international offshore and polar engineering conference*, pp.525-533, 2008.
- 128) Catherine O. S.: Particulate Discrete Element Modeling: A Geomechanics Perspective, *Applied Geotechnics*, Vol.4, Spon press, 2011.4.
- 129) 片桐淳, 松島亘志, 山田恭央: DEM による試料作製方法が粒状体のせん断挙動に及ぼす影響の定量的評価, 土木学会論文集(応用力学), Vol.68, No.1, pp.67-77, 2012.
- 130) 小田匡寛: 講座 粒状体力学の現状とその応用 3. 粒状体の基本的特性とその土質工学的意義, 地盤工学会 土と基礎, Vol.26, No.8, pp.63-70, 1978.8.
- 131) 松島亘志, 前田健一, 石川達也: 講座 粒子特性の評価と工学的意義 4. 粒子形状の評価と土の力学挙動, 地盤工学会, 土と基礎, 55-6, pp.37-44, 2007.6.
- 132) 吉村優治, 小川正二: 砂の等方圧密およびせん断特性に及ぼす粒子形状の影響, 土木学会論文集, 487/III-26, pp.187-196, 1994.3.
- 133) 阪口秀, 尾崎劔司, 五十嵐徹: 円形要素をもちいた DEM における回転の制御に関する研究, 神戸大学農学部研究報告, Vol.20, pp.239-246, 1993.

- 134) 福本豊, 阪口秀, 村上章: 地盤材料の破壊基準を表現するためのシンプルな個別要素モデル, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.67, No.1, pp.105-102, 2011.1.
- 135) 岩下和義, 小田匡寛: 粒子接点での転がり抵抗を考慮した個別要素法によるせん断帯の微視的変形機構, 応用力学論文集, Vol.2, pp.401-411, 1999.9.
- 136) Favier, J., Abbaspour-Fard, M., Kremmer, M. and Raji, A. : Shape representation of axisymmetrical, non-spherical particles in discrete element simulation using multi-element model particles, *Engineering Computation*, Vol.16, pp.467-480, 1999.
- 137) Catherine, O. S. : A modified shear spring formulation for discontinuous deformation analysis of particulate media, *Journal of engineering mechanics ASCE*, Vol.129, pp.830-834, 2004.
- 138) 大町達夫, 荒井靖博: 個別要素法で用いる要素定数の決め方について, 構造工学論文集 Vol.32A, pp.715-723, 1986.3.
- 139) 伯野元彦: 破壊のシミュレーションー拡張個別要素法で破壊を追うー, 森北出版, 1997.
- 140) 森川博司, 澤本佳和, 小鹿紀英: 個別要素法を用いたコンクリートの破壊解析, 日本建築学会構造系論文集, 第 432 号, pp.127-135, 1995.7.
- 141) 阿部和久: 個別要素法による連続体解析におけるバネ定数の設定, 土木学会論文集, No.543/I-36, pp.83-90, 1996.7.
- 142) Hassanu, N. : A Study on Development of Distinct Element Algorithm for Fracture Analysis and Failure Monitoring of Structure Media under Dynamic Loads, *Dissertation for Ph.D*, Kobe University, 1997.
- 143) 応用力学委員会 計算力学小委員会: 土木工学における計算力学手法の研究動向, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol.68, No.1, pp.31-50, 2012.9.
- 144) 前田健一: 粒子を要素とする数値解析手法への期待と課題, 地盤工学会誌, Vol.62, No.11/12Ser., pp.6-9, 2014.11.

第 2 章

- 1) 香取 真理, 川村清, 阿部龍蔵: 非平衡統計力学, 裳華房, 1999.3.
- 2) 早川尚男: 物理の世界 物理と数理 (4) 散逸粒子系の力学, 岩波書店, 2003.3.
- 3) 阪口秀, 五十嵐徹, 白井淳裕, 畑中隆行: 粒状体の安息角についての考察, 神大農研報, Vol.21, pp.171-177, 1995.8.
- 4) 西野操, 荒川正文: 液体中における粉体の安息角, 材料, Vol.19, No.201, pp.70-74, 1970.6.
- 5) 田口善弘: 砂時計の七不思議 粉粒体の動力学, 中公新書, pp.59-66, 1995.10.
- 6) De Gennes, P. G. : Superconductivity of Metals and Alloys, *Benjamin New York*, pp.83, 1966.
- 7) Coulomb, C. : Memories de Mathematiques et de Physique Presents a l'Academie Royale des Science, par divers Savans & Lus dans fes Affemblems, pp.343, 1773.
- 8) Terzaghi, K. : Theoretical Soil Mechanics, *John Wiley & Sons Inc., New York*, pp.510, 1943.
- 9) 荒川正文, 西野操: 粉体の充てん構造と安息角, 材料, 第 19 巻, 第 201 号, pp.64-69, 1970.6.
- 10) 青木隆一, 鈴木雅之: 安息角, 内部摩擦角, 空隙率に対する粒子の形状の影響, 材料, 第 18 巻, 第 189 号, pp.36-38, 1969.6.
- 11) 吉田順: 粒状体の安息角形成に関する数値解析的検討, 土木学会第 51 回年次学術講演会, III-B 395, pp.790-791, 1996.9.
- 12) Y.C. Zhou, B.H. Xu, A.B. Yu, P. Zulli: An experimental and numerical study of the angle of repose of coarse spheres, *Powder Technology* 124, pp.45-54, 2002.
- 13) 片桐淳, 松島亘志, 山田恭央: 不規則形状モデル粒子を用いた安息角流動シミュレーション, 理論応用力学講演会講演論文集, Vol.57(0), pp.237-237, 2008.3.
- 14) 財団法人 砂防・地すべり技術センター 鋼製砂防構造物委員会編集: 平成 21 年版鋼製砂防構造物設計便覧, エッセイエブロー, 2010.
- 15) 香月智, 石川信隆, 大平至徳, 鈴木宏: 鋼製砂防堰堤構造物の中詰材のせん断抵抗力および中詰材圧の推定法に関する一考察, 土木学会論文集, Vol.428, I-15, pp.97-106, 1991.

- 16) 伊藤一雄, 香月智, 石川信隆, 阿部宗平, 中村徹: 礫中詰め型砂防ダムの中詰材のせん断抵抗力: 砂防学会誌, Vol.50, No.1, pp.3-14, 1997.1.
- 17) 香月智, 石川信隆, 大平至徳, 鈴木宏: 鋼製砂防構造物の中詰材との共同作用に関する実験的研究, 新砂防, Vol.42, No.6, pp.18-23, 1990.11.
- 18) 原木大輔, 香月智, 田代元司: 円柱形要素を用いた個別要素法による落石防護網の衝撃応答解析, 土木学会論文集 A, Vol.65, No.2, pp.536-552, 2009.6.
- 19) 山口功, 木田隆, 岡本修, 狼 嘉彰: クォータニオンとオイラー角によるキネマティックス表現の比較について, 航空宇宙技術研究所資料 636 号, pp.1-15, 1991.6.
- 20) 金谷一郎: 3D - CG プログラマーのためのクォータニオン入門, 工学社, 2004.1.
- 21) 戸川隼人: 有限要素法による振動解析, サイエンス社, pp.14-26, 1975.10.
- 22) Burden, R. L. and J. Faries: Numerical Analysis: Mathematics of Scientific Computing, Brooks/Cole Publishing Company, 1978.1.
- 23) Wood, D.: Practical Time Stepping Schemes, Oxford Applied Mathematics and Com Science Series, Clarendon Press, Oxford, 1990.
- 24) 町田貞, 井口正男, 貝塚爽平, 佐藤正, 榎根勇, 小野有五: 地形学辞典, 古今書院, pp.16, 1985.
- 25) Carson, M.A. and Kirkby, M.J.: Hillslope Form and Process, Cambridge Univ. Press, New York, 1972.
- 26) 日高重助, 三輪茂雄: 粉体工学実験マニュアル, 日刊工業新聞社, pp.129-135, 1984.7.
- 27) J. Duran 著, 中西 秀, 奥村剛訳: 粉粒体の物理学, pp.161-162, 2002.6.
- 28) 土質工学会編: 土木工学用語辞典, pp.106, 1985.
- 29) 松倉公憲, 恩田裕一: 安息角: 定義と測定法にまつわる諸問題, 筑波大学水理実験センター報告, No.13, pp.27-35, 1989.
- 30) イェ・イ・アンドリアノフ著, 青山忠明訳: 粉体材料の構造機械的特性の決定法, 日ソ通信社, pp.89-97, 1983.
- 31) Bulkalow, A. V.: Angle of repose and angle of sliding friction: an experimental study, Bull. Geol. Soc., Vol.56, pp.669-708, 1945.
- 32) Carson, M.A.: Angles of repose of granular solids on dune and similar slopes. Jour. Geol. Vol.78, pp.326-351, 1977.
- 33) Matcalf, J.R.: Angles of repose and internal friction, Int. Jour. Rock Mech. Min. Sci., Vol.3, pp.155-161, 1966.
- 34) 田中久一郎: 摩擦のおはなし, 日本規格協会, pp.33-137, 1985.3.

第 3 章

- 1) 小高猛司, 板橋一雄, 中島康介, 牧田祐輝, 李圭太, 上村俊英, 坪田邦治, 加藤雅也: 河川堤防砂礫の変形・強度特性の評価手法に関する考察, 地盤工学ジャーナル, Vol.5, No.2, pp.193-205, 2010.6.
- 2) 財団法人 砂防・地すべり技術センター 鋼製砂防構造物委員会編集: 平成 21 年版鋼製砂防構造物設計便覧, エッセイエブロ, 2010.
- 3) 香月智, 石川信隆, 大平至徳, 鈴木宏: 鋼製砂防堰堤構造物の中詰材のせん断抵抗力及び中詰材圧の推定法に関する一考察, 土木学会論文集, Vol.428, I-15, pp.97-106, 1991.4.
- 4) 原木大輔, 香月智, 田代元司: 円柱形要素を用いた個別要素法による落石防護網の衝撃応答解析, 土木学会論文集 A, Vol.65, No.2, pp.536-552, 2009.6.
- 5) 青山博之, 上村智彦: マトリックス法による構造解析, 培風館, pp.34-40, 1988.
- 6) 伯野元彦: 破壊のシミュレーションー拡張個別要素法で破壊を追うー, 森北出版, 1997.
- 7) 国土交通省 砂防部 国土技術総合政策研究所: 土石流・流木対策設計技術指針および同解説, 社団法人全国治水砂防協会, 2007.
- 8) 田中久一郎: 摩擦のおはなし, 日本規格協会, pp.33-137, 1985.3.
- 9) J. Duran 著, 中西秀, 奥村剛訳: 粉粒体の物理学, pp.161-162, 2002.6.
- 10) K. Terzaghi: Stability and Stiffness of Cellular Cofferdams, ASCE, Transaction, Vol.110, 1945.
- 11) E. M. Cummings: Cellular Cofferdams and Docks, ASCE Proceedings WW-3, 1957.
- 12) 北島昭一: セル岩盤の安定性に関する研究, 運輸省港湾技術研究所報告, vol.12, No.3, 1962.

- 13) G. Schneebeli : Contribution au Calcul de la Stabilité des Batardeaux à Double Paroi de Palplanches, *Proc., of 4th I.C.M.F.E.*, 1957.
- 14) 土木学会応用力学委員会離散体に力学小委員会(2013) : 地盤に関する解析技術 (個別要素法) 講習会, pp.2-67, 2014.12.

第4章

- 1) 香月智, 石川信隆, 大平至徳, 鈴木宏 : 鋼製砂防堰堤構造物の中詰材のせん断抵抗力および中詰材圧の推定法に関する一考察, 土木学会論文集, Vol.428, I-15, pp.97-106, 1991.4.
- 2) 香月智, 石川信隆, 大平至徳, 鈴木宏 : 礫中詰材のせん断抵抗力を考慮した鋼製砂防ダムと最適設計に関する一考察, 構造工学論文集, Vol.37A, pp.1507-1518, 1991.3.
- 3) 金子智成, 森雅美, 香月智, 田附正文, 射場茂夫 : 鋼製治山ダムの中詰材効果に関する準実物大実験, 構造工学論文集, Vol.54A, pp.124-133, 2008.3.
- 4) 金子智成, 森雅美, 香月智, 田附正文, Nghiem Minh Quang : 治山ダム礫中詰材の FEM モデリングに関する基礎的検討, 構造工学論文集, Vol.55A, pp.216-225, 2009.3.
- 5) 砂防・地すべり技術センター鋼製砂防構造物委員会 : 平成 21 年版 鋼製砂防構造物設計便覧, 2010.9.
- 6) 一般社団法人 日本治山治水協会 : 治山技術基準解説 総則・山地治山編, 林野庁監修, 2009.11.
- 7) 日本じゃかご協会 : じゃかご工法の手引きと解説, 2008.5.
- 8) 阿部和久, 深谷克幸 : 鋼製組立網に用いられる金網の弾塑性解析, 土木学会論文集, No.633/I-49, pp.205-215, 1999.10.
- 9) 阿部和久, 田嶋史人, 小関徹 : 鋼製組立網の三次元弾塑性解析, 構造工学論文集, Vol.49A, pp.145-152, 2003.3.
- 10) 阿部和久, 細谷栄作, 小関徹 : 中詰材に粒状体モデルを用いた鋼製組立網の変形解析, 計算数理工学論文集, Vol.5, pp.13-18, 2005.6.
- 11) 田中久一郎 : 摩擦のおはなし, 日本規格協会, pp.33-137, 1985.3.
- 12) 伯野元彦 : 破壊のシミュレーション — 拡張個別要素法で破壊を追う —, 森北出版, 1997.
- 13) 北島昭一 : セル岩盤の安定性に関する研究, 運輸省港湾技術研究所報告, Vol.12, No.3, pp.25-33, 1962.

第5章

- 1) 諏訪浩, 奥田節夫, 小川恒一 : 土石流における岩屑の粒度偏析過程 その 1—大径礫の先端集積と動的篩作用による逆級化—, 京都大学大防災研究所年報 第 27 号 B-1, pp.409-423, 1984.4.
- 2) 諏訪浩, 奥田節夫 : 土石流における岩屑の粒度偏析過程 その 2—1985 年 7 月焼岳上々堀沢の土石流における粒度偏析と、剪断による粒度偏析の実験—, 京都大学大防災研究所年報 第 29 号 B-1, pp.391-408, 1986.4.
- 3) 香月智, 渋谷一, 大隅久, 國領ひろし, 石川信隆 : 個別要素法による透過型砂防堰堤の流木混じり土石流捕捉解析, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol.69, No.1, pp.16-29, 2013.2.
- 4) 池田暁彦, 水山高久, 杉浦信男, 長谷川裕治 : 土石流発生源における渓床堆積土砂の変形に関する実験的研究, 砂防学会誌, Vol.62, No.4, pp.46-51, 2009.7.
- 5) 安田禎輔 : 土石流に関する基礎的研究 (第一報), 新砂防, Vol.17, No.2, pp.23-26, 1964.3.
- 6) 高橋保 : 土石流の機構と対策, 近未来社, 2004.9.
- 7) 地盤工学会 : ジオテクノート 5 土石流, pp.1-14, 2003.7
- 8) 足立昭平 : 人工粗度の実験的研究 — 棧型粗度と溝型粗度 —, 京都大学大防災研究所年報 第 4 号, pp.185-193, 1961.3.
- 9) 足立昭平 : 人工粗度の実験的研究, 土木学会論文集, 第 104 号, pp.33-44, 1964.4.
- 10) 公益社団法人 砂防学会, 財団法人 建設技術研究所 : 平成 23 年度砂防水理実験講習会講義集, 2011.
- 11) 石川信隆, 井上隆太, 別府万寿博, 長谷川裕治, 水山高久 : 土石流段波モデルの可視化と荷重・変位計測実験, 第 9 回 構造物の衝撃問題に関するシンポジウム論文集, CD-R 7 pages, 2008.12.

- 12) 鈴木拓郎, 堀田紀文, 宮本邦明: 土石流の流れに及ぼす河床粗度の影響についての実験的検討, 砂防学会誌, Vol.56, No.2, pp.5-13, 2003.3.
- 13) 橋本晴行, 椿東一郎: 土石流における逆グレイディング機構, 土木学会論文集, 第 357/II-3, pp.25-34, 1985.5.
- 14) 堀田紀文, 宮本邦明, 鈴木雅一, 太田猛彦: 回転円筒水路を用いた高濃度固液混相流における間隙水圧分布の測定, 砂防学会誌, Vol.50, No.6, pp.11-16, 1998.3.
- 15) Hsu, L., Katina, R., Edietirich, W. and Sklar, R. S.: Boundary shear stress of granular flows, *IJEGE*, B-038, 2011.3.
- 16) Katina, R., and Rickenmann, D.: Flows of difference material mixtures in a rotating drum, *DFHM 07*, 2010.11.
- 17) 曾田範宗: 摩擦の話, 岩波新書, pp.19-66, 1971.7.
- 18) J. Duran 著, 中西秀, 奥村剛訳: 粉粒体の物理学, pp.161-162, 2002.6.
- 19) 田中久一郎: 摩擦のおはなし, 日本規格協会, pp.33-137, 1985.3.
- 20) 前田健一, 舘井恵, 福岡雅敏: 個別要素法を用いた粒子流れの構造と大粒子の浮き上がりのマイクロメカニクス, 砂防学会誌, Vol.64, No.4, pp.3-14, 2011.6.
- 21) Williams, J.C.: The segregation of particulate materials: A review, *Powder Technology*, Vol.15, pp.245-251, 1976.
- 22) 伯野元彦: 破壊のシミュレーションー拡張個別要素法で破壊を追うー, 森北出版, 1997.
- 23) Mattias E. M., Benjamin, E. L., Sidney R. N. and Heinrich M. J.: Brazil-nut effect: Size Segregation of granular particles, *Nature*, Vol.414, pp.270, 2001.12.

第 6 章

- 1) Savage, S.B. and Jeffrey, D.J: The stress tensor in a granular flow at high shear rates, *J.Fluid Mecha.*, Vol.110, 1981.
- 2) 木藤賢一, 平野宗夫, 橋本晴行: 急こう配水路における卷子粉流体の特性, 水工学論文集, 第 37 巻, pp.617-622, 1993.2.
- 3) 足立昭平: 人工粗度の実験的研究, 土木学会論文集, 第 104 号, pp.33-44, 1964.4.
- 4) 田中久一郎: 摩擦のおはなし, 日本規格協会, pp.33-137, 1985.3.
- 5) 石川信隆, 金子鉄平, 別府万寿博: コンクリート砂防堰堤への礫衝突に関する一考察, 第 11 回構造物の衝撃問題に関するシンポジウム, 2014.11.

第 7 章

- 1) 南哲行: 講座 土石流 3.土石流の実態, 土と基礎, 48-6(509), pp.53-58, 2000.6.
- 2) 高橋保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京大防災研究所年報, 第 20 号, B-2, pp.1-31, 1977.4.
- 3) 高橋保, 吉田等: 土石流の停止・堆積機構に関する研究(1)ー勾配の急変による堆積ー, 京大防災研究所年報, 第 22 号, B-2, pp.1-14, 1979.4.
- 4) 高橋保: 土石流の停止・堆積機構に関する研究(2)ー土石流扇状地の形成過程ー, 京大防災研究所年報, 第 23 号, B-2, pp.443-456, 1980.4.
- 5) 高橋保: 土石流の停止・堆積機構に関する研究(3)ー土石流扇状地の二次浸食ー, 京大防災研究所年報, 第 25 号, B-2, pp.1-14, 1982.4.
- 6) Cundall, P. A.: A computer model for simulating progressive large scale movement in blocky rock system, *Proc. Symp. ISRM*, Nancy France, Vol.2, pp.129-136, 1971.
- 7) 池田駿介: 水理学, 技報堂出版, 1999.1.
- 8) Liu, G.R. and Liu, M.B.: Smoothed Particle Hydrodynamics: a meshfree Particle method, *World Scientific*, 2003.
- 9) 小坪清真: 土木振動学, 森北出版, pp.204-222, 1973.4.
- 10) 富永章宏, 田本典秀: 三角形断面栈型粗度を有する開水路流れの乱流構造, 応用力学論文集, Vol.5, pp.727-734, 2002.8.
- 11) 香月智, 渋谷一, 大隅久, 國領ひろし, 石川信隆: 個別要素法による透過型砂防堰堤の流木混じり土石流捕捉解析, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.69, No.1, pp.16-29, 2013.2.
- 12) 石川信隆, 井上隆太, 別府万寿博, 長谷川裕治, 水山高久: 土石流段波モデルの可視化と荷重・変位計測実験, 第 9 回 構造物の衝撃問題に関するシンポジウム論文集, CD-R 7 pages, 2008.12.
- 13) 田中久一郎: 摩擦のおはなし, 日本規格協会, pp.33-137, 1985.3.

14) 公社) 地盤工学会：土質試験 基本と手引き 第二回改訂版，2010.3.

第 8 章

- 1) 清水賀之，落合博貴，岡田康彦：間隙水圧を考慮した粒子一流体連成モデルを用いた個別要素法による土石流シミュレーション，土木学会論文集 C，Vol.65，No.3，pp.633-643，2009.7.
- 2) 加藤宏隆，大槻政哉，齋藤佳彦，清水康行，木村一郎：MPM 法を用いた雪崩シミュレーションモデルの実用化に向けた検討，土木学会論文集 B1 (水工学)，Vol.67，No.4，I_1231-I_1236，2011.9.
- 3) 阿部慶太，館山勝，篠田昌弘，小長井一男：MPM と浅水流方程式による土石流流動解析，混相流研究の進展 4，pp.1-8，2009.7.
- 4) 浅井光輝，別府万寿博，石川信隆，眞鍋慶生，齋藤展，丹羽一邦：数値流体シミュレーションによる流体衝撃力評価に関する基礎的研究，構造工学論文集 Vol.58A，pp.1021-1028，2012.3.
- 5) 別府万寿博，井上隆太，石川信隆，長谷川祐治，水山高久：修正 MPS による土石流段波モデルのシミュレーション解析，砂防学会誌，Vol.63，No.6，pp.32-42，2011.3.
- 6) 渋谷一，原木大輔，香月智：透過型砂防えん堤の流木混じり土石流の捕捉性能に関する実験的研究，砂防学会誌，Vol.62，No.1，pp.66-73，2009.5.
- 7) 清宮理：構造設計概論，技報堂出版，pp.110-118，2003.11.
- 8) 砂防・地すべり技術センター鋼製砂防構造物委員会：平成 21 年版 鋼製砂防構造物設計便覧，2010.9.
- 9) 香月智，渋谷一，大隅久，國領ひろし，石川信隆：個別要素法による透過型砂防堰堤の流木混じり土石流捕捉解析，土木学会論文集 A2(応用力学)，Vol.69，No.1，pp.16-29，2013.2.
- 10) 池田駿介：水理学，技報堂出版，1991.1.

第 9 章

- 1) 木藤賢一，平野宗夫，橋本晴行：急こう配水路における卷子粉流体の特性，水工学論文集，第 37 巻，pp.617-622，1993.2.
- 2) Savage, S.B. and Jeffrey, D.J：The stress tensor in a granular flow at high shear rates, *J.Fluid Mecha.*, Vol.110, 1981.
- 3) 桑原不二朗：多孔質体内熱流動の微視的数値シミュレーションに関する研究，博士論文，静岡大学，1997.3.
- 4) Sollit, C.K. and Cross, R.H.：Wave transmission through permeable breakwaters., *Proc. 13th Coastal Eng. Conf.*, ACSE, pp.1864-1872, 1972.

本研究に関連して発表した論文等

【論文】

No	著者，題目等	関連する章
1	堀口俊行，澁谷一，香月智，田附正文：集合体要素の形状特性が安息角に及ぼす影響に関する解析的検討，構造工学論文集，Vol.57A，pp.136-146，2011.3.	第 2 章
2	<u>Horiguchi, T.</u> , Shibuya, H. and Katsuki, S. : Study on influence of shape property for angle of repose, <i>2011 CSCE Annual General Meeting & Conference, 2nd IEMMSC</i> , EM-025, pp.1-11, 2011.6.	
3	堀口俊行，澁谷一，香月智，田附正文：球形要素個別要素法による礫材の単純せん断抵抗力解析，土木学会論文集 A2（応用力学），Vol.67，No.2（応用力学論文集 Vol. 14），I_385-I_393，2011.9.	第 3 章
4	<u>Horiguchi, T.</u> , Shibuya, H. and Katsuki, S. : Application of assembled element DEM on evaluation of shear resistance of filled boulder, <i>9th International Shock & Impact Loads on Structures</i> , Vol.9, pp.387-384, 2011.11.	
5	堀口俊行，澁谷一，香月智：集合体要素を用いた礫中詰材の単純せん断抵抗力解析，構造工学論文集，Vol.58A，pp.104-117，2012.3.	
6	<u>Horiguchi, T.</u> and Katsuki, S. : Estimation method on shear resistance of filled boulders using assembled element DEM, <i>5th International Conference on Protection of Structures against Hazards</i> , Vol.5, pp.329-338, 2012.10.	
7	堀口俊行，香月智，田附正文：集合体要素を用いた個別要素法による柔性鋼製枠砂防堰堤による抵抗力推定法，構造工学論文集，Vol.59A，pp.208-220，2013.3.	第 4 章
8	<u>Horiguchi, T.</u> and Katsuki, S. : Shear resistance force analysis of filled boulders confined in flexible steel frame by DEM, <i>10th International Conference Shock & Impact Loads on Structure</i> , Vol.10, pp.17-26, 2013.11.	
9	<u>Horiguchi, T.</u> and Katsuki, S. : Analysis of the shear resistance force of filled boulders confined in a flexible frame using an assembled distinct element method, <i>International journal of Protective Structures</i> , Vol.5, Number 2, pp.151-166, 2014.6.	
10	堀口俊行，香月智，長池弘樹：回転円筒による混合球形粒子の偏析実験と個別要素法解析，土木学会論文集，No.69，pp.54-72，2013.10.	第 5 章
11	堀口俊行，香月智，小川あずさ：回転円筒による 2 粒径混合粗粒材の偏析実験と個別要素法解析，土木学会論文集（査読修正後 再査読）	第 6 章
12	堀口俊行，香月智：底面水抜きスクリーン実験の水と礫の分離挙動メカニズム，土木学会論文集 A2（応用力学），Vol.70，No.2（応用力学論文集 Vol. 17），I_429-I_440，2015.2.	第 7 章

No	著者，題目等	関連する章
13	<u>T.Horiguchi</u> , S.Katsuki : Permeability effect of steel frame check dam on debris flow impact load, <i>6th International Conference on Protection of Structures against Hazards</i> , Vol.6, pp.397-404, 2014.10.	第 8 章
14	堀口俊行，香月智：擬水滴要素個別要素法による堰堤に対する衝撃荷重評価への試み，構造工学論文集，Vol.61A，2015.3.	

【報告】

No	著者，題目等	関連する章
1	<u>T.Horiguchi</u> , H.Shibuya, S.Katsuki : Distinct element method simulation on effect of shape property for angle of repose, <i>Recent Progress in Physics of Dissipative Particles</i> , CD-R 4 pages, 2010.11.	第 2 章
2	堀口俊行，澁谷一，香月智：個別要素法による礫材の安息角解析，第 10 回構造物の衝撃問題に関するシンポジウム，Vol.10，pp.43-48，2010.12.	
3	堀口俊行，澁谷一，香月智：礫材の安息角解析への DEM の応用，防衛施設学会年次フォーラム 2011，2011.2.	
4	堀口俊行，澁谷一，香月智，田附正文：礫中詰材のせん断抵抗解析に対する DEM の応用，第 38 回土木学会関東支部技術研究発表会，III-29，2011.3.	第 3 章
5	堀口俊行，澁谷一，香月智：個別要素法を用いた礫中詰材の単純せん断抵抗力評価，平成 23 年度砂防学会研究発表会，pp.270-271，2011.5.	
6	堀口俊行，澁谷一，香月智，田附正文：集合体要素を用いた個別要素法によるせん断抵抗力解析，土木学会第 66 回年次学術講演会，pp.445-446，2011.8.	
7	堀口俊行，長池広樹，澁谷一，香月智：球形要素個別要素法による回転円筒内分級現象解析，第 39 回土木学会関東支部技術研究発表会，I-13，2012.3.	第 5 章
8	長池広樹，堀口俊行，香月智：回転円筒を用いた粗粒材の分級現象に関する実験的検討，第 39 回土木学会関東支部技術研究発表会，I-42，2012.3.	
9	堀口俊行，香月智：個別要素法を用いた粗粒材の回転円筒内実験シミュレーション，平成 24 年度砂防学会研究発表会，pp.58-59，2012.5.	
10	香月智，堀口俊行：回転円筒形実験装置による 2 粒径混合時の偏析現象，土木学会第 67 回年次学術講演会，pp.311-312，2012.9.	
11	堀口俊行，香月智：DEM による回転円筒内分級現象シミュレーション，土木学会第 67 回年次学術講演会，pp.1207-1208，2012.9.	第 6 章
12	小川あずさ，堀口俊行，香月智：表面粗度のある粗粒材の回転円筒内による分級現象に関する基礎実験，第 40 回土木学会関東支部技術研究発表会，I-22，2013.3.	

No	著者，題目等	関連する章
13	堀口俊行，香月智：粗粒材を用いた2粒径混合状態における回転円筒内分級現象，土木学会第68回年次学術講演会，pp.41-42，2013.9.	
14	小原史稔，堀口俊行，香月智：底面水抜き土石流捕捉工における土石流の停止機構に関する基礎実験，第40回土木学会関東支部技術研究発表会，I-21，2013.3.	第7章
15	香月智，堀口俊行，大隅久，石川信隆，水山高久：底面スクリーン堰堤の水抜き分布に関する考察，平成25年度砂防学会研究発表会，B-147-148，2013.5.	
16	堀口俊行，香月智：水粒子モデルを考慮した個別要素法による土石流捕捉解析に関する一考察，平成25年度砂防学会研究発表会，B-154-155，2013.5.	
17	香月智，堀口俊行：水抜きスクリーン堰堤の水抜き効果確認実験，土木学会第68回年次学術講演会，pp.43-44，2013.9.	
18	堀口俊行，香月智：擬水滴個別要素法モデルを用いた底面水抜きスクリーンによる礫と水の分離シミュレーション，第41回土木学会関東支部技術研究発表会，I-62，2014.3.	
19	香月智，堀口俊行：水滴要素を用いた底面水抜きスクリーンの土石と水の分離シミュレーション，平成26年度砂防学会研究発表会，B-72-73，2014.5.	
20	堀口俊行，香月智：土石塊停止機構における水と礫の分離シミュレーション，土木学会第69回年次学術講演会，pp.247-248，2014.9.	
21	堀越涼太，堀口俊行，香月智：礫中詰型堰堤に対する土石流の衝突荷重に関する実験，第41回土木学会関東支部技術研究発表会，I-47，2014.3.	第8章
22	立石龍平，堀口俊行，香月智：砂防堰堤における礫材透水効果による衝撃水圧の基礎実験，土木学会第69回年次学術講演会，pp.553-554，2014.9.	
23	堀口俊行，香月智：擬水滴要素個別要素法による礫中詰型堰堤に対する土石流衝撃力解析への試み，第11回構造物の衝撃問題に関するシンポジウム，Vol.11，CD-R 6 page，2014.10.	
24	堀口俊行，香月智：擬水滴要素を応用した擬水滴要素による堰堤衝撃力推定法に関する適用性の検討，第42回土木学会関東支部技術研究発表会，2015.3.	
25	香月智，堀口俊行，立石龍平：透水性を有する堰堤に対する流水衝撃荷重の個別要素法解析，平成27年度砂防学会研究発表会，2015.5.（発表予定）	

付録 ブラジルナッツ効果と内部メカニズムに関する DEM 解析

1 ブラジルナッツ効果（ミューズリー効果）の既往研究と現状

古くから、離散体力学や散逸系粒子学において大粒径の浮き上がり効果を検討している研究が多くある。物理学では、これを偏析と呼んでおり、ブラジルナッツ効果（ミューズリー効果）が有名な現象である。近年では、Matthias ら¹⁾が、物理学の観点から比重効果や粒径（粒度）効果を検証しており、物理学的な基礎問題として取り上げられている。その中でも、ブラジルナッツ効果において多くの研究者が取り上げている 2 つの仮説は次のものである。

- (1) 対流効果（convection）²⁾
- (2) 空隙充てん効果（void filling）³⁾

まず、対流効果は底面に沈んでいる大粒径と小粒径が同時に浮き上がり塊内を対流のように動きながら大粒径が浮き上がる現象である。一方、空隙充てん効果は、小粒径が大粒径の空隙に落下することで大粒径だけが浮き上がる現象である。それぞれの違いは、小粒径がともに浮き上がるか否かにある。ただ、いずれの効果においても大粒径が浮き上がることに変わりはない。ただし、いずれの説も浮き上がるための必要十分条件には、達していないことがわかっている。

このため、ブラジルナッツ効果確認解析を行い、内部で働いている力を個別要素法で得られた基礎データをもとに考察することとした。

2 シミュレーション結果

2.1 解析条件

図-1 に、ブラジルナッツ効果確認解析のための初期位置を示す。ここでは、大粒径を緑色で示した半径 $r = 25$ mm の要素、小粒径を赤色で示した半径 $r = 5$ mm の要素とする。CASE 1 が 2 粒径混合状態である解析と CASE 2 が小粒径のみの解析である。枠の形状は、縦 15 cm、奥行 15 cm、高さ 30 cm に、要素を配置することとした。初期配置の要領は、平面要素で形成した枠の上方から自由落下させた。ただし、CASE 1 において

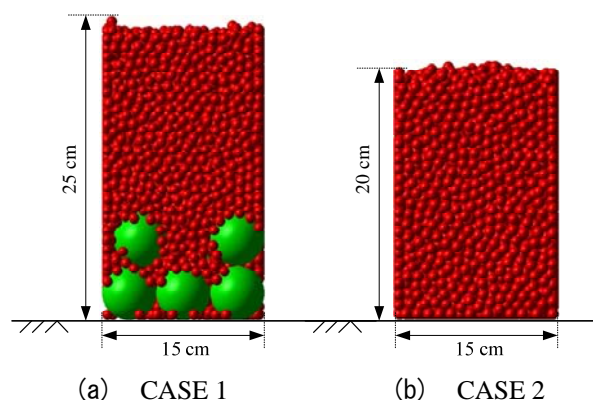


図-1 解析モデル

表-1 初期条件

項 目		CASE 1	CASE 2
要素数	大粒径 ($r = 25$ mm)	15	0
	小粒径 ($r = 5$ mm)	5000	5500
平面要素		5	
比重 ρ		2.6	
ばね定数	法線方向 K_n (N/m)	1.0×10^6	
	法線方向 K_s (N/m)	3.5×10^5	
要素間摩擦角 $\tan \phi_e$		0.5774	
減衰定数 h		1.0	
粘着力 C (N)		0	
時間刻み Δt (s)		1.0×10^{-6}	
底面要素の振動速度 (0.1 s ごとに上下運動を行う.)		3.0 m/s	

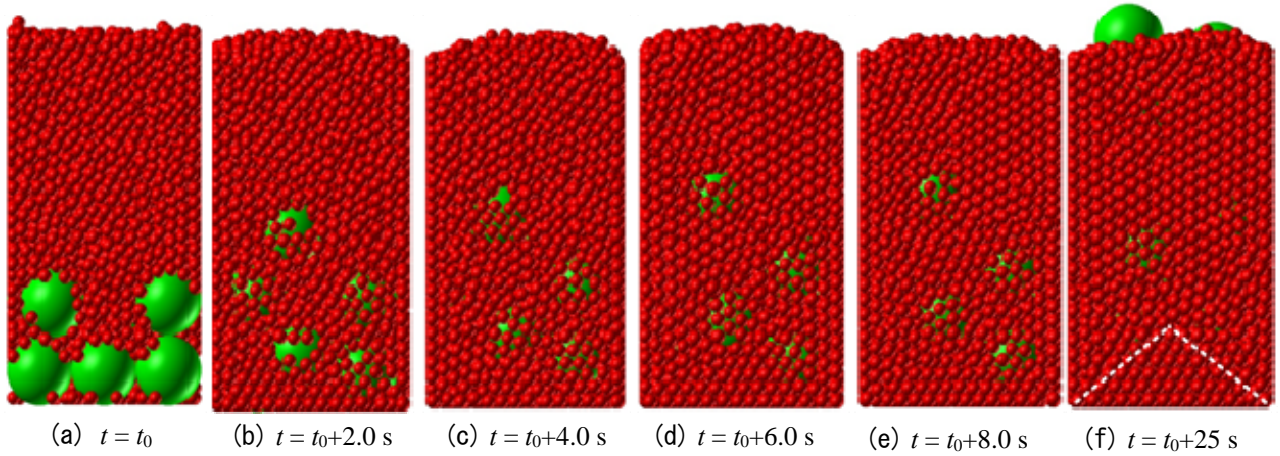


図-2 CASE 1 の解析結果

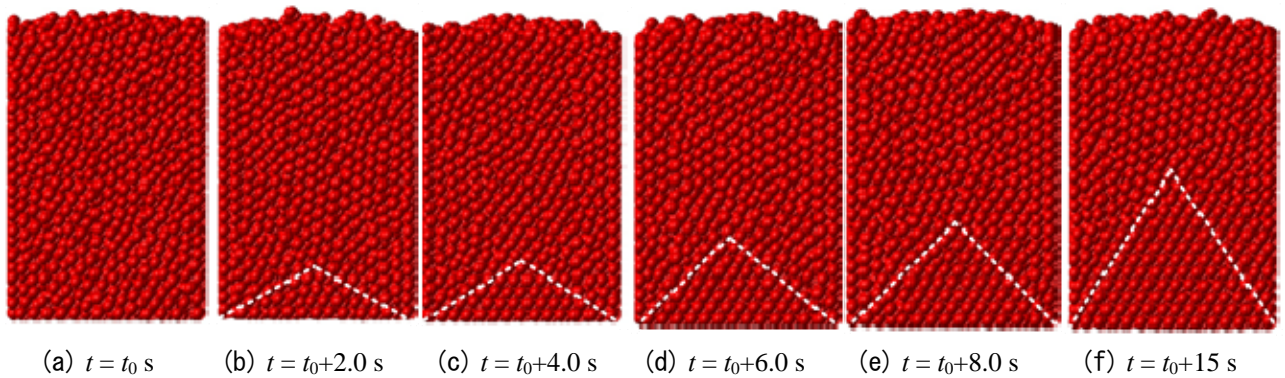


図-3 CASE 2 の解析結果

は、大粒径を配置してから小粒径のみを配置する。

表-1 に、解析時の初期条件の諸量を示す。ばね定数 K_n は、既往の研究で礫材として用いられている物性値を用いた。要素間摩擦角は、Duran⁴⁾における礫同士の摩擦角を用いた。減衰定数は、内部の力のメカニズムを要素間の力のみでの検証を行うために、1.0 とした。なお、実際の土石流等に用いられている減衰定数 $h = 0.2$ を用いた場合でも、あまり変わらないことは確認している。粘着力は、基礎解析として行っているので乾燥材料としてモデル化した。また、底面が 3.0 m/s で 0.1 s ごとに上下運動をするように制御している。

2.2 時系列応答

図-2, 3 に、CASE 1 および CASE 2 の時系列順の解析結果を示す。図-2 は、大粒径が浮き上がるブラジルナッツ効果を検証した解析である。図-2(a) の $t = t_0$ s は、大粒径が最も底面近くに集積している様子がわかる。図-2(b) の $t = t_0 + 2.0$ s になると、最も高い位置の大粒径が高さ 15 cm に到達し、振動を与えるごとに浮き上がる様子がわかる。図-2(c) ~ (f) の間は、徐々に大粒径が浮き上がり、最下層には小粒径が敷き詰められている。図-2(g) の $t = t_0 + 25$ s になると、大粒径が上層まで到達しており、ブラジルナッツ効果の再現ができることがわかった。一方、図-3 は、単一粒径における要素を敷き詰めた解析である。図-3(a) の初期位置から図-3(g) の最終形状まで、あまり変化がないように見受けられる。しかし、図-3(b) ~ (g) の点線を見てみると、三角形状に球形が敷き詰められていることがわかる。また、振動を繰り返すことで、さらに締固まることで、幾何学的に安定した配置となる。これは、土や礫での締固め効果と同じ現象である。すなわち、振動を繰り返すことで底面近くの要素は安定した塊となり規則的に配列することがわかる。その現象は、図-2(g) でも

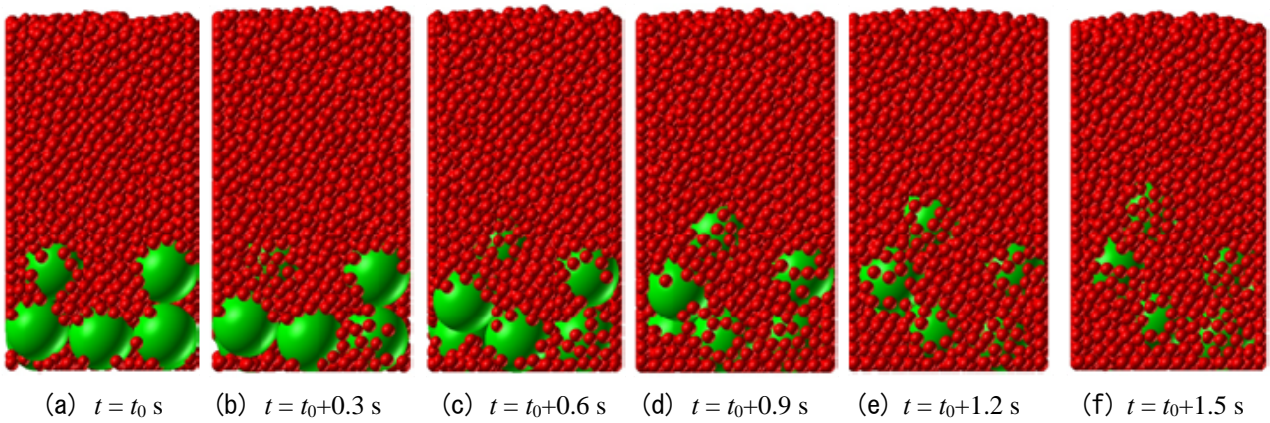


図-4 実形状図

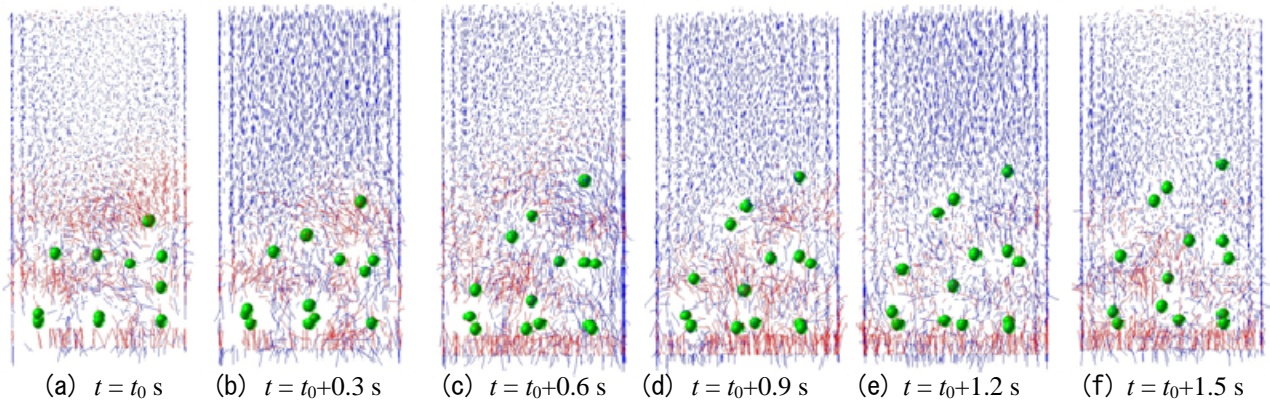


図-5 速度ベクトル図

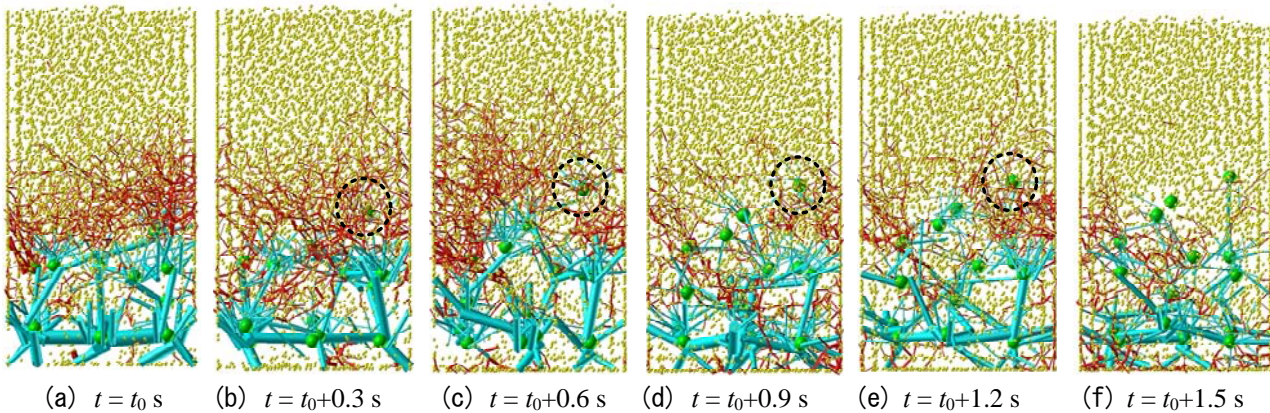


図-6 接触力図

生起しており、底面に大粒径がなくなること小粒径のみの安定した塊に近づこうとしている。これは、ブラジルナッツ効果が生起する要因として要素同士の間隙を失くし、安定した塊に近づこうとする現象が、大粒径を浮き上がらせることにつながるものと考えられる。

2.3 速度ベクトルと接触力図による分析

図-4～6 には、CASE 1 における解析結果を $t = t_0 \sim t_0 + 1.5$ s までの実形状図、速度ベクトル図および接触力図を示す。速度ベクトル図は、大粒径の粒径を 1/5 サイズで可視化し、小粒径は質点（重心点）のみの表示とした。また、上向きに働く速度を赤い線、下向きに働く速度を青い線に表示した。接触力図は、大粒径との接触を水色の棒要素で表示し、小粒径同士は赤色の棒要素で表示している。要素の粒径は、1/5 サイズでと

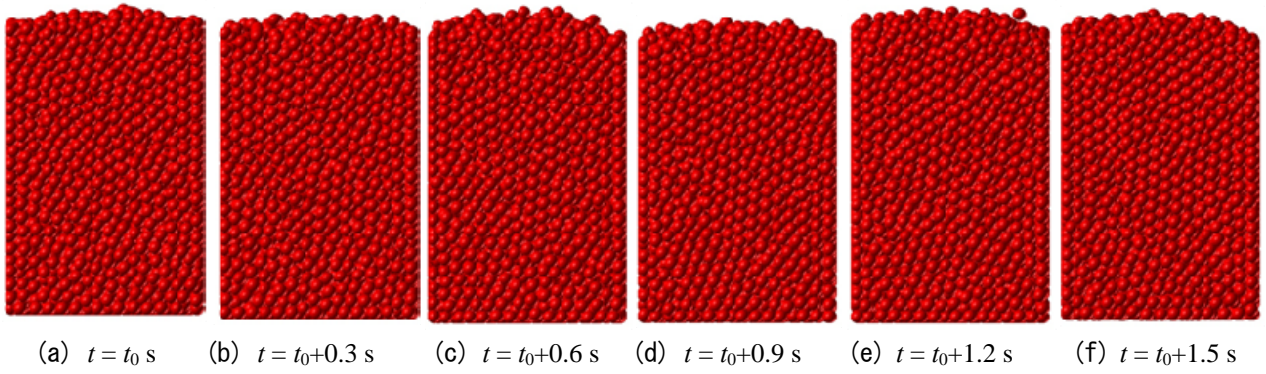


図-7 実形状図

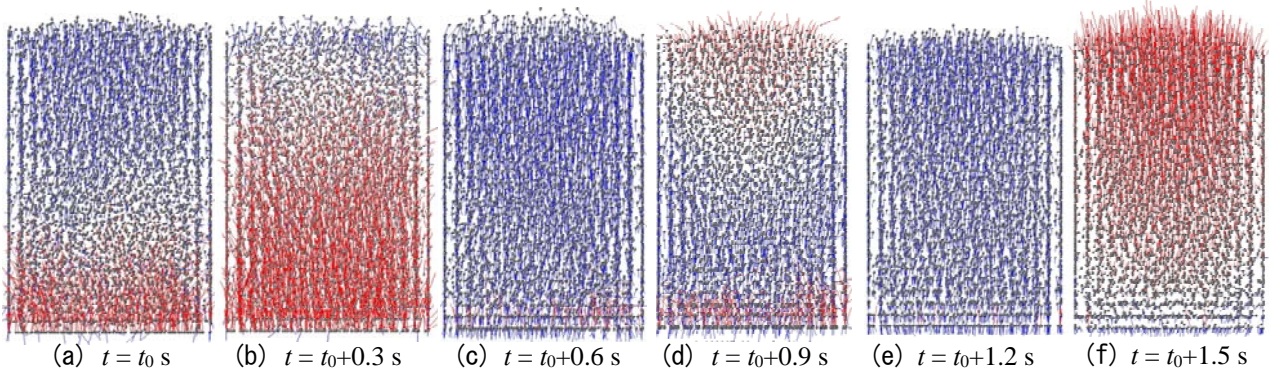


図-8 速度ベクトル図

し、小粒径を黄色の要素で可視化した。なお、接触力は、0.1 N 以上を生じないと可視化しないものとする。まず、図-4 の実形状では、時間とともに大粒径が浮上しているのがわかる。これをもとに、図-5 の速度ベクトルを見ると、図-5(a) の $t = t_0$ s では、底面から受けた振動により大粒径周りの要素が上向き速度を有している。しかし、上層の要素は下向きのベクトルを有している要素が多く存在する。図-5(b), (c) の $t = t_0 + 0.3$ s, $t_0 + 0.6$ s では、大粒径が浮上することで上層の小粒径が一気に沈むこともわかる。これは、対流効果を表現しているように見受けられる。図-5(d) の $t = t_0 + 0.9$ s では、下に残る大粒径の周りにおいては、上向きに働く要素と下向きに働く要素が混合しており、大粒径を浮上させているように見える。また、中間辺りまで浮上している要素を見ると、その傾向は異なる。一旦浮上してしまった大粒径は、上向きに働く要素に囲まれずに、浮上している。これは、図-5(e), (f) の $t = t_0 + 1.2$, $t_0 + 1.5$ s においても同様の傾向を示しており、大粒径が浮き上がる現象は、小粒径が下に沈むことによって生じる空隙充填効果であることを示唆している。

次に、図-6 の接触力図では、図-6(a) の $t = t_0$ s において大粒径要素同士の接触により大きな力が働いているだけで、上向きの接触力が働いていないことがわかる。図-6(b), (c) の $t = t_0 + 0.3$, $t_0 + 0.6$ s では、黒丸で示す要素に着目すると、細い水色の線が上向きに働き押し上げている様子がわかる。また、その周りの小粒径の要素も上層要素よりも大きな力を生じており、接触力連鎖により大粒径に力を伝え持ち上げている。すなわち、対流効果における接触力の働きを示している。図-6(d) の $t = t_0 + 0.9$ s では、一旦浮上してしまった大粒径の周りでは、大きな力が働いていない。図-6(e), (f) の $t = t_0 + 1.2$, $t = t_0 + 1.5$ s においても同様の傾向であり、要素間の接触によって浮上しているのではなく、小粒径が空隙に入り込み沈んでいることを示している。よって、空隙充填効果であることを示している。

一方、図-7, 8 は CASE 2 における解析結果を $t = t_0 \sim 1.5$ s までの実形状図と速度ベクトル図を示している。図-7 は、時間とともに底面付近の要素が絞固まる様子を示していることがわかる。図-8 の速度ベクトル図は、

CASE 1 における傾向とは全く異なる．図-8 (a) の $t = t_0$ s において振動を与えると，図-8 (b) の $t = t_0 + 0.3$ s において要素全体に上向きの速度が伝播する様子がわかる．そして，図-8 (c) の $t = t_0 + 0.6$ s では，一気に下向きに変わる．図-8 (d) の $t = t_0 + 0.9$ s では，上向きに働く要素と下向きに働く要素が衝突し合うこともあるが，図-8 (e), (f) の $t = t_0 + 1.2, t_0 + 1.5$ s になると速度の伝播の傾向は同様である．これは，同一粒径のみに振動を与えても対流効果や空隙充てん効果を生起しないことを示している．

3 まとめ

ここでは，以下のような成果を示す．

- (1) 本研究で用いた3次元個別要素法で典型的なブラジルナッツ効果確認解析の再現が可能である．
- (2) ブラジルナッツ効果における大粒径の浮き上がりは，対流効果と空隙充てん効果の両方が起きていることがわかった．なお，浮上した大粒径に着目するとその周辺では対流効果が生起したのち，空隙充てん効果が生起するという過程が生起している．
- (3) 小粒径（単粒径）だけの粒状塊では，対流効果は生じない．すなわち，ブラジルナッツ効果の生起条件である対流効果そのものが，混合粒径状態に依存していることになる．

参考文献

- 1) Mattias E. M., Benjamin, E. L., Sidney R. N. and Heinrich M. J. : Brazil-nut effect : Size Segregation of granular particles, *Nature*, Vol.414, pp.270, 2001.12.
- 2) Naylor, M. A., Michael, R. S. and King, P. J. : Air-driven Brazil-nut effect, *Physical review*, Vol.68, No.012301, pp.1-4, 2003.1.
- 3) Elleneberger, J., Vandu, C.O. and Krishna, R. : Vibration-induced granular segregation in a pseudo-2D column : the reverse Brazil-nut effect, *Powder Technology*, Vol.164, issue 3, pp.168-173, 2006.6.
- 4) J. Duran 著，中西 秀，奥村剛訳：粉粒体の物理学，pp.161-162, 2002.6.