

博士論文

粒径組成が土石流の応力構造  
に与える影響に関する研究

酒井 佑一

# 目次

第1章 序論 .....	1
1.1 土石流の現象論.....	1
1.2 土石流のモデル化.....	3
1.2.1 粒子流の構成則.....	5
1.2.2 石礫型土石流の構成則.....	9
1.2.2.1 Single-phase model.....	9
1.2.2.2 Two-phase model .....	12
1.2.3 乱流型土石流の構成則.....	13
1.2.4 粘性泥流の構成則.....	15
1.3 実際の多様な流れと土石流のモデル化.....	15
1.4 本研究の目的と構成.....	19
第2章 均一粒径からなる石礫型土石流における構成則の適用性.....	21
2.1 研究の背景と目的.....	21
2.2 理論 .....	23
2.2.1 Egashira et al. (1997) による石礫型土石流の構成則 .....	23
2.2.1.1 粒子間衝突によるエネルギー散逸.....	24
2.2.1.2 粒子間摩擦によるエネルギー散逸.....	25
2.2.1.3 間隙水の乱れによるエネルギー散逸.....	26
2.2.1.4 石礫型土石流の構成則.....	27
2.2.2 流速分布・濃度分布と抵抗係数・断面平均濃度.....	28
2.3 方法 .....	31
2.3.1 実験 .....	31
2.3.2 解析 .....	34
2.4 結果と考察.....	35
2.4.1 実験結果とその解釈.....	35
2.4.2 流速分布による検証.....	37
2.4.3 抵抗係数による検証.....	38
2.5 結論 .....	40

第3章 均一粒径からなる土石流において流れの遷移が応力構造に与える影響.....	41
3.1 研究の背景と目的.....	41
3.2 土石流のレイノルズ数.....	43
3.3 方法.....	45
3.3.1 実験.....	45
3.3.2 解析.....	47
3.4 結果.....	47
3.4.1 実験結果.....	47
3.4.2 間隙水圧測定結果のレイノルズ数による整理.....	52
3.5 結果.....	53
3.5.1 実験結果の検証.....	53
3.5.2 流れの遷移の統一的理解.....	55
3.5.3 平衡勾配への適用.....	57
3.6 結論.....	58
第4章 二粒径からなる石礫型土石流において小粒径粒子の挙動が応力構造に与える 影響.....	59
4.1 研究の背景と目的.....	59
4.2 方法.....	61
4.2.1 実験.....	61
4.2.2 解析.....	62
4.3 結果.....	64
4.3.1 実験結果.....	64
4.3.2 流速分布の比較.....	66
4.3.3 抵抗係数の比較.....	67
4.4 考察.....	69
4.4.1 実験結果の検証.....	69
4.4.2 小粒径粒子の挙動が石礫型土石流の応力構造に与える影響.....	72
4.4.3 浮遊条件に基づく小粒径粒子の挙動の検討.....	75
4.5 結論.....	77
第5章 幅広い粒度分布からなる石礫型土石流の応力構造の検討.....	78
5.1 研究の背景と目的.....	78
5.2 実験.....	79
5.3 解析.....	84
5.3.1 連続的な粒度分布に対する拡張モデル.....	84

5.3.2 解析の方針.....	85
5.4 結果 .....	86
5.4.1 実験結果.....	86
5.4.2 抵抗係数の比較.....	90
5.5 考察 .....	91
5.5.1 実験結果の検証.....	91
5.5.2 境界粒径と浮遊条件の関係.....	93
5.5.3 幅広い粒度分布が応力構造に与える影響.....	94
5.6 結論 .....	96
第6章 結論 .....	97
Appendix.....	102
参考文献 .....	104
謝辞 .....	113

# 第 1 章

## 序論

土石流は高濃度の土砂と水からなる流れで、山地領域において甚大な災害を引き起こす。かつては観測されることが稀で実態もよくわからず、「幻の災害」とされていたが、ここ半世紀の観測・実験によって土石流には多様な流れが存在することが分かり、それぞれの流れの特徴を整理した上で種々の流れに分類されてきた。さらに、分類されたそれぞれの流れの現象的理解に基づいてモデル化も進んだ。そこで、1.1 では土石流の現象論について述べ、1.2 では土石流のモデルをレビューする。1.3 では、1.2 で述べたモデルを現実の多様な流れに適用する際の問題点とこれからの研究の目指すべき方針をあげた。1.4 では本研究の目的と構成を述べる。

### 1.1 土石流の現象論

地球は地殻などの固体圏と大気・海洋からなる流体圏をもち、その境界としての地表面において重力や流体による駆動力によって土砂が移動することで地形変化が生じる。地球における陸上での水に関連した土砂移動現象には重力による集合運搬として斜面崩壊・地すべり・土石流・土砂流があり、水流の作用による各個運搬として掃流砂・浮遊砂・ウォッシュロードがある。プレートの収束境界に位置しアジアモンスーンの影響を受ける「湿潤変動帯」の日本では元来土砂移動が活発である。斜面崩壊や地すべり・土石流のような大規模な土砂移動が活発な場所は山地領域や扇状地であり、一般的に沖積平野に住むことが多い人間がこれらの現象に遭遇することは少ない。一方、山地領域が多く沖積平野などの可住地面積が少ない日本のような国では、人口の増加により山地領域を開発して住む必要が生じた。この土砂移動の場と人間の生活圏が接していて、土砂移動現象により人命が失われ人間の所有物が被害を受けるとき「土砂災害」という。

世界的にみても 20 世紀に入って急激に都市化が進んだうえに、近年の気候変動による降雨パターンの変化の影響を受け、土砂災害のリスクは高まってきている（池谷, 1999）。日本において最近では、平成 25 年の東京都大島町元町で発生した土石流により死者 40 名、行方不明者 3 名の被害、平成 26 年の広島県広島市で発生した土石流により死者 77 名の被害など、毎年のように多くの人的被害が生じている。さらに、土石流は溪畔林を巻き込むことで流木を伴い、橋脚等で閉塞することにより氾濫を引き起こす流木災害にもつながる恐れがあり、森林管理とも合わせた総合的な対策が必要といえる。土石流災害の被害は日本だけにとどまらず、中国や台湾では毎年のように土石流災害にみまわれており、コロンビアでは 1985 年ネバド・デル・ルイス火山噴火に伴う泥石流災害で死者 2 万人以上の被害を

受け、ベネズエラでは 1999 年に大規模土石流災害があり、2 万人以上が亡くなっている。他にも、イタリア、スイス、フランス、オーストリア、インドネシア、フィリピン、ネパールなどでも土石流災害が生じている（高橋, 2004）。

土石流の甚大な被害を防止するには、ハード面・ソフト面の双方からの対策が必要となる（池谷, 1999）。ハード対策としては、砂防堰堤（不透過型・透過型）、床固工、ワイヤーネット工などの構造物によるものがあり、各土石流危険渓流に設置される。ソフト対策は、現地調査や地形データに基づいたハザードマップの作製、危険降雨に基づく警戒避難体制の確立、土石流危険渓流に設置したワイヤーセンサーや地震波計測による土石流の発生検知などが考えられる。ハード対策・ソフト対策のいずれも基礎研究による土石流の流動機構の解明が不可欠で、基礎研究の進展によって高度化されている。

また、日本全国において土石流を含めた土砂災害が起きると想定される場所は数多く、ハード対策は大幅な費用がかかるのでそのすべてに構造物を設置することは難しい。そこで最近ではソフト対策が注目されているが、より正確なハザードマップの作成には土石流の数値シミュレーションに基づいた土石流氾濫域の想定が不可欠となってくるであろう。土石流のシミュレーションはハザードマップ等のソフト対策だけでなく、ハード対策にもフィードバックがある。例えば、堰堤の構造設計において土石流の衝突力の推定に土石流のシミュレーションが用いられている。土石流のシミュレーションを適切に行うためにも、土石流の流動機構の解明に基づいたモデル化が重要である。

土石流の流動機構の解明には、従来から現地観測に基づくものと水路実験に基づくものがあり、近年は計算能力の向上により数値計算に基づくものも登場し、それらが相補的に機能することでこれまで研究が進んできた。

現地観測は、1970 年代から京都大学防災研究所のグループによって焼岳上々堀沢で行われたものが始まりで、土石流の流動の様子を初めて鮮明に撮影することに成功するなど、一連の研究により土石流の現象的理解が大きく進んだ（奥田ら, 1977; 奥田ら, 1978）。その後は世界各地にも土石流観測サイトが設けられ、例えばアメリカ合衆国ではコロラド州の Chalk Cliffs において米国地質調査所 (USGS) による一連の土石流観測が行われた。そこでは、土石流の侵食・堆積による空間的な河床変動量の調査や、土石流の応力の測定などが行われている（Coe et al., 2008; McCoy et al. 2010）

観測等によって明らかになった土石流の発生要因としては主に二つあげられる（高橋, 2004）。一つは溪床堆積土砂が表面流によって侵食されることで発生するというもので、もう一つは崩壊土砂が土石流化するものである。後者は崩壊土砂が移動中に液状化することでそのまま土石流として流下するものと、崩壊土砂が一旦堆積するものの天然ダムを形成して、その決壊によって土石流化するものである。他にも火山地帯において降灰の影響で浸透能が低下して表面流が発生し、土石流化するものや、火山の噴火が融雪を引き起こしたりモレーン湖が決壊したりすることで大量の水によって土石流が発生するものもある。また、地震によって山体崩壊が生じ、土石流化した 1984 年の長野県西部地震に伴う土石流

の例もある（芦田・江頭, 1985）。

発生した土石流は流下区間における溪床堆積土砂を侵食して発達することが知られており、崩壊起因の土石流においても流出土砂量が崩壊土砂量よりも大きくなることもある（水原, 1990）。また、扇状地等の緩勾配区間において堆積する際は土砂を堆積させながら土砂流（層流状集合流動）や掃流砂に変化していくとされる。

土石流は一般に幅広い粒度分布からなるが、粒径構成によって流れの特徴が大きく変わることが指摘される（高橋, 2004）。礫などの粗粒砂を多く含む土石流は山地領域では一般的で、先頭部に巨礫が集中し、後続部は比較的細かい土砂からなるなどの特徴がある。一方、微細砂などの細粒分を多く含む土石流は桜島や雲仙普賢岳の噴火後数年など火山噴火による降灰の影響がある地域でよく観測され、先頭部で段波を形成し流れ全般にわたって激しく乱れていることが特徴として知られている。

土石流は多様な流れを見せるが、現地観測や水路実験により個々の流れの理解が進み、それに応じた分類もされている。土石流を含む土砂移動現象全般の分類で最も有名なのは Varnes (1978) によるもので、土砂移動現象を運動様式と物質構成に基づいて定性的に分類を行っている。一方、高橋 (2004) は流動機構に基づいて土石流を分類しており、粒子間応力が卓越する石礫型土石流、乱れによる応力が卓越する乱流型土石流、粘性による応力が卓越する粘性型土石流、そして粒子濃度が比較的小さく流れ表面には清水の層が生じる場合の掃流状集合流動に分類している。また、堀田 (2010) は流動深と土砂粒子の粒径の比で表される相対水深に基づいて非粘着性材料からなる土石流を整理し、相対水深が小さい流れでは層流状の流れとしての石礫型土石流、相対水深が大きい流れでは乱流状の流れとしての乱流型泥流として、両者の間の相対水深では層流から乱流への遷移領域にある流れとしての掃流状集合流動に分類している。また、粘着性材料からなる流れは粘性泥流としてこれらとは区別している。

以上のようにどのような観点から土石流を分類するかによって様々な立場があり、土石流の分類に統一した見解はない。本研究では土石流の流動機構に着目することから、高橋 (2004) や堀田 (2010) の土石流を力学的に分類した立場をとる。

## 1.2 土石流のモデル化

土砂粒子と水が混ざった固液混相流である土石流の記述のアプローチとしては固相をどう扱うかによって主に二つあり、土石流の固相と液相をともに連続体とみなして連続体力学に基づいて記述するものと、土砂粒子を離散的に扱いそれぞれの粒子に対する運動方程式を解いて、液相の水との相互作用を考えるものに分かれる。離散的に扱う方法は、土砂粒子を剛体球として扱うか軟体球として扱うかの二つの方向性に分かれる。剛体球として扱うモデルは、粒子衝突は瞬間的で変形を許さず起こるとしたモデルで、軟体球として扱うモデルは、弾性と粘性の効果をバネやダッシュポットで仮想的に表し、摩擦の効果をジョイントにより表現することで多体的な衝突も表現でき、個別要素法 (distinct element

method, DEM) と呼ばれる (Cundall and Strack, 1979)。個別要素法では土石流が堰堤に衝突する際の粒子の挙動 (水野ら, 2000) や湾曲部での挙動も表現でき (中谷ら, 2005)、混合粒径からなる流れも扱うことができる。ただ、個別要素法を用いたアプローチは一般的に数値計算により行われるが、計算能力の発達した現在でも計算時間上の制限が大きく、流域スケールでの適用は困難で、基礎的な研究や堰堤の構造評価などの局所的な場面に限定して用いられることが多い。土石流のような固液混相流を個別要素法により扱う場合は粒子と間隙流体の相互作用のモデル化が肝となるが、一般に計算負荷を下げるため抗力モデルを導入して簡略化した対応をする (Zheng et al, 2018)。相互作用を厳密に扱う場合には Large eddy simulation (LES) などの乱流モデルを個別要素法とカップリングさせた上で粒子スケールよりも細かい格子を用いて解く必要があり、スーパーコンピュータを用いて計算される (Fukuda and Fukuoka, 2019)。個別要素法では粒子の形状の影響も検討できるなど連続体力学的な検討では扱うことができない詳細な検討ができるというメリットもある一方で、流動機構を検討する際には結局は応力に基づいた連続体力学的な検討をすることになるが、個別要素法で用いられている仮定と連続体力学との整合性も明確にはなっていない。離散的なアプローチは常に連続体力学的なアプローチと検証される必要があり、相補的に土石流研究を進展させるものだと考えられる。

一方、連続体力学に基づくアプローチでは、両相が一体となった混合体に対して支配方程式をたてることで記述する立場 (single-phase model) と、固相と液相それぞれに対して支配方程式をたてて固相と液相の相互作用を陽的に考慮する立場 (two-phase model) がある。いずれの場合も支配方程式である運動量方程式において、連続体の内部応力に対する closure model としての構成則 (構成方程式) が必要である。構成則とは連続体における応力とひずみ (もしくは速度勾配) の関係を示した式であり、その連続体の特性を反映した上で定式化されるため実際に測定できる運動や応力との対応が明白である。そのため、土石流のモデル化は観測や実験により明らかになった土石流の特性を構成則に反映させる形で進展してきた。

連続体力学に基づくアプローチにおいても支配方程式を解析的に解くことは困難であり、数値計算によって解くことになる。土石流では流れの主流方向に比較して流動深方向の速度変化が小さいので、一般的には支配方程式を流動深方向に積分した浅水流方程式が用いられる。ここで、浅水流方程式における抵抗則として構成則が用いられ、侵食・堆積による土砂濃度の変化は、構成則と対応関係にある侵食・堆積速度式を質量保存則の sink-source 項として別途導入する場合が多い (Takahashi and Nakagawa, 1997; 宮本・伊藤, 2003; Iverson and Ouyang, 2015)。数値計算の際は、格子点に配列した計算点をもとに支配方程式を離散化する格子法が一般的に用いられ、移流項の計算に注意を払った上で Euler 的に解かれる (George and Iverson, 2014; Tai et al., 2019)。最近では流動深方向の運動も考慮するため、浅水流方程式ではなく支配方程式を直接解こうとする試みが行われており、離散化の際に空間に固定された格子を用いずに、流れに応じて計算点を移動させる粒子法を用いることで



Lagrange 的に解いた例もある (Suzuki and Hotta, 2016; Wang et al., 2016)。以上のように土石流の支配方程式の数値計算手法には様々なものがあるが、いずれにしても土石流の構成則をどのように与えるかは重要な問題となる。

以下では、連続体力学に基づく土石流のモデル化について説明するが、石礫型土石流、乱流型土石流、粘性泥流のそれぞれの流れに対してモデル化が異なっている。石礫型土石流では構成粒子が比較的大きいため、主に粒子間の相互作用が間隙水による応力より卓越するとの考えのもとで粒子流 (granular flow) に関する研究を援用している。粒子流は粒子の集まりである粒状体からなる流れである。そこで、まず粒子流の構成則をレビューし、粒子流の構成則に基づいた石礫型土石流の構成則のレビューをした後、乱流型土石流と粘性泥流の構成則のレビューを行う。以下では、時系列的に様々な立場の研究を示しているが、これはいまだに定まった見解がなく議論が行われている部分もあるからである。

### 1.2.1 粒子流の構成則

粒状体は外部からのエネルギー供給によって運動が生じ、エネルギー供給の大きさに応じてその挙動を変化させる (Jaeger et al., 1996)。外部からのエネルギー供給が小さいときは粒子同士が高濃度に接触し、粒子間の摩擦が卓越して粒子間の相対的な変位がほとんど生じない「固体」的な状態になる。このときの応力は、古くから土質力学における Coulomb の摩擦則によって説明されてきた。一方、外部からのエネルギー供給が大きい場合、粒子間の距離が十分離れた自由に動きまわられる低濃度の状態になり、粒子同士の衝突が卓越して「気体」的な状態になる。その中間程度のエネルギー供給では、相対的な変位を生じながらも高濃度の状態で秩序をもって運動する「液体」的な状態になり、粒子間の摩擦と衝突の両者が効いてくると考えられている。粒子流の力学モデルはこれらの粒子間応力を見積もることによって導かれる。粒子流の研究には、乾燥状態での粒子流を対象としたものと内部に流体を含んだ流れを対象とするものがあり、single-phase model としての土石流の記述では流体との相互作用をあらかじめ含んだ後者が適しているが、two-phase model としての土石流の記述では固相の応力に前者のモデルを適用し、液相が存在することによる影響は固相と液相間の相互作用を導入することで対処する場合が多い。

### Bagnold (1954) の研究

まず、粒子間応力が卓越するような粒子流に関する先駆的な研究は Bagnold (1954) によって行われた。Bagnold 以前の粒子を含む流れの研究は、Einstein (1905) による Brown 運動の研究に基づくものしかなく、そこでは粒子が Brown 運動の影響を受けるほど小さく、さらに低濃度な場合を対象に粘性が卓越しているとして、Newton の粘性法則において粒子濃度が大きくなるほどみかけの粘性係数が大きくなるという定式化によって扱われていた。Bagnold (1954) は Einstein (1905) を引用した上で、粒径がある程度大きく濃度の高い流れでは粒子の慣性、つまり粒子間応力の影響が無視できなくなると考え、そのような流れを

記述するフレームワークが必要であることを指摘している。Bagnold は粒子間の衝突による応力が重要であると考え、純粋に粒子の衝突だけの影響を取り出すために重力の影響を排した無重力下の粒子流を模擬して、Newton 流体に中立浮遊粒子（流体との密度差がほとんどない粒子）を入れた混合物を用いた実験を行った。回転二重円筒に入れ内側の円筒を固定して外側の円筒を回転させることで単純せん断流を実現し、圧力とせん断力を測定した上で速度勾配との比較をした。その結果、粘性が卓越する領域（Macro viscous regime）と、慣性が卓越し粘性の影響を無視できる領域（Inertial regime）の二つに分けられることが分かった。粘性が卓越する領域では、せん断応力が Newton の粘性法則におけるみかけの粘性係数の変化によって記述できるとされている。一方、慣性が卓越する領域では、圧力とせん断応力がともに速度勾配の二乗に比例することを示している。Bagnold は後者の領域の原因が粒子同士の衝突による影響と考えて、このような衝突応力に対する構成則を導出した。そこでは、規則的に配置された粒子の配列モデルを仮定し、単純せん断流において上層の粒子が下層の粒子と完全弾性衝突する際における運動量交換によって応力が生じているとし、圧力  $p$  とせん断応力  $\tau$  はその応力を流れに垂直な方向と流れ方向に分けた力としてそれぞれ以下のように表現している。

$$p = \sigma f(c) d^2 (\partial u / \partial z)^2 \quad (1.1)$$

$$\tau = p \tan \alpha \quad (1.2)$$

ここで、 $\sigma$  は粒子の密度、 $f(c)$  は粒子濃度  $c$  の関数、 $d$  は粒子径、 $\partial u / \partial z$  は速度勾配、 $\alpha$  は粒子の衝突角である。 $\tau$  と  $p$  の関係は式 (1.2) のように土質力学における Coulomb の摩擦則に似た形式となっており、 $\tan \alpha$  は動摩擦係数と解釈され、静的な場合の Coulomb の摩擦則における内部摩擦角に対応させて  $\alpha$  は動的摩擦角と解釈される。

Bagnold (1954) では上述の構成則の妥当性を確認するため、斜面上の乾燥粒子流の実験も行っている。式 (1.1)、(1.2) が成り立つとき、重力とのつりあいから以下の 3/2 乗則型の流速分布が導出できる。

$$\frac{u - u_s}{u_s} = \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{3/2} \quad (1.3)$$

ここで、 $h$  は流動深、 $u_s$  は表面流速 ( $z = h$  の位置での流速) である。実験で測定した流速が Newton 流体の場合の放物型の分布ではなく式 (1.3) に従うことを確認し、式 (1.1)、(1.2) の妥当性を確認している。

Bagnold (1954) での衝突応力に対する構成則の導出は画期的であり、その後の粒子流研究に大きな影響を与えている。ただし、Bagnold はモデル化において粒子間の衝突を完全弾性衝突と仮定しており、エネルギー散逸が生じないために外部からのエネルギーの供給がなくても運動を続けられてしまうという問題点をもつ。また、実験自体についても Hunt et al. (2002) は Bagnold (1954) で用いられた実験装置の幅が狭いことから、粒子間の衝突より

も液体中の渦の効果が大きかったのではないかとし、幅の広い実験装置を用いて再実験を行った。その結果、Bagnold (1954) が指摘しているようなせん断応力が速度勾配の 2 乗に比例する形ではなく、せん断応力を Newton の粘性法則として速度勾配と線形の関係で表現することが可能であるとし、Einstein (1905) と同様に粘性係数を粒子濃度の関数にすることで粒子の効果を考慮している。このように実験・モデル化ともに問題点はあったものの、御手洗・中西 (2007) が指摘しているように、その後の次元解析や実験・数値実験の結果 (Campbell, 1990; Silbert et al. 2001)、粒子流において圧力とせん断応力が速度勾配の 2 乗に比例するという Bagnold が示した関係は有効であるということが広く認められており Bagnold 則 (Bagnold scaling) と呼ばれている。さらに、御手洗・中西 (2007) によると、Bagnold のモデルの前提からかつては粒子間衝突が卓越する低濃度な流れのみに適用できると考えられていたが、興味深いことに、近年では粒子間摩擦の影響が無視できない高濃度な流れにおいても Bagnold 則が成立するとされている。

### Jenkins and Savage (1983) などの研究

Bagnold (1954) に代わる粒子流の衝突応力をモデル化したアプローチは、Jenkins and Savage (1983) の運動論 (kinetic theory) に基づくものである。これは内部に流体を含まない粒子流を対象としている。そこでは、統計力学における気体分子運動論とのアナロジーから、粒子流の平均流速からの変動成分である乱れ速度の二乗平均値を「粒子温度」として定義し、粒子が乱れ速度をもつことによって粒子間の衝突が生じる際の運動量交換を考えることで構成則を提示している。

粒子間の衝突を考える際に粒子の速度分布関数をどのように与えるかが肝となるが、当初は完全弾性衝突に近い領域を仮定することで、粒子間衝突によるエネルギー散逸が生じるものの分子カオスの状態 (周囲の粒子との速度相関がなくランダムに運動している状態) である局所 Maxwell 分布が成立していると仮定し、応力を粒子温度の関数として導いた。ここで、構成則において粒子温度は未知量であるが、力学的エネルギー保存則を満たすように粒子温度を決めることで系が閉じる。そこでは、非弾性衝突によるエネルギー散逸についても粒子温度の関数として与えることで、応力の仕事によるエネルギー生成と非弾性衝突によるエネルギー散逸の関係を議論している。その後、Jenkins and Richman (1985) によって局所 Maxwell 分布の仮定を外したモデル化がなされたが、このようなモデル化は流れのスケールに対して粒径が小さいかつ速度相関の影響が無視できるような粒子濃度が小さい範囲でのみ成立すると考えられている。これは、小粒子が振動を起こして動いているような砂嵐のようなものに適用できる、つまり、粒子流の「気体」的な状態を想定して衝突が卓越する流れ (衝突流) を対象としたモデルであるといえ、現在の粉体ガス (granular gas) の一般的な考え方となっている。

しかし、実際の粒子流の多くは粉体といえども衝突時にエネルギーを失うことで徐々に周囲の粒子と速度相関が発達する (Goldhirsch and Zanetti, 1993)。特に斜面上の粒子流 (斜

面流) のような重力の影響を強く受ける流れでは強い速度相関が発達して層状に流れることが特徴で、粒子同士の接触や摩擦の影響が無視できない。このような流れでは応力が鎖状につながった形で伝搬しており、実際に可視化実験で確認され「応力鎖」と呼ばれている (Cates et al., 1998; Howell and Behringer, 1999)。このような「液体」的な流れにも適用できるように、Johnson and Jackson (1987) は静的な応力を便宜的に導入した構成則を提案している。その後、Jenkins (2007) は速度相関の影響を含めたモデル化を行っているが、斜面上の粒子流 (斜面流) にまでは適用できていない。

### Savage and Hutter (1989) の研究

一方、Savage and Hutter (1989) は斜面上の乾燥粒子流ではクーロン型の固体摩擦が卓越するとして、Mohr-Coulomb の摩擦則のみを導入した構成則を提示した。これを斜面上の粒子流 (斜面流) に適用し、流動過程をうまく説明できるとした。Jenkins and Savage (1983) などの運動論に基づくモデルに対して、Savage and Hutter (1989) のモデルはその仮定からも分かるように、斜面流のような速度相関の影響が無視できない「液体」的な流れを対象としたもので、現在、斜面流の記述で一般的なモデルとなっている。

### GDR MiDi (2004) などの研究

Jenkins and Savage (1983) などによる運動論に基づくモデルも Savage and Hutter (1989) のモデルも特定の流れ領域に対しては確かに適用性をもつと考えられるが、粒子流の幅広い側面の統一的な記述という観点では難点があると考えられる。そこで、両者をつなぐ考え方として、フランスの物理学者のグループ (the Groupement De Recherche Milieux Divisés) である GDR MiDi (2004) が提案した現象論的な構成則があり、これは幅広い流れに対する適用性を持っていると考えられる。彼らはさまざまな実験装置における乾燥粒子流の結果を整理し、摩擦が卓越する領域だけではなく衝突が効いてくる領域においてもせん断応力 $\tau$ と圧力 $p$ の間に Coulomb 則が成立し、 $\tau$ と $p$ の比としてのみかけの摩擦係数 $\mu$ が、粒子間衝突による応力と粒子間摩擦による応力の比を表す無次元数である慣性数 (Inertial number)  $I$ と対応関係にあることに着目して、以下のように表した。

$$\frac{\tau}{p} = \mu(I) \quad \text{with} \quad I = \frac{d(\partial u / \partial z)}{\sqrt{p / \sigma}} \quad (1.4)$$

ここで、慣性数 $I$ は流れの局所で定義されており、 $\mu(I)$ は流れ内部で一定ではなく $I$ に応じて変化しうることには注意が必要である。 $\mu(I)$ の関数形に関しては、実内実験や数値実験の結果から $I$ が非常に小さい領域では最小値 $\mu_s$ をとり、 $I$ が大きくなるにつれて漸近的に $\mu_2$ に近づいてような形をとることが分かっている、 $\mu_s$ は静止摩擦角、 $\mu_2$ は動的摩擦角に対応する摩擦係数だと考えられる。その後、Jop et al. (2006) は $\mu(I)$ を以下の関数で表現できるとしており、 $\mu(I)$  rheology と呼ばれる構成則を提示している。

$$\mu(I) = \frac{I_0}{I + I_0} \mu_s + \frac{I}{I + I_0} \mu_2 \quad (1.5)$$

ここで、 $I_0$ は実験定数である。式 (1.5) から分かるように、 $\mu(I)$ に対する $\mu_s$ と $\mu_2$ の寄与を $I$ に応じて分配している。式 (1.5) を式 (1.4) に適用することで構成則が閉じる。定常状態における流速分布を求める際は、外力との釣り合いから $\mu(I)$ を求め、それに対応する $I$ の値から定義式に基づいて速度勾配を求めることで導出できる。

慣性数 $I$ はマクロ的には衝突応力と粒子間摩擦応力の比を表すが、ミクロな粒子スケールでみると、慣性数 $I$ はせん断による粒子の乗り越えによる時間スケール $1/(\partial u/\partial z)$ と乗り越えた粒子が圧力 $p$ によって下層に戻される時間スケール $d\sqrt{\sigma/p}$ の関係を表していると解釈されている。 $\mu(I)$  rheology に基づけば、Jenkins and Savage (1983) で想定しているような衝突流と Savage and Hutter (1989) で想定しているような摩擦流は、それぞれ慣性数の非常に大きい領域と非常に小さい領域の両極端として考えられる。勾配 $\theta$ の斜面上を流れる粒子流では、定常状態における外力との釣り合いから流れの全域で $\mu(I) = \tan \theta$ が成立し、流動深方向に $I$ も一定となることから Bagnold と同様の 3/2 乗則型の流速分布を導くことができる。ここで、先述した Bagnold 則が高濃度な流れにおいても成立する理由が確認された。

上述の構成則は 2 次元的な流れにおけるモデルであったが、Jop et al. (2005) はテンソル形式に一般化した構成則を提示して 3 次元に拡張し、側壁で囲まれた斜面流の実験結果に適用して、流動深方向だけではなく横断方向も含めた 3 次元的な流速分布を再現している。 $\mu(I)$  rheology はもともと乾燥粒子流を対象としていたが、粘性の影響を考慮することで乾燥粒子流だけではなく内部に流体を含む流れにも適用できることが確認されている (Boyer et al. 2011)。現在、 $\mu(I)$  rheology は後述する陸上での土石流のモデルだけでなく、火砕流や海底土石流などの粒子を含んだ幅広い流れへの応用が試みられている (Jerolmack and Daniels, 2019)。

以上のように、粒子流の研究は Bagnold (1954) 以降、粒子間応力である摩擦と衝突の効果をもどどのように取り入れるかが主眼となっていることが分かる。以下で説明する石礫型土石流の構成則も粒子流の研究の影響を大きく受けており、土石流の粒子間応力における摩擦と衝突をどのように扱うかという観点からモデル化されている。

## 1.2.2 石礫型土石流の構成則

以下では、石礫型土石流の構成則の研究についてレビューする。ここでは、先に述べたように single-phase model と two-phase model に分けて説明する。

### 1.2.2.1 Single-phase model

#### 高橋 (1977) などの研究

当初の土石流の流動モデルは、流れ表面にせん断の生じていないプラグ層をもつことが

ある性質や緩勾配において停止・堆積するという性質を表現するために、降伏応力をもつ Bingham 流体として記述されることが多かった (Yano and Daido 1965; Johnson 1965)。しかし、降伏応力と粘性係数が土石流材料によって大きく変化し、一義的に説明することは困難であった。

そのような状況で、大同 (1974) や高橋 (1977) は Bagnold (1954) の研究成果を石礫型土石流の開水路実験の結果に適用し、抵抗則や流速分布形をうまく説明できることを示した。これは、土石流を Dilatant 流体として扱った初めての例であり、石礫型土石流のモデル化の嚆矢となった。その後、Takahashi (1980) では、移動床上の石礫型土石流に Bagnold のモデルをそのまま適用すると流速分布を大きく過大評価したため、移動床上の流れに対しては Bagnold の式における実験定数を Bagnold が与えた値より 10 倍程度大きくした値を用いて説明している。また、河床条件が移動床と固定床で異なる実験定数を用いる不都合を解消するため、Takahashi (1991) では Savage and Sayed (1984) の実験結果を参考にして、粒子濃度が小さくなるほど式 (1.2) における動摩擦係数  $\tan \alpha$  が内部摩擦係数  $\tan \phi$  よりも大きくなるような式を加えることで、底面付近で凸型の形状を持った移動床上の流れに特徴的な流速分布を説明することができるとしている。

その後、高橋ら (1996) は土砂濃度が約 0.5 以上の高濃度な領域においては、粒子同士が接触を継続することにより静的な骨格応力が働くとして、Bagnold (1954) による衝突応力のモデルに Coulomb 型の固体摩擦を考慮した構成則を提示し、固定床と移動床上の流速分布をどちらも記述できるとしている。

### 椿ら (1982) などの研究

椿ら (1982) は石礫型土石流の水路実験において粒子の挙動を詳細に観察し、粒子の衝突時の接触角や接触して分離するまでの粒子の相対運動を検討した。その結果、上層粒子は下層粒子に衝突した際、反発することなく接触状態を保ちながら相対移動を行った後、分離することが明らかになった。そこで、衝突に関わる二粒子は完全弾性衝突しているのではなく非弾性衝突であり、他の多くの粒子と接触を保ったまま多体衝突していると考えたうえで、圧力に粒子同士の接触による静的な応力を導入し構成則を導出した。ただし、せん断応力には接触応力に対応して発生すると考えられる固体摩擦が考慮されていない。

### Egashira et al. (1997) などの研究

宮本 (1985) は過去の粒子流・土石流の構成則をレビューした上で、Bagnold (1954) が行ったような運動量交換から構成則を導く方法では必ずしもエネルギー保存則が考慮されていないとし、エネルギー散逸から構成則を導くことの重要性を指摘した。そこで、粒子配列モデルをもとに非弾性衝突によるエネルギー散逸を見積もり、中立浮遊粒子における衝突応力の構成則を提示して、Bagnold (1954) と同様に行った回転円筒水路を用いた中立浮遊粒子の実験の結果を記述した。しかし、石礫型土石流のような粒子の比重が 1 より大

きい開水路流れの定常状態において上述の構成則を適用したところ、外力とつり合うはずの応力が 1 オーダー小さく算定されたことに着目し、土石流のような流れでは衝突応力よりも静的な骨格応力とそれに対応する固体摩擦が卓越しているとして、中立浮遊粒子での衝突応力に関する構成則に接触応力を加えた石礫型土石流の構成則を提示している。しかし、静的な骨格応力に対する構成則は提示されておらず、今後の課題とされている。

江頭ら（1989）は既往の石礫型土石流の水路実験結果に基づき、石礫型土石流のエネルギー散逸は粒子間摩擦・非弾性衝突・間隙水の乱れの三つが支配的と考えて、それぞれの要因によるエネルギー散逸を見積もることで構成則を導出している。ここでは、衝突応力に宮本（1985）の構成則を適用し、宮本（1985）において課題とされていた静的な骨格応力に関する構成則が、静的な骨格応力と衝突による圧力の比が鉛直方向に一定であると仮定することで、静的な骨格応力と衝突応力を分離している。これは、固定床上の流れではある程度妥当であったが、移動床上の流れのように河床の静止堆積層と流れが連続的に接続し、河床において静的な骨格応力のみが働いている流れを合理的に説明することができなかった。

この問題を解決するため、Egashira et al.（1997）は有効応力を静的な骨格応力に分配する関数として土砂濃度の関数を実験と整合するように提示し、江頭ら（1989）の構成則を発展させた石礫型土石流の構成則を提示した。これにより、固定床上の流れと移動床上の流れで見られる流速分布や濃度分布の違いは石礫型土石流の応力構造が両者で異なるわけではなく、単なる境界条件の違いとして統一的に説明することができた。さらに、層流状集合流動や掃流砂の土砂流動層が石礫型土石流と同様の構造をもっていることに着目し、上層の清水層に乱流の混合距離モデルを、下層の土砂流動層に石礫型土石流の構成則を当てはめた二層モデルを考慮することで、掃流状集合流動や掃流砂までを含む広範な土砂移動現象が統一的に説明できるとしている。また、急勾配での固定床上の流れの実験において、流れ上層の方が下層より土砂濃度が高くなるという濃度の逆転現象が見られるが、このような濃度分布を Egashira et al.（1997）の構成則によって記述できることは他の土石流の構成則と比較して特徴的である。

### 高橋・里深（2002）などの研究

高橋（1977）などによる石礫型土石流への Bagnold（1954）の構成則の適用は画期的であり、様々な土石流の運動学的性質がそれに基づいて説明された。その後、粒子流研究において Bagnold（1954）による構成則の問題点が指摘されていく中で、高橋・辻本（1997）は Jenkins and Savage（1983）による運動論に基づく構成則を斜面上の乾燥粒子流に適用した構成則を提案した。

高橋・里深（2002）は、土石流の衝突応力に高橋・辻本（1997）による構成則を適用した上で、濃度が約 0.5 を超える高濃度な領域でのみ静的な骨格応力が発生するとし、乱れによる応力も考慮した土石流の構成則を提案している。

以上は土石流の粒子相と流体相はほとんど一体で運動しており両相の相対速度は小さいとし土石流を **single-phase** として扱ったモデルであり、両相の相互作用は構成則の中で陰的に評価されていると考えられる。一方で、近年は両相が分離しうることを重視し、粒子相と流体相のそれぞれに応力に対して構成則を提示し、両相に対する支配方程式をたてた上で、両相の相互作用を陽的に導入した **two-phase** が提示されている。このとき、粒子相の応力としては内部に流体を含まない粒子流を対象に提示された構成則が導入されることとなる。

### 1.2.2.2 Two-phase model

#### Iverson (1997) などの研究

Iverson (1997) は Savage and Hutter (1989) の斜面流の構成則を土石流に適用した。その際に Iverson は、土石流が本質的に非定常性の強い現象で粒子相と流体相の速度差が重要であるとの考えのもと、土砂粒子がせん断をうけて粒子間隙の空間が変化し間隙水が移動する際に静水圧より大きい過剰間隙水圧が生じ、それにより有効応力が減少することが土石流の長い流下距離を説明するのに重要なプロセスであると考えた。そこで、有効応力の減少を考慮した上で Savage and Hutter (1989) のモデルに適用し、間隙流体による粘性の効果と水圧の効果を加えて土石流の流動を説明するモデルとして Coulomb 混合体理論 (Coulomb mixture theory) を提示した。ここで注意すべき点は、Iverson の構成則の考え方自体は土石流の粒子相と流体相の速度差を重視しており **two-phase** な扱いであるものの、支配方程式としては混合体としての平均速度を考えて速度差の影響は過剰間隙水圧の効果に入れることで土石流全体を **single-phase** として記述していることである。これに基づいて流動深平均方程式を導き、アメリカ地質研究所 (USGS) が所有する実スケールに近い大型土石流水路における実験で測定された流動深変化・到達距離をうまく説明できるとしている。しかし、過剰間隙水圧は実験での圧力測定結果から与えており、間隙水圧がどのように変化するかについてはモデル化されておらず、土砂濃度も流下中に変化せずにはほぼ静止堆積濃度で流下し、Mohr-Coulomb 型の降伏応力を下回ることによって堆積するとしている。次に、Iverson and Denlinger (2001) では過剰間隙水圧が拡散方程式 (圧密方程式) に従って散逸する効果も含めたモデルを提案しているが、過剰間隙水圧の生成機構については考慮されていなかった。その後、Iverson and George (2014) は粒子層のダイレタンシーによって過剰間隙水圧が生成するとの考えのもと、粒子流研究で明らかになった慣性数に基づいたダイレタンシー則 (Boyer et al., 2011) を応用し、拡散方程式に静止堆積濃度に近い範囲での土砂濃度の変化による過剰間隙水圧が生成過程も含めたモデルを提示している。ただ、以上のモデルはもともとの Savage and Hutter (1989) のモデルがそうであるように、土砂濃度が静止堆積層の濃度に近い非常に高濃度な範囲で検討されており、崩壊土塊の運動を説明するモデルに近いと考えられ、実際 Iverson も土石流自体を土砂濃度が 0.4–0.7 の高濃度な流れとして定



義している。このため、土石流が流下中に侵食・堆積を通じて濃度変化し、緩勾配区間において土砂流や掃流砂に遷移していく過程を表現するのは困難であると考えられる。

### Pitman and Le (2005) などの研究

一方、最近では土石流を完全に **two-phase** として扱うモデルが数多く提示されている。Pitman and Le (2005) は粒子相の構成則としてクーロンの摩擦則を、流体相の構成則としてニュートンの粘性則を導入し、両相の間に相対速度に応じた抗力が働くとして二流体モデルに基づいた支配方程式を提示している。Berzi and Jenkins (2008) は粒子間応力に  $\mu(I)$  rheology による構成則を、間隙水による応力に混合距離モデルを適用して、固液相の間の相互作用として抗力を与えている。また、Armanini et al. (2014) は Armanini et al. (2009) での実験結果をもとに移動床上の土石流では上層において衝突応力が卓越し、下層において摩擦応力が卓越することを指摘し、上層に Jenkins and Savage (1983) のモデルを、下層にクーロンの摩擦則を適用した構成則を提案している。Bouchut et al. (2016) では Iverson and George (2014) と同様にダイレタンシーによる過剰間隙水圧の効果が重要であるとし、従来の二流体モデルでは粒子相と流体相の表面位置の違いが考慮されていなかったとして **two-phase, two-layer model** を提示しているが、基本的な応力の考え方は Iverson and George (2014) のものとはほぼ同一である。

土石流を **single-phase model** で記述するか **two-phase model** で記述するかはそれぞれ長所・短所があり、いまだに定まった見解は得られていない (水理委員会共同研究グループ, 1994; 水理委員会共同研究グループ, 1995; Delannay et al. 2017; Xia et al., 2018)。Single-phase model では保存則を適用する閉空間が明白であるが、固相と液相が分離する、もしくは両相の流線が異なるような現象は扱えない。一方、two-phase model は固相と液相の速度差を明示的に扱えるが、固相と液相それぞれに対して保存則を適用する際の対象となる空間が必ずしも明らかではないことと、両相間の相互作用をモデル化するのが一般的に困難であることが短所となる。

以上のように、石礫型土石流に対しては様々な構成則が提示されているが統一された見解は得られていない。ただ、石礫型土石流においては粒子間の相互作用が重要であるという点は共通認識であり、接触応力と衝突応力の寄与をどのように考えるかという点で違いがあるといえる。

### 1.2.3 乱流型土石流の構成則

構成粒子が非粘着性で比較的細かいものからなる乱流型土石流については、粒子間応力より水の乱れが卓越していると考えられている。比較的濃度の低い流れに対しては多くの研究がなされており、従来の浮遊砂流と同様に混合距離モデルによって流速分布に対数則を当てはめて記述し、土砂濃度が高くなるほどみかけのカルマン定数が低下して抵抗が小

さくなるとして対処している（日野, 1963）。

一方で、高濃度の微細土砂からなる流れの研究はそれほど多くなく、当初は比較的濃度の低い流れと同様に流速分布に対数則を適用することで検討されていた。まず、Arai and Takahashi（1986）は泥流型土石流の水路実験を行い、粒子の挙動を追跡すると流動深スケールの大規模な渦運動をしており、乱れの応力が卓越しているとした。この結果に基づき、衝突による応力も効いてくる粒径がある程度大きい範囲も考慮して、混合距離モデルにBagnoldの衝突モデルを加えた構成則を提案した。これによると、流速分布を対数則としてみなしたときの見かけのカルマン定数は従来指摘されていたように濃度の増加によって単調に減少するのではなく、ある程度の濃度までは減少するがさらに濃度が高くなると粒子間衝突による応力の効果で下げ止まりむしろ微増する傾向があるとしている。Winterwerp et al.（1990）は幅広い濃度の範囲で乱流型泥流の実験を行い、流速分布の記述に対数則分布を用いたときの見かけのカルマン定数を逆算により求めた。これによると、濃度が0.2程度するとき見かけのカルマン定数が最小となり、それより高い濃度ではArai and Takahashi（1986）が指摘している以上に増大傾向にあるとしている。これは、高濃度な流れにおいて粘性底層が発達し、河床抵抗を増大させるためとしている。

近年は、乱流型土石流を石礫型土石流との比較の中で検討しようとする研究が行われてきた。Takahashi（1991）は全層が層流として流れる石礫型土石流と全層が乱れている乱流型土石流の間に両者の中間形態としての中間型土石流が存在するとしており、そのような流れでは二層構造をもっていて、下層は層流の流れで粒子間応力が卓越するが、上層では粒子の挙動が乱流の影響を受けてレイノルズ応力が卓越するとしている。

江頭ら（1992）は乱流型土石流の構成則を水路実験での詳細な検討に基づいて議論した。彼らは微細土砂からなる流れの水路実験を行い、トレーサーを用いて粒子の拡散係数を調べると、粒子濃度が大きくなるほど拡散係数が小さくなり層流的な運動に近づくことを示した。拡散係数が小さくなる一方で、粒子濃度が大きくなるほど濃度分布の実測結果は一樣に近づいており、乱れによる拡散ではこの傾向を説明できないことから、粒子濃度の増加によってレイノルズ応力よりも固体摩擦が卓越してくるのではと指摘している。その後、江頭ら（1994）は移動床上の乱流型土石流の実験を行い、石礫型土石流と同様に粒子濃度と内部摩擦角によって規定される平衡勾配が形成されるものの、石礫型土石流の場合よりも同一濃度に対して小さくなることを指摘した。以上のことは泥流型土石流が乱流と層流の二つの側面をもっていることを表しており、上層では乱れの応力が卓越するが下層では固体摩擦が効いているとする二層モデルをもとに構成則を提案している。

一方、橋本・平野（1995）は乱流型土石流においても流れ底部に粒子が層流状に流れていて粒子間応力が卓越する層が存在することを流速分布の測定をもとに指摘した。さらに、壁乱流の内層において粘性底層と慣性底層が存在することとのアナロジーから、慣性項と粒子間応力項の比で表した無次元数を導入して、粒子間応力層の厚さを流速分布の実測値から定義している。以上から、二層モデルに基づいた構成則を提示している。

以上のように、乱流型土石流は単純に乱れの応力が卓越した流れであるわけではなく、壁乱流と同様に粘性底層としての粒子間応力が卓越する層と、慣性底層としての乱れが卓越する層の二層構造をもっていることが共通認識になってきている（橋本, 2010）。

#### 1.2.4 粘性泥流の構成則

粘性泥流は構成粒子に粘土やシルトのような粘着性をもつ粒子が高濃度含まれる流れであり、上述の乱流型泥流とは異なって粒子の粘着力の影響で乱流構造が発達せず層流状の流れとなることから Bingham 流体、もしくは Herschel-Bulkley 流体として取り扱われることが多い。流れ表面付近での応力が降伏応力を下回ることによって流速分布においてせん断が起きないプラグ層を生じることが Bingham 流体の特徴である。

芦田ら（1985, 1986）はパールクレイを用いた実験を行い、粒子の結合力と電気二重層内の水分子間の結合力による降伏応力と、粘性の変化を考慮した構成則を導いた。O'Brien and Julien（1988）もレオメータを用いた実験を行って土砂濃度と降伏応力・粘性係数の関係を検討し、降伏応力と粘性係数を濃度の指数関数として経験的に表した Bingham 流体としての構成則を提示している。

また、Bingham 流体モデルによって幅広いひずみ速度の範囲を説明しようとする、ひずみ速度の大小に応じて粘性係数が変わってしまうことが指摘されており、このような shear thinning の影響を考慮した Herschel-Bulkley 流体モデルによって粘性泥流を記述することも多い（Coussot et al., 1998; Qian and Das, 2019）。

近年は、粘着性材料の濃度変化に応じた流れの遷移に着目した研究が行われている。Wang and Larsen（1994）は、粘着性材料の濃度が小さいときの流れは通常の乱流とみなせ、粘着性材料の存在は抵抗を小さくすることに寄与するが、濃度が大きくなると粘着力の影響で乱れを抑制し非 Newton 流体になるとしている。

Baas and Best（2002）は Newton 流体から非 Newton 流体に変化する流れを実験的に研究し、そのような流れの乱流モデルを提示している。また、Baas et al.（2016）は Kaolinite と Bentonite からなる流れを用いて実験を行い、濃度の増大に伴って乱流構造が変化することを指摘し、Turbulent flow、Turbulence-enhanced transitional flow、Lower transitional plug flow、Upper transitional plug flow、Quasi-laminar plug flow の順に変化するとしている。さらに、実験結果をレイノルズ数とフルード数を用いて整理し、各種流れの限界レイノルズ数を提示している。

以上のように粘性泥流では、比較的低濃度な流れに対しては粘着性粒子による乱流構造の変化に着目して研究されており、高濃度な流れに対して Bingham 流体モデルや Herschel-Bulkley 流体モデルが用いられる。

### 1.3 実際の多様な流れと土石流のモデル化

前節でみたように、土石流の多様な流れの中で個々の流れに対する理解は進んでおり、

卓越する応力によってその流動を説明する力学的モデルも異なっている。特に、粒子間応力が卓越する石礫型土石流の構成則では、理想的に土砂粒子を均一粒径としてモデル化しているものが多い。一方で、実際の石礫型土石流は一般的に幅広い粒度分布をもつ土砂からなる。混合粒径の効果としては、流れ上層に巨礫が浮き上がり、平均流速より速い流れ表面付近の流れによって先端部に巨礫が集中する分級現象や、微細土砂が間隙水と一体化して挙動し粒子間応力よりむしろ間隙水の応力に寄与する液相化現象が知られている (Iverson, 1997)。

分級のメカニズムは当初、粉体輸送に関連して粉体工学の分野などで活発に研究が行われた。土砂粒子に関しては、土石流堆積物などにおいて堆積層上部に向かって粒径が大きくなる *inverse grading* を説明しようとして分級のメカニズムが研究された。Bagnold (1968) は自らによる衝突応力のモデルをもとに分級のメカニズムの説明を試み、衝突応力が粒径の 2 乗に比例することに注目して、相対的に大きい粒径の粒子がせん断速度の最小になる自由表面方向に輸送されるとしている。一方で Middleton (1970) は、小粒子が大粒子からなる骨格構造の間隙に落ち込むことで、相対的に大粒子が上層に移動するとしている。

近年は乾燥粒子流を対象とした研究において分級の研究が活発に行われており、重力下の粒子流においては重力の作用による小粒子の間隙への落ち込みが支配的とされている。Savage and Lun (1988) は、粒径の小さい粒子が直下の層の大きい粒子からなる間隙に落ち込み下層に移動する (*kinetic sieving*) 際、質量保存を成立させるために大粒子が相対的に上層へ押し出される (*squeeze expulsion*) というプロセスをモデル化している。また、Gray and Thornton (2005) や Gray and Chugunov (2006) も同様のメカニズムに基づいた分級モデルを取り入れ、大粒子と小粒子からなる二相のそれぞれに支配方程式を立てた上で、分級の際に生じる両相の間の相互作用を考慮したモデルを提示している。

一方で、Jenkins and Mancini (1987) は Jenkins and Savage (1983) の運動論に基づき、大小二粒子からなる低濃度の流れに対する構成則を考え、小粒径粒子が粒子温度の大きい方向、つまり流れ下層方向に輸送されるという分級モデルを提示した。しかし、運動論に基づくモデルでは粒子同士の長時間の接触が影響する高濃度の流れに適用することはできない。そこで、Hill and Tan (2014) は高濃度の流れでの分級を対象として、重力の作用と衝突応力の両者の影響を考慮した分級モデルを提示している。

また、近年の数値計算能力の向上に伴い、個別要素法を用いて粒子スケールのメカニズムに着目した研究も行われており、前田ら (2011) は個別要素法を用いて流れ表面への大粒子の浮き上がりについて詳細に検討し、流れ中で応力鎖が大粒子に集中することで大粒子が流れ表面に持ち上げられるとしている。

乾燥粒子流とは異なり、土石流では粒子間隙に水が含まれていることから乾燥粒子流よりも分級が生じにくいと考えられるが、一般的には乾燥粒子流と同様のメカニズムで分級が生じていると考えられる。まず、Takahashi (1980) は Bagnold (1968) と同様に衝突応力に基づく分級モデルを提示している。橋本・椿 (1983) は椿ら (1982) の構成則における

衝突応力に基づいた分級モデルを導いている。一方、山野・大同（1984）は Bagnold（1954）の粒子配列モデルをもとに kinetic sieving による分級モデルを提示している。分級のモデルではないが、岩田ら（2013）や Hotta et al.（2019）は二粒径からなる土石流の水路実験と数値計算の比較により、小粒径粒子が速度勾配の大きい流れ下層に落ち込むことで土石流の応力が小粒径側に支配されることを指摘している。

微細土砂の液相化現象については、乾燥粒子流にはない土石流特有の現象だと考えられる。これは、微細土砂が土砂本来の固相としての働きをせず液相として振る舞うことで土石流の流動に影響を与えるとされている。芦田・江頭（1985）は 1984 年に発生した御嶽山の山体崩壊に起因する土石流の高い流動性のメカニズムを検討し、土石流が高速で移動しているとき間隙流体が乱流となりその乱れにより微細土砂が浮遊して浮力が増大することで土石流の流動性が増すとしている。Iverson（1997）は間隙水に微細土砂が含まれることによる間隙流体密度の上昇に加えて、見かけの粘性係数の変化に着目し、過剰間隙水圧の拡散係数が小さくなることによって、微細土砂を間隙に多く含む土石流ほどより長い時間、過剰間隙水圧が維持されるとした。実験における検討では、Nakano et al.（2012）は微細土砂を含む石礫型土石流の実験を行い、平衡濃度式から導かれる平衡濃度よりも濃度が大きくなることに着目し、これが間隙流体密度の影響であるとして、平衡濃度式から間隙流体密度を逆算して見積もっている。また、Hotta et al.（2013）は二粒径からなる石礫型土石流の実験を行い、抵抗係数の変化に着目して微細土砂が土石流の流動機構に与える影響の検討を行っている。Kaitna et al.（2016）は回転円筒水路を用いて混合粒径土石流の全圧と間隙水圧を測定し、微細土砂の濃度と粗粒砂の粒度分布が与える影響について検討している。また、中谷ら（2018）は二粒径からなる石礫型土石流の実験を行い、Nakano et al.（2012）と同様に平衡濃度の変化に着目して間隙流体密度を見積もっている。

このように、実際の石礫型土石流を説明するには説明したい現象に応じてこのような混合粒径の効果を数値計算モデルに取り入れないといけない。このとき、混合粒径の効果をどのように扱うかによって「均一粒径モデル」と「混合粒径モデル」に分かれる（和田, 2016）。均一粒径モデルでは、混合粒径の効果を正面から扱うことは避け、平均体積粒径などを代表粒径として用いるもので、主に到達範囲や河床変動量を議論する場合に用いられることが多い。江頭ら（1998）や江頭・伊藤（2004）は、粒度分布の代表粒径を用いて均一粒径モデルに基づいて土石流災害の再現計算を行い、到達範囲や河床変動量において再現性を得ている。ここで、微細土砂が間隙水に含まれる効果はみかけの間隙流体密度の増大によって考慮されているが、間隙流体密度の値をどのように設定したかは明確には記述されていない。また、Nishiguchi et al.（2011）や Uchida et al.（2013）は、微細土砂が間隙流体に取り込まれた際の間隙流体の密度の増加と、それに伴う固相の土砂濃度の減少や固相の代表粒径の増大を考慮した数値シミュレーション法を提示し、大規模崩壊に起因して発生した土石流に適用して河床変動量が精度良く再現できることを示した。

一方、混合粒径モデルでは主に分級による土石流内部の粒度分布変化を考慮するもので、

土石流先頭部への巨礫の集中などを表現できる。高橋ら (1990)・高橋ら (1991)・Takahashi et al. (1992) は一連の研究において土石流の数値計算において土石流内部の粒度分布変化の影響を初めて考慮した。彼らは Takahashi (1980) の分級モデルによって土石流内部の粒度分布変化を考慮し、抵抗則には局所での平均体積粒径を適用することで先頭部への大粒子の集中や、土石流が扇状地で堆積する際の扇状地内の粒度分布を再現している。また、Satofuka et al. (2007) は流動深を上下層に分けた二層モデルを考慮し、kinetic sieving に基づく分級モデルをもとに上下層間での粒度分布変化を記述できる数値計算モデルを提案している。

以上のように、土石流の多様な流れにおいて、個々の流れの理解による分類が進んでおり、その分類に基づいたモデルについても一定の認識が得られている。しかし、実際の流れにおいて必ずしもいずれかの流れに分類できるわけではない。これは、土石流の現地観測において、先頭部には巨礫が集中するが、後続流になると粒径は細かいものからなり泥流のような流れになっていると報告されていることから分かる。つまり、同一のイベント内でも層流と乱流の遷移が起こっていると考えられる。また、石礫型土石流のような全体が層流とみなせる流れにおいても、広がりをもった粒度分布の中である程度細かい粒子は分級によって下層に落ち込むものの層流状には流れるのに対して、さらに細かい粒子では間隙水と一体化して乱流状に流れていると考えられる。これらの現象は連続的に遷移している可能性が高いが、それらの遷移機構についてはほとんど分かっていない。したがって、実際の土石流の流れの理解にはこのような多様な現象を遷移過程も含めて統一的に扱うことが重要であると考えられる。

流動機構の物理的理解という観点から考えると、土石流の応力構造に基づいて統一的に扱うことが重要であるといえる。非粘着性粒子からなる流れを対象にすると、これまでの研究から土砂粒子と水からなる流れは基本的には摩擦や衝突といった粒子間応力と間隙水による応力からなると考えられ、これらのうちの応力が卓越しているかという観点から整理することができる。これまでの研究により、均一粒径の石礫型土石流の構成則は実用上問題のないところまできており、既往研究から乱流型泥流や混合粒径の石礫型土石流も均一粒径の石礫型土石流と共通の構造をもつことが示唆されている。つまり、乱流型泥流も混合粒径の石礫型土石流も、均一粒径の石礫型土石流の構成則をもとにして統一的に理解できる可能性がある。これは、混合粒径からなる粒子流の検討においても GDR Midi (2004) による均一粒径での検討により導出された  $\mu(I)$  rheology を、代表粒径を考えることで混合粒径に拡張して説明しようとしている (Hill and Yohannes, 2011; Tripathi and Khakhar, 2011) ことから妥当であるといえる。一方で粒子流とは異なり、土石流は間隙流体の効果も無視できないと考えられ、混合粒径の石礫型土石流において間隙流体に微細土砂が浮遊するような流れも考慮するためには間隙流体の乱れも適切に考慮されている構成則を用いる必要がある。この観点に基づくと、Egashira et al. (1997) の構成則は現状で物理的に無理のない仮定をもとに粒子間応力が導出されており、間隙流体の乱れも考慮されているため、非

粘着性材料からなる土石流の多様な流れの統一的な説明につながる可能性をもつと考えられる。

#### 1.4 本研究の目的と構成

本研究は、非粘着性材料からなる多様な土石流の応力構造を統一的な観点から理解することを目的として、Egashira et al. (1997) による均一粒径での石礫型土石流の構成則をもとに検討を行った。本研究の全体像を Fig. 1.1 に示す。

第 2 章は、後の章において本格的に多様な流れの検討に入る前の準備段階としての位置づけとなっている。まず、Egashira et al. (1997) による石礫型土石流の構成則の導出を詳細に説明し、後の章において使用する指標についても構成則との関係で説明した。さらに、幅広い粒度分布からなる石礫型土石流への構成則の拡張を考えて、均一粒径からなる石礫型土石流の固定床実験において相対水深が比較的広い範囲における構成則の適用性を確認した。

第 3 章では、均一粒径からなる土石流の流れの遷移を統一的に説明することを目的とした。均一粒径からなる土石流の固定床実験において間隙水圧を測定し、層流から乱流までの流れの遷移が土石流のレイノルズ数により整理されることを示し、層流からの遷移が始まる限界レイノルズ数を求めた。さらに、上層に乱流層、下層に粒子間応力層を考慮した二層モデルにおいて、粒子間応力層の高さを限界レイノルズ数により表すことで、均一粒径からなる土石流を統一的に扱えることを示した。また、固定床上の流れだけでなく移動床上の流れにも同様な構造が普遍的に存在することを示した。

第 4 章では、均一粒径における石礫型土石流の構成則を拡張することで、二粒径からなる石礫型土石流において小粒子の挙動が応力構造に与える影響を固定床実験により検討した。小粒子の挙動としてすべて固相もしくは液相を仮定したモデルにより算出した抵抗係数の理論値を実験値と比較した結果、微細土砂の液相化が粒径という幾何的な条件で単純に決まるわけではなく、力学的な条件によって決まることを示した。

第 5 章では、幅広い粒度分布からなる土石流の応力構造を検討することを目的として、固相と液相の土砂を分ける境界粒径をもとに、固相の土砂の影響は代表粒径に、液相の土砂の影響は間隙流体密度に反映されるとして均一粒径での構成則を拡張することで議論した。移動床実験を行うことで、第 4 章で用いた抵抗係数に加えて平衡濃度についても検討することで、固体摩擦応力と衝突応力への寄与が粒径階ごとに異なることを示した。

第 6 章では、本論での検討を整理した上で、混合粒径の土石流では分級によって流動深方向に粒径階ごとの分布が生じることに着目し、第 3 章の均一粒径からなる土石流で検討した粒子間応力層の議論を適用することで、第 4 章、5 章における流れをマクロにみた検討において生じた結果を説明することができる可能性を示し、結論とした。

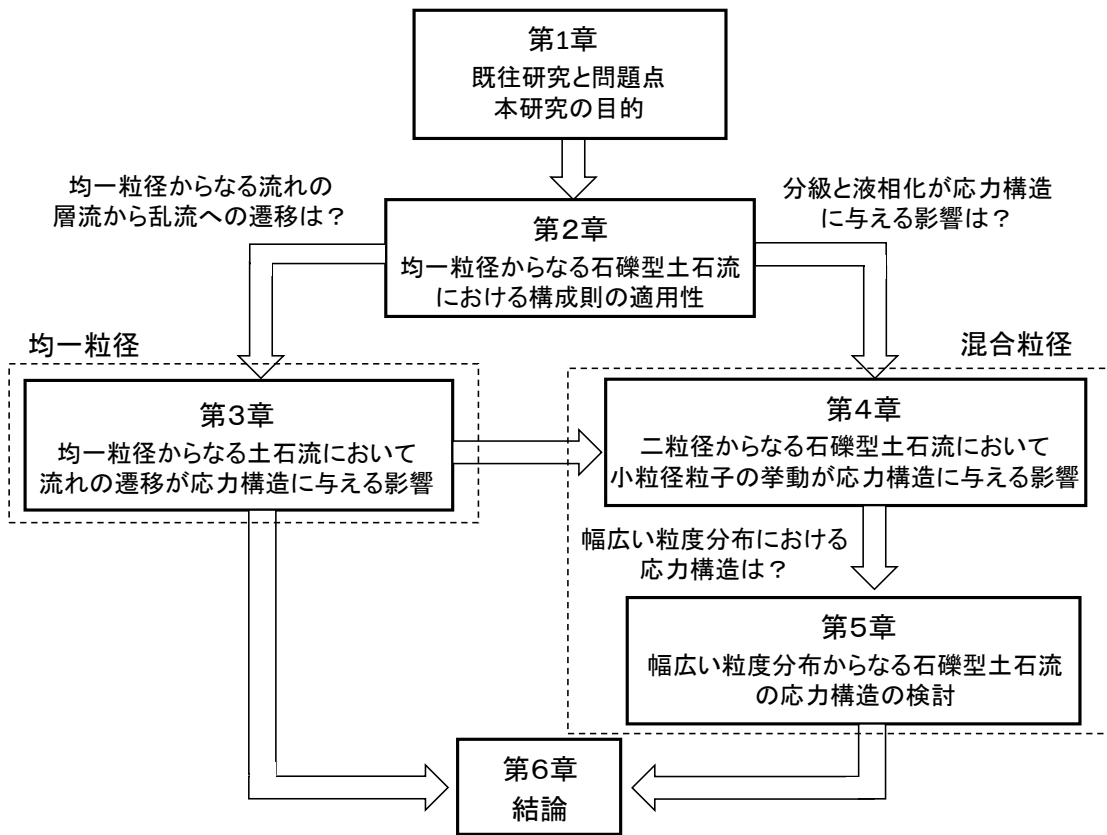


Fig. 1.1 Overall view of this study.



## 第2章

# 均一粒径からなる石礫型土石流における構成則の適用性

### 2.1 研究の背景と目的

第1章で述べたように、相対水深が比較的小さい流れである石礫型土石流は層流状の流れとして考えられており、均一粒径からなる流れの粒子間応力をモデル化することで構成則が導かれている（椿ら, 1982; Egashira et al. 1997; 高橋・里深, 2002; Armanini et al., 2014 など）。それぞれの構成則の適用性は均一粒径からなる土石流の水路実験によって検証されるが、一般的には定常状態で測定された流速分布や濃度分布、抵抗係数や輸送濃度などを構成則から導かれた理論値と比較することで確認されている（Egashira et al., 2001; Armanini et al., 2009; Lanzoni et al., 2017 など）。

一方で土石流の応力を直接測定した研究は、現地スケールの土石流においてロードセルや間隙水圧計を用いて土石流の全圧力や間隙水圧の測定がある（McArdell et al., 2007; Iverson et al., 2010; McCoy et al., 2010 など）ものの非定常状態での測定が多く、構成則との比較は困難である。コントロールされた材料を用いた実験スケールにおいて土石流の応力を定常状態で測定することができれば構成則の検証に最適であるが、そのような例は回転円筒水路などの特殊な装置を用いた実験において行われている（宮本, 1985; Hotta, 2011; Kaitna et al., 2016 など）ものの開水路実験では少ない。これは、応力の測定機器の分解能と比較して実験スケールでの土石流の規模が小さいことや、特に石礫型土石流において粒子の衝突が応力測定に与える影響が大きいことなどが原因である。そのため、応力構造を間接的に反映した流速分布や濃度分布が検証に用いられることが多い。しかし、流速分布は側壁から撮影された画像により測定されることが多いものの側壁近傍の流速分布は側壁の摩擦の影響を受けるという欠点がある。また、濃度分布は流動深方向にいくつかの層に分かれた採取器により土石流を採取することで測定されるが、粒子のつまりを防ぐために採取口を粒径に対してある程度大きくする必要があるので石礫型土石流では相対水深が小さいため、分解能が低くなってしまうという欠点ももつ。一方、流速分布や濃度分布を積分した結果としての抵抗係数や輸送濃度は情報量が減るが、実験的に取得が容易で比較的精度も高い。つまり、どれか一つによる検証は困難で、応力、流速・濃度分布、抵抗係数・輸送濃度というこれら三者を組み合わせる上で土石流の応力構造を検討していくことが重要であるといえる。

また、このような検証を行う際には対象としている流れの相対水深に注意を払うことが

重要である。対象とする応力に応じて土石流には様々な相似則が提示されている (Iverson, 2015) が、石礫型土石流の水路実験や数値計算を行う際に満たすべき相似則について議論した宮本・伊藤 (2003) は、石礫型土石流においては原型と模型で土砂粒子の比重を同じにして幾何相似を満たせば、つまり相対水深を一致させれば形式的にレイノルズ相似がフルード相似に一致し、これら二つを両立することができるとしている。また、Hotta and Miyamoto (2008) は幅広い相対水深における均一粒径からなる土石流の実験結果を集め、実験データの抵抗係数を相対水深で整理し、石礫型土石流の抵抗則や清水乱流の抵抗則と比較することで、相対水深が 20 程度までの流れでは層流、相対水深が 1000 以上の大きな流れでは乱流とみなせ、30-300 程度の流れでは層流から乱流への連続的な遷移が生じていることを指摘している。このとき、全体としては幅広い相対水深でデータが取得されているものの、層流とみなせる領域のデータは相対水深が 10 前後の狭い範囲に集中している。これは異なる研究者の間でも同程度のスケールの水路を用いて同程度の大きさの粒径により検討されることが多く、幅広い相対水深の流れに対して適用性を検討することが少ないためと考えられる。一方、現地で発生する石礫型土石流は幅広い粒度分布からなり、そのような流れには相対水深がかなり小さい巨礫成分も含まれる。しかし、均一粒径からなる流れにおいてさえも構成則が適用可能な相対水深の下限値は不明である。つまり、幅広い粒度分布からなる流れに拡張することを考えても、まずは均一粒径の石礫型土石流において幅広い範囲の相対水深で構成則の適用性を検証する必要がある。

固定床上の石礫型土石流の実験を行う際には、河床面に設置する粗度の影響にも注意を払う必要がある。土石流中の粒子径よりも粗度の方が大きいとき、層流の流れにおいても粗度の影響を受けて抵抗係数が大きくなると指摘されており (鈴木ら, 2003)、粗面乱流において粗度の影響を受けるが層流では影響を受けない清水流と対照的である。実験においてこのことは必ずしも認識されているわけではなく、複数の粒径階で実験を行っている場合も粗度と土石流中の粒子径を一致させていない場合は粗度の影響を受けていると考えられる。Hotta and Miyamoto (2008) に示されているデータにおいても、相対水深が小さい領域では石礫型土石流の理論線よりも抵抗係数が大きい傾向にあるものが見られるのは粗度の影響を受けている可能性があると考えられる。つまり、複数の粒径階において実験する際は流れの粒子と粗度を同一のものを使用することが重要である。

本研究では、まず研究全体で用いる Egashira et al. (1997) の構成則の導出と理論的背景を詳細にレビューし、構成則に基づいて流速分布や抵抗係数などの応力の評価に用いる指標を整理する。次に、Egashira et al. (1997) の構成則を多様な流れに拡張する前の確認として、均一粒径の石礫型土石流に対する構成則の適用性を広い範囲の相対水深において検証を行う。ここでは、実験での精度が比較的高いと考えられる流速分布と抵抗係数を検証の対象とする。そのために、均一粒径からなる土石流に関する水路実験を土石流中の粒子と粗度を揃えた上で複数の粒径階について行い、測定された流速分布や抵抗係数を構成則から導かれた理論値と比較する。

## 2.2 理論

### 2.2.1 Egashira et al. (1997) による石礫型土石流の構成則

ここでは、Egashira et al. (1997) の構成則の導出を詳細に説明し、その理論的背景について整理する。

まず、Egashira et al. (1997) では連続体の保存則を満たすように構成則を導出している。ここで、土石流を single-phase model で記述する際の質量保存則、運動量保存則、力学的エネルギー保存則はそれぞれ以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho_m g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho_m u_i u_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \rho_m u_i u_i u_j \right) = \rho_m g_i u_i - \frac{\partial(u_i p)}{\partial x_i} + \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \Phi \quad (2.3)$$

ここで、 $\rho_m$  は土石流の密度、 $u_i$  は流速ベクトル、 $g_i$  は体積力加速度ベクトル、 $p$  は圧力、 $\tau_{ij}$  はせん断応力テンソル、 $\Phi$  はエネルギー散逸率である。

式 (2.3) に式 (2.1)、(2.2) を適用することで、エネルギー散逸率と応力による仕事率の関係が以下のように得られる。

$$\Phi = -p \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

ここで、非圧縮性を仮定すると、式 (2.4) は

$$\Phi = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.5)$$

となる。式 (2.5) は非圧縮の散逸系において一般的に成立する関係であるが、土石流の流れの特性を反映したモデル化によって土石流内部におけるエネルギー散逸率を求めることができれば土石流のせん断応力を記述することができる。

Egashira et al. (1997) は既往文献における土石流の実験結果に基づいて、石礫型土石流のエネルギー散逸は粒子間摩擦・非弾性衝突・間隙水の乱れの三つが支配的であると考えた。そこでは、土石流の系内部をそれぞれの散逸要因に対応する粒子表面・粒子内部・間隙流体の三つの空間に分け、それぞれの空間でのエネルギー散逸が独立であると仮定している。つまり、土石流全体のエネルギー散逸をこれら三つの空間のエネルギー散逸の線形和で以下のように表した。

$$\Phi = \Phi_s + \Phi_d + \Phi_f \quad (2.6)$$

ここで、 $\Phi_s$  は粒子間の固体摩擦によるエネルギー散逸率、 $\Phi_d$  は粒子間の非弾性衝突によるエネルギー散逸率、 $\Phi_f$  は間隙水の乱れによるエネルギー散逸率である。一方、保存力とし

ての圧力については次のように表している。

$$p = p_s + p_d + p_w \quad (2.7)$$

ここで、 $p_s$ は粒子の静的な骨格応力、 $p_d$ は粒子衝突の前後において保存されるエネルギー、 $p_w$ は間隙水圧である。以下では、それぞれの散逸要因のモデル化の詳細についてその理論的背景とともに述べる。

### 2.2.1.1 粒子間衝突によるエネルギー散逸

まず、粒子間の非弾性衝突によるエネルギー散逸率 $\Phi_d$ には宮本（1985）による中立浮遊粒子に対する構成則を適用している。宮本（1985）は中立浮遊粒子の衝突応力を導出する際に、Bagnold（1954）と同様に Fig.2.1 (a)のような粒径 $d$ の粒子が空間的に正方に配置されたモデルを考えた。このとき、粒子間の距離 $bd$ は粒子濃度 $c$ が最も高い充填状態 $c_*$ において粒径 $d$ に一致するが、正方配列の空間における粒子1個分の体積を考えることで、

$$c(bd)^3 = c_*d^3 \quad (2.8)$$

の関係が成り立ち、

$$b = (c_*/c)^{1/3} \quad (2.9)$$

となる。このような粒子配列モデルをもとにして、宮本（1985）はせん断を受けて平均場として粒子が層状に移動している流れにおいて上層の粒子が下層の粒子と非弾性衝突する際のエネルギー散逸を見積もった。

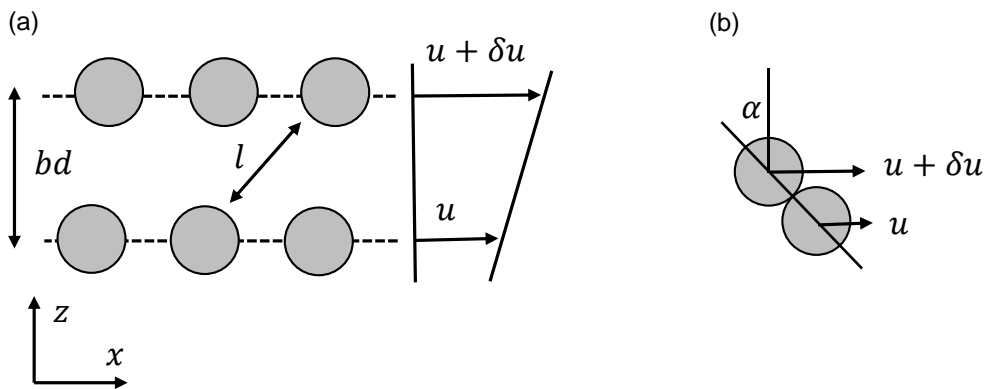


Fig. 2.1. (a) Grain arrangement model and (b) definition of a collision angle.

ここで、質量 $m$ で上層の粒子が **Fig.2.1 (b)** のような衝突角 $\alpha$ 、相対速度 $u_{ni} = \delta u \cdot \sin \alpha$ 、反発係数 $e$ で下層の粒子に衝突した後、相対速度が $u_{ni}' = eu_{ni}$ になる際に失うエネルギー $\phi_{id}$ は、

$$\phi_{id} = \frac{1}{2}m(u_{ni}^2 - u_{ni}'^2) = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{6}\sigma d^3\right)(1 - e^2)(\delta u \cdot \sin \alpha)^2 \quad (2.10)$$

と表される。ここで、 $\sigma$ は粒子の密度である。次に、**Fig.2.1 (a)** のような流れ場において 1 個の上層の粒子が距離 $bd$ だけ離れた下層の粒子と衝突するまでにかかる時間は $bd/\delta u$ と表せるから、単位時間あたりに 1 個の粒子が他の粒子と衝突する回数 $N$ は、

$$N = 1/\frac{bd}{\delta u} = \frac{\delta u}{bd} = \frac{\frac{\partial u}{\partial z}bd}{bd} = \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.11)$$

となり、速度勾配と一致する。よって、単位体積あたりのエネルギー散逸率 $\Phi_d$ は、粒子 1 個の占有体積が $(bd)^3$ であることを考慮して、

$$\begin{aligned} \Phi_d &= \frac{N\phi_{di}}{(bd)^3} = \frac{\pi}{12} \sin^2 \alpha \sigma (1 - e^2) \frac{1}{b} d^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^3 \\ &= \frac{\pi}{12} \sin^2 \alpha \frac{1}{c_*^{1/3}} \sigma (1 - e^2) c^{1/3} d^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^3 \end{aligned} \quad (2.12)$$

と表される。ここで、

$$k_d = \frac{\pi}{12} \sin^2 \alpha \frac{1}{c_*^{1/3}} \quad (2.13)$$

と置き、実験に基づいて $k_d = 0.0828$ と定められている。一方、粒子間衝突による圧力 $p_d$ については、粒子接点反力に対して仮想仕事の原理を用いることで粒子間の衝突前後で保存されるエネルギーを評価し、

$$p_d = k_d \sigma e^2 c^{1/3} d^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 \quad (2.14)$$

とした。

### 2.2.1.2 粒子間摩擦によるエネルギー散逸

次に、粒子間摩擦によるエネルギー散逸 $\Phi_s$ を考える。石礫型土石流では、衝突に関わる 2 粒子は互いに他の多くの粒子と接触を保ったまま衝突していることが実験的に確認されている (椿ら, 1982)。つまり、粒子間応力としては衝突による応力だけではなく、粒子同士が長時間接触することで伝搬される静的な圧力 $p_s$ が作用する。そのような圧力場の中で、粒子の相対運動によって下層の粒子を乗り越えるときの Coulomb 摩擦 $p_s \tan \phi_s$ によるエネルギー散逸 $\Phi_s$ は、式 (2.11) も用いて以下のように表される。

$$\Phi_s = N p_s \tan \phi_s = p_s \tan \phi_s \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.15)$$

ここで考えられている粒子間摩擦は一つの粒子と粒子の間に働くような摩擦ではなく、乗

り越える粒子がそれよりも上層の粒子と粒子骨格を形成したまま乗り越える際の Coulomb 的な固体摩擦を考えていることに注意する必要がある。

### 2.2.1.3 間隙水の乱れによるエネルギー散逸

最後に、間隙水の乱れによるエネルギー散逸 $\Phi_f$ を考える。ここで注意すべき点は、間隙水の乱れとして乱流型土石流のように流動深スケールの乱れを考えているのではなく、石礫型土石流ではあくまで流れ全体としては層流で、粗粒砂のせん断によって発生する粒子間隙スケールの乱れを考えているということである。構成則では平均流を考えているので、瞬間速度 $U = u + u'$ を平均速度 $u$ と乱れ速度 $u'$ にレイノルズ分解し、乱流モデルとして混合距離モデルを適用することによってエネルギー散逸を見積もっている。まず、間隙水の乱れの混合距離を $l$ として、間隙流体における単位時間・単位体積あたりのエネルギー散逸 $\phi_{if}$ は乱れエネルギー $\rho_f u'^2$ が時間 $T = l/u'$ の間に散逸すると考えることで、

$$\phi_{if} = \frac{\rho_f u'^2}{T} = \frac{\rho_f u'^3}{l} \quad (2.16)$$

と表せる。ここで、 $\rho_f$ は間隙流体の密度である。混合距離 $l$ は粒子間隙のスケールによって決まると考え、1個の粒子の体積 $V_p$ と粒子に囲まれた間隙の体積 $V_v$ がそれぞれ形状係数 $k_p$ 、 $k_v$ を用いて $V_p = k_p d^3$ 、 $V_v = k_v l^3$ と表せることから、

$$\frac{l^3}{d^3} = \frac{k_p V_v}{k_v V_p} = \frac{k_p (1-c)}{k_v c} \quad (2.17)$$

と表せる。ここで、

$$\sqrt[k_f]{k_f} = (k_p/k_v)^{1/3} \quad (2.18)$$

とおくことで、

$$l = \sqrt[k_f]{k_f} \left( \frac{1-c}{c} \right)^{1/3} d \quad (2.19)$$

と求めている。 $k_f$ は比較的高濃度な領域での土石流実験をもとに 0.16-0.25 と定められている (江頭ら, 1989)。間隙水の乱れによるエネルギー散逸が $(1-c)$ の粒子間隙空間において生じるから、単位時間、単位体積あたりの間隙水の乱れによるエネルギー散逸 $\Phi_f$ は、

$$\begin{aligned} \Phi_f &= (1-c)\phi_{if} = \frac{\rho_f (1-c) u'^3}{l} = \rho_f (1-c) l^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^3 \\ &= k_f \rho_f \frac{(1-c)^{5/3}}{c^{2/3}} d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^3 \end{aligned} \quad (2.20)$$

と求められる。ここで、式 (2.19) は、低濃度領域で濃度が小さくなると混合距離が急激に大きくなり濃度が 0 で発散する式形になっている。このことにより低濃度領域において混合距離を過大評価することが指摘されており (江頭ら, 1989)、その際には粒子間隙スケール

ルによる混合距離を壁法則において底面からの距離に比例する Prandtl の混合距離と比較して小さい方を採用する (伊藤ら, 1999) か、低濃度領域においても実験結果に合うように  $k_f$  を 0.08 に修正して対応される (鈴木ら, 2003)。

#### 2.2.1.4 石礫型土石流の構成則

以上から、式 (2.5)、(2.6)、(2.12)、(2.15)、(2.20) より石礫型土石流のせん断応力  $\tau$  は以下のように表される。

$$\begin{aligned}\tau &= \tau_s + \tau_d + \tau_f \\ &= p_s \tan \phi_s + k_d \sigma (1 - e^2) c^{1/3} d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + k_f \rho_f \frac{(1 - c)^{5/3}}{c^{2/3}} d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2\end{aligned}\quad (2.21)$$

また、土石流の圧力  $p$  は以下のように表される。

$$\begin{aligned}p &= p_s + p_d + p_w \\ &= p_s + k_d \sigma e^2 c^{1/3} d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \rho_f g (h - z) \cos \theta\end{aligned}\quad (2.22)$$

ここで、間隙水圧  $p_w$  は静水圧で近似されており、間隙水の乱れによるレイノルズ応力  $\tau_f$  に対応して存在すると考えられる圧力は静水圧と比較して小さいとされている。また、粒子の静的な骨格応力  $p_s$  については、有効応力 ( $p_d + p_a$ ) に占める  $p_s$  の割合  $\alpha$  が濃度のみによって決まると考えられている。ここで、静止堆積濃度  $c_*$  となったとき衝突応力は生じず有効応力が  $p_s$  に一致することから、この関係を満たすように土砂濃度  $c$  のべき関数を与えて、

$$\frac{p_s}{p_s + p_d} = \alpha = \left( \frac{c}{c_*} \right)^{1/n}\quad (2.23)$$

とされている。ここで、 $n$  は実験定数であり、移動床実験において測定された平衡勾配と輸送濃度の関係を説明するように  $n = 5$  と定められている (江頭ら, 1997)。

以上により Egashira et al. (1997) の構成則が導かれた。ここでは、Egashira et al. (1997) の構成則を第 1 章でレビューした粒子流の構成則と比較しておく。まず、Jenkins and Savage (1983) などによる運動論に基づく衝突応力と、Egashira et al. (1997) の構成則で適用されている宮本 (1985) の衝突応力の違いを考える。これらはどちらも粒子の衝突時のエネルギー散逸に着目し、エネルギー保存則を考慮している点は共通である。ただし、宮本 (1985) では粒子の運動をせん断流として規定することで、上下層の粒子の速度差に比例する相対速度での衝突が生じるとし、その際の非弾性衝突によるエネルギー散逸に着目して衝突応力を導いているが、運動論では粒子の運動をあらかじめ規定しておらず、粒子の乱れ速度によって粒子間の衝突が起こり、その際の運動量交換により応力が発生すると考えている。そのため、運動論では反発係数が大きくなるほど運動量交換が大きくなりせん断応力が大

きくなる式形となるのに対して、宮本（1985）では反発係数が大きくなるほど散逸が小さくなりせん断応力も小さくなる式形となっている（式（2.21））。これは、ミクロにみると粒子間衝突時には局所的な圧力の仕事によってエネルギーが散逸しており、それに伴って体積変化が生じているため本来は圧縮性をもつが、宮本（1985）ではマクロにみた流れの非圧縮性を仮定しているため、エネルギー散逸がせん断応力にしか現れない構造になっているからである（宮本, 1985）。

また、Egashira et al.（1997）の構成則は粒子間応力の分配において式（2.23）のような定式化を行っているが、これは GDR Midi（2004）らの $\mu(I)$  rheology において式（1.5）のようにみかけの摩擦係数 $\mu(I)$ に対する静的摩擦係数 $\mu_s$ と動的摩擦係数 $\mu_d$ の寄与を慣性数 $I$ によって分配するようにした考え方と対応する。これは式（1.5）のような定式化も、結局は粒子間応力を粒子間摩擦による応力と粒子間衝突による応力にどのように分配するかという問題に起因しており、 $\mu(I)$  rheology では応力の分配の $I$ 依存性を用いている。Egashira et al.（1997）の構成則においてこのことを具体的に表すためには $p_d$ と $\tau_d$ の関係を考えればよく、内部摩擦角 $\phi_s$ に対して動的摩擦角を $\phi_d$ とすると、式（2.21）・（2.22）より、

$$\tan \phi_d = \frac{\tau_d}{p_d} = \frac{1 - e^2}{e^2} \quad (2.24)$$

と表される。このとき $\mu(I)$  rheology と同様にみかけの摩擦係数を $\mu$ とすると、式（2.23）より、

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\tau_s + \tau_d}{p_s + p_d} = \frac{p_s}{p_s + p_d} \tan \phi_s + \frac{p_s}{p_s + p_d} \tan \phi_d \\ &= \alpha \tan \phi_s + (1 - \alpha) \tan \phi_d \end{aligned} \quad (2.25)$$

となり、式（1.5）と同様の関係が導かれる。ここで、 $\alpha$ は $c$ の関数であり、式（2.25）はみかけの摩擦係数の $c$ 依存性をみているといえる。 $I$ は粒子濃度 $c$ と対応関係にあることが知られており（da Cruz et al., 2005）、式（2.23）での粒子間応力の分配と $\mu(I)$  rheology の違いは、みかけの摩擦係数の $c$ 依存性をみているか、 $I$ 依存性をみているかの違いにすぎないといえる。

同様な考え方は Armanini et al.（2014）による石礫型土石流の構成則でも採用されており、固体摩擦応力に Coulomb の摩擦則を、衝突応力に運動論に基づく衝突応力を用いて、慣性数 $I$ によって両者の寄与を分配している。つまり、Egashira et al.（1997）の構成則における粒子間応力の考え方は、粒子流の構成則において一般的となってきた $\mu(I)$  rheology と同様の考え方をもっており、 $\mu(I)$  rheology と同様に多様な流れに対して適用できる可能性があるといえる。

## 2.2.2 流速分布・濃度分布と抵抗係数・断面平均濃度

Fig. 2.2 のような座標系において、定常等流条件下の石礫型土石流を考える。このとき、運動量方程式に Egashira et al.（1997）の構成則を適用することで流速分布・濃度分布が算出



できる (Egashira et al., 1997)。定常等流条件下の運動量方程式は以下のようになる。

$$p_s + \rho_f K_{pd} d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \rho_f g (h - z) \cos \theta = \int_z^h \rho_m g \cos \theta dz \quad (2.26)$$

$$p_s \tan \phi_s + \rho_f (K_d + K_f) d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 = \int_z^h \rho_m g \sin \theta dz \quad (2.27)$$

ここで、

$$K_{pd} = k_d \sigma / \rho_f e^2 c^{1/3} \quad (2.28)$$

$$K_d = k_d \sigma / \rho_f (1 - e^2) c^{1/3} \quad (2.29)$$

$$K_f = k_f \frac{(1 - c)^{5/3}}{c^{2/3}} \quad (2.30)$$

とおいている。

これを整理することで、濃度勾配・流速勾配についての式がそれぞれ以下のように表される。

$$\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{\partial \bar{c} / \partial c h - z} \bar{c} - c \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\tau - \tau_s}{\rho_f (K_d + K_f)}} \quad (2.32)$$

ここで、

$$\bar{c} = \frac{K_{pd} \tan \theta}{(\sigma / \rho - 1) \{ (1 - \alpha) (K_d + K_f) + K_{pd} (\alpha \tan \phi_s - \tan \theta) \}} \quad (2.33)$$

とおいている。

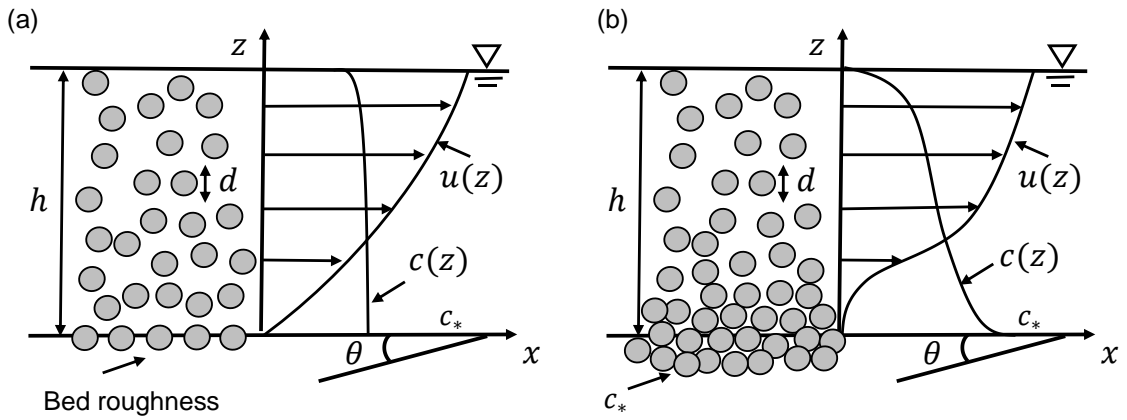


Fig. 2.2 Debris flow over (a) a rigid bed and (b) an erodible bed.

式 (2.31) と (2.32) を解くことで流速分布・濃度分布の厳密解が得られるが、これらは解析的に解くことができないので Runge-Kutta 法により数値的に解くことになる。その際、 $c$  についての式 (2.31) は  $u$  を含まない一方で  $u$  についての式 (2.32) は  $c$  を含んでおり、それぞれを独立に解くことはできないため、ある空間ステップでまず式 (2.31) を解いた後に式 (2.32) を解き次の空間ステップに進む、というように交互に解かれる。また、境界条件は河床が固定床か移動床かによって異なる。固定床 (**Fig. 2.2 (a)**) では河床の濃度が 0 と  $c_*$  の間の任意の値をとることができるが、移動床 (**Fig. 2.2 (b)**) では河床で静止堆積層に連続的に接続するため河床の濃度として  $c_*$  を与える。

濃度分布が一様とすると式 (2.32) は容易に積分でき、流速分布は近似的に以下の 3/2 乗則型の式で表される。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{K(c)}} \frac{h}{d} \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{z}{h} \right)^{3/2} \right\} \quad (2.34)$$

ここで、 $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$  は摩擦速度、 $K(c)$  は濃度  $c$  の関数で以下のように表される。

$$K(c) = \frac{\rho_f(K_d + K_f)}{\rho_m - \alpha(\sigma - \rho_f)c \tan \phi_s / \tan \theta} \quad (2.35)$$

得られた流速分布を積分して水深平均することで平均流速  $u_m$  が得られる。

$$u_m = \int_0^h u dz / h \quad (2.36)$$

濃度分布が一様の条件下では次のように表される。

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{2}{5} \frac{1}{\sqrt{K(c)}} \frac{h}{d} \quad (2.37)$$

ここで、抵抗係数  $f$  は以下のように定義される。

$$f = 2 \left( \frac{u_m}{u_*} \right)^{-2} = 2gh \sin \theta / u_m^2 \quad (2.38)$$

濃度分布が一様の条件下では、式 (2.38) に式 (2.37) を代入することで、抵抗係数の理論値  $f_{cal}$  は近似的に以下のように表される。

$$f_{cal} = \frac{25}{2} K(c) \left( \frac{h}{d} \right)^{-2} \quad (2.39)$$

このとき、 $f_{cal}$  は相対水深  $h/d$  の -2 乗に比例する形となる。ここで、土石流における抵抗係数の物理的意味について考える。式 (2.32) から分かるように、流速分布は全せん断応力から固体摩擦応力を除いた残りの衝突応力と間隙水の乱れの応力に応じて形成され、この 2 つの応力の和を流動に寄与する応力として流動応力と呼ぶ。つまり、流速分布を積分した結果としての抵抗係数は、土石流の応力のうち流動応力を反映した指標と考えられる。

一方、濃度分布を積分して水深平均することで断面平均濃度  $C$  が得られる。

$$C = \int_0^h cz/h \quad (2.40)$$

ここで、断面平均濃度と輸送濃度の違いについて注意する必要がある。輸送濃度 $C_t$ は

$$C_t = \int_0^h cudz / \int_0^h udz = Q_s / (Q_s + Q_w) \quad (2.41)$$

と表され、水路実験において土石流を直接採取することで容易に測定できる値であるが、断面平均濃度は一般に測定することが困難である。また、移動床上の土石流で河床が侵食も堆積も生じない平衡状態にある際には、河床面における外力と固体摩擦応力の釣り合いから平衡濃度 $C_e$ は以下のように表される。

$$C_e = \int_0^h cz/h = \frac{\tan \theta_e}{(\sigma/\rho_f - 1)(\tan \theta_e - \tan \phi_s)} \quad (2.42)$$

もしくは、式 (2.42) を変形し平衡勾配 $\theta_e$ を求める式として

$$\tan \theta_e = \frac{(\sigma/\rho_f - 1)C_e}{(\sigma/\rho_f - 1)C_e + 1} \tan \phi_s \quad (2.43)$$

と表される。つまり、平衡状態の移動床上の土石流では断面平均濃度と勾配の間に一対一の関係がある。式 (2.42)、(2.43) の関係が成立することは移動床上の土石流の大きな特徴のひとつであり、移動床実験によってこの関係が成立することは十分に確認されている (高橋, 1977; 江頭ら, 1997)。ただし、式 (2.42)、(2.43) における土砂濃度は断面平均濃度であるが、実験で測定できる土砂濃度は輸送濃度であり、移動床では式 (2.42) で算出される濃度よりも若干低くなることに注意が必要である。平衡濃度の物理的意味を考えると、河床面における外力と固体摩擦応力の釣り合いから導かれるため、土石流の応力構造のうち固体摩擦応力を反映した指標であると考えられる。

また、本研究において非定常状態の土石流は検討の対象外であるが、移動床上の土石流における平衡濃度・平衡勾配は侵食・堆積を考慮する際にも重要で、式 (2.42) もしくは (2.43) の平衡状態に近づくように侵食・堆積が生じると考えて侵食・堆積速度式が定式化されている (高橋・匡, 1986; Egashira et al., 2001)。

## 2.3 方法

### 2.3.1 実験

土石流の基礎的な実験には、回転円筒水路などの特殊な実験装置を除けば一般的に直線水路が用いられる。実験においては、対象とする土石流の河床条件に応じて移動床実験と固定床実験がある。移動床実験では、あらかじめ河床に土砂を堆積させておき、水を供給することで表面流の侵食により土石流を発生させる形式のものと、サンドホッパーを用いて給砂し、水と混合させることで土石流を発生させる形式のものがあり、後者ではあらかじめ水路下流部に堆砂層を設けておいて、その上を土石流が流れるようにする。固定床実

験では、土石流が河床を侵食できないように境界条件として水路底面に固定された素材が用いられ、河床でのスリップを防ぐために粗度を設置することが多い。固定床実験での土石流の発生方法としては、上流に移動床区間を設置して表面流により土石流を発生させるか、ホッパーからの給砂により発生させることが多い。他にも、ベルトコンベアになっている河床の上に土砂と水の混合物を投入し、ベルトコンベアが動くことで水と粒子の混合物がせん断されて土石流となるものや、比較的粒径の細かい材料を水と混合させた状態で攪拌し、混合物をポンプにより吸い上げて水路に供給して循環させるものがある。

本研究では均一粒径からなる石礫型土石流の固定床実験を行う。実験には国立研究開発法人土木研究所 遠東水理実験所（茨城県つくば市遠東 904-1）の可変勾配水路を用いた（Fig.2.3）。実験水路の全長は 10 m、水路幅は 0.3 m で、水路側壁はガラス張りになっており土石流の流動の様子が確認できる。本実験では水路幅を 0.1 m に変更している。また、水路下流端から 4.5 m の区間は水路床を 0.1 m かさ上げし、その上流には固定床区間での粗度の高さと同じになるように厚さ 0.1 m、長さ 2.5 m で土砂を堆積させ移動床区間を設けている。かさ上げた区間を固定床区間とし、底面には粗度として張り付けている。実験水路の写真を Fig.2.4 に示す。

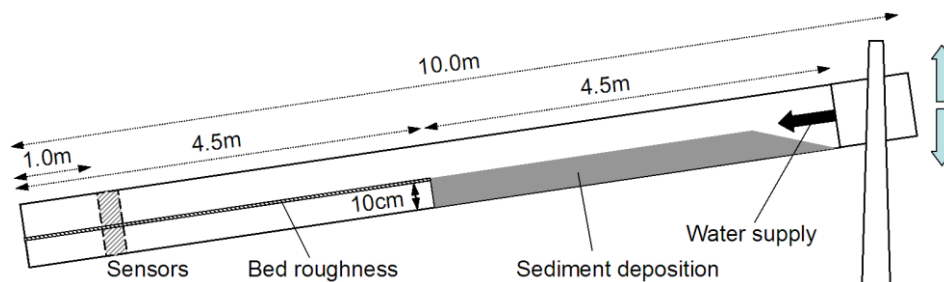


Fig. 2.3 Schematic diagram of experimental setup.



Fig. 2.4 Photo of experimental setup.



**Fig. 2.5 (a) Sieving sediment particles and (b) estimating particle diameters.**

均一粒径からなる石礫型土石流の流動機構を検討するため、5種類の均一粒径の実験砂を用意した。それぞれの粒径は1.4 mm、2.1 mm、2.8 mm、4.2 mm、6.7 mmで、ふるいを用いて極めて粒度分布が狭く均一粒径とみなせるように作成している (Fig.2.5 (a))。用いたふるいの組合せはそれぞれ、#1.13–#1.50、#1.50–#2.86、#2.86–#3.24、#3.24–#4.57、#5.85–#7.50で、市販の幅広い粒度分布をもつ川砂を乾燥させた後、一定回数ふるっても粒子が落ちなくなるまで大きい目のふるいから順にふるっていった。それぞれの実験砂の粒径を推定する際には、サンプルを採取しメスシリンダーを用いて測定した体積と個数の関係から粒子1個あたりの平均体積を求め、体積等価球に変換した際の直径を粒径としている (Fig.2.5 (b))。また、土砂粒子の比重は2.6、内部摩擦角は34°、反発係数は0.85である。

実験手法に関しては、上流端から水を供給して、移動床区間での表面流による侵食で土石流が発生するようにし、その後侵食の生じない固定床区間を流下するようにした。ただし、実験開始前には移動床区間に堆積させる土砂を少量の水を与えて飽和させた状態にしている。実験条件は、勾配を13°、15°、17°の3種類で変化させ、供給水量は全ケース2000 cm<sup>3</sup>/sで30秒間供給している。

本研究では固定床区間において土石流が定常とみなせる状態を解析の対象とする。土石流表面の水位変動を測定するため、超音波センサー (E4PA-LS50-M1-N, Omron) 3つをそれぞれ下流端から0.3 m、0.8 m、1.3 mの位置に設置し、データロガー (NR-2000, Keyence) によりサンプリング周波数50 Hzで記録した。ここでは、センサーを下流側からそれぞれSensor 1, 2, 3と呼ぶ。超音波センサーでは水面での超音波の跳ね返りの際の電圧変化を利用して相対的な距離を測定しており、流動深に変換するには出力電圧と高さの関係の検定が実験前に必要である。検定では、木製の板4つを水路底面の粗度上に順番に重ねていき、それぞれの高さと出力電圧の関係を線形回帰することで、出力電圧を高さに変換する (Fig. 2.6)。ここで、木製の板の厚さはそれぞれ12.5 mm、13.0 mm、24.1 mm、24.0 mmで、この順番に重ねている。実験では、超音波センサーによって測定された水位変動から定常区間を判別し、その区間の平均として流動深 $h$  (cm) を測定した。

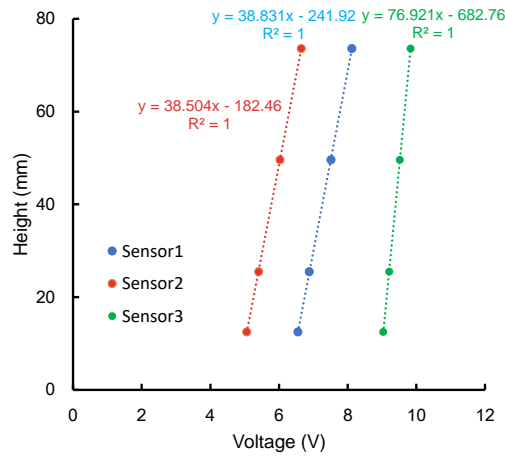


Fig. 2.6 Calibration of ultrasonic sensors.

また、定常区間における土石流流量・土砂濃度を測定するため、下流端において容量 15 L のポリバケツにより土石流を採取している。採取の様子はビデオカメラにより 30 fps で撮影している。メスシリンダーにより採取した土石流の体積を測定し、ビデオカメラで撮影した映像から求めた採取時間で割ることで土石流流量 $Q$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )を算出した。すべてのケースで採取時間は 1–2 秒程度であった。また、バケツにより採取した土石流の重量を測定し、体積で割ることで土石流の平均密度 $\rho_m$ を算定し、土砂濃度 $C_t$ を $\rho_m = (\sigma - \rho_w)C_t + \rho_w$ の関係から算出した。ただし、ここで測定できる土砂濃度 $C_t$ は断面平均濃度ではなく式 (2.41) で表される輸送濃度であることに注意する必要がある。土石流の断面平均流速 $u_m$  ( $\text{cm}/\text{s}$ )は、

$$u_m = Q/(Bh) \quad (2.44)$$

により算出した。ここで、 $B$ は水路幅 (cm) である。以上のデータから抵抗係数 $f$ の実験値を式 (2.38) により算出した。ここで、 $g$ は重力加速度、 $\theta$ は水路勾配である。

土石流の流動深方向・横断方向の流速分布を測定するため、下流端から 1 m の位置には二つの高速ビデオカメラ (EXLIM EX-F1, Casio) を設置しており、一つは水路の側壁から、もう一つは水路の上部から 300 fps で撮影した。撮影された画像から 1/30 秒ごとの粒子の移動を追跡することで流速分布を測定した。

### 2.3.2 解析

実験で得られた流速分布・抵抗係数を構成則によって導かれたそれぞれの理論値と比較することで適用性を確認する。そのために、理論流動深と河床での土砂濃度を与えながら式 (2.31)・(2.32) を数値的に解いて流速分布・濃度分布を求め、実験によって得られた土石流流量・輸送濃度に合うように反復計算する。得られた流速分布を積分することで式 (2.36) により平均流速を算出し、式 (2.38) により抵抗係数の理論値を導出する。

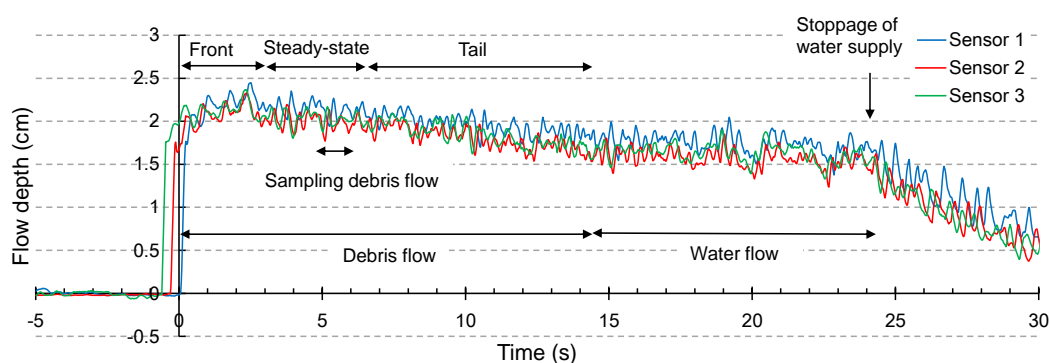
## 2.4 結果と考察

### 2.4.1 実験結果とその解釈

以下では、実験結果を示した上で測定結果の妥当性を検証する。実験では定常状態における土石流を検討の対象としている。

まず、3つの超音波センサーによる流動深の時系列変化の測定例を **Fig.2.7** に示す。横軸の時間は、最下流に設置されている **Sensor 1** に土石流の先頭部が到達した時間を 0 としている。土石流の先頭は段波状になっており、先頭部では流動深が大きくなっていきピークに達する。これは、上流の移動床区間において表面流により河床の土砂を侵食し、土石流が濃度を増大させながら発達することと対応している。ピークの後、流動深がほとんど変化しない傾向にある区間になる。水面が細かく振動するため多少のばらつきがあるが、この区間においては平均的な流動深は一定とみなせ、3つのセンサーによる流動深もほぼ一致しているため、土石流が疑似定常等流状態にあるとみなして検討の対象としている。この区間は、上流の移動床区間での侵食による土石流の発達落ち着いたき、定常的になっていることに対応する。また、定常区間において下流端でバケツによる土石流採取も行っている。疑似定常等流区間の後には、流動深が徐々に下がっていく後続流区間がある。この区間では、上流の移動床区間での侵食速度が小さくなっていき徐々に土砂濃度も小さくなる。上流の移動床区間での土砂の侵食が終わると水の供給を停止しており、水深が下がっていく清水流区間となる。

次に、定常区間での土石流流量・輸送濃度・流動深の測定結果を **Fig.2.8** に示す。測定結果はそれぞれの条件において実験を 3 繰返し行った平均値として表しており、標準偏差も示している。**Fig.2.8 (a)**によると、土石流流量はどの粒径においても水路勾配が大きいほど大きくなっている。上流端から供給している水量はどのケースでも  $2000 \text{ cm}^3/\text{s}$  で一定なので、流量の違いは上流の移動床区間での侵食量に対応する。つまり、水路勾配が大きいほど上



**Fig. 2.7** Time series of flow depths measured by ultrasonic sensors for a particle diameter of 2.1 mm, channel inclination of 15°. Data were smoothed with moving average.

流の移動床区間の河床勾配も大きいので侵食速度が大きくなって土石流流量が増えること (Egashira et al., 2001) を反映している。一方、各勾配において粒径間でみたときの流量の違いは小さく、ほぼ同程度である。侵食速度の粒径依存性については、相対水深が大きくなるほど侵食速度が大きくなるとする立場 (高橋・匡, 1986) と、粒径に陽には依存しないとする立場 (Egashira et al., 2001) があり結論は出ていないが、本研究の結果においては粒径の影響は小さいと考えられる。

輸送濃度は、粒径間のばらつきが大きいものの流量の結果と同様の傾向を見せている (Fig.2.8 (b))。これは、輸送濃度も上流の移動床区間における侵食速度と対応するためである。ここで、式 (2.42) を用いて算出した平衡濃度と比較すると、河床勾配 13°、15°、17°での平衡濃度はそれぞれ約 0.26、0.32、0.39 であり、本実験での測定結果はそれぞれ 0.1 程度小さい値をとっていて固定床区間での堆積は生じていないと考えられる。

流動深については、勾配間の差に比べて粒径間の差の方が大きい傾向がある (Fig.2.8 (c))。同一の勾配においては流量が粒径間でほとんど一緒にも関わらず、粒径が大きくなるほど流動深が大きくなるということは、粒径が大きくなるほど平均流速が小さくなっており、このことは粒径が大きいほど土石流の抵抗が大きくなることを示している。

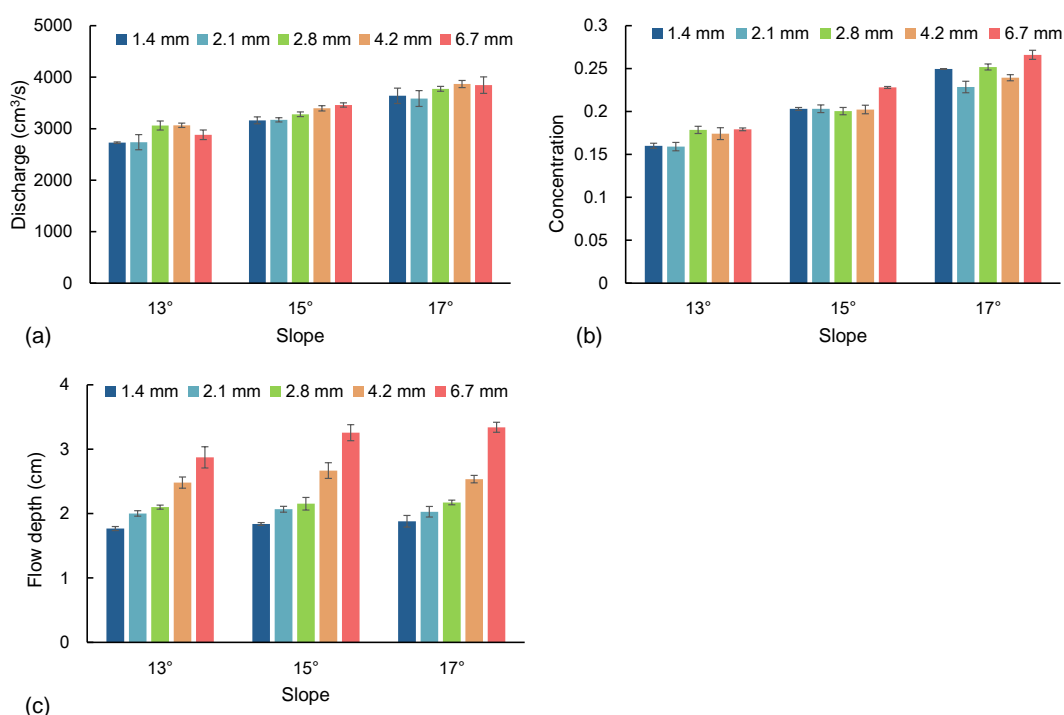
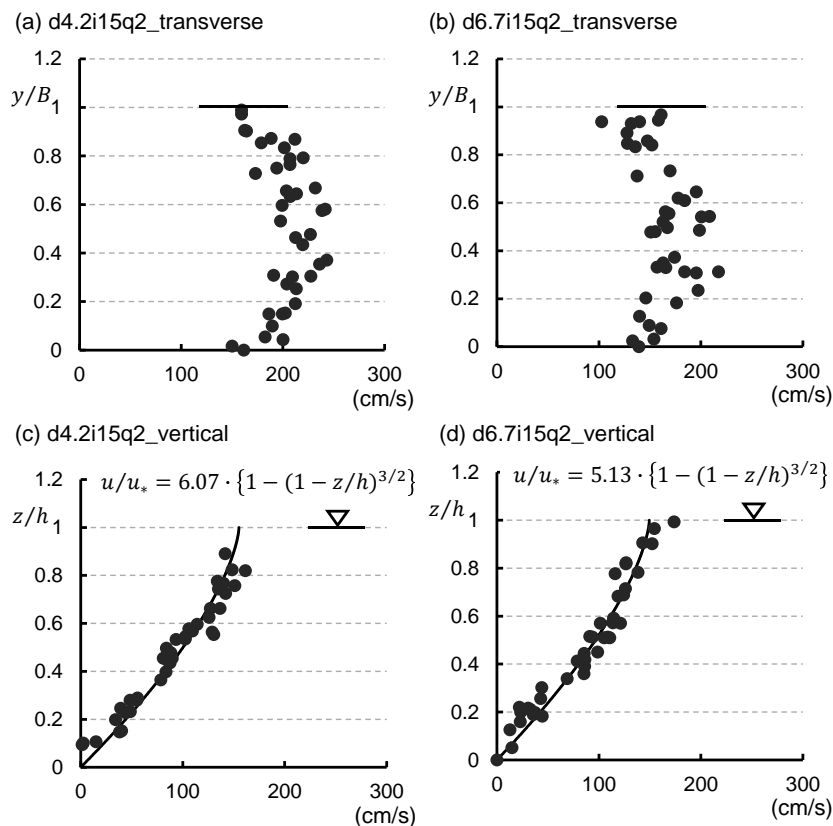


Fig. 2.8 Measured (a) discharge rates, (b) flux sediment concentrations and (c) flow depths.

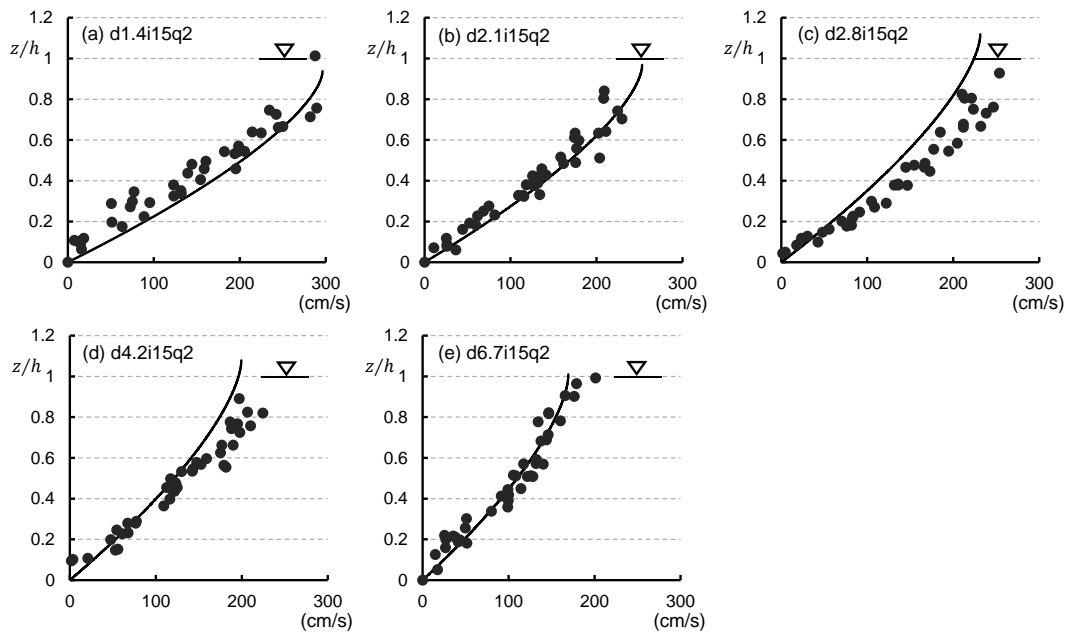


## 2.4.2 流速分布による検証

ここでは、流速分布の測定結果に基づいて構成則の適用性を確認する。側壁から見た流動深方向の流速分布と、横断方向の表面流速分布の測定例を **Fig.2.9** に示す。流動深方向の流速分布をみると (**Fig.2.9 (c), (d)**)、河床付近の速度勾配が大きく、水面に近づくほど速度勾配が小さくなるような分布をとっている。一方、横断方向の流速分布をみると (**Fig.2.9 (a), (b)**)、水路幅の中央付近で流速が最も大きく、その周辺でも同程度の流速をとるが、水路側壁近傍では小さくなっている。これは、水路側壁近傍では流れが側壁による摩擦の影響を受けているためと考えられる (Jop et al., 2005; Kaitna et al., 2014)。側壁からみた流動深方向の流速分布における自由水面付近の流速と、横断方向の流速分布の側壁付近の流速はよく対応しており、側壁からみた流動深方向の流速分布も側壁の摩擦の影響を受けて横断方向の中央付近と比べて遅くなっていると考えられる。ここで、流動深方向の流速分布を積分した値は単位幅あたりの流量を表すと考えられる。実際に側壁から見た流動深方向の流速分布を式 (2.34) の  $3/2$  乗則をもとに回帰曲線で近似し、流動深方向に積分した値に水路幅をかけたものと、**Fig.2.8 (a)** に示した実測の流量を比較すると、側壁から見た流速分布を積分して求めた流量の想定値は、実測値よりも小さくなっていた。**Fig.2.9 (c), (d)** にはこのときの回帰曲線とその式も示している。つまり、構成則の検証を行うために側壁から見た流速分布を用いる際は、側壁の影響を受けている場合に補正を行う必要がある。



**Fig. 2.9 (a), (b)** Transverse and **(c), (d)** vertical velocity profiles.



**Fig. 2.10** Measured vertical velocity distributions modified to fit measured discharge rates.

横断方向の流速分布の測定結果から側壁の摩擦の影響は側壁近傍で限定的とみなせることから、ここでは簡易的な補正として、側壁から見た流速分布の積分が土石流流量の実測値に等しくなるように全体に一定値をかけて補正を行った。補正後の流速分布の測定例を各粒径に対して **Fig.2.10** に示す。これをみると、自由水面付近の流速は横断方向の流速の中央付近の流速に近い値をとっており、適切に補正されることが確認される。図には式 (2.31)、(2.32) を数値的に解いて求めた流速分布の理論線も示している。実測値と比較すると、粒径 2.8 mm のケースにおいて流速を若干過小評価しているが、実測値と理論線はどの粒径においてもよく対応していることが分かる。

#### 2.4.3 抵抗係数による検証

ここでは、抵抗係数に基づいて構成則の適用性を確認する。

まず、本実験で得られたデータの相対水深と抵抗係数の関係を検討する。**Fig. 2.11** は、既往文献における均一粒径からなる土石流の実験データを用いて相対水深と抵抗係数の関係を検討した Hotta and Miyamoto (2008) の結果に、本実験のデータを追記したものである。**Fig. 2.11** には Hotta and Miyamoto (2008) で検討されているデータが示されており、相対水深が 10 前後の範囲にデータが集中していることが分かる。また、図には式 (2.39) に基づく石礫型土石流の理論線も示している。これをみると、本実験のデータは相対水深が 4–13 程度の範囲にあり、石礫型土石流の範疇の既往データにおける相対水深の下限から上限までを満遍なく取得できていることがわかる。

式 (2.21)、(2.32) を数値的に解いて求めた抵抗係数の理論値を実験値と比較した結果を Fig. 2.12 に示す。ここでは Fig. 2.10 と同様に、各粒径において勾配ごとに繰り返し行った 3 ケースの平均値として抵抗係数を表しており、標準偏差も同時に示している。粒径 1.4 mm、2.1 mm のケースでは実験値と理論値がよく対応しており、流速分布の結果と合わせても高精度で記述できていると考えられる。一方、粒径 2.8 mm、4.2 mm、6.7 mm は理論値が若干過大評価となっている。しかし、流速分布と合わせてみると、粒径 4.2 mm と 6.7 mm はよく説明されており、粒径 6.7 mm のような相対水深が 4 程度の流れでも構成則は十分に適用可能であると考えられる。一方、粒径 2.8 mm は流速分布においても抵抗を若干過大評価しているが、両者の傾向は大きく乖離したものではない。

以上のように、流れの中の粒子と粗度を一致させることで、Egashira et al. (1997)の構成則を用いて流速分布と抵抗係数が高い精度で記述できることが分かった。さらに、従来適用性がよく確認されている相対水深が 10 前後の流れだけでなく、相対水深が 4 程度と小さい流れまで構成則の適用性が確認された。このことは幅広い粒度分布からなる土石流において構成則を適用することを考えても、それぞれの粒径階の均一粒径の流れに対しては構成則の適用性が保障されるという点で重要である。

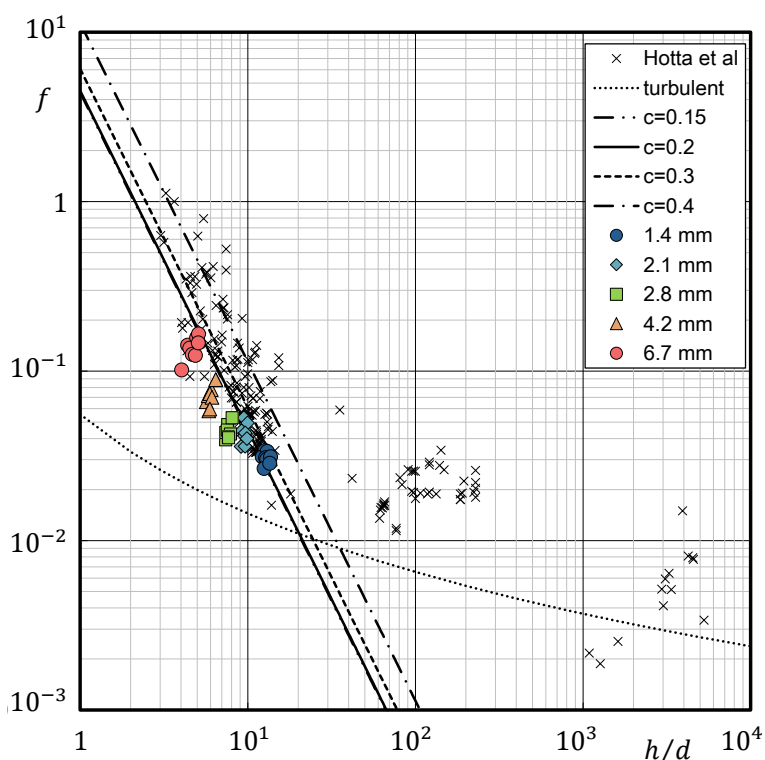


Fig. 2.11 Relationship between relative flow depth and friction coefficient (original data from Hotta and Miyamoto 2008).

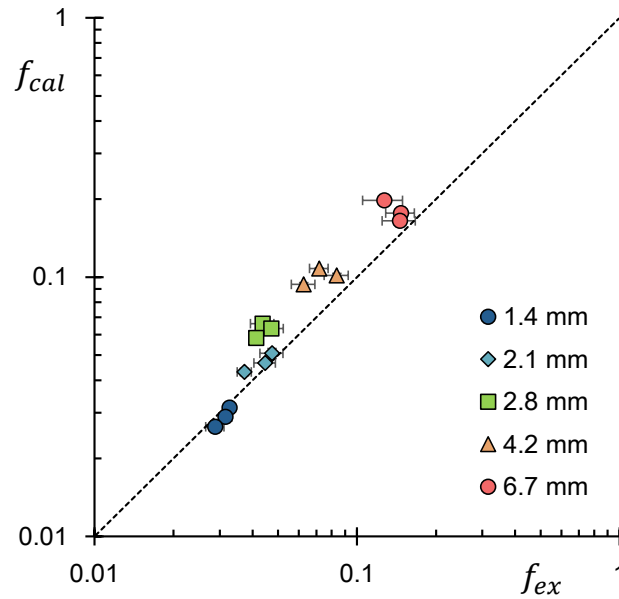


Fig. 2.12 Comparison between measured and calculated friction coefficients.

## 2.5 結論

本章では、まず Egashira et al. (1997) による石礫型土石流の構成則の導出を詳細に説明し、後の章においても使用する指標について構成則との関係で説明した。均一粒径からなる土石流の水路実験を5種類の粒径で行い、粗度と流れ中の粒子を一致させた上で、Egashira et al. (1997) による石礫型土石流の構成則の適用性を流速分布・抵抗係数をもとに検討した。まず、横断方向の流速分布をみると、水路幅の中央付近では同程度の流速をとっているが、側壁近傍において側壁の摩擦の影響を受けて流速が小さくなっており、側壁から測定した流動深方向の流速分布もその影響を受けていると考えられた。そこで、実測した流動深方向の流速分布の積分値が実測した流量に合うように、流動深方向の流速分布の補正を行った。そこで、構成則により導かれた理論線と比較すると、5種類の粒径において両者は良く対応していることが分かった。また、本実験で取得したデータの相対水深は、既往文献において報告されている石礫型土石流の範囲を十分カバーしており、幅広い相対水深において検証できていることが分かった。さらに、抵抗係数の実験値と理論値を比較したところ、5種類の粒径において両者は良く対応していた。

以上のように、粗度と流れ中の粒子を一致させれば、石礫型土石流としてみなせる相対水深の範囲において構成則による理論値は精度よく一致することが分かった。このことは、混合粒径からなる石礫型土石流において粗粒砂は幅広い粒径からなるが、それぞれの粒径階に対して構成則は説明しうる可能性があるという点で重要である。

## 第 3 章

# 均一粒径からなる土石流において流れの遷移が応力構造に与える影響

### 3.1 研究の背景と目的

第 1 章で述べたように、非粘着性材料からなる流れを考えると、粗粒砂からなる流れである石礫型土石流は層流状の流れとして粒子間応力を中心にモデル化されており（樺・橋本, 1982; Egashira et al., 1997; 高橋・里深, 2002 など）、微細土砂からなる流れである乱流型土石流は乱流状の流れとして流動深スケールの乱れを中心にモデル化され（Arai and Takahashi, 1986; Winterwerp et al., 1990 など）、それぞれの適用範囲で現象を十分に説明できるとされている。Hotta and Miyamoto（2008）は均一粒径からなる土石流の実験結果から抵抗係数を相対水深で整理し、石礫型土石流の抵抗則や清水乱流の抵抗則と比較することで、相対水深が 20 程度までの流れは層流、相対水深が 1000 以上の流れは乱流とみなせるとし、その間の相対水深が 30–300 程度の流れでは層流から乱流への連続的な遷移が生じている可能性を指摘している。

近年はこのような遷移領域にある流れを石礫型土石流の構成則に基づいて理解しようとする研究が行われてきた。それらに共通する考え方としては、上下二層からなる構造を想定し、上層は乱れが卓越し粒子が乱流状の挙動をするが、下層に粒子間応力の卓越する層流状の流れが存在すると仮定している（Fig. 3.1）。このとき、石礫型土石流は下層が流動深の大部分を占める極限として、乱流型土石流は上層が流動深の大部分を占めている極限として考えることができる。このような二層構造に基づき、上層では混合距離モデルが、下層では石礫型土石流の構成則が成立するとして流速分布の説明が試みられている。

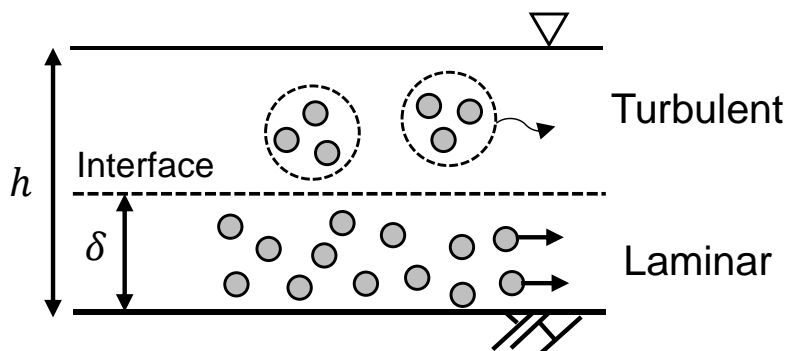


Fig. 3.1 Two-layer model for debris flow.

ここで、上層と下層の境界の高さ $\delta$ がどのように決まるかということが課題になる。最初にこのような二層モデルに基づいたアプローチを試みたのは Takahashi (1991) で、境界の高さ $\delta$ を求める際に Bagnold(1962)による auto-suspension の考え方を利用した。Bagnold(1962)は粒子を浮遊させた流れにおけるエネルギー保存則を考え、重力の仕事によるエネルギー供給が粒子の沈降によるエネルギー散逸よりも大きいとき粒子が浮遊し続けられる auto-suspension の状態になるとしており、これをもとに Takahashi (1991) は流速分布において auto-suspension の限界流速をとる位置が二層の境界になるとしている。また、高橋・里深 (2002) では、浮遊砂における浮遊限界の議論とのアナロジーから、集団沈降を考慮した粒子の沈降速度と摩擦速度の比が 1 となる位置を境界の高さ $\delta$ としているが、土石流の応力構造に基づいた根拠は示していない。

別の観点からのアプローチとして、江頭ら (1994) による移動床土の土石流の平衡勾配 $\theta_e$ と平衡濃度 $C_e$ の関係を利用するものがある。彼らは、上層に混合距離モデル、下層に江頭ら (1989) による石礫型土石流の構成則を適用した二層モデルを提案して運動量保存則を考え、濃度分布が一様とする仮定のもとで平衡勾配 $\theta_e$ が以下のように表されるとしている。

$$\tan \theta_e = \frac{(\sigma/\rho_w - 1)C_e}{(\sigma/\rho_w - 1)C_e + 1} \frac{\delta}{h} \tan \phi_s \quad (3.1)$$

ここで、 $\sigma$ は粒子の密度、 $\rho_w$ は水の密度、 $h$ は流動深、 $\phi_s$ は内部摩擦角である。式 (3.1) は、同一の濃度の流れを対象として、流れ全体が層流のときの平衡勾配 (式 (2.43)) と比較すると、 $\delta/h$ の分だけ平衡勾配が小さくなることを表している。彼らは微細土砂からなる土石流の移動床実験を行い、実験から得た平衡濃度 $C_e$ と平衡勾配 $\theta_e$ の関係を式 (3.1) に適用して $\delta/h$ を逆算している。この手法では比較的簡単に $\delta/h$ が得られ、それぞれの流れにおける境界の位置の決定に有効であるが、一般的に $\delta$ をどう決めるかという議論には至っていない。

上述のように境界の高さ $\delta$ の決定において様々なアプローチがなされてきたが、現在最も有力であると考えられるのが土石流の無次元数に基づく方法である。橋本・平野 (1995) は、運動方程式において慣性項と椿ら (1982) の構成則に基づく粒子間応力項の比で表した無次元数を導入し、この値が小さいときには層流状の流れとして粒子間応力が卓越し、大きいときには乱れが卓越するとした。つまり、この無次元数は土石流における層流から乱流への遷移と関係しており、土石流のレイノルズ数にあたりとされる。彼らは微細土砂からなる流れの固定床実験を行い、流動深方向の各位置での無次元数の値を調べることで、流速分布において層流から乱流状の流れに代わる境界位置の無次元数が普遍定数で与えられることを示した。さらに、普遍定数に基づいて $\delta$ を一般的に定めている。

一方、宮本・伊藤 (2003) は慣性力と Egashira et al. (1997) の構成則における流動応力の比を土石流のレイノルズ数として定義している。ここで、橋本・平野 (1995) と同様に層流状の流れと乱流状の流れの限界レイノルズ数を普遍定数として決定することで $\delta$ を見積もることができるとした。伊藤・江頭 (2005) は微細土砂からなる流れの移動床実験を行って式 (3.1) から $\delta/h$ を求め、 $\delta/h$ が 1 を下回って乱れの影響が現れ始める際のレイノルズ

数を限界レイノルズ数と定めている。また、伊藤・江頭（2007）は伊藤・江頭（2005）と同様の実験をもとに、流速分布の測定結果において粒子が層流状に流れている状態から乱れた状態に代わる位置をもとに限界レイノルズ数を定めている。

以上のように、境界の高さ $\delta$ を土石流のレイノルズ数に基づいて一般的に議論できるようになってきたが、いずれも流れの遷移自体は平衡勾配や流速分布から間接的に検討されており、応力を直接測定して流れの遷移を実証した例はない。また、流速分布は流れの応力構造を反映したものとなつてはいるが、層流状に挙動している部分と乱流状に挙動している部分の境界は必ずしも明確ではなく、境界の位置の決定に任意性も残る。

ここで土石流の間隙水圧に着目すると、層流状態の流れでは粒子の重量が粒子間応力によって支えられるため間隙水圧は静水圧程度になると考えられ、実際に Hotta（2012）が開水路での石礫型土石流の間隙水圧測定を行って静水圧程度になることを確認している。一方、完全に発達した乱流状態の流れでは粒子が間隙水中に浮遊するため、間隙水圧は粒子の重量も支えることで流れの全圧力に一致すると考えられる。層流から乱流への遷移状態にある流れでは、下層の層流の流れでは間隙水圧が静水圧程度だが、上層の乱流の流れでは粒子を浮遊させており、その厚さの分だけ間隙水圧が静水圧よりも大きくなっていると考えられる。つまり、間隙水圧を測定すれば実際に流れが遷移をしていることを応力構造に基づいて実証できる。さらに、従来の研究と同様に流れの遷移をレイノルズ数によって整理し、その限界レイノルズ数を定めて境界の高さ $\delta$ を決定することで、層流から乱流までの均一粒径からなる土石流の流れを石礫型土石流の構成則に基づいて統一的に扱うことができると考えられる。

本研究では、均一粒径からなる土石流に関する水路実験を行い、間隙水圧を測定することで均一粒径の流れの遷移が生じていることを明らかにする。さらに、流れの遷移をレイノルズ数により整理して二層モデルをもとに境界の高さ $\delta$ を決定し、均一粒径からなる土石流の応力構造を統一的に解釈することを試みる。

### 3.2 土石流のレイノルズ数

ここでは、土石流のレイノルズ数の詳細について整理する。

橋本・平野（1995）は、運動方程式における慣性項 $\rho_m u \partial u / \partial z$ と椿ら（1982）の構成則に基づく粒子間応力項 $\partial \tau / \partial z = \partial / \partial z \{ \sigma d^2 F(c) (\partial u / \partial z)^2 \}$ の比で表した無次元数 $N_\delta$ を次のように導入した。

$$N_\delta^2 = \frac{\rho_m U^2 / L}{\sigma d^2 F(c) U^2 / L^3} = \frac{\rho_m}{\sigma F(c)} \left( \frac{L}{d} \right)^2 = \frac{\rho_m}{\sigma F(c)} \left( \frac{\delta}{d} \right)^2 \quad (3.2)$$

ここで、 $\rho_m$ は土石流の密度、 $u$ は土石流の速度、 $\partial u / \partial z$ は速度勾配、 $U$ は代表速度、 $L$ は代表長さ、 $d$ は粒子径、 $F(c)$ は濃度 $c$ の単調増加関数である。彼らは、固定床上の乱流型土石流の実験を行い、ここで提案した無次元数に基づいて流速分布の実測値を整理し、層流状の流れから乱れた流れに代わる位置が $N_\delta = 15$ の普遍定数により定まることを示した。これに

より、土石流一般において式 (3.2) により  $\delta$  を求めることができるとしている。ここで、式 (3.2) における  $\delta/d$  の係数は 1 のオーダーであり、 $\delta/d$  は 20 程度となって Hotta and Miyamoto (2008) で指摘されている相対水深に基づいた遷移条件に対応する。

一方、宮本・伊藤 (2003) は土石流の相似則としてフルード相似とレイノルズ相似を議論し、慣性力  $\rho_m u^2$  と Egashira et al. (1997) の構成則における流動応力 ( $\tau_d + \tau_f$ ) の比を土石流のレイノルズ数として以下のように定義している。

$$\text{Re}_D = \frac{\rho_m u^2}{\tau_d + \tau_f} = \frac{\rho_m u^2}{\rho(K_d + K_f)d^2|\partial u/\partial z|(\partial u/\partial z)} \quad (3.3)$$

ここで、 $K_d$  と  $K_f$  は土砂濃度の関数である (式 (2.29)、(2.30))。土石流のみかけの粘性係数を  $\mu = \rho(K_d + K_f)d^2|\partial u/\partial z|$  とし、式 (3.3) の  $u$  と  $\partial u/\partial z$  に流れの断面の代表値として平均流速  $u_m$  と  $u_m/h$  を用いると、式 (3.3) は以下のように表される。

$$\text{Re}_D = \frac{\rho_m u^2}{\mu(\partial u/\partial z)} = \frac{\rho_m u_m h}{\mu} \quad (3.4)$$

これは Newton 流体でのレイノルズ数と対応し物理的意味が明確だが、みかけの粘性係数は速度勾配を含むため流動深方向に値が変化し、それに応じてレイノルズ数も流動深方向に値が変化して流れ全体に対して一つの値に定まらないという問題点をもつ。そこで、土石流のみかけの粘性係数を考えずに式 (3.3) の  $u$ 、 $\partial u/\partial z$  に直接  $u_m$ 、 $u_m/h$  を用いると、

$$\text{Re}_D = \frac{\rho_m/\rho}{K_d + K_f} \left(\frac{h}{d}\right)^2 \quad (3.5)$$

となり、レイノルズ数は流れ全体に対して定義され、相対水深の二乗に比例する形となる。一方、式 (3.3) において  $u$ 、 $\partial u/\partial z$  に河床近傍での代表値として  $u_*$ 、 $u_*/\delta$  を用いると

$$\text{Re}_{Dc} = \frac{\rho_m/\rho}{K_d + K_f} \left(\frac{\delta}{d}\right)^2 \quad (3.6)$$

と表され、橋本・平野 (1995) による無次元数  $\text{Re}_\delta$  と類似した形になる。ここで、層流状の流れと乱流状の流れの限界レイノルズ数  $\text{Re}_{Dc}$  を普遍定数として決定することで  $\delta$  を見積もることができるとしている。伊藤・江頭 (2005) は微細土砂からなる流れの移動床実験を行って式 (3.1) から  $\delta/h$  を求め、 $\text{Re}_D$  により整理して  $\delta/h$  が 1 を下回るところを考えると  $\text{Re}_{Dc} = 4000 \sim 5000$  と定めた。また、伊藤・江頭 (2007) は同様の実験を行い、流速分布の測定結果において粒子が層流状に流れている状態から乱れた状態に代わる位置をもとに  $\text{Re}_{Dc} = 900 \sim 1600$  と定めた。ここで、 $c_* = 0.52$  として土砂濃度が  $c_*/2$  とすると、 $\delta/d = 17.6$  となり、橋本・平野 (1995) の結果とも調和的であるとしている。

本研究では Egashira et al. (1997) の構成則を用いて議論するため、式 (3.5) で表されるレイノルズ数  $\text{Re}_D$  により流れの遷移を整理する。



### 3.3 方法

#### 3.3.1 実験

本研究では土石流に関する水路実験を行った。用いた実験水路は第 2 章のものと同じの全長 10 m、幅 0.3 m の可変勾配水路で、水路側壁はガラス張りになっており土石流の流動の様子が確認できる。本実験でも下流端から 8 m の区間の幅を 0.1 m に加工し、下流端から 4.5 m の区間は固定床区間として水路床を 10 cm かさ上げして粗度として実験でも用いる 2.9 mm の均一粒径砂を張り付けている。固定床区間の上流には固定床区間での粗度の高さと同じになるように厚さ 0.1 m、長さ 3 m で土砂を堆積させ移動床区間を設けている。

実験では均一粒径からなる土石流の流動機構を検討するため、6 種類の均一粒径実験砂を用意した。それぞれの粒径は 0.2 mm、0.5 mm、0.8 mm、1.3 mm、2.2 mm、2.9 mm で、0.2 mm の実験砂には豊浦珪砂（豊浦珪石鉱業）を用いており、0.2 mm 以外の実験砂は市販の川砂を極めて粒度分布が狭くなるよう篩でふるって作成した。それぞれに用いた篩は、#0.30–#0.60、#0.60–#0.85、#0.85–#1.13、#1.13–#1.50、#1.50–#2.86、#2.86–#3.24 である。それぞれの実験砂の粒径は、0.2 mm と 0.5 mm は粒度分布の中央粒径を与え、それ以外は等価体積球に変換した際の直径を代表粒径として与えている。土砂粒子の物性については、比重が 2.6、内部摩擦角が 34°、反発係数が 0.85 である。

実験手法についても第二章と同様に、水路上流端から水を定常的に供給して移動床区間での表面流による侵食で土石流が発生するようにし、その後侵食の生じない固定床区間を流下するようにした。ただし、実験開始前には移動床区間に堆積させる土砂を少量の水を与えて飽和させた状態にしている。実験条件は、水路勾配 $\theta$ を 13、15、17°の 3 種類、供給水量を 1、2、3、3.5 (L/s) の 4 種類としている (Table 3.1)。

本研究では固定床区間において土石流が定常とみなせる状態を解析の対象とする。超音波センサー (E4PA-LS50-M1-N, Omron) を下流端から 1 m の位置に設置し、データロガー (NR-2000, Keyence) によりサンプリング周波数 50 Hz で記録して土石流表面の水位変動を測定した。水位変動から定常区間を判別し、流動深 $h$  (cm) を測定した。また、下流端においてバケツにより土石流を採取して、単位時間あたりの流量 $Q$  (cm<sup>3</sup>/s)、輸送濃度 $C_t$ を測定し、式 (2.44) により断面平均流速 $u_m$  (cm/s)を算出した。また、式 (2.38) に基づき抵抗係数の実験値も算出した。

Table 3.1 Experimental conditions.

$d$ (mm)	$\theta$ (deg.)	Water supply (L/s)
0.2		
0.5	13	1
0.8	15	2
1.3	17	3
2.2		3.5
2.9		

上記の測定と同時に、本研究では Hotta (2012) の手法を用いて定常状態での土石流の間隙水圧を測定した。一般的な実験での土石流は流動深が数 cm 程度で、液体用の圧力センサーでは間隙水圧の測定に十分な分解能をもたなかったが、Hotta (2012) はガス用の圧力センサーを用いることで実験における土石流の間隙水圧測定に成功した。そこで本研究でも超音波センサーを設置した位置と同じ下流端から 1 m の位置の水路側壁にガス用の圧力センサー (AP-47, AP-V41, Keyence) を設置して土石流の間隙水圧の測定を行った。このとき、アルミパイプ (内径 9 mm) に厚さ 0.03 mm のラテックスシートを貼り付けたダイアフラムを感圧面とし、シリコンチューブ (内径 4 mm、外径 9 mm) を介して圧力センサーと接続して間隙水圧測定部を作成した。実験中は間隙水圧測定部の気密を保っており、水圧によってダイアフラムを介してシリコンチューブ内の気圧が変化することをガス用の圧力センサーで測定し、間接的に土石流の間隙水圧を測定した。河床での間隙水圧を測定するために、間隙水圧測定部は粗度板の木部表面の位置に感圧面の中心がくるように設置した。圧力センサーの出力電圧は先述のデータロガーによりサンプリング周波数 50 Hz で記録した。

圧力センサーの出力電圧と水圧の関係式を得るために、実験前後には圧力センサーの静水圧検定を行っている。静水圧検定では、測定部の下流に仕切り板を設置して水を貯め、仕切り板の隙間から水が抜け出る際の水位と水圧変化を超音波センサーと圧力センサーによってそれぞれ測定し、圧力センサーの出力電圧と水高換算での圧力を対応させることで検定を行っている (Fig. 3.2)。このとき、出力電圧と水圧の関係式の傾きが得られるが、圧力センサーと超音波センサーのゼロ点位置が異なるため、切片の値については別途検定を行う必要がある。実験で給水を停止した後、水だけの流れが水位を下げていく後続流区間があり、この区間で水位と間隙水圧が一致するように切片の値を決める。以上により、圧力センサーの出力電圧と水圧の関係式が得られる。また、ガス用の圧力センサーを用いた間隙圧力測定では、気温や水温の変化の影響を受けて出力電圧と水圧の関係が変わる場合があり、本研究では実験前後の検定結果が一致しているものだけを選択している。

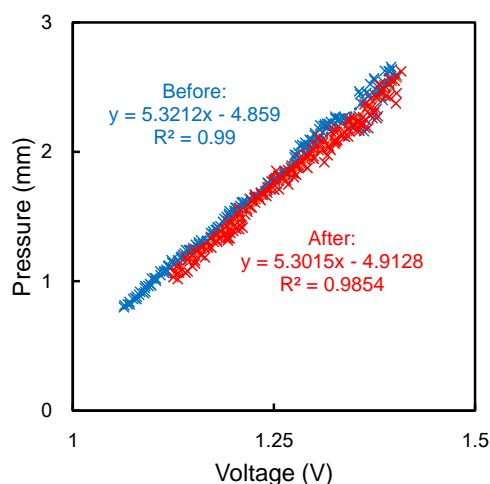


Fig. 3.2 Sensor calibration before and after experiment.

### 3.3.2 解析

まず、実験で測定した河床での間隙水圧が静水圧と全圧力のいずれに近い値をとっているかを検討し、流れの状態を判断する。このとき、河床での静水圧は $p_{static} = \rho_w g h \cos \theta$ 、全圧力は $p_{total} = \rho_m g h \cos \theta$ として求めている。ここで、 $g$ は重力加速度である。次に、間隙水圧の測定結果をを式 (3.5) の土石流のレイノルズ数に基づいて整理する。これらの結果に基づき、実際に層流から乱流への流れの遷移が生じているかを検討する。さらに、流れの遷移における限界レイノルズ数を定めて、粒子間応力層の高さを決定する式を導き、均一粒径からなる土石流を統一的に議論する。

## 3.4 結果

### 3.4.1 実験結果

本実験での実験結果を **Table 3.2** に示す。実験は全 112 ケースで、そのうち 32 ケースで間隙水圧測定に成功している。実験の各ケースは、例えば実験条件が粒径 0.2 mm、水路勾配 13°、流量 1 L/s での 1 回目の実験を”d0.2i13q1-1”のようにラベル付けして表している。

まず、Hotta and Miyamoto (2008) と同様に、本実験のデータにおける相対水深と抵抗係数の関係を **Fig.3.3** に示す。既往研究では相対水深が 20 程度で層流からの遷移が始まるとされることを念頭に置いて本実験での相対水深の範囲をみると、粒径 2.9 mm、2.2 mm、1.3 mm のケースでは 20 程度以下となっているが、粒径 0.8 mm、0.5 mm、0.2 mm のケースでは 20 程度以上となっている。また、本実験での濃度範囲が 0.15–0.3 程度であることを考慮した上で、抵抗係数の実験値を石礫型土石流の構成則から導かれた理論線と比較すると、粒径 2.9 mm、2.2 mm のケースは石礫型土石流の理論線と良く対応しており、全層が層流である石礫型土石流の範疇にあると考えられる。粒径 1.3 mm、0.8 mm のケースは石礫型土石流の理論線の近傍に位置しているものの、土砂濃度の範囲を考慮すると理論値よりも大きい値をとっている。一方、粒径 0.5 mm、0.2 mm のケースは石礫型土石流の理論線から 1 オーダー程度外れており、層流から乱流への遷移領域に入っていると想定される。

次に、間隙水圧の測定例を **Fig.3.4** に示す。図には水高換算した間隙水圧の時間変化とともに、静水圧の水高換算に対応する流動深の時間変化も表している。粒径 1.3 mm での測定結果を見ると (**Fig.3.4 a**)、全体を通して間隙水圧は静水圧とほぼ一致し、細かい変動を含めて良く対応している。一方、粒径 0.2 mm での測定結果は (**Fig.3.4 b**)、全体を通して間隙水圧が静水圧より大きい値をとるものの、流動深の細かい変動に対して間隙水圧もそれに追従した変動をみせている。

間隙水圧の測定結果を静水圧・全圧力と比較したものを **Fig. 3.5** に示す。静水圧と比較すると、粒径 0.2 mm 以外のケースは間隙水圧が静水圧より若干大きい値をとるものがあるが、全体的に静水圧に近い値を示した。一方、粒径 0.2 mm では全てのケースで間隙水圧が静水圧を大きく上回った。全圧力と比較すると、粒径 0.2 mm 以外の全てのケースでは全圧力より小さい値をとるのに対し、粒径 0.2 mm のケースでは間隙水圧が全圧力程度の値をとった。

**Table 3.2** Total experimental results.

Case No.	Run Name	$Q$ (cm <sup>3</sup> /s)	$h$ (cm)	$U_m$ (cm/s)	$C_t$	Pore Pressure Measurement
1	d0.2i13q1-1	1486	1.15	129	0.214	○
2	d0.2i13q1-2	1480	1.17	127	0.244	
3	d0.2i13q2-1	2378	1.68	142	0.195	○
4	d0.2i13q2-2	2501	1.85	135	0.204	○
5	d0.2i13q2-3	2777	1.55	179	0.189	
6	d0.2i13q3-1	3435	2.09	164	0.165	○
7	d0.2i13q3-2	2345	2.23	105	0.191	
8	d0.2i13q3-3	2946	2.41	122	0.199	
9	d0.2i13q3-4	3792	2.33	163	0.185	○
10	d0.2i13q3-5	3609	2.39	151	0.160	
11	d0.2i13q3.5-1	3975	2.15	185	0.195	
12	d0.2i13q3.5-2	2837	2.32	122	0.128	○
13	d0.2i13q3.5-3	4146	2.39	173	0.150	
14	d0.2i13q3.5-4	4310	2.29	188	0.140	
15	d0.2i17q1-1	1225	1.13	108	0.277	
16	d0.2i17q1-2	1365	1.28	107	0.238	
17	d0.2i17q1-3	1269	1.28	99	0.243	
18	d0.2i17q1-4	1573	0.98	160	0.254	
19	d0.2i17q1-5	1665	1.04	160	0.271	
20	d0.2i17q2-1	2409	1.89	127	0.267	
21	d0.2i17q2-2	2653	1.81	147	0.224	
22	d0.2i17q2-3	3095	1.67	185	0.224	
23	d0.2i17q3-1	3995	2.27	176	0.227	
24	d0.2i17q3-2	4085	2.61	157	0.212	
25	d0.2i17q3-3	3828	2.20	174	0.179	
26	d0.2i17q3.5-1	4158	2.38	175	0.213	
27	d0.2i17q3.5-2	4335	2.24	194	0.199	
28	d0.2i17q3.5-3	4081	2.50	163	0.178	
29	d0.5i15q1-1	1696	1.08	157	0.276	
30	d0.5i15q2-1	2943	1.62	182	0.247	○
31	d0.5i15q2-2	3297	1.71	193	0.261	
32	d0.5i15q2-3	3948	1.82	217	0.265	
33	d0.5i15q2-4	3509	1.67	210	0.261	○
34	d0.5i15q3-1	3739	2.00	187	0.236	
35	d0.5i15q3-2	4384	2.20	199	0.237	
36	d0.5i15q3-3	4286	1.99	216	0.232	○
37	d0.5i15q3.5-1	6081	2.58	236	0.210	○
38	d0.8i13q2-1	1581	1.50	105	0.228	○
39	d0.8i13q2-2	1910	1.46	131	0.210	○
40	d0.8i13q3-3	3672	1.89	194	0.182	○
41	d0.8i13q3.5-1	4111	2.33	176	0.175	○
42	d0.8i13q3.5-2	3962	2.33	170	0.166	○
43	d0.8i17q2-1	3044	1.78	171	0.287	○
44	d0.8i17q2-2	2615	1.69	155	0.302	○
45	d0.8i17q3-1	2682	1.94	138	0.273	○
46	d0.8i17q3-2	3469	1.89	184	0.262	○
47	d0.8i17q3-13	2908	1.74	167	0.255	○
48	d0.8i17q3.5-1	3524	2.16	163	0.242	○
49	d1.3i13q1-1	1643	1.75	94	0.227	
50	d1.3i13q1-2	1444	1.50	96	0.329	

**Table 3.2 Continued.**

Case No.	Run Name	$Q$ (cm <sup>3</sup> /s)	$h$ (cm)	$u_m$ (cm/s)	$C_t$	Pore Pressure Measurement
51	d1.3i13q1-3	1437	1.40	103	0.201	○
52	d1.3i13q2-1	2808	2.02	139	0.195	
53	d1.3i13q2-2	2787	2.04	136	0.193	
54	d1.3i13q2-3	2394	1.68	143	0.144	○
55	d1.3i13q3-1	3883	2.51	155	0.173	
56	d1.3i13q3-2	3939	2.57	153	0.170	
57	d1.3i13q3-3	3504	2.01	174	0.113	
58	d1.3i13q3.5-1	3556	2.09	170	0.115	○
59	d1.3i13q3.5-2	4017	2.12	189	0.113	
60	d1.3i17q2-1	4002	2.16	185	0.307	
61	d1.3i17q2-2	3527	2.07	170	0.327	
62	d1.3i17q2-3	3037	1.73	176	0.222	
63	d1.3i17q3-1	4830	2.36	205	0.272	
64	d1.3i17q3-2	4989	2.49	200	0.274	
65	d1.3i17q3-3	3923	2.13	184	0.190	
66	d1.3i17q3.5-1	5810	2.71	214	0.271	
67	d1.3i17q3.5-2	5843	2.61	224	0.269	
68	d1.3i17q3.5-3	3968	2.36	168	0.186	
69	d2.2i13q1-1	1686	1.73	97	0.239	
70	d2.2i13q1-2	1650	1.69	98	0.237	
71	d2.2i13q1-3	1323	1.43	92	0.155	○
72	d2.2i13q2-1	2932	2.03	145	0.204	
73	d2.2i13q2-2	3049	2.08	146	0.203	
74	d2.2i13q2-3	3247	2.11	154	0.124	○
75	d2.2i13q3-1	4221	2.34	180	0.174	
76	d2.2i13q3-2	3971	2.30	173	0.176	
77	d2.2i13q3.5-1	4521	2.46	184	0.163	
78	d2.2i13q3.5-2	4492	2.46	182	0.163	
79	d2.2i15q2-1	2965	2.08	143	0.226	○
80	d2.2i17q1-1	2098	1.78	118	0.292	
81	d2.2i17q2-1	3713	2.35	158	0.285	
82	d2.2i17q2-2	3746	2.32	162	0.287	
83	d2.2i17q2-3	3268	2.09	156	0.235	
84	d2.2i17q2-4	2492	1.78	140	0.142	○
85	d2.2i17q3-1	4908	2.39	205	0.255	
86	d2.2i17q3-2	4767	2.32	206	0.253	
87	d2.2i17q3-3	4413	2.44	181	0.192	
88	d2.2i17q3.5-1	5209	2.45	212	0.247	
89	d2.2i17q3.5-2	5179	2.43	213	0.247	
90	d2.2i17q3.5-3	4651	2.52	185	0.188	
91	d2.9i13q1-1	1599	1.88	85	0.230	
92	d2.9i13q1-2	1673	1.86	90	0.234	
93	d2.9i13q2-1	3102	2.41	129	0.233	
94	d2.9i13q2-2	2976	2.35	127	0.229	
95	d2.9i13q3-1	2840	2.11	135	0.168	
96	d2.9i13q3-2	4066	2.61	156	0.190	
97	d2.9i13q3-3	4141	2.61	159	0.194	
98	d2.9i13q3.5-1	4564	2.67	171	0.180	
99	d2.9i13q3.5-2	4614	2.75	168	0.180	
100	d2.9i15q2-1	3496	2.65	132	0.263	

Table 3.2 Continued.

Case No.	Run Name	$Q$ (cm <sup>3</sup> /s)	$h$ (cm)	$u_m$ (cm/s)	$C_t$	Pore Pressure Measurement
101	d2.9i15q2-2	3524	2.62	135	0.260	
102	d2.9i15q2-3	3223	2.13	151	0.269	○
103	d2.9i15q3-1	4518	2.88	157	0.231	
104	d2.9i15q3-2	4859	2.86	170	0.230	
105	d2.9i17q2-1	3971	2.52	157	0.294	
106	d2.9i17q2-2	3963	2.52	157	0.300	
107	d2.9i17q3-1	5477	2.83	194	0.263	
108	d2.9i17q3-2	4996	2.85	175	0.261	
109	d2.9i17q3-3	3358	2.08	162	0.243	○
110	d2.9i17q3-4	4425	2.11	210	0.228	○
111	d2.9i17q3.5-1	5805	2.94	197	0.258	
112	d2.9i17q3.5-2	5579	2.97	188	0.246	

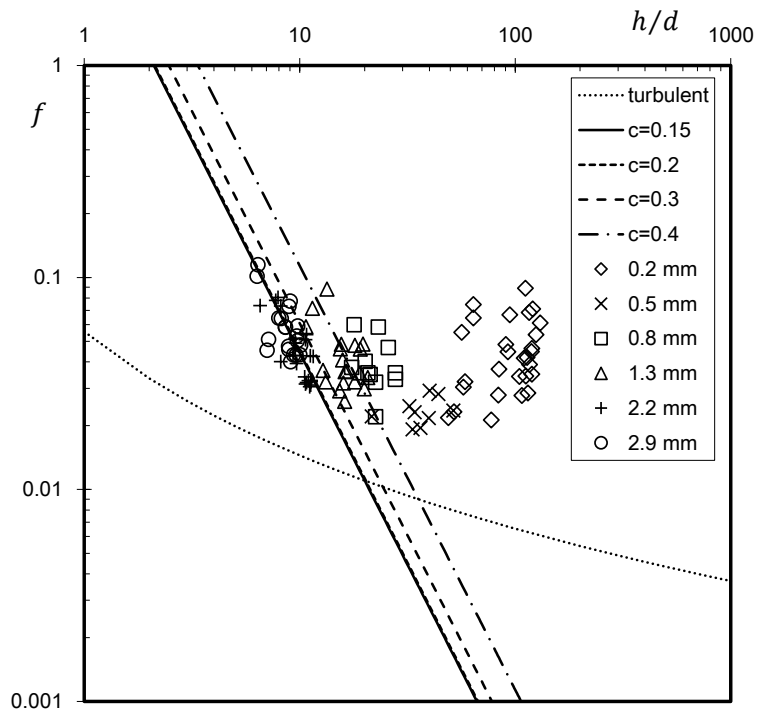
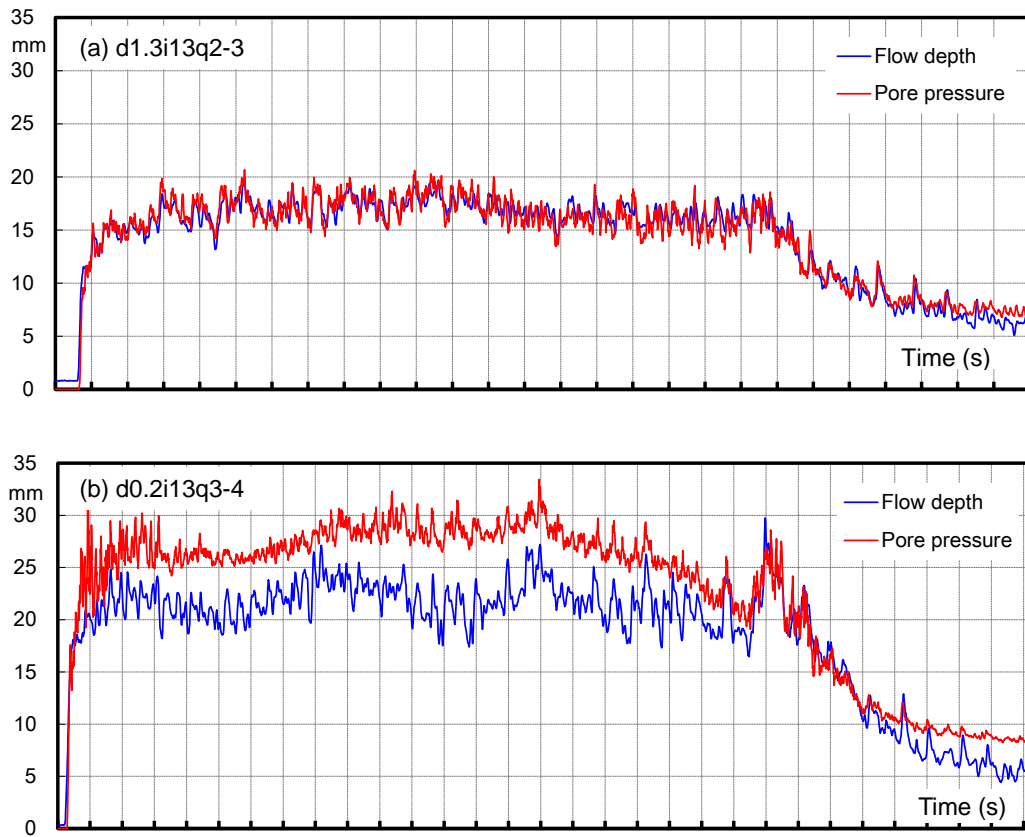
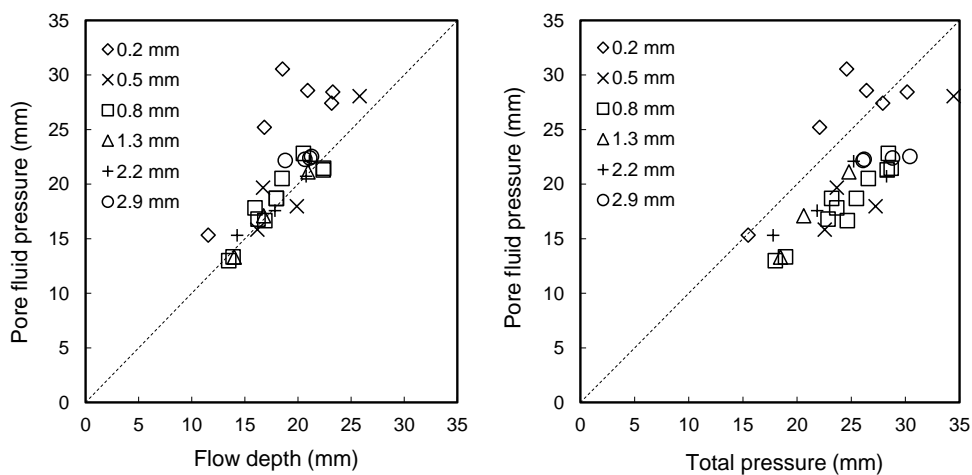


Fig. 3.3 Relationship between relative flow depth and friction coefficient.



**Fig. 3.4** Time series of measured flow depth and basal pore fluid pressure for (a) d1.3i13q2-3 and (b) d0.2i13q3-4. Data were smoothed with the moving average.



**Fig. 3.5** Relationship between pore fluid pressures and (a) flow depths and (b) total pressures.

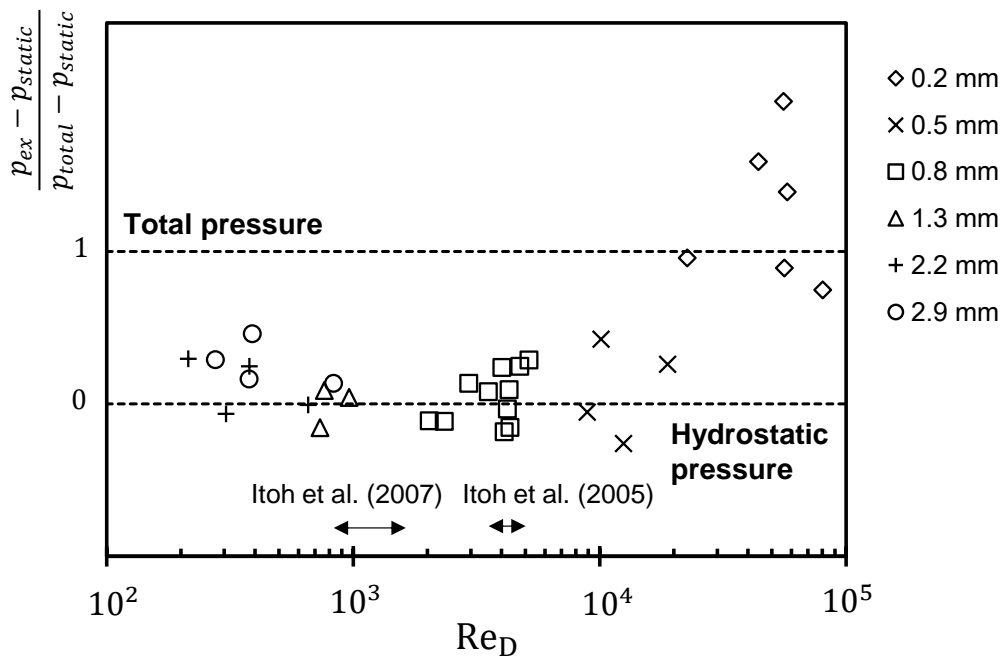


Fig. 3.6 Relationship between  $Re_D$  and relative pore fluid pressure.

### 3.4.2 間隙水圧測定結果のレイノルズ数による整理

間隙水圧の測定結果を式 (3.5) で表される土石流のレイノルズ数 $Re_D$ に基づいて整理する。

Fig. 3.6 は、間隙水圧 $p_{ex}$ の測定結果を静水圧 $p_{static}$ と全圧力 $p_{total}$ により相対化した $(p_{ex} - p_{static}) / (p_{total} - p_{static})$ で表したものを $Re_D$ で整理した結果を示している。つまり、間隙水圧が静水圧に一致するとき0、全圧力に一致するとき1になるように相対化している。これによると、 $Re_D < 20000$ での間隙水圧が静水圧に近い領域と、 $Re_D > 20000$ での間隙水圧が全圧力に近い領域で明らかに傾向が異なるので、それぞれに分けて間隙水圧の測定結果をみていく。

まず、 $Re_D < 20000$ の領域では間隙水圧が静水圧に近い値をとっており、一見全層が層流に近い流れになっていることが想定されるものの、それぞれの粒径で異なる傾向をもっている。粒径 2.9 mm、2.2 mm、1.3 mm のケースでは、 $Re_D$ が比較的小さい領域において静水圧よりも大きい値をとるケースが存在し、 $Re_D$ が大きくなるに従って静水圧に近づく傾向にある。それに対して、粒径 0.8 mm、0.5 mm のケースでは、 $Re_D$ が比較的小さい領域において間隙水圧が静水圧に近い値をとっているものの、 $Re_D$ が大きくなるにつれて静水圧より大きい値をとるケースが存在する。

一方で、 $Re_D > 20000$ の領域に含まれる粒径 0.2 mm のケースでは、全てのケースで間隙水圧が全圧力程度となっており、流れが水深スケールの乱れによって支配されている可能性がある。



## 3.5 考察

### 3.5.1 実験結果の検証

考察の本論に入る前に実験結果の妥当性を検証する。

まず Fig. 3.3 での相対水深と抵抗係数の比較において、粒径 1.3 mm のケースは相対水深が 20 程度以下にも関わらず抵抗係数の実験値が石礫型土石流の理論線よりも大きくなっていくことに着目する。これは、本実験ではすべてのケースで粗度に 2.9 mm 粒子が用いられており、粒径 1.3 mm のケースでは流れ中の粒径よりも粗度が 2 倍以上大きく、粗度の影響を受けて抵抗係数が大きくなっているためと考えられる（鈴木ら, 2003）。同程度のスケールにおいて粗度と流れ中の粒子径を一致させて行った第 2 章の実験でみたように、この程度の相対水深の流れでは粗度をそろえれば抵抗係数はよく対応しており、この場合の 1.3 mm も相対水深に基づけば石礫型土石流の範疇であると考えられる。

次に Fig. 3.6 でのレイノルズ数  $Re_D$  による間隙水圧測定結果の整理において、 $Re_D < 20000$  の領域に含まれる粒径 2.9 mm、2.2 mm、0.8 mm、0.5 mm の一部のケースで静水圧よりも若干大きい値をとることに着目する。ここで、定常状態の流れにおいて間隙水圧が静水圧から上昇する要因としては、流動深スケールの乱れの影響以外に粒子間隙スケールの乱れの影響が考えられる。第 2 章の構成則の説明でみたように、全層が層流状態の流れでも粒子のせん断により間隙水には粒子間隙スケールの乱れが発生しており、間隙水の乱れによるレイノルズ応力の分だけ静水圧よりも大きくなる。Hotta (2012) によると、間隙水の乱れによるレイノルズ応力  $p_f$  は、Egashira et al. (1997) の石礫型土石流の構成則におけるレイノルズ応力  $\tau_f$  と対応して以下のように表される。

$$p_f = \rho_w k_f \left( \frac{1-c}{c} \right)^{2/3} d^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (3.7)$$

ここで、 $k_f$  は実験定数である。式 (3.7) より構成粒子の粒径が大きいほど  $p_f$  は大きくなる。

$Re_D < 20000$  の領域に含まれる粒径のケースにおいて、実測された間隙水圧の静水圧からの増分と、式 (3.7) に基づいて算出した流れ底面における  $p_f$  を比較した結果を Fig. 3.7 に示す。これをみると、粒径 2.9 mm、2.2 mm、1.3 mm のケースでは理論値が過大評価しているものの、実験で測定された間隙水圧の静水圧からの上昇分を十分説明しうるレイノルズ応力が発生することになる。また、これらのケースの実測値では粒径が大きくなるほど間隙水圧の上昇分も大きくなる傾向にあり、式 (3.7) で表されるレイノルズ応力と同様の傾向をもつ。以上のことから、粒径 1.3 mm のケースで間隙水圧がほぼ静水圧となっているのは粒径 2.9 mm、2.2 mm のケースと比べて粒径が小さいため、粒子間隙スケールの乱れによるレイノルズ応力も小さくなっていることが原因と考えられる。つまり、 $Re_D < 1000$  においては静水圧からの上昇がみられるものの粒子間隙スケールの乱れの影響により説明できる程度のものであり、これらのケースでは全層が層流であると考えられる。

それに対して、粒径 0.8 mm、0.5 mm のケースでは粒径 2.9 mm、2.2 mm、1.3 mm と比較して理論値が大幅に小さくなっており、実測されている間隙水圧の増分を説明することが

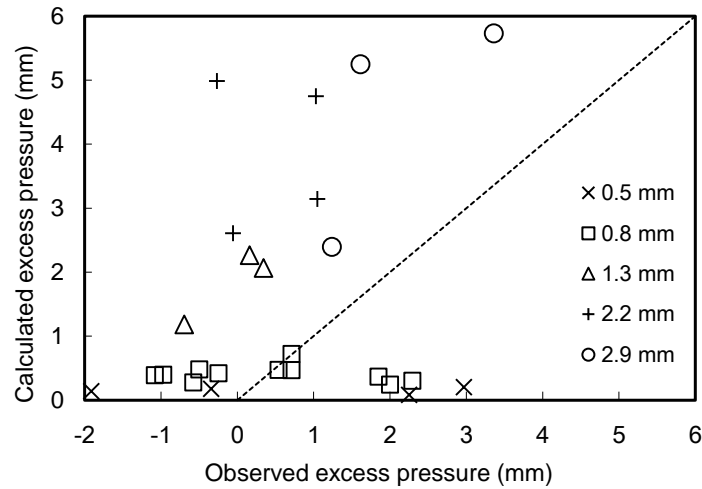


Fig. 3.7 Comparison of observed excess pressures with those calculated.

できない (Fig. 3.7)。つまり、これらのケースで間隙水圧が静水圧より大きくなっているのは粒子間隙スケールの乱れ以外の影響があると考えられる。

$Re_D > 20000$ の領域の粒径  $0.2 \text{ mm}$  のケースでは間隙水圧が全圧力程度となっており、Fig. 3.3の結果も考慮すると全層が水深スケールの乱れの影響を受けていると考えられる。つまり、 $Re_D < 1000$ では全層が層流で、 $Re_D > 20000$ では全層が乱流であるといえる。その間の  $2000 < Re_D < 20000$ の領域に含まれる粒径  $0.8 \text{ mm}$ 、 $0.5 \text{ mm}$  のケースは間隙水圧が静水圧と全圧の間の値をとっており、Fig. 3.3の結果においても遷移域に位置することから、静水圧より大きくなっているケースでは水深スケールの乱れの影響を受けていると考えられる。つまり、 $2000 < Re_D < 20000$ の範囲は層流から乱流への遷移域であると考えられる。

以上のことから、粒径  $0.8 \text{ mm}$  のケースでは層流から乱流への遷移が始まっていると考えられ、Fig. 3.6をもとに間隙水圧が静水圧より大きい値を取り始める領域を考えると、層流と乱流の境界のレイノルズ数 $Re_{Dc}$ は  $3000$  程度と定められる。ここで、式 (3.1) から算出される $\delta/h$ をもとに定めた伊藤・江頭 (2005) は $Re_{Dc} = 4000-5000$ 、流速分布をもとに定めた伊藤・江頭 (2007) は $Re_{Dc} = 900-1600$ と報告しており、本研究での $Re_{Dc}$ はこれらの結果と比較しても妥当な値であると考えられる (Fig. 3.6)。

また、従来の研究では相対水深が  $20$  程度で層流からの遷移が始まるとされている (Hotta and Miyamoto, 2008) が、本研究で導いた $Re_{Dc}$ との対応を検討しておく必要がある。ここで、 $Re_{Dc}$ は式 (3.6) に基づいて以下のように変形することができる。

$$\frac{\delta}{d} = \sqrt{Re_{Dc} \frac{K_d + K_f}{\rho_m / \rho}} \quad (3.8)$$

式 (3.8) から $\delta/d$ は濃度の関数となることが分かる。ここで、 $\delta$ は粒子間応力層の高さを表すことから、 $\delta/d$ は層流から乱流への遷移が始まる際の相対水深に対応すると考えられる。

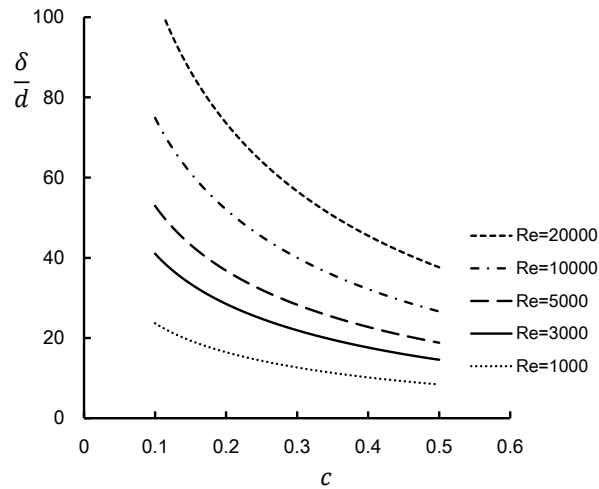


Fig. 3.8 Variation of  $\delta/d$  calculated based on  $Re_{Dc}$ .

Fig. 3.8 は式 (3.6) に基づいて  $Re_{Dc} = 3000$  に対応する  $\delta/d$  の理論線を導出したもので、参考のためその他の値を  $Re_{Dc}$  として与えた際の理論線も示している。それぞれのレイノルズ数に対応する  $\delta/d$  は濃度の増加に対して単調減少しており、低濃度付近での変化が大きい。これは、 $K_d$  は濃度の増加に対して単調に増加するのに対して (式 (2.29))、 $K_f$  は濃度の増加に対して単調減少する (式 (2.30)) が、2.2.1.3 でも述べたように低濃度領域において粒子間隙スケールを過大評価している影響が大きいためである。これは橋本・平野 (1995) で提案された無次元数 (式 (3.2)) に基づいて導出した  $\delta/d$  が濃度の増加に対して単調増加するのと逆の傾向をもっており、椿ら (1982) の構成則と Egashira et al. (1997) の構成則における応力の評価の違いに起因すると考えられる。本研究の濃度の範囲は 0.15–0.3 程度であり濃度変化による  $\delta/d$  への影響を十分に議論することはできないが、本研究の濃度の範囲では  $\delta/d$  は 20~30 程度の値をとると考えられる。これは、 $h/d$  が 20 程度で遷移が始まるとした Hotta and Miyamoto (2008) の結果とよく対応していると考えられる。

### 3.5.2 流れの遷移の統一的理解

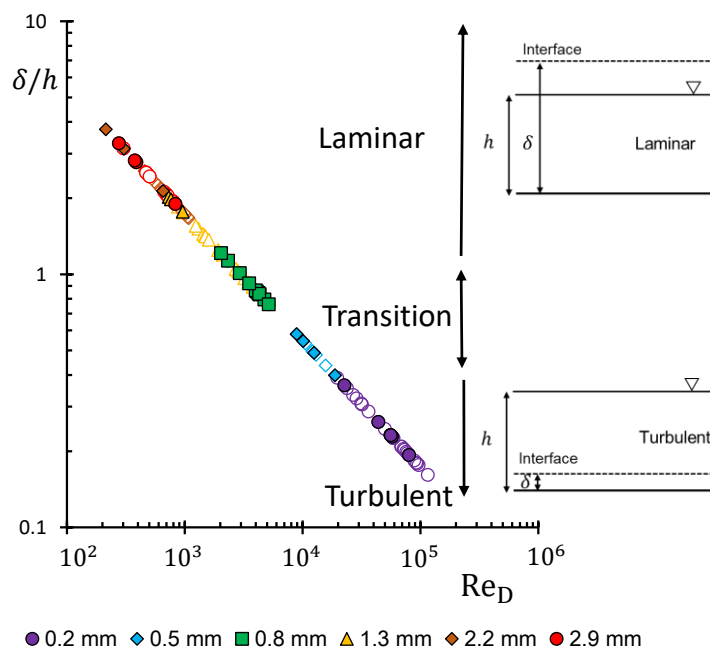
これまでの議論から、間隙水圧は流れが層流のときの静水圧程度から乱流のときの全圧力程度までレイノルズ数  $Re_D$  に対応して遷移していることが明らかにされ、限界レイノルズ数  $Re_{Dc}$  を 3000 程度と定めることができた。ここでは、均一粒径からなる土石流の応力構造について、二層モデルに基づいて境界の高さ  $\delta$  との関係性を議論する。

流動深のうち粒子間応力層が占める割合  $\delta/h$  は、式 (3.8) を変形して次のように表される。

$$\frac{\delta}{h} = \sqrt{Re_{Dc} \frac{K_d + K_f d}{\rho_m / \rho} \frac{1}{h}} \quad (3.9)$$

本実験のすべてのデータの $Re_D$ と、 $Re_{Dc} = 3000$ として式 (3.8) から算出した $\delta/h$ の関係を **Fig. 3.9** に示す。図には間隙水圧測定が成功した結果を閉じたプロットで示している。 $\delta/h > 1$ では二層の境界が自由表面より高い位置にあり全層が層流としてみなせるため、この領域の流れは石礫型土石流と考えられる。これは、間隙水圧の測定結果 (**Fig. 3.6**) とも対応する。一方、 $\delta/h < 1$ では、境界が流れ内部に存在し、乱れの影響を受けるようになると考えられる。間隙水圧の測定結果 (**Fig. 3.6**) とも対応させると、 $0.3 < \delta/h < 1$ の領域では、境界が自由表面と底面の間に位置しており、層流から乱流への遷移域であると考えられる。 $\delta/h < 0.3$ にあたる粒径  $0.2 \text{ mm}$  のケースで間隙水圧が全圧力程度の値をとったことを考慮すると、これらは全層で乱流の影響を受けた流れと考えられるが、 $\delta/h$ は小さいといえども  $0.3$  程度あり、このような流れで間隙水圧が全圧力に一致しているのは不合理のようにもみえる。本研究での流動深が  $2 \text{ cm}$  程度であることを考慮すると、 $\delta/h = 0.3$ のとき $\delta$ は  $6 \text{ mm}$  程度となり、粒子間応力層の高さは粗度高さ  $2.9 \text{ mm}$  の数倍程度となる。このような領域は粗度の影響を受けている可能性があり、粗度の影響によって乱流への遷移が促進されている可能性がある。本研究ではこの点について検討はできていないが、今後はこのような粒子間応力層の高さ $\delta$ と粗度の高さ $k_s$ の関係も議論していく必要があると考えられる。

以上のように残された問題もあるものの、 $\delta$ と $h$ の関係を考えることで、均一粒径における石礫型土石流から乱流型土石流までの流れを石礫型土石流の構成則に基づいて統一的に扱える可能性がある。つまり、乱流型土石流やその遷移過程の流れは、石礫型土石流と全く異なる流れになっているわけではなく、流れ上層が流動深スケールの乱れの影響を受けているだけであり、その本質は下層に存在する粒子間応力層にあるといえる。



**Fig. 3.9** Relationship between  $Re_D$  and  $\delta/h$ .

### 3.5.3 平衡勾配への適用

以上により、均一粒径からなる土石流を石礫型土石流の構成則に基づいて統一的に記述できる可能性が示された。本実験での議論は固定床上の土石流において行われたが、このような二層構造が土石流に普遍的であるとすれば、固定床や移動床という境界条件に依存せずに成立すると考えられる。そこで、既往研究のデータを用いて移動床上の均一粒径からなる土石流においても本研究の議論を適用してみる。移動床上の土石流において間隙水圧が測定されている例はないが、移動床上の流れでは平衡勾配と平衡濃度の関係を用いることで式 (3.1) によって間接的に $\delta/h$ を見積もることができる。このようにして見積もった $\delta/h$ を式 (3.9) により算出される $\delta/h$ と比較することで、本研究の議論の適用性を検討する。

用いるデータは、Itoh and Egashira (2007)、中谷ら (2018) の論文に記載されている均一粒径からなる土石流の移動床実験データ (粒径 0.51 mm、0.29 mm) と、新たに行った均一粒径からなる土石流の堆積実験 (Appendix 参照) で得られたデータ (粒径 0.11 mm) で、両者とも平衡濃度と平衡勾配の関係が得られている。ただし、ここでの実験で得られている平衡濃度は輸送濃度であり、断面平均濃度ではないことに注意する必要がある。

Fig. 3.10 は式 (3.1) に基づいて算出した $\delta/h$ と式 (3.9) に基づいて算出した $\delta/h$ を比較した図である。1 オーダー程度の範囲で $\delta/h$ のデータが得られており、両者の $\delta/h$ の傾向は一致しているものの、式 (3.9) に基づいて算出した $\delta/h$ が系統的に小さい傾向にある。

これは、 $\delta/h$ を求める際に式 (3.1) に断面平均濃度ではなく輸送濃度を適用していることが原因として考えられる。厳密には流速分布と濃度分布を考慮した上で輸送濃度を断面平均濃度に変換して式 (3.1) に用いる必要があるが、上層の乱流層での濃度分布形成機構が現状では不明で濃度分布の影響を考慮することができないため、本研究では簡単のため輸送濃度をそのまま式 (3.1) に適用している。移動床上の流れのように、底面から流れ表面

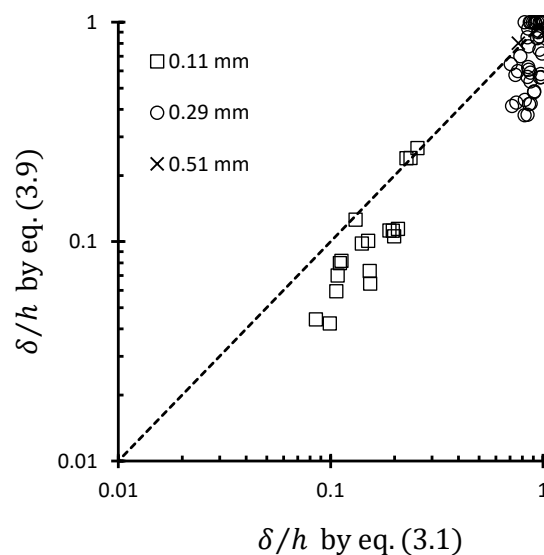


Fig. 3.10 Comparison of  $\delta/h$  calculated by eq. (3.9) with  $\delta/h$  estimated by eq. (3.1).

に向かって濃度が小さくなる濃度分布をもつ流れでは、輸送濃度は断面平均濃度よりも小さくなり (Egashira et al., 1997)、結果として $\delta/h$ を過大評価していると考えられる。

また、粒径 0.11 mm のデータでは式 (3.9) に基づく $\delta/h$ が 0.1 程度となっており、**Fig. 3.9**の結果と対応させると全層が乱流の流れになっている可能性が高いと考えられることは、河床で固体摩擦応力と外力がつりあって式 (3.1) のような関係が得られることと矛盾するようにも見える。しかし、本研究の固定床実験では粗度の影響を受ける可能性があるのに対して、ここでの移動床実験は河床も同じ粒径 0.11 mm の材料から構成されており、0.1 程度の小さい $\delta/h$ でも河床表面付近で粒子間応力層が維持されていると考えられる。このとき、 $\delta/d$ が 20 程度であることから、粒子間応力層は 2 mm 程度の非常に薄い層となる。

以上のことを考慮すると、式 (3.1) と式 (3.9) に基づいて算出した $\delta/h$ は互いに比較的良く対応していると考えられる。つまり、本研究での粒子間応力層の厚さの議論は固定床・移動床を問わず適用でき、土石流に普遍的な構造であることが確認できた。

### 3.6 結論

均一粒径からなる土石流の応力構造を統一的に理解することを目的として、下層では粒子間応力の卓越し、上層では乱れが卓越するとした二層構造をもとに議論した。その際に、均一粒径からなる土石流の固定床実験で間隙水圧を測定し、間隙水圧は静水圧程度から全圧力程度まで土石流のレイノルズ数に応じて連続的に遷移することを実証した。この結果に基づき層流からの遷移が始まる限界レイノルズ数を提示し、二層モデルにおいて粒子間応力層の高さを限界レイノルズ数から定めることで、全層が層流の流れから乱流になるまでの連続的な遷移を表現することができた。また、上記の議論を移動床上の流れに対しても適用し、平衡濃度と平衡勾配の関係から求めた粒子間応力層の高さと比較すると、両者は比較的よく対応しており、移動床でも適用できることが分かった。以上のことから、均一粒径からなる土石流は、河床条件を問わず二層モデルを考慮することで層流から乱流への流れの遷移を統一的に記述しうることが分かった。

## 第4章

# 二粒径からなる石礫型土石流において小粒径粒子の挙動が応力構造に与える影響

### 4.1 研究の背景と目的

第1章で述べたように石礫型土石流の構成則は主に均一粒径の粗粒砂からなる層流状の流れを対象としてモデル化され、均一粒径からなる石礫型土石流の水路実験によって適用性が確認されてきた。一方で、現地で発生する石礫型土石流は粘土やシルト成分から礫成分まで幅広い粒径の土砂粒子からなることが報告されている (Berti et al., 1999; Coe et al., 2008 など)。その混合粒径の効果として、流れ表面や先頭部に巨礫が集中する分級現象 (Takahashi et al., 1992; Stock and Dietrich, 2006 など) や、微細土砂が液相の間隙水と一体となり浮遊する液相化現象が知られている (Hotta et al., 2013; Kaitna et al., 2016 など) (Fig. 4.1)。

分級 (Fig. 4.1 (a)) が生じるメカニズムに関しては数多くの研究が行われているが、分級が土石流の応力構造に与える影響に関してはそれほど多くの研究が行われているわけではない。山野・大同 (1985) は二粒径階の粗粒砂からなる石礫型土石流の実験において定常状態での流速分布を検討し、分級が進む前の混合状態では流れにおいて多数を占める粒子の均一粒径からなる流れの流速分布に近くなるのに対して、分級が進んだ後は大粒子と小粒子の粒径比や混合比に応じて均一粒径からなる流れの流速分布とは異なる形になることを指摘している。また、岩田ら (2013) や Hotta et al. (2019) は二粒径階の粗粒砂からなる石礫型土石流の実験と数値計算の比較をもとに分級が土石流の応力構造に与える影響を検討している。そこでは、石礫型土石流の流速分布において速度勾配の大きい底面付近に分級により小粒子が多数を占めることで、土石流の抵抗が小粒径の均一粒径からなる流れに近くなり、二粒子の平均粒径で想定されるよりも土石流の流速が速くなると指摘している。

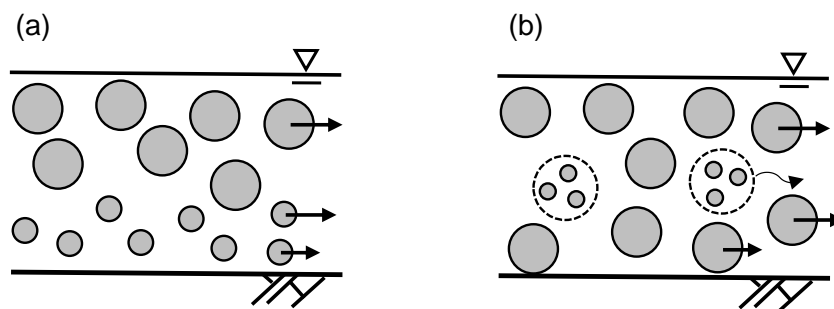


Fig. 4.1 Schematic diagrams of (a) segregation of coarse particles to the flow surface and (b) suspension of fine particles in the pore fluid.

一方、微細土砂の液相化に関しては (Fig. 4.1 (b))、微細土砂が間隙水中に浮遊することでみかけの間隙流体密度が清水の密度より大きくなり、みかけの粘性係数も浮遊する土砂の濃度に応じて大きくなることが指摘されている (Iverson, 1997)。みかけの間隙流体密度の上昇については、粗粒砂に対する浮力効果によって土石流の流動性を高めるとされる (芦田・江頭, 1985)。また、みかけの粘性係数の増大については、非定常性の強い流れにおいて発生する過剰間隙水圧の消散を遅らせ、高い間隙水圧を持続させる効果によって土石流の流動性を高めるとされる (Iverson and George, 2014)。ただし、石礫型土石流では間隙水の乱れによる応力が粘性より卓越していることが多いため (Lanzoni et al., 2017)、粘土のような粘着性材料を高濃度に含む流れを対象とする場合 (高橋・小林, 1993; 伊藤ら, 2000) を除いては微細土砂による粘性係数の変化を考慮しないことが多い。

現地の幅広い粒度分布からなる土石流の再現計算では、幅広い粒度分布を代表させたひとつの粒径 (代表粒径) を与えてそのまま均一粒径の石礫型土石流として計算する場合 (Nakagawa and Takahashi, 1997; Hsu et al., 2014) と、粒径階ごとに質量保存則を適用し分級による土石流内部の粒度分布変化を考慮する場合 (Takahashi et al., 1992; Satofuka et al., 2007) があるが、後者の場合も土石流の各位置における平均粒径を考えることで抵抗則には均一粒径の石礫型土石流が用いられる。また、微細土砂の液相化による影響は、代表粒径により均一粒径としてそのまま計算される場合において、間隙流体密度に清水の密度よりも高い値を与えて計算されることが多い (Osti and Egashira, 2008; Nishiguchi et al., 2011)。

以上のように、混合粒径の効果としての分級と液相化の影響はそれぞれの現象を対象として別々に研究されることが多く、いずれかの現象を再現するようにモデル化され現地の数値計算が行われている。そのため、粗粒砂からなる土石流では分級の影響を考慮し、微細土砂を含む場合は液相化の影響を考慮しているが、それらを分ける明確な指針は存在しない。ここで、混合粒径土石流の応力構造を考えると、粗粒砂は流動深方向に分級し、それに応じて代表粒径が流動深方向に分布をもつものの、固相として粒子間応力に寄与することは間違いない。一方で、微細土砂は粒子間応力に寄与することなく液相として間隙流体による応力に寄与すると考えられる。つまり、「粗粒砂」と「微細土砂」は応力構造への寄与から明確に区別され、その境界についても応力構造への寄与という観点から議論されるべきと考えられる。

問題を単純化して二粒径からなる石礫型土石流を対象とし、大粒子の粒径を固定したまま小粒径の粒径を変化させる場合を考えると、小粒径の挙動としては (i) 小粒子のすべてが固相として振る舞う、もしくは (ii) 小粒子のすべてが液相として振る舞う、という両極端な2通りの挙動が考えられる。(i) の場合は分級の進み具合によって流れ全体を代表する粒径が変化すると考えられ、大粒子と小粒子がよく混合している場合は代表粒径が両者の粒径の影響を含んだ形で表されるのに対して (Tripathi and Khakhar 2011)、分級が進んだ場合は速度勾配の大きい下層に小粒径が集中することで応力は小粒子が支配的となり、流れ全体の代表粒径も小粒径に近くなると考えられる (Hotta et al. 2019)。一方、(ii) の場合は代



表粒径が大粒子の粒径で表され、小粒子は間隙流体密度の上昇に寄与すると考えられる。つまり、二粒径からなる土石流の実験を行い、小粒子の挙動の両極端を考えた 2 つのモデルにより均一粒径土石流の構成則を拡張して算出した理論値と比較することで、土石流の応力に対する小粒径の寄与という観点から「粗粒砂」と「微細土砂」の区別の問題を検討できると考えられる。

本研究では、大小二粒径の土砂を用いて粒径階と混合比を変化させた水路実験を行い、混合粒径土石流の応力構造に小粒子の挙動が与える影響について明らかにする。そのために、小粒径粒子が固相として振る舞うか液相として振る舞うかの二通りのモデルを考えて均一粒径の石礫型土石流に対する構成則に適用し、どちらが実験結果をよく説明するかを検討する。

## 4.2 方法

### 4.2.1 実験

本研究では二粒径からなる石礫型土石流に関する固定床実験を行った。用いた実験水路は第 2 章で用いたものと同じの全長 10 m、幅 0.3 m の可変勾配水路で、水路側壁はガラス張りになっており土石流の流動の様子が確認できる。本実験では、水路の勾配は 15° に固定している。また、第 2 章と同様に、下流端から 4.5 m の区間は固定床区間として水路床を 0.1 m かさ上げし、実験で使用する粒径 2.9 mm の均一粒径砂を粗度として張り付けている。固定床区間の上流には固定床区間での粗度の高さと同じになるように厚さ 0.1 m、長さ 2.5 m で土砂を堆積させ移動床区間を設けた。

実験では、二粒径からなる土石流の流動機構を検討するため、均一粒径砂を二種類混合させることで二粒径からなる実験砂を作成した。均一粒径砂には、粒度分布が極めて狭く粒径がほぼ一様であるとみなせる 5 種類の土砂を用いており、それぞれの粒径は大きい方から 2.9 mm、1.3 mm、0.84 mm、0.23 mm、0.11 mm である。ここで、粒径 2.9 mm、1.3 mm、0.84 mm、0.23 mm の土砂は第 3 章で用いたものと同じのものを用いており、粒径 0.11 mm の土砂は東北珪砂の 8 号（北日本産業）を用いている。土砂粒子の物性値は、比重が 2.6、内部摩擦角が 34°、反発係数が 0.85 である。二粒径からなる実験砂において、大粒子は粒径 2.9 mm の粒子に固定し、小粒子の粒径と混合比を **Table 4.1** のように変化させた。比較のため、二粒径での実験に加えてそれぞれの均一粒径からなる土石流の実験も行った。実験では再現性を確認するためにそれぞれの実験条件を数回繰り返し行い、その平均値が意味をもつようにしている。以下では各実験条件に言及する際、均一粒径での実験条件を mono-2.9（2.9 mm の粒子を用いた均一粒径実験）、二粒径での実験条件を bi-1.3-4:1、bi-1.3-1:1（小粒径粒子に 1.3 mm の粒子を用いた混合比がそれぞれ 4:1、1:1 の二粒径実験）のように表記する。

**Table 4.1** Experimental conditions.

	Large (mm)	Small (mm)	Mixing ratio	Notation
monogranular	2.9			mono-2.9
		1.3		mono-1.3
		0.84		mono-0.84
		0.23		mono-0.23
		0.11		mono-0.11
bidisperse granular	2.9	1.3	1:1 and 4:1	bi-1.3-1:1 and -4:1
	2.9	0.84	1:1 and 4:1	bi-0.84-1:1 and -4:1
	2.9	0.23	1:1 and 4:1	bi-0.23-1:1 and -4:1
	2.9	0.11	1:1 and 4:1	bi-0.11-1:1 and -4:1

実験手法に関しては第 2 章と同様に、上流端から水を供給して、移動床区間での表面流による侵食で土石流が発生するようにし、その後侵食の生じない固定床区間を流下するようにした。ただし、移動床区間に堆積させる二粒径の実験砂は粒度の偏りがでないよう湿らせた状態で十分混合しており、実験開始前には少量の水を緩やかに与え、流水によって小粒子が分級しないように注意しながら飽和させた。その後、上流端のタンクから供給する水量をすべてのケースで約  $3000 \text{ cm}^3/\text{s}$  に設定し定常的に供水した。ここで、土石流は移動床において侵食することで堆砂層に含まれる水も取り込むため、その分だけ下流端から流出する土石流の水量は増えることになる。

本研究では固定床区間において土石流が定常とみなせる状態を解析の対象とする。超音波センサー (E4PA-LS50-M1-N, Omron) を下流端から 1 m の位置に設置し、データロガー (NR-2000, Keyence) によりサンプリング周波数 50 Hz で記録して土石流表面の水位変動を測定した。水位変動から定常区間を判別し、流動深  $h$  (cm) を測定した。また、下流端においてバケツにより土石流を採取して流量  $Q$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) と輸送濃度  $C_t$  を測定し、断面平均流速  $u_m$  (cm/s) を求めた。二粒径実験においては採取した土砂を乾燥させた後ふるい分けを行い、大粒子と小粒子それぞれの輸送濃度も測定している。また、抵抗係数の実験値  $f_{ex}$  を式 (2.38) により算出した。

流速分布を測定するために、下流端から 1 m の位置に高速ビデオカメラ (EXLIM EX-F1, Casio) を設置し、側壁から 600 fps で撮影した。撮影された画像から 1/60 秒ごとの粒子の移動を追跡することで流速分布を測定した。

#### 4.2.2 解析

均一粒径における石礫型土石流の構成則を拡張することで、二粒径からなる土石流の流動機構を検討する。本研究でも Egashira et al. (1997) による石礫型土石流の構成則を用いる。このとき、二粒径の効果は主に代表粒径  $d$  と間隙流体密度  $\rho_f$  に反映されることになる。それぞれの与え方については、小粒子の挙動に応じて (i) 小粒子はすべて固相として振る舞う (: Model 1)、(ii) 小粒子はすべて液相として振る舞う (: Model 2)、とする 2 種類のモデルが考えられる (Fig. 4.2)。

Model 1 では大粒子と小粒子の両者が粒子間応力に寄与することになる。このとき、代表粒径をどう与えるかについては定まった見解はないが、乾燥粒子流では二粒径からなる流れの局所的な代表粒径を二粒子の平均体積粒径として与え、均一粒径に対して定義される慣性数 $I$ に適用することで、二粒径からなる流れに $\mu(I)$  rheology を拡張することができる（Hill and Yohannes, 2011; Tripathi and Khakhar, 2011）。土石流でも粒子間応力は同様の構造をもっていると考えられることから、本研究でも代表粒径に体積平均粒径を用いることとする。ここで、局所的な体積平均粒径を厳密に求めるには大小粒子それぞれの濃度分布が必要となるが、そのような情報を実験的に高精度で取得するのは困難である。そこで、流れ全体で大粒子と小粒子がよく混合されている単純化すると、流れ全体に対する代表粒径は大粒子と小粒子の体積平均粒径 $d_m$ として以下のように表される（Tripathi and Khakhar, 2011）。

$$d_m = \frac{C_L d_L + C_S d_S}{C_L + C_S} \quad (4.1)$$

ここで、 $C_L$ と $C_S$ は大粒子と小粒子の断面平均濃度、 $d_L$ と $d_S$ は大粒子と小粒子の粒径である。その他は均一粒径の際と同じ扱いで、間隙流体密度は清水の密度 $\rho_w$ を与え、均一粒径の構成則における土砂濃度の部分には固相の土砂濃度として大粒子と小粒子の濃度の和を与える。

Model 2 では小粒子は粒子間応力に寄与せず、間隙流体の乱れに取り込まれていることになる。このとき、代表粒径は大粒子の粒径 $d_L$ となり、均一粒径の構成則における土砂濃度の部分には固相の土砂濃度は大粒子の濃度 $C_L$ を与える。また、間隙流体密度 $\rho_f$ は小粒子が含まれることにより清水の密度 $\rho_w$ より大きくなり、

$$\rho_f = \rho_w + (\sigma - \rho_w) \frac{C_S}{1 - C_L} \quad (4.2)$$

となる（Iverson 1997）。ここで、 $\sigma$ は土砂粒子の密度である。

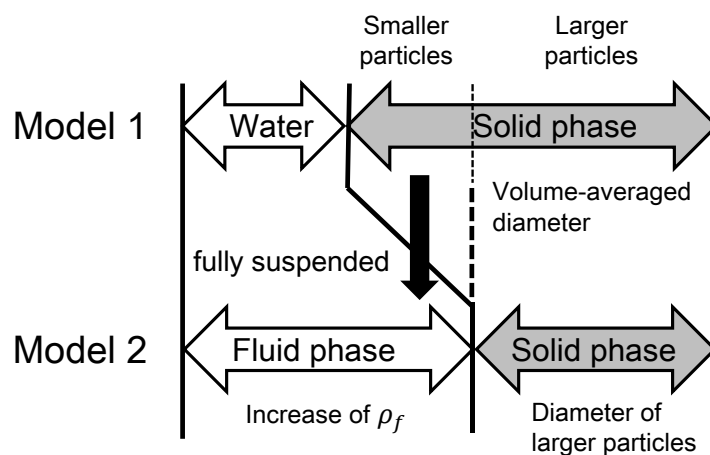


Fig. 4.2 Conceptual diagrams of Models 1 and 2.

以上の2つのモデルに基づく代表粒径と間隙流体密度、土砂濃度を Egashira et al. (1997) の構成則に適用し、式 (2.31)、(2.32) を数値的に解くことで、理論流動深と流速分布・濃度分布を算出する。さらに計算された流速分布から平均流速を算出し、理論流動深とともに式 (2.38) に代入することで抵抗係数の理論値  $f_{cal}$  を求める。抵抗係数の実験値  $f_{ex}$  は、2つのモデルに基づく理論値のいずれかの値、もしくはその間の値をとると考えられる。

ここで、小粒径が固相として振る舞っているか液相として振る舞っているかを検討するために、2つのモデルの寄与率を表す指標  $\alpha$  を導入し以下のように定義する。

$$f_{ex} = (1 - \alpha)f_{cal:Model 1} + \alpha f_{cal:Model 2} \quad (4.3)$$

ここで、 $f_{cal:Model 1}$  と  $f_{cal:Model 2}$  はそれぞれ Model 1 と 2 による抵抗係数の理論値である。 $\alpha = 0$  のとき小粒子はすべて固相として振る舞い、 $\alpha = 1$  のとき小粒子はすべて液相として振る舞うと考えられる。

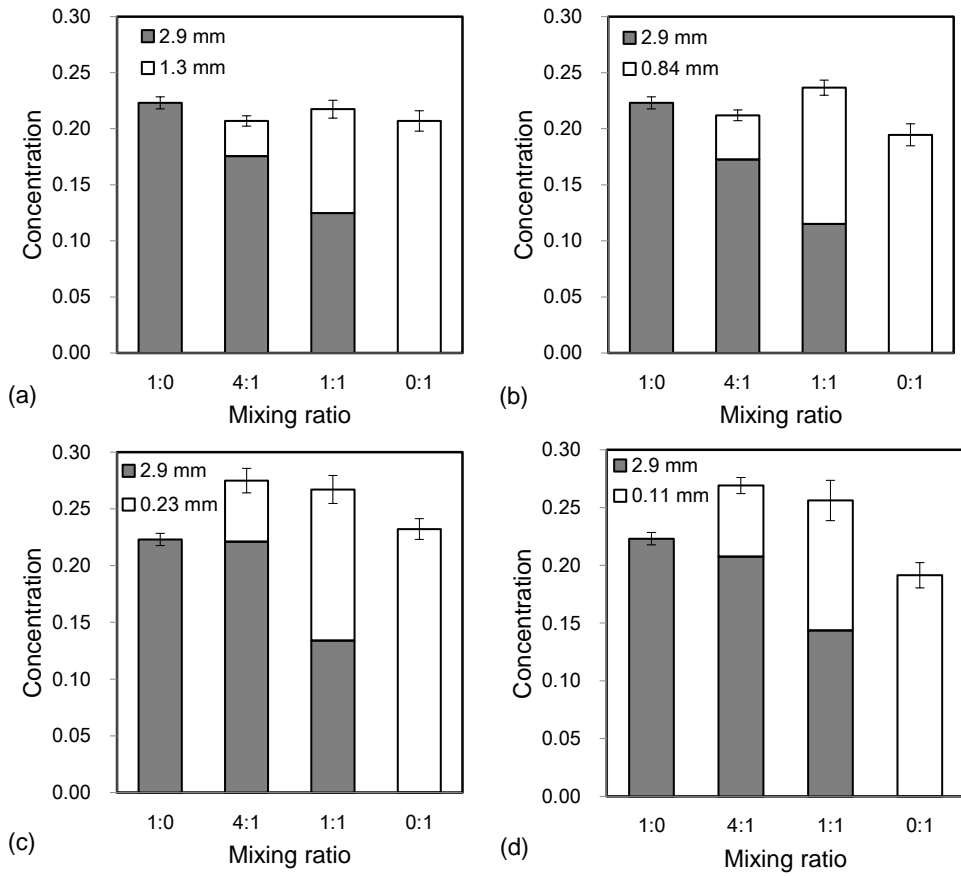
## 4.3 結果

### 4.3.1 実験結果

ここではまず、実験での輸送濃度と流動深の測定結果を示す。

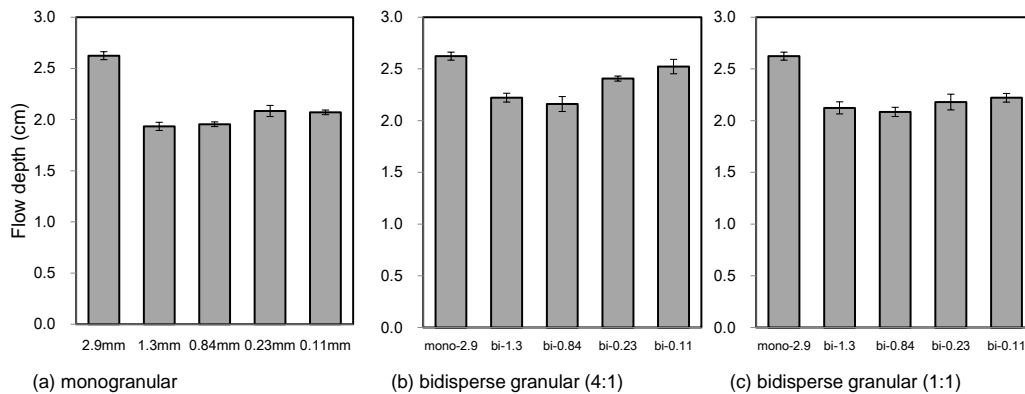
各実験条件での輸送濃度の実測値を **Fig.4.3** に示す。二粒径実験での結果は全土砂の輸送濃度に加えて大粒子・小粒子それぞれの輸送濃度も示しており、比較として大粒子・小粒子それぞれの均一粒径実験での輸送濃度の測定結果も示している。まず、均一粒径実験において (**Fig.4.3 (a)**)、mono-2.9 の輸送濃度は mono-0.84 と mono-0.11 で若干小さい値をとるものの他の粒径の輸送濃度と同程度であり、粒径の違いによる輸送濃度の違いは小さいと考えられる。一方、二粒径実験においては (**Fig.4.3 (b), (c)**)、小粒子の粒径によって全土砂の輸送濃度に違いがみられ、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 と 1:1 では mono-2.9 と同程度の全土砂濃度をとっている (**Fig.4.3 (a), (b)**) のに対して、bi-0.23-4:1 と 1:1、bi-0.11-4:1 と 1:1 では mono-2.9 よりも高い全土砂濃度をとっている (**Fig.4.3 (c), (d)**)。加えて、bi-0.23-4:1 と bi-0.11-4:1 における 2.9 mm 粒子の濃度は mono-2.9 における濃度とほぼ同じであるが、bi-0.23-1:1 と bi-0.11-1:1 における 2.9 mm 粒子の濃度は mono-2.9 の濃度よりも小さい (**Fig.4.3 (c), (d)**)。

**Fig. 4.4** は均一粒径実験と二粒径実験での定常区間における土石流の流動深を示している。均一粒径実験では mono-2.9 が最も高い実測流動深を示しており、理論値も同程度の値をとっている。それに対して、他の 4 つの粒径での実測流動深は同程度の値となっている。二粒径実験では、混合比 4:1 の条件において bi-0.23-4:1 と bi-0.11-4:1 が bi-1.3-4:1 と bi-0.84-4:1 より大きな流動深をとっており、mono-2.9 より若干小さいとなっている。一方、混合比 1:1 の条件ではすべてのケースで同程度の値をとっており、mono-2.9 より小さくなっている。



**Fig. 4.3** Measured flux concentrations for (a) bi-1.3, (b) bi-0.84, (c) bi-0.23, and (d) bi-0.11.

The bars on the left and right in all figures indicate flux concentrations measured in monogranular experiment.



**Fig. 4.4** Flow depths measured in (a) monogranular experiment and bidisperse granular experiment with mixing ratios of (b) 4:1 and (c) 1:1. For bidisperse granular experiment, the flow depth measured in mono-2.9 is also indicated.

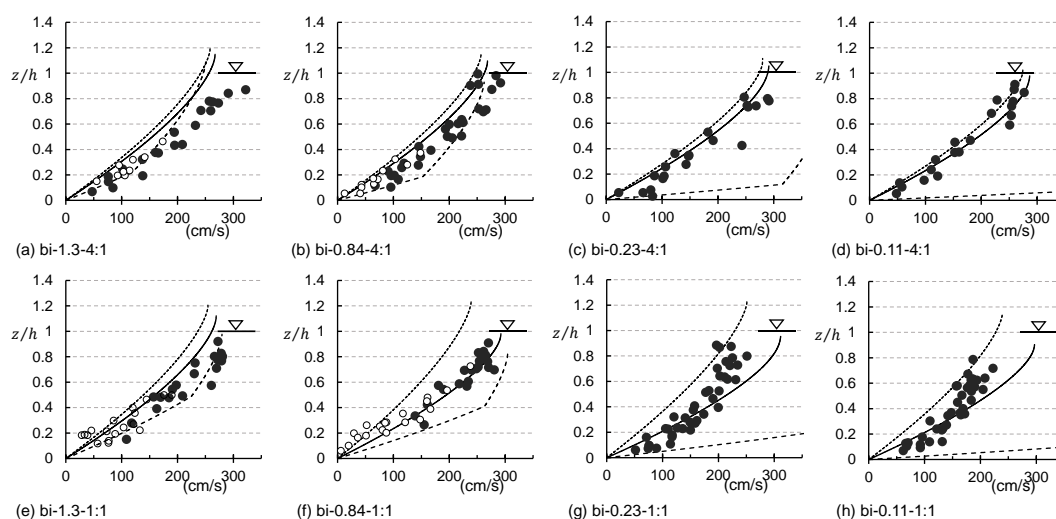
### 4.3.2 流速分布の比較

ここでは流速分布の実測値と理論線の比較を行う。**Fig. 4.5** は、二粒径実験における流速分布の実測値を各条件の代表ケースについて示している。撮影した画像から小粒子が判別できたケースについては、小粒子の流速も示している。流速分布の実測値は側壁の摩擦の影響を受けていると考えられるため、第2章と同様に流速分布の実測値を $3/2$ 乗則を仮定して回帰し、その回帰曲線の積分が実測流量に合うように流速分布の実測値を補正している。

まず、すべてのケースにおいて Model 1 による理論線の方が Model 2 による理論線よりも流速が速くなっている。これは、Model 1 では代表粒径が大粒子と小粒子の平均粒径として与えられるのに対して、Model 2 では代表粒径が大粒子の粒径となっており、抵抗が大きくなるためと考えられる。

Model 1 と 2 による理論線と実測値を比較すると、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 での実測値は Model 1 や 2 による理論線に比べて流速が大きく、bi-0.84-1:1 での実測値は Model 1 の理論線と良く対応している。bi-0.23-4:1、bi-0.11-4:1 の実測値は、Model 1 と 2 の理論線の近傍に位置しているものの、両者の理論線の違いが小さいためどちらに近いかは判断できない。一方、bi-0.23-1:1、bi-0.11-1:1 の実測値は、Model 1 と 2 の理論線の間に入っているが、いずれもよく説明できているとは言い難い。

Model 1 と 2 のいずれも均一粒径として流速分布が計算されていることを念頭においてそれぞれのケースにおける流速分布の実測値をみると、m-0.84-1:1、m-0.23-4:1、m-0.11-4:1 は第2章でみたような均一粒径の流速分布に近い分布をとっていることが分かる。一方、m-1.3-4:1 と 1:1、m-0.84-4:1、m-0.23-1:1、m-0.11-1:1 は流れの下層では均一粒径の流速分布に近い分布をとっているが、上層においては異なる傾向の分布をとっていることが分かる。



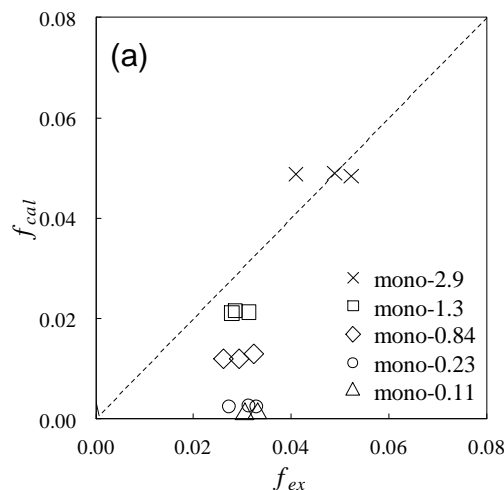
**Fig. 4.5** Measured and theoretical velocity distributions. Closed and open circles represent the velocity of larger and smaller particles. Solid, dotted and dashed lines indicate theoretical velocity profiles calculated by Model 1, Model 2 and segregation model, respectively.

### 4.3.3 抵抗係数の比較

構成則によって算出した抵抗係数の理論値と実験値の比較を **Fig. 4.6** に示す。ここで、それぞれの実験条件においてデータが複数あるのは、繰り返し分の結果を平均せずにそのまま示しているためである。まず、均一粒径実験での比較をみると (**Fig. 4.6 (a)**)、mono-2.9 で実験値と理論値がよい対応を示しているのに対して、mono-1.3 と mono-0.84 では理論値が実験値を過小評価の傾向にあり、mono-0.23 と mono-0.11 では1 オーダー過小評価している。

二粒径実験では (**Fig. 4.6 (b)–(e)**)、1つの実験値に対して2つのモデルをもとに算出した理論値が2つあるので、対応を明確にするために理論値同士を実線で結ぶことで表している。ここで、抵抗係数の理論値 $f_{cal}$ が Model 1 から 2 へ増大するのは、主に小粒子が液相化することで代表粒径が増大することに起因する。実験値と理論値を比較すると、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 では Model 1 と 2 による理論値のいずれも実験値を過大評価しているが、bi-0.84-1:1 は Model 1 で良く説明されている。一方で、bi-0.23-4:1 と 1:1、bi-0.11-4:1 と 1:1 は Model 1 と 2 のいずれも説明できておらず、両者の間に実験値が入っている。

小粒径の挙動の指標である $\alpha$ を式 (4.3) に基づいて算出した結果を **Fig. 4.7** に示す。 $\alpha$ はそれぞれの実験条件における繰り返しの平均値として与えており、同時に標準偏差も示している。ここで、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 では抵抗係数の実験値が Model 1 と 2 による理論値よりも小さい値をとるため $\alpha < 0$ となり、 $\alpha = 0$ と修正している。図によると、bi-0.84-4:1、bi-0.23-4:1 は $\alpha \approx 0$ となっており、bi-0.23-1:1、bi-0.11-4:1、bi-0.11-1:1 は $\alpha$ が0と1の中間的な値をとっている。



**Fig. 4.6** Comparison between experimental and calculated friction coefficients for  
**(a)** monogranular experiment, **(b)** bi-1.3-4:1 and bi-0.11-4:1, **(c)** bi-0.84-4:1 and bi-0.23-4:1,  
**(d)** bi-1.3-1:1 and bi-0.11-1:1, and **(e)** bi-0.84-1:1 and bi-0.23-1:1.

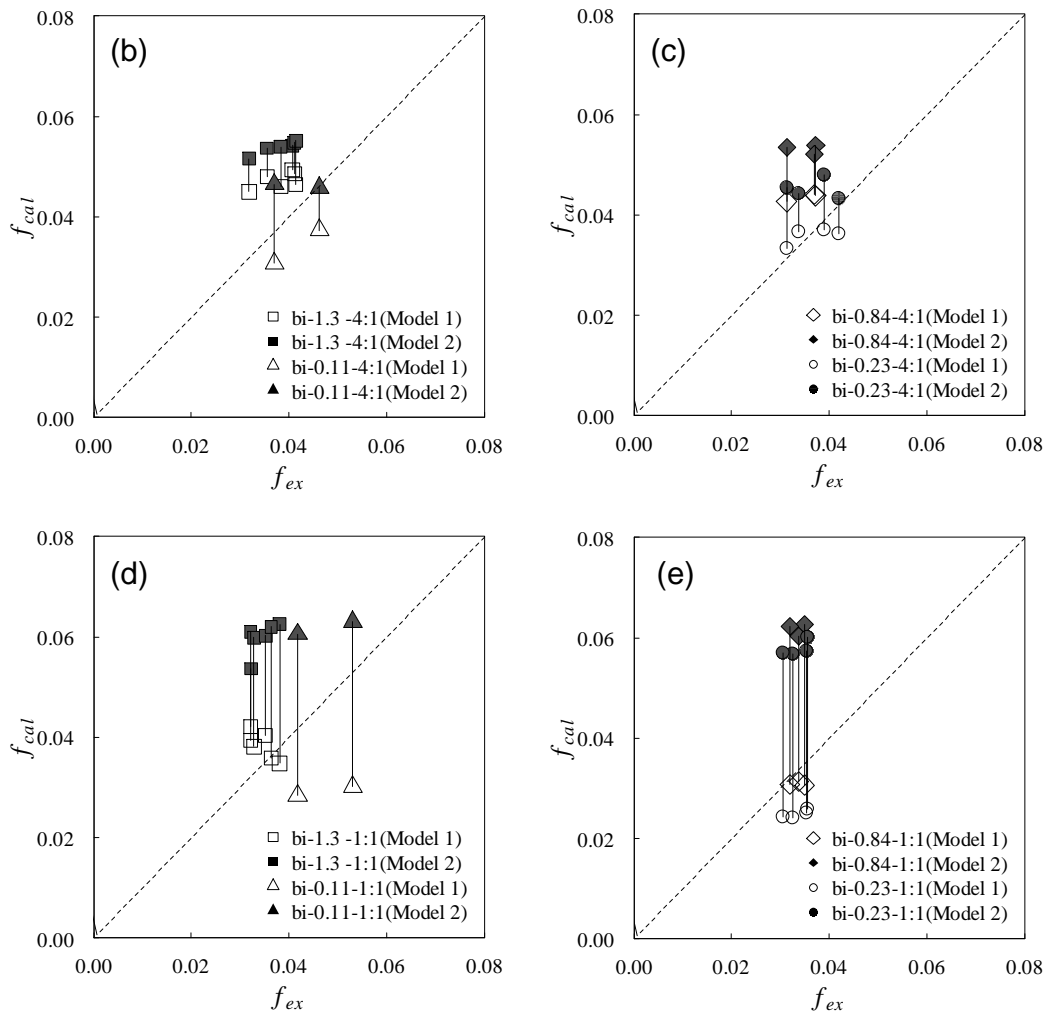


Fig. 4.6 Continued.

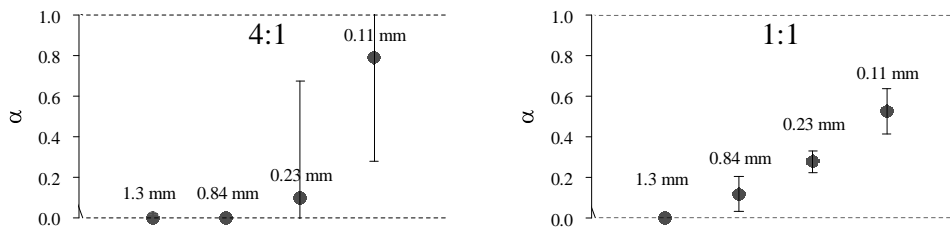


Fig. 4.7  $\alpha$  for mixing ratios of (a) 4:1 and (b) 1:1. Error bars represent standard deviations of  $\alpha$  in the several repeated runs.



## 4.4 考察

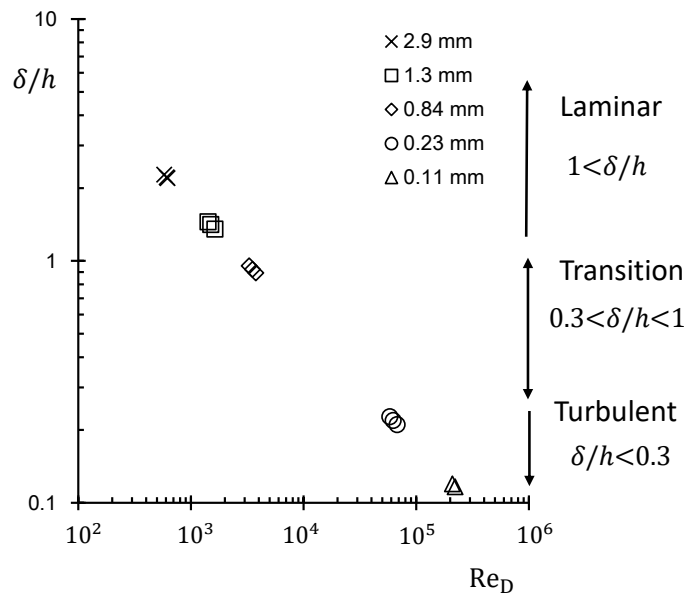
### 4.4.1 実験結果の検証

考察の本論に入る前に実験結果の妥当性を検証する。

まず、均一粒径の実験における抵抗係数の比較では、mono-2.9 のみでの実験値と理論値がよく対応しており、その他の粒径では理論値が実験値を過小評価していた (Fig. 4.6 (a))。土石流中の粒子径と粗度の高さが一致している mono-2.9 において実験値と理論値がよく対応することは、第 2 章において土石流中の粒子径と粗度の高さを一致させて構成則を検証した結果と調和的であるといえる。一方、Hotta and Miyamoto (2008) は、相対水深 $h/d$ が 20 程度以下では Egashira et al. (1997) の構成則による理論値と実験値がよい対応をみせるが、30 以上になると土砂粒子の挙動が石礫型土石流で想定している層流状態から乱流状態への遷移が始まると考えられ、石礫型土石流の構成則により導出した抵抗係数では過小評価することを指摘している。このことは Egashira et al. (1997) 以外の構成則を用いた検討でも指摘されており一般性を持つといえる (Takahashi 1991; Julien and Paris 2010)。つまり、mono-2.9 以外で理論値が実験値を過小評価していたのは、流れの構造が層流状態から遷移していることが原因である可能性がある。

そこで、第 3 章で行ったように土石流のレイノルズ数 $Re_D$ と粒子間応力層の厚さ $\delta$ を用いて流れの構造を議論する。Fig. 4.8 は Fig. 3.9 で用いた図をもとに本研究の均一粒径実験のデータを整理したものである。図によると mono-2.9 と mono-1.3 は $Re_D < 2000$ の領域に位置して $\delta/h > 1$ であり、これらのケースでは全層が層流状の流れになっていると考えられる。それに対して、mono-0.23 と mono-0.11 は $Re_D > 20000$ の領域に位置して $\delta/h < 0.3$ であり、これらのケースでは乱流の影響を受けて石礫型土石流としては扱えない可能性が高いと考えられる。つまり、mono-0.23 と mono-0.11 で抵抗係数の理論値が 1 オーダー過小評価していたのは、流れが乱流状態に遷移しているためと考えられる。

一方で、mono-0.84 は $Re_D \approx 3000$ の $\delta/h \approx 1$ で遷移領域に差し掛かっており、流れの一部で乱流の影響を受けている可能性はあるものの石礫型土石流に近い流れになっていると考えられる。つまり、mono-1.3 と mono-0.84 は石礫型土石流の範囲内と考えられるのにも関わらず抵抗係数の理論値は実験値を過小評価していることになる。この理由としては、抵抗係数に対する河床粗度の影響が考えられる。鈴木ら (2003) は、河床粗度の高さが土石流の構成粒子の粒径よりも大きい場合、両者が一致している場合と比較して粗度の影響を受けて抵抗係数が大きくなることを示している。以上のことから、mono-1.3 と mono-0.84 も石礫型土石流として扱える可能性が高いと考えられるものの、確実に石礫型土石流としてみなせるのは mono-2.9 のみであり、二粒径実験においても大粒子としての 2.9 mm 粒子は常に固相として振る舞うと考えられる一方で、小粒子は流れの状況に応じて液相として振る舞う可能性がある。



**Fig. 4.8** Relationship between  $Re_D$  and  $\delta/h$  for monogranular experiment.

次に、二粒径実験の結果について検証する。まず、輸送濃度の測定結果に関して検証すると、堆積層における大粒子(2.9 mm 粒子)と小粒子の混合比が 4:1 と 1:1 の条件に対して、土石流として実測された輸送濃度比もそれぞれほぼ 4:1 と 1:1 になっている (**Fig. 4.3**)。このことから、先頭部においては分級の影響で大粒径の割合が大きくなっている可能性はあるものの、定常区間においては初期条件における混合比が回復されていると考えられる。このことに関しては、二粒径からなる土石流実験において分級の影響を検討した岩田ら (2013)・Wada et al. (2016) も、先頭部では分級の影響により初期の混合比に比べて大粒径の割合が大きくなるが、そのあと大粒径の割合が小さくなっていき、初期の混合比と一致するようになることを指摘している。ただし、定常部より後の流れでは逆に初期の混合比よりも小粒径の方が多くなっている可能性はある。

本研究では石礫型土石流を検討の対象として構成則を適用しているが、二粒径からなる流れにおいて実際に石礫型土石流として扱える流れになっているかどうかを確認する必要がある。**Fig. 4.6** での抵抗係数の比較では、mono-0.23 や mono-0.11 の均一粒径での結果では実験値と理論値が 1 オーダーの違いを見せていたのに対して、0.23 mm や 0.11 mm の粒子を含む二粒径土石流においても抵抗係数の実験値と理論値の違いは小さい。これは、小粒子も固相とみなす Model 1 においても、体積平均粒径を用いることで代表粒径が大粒子の粒径側に引っ張られたためと考えられる。Model 1 において平均体積粒径は 1.5–2.8 mm の範囲で、平均体積粒径に対する相対水深は 8–14 程度であり十分に石礫型土石流の範疇であると考えられる。実際、いずれのケースにおいても高速ビデオカメラで撮影した 2.9 mm 粒子は層状に流れており、流速分布の実測結果も乱流における対数則分布とは大きく異なってい

る (Fig. 4.5)。また、抵抗係数の実験値の多くは Model 1 と 2 をもとに算出した理論値の間に入っており (Fig. 4.6)、これらのケースでは石礫型土石流の範疇にあると考えられる。

一方、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 では理論値が実験値を系統的に過大評価しており、その結果、これらのケースでは  $\alpha < 0$  となる (Fig. 4.7)。これらは小粒径の粒径が比較的大きいケースであり、分級の効果によって説明できる可能性が高い。岩田ら (2013)・Hotta et al. (2019) は、分級によって速度勾配の大きい河床付近に小粒径が多くなることで、土石流の応力において小粒径側が支配的になることを指摘した。つまり、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 のケースでは分級により代表粒径が小粒径側に近づいている可能性があると考えられる。

ここで、小粒径がすべて固相として振る舞うと考える Model 1 において、分級の影響を考慮したモデルを考える。二粒径からなる石礫型土石流の流速分布を検討した山野・大同 (1985) は、分級が進んだ場合に上層は大粒子が多数を占め、下層は小粒子が多数を占めることから、上層と下層はそれぞれ大粒子と小粒子の均一粒径からなる流れに近くなり、両層の間で大粒子と小粒子の両者の影響が無視できない混合層ができると考えた。本研究の Model 1 では大粒子と小粒子がよく混合している状態を考えて、代表粒径を大粒子と小粒子の体積平均粒径で与えたが、ここでは山野・大同 (1985) の考えをもとに、上層は大粒径からなる均一粒径の流れ、下層は小粒径からなる均一粒径の流れとした二層モデルを考えて、混合層の影響は無視できると仮定した分級モデルを適用する。ここで、濃度分布は一様と仮定すると、上層と下層の厚さの比は混合比と一致する。

上記の分級モデルに基づいて抵抗係数の理論値を計算し、実験値と比較した結果を Fig. 4.9 に示す。これによると、代表粒径に平均体積粒径を与えたときと比べて (Fig. 4.6)、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 では実験値と理論値がよく対応していることが分かる。また、Fig. 4.5 には分級モデルによる流速分布の理論線を追加している。分級モデルによる流速分布の理論線は、平均体積粒径を用いたときの流速分布と比べて下層でより大きな速度勾配をもつものに対して、上層では速度勾配が小さくなっていることが分かる。分級モデルによる流速分布の理論線を実測値と比較すると、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 において流速分布の実測値をよく説明していることが分かる。つまり、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 での抵抗係数は分級の影響を受けている可能性が高いと考えられる。また、岩田ら (2013) では土石流の典型的な  $3/2$  乗則型の流速分布を考えて、速度勾配の大きい流れ下層に小粒子が集まることで抵抗が小さくなるとしているが、以上の結果をみると、流れ下層に小粒子が集まることで下層の速度勾配が強調されており、均一粒径での  $3/2$  乗則の分布に比べてより影響が大きくなるようである。

小粒径をすべて固相として扱う Model 1 において分級モデルを考慮することで抵抗係数や流速分布が説明できたことから、 $\alpha < 0$  となるケースにおいても小粒子は固相として振る舞っていると考えられ、 $\alpha < 0$  となる場合に  $\alpha = 0$  と修正しているのは妥当といえる。したがって、本研究におけるすべての土石流は、石礫型土石流の範疇にあると考えられる。

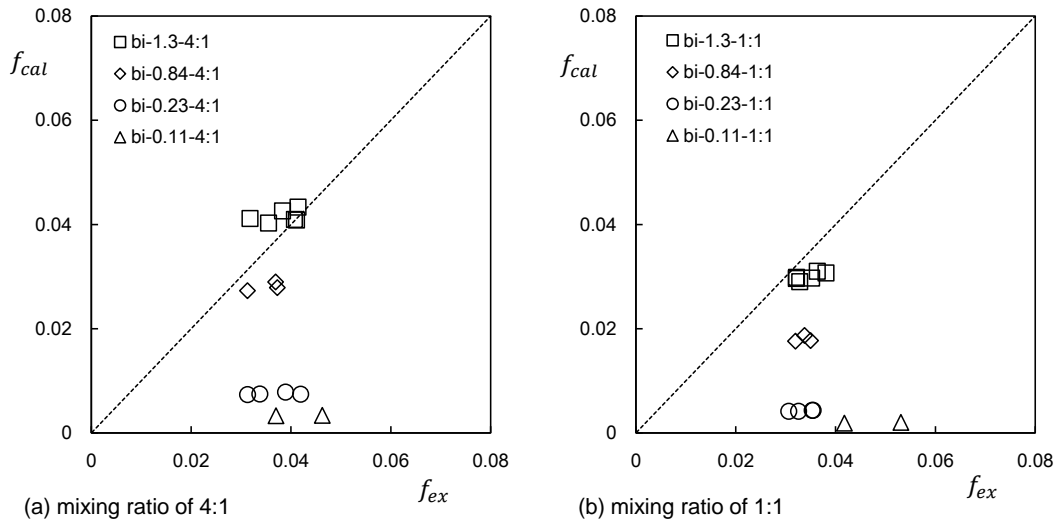


Fig. 4.9 Comparison between experimental and calculated friction coefficients.

#### 4.4.2 小粒径粒子の挙動が石礫型土石流の応力構造に与える影響

以上の実験結果に基づき、本小節では小粒径粒子の挙動が石礫型土石流の応力構造に与える影響について検討する。

Fig. 4.7 の $\alpha$ の結果に着目すると、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 と 1:1、bi-0.23-4:1 では $\alpha \approx 0$  であり、小粒子はすべて固相として振る舞っていると考えられる。bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 については前小節において分級モデルをもとにすでに検討を行った。bi-0.84-4:1、bi-0.23-4:1 については、代表粒径に平均体積粒径を用いた Model 1 によって流速分布もよく説明できていることから (Fig. 4.5、4.6)、これらのケースにおいても小粒子はすべて固相として振る舞っていると考えられる。ただ、小粒子がすべて固相として振る舞っていても、分級の影響を受けるものと混合状態で平均体積粒径として記述できるものの違いは何であろうか？分級には大粒子と小粒径の粒径比が重要な要素となることが知られているが (山野・大同, 1985 など)、分級モデルで説明できるケースと比べて平均体積粒径で説明できるケースの方が粒径比が同程度かそれ以上に大きく、後者においても分級が進んでいてもおかしくないと考えられる。しかし、ここまでの結果では、このことについてこれ以上議論することはできない。

一方、bi-0.23-1:1、bi-0.11-4:1 と 1:1 では $\alpha$ は 0 より大きい値をとっており、これらのケースではすべての小粒子が固相として振る舞っているとは言えない。これらのケースでは小粒子が比較的小さく、mono-0.23 と mono-0.11 が乱流の影響を受けていると考えられることから (Fig. 4.8)、小粒子は固相として振る舞うことができずに液相化している可能性がある。

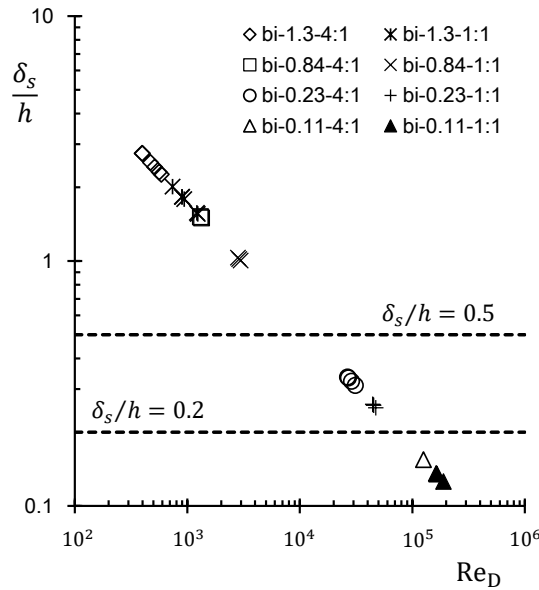
しかし、小粒子が液相化する際には Model 1 よりも Model 2 に近い振る舞いを示すと想定されるものの、特に bi-0.23-1:1 と bi-0.23-1:1 の流速分布の実測値をみると、下層ではむしろ

Model 1 に近い分布をとっている (Fig. 4.5)。また、bi-0.23-1:1、bi-0.11-4:1 と 1:1 では $\alpha$ も 0 と 1 の中間的な値をとっていることから、小粒子が液相化していたとしても、すべての小粒子が液相として振る舞うわけではないといえる。以上のことから、bi-0.23-1:1、bi-0.11-4:1 と 1:1 では、小粒子の一部が固相として振る舞い、残りが液相として振る舞っている可能性が高いと考えられる。

ここで、既往文献における報告と本実験の結果を比較する。Kaitna et al. (2016) は大型の回転円筒水路を用いて土石流の全圧力と間隙水圧を測定し、微細土砂が土石流の間隙水圧に与える影響を検討した。中央粒径 10 mm の比較的狭い粒度分布からなる粗粒砂に、主にシルトや粘土からなる微細土砂を加えた土石流の間隙水圧を測定した結果、微細土砂のすべてが間隙水に浮遊したとして見積もった間隙水圧よりも小さい値をとったことを報告し、微細土砂のすべてが間隙水に浮遊するわけではないことを指摘している。また、中谷ら (2018) は、二粒径からなる土石流の移動床実験を行って平衡濃度と平衡勾配の関係を検討した。その際、式 (2.42) の平衡濃度式に適用することでみかけの間隙流体密度を推定し、間隙流体密度の上昇に寄与している小粒子の濃度を調べている。その結果、大粒子の粒径 2.8 mm に対して小粒子の粒径が 0.13 mm と比較的小さい場合でも、すべての小粒子が間隙流体密度の上昇に寄与するわけではないことを指摘している。これらの結果に対して、抵抗係数・流速分布から小粒子の挙動を検討し、小粒子の一部が固相として振る舞い、残りが液相として振る舞う可能性を示した本実験の結果は調和的であるといえる。

以上の結果は、二粒径からなる土石流において、小粒径の挙動はある粒径を境にして固相もしくは液相と決まるのではなく、小粒径同士は粒径が同じにも関わらず、その中でも固相として振る舞うものと液相として振る舞うものが共存する状況が生じることを意味している。つまり、第 3 章での均一粒径からなる土石流の流れの遷移が連続的に生じていたことと似て、二粒径からなる土石流の小粒子の挙動も固相から液相に連続的に遷移している可能性があるといえる。

ここで、前小節の検討において、bi-1.3-4:1 と 1:1、bi-0.84-4:1 では大小粒子が上層と下層にそれぞれ分けられるとした分級モデルにより説明できたことに着目する。そのような流れの下層は小粒子からなる均一粒径の流れと近似的にみなすことができる。一方で、間隙水の影響による小粒子の液相化はひとまず無視して考えると、小粒子に粒径がより小さい 0.23 mm や 0.11 mm を用いた場合でも、同様に分級が進んで流れの下層では小粒子が卓越し、ほとんど均一粒径の流れになると考えられる。しかし、実際は間隙水の乱れの影響でこれらの小粒径がすべて固相として振る舞うことができずに一部は液相化すると考えられる。つまり、下層が小粒径からなる均一粒径の層流状の流れを形成しても、それが維持できるかどうかは第 3 章と同様に流れに固有の粒子間応力層の高さによって決まる可能性がある。ここでは、下層が小粒子からなる均一粒径の流れとしてみなせると理想化して、小粒子の液相化が生じる条件の説明に第 3 章の結果の適用を試みる。



**Fig. 4.10** Relationship between  $Re_D$  and  $\delta_s/h$  for smaller particles in bidisperse granular experiment.

**Fig. 4.10** は第 3 章の結果を用いて下層の小粒子からなる均一粒径の流れに対するレイノルズ数  $Re_D$  と粒子間応力層の高さ  $\delta_s/h$  を比較したものを示している。これをみると、**bi-1.3-4:1** と 1:1、**bi-0.84-4:1** と 1:1 は小粒径だけでも全層が層流の流れを維持できるとみなせ、これらのケースでは小粒子はすべて固相として振る舞い、下層で層流状の流れを維持できると考えられる。一方、**bi-0.23-4:1** と 1:1、**bi-0.11-4:1** と 1:1 は小粒径だけでは全層を層流の流れとして維持することができず、乱れの影響を受けると考えられる。ここで注目したいのが、**bi-0.23-4:1** は  $\delta_s/h > 0.2$  で、小粒子が下層をすべて占めるとして濃度分布も同様とすると、その高さの水深に対する割合は 0.2 となり、少なくともその高さは層流状態を維持できると考えられる。一方、**bi-0.23-4:1** は  $\delta_s/h < 0.5$  で、同様に考えると小粒子が下層を全て占める際の水深に対する割合は 0.5 となり、このとき乱れの影響は避けられずに一部は液相化すると考えられる。**bi-0.11-4:1** と 1:1 は両者とも  $\delta_s/h < 0.2$  で、乱れの影響は避けられずに一部は液相化すると考えられる。ただし、上述の議論は小粒子の運動を理想化した議論であり、実際は大粒子の運動の影響による間隙水の乱れの影響もあって流れ場は複雑になると考えられる。しかし、このように単純化した議論でも、流れ下層で小粒子が乱れの影響を受けずにすべて固相として層流状の流れを維持できるかどうかの判断には使用できると考えられ、従来説明できなかった混合粒径の流れにおける粒子の挙動の遷移を検討する第一歩として有効だと考えられる。

本研究の解析により、小粒子の粒径が 0.23 mm や 0.11 mm のように比較的小さいものでも、全てが液相として振る舞うわけではなく、一部が固相として振る舞うことがあること

が分かった。**Fig. 4.5**の流速分布の結果では、bi-0.23-1:1とbi-0.11-1:1において下層では代表粒径を平均粒径として算出したModel 1の理論線に良く対応しているものの、上層にかけてModel 1よりも流速が小さくなっていた。上記の観点でこの結果をみると、下層付近では小粒子が固相として振る舞い大粒子と混合状態になっているが、上層では液相化して代表粒径が大粒子の粒径に近づくことでこのような流速分布になっている可能性がある。今後は、このような小粒子の挙動の鉛直分布についても議論を行っていく必要があると考えられる。

#### 4.4.3 浮遊条件に基づく小粒径粒子の挙動の検討

前小節でみたように、分級によって下層に落ち込んだ小粒子は均一粒径の流れと同様に乱れの影響を受けて液相化する場合があると考えられる。しかし、小粒子の粒径がある程度小さくなり、大粒子からなる間隙スケールの乱れの影響を受けて液相化する場合は上記の議論は適用できないと考えられる。そこで、本小節では従来の研究で検討されているように（高橋, 1990; 西口, 2014; 中谷ら, 2018）、小粒子の浮遊条件として浮遊砂の浮遊条件とのアナロジーを考える。

浮遊砂では摩擦速度 $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$ と静水中での単一粒子の沈降速度 $w_o$ の比 $u_*/w_o$ を考え、 $u_*/w_o > 1$ のときに乱れの影響を受けて浮遊すると考えられている。摩擦速度は全せん断応力に対して定義されるが、清水乱流においては河床付近における水の乱れ速度に対応している。一方、土石流において間隙水の乱れは全せん断応力の一部であり、全せん断応力に対して定義された $u_*$ は間隙流体の乱れ速度と直接は一致しないものの、土石流においても $u_*$ を用いて、検討の対象とする粒子の沈降速度との比により浮遊条件を検討することが多い。

ここで、この指標の意味を考えてみる。小粒子の粒径 $d_s$ に対する沈降速度 $w_o$ は以下のように表される。

$$w_o = \sqrt{\frac{4(\sigma/\rho_f - 1)gd_s}{3C_D}} \quad (4.4)$$

ここで、 $C_D$ は抗力係数である。このことから、 $u_*/w_o$ は

$$\frac{u_*}{w_o} = \sqrt{\frac{3C_D \sin \theta}{4(\sigma/\rho_f - 1)}} \sqrt{\frac{h}{d_s}} \quad (4.5)$$

と表され、小粒子に対する相対水深 $h/d_s$ の関数になっている。つまり、 $u_*/w_o$ の指標では流動深に対する小粒子の粒径のスケール比を考えており、均一粒径における層流から乱流への流れの遷移で相対水深を考えていたことと同様な考え方をしているといえる。

一方で、摩擦速度 $u_*$ を用いるのではなく、河床付近における土石流の間隙水の乱れ速度 $v_t$ を評価して指標 $v_t/w_o$ を考えてみる。第3章でもみたように、均一粒径の石礫型土石流において間隙流体の乱れによるレイノルズ応力 $p_f$ は、間隙流体の混合距離 $l$ が粒子間距離で規

定されるスケールで決まると考えた Egashira et al. (1997) の構成則に基づいて導出することができ、式 (3.7) で表せる。ここで、Hotta (2012) と同様に間隙での乱れの等方性を仮定すると、局所での乱れ速度 $u'$ は混合距離 $l$ を用いて以下のように表される。

$$u' = l \frac{\partial u}{\partial z} = \sqrt{k_f} \left( \frac{1-c}{c} \right)^{1/3} d \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.6)$$

濃度分布が一様と仮定し、固定床上の石礫型土石流での典型的な流速分布である 3/2 乗則 (式 (2.34)) を適用すると、河床での乱れ速度 $v_t$ は、

$$v_t = \frac{5}{2} \sqrt{\frac{k_f}{K(c)} \left( \frac{1-c}{c} \right)^{1/3}} u_* \quad (4.7)$$

と表され、濃度の関数を含むものの結局は $u_*$ と対応することになる。

式 (4.7) を本研究の二粒径からなる土石流の間隙の乱れ構造にも適用することを考える。大粒子は確実に固相として振る舞い、小粒子が十分小さい際には間隙流体の乱れは大粒径によって決まると考えられるため、式 (4.7) 中の濃度 $c$ には大粒子の濃度 $C_L$ を用いる。流体中に高濃度の粒子を含む場合は粒子と流体の相互作用により乱流抑制が働くとされるが (Winterwerp et al., 1990)、土石流の間隙流体における定量的な議論は困難である。定性的にこの効果を考慮すると、 $v_t$ はこの効果を考慮しない際より小さい値をとることになる。

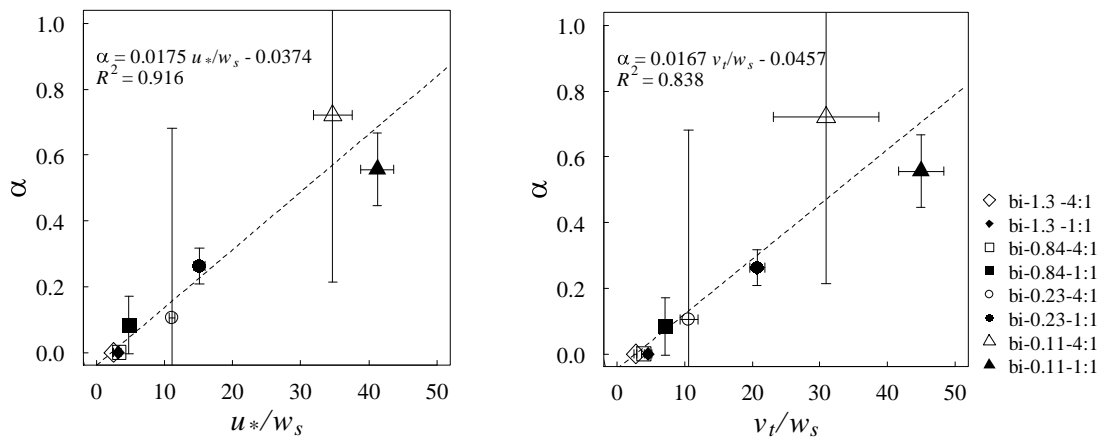
一方、粒子が高濃度に含まれる流体中での沈降速度は、静水中での単一粒子の沈降速度 $w_0$ とは異なることが指摘されている。高濃度での集団沈降の効果を検討した Richardson and Zaki (1954) を参考に、土石流の間隙流体中での粒子の沈降速度 $w_s$ を考えると、

$$w_s = ((1-C)/(1-C_d))^n w_0 \quad (4.8)$$

で表される。ここで、 $C$ は全土砂の濃度、 $C_d$ は固相として振る舞う土砂の濃度、 $n$ は粒子レイノルズ数に依存する係数である。単純のため、本研究では $n = 4$ とし、 $C$ は Fig. 4.3 で得られている全土砂の輸送濃度で近似している。

上述の浮遊条件を用いて二粒径からなる土石流における小粒子の挙動について検討する。Fig. 4.11 には $u_*/w_s$ もしくは $v_t/w_s$ と $\alpha$ の関係を示す。 $\alpha$ は $u_*/w_s$ もしくは $v_t/w_s$ の両者と正の相関を示しており、 $u_*/w_s$ もしくは $v_t/w_s$ に応じて小粒子の挙動が固相から液相に連続的に遷移している。また、 $u_*/w_s < 3$ 、もしくは $v_t/w_s < 3$ では小粒子が完全に固相として振る舞うのに対して、 $u_*/w_s > 3$ 、もしくは $v_t/w_s > 3$ で液相として振る舞い始めることが分かる。二粒径からなる土石流の移動床実験を行い、小粒子の浮遊条件を検討している中谷ら (2018) の結果では $u_*/w_0 > 2$ で液相化が始まっており、本研究の結果と調和的であると考えられる。つまり、上述の浮遊条件を用いれば、小粒子の挙動の実用的な判別に役立つと考えられる。





**Fig. 4.11** Relationship between the suspension conditions and  $\alpha$  for (a)  $u^*/w_s$  and (b)  $v_t/w_s$ . Linear regression equations and the coefficients of determination  $R^2$  are also indicated.

#### 4.5 結論

本研究では小粒子の挙動が二粒径からなる石礫型土石流の応力構造に与える影響について明らかにすることを目的とした。そのために、小粒径がすべて固相もしくは液相として振る舞う両極端の状況を考え、それぞれの場合に応じて均一粒径での構成則を拡張し、水路実験により得られた抵抗係数・流速分布と比較することで検討した。

解析の結果、小粒子の粒径が比較的大きい場合は、小粒子は分級し、すべて固相の土砂として応力構造に寄与するが、小粒子の粒径が比較的小さい場合は、必ずしもすべての小粒子が液相として振る舞うわけではなく、一部が固相、残りが液相のように中間的な振る舞いを見せることが分かった。この結果に対して浮遊砂での浮遊条件とのアナロジーを考えると、間隙流体の乱れ速度と小粒子の沈降速度の比で表される浮遊条件によって小粒子の固相から液相への挙動の変化を経験的に評価することが可能になった。この関係式を土石流の数値計算モデルに実装することで、現地で発生する混合粒径からなる土石流において従来評価することができなかった液相として振る舞う土砂の評価につながる可能性があると考えられる。

## 第5章

# 幅広い粒度分布からなる石礫型土石流の応力構造の 検討

### 5.1 研究の背景と目的

第1章で述べたように、現地での石礫型土石流は一般に幅広い粒度分布からなり、分級により巨礫が流れ表面に浮き上がって先頭に集中し (Takahashi et al., 1992; Stock and Dietrich, 2006)、微細土砂は間隙水に浮遊し一体化して振る舞う (Iverson et al., 1997; Kaitna et al., 2016)。一方で、石礫型土石流のモデル化では粒子間応力としての摩擦・衝突をモデル化しなければならず、構成則は理想的に均一粒径を仮定しており、衝突応力をどのようにモデル化するかによって様々な立場がある (Takahashi et al., 1991; Egashira et al., 1997; Berzi and Jenkins, 2008; Armanini et al., 2014) それぞれの構成則は定常等流状態での実験において詳細な検証がなされ、固定床・移動床上の流れを問わず適用性が確認されている。現地の幅広い粒度分布からなる石礫型土石流の再現計算をするときは、代表粒径を考えることで均一粒径としてモデル化された構成則を浅水流方程式の抵抗則に用い、微細土砂の影響はみかけの間隙流体密度の上昇を考慮して対処することが多い (Nakagawa and Takahashi, 1997; Osti and Egashira, 2008; Nishiguchi et al., 2011)

しかし、連続的な粒度分布からなる混合粒径での実験において、構成則に基づく詳細な流動機構の検討は行われていない。第4章でみたような二粒径からなる流れでの検討はあるものの、幅広い粒度分布からなる流れへの構成則の適用は主に現地の再現計算における検討のみで、均一粒径や二粒径での実験で定常等流状態における詳細な流動機構の検討と現地の複雑な地形条件下における混合粒径の土石流への適用には大きな乖離が存在する。

混合粒径土石流の流動機構を検討するには実際に応力を測定することが重要であるが、現状では構成則の検証に使用できる精度のデータはない。現地観測では McArdell et al. (2007) や McCoy et al. (2013)、現地スケールの大型水路を用いた実験では Iverson et al. (2010) が土石流の全圧力や間隙水圧の測定をしているものの、非定常性の強い流れでの測定のため間隙水圧の影響が大きく、粒子間応力を詳細に検討できていない。

定常状態での検討は、Kaitna et al. (2016) が回転円筒水路を用いて混合粒径土石流の全圧力と間隙水圧の測定を行っている。彼らは実験砂として、粗粒砂からなりほぼ均一粒径とみなせるもの、二粒径とみなせるもの (粗粒砂と微細土砂)、粘土やシルト成分も含んだ幅広い連続的な粒度分布からなるものの三種類の材料を用意して粒径組成が応力に及ぼす影響を検討した。その結果、均一粒径では間隙水圧がほとんど静水圧となっており、二粒径

では微細土砂が間隙水に浮遊することによるみかけの間隙流体密度の上昇を考慮したもので説明できた。しかし、連続的な粒度分布ではみかけの間隙流体密度の上昇を考慮したものの間隙水圧をとっており、全圧力の大部分が間隙水圧によって支持される結果となった。その原因として、土石流では土砂粒子と水の流線の違いによる相対的な浸透流によって過剰間隙水圧が発生するが、粒度分布の幅が広いほど大きな過剰間隙水圧が発生し、間隙水に粘土やシルトを含むことで消散しにくくなることを指摘している。しかし、このような大きな過剰間隙水圧は、開水路とは異なる実験装置を用いたため構造的に土石流の固相と液相の分離が生じてしまっている影響も大きいと考えられる (Hotta et al., 2011)。

以上のことから、開水路において定常状態で混合粒径土石流の応力構造を検討することが重要であるといえる。開水路の混合粒径土石流において応力を高精度に測定することは困難であるが、土石流の応力構造を反映した流速分布・濃度分布や抵抗係数・平衡濃度を用いれば高い精度で間接的に応力構造を検討できる。開水路における定常状態の混合粒径土石流においてこのような検討を行った例としては、第4章でみたように二粒径からなる土石流において、代表粒径と間隙流体密度の変化を考慮することで均一粒径での構成則を拡張して流速分布や抵抗係数を検討したのがある。一方、連続的な粒度分布からなる土石流において、微細土砂によるみかけの間隙流体密度の増大によって平衡濃度が上昇することに着目して検討している例もあり (Nakano et al., 2012)、実験で測定した平衡濃度と平衡勾配の関係から平衡濃度式を用いてみかけの間隙流体密度を逆算しているが、混合粒径土石流の応力構造との関係からの議論には至っていない。

ここで、幅広い粒度分布からなる土石流においても、境界粒径を考慮して固相と液相に分け、固相の代表粒径とみかけの間隙流体密度の上昇を考慮することで (高橋ら, 1990; Nishiguchi et al., 2011)、第4章の二粒径での検討と同様に連続的な粒度分布に対しても均一粒径の構成則を拡張することができると考えられる。さらに、応力構造を反映した指標である抵抗係数 (流動応力を反映) や平衡濃度 (固体摩擦応力を反映) の算出において、連続的な粒度分布に拡張した構成則を適用することで、幅広い粒度分布からなる土石流の応力構造について検討できると考えられる。

本研究では、均一粒径での構成則を連続的な粒度分布に拡張し、抵抗係数や平衡濃度に着目することで混合粒径土石流の応力構造について検討する。そのために、幅広い粒度分布の土砂を用いて開水路での土石流の移動床実験を行う。

## 5.2 実験

本研究では連続的な粒度分布からなる土石流での移動床実験を行った。用いた実験水路は第2章で用いたものと同じの全長 10 m、幅 0.3 m の可変勾配水路で、水路側壁はガラス張りになっており土石流の流動の様子が確認できる。本実験では下流端から 8 m の区間の幅を 0.1 m に加工しているが、第2章で行った水路床のかさ上げは行っていない。また、下流端には高さ 0.15 m の堆砂板を設置して、実験で用いた砂と同じ材料をあらかじめ平坦に

堆積させており、移動床区間を設けるようにしている。実験水路の模式図を **Fig.5.1** に示す。

水の供給は第 2 章と同様に上流端のタンクから行ったが、土砂の供給は下流端から 7.5 m の位置に設置されたサンドホッパーから行っており、水路内で両者が混合することで土石流を発生させている。土石流の流下区間はホッパーが設置されている位置から長さ 7.5 m となっており、幅はすべて 0.1 m である。

実験には連続的な粒度分布からなる 6 種類 (a-f) の混合砂を用いた (**Fig.5.2**)。用いた実験砂は市販の人工珪砂 1-7 号 (丸東) で、これらを混合することにより混合砂を作成した。実験砂の作成においては、すべての実験砂で最大粒径を 4.75 mm に固定した上で、実験砂 a は珪砂 1 号と 2 号を混合して作成し、a から f にかけて珪砂 7 号まで 1 号ずつ大きい号の珪砂を所定の混合比で混合して行っている (**Table 5.1**)。ここで、用いた実験砂は非粘着性であり、比重は 2.6、内部摩擦角は 34°、反発係数は 0.85 である。実験に際しては、あらかじめホッパーに乾燥した状態の実験砂を投入しており、土砂の供給口の大きさを調節することで土砂の供給量を調節できるようになっている。また、それぞれの供給口の大きさに合わせて各実験砂での土砂量の検定を実験前に行っており、定常的に供給されることを確認した上で土砂供給量を設定している。

実験手法に関しては、伊藤・江頭 (2005) や中谷ら (2018) の移動床実験と同様に、下流の移動床区間において河床が侵食・堆積の生じない平衡状態に達するまで上流から土石流を定常的に供給している。つまり、ホッパーとタンクからそれぞれ土砂量  $Q_s$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) の土砂と流量  $Q_w$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) の水をそれぞれ定常的に供給し、土石流流量  $Q (= Q_s + Q_w)$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) と輸送濃度  $C_t (= Q_s/Q)$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) を実験条件として設定することで、河床が平衡状態になった際の輸送濃度  $C_t$  に対する平衡勾配  $\theta_e$  の関係を検討している。ここで、移動床区間の上端で勾配変化による擾乱の影響を極力小さくするために、水路勾配  $\theta_0$  は各ケースで想定される平衡勾配より若干高い値に設置している。また、均一粒径の石礫型土石流における移動床実験では一般的に平坦河床が形成されるが、本実験では特に細粒分を多く含む実験砂において河床波が生じるケースもあった。解析では、河床波が生じているケースは除いて平坦河床が形成されるケースのみを使用している。

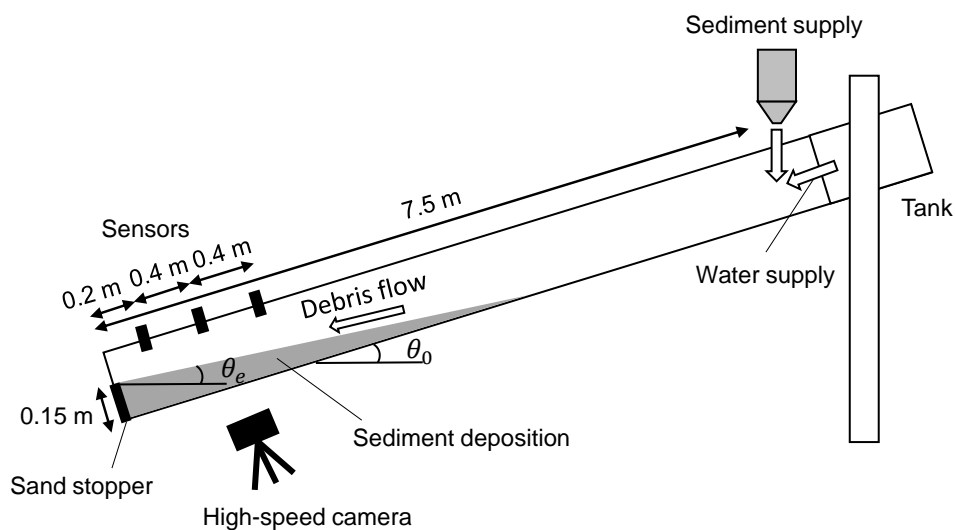
本実験における移動床区間の長さは各実験条件に応じて変化していたが、4 m 程度のケースが多く、最も短いものでも 3 m 以上あり、長いものでは 7 m 程度であった。これは、既往研究での移動床実験において形成される移動床の長さと比較しても十分な長さをもっていると考えられる (伊藤・江頭, 2005; 中谷ら, 2018)。

土石流の水面波形の測定には超音波センサー (E4PA-LS50-M1-N, Omron) を使用した。下流端からそれぞれ 0.2 m、0.6 m、1 m の位置に設置し、電圧値をサンプリング周波数 20 Hz で記録してデータロガー (NR-2000, Keyence) により記録した。超音波センサーは上流側からそれぞれ Sensor 1、2、3 とする。超音波センサーの検定は移動床区間を設ける前に行っており、第 2 章と同様に水路床から木製の板を順番に重ねていくことで、水路床からの高さ と出力電圧の関係を得ている。

河床の平衡状態は、超音波センサーにより測定された水面波形の変化が定常となった部分から判別した。平衡勾配 $\theta_e$ は、隣り合う2つの超音波センサーで測定された水面位置から水面勾配を算出し、平衡状態において水面勾配と河床勾配は一致すると仮定して算出した。

超音波センサーにより測定された水面位置は、固定床実験の場合は土石流の流動深と対応していたが、本実験の場合には水路床から水面までの距離が測定されており、土石流の流動深だけではなく河床分の厚さも含まれているため、超音波センサーから土石流の流動深を測定することはできない。そこで、高速ビデオカメラ（EXILIM EX-F1, Casio）を下流端から約1 mのところに設置し、側壁から土石流の挙動を300 fpsで撮影して、1/30秒間の粒子の移動を追跡することで流速分布を測定した。さらに、流速分布において静止した粒子層を判別することで河床位置を判断し、そこから自由表面まで距離を流動深 $h$  (cm)として測定している。流動深の実測値に基づき、式(2.44)から断面平均流速 $u_m$  (cm/s)を算出した。また、式(2.38)により抵抗係数の実験値も求めている。

実験砂ごとのすべてのケースの実験条件と測定結果を **Table 5.2** に示す。



**Fig. 5.1** Experimental setup.

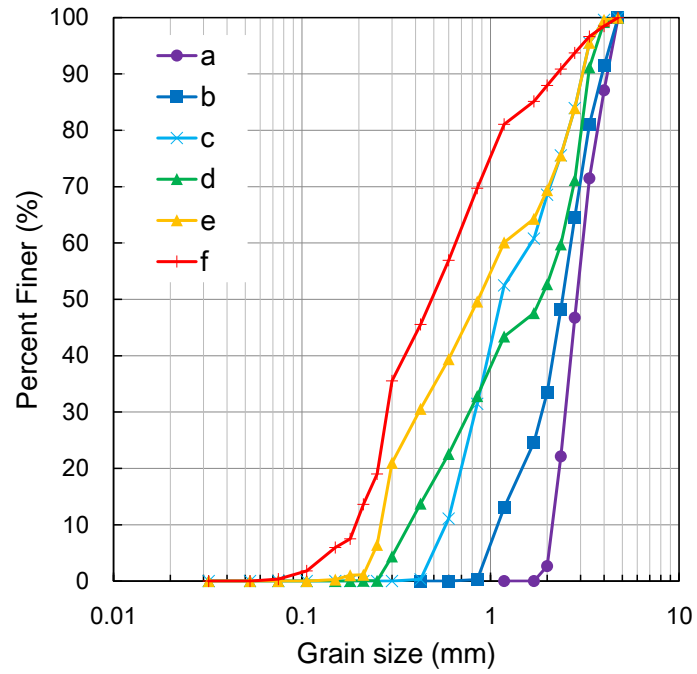


Fig. 5.2 Grain size distribution.

Table 5.1 Mixing ratio for each experimental sediment.

Type	1号	2号	3号	4号	5号	6号	7号
a	1	1					
b	1	1	1				
c	1	1	2	2			
d	2	1	1	1	1		
e	1	1	1	1	1	1	
f	1	1	2	5	3	3	2

**Table 5.2** Experimental conditions.

Type	Case	$Q_w$ (L/s)	$Q_s$ (L/s)	$Q$ (L/s)	$C_t$	$h$ (cm)	$\theta_e$ (deg.)	$\theta_o$ (deg.)
a	1	0.98	0.2860	1.2658	0.2259	1.97	11.76	16.0
	2	0.65	0.2040	0.8584	0.2376	2.17	12.17	15.1
	3	1.00	0.2860	1.2861	0.2223	2.91	11.62	15.1
b	1	0.98	0.3334	1.3132	0.2539	2.32	12.13	15.1
	2	0.65	0.2267	0.8811	0.2573	1.60	12.78	15.1
	3	0.63	0.2267	0.8536	0.2656	1.58	13.03	15.1
	4	0.61	0.1887	0.7985	0.2364	1.96	12.18	13.5
c	1	1.10	0.2136	1.3136	0.1626	2.31	9.83	13.0
	2	1.20	0.2492	1.4492	0.1720	2.05	10.52	13.0
	3	1.50	0.3154	1.8154	0.1737	2.94	9.69	13.0
	4	1.00	0.2492	1.2492	0.1995	2.15	10.84	13.0
	5	1.00	0.3154	1.3154	0.2398	2.29	13.41	16.5
	6	0.80	0.2492	1.0492	0.2375	1.95	12.50	16.5
	7	1.00	0.3803	1.3803	0.2755	2.02	13.00	16.5
	8	1.20	0.4560	1.6560	0.2754	2.24	12.67	16.5
	9	1.00	0.4560	1.4560	0.3132	2.32	13.18	16.5
	10	0.80	0.3803	1.1803	0.3222	2.36	13.83	16.5
d	1	1.00	0.2450	1.2450	0.1968	1.82	10.64	13.0
	2	1.20	0.3423	1.5423	0.2220	1.77	11.47	13.0
	3	1.20	0.2450	1.4450	0.1696	1.91	10.37	12.0
	4	1.00	0.2232	1.2232	0.1824	1.59	10.10	12.0
	5	0.80	0.2450	1.0450	0.2345	1.82	12.41	16.5
	6	1.00	0.3423	1.3423	0.2550	2.05	12.41	16.5
	7	1.00	0.3822	1.3822	0.2765	1.99	13.79	16.5
e	1	1.20	0.2875	1.4875	0.1933	1.92	9.23	13.0
	2	1.00	0.2584	1.2584	0.2053	1.87	9.65	13.0
	3	1.00	0.2875	1.2875	0.2233	1.92	9.76	13.0
	4	1.50	0.3930	1.8930	0.2076	2.33	9.76	13.0
	5	1.20	0.3930	1.5930	0.2467	2.35	10.73	13.0
	6	0.80	0.2875	1.0875	0.2644	1.85	12.07	16.5
	7	1.20	0.4485	1.6485	0.2721	2.03	13.03	16.5
	8	1.00	0.3930	1.3930	0.2821	2.01	12.08	16.5
	9	1.00	0.4485	1.4485	0.3096	1.92	12.79	16.5
f	1	1.00	0.3025	1.3025	0.2322	1.31	10.33	13.0
	2	1.00	0.3753	1.3753	0.2729	1.61	10.18	13.0
	3	0.75	0.3753	1.1253	0.3335	1.47	12.25	13.0
	4	0.75	0.3025	1.0525	0.2874	1.45	10.37	13.0

### 5.3 解析

#### 5.3.1 連続的な粒度分布に対する拡張モデル

第 4 章では均一粒径の石礫型土石流における構成則を二粒径に拡張することを考えた。ここでは、小粒径の挙動に応じて、(i) 小粒径はすべて固相として振る舞う (Model 1)、(ii) 小粒径はすべて液相として振る舞う (Model 2)、とする 2 種類のモデルを考えた (Fig. 4.2 参照)。

Model 1 では大粒子と小粒子の両者が粒子間応力に寄与し、流れ全体に対する代表粒径は大粒子と小粒子が流れ全体でよく混合している状態を想定し、体積平均粒径として以下のように表した (Tripathi and Khakhar, 2011)。

$$d_m = \frac{C_L d_L + C_S d_S}{C_L + C_S} \quad (5.1)$$

ここで、 $C_L$ と $C_S$ はそれぞれ大粒子と小粒子の断面平均濃度、 $d_L$ と $d_S$ は大粒子と小粒子の粒径である。また、固相の土砂濃度は大粒子と小粒子の濃度の和となる。

Model 2 では小粒子は粒子間応力に寄与しないため、代表粒径は大粒子の粒径とし、固相の土砂濃度は大粒子の濃度となる。また、小粒子は間隙流体密度 $\rho_f$ の上昇に寄与して、

$$\rho_f = \rho_w + (\sigma - \rho_w) \frac{C_S}{1 - C_L} \quad (5.2)$$

となる (Iverson, 1997)。ここで、 $\sigma$ と $\rho_w$ はそれぞれ土砂粒子と水の密度 ( $\text{g/cm}^3$ ) である。

境界粒径 (boundary grain size) を用いることで、連続的な粒度分布に対しても二粒径でのモデルを拡張することを考える。連続的な粒度分布において境界粒径より大きい粒径の粒子を固相の土砂、境界粒径より小さい粒径の粒子を液相の土砂とする (Fig. 5.3)。また、粒度分布図において境界粒径に対応する通過率を液相化割合 (suspension ratio) とする。

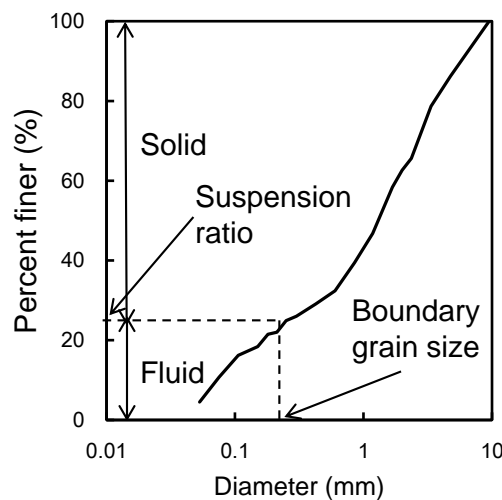


Fig. 5.3 Division of grain size distribution into solid and fluid phase sediment based on boundary grain size.



このとき、固相の土砂は粒子間応力に寄与するが、連続的な粒度分布に対する代表粒径にはいまだに決まった見解はない。最近の乾燥粒子流の研究では、個別要素法を用いた数値実験を行い、局所的な代表粒径に体積平均粒径を用いて慣性数 $I$ で整理することで、連続的な粒度分布をもつ乾燥粒子流に対しても $\mu(I)$  rheology を拡張できるとしている (Gu et al., 2016)。混合粒径からなる土石流の数値計算においても経験的に流れ全体を代表する一つの粒径として各粒径階の体積平均粒径を用いることが多く (Takahashi et al., 1992; Nishiguchi et al., 2011)、本研究でもこの方針をとって体積平均粒径 $d_m$ を以下のように表す。

$$d_m = \sum_i p_i d_i \quad (5.3)$$

ここで $d_i$ 、 $p_i$ は、固相の土砂の粒径階 $i$ における粒径と存在割合であり、

$$\sum_i p_i = 1 \quad (5.4)$$

である。また、液相の土砂はみかけの間隙流体密度 $\rho_f$ の上昇に寄与して、

$$\rho_f = \rho_w + (\sigma - \rho_w) \frac{C_f}{1 - C_d} \quad (5.5)$$

と表されるとする。ここで、 $C_d \cdot C_f$ はそれぞれ固相と液相の断面平均濃度であり、

$$C = C_d + C_f \quad (5.6)$$

となる。

ここで、上記のモデルの仮定について述べる。まず、代表粒径については流れ全体に対して一つの粒径を与えており、幅広い粒度分布からなる流れでも均一粒径的な流れになっていて、かつ均一粒径からなる流れの流速分布と相似であることを仮定している。実際は第4章でみたように、流れの流動深方向において分級が進むと代表粒径の流動深方向の分布が生じると考えられ、その際には均一粒径からなる流れの流速分布とは異なる分布形をとる可能性がある。また、液相化した微細土砂も一般的には濃度分布をもつと考えられるが、ここでは鉛直方向に一様と仮定しており、みかけの間隙流体密度は流れに対して一つの値に定まるとしている。

### 5.3.2 解析の方針

上述の連続的な粒度分布に対する拡張モデルに基づいて解析を行う。まず、Nakano et al. (2012) と同様に、平衡濃度と平衡勾配の関係からみかけの間隙流体密度を逆算する。既往研究ではこのときに平衡濃度式 (式 (2.42)) が用いられ、輸送濃度と断面平均濃度の違いが意識されないことが多い。移動床上の流れでは一般的に輸送濃度は断面平均濃度よりも小さい値をとるため (Egashira et al., 1997)、輸送濃度をそのまま用いて算出したみかけの間隙流体密度は過小評価されると考えられる。本研究では平衡濃度式を用いずに、構成則

に基づいて流速分布と濃度分布を計算することで輸送濃度 (式 (2.41)) として厳密に扱う。

ここで、第 2 章でも述べたように、石礫型土石流において平衡濃度と平衡勾配の関係は流動応力には影響されず固体摩擦応力のみで決まるため、代表粒径の与え方に独立に決まる。そこで、まず実測された輸送濃度と平衡勾配の関係から、拡張モデルに基づいて構成則を解くことで、輸送濃度の実測値を説明するようなみかけの間隙流体密度 $\rho_f$ を反復計算により求める。このとき、流動応力と関係する代表粒径は未知なので、代表粒径には石礫型土石流の範囲内で任意の値を与えている。構成則を解いて輸送濃度を計算する際には、固相の土砂の濃度分布も計算しているため同時に $C_d$ も求まる。また、式 (5.5) に $\rho_f$ と $C_d$ を代入することで、 $C_f$ を求めることもできる。

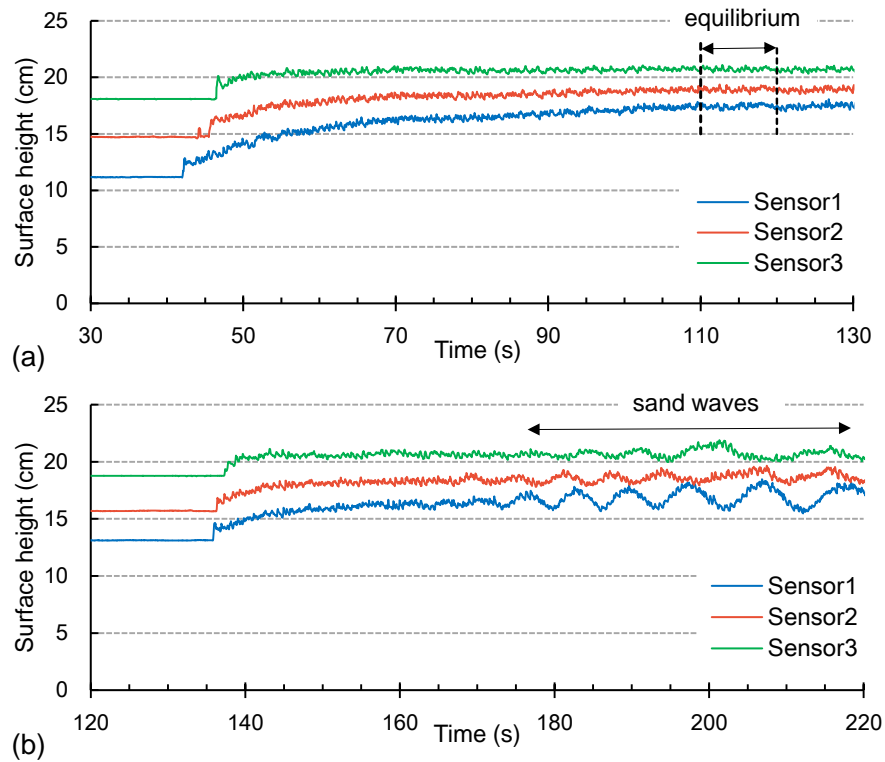
液相化割合は全土砂のうち液相の土砂の占める割合であるから、 $C_f/C$ により液相化割合を算出できる。液相化割合に対応する境界粒径を求めることで、**Fig. 5.3**に基づいて連続的な粒度分布を固相と液相の土砂に分けることができ、式 (5.3) により代表粒径として固相の体積平均粒径 $d_m$ が算出できる。つまり、本来の代表粒径は流動応力と対応するように決定されると考えられるが、ここでの代表粒径 $d_m$ は、平衡濃度による液相の土砂の評価により連続的な粒度分布を固相と液相の土砂に分け、連続的な粒度分布からなる流れにおいても均一粒径からなる流れの応力と同様の構造をもっているとし、固相の土砂は粒子間応力に、液相の土砂は間隙水による応力に寄与するとして間接的に決めている。このような応力構造の仮定の妥当性は、実験結果との比較において検証されることになる。

以上のようにして求めたみかけの間隙流体密度 $\rho_f$ と代表粒径 $d_m$ を Egashira et al. (1997) の構成則に適用することで、流速分布・濃度分布を計算し、抵抗係数の理論値 $f_{cal}$ を算出する。これを抵抗係数の実験値 $f_{ex}$ と比較することで、幅広い粒度分布からなる石礫型土石流の応力構造を議論する。

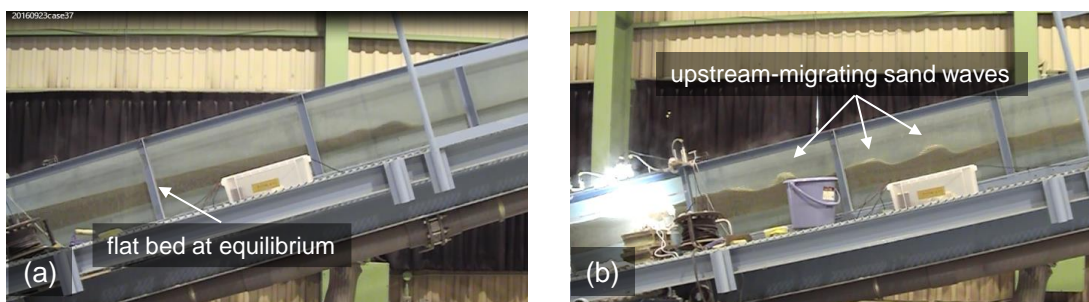
## 5.4 結果

### 5.4.1 実験結果

まず、超音波センサーによって測定された水面波形の時系列変化例を **Fig. 5.4** に示す。**Fig. 5.4 (a)**は河床が平衡状態になるまで平坦河床が維持されたケースで、本研究で検討の対象とする平衡区間も示している。平衡区間では、水面位置・河床位置はともに変化がなく土石流は定常等流状態にあるとみなせ、河床は侵食と堆積が釣りあった平衡状態にある (**Fig. 5.5 (a)**)。一方、**Fig. 5.4 (b)**は最初は平坦河床が形成されていたものの、途中から河床波が発生して平坦河床での平衡状態が得られなかったケースである。これらのケースの河床波は、上流へ発達しながら遡上する *antidune* のような形態を見せた (**Fig. 5.5 (b)**)。このような河床波は微細土砂の割合が大きい実験砂 *e・f* において主に見られた。同様の河床波は伊藤・江頭 (2005) による均一粒径の微細土砂からなる流れの移動床実験でも観察されているが、高濃度な流れにおける河床形態の形成メカニズムについては現状ではよく分かっていない。以下では、平坦河床が維持されたまま平衡状態に達したケースのみを対象とする。



**Fig. 5.4** Time series of flow surface heights measured by ultrasonic sensors: **(a)** a case where flat bed at equilibrium are obtained; **(b)** a case where sand waves take place.

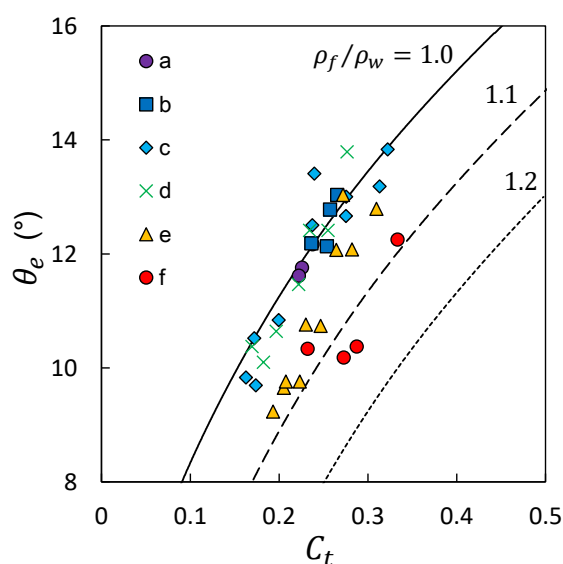


**Fig. 5.5** Photos of (a) flat bed at equilibrium and (b) upstream-migrating sand waves.

実験により取得された平衡状態における輸送濃度 $C_t$ と平衡勾配 $\theta_e$ の関係を **Fig. 5.6** に示す。図には間隙流体密度 $\rho_f$ の値を変化させたときの輸送濃度の理論線も示している。均一粒径の石礫型土石流では、輸送濃度と平衡勾配の関係をこの理論線により表せることが確認されている (江頭ら, 1997)。本実験でのデータと比較すると、実験砂 a-d の多くのデータは理論線上に位置していることが分かる。一方、実験砂 e と f の多くは理論線から乖離しており、同一の輸送濃度に対して理論線よりも平衡勾配が小さくなっている。

**Fig. 5.6** で得られた $C_t$ と $\theta_e$ の関係から構成則をもとに間隙流体密度 $\rho_f$ を逆算した結果を $\rho_f/\rho_w$ と無次元化して **Fig. 5.7** に示す。ここで、 $\rho_f/\rho_w$ が1のときは清水の密度 $\rho_w$ と一致する。 $\rho_f/\rho_w$ は1-1.15の範囲の値をとっており、従来の報告における典型的な土石流の間隙流体密度の範囲1-1.2 g/cm<sup>3</sup>と調和的である (Iverson 1997)。実験砂ごとでは、細粒分が少ない実験砂 a-d の大部分のケースで $\rho_f/\rho_w \approx 1$ となっており、ほとんど液相化が生じていないと考えられる。一方、実験砂 e と f の大部分のケースで $\rho_f/\rho_w$ は1より大きくなっており、液相化が生じてみかけの間隙流体密度が清水の密度より大きくなっていると考えられる。

次に、構成則により流速分布・濃度分布を計算しながら算出したみかけの間隙流体密度 $\rho_f$ と固相の土砂濃度 $C_d$ から、式 (5.5) をもとに液相の土砂濃度 $C_f$ を算出し、全土砂の濃度のうちの微細土砂の濃度の割合 $C_f/C$ から求めた液相化割合を **Fig.5.8** に示す。実験砂 a-d ではほとんどのケースで液相化割合が0に近く、実験砂 c と d の一部ケースで5%程度の値をとっている。一方、実験砂 f では大部分が10%以上の液相化割合になっており、実験砂 e は0-15%の間で様々な値をとっている。実験砂 e と f では液相化が生じていると考えられることから、それぞれの粒度分布において **Fig. 5.3** のように液相化割合に対応する境界粒径をみると、実験砂 e と f での液相化割合に対応する境界粒径は0.2-0.3 mm程度であった。



**Fig. 5.6** Relationship between  $C_t$  and  $\theta_e$ .

Theoretical lines for equilibrium flux concentration are also indicated.

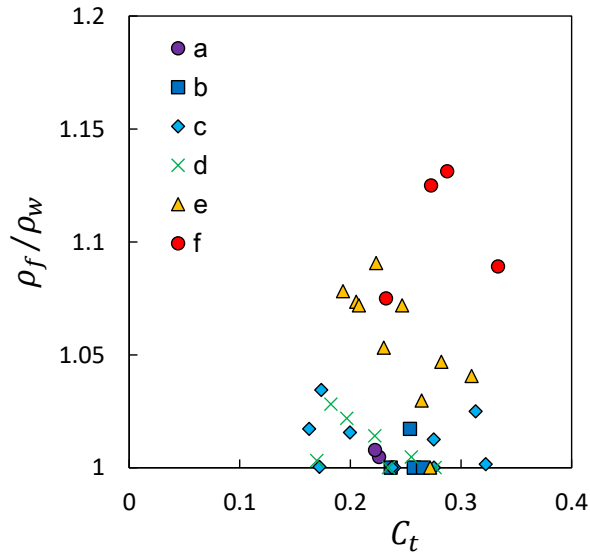


Fig. 5.7 Estimated pore fluid densities based on the relationship between  $C_t$  and  $\theta_e$ .

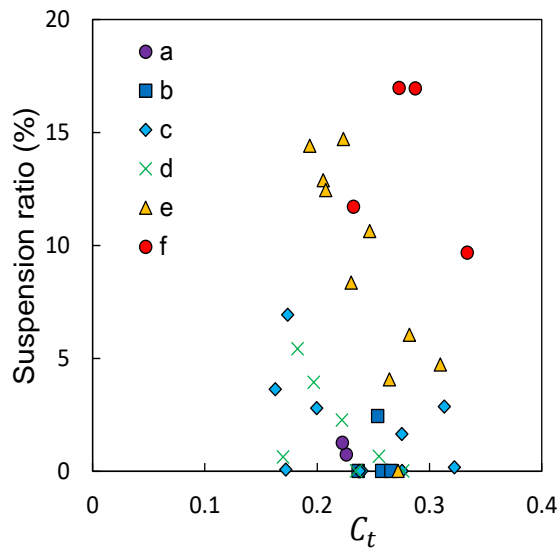


Fig. 5.8 Estimated suspension ratios based on pore fluid densities.

### 5.4.2 抵抗係数の比較

Fig. 5.8 で求めた液相化割合とそれに対応する境界粒径によって、連続的な粒度分布を固相の土砂と液相の土砂に分けることができる。Fig. 5.7 で求めたみかけの間隙流体密度 $\rho_f$ に加えて、式 (5.2) に基づき固相の土砂の体積平均粒径により求めた代表粒径 $d_m$ を Egashira et al. (1997) の構成則に適用し、流速分布と抵抗係数の理論値を算出した。

抵抗係数の実験値 $f_{ex}$ と理論値 $f_{cal}$ の比較を Fig. 5.9 に示す。ここで、 $f_{ex}$ における標準誤差は高速ビデオカメラの映像から流動深を測定する際の誤差を反映している。まず、ケース全体でみると $f_{ex}$ は 0.04–0.6 の範囲をとっている。現地で発生した土石流や水路実験での土石流のデータを集めて抵抗則を調べた Julien and Paris (2010) によると、大部分のデータの $f_{ex}$ は 0.02–2 の範囲に収まっており、本実験では抵抗係数が大きい領域のデータが取得できていないものの、比較的広範囲のデータが取得できていると考えられる。

ここで、本研究の結果との比較のために、伊藤 (2000) に記載されている均一粒径 (0.218 cm、0.305 cm) からなる土石流の移動床実験のデータを用いて抵抗係数の実験値 $f_{ex}$ と理論値 $f_{cal}$ を比較した結果を Fig. 5.10 に示す。これをみると第 2 章で検討したような固定床上の均一粒径からなる石礫型土石流だけでなく、移動床上の均一粒径からなる石礫型土石流でも両者がよく対応していることが分かる。

均一粒径での結果を念頭に置いたうえで Fig. 5.9 の $f_{ex}$ と $f_{cal}$ の関係をみると、実験砂 a・b・d・f は両者が比較的よく対応している。一方、実験砂 c・e は実験値と理論値が大きく乖離しているわけではないものの、理論値が実験値を過小評価の傾向にあることが分かる。

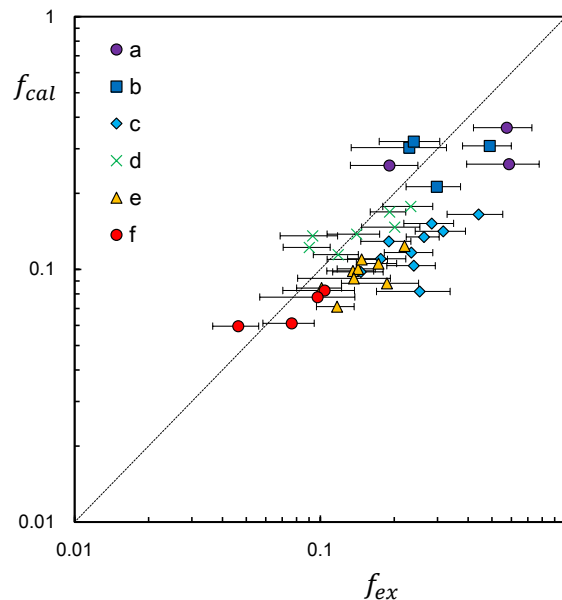
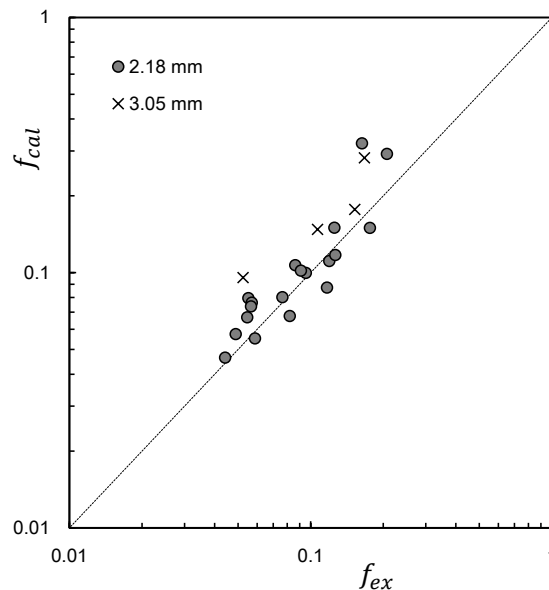


Fig. 5.9 Comparison between experimental and calculated friction coefficients for this experiment.



**Fig. 5.10** Comparison between experimental and calculated friction coefficients for monogranular debris flows over an erodible bed (data from Itoh (2000)).

## 5.5 考察

### 5.5.1 実験結果の検証

考察の本論に入る前に実験結果と解析の妥当性を検証する。

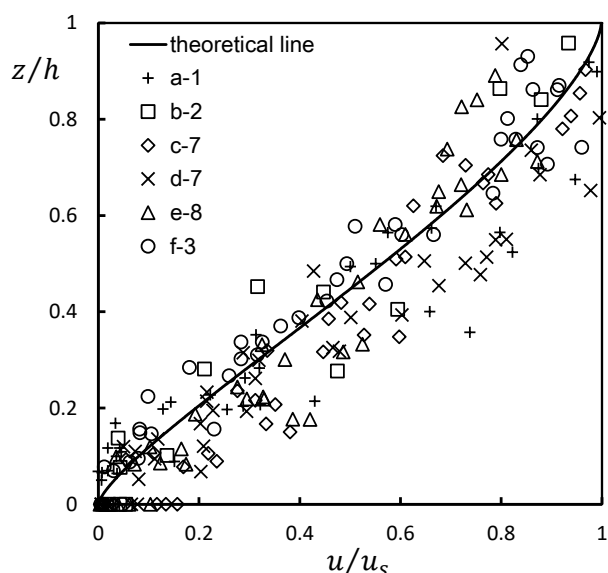
まず、本研究のような移動床実験では流動深の測定誤差の影響があると考えられる。移動床では河床付近の土砂粒子が上部の流れの影響により非常にゆっくりとした速度でクリープ運動していて流速が 0 になかなか収束せず、河床位置を決めるのは困難とされる (Armanini et al. 2005; Lanzoni et al. 2017)。このようなクリープ部分を流動深に含めようと、抵抗係数の実験値を過大評価する恐れがある。本研究では河床位置を流速分布をもとに定めて流動深を測定しているが、本研究の流速分布測定では測定時間が 1/30 秒と短いため、クリープ部分の影響は流速分布にほとんど反映されていないと考えられる。伊藤ら (1999) はクリープ部分を入れると流動深が大きく判定され、構成則から導いた流速分布が実測した流速分布と合わなくなることを指摘しているが、クリープ部分を除くと両者が一致するとしており、本研究でもクリープ部分を除外して流動深を測定している。

次に、連続的な粒度分布への拡張モデルにおける仮定を検証する。まず、本研究のような連続的な粒度分布からなる流れにおいても、均一粒径の流れにおける流速分布と相似性をもつとした仮定から検証する。この仮定は、流速分布の積分としての抵抗係数の算出において影響が大きいと考えられる。第 4 章で検討した二粒径からなる固定床上の土石流では、分級が進んで小粒子が下層に集中すると下層の速度勾配が大きくなる一方、上層は大

粒子が集中することで速度勾配が小さくなり、結果として均一粒径からなる流れの流速分布とは異なる分布形をとっていた。このため、平均体積粒径から求めた抵抗係数の理論値は実験値を過小評価していた。つまり、本実験での流速分布の実測値が均一粒径の流れにおける流速分布と比較してどのような分布をもっているかを検討する必要がある。

そこで、それぞれの実験砂における代表的なケースの流速分布を無次元化して表したものを **Fig. 5.11** に示す。ここで、実測した流速 $u$ は表面流速 $u_s$ で割ることで無次元化し、流速の測定位置 $z$ は水深 $h$ で割ることで無次元化している。また、図の凡例において実験砂の種類に付け加えている番号は **Table 5.2** におけるケース番号に対応している。図中には幅広い粒度分布への拡張モデルをもとに、均一粒径からなる流れとして構成則から導いた理論線と比較のために示している（ここでは f-3 に対する理論線を代表的に示している）。ケースごとの河床勾配やみかけの間隙流体密度の違いによって濃度分布が変化し、流速分布の理論線も多少変化するが、本実験の範囲では無次元化した流速分布のケース間の違いは小さいことを確認している。図によるとそれぞれの流速分布のばらつきは大きいものの、すべてのケースで流速分布の理論線の近傍に実測値が位置しており、実際に均一粒径からなる流れの流速分布に近い分布を見せていることが分かる。つまり、幅広い粒度分布への拡張モデルで仮定した流速分布の相似性は本実験において妥当であると考えられる。

また、本研究の拡張モデルにおいて、液相化した土砂の濃度分布の影響も考慮されていない。これを考慮すると間隙流体密度 $\rho_f$ が流動深方向に分布をもつことになるが、 $\rho_f$ の変化が抵抗係数に与える影響は代表粒径の変化に比べて一般的に小さい。本研究において液相化した土砂の濃度は最大でも 0.06 程度と小さく、その影響はさらに小さいと考えられる。



**Fig. 5.11** Nondimensionalized velocity distributions compared with a theoretical velocity profile over an erodible bed.



## 5.5.2 境界粒径と浮遊条件の関係

本研究では液相化割合を求め、粒度分布において対応する境界粒径を求めた。ここでは、4.5.3 での浮遊条件の検討を適用し、実験において推定した境界粒径との関係を検討する。

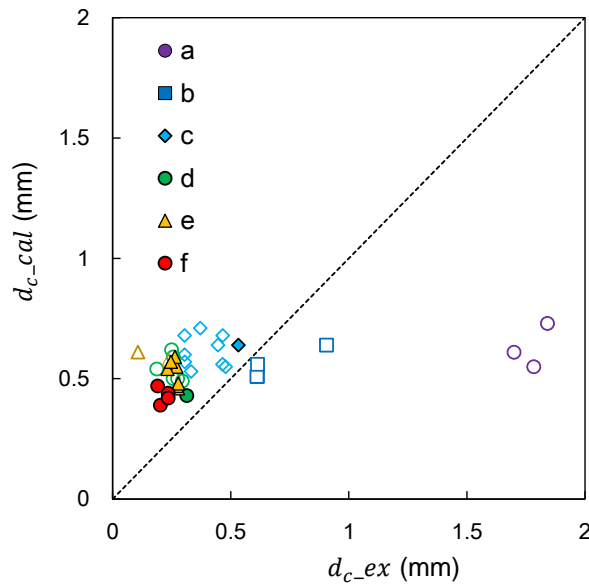
4.5.3 では、摩擦速度 $u_*$ もしくは間隙流体の乱れ速度 $v_t$ と集団沈降の影響を考慮した沈降速度 $w_s$ の比からなる浮遊条件を考えた。その結果、 $u_*/w_s > 3$ もしくは $v_t/w_s > 8$ で液相として振る舞い始めることが分かった。ただし、間隙流体の乱れ速度 $v_t$ は固定床での適用を考えて濃度一様の仮定のもとで式(4.7)のように導出したが、移動床上の土石流では濃度分布の影響が大きいため式(4.6)の速度勾配を厳密に評価する必要がある。ここでは $v_t/w_s$ とも対応関係にあり、速度勾配の影響が表れないため移動床上の土石流でも比較的容易に適用できる $u_*/w_s$ を用いて検討することにする。また、本実験において液相化した土砂濃度は最大でも0.06程度であり、集団沈降の効果は小さいとして $w_s$ は単一粒子の沈降速度 $w_0$ に一致するとする。このとき、連続的な粒度分布において浮遊条件 $u_*/w_0 > 3$ を満たす粒径は液相化する可能性があると考えられるから、粒度分布において $u_*/w_0 = 3$ となる粒径を逆算する。

Fig. 5.12 は、Fig. 5.8 で算出した液相化割合から推定した境界粒径 $d_{c\_ex}$ と、浮遊条件から逆算した境界粒径 $d_{c\_cal}$ を比較したものである。ただし、Fig. 5.8 では液相化割合が5%以上のケースを液相化が生じたケースとして分けて示している。図より、実験砂 a と b では全てのケースで $d_{c\_cal}$ が $d_{c\_ex}$ より小さい値をとっている。ここで、実験砂 a と b では液相化がほとんど生じていないため (Fig. 5.8)、 $d_{c\_ex}$ はそれぞれの粒度分布の下限値に相当する。つまり、実験砂 a と b における $d_{c\_cal}$ はそれぞれの粒度分布の下限よりも小さい値となっており、粒度分布の中に $u_*/w_0 > 3$ を満たす粒径が存在しないことを意味している。つまり、以上の結果は、浮遊条件により境界粒径を検討した際、粒度分布の中に $u_*/w_0 > 3$ を満たす粒径が存在しない場合には液相化が生じないとみなせることを示している。

一方、実験砂 c-e では液相化が生じているケースと生じていないケースがあり、いずれの場合も $d_{c\_cal}$ が $d_{c\_ex}$ より大きい値をとる。実験砂 f では全てのケースで液相化が生じており、 $d_{c\_cal}$ が $d_{c\_ex}$ より大きい値をとっている。つまり、実験砂 c-f では粒度分布の中に $u_*/w_0 > 3$ を満たす粒径は存在するが、必ずしもそれらの粒径が液相化するわけではないことを意味している。

ここで、本実験で推定された $d_{c\_ex}$ の意味を考えると、みかけの間隙流体密度をもとに液相化割合を考えて求めていることから、これより小さい粒径はすべて液相化してみかけの間隙流体密度の上昇に寄与していると仮定している。一方、浮遊条件 $u_*/w_0 > 3$ は4.5.3でも検討したように、液相化する可能性がある条件を示したものであり、液相化する粒径の上限を表したものだと考えられる。このことを考慮すると、 $d_{c\_cal}$ が $d_{c\_ex}$ より大きい値をとっているのは妥当だと考えられる。

上述の議論は液相化する最大の粒径を考えることで、間隙流体密度の上限値を表すと考えられる。つまり、実用的には土石流の数値計算においてこのような間隙流体密度の上限値を用いることで、安全側にみた検討ができると考えられる。



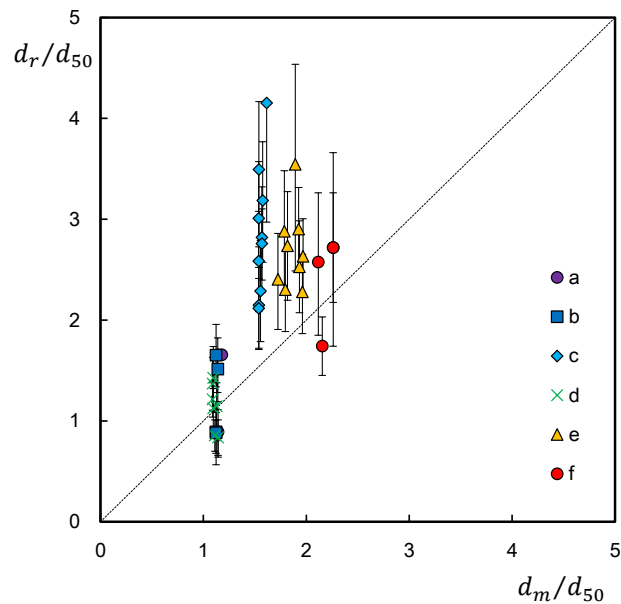
**Fig. 5.12** Comparison between boundary grain sizes estimated by this experiment and those calculated by suspension conditions. Marks are closed in case of suspension while open in case of no suspension.

### 5.5.3 幅広い粒度分布が応力構造に与える影響

ここではこれまでの実験結果をもとに、移動床上の石礫型土石流において連続的な粒度分布が応力構造に与える影響について検討する。

まず抵抗係数の検討では、平衡濃度により液相化割合を求め、固相の土砂の平均体積粒径  $d_m$  を評価して算出した抵抗係数の理論値が、実験値と概ね対応していた (**Fig. 5.9**)。また、流速分布の検討においても、幅広い粒度分布をもつにも関わらず均一粒径の流れに近い分布を示していた (**Fig. 5.11**)。これらのことは、従来現地の土石流計算において、代表粒径に対して経験的に体積平均粒径を与え、均一粒径での構成則を用いて記述されてきたことがある程度妥当性をもつことを示している。

一方で、抵抗係数の理論値は実験値を若干小さく評価する傾向にあり、特に実験砂 **c** と **e** の多くのケースでその傾向は顕著であった (**Fig. 5.9**)。抵抗係数の違いは代表粒径の違いを反映していると考えられるから、平衡濃度により評価した固相の体積平均粒径  $d_m$  と、実際の代表粒径に差異が生じている可能性がある。そこで、抵抗係数の実験値に合うように Egashira et al. (1997) の構成則をもとに代表粒径  $d_r$  を逆算し、 $d_m$  と比較した結果を **Fig. 5.13** に示す。ただし、 $d_m$  と  $d_r$  はそれぞれの実験砂の中央粒径  $d_{50}$  で割ることで無次元化して表示している。これをみると、抵抗係数に合うように逆算した代表粒径は平均体積粒径よりも系統的に大きい値をとっている。また、同一の実験砂において、実験条件の違いによる  $d_m$  の違いは小さいのに対して、 $d_r$  の値はばらついていることが分かる。このことは、平均体積粒径の値はほとんど変わらないときでも、実際の代表粒径は流動条件に応じて変化するこ



**Fig. 5.13** Comparison between volume-averaged diameters and representative diameters estimated from friction coefficients.

とを示唆している。

ここで、 $d_r$ が $d_m$ よりも系統的に大きい値をとったことについて、平衡濃度と抵抗係数が土石流の応力構造をマクロに評価する指標であるという観点から考察する。まず、平衡濃度は土石流の応力構造のうち固体摩擦応力を反映しており、流れをマクロに見た際に（：流動深方向の分布を積分した形で）固体摩擦応力に寄与する土砂を固相の土砂として評価していることになる。つまり $d_m$ は、固体摩擦応力に寄与しない土砂を液相の土砂として除き、残りを固相の土砂としてその平均体積粒径から算出されている。一方、抵抗係数は土石流の応力構造のうち流動応力を反映しており、流れをマクロに見た際に流動応力のうち衝突応力に寄与する土砂を固相の土砂として評価していることになる。つまり $d_r$ は、衝突応力に寄与しない土砂を液相の土砂として除き、残りを固相の土砂としてその代表粒径を表していると考えられる。 $d_m$ と $d_r$ が一致しないことは、固体摩擦応力に寄与する土砂と衝突応力に寄与する土砂は均一粒径の場合のように一致するわけではないことを示している。また、抵抗係数により評価された $d_r$ が、平衡濃度により評価された $d_m$ より系統的に大きい値をとったことから、流れをマクロに見た際に衝突応力に寄与する土砂の粒径階の範囲の方が、固体摩擦応力に寄与する土砂の粒径階の範囲よりも大きいことを示している。このことは、連続的な粒度分布からなる土石流の土砂は応力構造への寄与によって分類できることを示唆している。つまり、平衡濃度と抵抗係数の両者によって固相と評価される土砂は、固体摩擦応力と衝突応力の両者に寄与していると考えられる。平衡濃度と抵抗係数の両者によって液相と評価される土砂は、固体摩擦応力と衝突応力の両者に寄与せず、間隙

流体と一体化して液相として振る舞うと考えられる。これらはそれぞれ、従来考えられてきた「粗粒砂」と「微細土砂」に対応すると考えられる。一方で、平衡濃度では固相、抵抗係数では液相と評価される土砂は、固体摩擦応力に寄与するが衝突応力に寄与しないと考えられ、従来の枠組みでは想定されていないものである。つまり、連続的な粒度分布からなる土石流では粒径階によって固体摩擦応力と衝突応力への寄与が異なる可能性がある。

## 5.6 結論

第4章での二粒径におけるモデルと、連続的な粒度分布を固相と液相の土砂に分ける境界粒径を組み合わせた幅広い粒度分布への拡張モデルをもとに、Egashira et al. (1997) の構成則を用いて幅広い粒度分布からなる石礫型土石流の応力構造を検討した。本研究では連続的な粒度分布からなる6種類の実験砂を用意し移動床実験を行うことで、平衡輸送濃度と平衡勾配の関係を得た。ここで得られた関係を構成則に適用することで、みかけの間隙流体密度を逆算し、液相化割合を求めた。さらに、液相化割合に対応する境界粒径を用いて粒度分布を固相の土砂と液相の土砂に分け、代表粒径として固相の土砂の体積平均粒径を算出し、構成則に適用することで抵抗係数の理論値を導出して実験値と比較した。

その結果、抵抗係数の理論値は実験値と比較的良く対応しているものの、理論値が実験値を若干小さく評価するケースも見られた。抵抗係数の実験値に合うように代表粒径を逆算すると、平衡濃度によって評価した固相の土砂の体積平均粒径よりも系統的に大きい値をとった。平衡濃度は固体摩擦応力に寄与する土砂を固相として評価しており、抵抗係数は衝突応力に寄与する土砂を固相として評価していることから、2つの代表粒径の差異は固体摩擦応力に寄与するが衝突応力に寄与しない土砂が存在する可能性が示唆された。

## 第6章

### 結論

本研究は、非粘着性材料からなる多様な土石流の応力構造を統一的な観点から理解することを目的として、均一粒径での石礫型土石流の構成則をもとに検討を行った。

第1章では、土石流の現地観測や水路実験などにより明らかにされてきた土石流の現象論を述べ、流動機構に基づく土石流の分類を示した。さらに、分類されたそれぞれの流れに対するモデル化の研究をレビューし、現実の多様な流れにそれらのモデルを適用する際の課題を整理して、本研究の目的と方向性を述べた。

近年における土石流の現地観測や水路実験・数値計算などにより土石流の多様な流動機構が徐々に明らかにされてきた。その成果をもとにして流動機構に基づく土石流の分類が行われており、主に粗粒砂からなり粒子間応力が卓越し層流状に流れる石礫型土石流、主に微細土砂からなり流動深スケールの乱れが卓越する乱流型土石流、主に粘着性材料からなり粘性が卓越する粘性泥流の3つに分けられ、それぞれに対して連続体力学の観点から構成則を導出することでモデル化が行われてきた。一方、実際の土石流では同一のイベント内でも層流状の流れと乱流状の流れの両者を有する場合があり、上述の3つの流れのいずれかに分類できない場合がある。また、粒子間応力が卓越する石礫型土石流では、主に均一粒径からなる流れを対象にして構成則が提示されているが、実際の土石流では粘土やシルトから巨礫のサイズまで幅広い粒度分布からなり、巨礫が流れ表面に浮き上がり土石流先頭部に集中する分級現象や、微細土砂の液相化といった混合粒径特有の流動特性を見せる。しかし、これらの現象はそれぞれを対象として別々に研究されており、現状では分級の影響を受ける粒子と液相化の影響を受ける粒子の遷移を扱うことができない。従来の研究から、混合粒径の石礫型土石流も乱流型土石流も均一粒径からなる石礫型土石流と同様の構造をもっていることが示唆されており、これらの多様な流れを均一粒径での石礫型土石流の構成則に基づいて統一的に説明できる可能性がある。以上の観点から、本研究では均一粒径での石礫型土石流の構成則をもとにして、非粘着性材料からなる土石流の多様な流れの応力構造を統一的な観点から理解することを試みた。

第2章では、まず均一粒径での石礫型土石流の構成則の導出を詳細に説明した上で、その適用性を基礎的な実験により確認した。均一からなる土石流の水路実験を5種類の粒径で行い、粗度と流れ中の粒子を一致させた上で、石礫型土石流の構成則の適用性を流速分布・抵抗係数をもとに検討した。まず、横断方向の流速分布をみると、側壁近傍において側壁の摩擦の影響を受けて流速が小さくなっており、側壁から測定した流動深方向の流速分布もその影響を受けていると考えられた。そこで、実測した流動深方向の流速分布の積

分値が実測した流量に合うように、流動深方向の流速分布の補正を行った。そこで、構成則により導かれた理論線と比較すると、5種類の粒径において両者は良く対応していることが分かった。また、本実験で取得したデータの相対水深は、既往文献において報告されている石礫型土石流の範囲を十分カバーしており、幅広い相対水深において検証できていることが分かった。さらに、抵抗係数の実験値と理論値を比較したところ、5種類の粒径において両者は良く対応していた。以上のように、粗度と流れ中の粒子を一致させれば、石礫型土石流としてみなせる相対水深の範囲において構成則による理論値は精度よく一致することが分かった。このことは、混合粒径からなる石礫型土石流において粗粒砂は幅広い粒径からなるが、それぞれの粒径階に対して構成則は適用性をもつという点で重要である。

第3章では、均一粒径からなる土石流の応力構造を統一的に理解することを目的とした。まず、均一粒径からなる土石流の固定床実験において間隙水圧を測定し、層流では静水圧程度、乱流では全圧力程度の値をとり、その間で静水圧から全圧力へ間隙水圧が連続的に遷移していることが分かった。その結果をもとに、慣性力と流動応力の比で表される土石流のレイノルズ数 $Re_D$ により整理することで、均一粒径からなる土石流の層流から乱流への遷移を表現できることを確認し、層流から乱流への遷移が始まる限界レイノルズ数を $Re_{Dc} = 3000$ と定めた。これは、既往研究において流速分布や平衡勾配をもとに定められた $Re_{Dc}$ の値とも調和的であった。

さらに、下層では粒子間応力の卓越し、上層では乱れが卓越するとした二層モデルをもとに均一粒径からなる土石流の統一的な説明を試みた。そこでは、二層モデルにおいて粒子間応力層の高さを限界レイノルズから定めることで、全層が層流の流れから乱流になるまでの連続的な遷移を表現することができた。また、上記の議論を均一粒径からなる移動床上土石流に対しても適用し、上述の実験で定めた限界レイノルズ数により求めた粒子間応力層の高さを平衡濃度と平衡勾配の関係から求めた粒子間応力層の高さと比較すると、後者が過小評価する傾向にあるものの、両者は比較的良好に対応しており、移動床でも普遍的に適用できることが分かった。以上のことから、均一粒径からなる土石流は、河床条件を問わず二層モデルを考慮することで層流から乱流への流れの遷移を統一的に記述しうることが分かった。

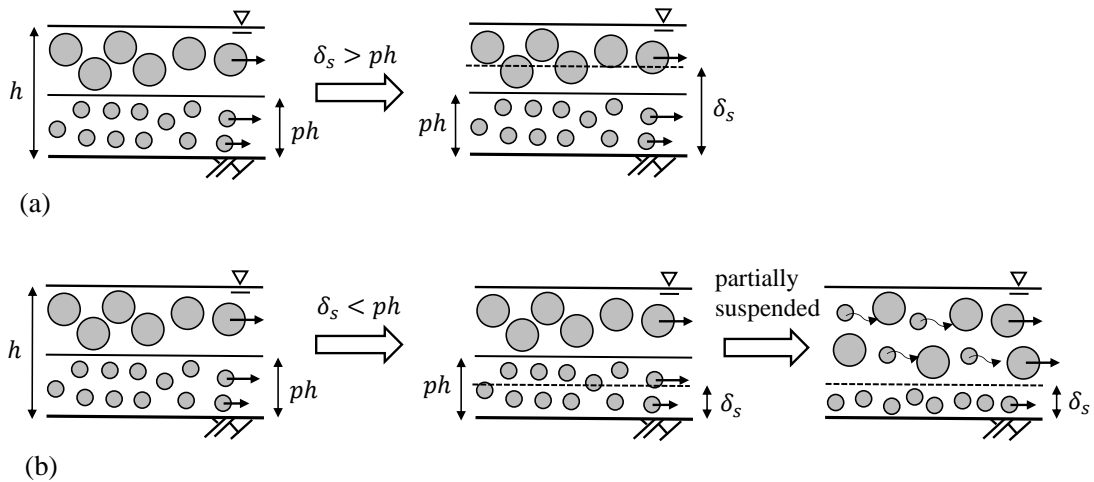
第4章では、小粒子の挙動が二粒径からなる石礫型土石流の応力構造に与える影響について検討することを目的として、均一粒径での構成則をもとに検討した。二粒径からなる流れにおいて、小粒子がすべて固相もしくは液相として振る舞う両極端の状況を考え、それぞれの場合に応じて小粒子の影響を代表粒径と間隙流体密度に反映させることで均一粒径での構成則を拡張し、固定床実験での流速分布と抵抗係数に適用した。解析の結果、小粒子の粒径が比較的大きい場合は固相の土砂として応力構造に寄与するが、分級によって代表粒径が変化することで均一粒径の流れにおける流速分布とは異なる形をとることが分かった。一方、小粒子の粒径が比較的小さい場合は必ずしも完全に液相として振る舞うわけではなく、一部が固相で、残りが液相のように中間的な振る舞いを見せることが分かつ

た。浮遊砂での浮遊条件とのアナロジーをもとに小粒子の挙動を考えると、間隙流体の乱れ速度と小粒子の沈降速度の比で表される浮遊条件に対応して固相から液相に変化していることが示された。

第5章では、第4章での二粒径モデルと、連続的な粒度分布を固相と液相の土砂に分ける境界粒径を組み合わせた幅広い粒度分布への拡張モデルをもとに、均一粒径の石礫型土石流に対する構成則を用いて幅広い粒度分布からなる石礫型土石流の応力構造を検討した。本研究では連続的な粒度分布からなる6種類の実験砂を用意し移動床実験を行うことで、平衡輸送濃度と平衡勾配の関係を得た。ここで得られた関係を構成則に適用することで、みかけの間隙流体密度を逆算し、液相化割合を求めた。さらに、液相化割合に対応する境界粒径を用いて粒度分布を固相の土砂と液相の土砂に分け、代表粒径として固相の土砂の体積平均粒径を算出し、構成則に適用することで抵抗係数の理論値を導出して実験値と比較した。その結果、抵抗係数の理論値は実験値と比較的良好に対応するものの、理論値が実験値を若干小さく評価するケースが見られた。

抵抗係数の実験値に合うように代表粒径を逆算すると、平衡濃度によって評価した固相の土砂の体積平均粒径よりも系統的に大きい値をとった。平衡濃度は固体摩擦応力に寄与する土砂を固相として評価しており、抵抗係数は衝突応力に寄与する土砂を固相として評価していることから、2つの代表粒径の差異は固体摩擦応力に寄与するが衝突応力に寄与しない土砂が存在する可能性を示唆している。

以下では、これまでの各章の結果をもとに粒径組成が土石流の応力構造に与える影響について考察する。まず、均一粒径からなる土石流での層流から乱流への遷移は、上層は乱れの影響を受けて乱流となっているが下層は層流状態を維持して粒子間応力が卓越するとする二層モデルをもとに、粒子間応力層の厚さの変化によって統一的に表現できることが分かった。一方、二粒径からなる石礫型土石流では、抵抗係数を用いて流れをマクロにとらえた解析から、小粒子は一部が固相で、残りが液相のように中間的な振る舞いを見せ、液相として振る舞う割合は小粒子の浮遊条件に対応して変化していることが分かった。第4章の考察でも触れたが、このような小粒子の挙動の変化を均一粒径での流れの遷移と同様に説明することを試みる (**Fig. 6.1**)。この際、小粒子が固相として振る舞う場合に生じる分級現象に着目する。流動深を $h$ 、小粒子の存在割合を $p$ とすると、分級によって河床付近に集中した小粒子は均一粒径に近い流れを形成するとして、濃度分布が一様の仮定のもとでは小粒子層の厚さは $ph$ となる。このとき、小粒子層に対する粒子間応力層の厚さ $\delta_s$ を考えると、小粒子層が粒子間応力層内に収まる場合、つまり $\delta_s > ph$ の場合はすべての小粒子が固相として振る舞うと考えられる (**Fig. 6.1 (a)**)。一方で、粒子間応力層の外側にも小粒子層が存在する場合、つまり $\delta_s < ph$ の場合は粒子間応力層内では固相として振る舞うことができるものの、その外側では乱れの影響を受けて液相化する可能性があると考えられる (**Fig. 6.1 (b)**)。このとき、河床付近の厚さ $\delta_s$ 内では小粒子層が維持されるが、それより上層では



**Fig. 6.1** Schematic diagrams of debris flows containing bidisperse granular materials: **(a)** all smaller particles behave as a solid phase; **(b)** a part of smaller particles behaves as a fluid phase.

層流状態で流れる大粒子の粒子間隙で小粒子が液相化することになる。このことは、流れをマクロにとらえた際にみられた、小粒子の一部が固相で残りが液相というような中間的な振る舞いが、流動深方向に液相化の分布が生じることによって説明できる可能性があることを示唆している。

また、連続的な粒度分布からなる石礫型土石流においても同様に考えると、粒子間応力層の厚さが流動深よりも大きくなるような比較的大きい粒径階の土砂は必ず固相として振る舞うと考えられる。一方、粒子間応力層の厚さが流動深よりも小さくなるような比較的小さい粒径階の土砂は、分級によって河床付近に落ち込み、存在割合に応じて液相化が生じる可能性がある。このとき、河床付近は固相として振る舞う比較的小さい粒径階の土砂によって粒子間応力層が受け持たれていると考えられる。ここで、流速分布の測定結果をみると (**Fig. 5.11**)、移動床では固定床と異なり河床付近での速度勾配が小さくなっている。つまり、分級により小粒子が集中する河床付近は速度勾配が小さいため応力構造に与える影響が小さく、その上層の速度勾配が大きいところに比較的大きい粒径階の土砂が存在するため、実際の流れの代表粒径が大きくなった可能性がある。つまり、平衡濃度や抵抗係数といったマクロな指標による評価で生じた差異は、分級によって生じる粒径階ごとの流動深方向の分布をもとに説明できる可能性がある。以上のことから、均一粒径の乱流型土石流や混合粒径の石礫型土石流においても、均一粒径からなる石礫型土石流の構成則をもとにして応力構造を議論することの有効性が示され、多様な土石流の流れの応力構造を統一的に理解する際の今後の有効な道筋となると考えられる。

本研究により、定常状態での多様な土石流の流れの理解はある程度進んだと考えられる。ただし、本研究で示唆されたように、流れの鉛直構造に踏み込んだ研究も必要であると考



えられる。例えば、粒径階ごとの粒子の挙動の追跡や粒径階ごとの濃度分布を検討する必要がある。

一方で、実際の流れは複雑な地形条件下の非定常な流れであり、それに応じた問題がたくさんある。例えば、侵食・堆積時の土石流の挙動は均一粒径からなる流れを対象としてもまだ明らかになっていないことが多い。さらに、混合粒径の効果がこれらの非定常な流れに及ぼす影響は大きな問題となると考えられる。侵食においてはある程度以上の巨礫は流れに取り込まれずに粗度として振る舞うだろうし、微細土砂が含まれることで侵食が大きく進む可能性がある。また、堆積においても先頭部の巨礫の挙動が後続流に及ぼす影響も大きいと考えられる。土石流が地形変化に及ぼす影響が注目されている中で、このような研究は今後の中心テーマとなっていくと考えられる。

以上に述べたように、現実の幅広い粒度分布からなる土石流の流動機構を理解するための研究はまだ始まったばかりだと考えられる。さらに土石流は火砕流や海底土石流などの他の粒子流とも共通の流れ構造を有していると考えられるため、それらの流れとの比較も重要である。統一的な観点からこれらの粒子流をみることで、土石流のみならずこれらの多様な流れの統一的な記述につながる可能性があるといえる。

## Appendix

### 均一粒径の微細土砂からなる流れの堆積実験

#### 1. 実験の背景

均一粒径からなる石礫型土石流では、移動床上の流れにおいて一般的に平坦河床が形成され、河床で侵食も堆積も生じない平衡状態において平衡勾配と平衡濃度が一对一の対応関係にあることが確認されている (Egashira et al., 1997)。一方、それより比較的細かい粒子からなる土石流では、移動床で平坦河床が形成される際、平衡状態において平衡勾配と平衡濃度は一对一に対応せず、土石流流量や粒径によって変化することが知られている

(Winterwerp et al., 1990; 江頭ら, 1994; 伊藤・江頭, 2007)。一般的にこのような実験は、第5章で行ったように下流に移動床区間を設置し、河床が平衡状態になるまで上流から定常的に土石流を供給して平坦河床を形成させるが、比較的細かい粒子を用いた場合は河床波が発生して平坦河床が得られず、平衡勾配を測定できない場合がある (伊藤・江頭, 2005) そこで本実験では、循環式の水路を用いて水路勾配を徐々に低下させていき、堆積が始まった勾配を平衡勾配とすることで河床波が発生するような均一粒径の微細土砂からなる土石流の平衡勾配を取得する。ここで、本実験のデータは本文中でも扱われているが、実験自体の内容は本文の本筋とは外れるため、Appendix としてまとめた。

#### 2. 実験方法

用いた実験水路は第2章で用いたものと同じの全長 10 m、幅 0.3 m の可変勾配水路である。本実験では、下流端から 8 m の区間の幅を 0.1 m に加工し、河床には粒径 2.9 mm の均一粒径砂を粗度として張り付けている。実験水路の模式図を Fig.A.1 に示す。

均一粒径からなる流れの堆積機構を検討するため実験砂には粒径 0.11 mm の東北珪砂 8 号 (北日本産業) を用いた。土砂の比重は 2.6、内部摩擦角は 34°、反発係数は 0.85 である。

実験手法に関しては、下流端に設置されている混合タンクの中で実験砂と水を混ぜ、循環用のサンドポンプ (KTV2-80, ツルミポンプ) によって水路上流端まで吸い上げて水路内に土石流を供給している。混合タンク内には攪拌用のサンドポンプ (KTV2-80, ツルミポンプ) も設置されており、底面に沈降した土砂を吸い上げて表層の方に戻すことでタンク内で土砂濃度が一樣になるようにしている。ポンプからの土石流供給量はバルブによって流量 10 L/s までの範囲で調節できる。水路勾配は初期を 2.5° に設定し、0.1° ずつ徐々に下げていき、堆積した際の勾配を平衡勾配としている。実験条件は、土砂濃度を約 0.1、0.15、0.2、0.3 の 4 種類、土石流流量を約 2、4、6、8 (L/s) の 4 種類としている。土石流流量と土砂濃度は、下流端においてバケツにより土石流を採取して、単位時間あたりの流量  $Q$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )、輸送濃度  $C_t$  を測定することで確認した。

超音波センサー（E4PA-LS50-M1-N, Omron）6つを下流端から1 m ごとの位置に設置し、データロガー（NR-2000, Keyence）によりサンプリング周波数 50 Hz で記録して土石流表面の水位変動を測定し、堆積が生じる勾配の直前の勾配での流動深 $h$ （cm）を測定した。

実験結果を Table A.1 に示す。ここで、 $T$ は水温である。

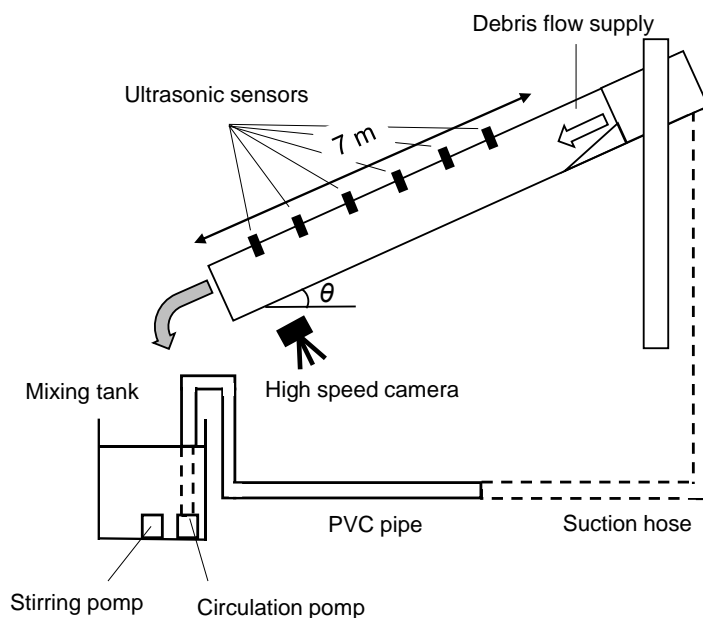


Fig. A.1 Experimental setup.

Table A.1 Experimental conditions.

Case	$Ct$	$Q$ (L/s)	$h$ (cm)	$\theta e$ (deg.)	$T$ (°C)
1	0.088	3.92	4.53	1.1	24.5
2	0.084	3.85	4.28	1.1	27.2
3	0.090	4.35	4.23	1.1	27.5
4	0.093	3.79	4.15	1.1	27.4
5	0.082	8.46	7.67	0.8	26.8
6	0.144	1.01	1.57	1.9	30.5
7	0.154	0.97	1.51	2.1	30.9
8	0.157	1.07	1.35	2.3	30.8
9	0.155	2.71	4.44	1.0	30.9
10	0.124	5.80	5.80	0.8	29.7
11	0.139	4.26	4.81	0.9	30.0
12	0.178	2.43	2.66	1.3	30.1
13	0.196	1.90	3.24	1.5	33.0
14	0.195	1.75	3.16	1.6	36.8
15	0.210	4.55	5.12	1.2	34.8
16	0.222	5.75	6.66	1.0	35.3
17	0.320	5.41	5.43	1.5	31.0
18	0.338	3.16	3.01	2.4	29.8

## 参考文献

- Arai, M., and Takahashi, T. (1986): The Karman constant of the flow laden with high sediment, Proceedings of 3rd International Symposium on River Sedimentation, University of Mississippi, Oxford, Mississippi, pp.824–833.
- Armanini, A., Larcher, M., and Fraccarollo, L. (2009): Intermittency of rheological regimes in uniform liquid-granular flows, *Physical Review E*, 79, 051306.
- Armanini, A., Larcher, M., Nucci, E., and Dumbser, M. (2014): Submerged granular channel flows driven by gravity, *Advances in Water Resources*, 63, pp.1–10.
- 芦田和男・江頭進治 (1985) : 長野県西部地震による御岳くずれの挙動、京都大学防災研究所年報、28、B-2、pp.1–19.
- 芦田和男・山野邦明・神田昌幸 (1985) : 高濃度流れに関する研究(1) ー粘性係数と沈降速度ー、京都大学防災研究所年報、28、B-2、pp.367–377.
- 芦田和男・山野邦明・神田昌幸 (1986) : 高濃度流れに関する研究(2) ー流動機構ー、京都大学防災研究所年報、29、B-2、pp.361–375.
- Baas, J. H., and Best, J. L. (2002): Turbulence modulation in clay-rich sediment-laden flows and some implications for sediment deposition, *Journal of Sedimentary Research*, 72, pp.336–340.
- Baas, J. H., Best, J. L., and Peakall J. (2016): Comparing the transitional behavior of kaolinite and bentonite suspension flows, *Earth Surface Processes and Landforms*, 41, pp.1911–1921.
- Bagnold, R. A. (1954): Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, *Proceedings of The Royal Society A*, 225, pp.49–63.
- Bagnold, R. A. (1968): Deposition in the process of hydraulic transport. *Sedimentology*, 10, pp.45–56.
- Berti, M., Genevois, R., Simoni, A., and Tecca, P. R. (1999): Field observations of a debris flow event in the Dolomites, *Geomorphology*, 29, pp.265–274.
- Berzi, D., and Jenkins, J. T. (2008): A theoretical analysis of free-surface flows of saturated granular-liquid mixtures, *Journal of Fluid Mechanics*, 608, pp.393–410.
- Bouchut, F., Fernandez-Nieto, E. D., Mangeney, A., and Narbona-Reina, G. (2016): A two-phase two-layer model for fluidized granular flows with dilatancy effects, *Journal of Fluid Mechanics*, 801, pp.166–221.
- Boyer, F., Guazzelli, E., and Pouliquen, O. (2011): Unifying suspension and granular rheology, *Physical Review Letters*, 107, 188301.
- Campbell, C. S. (1990): Rapid granular flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22, pp.57-92.
- Coe, J. A., Kinner, D. A., and Godt, J. W. (2008): Initiation conditions for debris flows generated by

- runoff at Chalk Cliffs, central Colorado, *Geomorphology*, 96, pp.270–297.
- Coussot, P., Laigle D., Arrattano, M., Deganutti, A., and Marchi, L. (1998): Direct determination of rheological characteristics of debris flow, *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(8), pp.865–868.
- Cundall, P., and Strack, O. (1979): A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, 29, pp.47–65.
- Da Cruz, F., Emam, S., Prochnow, M., Roux, J. N., and Chevoir, F. (2005): Rheophysics of dense granular materials: discrete simulation of plane shear flows, *Physical Review E*, 72, 021309.
- 大同淳之 (1974) : 急こう配上の多量の砂れきを含む流れの流動特性、水理講演会講演集、18、pp.199–203.
- Delannay, A., Valance, A., Mangeney, A., Roche, O., and Richard, P. (2017): Granular and particle-laden flows: From laboratory experiments to field observations, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(5), 053001.
- Einstein, A. (1906): A new determination of molecular dimensions, *Annals of Physics*, 19, pp.289-306. (in German)
- 江頭進治・伊藤隆郭 (2004) : 土石流の数値シミュレーション、日本流体力学学会数値流体力学部門 Web 会誌、12(2)、pp.33–43.
- 江頭進治・本田尚正・宮本邦明 (1998) : 姫川支川蒲原沢土石流のシミュレーション、水工学論文集、42、pp.919–924.
- Egashira, S., Honda, N., and Itoh, T. (2001): Experimental study on the entrainment of bed material into debris flow, *Physics and Chemistry of the Earth (C)*, 26, pp.645–650.
- Egashira, S., Itoh, T., and Takeuchi, H. (2001): Transition mechanism of debris flows over rigid bed to over erodible bed, *Physics and Chemistry of the Earth (B)*, 26(2), pp.169–174.
- 江頭進治・宮本邦明・伊藤隆郭 (1997) : 掃流砂量に関する力学的解釈、水工学論文集、41 巻、pp.789-794.
- Egashira, S., Miyamoto, K., and Itoh, T. (1997): Constitutive equation of debris flow and their applicability, *Proceedings of 1st International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation*, pp.340–349.
- 江頭進治・佐藤隆宏・千代啓三 (1994) : 砂粒子を高濃度を含む流れに及ぼす粒子径の影響、京都大学防災研究所年報、37、B-2、pp.359–369.
- 江頭進治・芦田和男・矢島啓・高濱淳一郎 (1989) : 土石流の構成則に関する研究、京都大学防災研究所年報、32、B-2、pp.487–501.
- Fukuda, T., and Fukuoka, S. (2019): Interface-resolved large eddy simulations of hyperconcentrated flows using spheres and gravel particles, *Advances in Water Resources*, 129, pp.297–310.
- GDR MiDi (2004): On dense granular flows, *The European Physical Journal E*, 14, pp.127–135.
- George, D. L., and Iverson, R. M. (2014): A depth-averaged debris-flow model that includes the

- effects of evolving dilatancy. II. Numerical predictions and experimental tests, *Proceedings of The Royal Society A*, 470(20130), 820.
- Goldhirsch, I., and Zanetti, G. (1993): Clustering instability in dissipative gases. *Physical Review Letters*, 70, pp.1619–1622.
- Gray, J. M. N. T., and Chugnov, V. A. (2006): Particle-size segregation and diffusive remixing in shallow granular avalanches, *Journal of Fluid Mechanics*, 569, pp.365–398.
- Gray, J. M. N. T., and Thornton, A. R. (2005): A theory for particle size segregation in shallow granular free-surface flows, *Proceedings of The Royal Society A*, 461, pp.1447–1473.
- Gu, Y., Ozel, A., and Sundaresan, S. (2016): Rheology of granular materials with size distributions across dense-flow regimes, *Powder Technology*, 295, pp.322–329.
- 橋本晴行 (2010) : 土砂の移動現象とそのメカニズム、*日本流体力学会誌*、29(3)、pp.193–202.
- 橋本晴行・平野宗夫 (1995) : 泥流の抵抗則に関する研究、*水工学論文集*、39、pp.495–500.
- 橋本晴行・椿東一郎 (1983) : 土石流における逆グレイディング機構、*土木学会論文報告集*、336、pp.75-84.
- Hill, K. M., and Tan, D. S. (2014): Segregation in dense sheared flows: gravity, temperature gradients, and stress partitioning, *Journal of Fluid Mechanics*, 756, pp.54–88.
- Hill, K. M., and Yohannes, B. (2011): Rheology of dense granular mixtures: boundary pressures, *Physical Review Letters*, 106, 058302.
- 日野幹雄 (1963) : 固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化、*土木学会論文集*、92、pp.22–29.
- 堀田紀文 (2010) : 構成則に基づいた固定床上土石流の遷移機構に関する研究、*東京大学学位論文*.
- Hotta, N. (2011): Pore water pressure distributions of granular mixture flow in a rotating mill, in *Italian Journal of Engineering Geology and Environment*, R. Genevois, D. L. Hamilton, and A. Prestininzi, eds., Sapienza Universita Editrice University Press, Rome, Italy, pp.319–330.
- Hotta, N. (2012): Basal interstitial water pressure in laboratory debris flows over a rigid bed in an open channel, *Natural Hazards and Earth System Science*, 12, pp.2499–2505.
- Hotta, N., and Miyamoto, K. (2008): 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*, 1(2), pp.54–61.
- Hotta, N., Iwata, T., and Suzuki, T. (2019): How does particle-size segregation affect the fluidity of multigranular debris flows?, in *Proceedings of 7th International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation*.
- Hotta, N., Kaneko, T., Iwata, T., and Nishimoto, H. (2013): Influence of fine sediment on the fluidity of debris flows, *Journal of Mountain Science*, 10(2), pp.233–238.
- Howell D. W., Behringer, R. P., and Veje, C. T. (1999): Fluctuations in granular media, *Chaos*, 9,

pp.559–572.

Hunt, M. L., Zenit, R., Campbell, C. S. and Brennen, C. E. (2002): Revisiting the 1954 suspension experiments of RA Bagnold, *Journal of Fluid Mechanics*, 452, pp.1–24.

池谷浩 (1999) : 土石流災害、岩波書店、221p.

今泉文寿、土屋智、逢坂興宏 (2003) : 荒廃溪流源頭部の砂礫堆積地で発生する土石流の流動特性、砂防学会誌、56(2)、pp.14–22.

伊藤隆郭 (2000) : 土石流の構成則およびその適用に関する研究、立命館大学学位論文.

伊藤隆郭・江頭進治 (1998) : 土石流に関する構成則の比較研究、水工学論文集、42、pp.913–918.

伊藤隆郭・江頭進治 (2005) : 土石流の流れに及ぼす砂粒子径の影響、水工学論文集、49、pp. 895–900.

伊藤隆郭・江頭進治 (2007) : 高濃度流れの相変化に関する実験的研究、水工学論文集、51、pp. 895–900.

Itoh, T., and Egashira, S. (2007): Influence of debris flow discharge on equilibrium bed slope, *Proceedings of 4th International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation*, pp.151–163.

伊藤隆郭・江頭進治・宮本邦明 (1999) : 土石流の固定床から移動床流れへの遷移過程に関する研究、水工学論文集、43、pp.635–640.

伊藤隆郭・江頭進治・宮本邦明 (2000) : 土石流の流れに及ぼす固相・液相の材料特性の影響、水工学論文集、44、pp.677–682.

Iverson, R. M. (1997): The physics of debris flows, *Reviews of Geophysics*, Vol.35, No.3, pp.245–296.

Iverson, R. M. (2015): Scaling and design of landslide and debris-flow experiments, *Geomorphology*, 244, pp.9–20.

Iverson, R. M., and Denlinger R. P. (2001): Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 106, B1, pp.537–552.

Iverson, R. M., and George D. L. (2014): A depth-averaged debris-flow model that includes the effects of evolving dilatancy. I. Physical basis, *Proceedings of The Royal Society A*, Vol. 470, No. 2170, 20130819.

Iverson, R. M., and Ouyang, C. (2015): Entrainment of bed material by earth-surface mass flows: review and reformulation of depth-integrated theory, *Reviews of Geophysics*, 53, pp.27–58.

Iverson, R. M., Logan, M., LaHusen, R. G. and Berti, M. (2010): The perfect debris flow? Aggregated results from 28 large-scale experiments, *Journal of Geophysical Research*, 115, F03005.

岩田知之・堀田紀文・鈴木拓郎 (2013) : 混合粒径土石流における分級現象が流動特性に及ぼす影響、砂防学会誌、66(3)、pp.13–23.

- Jaeger, H.M., Nagel, S.R., and Behringer, R.P. (1996) Granular solids, liquids, and gases, *Reviews of Modern Physics*, 68, pp.1259–1272.
- Jenkins, J. T. (2007): Dense inclined flows of inelastic spheres, *Granular Matter*, 10, pp.47–52.
- Jenkins, J. T., and Jackson, R. (1987): Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, *Journal of Fluid Mechanics*, 130, pp.187–202.
- Jenkins, J. T., and Mancini, F. (1987): Balance laws and constitutive relations for plane flows of a dense, binary mixture of smooth, nearly elastic, circular disks, *Journal of Applied Mechanics*, 54, pp.27–34.
- Jenkins, J. T., and Savage, S. B. (1983): A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles, *Journal of Fluid Mechanics*, 130, pp.187–202.
- Jenkins, J. T., and Richman, M. W. (1985): Grad's 13-moment system for a dense gas of inelastic spheres, *Archive for Rational Mechanics Analysis*, 87, pp.355–377.
- Jerolmack, D. J., and Daniels, K. E. (2019): Viewing Earth's surface as a soft-matter landscape, *Nature Reviews Physics*, 1, pp.716–730.
- Johnson, A.M. (1965): A model for debris flow. Ph.D. dissertation, Pennsylvania State University, State College, Pennsylvania, U.S.A.
- Jop, P., Forterre, Y., and Pouliquen, O. (2005): Crucial role of sidewalls in granular surface flows: Consequences for the rheology, *Journal of Fluid Mechanics*, 541, pp.167–192.
- Jop, P., Forterre, Y., and Pouliquen, O. (2006): A constitutive law for dense granular flows, *Nature*, 441, pp.727–730.
- Kaitna, R., Palucis, M. C., Yohannes, B., Hill, K. M., and Dietrich, W. E. (2016): Effects of coarse grain size distribution and fine particle content on pore fluid pressure and shear behavior in experimental debris flows, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 121, pp.415–441.
- 金谷健一 (1979) : 粒状体の流動の基礎理論 : 第2報、発達した流れ、*日本機械学会論文集 B編*、45(392)、pp.515–522.
- Lanzoni, S., Gregoretti, C. and Stancanelli, L. M. (2017): Coarse-grained debris flow dynamics on erodible beds, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 122, pp.592–614.
- 前田健一・舘井 恵・福間雅俊 (2011) : 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*、64(4)、pp.3–14.
- McArdell, B. W., Bartelt, P., and Kowalski, J. (2007): Field observations of basal forces and fluid pore pressure in a debris flow, *Geophysical Research Letters*, 34(7), L07406.
- McCoy, S. W., Kean, J. W., Coe, J. A., Staley, D. M., Wasklewicz, T. A. and Tucker, G. E. (2010): Evolution of a natural debris flow: in situ measurements of flow dynamics, video imagery, and terrestrial laser scanning, *Geology*, 38, pp.735–738.
- Middleton, G. V. (1970): Experimental studies related to problems of flysch sedimentation, Lajoie, J. ed., *Flysch Sedimentology in North America*, Geological Association of Canada Special



Paper 7, pp.253–272.

御手洗菜美子・中西秀 (2007) : 流れる粉体の動力学 : バグノルド則をめぐって、日本物理学会誌、62(9)、pp.676–684.

宮本邦明 (1985) : Newton 流体を含む粒子流の流動機構に関する研究、立命館大学学位論文.

宮本邦明・伊藤隆郭 (2003) : 土石流の数値シミュレーションと相似則、砂防学会誌、55(6)、pp.40–51.

水原邦夫 (1990) : 土石流による流出土砂量とその関連因子との関係、科学研究費「自然災害の予測と防災力」研究成果、pp.48–53.

水野秀明・水山高久・南哲行・倉岡千郎 (2000) : 個別要素法を用いた鋼管製透過型砂防ダムの土石流捕捉効果に関するシミュレーション解析、砂防学会誌、52(6)、pp.4–11.

Nakagawa, H. and Takahashi, T. (1997): Estimation of a debris flow hydrograph and hazard area, Proceedings of 1st International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation: Mechanics, Prediction, and Assessment, C. L. Chen, ed., ASCE, New York, pp.64–67.

Nakano, Y., Shima H., and Ogawa K. (2012): Empirical study on the concentration of debris flow based on the effects of fine particle sediments, International Journal of Japan Erosion Control Engineering, 5(1), pp.52–59.

中谷洋明・前田健一・菅井径世・筒井胤雄・杉井大輔 (2005) : 急勾配区間での土石流に関する運動学的特性の再現手法について、砂防学会誌、58(4)、pp.35–40.

中谷加奈・古谷智彦・長谷川祐治・小杉賢一朗・里深好文 (2018) : 微細土砂の液相化が土石流挙動に及ぼす影響とその要因に関する検討、砂防学会誌、70(6)、pp.3–11.

西口幸希 (2014) : 深層崩壊に起因する土石流の数値シミュレーションに関する研究、京都大学学位論文.

Nishiguchi, Y., Uchida T., Tamura, K., and Satofuka, Y. (2011): Prediction of run-out process for a debris flow triggered by a deep rapid landslide, Italian Journal of Engineering Geology and Environment, B-053, pp.477–485.

O'Brien, J. S., and Julien P. Y. (1988): Laboratory analysis of mudflow properties, Journal of hydraulic engineering, 114(8), pp.877–887.

奥田節夫・諏訪浩・奥西一夫・仲野公章・横山康二 (1977) : 土石流の総合的観測 その 3 1976年焼岳上々堀沢における観測、京都大学防災研究所年報、20、B-1、pp.237–263.

奥田節夫・諏訪浩・奥西一夫・横山康二・仲野公章・小川恒一・浜名秀治 (1978) : 土石流の総合的観測 その 4 1977年焼岳上々堀沢における観測、京都大学防災研究所年報、21、B-1、pp.277–296.

Osti, R. and Egashira, S. (2008): Method to improve the mitigative effectiveness of a series of check dams against debris flows, Hydrological Processes, 22, pp.4986–4996.

Pailha, M., and Pouliquen, O. (2009): A two-phase flow description of the initiation of underwater granular avalanches, Journal of Fluid Mechanics, 633, pp.115–135.

- Pitman, E. B., and Le, L. (2005): A two-fluid model for avalanche and debris flows, *Philosophical Transactions of The Royal Society A*, 363, pp.1573–1601.
- Qian, X. S., and Das, H. S. (2019): Modeling subaqueous and subaerial muddy debris flows, *Journal of Hydraulic Engineering*, 145(1), 04018083.
- Richardson, J. F. and Zaki, W. N. (1954): Sedimentation and fluidization: part 1, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 32, pp.35–53.
- Satofuka, Y., Iio, T., and Mizuyama, T. (2007): Sediment sorting in stony debris flow, *Proc. of 4th International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation*, CD-ROM.
- Savage, S. B., and Hutter, K. (1989): The motion of a finite mass of granular material down a rough incline, *Journal of Fluid Mechanics*, 199, pp.177–215.
- Savage, S. B., and Lun, C. K. K. (1988): Particle size segregation in inclined chute flow of dry cohesionless granular solids, *Journal of Fluid Mechanics*, 189, pp.311–335.
- Savage, S., B. and Sayed, M. (1984): Stresses developed by dry cohesionless granular materials sheared in an annular shear cell, *Journal of Fluid Mechanics*, 142, pp.391–430.
- Silbert, L. E., Ertas, D., Grest, G. S., Halsey, T. C., Levine, D., and Plimpton, S. J. (2001): Granular flow down an inclined plane: Bagnold scaling and rheology, *Physical Review E*, 64, 051302.
- Stock, J. D. and Dietrich, W. E. (2006): Erosion of steepland valleys by debris flows, *Geological Society of America Bulletin*, 118, pp.1125–1148.
- 水理委員会共同研究グループ (1984) : 固液混相流における支配方程式の構造について、*水工学論文集*、38、pp.563–570.
- 水理委員会共同研究グループ (1985) : 固液混相流における支配方程式とその適用性、*水工学論文集*、39、pp.537–550.
- 諏訪浩・奥田節夫 (1982) : 焼岳上々堀沢扇状地における土石流の堆積構造、*京都大学防災研究所年報*、25、B-1、pp.307–321.
- Suzuki, T., and Hotta, N. (2016): Development of modified particles method for simulation of debris flow using constitutive equations, *International Journal of Erosion Control Engineering*, 9(4), pp.165–173.
- 鈴木拓郎・堀田紀文・宮本邦明 (2003) : 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*、56(2)、pp.5–13.
- Tai, Y. C., Heß, J., and Wang, Y. (2019): Modeling two-phase debris flows with grain-fluid separation over rugged topography: Application to the 2009 Hsiaolin event, Taiwan, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 124, pp.305–333.
- 高橋保 (1977) : 土石流の発生と流動に関する研究、*京都大学防災研究所年報*、20、B-2、pp. 405–435.
- Takahashi, T. (1980): Debris flow on prismatic open channel, *Journal of Hydraulic Engineering*, 106, No.HY3, pp.381–396.

- Takahashi, T. (1991): Debris flow, IAHR Monograph, Balkema.
- 高橋保 (2004) : 土石流の機構と対策、近未来社.
- 高橋保・小林幸一郎 (1993) : 粘性土石流の流動機構に関する研究、京都大学防災研究所年報、36、B-2、pp.433-449.
- 高橋保・里深好文 (2002) : 石礫型及び乱流型土石流の一般理論とその実用化モデル、砂防学会誌、55(3)、pp.33-42.
- 高橋保・辻本浩史 (1997) : 斜面上の粒状体流れの流動機構、土木学会論文集、565/II-39、pp. 57-71.
- 高橋保・匡尚富 (1986) : 変勾配流路における土石流の形成、京都大学防災研究所年報、29、B-2、pp.345-359.
- 高橋保・中川一・原田達夫 (1990) : 混合粒径材料からなる溪床侵食型土石流の予測、京都大学防災研究所年報、33、B-2、pp.443-456.
- 高橋保・中川一・山敷庸亮 (1990) : 混合粒径材料からなる土石流扇状地の形成とその侵食、京都大学防災研究所年報、34、B-2、pp.355-372.
- 高橋保・里深好文・千代啓三 (1996) : 土石流の慣性領域での流動則、京都大学防災研究所年報、39、B-2、pp.333-346.
- Takahashi, T., Nakagawa, H., Harada, T., and Yamashiki, Y. (1992): Routing debris flows with particle segregation, *Journal of Hydraulic Engineering*, 118(11), pp.1490-1507.
- Tripathi, A., and Khakhar, D. V. (2011): Rheology of binary granular mixtures in the dense flow regime, *Physics of Fluids*, 23, 113302.
- 椿東一郎・橋本晴行・末次忠司 (1982) : 土石流における粒子間応力と流動特性、土木学会論文報告集、317、pp.79-91.
- Uchida, T., Nishiguchi, Y., Nakatani, K., Satofuka, Y., Yamakoshi, T., Okamoto, A., and Mizuyama, T. (2013): New numerical simulation procedure for large-scale debris flows (Kanako-LS), *International Journal of Erosion Control Engineering*, 6(2), pp.58-67.
- Varnes, D.J. (1978) Slope movements types and processes. Shuster, R.L. and Krizek, R.J. ed., *Landslides Analysis and Control*, NAS Sp. Rp. 176, pp.11-33.
- 和田孝志 (2016) : 実用的な土石流数値計算モデルの開発、京都大学学位論文.
- Wada, T., Furuya, K., Nakatani, K., Mizuyama, T., and Satofuka, Y. (2015): Experimental study on the concentration of coarser particles at the frontal segment of a debris flow, *International Journal of Erosion Control Engineering*, 8(2), pp.20-30.
- Wang, W, Chen, G., Han, Z., Zhou, S., Zhang, H., and Jing, P. (2016): 3D numerical simulation of debris-flow motion using SPH method incorporating non-Newtonian fluid behavior, *Natural Hazards*, 81, pp.1981-1998.
- Wang, Z. Y., and Larsen, P. (1994): Turbulent structure of flows of water and clay suspensions with bed load, *Journal of Hydraulic Engineering*, 120(5), pp.577-600.

- Winterwerp, J. C., de Groot, M. B., Mastbergen, D. R., and Verwoert, H. (1990): Hyperconcentrated sand-water mixture flows over a flat bed, *Journal of Hydraulic Engineering*, 116(1), pp.36–54.
- Xia, C., Li, J., Cao, Z., Liu, Q., and Hu, K. (2018): A quasi single-phase model for debris flows and its comparison with a two-phase model, *Journal of Mountain Science*, 15(5), pp.1071–1089.
- 山野邦明・大同淳之 (1985) : 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、357、pp.25–34.
- Yano, K., and Daido, A. (1965): Fundamental study on mud-flow, *Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute*, 14(2), pp.69-83.
- Zheng, H. C., Shi, Z. M., Peng, M., and Yu, S. B. (2018): Coupled CFD-DEM model for the direct numerical simulation of sediment erosion by viscous shear flow, *Engineering Geology*, 245, pp.309–321.

## 謝辞

博士論文が完成するまでにおいて、多くの方々にご指導、ご支援いただきました。東京大学大学院農学生命科学研究科の堀田紀文准教授には、卒業論文で土石流をテーマとして研究を始めた際から数え切れないほどのご指導、ご支援をいただきました。研究面においては研究のテーマ設定から実験内容、研究の取りまとめに至るまですべてにおいてお世話になり、研究生活面でも格別のご配慮を賜りました。堀田准教授の存在なしでは自分のこれまでの研究生活は成立しえませんでした。同熊谷朝臣教授には、研究者としてのあり方や研究に対する熱い姿勢、学生指導の方法など数多くのことを学ばせていただきました。博士論文の内容に関してもゼミなどを通して数多くの助言をいただきました。また、同小田智基助教には土石流だけに限らない様々なテーマに関する議論をさせていただきました。そこでの議論が自分の基礎になっていると感じます。

国立研究開発法人森林総合研究所の鈴木拓郎氏、経隆悠氏には土石流研究の先輩として様々な助言をいただき、また励ましていただきました。お二人とは土石流の研究について数多くの議論をさせていただき、土石流についての理解を深めることができました。特に経隆悠氏は年齢も近く、研究者の先輩としてその背中から様々なことを学ばせていただいております。

広島大学大学院総合科学研究科の長谷川祐治准教授には、卒論時に実験についての知識がほとんどなかった自分に、土石流実験のプロとして実験手順を一から教えていただいた上、その後も学会や研究会において多くの助言をいただきました。また、京都大学大学院農学研究科の中谷加奈助教には卒論での実験の際からお世話になり、その後も学会・研究会を通して混合粒径からなる土石流の流動機構について数多くの助言をいただきました。

また、博士課程を通して様々な研究会に参加させていただき、そこで多くの方々にお世話になりました。ICHARM の江頭進治先生、元筑波大学大学院生命環境科学研究科（現日本工営株式会社）の宮本邦明先生には流砂研究会を通じて非常に多くの助言と励ましをいただきました。研究会後の飲み会でお二人と様々なテーマでお話しさせていただくことは、自分の研究生活にとって大きな楽しみのひとつであり、また非常に有意義な時間でした。日本工営株式会社の木佐洋志氏には、学会・研究会を通じて混合粒径からなる土石流の流動機構について多くの議論をさせていただき、流砂研究会の運営においてもお世話になりました。

公益社団法人砂防学会の公募研究会では、筑波大学大学院生命環境科学研究科の内田太郎准教授に数多くの助言をいただき、混合粒径土石流の研究の重要性について学ばせていただきました。京都府立大学大学院生命環境科学研究科の三好岩生准教授には土石流の流動機構について数多くの議論をさせていただき、励ましていただきました。また、株式会

社建設技術研究所の西口幸希氏には微細土砂を含む土石流の数値計算手法について学ばせていただき、微細土砂の扱いについて議論させていただきました。

京都大学大学院理学研究科の成瀬元准教授には、修士課程の際に突然の研究室訪問にも関わらず温かく迎えていただき、その後も研究に対して数多くの助言、励ましをいただいております。

また、土石流の現地調査に同行した際にも多くの方々のお世話になりました。宮崎大学農学部の篠原慶規准教授、神戸大学大学院海事科学研究科のクリストファー・ゴメス准教授には雲仙普賢岳の土石流調査において、現地調査の方法など非常に多くのことを学ばせていただきました。静岡大学農学部の今泉文寿准教授には静岡県大谷崩れでの土石流調査への参加を快く受け入れていただき、現地でも非常にお世話になりました。

本研究の実験では国立研究開発法人土木研究所の水路を使用させていただきましたが、そこでも多くの方にお世話になりました。石井靖雄氏、藤村直樹氏（現国土交通省総合政策局）、林真一郎氏、武澤永純氏、山崎祐介氏をはじめとする同研究所のみなさまには実験を行う上で格別のご配慮をいただき、みなさまのおかげで本研究での実験結果をまとめることができました。また、坂本登氏をはじめとする株式会社坂本の方々には水路加工において非常にお世話になりました。

研究室においても多くの方々のお世話になりました。学術支援職員の熊谷千代子氏には研究費の手続きをはじめとする研究室生活全般においてお世話になりました。また、博士研究員の江草智弘氏には、研究者の先輩としてその背中から様々なことを学ばせていただいております。研究室の後輩には、日常の些細なことに関する議論から実験の手伝いまで大変お世話になりました。

最後に、両親を始めとする家族や友人たちにはあらゆる面で支援をいただき応援していただきました。

以上の方々には心からの感謝の意を表し、謝辞とします。