

中央大学博士論文

数値移動床水路における石礫の運動と

河床構造の変化過程

MOVEMENT OF GRAVEL AND PROCESSES OF
CHANGE IN BED STRUCTURES IN A NUMERICAL
MOVABLE BED CHANNEL.

Takatoshi Atsumi

熱海 孝寿

博士（工学）

中央大学大学院

理工学研究科

都市人間環境学専攻

令和4年度

2023年3月

目次

第1章 序論	1
1-1 研究背景	1
1-1-1 混合粒径河床の粗粒化に関する既往研究	3
1-1-2 掃流砂に及ぼす粒子形状に関する既往研究	6
1-2 本論文の目的と構成	7
1-2-1 本論文の目的	7
1-2-2 本論文の構成	8
参考文献	9
第2章 数値解析法の概要	
2-1 概説	11
2-2 流体解析	14
2-2-1 流れ場の基礎式	14
2-2-2 自由水面の評価	15
2-3 粒子運動の解析	20
2-3-1 DEMの基礎式	20
2-3-2 流体力の評価	20
2-3-3 接触力の評価	21
参考文献	25
第3章 同一体積・非球形粒子群による粒子形状の効果に関する検討	
3-1 概説	26
3-2 同一体積・非球形粒子群の移動開始時の運動に関する検討	27
3-2-1 数値解析条件	27
3-2-2 数値実験結果と考察	29
3-3 高掃流力時における粒子形状の効果に関する検討	33
3-3-1 数値解析条件	33
3-3-2 数値実験結果と考察	36
3-4 第3章のまとめ	43
参考文献	43
第4章 混合粒径・球形状による鉛直分級機構に関する検討	
4-1 概説	44
4-2 数値解析条件	44
4-3 数値実験結果と考察	46
4-3-1 鉛直分級の発達過程と粒径階毎の粒子運動の軌跡	46

4-3-2	粒径毎の離脱量と堆積量の鉛直分布の特性	51
4-3-3	粒径毎の pick up rate と deposition rate の鉛直分布の特性	53
4-4	第4章のまとめ	58
	参考文献	58
第5章 石礫河川の掃流層内の流れ構造と粒子運動		
5-1	概説	59
5-2	数値実験結果と考察	59
5-2-1	出力条件および摩擦速度の算出	59
5-2-2	掃流層内の平均流速, 粒子速度分布, レイノルズ応力分布および相互作用項	61
5-2-3	瞬時レイノルズ応力分布と粒子運動の関係	65
5-3	第5章のまとめ	68
	参考文献	68
第6章 結論		
6-1	本研究の結論	69
6-2	今後の課題	69
	謝辞	70

第1章 序論

1-1 研究背景

洪水流と共に生じる土砂移動は、河川における流路・河床変動、水利用、生物の生息、生育、繁殖環境など、河川で生じるあらゆる現象に深く関わる研究テーマである。図1-1は、流砂系のフレームワークを示しており、河川の土砂輸送は、3つの相互作用系としてモデル化が行なわれる^{1)pp.4}。流砂の中でも、河床との接触を頻繁に行いながら流送される土砂は、掃流砂と呼ばれ、転動、滑動、saltation (跳躍運動) の形態に分類される。流れの底面せん断力と流砂量を関係づける研究が古くから行なわれ、決定論的や確率論的なアプローチがなされ多数の流砂量式が提案されている。その中でも、Einstein の掃流砂関数、M-P-M 式、芦田・道上式が代表的な流砂量式であり、現在でも広く適用されている^{2)第2編, 第5章}。河川に存在する土砂は、大小様々な粒径から構成される混合粒径である場合がほとんどで、掃流力や上流からの土砂供給条件によって、河床表層で細粒化や粗粒化が生じることが知られる。河床構造(河床表層の粒度分布、粒子配置、空隙率、凹凸など)と流砂機構および流れ場は、密接に関係しており、これらの相互の作用は、水理条件や河床材料特性によって複雑に変化するため、掃流砂量の定量的な評価を難しくさせている。この為、掃流砂量式の予測精度は、流れの算定精度と比べ低く、精々1 オーダー程度の精度^{3),4)}しか有していないことが指摘され、現時点でも、土砂輸送の予測技術には課題が残されている。

特に、石礫河川のように河床材料が、2~3 オーダー程度の幅の広い粒度分布・多様な形状を有する場合(図1-2)は、多くの場合河床が粗粒化し凹凸が大きく、河床構造の影響が重要である。福岡⁵⁾は、代表的な石礫河川である常願寺川の高水敷に滯筋規模の大型礫床水路を掘削し、現地スケールの水理実験を実施した。洪水時に河床洗掘が生じると、露出した大粒径粒子が流れの主な抵抗となり、周囲の小粒径粒子群の流出を抑制し、河床が静的平衡状態になることを示し、表層の大粒径粒子がもたらす遮蔽効果が重要であることを強調している。加えて、石礫河川に修正 Egiazorff 式を適用すると、細粒分への限界掃流力を過小に評価する点や、通常行われる空隙率を一定とした解析を行う点など、砂礫河川において広く適用されてきた河床変動解析モデルを石礫河川に適用することの問題点が指摘されている。また、石礫河川では、覆瓦構造やクラスター等の粒子配列が河床表層に形成され、粒径の大きい非球形の石礫同士が噛み合うため、粒子形状の効果も重要であると考えられる。

流砂の予測技術の進展や信頼性の向上の為には、河床や掃流層内部の力学的な情報(流体力や接触力、流れ構造、流体-粒子間、粒子-粒子間の相互作用など)が必要となるが、これらを水理実験から計測し取得することは容易でない。近年では、数値解析技術や計算機性能の向上を背景に、掃流砂の力学的機構の現象解明のツールとして、個々の粒子運動を解析する計算力学的なアプローチが取られている^{例えば 24)}。個別要素法²⁰⁾と流れの解析の連成を行うモデル(CFD-DEM モデル)が、頻繁に用いられ、これらは、チューニングパラメータが少なく、計測困難なデータを容易に取得できる点がメリットである。一方、計算負荷が非常に

高いため、実河川での河床変動解析法に直接取って代わることは当面の間難しく、応用に向けた解析結果の整理や簡略化も重要である。

以下では、混合粒径河床の粗粒化、粒子形状の観点から既往研究を調べ、その後、本研究の目的と構成を示す。

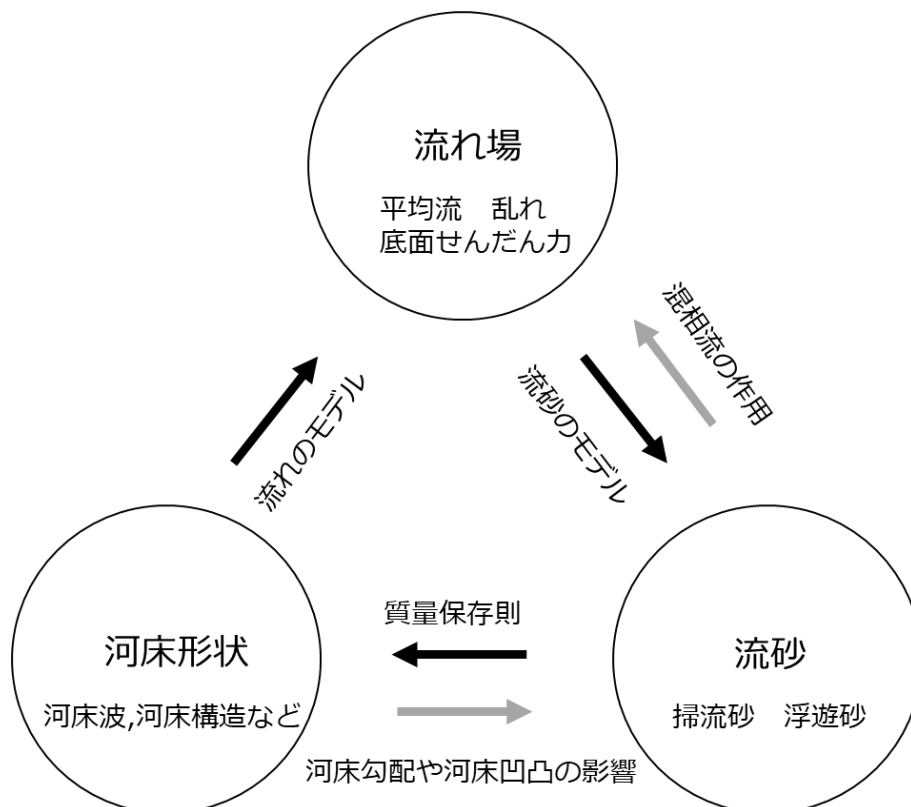


図 1-1 流砂系のフレームワーク 1) pp. 5, 199 を参考に作成

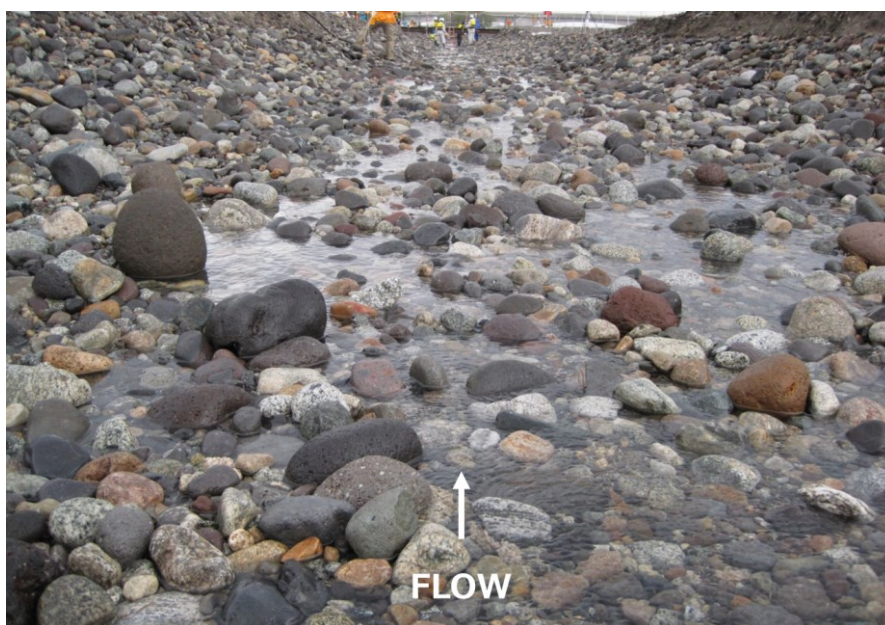


図 1-2 石礫河川の河床材料 (常願寺川現地実験)

1-1-1 混合粒径河床の粗粒化に関する既往研究

平衡状態における河床構造の変化は、上流からの土砂供給の量・質や掃流力条件によって変化し、細粒化や粗粒化が生じる。混合粒径河床の表層で生じる粗粒化は、静的粗粒化と動的粗粒化の区別が用いられる。静的な粗粒化は、ダムなどの構造物などによって、上流からの土砂の供給が遮断され、河床の低下と共に生じ、河床材料の大粒径は輸送されずに細粒分が流出する選択的な輸送に起因する。一方、Parker⁶⁾は、最大粒径の粒子が移動しているような動的平衡状態においても、河床表層が粗粒化することを指摘し、解析的検討⁷⁾や実験的検討^{例えば⁹⁾}が行われた。また、粗粒化は鉛直分級の形成と関連しており、鉛直分級の形成では、spontaneous percolation(動かない石礫層への細かい土砂の浸透現象で、粒径比が大きい場合に生じる)とkinetic sieving(移動床がふるいの役割を果たし、大きい粒径の移動によって生じた空隙を通して小さな粒子が下方に落ち込む動的な現象で、粒径比が小さい場合にも生じる)による機構が指摘されている¹⁴⁾。

(1) 実験的検討

鈴木ら^{8),9)}は、混合粒径の移動床実験を系統的に検討し、動的平衡状態に生じる粗粒化を検証している。動的粗粒化の機構について、実験の観察から、細砂が抜け出す選択的輸送による静的な粗粒化ではなく、停止・揺動している粗砂の下部の空隙を埋めるように細砂が沈み込む現象が支配的ではないかと指摘しており⁸⁾、kinetic sievingに相当すると考えられる。また、給砂は、元河床と同じ粒度分布を持つ土砂で行い、無次元掃流力 τ_* を変化させ、各平衡状態で、河床表層の粒度が変化することを示している⁹⁾。特に、中央粒径に対する無次元掃流力 τ_* が、0.13程度を超える場合は、河床表層砂が細粒化することを明らかにしている。また、芦田ら¹⁰⁾は、給砂を行いながら、全粒子が移動する条件のもと、平衡状態に至った河床の粒度分布を鉛直方向に、4層(表層からそれぞれ0~1,1~2,2~3,3~4 cm)に分けて調査している。河床表層の1層目(0~1 cm)には、粗粒化が生じ、その直下の2層目(1~2 cm)は、細粒化し、それより下層は、初期の粒度分布を維持しており、2層目から粗い粒子が上層へ移動し、1層目からは細かい粒子が落ち込む機構(kinetic sieving)によって平衡状態が維持されていると考察している。

池田¹¹⁾、池田・伊勢屋¹²⁾は、給砂を行いながら、平坦河床で平衡状態の2粒径の混合砂礫の移動床実験を系統的に実施し、流送過程の混合粒径の効果を定性的に明らかにした。小粒径粒子の混合割合が大きい場合は、河床表面を小粒径粒子が覆うため、移動している礫群は、摩擦抵抗が小さくなる減摩効果、より高い位置に突出し強い流体力を受ける突出効果により、高速にスムーズに流送され、より低い位置にある砂粒子群を押し進める連行効果が生じる。一方、大粒径粒子の混合割合が多くなると、河床表面で礫同士がかみ合い、集積状態となり、礫の移動速度は遅くなる。小粒径粒子は、大粒径粒子の間隙に入り込み、遮蔽効果により動きにくくなる。そして、上記の状態が、ある混合比率を境に、急変して生じることを明らかにした。Dietrich¹³⁾らは、混合砂礫の粒度分布を一定にしたまま、供給土砂量を段階的に減少させたときの、平衡状態に至った河床を調査し、各供給量に応じた分級が生じるこ

とを示した。土砂供給量が多いときは、河床表面が掃流砂層に覆われ、掃流砂層は、縦断的に交互に粗い粒径、細かい粒径、その遷移領域といった各ゾーンが構成される。そして、土砂供給量の減少に伴い、粗い粒径が停止する領域が形成・拡大していくことを示した。

Frey ら¹⁴⁾は、水路幅 6.5mm、水路勾配 10%の急勾配鉛直二次元の水路に、球形のガラスビーズで粒径 $d=4, 6$ mm の2種の材料を用いて、kinetic sievingによる鉛直分級の検討を行った。先ず、 $d=6$ mm の大きい粒径で通水を行い動的な平衡状態を作成した後に、 $d=4$ mm の小さい粒径を上流から投入し、鉛直分級が発達する過程を画像解析により、粒子の位置と速度を計測した。投入された小粒径粒子 $d=4$ mm の一部は、大粒径粒子の間隙に落ち込み、鉛直分級が進行する。表層直下に小粒径粒子の準連続的な領域が徐々に形成され、この層が定常状態の深さに達することを示した。一方、理論面や個別要素法²⁰⁾による解析¹⁹⁾では、小粒径粒子群が定常状態の深さに留まることはないことを示唆しており、実験時間を長くすれば、対数スケールの時間で小粒径粒子群は下方に変位していくと考察している。

平松ら¹⁵⁾、関根ら^{16,17)}は、移動することのない大礫(L粒子)、掃流砂として移動する砂礫(M粒子)、浮遊砂として移動する砂あるいはシルト(S粒子)の3つの粒径集団で相互に1オーダー以上大きさが異なる河床材料を用いて、静的および動的な平衡状態に至った河床の鉛直構造について系統的に検討している。M粒子群に粒度分布を持たせた条件で、上流からの土砂供給が無い静的平衡状態に至った河床構造¹⁶⁾は、L粒子の間隙で、M粒子群のみの層が形成され、また粒径が大きいほど、粒子の上面が鉛直上方に位置する鉛直分級が形成される。給砂を行い動的平衡状態の河床の鉛直構造¹⁵⁾を調べた検討では、給砂するM、S粒子の割合に応じて、動的平衡状態の河床の鉛直構造は異なり、M粒子の割合が多い場合は、上述の静的平衡状態に近づき、L粒子の間隙で、M粒子群のみの層が形成される。一方、給砂する粒度構成を変化させ、S粒子の割合が増加していくと、M-S粒子が混合した層が形成されることを明らかにした。また、L粒子やM粒子の中で粒径が大きい粒子群が、それより粒径の小さい粒子群に及ぼす遮蔽効果の影響を評価している¹⁷⁾。

上述の機構に加え、掃流層より下部で、粒子速度はほとんど生じず、実質的に掃流量に寄与しない領域を、quasi-static region や creeping という用語が用いられ、この領域の存在が、鉛直分級の発達にとって重要であることが指摘されている¹⁸⁾。Ferdowsi ら¹⁸⁾は、循環式水路で、直径 $d=1.5, 3.0$ mm の二峰性の河床材料を用いて、堆積層を含めた粒子の動きを追跡することによって、2つの異なるメカニズムによってアーマー化が発達することを明らかにした。表層付近での掃流砂の輸送は、大粒径粒子が表層の浅いところから運ばれ、急速な分級 (10^2 - 10^3 秒程度のスケール) を生じさせ、他方、creeping によって、長い時間スケール (~24 時間程度のスケール) ではあるが持続的に分級が生じることを明らかにした。しかし、実河川の河床表層の構成は、上流からの供給土砂や河床形態などの影響を受けるため、長い時間スケールでの creeping の鉛直分級への寄与が、卓越するかは不明である。

(2) 計算力学的検討

Frey ら¹⁹⁾は、個別要素法²⁰⁾と RANS のカップリングモデルを用いて、水路勾配 10 %の

急勾配で、粒径 $d=4, 6 \text{ mm}$ の2種類の球粒子による数値移動床実験を実施した。初期河床は、大粒径粒子群の $d=6 \text{ mm}$ をパッキングした後、表層に小粒径粒子群 $d=4 \text{ mm}$ を投入し作成した。表層の小粒径粒子群が河床内部に浸透していく過程を解析し、掃流砂の土砂輸送中に生じる kinetic sieving による分級形成機構について検討した。小粒径粒子群が浸透する速度が、大粒径粒子の流下方向速度 v_x^p の鉛直勾配 (dv_x^p/dz) に一次的に関連することを示した。

原田ら²¹⁾は、個別要素法を用いて、混合粒径の数値移動床実験を行い、動的粗粒化の形成過程を検討し、小粒径粒子の落ち込みや大粒径粒子が上昇する過程が説明している。また、漂砂を対象に振動流中の鉛直分級の形成機構に取り組み、例えば原田ら²²⁾は、河床近傍の乱れ構造などと粒子流動の関係を考察している。また、Tazaki²³⁾らは、DEM-MPSで抗力係数などを用いる流れ場の解像度を選択し、同様の検討を行っている。実験との比較が行われ、数値計算結果は鉛直分級機構を考察するには十分な一致が見られることを示している。そして、河床近傍の流れ場や各粒径階毎の流体力の各成分や接触力などの鉛直分布を定量的に分析し、各粒径階に及ぼす粒子間接触力の不均衡が鉛直分級の発達に大きく寄与することや鉛直分級の発達が河床の流動性に及ぼす影響が大きいことを示した。

Fukuoka²⁴⁾らや福田²⁵⁾は、牛島らのMICS²⁶⁾を参考に、粒子の形と大きさを任意に取り込み、粒子周りの流れ場を詳細に解く枠組みの解像モデル(resolved CFD-DEM)を構築し、石礫粒子の掃流砂の数値実験に適用した。数値実験結果は、固定床上を流下する礫群の軌跡や速度、粒子の存在割合を実験値と比較し、モデルの妥当性を検証している。さらに、混合粒径の数値移動床実験を行い、大粒径粒子は相対的に河床の高い位置で直線的な移動形態をとるのに対して、小粒径粒子は相対的に河床の低い位置を移動し、河床凹凸の影響を強く受け横断方向に転動を繰り返しながら運動することを明らかにしている。表層に形成された大礫集団による粗粒化の機構として、移動する大粒径粒子が停止するには、同等の高さの凸部が形成されている必要があり、大粒径粒子が集団化すると考察している。

流れ場の解像度は、1次元解析や抗力係数などを用いる非解像モデル(unresolved CFD-DEM)が選択されることもあるが、個別要素法と流れの解析のカップリングモデルによる検討が行われ、掃流砂層や河床内部の構造の考察が進められている。そして、鉛直分級の機構や掃流砂に及ぼす粒子間接触の重要性が明らかにされている。しかしながら、これらの研究では、河床材料は2粒径や3粒径程度に代表させた検討がほとんどあり、連続的な広い分布を持つ河床材料を用いた検討は見られない。

(3) 河床変動解析法

実河川に適用される河床変動解析法の改良が試みられている。長田・福岡式²⁷⁾、修正長田・福岡式²⁸⁾では、常願寺川の現地実験の知見などを基に、石礫河川の河床変動解析法の定式化を行った。モデルでは、粗粒化した河床構造を各粒径階の平均河床高を導入して表現し、各粒径の高さに応じて、離脱判定を行うことで鉛直位置による限界掃流力の変化や河床凹凸を評価している。平坦河床で一様粒径の場合の無次元限界掃流力 $\tau_{*c}=0.046$ と一致させるようにモデルの制御が行なわれている。また、各粒径の粒子速度や moving period を求め

るために、河床凹凸の影響を考慮した単一粒子の跳躍運動解析を、ハードスフィアモデルにより計算負荷とのバランスを取りながら実行することで、評価を行っている。現地実験などでは、流れ場や流砂の計測が容易でないこともあり、混合粒径の限界掃流力や粒子速度、moving period などの検証は行われていない。また、太田ら²⁹⁾は、Parker ら³⁰⁾が提案した交換層を必要としない確率論的な Exner 式を用いて、混合粒径河床変動解析モデルを構築した。従来用いられる交換層モデルは、表層に位置する交換層内で粒子群がよく混合する層とし、粒子配置の鉛直方向の情報を持たないモデルである。Parker らは、鉛直方向に浅く埋もれた粒子ほど、離脱・堆積しやすく、深く埋もれた粒子ほど離脱・堆積しにくいことを確率的に捉えた。離脱・堆積の確率密度関数を正規分布と仮定し、離脱・堆積量を鉛直方向に分配し、離脱・堆積量の鉛直分布を考慮している。Wong ら³¹⁾は、一様粒径で平衡状態の場合の条件下で、色付けしたトレーサ粒子群を鉛直方向に層上に河床に並べ、粒子の離脱量の鉛直分布を直接計測することに成功し、離脱量の鉛直分布が正規分布になることを検証している。しかしながら、混合粒径の場合や河床構造が時間変化する非平衡状態では、離脱量と堆積量の鉛直分布に不均衡が生じると考えられるが、これらは検討されていない。

実河川を対象とする河床変動解析法では、求められる精度がそこまで高くないこともあり、粒子運動の素過程を含めた検証は十分行っていない等の課題を有するが、複雑な現象の力学的なモデル化が進み、理解を深める為の有効な手段となっている。

鈴木ら⁸⁾や芦田ら¹⁰⁾等の実験的検討では、表層の粒度分布や流砂量などの積分された量に限定されていたが、Frey ら¹⁴⁾、関根らのグループ^{15~17)}、Ferdowsi¹⁸⁾らなど、比較的、近年に行われた研究では、画像解析技術の発展などにより、粒子速度や固相割合、大礫の間隙に存在する砂礫に作用する掃流力や粒子配置など、河床近傍の粒子群の運動に関する鉛直方向の力学的な情報が集められつつある。また、実河川を対象とする河床変動解析法においても、河床の鉛直構造の表現や限界掃流力、離脱量・堆積量において鉛直方向の変化を取り入れる試みが行なわれている。個別要素法に基づく計算力学的な検討では、粒子運動は、流砂や河床構成粒子の区別なく統一的に取り扱われるため、粒子運動の解析結果を、河床変動解析法の枠組を踏まえつつ、整理や解釈を行えば、土砂輸送の予測技術の進展に有益な情報を提供出来ると考えられる。

1-1-2 掃流砂に及ぼす粒子形状に関する既往研究

Gomez³²⁾は、水路長 6 m、水路幅 0.5 m の水路において粒径 $d=1.5\sim 6.4$ mm の粒度分布を用いて、粒子形状は、flat, rounded, angular の 3 種の礫群を用いて給砂を行わずに移動床実験を行った。表面凹凸は、flat, rounded, angular の順に増加する。特に flat な礫群は、掃流力の増加に対して、表面の粗粒化が他の 2 ケースと比較して、急速に進行すること結果が得られており、覆瓦構造を形成することで表面凹凸が小さくなるため、遮蔽の影響が小さく細粒分が流出しやすかったと考察している。また、flat な礫群は、粗粒化が進行しやすいため、掃流砂量は、他の 2 ケースより低い値を示している。また、rounded, angular な礫群は、比較的

近い三軸径(長軸, 中軸, 短軸)を有しているが, 掃流力が低い場合に掃流砂量に差異が生じており, **angular** な礫群の方がより噛み合うため掃流砂量が低い値を取っている. 掃流力が高くなると, 噛み合わせの効果の影響は小さくなるようで, 掃流砂量の粒子形状による差異は減少傾向にある. 流れの条件によって, 粒子形状の影響が変化することを示唆している.

田所ら³³⁾は, 福田²⁵⁾と同じモデルを用いて, 非球形の粒子群を用いた数値移動床実験を行い, 球形状粒子群のみの数値実験と比較して, 反砂堆の発達速度および遡上速度に違いが現れるなど, 粒子形状が, 安定な河床構造に響を及ぼすことを明らかにした. また, 石礫群の動摩擦角の違いにより, 粒子群の運動形態に影響を与え流砂量の差異を説明している. 高嶽ら^{34), 35)}は, 福田²⁵⁾と同じモデルを用いて, 開水路石礫流送実験を対象に粒子形状の異なる単一粒子の **saltation** 解析を行い, 実験との比較からモデルの妥当性を検証している. 粒子形状の効果により, 粒子の跳躍高さや跳躍長さ, 接触力の働きが変化することを示しているが, 流砂量式を構成する平均的な粒子速度は, 粒子形状によってあまり変化していない.

Jain ら³⁶⁾は, 同一体積で粒子形状のみが異なる数値移動床実験を4ケース DNSにより実施している. Jain が用いた粒子形状は, **Zingg ellipsoid, Prolate, Oblate**, 球形状の4種である. 無次元せん断力 $\tau_* = 0.13 \sim 0.18$ である. 数値実験結果から, 河床形状, 平均粒子速度, 固相割合, 相当粗度, レイノルズ応力, などを分析し, これらに及ぼす粒子形状の影響が大きいことを指摘している. 球状粒子は主に転動し, **Oblate** 粒子は, ほとんど回転せずに, 滑動するなど, 運動形態に影響を及ぼしている. 特に **Oblate** 粒子で構成された河床は, 透水性が高く, 流砂量が他のケースより多い結果となっている. また, 計測が困難な流体粒子相互作用によるせん断力の鉛直分布を提示している. **Oblate** 粒子は, かなり極端な形状であり, 加えて反発係数が **0.97** と粒子形状の影響が出やすい結果であったと考えられる. また, 数値実験結果から, **Zingg ellipsoid, Prolate** 間の空隙や粒子速度の鉛直分布に対する粒子形状の差異は, あまり大きくないようである.

掃流砂に及ぼす粒子形状の効果が, そこまで重要でないような結果を示唆するものも見られるが, 流砂の素過程に及ぼす粒子形状の効果は, 与えられる水理条件によって変化する. 流砂に及ぼす粒子形状の影響を検討した事例は, 非常に少なく, どのような条件下で粒子形状の効果が重要となるのか更なる検討が必要である.

1-2 本論文の目的と構成

1-2-1 本論文の目的

本研究では, 石礫河川の掃流砂機構及び河床構造の変化過程の解明を目的に, 粒子レベルのミクロな現象把握に有用なツールで, 粒子周りの流れ場を詳細に解く解像モデル(**resolved CFD-DEM**, 流体力を直接評価可能なモデル)を用いた計算力学的な検討を行う. 実際の石礫河川の河床材料に出来るだけ近づけた条件で種々の数値移動床実験を実施し, 流れ場, 流砂, 河床構造の変化過程に及ぼす粒子形状や混合粒径の影響を明らかにする.

1-2-2 本論文の構成

本論文は、全 6 章で構成され、各章の概要を以下に示す。

第 1 章 「序論」では、研究背景、既往研究の整理、研究目的、本論文の構成を示した。

第 2 章 「数値解析法の概要」では、各種数値解析法の特徴を述べ、石礫河川の掃流砂解析における解像モデル (resolved CFD-DEM) の必要性および解像モデルの一種である Fukuoka ら²⁴⁾の数値解析法の概要を論じた。

第 3 章 「同一体積・非球形粒子群による粒子形状の効果に関する検討」では、同一体積で異なる形状の粒子群を用いた数値移動床実験を、移動開始時と移動粒子が活発に存在する高掃流力時の 2 種類検討し、掃流砂の機構に及ぼす粒子形状の効果を明確にした。粒子の移動開始時の検討では、球粒子は、非球形粒子と比較して、限界掃流力が低い値を取る。また、非球形の扁平、棒状粒子群を比較すると、無次元掃流力が $\tau_* = 0.07$ 程度の場合には pick up rate の値に違いが見られた。これらは、表層粒子の姿勢や配置の違いによるかみ合わせの程度が異なるためである。また、高掃流力時の数値移動床実験において、 $\tau_* = 0.18, 0.30$ 程度の掃流力が大きい場合は、本数値実験で用いた粒子形状および粒径の差異が流砂量、流砂体積、粒子速度に与える影響は小さいことが分かった。本章の検討により石礫粒子形状の効果は、限界掃流力付近の移動開始時の過程を扱う時に重要となることを示した。

第 4 章 「混合粒径・球形状による鉛直分級機構に関する検討」では、石礫河川の幅の広い粒度分布によって生じる鉛直分級の形成過程を取り扱うため、粒度分布を出来るだけ広くとり 1 オーダーの幅を有する粒径集団を用いて数値移動床実験を実施した。縦横断方向に周期境界条件を用いて検討し、いずれの実験ケースにおいても大粒径粒子が、表層で離脱しその空隙を小粒径粒子群が埋める kinetic sieving による鉛直分級が形成された。また、各粒径の離脱及び堆積過程について pick-up rate や deposition rate の鉛直分布を得た。これにより、河床の鉛直構造の変化過程と粒子運動の素過程との関係を整理した。

第 5 章 「石礫河川の掃流層内の流れ構造と粒子運動」では、第 4 章で実施した数値実験において鉛直分級が発達した時間帯で流れ場の抽出を行い、動的平衡状態の掃流層内の流れ構造と粒子運動との関係を調べた。掃流層内の流速分布やレイノルズ応力分布などの分析から、流体-粒子相互作用力項や粒子運動が周囲の流体に及ぼす影響について明らかにし、基礎的な知見を整理した。

第 6 章 「結論」では、本研究で得られた成果の総括と、今後の研究課題について述べた。

参考文献

- 1) 後藤仁志: 数値流砂水理学-粒子法による混相流と粒状体の計算力学-, 森北出版, 2004.
- 2) 土木学会: 水理公式集 2018 年版, 丸善, 2019.
- 3) Ancy, C.: Bedload transport: a walk between randomness and determinism. Part 1. The state of the art., *Journal of Hydraulic Research*, Vol.58 Issue 1, pp.1-17.,2020,
doi: <https://doi.org/10.1080/00221686.2019.1702594>.
- 4) Frey, P. and Church, M : How river beds move, *Science* 325, 1509, 2009.
- 5) 福岡捷二: 石礫河川の移動床水理の諸問題と解決への道筋, 水工学に関する夏期研修会, Aコース, Vol.44, pp.A-1-A25, 2008.
- 6) Parker, G.: 粗粒化について, 土木学会論文集, 第375号, II-6,pp.17-21,1986.
- 7) 辻本哲郎, 本橋 健: 混合砂礫床の粗粒化について, 土木学会論文集, No.417, II-13, pp.91-98, 1990.
- 8) 鈴木幸一, 道上正規: 混合砂礫河床の粗粒化と流砂量, 第32回水理講演会論文集, pp389-394, 1988.
- 9) 鈴木幸一, 羽野敦之: 平衡流砂場での混合河床表層砂の粒度変化と流砂量, 水工学論文集, 第35巻, pp.411-416, 1991.
- 10) 芦田和男, 江頭進治, 西野隆之: 混合砂礫床の粒度分布変化と流砂の機構, 京都大学防災研究所年報, No.31B-2,1988.
- 11) 池田宏:二粒径混合砂礫の流送に関する水路実験,筑波大学水理実験センター報告,No. 8, pp.1-15,1984.
- 12) 池田宏, 伊勢屋ふじこ:粗砂の運ばれやすさに及ぼす細砂の影響,筑波大学水理実験センター報告, No. 9, pp.43-47,1985.
- 13) Dietrich, W. E., Kirchner, J. W., Ikeda, H. and Iseya, F.: Sediment supply and the development of the coarse surface layer in gravel-bedded rivers. *Nature* 340, 215-217,1989.
- 14) Frey, P., de Micheaux, H.L., Bel, C., Maurin, R., Rorsman, K., Martin, T. and Ducottet, C.: Experiments on grain size segregation in bedload transport on a steep slope. *Adv. Water Resour.*, Vol.136, 103478.,2020,
doi: <https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2019.103478>.
- 15) 平松裕基, 関根正人, 剣持尚樹: 骨格となる大礫を伴う河床の動的平衡状態の鉛直構造, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.71, No.4, pp.I_865- I_870, 2015.
- 16) 関根正人, 平松裕基, 中川裕貴: 骨格が大礫により構成される河床上で生じる鉛直分級のメカニズム, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.74, No.4, pp.I_1069- I_1074, 2018.
- 17) 関根正人, 中間遼太: 大礫の間隙に存在する大粒径砂礫が小さな砂に及ぼす遮蔽効果, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.76, No.2, pp.I_1241- I_1146, 2020.
- 18) Ferdowsi, B., Ortiz, C.P., Houssais, M. and Jerolmack, D.J.: River-bed armouring as a granular segregation phenomenon, *Nature Communications*,8,pp.1-10,2017,
doi: <https://doi.org/10.1038/s41467-017-01681-3>.
- 19) Frey, P., Maurin, R., Morchid Alaoui, L., Gupta, S. and Chauchat, J. :Investigation of vertical size segregation in bedload sediment transport with a coupled fluid-discrete element model. In: *Powders and Grains Montpellier*, 3-7 July, France, EPJ Web of Conferences, 140, p. 09025, 2017.
doi: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714009025>.
- 20) Cundall, P. A. and Strack, O.D.L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, Vol.29, No.1, pp.47-65, 1979.
- 21) 原田英治, 後藤仁志, 酒井哲郎, 羽間義晃: 混合粒径流砂の動的粗粒化過程の数値解析, 水工学論文集, 第45巻, pp.655-660,2001.

- 22) 原田英治, 鶴田 修己, 後藤仁志: 混合粒径シートフロー漂砂の鉛直分級過程の固液混相型LES, 土木学会論文集B2 (水工学), Vol. 67, No.2, I_471-I_475, 2011.
- 23) Tazaki, T., Harada, E. and Gotoh, H.: Vertical sorting process in oscillating water tank using DEM-MPS coupling model., *Coast. Eng.*,165,2021.
- 24) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel, *Adv. in Water Resour.*, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 25) 福田朝生: 種々の形状を有する石礫粒子群からなる数値移動床水路の構築とこれを活用した水流と石礫粒子群の運動機構に関する研究, 中央大学博士学位論文, 2013.
- 26) 牛島 省, 山田修三, 藤岡 奨, 禰津家久: 3次元自由水面流れによる物体輸送の数値解法(3D MICS)の提案と適用性の検討, 土木学会論文集B, Vol.62, No.1, pp.100-110, 2006.
- 27) 長田健吾, 福岡捷二: 石礫河川の河床変動機構と表層石礫の凹凸分布に着目した二次元河床変動解析法, 土木学会論文集B1 (水工学), Vol. 68, pp.1-20, 2012.
- 28) 竹村吉晴, 久保宜之, 岡田将治, 福岡捷二: 洪水流による物部川河口礫州の開口と変形機構に関する研究, 河川技術論文集, 第26巻, pp.669-674, 2020.
- 29) 太田一行, 佐藤隆宏: 確率論的Exner 方程式とLagrange 型非平衡流砂モデルを用いた混合粒径河床変動解析, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.75, No.2, I_901-I_906, 2019.
- 30) Parker, G., Paola, C., and Leclair, S.: Probabilistic Exner sediment continuity equation for mixtures with no active layer., *J. Hydraul. Eng.*, Vol.126(11), pp.818-826, 2000.
- 31) Wong, M., Parker, G., DeVries, P., Brown, T.M. and Burges, S.J.: Experiments on dispersion of tracer stones under lower-regime plane-bed equilibrium bedload transport., *Water Resour. Res.*, Vol.43, W03440, 2007.
- 32) Gomez, B.: Effects of particle shape and mobility on stable armor development., *Water Resour.*, Vol.30, No.7, pp.2229-2239, 1994.
- 33) 田所 弾, 福田朝生, 福岡捷二: 等価な粒度分布を有する球と石礫で構成される二つの数値移動床上の粒子運動の比較検討, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.70, No.4, pp.I_961- I_966, 2014.
- 34) 高鋤裕也, 福岡捷二: 画像解析と数値解析による開水路粗面乱流中を流下する非球形石礫の運動機構に関する研究, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.77, No.2, I_697-I_702, 2021.
- 35) Y., Takakuwa and S., Fukuoka : Effects of particle volume and shape on saltation motion of single particle in a turbulent flow over roughened bed, *THESIS 2022*, pp.61-65,2022.
- 36) Jain, R., Tschisgale, S. and Fröhlich, J.: Impact of shape: DNS of sediment transport with non-spherical particles., *Journal of Fluid Mechanics*, 916, A38., 2021, doi: <https://doi.org/10.1017/jfm.2021.214>.

第 2 章 数値解析法の概要

2-1 概説

固相を離散的に扱う手法 (Lagrangian method) として、剛体球モデル¹⁾pp.143-145 (決定論的, 粒子間衝突を確率論的に扱う方法²⁾、個別要素法 (Distinct Element Method : DEM)³⁾、不連続変形法 (Discontinuous Deformation Analysis : DDA) が挙げられる。中でも、Cundall と Struck により開発された DEM は、粒子を変形しない剛体と仮定し、粒子間接触力にバネ、ダッシュポットなどの機械要素によりモデル化される手法で、広く適用が進んでいる⁴⁾pp.6-7。DEM と数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics) 技術の連成手法は、DEM-CFD (あるいは CFD-DEM) と呼ばれる⁴⁾pp.113, 5)。粒子-流体連成は、図 2-1 に示すように対象とするスケールによって、マイクロ、メゾスケールに分類され、それぞれで基礎式と連成手法が異なる。固気混相流のメゾスケールの DEM-CFD モデルは、Tsuji ら⁶⁾によって開発され、固体-流体連成での標準手法の一つとなっている⁷⁾。メゾスケールの解析手法では、抗力係数などの経験パラメータを用いて流体力を求め、固相と流体間の運動量交換が評価される。マクロな粒状体の挙動を説明するのに用いられる為、平均流などの情報までしか議論できない。一方、マイクロスケールの解析手法では、粒子よりも小さい流体格子を用いて、DNS や LES、格子ボルツマン法などの手法が適用され、埋め込み境界法 (Immersed Boundary Method)⁸⁾をベースとする連成解析¹²⁾⁻¹⁶⁾が良く行われる。埋め込み境界法は、直交格子を用いて複雑な境界形状を解くために、境界近傍の格子について、滑りなしの境界条件を満足させるために Navier-Stokes 方程式に固相からの相互作用力を外力項として与える弱連成的な方法である。これらのマイクロスケールの解析では、固液間の相互作用を直接解析するため、抗力係数等の経験パラメータに依存しない魅力的な解析手法であるが、格子数が増大するため計算負荷が高い。その他に、流れの解析を Lagrange 的に取り扱う粒子法と DEM のカップリングによる、DEM-MPS 法の開発も行われている⁹⁾pp. 226-234, 4) pp. 137-150。粒子法は、砕波等の水面が多価になるような激しい流れ (violent flow) 場においても、安定的に解析できることが長所の手法である。比較的新しく開発された手法であるため、例えば、壁面乱流場等への検討は始まりつつある⁹⁾pp. 56-60 もの、Euler 型の方が実績は豊富である。

本研究で対象とする石礫河川の掃流砂は、河床粒子や移動粒子間の接触を伴う運動であるため、粒子間接触力や流体-粒子間の相互作用の影響が重要である。また、掃流砂の運動を適切に評価する上で、河床表層を構成する大粒径粒子の遮蔽 (剥離) など、粒子周りの流れ場を詳細に解像する必要がある。

そのため、本研究で用いる数値解析法は、マイクロスケールの解像モデル (resolved DEM-CFD) であり、著者が所属する研究室で開発された Arbitrary Particle Multiphase (APM) 法¹⁰⁾⁻¹²⁾を用いた。APM 法では、球体連結モデルを用いて粒子形状のモデル化を行う。また、APM 法による固液混相間の連成手法は、Kajishima ら¹³⁾や牛島^{例えば 14)}らを参考にしており、埋め込み境界法の一つで、ID 法 (Immersed Domain Method) である。図 2-2 に示すように、ID

法では、固相領域を仮想流体として、液相の支配方程式に基づき解析が行われ、固液間の相互作用の取り扱いが容易に行える。流体力を直接求めた後に、固相の運動解析を行い、固相領域と流体計算セルが重なる領域については、固相の速度と体積占有率を用いて流速の上書きを行い、固相から液相への相互作用を考慮する。また、流体力の算出では、固相内部を仮想流体として解くことで、固相領域について発散定理が適用でき、粒子周りの圧力項や粘性項を表面積分することに代えて、体積積分によって評価するなど簡便に取り扱える工夫がなされている。図 2-3 は、直交格子による物体形状の近似法を示しており、本手法は、図 2-3(b) に示すように、固相の体積占有率により物体形状を近似する手法に分類される。また、図 2-4 は、APM 法の計算フローチャートを示しており、CFD と DEM のサブルーチン間には、相互作用項の計算と流体力の計算が行われ、固液間の相互作用を考慮する。解析法の詳細については後述する。

APM 法では、固液混相流の一流体モデルに基づいた支配方程式を適用しており、密度の上書きを行っている。図 2-5 は、静水中に粒子が静止している状況を例に解析しており、流体セルの密度の上書きにより、図 2-5(a) には、粒子内部に非静水圧が生じている。これにより、圧力勾配が生じ、粒子表面の境界セルにおいて、非物理的な流速が発生する(体積占有率 $\alpha^s = 1$ の固相セルは、粒子速度で上書きするため抑制される)ことが確認された。仮想流体領域に固相と同様の密度を有する流体と仮定することは、境界条件を満足させる相互作用項の意味やその利点が不明瞭である。しかしながら、本研究で対象とする石礫粒子の掃流砂の運動に及ぼすほど、上記の影響は大きくないと判断できたため、本解析では、流体計算セルの密度を固相に上書きする処理を行い、数値計算を実施した。さらに、APM 法は、固液混相流れ場において、実験との検証が行われその有効性が示されている。Fukuoka ら¹¹⁾、高鋏ら¹⁸⁾は、固定床石礫粒子流送実験に APM 法を適用し、非球形礫群の軌跡や粒子の存在割合および移動速度を実験と比較し、モデルの妥当性を示している。さらに、Fukuda ら¹²⁾は、高濃度の土石流水路実験に適用され、粒子形状を適切にモデル化することで、粒子速度の鉛直分布や流量や土砂流出量を説明可能であることが示されている。

ミクروسケールの解析手法では、既往の検討から、格子サイズは、粒径 d を 8 分割する程度のサイズとすることで、粒子に作用する抗力を概ね説明できることが知られている¹³⁾。後述するように、本検討では、計算負荷を軽減する目的で、数値解析で用いる粒径(混合粒径の場合は、最小粒径)を 4 分割する格子サイズで実施したものも含まれており、解像度が不足している。APM 法および本計算条件による数値解析は、掃流砂研究のベンチマーク的な結果を保証するほど丁寧に行われていない。しかしながら、掃流砂量に対する予測精度が精々 1 オーダー程度と指摘されていることを踏まえれば、多少粗い計算精度であっても十分議論できると考えている。

計算の実行にあたって、APM 法は、OpenMP と MPI のハイブリット並列によってコーディングされており、九州大学のスーパーコンピュータ ito サブシステム A を複数ノード使用したものが含まれている。

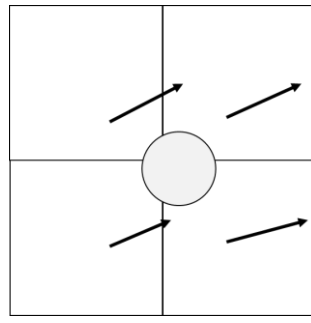
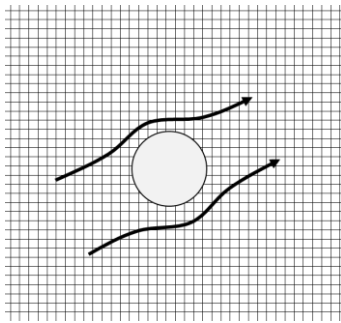


図 2-1 ミクロ,メゾスケール
(Euler-Lagrange カップリング)

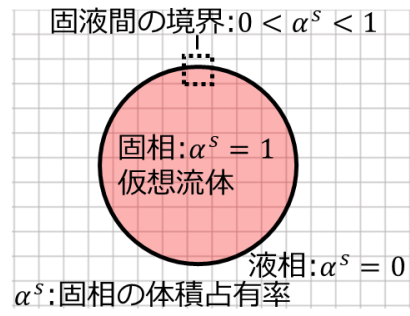


図 2-2 仮想流体の設定

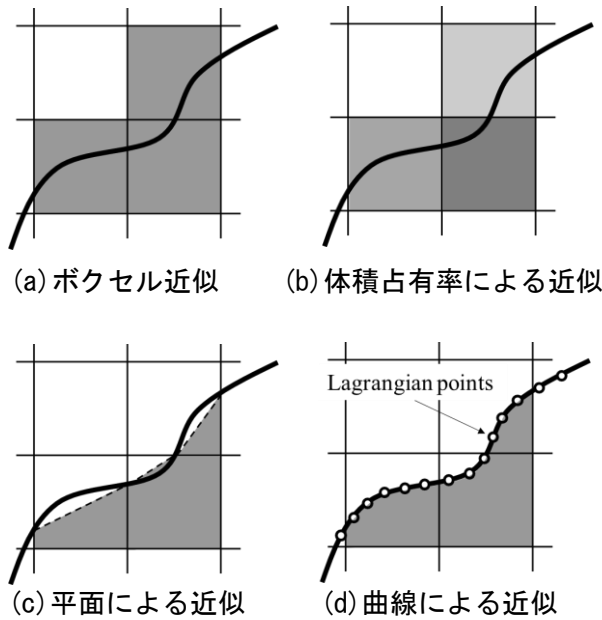


図 2-3 直交格子における物体形状
の近似 17) pp. 543-544 を参考に作成

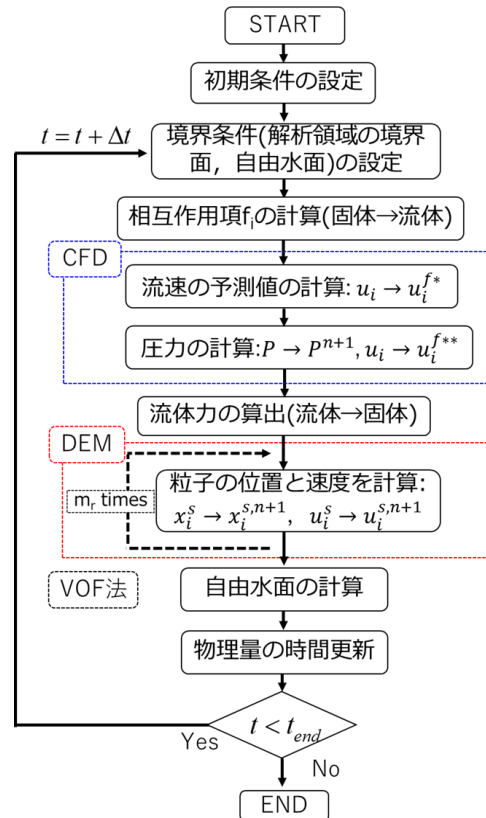


図 2-4 APM 法のフローチャート

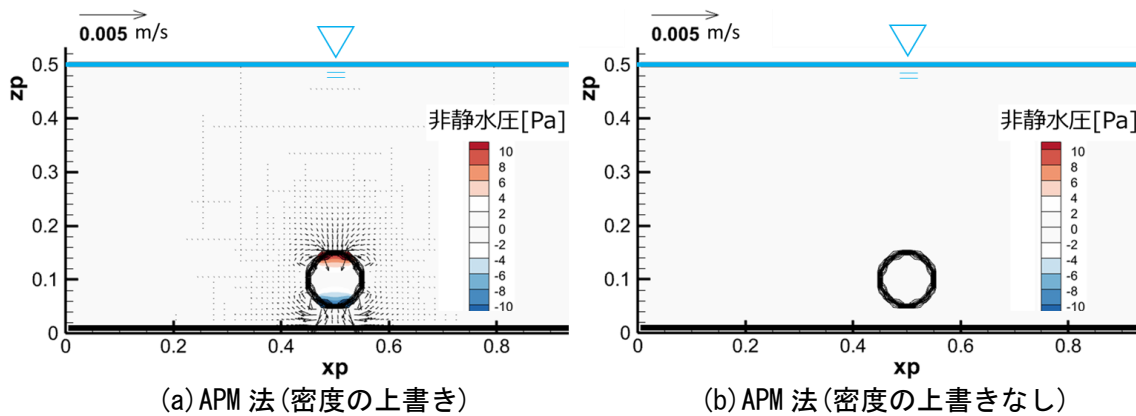


図 2-5 静止する球体周りの流速場 (粒径 10cm, 格子サイズ 1 cm)

2-2 流体解析

2-2-1 流れ場の基礎式

流れ場は、LES (Large Eddy Simulation) を用いて格子サイズ以下の乱れをモデル化する。SGS の乱流モデルとして標準 Smagorinsky モデルを適用した。連続式 (2-1)、運動方程式 (2-2) は、スタガード格子を用いて有限差分法により SMAC 法を用いて解き、圧力の収束計算には、SOR 法を用いた。流れ場の基礎式を以下に示す。時間進展には、1 次精度、移流項には三次精度の風上差分が適用されている。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{2(v + v_t)S_{ij}\} + f_i \quad (2-2)$$

$$\rho = \alpha^s \rho^s + \alpha^f \rho^f \quad (2-3)$$

$$u_i = (\alpha^s \rho^s u_i^s + \alpha^f \rho^f u_i^f) / \rho \quad (2-4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-5)$$

$$v = \mu / \rho \quad (2-6)$$

$$v_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2-7)$$

$$f_i = \frac{\rho_s}{\rho^{n+1}} \frac{\alpha^s |n+1| (u_{si}^{n+1} - u_i^{**})}{\Delta t} \quad (2-8)$$

ここに、 u_i : 流体計算格子内で固相を踏まえて質量平均した流速の i 方向成分、 g_i : 重力加速度の i 方向成分、 ρ : 流体計算格子内で体積平均した密度、 P : 圧力と SGS 等方応力成分の和、 v : 動粘性係数、 v_t : SGS 渦動粘性係数、 S_{ij} : ひずみ速度テンソル、 α^s, α^f : それぞれ流体計算格子内での固相と液相の体積占有率、 μ : 流体計算格子内で体積平均した粘性係数、 C_s : Smagorinsky 定数、 Δ : 計算格子幅、 f_i : 固液間の相互作用力項、 u_i^{**} : 式(2-1)、式(2-2)から算出される流速の予測値を示す。上付きの $n+1$ は次時刻の時間 step を示す。下付きの添え字 $i, j, k=1\sim 3$ は、各方向成分を示す。

図 2-4 に示す CFD のサブルーチンでは、 f_i を考慮しないで式 (2-1)、(2-2) の解析を行う。

図 2-4 に示す相互作用項 f_i の計算では、式 (2-3)、(2-4) を用いて、各流体計算格子よりも小さい直交格子のサブセルを用いて、粒子の体積占有率 α^s を算定し、速度や密度の上書きを行うことで、式 (2-8) を反映させる。

2-2-2 自由水面の評価

自由水面の評価は、VOF 法を用いる。VOF 法では、流体計算セル中の液相の体積占有率 α^f を ($0 \leq \alpha^f \leq 1$) の移流方程式を解くことで、自由水面の挙動を解析する。

本研究では、ドナーアクセプター法を用いて、移流方程式を離散化し、気相を考慮した計算は行わず、自由水面を境界条件として与える。以下では、参考文献 10), 12), 19), 20) を基に、VOF 法の解析方法を示す。

本検討で用いる VOF 法による解析手順は、1: 計算セルの分類。2: 自由水面の境界条件の設定。3: 自由水面の輸送。である。

(1) 計算セルの分類

流体計算セル中の液相の体積占有率 α^f の分布から、各圧力評価点のセルを、①内部セル、②表面セル、③気相セル、④表面セルの 1 つ隣の気相セル、⑤表面セルの 2 つ隣の気相セル、⑥壁セル に分類する。セルの分類は、以下の手順に従って行う。

1. : 全ての計算セルを内部セルと設定する。
2. : $\alpha^f \leq 0.001$ のセルを気相セル、壁粒子の内部に完全に含まれるセルを壁セルと設定する。
3. : 内部セルのうち、気相セルに隣接するセルを表面セルと設定する。
4. : 表面セルのうち、どの座標軸方向にも(気相セル or 壁セル)と内部セルに挟まれていないセルを気相セルと設定する。変更されるセルが無くなるまで、4. の最初に戻り繰り返す。
5. : 気相セルのうち、(表面セル or 内部セル)に隣接するセルを表面セルの 1 つ隣の気相セルと設定する。
6. : 気相セルのうち、表面セルの 1 つ隣の気相セルに隣接するセルを表面セルの 2 つ隣の気相セルと設定する。

(a) 表面の向きの設定

上記で分類した圧力評価点の表面セルについて、図 2-6 に示すように、表面の向きを、各 x, y, z 軸のいずれかに垂直で、各軸の正負のどちらかの方向に流体が存在するとして分類する。分類の方法は、表層セルと周囲のセルとの並びが、内部セル-表層セル-表層セルの 1 つ隣の気相セルとなる方向を探索した後、その方向について、周囲のセルの α^f の合計値が大きい方向に流体があるとして設定する。

鉛直二次元の場合の具体例を示す。いま、図 2-7 に示す格子 (i, j) の表面向きの設定を考えると、内部セル-表層セル-表層セルの 1 つ隣の気相セルとなる並びは、 $(i-1, j)-(i, j)-(i+1, j)$ と $(i, j-1)-(i, j)-(i, j+1)$ の 2 通りがあり、いずれも、内部セルは、各座標軸の負の方向に存在する。次に、周囲セルの α^f の合計値を比較し、 $\sum_z \alpha^f > \sum_x \alpha^f$ であるため、格子 (i, j) の表面向きは、

図 2-6(e) に示す, z 軸に垂直で, z 軸の負の方向に流体があると分類する.

上記の分類を用いて, 自由水面の境界条件を設定する. また, 流速評価点についても, 図 2-6 に示す分類を行い, 3:自由水面の輸送で用いる.

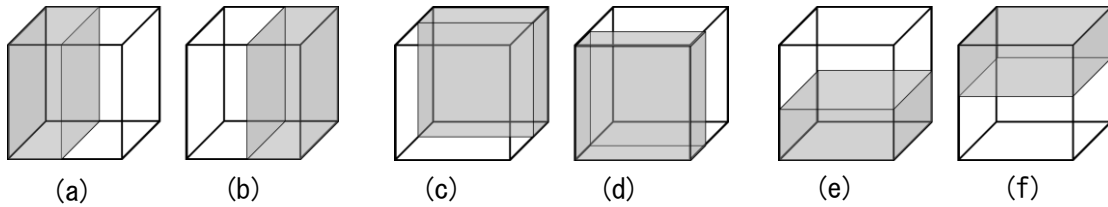


図 2-6 表面セルの分類

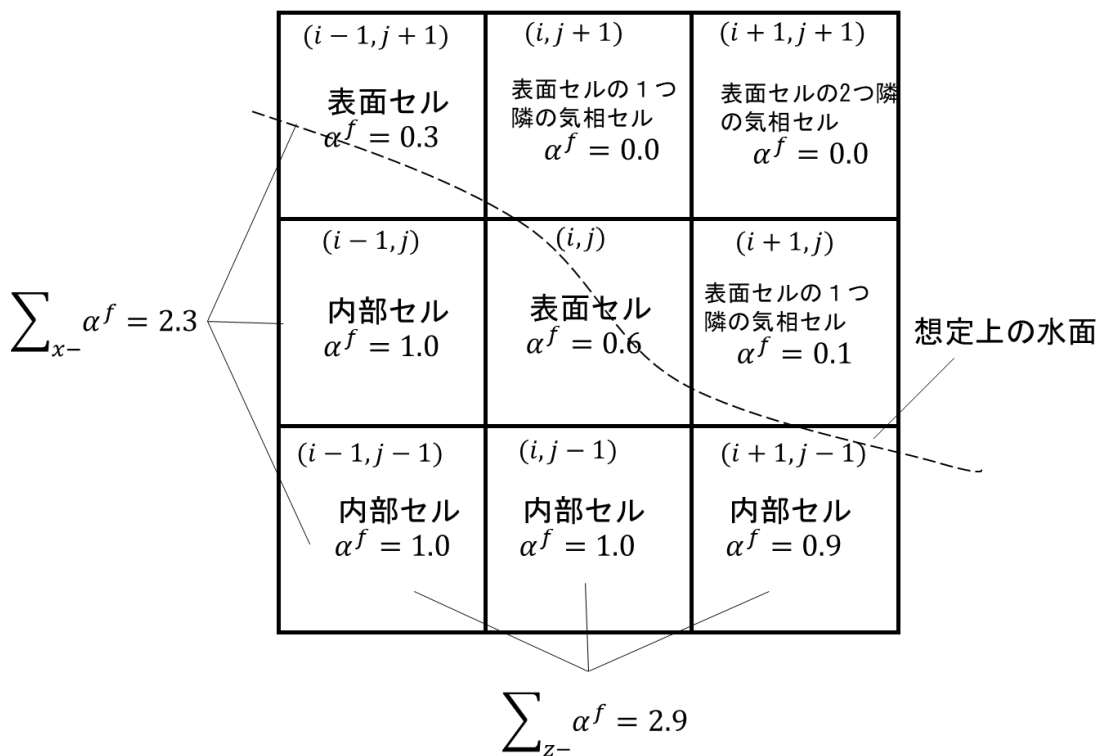


図 2-7 表面セルの分類の具体例 (鉛直二次元の場合)

(b) 水面の法線方向ベクトルの算出

水面の法線方向ベクトルは, 連続的に評価し, 圧力の境界条件の設定で使用する. 外向き法線方向ベクトルは, 流体計算セル中の液相の体積占有率 α^f を数値微分して評価する.

$$n = -\frac{\nabla\alpha^f}{|\nabla\alpha^f|} = -\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial\alpha^f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\alpha^f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\alpha^f}{\partial z}\right)^2}} \left(\frac{\partial\alpha^f}{\partial x}, \frac{\partial\alpha^f}{\partial y}, \frac{\partial\alpha^f}{\partial z} \right)$$

上式を 2 次の中心差分で離散化して,

$$n = -\frac{1}{|\nabla\alpha^f|} \left(\frac{\alpha_{i+1,j,k}^f - \alpha_{i-1,j,k}^f}{2\Delta x}, \frac{\alpha_{i,j+1,k}^f - \alpha_{i,j-1,k}^f}{2\Delta y}, \frac{\alpha_{i,j,k+1}^f - \alpha_{i,j,k-1}^f}{2\Delta z} \right)$$

$$|\nabla\alpha^f| = \sqrt{\left(\frac{\alpha_{i+1,j,k}^f - \alpha_{i-1,j,k}^f}{2\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_{i,j+1,k}^f - \alpha_{i,j-1,k}^f}{2\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_{i,j,k+1}^f - \alpha_{i,j,k-1}^f}{2\Delta z}\right)^2}$$

また、本解析では、等間隔直交格子 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ を用いるので、

$$n = \frac{1}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}}(n_x, n_y, n_z)$$

$$n_x = \alpha_{i-1,j,k}^f - \alpha_{i+1,j,k}^f$$

$$n_y = \alpha_{i,j-1,k}^f - \alpha_{i,j+1,k}^f$$

$$n_z = \alpha_{i,j,k-1}^f - \alpha_{i,j,k+1}^f$$

である。更に、周囲の α^f を用いて次の平均的な値で評価した。

$$n = \frac{1}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}}(n_x, n_y, n_z)$$

$$n_x = \sum_{k=k-1}^{k=k+1} \sum_{j=j-1}^{j=j+1} (\alpha_{i-1,j,k}^f - \alpha_{i+1,j,k}^f)$$

$$n_y = \sum_{k=k-1}^{k=k+1} \sum_{i=i-1}^{i=i+1} (\alpha_{i,j-1,k}^f - \alpha_{i,j+1,k}^f)$$

$$n_z = \sum_{k=j-1}^{k=j+1} \sum_{i=i-1}^{i=i+1} (\alpha_{i,j,k-1}^f - \alpha_{i,j,k+1}^f)$$

(2) 自由水面の境界条件の設定

(a) 流速境界条件

圧力評価点で分類されたセルに基づいて、流速境界条件を与える。図 2-8 に流速の境界条件の設定法を示す。図 2-8(a) は、流速評価点に隣接するセルが壁セルの場合で、流速 0 m/s を与える。図 2-8(b) は、流速評価点に隣接するセルが、内部セルまたは、水面セルの場合で、流速は、式(2-1)、(2-2)に示す連続式と運動方程式から算出する。図 2-8(c) は、流速評価点に隣接するセルがどちらも表面セルの 1 つ隣の気相セルであるとき、流速はひずみ速度が 0 1/s となる流速を与える。図 2-8(d) は、流速評価点が、表面セルの 1 つ隣の気相セルと表面セルの 2 つ隣の気相セルに挟まれた場合で、スリップ条件を満足する流速を与える。図 2-7(e) は、流速評価点が、気相セルと表面セルに挟まれた場合で、表面がセル境界面に水平の場合であり、このとき流速は連続式から与える。図 2-8(f) は、流速評価点が、気相セルと表面セルに挟まれた場合で、表面がセル境界面に垂直の場合であり、このとき流速はスリップ条件を与える。

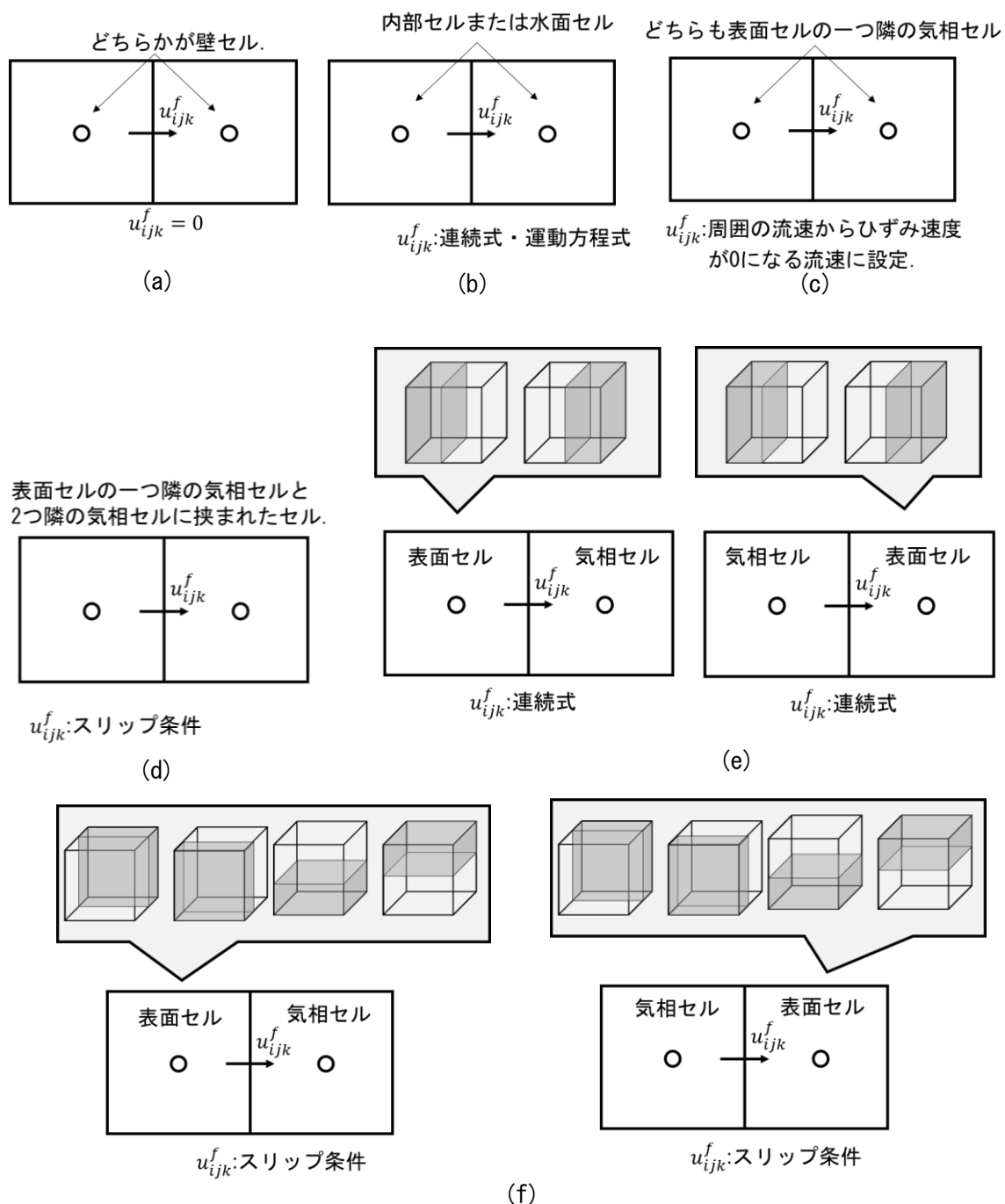


図 2-8 流速境界の設定 (縦断方向流速の例)

(b) 圧力境界条件

内部セルでは、連続式を用いて圧力を評価し、表面セルについては、水面で圧力が 0 になるように、周囲の圧力場から直線分布を仮定し、各軸方向からの圧力を算出する。その後、連続的な水面勾配を用いて重み付けを行い、圧力を設定する。

隣接するセルからの直線分布は、等間隔直交格子 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ を用いるので、

$$p_{i,j,k}^x = p_{i+im,j,k} \left\{ 1 - \frac{2}{1 + 2\alpha_{i,j,k}^f} \right\}$$

$$p_{i,j,k}^y = p_{i,j+jm,k} \left\{ 1 - \frac{2}{1 + 2\alpha_{i,j,k}^f} \right\}$$

$$p_{i,j,k}^z = p_{i,j,k+km} \left\{ 1 - \frac{2}{1 + 2\alpha_{i,j,k}^f} \right\}$$

と表せる．ここで， $im, jm, km = \pm 1$ で， n_x, n_y, n_z がそれぞれ正の時 $im, jm, km = +1$ で，負の時 $im, jm, km = -1$ として，隣接するセルの参照位置を決める．水面勾配による重み付けを行い，表面セルの圧力を設定する．

$$p_{i,j,k} = \frac{n_x p_{i,j,k}^x + n_y p_{i,j,k}^y + n_z p_{i,j,k}^z}{|n_x| + |n_y| + |n_z|}$$

(3) 自由水面の輸送

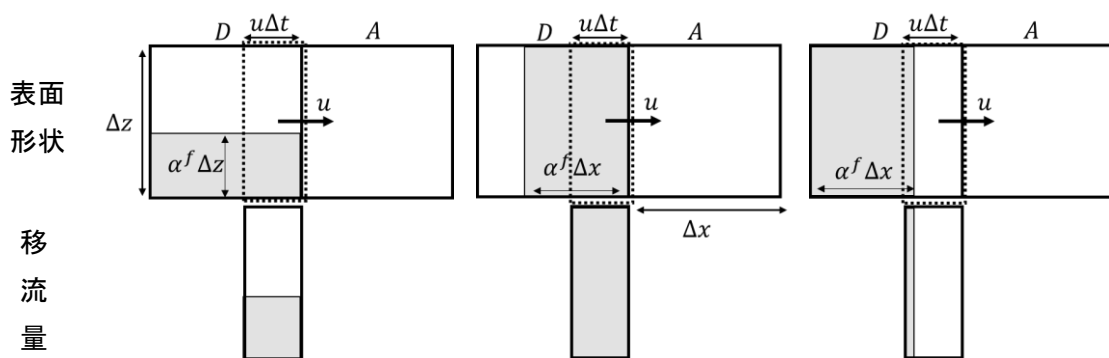


図 2-9 ドナーアクセプター法

(a) ドナーアクセプター法

$$\frac{\partial \alpha^f}{\partial t} + \frac{\partial u_j \alpha^f}{\partial x_j} = 0 \tag{2-9}$$

流体計算セル中の液相の体積占有率 α^f ($0 \leq \alpha^f \leq 1$)の移流方程式である(2-9)式について，ドナーアクセプター法を用いて水面を輸送させる．図 2-9 に鉛直二次元でのドナーアクセプター法の概要を示す．図に示すように，ドナーセルとアクセプターセルの境界面を通じて，輸送される流体は，図 2-6 で分類した表面の向きとドナーセル中の点線で囲う領域に含まれる流体を移流させる．

(b) フィルター操作

式(2-9)の算定後の体積占有率 α^f に対し，同一平面座標の α^f 合計値を維持したまま水路底面から α^f を割り当てていく処理をすることで，体積占有率 α^f の拡散を制御するフィルター操作を計算の安定化のために適宜行った．

2-3 粒子運動の解析

2-3-1 DEM の基礎式

粒子運動は，DEM を用いて解析する．DEM では，粒子を剛体として並進および回転の運動方程式を解析する．以下では，参考文献 1),4),10) を基にまとめる．

$$M\ddot{r}_i = Mg_i + F_i^f + F_i^c \quad (2-10)$$

$$\dot{\omega}_i = I_i^{-1} \{ R_{ji} (T_i^f + T_i^c) - \varepsilon_{jkl} \omega_k I_{lm} \omega_m \} \quad (2-11)$$

ここに，添え字 i : 空間に固定されたグローバル座標系の成分，添え字 $i \sim m$: 剛体粒子に固定されたローカル座標系の成分， M : 剛体の質量， g_i : 重力加速度， F_i : 粒子に作用する外力，上付きの添え字の f, c はそれぞれ流体力，粒子間の接触力を示す． ω_i : 角速度ベクトル， T_i : 粒子に作用するトルク， I_i^{-1} : ローカル座標系の慣性モーメントテンソルの逆行列， R_{ji} : グローバル座標系からローカル座標系への座標変換行列， ε_{jkl} : Levi-Civita 記号である．

上式を 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用いて陽的に解析する．

2-3-2 流体力の評価

流体力の評価方法は，抗力係数などを用いず，毎ステップ直接評価する．APM 法では，粒子内部に仮想流体を適用するため，粒子内部に連続な応力項が得られるため，ガウスの発散定理が適用でき，粒子表面に作用する応力の表面積分を体積積分に変換する．流れの運動方程式 (2.2) の右辺第 2 項 (圧力項) および第 3 項 (拡散項) に密度 ρ を乗じ，粒子が含まれる領域で体積積分し算出する．

$$\begin{aligned} F_i^f &= \int_S \{ -P\delta_{ij} + 2\rho(v + v_t)S_{ij} \} n_j dS \\ &= \int_V \left\{ -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \{ 2(v + v_t)S_{ij} \} \right\} dV \end{aligned} \quad (2-12)$$

$$T_i^f = \int_V \varepsilon_{ijk} \gamma_{f,j} \left\{ -\frac{\partial P}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial}{\partial x_l} \{ 2(v + v_t)S_{kl} \} \right\} dV \quad (2-13)$$

ここに， F_i^f : i 方向の流体力， T_i^f : 流体力によるトルクの i 方向成分， S_{ij} : ひずみテンソル， δ_{ij} : クロネッカーのデルタ， n_j : 粒子表面の外向き単位法線ベクトル， ε_{ijk} : Levi-Civita 記号， $\gamma_{f,j}$: 粒子の重心から力の作用点に向かう位置ベクトル， V : 粒子に含まれる領域， S : 粒子の表面の領域である．

2-3-3 接触力の評価

個別要素法による粒子間の接触力は、変位の生じない剛体粒子であるが、図 2-10(a)に示すように、粒子同士の衝突の際に粒子間での重なり(オーバーラップ)を許容し、その重なりに応じて、バネ、ダッシュポット、摩擦スライダーにより接触力をモデル化する。本解析法では、図 2-10(b)に示す Voigt model を適用している。

バネは 2 球間の相対的な変位置量、ダッシュポットは、2 球間の相対的な速度に比例し、バネおよびダッシュポット定数は、衝突する 2 球の法線方向およびその接平面上の方向で異なる値を用いる。また、衝突する 2 球間の相対変位、相対速度を算出するため、図 2-11 に示すローカル座標系を定義する。グローバル座標系とローカル座標系の基本ベクトルをグローバル座標成分で示すと、

$$\begin{aligned}
 \mathbf{e}_1^{Global} &= (1,0,0), \mathbf{e}_2^{Global} = (0,1,0), \mathbf{e}_3^{Global} = (0,0,1) \\
 \mathbf{e}_\xi^{Local} &= (l, m, n), \mathbf{e}_\eta^{Local} = \left(\frac{-m_i}{\sqrt{l_i^2 + m_i^2}}, \frac{l_i}{\sqrt{l_i^2 + m_i^2}}, 0 \right), \mathbf{e}_\zeta^{Local} = \left(\frac{-l_i n_i}{\sqrt{l_i^2 + m_i^2}}, \frac{-m_i n_i}{\sqrt{l_i^2 + m_i^2}}, \sqrt{l_i^2 + m_i^2} \right) \\
 l &= -\frac{x_i - x_j}{L_{ij}}, m = -\frac{y_i - y_j}{L_{ij}}, n = -\frac{z_i - z_j}{L_{ij}}
 \end{aligned}$$

である。ここに、 x, y, z : 粒子位置の global 座標成分である。下付きの添え字 i, j は各粒子を示す。

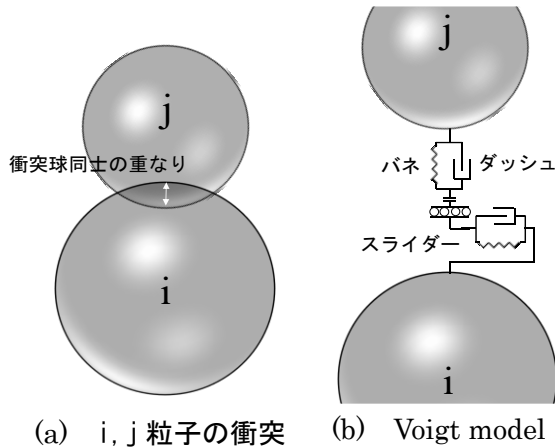


図 2-10 DEM による接触力のモデル化

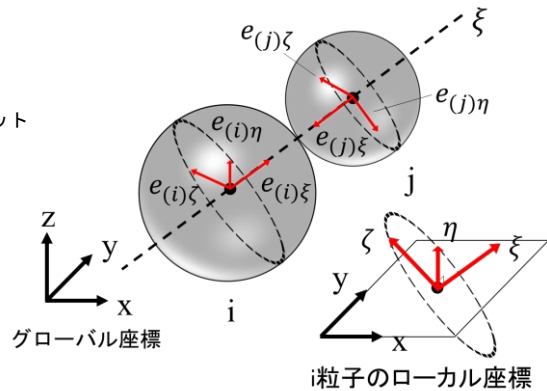


図 2-11 ローカル座標系

(1) 接触力の算定

個別要素法による接触力は、以下に示すようにバネ及びダッシュポットの合力として表現する.

・ ξ 方向（法線方向）の接触力

$$\begin{aligned} F_{\xi}(t) &= e_{\xi}(t) + d_{\xi}(t) \\ e_{\xi}(t) &= e_{\xi}(t - \Delta t) + k_n \Delta_{\xi} \\ d_{\xi}(t) &= c_n \frac{\Delta_{\xi}}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2-14)$$

・ η, ζ 方向（接線方向）の接触力

$$\begin{aligned} F_{\eta, \zeta}(t) &= e_{\eta, \zeta}(t) + d_{\eta, \zeta}(t) \\ e_{\eta, \zeta}(t) &= e_{\eta, \zeta}(t - \Delta t) + k_s \Delta_{\eta, \zeta} \\ d_{\eta, \zeta}(t) &= c_s \frac{\Delta_{\eta, \zeta}}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2-15)$$

ここに、 F : 接触力ベクトル、 e : バネによってモデル化される接触力、 d : ダッシュポットによってモデル化される力、 Δ : 変位、 k : バネ定数、 c : ダッシュポット定数、添え字の ξ, η, ζ はそれぞれ各軸方向の成分であり、添え字の n, s は、それぞれ法線方向、接平面上の方向を示す.

ここで、法線方向(ξ 方向)の接触力において粒子間での引っ張り力が生じないように、

$$F_{\xi}(t) = 0.0 \quad \text{when} \quad F_{\xi}(t) < 0.0$$

を適用している. また、接線方向(η, ζ 方向)には、スライダーを用いて、接平面上の接触力に上限を設け、すべりを表現する.

$$F_s(t) = \text{sign}(F_s) \min\{|F_s|, \mu|F_n|\}$$

ここに、 $\text{sign}(A)$ は、 A の正負の符号を表すものとし、 $\min(A, B)$ は、 A, B のどちらか小さい値を表すものとする. また、 μ は摩擦係数を示す.

(a) ローカル座標での相対変位量の算出

衝突する2球間でのローカル座標系の Δt 秒間での相対変位 $\Delta_{\xi, \eta, \zeta}$ は、

$$\begin{bmatrix} \Delta_{\xi} \\ \Delta_{\eta} \\ \Delta_{\zeta} \end{bmatrix} = [T_{GL}] \begin{bmatrix} \Delta_{x_i} - \Delta_{x_j} \\ \Delta_{y_i} - \Delta_{y_j} \\ \Delta_{z_i} - \Delta_{z_j} \end{bmatrix} + [T_{GL}] \begin{bmatrix} 0 \\ \Delta\phi_{\eta} \\ \Delta\phi_{\zeta} \end{bmatrix}$$

と表される. ここに、 T_{GL} : グローバル座標からローカル座標への座標変換行列である. 上式の右辺第1項が並進運動による変位、右辺第2項が回転運動による変位を表している. 直交座標系の回転行列は、基本ベクトルの内積で表されて、

$$[T_{GL}] = \mathbf{e}_k^{Local} \cdot \mathbf{e}_i^{Global} = \begin{vmatrix} \frac{l_i}{m_i} & \frac{m_i}{l_i} & n_i \\ \sqrt{l_i^2 + m_i^2} & \sqrt{l_i^2 + m_i^2} & 0 \\ \frac{-l_i n_i}{\sqrt{l_i^2 + m_i^2}} & \frac{-m_i n_i}{\sqrt{l_i^2 + m_i^2}} & \sqrt{l_i^2 + m_i^2} \end{vmatrix}$$

である.

(b) バネ定数 k_n, k_s の設定

法線方向のバネ定数 k_n は, Hertz の弾性接触理論を基に, 材料特性 (E: 縦弾性係数, ν : Poisson 比) と結び付けられ, 力と変位量の関係を線形に近似した次式を用いる.

$$k_n = \left\{ \frac{4}{9} \left(\frac{r_i r_j}{r_i + r_j} \right) \left(\frac{E}{1 - \nu^2} \right)^2 e_n \right\}^{\frac{1}{3}}$$

接平面方向のバネ定数 k_s は, 参考文献 1)pp.162 に倣い, 逡減率 s_0 を導入し, 横弾性係数 G と縦弾性係数 E 間で,

$$s_0 = \frac{G}{E} = \frac{k_s}{k_n} = \frac{1}{2(1 + \nu)}$$

の関係式を用いて,

$$k_s = \frac{k_n}{2(1 + \nu)}$$

と設定した.

(c) ダッシュポット定数 c_n, c_s の設定

法線方向のダッシュポット定数の値は, 1次元減衰振動系 (図 2-12) を仮定し衝突後の速度を予測し, 任意の反発係数に一致するように設定する.

図 2-12 に示す i 粒子, j 粒子それぞれに運動方程式を立式すると,

$$\text{i 粒子} \quad m_i \ddot{x}_i = c_n (\dot{x}_j - \dot{x}_i) + k_n (x_j - x_i)$$

$$\text{j 粒子} \quad m_j \ddot{x}_j = c_n (\dot{x}_i - \dot{x}_j) + k_n (x_i - x_j)$$

ここで, i 粒子の運動方程式の両辺に m_i を乗じて, j 粒子の運動方程式の両辺に m_j を乗じ, 上記の 2 式の差分を取り, $m' = m_i m_j$, $c'_n = (m_i + m_j)c_n$, $k'_n = (m_i + m_j)k_n$, $x' = x_j - x_i$ と置くと, 次の減衰振動の式が得られる.

$$m'\ddot{x}' + c_n'\dot{x}' + k_n'x' = 0$$

上式は、同次 2 階線形常微分方程式であるから、一般解が得られ、

$$x' = Ae^{-\gamma t} \sin(\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}t + \alpha)$$

ここに、 $\omega = \sqrt{\frac{k_n'}{m'}}$ 、 $\gamma = \frac{c_n'}{2m'}$ である。上式を微分すれば、相対速度 \dot{x}' は、

$$\dot{x}' = Ae^{-\gamma t} \left\{ -\gamma \sin(\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}t + \alpha) + \sqrt{\omega^2 - \gamma^2} \cos(\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}t + \alpha) \right\}$$

である。

図 2-13 に示すように、 $t=0$ で衝突を開始した粒子は、半周期 $\frac{T}{2} = \frac{\pi}{\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}}$ 後に衝突を終了し離れ始める。 $t=0$ の時の速度を v_0 、半周期後 $t=\frac{T}{2}$ の時の速度を v_1 とすると

$$v_1 = -v_0 e^{-\gamma\pi/\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}}$$

従って、反発係数 e_r は、

$$e_r = -\frac{v_1}{v_0} = e^{-\gamma\pi/\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}}$$

である。上式を整理して、法線方向のダッシュポット定数 c_n を左辺のみで表すと、

$$c_n = -2 \frac{\ln e_r}{\sqrt{\pi^2 + (\ln e_r)^2}} \sqrt{\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}} k_n$$

を得る。また、単に法線方向と同じ $c_n = c_s$ にする場合も多い、^{4)pp.26-28} ようであるが、

$$c_s = c_n \sqrt{s_0} = c_n \sqrt{\frac{1}{2(1+v)}}$$

を用いた。

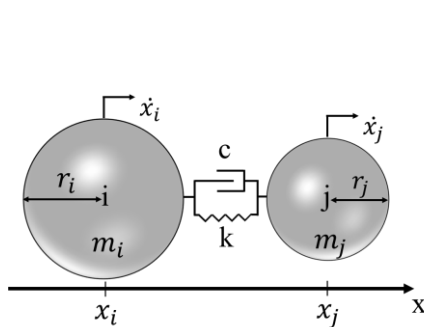


図 2-12 1次元減衰振動系

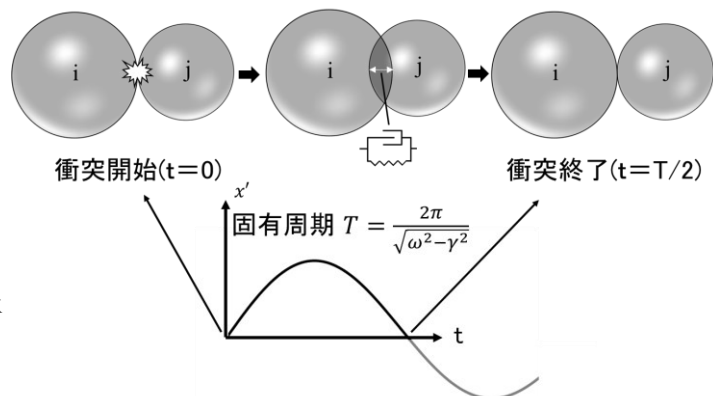


図 2-13 粒子間衝突

参考文献

- 1) 後藤仁志: 数値流砂水理学-粒子法による混相流と粒状体の計算力学-, 森北出版, 2004.
- 2) 田中敏嗣: 粒子運動シミュレーションとDSMC法, 混相流, Vol.8, No.1, pp.41-47, 1994.
- 3) Cundall, P. A. and Strack, O.D.L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, Vol.29, No.1, pp.47-65, 1979.
- 4) 酒井幹夫編著: 粉体の数値シミュレーション, 丸善, 2012.
- 5) 田中敏嗣: 粒子流動のDEM-CFDシミュレーション技術, 精密工学会誌, Vol.84, No.7, pp.593-596, 2018.
- 6) Y., Tsuji, T., Kawaguchi and T., Tanaka: Discrete particle simulation of two dimensional fluidized bed, *Powder Technology*, Vol.77, Issue 1, pp.79-87, 1993.
- 7) 酒井幹夫: 事例から学ぶ粉体シミュレーションの活用術, 混相流, Vol.32, No.3, pp.314-320, 2018.
- 8) Peskin, C.S.: The immersed boundary method, *Acta Numerica*, Vol.11, pp.479-517, 2002.
- 9) 後藤仁志: 粒子法 連続体・混相流・粒状体の為の計算科学, 森北出版, 2018.
- 10) 福田朝生: 種々の形状を有する石礫粒子群からなる数値移動床水路の構築とこれを活用した水流と石礫粒子群の運動機構に関する研究, 中央大学大学院博士論文, 2013.
- 11) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel, *Advances in Water Resources*, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 12) Fukuda, T. and Fukuoka, S.: Interface-resolved large eddy simulations of hyperconcentrated flows using spheres and gravel particles, *Advances in Water Resources*, Vol.129, pp.297-310, 2019.
- 13) T., Kajishima, S., Takiguchi, H., Hmasaki and Y., Miyake: Turbulence structure of particle-laden flow in a vertical plane channel due to vortex shedding, *JSME Int.J.Series B* 44 pp.526-535, 2001.
- 14) 牛島 省, 鳥生大祐, 柳 博文, 田中寛樹: 鉛直噴流による礫粒子群輸送とsaltation-collapse平衡の数値解析, 土木学会論文集A2(応用力学), Vol.75, No.2, p.I_289-I_300, 2019.
- 15) Uhlmann, M.: An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 209, pp. 448-476, 2005.
- 16) G.T., Nguyen, E.L., Chan, T., Tsuji, T., Tanaka and K., Washino: Resolved CFD-DEM coupling simulation using Volume Penalisation method, *Advanced Powder Technology*, Vol.32, Issue 1, pp.225-236, 2021.
- 17) 小林敏雄編: 数値流体力学ハンドブック, 丸善出版, 2003.
- 18) 高鋤裕也, 福岡捷二: 画像解析と数値解析による開水路粗面乱流中を流下する非球形石礫の運動機構に関する研究, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.77, No.2, I_697-I_702, 2021.
- 19) 米山望: 自由水面をもつ多次元流れの数値水理学的研究, 京都大学大学院博士論文, 2001.
- 20) 財団法人沿岸技術研究センター: CADMAS-SURF/3D数値波動水槽の研究・開発, 沿岸技術ライブラリー, No.39, 235p., 2010.

第3章 同一体積・非球形粒子群による粒子形状の効果に関する検討

3-1 概説

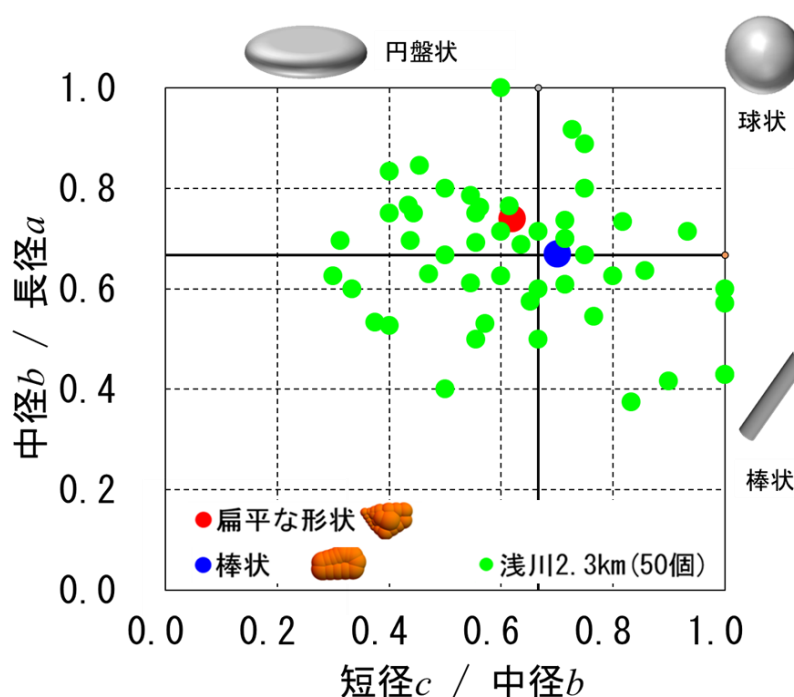
石礫河川の河床材料は幅の広い粒度分布、多様な粒子形状を有している。掃流砂に及ぼす混合粒径の影響に関する研究に比べ、粒子形状に関する既往の検討は非常に少ない。しかしながら、洪水時の礫群の運動は、個々の粒子が間欠的な跳躍運動を取ることや、球では生じない覆瓦構造などの粒子配列が見られ、粒子形状が流砂運動に及ぼす影響も大きいと考えられる。田所ら¹⁾は、球形状と非球形粒子群それぞれで混合粒径の数値移動床実験を実施し、離脱時や停止時の運動の違いを明らかにしている。これらの検討では、形と大きさの両方が異なる石礫集団を使用していた為、形の影響を定量的に明らかにすることが困難であった。そのため、著者らは、同一体積で異なる形状の粒子群を用いた数値移動床実験を行い、非球形粒子が流れの中で覆瓦構造を形成し、河床の安定に寄与する機構を明らかにしてきた^{2),3)}。粒子形状によって表層でかみ合わせの程度が異なり、移動開始時の運動に形の影響が現れやすい。また、掃流力条件によって、粒子形状の影響が変化することが示唆⁴⁾されており、特に高掃流力条件では、移動粒子群が大量に存在するため、覆瓦構造などの表層の粒子配列の影響が卓越するかは不明である。さらに、粒子体積が異なれば、粒子形状の持つ影響も変化すると考えられる。

本章では、同一体積で異なる形状の粒子群を用いた数値移動床実験を2種類行った。1つ目は、流砂運動の基本に関係する粒子の移動開始時の検討であり、著者の修士論文²⁾で取り組んだ扁平・棒状の2種類の検討に加え、球形状を追加し、給砂を行わずに実施した。2つ目は、扁平・棒状・球形状3種の粒子形状、粒径 $d=6,20,60$ mm の粒子群を用いて、無次元掃流力 $\tau_* = 0.11, 0.18, 0.30$ と粒子が活発に移動する数値実験条件で、数値移動床実験を行った。これらの検討から、掃流砂運動に及ぼす粒子形状の効果を明確にする。

3-2 同一体積・非球形粒子群の移動開始時の運動に関する検討

3-2-1 数値解析条件

実験に用いる粒子形状は、多摩川支川の浅川で採取した石礫を参考に決めている³⁾。浅川 2.3 km 右岸の砂州上で線格子法により石礫 50 個を採取し、それぞれの長径 a 、中径 b 、短径 c を計測した。図 3-1 は、石礫粒子の三軸径比を示しており、緑色のプロットは、浅川の石礫である。図 3-2 は、本解析で用いた粒子形状を示している。3 種の粒子は、直径 70 mm の球状の粒子と同一の体積を有するように作成し、扁平と棒状粒子は、浅川で採取した石礫を参考に作成した。図 3-1 から浅川の石礫との関係が見ることが出来る。この 3 種の粒子を用いて、掃流力を変化させ、pick up rate の変化量を調べる数値実験を行った。数値実験水路は、長さ 10 m、幅 1 m、水路勾配は 1/20 である。粒子をパッキングした後、非球形粒子については 20 秒間通水を行い表層の粒子を自然の状態にセットした。その後、計算時間の短縮の為、図 3-3 に示すように河床表層一層目の粒子と $x=6\sim 8$ m 区間に位置する粒子群についてのみ、粒子運動の解析を行った。図中の粒子は視認しやすくする為、粒子運動を解析する粒子は色を付けており、白色の粒子は壁粒子として動かない。表 3-1 は、数値実験条件を示しており、いずれも給砂は行っていない。表 3-1 の水深およびフルード数は、通水開始から 70 秒時の $x=6\sim 8$ m で空間平均した値を示している。摩擦速度は、いずれも $(gRI)^{0.5}$ から算出した。対数則から評価した摩擦速度と $(gRI)^{0.5}$ の値は概ね一致することを確認した。また、表 3-2 に解析パラメータを示す。

図 3-1 粒子形状特性^{2), 3)}から一部修正

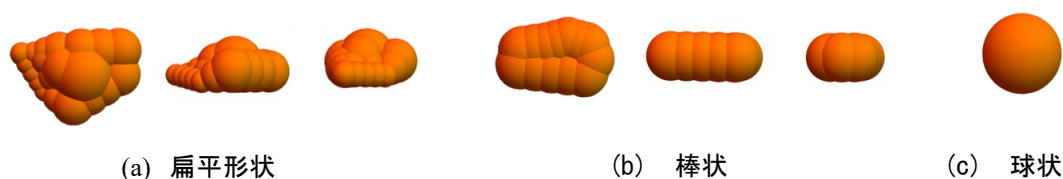


図 3-2 異なる視点から見た粒子形状

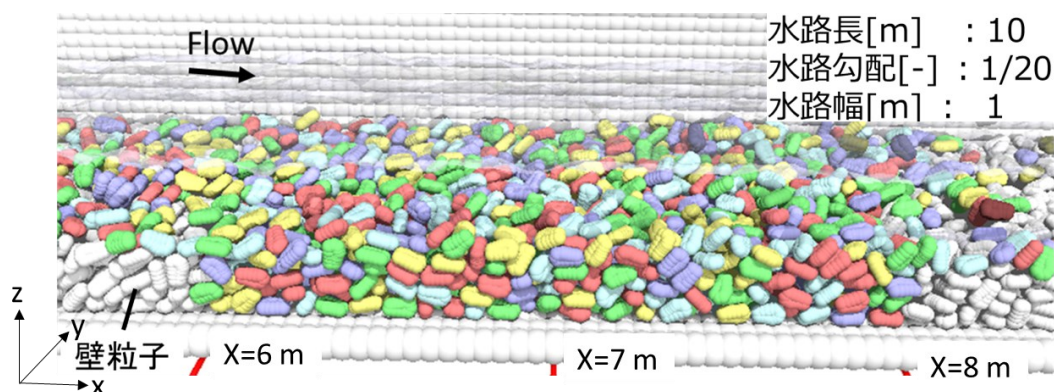


図 3-3 数値実験水路

表 3-1 数値実験条件

実験ケース	流量 $Q[m^3/s]$	水深 $h[m]$	フルード数 Fr	摩擦速度 $u_*[m/s]$	粒子形状	名目直径 $d[mm]$
CaseA	A1	0.1	0.82	0.194	扁平	70
	A2	0.2	1.07	0.220		
	A3	0.3	1.18	0.254		
	A4	0.4	1.32	0.266		
	A5	0.5	1.42	0.283		
	A6	0.6	1.47	0.313		
CaseB	B1	0.1	0.87	0.202	棒状	70
	B2	0.2	1.10	0.228		
	B3	0.3	1.24	0.252		
	B4	0.4	1.39	0.273		
	B5	0.5	1.53	0.298		
CaseC	C1	0.1	0.80	0.196	球	70
	C2	0.2	1.06	0.230		
	C3	0.3	1.25	0.248		
	C4	0.4	1.44	0.273		
	C5	0.5	※0.203	※1.71		

※10cm程度洗掘が生じており、参考値として示す。

表 3-2 解析パラメータ

流体計算格子サイズ	0.01	m	粒子運動解析の刻み時間	2.5×10^{-6}	s
流体運動解析の刻み時間	5.0×10^{-4}	s	弾性係数	5.0×10^{10}	Pa
粘性係数	8.9×10^{-4}	Pa · s	ポアソン比	0.33	
Smagorinsky 定数	0.173		反発係数	0.7	
水の密度	1,000	kg/m^3	粒子の密度	2,650	kg/m^3

3-2-2 数値実験結果と考察

pick up rate の計測は、中川ら⁵⁾と同様に、トレーサー粒子の残留率を調べ算出した。通水開始から 10 秒後の移動床区間 $x=6\sim 8$ m, $y=-0.4\sim 0.4$ m の範囲で、表層に露出している粒子の内、サンプル数を目安に、鉛直方向に高い順にトレーサー粒子を選定した。各実験のトレーサー粒子のサンプル数は 67~105 個の範囲である。離脱判定は、粒径を目安に、粒子の重心位置の変位が初期位置から 0.1 m 以上生じた場合とした。ここでの初期位置は、トレーサー粒子を設定した時刻の位置である。

図 3-4 は、計測した pick up rate を示している。実線は、CaseA(扁平), CaseB(棒状), CaseC(球)である。土屋⁶⁾は一様粒径および混合粒径土砂の限界掃流力時の土砂の移動状態を pick up rate の値が 0.005 1/s としており、これを本実験結果に適用した。図 3-4 より、pick up rate の値が 0.005 1/s を超えると摩擦速度の増加に伴い、急激に pick up rate が上昇していることが確認できる。線形補間をして得られた限界摩擦速度は、CaseA(扁平), CaseB(棒状), CaseC(球)のそれぞれで、 $u_{*c}=0.266, 0.262, 0.230$ m/s ($\tau_{*c} = 0.06, 0.06, 0.047$)であった。図中には、参考に岩垣の式による限界摩擦速度を示している。球と比較して実験に用いた非球形粒子(扁平と棒状)の限界摩擦速度は 15%程度大きい値をとった。また、図 3-4 から、 $u_* = 0.28$ m/s ($\tau_* = 0.07$)付近の掃流力の大きい場合では CaseA(扁平), CaseB(棒状)の pick up rate に差が生じている。

図 3-5 は、表層粒子に作用する接触力の向きを示している。表層粒子は、流体力に対して周囲の粒子群から受ける接触力を上流側に向ける。特に、非球形粒子は、周囲の粒子との配置による影響に加え、姿勢を変化させる為、より大きな接触力を上流側に向けやすくなり、限界摩擦速度が球に比べ大きくなる。一方 CaseA(扁平), CaseB(棒状)には、図 3-4 に見られるように両者の間に限界摩擦速度の違いがほとんど見られなかった。

図 3-6 は、限界掃流力付近で、離脱したトレーサー粒子の配置を示している。図中の明るい粒子がトレーサー粒子であり、黄色の鎖線で囲う粒子は、初期位置の設定から 60 s 以内に離脱が生じた粒子である。トレーサー粒子は、鉛直方向に高い粒子に設定しているため、図中から離脱したトレーサー粒子はその周囲より高い位置に存在している。このように、河床表層には一定数離脱しやすい姿勢や配置の粒子が存在しており、この場合は非球形粒子間の噛み合わせの差異があまりなく、CaseA(扁平), CaseB(棒状)の限界摩擦速度の違いが明確に見られなかったと考えられる。

図 3-7 は、流量 $Q=0.5$ m³/s 時の、CaseA(扁平), CaseB(棒状)のトレーサー粒子の配置を示している。図 3-7(a)の印をつけた粒子が初期位置の設定から 60 s 以内に離脱した粒子で、CaseB(棒状)は、全てのトレーサー粒子が流出した。図中の白の鎖線で囲う粒子群は、複数個の粒子がかみ合うクラスター状の配置を示している。クラスターは、同じ高さで粒子がかみ合うことで、より大きな流体力に抵抗し表層に留まっていられると考えられる。図 3-7(a)より、離脱が生じなかった粒子には、クラスターを構成する粒子が含まれており、河床表層に占めるクラスターの存在割合や個々の大きさなどの違いが、 $u_* = 0.28$ m/s 付近の

pick up rate の差異を引き起こした可能性が高いと考えられる。一方、クラスターを形成していても、移動粒子群との粒子衝突が生じると、クラスターは崩壊し粒子の離脱が生じた。図 3-8 は、CaseB5 を例に、移動粒子との衝突によりクラスターが崩壊する様子を示している。t=17.8 s に移動粒子がクラスターに接近し、t=18.0 s に移動粒子とクラスターとの粒子衝突が生じ、t=18.3 s には、クラスターが崩壊し離脱する様子が確認できる。図 3-7 では、解析動画の分析から粒子衝突によって崩壊したクラスターには、粒子衝突と付記している。

次に、離脱が生じたトレーサー粒子について、移動開始時の運動を調べた。図 3-9 は、離脱したトレーサー粒子の離脱直前の変位と流下方向速度の時間変化を示している。CaseA5, CaseB5 でサンプル数はそれぞれ、29, 78 個であり、図中の値はサンプルの平均値である。粒子の重心位置の変位が初期位置から 0.1 m 以上となり離脱判定を行った時刻を 0 s として示している。図より、粒子の変位が初期から、4.0 cm 程度生じる-0.25 s の時間から急に速度が上昇し離脱している。図 3-10 は、離脱直前の粒子の移動軌跡の例を 2 つ示しており、図 3-9 (b) にはそれぞれの粒子の変位を示している。粒子 A は、離脱直前まで停止しており、転動形態で急に離脱が生じるのに対して、粒子 B は、徐々に動きながら離脱が生じている。図 3-9 に示す変位の時間変化はサンプルの平均値である為、多くの粒子が短い時間で加速し離脱が生じており、これには粒子衝突により離脱した粒子が含まれている。

図 3-11 は、CaseA5, CaseB5 の離脱直前のトレーサー粒子に作用する流体力、接触力および重力の流下方向成分を各ケースで個数平均した値を示している。いずれの力も、水中重量で無次元化されている。接触力は、流下方向に正と負の場合に分けて示している。どちらのケースも、-0.25~0.0 秒に掛けて、離脱が生じる際は、周囲の粒子との接触が減り、正負の接触力の大きさが共に減少する。一方で、鉛直方向に変位が生じるので底面付近より速い流れの影響を受けて流体力は増加する。水色の実線の負の接触力に着目すると、-1.5~-0.25 秒の粒子が堆積状態にいる場合は、扁平粒子の方が棒状粒子に比べ負の接触力が大きい。扁平粒子は、平らな面の面積が大きい為、かみ合わせの程度が大きく、周囲の粒子に力を伝達し離脱しにくかったと考えられる。

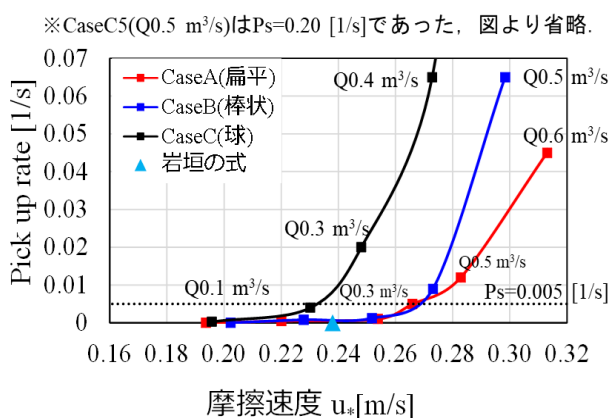


図 3-4 pick up rate の計測結果

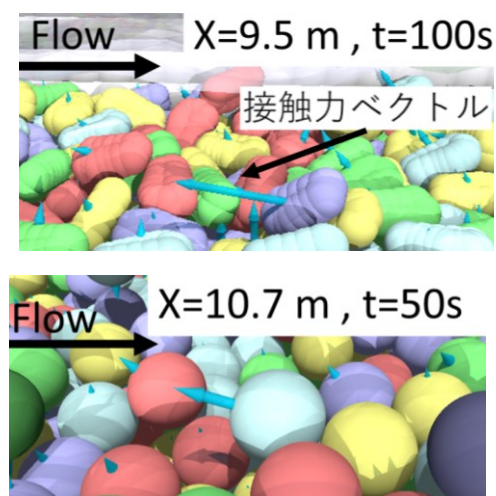
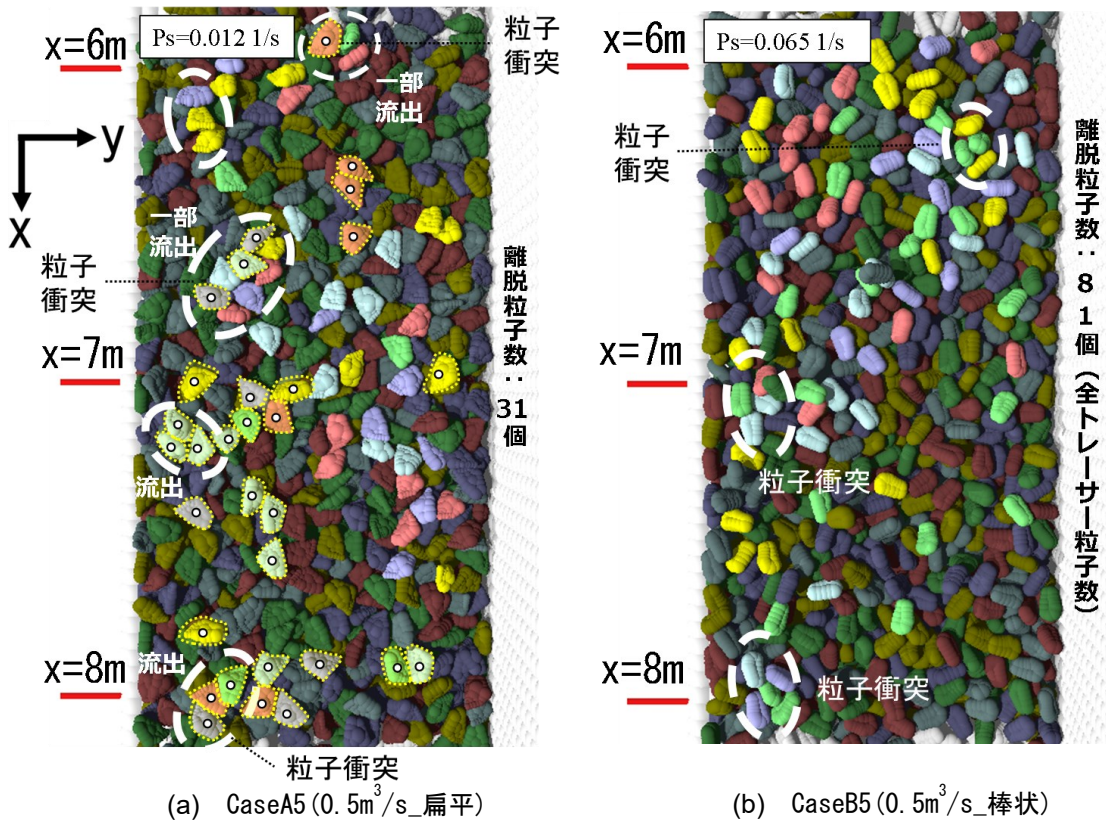
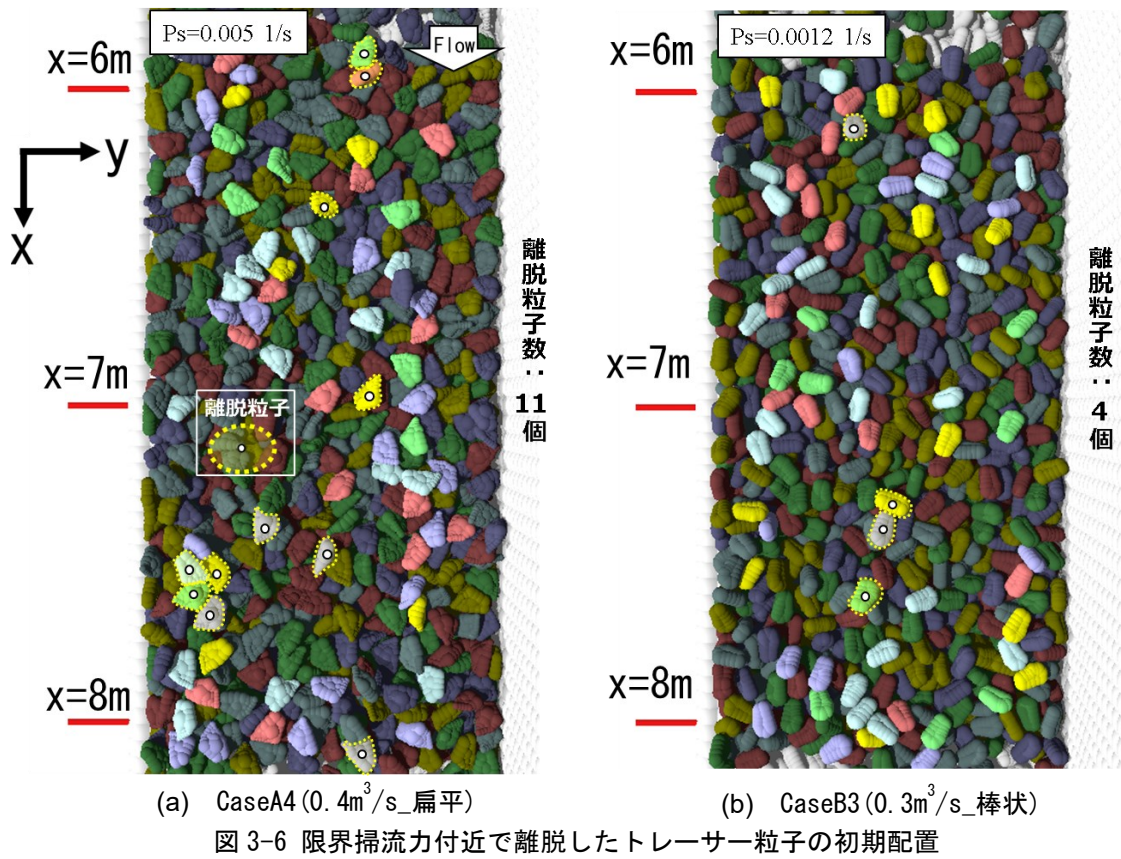


図 3-5 粒子に作用する接触力ベクトル ³⁾一部引用



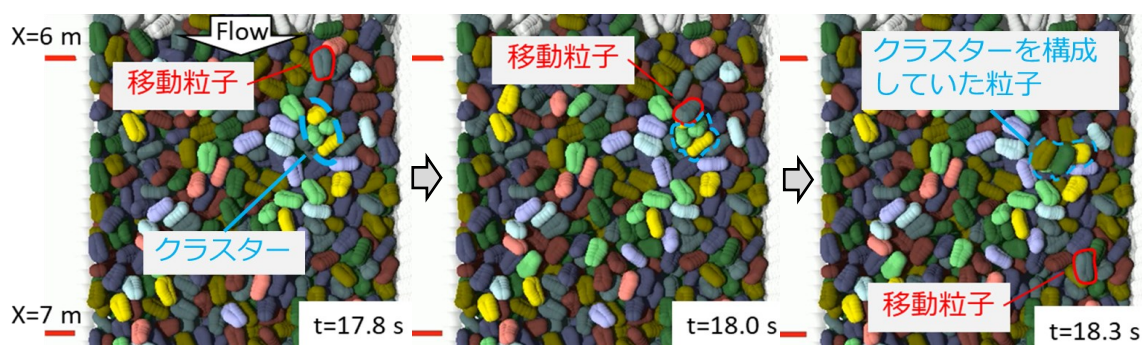


図 3-8 粒子衝突によるクラスタの崩壊 (CaseB5 (0.5m³/s_棒状))

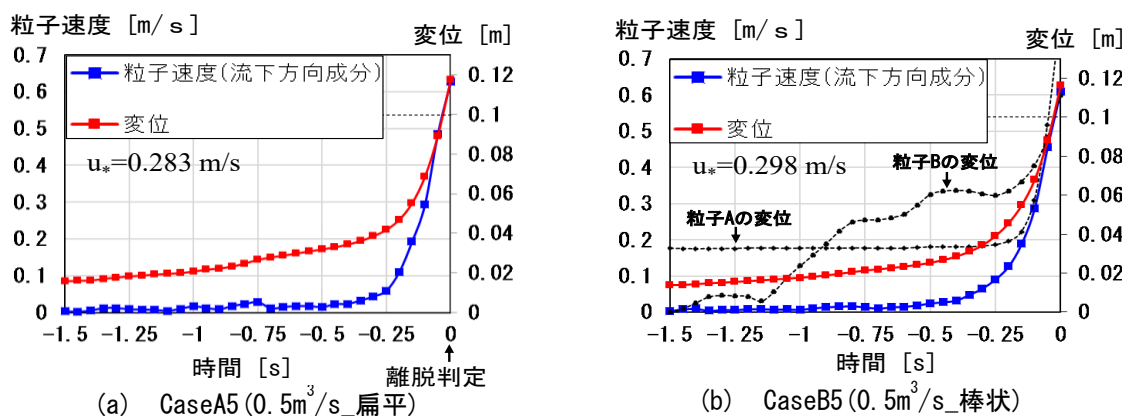


図 3-9 離脱直前の粒子の速度と変位

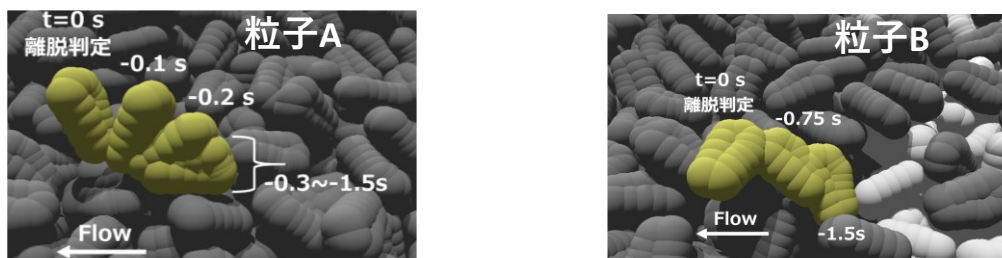


図 3-10 粒子の離脱時の運動の軌跡の例

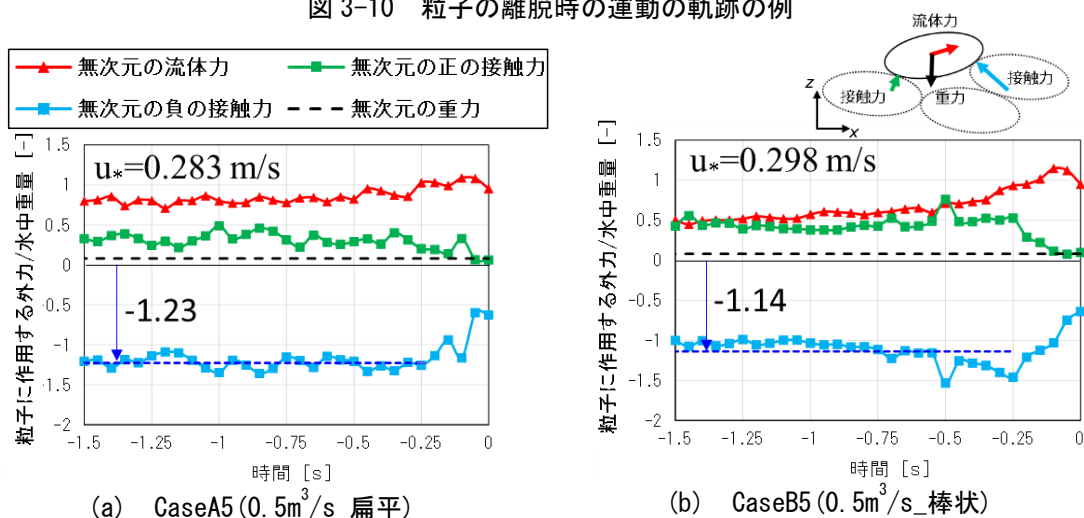


図 3-11 離脱直前の粒子に作用する外力 (流下方向成分)

3-3 高掃流力時における粒子形状の効果に関する検討

3-3-1 数値解析条件

本検討では、移動開始時の検討と同じ3種の粒子形状（扁平，棒状，球状），粒径（名目直径） $d=6,20,60$ mmの各河床材料を用いて，無次元掃流力 $\tau_* \cong 0.11, 0.18, 0.30$ 付近の粒子運動が活発になる掃流力条件で数値移動床実験を行った．数値実験水路は，水路長 $L_x=100d$ ，横断幅 $L_y=25d$ で各粒径に応じて与え，水路勾配は $1/100$ である．図3-12は，球形状， $d=6$ mm， $\tau_* \cong 0.18$ で実施した数値実験水路を参考に示している．境界条件は，縦横断方向に周期境界条件を課した．下流端で流出した土砂を同時に上流で供給するため，移動粒子群が常に存在する．表3-3は，解析パラメータを示す．格子サイズは，計算負荷を下げるために，いずれも粒径 d を4分割するサイズで検討した．表3-4は，数値実験条件を示している．表3-4の流量は，通水開始から流量の変動が小さくなり平衡状態に至った時刻での解析上流端の値を示している．また，掃流砂量は，通水開始から平衡状態に落ち着いた時間帯の30 s間に，解析中央断面($x=30d$)を通過する礫量から算出した．平均河床高は，掃流砂量を計測した同じ時間帯の30 s間で，無次元粒子速度 $|u_s|/\sqrt{sgd}$ が5%以下の粒子の表面の高さを河床高として解析区間の全領域で時空間平均値した値で評価した．実験条件の備考の欄に流量，掃流砂量，平均河床高の算定に用いた解析時間を示している．摩擦速度は， $(gRI)^{0.5}$ を用いた．また，いずれも相対水深は，8.5以上である．

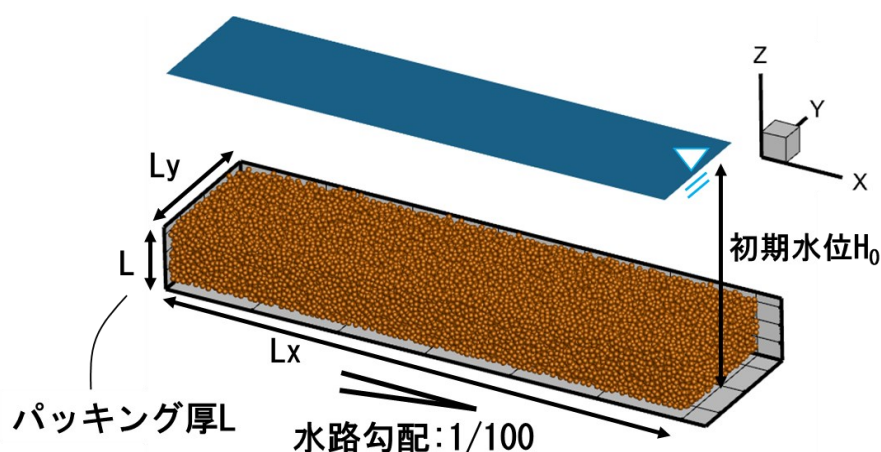


図3-12 解析領域と座標軸(Case MS6_球形状， $d = 6$ mm， $\tau_* \cong 0.18$)

表 3-3 解析パラメータ

流体計算格子サイズ	d/4	m	Smagorinsky 定数	0.173	-
流体運動解析の刻み時間	5.0×10^{-5} , $\ast 4.0 \times 10^{-5}$	s	縦弾性係数	5.0×10^{10}	Pa
水の密度	1,000	kg/m ³	ポアソン比	0.33	-
粒子の密度	2,650	kg/m ³	反発係数	0.7	-
粘性係数	8.9×10^{-4}	Pa · s	摩擦係数	0.5	-

※CaseHS6, CaseHR6, CaseHT6のみ

粒子運動解析の刻み時間 $\times 10^{-6}$ [s]

実験ケース Case	LS6	MS6	HS6	LS20	MS20	HS20	LS60	MS60	HS60
粒子運動解析の刻み時間 $\times 10^{-6}$ [s]	2.0	1.0	1.6	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
実験ケース Case	LR6	MR6	HR6	LR20	MR20	HR20	LR60	MR60	HR60
粒子運動解析の刻み時間 $\times 10^{-6}$ [s]	2.0	2.0	0.8	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
実験ケース Case	LT6	MT6	HT6	LT20	MT20	HT20	LT60	MT60	HT60
粒子運動解析の刻み時間 $\times 10^{-6}$ [s]	0.5	0.5	0.4	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5

表 3-4 数値実験条件

(a) 扁平形状

	Case LT6	Case MT6	Case HT6	Case LT20	Case MT20	Case HT20	Case LT60	Case MT60	Case HT60
粒子形状	-	Thin	Thin	Thin	Thin	Thin	Thin	Thin	Thin
粒径	mm	6.0	6.0	6.0	20.0	20.0	20.0	60.0	60.0
流量Q	m ³ /s	0.021	0.045	0.109	0.449	0.910	2.308	6.762	13.902
断面平均流速 U (Q/Bh)	m/s	1.256	1.714	2.466	2.387	3.148	4.704	4.004	5.350
平均河床高 z _b	m	0.022	0.022	0.021	0.076	0.074	0.071	0.230	0.224
水深 h (H0-z _b)	m	0.113	0.174	0.294	0.376	0.578	0.981	1.126	1.732
摩擦速度 u* (ghI) ^{0.5}	m/s	0.105	0.130	0.170	0.192	0.238	0.310	0.332	0.412
フルード数 U/(gh) ^{0.5}	-	1.193	1.314	1.452	1.243	1.323	1.517	1.205	1.299
無次元掃流力 τ_*	-	0.114	0.175	0.297	0.114	0.175	0.297	0.114	0.175
無次元掃流砂量 q _b /(u*d)	-	0.048	0.095	0.140	0.033	0.079	0.183	0.023	0.081
通過礫数	-	1208	2953	5670	450	1353	4071	181	794
相対水深 h/d	-	18.86	28.95	49.06	18.80	28.90	49.07	18.77	28.87
パッキング厚 L	m	0.024	0.024	0.024	0.079	0.079	0.079	0.237	0.237
初期水位 H0	m	0.136	0.196	0.316	0.452	0.652	1.052	1.356	1.956
水路勾配 I	-	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
備考					t=70s の流量 t=40~70s				

表 3-4 数値実験条件
(b) 棒状

	Case LR6	Case MR6	Case HR6	Case LR20	Case MR20	Case HR20	Case LR60	Case MR60	Case HR60
粒子形状	-	Rod	Rod	Rod	Rod	Rod	Rod	Rod	Rod
粒径	mm	6.0	6.0	6.0	20.0	20.0	20.0	60.0	60.0
流量Q	m ³ /s	0.022	0.043	0.113	0.446	0.929	2.355	6.796	14.119
断面平均流速 U (Q/Bh)	m/s	1.295	1.672	2.579	2.393	3.232	4.817	4.058	5.464
平均河床高 z _b	m	0.024	0.024	0.023	0.081	0.079	0.076	0.246	0.239
水深 h (H0-z _b)	m	0.112	0.173	0.293	0.373	0.575	0.978	1.116	1.723
摩擦速度 u* (ghI) ^{0.5}	m/s	0.105	0.130	0.170	0.191	0.237	0.310	0.331	0.411
フルード数 U/(gh) ^{0.5}	-	1.235	1.286	1.521	1.252	1.362	1.556	1.227	1.330
無次元掃流力 τ*	-	0.113	0.174	0.296	0.113	0.174	0.296	0.113	0.174
無次元掃流砂量 q _b /(u*d)	-	0.042	0.093	0.140	0.032	0.085	0.173	0.028	0.075
通過礫数	-	1049	2877	5630	435	1444	3846	216	732
相対水深 h/d	-	18.68	28.78	48.89	18.63	28.73	48.90	18.61	28.71
パッキング厚 L	m	0.025	0.025	0.025	0.084	0.084	0.084	0.238	0.238
初期水位 H0	m	0.136	0.196	0.316	0.454	0.654	1.054	1.362	1.962
水路勾配 I	-	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
備考		t=70s の流量 t=40~70s							

(c) 球状

	Case LS6	Case MS6	Case HS6	Case LS20	Case MS20	Case HS20	Case LS60	Case MS60	Case HS60
粒子形状	-	Sphere	Sphere	Sphere	Sphere	Sphere	Sphere	Sphere	Sphere
粒径	mm	6.0	6.0	6.0	20.0	20.0	20.0	60.0	60.0
流量Q	m ³ /s	0.021	0.042	0.112	0.428	0.892	2.380	6.890	13.887
断面平均流速 U (Q/Bh)	m/s	1.229	1.628	2.528	2.278	3.089	4.854	4.069	5.354
平均河床高 z _b	m	0.067	0.067	0.066	0.224	0.223	0.219	0.671	0.671
水深 h (H0-z _b)	m	0.113	0.173	0.294	0.376	0.577	0.981	1.129	1.729
摩擦速度 u* (ghI) ^{0.5}	m/s	0.105	0.130	0.170	0.192	0.238	0.310	0.333	0.412
フルード数 U/(gh) ^{0.5}	-	1.169	1.249	1.489	1.188	1.299	1.566	1.223	1.300
無次元掃流力 τ*	-	0.114	0.175	0.297	0.114	0.175	0.297	0.114	0.175
無次元掃流砂量 q _b /(u*d)	-	0.036	0.098	0.153	0.028	0.058	0.118	0.024	0.062
通過礫数	-	904	3039	6136	388	981	2618	187	608
相対水深 h/d	-	18.80	28.90	49.05	18.78	28.86	49.03	18.82	28.82
パッキング厚 L	m	0.068	0.068	0.068	0.227	0.227	0.227	0.667	0.667
初期水位 H0	m	0.180	0.240	0.360	0.600	0.800	1.200	1.800	2.400
水路勾配 I	-	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
備考		t=70s の流量 t=40~70s				t=105s の 流量	t=87.5s の流量 t=57.5~87.5s	t=175s の流量 t=145~175s	

3-3-2 数値実験結果と考察

(1) 掃流砂量, 流砂体積と粒子速度

Kalinske 型の単位幅流砂量は, 単位面積当たりの流砂体積と粒子速度の積 $q_b = V_t u_s$ で表現され, これらを分析するために, 移動粒子を定義した. 本検討では, 無次元粒子速度 $|u_s|/\sqrt{sgd}$ が 5% 以上, かつ, 各時刻の平均河床高より重心位置が高い粒子と定義した. ここに, $s = \rho_s/\rho_w - 1$, g : 重力加速度, d : 粒径である. 図 3-13 は, 解析中央断面($x=30d$)を通過する礫量から算出した流砂量と, 上記の移動粒子の定義を用いて評価した単位面積当たりの流砂体積と個数平均した粒子速度の時間平均値の積 ($\overline{V_t u_s}$) から求めた流砂量を比較している. 時間平均値は, 通過礫量を観測したのと同じ時間帯で, 通水開始から平衡状態に落ち着いた時間帯の 30 s 間で, 解析領域内の粒子群を対象にサンプルを抽出した. 図 3-13 から両者はほぼ 1 対 1 に対応しており, 上記の移動粒子の定義が概ね矛盾がないこと, 加えて, 流砂体積及び粒子速度をレイノルズ分解して得られる流砂体積と粒子速度の相関項 ($\overline{V_t' u_s'}$) は十分小さいことを確認した. 図 3-14 は, 流砂量の数値実験結果を示している. 実線は, 芦田・道上式 (7) を参考に示している. 図より, 掃流力が大きくなると, 同じ掃流力条件下でのプロットの差異が小さくなることが分かる.

図 3-15, 16 はそれぞれ, 流砂体積と粒子速度の時間平均値を示している. 図 3-15, 16 より, 掃流力が大きくなるにつれて流砂体積, 粒子速度の各ケースの差異が小さくなっており, 特に $\tau_* = 0.30$ では, 本実験で用いた粒子形状および粒径の差異が, 流砂体積や粒子速度に及ぼす影響は, ほとんど見られない結果となった. 掃流力が高くなると, 移動粒子は, 不規則な粒子間接触による運動量交換なども活発に行われ始めるため, 河床表層粒子の姿勢や配置による噛み合わせの効果の違いが現れにくいものと考えられる. また, 流下方向の流体力が卓越するため, 体積の影響も見られなかったと考えられる.

図 3-15, 16 (a) に示す $\tau_* = 0.11$ では, 球形状は, 扁平と棒状と比較して, 無次元の流砂体積は大きく, 粒子速度は小さい傾向が見られ, 粒子形状の差異が確認できた. 3-2 で実施した移動開始時の検討を踏まえると, 流砂体積の差異は, 表層の姿勢や配置の効果が現れ, 粒子の離脱量が増えたためと考えられる. また, 扁平形状および棒状の差異はあまり大きくないようである. また, 図 3-16 (a) ~ (c) より, 掃流力の増大に伴い無次元粒子速度が一定あるいは減少する傾向が見られた. 以下では, 粒子形状および掃流力の影響について分析を行った.

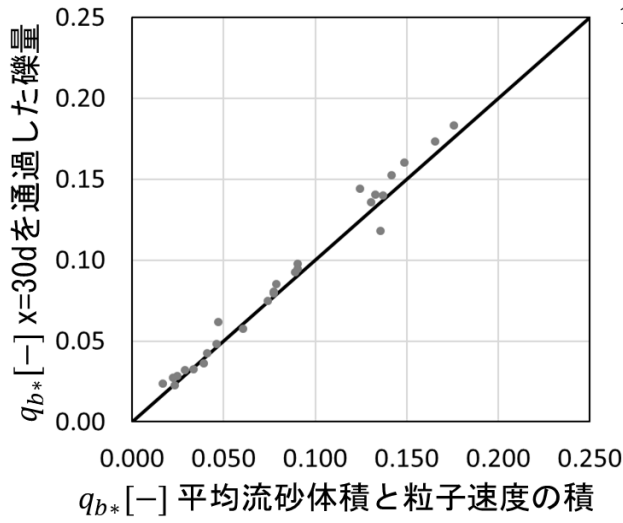


図 3-13 流砂量の比較

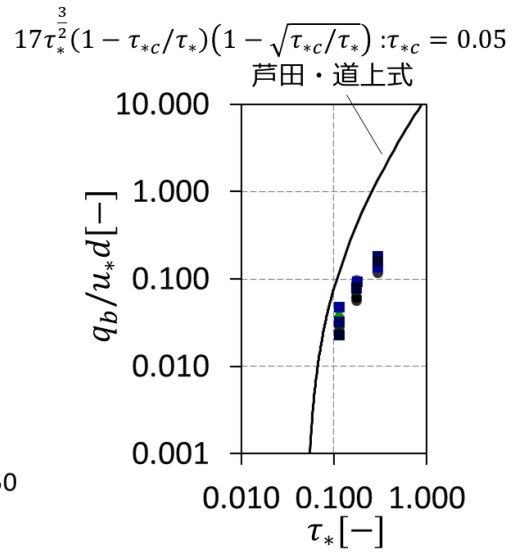
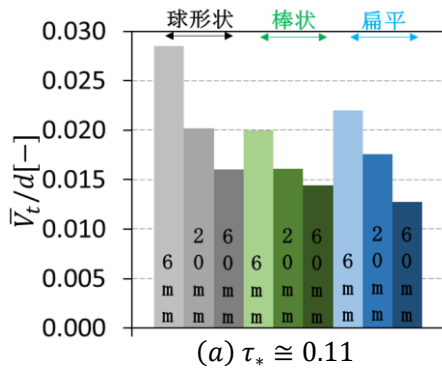
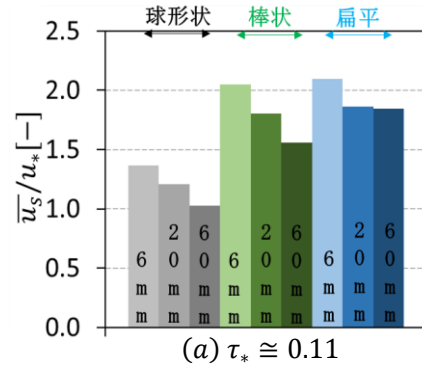


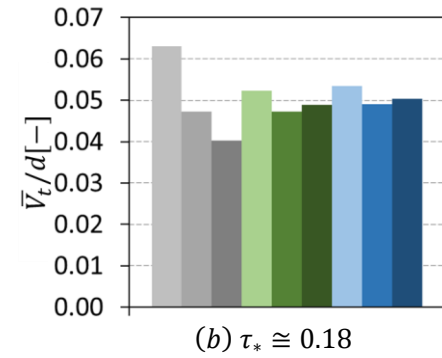
図 3-14 流砂量



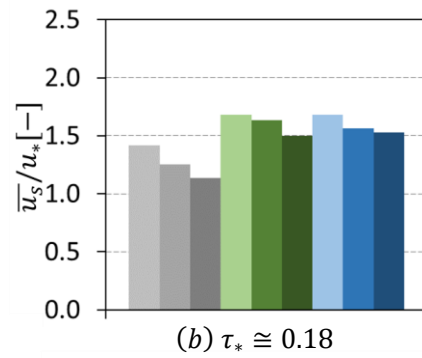
(a) $\tau_* \cong 0.11$



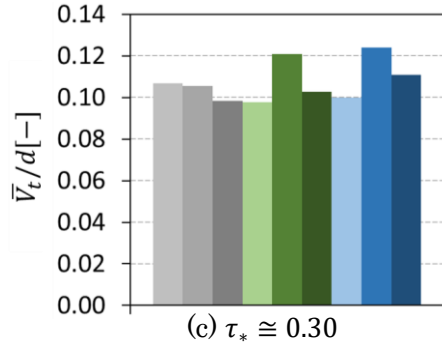
(a) $\tau_* \cong 0.11$



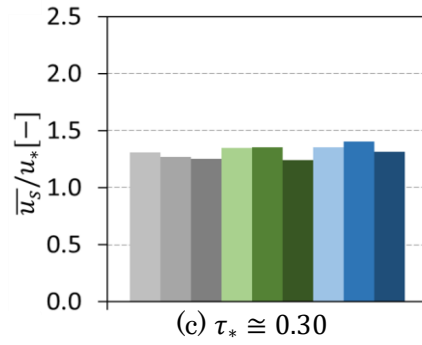
(b) $\tau_* \cong 0.18$



(b) $\tau_* \cong 0.18$



(c) $\tau_* \cong 0.30$



(c) $\tau_* \cong 0.30$

図 3-15 無次元の流砂体積

図 3-16 無次元の粒子速度

(2) 粒子形状の変化が移動粒子群に作用する流体力や接触力に及ぼす影響

粒子形状の影響を分析するため、同じ掃流力条件で、粒子形状のみが異なる実験 Case LS20, LR20, LT20 について分析を行った。図 3-17 は、移動粒子の鉛直分布を示している。縦軸は、流砂量を観測した時間 $t=40\sim 70$ s の時空間平均の河床高 z_b と粒径 d を用いて無次元化されており、横軸は、各高さの移動粒子群のサンプル数を移動粒子群の総サンプル数で除して算出した。図より、球形状は移動粒子群が存在するピークの位置が低めに出ている。

図 3-18 は、河床近傍の流速と粒子速度の鉛直分布を示している。プロットが粒子速度で、実線が流速分布である。流速と粒子速度は、0.1 s 間隔で、 $t=40\sim 70$ s の 30 s 秒間でサンプルを抽出した。流速分布は、水路中央格子 ($y=0$ m) の流速で、縦断方向に空間平均したサンプル平均を示しており、固相領域はサンプルに含めず、サンプル数が 150 個以下は出力していない。粒子速度は、解析領域全域の粒子をサンプルの対象とし、各高さで平均した。図から、球形状と扁平形状は、ほとんど流速分布が同一であるが、球形状は、粒子速度が低減している。また、図 3-17, 図 3-18 より、球形状は、平均河床高付近の粒子速度が小さい移動粒子の数が多く、滑動状態に近い移動粒子の割合が多かったと考えられる。また、棒状の CaseLR20 の流速分布は、他の 2 ケースよりも速い結果を示しているが、棒状の粒子速度分布は扁平と概ね一致していること、表 3-4 に示す断面平均流速は 3 ケースともほぼ一致していることから、局所的な影響が原因と考えている。

図 3-19 は、移動粒子群に作用する流体力と接触力の鉛直分布を示しており、水中重量で無次元化がされている。接触力は、粒子間接触力が生じた粒子について、サンプルを抽出し、平均化を行った。図 3-19(a) に示す正のプロットが流体力であり、負のプロットは、接触力である。形状の違いに着目すると、球形状は、非球形粒子と比較して、流体力が低減している。粒径 $d=70$ mm で同様の粒子形状を用いた既往の数値移動床実験^{2,8)}による検討から、図 3-20 に示すように跳躍運動中の非球形粒子が取る粒子の流下方向投影面積 $A_2 d^2$ と球形を比較すると、流下方向投影面積の平均値は、球形状が若干小さい値を示していた。図 3-18 から、球形状は、平均流速と平均粒子速度の差異は、扁平形状とあまり変化していないことから、球形状が流体力を受けにくい形状であったと考えられる。また、接触力については、球形状の平均粒子速度が小さいため、他の 2 ケースと比べ小さい値を取っている。図 3-19(b) は、移動粒子群に作用する流体力と接触力の鉛直方向成分を参考に示している。粒子に作用する浮力の大きさを水中重量で無次元化すると、 $\rho_f g V_s / (\rho_s - \rho_f) g V_s \approx 0.61$ であるため、図中の流体力に着目すると、移動粒子群には、流体力の流下方向成分と同程度の揚力が作用していることが分かる。扁平形状の流体力の鉛直成分が他の 2 ケースと比べ大きい傾向が見られるが、流体力を構成する各成分に関する分析は、今後の課題である。

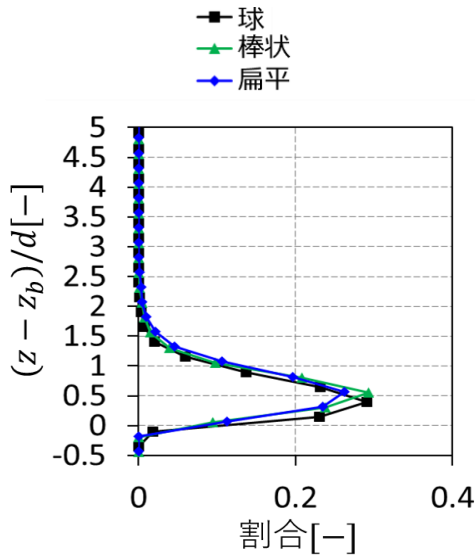


図 3-17 移動粒子の鉛直分布 (Case LS20, LR20, LT20)

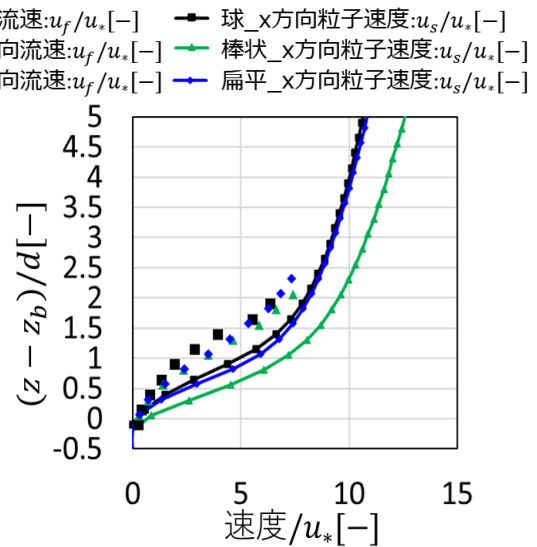


図 3-18 速度の鉛直分布 (Case LS20, LR20, LT20)

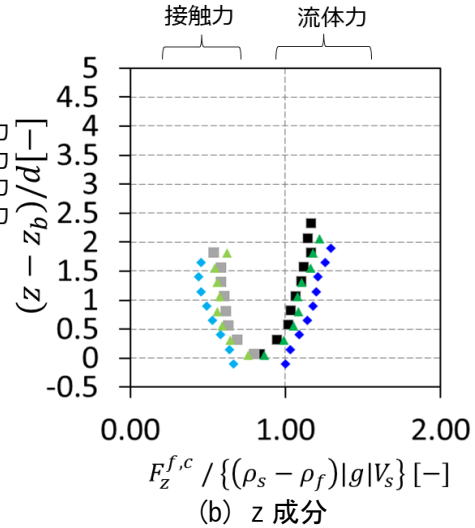
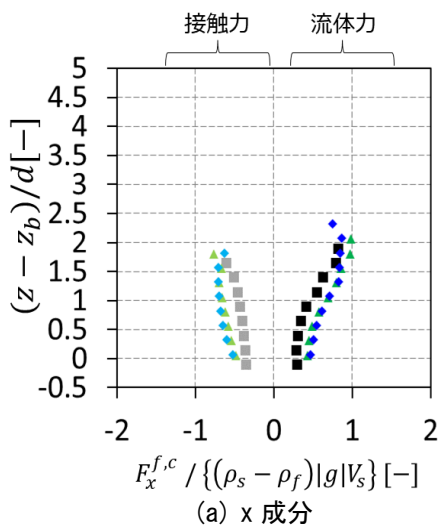


図 3-19 移動粒子群に作用する流体力・接触力の鉛直分布 (Case LS20, LR20, LT20)

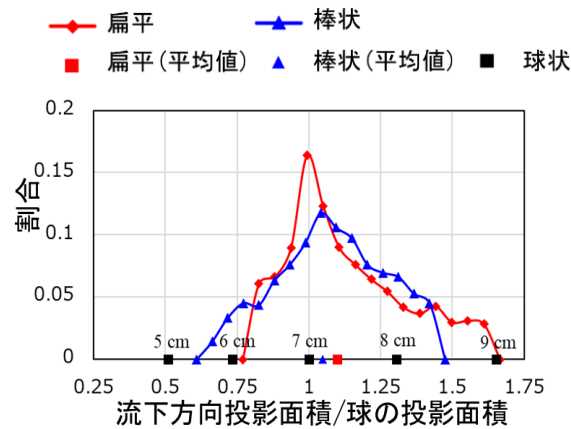


図 3-20 跳躍運動中の流下方向投影面積の度数分布(d=7 cm の数値移動床実験) ⁸⁾を基に一部修正

(3) 掃流力の変化が移動粒子群に作用する流体力や接触力に及ぼす影響

平均粒子速度に及ぼす掃流力の影響を分析するため、掃流力条件のみが異なる Case LT20, MT20, HT20 について整理を行った。図 3-21 は、扁平粒子、 $d=20$ mm, $\tau_* = 0.11, 0.18, 0.30$ の実験 Case LT20, MT20, HT20 のスナップショットを示している。図から、掃流力の増大に伴って、移動粒子群の数や粒子が跳躍する高さが増大していることが確認できる。図 3-22 は、移動粒子の鉛直分布を示している。図から、掃流力の増大に伴って、掃流層厚が増大している。図 3-23 は、河床近傍の流速と粒子速度の鉛直分布を示している。掃流力が大きい方が、無次元の流速分布が低減しており、移動粒子群の増大により抵抗が増大している。 $z/d=2.0$ 以上では、3 ケースで概ね平均流速分布の鉛直勾配が一致しているが、 $z/d=0.0\sim 2.0$ では、平均流速分布の変形が生じており、移動粒子群の存在が流れ場に及ぼす影響は大きい。また、粒子速度の鉛直分布は、 z/d がおよそ 2.0 以上になると流速分布と同様の分布形である。

図 3-24 は、移動粒子群に作用する流体力と接触力の鉛直分布を示している。図 3-24 (a) より、 z/d がおよそ 2.0 以上の高さから、流体-粒子速度間の平均の速度差が一定になるため、流体力が鉛直方向に変化していない。また、接触力の縦断方向成分は、流体力の縦断方向成分と同じオーダーで生じている。 $z/d=0.0$ 付近は、滑動状態の移動粒子群も含まれており接触力の大きさが小さい。 z/d が 1.5 以上になると、接触力がほぼ一定の値を示している。既往研究から河床の凹凸の標準偏差が $d/3$ 程度⁹⁾である。このため、粒子の重心位置が、およそ $z/d=1.0$ より上部で生じる粒子間の接触は、跳躍運動する移動粒子同士の衝突であると考えられ、衝突する粒子間の速度差が大きくなるため、接触力の大きさが概ね一定の値を取ったと考えられる。また、図 3-24 (b) から、流体力の鉛直方向成分についても同様に、 z/d がおよそ 2.0 以上の高さから、概ね一定の傾向を示している。また、接触力の鉛直方向成分は、鉛直方向に単調に減少している。本数値実験条件の範囲では、動的平衡状態の粒子群に作用する流体力および接触力の鉛直分布は、無次元掃流力の変化によって変化しない結果となった。図 3-25 は、各高さで接触力が生じた粒子の割合を示している。平均河床高付近にいる移動粒子群は、ほぼ接触割合が 1.0 で、鉛直上方に向かって、接触割合が減少している。図より、掃流力が高いと、いずれの高さでも接触が生じた粒子群の割合が高く、掃流力の変化による差異が大きい。

図 3-16 から掃流力の増大に伴って無次元の粒子速度は、一定あるいは若干減少傾向を示していた。摩擦速度の評価に課題を有するものの、上記の分析から、移動粒子群の増大に伴い、流れの抵抗や移動粒子間の接触頻度が変化しており、粒子群の平均移動速度に及ぼす粒子間衝突の影響も重要であると考えられる。

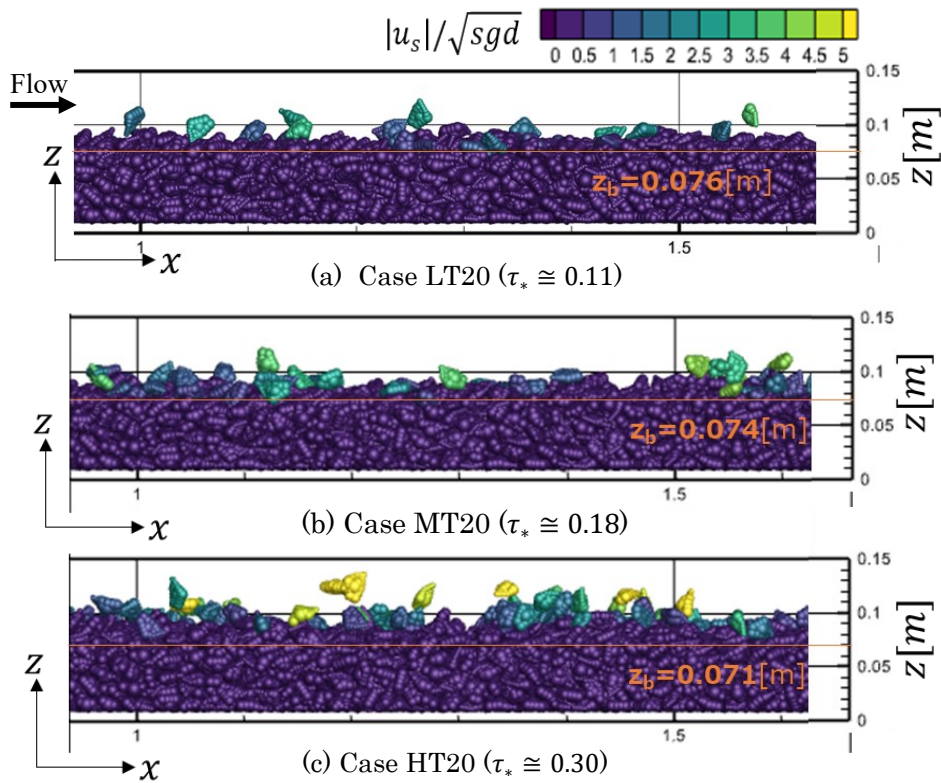


図 3-21 t=70s のスナップショット (粒子形状: 扁平, d=20mm)

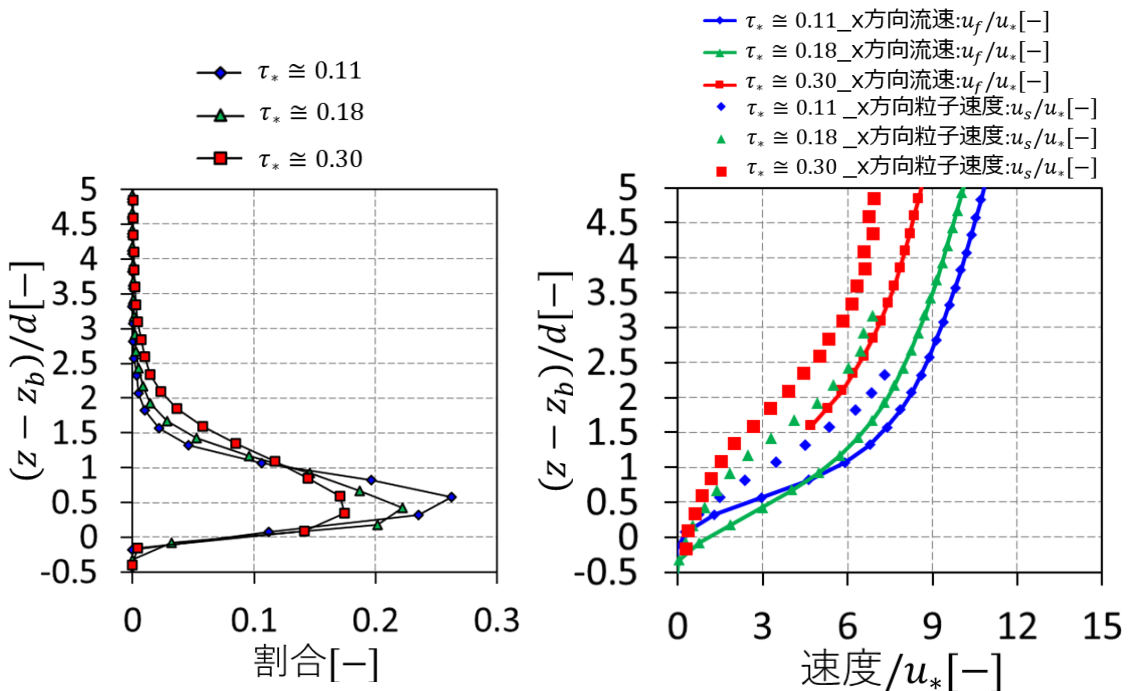


図 3-22 移動粒子の鉛直分布 (Case LT20, MT20, HT20)

図 3-23 速度の鉛直分布 (Case LT20, MT20, HT20)

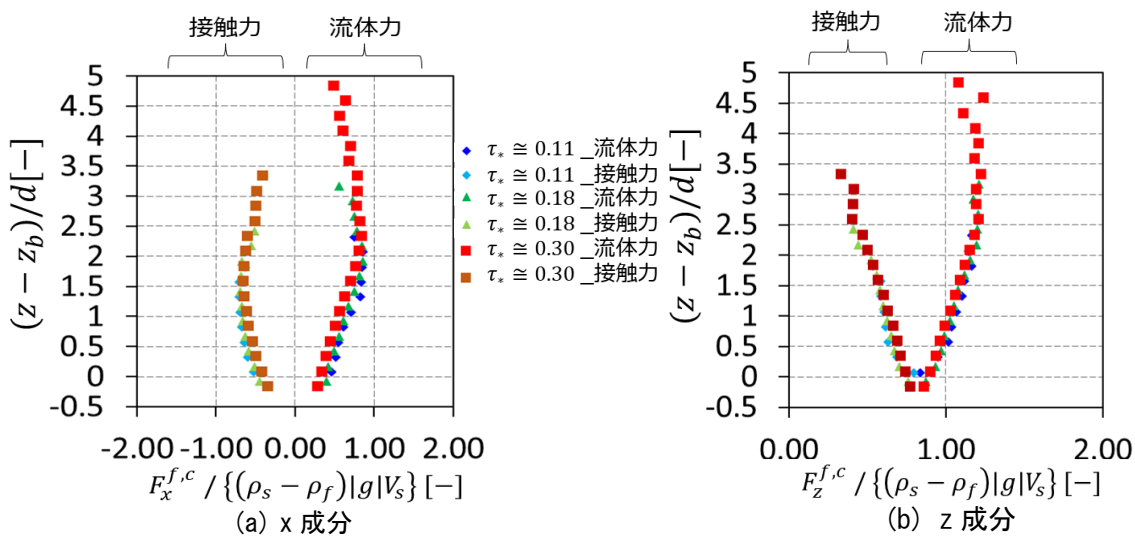


図 3-24 移動粒子群に作用する流体力・接触力の鉛直分布 (Case LT20, MT20, HT20)

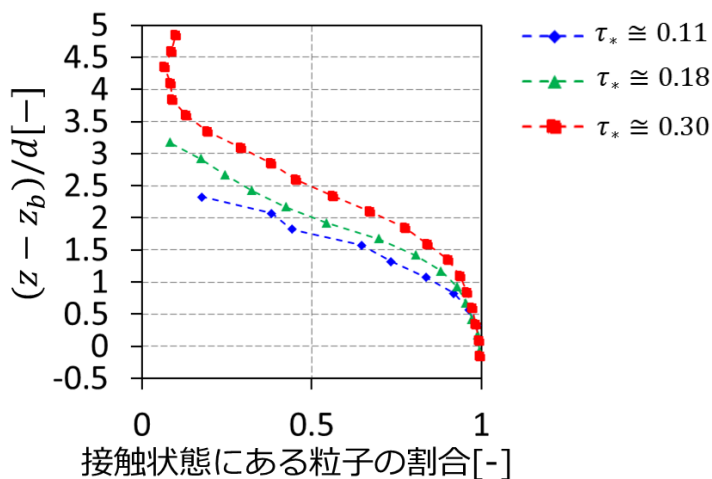


図 3-25 接触状態にある粒子の割合 (Case LT20, MT20, HT20)

3-6 第3章のまとめ

本章で得られた主な結果を以下に示す.

- ・粒子の移動開始時の検討について、球粒子は、非球形粒子と比較して、限界掃流力が低い値を取る。また、非球形の扁平、棒状粒子群を比較すると、無次元掃流力が $\tau_* = 0.07$ 程度の場合は pick up rate の値に違いが見られた。これらは、表層粒子の姿勢や配置(クラスター)の違いによるかみ合わせの程度が異なるためである。
- ・粒子群が活発に移動する高掃流力条件の数値移動床実験において、 $\tau_* = 0.18, 0.30$ 程度の場合は、名目直径を用いて表される無次元の流砂量、流砂体積および粒子速度に与える粒子形状と粒径の変化による差異は小さいことを確認した。
- ・移動粒子に作用する流体力や接触力の鉛直分布を整理し、掃流層の内部構造について考察した。特に、 $\tau_* = 0.30$ 程度の高掃流力の場合は、流れ場に及ぼす影響に加え、移動粒子間接触の作用が、平均粒子速度に影響を及ぼしたと考えられる。

参考文献

- 1) 田所 弾, 福田朝生, 福岡捷二: 等価な粒度分布を有する球と石礫で構成される二つの数値移動床上の粒子運動の比較検討, 土木学会論文集B1(水工学), Vol.70, No.4, pp.I_961-I_966, 2014.
- 2) 熱海孝寿: 河床構造や粒子運動に及ぼす石礫粒子形状の役割, 中央大学修士学位論文, 2020.
- 3) 熱海孝寿, 福岡捷二: 複雑な形を有する石礫河道の粒度分布と代表粒径の決め方およびその決定法が有する移動床水理上の意義, 河川技術論文集, 第25巻, pp.747-752, 2019.
- 4) Gomez, B.: Effects of particle shape and mobility on stable armor development., Water Resour., Vol.30, No.7, pp.2229-2239, 1994.
- 5) 中川博次, 辻本哲郎: 水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, No.244, pp.71-80, 1975.
- 6) 土屋義人: 滑面水路床の下流端における洗掘限界, 土木学会論文集, No.80, pp.18-26, 1962.
- 7) 芦田和男, 道上正規: 移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第206号, pp.59-69, 1972.
- 8) Atsumi, T. and Fukuoka, S. : Effects of irregular particle shapes on the sediment movement and transport rate in gravel-bed channels, the 10th Conference on Fluvial Hydraulics under the auspices of IAHR, River Flow 2020, CRC Press, pp.38-46, 2020.
- 9) 関根正人, 吉川秀夫: 掃流砂の停止機構に関する研究, 土木学会論文集, No.399, II-10, pp.105-112, 1988.

第 4 章 混合粒径・球形状による鉛直分級機構に関する検討

4-1 概説

掃流砂や河床変動機構に及ぼす粒度分布の影響は大きく、混合粒径の土砂輸送に関する研究が活発に行われている。特に石礫河川の場合は、2~3 オーダー程度の幅の広い粒度分布を有しており、洪水中に表層で粗粒化が生じ、表層に露出した大粒径粒子の遮蔽効果により周囲に中小粒子を留まらせることが知られている。各粒径集団毎の粒子運動などの詳細な情報を取得するため、計算力学的なアプローチが取られ、例えば Fukuoka ら²⁾は、三次元数値移動床実験を実施し、石礫粒子の粒径毎の運動の違いや粒子形状が土砂の輸送量に及ぼす影響が大きいことを示した。しかしながら、これら計算力学的な検討の多くは、河床材料は 2 粒径や 3 粒径程度に代表させた検討が多く、連続的な広い分布を持つ河床材料を用いた検討は見られない。このため、本章の検討では、粒度分布を出来るだけ広くとり、1 オーダーの幅を有する粒径集団を用いて数値移動床実験を実施し、鉛直分級の形成と河床構造の変化に直接関係する粒子の離脱・堆積過程の運動について明らかにする。

4-2 数値解析条件

数値移動床実験に用いた実験水路の諸元は、水路長 4.01 m、幅 1.02 m の直線水路である。図 4-1 は、粒子投入直後の解析領域と座標軸を示す。図 4-2 は、数値解析に使用した粒度分布を示しており、初期の平均河床高から最大粒径分の深さの河床表層に位置する粒子群の粒度分布である。Talbot 型の粒度分布を参考に設定し、出来るだけ粒度幅を広げるように試み、粒径 $d=1.5\sim 20$ cm の 1 オーダー程度の広がりのある連続した粒度分布を設定した。粒径階 k は 10 である。図 4-3 は、数値解析に使用した粒子形状を示す。粒径 $d=1.5\sim 5.0$ cm は、図 4-3(a) に示す単一の球形状とし、粒径 $d=6.0\sim 15, 17.5\sim 20$ cm は、それぞれ、図 4-3(b), (c) に示す複数の球を連結して、球形状を模した形状に設定した。本解析では、粒子間接触の効率化のために、直交格子に粒子を格納するリンクリスト構造^{3) pp.32~37}を用いている。粒子を格納する格子幅は、石礫を構成する球の直径の最大値に基づき設定している。粒子群の粒径比が大きくなると、各格子に多くの粒子が格納され計算速度が大幅に増加したため、粒径の大きい粒子は、複数の球を連結し、解析上の粒径比を小さくした。図 4-1 に示すように、粒子群の可視化は、単一の球で表現している。

合計 4 ケースの数値実験を行い、Case1 は、粒子の重心位置に乱数を与えて投入位置を決定し、初期河床を形成した。Case2 は、河床表層を細粒化する目的で、Case1 の通水 20s 付近に最小粒径 $d=1.5$ cm の粒子群を 5 万個追加で投入した。Case3 は、初期河床を平坦にするため、Case1 より粒子群を多めに投入した後、Case1 の初期の平均河床高以上の粒子を取り除き、平坦な初期河床を作成した。Case4 は、Case3 と同様の初期河床を用いた。

表 4-1 は、数値実験条件を示す。Case1~ Case3 は、水路勾配 1/30 で、最大粒径に対する無次元掃流力 $\tau_* = 0.17$ と全粒径が活発に移動する掃流力条件であり、Case4 は、水路勾配

1/80 と掃流力の低い条件である。通水開始 30 s 時の水理量を示しており、粒子速度の絶対値が 0.05 m/s 以下の粒子を河床粒子として、粒子の表面の高さから平均河床高を算出した。解析の全領域で空間平均を行い水深やフルード数を算出した。また、無次元流砂量は $x=2.0$ m 断面で流砂量 q_b を計測し、 $t=60\sim 80$ s で時間平均した値から算定した。初期水位は、2.0 m として与え、境界条件は、いずれも縦横断境界に周期境界条件を適用した。また、表 4-2 は、解析パラメータを示す。格子幅は、最小粒径 $d=1.5$ cm を 4 分割する値に設定した。

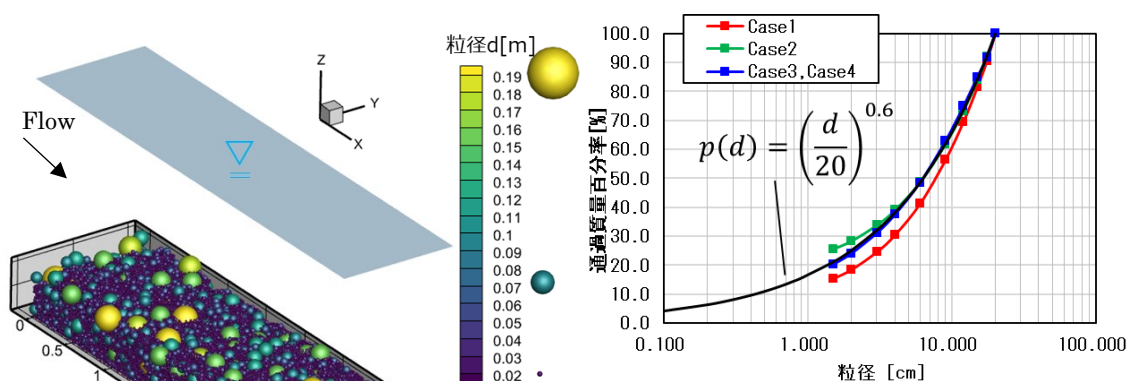


図 4-2 粒度分布

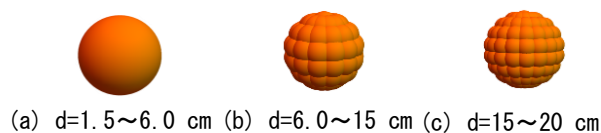


図 4-3 粒子形状

図 4-1 解析領域と座標軸

表 4-1 数値実験条件

		Case1	Case2	Case3	Case4
流量 Q (t=80s)	m^3/s	9.50	9.76	9.88	6.33
断面平均流速 U	m/s	5.60	5.98	5.89	3.88
水深 h	m	1.66	1.60	1.64	1.60
フルード数 $U/(gh)^{0.5}$	-	1.39	1.51	1.47	0.98
摩擦速度 $(ghI)^{0.5}$	m/s	0.74	0.72	0.73	0.44
無次元掃流力 $\tau_* (d_{max})$	-	0.17	0.16	0.17	0.06
無次元総流砂量 $\Sigma q_b / (u*d)$	-	0.0136	0.0174	0.0104	0.0061
平均河床高 z_b (t=80s)	-	0.34	0.40	0.36	0.40
パッキング厚	m	0.41	0.40	0.41	0.41
水路勾配 I	-	1/30	1/30	1/30	1/80

表 4-2 解析パラメータ

流体計算格子サイズ	0.00375	m	Smagorinsky 定数	0.173
流体運動解析の刻み時間	5.0×10^{-5}	s	縦弾性係数	5.0×10^{10} Pa
粒子運動解析の刻み時間	2.0×10^{-6}	s	ポアソン比	0.33
水の密度	1,000	kg/m^3	反発係数	0.7
粒子の密度	2,650	kg/m^3	摩擦係数	0.5
粘性係数	8.9×10^{-4}	$Pa \cdot s$		

4-3 数値実験結果と考察

4-3-1 鉛直分級の発達過程と粒径階毎の粒子運動の軌跡

図 4-4 は、Case3 の通水前と鉛直分級が形成された通水後 100 s の河床のスナップショットを示す。図 4-4 (a), (b) の比較から、河床表層で鉛直分級が生じていること、 $z=0.20$ m 以下の粒子群は配置が変化していないことが分かる。また、図 4-4 (c), (d) は、鉛直上方からのスナップショットを示しており、通水前に見られた小粒径粒子群は、大粒径粒子の直下に埋もれほとんど露出していない。すべての実験ケースで鉛直分級が形成された。

図 4-5 は、縦断距離 $x=2.0$ m 断面での流砂量ハイドログラフを示している。2.0 秒間の移動平均を行っている。図から、掃流砂量のほとんどを $d=15\sim 20$ cm の大粒径粒子群が占めており、鉛直分級が発達した $t=100$ s 時付近でも活発に移動している。また、中小粒子群の流砂量は大粒径粒子の流砂量と比べわずかであった。

図 4-6 は、Case2~Case 4 について、土砂の粒度割合 $\sum_k \alpha_k^s / \sum_{k=1}^{10} \alpha_k^s$ の鉛直分布の時間変化を緑のコンターで示している。ここに、 α_k^s は、各流体計算セルに対する固相の体積占有率で、下付きの添え字 k は、粒径階を示す。固相の体積占有率は、各高さで、水平方向に解析領域の全域で空間平均した値を用いた。また、茶色の実線は平均河床高であり、黒の実線は、 $\sum_{k=1}^{10} \alpha_k^s = 0$ のコンター線であり、掃流層の上端を示しており、黒の実線より上部には、粒子は存在しない。青色の実線は、左図からそれぞれ、 $d=1.5, 9.0, 20$ cm の初期配置からの重心位置の時間変化を示している。解析領域を鉛直方向に 5.0 cm ずつのグリッドで分割し、初期の各グリッドに所属する粒子群で、平均化した重心位置である。Case2 については、初期河床を用いずに、追加で投入した小粒径粒子が河床に堆積した $t=22$ s 時刻の河床を用いて、重心位置の時間変化を算定した。

図 4-6 (a3), (b3) の青の実線から、初期に埋没していた大粒径粒子が、表層で露出し離脱することで、鉛直上方に遷移し、跳躍運動を開始している様子が分かる。一度離脱した大粒径粒子が、河床の鉛直下方に堆積することは出来ないために、平均河床高直下の大粒径粒子の割合は減少している。一方、図 4-6 (a1), (b1), (c1) の青の実線から、平均河床高付近の表層にいた小粒径粒子群は、大粒径や中粒径間の離脱した空隙を埋め鉛直下方に移動するため、平均河床高直下に遷移し、表層直下の小粒径粒子群の割合が上昇し、細粒化が生じている。図 4-6 (a2), (b2), (c2) の青の実線から、中粒径粒子群は、初期に埋没していた粒子が離脱し上方に遷移していくこと、また初期に高い位置に配置していた粒子が鉛直下方に遷移しており、平均河床高付近に集中していることが分かる。いずれの実験ケースでも kinetic sieving により鉛直分級が形成された。

また、緑のコンターから、掃流層内(平均河床高から掃流層上端の範囲とする)の土砂の粒度割合に着目すると、掃流層内の移動する粒子は、大粒径粒子群がそのほとんどを占めており、中粒径粒子群は、掃流層内の平均河床付近を跳躍し、小粒径粒子群は、掃流層内にほとんど存在していないことが分かる。図 4-6 (a1) より、Case2 では、投入した小粒径粒

子群は、河床の全粒径が活発に動くため、表層直下にすぐに遷移している。また、掃流力の低い Case4 では、図 4-6(c3)に示す黒の実線から、掃流層厚が小さくなっており、青の実線から、初期河床を維持する領域が増大している。

図 4-7 は、各高さで、水平方向に解析領域の全域で空間平均した各粒径粒子群の体積占有率の鉛直分布の時間変化を示している。黒の実線が、全粒径の値で、青の実線が小粒径粒子群($d=1.5\sim 4.0$ cm), 緑の実線が中粒径粒子群($d=6.0\sim 12$ cm), オレンジの実線が大粒径粒子群($d=15\sim 20$ cm)の体積占有率を示す。各粒径粒子群が、比較的均一に混合した初期河床を有する Case3 の図 4-7(e), (f)の時間変化に着目すると、上述したように中粒径と大粒径粒子群は、表層の粒子が離脱し、鉛直上方に遷移するため、体積占有率は、 $z=0.30$ m 付近で減少し、 $z=0.35\sim 0.40$ m 付近で上昇している。一方、小粒径粒子群は、大粒径や中粒径間の離脱した空隙を埋め鉛直下方に移動するため、河床表層の直下の $z=0.30$ m 付近でピークを有する分布形に変化が生じている。表層直下の小粒径粒子群の上に、中粒径、大粒径と粒径が大きい順に表層に堆積する鉛直分級の河床構造は、関根ら⁴⁾が実験的に示したように、移動しない大粒径の空隙を、粒径分布を有する掃流砂が入り込み静的平衡に至った河床の鉛直構造と同様であった。また、図 4-7(f)から、鉛直分級が形成されると、いずれの粒径も表層で正規分布に近い分布形を有している。図 4-7(f), (g)から掃流力の違いによる影響について分析すると、Case4 は掃流力が低いため、大粒径粒子群は初期からほとんど体積占有率の鉛直分布が変化していない。また、中・小粒径粒子群は、 $z=0.30$ m 以上の粒子群のみ配置の変化が生じている。中・小粒径粒子群の体積占有率のピーク値は、Case3 と異なるものの、分布形は、正規分布形に近い。また、図 4-7(b), (d), (f)から、全粒径が活発に動く高い掃流力条件下における、鉛直分級形成後の河床構造はいずれも同様で、初期河床の作成の違いによる影響は小さい。

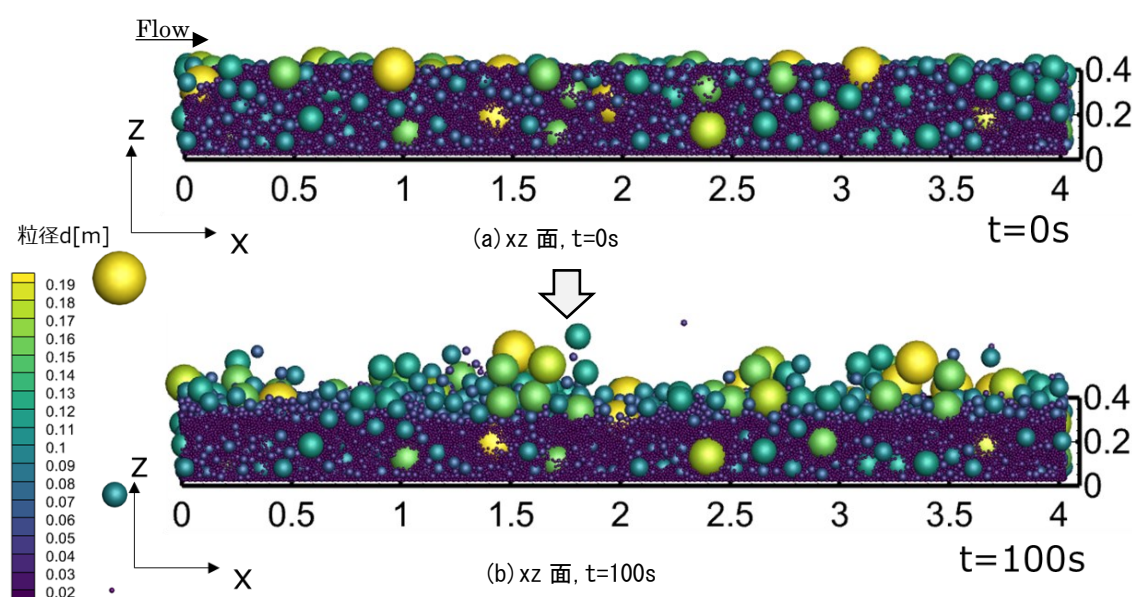


図 4-4 通水前と鉛直分級形成後の河床のスナップショット(Case3)

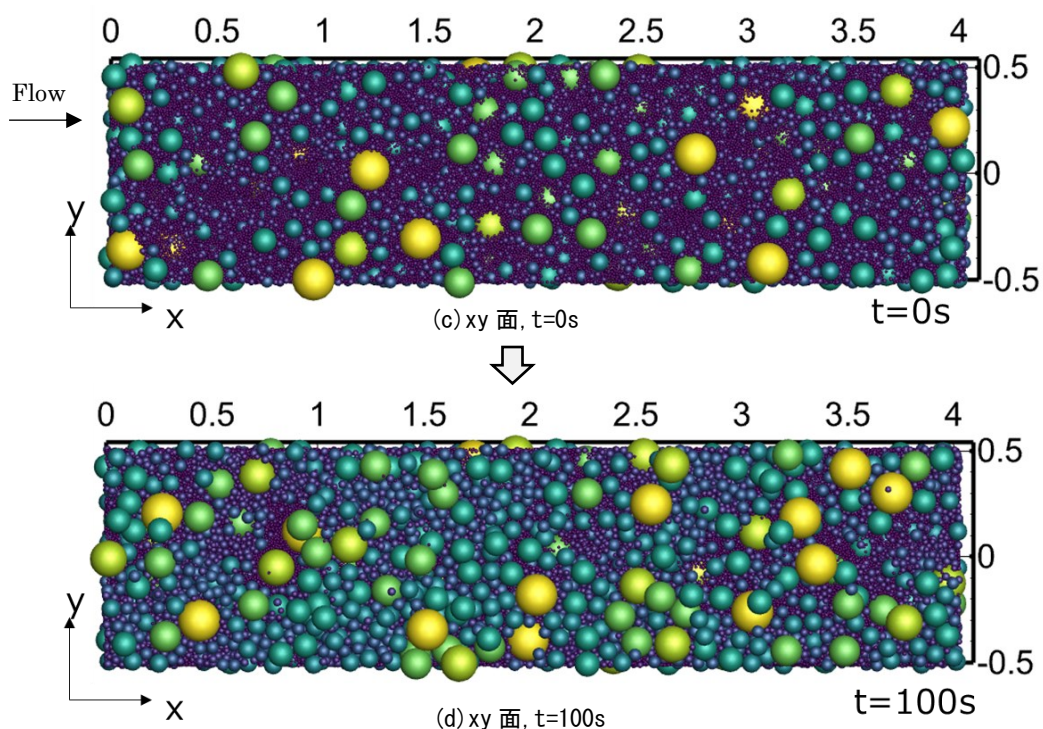


図 4-4 通水前と鉛直分級形成後の河床のスナップショット (Case3)

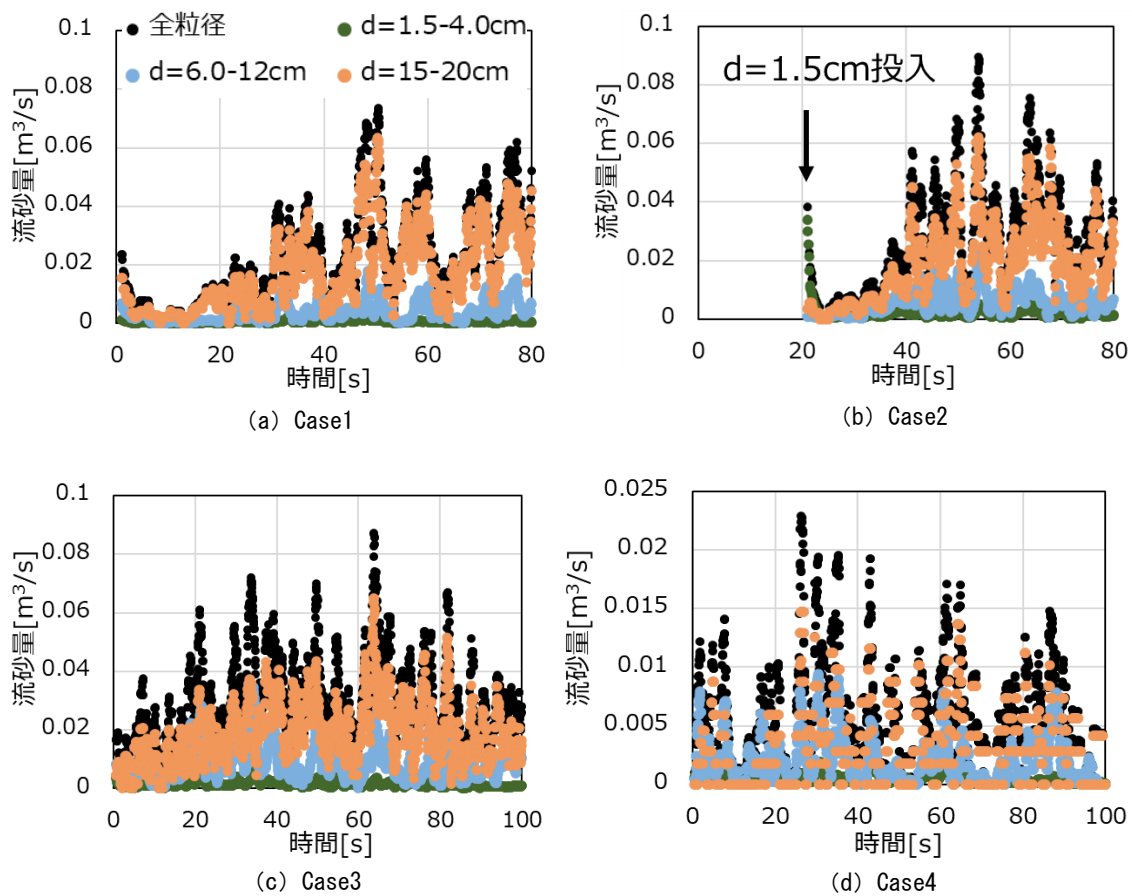


図 4-5 流砂量ヒドログラフ

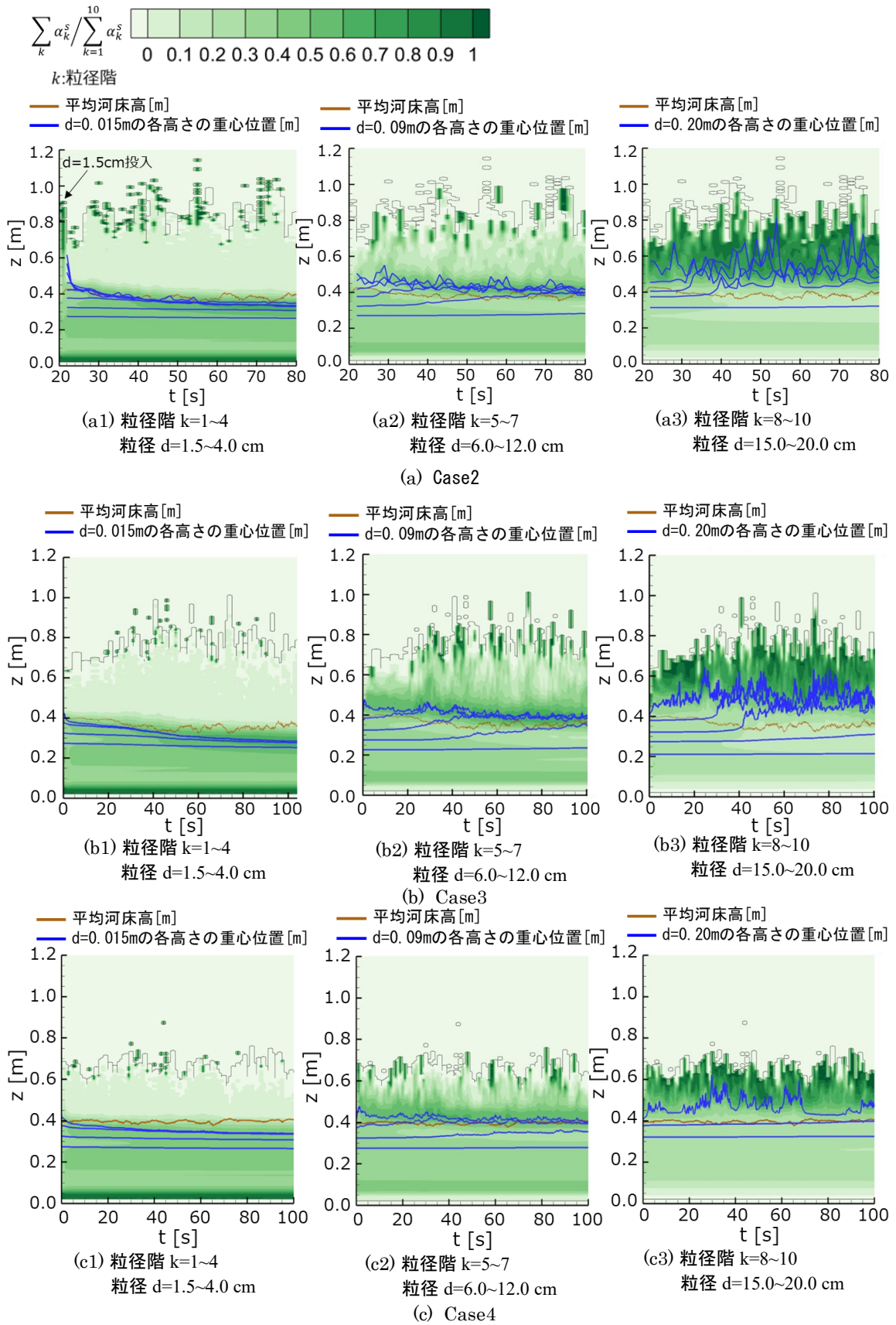


図 4-6 各粒径の粒度割合の鉛直分布の時間変化

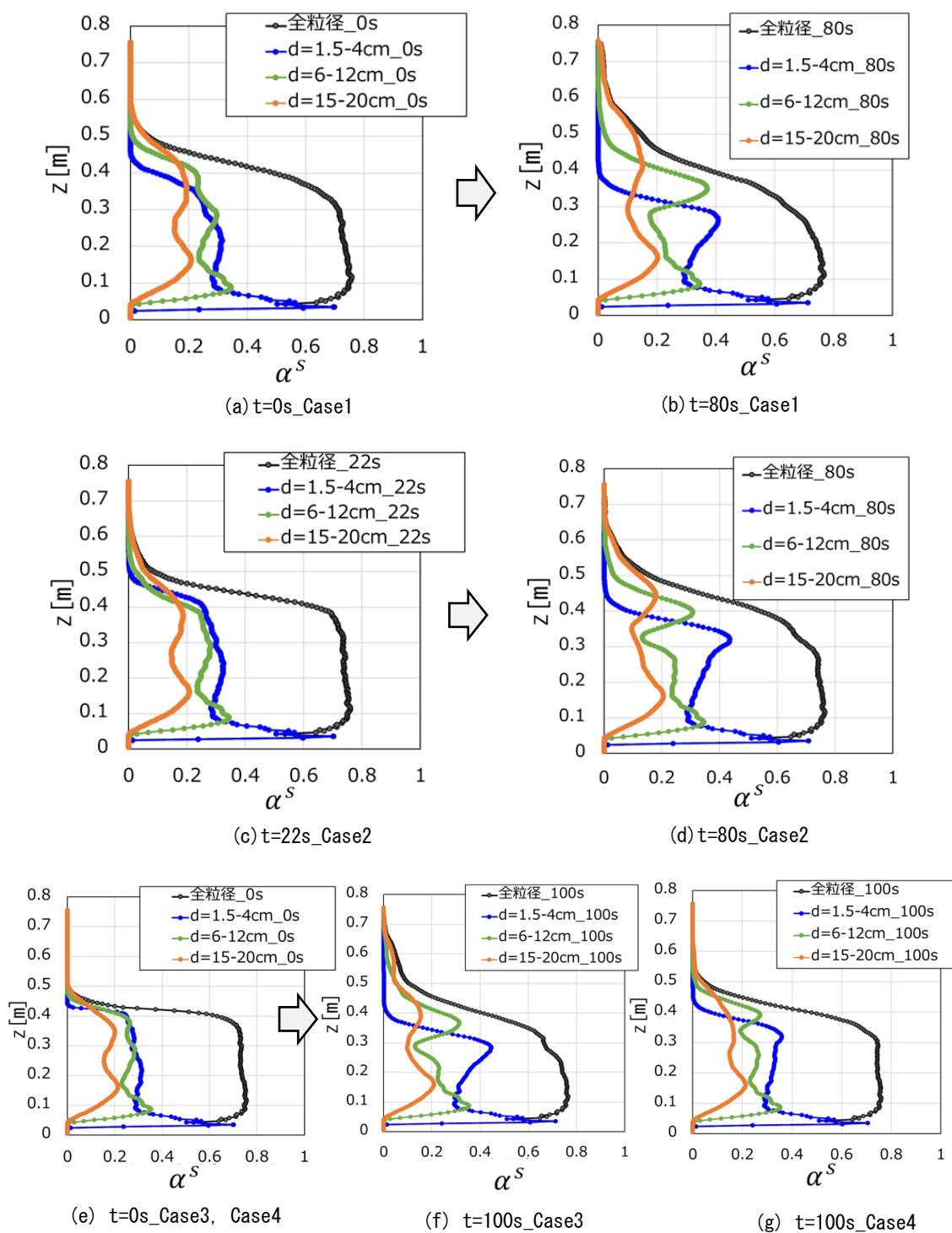


図 4-7 通水前後の固相の体積占有率 α^s の鉛直分布

4-3-2 粒径毎の離脱量と堆積量の鉛直分布の特性

次に、図 4-7 に示した体積占有率の変化について分析するため、河床粒子の粒子数密度 (個/m³) の鉛直分布および離脱・堆積粒子数密度の鉛直分布を調べた。

解析領域を鉛直方向に、5.0 cm 毎のグリッドで分割し、粒子の重心位置から各粒子が所属するグリッドを設定し、離脱粒子と堆積粒子の判定を 25 s 間隔に行った。1 粒径分以上の変位が生じていた場合、離脱したと判断し、判定時に単純移動平均した無次元粒子速度 (u_s/sgd) が、5.0 % 未満の場合は、堆積判定を行う。離脱判定を行う 25 s 前に所属していたグリッドで、離脱粒子を算定し、堆積粒子は、判定時に所属する層で算定した。単純移動平均を行う時間は、1.0 秒間に設定しており、5.0 秒間で平均したときと結果がほとんど変化しないことを確認している。また、河床粒子は、離脱判定が生じない粒子あるいは堆積判定された粒子として設定した。

図 4-8 は、左から、河床の粒子数密度、離脱粒子数密度、堆積粒子数密度の鉛直分布を示している。図 4-8 (a) ~ (c) は、それぞれ Case3 の粒径 $d=1.5, 6.0, 15.0$ cm の結果を示しており、図 4-8 (d), (e) は、それぞれ掃流力の低い Case4 の粒径 $d=1.5, 6.0$ cm の結果を示している。図 4-8 (a) より、 $d=1.5$ cm の小粒径粒子群の離脱粒子数密度(中央図)および堆積粒子数密度(右図)に着目すると、通水初期の段階 $t=0\sim 25$ s では、堆積粒子数密度の方が離脱粒子数密度より低い位置でピークを有しており、小粒径粒子が落ち込んでいく過程を表している。また、通水後 $t=75\sim 100$ s 程度になると、離脱粒子数密度および堆積粒子数密度の鉛直分布は、ほぼおなじピーク位置と、分布形を有しており、河床構造が動的な平衡状態に達していることを示している。図 4-8 (b), (c) より粒径 $d=6.0, 15.0$ cm についても、通水後 $t=75\sim 100$ s 程度では、分布系が類似する傾向にあることが確認できる。平衡状態に至った離脱と堆積粒子数密度の鉛直分布はいずれの粒径も正規分布に近い。Wong ら⁵⁾は、一様粒径で平衡状態の場合の条件下で、粒子の離脱量の鉛直分布を直接計測し、離脱量の鉛直分布が正規分布することを示しており、本研究の結果と一致する。また、堆積粒子密度の鉛直分布に着目すると、粒径が大きい程、高い位置で堆積が生じている。また、図 4-8 (d), (e) より掃流力が低い Case4 では、Case3 と同様に、 $t=75\sim 100$ s 平衡状態に近い場合、離脱と堆積が生じる鉛直分布は正規分布形であり、ピークの値が低減している。

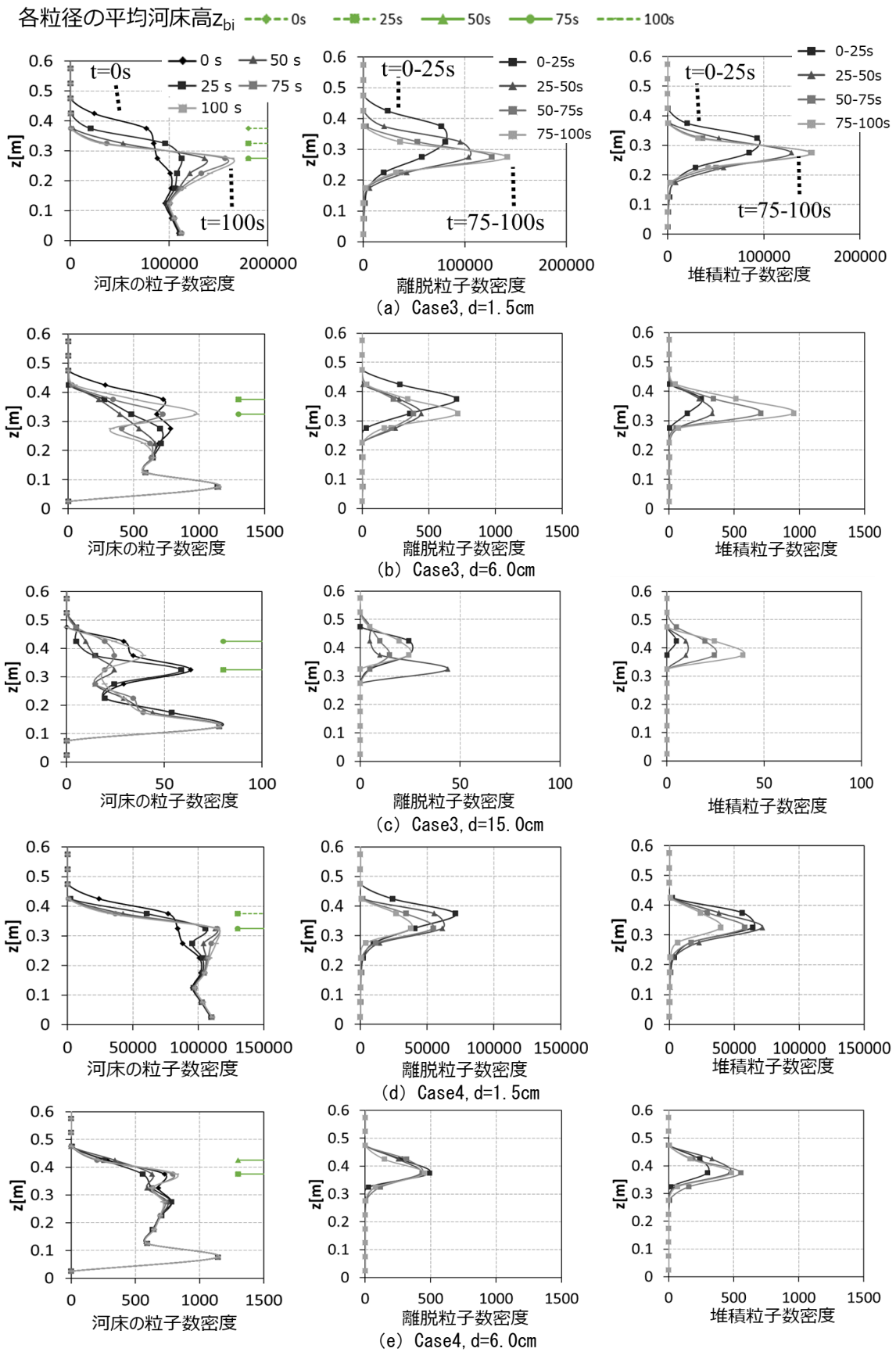


図 4-8 河床の粒子数密度，離脱粒子数密度，堆積粒子数密度の鉛直

4-3-3 粒径毎の pick up rate と deposition rate の鉛直分布の特性

次に各粒径の離脱と堆積のしやすさの程度を表す、pick up rate と deposition rate の鉛直分布を算出した。pick up rate は、計測時間に依存しないように、第 3 章と同様に中川ら⁶⁾に倣い、サンプル粒子の原点残留率により算出した。グリッドごとの各高さで、1.0 秒間の単純移動平均した無次元粒子速度が 5.0 %未満の停止状態に近い粒子をサンプル粒子として設定し、サンプル粒子の残留率を調べることで pick up rate の鉛直分布を計測した。

図 4-9 は、Case3 の pick up rate の鉛直分布の計測結果を示している。サンプル数が 10 以下の場合には出力していない。黒の実線は、土屋⁷⁾を参考に $P_s = 0.005$ 1/s を限界掃流力付近の値として参考に示す。茶色の実線は、図 4-9(a), (b) のそれぞれで、 $t=0,80$ s の平均河床高を示している。図 4-9(a) から、いずれの粒径も pick up rate は鉛直上方に指数関数的に上昇していることが分かる。各粒径毎の比較から、小粒径粒子群は、周囲の中粒径や大粒径粒子の変位の影響を受ける為、鉛直方向の低い位置まで離脱が生じている。また、図 4-9(b) から、鉛直分級が形成された時刻でも、pick up rate の鉛直分布形は変化せず、平均河床高の減少に伴い、プロット位置が下方に遷移している。後述の第 5 章で示すように、概ね平均河床高付近で流速がほぼ 0.0 m/s に近くなるため(図 5-4(b))、平均河床高以下で生じた離脱は、河床粒子に作用する接触力の変化が要因と考えられる。

図 4-10 は、各粒径の平均河床高 z_{bi} まわりの pick up rate の鉛直分布を示している。図 4-10(a) ~ (c) は、Case3 の値を示し、図 4-10(d), (e) は、Case4 の値である。グラフの横軸は、無次元 pick up rate で、縦軸は、各粒径の平均河床高 z_{bi} を設定し、各粒径 d_i で無次元化している。ここで、各粒径の平均河床高は、河床の粒子数密度のピーク位置付近に設定することにし、 $z = 0.275$ m 以上で、河床の粒子数密度の鉛直勾配が負のピーク値を有する高さとして評価した。図 4-11 は、各粒径の平均河床高の時間変化を示している。図 4-8 左図に示す河床の粒子数密度の右側に記載されている緑の実線は、各粒径の平均河床高を示しており、概ね河床の粒子数密度のピーク位置と対応している。図 4-10(a) ~ (c) から、各粒径のスケールで見れば、粒径が小さいほど、鉛直方向の傾きが大きい。特に、粒径 $d=1.5$ cm の小粒径粒子群は、一様化の傾向が強く、各粒径の平均河床高より深くに堆積する粒子まで離脱が生じ、比較的高い位置においても離脱が生じにくい傾向にある。小粒径粒子群は、相対的に鉛直方向に広く分布しており中粒径や大粒径の離脱に伴って変位が生じることや中・大粒径粒子の遮蔽効果の影響を受けるためと考えられる。また、図 4-10(b), (c), (e) から、中粒径粒子群及び大粒径粒子群の時間変化は、小粒径粒子群ほど大きくないようである。また、図 4-10(a), (d) および(b), (e) から、水色のプロットに示す $t=0\sim 25$ s の通水初期では、掃流力の差異は小さいが、赤色のプロットに示す $t=75\sim 100$ s では、掃流力の低下と共に、プロット位置が左に遷移し、全体的に pickup rate が減少していることが確認できる。

図中の点線は次の指数関数

$$P_s(z) = e^{\frac{z-\beta}{\alpha}} \quad [1/s] \quad (4-1)$$

である。ここに、 P_s 1/s:各高さの pick up rate, z m:鉛直位置である。鉛直方向に三点以上

pickup rate が計測できた場合に限り，最小二乗法から，パラメータ α, β を求めた．図 4-12 は，実線で式(4-1)を用いて評価した離脱粒子数密度の算定値 $V_p(z)$ を示し，プロットは離脱粒子数密度の数値計算結果であり，両者を比較している．離脱粒子数密度 $V_p(z)$ の評価は，

$$V_p(z) = N_b(z)P_s(z)\Delta t \quad [\text{個}/\text{m}^3] \quad (4-2)$$

である．ここに， N_b :河床の粒子数密度である． Δt :刻み時間である．図 4-12 では，図 4-8 左図に示す河床の粒子数密度 N_b に式(4-1)で示した pickup rate および刻みの時間 $\Delta t=25$ s を乗じて求めた．図 4-12 から $d=1.5$ cm の $t=75\sim 100$ s では，ピークの値を過小評価しているものの，概ねプロットと実線が対応している．前節で示したように離脱粒子数密度の鉛直分布は正規分布しており，これは，河床粒子数密度の鉛直分布が表層で正規分布に近くなることによる．pickup rate の鉛直分布が指数関数 $\text{Exp}(z)$ で表現されているため，離脱量の分布形は正規分布を維持している．式(4-1)に示したパラメータの特性や評価については今後の課題である．

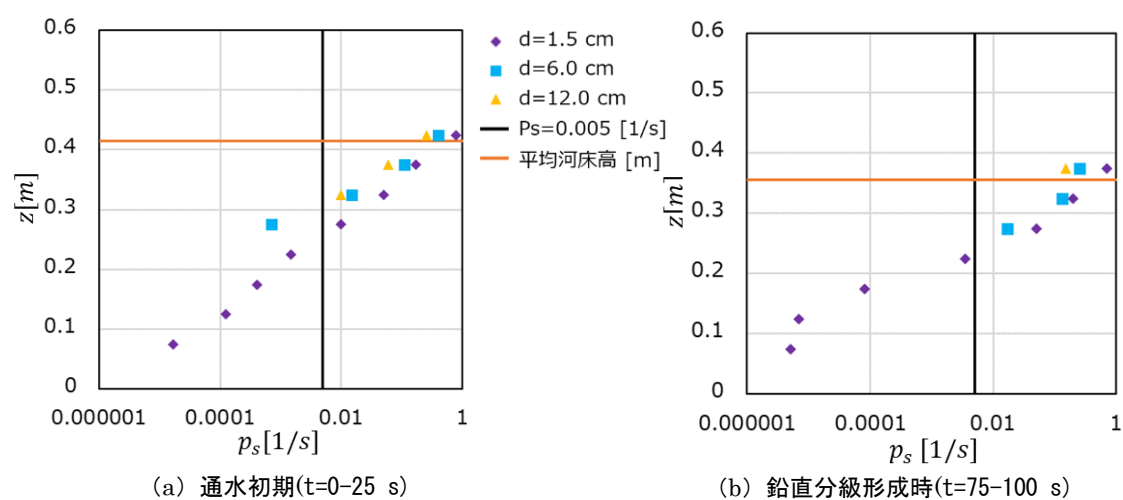


図 4-9 pickup rate の鉛直分布の計測結果の例(Case3)

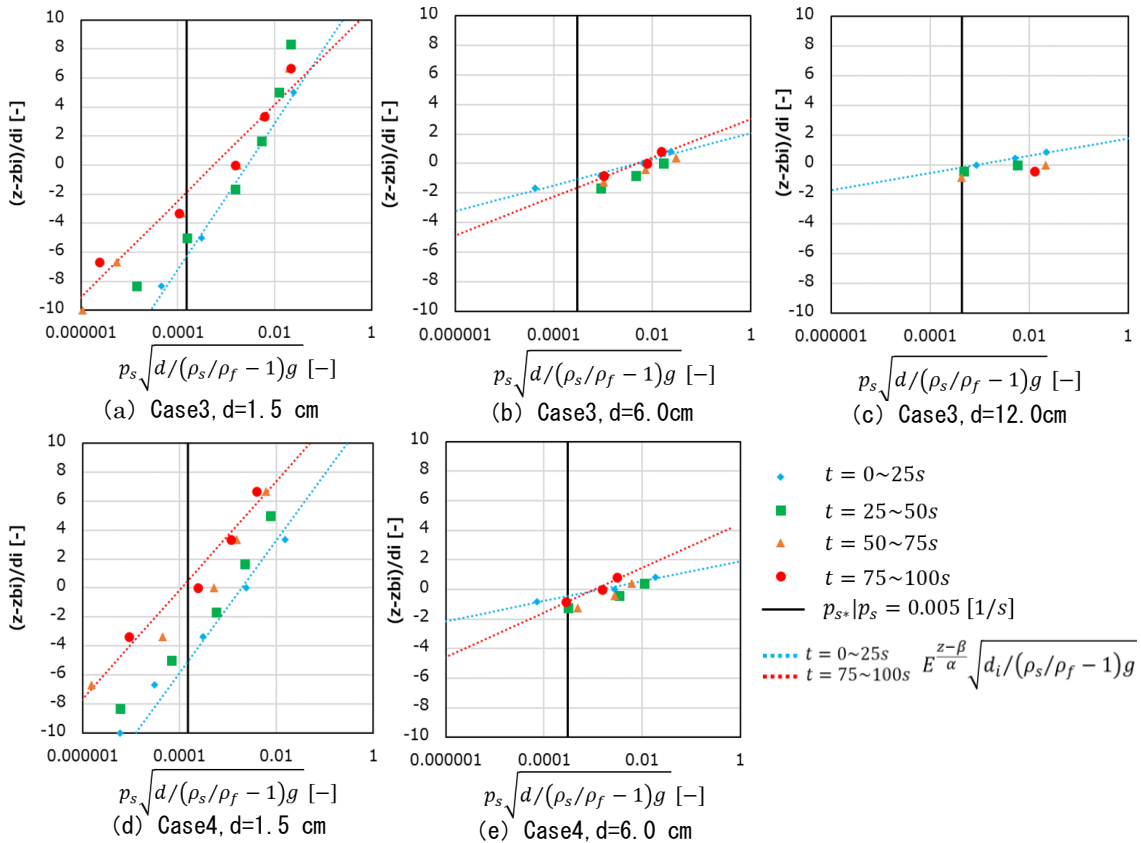


図 4-10 各粒径の平均河床高周りの pickup rate の鉛直分布

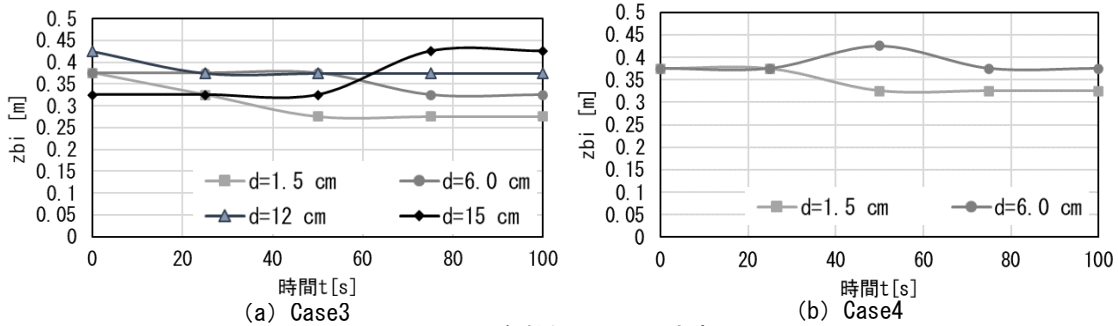


図 4-11 各粒径の平均河床高 z_{bi}

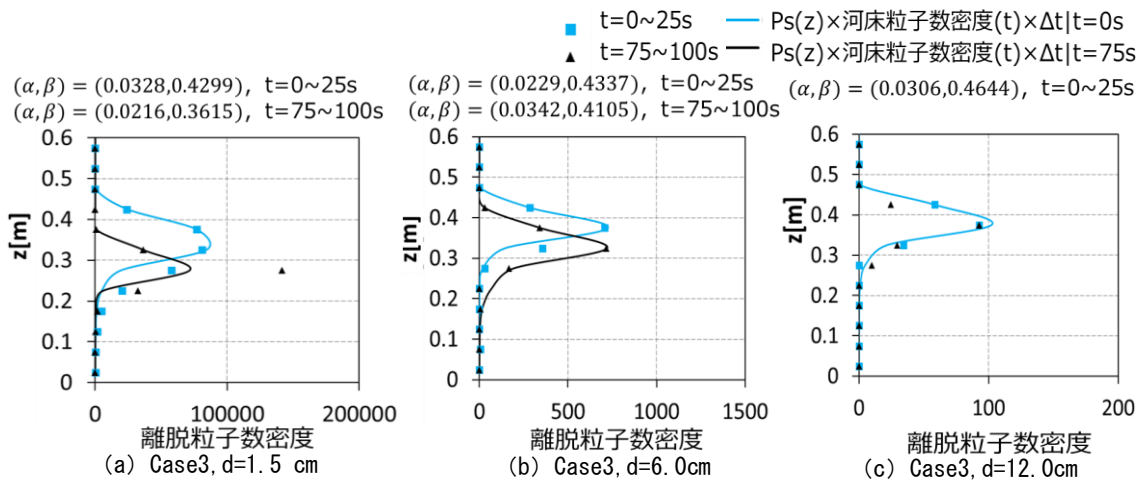


図 4-12 離脱量の比較

Deposition rate の計測についても、計測時間に依存しないように、pick up rate の計測方法と同様の方法で評価を試みた。鉛直位置が 0.25 m 以上で単純移動平均した無次元粒子速度が 5 %以上の移動粒子群をサンプルとして設定し、1.0 秒間の単純移動平均した無次元粒子速度が 5 %未満になった時刻で堆積判定を行い残留率の時間変化を調べ、平均的な deposition rate $\overline{P_d}$ を評価した。そして、サンプル粒子が堆積した高さの頻度分布に $\overline{P_d}$ を乗じて鉛直分布を求めた。図 4-13 (a), (b) は移動粒子群の残留率 P_0 の時間変化を示しており、Case3 を例に示している。プロットは残留率 P_0 を示し、実線は指数関数 $P_0 = \text{Exp}(-\overline{P_d}t)$ でプロットにフィットさせた値を示しており、概ね一致していることを確認できる。また、図 4-14 (a), (b) は、Case3 を例に、サンプルに設定した移動粒子群の堆積位置の鉛直分布を示している。図からプロットの分布は、平均河床高付近でピークを有しており、鉛直方向に高い位置や低い位置に deposition rate の値が減少しており、堆積しにくくなることを表している。粒径が小さいほど、ピーク位置が低い位置で生じている。図 4-15 は、deposition rate の鉛直分布を示している。黒の実線は、pick up rate で設けた閾値の設定に倣い $P_d = 0.005$ [1/s] を参考に示す。図 4-15 (a) ~ (c) から、いずれもピーク値は $P_{d*} \cong 0.01$ 程度であり、pickup rate の鉛直分布同様に粒径が小さいほど鉛直方向の広がり大きい。図 4-13 (a), (d) および (b), (e) から、deposition rate は、掃流力の影響をあまり受けないようであり、ピーク位置や分布の幅は、ほぼ同一である。これは、堆積過程は、河床凹凸との粒子間接触力の影響を強く受けるためである。点線は、確率密度関数が正規分布であると仮定し、次の式で評価した値である。

$P_d(z) = \overline{P_d} \int_z^{z+dz} f(z) dz \quad [1/s]$	(4-3)
---	-------

ここに、 $f(z)$: 正規分布の確率密度関数、 $\overline{P_d}$: deposition rate [1/s]、 z : 鉛直位置 [m] である。 $dz = 0.05$ m として鉛直方向に三点以上 deposition rate が得られた場合、データに合うように正規分布の確率密度関数のパラメータ平均 μ , 標準偏差 σ を求めた。

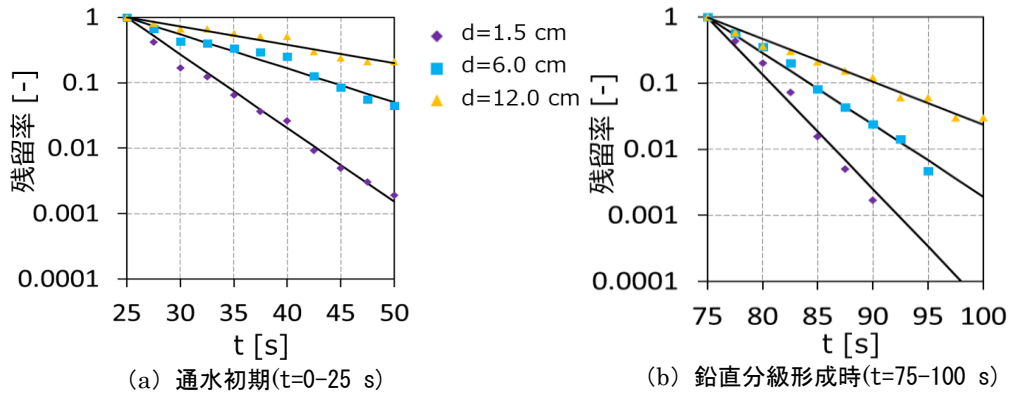


図 4-13 移動粒子群の残留率の時間変化の例 (Case3)

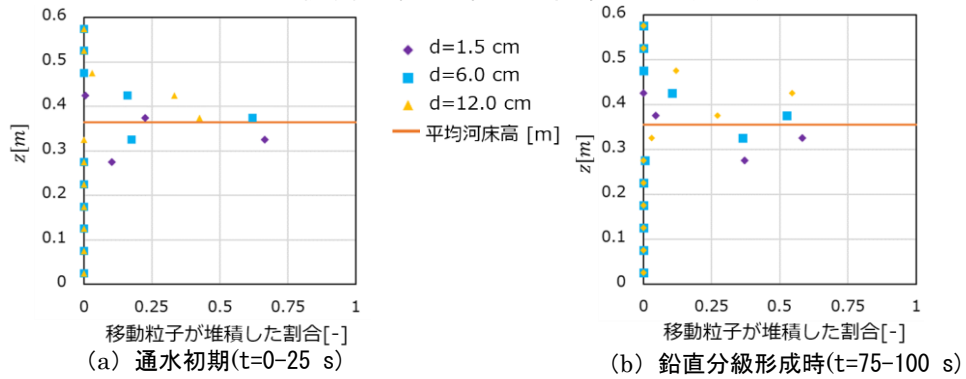


図 4-14 移動粒子群の堆積位置の例 (Case3)

$(\overline{pd}, \sigma, \mu) = (0.26, 0.025, 0.32), t = 25 \sim 50s$
 $(\overline{pd}, \sigma, \mu) = (0.12, 0.025, 0.36), t = 25 \sim 50s$
 $(\overline{pd}, \sigma, \mu) = (0.065, 0.025, 0.36), t = 25 \sim 50s$
 $(\overline{pd}, \sigma, \mu) = (0.35, 0.025, 0.31), t = 75 \sim 100s$
 $(\overline{pd}, \sigma, \mu) = (0.25, 0.035, 0.38), t = 75 \sim 100s$
 $(\overline{pd}, \sigma, \mu) = (0.15, 0.035, 0.41), t = 75 \sim 100s$

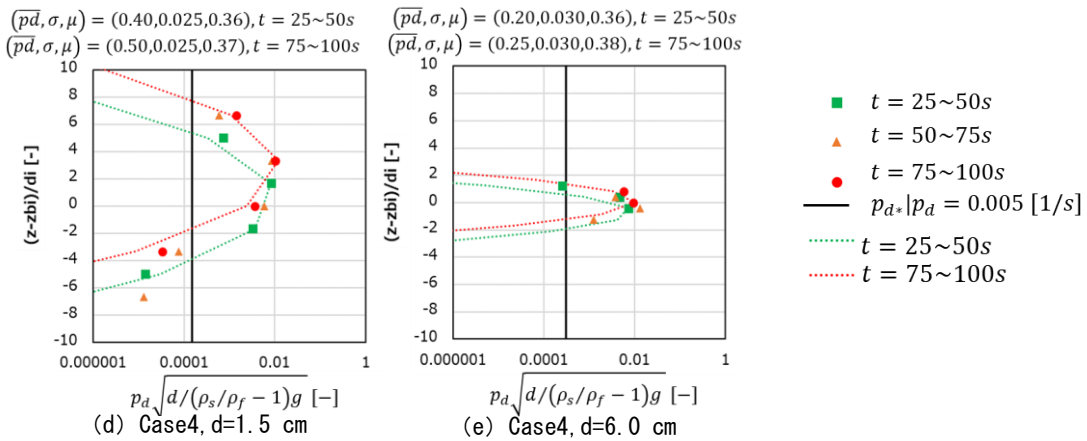
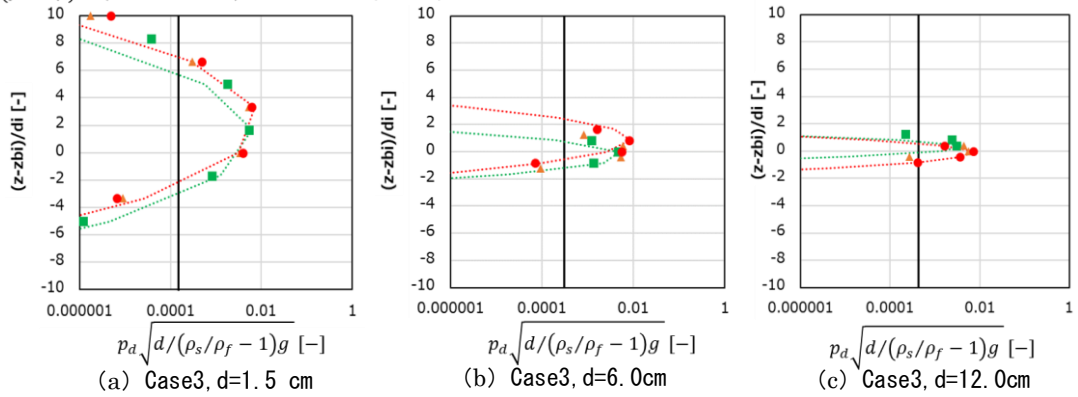


図 4-15 各粒径の平均河床高周りの deposition rate の鉛直分布

4-6 第4章のまとめ

本章で得られた主な結果を以下に示す。

・すべての実験ケースにおいて、100秒程度で kinetic sieving による鉛直分級が形成され、初期河床の作成の違いによる影響が小さいことを確認した。大粒径粒子が、表層で露出し離脱することで、鉛直上方に遷移し、一方、小粒径粒子群は、大粒径や中粒径間の離脱した空隙を埋め鉛直下方に移動する。中粒径粒子群は、初期に埋没していた粒子が離脱し上方に遷移していくこと、また初期に高い位置に配置していた粒子が鉛直下方に遷移する。

・鉛直分級の発達過程での河床の粒子数密度および離脱・堆積粒子数密度の鉛直分布を調べた。通水初期の段階では、各高さで粒子の離脱・堆積粒子数密度の相違が生じ、平衡状態に至ると離脱・堆積粒子数密度の鉛直分布はいずれの粒径も正規分布に近いことが得られた。さらに、粒子の pickup rate および deposition rate の鉛直分布の計測を試み、それぞれ指数分布および正規分布形に近いことが得られた。

参考文献

- 1) 福岡捷二：石礫河川の移動床水理の諸問題と解決への道筋，水工学に関する夏期研修会，Aコース，Vol.44，pp.A-1-A25，2008.
- 2) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel, *Adv. in Water Resour.*, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 3) 酒井幹夫：粉体の数値シミュレーション，丸善，2012.
- 4) 関根正人，平松裕基，中川裕貴：骨格が大礫により構成される河床上で生じる鉛直分級のメカニズム，土木学会論文集B1(水工学)，Vol.74，No.4，pp.I_1069- I_1074，2018.
- 5) Wong, M., Parker, G., DeVries, P., Brown, T.M. and Burges, S.J.: Experiments on dispersion of tracer stones under lower-regime plane-bed equilibrium bedload transport., *Water Resour. Res.*, Vol.43, W03440, 2007.
- 6) 中川博次，辻本哲郎：水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，No.244，pp.71-80，1975.
- 7) 土屋義人：滑面水路床の下流端における洗掘限界，土木学会論文集，No.80，pp.18-26，1962.

第5章 石礫河川の掃流層内の流れ構造と粒子運動

5-1 概説

Saltation 運動する掃流砂は、上下の運動を伴うため、鉛直方向に流体を混合させる作用 (ejection, sweep 的なふるまい) によって、平均流に加え、乱れ強度やレイノルズ応力に影響を及ぼす^{1)~3), 4) pp. 150-164, 5) pp. 131} ことが指摘されている。固液混相流れとなる掃流層内の流れ構造に関する研究は、その重要性が認められているものの、計測の困難さから検討された事例は少ない。多くの流砂量式は、チューニングパラメータの設定に混相流の結果が反映されている^{5) pp. 8-9} が、河床変動解析法では、単層流的に取り扱われることも多く、固液間の相互作用の効果を十分反映することが出来ていない。特に、石礫河川のように河床凹凸が大きく、体積の大きい粒子群が間欠的な跳躍運動を取る場合は、移動粒子群の存在が流れ場に及ぼす影響は重要になると考えられる。

本章では、第4章で実施した数値計算結果を用いて、平均流速、レイノルズ応力、瞬時レイノルズ応力分布、流体-粒子相互作用を抽出し、石礫河川の掃流層内で生じる粒子運動と流れ構造の相互作用を明らかにする。

5-2 数値実験結果と考察

5-2-1 出力条件および摩擦速度の算出

第4章で実施した混合粒径数値移動床実験の内、掃流力の異なる Case3 と Case4 について、鉛直分級が発達した時間で流れ場の抽出を行い、動的平衡状態の掃流層内の流れ構造と粒子運動の関係を分析した。図 5-1 は、Case4 の流れの瞬間場を示している。左図に $t=100$ s の河床表層の粒子配置を示しており、右図は、左図に流速 0 m/s の等値面を重ねている。図 5-1 (a) から、表層にある中小粒子群は、等値面を描くとほとんど見えない。図 5-1 (b) の拡大図から、表層に露出した大粒径粒子の背後に等値面が形成されているのが確認でき、大粒径粒子の遮蔽効果が大きいことが確認できる。

図 5-2 は、流れ場の出力位置の平面位置を示す。サンプルは、1/400 s 間隔で、鉛直分級が発達した時刻の 30 s 秒間 (Case3, Case4 それぞれで、 $t=77.5\sim 107.5$ s, $t=70\sim 100$ s) で流れ場のデータを出力し、総サンプル数は最大で 1 万 2000 個である。ここでは、第2章式(2-8)に示す相互作用項 f_i の出力を試みた。サンプルの抽出条件は、密度 $\rho \leq 2500$ kg/m³ かつ固液相の体積占有率の和 $(\alpha^s + \alpha^f) \leq 0.9$ とした。このため、固相内部となるセルや気相が多いセルについては、サンプルに含めていない。

図 5-3 は、レイノルズ応力分布を示しており、図 5-2 に示した出力位置で、空間平均を行った値である。図中の掃流層厚は、第4章記載の図 4-5 を基に Case3, Case4 それぞれで、 $z=0.80, 0.75$ m と設定した。また、図中には、最小二乗法による回帰直線を示している。Case4 は、平均河床高 $\frac{z-z_b}{h} = 0.0$ から初期水面高 $\frac{z-z_b}{h} = 1.0$ の範囲で求めており、概ね $1 - z/h$ の三角形分布と分布と一致している。一方、Case3 は、水面付近で、レイノルズ応力が減

衰したため、回帰直線は、平均河床高から $\frac{z-z_b}{h} = 0.7$ の位置範囲で求めた。レイノルズ応力分布から求めた摩擦速度 u_* は、Case3, Case4 それぞれで、 $u_* = 0.47, 0.33 \text{ m/s}$ であり、第4章記載の表 4-1 に示す、 $(gHI)^{0.5}$ から求めた値との 36, 16 % 程度のずれが生じている。この主な要因は、水面変動の影響であると考えられるが、詳細については今後の課題である。本節では、レイノルズ応力から求めた摩擦速度を用いて各物理量の無次元化を行った。

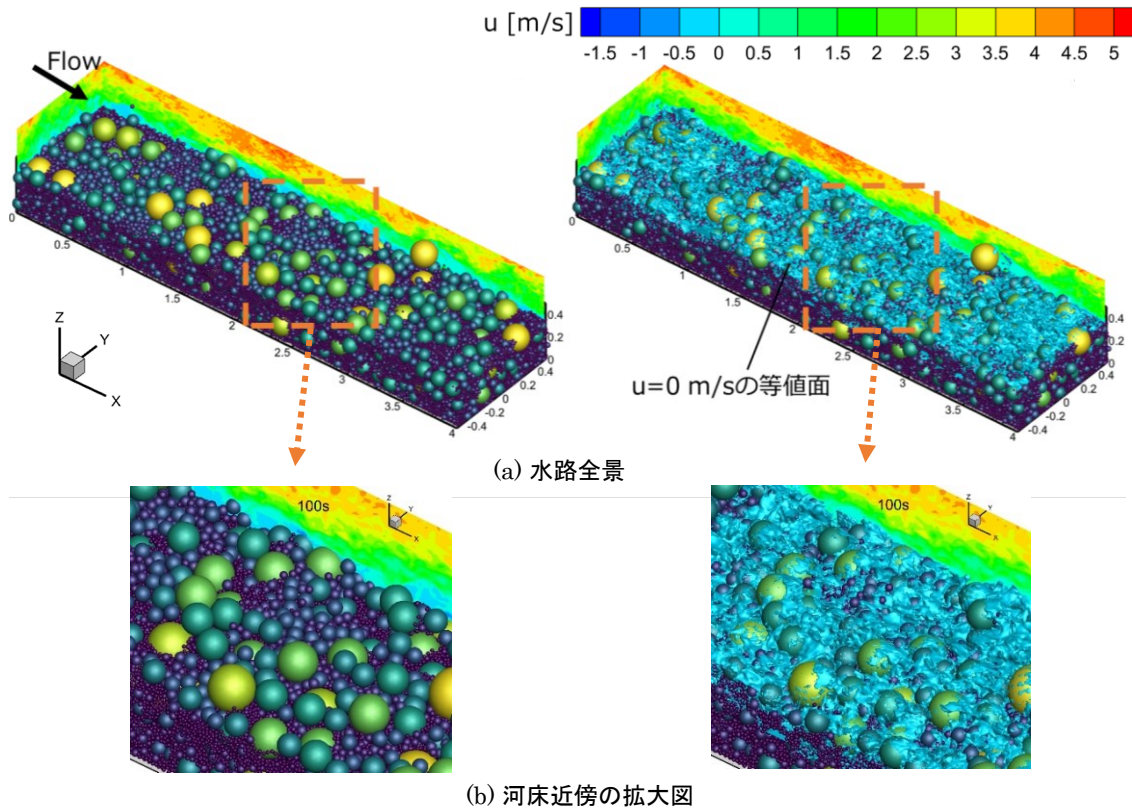
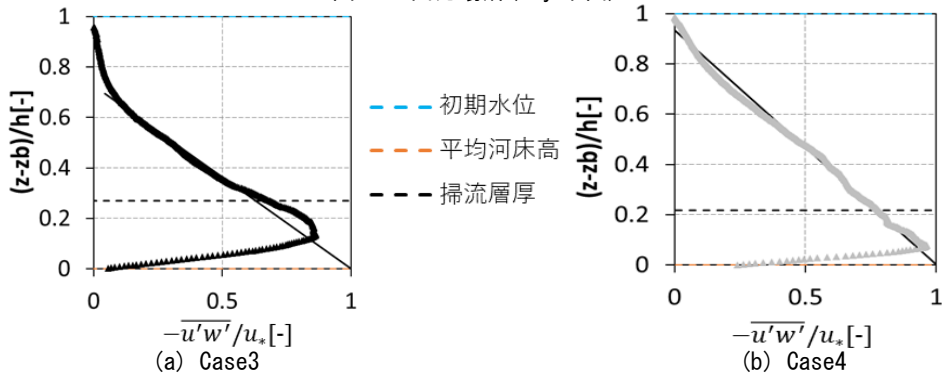
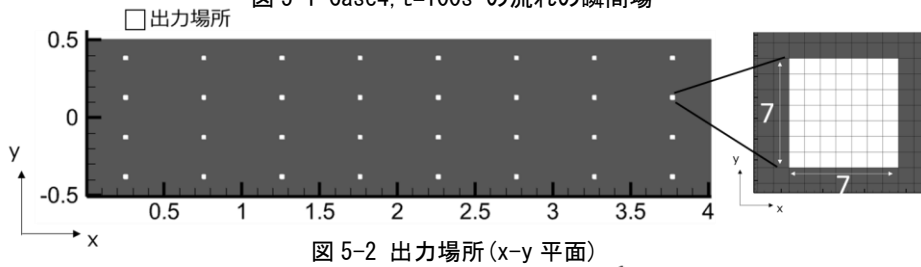


図 5-1 Case4, t=100s の流れの瞬間場



5-2-2 掃流層内の平均流速, 粒子速度分布, レイノルズ応力分布および相互作用項

図 5-4 は平均速度分布を示しており, 図 5-4(a) は, 水路全体の平均流速で, 図 5-4(b), (c) は, それぞれ Case3, Case4 の掃流層内の平均流速と粒子速度を示している. 図 5-4(b), (c) のプロットは, 粒子の流下方向速度および実線は固相の体積割合の時空間間平均値である. 粒子速度は, 1/40 s 間隔で, 流れ場と同じ 30 s 秒間の出力データを用いた. 解析領域を鉛直方向に 5 cm 毎のグリッドに分割し, 粒子の重心位置を用いて, 各高さの粒子速度の平均値を算出した. サンプル数が 50 以下については, 出力をしていない. 固相の体積割合は, 計算負荷を低減するために, 1/10 s 間隔で, 流体計算格子よりも小さいサブセルを用いて評価し, 解析領域の全区間で平均化した. 図 5-4(a) より Case3 は, 流速が低減しており, 抵抗が大きい結果を示している. 特に $\frac{z-z_b}{h} = 0.70$ 以上では, Case3 は流速分布が一樣になっており, 水面変動による影響が大きい. また, 掃流層内部に着目すると, 鉛直分級の発達および掃流砂が活発に移動している Case3 の方が, Case4 に比べ河床近傍の流速勾配が小さい結果となっている. 掃流層上端から $\frac{z-z_b}{h} = 0.70$ では, 両ケースの流速勾配は一致しており, 移動粒子群が流速勾配に与える影響は掃流層上部付近に限られている. 図 5-4(b), (c) より, 粒径 $d = 1.5, 6.0$ cm の中粒径粒子と小粒径粒子群の流速分布は, 流れの流速分布とほぼ同様で流れに追随していることが確認できる. 一方, 図 5-4(b) より, 粒径 $d = 20.0$ cm の大粒径粒子は, 平均流速と同様の分布形を有しながら $2u_*$ m/s 程度遅く, 粒子-流体間での運動量交換に, 特に大粒径粒子が寄与している.

図 5-5(a), (b) は, 各粒径階の粒子に作用する流体力と接触力の鉛直分布を示している. 正のプロットが流体力を示し, 負のプロットは, 接触力を示している. 実線は, サンプル抽出した粒子群の中で, 粒子間接触が生じた粒子の割合を示している. 接触力は, 粒子間接触が生じた粒子群のみをサンプルに含めている. 図 5-5(a), (b) から, 流体力の粒径階毎の差異は小さく, 一方, 無次元接触力及び粒子間接触が生じた粒子の割合の差異は大きいことが分かる. 特に, 図 5-5(a) から平均河床高から, 粒径 $d = 1.5, 6.0$ cm の粒子間接触が生じた粒子の割合は, 鉛直上向きにすぐに減少しているのに対して, $d = 20.0$ cm の粒子は, 粒径が大きいので, 高い位置においても粒子の接触が生じており, これにより, 平均粒子速度が遅くなったと考えられる.

図 5-6(a), (b) は, 掃流層内のレイノルズ応力分布を示している. レイノルズ応力のピーク位置は Case3, Case4 のそれぞれで $\frac{z-z_b}{h} = 0.130, 0.075$ 付近であり, 掃流力の増大に伴いピーク位置が高い位置で生じている. 平均河床高からピーク位置区間では, レイノルズ応力分布の減少が見られ, 流体粒子間の相互作用項の直接的な影響によるものと考えられる. ピーク位置から掃流層上部までは, レイノルズ応力が直線分布より増加する傾向にあり, Case3 の方がより顕著である. ひし形のプロットは, 粒子レイノルズ応力 $-\overline{u'_p w'_p}$ を参考に示している. 粒子群の運動は, 河床の粒子 ($u'_p < 0$) の離脱 ($w'_p > 0$) と跳躍粒子 ($u'_p > 0$) の下降 ($w'_p < 0$) が生じる為, $-\overline{u'_p w'_p}$ は正の値を取り, 特に, 中小粒子群は, 平均粒子速度が平均流速と概ね一致する $\overline{u_p} \cong \overline{u_f}$ ため, レイノルズ応力の増加に寄与していると考えられる.

図 5-7 は、流体-粒子相互作用項とレイノルズ応力の鉛直勾配の分布を示しており、平均流に対する縦断方向の運動方程式の右辺項に相当する。本解析法では、粒子内部の固相空間 $\alpha^s = 1.0$ にも相互作用項が作用するが、密度が固相と一致する場合は、サンプルに含めていない。レイノルズ応力の鉛直勾配項は、図 5-3 や図 5-6 に示す時空間平均したレイノルズ応力を二次の中心差分で評価した。図 5-7 から、流体-粒子相互作用力項は、固相が流体から運動量を奪うためにマイナスの値を示している。レイノルズ応力が欠損している平均河床高近傍では、流体-粒子相互作用項が重力項の縦断方向成分と同程度かそれ以上の大きさで作用しているおりその影響が大きい。掃流力が大きい Case3 の方が、流体-粒子相互作用項は高い位置まで作用しており鉛直方向のバラつきは小さい。一方、Case4 は、Case3 より鉛直方向のバラつきが大きく、値も大きい傾向がある。Case3 の方が、流速勾配が小さく、粒子の移動を伴っていることから、平均河床高近傍での流体-粒子間の速度差が小さくなったためと考えられるが、相互作用項は空間的なばらつきが大きくその詳細については、今後の課題である。また、平均河床高近傍では、レイノルズ応力の鉛直勾配項および重力項の和と流体-粒子相互作用項が釣り合っておらず、圧力場の影響や鉛直方向流速の影響も大きいと考えられる。一方、掃流層内の上部では、平均的には、固相がほぼ存在していないため、流体-粒子相互作用項は作用していない。掃流層内の上部領域では、レイノルズ応力の鉛直勾配項は、概ね重力の縦断方向成分とバランスしていることが確認できる。

図 5-8 は、レイノルズ応力の生成項と乱れ成分に及ぼす流体-粒子相互作用項を示している。図から、乱れ成分に及ぼす流体-粒子相互作用項は、レイノルズ応力の生成項と比べ、非常に小さい値を取っている。したがって、図 5-7, 5-8 から流体粒子相互作用項は、乱流成分よりも平均流により強く影響しており、これは、抗力係数を用いる非解像モデルから示されていた結果^{5)pp.131}と同様である。また、乱れ成分に及ぼす流体-粒子相互作用項は正の値を取るため、粒子群の運動は、乱流場にエネルギーを供給している。ここで抽出した流体-粒子相互作用項は、固液間の界面に作用する項であるため、図 5-1 に示す後流域や粒子運動に伴う周囲流体に及ぼす影響は、液相の乱流成分の変化に含まれる。相互作用項の値自体は大きくないが、移動粒子に伴う周囲の流体への乱流変調の寄与は大きく、レイノルズ応力の分布に変化をもたらしたと考えられる。また、掃流力の高い Case3 は、Case4 に比べ流速勾配が減少しているため生成項の値は小さいことが確認できた。

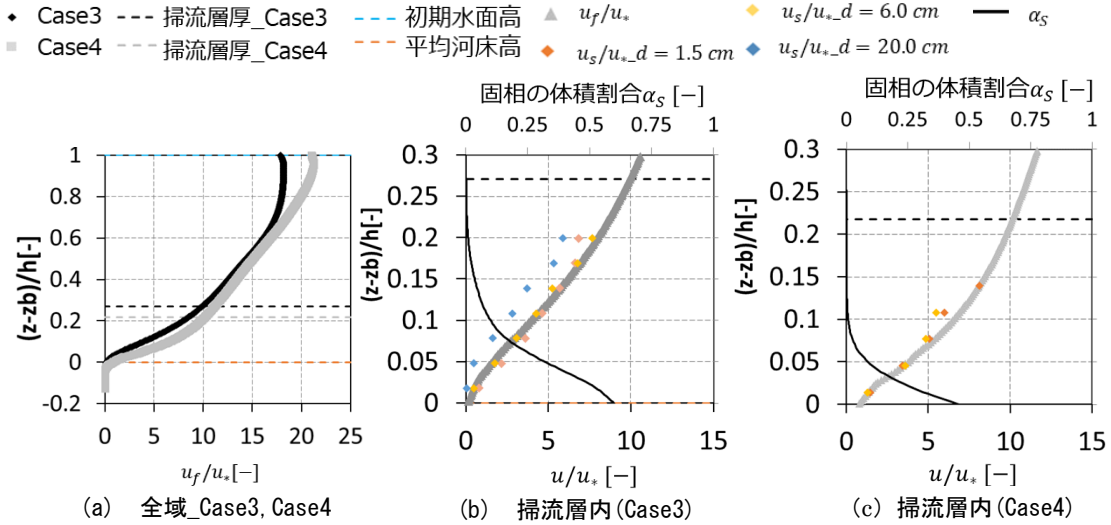


図 5-4 平均速度分布

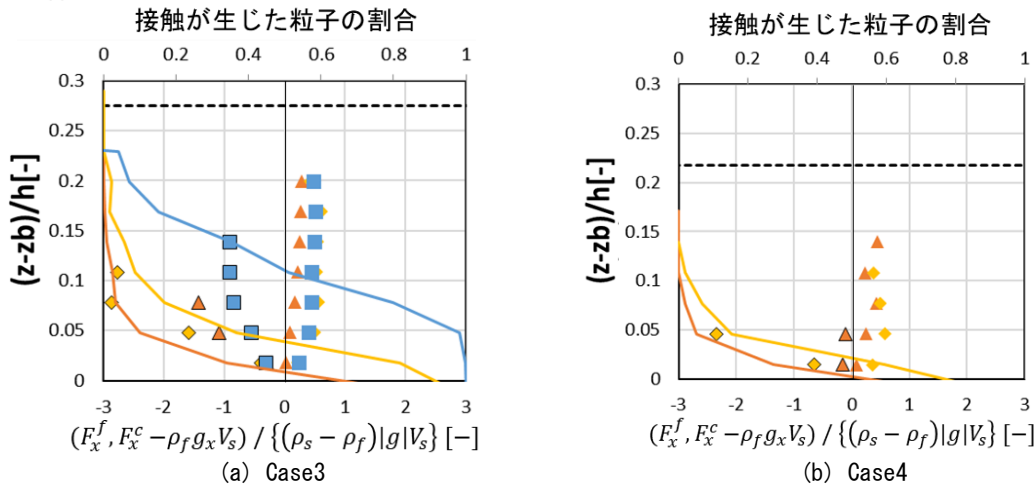
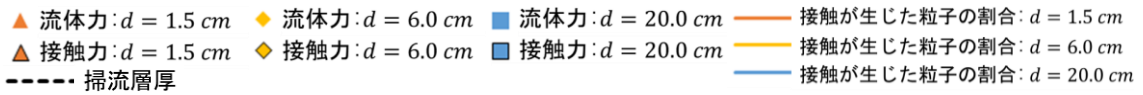


図 5-5 粒子に作用する流体力と接触力 (x 方向成分)

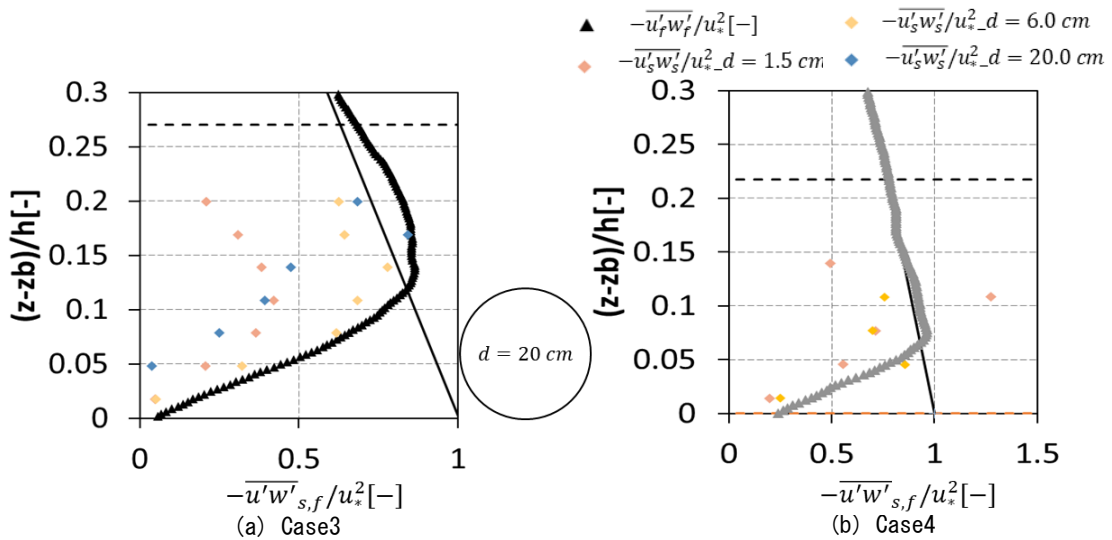


図 5-6 掃流層内のレイノルズ応力分布

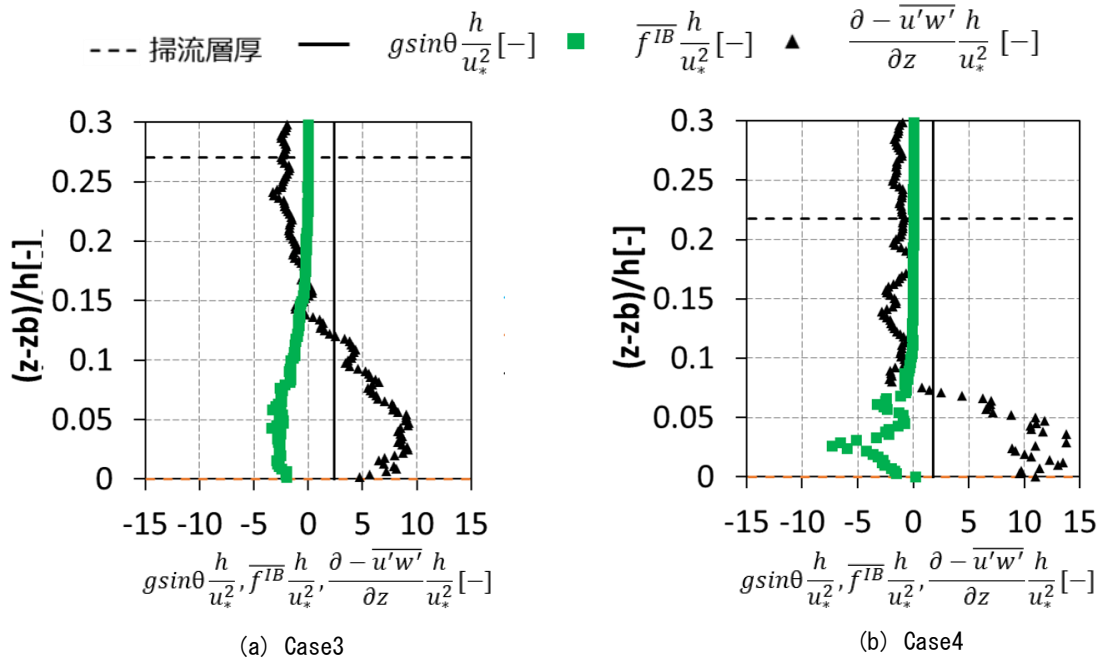


图 5-7 流体·粒子相互作用項 (平均流)

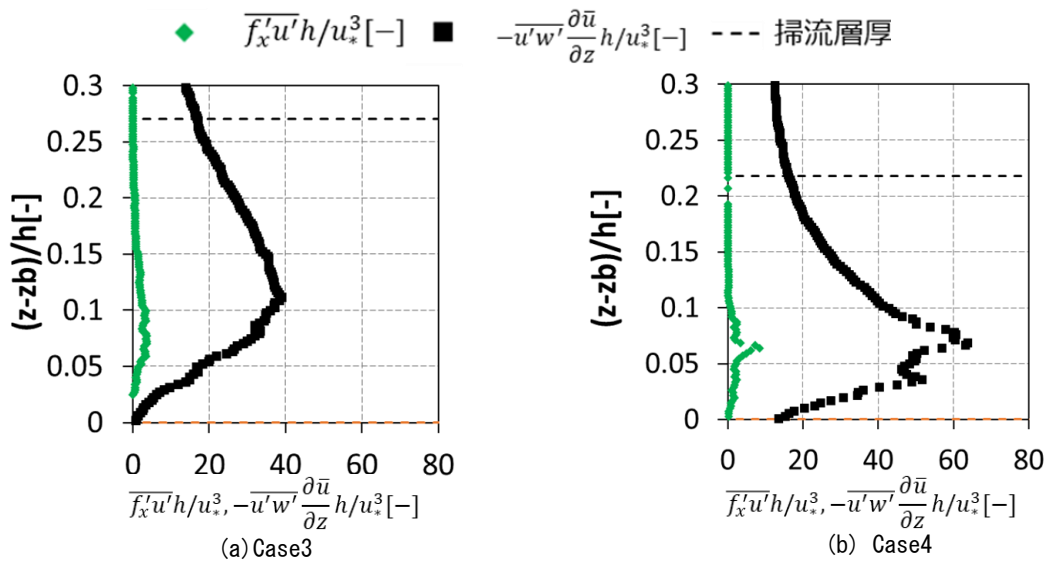


图 5-8 生成項と流体·粒子相互作用項 (乱れ)

5-2-3 瞬時レイノルズ応力分布と粒子運動の関係

粒子運動が周囲の流体に及ぼす影響について明らかにするため、Case3 について、瞬時レイノルズ応力の空間分布の可視化を行った。空間的な出力位置を増やしたため、時間間隔は粗くとり、サンプルは、1/100 s 間隔で、時刻 $t=67.5\sim 77.5$ s の 10 秒間で流れのサンプルで抽出した。総サンプル数は最大で 1000 個である。図 5-9 は、Case3 のレイノルズ応力分布を示しており、図からサンプル数及びサンプル間隔が粗いものの、ピークの値などは概ね一致していることが確認できる。

図 5-10 は、粒子速度の瞬間値を示しており、図 5-10(a) は、縦断方向成分で平均流速 \bar{u}_F を引き、図 5-10(b) は、鉛直方向成分を示している。図 5-10(a) より、表層にある大粒径粒子は、平均流速より遅いため、青色に図示されている。図 5-10(a), (b) で示す粒子①, ②は、平均流速と流下方向粒子速度の差異が小さく鉛直方向粒子速度が下向きの粒子で、粒子③, ④は平均流速と流下方向粒子速度の差異が大きく鉛直方向粒子速度が上向きの粒子である。図 5-11 では、図 5-10(b) に示した鉛直方向粒子速度の瞬間場に、瞬時レイノルズ応力をスライスで追記している。図 5-11(a), (b) より、鉛直上方に跳躍する粒子③, ④が $ejection(u' < 0, w' > 0)$ の様に作用し、粒子表面の近傍でレイノルズ応力が正の値を取る。一方、粒子①, ②の周りでは、粒子周囲の流速は $u' < 0, w' < 0$ (inward interaction) となるため、レイノルズ応力が負の値を取る。降下する粒子の多くは、流下方向速度が大きく、平均流速との差異が小さいため、レイノルズ応力が負となるが、平均値に及ぼす影響は小さいと考えられる。

また、跳躍中に降下する粒子の中には、平均流速より早くなり、 $sweep(u' > 0, w' < 0)$ の様にふるまう粒子が見られた。図 5-12 は、中粒径粒子の一連の跳躍運動と周囲の瞬時レイノルズ応力分布を示しており、着目する粒子に矢印を追記している。図 5-12(a) より、跳躍運動の鉛直上昇時は、粒子の流下方向速度 u_p が遅いため、下流側でレイノルズ応力が正となり、図 5-12(b) の跳躍運動の頂上に達すると流れに追随し、粒子周りのレイノルズ応力に特徴がみられない。図 5-13(c) の跳躍運動の下降時には、表示する中粒径粒子の周囲や上流側でレイノルズ応力が正の値を取っていることが確認できた。これは、平均粒子速度が平均流速に近い小粒径や中粒径粒子に見られるが、大粒径粒子は、流下方向の平均粒子速度が平均流速より遅いため、粒子運動に伴う $sweep$ は生じにくいと考えられる。

このため、掃流層上部で、掃流力が高い Case3 の方がよりレイノルズ応力の増加傾向にあることは、粒子群の運動に伴う流体混合作用の中でも特に $ejection$ の寄与が大きいのと考えられる。

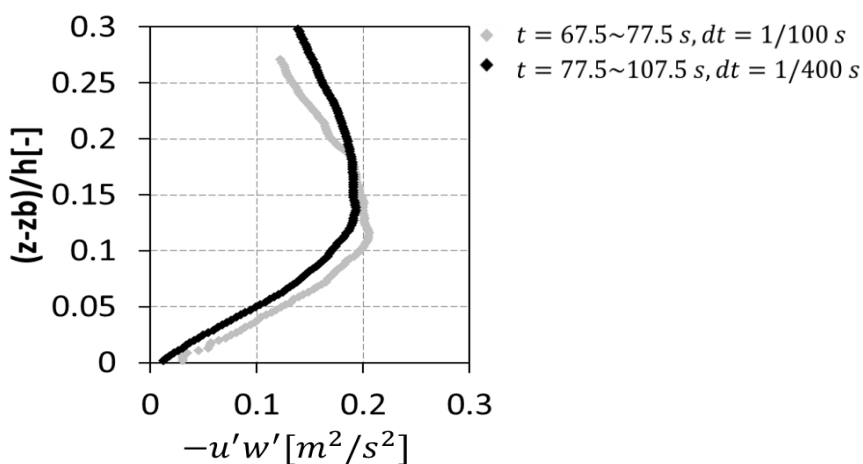
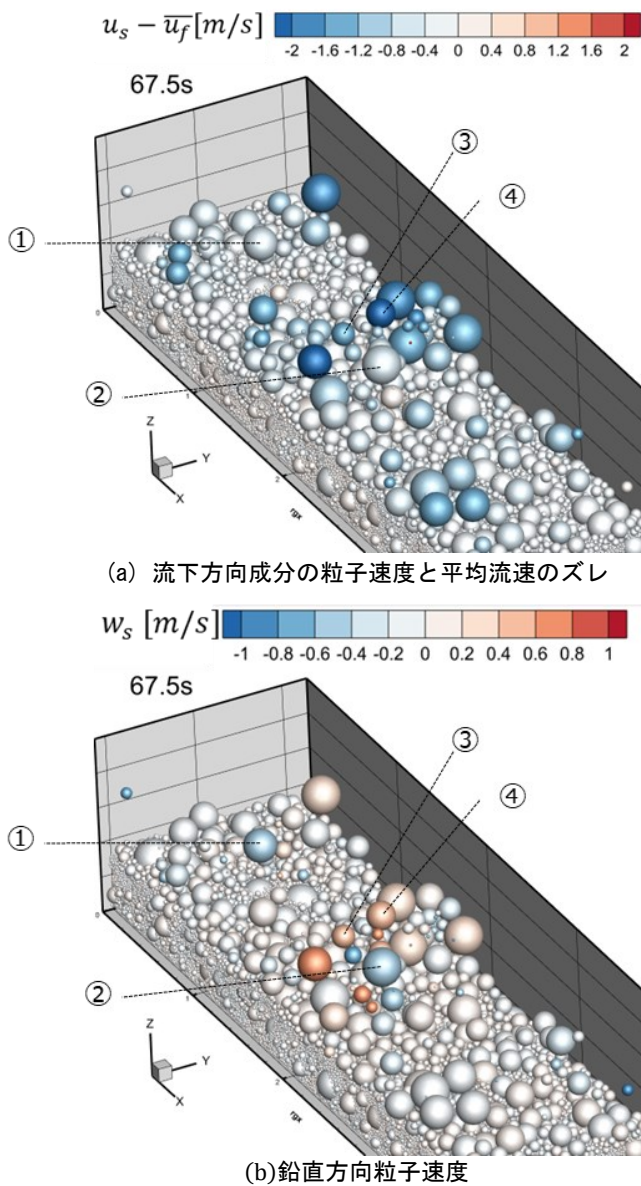


図 5-9 レイノルズ応力分布 (Case3)



(a) 流下方向成分の粒子速度と平均流速のズレ

(b) 鉛直方向粒子速度

図 5-10 粒子速度の瞬間値 (Case3, t=67.5s)

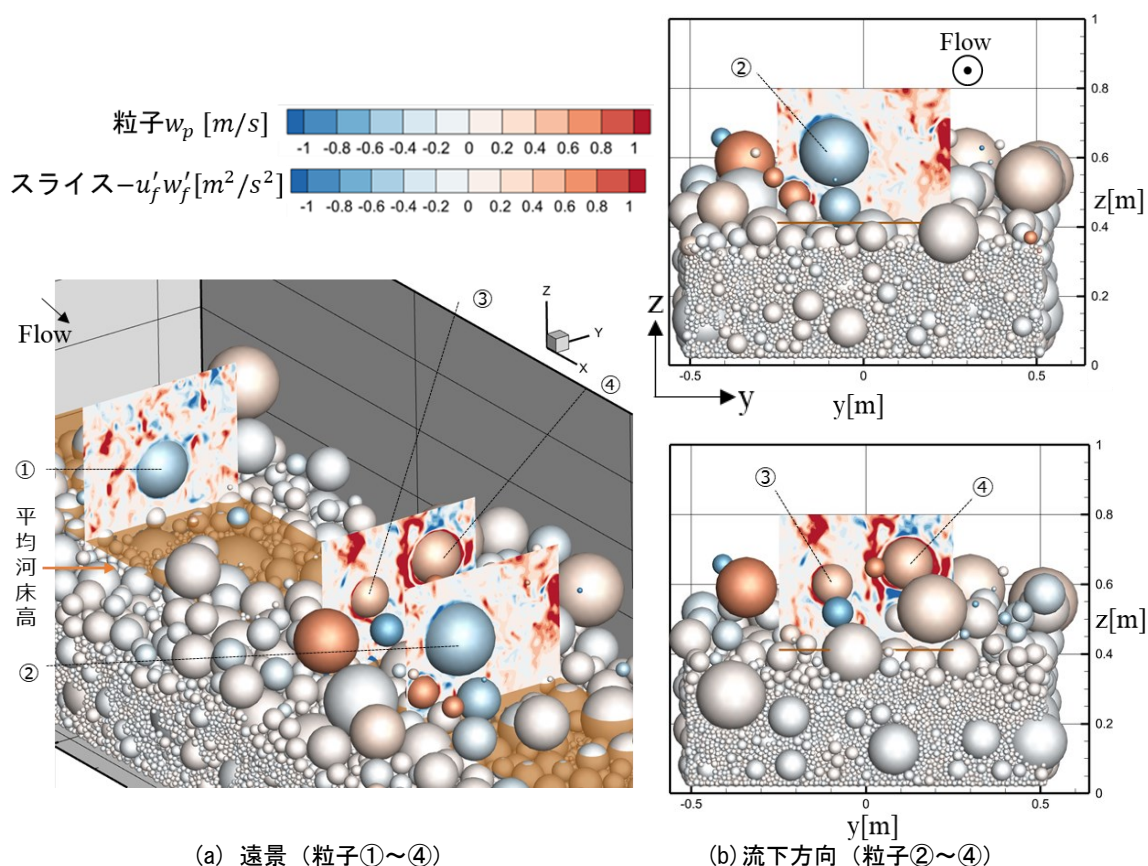


図 5-11 瞬時レイノルズ応力分布 (Case3, t=67.5s)

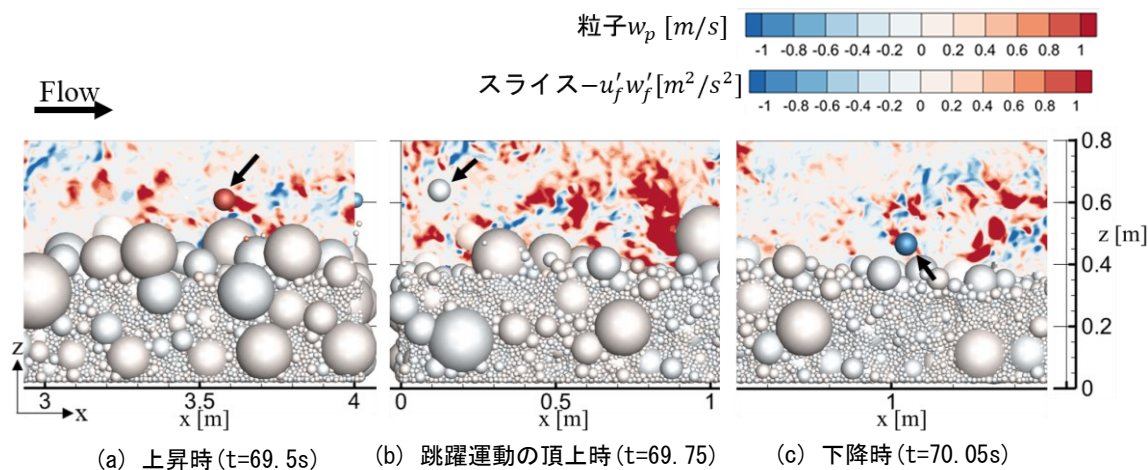


図 5-12 瞬時レイノルズ応力分布 (Case3)

5-3 第5章のまとめ

本章で得られた主な結果を以下に示す。

- ・ 掃流力が高く流砂量が大きくなると掃流層内の流速勾配が小さい結果となった。掃流層上端から水面変動の影響が小さい $\frac{z-z_b}{h} = 0.70$ では、Case3, Case4 の両ケースの流速勾配は概ね一致しており、移動粒子群が流速勾配に及ぼす影響は掃流層上部付近までに限られている。本数値実験条件では、小粒径と中粒径粒子群の粒子速度分布は、流れの流速分布とほぼ同様で、流れに追隨していた。一方、大粒径粒子群は、平均流速と同様の分布形を有しながら $2u_*$ m/s 程度遅く、粒子-流体間での運動量交換に、特に大粒径粒子が寄与している。

- ・ 掃流層内のレイノルズ応力分布から、掃流力の増大に伴いレイノルズ応力のピーク位置が鉛直上方に遷移することやピーク位置から掃流層上部までは、レイノルズ応力が直線分布より増加する傾向にあることが得られた。

- ・ 粒子流体間の理解を深めるために、平均流および乱れ成分に及ぼす流体-粒子相互作用項の分析を行った。流体-粒子相互作用力項の時空間平均値の鉛直分布から、乱流成分よりも平均流により強く影響を及ぼし、平均河床高の近傍で重力加速度の流下方向成分と同じオーダーの大きさを持つことが分かった。

- ・ 粒子運動が周囲の流体に及ぼす影響について明らかにするため、瞬時レイノルズ応力の空間分布を出力した。跳躍運動する粒子周りの瞬時レイノルズ応力が、粒子運動の影響を受けて、ejection ($u' < 0, w' > 0$), inward interaction ($u' < 0, w' < 0$), sweep ($u' > 0, w' < 0$) となることが確認できた。平均粒子速度が遅い大粒径粒子の周囲の流体は、 $u' < 0$ となる為、跳躍運動に合わせて ejection, inward interaction を取る。このため、掃流層上部で、掃流力の増大に伴いレイノルズ応力が増加傾向にあることは、大粒径粒子群の運動に伴う流体混合作用の中でも特に ejection の寄与が大きいと考えられる。

参考文献

- 1) 禰津家久, 鬼束幸樹, 倉田昌明, 江崎慶治: 掃流砂を伴う開水路流れの乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.621, II-47, pp.65-76, 1999.
- 2) 禰津家久, 鬼束幸樹, 東 良慶: 掃流砂を伴う開水路流れにおける水と流砂の相互作用, 水工学論文集, 第45巻, pp.643-648, 2001.
- 3) 溝口敦子: 浮遊・掃流運動をする砂粒子速度の計測と, 粒子速度の流速分布との関係, 土木学会論文集B1, Vol.77, No.02, I_613-I_618, 2021.
- 4) 高鋤裕也: 複雑な水路底面境界形状と跳躍運動する粒子群を考慮した開水路粗面乱流の数値解析, 中央大学博士学位論文, 2021.
- 5) 後藤仁志: 数値流砂水理学 森北出版, 2004.

第 6 章 結論

6-1 本研究の結論

本研究では、石礫河川の掃流砂機構及び河床構造の変化過程の解明を目的に、実際の石礫河川の河床材料に出来るだけ近づけた解析条件で種々の数値移動床実験を実施した。以下に本研究で得た主要な結果をまとめ、本論文の結論とする。

第 1 章では、石礫河川の掃流砂に関する基礎的な検討の必要性と本論分の構成を示した。

第 2 章では、本検討で用いる解像モデル (resolved CFD-DEM) の一種である Fukuoka ら 2014 の数値解析法の有効性を論じている。

第 3 章では、同一体積で異なる形状の粒子群を用いた数値移動床実験を行い、粒子形状が掃流砂に及ぼす効果を明確にした。特に粒子形状の影響は、離脱過程に現れ、表層粒子の姿勢や配置の影響が重要であることを示した。一方、無次元掃流力が大きい場合、名目直径を用いて表される無次元の流砂量、流砂体積、粒子速度に及ぼす粒子形状の影響は小さいことを確認した。本章の検討により石礫粒子形状の影響が明確になり、限界掃流力付近の移動開始時の過程に焦点をあてることが重要である。

第 4 章では、粒径分布を 1 オーダーの幅を有する粒径集団を用いて数値移動床実験を実施し、鉛直分級形成機構と粒子運動離脱量・堆積量の関係を明らかにした。大粒径粒子が上方に遷移・離脱しその空隙を小粒径粒子群が埋める kinetic sieving の作用によって鉛直分級が形成された。また、各粒径の離脱および堆積過程について pick-up rate や deposition rate の鉛直分布を得た。これにより、河床の鉛直構造の変化過程と粒子運動の素過程との関係を整理した。

第 5 章では、石礫河川の掃流層内の流れ構造と粒子運動について明らかにした。平均流速分布、レイノルズ応力分布や粒子運動が周囲の流体に及ぼす影響について明らかにした。

6-2 今後の課題

・第 4 章で実施した混合粒径数値移動床実験では、縦横断方向に周期境界条件を用いた平衡状態の検討に限られているが、実際の洪水時に生じる河床変動は、非定常・非平衡な場であり、本検討との相違がある。この点について、鉛直分級過程や跳躍運動などが、どのように変化するかを明らかにする必要がある。また、混合粒径の非球形粒子形状の検討を行い、各粒径階の粒子運動に及ぼす粒子形状と体積の効果を明らかにする必要がある。

・石礫河川の粒度分布は 2~3 オーダー程度であるのに対して、本検討では、1 オーダー程度の粒度幅しか有していない。本検討で用いた解像モデルを用いて、さらに小さい粒径を扱うことは計算負荷が高く、コードや解法の改良による高速化のみでは対応できないと考えられる。そのため、解像モデルと非解像なモデルを組み合わせたハイブリッドモデルの開発・適用を図ることが現象把握のために必要である。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、中央大学研究開発機構 福岡捷二教授には、学部4年次から合計6年間の長きに渡り、ご指導を賜りました。心より御礼申し上げます。

中央大学理工学部教授 樫山和男先生には、研究の進め方や博士論文のまとめ方についてご指導を頂きました。心より御礼申し上げます。

また、ご多忙の中副査を務めていただいた、中央大学理工学部教授 佐藤尚次先生、手計太一先生、村瀬和典先生、琉球大学准教授 福田朝生先生には、審査を通じて、貴重なご助言を頂きました。心より御礼申し上げます。

中央大学研究開発機構教授(前 中央大学理工学部教授) 山田 正先生、東京理科大学理工学部教授 二瓶泰雄先生、東京理科大学理工学部助教 柏田 仁先生には、水理研究会などの研究発表会を通じ、貴重なご助言を頂きました。心より御礼申し上げます。

国土総合政策研究所(前 中央大学研究開発機構准教授)田端幸輔 主任研究官、中央大学研究開発機構 後藤岳久 機構准教授、竹村吉晴 機構准教授、高歙裕也 機構助教には、平素から研究についてよく議論させて頂き、貴重なご助言を頂きました。心より御礼申し上げます。また、中央大学研究開発機構 後藤勝洋 専任研究員、株式会社東京建設コンサルタント 見上哲章様には、広い視点でのご助言や励ましを頂きました。心より御礼申し上げます。

秘書の仲井いく子様には、長年にわたり私たち学生が研究に専念できるように、ご配慮頂きました。心より御礼申し上げます。最後に、私の進学を理解し、支えてくれた両親に感謝いたします。