

中央大学博士論文

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

Numerical Simulations of Turbulent Flows over Rough-
bed Channels Considering Saltating Particles and
Complex Bed Boundary Shapes

高鞆 裕也
Yuya Takakuwa

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3年度
2021年7月

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

Numerical Simulations of Turbulent Flows over Rough-bed Channels

Considering Saltating Particles and Complex Bed Boundary Shapes

都市人間環境学専攻 高鋤裕也

Civil, Human and Environmental Science and Engineering, Yuya Takakuwa

【研究の背景と目的】

開水路粗面乱流の構造と乱流中の粒子群の運動は、流れの抵抗則や土砂移動、河川構造物の破壊、栄養塩等の物質輸送、水棲生物の生息環境等を検討する上で基礎的かつ重要な課題であり、水路のスケール(水路幅 b や水深 h)や粗面構造(底面粗度の凹凸 r や空隙の大きさ、浸透層厚 pl)、粒子の体積や形状、物性値といった粒子特性、移動粒子と底面凹凸との関係、移動粒子間の相互作用、移動粒子と流れの相互作用等に規定される。

粒子群を含まない開水路の三次元乱流に関する研究は多い。林ら(2006)は、幅の狭い矩形断面を有する開水路滑面乱流においては、横断面内の圧力とレイノルズ応力の不均衡により、水路の内側から底面コーナーに向かい底面コーナーから水路中央に進む Bottom Secondary Flow(BSF)、底面コーナーから側壁沿いを上昇する Outer Secondary Flow(OSF)、水面と側壁に囲まれた隅において OSF とは逆向きに回転する Inner Secondary Flow(ISF)の3種類の二次流セルが形成されること等を明らかにしている。しかし、幅の狭い粗面開水路流れについては、最大主流速に対する二次流速の最大値の比 $|\bar{v}_{max}|/\bar{u}_{max}$ が開水路滑面乱流のときと比べて大きくなること、二次流セルのスケールが大きくなること等は実験的に示されているものの(富永(1988))、その物理的な機構については解明されていない。また、水路のアスペクト比が $b/h > 5.0$ と水路幅が大きくなると、流れの三次元構造に及ぼす側壁の影響は小さくなり、粗度高さに基づく相対水深 h/r や粗面表層の構造、浸透層の有無が重要となる。相対水深が小さくなると底面付近で対数分布則が成立しなくなること、浸透層があることにより流れの抵抗が増加すること等が示されているものの(例えば、Manes ら(2009))、特に、相対水深の小さい浸透性粗面乱流の構造については理解が不足している。

粒子群を含む乱流に関する多くの研究は、微細な粒子が浮遊する乱流を対象としており、粒径が大きかつ跳躍運動する粒子群を伴う乱流の構造変化に関する研究は少ない。その様な中で、近年、Fukuoka ら(2014)の Arbitrary Particle Multiphase method (APM 法)によって、任意形状の大粒径粒子の運動と周囲の乱流場の解析が可能となり、特に移動床からなる流路の抵抗則に関する研究が進められている。しかし、移動床実験では、乱流構造の変化が移動粒子によるものか河床変動によるものか等その要因について十分な理解は得られていない。

また、粒子運動に着目すると、粒子の運動に及ぼす形の効果に関する検討は極めて少ない。この様な中で、福岡ら(2004, 2005)、重村(2004)は、ダム貯水池の堆砂対策のための排砂水路の磨耗進展機構を調べ、さらに、形状の違いによる単一石礫の流下挙動に関する貴重な実験結果を得ている(以下、単一石礫流送実験と呼ぶ)。しかし、実験当時は、石礫に作用する流体力や石礫周りの流れ場、また石礫と水路との接触力等を計測し、これらを解析する技術力はなかったため、非球形石礫の運動機構について十分な評価はできなかった。このため、非球形粒子の流体中の運動機構の解明は今なお残された課題となっている。

本論文では、水路のスケールや複雑な底面境界形状を考慮した開水路粗面乱流の構造を解明し、それを用いて水流中に跳躍運動する大粒径粒子群の運動機構及び大粒径粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化の機構を明らかにすることを

目的とする。そのため、第一に、複雑な水路底面凹凸と跳躍運動する大粒径粒子群を考慮した開水路粗面乱流を評価することの可能な数値解析法 (APM 法) を示す。以降、本文で言う数値解析法とは APM 法を指す。この数値解析法を Manes ら (2009) の固定床浸透性粗面乱流実験に適用し、流れ構造を高精度に評価するために必要な計算格子幅等の計算条件を明らかにする。

第二に、第一の検討で得られた計算条件のもと、アスペクト比 b/h や相対水深 h/r などの水路のスケールや浸透層の有無といった水路底面境界形状の異なる開水路粗面乱流に数値解析法を適用し、時間平均流と応力の三次元構造を解明し、さらに時間平均流と乱流の瞬間構造と粗面構造との関係を明らかにする。

最後に、開水路粗面乱流中の大粒径粒子の運動と流れとの相互作用の機構を検討する。まず、単一石礫流送実験映像の画像解析と、単一石礫流送実験を対象とした数値解析により、開水路粗面乱流中の石礫の運動に及ぼす形の効果を明らかにする。次に、跳躍運動する大粒径粒子群を含む固定床浸透性粗面乱流の数値解析を実施し、粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化及び移動粒子間の相互作用の機構を明らかにする。

【本論文の内容と成果】

本論文は 6 章で構成される。各章の内容と成果の概要は以下のとおりである。

第 1 章「序論」では、研究の背景、目的、本論文の構成を示した。

第 2 章「移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法」では、第一に、複雑な水路底面境界形状を有し (第 2 章～第 5 章)、かつ水流中を水深に対して無視することのできない大きさの粒子が移動する場合 (第 5 章) を説明することの可能な数値解析法 (APM 法) を示した。流れの解析は、流れの瞬間構造を捉えることの可能な Large Eddy Simulation (LES) である。複数の移動粒子周りに適合する計算格子を時々刻々と設定することは容易ではなく、流体計算の格子は立方体とし、固液混相の一流体モデルを導入し、サブセル法で算出した格子内の固相の体積割合を用いて、格子内の固相の質量と運動量を流れの解析に反映した。また、流体中の粒子運動は Lagrange 的に解いている。粒子に作用する流体力は、粒子よりも十分小さな計算格子を用いて得られる粒子周りの応力を積分し直接評価した。また、粒子間の衝突力は、多数の接触を同時に評価することの可能な個別要素法を用いて評価した。

APM 法の妥当性は、Fukuda ら (2019) により、一様流中に固定された球に作用する流体力 (抗力係数) や大量の土砂が流動する土石流水理実験を対象として検証されている。しかし、これまで開水路粗面乱流の流れ構造を分析可能か十分に検証されていなかった。本章では、第二に、Manes ら (2009) の固定床浸透性粗面乱流の実験を対象に、計算格子幅やサブセル幅、SGS モデルの異なる条件のもと数値解析を実施し、流れ構造の解析精度に及ぼす計算条件の影響を検証した。これより、Smagorinsky モデルを用いて浸透性粗面を構成する球の直径 d に対して計算格子幅とサブセル幅をそれぞれ $d/\Delta \geq 10$, $d/\Delta_{subcell} \geq 60$ とすることにより、流速分布や乱れ構造を説明し得ることを明らかにした。

第 3 章「幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果」では、アスペクト比 ($b/h = 0.36 \sim 1.43$) と相対水深 ($h/r = 3.63 \sim 12.00$) の異なる開水路粗面乱流の数値解析を実施し、二次流を含む時間平均流と応力の三次元構造や二次流セルのスケール及び主流速分布に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果に関する以下の結果を得た。

第一に、LES の結果を用いて、レイノルズ応力方程式の各項の大小関係を分析し、BSF や OSF を駆動するレイノルズ垂直応力の発生機構を示した。すなわち、主流速 \bar{u} の底面及び壁面方向勾配により流下方向成分の速度変動 u' が発生し、これがレイノルズ応力方程式の圧力-歪相関項を介して横断方向及び鉛直方向の流速変動 (v' , w') に変換され、レイノルズ垂直応力 ($R_{22} = \overline{v'v'}$, $R_{33} = \overline{w'w'}$) が生成される。また、レイノルズ垂直応力 R_{22} に関するレイノルズ応力方程式の圧力-歪相

関項は、アスペクト比が大きく、相対水深が小さいほど、水深に対するスケール及びその強度が大きくなり、乱れの非一様性が強くなることを明らかにした。

第二に、レイノルズ方程式の各項の大小関係から、支配的な応力の構造を分析した。その結果、開水路粗面乱流においてもレイノルズ垂直応力項は、基本的には水路の内側から底面コーナーに向けて作用し、BSF や OSF の底面コーナーに向かう成分を駆動することを示した。粗面の効果は、特に圧力の縦断分布に現れ、レイノルズ方程式の重力加速度項と圧力勾配項の和が粗度要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)と谷部に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)を駆動すること、これら時間平均鉛直方向流速 \bar{w} と横断面内の二次流とが重なり合い二次流が縦横断的に変化すること、最大主流速に対する二次流速の大きさの最大値の比 $|\overline{sv}_{max}|/\bar{u}_{max}$ が開水路滑面乱流(Nezu and Nakagawa 1993)と比べて十分大きくなることを明らかにした。また、これらの結果より、幅の狭い粗面開水路流れの時間平均流と応力の三次元構造を可視化し示した。

最後に、二次流のスケールと主流速分布に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果を調べ、アスペクト比が大きく相対水深が小さくなるほど、乱れの非一様性が増し、また粗度要素周りの時間平均鉛直方向流速 \bar{w} が大きくなり、OSF のスケールは拡大し ISF のスケールが縮小することを明らかにした。また、相対水深 h/r が 5.0 以下のときに、粗度要素近傍の二次流速の大きさが径深に基づく摩擦速度の大きさと同程度になることを示した。

第 4 章「幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果」では、一様な大きさの球で構成される浸透性粗面(5 層)と非浸透性粗面(単層)の幅の広い直線水路上の定常流に関する数値解析を実施し、時間平均された主流及び応力の構造に及ぼす粗面表層の構造や浸透層の効果、またこれらに及ぼす流れの瞬間構造の効果について検討し、以下の結果を得た。

第一に、時空間平均した水量を用いて抵抗係数を評価した結果、浸透性粗面乱流の抵抗係数 f は非浸透性粗面乱流と比べて 8%程度大きくなり、Manes ら(2009)など従来から指摘されているように、浸透性粗面乱流の抵抗は非浸透性粗面乱流の抵抗よりも大きくなることを示した。なお、本ケースでは相対水深が $h/r \approx 7.0$ と、粗度要素が流れの抵抗に大きく寄与するため、摩擦速度で無次元化した時空間平均主流速鉛直分布の形状は両ケースで変わらなかった。

第二に、第 3 章と同様にレイノルズ方程式を用いて支配的な応力の構造を分析し、時間平均流の三次元構造と粗面構造、浸透層の関係を調べた。まず、浸透層の有無にかかわらず、基本的には、粗度要素の前面の圧力増加に伴い、レイノルズ方程式の圧力勾配項は、粗度要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)、間隙に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)、粗度要素を回り込む流れ \bar{v} を駆動することを示した。ただし、浸透性粗面乱流の場合、粗面頂部より低い位置における二次流速の大きさ($\overline{sv} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$)は、最大で摩擦速度の 7 割程度、平均的には 4 割程度と非浸透性粗面乱流と比べて大きくなり、主流と浸透流との相互作用の効果が表れることを示した。

最後に、粗面頂部近傍の流速変動を分析し、浸透性粗面乱流において粗度要素周りの二次流速($\overline{sv} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$)が非浸透性粗面乱流と比べて大きくなる理由を調べた。浸透性粗面乱流では、非浸透性粗面乱流のときと比べて、主流から浸透流に侵入する流れは減衰しづらく、バースティング現象(本検討では、特に、摩擦速度の 2~4 倍程度の sweep)が頻発することを明らかにした。このことは、第一に浸透性粗面乱流における粗面頂部より低い位置の二次流速の大きさ($\overline{sv} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$)が非浸透性粗面乱流と比べて大きくなること、第二にレイノルズ応力 $\overline{u'w'}$ を増加させ、その結果、浸透性粗面乱流の抵抗が大きくなることに寄与することを表す。この主流と浸透流との相互作用は、粗面頂部から粗面を構成する球の 1 粒径分高い位置($z/d \approx 1.0$)まで及んだ。

第 5 章「固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化」では、3 つの検討を実施した。

第一に、単一石礫流送実験映像を画像解析し、開水路粗面乱流中の 3 種類の石礫(扁平な形状の石礫、塊状で対称性の

強い石礫、塊状だが非対称性の強い石礫)の運動に及ぼす形の効果を明らかにした。以下に主要な結果を示す。

- ① 扁平な形状の石礫は、「短軸を回転軸とした転動・跳躍」と「長軸や中軸を回転軸として跳躍する滑空形態」とで移動形態を変えながら流下する。
- ② 長軸周りの形状が円形に近い塊状の石礫は、基本的に「長軸を回転軸とした転動・跳躍」により移動する。ただし、形の非対称性が強い石礫は、回転軸が安定せずに水路底面と接触する際に高頻度で姿勢を変え、石礫頂部が水路底面と接触すると大きく跳躍することがある。

第二に、単一石礫流送実験に APM 法を適用し、開水路粗面乱流中の非球形石礫の運動を解析した。球と異なる形状の石礫運動の解析には、水路底面凹凸の実態を十分考慮する必要がある。本解析では、石礫よりも小さな平面スケールの水路底面凹凸を的確に解析に考慮することにより、各石礫の移動形態と移動速度を説明可能であることを示した。

第三に、第 4 章の固定床浸透性粗面乱流中に底面粗度を構成する球と同じ大きさの球を投入し続け、互いに接触しないで流下する粒子や集団を形成して接触しながら流下する粒子群の運動機構、跳躍運動する粒子群に伴う流れの構造変化の機構を調べた。他の粒子と接触せずに単独で流下する粒子は、跳躍時に大きな流下方向流体力を受けて加速し、降下時には低い位置の流速よりも粒子速度が大きくなるため負の流下方向流体力を受けて減速する。一方、粒子が集団を形成し接触しながら流下する場合、まず、集団の後方に位置する粒子が大きな流下方向流体力を受けて、前方の粒子を乗り越えたり、回り込んだりする。次に、追い抜かれた粒子が大きな流下方向流体力を受け、前方の粒子を追い越し、これらの運動が繰り返される。この結果、粒子集団の移動速度は小さくなる。この様な粒子群の跳躍運動の結果、粒子濃度が大きくなるほど主流速は小さくなるものの、粒子の最高到達高さ($z/d = 2.0$)よりも高い位置においても流れの乱れ強度の全成分が大きくなるなど、微細な粒子が浮遊する流れの構造に関する知見(例えば、Muste ら(2009))との差異を示した。跳躍する粒子周りの流速場の変化を詳細に調べた結果、粒子が跳躍する際に底面付近の低速流体塊を高い位置に運び、降下する際には高い位置の高速流体塊を低い位置に輸送することを示し、粒子の跳躍運動が乱流の ejection や sweep のような働きを流れに及ぼすことを明らかにした。

第 4 章と第 5 章の結果は、幅広い粒度分布からなる土砂の運動を検討する際には、微細な粒子の運動に及ぼす主流と浸透流との相互作用や大粒径粒子の運動に伴う流れの構造変化の機構を考慮する必要があることを表している。

第 6 章「結論」では、本論文で得られた結果を総括し、今後の課題を示した。

本論文では、開水路粗面乱流の構造と乱流中の粒子群の運動機構を明らかにするため、幅の狭い粗面開水路流れの時間平均流と応力の三次元構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果、幅の広い粗面開水路流れにおける主流と浸透流の相互作用の機構、水流中の粒子運動に及ぼす形の効果及び跳躍運動する粒子群と流れの相互作用の機構を明らかにした。

以下に、本論文に関する今後の課題を示す。

- ✓ 浸透層が造り出す組織的な乱れ構造が主流構造に与える効果を明らかにする。特に、底面の粗さと浸透流が生み出す乱れの構造変化を調べる。
- ✓ 粒子の跳躍運動のバラツキに及ぼす粒子体積や形状及び水路底面凹凸の効果を明らかにする。
- ✓ 粒子濃度が大きく、移動粒子間の接触が多い条件の解析を実施し、粒子間の相互作用(接触)が粒子の運動に及ぼす効果を明らかにする。

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景.....	2
1.1.1 幅の狭い粗面開水路流の構造に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果に関する既往研究.....	5
1.1.2 幅の広い粗面開水路流の構造に関する既往研究.....	7
1.1.3 開水路乱流中を移動する粒子群の運動とこれに伴う流れの構造変化に関する既往研究.....	8
1.2 本論文の目的と構成.....	9
1.2.1 本論文の目的.....	9
1.2.2 本論文の構成.....	9
第1章の参考文献.....	14
第2章 移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法	18
2.1 概説.....	19
2.2 流れの解析法.....	23
2.2.1 流れの基礎方程式.....	23
2.2.2 自由水面の取扱い (Volume Of Fluid Method).....	24
2.2.3 流れの解析における固体境界の取扱い.....	29
2.3 種々の現象に対する固液混相の一流体モデルの計算精度と適用性の検証.....	32
2.3.1 固定床浸透性粗面乱流の流れ構造に及ぼす計算格子幅及び固相の体積割合, SGS モデル, 計算領域の影響.....	34
2.3.2 種々の現象を評価するための計算条件.....	45
2.4 粒子運動の解析法.....	47
2.4.1 粒子運動の基礎方程式.....	47
2.4.2 粒子に作用する流体力の評価方法.....	48
2.4.3 粒子同士の接触力の評価方法 (個別要素法 Discreet Element Method の導入).....	50
2.5 MPI における情報の共有方法と計算環境.....	53
2.6 第2章のまとめ.....	55
第2章の参考文献.....	56
第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果	58
3.1 概説.....	59
3.2 数値解析手法.....	60
3.2.1 数値解析の概要と計算条件.....	60
3.2.2 乱流の計測と数値解析結果の妥当性の検証.....	63
3.3 幅の狭い粗面開水路における時間平均流と応力の三次元構造.....	66
3.3.1 レイノルズ垂直応力の生成機構.....	66
3.3.2 応力及び時間平均流の三次元構造.....	70

3.4 二次流セル及び主流速分布に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果.....	75
3.5 第3章のまとめ.....	83
第3章の参考文献.....	85
第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果.....	86
4.1 概説.....	87
4.2 数値解析の手法と計算条件.....	88
4.2.1 数値解析の概要と計算条件.....	88
4.2.2 乱流の計測時間の評価.....	92
4.3 幅の広い粗面開水路の時間平均流と応力の構造に及ぼす粗面構造の効果.....	96
4.3.1 開水路粗面乱流の抵抗に及ぼす粗面構造の効果(時空間平均流の構造).....	96
4.3.2 時間平均流及び応力の空間分布に及ぼす粗面構造の効果.....	98
4.4 流れの瞬間構造と粗面構造の関係.....	113
4.5 第4章のまとめ.....	116
第4章の参考文献.....	118
第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化.....	120
5.1 概説.....	121
5.2 単一石礫流送実験と開水路粗面乱流中を流下する非球形粒子の運動に対する本解析法の適用性の検証.....	123
5.2.1 単一石礫流送実験の概要及び画像解析による石礫の流下挙動.....	123
5.2.2 単一石礫流送実験を対象とした数値解析の概要.....	134
5.2.3 数値解析結果と開水路粗面乱流中を流下する単一粒子の運動に対する本解析法の適用性の検証.....	141
5.3 大粒径粒子群の跳躍運動に伴う開水路粗面乱流の構造変化に関する検討.....	150
5.3.1 数値解析手法.....	150
5.3.2 大粒径粒子群の運動状態.....	154
5.3.3 流体の主流速分布, 粒子の移動速度分布に及ぼす粒子濃度の効果.....	157
5.3.4 流体の乱れ構造(乱れ強度分布)に及ぼす粒子濃度の効果.....	159
5.3.5 粒子の跳躍運動に伴う周囲の流速変化.....	161
5.4 第5章のまとめ.....	165
第5章の参考文献.....	167
第6章 結論.....	169
6.1 結論.....	170
6.2 今後の研究の展開.....	172
謝辞.....	173

付録.....	A-1
Appendix.1: 幅の狭い粗面開水路流れにおける主流速鉛直分布 (第 3 章).....	A-2
Appendix.2: 流れ構造及び粒子運動に及ぼす水路幅の影響 (第 5 章).....	A-6

図一覧

第1章 序論

- 図1-1 流れの座標系の定義
- 図1-2 滑面開水路の二次流構造
- 図1-3 滑面開水路の底面近傍におけるレイノルズ垂直応力項とそれに起因する圧力勾配項の作用する向き
- 図1-4 主流速鉛直分布の区分

第2章 移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法

- 図2-1 本論文で対象とする開水路粗面乱流の特徴
- 図2-2 固液混相流現象の解析法の特徴
- 図2-3 デカルト座標系に基づく流れの解析における固体境界の取扱い方法
- 図2-4 VOF 法のイメージ図
- 図2-5 自由水面の向きと水面勾配の評価方法(2次元表記)
- 図2-6 水面を含む計算格子の圧力の設定方法
- 図2-7 周囲の計算格子の状態と流速評価点の取扱い方法
- 図2-8 水面外部の流速の取扱い方法
- 図2-9 直接強制型の埋め込み境界法の概要
- 図2-10 固液混相の一流体モデルの概要(a)とサブセル法を用いた固相の体積割合 α_s の評価方法(b)
- 図2-11 単一球の体積割合の算定に及ぼす計算格子幅 Δ の影響
- 図2-12 計算格子に対するサブセル 1 個当たりの体積割合
- 図2-13 計算領域($L_x \cdot L_y \cdot L_z = 24d \cdot 10d \cdot 10d$)と境界条件(ケース 1 ~ 12)
- 図2-14 浸透性粗面構造の解像度と計算格子幅の関係($\Delta/\Delta_{\text{subcell}} = 6$)
- 図2-15 計測側線の定義
- 図2-16 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす計算格子幅とサブセル幅の影響(ケース 1 ~ 8)
- 図2-17 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす Smagorinsky 定数 C_s の影響(ケース 3, 5, 9 ~ 11)
- 図2-18 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす SGS モデルの影響(ケース 5, 12)
- 図2-19 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす計算領域の影響(ケース 5, 13, 14)
- 図2-20 主流部のレイノルズ応力分布に及ぼす計算格子幅の影響(ケース 2, 5, 8)
- 図2-21 主流部の乱れ強度分布に及ぼす計算格子幅の影響(ケース 2, 5, 8)
- 図2-22 浸透流速に及ぼす計算格子幅とサブセル幅の影響(ケース 2, 5, 7, 8)
- 図2-23 種々の現象を評価するための計算条件(模式図)
- 図2-24 流体力の i 方向成分を評価する際の応力項を体積積分する範囲
- 図2-25 接触力を評価するときの座標軸
- 図2-26 個別要素法の概念図

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

- 図3-1 各ケースの水路拡大図
- 図3-2 本検討と既往研究の開水路乱流におけるアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の関係
- 図3-3 主流速 u の 5 秒間の時系列データ及び各時間の移動平均値の時系列データ
- 図3-4 主流速 u の 5 秒間平均値を基準としたときの各移動平均値の標準偏差(5 秒間平均値で無次元化)
- 図3-5 平均化時間と主流速横断面分布の関係(ケース 3, 粗度頂部断面)
- 図3-6 レイノルズ応力 $R11$ の生成項の横断面分布(ケース 3, 縦断位置は粗度要素前面の粗度頂部に近い断面)
- 図3-7 レイノルズ応力 $R11, R22$ 及び $R33$ の圧力-歪相関項の横断面分布(ケース 3, 縦断位置は粗度要素前面の粗度頂部に近い断面)
- 図3-8 幅の狭い粗面開水路における $R22$ 方程式の圧力-歪相関項の横断面分布(ケース 1,4: 縦断位置は粗度要素前面の粗度頂部に近い断面)
- 図3-9 レイノルズ垂直応力 $R22, R33$ の横断面分布(ケース 3 粗度要素を乗り越える流れが生じる断面)
- 図3-10 圧力の横断面分布(ケース 3)
- 図3-11 圧力の縦断構造(ケース 3, $y/b = 1/40$)
- 図3-12 幅の狭い粗面開水路の底面近傍における時間平均流の三次元構造の模式図
- 図3-13 幅の狭い粗面開水路における乱れの生成と支配的な応力及び時間平均流の三次元構造の関係
- 図3-14 ケース 1 の二次流速度及び主流速の横断面分布
- 図3-15 ケース 2 の二次流速度及び主流速の横断面分布
- 図3-16 ケース 3 の二次流速度及び主流速の横断面分布
- 図3-17 ケース 4 の二次流速度及び主流速の横断面分布
- 図3-18 ケース 5 の二次流速度及び主流速の横断面分布
- 図3-19 主流速の平面分布(ケース 3)

第 4 章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

- 図4-1 数値解析水路(ケース 1)
- 図4-2 粗面頂部近傍($z = 0.0006 \text{ m}$)の主流速 u と鉛直方向流速 w の瞬間構造に及ぼす上流端境界条件の影響
- 図4-3 計算領域と MPI のプロセスの割り当て
- 図4-4 粗面頂部近傍の主流速 u の時系列データ及び各時間の移動平均値の時系列データの比較
- 図4-5 主流速 u の 5 秒間平均値を基準としたときの各移動平均値の標準偏差(5 秒間平均値で無次元化)
- 図4-6 平均時間の違いによる時空間平均した主流速鉛直分布の比較
- 図4-7 平均時間の違いによる時空間平均した乱れ強度の各成分の比較
- 図4-8 平均時間の違いによる時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造の比較
- 図4-9 時空間平均した主流速鉛直分布
- 図4-10 時空間平均した乱れ強度の各成分の鉛直分布

- 図4-11 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造
- 図4-12 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の時間平均横断方向流速 \bar{v} の空間構造
- 図4-13 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の二次流速の大きさ $s\bar{v} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$ の空間構造
- 図4-14 ケース 2(単層:NPB)の時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造
- 図4-15 ケース 2(単層:NPB)の時間平均横断方向流速 \bar{v} の空間構造
- 図4-16 ケース 2(単層:NPB)の二次流速の大きさ $s\bar{v} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$ の空間構造
- 図4-17 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の時間平均 \bar{P} の空間構造
- 図4-18 ケース 2(単層:NPB)の時間平均 \bar{P} の空間構造
- 図4-19 浸透性粗面を有する乱流場における時間平均流と応力の三次元構造の模式図
- 図4-20 鉛直分布出力評価点の平面座標
- 図4-21 時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の鉛直分布の空間的なばらつき
- 図4-22 時間平均主流速鉛直分布に及ぼす粗面構造の効果
- 図4-23 乱れ強度の鉛直分布に及ぼす粗面構造の効果
- 図4-24 流速変動(u', w')の時系列データに及ぼす粗面構造の効果
- 図4-25 瞬時レイノルズ応力($u'w'$)の時系列データに及ぼす粗面構造の効果
- 図4-26 流速変動の四象限分析

第 5 章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

- 図5-1 単一石礫流送実験に使用されたコンクリート製大型開水路
- 図5-2 水路横断面図(施工時)
- 図5-3 流下する石礫の撮影方法
- 図5-4 石礫 A (105 mm)の流下挙動(0.1 秒ごとのコマ送り画像)
- 図5-5 石礫 B (75 mm)の流下挙動(0.1 秒ごとのコマ送り画像)
- 図5-6 石礫 C (135 mm)の流下挙動(0.1 秒ごとのコマ送り画像)
- 図5-7 画像解析の概略(石礫の平面軌跡と移動速度の算出過程)
- 図5-8 画像解析法の詳細(石礫の平面軌跡と移動速度の算出過程)
- 図5-9 石礫追跡時のカメラの移動速度
- 図5-10 石礫の軌跡(平面座標)
- 図5-11 石礫の縦断方向移動速度
- 図5-12 石礫 A の特徴的な移動形態
- 図5-13 石礫 B の特徴的な移動形態
- 図5-14 石礫 C の特徴的な移動形態
- 図5-15 石礫の詳細
- 図5-16 Zingg の形状分類図
- 図5-17 磨耗を考慮した水路床高(平面図):水路③
- 図5-18 水路中央の水路床高
- 図5-19 水路底面凹凸と石礫 A の大きさの関係
- 図5-20 流量ハイドログラフ

- 図5-21 各時刻の流量縦断図
- 図5-22 時間平均した水面形(水路中央)
- 図5-23 計測区間($13 \leq x \leq 33$)における時間平均主流速鉛直分布(水路中央)
- 図5-24 水路②を流下するときの石礫 A($d = 105 \text{ mm}$)の移動形態
- 図5-25 水路③を流下するときの石礫 A($d = 105 \text{ mm}$)の運動
- 図5-26 水路③を流下するときの石礫 B($d = 75 \text{ mm}$)の運動
- 図5-27 水路③を流下するときの石礫 C($d = 135 \text{ mm}$)の運動
- 図5-28 水路③を流下するときの石礫 D(球: $d = 135 \text{ mm}$)の運動
- 図5-29 各石礫の跳躍高さ h_j と跳躍距離 l_j の関係
- 図5-30 非球形石礫の跳躍高さ と跳躍距離の定義
- 図5-31 石礫の接触により水路に作用する衝突力ベクトルの成分の内訳
- 図5-32 数値解析水路
- 図5-33 計測区間における粒子群運動の定常性の確認
- 図5-34 液相(水)と固相(粒子)の時空間平均量の評価方法
- 図5-35 粒子群の配置の時系列変化(平面図)
- 図5-36 粒子群の配置の時系列変化(側面図)
- 図5-37 集団内の粒子配置の時間変化(平面図)
- 図5-38 単独で流下する粒子 C の運動
- 図5-39 集団で流下する粒子 D2, D3, D5 の運動
- 図5-40 時空間平均した主流速分布
- 図5-41 粒子濃度分布
- 図5-42 粒子群の平均移動速度
- 図5-43 流体の乱れ強度分布に及ぼす粒子濃度の効果
- 図5-44 跳躍する粒子周りの流速場の時間変化
- 図5-45 P0, P1 地点の流速 3 成分の時系列データ
- 図5-46 流速変動の四象限分析の比較(ケース 1, ケース 2)

付録

Appendix.1 幅の狭い粗面開水路流れにおける主流速鉛直分布(第 3 章)

- 図 A.1-1 ケース 1 の流速鉛直分布の比較
- 図 A.1-2 ケース 3 の流速鉛直分布の比較
- 図 A.1-3 ケース 4 の流速鉛直分布の比較

Appendix.2 流れ構造及び粒子群運動に及ぼす水路幅の影響(第 5 章)

- 図 A.2-1 瞬時水面形の比較
- 図 A.2-2 浸透層頂部近傍($z = 0.0006 \text{ m}$)における主流速の瞬間構造の比較
- 図 A.2-3 時空間平均した主流速鉛直分布の比較
- 図 A.2-4 時空間平均したレイノルズ応力分布(R13)
- 図 A.2-5 時空間平均した乱れ強度分布

図 A.2-6 実験状況の比較

図 A.2-7 流体と粒子群の移動速度の比較

図 A.2-8 粒子群の濃度分布の比較

図 A.2-9 流体のレイノルズ応力分布の比較

図 A.2-10 流体の乱れ強度分布の比較

表一覧

第2章 移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法

表2-1 デカルト座標系に基づく流れの解析における固体境界の取扱い方法の特徴

表2-2 数値解析の計算条件の一覧

表2-3 種々の現象を評価するための計算条件

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

表3-1 水理条件の一覧

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

表4-1 水理条件の一覧

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

表5-1 単一石礫流送実験で使用された石礫

表5-2 石礫の各形状指標

表5-3 数値解析における水理量

表5-4 水理条件の一覧

第1章

序論

第1章 序論

- ・ 「開水路粗面乱流の構造と乱流中の粒子群の運動」を把握することの重要性
- ・ 既往研究の整理

第2章 複雑な水路底面境界形状と移動粒子群を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法

- ・ 数値解析法 (APM: Fukuokaら2014) の詳細
- ・ 流れの解析法の妥当性の検証: 固定床浸透性粗面乱流実験への適用

流れの解析法の検証

Clear Flow
 $b/h < 2.0$

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

- ・ 幅の狭い粗面開水路流の二次流を含む時間平均流と応力の三次元構造の解明
- ・ 二次流セルのスケールと主流速分布に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

$b/h \approx 5.0$

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

- ・ 浸透性粗面乱流における主流と浸透流の相互作用の機構の解明

粒子運動に及ぼす形の効果

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

- ・ 単一石礫流送実験映像の画像解析: 非球形石礫の流下挙動に及ぼす形の効果
- ・ 粒子運動の解析法の妥当性の検証: 単一石礫流送実験への適用
- ・ 固定床粗面乱流中を跳躍運動する粒子群に伴う流れの構造変化の機構

粒子運動 > 流れの構造変化
 $b/h \approx 5.0$

粒子運動の解析法の検証

第6章 結論

第1章 序論

1.1 研究背景

開水路粗面乱流の構造と乱流中の粒子群の運動は、流れの抵抗則や土砂移動、構造物の破壊、栄養塩等の物質輸送、水棲生物の生息環境等を検討する上で基礎的かつ重要な課題である。例えば、福岡¹⁾は、大規模現地実験より、石礫河川では、小粒径粒子は河床の骨格を形成する大粒径粒子群の間隙に捕捉され堆積することを示し、河床表層の粒度構成を把握することの重要性を指摘している。また、山間部において水生昆虫は対数分布則の成立しない底面近傍(大粒径粒子間の間隙部)に生息することから、田中²⁾は、河床近傍の空間構造と水理特性及び水生昆虫の動態を類型化する必要性を示している。

開水路粗面乱流の構造と乱流中の粒子群の運動は、水路のスケール(水路幅 b や水深 h)や粗面構造(底面粗度の凹凸 r や空隙の大きさ、浸透層厚 pl)、粒子の体積や形状、物性値といった粒子特性、移動粒子と底面凹凸の関係、移動粒子間の相互作用、移動粒子と流れとの相互作用等に規定されると考えられ、それぞれの関係性を解明する必要がある(図 1-1)。また、これらを一体的に評価することの可能な解析法に応じて、対象とする現象に必要な計算条件を示すことは、土砂水理学の発展に不可欠なものである。

移動粒子を含まない矩形断面の粗面直線開水路流(clear flow)の構造は、水路幅 b や水深 h に基づくアスペクト比 b/h や粗面構造(例えば、浸透層厚 pl や空隙の大きさ)、底面粗度の凹凸 r に基づく相対水深 h/r といった水路のスケールや境界形状により変化する。なお、本論文では z 軸は水路底面に垂直な方向とする。

定常流れは、一般に、式(1.1), (1.2)に示す時間平均流の連続式と運動方程式(≈RANS: Reynolds Averaged Navier-Stokes equations)及びこれらの初期条件と境界条件により記述される。

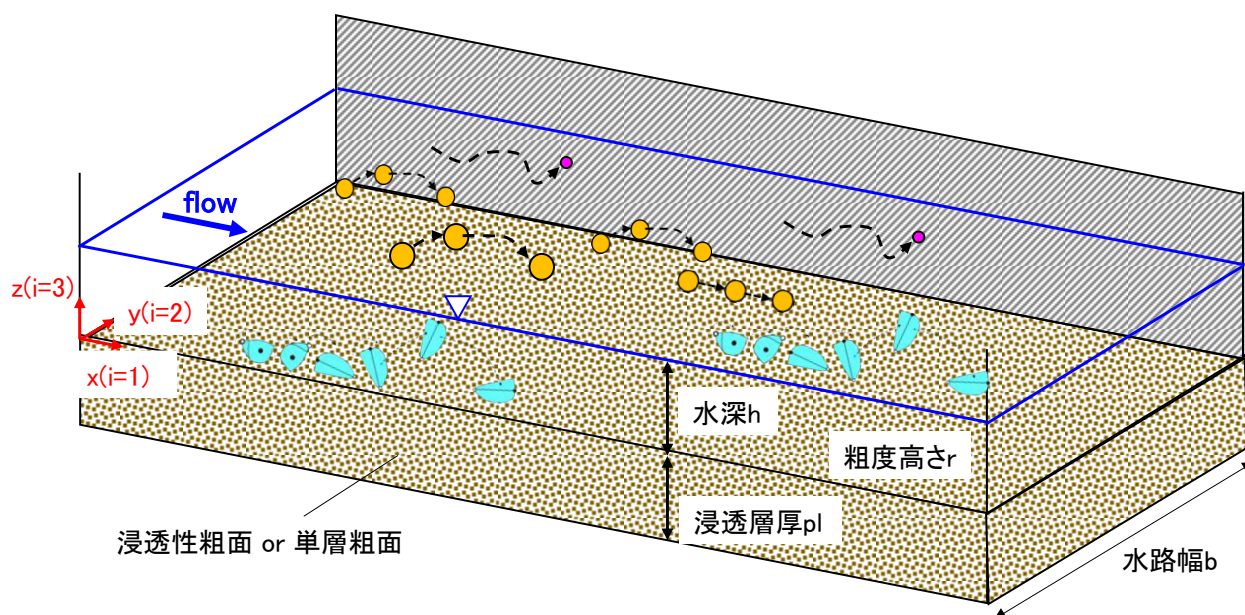


図 1-1 流れの座標系の定義(右岸壁を透明にしている)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial(-\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \right) \quad (1.2)$$

ここに、 u_i は流速の*i*方向成分($i, j = 1 \sim 3$), g_i :重力加速度の*i*方向成分, p :圧力, ρ :密度, ν :動粘性係数($= \mu/\rho$), μ :粘性係数である. 上付きバーは時間平均(レイノルズ平均), ダッシュは時間平均値からの変動分を表す. 式(1.2)の左辺第二項は時間平均(レイノルズ平均)流速に基づく移流項, 右辺第一項は重力加速度項, 第二項は圧力勾配項, 第三項はレイノルズ応力項, 第四項は粘性に基づく拡散項である.

水路幅が広く, また底面が単層で水深に対して粗面凹凸がかなり小さい場合, 側壁から十分に離れた水路中央部では, 流れの縦断方向及び横断方向の変化, 時間平均横断方向流速 \bar{v} 及び時間平均鉛直方向流速 \bar{w} は微小とし省略することが可能となり, $i=1$ の場合, 式(1.2)は次のように整理される.

$$0 = g_x + \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad (1.3)$$

さらに, 底面近傍を除き式(1.3)の右辺第三項の粘性項は微小であり, 最終的に対数分布則(式(1.4))が得られる. このとき, 平均的には横断方向及び鉛直方向の流速(\bar{v}, \bar{w})は発生せず, 主流速 $\bar{u}(z)$ は, 底面凹凸, 流体特性および底面からの高さのみで評価することができる.

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + A_r \quad (1.4)$$

ここに, u_* は摩擦速度, κ :カルマン定数, k_s :相当粗度, A_r :定数($=8.5$), z :底面からの高さである.

しかし, 底面粗度が大きくなると底面粗度を回り込む流れや乗り越える流れが発生し(\bar{v}, \bar{w}), また浸透層がある場合には主流と浸透流との相互作用の影響により, 水深スケールの主流速分布は対数分布から偏倚する. すなわち, 式(1.2)では, 特に, 圧力の空間勾配項($-\partial \bar{p}/\rho \partial x_i$)の効果を評価する必要がある.

また, 底面が滑面か粗面かに関わらず矩形断面水路の側壁付近では, 乱れの非一様性と圧力の不均衡により, 横断方向及び鉛直方向の時間平均流速(\bar{v}, \bar{w})が発生する(プラントルの第二種二次流. 以下, 単に二次流と呼ぶ). 滑面開水路の二次流速度は主流速の数%程度の大きさであるが, 定常的に生じていることから, 主流速分布を歪ませるなど流れ構造に及ぼす二次流の影響は大きい³⁾. このため, 側壁付近においては, 式(1.2)において, 各応力の三次元構造を把握し, 時間平均流($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$)の三次元構造に及ぼす効果を明らかにする必要がある.

一般に, RANSの解析においてレイノルズ応力は, 渦粘性モデルに基づくk-εモデルまたはレイノルズ応力そのものの輸送方程式を解くことにより評価される⁴⁾. 例えば標準k-εモデルでは, 式(1.1)の連続式

と以下のようにレイノルズ応力項と粘性拡散項を時間平均流の歪速度テンソル $\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ を用い

て表す運動方程式(式(1.5))を基本に, 渦動粘性係数 ν_* を乱れエネルギー $k = \frac{1}{2} (\overline{u'_i u'_i})$ とエネルギー散

逸率 $\varepsilon = \nu \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_j \partial x_i}$ と関連付けて評価する(式(1.6)). また, 乱れエネルギー k とエネルギー散逸率 ε は, それぞれの輸送方程式を解くことにより評価する(式(1.7),(1.8)). このため, 乱れエネルギー k の要素である乱れ強度の各成分 $\overline{u'_i u'_i}$ を把握することは重要である.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(\nu + \nu_*) \bar{D}_{ij}\} \quad (1.5)$$

$$\nu_* = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_*}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_*}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \quad (1.8)$$

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad (1.9)$$

ここに、 P は圧力 p とレイノルズ応力の等方性分の和、 P_k は乱れエネルギーの生成項であり $2\nu_* \bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij}$ と表す。

また、レイノルズ応力 ($R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$) の輸送方程式 (以下、レイノルズ応力方程式と呼ぶ) は以下のように表される。レイノルズ応力方程式からは、時間平均流速の空間勾配によるレイノルズ応力の生成機構 (右辺第一項、第二項) や圧力変動を介して流速変動の各成分の変換機構を評価することができる (右辺第三項)。

$$\begin{aligned} \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_k R_{ij}}{\partial x_k} &= -R_{ik} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - R_{jk} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}}{\rho} - 2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ -\overline{u'_i u'_j u'_k} - \frac{1}{\rho} \overline{u'_i p'} \delta_{jk} - \frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} \delta_{ik} + \nu \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} \right\} \end{aligned} \quad (1.8)$$

しかし、いずれの手法も時間平均流場の値だけを用いて評価することはできず、様々な水理条件や境界条件に適用可能なパラメータ (標準 k - ε モデル) や変動成分を含む項の評価方法 (レイノルズ応力方程式) は示されていない。

この様な背景の中、流れ構造に及ぼす水路のスケールや粗面境界形状の効果を議論するためには、三次元空間の流れの時系列データを取得し、応力の構造とそれに伴い発生する時間平均横断方向流速、鉛直方向流速 (\bar{v}, \bar{w}) を把握し、主流速分布 (\bar{u}) や流れの抵抗則に及ぼす効果を評価する必要がある。

1980 年代以前の水理実験³⁾では、これらのデータを計測することは容易ではなく、開水路粗面乱流の応力と流れ構造に関する理解は不足していた。近年、流れを面的に計測する技術が発展し、また、平均化操作を行わずに Navier-Stokes 方程式を解く Direct Numerical Simulation (DNS) が提案され、これらの結果を解として、標準 k - ε モデルのパラメータやレイノルズ応力方程式の変動成分を含む項を推定することが行われている⁴⁾。これらの手法や高周波で普遍的な渦のみをモデル化する Large Eddy Simulation (LES) では、流れの渦構造 (瞬間構造) を捉えることが可能であり、水理実験^{例えば 5)-7)} 及び数値実験⁸⁾⁻¹²⁾ の両面から研究が進められ、開水路粗面乱流の構造に関する理解が深まりつつある。

この様な流れの瞬間構造を捉えることの可能な解析法 (DNS, LES) は、運動する粒子周りの流れ場を評価する上で有効な技術である。近年、流れの解析において固体と液体の境界の取扱いに関する実用的な解析法が提案され、移動粒子群を含む乱流場に関する数値実験¹³⁾⁻¹⁸⁾ が行われ、流体と粒子の相互作用機構や移動床の発達過程等について研究が進められている。

以下、幅の狭い($b/h < 5.0$)粗面開水路流れの構造に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果 (1.1.1 項) 及び幅の広い($b/h > 5.0$)粗面開水路流れの構造に対する相対水深や浸透層の効果 (1.1.2 項), 移動粒子群を含む開水路粗面乱流 (1.1.3 項) に関する既往研究と課題を示す。

1.1.1 幅の狭い粗面開水路流の構造に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果に関する既往研究

図 1-2 は、矩形断面を有する滑面直線開水路において発生する二次流セルの模式図である。滑面開水路の側壁近傍では、水路内側から底面コーナーに向かい、底面コーナーから底面沿いを水路中央に向けて進む Bottom Secondary Flow (以下、BSF と呼ぶ)、底面コーナーから側壁沿いを上昇する Outer Secondary Flow (OSF)、水面と側壁に囲まれたコーナーにおいて OSF とは逆向きに回転する Inner Secondary Flow (ISF) の 3 種類の二次流セルが発生することが知られている^{3), 19)-23)}。OSF が水面に到達すると水表面流速は低減し、アスペクト比 b/h (b : 水路幅, h : 水深) が 5.0 以下の場合には、OSF は水路中央まで進み、最大主流速は水面より低い位置に現れる (velocity-dip 現象)³⁾。また、滑面開水路の二次流速の大きさの最大値 $|\overline{sv}_{max}|$ は、アスペクト比に関わらず最大主流速 \overline{u}_{max} の 0.015 ~ 0.03 倍程度と小さいが主流速分布を歪ませるなど、流れ構造に及ぼす二次流の影響は大きい³⁾。

このような二次流の生成・維持の機構は、従来、渦度方程式の収支により検討されてきた³⁾。式(1.11)、式(1.12)に、それぞれ渦度の定義式、主流方向 (x 軸) 周りの渦度 $\overline{\omega}_x$ の輸送方程式を示す。

$$\overline{\omega}_x = \frac{\partial \overline{w}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}, \overline{\omega}_y = \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w}}{\partial x}, \overline{\omega}_z = \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial z} - \overline{\omega}_x \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - \overline{\omega}_y \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} - \overline{\omega}_z \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \\ & = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{w'^2} - \overline{v'^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \overline{v'w'} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'w'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'v'} \right\} + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{\omega}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{\omega}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{\omega}_x}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

ここに、式(1.12)の左辺第 1 項は渦度の加速度項、第 2~4 項: 移流項、第 4~6 項: 伸縮項、右辺第 1,2 項: レイノルズ応力に伴う渦度の生成・散逸項、第 3 項: レイノルズ応力に伴う渦度の拡散項、第 4 項: 粘性に伴う渦度の拡散項である。

縦断方向に一様な滑面直線開水路では、式(1.12)は以下のように簡略化される。

$$\frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial t} + \overline{v} \frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{\omega}_x}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{w'^2} - \overline{v'^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \overline{v'w'} + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{\omega}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{\omega}_x}{\partial z^2} \right) \quad (1.13)$$

しかし、渦度方程式(式(1.13))では、右辺第 1,2 項の物理的な解釈が分かりづらいなどの課題もある。さらに、粗面開水路においては、式(1.12)から項を省略することはできず、各軸周りの渦度が相互に影響を及ぼすため、時間平均流の三次元構造を把握することは困難である。これに対し、梶島ら²⁴⁾は正方形断面の滑面管路乱流、林ら¹⁹⁾は矩形断面を有する開水路滑面乱流について数値解析を行い(それぞれ LES, DNS)、レイノルズ応力とそれに起因する圧力の不均衡により二次流が維持される機構を運動方程式に基づいて示している。すなわち、流れの時系列データを取得可能な LES や DNS の解析結果を用いて式

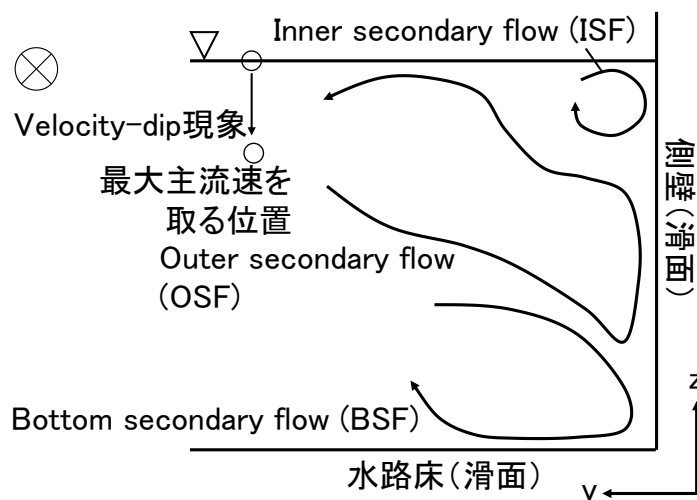


図 1-2 滑面開水路の二次流構造 (文献 3) , 19)~23) を参考に作成)

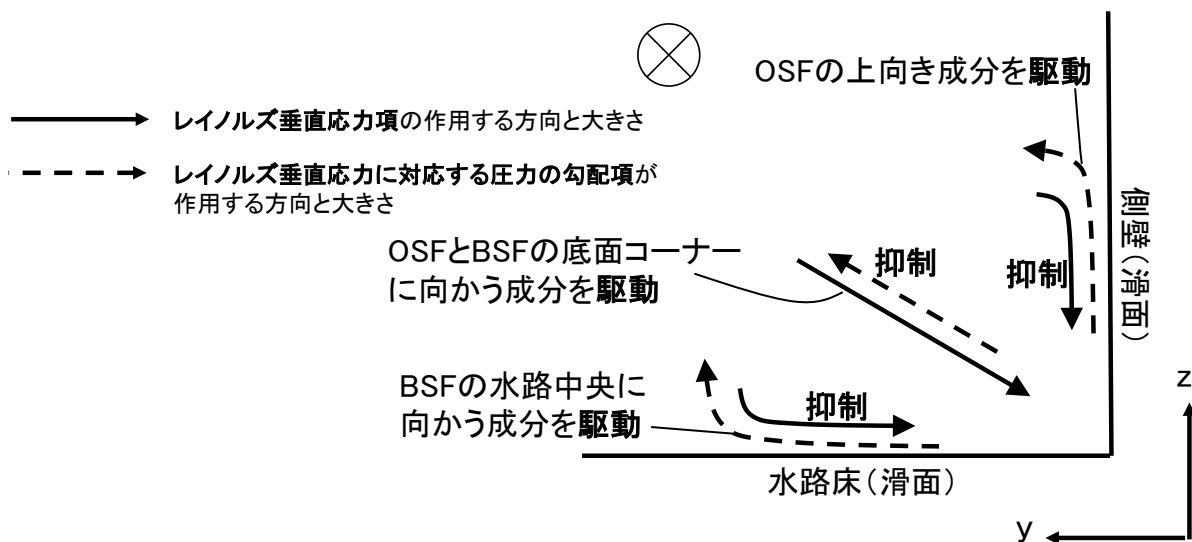


図 1-3 滑面開水路の底面近傍におけるレイノルズ垂直応力項とそれに起因する圧力勾配項の作用する向き(林ら¹⁹⁾を参考に作成)

(1.2)の各項を直接評価し、各応力が二次流の駆動や抑制に及ぼす効果を解明した。例えば、図 1-3 に示すように、開水路滑面乱流ではレイノルズ垂直応力項は水路の内側から側壁や水路底面に向かって作用し、全体的に OSF や BSF の底面コーナーに向かう成分を駆動すること、レイノルズ垂直応力に対応する圧力の勾配項はレイノルズ垂直応力項とは逆向きに働き、OSF の側壁沿いを進む成分や BSF の水路中央に向かう成分を駆動することなどを示している。また、佐藤ら²⁵⁾は、この手法を用いて複断面開水路の高水敷先端部から生じる斜昇流の機構を説明している。

また、Joung and Choi²³⁾は、アスペクト比 $b/h = 1.0$ の開水路滑面乱流の直接数値シミュレーション(DNS)を行い、OSF と ISF の向きは側壁沿いの乱流の組織構造(ejection & sweep)と瞬間的な鉛直方向流速 w と密接に関係することを解明した。

開水路滑面乱流については、二次流と応力の関係(二次流の維持機構)やレイノルズ応力と流れの瞬間構造の関係について理解が進んでいる。しかし、開水路粗面乱流については、時間平均流と応力に関する研究は少ない。富永²⁶⁾や Tominaga & Nezu²⁷⁾は、潤辺の粗度配置とアスペクト比($b/h = 2.00 \sim 8.00$)、相対水深($h/r = 6.67 \sim 26.3$)の異なる開水路粗面乱流の水理実験を実施し、二次流速度が開水路滑面乱流と比して大きくなることを示している。また、側壁のみ粗面のケースでは、他の条件と比べて、二次流セルが横断方向に拡大しており、二次流のスケールに及ぼす粗度の効果を議論する上で興味深い結果を得ている。

また、Ancey ら²⁸⁾は、極端に幅が狭く底面粗度の大きい粗面開水路流中の流れと大粒径粒子の跳躍運動に着目し研究しているものの、彼らの論文には、流れの詳細な構造に関する記述は少ない。

このように、開水路粗面乱流において強い二次流が維持される機構や特に幅の狭い水路($b/h < 2.0$)における二次流構造に及ぼすアスペクト比や相対水深の効果に関する理解は不足している。

1.1.2 幅の広い粗面開水路流の構造に関する既往研究(水深, 浸透層厚, 底面粗度の凹凸等のスケール効果)

水深 h に対して水路幅 b が大きくなると(側壁から水深の 2.5 倍以上離れると($b/h > 5.0$)³⁾)、横断方向流速 v はかなり小さくなり、流れ構造に及ぼす側壁の影響は小さくなり、相対水深 h/r や粗面表層の構造や浸透層の有無が重要となる。特に、粗度要素が大きくなると(相対水深 h/r が小さくなると)、河床近傍において対数分布則は成立しないことが指摘されている²⁹⁾⁻³⁵⁾。相対水深の小さい流れの研究は 3 つの視点から検討されている³³⁾。

- ①流れ場全体の流速分布を、座標原点を決めるための原点補正量を導入して対数分布則で評価する³¹⁾。
- ②粗度近傍では、対数分布則が成り立たないものとして、これに代わる流速分布を検討する。

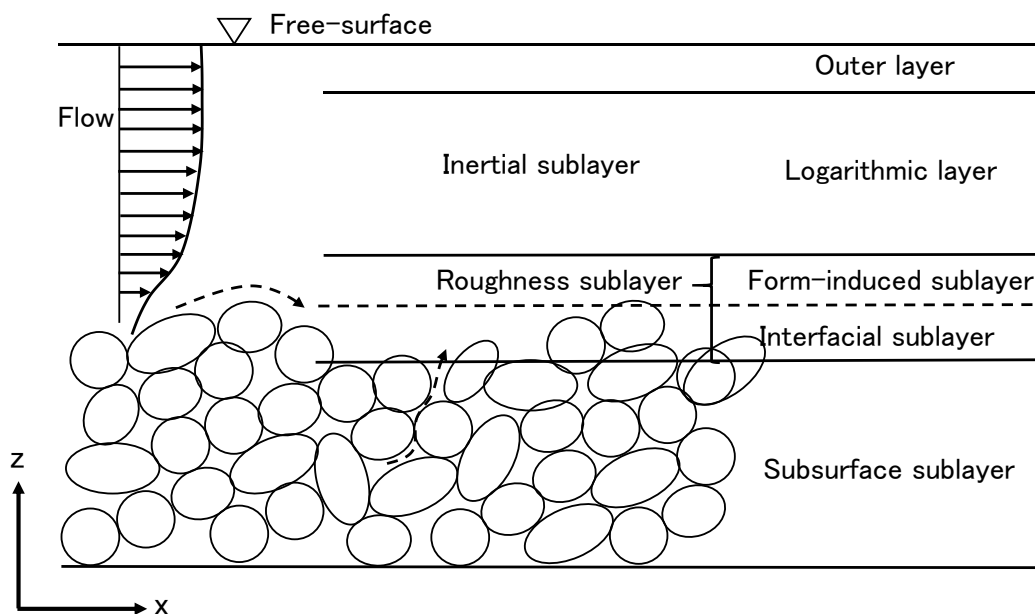


図 1-4 主流速鉛直分布の区分(文献 30),34)を参考に作成)

③抵抗特性の把握という観点から流速分布の議論よりも粗度要素にかかる抗力に着目する³²⁾。

①については、原点補正量の決定方法について課題があり、相対水深が小さくなると補正量がばらつくことが指摘されている³⁵⁾。②については、粗度要素近傍において対数分布則とは異なる流速場が形成されるとの観点から検討されている^{29),30),35)}。

このような背景のため、相対水深 h/r の小さな流れ場について、時間平均流の3次元構造を把握するための研究が進められている。Raupach ら³⁰⁾は、図 1-4 に示すように、粗度近傍の領域を Roughness sublayer と定義し、これより高く対数分布則の成り立つ領域を Inertial sublayer と区別している。Nikora ら³⁴⁾は、Roughness sublayer を、さらに粗面頂部より高い領域を Form-induced sublayer、粗面頂部より低い領域を Interfacial sublayer と区分している。

流速分布が対数分布則から変化するということは、圧力などの応力の空間分布が変化し、粗度要素を回り込んだり乗り越えたりするなどの局所的な時間平均流が発生することを意味する。大本ら³⁶⁾⁻³⁸⁾は、一様な大きさの球を配置した開水路粗面乱流の実験を実施し、特に時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の発生位置やその大きさ、また、 \bar{w} の到達する範囲を調べている。しかし、粗度要素周りの3次元空間の流れと応力を計測することは容易ではなく、粗面と時間平均流の三次元構造の関係については理解が不足している。また、ここでは浸透層の効果については触れられていない。

1.1.3 開水路乱流中を移動する粒子群の運動とこれに伴う流れの構造変化に関する既往研究

開水路乱流中の粒子運動は、水理量と粒子特性(体積、形状、物性値)や底面凹凸、移動粒子間の相互作用、移動粒子と流れとの相互作用に決まると考えられる。Sekine ら³⁹⁾は、球粒子の運動を Lagrange 的に解き、底面との接触角殿ばらつきを考慮することで saltation 運動を決定論的に評価している。また、辻本ら⁴⁰⁾は、土砂移動現象を粒子の離脱、掃流、停止の素過程に基づき評価するという考えのもと、粒子の離脱割合(pick-up rate)と移動時間(moving period)を確立密度関数として表す確率論的モデルを構築し、掃流粒子の力学的特性を検討している。ただし、両者とも、水深 h に対して河床材料(粒径 d)が小さい場を対象としており、粒子形状を球と仮定している。しかし、粒子体積が大きくなるほど粒子運動に及ぼす形の効果も重要となると考えられる。

また、固体粒子を含む乱流場の構造を明らかにすることは、開水路河床近傍の水流と土砂移動の関係や配管内の粉体輸送等を把握する上で重要であり、乱流中を浮遊する粒子と流れ構造の関係について古くから研究されている⁴¹⁾⁻⁵⁰⁾。特に、Gore ら⁴⁵⁾は、固気・気液・固液の二相からなるジェット流れや配管流れに関する既往研究を整理し、分散相の直径 d に対する媒介流体の乱れスケールの最大値 l_f の比 d/l_f が 0.1 より大きくなると主流方向の乱れ強度が増加し、 d/l_f が 0.1 より小さい場合には乱れ強度は単相流れ(clear flow)の場合と比べて小さくなることを示している。しかし、従来の研究は、水深や管径に対して十分小さな粒子を用いた実験や粒子が浮遊する条件の実験が多く、流体の時間平均流の構造や乱れ構造に及ぼす粒子の跳躍運動の作用に関する考察は不十分である。

このような中で、広島大学工学グループと国土交通省中国地方整備局⁵¹⁾⁻⁵³⁾は、ダム貯水池の堆砂対策に用いられる排砂水路の磨耗の進展機構を解明する過程において、単一石礫及び濃度が数%の石礫群の流下挙動を調査している。特に、重村⁵¹⁾は、カメラを取り付けた台車を用いて、開水路粗面乱流中の

第1章 序論

非球形石礫の流下挙動を撮影し、石礫の流下挙動と形状の関係について貴重な実験結果を得ている。しかし、実験当時は、石礫に作用する流体力や周囲の流れ場、また石礫と水路との接触力等を計測し、またこれらについて解析する技術力が無かったため、石礫運動とこれに伴う乱流構造の変化に関する考察は不十分であった。このため、数値解析と一体的に検討し、定量的な議論が求められている。

近年の数値解析技術の向上により、大粒径粒子周りの乱流場を解析することが可能となり¹³⁾⁻¹⁸⁾、河床近傍の水流と土砂移動の機構に関する検討が進められている^{17),18)}。しかし、このような大粒径粒子を含む開水路粗面乱流の構造に関する検討は十分でなく、移動床実験^{17),18)}の抵抗則の研究が多い。しかし、移動床実験では、乱流構造の変化が移動粒子によるものか河床変動によるものか等その要因について十分な理解は得られていない。Chan-Braun ら⁵⁴⁾は、水深の 1/20 程度の粒径の粒子群を含む固定床粗面乱流の数値実験を実施し、流れ構造や粒子濃度の分布を調べている。しかし、粒子の密度は小さく(比重 1.7)、粒子が浮遊する条件であり、粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化に関する理解は不足している。

1.2 本論文の目的と構成

1.2.1 本論文の目的

本論文では、複雑な水路の底面境界形状と跳躍運動する大粒径粒子群を考慮した開水路粗面乱流の構造を解明することを目的としている。そのため、第一に、跳躍運動する大粒径粒子群と複雑な底面凹凸を考慮した粗面開水路流を評価することの可能な解析法(Arbitrary Particle Multiphase method: APM 法)¹⁷⁾を示す。また、この解析法¹⁷⁾を Manes らの固定床浸透性粗面乱流の実験⁵⁾に適用し、流れ構造を評価するために必要な計算格子幅等の計算条件を明らかにする。

第二に、第一の検討で示した計算条件のもと、水路のアスペクト比 b/h や相対水深 h/r 、粗面構造(浸透層の有無)の異なる開水路粗面乱流の三次元数値解析を実施し、時間平均流と応力の構造を解明し、さらに時間平均流と流れの瞬間構造、粗面構造との関係を示す。

第三に、開水路粗面乱流中の大粒径粒子の運動とこれに伴う乱流の構造変化の機構を分析する。まず、単一石礫流送実験映像⁵¹⁾を画像解析し開水路粗面乱流中の非球形粒子の運動に及ぼす粒子形状の効果を明らかにする。次に、APM 法¹⁷⁾を単一石礫流送実験⁵¹⁾に適用し、非球形石礫の流体中の運動を説明可能か検証する。最後に、跳躍運動する球群を考慮した固定床浸透性粗面乱流の数値解析を実施し、粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化及び移動粒子間の相互作用の機構を解明する。

1.2.2 本論文の構成

本論文は、全 6 章で構成され、各章の内容と成果の概要は以下のとおりである。

第1章 序論

第1章「序論」では、既往研究の課題、本論文の目的と特徴を述べた。

本論文の目的は、複雑な水路底面境界形状と跳躍運動する大粒径粒子群を考慮した開水路粗面乱流の構造を解明することである。

以下に既往研究の主要な課題をまとめる。

粒子群の無い開水路粗面乱流(clear flow)の構造に着目すると、幅の狭い粗面開水路流において、開水路滑面乱流と比べて強い二次流が維持される機構や二次流セルのスケールに及ぼすアスペクト比 b/h や相対水深 h/r の効果は解明されていない。

幅の広い粗面開水路流においては、時間平均流と応力の空間構造に及ぼす浸透層の効果や浸透層が存在することにより抵抗が増加する機構については理解が不足している。

跳躍運動する粒子群を含む開水路粗面乱流の研究に着目すると、粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化に関する理解は極めて不足している。また、粒子の跳躍運動に及ぼす粒子形状の効果についても理解が不足している。さらに、移動粒子同士の相互作用についても十分な検討は行われていない。

このような課題に対して、複雑な任意形状粒子群の運動とその周囲の詳細な流れ場を評価することの可能な数値解析を中心とした検討が有効であると考えられる。

第2章「移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法」では、第一に、本論文で対象とする開水路粗面乱流、すなわち複雑な水路底面境界形状を有し(第2章～第5章)、かつ水流中を水深に対して無視することのできない大きさの粒子が移動する場(第5章)を説明することの可能な数値解析法(APM¹⁷⁾)を示した。

流れの解析は、流れの瞬間構造を捉えることのできる可能な LES である。本論文では、水路底面は複雑な境界形状を有し、水流中を粒子が運動するため、これらに適合する計算格子を時々刻々と設定することは容易ではなく、流体計算の計算格子は立方体とし、計算格子内に含まれる固体の影響を流れの解析に反映する必要がある。本論文では、埋め込み境界法⁵⁵⁾と固液混相の一流体モデル^{16),17)}を比較し、様々な状態においても固体の影響を統一的に考慮することの可能な固液混相の一流体モデルを導入した。なお、固液混相の一流体モデルにおける計算格子内の固相の体積割合はサブセル法^{16),17)}を用いて評価した。

流体中の粒子運動は Lagrange 的に解く。粒子に作用する流体力は、抗力係数等を使用せず、粒子よりも小さな計算格子を用いて得られる粒子周りの応力を積分することにより直接評価した。また粒子同士の接触は多数の接触を同時に評価することの可能な個別要素法⁵⁶⁾を導入した。

APM 法¹⁷⁾の妥当性は、これまで、一様流中に固定された球に作用する流体力(抗力係数)や大量の土砂が流動する土石流水理実験を対象として検証されている⁵⁵⁾。しかし、開水路粗面乱流の構造を分析可能か十分に検討されていなかった。本章では、第二に、Manes ら⁵⁾の固定床浸透性粗面乱流の実験を対象に、計算格子幅 Δ やサブセル幅 $\Delta_{subcell}$ 、SGS モデル等の異なる条件のもと APM 法¹⁷⁾を適用し、これらの開水路粗面乱流の構造に及ぼす効果を調べた。これより、Smagorinsky モデルを用いて、浸透性粗面を構成する球の直径 d に対して、計算格子幅とサブセル幅をそれぞれ $d/\Delta \geq 10$, $d/\Delta_{subcell} \geq 60$ とすることにより水深スケールの流れ構造を説明し得ることを明らかにした。

第3章「幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果」では、アスペクト比($b/h = 0.36 \sim 1.43$)と相対水深($h/r = 3.63 \sim 12.00$)の異なる開水路粗面乱流の数値実験を実施し、時間平均流と応力の三次元構造や二次流セルのスケール及び主流速分布に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果を調べ、以下の結果を得た。

第一に、LESの結果を用いて、レイノルズ応力方程式の各項の大小関係を分析し、BSF や OSF を駆動するレイノルズ垂直応力の発生機構を示した。すなわち、主流速 \bar{u} の底面及び壁面方向勾配により流下方向成分の速度変動 u' が発生し、これがレイノルズ応力方程式の圧力-歪相関項を介して横断方向及び鉛直方向の流速変動(v' , w')に変換され、レイノルズ垂直応力($R_{22} = \overline{v'v'}$, $R_{33} = \overline{w'w'}$)が生成される。また、レイノルズ垂直応力 R_{22} に関するレイノルズ応力方程式の圧力-歪相関項は、アスペクト比が大きき、相対水深が小さいほど、水深に対するスケール及びその強度が大きくなり、乱れの非一様性が強くなることを明らかにした。

第二に、レイノルズ方程式の各項の大小関係から、支配的な応力の構造を分析した。その結果、開水路粗面乱流においても、レイノルズ垂直応力項は基本的に水路の内側から底面コーナーに向けて作用し、BSF や OSF の底面コーナーに向かう成分を駆動することを示した。粗面の効果は、特に圧力の縦断分布に現れ、レイノルズ方程式の重力加速度項と圧力勾配項の和が粗度要素を乗り越える流れと谷部に潜り込む流れを駆動すること、これら時間平均鉛直方向流速と横断面内の二次流とが重なり合い二次流が縦横断的に変化すること、最大主流速に対する二次流速度の大きさの最大値の比が開水路滑面乱流と比べ大きくなることを明らかにした。また、これらの結果を用いて、側壁近傍の開水路粗面乱流の時間平均流の三次元構造を可視化した。

最後に、主流及び二次流の構造に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果を明らかにした。すなわち、アスペクト比 b/h が大きく相対水深 h/r が小さくなるほど、乱れの非一様性が増し、また粗度要素周りの時間平均鉛直方向流速 \bar{w} が大きくなり、OSF のスケールは拡大し、ISF のスケールが縮小することを示した。また、相対水深 h/r が 5.0 以下のときに、粗度要素陰謀の二次流速度の大きさが径深に基づく摩擦速度の大きさと同程度になることを示した。

第4章「幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果」では、幅が広く($b/h \approx 5.0$)一様な大きさの球で構成される浸透性粗面及び非浸透性粗面(単層粗面)の直線水路上の定常流($h/r \approx 7.0$)に関する数値解析を実施し、主流及び応力の構造に及ぼす粗面表層の構造や浸透層の効果、またこれらに及ぼす流れの瞬間構造の効果について検討し、以下の結果を得た。

第一に、時空間平均した水理量を用いて抵抗係数を評価した結果、浸透性粗面乱流の抵抗係数 f' は非浸透性粗面乱流と比べて8%程度大きくなり、Manes ら⁹⁾など従来から指摘されているように、浸透性粗面乱流の抵抗が非浸透性粗面乱流の抵抗よりも大きくなることを示した。

第二に、第3章と同様にレイノルズ方程式を用いて支配的な応力の構造を分析し、時間平均流の三次元構造と粗面構造、浸透層の関係を考察した。まず、浸透層の有無にかかわらず、基本的には、上流側の粗度要素を乗り越えた流れが衝突する下流側の粗度要素の前面の圧力が大きくなり、レイノルズ方程式の圧力勾配項は粗度要素を乗り越える流れや間隙に潜り込む流れ、粗度要素を回り込む流れを駆動することを示した。ただし、浸透性粗面乱流の場合、粗面頂部より低い位置に

第1章 序論

おける二次流速の大きさは、最大で摩擦速度の7割程度、平均的には4割程度と非浸透性粗面乱流と比べて大きくなり、主流と浸透流との相互作用の効果が現れることを示した。

第三に、粗面頂部近傍の流速変動の時系列変化を考察することにより、主流と浸透流の相互作用の機構を示した。すなわち、浸透層のある場合、主流から浸透層に侵入する流れは減衰しづらく、バースティング現象(本検討では、特に、摩擦速度の2~4倍程度のsweep)が頻発することを明らかにした。このことは、第一に浸透性粗面乱流における粗面頂部より低い位置の二次流速の大きさが非浸透性粗面乱流と比べて大きくなること、第二にレイノルズ応力 $\overline{u'w'}$ を増加させ、その結果、浸透性粗面乱流の抵抗が大きくなることに寄与することを表す。この主流と浸透流との相互作用は、粗面頂部から粗面を構成する球の1粒径分高い位置($z/d \approx 1.0$)まで及んだ。

第5章「固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化」では、3つの検討を行った。第一に、開水路粗面乱流中の非球形石礫の挙動を追跡した単一石礫流送実験⁵¹⁾の映像を画像解析し、3種類の非球形石礫の流下挙動に及ぼす形の効果を明らかにした。以下に主要な結果を示す。

- ① 長軸周りの形状が円形に近い塊状の石礫は、基本的に「長軸を回転軸とした転動・跳躍」により移動する。ただし、非対称性の強い形状の石礫は、回転軸が安定せずに、水路底面と接触する際に頻繁に姿勢を変える。このため、石礫頂部が水路底面と接触し、大きく跳躍することがある。
- ② 扁平で短軸周りの形状が円形に近い石礫は、「短軸を回転軸とした転動・跳躍」と「長軸を回転軸として跳躍する滑空形態」とで移動形態を変えながら流下する。

また、画像解析より、非球形石礫の軌跡や移動速度に関するデータを取得し、これらと開水路粗面との衝突を考慮した非球形石礫の流体中の運動を比較・検証した。

第二に、単一石礫流送実験⁵¹⁾を対象に、第2章の数値解析法(APM法¹⁷⁾)を適用し、開水路粗面乱流中の非球形石礫の運動を解析した。球と異なる形状の石礫運動の解析には、水路底面凹凸の実態を十分考慮する必要がある。本解析では、石礫よりも小さな平面スケールの水路底面凹凸を的確に考慮することにより、各石礫の移動形態と移動速度を説明可能であることを示した。

第三に、第4章の固定床浸透性粗面乱流中に底面粗度を構成する球と同じ大きさの球を投入し続け、互いに接触しないで流下する粒子や集団を形成して接触しながら流下する粒子群の運動機構、跳躍運動する粒子群に伴う流れの構造変化の機構を調べた。他の粒子と接触せずに単独で流下する粒子は、跳躍時に大きな流下方向流体力を受けて加速し、降下時には低い位置の流速よりも粒子速度が大きくなるため負の流下方向流体力を受けて減衰する。一方、粒子が集団を形成し接触しながら流下する場合、まず、集団の後方に位置する粒子が大きな流下方向流体力を受けて、前方の粒子を乗り越えたり、回り込んだりする。次に、追い抜かれた粒子が大きな流下方向流体力を受け、前方の粒子を追い越し、これらの運動が繰り返される。この結果、粒子集団の移動速度は小さくなる。

この様な粒子群の跳躍運動の結果、粒子濃度が大きくなるほど主流速は小さくなるものの、粒子の最高到達高さ($z/d = 2.0$)よりも高い位置においても流れの乱れ強度の全成分が大きくなるなど、微細な粒子が浮遊する流れの構造に関する知見^{41)-44),46)-50)}との差異を示した。この要因を解明する

第 1 章 序論

ため、跳躍する粒子周りの流速場の変化を詳細に調べ、粒子が跳躍する際に底面付近の遅い流体塊を高い位置に運び、降下する際には高い位置の高速流体塊を低い位置に輸送すること、この様に粒子の跳躍運動が乱流の ejection や sweep のような働きをし流れの構造に影響を及ぼすことを明らかにした。

第 6 章「結論」では、本論文で得られた結果を総括し、跳躍運動する粒子群及び水路のスケールと境界形状を考慮した開水路粗面乱流の構造を理解する上での今後の課題や研究の展望を示した。

第1章の参考文献

- 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，水工学に関する夏季研修会講義集，A コース，pp.1-25, 2008.
- 2) 田中規夫，古里栄一：粗度層ながれと水生昆虫動態—攪乱生態水理学の提案—，ながれ，Vol.33, [特集]生物の生息環境と流体力学，pp.337-342, 2014.
- 3) Nezu, I and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows. IAHR-monograph, CRC Press, Rotterdam, The Netherlands, 1993.
- 4) 梶島岳夫：乱流の数値シミュレーション，第5版，株式会社養賢堂，2012.
- 5) Manes, C., Pokrajac, D., McEwan, I. and Nikora, V.: Turbulence structure of open channel flows over permeable and impermeable beds: A comparative study. PHYSICS OF FLUIDS, Vol.21, 125109, 2009.
- 6) 溝口敦子：相対水深が小さい場における河床表層状態および鉛直構造と粗度の評価，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.71(4)，pp.I_637-I_642, 2015.
- 7) 岡西健史，藤田一郎，小田崇裕：浅水状態で水面変動のある自然礫床粗面乱流の LES 解析，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.69(4)，pp.I_853-I_858, 2013.
- 8) Singh, KM., Sandham, ND. and Williams, JJR.: Numerical simulation of flow over a rough bed. Journal of Hydraulic Engineering, Vol.133(4), pp.386-398, 2007.
- 9) Stoesser, T., Frohlich, J. and Rodi, W.: Tubulent open-channel flow over a permeable bed. Proceeding of 32nd IAHR Congress, International Association for Hydro-Environment Engineering and Research, Venice, Italy, 2007.
- 10) Bomminayuni, S. and Stoesser, T.: Turbulence statistics in an open-channel flow over a rough bed. Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 137(11), pp.1347-1358, 2011.
- 11) McSherry, R., Chuna, K., Stoesser, T. and Falconer, RA.: Large Eddy Simulations of rough bed open channel flow with low submergence and free surface tracking. River Flow 2016, pp.85-90, 2016.
- 12) 吉村英人：水面変動を考慮した数値解析による開水路乱流場の基礎的・応用的研究，神戸大学大学院博士論文，2017.
- 13) Hu, HH.: Direct simulation of flows of solid-liquid mixtures. International Journal of Multiphase flow, Vol. 22(2), pp.335-352, 1996.
- 14) 梶島岳夫，瀧口智志，浜崎洋至，三宅裕：渦放出を伴う粒子を含む鉛直平行平板間乱流の構造，日本機械学会論文集(B編)，第66巻647号，pp.120-127, 2000.
- 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) 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(1), pp.100-110, 2006.
- 17) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in numerical movable-bed channel. Advances in Water Resources, Vol.72, pp.84-96, 2014.

第1章 序論

- 18) Ji, C., Munjiza, A., Avital, E., Xu, D. and Williams, J.: Saltation of particles in turbulent channel flow. *PHYSICAL REVIEW E*, Vol.89, 052202, 2014.
- 19) 林俊一郎, 大本照憲, 本田逸郎: 直接数値シミュレーションによる開水路隅角部の三次元乱流構造の解明, *土木学会論文集 B*, Vol.62, No.1 pp.80-99, 2006.
- 20) Grega, L.M., Wei, T., Leighton, R.I. and Neves, J.C.: Turbulent mixed-boundary flow in a corner formed by a solid wall and a free surface, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.294, pp.17-46, 1995.
- 21) Grega, L. M., Hsu, T. Y. and Wei, T.: Vorticity transport in a corner formed by a solid wall and a free surface, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.465, pp.331-352, 2002.
- 22) Broglia, R., Pascarelli, A. and Piomelli, Ugo: Large-eddy simulations of ducts with a free surface, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.484, pp.223-253, 2003.
- 23) Joung, Y. and Choi, S.: Direct numerical simulation of low Reynolds number flows in an open-channel with sidewalls, *International Journal of Numerical Methods Fluids*, Vol.62, pp.854-874, 2010.
- 24) 梶島岳夫, 三宅裕, 西本俊幸: 正方形断面流路内の乱流の LES, *日本機械学会論文集 (B 編)*, 第 57 卷 540 号, pp.50-57, 1991.
- 25) 佐藤弘行, 河原能久: 運動量方程式に基づく複断面直線開水路乱流における二次流の生成機構の考察, *水工学論文集*, 第 43 卷, pp.371-375, 1999.
- 26) 富永晃宏: 直線開水路流の三次元乱流構造に関する研究, 京都大学大学院博士論文, 1988.
- 27) Tominaga, A. and Nezu, I.: Three-dimensional turbulent structure in a straight open-channel flow with varying boundary roughness. *Proceedings of 3rd Asian Congress of Fluid Mechanics*, pp.608-611, Tokyo, 1986.
- 28) Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Lanier, J. and Ducret, R.: Saltating motion of a bead in a rapid water stream. *PHYSICAL REVIEW E*, Vol.66, 036306, 2002.
- 29) 水山高久: 山地河川の掃流砂に関する研究, 京都大学学位論文, 1977.
- 30) Raupach, M.P., Thom, A.S. and Edwards, I.: A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.18, pp.373-397, 1980.
- 31) 山田正, 川端規之: 浸透層上の流れの抵抗則に関する実験的研究, *土木学会論文集*, 第 325 号, pp.81-91, 1982.
- 32) 神田徹, 鈴木勝士: 球状粗度の床面における浅い流れの抵抗特性, *土木学会論文集*, 第 357 号, II-3, pp.65-74, 1985.
- 33) 中川博次, 辻本哲郎, 清水義彦: 相対水深の小さな流れの構造に関する実験的研究, *土木学会論文集*, 第 423 号, II-14, pp.73-81, 1994.
- 34) Nikora, V., Goring, D., McEwain, I. and Griffiths, G.: Spatially averaged open-channel flow over rough bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.127(2), pp. 123-133, 2001.
- 35) Nakagawa, H., Tsujimoto, T., Shimizu, Y. and Murakami, S.: Interaction between flow over rough permeable bed and flow in porous medium composed of bed materials. *Proceeding of the 3rd International Symposium on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurement*, Tokyo, IAHR, pp.627-634, 1988.

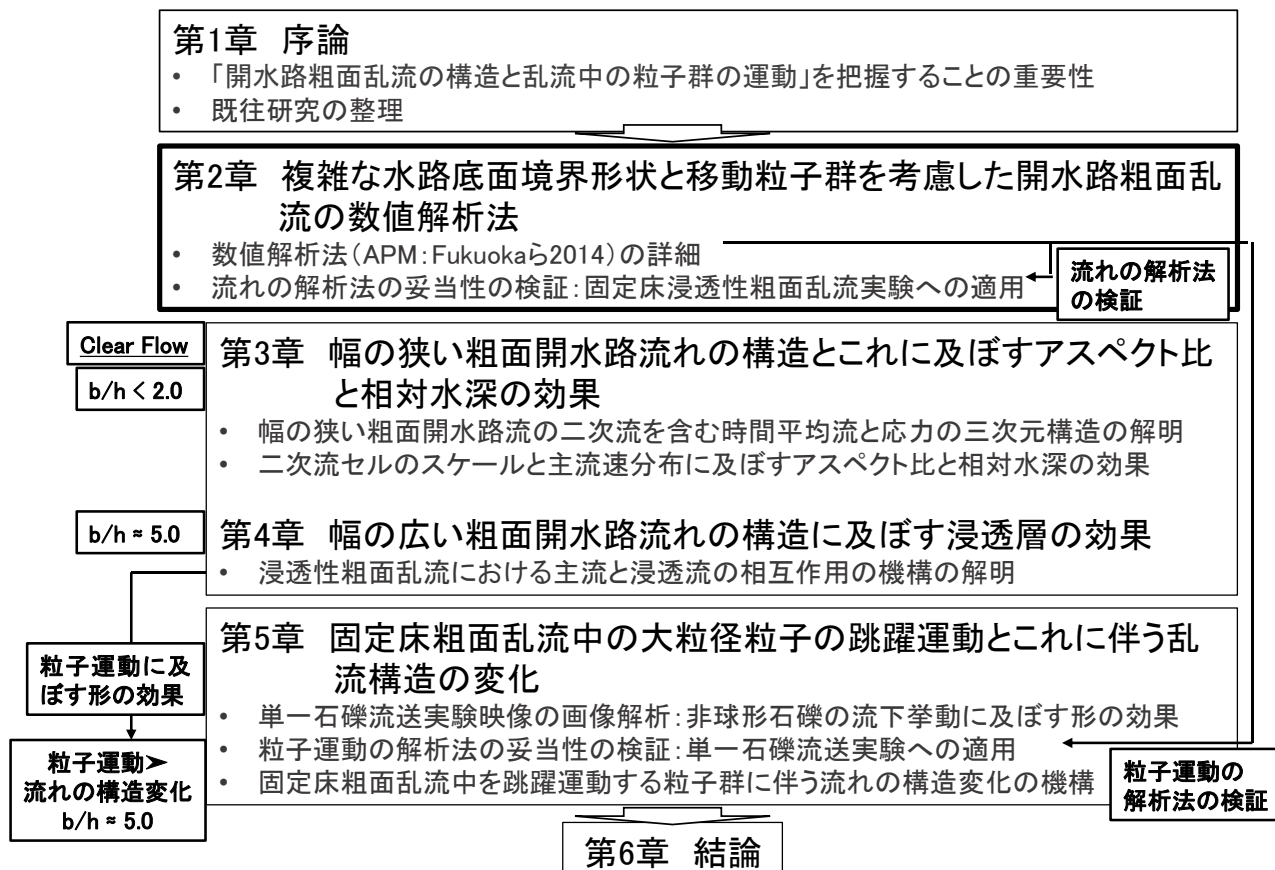
第1章 序論

- 36) 大本照憲, 柿原ゆり, 崔志英: 相対粗度の大きい開水路流れの乱流特性について, 水工学論文集, 第49巻, pp.511-515, 2005.
- 37) 大本照憲, 馬場太郎, 崔志英: 開水路乱流に与える球状粗度の影響について, 水工学論文集, 第51巻, pp.691-696, 2007.
- 38) 大本照憲, Sukarno Tohirin, 松田健作: 開水路粗面乱流における抵抗則と運動量輸送, 水工学論文集, 第54巻, pp.979-984, 2010.
- 39) Sekine, M. and Kikkawa, H.: Mechanics of saltating grains. II. Journal of Hydraulic Engineering, Vol.118(4), pp.536-558, 1992.
- 40) 辻本哲郎, 後藤仁志, 中川博次: 時間軸上に展開された非平衡流砂過程のモデル化, 土木学会論文集, No.443,II-18, pp.37-46, 1992.
- 41) 日野幹雄: 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, 第92号, pp.11-22, 1962.
- 42) 日野幹雄: 粗面水路における土砂流の抵抗法則およびその応用, 土木学会論文集, 第95号, pp.1-8, 1965.
- 43) Lyn, D.A.: A similarity approach to turbulent sediment-laden flows in open channels. Journal of Fluid Mechanics, Vol.193, pp.1-26, 1988.
- 44) Rashidi, M.G., Hetsroni, G. and Banerjee, S.: Particle-turbulence interaction in a boundary layer. International Journal Multiphase Flow, Vol.16(6), pp.935-949, 1990.
- 45) Gore, R.A. and Crowe, C.T.: Effect of particle size on modulating turbulent intensity. International Journal of Multiphase Flow, Vol.15(2), pp.279-285, 1989.
- 46) Best, J., Bennett, S., Bridge, J.S. and Leeder, M.: Turbulence modulation and particle velocities over flat and sand beds at low transport rates. Journal of Hydraulic Engineering, Vol.123(12), pp.1118-1129, 1997.
- 47) Kaftori, D., Hetsroni, G. and Banerjee, S.: The effect of particles on wall turbulence. International Journal of Multiphase Flow, Vol.24(3), pp.359-386, 1998.
- 48) Kiger, K.T. and Pan, C.: Suspension and turbulence modification effects of solid particulates on a horizontal turbulent channel flow. Journal of Turbulence, Vol.19(3), pp.1-21, 2002.
- 49) Righetti, M. and Romano, G.P.: Particle-fluid interactions in a plane near-wall turbulent flow. Journal of Fluid Mechanics, Vol.505, pp.93-121, 2004.
- 50) Muste, M., Yu, K., Fujita, I. and Ettema, R.: Two-phase flow insights into open-channel flows with suspended particles of different densities. Environmental Fluid Mechanics, Vol.9, pp.161-186, 2009.
- 51) 重村一馬: 排砂水路を流下する礫群の運動と水路底面の磨耗進展機構, 広島大学大学院工学研究科修士論文, 2004.
- 52) 福岡捷二, 篠原康寛, 正木丈也, 重村一馬, 藤堂正樹, 岡田将治, 斉藤一正: 排砂水路底面の磨耗進展機構の実験的検討, 水工学論文集, 第48巻, pp.1135-1140, 2004.
- 53) 福岡捷二, 渡邊明英, 篠原康寛, 山下翔, 斉藤一正: 高速で多量に流下する礫群の運動機構と床面磨耗量の推算, 河川技術論文集, 第11巻, pp.291-296, 2005.

- 54) Chan-Braun, C., Garcia-Villalba, M. and Uhlmann, M.: Direct numerical simulation of sediment transport in turbulent open channel flow. High Performance Computing in Science and Engineering'10, pp.295-306, 2011.
- 55) Fadlun, A., Verzicco, R., Orlandi, P. and Mohd-Yusof, J.: Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. Journal of Computational Physics, Vol.161, pp.35-60, 2000.
- 56) Cundall, P.A. and Strack, O.D.L.: A discrete numerical model for granular assemblies, Geotechnique, Vol.29(1), pp.47-65, 1979.
- 57) 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.

第2章

移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した 開水路粗面乱流の数値解析法



第2章 移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法

2.1 概説

本論文では、例えば図2-1に示すように、水路のスケールが異なり複雑な境界形状を有する場(第2章～第5章)、また水流中を水深に対して無視することのできない大きさの多数の粒子が移動する場(第5章)を対象とする。この様な流体と固体粒子の運動を評価する解析法は、流体と固体粒子ともに Euler 的に解く Euler-Euler カップリング法(E-E 法)、流体は Euler 的に固体粒子は Lagrange 的に解く Euler-Lagrang カップリング法(E-L 法)、流体と固体粒子ともに Lagrange 的に解く Lagrange-Lagrang カップリング法(L-L 法:粒子法)に大別することができる¹⁾。E-E 法は、固体粒子群を連続体として取扱う手法であり、例えば、海岸工学分野の漂砂など均一粒径の粒子群が層を形成して運動する場に適用されている²⁾。個別の粒子運動に着目する場合、固体粒子を Lagrange 的に解く E-L 法や粒子法が有効である。E-L 法は、粒子法と比べて計算負荷が小さく、水面の一価性の強い流れ阿の解析に有効な手法である。一方、粒子法は、流体粒子も Lagrange 的に解くため、近傍の粒子の検索に計算コストを要するものの、巻き波や碎波、落水など水面が多価になる場の解析に真価を発揮する¹⁾。

本論文で対象とする場では、水面の一価性が強いいため、E-L 法を用いる。E-L 法は、粒子よりも大きな計算格子を用いて流れ場を計算し、抗力係数等を用いて粒子に作用する流体力を評価する手法と、粒子よりも小さな計算格子を用いて粒子周りの詳細な流れ場を計算し、粒子に作用する流体力を直接評価する Interface-resolved Euler-Lagrang Simulation (IRS)に分類することができる。IRS は、さらに、Navier-Stokes 方程式を直接解いて流れ場を評価する Interface-resolved Direct Numerical Simulation (IRDNS)^例えは³⁾⁻⁶⁾と粗視化した流れ場を評価する Interface-resolved Large Eddy Simulation (IRLES)^例えは⁷⁾に区分され、乱流中の固体物体の運動と固体物体周りの流れ場について検討が進められている。計算負荷を考慮すると IRLES は本論文で対象とする現象を評価する上で有効な手法である。図2-2に、固液混相流現象の解析法の特徴を整理した。

IRS の枠組みにおいて、複雑な底面凹凸や多数の移動粒子周りの流れ場を計算する際には、固体境界に適合する非構造格子を用いることが望ましい^例えは⁸⁾。しかし、時空間的に変化する流体と固体の境界に適合するように計算格子を毎ステップ設定することは容易ではない。そこで、流体計算格子を固定し、格子で直接捉えることのできない固体境界の影響を流れの解析に考慮する手法について、以下のような特徴を有するデカルト座標系に基づく手法^{3),5),7),9)-13)}や有限被覆法に基づく手法¹⁴⁾が提案されている。

図2-3に、デカルト座標系において計算格子では捉えることのできない水路境界凹凸の流体に及ぼす効果を流れの解析に考慮する手法を示す。最も簡便な手法として、図2-3(a)に示す階段状近似法^例えは^{9),10)}が挙げられる。これは、計算格子に沿うように、境界形状を近似する手法であり、計算コードを簡便に作成することは可能であるが、物体周りの流れを精度良く評価するためには計算格子をかなり小さくする必要があり、計算コストは増加する。この課題を解決するため、固液境界近傍の計算格子のみを細分化する手法が提案されている(図2-3(d))。しかし、複数の移動物体周りに細分化格子を時々刻々と設定す

ることは容易ではない。このような背景から、比較的大きな計算格子のみを用いて、計算格子内に含まれる固相の水流に及ぼす効果を考慮する手法が提案され(一流体モデル^{5),7)}, 埋め込み境界法^{3),4),11),12)}: 図 2-3(b),(c), また海岸工学分野における数値波動水槽¹³⁾, 移動物体と周囲の流れ場の相互作用に関する検討が進められている^{3)-7),15)}。ここに、海岸工学分野で開発された数値波動水槽は、ポーラスモデルに基づき拡張された Navier-Stokes 式と連続式を基礎方程式としている¹³⁾。しかし、構造物から受ける慣性力の効果を慣性力係数を用いて評価すること、また構造物と流体計算格子の位置関係により面積透過率の変化の大きい格子で計算が発散しやすいこと等の課題がある¹⁵⁾。表 2-1 に、デカルト座標系に基づく固体境界の取扱い方法の特徴を整理した。

また、近年、有限要素法の枠組みで固体境界の界面の向きを流れの解析に考慮することの可能な流体と固体の連成解析法(有限被覆法)¹⁴⁾が提案され、2次元の流れ場に適用されている。

本論文では、3次元空間への拡張が容易で計算コードの簡便な一流体モデル⁷⁾と直接強制型の埋め込み境界法¹²⁾を比較・検討する。

なお、自由水面の評価には、Hirt ら¹⁶⁾や米山¹⁷⁾を参考に、大規模な水面の変形も解析可能な VOF 法を用いる。

粒子運動に伴う乱流場の変化を適切に評価するために、有限な大きさの粒子を Lagrange 的に追跡する必要がある。移動粒子は別の移動粒子や水路を構成する球などと同時刻に複数の物体と接触する可能性があり、本論文では、粒子に作用する接触力は個別要素法¹⁸⁾により評価する。

以下、本論文で対象とする移動粒子を含む開水路粗面乱流の解析法(APM 法⁷⁾)を示す。2.2 節では流れの解析法を示す。2.2.1 項では、流れの基礎方程式を示し、その離散化方法を述べる。2.2.2 項では、自由水面の変動を考慮することの可能な VOF 法を示す。2.2.3 項では、固体境界の取扱いについて埋め込み境界法¹²⁾と一流体モデル⁷⁾を比較し、一流体モデルを用いることを述べる。2.3 節では、2.2 節で示す複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の解析法を Manes らの固定床浸透性粗面乱流実験¹⁹⁾に適用し、流れ構造を説明するために必要な計算条件を検証する。また、既往研究の結果^{20),21)}と合わせて、一流体モデルを用いた手法で種々の現象を評価するための計算条件を整理する。2.4 節では、粒子運動の解析法を示す。また、本論文では、計算負荷が大きく、複数の計算機を並列化して解析を行う(Message Passing Interface: MPI)。2.5 節では、隣接するプロセス間での流体と粒子の情報の共有方法を示す。

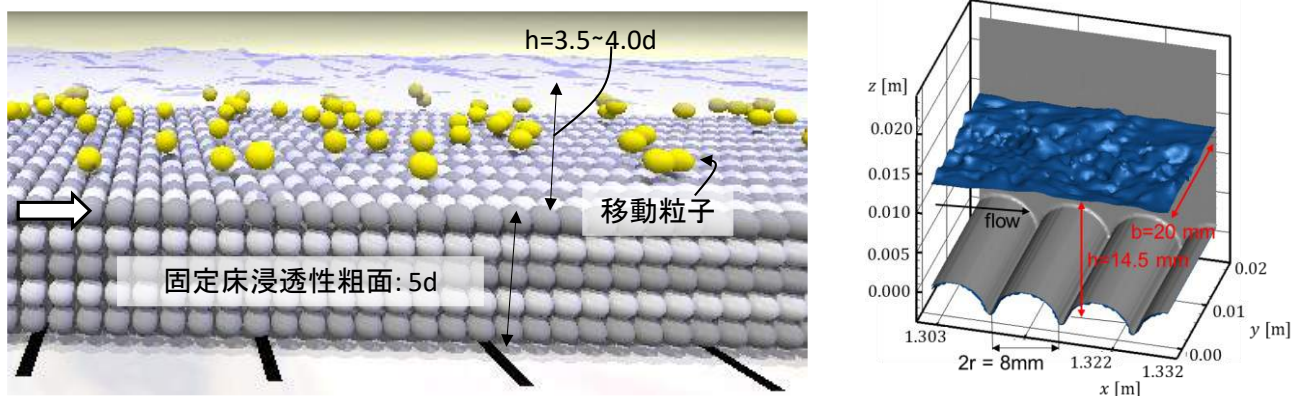


図 2-1 本論文で対象とする開水路粗面乱流の特徴

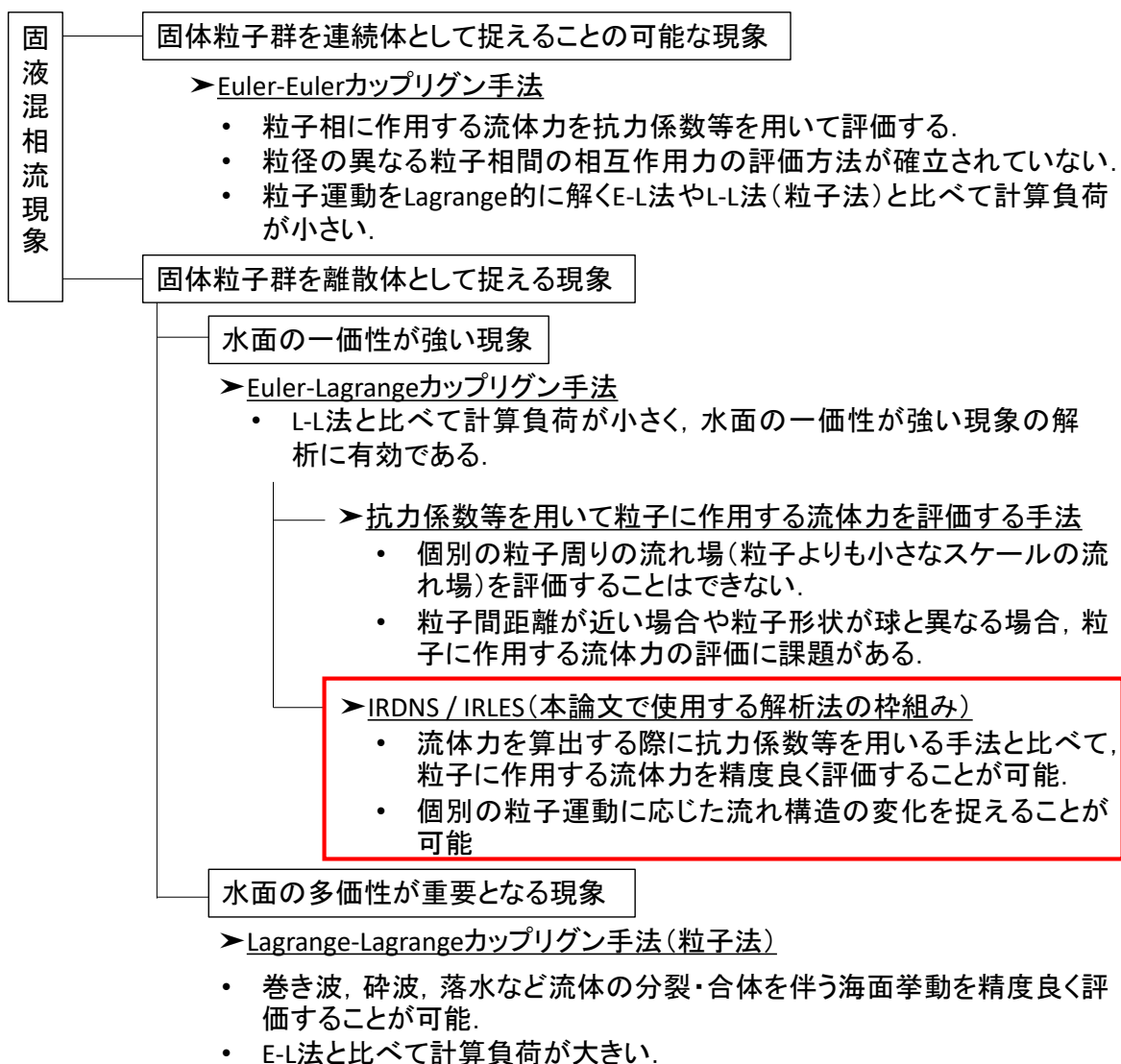


図 2-2 固液混相流現象の解析法の特徴

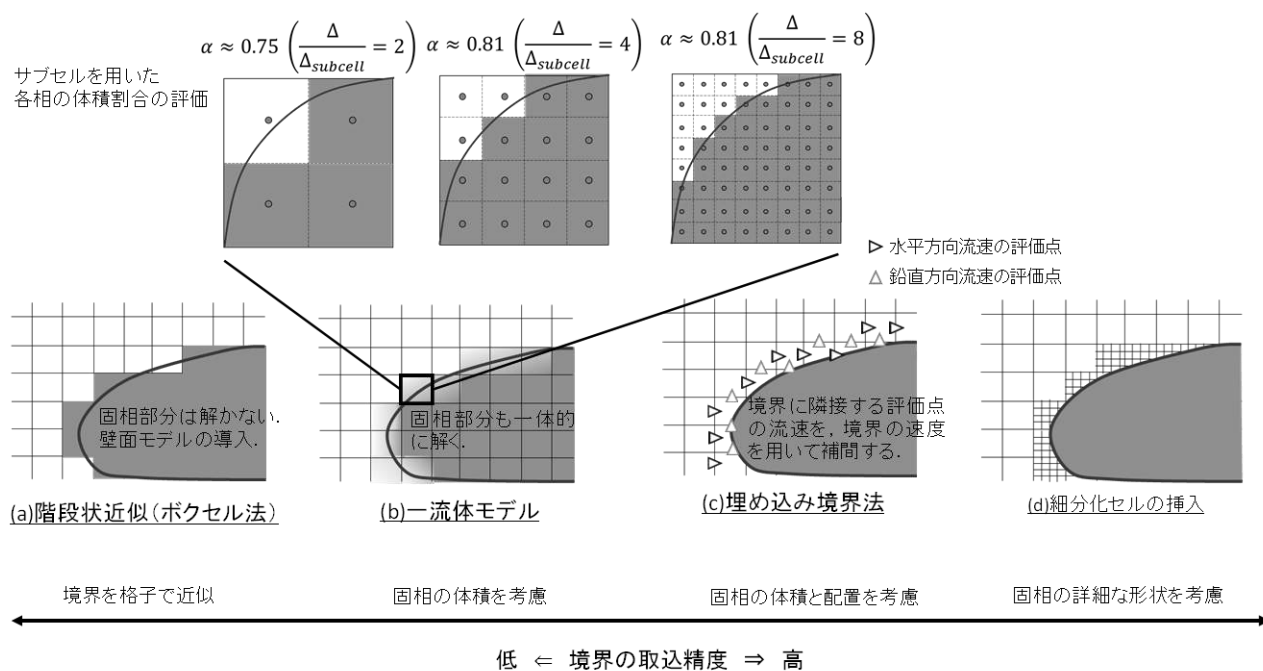


図 2-3 デカルト座標系に基づく流れの解析における固体境界の取扱い方法

表 2-1 デカルト座標系に基づく流れの解析における固体境界の取扱い方法の特徴

	長所	短所
階段状近似法	<ul style="list-style-type: none"> ・計算コードが極めて簡便であること。 ・一流体モデルと異なり、流体そのものの運動を評価する。 	<ul style="list-style-type: none"> ・計算格子を十分に小さくしなければ、固体境界の形状を再現できないこと。
ポアラスモデルに基づく流体解析(数値波動水槽)	<ul style="list-style-type: none"> ・計算格子に含まれる固体物体の体積割合と界面の向きを流れの解析に陽的に考慮することが可能。 ・一流体モデルと異なり、流体そのものの運動を評価する。 	<ul style="list-style-type: none"> ・固体物体と計算格子の位置関係により、面積透過率の変化の大きい格子で計算が発散しやすいこと。 ・格子内に含まれる固体物体により流体が受ける慣性力を、慣性力係数を用いて評価しており、特に複雑な固体境界を有する場における固体物体の慣性力の評価に課題がある。
一流体モデル	<ul style="list-style-type: none"> ・格子内に含まれる固体物体の質量と運動量を流れ(混合流体)の運動の解析に精度良く考慮することが可能。 ・固体物体の配置に関わらず、格子内に含まれる固体の流体に及ぼす効果を統一的に評価することが可能。 	<ul style="list-style-type: none"> ・格子内に含まれる液相と固相からなる混合流体と仮定して、その運動を取り扱う。 ・格子内の固体物体の界面を陽的には考慮することができないこと。ただし、スタガード格子を用いて流れを解くことにより、陰的に考慮することが可能。
埋め込み境界法	<ul style="list-style-type: none"> ・計算格子に含まれる固体物体の体積割合と界面の向きを流れの解析に陽的に考慮することが可能。 ・一流体モデルと異なり、流体そのものの運動を評価する。 	<ul style="list-style-type: none"> ・様々な固体境界に適応可能な境界セルの流速補間方法は示されておらず、境界セルの流速補間方法について2.2.3項に示す3つの課題がある。
細分化セルの挿入	<ul style="list-style-type: none"> ・計算格子に含まれる固体物体の体積割合と界面の向きを流れの解析に陽的に考慮することが可能。 ・一流体モデルと異なり、流体そのものの運動を評価する。 	<ul style="list-style-type: none"> ・複数の移動物体周りに細分化セルを時々刻々と設定することは容易ではない。 ・固体物体が移動する場合、細分化セルの大きさに合わせて流体計算の刻み時間を小さくする必要がある。

2.2 流れの解析法

2.2.1 流れの基礎方程式

流れの解析には、計算格子より小さい高周波の乱れのみをモデル化し、乱れの大部分を直接解き、流れの瞬間構造を捉えることの可能な LES を用いる。以下に基礎方程式を示す。なお、標記の簡便化のため、第1章と同じ記号を使用するが、各記号については、本章で再定義する。

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

$$\frac{Du_i}{Dt} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(\nu + \nu_t)S_{ij}\} \quad (2.2)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3)$$

ここに、 u_i :グリッドスケール(GS)の i 方向流速($i, j = 1 \sim 3$)、 P :圧力と SGS 応力の等方成分の和、 g_i :重力加速度の i 方向成分、 ρ :密度、 ν :動粘性係数($= 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)、 ν_t :SGS 乱流粘性係数、 S_{ij} :ひずみ速度テンソルである。

空間フィルタリングにより発生する(計算格子よりも小さな乱れによる)サブグリッドスケール(SGS)応力は、2つの方法を比較する。第一の方法は、標準 Smagorinsky モデル(式(2.4))²²⁾、第二の方法は、境界近傍において SGS 乱流粘性係数を自動的に減衰させることの可能な混合時間スケールモデル(式(2.5, 2.6))²⁴⁾である。

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2.4)$$

$$\nu_t = C_{MTS} k_{es} \frac{C_T \delta}{C_T \sqrt{k_{es}} + \delta \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}} \quad (2.5)$$

$$k_{es} = (u_i - \hat{u}_i)^2 \quad (2.6)$$

ここに、 C_s :Smagorinsky 定数、 Δ :計算格子幅、 C_{MTS} 、 C_T :モデル定数(0.05, 10)、 k_{es} :SGS 乱流エネルギーである。また、 \hat{u}_i は GS 成分として計算される u_i を Simpson 則に基づき全方向に空間フィルタリングした値である。 δ はフィルタリングの空間スケールであり 2Δ とした。Smagorinsky 定数の値や減衰関数の有無については、個別の現象で判断するものであり、2.3 節に記す。

連続式(2.1)、運動方程式(2.2)は、スタガード格子を用いて SMAC 法により解き、圧力の収束には SOR 法を用いる^{24), 25)}。また、空間微分は3次精度の風上差分とする。

2.2.2 自由水面の取扱い(Volume of Fluid Method)

本論文では、水深に対して比較的大きい底面粗度を有する粗面開水路上の乱流を対象としており、水面は大規模に変動するため、VOF(Volume of Fluid)法¹⁷⁾を用いて(図2-4にVOF法のイメージ図を示す)、水面付近の水の輸送を考慮する(式(2.7))。

$$\frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_f u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

ここに、 α は体積割合、下添え字 f は流体成分を表す。

式(2.7)は、自由水面付近の流体の質量保存を表しており、計算格子を十分小さくすると、「ある瞬間に自由水面に存在する流体粒子は常に自由水面上に存在する」という自由水面の運動学的境界条件に対応する。

本論文では、気相を解かずに、自由水面を計算境界とする。米山¹⁶⁾、Hirtらの手法¹⁷⁾を参考に、水面で圧力とせん断応力が0となるように、それぞれ水面を含むセルの圧力及び水面外部の流速を設定した(自由水面の力学的境界条件に対応する)。以下に、①水面の向きと水面勾配、②水面を含む計算格子の圧力、③水面外部の流速の設定方法を示す。

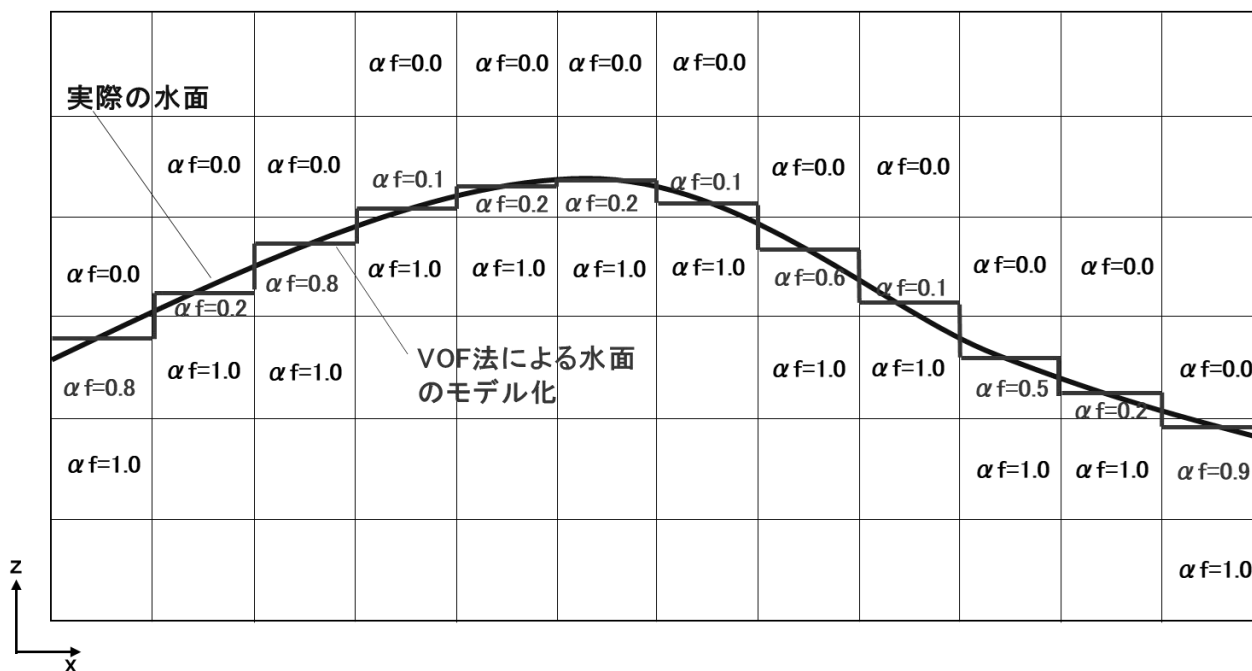


図2-4 VOF法のイメージ図

①水面の向きと水面勾配の評価

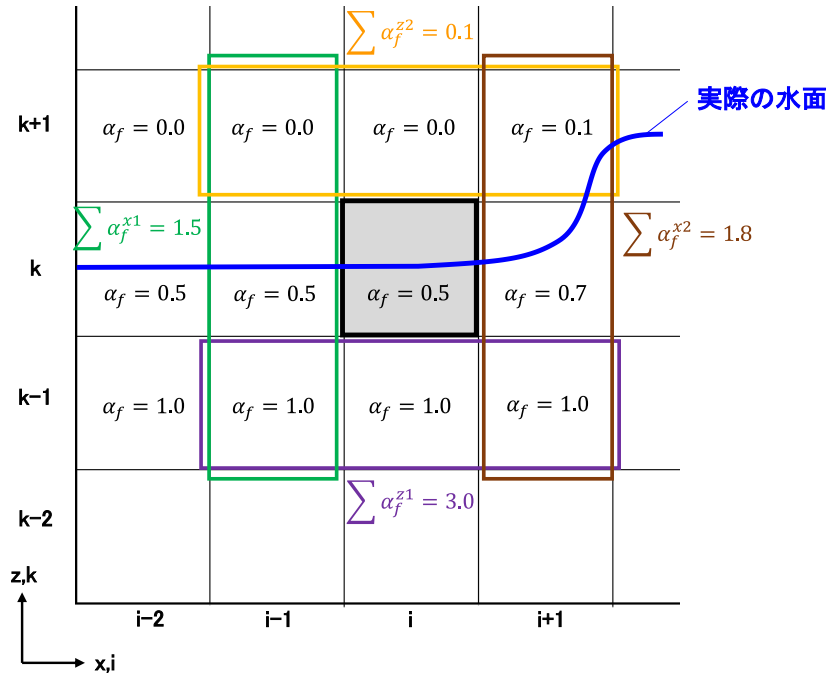


図 2-5 自由水面の向きと水面勾配の評価方法(2次元表記)

図 2-5 は、自由水面の向きの評価方法を表す模式図である。表記の簡便化のため、図は鉛直 2 次元表記としている。まず、対象とする計算格子(図 2-5 では i,k)の前後、上下に存在する流体の体積割合を評価する。すなわち、格子(i,k)の上流側(緑枠で囲まれた領域($i-1,k-1$), ($i-1,k$), ($i-1,k+1$))における流体の体積割合 $\sum \alpha_f^{x1}$ は 1.5 であり、下流側(茶色の枠で囲まれた領域($i+1,k-1$), ($i+1,k$), ($i+1,k+1$))における流体の体積割合 $\sum \alpha_f^{x2}$ は 1.8 である。流体の体積割合の x 方向変化量

$$s\alpha_f^x = \sum \alpha_f^{x1} - \sum \alpha_f^{x2} \quad (2.8)$$

は負となり、下流側に流体が多く存在することが分かる。同様に、鉛直方向の変化量は次式で表すことができる。

$$s\alpha_f^z = \sum \alpha_f^{z1} - \sum \alpha_f^{z2} \quad (2.9)$$

このとき、水面勾配の大きさ $|s\alpha_f|$ 及び水面勾配の各方向成分 $(s\alpha_f^i)'$ は、以下のように表すことができる。

$$|s\alpha_f| = \sqrt{(s\alpha_f^x)^2 + (s\alpha_f^z)^2} \quad (2.10)$$

$$(s\alpha_f^x)' = \frac{s\alpha_f^x}{|s\alpha_f|}, (s\alpha_f^z)' = \frac{s\alpha_f^z}{|s\alpha_f|} \quad (2.11)$$

これを踏まえると、3 次元空間における格子(i,j,k)の水面の向きと水面勾配は以下のように評価することができる。

$$s\alpha_f^x = \sum_{\substack{j=j-1,j+1 \\ k=k-1,k+1}} \alpha_f^{x1}|_{i=i-1} - \sum_{\substack{j=j-1,j+1 \\ k=k-1,k+1}} \alpha_f^{x2}|_{i=i+1} \quad (2.12)$$

$$s\alpha_f^y = \sum_{\substack{i=i-1,i+1 \\ k=k-1,k+1}} \alpha_f^{y1}|_{j=j-1} - \sum_{\substack{i=i-1,i+1 \\ k=k-1,k+1}} \alpha_f^{y2}|_{j=j+1} \quad (2.13)$$

$$s\alpha_f^z = \sum_{\substack{i=i-1,i+1 \\ j=j-1,j+1}} \alpha_f^{z1}|_{k=k-1} - \sum_{\substack{i=i-1,i+1 \\ j=j-1,j+1}} \alpha_f^{z2}|_{k=k+1} \quad (2.14)$$

$$|s\alpha_f| = \sqrt{(s\alpha_f^x)^2 + (s\alpha_f^y)^2 + (s\alpha_f^z)^2} \quad (2.15)$$

$$(s\alpha_f^x)' = \frac{s\alpha_f^x}{|s\alpha_f|}, (s\alpha_f^y)' = \frac{s\alpha_f^y}{|s\alpha_f|}, (s\alpha_f^z)' = \frac{s\alpha_f^z}{|s\alpha_f|} \quad (2.16)$$

②水面を含む計算格子の圧力の設定(自由水面の力学的境界条件の設定)

図 2-6 に示すように、水面を含む計算格子(i,j,k)の圧力 $p_{i,j,k}$ は、第一に、水面で圧力が 0 となるように設定する。水面内部の圧力評価点(i,j,k-1)から水面で圧力が 0 になるように線形分布を仮定し、水面を含む計算格子の圧力 $p_{i,j,k}^z$ を算出する(式(2.17))。

$$p_{i,j,k}^z = p_{i,j,k-1} \times \left\{ 1 - \frac{\Delta_z}{0.5\Delta_z + \alpha_f|_{i,j,k} f_{i,j,k} \Delta_z} \right\} = p_{i,j,k-1} \times \left\{ 1 - \frac{2}{1 + 2\alpha_f|_{i,j,k}} \right\} \quad (2.17)$$

また同様に、x 方向及び y 方向の圧力変化を考慮した $p_{i,j,k}^x$ と $p_{i,j,k}^y$ を算出する。最後に、 $p_{i,j,k}^x$, $p_{i,j,k}^y$, $p_{i,j,k}^z$ を水面勾配で重みづけして、水面を含む計算格子の圧力 $p_{i,j,k}$ を算定する(式(2.18))。

$$p_{i,j,k} = \frac{p_{i,j,k}^x |s\alpha_f^x| + p_{i,j,k}^y |s\alpha_f^y| + p_{i,j,k}^z |s\alpha_f^z|}{|s\alpha_f|} \quad (2.18)$$

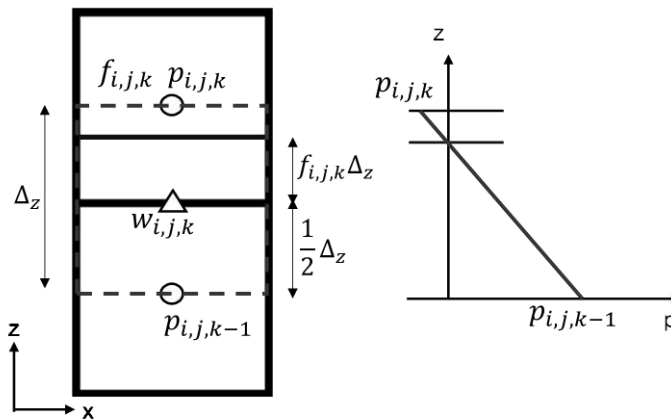


図 2-6 水面を含む計算格子の圧力の設定方法

③水面外部の流速の設定(自由水面の力学的境界条件の設定)

流速の算出方法は、周囲の計算格子の状態に応じて変える(図 2-7)。図 2-7(a)に示すように、流速評価点に隣接する計算格子が壁である場合、運動方程式を解かず $u_{i,j,k} = 0$ とする。また、水面内部の計算格子(内部セル)と水面を含む計算格子(水面セル)の間の流速評価点については(図 2-7(b))、運動方程式を解き、 $u_{i,j,k}$ を評価する。また、水面セルから計算格子1つ以上離れた気相セル間の流速評価点については(図 2-7(e),(f))、運動方程式を解かず $u_{i,j,k} = 0$ とする。図 2-7(c),(d)に示すように、水面セルと気相セルとの間の流速評価点については、水面でせん断応力が0となるように、水面外部の流速を設定する。

図 2-8 に示すように、水面セルの流体の体積割合 $\alpha_f|_{i-1,j,k}$ に応じて、水面外部の流速評価点の流速(ここでは $u_{i,j,k}$)の算出方法を区別する。水面セルの流体の体積割合 $\alpha_f|_{i-1,j,k}$ が閾値($\alpha_f|_{threshold}$)より小さい場合(図 2-8(c-1))、水面外部の流速を水面内部の流速と等しくする($u_{i,j,k} = u_{i-1,j,k}$)。なお、流体の体積割合の閾値は0.9とした。

水面セルの流体の体積割合 $\alpha_f|_{i-1,j,k}$ が閾値($\alpha_f|_{threshold} = 0.9$)より大きい場合(図 2-8(c-2))、以下に示すように、流れの連続条件を考慮して水面外部の流速 $u_{i,j,k}^*$ を設定する。

$$\begin{aligned} & \frac{u_{i,j,k}^* - u_{i-1,j,k}}{\Delta_x} + \frac{v_{i,j+1,k} - v_{i-1,j,k}}{\Delta_x} + \frac{w_{i-1,j,k+1} - w_{i-1,j,k}}{\Delta_z} = 0 \\ \rightarrow u_{i,j,k}^* &= u_{i-1,j,k} - \frac{\Delta_x}{\Delta_y}(v_{i,j+1,k} - v_{i-1,j,k}) - \frac{\Delta_x}{\Delta_z}(w_{i-1,j,k+1} - w_{i-1,j,k}) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$u_{i,j,k} = \frac{(1 - \alpha_f|_{i-1,j,k})u_{i-1,j,k} + (\alpha_f|_{i-1,j,k} - f_{threshold})u_{i,j,k}^*}{1 - f_{threshold}} \quad (2.20)$$

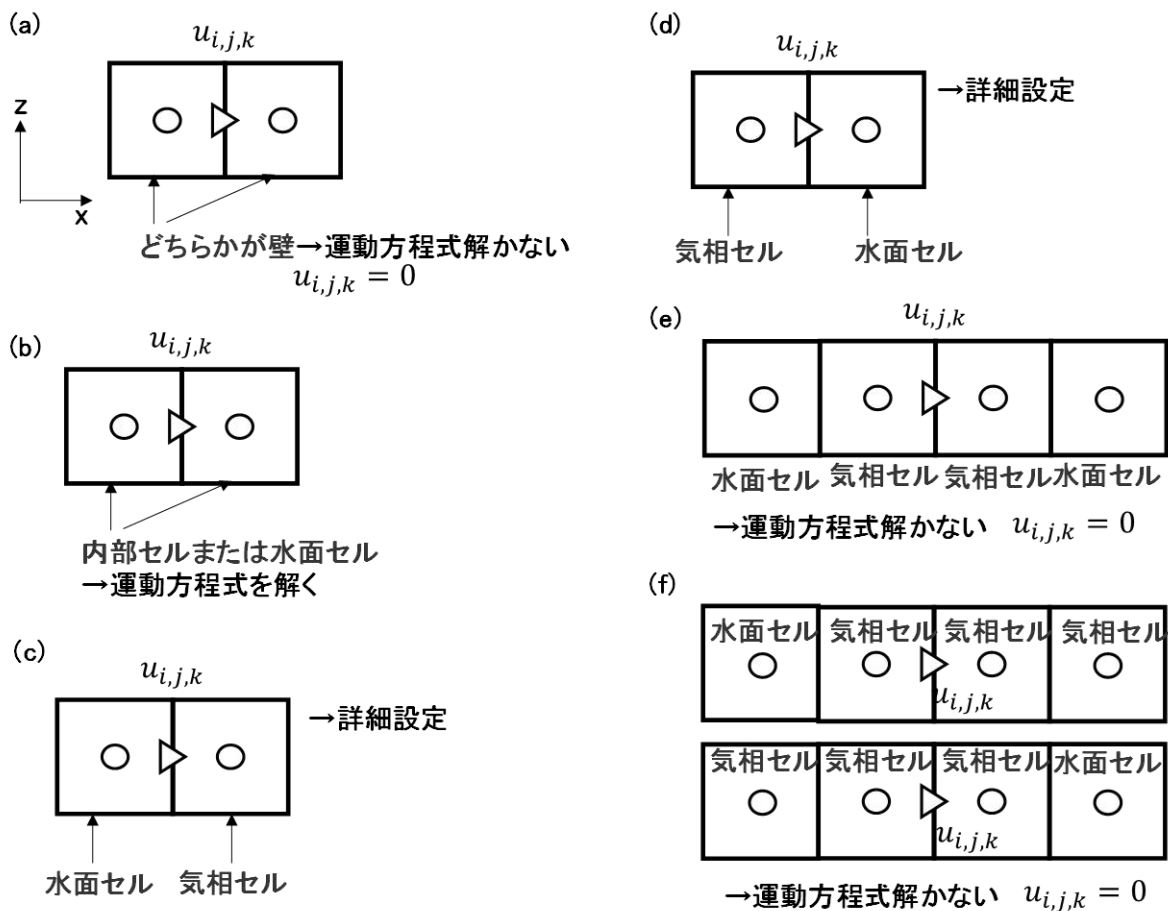


図 2-7 周囲の計算格子の状態と流速評価点の取扱い方法

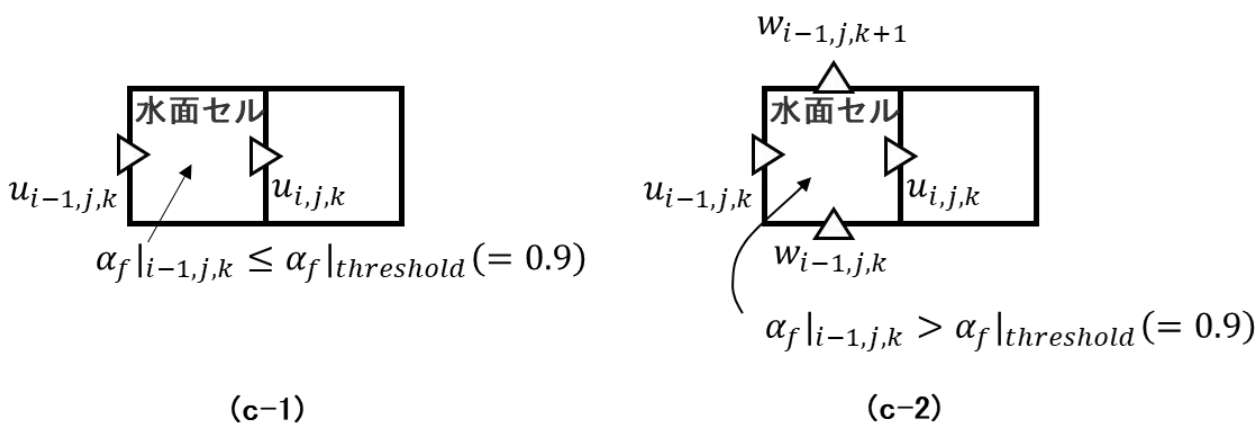


図 2-8 水面外部の流速の取扱い方法

2.2.3 流れの解析における固体境界の取扱い

本項では、複雑な水路境界形状や移動物体などの固体境界をデカルト座標系に基づく流れの解析に考慮する方法(埋め込み境界法¹²⁾や一流体モデル⁷⁾)を示し、流れの解析における固体境界の取扱い方法を決める。

①埋め込み境界法¹²⁾

ここでは、Fadlun ら¹²⁾の提案する直接強制型の埋め込み境界法の概要を示す。埋め込み境界法の特徴は、流れの運動方程式(時間発展以外の全ての項を R.H.S.と略記)に次式のような強制力 F_i を与えることにある。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = R.H.S. + F_i \quad (2.21)$$

(2.21)式の左辺項を(2.22)式のように近似すると、(2.21)式は(2.23)式と表すことができる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} \quad (2.22)$$

$$F_i = -R.H.S. + \frac{U_i - u_i^n}{\Delta t} \quad (2.23)$$

ここに、 Δt :刻み時間、添え字 n :時間ステップ数である。これより、式(2.21)は、時間進行の結果を指定された速度 U_i に強制することができる。

図 2-9 を用いて直接強制法¹²⁾の概要を示す。流体セル側にある流速評価点では、 $F_i = 0$ として運動方程式を解き、時間進行を行う。空間差分の項が固体内部にある場合においても、その点の固体速度を用

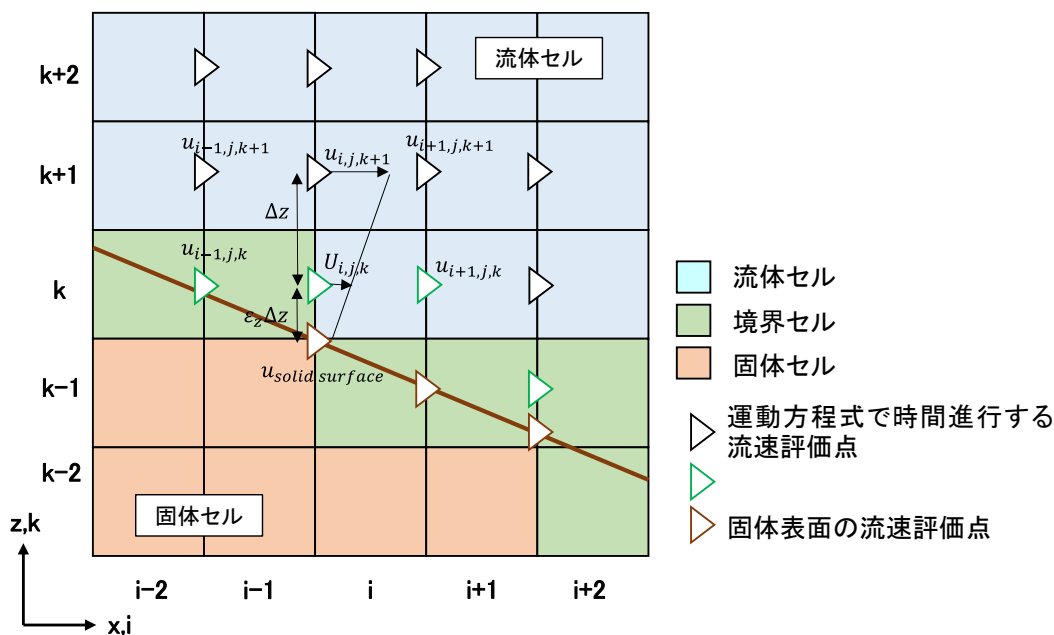


図 2-9 直接強制型の埋め込み境界法の概要

いる。境界セルの流速 $U_{i,j,k}$ は、例えば、次のように、隣接する評価点の流速を用いて距離で重み付けして補間する。

$$U_{i,j,k} = \frac{(\varepsilon_z \Delta z) u_{i,j,k+1} + (\Delta z) u_{solid\ surface}}{\Delta z + \varepsilon_z \Delta z} \quad (2.24)$$

ただし、様々な境界形状に適応可能な境界セルの流速補間方法は示されておらず、直接強制型の埋め込み境界法には課題が残されている。第一に、固体境界からどの程度離れた評価点までの流速を用いて境界セルの流速を補間するか、第二に、補間する方向の設定方法、第三に、固体境界に挟まれた評価点の流速の設定方法などが挙げられる。

直接強制型の埋め込み境界法は、計算格子内に含まれる固相の体積割合(隣接する評価点までの距離)と固体の向きを流れの解析に考慮することは可能であるが(図 2-9)、本論文の第5章で対象とする移動粒子を含む開水路粗面乱流のように、固体と液体の境界形状が時空間的に変化する場においては、流速を統一的に補間することは容易ではない。これに対して、以下に示す固液混相の一流体モデル⁷⁾では、計算格子内の固体の向きを明確には考慮することはできないが、流れの運動に及ぼす固体の影響を統一的に考慮することが可能である。

②固液混相の一流体モデル⁷⁾

計算格子内に含まれる各相の間には界面があり、本来であれば各相は混じり合わないが、固液混相の一流体モデルでは、複数の相が混ざり合った混合流体(一流体)として扱う。各流体(相)は非圧縮性のNewton流体であり、密度や粘性率などの物性値は各相で一定とする。

混合流体の密度と流速は、図 2-10(a)に示すように、各相の密度と流速をそれぞれ体積平均、質量平均して算出する(式(2.25), (2.26))。ここに、下添え字 s は固相を表す。

$$\rho = \alpha_s \rho_s + (1 - \alpha_s) \rho_f \quad (2.25)$$

$$\rho u_i = \alpha_s \rho_s u_{s,i} + (1 - \alpha_s) \rho_f u_{f,i} \quad (2.26)$$

本論文で対象とする開水路粗面乱流では、水は非圧縮性であり、移動粒子及び水路は剛体のため、式(2.25)は質量保存則を表す。運動量については、計算格子内における相間の運動量のやり取りが微小と仮定し評価する。格子幅等を設定する際には、これらの仮定が成立するように注意する必要がある。式(2.25), (2.26)で得られた混合流体の密度 ρ と速度 u_i を用いて、式(2.1)~(2.6)の基礎方程式を評価する。本論文で対象とする水と固体粒子はともに非圧縮性であることから、質量保存則と運動方程式には密度の時空間変化を考慮せずに非圧縮性の形とした。ただし、密度の変化を考慮することにより、解析精度は向上すると考えられる。また、気相の運動も評価する際には、密度変化を考慮すべきである。

固相の体積割合 α_s は、混合流体の速度の評価に直接影響し、 α_s の算定精度は境界近傍の流速分布に大きな影響を及ぼす。移動粒子を含む開水路粗面乱流の解析では、格子内に含まれる固相の体積割合 α_s を厳密に評価することは困難であることから、サブセル法^{5),7)}を用いて固相の体積割合 α_s を算定する。サブセル法では、図 2-10(b)に示すように、計算格子の内側にそれよりも小さなサブセルを配置し、固体表面よりも内側に位置するサブセルを固相と判定する。本論文では、サブセルは一樣な大きさの立方体とし、サブセルの中心が固体表面の内側に位置するときそのサブセルを固相と判定する。固相と判定されたサブセル

の数と体積を評価し、格子内に含まれる固相の体積割合 α_s を近似する。

上記に示すように、固液混相の一流体モデルでは、水流の解析に及ぼす固相の影響を統一的に考慮することが可能である。一方、計算格子内に含まれる固相の向き(固相の配置形態)については陽的には考慮されないが、流れの解析においてスタガード格子を用いて離散化することにより、計算格子と同程度の小さいスケールの固相の配置を陰的に考慮することが可能となる。これより、本論文では、固液混相の一流体モデル⁷⁾を用いて、複雑な水路境界形状や移動物体などの固体境界をデカルト座標系に基づく流れの解析に考慮する。

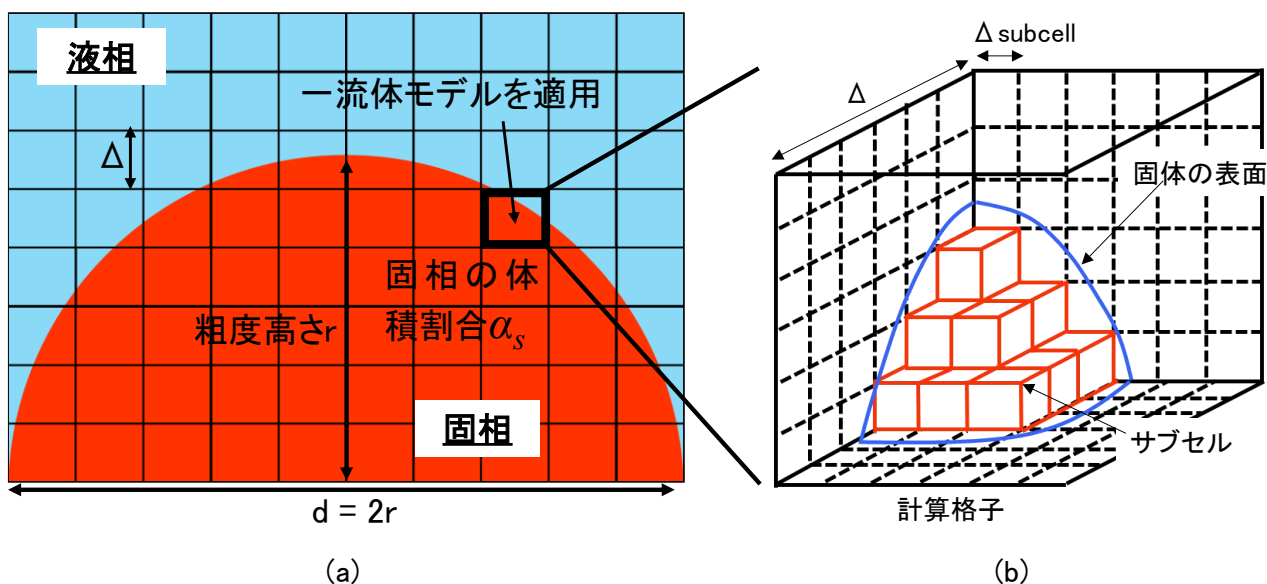


図 2-10 固液混相の一流体モデルの概要(a)とサブセル法を用いた固相の体積割合 α_s の評価方法(b)

2.3 種々の現象に対する固液混相の一流体モデルの計算精度と適用性の検証

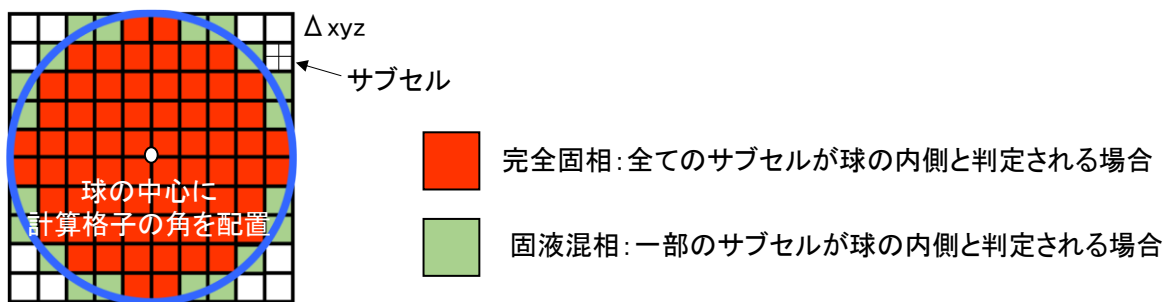
固液混相の一流体モデルを用いて固体物体の形状を評価する場合、流れの解析精度は計算格子幅 Δ とサブセル幅 $\Delta_{subcell}$ に大きく依存する。

第一に、単一球の体積割合の算定精度に及ぼす計算格子幅の効果を検証する。図 2-11(a) に示すように、球の中心に計算格子の角を配置した時に、全てのサブセルが球の内側と判定される計算格子(完全固相)と一部のサブセルが球の内側と判定される計算格子(固液混相)を判別し、球の体積割合の算定精度を調べた(図 2-11(b))。なお、サブセル幅 $\Delta_{subcell}$ は計算格子幅 Δ の 1/2としている($\Delta/\Delta_{subcell} = 2$)。ここに、 d は球の直径である。

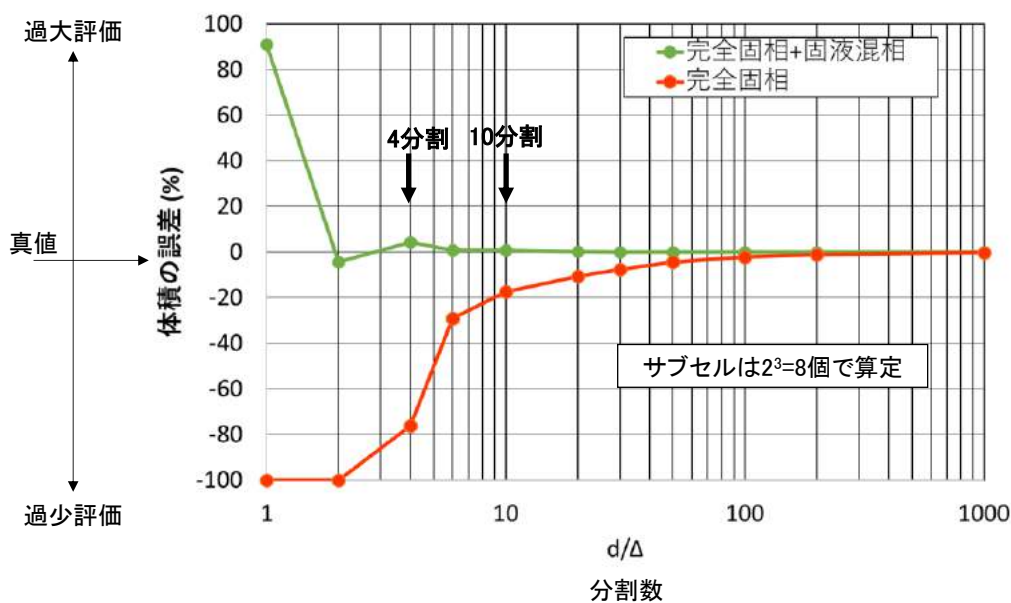
計算格子幅が球の直径と等しい場合($d/\Delta=1$)、完全固相となる計算格子は無く、固液混相状態の計算格子で固体物体を判定する。しかし、サブセル幅 $\Delta_{subcell}$ が大きく、球の体積を過大に評価している。これに対して $d/\Delta=10$ のときには、完全固相の計算格子で球の大部分を構成し、固液混相状態の計算格子は 2 割程度となる。また球の体積の算定精度の誤差は 1%以下となる。なお、これらの値は球の中心と計算格子の配置状況により変化するため、それぞれの値は計算格子の効果の参考値である。

図 2-12 に示すように、計算格子に対するサブセル 1 個当たりの体積割合は、計算格子 1 辺あたりのサブセル数 $\Delta/\Delta_{subcell}$ が 6 以下のときに 1%以下となる。

以下、2.3.1 項では、相対水深 $h/(d/2) = h/r = 7.0$ と大きな粗度要素を有する固定床浸透性粗面乱流実験¹⁹⁾に本解析法を適用し、水深スケールの流れ構造に対する解析法の適用性を検証する。また、2.3.2 項では、既往研究^{20),21)}の結果も併せて、一流体モデルを用いて種々の現象を評価するための計算条件をまとめる。



(a) 球(中心を通る断面)と計算格子の配置形態



(b) 計算格子幅と球の体積割合の算定精度

図 2-11 単一球の体積割合の算定に及ぼす計算格子幅 Δ の影響

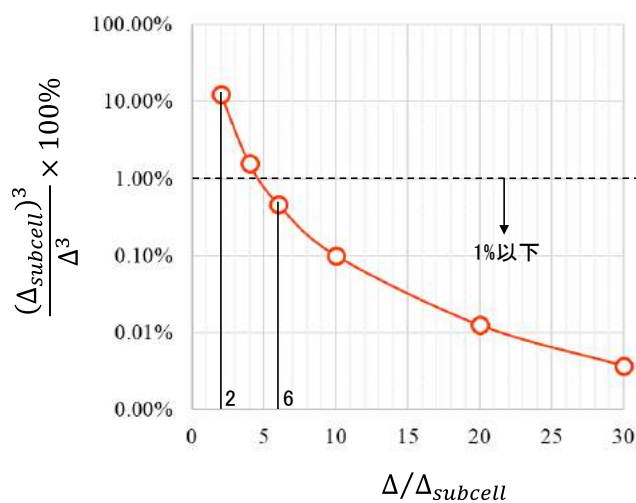


図 2-12 計算格子に対するサブセル 1 個当たりの体積割合

2.3.1 固定床浸透性粗面乱流の流れ構造に及ぼす計算格子幅及び固相の体積割合, SGS モデル, 計算領域の影響

①Manesら¹⁹⁾の固定床浸透性粗面乱流実験の概要

Manesらは、長さ11 m、幅0.4 m、勾配1/400の矩形断面を有する直線水路に、直径12 mmのガラス球を立方格子状に並べ、流量と浸透層厚を変え(5層, 単層)、開水路粗面乱流の構造に及ぼす浸透流の効果を実験的に検討している。

本項では、ガラス球を鉛直方向に5層重ねた浸透性粗面に、流量6.6 l/sを通水したケースを対象に数値解析を行う(主流の水深 $h = 0.042$ m, 主流の断面平均流速 $U_{\text{mean}} = 0.39$ m/s, レイノルズ数 $Re = Uh/\nu = 16380$, 摩擦速度 $u_* = 0.0308$ m/s). なお, 代表長さに球の直径 d , 代表速度に水深換算の摩擦速度 u_* を用いた粗度レイノルズ数は, $3.85 \times 10^2 (>70)$ であり, 完全粗面乱流である。

②数値解析手法

本項では、上記の固定床浸透性粗面乱流実験を対象に、計算格子幅 Δ とサブセル幅 Δ_{subcell} , SGSモデル, モデル係数, 計算領域の異なる14ケースの数値解析を実施し(表2-2), 流れ構造に及ぼすこれらの影響を検証した。水路勾配は1/400である。図2-13に、ケース1~12の計算領域と境界条件を示す。計算負荷を軽減するため, $L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$ とし, 縦断方向と横断方向には周期境界条件を導入した。ここに, 座標系は, 主流方向に x 軸を, 横断方向に y 軸を, 鉛直方向に z 軸をとる。なお, z 軸の座標原点は, Manesらの実験に合わせて, 浸透層最上段の球の頂部高さとした。ここに, 本数値解析では, 水路勾配を Manesらの実験条件に揃え, 主流方向及び横断方向に周期境界条件を用いており, 水の体積が保存されるため平均水深は変わらず, 計算条件の影響は流速分布等の流れ構造の変化に現れる。

ケース1~8では, SGSモデル(標準 Smagorinskyモデル:SSM)と Smagorinsky定数, 計算領域を揃え, 計算格子幅 Δ とサブセル幅 Δ_{subcell} の影響を比較する。一流体モデルを用いた数値解析における計算格子幅について, 牛島ら⁵⁾及び Fukuda²⁰⁾は, 一様流中に固定された球に作用する流体力を評価するためには, 球の直径に対する計算格子幅の分割数 d/Δ をそれぞれ8, 4程度にする必要があると指摘している。本論文では, これらの値に近い $d/\Delta = 5, 10$ と20の3種類の計算格子を用いた。また, 計算格子に対するサブセル幅の分解能は, $\Delta/\Delta_{\text{subcell}}$ が2~8とし, 球の直径と比較すると $d/\Delta_{\text{subcell}} = 10 \sim 120$ となる。

図2-14に, 球と球が縦断方向に接する断面(以下, 頂部断面)と球同士の間隙を通る断面(谷部断面)における計算格子幅と密度分布の関係を示す。 $d/\Delta = 20$ の条件では, 球の形状を精度良く表現することができ, 間隙構造も捉えている。 $d/\Delta = 10$ の条件では, 球の形状は説明できるが, 間隙領域(浸透層)において完全に液相と判定される領域は $d/\Delta = 20$ のときと比較して小さい。また, $d/\Delta = 5$ の条件では, 計算格子で球の形状を十分に捉えることができず, 球の体積の半分程度を混合流体と判定している。

Smagorinsky定数 C_s について, 壁乱流では, 通常, Deardorffの滑面平行平板間流れの解析結果²⁶⁾を参考に, $C_s = 0.100 \sim 0.140$ を用いる。しかし, 建物周りの気流を対象とし, 粗度要素よりも小さな計算格子を用いた粗面乱流の解析^{27), 28)}では, C_s は0.100よりも大きな値を用いて実験結果を説明している。本数値解析

第2章 移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法

では、相対水深 $h/r = 7.00$ と粗度要素がかなり大きいことから $C_s = 0.173$ を基準に(ケース 1~8), ケース 9~11 において $C_s = 0.100, 0.140$ の数値解析を行い, 流れ構造に及ぼすモデル係数の影響を検証する. また, 粗度要素が大きいことから減衰関数は導入していない.

また, SGS モデルの効果を検証するため, ケース 12 では, 固体境界近傍において SGS 乱流粘性係数 ν_t を自動的に減衰させることの可能な混合時間スケール(MTS)モデル²³⁾を用いている.

計算領域について, ケース 5 を基準に, ケース 13 は水路の縦断距離 L_x を 4 倍とし, ケース 14 は縦断距離 L_x 及び横断幅 L_y を 4 倍とし, 流れ構造に及ぼすこれら計算領域の影響を検証する.

いずれのケースも刻み時間 dt は, クーラン数が概ね 0.1 程度になるように設定した(表 2-2). また固相及び液相の密度は, それぞれ $2500, 1000 \text{ kg/m}^3$ であり, 固相及び液相の粘性係数は $0.001 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ とした.

表 2-2 数値解析の計算条件の一覧

ケース	d/Δ	$\Delta/\Delta_{\text{subcell}}$	$d/\Delta_{\text{subcell}}$	SGS	SSMの定数 C_s	計算領域	刻み時間 dt [s]
1	5	2	10	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	5.00×10^{-4}
2	5	6	30	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	5.00×10^{-4}
3	10	2	20	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
4	10	4	40	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
5	10	6	60	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
6	10	8	80	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
7	20	2	40	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	1.25×10^{-4}
8	20	6	120	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	1.25×10^{-4}
9	10	2	20	SSM	0.100	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
10	10	2	20	SSM	0.140	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
11	10	6	60	SSM	0.140	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
12	10	6	60	MTS	-	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9h \times 2.9h \times 2.9h$	2.50×10^{-4}
13	10	6	60	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 96d \times 10d \times 10d = 27.6h \times 2.9h \times 2.9h$	1.25×10^{-4}
14	10	6	60	SSM	0.173	$L_x \times L_y \times L_z = 96d \times 40d \times 10d = 27.6h \times 11.6h \times 2.9h$	1.25×10^{-4}

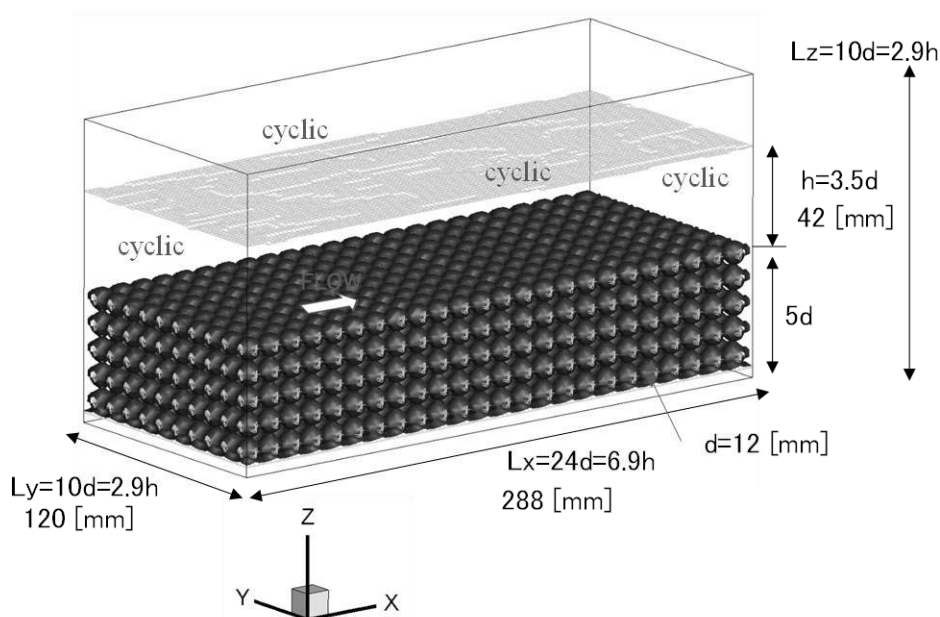


図 2-13 計算領域($L_x \cdot L_y \cdot L_z = 24d \cdot 10d \cdot 10d$)と境界条件(ケース 1~12)

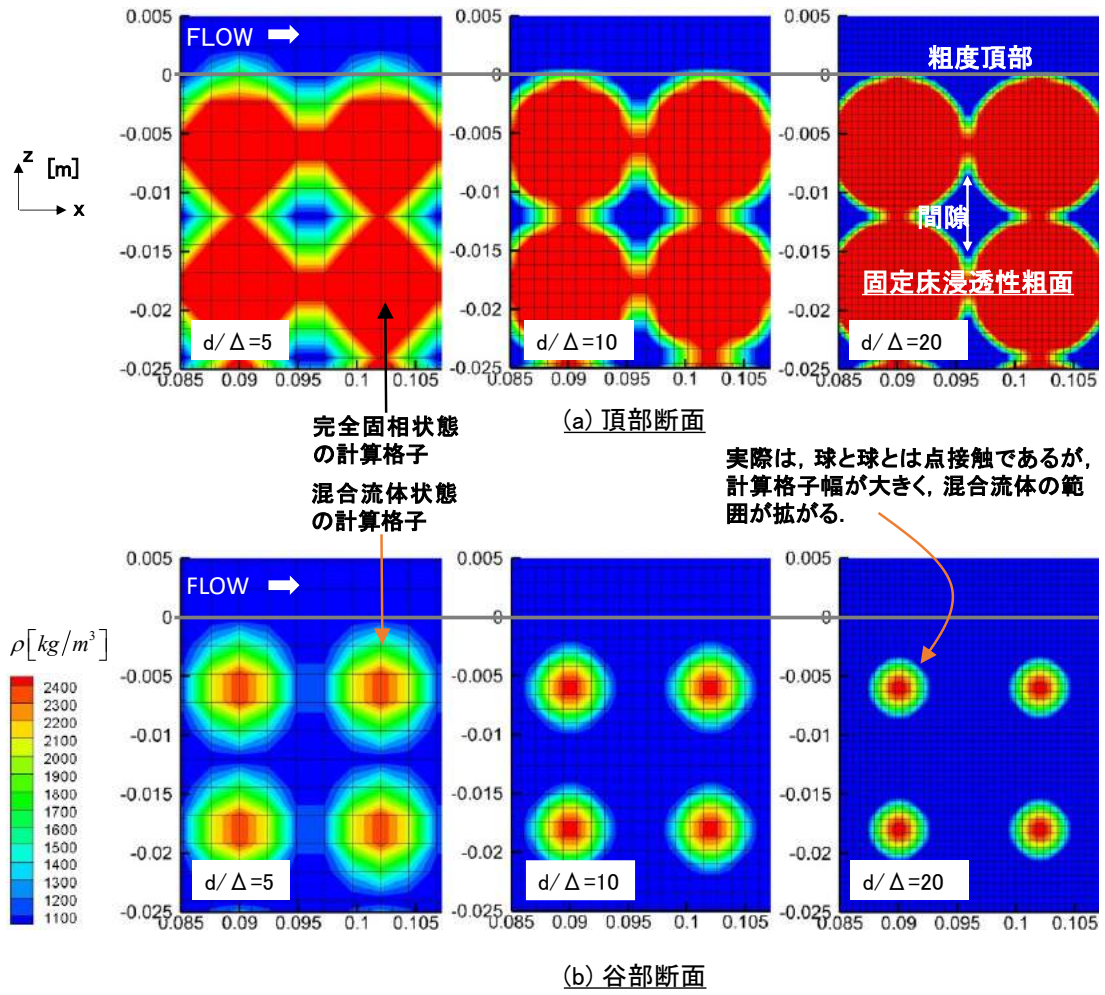


図 2-14 浸透性粗面構造の解像度と計算格子幅の関係 ($\Delta/\Delta_{subcell}=6$)

③乱流の計測方法

乱流のデータは, Manes らと同様に, 図 2-15 に示す頂部断面の AB 区間, 谷部断面の CD 区間で計測し, 時空間平均した.

乱流の計測は, 禰津²⁹⁾に倣い, 検討可能な最大波数 k_{∞} が約 $100/L_{\infty}$ 以上になるように選択した.

$$k_{\infty} \geq \frac{100}{L_{\infty}} \quad (2.27)$$

ここに, L_{∞} は平均渦径であり, 次式より境界層厚 δ と関連付けて推定している.

$$L_{\infty} = 0.4\delta \quad (2.28)$$

式(2.27)を満たすように, 次のテイラーの凍結仮説を用いて, 乱流のサンプリング時間を決めた.

$$k_* \approx \frac{2\pi f_*}{U} \quad (2.29)$$

ここに, f_* はサンプリング周波数, k_* :テイラーの凍結仮説に基づく波数である. U は代表流速であり, Manes らの実験における主流の平均流速 $U_{mean} = 0.39 \text{ m/s}$ を与えた. この結果, 乱流のサンプリング間隔は 0.001 秒となった. また, 計測時間は 50 秒とし, サンプリング総数は 5 万個である.

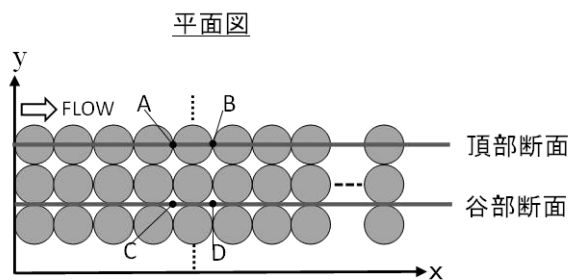


図 2-15 計測側線の定義

④解析結果

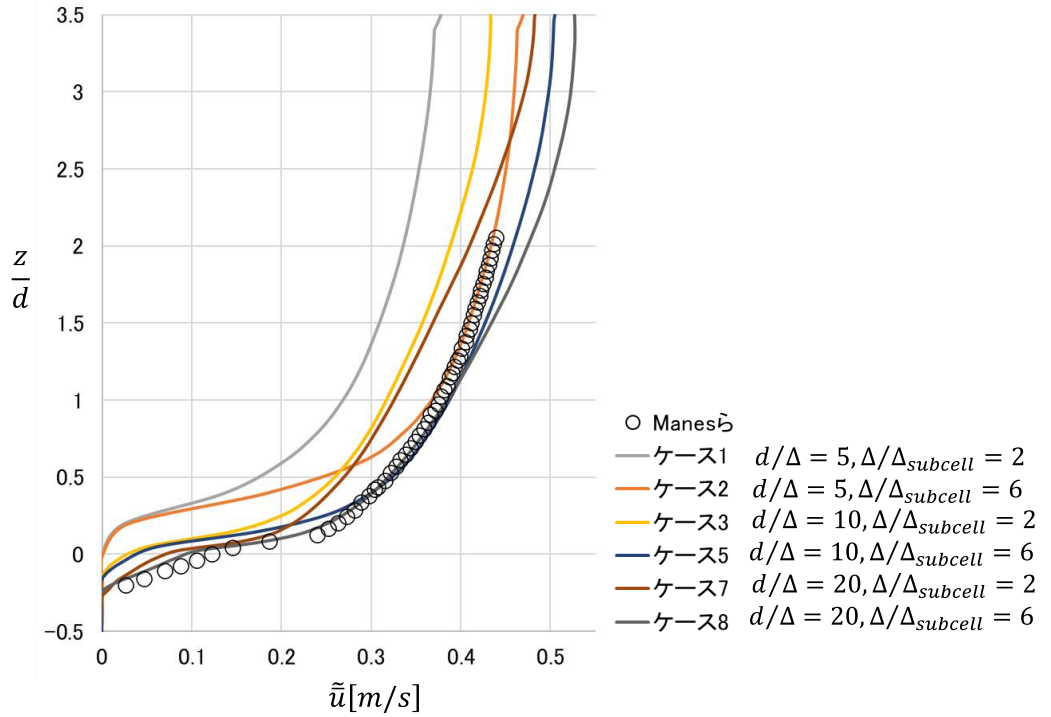
第一に、ケース1～8の結果より、主流速鉛直分布に及ぼす計算格子幅 Δ とサブセル幅 $\Delta_{subcell}$ の影響を調べる。図2-16に、各ケースにおいて頂部断面のAB区間および谷部断面のCD区間で時空間平均した流速分布 $\bar{u}(z)$ を示す。なお、Manesらの実験¹⁹⁾では $z/d > 2$ の流速は計測されていない。図2-16(a)に示すように、いずれの計算格子幅においても固相の体積割合の算定精度 $\Delta/\Delta_{subcell}$ により、流速分布は全く異なり、算定精度の良い場合($\Delta/\Delta_{subcell} = 6$)には流速は速く(ケース2,5,8)、算定精度の悪い場合($\Delta/\Delta_{subcell} = 2$)には流速は遅くなる(ケース1,3,7)。

計算格子幅が最も小さく、固相の体積割合の算定精度の良いケース8($d/\Delta = 20, \Delta/\Delta_{subcell} = 6$)では、解析の流速分布は、 $z/d > 1$ にて実験結果より大きくなるものの、間隙領域も含めて底面近傍における($-0.2d \leq z/d \leq 0.5d$)流速分布を正確に再現している。また、計算格子は粗いが、固相の体積割合を精度良く算定するケース5($d/\Delta = 10, \Delta/\Delta_{subcell} = 6$)においても、流速分布を説明している。一方、固相の体積割合の算定精度の悪い条件では($\Delta/\Delta_{subcell} = 2$)では、計算格子を小さくしても($d/\Delta = 20$)流速分布を説明できない(ケース7)。この結果より、一流体モデルを用いた固定床浸透性粗面乱流の解析において、計算格子が粗くとも($d/\Delta = 10$)、計算格子内に含まれる固相の体積割合を精度良く算定することにより、主流速分布を説明できることを示した。なお、 $z/d > 1$ において数値解析の流速がManesらの実験結果と比較して大きくなる理由は、数値解析では横断方向に周期境界条件を適用しており、側壁の抵抗を考慮していないためと考えている。

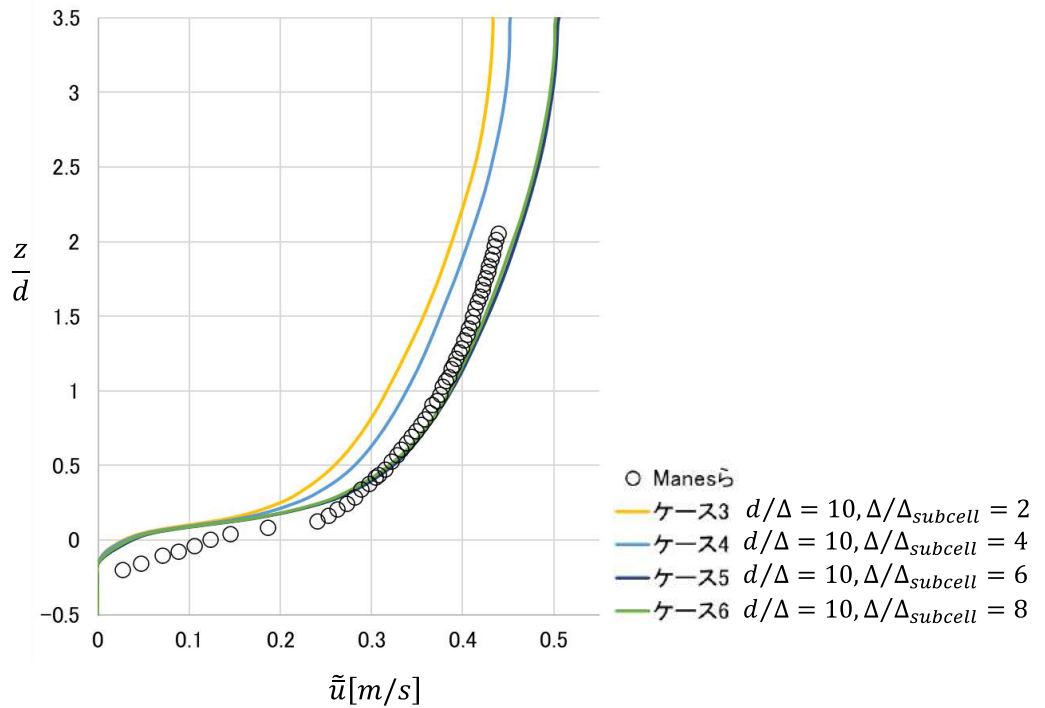
第二に、計算格子の粗い条件($d/\Delta = 10$)において、主流速分布に及ぼす固相の体積割合の算定精度の影響を詳細に調べる。図2-16(b)に示すように、 $\Delta/\Delta_{subcell} = 2 \sim 6$ (ケース3～5)のときには、流速分布は大きく変化するが、 $\Delta/\Delta_{subcell} = 6$ と8(ケース5,6)では、流速分布は変わらない。このとき、球の直径に対するサブセル幅の比は $d/\Delta_{subcell} = 60, 80$ であり、 $d/\Delta_{subcell} = 60$ が一つの基準と判断することができる。

第三に、主流分布に及ぼすSmagorinskyモデルのモデル係数(Smagorinsky定数 C_s)の影響を調べる(図2-17:ケース3,5,9～11)。Smagorinsky定数 C_s が大きくなるほど、乱れは増加し抵抗も大きくなるため、流速は小さくなる(ケース3,9,10の比較、ケース5と11の比較)。固相の体積割合の算定精度の良い条件に着目する(ケース5,11: $\Delta/\Delta_{subcell} = 6$)と、 $C_s = 0.140$ のケース11は、 $C_s = 0.173$ のケース5と比較して流速は大きく、Manesらの実験結果との差異は大きくなる。これより、粗度要素が大きく、粗度要素よりも小さな計算格子を用いて流れ場を解析する場合、Smagorinsky定数は壁乱流の最適値($0.100 \sim 0.140$)²⁶⁾よりも大きく、相対水深が $h/r = 7.00$ と粗度の大きい本数値解析では $C_s = 0.173$ を用いる。以降の検討では、ケース5(計算格子幅 $d/\Delta = 10$ 、サブセル幅 $\Delta/\Delta_{subcell} = 6$ 、 $C_s = 0.173$)を基準に流れ構造を分析する。

次に、SGSモデルの異なるケース5と12の流速分布を比較する(図2-18)。ケース12では、MTSモデル²³⁾におけるSGS乱流粘性係数の減衰効果により浸透層頂部近傍($-0.25 \leq z/d \leq 0.10$)の流速分布を正確に再現する。しかし、これより高い位置では全体的に流速は大きく、水深スケールの流速分布の再現性は悪い。なお、MTSモデルを用いた場合の流速分布に及ぼす計算格子幅の影響については検討しておらず、今後の課題とする。



(a): ケース 1~3,5,7,8



(b): ケース 3~6

図 2-16 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす計算格子幅とサブセル幅の影響(ケース 1~8)

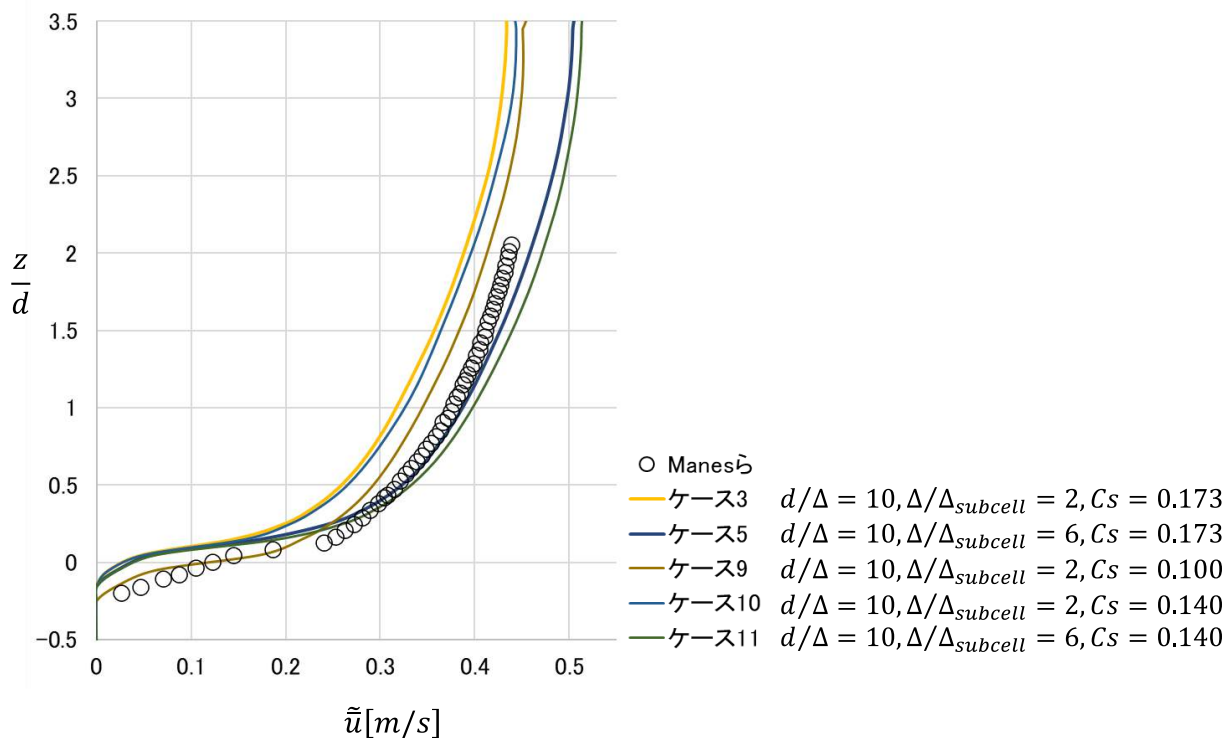


図 2-17 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす Smagorinsky 定数 C_s の影響(ケース 3,5,9-11)

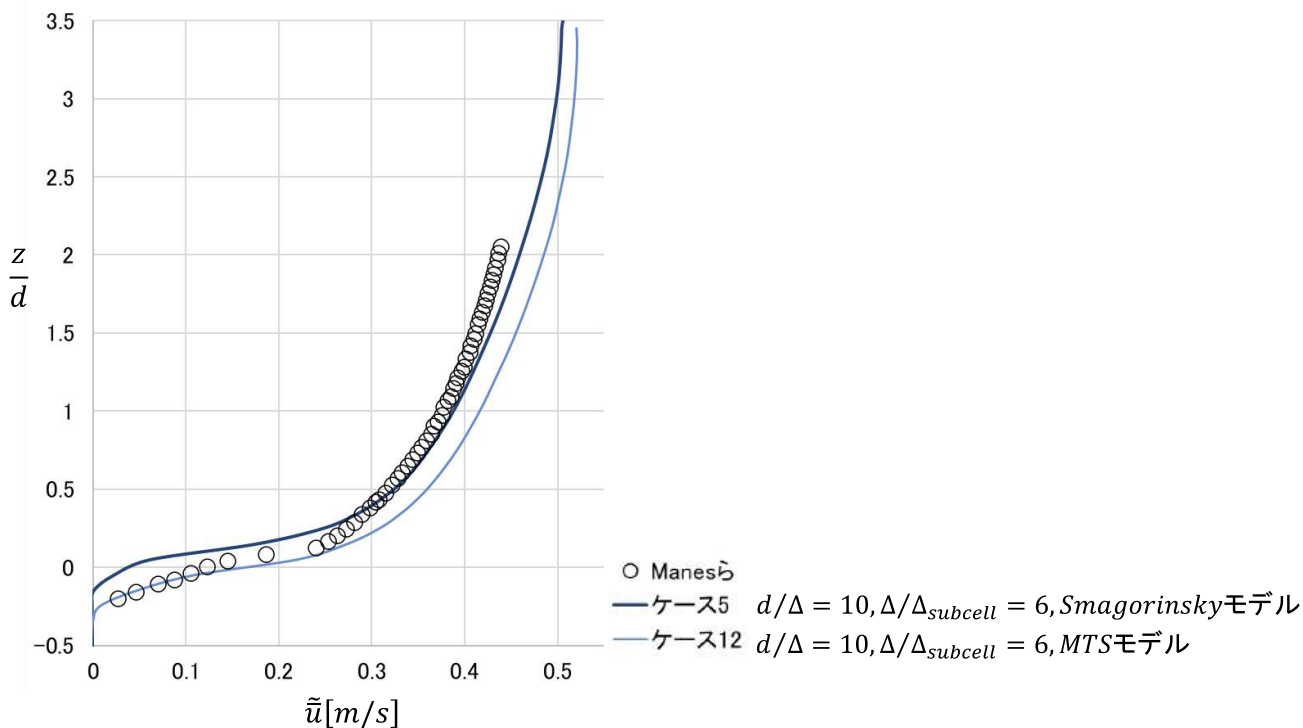


図 2-18 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす SGS モデルの影響(ケース 5,12)

次に、主流速分布に及ぼす計算領域の影響を検討する(図 2-19)。ケース 5 と比較して縦断距離 L_x を 4 倍したケース 13, 縦断距離 L_x , 横断幅 L_y ともに 4 倍したケース 14 の流速分布は, ケース 5 と同等であり, 主流速分布に及ぼす計算領域の影響は極めて小さい。これは, 計算領域の縦断距離 L_x が, 最低でも主流の水深 h の 6.9 倍と大きく, 乱れが十分に発達するためと考えられる。

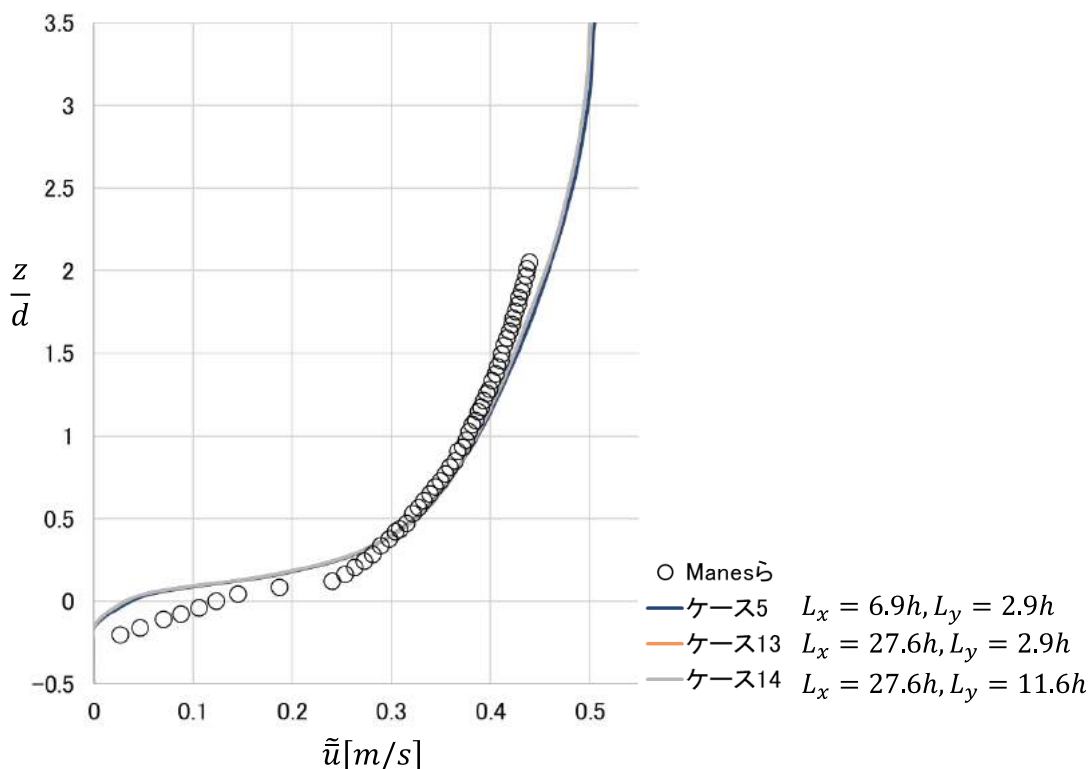


図 2-19 主流部の時空間平均流速分布に及ぼす計算領域の影響(ケース 5,13,14)

次に、主流の乱れ構造に及ぼす計算格子幅の影響を検証する(ケース 2,5,8: $d/\Delta = 5,10,20$, $\Delta/\Delta_{subcell} = 6$). 第一に、レイノルズ応力分布を比較する(図 2-20). 本数値解析では LES を用いており、せん断応力は次式で示されるように、LES で直接計算されたレイノルズせん断応力項, SGS 応力項, 粘性応力項からなる.

$$\tau_{zx} = \left(-\rho \overline{u'w'}\right) + \tau_{zx}^{sgs} + \tau_{zx}^{visc} \quad (2.30)$$

ここでは、レイノルズせん断応力項(破線)と SGS 応力項の和(実線)について時空間平均した分布を示す.

最も計算条件の良いケース 8 では、レイノルズ応力成分と SGS 応力成分の和は Manes らの実験結果より小さく評価されている. これは、主流部の上半分にて流速が実験結果より大きく算出されているため、実際は他のケースよりも摩擦速度 u_* を小さくしなければならいためと考えている.

ケース 5 に着目すると、 $z/d \geq 0.25$ の領域で Manes らの実験結果を説明している. 計算格子の粗い条件 ($d/\Delta = 10$)においても、レイノルズ応力を担う乱れを解像できることを示している. 粗面頂部から水深の約 10%の領域では($0 \leq z/h \leq 0.10$), SGS 応力の項も大きく、レイノルズ応力と SGS 応力の和に着目すると、Manes らの実験におけるレイノルズ応力のピーク値及びピークを取る高さを説明している. これらの結果より、計算格子幅 Δ を球の直径 d の 1 割程度にすれば、工学的に十分な精度のせん断応力を評価できると言える.

第二に、乱れ強度分布を比較する(図 2-21). $d/\Delta = 5$ と計算格子の粗いケース 2 では、乱れ強度のピーク値を取る高さは、Manes らの結果と全く異なり、分布形状を説明できない. これに対して、 $d/\Delta = 10$ のケース 5 では、主流方向・鉛直方向ともに乱れ強度のピーク値とピーク値を取る高さを概ね説明し、 $d/\Delta = 20$ と計算格子の細かいケース 8 では、分布形状をかなりの精度で説明できる.

ただし、Manes らの結果と比較して、解析の主流方向の乱れ強度分布はピーク値より高い位置で小さく、鉛直方向の乱れ強度分布はピーク値より高い位置で若干大きく見積もり、全体的に乱れを等方的に評価している. この差が生じる理由については今後の課題とする.

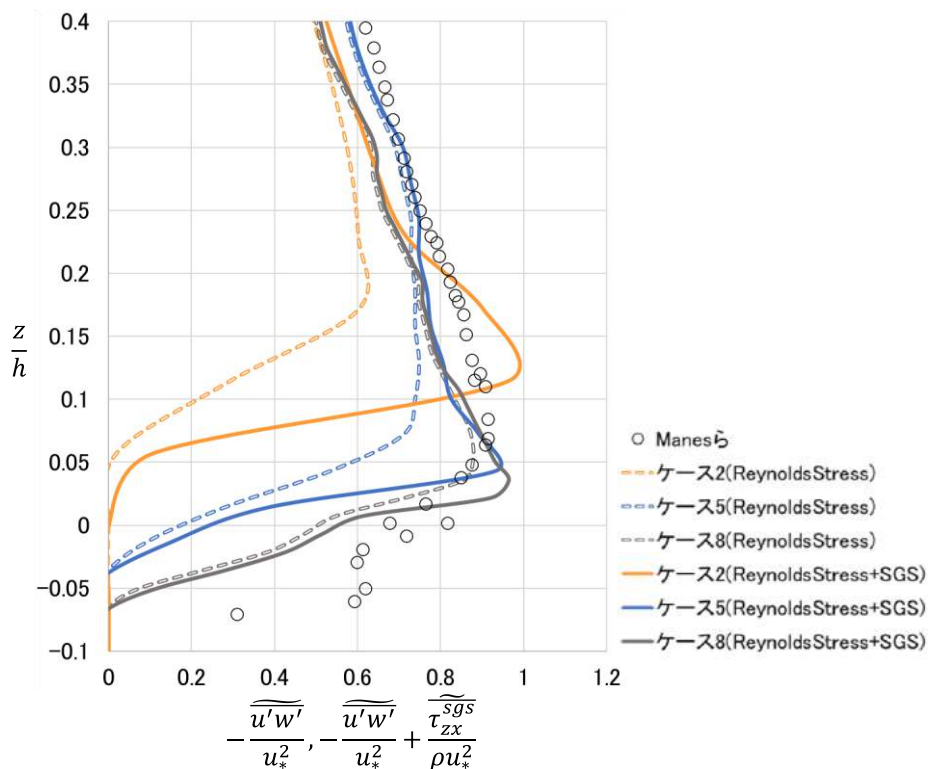


図 2-20 主流部のレイノルズ応力分布に及ぼす計算格子幅の影響(ケース 2,5,8)

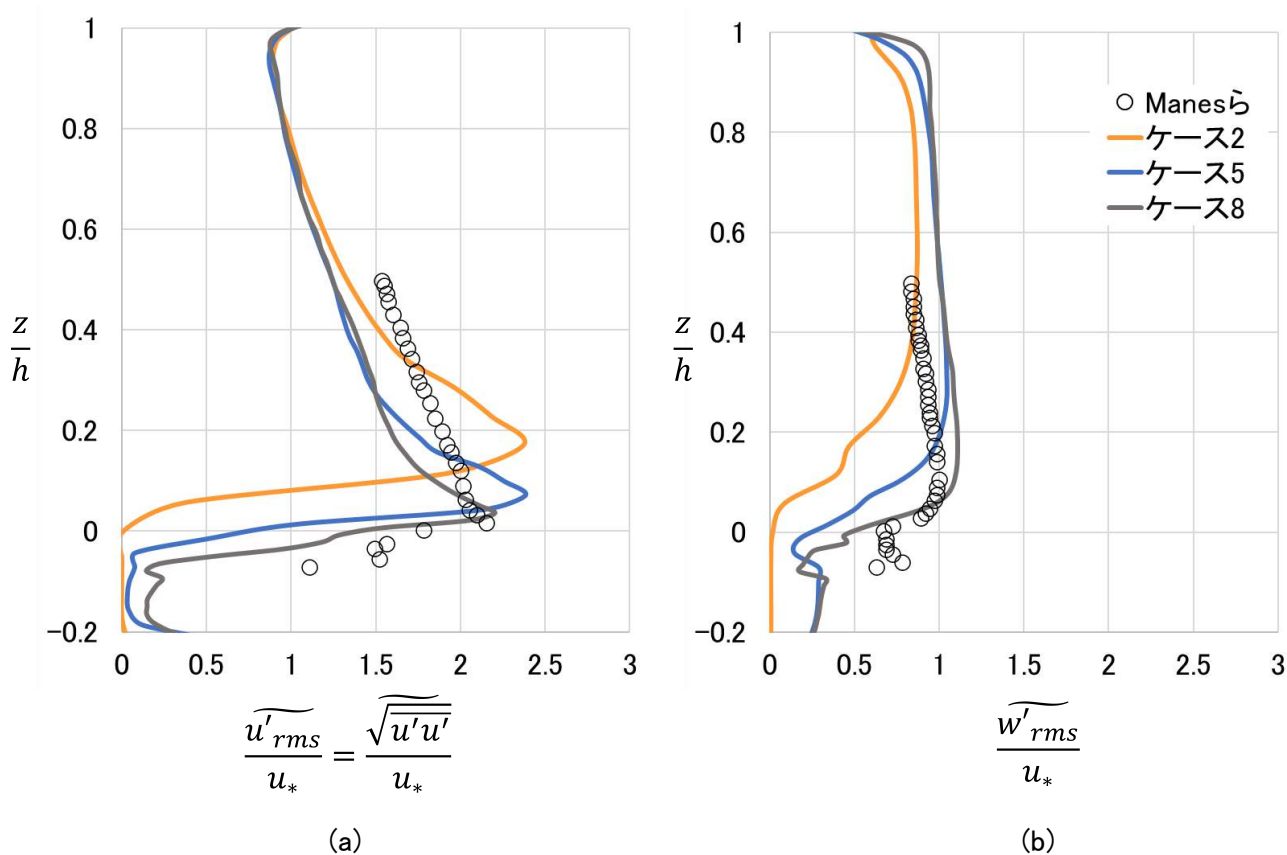


図 2-21 主流部の乱れ強度分布に及ぼす計算格子幅の影響(ケース 2,5,8)

最後に、浸透流速に及ぼす計算格子幅 Δ とサブセル幅 $\Delta_{subcell}$ の影響を検討する(ケース2,5,7,8)。図2-22に、時空間平均した流速分布を示す。ここに、数値解析及びManesらの実験結果は、図2-14,15に示す谷部断面のCD区間のみで空間平均した値である。

Manesらの実験結果では、上から第1層目の流速は小さくなる。これは、本数値解析で対象とする粗面乱流の相対水深 h/r が7.0と粗度要素が大きく、主流と浸透流の相互作用が活発になり、浸透層の第1層目は主流の乱れ(鉛直方向流速)が強く現れるためである。下層になるほど、主流との相互作用の効果は小さくなり、浸透流速は第3層でピーク値を取る。この傾向は数値解析の結果にも現れており、最も精度の良いケース8では、浸透流速の鉛直分布を概ね説明している。

ケース8と比べ計算格子幅は変えずに固相の体積割合の算定精度の悪いケース7、また、ケース8と比較して計算格子幅は粗いものの固相の体積割合の算定精度の良いケース5、計算格子がかなり粗いケース2ともに浸透流速のオーダーのみ対応している。主流部の流れと比較して浸透流は2割程度と小さいことから、主流に及ぼす浸透流の効果を検討する場合は、 $d/\Delta = 10$ となるように計算格子を設定すればよいと考えている。

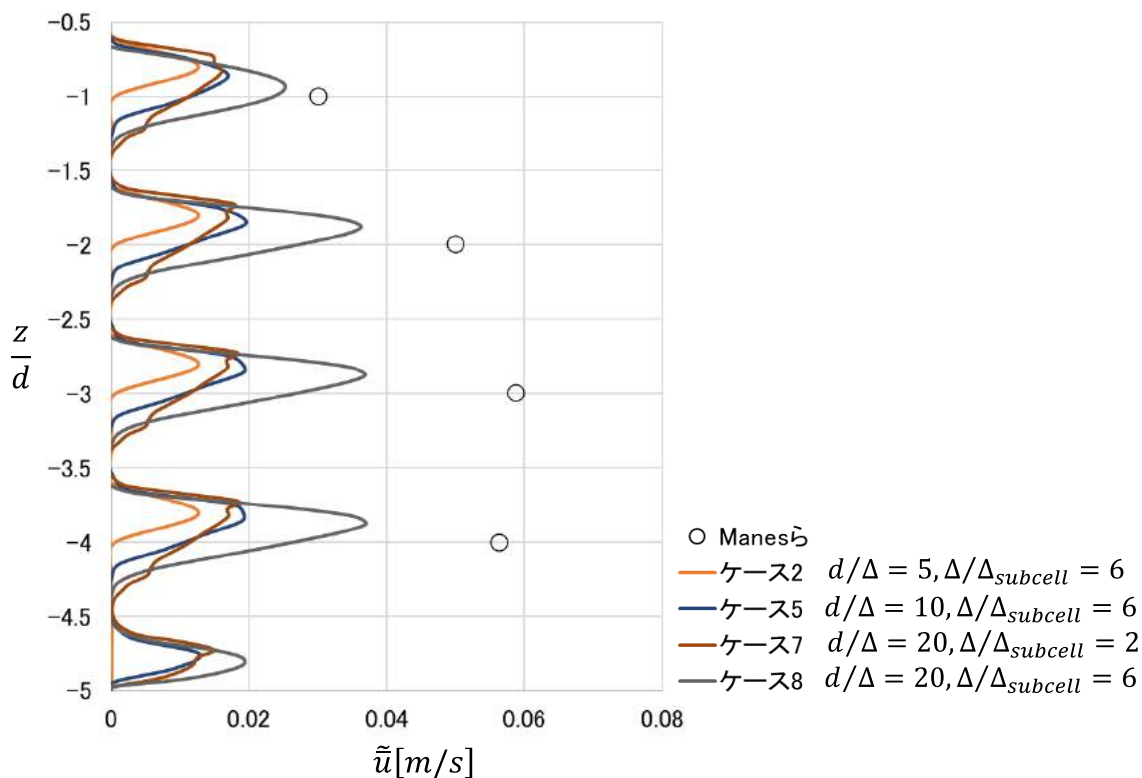


図 2-22 浸透流速に及ぼす計算格子幅とサブセル幅の影響(ケース 2,5,7,8)

2.3.2 種々の現象を評価するための計算条件

前項及び Fukuda らの既往研究^{20),21)}を踏まえ、流れの解析において一流体モデルを用いて固体境界を取り扱うときに、種々の現象を評価するための計算条件を整理する。(表 2-3, 図 2-23)。

浸透層内の流速分布を適切に説明する場合には、計算条件を詳細に設定する必要がある。代表的な空間スケールは空隙の狭窄部の大きさであり、これを解像する必要がある。図 2-23 に示すように、 $d/\Delta = 20$ の場合では完全に液相と判定される領域を 10 個程度に分割する。これに対して、 $d/\Delta = 10$ では完全に液相と判定される領域を 4 個程度にしか分割することができない。浸透層のように固体物体に囲まれた領域の流れ場を説明するためには計算格子幅を $d/\Delta \geq 20$ 、浸透流速のオーダーを説明するためには、 $d/\Delta \geq 10$ とする必要がある。また、いずれにせよ固相の体積割合 α_s を精度良く評価する必要がある ($d/\Delta_{subcell} \geq 60$)。

粗面開水路の流れ構造を説明するためには、 $d/\Delta \geq 10$ かつ $d/\Delta_{subcell} \geq 60$ とする必要がある。特に、固相の体積割合 α_s の算定精度の影響は大きく、固相の体積割合の算定精度が悪い場合 ($\Delta/\Delta_{subcell} = 2$)、計算格子幅を細かくしても ($d/\Delta_{subcell} = 20$)、流速分布を全く説明することはできない。

上記に対して、一様流中の単一球に作用する流体力(抗力係数)を説明するためには、 $d/\Delta \geq 4$ と計算格子は粗くてよく、また固相の体積割合の算定精度の影響も小さく、 $d/\Delta_{subcell} \geq 8$ で十分である²⁹⁾。なお、福田ら²¹⁾は、幅 0.25m の計算格子を用いて洪水流の解析を行い、高さ 1m 程度の改良型袋詰玉石工の挙動を説明している。また Fukuda ら²⁰⁾は、大量の土砂が相互に接触しながら流動する土石流水理実験に、 $d/\Delta \geq 4$ 、 $\Delta/\Delta_{subcell} = 2$ のもと APM を適用し、流速や粒子速度、粒子濃度の鉛直分布を説明している。これは水路勾配が 19 度と急勾配で、粒子に作用する重力や粒子同士の接触力が流体力と比べて相対的に大きくなり、本論文で対象とする開水路粗面乱流と比べて流れの解析精度の重要性が低くなるためである。

表 2-3 種々の現象を評価するための計算条件

対象とする現象	代表的な空間スケールL1	計算格子の解像度	固相の体積割合の算定精度	解析結果の適用性
①浸透層内の流速分布	空隙狭窄部の大きさ	$d/\Delta=20$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=120$	○
		$d/\Delta=10$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=60$	△
②粗面開水路の水深スケールの流れ構造	粒径($L1=d$)	$d/\Delta=20$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=120$	○
		$d/\Delta=10$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=60$	○
		$d/\Delta=5$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=30$	×
③一様流中の単一球に作用する流体力(抗力係数) ¹⁸⁾	粒径($L1=d$)	$d/\Delta=8$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=16$	○
		$d/\Delta=4$	$d/\Delta_{\text{subcell}}=8$	○

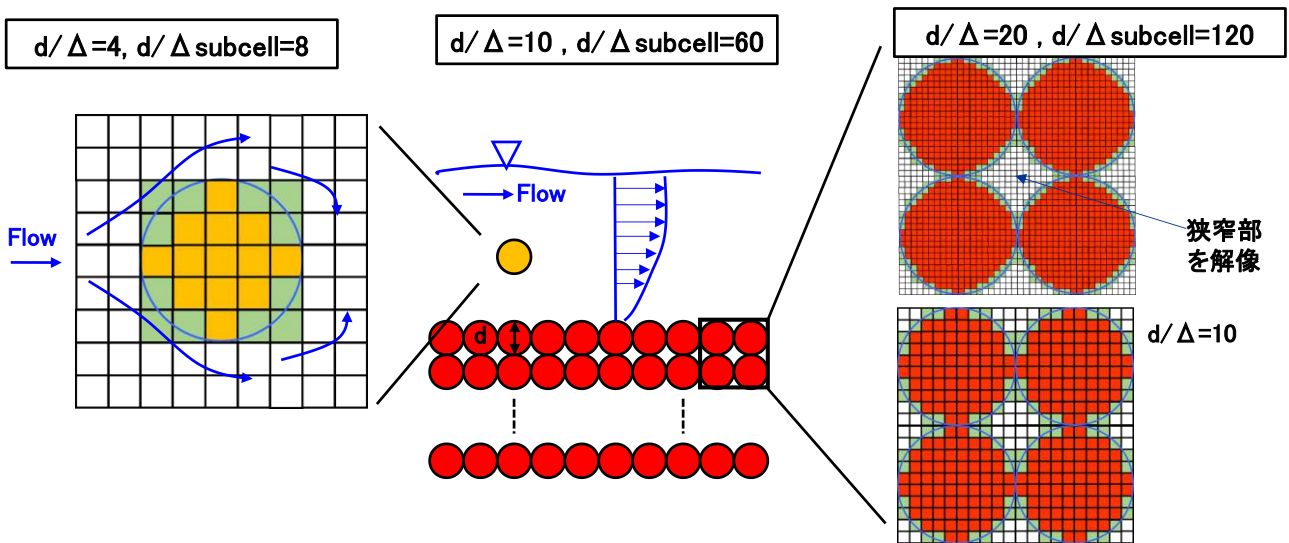


図 2-23 種々の現象を評価するための計算条件(模式図)

2.4 粒子運動の解析法

2.4.1 粒子運動の基礎方程式

粒子運動の解析は、剛体の並進と回転の運動方程式(式(2.31), (2.32))を用いて評価する。以下、後藤¹⁾、福田²⁾を参考にまとめる。

$$m\ddot{\mathbf{r}}_g = m\mathbf{g} + \mathbf{F}_f + \mathbf{F}_c \quad (2.31)$$

$$\mathbf{I}_r \dot{\boldsymbol{\omega}}_r = \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{N}_f + \mathbf{N}_c) - \boldsymbol{\omega}_r \times \mathbf{I}_r \boldsymbol{\omega}_r \quad (2.32)$$

ここに、 m は粒子の質量、 \mathbf{r}_g :粒子の重心の位置ベクトル、 \mathbf{g} :重力加速度ベクトル、 \mathbf{F}_f :粒子に作用する流体力ベクトル、 \mathbf{F}_c :粒子に作用する接触力の和のベクトル、 $\boldsymbol{\omega}_r$:粒子の角速度テンソル、 \mathbf{N}_f :粒子に作用する流体力に伴うトルク、 \mathbf{N}_c :粒子に作用する接触力に伴うトルクである。添え字 r は粒子に固定された動座標系によるものを表す。ドット記号は、時間に関する1階微分を表す。また、 \mathbf{I}_r は、粒子の慣性テンソルであり、以下のように表せる。

$$\mathbf{I}_r = \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} & I_{13} \\ I_{21} & I_{22} & I_{23} \\ I_{31} & I_{32} & I_{33} \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

$$I_{11} = \int_V \rho(r_2^2 + r_3^2)dV, I_{22} = \int_V \rho(r_1^2 + r_3^2)dV, I_{33} = \int_V \rho(r_1^2 + r_2^2)dV \quad (2.34)$$

$$I_{12} = I_{21} = - \int_V \rho r_1 r_2 dV, I_{23} = I_{32} = - \int_V \rho r_2 r_3 dV, I_{31} = I_{13} = - \int_V \rho r_3 r_1 dV \quad (2.35)$$

また、 \mathbf{R} は粒子に固定された動座標系から全体座標系(ここでは流体計算用の座標系)への座標変換行列であり、次式で表すことができる。

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_x^* & \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_y^* & \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_z^* \\ \mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_x^* & \mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_y^* & \mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_z^* \\ \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_x^* & \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_y^* & \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_z^* \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

ここに、 $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ は全体座標系の基底ベクトル、 $\mathbf{e}_x^*, \mathbf{e}_y^*, \mathbf{e}_z^*$ は粒子に固定された動座標系の基底ベクトルである。

式(2.32)において、左辺は粒子に固定された動座標系における粒子の角運動量の時間変化分であり、右辺第1項は粒子に作用する流体力と接触力に伴うトルクであり、全体座標系から動座標系に変換している。右辺第2項は回転運動により生じるローレンツ力による角運動量の変化分である。

2.4.2 粒子に作用する流体力の評価方法

流体力を抗力係数等の経験式で評価する一般的な方法は、境界近傍を移動する粒子に作用する流体力や複数の粒子が近傍に存在するとき等の複雑な問題に適用できないことが明らかにされてきた。また、流体中を移動する非球形粒子に作用する流体力の抗力係数等は一般化されていない。このため、本論文では、粒子よりも小さな計算格子を用いて得られる粒子周りの詳細な流れ場から流体力を直接算出する。流体力は、球が含まれる範囲の計算格子において液相に及ぼす反力が粒子に加わる力として算出する^{5),7),30),31)}。すなわち、固相(粒子)の領域において、式(2.2)の圧力項とせん断応力項を体積積分し、ガウスの発散定理より粒子表面に作用する流体力と流体力に伴うトルクを評価する(式(2.37), (2.38))。

流体力の i 方向成分

$$F_{f,i} = \int_{\Omega_s} \left\{ -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \{2(v + v_t)S_{ij}\} \right\} d\Omega_s \quad (2.37)$$

流体力に伴う i 軸周りのトルク

$$N_{f,i} = \int_{\Omega_s} \varepsilon_{ijk} \gamma_j \left\{ -\frac{\partial P}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial}{\partial x_l} \{2(v + v_t)S_{kl}\} \right\} d\Omega_s \quad (2.38)$$

ここに、 ε_{ijk} はエディトンのイプシロン、 γ_j :粒子の重心から力の作用点に向かう位置ベクトルである。

図 2-24 に、流体力の i 方向成分の算出において体積積分する範囲(評価点)を示す。固相と判定されるサブセルの最も近い流速 \mathbf{u} 評価点を体積積分する範囲とする。例えば、格子 1 に含まれるサブセルは全て粒子の内側に位置し固相と判定されるため、評価点 $i-2,j,k-1$ や評価点 $i-1,j,k-1$ は体積積分の対象となる。また、格子 10 内のサブセルの一部が固相と判定されるため、評価点 $i-1,j,k+1$ も体積積分の対象となるが、格子 9 内のサブセルはいずれも固相以外と判定されるため、評価点 $i-2,j,k+1$ は体積積分の対象から除外する。

なお、体積積分に用いる応力項の値を、固相サブセルを用いて固体表面の値に補間することも考えられるが、適切に補間する方法も十分検討されていないため、本論文では、流速評価点における応力項の値そのものを用いて、粒子に作用する流体力を評価(体積積分)する。このため、計算格子 Δ の粗い条件においてサブセル幅 Δ_{subcell} を小さくすると(例えば、 $d/\Delta = 5$, $\Delta/\Delta_{\text{subcell}} \geq 6$)、粒子と計算格子の配置状況により流体力がばらつくため、注意する必要がある。

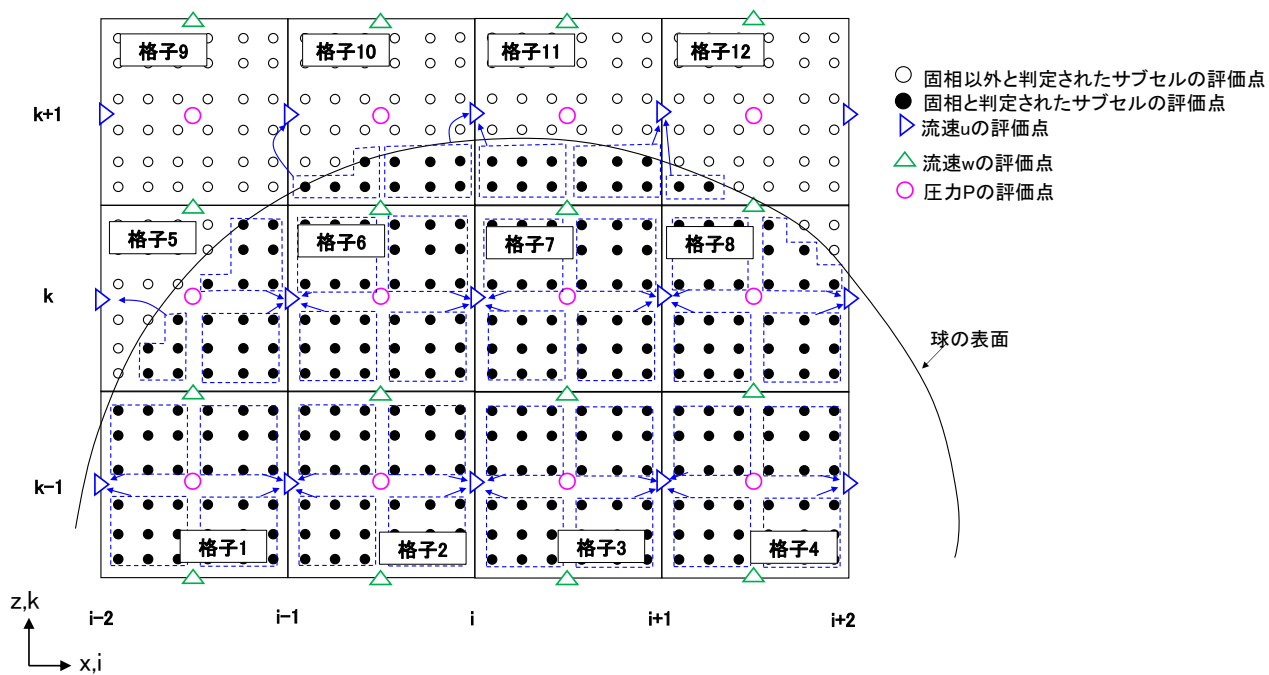


図 2-24 流体力の i 方向成分を評価する際の応力項を体積積分する範囲 (j - j 断面)

2.4.3 粒子同士の接触力の評価方法(個別要素法の導入)¹²⁾

図2-25に、球に作用する接触力を算出する際の座標軸を示す。球に作用する接触力は、弾的特性を表すバネ及び非弾性衝突による減衰特性を表すダッシュポット、クーロンの摩擦則を表す摩擦スライダーを用いて評価する(図2-26)。以下、後藤¹⁾、福田²⁵⁾を参考にまとめる。

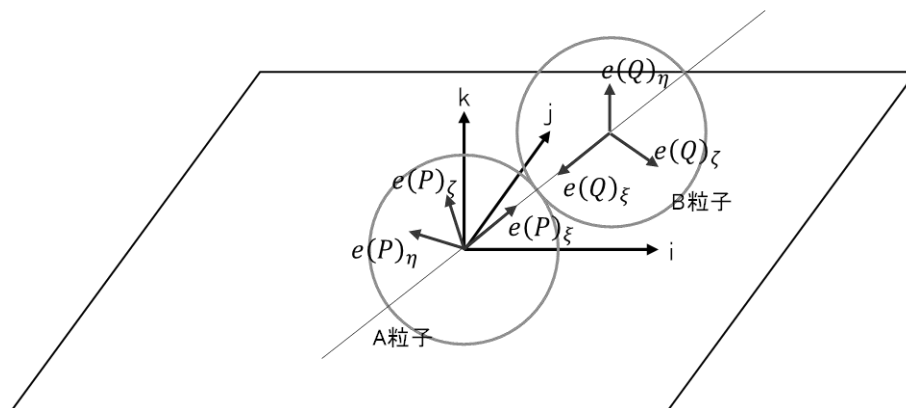


図2-25 接触力を評価するときの座標軸

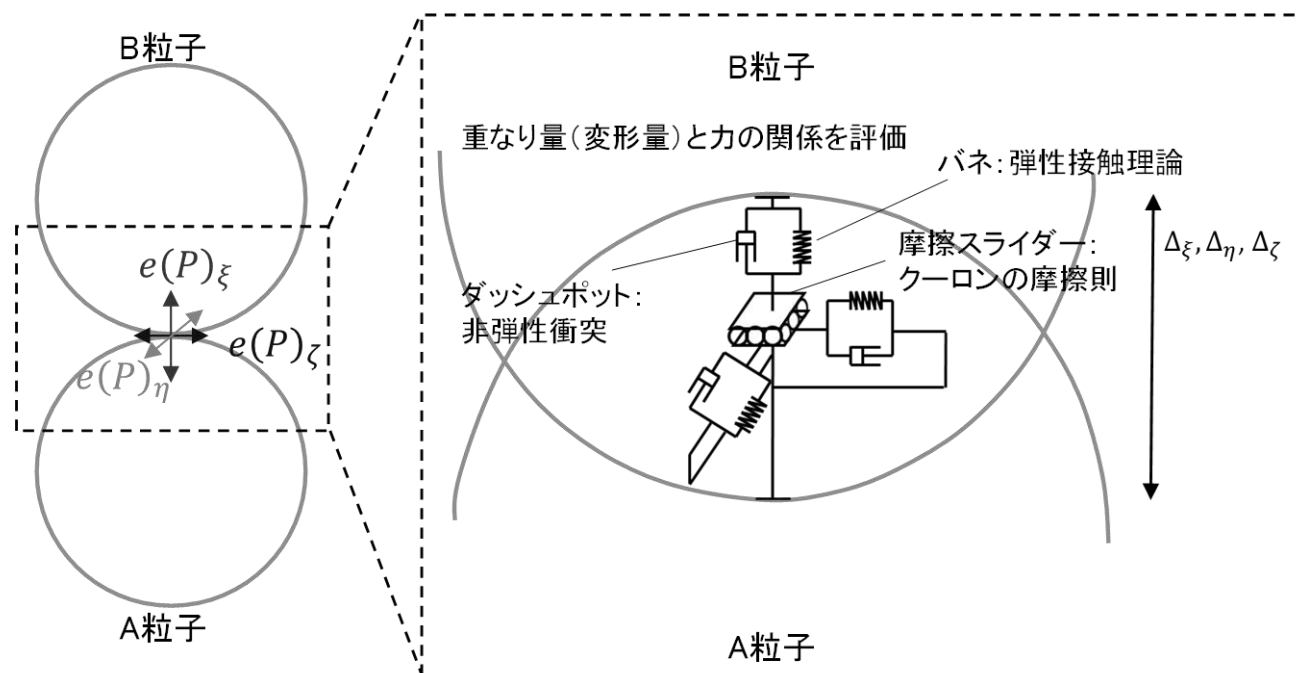


図2-26 個別要素法の概念図

個別要素法による ξ 軸方向(法線方向)の接触力 F_ξ の算出方法を示す.

$$F_\xi(t) = e_\xi(t) + d_\xi(t) \quad (2.39)$$

ここに, $e_\xi(t)$ は, 時刻 t におけるバネによる ξ 軸方向の力, $d_\xi(t)$:時刻 t におけるダッシュポットによる ξ 軸方向の力である.

バネによる力は, フックの法則を微分の形にし, 時間積分することで各時間ステップでの値を算出する.

$$e_\xi(t) = e_\xi(t - \Delta t) + k_n \Delta \xi \quad (2.40)$$

またダッシュポットによる力は次式で表す.

$$d_\xi(t) = c_n \frac{\Delta \xi}{\Delta t} \quad (2.41)$$

ここに, k_n は法線方向のバネ定数, c_n :法線方向のダッシュポットの定数, $\Delta \xi$: ξ 軸方向の変位である.

接線方向の力 $F_{\eta,\zeta}$ の評価には, バネとダッシュポットの他に, クーロンの摩擦則を表す摩擦スライダーを導入する. 摩擦スライダーは, 粒子が衝突した際に横滑りしないようにすることを表す. 接線方向の力の上限値は静止摩擦係数 μ と法線方向の圧縮力を用いて以下のように表現される.

$$F_{\eta,\zeta}(t) = e_{\eta,\zeta}(t) + d_{\eta,\zeta}(t) \quad (2.42)$$

$$e_{\eta,\zeta}(t) = e_{\eta,\zeta}(t - \Delta t) + k_s \Delta(\eta, \zeta) \quad (2.43)$$

$$d_{\eta,\zeta}(t) = c_s \frac{\Delta(\eta, \zeta)}{\Delta t} \quad (2.44)$$

$$|F_s(t)| = \min\{|F_s(t)|, \mu|F_\xi(t)|\}, \quad F_s(t) = \sqrt{F_\eta(t)^2 + F_\zeta(t)^2} \quad (2.45)$$

ここで, 下添え字 s は接線方向の合力を表す.

次に, バネ定数の設定方法を示す. 球同士の接触力と変位の関係には, Hertz の弾性接触理論を変形し, 力とひずみの線形関係を近似した次式を用いる³²⁾.

$$P = \left\{ \frac{4}{9} \left(\frac{r_A r_B}{r_A + r_B} \right) \left(\frac{E}{1 - \varphi} \right)^2 e_\xi(t) \right\}^{\frac{1}{3}} \delta \quad (2.46)$$

ここに, P はバネによる法線方向の力, r_A :球 A の半径, E :弾性係数, φ :ポアソン比である. これより, 法線方向のバネ定数 k_n は以下のようになる.

$$k_n = \left\{ \frac{4}{9} \left(\frac{r_A r_B}{r_A + r_B} \right) \left(\frac{E}{1 - \varphi} \right)^2 e_\xi(t) \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (2.47)$$

また, せん断弾性係数 G と弾性係数 E の間に

$$G = \frac{E}{2(1 + \varphi)} \quad (2.48)$$

の関係があることから, 接線方向のバネ定数 k_s は次のようになる.

$$k_s = \frac{k_n}{2(1 + \varphi)} \quad (2.49)$$

次に, ダッシュポットの定数の設定方法を示す. ダッシュポットは減衰振動系を仮定し, 任意の反発係数に一致するように設定する.

$$\begin{aligned}
 & \begin{cases} m_A \ddot{x}_A = c(\dot{x}_B - \dot{x}_A) + k(x_B - x_A) \\ m_B \ddot{x}_B = c(\dot{x}_A - \dot{x}_B) + k(x_A - x_B) \end{cases} \\
 & \rightarrow \begin{cases} m_A m_B \ddot{x}_A = m_B c(\dot{x}_B - \dot{x}_A) + m_B k(x_B - x_A) \\ m_A m_B \ddot{x}_B = m_A c(\dot{x}_A - \dot{x}_B) + m_A k(x_A - x_B) \end{cases} \\
 & \rightarrow m_A m_B (\ddot{x}_B - \ddot{x}_A) = (m_A + m_B) c (\dot{x}_B - \dot{x}_A) + (m_A + m_B) k (x_B - x_A)
 \end{aligned} \tag{2.50}$$

これより,

$$m' \ddot{x}' + c' \dot{x}' + k' x' = 0 \tag{2.51}$$

$$m' = m_A m_B, c' = (m_A + m_B) c, k' = (m_A + m_B) k, x' = x_B - x_A \tag{2.52}$$

と相対変位の振動の式に変形することができる。これを解くと次式を得る。

$$x = Ae^{-\gamma t} \sin\left(2\pi \frac{\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}}{2\pi} t + \alpha\right) \tag{2.53}$$

$$\gamma = \frac{c'}{2m'} \quad \omega = \sqrt{\frac{k'}{m'}} \tag{2.54}$$

上式を微分して得られる速度は,

$$\dot{x} = Ae^{-\gamma t} \left\{ -\gamma \sin(\sqrt{\omega^2 - \gamma^2} t + \alpha) + \sqrt{\omega^2 - \gamma^2} \cos(\sqrt{\omega^2 - \gamma^2} t + \alpha) \right\} \tag{2.55}$$

初速度 v_0 に対して, 半周期後の速度 v_1 は次式で表すことができ,

$$v_1 = -v_0 e^{-\gamma\pi/\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}} \tag{2.56}$$

反発係数は次式で評価することができる。

$$e_r = -\frac{v_1}{v_0} = \frac{v_0 e^{-\gamma\pi/\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}}}{v_0} = e^{-\gamma\pi/\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}} \tag{2.57}$$

以上より, ダッシュポットの係数は次式となる。

$$c_n = -2 \frac{\ln e_r}{\sqrt{\pi^2 + (\ln e_r)^2}} \sqrt{\frac{m_A m_B}{m_A + m_B} k_n} \tag{2.58}$$

$$c_s = c_n \sqrt{\frac{k_s}{k_n}} \tag{2.59}$$

これらの個別要素法の解析は, 移動粒子を構成する小球の接触点ごとに適用し, それぞれの接触力を合算することにより, 粒子全体に作用する接触力, 接触力によるトルクを算出する。

$$F_{c,i}^* = \sum F_{c,i} \tag{2.60}$$

$$N_{c,i}^* = \sum r_{c,i} \times F_{c,k} \tag{2.61}$$

なお, 水流中の粒子運動に対する解析法の妥当性の検証は, 第5章にて示す。

2.5 MPI(Message Passing Interface)における情報の共有方法と計算環境

第3章～第5章において実施する数値解析は、流体計算に用いる計算格子が数千万～1億個程度の大規模計算であり、計算機1台ではデータ記憶容量(メモリ)が不足するため、複数の計算機を並列させて計算を実施する(MPI: Message Passing Interface)。以下に、流体と粒子運動の情報の共有方法を示す。

第2章, 第4章, 第5章の数値解析は, 図2-27に示すように, 計算領域を縦断方向に6個, 横断方向に4個の合計24個のプロセスに分割し, プロセス間で逐一情報を送受信しながら進めた。なお, 第3章の数値解析は横断方向の計算格子数が少なく, 計算領域を横断方向に2個, 縦断方向に6個の合計12個のプロセスに分割している。なお, プロセス内の流体計算はOpenMPにより並列計算を行った。

流れ場の解析では, 隣接するプロセス間で計算格子3個分の情報(流速3成分, 圧力, 密度関数, 密度, 水面高さ)を送受信している。これは, 式(2.2)の移流項の解析において3次精度の風上差分を用いているためである。

粒子運動の解析では, 基本的にプロセス内に粒子の重心が位置する粒子について並進と回転の運動(2.4.1項～2.4.3項)を評価する。ただし, 隣接プロセスの近くに位置する粒子は隣接するプロセス内に位置する粒子と接触する可能性があるため, プロセス間で粒子情報を共有する。図2-28に, 粒子の位置と情報共有の有無を表す模式図を示す。プロセス⑧に着目すると, 粒子A,B,Cは, プロセス⑧の内部に位置するため, プロセス⑧で運動を評価する。プロセス⑦で運動を解く粒子Dについては, 粒子を構成する小球の重心がプロセス⑧のバッファ(粒子情報を共有する領域)に位置するため, 粒子Dの情報をプロセス⑦からプロセス⑧に送信する。一方, 粒子Bはプロセス⑧のコーナーに位置しており, プロセス⑧からプロセス①, ②, ⑦に粒子Bの情報を送信する。プロセス⑧と⑨間のバッファには粒子は存在せず, プロセス⑧と⑨の間では, 粒子情報の送受信は行われぬ。なお, バッファの大きさは, 移動粒子を構成する小球及び水路を構成する小球の内の最も大きい粒子の直径に1ステップの間に粒子が移動する距離(想定値)の和としている。

なお, 各ケース計算は, 研究室で所有する計算機(Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2650 ベースクロック: 2.20GHz, 24コア, RAM: 132GB)を2ノード使用して, 概ね2週間程度要している。プロセス数を変えずにノード数を4ノードにすると(各プロセスのスレッド数を2倍にした), 計算速度が1.8倍程度まで高速化するため, ノード間のネットワークによる計算の遅延は少ないと考えられる。現在, 出力する情報は, 全プロセスからプロセス⑩に送信し, プロセス⑩において情報をまとめて出力ファイルを作成しており, 出力ファイルの作成に計算時間を要している。プロセス毎に情報を出力するなどプログラムの改良をすることにより, メインの計算を高速化することできると考えている。

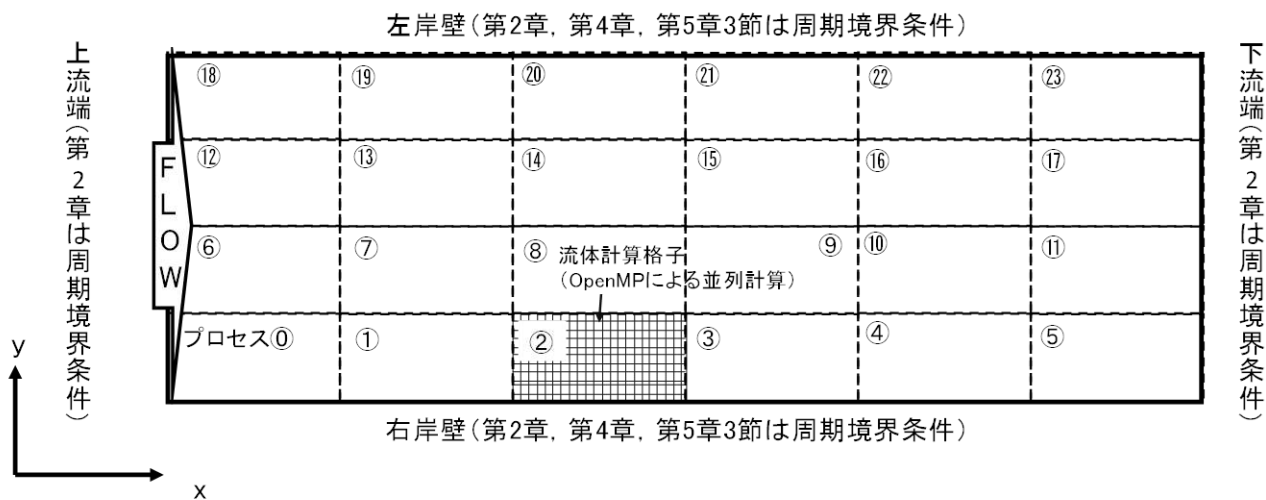


図 2-27 計算領域と MPI におけるプロセス分割方法の模式図

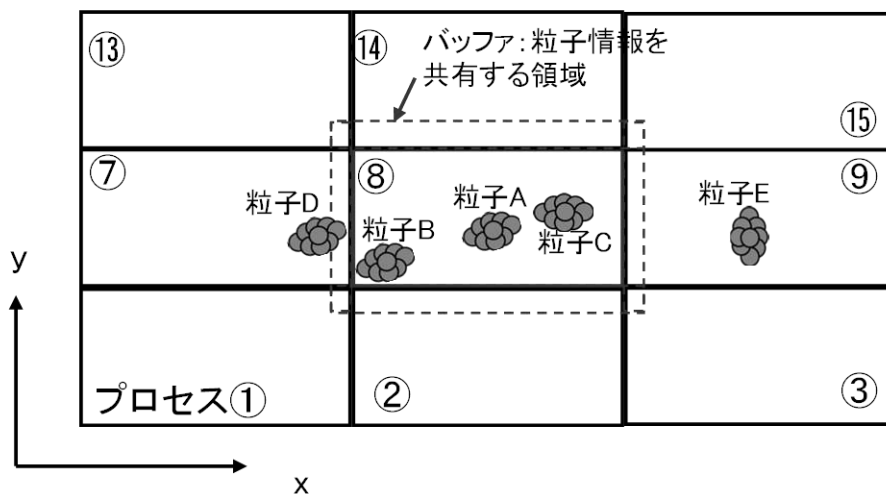


図 2-28 MPI におけるプロセス間の情報の共有方法

2.6 第2章のまとめ

1. 第2章では、本論文で対象とする開水路粗面乱流、すなわち複雑な水路底面境界形状を有し(第2章～第5章)、かつ水流中を水深に対して無視することのできない大きさの粒子が移動する場(第5章)を説明することの可能な数値解析法(APM法⁷⁾)を示した。
 - (ア) 複雑な水路底面の凹凸、移動粒子のある場を解析するため、デカルト座標系に基づく流れの計算において、固体境界を含む計算格子に固液混相の一流体モデルを適用した。また、大規模な水面変動を考慮することの可能なVOF法を導入した。
 - (イ) 粒子運動は並進と回転の運動方程式を解き、粒子同士(水路も球を重ね合わせて作成している)の接触力は個別要素法により評価し、粒子に作用する流体力は、粒子よりも小さい計算格子を用いて得られる粒子周りの詳細な流れ場から直接算出した。
2. 流れの解析精度は、計算格子幅 Δ と一流体モデルにおいて固相の体積割合 α_s を算定するためのサブセル幅 $\Delta_{subcell}$ に大きく影響する。2.3節において、計算格子幅とサブセル幅の異なる条件のもと、一樣な大きさ(直径 d)の球で構成される固定床浸透性粗面上の流れ構造を検証した。この結果、 $d/\Delta = 10$ と計算格子の粗い条件においても $d/\Delta_{subcell} = 60$ とサブセル幅を小さくし、固相の体積割合 α_s を詳細に算定することにより、主流速分布やレイノルズ応力分布、乱れ強度分布、また浸透流速のオーダーを説明することができることを示した。なお、流れの解析はLESであり、SGSモデルはSmagorinskyモデルとし、Smagorinsky定数は $C_s = 0.173$ を用いる。

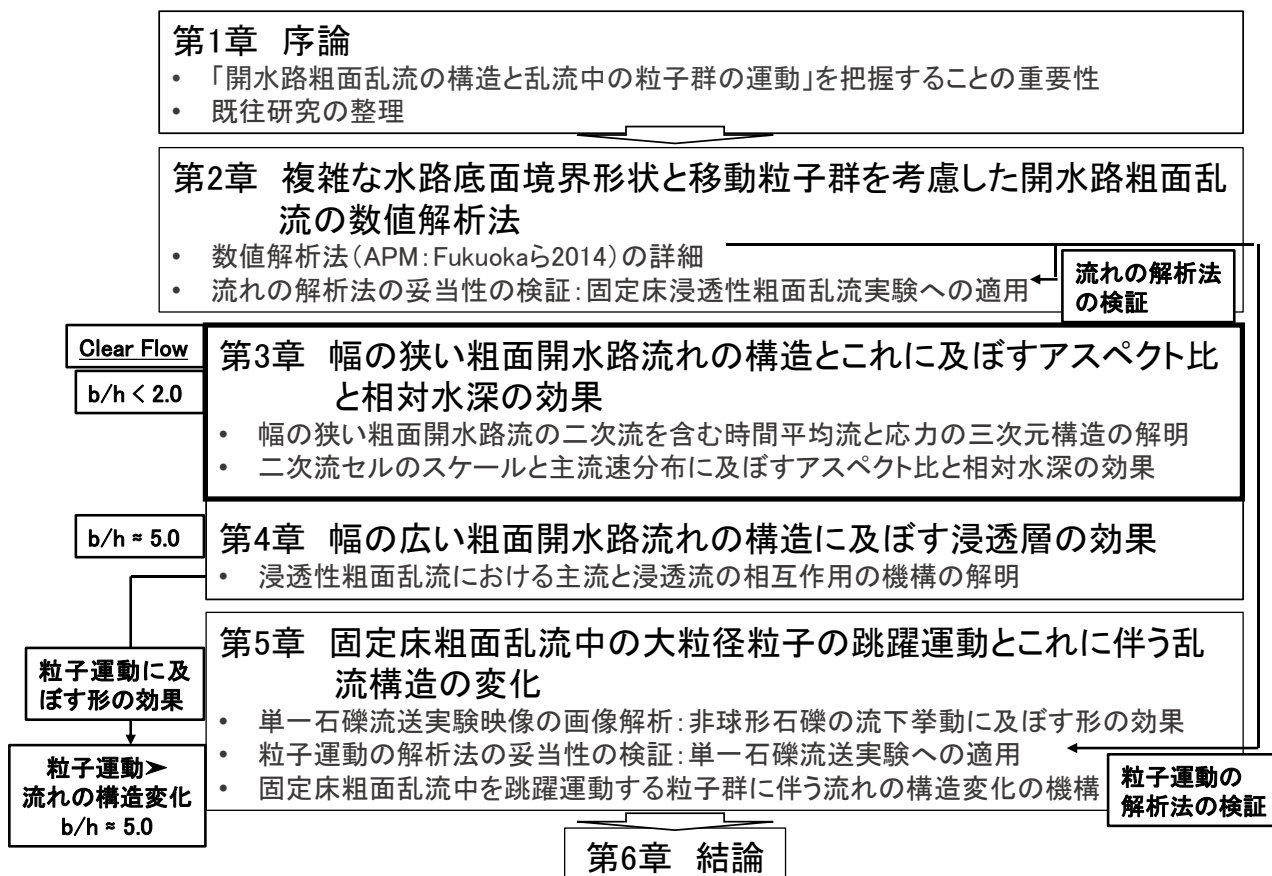
第2章の参考文献

- 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) Dong, P. and Zhan, K.: Two-phase flow modeling of sediment motions in oscillatory sheet flow. Coastal Engineering, Vol. 36, pp. 87-109, 1999.
- 3) 梶島岳夫, 瀧口智志, 浜崎洋至, 三宅裕: 渦放出を伴う粒子を含む鉛直平行平板間乱流の構造, 日本機械学会論文集(B編), 第66巻647号, pp.120-127, 2000.
- 4) 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.
- 5) 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(1), pp.100-110, 2006.
- 6) Ji, C., Munjiza, A., Avital, E., Xu, D. and Williams, J.: Saltation of particles in turbulent channel flow. PHYSICAL REVIEW E, Vol.89, 052202, 2014.
- 7) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in numerical movable-bed channel. Advances in Water Resources, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 8) Hu, HH.: Direct simulation of flows of solid-liquid mixtures. International Journal of Multiphase flow, Vol. 22(2), pp.335-352, 1996.
- 9) 小野謙二：設計における直行格子法の利用, ながれ, Vol.21, pp.16-25, 2002.
- 10) 赤坂啓, 小野謙二：複雑形状に対するボクセル法に基づく非圧縮流れ解析の境界条件の実装方法, 日本計算工学会論文集, No.20060024, 2006.
- 11) Peskin, S.: Flow patterns around heart valves: a numerical method. Journal of Computational Physics, Vol.10, pp.252-271, 1972.
- 12) Fadlun, A., Verzicco, R., Orlandi, P. and Mohd-Yusof, J.: Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. Journal of Computational Physics, Vol.161, pp.35-60, 2000.
- 13) 有川太郎, 山田文則, 秋山実: 3次元数値波動水槽における津波波力に関する適用性の検討, 海岸工学論文集, 第52巻, pp.46-50, 2005.
- 14) 中村正人, 高瀬慎介, 樫山和男, 寺田賢二郎, 車谷麻緒: 有限被覆法に基づく自由表面を有する流体-構造連成解析手法の構築, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.67(2), I_199-I_208, 2011.
- 15) 有川太郎, 関克己, 大木裕貴, 平野弘晃, 千田優, 荒木和博, 石井宏一, 高川智博, 下迫健一郎: 階層型連成シミュレーションによる高精細津波遡上計算手法の開発, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.73(2), I_325-I_330, 2017.
- 16) 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.
- 17) Hirt, C.W. and Nichols, B.D.: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. Journal of Computational Physics, Vol.39, pp.201-225, 1981.

- 18) Cundall, P.A. and Strack, O.D.L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, Vol.29(1), pp.47-65, 1979.
- 19) Manes, C., Pokrajac, D., McEwan, I. and Nikora, V.: Turbulence structure of open channel flows over permeable and impermeable beds: A comparative study. *PHYSICS OF FLUIDS*, Vol.21, 125109, 2009.
- 20) 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.
- 21) 福田朝生, 澁谷慎一, 福岡捷二: 改良された袋詰玉石工の洪水時の安定性評価技術の開発とこれを活用した袋詰玉石工の構造・配置の技術的検討, *河川技術論文集*, 第25巻, pp.463-468, 2019.
- 22) Smagorinsky, J.: General circulation experiments with the primitive equations, *Monthly Weather Review*, Vol.91(3), pp.99-164, 1963.
- 23) 稲垣昌英, 近藤継男, 長野靖尚: 実用的な LES のための混合時間スケール SGS モデル, *日本機械学会論文集(B編)*, 第68巻673号, pp.122-129, 2002.
- 24) 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 株式会社養賢堂, 2012.
- 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, 中央大学大学院博士論文, 2013.
- 26) Deardorff, J.W.: A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 41(2), pp.453-480, 1970.
- 27) 義江龍一郎, 小村佳祐, 堅田弘大, Jiang, G.: 都市街区内の非等温流れ場における汚染物質拡散・熱拡散に関する風洞実験と LES, 第22回風工学シンポジウム論文集, pp.61-66, 2012.
- 28) 河合英徳, 田村哲郎, 近藤宏二, 野津剛, ラフルバレ, 大西慶治, 坪倉誠: BCM-LES による建物周りの圧力場・流れ場解析, 第24回風工学シンポジウム論文集, pp.247-252, 2016.
- 29) 禰津家久: 開水路乱流の乱れ強度に関する研究, *土木学会論文報告集*, 第261号, pp.67-76, 1977.
- 30) 水理委員会共同研究グループ(芦田和男, 江頭進治, 佐々木幹夫, 清水義彦, 関根正人, 玉井昌宏, 藤田正治, 宮本邦明, 森明巨): 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*, 第38巻, pp.563-570, 1994.
- 31) 水理委員会共同研究グループ(芦田和男, 江頭進治, 佐々木幹夫, 清水義彦, 関根正人, 玉井昌宏, 藤田正治, 宮本邦明, 森明巨): 固液混相における支配方程式とその適用性, *水工学論文集*, 第39巻, pp.537-550, 1995.
- 32) Tsuji, Y., Tanaka, T. and Ishida, T.: Lagrangian numerical simulation of plug flow of cohesionless particle in a horizontal pipe. *Powder Technology*, Vol.71, pp.239-250, 1992.

第3章

幅の狭い粗面開水路流れの構造と これに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果



第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

3.1 概説

矩形断面を有する滑面直線開水路では、側壁から水深の 2.5 倍程度離れた横断位置まで二次流セル (BSF, OSF 及び ISF: 第1章の図 1-2 を参照) が形成され¹⁾⁶⁾, 二次流が維持される機構²⁾や側壁沿いの組織構造(ejection & sweep)と瞬間的な鉛直方向流速及び二次流セルの向きの関係⁶⁾など, 時間平均流の構造やこれに及ぼす流れの瞬間構造について理解が進んでいる。

これに比して, 開水路粗面乱流については時間平均流の構造に関する研究は少ない。富永⁷⁾, Tominga & Nezu⁸⁾は, 潤辺の粗度配置とアスペクト比($b/h = 2.00 \sim 8.00$), 相対水深($h/r = 6.67 \sim 26.3$)の異なる開水路粗面乱流の水理実験を実施し, 開水路粗面乱流の二次流速度が開水路滑面乱流と比べて大きくなることや, 側壁のみ粗面のケースでは他の条件と比べて二次流セルが横断方向に拡大することなど二次流セルの強度やスケールに関する定性的な特徴を示している。また Ancy ら⁹⁾は, 極端に幅が狭く, 粗度の大きい開水路乱流中の大粒径粒子の跳躍運動に着目し研究しているが, 彼らの論文には流れの詳細な構造についてほとんど記述されていない。

このように開水路滑面乱流の二次流と応力に関する理解に比して, 開水路粗面乱流において強い二次流が維持される機構や特に幅の狭い水路の二次流構造に及ぼすアスペクト比($b/h = 0.36 \sim 1.43$)や相対水深($h/r = 3.63 \sim 12.00$)の効果に関する理解は不足している。

本章では, 第2章で示した解析法を用いて, Ancy らの実験において粒子を含まない流れ場のみを対象としたケースを基準に(ケース 1), アスペクト比 b/h と相対水深 h/r の異なる合計 5 ケースの開水路粗面乱流について三次元数値解析を実施した。

対象とする粗面開水路は, 底面が粗面, 側壁が滑面と潤辺で粗度構造が異なるため, 第一に, 解析で得られた三次元空間の時系列データをもとにレイノルズ応力方程式の各項の大小関係を調べ, 二次流の維持に密接に関係するレイノルズ垂直応力の生成機構を明らかにする。また, この生成機構に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果を示す。

第二に, 同様のデータからレイノルズ方程式の各項の大小関係を調べ, 粗面構造と支配的な応力及び二次流の維持機構の関係を示し, 幅の狭い粗面開水路における時間平均流の三次元構造を解明する。

最後に, 二次流のスケール及び主流構造に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果を示す。

3.2 数値解析手法

3.2.1 数値解析の概要と計算条件

アスペクト比($b/h = 0.36 \sim 1.43$)と相対水深($h/r = 3.63 \sim 12.00$)の異なる5ケースの数値解析を実施した(表 3-1, 図 3-1). ここに, Q は供給流量, b :水路幅, R :径深, h :水深, r :粗度高さ, \bar{u}_{max} :最大主流速(時間平均値), U_{mean} :断面平均流速, $U_*(R)$:径深に基づく摩擦速度, f は径深 R と断面平均流速 U_{mean} に基づくDarcy-Weisbach型の抵抗係数, Re :バルクレイノルズ数, Fr :フルード数, $|sv_{max}|$:二次流速の大きさの最大値, $|sv_{max}|/\bar{u}_{max}$:最大主流速に対する二次流速の最大値の比率, $|sv_{max}|/U_{mean}$:断面平均流速に対する二次流速の最大値の比率である.

ケース1では, Ancy らの実験⁹⁾と同様に, 長さ2m, 幅7mm, 勾配1/20の様な直線水路に一定流量(0.060 l/s)を供給した. 水路底面には, 図 3-1 の水路拡大図に示すように, 直径 $2r = 8$ mmの円柱を一樣に敷き詰めた.

ケース2と3は, ケース1と比べ水路幅を大きくし, ケース4はケース1と同じ水路幅で底面粗度を小さくした($2r = 3$ mm). また, ケース5はケース3と同じ水路幅で底面粗度を小さくした($2r = 3$ mm). 参考のため, 図 3-2 に, 本検討及び既往研究¹⁾⁸⁾で対象とする開水路乱流のアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の関係を示す.

x 軸は流れ方向とし, z 軸は平均的な水路床に垂直な方向とした. z 軸の座標原点は, Ancy らと同様に粗度頂部より $r/3$ 低い位置とした.

上流端($x = 0.0$ m)には, 径深 R の30倍以上また円柱粗度の直径 $2r$ の25倍以上と十分離れ, 径深や円柱粗度により決まる大スケールの変動をとらえることの可能な $x = 0.2$ m の流速分布を毎ステップで与え, 境界層が発達する距離を短くした(文献 10),11)を参考とした). 下流端($x = 2.0$ m)には, 1メッシュ上流側の流速分布を時々刻々と与え, 下流端水深を制御した.

固相及び液相の密度は, それぞれ $2500, 1000$ kg/m³ であり, 粘性係数は 0.001 kg/(m \cdot s)とした. 数値解析法及び計算条件は, 第2章3節の結果に従うように, 計算格子幅 Δ は 0.3 mm ($2r/\Delta \geq 10$)とし, サブセル幅 $\Delta_{subcell}$ は 0.05 mm ($2r/\Delta_{subcell} \geq 60$)とした. 刻み時間 dt は 2.0×10^{-5} 秒である. SGS モデルは Smagorinsky モデルとし, 減衰関数は用いずに Smagorinsky 定数は $C_s = 0.173$ とした.

表 3-1 水理条件

	Q [l/s]	b [mm]	Q/b×10 ³ [m ² /s]	R [mm]	h [mm]	b [mm]	b/h [-]	r [mm]	h/r [-]	\bar{u}_{max} [m/s]	U_{mean} [m/s]	$U_{*}(R)$ [m/s]
ケース1	0.060	7	8.57	2.97	19.5	7	0.36	4.0	4.88	0.68	0.44	0.038
ケース2	0.111	13	8.54	4.68	16.7	13	0.78	4.0	4.18	0.78	0.51	0.048
ケース3	0.171	20	8.55	5.92	14.5	20	1.38	4.0	3.63	0.88	0.59	0.054
ケース4	0.060	7	8.57	2.93	18.0	7	0.39	1.5	12.00	0.68	0.48	0.038
ケース5	0.194	20	9.70	4.67	14.0	20	1.43	1.5	9.33	0.93	0.69	0.048

	f [-]	Re [-]	Fr [-]	sv _{max} [m/s]	sv _{max} / \bar{u}_{max} [-]	sv _{max} / u_{mean} [-]	velocity-dip の有無	ISFの 有無
ケース1	0.015	1.3E+03	2.58	0.043	0.063	0.097	×	○
ケース2	0.018	2.4E+03	2.39	0.070	0.090	0.137	○	△
ケース3	0.017	3.5E+03	2.45	0.070	0.080	0.119	○	×
ケース4	0.013	1.4E+03	2.81	0.030	0.044	0.063	×	○
ケース5	0.010	3.2E+03	3.24	0.035	0.038	0.051	○	△

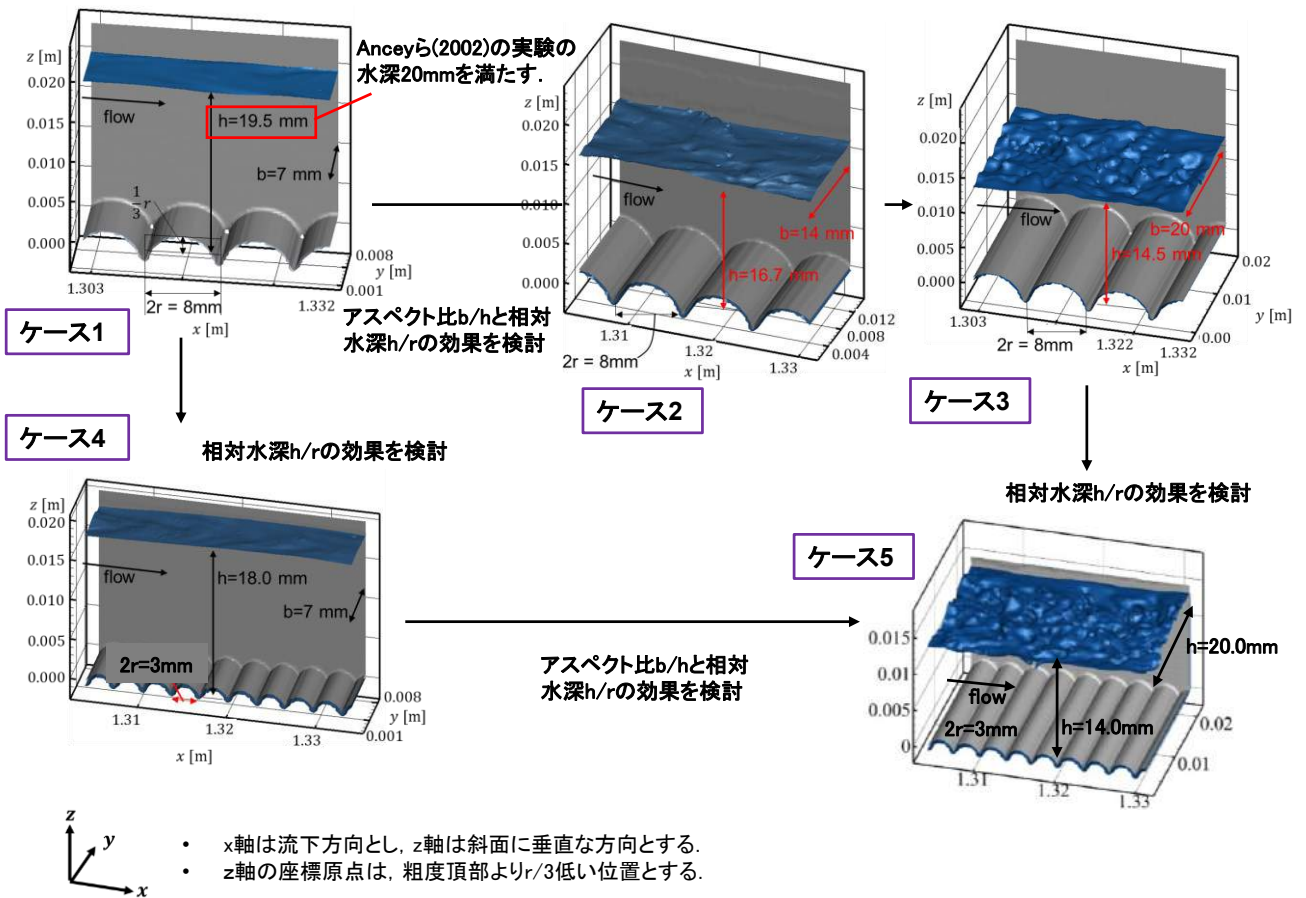


図 3-1 各ケースの水路拡大図(右岸壁を透明にしている)

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

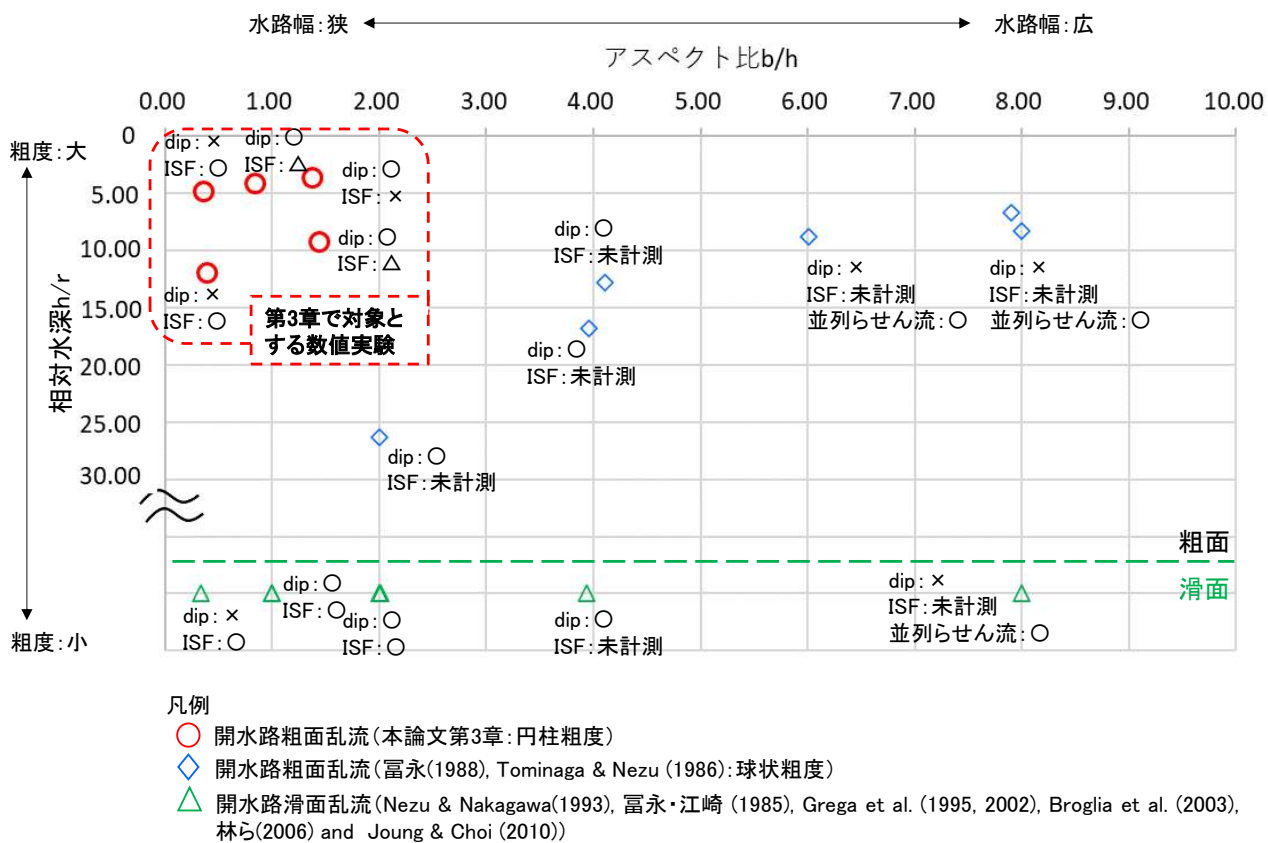


図 3-2 本検討と既往研究の開水路乱流におけるアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の関係

3.2.2 乱流の計測と数値解析結果の妥当性の検証

乱流のデータは、上流端及び下流端から十分離れた $x = 1.312 \text{ m}$ から円柱粗度 1 個分の範囲にて、乱流の凍結仮説に基づき $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}$ ごとに計測した。

乱流の計測時間を検討するため、最も変動の大きい主流速 u について、ケース 3 の粗度頂部断面の水路中央 ($y/b = 0.5$), $z/h = 0.14$ における 5.00 秒間の時系列データ及び各時間の移動平均値の時系列データを比較する(図 3-3)。

0.01 秒間で移動平均した主流速 u の時系列データは、生データ(出力値)とほとんど変わらず、5.00 秒間平均値と比べて変動は大きい。移動平均する時間が大きくなるほど、5.00 秒間平均値との差は小さくなり、1.00 秒や 2.00 秒で移動平均した主流速 u の移動平均値は 5.00 秒間平均値と比較して差はほとんど無い。これは、主流速 u の時系列において 0.20~0.30 秒程度の周期の変動があり、それよりも大きな時間で移動平均することにより、この変動を考慮した平均量となることを意味している。

図 3-4 に、5.00 秒間平均値を基準としたときの各移動平均値の標準偏差を示す。移動平均時間が 1.00 秒程度で 5.00 秒間平均値に漸近し、偏差は 2%程度と小さくなる。なお、1.00 秒間で平均した時間平均流の構造が、2.00 秒間で計測した場合とほとんど変わらない(ケース 3, 図 3-5)。

以上より、本研究では、乱流の計測時間を 1.00 秒間とした(各評価点におけるサンプリング総数は 2500 個である)。

なお、Ancey ら⁹⁾の実験と同様の条件であるケース 1 において、計測区間において時空間平均した水深 $h = 19.5 \text{ mm}$ と断面平均流速 $U_{\text{mean}} = 0.44 \text{ m/s}$ は、Ancey らの実験結果 ($h = 20 \text{ mm}$, $U_{\text{mean}} = 0.43 \text{ m/s}$) を概ね再現している。

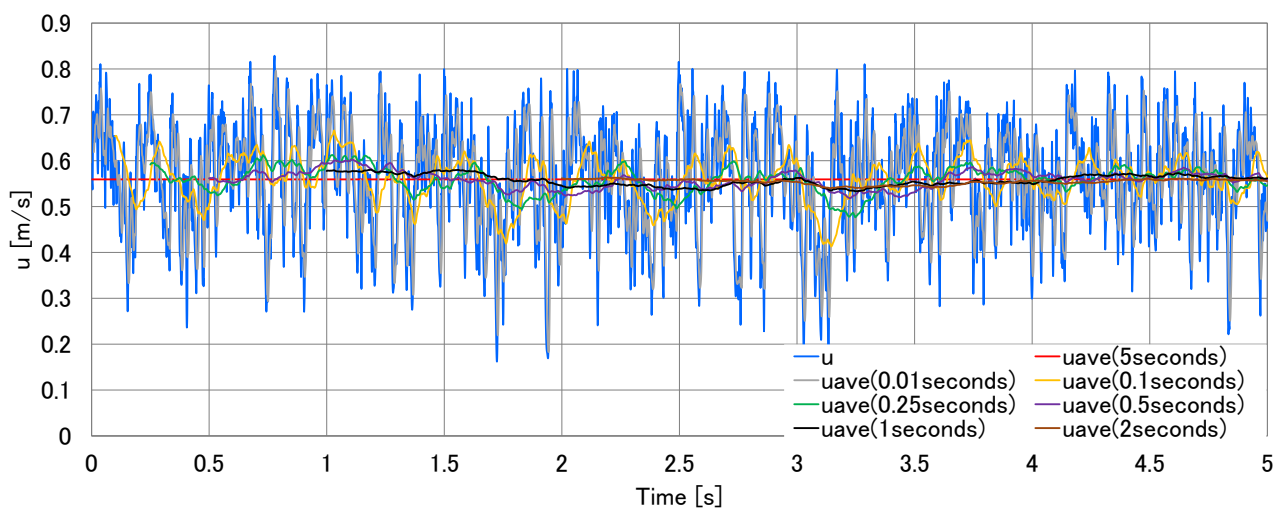


図 3-3 主流速 u の 5 秒間の時系列データ及び各時間の移動平均値の時系列データ

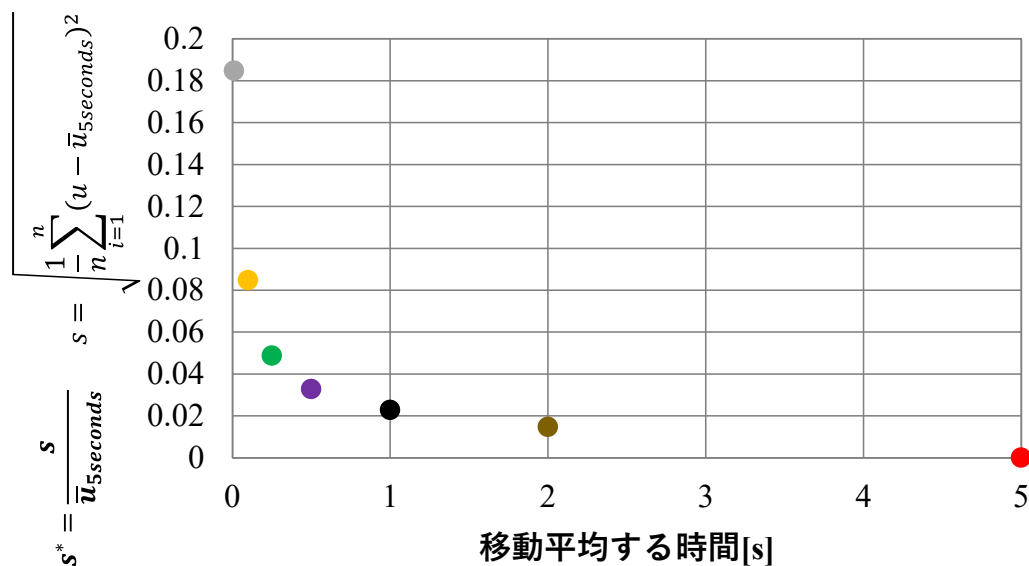


図 3-4 主流速 u の 5 秒間平均値を基準としたときの各移動平均値の標準偏差 (5 秒間平均値で無次元化)

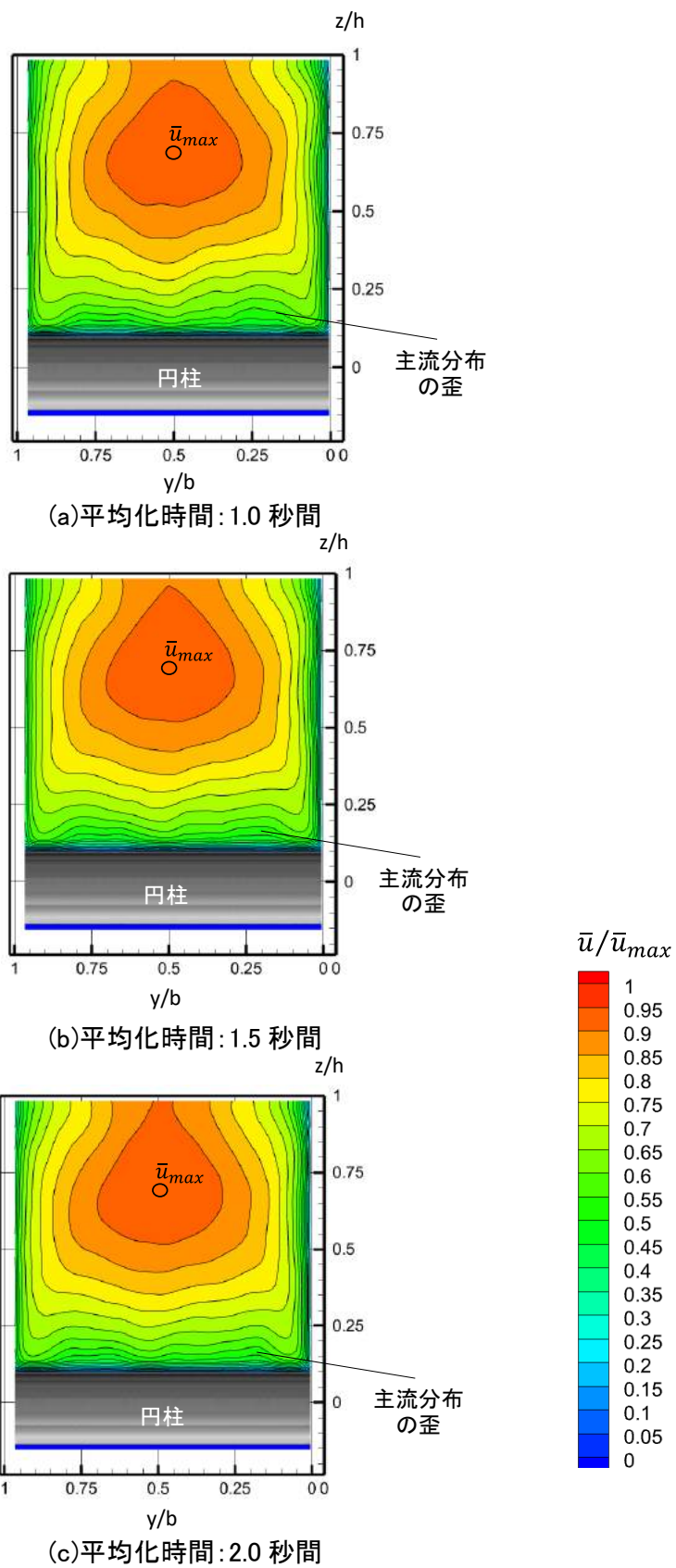


図 3-5 平均化時間と主流速の横断面分布の関係(ケース 3, 粗度頂部断面)

3.3 幅の狭い粗面開水路流れにおける時間平均流と応力の三次元構造

本節では、粗度要素の効果の最も大きいケース 3 を中心に、解析で得られた三次元空間の時系列データをを用いてレイノルズ応力方程式やレイノルズ方程式の各項を評価し、幅の狭い粗面開水路における応力と時間平均流の三次元構造を検討する。

二次流のスケールを議論するためには(3.4 節)、第一に、底面が粗面で側壁が滑面と潤辺で粗度構造が変化する水路において、二次流の維持機構に関わるレイノルズ垂直応力がどのように生成されるか明らかにする。また、この生成機構に及ぼすアスペクト比 b/h や相対水深 h/r の効果を検討する。

第二に、レイノルズ方程式に基づいて応力の三次元構造を示し、二次流を含む時間平均流の維持機構を示す。

3.3.1 レイノルズ垂直応力の生成機構

本数値解析で対象とする水路では、底面が粗面で側壁が滑面と潤辺で粗度が変化する。本項では、レイノルズ垂直応力の生成機構に及ぼす潤辺の粗度分布の影響を確認する。

レイノルズ応力方程式(3.1)から支配的な項を算出する。なお、乱れの統計量には LES で直接計算された成分のみを用い、格子以下のスケールの乱れは含まない。式(3.1)の左辺はレイノルズ応力 R_{ij} の加速度項、移流項を表し、右辺第 1, 2 項はレイノルズ応力の生成項で平均流から乱れのスケールにエネルギーが輸送されることを表す。右辺第 3 項は圧力-歪相関項であり、圧力変動を介し流速変動の成分を変換することを表す。また右辺第 4 項は、散逸項であり乱れエネルギーから熱エネルギーへの変換を表す。最後に右辺第 5 項は拡散項であり、[]内の第 1 項は速度変動、第 2 項及び 3 項は圧力変動、第 4 項は粘性に伴うものである。

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial R_{ij}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial R_{ij}}{\partial z} = \\
 \text{生成項} & \quad \left(-R_{i1} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x} - R_{i2} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial y} - R_{i3} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial z} \right) + \left(-R_{j1} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x} - R_{j2} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} - R_{j3} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} \right) \\
 \text{圧力-歪相関項} & \quad + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - 2\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x} \frac{\partial u'_j}{\partial x} + \frac{\partial u'_i}{\partial y} \frac{\partial u'_j}{\partial y} + \frac{\partial u'_i}{\partial z} \frac{\partial u'_j}{\partial z} \right) \\
 & \quad + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'_i u'_j u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'_i u'_j v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{u'_i u'_j w'}) \right\} \\
 & \quad + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho} \overline{u'_i p'} \delta_{j1} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{\rho} \overline{u'_i p'} \delta_{j2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{\rho} \overline{u'_i p'} \delta_{j3} \right) \right\} \\
 & \quad + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} \delta_{i1} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} \delta_{i2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} \delta_{i3} \right) \right\} \\
 & \quad + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial R_{ij}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial R_{ij}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial R_{ij}}{\partial z} \right) \right\} \tag{3.1}
 \end{aligned}$$

ここに、 $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ はレイノルズ応力、 δ_{ij} : デイラックのデルタ関数である。

図 3-6 に、 $R_{11}(=\overline{u'u'})$ の主要な生成項の横断面分布を示す。以降、各項は代表速度に摩擦速度 $u_*(R)$ 、代表長さに粗度高さ r を用いて無次元化している。縦断位置は粗度要素前面の粗度頂部に近い断面であり、3.3.2 項で示す「粗度要素を乗り越える流れが生ずる断面(断面番号(IV))」に対応する。以下、特に記述がない限り同じ断面とする。主流速 \bar{u} の側壁及び底面方向勾配に伴いレイノルズ応力 R_{11} が生成される。特に、粗度要素の前面に主流が衝突し乱れるため、 R_{11} は側壁付近と比べ底面付近で強く生成されることが分かる。

図 3-7 に、 R_{11} 、 $R_{22}(=\overline{v'v'})$ 及び $R_{33}(=\overline{w'w'})$ の輸送方程式における圧力-歪相関項の横断面分布を示す。主に、上述した機構に伴い生成された主流方向の乱れ成分(u')が、底面及び側壁付近において、流速変動の連続条件に基づき圧力歪相関項を介し(式(3.2)、(3.3))、横断方向及び鉛直方向の乱れ成分(v' 、 w')に分配され、 R_{22} 及び R_{33} が生成される。

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial x} \right) = - \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) - \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial w'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.3)$$

特に、底面付近にて R_{22} が強く生成されおり、開水路粗面乱流では乱れの非一様性が増すことが分かる。なお、図 3-7(c)に示すように、底面のごく近傍において R_{33} の輸送方程式における圧力-歪相関項が負になる。これは、粗度要素を乗り越えたり、谷部に潜り込んだりする流れの一部が横断方向の乱れ(v')に変換されるためと考えられる。

次に、 R_{22} 方程式の圧力-歪相関項に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果を検討する。ケース 3 では、底面から $z/h \approx 0.5$ の範囲で R_{22} を生成するのに対し(図 3-7(b))、図 3-8(a)に示すようにアスペクト比 b/h の小さいケース 1 では、底面から $z/h \approx 0.3$ と低い領域で R_{22} を生成する。従って、アスペクト比 b/h が極端に小さい場合、アスペクト比 b/h の大きいケースと比較して、乱れの非一様性は弱まり、水深に対する OSF のスケールは小さくなると考えられる。また、ケース 1 と比べ相対水深 h/r の大きいケース 4 では(図 3-8(b))、底面付近で変換される R_{22} の強度及びスケールは小さくなる。これより、ケース 4 ではケース 1 と比べて OSF のスケールはより一層小さくなると考えられる。

また、富永⁷⁾や Tominaga & Nezu⁸⁾の実験において開水路粗面乱流の二次流セルの大きさが開水路滑面乱流のときと比べて大きくなる一因として、開水路粗面乱流のケースにおいて、乱れの非一様性が増すためと考えられる。

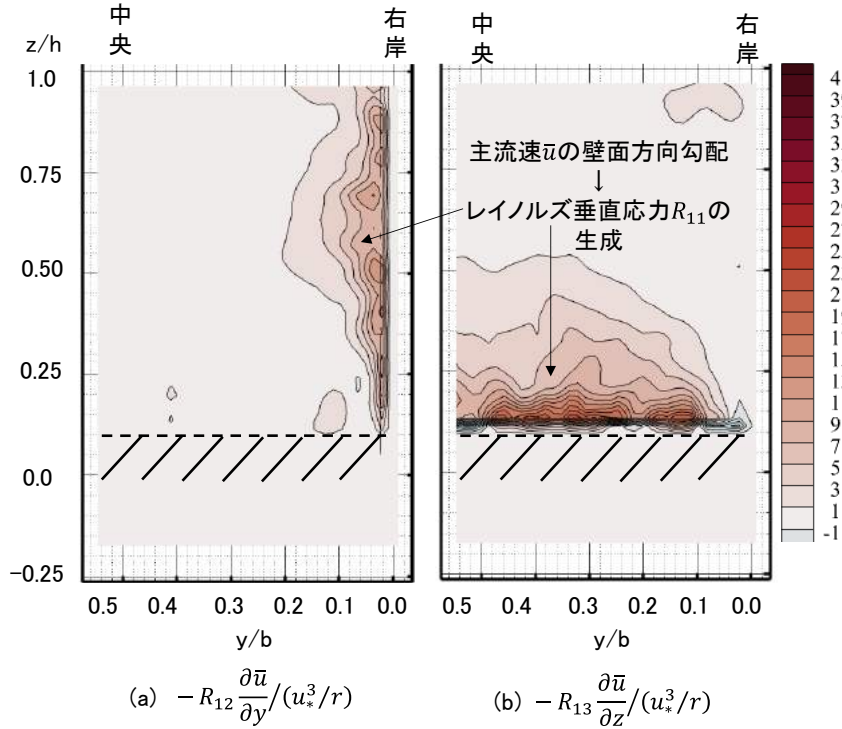


図 3-6 レイノルズ応力 R11 の生成項の横断面分布(ケース 3, 縦断位置は粗度要素前面の粗度頂部に近い断面)

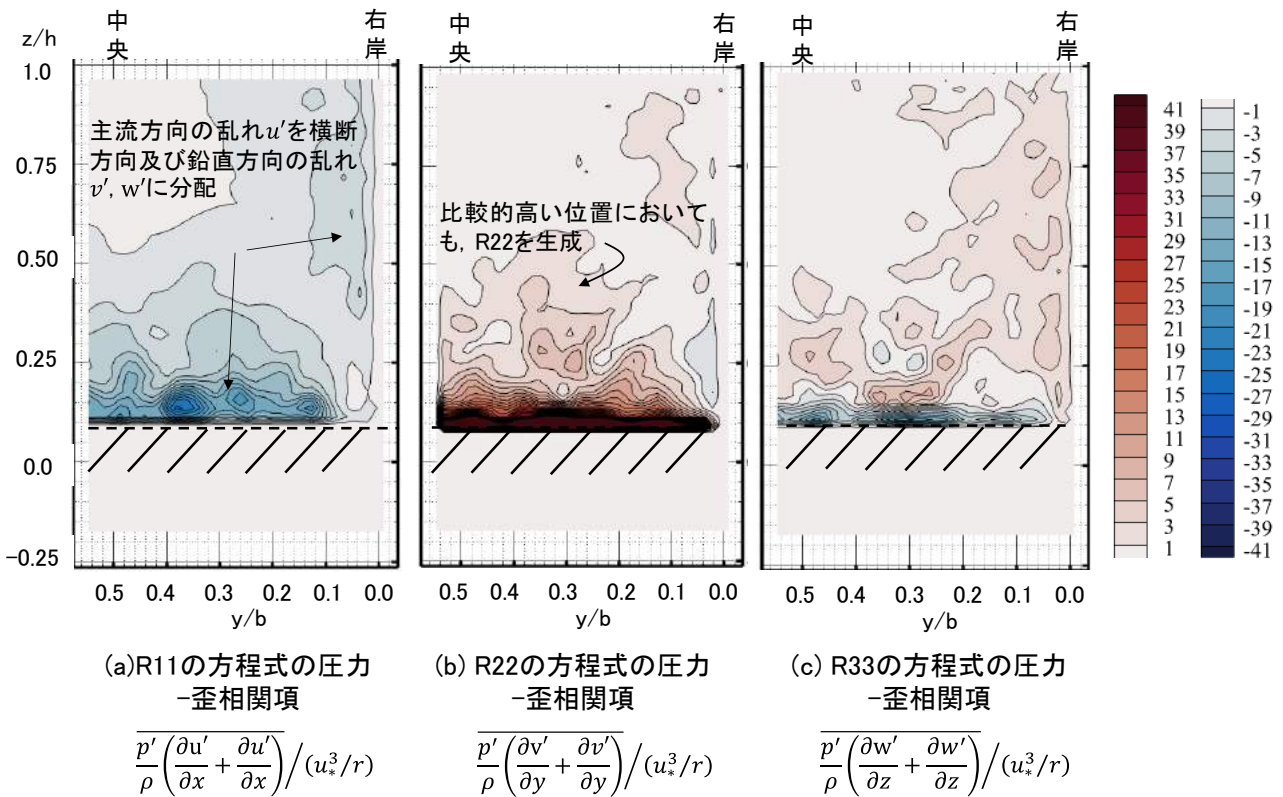


図 3-7 レイノルズ応力 R11, R22 及び R33 の圧力-歪相関項の横断面分布(ケース 3, 縦断位置は粗度要素前面の粗度頂部に近い断面)

3.3.2 応力及び時間平均流の三次元構造

二次流の維持機構を解明する手法は、主に渦度方程式の収支関係を分析する手法¹⁾とレイノルズ方程式の応力構造を分析する手法^{2),12)}がある。渦度方程式¹⁾を用いて開水路粗面乱流の時間平均流の三次元構造を分析する場合、渦度の他の2成分と影響を及ぼし合うなど、渦の発生機構を検討することは容易ではない(式(1.12))。これに対して、レイノルズ方程式に基づいて応力と時間平均流の構造を分析する手法^{2),12)}では、複雑な境界形状を有する水路においても適用することが可能であり、開水路粗面乱流の応力と時間平均流の構造を検討する上で有効である。

本項では、前項で示すように生成されたレイノルズ垂直応力と圧力の三次元構造を検討し、幅の狭い粗面開水路の二次流を含む時間平均流の維持機構を明らかにする。式(3.4)は、局所加速度項を除いたレイノルズ方程式である。左辺は移流項であり、右辺第1項はレイノルズ垂直応力項、第2~4項はレイノルズせん断応力項、第5項は重力加速度と圧力項の和、第6項は粘性に伴う拡散項である。粗度要素の影響が大きいケース3の結果を用いて、レイノルズ方程式から支配的な応力を算出する。

$$\begin{aligned}
 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} \\ \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial z} \\ \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{w}}{\partial z} \end{array} \right\} &= \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} \\ -\frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} \\ -\frac{\partial \bar{w}'^2}{\partial z} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} \\ -\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} \\ 0 \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} \\ 0 \\ -\frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial x} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ -\frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial z} \\ -\frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial y} \end{array} \right\} \\
 &+ \left\{ \begin{array}{l} g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \\ g_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \\ g_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) \\ \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) \\ \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) \end{array} \right\} \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

図3-9に、底面近傍におけるレイノルズ垂直応力(R_{22}, R_{33})の横断面分布を示す。 $\overline{RN_{yz}^*}$ は、レイノルズ方程式のレイノルズ垂直応力項を無次元化したベクトルである。レイノルズ垂直応力(R_{22}, R_{33})は、図3-7(b),(c)の圧力-歪相関項の分布に対応し、それぞれ側壁及び底面に近づくにつれて減衰する。これより、レイノルズ垂直応力項 $\overline{RN_{yz}^*}$ は、全体的に底面コーナーへ向けて作用し、OSF及びBSFの底面コーナーに向かう成分を駆動し、またOSFの底面コーナーから側壁沿いを上昇する成分やBSFの底面沿いを水路中央に向かう成分を抑制する。この様に、開水路粗面乱流における二次流の駆動や抑制に及ぼすレイノルズ垂直応力の基本構造は、開水路滑面乱流²⁾(図1-3を参照されたい)と対応することを示した。

次に、底面付近の圧力の横断面分布を検討する(図3-10)。なお、梶島ら¹²⁾、林ら²⁾はレイノルズ方程式の各項に対応するように圧力を分解しているが、著者は、圧力分布は移流項や他の応力項の結果として形成されるものであり、本質的に圧力を分解するものではないと考えており、本論文では圧力そのもので議論する。 $\overline{gp_{yz}^*}$ は、レイノルズ方程式の重力加速度項と圧力勾配項の和を無次元化したベクトルである。なお、図3-10(a)「粗度要素前面の粗度頂部に近い断面」における底面のごく近傍のベクトル(白色)は他と比べ1/10倍の大ききさで表示している。

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

$\overline{gp_{yz}^*}$ は、両断面ともに、粗度頂部より高い位置では林ら²⁾の開水路滑面乱流のときと同様に、水路内側に向けて作用する。これに対して、水路底面付近では圧力がかなり大きくなる。これは、上流側の粗度要素を乗り越えた流れが下流側の粗度要素の前面に衝突するためと考えられる。図 3-10(a)「粗度要素前面の粗度頂部に近い断面」では、 $\overline{gp_{yz}^*}$ は $|\overline{RN_{yz}^*}|$ の最大値の 20~30 倍の大きさで、水路底面から上向きに作用する。

また、図 3-10(b)「粗度要素前面の谷部に近い断面」では、 $\overline{gp_{yz}^*}$ は $|\overline{RN_{yz}^*}|$ の最大値の 2~3 倍の大きさで、粗度頂部高さから水路内側下向きに作用する。この影響を確認するため粗度の存在に伴う流れの縦断変化を検討する。

図 3-11 に、側壁近傍($y/b = 1/40$)における圧力の縦断分布を示す。 $\overline{gp_{xz}^*}$ は、レイノルズ方程式の重力加速度項と圧力勾配項の和を u_*^2/r で無次元化したベクトルである。上流側の粗度要素を乗り越えた流れが衝突する下流側の粗度要素の前面(断面(III)と(IV)の間)にて圧力が増加しており、 $\overline{gp_{xz}^*}$ は、断面(III)の低い位置では粗度要素間の谷部に向かって作用し、谷部に潜り込む流れを駆動する。一方、断面(IV)では、鉛直上向きに働き、粗度要素を乗り越える流れを駆動する。この様に、開水路粗面乱流の底面近傍では、圧力分布は時間平均流の三次元構造に大きな影響を及ぼす。

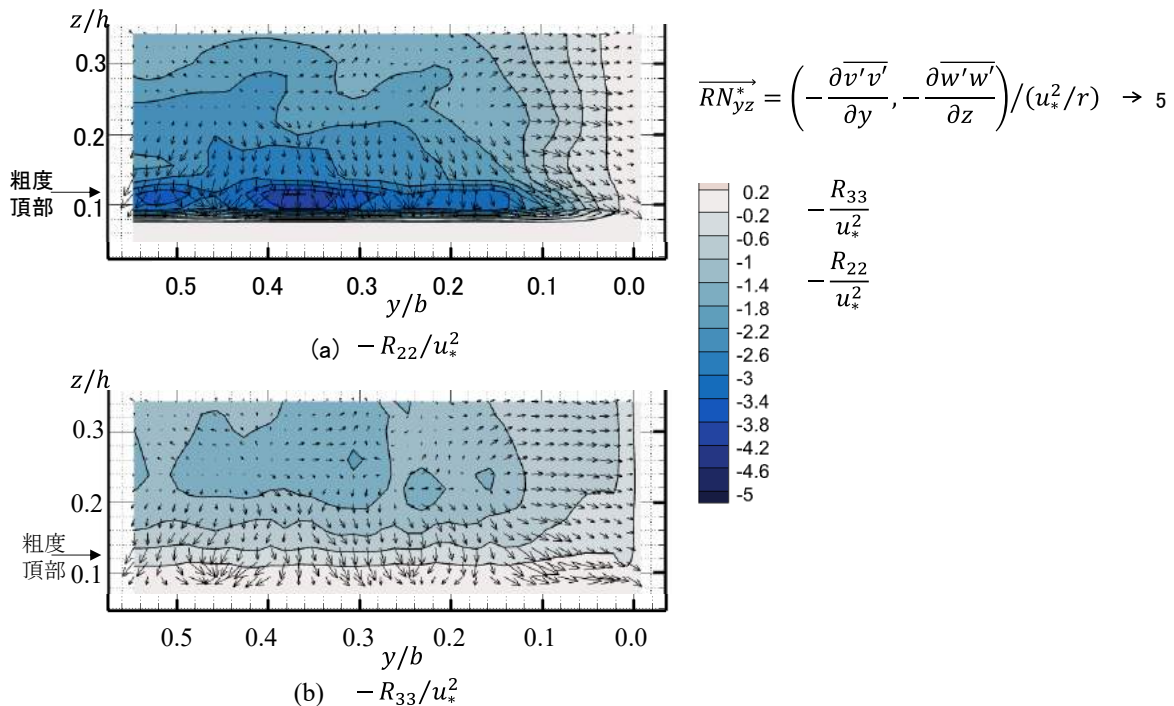


図 3-9 レイノルズ垂直応力 R_{22}, R_{33} の横断面分布(ケース 3:粗度要素を乗り越える流れが生じる断面)

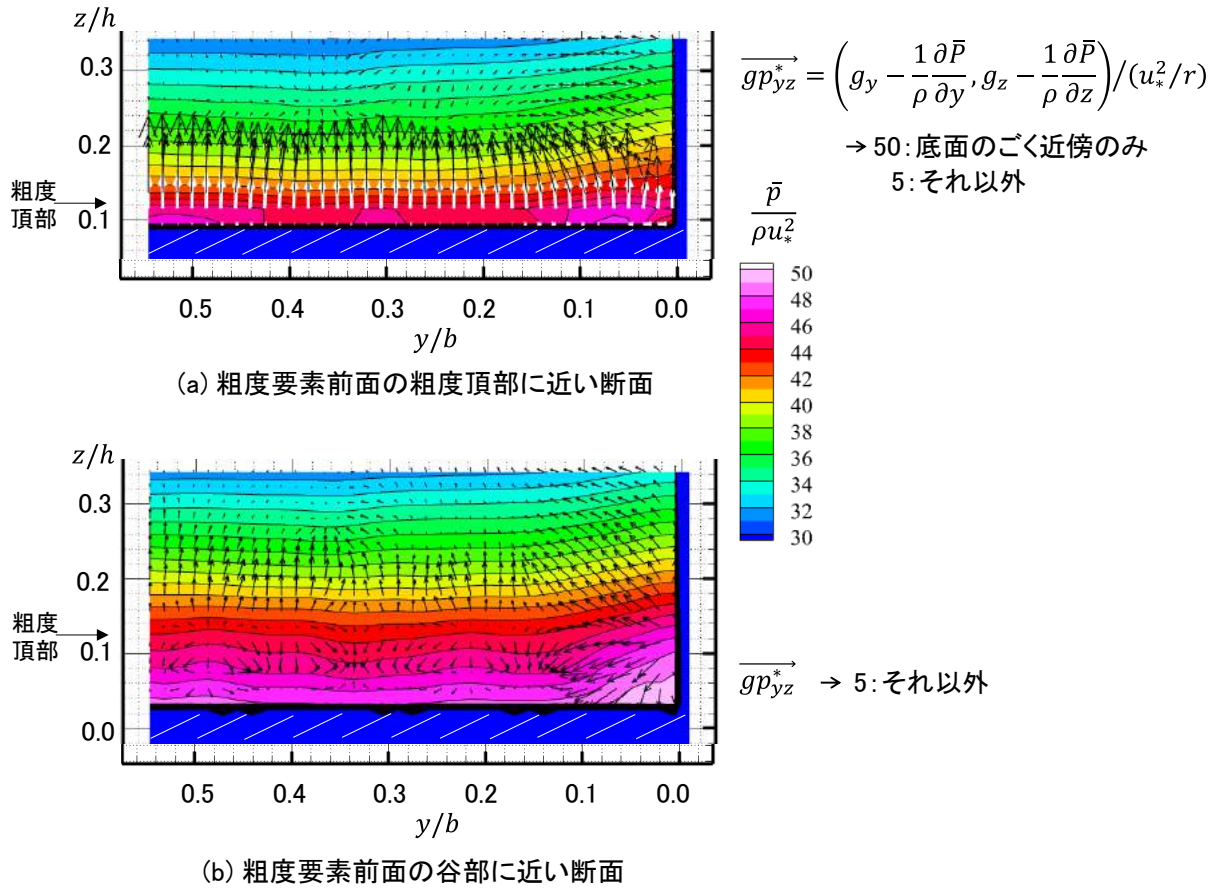


図 3-10 圧力の横断面分布(ケース 3)

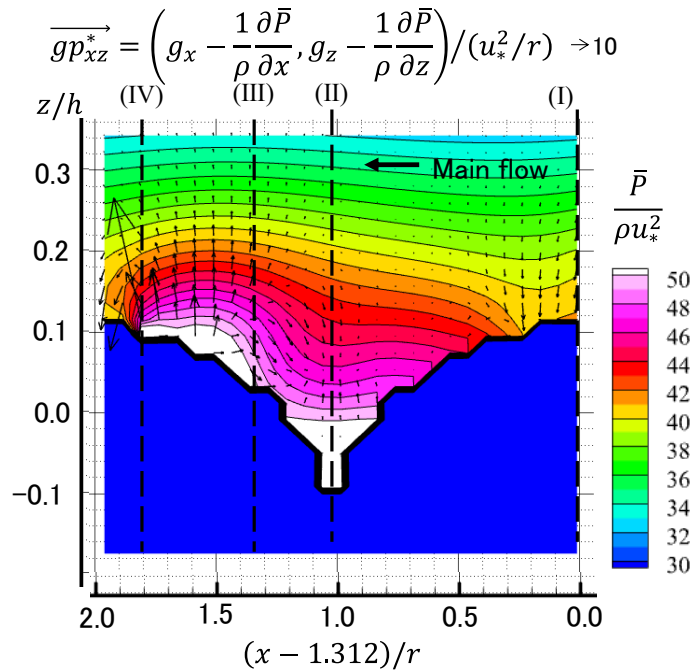


図 3-11 圧力の縦断構造(ケース 3, y/b = 1/40)

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

本項の結論として、図 3-12 に、幅の狭い粗面開水路の底面近傍における時間平均流の三次元構造の模式図を示す。上流側の粗度要素を乗り越えた流れは、下流側の粗度要素に衝突し、粗度要素前面の圧力を増加させる。この結果、レイノルズ方程式の重力加速度項と圧力勾配項の和は、断面(III)では、流体を下向きに押し、全体的に谷部に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)を駆動する。一方、断面(IV)では、流体を鉛直上向きに押し上げ、粗度要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)を駆動する。これら鉛直方向流れと OSF や BSF が重なり合うことにより、二次流は縦横断的に変化する。特に、断面(III)では BSF の下向き成分が、断面(IV)では OSF 及び BSF の上向き成分が増加する。

このため、開水路粗面乱流では、最大主流速 \bar{u}_{max} に対する二次流速度 \bar{sv} の大きさの最大値 $|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max}$ は開水路滑面乱流のとき ($|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max} = 0.015 \sim 0.03$)¹⁾ と比べて大きくなる。表 3-1 に示すように、相対水深 h/r が小さいケース 2 や 3 では、それぞれ $|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max} = 0.090, 0.080$ 、また断面平均流速 U_{mean} の 1 割以上の大きさとなった。これらに対して、相対水深が $h/r = 12.00, 9.33$ と大きいケース 4, 5 では、それぞれ $|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max} = 0.043, 0.038$ と相対水深が $h/r = 6.67 \sim 26.3$ の富永⁷⁾、Tominaga & Nezu⁸⁾ の実験結果 (0.03 ~ 0.04) と同程度となり、開水路滑面乱流のときの値に近づく。このことから、二次流速度の最大値 $|\bar{sv}_{max}|$ は相対水深 h/r と密接な関係があると判断することができる。

最後に、前項と本項の結果より、幅の狭い粗面開水路における乱れの生成過程から支配的な応力と時間平均流の三次元構造の関係をまとめた(図 3-13)。

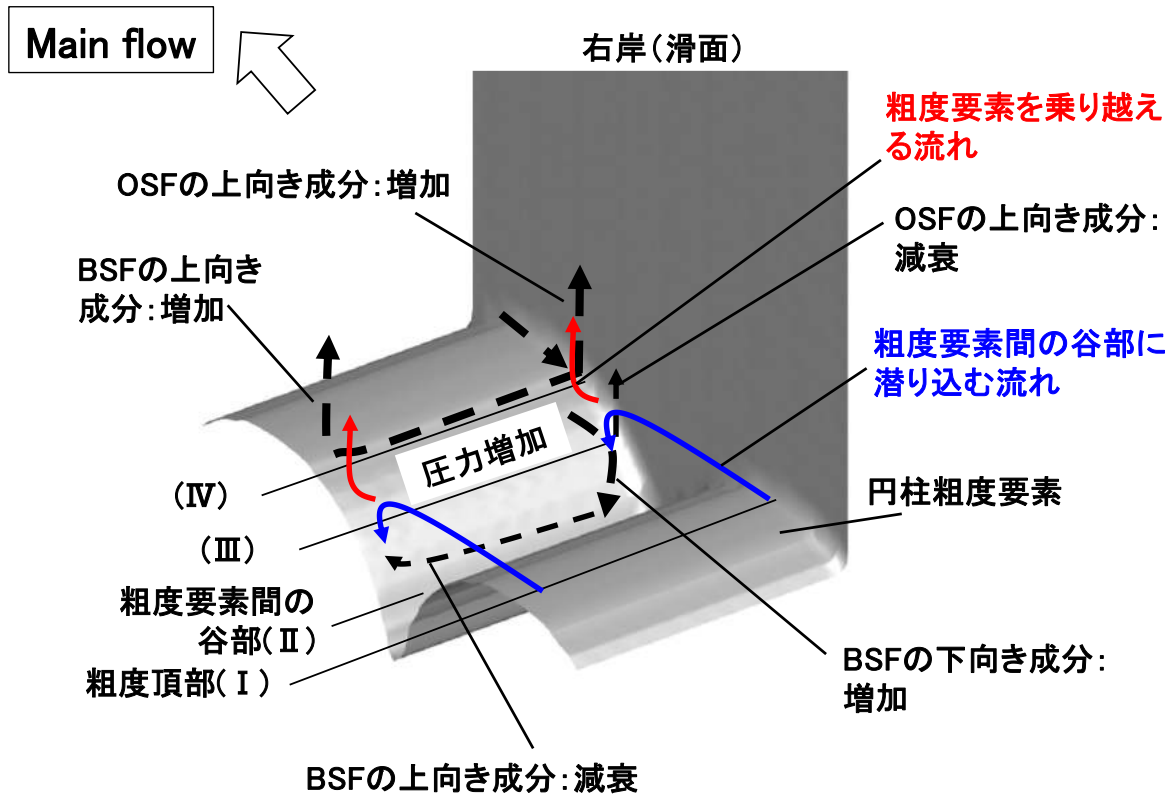


図 3-12 幅の狭い粗面開水路の底面近傍における時間平均流の三次元構造の模式図

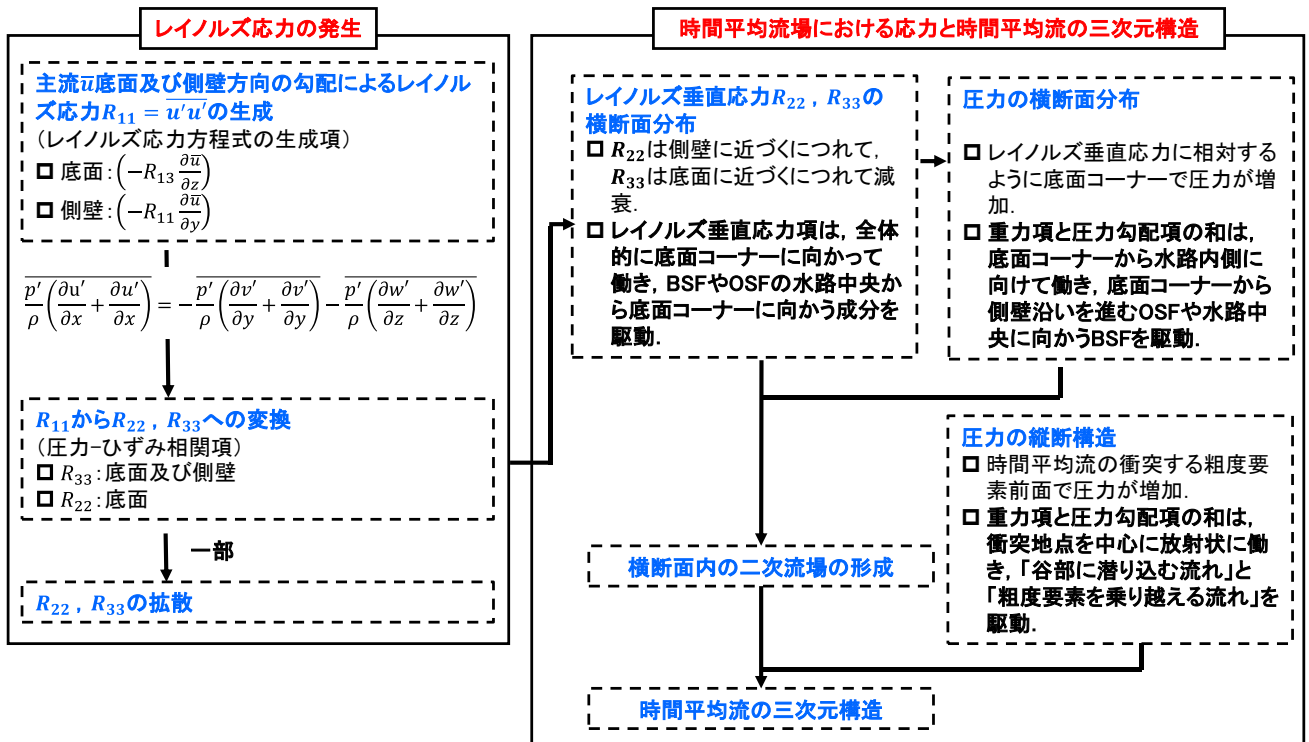


図 3-13 幅の狭い粗面開水路における乱れの生成と支配的な応力及び時間平均流の三次元構造の関係

3.4 二次流セル及び主流速分布に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

本節では、前節(3.3 節)で示した粗面開水路の時間平均流の三次元構造に及ぼすアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の効果を検討する。図 3-14～図 3-18 に、ケース 1～5 の二次流速の大きさ $|\overline{w}| = \sqrt{\overline{v}^2 + \overline{w}^2}$ と主流速 \overline{u} の横断面分布を示す。各横断面図の縦断位置は、図 3-11、図 3-12 に対応し、断面 (I)～(IV) はそれぞれ粗度頂部、粗度要素間の谷部、隣接する粗度要素の前面の谷部に近い断面、隣接する粗度要素の前面の頂部に近い断面である。

第一に、時間平均流の三次元構造に及ぼすアスペクト比 b/h の効果を検討する。粗度要素の影響を最も受けるケース 3 ($b/h = 1.38$, $h/r = 3.63$) に着目する(図 3-16)と、OSF は水面まで到達し、最大主流速は水面ではなく無次元水深 z/h が 0.7 程度の高さに現れ、velocity-dip 現象¹⁾を明瞭に捉えている。この最大主流速の発生高さ $z/h \approx 0.7$ は開水路滑面乱流に関する既往研究^{1),2),4),5)}とあまり変わらない。これは、後述するように、粗度頂部から粗度高さ 1 個分よりも高い位置では、時間平均流が縦断的に一様になり、底面粗度の効果が少なくなるためと考えられる。またケース 3 では、図 3-7 に示すように乱れの非一様性は強く OSF のスケールが大きくなるため、上昇成分は側壁沿いを水面まで進み、ISF は形成されない。ケース 3 のアスペクト比 $b/h = 1.38$ を挟む 1.0 と 2.0 の開水路滑面乱流^{6),2)}において ISF が形成されることから、底面粗度の二次流セルのスケールに及ぼす効果は大きい。底面付近に着目すると、相対水深が $h/r = 3.63$ と小さいことから、断面(IV)では粗度要素を乗り越える流れが強く BSF の底面コーナーから水路中央に向かう成分は消失し、左右岸の BSF の相互干渉は発生しない。断面(III)では、谷部に潜り込む流れと BSF の下向き成分が重なり合い、二次流速は大きくなる。

次に、ケース 3 と同じ大きさの粗度要素で幅の狭いケース 2 ($b/h = 0.78$, $h/r = 4.18$) に着目する(図 3-15)。ケース 2 ではケース 3 と比較して、OSF のスケールは小さくなり、OSF の上昇成分は水面に到達する前に側壁を離脱する。このため、微小ではあるが ISF が形成されていることが分かる。側壁を離れた OSF は水面に到達し、ケース 3 と同様に、velocity-dip 現象¹⁾が明確に発生する。この最大主流速の発生高さも $z/h \approx 0.7$ とケース 3 や既往の開水路滑面乱流の結果^{1),2),4),5)}と対応する。なお、BSF についてはケース 3 と同様の特徴を有する。

さらに、水路幅を狭めると(ケース 1: $b/h = 0.36$, $h/r = 4.88$)、図 3-14(a)に示すように、OSF は水面に到達せず(水深の約 82%)、最大主流速は水面に現れ、velocity-dip 現象は発生しない(図 3-14(b))。これは、図 3-8 に示したように、ケース 1 では、レイノルズ垂直応力 R_{22} の生成に寄与するレイノルズ応力方程式の圧力-歪相関項が底面から無次元水深 $z/h \approx 0.3$ の狭い範囲でしか発生せず、高い位置における乱れの非一様性が弱まるためと考えられる。一方、アスペクト比 b/h の大きいケース 2,3 と比較して ISF のスケールは大きくなる(横断幅 $0.30b$ 程度)。また、断面(I)と(IV)では、左右岸の BSF の上昇成分が水路中央で干渉し強くなっており、アスペクト比が $b/h = 0.36$ と極端に水路幅の狭い粗面開水路流れの特徴を示す。

第二に、時間平均流の三次元構造に及ぼす相対水深 h/r の効果を検討する。同程度のアスペクト比で相対水深の異なるケース 1 ($b/h = 0.36$, $h/r = 4.88$) と 4 ($b/h = 0.39$, $h/r = 12.00$) の時間平均流の構造を比較する。相対水深 h/r の大きいケース 4 は、ケース 1 と比べ、図 3-8 に示すようにレイノルズ応力方程式の圧力-歪相関項の強度及びスケールは小さくなり、底面付近においてレイノルズ垂直応力の非一様性も弱くなる。この結果、OSF のスケールも小さくなる(水深の約 67%、図 3-17(b))。この、潤辺の粗度配置の非一

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

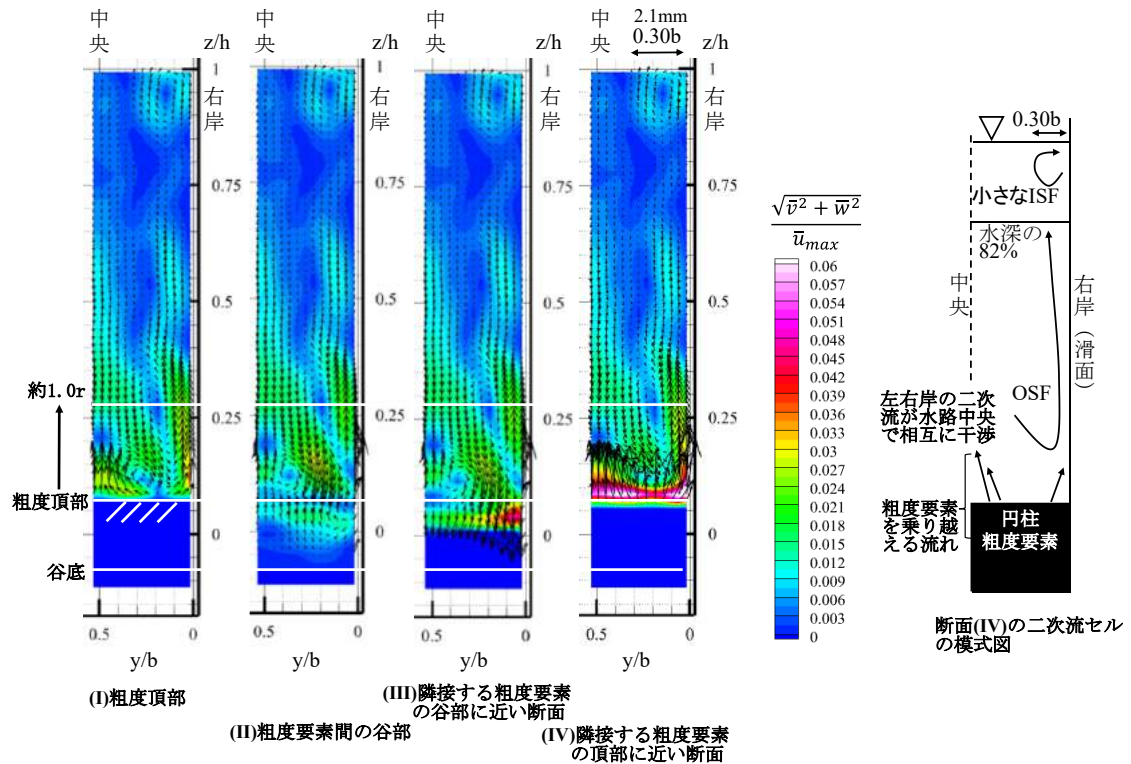
様性が増すときに、大きな粗度を有する潤辺から遠い位置に向けて二次流セルが発達する傾向は、水路の高さ方向、横断方向の違いはあるものの、富永の実験結果⁷⁾に対応する。相対水深 h/r が大きくなると、OSF のスケールに反して、ISF のスケールは大きくなる(ケース 4: 横断幅 $0.39b$ 程度)。この結果、水面付近の高速流は側壁付近に輸送される。また、二次流速度の大きさは、図 3-12 の底面近傍の時間平均流の三次元構造に示すように、粗度要素前面の圧力の増加と密接に関係する。このため、相対水深 h/r の大きいケース 4 では、底面近傍の二次流速度の大きさはケース 1 と比較して小さくなる(図 3-17(b))。

これら二次流や主流速の特徴に及ぼす相対水深 h/r の効果は、アスペクト比 b/h の大きいケース 3($b/h = 1.38$, $h/r = 3.63$)と 5($b/h = 1.43$, $h/r = 9.33$)の比較においても確認することができる(図 3-16, 18)。相対水深 h/r の大きいケース 5 では、ケース 3 と比べ、OSF のスケールは小さくなり、OSF の上昇成分は水面に到達する前に側壁を離脱し、僅かに ISF を確認することができる。二次流速度の大きさに着目すると、ケース 5 の二次流速度の大きさはケース 3 と比べてかなり小さくなるが、 $z/h > 0.5$ の高い位置では両ケースの差はほとんど無い。

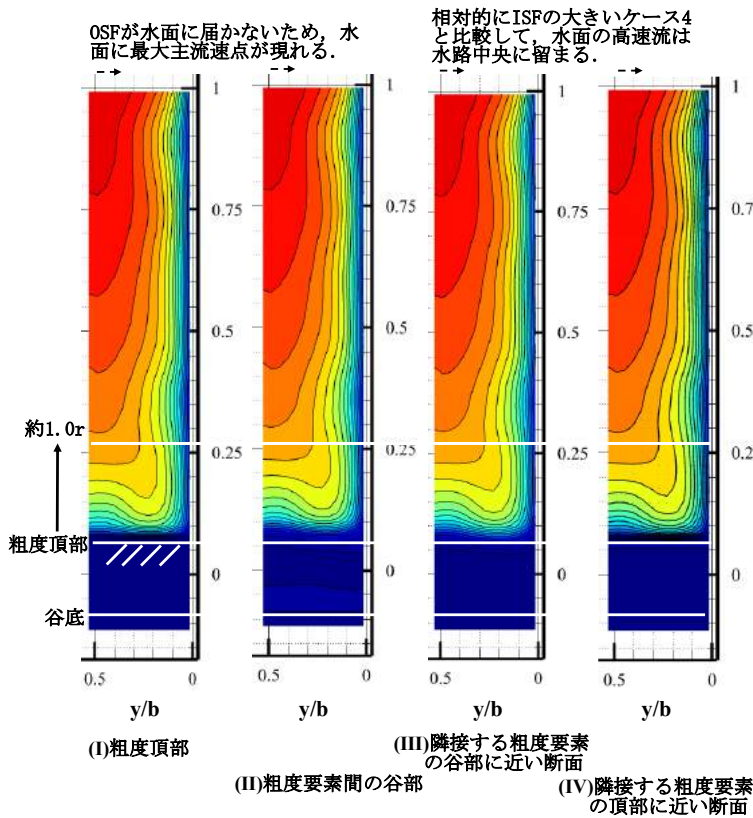
なお、いずれのケースも二次流速度の大きさの最大値 $|\overline{sv}_{max}|$ は、径深に基づく摩擦速度 $u_* (R)$ と同オーダーであり、相対水深の小さいケース 1,2,3 では二次流速度の大きさの最大値 $|\overline{sv}_{max}|$ は径深に基づく摩擦速度よりも大きくなった(表 3-1 を参照)。

上述するように、アスペクト比 b/h と相対水深 h/r は、底面から水面にわたる時間平均流の構造に影響を及ぼす。ただし、物質輸送や水棲生物の生息環境を検討する際には、底面近傍の時間平均流の構造がより重要となる。第三に、底面近傍における二次流の縦断構造について検討する。図 3-13～図 3-17 に示す白線 3 本は、下から谷底高さ、粗度頂部高さ、二次流が縦断的に一樣になる高さを表す。全ケース共に、二次流の構造が縦断的に一樣になる高さは、粗度頂部から概ね粗度高さ 1 個分高い位置である。ただし、アスペクト比が大きく、相対水深が小さい場合に、二次流構造が縦断的に変化する範囲は若干大きくなる。

二次流構造が縦断的に変化する範囲では、主流速分布は大きく歪む。最後に、ケース 3 を代表に底面近傍の主流速の平面分布に及ぼす二次流の効果を検討する(図 3-19)。図 3-19(a)に示すように、粗度要素より低い位置では、粗度要素に衝突した流れが谷部に潜り込むため、主流は全体的に逆流する。粗度頂部付近から無次元水深 $z/h=0.2000$ 付近では(図 3-19(b)～(d))、水路中央と側壁近傍で主流速が大きくなり、 $y/b \approx 0.25, 0.75$ と側壁から少し内側では主流速は小さくなる。これは、BSF と OSF の底面コーナーに向かう成分により、高い位置の高速流体塊が側壁付近に輸送されるためであり、開水路滑面乱流においても発生する¹⁾。ただし、開水路粗面乱流では、図 3-12 に示すように、断面(III)において BSF や OSF の底面コーナーに向かう成分が大きくなるため、主流速の横断方向変化は粗度要素の前面で強くなる。無次元水深 $z/h=0.2000$ 付近まで高くなると、主流速の縦断的な一様性が増し、これより高い位置では(図 3-19(e))、OSF の横断方向成分は小さくなり、主流速は水路中央で最も大きく、側壁に向かって小さくなる。以上のように、水路幅の狭い開水路粗面乱流では、二次流が発生し主流速分布が歪むため、対数分布則は成立しない。参考のため、付録 Appendix.1 に、ケース 1,3,4 の主流速鉛直分布を示す。

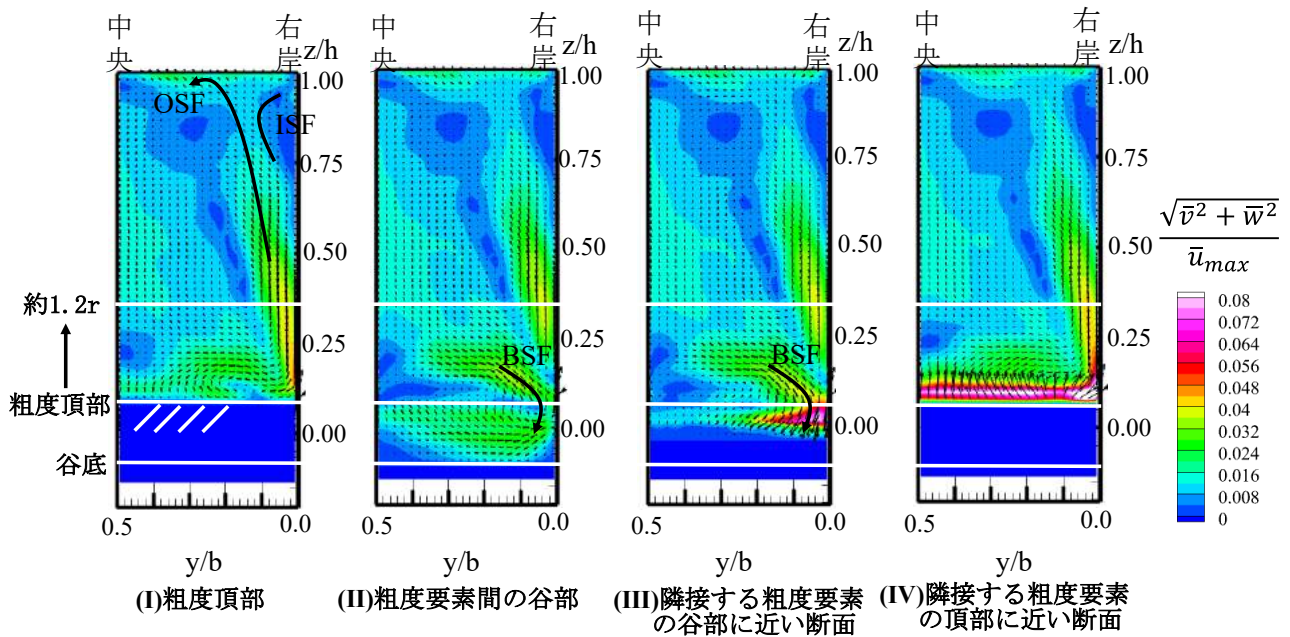


(a)二次流速の横断面分布

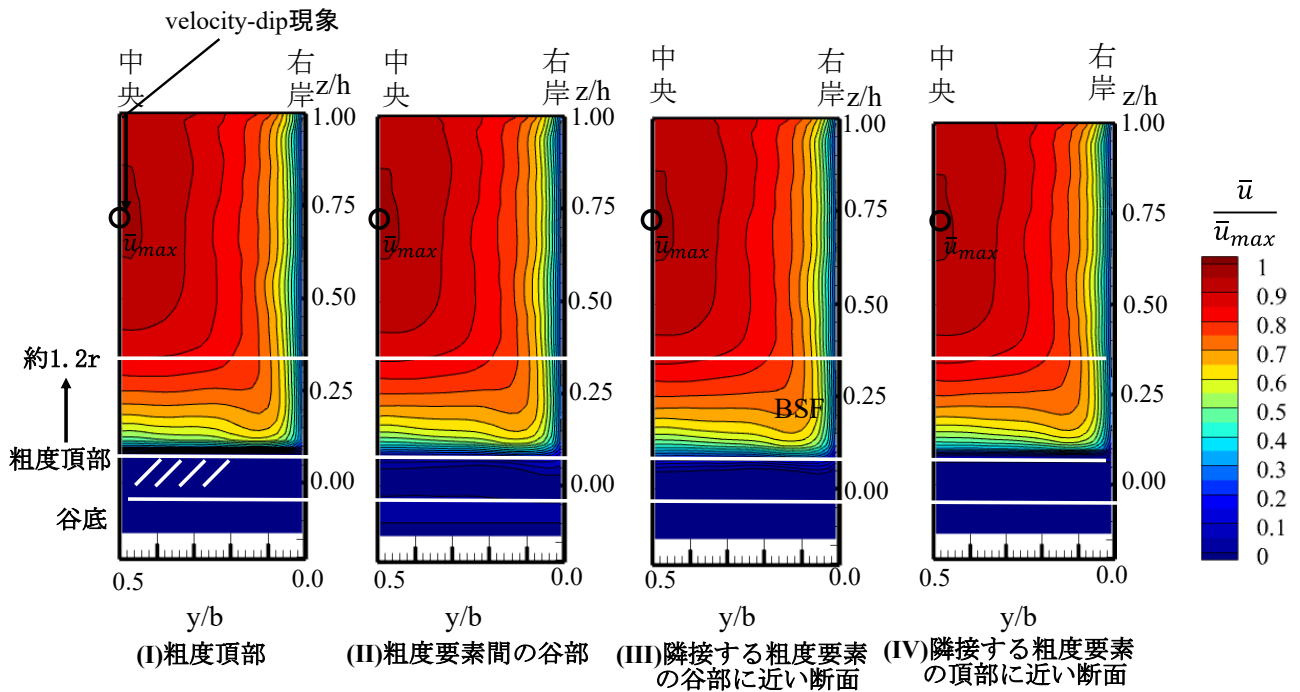


(b)主流速の横断面分布

図 3-14 ケース 1($b/h = 0.36$, $h/r = 4.88$)の二次流速度及び主流速の横断面分布

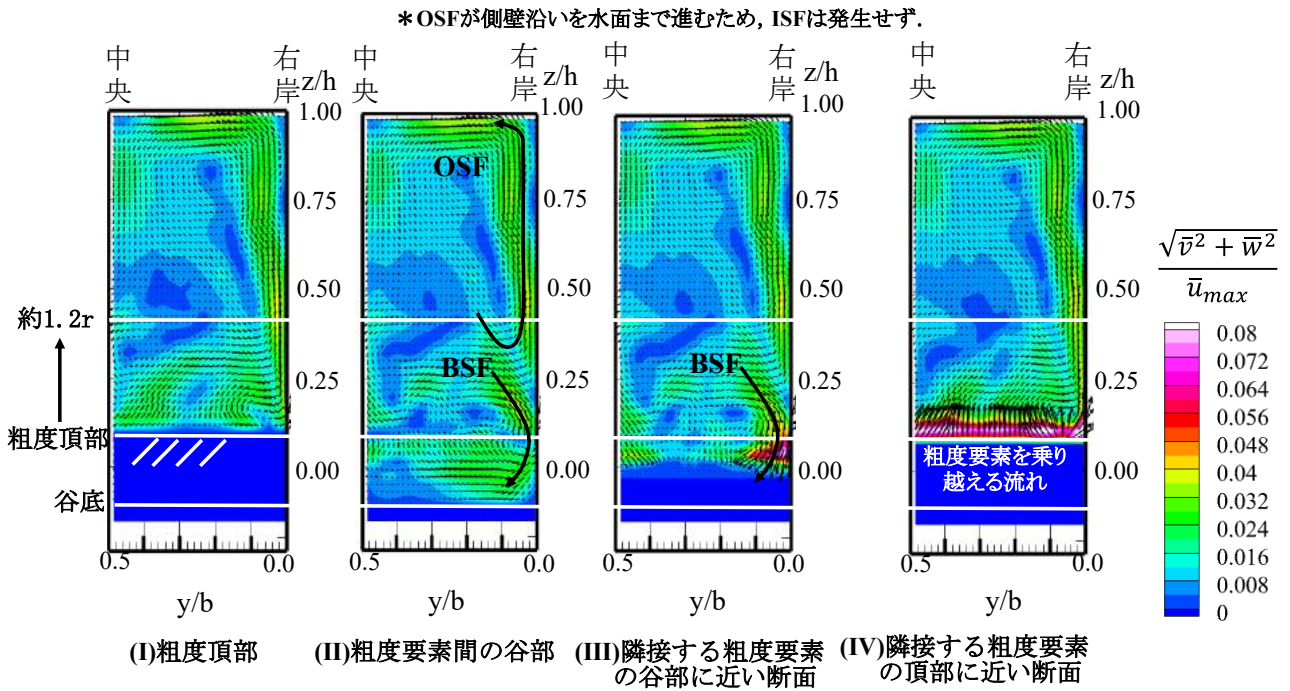


(a) 二次流速の横断面分布

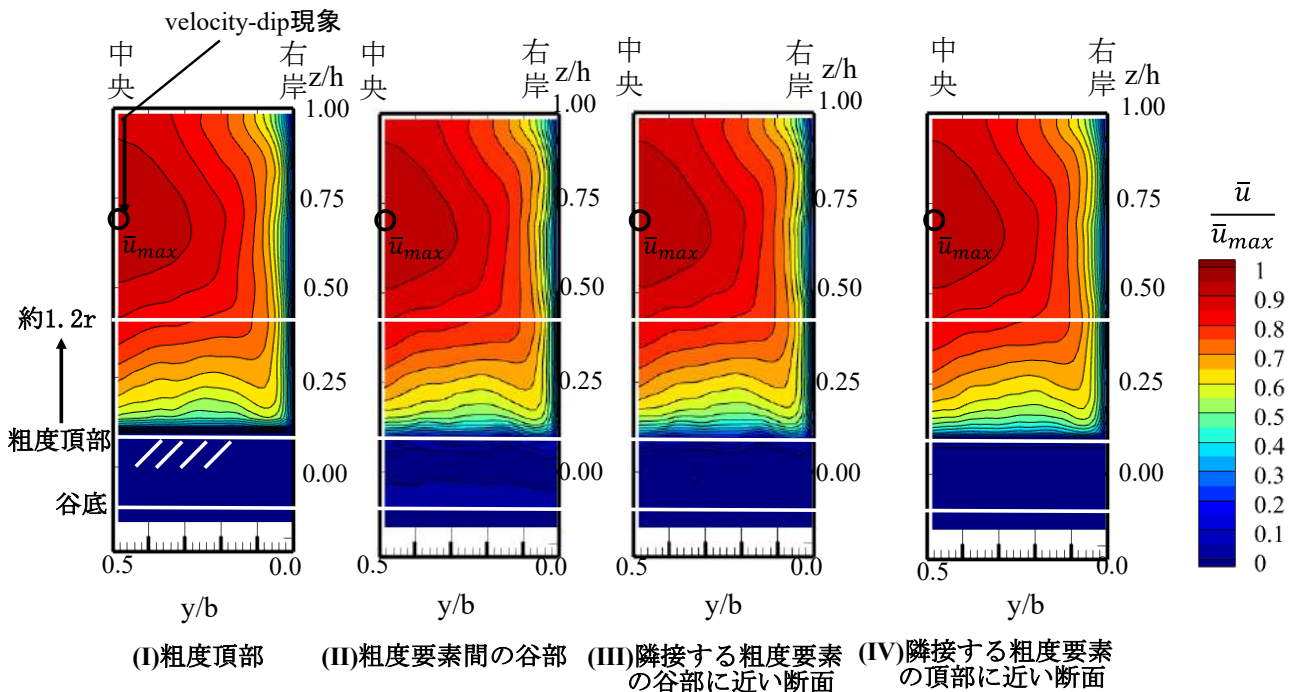


(b) 主流速の横断面分布

図 3-15 ケース 2($b/h = 0.78$, $h/r = 4.18$)の二次流速及び主流速の横断面分布

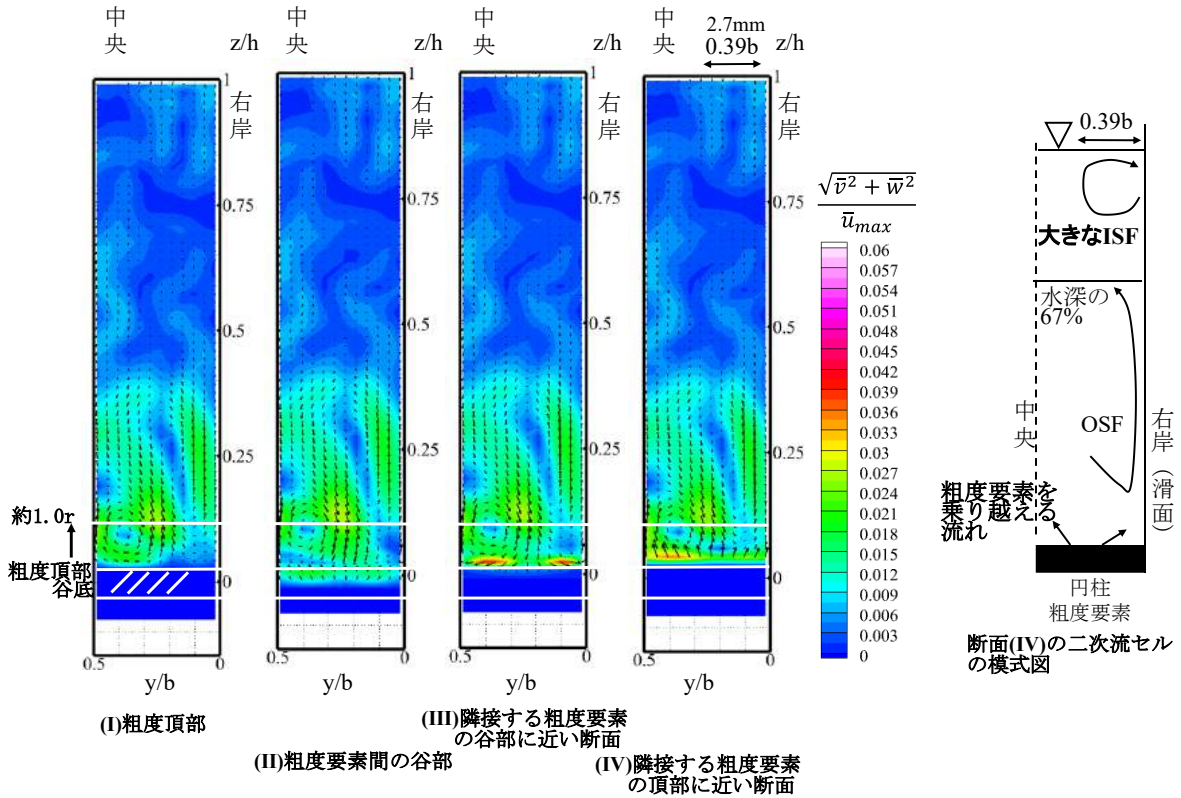


(a)二次流速の横断面分布

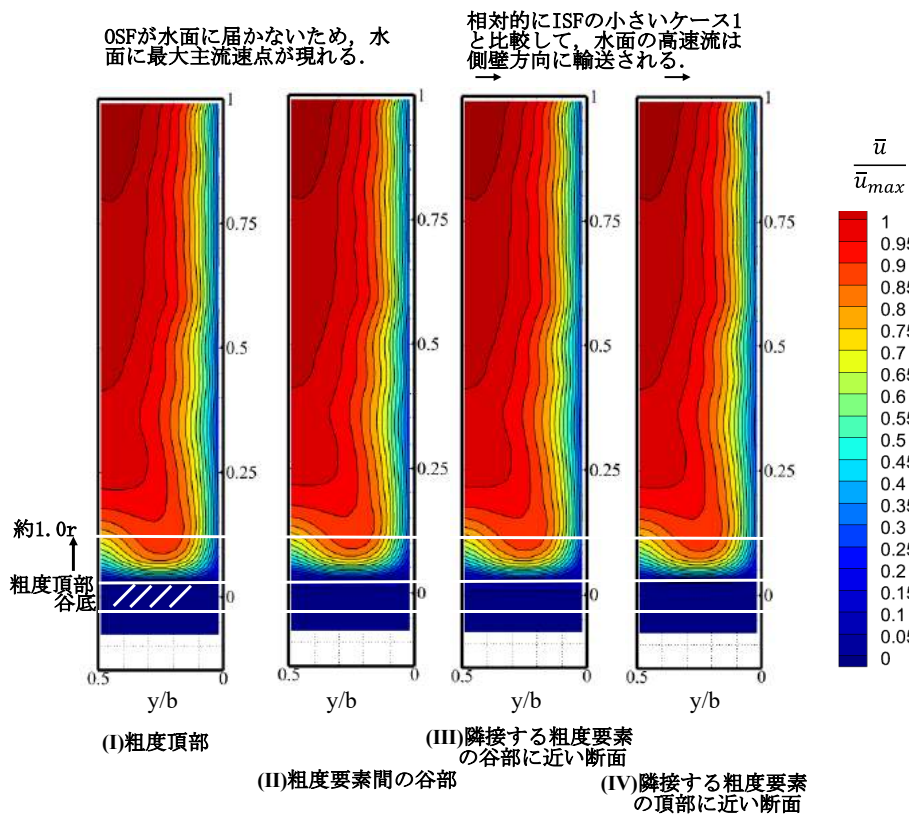


(b)主流速の横断面分布

図 3-16 ケース 3($b/h = 1.38$, $h/r = 3.63$)の二次流速及び主流速の横断面分布

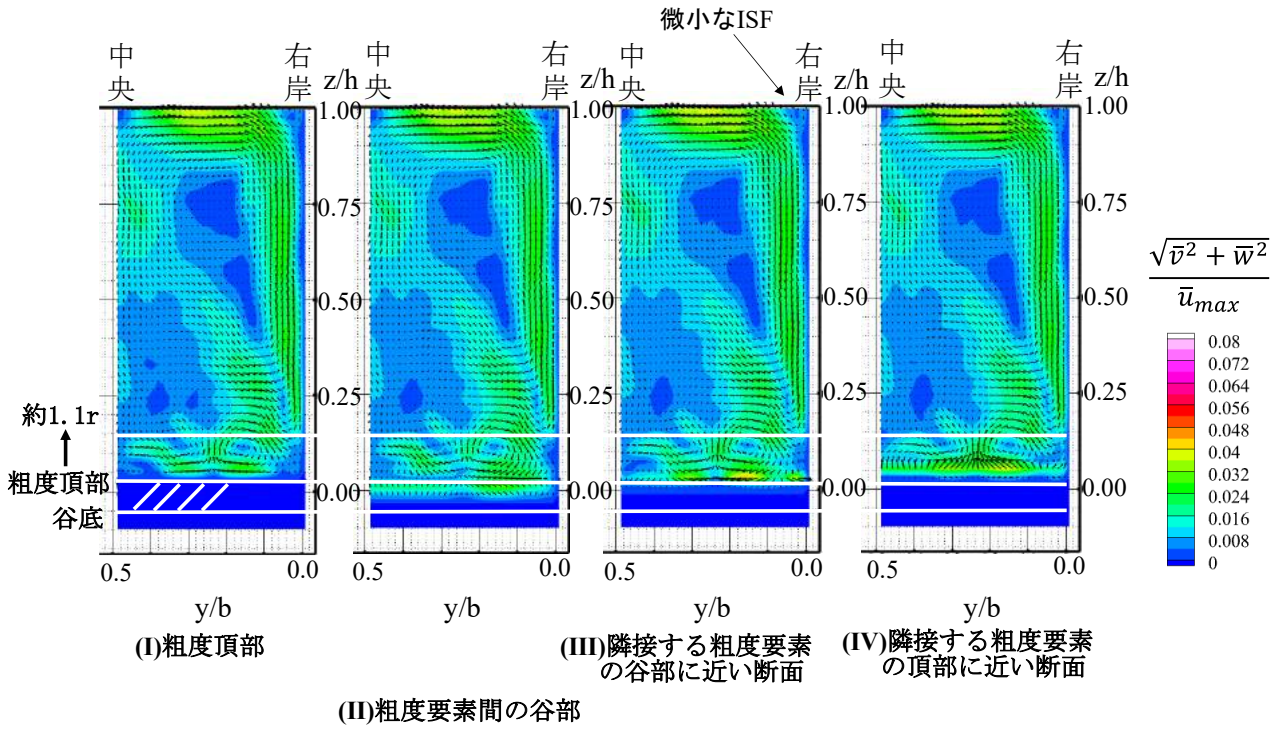


(a)二次流速の横断面分布

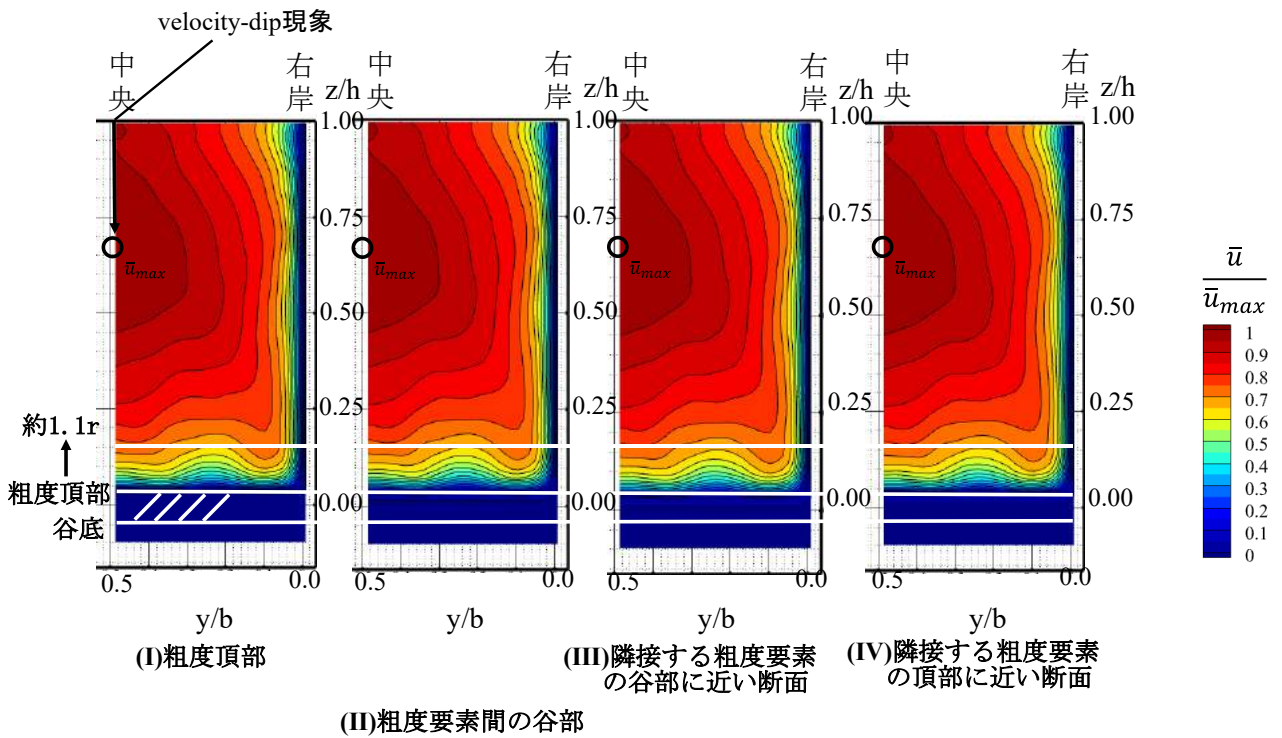


(b)主流速の横断面分布

図 3-17 ケース 4($b/h = 0.39$, $h/r = 12.00$)の二次流速及び主流速の横断面分布



(a)二次流速の横断面分布



(b)主流速の横断面分布

図 3-18 ケース 5($b/h = 1.43$, $h/r = 9.33$)の二次流速及び主流速の横断面分布

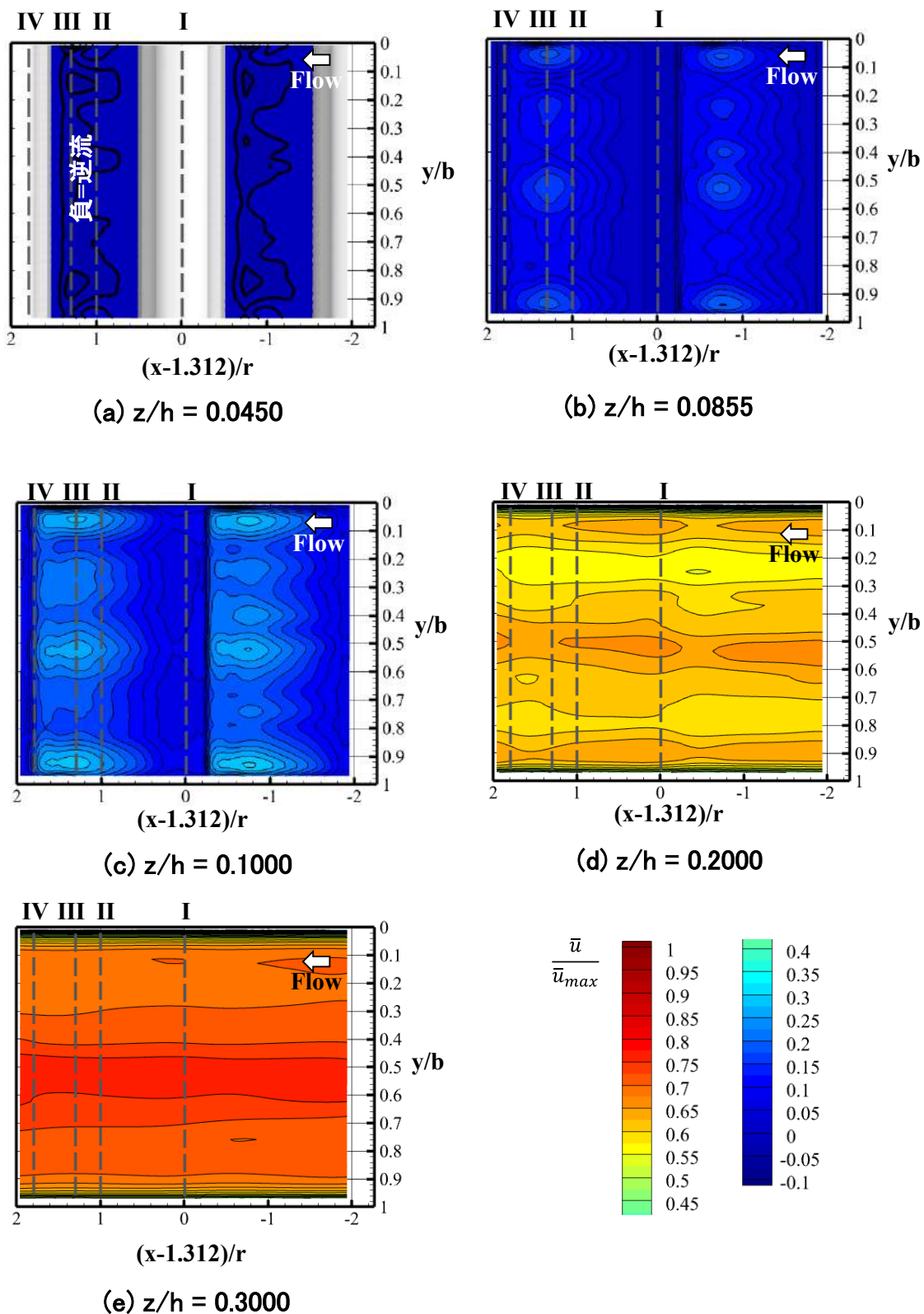


図 3-19 主流速の平面分布(ケース 3, $b/h = 1.38$, $h/r = 3.63$)

3.5 第3章のまとめ

本章では、幅の狭い粗面開水路の流れ構造を明らかにするため、Ancy らの実験条件⁹⁾に対応するケースを含むアスペクト比 b/h と相対水深 h/r の異なる開水路粗面乱流の三次元数値解析を行い、以下の結論を得た。

●粗面開水路の側壁付近の流れ構造の解明●

1. レイノルズ方程式の各項の大小関係及びその空間分布を詳細に調べ、側壁を有する粗面開水路の底面近傍における時間平均流と応力の三次元構造を解明し、開水路滑面乱流の構造との差異を示した。すなわち、上流側の粗度要素を乗り越えた流れが隣接する粗度要素の前面に衝突し、圧力が増加する。これにより、粗度要素前面の谷部に近い断面(III)では、重力加速度項と圧力勾配項の和は下向きに作用し、谷部に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)を駆動する。また粗度要素前面の頂部に近い断面(IV)では、これらの項の和は上向きに作用し、粗度要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)を駆動する。これら鉛直方向流れ \bar{w} と OSF や BSF とが重なり合い、二次流は縦横断的に変化する。
2. 開水路粗面乱流におけるレイノルズ垂直応力(R_{22}, R_{33})の果たす役割は、開水路滑面乱流に対応し、OSF や BSF の水路内側から底面コーナーに向かう成分を駆動する。
3. レイノルズ応力方程式の各項の大小関係の空間分布の詳細な分析より、まず、時間平均した主流速の壁面方向勾配によりレイノルズ垂直応力 R_{11} が生成され、次に、生成された R_{11} は、圧力-歪相関項を介し R_{22} と R_{33} に変換されることを示し、二次流の維持機構に強くかかわるレイノルズ垂直応力の生成機構を明らかにした。

●幅の狭い粗面開水路流れの構造に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果●

4. 今回の検討で用いた解析条件の範囲では($b/h = 0.36 \sim 143$, $h/r = 3.63 \sim 12.00$)、アスペクト比 b/h が大きくなるほど、また相対水深 h/r が小さくなるほど、乱れの非一様性は増し、OSF のスケールは大きく、また ISF のスケールは小さくなる。アスペクト比が $b/h = 1.38$ で相対水深が $h/r = 3.63$ と粗度の影響の強いケース 3 では、OSF の上昇成分は離脱せずに側壁沿いを水面まで進む。このため、ISF は発生しなかった。一方、ケース 1($b/h = 0.36$, $h/r = 4.88$)やケース 4($b/h = 0.39$, $h/r = 12.00$)といった極端に幅の狭い粗面開水路では、OSF は水面まで到達しないことから、velocity-dip 現象は発生せずに、最大主流速は水面に現れた。
5. BSF は、基本的には、粗度要素の前面で潜り込み(断面III)、谷部で水路中央に向かい(断面II)、再び粗度要素の前面で上昇する(断面IV)。相対水深 h/r が小さいケース 1,2,3 における断面(IV)では、BSF の下向き成分は、粗度要素を乗り越える流れにより打ち消されることを明らかにした。また、アス

第3章 幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果

ペクト比 b/h が 0.4 以下のケース 1 と 4 では、左右岸の BSF が水路中央で相互に干渉し、強い上昇流が形成することを示した。

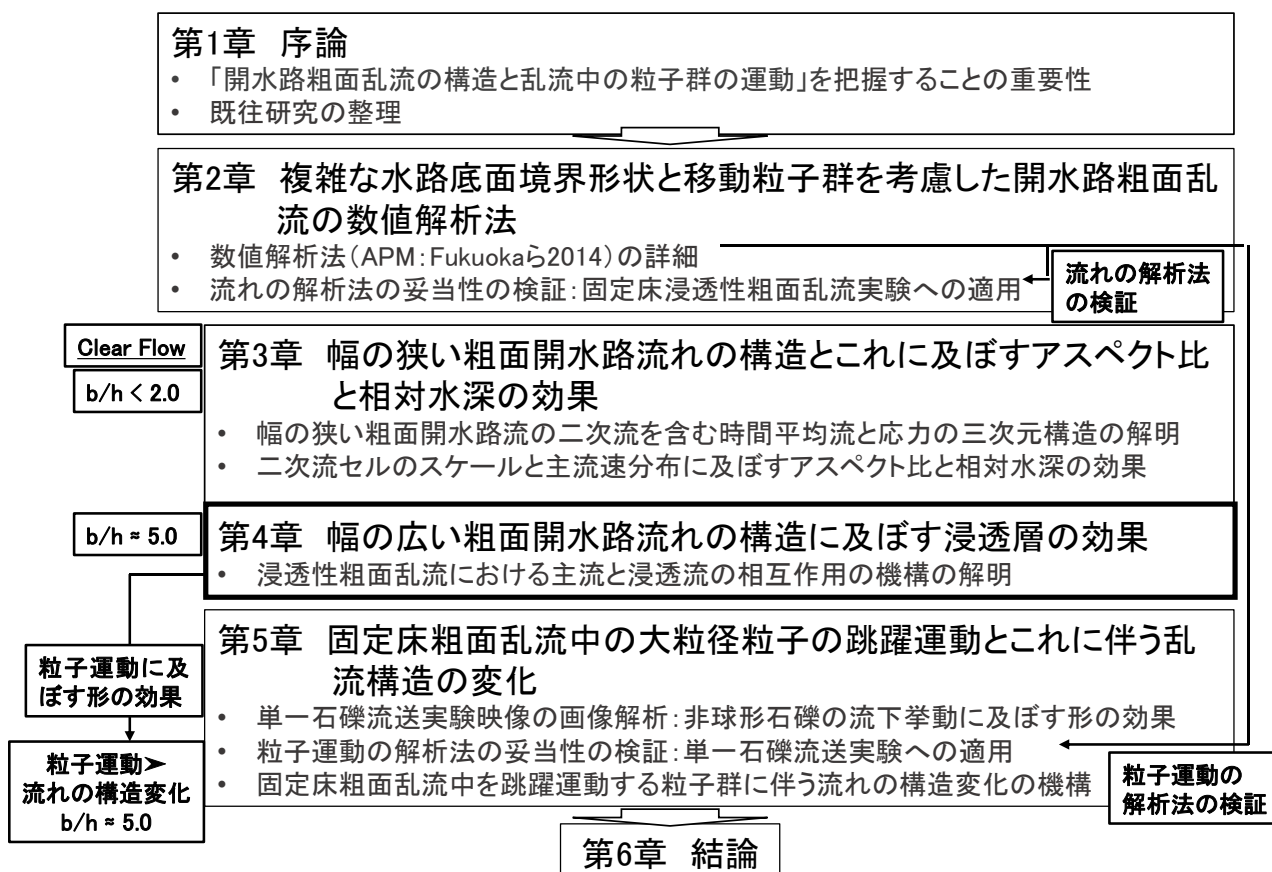
6. アスペクト比 b/h と相対水深 h/r に関わらず、二次流構造の縦断的な変化は(結論の 1 や 4,5), 粗度頂部から概ね粗度 1 個程度高い位置までの範囲に限られ、これより高い位置では時間平均流は縦断的に一様となることを示した。
7. アスペクト比 b/h が大きく、相対水深 h/r が小さくなるほど、乱れの非一様性が増すこと、また粗度要素周りの鉛直方向流れが増大することから、最大主流速に対する二次流速度の大きさの最大値 $|sv_{max}|/\bar{u}_{max}$ は、開水路滑面乱流のときと比べて大きくなることを示した。また、二次流速度の大きさの最大値は、いずれのケースにおいても径深に基づく摩擦速度と同オーダーの値であるが、相対水深 h/r の小さいケース 1,2,3 では径深に基づく摩擦速度よりも大きくなることを示した。

第3章の参考文献

- 1) Nezu, I and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows. IAHR-monograph, CRC Press, Rotterdam, 1993.
- 2) 林俊一郎, 大本照憲, 本田逸郎: 直接数値シミュレーションによる開水路隅角部の三次元乱流構造の解明, 土木学会論文集 B, Vol.62, No.1 pp.80-99, 2006.
- 3) Grega, L.M., Wei, T., Leighton, R.I. and Neves, J.C.: Turbulent mixed-boundary flow in a corner formed by a solid wall and a free surface, Journal of Fluid Mechanics, Vol.294, pp.17-46, 1995.
- 4) Grega, L. M., Hsu, T. Y. and Wei, T.: Vorticity transport in a corner formed by a solid wall and a free surface, Journal of Fluid Mechanics, Vol.465, pp.331-352, 2002.
- 5) Broglia, R., Pascarelli, A. and Piomelli, Ugo: Large-eddy simulations of ducts with a free surface, Journal of Fluid Mechanics, Vol.484, pp.223-253, 2003.
- 6) Joung, Y. and Choi, S.: Direct numerical simulation of low Reynolds number flows in an open-channel with sidewalls, International Journal of Numerical Methods Fluids, Vol.62, pp.854-874, 2010.
- 7) 富永晃宏: 直線開水路流の三次元乱流構造に関する研究, 京都大学大学院博士論文, 1988.
- 8) Tominaga, A. and Nezu, I.: Three-dimensional turbulent structure in a straight open-channel flow with varying boundary roughness. Proceedings of 3rd Asian Congress of Fluid Mechanics, pp.608-611, Tokyo, 1986.
- 9) Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Lanier, J. and Ducret, R.: Saltating motion of a bead in a rapid water stream. PHYSICAL REVIEW E, Vol.66, 036306, 2002.
- 10) 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 第5版, 株式会社養賢堂, 2012.
- 11) Rodi, W., Constantinescu, G. and Stoesser, T.: Large-Eddy Simulation in Hydraulics. IAHR-monograph, CRC Press, Rotterdam, 2013.
- 12) 梶島岳夫, 三宅裕, 西本俊幸: 正方形断面流路内の乱流の LES, 日本機械学会論文集(B編), 第57巻540号, pp.50-57, 1991.

第4章

幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす 浸透層の効果



第4章 幅広い粗面開水路上の流れ構造に及ぼす浸透層の効果

4.1 概説

水路幅が広がり、側壁から水深の2.5倍以上離れると側壁の存在に伴う二次流の速度はかなり小さくなり¹⁾、流れの三次元構造に及ぼす相対水深 h/r や粗面表層の構造、浸透層の有無が重要となる。特に、相対水深 h/r が小さくなると、底面近傍において主流速分布は対数分布から偏倚する。幅が広く相対水深の小さい粗面直線開水路の流れ構造に関して、以下のような検討が行われている。

数値解析技術の発展に伴い開水路粗面乱流の数値解析による研究が活発に行われているが、底面付近の高速流と低速流の縞模様(streaks)の幅と底面からの高さとの関係²⁾や圧力や流速の変動の大きさと粗面構造との関係³⁾、底面付近で発生する渦の可視化⁴⁾、水面変動に及ぼす底面粗度の効果^{5),6)}など、流れの瞬間構造の機構が明らかになっている。しかし、粗面構造と時間平均流の空間構造に及ぼす流れの瞬間構造の効果は十分に示されていない。

これらに対して、大本ら⁷⁻⁹⁾は、球状粗度や円柱粗度を密に配置した浸透性粗面乱流の水力実験を実施し、粗度要素の前面で時間平均鉛直方向流速 \bar{w} が極大値を取ることを明らかにし^{7),8)}、主流速や乱れの時間平均量、抵抗特性に及ぼす粗面構造の関係を分析している^{8),9)}。しかし、これらの論文では浸透層の効果に関する詳細な分析は行われていない。

Nikora ら^{10),11)}は、このような課題に対して、RANS に基づく時間平均流場をさらに空間平均するDANS(Double Averaged Navier-Stokes equations)を提案し、時間平均流の空間分布を把握することの重要性を指摘している。また、Manes ら¹²⁾は、一様な大きさの球を立方格子状に配置した粗面乱流の水力実験を行い、DNAS に基づき時間平均流速の積の応力 $\bar{u}\bar{w}$ の空間分布を検討し、浸透性粗面乱流の方が非浸透性粗面乱流(単層)と比べて抵抗が大きくなることを示している。しかし、浸透性粗面構造と時間平均流鉛直方向流速 \bar{w} の関係や主流速鉛直分布に及ぼす \bar{w} の効果等は体系的に整理されていない。

このような背景の中、(浸透性)粗面構造に応じた応力と時間平均流の空間分布や流れの瞬間構造との関係について把握することが必要である。

第4章では、幅が広く($b/h \approx 5.0$)、一様な大きさの球を立方格子状に配置した浸透性粗面と非浸透性粗面(単層)上の乱流場に関する数値解析を実施する($h/r \approx 7.0$)。両ケースでは、第3章とは異なり横断方向に周期境界条件を用いており、乱れの発生源は底面のみであるため、レイノルズ応力方程式を用いた乱れの生成機構の分析は行わずに以下の点について検討する。

第一に、浸透性粗面乱流と非浸透性(単層)粗面乱流における流れの抵抗則や時空間平均した流速分布、乱れ強度分布を比較し、開水路粗面乱流の抵抗に及ぼす浸透層(粗面構造)の効果を示す。

第二に、時間平均流の空間分布に及ぼす(浸透性)粗面構造の効果を検討する。まず、時間平均鉛直方向流速と粗面構造の関係を整理し、粗面頂部周りの時間平均流の三次元構造を示す。次に、レイノルズ方程式の各項を比較し、応力と時間平均流の三次元構造を対応付け、主流速や乱れ強度の空間分布に及ぼす粗面構造の効果を明らかにする。

最後に、粗面頂部付近の流れの瞬間構造(乱流の組織構造)を分析し、時間平均流や粗面構造と関係を示し、開水路粗面乱流の構造に及ぼす浸透層の効果を示す。

4.2 数値解析の手法と計算条件

4.2.1 数値解析の概要と計算条件

数値解析では、直径 $d = 0.012 \text{ m}$ の一様な大きさの球を立方格子状に配置した直線水路に、定常流量 12.8 L/s を供給する。水路長は $240 d$ 、水路勾配 i_b は $1/50$ である。水路幅は $20 d$ である。ケース 1 では、球を鉛直方向に 5 層重ね浸透性粗面(Permeable Bed: PB)とした。一方、ケース 2 では、平らな面に半球を敷き詰めた非浸透性粗面とした(Non-Permeable Bed: NPB)。図 4-1 及び表 4-1 に数値解析水路と水理条件を示す。ここに、 Q_f は供給流量、 l_p : 浸透層厚、 b : 水路幅、 i_b : 水路勾配、 h : 主流の水深、 U_m : 主流の断面平均流速、 u^* : 主流の摩擦速度($= \sqrt{gh i_b}$)、 Fr : 主流のフルード数($= U_m / \sqrt{gh}$)、 Re_b : 主流のバルクレイノルズ数($= (U_m h) / \nu$)、 $ks+$: 粗度レイノルズ数($= (u^* d) / \nu$)、 f' : 主流の抵抗係数($= i_b h / (u_m^2 / 2g)$)、 ρ_f : 流体密度、 ν : 動粘性係数である。なお、粗度要素(球)の密度は 2500 kg/m^3 である。粗度レイノルズ数 $ks+$ は 70 よりも大きく完全粗面乱流である。

x 軸は流れ方向にとり、 z 軸は平均的な水路床に垂直な方向とした。なお z 軸の座標原点は粗度頂部高さとした。

流れ場に及ぼす側壁の効果を無視するため、水路横断方向には周期境界条件を適用した。一方、縦断方向は周期境界条件を用いずに、第 3 章と同様に文献 13),14)を参考に、上流端($x = 0.00 \text{ m}$)には、水

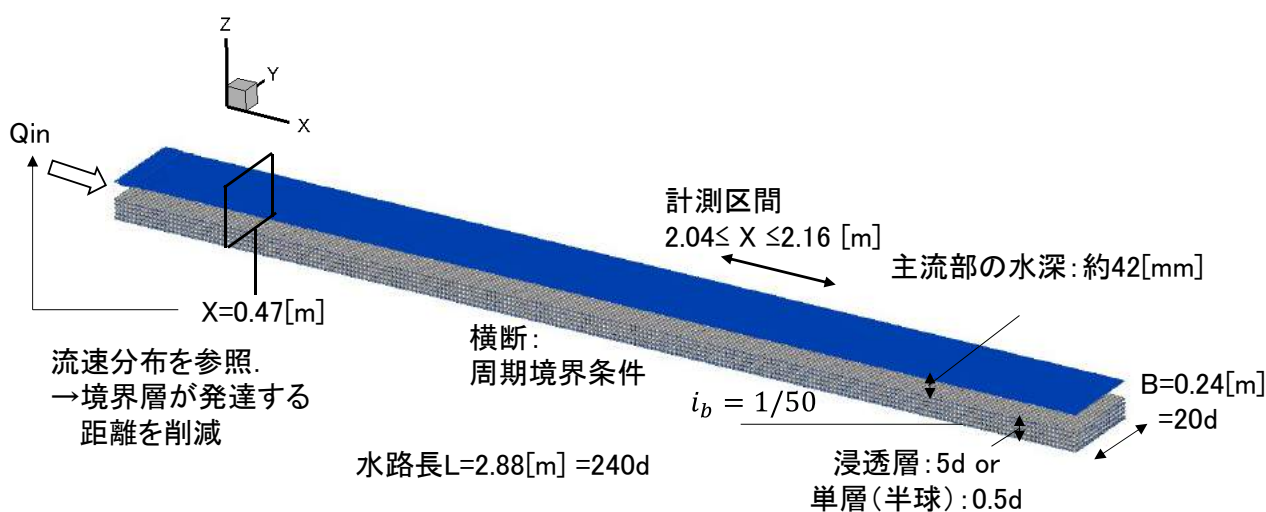


図 4-1 数値解析水路(ケース 1)

表 4-1 水理条件の一覧

ケース	Q_f [L/s]	l_p [-]	b [-]	i_b [-]	h [m]	U_m [m/s]	u^* [m/s]	Fr [-]	Re_b [-]	$ks+$ [-]	f' [-]	ρ_f [kg/m ³]	ν [m ² /s]
1	12.8	5d	20d	0.02	0.0425	1.26	0.0913	1.95	5.36E+04	1.10E+03	0.0105	1000	1.0E-06
2	12.8	1d	20d	0.02	0.0413	1.29	0.0900	2.03	5.33E+04	1.08E+03	0.0097	1000	1.0E-06

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

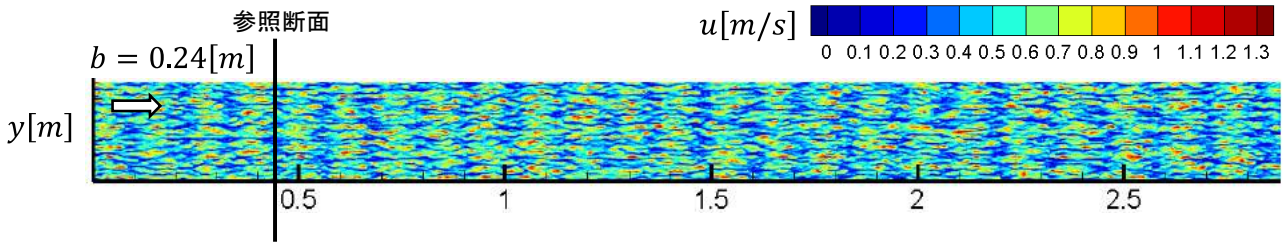
深の約 12 倍, 粒径の約 40 倍と十分離れ, 水深 h や粗度要素(球:直径 d)により決まる変動をとらえることの可能な $x = 0.47$ m(参照断面)の流速分布を逐一与えた. また, 下流端には, 1 メッシュ上流側の流速分布を時々刻々と与え, 下流端水深を制御した. これは, 第 5 章 3 節「大粒径粒子群の跳躍運動に伴う開水路粗面乱流の構造変化に関する検討」において, 本章のケース 1(clear flow)と比較する際に, 粒子群運動と乱流場の構造が水路長のスケールにより変化する可能性があり, これを回避しつつ, 計算負荷を削減するためである. なお, 計算の安定のため, 上流端では横断方向流速 v を 0.0 m/s とした.

図 4-2 に, 上流端に参照断面の流速分布を逐一与えたケース 1 と上流端の流速分布を時間的に一定とした場合について, 粗面頂部近傍($z = 0.0006$ m: $z/d = 1/20$)における主流速 u と鉛直方向流速 w の瞬間値の平面構造を示す. 浸透性粗面乱流では, 主流速 u の大きい位置と小さい位置が縦断的に交互に変化する. これは主流と浸透流との相互作用の結果であり, 浸透層の遅い流体塊が主流に輸送されるときに主流速が小さくなるためである. 上流端に参照断面の流速分布を逐一与えたケース 1 では, 上流端から主流と浸透流の相互作用を明確に確認できるのに対して, 上流端の流速分布を時間的に一定とした場合には, 主流と浸透流の相互作用は $x = 1.5$ m まで明確には現れず, この分の計算負荷を軽減している.

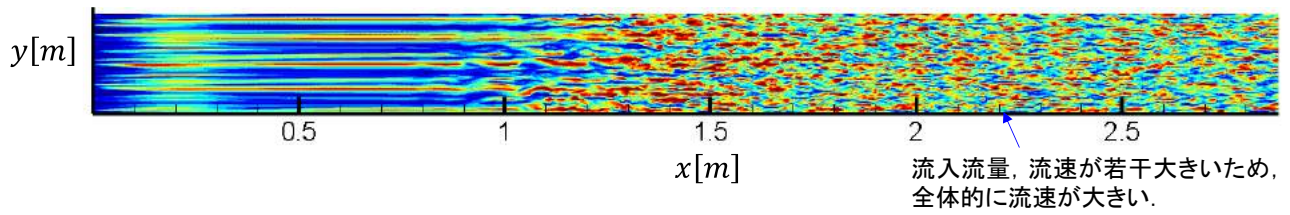
また, 本数値解析では大量の計算記憶容量(メモリ)を必要とするため, 複数の計算機を並列して解析を実施している(MPI: Message Passing Interface). このとき, 図 4-3 に示すように, 上記の上流端境界条件に用いる参照断面が上流端を含むプロセスとは異なるように設定すると(青枠), 毎ステップ, プロセス間(1→0, 7→6, 13→12, 19→18)でデータを送受信することになり, 計算負荷が増す. 本論文では, 参照断面と上流端が同一のプロセスとなるように, プロセス数とプロセスの計算領域を調整した(赤枠).

数値解析法及び計算条件は, 第 2 章 3 節の結果に従い, 計算格子幅 Δ は 0.0012 m ($d/\Delta = 10$)とし, サブセル幅 $\Delta_{subcell}$ は 0.0002 m ($d/\Delta_{subcell} = 60$)とした. 刻み時間は 5.0×10^{-5} 秒である. SGS モデルは Smagorinsky モデルとし, 減衰関数は用いずに Smagorinsky 定数は $C_s = 0.173$ とした.

●上流端に $x=0.47\text{m}$ の流速分布を逐一与える場合(ケース1)

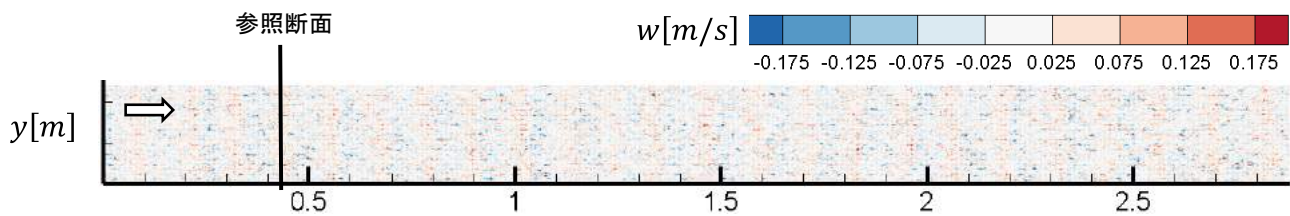


●上流端の流速分布を時間的に一定とする場合(ケース1との比較のための解析)

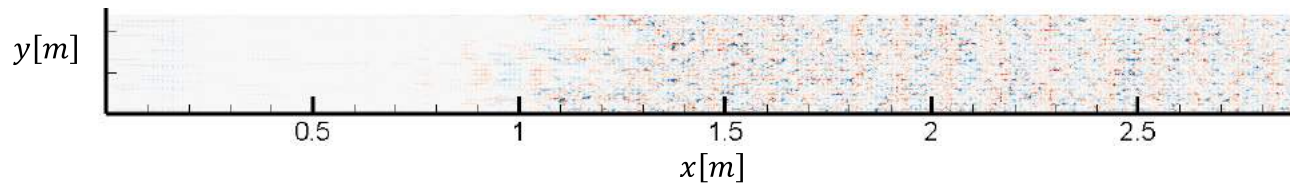


(a) 主流速 u の瞬間構造の比較

●上流端に $x=0.47\text{m}$ の流速分布を逐一与える場合(ケース1)



●上流端の流速分布を時間的に一定とする場合(ケース1との比較のための解析)



(b) 鉛直方向流速 w の瞬間構造の比較

図 4-2 粗面頂部近傍($z = 0.0006\text{ m}$)の主流速 u と鉛直方向流速 w の瞬間構造の比較

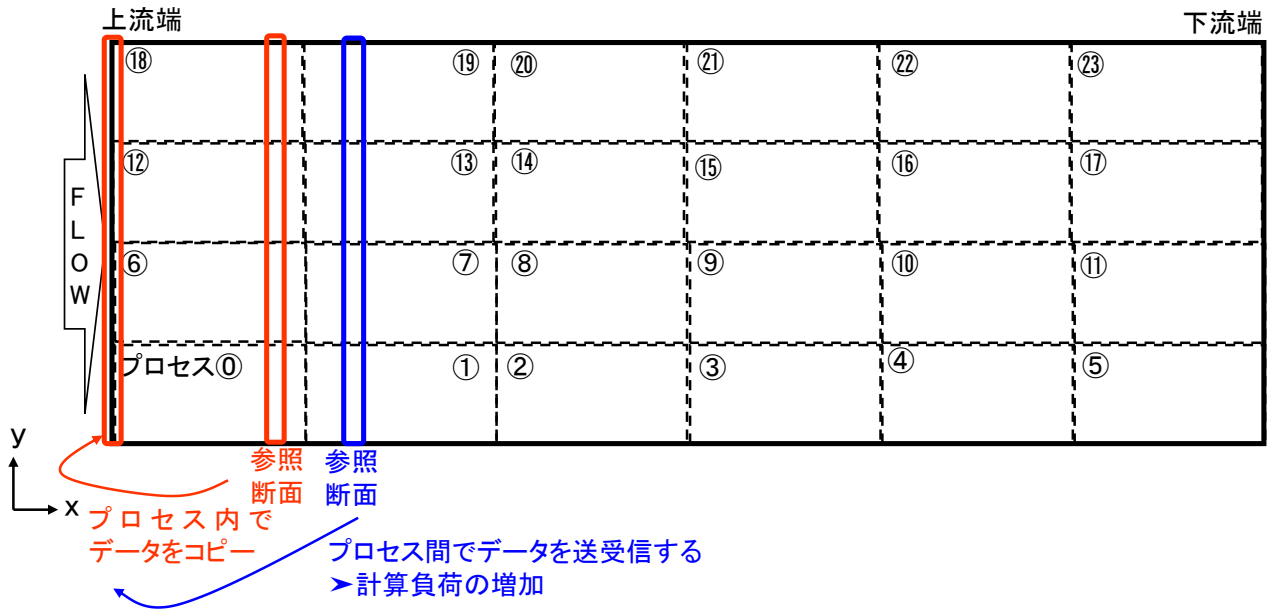


図 4-3 計算領域と MPI のプロセスの割り当て

4.2.2 乱流の計測時間の評価

乱流のデータは、上流端(0.00 m)及び下流端から十分離れた $2.04 \text{ m} \leq x \leq 2.16 \text{ m}$ の粗度要素(球)10個分の縦断距離、幅 $20d$ の範囲にて、乱流の凍結仮説に基づき 4.0×10^{-4} 秒ごとに計測した。

乱流の計測時間を検討するため、ケース 1 の固定床浸透性粗面乱流において、最も変動の大きい主流速 u の 5.00 秒間の時系列データ及び各時間の移動平均値の時系列データを比較する(図 4-4)。流速評価点は、 $x = 2.1048 \text{ m}$, $y = 0.0948 \text{ m}$, $z = 0.0006 \text{ m}$ であり、図 4-4 に示すように、平面位置は鉛直下向きに間隙部が形成され、高さは浸透層頂部から粒径の $1/20$ 高く、主流と浸透層の相互干渉の強い位置とした。移動平均時間は 0.01 秒, 0.10 秒, 0.25 秒, 0.50 秒, 1.00 秒, 2.00 秒とした。0.01 秒で移動平均した主流速 u は瞬間値とほぼ変わらず、移動平均時間を大きくするにつれて、5.00 秒間平均値に近づく。1.00 秒間移動平均値は 5.00 秒間平均値にかなり近づき、2.00 秒間移動平均値は 5.00 秒間平均値とほぼ変わらないことが分かる。

次に、5.00 秒間平均値に対する各移動平均値の変動量を定量的に比較するため、図 4-5 に各移動平均値と 5.00 秒間平均値の変動の標準偏差を示す。移動平均時間が 1.00 秒程度で 5.00 秒間平均値に漸近し始め、差は 5%程度に、移動平均時間が 2.00 秒では 5.00 秒間平均値との差は 2%程度とかなり小さくなる。

次に、2.00 秒間と 5.00 秒間で時空間平均した流れ構造を比較し、上記の差が有意なものか確認する。図 4-6, 図 4-7 に、主流速鉛直分布と乱れ強度の各成分を示す。なお、2.00 秒間の時間平均は図 4-4 に示す時刻 13~15 秒で行い、5.00 秒間の時間平均は時刻 10~15 秒で行った。空間平均する範囲は、縦断方向及び横断方向に球 2 個ずつ合計 4 個の球を包含する平面とした。時空間平均した流速分布、乱れ強度の各成分の分布は、平均時間に依らずほぼ同一とみなすことができる。

図 4-8 に、このときの時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の三次元構造を示す。 \bar{w} は、 $z/d > 1.0$ で若干異なるが、 $z/d > 1.0$ における \bar{w} の大きさは粗面近傍と比べて 1 オーダー小さく、2.00 秒間で時間平均した \bar{w} の構造は 5.00 秒間で時間平均した場合と同等とみなせる。これに対して 1.00 秒間で時間平均した \bar{w} の空間構造は 2.00 秒で時間平均した構造と比べて粗面頂部近傍においても差が確認された。これは、図 4-4 に示すように、主流と浸透流との相互作用に伴う大きな速度変動の周期は 0.40 秒程度であり、時間平均流の構造を把握するためには、この周期の倍数で平均する必要があるためと考えている。なお、流れの空間構造については、次節で示す。

以上より、本章では乱流の計測時間を 2.00 秒間として(各評価点のサンプリング総数 5000 個)、検討を進める。

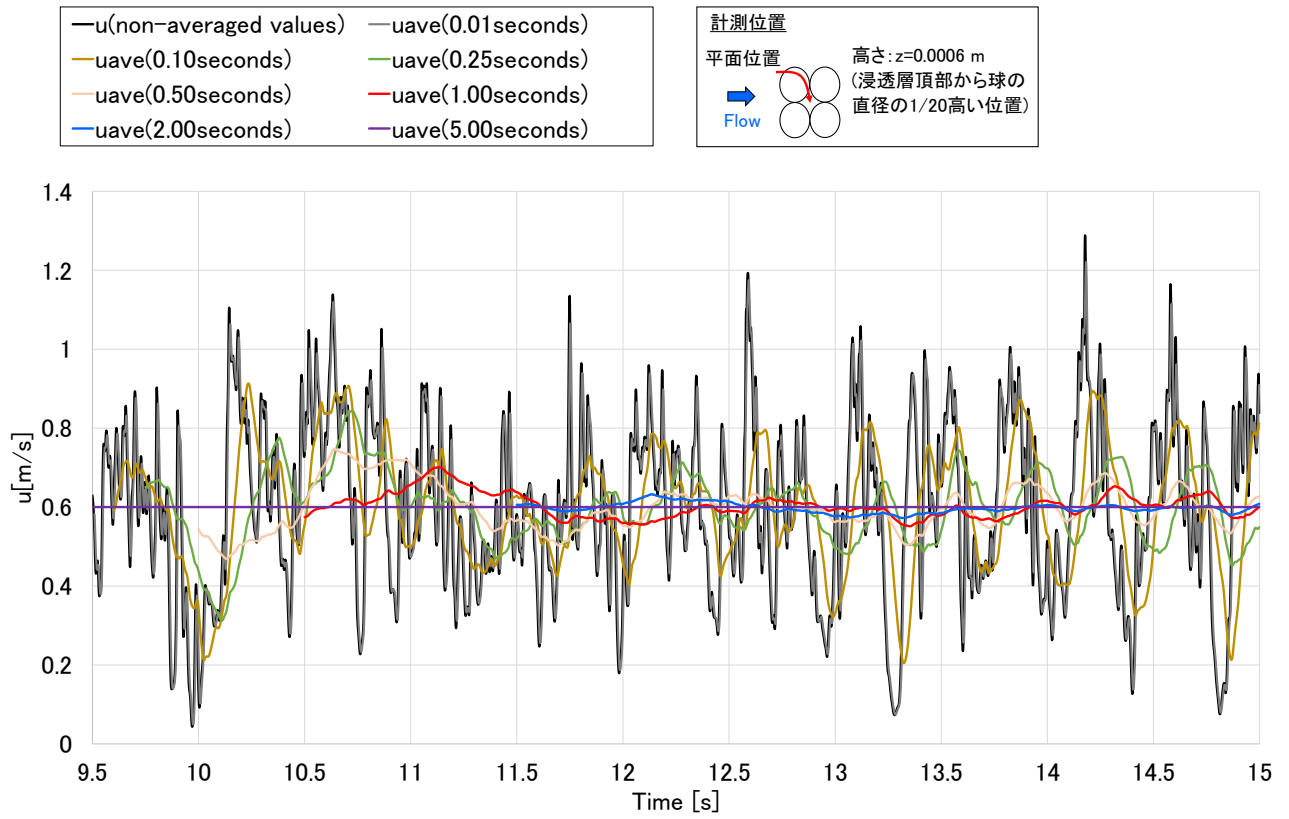


図 4-4 粗面頂部近傍の主流速 u の時系列データ及び各時間の移動平均値の比較(平面位置:浸透層間隙部(図を参照), 高さ: $z = 0.0006 \text{ m}$: $z/d = 1/20$)

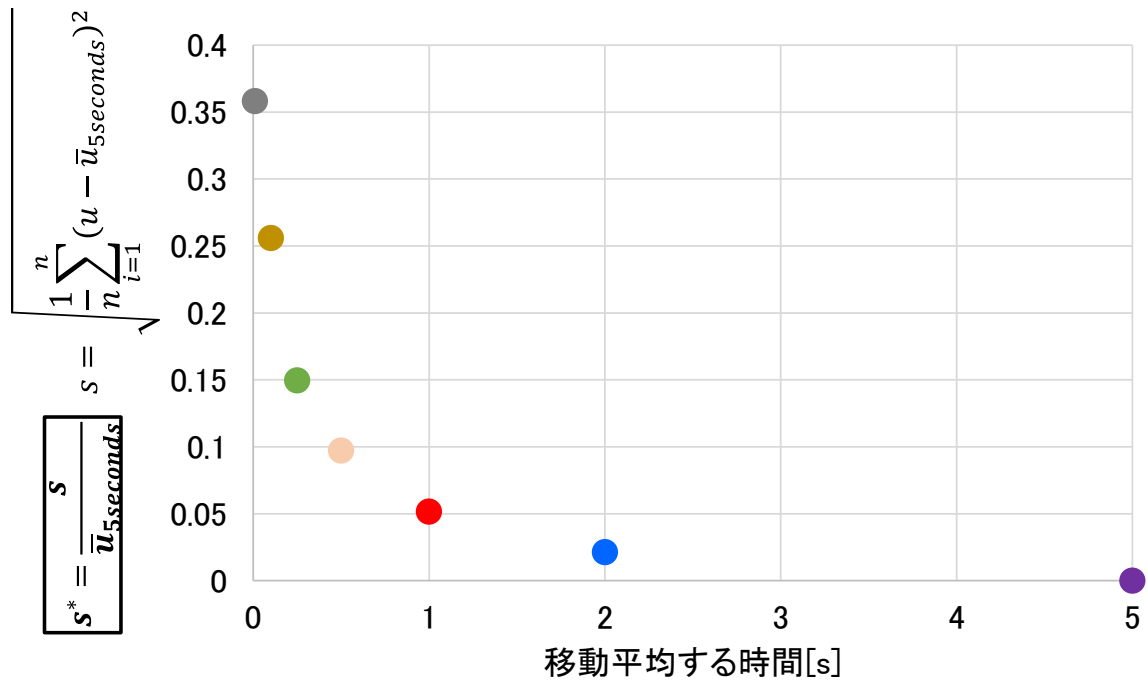


図 4-5 主流速 u の 5 秒間平均値を基準としたときの各移動平均値の標準偏差(5 秒間平均値で無次元化)

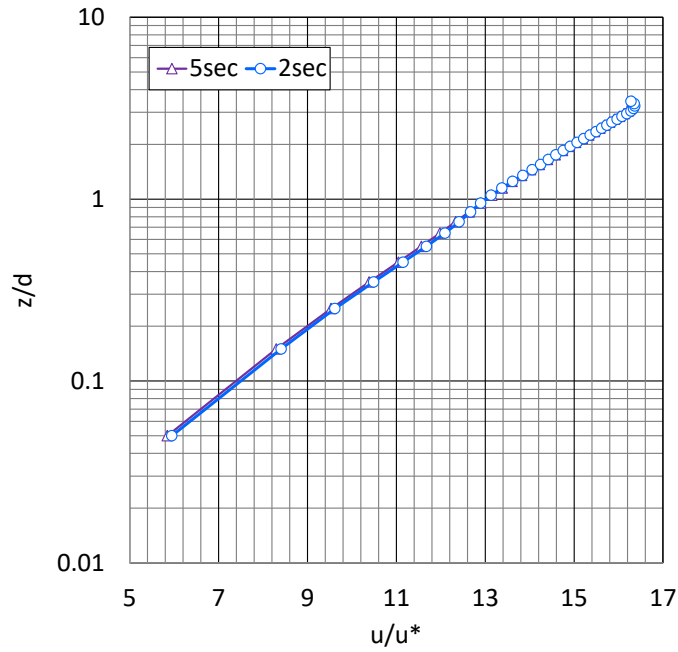


図 4-6 平均時間の違いによる時空間平均した主流速鉛直分布の比較

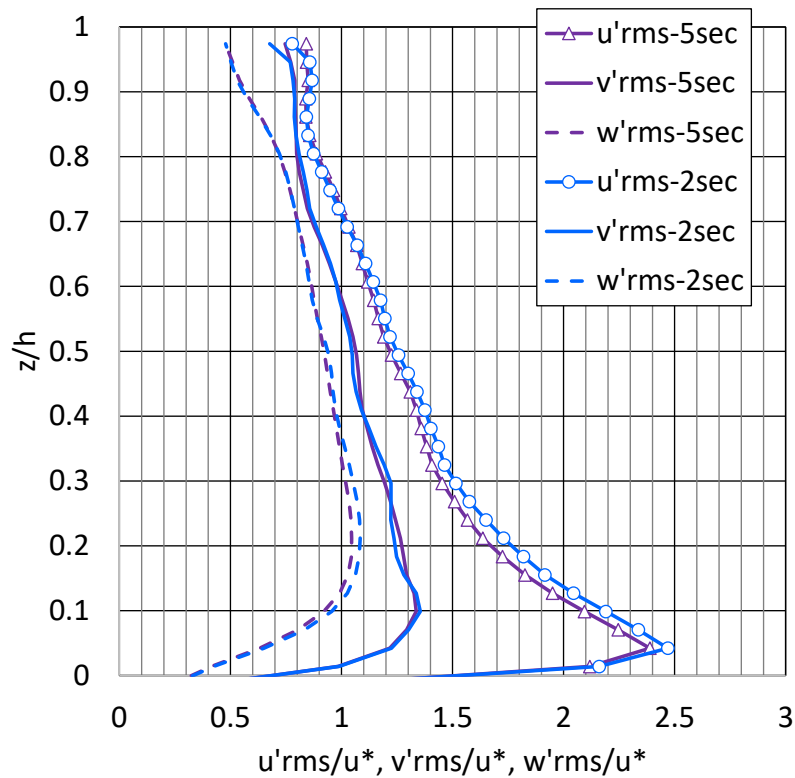
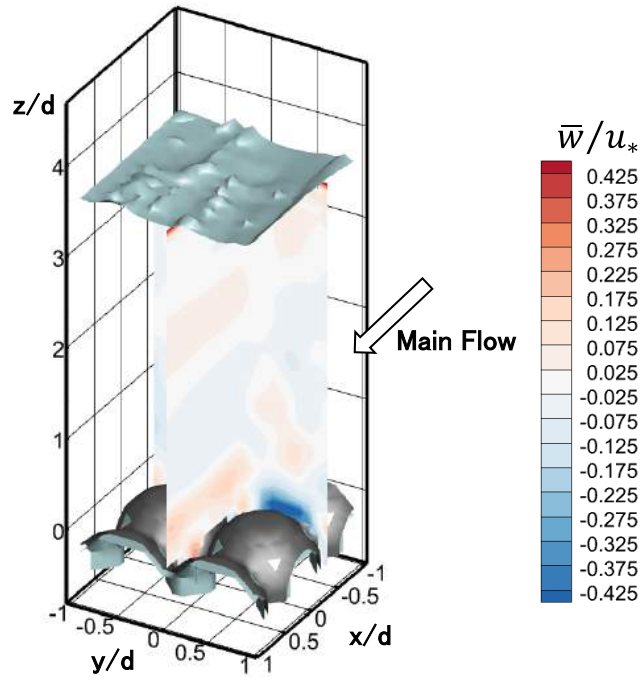
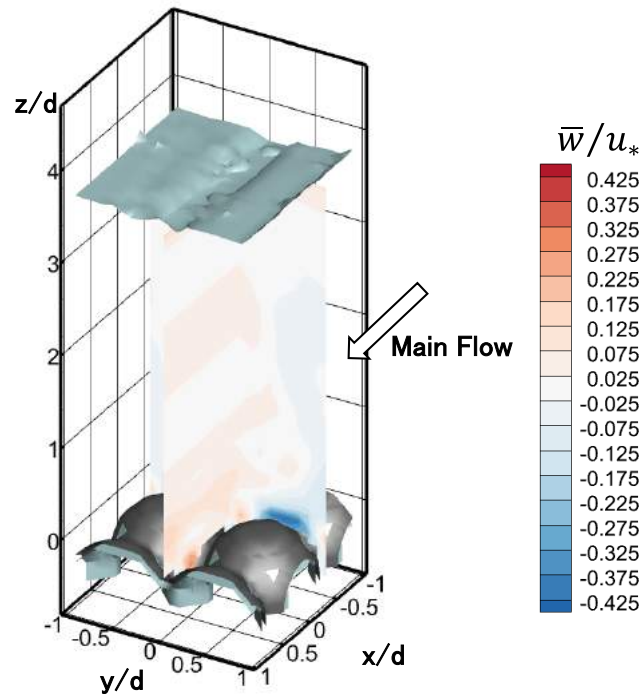


図 4-7 平均時間の違いによる時空間平均した乱れ強度の各成分の比較



(a) 2.00 秒間で時間平均した鉛直方向流速の空間構造



(b) 5.00 秒間で時間平均した鉛直方向流速の空間構造

図 4-8 平均時間の違いによる時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造の比較

4.3 幅の広い粗面開水路の時間平均流と応力の構造に及ぼす粗面構造の効果

4.3.1 開水路粗面乱流の抵抗に及ぼす粗面構造の効果(時空間平均流の構造)

第一に、ケース1(浸透層5段:PB)とケース2(単層:NPB)の抵抗係数 f' を比較する. 評価点は上下流端から十分離れ、時空間平均した流れ場は等流とみなせる. エネルギー勾配に水路勾配 i_b , 代表長さに主流の水深 h をとると、Darcy-Weisbach 型の抵抗係数 f' は次のように表せる.

$$f' = \frac{i_b h}{U_m^2 / 2g} \quad (4.1)$$

抵抗係数 f' を比較した結果、ケース1の浸透性粗面乱流の抵抗係数は非浸透性粗面乱流と比べて8%程度大きくなり(それぞれ、0.0105, 0.0907:表4-1)、Manesら¹²⁾など従来から指摘されているように、浸透性粗面乱流の抵抗は非浸透性粗面乱流よりも大きくなることを示した. これは、主流と浸透流の相互作用により抵抗が増加するためである.

次に、時空間平均した流れ構造に及ぼす粗面構造(浸透層)の効果を検討する. 主流速鉛直分布 u に着目すると(図4-9)、浸透流との相互作用のあるケース1の主流速鉛直分布は全体的に小さくなるが、分布形状は同等である. なお両ケースともに $0.5 < z/d < 1.0$ において分布形状が変化しており、相対水深 h/r の小さく、粗度要素周りの時間平均流と応力の空間分布の影響が表れていると考えられる.

乱れ強度の各成分においても、両ケースの差は小さい(図4-10).

なお、乱れ強度の分布形状について禰津(1977)¹⁵⁾により示された開水路直線流れの乱れ強度分布(式(4.2)~(4.4))と比較すると、縦断方向成分(図4-10(a))は、 $0.1 < z/h < 0.5$ において式(4.2)よりも小さく、また横断方向成分(図4-10(b))は、全水深にわたり式(4.3)よりも一様性が強くなる. また鉛直方向成分(図4-10(c))は式(4.4)とは異なり水面付近で減衰しており(図において右に凸な分布形状)、禰津(1977)¹⁵⁾の式形(図において左に凸な分布形状)と異なる. しかし、相対水深 h/r が同オーダーの禰津の実験結果(プロット)¹⁵⁾と比較すると、数値解析結果は全体的に対応する. 縦断方向成分が $0.1 < z/h < 0.5$ において式(4.2)よりも小さくなるのは、同範囲において横断方向成分と鉛直方向成分が極大値を取り、乱れ全体が等方化するためと考えられる. また、数値解析の鉛直方向成分は、実験結果と同様に図において右に凸な分布形状をとり、さらに水面付近で大きく減衰する傾向を捉えている. これらの傾向は水理実験及び数値解析の既往研究で確認されており^{4),8),9)}、本数値解析の結果は妥当と考えている.

以上のように、粗度要素よりも大きな平面($2d \times 2d$)で空間平均した流れ構造に及ぼす主流と浸透流の相互作用の効果は小さいが、これは相対水深が $h/r \approx 7.0$ と小さく、粗度要素が流れの抵抗に大きく寄与するためである. 次節において、時間平均した流れ構造について粗度要素よりも小さな空間スケールにおけるバラツキを考察する.

$$\frac{u'_{rms}}{u_*} = \frac{\sqrt{u'u'}}{u_*} = 2.30 \exp\left[-\frac{z}{h}\right], \frac{v'_{rms}}{u_*} = \frac{\sqrt{v'v'}}{u_*} = 1.63 \exp\left[-\frac{z}{h}\right], \frac{w'_{rms}}{u_*} = \frac{\sqrt{w'w'}}{u_*} = 1.27 \exp\left[-\frac{z}{h}\right] \quad (4.2 \sim 4.4)$$

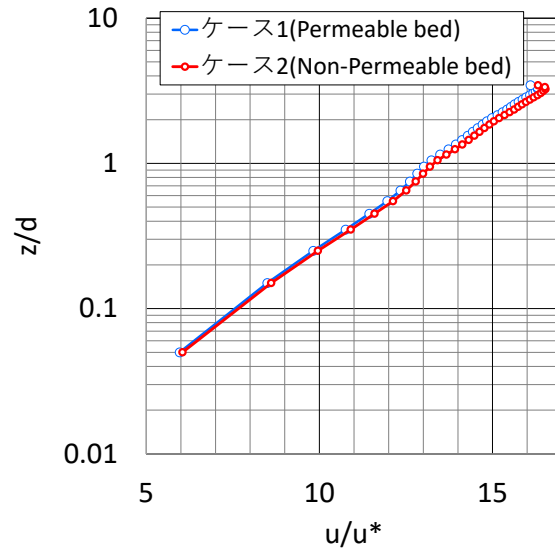
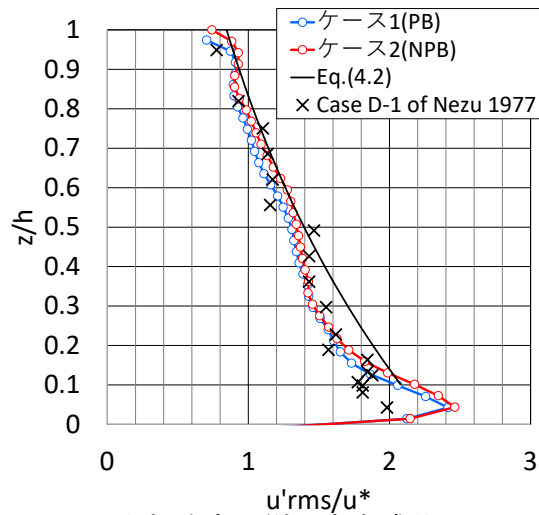
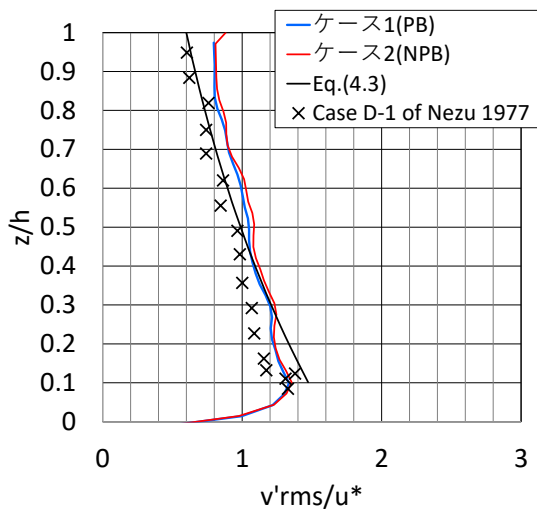


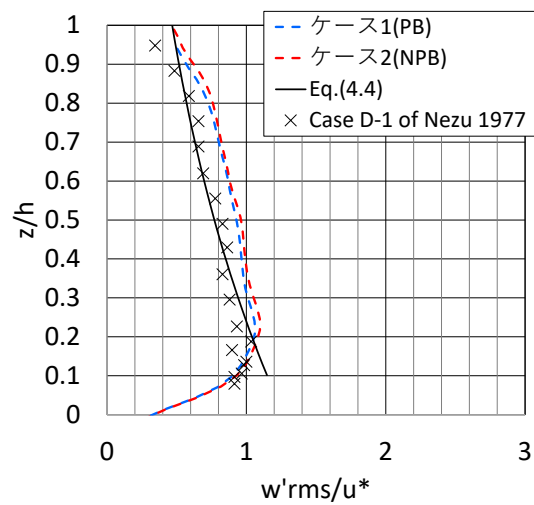
図 4-9 時空間平均した主流速鉛直分布



(a)乱れ強度の縦断方向成分



(b)乱れ強度の横断方向成分



(d)乱れ強度の鉛直方向成分

図 4-10 時空間平均した乱れ強度の各成分の鉛直分布

4.3.2 時間平均流及び応力の空間分布に及ぼす粗面構造の効果

本項では、第一に、時間平均鉛直方向流速 \bar{w} と時間平均横断方向流速 \bar{v} の空間分布を比較し、粗面構造と対応付ける。第二に、圧力の空間分布と時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の関係を示す。最後に、主流速鉛直分布や乱れ強度分布のバラツキと時間平均鉛直方向流速 \bar{w} や圧力の空間構造と関連付け、浸透性粗面乱流における応力と時間平均流の三次元構造を示す。

第一に、ケース1(PB)と2(NPB)における粗面頂部付近の時間平均鉛直方向流速 \bar{w} 及び時間平均横断方向流速 \bar{v} の構造を比較する。図4-11～図4-16に、各ケースの高さごとの \bar{w} 及び \bar{v} 、また、これらの合成速度の大きさ $|\bar{sv}| = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$ を示す。

基本的な構造は、両ケースともに共通する。まず、粗面頂部よりも低い位置に着目すると($-0.10 \leq z/d \leq 0.00$)、粗面要素に沿って下降流が生じ($\bar{w} < 0$)、空隙の大きい領域で上昇流が発生している($\bar{w} > 0$)。また、これら時間平均鉛直方向流速 \bar{w} と粗面構造に対応するように時間平均横断方向流速 \bar{v} が発生する。粗面頂部よりも高い位置($z/d \geq 0.00$)に着目すると、 $z/d = 0.00$ (粗面頂部高さ)付近では、上流側の粗面要素を乗り越えた流れが下流側の粗面要素に衝突し、粗面要素間に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)と粗面要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)が発生する。このような時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の傾向は $0.00 \leq z/d \leq 0.10$ 程度まで強く現れている。また、本章では、第3章と異なり、粗面要素に球を用いているため、粗面要素を回り込む流れ \bar{v} も発生する。このような時間平均横断方向流速 \bar{v} の傾向は $-0.10 \leq z/d \leq 0.05$ まで確認することができる。

上記のように、粗面近傍に安定した規則性の高い上昇流($\bar{w} > 0$)と下降流($\bar{w} < 0$)が存在すること、粗面要素の前面において上昇流の極大値が発生することは、一様な大きさの球を千鳥状に配置した粗面乱流の水理実験^{7),8),9)}においても確認されている。なお、上昇流の極大値の発生位置について、大本ら⁷⁾の実験では粗面頂部の $d/8$ 上流側であり、本数値解析においてもケース1(PB)では粗面頂部から $d/7$ 、ケース2(NPB)では $d/8$ 程度と同程度である(図4-11, 図4-14)。

\bar{v}, \bar{w} の空間分布は、浸透層の有無により、特に $z/d \leq 0.05$ で変化する。浸透層(5層)を有するケース1(PB)に着目すると、上昇流($\bar{w} > 0$)の発生領域は例えば $y/d = 0.00$ のように縦断的に連なり、 $z/d = 0.05$ では粗面要素前面の両隅において強くなる。これは粗面要素を乗り越える流れと浸透層から上昇する流れとが重なり合うためと考えられる。また、粗面要素前面の狭い範囲において上昇流よりも強い下降流($\bar{w} < 0$)が生じる。これに対して、非浸透性粗面を有するケース2(NPB)では、 $z/d < 0.00$ において下降流は横断方向に連なり、上昇流の発生する範囲は狭い(例えば $x/d = 0.50, y/d = 0.00$)。また、下降流の大きさは、ケース1(PB)と比べて小さい。

このような差異が生じる理由を考察する。浸透性粗面を有するケース1(PB)では、下層に潜り込む領域(浸透層)が存在するため、粗面要素前面で降下する流れ($\bar{w} < 0$)は減衰しづらく、これに見合う分の上昇流($\bar{w} > 0$)が浸透層の広範囲から湧き上がる。これに対してケース2では、 $z/d \leq -0.50$ は水路底面であり、時間平均流速の各成分は減衰する。このため、上昇流は空隙の大きい範囲でのみ発生する(例えば $x/d = 0.50, y/d = 0.00$)。

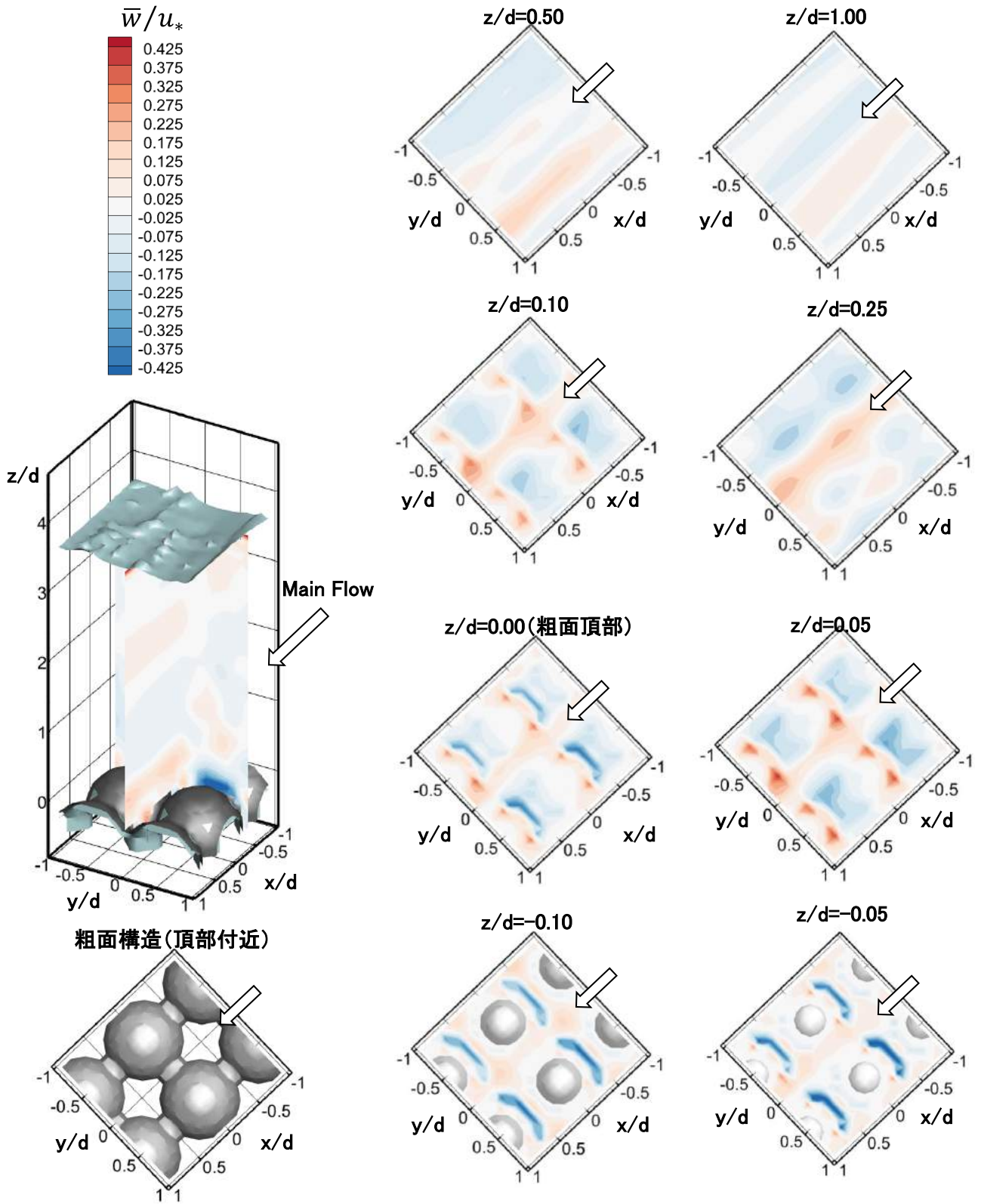


図 4-11 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造

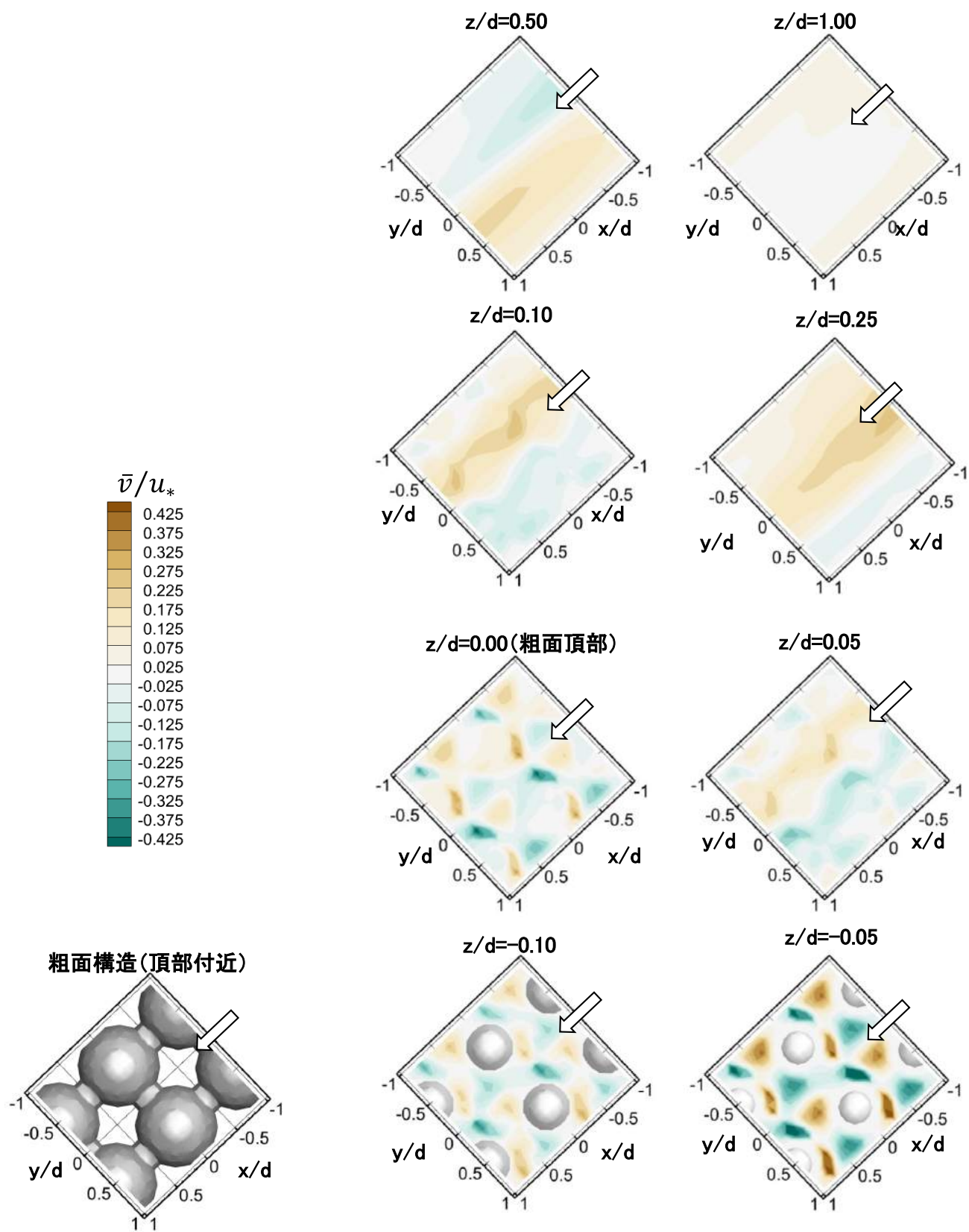


図 4-12 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の時間平均鉛横断向流速 \bar{v} の空間構造

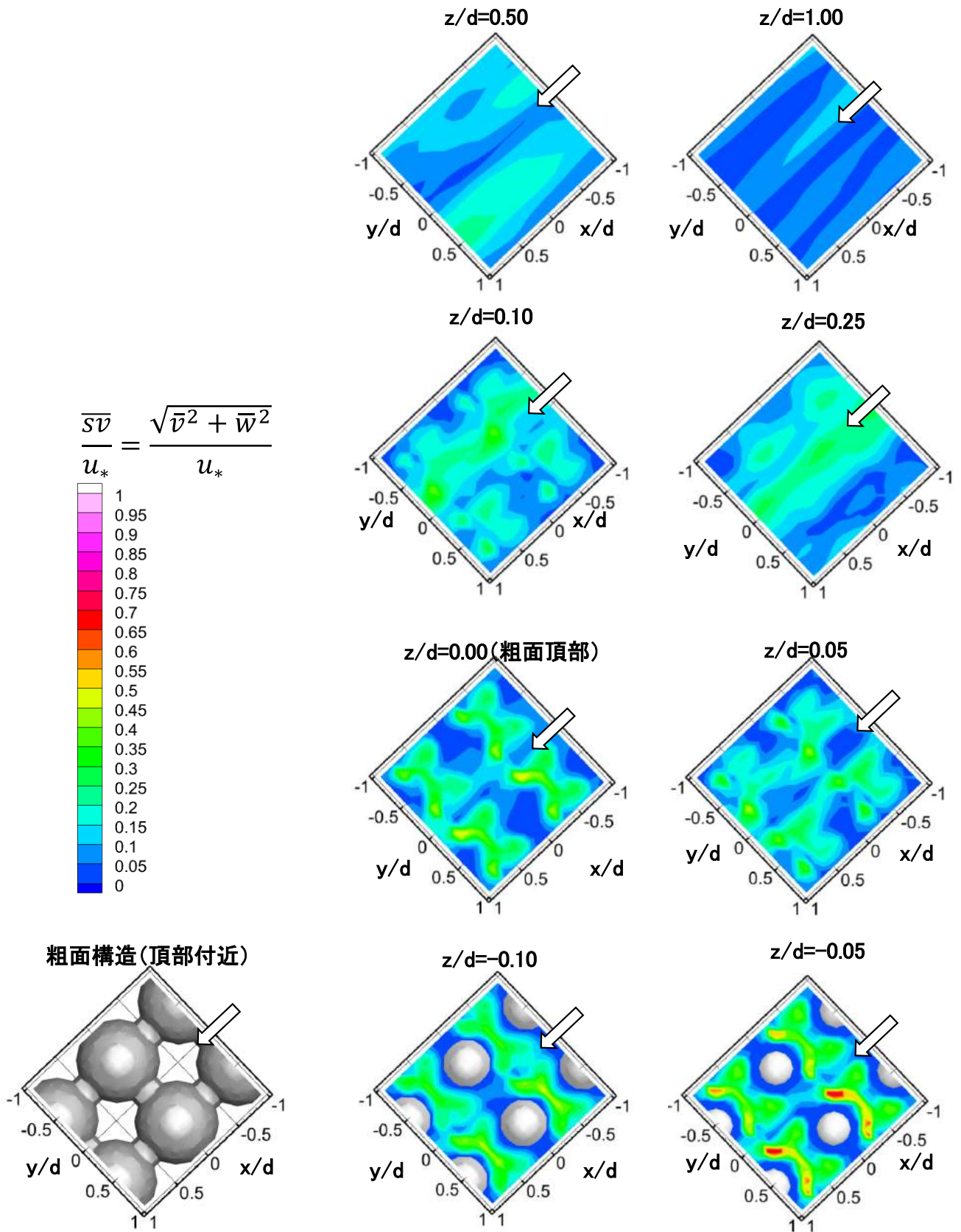


図 4-13 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の二次流速の大きさ $\overline{sv} = \sqrt{\overline{v^2} + \overline{w^2}}$ の空間構造

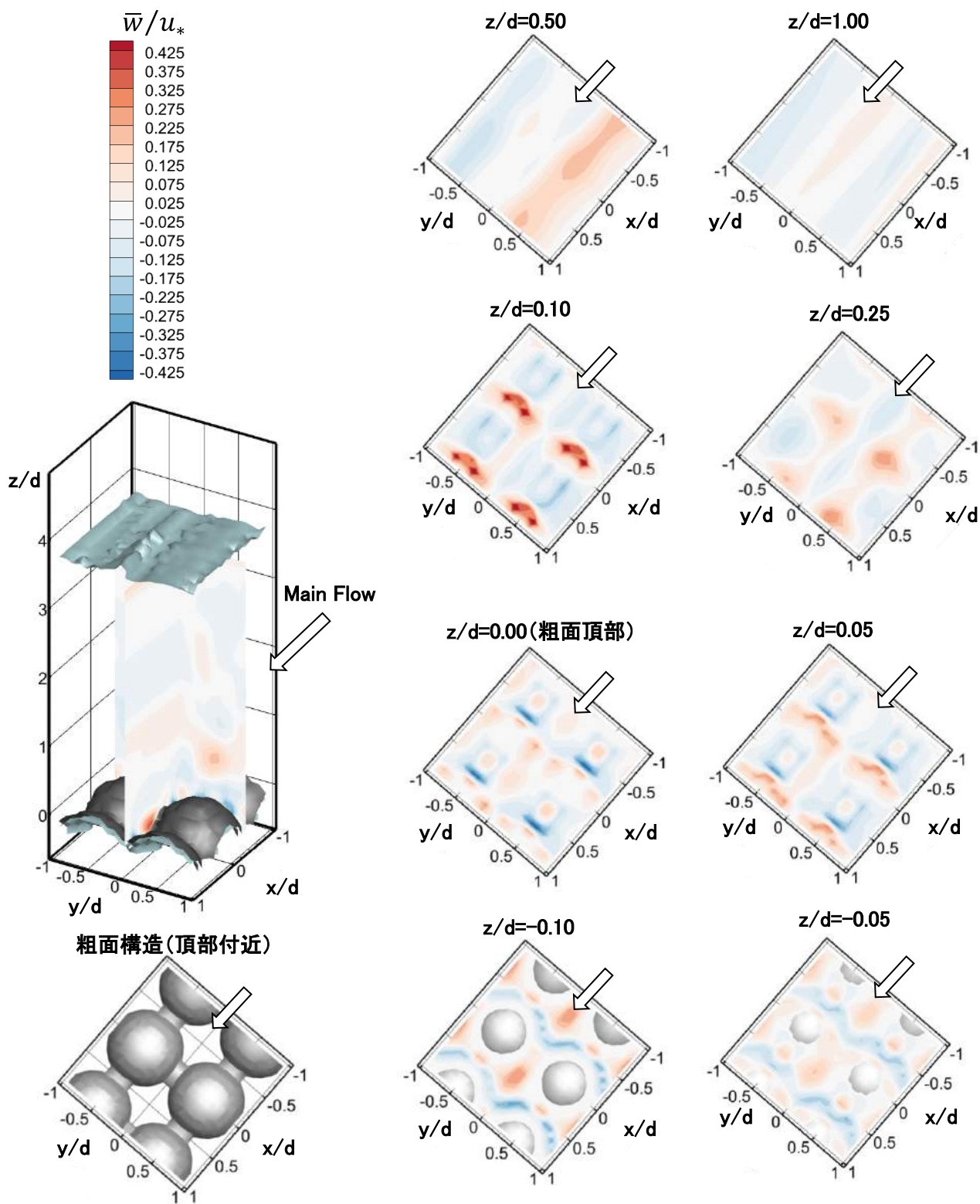


図 4-14 ケース 2(単層:NPB)の時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造

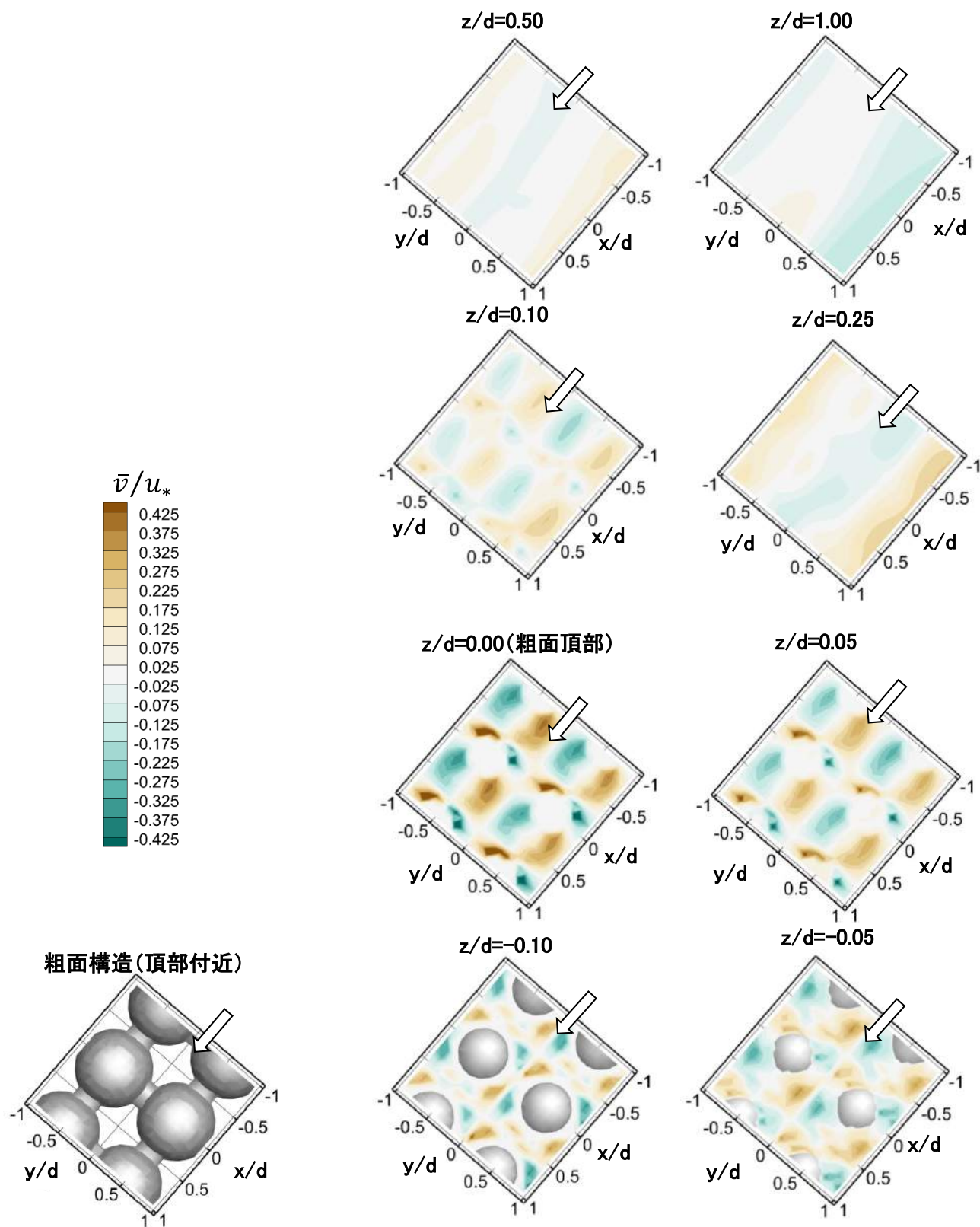


図 4-15 ケース 2(単層:NPB)の時間平均横断方向流速 \bar{v} の空間構造

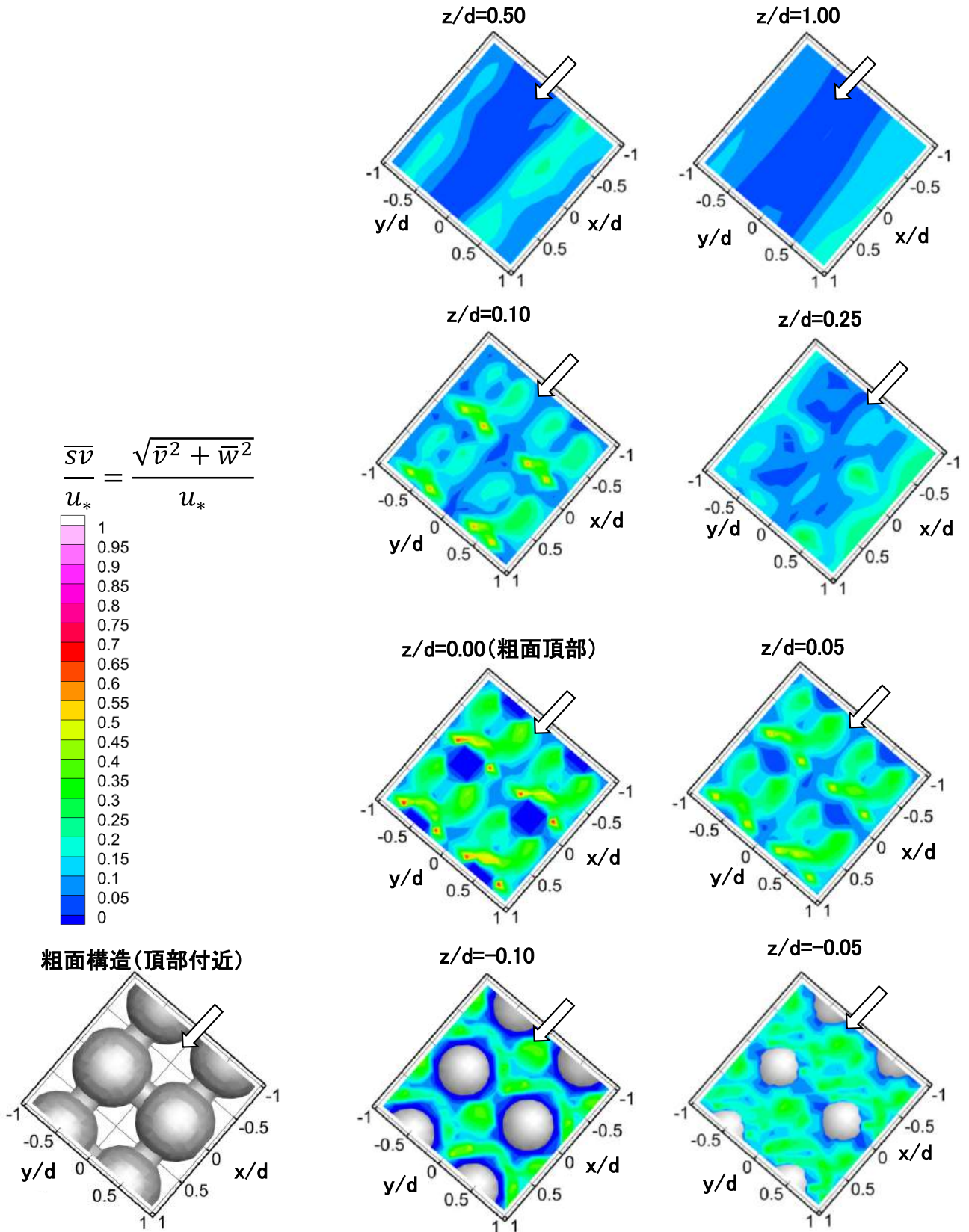


図 4-16 ケース 2(単層:NPB)の二次流速の大きさ $\overline{sv} = \sqrt{\overline{v^2} + \overline{w^2}}$ の空間構造

これら \bar{v} , \bar{w} の合成速度 $\bar{sv} = \sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}$ (便宜的に二次流と呼ぶ)の大きさは, 図 4-13, 図 4-16 に示すように, 粗面頂部より低い位置 $z/d \leq 0.00$ において差異が生じる. 浸透性粗面乱流の場合, $z/d = -0.05$ において $|\bar{sv}|$ は最大で摩擦速度 u^* の 7 割程度, 平均的には 4 割程度と非浸透性粗面乱流と比べて大きくなり, 主流と浸透流の相互作用の効果が表れている. この様な強い二次流は, 細かい粒子の輸送を検討する際に重要となる.

また, 上昇流の極大値の大きさは断面平均流速 U_m の 3%程度と大本らの水理実験結果(8%)⁷⁾と比して小さい. この理由は, 以下の 3 点が挙げられる. 第一に大本らの実験と比較して粗度配置や相対水深 ($h/(d/2)$)が異なること, 第二に数値解析では横断方向に周期境界条件を用いて側壁の抵抗を無視することができることに対して水理実験では側壁の抵抗も含まれること, 第三に第 2 章に示すように本数値解析の計算条件($d/\Delta = 10, d/\Delta_{subcell} = 60$)では浸透流速のオーダーを説明することは可能であるが大きさの評価には不十分であることなどが考えられ, 今後の課題である.

次に, 時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の構造を応力の空間分布の面から考察する. 式(4.5)にレイノルズ方程式の鉛直方向成分を示す. 第 3 章と同様に, 粗度要素近傍で重要な圧力の効果を検討する.

$$\frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{w}}{\partial z} = \left\{ -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right\} + \left\{ g_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \right\} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) \quad (4.5)$$

図 4-17, 図 4-18 に, 両ケースの $y/d = 0.00$ (間隙を通る断面), $0.25, 0.50$ (球の頂部を通る断面)における圧力の縦断変化(等値線)を示す. なお, $y/d = 0.00$ においても粗度要素が表示されるのは, 本数値解析において, 計算格子幅 Δ が粗度要素の球の直径の $1/10$ であり, 計算格子で粗度要素の形状を厳密に評価することができないためである. 詳細については, 図 2-14 を参照されたい.

両ケースともに, $y/d = 0.00$ 断面の $z/d \leq 0.10$ において, 圧力は粗度要素前面で増加する. 式(4.5)の圧力勾配項は上向きに働き(等値線が鉛直方向に密になり), 上昇流($\bar{w} > 0$)を駆動する. これに対して, 粗度要素の中心を通る断面($y/d = 0.50$)では, 粗度要素の前面に着目すると($0.6 \leq x/d \leq 0.8$), 圧力は極端に上昇し, 粗面頂部に近い位置($x/d = 0.8$)では圧力勾配項は上向きに, 谷部に近い位置($x/d = 0.6$)では圧力勾配項は下向きに作用し, それぞれ上昇流($\bar{w} > 0$)と下降流($\bar{w} < 0$)を駆動する. また, 粗面頂部位置(例えば $x/d = 0.0$)に着目すると, $0.00 \leq z/d \leq 0.10$ において, 圧力の等値線の間隔が疎になっており, 重力加速度と圧力勾配項の和は下向きに作用し, 下降流($\bar{w} < 0$)を駆動する. これらの傾向は, 図 4-11 に示す時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の空間構造に一致し, 第 3 章との結果とも対応する.

上記の結果を踏まえ, 一樣な大きさの球を立方格子状に配列した浸透性粗面上の時間平均流と応力の三次元構造について整理すると図 4-19 のようになる.

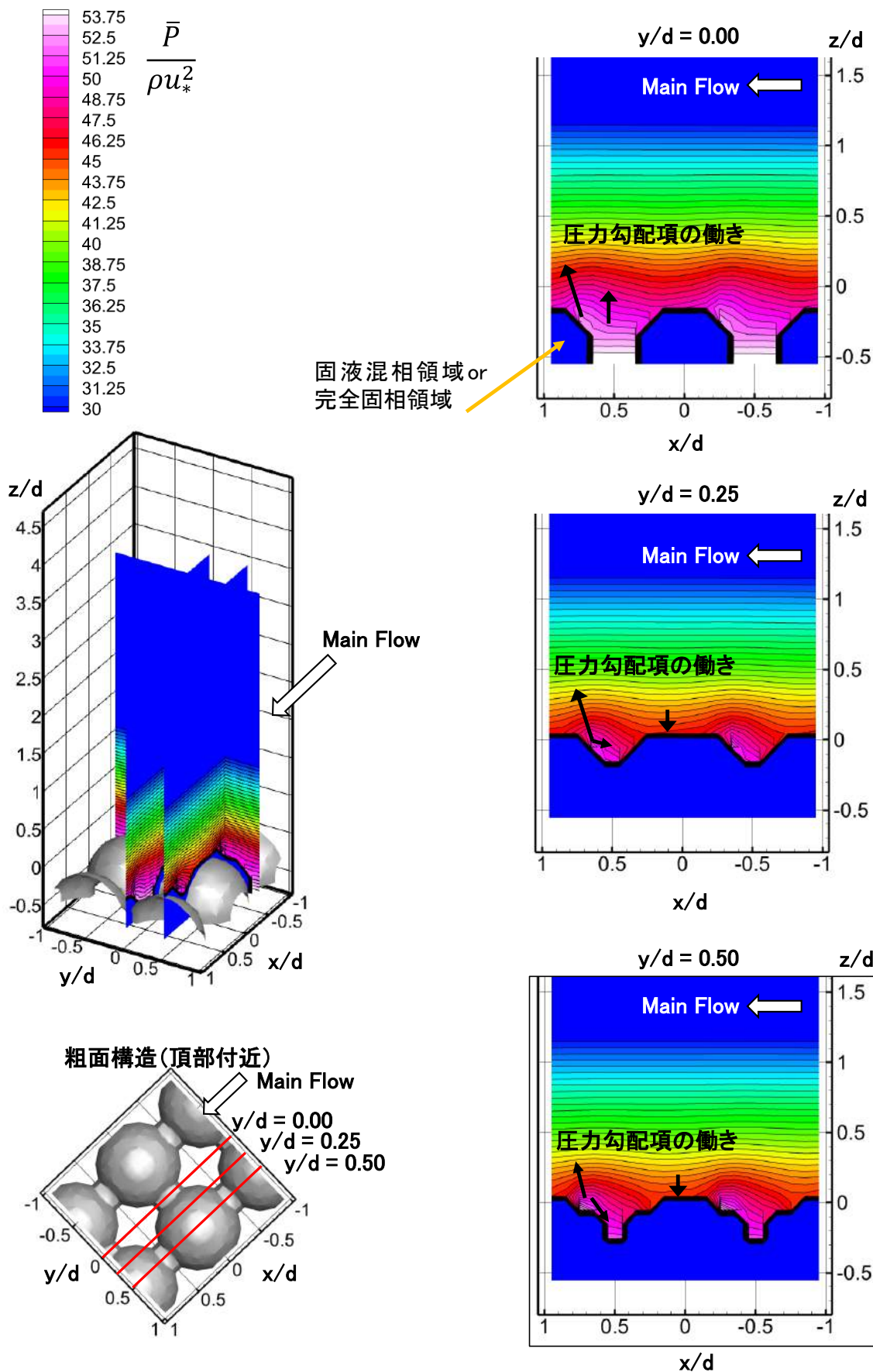


図 4-17 ケース 1(浸透層 5 層:PB)の時間平均圧力 \bar{P} の空間構造

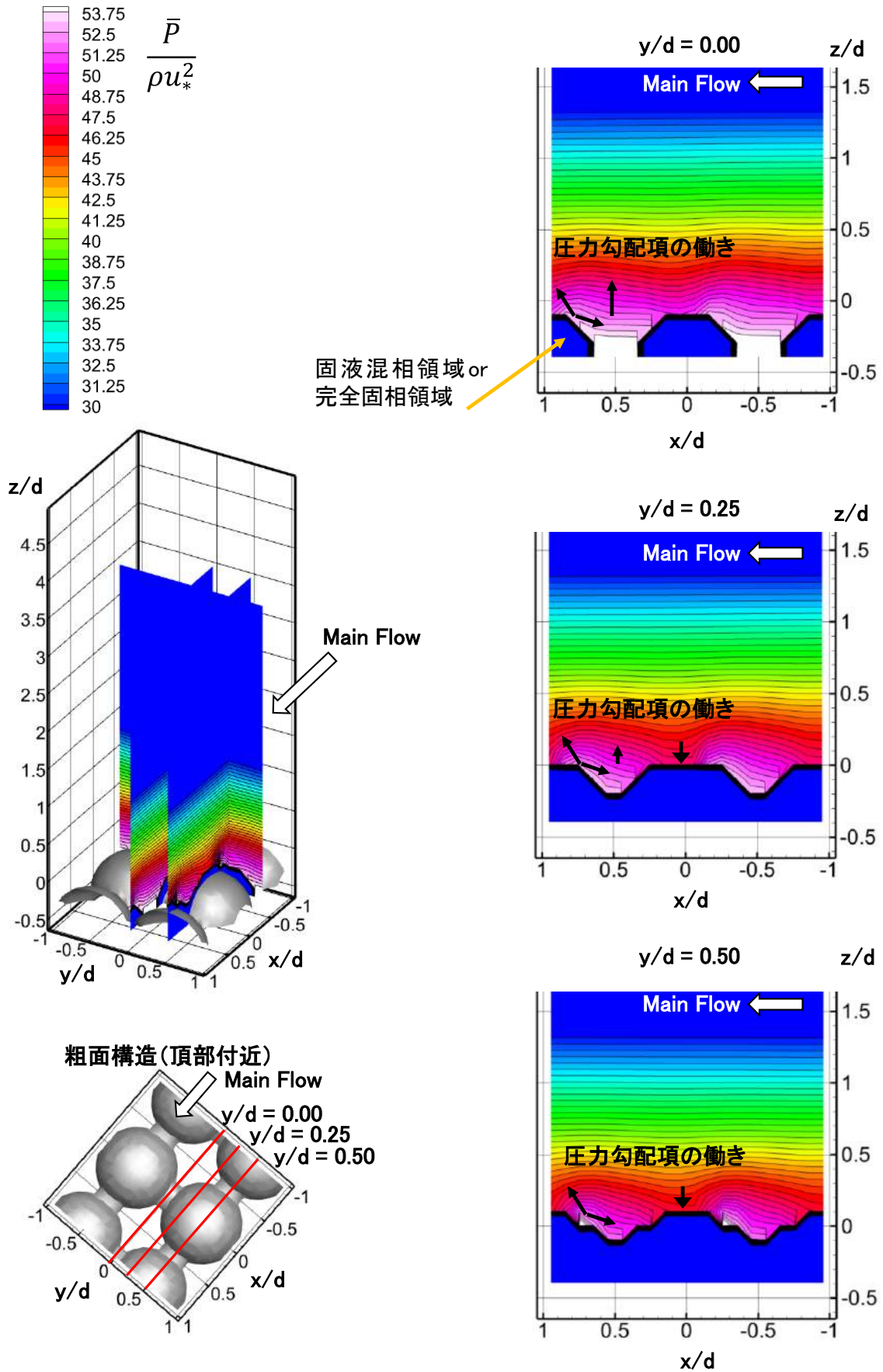
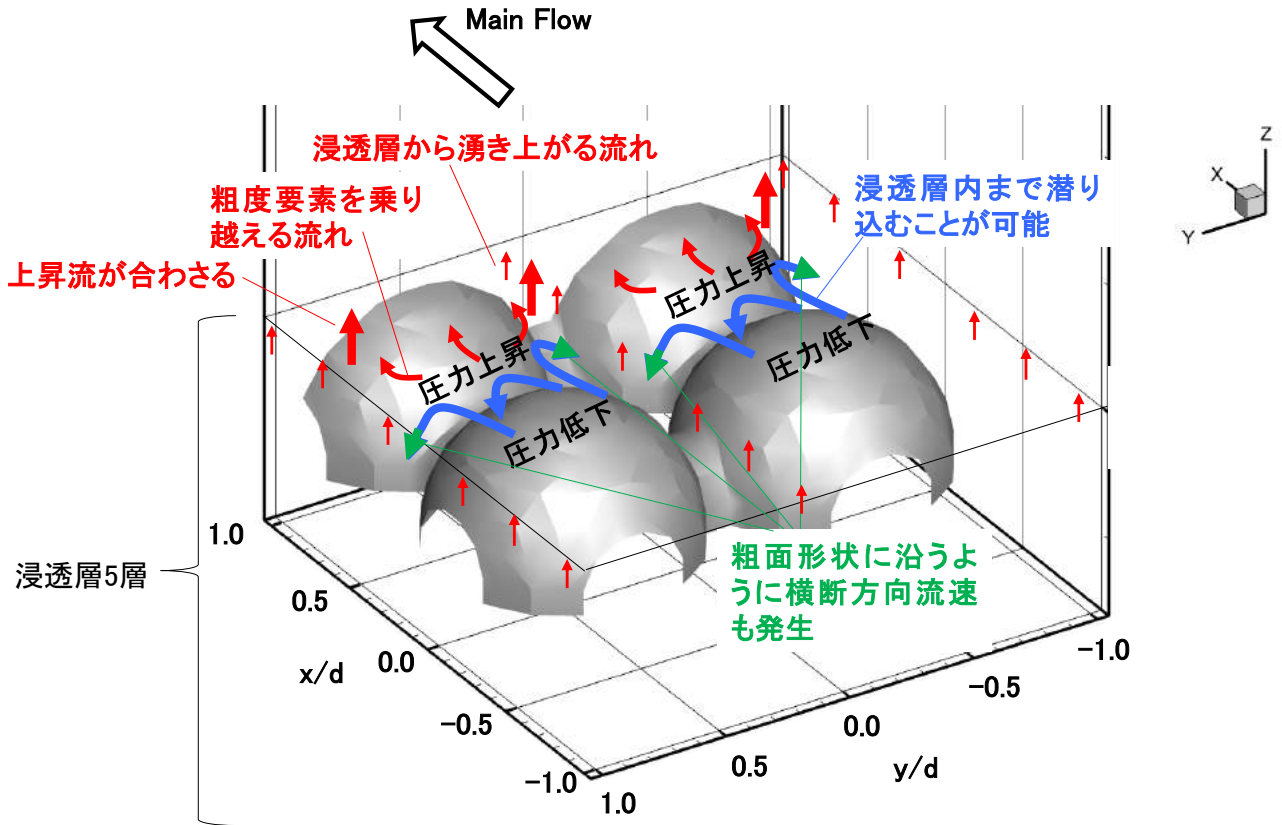


図 4-18 ケース 2(単層:NPB)の時間平均圧力 \bar{P} の空間構造



- 非浸透性粗面の場合底面に近づくほど下降流は減衰する。その分、底面付近から湧き上がる流れも小さく局所的である。

図 4-19 浸透性粗面を有する乱流場における時間平均流と応力の三次元構造の模式図

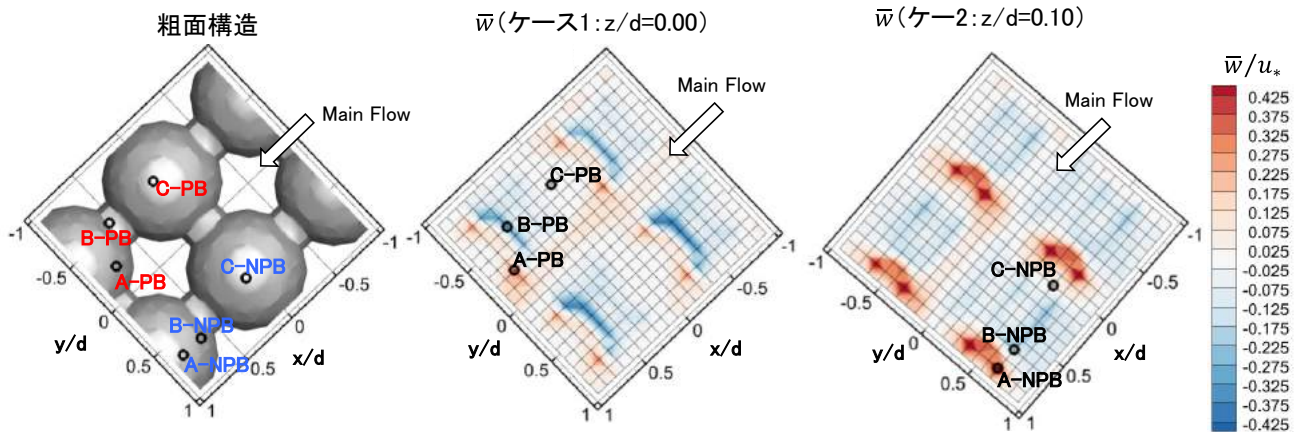


図 4-20 鉛直分布出力評価点の平面座標

図4-20に示すA~Cの3地点について、粗面頂部付近で発生する \bar{w} の水面方向に及ぶ範囲を検討する(図4-21). それぞれ、地点Aは粗面頂部付近にて大きな上昇流が発生する平面位置、地点Bは下降流の発生する平面位置、地点Cは粗面頂部付近である.

粗面構造の差異により上昇流及び下降流の極大値に若干の差異はみられるものの、両ケースともに $z/d = 0.8$ 程度で \bar{w} は収束し、これより高い位置では摩擦速度 u^* と比較して2オーダー小さな値となる. すなわち、無次元高さ $z/d = 0.8$ において、対数分布則の成立しない領域(Roughness sublayer¹⁶, Form-induced sublayer¹⁷)から対数分布則の成立する領域(Inertial sublayer¹⁶, Logarithmic layer¹⁷)に変化すると考えられる.

このRoughness sublayerの厚さは、様々な相対水深、フルード数、レイノルズ数、粗面構造のもと検討されているが^{2),4),8),18)}、粒径 d の0.20~1.00倍程度と水理条件や粗面構造に対する明確な傾向について解明されていない. 今後、Roughness sublayerの厚さについて体系的に検討していく.

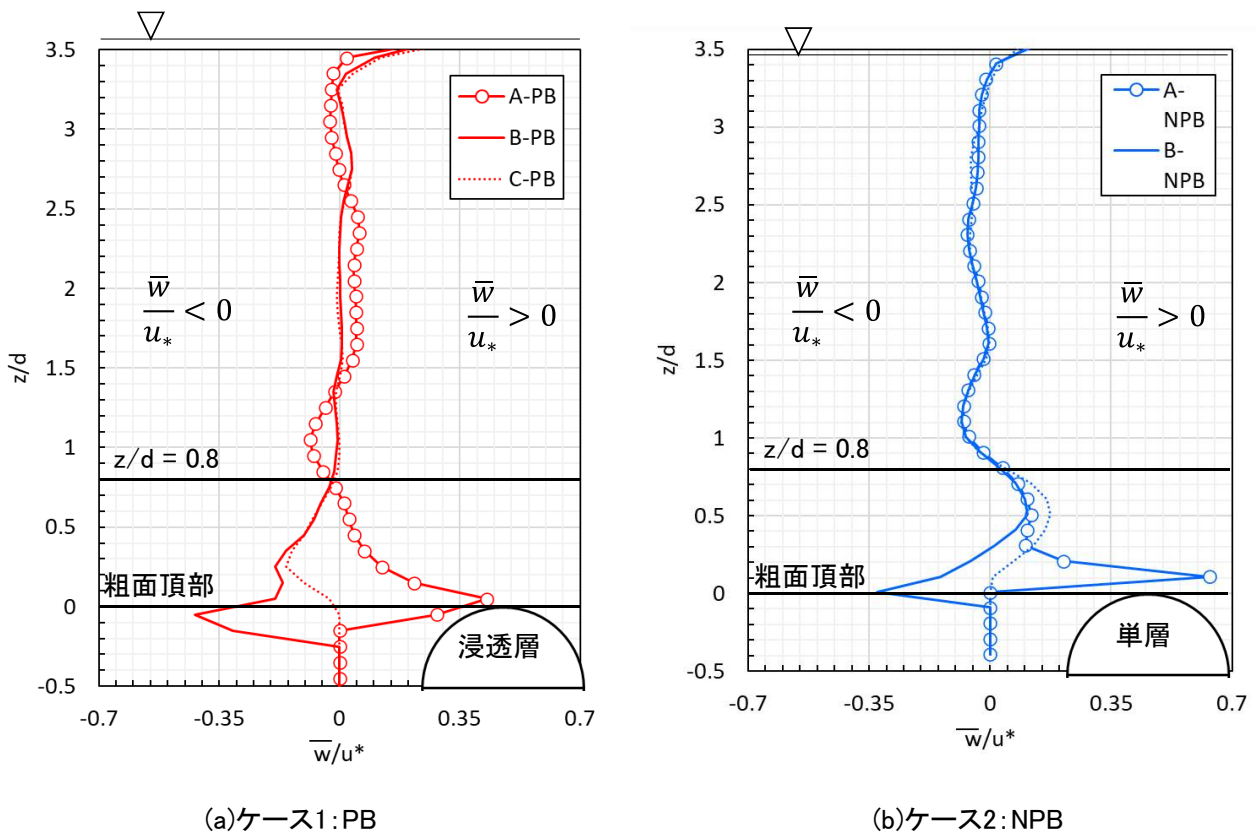


図4-21 時間平均鉛直方向流速 \bar{w} の鉛直分布の空間的なばらつき

最後に、上述した二次流(主に時間平均鉛直方向流速 \bar{w})が主流速や乱れ強度の鉛直分布に及ぼす効果を検討する。

図 4-22 に、図 4-20 に示す平面座標のうちの 28 ヶ所における主流速鉛直分布を示す。両ケースともに、時間平均主流速鉛直分布 \bar{w} の大きさが摩擦速度 u^* の 1 オーダー以内である $z/d < 0.50$ において粗面構造の影響が強く現れ主流速はばらつき、これより高い位置($z/d > 0.5$)では主流速分布は一様になる。

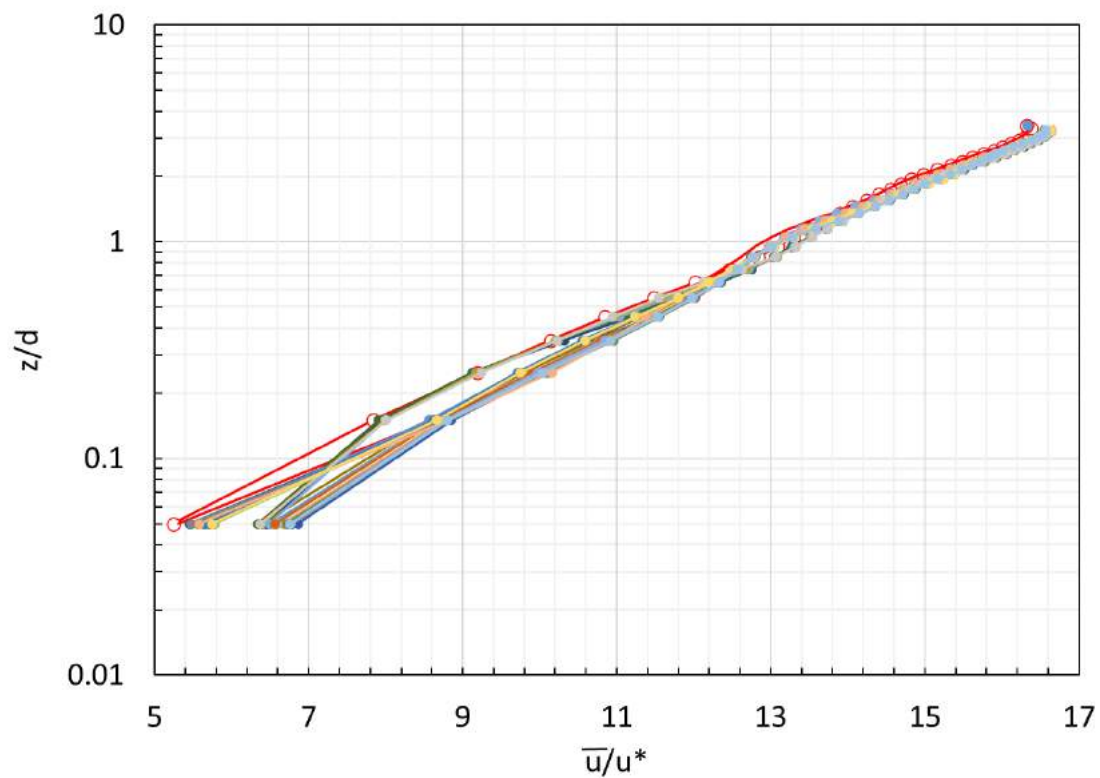
$z/d < 0.50$ における主流速のばらつきの幅は、非浸透性粗面のケース 2(NPB)と比べ、浸透性粗面を有するケース 1(PB)の方が小さくなる。これはケース 1 では、浸透層の遅い流体が主流に輸送された後、主流の縦断方向流速により粗面頂部付近全体に輸送され、主流速の空間的なばらつきが抑制されるためと考えられる。ただし、主流と浸透流の相互作用により抵抗が増加し、主流速は全体的に遅くなるのが特徴であり、このことは、流速変動にも現れると考えられる。

図 4-23 に、同様の平面座標における乱れ強度の各成分の鉛直分布を示す。乱れ強度の縦断方向成分 u'_{rms}/u^* に着目すると、両ケースともにピーク値は 2.2~2.7 程度にばらつく。この範囲は、大本ら⁷⁾の実験結果と対応する。なお、全体的に乱れの非一様性は浸透性粗面を有するケース 1(PB)の方が大きく、浸透流との相互作用の影響と考えられる。

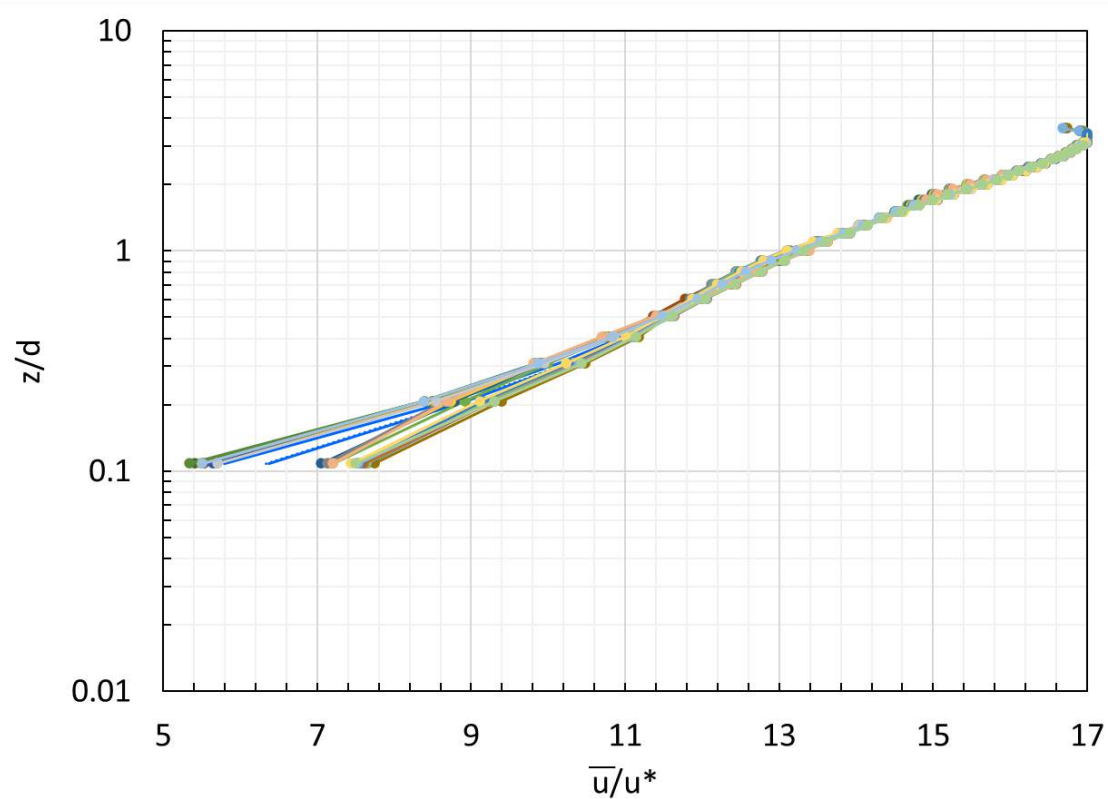
次に、乱れ強度の鉛直方向成分 w'_{rms}/u^* に着目する。 $z/h = 0.1$ ではケース 1(PB)の方が $w'_{rms}/u^* = 1.0$ 程度と、ケース 2 の 0.9 程度と比べて大きくなる。またケース 1 ではピーク値を取る高さが $0.2 \leq z/h \leq 0.4$ 程度と高い位置となるのに対して、ケース 2 ではピーク値を取る高さは $z/h = 0.2$ 程度と低めに現れる。このことから、ケース 1 において主流と浸透流との相互作用の影響は $z/h \leq 0.4$ まで影響すると考えられる。また、粗面構造の空隙の大きい箇所ですれ強度の縦断方向成分 u'_{rms}/u^* 及び鉛直方向成分 w'_{rms}/u^* が大きくなることを確認している。この傾向は、一様な大きさの球を千鳥状に配置した大本ら⁷⁾の実験でも確認されており、粗面水路流れの特徴と判断することができる。

なお、上記の成分に対して、乱れ強度の横断方向成分 v'_{rms}/u^* に着目すると、粗面頂部より高い位置 ($z/h > 0$)では乱れの非一様性はほとんど見られず、両ケースの差も小さい。

本項では、時間平均量に着目し時間平均流の各成分や応力、乱れの三次元構造を示した。その中で、空隙が鉛直方向に連なり浸透流と主流との相互作用が強くなるケース 1(PB)では、 $z/h \approx 0.1$ と低い位置において乱れ強度の鉛直方向成分が大きくなること、また縦断方向成分と鉛直方向成分の空間的なバラツキが大きくなることを示した。この要因を明らかにするためには、速度変動の平均量だけでなく、流れの瞬間構造に及ぼす粗面構造の影響を把握する必要がある。4.4 節では、この点に着目して、主流と浸透流の相互作用の機構を明らかにする。



(a)ケース1:PB



(b)ケース2:NPB

図 4-22 時間平均主流速鉛直分布に及ぼす粗面構造の効果

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

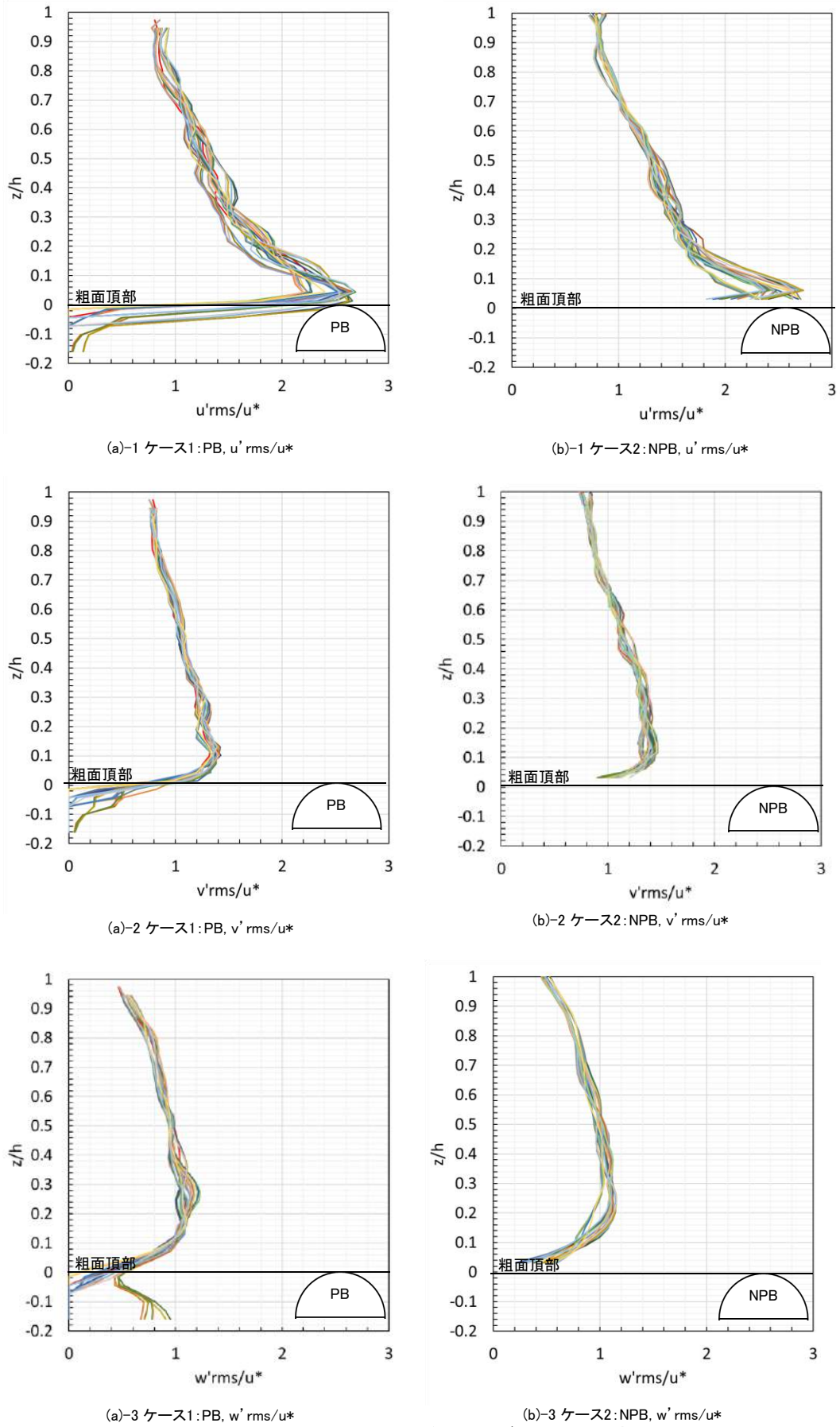


図 4-23 乱れ強度の鉛直分布に及ぼす粗面構造の効果

4.4 流れの瞬間構造と粗面構造の関係

本節では、ケース 1(PB)で、抵抗が増加すること、 $z/h < 0.15$ と低い位置の乱れ強度の鉛直方向成分 w'_{rms} が大きくなり、乱れ強度の縦断方向成分 u'_{rms} や鉛直方向成分 w'_{rms} の空間的なバラツキも大きくなる要因を、流れの瞬間構造に着目して考察する。

流速変動(u', w')に及ぼす粗面構造(浸透層の有無)の影響を分析する。評価点の平面位置は、図 4-20 に示す、時間平均鉛直方向流速 \bar{w} が極大値、極小値を取る地点 A,B, および粗面頂部付近の地点 C とする。

図 4-24 に、両ケースの A 地点で、高さが $z/h \approx 0.1$ の評価点における流速変動(u', w')の時系列データを示す。両ケースの比較より、変動量の大きさの最大値 $|u'|_{max}, |w'|_{max}$ は同程度であるが、ケース 1(PB: 図 4-24(a))の方が流速変動が激しく、バースティング現象(ejection ($u' < 0, w' > 0$), sweep ($u' > 0, w' < 0$))が高頻度で発生していると推定できる。

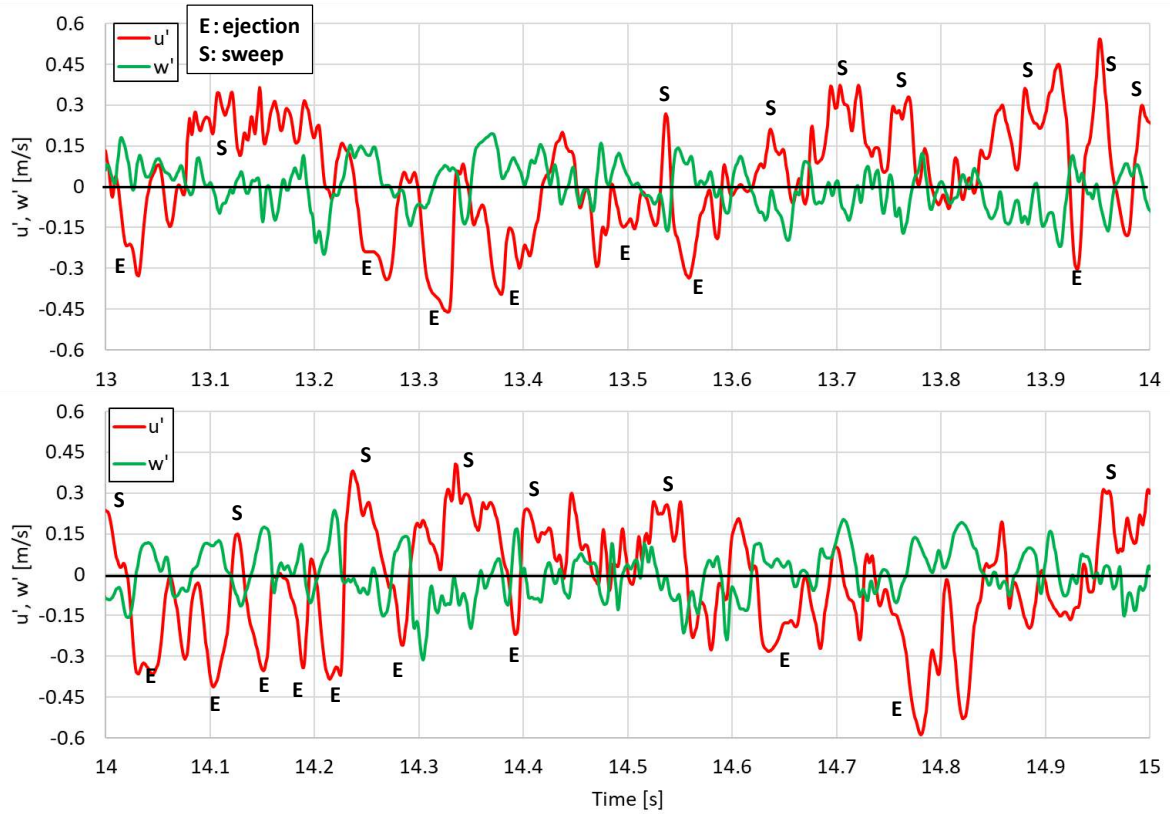
次に、図 4-25 に、同評価点における瞬時レイノルズ応力($u'w'$)の時系列データを示す。ケース 1(PB)では、瞬時レイノルズ応力 $u'w'$ は頻繁に極小値をとっており、ケース 2(NPB)と比較して高頻度でバースティング現象が発生することが明らかとなった。

次に、バースティング現象の大きさに及ぼす粗面構造の影響を調べる。図 4-26 に、瞬時レイノルズ応力 $u'w'$ が極値となるときの流速変動(u', w')の関係を示す。瞬時レイノルズ応力の大きさの最大値は、浸透層の有無や評価点の場所に関わらず、摩擦速度 u_* の 5~6 倍程度の大きさと同程度である。これは、もともと浸透流は主流と比べて小さく、最大規模のバースティング現象は主流の水理量と粗面表層の凹凸構造に支配されるためと考えられる。しかし、ケース 1(PB)では、摩擦速度 u_* の 2~4 倍程度の大きさの瞬時レイノルズ応力が多数確認され、中規模程度のバースティング現象が頻発していることが分かる。

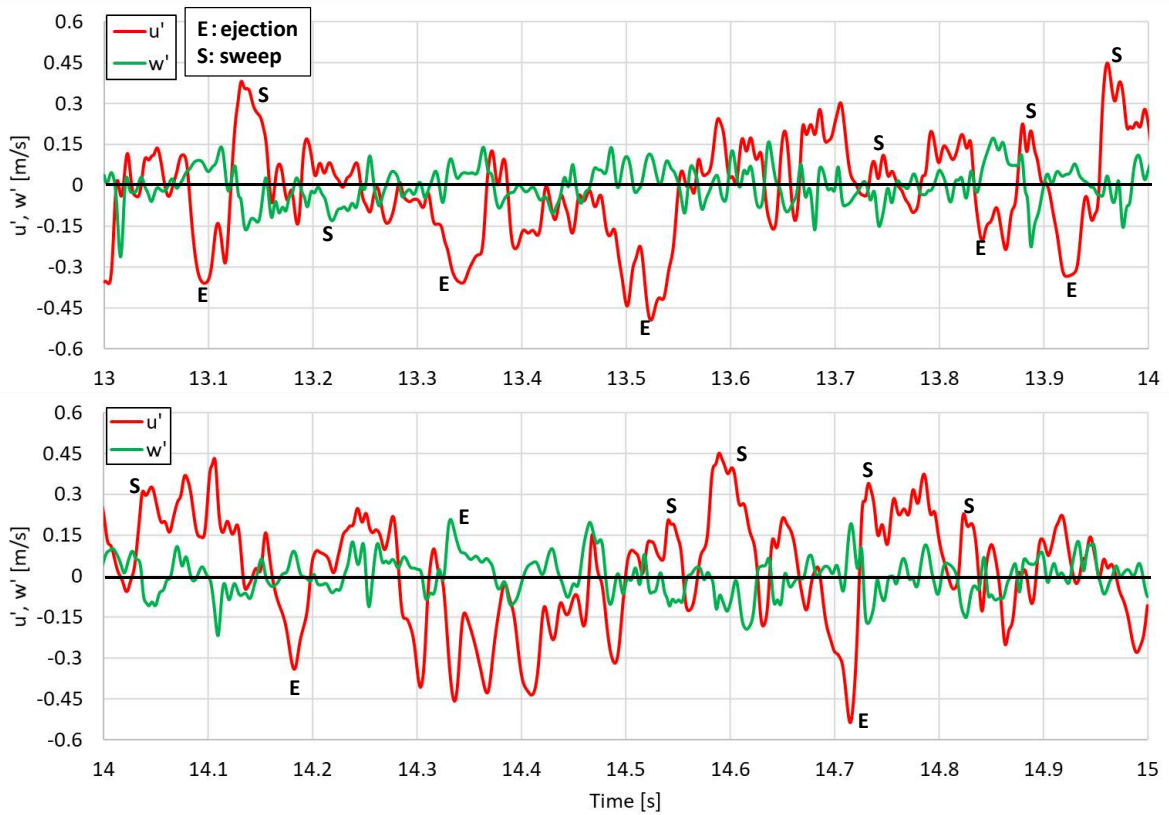
また、 u' と w' の関係に着目すると、両ケースともに負の相間をとり、従来から指摘されているように、主に ejection と sweep によりレイノルズ応力 $\overline{u'w'}$ が生成される。すなわち、ケース 1(PB)において主流と浸透流の相互作用に伴う中規模程度のバースティング現象が頻発し、ケース 1(PB)の抵抗が増加したと判断することができる。バースティング現象の構成に着目すると、いずれの場所においても sweep の発生頻度が増しており、主流が勢いよく浸透層に侵入することが分かる。

上記の結果、乱れ強度の鉛直方向成分 w'_{rms} が大きく、また乱れ強度の縦断方向成分 u'_{rms} や鉛直方向成分 w'_{rms} の空間的なバラツキも大きくなったと考えられる。

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果



(a) ケース 1, 地点 A, 高さ $z/h = 0.1$



(b) ケース 2, 地点 A, 高さ $z/h = 0.1$

図 4-24 流速変動(u' , w')の時系列データに及ぼす粗面構造の効果

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

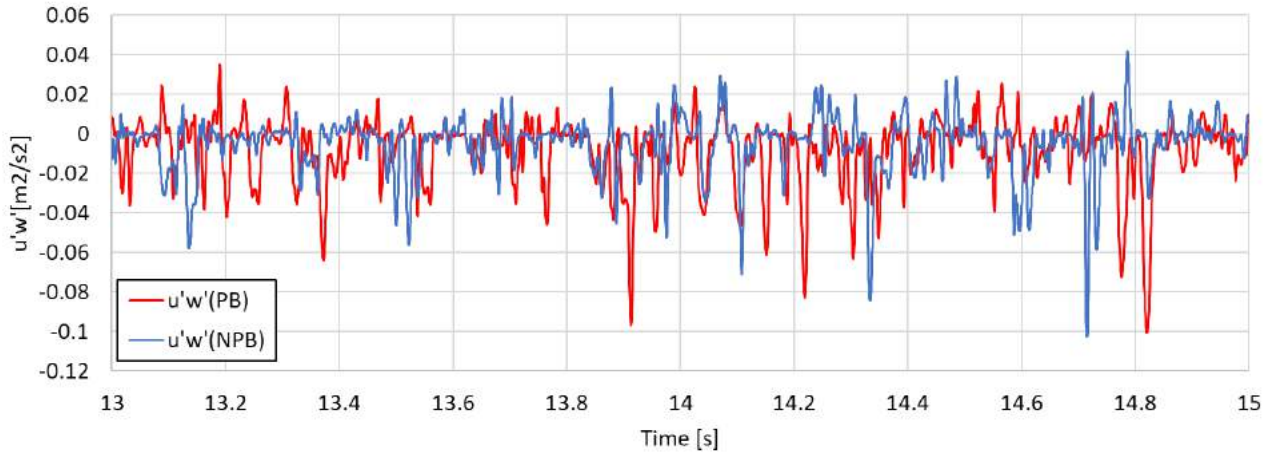
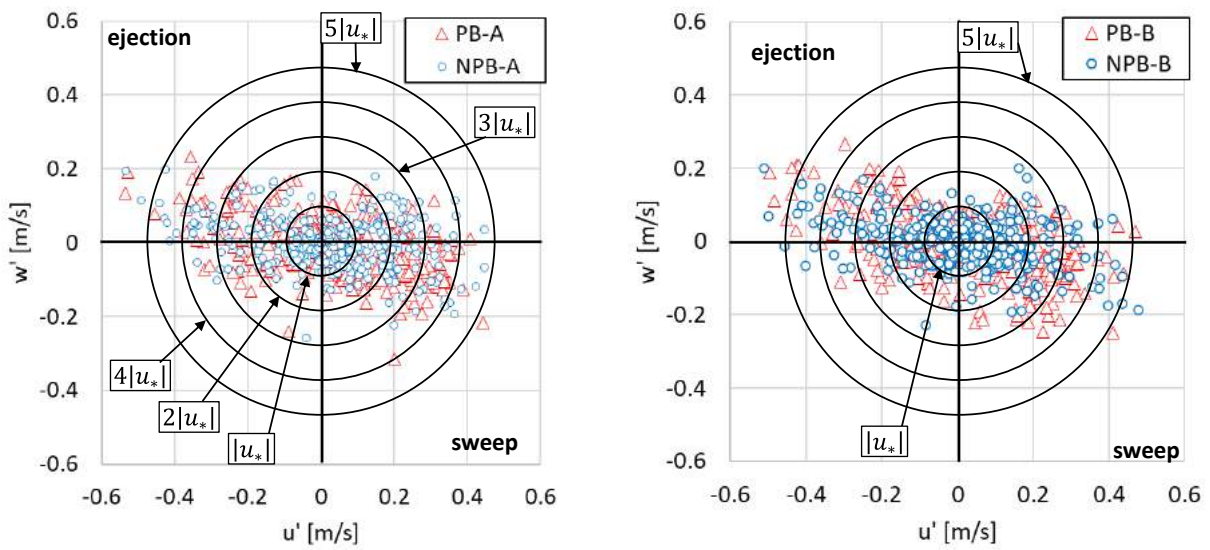
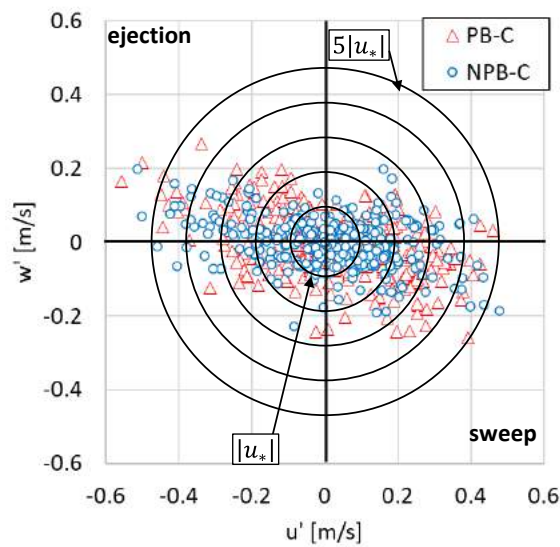


図 4-25 瞬時レイノルズ応力($u'w'$)の時系列データに及ぼす粗面構造の効果



(a) 地点A: ($\bar{w} > 0$)

(b) 地点B: ($\bar{w} < 0$)



(c) 地点C: 粗度要素頂部付近

図 4-26 流速変動の四象限分析

4.5 第4章のまとめ

本章では、側壁の影響がない状態で、相対水深の小さな($h/r \approx 7.0$)流れ場の構造に及ぼす浸透層の効果を解明することを目的として、一様な大きさの球で構成される固定床浸透性粗面(PB)及び非浸透性粗面(NPB)上の定常流れに関する三次元数値解析を実施し、主流の構造に及ぼす浸透層の効果について、時空間平均量、時間平均量、流れの瞬間構造に基づき分析した。以下に、本章で得られた結論を示す。

8. Darcy-Weisbach 型の抵抗係数 f の比較から、既往研究¹²⁾と同様に、浸透層のあるケース 1 の抵抗が大きくなることを確認した。なお、本検討では、浸透性粗面(PB)のケース 1 の抵抗は、非浸透性粗面(NPB)を有するケース 2 と比べて 8%程度大きくなった。
9. 相対水深が小さい流れ場($h/r \approx 7.0$)では、時空間平均した主流速及び乱れ強度の各成分の鉛直分布の形状及ぼす粗面構造(浸透層の有無)は小さく、浸透層の有無によって、摩擦速度で無次元化した分布形状は変わらなかった。これは、粗度要素が流れの抵抗に大きく寄与するためである。今後、水理条件、粗面表層の粒度構成や浸透の空隙構造の異なる条件のもと解析を行い、主流構造に及ぼすこれらの効果を定量的に分析する。
10. 相対水深 h/r の小さい開水路粗面乱流では、粗度要素周辺に時間平均鉛直方向流速 \bar{w} と時間平均流横断方向流速 \bar{v} が発生する。以下、これらの三次元構造を示す。
 - (ア) 浸透層の有無にかかわらず、粗面頂部高さでは、上流側の粗度要素を乗り越えた流れが下流側の粗度要素の前面に衝突し、粗度要素間の谷部に近い位置で下降流($\bar{w} < 0$)が、粗度要素の頂部に近い位置で上昇流($\bar{w} > 0$)が発生することを示した。また、本検討において上昇流($\bar{w} > 0$)は、粗度頂部から $d/7 \sim d/8$ 程度上流側に発生しており、一様な大きさの球を千鳥状に配置した大本らの水理実験⁷⁾とも対応する。また、数値解析結果を用いてレイノルズ方程式の各項の大小関係を分析することにより、粗度要素の前面の圧力上昇に伴う圧力勾配項の作用により、上昇流と下降流が発生することを明らかにした。これらの機構は、第3章で示した幅の狭い粗面開水路流れの底面近傍の流れの縦断構造の機構に対応する。
 - (イ) 上記の \bar{w} と \bar{v} は、浸透層の有無にかかわらず、本ケースでは、粗面頂部($z/d = 0$)を基準に球の半径 r 程度高い位置($z/d = 0.5$)まで発達すること、 $z/d \geq 1.0$ では、 \bar{w} は摩擦速度 u^* と比べて 2 オーダー小さくなり、主流速に及ぼす影響は小さいことを示した。
 - (ウ) 時間平均鉛直方向流速 \bar{w} と時間平均横断方向流速 \bar{v} の構造に及ぼす浸透層の効果は、 $z/d \leq 0.0$ において強く現れることを示した。すなわち、非浸透性粗面(NPB)の場合、粗度要素間に潜り込む流れは、底面の存在に伴いすぐに減衰するのに対して、浸透層を有する場合(PB)、粗度要素間に潜り込む流れは、浸透層内まで進むことが可能であり、局所的に強い下降流を形成し、下降流に見合う分の上昇流が空隙の大きい箇所が発生する。

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

11. 時間平均鉛直方向流速の大きさ $|\bar{w}|$ が小さくなる $z/d > 0.5$ において, 時間平縦断方向流速 \bar{u} の空間的なばらつきは小さくなり一様とみなせる. 一方, $z/d < 0.5$ における \bar{u} のばらつきは, 非浸透性粗面(NPB)で大きく, 浸透層(PB)で小さくなる. これは, 粗面頂部付近の時間平均鉛直方向流速の大きさ $|\bar{w}|$ が小さい非浸透性粗面(NPB)では, 粗度要素の上層か, 空隙部の上層かで主流速の大きさが極端に変動するのに対して, 浸透層(PB)を有する場合, 主流と浸透流の相互作用により, 時間平均した主流速 \bar{u} は一様化するためである.
12. 乱れ強度分布に着目すると, $z/h \leq 0.1$ において, 浸透性粗面(PB)のときの鉛直方向成分 w'_{rms} が非浸透性粗面(NPB)のときと比べて 1 割程度大きくなり, 主流と浸透流の相互作用が活発になる.
13. 流速変動(u', w')の時系列データの分析より, 浸透層を有する場合には, 中規模程度(本検討では摩擦速度 u^* の 2 ~ 4 倍程度の大きさ)のバースティング現象の発生頻度が増加し, これが浸透性粗面乱流の抵抗の増大につながることを示した. 特に, *sweep* の発生頻度が増加しており, 主流がほとんど減衰せずに浸透層に侵入することが明らかとなった. この結果は, ケース 1 の $z/d \leq 0.0$ において強い下降流($\bar{w} < 0$)が形成されることと対応する.

第4章の参考文献

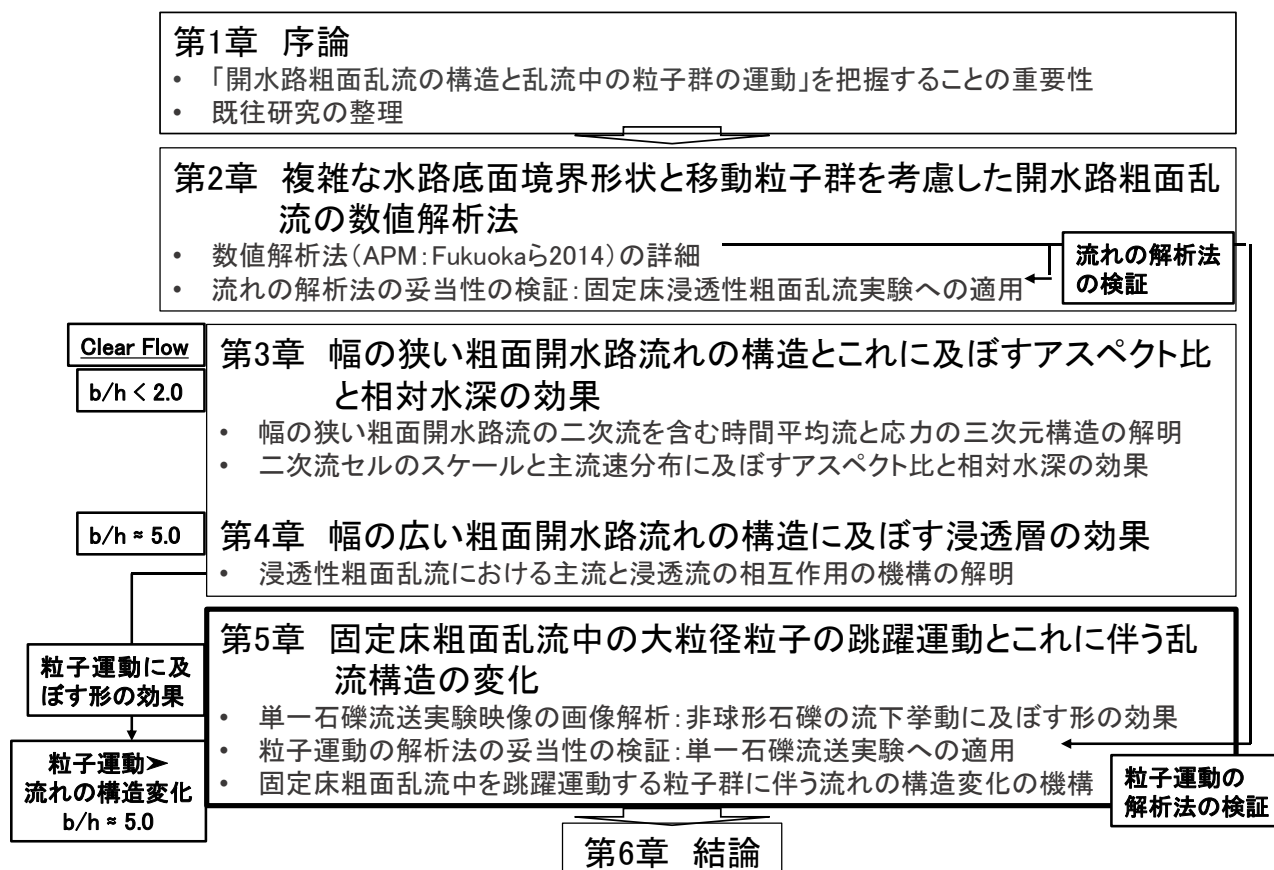
- 1) Nezu, I and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows. IAHR-monograph, CRC Press, Rotterdam, The Netherlands, 1993.
- 2) Singh, KM., Sandham, ND. and Williams, JJR.: Numerical simulation of flow over a rough bed. Journal of Hydraulic Engineering, Vol.133(4), pp.386-398, 2007.
- 3) Stoesser, T., Frohlich, J. and Rodi, W.: Tubulent open-channel flow over a permeable bed. Proceeding of 32nd IAHR Congress, International Association for Hydro-Environment Engineering and Research, Venice, Italy, 2007.
- 4) Bomminayuni, S. and Stoesser, T.: Turbulence statistics in an open-channel flow over a rough bed. Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 137(11), pp.1347-1358, 2011.
- 5) McSherry, R., Chuna, K., Stoesser, T. and Falconer, RA.: Large Eddy Simulations of rough bed open channel flow with low submergence and free surface tracking. River Flow 2016, pp.85-90, 2016.
- 6) 吉村英人：水面変動を考慮した数値解析による開水路乱流場の基礎的・応用的研究，神戸大学大学院博士論文，2017.
- 7) 大本照憲，柿原ゆり，崔志英：相対粗度の大きい開水路流れの乱流特性について，水工学論文集，第49巻，pp.511-515, 2005.
- 8) 大本照憲，馬場太郎，崔志英：開水路乱流に与える球状粗度の影響について，水工学論文集，第51巻，pp.691-696, 2007.
- 9) 大本照憲，Sukarno Tohirin，松田健作：開水路粗面乱流における抵抗則と運動量輸送，水工学論文集，第54巻，pp.979-984, 2010.
- 10) Nikora, V., McEwan, I., McLean S., Coleman, S., Pokrajac, D., Walters, R.: Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Theoretical background. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.133(8), pp.873-883, 2007.
- 11) Nikora, V., McLean S., Coleman, S., Pokrajac, D., McEwan, I., Campbell, L., Aberle, J., Clunie, D., and Koll, K.: Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Applications. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.133(8), pp.884-895, 2007.
- 12) Manes, C., Pokrajac, D., McEwan, I. and Nikora, V.: Turbulence structure of open channel flows over permeable and impermeable beds: A comparative study. PHYSICS OF FLUIDS, Vol.21, 125109, 2009.
- 13) 梶島岳夫：乱流の数値シミュレーション，第5版，株式会社養賢堂，2012.
- 14) Rodi, W., Constantinescu, G. and Stoesser, T.: Large-Eddy Simulation in Hydraulics. IAHR-monograph, CRC Press, Rotterdam, 2013.
- 15) 禰津家久：開水路乱流の乱れ強度に関する研究，土木学会論文報告集，第261号，pp.67-76, 1977.
- 16) Raupach, M.P., Thom, A.S. and Edwards, I.: A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. Boundary-Layer Meteorology, Vol.18, pp.373-397, 1980.

第4章 幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果

- 17) Nikora, V., Goring, D., McEwann, I. and Griffiths, G.: Spatially averaged open-channel flow over rough bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.127(2), pp. 123-133, 2001.
- 18) 中川博次, 辻本哲郎, 清水義彦: 相対水深の小さな流れの構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第423号, II-14, pp.73-81, 1994.

第5章

固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化



第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

5.1 概説

石礫河川のように、水深 h の $1/10$ 以上の大きさの河床材料(粒子)が移動する場合、その運動に伴い流れの構造は変化する。また、粒子の流下挙動は、粒子特性(体積, 形状, 物性値)だけでなく、底面凹凸との接触状況や移動粒子間の相互作用により変化する。このため、土砂移動量の変化に及ぼす水理量と移動粒子特性、底面の凹凸状況、移動粒子間の相互作用の関係を一体的に把握する必要がある。

粒子群を含む乱流に関する多くの研究は、微細な粒子が浮遊する乱流を対象としており⁹⁻¹⁰⁾、粒径が大きくかつ跳躍運動する粒子群を伴う乱流に関する研究は少ない。

近年の数値解析技術の発展と計算機性能の向上に伴い、粒子よりも小さな計算格子を用いて、粒子周りの詳細な流れ場を評価することが可能となり(IRDNS, IRLES)、河床近傍の水流と土砂移動の機構を分析する研究が進展している¹¹⁻¹⁵⁾。しかし、このような大粒径粒子を含む開水路粗面乱流に関する検討は移動床を対象としたものが多く¹¹⁻¹⁴⁾、流れの構造変化の要因が粒子運動に伴うものか、河床変動に伴うものか区別することは容易ではない。Chan-Braun ら¹⁵⁾は、水深の $1/20$ 程度の粒径の粒子を用いて、固定床粗面乱流の構造変化や粒子の濃度分布を調べている。しかし、比重 1.7 と粒子の密度は小さく粒子は浮遊している。このため、水路底面を大粒径粒子が跳躍することによる流れの構造変化について、十分な理解は得られていない。

粒子体積が大きくなるほど、粒子運動に及ぼす形の効果が重要となるが、水流中の大粒径粒子の運動を実験的に計測することは容易ではなかったことから、水流中の粒子運動に及ぼす形の効果についてはほとんど明らかになっていない。また、このため移動粒子間の相互作用については未だ解明されていないのが現状である。

重村¹⁶⁾、福岡ら^{17),18)}は、建設中の灰塚ダムサイトに排砂水路を想定したコンクリート製大型開水路を設置し、現地河川(江の川水系上下川)で採取した石礫の跳躍運動や土砂供給量と水路底面の磨耗の進展機構の関係(水路磨耗実験)について詳細に調べ貴重なデータを得ている。前者について、石礫の跳躍機構と石礫の体積や形状、土砂濃度、水理量との関係の考察は不十分であった。一方、後者については、土砂供給の初期段階で水路表面のモルタルが削られ水路の磨耗が急激に進むこと、骨材が露出し始めると磨耗進行速度が一定程度に収束すること等が明らかになっている。

この様な中で、大粒径かつ球とは異なる形状の粒子の開水路粗面乱流中の運動機構を数値解析的に明らかにすることの意義は大きく、著者ら¹⁹⁾は、非球形石礫の水流中の運動を撮影した重村の単一石礫流送実験¹⁶⁾を対象に、APM法¹²⁾の適用性を検討して来た。しかし、扁平な形状の石礫の移動形態を十分説明することはできず、水路底面凹凸と粒子との衝突が重要であり、これを考慮した開水路粗面乱流中の非球形石礫の運動の解析が課題となっていた。

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

本章では、第一に、重村の単一石礫流送実験¹⁶⁾の映像を画像解析し、石礫の流体中の移動形態と石礫形状の関係を示す。

第二に、既往研究¹⁹⁾よりも水路底面凹凸を詳細に解析に取り込み、また計算格子幅等を見直し流れの解析精度を向上した数値解析を実施し、開水路粗面単流中の非球形石礫の運動を説明可能か検証する。また、その結果を用いて、石礫の跳躍スケールや移動速度に及ぼす石礫と底面凹凸の接触の影響を考察する。

最後に、第4章の固定床浸透性粗面乱流中に一様な大きさの球群を投入し続け、跳躍運動する球群に伴う流れの構造変化を検討する。また、その要因を、球の跳躍運動と周囲の流速場の時間変化の関係から考察する。

第二の検討において、粗面との接触を考慮した非球形石礫の流体中の挙動を説明可能になることは、APM法¹²⁾に力学的エネルギーに基づくコンクリートの磨耗モデル導入したFukudaらのAPM-CDEMA法²⁰⁾の信頼性を向上させ、重村¹⁶⁾、福岡ら^{17),18)}のような排砂水路の磨耗実験をコンピュータ上で取り扱うことを可能とするため、本検討のもつ工学的な役割は大きい。

5.2 単一石礫流送実験¹⁶⁾と開水路粗面乱流中を流下する非球形粒子の運動に対する本解析法の適用性の検証

5.2.1 単一石礫流送実験の概要¹⁶⁾及び画像解析による石礫の流下挙動

①単一石礫流送実験の概要

広島大学水工学グループと国土交通省中国地方整備局^{16),17),18)}は、ダム貯水池の堆砂問題への対策として用いられている排砂水路の磨耗進展機構を明らかにすることを目的に、大型のコンクリート製開水路を設置し(図 5-1)、土砂供給量とコンクリート中の骨材の割合及び水路底部の磨耗状況の関係(水路磨耗実験)や粒径別の礫の跳躍運動等(単一石礫流送実験、石礫群流送実験)を詳細に調べている。

実験水路は、水路長 45 m、幅 1.08 m、勾配 1/20 の直線水路である。施工時の水路横断面形状は、図 5-2 に示す馬蹄型である。単一石礫流送実験¹⁶⁾は、磨耗実験¹⁶⁾⁻¹⁸⁾において 2351 m³ の土砂を供給した段階で実施されており、水路底部は施工時の滑らかな形状(図 5-2)から磨耗し、骨材が露出し粗くなっている。磨耗量の詳細は 5.2.2 項で示す。

実験¹⁶⁾では、定常流量 0.5m³/s を供給し、水路上流端から 13～33 m の区間で密に推移量が計測され、水路中央で空間平均された水深と水表面流速は 19.3 cm、4.69 m/s である。

また、実験では、4 つの粒径区分(30～60 mm、60～90 mm、90～120 mm、120～150 mm)の石礫を、水路上流部(x = 2.5 m 付近)で投入し、図 5-3 に示すようにカメラを取り付けた台車で石礫を追跡し、石礫の流下挙動に関する貴重なデータを取得している。本論文では、表 5-1 に示す 3 種類の石礫の流下挙動を分析した。

石礫の形状は、様々な頂部や平面、曲面をもち球とは大きく異なることが分かる。石礫 A は、扁平な形状であり、短軸周りの形状は円形に近いが複数の頂部を有する。石礫 B は、ラグビーボールのような形状をしており、長軸の両端に頂部を有し、また長軸周りの輪郭は円形に近い。石礫 C は、長軸の片側は頂部を有するが、もう一方の片側は丸みを帯びており、非対称性が強い。この様に、単一石礫流送実験で使用された石礫の形状は球と大きく異なる。



図 5-1 単一石礫流送実験に使用されたコンクリート製大型開水路 ¹⁶⁾⁻¹⁸⁾

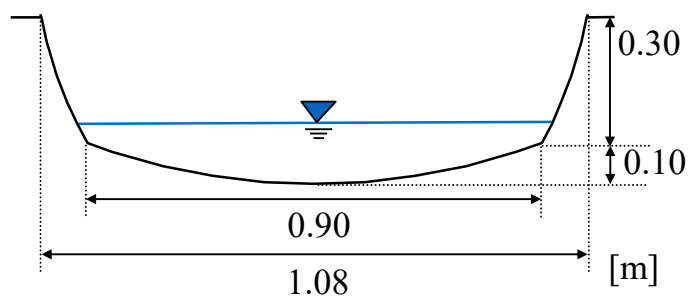


図 5-2 水路横断面図(施工時) ¹⁶⁾⁻¹⁸⁾



図 5-3 流下する石礫の撮影方法 ¹⁶⁾

表 5-1 単一石礫流送実験で使用された石礫 ¹⁶⁾

石礫A	石礫B	石礫C
粒径105 mm	粒径75 mm	粒径135 mm

②単一石礫流送実験映像の画像解析法(石礫の平面軌跡と移動速度の算定方法)

図5-4～図5-6に、各実験映像を0.1秒ごとに切り出したコマ送り画像を示す。実験映像には、水路全体における石礫の座標(グローバル座標系: $x = 0.0 \sim 45 \text{ m}$)を示す距離標は無く、0.1秒ごとのコマ送り画像の一部に映る指標をもとに石礫の平面軌跡と移動速度を算出した。以下にその算出過程を示す(図5-7, 図5-8)。

第一に、画素数と水路幅の関係から画素数と実距離の関係を算出した。

第二に、複数の画像に指標が連続的に映る時間帯については、画像内での指標の縦断位置の変化から、カメラが0.1秒間に移動した距離と移動速度 $V_{cx}(t)$ を算出した。なお、画像内に指標が映っていない時間帯のカメラの移動速度は、前後の値から線形補間した。

第三に、式(5.1)に示すようにカメラの移動速度 $V_{cx}(t)$ を時間積分することにより、グローバル座標系における画像上流部の x 座標を評価した。なお、カメラの初期位置は概ね $x = 7.5 \text{ m}$ である。

$$x_{global}^{Picture}(t) = \int_0^t V_{cx}(t) dt + 7.5 \quad (5.1)$$

第四に、画像の上流側の翠尾中央を原点として画像内での石礫の座標を算出した(ローカル座標系: $x_{local}^{particle}(t), y_{local}^{particle}(t)$)。これより、グローバル座標系における石礫の平面位置を算定した(式(5.2),(5.3))

$$x_{global}^{particle}(t) = x_{global}^{Picture}(t) + x_{local}^{particle}(t) \quad (5.2)$$

$$y_{global}^{particle}(t) = y_{local}^{particle}(t) \quad (5.3)$$

なお、台車の振動により画像が乱れたり、石礫が画面からフレームアウトしたり、水しぶきが発生したりすることによって、石礫の位置を判読することが困難な時間帯は、前後のデータから線形補間した。

最後に、式(5.2)を時間微分することにより、石礫の移動速度 $V_{px}(t)$ を算出した。

図5-9～図5-11に、画像解析より得られたカメラの移動速度、グローバル座標系における石礫の平面座標、石礫の縦断方向移動速度を示す。

なお、 $x > 20 \text{ m}$ における石礫移動速度に関する画像解析の精度が悪かったため、本論文では、 $x < 20 \text{ m}$ の画像解析結果を用いる。

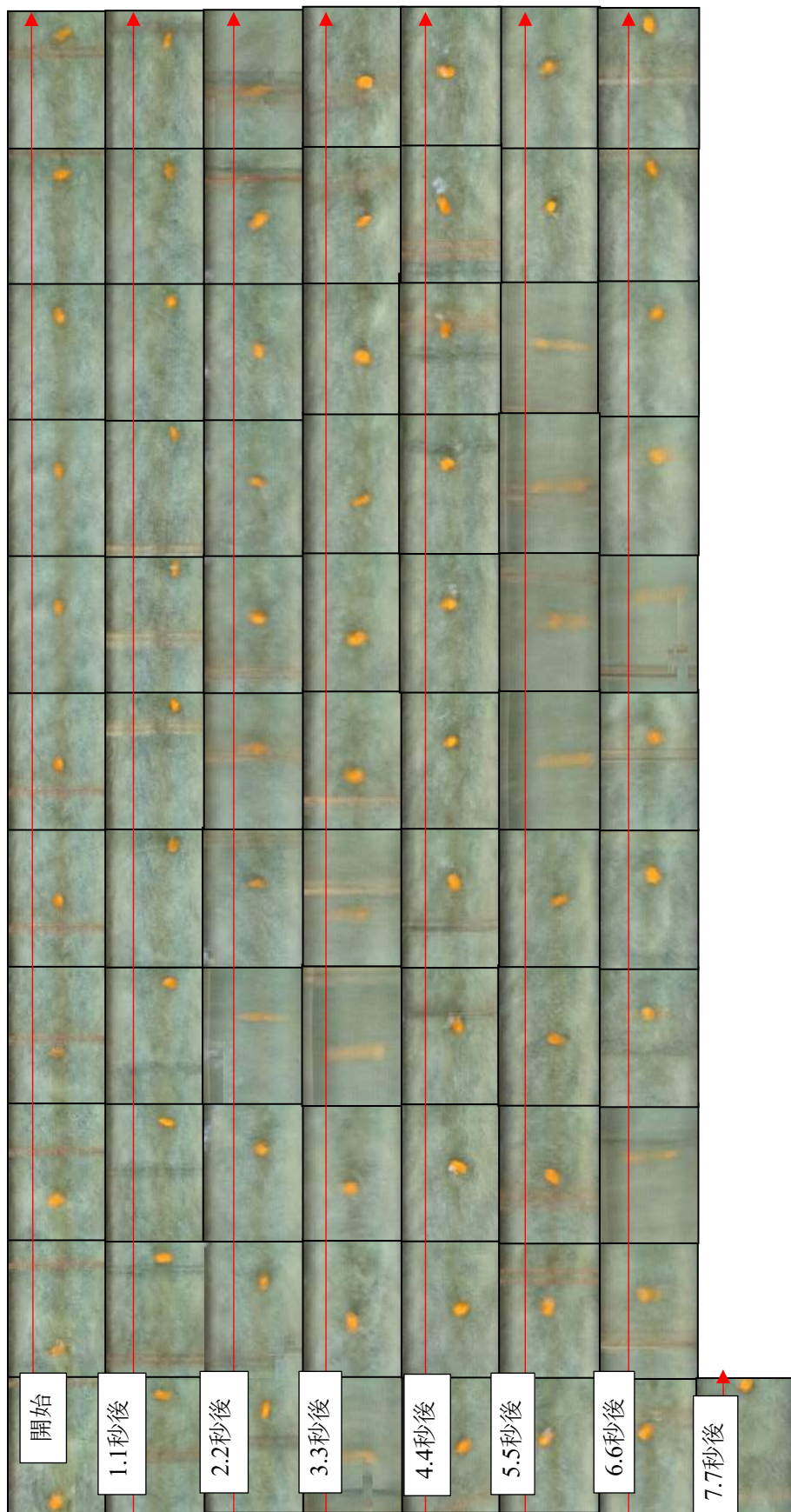


図 5-4 石礫 A (105mm) の流下挙動(0.1 秒ごとのコマ送り画像)

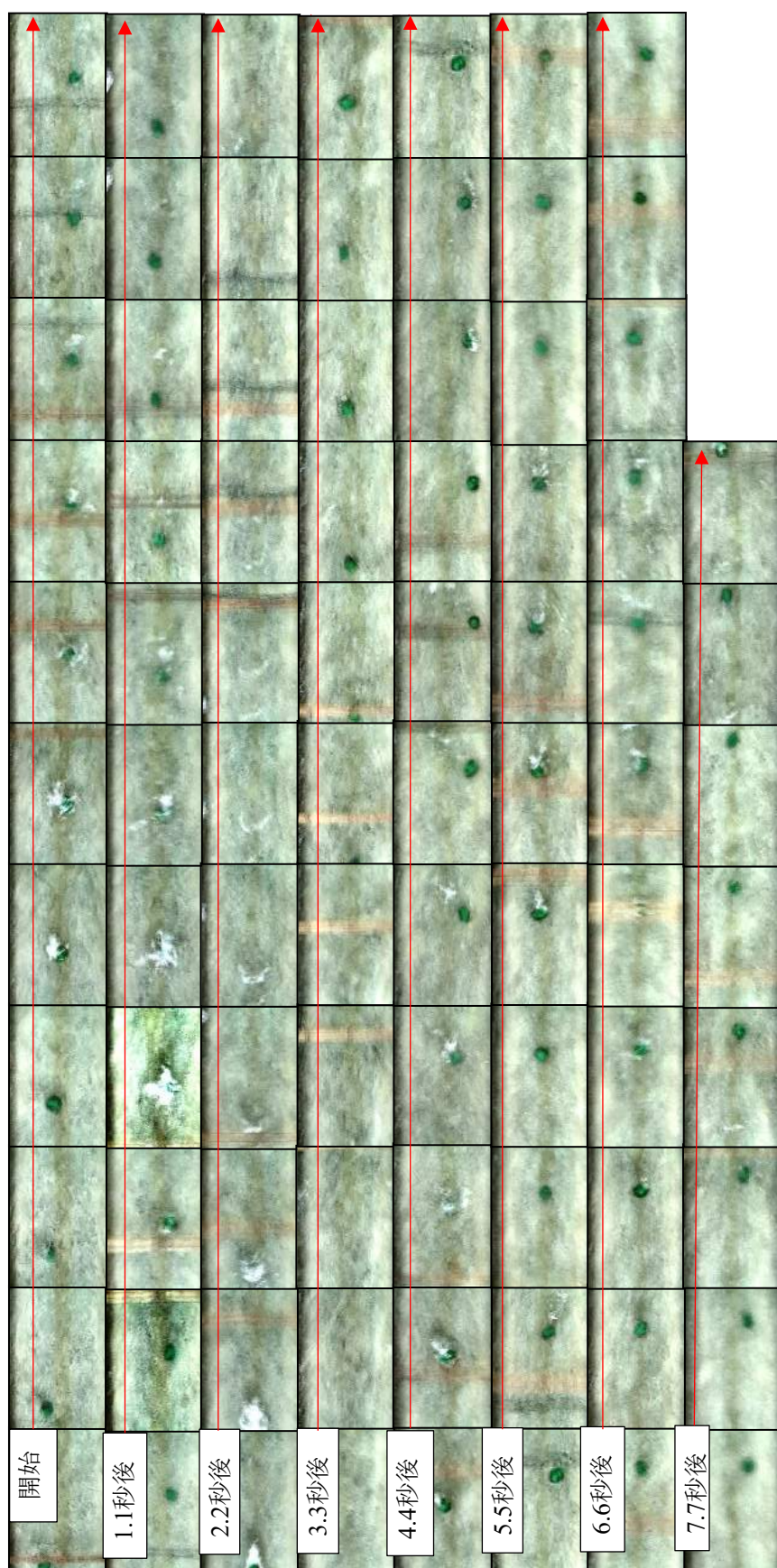


図 5-5 石礫 B (75mm) の流下挙動 (0.1 秒ごとのコマ送り画像)

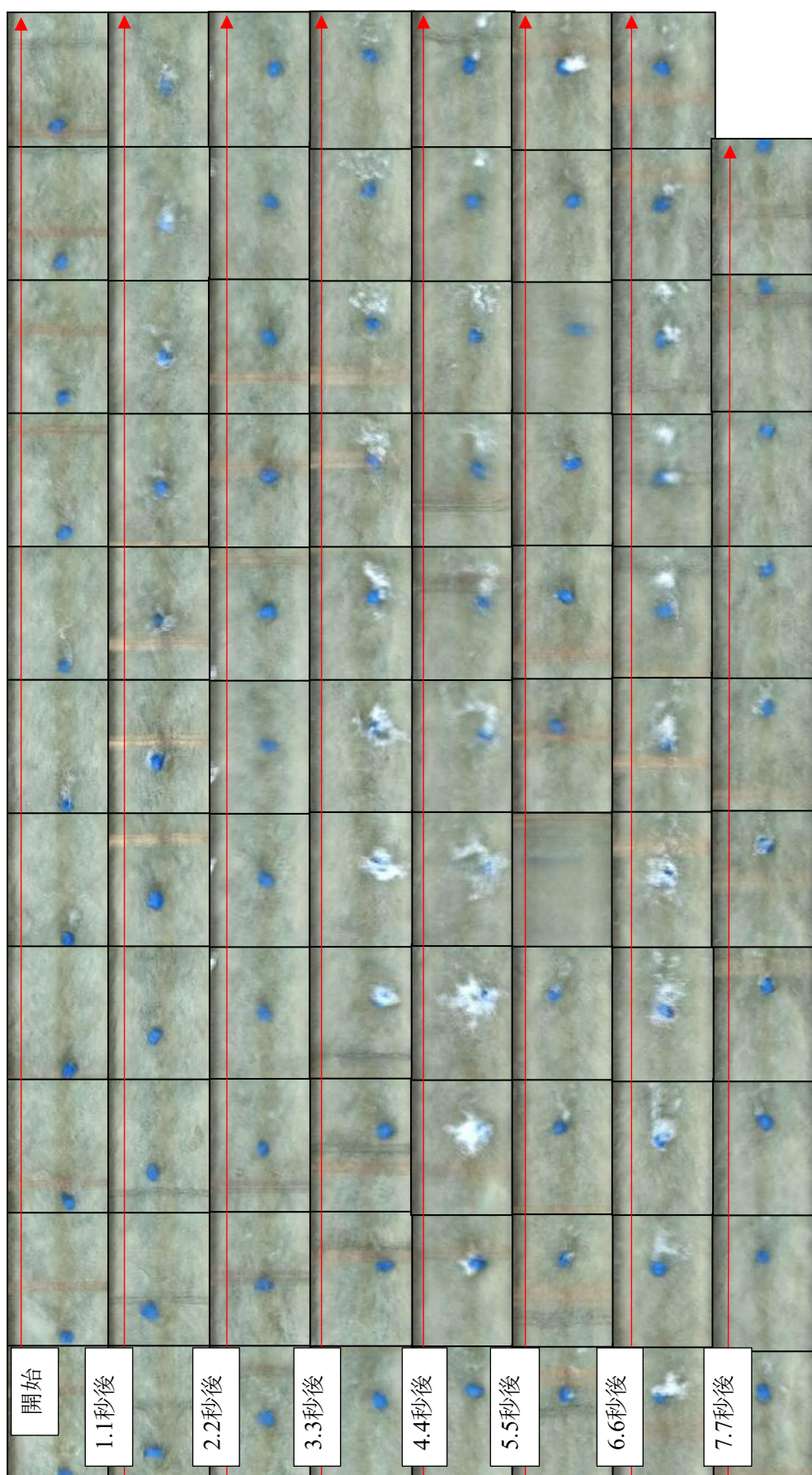


図 5-6 石礫 C(洋ナシ型, 135mm) の流下挙動(0.1 秒ごとのコマ送り画像)

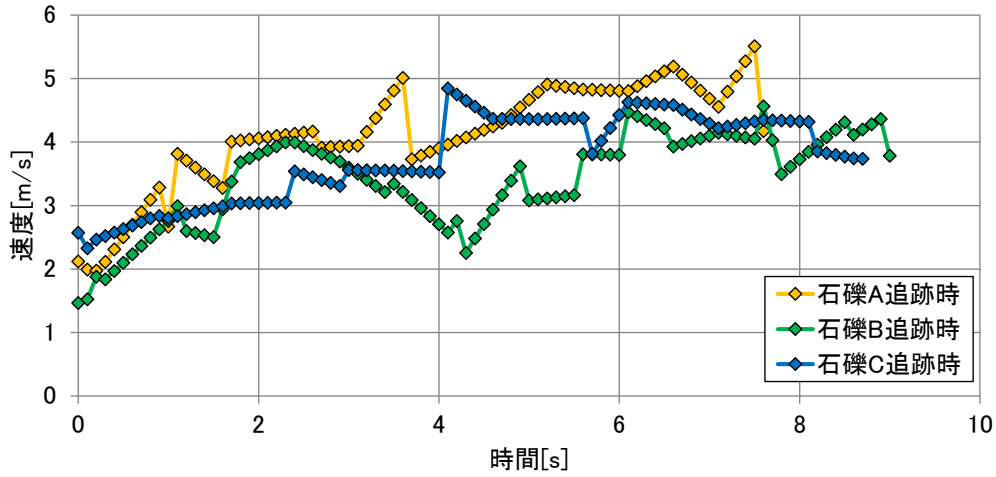


図 5-9 石礫追跡時のカメラの移動速度

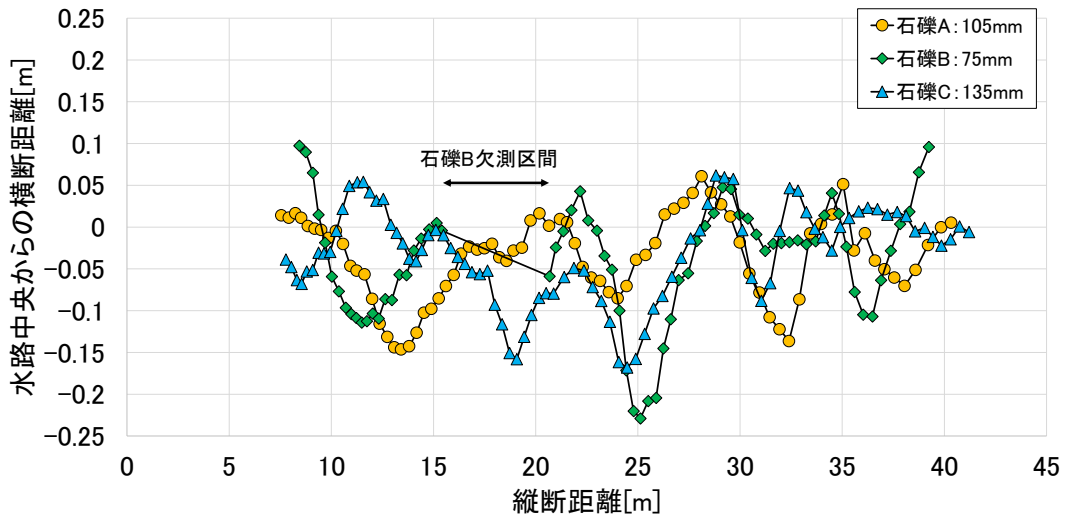


図 5-10 石礫の軌跡(平面座標)

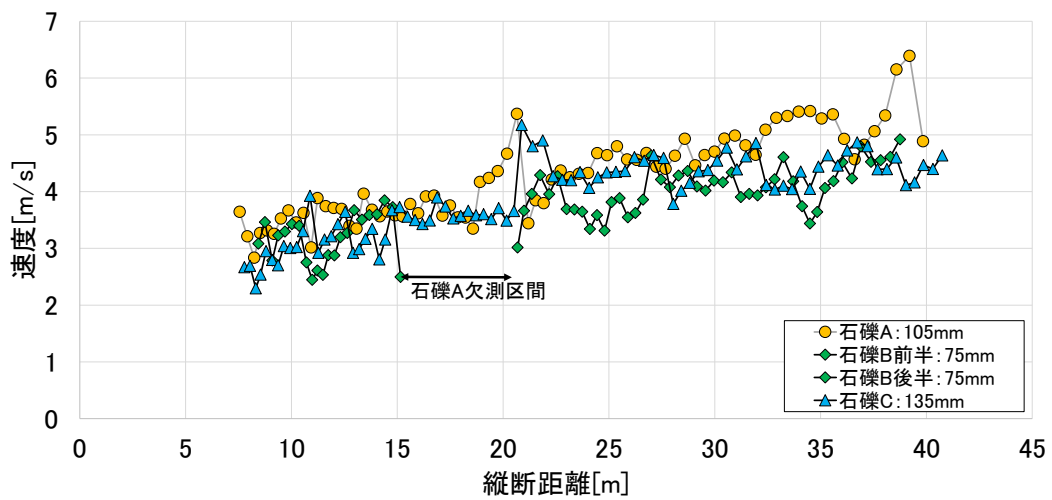


図 5-11 石礫の縦断方向移動速度

③石礫の流下挙動に及ぼす形の効果

図 5-12～図 5-14 に、実験映像で確認された各石礫の特徴的な移動形態を示す。

石礫 A は、その形ゆえに「短軸を回転軸とした転動と跳躍(図 5-12(a)(b))」と「長軸や中軸を回転軸とした跳躍(滑空形態)(図 5-12(c)(d))」の 2 つの移動形態をとり、移動形態を変えながら流下する。

石礫 B は、図 5-13(a),(b)に示すように、主に「長軸を回転軸とした転動と跳躍」により移動する。また、図 5-10 の移動軌跡に示すように、石礫 B は横断方向への振幅は大きく、その波長も大きい。これは、石礫形状が対称性の強い形状を持つため回転軸が定まり運動が安定し、長軸を回転軸とした転動や跳躍が連続して生じるためである。しかし、図 5-13(c)に示すように、姿勢が崩れ長軸を流下方向に向けた状態で水路床と接触すると、底面との接触力が大きくなり、移動速度が急激に低下する。図 5-5 において石礫 B がフレームアウトするのはこのためであり、カメラで石礫 B を追跡することが出来ずに図 5-10,11 の石礫の軌跡と移動速度が欠測した。

石礫 C は、石礫 B と同様に長軸周りの形状が円形に近く、基本的には「長軸を回転軸として転動と跳躍」により移動する。しかし、非対称性の強い形状のため、回転軸が定まりづらく、水路床と衝突する際に高頻度で姿勢を変える(図 5-14)。この機構は図 5-10 の移動軌跡に現れており、石礫 B と比べて、進行方向が頻繁に変わることが分かる。また、図 5-14 に示すように、石礫頂部が水路底面と接触すると、石礫の縦断方向の運動量が鉛直方向の運動量に変換され、大きく跳躍し水面から飛び出すことがある。なお、図 5-6 において水しぶきが発生する時間と石礫の移動速度が急激に大きくなる時間は対応しており、跳躍により高い位置で大きな流体力を受け移動速度が大きくなったと考えられる。

なお、各石礫が大きく跳躍するときに水面で水しぶきが発生しており、跳躍高さは水深(19.3 cm)から判断して 20 cm 程度と推定される。

次項の数値解析では、上記の石礫の移動形態、縦断方向移動速度を検証材料として、数値解析法の妥当性を検証する。

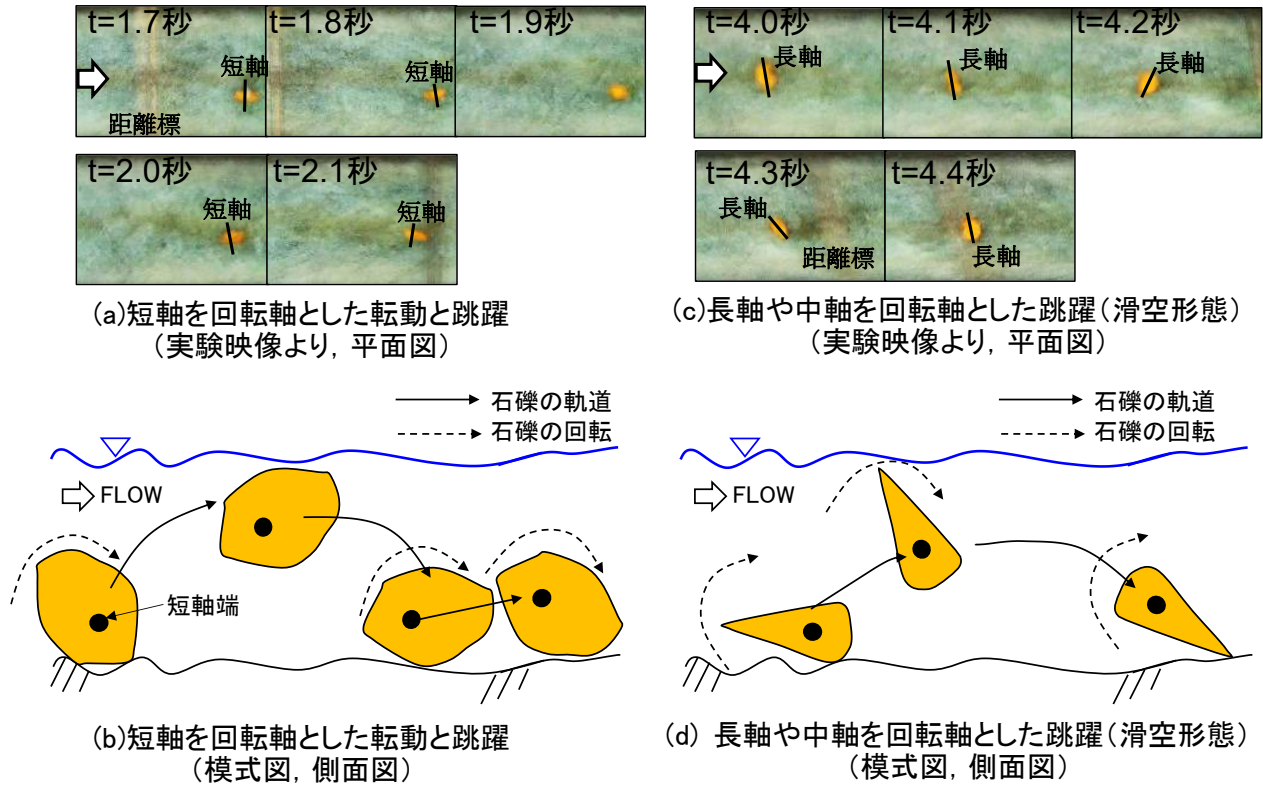


図 5-12 石礫 A の特徴的な移動形態

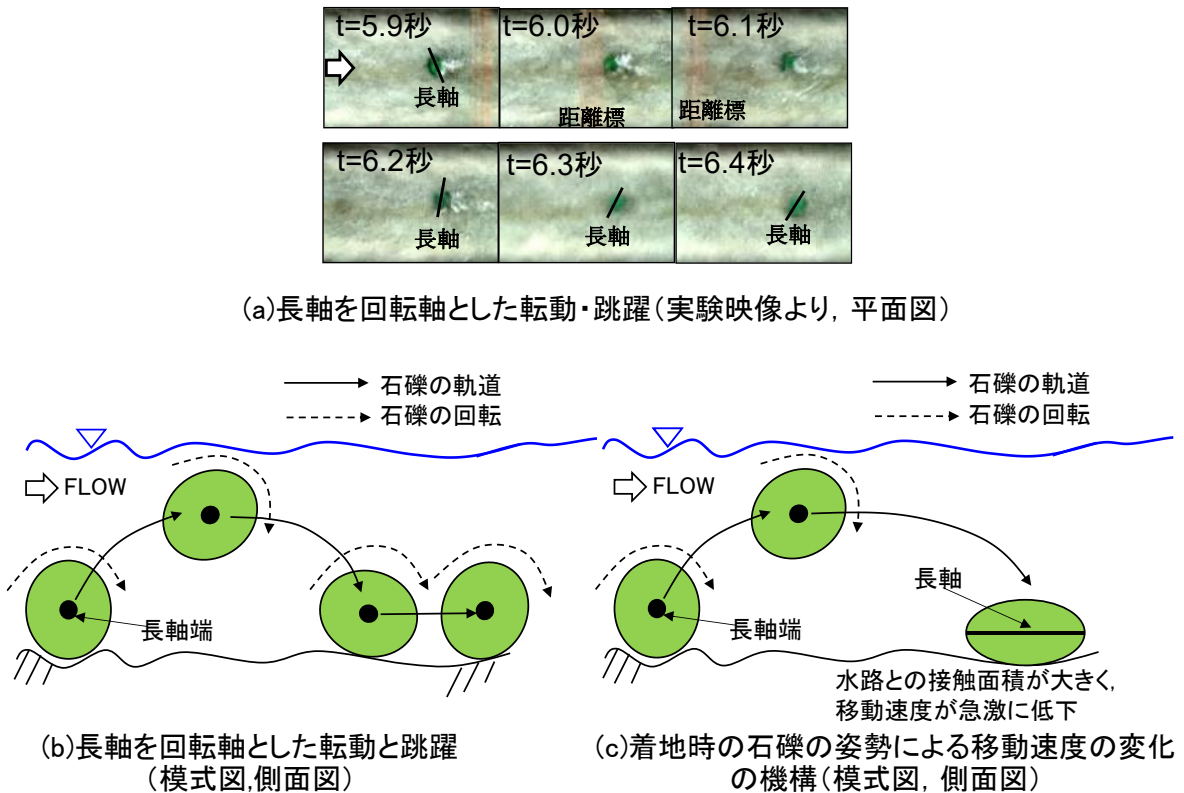
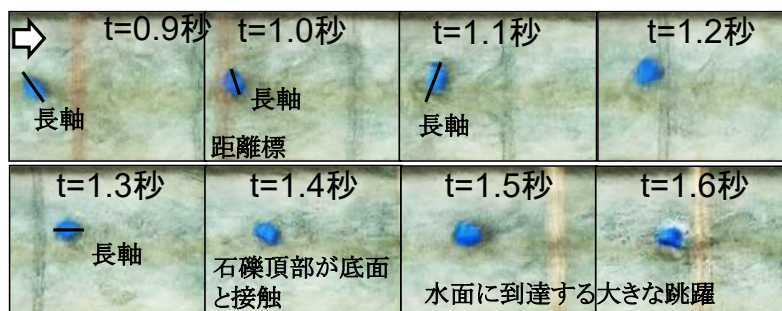
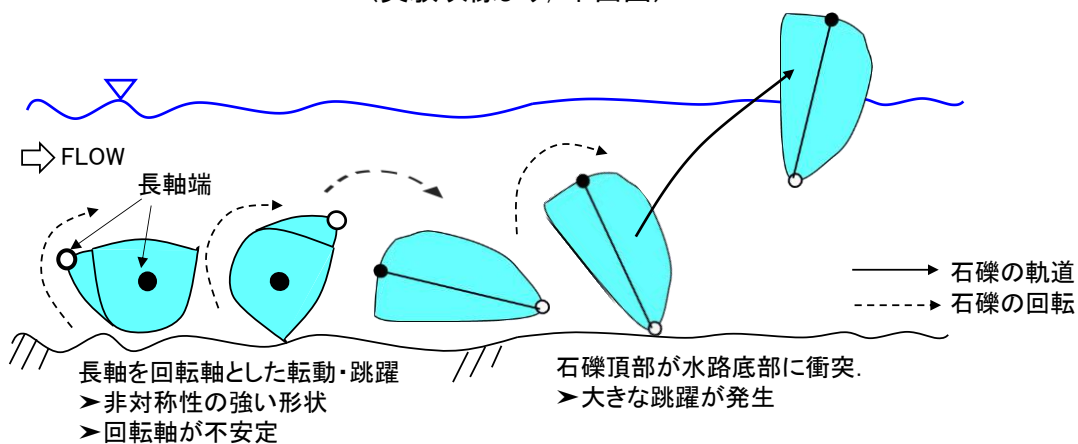


図 5-13 石礫 B の特徴的な移動形態



(a)長軸を回転軸とした転動と跳躍, 石礫頂部が底面と接触することにより発生する大きな跳躍 (実験映像より, 平面図)



(b)長軸を回転軸とした転動と跳躍, 石礫頂部が底面と接触することにより発生する大きな跳躍 (模式図, 側面図)

図 5-14 石礫 C の特徴的な移動形態

5.2.2 単一石礫流送実験¹⁶⁾を対象とした数値解析の概要

数値解析では、水路上流端から 0.5 m³/s を供給し、図 5-15 及び表 5-2 に示す石礫を x = 2.5 m の位置で高さ 0.4 m から自然落下させ投入した。

各石礫は、小球を隙間なく重ね合わせるにより形造った(球体連結モデル^{21), 22), 12)}。石礫は、13 ~ 30 個の小球で構成し、これら小球と水路構成粒子 1 つずつに第 2 章で示した個別要素法を適用する。比較のため、球形状の石礫 D(d = 135 mm)も作成し、数値解析を実施した。粒径 d は、等価な体積の球の直径に換算した値である。土砂水理学では、一般に、粒子形状を長径 a, 中径 b, 短径 c を用いて評価することが多い^{12)-14), 23), 24)}。最も一般的な指標である Zingg の形状分類図²⁴⁾に 4 つの石礫を当てはめると、図 5-16 に示すように、石礫 A は円盤状、石礫 B ~ D は塊状(回転楕円体)に分類される。同図に、2014 年 5 月に多摩川 35.4 km で計測した礫形状も併記する。河川や年代が異なるため、形状を厳密に比較することはできないが、球形状は異質な形状であり、石礫 A ~ C の形状の方が球形状と比べて一般性が高い。しかし、これらは幾何学的な形状指標であり、粒子の水流中の運動と直接関係するものではないと考えられる。単一粒子の saltation モデルにおける跳躍中の粒子の運動は、次式で表すことができる²⁵⁾。

$$\begin{aligned} \rho_f \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho_f A_2 d^2 |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \\ + \rho_f (1 + C_M) A_3 d^3 \frac{d\mathbf{u}_f}{dt} + \rho_f \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right) A_3 d^3 \mathbf{g} \end{aligned} \quad (5.7)$$

ここに、 $\mathbf{u}_f, \mathbf{u}_p$ は周囲流体の流速と粒子速度ベクトル、 ρ_f, ρ_s : 流体と粒子の密度、 A_3, A_2 : 粒子の三次元及び二次元の形状係数であり、 $A_3 d^3$ で粒子体積、 $A_2 d^2$ で粒子の投影面積を表す。 C_M, C_D : 付加質量係数と抗力係数、 \mathbf{g} : 重力加速度ベクトルである。

式(5.7)より、流体中を移動する粒子運動に及ぼす粒子特性の影響は第一に粒子の体積、第二に粒子の投影面積であり、形の効果は $A_2 d^2$ に表れる。著者ら¹⁹⁾は、不規則形状の石礫は流れ方向に大きな投影面積を取るように流下することが多いことを見出し、石礫の最大投影面積 A_{max} を等価体積球の投影面積($\pi d^2/4$)で無次元化した無次元最大投影面積 A_{max}^* が形状指標となること、 A_{max}^* が大きくなるほど石礫の流下速度が速くなることを示している。

著者らのさきの研究¹⁹⁾では、図 5-2 に示す施工時の滑らかな水路底面形状を表現する数値解析水路(水路①)を用いて解析を行ったが、この水路条件では水路底面凹凸が小さく、石礫 A は、一度平らな面が底面に接すると、めくれ上がることなくは容易ではなく、そのまま水路底面を滑動し、図 5-12 に示す単一石礫流送実験¹⁶⁾で確認された移動形態を説明することはできなかった。このため、本論文では、水路磨耗実験¹⁶⁾⁻¹⁸⁾を行ったことによる水路底面の凹凸が石礫の運動に及ぼす効果を考慮して解析を行う。

水路磨耗実験¹⁶⁾⁻¹⁸⁾では、x = 2.0 ~ 43 m にかけて、縦断方向に 25 cm の間隔、横断方向に 5 ~ 15 cm の間隔で磨耗量を計測している。図 5-17, 18 に、磨耗を考慮した水路床高、水路中央の水路床高の縦断分布を示す。水路は、全体的に下流に進むにつれて、中央部で磨耗し流れが集中すると考えられる。数値解析水路はこれを表現するように、直径 8 cm の球を隙間なく重ね合わせて作成した。なお、磨耗量が計測されていない区間 $0.0 \leq x < 2.0$ m の水路形状は、x = 2.0 m の水路形状を外挿し作成した。また、水路磨耗実験¹⁶⁾⁻¹⁸⁾の水路下流端は自由放流条件であり、水路下流端の磨耗量が大きくなったことから、横断位置(y)ごとに $2.0 \leq x \leq 43.0$ m における最大磨耗量を x > 43 m の磨耗量と仮定して、x > 43 m の水

路床高を決めた。なお、石礫の大きさは 10 cm 程度と磨耗量計測点の縦断間隔よりも小さい。磨耗量計測点間の水路床高は周囲の計測点から線形補間した高さを基準に(水路②)、水路表面の骨材の露出状況を参考に最大で±7.5 mm のばらつき(正規分布)を与えた(水路③)。図 5-19 に、水路底面凹凸と石礫 A の大きさの関係を示す。磨耗量計測点間を線形補間した水路②の底面凹凸は石礫 A と比べてかなり小さく、水路②の条件を用いた数値解析では石礫 B は既往研究¹⁹⁾と同様に、水路底面を滑動することになった。一方、水路③の条件では、石礫が水路凸部に衝突しめくれ上がりやすくなることが分かる。本研究では、石礫 A の移動形態の再現性の高い水路③を用いた結果を中心に示す。

流れの境界条件は以下のとおりである。上流端境界には、第3章や第4章と同様に、 $x = 1.5 \text{ m}$ に参照断面を設けて、この流速分布を逐一与える。また、実験¹⁶⁾では水路下流部に池を設けられ、流れが自由落下することから、数値解析では水路下流端に圧力ゼロを与えた。図 5-20 及び図 5-21 に、上下流端流量ハイドログラフ、流量縦断図を示す。瞬時的・局所的な変動はあるものの定常流れであると判断できる。

上記の解析で得られた水理量を実験結果¹⁶⁾と比較する。図 5-22 及び図 5-23 に、流れが安定してから 4.5 秒間にわたり時間平均した水路中央($y = 0.0 \text{ m}$)の水面形と主流速鉛直分布を示す。数値解析では時空間平均した水深 $\bar{h}_{st,c}$ は 0.205 m、水表面流速 \bar{u}_{st} は約 4.61 m/s であり、これらは実験結果($\bar{h}_{st,c} = 0.193 \text{ m}$, $\bar{u}_{st} = 4.69 \text{ m/s}$)と概ね一致している。なお、下流に進むにつれて水路底面の磨耗量が大きくなり、時間平均した主流速が大きくなる傾向を捉えている。水路中央の水深、水深平均流速を用いたフルード数は 2.50(数値解析)となり、射流場のため水面変動も大きい。

表 5-3 に、数値解析における水理量をまとめる。ここに、 Q_{in} は上流端供給流量、 i_b :水路床勾配、 $h_{st,c}$:水路中央の計測区間で時空間平均した水深、 $u_{st,c}$:水路中央の計測区間で時空間平均した水表面流速、 $U_{m,c}$:水路中央の計測区間における水深平均流速、 $u_{*,c}$:水路中央の計測区間における摩擦速度($= \sqrt{g\bar{h}_{st,c}i_b}$)、 ks,c :水深平均流速が $U_{m,c}$ と等しい対数分布における相当粗度(式(5.4))である。なお、 κ はカルマン定数($= 0.41$)、 Ar :係数($= 8.5$)である。

$$ks, c = \bar{h}_{st,c} / \exp \left\{ \kappa \left(\frac{U_{m,c}}{u_{*,c}} - Ar + \frac{1}{\kappa} \right) \right\} \quad (5.8)$$

石礫運動の解析に用いる物性値は、石礫の密度 ρ_s 、弾性係数 E 、反発係数 e_r (ダッシュポットの係数 cnh :式(5.9))、摩擦係数 μ_s 、ポアソン比 φ である(詳細は第2章4節を参照されたい)。

$$cnh = - \frac{\ln e_r}{\sqrt{\pi^2 + (\ln e_r)^2}} \quad (5.9)$$

本検討では、石礫密度を $\rho_s = 2500 \text{ kg/m}^3$ 、弾性係数 E は $5.0 \times 10^{10} \text{ Pa}$ 、摩擦係数 μ_s とポアソン比 φ はそれぞれ 0.2, 0.23 とした。福田²⁶⁾は、大量の土砂が流動する土石流水理実験の解析において、摩擦係数 μ_s とポアソン比 φ の値の変化の影響は小さいと指摘している。一方で、表ら²⁷⁾は、形状と大きさの異なる岩体をモルタル試験盤や岩盤に落下させ反発係数を調べ、試験体の材質が同じであっても、岩体の形状や大きさにより反発係数がばらつくことを指摘している。モルタル試験盤に非球形の岩体を落下させた場合、反発係数は 0.15~0.40 程度であり、この結果を参考に本検討では反発係数を一律に $e_r = 0.3$ とした。

数値解析は、流体計算の格子幅は $\Delta = 0.008 \text{ m}$ 、サブセル幅は $\Delta_{subcell} = \Delta/6$ である。また、流体計算の刻み時間は $dt = 2.0 \times 10^{-4} \text{ 秒}$ 、粒子運動の刻み時間は $mdt = 2.0 \times 10^{-6} \text{ 秒}$ とした。

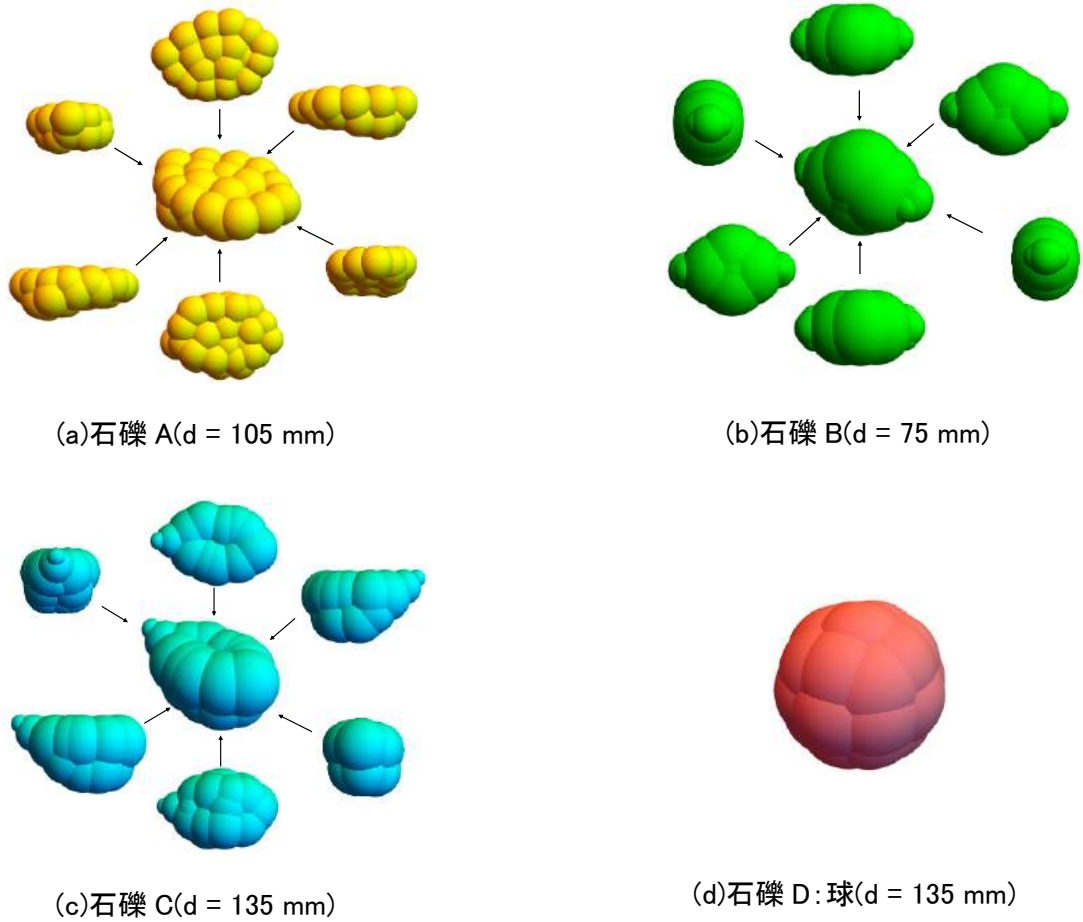


図 5-15 石礫の詳細

表 5-2 石礫の各形状指標

石礫				
石礫モデル				
所属	単一石礫流送実験			参考
形状名	石礫A	石礫B	石礫C	石礫D:球
無次元長径 (a/d)	1.50	1.39	1.34	1.00
無次元中径 (b/d)	1.00	1.01	0.90	1.00
無次元短径 (c/d)	0.60	0.79	0.83	1.00
Shape Factor =(S.F.)	0.49	0.67	0.76	1.00
無次元最大投影面積=(A_{max}^*) (最大投影面積/球の投影面積)	1.61	1.21	1.25	1.00
無次元最小投影面積=(A_{min}^*) (最小投影面積/球の投影面積)	0.74	0.83	0.79	1.00
中径/長径=(b/a)	0.67	0.73	0.67	1.00
短径/長径=(c/b)	0.40	0.57	0.62	1.00
Zinggの形状分類	円盤状	塊状	塊状	塊状

$$S.F. = \frac{c}{\sqrt{ab}} \quad (5.4)$$

$$A_{max}^* = \frac{A_{max}}{\frac{\pi d^2}{4}} \quad (5.5)$$

$$A_{min}^* = \frac{A_{min}}{\frac{\pi d^2}{4}} \quad (5.6)$$

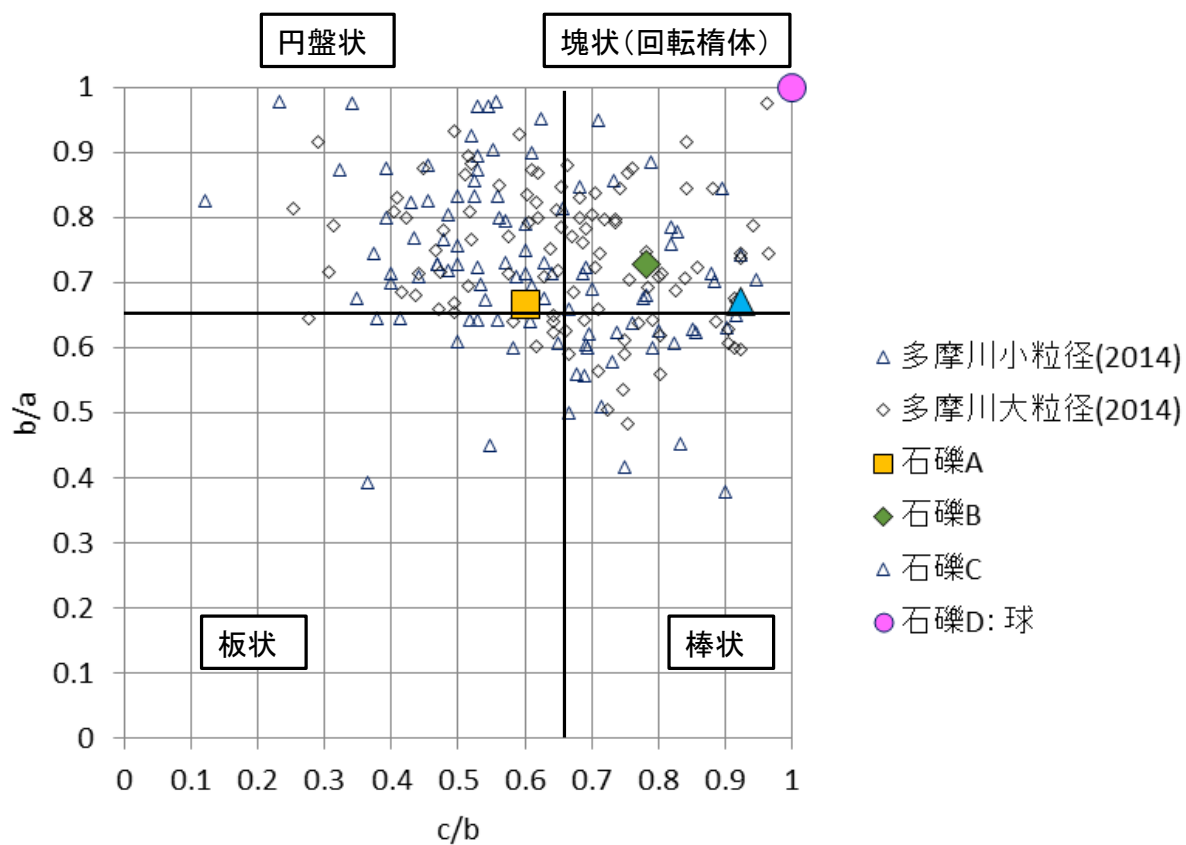


図 5-16 Zingg の形状分類図

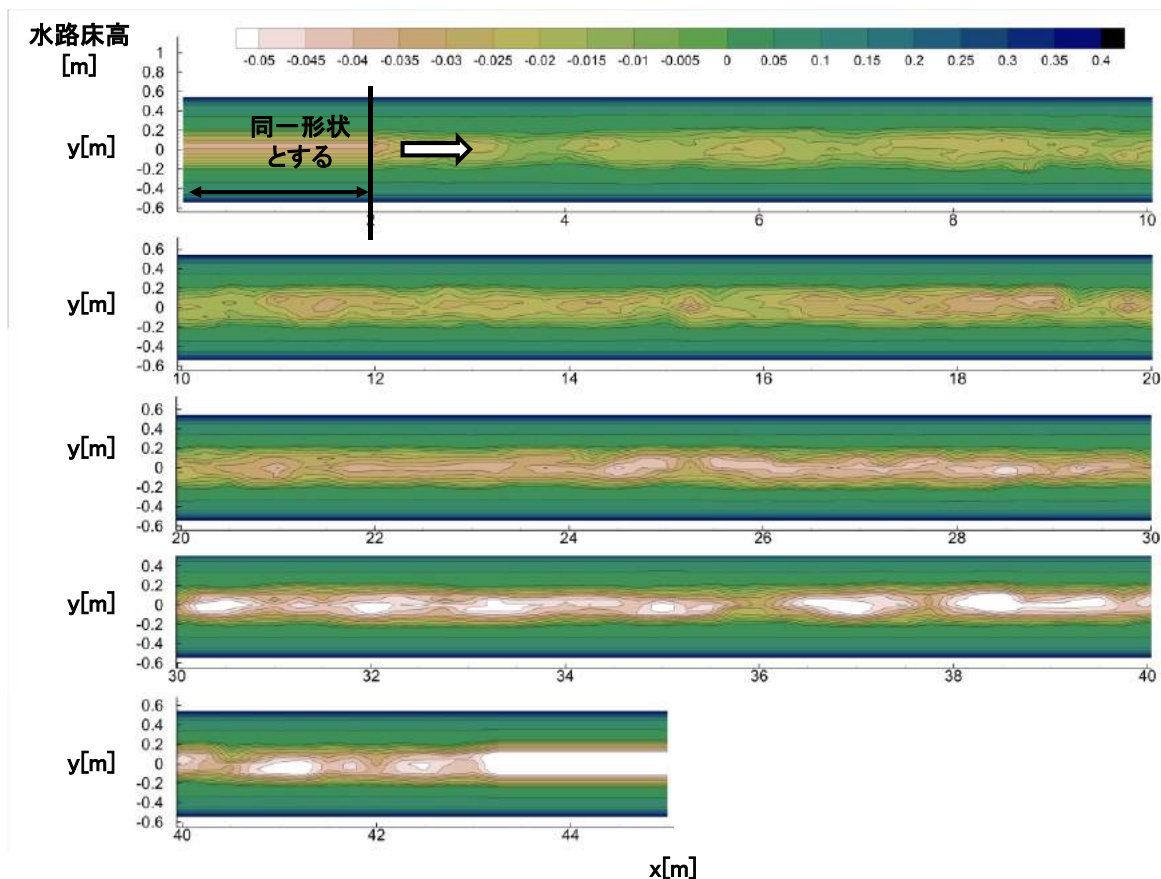


図 5-17 磨耗を考慮した水路床高(平面図): 水路③

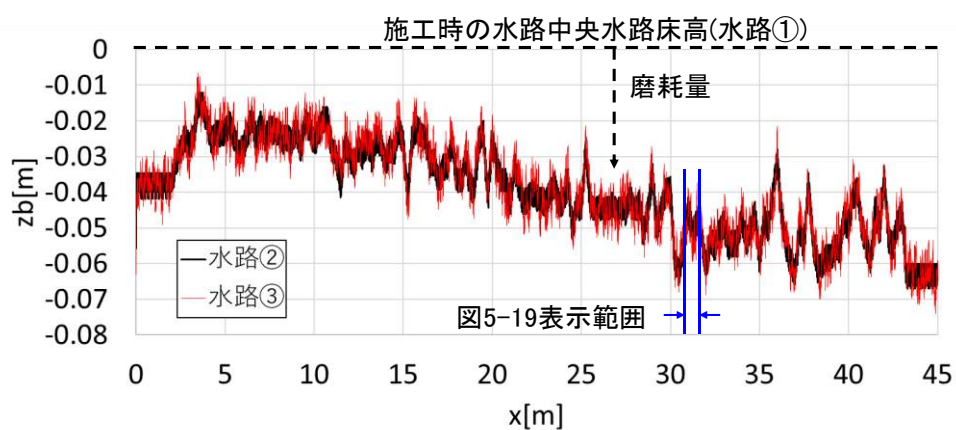


図 5-18 水路中央の水路床高(水路勾配の影響を考慮せずに表記. $z_b=0m$: 工時の水路床高)

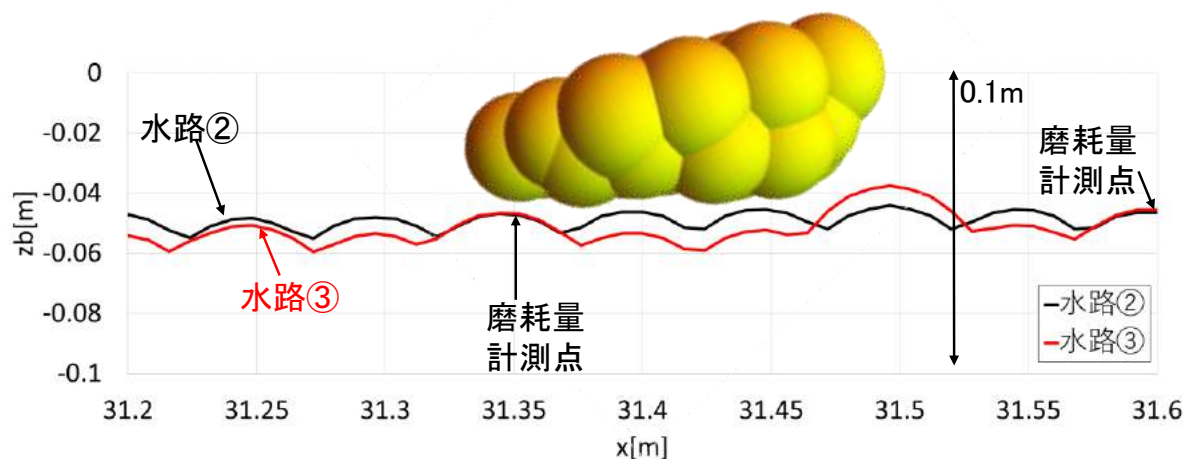


図 5-19 水路底面凹凸と石礫 A の大きさの関係

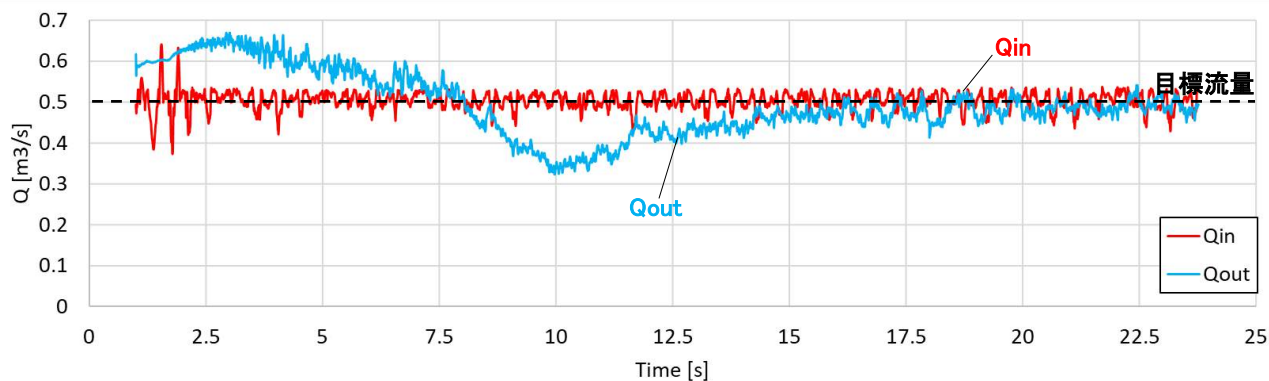


図 5-20 流量ハイドログラフ

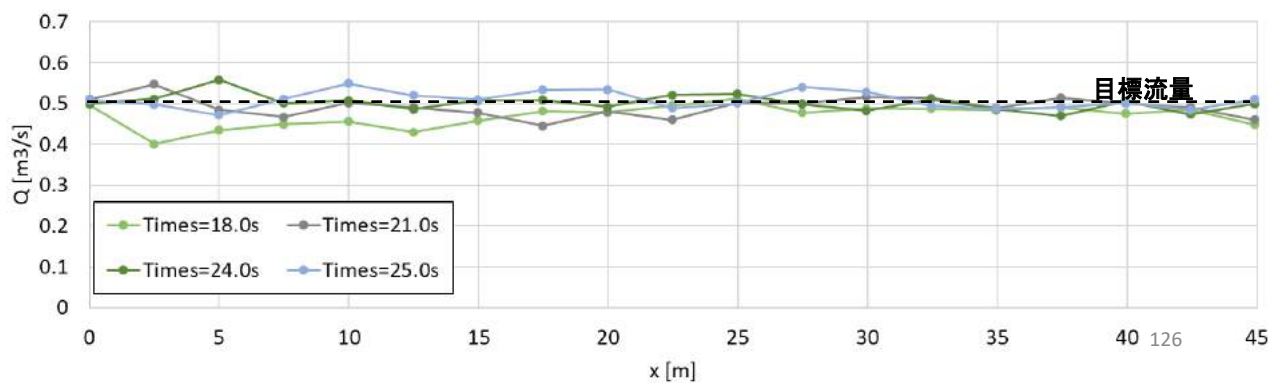


図 5-21 各時刻の流量縦断面図

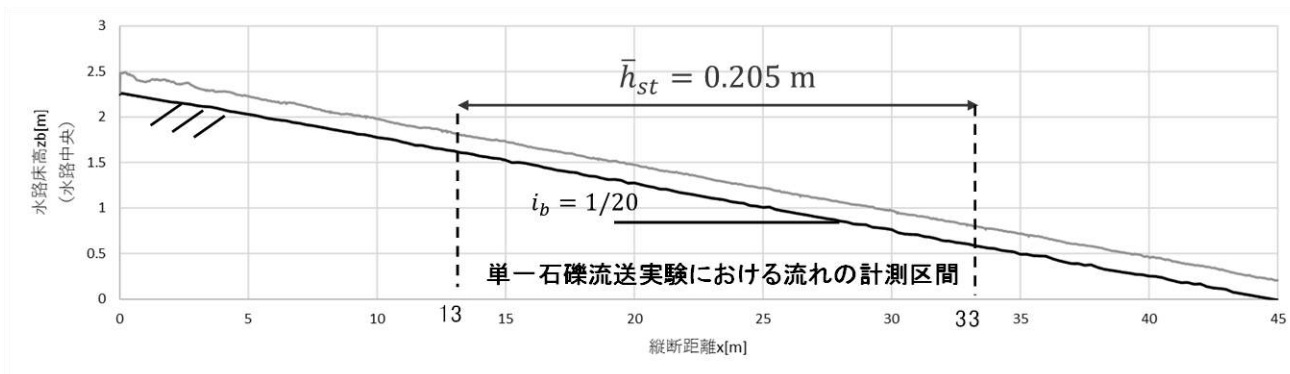


図 5-22 時間平均した水面形(水路中央)

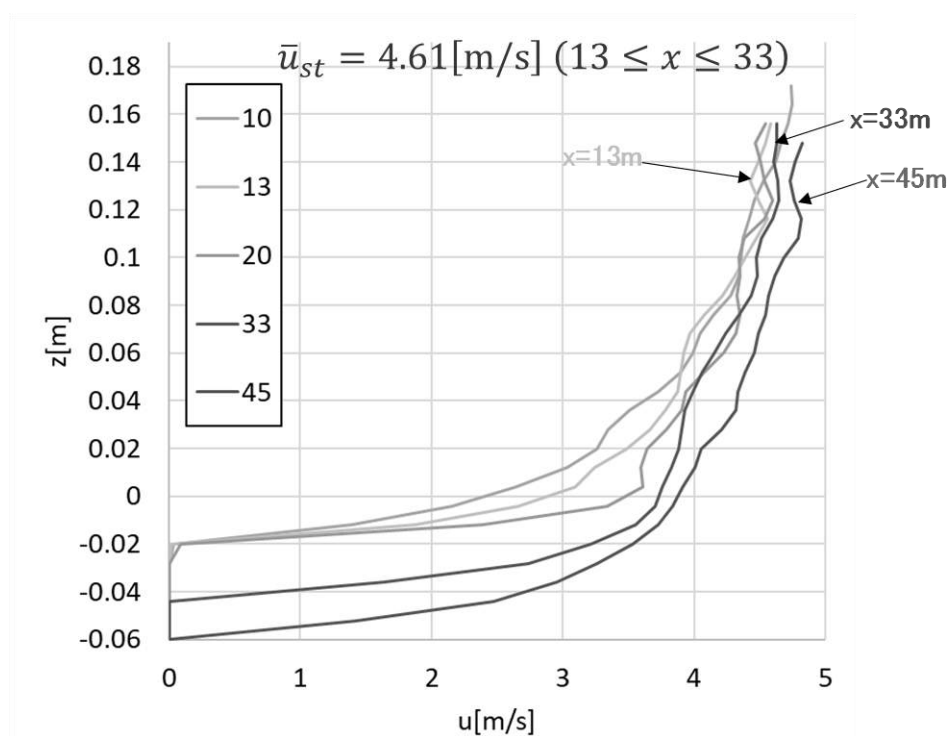


図 5-23 計測区間(13≤x≤33m)における時間平均主流速鉛直分布(水路中央)

表 5-3 数値解析における水理量

Q_{in}	i_b	$h_{st,c}$	$u_{st,c}$	$U_{m,c}$	u^*,c	$k_{s,c}$
$[m^3]$	$[-]$	$[m]$	$[m/s]$	$[m/s]$	$[m/s]$	$[m]$
0.5	0.0500	0.205	4.61	3.54	0.31	0.025

5.2.3 数値解析結果と開水路粗面乱流中を流下する単一粒子の運動に対する本解析法の適用性の検証

①開水路粗面乱流中を流下する非球形石礫の運動に対する APM 法¹²⁾の適用性の検証

図 5-24 に、石礫 A ($d = 105 \text{ mm}$) が水路②の条件で流下する際の移動形態を示す (石礫を投入する際の姿勢が異なる 2 ケース). 石礫 A は、投入時の姿勢に関わらず、石礫よりも小さな平面スケールの凹凸を考慮していない水路②を流下する際は、滑らかな水路底面形状を表現した水路①を移動する時¹⁹⁾と同様に、基本的には、「平らな面が水路底面に接する状態」で滑動した. 両ケースとも、磨耗量の大きくなる水路下流部において、石礫 A がめくれ上がったが、ケース 1 では平らな面が水路底面に接するように着地しそのまま滑動し、ケース 2 では「短軸を回転軸とした転動と跳躍」により流下した.

これに対して、図 5-25 に、石礫 A が水路③の条件で流下する際の移動形態、重心の移動速度と鉛直方向の軌跡を示す. 本ケースでは、石礫 A の平らな面が水路底面と並行になるように投入したが、水路③では石礫よりも小さな空間スケールの凹凸を考慮しており、石礫 A は容易にめくれ上がり、「長軸や中軸を回転軸とした跳躍 (滑空形態)」により流下し、その後、 $28 \leq x \leq 38 \text{ m}$ において「短軸を回転軸とした転動と跳躍」により流下し、再度、 $x > 40 \text{ m}$ において滑空形態で流下している. この様に、単一石礫流送実験映像で確認された 2 つの移動形態 (図 5-12) を示している. また、図 5-25(a), (c) より、石礫 A の一部が水面から飛び出しており、実験映像¹⁶⁾から推定される跳躍高さ (20 cm) 程度と同程度である.

石礫の平均移動速度 \bar{v}_{px} は、数値解析結果と比べて画像解析結果の方が大きい. この理由は、画像解析では 0.1 秒ごとのコマ送り画像をもとに石礫の移動速度を算出しており、移動速度を過大に算出したと考えている. 移動速度の瞬間値に着目すると、「長軸や中軸を回転軸とした跳躍 (滑空形態)」で移動する $x = 10 \text{ m}$ 付近において、全条件の中で唯一、移動速度が 4.0 m/s を超えており、扁平な石礫 A が高速で流下し得ることを示した. なお、数値解析における石礫の移動速度は規則的な変動をしており、画像解析結果と異なる. これは以下の 2 つ理由が考えられる. 1 つ目の理由は、画像解析の精度である. 画像解析は 0.1 秒ごとのコマ送り画像をもとに行っており、石礫の跳躍運動の各段階に応じた移動速度を十分に捉えているわけではないためである. また 2 つ目の理由は、粒子の投入条件が考えられる. 水路横断面形状は馬蹄型であり、投入時の横断位置や姿勢により、その後の運動が変化するためである. これらの特徴は後述する他の石礫の移動速度についても同様である.

図 5-26～図 5-28 に、石礫 B, C, D が水路③を流下するときの移動形態、重心の移動速度と鉛直方向の軌跡を示す.

石礫 B ($d = 75 \text{ mm}$) は、図 5-26(a) に示すように、初期条件の影響を強く受ける $x < 10 \text{ m}$ を除き、基本的に「長軸を回転軸とした転動と跳躍」により流下し、単一石礫流送実験映像¹⁶⁾で確認された移動形態 (図 5-13) を示している. 石礫の移動速度に着目すると (図 5-26(b)), 石礫 B が水路底面に衝突する際の移動速度は 2.0 m/s と小さくなることや石礫 B が大きく跳躍し高い位置の高速流を受け加速する際の移動速度が約 4.0 m/s となることなど、画像解析で得られる石礫の移動速度の瞬間値を捉えている. また、図 5-26(a), (c) より、跳躍時の石礫 B の重心高さは $z = 0.14 \text{ m}$ 程度であり、石礫 B が水面に現れる程度まで跳躍しており、実験映像¹⁶⁾から推定した石礫の跳躍高さに対応する.

石礫 C ($d = 135 \text{ mm}$) は、図 5-27(a) に示すように、基本的に「長軸を回転軸とした転動と跳躍」により流下

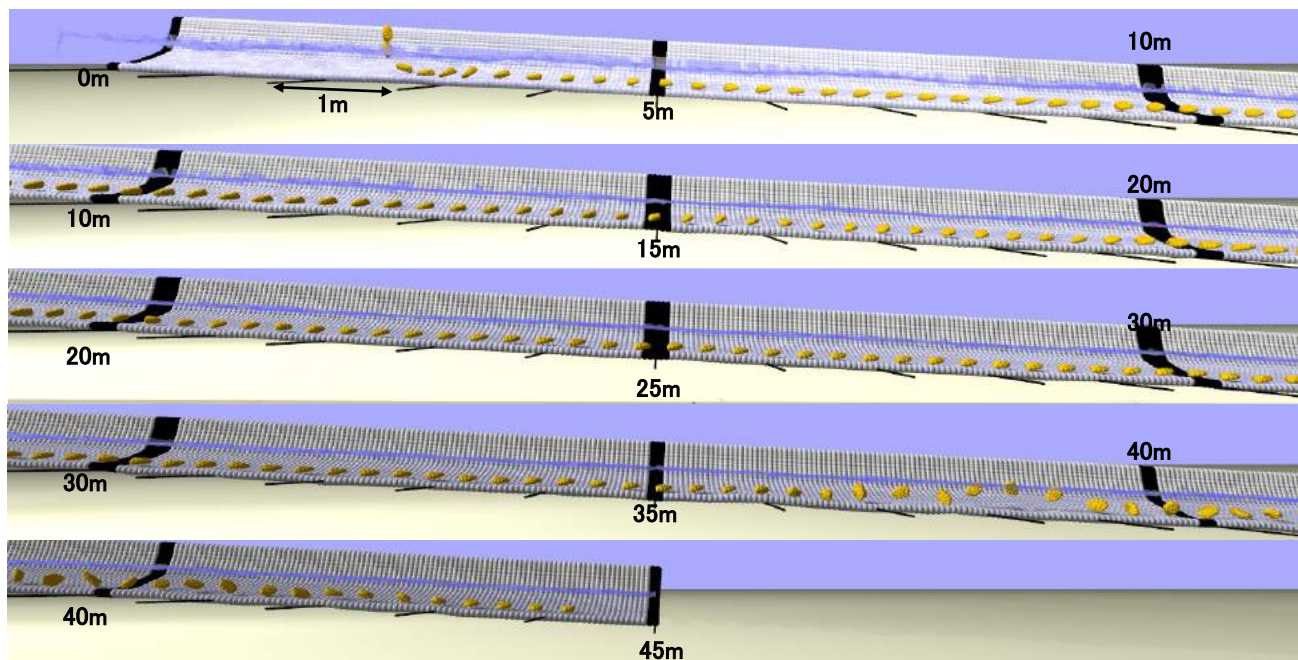
第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

すること、石礫頂部が水路底面と接触した後に大きく跳躍すること($23 < x < 25$ m, $28 < x < 30$ m)など、単一石礫流送実験映像¹⁶⁾で確認された移動形態(図 5-14)を示している。石礫の移動速度に着目すると(図 5-27(b)), 数値解析における石礫の移動速度は画像解析結果と同程度に推移していることが分かる。また、石礫 B と C の平均移動速度 \bar{V}_{px} の大小関係に着目すると、画像解析結果では石礫 B は 3.58 m/s, 石礫 C は 3.89 m/s と石礫 C の平均移動速度の方が大きく、数値解析においてもこの関係を満たす。この理由は、非対称性の強い石礫 C は高い位置まで跳躍しやすいこと、また無次元最大投影面積 A_{max}^* が石礫 B と比べて大きく、流体力の流下方向成分も大きくなるためと考えられる。なお、石礫 B,C に作用する流体力の流下方向成分の大きさの時間平均値(水中重量 W で無次元化) $\overline{F_{fx}}/W$ は、それぞれ 0.24, 0.36 であった。

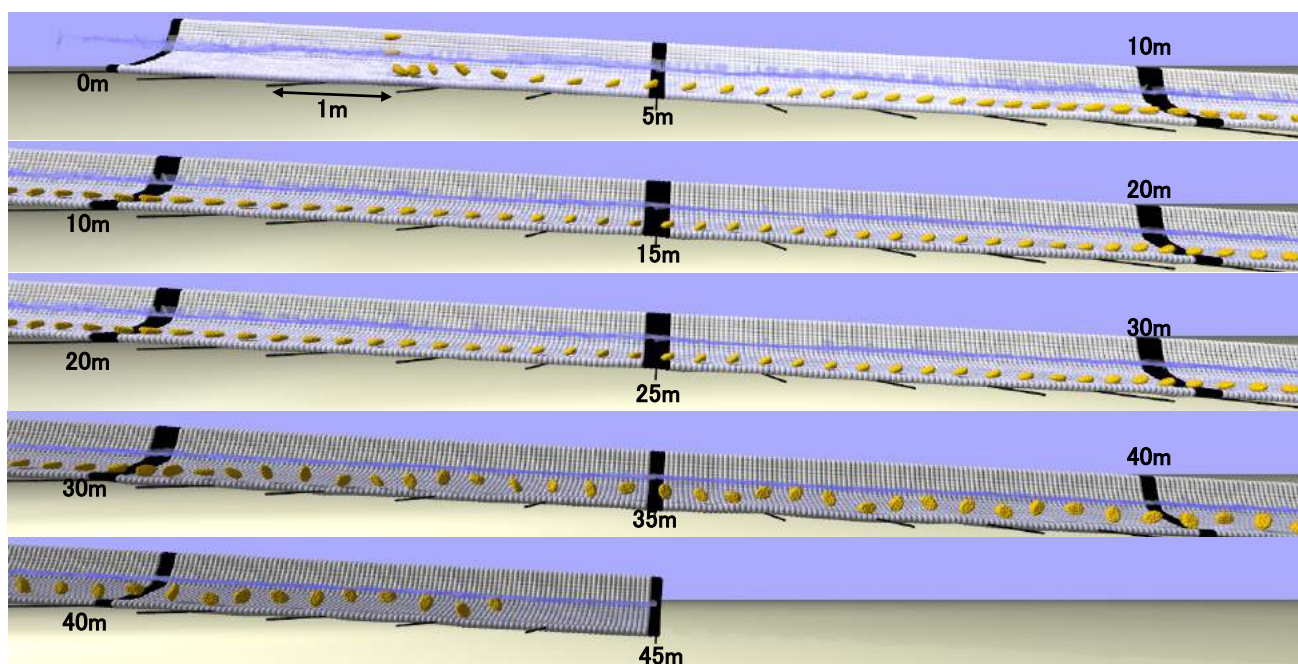
なお、石礫 A ~ C は、いずれも $-0.15 \leq y \leq 0.15$ m の範囲を移動しており、画像解析結果と同程度であった。

一方、球形状の石礫 D は転動と跳躍を繰り返しながら、主に水路中央($-0.05 \leq y \leq 0.05$ m)を流下し(図 5-28(a)), 移動速度のばらつきは小さい(図 5-28(b))。この様に石礫の移動形態や移動速度に及ぼす形の効果は大きい。

以上より、水路の磨耗量の実測データと石礫よりも小さな平面スケールの水路底面凹凸を解析に的確に考慮することにより、APM 法¹²⁾を用いて、「粗面水路との接触を考慮した非球形石礫の流体中の移動形態と移動速度」を説明可能であることを明らかにした。

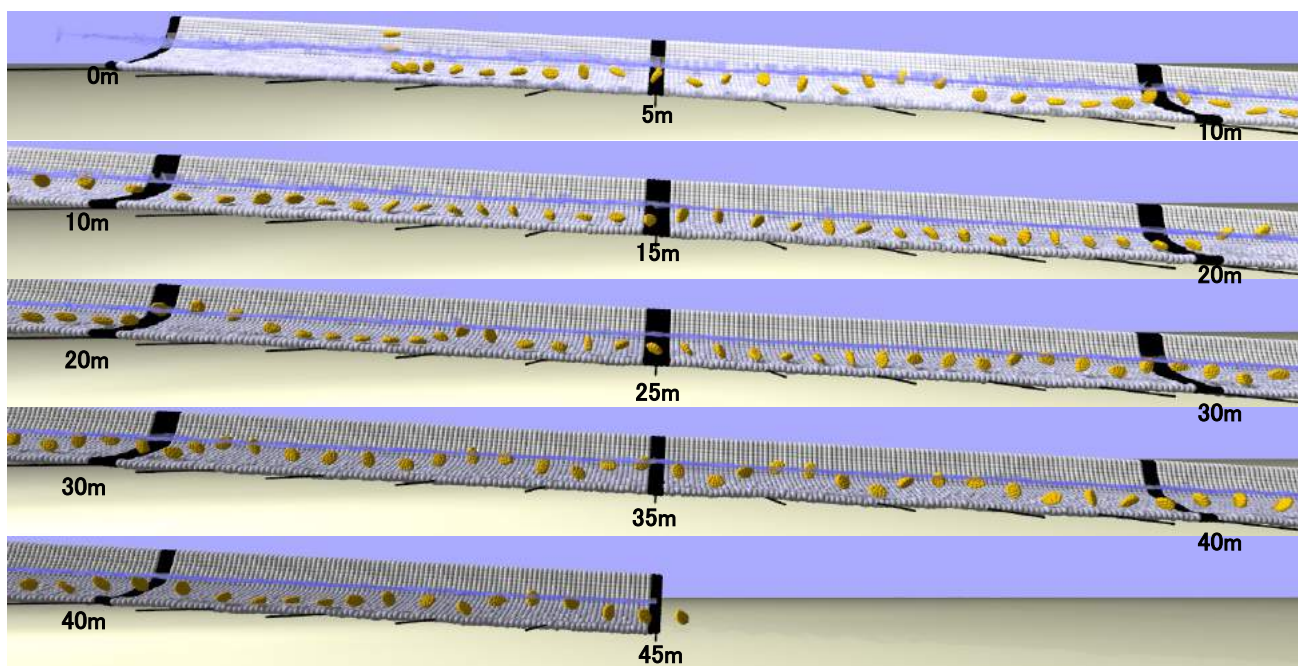


(a)ケース 1

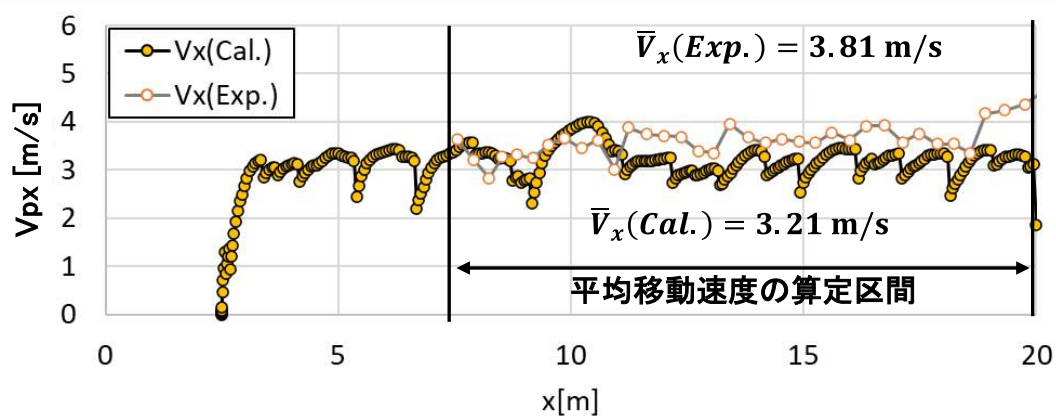


(b)ケース 2

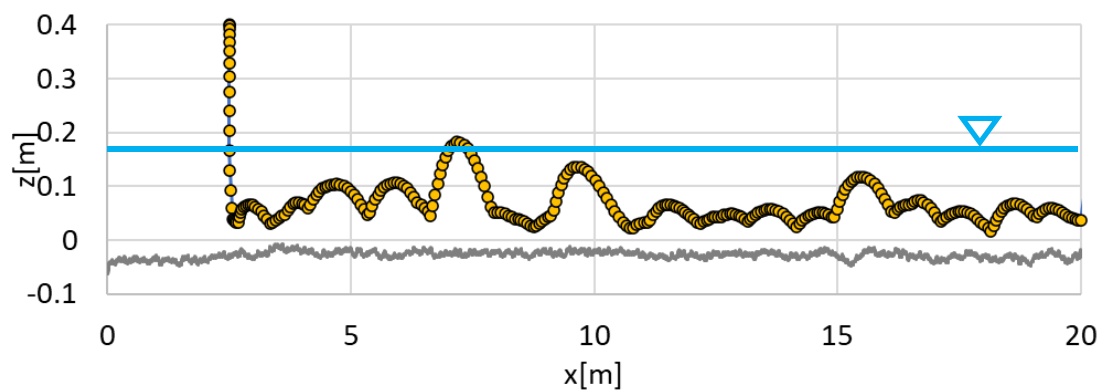
図 5-24 水路②を流下するときの石礫 A($d = 105 \text{ mm}$)の移動形態



(a)石礫の移動形態

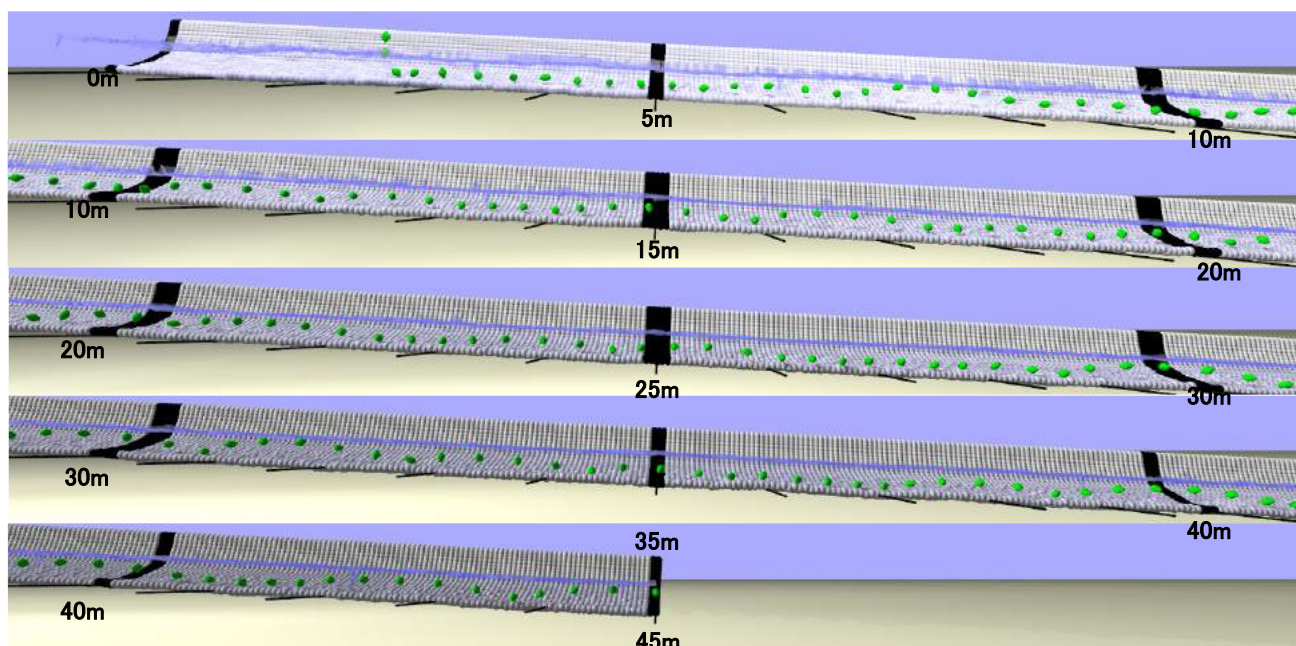


(b)石礫の移動速度

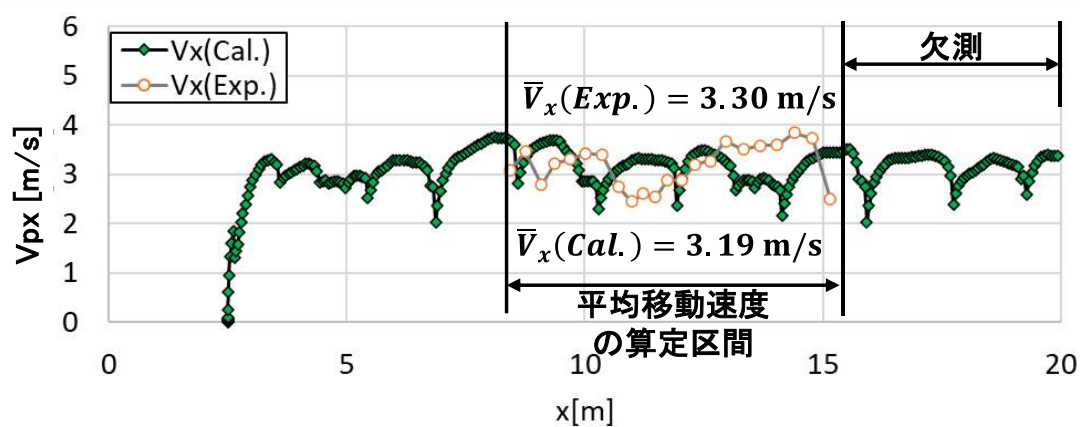


(c)石礫の移動軌跡(x-z)

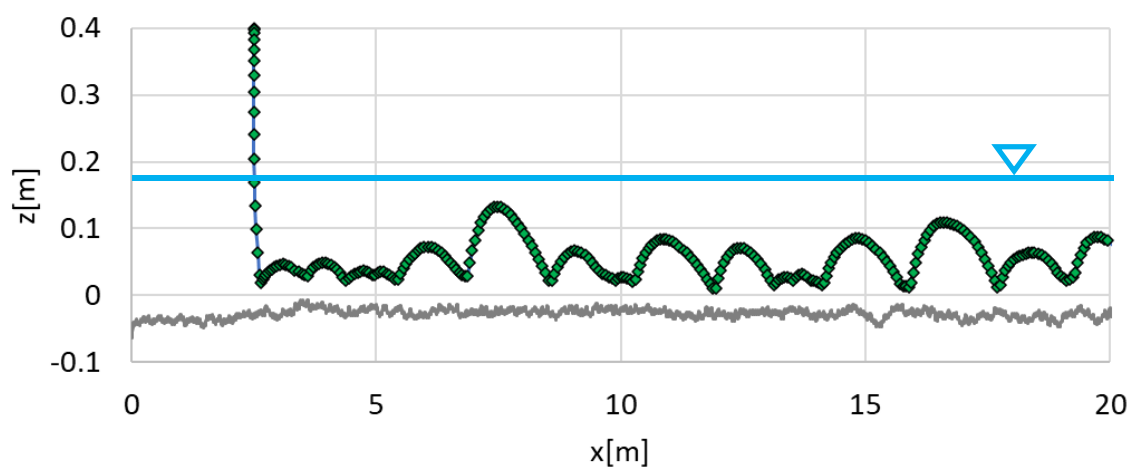
図 5-25 水路③を流下するときの石礫 A($d = 105$ mm)の運動



(a)石礫の移動形態

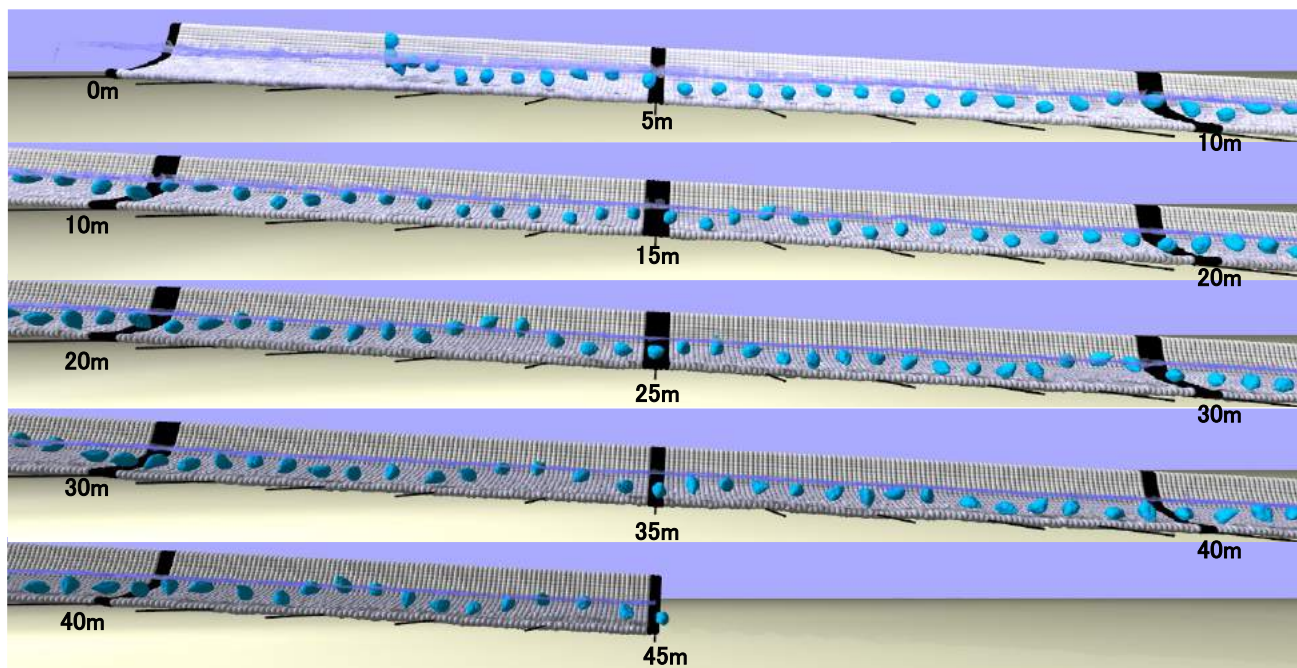


(b)石礫の移動速度

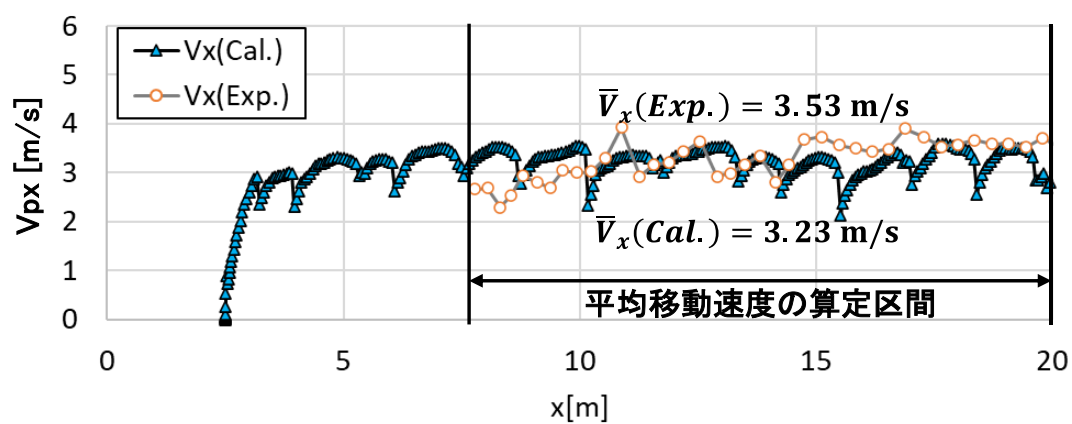


(c)石礫の移動軌跡(x-z)

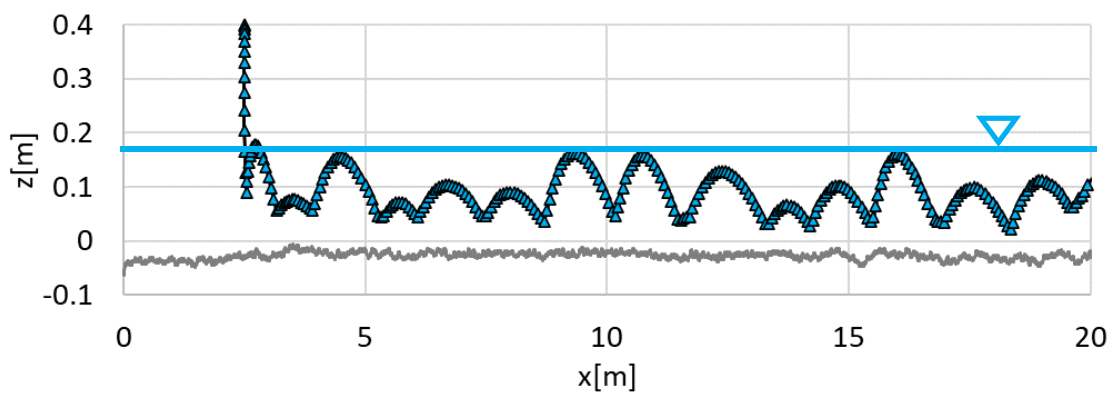
図 5-26 水路③を流下するときの石礫 B(d = 75 mm)の運動



(a)石礫の移動形態

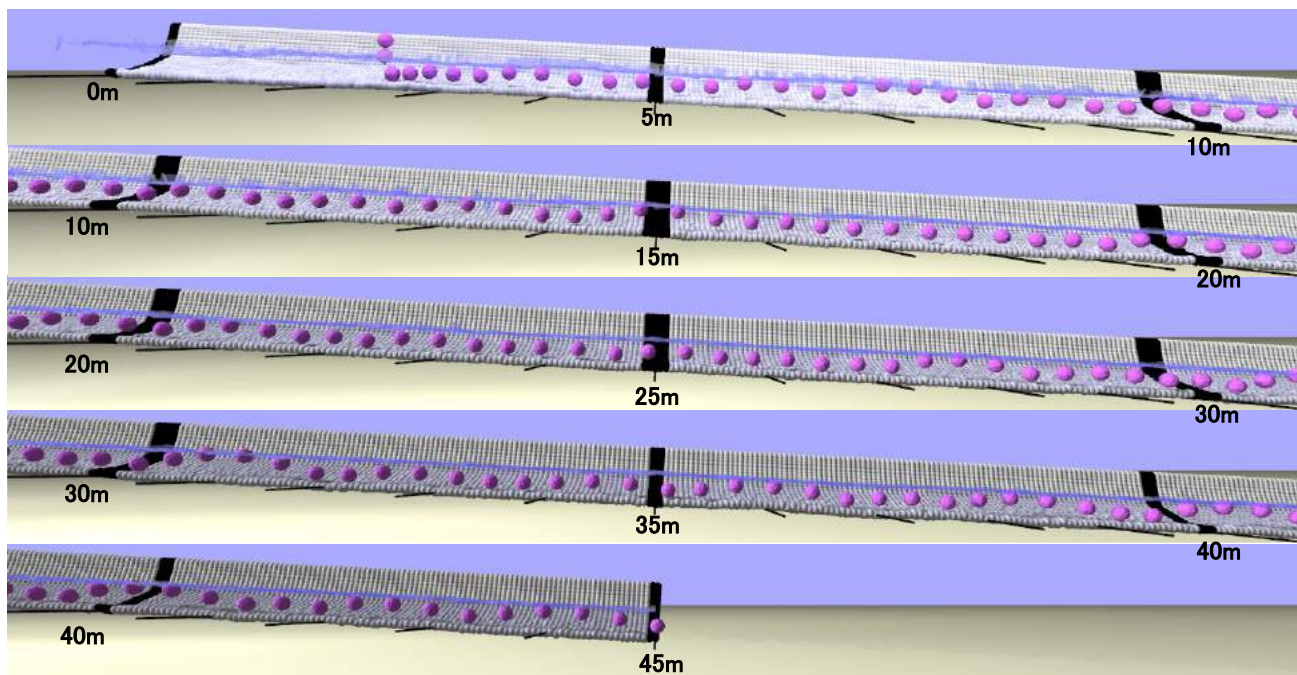


(b)石礫の移動速度

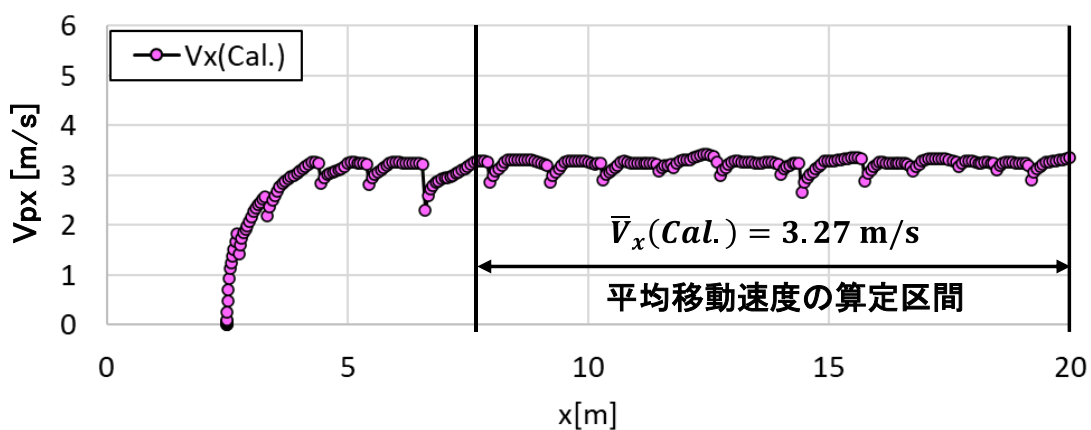


(c)石礫の移動軌跡(x-z)

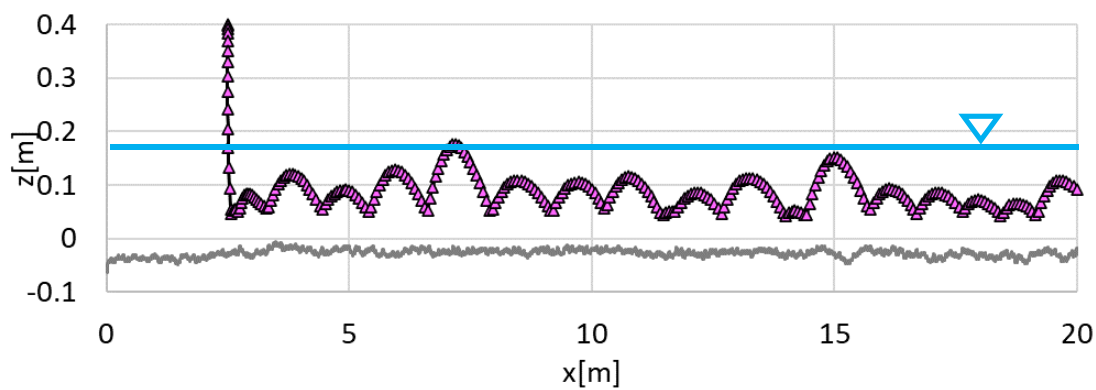
図 5-27 水路③を流下するときの石礫 C(d = 135 mm)の運動



(a)石礫の移動形態



(b)石礫の移動速度



(c)石礫の移動軌跡(x-z)

図 5-28 水路③を流下するときの石礫 D(球: d = 135 mm)の運動

②石礫の跳躍運動と水路底面に与える衝突力に及ぼす石礫形状の効果

図 5-25～図 5-28 に示すように、石礫の跳躍運動はばらつく。図 5-29 に、粒径 d で無次元化した跳躍高さ h_j と跳躍距離の関係 l_j を示す。なお、跳躍高さ h_j と跳躍距離 l_j は石礫重心を基準に定義した(図 5-30)。

球形状で跳躍時も水中を移動する石礫 D($d = 135 \text{ mm}$)では、跳躍高さ h_j が大きくなるにつれて跳躍距離 l_j も大きくなる。また、粒径が小さく($d = 75 \text{ mm}$)、跳躍時も水中を移動する石礫 B においても基本的には跳躍高さ h_j が大きくなるにつれて跳躍距離 l_j も大きくなるが、跳躍距離が大きくなると($l_j > 20$)、跳躍高さ h_j のばらつきが大きくなる。この要因の一つに水路の横断面形状が馬蹄型であることが考えられる。側壁に近く高い位置から跳躍し始めると、高速流による大きな流体力が作用し跳躍距離 l_j が大きくなる。もう一つの要因として、粒径が小さく、底面凹凸との衝突角度のばらつきが大きくなるためと考えられる。非球形石礫の跳躍運動と水路横断面形状との関係や石礫体積と水路底面凹凸への衝突角度については今後の課題とする。

体積(粒径)が大きく、形状が球と異なる石礫 A($d = 105 \text{ mm}$)と C($d = 135 \text{ mm}$)は、水面から飛び出す頻度が高く(図 5-25, 27)、高い位置まで跳躍しても跳躍距離 l_j は、そこまで大きくならない。このような移動粒子の粒径 d に対する相対水深 h の小さい場における粒子の跳躍運動についても、今後解明する必要がある。

また、同体積で形状の異なる石礫 C と D の跳躍高さ h_j を比較すると、非球形の石礫 C の方が跳躍高さ h_j とそのばらつきも大きくなっており、石礫の跳躍運動に及ぼす形の効果は重要である。

次に、石礫の接触により水路に作用する衝突力ベクトルに及ぼす石礫の大きさや形の効果を考察する(図 5-31)。衝突力ベクトルの向きは図 5-30 に示すとおりである。衝突力は、石礫運動の解析結果の出力間隔である 0.02 秒で時間平均した値である。なお、衝突力は石礫の水中重量 W で無次元化している。この図では、プロットが横軸に近づくほど衝突力の大きさに対する流下方向成分(x 方向成分)の割合が大きくなり、水路底面に対して接線方向の力を与え、水路表面を削り取る作用を持つことを表す。石礫 A や石礫 B が水路底面に接触する際に、 $|F_x| \geq |F_z|$ となるような衝突力が水路底面に作用することがある。この理由は、石礫 A($d = 105 \text{ mm}$)が扁平な形状をしており、短軸を鉛直方向に向けた姿勢(平らな面が水路底面に接するような姿勢)で衝突しやすいこと、石礫 B の粒径が $d = 75 \text{ mm}$ と小さく、他の石礫と比べ水路底面凹凸に対して正面から衝突しやすいことと推定される。

同体積の石礫 C,D の接触に伴い水路に作用する衝突力に着目すると、球形状の石礫 D に伴う衝突力の成分の内訳は $|F_x| \approx (1/3)|F_z|$ となるのに対して、石礫 C に伴う衝突力の成分の内訳は $(1/3)|F_z| \leq |F_x| \leq (2/3)|F_z|$ とばらつき、衝突力の大きさに対する流下方向(x 方向)成分の割合が大きくなることが分かる。

上記の検討より、球形粒子よりも非球形粒子の方が、跳躍高さとそのバラツキが大きくなること、石礫の衝突に伴い水路に作用する衝突力の流下方向(x 方向)成分の割合が大きくなり、水路底面を削り取るような機構をもつことが明らかとなった。ただし、本数値解析で使用した石礫は、石礫 C と D を除き大きさが異なり、石礫の跳躍運動や水路に作用する衝突力に及ぼす形の効果を直接分析することは容易でない。今後、粒子の跳躍運動のアンサンブル平均やバラツキに及ぼす粒径(体積)と形状、底面凹凸、水理量の効果を体系的に分析する必要がある。

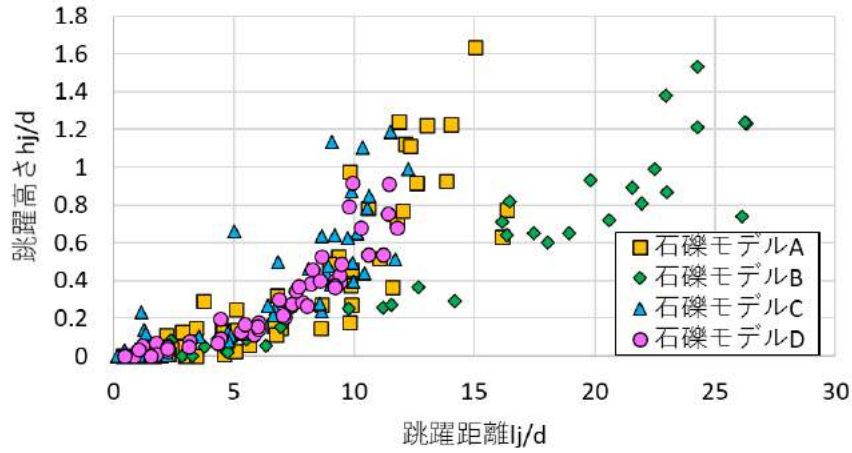


図 5-29 各石礫の跳躍高さ h_j と跳躍距離 l_j の関係

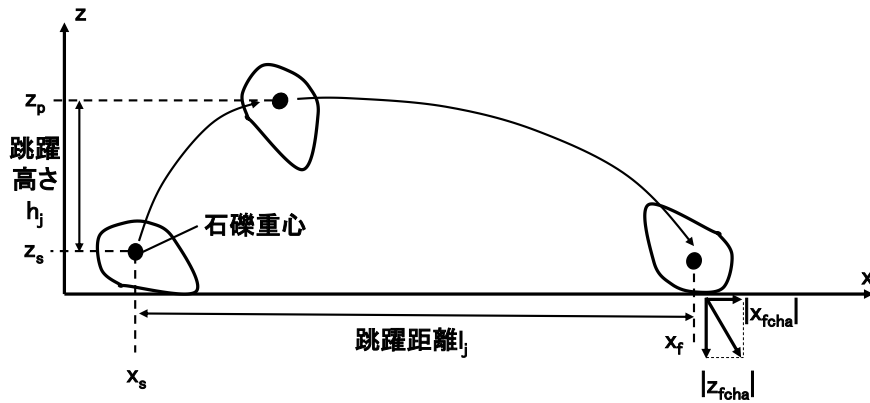


図 5-30 非球形石礫の跳躍高さ と跳躍距離の定義

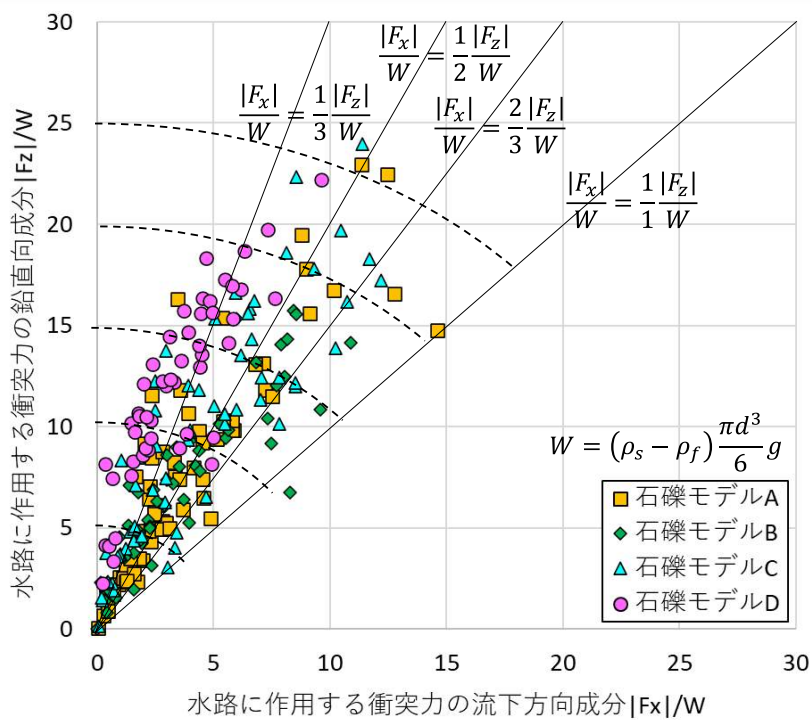


図 5-31 石礫の接触により水路に作用する衝突力ベクトルの成分の内訳

5.3 大粒径粒子群の跳躍運動に伴う開水路粗面乱流の構造変化に関する検討

前節で示すように、粒子は体積や形状、底面凹凸に応じて跳躍運動する。粒子が水深に対して無視できない大きさの場合、粒子の跳躍運動が流れの構造を変化させる。

本節では、第4章で示した固定床浸透性粗面乱流中に一様な大きさの球を連続的に投入し、球群の運動に伴う流れの構造変化を検討する。

第一に、球群の運動状態を確認する。第二に、clear flow(ケース1)を基準に時空間平均した主流速分布や乱れ強度分布がどう変化するか示す。第三に、跳躍時の球周りの流速場を調べ、流れ構造が変化する要因を考察する。

5.3.1 数値解析手法

数値解析では、第4章のケース1の固定床浸透性粗面乱流中に、粗面を構成する球と同じ大きさの球を粒子濃度の異なる2ケースについて連続的に投入した(直径 $d = 0.012 \text{ m}$, 密度 $\rho_s = 2500 \text{ kg/m}^3$)。

図5-32及び表5-4に数値解析水路の概要と水理条件を示す。ここに、 Q_f は供給流量、 h :主流の水深、 h^* :粒子の体積分を差し引いた水深(実質水深と呼ぶ)、 l_p :流動層(粗面頂部から粒子の最高到達点)、 $U_{fm-main}$:主流の断面平均流速、 U_{fm-low} :流動層 l_p の平均流速、 U_{pm} :粒子の平均移動速度、 C_{-main} :主流水深に対する粒子の体積濃度、 C_{-low} :流動層 l_p における粒子の体積濃度、 Re_p :粒子レイノルズ数、 u^* :実質水深 h^* に基づく摩擦速度である。

数値解析水路及び流れの境界条件は、第4章と同じである。水路幅は $b = 20 d$ と球が十分に分散し、堆積しない条件である。なお、水路幅 $b = 40 d$ と水路幅を2倍とし、単位幅流量と単位幅当たりの球の供給量がケース3と等しくした条件でも、流れ構造や球の運動の機構が水路幅によってほとんど変わらないことを確認した(付録: Appendix.2)。

球は、 $0.6 \text{ m} \leq x \leq 1.0 \text{ m}$ の範囲にランダムに、水面よりも若干高い位置で初速度を主流の断面平均流速に近い 1.20 m/s として投入した。移動粒子及び水路構成粒子の物性値は共に、反発係数 0.7、弾性係数 $8.0 \times 10^{10} \text{ Pa}$ 、ポアソン比 0.23、摩擦係数 0.2とした。粒子運動の刻み時間は $2.5 \times 10^{-7} \text{ s}$ とした。

流れと粒子運動のデータは、上流端(0.00 m)及び下流端から十分離れた $2.04 \text{ m} \leq x \leq 2.16 \text{ m}$ の粗度要素 10 個分の縦断距離、幅 $20 d$ の範囲にて、乱流の凍結仮説に基づき $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}$ ごとに計測した。

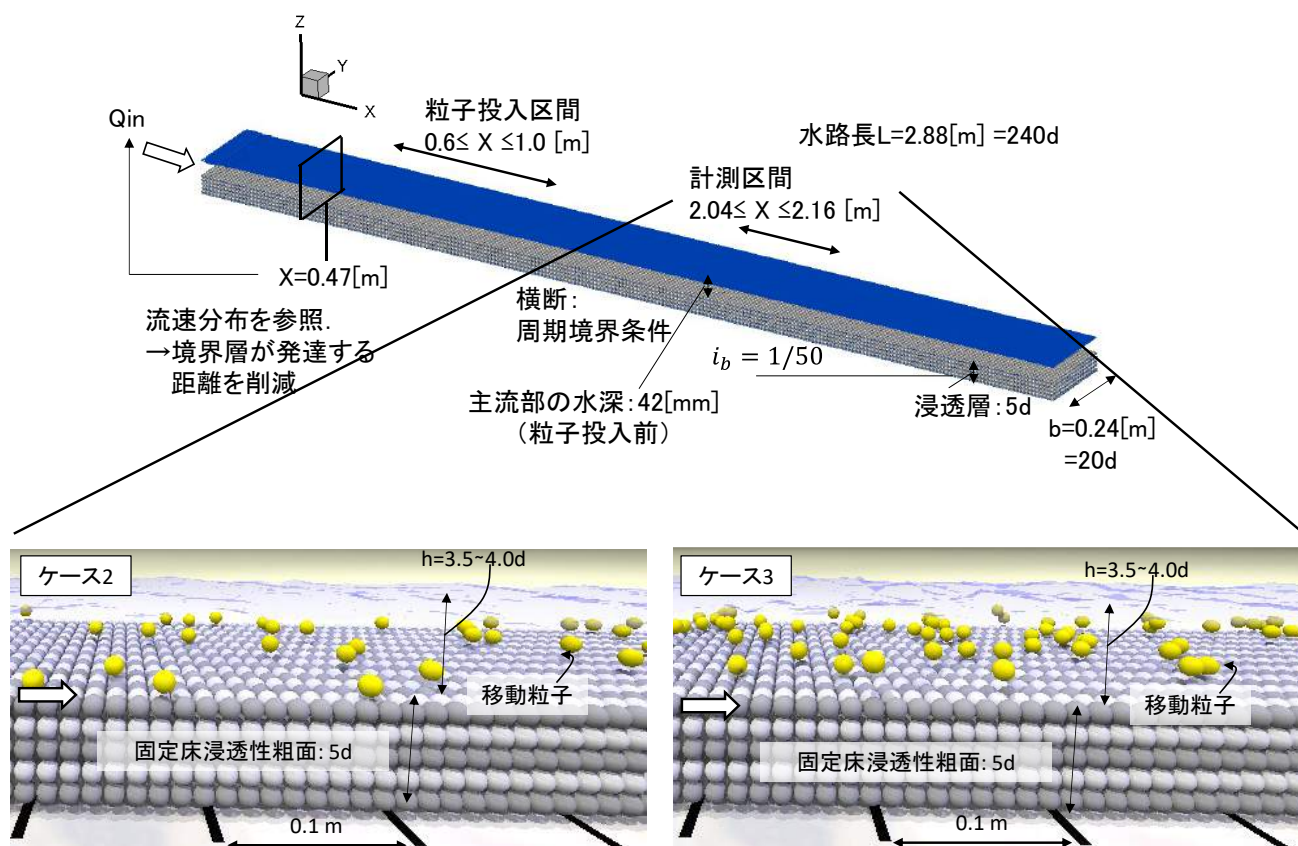
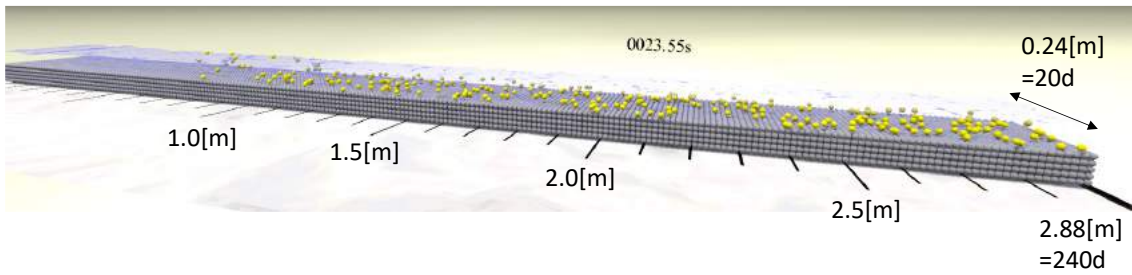


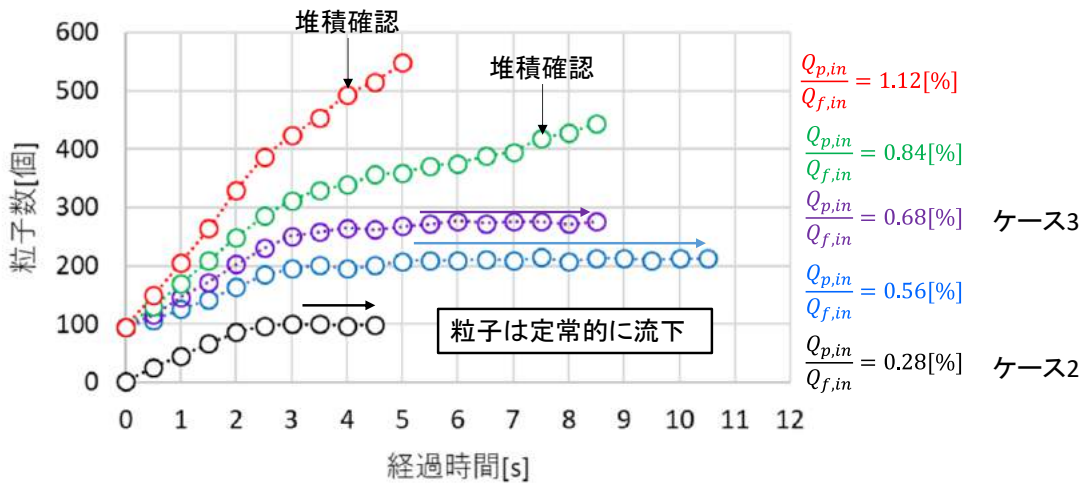
図 5-31 数値解析水路(側壁は無く, 横断方向には周期境界条件を適用した)

表 5-4 水理条件の一覧

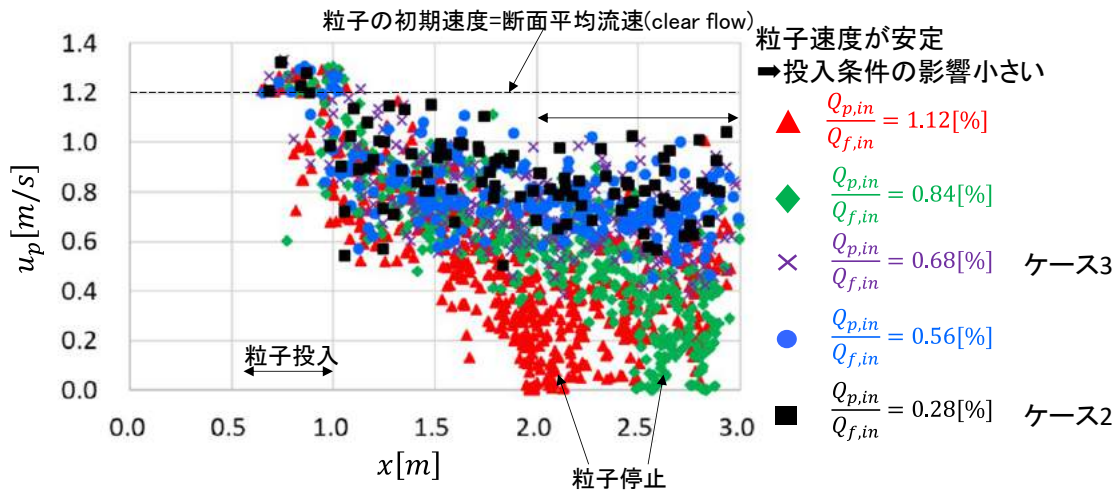
ケース	Qf [L/s]	h [m]	h* [m]*	lp [m]	Ufm-main [m/s]	Ufm-low [m/s]	Upm [m/s]	C-main [%]	C-low [%]	Rep [-]	u* [m/s]	f [-]
1	12.8	0.04250	0.04250	0.0000	1.26	-	-	0.00%	0.00%	-	0.0913	0.0105
2	12.8	0.04374	0.04354	0.0270	1.24	1.10	0.80	0.31%	0.48%	3.59E+03	0.0924	0.0112
3	12.8	0.04608	0.04538	0.0294	1.19	1.03	0.69	0.94%	1.53%	4.07E+03	0.0943	0.0125



(a) ある瞬間の水路の全景



(b) 水路内に存在する粒子個数の時系列



(c) ある瞬間の粒子の縦断位置と縦断方向移動速度の関係

図 5-33 計測区間における粒子群運動の定常性の確認

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

次に、粒子運動の定常性を確認する。図 5-33 に、(a)水路の全景、(b)水路内に存在する粒子の個数、(c)ある瞬間の粒子の縦断位置と縦断方向移動速度の関係を示す。ここに、 $Q_{f,in}$ と $Q_{p,in}$ はそれぞれ供給流量、単位時間あたりに投入する粒子の体積である。図 5-33(b)に示すように、ケース 2,3($Q_{p,in}/Q_{f,in} = 0.28, 0.68\%$)では、時間経過とともに水路内に存在する粒子の個数が安定する。一方、 $Q_{p,in}/Q_{f,in}$ が 0.84%、1.12%と粒子の供給量を増やすと水路内に粒子が堆積した。また、図 5-33(c)に示すように、粒子は流下するとともに徐々に移動速度が小さくなり、ケース 2 と 3($Q_{p,in}/Q_{f,in} = 0.28, 0.68\%$)では、 $x \geq 2.0$ m において、粒子群の速度は安定する。以上より、粒子群が計測区間($2.04 \text{ m} \leq x \leq 2.16 \text{ m}$)を定常的に流下することを示した。

なお、粒子は水路幅全域に分散しており、乱流を分析する領域は、乱流の計測領域と同じく縦断方向に粗度要素 10 個分、横断方向に粗度要素 20 個分とした。第 4 章と比べ広い領域の流れを対象とすることから計測時間は 1.00 秒間とし、(各評価点におけるサンプリング総数は 2500 個)、この間に、ケース 2 では 41 個、ケース 3 では 94 個の粒子が計測区間を通過した。

図 5-34 に、液相(水)と固相(粒子)の時空間平均量の算出方法を示す。第一に、計測区間の評価点において、粒子が通過する時間は固相として、それ以外の時間は液相としてデータ(速度や存在割合)をカウントする。これらを相ごとの合計時間で除することにより、各評価点における相ごとの時間平均量を算出する。最後に、同一高さの評価点全点の時間平均量を空間平均することにより、各諸量の時空間平均量を評価する。

以上の結果、ケース 2,3 における計測領域での粒子の体積濃度 C-main は、それぞれ、0.31%、0.94% となった。

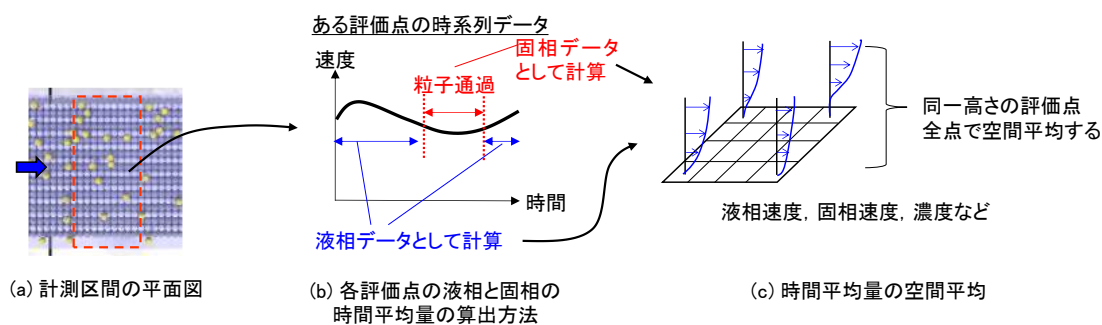


図 5-34 液相(水)と固相(粒子)の時空間平均量の評価方法

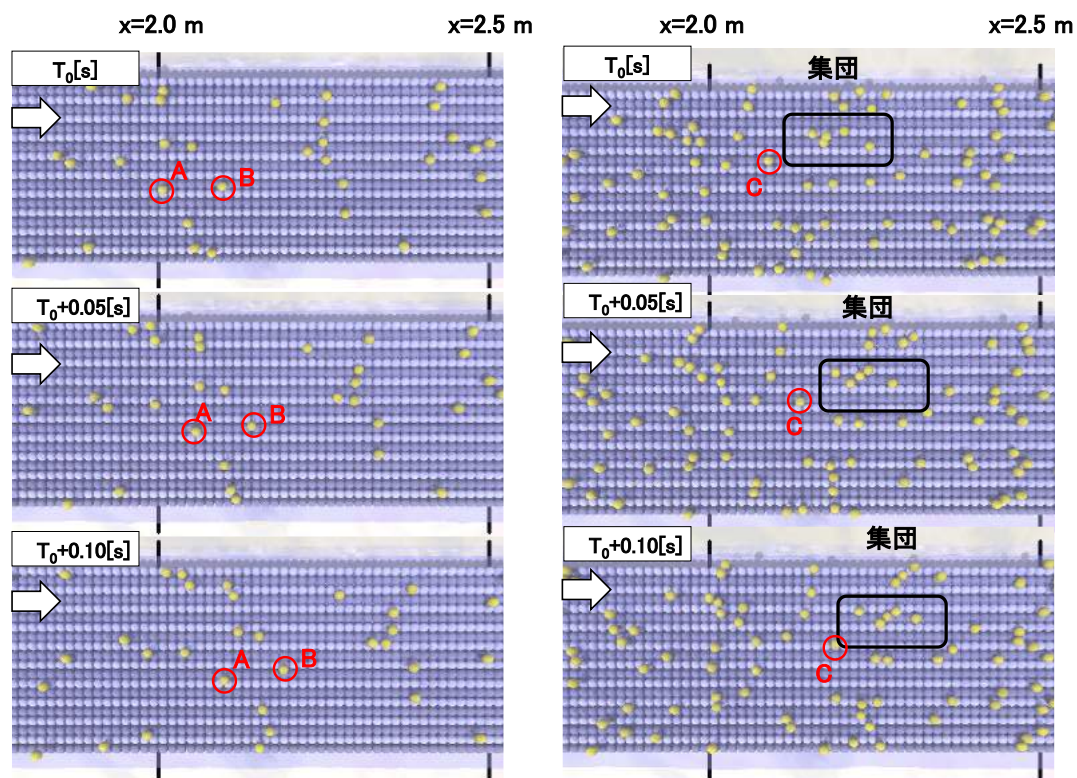
5.3.2 大粒径粒子群の運動状態

図 5-35 及び図 5-36 に、計測区間における粒子群の挙動の時系列変化を示す。本検討では、最大でも粒子濃度が $C_{\text{main}} = 0.94\%$ (ケース 3) と小さく、移動粒子間での直接的な干渉(接触)の程度は少なく、多くの粒子はケース 2 の粒子 A や B, ケース 3 の粒子 C のように単独で流下したり、ケース 3 の枠で囲まれた粒子のように集団を形成し粒子群として流下したりするなど、全体的には粒子投入時の配置のまま流下する。ただし、集団を構成する粒子同士で若干接触しており、弱い干渉が生じている。図 5-37~図 5-39 に、単独で流下する粒子 C 及び集団で流下する粒子 D1 ~ D5 の粒子配置の詳細な時間変化、粒子 C 及び D2, D3, D5 の重心の移動速度と軌跡、粒子に作用する流体力の縦断方向成分を示す。他の粒子と接触せずに単独で流下する粒子 C は(図 5-37, 図 5-38), 粒子が水路底面に接触し、移動速度が小さくなる時に流体力の縦断方向成分が極大値となり加速し、再度跳躍し高い位置の高速流を受け、移動速度も大きくなる。その後、粒子が降下するときの移動速度が低い位置の流速より大きくなり、流体力の縦断方向成分は負となり、移動速度が小さくなる。なお、本数値解析の条件では、粒子が跳躍ピーク付近に位置するときに作用する流体力の縦断方向成分の大きさは、水中重量 W の 0.3 ~ 0.4 倍程度であった。

粒子が集団(D1~D5)を形成し、接触しながら流下する場合(図 5-37, 図 5-39), 時刻 $T_0 - 0.15$ s (Times = 20.25 s) に集団の最後尾に位置する粒子 D3 は跳躍し、降下時に粒子 D1 と D2 に衝突し、再度跳躍し、時刻 T_0 s (Times = 20.40 s) にかけて粒子 D1 と D2 を追い越す。この期間、粒子 D3 は水中重量 W の 0.4 倍程度の流体力を受け加速していることが分かる。また、粒子 D1, D2 は、粒子 D3 に追い抜かれるまで粒子 D3 の後流域に位置し、流体力の縦断方向成分は小さかったが、粒子 D3 に追い抜かれた後、粒子 D2 は大きな流体力を受け転動から跳躍形態に移行する。また、集団内で先頭に位置する粒子 D5 は、時刻 $T_0 - 0.15$ s から $T_0 + 0.10$ s (Times = 20.25 ~ 20.50 s) においては転動形態で、その後は跳躍形態で流下する。粒子 D2 や D5 が跳躍形態で流下する際に作用する流体力の縦断方向成分の波形は、単独で流下する粒子 C に作用する流体力の波形に対応する。集団内の粒子はこれらの運動を繰り返し、その結果、粒子集団の移動速度は小さくなる。なお、ほぼ全ての粒子が単独で流下するケース 2 の粒子群の平均移動速度は 0.80 m/s, 若干ではあるが粒子が集団形成するケース 3 の粒子群の平均移動速度は 0.69 m/s であった。

また、跳躍高さ $h_j > d/4$ となることを跳躍運動と定義すると、ケース 2 の跳躍高さ と跳躍距離の平均値は $h_j = 0.19$ m, $l_j = 0.0081$ m, またケース 3 では $h_j = 0.14$ m, $l_j = 0.0079$ であった。なお、跳躍高さ と跳躍距離は、図 5-30 に示すように粒子の重心を基準に定義した。

また、図 5-36, 図 5-39 に示すように、多くの粒子は跳躍により流下するが、ケース 3 において集団を形成する一部の粒子は転動する。Ancey ら²⁸⁾は、幅が狭く粒子の横断方向運動を制御した固定床粗面開水路流中の単一球の跳躍運動とシールズ数(無次元掃流力 $\theta = \rho_f u_*^2 / (\rho_s - \rho_f) dg$) の関係を分析している。Ancey らの検討では、移動粒子と水路構成粒子の粒径比が 1.0 のとき、シールズ数 θ が 0.045 程度においても完全に跳躍する粒子あり、またシールズ数 θ が 0.03 以下となると粒子が徐々に転動形態に移行すると指摘している。本検討のシールズ数は $\theta = 0.0473$ であり、特に粒子濃度が希薄なケース 2 において全粒子が跳躍し、粒子濃度の大きいケース 3 において、転動する粒子が現れることは、Ancey らの検討より想定可能な結果である。

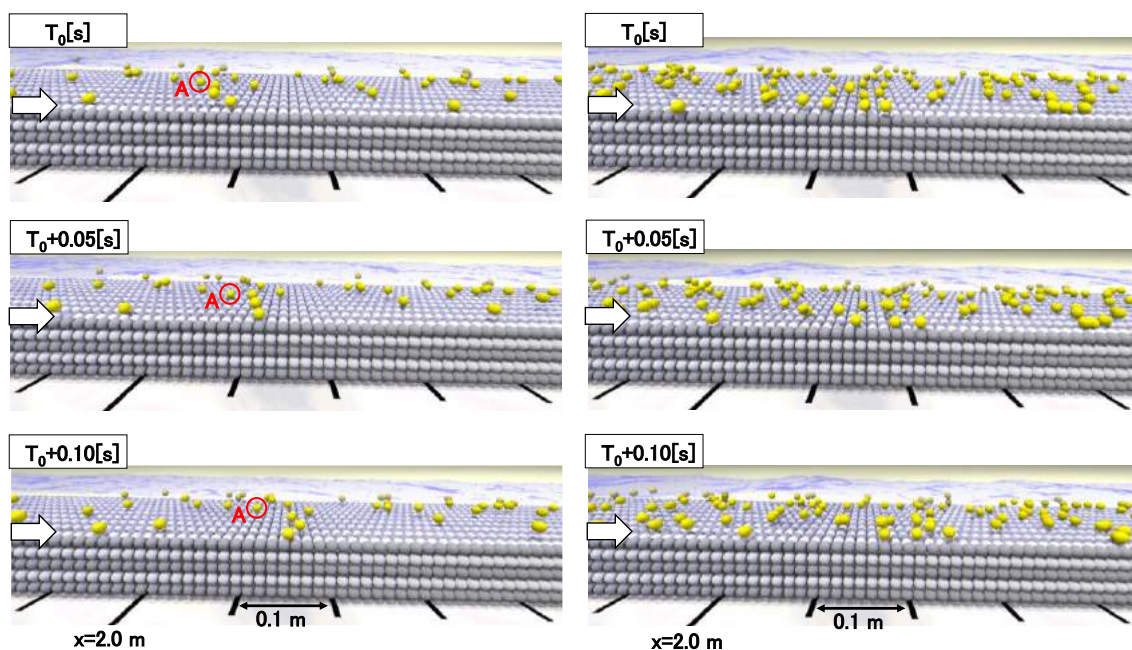


* 粒子が左岸側と右岸側を行き来することがある。これは、周期境界条件を与えているためである。

(a) ケース2

(b) ケース3

図 5-35 粒子群の配置の時系列変化(平面図)



* 粒子が左岸側と右岸側を行き来することがある。これは、周期境界条件を与えているためである。
* 粒子と水路底面の間に、影があり、多くの粒子が跳躍していることが分かる。

(a) ケース2

(b) ケース3

図 5-36 粒子群の配置の時系列変化(側面図)

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

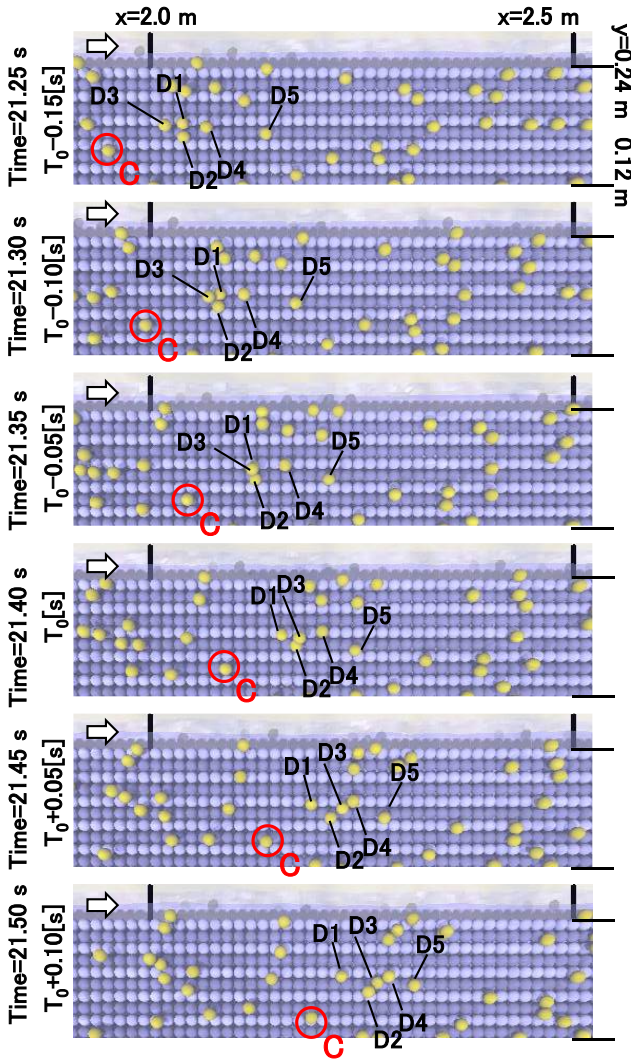
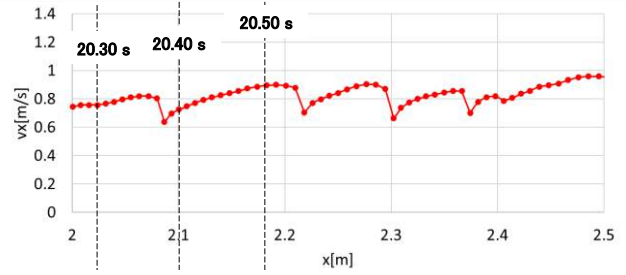
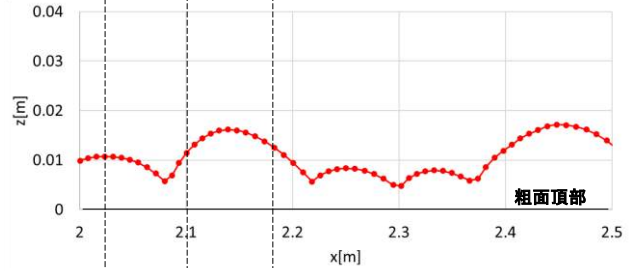


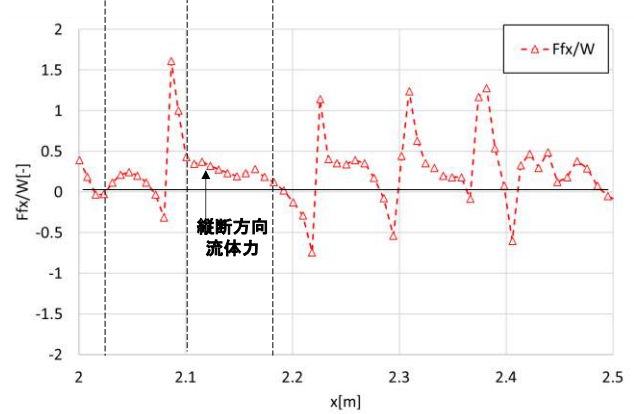
図 5-37 集団内の粒子配置の時間変化(平面図)



(a)粒子Cの移動速度

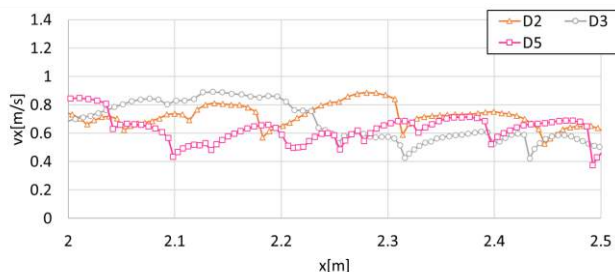


(b)粒子Cの軌跡

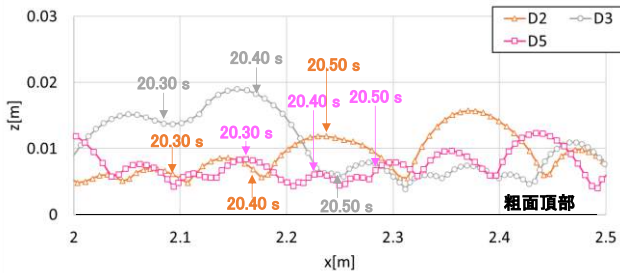


(c)粒子Cに作用する流体力の縦断方向成分

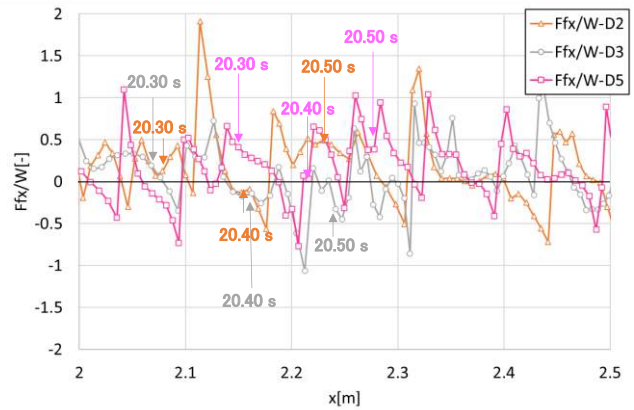
図 5-38 単独で流下する粒子 C の運動



(a)粒子D2,D3,D4の移動速度



(b)粒子D2,D3,D4の軌跡



(c)粒子D2,D3,D4に作用する流体力の縦断方向成分

図 5-39 集団で流下する粒子 D2,D3,D5 の運動

5.3.3 流体の主流速分布, 粒子の移動速度分布に及ぼす粒子濃度の効果

図 5-40～図 5-42 に, 時空間平均した主流速分布, 粒子濃度分布, 粒子群の移動速度分布を示す.

粒子濃度の増加に伴い, 平均流速 $U_{fm-main}$ は減少する. 浮遊粒子を含む固定床粗面乱流を対象とした Muste らの水理実験¹⁰⁾や Chan-Braun らの数値解析¹⁵⁾の結果と同様に, 跳躍する粒子群を含む固定床粗面乱流においても, 粒子濃度の増加と共に流れに及ぼす抵抗も大きくなる.

一方, 流速分布に着目すると, clear flow のケース 1 や浮遊粒子を含む固定床粗面乱流^{10),15)}の流速分布と比較して, 粒子濃度が大きくなるほど, $0.2 \leq z/d < 1.5$ の低い位置では流速が極端に小さくなり, 水面付近で急激に clear flow の流速分布に近づく(図 5-40(b)). これは, 図 5-41 に示すように, 粒子群は, $0 < z/d < 1.5$ の低い位置を移動し続け流れに対して抵抗となり, 粒子濃度の小さい $z/d > 2.0$ では, 低い位置と比較して相対的に流れが加速するためである.

次に, 粒子群の運動を検討する. ケース 2,3 ともに粒子群は $0 < z/d < 1.5$ の高さに集中し(図 5-41), 粒子濃度がピークとなる高さは $d/z = 0.75$ 程度である. 粒子が跳躍すると($z/d > 1.0$), 高速流に乗り移動速度は大きくなる(図 5-42(a)). なお, 全粒子が完全に転動する場合, 粒子濃度は, $z/d > 1.0$ で 0 %となり, $z/d = 0.5$ でピーク値を取る.

次に, 粒子群の速度分布と流れの流速分布の関係について検討する. 縦軸に対数をとった片対数グラフに着目すると(図 5-41(b)), 粒子濃度の小さいケース 2 の粒子群の移動速度分布は全体的に流体の流速分布と平行になる. この傾向は, 粒径の小さい粒子を含む Muste らの実験結果¹⁰⁾や粒径は大きい粒子群の浮遊する条件の Chan-Braun らの数値解析結果¹⁵⁾にもみられる. これに対して, 粒子濃度が大きく, 転動する粒子も含まれるケース 3 では, $z/d < 1.0$ において, 粒子速度は極端に小さくなる. この理由は, 図 5-41 に示すように, ケース 3 では底面付近で粒子濃度が極端に大きくなり, 僅かではあるが移動粒子同士が折衝すること, また個別の粒子に作用する流体力が小さくなるためと考えられる.

跳躍運動する粒子群に作用する流体力(抗力係数)と粒子濃度の関係については, 今後の課題とする. 本検討のように粒子よりも小さな計算格子を用いる Euler-Lagrange 手法(IRDNS, IRLES)では流れの解析結果から, 粒子に作用する流体力を直接評価することが可能である. これに対して, 流体と固体粒子を共に Euler 的に解く E-E 手法では, 粒子に作用する抗力を, 例えば文献 29)のように抗力係数等の経験式を用いて評価している. これらを比較した結果は基礎流体力学・土砂水理学の発展に役立つと考えている.

このような, 粒子群の跳躍運動に伴い主流の抵抗が大きくなる要因として, 第一に, 粒子に作用する抗力の反作用が生じること, 第二に, 粒子の跳躍運動に伴い流れの乱れ構造が変化することが挙げられる. 次項では, 流れの乱れエネルギー k を構成する乱れ強度 u'_{rms} , v'_{rms} , w'_{rms} の鉛直分布と粒子濃度の関係を調べる.

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

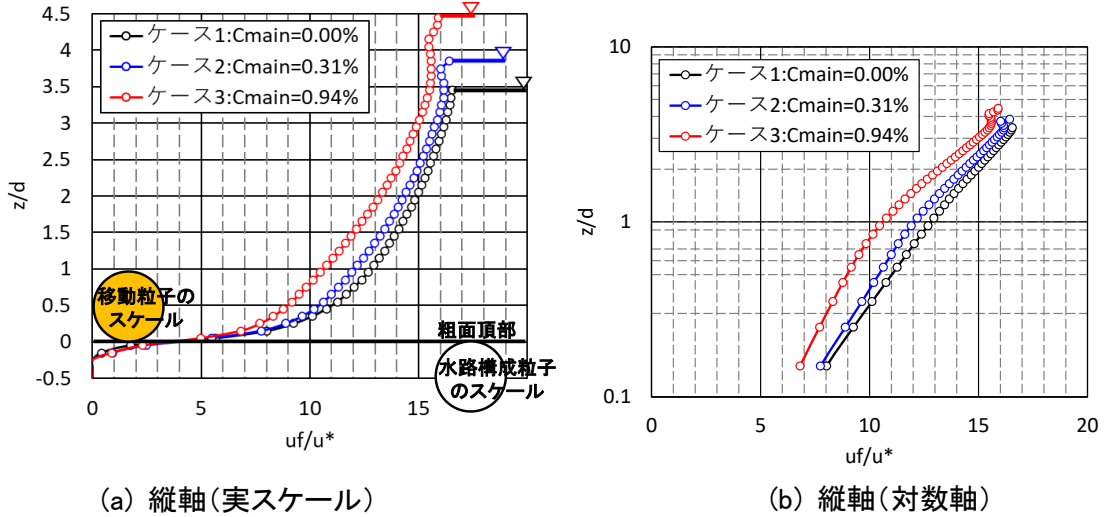


図 5-40 時空間平均した主流速分布

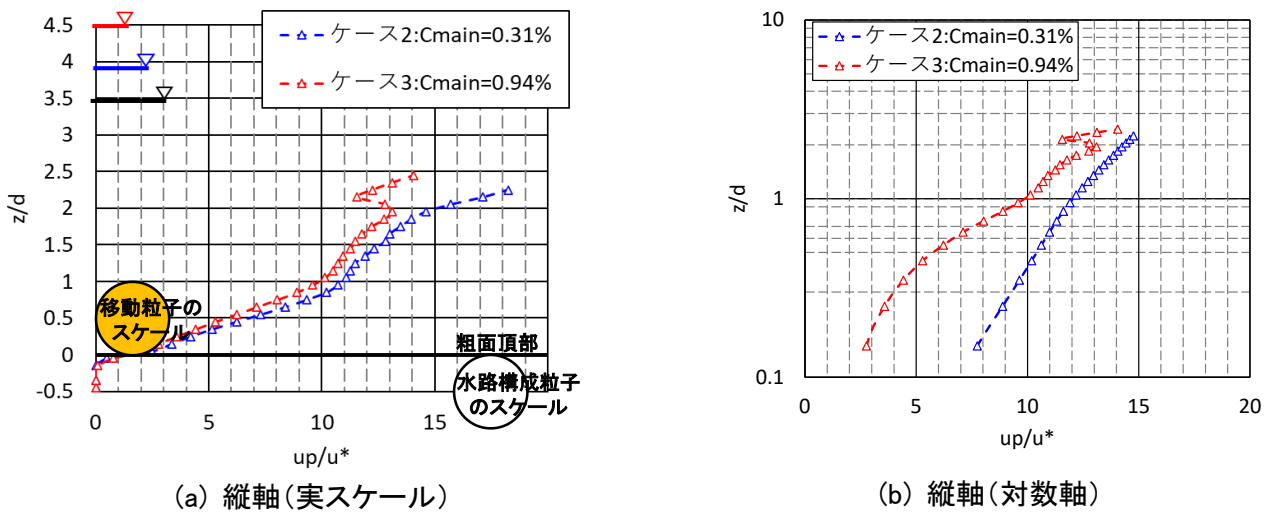
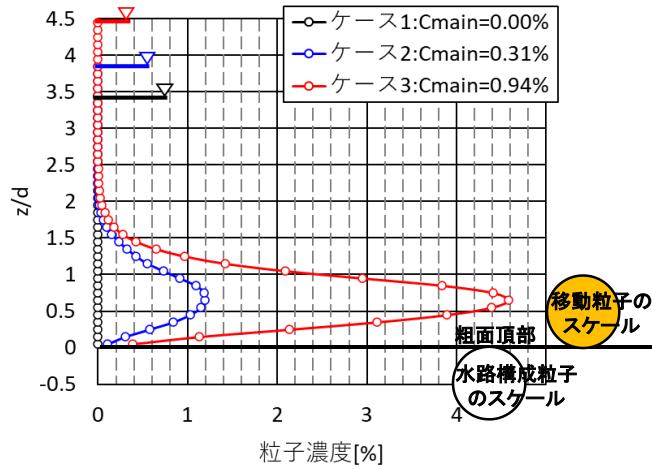


図 5-42 粒子群の平均移動速度

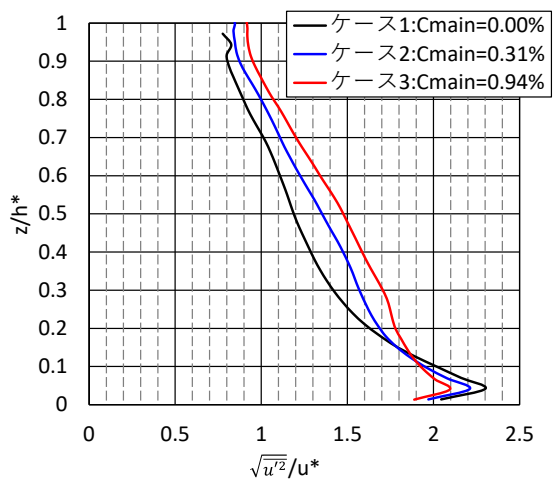
5.3.4 流体の乱れ構造(乱れ強度分布)に及ぼす粒子濃度の効果

前項において、粒子濃度の増加と共に主流速分布が変化することを示した。この要因の 1 つに、粒子の跳躍運動に伴う流体の乱れ構造の変化を挙げることができる。本項では、乱れエネルギー k の構成要素である乱れ強度 u'_{rms} , v'_{rms} , w'_{rms} の鉛直分布に及ぼす粒子濃度の効果を示す(図 5-43)。なお、乱れの統計量は LES で直接計算された成分のみを用い、格子以下のスケールの乱れは含まない。

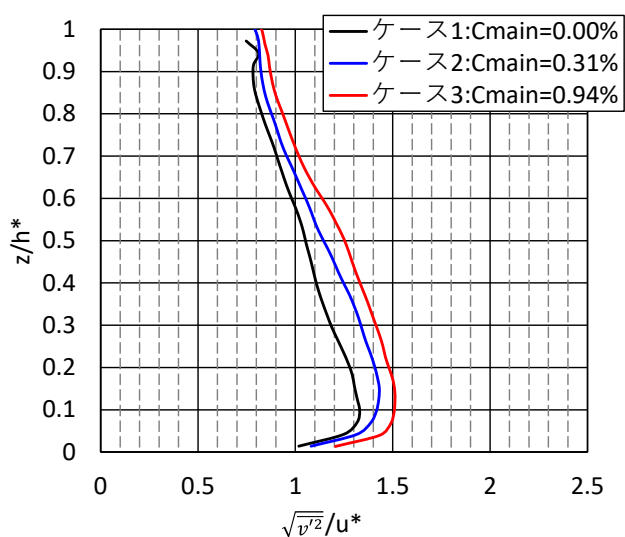
底面近傍($z/h^* < 0.15$)における乱れ強度の縦断方向成分を除き、粒子濃度の増加と共に乱れ強度の全成分が増加する。この機構は、浮遊粒子を含む乱流^{1-4), 6-10)}の傾向と異なり、粒子の跳躍運動が渦を放出するなど流れを乱すためと推定することができる。特に、粒子の最高跳躍高($z/d = 2.0$)よりも高い位置においても乱れ強度が増加しており、大粒径粒子群の跳躍運動の流体の乱れ構造に及ぼす影響は大きい。

なお、乱れ強度の縦断方向成分 u'_{rms} が底面近傍($z/h^* < 0.15$)において粒子濃度の増加と共に小さくなる理由は、粒子は基本的に底面付近に存在し、流速が小さくなるためと考えられる。

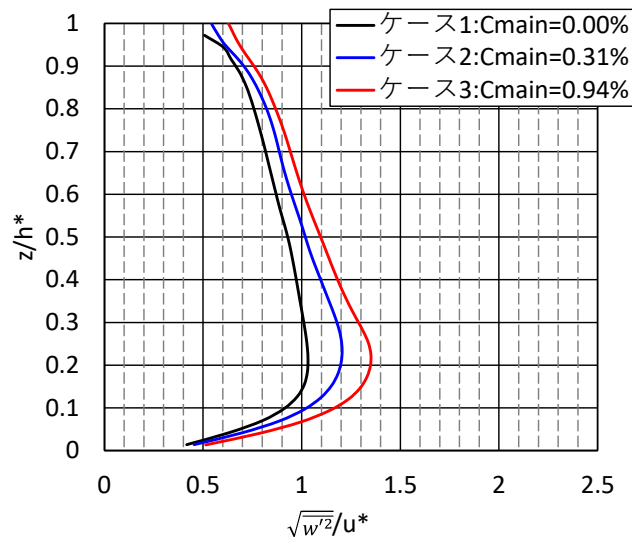
次項では、粒子が跳躍運動する過程における周囲の流速場(流れの瞬間構造)を分析し、本項で示した乱れ強度(流速変動の時間平均量)が増加する要因を解明する。



(a) 縦断方向流速の変動に伴う乱れ強度分布



(b) 横断方向流速の変動に伴う乱れ強度分布



(c) 鉛直方向流速の変動に伴う乱れ強度分布

図 5-43 流体の乱れ強度分布に及ぼす粒子濃度の効果

5.3.5 粒子の跳躍運動に伴う周囲の流速変化

本項では、前項で示した粒子運動に伴う流れの構造変化の要因を解明することを目的とする。第一に、粒子が跳躍する時の周囲の流速場の時間変化を分析し、粒子の跳躍運動と周囲の流れの瞬間構造の関係を示す。第二に、流速変動について四象限分析を行い、流速変動の特性と粒子の跳躍運動の関係を解明する。

周囲に別の粒子が存在せず単独で移動する図 5-35 の粒子 A を対象とする。図 5-44 に、粒子 A が跳躍するときの周囲の流速場(u, w)を示す。粒子 A は、時刻 t_0 にて跳躍し始め、時刻 $t_0 + 0.04$ 秒にて跳躍が進み、時刻 $t_0 + 0.06$ 秒にて跳躍高がピークとなる。粒子が跳躍し始めると、粒子に巻き込まれるように周囲の流体が移動する。このため、粒子の上流側($2d = 0.024$ m 程度の範囲)にて鉛直上向きの流れが発生し($w > 0: t_0 \leq t \leq t_0 + 0.06$ s), 底面付近の遅い流体塊が高い位置に輸送される。また、粒子中心から $2d \sim 3d$ 程度上流側では下降流が生じ($w < 0$), 高い位置の高速流体塊が低い位置に侵入することが分かる($t_0 + 0.04$ s $\leq t \leq t_0 + 0.06$ s)。また、粒子の重心から 1 粒径($d = 0.012$ m)程度の範囲に着目すると、粒子の自転により、粒子の直上流及び直下流においてそれぞれ極端に強い上昇流と下降流が発生する。

次に、図 5-44 に示す P0($z/d = 0.5$)及び P1($z/d = 1.5$)地点の流速 3 成分の時系列データを示す(図 5-45)。なお、P0, P1 地点は、それぞれ跳躍時の粒子 A が通過する地点と跳躍時の粒子 A よりも高い地点である。P0 地点に着目すると、時刻 13.40 秒付近において別の粒子が跳躍形態で通過し、13.58 秒付近では図 5-35 の粒子 B が転動形態で通過し、さらに 13.68 秒付近において粒子 A が跳躍形態で通過する。なお、これら以外の時間帯に P0 地点を通過した粒子はないことから、P0 地点の主流速 u の主要な変動は主に粗面構造によるものが大きい。

このようなときの高い位置(P1: $z/d = 1.5$)の流速変動に着目する。P0 地点を粒子が跳躍形態で通過する時刻には、鉛直上向きの流れ($w > 0$)が発生し、その直後に主流速 u は極端に小さくなる($u < \bar{u}$)。これは、粒子の跳躍運動が主流の構造に対して乱流の ejection ($u' < 0, w' > 0$)のように作用することを意味する。また、図 5-44(a-3), (b-3)に示すように、粒子 A が通過した後(時刻 13.75 秒)、高い位置の高速流が低い位置に降下するため($w < 0$)、P1 地点において主流速は大きくなる($u' > 0$)。すなわち、粒子の跳躍運動は乱流の sweep のような働きをもたらす。

一方、P0 地点を粒子 B が転動形態で通過するときには、P1 地点において特徴的な流速変動は発生しない。これは、転動する粒子の主流にもたらす影響は粒子の自転によるものであり、図 5-44 に示すように、この範囲は極端に小さいためである。

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

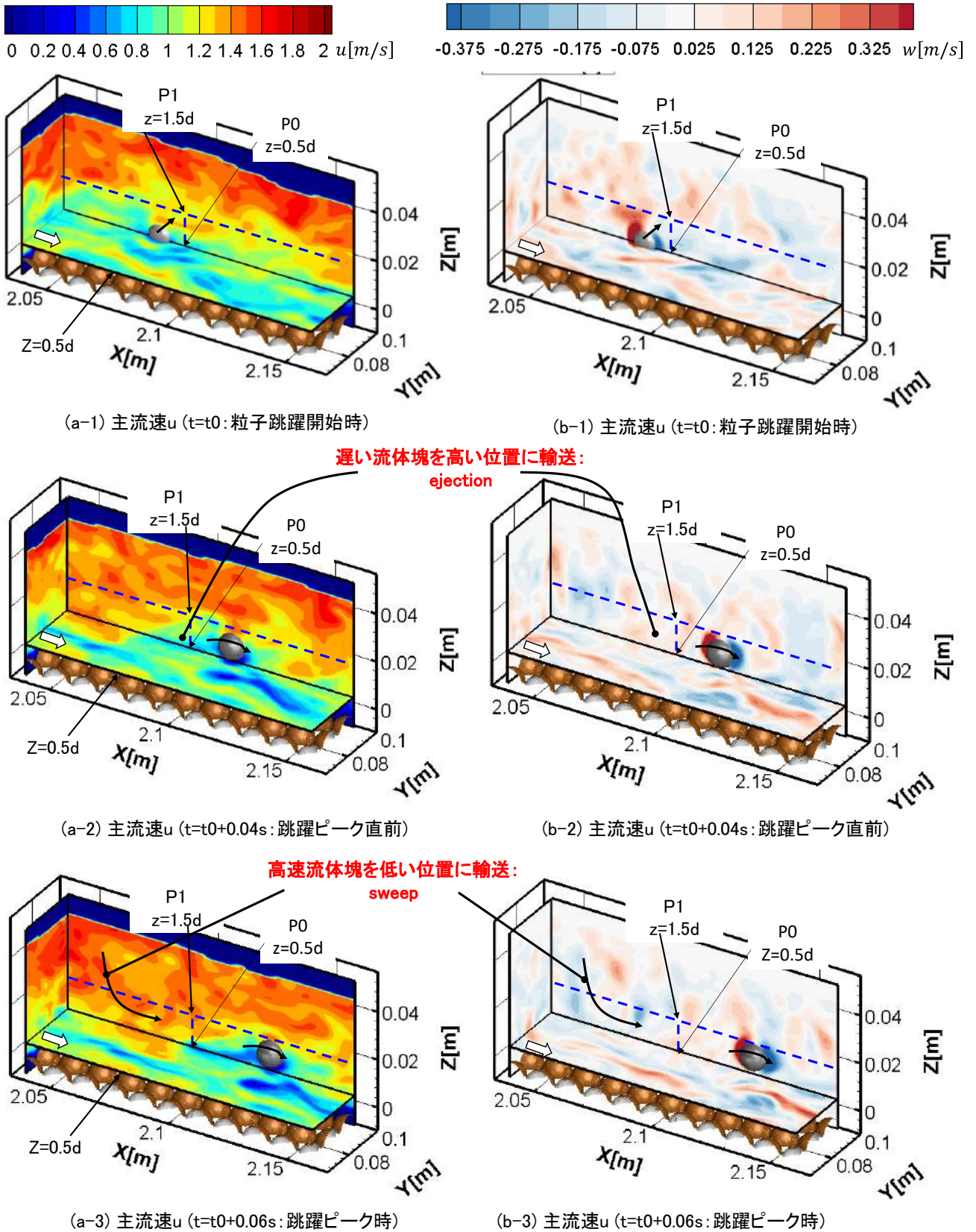


図 5-44 跳躍する粒子周りの流速場の時間変化

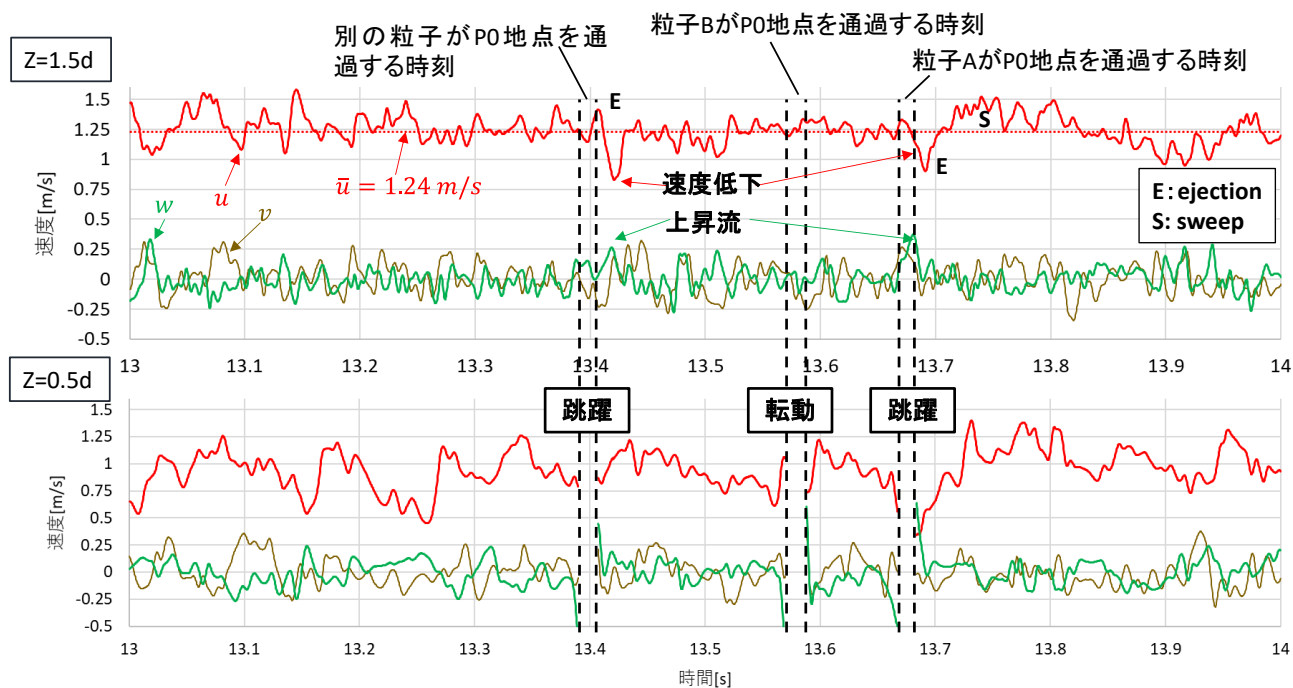


図 5-45 P0, P1 地点の流速 3 成分の時系列データ

第 5 章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

上記のように、粒子の跳躍運動は、主流に対して乱流の ejection や sweep のような影響を及ぼす。粒子の跳躍運動に伴う流速変動が粒子濃度によってどの程度影響を受けるか分析するため、流速変動の四象限分析を行う。

図 5-46 に、ケース 1 (clear flow: $C\text{-main} = 0.00\%$) と 2 ($C\text{-main} = 0.31\%$) における $z/d = 1.5$ 地点の主流速及び鉛直方向流速の変動 u' , w' の関係を示す。clear flow のケース 1 に着目すると、粗面乱流の流速変動特性について一般的に指摘されるように全体的に u' と w' は負の相間を取り、主に ejection ($u' < 0, w' > 0$) や sweep ($u' > 0, w' < 0$) が流れの構造に影響を与えることが分かる。

次に、粒子を含むケース 2 に着目する。粒子の跳躍運動の影響のない時間帯の流速変動は、clear flow のケース 1 の流速変動と同程度のバラツキで負の相関を取る。これに対して、粒子の跳躍運動の影響を受ける $13.40 < t < 13.45$ s や $13.68 < t < 13.82$ s では、clear flow のケース 1 やケース 2 の粒子の跳躍運動の影響を受けない時間帯と比べ、瞬時レイノルズ応力の大きさ $|u'w'|$ が大きくなる。また、 $13.68 < t < 13.82$ s の跳躍運動に伴う sweep の影響を受けるときの $|u'w'|$ は、clear flow のケース 1 やケース 2 の粒子の跳躍運動の影響を受けない時間帯の値と同程度である。

上記の結果より、粒子の跳躍運動は、主流に対して、主に ejection のような効果をもたらし、その大きさと頻度が clear flow のときと比べて増加することが明らかとなった。

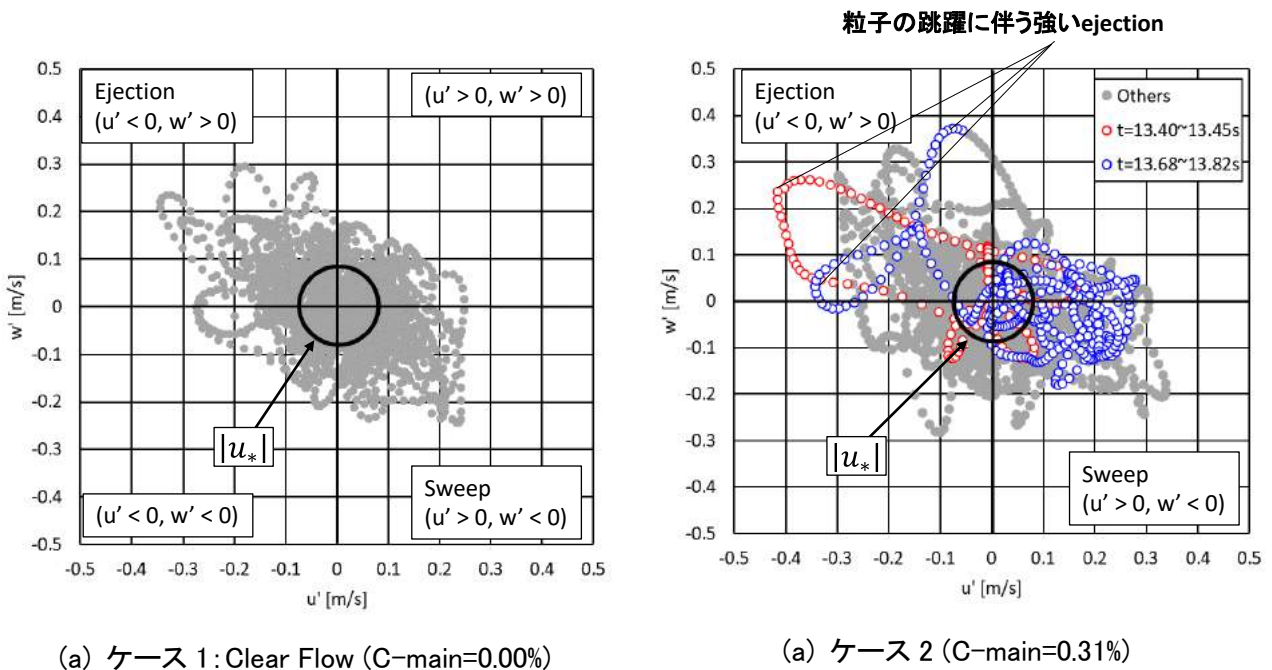


図 5-46 流速変動の四象限分析の比較(ケース 1, ケース 2)

5.4 第5章のまとめ

本章では、第一に、単一石礫流送実験映像¹⁶⁾を画像解析し、開水路粗面乱流中を流下する非球形石礫の流下挙動と石礫形状の関係を示した。

第二に、単一石礫流送実験¹⁶⁾を対象に第2章で示した数値解析法(APM)¹²⁾を適用し、開水路の粗い底面との接触を考慮した非球形石礫の流体中の挙動を説明可能なことを示した。また、粒子の跳躍運動に及ぼす粒子形状や底面凹凸との関係を考察した。

第三に、大粒径粒子群を含む固定床浸透性粗面乱流の数値解析を実施し、大粒径粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化の機構を解明した。

●単一石礫流送実験映像の画像解析と石礫の流下挙動に及ぼす石礫形状●

14. 重村の開水路石礫流送実験映像を画像解析することにより、「粗面開水路との接触を伴う非球形石礫の流下挙動」に関する実験データを数値解析に用いる形式に整理した。これは、粗い底面との接触を伴う非球形粒子の流下挙動を対象とした数値解析の検証材料となる。
15. 開水路石礫流送実験映像の画像解析より、「長軸周りの形状が円形に近い石礫」は、主に「長軸を回転軸とした転動と跳躍」により移動し、このときの移動速度は安定することを示した。これは、石礫形状の対称性が強く、回転軸が定まり、運動が安定するためである。ただし、石礫形状の非対称性が強くなると、回転軸が不安定になり、水路床と接触する際に高頻度で姿勢を変える。また、石礫頂部が水路床に接触すると極端に大きく跳躍することがある。一方、「扁平で短軸周りの形状が円形に近い石礫」は「短軸を回転軸とした転動と跳躍」と「長軸や中軸を回転軸とした跳躍(滑空形態)」の2つの移動形態を有し、移動形態を変えながら流下することを示した。

●単一石礫流送実験を対象とした数値解析による検討●

16. 単一石礫流送実験を対象に、APM法を適用し、石礫よりも小さな平面スケールの水路底面凹凸を解析に的確に考慮することにより「粗面水路との接触を考慮した非球形石礫の水流中の移動形態と移動速度」を説明可能であることが明らかになった。
17. 同体積で形状の異なる石礫(石礫 C,D)の跳躍運動の比較より、非球形石礫の方が球形石礫と比べて跳躍高さとそのばらつきが大きくなることを明らかにした。また、非球形石礫の方が水路底面に及ぼす衝突力の流下方向成分(x方向成分)が相対的に大きくなることを明らかにした。今後、粒子の跳躍運動や水路底面に及ぼす衝突力に及ぼす粒子の大きさ(体積)、形状、底面凹凸、水理量(シー ルズ数や粒径水深比 d/h)の効果を体系的に分析する必要がある。

●移動する大粒径粒子群を含む開水路粗面乱流の構造変化●

18. 大粒径粒子群の跳躍運動により開水路粗面乱流の抵抗は増加し、流体の速度は小さくなる。この傾向は、大粒径粒子が浮遊する検討事例¹⁵⁾においても確認することができる。

19. 流速分布に着目すると、粒子群が跳躍する $0 \leq z/d \leq 1.5$ において流速は極端に小さくなり、水面に近づくにつれて流速は clear flow のときの分布に近づく。浮遊粒子を含む固定床粗面乱流の主流速分布は clear flow の流速分布と平行に近いが¹⁵⁾、粒子が跳躍する条件では相対的に底面付近の抵抗が増加するため主流速分布の形状が変化する。
20. 開水路粗面乱流の抵抗が増加する要因の一つに、粒子の跳躍運動に伴う流体の乱れの増加が挙げられる。本検討の範囲では、粒子濃度の増加に伴い、流体の乱れ強度の全成分が増加した。この傾向は、浮遊粒子を含む乱流場の構造^{1)4),6)-10)}と異なり、粒子の移動形態の違いが影響していると判断することができる。
21. 粒子周りの流速場、流速の時系列データ、流速変動の四象限分析より、流体の乱れ強度が増加する要因を解明した。すなわち、粒子周りの流体は粒子運動に巻き込まれるため、粒子が跳躍し始めると底面付近の低流速塊は高い位置に輸送され($w' > 0$)、高い位置の主流速 u は小さくなる($u' < 0$)。また、粒子がピーク付近に到達すると、巻き上げられた低流速塊よりもさらに上流側において鉛直下向き流れ($w' < 0$)が発生し、高い位置の高速流体塊が低い位置に輸送され、低い位置の主流速は大きくなる($u' > 0$)。これらのことから、粒子の跳躍運動は、主流に対して乱流の ejection や sweep のような効果をもたらすことが明らかとなった。

第5章の参考文献

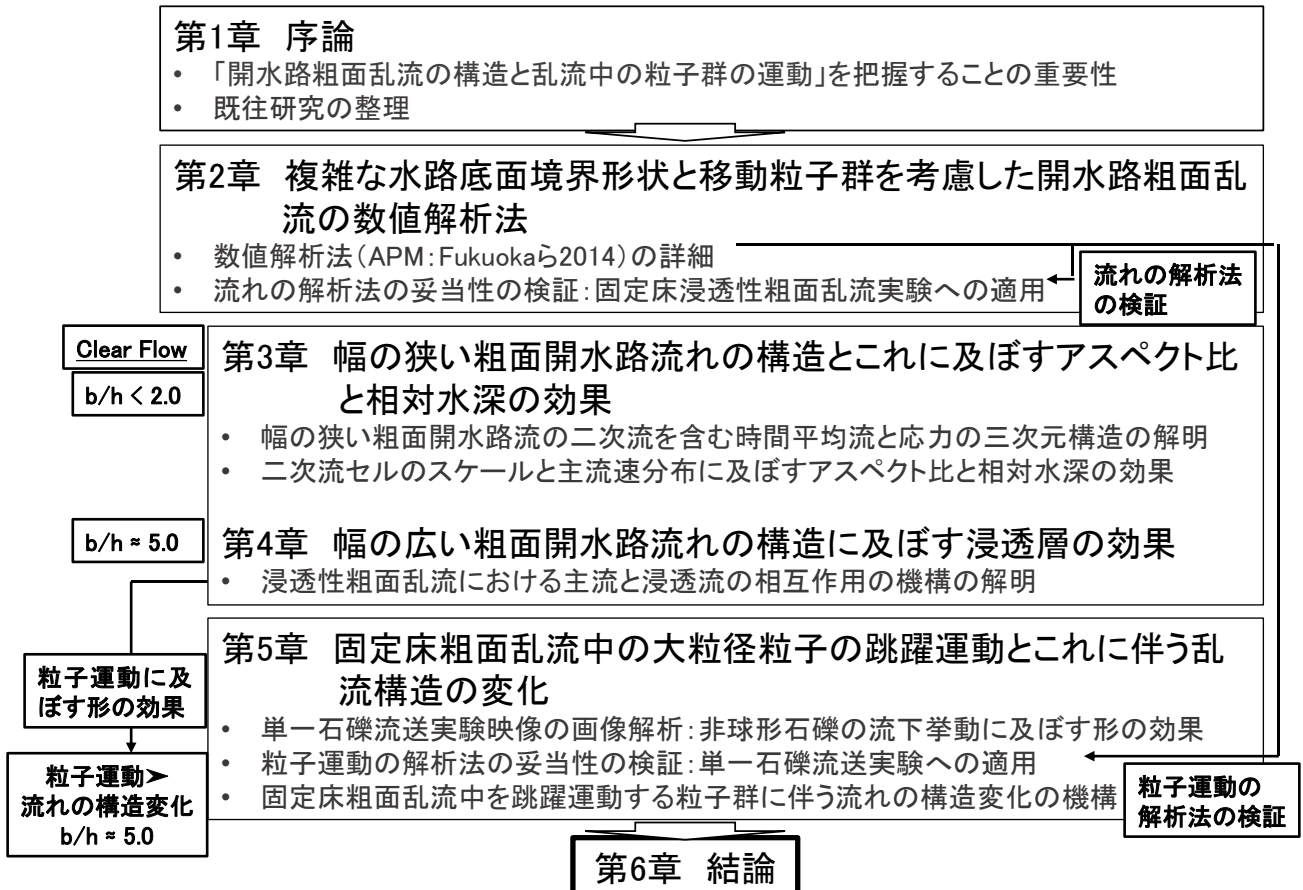
- 1) 日野幹雄：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第92号，pp.11-22, 1962.
- 2) 日野幹雄：粗面水路における土砂流の抵抗法則およびその応用，土木学会論文集，第95号，pp.1-8, 1965.
- 3) Lyn, D.A.: A similarity approach to turbulent sediment-laden flows in open channels. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.193, pp.1-26, 1988.
- 4) Rashidi, M.G., Hetsroni, G. and Banerjee, S.: Particle-turbulence interaction in a boundary layer. *International Journal Multiphase Flow*, Vol.16(6), pp.935-949, 1990.
- 5) Gore, R.A. and Crowe, C.T.: Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.15(2), pp.279-285, 1989.
- 6) Best, J., Bennett, S., Bridge, J.S. and Leeder, M.: Turbulence modulation and particle velocities over flat and sand beds at low transport rates. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.123(12), pp.1118-1129, 1997.
- 7) Kaftori, D., Hetsroni, G. and Banerjee, S.: The effect of particles on wall turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.24(3), pp.359-386, 1998.
- 8) Kiger, K.T. and Pan, C.: Suspension and turbulence modification effects of solid particulates on a horizontal turbulent channel flow. *Journal of Turbulence*, Vol.19(3), pp.1-21, 2002.
- 9) Righetti, M. and Romano, G.P.: Particle-fluid interactions in a plane near-wall turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.505, pp.93-121, 2004.
- 10) Muste, M., Yu, K., Fujita, I. and Ettema, R.: Two-phase flow insights into open-channel flows with suspended particles of different densities. *Environmental Fluid Mechanics*, Vol.9, pp.161-186, 2009.
- 11) Ji, C., Munjiza, A., Avital, E., Xu, D. and Williams, J.: Saltation of particles in turbulent channel flow. *PHYSICAL REVIEW E*, Vol.89, 052202, 2014.
- 12) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in numerical movable-bed channel. *Advances in Water Resources*, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 13) 田所弾, 福田朝生, 福岡捷二：流砂運動の素過程と流砂量に及ぼす粒子形状・粒度分布の影響，*混相流*，Vol.30, pp.491-498, 2017.
- 14) 熱海孝寿, 福岡捷二：石礫粒子形状の違いが流れ場と河床形状に及ぼす影響の研究，*土木学会論文集 B1(水工学)*，Vol.75(5), pp.I_919-I_924, 2018.
- 15) Chan-Braun, C., Garcia-Villalba, M. and Uhlmann, M.: Direct numerical simulation of sediment transport in turbulent open channel flow. *High Performance Computing in Science and Engineering'10*, pp.295-306, 2011.
- 16) 重村一馬：排砂水路を流下する礫群の運動と水路底面の磨耗進展機構，*広島大学大学院工学研究科修士論文*，2004.

第5章 固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化

- 17) 福岡捷二, 篠原康寛, 正木丈也, 重村一馬, 藤堂正樹, 岡田将治, 斉藤一正: 排砂水路底面の磨耗進展機構の実験的検討, 水工学論文集, 第48巻, pp.1135-1140, 2004.
- 18) 福岡捷二, 渡邊明英, 篠原康寛, 山下翔, 斉藤一正: 高速で多量に流下する礫群の運動機構と床面磨耗量の推算, 河川技術論文集, 第11巻, pp.291-296, 2005.
- 19) Takakuwa, Y. and Fukuoka, S.: Motions of single and a group of particles with different shapes flowing down in fixed bed channels. Two-phase modelling for sediment dynamics in geophysical flows, THESIS-2016, pp.89-92, 2016.
- 20) Fukuda, T. and Fukuoka, S.: Euler-Lagrange simulation of invert concrete abrasion. 2nd International Workshop on Sediment Bypass Tunnels, FP14, 2017.
- 21) Matsushima, T., Katagiri, J., Uesugi, K., Tsuchiyama, A. and Nakano, T.: 3D shape characterization and Image-Based DEM simulation of the Lunar Soil Simulation FJS-1. Journal of Aerospace Engineering, Vol.22(1), pp.15-23, 2009.
- 22) 藤岡奨, 牛島省: 運動する任意形状物体を含む流れ場の MICS による数値計算法, 水工学論文集, 第50巻, pp.751-756, 2006.
- 23) 河村三郎: 土砂水理学 1, 森北出版株式会社, 2005.
- 24) Zingg, T.: Beitrage zur Shotteranalyse. THESIS, ETH, Zurich, 1935.
- 25) 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-, 森北出版株式会社, 2004.
- 26) 福田朝生: Personal Communication, 2016.
- 27) 表真也, 岡田慎哉, 石川博之, 日下部祐基, 伊藤佳彦: 3次元 DEM を用いた落石シミュレーションの定数設定法に関する検討, 土木学会北海道支部論文報告集, 第65号, C-6, 2008.
- 28) Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Lanier, J. and Ducret, R.: Saltating motion of a bead in a rapid water stream. PHYSICAL REVIEW E, Vol.66, 036306, 2002.
- 29) Dong, P. and Zhank, K.: Two-phase flow modeling of sediment motions in oscillatory sheet flow. Coastal Engineering, Vol. 36, pp. 87-109, 1999.

第6章

結論



第6章 結論

6.1 結論

本論文では、開水路粗面乱流の構造と乱流中の粒子群の運動を明らかにすることを目的とし、移動粒子の大きさや形状といった粒子特性や移動粒子同士の相互作用、移動粒子の跳躍運動と水路底面凹凸の関係、水路のスケールや境界形状に応じた流れ場を考慮することの可能な解析法を示し(第2章)、第一に移動粒子を含まない開水路粗面乱流(clear flow)の構造に及ぼす水路幅や水深、浸透層有無の効果を明らかにした(第3章、第4章)。第二に、開水路粗面乱流中の移動粒子に着目し、実験映像の画像解析や数値解析より、石礫の流下挙動に及ぼす形の効果、粒子の跳躍運動に伴う流れの構造変化の機構を解明した(第5章)。以下に主要な結果を示す。

第2章「移動粒子群及び複雑な水路境界形状を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法」では、複雑な水路底面境界形状と移動粒子を考慮した開水路粗面乱流の数値解析法(APM法)を示し、また固定床浸透性粗面乱流を対象に流れの解析法の妥当性を検証し、以下の結論を得た。

1. APM法では、流れの解析に粗度要素や移動粒子よりも小さな計算格子に基づくLESを用いており(IRLES)、固体境界周りの詳細な流れを解くことを可能とした。格子内に固体が含まれる場合には、固液混相の一流体モデルを適用し、固体の質量と運動量を算定し、計算格子で捉えることのできない固体の影響を流れ場に反映した。また、粒子はLagrange的に解き、粒子に作用する流体力は粒子周りの詳細な流れ場から直接評価するものである。粒子に作用する接触力は個別要素法で算定している。
2. 計算格子の粗い条件においても $d/\Delta = 10$ 、サブセル幅を小さくし固相の体積割合を精度良く算定することにより($d/\Delta_{subcell} = 60$)、固液混相の一流体モデルを導入したLESにより、固定床浸透性粗面乱流の流れ構造を説明可能なことを示した。

第3章「幅の狭い粗面開水路流れの構造とこれに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果」では、アスペクト比($b/h = 0.36 \sim 1.43$)と相対水深($h/r = 3.63 \sim 12.00$)の異なる幅の狭い開水路粗面乱流の三次元数値解析を実施し、幅の狭い粗面開水路流れの二次流を含む時間平均流と応力の三次元構造、二次流セルのスケールや主流速分布に及ぼすアスペクト比と相対水深の効果を解明した。

3. 幅の狭い粗面開水路流れでは、粗度要素前面の圧力増加に伴い、レイノルズ方程式の重力加速度項と圧力勾配項の和が粗度要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)と谷部に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)を駆動し、これら時間平均鉛直方向流速 \bar{w} とプラントルの第二種二次流とが重なり合うことにより、二次流が縦横断的に変化することを示した。なお、この範囲は、粗面頂部高さから粗度要素1個分程度高い位置までであり、これより高い位置では、時間平均流は縦断的に一樣になることを示した。これより、幅の狭い粗面開水路流の応力と時間平均流の三次元構造を解明し、可視化した。
4. 幅の狭い粗面開水路流れにおける主流速の最大値に対する二次流速の大きさの最大値 $|sv_{max}|/\bar{u}_{max}$ は、以下の2つの要因により、開水路滑面乱流と比べて大きくなることを明らかにした。

第6章 結論

第一に、潤辺の粗度配置の非一様性が大きくなることによりレイノルズ垂直応力の強度と発生領域が拡大すること、第二に、相対水深 h/r が小さくなる(粗度要素が大きくなる)ことにより粗度要素周りの時間平均鉛直方向流速の大きさの増加することである。また、相対水深が $h/r \leq 5.0$ の場合、二次流速の大きさの最大値が径深に基づく摩擦速度と同程度の大きさになることを明らかにした。

5. アスペクト比 b/h が大きく、相対水深 h/r が小さくなるほど、乱れの非一様性は増し、OSF のスケールは大きく、また ISF のスケールが小さくなることを示した。また、アスペクト比 b/h が 0.4 以下の場合、OSF は水面まで到達せずに、最大主流速は水面に現れ、velocity-dip 現象が発生しないことを示した。

第4章「幅の広い粗面開水路流れの構造に及ぼす浸透層の効果」では、幅が広く一様な大きさの球で構成された浸透性粗面と非浸透性粗面上の定常流れに関する三次元数値解析を実施し、流れの時空間平均構造、時間平均流の空間分布、乱流の瞬間構造に及ぼす浸透層の効果を明らかにした。

6. 従来から指摘されているように、浸透性粗面乱流の抵抗は非浸透性粗面乱流と比べて大きくなることを示した。ただし、相対水深が $h/r \approx 7.0$ と小さい、摩擦速度で無次元化した主流速鉛直分布や乱れ強度分布の時空間平均量には、粗面構造(浸透層の有無)の影響はほとんど表れなかった。
7. 粗度要素前面の圧力上昇に伴い、レイノルズ方程式の圧力勾配項が粗度要素を乗り越える流れ($\bar{w} > 0$)と谷部に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)、粗度要素を回り込む流れ(\bar{v})を駆動することを示した。特に浸透層を有する場合、谷部に潜り込む流れ($\bar{w} < 0$)は減衰しづらく、非浸透性粗面乱流と比較して強い下降流を形成することを明らかにした。これより、浸透性粗面乱流の応力と時間平均流の三次元構造を解明した。
8. 流れの瞬間構造の分析より、浸透性粗面乱流ではバースティング現象の発生頻度が増し(特に sweep)、非浸透性粗面乱流と比較して抵抗が大きくなること、また乱れ強度の鉛直方向成分が増加し、主流と浸透流の相互作用が活発になることを明らかにした。

第5章「固定床粗面乱流中の大粒径粒子の跳躍運動とこれに伴う乱流構造の変化」では、単一石礫流送実験映像の画像解析及び数値解析より、水流中の石礫の流下挙動に及ぼす形の関係を示した。また、粒子周りの流れ場の詳細な分析より、跳躍運動する粒子群に伴う流れの構造変化の要因を解明した。

9. 開水路粗面乱流中を流下する非球形石礫の挙動を撮影した映像(単一石礫流送実験)の観察より、石礫の流下挙動と形の関係を明らかにした。
 - (ア)「長軸周りの形状が円形に近い石礫」は、基本的に「長軸を回転軸とした転動・跳躍」により移動する。ただし、非対称性の強い形状の石礫は、回転軸が安定せずに水路底面と接触し、大きく跳躍することを示した。
 - (イ)「扁平で短軸周りの形状が円形に近い石礫」は、「短軸を回転軸とした転動・跳躍」と「長軸を回転軸として跳躍する滑空形態」とで移動形態を変えながら流下することを示した。
10. 実験映像を画像解析し、非球形石礫の軌跡や移動速度に関するデータを取得し、数値解析結果と比較できるようにした。
11. 詳細な水路底面形状と粒子形状を考慮することにより、APMを用いて「粗面との接触を伴う非球形石礫の流体中の運動(単一石礫流送実験)」を説明可能なことを示した。

12. 大粒径粒子群を含む固定床浸透性粗面乱流の数値解析より、粒子の跳躍運動は、主流に対して乱流の ejection や sweep のような効果をもたらすこと、また、この効果により、大粒径粒子群を含む粗面乱流の抵抗が増加することを示し、粒子群の跳躍運動に伴い流れ構造が変化する機構を明らかにした。

6.2 今後の研究の展開

本論文に関する今後の研究の展開を以下に示す。

「開水路粗面乱流に及ぼす水路境界形状の効果に関する基礎的研究」について

- 幅の広い粗面開水路流れの検討事例が少ない。今後は、様々な水理条件、粗面構造のもと検討を進め、流れ構造に及ぼすこれらの効果を解明する必要がある。特に、粗面表層の構造や空隙構造により造り出される組織的な乱れ構造が主流構造に与える効果を明らかにする。
- 本論文で用いた流れの解析法において、浸透性粗面領域に細分化格子を導入し、粗度要素周りの流れを詳細に評価できるように解析法を改良する。

「土砂水理学に関する基礎的研究」について

- 本論文で示したように、APM 法では、水流中の任意形状粒子群の三次元運動を評価することが可能である。様々な水理条件、底面凹凸のもと数値解析を行い、粒子の跳躍運動(アンサンブル平均やバラツキ)に及ぼす粒子特性(大きさ、形)や底面凹凸の効果を明らかに必要がある。また、これに伴う流れの構造変化を定量的に評価する。
- 第5章3節の数値解析は粒子濃度の小さい条件で実施しており、移動粒子間の接触に伴う相互作用の機構は分析していない。APM 法は、個別の粒子運動を直接解いており、移動粒子間の接触の解析結果から、移動粒子同士の直接的な相互作用の機構を解明する。
- 本論文では、大粒径粒子の運動に着目しており、細かい粒子の運動まで分析していない。底面粗度の骨格を形成する大粒径粒子や側壁の存在より発生する二次流が細かい粒子の運動に及ぼす効果を評価する。

「土砂移動に伴う河川構造物の破壊機構の解明と対策案の検討」について

本論文において、APM 法を用いて非球形粒子の個別の運動まで評価できることを示した。粒子運動を Lagrange 的に解く APM 法では、移動粒子が底面と接触する際の接触力や底面に与えるエネルギーを直接評価することが可能であり¹⁾、排砂水路の磨耗機構の解明やその対策案の検討を進める。

- 1) Fukuda, T. and Fukuoka, S.: Euler-Lagrange simulation of invert concrete abrasion. 2nd International Workshop on Sediment Bypass Tunnels, FP14, 2017.

謝辞

私は、2014年4月の学部4年次から中央大学河川工学研究室に所属し、卒業研究から博士前期課程、博士後期課程の約8年間にわたり、2度の病気療養を経ながらも、多くの方に支えていただき、本論文をまとめることが出来ました。

中央大学研究開発機構教授 福岡捷二先生には、研究内容について大局的な視点から助言とご指摘をいただきました。特に、基礎方程式に基づいて水理現象を分析する楽しさを学び、これが病気療養への励みとなりました。また、研究の持つ社会的意義や研究への取り組み方などあらゆる面からご指導を賜りました。

中央大学理工学部教授 樫山和男先生には、特に、数値解析に関する豊富な知見に基づく貴重なアドバイスをいただきました。また、博士後期課程としてのあり方についてご指摘をいただきました。

琉球大学准教授(前 中央大学研究開発機構准教授) 福田朝生先生には、解析法の改良やプログラミング、解析結果の検証方法や可視化方法などの多くのご指導をいただきました。また論文審査を通じて貴重な助言を頂きました。

中央大学理工学部 有川太郎教授、手計太一教授、田口東教授には、研究論文の審査を通じて、貴重なご助言とご指導を頂きました。

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、埼玉大学理工学研究科 田中規夫教授、五十嵐善哉助教、東京大学大学院工学研究科准教授 知花武佳先生には、研究の過程で発表を聞いていただいた際に、貴重なご助言とご指導を頂きました。

株式会社建設環境研究所研究員 重村一馬様には、単一石礫流送実験や水路磨耗実験のデータを提供していただき、また実験状況等をご教授して頂きました。

中央大学研究開発機構 藤田光一客員教授、田端幸輔准教授、後藤岳久准教授、竹村吉晴准教授、後藤勝洋専任研究員をはじめとする河川工学研究室の皆様には、常日頃、研究内容等について議論させていただき、多くのアドバイスをいただきました。また、皆様の研究に対する姿勢や社会に対する思いを肌で感じる事ができ、研究を進めることが出来ました。

ここに名前を上げさせて頂いた皆様には、心より感謝申し上げます。

仲井いく子様には、私が研究に専念できるように多大なご配慮をいただきました。厚く御礼申し上げます。

最後に、私の研究を理解し、療養中も支えてくれた両親に感謝致します。

付録

付録

付録

Appendix.1 幅の狭い粗面開水路流れにおける主流速鉛直分布(第3章)

開水路粗面乱流では、直線水路においてもアスペクト比 b/h が 2.5 以下の場合には、主流に垂直な方向の流れ(二次流)が発生し、対数分布則(式(A.1.1))は成立しなくなる。参考のため、ケース 1,3,4 の主流速鉛直分布を示す(図 A.1-1~図 A.1-3)。

$$\frac{\bar{u}}{u_*(R)} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + A_r \quad (\text{A.1.1})$$

なお、以下のように、水深平均流速が各ケースの断面平均流速 U_{mean} と等しくなるように相当粗度 k_s を決め、径深 R に基づく摩擦速度 $u_*(R)$ を用いた対数分布を併記する。積分定数は $A_r = 8.5$ である。座標原点は粗度頂部より $r/3$ 低い位置とした。

$$U_{mean} = \left[A_r - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{h}{k_s} \right] u_*(R) \quad (\text{A.1.2})$$

$$k_s = \frac{h}{\exp \left[\kappa \left(\frac{U_{mean}}{u_*(R)} - A_r + \frac{1}{\kappa} \right) \right]} \quad (\text{A.1.3})$$

第一に、時空間平均流速分布と対数分布則を比較する。いずれのケースも対数分布則と比べ、概ね $z/k_s < 1.0$ において対数分布則よりも流速は小さくなり、これより高い位置の流速は対数分布則よりも大きくなる。

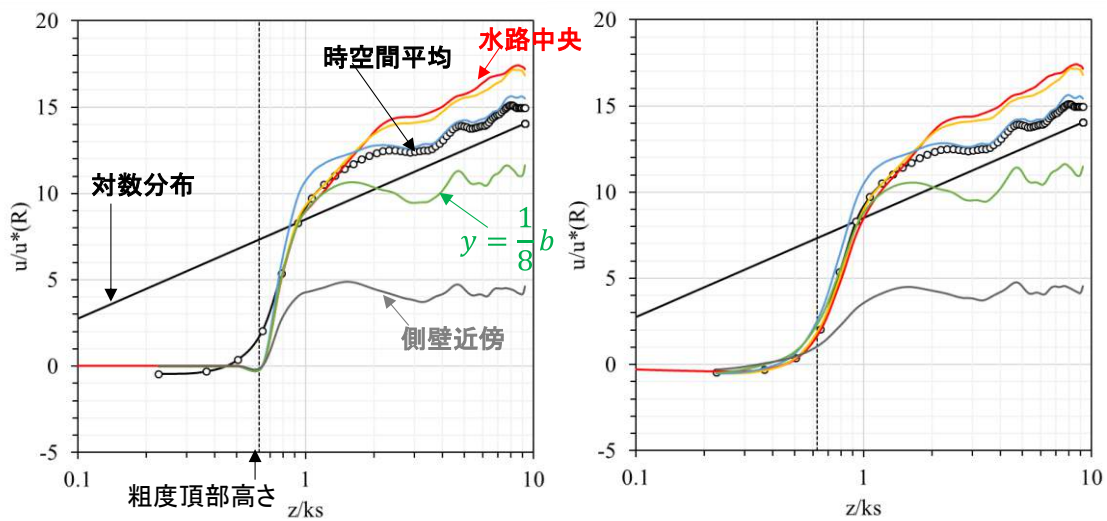
第二に、時間平均流速分布の全体的な傾向を示す。いずれのケースにおいても時間平均流速分布は、 $z/k_s < 1.0$ の底面近傍に限って縦断方向に変化する。第3章で示すように、断面 c「谷部に潜り込む流れの発生する位置」では微小ではあるが逆流が発生する。 $z/k_s > 1.0$ の高い位置に着目すると、全体的に側壁に近づくにつれて、流速分布が高さ方向に一様になる。これは、底面の粗度の影響が弱く、側壁の存在に伴う抵抗が支配的となるためである。

第三に、時間平均流速の鉛直方向変化に着目すると、第3章で示すように、二次流セルに伴い主流速は歪む。アスペクト比 b/h が 0.4 以下のケース 1 と 4 に着目し、相対水深 h/r の効果を検討する。横断位置が $y/b = (1/4)$ や $(1/8)$ で高さ $z/k_s \approx 1.0$ の位置の主流速は水路中央よりも大きくなる。これは BSF や OSF の底面コーナーに向かう成分により水路中央の高い位置の高速流体塊が側壁方向に輸送されるためである。この BSF や OSF に伴う主流速の変化量は、ケース 1 よりもケース 4 の方が大きい。これは、相対水深 h/r の大きいケース 4 では、相対的に粗度要素周りの鉛直方向流れと比べ BSF や OSF による横断方向流れが大きくなり、水路中央の高速流体塊を輸送しやすくなるためである。

水面付近に着目すると、ケース 4 では、 $(1/4) > y/b > (1/40)$ において主流速が大きくなる。これは、ISF により水路中央付近の高速流が側壁方向に輸送されるためである。これに対してケース 1 では、ISF による主流速の変化は小さい。これは、第3章で示すように、相対水深 h/r の小さいケース 1 では OSF のスケールが大きくなり、ケース 4 と比較して相対的に ISF のスケールが小さくなるためである。

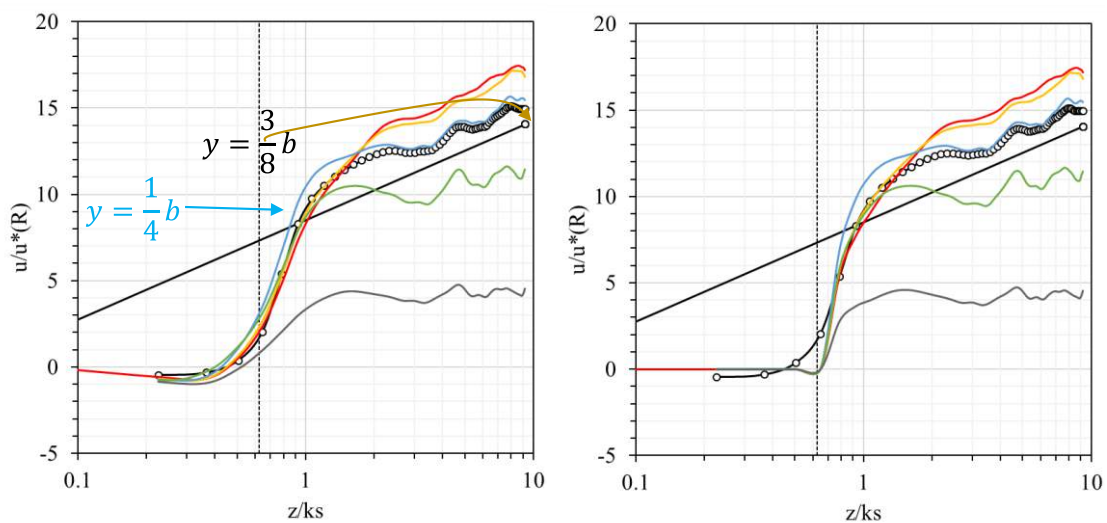
次に、アスペクト比が大きく相対水深の小さいケース 3 ($b/h = 1.38, h/r = 3.63$) に着目する(図 A.1-2). ケース 3 では、OSF が水面まで到達するため水路中央の水表面流速は小さくなり、 $z/ks = 5$ 程度 ($z/h = 0.7$ 程度) で主流速が最大となり、velocity-dip 現象を明確に確認することができる. また、ケース 3 では OSF のスケールが大きく ISF は形成されないため、OSF により底面コーナーから輸送される低速流体塊が水面と側壁に囲まれたコーナーに輸送される、この領域における主流速は、低い位置よりも小さくなる.

上記の結果は、幅が狭く第二種二次流が発生する流路(例えば、山間部の溪谷や都市河川など)では、水表面流速の計測結果から、安易に、内部の流速分布や断面平均流速を推定してはいけないことを意味する. また、物質輸送を検討する際には、これら二次流の主流速に及ぼす影響を考慮することの重要性を表している.



(a)粗度頂部

(b)粗度谷部



(c)谷部に潜り込む流れが発生する位置

(d)粗度を乗り越える流れが発生する位置

図 A.1-1 ケース 1 の流速鉛直分布の比較

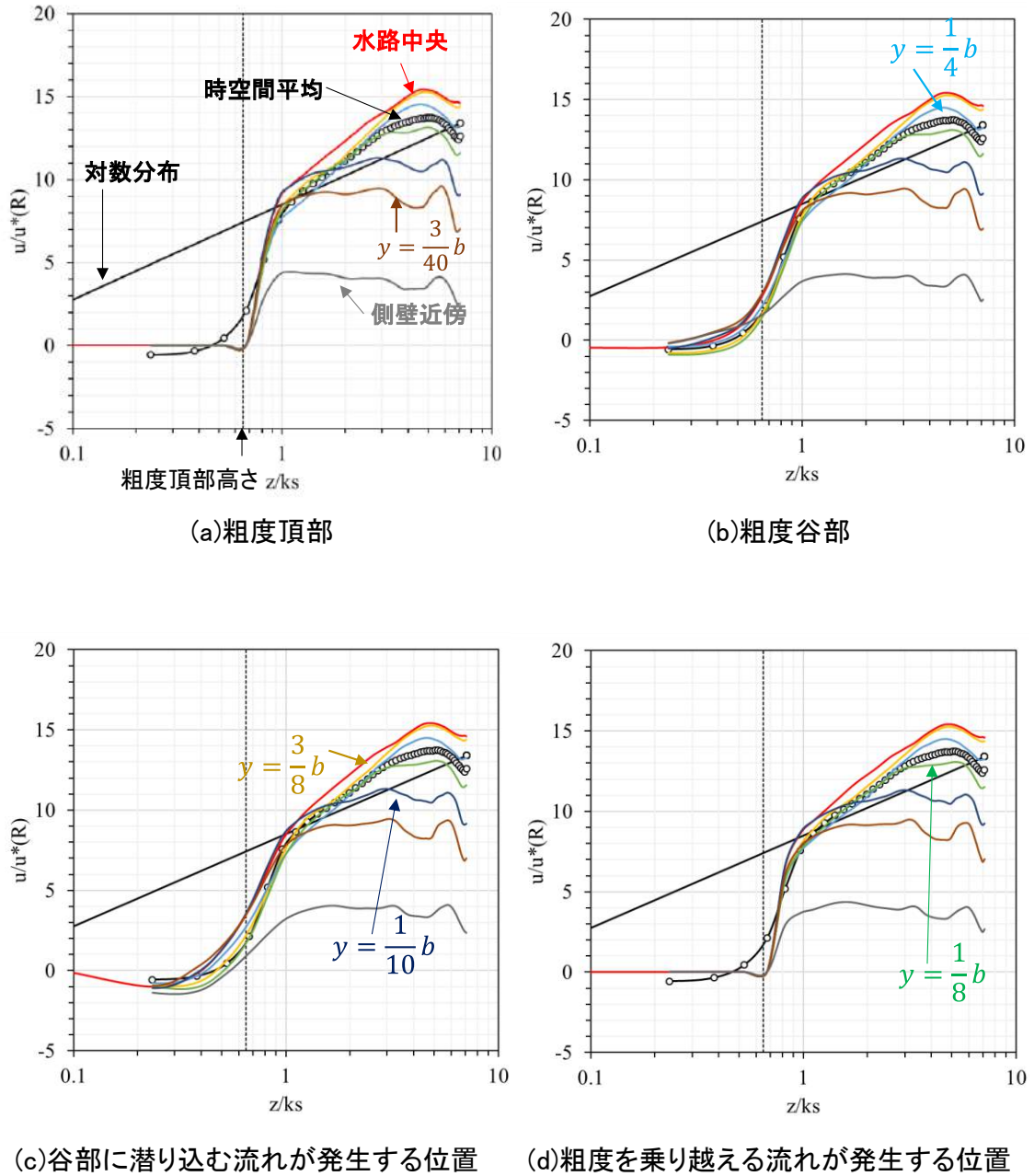
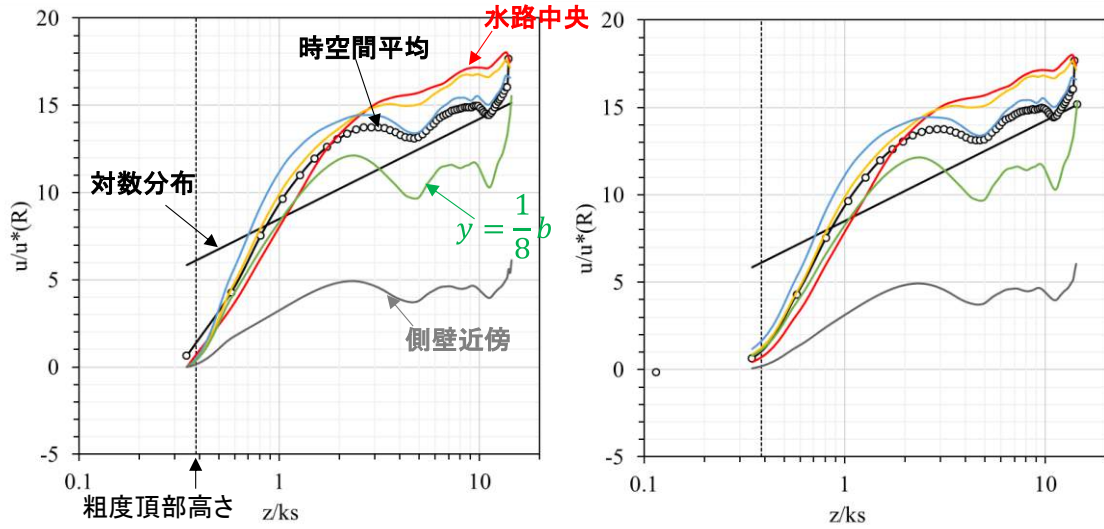
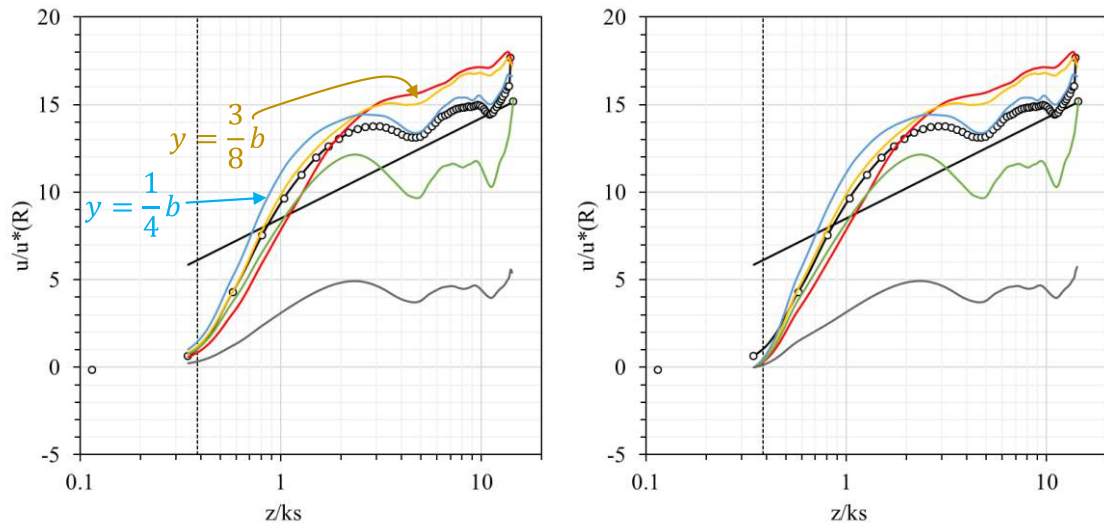


図 A.1-2 ケース 3 の流速鉛直分布の比較



(a)粗度頂部

(b)粗度谷部



(c)谷部に潜り込む流れが発生する位置 (d)粗度を乗り越える流れが発生する位置

図 A.1-3 ケース 4 の流速鉛直分布の比較

Appendix.2 流れ構造及び粒子群運動に及ぼす水路幅の影響(第5章)

粒子群を含む固定床浸透性粗面上の乱流構造の検討において、横断方向に周期境界条件を適用する場合、粒子群運動の解析に水路幅のスケールが影響してはいけない。第5章では、水路幅を20 dと粒子群が十分に分散する条件で行っているが、本節では、さらに水路幅を2倍($b = 40$ d)とした数値実験を行い、両者の結果を比較する。流量に対する単位時間当たりの粒子群供給量の割合が、第5章3節のケース3と等しくなるように粒子群を投入した($Q_{p,in}/Q_{f,in} = 0.68\%$)。

第一に、粒子群を投入する前の clear flow のときの流れ構造を比較する。図 A.2-1 及び図 A.2-2 に、両ケースの瞬時水面形と浸透層頂部近傍($z = 0.0006$ m)における主流速の瞬間構造を示す。瞬時水面形及び主流速の瞬間構造も両ケースで変わらないことが分かる。

次に、計測領域で時空間平均した主流の構造を比較する。主流の水深は、0.0425 m ($b = 20$ d)と0.0431 m ($b = 40$ d)と両ケースの差は1%程度である。図 A.2-3～図 A.2-5 に、主流速の鉛直分布、レイノルズ応力分布、乱れ強度分布を示す。いずれも若干の差異はあるものの、水路幅により流れ構造は変わらない。

以上より、粒子群投入前の clear flow の流れ構造は水路幅に関わらないと判断することができる。

第二に、移動粒子群を含む流れの構造と粒子群運動に関する両ケースの結果を比較する。両ケースの解析状況は図 A.2-6 に示すとおりである。図 A.2-7～図 A.2-10 に、流速及び粒子群の移動速度、粒子濃度分布、流れのレイノルズ応力 R13 分布、流れの乱れ強度分布を示す。両ケースにおける流体の流速分布や乱れ強度分布の構造は変わらない。またレイノルズ応力 R13 のピーク値の差は5%程度であるが、ピーク値を取る高さは変わらない。

粒子群の移動速度に着目すると、 $0 < z/d < 1.0$ において粒子群の移動速度は概ね一致する。 $z/d > 1.5$ で10%以下の差が生じているものの、この高さの粒子群濃度は $C_{z/d > 2.0} < 0.4\%$ 程度極めて小さく、また、 $z/d > 1.5$ の流体の流速分布やレイノルズ応力分布、乱れ強度分布に及ぼす水路幅の影響は極めて小さい。両ケースの粒子群濃度は $0.4 < z/d < 1.0$ においてばらつき、ピーク値には10%程度の差が生じ($z/d = 0.65$)、この影響によりレイノルズ応力 R13 のピーク値にも差が発生すると推定できる。第5章で示すように、本数値解析の条件では全体的には粒子群の配置状態を保ちながら流下しており、粒子群の投入時の影響により、粒子群濃度やレイノルズ応力 R13 のピーク値に差が発生したと推定できる。

以上より、粒子濃度分布に若干の差異はあるものの、跳躍する大粒径粒子群を伴う幅の広い固定床粗面乱流の構造に及ぼす水路幅($b = 20$ d, 40 d)の影響は総じて小さい。

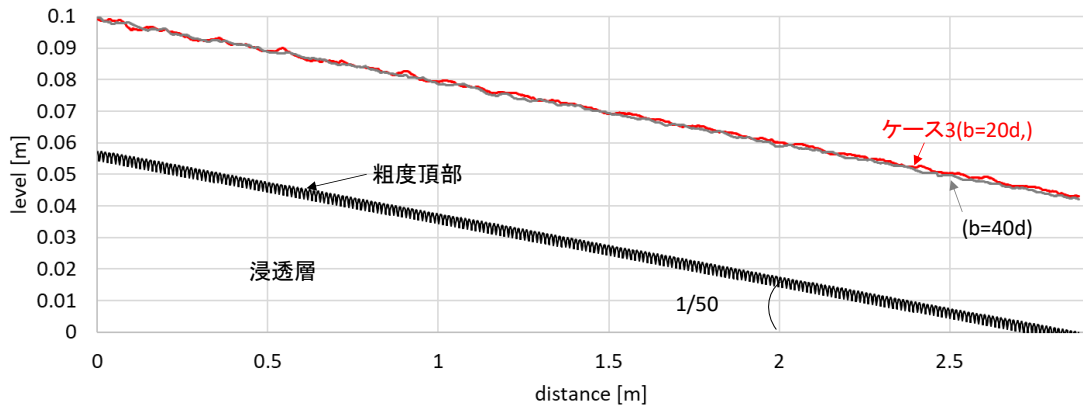


図 A.2-1 瞬時水面形の比較

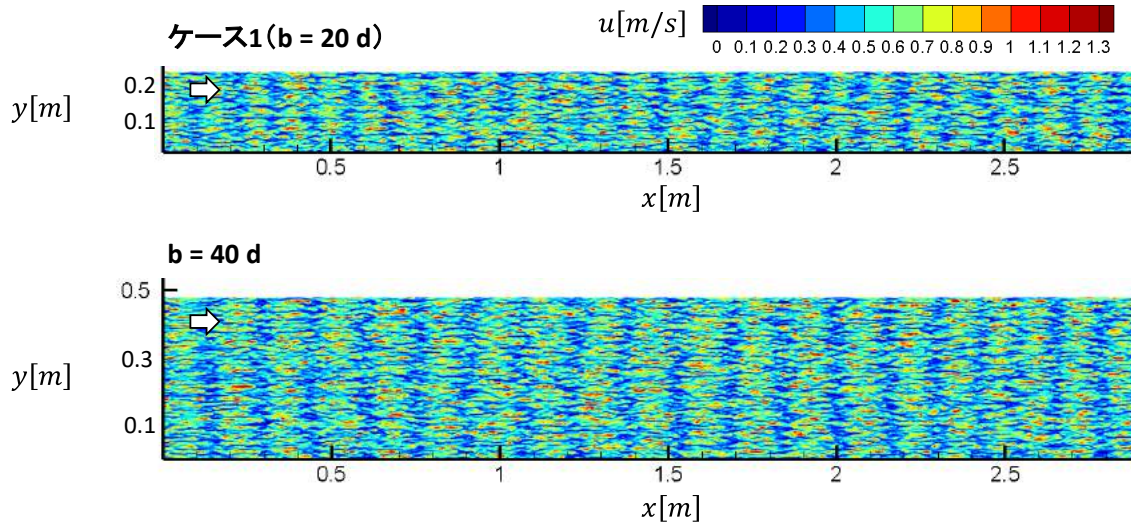


図 A.2-2 浸透層頂部近傍($z = 0.0006$ m)における主流速の瞬間構造の比較

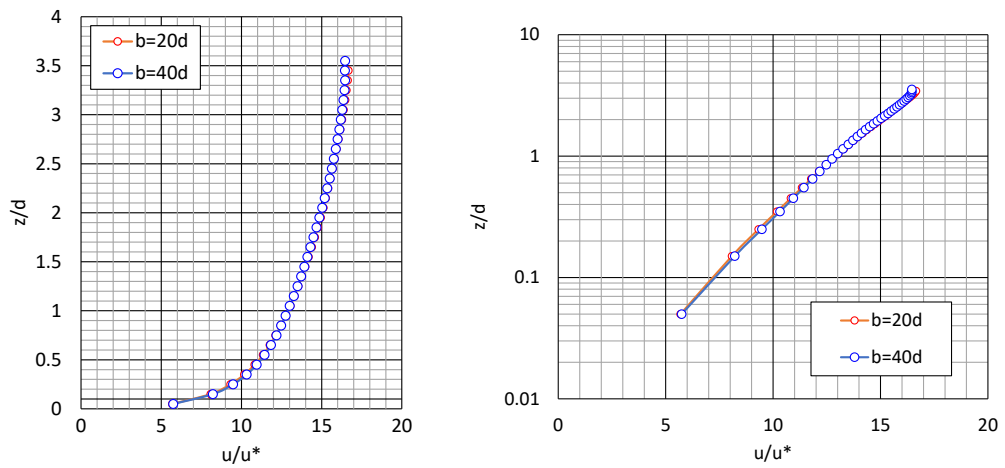


図 A.2-3 時空間平均した主流速鉛直分布の比較

付録

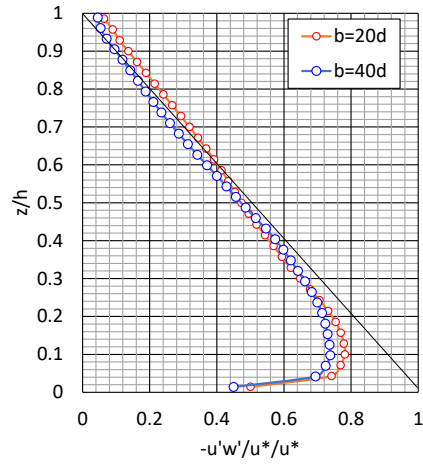
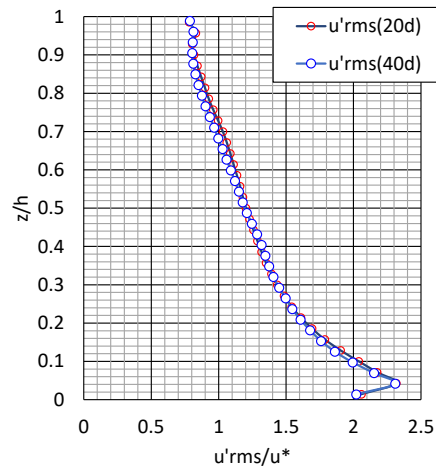
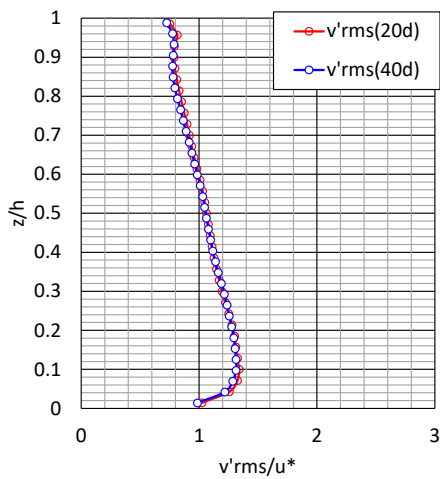


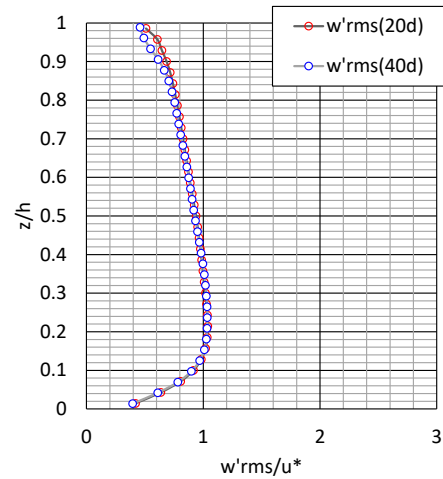
図 A.2-4 時空間平均したレイノルズ応力分布 (R13)



(a) 縦断方向流速の変動に伴う乱れ強度分布



(b) 横断方向流速の変動に伴う乱れ強度分布



(c) 鉛直方向流速の変動に伴う乱れ強度分布

図 A.2-5 時空間平均した乱れ強度分布

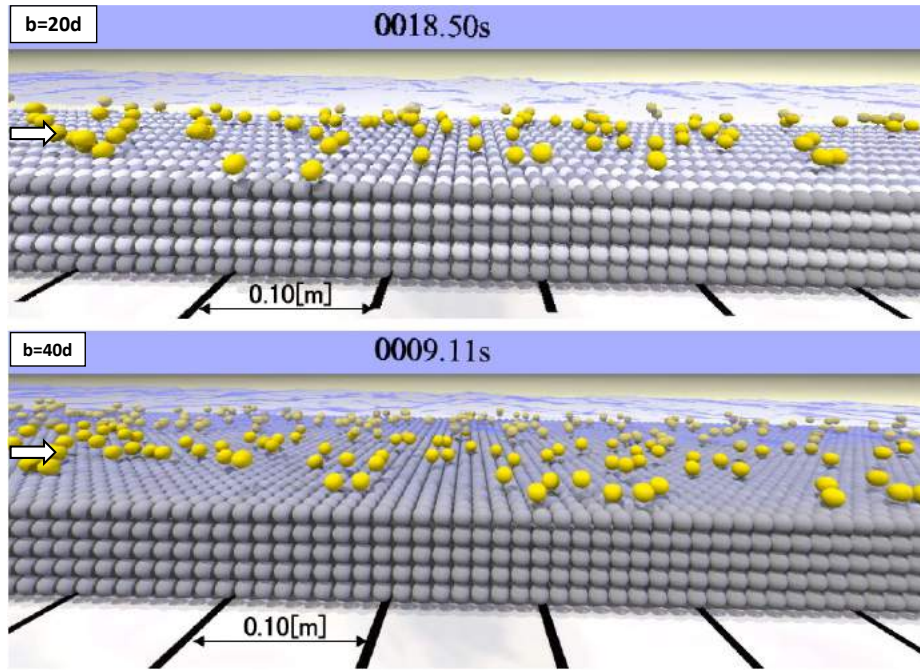


図 A.2-6 実験状況の比較

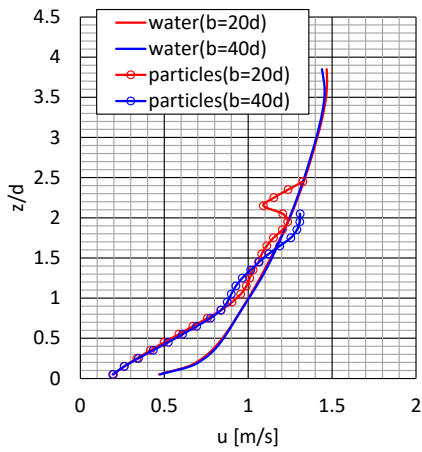


図 A.2-7 流体と粒子群の移動速度の比較

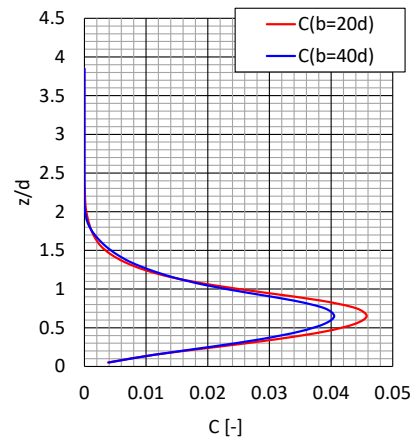


図 A.2-8 粒子群の濃度分布の比較

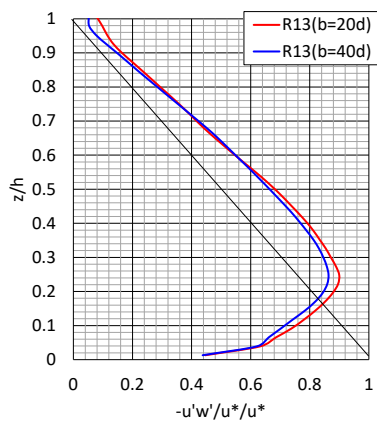


図 A.2-9 流体のレイノルズ応力分布の比較

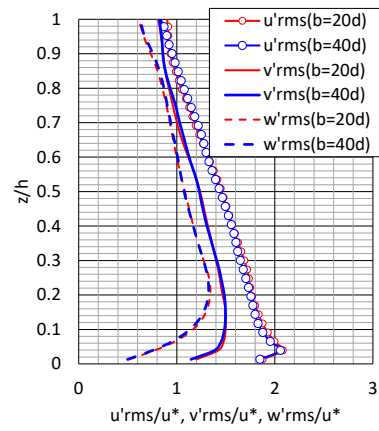


図 A.2-10 流体の乱れ強度分布の比較