

浸透性固定床粗面上の乱流構造と移動粒子群による主流の構造変化

高 鋏 裕也¹・福岡 捷二²

¹ 学生会員 中央大学大学院 理工学研究科 都市人間環境学専攻

(〒112-8551 東京都文京区春日 1-13-27)

E-mail: a18.ntwb@g.chuo-u.ac.jp

² フェロー 工博 Ph.D. 中央大学 研究開発機構教授 (同上)

E-mail: sfuku@tamacc.chuo-u.ac.jp

石礫河川では、大粒径粒子により河床の骨格が形成され、さらにその上を別の大粒径粒子が移動する。そのため、河床近傍の水流と移動粒子との相互作用の機構を明らかにすることは重要である。本研究では、転動・跳躍する粒子群を含む浸透性固定床粗面乱流の三次元数値実験を実施し、浸透性粗面上の乱流構造と、転動・跳躍する粒子群による主流の構造変化を検討した。その結果、粒子の跳躍運動に伴い、低い位置の遅い流速が高い位置に輸送され、高い位置の縦断方向流速がかなり小さくなることを明らかにし、粒子の跳躍運動が *ejection* に相当する効果をもたらすことを示した。また、主流の乱れ強度分布は、粒子の無い場合の分布と比べ大きくなり、大粒径粒子の流れ構造に及ぼす特徴を明示した。

Key Words: *turbulent structures, permeable rough bed, effects of moving large particles, fluid-particle interactions, numerical experiments*

1. 序論

石礫河川の河床は、大小様々な粒径・多様な形状の河床材料で構成されている。福岡¹⁾は、常願寺川において、石礫で構成される流路で現地試験を行い、石礫の移動機構に関わる多くの新しい知見を得た。すなわち、第一に、洪水時には、大粒径粒子同士がかみ合わさり、集団を形成することにより激しい水流に耐え、さらには細粒分を大粒径粒子集団の周囲に保持すること、第二に、流れがさらに激しくなると大粒径粒子集団は崩壊・流出し、掃流力に見合う河床材料が露出するまで河床が洗掘されること、を明らかにした。Nikora²⁾は、浸透性粗面乱流場において粗度頂部より上層で対数則に従わない領域を *form-induced sublayer* と定義しており、また、中川³⁾、禰津⁴⁾は、この領域ではレイノルズ応力は欠損し、乱れ強度分布も相対水深の大きな場合⁵⁾に比べ一様化することを実験的に示している。また、Manes⁶⁾は、浸透性粗面と非浸透性粗面の乱流場を比較し、浸透性粗面の抵抗が非浸透性粗面の抵抗と比べ大きくなることを示している。しかし、*form-induced sublayer* の大きさなどの主流部の流れ場に及ぼす浸透性粗面構造の影響は十分には明らかにされていない。さらに、浸透性粗面上を粒子群が転動・跳躍することによる流れ構造の変化は、現象が複

雑であること、粒子の周りの流れ場を種々の条件で計測することが困難であることから、ほとんど検討されておらず、数値実験と一体的に検討することが必要である。

固体粒子を含む水流の解析では、移動境界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い。近年、デカルト座標系の枠組みで、一流体モデルにより固相部分を密度の異なる液体として評価する手法(MICS⁷⁾やAPM⁸⁾)などが提案され、水流と固体粒子の相互作用を考慮した力学的検討が進められている。しかし、一流体モデルを用いた解析法による物体周りの流れ場の解析精度に関する検討事例は、一様流中に固定された球に作用する流体力(抗力係数)の検討が多く^{7,9)}、粗面境界周りの乱流場に関する適用性は十分に検討されていない。

本研究では、第一に、一様な大きさの球により構成される浸透性固定床粗面上の乱流場を説明できる計算法を構築する。第二に、構築した計算法を用いて、掃流力の大きな浸透性固定床粗面乱流に関する数値実験を行い、主流の構造を検討する。第三に、そのような浸透性固定床粗面乱流中を転動・跳躍する粒子群により、流れ構造がどう変化するか考察し、石礫河川の土砂移動機構の基礎的理解を深めることを目的とする。

2. 数値解析法

(1) 流れの解析

流れの解析は、デカルト座標系に基づく非圧縮性流体の LES である。

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

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

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

ここに、 u_i : グリッドスケール(GS)の*i*方向流速(*i, j* = 1~3), 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(=1.0×10⁶ m²/s), ν_t : SGS 乱流粘性係数である。

空間フィルタリングにより発生するサブグリッドスケール(SGS)応力は、標準 Smagorinsky モデル (式(4))¹⁰⁾と固体境界近傍において 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(5)-(6))¹¹⁾により評価した。

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (4)$$

$$\nu_t = C_{MTS} k_{es} \frac{C_T \delta}{C_T \sqrt{k_{es}} + \delta \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}} \quad (5)$$

$$k_{es} = (u_i - \hat{u}_i)^2 \quad (6)$$

ここに、 C_s : Smagorinsky 定数(=0.173), 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。

固体境界面を含む計算格子は、図-1(a)に示すように、固相と液相からなる混合流体として取扱い (一流体モデル)、式(7), (8)より、固相の体積割合 α を用いて格子内の質量と運動量を算出し、流れの解析を行っている。

$$\rho = \alpha \rho_s + (1 - \alpha) \rho_f \quad (7)$$

$$\rho u_i = \alpha \rho_s u_{s,i} + (1 - \alpha) \rho_f u_{f,i} \quad (8)$$

ここに、添え字*s, f*はそれぞれ固相及び液相を示す。固相の体積割合は、混合流体の速度の評価に直接影響し、そ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ことが分かる。移動粒子を含む粗面乱流場の解析では、格子内に含まれる固相の体積割合を厳密に評価することは困難であることから、サブセル法を用いて固相の体積割合を算定する。サブセル法では、図-1(b)に示すように、計算格子の内側にそれより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。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を近似する。

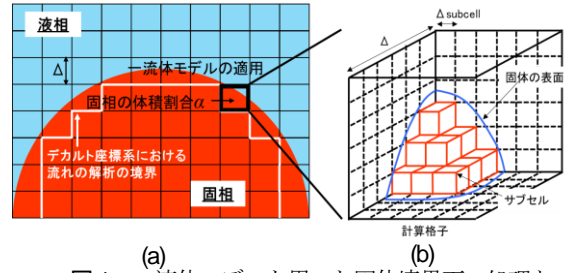


図-1 一流体モデルを用いた固体境界面の処理とサブセル法を用いた固相の体積割合 α の算定

なお、固体境界を含む計算格子における SGS 乱流粘性係数の空間スケールや各定数は、LES に一流体モデルを導入する際の本質的な課題であるが、これらを決めることは現状では困難であり、上記の値とした。

(2) 粒子運動の解析

粒子は剛体として取扱い、以下の並進と回転の運動方程式を用いて Lagrange 的に評価する。粒子に作用する流体力 F_f は式(2)の圧力項とせん断応力項を粒子領域で体積分することにより、また粒子同士の接触力 F_c は個別要素法により算出する。

$$M \ddot{\mathbf{r}}_G = M \mathbf{g} + \mathbf{F}_f + \mathbf{F}_c \quad (9)$$

$$\dot{\boldsymbol{\omega}}_r = \mathbf{I}_r^{-1} \{ \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{N}_f + \mathbf{N}_c) - \boldsymbol{\omega}_r \times \mathbf{I}_r \boldsymbol{\omega}_r \} \quad (10)$$

ここに、 M : 粒子の質量, \mathbf{r}_G : 粒子の位置ベクトル, $\boldsymbol{\omega}$: 角速度, \mathbf{F} : 外力, \mathbf{N} : トルク, \mathbf{I} : 慣性テンソル, \mathbf{g} : 重力加速度, \mathbf{R} : 動座標系から固定座標系への座標変換行列である。添え字*f, c*はそれぞれ流体成分と固体成分を示す。また添え字*r*は粒子に固定された動座標系の値を示す。

解析法の詳細は文献⁸⁾を参照されたい。

3. 浸透性固定床粗面上の乱流構造と移動粒子群による流れ構造の変化

(1) 浸透性固定床粗面乱流への APM の解析精度の検証

Manes ら⁹⁾の浸透性固定床粗面乱流実験に APM を適用し、その適用性と解析精度を検証する。本稿では、ガラス球 (直径 $d=12$ mm) を立方格子状に、鉛直方向に 5 層重ねた浸透性粗面上に、流量 6.6 L/s を通水したケースを対象とする。

図-2 に、数値実験の概要を示す。計算負荷を軽減するため、長さ $24d$, 幅 $10d$ の計算領域とし、X 方向及び Y 方向に周期境界条件を与えた。なお、Z 軸の座標原点 ($Z=0$) は、浸透層最上段の球の頂部高さとした。水路勾配は $i_b=1/400$ である。刻み時間 dt_t は、クーラン数が 0.1 となるように設定し、乱流のサンプリング間隔は禰津⁹⁾ になら $dt=1.00 \times 10^{-3}$ s とした。

数値実験は、標準 Smagorinsky モデル (SSM) のもと計算

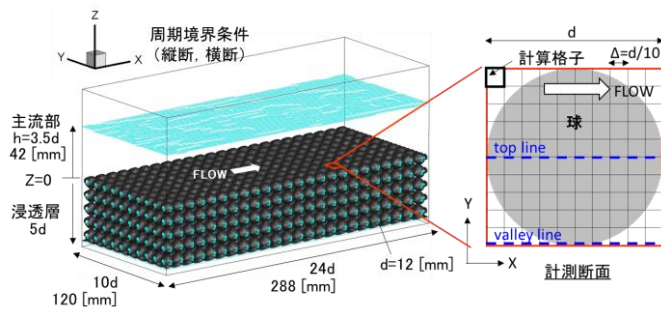


図-2 数値実験の概要

格子幅 Δ 及びサブセル幅 Δ_{subcell} の異なる 6 ケース¹²⁾ と混合時間スケールモデル(MTS)の 1 ケースの合計 7 ケース実施した. 本稿では, 主要な結果である case2, 4-7 を抜粋して示す (表-1).

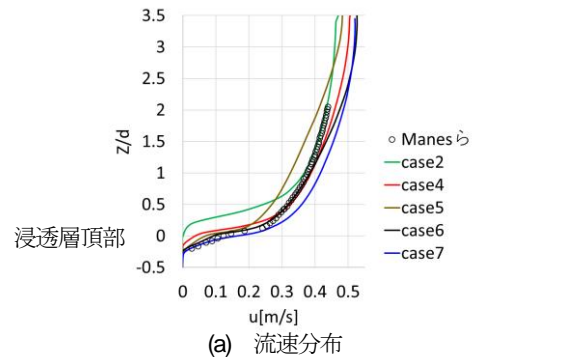
図-3(a)に, 数値実験及び Manes らの実験結果における主流部の時空間平均した流速分布を示す. なお, Manes らの実験では, $Z/d > 2$ の流速は計測されていない. まず, 格子幅とサブセル幅の流速分布に及ぼす効果を検証する. それぞれ最も小さい case6 に着目すると, $Z/d > 1$ にて実験結果より若干大きくなるものの, 粗度頂部近傍では間隙領域($-0.2d \leq Z \leq 0$)においても流速分布を再現している. また, 格子幅は粗いがサブセル幅は小さく固相の体積割合を精度良く算定する case4 でも, 実験の流速分布を概ね説明している. 一方, サブセル幅が大きく, 固相の体積割合の算定精度の悪い条件では, たとえ計算格子が小さくても(case5), 実験の流速分布を説明できない. 次に, SGS モデルの効果を検証する. MTS モデルを用いた case7 (格子幅とサブセル幅はcase4 と等しい) では, SGS 乱流粘性係数の減衰効果により浸透層頂部近傍の流速分布を正確に再現している. しかし, それより高い位置では全体的に流速が大きい.

図-3(b)に, 縦断方向及び鉛直方向の時空間平均した乱れ強度分布を示す. なお, 解析では LES を用いており, resolved 成分に対し SGS 成分が小さいため, これらの和のみの分布を示している. 最も解析精度の良い case6 では, 乱れ強度のピーク値やピークを取る高さを再現している. また, case4 においてもこれらをほぼ説明している. case7 では, 流速分布と同様に, 浸透層頂部近傍の乱れ強度は精度良く評価しているものの, それより高い位置の分布は実験値に合わない. このように, case4 や 6 では乱れ強度を説明できるが, 全体的に乱れを等方的に評価し, 実験結果と若干の差異がある. この差の理由については今後の課題とする.

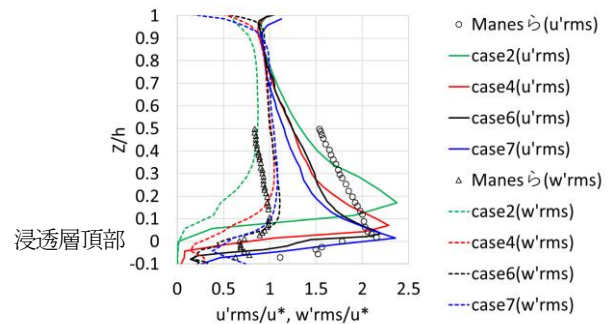
次節以降では, 粒子が跳躍運動するように掃流力の大きい浸透性固定床粗面乱流の数値実験を実施した. SGS モデルは, 上記の検討より, 流れ場全体の傾向を説明可能な標準 Smagorinsky モデルとし, また, 格子幅及びサブセル幅は case4 の条件のもと行う.

表-1 数値実験の検討条件

case	2	4	5	6	7
SGSモデル	SSM	SSM	SSM	SSM	MTS
Δ [mm]	2.4	1.2	0.6	0.6	1.2
d/Δ	5	10	20	20	10
Δ_{subcell} [mm]	0.4	0.2	0.3	0.1	0.2
$\Delta/\Delta_{\text{subcell}}$	6	6	2	6	6
$dt_t (\times 10^{-4})$ [s]	5.00	2.50	1.25	1.25	2.50



(a) 流速分布



(b) 乱れ強度分布

図-3 主流構造の比較

(2) 浸透性固定床粗面上の乱流構造と移動粒子群による流れ構造の変化

a) 数値実験の概要

図-4 に, 数値実験の概要を示す. 数値実験は, Manes らと同様の浸透性粗面からなる長さ $240d$, 幅 $20d$ ($d=12$ mm), 勾配 $1/50$ の水路に, 定常流量 $Q=12.8$ L/s を上流端で与えた. 流速分布は, 毎ステップ, $X=0.47$ m 断面の分布を与えることにより, 境界層が発達する距離を短くし, 計算負荷を削減した. ただし, 計算の安定のため, 横断方向流速はゼロとした. 下流端には, 1つ上流の評価点の流れ場を与えることにより水位を制御した. また, 側壁の存在による二次流の影響を小さくするため, 横断方向には周期境界条件を与えた.

粒子は直径 $d=12$ mm の球とし, $X=0.6 \sim 1.0$ m, 高さ $Z=0.05$ m の範囲にランダムに投入し続ける ($Q_p=0.09$ kg/s). 粒子投入による流れの縦断変化を極力小さくするため, 粒子の初期速度を主流の断面平均流速程度 ($u_p=1.2$ m/s) と

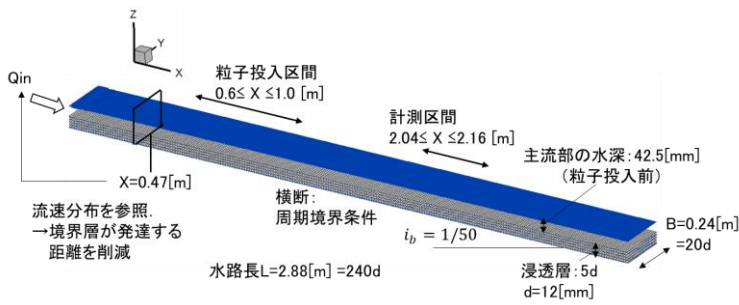


図-4 数値実験の概要

表-2 水理条件及び粒子特性

	C	h	U _m	U _{pm}	u*
	[%]	[m]	[m/s]	[m/s]	[m/s]
case1(粒子無)	0.00	0.0425	1.26	-	0.091
case2(粒子有)	0.48	0.0437	1.23	0.80	0.092

	Fr	f'	Re	ks ⁺	Rep
	-	-	(×10 ⁴)	(×10 ²)	(×10 ³)
case1(粒子無)	1.95	0.0106	5.36	1.82	-
case2(粒子有)	1.88	0.0112	5.38	1.85	9.60

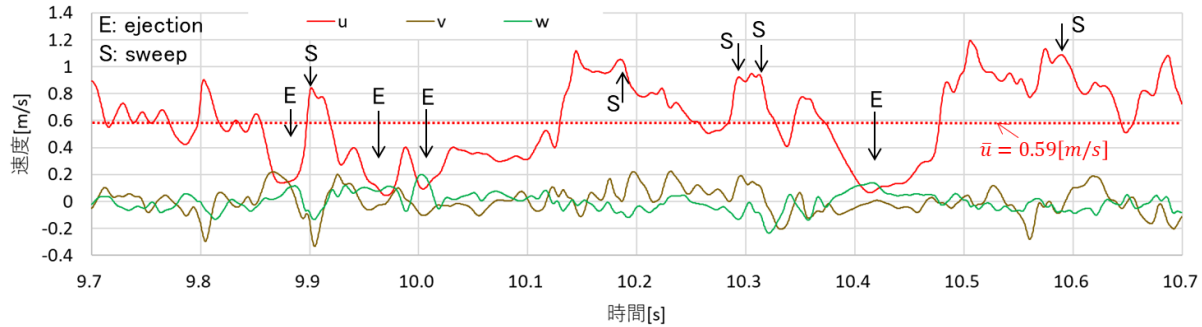


図-5 P0地点(Z=0.0006 m)における流速成分の時系列データ

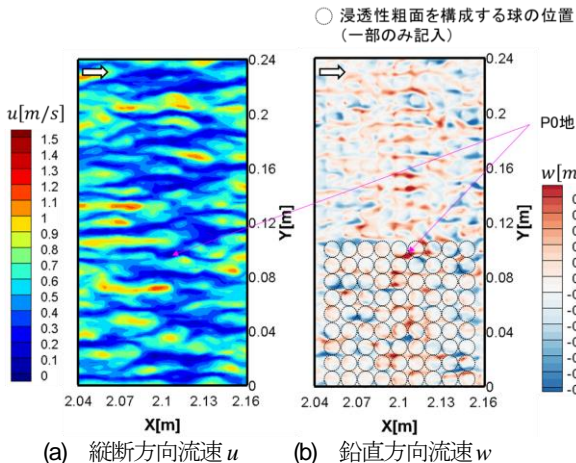


図-6 浸透層頂部(Z=0.0006 m)の流速(u,w)の瞬間構造(10.0秒)

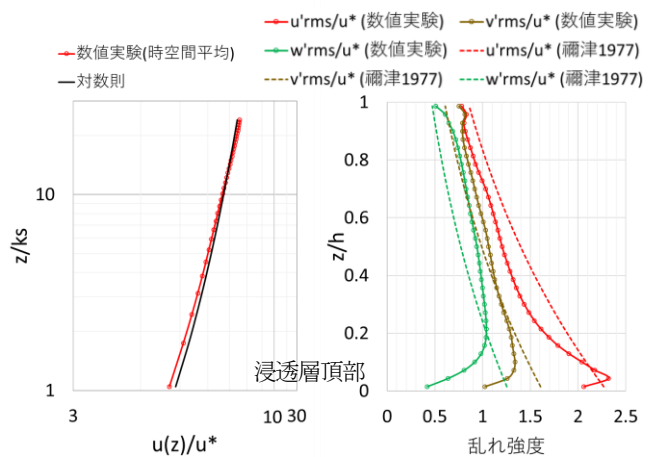


図-7 時空間平均した流速分布及び乱れ強度分布

し、流れに追従しやすくなった。

流れ場は、粒子運動が安定する $X=2.04\sim 2.16$ m において、サンプリング間隔を 4×10^4 s とし、1秒間計測した。

表-2 に、水理条件を示す。ここに、 C : 粒子濃度、 h : 水深、 U_m : 断面平均流速、 U_{pm} : 粒子の鉛直方向運動の範囲における平均流速、 $u^*(=\sqrt{ghi_b})$: 摩擦速度、 Fr : フルード数、 f' : 抵抗係数、 $Re(=U_m h/\nu)$: パルクレイノルズ数、 $ks^+(=u_* ks/\nu)$: 粗度レイノルズ数、 ks : 相当粗度(=2.0 mm)、 $Rep(=U_{pm} d/\nu)$: 粒子レイノルズ数である。粒子の物性値は、反発係数 0.7、弾性係数 8.0×10^{10} Pa、ポアソン比 0.23、摩擦係数 0.2 である。また流体密度は 1000、粒子密度は 2500 kg/m^3 である。流体計算の刻み時間は 5.0×10^5 s、粒子運動の刻み時間は 2.5×10^7 s である。

b) 浸透性粗面乱流の構造 (case1)

移動粒子の無い浸透性粗面乱流の構造を検討する。

図-5 及び図-6 に、浸透層頂部近傍点 ($Z=0.0006$ m. 以下、P0地点と呼ぶ) の流速時系列及び時刻 10.0秒時の高さ $Z=0.0006$ m における流速(u,w)の平面構造を示す。例えば、P0地点では時刻 10.0秒において、局所的に鉛直上向きの流れが発生し、流速 u が大きく低下しており、ejection の発生が認められる。また、図-6 に、浸透性粗面を構成する球の位置を示す。これより、ejection や高速の流体塊が降下する sweep は、主に浸透層の空隙が大きい平面位置で生じている。この結果は、浸透性粗面の構造と ejection や sweep の大きさ及び頻度の関係を明らかにすることの重要性を示している。

図-7 に、時空間平均した主流の流速分布、摩擦速度で無次元化した乱れ強度分布を示す。参考のため、主流の平均流速が数値実験と等しい場合の対数分布、相対水深の大きい粗面乱流の乱れ強度分布⁹⁾を併記する。時空間平均した流速分布は、底面近傍において対数分布からズ

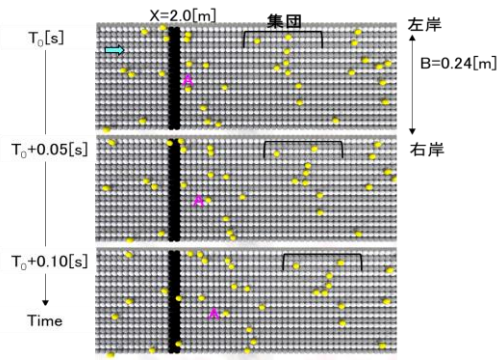
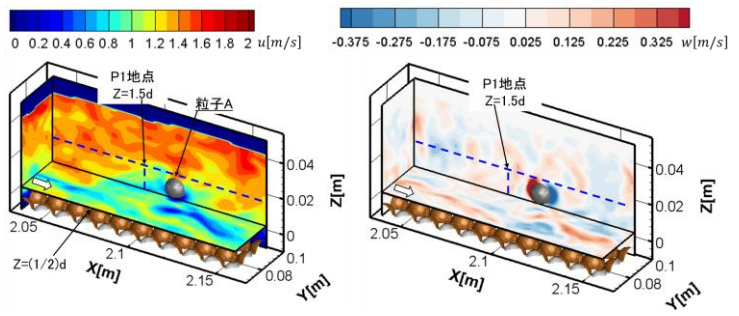


図-8 粒子群の運動の時系列 (平面図)



(a) 縦断方向流速 u

(b) 鉛直方向流速 w

図-9 粒子 A の周囲の流れ場

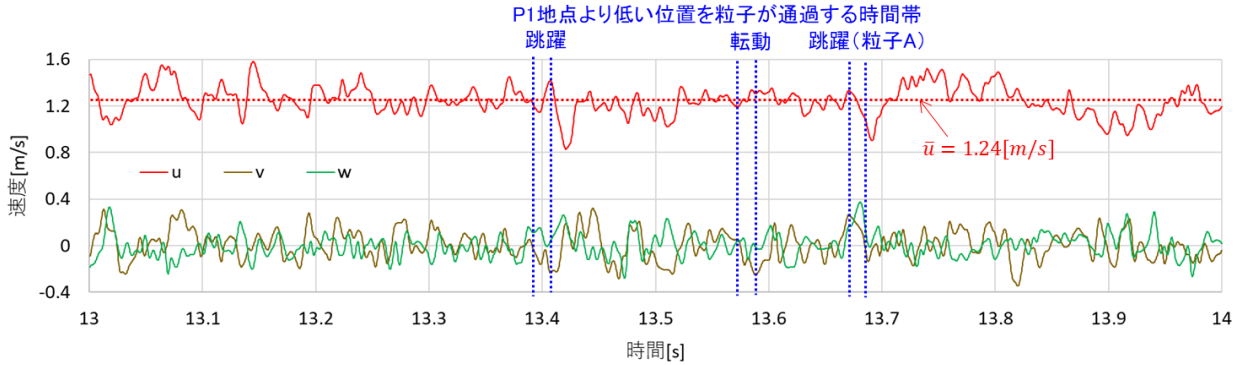


図-10 P1 地点($Z=1.5d$)における流速成分の時系列データ

れており、既往研究²⁴⁾と同様の結果となる。また、乱れ強度の各成分は、相対水深の大きい場合と比べ、鉛直方向に一様化しており、さらに本数値実験ではまた、乱れ強度の各成分は、相対水深の大きい場合と比べ、浸透層頂部から水面まで乱れ強度がかなり等方化している。これは、浸透層と主流の運動量交換が激しく、鉛直方向の乱れが増大し、その影響により縦断方向の乱れが減衰するためと考えている。以上のように、主流部に浸透性粗面構造の影響が強く表れている。

c) 浸透性粗面上を転動・跳躍する粒子周りの流れ場及び主流の構造変化 (case2)

図-8 に、計測区間における粒子群の運動の時系列を示す。大カッコの範囲に位置する粒子群に代表されるように、粒子群は全体の位置関係をほとんど変えずに流下している。これは、流下方向の掃流力が大きく、また粒子濃度が 0.48 % と小さく、粒子間の相互作用の影響が小さいためと考えられる。今後、粒子濃度を大きくするなど、粒子同士が干渉し合う条件において、同様の数値実験を行い、移動粒子群の運動と流れ構造の変化を評価する。

以下、本稿では、周囲に別の粒子が存在しない図-8の粒子 A に着目し、粒子の跳躍運動による流れ場の変化を考察する。図-9 に、粒子 A が跳躍するときの周囲の流れ場を示す。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、粒子の上流側で鉛直上向きの流れが発生し、遅い流体塊が高い位置に輸送される。図-10 に、P1 地点($Z=1.5d$)における流速成分

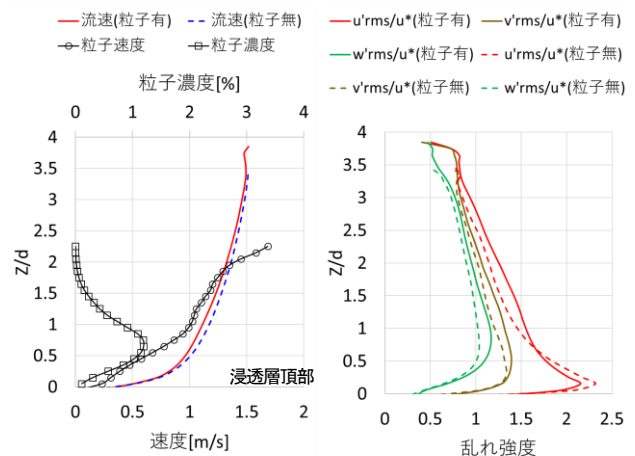


図-11 時空間平均した流れ構造と粒子速度と濃度の分布

の時系列データを示す。P1 地点より低い位置で粒子が跳躍する時間帯 (13.4 秒及び 13.7 秒の前後) では、P1 地点において、瞬間的に、鉛直上向きの流れが発生し、これに伴い縦断方向流速 u がかなり小さくなる。これは、粒子の跳躍運動が主流の構造に対し *ejection* に相当する効果を及ぼすことを示している。一方、跳躍した粒子が降下する際に *sweep* に相当する効果は確認できなかった。これは、粒子が跳躍を開始する際には、縦断方向及び鉛直方向の加速度が急激に変化し周囲流体との相対速度が大きくなるのに対し、跳躍ピークから降下する際には、相対速度が小さく周囲の流体に及ぼす影響が小さいためと考えられる。

最後に、粒子運動による主流の構造変化を検討する。図-11 に、時空間平均した水の流れと乱れ強度、粒子の

速度と濃度の分布を示す。ここに、各相の速度・水の乱れ強度は、各評価点において固相または液相と判定された時間帯の速度と乱れ強度を平均し、それを同一高さの評価点全点で空間平均した値である。また、粒子濃度も固相と判定される時間割合を空間平均した値である。サンプリング間隔は 4×10^{-4} s, 計測時間は1秒である。なお、この間に40個程度の粒子が計測区間を通過した。参考のため、粒子投入前の分布を併記する。水深が変化するため、グラフの縦軸は、粒径で無次元化した高さで表す。粒子投入時の流速分布は、粒子投入前の分布と比べて若干小さくなる。しかし、その大きさは断面平均流速が2%程度小さくなるだけであり、本条件では、転動・跳躍する粒子群の縦断方向流速の鉛直分布に及ぼす影響は小さい。一方、乱れ強度分布は、 $Z/d > 0.5$ にて粒子投入前と比べ増大した。これは粒子濃度が小さく、かつ、粒子が活発に運動しているため、流れの変動が粒子投入前と比べ大きくなったと考えられる。

4. 結論

- ① APMを浸透性粗面乱流実験に適用した結果、計算格子幅の粗い条件($d/\Delta=10$)においても、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、主流部の流速分布と乱れ強度分布について説明できることを示した。これより、浸透性粗面上を転動・跳躍する粒子群による流れ構造の変化を分析できる計算法を構築した。
- ② 粒子の跳躍運動に伴い、周囲の流体が高い位置まで輸送され、縦断方向流速 u がかなり小さくなることから、粒子の跳躍運動はejectionに相当する効果の流れ場に与える。この効果が、粒子の無い浸透性固定床粗面乱流における流れの変動と比べ大きい場合、乱れ強度の分布は粒子の無い場合と比べ大きくなる。

参考文献

- 1) 福岡捷二：石礫河川の移動床水理の諸問題と解決への道筋，水工学に関する夏期研修会，Aコース，Vo.44, pp.A1-A25, 2008.
- 2) Nikora, V., Goring, D., McEwan, I. and Griffiths, G.: Spatially averaged open-channel flow over rough bed, *J. Hydraul. Eng.*, Vol.127(2), pp.123-133, 2001.
- 3) 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, 1990.
- 4) 禰津家久，中山忠暢，藤田正樹：粒径の大きな粗度上の開水路流れの乱れと水面変動，土木学会応用力学論文集，Vo.1, pp.709-718, 1998.
- 5) 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.
- 6) Manes, C., Pokrajac, D., McEwan, I. and Nikora, V.: Turbulence structure of open channel flows over permeable and impermeable beds: A comparative study, *Phys. Fluids*, Vol.21, 125109, 2009.
- 7) 牛島省，山田修三，藤岡奨，禰津家久：3次元自由水面流れによる物体輸送の数値解法(3D MICS)の提案と適用性の検討，土木学会論文集 B, Vol.62, No.1, pp.100-110, 2006.
- 8) 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, *Adv. Water Resour.*, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 9) Fukuda, T. and Fukuoka, S.: Interface-resolved large eddy simulations of hyperconcentrated flows using spheres and gravel particles, *Adv. Water Resour.*, Vol.129, pp.297-310, 2019.
- 10) Smagorinsky, J.: General circulation experiments with the primitive equations, *Mon. Weather Rev.*, Vol.91, No.3, pp.99-164, 1963.
- 11) 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.
- 12) 高鉄裕也，福岡捷二：浸透性粗面境界を有する乱流への固液混相の一流体モデルの適用性に関する検討，第32回数値流体力学シンポジウム，E11-2, 2018.

(Received May 31, 2019)
(Accepted August 7, 2019)

TURBULENT STRUCTURES OVER PERMEABLE FIXED ROUGH BED AND EFFECTS OF MOVING PARTICLES ON THE MAIN FLOW

Yuya TAKAKUWA and Shoji FUKUOKA

Gravel bed rivers are formed by large particles as gravels and cobbles, and other large particles move on the gravel bed. Therefore, mechanism of interactions between flow and moving large particles should be evaluated. A three dimensional numerical experiment about turbulent flow including rolling and saltating spheres over permeable fixed rough bed was conducted. Turbulent structures of permeable rough bed and effects of moving spheres on the main flow were examined. It is proved that slow flow of low positions is transported to higher positions with saltating particles, then longitudinal velocity of high positions considerably becomes small. So saltating particles have an influence such as the ejection for the main flow. In this condition, turbulence intensities of flows including moving particles become larger than those of clear flow.