

浸透性粗面を構成する大粒径粒子の凹凸による流れ構造の空間変化

中央大学大学院 学生会員 ○高鉈 裕也
中央大学研究開発機構 フェロー会員 福岡 捷二

1. 序論

石礫河川の河床は幅広い粒径集団・多様な形状の河床材料で構成されており、洪水時には大粒径粒子同士がかみ合わさり河床表層の骨格を形成することにより激しい水流に耐え、小粒径粒子は大粒径粒子集団の間隙に捕捉される。石礫河川における小粒径粒子の運動を理解するためには、大粒径粒子の凹凸により生じる流れ場の空間分布を理解する必要がある。流れ場の時空間変動を記録・分析することのできる数値実験的アプローチが有効である。著者ら²⁾は、デカルト座標系の枠組みにおいて、計算格子で直接捉えることのできない境界形状の影響を一流体モデルにより流れ場の解析に考慮する解法(APM³⁾)を用いた数値実験より、Manes ら⁴⁾の一樣球からなる浸透性粗面の乱流場を説明できることを示した。本研究では、この数値実験結果を用いて、浸透性粗面を構成する大粒径粒子より小さな空間スケールの流れ構造を明らかにする。

2. 浸透性粗面乱流の数値実験と APM の概要

本数値実験では、Manes らと同様に一樣球(直径 $d=12\text{mm}$)を用いた浸透性粗面上の等流を対象として、単位平面領域(球1個を含む正方形の平面領域)の流れ場を分析した。図1に実験概要を示す。数値実験は、水路勾配を Manes らの実験と揃え、境界条件には縦断方向及び横断方向に周期境界条件を与えた。表1に水理条件を示す。ここに、 i_b : 水路勾配, h : 水深, U_m : 断面平均流速, $u_* (= \sqrt{gh i_b})$: 摩擦速度, $Fr (= U_m / \sqrt{gh})$: フルード数, $Re (= U_m h / \nu)$: レイノルズ数, $k_s^+ (= du_* / \nu)$: 粗度レイノルズ数である。なお、座標原点は一樣球の頂点とした。

乱流場の観測は、瀬津ら⁵⁾と同様に、検討可能な最大波数 k_∞ が約 $100/L_\omega$ (L_ω : 平均渦径) 以上になるように選択し、テイラーの凍結仮説に基づいてサンプリング時間を決定した。その結果、乱流のサンプリング時間は0.001秒となった。また、平均値評価時間は50秒とし、サンプル総数は5万個である。

図2に、一流体モデルの概要を示す。APM²⁾における流れ場の計算は、デカルト座標系の枠組みによるLESである。固体境界面を含む計算格子では式(1),(2)より得られる混合流体の密度・速度を、液相のみの計算格子では液相の密度・速度をそのまま用いて非圧縮性流体の連続式・運動方程式を解くことにより、計算格子で直接取り込むことのできない固相の影響を流れ場の計算に考慮している。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 モデルにより評価する。固相の体積割合はサブセル法を用いて算定する。解析法及び計算条件と乱流場の解析精度の詳細は文献2), 3)を参照された

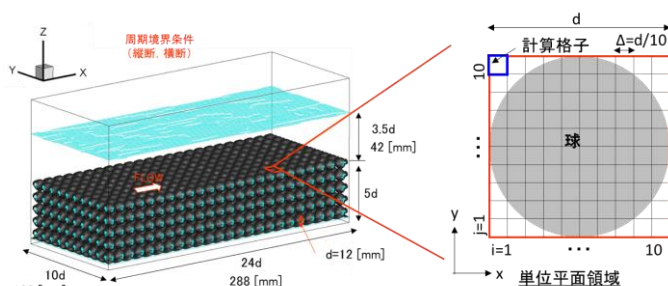
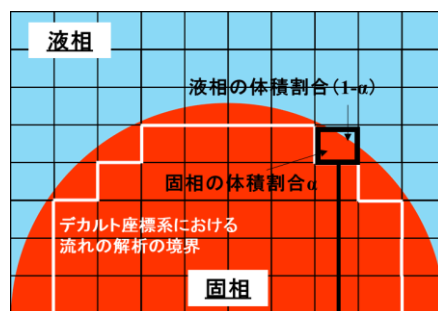


図1 数値実験の概要

表1 水理条件

i_b	h (mm)	h/d	U_m (m/s)	u_* (m/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)	k_s^+ ($\times 10^2$)
1/400	42	3.5	0.41	0.032	0.64	1.72	3.84



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

$$\rho_m u_{mi} = \alpha \rho_s u_{si} + (1 - \alpha) \rho_f u_{fi} \quad (2)$$

ここに、 ρ : 流体の密度, α : 計算格子内に含まれる固相の体積割合, u_i : i 方向速度である。また添え字 m, s, f はそれぞれ混合流体, 固相, 液相を意味する。

図2 一流体モデルの概要

キーワード 浸透性粗面乱流, 鉛直方向時間平均流速, レイノルズ応力分布, APM, 石礫河川

連絡先 〒112-8551 東京都文京区春日 1-13-27 中央大学研究開発機構 TEL 03-3817-1615 E-mail: a18.ntwb@g.chuo-u.ac.jp

い. 本数値実験は, 計算格子幅 $\Delta=d/10$, 計算格子一辺あたりにサブセルを6個配置した文献2)の case4 を対象とする.

3. 流れ構造の空間変化

図3に, 数値実験及び Manes らの実験における主流部の流速分布を示す. 数値実験の青のプロット及び Manes らの結果は, 図1に定義する単位平面領域における $j=1,5$ の二側線($i=1-10$)で時空間平均した流速分布である. なお, Manes らの実験では, $z>0.025$ の流速は計測されていない. 数値実験の結果は, Manes らの結果と比較して, $z>0.015$ で若干大きくなるものの, 底面近傍の流速分布を再現しており, 数値実験の乱流場は, Manes らの実験結果を良好に説明している2).

また, 図3に単位平面領域全体($i=1-10, j=1-10$)で時空間平均した流速分布を, 図4にこのときのせん断応力分布(レイノルズ応力+SGS 応力+粘性応力)を示す. せん断応力分布は直線分布をしており, 単位平面領域全体で空間平均された流れ場は等流とみなせる.

次に, 単位平面領域内における場所ごとのせん断応力分布を比較する(図5). ここに, 左図($i,j=1,1$)は粗度頂部から底面まで間隙領域となる平面位置であり, 右図($i,j=1,5$)は鉛直方向に間隙領域と固相領域を繰り返す平面位置である. 両地点共に特に底面近傍にて, せん断応力分布は直線分布から外れる. 単位平面領域全体では等流とみなせるが, 局所的には等流にならず, 時間平均流速が存在していると考えられる.

図6に, $i=1,5$ 断面における時間平均した鉛直方向流速のコンターを示す. これより, 球同士が平面的に接触する断面($i=1$)の粗度頂部付近において鉛直方向の時間平均流速が発生しており, 最大で ± 0.008 [m/s]である. 摩擦速度 u_* で無次元化した鉛直方向時間平均流速 $\bar{w}/u_*$ は ± 0.25 程度となる. 無次元化した鉛直方向の乱れ強度が1程度⁵⁾であることから, 時間平均流速を無視することはできないと考えられる.

4. 結論

大粒径粒子で構成される浸透性粗面乱流の数値実験より, 大粒径粒子より小さな空間スケールでは, 等流とはみなせず, 時間平均流速(二次流)が発生していることを明らかにした. 特に, 摩擦速度で無次元化した鉛直方向時間平均流速は, 摩擦速度で無次元化した鉛直方向の乱れ強度と比較して無視することのできないオーダーであることを示した. この結果は, 幅広い粒径集団・多様な形状の河床材料で構成される石礫河川では, 従来の等流の仮定に基づいた浮遊砂濃度分布式などをそのまま適用することのできないことを意味する. 今後は, 本数値実験の結果を用いてレイノルズ方程式の各項のオーダーを比較し, 大粒径粒子で構成される浸透性粗面境界を有する流れ場に及ぼす二次流の効果を明らかにする.

参考文献

1)福岡, 水工学に関する夏期研修会, A コース, Vol.44, 2008, pp.1-25. 2) 高鉾ら, 第32回数値流体力学シンポジウム, 2018, E11-2. 3) Fukuoka et al., Advances in Water Resources, Vol.72, 2014, pp.84-96. 4)Manes et al., Physics of Fluids, Vol.21, 2009, 125109. 5)瀬津, 土木学会論文報告集, 第261号, 1977, pp.201-22.

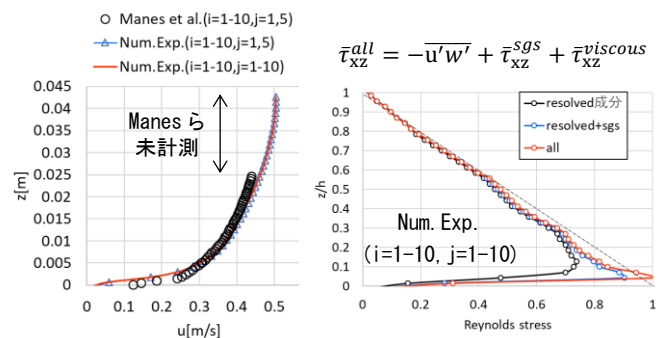


図3 主流部の流速分布

図4 せん断応力分布
(単位平面領域全体)

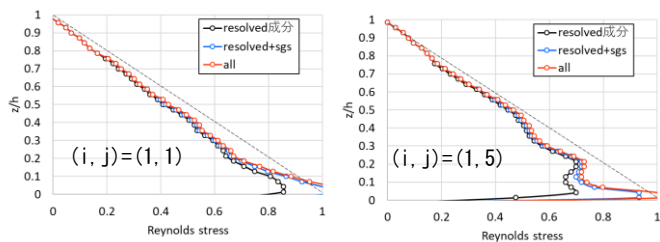


図5 せん断応力分布
(左: $i=1, j=1$, 右: $i=1, j=5$)

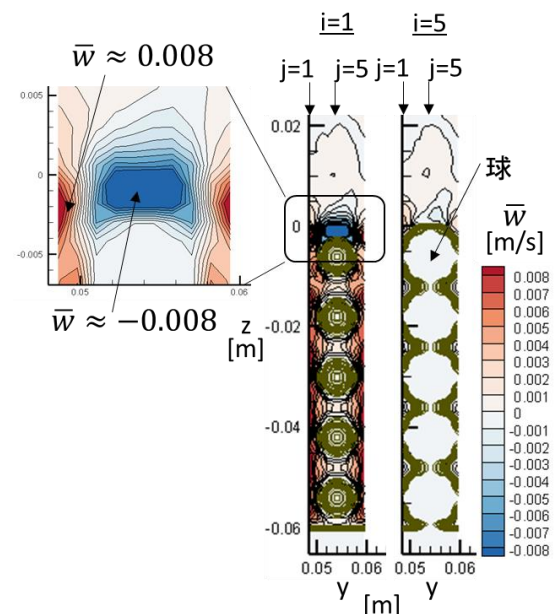


図6 鉛直方向時間平均流速のコンター
(左: $i=1$, 右: $i=5$)