

浸透性粗面上の主流部の流れ構造に及ぼす浸透層の影響

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

1. はじめに

幅広い粒径集団の河床材料からなる石礫河川では、大粒径粒子同士が互いにかみ合わさり、集団を形成することにより激しい水流に耐え、さらには、細粒分も周囲に保持する。石礫河川の河床変動機構を明らかにするためには、大粒径粒子で構成される浸透性粗面上の流れ構造と、そのような粗面上を大粒径粒子が運動する際の水流と粒子の相互作用の機構を明らかにする必要がある。

本稿では、研究の第一段階として、移動粒子の無い固定床浸透性粗面乱流の数値実験を行い、浸透層と主流部の相互作用による主流部の流れ構造を考察する。

2. 数値実験の概要と流れ場の解析法

本稿では、Manes ら<sup>1)</sup>の、一様球(d=12mm)を立方格子状に密に敷き、鉛直方向に5層重ねた浸透性粗面上の定常流を対象に数値実験を行った。図1及び表1に、数値実験の概要と水理条件を示す。数値実験は、水路勾配をManesらの実験条件に合わせ( $i_b=1/400$ )、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。z軸の座標原点は、浸透層最上段の球の頂部高さとした。

数値実験は、流れと任意形状粒子群の三次元運動を評価することのできる APM<sup>2)</sup>を用いて行った。基礎式は非圧縮性流体の LES 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 モデルにより評価した。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

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

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

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

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、 $\rho$ : 密度、 $\nu$ : 動粘性係数、 $\nu_t$ : SGS 乱流粘性係数、 $\Delta$ : 計算格子幅、 $C_s$ : Smagorinsky 定数(=0.173)である。

APM ではデカルト座標系を用いており、図2(a)に示すように、固体境界面を含む計算格子は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

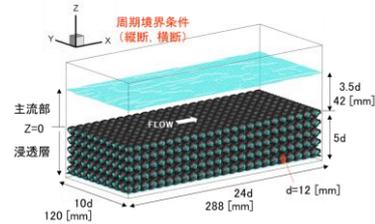


図1 数値実験の概要

表1 水理条件

主流部の水深	主流部の断面平均流速	摩擦速度	フルード数	バルクレイノルズ数	粗度レイノルズ
$h$ (mm)	$u_m$ (m/s)	$u_*$ (m/s)	$Fr$	$Re$ ( $\times 10^3$ )	$k_s^+$ ( $\times 10^2$ )
42	0.41	0.0308	0.64	17.2	3.69

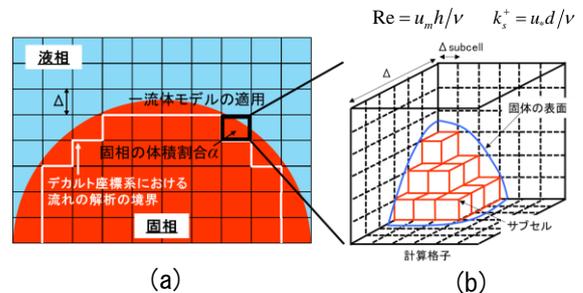


図2 一流体モデルを用いた固体境界面の処理とサブセル法を用いた固相の体積割合  $\alpha$  の算定

(5),(6)より、固相の体積割合  $\alpha$  を用いて格子内の質量と運動量を算出し、流れの解析に考慮している。

$$\rho = \alpha \rho_s + (1 - \alpha) \rho_f \tag{5}$$

$$\rho u_i = \alpha \rho_s u_{si} + (1 - \alpha) \rho_f u_{fi} \tag{6}$$

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。今後実施す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2(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。浸透性粗面乱流の解析精度に及ぼす格子幅  $\Delta$  及びサブセル幅  $\Delta_{subcell}$  の影響は既報<sup>3)</sup>で検証し、格子幅を  $d/\Delta=10$ 、サブセル幅を  $\Delta/\Delta_{subcell}=6$  程度の大きさとすると、主流部の流速分布及び乱れ強度分布が説

キーワード 浸透性粗面乱流, レイノルズ方程式, 移流項, レイノルズ応力項  
 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(福岡ユニット) TEL 03-3817-1615

明できることを確認した。

本稿では、この解析精度に従い、 $\Delta=1.2[\text{mm}]$ ,  $\Delta_{\text{subcell}}=0.2[\text{mm}]$ とした。また、流れ場の計測は 50 秒間行い、サンプリング総数は 5 万個である。解析法の詳細は文献 2)を参照されたい。

### 3. 主流部の流れ構造に及ぼす浸透層の影響

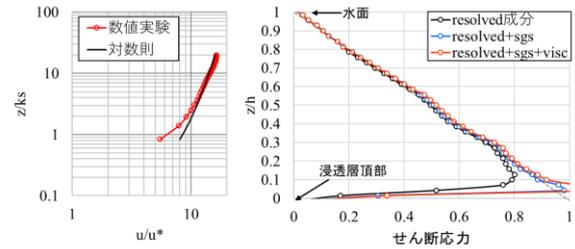
図 3 に、球 1 個を包含する平面領域で時空間平均した主流部( $z \geq 0$ )の縦断方向流速及び摩擦速度で無次元化したせん断応力( $\tau_{xz}$ 成分)の鉛直分布を示す。参考のため、主流部の平均流速が数値実験と等しい場合の対数分布(相当粗度  $k_s=2.15[\text{mm}]$ )を併記する。数値実験より得られた縦断方向流速の分布は、従来から指摘されているように、浸透層頂部付近で対数分布より遅くなる。また、せん断応力( $\tau_{xz}$ 成分)は、概ね直線分布に従うものの、 $z/h=0.3$  付近で変曲点を持つ。このような等流のせん断応力からのズレは、浸透層と主流部の相互作用に伴う局所的な流れ構造の影響と考えられる。

図 4 に、主流部の断面平均流速で無次元化した鉛直方向時間平均流速 $\bar{w}/u_m$ を示す。浸透層頂部近傍では、上流に位置する球を乗り越え浸透層に潜り込む流れ( $u_m$ の 2.5%程度)や浸透層内の間隙を通り主流部に湧き上がる流れ( $u_m$ の 2%程度)が認められる。

次に、このような浸透層頂部近傍における時間平均流速を運動方程式に基づいて検討する。式(8)は、縦断方向の流れの運動方程式(2)をアンサンブル平均して得られるレイノルズ方程式である。本研究では流れの解析に LES を用いているため、通常レイノルズ方程式と比べ、右辺第六項に SGS 応力項が追加されている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \\ + \left( -\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \left( -\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \\ + \left( \frac{\partial \overline{\tau_{xx}^{visc}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\tau_{xy}^{visc}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\tau_{xz}^{visc}}}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial \overline{\tau_{xx}^{sgs}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\tau_{xy}^{sgs}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\tau_{xz}^{sgs}}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

ここに、上付きバーは時間平均、ダッシュは時間平均値からの変動分を表す。流れ場の時系列データを用いて時間平均値及び変動分を算出し、式(8)の各項の大きさを評価する。図 5 (a) に、図 4 の湧き上がる流れが生じる平面位置における重力加速度の縦断方向成分  $g_x$  で無次元化した移流項と圧力項の鉛直分布を示す。浸透層の影響を強く受ける  $0 \leq z/d \leq 0.5$  では、移流項( $-\bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ ,  $-\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ )や圧力項( $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ )は重力項  $g_x$  と同オーダーの値をとる。湧き上がる流れ( $\bar{w} > 0$ )の生じる場所において、縦断方向流速の鉛直勾配は正であり、移流項( $-\bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ )は負となり、縦断方向流速に抵抗として働く。これは浸透層内の遅い流速が主流部に輸送されるためである。



$$\frac{\overline{\tau_{xz}^{all}}}{u_*^2} = -\frac{\overline{u'w'}}{u_*^2} + \frac{\overline{\tau_{xz}^{visc}}}{u_*^2} + \frac{\overline{\tau_{xz}^{sgs}}}{u_*^2} \quad (7)$$

左辺：全せん断応力、右辺第一項：レイノルズ応力項(resolved 成分)、第二項：粘性応力項、第三項：SGS 応力項。上付き“ $\bar{\cdot}$ ”は空間平均を示す。

図 3 単位平面領域で時空間平均した主流部の流れ構造

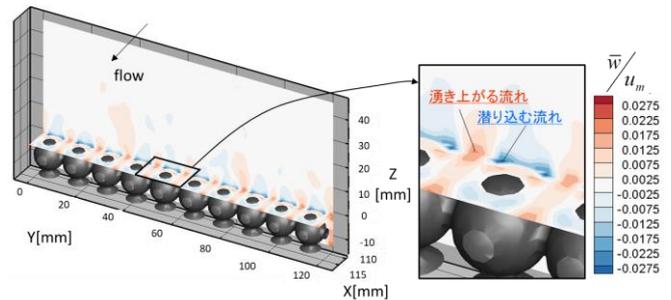
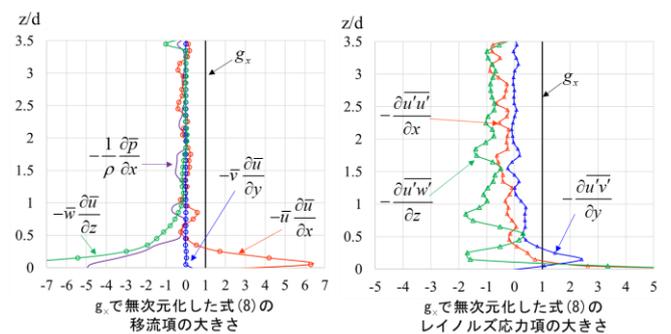


図 4 断面平均流速で無次元化した鉛直方向時間平均流速



(a) 移流項 (b) レイノルズ応力項

図 5 レイノルズ方程式の移流項と圧力項の大きさ

また、対象地点は球の前面に位置し圧力が上昇するため、圧力項( $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ )も負となり、縦断方向流速に対して抵抗として作用する。一方、移流項( $-\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ )は正となり縦断方向流速を加速させる効果を持つ。これは、直上流の球の間の狭窄部で加速した流れが対象地点まで影響し速度勾配( $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ )が負となるためである。図 5 (b) のレイノルズ応力項については紙面の関係で割愛する。

今後は、移動する粒子を含む浸透性粗面乱流の数値実験を行い、水流と粒子群の相互作用の機構を明らかにする。

### 参考文献

- Manes et al., Physics of Fluids, Vol.21, 125109, 2009.
- Fukuoka et al., Advances in Water Resources, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 高鉦, 福岡, 第 32 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, E11-2, 2018.