

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

Application of the one-fluid model of solid-liquid multiphase to turbulent flow with a permeable rough boundary

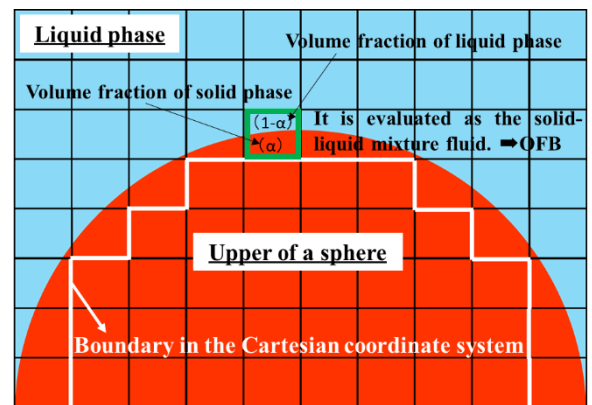
- 高 敏 裕也, 中央大院, 東京都文京区春日 1-13-27, a18.ntwb@g.chuo-u.ac.jp
 福岡 捷二, 中央大研究開発機構, 同上, sfuku@tamacc.chuo-u.ac.jp
 Yuya TAKAKUWA, Chuo University, 1-13-27 Kasuga, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan
 Shoji FUKUOKA, Research and Development Initiative, Chuo-University, Same as above

The bed surface of gravel-bed rivers is considered as a permeable rough boundary. In this study, numerical simulations based on the Manes' experiment about turbulent flow over permeable rough bed were conducted with One-Fluid Boundary method (OFB) which makes the boundary shapes with the Cartesian coordinate system using volume fraction of solid phase “ α ” in calculation cells. Effects of cell sizes and solid volume fraction “ α ” on flow structures were discussed. It was shown that vertical profiles of longitudinal velocity, Reynolds stress and turbulent intensity followed the results of the Manes' experiment only if precision of solid volume fraction “ α ” was high, and even if cell sizes are not small.

1. 序論

石礫河川の河床は、幅広い粒度分布・多様な形状の土砂により構成されている。そのため、洪水時には、大粒径粒子は集団を形成し互いにかみ合うことにより激しい水流に耐え、また、小粒径粒子は大粒径粒子集団の遮蔽効果によりその間に堆積し存在することが可能となる⁽¹⁾。洪水時の石礫河川の水流と土砂の運動機構を明らかにするためには、大粒径粒子集団からなり浸透性を有する粗面境界上の乱流場及び水流とそのような境界上を移動する粒子群との相互作用の機構を一体的に評価する必要がある。しかし、洪水時の石礫河川の水流は激しく、河床近傍の水流と土砂の混相状態の運動を計測することは困難であり、数値解析によるアプローチが有効である。

一般に、複雑な形状を有する境界周りの乱流場を解析するためには、非構造格子や境界適合格子を用いることが望ましい。しかし、複雑な形状の境界を再現する計算格子の設定は容易ではなく、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流れ場の解析に考慮する手法も検討されている⁽²⁾。牛島ら⁽³⁾は、計算格子内に含まれる固相の影響を流れ場の解析に考慮するために、固相と液相からなる混合流体の運動を評価する「一流体モデル」を用い、同時に、固体物体を Lagrange 的に解く Euler-Lagrange 型固液混相流解析法 (MICS: Multiphase Incompressible flow solver with Collocated grid System) を提案している。さらに藤岡ら⁽⁴⁾は、小球を隙間なく重ねて物体形状を表現する手法を MICS に導入することで、水流と任意形状物体の三次元運動を評価することのできる解析法を構築している。Fukuoka ら⁽⁵⁾及び Fukuda ら⁽⁶⁾は、MICS^{(3),(4)}に準じ、標準スマゴリンスキーモデルを導入した解法 (APM: Arbitrary Particle Multiphase code) を構築し、高濃度土石流実験に APM を適用し、粒子の速度と輸送濃度の鉛直分布及び水と粒子の輸送量を説明し、水流と固体物体からなる固液混相現象の解明を進めている⁽⁶⁾。また福田ら⁽⁸⁾は、溪流のように複雑な地形上を大規模に流動する土石流などを効率よく計算するために、動的負荷分散を考慮した並列計算法 (DBA: Dynamic Block Assignment) を開発し、実スケールの固液混相流現象にも適用できるように改良している。粗面上の粒子群の運動を解析する上で、個別の粒子運動や粒子周りの流れ場の解析精度を明らかにすることも重要である。著者ら⁽⁹⁾は、粗面境界上を移動する粒子群と水流との相互作用に関する研究の第一段階として、APM を用いて、開水路粗面乱流中を移す動する単一粒子の運動に及ぼす粒子形状の効果を検討してきた。しかし、底面近傍の乱流



$$\rho = \alpha \rho^s + (1 - \alpha) \rho^f \quad (1) \quad \rho \bar{u}_i = [\alpha \rho^s \bar{u}_i^s + (1 - \alpha) \rho^f \bar{u}_i^f] \quad (2)$$

where α : volume fraction of solid phase, ρ : density,
 \bar{u}_i : i th component of GS velocity, suffix s, f : denotes solid phase and liquid phase

Fig.1 Concept of OFB.

場の解析精度が悪く、粒子運動の評価には課題があった。

APM はデカルト座標系の枠組みであるため、Fig.1 に示すような半球に対して例えば白線のように境界を取ることに、実際の境界形状と大きく異なる。そのため、固体境界面を含む計算格子 (例えば、緑色の枠の計算格子) を固相と液相からなる混合流体として取り扱い (一流体モデル)、実際の境界形状の影響を考慮している (本稿では、この手法を One-Fluid Boundary method: OFB と呼ぶ)。OFB では、式(1),(2)を用いて、各相の密度を体積平均、速度を質量平均することにより、それぞれ混合流体の単位体積当たりの質量と運動量を評価している。計算格子内に含まれる固相の体積割合 α は、混合流体の速度の評価に直接影響し、固相の体積割合の算定精度は、境界近傍の流速分布に大きな影響を及ぼすと推定できる。しかし、OFB を用いた個々の物体周りの流れ場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の検討^{(3),(6)}のみと少なく、粗面境界周りの乱流場に対する適用性は十分には検討されていない。

本研究では、第一に、固相の体積割合 α の算定精度を検討する。第二に、Manes ら⁽¹⁰⁾の浸透性粗面乱流の実験に APM を適用し、その結果より、浸透性粗面境界を有する乱流への OFB の解析精度と適用性を検証する。

2. APM における流れ場の解法

2. 1. 概要

APM⁽⁶⁾における流れ場の計算はLESであり、以下に基礎式を示す。基礎式中の密度及び速度には、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(3)と運動方程式(4)を解く。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⁽⁷⁾により評価した。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ 2(\nu + \nu_t) \bar{S}_{ij} \right\} \quad (4)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (6)$$

ここに、P は圧力と SGS 応力の等方成分の和、 g_i : 重力加速度、 $\nu (= \mu/\rho)$: 動粘性係数、 ν_t : SGS 乱流粘性係数、 Δ : 計算格子幅、 C_s : Smagorinsky 定数(0.173)である。固相の粘性係数は水の粘性係数と同じ値とした。連続式(3)、運動方程式(4)は、スタガード格子を用いて SMAC 法を用いて解き、圧力の収束計算には SOR 法を用いた。

自由水面は、計算格子内の液相の割合を密度関数 f で表し、式(7)の密度関数 f の輸送を解いて評価する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

本研究では、気相を含めた計算は、圧力の収束に時間を要するため、気相は解かず自由水面を境界条件とした。自由水面の境界条件は、Hit⁽⁴⁾の手法を参考に、水面を含む計算格子と水面内部の計算格子で圧力勾配を算定したときに、水面で圧力がゼロになるように水面を含む計算格子の圧力を設定した。

2. 2. 計算格子内に含まれる固相の体積割合 α の算定方法

多数の非球形粒子が移動・回転する場合、計算格子内に含まれる固相の体積割合 α を厳密に評価することは困難であり、本研究では、牛島⁽⁸⁾と同様にサブセル法を用いて固相の体積割合を近似する(Fig.2)。

サブセル法では、計算格子(黒の実線)の内側に、計算格子よりも小さいサブセル(黒の点線)を設置し、固体表面(青の実線)よりも内側に位置するサブセルを固相と判定し(赤の実線)、その数及び体積を評価することにより、計算格子内に含まれる固相の体積割合を近似する。なお本稿では、サブセルの中心が固体表面の内側に位置する場合に、そのサブセルを固相と判定している。そのため、固相の体積割合の算定精度は、サブセルの形状や大きさに依存する。Fig.3 に、サブセルを立方体としたときの、計算格子一辺あたりに設けるサブセルの数($=\Delta/\Delta_{sub}$)と計算格子に占めるサブセル 1 個当たりの体積割合($=\Delta_{sub}^3/\Delta^3 \times 100\%$)の関係を示す。これより、 $\Delta/\Delta_{sub} = 2$ とした場合(計算格子内に含まれるサブセルの総数は $2^3=8$ 個)、計算格子に占めるサブセル 1 個当たりの体積割合は 12.5%であり、サブセル 1 個を固相と判定するか

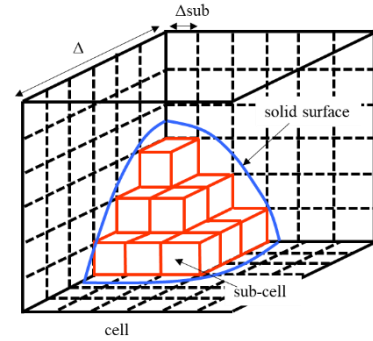


Fig.2 Evaluation of solid volume fraction with sub-cell.

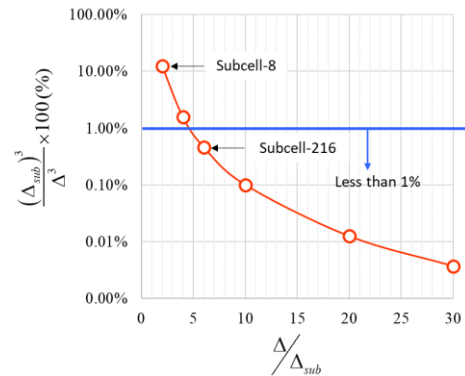


Fig.3 Volume fraction of a piece of sub-cell.

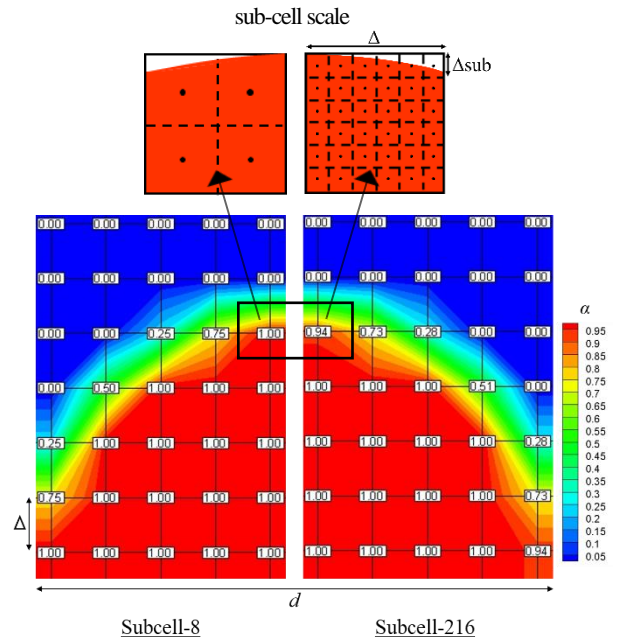


Fig.4 Comparison of solid volume fraction (α) at the surface of a sphere with different precision of α ($d/\Delta=10$).

否かにより、固相の体積割合が大きく変化する。サブセル 1 個当たりの体積割合を 1%以内にするためには、 $\Delta/\Delta_{sub}=6$ (サブセル総数 216 個) とする必要がある。本研究では、 $\Delta/\Delta_{sub}=2$ とする場合を固相の体積割合の算定精度の悪い条件(subcell-8)、 $\Delta/\Delta_{sub}=6$ とする場合を算定精度の良い条件(subcell-216)とする。

球表面の固相の体積割合 α の分布に及ぼす α の算定精度の影響を検討する。Fig.4 は、直径 d の球の上半分を示しており、左側は固相の体積割合の算定精度の悪い条件(subcell-8)、右側は算定精度

Tab.1 Hydraulic conditions of the Manes' experiment.

flow depth	H[mm]	42
slope of the bed	I_b [%]	0.25
bulk velocity	U[m/s]	0.39
Reynolds number	Re=UH/v	16380
friction velocity	u_* [m/s]	0.0308

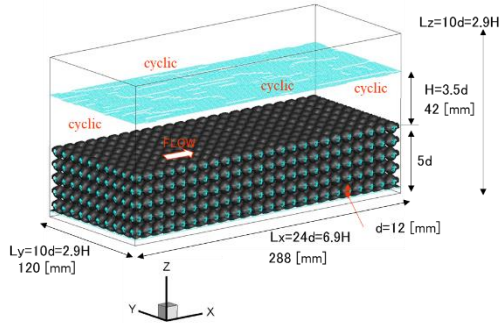


Fig.5 Computational domain and boundary conditions.

の良い条件(subcell-216)のときの α の分布である。計算格子幅 Δ は、球の直径 d を10個に分割するように設定している。球の頂部付近では、拡大図に示すように、固相の体積割合の算定精度の悪い条件では全てのサブセルが固相と判定されるのに対し($\alpha=1$)、算定精度の良い条件では一部のサブセルは液相と判定される。その結果、固相の体積割合に最大6%程度の差異が生じる。第3章にて、浸透性粗面乱流場に及ぼす球の直径 d と計算格子幅 Δ の比 d/Δ 及び固相の体積割合 α の算定精度の影響を検討する。

3. Manes らの浸透性粗面乱流実験への APM の適用

3. 1. 浸透性粗面乱流実験の概要

Manes ら⁽¹⁰⁾は、長さ11[m]、幅0.4[m]の矩形断面水路に、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粗面乱流に及ぼす浸透層の効果を実験的に検討している。本研究では、ガラス球を鉛直方向に5層重ねた浸透性河床に、流量6.6[L/s]を通水した実験ケースを対象とする。Tab.1に、水理条件を示す。

3. 2. 計算条件及び検討ケース

Fig.5 に計算領域と境界条件を示す。計算負荷を軽減するため、 $L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9H \times 2.9H \times 2.9H$ からなる周期的な計算領域とした。ここに、 x を主流方向、 y を横断方向、 z を鉛直方向とし、 H は粗面頂部($z=0$)からの平均水深である。境界条件は、 x 方向及び y 方向に周期境界条件を与えた。

Tab.2 に検討ケースを示す。本研究では、浸透性粗面境界周りの乱流場に対する OFB の解析精度と適用性を検討するため、計算格子幅 Δ と固相の体積割合 α の異なる合計6ケースの解析を実施した。計算格子幅 Δ について、牛島ら⁽³⁾及び Fukuda ら⁽⁶⁾は、一様流中に固定された球に作用する流体力を精度良く評価するためには、球の直径に対する計算格子の分割数をそれぞれ $d/\Delta = 8, 4$ 程度にする必要があると指摘している。本研究では、これらの値に近い $d/\Delta = 5, 10$ 及び $d/\Delta = 20$ の3種類を用いた。固相の体積割合の算定精度は、subcell-8 と subcell-216 の2種類とした。

Fig.6 に観測側線を定義する。Manes らと同様に本研究においても、球の頂部を結ぶ側線を top line、谷部を形成する側線を valley line と呼ぶ。Fig.7 に、各側線における浸透層内の密度コンターと計算格子幅の関係を示す。top line に着目すると、 $d/\Delta = 20$ の条件では、球の形状を精度良く表現することができ、また完全に液相と判定される間隙領域（濃紺の領域、 $\alpha = 0$ ）を計算格子で10個

Tab.2 Conditions of numerical simulations.

	case1	case2	case3	case4	case5	case6
d[mm]: sphere size	12	12	12	12	12	12
Δ [mm]: cell size	2.4	2.4	1.2	1.2	0.6	0.6
d/Δ	5	5	10	10	20	20
α	subcell-8	subcell-216	subcell-8	subcell-216	subcell-8	subcell-216
Δ_{sub} [mm]: sub-cell size	1.2	0.4	0.6	0.2	0.3	0.1
d/Δ_{sub}	10	30	20	60	40	120
Computational domain	$L_x \times L_y \times L_z = 24d \times 10d \times 10d = 6.9H \times 2.9H \times 2.9H$ (Fig.5)					
dt[s]: time step for fluid-motion	5.00E-04	5.00E-04	2.50E-04	2.50E-04	1.25E-04	1.25E-04
dt_turb[s]: time step for turbulence sampling	1.00E-03	1.00E-03	1.00E-03	1.00E-03	1.00E-03	1.00E-03

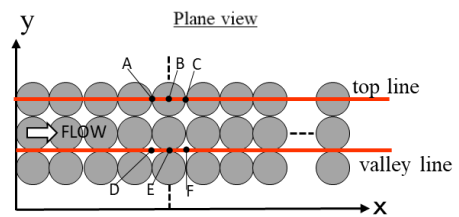


Fig.6 Definition of measurement lines and points.

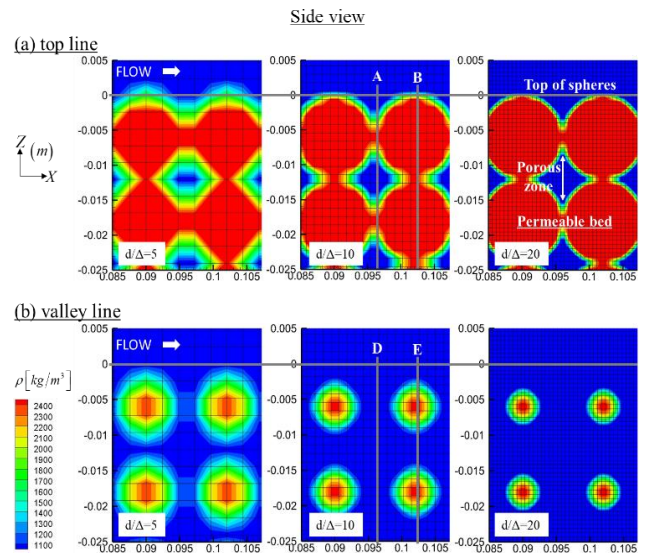


Fig.7 Density distribution at the top line (a) and the valley line (b) (subcell-216).

に分割している。 $d/\Delta = 10$ の条件においても球の形状を説明できるが、完全に液相と判定される間隙領域は、 $d/\Delta = 20$ の条件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、球の半分程度を、固相と液相からなる混合流体（黄緑や黄色の領域、 $0 < \alpha < 1$ ）と判定している。

流体計算の刻み時間 Δt は、水深平均流速を用いたクラン数が0.1となるように設定した。また乱流のサンプリング時間は、楠津⁽¹²⁾と同様に、検討可能な最大波数 k_m が約 $100/L_o$ 以上になるように選択した。

$$k_m \geq \frac{100}{L_o} \quad (8)$$

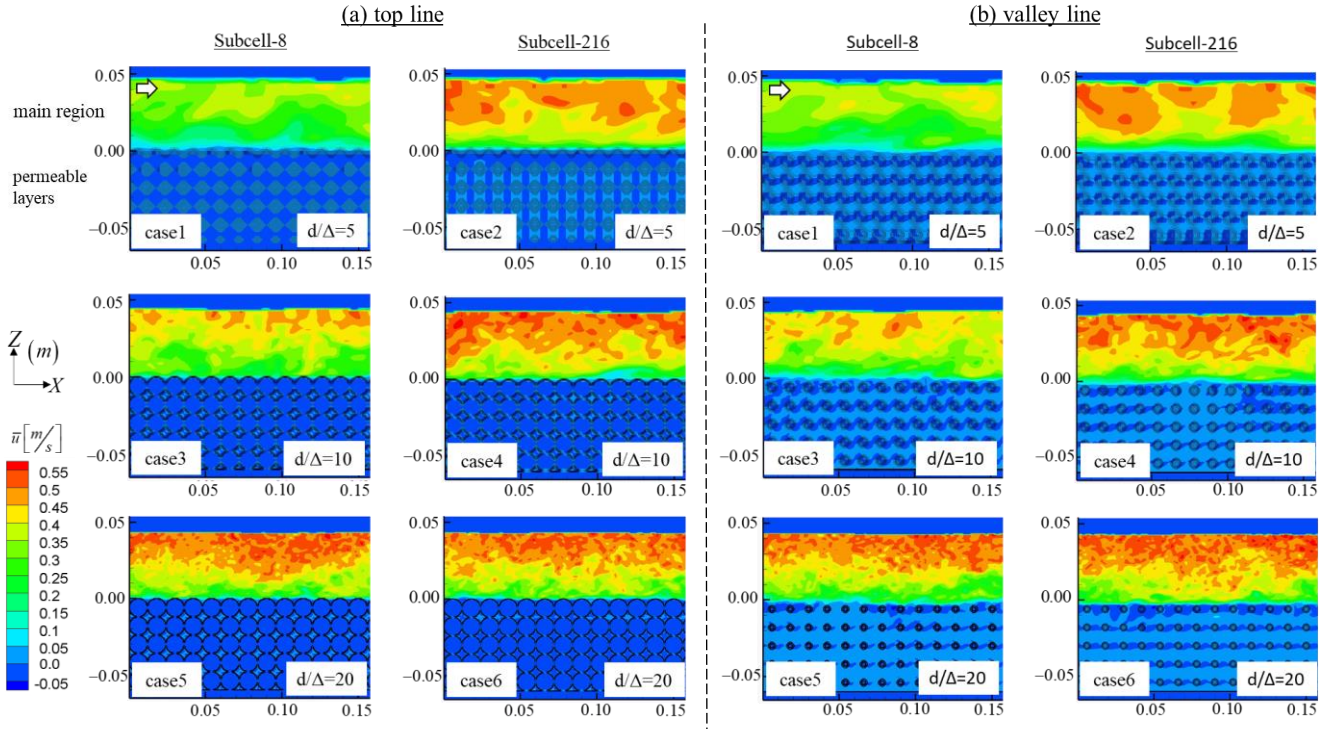


Fig.8 Snapshots of longitudinal velocity at two lines.

ここに、 L_ω は平均渦径であり、式(9)により境界層厚と関連付けて推定した。

$$L_\omega = 0.4\delta \quad (9)$$

ここに、 δ は境界層厚である。式(8)を満たすように、次式で示す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。

$$k_* \approx \frac{2\pi f_*}{U} \quad (10)$$

ここに、 f_* : 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 らの実験における水深平均流速 0.39m/s を与えた。その結果、乱流のサンプリング時間は $dt_{turb} = 0.001[s]$ となった。また、平均値評価時間は、禰津⁽²⁾ の乱流実験と同程度の 50 秒とし、サンプル総数は 5 万個となった。

3. 3. 解析結果

Fig.8 に、全ケースの top line 及び valley line における主流方向の流速コンターを示す。ここで、本研究では、周期境界条件を用いており水の体積が保存されるため、流速が小さくなくても、平均水深は変わらない。主流部の流速に着目すると、top line 及び valley line とともに、計算格子幅の粗い条件($d/\Delta = 5, 10$)では、固相の体積割合の算定精度により流況は全く異なり、算定精度の良い場合(subcell-216)には流速は速くなり、算定精度の悪い場合(subcell-8)には流速は遅くなる。これは、Fig.4 に示すように、算定精度の悪い条件(subcell-8)では、算定精度の良い条件(subcell-216)と比較して、球表面の固相の体積割合の勾配が大きくなり、球表面に凹凸があるように算定されるためと考えられる。計算格子幅が小さく固相の体積割合の算定精度の良い case6 では、固相の体積割合の算定精度の悪い case5 と比べ、底面近傍においても比較的速い流速 (0.40~0.45m/s : 黄色のコンター) が発生することが分かる。

Fig.9 に、流れ場の発達している case2,4,5,6 及び Manes らの実験結果における主流部の時空間平均流速分布を示す。ここに各 case の実線及び Manes らの結果は、Fig.6 に定義する top line の A-C 区

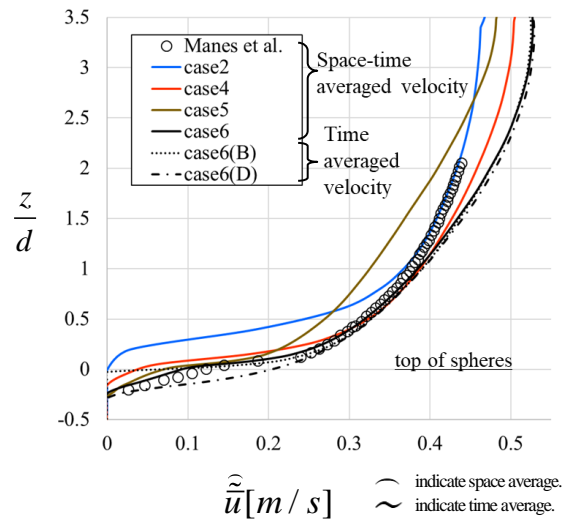


Fig.9 Velocity profiles in the main region.

間及び valley line の D-F 区間で空間平均している。また、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条件である case6 については、Fig.6 の B 地点 (点線) 及び D 地点 (一点鎖線) における時間平均流速分布も示す。なお、Manes らの実験では、 $z/d > 2$ の流速は計測されていない。case6 に着目すると、水面($z/d = 3.5$)から底面近傍($z/d = 0.5$ 程度)の領域では、流速分布の空間変化は小さく、底面近傍にのみ粗度の影響が現れる。水路床表面で間隙となる D 地点では、球の頂部($z/d = 0$)から $z/d = -0.2d$ 程度の高さまで流速をもつ。case6 について時空間平均した流速分布と Manes らの実験結果を比較すると、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、底面近傍では、間隙領域($-0.2d \leq z/d \leq 0$)においても流速分布を正確に再現している。また、計算格子は粗いが、固相の体積割合の算定精度の良い case4 においては、底面近傍の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、計算格子の小さい条件(case5)でも、流速分

布を適切に説明できない。この結果より、OBFを用いた浸透性粗面乱流の解析では、計算格子の粗い条件($d/\Delta = 10$)においても、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浸透性粗面の主流部の流速分布を説明できることが明らかとなった。

次に、浸透層内の時空間平均した流速分布を検討する(Fig.10)。ここに、実線及びManesらの実験結果は、Fig.6におけるvalley lineのD-F区間のみで空間平均した値である。またcase6については、粗度頂部高さ($z/d = 0$)から底面($z/d = -5$)まで間隙領域となるD地点(一点鎖線)及び鉛直方向に間隙領域と固相領域を繰り返すE地点(点線)における流速分布も示す。まず、浸透層内の流速分布を検討する。Manesらの実験結果では、第1層目の流速は小さく、下層ほど速くなり、第3層でピーク値を取る。この傾向は解析にも表れており、case6では、浸透流速の鉛直分布を概ね説明している。これは第1層目には、主流部の乱れが強く現れるためと考えられる。Fig.11に、case6の浸透層内の鉛直方向流速の分布を示す。第1層目では、局所的に、大きな鉛直方向流速や逆流も発生している。この影響は、評価地点の違いによる主流方向の流速に現れており、主流部の影響を受けやすいD地点の主流方向の流速は、E地点と比べ小さくなっている(Fig.10, 1st layer)。次に、浸透層第1層目の主流方向の流速に及ぼす固相の体積割合の算定精度と計算格子幅の影響を比較する。case6と比べ、計算格子幅を変えずに固相の体積割合の算定精度を悪くしたcase5では、Manesらの結果と比較し、流速は6割程度となる。これより、浸透層内の流速分布においても主流部と同様に、固相の体積割合を精度良く算定しなければならないことが分かる。一方、case6と比べ、固相の体積割合の算定精度は変えずに計算格子幅を粗くしたcase4でも、主流方向の流速はManesらの結果の6割程度となり、 $d/\Delta = 10$ の条件では浸透層内の流速を適切に説明できない。これは、間隙領域の格子解像度の影響と考えられる。Fig.7に示すように、 $d/\Delta = 10$ の条件では、top lineの間隙において完全に液相と判定される領域(濃紺の領域)の幅は計算格子4個分しかなく、 $d/\Delta = 20$ の条件では、この幅に計算格子は10個配置される。以上より、OBFを用いた浸透性粗面乱流の解析では、流れ場の境界形状を代表する空間スケール(主流部では粗度を構成する球、浸透層では間隙の大きさ)に対して計算格子を10個以上設けることにより、対象領域の平均流を説明できると言える。

主流部の乱れ構造を検討する。本研究ではLESを用いているため、せん断応力は次式で示されるように、計算された変動流速より求めた(resolved)レイノルズせん断応力項、SGS応力項、項粘性応力項からなる。

$$\tau_{zx} = (-\rho \bar{u}' \bar{w}') + \tau_{zx}^{sgs} + \tau_{zx}^{visc} \quad (11)$$

ここに、 $\bar{u}'_i = \bar{u}_i - \bar{u}_i$ であり時間平均値からの変動分を表す。第一項(resolved成分)は、計算格子で直接評価することのできる乱れによるレイノルズ応力であり、第二項のSGS応力項は計算格子で評価することのできない乱れによる応力である。Fig.12にresolved成分(細線)及びresolved成分とSGS応力の和(太線)について時空間平均した2種類の分布を示す。空間平均の範囲は主流部の流速分布のときと同じである。またcase4については、B及びD地点におけるresolved成分とSGS応力の和の時間平均した分布も示す(B:点線, D:一点鎖線)。case6では、resolved成分とSGS応力の和は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摩擦速度 u_* を小さくしなければならないためと考えている。case4に着目すると、resolved成分は、上層

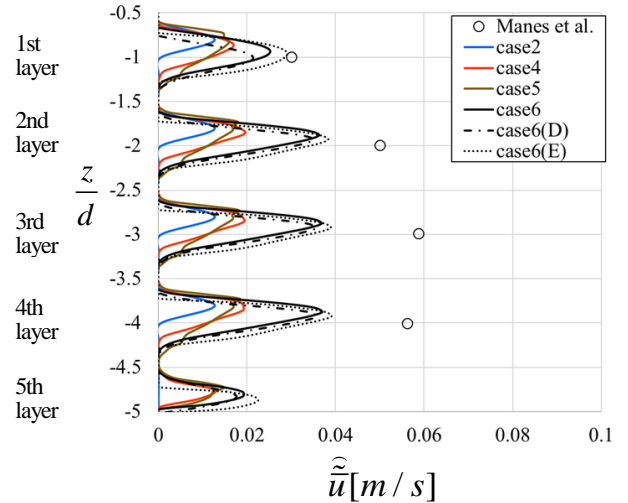


Fig.10 Velocity profiles in the permeable layer.

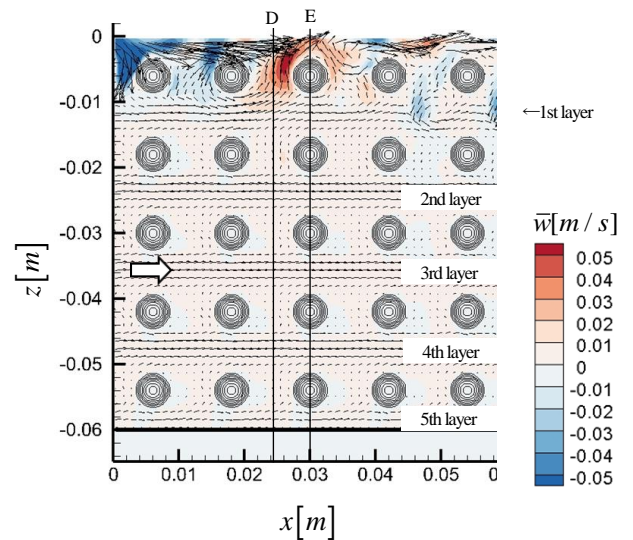


Fig.11 Snapshot of vertical velocity in the permeable layer (case6).

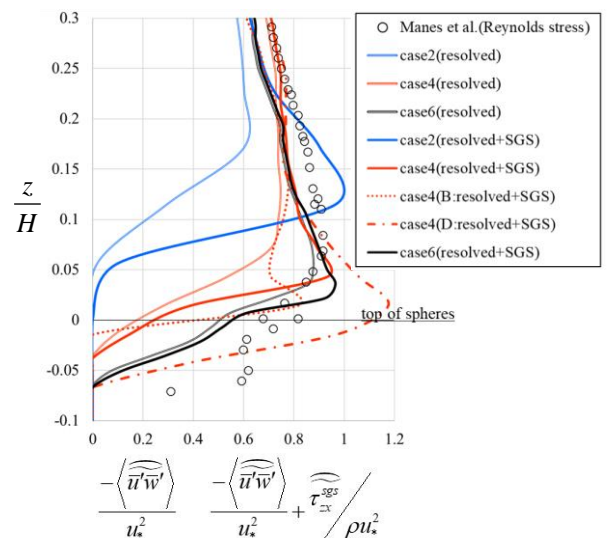


Fig.12 Distributions of shear stress near the bed.

から水深の約 80%の領域で Manes らの実験結果を説明しており、計算格子の粗い条件($d/\Delta=10$)においても、乱流応力を担う乱れを解像できることを示している。底面近傍約 10%の領域において SGS 成分がこれを補っており、Manes らの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。次に、case4 について、評価地点の違いによる resolved 成分と SGS 応力の和の分布を比較する。間隙領域の D 地点では、球の頂部位置である B 地点と比べ、ピーク値が大きくなる。この傾向は、禰津ら⁽¹³⁾の一樣球を用いた粗面乱流実験でも確認されており、間隙領域にて鉛直方向流速が強く乱れるためと考えられる。これらの結果より、計算格子幅を球の直径の 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。

最後に、乱流の特性を表す乱れ強度分布を検討する。Fig.13 の (a)に主流方向、(b)に鉛直方向の乱れ強度分布を示す。解析では、

$$\text{resolved 成分 } \overline{u'_{rms}}/u_* \left(= \sqrt{\overline{u'u'}}/u_* \right) \text{ に対して SGS 成分 } \tau_{ii}^{sgs} / \rho u_*^2$$

が小さいため、resolved 成分と SGS 成分の和のみの分布を示している。主流部の流速分布と同様に、実線及び Manes らの結果は時間空間平均した分布である。case4 については B 及び D 地点の時間平均した分布も示す。主流方向・鉛直方向ともに計算格子の粗い条件($d/\Delta=10$)においても、乱れ強度のピーク値及びピーク値を取る高さを概ね再現している。次に、評価地点ごとの乱れ強度分布を比較する。主流方向、鉛直方向ともに底面近傍では、評価地点により分布に差が生じるものの、相対高さが $z/H \approx 0.2$ より上では底面粗度の影響が弱くなるため、各地点の分布はほとんど同じとなる。この底面の影響が微小となる高さ($z/H \approx 0.2$)は、相対水深 (H/d)が同程度の禰津ら⁽¹³⁾の実験結果とも一致する。以上より、粗い計算格子の条件($d/\Delta=10$)においても、固相の体積割合を精度良く算定することにより、乱流の特性を表す乱れ強度分布もかなりの精度で説明できることが明らかとなった。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大きく見積もられている。この理由については今後の課題である。

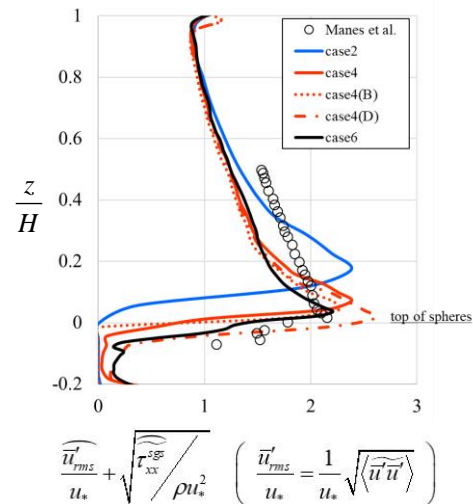
4. 結論と課題

本研究では、第一に OFB における、計算格子内に含まれる固相の体積割合の算定精度を検証し、第二に、Manes らの浸透性粗面乱流実験を用いて、浸透性を有する粗面境界周りの乱流場に対する OFB の解析精度と適用性を検討した。

- ① 一流体モデルにおいて計算格子の粗い条件においても、計算格子内に含まれる固相の体積割合 α を精度良く算定することにより浸透性粗面の乱流場を説明できることを示した。計算格子幅の目安は、流れ場の境界形状を代表する空間スケール（主流部ならば粗度を構成する球の直径、浸透層ならば間隙の大きさ）の 1/10 程度である。
- ② 主流部の上半分において Manes らの実験結果と比較して、主流方向の流速は若干大きく、乱れ強度は小さく算定されている。

今後は、本研究で明らかとなった浸透性粗面境界を有する乱流場への OFB の解析精度が、粗面乱流中を移動する粒子周りの乱流場、すなわち固相の体積割合 α が時間的に変化する乱流場においても同程度に成立するか解析法を検討し、粒子群が跳躍する流れ場と粒子運動の構造を解明する。

(a) longitudinal direction



(b) vertical direction

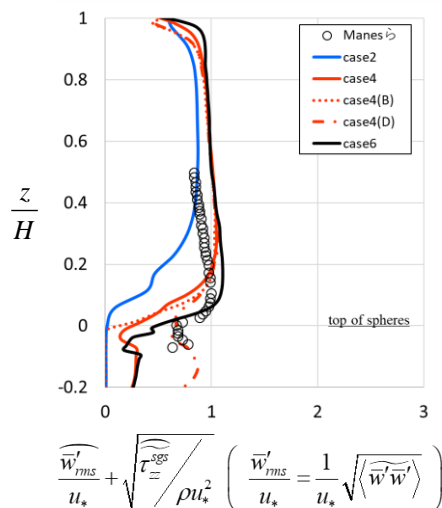


Fig.13 Distributions of turbulent intensity.

参考文献

- (1) 福岡, “石礫河川の移動床水理の諸問題と解決への道筋,” 水工学に関する夏期研修会, A コース, Vol.44 (2008), pp.1-25.
- (2) 小野, “設計における直交格子法の利用,” ながれ, Vol.21 (2002), pp.16-25.
- (3) 牛島, 山田, 藤岡, 禰津, “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 (2006), pp.100-110.
- (4) 藤岡, 牛島, “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 (2006), pp.751-756.
- (5) 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 (2014), pp.84-96.
- (6) Fukuda, T. and Fukuoka, S., “Interface-resolved large eddy simulations of hyperconcentrated flows using spheres and gravel particles,” Advances in Water Resources, (2017), <https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2017.10.037>.

- (7) Smagorinsky, J., "General circulation experiments with the primitive equations," *Monthly Weather Review*, Vol.91, No.3 (1963), pp.99-164.
- (8) 福田, 福岡, "複雑境界形状の大規模固液混相流解析のための動的負荷分散を考慮した並列計算法," *水工学論文集*, 第 63 卷 (2018), 掲載決定.
- (9) Takakuwa, Y. and Fukuoka, S. "Motions of single and a group of particles with different shapes flowing down in fixed bed channels," *THESIS-2016*, Tokyo, Japan (2016), pp.89-92.
- (10) 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 (2009), 125109.
- (11) Hirt, C.W. and Nichols, B.D., "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *Journal of Computational Physics*, Vol.39 (1981), pp.201-225.
- (12) 禰津, "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 (1977), pp.67-76.
- (13) 禰津, 中山, 藤田, "粒径の大きな粗度上の開水路流れの乱れと水面変動," *応用力学論文集*, Vol.1 (1998), pp.709-718.