

プラントルの第二種二次流を有する開水路粗面乱流の構造と浮遊砂運動による構造変化

福島 千乃¹・高嶽 裕也²・福岡 捷二³

¹学生会員 中央大学大学院 理工学研究科 (〒112-8551 東京都文京区春日 1-13-27)

E-mail: a18.esbm@g.chuo-u.ac.jp(Corresponding Author)

²正会員 中央大学研究開発機構 (同上)

E-mail: ytakakuwa099@g.chuo-u.ac.jp

³フェロー 中央大学研究開発機構 (同上)

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

粗度要素を底面に敷き詰めた幅の狭い($b/h=1.41$)開水路粗面乱流の三次元数値実験により、流れ構造と浮遊粒子を付加した場合の乱れ構造の変化を調べた。密に配置された粗度要素の近傍では主流速・二次流速度分布は歪むが、これより高い位置では縦断的な変化は小さい。レイノルズ応力勾配と圧力勾配の不均衡に起因して形成される二次流セルが、粗度要素を乗り越える流れ及び粗度谷部に潜り込む流れと重なり合うことにより、二次流速度分布は縦断的に変化し、二次流速度の大きさは開水路滑面乱流場に比べ大きくなる。また、浮遊粒子の存在により底面コーナーにおいて速度変動によるレイノルズ垂直応力の輸送が抑制されること、これに伴い二次流速度の大きさが小さくなる機構を示した。

Key Words: secondary flow, main flow, suspended load, bed roughness

1. 序論

プラントルの第二種二次流に関して、底面コーナーから側壁沿いを上昇する Outer secondary flow (以下、OSF と呼ぶ)、底面コーナーから水路中央に進む Bottom secondary flow(BSF)、及び、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)が発生する^{1,2)}。林ら³⁾は、開水路滑面乱流を DNS により解析し、得られた解析結果からレイノルズ方程式の各項を算出することにより、例えば、底面コーナーにおいて、レイノルズ垂直応力項は水路の OSF や BSF の底面コーナーに向かう成分を駆動し、圧力勾配項はレイノルズ垂直応力の勾配項に対応してこれと逆向きに働き、OSF の側壁沿いを進む成分及び BSF の水路中央に向かう成分を駆動することなどを示し、3 つの二次流セルの維持機構を解明している。また、Takakuwa and Fukuoka⁴⁾、高嶽・福岡⁵⁾は、アスペクト比と相対水深の異なる開水路粗面乱流の数値実験を行い、林ら³⁾と同様の手法を用いて、二次流速度分布の縦断変化、圧力及び応力構造を分析している。

乱流中の浮遊砂の運動機構について、溝口⁶⁾や関根ら⁷⁾は、幅の広い開水路粗面乱流中の流れと流砂運動をそ

れぞれ PIV 解析と高速度カメラで計測し、流砂運動と周囲流体の運動を分析している。しかし、複雑な乱流場と浮遊砂運動の関係は十分に明らかになっていない。

本研究では、個々の粒子と粒子周りの詳細な流れ場を解くことの可能な Arbitrary Particle Multiphase(APM)法⁸⁾を用いて、最初に、幅が狭く、底面に円柱粗度を密に敷き並べ、強い二次流が形成される開水路粗面乱流を解析し、主流速の三次元構造を中心に、二次流と乱れの構造の関係を示す。次に、浮遊粒子の運動がこれら主流・二次流の構造に与える影響をレイノルズ方程式及びレイノルズ応力の輸送方程式を用いて明らかにする。

2. 数値実験概要

(1) 数値実験手法

図-1 に示す、底面に直径 $2r=8\text{mm}$ の円柱粗度要素を敷き詰めた長さ 1.50m 、幅 0.02m 、勾配 $1/20$ の一様な直線水路に定常流(0.171 l/s)を供給した。座標軸は、流れ方向に x 軸、横断方向に y 軸、垂直上向きに z 軸をとる。解析は、全部で 2 ケース行った。Case1 は粒子が存在しない clear flow、Case2 では、時間平均した鉛直上向き流速と粒

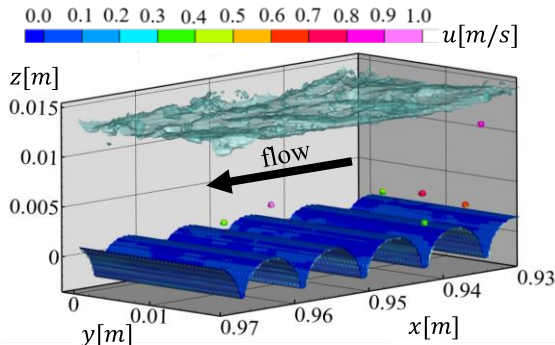


図-1 水路拡大図(側壁を非表示)(Case2)

表-1 水理量

| | Case1 | Case2 | |
|---|-------|-------|------|
| R : 径深 | 5.87 | 5.87 | mm |
| h : 水深 | 14.2 | 14.2 | mm |
| b/h : アスペクト比 | 1.41 | 1.41 | - |
| r=d/2 : 粗度要素半径 | 4.00 | 4.00 | mm |
| h/r : 相対水深 | 3.55 | 3.55 | - |
| \bar{U}_{max} : 最大主流速 | 84.7 | 84.8 | cm/s |
| U_{mean} : 平均流速 | 61.5 | 62.0 | cm/s |
| $U_* (= \sqrt{gR})$: 摩擦速度 | 5.36 | 5.36 | cm/s |
| $Re (= U_{mean}R/\nu)$: バルクレイノルズ数 | 3600 | 3630 | - |
| $Re_p (= (U_{mean} - \bar{u}_p)d/\nu)$: 粒子レイノルズ数 | - | 60 | - |
| $ SV_{max} $: 最大二次流速 | 11.7 | 10.9 | cm/s |
| $ SV_{max} /\bar{U}_{max}$ | 0.138 | 0.129 | - |
| $ SV_{max} /U_{mean}$ | 0.190 | 0.176 | - |
| w_0 (Rubeyの式) : 粒子の沈降速度 | - | 3.00 | cm/s |

表-2 解析パラメータ

| | | |
|--|----------------------|--------------------|
| 流体計算格子サイズ(Δ) | 0.00025 | m |
| 粒径と流体計算格子幅の比(d/Δ) | 4 | - |
| 計算格子幅とサブセル幅の比($\Delta/\Delta_{subcell}$) | 6 | - |
| 流体運動解析の刻み時間 | 2.0×10^{-5} | s |
| 粒子運動解析の刻み時間 | 2.0×10^{-7} | s |
| 水の密度 | 1000 | kg/m ³ |
| 粒子の密度 | 1200 | kg/m ³ |
| Smagorinsky定数 | 0.173 | - |
| 縦弾性係数 | 2.0×10^4 | kg/cm ² |
| ボアソン比 | 0.388 | - |
| 反発係数 | 0.5 | - |
| 摩擦係数 | 0.38 | - |

子の沈降速度 w_0 (表-1)を比較し、粒子が浮遊運動をするように、アクリルを想定した比重1.2で直径 $d=1\text{mm}$ の球形粒子群を $0.20\text{m} \leq x \leq 0.60\text{m}$ の範囲にランダムに投入した(供給粒子量 $9.8 \times 10^8 \text{m}^3/\text{s}$)。粒子の初速度には、粒子重心座標から一番近い流速評価点の流速を与え、流れに追従するようにした。本研究では Rodi et al.⁹⁾の手法を参考に、水路上流端($x=0.00\text{m}$)に、粗度要素20個分と上流端から十分に離れた位置($x=0.16\text{m}$)での流速を時々刻々と与えた。これにより、境界層の発達する距離を短くするとともに、浮遊粒子の運動が水路長に依存しなくなると考えている。また、下流端($x=1.50\text{m}$)には一つ上流側の評価点の流速を与え、下流端水深を制御した。乱流のデータは、禰津の手法¹⁰⁾に倣い、流れ場が十分に発達した後、 4.0×10^4 ごとに1秒間計測した。この間に粗度谷部の水路中央付近では Nakagawa and Nezu¹¹⁾と同程度の10個のburstingを捉えた。平均化には粒子通過時の値は用いず、流体の時のみのデータを用いたため、Case1のサンプリング数は2500、Case2の最低サンプリング数は2470である。表-1に解析で得られた水理量を示す。

(2) 解析手法⁸⁾

本解析は、Fukuokaら⁸⁾によるAPM法を用いて、流れと粒子をそれぞれEuler的、Lagrange的に解く。流れの解析は、LESである。基礎式を以下に示す。

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

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

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

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (1d)$$

ここに、 u_i : グリッドスケールの 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、 ν_{SGS} : SGS乱流粘性係数、 S_{ij} : ひずみ速度テンソル、 Δ : 計算格子幅、 C_s : Smagorinsky定数($C_s=0.173$)である。開水路滑面乱流のような壁乱流では、 C_s は通常、0.100を用いるが、本研究の条件では相対水深が $h/r=3.55$ と小さく、水路境界に垂直な方向の乱れも大きくなると考え、 $C_s = 0.173$ とした。また、壁面近傍で C_s を減衰させる必要があるが、本研究の相対水深は小さく、底面近傍においては粗度による形状抵抗が支配的と考え、減衰関数を導入していない。また、計算格子内の粒子と流体の境界には、一流体モデルを適用し、粒子運動が流れに及ぼす影響を考慮している。自由水面は、VOF法を用いて評価している。

流れの解析と同時に、個別の粒子に対して並進と回転の運動方程式を解く。粒子に作用する接触力は個別要素法を用いて評価している。また、粒子に作用する流体力は、抗力係数などを用いず、粒子より小さな計算格子を用いて、粒子周りの詳細な流れ場から得られる運動方程式(1b)の圧力勾配項、せん断応力勾配項を体積積分することにより算出している。Fukuda and Fukuoka¹²⁾の検討結果に基づき、計算負荷との兼ね合いから、 $d/\Delta=4$ とした。表-2に解析パラメータを示す。

3. 数値解析結果と考察

(1) 流れの時間平均構造

a) 主流速分布

図-2, 3に、粒子投入前の流れの水路中央($y/b=1/2$)及び $y/b=1/8$ における主流速の縦断面分布とその拡大図を示す。横断位置にかかわらず粗度要素間のくぼみ領域では、一つ上流側の粗度要素を乗り越えた流れが次の粗度要素の前面に衝突し、局所的な渦が形成されている。粗度要素は、粗度要素近傍($z/h \leq 0.3$)の主流速分布を歪ませるが、これより高い位置の流体に及ぼす影響は小さく、 $z/h \geq 0.3$

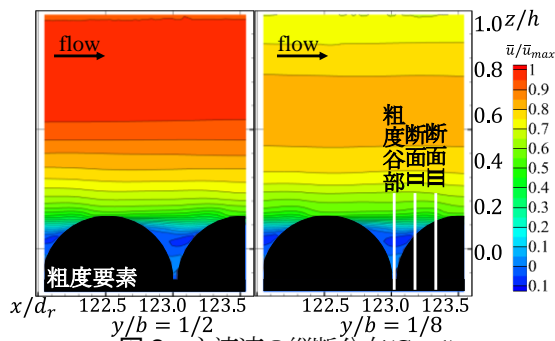


図-2 主流速の縦断分布(Case1)

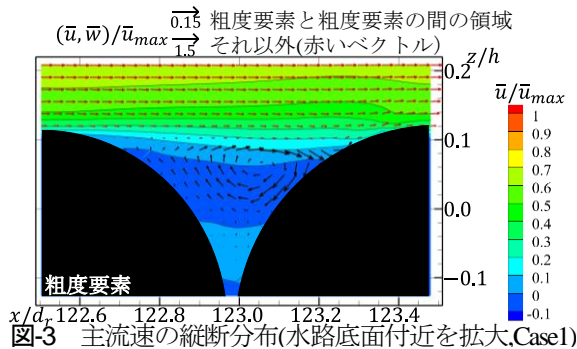


図-3 主流速の縦断分布(水路底面付近を拡大, Case1)

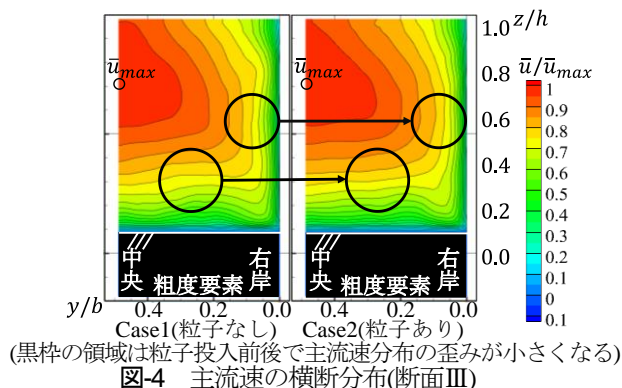


図-4 主流速の横断分布(断面III)

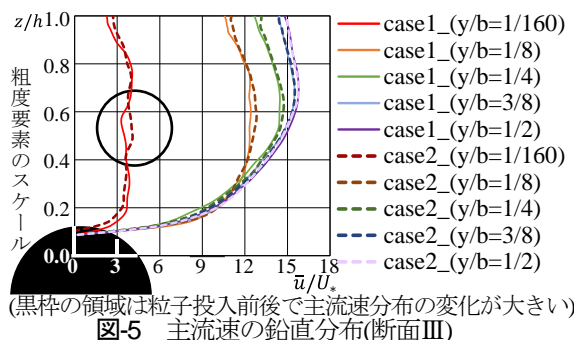


図-5 主流速の鉛直分布(断面III)

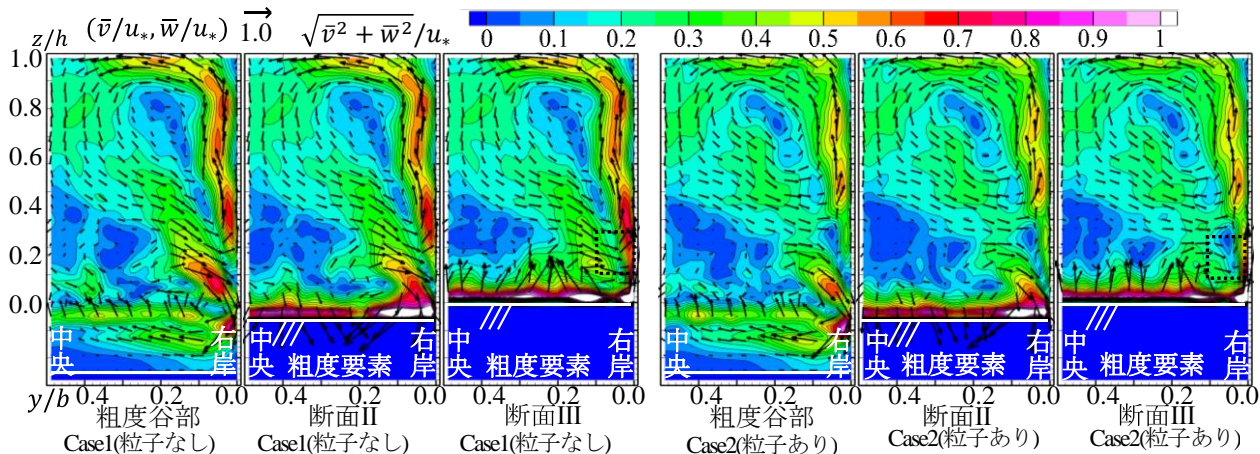


図-6 二次流速ベクトルと大きさの横断分布

の主流速分布の縦断的な変化は小さい。また、粒子投入後の流れについても、同様の特徴が見られることを確認している。

図-4は、粒子投入前後の主流速の横断面分布である。断面の縦断位置は、図-3に示す断面IIIである。粒子の有無に関わらず、強いOSFの作用を受けて、最大主流速が $z/h=0.7$ 付近に現れる、velocity dip 現象が発生している。また、粒子投入後の流れは、粒子投入前の流れに比べ、水路中央の底面付近及び側壁近傍の $z/h=0.5\sim 0.6$ において、主流速の歪みが小さくなっている。

図-5は、断面IIIにおける $y/b=1/160, 1/8, 1/4, 3/8,$ 及び $1/2$ における主流速の鉛直分布である。実線は粒子投入前のCase1、点線は粒子投入後のCase2を示している。 z/h が 0.3 以下では底面粗度の影響が支配的であり、水路側壁のごく近傍を除いて、主流速の横断変化は小さい。一方、 z/h が 0.3 以上では水路側壁に近づくほどその影響が大きくなり、主流速は減衰する。粒子投入前後の主流

速分布の変化率に着目する。水路中央($y/b=1/2$)における主流速の鉛直分布は、粒子投入前後でほとんど変化しない。しかし、水路側壁($y/b=1/160$)付近に近づくほど、特に、 $z/h=0.5\sim 0.6$ 付近で主流速の変化率が大きくなる。

b) 二次流速分布

図-6に粒子投入前後の粗度谷部、断面II、断面IIIにおける二次流速の横断面分布を示す。粒子投入前の流れに着目し、粗度要素 $1/2$ 個分の縦断変化を考察する。粗度谷部では、BSF及びOSFが明瞭に確認できる。粗度前面には、一つ上流側の粗度要素を乗り越えた流れが衝突し、粗度谷部に向かって潜り込む流れと粗度要素を乗り越える流れに分かれる。粗度谷部に近い断面IIでは、粗度谷部に潜り込む流れとBSFの下向き成分とが重なり合い、底面コーナーにおいて強い下向きの流速が発生する。一方、粗度頂部に近い断面IIIでは、粗度要素を乗り越える流れがOSF及びBSFの上向き成分と重なることで、底面コーナーと $y/b=0.1$ 付近において強い上昇流が発生

する³⁾。このように、特に、粗度要素近傍($z/h \leq 0.3$)において二次流速分布は縦断方向に変化する。

前述するように、鉛直方向流速と OSF 及び BSF が重なり合うため、開水路粗面乱流では、最大主流速 \bar{u}_{max} に対する二次流速の最大値 $|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max}$ は開水路滑面乱流の時($|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max} = 0.015 \sim 0.03$)²⁾と比べて大きくなる。表-1 に示すように、Case1 の $|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max}$ は 0.138 である。また、断面平均流速に対する二次流速の最大値 $|\bar{sv}_{max}|/U_{mean}$ は、2割弱の大きさとなった。

さらに、OSF が側壁付近の遅い運動量を水路中央の水面付近に運ぶため、前項 a) に示すように velocity dip 現象が発生している(図-4)。

粒子投入前後で、二次流構造及び二次流速の大きさを比較する。粒子投入後の二次流の発生位置、及び、向き等、基本的な二次流構造は粒子投入前の流れのものとはほとんど変化しない。しかし、二次流速の大きさを比較すると、粒子群を含む Case2 では、clearflow(Case1) と比べ、特に、OSF の側壁付近の上昇流、底面コーナーに向かう流れ及び粗度要素を乗り越える流れが小さい。表-1 に示すように、Case2 の最大主流速 \bar{u}_{max} に対する二次流速の最大値 $|\bar{sv}_{max}|/\bar{u}_{max}$ は 0.129 と減少する。これと対応して、前項 a) に示すように粒子投入前後で主流速分布の歪みが減少し、側壁近傍の $z/h=0.5 \sim 0.6$ 付近で主流速の変化率が大きくなると考えられる(図-4, 5)。

c) 粒子が流体に及ぼす影響

林らは非定常項と縦断方向の変化に関する項を除いたレイノルズ方程式を用いて開水路滑面乱流における二次流の維持機構を説明している³⁾。本項では、特に二次流が小さくなった底面コーナーから側壁沿いを上るところで、さきの LES の計算結果から、レイノルズ方程式(2a, 2b)の各項を算出し、右辺第 1, 2 項である重力加速度項と圧力勾配項の和と右辺第 3 項中のレイノルズ垂直応力勾配項のバランス関係から、粒子投入前後で二次流速が減少した機構を考察する。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。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{u}_i' u_j'}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} 2\nu \bar{S}_{ij} \quad (2a)$$

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

右辺第 3 項中のレイノルズせん断応力勾配項については、値が小さいことを確認しているため、ここでは議論しない。図-7, 8 に断面Ⅲにおける粒子投入前後のレイノルズ垂直応力の勾配項のベクトル $\overrightarrow{RN}_{yz}^*$ 及び圧力勾配項と重力加速度項の和のベクトル $\overrightarrow{gp}_{yz}^*$ を示す。コーナーはそれぞれ、レイノルズ垂直応力 $-\overline{w'^2}$ と、圧力を無次元化したものである。なお、図-6 に示す断面Ⅲの底面コーナー近傍の黒い点線で囲った領域に着目し、これを拡大

表示している。

図-7 に示すように、 $-\overline{w'^2}$ は底面コーナーに向かって減衰し、 $\overrightarrow{RN}_{yz}^*$ は水路内側から底面コーナーに向かって作用し、OSF の側壁沿いの上昇する成分を抑制する。一方、図-8 に示すように、圧力は底面コーナーに向かって増加し、 $\overrightarrow{gp}_{yz}^*$ は OSF の側壁沿いを上昇する成分を駆動する。粒子投入前後で $\overrightarrow{RN}_{yz}^*$ 及び $\overrightarrow{gp}_{yz}^*$ の大きさを比較する。粒子投入後の流れは、粒子投入前の流れに比べ、 $-\overline{w'^2}$ の強度が減少しており、この結果、 $z/h=0.3$ 付近において、 $\overrightarrow{RN}_{yz}^*$ の鉛直下向き成分が増加している(図-7)。一方、圧力の変化は小さく、これに伴い $\overrightarrow{gp}_{yz}^*$ の変化も小さい(図-8)。したがって、OSF の側壁沿いを上昇する成分のうち、 $\overrightarrow{gp}_{yz}^*$ による駆動力は変化しなかった一方、 $\overrightarrow{RN}_{yz}^*$ による抑制力が増加したため、前項 b) に示すように、OSF の上昇流が減少したと考えられる。

レイノルズ垂直応力 $-\overline{w'^2}$ が減少する機構をレイノルズ応力 $\overline{w'^2}$ の輸送方程式(2c)を用いて考察する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \\ = -2\overline{w'u'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - 2\overline{w'v'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} - 2\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \\ + 2 \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{w'^2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{w'^2}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{w'^2}}{\partial z^2} \right) \quad (2c) \\ - \frac{\partial \overline{w'^2} u'}{\partial x} - \frac{\partial \overline{w'^2} v'}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial z} - \frac{2}{\rho} \left(\frac{\partial p' w'}{\partial z} \right) \\ - 2\nu \left(\frac{\partial \bar{w}'}{\partial x} \frac{\partial \bar{w}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial y} \frac{\partial \bar{w}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

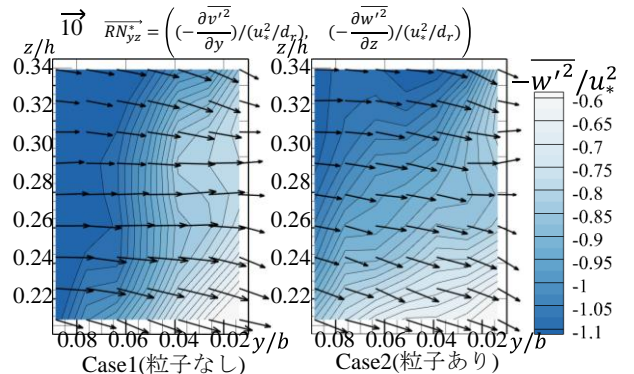


図-7 レイノルズ垂直応力の勾配項のベクトル(底面コーナー近傍を拡大)

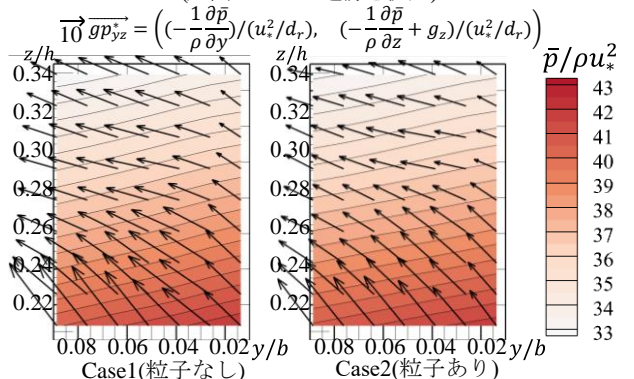


図-8 圧力勾配項と重力加速度項の和のベクトルの横断面分布(底面コーナー近傍を拡大)

図-9に断面Ⅲにおける粒子投入前後のレイノルズ応力の輸送方程式の右辺第7項である速度変動に伴う拡散項 $-\frac{\partial \overline{w'^2 v'}}{\partial y}$ の横断面分布を示す。また、他の項については値が支配的ではないこと、または、無視できない大きさであっても粒子投入前後で変化が小さいことを確認している。黒い点線の領域は、図-6に示す断面Ⅲの底面コーナー近傍の領域である。粒子投入後の流れは、粒子投入前の流れに比べ、着目領域より少し水路中央側の領域において拡散項の強度が減少している。

図-10に8.1秒に断面Ⅲを通過する粒子と断面Ⅲの瞬時二次流速の大きさとベクトルの横断面分布を示す。黒い点線の領域は図-9の黒点線の領域と対応する。水路の内側から側壁に向かう流速が、粒子の存在により小さく

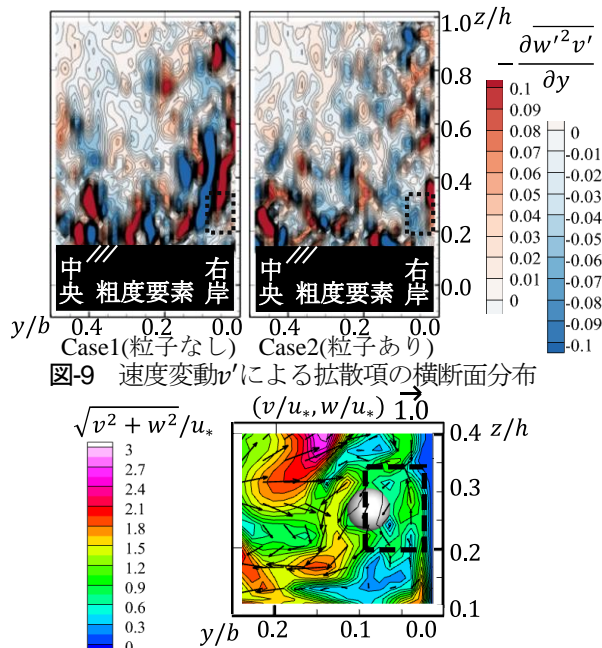


図-9 速度変動 v' による拡散項の横断面分布

図-10 8.1秒に断面Ⅲを通過する粒子と断面Ⅲの瞬時二次流速のベクトルと大きさの横断面分布 (底面コーナー近傍を拡大)

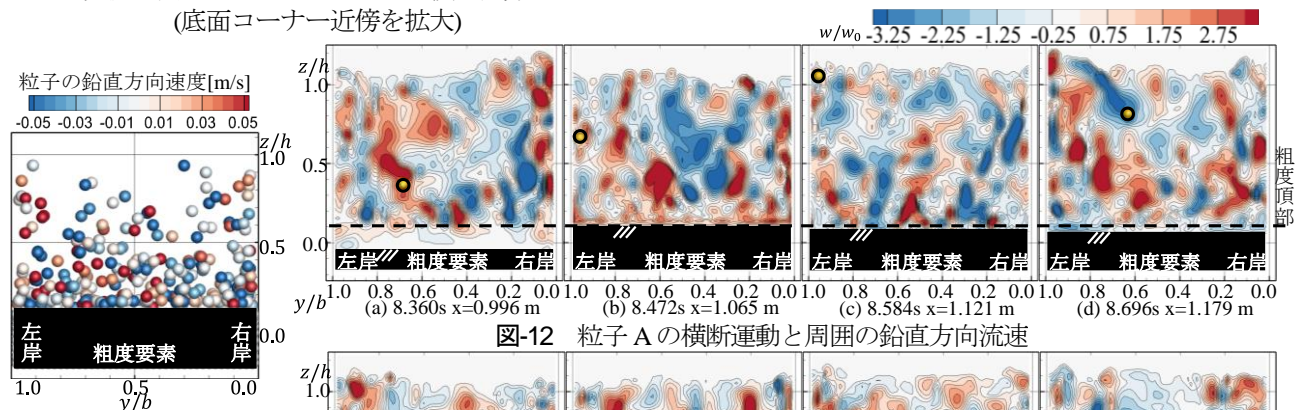


図-11 粒子の横断位置

図-12 粒子Aの横断運動と周囲の鉛直方向流速

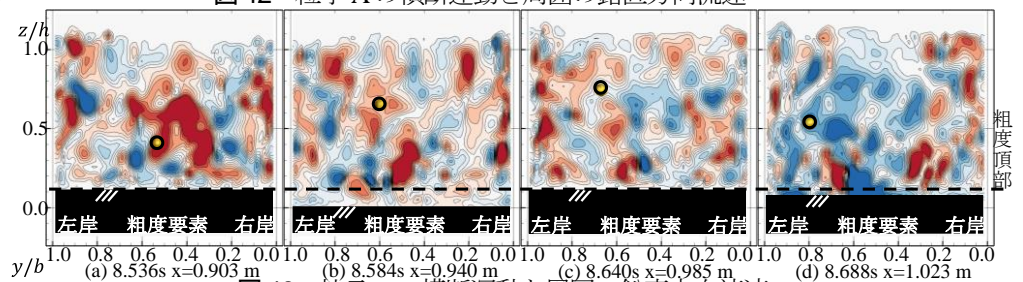


図-13 粒子Bの横断運動と周囲の鉛直方向流速

なっている。これに伴い、 v' によるレイノルズ垂直応力 $\overline{w'^2}$ の底面コーナーへの輸送が減少し、図-7のコンターに示すように、底面コーナーにおいて $\overline{w'^2}$ の強度が小さくなったと推定している。

(2) 粒子の運動と周囲の流速分布

図-11に実験開始から8.12秒後の粒子の横断位置と鉛直方向速度を示す。粒子は、 $0.60\text{m} \leq x \leq 1.50\text{m}$ に存在する292個のみを表示しており、粒子の体積割合は約0.06%である。水路側壁付近では底面から水面にかけて多数の粒子が存在し水面に向かって上昇するが、水路中央付近では大部分の粒子が水路底面付近に溜まっている。

本節では、二つの特徴的な運動をする粒子を選び、これと粒子を囲む流体塊の鉛直方向流速を分析する。図-12, 13は、それぞれ、0.112秒, 0.048秒ごとの粒子の縦断位置における横断面内の無次元鉛直方向流速を表す。なお、着目粒子以外の粒子はすべて非表示とした。

側壁沿いでは、断続的に強い鉛直方向上向きの流速を持った流体塊が存在する。図-12において粒子Aは、(a)で粒子の沈降速度 w_0 の2倍程度の鉛直方向流速を持つ上昇流体塊中に存在し、(b)から(c)にかけて左岸側壁付近を上昇し、水面付近まで到達した後、(d)で下降流体塊中に存在し、水路中央に向けて輸送されながら下降していくのが確認できる。一方、水路中央付近では、強い鉛直方向流速を持つ流体塊が水面付近まで到達しない。これにより、粒子Bは、図-13(c)に示すように水深の7割程度の場所において上昇流体塊から抜け出す。このような粒子周りの流体塊と粒子の上昇・下降運動は、関根ら⁷⁾の実験においても確認されている。

今後は、粗面構造、粒子濃度及び粒子の比重を変えた解析を行い、乱流と浮遊粒子の運動の関係をさらに解明していく。

4. 結論

本研究では、水深に対して粗度要素が大きい開水路粗面乱流の三次元数値実験を行い、浮遊砂の運動と、それに伴う流れ構造の変化を明らかにした。

- ① 本研究で用いた粗面河床を有する実験水路では、無次元水深 zh が 0.3 以上の場所では、主流速及び二次流速度分布の縦断的な変化は小さい。
- ② zh が 0.3 以下では、局所的な渦が形成され、粗度要素前面に衝突した流れは、粗度谷部に潜り込む流れと粗度要素を乗り越える流れに分かれ、これが OSF 及び BSF と重なり、二次流速度分布は縦断的に変化し、二次流速度の強弱が顕著に表れることを示した。
- ③ 本研究の粒子条件において、底面コーナーの二次流速度が減少する機構を、レイノルズ方程式及びレイノルズ垂直応力の輸送方程式を用いて、乱れ構造の変化から推察した。
- ④ 側壁付近では、強い鉛直方向上向きの流速を持つ流体塊が断続的に存在し、水路側壁付近に存在する粒子は、側壁沿いの上昇流塊によって水面付近まで到達する。一方、水路中央付近の粒子は、上昇流塊中に存在しても、水深の7割程度の高さで上昇流塊から脱し、下降する。

参考文献

- 1) 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.
- 2) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR Monographs, CRC Press, Rotterdam, The Netherlands, 1993.

- 3) 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, 80-99, 2006.
- 4) Takakuwa, Y. and Fukuoka, S.: Three-dimensional flow structures of straight rough-bed channels with different aspect ratios, *River Flow*, pp.38-46, 2020.
- 5) 高鉞裕也, 福岡捷二: 粗面開水路の二次流の維持機構と二次流のスケールに及ぼすアスペクト比と相対水深の効果, *土木学会論文集 B1(水工学)*, Vol. 76, No.2, pp.I_1087-I_1092, 2020.
- 6) 溝口敦子: 急こう配水路における流砂運動と流れへの影響に関する実験的検討, *土木学会論文集 B1(水工学)*, Vol.76, No.2, I_1129-I_1134, 2020.
- 7) 関根正人, 中間遼太, 鷺津明季: PIV 解析を用いた河床付近で生じる乱れの構造と流砂現象に関する実験的検討, *土木学会論文集 B1(水工学)*, Vol. 77, No.2, I_691-I_696, 2021.
- 8) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel, *Advances in Water Resources*, vol.72, pp.84-96, 2014.
- 9) Rodi, W., Constantinescu, G. and Stoesser, T.: *Large-Eddy Simulation in Hydraulics*, IAHR Monographs, CRC Press, Taylor & Francis Group, London, UK, 2013.
- 10) 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*, vol.261, pp.67-76, 1977.
- 11) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 80, part 1, pp.99-128, 1977.
- 12) 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.

(Received May 31, 2022)

(Accepted September 1, 2022)

FLOW STRUCTURES AND CHANGES DUE TO MOTIONS OF SUSPENDED LOADS OF TURBULENT FLOW OVER ROUGHENED OPEN-CHANNEL WITH SECONDARY FLOW OF PRANDTL'S SECOND KIND

Yukino FUKUSHIMA, Yuya TAKAKUWA and Shoji FUKUOKA

Three-dimensional numerical experiment of turbulent flow over narrow ($b/h=1.41$) open channel rough surface with roughness elements laid on the bottom were conducted to investigate changes in the flow structure and turbulence structure when suspended loads are added. Main velocity and secondary flow velocity profiles were distorted in the vicinity of the densely arranged roughness elements, but the longitudinal changes were small at higher locations. The secondary flow cells formed due to the imbalance between the Reynolds stress gradient and the pressure gradient overlap with the flow over the roughness elements and the flow that dips into the roughness valley, resulting in a longitudinal change in the secondary flow velocity distribution and a larger secondary flow velocity magnitude than in an open channel smooth surface turbulent field. The presence of suspended particles suppresses the transport of the vertical Reynolds stress due to velocity fluctuations at the bottom corner, which results in a reduction in the magnitude of the secondary flow velocity.