

乱流中の浮遊砂の運動がプラントルの第二種二次流と乱流構造に与える影響に関する研究

A study on the effect of suspended load motion in turbulent flow on secondary flow of Prandtl's second kind and turbulence structure

18D3101002B 福島 千乃 (河川工学研究室)
Yukino Fukushima / River Engineering Lab

Key Words : secondary flows, suspended load, turbulence structure

1. 序論

洪水流とそれに伴う土砂の輸送量は、河道地形の形成や河川環境に大きな影響を与えるため、水流中の浮遊土砂の運動を適切に評価する必要がある。したがって、開水路流の乱れの三次元構造に起因する浮遊土砂の運動を明らかにすることは、移動床水理学の基礎であり、工学的に重要な課題である。

しかし、河川の浮遊砂は拡散方程式に基づいて検討するのが一般的であり¹⁾、複雑な乱れ場を呈する実河川の乱れと浮遊砂の関係は十分明らかにされていない。このため、浮遊砂の研究の進展は他の土砂水理学に比して停滞しているといっても過言ではない。本研究では、このような問題意識のもとに、APM法²⁾を用いた数値解析により、粗い底面を有し幅が狭くプラントルの第二種二次流が発達した開水路粗面乱流に関する検討結果³⁾をもとに、乱流中の浮遊砂の運動が二次流の構造に与える機構を浮遊砂のない場合と比較、検討し、明らかにすることを目的とする。

2. 数値解析の概要と解析手法

図-1に示すように、実験では、長さ1.5m、幅0.02m、勾配1/20の様な直線水路に定常流(0.171 l/s)を供給した。また、底面には直径 $2r=8\text{mm}$ の円柱粗度を敷き詰めた。解析は全部で3ケース行った。Case0は粒子が存在しない基準の清水流れ、Case1には密度 1200 kg/m^3 で直径1 mmの

球形粒子群を $0.2\text{m} \leq x \leq 0.6\text{m}$ の範囲にランダムに投入した(流砂量 $9.38 \times 10^{-8}\text{ m}^3/\text{s}$)。さらにCase2は粒子密度 1300 kg/m^3 とし、密度の違いが粒子運動や乱れ構造に与える効果を分析する。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、流れに追随するようにした。水路上流端($x=0.00\text{m}$)には、境界層が発達する距離を短くするため、上流端から十分に離れた粗度要素20個分の位置($x=0.16\text{m}$)での流速を時々刻々と与えた。また、下流端($x=1.50\text{m}$)には一つ上流側のメッシュの流速を与え、下流端水深を制御した。乱流のサンプリング数は瀬津らの手法⁴⁾にならい $4.0 \times 10^4\text{ s}$ ごとに計測し、平均時間はCase0は実験開始から8.4s~9.4s、Case1、Case2は9.4s~10.4sの1秒間とした。表-1に解析で得られた水理量を示す。

本解析は、Fukuokaら²⁾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、計算格子より大きな乱れは直接解き、小さな乱れはモデル化し、流れの瞬間構造をとらえることが可能なLESである。基礎式を以下に示す。

表-1 水理量

径深	5.61	mm
水深	12.8	mm
アスペクト比(b/h)	1.56	-
相対水深(h/r)	3.2	-
主流速の最大値	0.975	m/s
断面平均流速	0.664	m/s
摩擦速度(R)	0.052	m/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	4	-
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	1200,1300	kg/m^3
Smagorinsky定数	0.173	-
縦弾性係数	2.0×10^4	kg/cm^2
ポアソン比	0.388	-
反発係数	0.5	-
摩擦係数	0.38	-

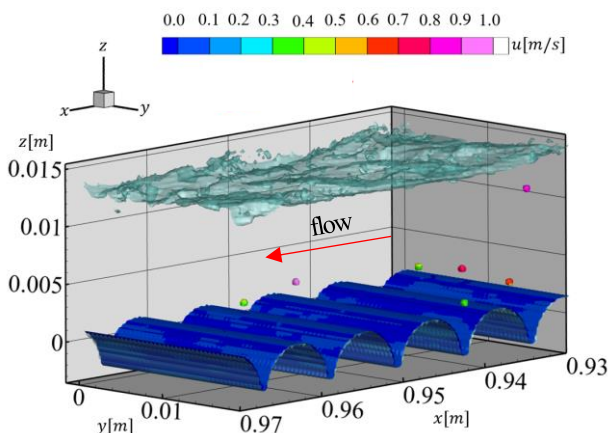


図-1 水路拡大図(側壁を非表示) (Case1)

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

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

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

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

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_t : 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定数である。また、Smagorinsky定数は、 $C_s=0.173$ とした。

粒子運動は、以下に示す並進・回転の方程式を解き、粒子一つ一つを追跡する。

$$m\dot{\mathbf{r}}_g = m\mathbf{g} + \mathbf{F}_f + \mathbf{F}_c \quad (2a)$$

$$\mathbf{I}_r \dot{\boldsymbol{\omega}}_r = \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{N}_f + \mathbf{N}_c) - \boldsymbol{\omega}_r \times \mathbf{I}_r \boldsymbol{\omega}_r \quad (2b)$$

ここに、 m : 粒子の質量, \mathbf{r}_g : 粒子の重心位置ベクトル, \mathbf{g} : 重力加速度ベクトル, \mathbf{F}_f : 粒子の作用する流体ベクトル, \mathbf{F}_c : 粒子に作用する接触力の和のベクトル, $\boldsymbol{\omega}_r$: 粒子の角

速度テンソル, \mathbf{N}_f : 粒子に作用する流体力に伴うトルク, \mathbf{N}_c : 粒子に作用する接触力に伴うトルク, ドット記号: 時間に関する一回微分, \mathbf{I}_r : 粒子の慣性テンソルである。粒子に作用する接触力は個別要素法を用いて評価した。表-2に解析で用いたパラメータを示す。

3. 乱流の時間平均構造

図-2(a)に粗度頂部に近い粗度要素前面における二次流速の横断面分布図を示す。粒子の有無にかかわらず、図-2(b)に示すような、レイノルズ応力勾配と圧力勾配の不均衡に起因し、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)や、底面コーナーから底面沿いを水路中央に向けて進むbottom secondary flow(BSF), 粗度要素を乗り越える流れ³⁾が形成される。

二次流速の大きさを比較する。粒子群を含むCase1, Case2では、clear flow(Case0)と比べ、特に、OSFの側壁沿いの上昇流と粗度要素を乗り越える流れが小さくなる。

粒子の密度を変化させたCase1, Case2について比較する。粒子密度が小さいケースの方が、粒子密度の大きいケースに比べ、OSFの側壁付近の上昇流が小さい。特に、その傾向は水面付近に近づくほど顕著である。これは、粒子密度が大きいほど沈降速度が大きく、後述するように(図-6)、粒子が上昇しづらくなり、高い位置

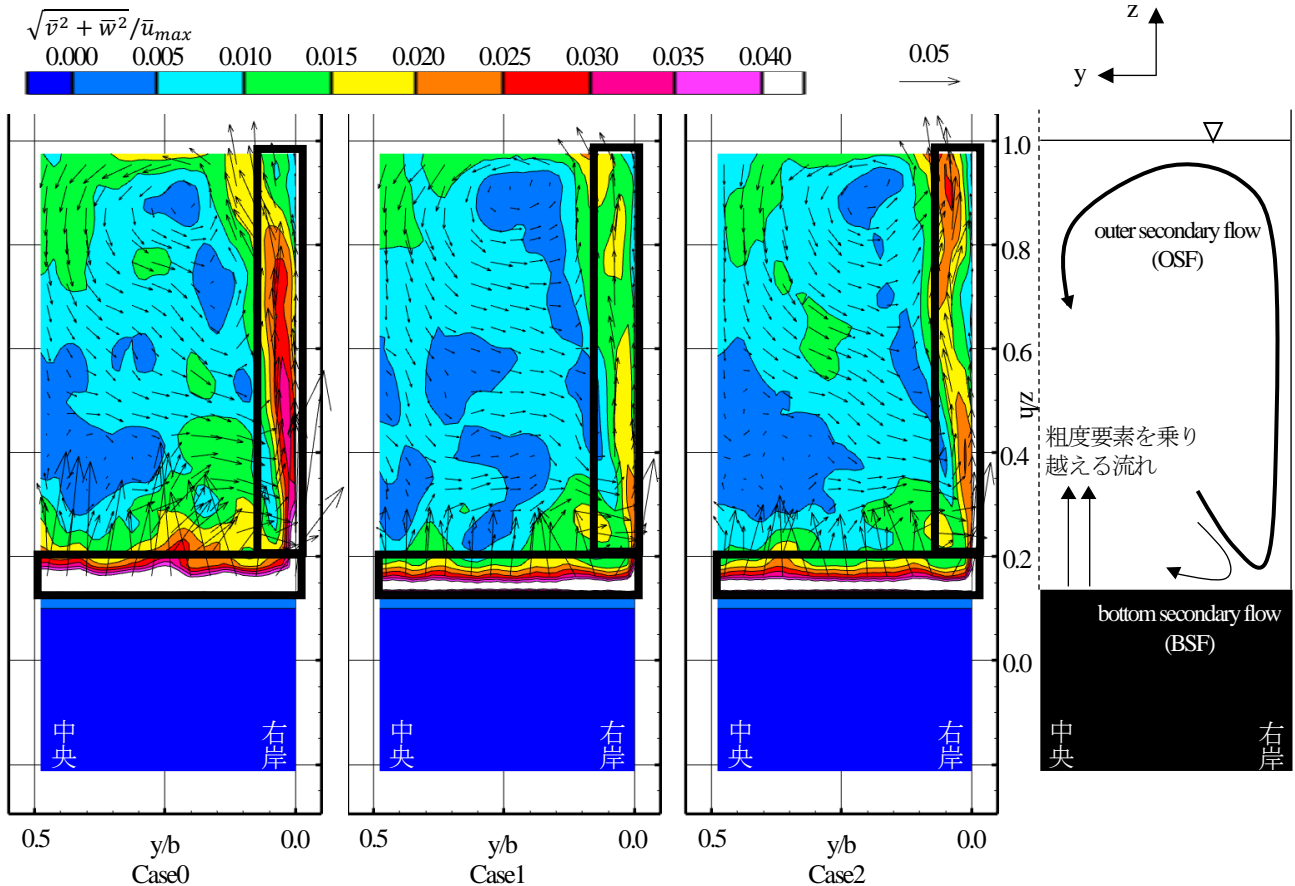


図-2(a) 二次流速のコンター図

図-2(b) 二次流の模式図

(黒枠で囲った部分は粒子投入前後で二次流速が小さくなっている場所を示す)

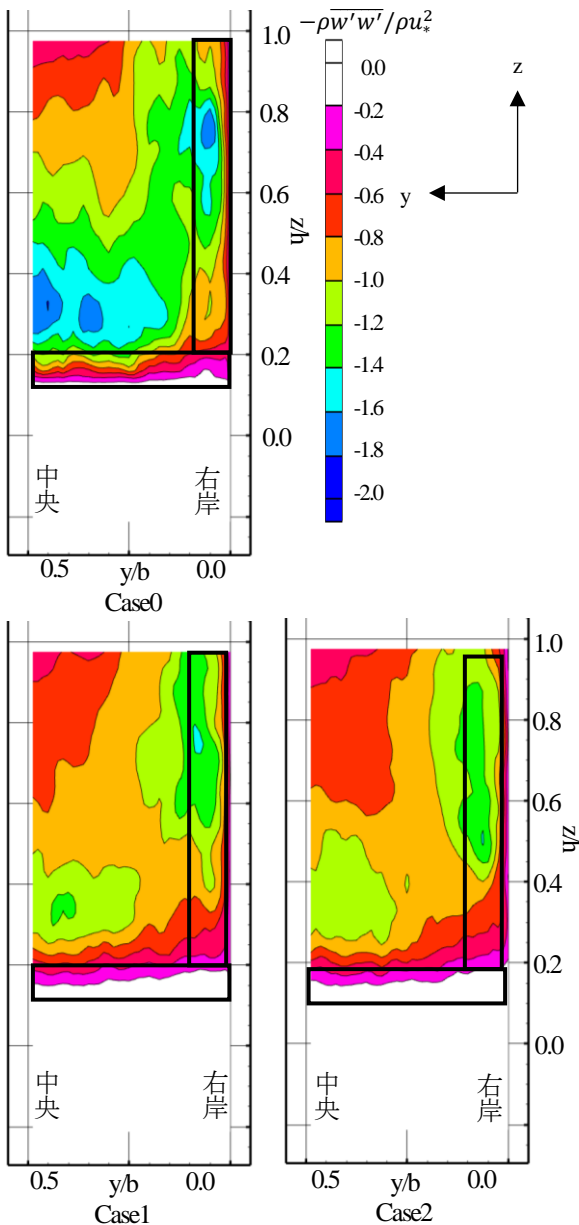


図-3 $-\rho\overline{w'w'}$ のコンター図

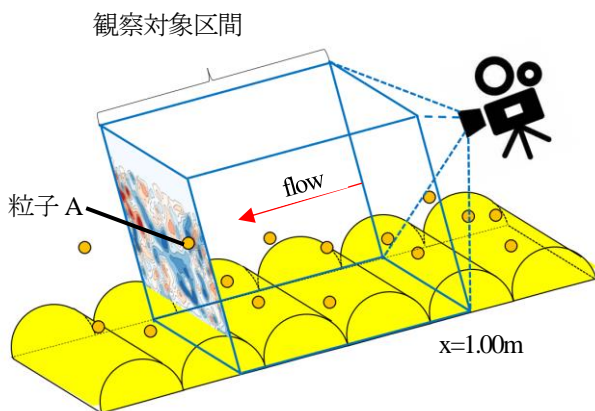


図-4 カメラの視点と観察対象区間

の流体は粒子の影響を受けづらくなるためであると考えられる。

この機構を鉛直方向のレイノルズ方程式(式(3a))を用いて考察する。

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{w}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{w}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + g_x \quad (3a) + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right)$$

図-3に鉛直方向のレイノルズ方程式のレイノルズ垂直応力 $-\rho\overline{w'w'}$ の横断面分布を示す。レイノルズせん断応力 $-\rho\overline{u'w'}$ 、 $-\rho\overline{v'w'}$ については、レイノルズ垂直応力と比べ、無視できるほど小さいことを確認している。

Case0に比べ、Case1、Case2では、粗度要素を乗り越える流れが発生していた場所の上側と、水路側壁付近の水面に近い場所で、レイノルズ垂直応力が増加している。これにより、レイノルズ垂直応力勾配項が減少したため、二次流速が小さくなったと考えられる。これらの考察はいずれも定性的であり、圧力との関係も含め、今後の検討課題である。

4. 粒子の運動

実験開始から9.776s後に、左岸側壁付近に存在する粒子Aに着目する。図-4に示すようにカメラの視点を設定し、 $x=1.00\text{m}$ から粒子Aの間を観察対象区間とした。図-5にCase1における鉛直方向流速の横断面分布と粒子Aの運動を0.032sごとの時間変化を表す。時間が経つにつれ、図中の粒子が増加するのは、粒子Aが流下することにより観察対象区間が拡大したためである。また、鉛直方向流速コンターは、粒子Aの縦断位置におけるものである。粒子Aは、(a)で上昇流塊中に存在し、(b)から(c)にかけて左岸側壁付近を上昇し、(d)で水面付近まで到達した後、(e)・(f)で水路中央付近に輸送されながら下降していくのが確認できる。これは、前章に述べている、OSFの作用によって上昇していると考えられる。

一方、水路中央付近に存在する粒子は、上昇流塊中に存在しても、粒子Aと比較して低い位置にとどまっていることが確認できる。これは、BSFや粗度要素を乗り越える流れの作用によって上昇しても、OSFの下降流の作用により、水面付近まで上昇し得なかったためと考えられる。

図-6に、Case2の9.872sにおける粒子の様子を示す。図の粒子は、 $0.9\text{m} \leq x \leq 1.2\text{m}$ にあるもののみ示している。Case1と比べ、粒子が水路底面付近に留まり、水面付近まで上昇しないことが確認できる。

5. 結論

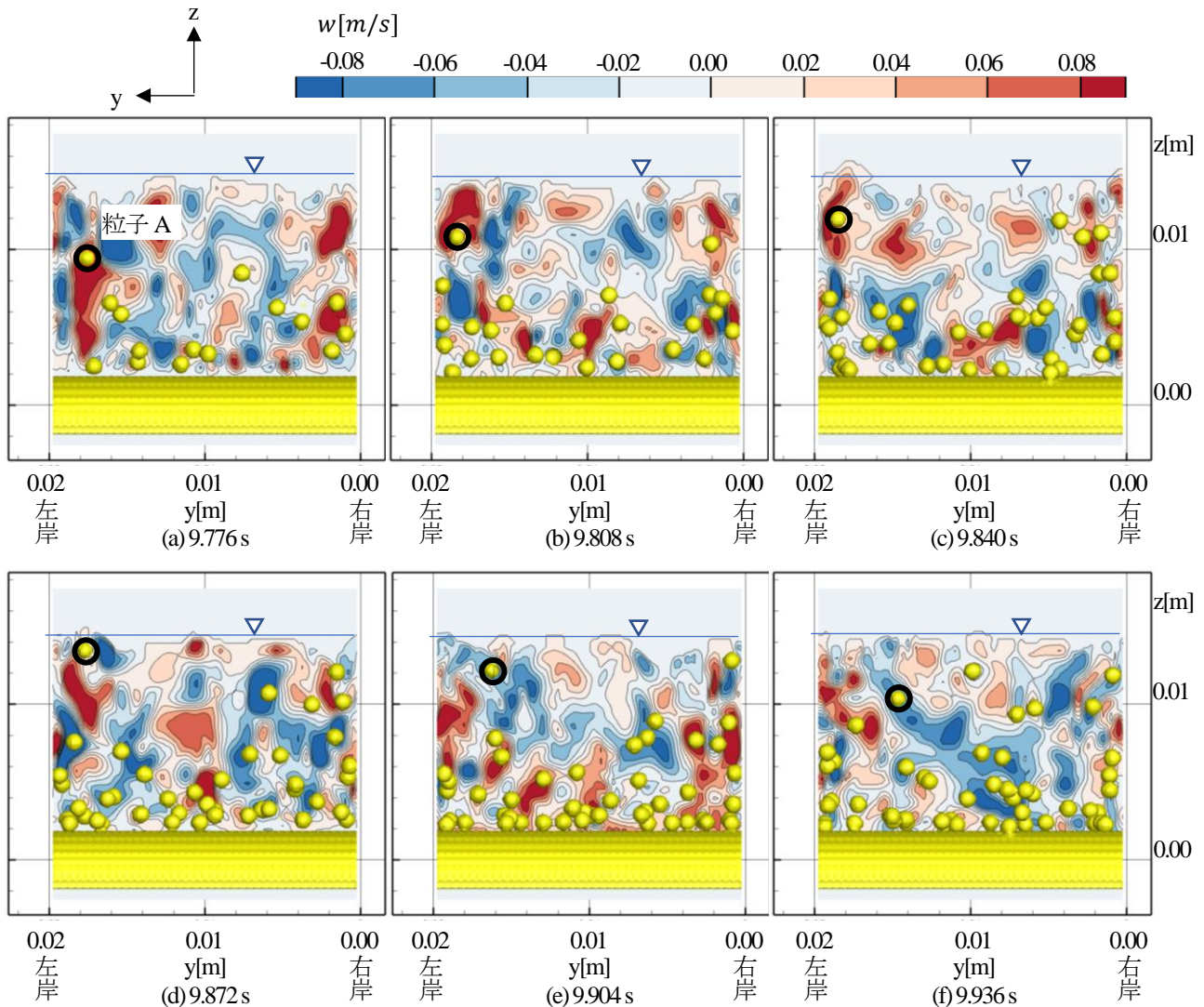


図5 粒子の横断運動(Case1)

本研究では、プラントルの第二種二次流が卓越する開水路乱流中における浮遊砂の運動機構と乱流構造について検討した。これより、側壁近傍付近で浮遊する粒子はOSFに伴って水面付近まで上昇するが、水路中心付近で浮遊する粒子は側壁付近の粒子ほどは上昇しないことを示した。流体と密度差を持つ粒子群が浮遊運動することによって、二次流速の大きさが小さくなることを示した。また、粒子の密度が大きいくほど、水面付近の流体は浮遊粒子の影響を受けづらいことを示した。

これにより、浮遊砂の密度や大きさ、粒子の大きさと濃度等が二次流の強度や構造に影響することが推定されるため、これらについては今後の検討課題である。

参考文献

- 1) 福岡捷二：森北出版株式会社，2005.
- 2) S. Fukuoka, T. Fukuda, and T Uchida, : *Advances in Water Resources*, Vol.72, pp.84-96, 2014.
- 3) 高鍬裕也，福岡捷二：土木学会論文集 B1(水工学)，

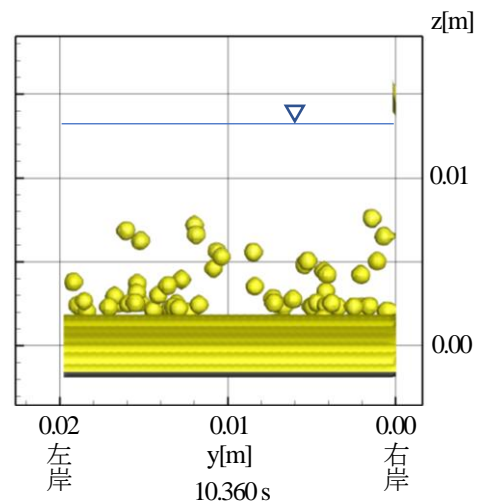


図6 粒子の横断運動(Case2)

- vol.76, No.2, I_1087-I_1092, 2020.
- 4) 禰津家久：vol.261, 土木学会論文報告集, pp.67-76, 1977.