

一般セッション | 一般セッション (第四部門：流体力学)

2026年5月16日(土) 9:10 ~ 10:25 | A会場(環境棟：2階講義室)

第4部門 (1)

座長:岩崎 理樹(北海道大学)

9:10 ~ 9:25

[11001] 片岸越流型水制群周辺のレイノルズ応力の非等方性に関する基礎的研究 (シンポジウム講演概要)

*相田 穂乃花¹、平川 隆一¹、大本 照憲² (1. 前橋工科大学、2. 熊本大学)

9:25 ~ 9:40

[11002] 越流型水制群周辺のレイノルズ応力の非等方性に及ぼす相対水制高の影響 (シンポジウム講演概要)

相田 穂乃花¹、*平川 隆一¹、大本 照憲² (1. 前橋工科大学、2. 熊本大学)

9:40 ~ 9:55

[11003] 礫床開水路乱流における粗度表面圧力変動と底面せん断応力の関係 (シンポジウム講演概要)

*吉村 英人¹、椿 涼太²、赤堀 良介³ (1. 岐阜大学、2. 神戸大学、3. 愛知工業大学)

9:55 ~ 10:10

[11004] 渦動粘性項を考慮した運動量式を用いた水面形解析に関わる基本的関係式について (シンポジウム講演概要)

*細田 尚¹、白井 秀和²、音田 慎一郎³ (1. 京都大学名誉教授、2. 北見工業大学、3. 京都大学)

10:10 ~ 10:25

[11005] 振動跳水現象の2次元RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes)モデル解析における壁関数の影響評価 (シンポジウム講演概要)

*岩橋 陸¹、中澤 克成¹、横嶋 哲¹、吉村 英人²、藤田 一郎³ (1. 静岡大学、2. 岐阜大学、3. (一財)建設工学研究所)

片岸越流型水制群周辺のレイノルズ応力の非等方性に関する基礎的研究 (シンポジウム講演概要)

Fundamental Study on Reynolds Stress Anisotropy around Spur dikes (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

相田 穂乃花 (前工大・院) 平川 隆一 (前工大・工) 大本 照憲 (熊本大・CWMD)
Honoka AITA, Maebashi Institute of Technology
Ryuichi HIRAKAWA, Maebashi Institute of Technology
Terunori OHMOTO, Kumamoto University
E-mail: hirakawa@maebashi-it.ac.jp

In this study, turbulent structures around the spur dikes were assessed using the turbulence triangle based on the invariants of the Reynolds stress anisotropy tensor. For $H/h_0=0.75$, two component turbulence dominated upstream, with a downstream shift toward one component turbulence. In contrast, for $H/h_0=0.37$, two component turbulence remained dominant throughout the inter spur dikes region.

1. はじめに

水制は水流に対し、流水を障害してその下流側で流速を低減する機能と流れの方向を変える機能を持ち、河岸の保護や土砂制御、水深の確保などを目的に設置されている。連続的に水制を配置することで形成された凸部周辺では、上流から1基目の水制先端部で剥離した渦は水制群に沿って流下し、主流域と水制域内の流体を取り込みながら発達する。この渦は上流から2基目の水制に衝突して破壊され、一方は主流域へ、もう一方は水制域内に入ることで主流域と水制域内で物質交換が行われる。また、水位が水制を上回り、水制上を越流する流れの場合、水制による物質交換には上流側の水制先端からの渦放出に伴う流れ場の歪みに起因するものと主流域と水制域の界面に形成される混合層を介するもの、水制上を越流することで生じる鉛直方向の運動量交換の3つの形態がある。水制群周辺の物質交換に関して、例えば、数値シミュレーションによって水制群周辺の物質交換について検討した研究¹⁾においては、浅水条件では混合層による物質交換が支配的であるのに対し、深水条件や沈水条件では二次流と三次元的な渦運動が支配的であることを示した。水理条件の違いによって、物質交換の支配機構が異なる一因として、乱れの非等方性の程度や構造が異なることが考えられる。しかしながら水路実験データに基づき、乱れの非等方性を定量的に示した例は限定的である。開水路流れにおいて非等方性に着目した研究としては、*dune*²⁾や水中岩石³⁾周りの流れを対象とした例が挙げられるが、連続水制群周辺の流れ場を対象とした検討は十分とはいえない。本研究ではステレオ PIV を用いて、水制群周辺のレイノルズ応力の非等方性の程度を定量的に示すことを目的とする。

2. 研究方法

本研究では全長17m、幅 $B=0.4\text{m}$ 、高さ0.6m、勾配 $i=1/1000$ の長方形可変勾配型水路を用いた。 x 、 y および z はそれぞれ流下方向、鉛直方向および横断方向座標であり、座標系の原点は上流から水制群1基目位置($x=0$)、水路底面($z=0$)および左岸側水路壁($y=0$)とした。時間平均成分を U 、 V および W 、乱れ変動成分を u' 、 v' および w' とした。流量 $Q=31\text{l/s}$ の定常流量を通し、水制を設置しない状態で下流端堰を調整し、初期水深 $h_0=10\text{cm}$ の流れ場を形成した。断面平均流速は約 7.5cm/s 、初期水深 h_0 を代表長さとしたレイノルズ数 Re は約 8000、フルード数 Fr は 0.075 である。水制のモデルには、水制

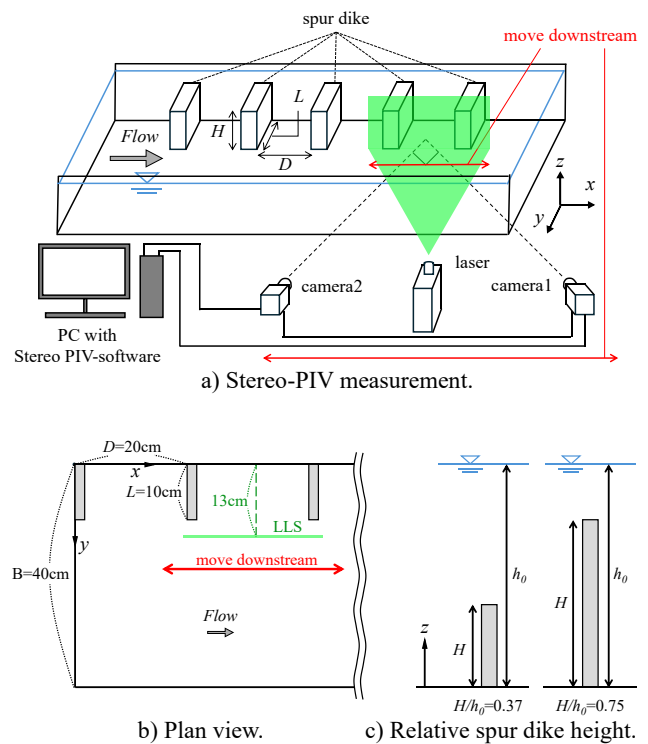
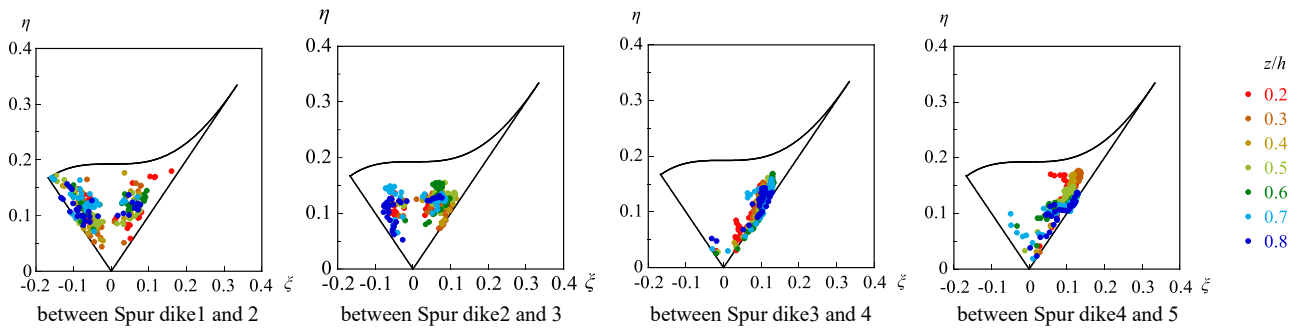
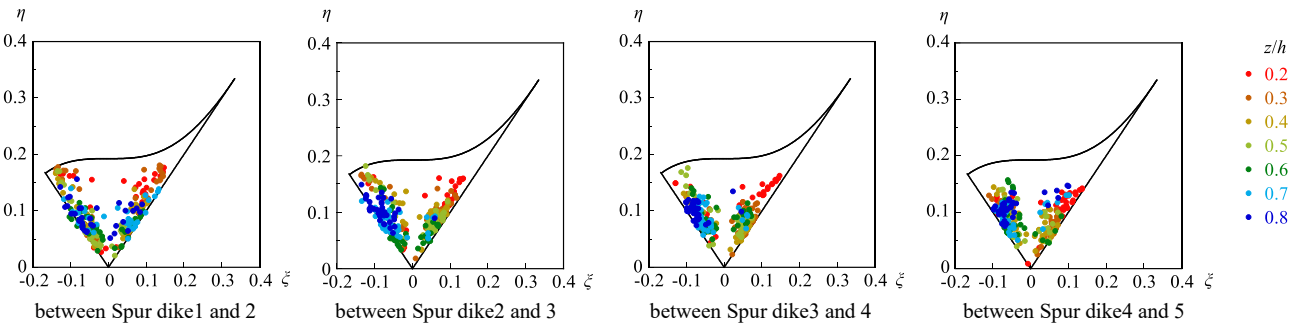


Fig.1 Schematic diagram of the experimental setup.

長 $L=10\text{cm}$ 、水制高 $H=7.5\text{cm}$ 、 3.7cm の2種類のステンレス直方体を用いた。水制は、水路片岸に水制長の2倍の間隔 $D=20\text{cm}$ で5基配置した。

流速の計測には、ステレオ PIV を用いた。Fig.1 に鉛直面計測時の実験概略図を示す。レーザーを光源として水路下方から厚さ約 2mm のレーザーライトシート(LLS)を照射した。LLSの照射位置は、 $y/L=1.3$ である。撮影領域は約 $30\text{cm} \times$ 約 15cm である。LLSの位置を流下方向にシフトさせ、 $0\text{cm} \leq x \leq 80\text{cm}$ の領域を計測した。2台のカメラは水路側方に設置し、傾斜配置でカメラ間の角度が約 90° となるように配置した。トレーサには粒径約 $50\mu\text{m}$ 、比重 1.02 のポリアミド粒子を用いた。2592×2048pixel、フレームレート 100fps、シャッタースピード 1/1000 秒で撮影し、各ケース 4 秒間の撮影を 15 回行った。撮影した画像データはビットマップファイルで保存し、解析時に各ケースの

Fig.2 Turbulence triangle at $y/L = 1.3$ for $H/h_0 = 0.75$.Fig.3 Turbulence triangle at $y/L = 1.3$ for $H/h_0 = 0.37$.

ビットマップファイルを連結させた。また、水平面計測時には水路側方から LLS を照射し、水路上方にカメラを設置して撮影した。LLS の照射位置は、 $z=5\text{cm}$ である。撮影条件は鉛直面計測時と同条件の $2592 \times 2048\text{pixel}$ 、フレームレート 100fps 、シャッター速度 $1/1000$ 秒で行った。鉛直面および水平面計測は、検査エリアを $32 \times 32\text{pixel}$ 、オーバーラップを 50% とし、画像解析を行った。計測対象領域において電磁流速計を用いた計測を行い、得られた時間平均流速値がステレオ PIV の結果と概ね一致したことから、ステレオ計測の妥当性を確認した。また、2 台のカメラの設置角度やレーザーシート厚、トレーサ粒子の大きさを工夫し、時間平均流速値の計測精度を高めた。

3. 実験結果および考察

本稿ではレイノルズ応力の非等方テンソル b_{ij} およびその不変量に基づく可視化を行った。ここでは、Turbulence triangle (不変量マップ) を用いた。Fig.2 に $y/L=1.3$ における相対水制高 $H/h_0=0.75$ の Turbulence triangle を示す。水制間の区間によって三角形内での点群分布に明確な違いが示されている。水制 1-2 基間および 2-3 基間では、点群が pancake 型 (axisymmetric contraction limit) および cigar 型 (axisymmetric expansion limit) 周辺に分布しており、二方向のエネルギーが卓越する乱流構造の特徴を示している。一方で、水制 3-4 基間および 4-5 基間では、cigar 型周辺への分布が確認され、特定方向の速度変動が支配的となる一方向のエネルギーが卓越する状態を示している。これらのことから、相対水制高 $H/h_0=0.75$ の条件では、水制群上流側では水制先端からの渦放出による流れ場の歪みに起因する運動量交換と主流域と水制域の界面に形成される混合層の運動量交換、および水制上を越流することで生じる鉛直方向の運動量交換により、二方向のエネルギーが卓越する構造が形成されるが、下流側では一方向のエネルギーが支配的となる乱流構造へと遷移しているといえる。

Fig.3 に $y/L=1.3$ における相対水制高 $H/h_0=0.37$ の Turbulence triangle を示す。本条件では、いずれの水制間区

間においても、pancake 型と cigar 型の双方の特徴を有する分布を示している。と $H/h_0 = 0.75$ を比較すると、axisymmetric expansion limit への顕著な偏りは確認されない。すなわち、相対水制高が小さい条件では二方向のエネルギーが卓越する状態が水制群全体で維持されているといえる。

以上より、相対水制高 H/h_0 の違いにより、 $y/L=1.3$ において、乱流の非等方度の変化することが明らかとなった。特に、相対水制高が大きい場合には、下流に向かって一方向のエネルギーが卓越する傾向が確認され、運動量輸送特性の変化と関連していると考えられる。これらの結果は、乱流モデルにおける乱れの非等方度の評価の重要性を示すと考えられる。

4. おわりに

本研究では、レイノルズ応力の非等方テンソル b_{ij} の不変量に基づき、Turbulence triangle を用いて水制周辺の乱流構造を評価した。その結果、相対水制高 H/h_0 および水制間区間の違いにより、乱れ特性および乱れの非等方度が顕著に変化することが明らかとなった。 $H/h_0 = 0.75$ の条件では上流側で二成分性が卓越し、下流側に向かって一成分性が強まる傾向が確認された。一方、 $H/h_0 = 0.37$ では全区間にわたり二方向のエネルギーが卓越する状態が維持された。

参考文献

- 1) W. Dong, T. Uchida, T. Inoue and T. Inoue: Effects of shallowness on coherent flow structures and mass exchange in groin fields, *Physics of Fluids*, 38, 016609, 2026.
- 2) S. Dey, P. Paul, S. Z. Ali and E. Padhi: Reynolds stress anisotropy in flow over two-dimensional rigid dunes, *Proceedings of the Royal Society A*, 476, 20200638, 2020.
- 3) M. A. Wyssmann, J. G. Coder, J. S. Schwartz and A. N. T. Papanicolaou: Volumetric characterization of spatially organized features of Reynolds stress anisotropy in the vicinity of submerged model boulders, *Physics of Fluids*, 37, 015194, 2025.

越流型水制群周辺のレイノルズ応力の非等方性に及ぼす相対水制高の影響
(シンポジウム講演概要)

Effect of Relative Spur Dike Height on Reynolds Stress Anisotropy around Submerged Spur Dikes
(Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

相田 穂乃花 (前工大・工) 平川 隆一 (前工大・工) 大本 照憲 (熊本大・CWMD)
Honoka AITA, Maebashi Institute of Technology
Ryuichi HIRAKAWA, Maebashi Institute of Technology
Terunori OHMOTO, Kumamoto University
E-mail: hirakawa@maebashi-it.ac.jp

In this study, turbulence anisotropy around spur dikes was investigated using the invariant function F . The results showed that, at half water depth, the flow inside the spur dike region was relatively close to isotropic turbulence for all cases of relative spur dike height. In contrast, near the spur dike head, the value of F decreased, indicating the formation of strongly anisotropic turbulence associated with separation vortices.

1. はじめに

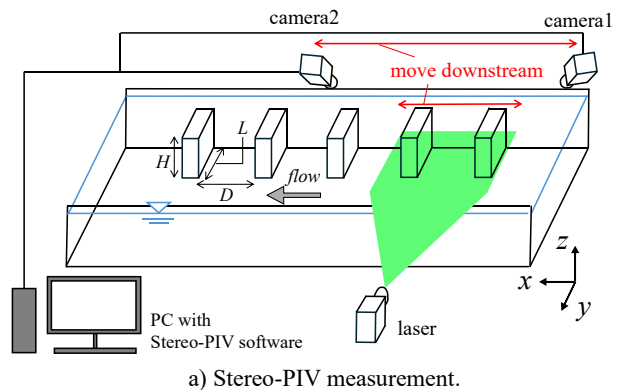
我が国の河川流域は災害を受けやすく、近年の大雨に起因する洪水において堤防越流や堤防決壊などの被害が発生している。このような水害を防止するため堤防が整備されてきたが、堤防への流水の衝突を緩和する構造物として古くから水制が用いられてきた。実河川に設置された水制は周辺の流れに影響を及ぼし、局所洗掘や土砂堆積などの河床変動を引き起こす。これらは治水機能のみならず、河川環境の形成にも関与するため、水制周辺の流れ構造および乱れ特性、河床変動特性を把握することは重要である。実河川においては平水時には水没しない非越流型水制が多く用いられており、その先端部では水跳ねが生じることが知られている。一方で増水時には水位が水制高さを上回り、越流型水制となる。越流型水制を伴う流れでは先端部の水跳ねに加えて水制上を越流する流れが発生し、周辺の流れ場に大きな影響を与えるため、非越流型水制とは異なる流れ構造、乱れ特性となる。これまでに越流型水制群を対象とした研究が行われており、相対水制高を系統的に変化させることで、平均流特性や乱れ特性に関する知見が蓄積されている。相対水制高は、水制周辺に形成される二次流構造に影響を与えることが想定される。しかしながら、水制周辺の乱れの非等方性について T. K. Pradhan・V. Chandra の研究¹⁾や M. Mehraein らによる研究²⁾があるが、不明点が多い。そこで本研究では水深を一定とし水制高を系統的に変化させることにより、越流型水制群周辺の乱れの非等方度の特徴を明らかにすることを目的とする。

2. 研究方法

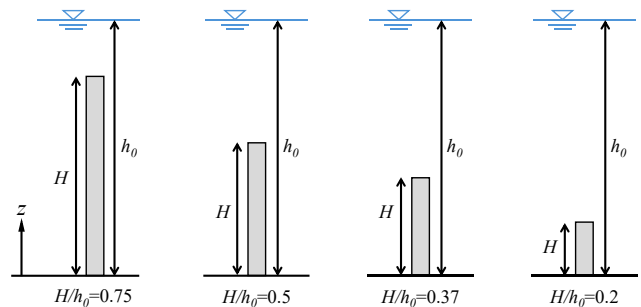
実験水路には、全長 17m、幅 $B=0.4\text{m}$ 、高さ 0.6m、勾配 $i=1/1000$ の長方形可変勾配型水路を用いた。 x , y および z はそれぞれ流下方向、鉛直方向および横断方向座標であり、座標系の原点は上流から水制群 1 基目位置($x=0$)、水路底面($z=0$)および右岸側水路壁($y=0$)とした。時間平均成分を U , V および W 、乱れ変動成分を u' , v' および w' とする。Table 1 に水理条件を示す。流量 $Q=3\text{L/s}$ の定常流量を通水し、水制を設置しない状態で下流端堰を調整し、初期水深 $h_0=0.1\text{m}$ の流れ場を形成した。断面平均流速 $U_m=0.075\text{m/s}$ 、初期水深 h_0 を代表長さとしたレイノルズ数 $Re=8000$ 、フルード数 $Fr=0.075$ である。水制モデルには、水制長 $L=0.1\text{m}$ 、水制高 $H=0.075\text{m}$, 0.05m , 0.037m , 0.02m の 4 種類のステンレス直方体を用いた。水制は、水路側壁に垂直に、水制長の 2 倍の間隔 $D=0.2\text{m}$ で

Table 1 Hydraulic conditions.

	$h_0[\text{m}]$	$U_m[\text{m/s}]$	Re	Fr	$H[\text{m}]$	H/h_0
case1	0.1	0.075	8000	0.075	0.075	0.75
case2	0.1	0.075	8000	0.075	0.05	0.5
case3	0.1	0.075	8000	0.075	0.037	0.37
case4	0.1	0.075	8000	0.075	0.02	0.2



a) Stereo-PIV measurement.



b) Relative spur dike height.

Fig.2 Schematic diagram of the experimental setup.

5 基配置した。

流速の計測には、ステレオ PIV を用いた。Fig.2 に水平面計測時の実験装置図を示す。レーザーを光源として水路下方から厚さ約 2mm のレーザーライトシート(LLS)を照射した。LLS

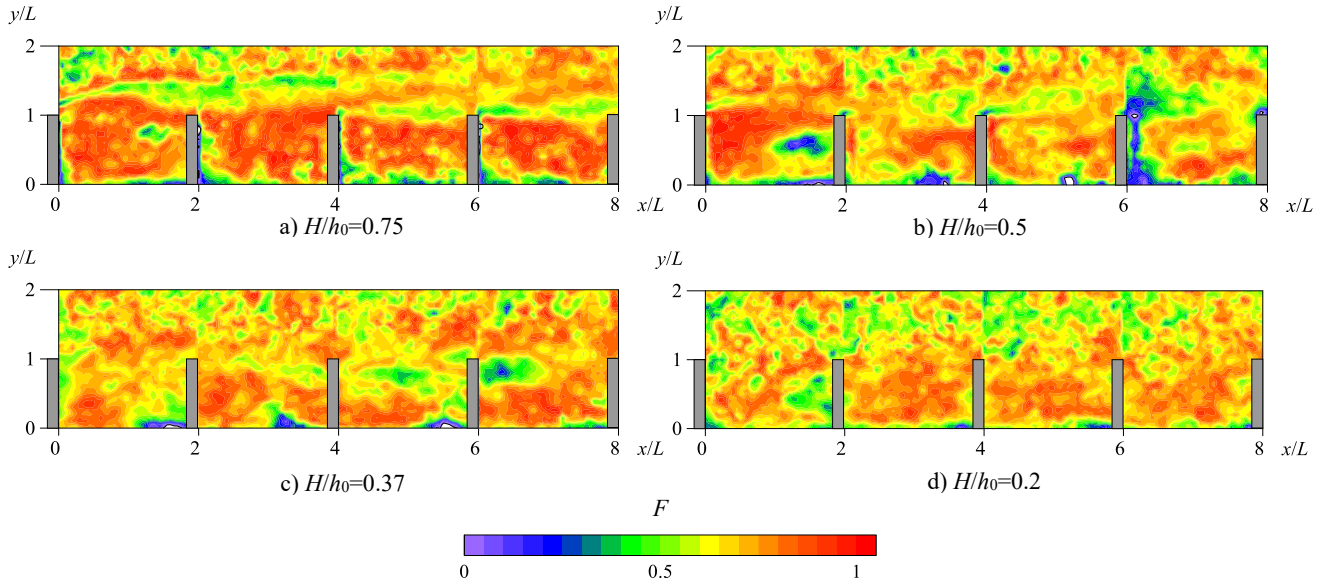


Fig.3 Planar distribution of the invariant function F at $z/h_0=0.5$.

の照射位置は、 $z=0.05\text{m}$ である。撮影領域は約 $0.3\text{m} \times 0.3\text{m}$ である。LLS の位置を流下方向にシフトさせ、 $0\text{m} \leq x \leq 0.8\text{m}$ の領域を計測した。2 台のカメラは水路上方に設置し、傾斜配置でカメラ間の角度が約 90° となるように配置した。トレーサには粒径約 $50\mu\text{m}$ 、比重 1.02 のポリアミド粒子を用いた。画素数 $2592 \times 2048\text{pixel}$ 、フレームレート 100fps、シャッタースピード $1/1000$ 秒で撮影し、各ケース 4 秒間の撮影を 15 回行った。撮影した画像データはビットマップファイルで保存し、連結させた。画像解析では検査エリアを $32 \times 32\text{pixel}$ 、オーバーラップを 50%とした。

3. 実験結果および考察

乱流の統計的性質の異方性を表す量として、速度非等方テンソル b_{ij} がある^{3), 4)}。速度非等方テンソルは、レイノルズ応力テンソルを乱れエネルギーで正規化することで、次のように定義される。

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (1)$$

速度非等方テンソルは 2 階のテンソルであり、座標軸の回転に関して不変量を 3 個有する。速度非等方テンソルの第 1, 2, 3 不変量を I , II , III と表すと、以下の式ようになる。ただし、テンソルのトレースはゼロであるため、第 1 不変量は恒等的にゼロである。

$$I = b_{ij} = 0 \quad (2)$$

$$II = -b_{ij} b_{ji} / 2 \quad (3)$$

$$III = b_{ij} b_{jk} b_{ki} / 3 \quad (4)$$

本稿では、異方性の程度を評価するために不変量関数 F を用いる。不変量関数 F は、次式で定義される。

$$F = 1 + 9II + 27III \quad (0 \leq F \leq 1) \quad (5)$$

$F=1$ のとき完全等方乱流、 $F=0$ のとき二次元乱流（流速の 1 成分が消失する状態）に対応する。

$z/h_0=0.5$ における水制群周辺の不変量関数の平面分布を Fig.3 に示す。水制域内ではいずれの相対水制高のケースでも赤色や橙色を示しており、 F の値が 1 に近いことがわかる。このことから、水制域内では相対水制高によらず比較的等方乱流に近い状態であることが考えられる。また、相

対水制高が $H/h_0=0.75$ と $H/h_0=0.5$ の場合、上流から下流にかけて水制域内の赤色は橙色へと変化しており、 F の値がわずかに小さくなる傾向がある。これは、一方で、水制先頭部周辺に着目すると、 $H/h_0=0.75$ と $H/h_0=0.5$ の場合には緑色の線状の模様が形成されており、 F の値が 0.4 から 0.6 程度であることがわかる。これに対して、 $H/h_0=0.37$ と $H/h_0=0.2$ の場合では橙色を示しており、 F の値が 0.5 よりも大きく、線状の模様が形成されていない。これは水制によって流れが遮断されている断面ではないため、剥離渦の影響が弱まっているためであると考えられる。このことから、計測断面に水制が存在する条件の $H/h_0=0.75$ と $H/h_0=0.5$ では、水制先頭部で発生する剥離渦の影響により、主流方向の速度変動が卓越する状態となり、周辺の流れ場よりも異方性の強い流れが形成されていると考えられる。

4. おわりに

本研究では、不変量関数を用いて水制群周辺の越流型水制群周辺の乱れの非等方性について検討した。その結果、水制域内ではすべての相対水制高のケース、比較的等方乱流に近い状態であることが確認された。一方で、水制先頭部付近では F の値が 0.4 から 0.6 程度まで低下しており、剥離渦の形成に伴い異方性の強い乱流構造が形成されていることが唆される。また、相対水制高が大きいケースほど、水制先頭部から下流にかけて異方性の強い流れが形成されていることを示した。

参考文献

- 1) T. K. Pradhan and V. Chandra: Turbulence anisotropy and length scales around a straight spur dike, Proceedings of the 23rd IAHR APD Congress, pp.197-207, 2022.
- 2) M. Mehraein, A. J. Schleiss, M. Goodarzi: The effects of a spur dike location in a 90° sharp channel bend on flow field: Focus on anisotropy degree and anisotropy nature, Journal of Hydro-environment Research, 48, pp.15-30, 2023.
- 3) 河原能久: 乱流モデルの発展と河川工学への応用, 土木学会水理委員会海岸工学委員会, 2000.
- 4) 木田重雄, 柳瀬眞一郎: 乱流力学, 朝倉書店, pp.373-376, 第 10 刷, 2018.

礫床開水路乱流における粗度表面圧力変動と底面せん断応力の関係 (シンポジウム講演概要)

Relationship between roughness-surface pressure fluctuations and bed shear stress in a turbulent open-channel flow over a gravel bed (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

吉村 英人 (岐阜大・工) 椿 涼太 (神戸大・工) 赤堀 良介 (愛知工業大・工)

Hideto YOSHIMURA, Gifu University

Ryota TSUBAKI, Kobe University

Ryosuke AKAHORI, Aichi Institute of Technology

E-mail: yoshimura.hideto.g1@f.gifu-u.ac.jp

This study investigates the relationship between local pressure fluctuations at a roughness unit and bed shear stress in a turbulent open-channel flow over a gravel bed. A laboratory experiment was conducted using a gravel-bed flume with a pressure sensor unit. Large-eddy simulation (LES) was conducted to reproduce velocity and Reynolds stress distributions observed in the experiments, and a reasonable agreement was confirmed. The ratio of pressure fluctuation intensity to bed shear stress, σ_p/τ_0 , varied depending on sensor location, ranging from 1.3 to 6.9. While the top sensor showed a value close to previously reported results (≈ 3), upstream and downstream sensors exhibited significant deviations. The results suggest that interactions between turbulence structures and roughness geometry at different spatial scales influence pressure-shear relationships.

1. はじめに

河床に作用する底面せん断応力は、流れの抵抗や土砂移動を把握する上で重要な水理量であるが、実河川で直接計測することは困難である。そのため、流速やレイノルズ応力あるいは乱れ強度などの鉛直分布から、間接的に底面せん断応力を評価する方法が用いられるが、洪水中で土砂移動が起きるような状況で、河床近傍の上記流れ特性の鉛直分布を実測することは困難である。一方、底面の圧力変動強度 σ_p と底面せん断応力 τ_0 には概ね $\sigma_p/\tau_0 \approx 3$ の関係があることが既往研究 (例えば Amir et al.¹⁾) で示されており、圧力変動を計測することで、洪水中の底面せん断応力を準直接的に評価できる可能性がある。

Tsubaki et al.²⁾ は独自に開発した圧力計 Sphera を実河川に設置し、出水時の河床に作用する圧力変動と底面せん断応力の関係を分析している。しかしながら、既往研究で示されている $\sigma_p/\tau_0 \approx 3$ という関係は球などの一様粗度を設置した粗面乱流場で得られた結果であり、実河川のように様々な粒径の河床材料からなる粗面乱流場においても同じ関係が成り立つのかは明らかではない。

本研究では、実河川を模擬した礫河床の開水路乱流場を対象とした可視化水理実験および LES (Large-Eddy Simulation) 解析を行い、河床に作用する圧力変動と底面せん断応力の関係を調べた。

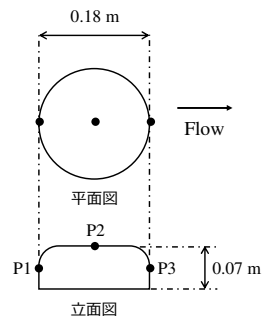
2. 可視化水理実験

実験には全長 12 m, 幅 0.3 m, 高さ 0.2 の水路を用いた。現地観測²⁾ で対象としている札内川の河床を模擬するため、水路中流域の約 2.5 m 区間において圧力センサを埋め込んだ模擬粗度 (Sphera) を含む大礫を設置するとともに、中礫 (粒径 12.8 ± 3.96 mm) および細砂 (粒径約 2 mm) を大礫間に充填させて水路床を形成した。模擬粗度は Fig. 1 に示すように直径 0.18 m, 高さ 0.07 m から成り、表面には上流側 (P1), 上面 (P2) および下流側 (P3) の 3 点にピエゾ抵抗式絶対圧センサが埋め込まれている。3 つの圧力センサによる圧力を 50 Hz で同期して記録することができる。

水理条件として水路勾配 1/44 のもと流量 $Q = 2.375 \times 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$ を与えた。P2 センサ直上における断面平均流速 U_m は



(a) Appearance



(b) Dimensions

Fig. 1 Specification of pressure measurement device, Sphera.

約 0.99 m/s, 水深 h は約 0.08 m であり、これらに基づくレイノルズ数は約 79,200, フルード数は約 1.1 である。

模擬粗度周りの流速分布は PIV (Particle Image Velocimetry) 解析により計測した。水面上から下向きに照射したレーザーシートで鉛直断面のトレーサ粒子を可視化し、ハイスピードカメラ (800 fps) で撮影した画像を解析した。撮影は模擬粗度周りを 3 領域に分けて行い、各領域には一つの圧力センサが含まれるようにした。なお、圧力センサとハイスピードカメラは同期させて計測を行った。

3. 数値解析

模擬粗度周りの流れを詳細に把握するため、吉村が開発した数値計算モデル³⁾を用いて LES 解析を行った。支配方程式は空間フィルタを施した非圧縮性流体の連続の式および Navier-Stokes 方程式であり、スタガード格子による有限差分法で離散化する。空間離散化には二次精度中心差分を用い、時間離散化には移流項に二次精度 Adams-Bashforth 法、粘性項に Crank-Nicolson 法をそれぞれ用い、速度と圧力のカップリングは Fractional Step 法で行う。また、SGS モデルには MTS (Mixed-Time-Scale) SGS モデルを用いた。

計算は水理実験の水路床形成区間に合わせて $L_x \times L_y \times L_z = 2.5 \text{ m} \times 0.3 \text{ m} \times 0.16 \text{ m}$ の領域 (x, y および z はそれぞれ主流、横断および鉛直方向) を対象とした。ただし、本計算では水面変動を考慮しないため、鉛直方向の計算領域

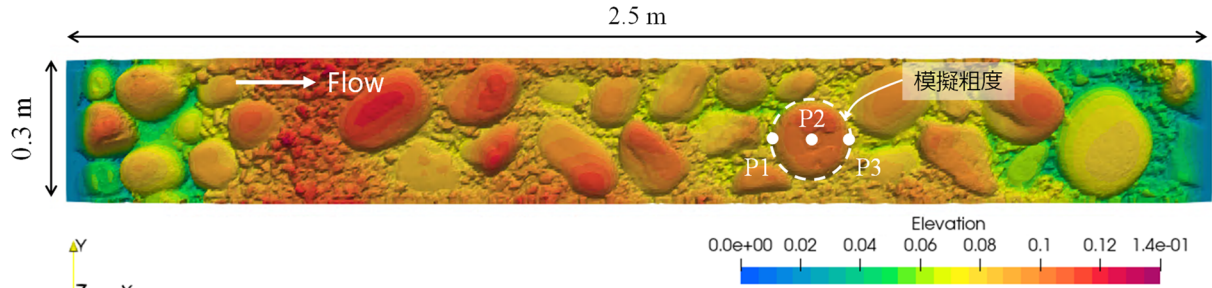


Fig. 2 Channel bed shape measured by SfM.

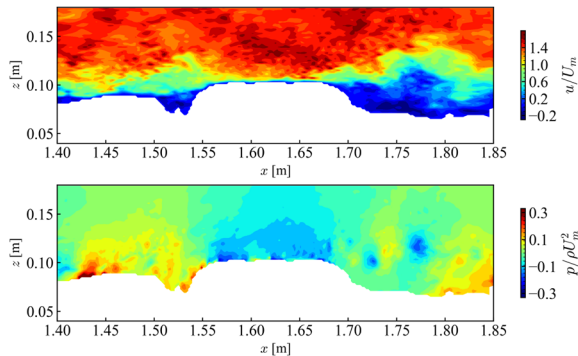


Fig. 3 Instantaneous streamwise velocity (upper) and pressure (lower) distribution obtained by LES.

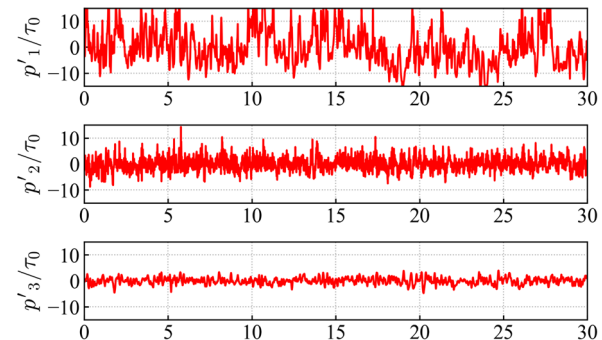
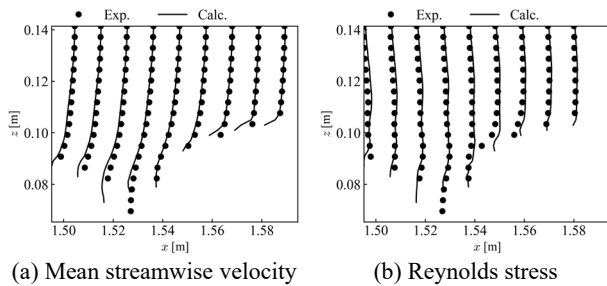


Fig. 5 Time series of normalized pressure fluctuation, p'/τ_0 , obtained by LES.



(a) Mean streamwise velocity (b) Reynolds stress
Fig. 4 Comparisons between experimental and numerical results around P1 sensor.

L_z は区間内の平均水位から設定した。水路床は実験で作成した水路床を SfM で計測し (Fig. 2), これを用いて IBM (Immersed Boundary Method) により表現した。

格子分割数は $N_x \times N_y \times N_z = 370 \times 150 \times 80$ とし, 主流方向および鉛直方向には不等間隔格子を, 横断方向には等間隔格子を用いた。このとき, 着目する模擬粗度周りでの格子解像度は $\Delta_x \approx \Delta_y \approx \Delta_z \approx 2 \times 10^{-3}$ (粘性スケールで $\Delta_x^+ \approx \Delta_y^+ \approx \Delta_z^+ \approx 60$) となる。境界条件として主流方向には周期境界を与え, 側壁には壁面モデルによるせん断応力を与えた。水路床は IBM により non-slip 条件を与え, 水面には rigid-lid 近似で slip 条件を与えた。

4. 結果と考察

LES により得られた模擬粗度周りの瞬時場を Fig. 3 に示す。相対水深が小さいため, 粗度の影響が大きい, 十分に発達した粗面乱流場が形成されている。また, 模擬粗度上流側の湍み点付近で圧力が上昇し, 上面から下流側の剥離域にかけて圧力が低下する, 典型的な物体周りの圧力分布が生じている。

LES の実験の再現性を確認するため, P1 センサ周りにおける平均流速分布およびレイノルズ応力分布の比較を Fig. 4 に示す。LES の結果はいずれも実験結果と一致しており,

乱れを含めて乱流場を再現できている。

模擬粗度周辺における底面せん断応力 τ_0 と各センサにおける圧力変動 p' の関係を調べるため, p'/τ_0 の 30 秒間の時系列を Fig. 5 に示す。ただし, 底面せん断応力 τ_0 は, P2 センサの位置から上流および下流側 0.1 m の範囲における流速データから算出した平均流速分布を, 粗面对数則にフィッティングさせて得られた底面摩擦速度 $u_\tau \approx 0.07$ m/s から求めた。図より τ_0 に対する圧力変動の大きさや周期はセンサの位置により異なることがわかる。P1 センサでは 5 秒程度の比較的長い周期であり, 変動も大きい。一方, P2 および P3 センサでは P1 よりも変動が小さく, 周期も短い。

これらの時系列データから圧力変動強度と底面せん断応力の関係 σ_p/τ_0 を求めた結果, P1, P2 および P3 センサでそれぞれ 6.9, 2.4 および 1.3 となった。P2 センサは既往研究²⁾で示されている $\sigma_p/\tau_0 \approx 3$ に近い結果が得られているが, P1 および P3 センサではそれよりも過大および過小となった。同様の傾向は現地観測²⁾でも確認されており, P1, P3 は粗度の間の剥離・再付着流れの特性を, P2 は粗度の上の乱流域 (等流の場合の対数流速域) の乱流に起因する圧力変動を捉えていることが示唆される。

謝辞: 本研究は JPSP 科研費 25K01332 の助成を受けたものである。ここに記し, 謝意を表す。

参考文献

- 1) M. Amir et al.: Pressure forces on sediment particles in turbulent open-channel flow: a laboratory study, *Journal of Fluid Mechanics*, 757, pp. 458–497, 2014.
- 2) R. Tsubaki et al.: Unsteady features of bedload and near-bed turbulence measured in a braided gravel bed river, *Proceedings of the 41th IAHR World Congress*, 701, 2025.
- 3) H. Yoshimura and I. Fujita: Investigation of free-surface dynamics in an open channel flow, *Journal of Hydraulic Research*, 58(2), pp. 231–247, 2020.

渦動粘性項を考慮した運動量式を用いた水面形解析に関わる基本的関係式について (シンポジウム講演概要)

Fundamental Formulae Associated with Momentum Equation with Eddy Viscosity Term to Elucidate Calculated Results of Water Surface Profile (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

細田 尚 (京大名誉教授) 白井 秀和 (北見工大・工) 音田 慎一郎 (京大・工)

Takashi HOSODA

Hidekazu SHIRAI, Kitami Institute of Tech. Shinichiro ONDA, Kyoto Univ.

E-mail: hosoda.takashi.82c@st.kyoto-u.ac.jp

This paper deals with the fundamental formulae which are utilized to understand the calculated results of water surface profile in open channels by means of the one-dimensional momentum equation with the eddy viscosity term. The theoretical equation representing the water depth around the critical depth is firstly derived substituting the power series expansion into the momentum equation. It is shown that the theoretical equation is in good agreement with the calculated results within the radius of convergence. Then, the asymptotic behavior of water surface profile towards infinity in the downstream is considered applying the asymptotic expansion and substituting it to the momentum equation to fix the coefficients of each terms in the expansion. It is shown that the theoretical equation is compatible with the calculated results.

1. はじめに

渦動粘性項を有する一次元運動量方程式を用いた水面形解析法について、これまでに二階の常微分方程式である基礎式の二点境界値問題としての解析法を提案し¹⁾、急勾配水路の流れを対象に上下流端の水深を与えて限界水深を通過する連続な水深分布が計算可能であることを示した。

(ただし実際の強跳水ではなく乱流による運動量輸送を評価した渦動粘性項を考慮して得られる跳水状の水深急変分布を意味する。)

さらに、二点境界値法による計算結果を上流端で水深と水深の一階微係数の二つを境界条件として与える一点境界値法によって再現できることを示した²⁾。本研究は、これらの計算結果として再現された限界水深を通り下流無限大で水平線に漸近する連続分布形について基本的な特性の検討を行うことを目的としている。これまでに、等流水深近傍の水深の変化特性について検討を行ったので²⁾、本研究では限界水深の上下流で急変する水面形の特性、および十分下流での水平線への漸近特性に着目した理論的な考察を行う。

2. 基礎式とその無次元化

Fig.1 に示した座標系の下で、単位幅に対する渦動粘性項を有する一次元連続式と運動量方程式を記述すれば式(1)および式(2)となる。

$$q = Uh = \text{一定} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \left(hU^2 + \frac{1}{2}gh^2 \cos \theta \right)$$

$$= gh \sin \theta - c_f U|U| + \frac{d}{dx} \left(D_{mx} h \frac{dU}{dx} \right) \quad (2)$$

ここに、 x は空間座標、 U は水深平均流速、 h は水深、 q は単位幅流量、 D_{mx} は渦動粘性係数、 c_f は摩擦係数、 θ は路床勾配、 g は重力加速度を表す。また、渦動粘性係数は単位幅流量を用いて次式で評価する。

$$D_{mx} = \alpha q \quad (3)$$

ここに、 α は式(3)で渦動粘性係数を評価する場合の定数。式(2)を変形すると式(4)となる。

$$(gh^3 \cos \theta - q^2) \frac{dh}{dx} = gh^3 \sin \theta - c_f q^2$$

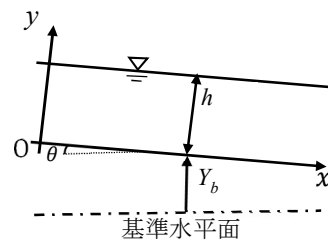


Fig.1 Coordinate system

$$+ D_{mx} q \left(\frac{dh}{dx} \right)^2 - D_{mx} q h \frac{d^2 h}{dx^2} \quad (4)$$

式(4)の場合も式(5)で定義される従来の等流水深は式(4)の解となる。

$$gh_0^3 \sin \theta - c_f q^2 = 0 \quad (5)$$

一方、式(6)で定義される水深は通常の限界水深の水理学的意味を有していないが、本研究でも式(6)を限界水深の定義として用いる。

$$h_c = \left(\frac{q^2}{g \cos \theta} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

次の無次元量を用いて基礎式を無次元化すれば式(7)となる。

$$x' = \frac{x}{h_c}, h' = \frac{h}{h_c}, Fr_0 = \frac{q/h_0}{\sqrt{gh_0 \cos \theta}}, h'_0 = \frac{1}{Fr_0^{2/3}}$$

$$(h'^3 - 1) \frac{dh'}{dx'} = c_f (Fr_0^2 h'^3 - 1) + \alpha \left(\frac{dh'}{dx'} \right)^2 - \alpha h' \frac{d^2 h'}{dx'^2} \quad (7)$$

次式に示すように、式(7)には h' が増大するとき $h' \propto c_f Fr_0^2 x'$ として表される漸近解が存在する。

$$h' \rightarrow \infty \quad \frac{dh'}{dx'} \rightarrow c_f Fr_0^2 = \tan \theta \quad (8)$$

3. 考察に用いる計算結果

本研究ではこれまでに一点境界値法を用いて行った急勾配水路流れの水面形解析結果²⁾を考察の対象とする。

以下に水面形計算の水理条件と計算条件を示す。上流端

の h' と dh'/dx' の値を図中に記述した.

水理条件: $\sin \theta = 1/100$, $c_f = 0.005$, $\alpha = 0.05$,
 $q = 0.003(\text{m}^2/\text{sec})$, $h_0 = 0.00772(\text{m})$, $h_c = 0.00972(\text{m})$,
 $Fr_0 = 1.414$
計算条件: $\Delta x' = 0.02$
水面形解析結果を Fig.2 に示した.

4. 限界水深近傍での水深分布特性

水面形が通る限界水深の位置を x'_c とし, そこを原点とした空間座標を $\delta x'$ とする. 限界水深周りの水深を次式のべき乗級数展開を用いて表現する.

$$h' = 1 + e_1 \delta x' + e_2 \delta x'^2 + e_3 \delta x'^3 + e_4 \delta x'^4 + e_5 \delta x'^5 + e_6 \delta x'^6 \dots \tag{9}$$

上式を基礎式に代入し, $\delta x'$ のべき乗指数に掛かる項をゼロとおくことで係数に関する関係式が導かれる. 0 次から 3 次までの関係式を記述すれば次のようになる.

0 次: $c_f (Fr_0^2 - 1) + \alpha (e_1^2 - 2e_2) = 0$
1 次: $e_1 [h'^3]_1 = c_f Fr_0^2 [h'^3]_1 + \alpha (2e_1 e_2 - 6e_3)$
2 次: $e_1 [h'^3]_2 + 2e_2 [h'^3]_1 = c_f Fr_0^2 [h'^3]_2 + \alpha (2e_2^2 - 12e_4)$ (10)
3 次: $e_1 [h'^3]_3 + 2e_2 [h'^3]_2 + 3e_3 [h'^3]_1 = c_f Fr_0^2 [h'^3]_3 + \alpha (-4e_1 e_4 + 4e_2 e_3 - 20e_5)$

ここに, $[h'^3]_1$ 等は次式で表される.
 $[h'^3]_1 = 3e_1$, $[h'^3]_2 = 3e_1^2 + 3e_2$, $[h'^3]_3 = 3e_3 + 6e_1 e_2 + e_1^3$
Fig.2 に示した計算結果の限界水深位置での水深の一階微係数値を e_1 として与えると, 式(10)の関係式を用いて $e_2 \sim e_5$ の値を計算することができる. それらを用いて h' と $\delta x'$ の関係を示したのが Fig.3 である. 収束半径内でべき乗級数展開は次数を上げるとともに一定値に収束していくので, 限界水深近傍で式(9)で表される連続な解が存在すると考えられる. また数値計算結果はべき乗級数展開とよく一致している.

5. 下流無限大への漸近特性

下流無限大で水深は次式で定義される Y' に漸近する.
 $Y' = h'_d + x' \tan \theta$ (11)
ここに, h'_d は原点での下流無限大の水位に対応する水深. h' を Y' とそれからの偏差 $\delta h'$ の和として表す.

$$h' = Y' + \delta h' \tag{12}$$

上式を基礎式に代入し $\delta h'$ の二乗以上の項を微少として無視すると, $\delta h'$ に関する線形化方程式が導かれる. その際に $dy'/dx' = \tan \theta$ を用いて変数を x' から Y' に変換すると次式が得られる.

$$\alpha Y' \tan^2 \theta \frac{d^2 \delta h'}{dY'^2} + (Y'^3 - 1 - 2\alpha \tan \theta) \tan \theta \frac{d\delta h'}{dY'} = \tan \theta + \alpha \tan^2 \theta - c_f \tag{13}$$

上式をみて次式で表される漸近級数展開が成立することが分かる.

$$\delta h' \propto m_{-2} \frac{1}{Y'^2} + m_{-5} \frac{1}{Y'^5} + m_{-8} \frac{1}{Y'^8} + m_{-11} \frac{1}{Y'^{11}} \dots \tag{14}$$

この表示式を式(13)に代入し Y' に関する同一のべき乗に掛かる係数をゼロと置くことで, 漸近級数展開の各項の係数が満たすべき関係式が導かれる.

0 乗: $-2m_{-2} \tan \theta = \tan \theta + \alpha \tan^2 \theta - c_f$
-3 乗: $6m_{-2} \alpha \tan^2 \theta - 5m_{-5} \tan \theta + 2m_{-2} \tan \theta (1 + 2\alpha \tan \theta) = 0$
-6 乗:

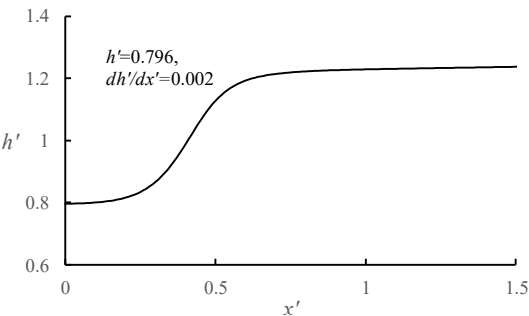


Fig.2 Calculated water surface profile used for theoretical consideration

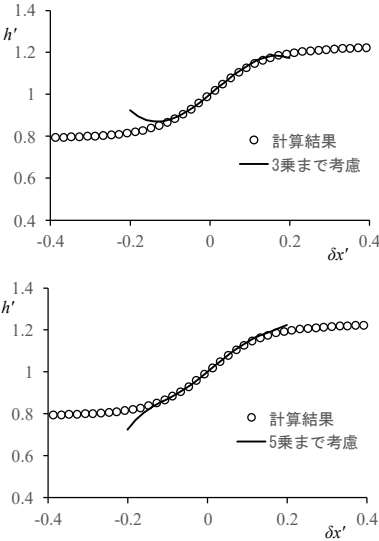


Fig.3 Comparison between theoretical equations and calculated

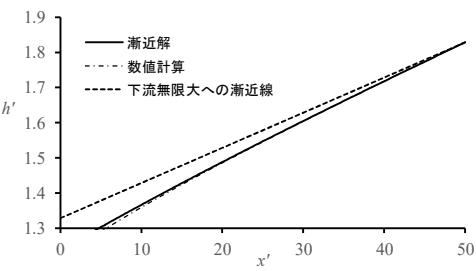


Fig.4 Comparison between asymptotic depth distribution toward downstream infinity and calculated results

$30m_{-5} \alpha \tan^2 \theta - 8m_{-8} \tan \theta + 5m_{-5} \tan \theta (1 + 2\alpha \tan \theta) = 0$
漸近展開式に原点は存在しないので, 十分下流の $x' = 50$ において漸近展開式, 数値解析結果および漸近線の h' が一致するとしてそれぞれの h' を示したのが Fig.4 である. 漸近解は数値解析結果とよく一致しており, 下流無限大への漸近挙動を表現していると考えられる.

6. おわりに

今後, 路床に突起を有する流れなど種々の条件の下での解析を行いたい.

参考文献

1) 細田・白井・音田, 渦動粘性項を考慮した運動量式を用いた二点境界値問題としての水面形解析法, 2025 年度関西土木工学交流発表会講演概要集, II & VII-5, 2025.
2) 細田・白井・音田, 渦動粘性項を考慮した運動量式を用いた水面形解析法に関する二, 三の考察, 令和 7 年度土木学会全国大会 第 80 回年次学術講演会概要集, II-72, 2025.

振動跳水現象の2次元 RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes) モデル解析における壁関数の影響評価 (シンポジウム講演概要)

Influence of Wall Functions on Two-Dimensional RANS Simulations of Oscillatory Hydraulic Jump Phenomena (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

岩橋 陸 (静岡大・工) 中澤 克成 (静岡大・工) 横嶋 哲 (静岡大・工)
吉村 英人 (岐阜大・工) 藤田 一郎 ((一財) 建設工学研究所)

Riku IWAHASHI, Shizuoka University
Katsunari NAKAZAWA, Shizuoka University
Satoshi YOKOJIMA, Shizuoka University
Hideto YOSHIMURA, Gifu University
Ichiro FUJITA, Construction Engineering Research Institute
E-mail: iwahashi.riku.21@shizuoka.ac.jp

We examined the influence of wall functions, often introduced in wall-bounded turbulent-flow simulations, as well as the effect of computational grid resolution, on the prediction accuracy of oscillatory hydraulic jump phenomena using two-dimensional RANS model calculations.

1. はじめに

トレンチ付き落差工流れは幾何学形状や水理条件に応じて流況が大きく変化することが知られており^{1),2)}, 数値解析による再現が試みられてきた。Chiu et al.³⁾ と浪平・高木⁴⁾ はそれぞれ RNG $k-\varepsilon$ 及び非線形 $k-\varepsilon$ モデルを用いて, トレンチ長を系統的に変化させた場合の流況の変化を良好に再現できることを示した。Yoshimura et al.⁵⁾ は水理実験で周期振動跳水現象が生じたケース (fig. 1) に特に注目して, 乱流モデル (RNG $k-\varepsilon$ モデルを含む 5 種類) と計算格子解像度 (完全等間隔, 0.5mm/1.0mm) が予測結果に及ぼす影響を検討し, 0.5mm 格子上的 SST $k-\omega$ モデル (以後, SST モデルと呼称) は振動跳水現象を正確に再現できるのに対して, 他の数値予測は全て定常解となることを示した。著者ら⁶⁾ (以後, 前報) も独自開発プログラムを用いて同様の検討を行い, Yoshimura et al.⁵⁾ と一致する結果を得るとともに, SST モデルが備える, 渦動粘性係数の (特に壁近傍での) 過大評価を防ぐリミッター機能が振動跳水現象の再現性のキーポイントであることを示した。

壁乱流の RANS 予測では, 乱流モデルと計算格子解像度に加えて, 壁面境界条件が結果に及ぼす影響も大きいと考えられる。Chiu et al.³⁾ では壁境界条件に関する詳細な説明がないものの, 浪平・高木⁴⁾ は滑面に対して粗面対数則を用いており, その理由として滑面对数則よりも良好な結果が得られたことを挙げた。Yoshimura et al.⁵⁾ (OpenFOAM を利用) の数値予測では壁近傍の格子解像度に応じて壁関数と壁上での粘着/不透過条件の使用が自動で切り替わるのに対して, 前報⁶⁾ では全ての計算 (の全時空間) で粘着/不透過条件が課された。

そこで本研究では, 前報⁶⁾ と同じく, 振動跳水が生じるトレンチ付き落差工流れに SST モデル⁷⁾ を適用し, 壁関数の適用が流動予測に与える影響を評価する。

2. 数値計算法と対象流れの概略

本研究では文献⁸⁾ で提案された‘気液二相アプローチ’に基づく新たな流動解析プログラムを作成した。文献⁸⁾ では界面捕獲法としてレベルセット法が用いられたが, 本研究では VOF 法系統の THINC/WLIC 法を採用した。この気液二相流動解析プログラムの基本性能については文献⁹⁾ を参照されたい。

ここでは 2 種類の壁面境界条件を検討する: 第 1 の方法では, 壁上で粘着・不透過条件 ($\bar{u} = \bar{v} = 0, k = 0$) を課す。ただし $\omega \equiv \varepsilon/k$ は壁上で ∞ となるため, 壁からの第 1 格子点 (以

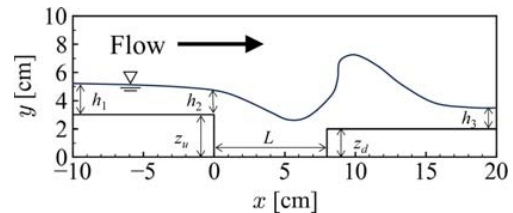


Fig. 1 Schematic of the flow over a drop with a trench. The flume-bottom slope is 1/500 and the flow discharge per unit flume width is 88.3 cm²/s.

下, 下付き添え字 w で表現) で $\omega_w = 6\nu/(\beta_1 \ell_w^2)$ ($\beta_1 = 0.075$, ν は流体の動粘度, ℓ_w は最も近い壁までの距離を表す) を課した。第 2 の方法では壁関数を使用した。壁からの第 1 格子点での壁接線方向流速が対数則分布

$$\bar{u}_w^+ = (1/\kappa) \ln \ell_w^+ + B \quad (\kappa = 0.4, B = 5.0) \quad (1)$$

に従うことを仮定して, 壁面摩擦速度 u_τ を求めた。ただし, 壁法線方向流速に対しては不透過条件を課した。第 1 格子点での k と ω は u_τ を用いてそれぞれ

$$k_w = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad \omega_w = \frac{u_\tau}{\kappa \ell_w \sqrt{\beta^*}} \quad (\beta^* = 0.09) \quad (2)$$

で与えた。また, 対数則分布に代えて Spalding 則

$$\ell_w^+ = \bar{u}_w^+ + e^{-\kappa B} \left[e^{\kappa \bar{u}_w^+} - 1 - \kappa \bar{u}_w^+ - \frac{(\kappa \bar{u}_w^+)^2}{2!} - \frac{(\kappa \bar{u}_w^+)^3}{3!} \right] \quad (3)$$

を用いた計算も行った。

対象流れは前報⁶⁾ および Yoshimura et al.⁵⁾ と同じく, 単位幅流量 88.3 cm²/s で fig. 1 のトレンチ部を過ぎる流れで, 周期 1.78 s で安定した振動跳水現象が観察⁵⁾ されたケースである。前報⁶⁾ と同じく, 段落ち部と水路床の交点を原点として, 主流方向に [-19 cm, 27.4 cm], 水深方向に [0 cm, 10 cm] の計算領域を設定し, 0.5 mm および 1.0 mm の 2 種類の完全等間隔な計算格子上で数値計算を実行した。

3. 計算結果と考察

計算格子解像度 (0.5 mm 格子/1.0 mm 格子) と壁関数 (wall function, 以下 ‘WF’ と記載) の利用の有無によって, 同じ SST モデルを用いても大きく異なる予測が得られた。Fig. 2

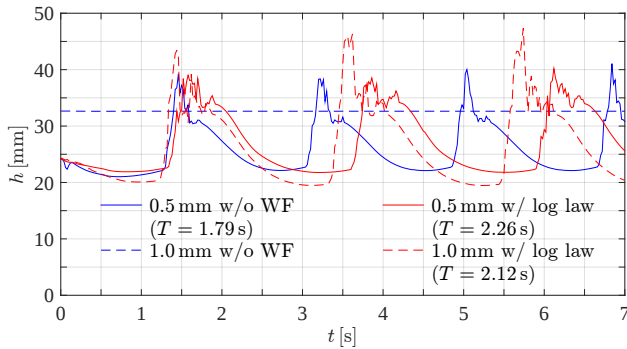


Fig. 2 Time histories of water depth at $x = 4$ cm (i.e., at the middle of the trench section) obtained from four different SST model predictions. The time period of oscillating hydraulic jumps T observed in the corresponding experiment⁵⁾ is 1.78 s.

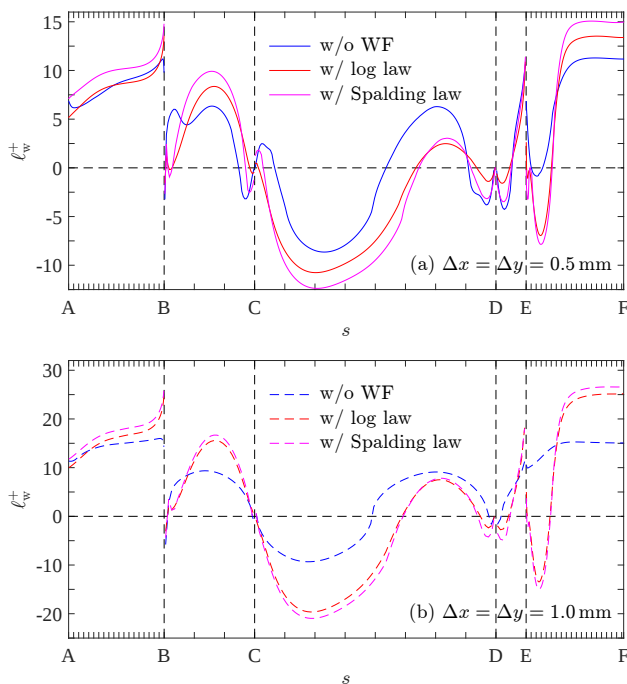


Fig. 3 Profiles of distance to the first grid point from the wall in wall units based on the time-averaged friction velocity (i.e., $\Delta x^+ / 2 (= \Delta y^+ / 2)$). Note that the ticks on the horizontal axis are marked at 1 cm intervals, and the intervals within the trench section are enlarged six times for easier viewing.

に、トレンチ部中央 ($x = 4$ cm) での水深の経時変化を示す。壁で粘着・不透過条件を課した場合（以下、‘壁関数無し’と呼称）、0.5 mm 格子では水理実験と定量的にも良好に一致する予測が得られるのに対して、1.0 mm 格子では定常解が得られることは前報⁶⁾で示した。壁関数（ここでは対数則を仮定して壁面摩擦速度を算出）を用いた場合、0.5 mm/1.0 mm のどちらの計算格子上でも安定して周期振動跳水現象が再現されたが、0.5 mm 格子では振動周期 $T = 2.26$ s、1.0 mm 格子では $T = 2.12$ s となり、水理実験結果 ($T = 1.78$ s) と比べてどちらも過大予測となった。

計算格子解像度の違いや壁関数の利用の有無は、壁乱流において重要な特徴量である壁面摩擦速度 u_τ の予測に差異をもたらす、それが上述の流動の違いに至ることが考えられる

ため、ここでは壁からの第1格子点までの粘性距離 ℓ_w^+ の分布を fig. 3 に示す。それぞれの計算結果に対して1振動周期に渡る時間平均を施し、得られた流れ場から u_τ を算出した。ここで s 軸 (fig. 3 の横軸) は計算領域の上流端 (点 A) から下流端 (点 F) まで水路床に沿って流下するものとし、BC は段落ち壁、DE は段上がり壁、CD はトレンチ内部の水路床をそれぞれ表す。(a) には 0.5 mm 格子を、(b) には 1.0 mm 格子を用いて得られた分布を示すが、第1格子点までの距離は計算格子幅に比例することを考慮し、(b) の縦軸の範囲は (a) の2倍と設定したことに留意されたい。また、粘性距離の正負は壁第1格子点での壁接線方向流速の正負と一致させた。ここでは対数則に加えて、Spalding 則を仮定して u_τ を算出した場合の結果も比較する。ただし、Spalding 則を用いても、得られる流動は対数則を用いた場合とほぼ一致した (図省略)。

1.0 mm 格子を用いた場合にも第1格子点までの粘性距離 ℓ_w^+ が 30 に達することはない、対数則の成立を期待するには計算格子解像度が (壁近傍で) 高すぎる状況と言える。ただし、壁関数の利用を伴ういわゆる高 Reynolds 数型乱流モデルが、壁関数成立の前提条件を満たさない、剥離や衝突を含む複雑流れをそこそこの精度で予測できることが指摘されており^{10), 11)}、この状況が直ちに低い予測精度を与えることを意味しない。対数則を用いた場合、1.0 mm 格子と 0.5 mm 格子では u_τ は概ね一致するものの、fig. 2 で見られたように、得られた流れは定量的には大きく異なったことは、乱流パラメータに壁関数 (式 (2)) を課す位置の違いが予測に無視しえない影響を与えたと推察される。

壁関数無しでは、fig. 2 でも見られたように、計算格子解像度の違いが予測に質的にも大きな相違 (周期振動現象の再現の有無) をもたらす反面、壁関数有りでは計算格子解像度に依らずに周期振動現象を捉えられたことは、粘着条件による壁面摩擦推定が計算格子解像度に鋭敏であること、壁関数を用いることでその影響を回避/低減し得ることを示す。

参考文献

- 1) 藤田, 丸山: 水工学論文集, **45**, 403, 2001.
- 2) Fujita: J. Vis., **5**(4), 335, 2002.
- 3) Chiu et al.: J. Hydraul. Eng., **143**(1), 04016077, 2016.
- 4) 浪平, 高木: 土論 B1, **75**(2), I_577, 2019.
- 5) Yoshimura et al.: KSCE J. Civ. Eng., **28**, 1075, 2024.
- 6) 岩橋ら: 第 28 回応力シンポ, 2024.
- 7) NASA Langley Research Center: Turbulence Modeling Resource, <https://turbmodels.larc.nasa.gov/index.html>
- 8) 横嶋: 土論 B, **62**(4), 419, 2006.
- 9) 中澤ら: 土論, **79**(1), 22-00116, 2023.
- 10) 中山, 横嶋: 土論 II-**48**(628), 131, 1999.
- 11) 中山, 横嶋: 土論 II-**56**(684), 141, 2001.