底面に棧粗度を有する開水路乱流の局所変化と Dispersive 効果に関する研究

Experimental study on spatial variability and dispersive effects
in open-channel flows with strip roughness

藤本雄大*, 岡本隆明**, 瀬津家久***

Yuuta Fujimoto, Takaaki Okamoto and Iehisa Nezu

*学生会員, 京都大学 工学部地球工学科 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員, 工博, 京都大学大学院助教 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

***フェロー, 工博, 京都大学大学院名誉教授, 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

Turbulent flows over rough walls have considerable engineering interest. In spatial inhomogeneous flow such as wall roughness flow can be rendered globally homogeneous by using time- and space-averaging (double-averaging) method. There are a lot of experimental and numerical studies on wall roughness flow. However, spatial developing characteristics of rough wall has received less attention. Therefore, in the present study, turbulence measurements are conducted in open-channel flows with two-dimensional regular transverse square bar roughness by PIV. Spatial variability of flow field and dispersive effects in rough wall flow are examined in detail.

Key Words: open-channel flow, strip roughness, flow resistance, dispersive stress, wake generation

キーワード: 開水路粗度流れ, 流れ抵抗, dispersive 応力, wake による乱れの生成

1. はじめに

河川改修を計画する上で河道流下能力は確保することが重要であるが、河床形状が滑らかであると底面付近の流速が大きくなり、河床洗掘や護岸侵食が発生する。そのため底面に粗度を設置し、流速を低減させることで河道を安定させる護岸粗度工法が多く用いられている。このような工法の安全性、経済性を評価する上で護岸粗度の間隔・形状が抵抗特性にどのような影響を与えるのかを解明することは非常に重要である。

粗度風洞場は自動車、船、飛行機に使われるタービンの熱交換に応用するため、機械工学の分野において発展してきた。Raupach ら (1991)¹⁾は複数の研究者による風洞キャンピの室内実験結果と野外計測結果を比較して粗面境界層の乱流特性を明らかにした。Hasan (1992)²⁾は再付着するせん断層の下向きの動きは連続的なものではなく、間欠的に逆方向に動くことを示した。Panigrahi & Acharya (2005)³⁾は風洞に正方形断面の棧粗度を1つだけ配置し、ホットワイヤー流速計で乱流計測した。ここから得られた風速の時系列データをスペクトル解析することにより、一様に起こる乱流とランダムに発生する乱流を区別し、それぞれの乱流統計量を比較した。

一方、開水路粗度流れに関しても多くの分野で研究がなされている。多くの場合、数値計算による再現が容易な棧

粗度模型が使われており、それらの配置間隔を変化させた実験が行われてきた。富永・田本(2002)⁴⁾は三角形断面の棧粗度を用いて実験を行い、円柱粗度と比較し乱流への影響を検討した。三角柱粗度の方が円柱粗度よりも抵抗が大きくなることを示した。藤田・江見(2006)⁵⁾は底面粗度による剥離渦の発生と水面変動との関係について調べた。粗度間隔が大きい場合、水面変動に影響を及ぼしているのは、粗度間で生じる剥離渦領域全体の大規模変動であると示した。

Leonardi ら(2007)⁶⁾はレイノルズ数と相対粗度間隔を変化させた場合の棧粗度の抵抗特性についても DNS で調べている。レイノルズ数が大きくなるにつれて粗度頂部における摩擦抵抗が減少していくことを示した。Pokarajac ら(2008)⁷⁾はレイノルズ応力を空間平均し分解すると、2つの応力項が現れることを示し、それぞれを large-scale, small-scale の乱流応力であると解釈した。水路底面に角柱粗度模型を配置し、流れ場を PIV 法で可視化計測することにより、2つの応力項の数値を出して考察を行った。Lee ら(2008)⁸⁾は PIV 法を用いて粗度が roughness sublayer の乱流構造に与える影響について調べ、DNS での計算結果と比較し、良好な一致を得た。鬼束ら(2010)⁹⁾は棧粗度を有する開水路において、瞬間流速、瞬間水深、棧粗度に加わる瞬間抗力および瞬間揚力をそれぞれ同時計測し、流体力と

表-1 実験条件

	k (cm)	λ/k	H (cm)	H/k	U_m (cm/s)	Re	Fr
Case1	1.5	3.0	12.0	8.0	20.0	24000	0.18
Case2		5.0					
Case3		8.0					
Case4		16.0

図-1 (a) 実験装置図, (b) 座標系と空間平均領域

流れの構造との関係を調べた。

多くの既往研究では粗度開水路流れは粗度近傍で流れが急変するため、空間平均操作を導入して統計量を評価している。しかしながら、粗度背後で流れが低減するのに対し、粗度から離れた領域では流速が再び増加するため底面せん断応力や抵抗特性は局所的に大きく変化すると考えられる。そこで本研究では底面に木製棧粗度を配置して水路実験を行い、粗度を有する開水路流れの抵抗特性の局所変化について詳細な解析を行った。

2. 実験装置と計測方法

図-1 (a) に本研究の実験装置図を示す。本実験で用いた水路は、全長 10m、幅 40cm、高さ 50cm の可変勾配型直線水路である。 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の座標軸である。それぞれの方向における瞬間流速を $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ および $\tilde{w}$, 時間平均流速を U , V および W とする。図-1 (b) に座標系を示す。 H は水深、 k は粗度高さ、 λ は粗度間隔である。粗度間隔 λ は粗度の上流端から次の粗度の上流端までの長さを表す。水路底面には約 7m にわたって棧粗度模型を設置した。なお計測は流れが十分に発達していると考えられる最上流の棧粗度

から約 5m 下流で行った。棧粗度には横断面が、 $1.5\text{cm} \times 1.5\text{cm} (= k)$ の正方形で、幅が 40cm の木材を使用し、粗度間隔 λ を系統変化させて実験を行った。

本研究では、乱流計測法として PIV (Particle Image Velocimetry) 画像計測法を用いた。画像計測に用いる光源として、3W の連続アルゴンイオンレーザーをシリンドリカルレンズを通して厚さ 2mm のレーザライトシート (LLS) を水路上方から照射し、水路側方に設置した高速度 CCD カメラ (1024×1024pixel) でデジタル撮影した。撮影領域のサイズ (x, y) は全水深領域を含むように $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ 領域とした。PIV のトレーサーには粒径 $100\mu\text{m}$ 、比重 1.02 のポリスチレン粒子を用い、画像の輝度値から濃度相関法によって瞬間流速ベクトル ($\tilde{u}, \tilde{v}$) を算出した。カメラに 30Hz の外部トリガーを与えて、500Hz のフレームレートで 2 枚の連続画像のペアを 60 秒間計測した。

表-1 に本研究の水理条件を示す。水深 H は 12cm でかぶり水深比が十分に大きく、等流状態であったため、水面変動は発生しなかった。断面平均流速 U_m は 20cm/s で一定とした。Fr はフルード数 ($\text{Fr} = U_m / \sqrt{gH}$), Re はレイノルズ数 ($\text{Re} = U_m H / \nu$, ν : 動粘性係数) である。粗度間隔 λ を $\lambda/k = 3.0, 5.0, 8.0, 16.0$ の 4 通りに変化させて実験を行った。

図-2 時間平均流速ベクトル

図-3 時間平均温度の流下方向変化

本研究の粗度流れは複雑な底面形状を有する流れ場であるので、平面平均操作を導入する。平面平均領域は図-1(b)に示す。平面平均操作は次式で表される。

$$\langle \Phi \rangle = \Phi + \Phi'' \quad (1)$$

水理量 Φ は平面平均値 $\langle \Phi \rangle$ とその偏差 Φ'' から構成される。

3. 実験結果と考察

3.1 時間平均統計量の局所変化

図-2 には相対粗度間隔 $\lambda/k = 3.0, 5.0, 8.0, 16.0$ の4ケースの時間平均流速ベクトル図 (U, V) を示す。カラーコンターは時間平均主流速 U を示す。また、図中には粗度による流速変化が大きいと考えられる粗度内部領域 ($y/k < 1.0$) を拡大して併示した。粗度間隔の小さなケース ($\lambda/k = 3.0, 5.0$) では、粗度間内部領域が完全に再循環流で満たされている。再循環流の中心は $\lambda/k = 3.0$ の時は約 $x/k = 2.0$ で、 $\lambda/k = 5.0$ のケースは $\lambda/k = 3.0$ のケースより少し下流側にでき約 $x/k = 4.0$ の位置であった。

図-4 対数則流速分布との比較

図-5 摩擦損失係数の比較

$\lambda/k = 3.0, 5.0$ では粗度間隔が小さく、逆流域で満たされているので再付着点は見られなかった。また、粗度間隔の大きなケース($\lambda/k = 8.0, 16.0$)では、粗度頂部付近($y/k = 1.0$)で流れが剥離しており、粗度の背後ではっきりとした逆流域がみられる。再循環流の中心は約 $x/k = 2.0$ の位置に存在した。剥離した流れの再付着点は $\lambda/k = 8.0, 16.0$ のケースでそれぞれ約 $x/k = 4.5, 5.0$ の位置であった。これは Pokarajac ら(2008)⁷や Antonia ら(2008)¹⁰の結果と一致している。ベクトル図から、再付着点より下流の領域では、次の粗度要素に近づくにつれてベクトルが鉛直上向きに徐々に傾いて、上昇流が発生していることが分かる。

次に粗度頂部で発生する剥離渦の流下方向変化について考察する。図-3 には代表高さ($y/k = 0.5, 1.0, 2.0$)の位置の時間平均値渦度 $\bar{\Omega}$ の流下方向変化を示している。粗度間隔の小さなケース($\lambda/k = 3.0$)では粗度背後($x/k = 1.0$)で $\bar{\Omega}$ はピーク値をもち、粗度頂部($y/k = 1.0$)から流れが剥離している。また粗度内部($y/k = 0.5$)で、 $\bar{\Omega}$ が大きくなるのは循環流(図-2)の影響である。 $\lambda/k = 5.0$ では粗度内部で $\bar{\Omega}$ の値が増加している($x/k = 2.0-4.0$)。これは粗度間隔が大きくなって、粗度内部に粗度頂部で発生した剥離渦が入り込んだためだと考えられる。 $\lambda/k = 8.0$ のケース

では $x/k = 2.0-6.0$ で粗度内部の渦度が増加している。また $x/k = 5.0-7.0$ で粗度外部($y/k = 2.0$)の渦度 $\bar{\Omega}$ が増加し、粗度頂部と同程度の大きさをもっている。これは粗度頂部で発生した渦が成長し、粗度外部($y/k > 1.0$)にまで影響が及んだためだと考えられる。粗度間隔の大きなケース($\lambda/k = 16.0$)では $x/k = 5.0-7.0$ で $\lambda/k = 8.0$ と同様の挙動を示す。粗度外部の渦度は流下方向に増加し、 $x/k \geq 8.0$ で粗度内外の渦度の値はほぼ等しくなっている。

3.2 流れ抵抗特性の局所変化

粗度流れでは図-2 のように流速が局所変化して、抵抗特性は大きく変化すると考えられる。粗度流れの抵抗則として、既往研究¹⁾によって粗度外部($y/k > 1.0$)では粗度内部($y/k < 1.0$)に比べて粗度要素の影響が小さいために粗面对数則が成立することが知られている。粗面对数則は次式で表される。

$$U/U_* = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y-d}{y_0} \right) \quad (2)$$

ここで、 d および y_0 はそれぞれ原点移動量および粗度長さである。 κ はカルマン定数で本研究では開水路流れの標準値 0.412 を用いた。また、 $h_{\log}$ は対数則分布が成立する領域の下端高さである。摩擦速度 U_* は粗度頂部付近のレイノルズ応力のピーク値から算定した。 d および y_0 はそれぞれ原点移動量および粗度長さである。図-4 に $\lambda/k = 8.0$ のケースについて主流速の鉛直分布と式(1)の粗面对数則分布を比較したものを示す。粗度領域($x/k = 0.0-1.0$)では対数則分布からのずれが大きく、粗度の影響は粗度高さ k の 3.1 倍まで及んでいる($h_{\log}/k = 3.11$)。粗度背後($x/k = 2.0-3.0$)では $h_{\log}$ は粗度高さ k の 2.5-2.9 倍である。粗度から離れると粗度の影響は減少して、対数則からのずれは小さくなっている。次の粗度要素に近づくと($x/k = 7.0$)対数則からのずれは再び大きくなっている。ま

図-6 レイノルズ応力コンター

図-7 レイノルズ応力のピーク値の流下方向変化

図-8 レイノルズ応力の4象限区分解析

図-9 sweep と ejection の寄与率比の局所変化

た原点移動量の平面平均値は $\langle d \rangle/k = 0.67$ ，対数則領域下端高さの平面平均値は $\langle h_{\log} \rangle/k = 2.9$ となり，Raupachら(1991)¹⁾の結果と一致する。

次に各ケースの摩擦損失係数 $f = 8\langle U_* \rangle/U_m^2$ を図-5に示す。 $\lambda/k = 8.0$ のケースで摩擦損失係数 f が最大値をとる。これは富永・田本(2002)⁴⁾の結果と一致している。これより粗度間隔が小さいケースでは，レイノルズ応力が流下方向に発達しないため，摩擦速度が小さくなる。よって f が小さくなると考えられる。一方， $\lambda/k = 16.0$ のケースで摩擦損失係数 f が最小の値をとった。これは粗度間隔が大きいケースでは流れに対する粗度の影響が少なくなり，抵抗は小さくなるためだと考えられる。

3.3 レイノルズ応力の局所変化

3.1 節から時間平均統計量は粗度近傍で変化しており，乱れ統計量も局所的に大きく変化すると考えられる。図-6にレイノルズ応力 $-uv$ を断面平均流速 U_m の二乗で無次元化したコンター図を示す。 $\lambda/k = 3.0$ のケースでは，他のケースよりもレイノルズ応力がかなり小さいため，他のケースとは異なる数値範囲のコンター図を別に示している。粗度間隔の小さなケース($\lambda/k = 3.0$)では粗度内部に運動量が浸透せず， $y/k = 2.0$ でレイノルズ応力鉛直分布のピークをもつ。 $\lambda/k = 5.0, 8.0$ は流下方向に進むにつれてレイノルズ応力が大きく発達していく。 $\lambda/k = 8.0$ のケースでのレイノルズ応力分布は Lee ら(2008)⁸⁾，藤田・江見

図-10 Dispersive 応力とレイノルズ応力の比較

図-11 流速シアと wake によるエネルギー生成項の比較

(2006)⁹⁾の結果と一致している。一方、 $\lambda/k = 16.0$ のケースでは粗度背後($x/k = 1.0$)から $x/k = 6.0$ 付近まではレイノルズ応力が発達していくが、それ以降では徐々に減少していく。

図-7 に各断面におけるレイノルズ応力鉛直分布のピーク値の流下方向変化を示す。粗度間隔の小さなケース($\lambda/k = 3.0$)では、レイノルズ応力は流下方向に成長せず、他ケースに比べピーク値も小さい。 $\lambda/k = 5.0$ のケースでは粗度背後($x/k \geq 1.0$)からレイノルズ応力は流下方向に増加し、 $x/k = 4.3$ でピーク値をもつ。 $\lambda/k = 8.0$ でもレイノルズ応力は流下方向に増加し、 $x/k = 6.2$ でピーク値をもつ。図-3 の渦度分布が粗度背後($x/k = 1.0$)でピークをもつのに対し、レイノルズ応力が下流側でピークをもつのは興味深い。これは粗度頂部で起きた剥離渦が周囲の流体を連行し、流下方向に成長したためだと推測されるが、今後、スペクトル解析や積分スケールを用いて渦スケールについて詳細に検討する必要がある。これに対して、粗度間隔の大きなケース($\lambda/k = 16.0$)では $x/k = 6.0$ まではレイノルズ応力は増加するが、下流側で減少している。

3.5 組織乱流構造の局所変化

図-6 のレイノルズ応力コンターから粗度背後($x/k \geq 1.0$)付近では剥離渦が合体して大規模組織渦が形成され、粗度外部領域と内部領域で運動量が交換されることが推測される。これを定量的に評価するために次式で定義される瞬間レイノルズ応力の条件付 4 象限区分解析を行った。

$$RS_i = \left(\overline{uv} \right)^{-1} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_i(t)dt \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (3)$$

T は 60s で計算を行った。 $I_i(t)$ は判別関数で、 (u, v) が i 象限に存在するとき 1、それ以外は 0 である。図-8 に sweep と ejection の寄与率の差 $RS_4 - RS_2$ のコンターを示す。 $\lambda/k = 3.0$ では粗度内部と外部に明確な組織乱流はみられない。これに対して、 $\lambda/k = 5.0$ では粗度内部($y/k \leq 1.0$)で $RS_4 - RS_2$ が大きな正值をとり、sweep が卓越している。 $\lambda/k = 8.0$ では、 $x/k = 4.0-6.0$ で sweep の寄与が最も大きく、注目される。これは図-7 のレイノルズ応力のピーク値と対応しており、 $\lambda/k = 8.0$ のケースで組織乱流が最も発達する。また粗度外部では $RS_4 - RS_2$ が大きな負値をとり、ejection が卓越している。これらの結果は Raupach ら (1996)¹²⁾と一致している。 $\lambda/k = 16.0$ でも $\lambda/k = 8.0$ と同様の傾向がみられるが、 $x/k = 8.0$ 以降で sweep の寄与が減少している。

図-9 は各ケースにおける sweep/ejection の寄与率比の流下方向変化を示したものである。寄与率は粗度外部領域 ($1.0 < y/k < 8.0$) と内部領域 ($0.0 < y/k < 1.0$) に分けて算出した。算出方法は sweep, ejection の値をそれぞれの領域で鉛直方向に積分し、sweep の積分値 $|RS_4|$ を ejection の積分値 $|RS_2|$ で割ることで算出した。 $\lambda/k = 3.0$ では $x/k = 1.5-2.5$ で粗度内部の sweep の寄与率が高い。これに対して、粗度外部では寄与率比が 1 より小さく ejection が卓越し、寄与率は流下方向に変化しない。 $\lambda/k = 5.0$ では $x/k = 1.5-3.0$ で粗度内部の sweep の寄与率が高い。 $\lambda/k = 8.0$ では sweep の寄与率は他ケースに比べて大きい。そのため、組織乱流が最も発達していると考えられる。

$\lambda/k = 16.0$ では $x/k = 12.0$ 以降で sweep の寄与が減少している。これらの結果から粗度内部領域全体で sweep が卓越するのではなく、粗度背後で流れが発達した結果 sweep が大きくなり、次の粗度要素が近づくとき sweep が減少することが解明された。

3.6 流速分散効果による乱れの生成

図-4, 6, 8 で示したように粗度流れは粗度近傍で流速が低減し、流れが空間的に不均一となる。本節では粗度の流速分散効果(dispersive 効果)について考察する。Raupach & Thom(1981)¹³⁾は運動方程式を水平面で空間平均して、定常および鉛直 2 次元流れに対して次式を導いた。

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\langle -\overline{uv} \rangle + \langle -U''V'' \rangle \right) = -gI_e - f_{Fx} \quad (4)$$

左辺第2項は平面平均によって現れた dispersive 項である。 I_e はエネルギー勾配で、 f_{Fx} は形状抵抗による応力である。

図-10 に各ケースにおける $\langle U''V'' \rangle / \langle \overline{uv} \rangle$ の値を示した。これは dispersive 応力がレイノルズ応力に対してどの程度の大きさをもつのかを表している。粗度間隔の小さな $\lambda/k = 3.0$ のケースでは粗度内部でレイノルズ応力値の 0.4-1.4 倍の大きさを持ち、dispersive 応力の寄与は大きい。これは Poggi ら(2004)¹¹⁾の結果と一致する。 $\lambda/k = 5.0$ では粗度内部でレイノルズ応力値の 0.2-0.4 倍の大きさを持ち、dispersive 応力の寄与は無視できない。粗度間隔の大きな $\lambda/k = 8.0, 16.0$ のケースでは粗度内部でレイノルズ応力値の 0.2 倍以下となり、無視できるほど小さい。これに対して、粗度外部領域($y/k \geq 1.0$)では粗度間隔によらず全ケースで dispersive 応力の寄与はほとんど無視できる。

次に、粗度の流速分散効果(wake)による乱れ生成項の寄与について乱れエネルギー(TKE)の輸送方程式の収支バランスから考察する。Raupach ら(1996)¹²⁾が説明しているように、乱れエネルギーの輸送方程式を平面平均すると次式が導出される。

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \langle G_s \rangle + G_w + \langle T_i \rangle + \langle T_p \rangle - \langle \varepsilon \rangle \quad (5)$$

ここで、 q は乱れエネルギー、 $\langle G_s \rangle$ は流速シアによる乱れの生成項(shear generation)、 G_w は流速成分の分散効果による生成項(wake-production)、 $\langle T_i \rangle$ は乱れ拡散項、 $\langle T_p \rangle$ は圧力拡散項、 $\langle \varepsilon \rangle$ は逸散率である。shear generation $\langle G_s \rangle$ は以下のように評価される。

$$\langle G_s \rangle = \left\langle -\overline{uv} \right\rangle \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \quad (6)$$

本研究では wake による乱れの生成項 G_w は Nepf & Vivoni (2000)¹⁴⁾によると抗力が流れに対してした仕事として評価で

図-12 粗度流れの局所変化の模式図

きるとしている。

$$G_w \approx -\langle U \rangle f_{Fx} \quad (7)$$

式(4)で粘性応力を無視し、式(7)に代入すると以下のようになる。

$$G_w = \langle U \rangle \left(\frac{\partial \langle -\overline{uv} \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle -U''V'' \rangle}{\partial y} + \frac{\langle U_* \rangle^2}{H} \right) \quad (8)$$

図-11 は各ケースにおける乱れエネルギー(TKE)収支を示したものである。 $|G_w|$ 、 $\langle G_s \rangle$ はそれぞれ河床から粗度高さ($y/k = 1.0$)における G_w 、 $\langle G_s \rangle$ の積分値を示す。粗度間隔の小さなケース($\lambda/k = 3.0, 5.0$)では $\langle G_s \rangle$ は粗度高さ($y/k = 1.0$)でピーク値をもつ。 $\langle G_s \rangle$ も同様に粗度高さでピークをもつが、 $|G_w| / \langle G_s \rangle$ は小さく wake による乱れ生成は小さい。これに対して、 $\lambda/k = 8.0$ では $\langle G_s \rangle$ の値が $\lambda/k = 3.0, 5.0$ のケースに比べて増加し、流速シアによる乱れの生成が活発である。また、 G_w も植生内部で $\langle G_s \rangle$ と同程度の値をもつ ($|G_w| / \langle G_s \rangle = 0.129$)。粗度間隔の大きなケース($\lambda/k = 16.0$)では、 $\lambda/k = 8.0$ に比べて $\langle G_s \rangle$ の値が減少している。これは図-7 で考察したようにレイノルズ応力の値が $\lambda/k = 16.0$ で減少しているためである。一方、 G_w は wake による乱れの生成は粗度間隔の大きなケースで寄与が大きくなる ($|G_w| / \langle G_s \rangle = 1.11$) ことがわかり、注目される。粗度間隔が大きくなると流速シアが低減して G_s が小さくなるが、 G_w は増加し wake による乱れの生成項の寄与が大きくなることがわかった。

図-12 に各ケースの粗度流れの局所変化の模式図を示

す。粗度間隔 $\lambda/k = 8.0$ のケースで抵抗が最大で、時間平均統計量、乱れ統計量の局所変化が最も顕著に観察された。すなわち、粗度の影響は粗度近傍で粗度高さの3倍にまで及んでおり、既往研究¹⁾ではこの影響領域は Roughness sub-layer と呼ばれる。Roughness sub-layer の上端高さを対数則分布から評価する¹⁾と(図-4)、粗度の影響範囲は粗度近傍では大きい粗度から離れると小さくなっている。粗度頂部では剥離渦が発生し、流下方向に渦が成長することで粗度外部と内部の渦度が増加する(図-3)。レイノルズ応力から $x/k = 6.2$ まで組織構造が発達すると考えられる(図-7)。また粗度内部の sweep の寄与は組織構造が発達するにつれて増加するが、次の粗度要素が近づくと減少する(図-9)。粗度外部の粗度の影響を受けない領域では ejection が卓越し、開水路に似た特性を示す。これに対して、粗度間隔の小さなケースでは($\lambda/k = 3.0, 5.0$)、流下方向に距離がないため組織乱流構造は十分に発達せず、レイノルズ応力の値も小さい。一方、粗度間隔の大きなケースでは($\lambda/k = 16.0$)、 $x/k = 6.0$ より下流でレイノルズ応力が減少傾向に転じており、組織乱流構造の発達は $x/k = 6.0$ で止まったと考えられる。

4. おわりに

本研究では河床に栈粗度を有する開水路流れを対象として PIV 計測を用いた画像計測を行い、栈粗度間隔を系統的に変化させた場合の局所的な流れ場の変化について調べた。以下に本研究で得られた結果を示す。

- 1) 渦度分布は粗度背後($x/k = 1.0$)でピーク値をもち、剥離渦が粗度頂部で発生していることがわかった。また粗度間隔の大きなケースでは下流側で粗度内部の渦度が増加することから、粗度内部領域に渦が入り込むことがわかった。
- 2) レイノルズ応力の 4 象限区分解析より粗度外部領域で ejection が卓越し、粗度内部領域では sweep が卓越するという組織構造が存在することを示した。
- 3) 運動方程式の dispersive 応力を求め、レイノルズ応力値と比較した。粗度間隔の小さな $\lambda/k = 3.0$ のケースではレイノルズ応力が小さいため、粗度内部で dispersive 応力の寄与が大きくなることを示した。粗度間隔が増加するとレイノルズ応力が増加するため、dispersive 応力の寄与が小さくなることがわかった。
- 4) wake による乱れの生成項を評価し、流速シアーによる乱れ生成項と比較した。粗度間隔の小さなケースでは wake による乱れ生成項の寄与が小さい。粗度間隔が大きくなると流速シアーによる乱れ生成項と同程度の大きさをもつことがわかった。
- 5) 時間平均統計量、乱れ統計量の局所変化が粗度間隔 $\lambda/k = 8.0$ のケースで最も顕著に観察された。すなわち、粗度近傍では特に抵抗が大きく影響範囲

(Roughness sub-layer)は粗度高さの3倍にまで及ぶが、粗度から離れた位置では粗度高さの2倍程度になった。組織乱流は流下方向に成長し、 $x/k = 6.2$ の位置でレイノルズ応力値が最大となることを示した。

参考文献

- 1) Raupach, M.R., Antonia, R.A. and Rajagopalan, S. (1991): Rough-wall Turbulent Boundary Layers, *Appl. Mech. Rev.*, Vol.44, pp.1-25,
- 2) Hasan, M.A.Z., (1992). The flow over backward facing step under controlled perturbation: laminar separation, *J. of Fluid Mechanics*, Vol.238, pp.73-96.
- 3) Panigrahi, P.K. and Acharya, S. (2005): Excited turbulent flow behind a square rib, *J. of Fluid and Structures*, Vol.20, pp.235-253.
- 4) 富永晃宏・田本典秀 (2002): 三角形断面栈型粗度を有する開水路流れの乱流構造, 応用力学論文集, Vol.5, pp. 727-734.
- 5) 藤田一郎・江見崇 (2006): 底面粗度による剥離渦発生と水面変動の関係について: 応用力学論文集 Vol.9, pp. 987-996.
- 6) Leonardi, S., Orlandi, P., Djenidi, L. and Antonia, R.A. (2007): Properties of d-and k-type roughness in a turbulent channel flow, *Physics of Fluids*, Vol.19, pp.125101
- 7) Pokarajac, D., McEwan, I. and Nikora, V. (2008): Spatially averaged turbulent stress and its partitioning, *Exp. Fluids* Vol.45, pp.73-83.
- 8) Lee, S.H., Kim, J.H., and Sung, H.J., (2008): PIV measurements of turbulent boundary layer over a rod roughened wall, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.29, pp.1679-1687.
- 9) 鬼束幸樹, 秋山壽一朗, 造士快竹, 松本健太郎 (2010): 開水路栈粗度に加わる流体力と流れ構造との関係, 水工学論文集, 第54巻, pp.967-972
- 10) Djenidi, L. and Antonia, A. (2008) A turbulent boundary layer over a two-dimensional rough wall, *Exp. Fluids*, Vol.44, pp.37-47.
- 11) Poggi, D., Porporato, A., and Ridolfi, L. (2004): The Effect of Vegetation Density on Canopy Sub-layer Turbulence, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 111, pp.565-587.
- 12) Raupach, M. R., Finnigan, J.J. and Brunet, Y. (1996): Coherent Eddies and Turbulence in Vegetation Canopies: The Mixing-Layer Analogy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.78, pp.351-382.
- 13) Raupach, M.R., and Thom, A.S.(1981): Turbulence in and above Plant Canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.13, pp.97-129.
- 14) Nepf, H. M. and Vivoni, E. R. (2000). Flow Structure in Depth-limited, Vegetated Flow, *Jour. of Geophysical Res.* Vol.105: 28547-28557.

(2012年3月8日 受付)