

LDV による開水路流れの速度ベクトル計測について (2)

今本 博健・石垣 泰輔・梶間 厚邦

VELOCITY VECTOR MEASUREMENT BY LASER DOPPLER VELOCIMETER IN AN OPEN CHANNEL FLOW (2)

By *Hirotake* IMAMOTO, *Taisuke* ISHIGAKI and *Atsukuni* KAJIMA

Synopsis

LDV measurements of the all velocity components were carried out in an open channel flow over hydraulically rough surface of which roughness Reynolds number was 200. Using two sets of LDV, three velocity components were measured simultaneously. Secondary currents were measured, and these data showed the existence of depth-scale longitudinal eddies. Profiles of the Reynolds stress, turbulent kinetic energy, turbulence-kinetic-energy production, and the turbulence-kinetic-energy dissipation are also given. These results in an up-flow-part of longitudinal eddy were compared with those in a down-flow-part. The u-v and u-v-w quadrants method, and the VITA variance technique concerning with accelerations and retardations of u was employed to detect the three dimensional turbulent structure.

1. は じ め に

本研究は、乱流状態の開水路流れに見られる組織立った流れの3次元挙動を、定量的評価により解明することを目的としている。その第一段階として、LDV による速度3成分同時計測法(速度ベクトル計測法)の有効性を既報¹⁾にて確かめた。本報は、その手法を用い水深規模の縦渦が安定して存在する粗面上の流れに適用し、3次元乱流構造について検討したものである。粗面上の流れに縦渦が存在することは村本ら²⁾の研究でも指摘されているが、ここではLLSを用いた流れの可視化法³⁾を用いて Fig. 1 に示すような3次元構造モデル¹⁾の存在を確認するとともに、速度ベクトル計測法による結果より縦渦の上昇部と下降部の流れ特性の差異について検討している。

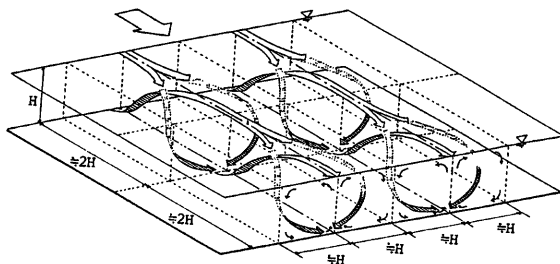


Fig. 1 Sketch of model of three dimensional structure of depth-scale longitudinal eddy.
(Three dimensional spiral model named by authors).

従来、点計測結果を用いて組織構造を検出する方法として種々の方法が提案されているが、本報では Lu & Willmarth⁴⁾ の $u-v$ 平面 4 象限区分しきい値法とそれを拡張して用いた $u-v-w$ 空間 8 象限区分しきい値法¹⁾ により瞬間レイノルズ応力の構造を検討するとともに、Blackwelder & Kaplan⁵⁾ の提案した可動区間移動平均法 (VITA 法) を Johansson & Alfredsson⁶⁾ の導入した変動速度の時間微分を条件に用いる手法にて得られたアンサンブル平均波形を用い、水深規模の縦渦の構造について検討した。その結果より、縦渦の下降部にて sweep 事象が ejection 事象より卓越することを指摘するとともに、速度変動パターンの推定を試みている。

2. 粗面開水路流れの流況特性

2.1 LLS 中立粒子トレーサ法

流れの可視化は水平断面、縦断面および横断面について行った。水平断面および縦断面における可視化は既報⁴⁾ に示した方法で行ったが、これらの結果より推定される 3 次元構造を考察するため、横断面流況の可視化を行った。可視化装置は Fig. 2 に示すようであり、撮影用ビデオカメラおよび照明装置 (5 mW He-Ne レーザ光源) を移動台車に設置し、任意の速度にて移動撮影が可能である。図中の写真に示すように、ビデオ装置はカメラ本体と内視鏡および照明用光源の光量不足を補うためのイメージンテンシファイヤ (映像増強管) で構成されている。流水中には内視鏡の先端部 (直径 10 mm) のみが入るだけであり、流れとはほぼ同様の速度で移動させて用いるため、流れに与える影響は無視できる。照明に用いたレーザ・ライト・シート (LLS) の幅は 5 mm とした。トレーサは、平均粒径 0.45 mm, 比重 1.05 のポリスチレン粒子を用いており、流れに十分追従するものである。

撮影は、台車の速度を流水の断面平均速度として移動撮影を行っている。撮影したビデオ画像をモーションアナライザにて再生し、粒子の挙動を観察した。Fig. 3 は、1/60 秒毎に軌跡を図化し、連続した 2 秒間における解析例⁷⁾ を示したものである。図に見られるように、水深規模の流体の挙動が認められ、縦渦の存在とその間欠性が可視化されており、3 次元構造を可視化する有用な方法である。

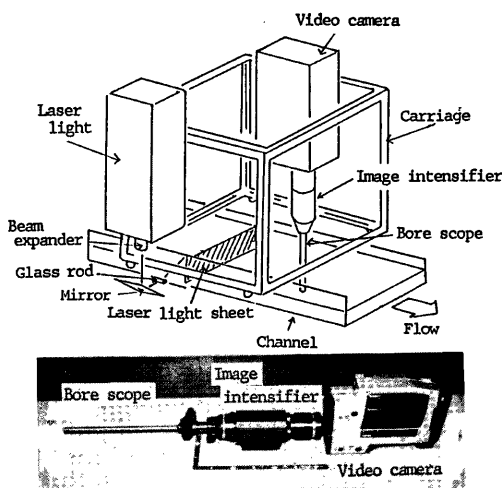


Fig. 2 Experimental set-up for a tracer method using a laser light sheet.

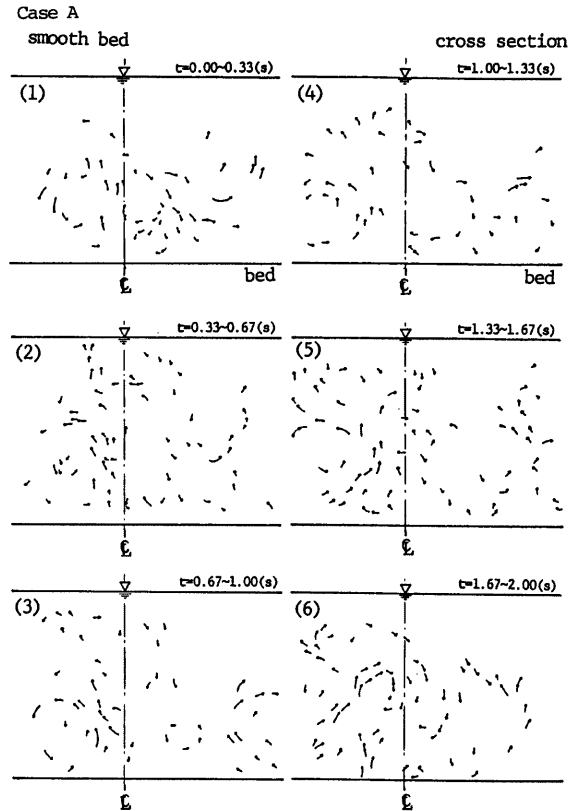


Fig. 3 Pass lines of neutral tracers in a cross section observed from a moving video camera with a bore scope.

2.2 流況特性

実験には幅 20 cm, 深さ 15 cm, 長さ 6 m の壁面アクリル樹脂製直線水路を用い, 平均粒径 12 mm のガラスビーズを合板上にモルタルにて半球が露出するように固定した粗度板を路床に設置して粗面水路とした。なお, ガラスビーズ間の隙間をモルタルにて充填した理由は, 予備実験の結果, ガラスビーズ間にある低速流体が流れにより間欠的に吹い出され, 路床付近の流れの構造に強い影響を与えることが確認されたためである。

ここでは, 35 mm ステルカメラを用いた可視化結果 (撮影条件は, 絞り $F=1.2$, 露光時間 $T=1/4$ 秒) を示し, 前節で示した内視鏡による横断面流況の観察結果を考慮して粗面開水路流れの流況特性について考察する。水理条件を Table 1 に示す。

Photo. 1 は, 水面近傍の水平断面流況の移動撮影結果を示しており, 水路中央付近に着目すると, トレーサが明確に発散する場合 (a) とそれが不明確となる (b) の 2 つの場合があり, (a) のように流れが発散する位置はほぼ安定している。この結果は, トレーサの発散が下方の低速流体の水面への到達を示すことを

Table 1 Hydraulic conditions.

Case	Depth H (cm)	Discharge Q (l/s)	Slope $1c$	Kinematic viscosity ν (cm^2/s)	Discharge Velocity U_m (cm/s)
Flow visualization A	3.98	1.478	1/500	0.0121	18.57
Flow visualization B	3.98	1.473	1/500	0.0094	18.49
LDV measurement	4.00	4.354	1/590	0.0086	27.21
Case	Friction Velocity U_f (cm/s)	Roughness height k_s (cm)	$\frac{k^+}{U_f k_s}$ $\frac{U_f k_s}{\nu}$	Reynolds number Re	Froude number Fr
Flow visualization A	2.79	—	—	6100	0.30
Flow visualization B	2.79	0.73	220	7800	0.30
LDV measurement	2.58	0.67	200	12700	0.44

考慮すれば、現象の間欠性と発生位置の安定性を示唆するものである。また、水路中央より水深程度離れた位置にトレーサの集積が見られ、流体の下降部の存在を示す結果となっている。この結果より、水深規模の構造の存在と粗面流れでの安定化が確かめられる。

Photo. 2 は、半水深付近 (a) および路床付近 (b) における水平断面流況の移動撮影結果を示したもの

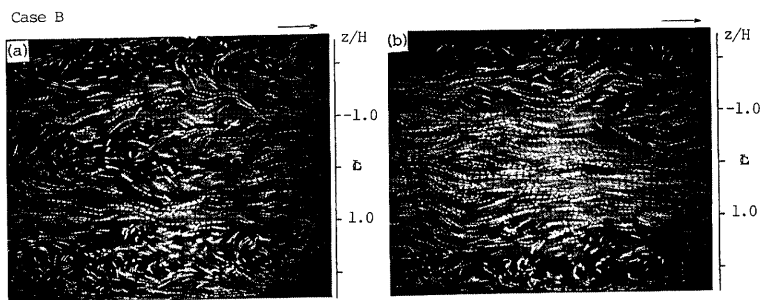


Photo. 1 Example photographs of pass lines of neutral tracers in a horizontal section near the water surface obtained by a moving camera ($y/H=0.9$, $F=1.2$, $T=1/4$ sec, ASA400).

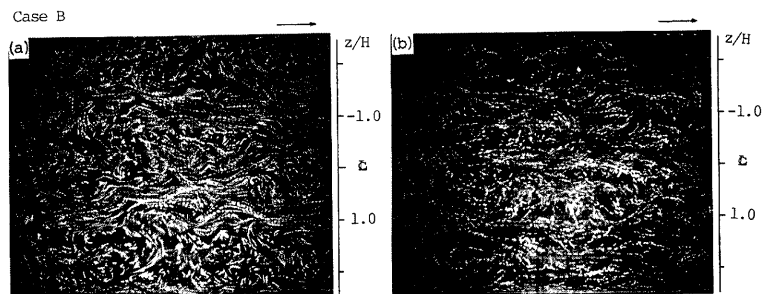


Photo. 2 Example photographs of pass lines of neutral tracers in two horizontal sections obtained by a moving camera ((a); $y/H=0.5$ (b); $y/H=0.1$).

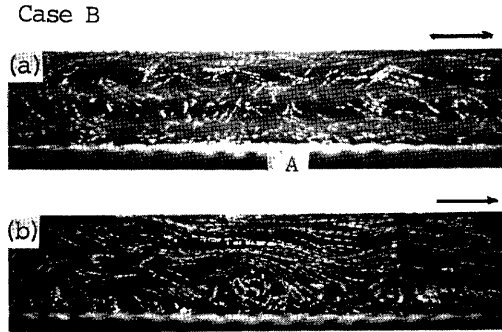


Photo. 3 Example photographs of natural tracers in vertical sections obtained by a moving camera. ((a); $z/H=0.0$, (b); $z/H=1.0$)

である。(a)を見ると、水路中央より水深程度離れた位置でのトレーサの集中および中央付近での発散が認められる。ここでは、Photo. 1 のような2通りの流況は明確に認められない。その理由として、現象の流下方向への拡がりが大きいため、あるいは上昇流の強さによって水面まで到達するかどうかが決る、などが考えられるが、ここで結論を出すのは早急である。一方、(b)の路床付近では水路中央でトレーサの集中が見られ上昇部の存在が認められる。

つぎに、縦渦の上昇部として水路中央、下降部として水路中央より水深に相当する距離だけ離れた位置での縦断面流況の移動撮影結果を Photo. 3(a), (b) にそれぞれ示す。(a)の結果を見ると、水深規模の流体の挙動を示しており、A 点付近で上昇して水面に向う動きが認められる。これは、内視鏡によるビデオ撮影の結果で明瞭に観察され、路床付近の流体が間欠的に水面まで短時間で到達すること、その位置が比較的安定していることが確認された。一方、(b) では水面付近より路床に向う下降流の存在が写真中央右側に明確に認められる。これらの流体の挙動は、Fig. 1 に示した縦渦の3次元構造モデルで説明されるものである。

3. 粗面開水路流れにおける LDV 速度ベクトル計測

3.1 LDV 速度ベクトル計測法

計測は既報¹⁾ に示したように2台の LDV を用いて速度の3成分を同時に計測する方法を用い、幅 40 cm、

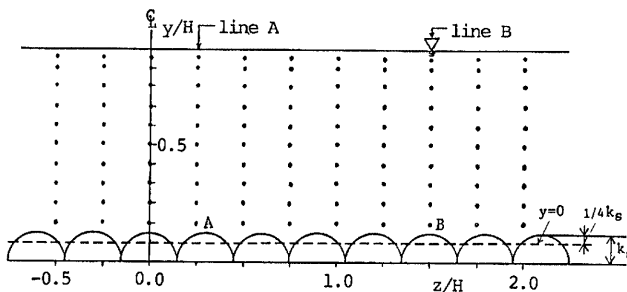


Fig. 4 Experimental procedure of LDV velocity vector measurement, measuring points and definition of y and z axes.

深さ 23 cm, 長さ 8 m の壁面ガラス製直線水路に前述したガラスビーズを用いた粗度板を設置した粗面上流れを対象に行った。また、横断方向速度成分 w の計測用のレーザ光は水路床より供給しており粗度板により遮断されるため、粗度板間に設けた幅約 5 mm の隙間よりビームを通した。水理条件は Table 1 に示すようである。

計測は、Fig. 4 に示すような11計測線上で鉛直方向に10点の合計110点において各点540秒間行い、サンプリング周波数 200 Hz にて $A \cdot D$ 変換した102,400個のデータを用いた。用いた座標系は、Fig. 4 に示す

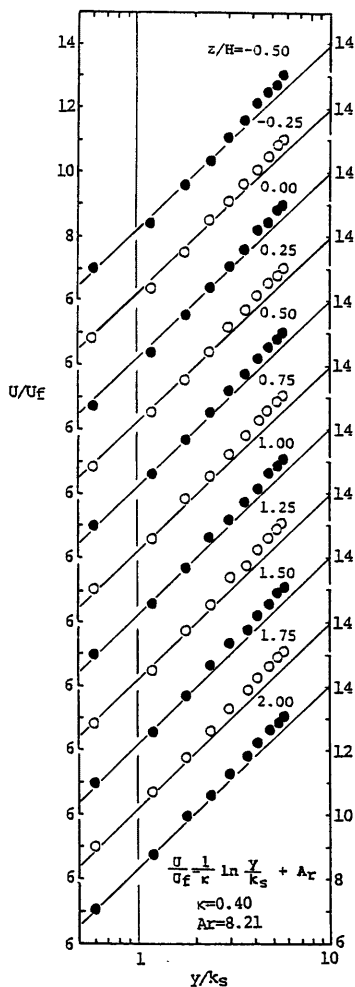


Fig. 5 Distribution of longitudinal mean velocity U .

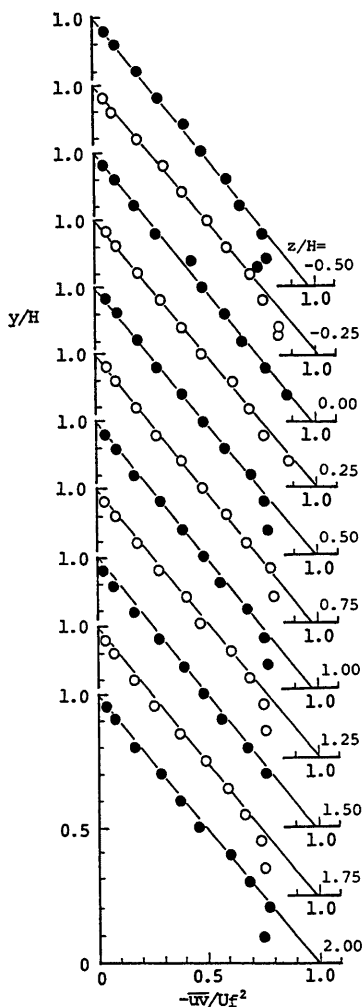


Fig. 6 Distribution of Reynolds stress $-\overline{uv}$.

ように、横断方向の座標軸は水路中央を原点とし右岸側に正とするものであり、鉛直方向は粗度頂より粗度高さ k_s の 0.25 倍下方を $y=0$ として上方を正とするものである。また、 x 軸は流下方向を正としている。

3.2 乱れの基本的特性に関する検討

(1) 平均速度分布特性

流下方向平均速度 U およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の鉛直分布を各測線について示したものが Fig. 5, Fig. 6 である。

Fig. 5 は U の鉛直分布を片対数表示したものであるが、粗面流れにおける速度分布を検討する場合にはいくつかの問題点がある。すなわち、粗度高さ k_s の評価、仮想路床面 ($y=0$) の位置および路床が浸透性か否かという点である。本研究では、 k_s には平均粗度高さ (8 cm×8 cm のプレートを用いて測定) を用いており、2.1 で示したように路床は不浸透性である。仮想路床路面の位置は粗度頂より $0.25k_s$ 下方とする従来の結果⁹⁾ を用いているが、壁面近傍の計測値 (3 点) を用いカルマン定数 $\kappa=0.4$ として粗面流れに対する対数速度分布則 $U/U_f = 1/\kappa \cdot \ln(y/k_s) + A_r$ を適用し、 $y=0$ の位置を算定した結果、横断位置 (z/H) により若干差異があるものの平均値は粗度頂より $0.25k_s$ となり、本研究で用いた $y=0$ の位置の妥当性が確かめられた。ここに、 U_f は摩擦速度、 A_r は積分定数であり管路では 8.5 である。計測値を用いて評価した A_r は 8.21 となり管路での値に近い。図より、壁面領域では $\kappa=0.40$ 、 $A_r=8.21$ とした対数則の数則の適用性が良いが、外部領域では計測値が上方にずれる。この領域に着目すると、 $\kappa=0.35$ 、 $A_r=8.1$ とした対数則が良い適用性を示すが、Coles⁹⁾ の wake function の適用なども考えられ、種々の水理条件のもとでの速度分布式の検討が必要である。

Fig. 6 はレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の鉛直分布を U_f^2 で無次元化して示したものであり、いずれの測線においても水面で 0、路床に向かって増加する直線分布となっている。図より、壁面近傍の分布は横断位置により差異が見られ、流れの 3 次元性がうかがわれる。なお、本研究で得られた結果を整理する上で用いた摩擦速度 U_f は、レイノルズ応力分布の計測結果に最小自乗法を用いて算定した壁面せん断力の平均値より得られた値を用いた。この値はエネルギー勾配 I_0 を用いて算定される値とよい一致を示している。

つぎに横断面内における各方向の平均速度の分布を、流下方向平均速度 U については等速度線図、鉛直方向および横断方向成分 V , W については速度ベクトル図にて示したものが、Fig. 7, Fig. 8 である。また、Fig. 8 に示した結果を用いて計算した流下方向軸まわりの渦度、

$$w_x = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \dots\dots\dots (1)$$

および、

$$-V = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad W = \frac{\partial \psi}{\partial y} \dots\dots\dots (2)$$

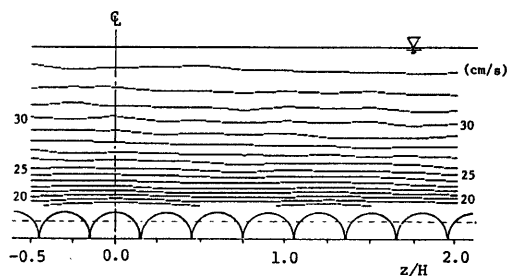


Fig. 7 Contour of longitudinal mean velocity U in a cross section.

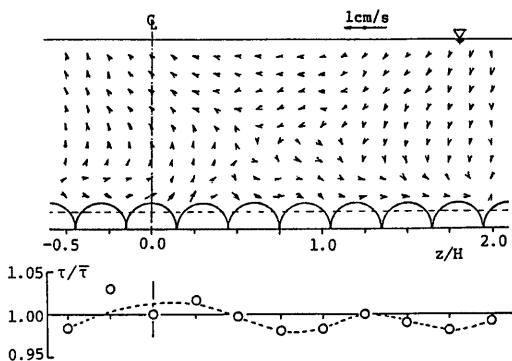


Fig. 8 Measured secondary current vectors and lateral distribution of boundary shear stress τ .

で定義される流れ関数の分布を示したものが Fig. 9 である。

Fig. 7 を見ると、等速度線は若干波状を呈するものの路床面とはほぼ平行であり顕著な 3 次元性は認められない。しかしながら、Fig. 8 の速度ベクトル図では水深規模の縦渦の存在が明確に認められ、粗面流れでの縦渦の安定化が確認される。速度ベクトルの大きさは、大きいもので流下方向速度 U の 2% 程度である。また、Fig. 6 に示したレイノルズ応力の計測結果を用いて算定した壁面せん断力の横断分布を併示して

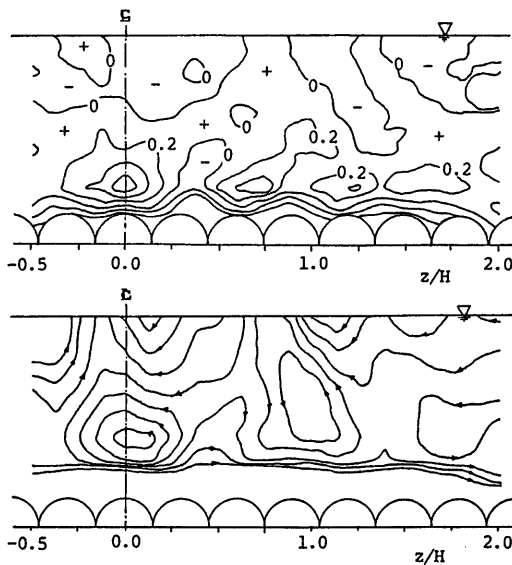


Fig. 9 Contour of rotation, $\omega_x = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}$, and stream function ψ .

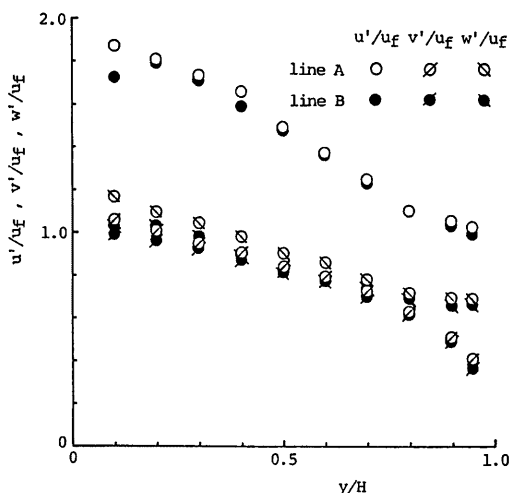


Fig. 10 Distribution of longitudinal, vertical and lateral turbulent intensities, u' , v' and w' .

おり、縦渦の下降部で壁面せん断力が大きくなる傾向が認められるものの、時間平均値であるため平均壁面せん断力との差異は小さく、著者らが示した壁面せん断力の瞬間横断分布¹⁰⁾に見られるほど顕著なものではない。なお、速度ベクトル図は計測結果とその値を用いて内挿した結果を併示したものである。

以上のような縦渦の存在は、Fig. 9 に示すように水路中央付近の渦度の大きな領域の存在および流れ関数に見られる渦構造により確認される。

(2) 乱れエネルギーの分布特性

(1)で示した結果は前章の流れの可視化結果と定性的に一致するものであり、計測対象とした流れには安定した水深規模の縦渦が存在するとして妥当である。ここでは、このような縦渦の存在する開水路流れの乱流構造を検討するため、縦渦の上昇位置に相当する A 点を含む鉛直測線 (A 線)と下降位置に相当する B 点を含む鉛直測線上 (B 線)での乱れエネルギーの分布を比較検討する (A , B 点の位置は Fig. 4 に表示)。

Fig. 10 は、各方向速度の乱れ速度の r. m. s. 値 (乱れの強は u' , v' , w') の鉛直分布を摩擦速度 U_f で無次元化して示したものである。縦渦の上昇位置および下降位置のいずれにおいても $u' > w' > v'$ の大小関係に差異はなく、鉛直方向には路床で大きく水面に近づくにつれて減少する分布を示している。半水深以上の分布に差異は少なく、水面近傍では v' が減少、 u' および w' が増加する傾向を示している。

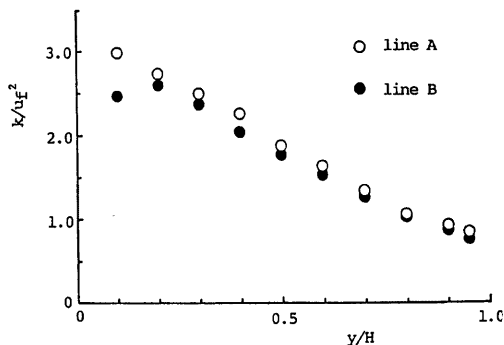


Fig. 11 Distribution of turbulent kinetic energy k .

これに対し、路床近傍の分布には明確な差異が見られる。すなわち、上昇位置では $y/H=0.1$ まで単調に増加しているのに比べ、下降位置では $y/H=0.2$ 以下はほぼ一定となる分布を示すとともに、その範囲では v' と w' がほぼ同様の値となっている。これは、下降流により上部の乱れの小さな流体が路床まで輸送され、乱れエネルギーの生成が抑制される結果と考えられる。以上の事実は、Fig. 11 に示した乱れエネルギー $k=\left\{\frac{1}{2}q'^2=\frac{1}{2}(u'^2+v'^2+w'^2)\right\}$ の分布で明確に認められ、粗面流れのように縦渦が安定して存在する流れでは乱れエネルギーの分布が横断位置により異なることが知られる。また、 q'^2 に対する各方向成分の乱れエネルギーの配分率を示すと Fig. 12 のようになる。図より、 $0.2 < y/H < 0.8$

の範囲ではほぼ一定値を示し、上昇位置で $u'^2/q'^2=0.59$, $v'^2/q'^2=0.19$, $w'^2/q'^2=0.22$ となり、下降位置でそれぞれ、 0.61 , 0.19 , 0.20 となる。この結果を見ると鉛直方向の乱れエネルギーの配分率に横断位置による差異がないのに比べ、横断方向の値は若干異なり上昇位置での横断方向乱れが下降位置に比して大きいことが知られる。

つぎに、乱れエネルギーの収支関係について検討する。定常開水路流れの乱れエネルギー式は次のように書ける。

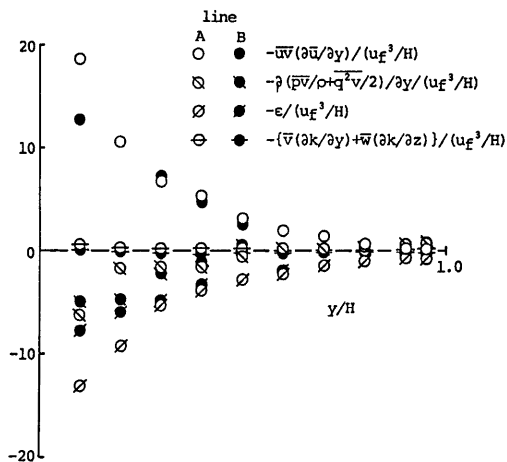


Fig. 13 Turbulent energy budget.

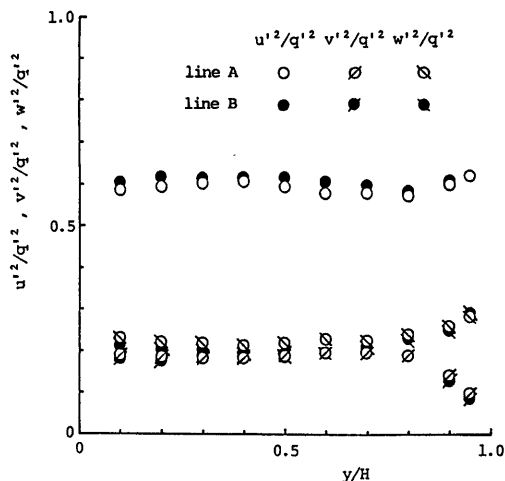


Fig. 12 Distribution of turbulent kinetic energy components, u'^2 , v'^2 and w'^2 .

$$\begin{aligned}
 & U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{q}^2}{2} \right) + V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{q}^2}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{q}^2}{2} \right) \\
 &= -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} v + \frac{1}{2} \bar{q}^2 v \right) \\
 &\quad - \varepsilon \dots \dots \dots (3)
 \end{aligned}$$

すなわち、左辺は乱れエネルギーの輸送項、右辺第一項は生成項、第二項は拡散項および第三項は逸散項である。ここでは、一様流を対象としているため左辺第一項を落したものを輸送項として上式の各項の分布を無次元化表示したものが Fig. 13 である。ここに、輸送項は乱れエネルギー分布の計測結果と各速度成分 V , W , 生成項はレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ と平均速度勾配 $\partial U/\partial y$ を用いて評価した。またエネルギー逸散率 ε は、Fig. 14 に例示した乱

れの一次元エネルギースペクトル $S_{uu}(f)$ に存在する慣性領域に Kolmogorov の $-5/3$ 乗則を適用して算定したものである。なお、スペクトル定数は 0.50 を用いた。拡散項は (3) 式を用い、計測結果より得られた他の項より算定したものである。図より、生成項は Fig. 11 に示した乱れエネルギーの分布と同様に路床近傍で下降部と上昇部の差異が見られ、乱れの生成は上昇部で大きい。一方、エネルギー逸散率の分布を絶対値で比較すると、路床付近で下降部のエネルギー逸散が小さくなっている。輸送項について見ると他の項に比して値は小さい。しかしながら、上昇部と下降部では符号が異なり、(3) 式よりこの項が縦渦による乱れエネルギーの輸送を表わすことを考えると、縦渦の上昇部では乱れのエネルギーの生産、下降部では消費が行われていることが指摘される。

Fig. 14 は、上昇部と下降部の路床近傍 ($y/H=0.1$) のエネルギースペクトル $S_{uu}(f)$ の計測結果を示したものである。スペクトルの計算は FFT 法で行い、データ数 1024 個、くり返し数 100

としている。なお、LDV を用いたスペクトル計測ではドロップアウトデータの処理が問題となるが、本研究ではドロップアウト直前のデータで欠損を補完する方法を用いている。また、サンプリング率は路床近傍で 90% 以上、その他の点では 95% 以上と高率を示しているため、欠損データの補完法による影響は無視できるものと考えられる。図より、スペクトル分布は従来の多くの計測結果と同様に、慣性領域での $-5/3$ 乗則、粘性領域での -3 乗則の成立が認められる。上昇部と下降部の結果を比較すると、分布形は相似であるものの値は上昇部のものが大きく乱れエネルギーの高いことが Fig. 11 に示した結果と同様に確かめられる。

以上は、縦渦の上昇部と下降部の乱流構造を鉛直分布を用いて比較したが、これらの差異が最も顕著な路床近傍 ($y/H=0.1$) における諸量の横断分布を示すと Fig. 15 のようになる。図より、これまで述べた上昇部と下降部の差異がより明確に認められ、縦渦の存在により乱れの基本的特性に顕著な 3 次元性の存在することが指摘される。

3.3 条件付抽出法による乱流構造の検討

乱流状態の流れに存在する組織構造を LDV などによる点計測結果より解析する方法として種々の条件付抽出法が提案されている。本研究では Lu & Willmarth⁴⁾ の $u-v$ 平面 4 象限区分きい値法およびその手法を拡張利用した $u-v-w$ 空間 8 象限区分きい値法¹⁾を用い、瞬間レイノルズ応力の諸特性より流れの組織構造を検討するとともに、Blackwelder & Kaplan が提案した可動区移動平均法 (VITA 法)⁵⁾を Johansson & Alfredsson⁶⁾ の導入した変動速度の時間微分の条件を考慮した方法にて得られるアンサンブル平均した変動波形を用いた検討も行っている。

(1) 4 象限および 8 象限区分きい値法による検討

解析手法は既報¹⁾ に示す通りであり、ここでは、砂粒粗面上の流れにおける ejection 事象と sweep 事象の大小関係が滑面の場合と逆転する理由として計測線と縦渦の存在位置との相対関係によるという既報¹⁾ で示した推定を確認することが一つの目的である。また、各象限間の移行確率より 3 次元構造の変動パターン

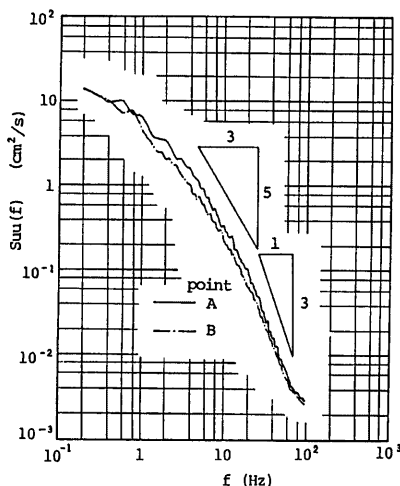


Fig. 14 Examples of one-dimensional spectrum $S_{uu}(f)$.

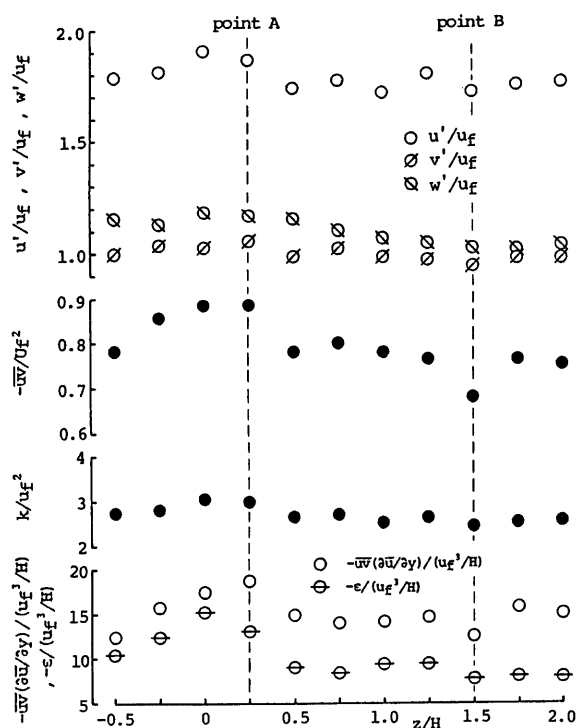


Fig. 15 Lateral distribution of turbulent intensities, Reynolds stress, turbulent kinetic energy, turbulence-kinetic-energy production, and turbulence-kinetic-energy dissipation.

Fig. 16 は、4 象限区分しき値法によりレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ への各象限の寄与率を、しきい値 H' について整理し、縦渦の上昇部 (A 線) および下降部 (B 線) について水面近傍、半水深および路床近傍の計測点での結果を示したものである。図中、①～④は各象限を表わし、⑤は Hole 事象、⑥は Hole の時間占有率である。図より、上昇部と下降部における差異は半水深以上のものより路床での結果に見られる。すなわち、上昇部では②の ejection 事象と④の sweep 事象がほぼ同等の寄与率を示すのに対し、下降部では sweep 事象が卓越し ejection 事象が抑制されている。この結果は、横断方向速度 w を考慮した 8 象限法による結果 (Fig. 17) においても明確に認められ、既報での推定が妥当であったことを確認するものである。

つぎに、 $H'=0$ の場合に個々の計測データが含まれる象限毎に分類した時系列データを用い、各象限間の移行確率を求めた Table 2 の結果より、速度の変動パターンの推定を行う。表中の①～④は Fig. 16 に示した各象限を表わし、時系列データより①→①と連続して生起する個数を抽出し、全生起個数で除して確率を求めた。ただし、用いたデータは、高周波数の変動を除くため 0.03 秒間の移動平均を行ったものを用いた。表より、②および④では同一事象に存在する確率が最も大きく、ejection および sweep 事象の継続時間の長いことが分かる。また、①および③では同一事象に存在するより、それぞれ④および②事象への移行確率が高い。これは ejection↔inwards interaction および sweep↔outwards interaction 間を移行するパタ

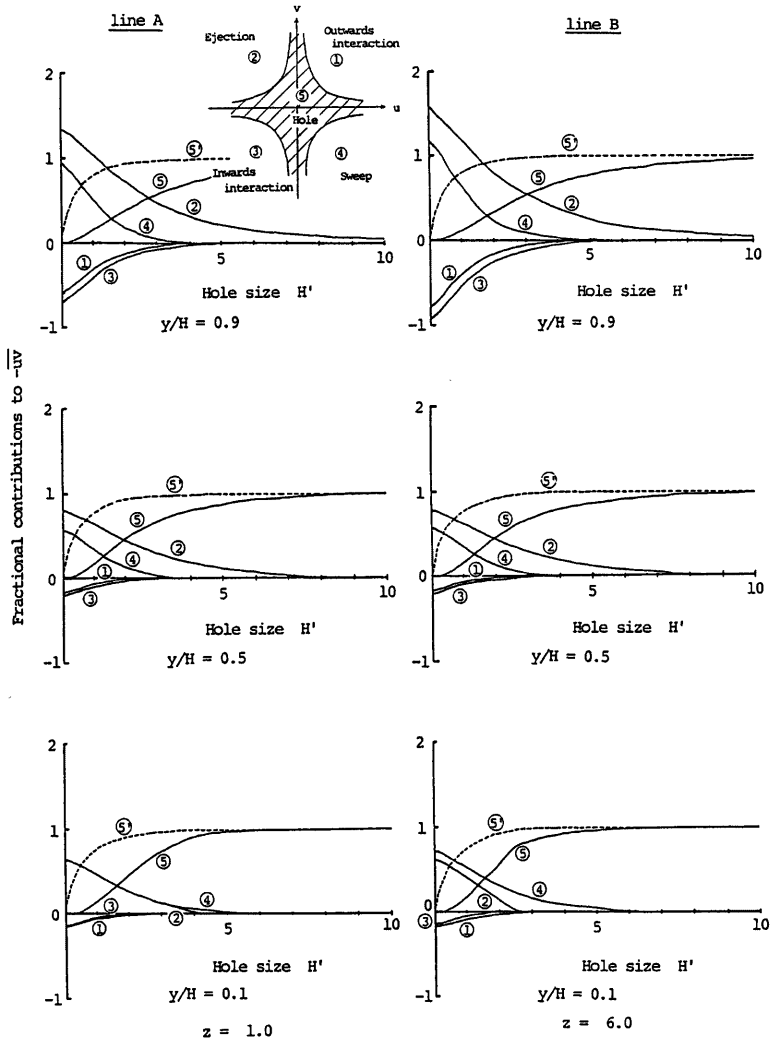


Fig. 16 Fractional contribution to Reynolds stress, $-\overline{uv}$, from each event and fraction of time occupied by hole event obtained from the u-v quadrants method.

ーンが存在が推測される。以上の傾向は測線位置によらず認められる。これらの結果と流れの可視化結果を考慮して変動パターンを推定したものが下段の表である。すなわち、①↔④の事象間を移行した後②に移り、②↔③間の移動の後②の ejection 事象が継続した後に④に移行・継続の後①↔④のパターンに戻る。このパターンはいずれの位置においても同様であるが、ejection 事象の継続時間に差異はないものの、sweep 事象の継続時間は下降部の方が長くなっている。これは前述した寄与率の分布の差を説明するものである。

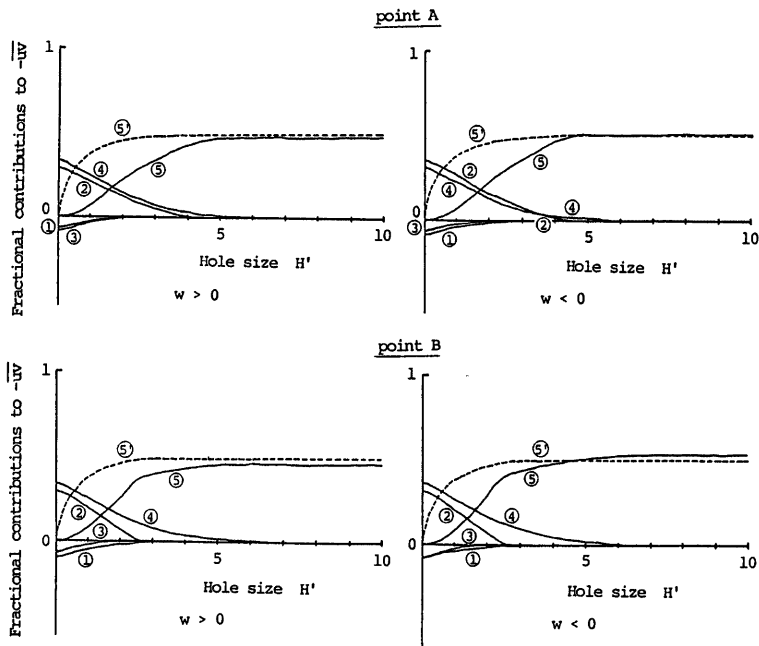


Fig. 17 Fractional contribution to Reynolds stress, $-\overline{uv}$, from each event and fraction of time occupied by hole event obtained from the u-v-w quadrants method.

Table 2 Probability of velocity fluctuation between each quadrant on u-v plane.

point A ($y/H=0.1, z/H=0.25$) ($\times 10^{-2}$)					point B ($y/H=0.1, z/H=1.50$) ($\times 10^{-2}$)					
	①	②	③	④		①	②	③	④	
①	6.77	3.26	1.58	7.78	①	6.31	1.99	1.29	5.94	
②	3.34	22.49	5.50	4.52	②	2.36	21.78	6.40	3.61	
③	1.44	5.86	4.19	2.17	③	1.28	6.85	6.35	2.76	
④	7.83	4.25	2.39	16.64	④	5.59	3.54	3.20	20.75	
(×10 ⁻²)										
point A	① $\xrightarrow{7.78}$ ④ $\xrightarrow{7.83}$ ① $\xrightarrow{6.77}$ ① $\xrightarrow{3.26}$ ② $\xrightarrow{5.50}$ ③ $\xrightarrow{5.86}$ ② $\xrightarrow{22.49}$ ② $\xrightarrow{4.52}$ ④ $\xrightarrow{16.64}$ ④ $\xrightarrow{7.83}$ ①									
point B	① $\xrightarrow{5.94}$ ④ $\xrightarrow{5.59}$ ① $\xrightarrow{6.31}$ ① $\xrightarrow{1.99}$ ② $\xrightarrow{6.40}$ ③ $\xrightarrow{6.85}$ ② $\xrightarrow{21.78}$ ② $\xrightarrow{3.61}$ ④ $\xrightarrow{20.75}$ ④ $\xrightarrow{5.59}$ ①									

(2) VITA 法による検討

VITA 法 (variable-interval time-averaging technique) は、流下方向速度 u に着目し、可動区間 $T_m(\text{sec})$ 内で次式に表わす VITA variance の算定値が定数 k および乱れ強さ u' (u の r. m. s 値) で与えられるしきい値 $k \cdot u'^2$ を上回る点の変動波形を抽出する方法である。これらの抽出された波形をアンサンブル平均し、組織構造の検討に用いようとするものである。

$$\text{var}(t, T_m) = \frac{1}{T_m} \int_{t-\frac{1}{2}T_m}^{t+\frac{1}{2}T_m} u^2(s) ds - \left(\frac{1}{T_m} \int_{t-\frac{1}{2}T_m}^{t+\frac{1}{2}T_m} u(s) ds \right)^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに t はデータの始めを $t=0$ とした時間であり、 s は T_m 区間の始めを $s=0$ とした時間である。また、 $\text{var} > k \cdot u'^2$ となる区間の中点を $\tau=0$ とし、

$$\langle u(\tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u(t_j + \tau) \quad \dots\dots\dots (5)$$

を用いてアンサンブル平均波形を求めた。ここに N は検出された個数、 t_j は検出位置を表わす時間である。

Fig. 18 は $k=1.0$, $T_m=0.07 \text{ sec}$ とした場合の var と u の変動を示したものであり、 u の変動が大きい個所で var は極値を示している。ここで用いた k および T_m は任意定数であり妥当な値を検討する必要がある。ここでは、バースティング周期 T_b を判定基準として k および T_m を決定する。Fig. 19 は、 k および T_m を変化させた場合に得られるバースティング平均周期を、 $\text{var} > k \cdot u'^2$ となるすべての生起データを用いた場合と変動速度の時間微分 $du/dt > 0$ および $du/dt < 0$ の条件を考慮した場合について示したものである。なお、 $T_m^+ = T_m U_f^2 / \nu$ と内部変数で無次元化している。また、図中の実線は従来による研究による次式を表わしており、

$$T_b = (1.5 \sim 3) H / U \quad \dots\dots\dots (6)$$

破線は今本¹¹⁾による実験結果より推定される次式、

$$T_b = (0.115 \pm 0.03) H / U_f \quad \dots\dots\dots (7)$$

を表わしている。図より、すべての生起データを用いた場合は(7)式との対応が良いが、 du/dt を考慮した場合には(6)式との対応が良い。これは、(7)式が計測された自己相関係数に見られる second mild maxim の発生遅れ時間 T_b より評価されたものであるためと考えられる。この結果より、可視化結果で推定された $T_b \approx 2.0 H / U$ を卓起スケールとする乱流構造の検討には du/dt の考慮の必要性が指摘される。しかしながら、いずれの k を用いても T_m^+ の増加に伴い T_b も漸増するため、これらの任意定数を合理的に決定する基準は見い出せない。したがって、本研究では前述した可視化結果を考慮して $k=1.0$, $T_m^+=54.39$ (0.07 sec に相当) とする。

Fig. 20 は縦渦の上昇部 (A 点) および下降部 (B 点) におけるアンサンブル平均波形を加速期 ($du/dt > 0$: 図中実線) および減速期 ($du/dt < 0$, 破線) について示したものである。検出個数は512秒間のデータよ

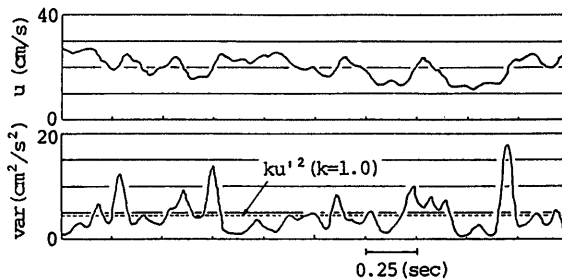


Fig. 18 Velocity signal and VITA variance.

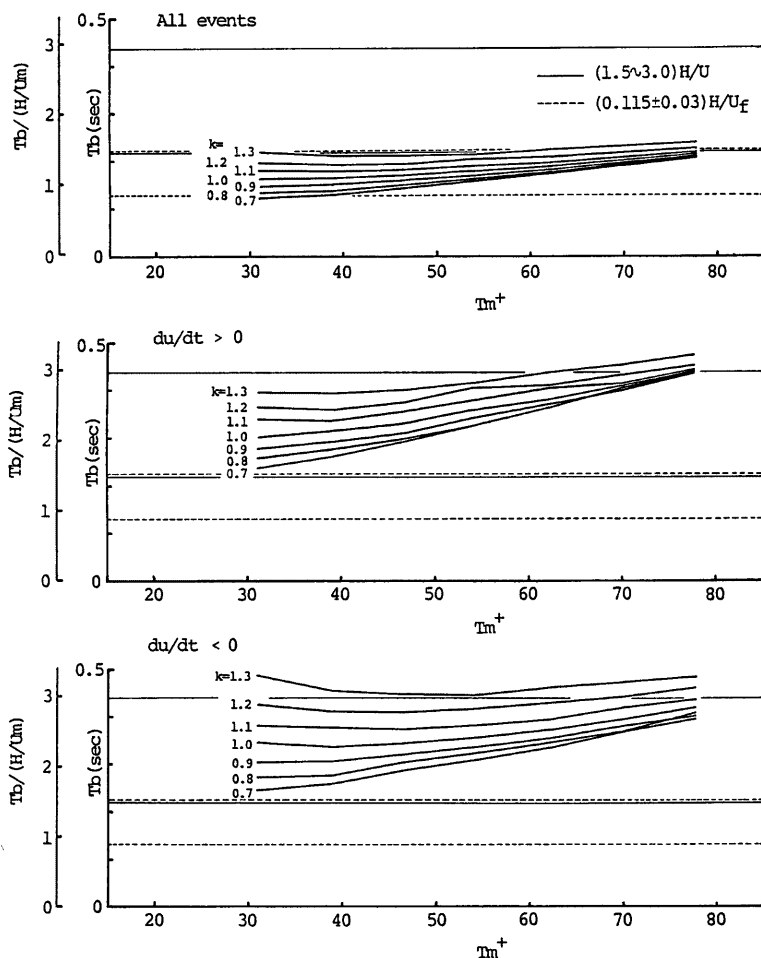


Fig. 19 Bursting period T_b for various averaging time T_m and threshold parameter k .

り, A 点で $du/dt > 0$ が1586事象 $du/dt < 0$ が1597事象, B 点でそれぞれ1386, 1390事象である。図より, 加速期および減速期のいずれの場合にも $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ の符号が異なる波形を示し正のレイノルズ応力が生じている。また, $\langle var \rangle$ の値が示すように減速期は加速期に比して緩変化となっている。加速期と減速期の差異は $\langle w \rangle$ の波形が $T^+ = 0$ ($T^+ = \tau U_f^2/\nu$) 付近で逆位相となる点に見られ, 3次元構造の存在が示唆される。加速期と次の加速期の間隔は, A 点で $2.12 H/U$, B 点で $2.44 H/U$ であり, 減速期のそれは A 点で $2.12 H/U$, B 点で $2.43 H/U$ となり, Johansson & Alfredsson が示した減速期の間隔が大きいという結果⁶⁾とは異なり, 両者はほぼ同程度である。また, 加速期と次の減速期の間隔と, 減速期と次の加速期との間隔を比較すると, 後者の方が長く, 加速期→減速期というパターンがくり返し生じていると考えられる。

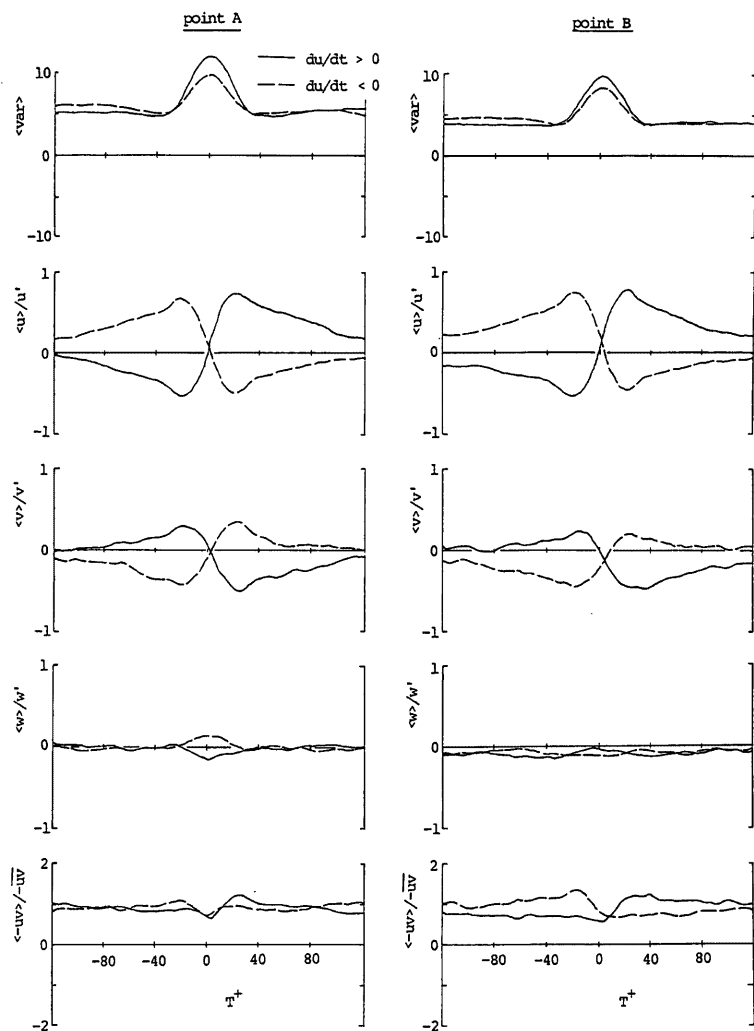


Fig. 20 Conditional averages of VITA variance $\langle \text{var} \rangle$, longitudinal, vertical and lateral velocity, $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$, $\langle w \rangle$, and Reynolds stress $\langle -uv \rangle$ with positive slope (—), and negative slope (-----).

以上の特性は、上昇部 A 点および下降部 B 点のいずれの結果にも認められるが、両者の差異はレイノルズ応力 $\langle -uv \rangle$ の波形に見られる。すなわち、 B 点を見ると加速期、減速期ともに $\langle u \rangle$ が正 $\langle v \rangle$ が負の sweep 事象の $\langle -uv \rangle$ が、 $\langle u \rangle$ が負 $\langle v \rangle$ が正の ejection 事象の $\langle -uv \rangle$ に比して大きいことが明確に認められたのに対し、 A 点ではそれほど明確でない。これは 4 象限法で示したように B 点で sweep 事象の寄与率が ejection 事象に比して大きくなるという結果と一致するものである。

4. お わ り に

本研究は、開水路流れに見い出される水深規模の縦渦が安定して存在する粗面上の流れを対象に、LDVによる速度ベクトル計測法を用いた速度3成分の同時計測を行い、その乱流構造について検討を行ったものである。

本研究によって得られた主な結果を列挙するとつぎのようである。

- 1) LLS 中立粒子トレーサ法にて流れの可視化を行った結果、Fig. 1 に示した水深規模の縦渦構造が安定して存在することが確認された。また、内視鏡を用いた横断面流況の可視化法は、3次元構造を観察する非常に有効な手段であり、今後定量的評価手法の開発が必要である。
- 2) LDV による速度ベクトル計測法は、3次元流れの計測には有効な手段であり、横断面内の速度ベクトル計測結果より水深規模の縦渦の存在が確認された。
- 3) 粗面流れの平均速度分布に用いる仮想路床面の位置をカルマン定数 $\kappa=0.40$ となる条件で算定した結果、従来より用いている粗度項より 0.25κ 下方とすることの妥当性が確かめられた。しかしながら、半水深以上では対数則より上方にずれ、wake function などの分布形の適用性について検討する必要があることが指摘された。
- 4) 縦渦の上昇部と下降部では、乱れエネルギーの分布に差異が見られ、上昇部の方が大きく、特に路床近傍での差が顕著である。これは、乱れエネルギーの収支関係の結果からも確認され、2次流成分による乱れの輸送項が上昇部で乱れの生産に、下降部で消費に寄与することが知れた。
- 5) 乱れの基本的特性量の横断分布は一様とならず、縦渦の存在による3次元性が表われることが指摘された。
- 6) 4象限および8象限区分しきい値法により、縦渦の下降部において ejection 事象と sweep 事象の大小関係の逆転することが確かめられ、既報において推測した計測線と縦渦の相対位置により上記の現象の生じることが説明された。
- 7) 各象限間の移行確率を算定した結果より、sweep 事象と outwards interaction 事象および ejection 事象と inwards interaction 事象の移行確率の大きいことが知れた。また、Table 2 に示すような基本的変動パターンが推定されるとともに、下降部での sweep 事象の継続時間の長いことより、sweep 事象の卓越を確認する結果を得た。
- 8) VITA 法を用いる場合には、変動速度の時間微分を条件に用いる必要があることがバースティング平均周期と任意定数 k, T_m の検討結果より指摘された。
- 9) VITA 法により得られたアンサンブル平均波形より、加速期および減速期のいずれの場合にも正のレイノルズ応力の生じることが確かめられた。また、縦渦の下降部では sweep 事象の方が ejection 事象より大きなレイノルズ応力が生じていることが知れ、6)で示した結果を説明するものである。

以上が本研究により得られた結果であるが、今後は、本研究で用いた手法を開水路隅角部などのより3次元性の顕著な場に応用し、その乱流構造を解明して行く予定である。

参 考 文 献

- 1) 今本博健・石垣泰輔：LDV による開水路流れの速度ベクトル計測について (1)，京大防災研年報，第28号，B-2，1985，pp. 471-486。
- 2) 村本嘉雄・河田恵昭・布村明彦：砂礫河川の掃流砂に関する基礎的研究，京大防災研年報，第20号 B-2，1977，pp. 451-474。
- 3) 今本博健・石垣泰輔：複断面開水路流れにおける中規模渦の形成過程に関する研究，第29回水理講演会論文集，1985，pp. 833-838。

- 4) Lu, S. S. and W. W. Willmarth : Measurement of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., 60, 1973, pp. 481-511.
- 5) Blackwelder, R. F. and R. E. Kaplan : On the wall structure of the turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., 76, 1976, pp. 89-112.
- 6) Johansson, A. V. and P. H. Alfredsson : On the structure of turbulent channel flow, Jour. Fluid Mech., 122, 1982, pp. 295-314.
- 7) 今本博健・石垣泰輔：開水路流れにおける縦渦の可視化，第13回流れの可視化シンポジウム，流れの可視化 Vol. 5, No. 19, 1985, pp. 219-222.
- 8) Iwagaki, Y.: On the laws of resistance to turbulent flow in open channels. Proc. of 2nd Japan NCTAM, 1952.
- 9) Coles, D.: The law of the wake in the turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 1, part 2, 1956, pp. 191-226.
- 10) 今本博健・石垣泰輔：開水路流れの壁面せん断応力分布と縦渦に関する実験的研究(1)，京大防災研年報，第26号B-2，1983，pp. 477-487.
- 11) Imamoto, H., T. Asano and T. Ishigaki : Experimental investigation of a free surface shear flow with suspended sand-grains, 17th Congress of IAHR, Vol. 1, A14, 1977, pp. 105-112.