

LDV による開水路流れの速度ベクトル計測について (1)

今本博健・石垣泰輔

VELOCITY VECTOR MEASUREMENT BY LASER DOPPLER VELOCIMETER IN AN OPEN CHANNEL FLOW (1)

By *Hirotake* IMAMOTO and *Taisuke* ISHIGAKI

Synopsis

An open channel flow is three dimensional because of a coherent motion which originates in a bursting phenomenon or a depth-scale longitudinal eddy. It is the objective to clarify the three dimensional turbulent structure of those phenomena by the method of velocity vector measurement using a laser doppler velocimeter (abbreviate to LDV). This method is to measure three components of velocity vector simultaneously using two sets of LDV system. As a preliminary work to accomplish this purpose, this method was examined in this paper by the results obtained in a two dimensional open channel flow on a smooth bed and rough bed.

In addition to this examination, three dimensional structure of an open channel flow was investigated by a traser method using a laser light sheet.

1. はじめに

開水路流れの3次元性の主要因は組織立った流体の運動と考えられ、従来より乱れの生成過程に関する bursting 現象および水深規模の縦渦などについて多くの研究がなされている。bursting 現象は Kline ら¹⁾により可視化手法を用い、その3次元的挙動が指摘されて以来、多く研究者により研究され種々のモデルが提案されている。一方、水深規模の流体の挙動については、Matthes²⁾が河川において河床材料が水面まで到達する強いたつ巻き状の上昇流(コルク)が水面に達しボイルとなることを指摘している。また、木下³⁾は洪水流の航空測量を行い、その結果より見いだされた流下方向に連なるボイル列より横断方向に水深程度の間隔で並ぶ水深規模の縦渦(並列らせん流)の存在を指摘している。その他、種々の研究成果が発表されているが、可視化手法を用いた定性的検討が多く、流れの三次元性が定量的に検討されたものは少ない。本研究は、流れの3次元的挙動の定量的評価を流速計による速度3成分同時計測法(速度ベクトル計測法)を用いて行うことを主目的とするが、その基礎的な段階として水路幅/水深比が大きく、従来の成果より水路中央での流れの二次元的取扱いが妥当だとされる条件のもとで計測を行った結果を示すものである。また、流れの3次元性を検討するための有力な手段である LLS を用いた流れの可視化法⁴⁾を用いて速度ベクトルの算定を行い、その結果より水深規模の流体の3次元構造を検討するとともに、その3次元構造モデルの提示を行っている。

2. LDV による速度ベクトル計測法

本研究では乱れ計測器としてレーザ・ドップラ流速計(Laser Doppler Velocimeter: LDV)を用いており、Fig. 1 に示すように LDV の光学系を設置することにより速度3成分の同時計測を行った。流下方向速度成分 u および鉛直方向速度成分 v の計測には15 mW He-Ne レーザを用いた3ビーム偏光型システム

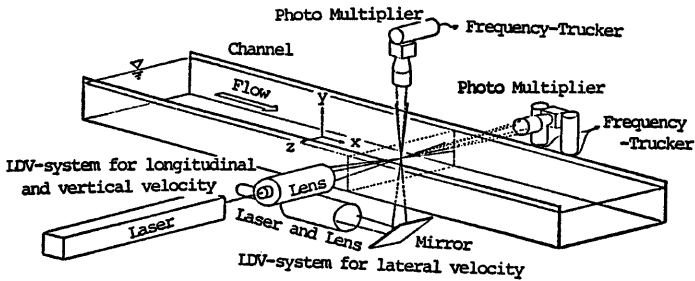


Fig. 1 LDV system for velocity vector measurement

ム (DISA 55 X, LDA 08) を、横断方向速度成分 w の計測には 5 mW He-Ne レーザを用いた同軸型システム (DISA 55X, LDA 03) を用いている。

実験は、幅 40cm、深さ 23cm、長さ 8m の壁面ガラス製長方形断面水路を用い、Table 1 に示す水理条件のもとで行っている。実験水路は滑面であるため、粗面上の流れに関する実験は、平均粗度高 $k_s=0.72$ cm の一様砂粒を貼り付けた粗度板を路床に設置して行っている。なお、粗度板をした場合の仮想路床面は、砂粒頂より $k_s/4$ 下方としている。また、 w 計測用のレーザビームが粗度板により庶断されるため、粗度板の間の幅約 5mm の隙間よりビームを通した。なお、計測断面は水路下流端より 2.5m の位置である。

計測は、Table 1 に示すようにはほぼ同一の R 、数および F 、数をもつ滑面および粗面上の流れについて水路中央の各鉛直高さにおいて行った。LDV により得られたドップラ信号を周波数トラッカーにより処理し、出力信号レベルを検出する信号とともに一旦データ・レコーダに記録した後、AD 変換器で数値化したデータを計算機 (NEC MS 190) にて統計処理した。なお、各点においてサンプリング周波数 200 Hz にて 512 秒間のデータ 102,400 個を用いた。

LDV による計測では、時系列データのサンプリング率が問題となるが、本計測では、滑面、粗面流れとも路床極近傍で 90% 程度、その他の点では 99~100% のサンプリング率を示している。したがって、ドロ

Table 1 Hydraulic conditions

(a) Velocity measurement by LDV

Case	Depth H (cm)	Discharge Q (l/s)	Slope I_s	Kinematic viscosity ν (cm^2/s)	Discharge velocity U_0 (cm/s)	Friction velocity U_f (cm/s)	Roughness height k_s (cm)	$k^+=$ $U_f k_s / \nu$	Reynolds number R_s	Froude number F_s
Smooth bed	3.89	3.974	1/1300	0.0107	25.54	1.57	—	—	9300	0.42
rough bed	4.00	4.135	1/700	0.0106	25.84	2.40	0.72	163.4	9800	0.41

(b) Flow visualization

Case	Depth H (cm)	Discharge Q (l/s)	Slope I_s	Kinematic viscosity ν (cm^2/s)	Discharge velocity U_0 (cm/s)	Friction velocity U_f (cm/s)	Roughness height k_s (cm)	$k^+=$ $U_f k_s / \nu$	Reynolds number R_s	Froude number F_s
Smooth bed	3.98	1.478	1/500	0.0121	18.57	3.12	—	—	6100	0.30
rough bed	4.04	1.473	1/500	0.0112	18.23	3.15	0.77	216.6	6600	0.29

プアウトデータを補間し、時系列データとして十分使用可能である。データ補間には、イ) ドロップアウト直前のデータを用いる方法、ロ) ドロップアウト前後のデータの平均をとる方法およびハ) ドロップアウトデータを0とする方法があるが、本研究ではイ)の方法を用いた。

3. LDV による乱れ計測結果

3.1 開水路乱流の基本的特性に関する検討

(1) 平均および乱れ速度分布特性

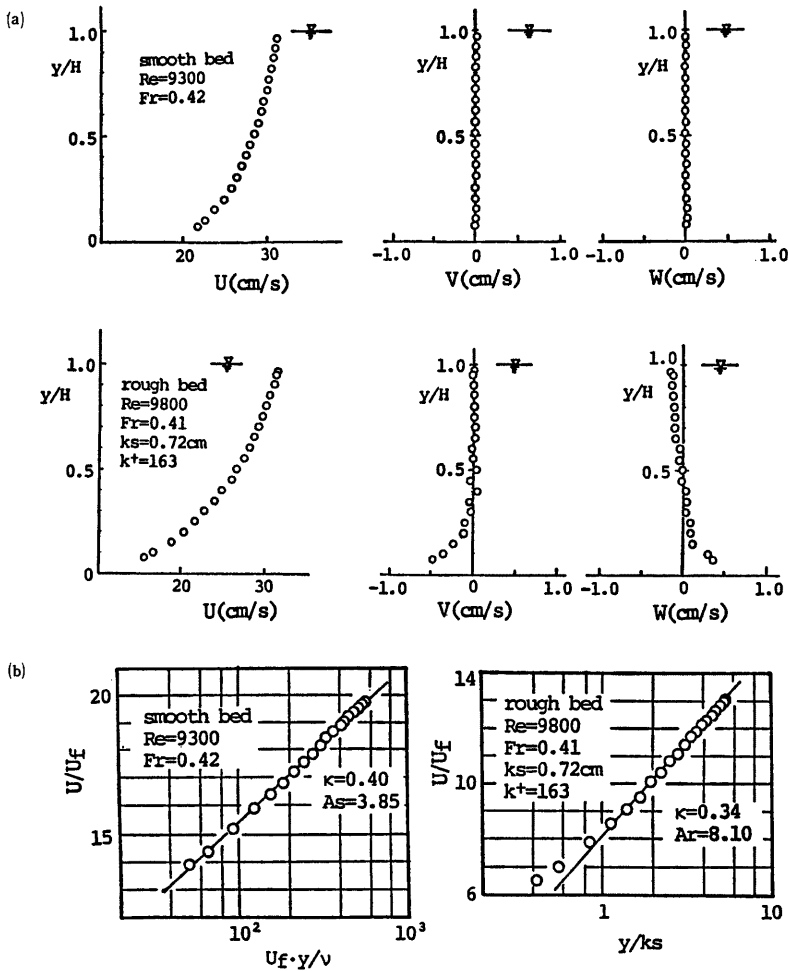


Fig. 2 Distribution of longitudinal, vertical and lateral mean velocity, U , V and W

各方向速度成分の鉛直分布を Fig. 2(a) に示す。流下方向速度成分 U について見ると、滑面流れの場合に比し粗面流れでは水面近くにおいても比較的大きな速度勾配を有し、底面粗度の影響が水面まで及んでいるのがうかがわれる。また、鉛直方向および横断方向速度成分 V および W はほぼ 0 となっており、長時間平均値で見ると流れは 2 次元であると言える。なお、粗面流れの路床付近において $V < 0, W > 0$ となる値を持ち、粗度要素と計測点との相対位置により、そのような流れが存在したと考えられる。

また、Fig. 2 (b) に見られるように、いずれの場合にも対数速度分布の適合性が高い。計測値を用いて算定されるカルマン定数および積分定数 A_s, A_r は、滑面流れでの $\kappa=0.40$ および粗面流れの $A_s=8.10$ については従来用いられている管路における値 ($\kappa=0.4, A_r=8.5$) に近いが、 A_s および粗面流れでの κ はともに管路での値 ($A_s=5.5$) より若干小さいものとなっている。

つぎに、各方向速度の乱れ速度の r. m. s. 値 (乱れの強さ u', v', w') の鉛直分布を示したものが Fig. 3 である。いずれのケースにおいても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。各方向成分の大小関係については従来の多くの結果同様、 $u' > w' > v'$ なる関係を示している。また、路床に近づくにつれて v' が減少、 u' が増加するのに対し、水面近傍では v' が減少、 u' および w' が増加する傾向を

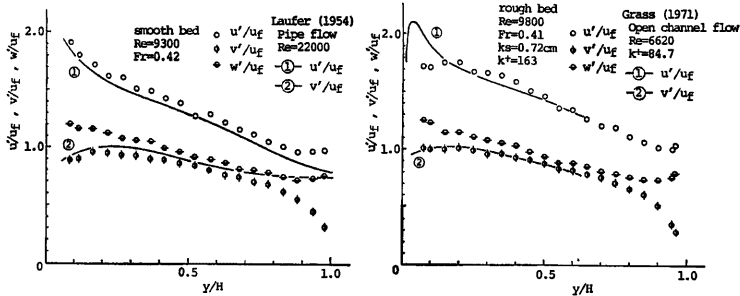


Fig. 3 Distribution of longitudinal, vertical and lateral turbulence intensity, u', v' and w'

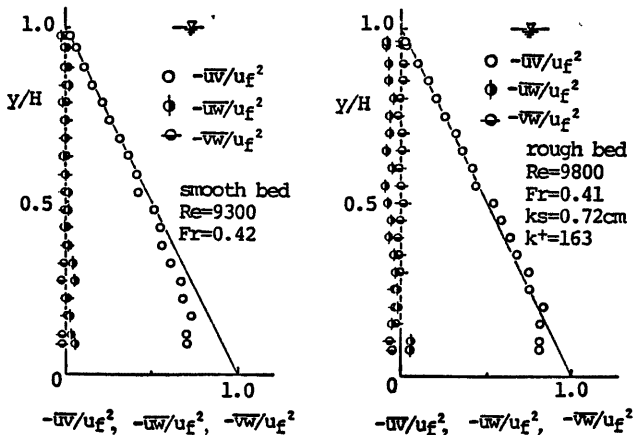


Fig. 4 Distribution of Reynolds stress, $-\overline{uv}, -\overline{uw}$ and $-\overline{vw}$

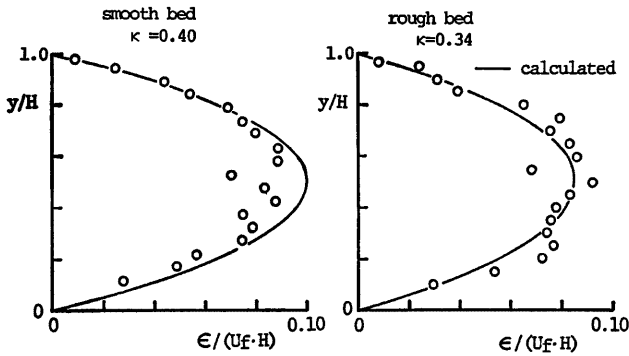


Fig. 5 Distribution of eddy viscosity ϵ . Solid lines are calculated by Eq. (7).

示している。これは、壁面および自由水面の影響により鉛直方向の変動が制約されるためと考えられる。また、滑面流れおよび粗面流れのそれぞれについて Laufer⁵⁾ および Grass⁶⁾ の結果を併示している。図を見ると滑面流れについては水面近傍をのぞき Laufer の示した分布形と良い一致を示している。なお、水面近傍が一致しないのは Laufer の結果が管路におけるものであるためである。一方、粗面流れの結果についても Grass の結果と良い一致を示している。

Fig. 4 はレイノルズ応力の計測結果をエネルギー勾配より求まる摩擦速度 U_f の 2 乗で無次元化して示したものである。いずれの場合には $-\overline{uv}$ 以外はほぼ 0 であり、 $-\overline{uv}$ は水面で 0、路床で U_f^2 に一致する直線分布をしている。計測されたレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ および Fig. 2 に示した平均速度 U を用い内挿多項式 (2 次式) にて求めた速度勾配 $\frac{dU}{dy}$ を用い渦動粘性係数 ϵ を算定すると Fig. 5 のようになる。図より、いずれの場合にも従来より言われている放物型の分布を示している。なお、図中に示した曲線は以下の仮定にもとづくものである。すなわち、せん断応力 τ は粘性応力とレイノルズ応力の和で、

$$\tau = \rho \nu \frac{dU}{dy} - \rho \overline{uv} \dots \dots \dots (1)$$

と表われる。また、Boussinesq の仮定にもとづく渦動粘性係数 ϵ は、

$$-\rho \overline{uv} = \rho \epsilon \frac{dU}{dy} \dots \dots \dots (2)$$

となり、壁面近傍をのぞけば粘性応力は無視され

$$\tau = \rho \epsilon \frac{dU}{dy} \dots \dots \dots (3)$$

と表わされる。一方、Prandtl の混合距離理論より、混合距離 l を用いてせん断応力は、

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{dU}{dy} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

と書ける。この式において、 $l = \kappa y$ 、 $\tau = \tau_0$ (一定) とおけば、周知の対数則が得られるが、Fig. 4 に示すようにせん断応力は、

$$\tau = \tau_0 (1 - y/H) = \rho U_f^2 (1 - y/H) \dots \dots \dots (5)$$

の直線分布となる。(4)および(5)式より Fig. 2 (b) に示すように U が従来対数則に従うためには、混合距離 l は、

$$l = \kappa y \sqrt{1 - y/H} \dots \dots \dots (6)$$

となる。したがって、(3)、(4)および(5)式より渦動粘性係数 ϵ の分布は、

$$\frac{\epsilon}{U_f \cdot H} = \kappa \cdot \frac{y}{H} \left(1 - \frac{y}{H}\right) \dots\dots\dots(7)$$

と表わされる。Fig. 5 に示した曲線は(7)式によるものであり、カルマン定数は Fig. 2 (b) で得られた値を用いている。図より、(7)式と計測値の適合性はよく、混合距離 l は(6)式に従うと推定される。ただし、本研究では実験ケースも少なく今後種々の水理条件での検討が必要である。

(2) 乱れエネルギー分布特性

Fig. 6 は、乱れエネルギー $q^2 (=u'^2+v'^2+w'^2)$ の鉛直分布と、 q^2 に対する各方向成分の乱れエネルギーの割合の分布を示したものである。 q^2 の分布は、滑面流れの場合、路床近傍で最大となり水面に向けてほぼ直線的に減少している。一方、粗面流れの場合には路床で最大、水面で最小となるのは滑面流れと同様であるが、路床より半水深程度まで上に凸の分布となり粗度の影響が見られる。また、乱れエネルギーの配分率の分布を見ると、滑面流れでは $0.2 < y/H < 0.8$ の範囲でほぼ一定値を示し、 $u'^2/q^2=0.53$, $v'^2/q^2=0.21$, $w'^2/q^2=0.26$ 程度であり、粗面流れでは $0.15 < y/H < 0.8$ の範囲でそれぞれ、0.56, 0.20, 0.24 の一定値を示している。路床近傍および水面近傍では配分率は変化し、Fig. 3 の乱れの強さの分布で示したように壁面および水面の影響が見られる。

つぎに、乱れエネルギーの収支関係について検討する。2次元定常開水路流れにおける乱れエネルギー式は次のように書ける。

$$-\overline{w} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{p}}{\rho} + \frac{1}{2} \overline{q^2} \right) - \epsilon = 0 \dots\dots\dots(8)$$

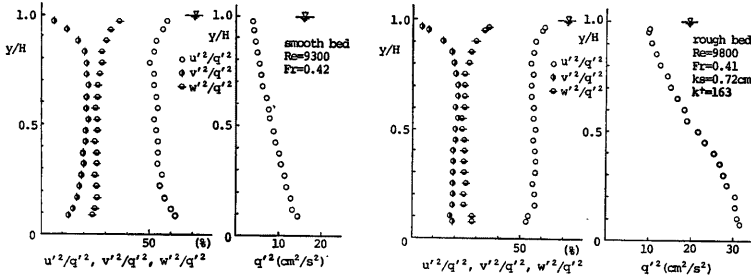


Fig. 6 Distribution of turbulence kinetic energy, q^2 , and ratio between turbulence energy component and turbulence kinetic energy, u'^2/q^2 , v'^2/q^2 and w'^2/q^2

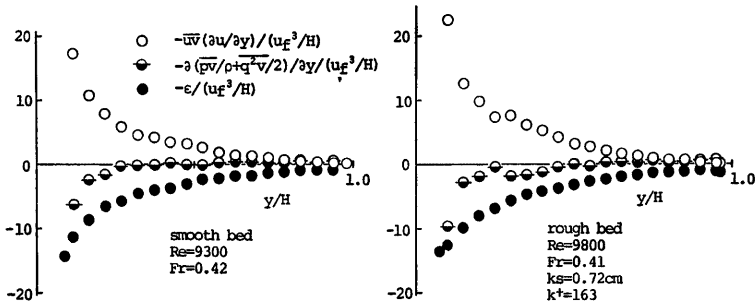


Fig. 7 Turbulent energy budget

すなわち、第一項は乱れエネルギーの生成項、第二項は乱れエネルギーの拡散項および第三項は乱れエネルギーの逸散項である。Fig. 7 は計測結果を用いて算定した各項の分布を示したものである。なお、生成項は、Fig. 4 に示したレイノルズ応力と Fig. 2 に示した速度計測結果より求めた速度勾配を用いて算定した。エネルギー逸散率 ϵ は、後述するスペクトル計測結果の慣性領域に $-5/3$ 乗則を適用し、次式を用いて算定した。すなわち、

$$\epsilon = \frac{2\pi}{U} \cdot \left\{ \frac{S(f)}{S_\epsilon} \right\}^{2/3} \cdot f^{5/2} \dots\dots\dots (9)$$

なお、 S_ϵ はスペクトル定数で0.50とし、 $S(f)$ は周波数スペクトルを示す。以上より得られた生成項および逸散項を用い(8)式より残りの拡散項を算定した。

図より、いずれの場合にも路床近傍においては逸散項に比し生成項が大きく、乱れが生成されていることが確かめられる。また、滑面流れの場合には $y/H > 0.3$ においては生成項と逸散項がほぼ釣り合う乱れエネルギーの平衡領域となっているのに対し、粗面流れの場合には半水深程度まで逸散項に比して生成項が大きく、粗度による影響が及んでおり、平衡領域の範囲が狭くなっている。

(3) 相関およびスペクトル特性

Fig. 8 に半水深における自己相関係数の計測結果を各方向速度成分について示す。いずれの結果においても遅れ時間 $\tau=0$ で1となり、 τ の増加に伴って急激に減少する分布形を示している。時間的平均スケール T_E は自己相関係数 $R(\tau)$ を積分、あるいは $R(\tau)=0$ となる τ より評価されるが、いずれの方法においても、半水深においては流れ方向スケールが最も大きく、鉛直方向および横断方向はほぼ同程度のスケールである。また、滑面流れの場合と粗面流れの場合を比べると、 R_{xx} が正の相関を示す範囲が粗面流れの方が大きいという点以外は顕著な差は見られない。

相関係数 $R(\tau)$ は平均値評価時間 T に依存して分布形状が異なるが、今本⁷⁾によれば平均値評価時間 T を Second mild maximum (図中矢印で示した相関係数の極大値) の発生遅れ時間 T_d の 10^2 倍程度に選べば、2次元開水路流れでは T_E と T_d がほぼ一致することが実験的に確かめられている。図に示した滑面流れの $T_d=0.26$ sec, 粗面流れの $T_d=0.30$ sec は、上述した考え方により実験的に得られた、

$$T_E/(H/U_f) = 0.115$$

より得られる滑面流れでの $T_E=0.29$, 粗面での $T_E=0.19$ と近い値となっている。また、Kim ら⁸⁾ が示したように、 T_d がバーステング周期 T_b に一致することを考慮すれば、本実験により得られた値は従来の研究による $T_b = (1.5 \sim 3)h/U_{max}$ で算定される値と良い一致を示している。

つぎに、各方向の乱れのエネルギースペクトル $S_{uu}(f)$, $S_{vv}(f)$, $S_{ww}(f)$ とレイノルズ応力のスペクトル $-P_{uv}(f)$ の滑面・半水深における結果を Fig. 9 に示す。まず、エネルギースペクトル $S(f)$ について見ると、各方向成分とも、従来からよく知られているように、低周波数領域ではほぼ一定値を示す生成領域、高周波数領域での $-5/3$ 乗則が成立する慣性領域および -3 乗則の成立する粘性領域の存在が確かめられる。ま

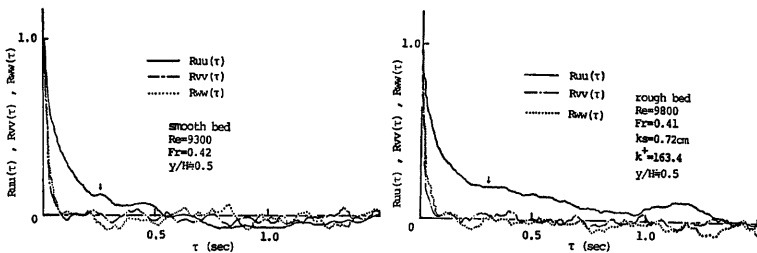


Fig. 8 Example of auto-correlation coefficients

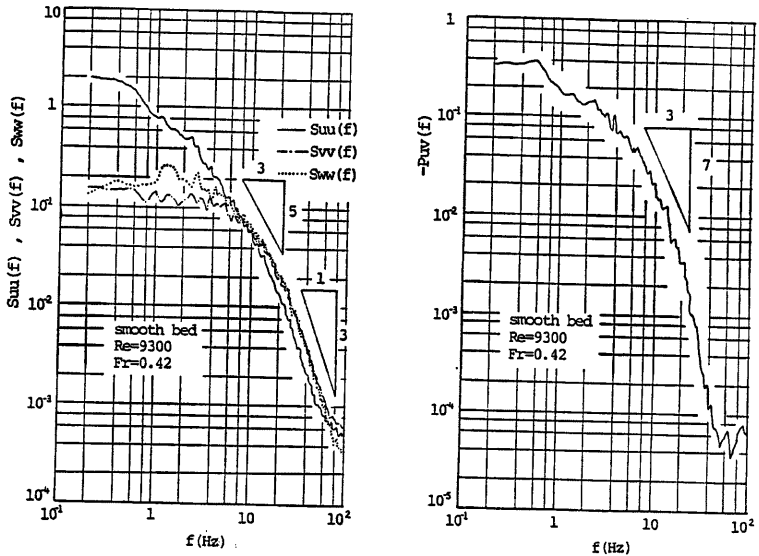


Fig. 9 Example of one-dimensional spectrum, S_{uu} , S_{vv} and S_{ww} , and co-spectra, $-P_{uv}$, on smooth bed

た、それぞれの相似則の成立を仮定し、等方性乱流における1次元スペクトルと3次元スペクトルの関係式⁹⁾を用いて導かれる慣性領域の $S_{uu}(f) = S_{vv}(f) = 4/3 \cdot S_{ww}(f)$ 、および粘性領域の $S_{uu}(f) = 2 \cdot S_{vv}(f)$ という関係がほぼ満足されており、局所的等方性の概念の有効性が示されている。一方、レイノルズ応力のスペクトル $-P_{uv}(f)$ を見ると、 $S(j)$ における慣性領域とはほぼ同一の周波数領域において、 $-7/3$ 乗則の成立が認められ、今本ら¹⁰⁾が示した Boussinesq の渦動粘性係数の概念に基づく $-P_{uv}(f)$ に関する相似則に一致する結果となっている。なお、粘性領域においては明瞭な結果が得られておらず、詳細な検討が今後必要である。

3.2 瞬間レイノルズ応力の諸特性

流れの3次元性の主要因の一つである bursting 現象がレイノルズ応力の発生に寄与していることより、速度計測結果を条件付抽出法により処理しその構造を解明しようとする手法がある。例えば、バンドパス・フィルターしきい値法¹¹⁾、 $u-v$ 4象限区分しきい値法¹²⁾、可変区間移動平均法 (VITA 法)¹³⁾、パターン認識法¹⁴⁾、 $u-v$ 4象限区分重み付け平均法¹⁵⁾などである。本研究では、 $u-v$ 4象限区分しきい値法および横断方向速度成分 w を考慮した $u-v-w$ 空間8象限区分しきい値法を用いた。

用いた方法を簡単に示す。乱れ速度 u および v で表わされる平面を、Fig. 10 に示すように5つの領域に区分し、

$$|uv| = H' u' v' \dots\dots\dots(10)$$

で表わされるしきい値 H' を導入し、 H' の変化に伴うレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ への各領域からの寄与率 C_i を次式により算定する方法である。

$$C_{i,H'} = \frac{1}{-\overline{uw}} \frac{1}{T} \int_0^T u w I_{i,H'}(u, v) dt \quad (i=1, 2, 3, 4, 5) \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $I_{i,H'}(u, v)$ は

$$I_{i,H'}(u, v) = \begin{cases} 1, & |uv| < H'u'v' \text{ で } (u, v) \text{ が } i \text{ 領域にあるとき } (i=1, 2, 3, 4) \dots\dots(12) \\ 0, & \text{その他の場合} \end{cases}$$

$$I_{5,H'}(u, v) = \begin{cases} 1, & |uv| \leq H'u'v' \text{ のとき} \dots\dots(13) \\ 0, & \text{その他の場合} \end{cases}$$

である。また、時間占有率 $T_{i,H'}$ は、

$$T_{i,H'} = \frac{1}{T} \int_0^T I_{i,H'}(u, v) dt \quad (i=1, 2, 3, 4, 5) \dots\dots(14)$$

で表される。なお、 $u-u-w$ 空間 8 象限区分しきい値では、 w の正負により、 $u-v-w$ 空間を 10 個の領域に区分し、(10)~(14)式と同様の方法で寄与率および時間占有率を算定するものである。

Fig. 10 は、しきい値 H' を変化させた場合の各事象の $-\overline{uv}$ に対する寄与率を $u-v$ 4 象限区分しきい値法により滑面流れの場合について示したものである。図より、①および③事象は負の寄与率を示し、両者はほぼ同等の値となり、路床および半水深では $H'=2$ ではほとんど 0 となる。一方、②および④の ejection 事象および sweep 事象は正の寄与率を示し、④に比して②が大きくなっている。また、路床近傍の(c)について見ると $H'=1$ における⑤の hole 事象の時間占有率(⑤')は約 80% に達しているにもかかわらず、その寄与率は 20% 程度に過ぎず、レイノルズ応力の発生が強い間欠性をもつことを示している。

滑面流れの場合の $u-v-w$ 空間 8 象限区分しきい値による結果では w による差異は見られず、Fig. 10 の結果と同様であるが、粗面流れの場合には若干 w による差異が見られたので Fig. 11 に示す。図より路床近傍では②および④事象が同程度の寄与率を示すのに対し、水面に近づくにつれて②の寄与率が大きくなることより、ejection の影響が水面まで及んでいることが知れる。また、瀬津¹⁶⁾によれば粗面流れの場合、ejection と sweep 大小関係が滑面流れの場合と逆転するとしているが、本計測結果の場合には路床近傍の

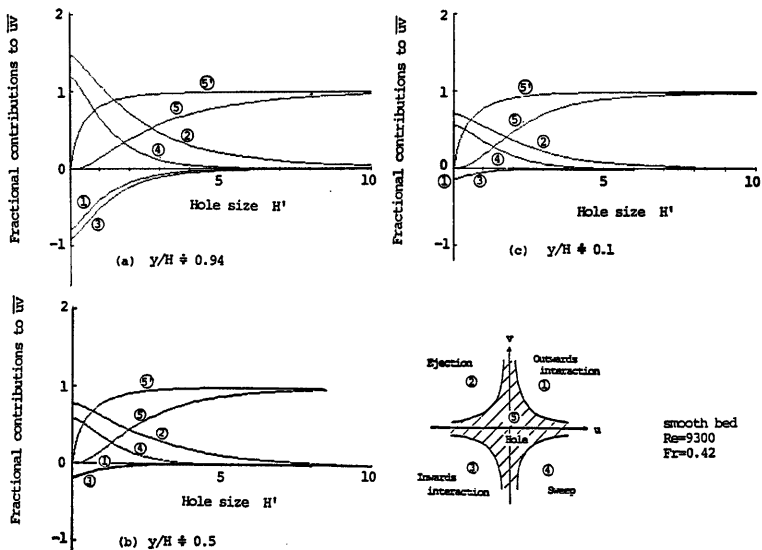


Fig. 10 Fractional contribution to Reynolds stress, $-\overline{uv}$, from each event and fraction of time occupied by hole event on smooth bed

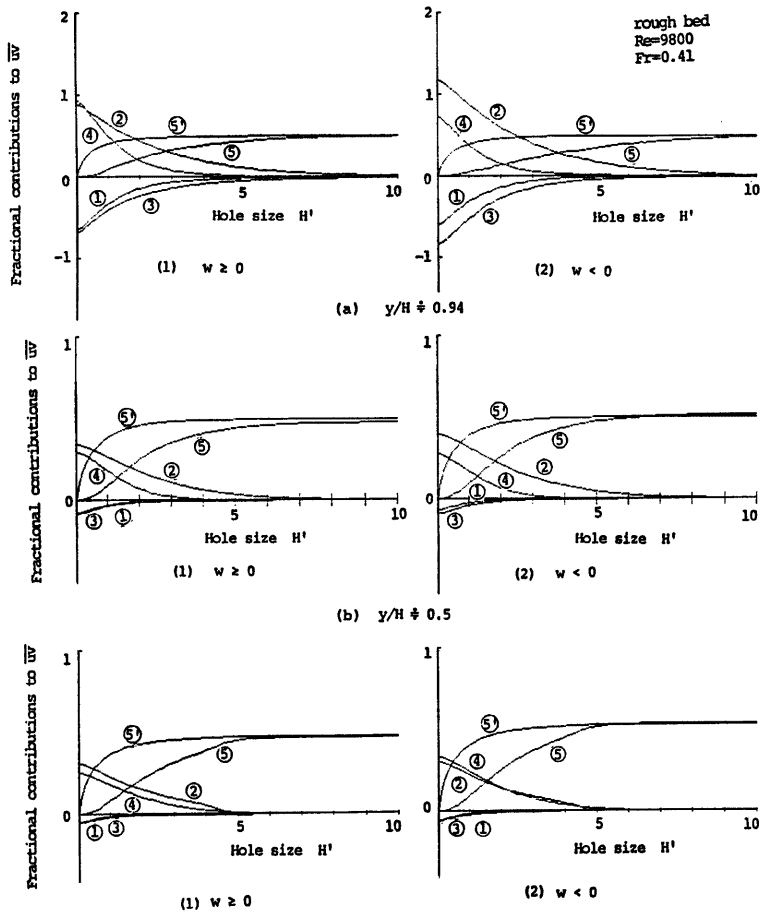


Fig. 11 Fractional contribution to Reynolds stress, $-\overline{uw}$, from each event and fraction of time occupied by hole event on rough bed

$w < 0$ と水面近傍の $w < 0$ の場合の H' の小さな領域で見られるが、後述する $u-v$ 4象限区分しきい値の結果では見られない。詳細については今後検討する必要があるが、粗面流れにおける縦渦の安定化に伴い、計測点と縦渦の相対的位置関係により上述した結果が変化することが推定される。

つぎに、 $H' = 0$ としたときの各事象の寄与率 C_i および時間占有率 T_i の鉛直分布を Fig. 12 および Fig. 13 に示す。Fig. 12 (a) より路床～半水深までの領域では②と④の寄与率が75%および55%前後となっており、Lu & Willmarth²²⁾の示した②で77% ④で55%という値とほぼ一致している。一方、(b)の粗面流れの路床近傍では②と④の寄与率がほぼ同じ値となっているものの、前述した大小関係の逆転は見られない。また、水面に近づくにつれ滑面流れの値に近づき、半水深ではほぼ同様の値となっている。滑面流れおよび粗面流れのいずれの場合にも各事象の大小関係は水面近傍まで同様であり、路床近傍の現象が水面まで及ぶ

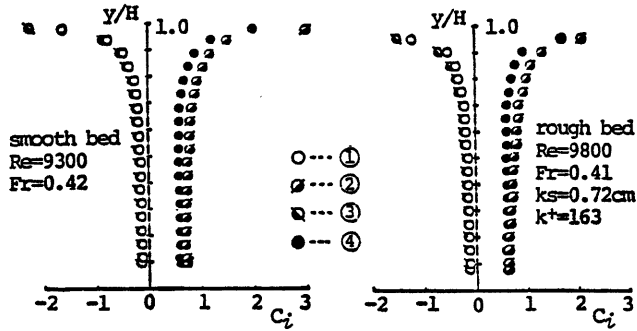


Fig. 12 Distribution of contribution to Reynolds stress, $-\overline{u'w'}$, from each event with $H'=0$

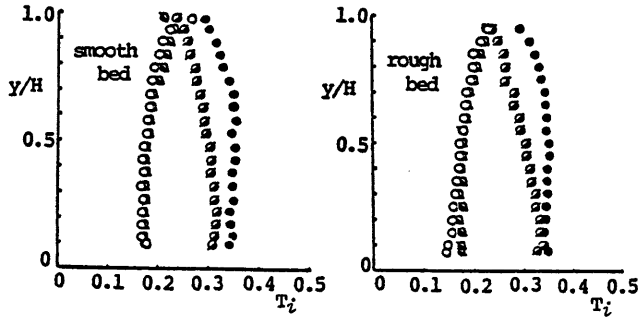


Fig. 13 Distribution of fraction of time occupied by each event with $H'=0$

と考えられる。また、路床より半水深近傍までは同様の構造をもつことが以上の結果より推定される。一方、Fig. 13 の時間占有率の分布を見ると、いずれの場合にも④事象が②事象より大きく、寄与率の大小関係を考慮すると、②の ejection 事象が大きなレイノルズ応力を発生させていると言える。

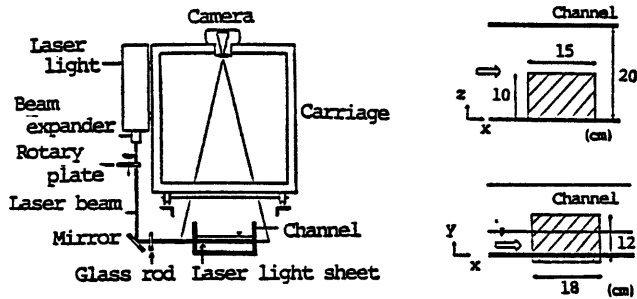


Fig. 14 Experimental set-up for a tracer method using a laser light sheet

4. 可視化法による流れの3次元構造の検討

前章においては LDV を用いた速度ベクトル計測法を水路幅/水深比が大きく、水路中央では流れが2次元と見なせる場に適用し、速度ベクトル計測法を用い流れの3次元性の定量的評価が可能なが示された。本章では、速度ベクトルを計測するもう一つの方法である流れの可視化法を用い、流れの3次元性が顕著となる水路幅/水深比が5と小さな場合において得られた結果を示すとともに、水深規模の3次元構造のモデルを提示している。

実験は、レーザ・ライト・シートを照明に用いた中立粒子トレーサ法⁴⁾にて行い、Table 1 に示すように滑面および粗面上の流れを対象に行った。実験水路は、幅20 cm、深さ15 cm、長さ6 m の一部アクリル樹脂製脂木製水路を用い、Fig. 14 に示す装置に設置した35 mm スチルカメラによる移動撮影および固定撮影を

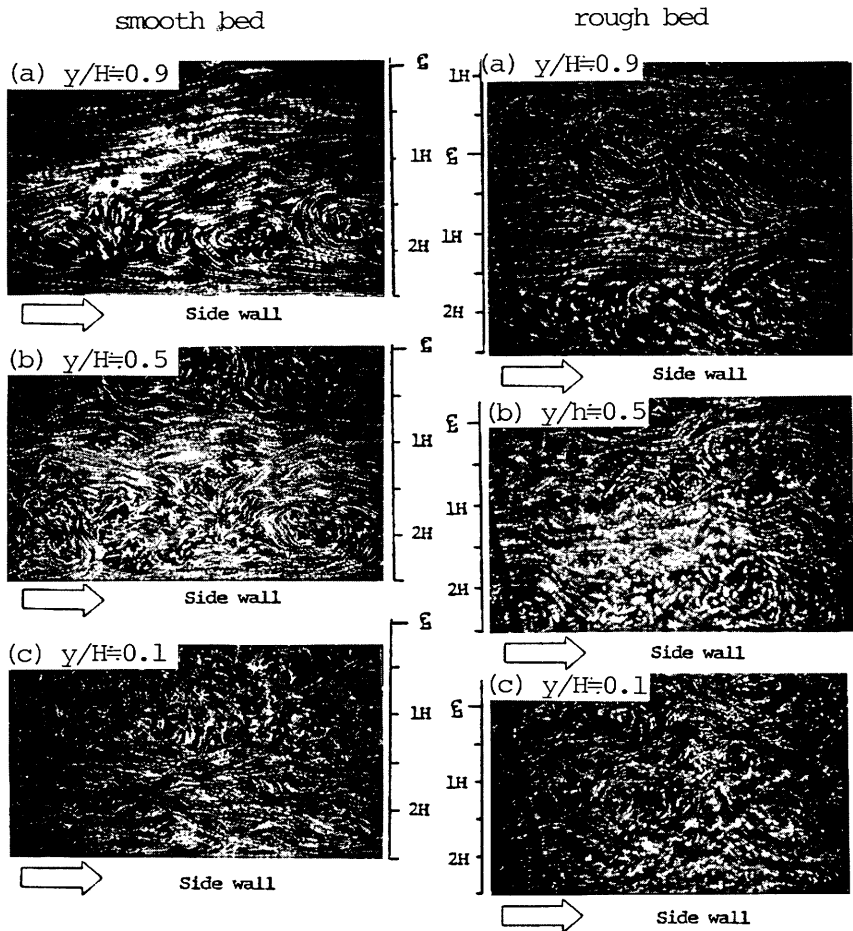


Photo. 1 Example photographs of a flow in a horizontal section at various heights by moving shot

行った。なお、同図に示すように、流れの水平断面および縦断面の流況を撮影している。

4.1 流れの3次元構造

(1) 水平断面流況

Photo. 1 は滑面および粗面上の流れにおける移動撮影結果を、それぞれ(a)水面近傍 ($y/H \approx 0.9$), (b)半水深付近 ($y/H \approx 0.5$) および(c)路床近傍 ($y/H \approx 0.1$) の各鉛直高さについて示したものである。いずれの写真においても渦状の流体の運動が認められ流れの3次元性を示す結果となっている。滑面流れの結果を見ると、(a)および(b)の側壁近傍に明確な渦が認められるとともに、水路中央より水深程度離れた位置に粒子の集中する高速領域が存在する。この領域は流下方向に軸を持つ縦渦の下降部に相当するものと考えられ、このような観点より(c)の結果を見ると水路中央より水深程度離れた位置に路床に達した下降流が横断方向に広がる様子がうかがえる。以上の事項は粗面流れの結果でより明確に見られ、粗面流れにおける縦渦の安定化傾向が確かめられる。すなわち、(a)において水路中央より水深程度離れた位置に流れの集中する領域が存在し、水路中央では流体の発散するボイル状の箇所が明確に認められる。以上より、ここで示した水理条件では水路中央で上昇、水深程度離れた位置で下降部を持つ水深規模の縦渦が存在することが推定される。

(2) 縦断面流況

水路中央の上昇部および水深程度離れた下降部の縦断面流況について検討する。**Photo. 2** は滑面流れにおける上昇部および下降部での撮影例を示したものであり、前者についてはトレーサのパスラインに流向を付して描いた結果を併示している。**Photo. 2(a)** を見ると、中央左側(A)に路床より水面まで達する上昇流が認められるとともに、下流側に水深の2倍程度離れた位置(B)にもその存在が認められる。これは従来の研究

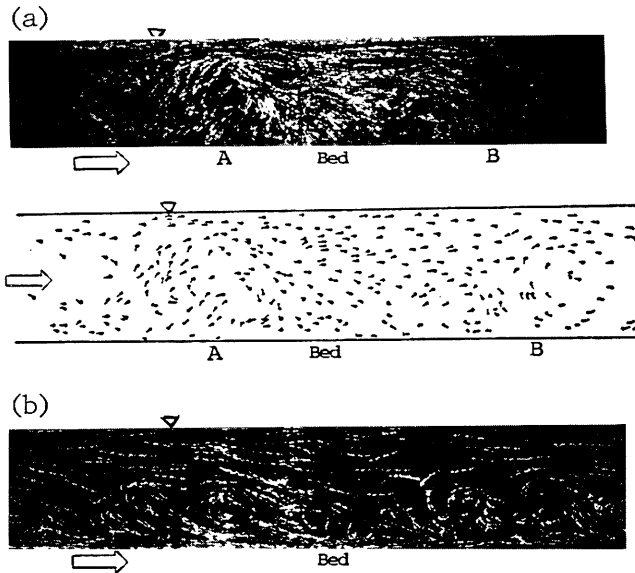


Photo. 2 Example photographs of a flow in a vertical section by moving shot.
 (a); at the center of channel.
 (b); at the position where distance from channel center is nearly equal to a water depth.

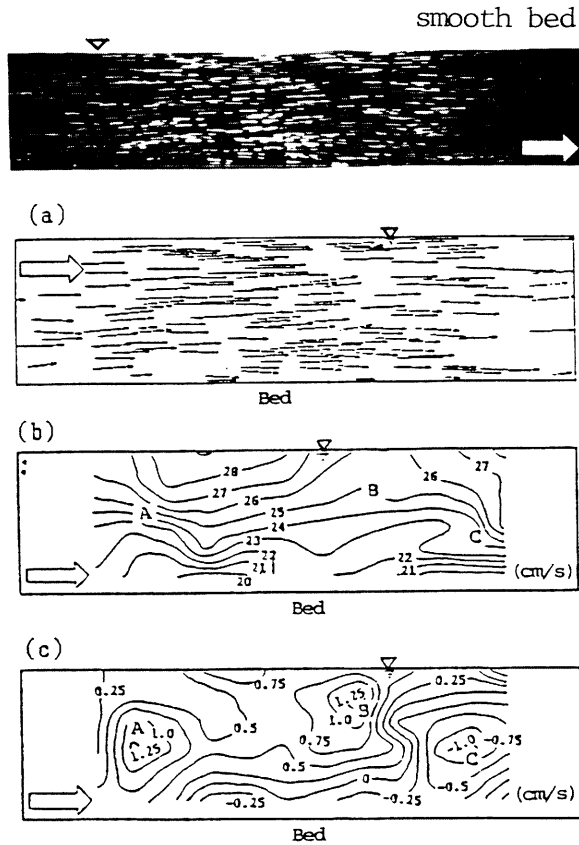


Fig. 15 Velocity vectors in a vertical section on smooth bed.
 (a); original velocity vectors.
 (b); contour of longitudinal velocity component u .
 (c); contour of vertical velocity component v .

による bursting 現象の発生間隔とほぼ一致する。一方、(b)を見ると下降流の存在が認められるが、上昇部に比して弱く、流下方向の広がりも大きいものとなっている。

Fig. 15 は上昇部の相造を検討するために固定撮影の結果を用いて得られた(a)速度ベクトル、(b)流下方向速度成分 u および(c)鉛直方向速度成分 v の等速度線図である。図より、図中記号 A および B に示される低速流体の上昇部および C の高速流体の下降部が見られ、上昇部の流下方向への拡がりがかかなり大きいことが指摘される。また、この結果を下流側より上流に向かってある鉛直高さに沿って見た速度の変化が近似的にその高さでの点計測により検出される波形と見なすと、半水深では高速 ($u > 0$) で下降 ($v < 0$) すなわち sweep 事象より、hole 事象を経て、低速 ($u < 0$) で $v > 0$ となる ejection 事象に移るといふ bursting 現象と定性的に一致する結果となる。しかしながら、詳細については点計測と可視化を同時に行って検討する必要がある。

(3) 水深規模の3次元構造モデル

以上の結果と、開水路流れには水深規模で回転方向が相反する縦渦が対で存在することと、路床に見られ

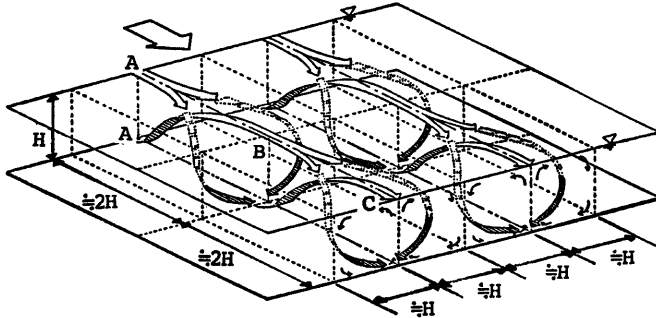


Fig. 16 Sketch of model of three dimensional structure of depth-scale longitudinal eddy (Three dimensional spiral model named by authors)

る縦すじが流下方向に連なって観察されることを考慮し水深規模の流体の挙動を模式的に描くと Fig. 16 のようになる。すなわち、A 点の路床付近より上昇した流体は水面に達して拡がり、横断方向に移動して下降流となる。また、上昇部は流下方向に拡がりを持ち、路床近傍では上昇部が流下方向に連なる。以上のパターンが流下方向に水深の 2 倍程度のスケールを持って連なるが、それは図に示すように 3 次元的なラセン構造を持つ。このような構造を持つ運動が横断方向にも配列されている。なお、ここに示したモデルは本研究で示した結果に基づき提示したものであり、詳細については今後検討する必要がある。

5. おわりに

本研究は、レーザ・ドップラ流速計を用いた速度 3 成分同時計測法による流れの 3 次元性の定量的評価を行う基礎として、2 次元流れを対象とした計測結果を示すとともに、可視化法による流れの 3 次元構造の検討を行ったものである。

本研究によって得られたおもな結果について列挙するとつぎのようである。

1) LDV により同時計測された各方向の平均速度および乱れの強さの分布は従来の結果と良い一致を示し、速度ベクトル計測法の 3 次元流れへの適用が可能と判断された。

2) 計測された流下方向平均速度 U の分布およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ を用いて評価された渦動粘性係数 ϵ は、放物型の分布を示し、混合距離 l の分布を、

$$l = \kappa y \sqrt{1 - y/H}$$

と仮定して得られた分布式 (7) 式) によく一致する。

3) 乱れエネルギーの配分率は、滑面流れの場合、 $0.2 < y/H < 0.8$ の範囲ではほぼ一定値を示し、 $u^2/q^2 = 0.53$ 、 $v^2/q^2 = 0.21$ 、 $w^2/q^2 = 0.26$ 程度であり、粗面流れでは $0.15 < y/H < 0.8$ の範囲でそれぞれ、0.56、0.20、0.24 の一定値を示す。

4) 乱れエネルギーの収支関係より、滑面流れの場合は $y/H > 0.3$ において生成項と逸散項が釣り合う平衡領域となるのに対し、粗面流れでは半水深程度まで生成項の方が大きく粗度による影響が表われる。

5) 乱れのエネルギー・スペクトルの計測結果より、各方向とも慣性領域および粘性領域の存在が認められ、等方性乱流における 1 次元スペクトルと 3 次元スペクトルの関係式を用いて導かれる慣性領域の $S_{uu}(f) = S_{uu}(f) = 4/3 \cdot S_{uu}(f)$ 、および粘性領域の $S_{uu} = S_{uu} = 2 \cdot S_{uu}$ という関係がほぼ満足され、局所的等方性の概念の有効性が示された。

- 6) レイノルズ応力のスペクトル $-P_{ij}(f)$ における慣性領域では今本ら¹⁰⁾ が示した Boussinesq の渦動粘性係数の概念を導入して得られる $-7/3$ 乗則の成立が確かめられた。
- 7) $u-v$ 平面 4 象限区分しきい値法および $u-v-w$ 空間 8 象限区分しきい値法を用いて瞬間レイノルズ応力の寄与率および時間占有率の分布を検討した結果、滑面流れについては Lu-Willmarth の結果と良い一致を示したが粗面流れにおいて福津¹⁴⁾が指摘した ejection 事象と sweep 事象の大小関係の逆転は、4 象限法では見られず、8 象限法で横断方向成分 w を考慮した結果で見られた。これより、粗面流れのように 3 次元構造が安定化する場合には横断位置により見出しされる乱流構造が異なる可能性が示唆される。
- 8) レーザ・ライト・シートを用いた流れの水平断面および縦断面流況の可視化結果より、水深規模の挙動を検討し、その結果を総合し、Fig. 16 に示すような 3 次元のならせん構造モデルを提示した。

以上が本研究により得られたおもな結果であるが、今後は、本研究で用いられた LDV による速度ベクトル計測法を種々の流れに適用し、流れの 3 次元性の定量的評価を行うのが課題である。また、LLS を用いた流れの可視化法の改良を行い、ここで示した 3 次元構造モデルの詳細な検討が必要である。

最後に、本研究を遂行するに当たり実験ならびにデータ解析に協力された京都大学大学院生の梶間厚邦氏に対し深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Rundstadler: The Structure of Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., 30, 1967, pp. 741-773.
- 2) Matthes, G. H.: Macro-turbulence in Natural Stream Flow, Trans., A. G. U., Vol. 28, No. 2, 1947, pp. 225-265.
- 3) 木下良作: 航空写真による洪水流の解析, その乱流構造と表面の流れかたについて, 日本写真測量学会誌, 6, No. 1, 1967.
- 4) 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.
- 5) Laufer, J.: The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow, NACA, TR-1174, 1954.
- 6) Grass, A. J.: Structural Features of Turbulent Flow over Smooth and Rough Boundaries, Jour. Fluid Mech., 50, 1971, pp. 233-255.
- 7) 今本博健・浅野富夫: 開水路流れにおける乱れの 普遍的特性について, 第19回水理講演会論文集, 1975, pp. 161-166.
- 8) Kim, H. T., S. J. Kline and W. C. Reynolds: The Production of Turbulence near a Smooth Wall in a Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., 50, 1971, pp. 133-160.
- 9) 例えば, 小倉義光: 大気乱流論, 地人書館.
- 10) 今本博健・浅野富夫・石垣泰輔・杉浦秀之: 開水路流れにおける乱れのスペクトル特性について, 京大防災研年報, 第19号 B-2, 1976, pp. 251-266.
- 11) Ueda, H. and J. O. Hinze: Fine-Structure Turbulence in the Wall Region of a Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., 67, 1975, pp. 125-143.
- 12) 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.
- 13) Blackwelder, R. F. and R. E. Kaplan: On the Wall Structure of the Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., 76, 1976, pp. 89-112.
- 14) Wallace, J. M., R. S. Brodkey and H. Eckelmann: Pattern-Recognized Structures in Bounded Turbulent Shear Flows, Jour. Fluid Mech., 83, 1977, pp. 673-693.
- 15) Nakagawa, H. and I. Nezu: Structure of Space-Time Correlations of Bursting Phenomena in an Open-Channel Flow, Jour. Fluid Mech., 104, 1981, pp. 1-43.
- 16) 福津家久: 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977, p. 118.