

開水路乱流の組織的構造に関する実験的研究

宇 民 正・上 野 鉄 男

EXPERIMENTAL STUDY ON THE COHERENT STRUCTURE OF TURBULENT OPEN CHANNEL FLOW

By *Tadashi U_{TAMI}* and *Tetsuo U_{ENO}*

Synopsis

Pictures of flow patterns in two horizontal cross-sections at different levels near the channel bed were taken successively. They were then digitized and analysed by a computer. Using obtained digital data, the distributions of velocity components, vorticity components, streamlines patterns, two-dimensional divergence and instantaneous Reynolds stress were calculated and displayed.

The idea of a two-dimensional correlation coefficient was introduced to examine convecting process, the scale and inclination of turbulence structures.

A conceptual model of turbulence structure is proposed, in which characteristics of the multiple structure of turbulence are shown as to the scale and arrangement. Generating mechanism of horse-shoe vortices, longitudinal vortices, low-speed streaks, sweeps and ejections are explained based on the model.

1. 概 説

乱流に関する実験的研究は1940年代から盛んになり、1960年代には熱線流速計による計測技術の発展と電子計算機による統計処理の高度化ともあいまって、乱れの統計的な性質がつつぎと明らかにされてきた。しかし、一方において1950年代後半から始められた Kline ら^{1,2)}による流れの可視化実験は、大きなスケールをもつ乱流構造は以前に考えられていたほど無秩序なものではないことを示した。また、Corino ら³⁾は管路の壁面近傍の流況を可視化し、Ejections や Sweeps を含む一連の現象を明らかにした。これらの研究に先立って、Hama⁴⁾は剪断乱流中の壁面近傍に流下方向の縞構造が存在することを観察していた。

これらの先進的な研究に続いて、1970年代には乱流の組織的構造を明らかにするために種々の流れの可視化法が發展させられると同時に、条件付資料解析の手法などを用いて乱流計測がなされるようになり、この分野の研究の發展に大きな貢献をした。

これらの研究の發展については Laufer⁵⁾と Willmarth⁶⁾によって適切な解説が与えられているが、最近 Cantwell⁷⁾はその後の發展も含めて広範でかつ詳細なまとめを行った。これらの著者はまた、乱流研究の進展の方向についても多くの示唆を与えた。これらの研究と著者ら⁸⁻¹¹⁾の研究を振り返って見ることにより、著者らは乱流の組織的構造の本質的な要素は渦運動であると確信するに至った。馬蹄形渦の概念に基づいた乱流構造のモデルは Theodorsen¹²⁾によって提示されたが、このモデルにおいては乱流構造の多重構造性が表現されている。その後も、同様なモデルがいくつか提示され、渦構造の存在とその特性が議論されてきた。最近、Head and Bandyopadhyay^{13,14)}はシート状のレーザー光線を用いて境界層流れの断層面を可視化することにより、渦構造のいろいろな断面を観察し、ヘアピン渦あるいは馬蹄形渦の存在を示した。彼等の渦モデルにおいては渦運動の二重構造性が示唆されている。また、Moin and Kim¹⁵⁾は Large Eddy Simulation の手法を用いて乱流場におけるヘアピン渦の存在を検討した。

乱流構造の概念の發達は計測技術の發達と相補の関連をもつ。Kline¹⁶⁾は可視化法とプローブ計測の長所

と欠点を概括し、可視化法を用いると流れ場全体を比較的簡単に観測することができ、乱流構造の時間的空間的な位相関係を捉えることができるが、プローブ計測ではこれらを行うことが非常に困難であること、一方、可視化法では数量的に正確なデータを得ることが困難であることを報告している。これらを踏えて、Kline は Offen and Kline¹⁷⁾, Falco¹⁸⁾ および Head and Bandyopadhyay¹³⁾ が行ったようなこれらの二種の方法を同時に使用する方法が有効であると提案している。

最近、計算機技術の発展によって画像処理が迅速かつ正確にできるようになり、その結果を図化することも容易にできるようになった。木下¹⁹⁾は、実験水路において、多数の着色した中立粒子が水中を流下する様子を、ストロボスコープで照射することにより連続的に立体撮影した。彼は、写真から水中トレーサの三次元的な位置を測定し、計算機により流況を作画することによって流れの三次元的な構造を直接的に解明しようとした。また、Imaichi and Ohmi²⁰⁾は、画像処理技術を用いて二次元流れのいくつかの物理量を評価するための新しいシステムを開発した。著者ら^{10,11)}は、水平なスリット光線で照明される流れの場の断面を上方へ移動させながら、そこでの流況をトレーサ法により連続的に撮影し、開水路の大規模乱流構造を数量的かつ三次元的に計測する方法を提案した。

本研究は、開水路流れにおいて路床近傍の高さの異なる二つの水平断面をスリット光線で連続して交互に照明し、そこでの流況の時間的、空間的变化をトレーサ法によって可視化観測した結果について報告したものである。可視化結果は計算機によって数値化され、速度ベクトルの三方向の成分が求められた。それらを用いて、流線、二次元発散、渦度の三方向成分が計算され、それらの分布が水平な二次元平面内で図化された。

また、新しい二次元相関係数の導入によって、乱流構造の移流過程、スケール、傾きといった物理的諸特性が検討された。続いて、計算によって求められた鉛直方向流速成分を用いて瞬間 Reynolds 応力、Ejections および Sweeps の分布が示された。渦度の流下方向成分および横断方向成分から二次元渦線が求められ、その分布が図示された。以上の結果に基づいて、開水路乱流の組織的構造が検討され、乱流構造の多重構造性をその特徴とするモデルが提案された。

2. 実験方法

一様な開水路流れの水平断面内の流況をトレーサ法によって可視化した。実験装置の概要を Fig. 1 に示す。実験水路は幅 40 cm の一様水路で、三面とも透明の亚克力樹脂でできており、その勾配は1/1000に設定されている。

まず、水路床から 4 mm の高さの水平断面（照明範囲は 2.5~5.5 mm）を厚さ約 3 mm のスリット光線によって照明してその断面内の流況を撮影し、次の瞬間（0.2 秒後）には照明される断面を鉛直方向に平行移動させて高さ 9.3 mm の断面内の流況の撮影を行う。さらに、0.2 秒後には 4 mm の高さに戻して撮影し、というようにして2台のカメラを用いて Fig. 2 に示されるように次々と時間的に連続して撮影を行った。撮影を行いながら、照明装置と撮影装置を搭載した台車を 8.05 cm/s の速度で流下方向に移動させ、同じ乱流構造を追い続けるようにした。

照明光線の位置、移動距離、移動方向および撮影時間間隔はパーソナルコンピュータにより制御されており、それらを任意の値に設定することができるようになっている。

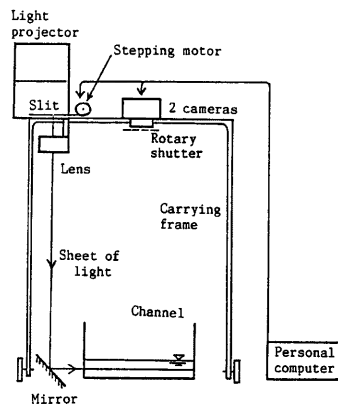


Fig. 1 Experimental set-up.

本実験では、プロジェクターのスリットの位置をステッピングモーターによって0.2秒ごとに左右に移動させることにより、照明される流れの断層面の位置を5.3 mm だけに上下方向に移動させるようにした。それと同時に、カメラのシャッターを照明光線の移動時間に同調して開閉するようにした。

各写真に写し込まれたトレーサーの軌跡から流速と流向とを正確に読み取ることができるよう、2 台のカメラの直前方で Fig. 3(a) に示されるような3つの異なる大きさの穴のあいた回転板を0.2 秒周期で回転させることにより、撮影されたトレーサー像に Fig. 3(b) に示すようなタイムマークが入るようにした。なお、上記の回転板もステッピングモーターで駆動されており、スリット光線の移動やカメラのシャッ

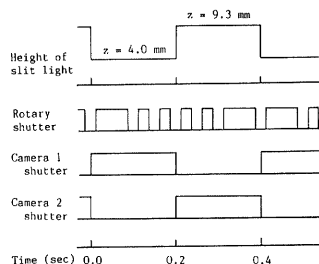


Fig. 2 Timing of the shutter-opening and illumination.

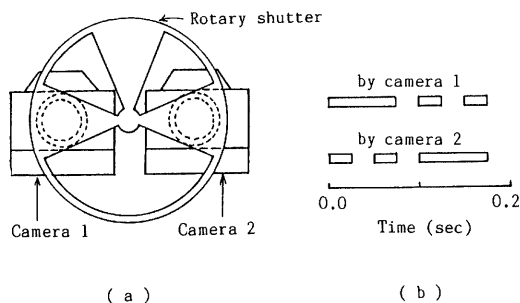


Fig. 3 (a) Rotary shutter and (b) Image of the tracer trajectory.



Photo. 1 Picture of flow patterns in horizontal cross-section 235

ターと同調するようにパーソナルコンピュータによって制御されている。その様子は **Fig. 2** に示されている。回転板を用いた時のカメラのシャッターの開放時間は0.17秒である。

写真撮影結果の一例を示すと **Photo. 1** のようである。なお、流れの可視化にはトレーサーとして粒径 $0.1 \sim 0.5 \text{ mm}$ のポリスチレンビーズを用いた。ポリスチレンビーズの比重は1.04であるが、実際には個々のポリスチレンビーズの表面の付着物のためか、それが水中にある場合には比重が見かけ上わずかに小さくなるため、流れへの追随性はかえって良くなるので好都合である。

測定の対象とした流れの水利条件について述べると、流量は $1053 \text{ cm}^3/\text{s}$ 、測定範囲での平均的な水深は 4.0 cm 、断面平均流速は 6.5 cm/s 、水温は 14.5°C 、Reynolds 数は2600、摩擦速度は 0.7 cm/s である。

3. 画像解析

3.1 画像の数値化とデータの内挿

以上のようにして得られた連続写真撮影結果のうち、ここでは6コマの写真を取り出して解析し、その結果を検討する。データの読み取りに際しては、写真上のトレーサーの軌跡が **Fig. 3(b)** に示すような完全なパターンを持たない場合にはそれらを除外した。解析は各写真画面のうち水路中央線 ($y=20 \text{ cm}$) と側壁面 ($y=0 \text{ cm}$) とに囲まれた $30 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ の領域について行った。**Photo. 1** のトレーサーの軌跡を数値化した結果を **Fig. 4** に示す。図において小さな黒丸は軌跡の始点である。

上記の6つの写真の解析範囲の時空間的な位置関係を **Table 1** に示す。ここで、 x 座標は主流方向、 y 座標は横断方向、 z 座標は鉛直方向にとられており、速度ベクトルの x, y および z 成分はそれぞれ u, v および w によって表わされている。これらの各範囲は流下方向に 12.6 mm づつずらして取られており、この距離は上側断面の平均流速 (6.3 cm/s) と各写真間の時間間隔 (0.2 秒) の積に等しい。本表において、偶数番号は下層側、奇数番号は上層側の断面を示しており、その平均的な高さはそれぞれ 4.0 mm および 9.3 mm である。本実験においては、バッファー層は路床から $1 \sim 5 \text{ mm}$ の範囲であるから、これらの断面はそれぞれバッファー層の内側およびその外側に相当する。

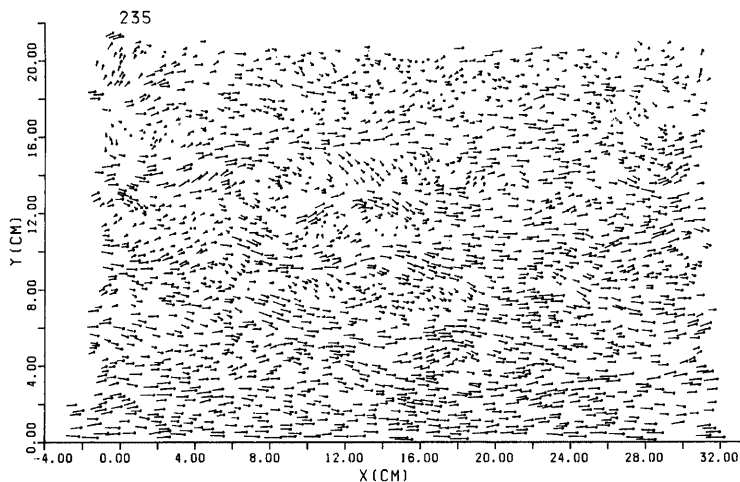


Fig. 4 Original data on velocity vectors obtained by digitizing the picture of cross-section 235. A line segment denotes a velocity vector and a small dot the starting point.

Table 1 Duration and extent of the cross-section.

Cross-section no.	Duration (s)	Extent		
		x (mm)	y (mm)	z (mm)
232	0.0-0.173	0.00-300.00	0.0-200.00	2.5- 5.5
233	0.2-0.366	12.62-312.62	0.0-200.00	7.8-10.8
234	0.4-0.573	25.24-325.24	0.0-200.00	2.5- 5.5
235	0.6-0.766	37.86-337.86	0.0-200.00	7.8-10.8
236	0.8-0.973	50.48-350.48	0.0-200.00	2.5- 5.5
237	1.0-1.166	63.10-363.10	0.0-200.00	7.8-10.8

以後の各種の計算を容易に行うため、**Fig. 4** に示すようなランダムに配置されている流速ベクトルの値を基にして、4 mm 間隔の格子点における流速ベクトルを内挿計算によって求めた。例えば、No. 235 断面の流速ベクトルについてその結果を示すと **Fig. 5** のようになる。なお、図においては各ベクトルからその断面の平均流下方向流速を差し引いたものが流速ベクトルとして示されており、これはその断面の平均流速で移動する系から観察される流れ場を与えている。

3.2 流速分布

No. 235 断面における速度ベクトルの x および y 方向成分の分布を **Fig. 6** および **Fig. 7** に示す。**Fig. 6** においても先の場合と同様に、その断面の平均流下方向流速が差し引かれた値の分布が示されている。

Fig. 6 においては、低速領域と高速領域が流下方向に長く連なっており、それらが横断方向に交互に配列されているのが認められる。これらの領域の平均的な幅は $100\nu/u_*$ にほぼ等しくなっている。

Kline and Falco²¹⁾ は、streak とは流下方向に強く引き伸ばされた粘性底層内の高速あるいは低速領域であると定義している。さらに、彼らは low-speed lifting を、low-speed streak 内の流体が底層外の地点に向かう運動と定義している。著者らの実験においては、流速が平均値よりも小さい細長い領域が粘性底層内の

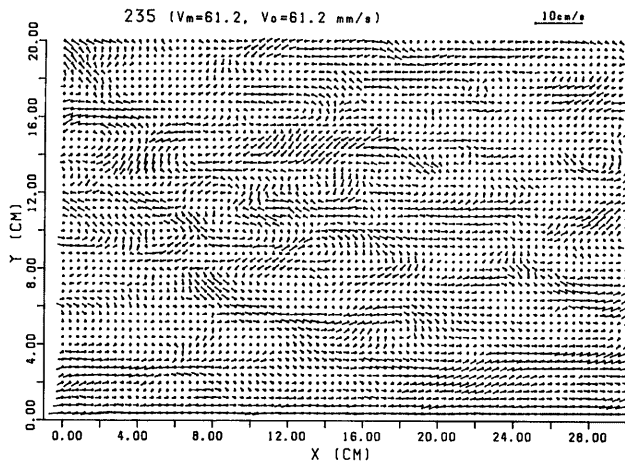


Fig. 5 Distribution of velocity vectors at mesh points obtained by interpolating the data from figure 5 (cross-section 235).

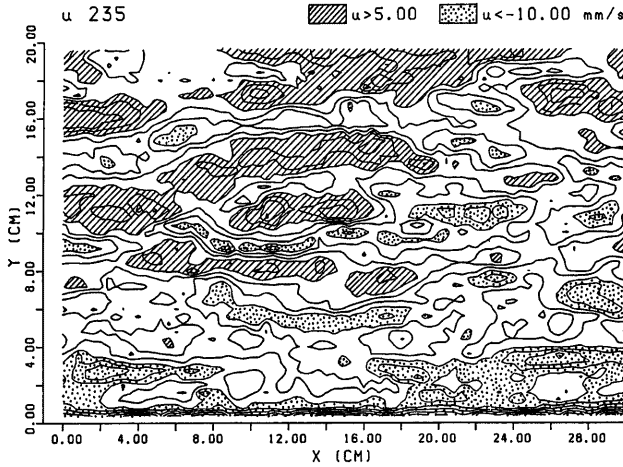


Fig. 6 Distribution of the streamwise component of velocity vectors (cross-section 235).

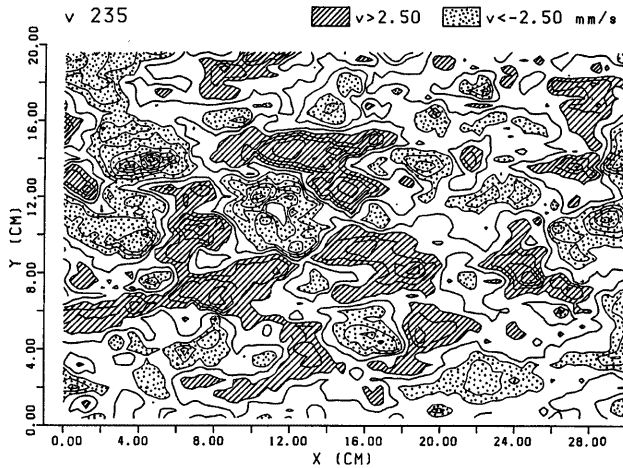


Fig. 7 Distribution of the spanwise component of velocity vectors (cross-section 235).

みならず、バッファー層内にも対数領域内にも存在することが認められている。したがって、著者らはこのような領域を低速領域と呼ぶことにするが、そこでは特にバッファー層と対数領域において上方へ向かう流体運動が顕著に認められる。一方、流速が相対的に大きくかつ下方へ向かう流れが存在する領域も観察されている。このような領域を高速領域と呼ぶこととする。

一方、横断方向流速 v の分布を示す Fig. 7 においては、低速領域や高速領域の存在を反映するようなパターンはなく、 v 分布の構造の流下方向スケールは Fig. 6 の u 分布のそれよりも小さくなっていることが興味深い。

3.3 流線パターン

Fig. 8 に No. 235 断面における流線パターンを示す。これらは各速度ベクトルに包絡する曲線を計算により求め、プロッターで描いたものである。流線パターンが観察者の移動速度に応じて変化して見えることはよく知られている。図では2つのパターンが示されており、(a) は流れの平均速度で移動する系から見たものの、(b) はそれよりも 1 cm/s だけ遅い速度で移動する系から見たものである。これらの図には、渦運動、流れの集中と発散、流下方向あるいは上流方向へ長く引き伸ばされた流線というようないくつかの特徴的な

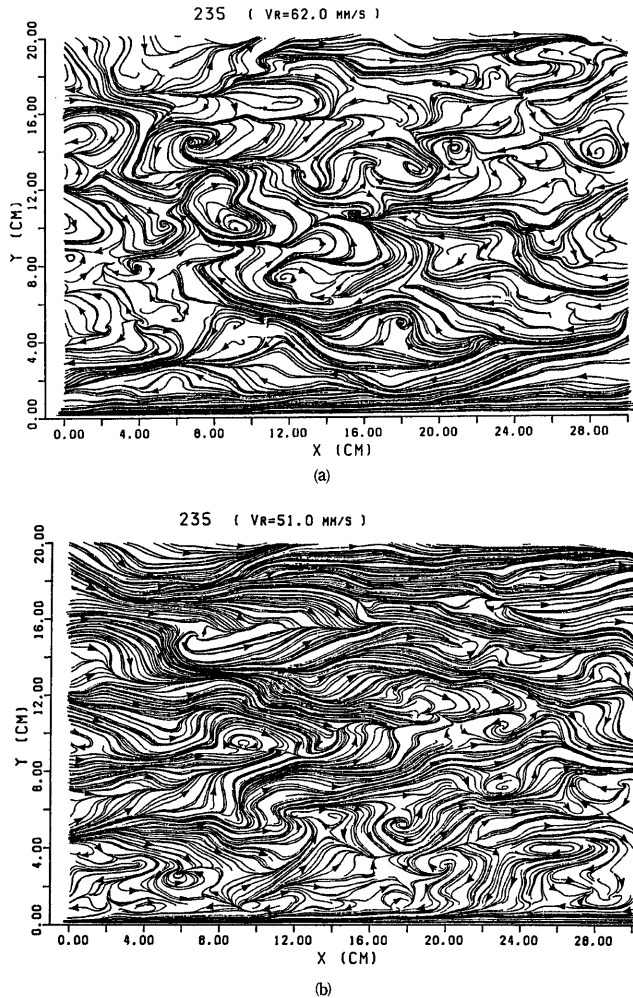


Fig. 8 Streamline patterns viewed by the moving reference frame (cross-section 235)
(a) Reference frame at the average velocity of the flow; (b) 1 cm/sec slower.

流線パターンが明瞭に認められる。これらの図を Fig. 6 と比較すると、発散しながら流下方向に引き伸ばされる流線パターンは Fig. 6 の高速領域に対応し、そこでは下降流が存在すると考えられる。一方、流線が集中しながら上流方向に引き伸ばされるパターンは Fig. 6 の低速領域に対応し、そこでは上昇流が存在すると考えられる。

3.4 渦度と発散の分布

Fig. 5 に示されている速度ベクトル分布を用いて、渦度の z 方向成分 ($\partial u/\partial y - \partial v/\partial x$) の分布を計算する

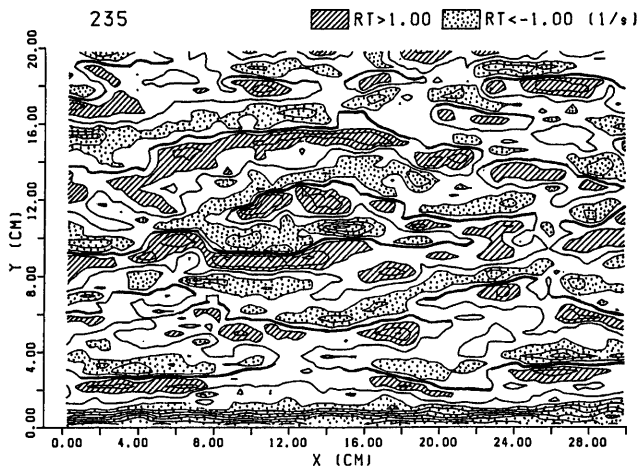


Fig. 9 Distribution of the vertical component of vorticity (Cross-section 235).

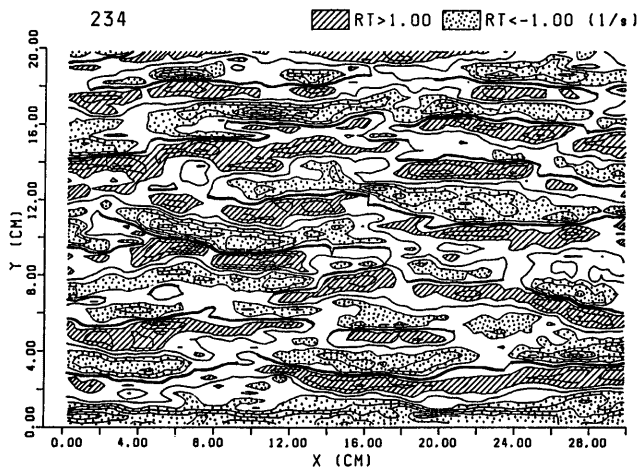


Fig. 10 Distribution of the vertical component of vorticity (Cross-section 234).

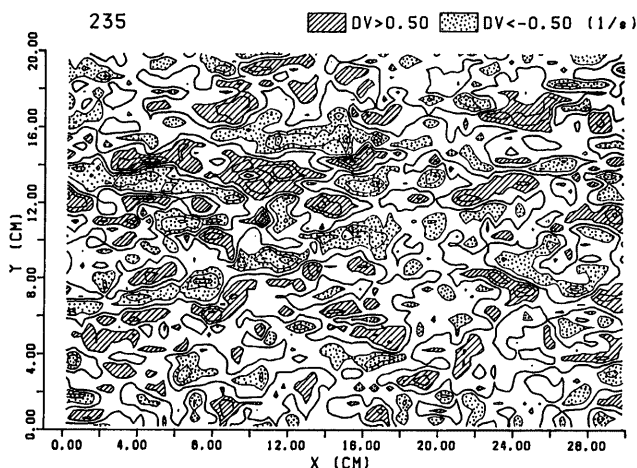


Fig. 11 Distribution of two-dimensional divergence (cross-section 235).

ことができる。上側の No. 235 断面および下側の No. 234 断面における渦度分布を示すと Fig. 9 および Fig. 10 のようになる。Fig. 8 において流線が渦運動のパターンを示す所で渦度の絶対値は大きくなる。したがって、渦度の絶対値が大きい領域は馬蹄形渦のような渦運動の断面に対応すると考えられる。また、上側下側の両断面に同様なパターンが存在していることから、それらは同じ渦運動の上方の断面と下方の断面を示すと考えられる。

上と同様にして、二次元発散 ($\partial u/\partial x + \partial v/\partial y$) の分布を計算し、No. 235 断面におけるその結果を Fig. 11 に示した。Fig. 8 において流線パターンが集中している所でその値は小さくなっており、逆に発散している所で大きくなっていることがわかる。

4. 二次元相関係数

以上のようにして6つの解析断面内の流速ベクトル、渦度などが求められたが、ここではこれらの諸量について各断面相互間の相関関係を調べることにする。

4.1 相互相関係数の二次元表示

1つの断面の $y=y$ の線上における速度成分 u の分布と他の断面の同じ線上におけるそれとの間で相互相関係数を計算した。

断面 m 上の点 (x, y) での流速を $u_m(x, y)$ で表わし、断面 n 上のそれを $u_n(x, y)$ で表わすと、同じ $y=y$ の線上での速度 u の変動成分は次のようになる。

$$\text{断面 } m; \quad u_m'(x, y) = u_m(x, y) - \int_0^L u_m(x, y) dx / L \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\text{断面 } n; \quad u_n'(x, y) = u_n(x, y) - \int_0^L u_n(x, y) dx / L \quad \dots\dots\dots (2)$$

これらの分布の状況は Fig. 12(a) および (b) に模式的に示されている。ここで、 L は x 方向の解析範囲であり、この場合には 30 cm となっている。

相互相関関数 $C_u(m, n, x', y)$ は次のように定義される。

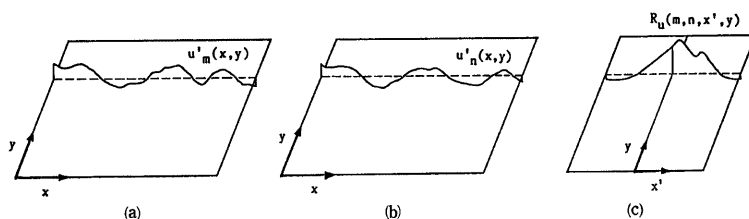


Fig. 12 Definition sketch for the calculation of the cross-correlation coefficient.

(a) Distribution of $u'_m(x, y)$ in cross-section m; (b) distribution of $u'_n(x, y)$ in cross-section n; (c) distribution of $R_u(m, n, x', y)$

$$x' \geq 0 \text{ のとき; } C_u(m, n, x', y) = \int_0^{L-x'} u'_m(x, y) u'_n(x+x', y) dx / (L-x') \dots\dots\dots (3)$$

$$x' < 0 \text{ のとき; } C_u(m, n, x', y) = \int_0^{L+x'} u'_m(x-x', y) u'_n(x, y) dx / (L+x') \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 x' はずらしの距離である。相互相関係数 $R_u(m, n, x', y)$ は次のように定義される。

$$R_u(m, n, x', y) = C_u(m, n, x', y) / \left[\frac{1}{L} \int_0^L \{u'_m(x, y)\}^2 dx \int_0^L \{u'_n(x, y)\}^2 dx \right]^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

$R_u(m, n, x', y)$ の分布の状況は **Fig. 12(c)** に示されている。

各 y の値に対して、共に上側に位置する No. 233 断面と No. 235 断面の相互相関係数 $R_u(233, 235, x', y)$ を求めて、 (x', y) 平面にその二次元分布を等値線で表現すると、**Fig. 13** のようになる。これらの二断面間の時間的なずれは 0.4 秒であり、図で太い実線は相関係数が 0 の等値線である。

次に、同じ方法を用いてこれらの断面間で渦度の鉛直方向成分の相互相関係数 $R_r(233, 235, x', y)$ を計算し、その二次元分布を **Fig. 14** に示した。渦度の相関係数は流速の相関係数よりも小さくなっていることがわかる。

さらに詳細に検討すると、**Fig. 13** の速度に関する相互相関係数の $x'=0$ の線の周辺の分布と **Fig. 14** の渦度に関するそれとを比較してみると、渦度の相関係数の値が大きい所では速度の相関係数が小さく、逆に渦度のそれが小さい所で速度のそれが大きくなっていることがわかる。式(1)~(5)を用いて計算される相関係数は、速度あるいは渦度の変動が多くのゼロクロスを持つときに、一般にその絶対値が小さくなる傾

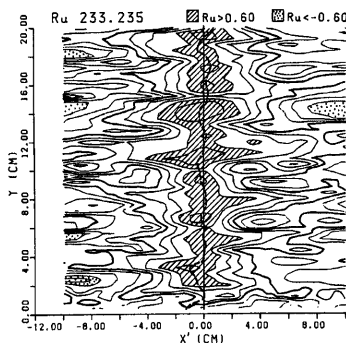


Fig. 13 Distribution of $R_u(233, 235, x', y)$ of the velocity component u between cross-sections 233 and 235.

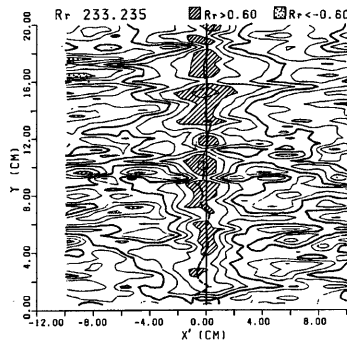


Fig. 14 Distribution of $R_r(233, 235, x', y)$ of the vertical component of vorticity between cross-sections 233 and 235.

向がある。一方、速度 u の二次元分布は、低速領域と高速領域とが流下方向に細長く続き、それらが横断方向には交互に配列されているという特徴的なパターンを持っている。その結果として、 u の絶対値が小さく、したがって u が多くのゼロクロス点を持つ所では、渦度の鉛直成分は一般的に大きな絶対値を持ち、逆に、 u の絶対値が大きい所では渦度の絶対値は小さくなる。このことが u の相関係数が渦度の相関係数と逆の傾向を示す理由となっている。このような矛盾を避けるためには、上記の低、高速領域に対応する適当な幅をもつ二次元領域の速度や渦度の分布に対する相互相関係数を計算することがよいようである。

4.2 二次元相互相関係数

以上の考察に基づいて、二断面間の相互相関係数について新たな定義を導入した。ここでは、幅 $2B$ 、長さ L の帯状の領域内の格子点上のデータから相互相関係数が計算された。これを二次元相互相関係数と名づけることとするが、まず二次元相互相関関数 $C_u(m, n, x', y)$ は次のように定義される。

$$x' \geq 0 \text{ のとき; } C_u(m, n, x', y) = \int_{y-B}^{y+B} \int_0^{L-x'} u_m'(x, y) u_n'(x+x', y) dx dy / 2B(L-x') \cdots (6)$$

$$x' < 0 \text{ のとき; } C_u(m, n, x', y) = \int_{y-B}^{y+B} \int_0^{L+x'} u_m'(x-x', y) u_n'(x, y) dx dy / 2B(L+x') \cdots (7)$$

ここで、

$$u_m'(x, y) = u_m(x, y) - \int_{y-B}^{y+B} \int_0^L u_m(x, y) dx dy / 2BL \cdots (8)$$

$$u_n'(x, y) = u_n(x, y) - \int_{y-B}^{y+B} \int_0^L u_n(x, y) dx dy / 2BL \cdots (9)$$

である。二次元相互相関係数 $R_u(m, n, x', y)$ は次のように定義される。

$$R_u(m, n, x', y) = C_u(m, n, x', y) / \left[\frac{1}{2BL} \int_{y-B}^{y+B} \int_0^L \{u_m'(x, y)\}^2 dx dy \cdot \frac{1}{2BL} \int_{y-B}^{y+B} \int_0^L \{u_n'(x, y)\}^2 dx dy \right]^{1/2} \cdots (10)$$

Fig. 6 の速度 u の分布においては低速および高速領域の平均的な幅は $1.5 \sim 1.7$ cm であるから、計算においては幅 $2B$ として 1.6 cm が用いられた。また、 L は 30 cm である。計算の結果として、No. 233 断面と No. 235 断面の間の速度 u に関する二次元相互相関係数 $R_u(233, 235, x', y)$ の分布が Fig. 15 に、渦度の鉛直成分に関する二次元相互相関係数 $R_r(233, 235, x', y)$ の分布が Fig. 16 に示されている。これらの図

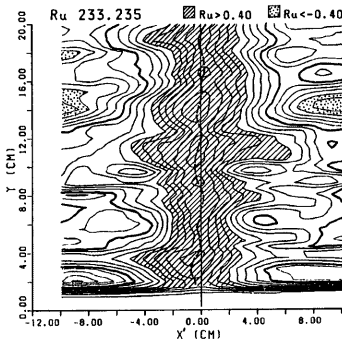


Fig. 15 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_u(233, 235, x', y)$ of velocity component u between cross-sections 233 and 235.

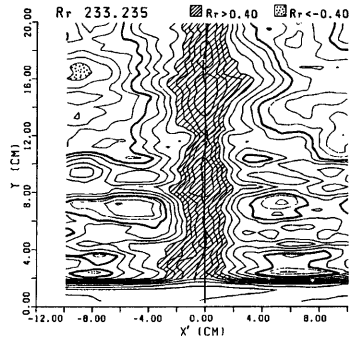


Fig. 16 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_r(233, 235, x', y)$ of the vertical component of vorticity between cross-sections 233 and 235.

において、太い実線は R_u あるいは R_r が0の等値線であり、水路の側壁面近傍 ($y \leq 2\text{ cm}$) では計算値は正確ではない。

Fig. 15 と **Fig. 16** とを比較すると、それらの間には **Fig. 13** と **Fig. 14** との間にあったような矛盾は存在しないことがわかる。したがって、以後においては式(6)～(10)で定義される二次元相互相関係数を用いて二断面間の相関関係を検討することとする。

Fig. 15 および **Fig. 16** において $x'=0$ の線の周辺では相互相関係数 R_u および R_r が大きくなっており、これは0.4秒程度の短時間の間では乱流構造はあまり変化しないことを意味している。とりわけ、渦度の相互相関係数が大きくなっていることは、渦運動の強度と配列状況があまり変化せずに維持されていることを示すと考えられる。

Fig. 15 および **Fig. 16** においては、相関係数の分布の峰線が破線で示されている。これらの図においては、その断面における平均流速で乱流構造が移流されるときに位相のずれが0となるように座標の原点がとられている。したがって、上記の峰線が $x'=0$ の線の

右側にある所では乱流構造が平均流速より大きい速度で移流されており、逆に左側にある所では、乱流構造の移流速度が平均流速より小さいことを意味する。

上と同じ断面間の横断方向流速成分 v に関する二次元相互相関係数 $R_v(233, 235, x', y)$ の分布を **Fig. 17** に示す。相関係数 R_v が正となっている帯状の領域の幅(流下方向の長さ)は、**Fig. 15** の R_u のそれに比べてかなり小さくなっていることが注目される。これは流速成分 u および v の流下方向スケールの違いによると考えられる。

共に下側 ($z=4\text{ mm}$) に位置する No. 232 断面と No. 234 断面の間の速度 u に関する相互相関係数 $R_u(232, 234, x', y)$ の分布が **Fig. 18** に示されている。この場合にも相関係数 R_u はかなり大きくなっている。

Fig. 19 は、共に上側に位置する No. 233 断面と No.

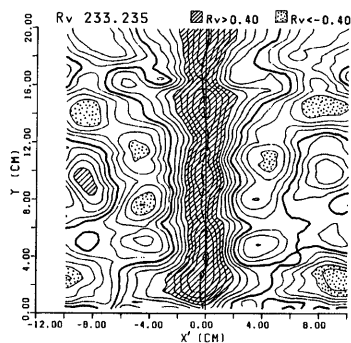


Fig. 17 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_v(233, 235, x', y)$ of velocity component v between cross-sections 233 and 235.

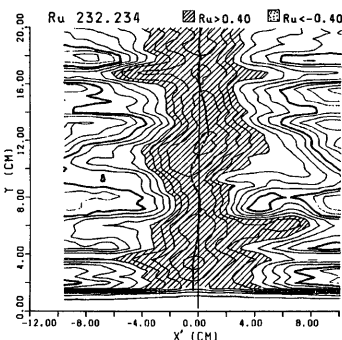


Fig. 18 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_u(232, 234, x', y)$ of velocity component u between cross-sections 232 and 234.

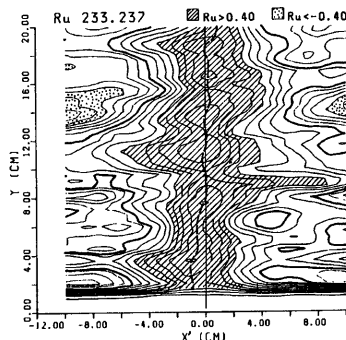


Fig. 19 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_u(233, 237, x', y)$ of velocity component u between cross-sections 233 and 237.

237 断面間の速度 u に関する相互相関係数 $R_u(233, 237, x', y)$ の分布を示したものである。これらの 2 断面間の時間差は 0.8 秒である。この場合でも、峰線周辺の R_u の値はかなり大きくなっている。

これらの結果から、流れの水平断面内の乱流構造は短時間（0.8 秒以内）の間には大きく変形せず、下流へと移流されていると結論づけることができる。

4.3 乱流構造の移流速度

Fig. 15 において、相互相関係数 $R_u(233, 235, x', y)$ の分布の峰線が破線で示されているが、それは No. 233 断面と No. 235 断面の間の u 分布の位相のずれの距離の横断方向分布を示す。乱流構造の局所的な移流速度は上記の位相のずれの距離と経過時間とから計算することができる。このようにして計算された移流速度の横断方向分布を Fig. 20(a) に破線で示す。一方、流下方向流速成分の局所的な平均 $U_m(y)$ は次のように計算される。

$$U_m(y) = \int_{y-B}^{y+B} \int_0^L u(x, y) dx dy / 2BL \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $B=0.8$ cm, $L=30$ cm である。No. 235 断面について得られた $U_m(y)$ の分布は Fig. 20(a) に実線で示されている。

同様に、No. 232 断面と No. 234 断面の間で計算された乱流構造の移流速度の分布と No. 234 断面に関する局所的な平均流下方向流速 $U_m(y)$ の分布は Fig. 20(b) に示されている。これらの図においては、二種類の速度分布は波状を呈しており、両者は局所的にはほぼ等しい平均値を持ち、その位相も概ね一致している。

以上から、乱流構造は凍結されて、式(11)で与えられる局所的な平均速度で移流されるという仮説が成立つと言える。

4.4 速度分布の自己相関係数

先に述べたように、速度 u の流下方向スケールは v のそれと異なると考えられる。そこで、それらのスケールを調べるために u および v の二次元自己相関係数を計算した。

自己相関係数は、式(6)～(10)において n に m を代入することによって定義される。No. 235 断面の u 変動の自己相関係数 $R_u(235, 235, x', y)$ および v 変動のそれ $R_v(235, 235, x', y)$ の分布はそれぞれ Fig. 21 および Fig. 22 に示されている。これらの図において、相関係数が 0 の等値線が太い実線で示されている。それらのうち初めて 0 を切る点を y 方向に平均すると、図の破線のようになり、それらの x' 座標の値

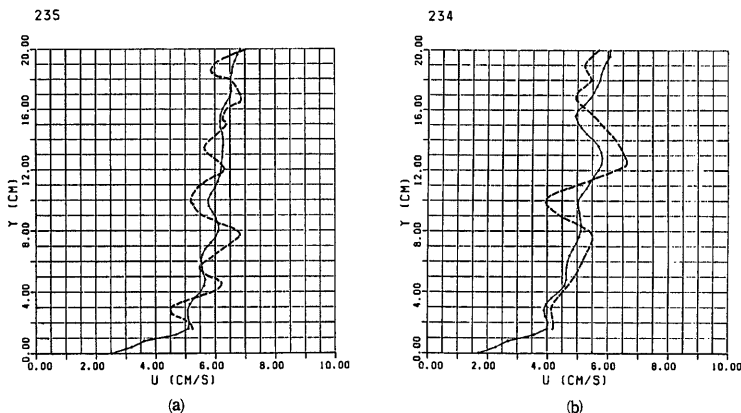


Fig. 20 Spanwise distribution of the shifting velocity (broken line) and locally averaged streamwise velocity $U_m(y)$ (solid line). (a) Cross-section 235; (b) cross-section 234

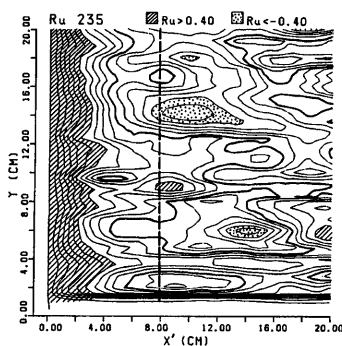


Fig. 21 Distribution of the two-dimensional auto-correlation coefficient $R_u(235, 235, x', y)$ of velocity component u (cross-section 235).

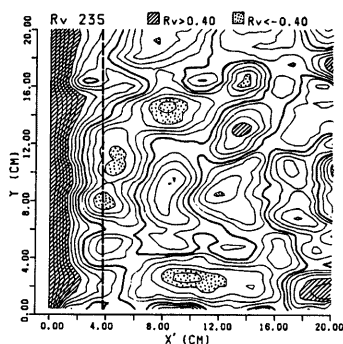


Fig. 22 Distribution of the two-dimensional auto-correlation coefficient $R_v(235, 235, x', y)$ of velocity component v (cross-section 235).

は u および v に関してそれぞれ 7.9 cm および 3.7 cm である。これらの値は u および v についての特徴的なスケールを表わすと考えられるが、このことから u の流下方向スケールが平均的に v のその約 2 倍となっていることがわかる。

4.5 乱流構造の傾き

下側の No. 234 断面と上側の No. 235 断面の間の速度 u の相互相関係数 $R_u(234, 235, x', y)$ の分布が Fig. 23 に示されている。これら二断面間の時間的なずれは 0.2 秒である。この場合にも相関係数は比較的大きな値を示している。図において、相関係数の分布の峰線が破線で示されており、峰線の x 座標を y 方向に平均すると点線ようになる。また、No. 235 断面の座標の原点は、No. 234 断面のこれより撮影時間差 (0.2 秒) $\times$ 断面平均流速に相当する距離だけ下流側にずらして設定されているので、図における相関係数の

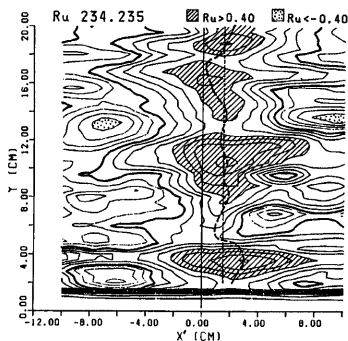


Fig. 23 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_u(234, 235, x', y)$ of velocity component u between cross-sections 234 and 235.

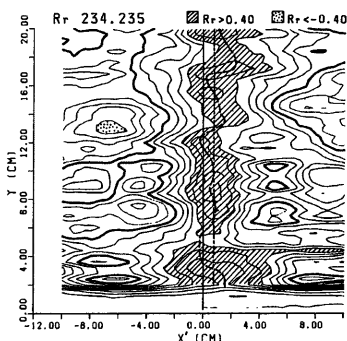


Fig. 24 Distribution of the two-dimensional cross-correlation coefficient $R_r(234, 235, x', y)$ of the vertical component of vorticity between cross-sections 234 and 235.

分布の峰線の $x'=0$ の線からの偏位は両断面間における同じ瞬間の乱流構造の位相のずれの距離を示すとみなせる。図から、流れの幅全体にわたって位相のずれがあることがわかる。この位相のずれは乱流構造の傾きを反映したものであると考えられるが、その距離の平均値は 15.2 mm であり、それとこれら二断面間の間隔 (5.3 mm) とから位相のずれの角度は 19.2 度と計算される。この角度は、Brown and Thomas²²⁾ や Nakagawa and Nezu²³⁾ によって計測され、大成・佐賀・斉藤²⁴⁾ によって可視化観察された値にほぼ等しい。

上記 2 断面の間の渦度の鉛直成分の相互相関係数 $R_r(234, 235, x', y)$ の分布を Fig. 24 に示す。上と同様な考察からこの場合には位相のずれの距離の平均値は 7.3 mm となり、乱流構造の平均的な傾きは 36.0 度と算出される。この角度は速度 u の分布の相互相関係数から得られた値の約 2 倍になっていることが注目される。

以上の一見矛盾する二つの事実は、乱流構造の二重構造性の反映と考えられるが、これについては後に検討することとする。

5. 流速分布の三次元的特性

5.1 流速の鉛直成分の計算

先に述べたように、得られた写真は流れの水平断面のものであるから、流速の鉛直方向成分に関する情報は当然のことながら含まれていない。しかし何らかの形で凍結乱流の仮定を導入するならば、おのおのの写真の間の時間差は除去することができ、ある瞬間における流速の水平方向成分の三次元分布が求められる。そうすれば、連続の条件から鉛直方向流速成分も求められる筈である。

ところで前節において、乱流構造は、それを含むある幅の帯状領域内の流下方向流速の平均値で輸送されることが明らかになった。そこで、流れの縦断線上で流速分布は凍結されており、上記の速度で輸送されると仮定した。帯状領域の幅としては前節と同様に 1.6 cm とした。

以上の仮定により、上側断面の各縦断線上の u と v の分布を x の負方向に距離 $U_c \times Dt$ だけずらした。ここで、 U_c は仮定された輸送速度であり、 Dt は両断面間の時間差である。かくて、下側断面の撮影がなされた瞬間における水路底面近傍の u と v の三次元分布が得られることとなる。鉛直方向流速成分 w は、

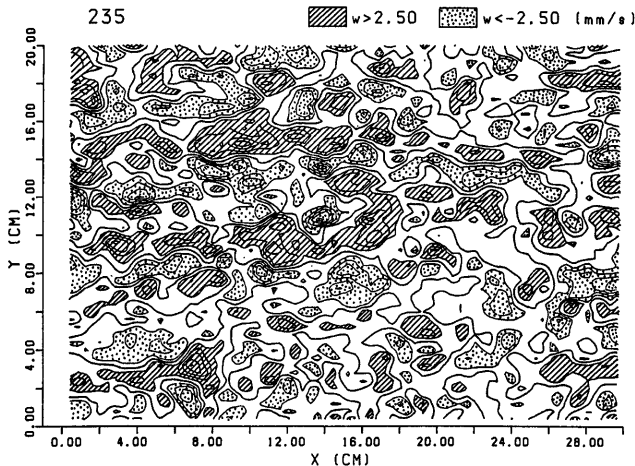


Fig. 25 Distribution of the vertical component of velocity (cross-section 235).

連続の方程式を数値積分することにより求められる。すなわち、

$$w = \int_0^z dw = - \int_0^z (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y) dz \quad \dots\dots\dots (12)$$

ただし、上式の右辺の括弧内は二次元発散を表しているが、その値は $z=4\text{ mm}$ と 9.3 mm の水平断面でしか求められていない。したがってここでは、水路底面では二次元発散は0、粘性底層の外側境界 ($z=1\text{ mm}$) ではそれは $z=4\text{ mm}$ 断面のそれに等しい、さらに二次元発散の値はそれら各断面の間では直線的に変化すると仮定した。かくて流速の三方向成分の三次元分布が0.4秒毎に求められたことになる。

一例として No. 235 断面 (上側断面, $z=9.3\text{ mm}$) における鉛直方向流速成分の分布を Fig. 25 に示す。その断面におけるあらためて算出された u と v の分布は、経過時間が十分小さいので、始めに得ているそれらの分布と殆ど同じであり、ここでは図示されていない。

Fig. 25 を Fig. 6 と比較してみると、Fig. 25 で w が正の大きな値をとる所では Fig. 6 で u は負となっており、逆に w が負の値をとる所では u は正の大きな値となっている。

5.2 瞬間 Reynolds 応力の分布

流速ベクトルの三次元分布を用いて瞬間 Reynolds 応力 $-uw$ の分布を計算することができる。一例として No. 235 断面におけるその分布が Fig. 26 に示されている。その値の正の所は Sweeps あるいは Ejections の発生を意味しており、負の所は Interaction を意味している。前者の範囲は後者のそれより大きい。本図によれば、大きな絶対値をもつ瞬間 Reynolds 応力の殆どは Sweeps あるいは Ejections にともなって生成させられていることがわかる。ただ、本図から瞬間 Reynolds 応力に対して Ejections あるいは Sweeps がそれぞれどれ程寄与しているかを別個に評価することはできない。

5.3 Ejections と Sweeps の分布

そこで、瞬間 Reynolds 応力への Ejections あるいは Sweeps の寄与の程度を別個に評価するために T 関数なる関数を導入する。それは次のように定義される。

$p(x, y) \geq 0$ かつ $q(x, y) \geq 0$ のとき

$$T_{pq}(x, y) = p(x, y) \cdot q(x, y) \quad \dots\dots\dots (13)$$

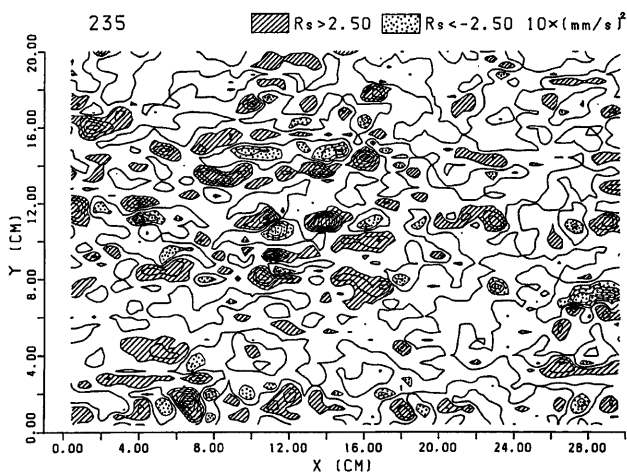


Fig. 26 Distribution of the instantaneous Reynolds stress (cross-section 235).

$p(x, y) < 0$ かつ $q(x, y) < 0$ のとき

$$T_{pq}(x, y) = -p(x, y) \cdot q(x, y) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$p(x, y) \cdot q(x, y) < 0$ のとき

$$T_{pq}(x, y) = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $p(x, y)$ ならびに $q(x, y)$ は x と y の二次元関数で、それぞれの平均値と標準偏差で規準化されている。また、 $T_{pq}(x, y)$ は、 $p(x, y)$ と $q(x, y)$ の T 関数である。

$-u(x, y)$ と $w(x, y)$ をそれぞれの平均値と標準偏差で規準化して $p(x, y)$ と $q(x, y)$ におおの代入し、それらの T 関数 $T_{-uw}(x, y)$ を求めた。No. 235 断面に関するその計算結果を Fig. 27 に示した。 T 関数の定義からして、ある瞬間における $-u(x, y)$ の分布と $w(x, y)$ の分布とは強い相関をもっていることがこの図からわかる。さらに、 $T_{-uw}(x, y)$ が正の領域では、 $u(x, y)$ は負で $w(x, y)$ は正だから、Ejections が生じていること、また $T_{-uw}(x, y)$ が負の領域では、 $u(x, y)$ は正で $w(x, y)$ は負だから、Sweeps が生じていることがわかる。 T 関数が 0 の所は Interactions の領域である。同時に、Ejections あるいは Sweeps が強い所では T 関数の絶対値は大きくなる。

以上の計算において、 $u(x, y)$ および $w(x, y)$ の平均値 $u_{avr}(x, y)$ および $w_{avr}(x, y)$ 、ならびに標準偏差 $u_{rms}(x, y)$ および $w_{rms}(x, y)$ が、それぞれの規準化のために必要である。 u の分布 (Fig. 6) において、流下方向に伸びた比較的高速の帯状領域と比較的低速のそれとが横断方向に交互に配置されていること、ならびにそれら帯状領域の幅が平均的に 1.6 cm (約 $100 \nu / u_*$) であることを考慮して、 $u(x, y)$ と $w(x, y)$ の標準偏差と $u(x, y)$ の平均値は $y = y - B$ と $y = y + B$ との間の帯状領域におけるそれを用い、また $w(x, y)$ の平均値には 0 を入れた。すなわち、

$$u_{avr}(y) = \int_{y-B}^{y+B} \int_0^L u(x, y) dx dy / (2BL) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$w_{avr}(y) = 0.0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$u_{rms}(y) = \left[\int_{y-B}^{y+B} \int_0^L \{u(x, y) - u_{avr}(y)\}^2 dx dy / (2BL) \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$w_{rms}(y) = \left[\int_{y-B}^{y+B} \int_0^L \{w(x, y)\}^2 dx dy / (2BL) \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

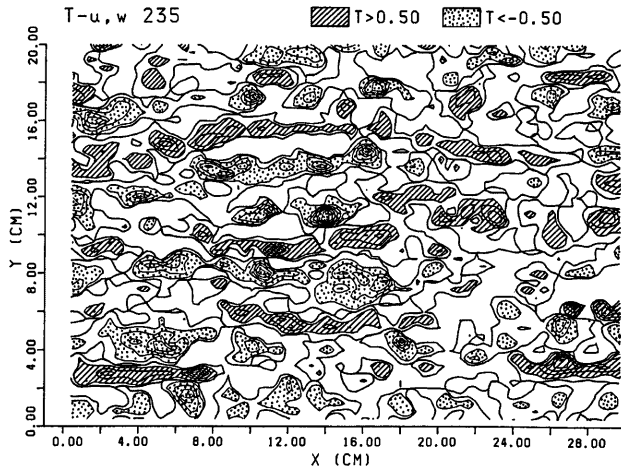


Fig. 27 Distribution of the T -function of $-u(x, y)$ and $w(x, y)$ (cross-section 235).

ここで、 $B=1.6$ cm, $L=30$ cm である。

本図を Fig. 6 と比較すると、当然のことながら、Ejections は低速領域に生じており、Sweeps は高速領域に生じている。

5.4 渦度ベクトルの分布

固定点計測データを位相平均処理と条件付資料解析の手法を組み合わせ用いて解析することにより、ある種の流れについては渦度の分布が求められるに至っている。Browand and Weidman²⁵⁾ は二次元混合層内の渦度の分布を示しており、Williams, Fasel and Hama²⁶⁾ は境界層遷移流の三次元渦度分布を示した。

ここでは、著者等が先に得た流速ベクトルの三次元分布を用いて乱流場の渦度ベクトルの三方向成分を求め、検討を加えた。

(1) 渦度の鉛直方向成分の分布

No. 235 ならびに No. 234 断面における渦度の鉛直方向成分 ω_z の分布は既に計算されて Fig. 9 と Fig. 10 に示されている。渦度の鉛直方向成分の分布における正の領域は、一対の渦運動の（下流に面して）右側の脚の水平断面を意味しており、負の領域は左側の脚の水平断面を意味していると考えられる。したがって、渦度正の領域の上側（ y の大きな側）の境界、即ち渦度負の領域の下側（ y の小さな側）の境界をなしている渦度 0 の線は一対の渦運動の真ん中を分ける線となっている。このような渦運動の中央分割線を Fig. 9 および Fig. 10 では太線で示した。

渦度 0 の線としては、この他に、渦度の負領域の上側境界即ち渦度の正領域の下側境界線がある。この線は速度の u 分布図において高速領域を通過している。以後便宜上これら二種の渦度 0 の線をそれぞれ渦対中央線ならびに高速線と呼ぶこととする。渦度の鉛直成分の絶対値が大きい領域は渦対中央線に接近して位置していることが多く、高速線からはやや離れていることが多い。しかし、Fig. 9 において、例えば (14 cm, 11 cm), (16 cm, 14 cm), (16 cm, 18 cm), (10 cm, 8 cm) および (1 cm, 16 cm) におけるように渦度の正・負の領域が高速線上で互いに接近している所があり、そこでは Fig. 27 に示されるように Sweeps が強くなっている。

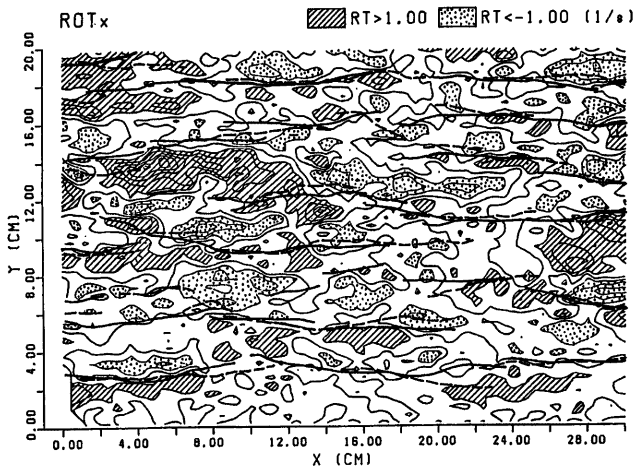


Fig. 28 Distribution of the streamwise component of vorticity in the cross-section between cross-sections 234 and 235.

(2) 渦度の流下方向成分の分布

渦度ベクトルの流下方向成分 ω_x の水平断面分布を計算し、Fig. 28 に示した。この計算において、 $\partial v / \partial z$ は上側断面と下側断面との間の速度差から計算されるが、一方 $\partial w / \partial y$ は No. 235 断面における w の分布から計算された。したがって ω_x の計算値は必ずしも厳密なものとは見なされず、またどちらかと言えば、No. 234 と No. 235 断面の中間の断面における ω_x の分布を意味していると考えの方が妥当である。

Fig. 28 において No. 234 断面の渦対中央線が実線で、また、No. 235 断面のそれが破線でそれぞれ示されている。もし個々の渦運動が流下方向にその頭をもたげた滑らかな形体をしているならば、 ω_x の分布と ω_z の分布においてそれぞれの正の領域どうし負の領域どうしは殆ど一致する筈である。実際、 ω_x の正領域の多くは渦対中央線の下側 (y の小さい側) に位置しており、負領域の多くは上側 (y の大きい側) に位置している。それは ω_z と同様の傾向になっている。

(3) 渦度の横断方向成分の分布

同じ水平断面における渦度の横断方向成分 ω_y を Fig. 29 に示す。同時に、No. 234 断面における渦対中央線を実線で、No. 235 断面におけるそれを破線で示した。渦度成分の計算の精度は、 x 成分の計算精度と同様であると考えられる。ただ ω_y は平均的に ω_x の 4 ないし 5 倍の大きさをもっていることが指摘される。

本図によると、多くの渦対中央線が ω_y 分布の峰線近くを通過していることがわかる。このことは、壁面直近で大きな渦度を得た渦糸が渦対中央線のあたりを上昇することを示唆している。とりわけ、 ω_y の極大値が渦対中央線の上流端あたりにあり、これは Corino and Brodsky³⁾ あるいは Blackwelder and Eckelmann²⁷⁾ が観察した局所的自由せん断流の存在を示している。

(4) 二次元渦線のパターン

$\mathbf{i}$ を流下方向単位ベクトル、 $\mathbf{j}$ を横断方向単位ベクトルとすると、 $\omega_x \cdot \mathbf{i} + \omega_y \cdot \mathbf{j}$ で定義される渦度ベクトルの水平成分の水平断面内の分布を Fig. 30 に示す。これらのベクトルに接するなめらかな曲線を描くことにより二次元渦線が求められる。それを Fig. 31 に示した。渦対中央線をこの図でも示してある。ただこの図は流れの場の水平断面を示しているから、Moin and Kim¹⁵⁾ が示したような三次元的な渦線は描けない。

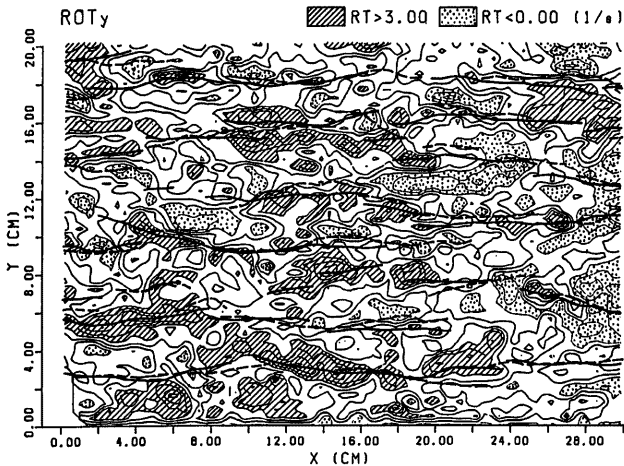


Fig. 29 Distribution of the spanwise component of vorticity in the cross-section between cross-sections 234 and 235.

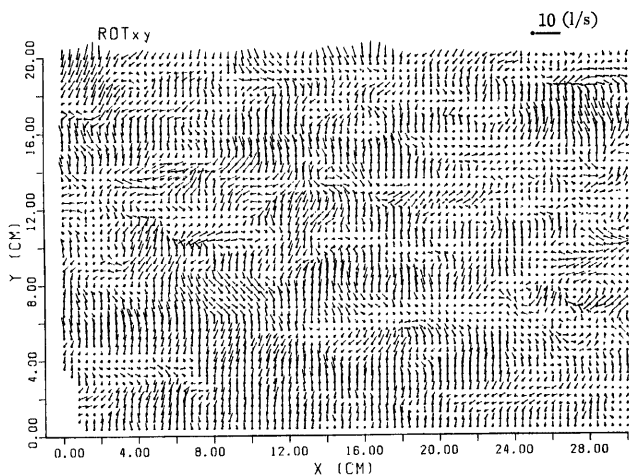


Fig. 30 Distribution of the horizontal component of vorticity vectors in the cross-section between cross-sections 234 and 235.

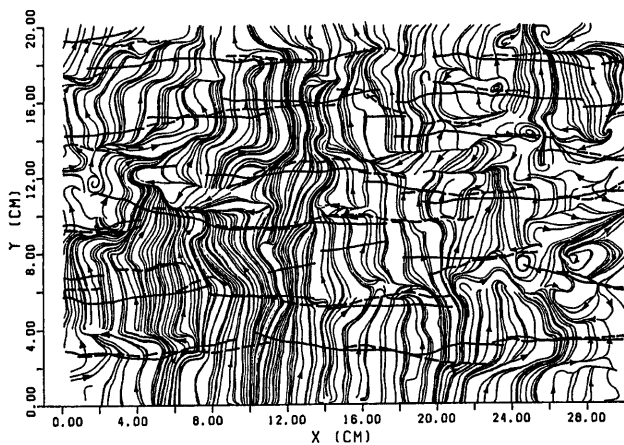


Fig. 31 Patterns of two-dimensional vortex lines in the cross-section between cross-sections 234 and 235.

二次元渦線は渦対中央線のあたりで流下方向に凸であり、この線の周辺に馬蹄形渦が存在することを示唆している。

6. 開水路乱流の組織的構造

6.1 乱流の二重構造性

4.5において、No. 234 断面における u の変動と、No. 235 断面におけるそれとの間の位相差から、乱流構

造の平均的な傾斜角度19.2度を得た。一方同じ No. 234 断面と No. 235 断面間の渦度の変動の位相差から同じく 36.0度を得た。このことは一見矛盾しているかのように見える。しかし、このことは同時に、乱流構造は二種の特徴的な傾き角度をもつとして、乱流の二重構造性を示唆している Head and Bandyopadhyay^{13,14)} の概念モデルを想起させる。

Head and Bandyopadhyay は乱流境界層の全幅にわたる可視化と熱線流速計測の結果から Fig. 32 に示すような乱流構造の概念図を示した。これは、小スケールのヘアピン渦が大規模構造の上流面に存在し、個々のヘアピン渦は壁面に対して平均的に45度傾いており、それらの先端どおしはその角度より小さなある角度をなす直線上に並んでいる、というものである。

Smith²⁸⁾ は開水路流れの可視化によって壁面に近い領域における乱流構造のモデルを提案した。それによると個々のヘアピン渦は壁面に対して45度の傾きをもち、それらの先端どおしは壁面に対して15ないし30度の角度をもつ直線上に配列されている。Head らが境界層の全幅にわたる計測から得た二種の角度と Smith が内層の可視化から得たそれらとはそれぞれよく一致している。彼等のいうヘアピン渦は著者らの馬蹄形渦に相当すると考えられる。

4. で定義した u の変動の相関係数は必ずしも個々の渦の特性を反映しておらず、それは渦群の構造に依存している。なぜならば、速度場は Biot-Savart の法則により個々の渦の総合された力により決定されるからである。したがって、 u の変動の位相差から得られた傾き角度は決して個々の渦（馬蹄形渦）の平均傾き角度を意味するのではなく、それらをさらにいくつかつ包括しているより大規模な乱流構造の平均的な傾き角度を意味する。

実際、Brown and Thomas²⁹⁾ は u の変動の相関解析から平均的な傾き角度18度を得ているが、これは、Falco³⁰⁾ が流れの可視化法で得た流体塊の外縁の傾斜角とよく一致している。Nakagawa and Nezu²³⁾ は開水路流れの壁面近傍の領域の乱流構造をホットフィルム流速計で計測し、得られた u の変動を時空間相関解析した。その結果、その相関係数の極大値が壁面に対して15ないし20度の傾斜をなす線上にあることが示された。これらの角度は先に u の相関解析から著者らがえた角度19.2度とはほぼ一致している。

一方、先に著者らが渦度の相関解析から得た乱流構造の傾斜角36度は個々の渦の平均的な傾斜角を表していると考えられる。なぜならば、渦度の変動は個々の渦運動に対応する筈だからである。この角度は Head らおよび Smith が提示した角度にほぼ一致している。

渦度の z 成分の分布を示す Fig. 9 および Fig. 10 において、渦度の絶対値が 1.0(1/sec) より大きな所はハッチあるいは点を施して示されてあるが、それらは、流下方向に長く伸びておりしかも平均して1個ないし4個の渦度のピークを含んでいる。このことはまた、乱流の二重構造性を示唆している。即ち、渦度の絶対値が周辺のそれより大きくなっている所は、比較的大規模の渦運動の水平断面に相当し、渦度の局所的なピークは個々の馬蹄形渦の水平断面の中心を示している。かくて、乱流の二重構造性が著者等の可視化データでも顕著に現れていることが明らかになった。

馬蹄形渦の個々の断面の中心付近には渦度が集中させられる筈である。同時に、流れの並進系から見ると、そのあたりでは流線のパターンは楕円形か渦巻き型か波形になる筈である。以上のことを考慮にいれて、乱流構造の二重構造性を前提とし、渦度の分布を示す Fig. 9 および流線図 Fig. 8(a), (b) を参照して、No. 235断面における渦運動の実際の配置を推測し、Fig. 33 に示した。

Fig. 33 において細い実線に囲まれた領域は推測された馬蹄形渦の脚の断面を示している。これらの実線は、渦度が局所的にピーク値をもちしかもそのあたりで流線パターンが先述のような特徴的なパターンをもつような局所的な領域を取り囲むように描かれたものである。矢印は渦の回転の方向を示す。

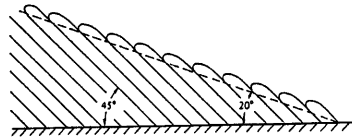


Fig. 32 Side view of a drawing of a turbulence structure showing double structure characteristics, by Head and Bandyopadhyay (1981).

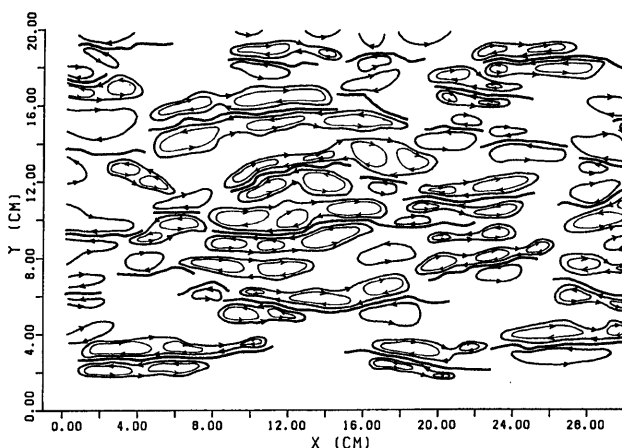


Fig. 33 Determined arrangement of cross-sections of horseshoe vortices (fine solid lines with arrows showing the direction of rotation), large-scale vortex motions (thick solid lines with arrows) and interjacent lines (thick solid line). (Cross-section 235)

馬蹄形渦に比べてもっと大規模な渦運動の水平断面が太い実線で示されている。この線は渦度の x 成分の分布図の $\pm 1.0(1/\text{sec})$ の等高線にはば沿って描かれている。先に述べたように、この渦が水路床面に対してなす角は馬蹄形渦のそれに比べてずっと小さく、そのため本図でも、その水平断面は非常に細長いものになっている。この渦のこのような形態からして、この渦を今後縦渦と呼ぶこととする。一般的に言って、この縦渦の断面は二三の馬蹄形渦の断面を含んでおり、馬蹄形渦一つが独立して存在している場合もある。縦渦はその殆どが互いに異なった符号をもつ二つの部分からなる対の形で存在している。

縦渦を構成する馬蹄形渦の数は、Smith²⁸⁾ が水素気泡法を用いて著者等と同じく開水路流れについて得た数とよく一致している。Head and Bandyopadhyay⁴⁾ は、馬蹄形渦の配置と形態は Reynolds 数に依存することを指摘している。著者等がここで述べる渦運動の配置などは、Reynolds 数2600の流れにおけるものであることに注意する必要がある。

6.2 渦構造のスケール

(1) 実測値から得られる u と v の変動スケール

4. 4)において、 u の変動には特徴的なスケールがあり、それは7.9cmであること、一方 v の変動のそれは3.7cm となって u の変動スケールとは異なることを示した。ところでこれらの値は、全断面にわたる平均値として得られたものであった。ここでは、それらの変動スケールについてさらに検討を進めるため、まずそれらの横断方向分布を調べることにする。

Fig. 34 において、Fig. 21 に示された u の変動の自己相関係数が0の等値線を実線で、Fig. 22 の v の変動のそれを破線でそれぞれ示した。この図から、その全領域が二種の領域に区分されうることがわかる。一方は領域 A で、 $y=2-3\text{cm}$, $5.5-6.5\text{cm}$ ならびに $13.5-20\text{cm}$ がそれに相当する。他方は領域 B で、 $y=3-5.5\text{cm}$ ならびに $6.5-13.5\text{cm}$ がそれに相当する。

A 領域においては u の変動の自己相関係数が0となる位置の x 座標はほぼ5cm であり、それは v の変動の自己相関係数が0になる位置と殆ど一致している。変動が正弦波であれば自己相関係数0の位置は波長の1/4となることから類推して、 u と v の波長は共に約20cm であると推測される。

これに対して B 領域では、 v の自己相関係数が 0 となる位置の x 座標は約 2.5 cm であり、 v の波長はおよそ 10 cm となる。一方この領域における u の波長はずっと大きくしかも一定ではない。

以上より、 u と v の変動スケール（波長）に関しては、ある特徴的なスケールをもつ単位構造があって、その単位構造の配列のしかたにより波長が決まっているように見える。その単位構造のスケールは上記の v の波長の内の最小のものと一致していると考えられ、約 10 cm と推測される。Fig. 33 において平均的に 10 cm のスケールの構造を捜すと、それは先述の縦渦の水平断面に相当する。

(2) 縦渦断面の配列と u と v の変動スケール

そこでつぎに、縦渦の水平断面の配

列と u と v の変動スケール（波長）の関係について検討しよう。Fig. 33 をよく見ると、水平断面内の縦渦断面の配置は正の渦度領域と負のそれとの対の形で表現され、これらの渦対の配列パターンにはある典型があるように見える。その典型的なものを Fig. 35 に示す。ただし図においては、簡単のためすべての縦渦断面のスケール d が等しいとし、その形は楕円形であるとし、渦の回転方向を矢印で示している。

本図で、A 型は縦渦対が千鳥状に配列されている場合で、Fig. 33 から判断する限り最も典型的な配列パターンである。B 型は縦渦対 n がが流下方向に連なったものが千鳥状に配列されている場合である。図では $n=3$ の場合が示されている。 $n=1$ の場合、B 型は A 型に一致する。C 型は A 型の配置から少し位相が横断方向にずれたものである。

それぞれの渦配置が凍結されて速度 U_c で流下すると仮定して、流速計による固定点計測を行ったとした場合 u と v の測定結果がどうなるかを以下に検討する。流速計が仮に図の細い実線で示した所を通過したとする場合の、測定された u と v の符号を Fig. 35(a)-(c) の各図の下部に示した。また、このような測定結果を相関解析したときに算出されるであろう u と v の波長 λ_u, λ_v も示した。この波長は、一つづきの正号と一つづきの負号との組み合わせの平均的な長さで評価し、その一波長毎に斜線で区切って示した。図中の太い実線は渦対中央線を示している。

A 型の場合、 λ_u と λ_v の値が共に $2d$ で等しくなっており、Fig. 34 の A 領域がこの配列であることが示唆される。B 型の場合、 u の波長は、 $\lambda_u = 2nd$ 、 v の波長は、 $\lambda_v = 2nd/(2n-1)$ であって、 u の波長 λ_u は n の値と共に変化するのに対して、 v の波長 λ_v は、 n が 2 より大きいと殆ど d に等しく一定となる。この λ_v の値は A 型の場合の丁度半分になっている。このような特性と Fig. 33 とから、B 型の渦配列が Fig. 34 の B 領域のうち側壁面近傍の渦配列に対応することを示唆している。C 型の場合には、 $\lambda_u = 4d$ 、 $\lambda_v = d$ となる。これは、Fig. 34 の B 領域のうち側壁面から隔たった所の配列を示している。

以上から、Fig. 34 の A 領域では A 型の渦配置、B 領域ではその他の渦配置といった定式化ができればよい。その場合 $2d$ の $1/4$ が、Fig. 34 から、ほぼ 5 cm に相当することにより、縦渦の平均的な長さ方向スケール d はほぼ 10 cm となり、当初の設定に一致している。実際、Fig. 33 の個々の縦渦断面は平均的にそのスケ

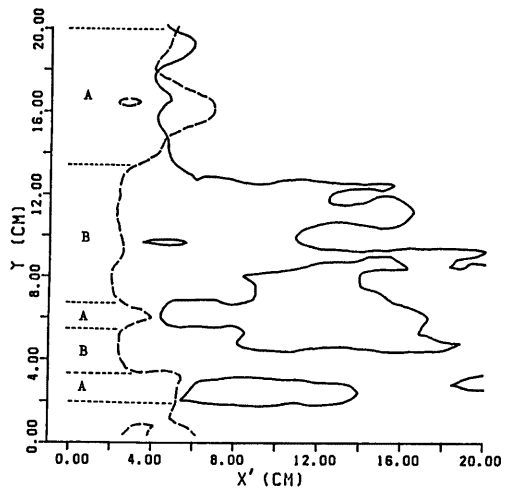


Fig. 34 Lines of zero auto-correlation coefficient for the u -fluctuation (solid lines) and the v -fluctuation (broken lines).

6.3 縞状構造, Ejections ならびに Sweeps

Fig. 36 は、渦運動の二重構造性を前提として先に提案された渦構造の配置図 (Fig. 33) と Fig. 5 で示された速度ベクトルの分布図とを重複させて示したものである。本図で、流速ベクトルは断面内の平均流速を差し引いた上で示されている。したがって、ベクトルが上流を向いている領域は低速領域であり、下流を向

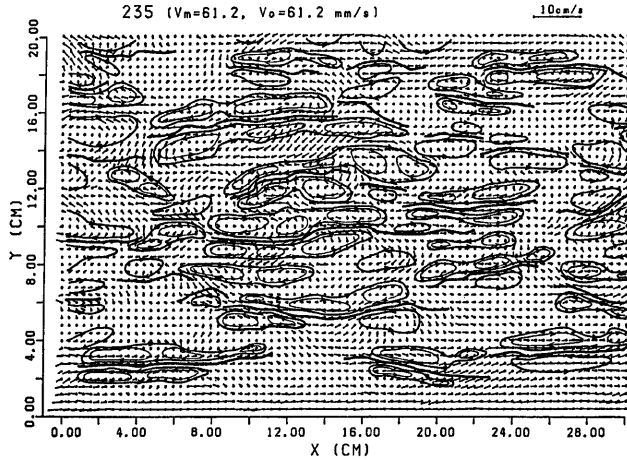


Fig. 36 Arrangement of the double structure of vortex motion superposed on the distribution of velocity vectors (cross-section 235).

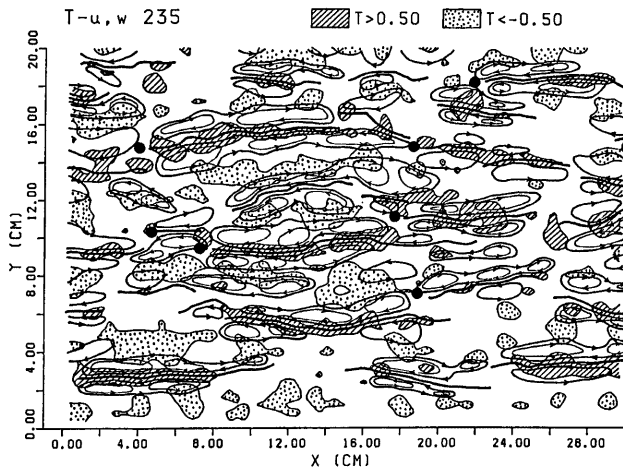


Fig. 37 Arrangement of the double structure of vortex motion, interjacent lines (thick solid lines), ejections (hatched area) and sweeps (dotted area) (cross-section 235). Dots represent the localized acceleration regions.

いている所は高速領域である。低速領域は一对の縦渦の両脚の間に挟まれており、高速領域は相隣る二対の縦渦の間に位置している。

先述のように、水平断面における Ejections の領域は T 関数 (Fig. 27) の正の領域で識別され、Sweeps の領域は負の領域で識別される。さらに Ejections ならびに Sweeps の強さは T 関数の絶対値の大きさを示される。 T 関数の絶対値が0.5より大きな領域を Fig. 37 に示し、同時に、Fig. 33 に提示した渦運動の二重構造の配置図を重ねて示した。本図から、明らかに Ejections は馬蹄形渦の両脚に挟まれた狭い領域で生じており、Sweeps は相隣る二対の縦渦の間で生じている。

6.4 局所的な加速域の特徴

固定点における流速測定の結果を条件付資料解析する手法は乱流の組織的な構造を解明する上で大きな貢献をしてきた。この手法を用いるに際して流速の測定データの中の局所的加速領域に特別な注意が払われている。本項では、この領域における乱流構造の特性を調べ、著者らの可視化によるデータを基礎にして VITA 法について検討を加える。

問題の局所的加速領域は、Fig. 6 に示されている x 方向流速成分 u の分布図においては点 (5 cm, 10 cm), (4 cm, 15 cm), (7 cm, 9 cm), (18 cm, 11 cm), (19 cm, 7 cm), (19 cm, 15 cm) ならびに (22 cm, 18 cm) のあたりに見出せる。一例として、点 (18 cm, 11 cm) の周辺の u および w の分布の特性を調べてみよう。No. 235 断面における縦断線 $y=11.5$ cm, 11.25 cm, 11.0 cm, 10.75 cm ならびに 10.5 cm 上の u および w の分布を Fig. 38 に示す。局所的加速領域では u は x 方向に減少しており、そこでは w は一般的には u と逆符号となっている点が注目される。

固定点計測法で u と w の変動を測るとする。水平断面内で流速分布が凍結されていると仮定すると、 u と w の計測値としては、Fig. 38 に示す変動図と同じでただ横軸が x の代わりに時間 t に置き換えられその向きを逆にしたものが得られる。このようにして得られる u と w の変動図は、Blackwelder and Kaplan²⁹⁾ あるいは Johansson and Alfredsson³⁰⁾ が VITA 法で得た u と w の時間変動図、あるいは Wallace, Brodkey and Eckelman³¹⁾ がパターン認識法でえた同様の図とよく似ている。即ち、ここで議論の対象としている局所的加速領域とは、VITA 法或いはパターン認識法で検出される流速変動のパターンである。

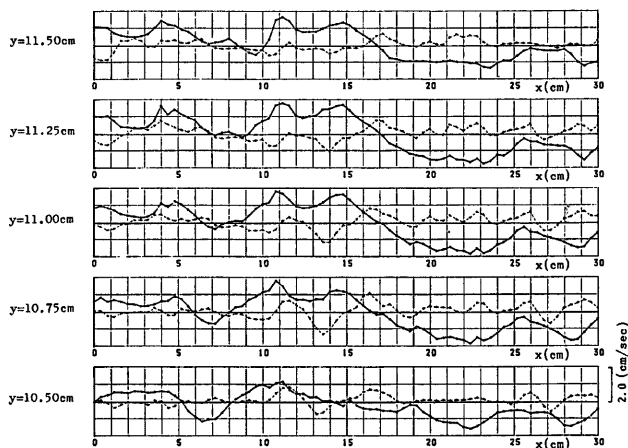


Fig. 38 Longitudinal distribution of u (solid line) and w (broken line) on the lines $y=10.5, 10.75, 11.0, 11.25$ and 11.5 cm (cross-section 235).

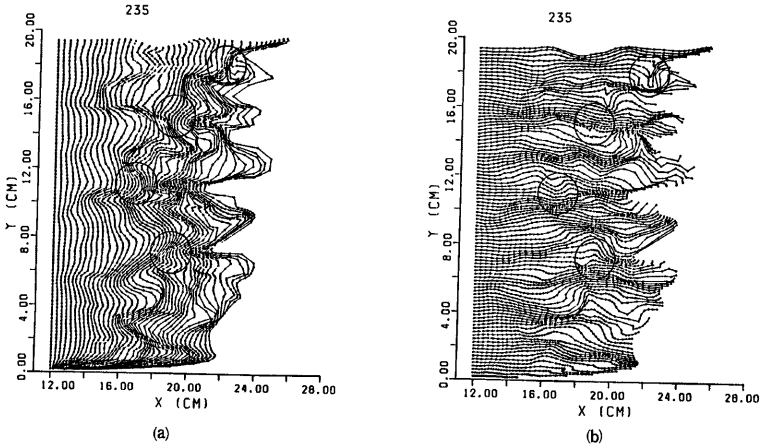


Fig. 39 Hydrogen bubble line patterns calculated using visualization data on the assumption of frozen turbulence. Localized free shear layer occurs within the encircled regions. (a) Time lines; (b) streak lines

馬蹄形渦や縦渦ならびに Ejections や Sweeps を書き入れている Fig. 37 に、さらに前記の7点をプロットしてみた。これら7点は黒い小円で示されているが、いずれも渦対中央線の上流端あたりに位置している。しかもこの図において、これらの点の直下流に強い Ejections が認められる。このことは、VITA 法では Bursts の終わりに起こる加速事象が検出されると言った Tiederman (Kunenら³²⁾への討議)の指摘と一致する。

一方 Fig. 37 において、上記の7点の上流側に強い Sweeps があることが認められる。ただ、個々の Sweeps 領域のこれらの点に対する位置関係は必ずしもはっきりしておらず、あるものはその点よりずっと上流にあったり、あるものはその直上流にあったり、あるいは、あるものはその点の斜め上流側にあったりしている。だから、もしこのような流れに VITA 法が適用されると、Ejections は比較的明瞭に検出されるが、Sweeps は平均操作の過程であいまいになり、明瞭には検出されにくいのである。実際、Alfredsson and Johansson³³⁾の実験的研究においては、VITA 法では Reynolds 応力への Sweeps の寄与は検出されていない。

Hama and Nutant³⁴⁾が遷移流の観察に水素気泡法を導入して以来、水素気泡法は流体の計測に多く用いられ、とりわけ乱流の組織的構造の研究に威力を発揮してきた (Kline ら^{2,35,36)}, Grass³⁷⁾, Smith^{28,38)})。これらの研究により、乱流の組織的構造の観測に水素気泡法を適用するときに得られる水素気泡列のパターンのうち、その典型的なものが明らかになってきた。

そこで、ここで検討している流れにもしも水素気泡法を適用したならばどのような気泡列のパターンが得られるかを検討してみた。No. 235 断面の流れを対象とし、気泡発生用電極を $x=12\text{ cm}$ の位置に横断方向に張った場合を想定した。流速分布は水平断面内で凍結されるとの仮定の下で、計算で得られた時刻線 (Time line) ならびに流跡線を Fig. 39 に示す。本図でも低速領域や高速領域が明瞭に認められ、これらは Fig. 6 のそれとよく一致している。本図でも先述の7点の内4点が見出せるので、それらを円で囲んで示した。それらの点のあたりでは流速が局所的に減速するため、時刻線は集中していることが認められる。

6.5 乱流の組織的構造の概念モデル

以上の検討から、壁面領域における乱流構造として次のような概念モデルが提案される。

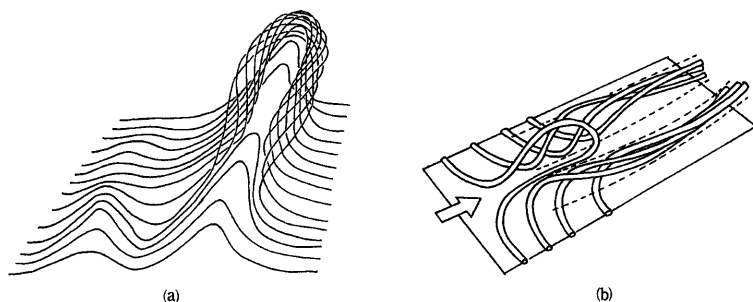


Fig. 40 Conceptual model representing (a) the formation and developing stages of a horseshoe vortex, and (b) the overall structure of turbulence in the wall region in the fully developed state. Solid lines denote vortex filaments in (a) and tubes in (b), the concentrated vorticity.

壁面近傍の流れは強いせん断層(粘性底層)の存在で特徴づけられる。もしそれが局部的にでも擾乱を受けると、その層は波状になり局所的な渦度の集中が生じる。渦度の存在形態を渦糸で表現することになると、集中させられた渦糸は Ω 型に変型し、周辺の渦糸を巻き込んで強くなるとともに Biot-Savart の法則により頭をもちあげ、主流によって引き伸ばされる。このようにして粘性底層にあった強い渦度が組織化されて馬蹄型渦が形成される。このような渦形成はバッファ層においてであって、壁面に近い粘性底層では、渦糸の形は殆ど二次元である。この段階における渦の状況の概念図は Fig. 40(a) に示されている。本図では実線は渦糸を表しており、特に渦の根元付近で、渦糸が渦軸に平行しておらず、それに巻きついた形になっているのが特徴である。

この馬蹄形の渦はさらに壁面近傍の渦糸やさらにはそれより小さな馬蹄形渦を巻き込みながら主流により伸長させられ、大きく強い渦に成長する。その過程で、成長した馬蹄形渦に巻き込まれたいくつかの渦糸の周りには、さらに渦糸が集中する。集中した渦糸を渦管で表現すると、この段階における渦構造の概念図は Fig. 40(b) のように与えられる。本図が発達した乱流の組織化された渦構造を示している。

この段階では、もともとあった馬蹄形の渦は、渦糸の集中を示す渦管の束の形に成長しており、Fig. 40(b)ではそれは破線で示されている。これは、先述の縦渦に相当する。Blackwelder and Eckelman²⁷⁾も指摘しているように、この縦渦は、異なる符号の渦度をもつ対をなす脚から成り立っている。

一方、図で渦管で表現されている渦は一般に馬蹄形渦とかヘアピン渦と呼ばれている渦に相当する。先述の縦渦は殆ど対をなして存在しているのに対して、この馬蹄形渦は必ずしも対をなすとは限らず、また、馬蹄形渦は急速に主流によって引き伸ばされるので一般的にその頭部の存在を確認することは困難である。その意味ではその呼称は適切ではないがここでも馬蹄形渦とよぶこととする。

以上のように、壁面近傍の乱流構造は比較的大きな縦渦と比較的小きな馬蹄形渦から成っており、更に馬蹄形渦は渦糸が集中したものとして把握される。このような乱流構造の多重性は本モデルの重要な特徴である。

u の相互相関解析から明らかにされたように、縦渦は壁面に対して平均的に 19.2° 傾いており、その水平断面は流下方向に平均的に約 10 cm 、横断方向には $100\nu/u_* = 1.6\text{ cm}$ のスケールをもつ。一方、馬蹄形渦の傾きは渦度の相関解析から得られ、約 36.0° である。この渦は、縦渦の根元のあたりではその軸の周りに巻着くような形になっており、結果的に壁面に対して縦渦よりずっと大きな角度をなすのである。縦渦は二三の馬蹄形渦で構成されており、馬蹄形渦が単独で存在する場合もあるようである。

以上の乱流の組織的構造に関する概念モデルによると、バッファ層は縦渦の根元あたりに相当し、そこ

の内でも特にその両脚に挟まれた細い領域では、先述のように馬蹄形渦が壁面に対して大きな角度をなしているので、流体は Biot-Savart の法則により上流側かつ上方に押し遣られる。これが Ejections である。一方、二対の縦渦に挟まれた領域では、そこでは殆ど壁面に平行に近くになっている渦糸によって、やはり Biot-Savart の法則により流体は下向きに押し遣られる。これが Sweeps である。

Sweeps が生じると、壁面のごく近くに局所的に、薄くてしかも強いせん断層が形成される。Falco³⁹⁾ が煙を用いて気流の可視化により、また大成ら⁴⁰⁾ がコンデンスミルク等を用いて水流の可視化により鱗状の構造を観察しているが、これらは、上記の Sweeps 周辺の乱流構造を強調して捉えたものであろう。すなわち、これらのトレーサーは主として壁面近くを流れるので、縦渦の根元あたりの構造がよく把握できたのである。

したがって、Falco の提案している渦構造は、ある縦渦の（下流に向かって）右側の脚と、その隣にある別の縦渦の左脚との総合作用を指していると考えられる。Falco³⁹⁾ はまた、彼の提案する渦構造に取り囲まれた Pocket 構造を提案しているが、これは、先に述べた Sweeps そのものである。

以上に提案した乱流の組織的構造の概念的モデルは次のような特徴をもつ。① それは多層構造をなしている。すなわち、粘性底層は、殆ど二次元的に敷つめられた高温度をもつ渦糸から成る。バッファー層では、馬蹄形渦の軸が縦渦の軸の周りに巻ついた形の複雑な三次元的渦構造があり、それらが Sweeps や Ejections や局所的自由せん断層を生成している。② それは多重構造をなしている。微細スケールの渦糸が組織化されて馬蹄形渦になり、それらがいくつか集まって縦渦を構成する。③ 規則性と不規則性とが共存している。渦構造の形成、配置ならびにスケールにいくつかの規則性があり、その内のいくつかが明らかにされた。しかしそれらの各側面には同時に不規則性も含まれている。④ その構造は自己保持機能をもっている。主流のエネルギーは、乱流構造中に既に存在している縦渦によりひきおこされる Sweeps により、乱流の組織的構造に伝達される。その Sweeps は新たな一連の組織的構造を生成する。

7. 結 語

流れの可視化データに基づいて、開水路の乱流構造を表現する諸種の水理量を数量的に求め、それらの分布を図的表示した。つぎに、二次元相関係数の概念を導入し、乱流構造の移流過程、スケールならびに傾き角度について検討した。

以上の検討結果に基づき、水路床面近傍の乱流構造の概念モデルを提案した。それにより、乱流構造は、底面近傍の強温度の渦糸群、それらが組織化されて形成される馬蹄形渦、ならびに馬蹄形渦を数個まとめて形成される縦渦から構成される多重構造をもつことが示され、Sweeps とか Ejections とか低速渦など組織的乱流構造中に現れる独特の構造の生成機構が説明された。

本研究を行うにあたり、京都大学防災研究所今本博健教授から有益な助言を得た。また、自由学園の木下良作博士の研究から多くの啓示を受けた。末筆ながら、深甚の謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Kline, S. J. and P. W. Runstadler : Some preliminary results of visual studies of the flow model of the wall layers of the turbulent boundary layer, J. Appl. Mech. Trans. ASME, Vol. 26, 1959, pp. 166-170.
- 2) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., Vol. 30, 1967, pp. 741-773.
- 3) Corino, E. R. and R. S. Brodkey : A visual investigation of the wall region in turbulent flow, J. Fluid Mech., Vol. 37, 1969, pp. 1-30.
- 4) Corrsin, S : Some current problems in turbulent shear flows, Proc. Symp. Naval Hydrodyn.,

- Publ. 515, Nat. Acad. Sci., Nat. Res. Council, 1957, pp. 373-407.
- 5) Laufer, J : New trends in experimental turbulence research, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 7, 1975, pp. 307-326.
 - 6) Willmarth, W. W : Structure of turbulence in boundary layers, *Advances in Appl. Mech.*, Vol. 15, ed. Chia-Shun Yih, Academic Press, 1975, pp. 159-254.
 - 7) Cantwell, B. J : Organized motion in turbulent flow, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 13, 1981, pp. 457-515.
 - 8) 宇民 正・上野鉄男 : 可視化法による大スケール乱れに関する研究, 京大防災研年報, 第19号B, 1976, pp. 267-288.
 - 9) Utami, T. and T. Ueno : Lagrangian and Eulerian measurement of large scale turbulence by flow visualization techniques, *Flow Visualization*, ed. T. Asanuma, Hemisphere, 1979, pp. 221-226.
 - 10) 宇民 正・上野鉄男 : 大規模乱流構造の可視化と解析(2), 京大防災研年報, 第26号B-2, 1983, pp. 461-476.
 - 11) Utami, T. and T. Ueno : Visualization and picture processing of turbulent flow, *Experiments in Fluids*, Vol. 2, 1984, pp. 25-32.
 - 12) Theodorsen, T : The structure of turbulence, *50 Jahre Grenzschicht-forschung*, ed. H. Görtler and W. Tollmien, Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1955, pp. 55-62.
 - 13) Head, M. R. and P. Bandyopadhyay : Combined flow visualization and hot wire measurements in turbulent boundary layers, *Lehigh Workshop on coherent structure in turbulent boundary layers*, ed. C. R. Smith & D. E. Abbott, Dept. Mech. Engng. & Mech., Lehigh Univ., 1978, pp. 98-129.
 - 14) Head, M. R. and P. Bandyopadhyay : New aspects of turbulent boundary-layer structure, *J. Fluid Mech.*, Vol. 107, 1981, pp. 297-338.
 - 15) Moin, P. and J. Kim : The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 1. Analysis of instantaneous fields and statistical correlations, *J. Fluid Mech.*, Vol. 155, 1985, pp. 441-464.
 - 16) Kline, S. J : The role of visualization in the study of the structure of the turbulent boundary layer, *Lehigh Workshop on Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers*, ed. C. R. Smith & D. E. Abbott, Dept. Mech. Engng. & Mech., Lehigh Univ., 1978, pp. 1-26.
 - 17) Offen, G. R. and S. G. Kline : Experiments on the velocity characteristics of 'bursts' and on the interactions between the inner and outer regions of a turbulent boundary layer, *Stanford Univ. Mech. Engng. Dept. Report MD-31*, 1973, pp. 1-229.
 - 18) Falco, R. E. : Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers, *Phys. Fluids*, Vol. 20, No. 10, 1977, pp. S124-S132.
 - 19) 木下良作 : 「写真測量法」による河川および模型水路の流速測定, 流れの可視化, Vol. 1, No. 3, 1981, pp. 36-43.
 - 20) Imaichi, K. and K. Ohmi : Numerical processing of flow-visualization pictures—Measurement of two-dimensional vortex flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 129, 1983, pp. 283-311.
 - 21) Kline, S. J. and R. E. Falco : Summary of AFOSR/MSU Research Specialists Workshop on Coherent Structure in Turbulent Boundary Layers, AFOSR TR-80-0290, Dept. of Mech. Engng., Michigan State Univ., 1980, pp. 1-56.
 - 22) Brown, G. L. and A. S. W. Thomas : Large structure in a turbulent boundary layer, *Phys. Fluids*, Vol. 20, No. 10, 1977, pp. 243-252.
 - 23) Nakagawa, H. and I. Nezu : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 104, 1981, pp. 1-43.

- 24) 大成博文・佐賀孝徳・齊藤 隆：開水路乱流内層の縦渦構造，土木学会論文集，第363号/II-4，1985，pp. 135-144.
- 25) Browand, W. and P. D. Weidman : Large scales in the developing mixing layer, J. Fluid Mech., Vol. 76, 1976, pp. 127-144.
- 26) Williams, D. R., H. Fasel. and F. R. Hama : Experimental determination of the three-dimensional vorticity field in the boundary-layer transition process, J. Fluid Mech., Vol. 149, 1984, pp. 179-203.
- 27) Blackwelder R. F. and H. Eckelmann : Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon, J. Fluid Mech., Vol. 94, 1979, pp. 577-594.
- 28) Smith, C. R : A synthesized model of the near-wall behavior in turbulent boundary layers, Proc. Symp. on Turbulence, ed. X. B. Reed, G. K. Patterson & J. L. Zakin, Dept. Chem. Engng., Univ. Missouri-Rolla, 1984, pp. 299-327.
- 29) Blackwelder R. F. and R. E. Kaplan : On the wall structure of the turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 76, 1976, pp. 89-112.
- 30) Johansson, A. V. and P. H. Alfredsson : On the structure of turbulent channel flow, J. Fluid Mech., Vol. 122, 1982, pp. 295-314.
- 31) Wallace, J. M., R. S. Brodkey and H. Eckelman : Pattern-recognized structures in bounded turbulent shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 83, 1977, pp. 673-693.
- 32) Kunen, J. M. G., G. Ooms and P. J. J. Vink : On detection methods for coherent structures in turbulent flows, Proc. 8th Symp. on turbulence, ed. X. B. Reed, G. K. Patterson & J. L. Zakin, Dept. Chem. Engng., Univ. Missouri-Rolla, 1984, pp. 37-51.
- 33) Alfredsson, P. H. and A. V. Johansson : On the detection of turbulence-generating events, J. Fluid Mech., Vol. 139, 1984, pp. 325-345.
- 34) Hama, F. R. and J. Nutant : Detailed flow field observations in the transition process in a thick boundary layer, Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst., Stanford Univ. Press. 1963, pp. 77-93.
- 35) Kim, H. T., S. J. Kline and W. C. Reynolds : The production of the wall region in turbulent flow, J. Fluid Mech., Vol. 50, 1971, pp. 133-160.
- 36) Offen, G. R. and S. J. Kline : Combined dye-streak and hydrogen bubble visual observations of a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 62, 1974, pp. 223-239.
- 37) Grass, A. J : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, J. Fluid Mech., Vol. 50, 1971, pp. 233-255.
- 38) Smith, C. R : Visualization of turbulent boundary layer structure using a moving hydrogen bubble wire probe, Lehigh Workshop on Coherent Structure in Turbulent Boundary Layers. ed. C. R. Smith & D. E. Abbott, Dept. Mech. Engng. & Mech., Lehigh Univ., 1978, pp. 48-97.
- 39) Falco, R. E : Structural aspects of turbulence in boundary layer flows, Proc. of Sixth Symposium on Turbulence in Liquids, ed. G. K. Patterson and J. L. Zakin, Dept. of Chem. Engng., Univ. of Missouri-Rolla, 1981, pp. 1-15.
- 40) 大成博文・佐賀孝徳・山本恭子・齊藤 隆：壁面領域内乱流構造の比較可視化，流れの可視化，Vol. 4, No. 12, 1984, pp. 47-54.