

可視化法による壁面乱流に関する実験的研究*

EXPERIMENTAL STUDY ON THE WALL TURBULENCE
BY FLOW-VISUALIZATION TECHNIQUE

室 田 明**・福 原 輝 幸***

By Akira MUROTA and Teruyuki FUKUHARA

1. 緒 論

開水路壁面乱流の構造解明についての実験的アプローチは2つに大別できる。1つは可視化法であり、もう1つは点計測法である。後者に比べて前者は技術的に比較的容易であり、かつ広範囲にわたる乱流現象の定性的な理解にも優れているため、大規模な組織乱流に関する研究では初期によく試みられる実験手法である。

しかし最近では、単に現象の定性的な理解にとどまらず、定量的評価にも応用しようという意図で、可視化法にもいろいろな工夫が試みられている¹⁾。

Kline, et al.²⁾の研究に代表されるように、壁面乱流の bursting 運動は流下方向流速の横方向分布 $U(z)$ に波状的な非一様性を生起させる乱流運動として認識できる(なお、本論文中で使用する座標系および流速成分は図-1に示す)。従来、水路鉛直上方からの平面観察によって波状的な $U(z)$ の空間スケールの特性がかなり明らかにされてきたが、その時間的特性についてはほとんど議論されていなかった。

一方、点計測法による研究では室田・福原・小田³⁾、中川・祢津⁴⁾らが開水路乱流の bursting 周期をそれぞれ違った条件付抽出法により求めている。もし、非一様的な流速分布の原因である乱流運動と、点計測法から見出される乱流運動が同じであるなら、両手法により得

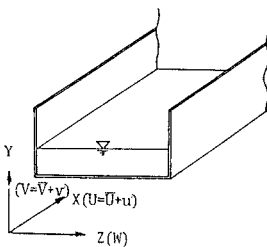


図-1 座標系および流速成分

られた時間的特性は類似の傾向を示すはずである。したがって、点計測法と可視化法による結果を結びつけて組織的な乱流構造を考えようとする場合、非一様的な流速分布の時間的特性を評価することが必須となる。

本論文はこの点に留意して、流速分布の時間的特性を明らかにすることを目的の1つとしている。

また、瞬時にみられる $U(z)$ の高速縞(高速流体)と低速縞(低速流体)に着目し、時間的変化を詳細に追跡した結果、著者らは両縞において典型的な4種の運動プロセス(発生・消滅・合体・分裂)が存在することを見出し、この運動プロセスが bursting 構造を理解するうえで、非常に重要な現象の1つであると考えられる。

本論文の第2の目的は、この4種の運動プロセスと実験結果とを矛盾なく説明できる乱流構造の概念図を作成することである。

一方、開水路鉛直流れ場の目視観察によって得られた注目すべき事実は、瞬間的な $U(y)$ の大部分が対数則に従わないことと、特異な分布形が周期的に現われることである。その典型的な例が Grass⁵⁾ や Hama と Nutant⁶⁾ の写真にみられる。

このように、可視化法を用いた研究の大半は鉛直流れ場と水平流れ場で独立してなされているため、乱流現象(bursting 現象)は2次元的にしかとらえられていない。したがって、ejection ($u' < 0, v' > 0$) や sweep ($u' > 0, v' < 0$) の流動が、本論文中の前半で述べる $U(z)$ や $W(z)$ の特性といかに結びつくかという乱流構造上の基本的な問題は、まだ直接的に検証されていない。

そこで、著者らはこの点を明らかにするために、光学的手法を駆使して、 $U(z)$ および $U(y)$ と $V(y)$ を同時に撮影する方法を考案した。

本論文の後半では、この方法により得られた断面内(特に、高速縞と低速縞)の乱れ特性を報告するとともに、いままでに得られた結果を適用して、本研究の第3の目的である路床近傍の3次元的な乱流構造の概念図の

* 本研究の一部は、文献18)に発表済みであるが、本論文はさらに新たな研究成果を加えまとめたものである。

** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

*** 学生会員 工修 大阪大学大学院博士後期課程

提示を行う。

以上、本研究は可視化法によって開水路流れの大規模な組織乱流構造に関する理解をより深めようとするものである。

2. 実験装置および実験方法

実験に用いた水路は長さ 20 m, 幅 0.5 m, 長さ 0.32 m のアクリル樹脂製可変勾配水路であり, 等流状態を維持して実験を行った。

レイノルズ数や粗度の有無が大規模乱流運動に及ぼす影響を及ぼすかを検討するために, 水理条件を表-1のごとく決定した。ここに, 滑面の場合を実験-A, 粗面の場合を実験-B と呼称する。レイノルズ数, およびフルード数は断面平均流速 U_m と水深 H を用いて定義している。また, 粗面の場合, 粗度には $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ の直角3角形断面のビニール樹脂を用い, 粗度間隔 l と粗度高さ k の比 $l/k=8$ とする模型粗度を採用した。なお, 表中の n はマニングの粗度係数, k_0 は水深の基点を考慮した粗度高さをそれぞれ表わす。

なお, 水深の基点 ($y=0$) はエネルギー勾配法 ($U_* = \sqrt{gRS}$, R : 径深, S : 路床勾配) と対数則表示に従う直線 ($\bar{U}/U_* = 1/\kappa \cdot \log y + c$, κ : カルマン定数 ($\kappa=0.4$)) の傾きからそれぞれ得られる摩擦速度 U_* が, とともに等しくなるような路床からの高さとして決定される。

可視化法としては2種類の水素気泡法を使用した。1つは通常タイムライン法であり, 水路横断方向に張った白金線から 10~20 Hz で水素気泡列を発生させて, 高速稿と低速稿の諸特性を調べた。もう1つは, Combined time-streak marker 法であり, 適当な間隔で絶縁した白金線を水路横断方向に張り, 微小な気泡塊のパルス列を発生させて, $U(z)$ や $W(z)$ の測定を行った。

撮影にはモータードライブ付 35 mm カメラと 16 mm 高速シネカメラを使用し, 水路の鉛直上方より連続撮影を行った。

3. 大規模組織乱流の諸特性

上述の可視化法によって, 非一様な流速分布を生起させる乱流構造の諸特性について得られた結果, およびその考察を以下に述べる。

(1) 流速の横方向分布特性

ここでは, まず非一様な開水路流速分布の断面内特性を検討するために, 図-13 に示すような高速稿と低速稿における速度差 U_S の y 方向の変化を調べた。その結果が図-2 であり, 縦軸には路床からの高さ y を流れの内部パラメーター (摩擦速度 U_* , 動粘性係数 ν) で無次元化した $y^+ \equiv yU_*/\nu$ の対数を選んでいる。なお, U_* はエネルギー勾配法から決定される。 U_S/U_* はバッファー層内の $y^+ \equiv yb^+ \approx 40 \sim 50$ で最大となり, yb^+ を境にして上下に単調減少していることから, バッファー層は流れの非一様性が最も大きな領域であるといえる。しかしながら, U_S の分布に対する粗度およびレイノルズ数の影響は明らかでない。

次に, 高速流体および低速流体の特性として, 各稿で

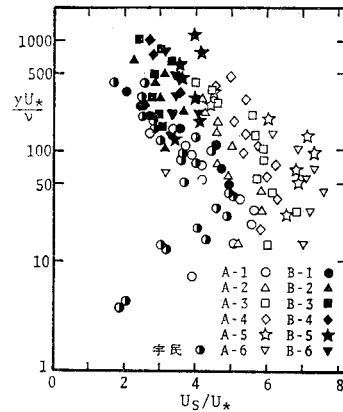


図-2 速度差 U_S の水深方向分布

表-1 実験諸元

CASE	H (cm)	U_m (cm/s)	U_* (cm/s)	$Re = U_m h / \nu$	$F_r = U_m / \sqrt{gh}$	$f = 2(U_* / U_m)^2 \times 10^{-3}$	Slope S $\times 10^{-4}$	$k_0^+ = \frac{U_* k_0}{\nu}$	n	Aspect ratio B/h	Q (l/s)
A-1	4.97	5.03	0.32	2900	0.072	8.1	0.25	—	0.012	10.1	1.25
A-2	4.99	10.02	0.64	5500	0.143	8.2	1.00	—	0.012	10.1	2.50
A-3	7.01	9.99	0.61	8000	0.121	7.5	0.69	—	0.012	7.1	3.50
A-4	6.98	13.55	0.82	10800	0.164	7.3	1.26	—	0.012	7.2	4.73
A-5	10.02	9.98	0.59	11400	0.101	7.0	0.49	—	0.012	5.0	5.00
A-6	6.24	10.03	0.62	7100	0.128	7.6	0.78	—	0.012	8.0	3.13
B-1	5.01	4.99	0.80	2900	0.071	51.4	1.56	45.6	0.030	10.0	1.25
B-2	4.96	10.08	1.60	5700	0.145	50.4	6.23	91.2	0.030	10.1	2.50
B-3	7.02	9.97	1.53	8000	0.120	47.1	4.34	87.2	0.030	7.1	3.50
B-4	7.01	13.50	1.99	10800	0.163	43.5	7.40	113.5	0.029	7.1	4.73
B-5	9.98	10.02	1.46	11400	0.101	42.5	3.04	83.2	0.030	5.0	5.00
B-6	6.23	10.05	1.50	7100	0.129	44.6	4.60	85.5	0.029	8.0	3.13

の流速とその水深方向分布を調べる。高速流体の流速 $U_H(y)$ と低速流体の流速 $U_L(y)$ は、それぞれの流速の時間的アンサンブル平均値である。図-3 は壁法則の表示に従って Case A-1 の U_H, U_L および局所平均流速 \bar{U} を整理したものである。同図より、 U_H, U_L はともにほぼ対数則に従うことがわかる。なお図中の記号 \odot は 95% の信頼区間を表わす。

さらに、 U_H, U_L の大きさを評価するために \bar{U} で無次元化した $U_H/\bar{U}, U_L/\bar{U}$ の y 方向変化を示したのが、図-4 であり、縦軸には y/H の対数をとっている。 U_H/\bar{U} と U_L/\bar{U} の差は路床に向かうに従って大きくなる

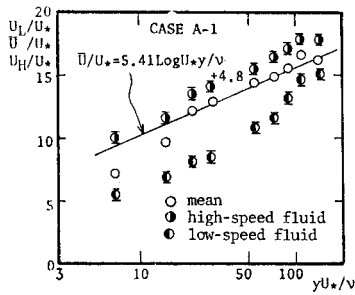


図-3 $U_H/U_*, U_L/U_*$ の水深方向分布

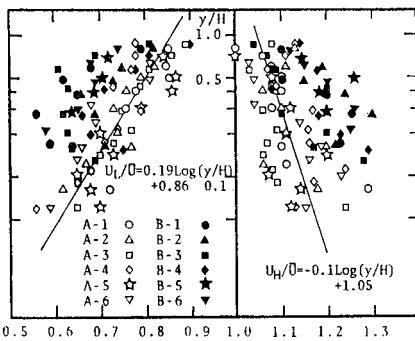


図-4 $U_H/\bar{U}, U_L/\bar{U}$ の水深方向分布

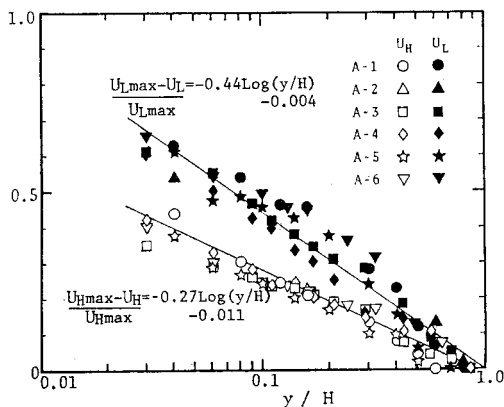


図-5 高速流体と低速流体の速度欠損分布

っており、流れの非一様性の増大が理解できる。また、滑面と粗面で比較すると、 U_H, U_L ともに粗面の方が外側に片寄って分布しており、粗度により非一様性は促進されることがわかる。

次に、両流体の有する性質を検討するために、 U_H, U_L をそれぞれの最大流速 U_{Hmax}, U_{Lmax} で無次元化し、 y/H との関係を示したのが図-5 である。図中の回帰直線が示すように、路床に向かうにつれて速度欠損は U_L の方で顕著になることがわかる。これは、相対的に低速流体の方が壁面の存在による粘性抵抗の影響を大きく受けるためと考えられ、乱流構造のモデル化をするうえで興味深い。

(2) 空間的特性

図-13 に示すように低速渦の間隔 λ が y に比例して、大きくなることはよく知られているが^{7), 8)}、この関係が流れの外部パラメーター、内部パラメーターのいずれで規定されるかは明らかでない。そこで、この問題を検討するために、平均間隔 $\bar{\lambda}$ と高さ y を内部パラメーターで無次元化した $\lambda^+ \equiv \bar{\lambda} U_* / \nu$ と $y^+ \equiv y U_* / \nu$ の関係を図-6 に、また外部パラメーターで無次元化した $\hat{\lambda} \equiv \bar{\lambda} / H$ と $\hat{y} \equiv y / H$ の関係を図-7 にそれぞれ示し、両図の傾向を調べた。

図-6 に関して、路床近傍 ($y^+ \leq 40$) で $\lambda^+ \approx 100$ となることは、Kline, et al.²⁾ の結果と一致している。また、 λ^+ のばらつき程度は図-8 で明らかなように、 y^+ に比例して λ^+ の標準偏差 σ_{λ^+} は増大しており、路床近傍の $U(z)$ 分布にみられる渦構造は路床から離れるに従って (特に、 $y^+ > 70 \sim 100$ で) 不明瞭になることが理解できよう。一方、図-7 に関しては、断面内にわたって観測値がばらついている。

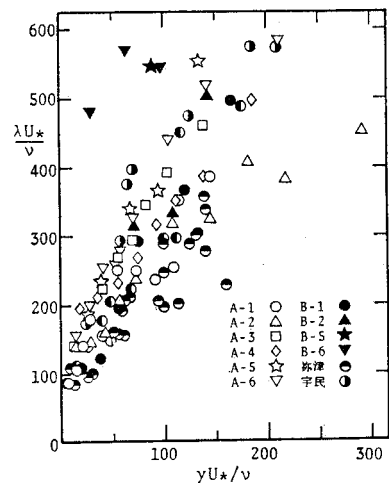


図-6 低速渦の間隔の水深方向変化

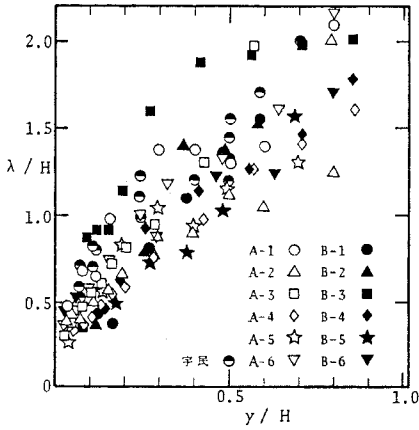


図-7 低速縞の間隔の水深方向変化

ここで、強調したい点は路床から離れるに従い、低速縞に比べて高速縞の方が水路幅に対して空間的に占める割合が増大することであり、 $U(x)$ において速度欠損を生起させる低速流体は路床から離れるに従い不明瞭になるものと推察される。さらに、この点については 3.(5) (図-13)でも検討している。

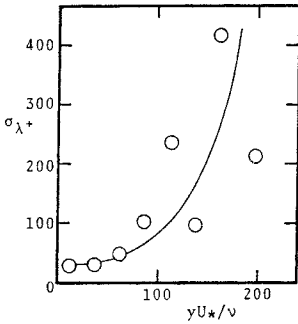


図-8 低速縞の間隔のばらつき の水深方向変化

(3) 時間的特性

bursting の時間的特性に関する情報は主として点計測法による実験で得られている^{9)~12)}。可視化実験では、 $U(y)$ から bursting 周期を求めた例があるが¹³⁾、 $U(x)$ から求めた例はいまのところ見当たらない。そこで、著者らは波状的な水素気泡列の時間的特性を知るために、以下の方法で $U(x)$ の周期を求め、点計測法で得られた結果と比較・対応を行った。

すなわち、 x 方向に発生する水素気泡列を 16 mm シネカメラ (毎秒 16 コマ) で撮影し、画面上の 1 つの任意点を通過する高速縞と低速縞が再通過するまでのコマ数を数える方法であり、解析に用いた総コマ数は最大 2000 コマである。ここに、高速縞と低速縞の平均通過周期を \bar{T}_H および \bar{T}_L とする。文献 5) の写真と写真-1 を比較してみれば明らかなように、 $U(y)$ は複雑な様相を呈しているが、 $U(x)$ は単純な分布であるため、文献 13) で用いた方法よりも bursting 周期は容易に得られると思われる。なお、本論文の後半で詳しく述べるが、高速縞は sweep に、低速縞は ejection に類似の挙

動を呈することから、 \bar{T}_H は sweep、 \bar{T}_L は ejection の平均周期に対応するとしてもよさそう。 \bar{T}_H および \bar{T}_L を主流速 U_0 と水深 H を用いて無次元化し、レイノルズ数との関係を表わしたのが 図-9 である。同図より、両周期はレイノルズ数や粗度にはほぼ無関係に $\bar{T}_H U_0 / H \approx \bar{T}_L U_0 / H = 1.5 \sim 3.0$ の範囲に集中しており、流れの外部パラメーターで規定されるような性質を有していると考えられる。ここに、 U_0 は平均速度勾配 $d\bar{U}/dy$ がほぼ零となるような $y/H = 0.7 \sim 0.9$ における \bar{U} の平均値として定義される。ちなみに、 \bar{T}_H, \bar{T}_L を内部パラメーターで無次元化した $U_*^2 \bar{T}_H / \nu$ および $U_*^2 \bar{T}_L / \nu$ と壁面レイノルズ数 $Re_* \equiv U_* H / \nu$ は正の相関 ($\bar{T}_H U_*^2 / \nu \approx \bar{T}_L U_*^2 / \nu = 0.026 Re_*^{1.26}$) にあり¹⁴⁾、Kim, et al.¹⁵⁾ と同様な傾向を示している。

さらに、両周期の確率密度分布は 図-10 に示すごとく、対数正規分布に従っている。

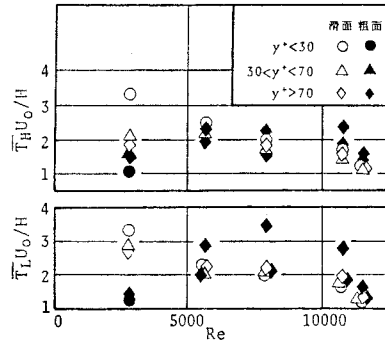


図-9 高速縞と低速縞の通過周期

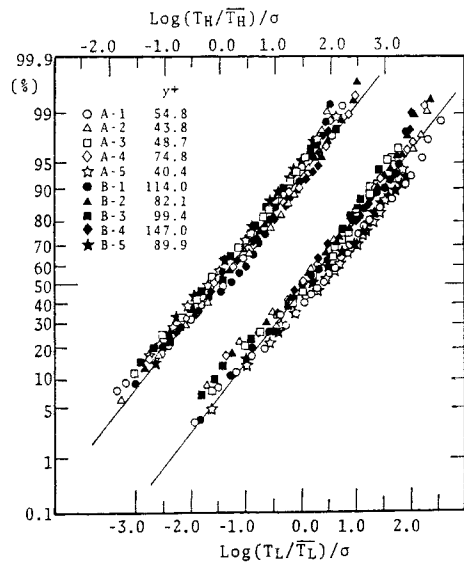


図-10 通過周期の確率密度分布

以上、著者らの試みた定点観察による $U(z)$ の時間的特性は、点計測法で得られた bursting の時間的特性³⁾、すなわち、(i) 平均周期は流れの外部パラメータで規定され、(ii) その発生は対数正規分布に従う、という結果と一致する。

このことより、非一様な $U(z)$ の発生は bursting 運動と密接に関連していると理解でき、 $U(z)$ の特性を明らかにすることは大規模な組織乱流構造を考えるうえで重要であることが再認識された。

さらに、この定点観察で高速縞、低速縞およびそれ以外の部分が現われるコマ数 F_H, F_L, F_N を調べ、総コマ数 ΣF で除すことにより、任意点における高速縞と低速縞等の時間的に占める割合(占有率) R_H, R_L, R_N (%) を求めた。その結果が表-2 に示されており、 y^+ が大きくなるにつれて R_L は減少するが、 R_H は増大していることが指摘できる。この特性は 3.(2) で述べたように、路床から離れるに従い低速縞に比べて高速縞の方が水路幅に対して空間的に占める割合が増大するという実験事実を支持するものである。

次に、定点観察から水路幅全域にわたる平面観察へと視点を変えて、水素気泡列の時間的特性を検討するため

表-2 高速縞および低速縞の占有率

CASE	y^+	F_L	F_N	F_H	ΣF	R_L (%)	R_N (%)	R_H (%)
A-1	15	256	452	490	1998	21	38	41
	55	206	274	720	1200	17	23	60
	73	218	141	832	1191	18	12	70
A-2	21	690	477	672	1848	38	26	36
	42	572	255	765	1592	36	16	48
	70	423	174	976	1573	27	11	62
A-3	22	637	314	805	1756	36	18	46
	57	191	203	710	1104	17	18	65
	82	119	128	598	845	14	15	71
A-4	19	692	310	890	1892	37	16	47
	48	474	386	1066	1926	25	20	55
	76	266	190	912	1368	19	14	67
A-5	20	361	220	681	1262	29	17	54
	40	188	341	731	1260	15	27	58
	67	150	258	754	1162	13	22	65
B-1	24	403	267	738	1408	29	19	52
	120	250	257	1011	1518	16	17	67
	165	314	181	883	1378	23	13	64
B-2	71	632	170	1114	1916	22	9	58
	116	326	117	1251	1694	19	7	74
B-3	109	197	132	631	960	21	14	65
	186	111	183	784	1076	10	17	73
B-4	148	321	126	999	1446	22	9	69
	262	320	182	1412	1914	17	10	74
B-5	90	214	152	614	980	22	16	62
	169	174	239	567	980	18	24	58
	225	171	240	714	1158	15	21	64

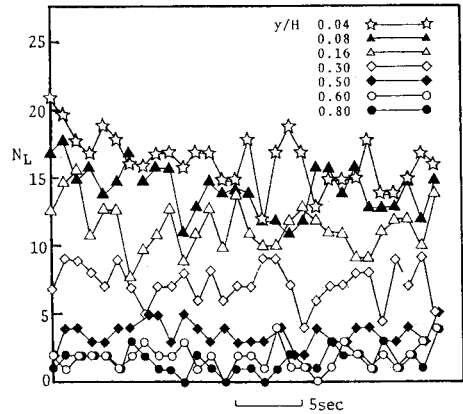


図-11 低速縞の数の時間的变化

に、両側壁間において現われる低速縞の数 N_L の時間的变化を調べた。その一例として、Case A-1 の結果を図-11 に示す。 N_L は路床から離れるに従い減少するとともに、水面に近い領域を除いて、断面内にわたり時間的にかなり変動していることが理解できる。なお、 N_L の変動に対する考察は次節で述べる。

(4) 路床近傍の流動特性

路床近傍の流動特性を把握するために、10~20 Hz で 2 mm 間隔に微小な気泡塊を発生させ、1パルス間に離れた2つの気泡塊の間隔と主流からの偏角を測定することにより、 $U(z)$ および $W(z)$ を求めた。ここに、流速 W が正の場合、流向は下流に向かって左向き、負の場合は右向きを表す。図-12 は Case A-1 で $y^+=14.6$ における1つの測定例を示したものであり、両流速とも主流速 U_0 で無次元化している。 $W(z)$ において矢印が互に向かい合っているところでは流れの収れんを、逆に矢印が互いに背を向け合っているところでは流れの発散を意味している。これを $U(z)$ と比較してみると、流れは低速縞付近で収れんし、高速縞付近で発散するような傾向にあり、路床近傍の流動に規則性のあることが確認できる。しかし、この流動パターンは場所的

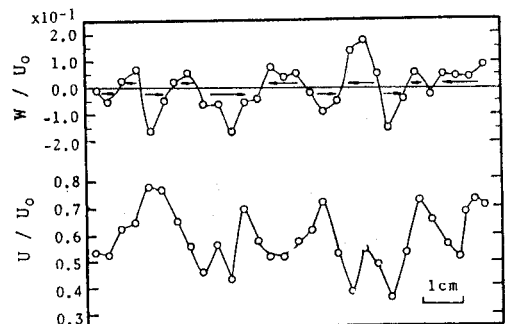


図-12 瞬間流速 U と W の横方向分布

に時々刻々と変化しており、非定常的である。

また、上述の流動特性（高速渦での流れの発散，低速渦での流れの収れん）は $y^+ \lesssim 50$ において変わらない。

以上の結果に対して、従来から提案されているような壁面近傍で互いに逆回転する流下方向渦の乱流モデル¹⁰⁾を想定すれば、渦の中心 ($y^+ \approx 25$) より水面側では、流れの収れん・発散が高・低速渦で逆転しなければならないといった矛盾が生じるようになり、壁面近傍の流動は流下方向渦では説明しにくい複雑な流動であることが知られる。

(5) 高速渦と低速渦の運動特性

実験やデータ解析を行う場合に、使用する空間および時間スケールにより、乱れの現象やその特性が異なってくることは乱流構造を考えるうえで注意すべきことであり、このことはまさに乱れの階層性を示唆しているといえる。著者らは x 方向に発生する水素気泡列を詳細に観察することにより、低速渦が白金線上をあたかも横方向に移動するように変化するだけでなく、高速渦と低速渦が時間の経過とともに特徴的に変化する過程（運動プロセス）を見出した。

この運動プロセスは写真-1に示されているように4種の形態に分類できる。ここでは、低速渦に着目した場合の運動プロセスについて以下に列挙し、説明する。なお、写真-1はCase A-1の路床近傍で1/3秒ごとに撮影した写真を上から順次並べたものである。

- (1) 発生………高速渦の一部に欠損が現われ、やがて明瞭な低速渦に推移する。
- (2) 消滅………低速渦とみなせる水素気泡列の密に集中した部分が不明瞭となり、高速渦に推移する。
- (3) 合体………隣り合う低速渦が、互いに接近し、最終的に1つの低速渦になる。
- (4) 分裂………1つの低速渦が時間の経過とともに分かれて、2つの明確な低速渦になる。

この運動プロセスは時間的・場所的に不規則に観察され、レイノルズ数の増大につれて活発となるが、路床から離れるに従い不明瞭となる。

頻繁に現われる4種の運動プロセスに起因して、路床付近では3.(3)で指摘したように、低速渦の数 N_L が時間的に変動すると思われる。一方、水面に近い領域では図-13で示すように水素気泡列は白金線にほぼ平行な状態で現われるようになるが、な

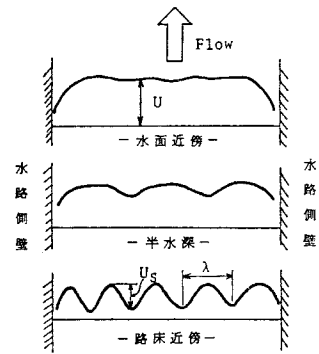
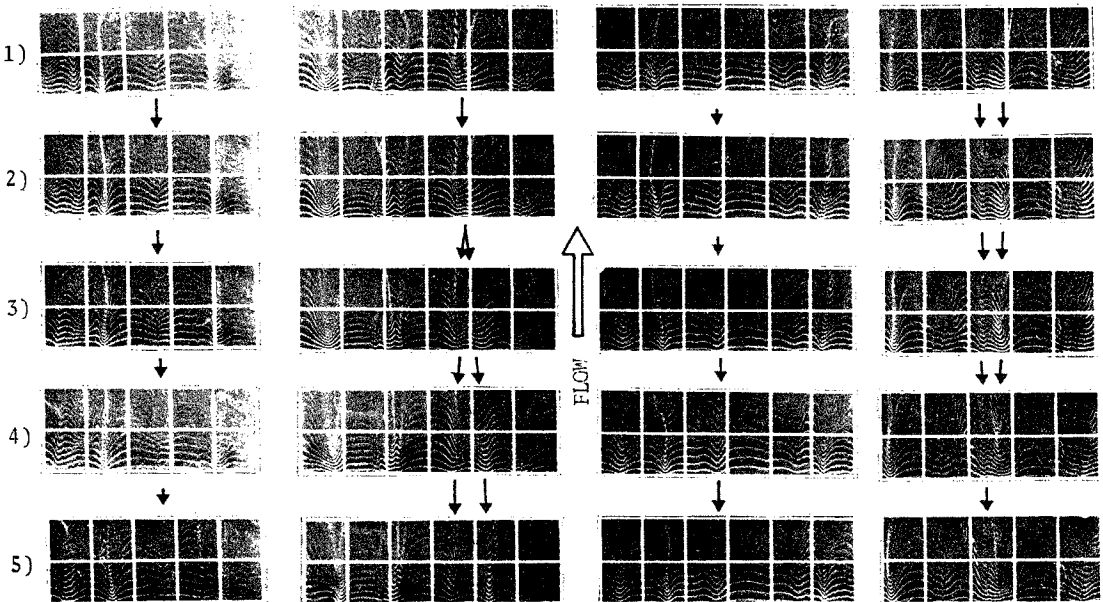


図-13 $U(z)$ の水深方向変化を示す模式図



消滅 分裂 発生 合体

写真-1 運動プロセス

お間欠的に現われる低速縞のために、 N_L が時間的に変動すると考えられる。

このように、低速縞の現われる様相や N_L の時間的変動は路床付近と水面付近でかなり異なっており、興味深い。

そこで、水路鉛直上方からの平面観察に基づく開水路乱流場の概観を模式的に示したのが 図-13 であり、同図の特性を要約すれば次のようになる。路床付近では、高速縞と低速縞を生起させる高速流体と低速流体により流速分布は非一様である。路床から離れるに従い両縞の数は減少し、低速流体に比べて高速流体の方が水路幅に対して空間的に占める割合が増大する。その結果、 $U(x)$ は次第に一樣になるが、水面近傍でも間欠的に現われる低速流体により、なお非一様な流れが局所的に観察される。

このような開水路流れ場の断面内変化に基づけば、路床から離れるに従って両縞の数が減少するという現象は、低速流体の出現個数が減少したためであると判断できる。

(6) 運動プロセスを考慮した乱流構造の概念図

いままでに得られた結果および傍証（主として、(i) 周期 T_H , T_L は外部パラメーターで規定される。(ii) 流れは低速縞で収れんし、高速縞で発散する。(iii) 低速流体の方が壁面の影響を受けやすい) を考慮して、著

者らは高速縞と低速縞の運動プロセスを表現し得る乱流構造のモデルとして 図-14 を提案する。以下に、このモデルについて説明するが、注目すべき低速縞の箇所は ↓ の印で示される。

(1) 流れの挙動が壁面の影響と流体の粘性により支配される路床近傍の低速流域内へ、高流速の流体塊 [A], [B] が侵入することにより、高速縞と低速縞が形成される。

—(a)

(2) その際、高速流体は保持している運動量を消費しながらも、低速流体を周囲に押しやるように挙動する。その結果、路床近傍では流れは高速縞で発散し、低速縞で収れんする傾向を示す。押しやられた低速流体は一方が路床であることから、流れの連続条件を満足するために路床から離れるような流動となり、路床近傍で発生する水素気泡列は低速縞で浮き上がるようになる。

—(b)

(3) 侵入した高速流体の中でも、流速の速い流体塊 [B] が相対的に前進して次第に低速流域へ移行するため、高速縞 [B] は不明瞭となり低速縞へ推移する。

—(c)

(4) ついには、この高速流体は低速流域へ、あるいは保持する運動量を消費して低速流体へ推移することにより、低速縞の発生あるいは合体として観察される。

—(d)

(5) 逆に、2つの高速流体塊 [C] の間に新たな高速流体塊 [D] が侵入した場合には、低速縞の消滅あるいは分裂として観察される。

以上、高速縞と低速縞の運動プロセスは (1)~(5) のように高速流体と低速流体の相互作用により励起されると推測される。また、(1) で述べたように壁面から離れた領域より高速流体が周期的に路床に向かって侵入すると考えれば、 T_H および T_L が流れの外部パラメーターで規定されるという結果は説明できよう。

4. 開水路流れの局所的な乱れ特性

水平乱流場の様相はある程度理解できたが、平面観察のみでは y 方向の流動に対する量的な評価は困難である。たとえば、低速縞で実際に路床から離れるような流動があるのか、また高速縞で路床に向かう流動があるのかという基本的な問題について、確たる解答を提示することはできない。

しかも、高速縞、低速縞の両者とも時間的かつ空間的に不規則に発生することから、通常の水路側壁からの側面観察では水深方向の流動は観測できたとしても、それが低速縞または高速縞のどちらに属しているかは判断できないという問題が残る。

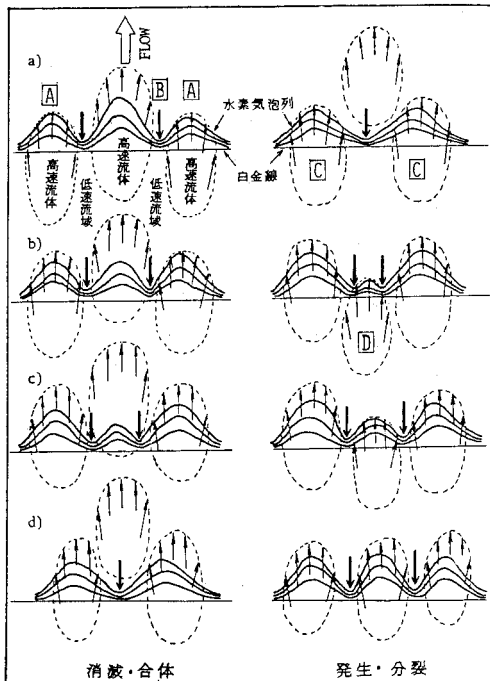


図-14 大規模な組織乱流構造の概念図

(1) 実験方法および実験条件

そこで著者らは上記の問題点を解決するために、図-15 に示す方法を用いて可視化実験を行った。以下に、この方法を説明する。約 1.5 mm 間隔で絶縁した白金線 ④ を鉛直に張り、微小な気泡塊を発生させて U と V を求める。と同時に、白金線 ④ の 0.7 cm 上流側で $y=2$ mm の位置において、白金線 ③ を x 方向に張り、水素気泡列を発生させて、白金線 ④ の位置が高・低速縞のどちらに属するかを判定する。ただし、 U と V の測定に際しては、両縞の判別ができ、かつ上流側の気泡列が障害とならないように、白金線 ③ からは水素気泡列を幅 5.0 cm, 10 Hz で発生させる。

以上、 $X\sim Y$ 平面と $X\sim Z$ 平面内で 3 次元的に発生させた水素気泡を水路側壁から効果的に観察するために、著者らは x 方向に発生した水素気泡列を鏡に反射させた像と、 y 方向に発生した気泡塊のパルス列を同時にかつ同一画面に撮影する方法を考案した。なお、撮影には 16 mm 高速シネカメラを使用し、1 分間にわたり連続撮影を行った。

実験装置は 2. で紹介した水路を用いている。おもな実験条件は断面平均流速 $U_m=7.1$ cm/sec, 水深 $H=5.0$ cm であり、レイノルズ数は $U_m H/\nu=2930$ である。

(2) 測定に際しての検討事項

a) 後流の影響

両白金線の直径 ϕ はともに 0.05 cm であるから、両白金線の間隔は 140ϕ である。白金線に起因する後流の影響は、その下流 70ϕ 以上になると消失するという Schraub, et al.¹⁷⁾ の実験結果に従えば、上流側の白金線 ③ による後流が下流側の気泡塊の流動に及ぼす影響は無視できると考えられる。

b) 浮力の影響

気泡塊の浮力による上昇速度を補正するために、予備実験において、静止流体中での気泡塊の上昇速度 V_0 を測定した。結果、 V_0 は約 0.4 cm/s となり、無視できない程度の値をもつ。そのため、 U と V の値は 20 Hz で発生させた最初の 3 個の気泡塊の変位から求めることにした。この間 (0.1 s) での浮力による上昇変位はグラフペン (NAC-GP 3) による読み取り誤差に比べると小さい。

c) 画像からの読み取り誤差

避けることのできない画像からの読み取り誤差の影響をできるだけ小さくするために、グラフペンから気泡塊の変位を求める操作を 3 回繰り返して行い、平均をとることにした。

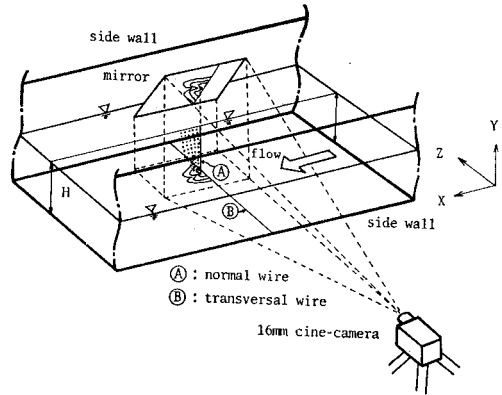


図-15 実験の概観図

(3) 条件付抽出法

大規模組織乱流の 3 次元的な構造を理解しようとする場合、互いに流れの様相が極端に異なると予想される高・低速縞における水理量 Q_H, Q_L の差異をまず検討することが必要であろう。

そのために、

$$\bar{Q}_H = \frac{1}{S_H} \sum (Q_H - \bar{Q}), \quad \bar{Q}_L = \frac{1}{S_L} \sum (Q_L - \bar{Q}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

によって、高・低速縞における Q の領域平均値 \bar{Q}_H と \bar{Q}_L をそれぞれ求めた。

なお、 \bar{Q} は時間平均値を示す。

ここに、 S_H は高速縞でのサンプル数、 S_L は低速縞でのサンプル数を表わし、今回の実験では全サンプル数 200 のうち、 $S_H=S_L=50$ とし、サンプリング間隔は 1/8 秒に選んだ。

(4) 流下方向流速

図-16 (a) は U の領域平均分布と時間平均分布を併示したものである。同図より、路床に近い領域： $y^+ <$

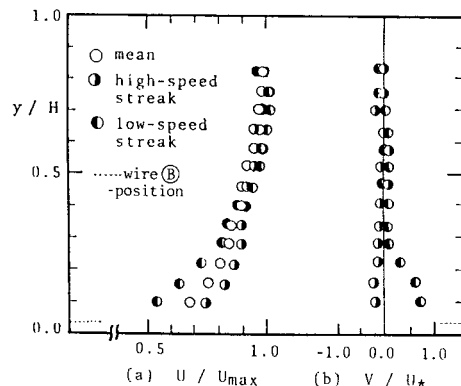


図-16 (a) U の領域平均分布と時間平均分布、
(b) V の領域平均分布

50($y/H < 0.2 \sim 0.3$) において、高速縞では速度過剰、逆に低速縞では速度欠損となっているが、路床から離れた領域ではもはや分布に差異は認められない。

また、路床付近の平均分布には現われてこないが、低速縞では間欠的に変曲点を有した $U(y)$ が、一方高速縞では、時間的にそれほど大きな変化をしないで路床近傍まで一様に近い $U(y)$ が、観察されやすい。このような乱れ特性は点計測法では抽出しにくく、可視化法の優れた点であろう。

なお、変曲点を含む領域は路床近傍だけに限らず、半水深程度の領域でも観察される。

(5) 鉛直方向流速

図-16 (b) は V の領域平均分布を示しており、高・低速縞での分布の差異は $U(y)$ と同様に、路床に近い領域 ($y/H \leq 0.2$) において明瞭である。ここで注目すべきことは、高速縞での V は予想したほど負の値をとらないことであり、路床方向への流動はそれほど明確でないことがわかる。

さらに詳細な画像の観察より、低速縞から高速縞へ遷移する際、明確な路床向きの流動が起こりやすく、高速縞から低速縞への遷移に比べれば、流れの変化は急激であることがうかがえる。しかし、完全に高速縞の領域内に入ると、 V は目視では確認できないほど小さくなり、平行流に近い状態となる。4.(4) で述べたように、高速縞における $U(y)$ は定常的であることとあわせて判断すれば、高速流体は比較的静穏な性質を有していると考えられる。高速縞での典型的な流れの様相を写真-2 (右側) に示す。

一方、低速縞における V は明らかに正の値をとることから、低速縞では路床から離れるような流動が活発に起こっていると理解できる。その典型的な例が写真-2 (左側) である。また、瞬間的には摩擦速度の 2~3 倍程度の上向き速度が観察され、その際、4.(4) で触れた

が、変曲点を有した $U(y)$ が現われやすい。したがって、変曲点を含む領域では乱れ変動速度 u' は負、 V は正となる確率の高いことがわかる。

(6) 乱れ強度

図-17 は x 方向の乱れ変動強度 $u'_{r.m.s.}$ の領域平均分布と時間平均分布を併示したものである。路床に近い領域 ($y^+ < 50$) では、高速縞での $u'_{r.m.s.}$ は時間平均値より若干小さいかまたは同程度であるが、低速縞での $u'_{r.m.s.}$ は時間平均値に比べて 20~30% 大きいことがわかる。さらに、4.(5) で指摘したように、 V の絶対値も高速縞よりは低速縞の方が十分大きいことを考慮にいと、低速流体は活動的であると理解でき、高速流体とは性質を異にすることがうかがえる。

(7) レイノルズ応力

図-18 にレイノルズ応力の分布を示すが、路床付近では、高速縞でのレイノルズ応力は時間平均値よりも若干小さいかまたは同程度であるが、低速縞でのレイノルズ応力は時間平均値の 2 倍程度に大きいことがわかる。Prandtl の仮説で知られているようにレイノルズ応力

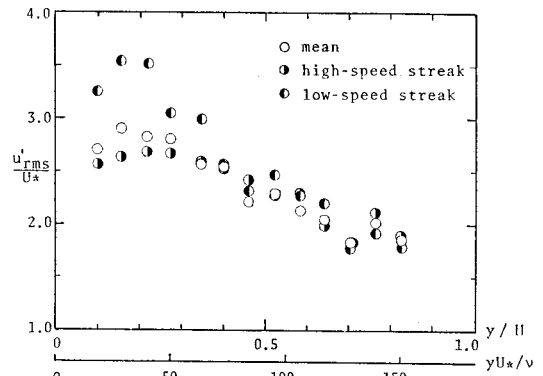


図-17 乱れ強度の領域平均分布と時間平均分布

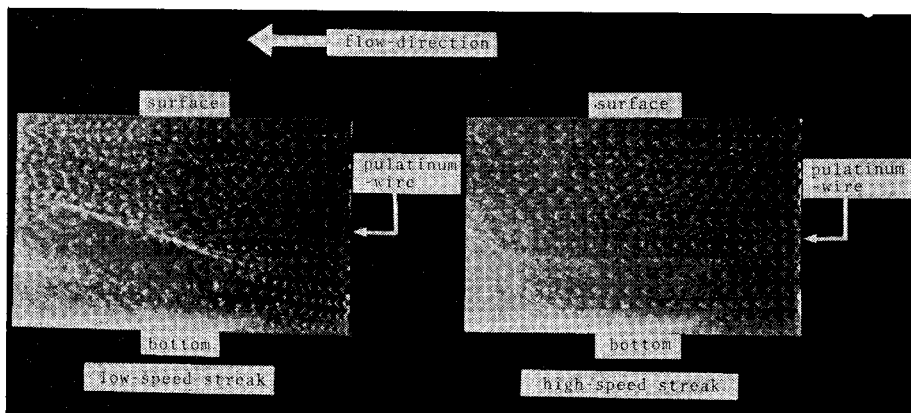


写真-2 低速縞における流れの挙動 (左側), 高速縞における流れの挙動 (右側)

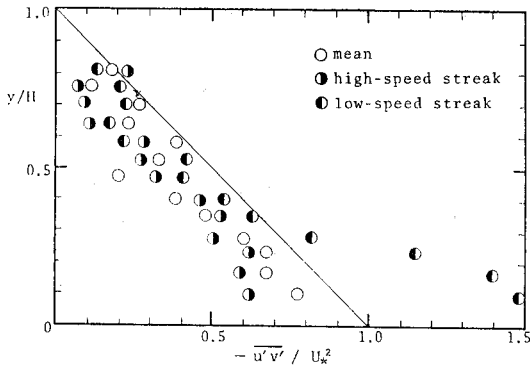


図-18 レイノルズ応力の領域平均分布と時間平均分布

$-\overline{u'v'}$ と平均速度勾配は正の相関関係にあることから、低速縞での乱れエネルギーの生成率 $-\overline{u'v'}d\overline{U}/dy$ は時間平均値よりもかなり大きいことが推量できる。すなわち、低速縞は乱れエネルギーの過剰生成領域であると解釈でき、開水路流れの抵抗を論ずる場合、ひいては乱れの制御を試みる場合に重要な領域といえる。

(8) 大規模かつ組織的な乱流構造の3次元的な概念図

可視化実験で得られた成果をもとに、発生場所は非定常に変化するが、高・低速縞における平均量および乱れ特性を系統的にまとめたのが表-3である。同表をもとに、3次元的に拡張した乱流構造を模式的に示したのが図-19である。

同モデルの簡単な説明を行う。

① H-H で示す静穏な高速流体が路床方向に、あるいは路床にほぼ平行に侵入し、高速縞を形成する。そのために、高速縞(H)での $U(y)$ は路床近傍までほぼ一様に近い流速分布となる。この典型的な断面が DEF であり、路床向きの流れは $\theta < 0$ で示す。

② 高速流体によって押しやられた低速流体により低速縞が形成される。低速縞(L)では L-L で示すように路床から離れるような流動($\theta > 0$)となり、より流速の速い周囲流体との間で瞬間的に強いせん断層が形成され、これが変曲点を有した流速分布として観察される。そ

表-3 高速縞と低速縞における乱れ特性

	low-speed streak	high-speed streak
u'	$u' < 0$	$u' > 0$
v'	$v' > 0$	$v' \leq 0$
w	convergence	divergence
$u'_{r.m.s.}$	$u'_{r.m.s.L} > \overline{u'_{r.m.s.}}$	$u'_{r.m.s.H} \leq \overline{u'_{r.m.s.}}$
$-\overline{u'v'}$	$-\overline{u'v'}_L > -\overline{u'v'}$	$-\overline{u'v'}_H \leq -\overline{u'v'}$

-- : time average

の際、大きな値をもつ瞬間レイノルズ応力 ($u' < 0, v' > 0$) が発生する (ABC 断面参照)。

同図はまた、活発な ①, ② の運動が路床から離れるに従って衰弱するために $U(z)$ の非一様性が不明瞭となることも示しており、3.(4) でも指摘したが縦渦(馬蹄型渦)では理解しにくい現象も十分説明し得るモデルと考える。

以上、壁面乱流の局所的な乱れ特性から総合的に判断すると、 $y^+ < 50$ では、低速縞では ejection が、高速縞ではそれほど明確ではないが sweep がそれぞれ卓越していることがわかった。

以上、 $U(z)$ 分布にみられる縞状構造や高・低速縞でそれぞれ異なる U, V, W の流動特性は、高速流体(高運動量の流体塊)と低速流体(低運動量の流体塊)の相互作用で説明可能である。特に、本モデルの特徴は縞状構造の時間的な変遷過程(運動プロセス)に物理的な解釈を加えた点であり、この点は従来の流下方向渦モデルではなら検討されていない。

5. 結 論

本研究は開水路流れの大規模かつ組織的な乱流構造に関する新たな解釈を目的として、可視化法を用いて行った実験的研究である。得られた知見を要約すれば、以下のとおりである。

(1) $U(z)$ の時間スケールを代表する高速縞と低速縞の平均通過周期(換言すれば、sweep と ejection の平均周期)はレイノルズ数や粗度に無関係に $\overline{T}_H U_0 / H \approx \overline{T}_L U_0 / H = 1.5 \sim 3.0$ の値をとり、外部パラメーターで規定される。

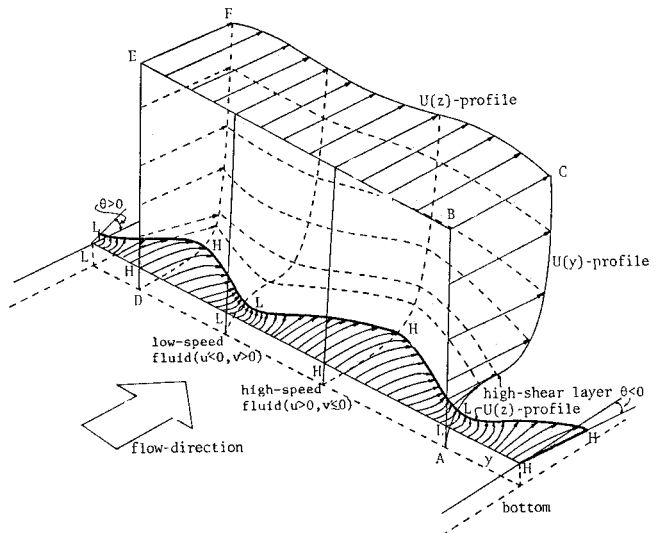


図-19 3次元的な大規模乱流構造の概念図

また、両周期の確率密度分布は対数正規分布に従い、点計測法で得られた bursting の時間的特性と一致する。

(2) 高速縞および低速縞は発生・消滅・合体・分裂の4種の運動を繰り返しており、この過程は図-14で示すように高速流体と低速流体の相互作用で説明できる。

(3) 高速流体と低速流体の有する性質は大きく異っており、前者は比較的静穏であるのに対して、後者は活動的である。

(4) 開水路流れの乱れ特性は場所的にも大きく異っており、低速縞では ejection ($u' < 0, v' > 0$) が、高速縞では sweep ($u' > 0, v' \leq 0$) が卓越している。

(5) 特に、低速縞では乱れ強度・レイノルズ応力とも時間平均値に比べてかなり大きく、低速縞は乱れエネルギー生成に対する貢献度の高い領域であると解釈できる。

(6) 図-14の2次元モデルをさらに拡張したのが図-19であり、開水路流れの大規模かつ組織的な乱流構造の特性を端的に表現していると考えられる。

最後に、本研究の実験を協力して行った当時大阪大学学生、高橋 洋(現、(株)精器堂)、古園豊繁(現、西松建設(株))の両君に謝意を表します。

参考文献

- 1) たとえば、浅沼 強：流れの可視化ハンドブック，朝倉書店，1977。
- 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, pp. 741~773, 1967.
- 3) 室田 明・福原輝幸・小田勝也：開水路壁面乱流構造に関する実験的研究，第25回水理講演会論文集，pp. 448~454, 1981。
- 4) 中川博次・祢津家久：開水路乱流場のレイノルズ応力の挙動，第20回水理講演会論文集，pp. 121~126, 1976。
- 5) Grass, A.J. : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, J. Fluid Mech., Vol. 50, pp. 233~255, 1971.
- 6) Hama, F.R. and J. Nutant : Heat transfer and fluid mechanics institute, Stanford, 1963.
- 7) 今本博健・宇民 正・上野鉄男・日紫喜剛啓・仲井公哉：開水路流れにおける流速の横方向変化特性について，昭和54年度関西支部年次学術講演会概要集，II-5, 1979。
- 8) 祢津家久・中川博次：開水路乱流の bursting 現象とその特性，第32回年次学術講演会概要集，pp. 281~282, 1977。
- 9) Rao, K., R. Narasimha and M.A. Badri Nayanan : The bursting phenomenon in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 48, pp. 339~352, 1971.
- 10) Lu, S.S. and W.W. Willmarth : Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 60, pp. 481~511, 1973.
- 11) Brodkey, R.S., J.M. Wallace and H. Eckelmann : Some properties of truncated turbulence signals in bounded shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 63, pp. 439~459, 1974.
- 12) Ueda, H. and J.O. Hinze : Fine-structure in the wall region of a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 67, 1975.
- 13) 中川博次・祢津家久・大塚 勲：可視化法による開水路乱れの観察，昭和52年度関西支部年次学術講演会概要集，II-31, 1977。
- 14) 高橋 洋・古園豊繁：開水路壁面乱流の微細構造に関する実験的研究，大阪大学特別研究，1979。
- 15) Kim, H.T., S.J. Kline and W.C. Reynolds : The production of turbulence near a small wall in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 50, pp. 133~160, 1971.
- 16) Blackwelder, R.F. and H. Eckelmann : Spanwise structure of the bursting phenomenon, Lecture Note in Physics, pp. 190~204, 1977.
- 17) Schraub, F.A., S.J. Kline, J. Henry, P.W. Runstadler and A. Littel : Use of hydrogen bubbles for quantitative determination of time-dependent velocity fields in low-speed water flows, Trans. Amer. Soc. Mech. Engr. J. Basic Engng., Vol. 87, pp. 492, 1965.
- 18) 室田 明・福原輝幸：開水路流れにおける大規模乱流運動の諸特性について，第24回水理講演会論文集，pp. 301~306, 1980。

(1980.11.17・受付)