

開水路流れにおける乱れの空間構造について

今 本 博 健・上 野 鉄 男

ON THE SPATIAL STRUCTURE OF TURBULENCE IN OPEN CHANNEL FLOWS

By *Hirotake* IMAMOTO and *Tetsuo* UENO

Synopsis

This paper deals with the spatial structure of turbulence in free surface shear flows. The field measurements of turbulence were carried out in the Nobi agricultural canal constructed at Inuyama along the left side levee of the river Kiso, using 4 current meters of a propeller-dynamo type.

The intensity, the skewness factor and the flatness factor of velocity fluctuations, the auto- and cross-correlation and spectra, the coherence and the phase-lag were analyzed from the record of velocity fluctuations in the flow direction. From these experimental data, some qualitative properties of spatial structure of turbulence were revealed, that is, the turbulence element was wider spread in the free surface region, and the phase of turbulence near the free surface was in progress compared with that near the bed. Furthermore, the hypothesis of frozen turbulence by G.I. Taylor was good applied for the turbulence in the flow direction.

1. 概 説

乱流現象を本質的に把握するためには3次元的な取り扱いが必要であって、乱れの強さ、相関特性、あるいはスペクトル特性などの乱れの基本的特性について取り扱う場合においても、乱れに関する3次元的な理解を基礎にしなければ正しい知識は得られない。著者らは、すでに、昨年度の年次報告において、「開水路流れにおける乱れの空間相関特性について」と題し、4台のプロベラ式流速計を用いて乱れの同時計測を行ない、乱れの鉛直方向の各点間における空間相関特性より、開水路流れにおける乱れの鉛直方向の空間的な構造に関する概略を明らかにしている。

本研究は、これらを基礎にして乱れの空間構造をその概略を把えるということにとどまらず、できるだけ正確に把えるという努力を試みたものである。そのために、計測時間を前回の数倍にし、数回の計算をくり返してその平均をとるという方法を用いたが、この方法が非常に有効なものであることがわかった。本研究により、これまで明確な特性を把えることのできなかった乱れの横断方向の空間特性をも把握することができ、また、流れ方向の2点における乱れの同時計測も行ない、興味ある結果を得ることができたが、これらは開水路流れにおける乱れの空間構造を考える上で大きな意義をもつものと確信する。

2. 計測方法およびデータ処理法

2.1 計測地点

本研究における乱れ計測は愛知県犬山市に設けられた木曽川濃尾用水頭首工導水路において行なわれたものであって、水路は木曽川本川から導水路への流入部における曲率半径約 60 m のわん曲部とこれに続く約 600 m の直線部とから構成されている。水路壁面は側壁面および路床面ともコンクリート仕上げの固定壁面であって、水路直線部は水路幅 18 m、深さ 3 m、路床こう配 1/480 の長方形断面一様水路である。

計測断面としては直線部上流端より約 300 m の断面を選んだが、計測断面における水深および流速は木曾川本川ならびに導水路下流端に設けられた可動せきを操作することによりかなりの範囲にわたって容易に変化させることができる。

本研究における乱れ計測時においては、路床面における堆積物あるいは流れにおける浮遊物はほとんど見受けられず、野外における乱れ計測としてはきわめて良好な条件のもとで行なわれたものであって、計測データの信頼性はかなり高いものと言える。

2.2 計測方法

i) 流速計およびその設置法：水流における乱れ計測法としては従来より各種の方法が提案されているが、本計測が野外計測であることより計測器の安定性および計測操作の容易性に重点を置き、プロペラ式発電型流速計（東邦電探製 CM-1B 型電気式流速計）を採用することにした。この流速計はプロペラの直径が約 12.8 cm であるため、あまり小さなスケールの乱れを計測することはできないが、きわめて安定性に富むとともに操作も容易であるため、かなり大きなスケールの乱れを対象とする野外における乱れ計測にたいしては十分の信頼度をもって適用することができる。本計測においては同種のプロペラ式発電型流速計を 4 台用いたが、それぞれの流速計における平均流速と出力電圧との関係は、かなり良好な直線性を有するとともに流速計間の差異はほとんどなく、4 台の流速計ともほぼ同じ特性をもつとみなすことができる¹⁾。

野外計測においては、流速計をいかにして所定の位置に正確に設定するかということが重要事項の一つとして挙げられるが、本計測における流速計の設置法はつぎのようである。流速計を所定の位置に正確に設置できるようにするには、ロープなどにより流速計を吊り下げる方法は不適當であるため、流速計の尾翼を取り除いた状態で支持棒に固定する方法を用いた。支持棒は流れへの影響を少なくするため、できるだけ細いものが望ましいが、強度との関係より外径 22 mm の鋼管を用いた。4 台の流速計を所定の間隔で固定した支持棒を流れの中に設置するため、まず水路の両側壁に埋込まれたタラップを利用して 2 本のワイヤーを同一鉛直面内において水路と垂直にかつ水平に張ることにより計測断面を規定し、水路の横断方向の所定の位置で鋼管を路床のコンクリート面と 2 本のワイヤーとの接点の 3 点で固定した。固定に際しては、鋼管とコンクリート面の摩擦は十分大きく計測中に鋼管が移動することなく、また鋼管に適當な金具をとりつけてワイヤーにひもで結びつけて固定し、流速計が流れの主流方向に向くようにして、支持棒を鉛直あるいは水平に注意深く設置したのち、ゴムボートを計測断面より下流の側壁に浮べて対象とする流れに影響を与えないようにした。流速計を流れ方向に並べて設置するのは非常に困難であり、下流側の流速計を設置するに際して所定の位置を確認する方法が目測によらざるを得ないので計測点の位置についての精度が期待できず、設置の方法として、両岸からのロープによって所定の位置に浮かべられたゴムボートの上から流速計をとりつけた支持棒を手で支持するという方法を用いたために、流速計が移動する可能性がある。また、上流の流速計のウエークによる下流の流速計にたいする影響も考えられるが、対象とする乱れのスケールから考えて無視しうるものと考えられ、計測も可能なかぎり注意深く行なわれたので、流れ方向に関する計測においてもかなりの信頼性の高い計測が行なわれたものと考えられる。

ii) 記録システム：流速の大きさは流速計に内蔵された発電機により電圧に変換されるが、流速計からの出力電圧は高インピーダンスの磁気テープレコーダー（TEAC 製 R 400 型データレコーダー）によって記録されるようになっている。なお、乱れ計測時においては流速計の出力電圧を記録するとともに、ペン書きレコーダーをモニター用記録計として用い、計測の確実性を高めることにした。

計測継続時間は計測の対象とする乱れのスケールの大きさより決定されるものであって、本計測においては主として水路の幾何学的スケールで支配される乱れを把えることを基準とし、概説で述べたように解析結果の精度をあげ、なおかつ計測計画が無理なく遂行できるということを考えて約 2100 秒（35 分：解析時間の一単位を 400 秒とし、5 回の計算をくり返すことができる時間）を目標としたが、流れ方向の計測については支持に労力を要するということとまず概略をとらえるということを目標にして 900 秒（15 分）とし、横断方向の計測の場合には日没との関係で計測時間が短くなったものもある。また、データ処理時にデー

Table 1 Experimental conditions.

Experimental number		Current Meter No.												Number of obser- vations
		1			2			3			4			
		x (cm)	y (cm)	z (cm)	x (cm)	y (cm)	z (cm)	x (cm)	y (cm)	z (cm)	x (cm)	y (cm)	z (cm)	
A	1	0	300	130	0	300	90	0	300	50	0	300	10	5
	2	0	300	130	0	300	111.5	0	300	93.0	0	300	74.5	5
	3	0	300	65.5	0	300	47	0	300	28.5	0	300	10	5
	4	0	450	130	0	400	130	0	350	130	0	300	130	5
	5	0	450	75	0	400	75	0	350	75	0	300	75	5
	6	0	450	10	0	400	10	0	350	10	0	300	10	2
	7	0	300	10	0	300	75	250	300	75	250	300	10	1
	8	0	300	10	0	300	75	580	300	75	580	300	10	4
	9	0	300	10	0	300	75	1000	300	75	1000	300	10	1
	10	0	300	10	0	300	75	1500	300	75	1500	300	10	2
B	1	0	300	75	0	300	55	0	300	35	0	300	15	3
	2	0	300	80	0	300	60	0	300	40	0	300	20	5
	3	0	300	70	0	300	50	0	300	30	0	300	10	3
	4	0	390	80	0	360	80	0	330	80	0	300	80	1
	5	0	390	44	0	360	44	0	330	44	0	300	44	2
	6	0	390	10	0	360	10	0	330	10	0	300	10	5
	7	0	300	10	0	300	44	350	300	44	350	300	10	2
	8	0	300	10	0	300	44	680	300	44	680	300	10	1
	9	0	300	10	0	300	44	1090	300	44	1090	300	10	2

タに雑音やごみなどの影響が含まれ解析不可能と判明したデータについては除いた。以上の結果として、各計測ケースの計測点と一単位のデータを400秒として解析した場合の計算くり返し回数について Table 1 に示す。ここで、x, y および z はそれぞれの計測断面における水路中央部の路床を基準として流れ方向（下流へ正）、横断方向（左岸側へ正）および鉛直方向（上へ正）の座標軸を表わす。また、ケースAおよびBの水深はそれぞれ152 cm および88 cm であり、y=300 cm の点を中心にして計測を行なったのは流れの流心が左岸側へ偏心している¹⁾ ためである。

2.3 データ処理

本研究においては、開水路流れにおける乱れのうち、主として卓越スケールの乱れを対象とすることとし、卓越スケールに比し十分小さなスケールの流れは流速計の特性からも当然除外されるべきであると考え、流速計の出力電圧を記録した磁気テープレコーダーからの再成に際し1.12 Hz のローパスフィルターを用いて高周波数の変動を除去することにした。また、データの数値化は高速A-D変換器により行なったが、このときのサンプリング周波数はローパスフィルターの周波数のほぼ2倍にあたる2 Hz とし、サンプリング個数は800個（すなわち、記録長400秒）として、全記録長を数個に分割して数回くり返し計算を行なった。計算に際しては、電子計算機（京大計算センターのKDC-II）を用いた。

3. 計算結果および考察

乱れ計測実験は1970年10月21日および22日の両日にわたって行なわれたが、各実験日における計測点は Table 1 に示される通りであり、水深の比を152 cm と88 cm のほぼ2対1になるように選び両者の

比較も試みた。以下に解析結果を示すが、A, B の各実験ケースとも各項目についてはほぼ同様の傾向を示すので、説明の都合上主に A の実験ケースについて考察を加えることにする。

3.1 平均流速分布

平均流速 (local mean velocity) の鉛直分布の計測結果を Fig. 1 に示す。図において、縦軸および横軸をそれぞれ計測最大平均流速 $u_{\max}$ および水深 H で除して無次元化し、さらに横軸を対数にとり、平均流速分布に対数則が適用できるかどうかを検討したものであるが、開水路流れにおける流速分布則として従来よりひろく用いられてきている対数則の適用がほぼ可能であると判断される。

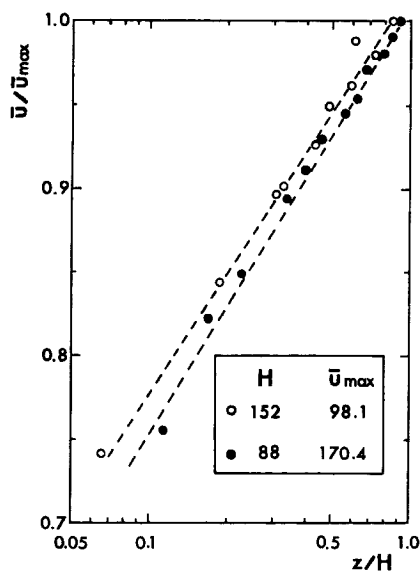


Fig. 1 Local mean velocity distribution.

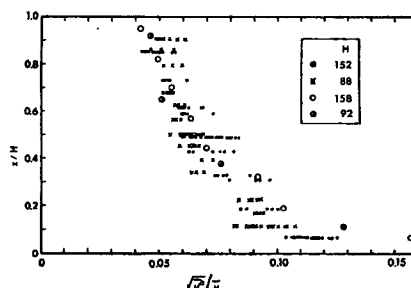


Fig. 2 Relative turbulence intensity.

3.2 乱れの強さ

乱れの相対強さの計測結果を Fig. 2 に示す。縦軸は路床からの高さ z を水深 H で無次元化し、相対水深 z/H として表わされている。本実験における A, B の両計測、ならびに比較のために 1969 年 10 月同地点で行なった前回の計測結果を加えているが、今回の計測については平均化せずに計算結果のすべてを記している。この結果は、乱れの相対強さが路床近傍で最大となり自由表面に近づくほど小さくなっている。

路床面からの距離 z が等しい場合の乱れの強さに関する計測結果のばらつきを明らかにするため、乱れの強さ、ひずみ度およびとがり度の各計測点における平均値および標準偏差と平均値との比を Table 2 に示す。なおこの表における N は計算に際して用いたデータの数である。この結果からは、2 Hz のサンプリングで 800 個のデータを用いた個々の計算値は乱れの強さに関していえば、平均値より 5~8% の誤差を含んでいることがわかるが、平均値そのものがデータ処理の方法によって変化することを考慮するとまだまだ問題の多いところであり、今後さらに深い検討が必要である。

3.3 ひずみ度およびとがり度

流速変動の 3 次および 4 次のモーメントを検討するためにひずみ度およびとがり度を計算した。ひずみ度 S およびとがり度 F は

$$S = \overline{(u - \bar{u})^3} / \{\overline{(u - \bar{u})^2}\}^{3/2} \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

$$F = \overline{(u - \bar{u})^4} / \{\overline{(u - \bar{u})^2}\}^{4/2} \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

Table 2 Mean value and its deviation for 2nd, 3rd and 4th turbulence intensity.

Experiment	z/H	$(\overline{u'}/\bar{u})$	$\sigma/(\overline{u'}/\bar{u})$	$\bar{S}$	$\sigma_{\bar{S}}$	$\bar{F}$	$\sigma_{\bar{F}}/\bar{F}$	N
A	0.855	0.0484	0.081	-0.323	0.169	3.054	0.079	15
	0.734	0.0546	0.066	-0.187	0.197	2.814	0.145	5
	0.612	0.0616	0.054	-0.164	0.149	2.635	0.124	5
	0.490	0.0723	0.084	-0.322	0.179	2.788	0.081	25
	0.329	0.0784	0.068	-0.087	0.076	2.639	0.066	5
	0.188	0.0928	0.068	-0.051	0.143	2.809	0.048	5
	0.066	0.1132	0.046	0.015	0.147	2.574	0.078	27
B	0.909	0.0534	0.081	-0.111	0.199	3.356	0.073	6
	0.681	0.0533	0.024	-0.310	0.083	3.012	0.025	5
	0.500	0.0622	0.063	-0.211	0.088	2.755	0.057	12
	0.227	0.0889	0.037	-0.100	0.147	2.585	0.046	5
	0.114	0.0937	0.078	-0.041	0.130	2.582	0.051	17

で与えられる。Fig. 3 にその計算結果を示すが、乱れの強さの場合と同様にそれぞれの結果のばらつきはかなり大きくなっており、次数が高くなるほどばらつきの絶対値は大きくなっている。乱れの強さのときと同じように路床からの距離 z が等しい場合の値についてそれぞれの平均値および標準偏差を求めて比較してみると (Table 2)、とがり度の場合については平均値からのずれはとがり度の値の 10 数%までであることがわかる。また、ひずみ度については定量的に求めることができないが、平均値からのずれの程度は乱れの強さの場合ととがり度の場合との中間的なものになることが考えられる。

Fig. 3 および Table 2 からわかるように平均的な傾向としては、ひずみ度では自由表面近傍で -0.3 程度の負の値をとり、路床に近づくにしたがってその絶対値は小さくなり、路床近傍では 0 に近い値をとっており、とがり度では水面近傍でガウス分布の場合の 3.0 よりやや大きな値を示し、路床に近づくにしたがって徐々に減少し、路床近傍では平均的に 2.5~2.6 の値をとっているが、これは乱れの構造が水面近傍と路床近傍とで異なることを示している。これをさらに詳細に検討するために Fig. 4 においてひずみ度の値と実際の流速変動そのものとの関係を調べた。この計測は水深が 10.25 cm の室内実験用開水路においてホットフィルム流速計によって行なったものであり、慣性の大きなプロベラ流速計と異なり、高周波数の流

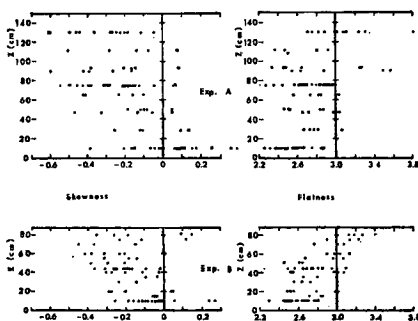


Fig. 3 Skewness and flatness.

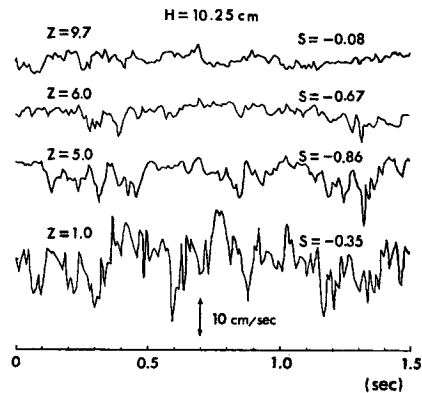


Fig. 4 An example of measurement for velocity fluctuations.

速変動をも把えることが可能である。この図でみると、路床に近い部分の流速変動は比較的ひずみ度が小さいが、水深の中央部ではひずみ度が大きくなり、流速変動そのものの様相から判断すると、ある一定の流速をもつ流れに下方からその高さでの平均流速よりも小さな流速をもつ流れがある一定時間をおいてかんけつ的に合流し、そのために大きな流速変動を生じていると考えられ、さらに自由表面に近づくとも下方からのこのような影響が小さくなり、また自由表面の影響などもあってひずみ度が小さくなるものと考えられる。現地における大型の開水路における流れの構造が室内実験用の小規模な開水路の流れの構造と類似の特性を示すかどうかについては問題のあるところであるが、上述の考察をもとにして考えてみると、ひずみ度の計測結果から乱れが路床から自由表面へと伝播されていくことが推測できる。

3.4 相関関数

いま、点 l および点 m における乱れ速度を u_l, u_m とすると、乱れ速度に関する Euler 的相関関数 $R_{lm}(\tau)$ は次のように定義される。

$$R_{lm}(\tau) = \overline{u_l(t) \cdot u_m(t+\tau)} \quad (3.3)$$

(3.3) 式によって定義される相関関数を $u'_l \cdot u'_m$ で割ったものは相関関数といわれる。ここに、 $u'_m = \sqrt{u_m^2}$, $u'_m = \sqrt{u_m^2}$ であり、乱れは定常と仮定されている。

(3.3) 式による相関関数において、 $l=m$ のとき自己相関関数、 $l \neq m$ のとき相互相関関数といわれる。また、 $\tau=0$ の場合の相関関数を同時空間相関関数という。同時空間相関関数は単に空間相関関数といわれることもあるが、本研究においては混乱をさけるため、 $\tau=0$ に対する相関関数は同時空間相関関数、その他の場合の $R_{lm}(\tau)$ を空間相関関数ということにする。

Figs. 5, 6 および **7** に、それぞれ流れ方向、横断方向および鉛直方向に流速計を並べて設置した場合の相関係数の計算結果を示す。

Fig. 5 は水深が 152 cm の A の計測について示したものであり、(a)は水深の中央部 ($z=75$ cm)、(b)は路床から 10 cm の点での流れ方向の 2 点での相関を調べたものである。図で、各 2 点間の相関係数におけるピークの位置はかなり明確になっており、ピークの値そのものについても 15 m 離れた場合においても (a) の場合、0.5 以上という高い相関を示している。また、2 つの流速計の間の距離 δ_x が増加するにしたがって相関係数のピークの値は減少し、ピークの位置のずれが大きくなっているが、ずれの値そのものについては、水深の中央部よりも路床近傍の場合の方が大きな値をとっており、乱れがその点での平均流速で 2 つの流速計の間の距離を流下するに要する時間にほぼ等しいか、それよりもわずかに小さな値となっている。しかし、2 流速計間の距離 δ_x の測定精度がよくないのでそれ以上詳細な議論はできない。また、水深の中央部と路床近傍との比較を、相関係数のピークの値について行なうと、2 つの流速計間の距離が等しい場合においても路床近傍での相関係数のピークの値の方が小さな値をとっており、乱れが路床の影響を受けて、流下にとまってより大きな変形を受けることを示している。

Fig. 6 は計測 A についての横断方向の各点間の相関係数を示したものであり、(a)、(b)および(c)はそれぞれ水面近傍 ($z=130$ cm)、水深の中央部 ($z=75$ cm) および路床近傍 ($z=10$ cm) における計測結果で、各流速計間の間隔 δ_y は 50 cm である。自由表面近傍の相関係数は距離が 100 cm のところまで明確なピークをもち、距離が 150 cm になった場合にも正の相関を示している。(b)図の水深の中央部の相関係数は距離が 50 cm の場合についてのみ正の相関があるだけであり、さらに距離が大きくなると負の相関を示しており、路床近傍においては距離が 50 cm の場合の相関係数においてもピークの値が 0.15 ときわめて小さな値しかもちえず、さらに距離が大きくなり 2 点間の距離が 150 cm となるとどんな相関も認められない。

計測 A についての鉛直方向の各点間の相関係数を **Fig. 7** に示すが、(a)および(b)はそれぞれ自由表面近傍および路床近傍の点を基準にして示したものであって、このときの各流速計間の間隔 δ_x は 40 cm である。図において、2 点間の距離が大きくなるにしたがって相関係数は小さくなっているが、2 点間の距離が最も大きな 120 cm の値をとる自由表面近傍の点と路床近傍の点との間の相関係数のピークの値は 0.2 よりも大きな値をとっており、このことからスケールの大きな卓越した乱れは水深全体わたるかたまりとして

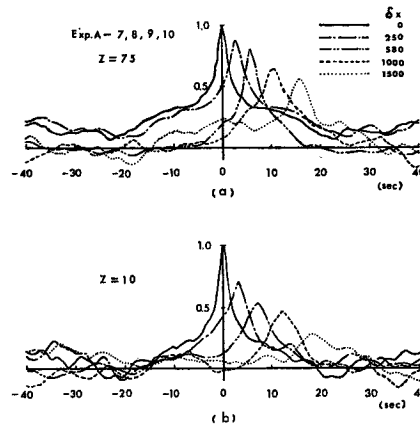


Fig. 5 Auto- and cross-correlation coefficient.

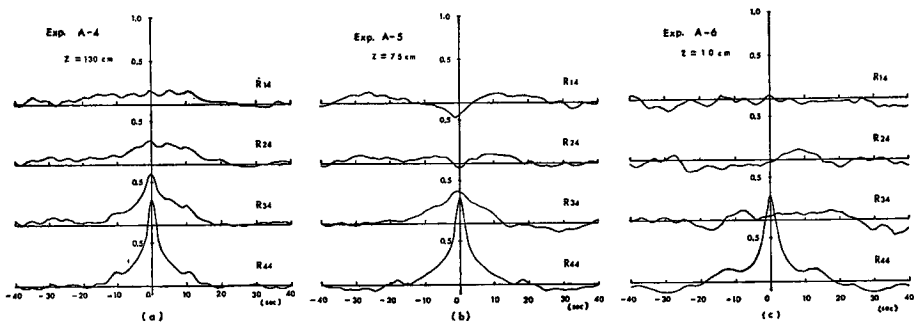


Fig. 6 Auto- and cross-correlation coefficient.

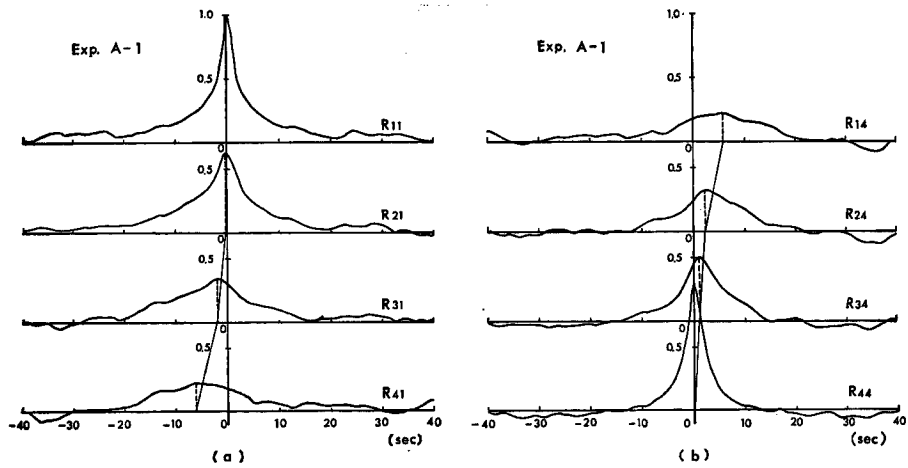


Fig. 7 Auto- and cross-correlation coefficient.

流下することが考えられる。また、ピークの位置のずれからは、乱れの位相が路床からの距離が増加するにしたがって進んでおり、路床近傍の点と自由表面近傍の点との間の位相差は数秒のオーダーであることがわかる。

Taylor の“凍結乱流”の仮定を用いると相関係数の時間的位相差は次式によって距離に変換される。すなわち、

$$x_{lm} = \bar{u}_l \tau_{lm} \dots\dots\dots (3.4)$$

となり、ここに、 $\bar{u}_l$ は点 l における平均流速である。(3.4) 式により時間を距離に変換すると同時空間相関係数の空間的特性を得ることができる。

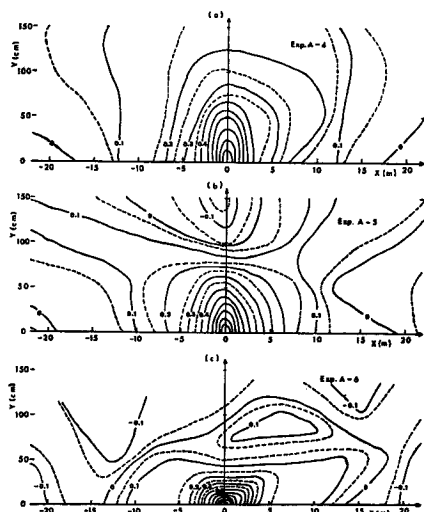


Fig. 8 Space correlation coefficient.

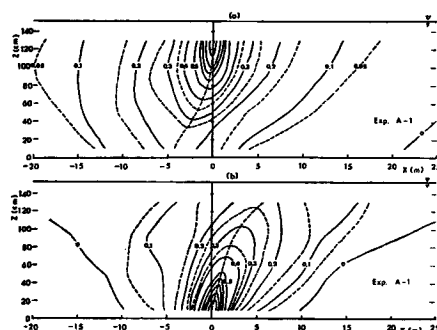


Fig. 9 Space correlation coefficient.

Fig. 8 および Fig. 9 はそれぞれ横断方向および鉛直方向の空間相関係数を示す Fig. 6 および Fig. 7 のケースについて (3.4) 式により変換された同時空間相関係数を示したものである。前述のように乱れは平均流によって輸送されるとともに変形するため、 τ_{lm} が大きいときに (3.4) 式を用いることにはかなりの不正確性が含まれるが、概略の空間的構造を把えるには有効な方法であると考えられる。この結果から、乱れは横断方向にも鉛直方向にも路床からの距離 z が大きくなるほど大きな広がりをもつことがわかる。

自己相関係数および鉛直方向の同時空間相関係数より流れ方向および鉛直方向の平均スケール L_x , L_z は次式によって計算することができる。

$$L_x = \bar{u} \int_0^{T_*} f(t) dt, \quad L_z = \int_0^H g(z) dz \dots\dots\dots (3.5)$$

ここに、 $f(t)$ は点 z_0 における乱れの自己相関係数、 $g(z)$ は点 z_0 と点 z_0 から鉛直方向に z だけ離れた点との間の乱れの同時空間相関係数である。また、 L_x の計算における積分の上限値 T_* の取り方については、計測時間が有限な場合多くの問題点があるが、ここでは $f(t)$ が初めて 0 になる時間を用いることにした。計算結果は Fig. 10 に示されるように縦横両軸とも水深で無次元化して整理したが、流れ方向の平均スケール L_x については計測 A と計測 B の計測結果の値が大きく異なり、水深で割ることによって無次元化する方法があまり適当でないことを表わしている。また、1969 年 10 月の同地点での前回の計測結果¹⁾と比較しても今回の値の方がかなり大きく、結果の一致がよくないなどのことから定量的な把握は困難であるが、個々の計測について考察すると路床近傍の乱れの平均スケールは路床の影響を受けて小さな値をとって

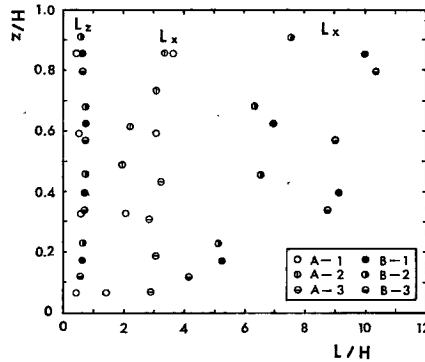


Fig. 10 Mean scale of turbulence.

いることがわかる。鉛直方向の平均スケール L_z の計測結果は $0.4 \sim 0.7$ の値をとり、水深の中央部で L_x が最大値をとっているが、これは前回の計測結果とほぼ同様の傾向を示している。このように鉛直方向の平均スケールが安定した特性をもつのは、大きなスケールの卓越した乱れが鉛直方向の全水深にわたって安定した空間相関特性をもつためであると考えられる。

3.5 スペクトル、コヒーレンス、位相差

乱れの周波数特性を明らかにするため、スペクトル解析を行なった。すなわち、自己相関関数からパワースペクトルを、相互相関関数からクロススペクトルを求め、それらをもとにしてコヒーレンスおよび位相差を計算した。

いま、点 l および点 m における流速変動のパワースペクトルをそれぞれ $S_l(f)$ および $S_m(f)$ とし、クロススペクトルの実数部および虚数部をそれぞれ $C_{0lm}(f)$ および $Q_{lm}(f)$ とすると、コヒーレンス $C_{lm}(f)$ および位相差 $P_{lm}(f)$ は次式で与えられる。

$$C_{lm}(f) = \frac{\{C_{0lm}(f)\}^2 + \{Q_{lm}(f)\}^2}{S_l(f) \cdot S_m(f)} \quad (3.6)$$

$$P_{lm}(f) = \tan^{-1} \left\{ \frac{Q_{lm}(f)}{C_{0lm}(f)} \right\} \quad (3.7)$$

これを時間的なずれに直すと、

$$T_P(f) = \frac{P_{lm}(f)}{2\pi f} \quad (3.8)$$

となる。

本計算においてはデータ数 800、最大ずらし数 100 を用いたため自由度は 15.5 である。

Fig. 11 に計測 A に関するパワースペクトルおよびクロススペクトルの計算結果を示すが、(a) は自由表面近傍を基準とし、(b) は路床近傍を基準としたものである。図で S_{11} および S_{44} がパワースペクトルで、その特性は $-\frac{5}{3}$ よりも小さな傾きをもつ低周波領域（周波数 f が 0.1 よりも小さい領域）、 $-\frac{5}{3}$ の傾きをもつ中間領域（ f が $0.1 \sim 0.3$ ）および -3 の傾きをもつ高周波領域（ f が 0.3 よりも大）に分かれるようであり、クロススペクトル $S_{12}, S_{13}, S_{14}, S_{24}, S_{34}$ については上の各領域は低周波数の側へずれるようであり（低周波領域； $0.02 \sim 0.03$ より小の部分、中間領域； $0.03 \sim 0.2$ 、高周波領域； $0.2 \sim 0.3$ より大）、全体としてパワースペクトルよりも大きな傾きを示している。現在のところ、スペクトルの傾きが $-\frac{5}{3}$ の値をもつ中間領域についてはかなりの議論がなされているが、それよりも大きな傾きをもつ高周波数の部分については十分な議論もなく、また計測およびデータ処理上の問題からしても、流速計の応答特性や支持棒の振動の問題、記録時の雑音、データ処理時のフィルターの適用法、サンプリング周波数の設定などの影響が強

Fig. 13 は計測 A についての横断方向のコヒーレンスの計測結果であり、(a)、(b)および(c)はそれぞれ自由水面近傍 ($z=130$ cm)、水深の中央部 ($z=75$ cm) および路床近傍 ($z=10$ cm) での各点間のコヒーレンスの計測結果であるが、このときの各流速計間の間隔 δ_y は 50 cm である。この結果は、前述の **Fig. 6** の相関係数の計測結果とよく対応しており、相関の高い場合にはコヒーレンスも大きな値を示している。ここで、コヒーレンスの値が最も大きな(a)図の C_{12} に注目してみると、周波数が 0.06 より高くなるとコヒーレンスは急激に小さくなっており、横断方向の2点間の距離が 50 cm の場合、その2点を含むような乱れは約 15 秒 (スケールに換算すると 15 m) よりも大きな通過時間をもつような乱れであることがわかる。

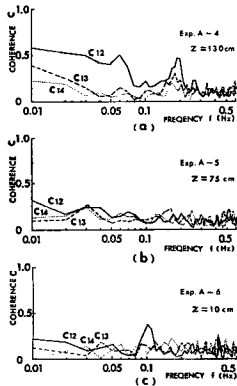


Fig. 13 Coherence.

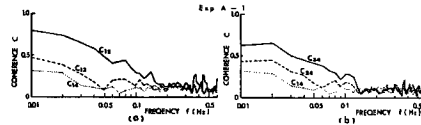


Fig. 14 Coherence.

Fig. 14 は計測 A についての鉛直方向のコヒーレンスの計測結果であり、(a)および(b)はそれぞれ自由表面近傍および路床近傍を基準にして示したものであり、各流速計間の間隔 δ_z は 40 cm である。前述の **Fig. 7** の相関係数の計測結果との対応はきわめてよく、相関係数のピークの値とコヒーレンスの最大値はほぼ一致している。周波数の面から考察を加えると、2点間の距離が 40 cm の場合コヒーレンスが 0 に近づくのは周波数が 0.15 Hz 附近であり、鉛直方向に相関を与える乱れは $6\sim7$ 秒の通過時間をもつ乱れであることがわかる。距離がさらに大きくなるとコヒーレンスが 0 に近づくのは 0.05 Hz のあたりとなり、このことから全水深にわたって一つのかたまりとして流下すると考えられるような乱れの通過時間は約 20 秒、すなわちスケールに直すと自由表面近傍で約 20 m のものであることがわかる。また、等しい距離だけ離れた2点間でのコヒーレンスで(a)の C_{12} の方が(b)における C_{34} よりもやや大きな値をとっているのは乱れの構造に自由表面近傍と路床近傍とで差があることを示しており、路床近傍の方が複雑な構造をもつことが推測される。

Fig. 15 は計測 A についての流れ方向の2点間の流速変動の位相差を時間で示したものであり、(a)および(b)はそれぞれ路床近傍および水深の中央部での結果である。図中周波数が 0.03 から 0.1 にわたって横軸に平行に描かれた実線は **Fig. 5** におけるピークの横座標の値を表わしており、位相のずれから計算したこの結果とよく合っている。したがって、**Fig. 4** で検討したように路床近傍の位相差の方が水深の中央部の位相差よりも大きくなっていることもわかる。そして、2つの流速計間の距離が大きくなるほど、また、路床に近いものほど曲線の凹凸が大きいのは、2つの流速計の間を乱れが流下するうちに変形して各周波数成分の乱れの到達時間が早くなったり

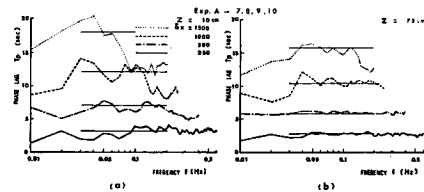


Fig. 15 Phase difference.

遅くなったりすることを表わしている。また、このことから逆に、2つの流速計間の距離が小さく、曲線が一定値に近い値をとっているのは、その距離の間を流下する間に乱れの変形が小さいことを示している。したがって、この図から乱れがかなり高い周波数のところ (0.5 Hz) まで変形しないのは水深の中央部での流下距離が 580 cm までであることがわかり、これは水深の約 4 倍の値となっている。また、路床近傍の方が凹凸が大きいためにより位相差の面からも乱れの構造の複雑さが推測される。

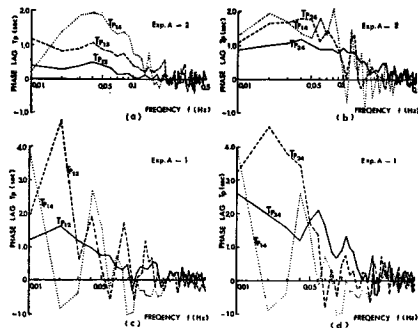


Fig. 16 Phase difference.

最後に、計測 A について鉛直方向の各点間での位相差を Fig. 16 に示すが、(a)は計測 A-2、(b)は計測 A-3、(c)および(d)は計測 A-1 であり、(a)および(c)は水面近傍 ($z=130$ cm) を基準にして、また、(c)および(d)は路床近傍 ($z=10$ cm) を基準にしている。各流速計間の距離 δ_z は、計測 A-2 および A-3 は 18.5 cm、計測 A-1 は 40 cm となっている。この図からは、2つの流速計間の距離が大きくなるほど位相差は大きくなっているということがわかるが、(a)図における P_{12} と(b)図における P_{34} との比較、さらに(c)図における P_{12} と(d)図における P_{34} との比較から同じ距離だけ離れている場合には、路床に近い2点をとるほど位相差が大きいということがわかる。そして、このこ

とは、平均流速の鉛直方向の各点での差が同様な傾向をもつことから、乱れの位相差と平均流速分布の間に何らかの関係があることが想定され、乱れが平均流速によって変形させられながら運ばれているということを考える理由の一つにもなる。また、(c)および(d)における P_{14} の結果がよくないのは、2点間の距離が大きく、2点間の流速変動の間の相関が小さいために位相が正しく計算されなかったためである。

4. 結 論

本研究は、愛知県犬山市に設けられた木曽川濃尾用水頭首工導水路において、4台のプロペラ式発電型流速計を用いて主として乱れの空間構造を把握することを目的とした乱れ計測について述べたものである。実験水路は水路幅 18 m、深さ 3 m、路床こう配 1/480 の長方形断面水路であって、木曽川本川からの流入部において曲率半径 60 m の彎曲部が存在するが、彎曲部につづいて長さ約 600 m にわたり直線となっている。本計測は直線部上流端より約 300 m の断面において行なわれたが、流入彎曲部の影響により流心は水路中央部より若干偏っている。本研究による乱れ計測結果を簡単に述べるとつぎの通りである。

1. 乱れの解析の方法について：乱れの解析を行なう場合、対象とするスケールの乱れをとらえることができるような適当な長さを 1 単位 of データとして用い、この計算を繰り返して平均するという方法は非常にすぐれているということがわかった。

2. 乱れの相対強さ、ひずみ度およびとがり度について：乱れの相対強さの鉛直分布、ひずみ度およびとがり度の計算結果はかなり大きなばらつきを示し、乱れの相対強さに関してはその絶対値の 5~8%、とがり度に関しては 10 数%のばらつきとなり、次数が高くなるほどばらつきは大きくなっている。また、平均的な傾向としては、乱れの相対強さは自由表面近傍で小さく、路床近傍で大きくなっており、従来の乱れの計測結果と同じ傾向を示し、ひずみ度は自由表面近傍で -0.3 程度の負の値をとり、路床に近づくにしたがってその絶対値は小さくなり、路床近傍では 0 に近い値となっており、とがり度は水面近傍でガウス分布の場合の 3.0 よりやや大きな値を示し、路床に近づくにしたがって徐々に減少し、路床近傍では 2.5~2.6 の値をとっている。以上の結果から、乱れの構造は自由表面近傍と路床近傍とで異なることがわかり、実際の流速変動とひずみ度の値を比較すると、乱れが路床から自由表面へと伝播されていくことが推測できる。

3. 乱れの相関特性について：乱れの流れ方向の空間相関係数の計算結果から、乱れはその高さにおける平均流速に近い流速で流下し、流下によっても変形をうけるが、路床の影響により路床近傍での変形が大

きいことがわかる。横断方向の空間相関係数からは、乱れが横断方向へかなり強い正の相関を示すのは水深の2倍程度であり、路床に近づくにしたがってその距離は減少し、路床近傍では水深の約 $1/2$ になることがわかる。鉛直方向の空間相関係数からは、乱れの鉛直方向の空間相関特性はきわめて安定しており、正の相関をもつ領域は水深の全体にわたり、相関係数のピークの位置のずれからは乱れの位相が路床から自由表面近傍へ上るにしたがって進んでおり、路床近傍の点と自由表面近傍の点との間の時間的位相差は数秒のオーダーであることがわかる。

自己相関係数より求められる流れ方向の乱れの平均スケールならびに同時空間相関係数より求められる水深方向の乱れの平均スケールに関しては、前者は路床近傍から自由表面近傍へ上るにしたがって大きくなる傾向を示すが、量的把握は困難であり、後者は水深の $0.4\sim0.7$ 倍の値をとり、水深の中央部で最大となっている。

4. 乱れのスペクトル、コヒーレンスおよび位相差の特性について：パワースペクトルの計測結果によると、乱れのスペクトル特性は周波数が 0.1 よりも小さく、 $-5/3$ よりも小さい傾きをもつ低周波領域、周波数が $0.1\sim0.3$ で、 $-5/3$ の傾きをもつ中間領域および周波数が 0.3 よりも大きく、 -3 の傾きをもつ高周波領域に分かれるようであり、クロススペクトルに関しては上の各領域は低周波の側へずれるようであり、全体としてパワースペクトルよりも大きな傾きを示している。

コヒーレンスの計測結果からは、流れ方向には、路床近傍において、乱れが水深の約2倍の距離を流下する場合に変形が小さいのは約10秒の周期をもつ乱れであり、水深の中央部においては周期が約2秒の乱れにおいても変形が小さいことがわかる。横断方向には、2点間の距離が水深の $1/3$ のときに自由表面近傍でその2点を含むような乱れの周期は約15秒であることがわかる。また、鉛直方向には水深全体にわたって正の相関を生ぜしめるような乱れは、水深の10数倍のスケールをもつ乱れであることがわかる。

位相差の計測結果からは、流れ方向の結果から、乱れが流下にともなっておりかなり高い 0.5 Hz の周波数のところまで変形しないのは水深の中央部での流下距離が水深の約4倍のところまでであることがわかり、さらに、乱れが路床近傍で複雑な構造をもっていることがわかる。

最後に、本研究における乱れ計測においては、建設省木曽川上流工事事務所ならびに農林省犬山頭首工管理事務所の御協力をいただいたことを付記し、ここに深甚なる感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 今本博健・上野鉄男：開水路流れにおける乱れの空間相関特性について、京都大学防災研究所年報，第13号B，昭45. 3，pp. 333-345.