

琉球大学学術リポジトリ

開水路流れの乱れに関する研究

第2報：粗度の異なる開水路床上の乱れ構造について

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学理工学部 公開日: 2013-10-02 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 大成, 博文, Onari, Hirofumi メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/26606

開水路流れの乱れに関する研究

第2報：粗度の異なる開水路床上の乱れ構造について

大成博文*

Turbulence in Uniform Openchannel Flow

Second Report : Turbulent Structures in Uniform Openchannel Flow varying
with Bed Roughness

Hirofumi Onari

Synopsis

In contrast to large quantity of data available from the measurement of turbulence in air there is a significant lack of information on the detailed structure of turbulence in water.

Especially, few knowledge on open channel turbulent flow which has non-isotropic and homogeneous turbulent structures are clarified.

The objective of this paper is to present some results obtained in uniform openchannel turbulent flow varying with bed roughness. By means of computer analysis of the longitudinal component turbulent velocity measured by hot film flowmeter, several turbulent statistical characteristics which are important elements to explain the structure of turbulence such as probability distribution, auto-correlation co-efficient, one-dimensional spectral function, macro-scale, dissipation-scale, energy dissipation, are calculated.

I. 序 論

1. 乱れの定義

自然界の水流は、静かなたわやかな状態を常としているが、その内部構造においては、絶えず、流体塊の不規則変動を繰り返して、いわゆる乱流現象を呈している。流体力学を源流として、土木工学に於いても、水理学を中心に、種々の流体に関する応用学問体系が、確立されてきたといえるが、乱流理論的追求はそのいかなる分野に於いても、現象をより本質的に説明する一手段として、今日、ますます、重要になって

きているといえる。

Taylor and Kármán の定義によれば、「乱れ」(Turbulence) は、「流体が、固体物質を通りすぎる時に生ずる擾乱と流体同志のセン断とによって生ずる擾乱」とに区別され、前者は、壁面乱流 (Wall Turbulence)、後者は、自由乱流 (Free Turbulence) と称されている。

乱れ現象は、不規則過程であることから、時空間的偶然量として、時空間座標内での取り扱いが可能である。時空間に於ける乱れの力学的性質を記述するうえで、一様性 (homogeneous: 時空間的に、座標原点を

受付：1975年4月30日

* 琉球大学理工学部土木工学科

自由にとっても、乱れの構造が変わらない性質)と、等方性 (isotropic: 座標軸方向に於いて、常に、乱れ構造が、同じである性質) の二つの性質を考慮する必要がある。それらについて、一様性、非一様性、等方性、非等方性のそれぞれ四者の組み合わせによる流れの分類が可能となる。

乱れに関する古典的研究は、Hagen にはじまり、円管内の流速の安定問題を取扱った Reynolds の実験、渦動拡散係数 ϵ を導入し、Navier-Stokes の方程式を線型化した Boussinesq の式、Prantle および Kármán の混合距理輸送理論等が、代表的である。その後、Taylor によって、乱れを遇然量としてとらえ、統計的一様性を求める研究が進められ、新局面をむかえた。さらに、Kármán による、相関テンソルを用いた記述、Kolmogorov の局所等方性理論へと発展し、一方で計測技術の進展とも相俟って、等方性乱れから、非等方性乱れの解明へとむかい、今日、その「ヴェール」が、序々にはがされつつある。

2. 乱れの基礎式

流れの場の運動は、連続の式と運動方程式とによって、非圧縮性流体の場合に、次のように記述される。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} u_i = 0 \tag{1}$$

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + F_i \tag{2}$$

(u_i : i 方向の速度、 ρ : 密度、 P : 圧力、 ν : 動粘性係数、 F_i : 外力)

また、

$$\left. \begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u'_i \\ P &= \bar{P} + p' \end{aligned} \right\} \tag{3}$$

であることから、(2)、(3)式より、(4)式が求まる。

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho u'_j u'_i \right) + F_i \tag{4}$$

(2)、(4)式とでは、(4)式に $-\rho \overline{u'_j u'_i}$ の乱れの応力成分の付加があり、Reynolds 応力と呼ばれている。

乱れのエネルギー方程式について考えよう。今、流

体の変形に伴う応力 σ_{ij} のなす仕事量を考えると、その仕事量は、流体粒子の運動エネルギーの変化量、および、逸散量と圧力とによる仕事量と粘性応力による仕事量とによって表わされる。非圧縮性流体に於けるエネルギー方程式は、(5)式となる。¹⁾

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} u_i u_i &= - \frac{\partial}{\partial x_i} u_i \left(\frac{P}{\rho} + \frac{u_j u_j}{2} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} u_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ &\quad - \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \end{aligned} \tag{5}$$

- (I) = 運動エネルギーの変化量
- (II) = 総エネルギー輸送に於ける変化量
- (III) = 粘性応力による仕事量
- (IV) = エネルギー逸散量

(5)式に(3)式を代入して、(6)式の乱れエネルギー方程式が求まる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} u'_i u'_i &= - \frac{\partial}{\partial x_i} u'_i \left(\frac{p}{\rho} + \frac{u'_j u'_j}{2} \right) - u'_i u'_j \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ &\quad + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} u'_j \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - \nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \end{aligned} \tag{6}$$

(6)式の両辺の各項の物理的意味は、以下の通りである。

- (I) = 乱れ運動エネルギーの変化量
- (II) = 総エネルギーの乱れによる連続的拡散量
- (III) = 乱れせん断力を通じて平均流から輸送されたエネルギー量。あるいは、乱れの生成量。
- (IV) = 乱れ運動に於ける粘性せん断応力による仕事量。
- (V) = 乱れ運動によるエネルギー逸散量

II. 実験装置および実験方法

1. 実験水路

開水路流れの乱れ構造を実験的に解明するうえで、完全な二次元定常流が保たれることが必要であり、そのためには、すくなくとも、上下流端の影響を被らない程に十分流下距離が長い水路であること、および、

側壁の影響を少なくするために幅広い水路であることの二条件が満たされる必要がある。また、計測受感部への流下や操作に伴う振動や衝撃、漏電等には、とくに注意を要する。

本実験には、Fig. 1に示すような二種類の鋼鉄製水路を採用した。7 m水路は、循環系であり、側壁は、ペンキ塗装仕上げ、路床は、モルタル上をペンキ塗装仕上げを行なったものである。送水は、下流端のサンドポンプによって行なわれ、整水槽、整流グリッドを

通過して、上流端より4 mの地点で、二次元定常流であることを確認して、計測を行なった。流量測定には、ベンチュリーメーターと水銀傾斜マンノメーターを使用した。25 m水路は、非循環系であり、側壁、路床ともにペンキ塗装仕上げである。整流槽内には、整流アミを6枚設置し、流下距離12 mの地点で計測を行なった。流量調節は、上流のバルブで行ないその測定は、流下端の四角ゼキで行なった。

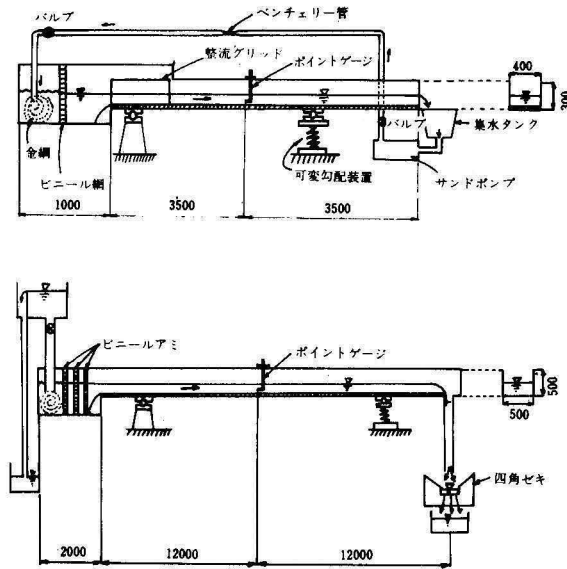


Fig. 1 7 m Openchannel flume (up) and 25 m Openchannel flume (down)

2. ホットフィルム流速計の検定

ホットフィルム流速計を用いての乱れ計測に於ける諸問題については、前報で述べたが¹¹⁾ここでは、実際にホットフィルム流速計を用いての検定実験について述べる。検定には、Fig. 2に示す段落水平噴流装置を用いた。検定実験に於いて明らかにする必要があるのは、次の三点についてである。

- (1) 平均流速、乱れ速度の計測可能領域を明らかにすること。
 - (2) ホットフィルム流速計のセンサーは、連続的な長時間の計測が不可能であり、計測許容最低時間を明らかにすること。
 - (3) センサーループの回復時間を明らかにすること。
- さらに、以下の七点について、計測操作上の留意点

が存在する。

- (1) 流水の温度変動を極小にするため、計測開始前に相当時間（本実験では、30分～60分、10分毎に水温を調べた。）の流水を行う必要がある。
- (2) 流水の清浄化に努め、センサーに、糸くず、ゴミ等が付着していないことを確かめる。
- (3) 電気分解による気泡の発生を防止し、気泡がセンサーに付着していないことを確かめる。
- (4) 流水に化学的物質が混入し、化学的反応の生起がないようにすること。
- (5) 全ての計測機器のアースを完全にし、雑音混入を防ぐ。また、リーク電流の発生にも注意を要する。
- (6) ポンプ流量が一定であることを確かめる。
- (7) 実験の反復、再現性を確認する。

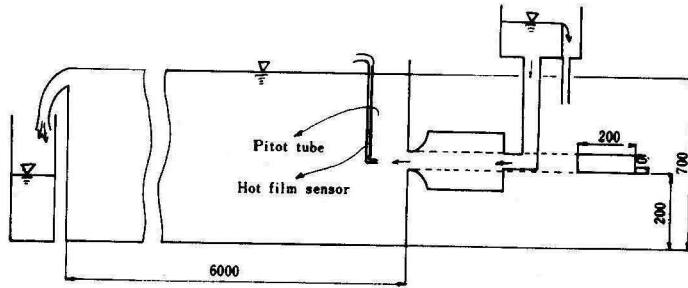


Fig. 2 Horizontal jet caribrate equipment

検定の方法は、センサープローブとピトー静圧管を水平噴流ノズル中心線に添って設置し、同時平均流速検定曲線を求める方法を用いた。再確認のために越流量を量水槽で測定した。一方、乱れ速度の検定は、一定平均流速のもとで、変動電圧のRMS値(Root Mean Square Value)を時間的に追跡して、その変動を調

べることで検定した。それらの検定曲線をFig. 3、Fig. 4に示す。検定に使用した、ホットフィルム流速計とピトー静圧流速計の計測システムダイヤグラムをFig. 5に示す。検定曲線は、ほぼ、直線性示すとともに、15秒以内では、変動量が少ないことを示している。

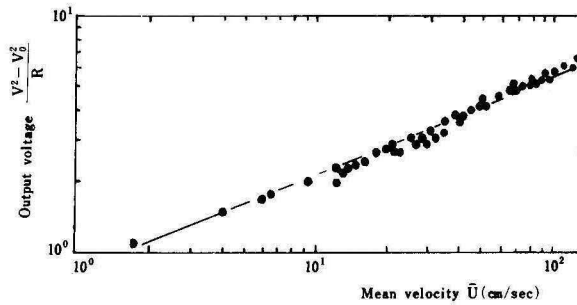


Fig. 3 Static calibration of hot film probes

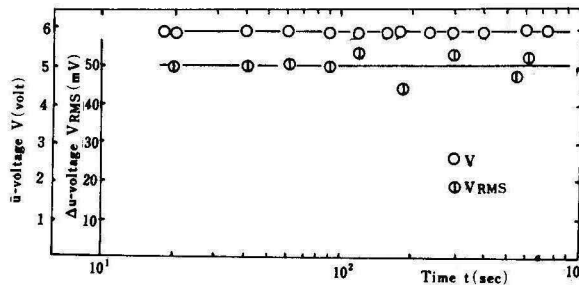


Fig. 4 Statio calibrations of hotfilm probe

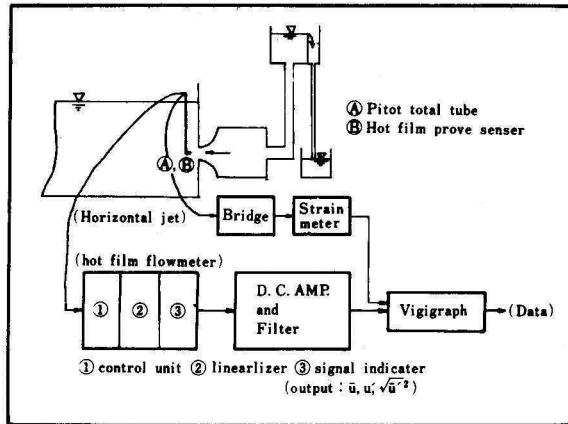


Fig. 5 Diagram of hot film flow-meter calibration with horizontal jet

3. 実験条件

開水路流れの乱れ構造と路床粗度の対応を明らかにするうえで、開水路流れの基本的水量である、Fr数 Re数との相関性を知る必要がある。路床粗度は、Fig. 6

に示すような三種類の均一砂を路床にはりつけて変化させた。それぞれの実験条件について、Table. 1 に示す。

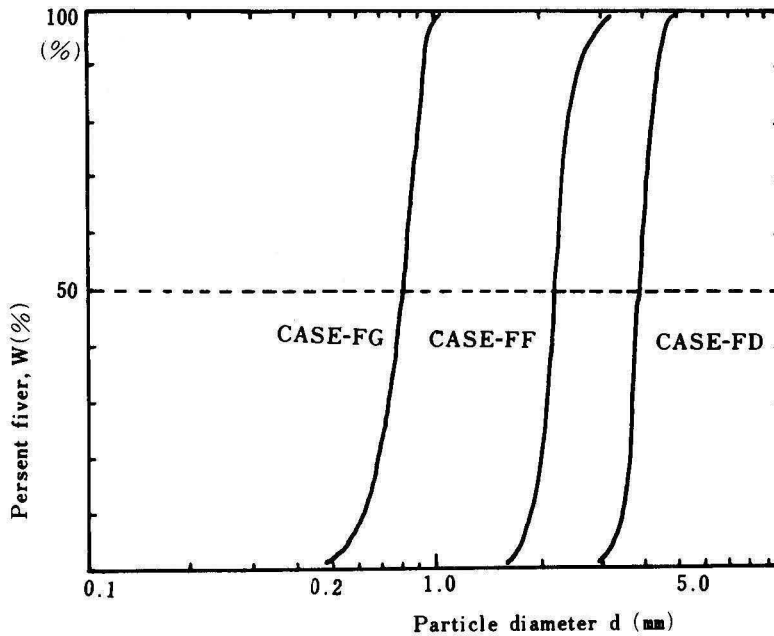


Fig. 6 Grain size distribution curve

Table. 1 Experimental condition measured by hot film flowmeter

CASE	流量	水深	水路幅	水路幅 水深比	平均流速	床勾配	フルード数	レイノルズ数	摩擦速度	流速係数	砂粒径	温度
	Q	H	Bo	Bo/h	\bar{u}	II	Fr	Fr	u_*	ϕ	d_{50}	T
	cm ³ /sec	cm	cm		cm/sec				cm/sec		mm	C°
FD-I	9260	5.61	40.0	7.13	41.27	1/600	0.556	1.96×10^4	3.03	13.63	3.90	13.8
FD-II	3160	3.03	40.0	13.20	26.06	1/600	0.478	6.69×10^3	2.23	11.69	3.90	13.9
FD-III	9250	3.88	40.0	10.31	59.60	1/135	0.967	1.90×10^4	5.31	11.23	3.90	12.9
FF-I	2580	2.14	48.7	22.76	24.76	1/600	0.541	4.38×10^3	1.87	13.24	2.20	13.2
FG-I	9260	5.00	40.0	8.00	46.30	1/600	0.661	1.71×10^4	2.86	16.20	0.80	8.7
FM-I	9260	4.71	40.0	10.34	40.37	1/600	0.594	1.36×10^4	2.77	14.56	滑面	7.1

III. データ処理の手法

データ処理システムは、計測→記録→サンプリング→カードパンチ→計算の順であり、計算には、九州大学大型電子計算機 (Facom 230-60) を使用した。スペクトル計算の手法は、Turkey の方法に従った²⁾ 以下計算式を示す。

①平均流速

$$u_m = \frac{1}{N} \sum u_i \quad (7)$$

(N: データ数、i=1, 2, …, N)

②確率密度分布

$$f(u) = \frac{\partial}{\partial u} \left(P \left\{ u - \frac{du}{2} < u < u + \frac{du}{2} \right\} \right) \quad (8)$$

③乱れ強度 (Turbulent intensity)

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - u_m)^2} \quad (9)$$

④一次元スペクトル (One-dimensional spectrum)

$$F(f) = F(r/2\Delta t m) = \left\{ R(0) + 2 \sum_{q=1}^{m-1} R(q\Delta t) \cos \frac{qr\pi}{m} + R(m) \cos r\pi \right\} \Delta t \quad (15)$$

⑤ウィンドー (Window)

$$\left. \begin{aligned} F_w(0) &= 0.5132F(0) + 0.4868F(1/2\Delta t m) \\ F_w(k/2\Delta t m) &= 0.5132F(k/2\Delta t m) + 0.2434 \left\{ F\left(\frac{k-1}{2\Delta t m}\right) + F\left(\frac{k+1}{2\Delta t m}\right) \right\} \\ F_w(m/2\Delta t m) &= 0.4868F\left(\frac{m-1}{2\Delta t m}\right) + 0.5132F\left(\frac{1}{2\Delta t}\right) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

④ひずみ度 (Skewness factor)

$$S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - u_m)^3 / (\sqrt{u'^2})^3 \quad (10)$$

⑤とがり度 (Peakedness factor)

$$P = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - u_m)^4 / (\sqrt{u'^2})^4$$

⑥自己相関々数 (Auto-correlation function)

$$R(r\Delta t) = \frac{1}{N-r} \sum_{i=1}^{N-r} u_i u_{i+r} - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \right)^2 \quad (12)$$

(r=0, 1, 2, …, m, m: 最大ずらし数)

⑦自己相関係数 (Auto-correlation coefficient)

$$RR(r\Delta t) = R(r\Delta t) / R(0) \quad (13)$$

⑧プリホワイトニング (Pre-whitening)

$$u_{Pi} = u_i - 0.6 \cdot u_{i-1} \quad (14)$$

⑪復色 (Re-colouring)

$$\left. \begin{aligned} F_R(0) &= NF_w(0)/(1.36-1.20 \cos(2\pi/6m)) \\ F_R(k/2\Delta tm) &= F_w(k/2\Delta tm)/(1.36-1.20 \cos(2r\pi/2m)) \\ F_R(m/2\Delta tm) &= F_w(m/2\Delta tm)/(1.36-1.20 \cos(1-\frac{1}{6m}) 2\pi) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

⑫乱れエネルギー密度 (Density of turbulent energy)

$$FJ(f) = F_R(r/2\Delta tm) \times f \quad (18)$$

⑬平均スケール (Macro scale)

$$SMACRO = u_m \sum_{r=0}^m RR(r\Delta t) \Delta t \quad (19)$$

⑭逸散スケール (Dissipation scale)

$$SMICRO = u_m \Delta t / \sqrt{1 - RR(2\Delta t)} \quad (20)$$

⑮エネルギー逸散率 (Energy dissipation ratio)

$$EEE = 15 \nu \frac{4\pi^2}{u_m^2} \sum_{r=0}^m F_R\left(\frac{r}{2\Delta tm}\right) \times f^2 \quad (21)$$

IV. 粗度の異なる開水路床上の乱れ構造

開水路流れの乱れの研究には、各種の乱れ計測機器が使用されてきたが、そのうち先駆的なものは、total-head tubeを用いた Ippen and Raichelen³⁾ とホットフィルム流速計を用いた Richardson,⁴⁾ Raichelen⁵⁾ 等

があげられる。我国に於いては、前者の total head tube の改良型を用いた日野⁶⁾ の研究があり、最近に於いて、岸ら⁷⁾ や今本⁸⁾ の研究がある。

本研究は、これらの研究の成果を踏まえ、路床粗度の変化と対応する乱れ構造について焦点をあて、残された問題点を明らかにしようとしたものである。計測に使用したホットフィルム流速計は、THERMO-SYEMS INC 製であり、センサーブープの型は、L型、MODEL 1233である。

1. 乱れ速度の確率分布特性

(1) 乱れ速度の確率密度分布特性

等方性乱流場の乱れ速度の確率密度分布は、空気流の乱れの研究を中心にして、正規分布を示すことが明らかにされているが⁹⁾ 開水路流れのような非等方性壁面セン断乱流では、正規分布からのずれが予想され、その特性が、開水路流れの乱れの構造的説明を与える重要な要素のひとつになりうる。

Fig. 7は、水平流れ方向の乱れ速度の確率密度分布を示したものである。この図から、その確率密度分布

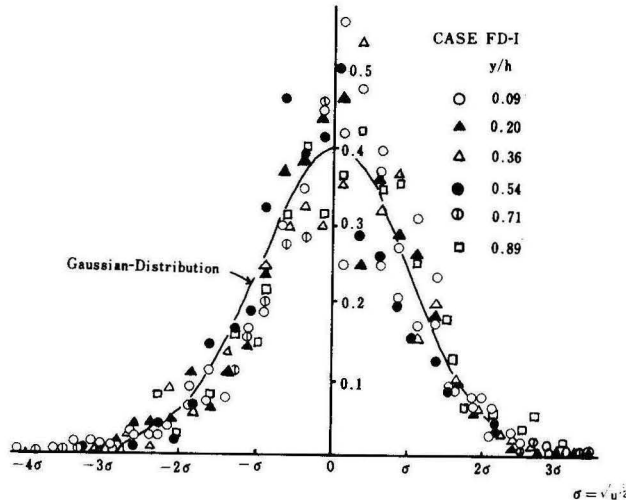


Fig. 7 Provability distribution of turbulent velocity measured by hot film flowmeter

は、ほぼ、相対水深のいかんにかかわらず、正規分布に近い分布を示すといえるが、さらに特徴的なことは、最頻値（モード）の正の方向へのわずかなずれと、負の偏差の大きな値とが対応していることである。これは、乱れ強度の値に満たない正の乱れ速度が、多数存在するために、比較的少数の負の符号を示す絶対値の大きい乱れ速度が、同時に存在していることを示すものであるといえる。

(2) 確率密度分布のひずみ度、とがり度

乱れ速度の確率密度分布のひずみ度、とがり度は、それぞれ、乱れ速度の三次、四次の乗積能率から求まり、前者は、分布の標本平均値に対する対称の程度を示し、後者は、分布のとがりの測度を示すものであるといえる。また、正規分布の場合には、前者が、0、後者が、3.0 の値を示す。両者は、(22)、(23) 式で表わされる。

$$\text{ひずみ度 Skewness} = \overline{u^3} / (\sqrt{\overline{u^2}})^3 \quad (22)$$

$$\text{とがり度 Peakedness} = \overline{u^4} / (\sqrt{\overline{u^2}})^4 \quad (23)$$

Fig. 8 は、ひずみ度を示したものである。この図か

ら、ひずみ度は、すべて負の値であり、相対水深が、0.5 付近で極小値を示し、路床に近づくにつれ、正の値に近づく傾向を示していることが明らかである。また、路床粗度、Re数との関係に於いて、路床粗度、および、Re数が大きくなると、ひずみ度は、逆に小さい値を示すような傾向がみられる。Fig. 9 は、とがり度を示したものである。とがり度は、相対水深による顕著な差異はみられず、ほぼ、3.0 に近い値を示している。以上のことから、間欠的な流れの特徴を示す負の絶対値の大きいいわゆる、より低周波数側の成分は、路床よりかなり離れたところで顕著であり、路床近傍では、粗度の影響が、より高周波数側の成分で強くなり、より均一的な正規分布へ近づく傾向を示しているといえよう。サンプリングタイムの制約により、より低周波数成分についての考察を進めることが不可能であるが、感度を落して、低周数成分（約1 Hz 以下）についてはかなりの信頼性がえられるピトー静圧流速計による結果からも、相対的に同様なことが確かめられた。¹⁰⁾この点についての考察は、乱れ統計量および乱れ特性量をもとに、深く行なわれる必要がある。

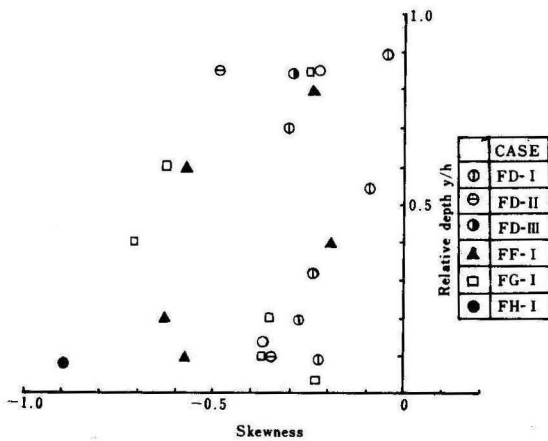


Fig. 8 Distribution of skewness factor of longitudinal turbulent velocity measured by hot film flowmeter

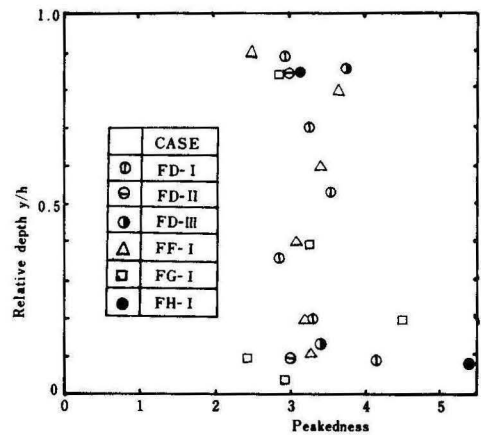


Fig. 9 Peakedness factors measured by hot film flowmeter

2. 乱れ統計量特性

(1) 相関特性係数

定常確率過程に属する速度を、 $u(t)$ 、 $v(t)$ とし、それらの平均値を $\bar{u}(t)$ 、 $\bar{v}(t)$ 、変動量を $u'(t)$ 、 $v'(t)$ とすると、相関関数 R_{uv} 、相関係数 RR_{uv} は、次式で表わされる。

$$R_{uv} = \overline{u'(t)v'(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u'(t)v'(t+\tau) dt \quad (22)$$

$$RR_{uv} = \frac{\overline{u'(t)v'(t)}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}}} \quad (23)$$

(T = 観測時間、 τ : ラグタイム)

また、 $u'(t) = v'(t)$ の場合には、それぞれ、自己相

関数 R_{uu} 、自己相関係数 RR_{uu} と呼ばれ、次式であらわされる。

$$R_{uu} = R_{vv} = \overline{u'(t)u'(t+\tau)} \\ = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u'(t)v'(t+\tau) dt \quad (24)$$

$$RR_{uu} = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{(\sqrt{\overline{u'^2}})^2} \quad (25)$$

自己相関係数は、ある一点に於ける、時間的な不規則変動の中から、規則的周期性を知る統計量として、乱れの解析について、従来から広く用いられている。その物理的な意味は、ある変動量のラグタイム τ に於ける自己の性質の保存性を定量的に表わすものと考えられる。ところが、開水路流れのような多重構造を

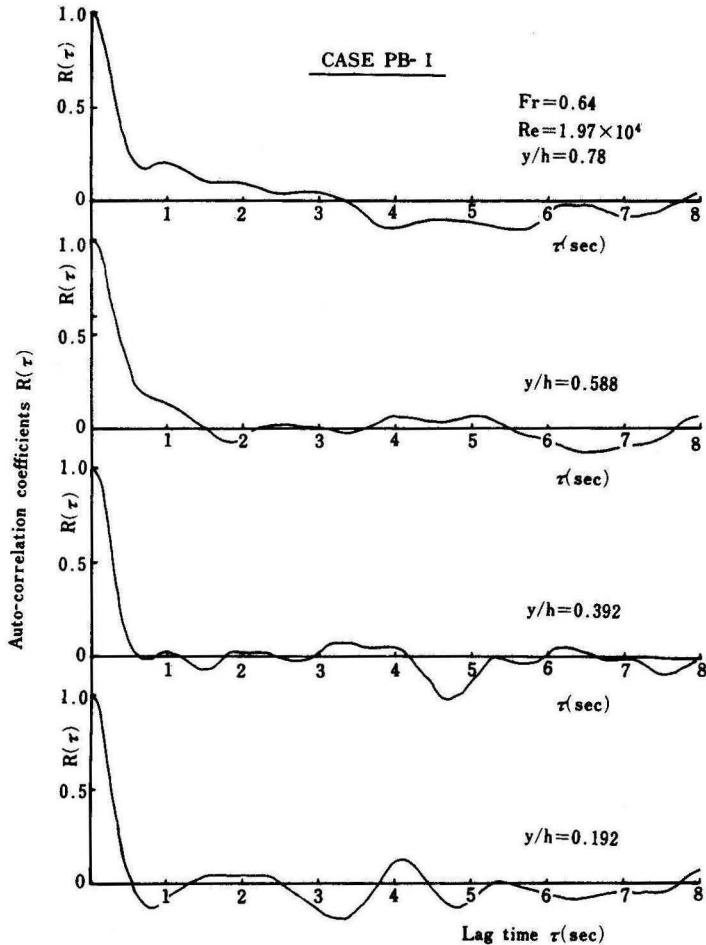


Fig. 10 Auto-correlation coefficients of longitudinal turbulent velocity at several relative depth with pitot total tube.

もつ乱流場が予想される流れでは、自己相関係数から、顕著な周期性を広周波数領域にわたって識別することはかなり困難性を伴うものであるといえる。

Fig. 10は、ピトー静圧流速計計測による自己相関係数を表わしたものである。前報¹¹⁾でも述べたが、この種の流速計は、低周波数領域の測定には、かなりの信頼性があるといえることから、乱流場に含まれる低周波数領域についてのみ考察を行ないたい。サンプリング周波数は、10Hz、データ数1000個、最大ずらし数100個である。Fig. 10から、ラグタイム τ が非常に小さい場合には、相関性は高く、しかも、相対水深のいかんにかかわらず、いずれも顕著な差異はないといえるが、ラグタイム τ が増してゆくと、相関性は、急に低くなっている。さらに、相関性の減少の割合が、水表面付近でゆるやかなのに対し、水路床面に近づくにつれ、急になっていることが特徴的であるといえる。これは、この種の計測機が、水路幅に対応するような大スケールの渦が支配的である水平乱流場の乱れの検出が主に可能であるということをもふまえて、水表面付近では、平均渦径が大きく、しかも、種々の渦が存在する渦径を。いわゆる多重構造性の乱れ構造を示すのに対し、路床近傍では、平均渦径の小さい単一構造化の傾向を示す渦が、特徴的に存在することを示している。

(2) スペクトル特性

乱流理論へのスペクトル概念の導入は、Taylorにはじまるが、乱れの運動方程式の非線型項の特質であるエネルギーの非線型的伝達を表わす一手段として、スペクトルが、広く用いられてきた。スペクトルの物理的な意味は、乱流場に存在する種々の乱れエネルギーを、スケールの大きさごとに表わしたものと考えるが周波数表示を行うことから、換言すれば、単一周波数に於ける運動エネルギーへの寄与分を表わすものとも言える。スペクトルを $F(f)$ 、乱れエネルギーを u'^2 、 f を周波数とすると、

$$u'^2 = \int_0^\infty F(f) df \tag{26}$$

が成立つ。また、スペクトルは、自己相関関数 $R(\tau)$ と相互にフーリエ変換が可能であり、次のWiner-Kintchineの式が成立する。

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^\infty F(f) e^{i2\pi f \tau} df = 2 \int_0^\infty F(f) \cos 2\pi f \tau df \tag{27}$$

$$F(f) = \int_{-\infty}^\infty R(\tau) e^{-2\pi i f \tau} d\tau = 2 \int_0^\infty R(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \tag{28}$$

(a) 各周波数領域に於けるスペクトル

余越によれば¹²⁾河川乱流では、河幅の10倍程度の径を持った渦から、微小な1mm程度の渦が存在しているとされているが、開水路流れについても、同様な多重構造性の流れが存在すると言える。開水路流れの乱れ構造を支配する要素としては、主に、水深と水路幅とが考えられる。水路幅水深比が大きい場合には、水深水路幅の各々の支配的スケールに対応したスペクトル周波数領域が存在する。いわゆる、スペクトルの分離性が予想される。一般に、開水路流に於いて、対象とする周波数領域は、 $10^{-2} \text{Hz} \sim 10^2 \text{Hz}$ の範囲であるといえるが、この領域を同時にすべて計測することは、種々の困難があり、効率的とは言えず、むしろ狭い周波数領域内で、低周波数切断 (red-catastrophe)、および、高周波数切断 (violet-catastrophe) のフィルターを用いて、重量的に計測を行ない、信頼性を高める操作を行う方法が有効である。

コルモゴロフの理論によれば、非等方性乱流場に対しても、局所等方性の仮定を導入すれば、スペクトル相似則が成立しうるものであることから次のようなスペクトル方程式が示されている。すなわち、慣性領域では、エネルギー逸散率 ϵ のみによって決定されるとして、

$$F_i(f) = F_i \cdot (u\epsilon/2\pi)^{\frac{2}{3}} \cdot f^{-\frac{5}{3}} \tag{29}$$

(F_i ：慣性領域に於けるスペクトル定数、 u ：平均流速、 f ：周波数)

が成立する。一方、粘性領域に於いては、エネルギー逸散率 ϵ と動粘性係数 ν とで決定され、次のスペクトル方程式が成立するとされている。

$$F_v(f) = F_v \frac{\epsilon^2}{\nu^4} \left(\frac{2\pi}{u} \right)^2 f^{-3} \tag{30}$$

(F_v ：粘性領域に於けるスペクトル定数)

あるいは、

$$F_v(f) = F_v \frac{\varepsilon^2}{\nu^4} \left(\frac{2\pi}{u} \right)^{-6} \cdot f^{-7} \quad (31)$$

Fig. 11は、一次元スペクトルを示したものである。サンプリング周波数、サンプリング数等を Table. 2 に示す。

とされている。(30)、(31)式のいずれに妥当性があるかについては、いまだ実証されていない。

Table. 2 Sampling interval and sampling time

	相対水深	サンプリング 間隔	サンプリング タイム	フィルター
	y/h	Δt sec	T sec	Hz
Pitot tube	0.85	0.10	100	なし
hot-film	0.85	0.005	5	なし
hot-film	0.85	0.0025	2.5	50~500
hot-film	0.10	0.005	5	なし
hot-film	0.10	0.0025	2.5	50~500

この図から明らかなことは、今本の結果¹³⁾と同様に、乗則の成立する領域が存在し、さらに高周波側の粘性領域に於いて、水深および水路幅に対応した $-5/3$ 乗則領域で、 -3 乗則が成立していることである。

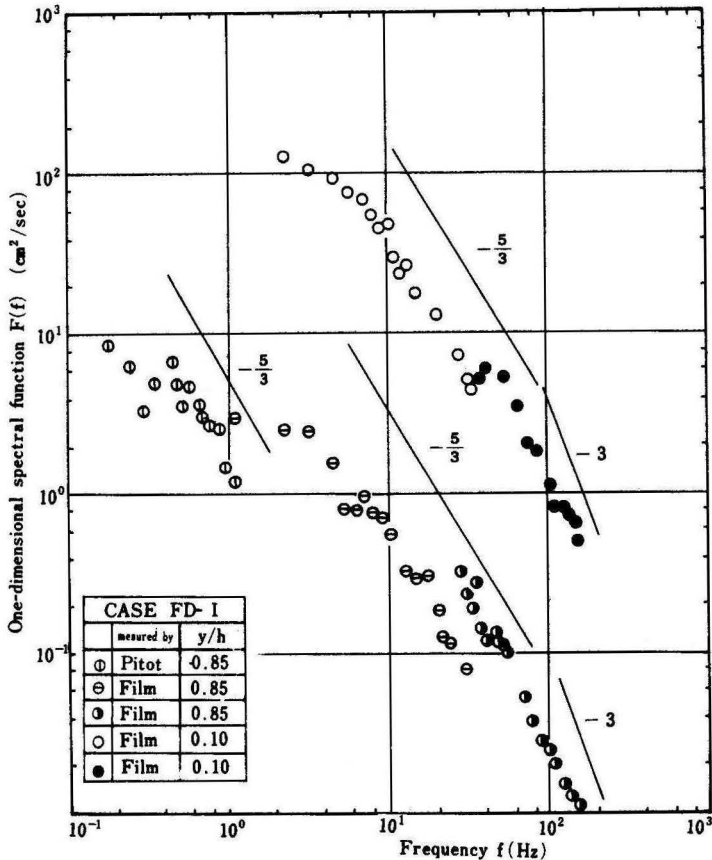


Fig. 11 One-dimensional spectrum of longitudinal turbulent velocity measured by pitot tube and hot film flowmeter.

(b) 相対水深によって異なるスペクトル

Fig. 12は、CASE-FDについて、相対水深ごとのスペクトルを示したものである。サンプリング周波数100 Hz、サンプリング数1000個である。この図から、次のような点が明らかである。

①相対水深が小さい路床近傍に近づく程、スペクトル密度は高く、従って、運動エネルギーへの寄与分も高い。

②相対水深のいかんにかかわらず、水深に対応した周波数領域で $-\frac{5}{3}$ 乗則が成立する。

③路床近傍では、乱れの生成がたえず行なわれ、生成された乱れは、上昇流によってエネルギー逸散しながら輸送されてゆくといえるが、路床近傍での相対水深ごとのスペクトルの差が大きく、水表面に近づくにつれ、その差が小さく一定になっていることは、そのことをうらずけるものである。

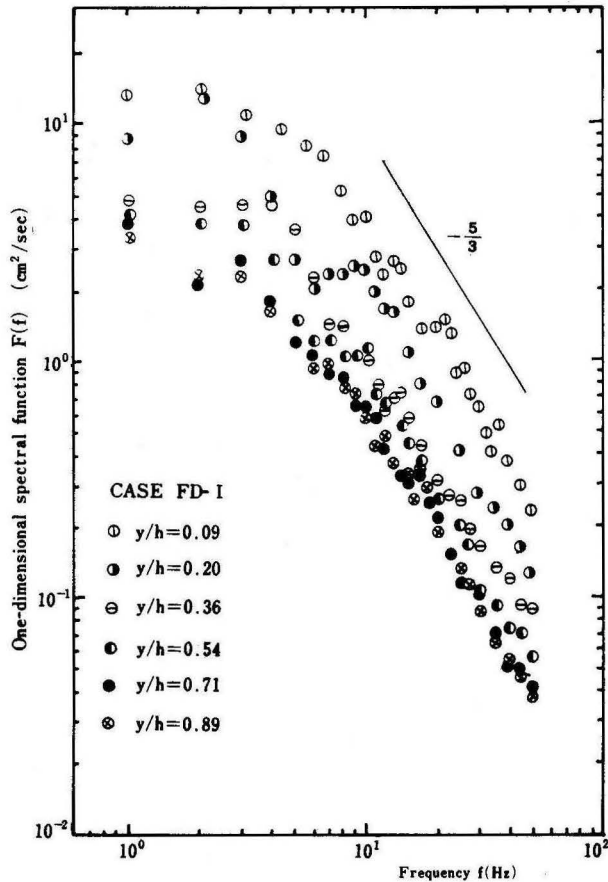


Fig. 12 One-dimensional spectrum of longitudinal turbulent velocity measured by hot film flowmeter (CASE FD- I)

(c) 粗度によって異なるスペクトル

Fig. 13は、路床粗度を変化させた、CASE-EF、CASE-FG、CASE-FHのそれぞれのスペクトルを表わしたものである。この図から、粗度の影響は、水路床近傍で顕著であり、粗度が大きい程、スペクトル密度

は大きく、逆に、水表面付近では、顕著な粗度の影響はみられず、スペクトル密度もほぼ一定である。また、スペクトル密度の路床近傍と水表面付近の両者の差は、粗度が大きいほど大きく、乱れ運動エネルギーの増加を示すものであるが、路床粗度に対応した周波数成分

に於けるその増助分を識別することは、この図からで つである。
 は、困難といえ、今後の検討すべき重要な課題のひとつ

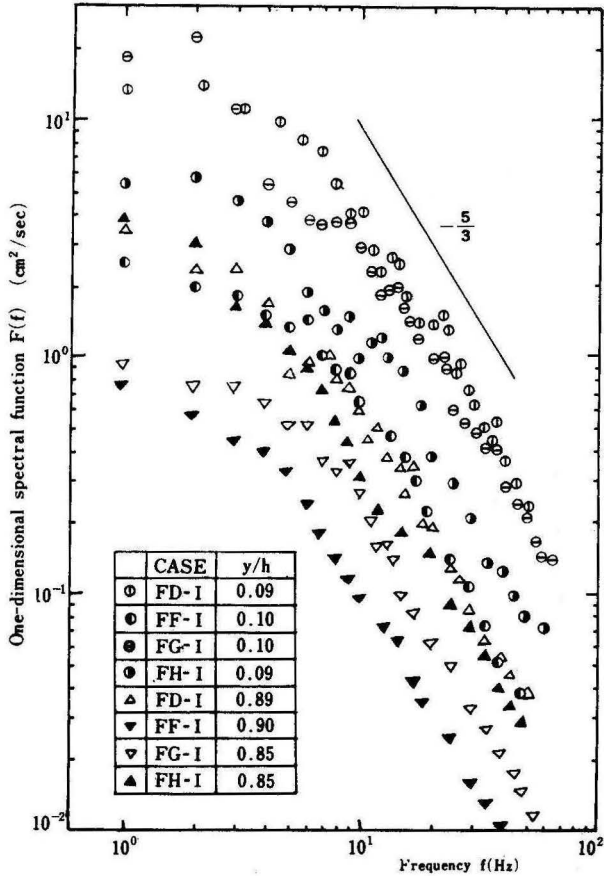


Fig. 13 One-dimensional spectrum of longitudinal turbulent velocity measured by hot film flowmeter varing of bed roughness.

(d) Re数、Fr数とスペクトル

Re数をかえて、対応する乱れ構造について調べたものが、Fig. 14である。この図から、スペクトル密度はRe数が大きいほど大きく、また、10Hz以上の高周波数側では、ほぼ一致しているのに対し、より低周波数領域で、Re数が小さいと、スペクトル密度も小さい値を示している。Fig. 16は、乱れエネルギーの密度を示したものであるが、そのことが一層明らかである。すなわち、路床近傍に於いて、Re数が大きい場合には、7 Hz付近のひとつのピークを示すのに対し、Re数が小さい場合には、4～5 Hz付近の落ちこみが生じ、2 Hzと9 Hz付近の両方にピークが生じ、いわゆる、二重構造

的流れの様相をもった特質が示摘される。また、水表面付近に近づくにつれ、平坦になり、多重構造的な流れを示すものである。

Fig. 15、Fig. 17は、Fr数を変化させて、スペクトル密度、乱れエネルギー密度を求めたものである。図からも明らかなように本実験条件の範囲内では、Fr数とスペクトル周波数応答との特徴的な相関性はみられないといえる。

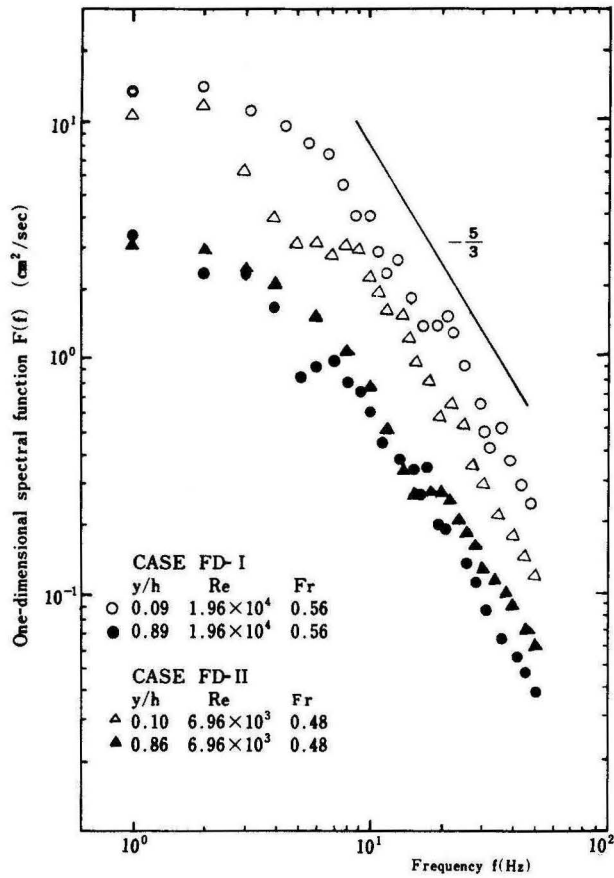


Fig. 14 One-dimensional spectrum of longitudinal turbulent velocity measured by hot film flowmeter varying of Froude Number.

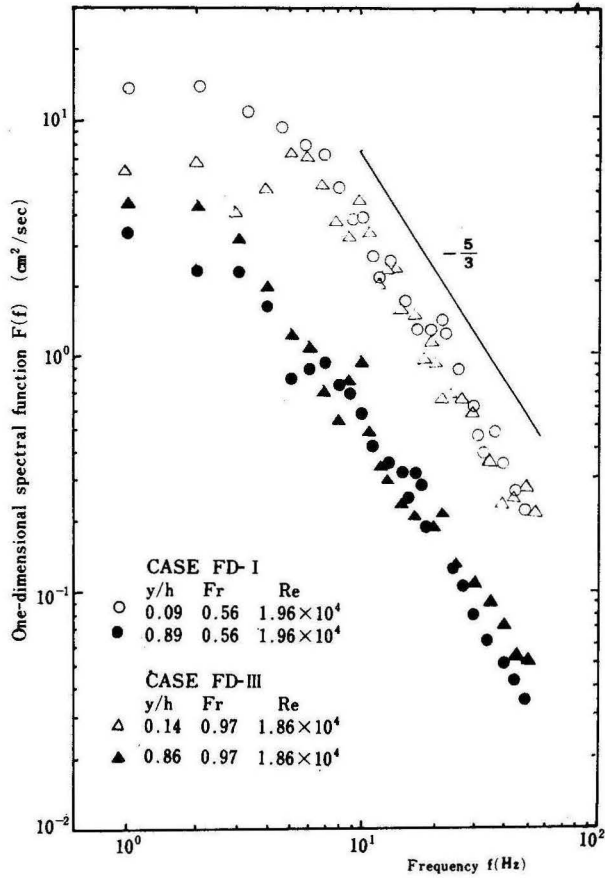


Fig. 15 One-dimensional spectrum of longitudinal turbulent velocity measured by hot film flowmeter varying of Froude Number.

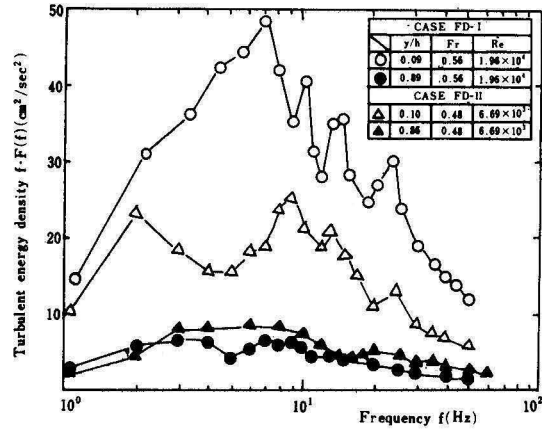


Fig. 16 Density of turburent energy

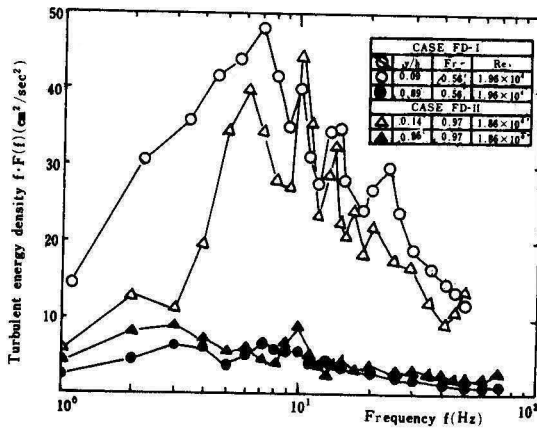


Fig. 17 Density of turburent energy

スペクトル密度 $F(f)$ に、周波数 f を乗じた $f \cdot F(f)$ の値は、単一の周波数における乱れエネルギーの密度をあらわすものであると考えられる。Fig. 18、Fig. 19 は、CASE-FD、CASE-FG について、乱れエネルギー密度を表わしたものである。これらから、これまでも述べてきたが、路床近傍での卓越周波数性、水面付近での広周波数性の分布がわかるが、さらに、路

床近傍からすこし離れた地点に於いて、低周波数成分（2 Hz）でのピークみられる。この低周波数領域での間欠の特徴は、先に述べた路床近傍からはなれるにしたがって、乱れ速度の確率密度分布のひずみ度が、極小値にむかうことと相通じるものであるが、それが、境界層的な効果や粗度による影響なのかという点については、さらに、検討してゆく必要があるといえる。

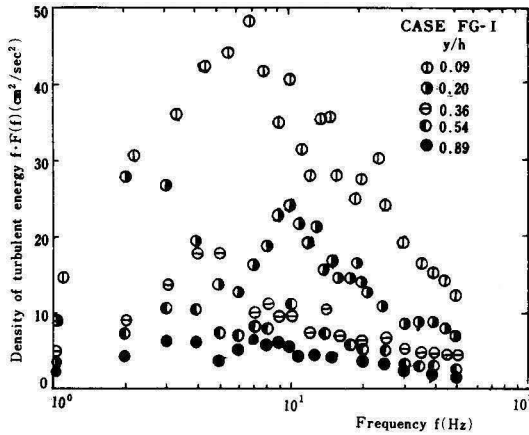


Fig. 18 Density of turbulent energy

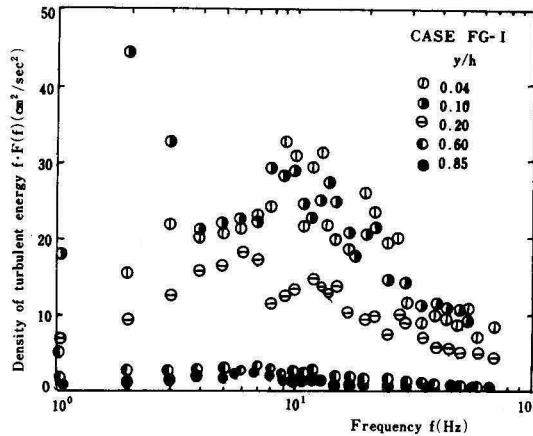


Fig. 19 Density of turbulent energy

3. 乱れ特性量特性

(1) 乱れ強度

開水路流れの水平流れ方向の乱れ強度については、(a)流れ方向の乱れ強度は、相対水深の小さい路床近傍に於いて最大となり、相対水深が大きくなるにつれ、減少してゆくと思われるが、その特性はいかなるものか、(b)河床粗度が大きいほど、乱れ強度も大きい値を示すことが予想できるが、摩擦速度 u_* および平均流速 \bar{u} で無次元化した場合に粗度の効果が表われるかどうか、(c) Re 数と $\sqrt{u'^2}/u_*$ 、 $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ の間に関係がみられるかどうかの三点が問題点として存在する。

従来の研究によれば、(a)については全体として広く明らかにされているが、路床の極近傍や水表面近傍については、いまだ不明確である。(b)については、 $\sqrt{u'^2}/u$ と粗度の関係は認められているが、 $\sqrt{u'^2}/u_*$ については、粗度の効果の有無の両論がある。(c)については、

Re 数が増加すると $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ が減少するとされている。 Re 数と $\sqrt{u'^2}/u_*$ の関係は、明らかにされていない。

Fig. 20 は、乱れ強度を摩擦速度で無次元化した図である。これによれば、路床近傍程、乱れ強度は大きく、また、 $\sqrt{u'^2}/u_*$ のみで統一的に表わせえない、粗度の効果があるように思える。Fig. 21 の $\sqrt{u'^2}/u_* \phi^{1/3}$ については、粗度の効果が一層明確である。Fig. 22 は、乱れ強度を測定点流速で無次元化したものを表わしたものである。CASE-FD と CASE-FG とでは、粗度の大きい FD の方が、全体的に大きく、その差は、路床から離れるに従って顕著となっており、粗度の影響が、水表面付近まで及んでいることを示している。また、 Re 数の増加に伴い $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ は減少しており、従来の結果に添うものである。

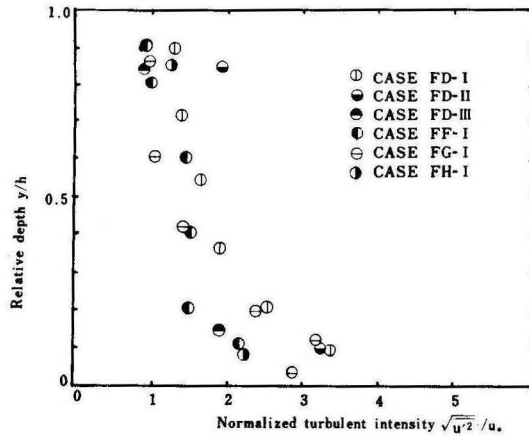


Fig. 20 Eulerian turbulent intensity in uniform of universal function by hot film flowmeter

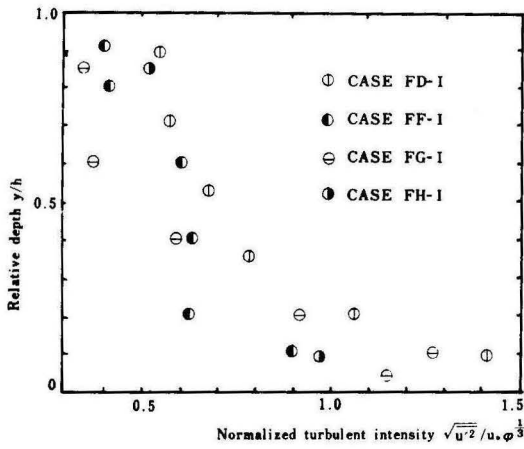


Fig. 21 Eulerian turbulent intensity in form of universal function by hot film flowmeter

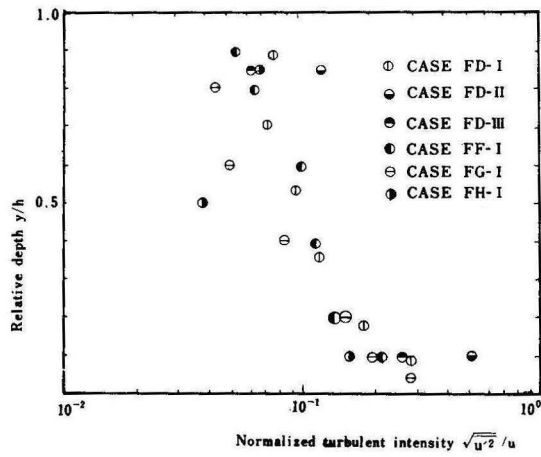


Fig. 22 Normalized turbulent intensity with mean velocity by hot film flowmeter.

(2)平均渦径

一般に、乱流場には、種々な大きさの渦が存在していると考えられるが、その大きさを表わす目安として渦の寿命時間が定義される。平均流速に比べて、乱れ速度が小さい場合には、乱れの速度場が、そのまま平均流速で流下するという、Taylorの凍結乱流(frozen turbulence)の仮定を用いて、渦の寿命時間を距離スケールとして表わすことができ、平均渦径と呼ばれている。平均渦径は、文字通り、乱流場の平均的な渦半径をあらわすもので、スペクトルについての生成領域の低周波数成分の渦によって決定づけられるといえる。平径渦径の求め方には、次の四通りがある。

(a)相関係数積分法

$$\Lambda_R = \left(\int_0^\infty RR(\tau) d\tau \right) \cdot \bar{u} \quad (32)$$

(b)セミスケール法

$$\Lambda_S = 2 \bar{u} \cdot \tau_{RR(\tau)=0.6} \quad (33)$$

($\tau_{RR(\tau)=0.6}$: $RR(\tau) = 0.6$ を与える τ の値)

(c)Lauferの式より求める方法

$$F(f)/F(0) = \left[1 + \frac{4\pi^2 f^2 \Lambda_L}{\bar{u}^2} \right]^{-1} \quad (34)$$

(d)エネルギー逸散率から求める方法

$$\Lambda_\varepsilon = 1.77 \bar{u}'^3 / \varepsilon_i \quad (35)$$

(ε_i : 慣性領域内でのエネルギー逸散率)

それぞれの方法について問題点を指摘すれば、(a)の方法では、ラグタイムが大きくなったところで、自己相関係数が、ゼロに収束する必要がある。多重構造的な乱れでは、種々の周期成分が出現し、 Λ_R のばらつきも大きくなり、評価に困難性を伴うことは少なくない。(b)の方法は、相関係数が零に収束しなかったり、負の値を示さない場合に用いられるが、その際には、相関係数が指数関数に従う場合に限られている。(c)の方法は、生成領域のスペクトルが、 Λ_L の関数となることから求まるものであるが、あらかじめ、対象とする乱れ

の場の生成領域に於いて、スペクトル無次元量が、Lauferの式に一致するかどうかを確認する必要がある。(d)の方法では、エネルギー逸散率の求め方によって値が左右される。

河川乱流に於いては、河幅、水深に対応する乱流場が存在し、それぞれ、水平乱流場、鉛直乱流場と呼ばれている。流れの基本様式が同じ開水路流れに於いても、同様な乱れの場があると考えられることから、それぞれの乱流場に支配的な渦スケールが存在すると考えられることは妥当である。

水平乱流場に於ける平均渦径については、計測機、ピトー静圧流速計、算定法、相関係数積分法を用いて路床近傍で小さく、路床から遠ざかるにつれ、渦径が大きくなり、その傾向が、路床粗度が大きくなるほど顕著な傾向を示すという結果をえている。

鉛直乱流場に於ける平均渦径については、計測機、ホットフィルム流速計を用いて、前述(d)の方法で求めた。エネルギー逸散率は、スペクトルの慣性領域内のみについて、Drydenの表示式を用いて算定した。乱れ強度 \bar{u}' は、乱れエネルギー密度のピーク値のRMS値を採用した。Fig. 23に明らかなように、鉛直乱流場に於ける平均渦径は、相対水深のいかんにかかわらず、水深にわずかに満たない値で、ほぼ、一定値を示している。CASE-FFは、Re数が極端に小さい場合であるが、平均渦径の絶対値は小さく、前述のこの種の実験条件下でのスペクトル周波数特性と同様、今後解明すべき課題であるといえる。Fig 24は、平均渦径を ϕh で無次元化したものであるが、 h が無次元化した場合の前図とその特性はわからない。したがって、次のような関数表示が可能である。

$$\Lambda_\varepsilon/h = \phi(y/h) = \text{const.}(y/h) \quad (36)$$

$$\Lambda_\varepsilon/h \cdot \varphi = \phi(y/h) = \text{const.}(y/h) \quad (37)$$

(φ : 流速係数、 $\varphi = u/u_*$)

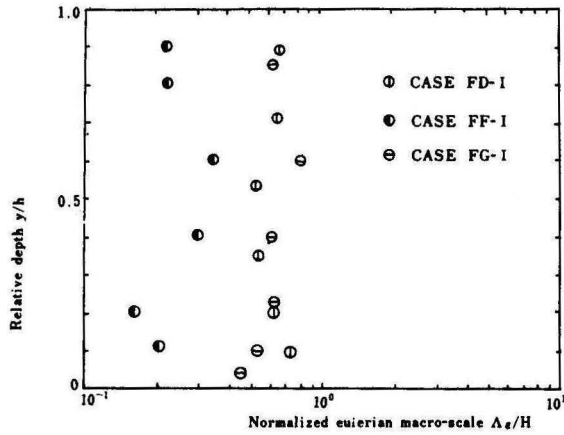


Fig. 23 Normalized eulerian macro-scale in vertical turbulent space in form of universal function by hot film flowmeter.

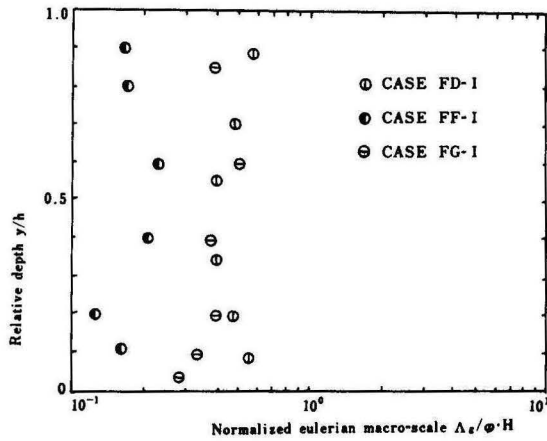


Fig. 24 Normalized eulerian macro-scale in vertical turbulent space in form of universal function by hot film flowmeter

(3) 逸散スケール

逸散スケールは、乱流場の最小渦径の平均値を表わす尺度と理解できる。逸散スケールの算定法には、相関係数から幾何学的に求める方法と、Dryden の表示式を用いる方法との二通りがある。前者の方法は、相関係数曲線に、 $\tau = 0$ において接する放物線が、 τ 軸と交わる切片を求めることによって決定されるが、相関係数が 1.0 から減少する仕方を端的にあらわすものであることに最小渦径を表わす尺度という根拠がある。しかし、厳密には、相関係数の $\tau = 0$ の付近では、比較的大きい渦からの寄与も含まれることから、「逸散に関する小さい渦」の長さの尺度を正確に表わしてい

るとは言難い。また、後者の Dryden の表示式は、

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{4\pi^2}{u^2} \cdot \frac{1}{u'^2} \int_0^\infty f^2 \cdot F_0(f) df \quad (38)$$

(λ : 逸散スケール、 $F_0(f) = F(f)/\overline{u'^2}$)

$$\int_0^\infty F_0(f) df = 1)$$

と表わされる。Fig. 25、Fig. 26 は、両方法で求めた逸散スケールの値である。逸散スケールは、1 mm に満たない程度の大きさで、路床近傍と水面付近とは、極端な差異はみられないが、路床近傍に近づくほど、やや小さい値を示している。Dryden の方法よりも、相関係数から求めた値が大きいのは、先に述べた理由からであろう。

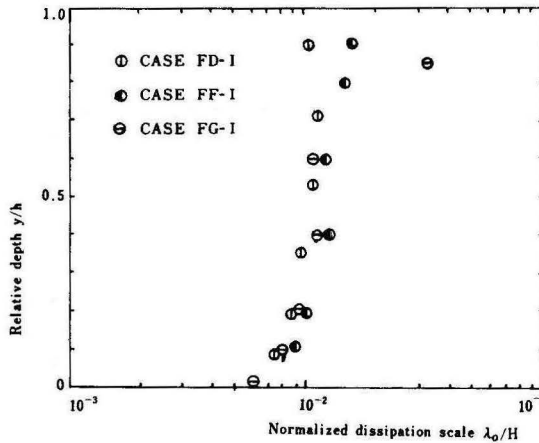


Fig. 25 Normalized dissipation scale calculated of energy dissipation ratio method of Dryden.

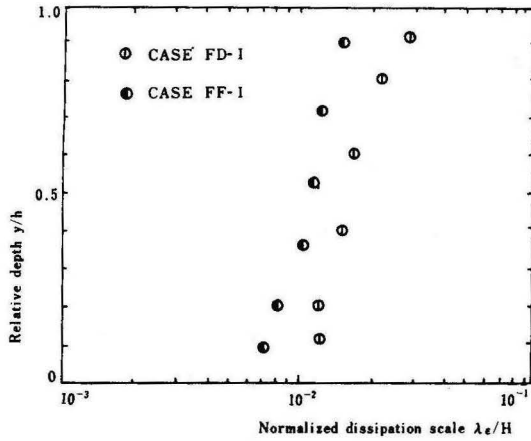


Fig. 26 Normalized dissipation scale calculated of auto-correlation coefficient.

(4) エネルギー逸散率

コルモゴロフの相似仮定によれば、慣性領域に於いて、エネルギー逸散率が、唯一のパラメーターとしてスペクトル相似則が成立することから、その取扱いは重要な意味をもつといえる。次式から、エネルギー逸散率が求まる。

$$\epsilon_i = 15\nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \tag{39}$$

(ν : 動粘性係数、 λ : 逸散スケール)

(38)式を(39)式に代入して

$$\epsilon_i = 15\nu \frac{4\pi^2}{\overline{u^2}} \int_0^\infty f^2 F(f) df \tag{40}$$

が求まる。鉛直乱流場に於ける慣性領域内と想定される範囲内で、エネルギー逸散率を求め、Fig. 27、Fig. 28に示す。これらの図から、二つの無次元量は、相対水深のみの普遍関数で表わされ、次式をうる。

$$\frac{\epsilon_i}{\overline{u^2}/H} = \phi(y/h) = \text{const.} (y/h)^{-1} \tag{41}$$

$$\frac{\epsilon_i}{\overline{u^3}/H\phi} = \phi(y/h) = \text{const.} (y/h)^{-1} \tag{42}$$

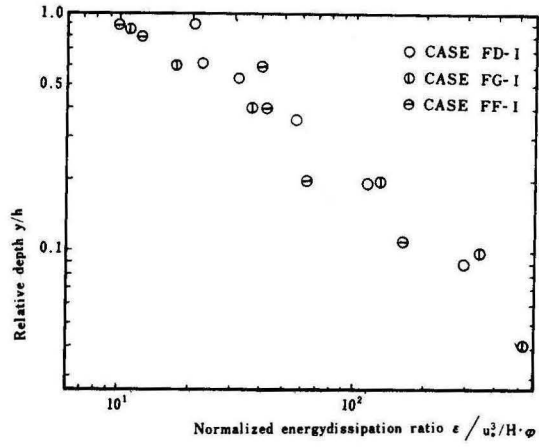


Fig. 27 Normalized energy dissipation ratio

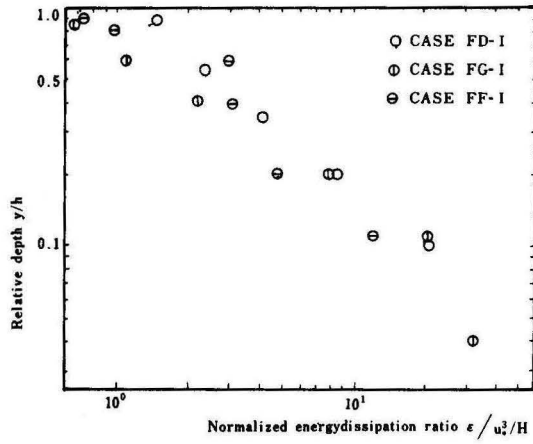


Fig. 28 Normalized energy dissipation ratio

V. 結 論

ホットフィルム流速計による計測結果をもとに、非等方性、多重構造性を有する開水路流れの乱れ特性について述べてきたが、以下の点が、乱れ速度の確率分布、乱れ統計量、乱れ特性量のそれぞれについて明らかになったといえるであろう。

1. 開水路流れのような非等方性乱流では、水平流れ方向の乱れ速度の確率密度分布は、歪度が負の値を示すような正規分布からのずれを示し、そのことが間欠的な負の乱れ速度の存在を示すといえる。確率密度分布の歪度は、相対水深によって値が異なり、また、路床粗度およびRe数によっても左右されるといえる。本実験結果からは、路床粗度、Re数が大きくなると、歪度は、逆に小さくなる傾向が認められるようである。

2. 開水路流れのような多重構造性の乱れの評価には相関係数よりもむしろ、スペクトルの方が有効であるといえ、次のようなスペクトル特性が明らかになったであろう。

(1) 水路幅水深比が大きい場合、開水路流れの乱れ構造は、主に水路幅と水深に支配され、それぞれに対応する慣性領域に於いて、 $-5/3$ 乗則が成立する。また、粘性領域に於いては、ほぼ -3 乗則が成立するといえるが、とくに路床傍の粗度の影響が強い地点についての詳細な実験的検討を今後行なう必要性があるといえる。

(2) 乱流境界層の影響を受けた鉛直乱流場を対象とした場合に於いて、相対水深のいかんにかかわらず、水深に対応すると思われる慣性領域で、 $-5/3$ 乗則が成立する。また、相対水深の低い路床近傍ほど、スペクトル密度は高い値を示して、その傾向は、路床粗度が大きくなるほど、顕著であるといえる。路床粗度の変化に対応するようなスペクトル周波数応答は、本実験条件内ではみられなかったといえる。しかし、この結論は、水路幅と水深に対応する周波数成分間に於いて、いわば、低周波数側と高周波数側との中間的な周波数領域（4～5 Hz付近）のスペクトルを正確に求めることと、路床の極近傍での計測という二つの結果を粗度との対応で検討した後に、確認されるべきものだと思われる。

(3) 開水路流れの基本的物理量、Re数、Fr数との関係

に於いて、Re数の減少に伴って、4 Hz～5 Hz付近の低周波数成分の落ちこみが生じ、単一の卓越周波数特性から、二つのピークが出現する二重構造的周波数特性への変化が見られ、また、Fr数については、その変化に対する乱れ構造の応答は存在しないという結果が得られた。

3. 乱れ特性量について、乱れ強度、平均渦径、逸散スケール、エネルギー逸散率等の特性を考察した。

乱れ強度は、路床近傍ほど大きい値を示し、さらに粗度が大きい程、その傾向は顕著であるといえる。また、 $\sqrt{u'^2}/u_*$ 、 $\sqrt{u'^2}/u_* \phi^{1/3}$ なる無次元量のみでは、統一的に表わしがたい傾向がみられ、粗度の効果を考慮することがより厳密的であるといえるようである。

乱流境界層の影響をうける鉛直乱流場では、主に水深がその乱れ構造に於いて支配的であり、それに対応した平均渦径の存在が考えられ、本実験結果からは、相対水深のいかんにかかわらず、水深にわずかにみえない一定の大きさをもった平均渦径が存在することが明らかになった。水表面で大きく、路床近傍に近づくほど小さくなるという水平乱流場の平均渦径の特性をあわせて考えれば、路床近傍ほど、両乱流場の平均渦径の差が小さくなっている点が指摘される。Re数、路床粗度との関係をより明らかにしてゆく課題が残されたといえる。

逸散スケールは、相対水深による変化はほとんどなく、水深の1%程度の大きさを示した。

エネルギー逸散率については、式(41)、(42)に示されるような普遍関数表示が可能となった。

本報告は、前報の乱れ計測上の問題点を踏まえたいうで、開水路平坦固定床の粗度を変化させ、水平流れ方向の乱れ速度を検出することによって、乱れ構造の応答を明らかにしようとしたものであり、この段階に於いても、数々の解明すべき課題が明らかにされた。それらの課題に今後とりくむとともに、鉛直方向の乱れ、多点計測により空間的構造、さらには、波状河床移動床上の乱れの研究へと進む方向性を展望したく思う。

本研究に於いて、終始、有益な助言を与えて下さった、山口大学工学部土木工学科水理学研究室、齋藤隆助教授に謝意を表するものである。また、本実験に於

いて、卒論生、古屋広幸、小田秀哲、樋口秀樹の三君の協力があつたことを付記するものである。

参考文献

- 1) J. O. Hinze: *Turbulence, An Introduction to Its Mechanism and Theory*, McGraw-Hill New York 1959.
- 2) 本間仁編：数値解析、応用水理学下II、丸善
- 3) Ippen and F. Raichlen: *Turbulence in civil engineering, Measurement in Free surface stream*, J. H. D, ASCE. 33 HY5, 1392-1~27, 1957
- 4) Richardson: *Measurement of turbulence in water* J. H. D, ASCE. HY2, 1968.
- 5) F. Raichlen: *Some Turbulence measurements in water*, J. E. M. D., ASCE. EM2, April, 1967.
- 6) M. Hino: *The structure and diffusion coefficient of turbulent shear flows*, Central Research Institute of Electric Power Industry, 1961.
- 7) 岸力他：Hot-film 流速計による開水路水流の乱れの測定、土木学会論文報告集 No. 180、1970-8.
- 8) 今本博健：開水路流れに於ける乱れの基本的特性について、土木学会論文報告集 No. 197、1972-1.
- 9) Batchelor: *Homogeneous turbulence*, 巽友正訳「乱流理論」吉岡書店.
- 10) 大成博文他：ピトー管による開水路の乱れ測定、土木学会中四国年次講演会講演集、1973.
- 11) 大成博文：開水路流れの乱れに関する研究、第一報：乱れ計測について、琉球大学理工学部紀要工学篇第9号、1974.
- 12) 余越正一郎：河川の大規模乱れ、京都大学防災研究所報告集、10号B.
- 13) 前記8)と同じ.