

Hot-film 流速計による開水路水流の乱れの測定

TURBULENCE MEASUREMENTS BY A HOT-FILM ANEMOMETER
IN AN OPEN CHANNEL WATER FLOW石井 千万太郎*・板 倉 忠 興**・岸 力***
By Semataro Ishii, Tadaoki Itakura and Tsutomu Kishi

1. 研究の目的

本研究は、Hot-film 流速計を使用して、開水路における水流の流速変動を測定し、自由水面を有する流れに特有の乱流構造について考察を行なったものである。

流体運動の乱流構造の研究は、従来大気乱流などの空気流を中心に進められてきており、多くの貴重な知識が得られている。しかし、水の流れについては、測定の困難さのために、乱れの実測資料はあまり多くない。水流の乱流構造が問題となるような場合には、空気流に関して得られた知識から推測するのが普通であった。

ところで、開水路における水の流れは空気流とは異なっており、自由水面という特有の境界を有し、また水の流れは空気の流れに比較して、重力および慣性力の効果が大きい。したがって開水路の水流にはそれ特有の乱流構造が存在することが予想される。

幸い、最近の計測技術の進歩によって直接、水の流れの乱れを測定することが可能となった。水流中の乱れの研究は、水理学、河川工学上の種々の問題を新たな角度から探究するための基礎となるものであり、将来は非常に広い応用面の開発が期待できる。

2. 水流における乱流測定の例

開水路水流中の乱れの測定は、前述のように、あまり多くないが、以下にいくつかの例をあげる。

1) Ippen & Raichlen¹⁾ は Total Head Tube に容量型の変換器を用いて開水路水流中の乱れの測定を行なった。日野²⁾はこれに改良を加え、抵抗型の変換器を用いて急勾配水路の水流の乱れを詳細に測定している。こ

れらとともに Pitot tube の動圧の変化を電気信号の変化に変換する方法である。

2) 空気流中の乱れの測定には Hot-wire 式流速計が広く用いられている。しかし、水流中で Hot-wire を用いるためには、wire を薄膜で被覆することが必要であり、水流用 Hot-wire の難点となっていた。最近石英の薄膜による被覆技術が開発され、高い周波数応答特性と安定した動作特性を持つ水流用 Hot-wire が実用化された。Raichlen³⁾, McQuivey & Richardson^{4),5)} は Hot-wire または Hot-film を用いて、開水路水流中の乱れを詳細に測定している。

3) Cermak および Baldwin⁶⁾ は水流中に設けた二つの電極の間で electrokinetic potential の変動の差から乱れを検出する方法を開発したが、非常に微弱な信号を取り扱うために、広く一般の水流の測定に応用するためには未だいくつかの改良が必要と考えられる。

4) 水流中にプロペラ式流速計を置き、その回転速度の変動から乱れを測定する方法は、比較的大きなスケールの乱れに対して行なわれており、わが国では石原⁷⁾の測定がある。余越⁸⁾はこの方法で実際の河川における大規模な乱れの測定を行なっている。

5) その他にも、電磁誘導式流速計、超音波式流速計などによる水流の測定があるが、とくに実験室内での小規模な流れの測定に対しては検出部の小型化が問題となる点である。

3. Hot-film 流速計

測定に用いた流速計は Thermo System 社製²¹⁾ 1050 Series Constant Temperature Anemometer である。図一1 に系統図を略記した。流速検出部は後に述べるような、非常に小さな電気抵抗素子であり、これをブリッジの一边に挿入し、電流を通して、流体の温度より高い一定の温度に加熱する。流れが一定でブリッジが平

* 学生会員 工修 北海道大学大学院土木博士課程1年

** 正会員 工修 北海道大学助教授 工学部土木工学教室

*** 正会員 工博 北海道大学教授 工学部土木工学教室

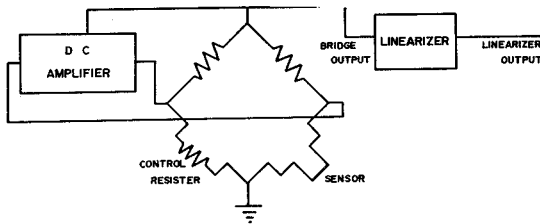


図-1 Schematic Representation of Hot-film Anemometer.

衡の状態にある場合に、周囲の流速に変動が生ずると流速検出素子の冷却の状態が変化し、ブリッジの平衡が崩れる。流速検出部と流体の温度差を一定に保つために、feed back 回路が設けられており、ブリッジを再び平衡の状態に復帰させる。この電流変化を直流増幅器によって増幅するが、この出力は流速の変化に対して、ほぼ平方根的な関係にあり、また流速 0 に対しては 0 とはなっていない。したがって、その後の資料の整理を容易にするため、直線関係の出力への変換を施す。今回使用した 1054 B 型 Linearized Anemometer は、この直線化装置を内蔵しているが、使用する流速検出プローブによってその特性が異なるため、本器では測定に使用するプローブの種類、流体の種類および流速の範囲に対して、最適の直線化特性が得られるように増幅器の一部のプリント基板を差し替える方法をとっている。Linearizer の出力は最大 +10 V までに任意に変えることができる。

4. Hot-film プローブ

測定に使用したプローブを図-2 および写真-1 に示した (1233 型 Wedge Probe)。

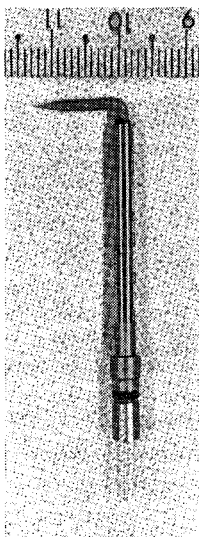


写真-1 Hot-film Wedge Probe.

図のように直径 1.5 mm の石英棒の先端をくさび形に加工し、その先端に、幅 0.1 mm、長さ 1.0 mm の白金膜を埋め込んである。白金膜の両端から金薄の導線が石英棒の両側に添えてあり、これら全体が厚さ $1.6 \times 10^4 \text{ \AA}$ の薄い膜で被覆されている。前述の Anemometer とともに使用した場合の公称の最高応答周波数は 70 000

Hz²¹⁾ となっている。

このくさび型のプローブは一方方向の速度成分を検出するのに適しており、機械的な強度も比較的大である。またゴミなどの付着も比較的少ないが、測定に際しては毎回スポンジで先端を清掃した。測定中にゴミなどが付着した場合は、極端に出力が低下するので判定は容易である。

5. 測定

(1) 水路 (図-3)

実験に用いられた水路は、全長 15 m、幅 30 cm で、勾配を 0 から 1/50 まで変化させることができる。底面は歴青ペイントで平均粒径 0.12 mm の珪砂を貼り付けた粗度を持つ固定床である。

水は貯水槽に約 18 m³ を貯えポンプで量水槽まで揚水する。矩形せきによって計量された後、整水槽を通して実験水路に導かれ、再び貯水槽へと循環する。

流速計プローブは水路の上流端より 7 m の個所に、ポイントゲージによって固定され、ポイントゲージは水路中心線上に固定した。

(2) 流速測定

Anemometer の出力は +1.0V 以下となるように制御した後、データレコーダーによって磁気テープに記録した。Anemometer の出力は同時にシンクロスコープおよびペン書きオシログラフに接続して異常な変動の監視を行なった。

前述のように、測定中はプローブへの糸くずや泡など

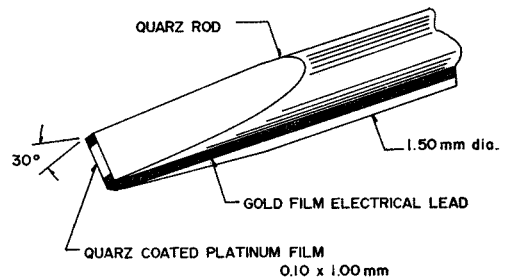


図-2 Hot-film Wedge Probe.

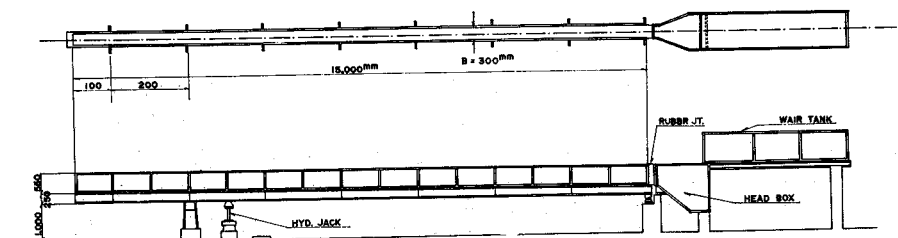


図-3 General View of 15m Tilting Flume.

の付着には十分な注意を払った。また流速計の出力は水温の変化に対して非常に敏感に反応する。とくに今回使用した流速計では温度補償を行っていないので、水温の変化を極力小さくする必要があった。測定に先立って約2昼夜の間連続して水を循環させ気温とほぼ等しい水温とした。また、測定は気温の変化が少なく、かつ気温と水温の差が小さい時間を選んで行なった。しかしながら、測定中の水路の水温の変化は、0.2°C程度は避けられないため、それが、速度測定の結果にどのような影響を与えるか検討した。図-4は同一流速に対する水温の変化による Hot-film Anemometer の出力の変化の一例を示したものである。この図から 0.2°C の水温の変化に対する Anemometer 出力の変化率として 3~4% が得られる。

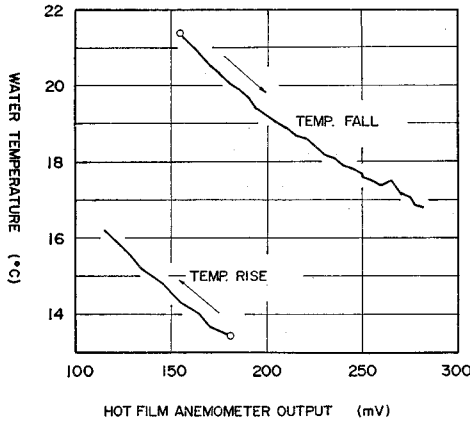


図-4 Relation between Hot-film Anemometer Output and Water Temperature.

(3) ピトー管による流速計の検定

今回測定に用いたプローブは 1233 Wedge 型であるが Anemometer に内蔵されている Linearizer Function Card は 1231 Cone 型であるために、流速が0の場合には出力は0となるが、流速と出力との関係は直線的に変化しない。

流速の検定には次式の関係を保定し、実験によって定数を定めた。

$$\bar{u} = A \bar{E}^B \dots \dots \dots (1)$$

\bar{u} : 流速 (cm/sec)

\bar{E} : Anemometer の平均出力 (V)

A, B : 定数

流速計の下流約 50 cm の地点において水深方向に同一の位置にピトー管を設置し、Hot-film 流速計で測定中のマノメーターの平均の値を読み取ってその点の流速とした。

Anemometer の出力は ペン書きオシログラフの記録紙からその平均値を読み取った。図-5は測定の結果

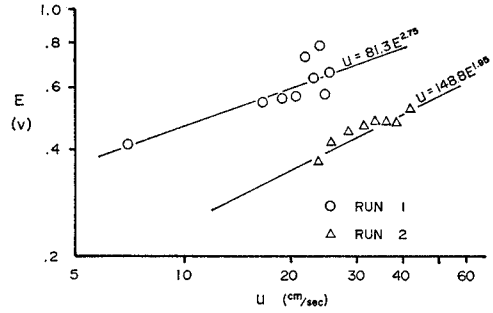


図-5 Relation between Velocity and Hot-film Anemometer Output.

である。相関係数は必ずしも良くはないが、一応二つの実験についてそれぞれ図中の直線の関係を採用すると次式のようなになる。

$$\text{Run 1 } u = 81.3 E^{2.75} \dots \dots \dots (2)$$

$$\text{Run 2 } u = 148.8 E^{1.95} \dots \dots \dots (3)$$

後に述べるようにデジタル計算機による計算では上式の関係を用いている。したがって、上式の関係から大きくはずれている点に対する計算結果については相対的な値についてのみ結果のとりまとめに採用することにした。

(4) データ処理方法

図-6にデータ処理の系統図を略記した。

Anemometer の出力は +1.0 V 以内に制御された後データレコーダーで磁気テープに記録される。データレコーダーの出力は増幅器によって 10 倍に増幅した後、A-D 変換器によって一定の時間間隔で採取されデジタル量に変換される。A-D 変換器の出力は紙テープであり、本来はこれを直接デジタル計算機の入力として使用できるはずであるが、現在のところこの処理システムが未完成のため、一度カードに穿孔し直した後デジタル計算機の入力とした。今回使用したデジタル計算機は HITAC 5020, NEAC 2200-400 および FACOM 270-20 である。

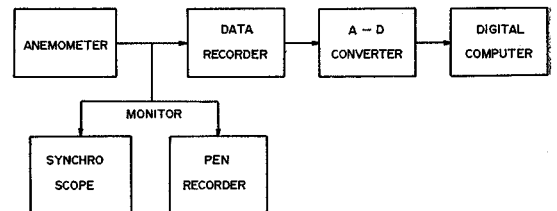


図-6 Block Diagram of Data Reduction System.

(5) 読取り間隔および読取り総数

a) 読取り間隔

Anemometer からの出力をシンクロスコープで監視したところ、流速変動の最高周波数は 30~50 Hz であ

ろうことが観察された。この場合、シンクロスコープの掃引速度を次第に上げて行くと、前述の 30~50 Hz の変動にその 5~10 倍程度の周波数の変動が重畳しているのが見られる。今回使用した流速計プローブの最高応答周波数が 70 000 Hz であることから見ると、これは十分検出可能な変動ではあるが、今回はこれを考慮に入れないことにした。

以上のことから、A-D 変換器による読取間隔を 0.01 sec と定め、50 Hz 以下の周波数について解析することにした。

今回使用した A-D 変換器 (HIDAS-5200) では ±10V のアナログ入力に対して 3 けたの数字 (最初の数字が 10°V の単位) がデジタル出力として得られる。

b) 読取り総数

図-8 は読取り個数と平均流速および標準偏差との関係を示したものの一例である。130 秒が読取りの全長であり、1 秒 (100 個) を単位として資料の最初からの時間に対する計算値の変化である。図から、30 秒程度の時間で資料総数に対する値の ±1% 以内の値となっていることがわかる。図-9 は同じ資料についての級内一試長変動係数曲線であり、同様の結果となっている。

以上のことから、資料の総読取り数 $N \geq 6000$ (60 sec) と定めた。

自由度 f を 30~50 程度とすることとし、自己相関係数およびスペクトル密度の算定に際しては最大ラグタイムを 4~5 sec とした。

6. データ解析

(1) 実験に関する水理量

今回行なった実験の水理量を 表-1 に示した。

(2) 平均流速分布

前述のように水路床には珪砂を貼りつけてある。相当粗度として、珪砂の平均粒径 0.12 mm を用いて計算すると、

$$\text{Run 1 } k_s u_* / \nu = 1.6 < 5$$

$$\text{Run 2 } k_s u_* / \nu = 1.7 < 5$$

が得られ、したがって水路は水理的になめらかと考えることができる。

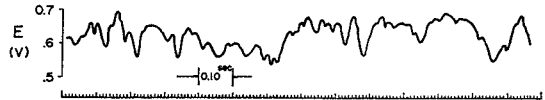


図-7 Sample of Oscillograph Recorder.

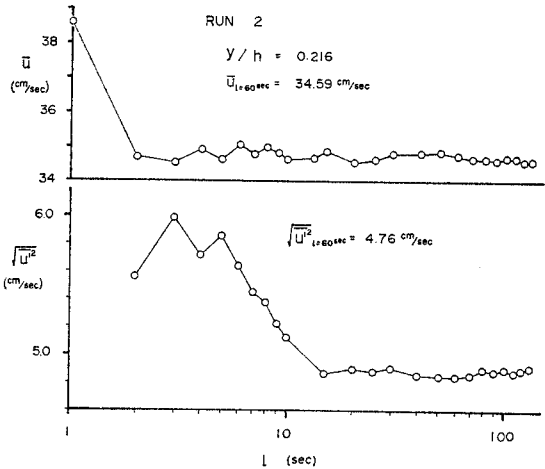


図-8 Variation of Local Temporal Mean Velocity and Root Mean Square of Turbulent Velocity Fluctuations with Sampling Time.

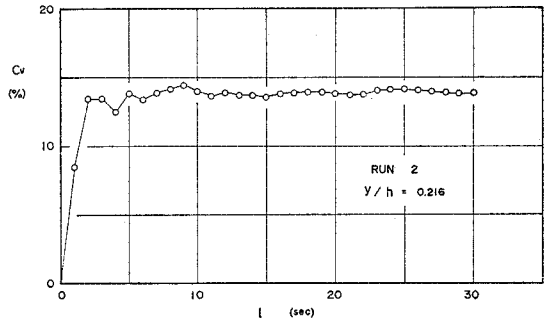


図-9 Variance Length Curve.

また Viscous Sublayer の厚さ δ_i 、底面から流速の Inner law が成立する一定せん断領域までの遷移領域を示す δ_i は、おのおの次式によって示される。

$$\frac{\delta_i u_*}{\nu} = 5 \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\delta_i u_*}{\nu} = 30 \sim 70 \dots\dots\dots (5)$$

図-10 は Run 1, Run 2 の平均流速分布を Outer law によってプロットしたものである。Run 1, 2 とともに $y/h > 0.15$ では Outer law が成立し、とくに Run

表-1

実験番号	水深 (cm)	流量 (l/sec)	平均流速 (cm/sec)	(注1) フルード数 F_r	径深 (cm)	勾配	(注2) レイノルズ数 Re	(注3) 摩擦速度 (cm/sec)	水温 (°C)	動粘性係数 (cm ² /sec)
Run 1	2.60	1.72	22.1	0.298	2.09	1.05×10^{-2}	4.9×10^3	1.53	15.5~7	1.14×10^{-2}
Run 2	5.09	5.60	36.7	0.520	3.85	0.75×10^{-2}	16.9×10^3	1.62	15.3~4	1.14×10^{-2}

注 1), 2), 3): 記号の項参照

2では、一般に Inner layer とみなされている $y/h < 0.15$ の領域も Outer law にしたがっているようである。したがって、今回の測定は、外部のせん断抵抗と圧力

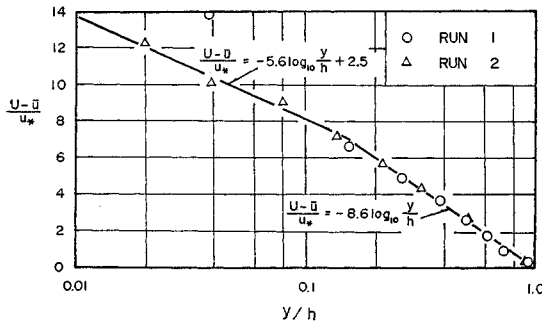


図-10 Outer Law Plot of Mean Velocity Distribution.

表-2

	δ_l/h	δ_l/h
Run 1	0.015	0.087~0.202
Run 2	0.009	0.042~0.098

勾配がつり合った 0 せん断領域で行なわれたものである。さらに表-2 から、今回は Viscous Sublayer 内での測定は行なわれず、遷移領域と Outer layer で測定が行なわれたと結論できる。

(3) 流速ヒストグラム

図-11 (a), (b), (c) は $\Delta t = 0.01$ sec でサンプリングした流速データの 1 cm/sec 間隔のヒストグラムである。A.A. Townsend⁹⁾, A.T. Ippen and F. Raichlen¹⁾, 日野²⁾ らは非等方性乱流場においても、速度変動がガウス分布を示す結果を得ているが、著者らの測定においても 図-11 (a), (b) のようにガウス分布が成立すると判

定できる。

なお、Run 1 の $y/h = 0.038$ におけるヒストグラムは 図-11 (c) のように著しい非対称分布を示した。これは Sensor が負の流速に対しても正の出力を与えたことによるものと推察されるが、現在のところ詳細は不明であり、この一例については以後の解析を行なっていない。

(4) 乱れの強度

乱れの強度 $\sqrt{a'^2}$ は次式によって計算される。

$$\sqrt{a'^2} = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{a})^2 \right]^{1/2}, \quad \bar{a} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \dots \dots \dots (6)$$

u_i : 読取り間隔 Δt (0.01 sec) でとられた流速値
 N : 読取り総数

図-12 は 上式から得られた乱れの強度と摩擦速度との比の水深方向の分布を示している。McQuivey & Richardson⁵⁾, Raichlen³⁾, 日野²⁾ らの実験と比較するとこの値は 2 倍程度の大きさであり、むしろ、壁のごく近傍を除いては $\sqrt{a'^2}/u_*$ が 2.5 程度の一定値を取る大気乱流境界層¹⁰⁾ の場合に近い結果が得られている。

開水路の等流では $-u'v'/u_*^2 = (1-y/h)$ であるから、 u' と v' との相関係数が y/h に独立であれば、 $\sqrt{a'^2}/u_* = \text{const.} (1-y/h)^{1/2}$ の関係が成立するはずであるが、図-12 の測定値ではこの関係が成立していない。

Gebelein¹¹⁾ は乱れを stochastic process とみなし、輸送理論を明らかにすることを試み、次式を得ている。

$$\sqrt{a'^2} = \text{const.} \left(\frac{da}{dy} \right)^{1/4} \dots \dots \dots (7)$$

この関係は Nikuradse¹²⁾ の実験で確かめられている。摩擦速度を一定とすれば式 (7) は式 (8) となる。

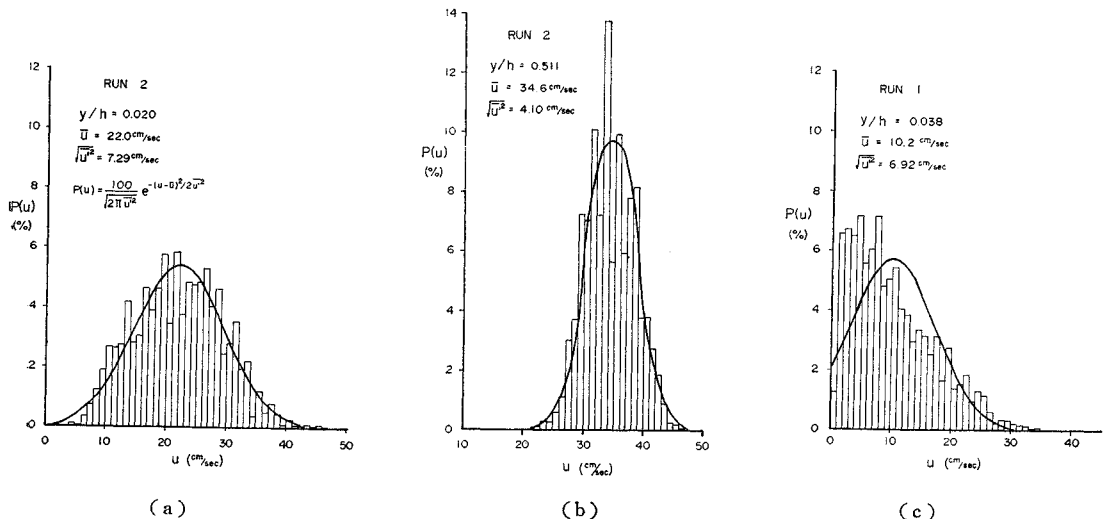


図-11 Distribution of Temporal Velocity.

$$\frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{u_*} = \text{const.} \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(8)$$

図-10 に示した流速分布によれば $y/h < 0.15$ では、 $d\bar{u}/dy = 2.44(u_*/h)(y/h)^{-1}$ 、 $y/h > 0.15$ では $d\bar{u}/dy = 3.74(u_*/h)(y/h)^{-1}$ であるから、測定値に式(8)を適用し、図-12 の太線で示した曲線を得た。図-12 によれば本実験の測定値には式(8)の関係が成立すると認められる。係数値は図-12 の太線では 1.8 であり、これをさらに $c(u_*/h)^{1/4}$ と置くと、Run 1 および Run 2 に対し、それぞれ $c=2.1, 2.4$ となった。

図-12 の縦軸に u_*/\bar{u} を乗ずれば、各水深における乱れの相対強度 $\sqrt{\bar{u}'^2}/\bar{u}$ が得られる。図-10 の流速分布を用いれば、Run 1 および Run 2 に対し、それぞれ図-13 に示した曲線が得られる。

(5) 自己相関関数およびスペクトル密度

自己相関関数およびスペクトル密度関数は Tukey¹³⁾の方法により計算された。

lag time $\tau = k \Delta t$ ($k=0, 1, 2, \dots, m$) に対する自己相関関数は次式により計算される。

$$c(\tau) = c(k\Delta t) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} (u_i' \times u_{i+k}') \dots\dots\dots(9)$$

$$u_i' = u_i - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i$$

上式から得られる $c(k\Delta t)$ を次式によりフーリエ変換し、ラインパワー L_i を求める。

$$L_i = 2/m \cdot \left(c_0 + 2 \sum_{k=1}^{m-1} C_k \cos \frac{\pi k i}{m} + c_m \cos \pi i \right) \dots\dots\dots(10)$$

$(i=0, 1, 2, \dots, m)$

さらにラインパワーを次式の Hamming のウィンドウを用いて平滑化する。

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= 0.54 L_0 + 0.46 L_1 \\ x_i &= 0.54 L_i + 0.23(L_{i-1} + L_{i+1}) \\ x_m &= 0.54 L_m + 0.46 L_{m-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

これより、周波数 $1/2\pi \cdot (i-1/2)$ と $1/2\pi \cdot (i+1/2)$ の間に含まれるパワースペクトル密度は

$$S(n) = 2 m \Delta t x_i \quad (n=i=0, 1, 2, \dots, m) \dots\dots\dots(12)$$

で表わされる。

Tukey の方法による スペクトル密度関数の自由度は次式で与えられる。

$$f = \begin{cases} 2 \left(\frac{N}{m} - \frac{3}{4} \right) & 0 < i < m \\ \frac{N}{m} - \frac{3}{4} & i = 0, m \end{cases} \dots\dots\dots(13)$$

図-14 は自己相関関数を $c(0)$ で基準化したものであ

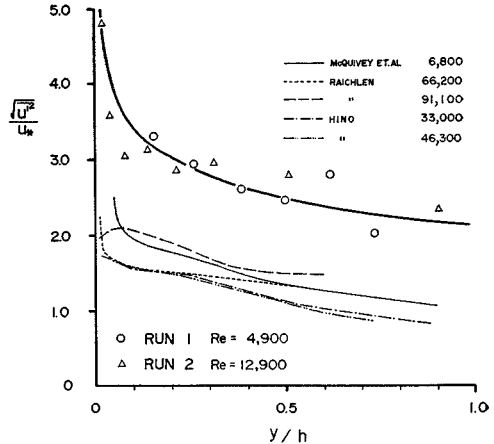


図-12 Distribution of Relative Turbulent Intensity.

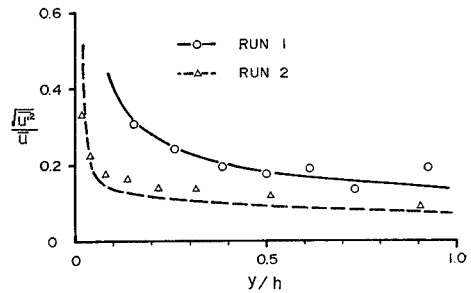


図-13 Distribution of Relative Turbulent Intensity.

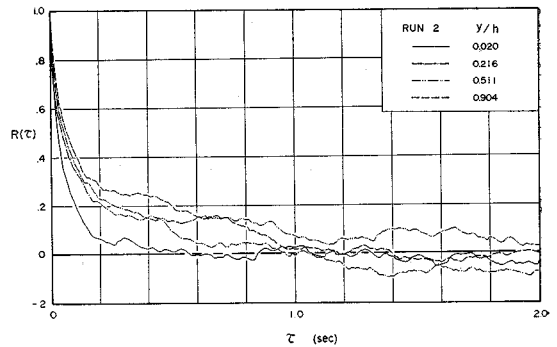


図-14 Autocorrelation Curves.

る。図によれば y/h とともに $R(\tau)$ が増す性質が認められる。

(6) Turbulent Macroscale (Integral scale)

Space integral scale L_X はオイラーの時間相関から Taylor の仮説を用い、次式により計算される。

$$L_X = \bar{u} T_X = \bar{u} \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \dots \dots \dots (14)$$

T_X : integral time scale

$$R(\tau) : c(\tau)/c(0)$$

オイラーの時間相関から integral time scale T_X を求める方法としていくつかの方法がある。著者らは、1) 式(14)の定義にしたがい、自由度から求められる有意点までの相関係数 $R(\tau)$ の累加、2) H.A. Panofsky⁽⁴⁾ の提案した semi-integral scale (相関係数を指数関数で近似すると、相関が 0.6 であるところの lag がちょうど integral time scale T_X の 1/2 に相当する) の 2 つの方法で計算を試みたが、2) の算出法は簡便であり、系統的な値を得やすいが、lag の大なるところで相関係数の値を過少に見積るため、真の値より小さな値を与える。また 1) の方法は lag の大なるところの $R(\tau)$ の信頼度によりその累加点が大きく支配され、一般にその値は真の値より大きく与えられる傾向にある。したがっ

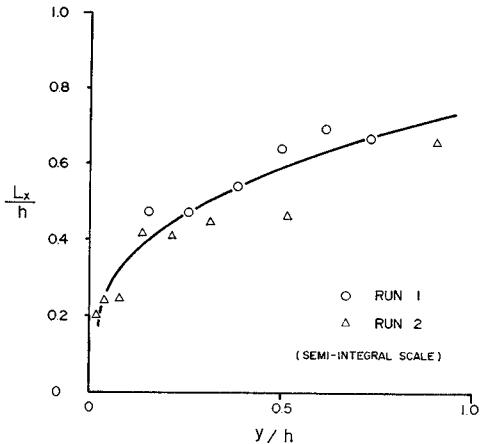


図-15 Variation of the Turbulent Macroscale with Relative Depth.

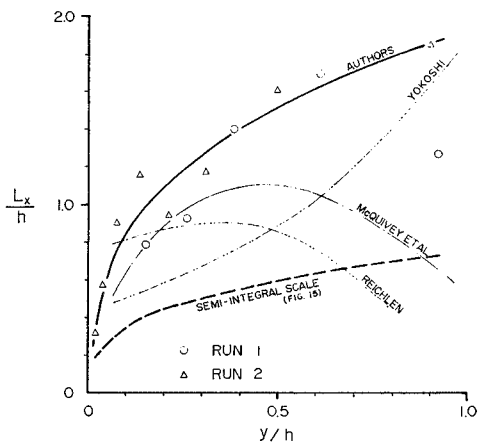


図-16 Variation of the Turbulent Macroscale with Relative Depth.

て真の T_x の値は 1) と 2) の算出法による値の間にあるといえる (図-15, 16)。

乱れのスケールの算出において、Euler の時間量から空間量への変換は、Taylor の仮説、 $\partial/\partial t = -\bar{u}(\partial/\partial x)$ に基づいている。せん断流におけるこの仮説の有用性は明らかにされていないが、等方性乱流場において Lin⁽⁵⁾ はレイノルズ数が大なる場合、次式で示される Taylor の仮説の精度の算出式を得ている。

$$\frac{(\overline{du'/dt})^2}{\bar{u}^2(\overline{\partial u'/\partial x})^2} \approx 5 \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \dots \dots \dots (15)$$

図-13 からわかるように、Run 1, 2 の実験では、式(15)の右辺の値として 0.05~0.45 が得られる。したがって、Taylor の仮説の適用には疑問が残るが、これに関しては今後検討を要する問題であろう。

(7) Turbulent Microscale (Dissipation Scale)

Microscale は次式で定義される。

$$\frac{1}{\lambda_x^2} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1-R(x)}{(\Delta x)^2} = \frac{1}{2} \frac{(\overline{\partial u})^2}{\partial x^2} \dots \dots \dots (16)$$

Taylor の仮説 $\partial/\partial t = -\bar{u}(\partial/\partial x)$ から

$$\frac{1}{\lambda_x^2} = \frac{1}{2} \frac{(\overline{\partial u})^2}{\bar{u}^2} \dots \dots \dots (17)$$

が得られる。

式(17)を用い流速のデジタル量から次式による計算を試みた (図-17)。

$$\lambda_x = \sqrt{2} \bar{u} \sqrt{\Delta t^2} \Delta t / \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} (u_{i+1} - u_i)^2} \dots \dots \dots (18)$$

上式を変形すると

$$\lambda_x = \bar{u} \Delta t / \sqrt{1-R(\Delta t)} \dots \dots \dots (19)$$

すなわち、 $R(0)=1$ を頂点とし、ラグタイム $\Delta t \times 1$ の $R(\Delta t)$ なる点を通る二次放物線の t 軸切片から求められるマイクロスケールを意味している。したがってその値は Δt の取り方によって変化することに注意しなければならない。

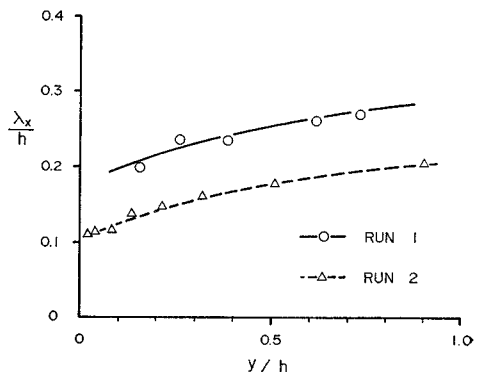


図-17 Variation of the Turbulent Microscale with Relative Depth.

また自己相関関数の cosine 変換から導かれた次式で示された Dryden¹⁶⁾ の算出法がある。

$$\frac{1}{\lambda_x^2} = \frac{2\pi^2}{\bar{a}^2} \int_0^\infty n^2 F(n) dn \dots\dots\dots(20)$$

上式による算出法は、 $F(n)$ の減衰が n^{-2} よりゆるやかな場合には、高周波領域の誤差が大きくなる欠点がある。

図-18 は式 (20) によって得られた結果である。一方 McQuivey & Richardson⁹⁾, Raichlen³⁾ の λ_x は次式によって計算されている。

$$\frac{1}{\lambda_x^2} = \frac{4\pi^2}{\bar{a}^2} \int_0^\infty n^2 F(n) dn \dots\dots\dots(20)'$$

したがって著者らの結果と比較するため、McQuivey & Richardson⁹⁾, Raichlen³⁾ が得た λ_x に $\sqrt{2}$ を乗じて図-18 に示した。

図からわかるように、明らかに λ_x/h が y/h だけの関数で表わされなく、またマクロスケールと同様、その分布は、水深中央部で最大値をとる結果は得られず、水底

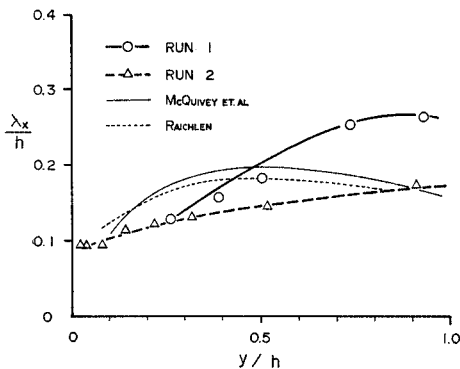


図-18 Variation of the Turbulent Microscale with Relative Depth. (after Dryden)

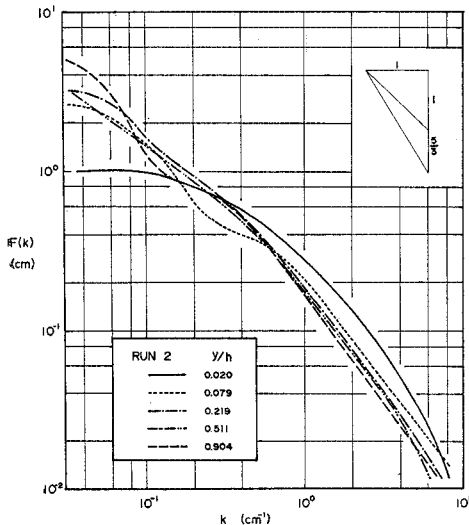


図-19 Energy Spectra, Run 1.

に向って単調に減少する傾向を示した。

(8) 乱れのパワースペクトル

6.(5) の Tukey の方法で算出されたスペクトル $S(n)$ は空間スペクトルを一次元カットしたものであって、乱れの空間的構造を考えるには、時間を固定する必要がある。そのため、Wave Number $K = \frac{2\pi}{a}n$ を導入し、 $S(n)$ は次式で表わされるエネルギースペクトル関数に変換される。

$$S(K) = \frac{a}{2\pi} S(n), K = \frac{2\pi}{a}n \dots\dots\dots(21)$$

図-19, 20 は $S(K)$ をさらに速度変動の分散 \bar{a}'^2 で

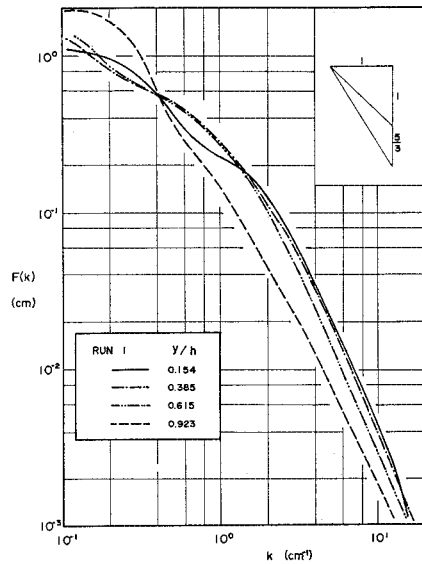


図-20 Energy Spectra, Run 2.

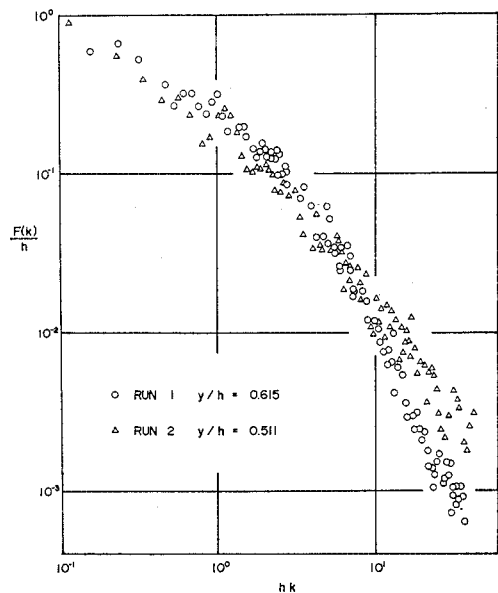


図-21 Normalized Energy Spectra.

基準化した $F(K)$ を示したものであるが、Run 1, 2 ともに水底壁に近づくにしたがい、High Wave Number の占める割合が増加することを示している。また慣性領域のスペクトルの形状を示す $-5/3$ 乗則は $K > 1 \text{ cm}^{-1}$ で見られ、粘性領域を示す -7 乗則は見られなかった。

図-21 は、Raichlen が提案したスペクトル密度関数 $F(K) = S(K)/a'^2$ の水深 h による無次元表示を Run 1 の $y/h = 0.615$, Run 2 の $y/h = 0.51$ について行なったものである。それを比較すると、Low Wave Number の領域（大きな渦）では一致を見るが、High Wave Number の領域（小さな渦）では逆にかんがりのくい違いが見られる。すなわち、Low Wave Number の領域のスペクトル密度関数の形状を表わすパラメーターとして水深、いいかえると、図-15 で示されるように $L_X/h = \text{fun.}(y/h)$ の関係が成立するとすれば、マクロスケール L_X とも考えることができる。これに対し、High Wave Number の領域では、長さのスケールとして当然ミクロスケール λ_x が、支配的と考えられる。High Wave Number の領域における Run 1, 2 のいくい違いは、図-18 に示されるように、水深による相対ミクロスケール λ_x/h が単に相対水深のみの関数で表現され得ない結果が得られていることから当然である。したがって、 λ_x によって無次元化したスペクトル密度関数を図-22 に示すが、High Wave Number の領域において、かなりの一致が見られ、前述の考察の裏付けとなるであろう。

7. 結 論

(1) Hot-film Anemometer は水温の変化に対して敏感に反応するため、測定中の水温の変化には細心の注意を払う必要がある。

(2) 本実験は二次元開水路で、底面は滑面と見なすことができる。すなわち自由水面を有する非等方性滑面壁乱流場である。

(3) 速度変動のヒストグラムは Stochastic process を示すガウス分布をなす。

(4) 乱れの強度は従来の測定値の 2 倍程度の大きさを示したが、その分布形は同じ結果が得られた。

(5) 乱れのスペクトルは壁面に近づくにしたがい、High Wave Number, すなわち小さな渦の占める割合が増すことが示された。

(6) 乱れのスケール L_X, λ_x の分布は、Raichlen, McQuivey & Richardson が示した、水深中心部で最大値を取る形は得られず、水底壁から単調に増加する分布形を示す。また図-16 から $L_X/h = \text{fun.}(y/h)$ が得られるが、 λ_x/h については図-18 で示されるように単

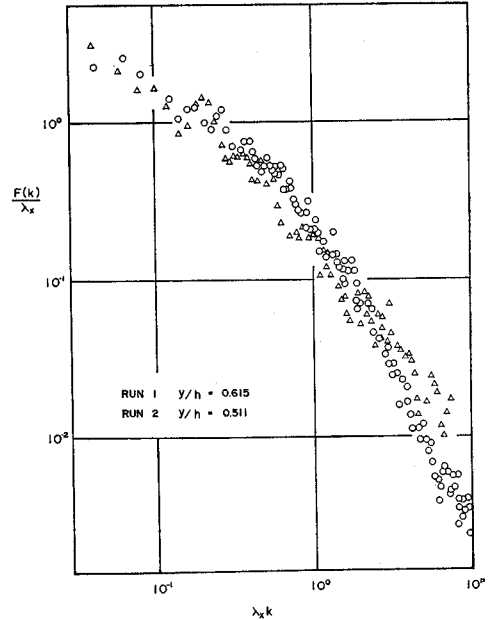


図-22 Normalized Energy Spectra.

に相対水深 y/h の関数で与えられない。

(6) 乱れのスペクトル $F(K)$ の Low Wave Number の領域は $L_X(h)$ で、High Wave Number の領域は λ_x で無次元表示が可能である。

謝 辞：本研究における実験と計算に、本学学生川上隆君の熱心な協力を得た。深く謝意を表します。

本研究は、文部省特定研究費（石狩川流域における流出と流砂の研究：代表者 岸 力）の援助をうけ、また本研究における計算の一部は東京大学大型計算センターにおいて行なった。ここに記して感謝します。

記 号

A, B, C : 定 数

$c(\tau)$: 自己相関関数（時間）

E : Anemometer の出力

$F = S/a'^2$

$F_r = \bar{U}/\sqrt{gh}$: フルード数

f : 自由度

h : 水 深

I : 水面勾配

K : Wave Number (単位長さ当りの波数)

k_s : 相当粗度

L_X : 乱れのマクロスケール

l : 記録長

N : 資料読取り総数

n : 周波数

R : 径深 (R_b : 側壁の影響を除去した径深²²⁾)

$R_e = \bar{U}h/\nu$: レイノルズ数
 $R(x)$: オイラーの空間相関係数
 $R(\tau) = c(\tau)/c(0)$: オイラーの時間相関係数
 S : スペクトル密度関数
 T_X = integral time scale
 \bar{U} : x 方向断面平均流速
 u : x 方向の流速
 \bar{u} : x 方向局所平均流速
 u' : x 方向変動速度
 $\sqrt{\bar{u}'^2}$: 乱れの強度
 u_* : 摩擦速度 $\sqrt{gR_bI}$
 v' = y 方向の変動流速
 w' = z 方向の変動流速
 x : 水路における平均流方向の座標
 y : 水底壁からの距離
 δ_l : Viscous Sublayer の厚さ
 $\delta_l \rightarrow \delta_l$: 遷移領域の厚さ
 λ_x : 乱れのミクロスケール
 Δt : 資料読取り間隔
 τ : ラグタイム
 ν : 動粘性係数

参 考 文 献

- 1) Ippen, A.T. and Raichlen, F. : Measurements in Free Surface Streams, Proc. of ASCE, HY 5, pp. 1392-1~27, Oct. 1957
- 2) Hino, M. : The Structure and Diffusion Coefficient of Turbulent Shear Flows, Technical Report C-6103, Technical Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry, Sept. 1961
- 3) Raichlen, F. : Some Turbulence Measurements in Water, Proc. of ASCE, EM 2, pp. 73~97, April, 1967
- 4) Richardson, E.V. and McQuivey, R.S. : Measurement of Turbulence in Water, Proc. of ASCE, HY 2, pp. 441~430, March, 1968
- 5) Richardson, E.V. and McQuivey, R.S. : Some Turbulence Measurements in Open Channel Flow, Proc. of ASCE, HY 1, pp. 209~223, Jan. 1969
- 6) Cermak, J.E. and Baldwin, L.W. : Measurement of Turbulence in Water by Electrokinetic Transducers, No. 2, Fluid Mechanics Paper, Colorado State University, April 1964
- 7) 石原・岩佐・村木・今本 : 乱れの計測に関する一手法について, 第8回水理講演会講演集 (B-1), pp. 25~36, 1963年10月
- 8) 余越正一郎 : 河川の大規模の乱れ, 京大防災研究所年報 第10号B, pp. 199~206, 1967年3月
- 9) Townsend, A.A. : Measurement in the Turbulent Wake of a Cylinder, Proc. of Roy. Soc., Ser. A, Vol. 190, No. 1023, 1947
- 10) Lumley, J.L. and Panofsky, H.A. : The Structure of Atmospheric Turbulence, Interscience, pp. 154~156 (1964)
- 11) 谷 一郎 : 乱流理論, 応用力学選書 1, p. 77~87, 金原出版, 昭和25年
- 12) 同 上 p. 35~
- 13) Blackman, R.B. and Tukey, J.W. : The Measurement of Power Spectra, Dover Publications, 1959. Inc. New York
- 14) Panofsky, H.A. : Scale Analysis of Atmospheric Turbulence at 2 m, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 88, (1962), pp. 57~69
- 15) Lin, C.C. : Hinze, Turbulence, Mc.Graw-Hill, pp. 41, 1959.
- 16) Dryden, H.L. : A Review of the Statistical Theory of Turbulence, Quart. of Applied Mathematics, Vol. 1, 1943, pp. 7-42
- 17) Rouse, H. : Advanced Mechanics of Fluid, John Wiley & Sons, Chapter. VI, Publishers
- 18) Hinze, J. O. : Turbulence, McGraw-Hill, 1959. New York.
- 19) 岸 力 : 水理学演習 (2), 学献社
- 20) 岩佐義朗 : 水理学, 朝倉書店
- 21) "Hot-film and Hot-wire Anemometer", Thermo-System Inc. Bulletin TB5
- 22) Partheniades, E. and Blinco, P. H. : Discussion on 4), Proc. of ASCE, HY 1, pp. 515~518, Jan. 1969.

(1970.3.13・受付)