



Title	実験水路で見いだされた流速変動の長周期変動に関する一考察
Author(s)	森, 明巨; Mori, Akio
Citation	北海道大學工学部研究報告, 63, 1-20
Issue Date	1972-03-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41079
Type	departmental bulletin paper
File Information	63_1-20.pdf



実験水路で見いだされた流速変動の 長周期変動に関する一考察

森 明 巨

(昭和46年8月30日受理)

A Study on a Velocity Fluctuation of Very Low Frequency Observed in an Open Channel Flow

Akio MORI*

Abstract

R. Kinoshita (1967), from the analysis of air photos of river flows, pointed out that a natural stream was assumed to be composed of several number of parallel vortex tubes under certain hydraulic conditions. In such a flow high and low velocities are observed in the regions of sinking flow and upwelling flow, respectively.

Besides the above facts, the author has found through his flume experiments, that a velocity fluctuation of very low frequency is accompanied by such a flow. He supposes that it is due to a transversal movement of the vortex tubes.

In this paper, the author presents a mathematical expression for the structure of flow to delineate the flow characteristics.

昭和44年、45年に幅30cm、長さ10mの実験水路で、小型プロペラ流速計を用いて流速変動の測定を行なった。その結果¹⁾、木下のいう、いわゆる並列らせん流²⁾が発生しているとする結果の解釈に都合の良いことがわかった。本論文は、論文(1)で述べたモデル、すなわち木下のいう収斂線が左右にゆっくり振動するようなものを簡単な数学モデルであらわし、計算を行ない実測値と比較したものである。

1. 流速変動のモデル

水路の横断方向に z 軸を取り、任意の時刻 t における流速 $u(z, t)$ を(1)式で与える。

$$u(z, t) = \{a_0 + a(t)\} \cdot \cos \{k\eta(t) + kz\} \quad (1)$$

$\eta(t)$ は平均値0、分散 σ_η^2 の正規分布をする確率変数で相関々数

$$\rho(\tau) = e^{-\alpha\tau} \quad (2)$$

をもつ。 $a(t)$ は平均値0、分散 σ_a^2 の正規分布をする確率変数で相関々数

$$\rho_a(\tau) = e^{-\alpha_a\tau} \quad (3)$$

* 土木工学科 河川工学講座

* Department of Civil Engineering

をもち、 $a(t)$ と $\eta(t)$ は無相関であり、 $\sigma_\eta^2 \gg \sigma_a^2$ とする。

いま、(1)式において $\sigma_a^2=0$ 、 $a_0=1$ 、 $kz=\varphi$ としたときの u を u_0 とおくと

$$u_0(\varphi, u) = \cos\{k\eta(t) + \varphi\} \quad (1')$$

1.1 u_0 のモーメント、相関々数、スペクトラム

η の確率密度は次式で与えられる。

$$P(\eta) d\eta = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\eta} e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2}} d\eta \quad (4)$$

u_0 の平均値のまわりの n 次のモーメントを μ_{0n} とおくと

$$\left. \begin{aligned} \mu_{01} &= \bar{u}_0 \\ \mu_{02} &= \bar{u}_0^2 - \bar{u}_0^2 \\ \mu_{03} &= \bar{u}_0^3 - 3\bar{u}_0^2 \bar{u}_0 + 2\bar{u}_0^3 \\ \mu_{04} &= \bar{u}_0^4 - 4\bar{u}_0^3 \bar{u}_0 + 6\bar{u}_0^2 \bar{u}_0^2 - 3\bar{u}_0^4 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

従がって μ_{0n} は \bar{u}_0^n が求まればよい。これは次式で計算される。

$$\bar{u}_0^n = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \cos^n(k\eta + \varphi) e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2}} d\eta \quad (6)$$

$\exp(-k^2\sigma_\eta^2/2) = A$ とおくと、 \bar{u}_0^n は次の様になる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_0 &= A \cdot \cos \varphi \\ \bar{u}_0^2 &= \frac{1}{2} A^4 \cos 2\varphi + \frac{1}{2} \\ \bar{u}_0^3 &= \frac{1}{4} A^8 \cos 3\varphi + \frac{3}{4} A \cos \varphi \\ \bar{u}_0^4 &= \frac{1}{8} A^{16} \cos 4\varphi + \frac{1}{2} A^4 \cos 2\varphi + \frac{3}{8} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Fig. 1~5 に \bar{u}_0 、 μ_{02} 、 $\bar{u}_0/\sqrt{\mu_{02}}$ 、Skewness ($\mu_{03}/\sqrt{\mu_{02}^3}$)、Flatness (μ_{04}/μ_{02}^2) の計算値を示す。ただし、図中における λ は $2\pi/k$ である。

次に u_0 の相関々数 $R(\tau)$ を求める。

$\eta(t)=\eta_1$ 、 $\eta(t+\tau)=\eta_2$ とおくと、 η_1 、 η_2 の結合確率密度は次式で与えられる。

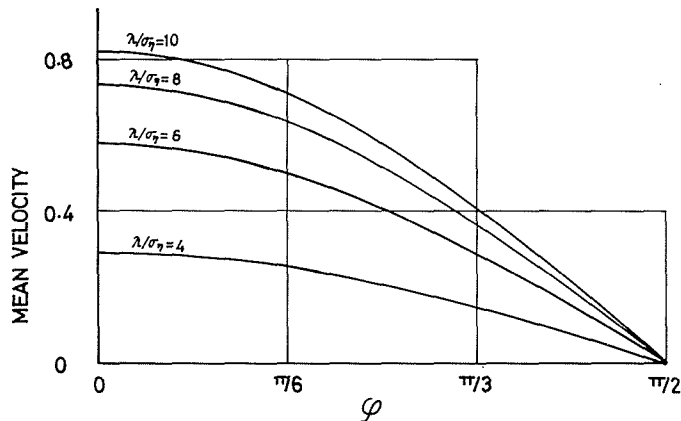


Fig. 1.

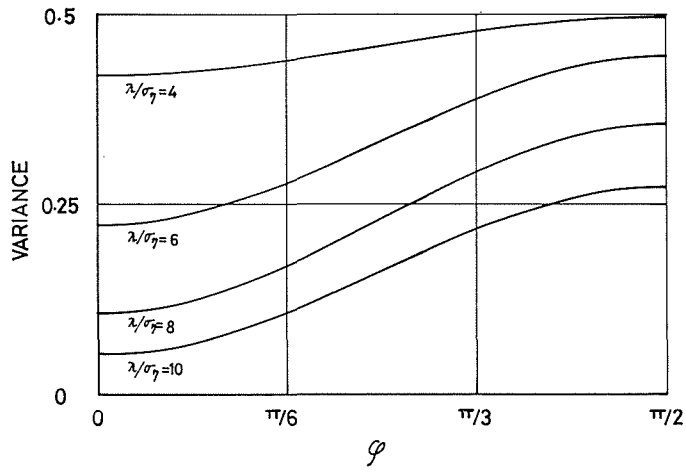


Fig. 2.

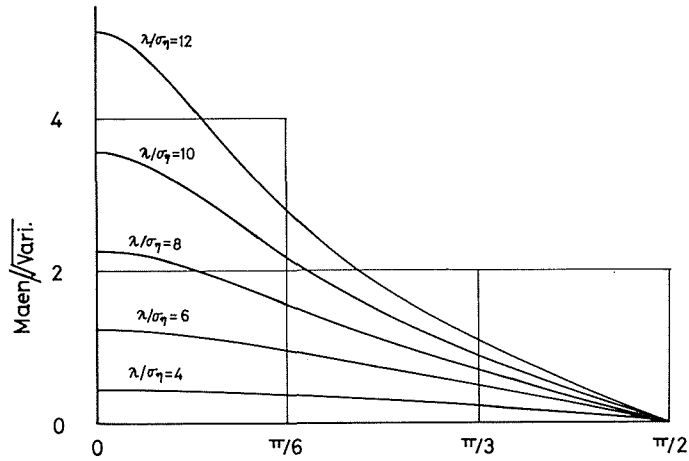


Fig. 3.

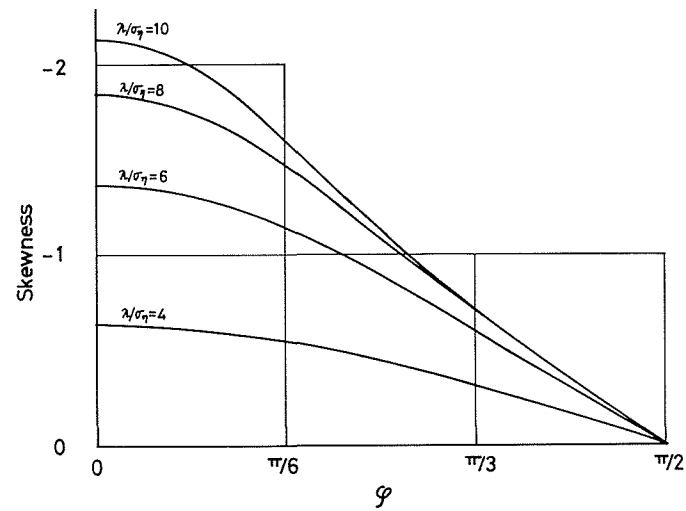


Fig. 4.

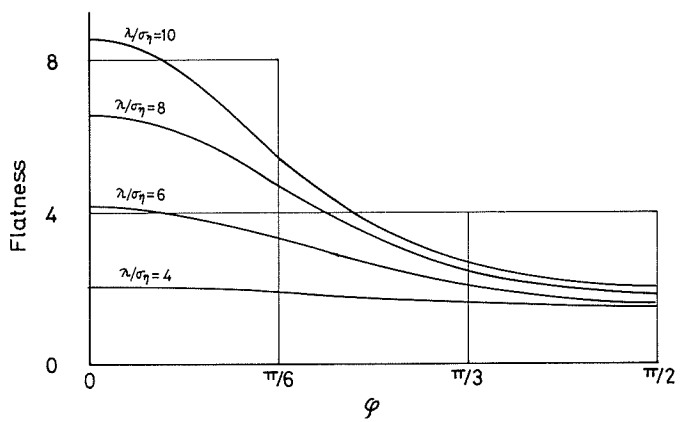


Fig. 5.

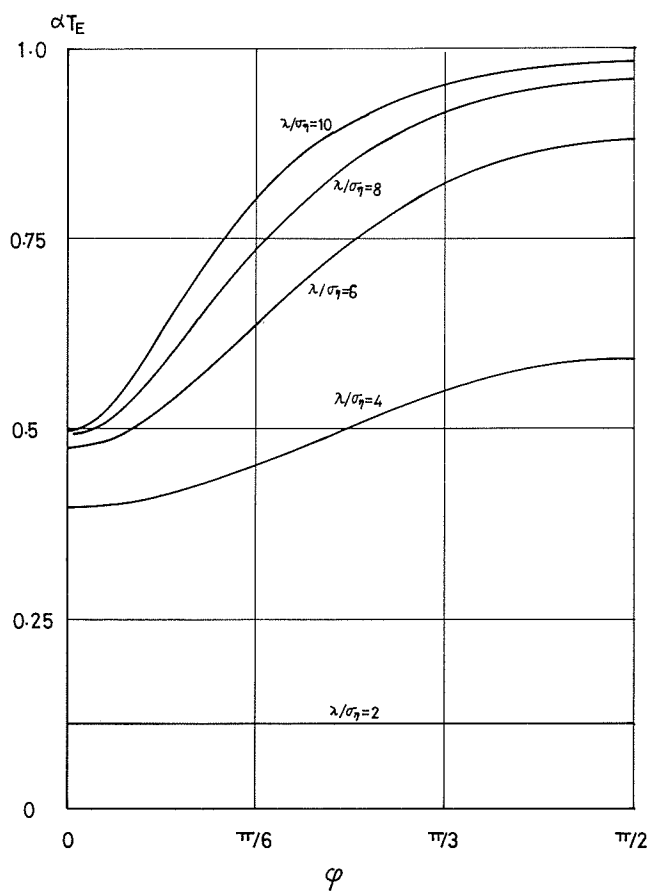


Fig. 6.

$$P(\eta_1, \eta_2, \tau) d\eta_1 d\eta_2 = \frac{1}{2\pi\sigma_\eta \varepsilon} e^{-\frac{\eta_1^2 - 2\rho\eta_1\eta_2 + \eta_2^2}{2\varepsilon^2}} d\eta_1 d\eta_2 \quad (8)$$

ただし $\varepsilon^2 = \sigma_\eta^2(1 - \rho(\tau))^2$

従がって

$$\mu_{02} R(\tau) = \frac{1}{2\pi\sigma_\eta \varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(k\eta_1 + \varphi) u_0(k\eta_2 + \varphi) P(\eta_1, \eta_2, \tau) d\eta_1 d\eta_2 - \bar{u}_0^2 \quad (9)$$

この積分を行なうと (10) 式を得る。

$$R(\tau) = \frac{\sinh \rho\xi + \cos^2 \varphi \cdot (e^{-\rho\xi} - 1)}{\sinh \xi + \cos^2 \varphi \cdot (e^{-\xi} - 1)} \quad (10)$$

ただし $\xi = k^2 \sigma_\eta^2$

Integral time scale を T_E とおき, (10) 式において $\rho\xi = x$ とおくと

$$T_E = \frac{1}{\alpha_\eta} \frac{\int_0^\xi \left[\sinh x + \cos^2 \varphi (e^{-x} - 1) \right] / x dx}{\sinh \xi + \cos^2 \varphi (e^{-\xi} - 1)} \quad (11)$$

従がって $T_E \alpha_\eta$ は φ と ξ のみの関数である。 $T_E \alpha_\eta$ は級数で与えられ Fig. 6 に $T_E \alpha_\eta$ の計算例が示されている。

又, $\tau = T_E \tau'$ とおくと $R(\tau')$ も φ と ξ のみの関数となる。

$R(\tau)$ には次に示す様な性質がある。

(i) $\xi \rightarrow \infty$ のとき (10) 式は次の様になる。

$$R(\tau) = e^{\xi(\rho-1)} \quad (12)$$

ρ を $\tau=0$ 付近で級数に展開し, τ の 2 次以上の高次の項を無視すると

$$R(\tau) = e^{-\alpha_\eta \tau} \quad (13)$$

(ii) $\varphi \neq 0, \xi \rightarrow 0$ のとき (10) 式は $\xi=0$ のとき不定形であるから, 分子及び分母をそれぞれ ξ で微分して極限值を求める。微分を行なうと

$$\begin{aligned} \lim_{\xi \rightarrow 0} R(\tau) &= \lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{\rho(\cosh \rho\xi - \cos^2 \varphi e^{-\rho\xi})}{\cosh \xi - \cos^2 \varphi e^{-\xi}} \\ &= \rho = e^{-\alpha_\eta \tau} \end{aligned} \quad (14)$$

従がって, 上述の様な ξ 極限值で $R(\tau)$ は (15) 式の形で表わされる。

$$R(\tau) = e^{-\alpha_\eta \tau} \quad (15)$$

又, φ 及び ξ がこの様な極限值でなくても以下に述べる様に $R(\tau)$ が (15) 式で近似できることがわかる。 $R(\tau)$ の計算例が片対数紙上に Fig. 7 a に示されている。ゆるやかな曲線を描いている $\lambda/\sigma_\eta = 6, \varphi = \pi/6$ の場合も Fig. 6 b から $R(\tau)$ を (15) 式で良く近似できることがわかる。 $R(\tau)$ が (15) 式で与えられるとき, スペクトラムは (16) 式で与えられる。Fig. 7 b における点線は (16) 式である。

$$E(f) = \frac{4\alpha}{\alpha^2 + (2\pi f)^2} \quad (16)$$

以上の考察から (10) 式を (15) 式で近似することにする。

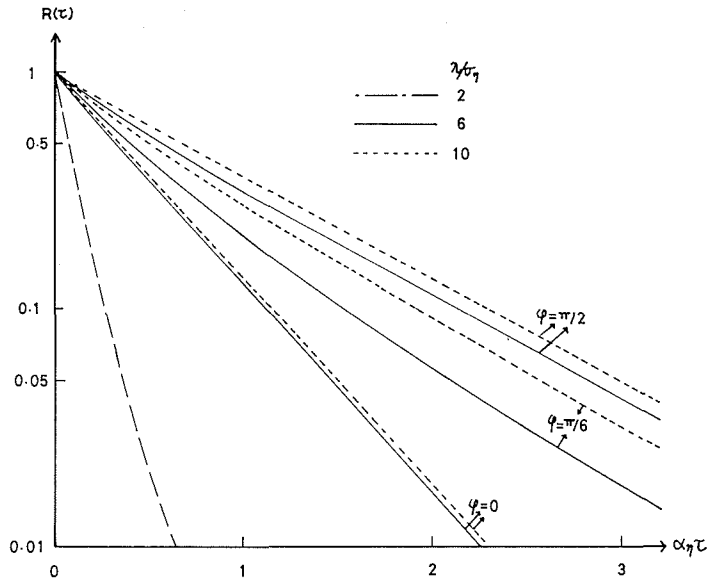


Fig. 7 a.

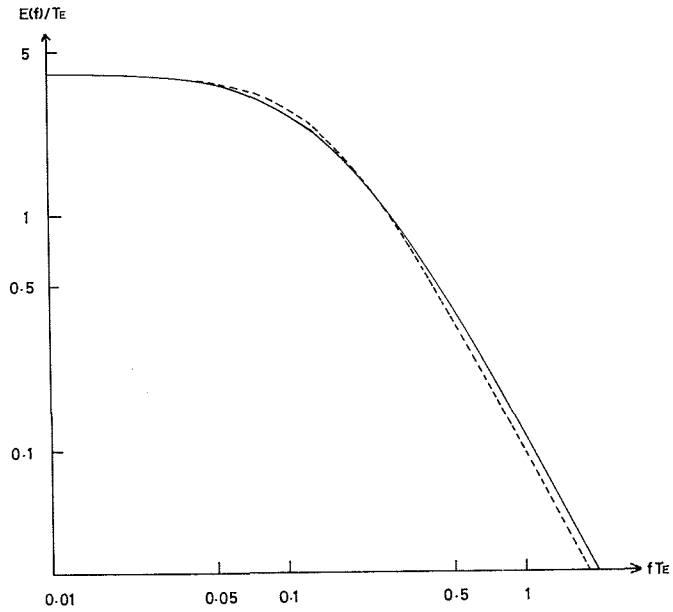


Fig. 7 b.

1.2 u のモーメント, 相関々数, スペクトラム

$a(t)$ と $\eta(t)$ が無相関であることから, $\overline{u^n}$ は次の様に計算される。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= a_0 \bar{u}_0 \\ \bar{u}^2 &= (a_0^2 + \sigma_a^2) \bar{u}_0^2 \\ \bar{u}^3 &= (a_0^3 + 3a_0 \sigma_a^2) \bar{u}_0^3 \\ \bar{u}^4 &= (a_0^4 + 6a_0^2 \sigma_a^2 + \sigma_a^4) \bar{u}_0^4 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

a は正規分布をするから $\bar{a}^4 = 3\sigma_a^4$ 従がって、 $a_0 \gg \sigma_a$ ならば

$$\bar{u}^2 = a_0^2 \bar{u}_0^2 \quad (17')$$

平均値のまわりのモーメント μ_n は (17') 式を (5) 式の \bar{u}_0^2 に代入すれば得られる。

次に u の相関々数 $R_u(\tau)$ を求める。 $u_0(t) = u_{01}$, $a(t) = a_1$, $u_0(t+\tau) = u_{02}$, $a(t+\tau) = a_2$ とおくと

$$\begin{aligned} \mu_2 R_u(\tau) &= \overline{(a_0 + a_1) u_{01} \cdot (a_0 + a_2) u_{02}} - \bar{u}^2 \\ &= \overline{(a_0 + a_1)(a_0 + a_2) \cdot u_{01} u_{02}} - \bar{u}^2 \\ &= (a_0^2 + \sigma_a^2 \rho_a(\tau)) \cdot (\mu_{02} R(\tau) + \bar{u}_0^2) - a_0^2 \bar{u}_0^2 \\ &= a_0^2 \mu_{02} R(\tau) + \sigma_a^2 \mu_{02} \rho_a(\tau) R(\tau) + \sigma_a^2 \bar{u}_0^2 \rho_a(\tau) \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} \sigma_a^2 \bar{u}_0^2 / \mu_2 &= \gamma_a \\ \sigma_a^2 \mu_{02} / \mu_2 &= \gamma_{a0} \\ a_0^2 \mu_{02} / \mu_2 &= \gamma_0 \\ R(\tau) &= e^{-\alpha_0 \tau} \end{aligned}$$

とおくと

$$R_u(\tau) = \gamma_a e^{-\alpha_a \tau} + \gamma_{a0} e^{-(\alpha_a + \alpha_0) \tau} + \gamma_0 e^{-\alpha_0 \tau} \quad (18)$$

$a_0^2 \gg \sigma_a^2$ であるから γ_{a0} を無視すると

$$R_u(\tau) = \gamma_a e^{-\alpha_a \tau} + \gamma_0 e^{-\alpha_0 \tau} \quad (19)$$

u_0 , μ_{02} は φ の関数で $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ とすると、 u_0 は $\varphi=0$ で最大、 $\varphi=\pi/2$ で最小、 μ_{02} は $\varphi=0$ で最小、 $\varphi=\pi/2$ で最大である。従がって (19) 式は $\varphi=\pi/2$ 付近では

$$R_u(\tau) = e^{-\alpha_0 \tau}$$

$\varphi=0$ 付近では (19) 式で与えられる。相関々数が (19) 式で与えられた時のスペクトラムの計算例

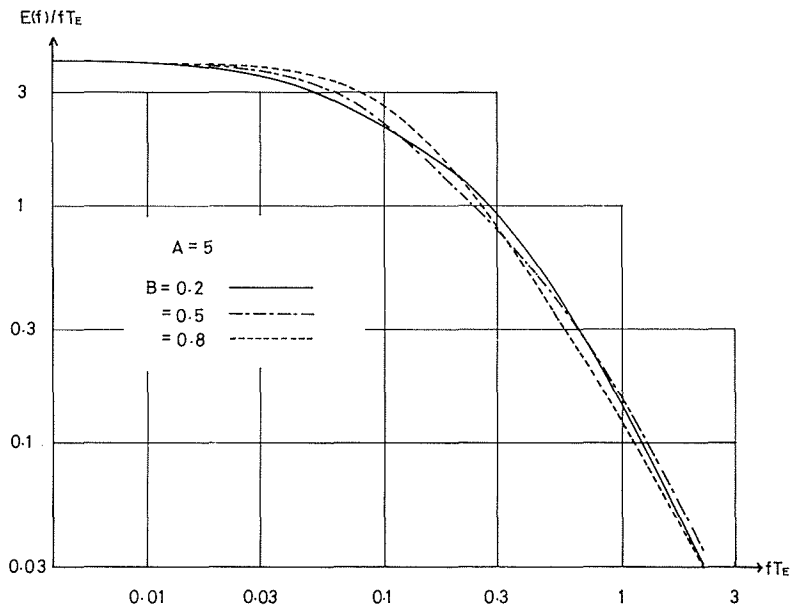


Fig. 8 a.

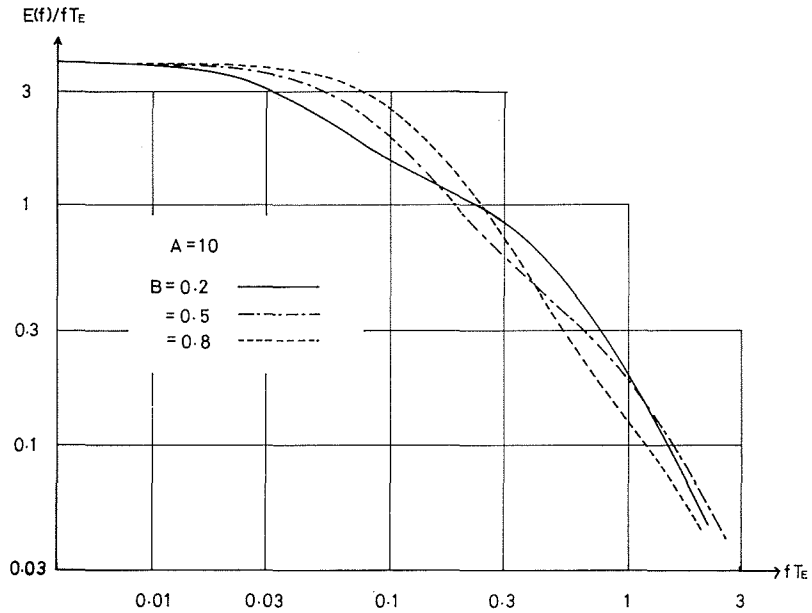


Fig. 8 b.

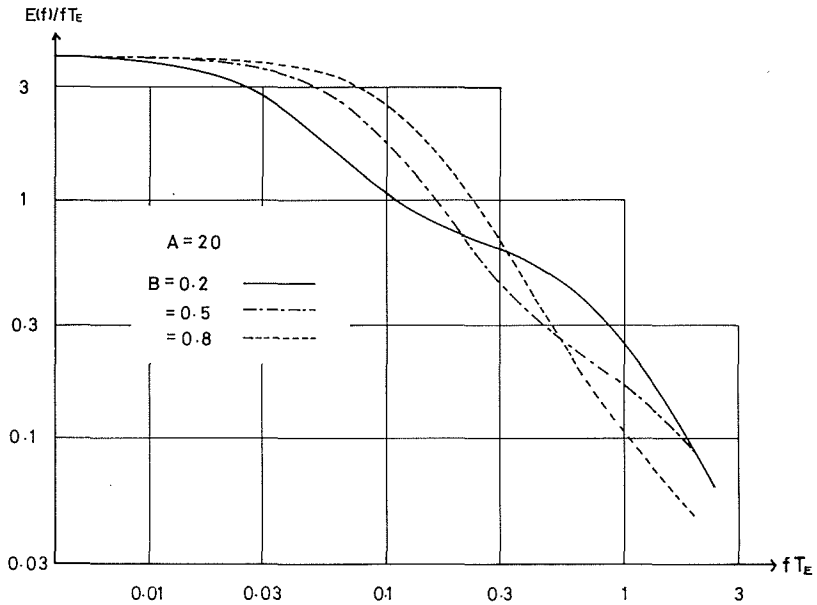


Fig. 8 c.

が Fig. 8 に示されている。ただし、図中の記号は $\alpha_a > \alpha_0$ であるならば $A = \alpha_a / \alpha_0$, $B = \bar{r}_0$ であり, $\alpha_0 > \alpha_a$ であるならば $A = \alpha_0 / \alpha_a$, $B = \bar{r}_a$ である。

2. 実験結果との比較

実験は、幅 30 cm, 長さ 10 m の鋼鉄製可変勾配水路で行なわれた。側壁はガラス張りで河床には直径 2 mm の粗度がはりつけてある。流速測定には直径 18 mm のプロペラ流速計を用いた。

流れの水利条件は次の様なものであった。

水	深	7.5 cm	水面勾配	0.0035
流	量	10.4 l/sec	エネルギー勾配	0.0028
河床勾配		0.001	断面の平均流速	46.2 cm/sec

測定点は水路の横断方向に $z = -12$ から $z = 12$ まで 1 cm 毎に 25 点, 水路床から鉛直方向 (y 軸とする) に 1.2, 2.1, 3.0, 3.9, 4.8, 5.7 cm の 6 点, 計 150 点である。測定時間は 1 測点 30 分であった。

座標 (y, z) での平均流速を $\bar{U}(y, z)$, 分散を $u^2(y, z)$, Skewness を $Sk(y, z)$, Flatness を $Fl(y, z)$ とおく。実験で得られたこれらの測定値を Fig. 9 a~d に○印で示す。b 図における●印については後述する。e 図は $U_N = \{\bar{U}(y, z) - U\} / \sqrt{u^2(y, z)}$ である。 U は $z < -4$ と $z > 4$ で値が違い, それぞれ $\bar{U}(y, z)$ の $z = -4$ における値と, $z = -11$ 又は $z = 4$ 付近の極大値との平均である。これらの結果と Fig. 1~5 を比較すると, 本実験で得られた流速変動発生モデルとして (1) 式のようなものの充分考えられるものであることがわかる。

今, (1) 式を仮定すると Fig. 9 c, d, e に示した測定値を (5) 式に代入すれば, (1) 式における λ

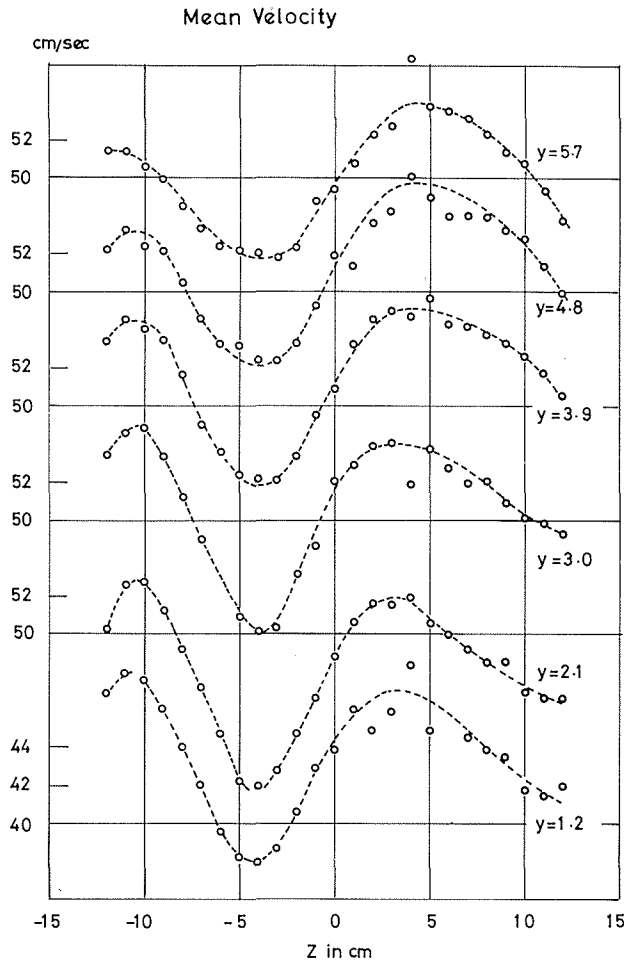


Fig. 9 a.

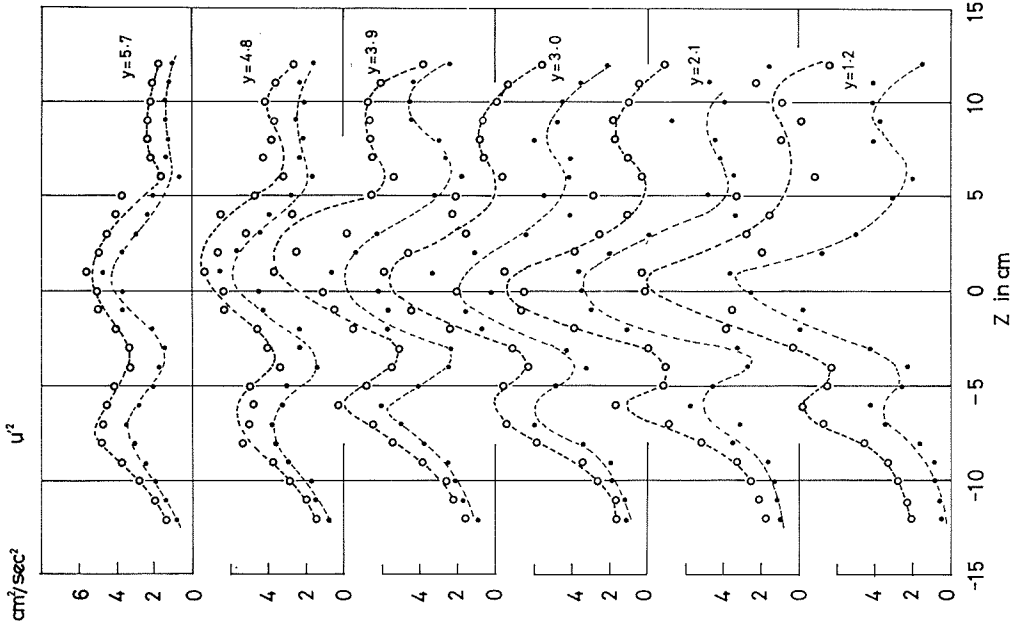


Fig. 9 b.

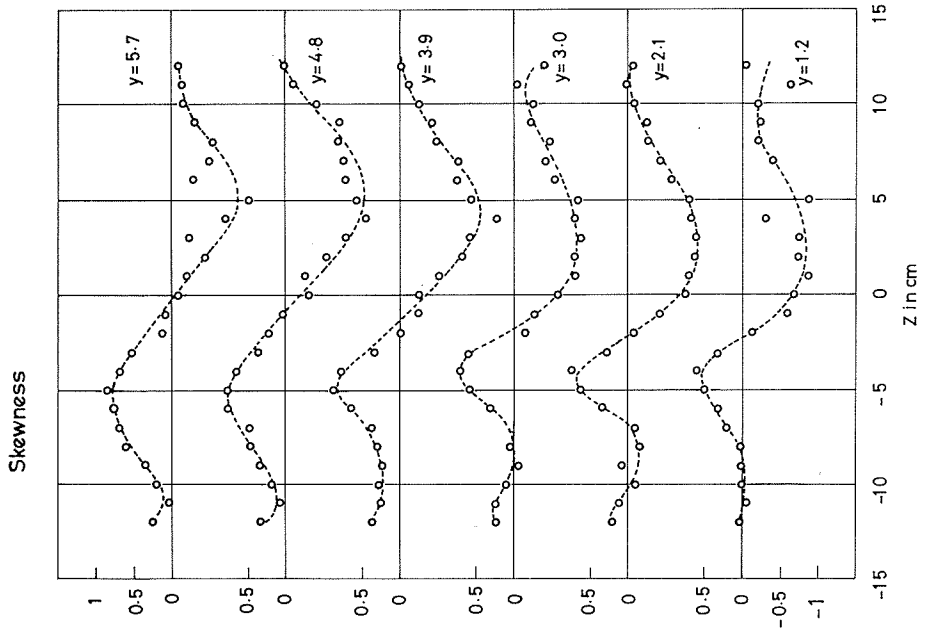


Fig. 9 c.

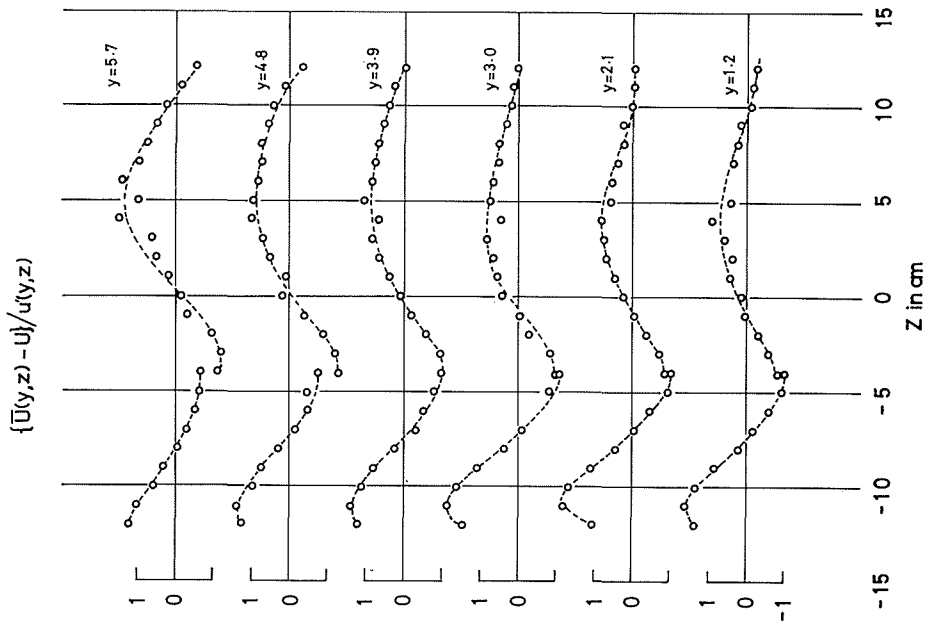


Fig. 9 e.

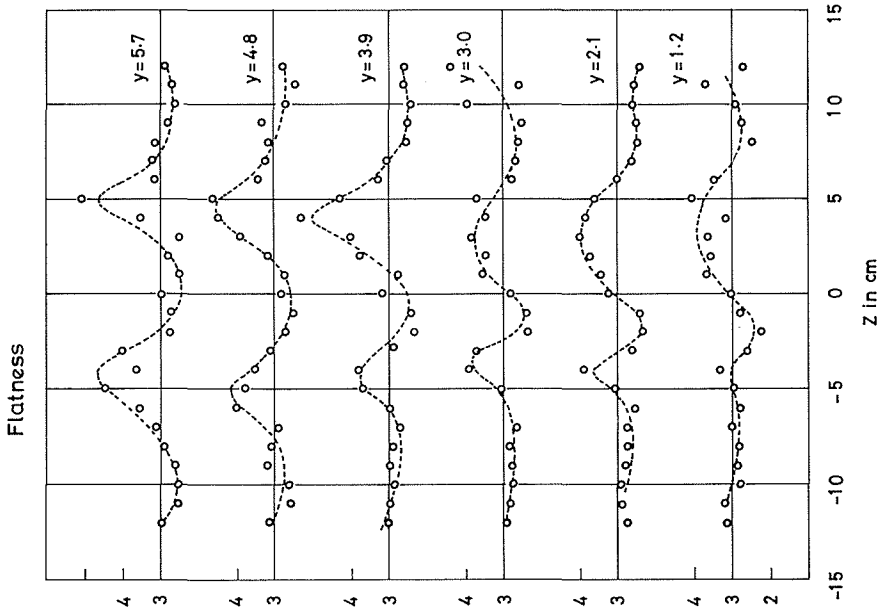


Fig. 9 d.

表-1

	y (cm)	λ (cm)			σ_v (cm)		
		U_N	Sk	Fl	U_N	Sk	Fl
$z \leq -4$	5.7	16.0	19.6	18.0	3.0	4.6	2.8
	4.8	14.8	16.8	20.0	2.6	3.9	3.3
	3.9	14.4	14.8	14.8	2.4	3.4	2.6
	3.0	14.0	8.8	9.2	2.1	2.0	1.6
	2.1	13.2	9.2	8.8	2.6	2.2	1.6
	1.2	14.0	9.2	9.6	2.3	2.4	1.8
$z \geq -4$	5.7	18.4	21.2	18.8	3.0	4.5	2.9
	4.8	18.4	23.2	20.0	3.2	4.7	3.2
	3.9	18.0	21.2	18.0	3.3	4.2	2.7
	3.0	15.6	18.4	15.6	2.9	3.8	2.7
	2.1	16.0	20.1	19.6	3.2	4.2	3.3
	1.2	16.8	19.2	20.8	3.4	4.3	3.6

及び σ_v を求めることが出来る。表-1にこれらの計定値が示されているが、求め方によりバラツキが大きい。これは、次の2つのことが大きな原因と思われる。

(i) モデルの欠点 (1)式のモデルは側壁の影響を考慮していないが実際の流れには側壁が存在する。Fig.9 bに示された u'^2 が、水路中央に比べ側壁の近くで小さくなっているのはこのためと思われる。

(ii) 実測値の欠点 (1)式のモデルによって発生する流速変動を、今仮に H -乱流と呼び、乱流境界層による乱流を V -乱流と呼ぶことにする。 H -及び V -乱流の乱流エネルギーをそれぞれ $u_H'^2$, $u_V'^2$ とし、両者の間に相関性がないものとする乱流エネルギー u'^2 は(20)式で表わされる。

$$u'^2 = u_H'^2 + u_V'^2 \quad (20)$$

本実験で得られた流速変動は1秒の平均値であり、 $u_V'^2$ のかなりの部分が cut されると思われるが、後に示すようにこれを無視することは出来ない。この影響は u'^2 の小さい側壁付近で特に大きい。

以上の欠点は、Fig.9に示した \bar{U} , u'^2 , Sk, Fl の山, 0点, 谷の位置を示した Fig.10からも推定される。ただし、 \bar{U} の0点は、 \bar{U} のあいとなる山と谷の平均値を取る z 座標とした。

(1)式のモデルでは Fig.1~5からわかるように

[\bar{u}_0 の山, u'^2 の谷, Sk の谷, Fl の山],

[\bar{u}_0 の0点, u'^2 の山, Sk の0点, Fl の谷],

[\bar{u}_0 の谷, u'^2 の谷, Sk の山, Fl の山]

の3つの group がそれぞれ同じ座標である。図に示された結果はこれらの一致性に乏しい。

Fig.11にスペクトラムの一例を示す。移動平均時間= s , データの読み取り間隔= $\Delta\tau$ とおくと、本実験では $s = \Delta\tau = 1 \text{ sec}$ である。

あるランダム変動のスペクトラムが(21)式で与えられ、 $\Delta\tau = s$ のときの実測のスペクトラムを $E'(f)$ とすると、相関々数の最大の Lag を T_m とし $\exp(-T_m/T_E) \ll 1$ であるならば、

$$E(f) = \frac{4u'^2 \alpha}{\alpha^2 + (2\pi f)^2} = \frac{4u'^2 T_E}{1 + (2\pi f T_E)^2} \quad (21)$$

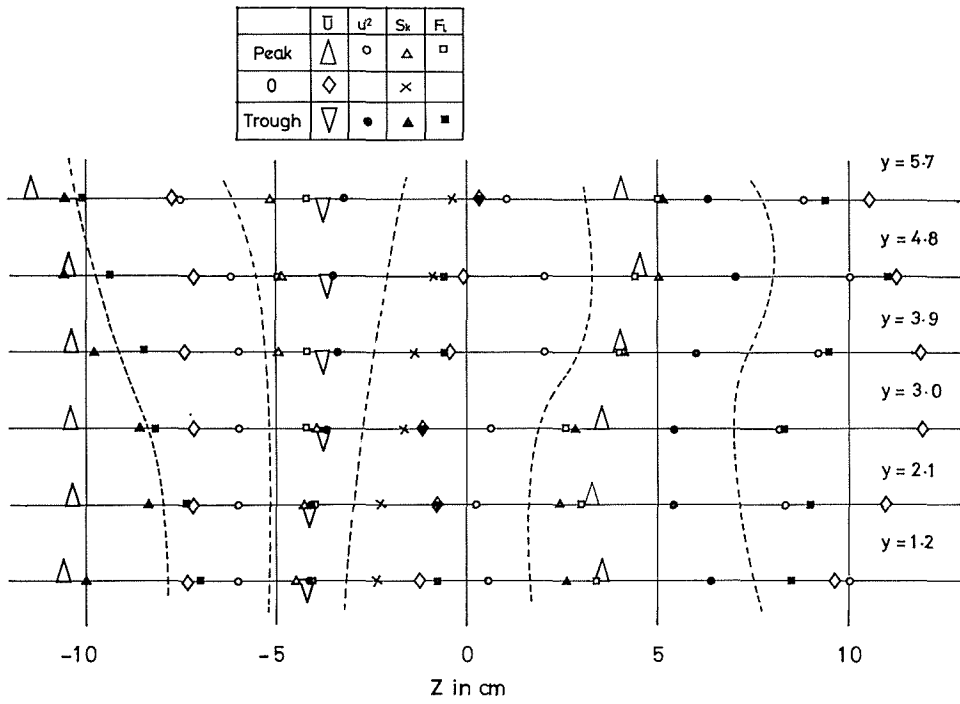


Fig. 10.

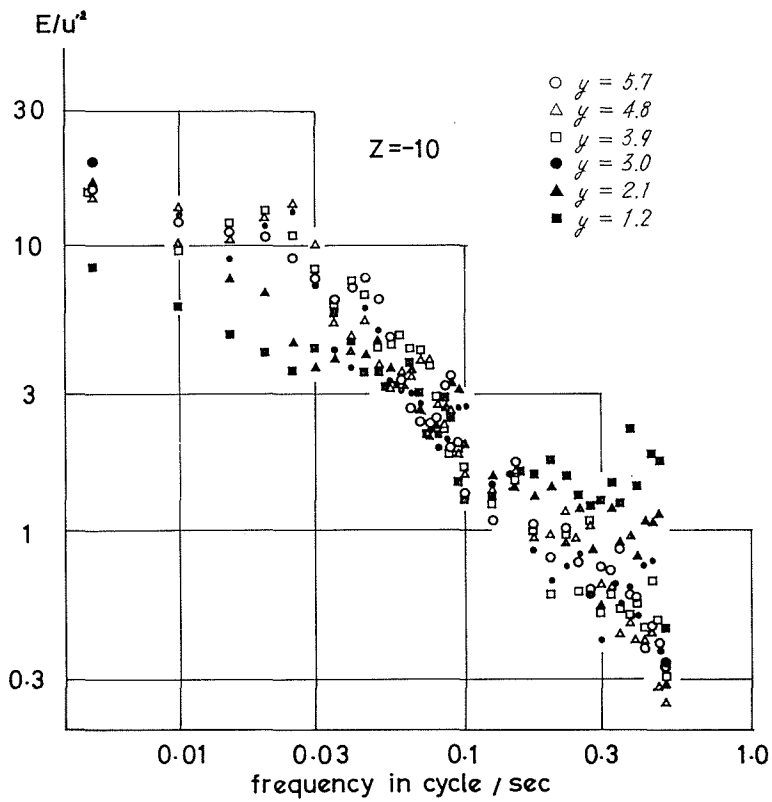


Fig. 11 a.

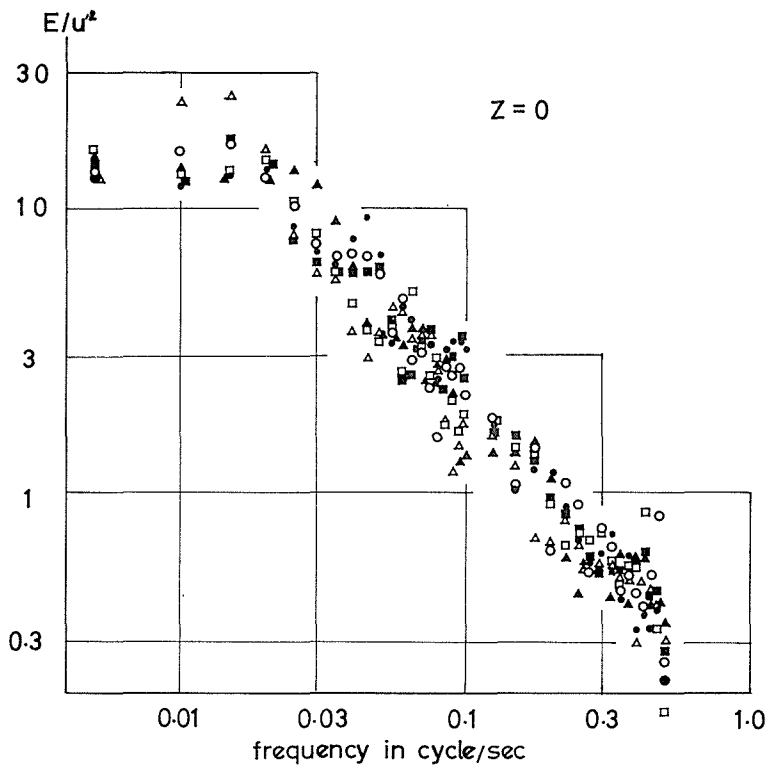


Fig. 11 b.

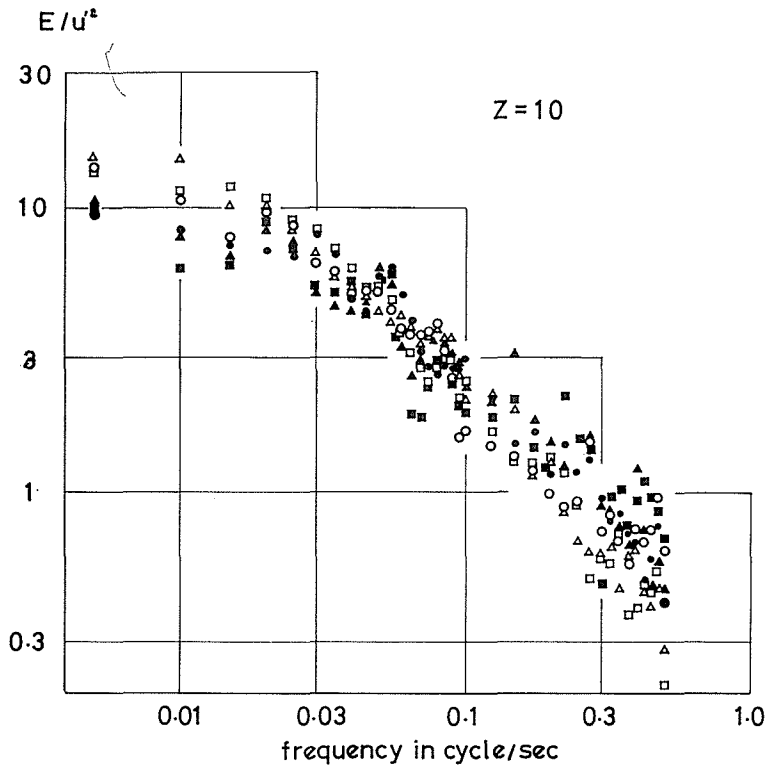


Fig. 11 c.

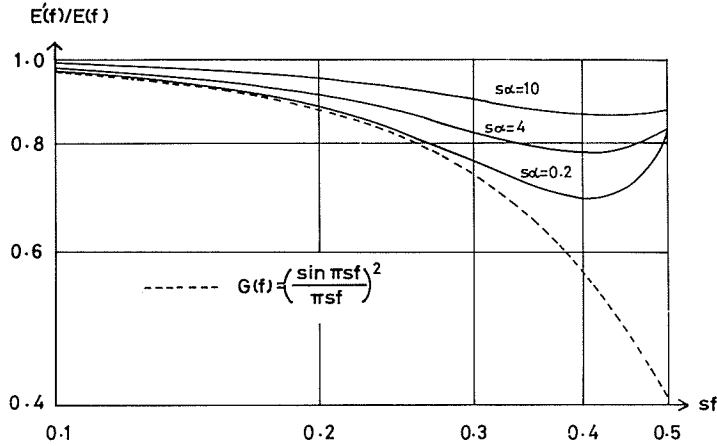


Fig. 12.

$E'(f)/E(f)$ は Fig. 12 の様になる。これは、Aliasing と移動平均の効果を調べたものである。

H -及び V -乱流のスペクトラムがそれぞれ (21) 式で近似できるものとし、Fig. 12 の結果を考慮に入れて Fig. 8 と Fig. 11 を比較すると、本実験で得られた流速変動が H -及び V -乱流の重ね合わせであることが推測される。

以上の結果から、流速変動の相関々数及びスペクトラムを次式であらわす。

$$u'^2 R(\tau) = u_H'^2 e^{-\alpha_H \tau} + u_V'^2 e^{-\alpha_V \tau} \quad (22-a)$$

$$E(f) = \frac{4u_H'^2 \alpha_H}{\alpha_H^2 + (2\pi f)^2} + \frac{4u_V'^2 \alpha_V}{\alpha_V^2 + (2\pi f)^2} \quad (22-b)$$

ただし、 H -及び V -乱流の Integral time scale をそれぞれ T_{EH} 、 T_{EV} とおくと、 $\alpha_H = 1/T_{EH}$ 、 $\alpha_V = 1/T_{EV}$ である。

移動平均による filter $G(f)$ がかかったときの諸量に \sim の記号をつけると、

$$\tilde{E}(f) = E(f) \cdot G(f)$$

又、

$$E(f) = 4 \int_0^{\infty} (u_H'^2 e^{-\alpha_H \tau} + u_V'^2 e^{-\alpha_V \tau}) \cos 2\pi f \tau d\tau \quad (23)$$

であるから

$$\left. \begin{aligned} \tilde{E}(0) &= E(0) \cdot G(0) \quad (= E(0)) \\ &= 4u'^2 \cdot T_E = 4(u_H'^2 T_{EH} + u_V'^2 T_{EV}) \\ &= 4\tilde{u}'^2 \cdot \tilde{T}_E \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

故に

$$\tilde{T}_E = \frac{1}{\tilde{u}'^2} (u_H'^2 T_{EH} + u_V'^2 T_{EV}) \quad (25)$$

今、Integral time scale の実測値を T_{Eob} とおくと

$$\tilde{T}_E \approx T_{Eob} \quad (26)$$

である。

Fig. 13 に T_{Eob} を示す。○印は $R(\tau)$ が 0 になる所まで $R(\tau)$ を加えて求めたものであり、●印は semi integral scale である。●印が○印に比べ小さいのは (22-a) 式から推測される。Fig. 14 a, b に T_{Eob} がまとめて示されている。これらは Fig. 6 に示された T_E と同様な傾向をもつが (25) 式の形から考えてははっきりしたことは云えない。

T_{EH} を次に示す 2 つの方法で求めた。

スペクトラムが (21) 式で与えられた時の $\tilde{R}(\tau)$, すなわち移動平均が行なわれた時の相関々数は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}^2 \tilde{R}(\tau) &= \frac{2u'^2}{s^2 \alpha^2} \left\{ e^{-s\alpha} \cosh \alpha \tau - e^{-\alpha \tau} + (s-\tau) \alpha \right\} \\ &\quad \tau \leq s \text{ のとき} \\ &= \beta(s\alpha) u'^2 e^{-\alpha \tau} \\ &\quad \tau \geq s \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

ただし s : 移動平均時間

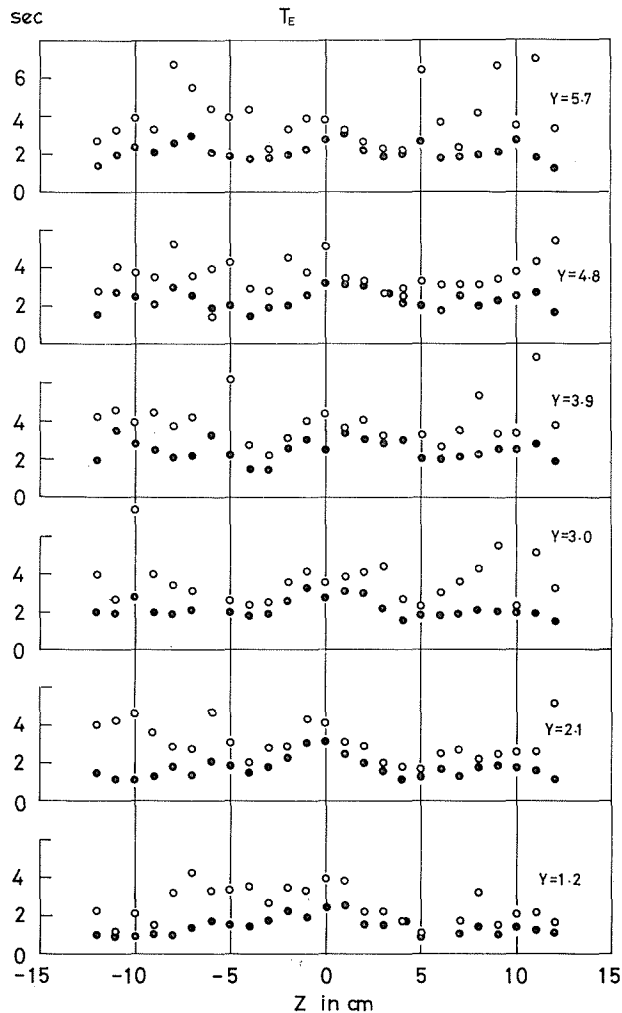


Fig. 13.

$$\tilde{u}'^2 = \frac{2u'^2}{s^2\alpha^2} (e^{-s\alpha} + s\alpha - 1)$$

$$\beta(s\alpha) = \frac{1}{s^2\alpha^2} (e^{s\alpha} - 2 + e^{-s\alpha})$$

したがって (22-a) 式は $\tau \geq s$ のとき (28) 式となる。

$$\tilde{u}'^2 \tilde{R}(\tau) = \beta(s\alpha_H) u_H'^2 e^{-\alpha_H \tau} + \beta(s\alpha_V) u_V'^2 e^{-\alpha_V \tau} \tag{28}$$

$\alpha_V \gg \alpha_H$ と考えられるから、 τ が大きくなると (28) 式の第 2 項は第 1 項に比べ小さくなり無視することが出来る。故に τ が大きいときは、

$$\tilde{u}'^2 \tilde{R}(\tau) \doteq \beta(s\alpha_H) u_H'^2 e^{-\alpha_H \tau} \tag{28'}$$

したがって、コレログラムを片対数紙にプロットすることにより α_H を求めることが出来る。

もう 1 つの方法は、スペクトラムをスムーズィングし $f = 0.01, 0.04, 0.1, 0.4$ cycle/sec の値を読み取り (22-b) 式に代入して α_H を求めるものである。この様にして求められた α_H が Fig. 15 に示されている。コレログラムから求めたものは○印で、スペクトラムから求めたものは●印で

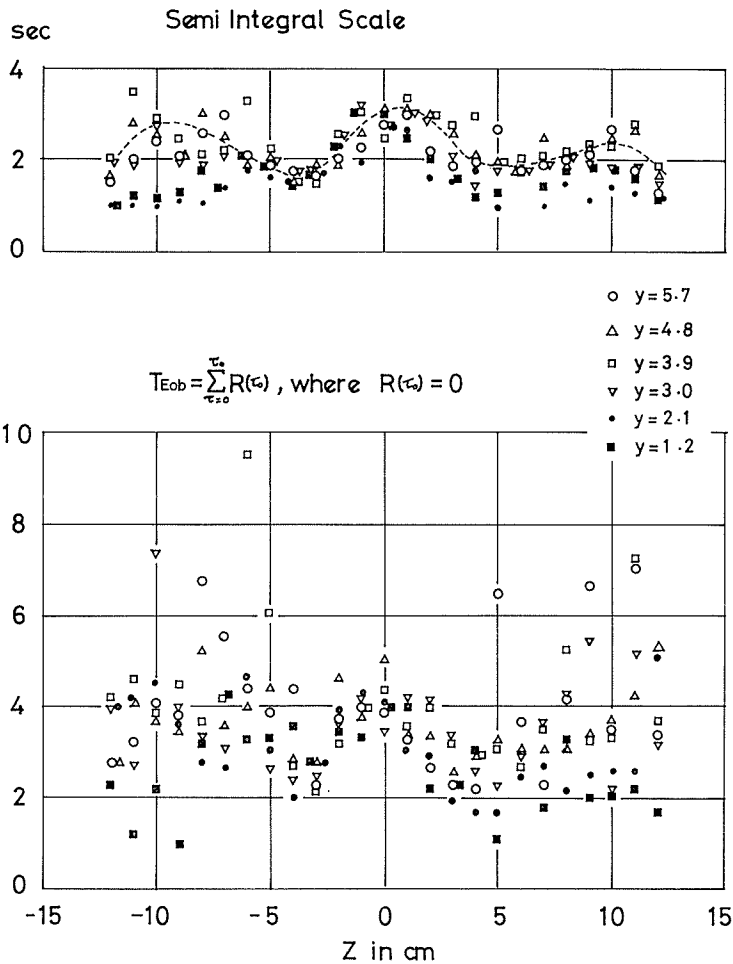


Fig. 14.

示されているが、図からわかる様にこれらの値に大差はない。実線は2つの方法が等価であるとみなして2つの値の平均値を結んだものである。この値が Fig. 16 にまとめて示されている。図中に示された点線は、(11)式において $\lambda=15$ cm, $\sigma_7=2.5$ cm, $\alpha_7=0.15$ sec⁻¹ のときの T_E の計算値である。

$y=5.7\sim 3.9$ では $z=3$ 付近に谷がある。これは(1)式のモデルを仮定し、実測値の $\bar{U}(z)$, $u'^2(z)$, $Sk(z)$, $Fl(z)$ と比較すると妥当な位置である。しかし、他の位置ではこの様な傾向は明らかでない。 $y=3.2\sim 1.2$ では、図からわかる様に特別な傾向は認められない。

T_{EH} は α_7 に逆比例するが μ_{0n} は α_7 の関数ではない。従って、(1)式を仮定し、実験結果を説明するためには、 α_7 が (y, z) の関数であるか、(19)式第1項の γ_a が γ_0 に比べ同程度の大きさを持っていなければならない。側壁及び水路床がこれらの値に大きな影響を与えることは十分に考えられることである。

(27)式における $\beta(sa)$ が Fig. 17 に示されている。図から $sa < 1$ なら $\beta(sa) \approx 1$ である。Fig.

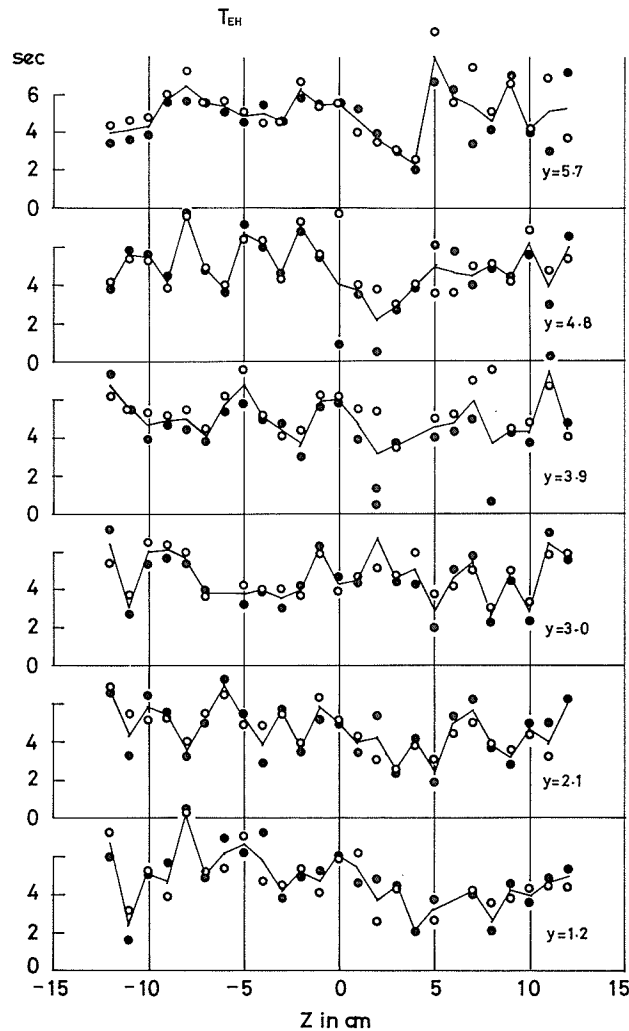


Fig. 15.

16より $\alpha_H=0.2\sim 0.3$ であり, $s=1$ であるから (28') 式において $\beta(s\alpha_H)=1$ とおくと

$$\tilde{R}(\tau) = \frac{u_H'^2}{\bar{u}^2} e^{-\alpha_H \tau}$$

\bar{u}^2 は分散の測定値で近似することができる。従って, 前述の相関々数の片対数のプロットより $u_H'^2$ を求めることができる。この様にして得られた $u_H'^2$ が Fig. 9 b に黒丸で示されている。Fig. 18 に $u_H'^2$ の相対強度 $u_H' \bar{U}$ を示しておいた。

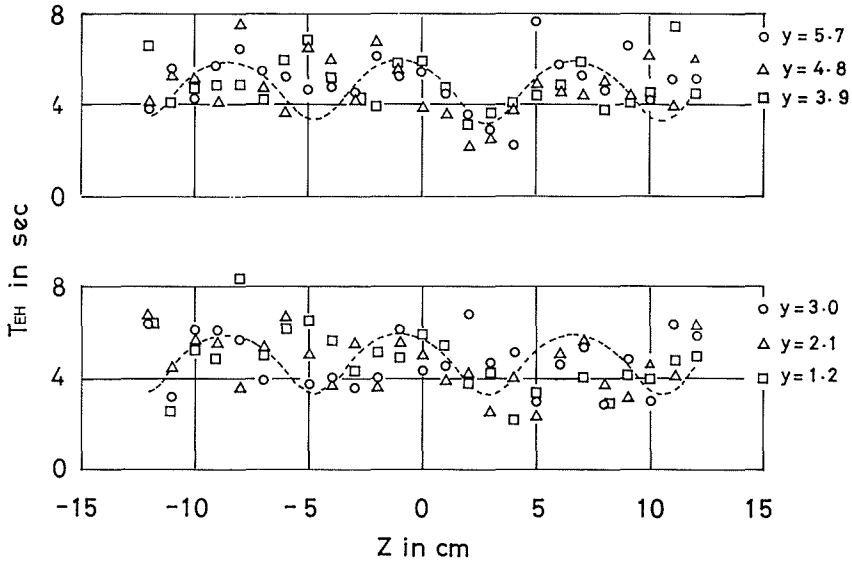


Fig. 16.

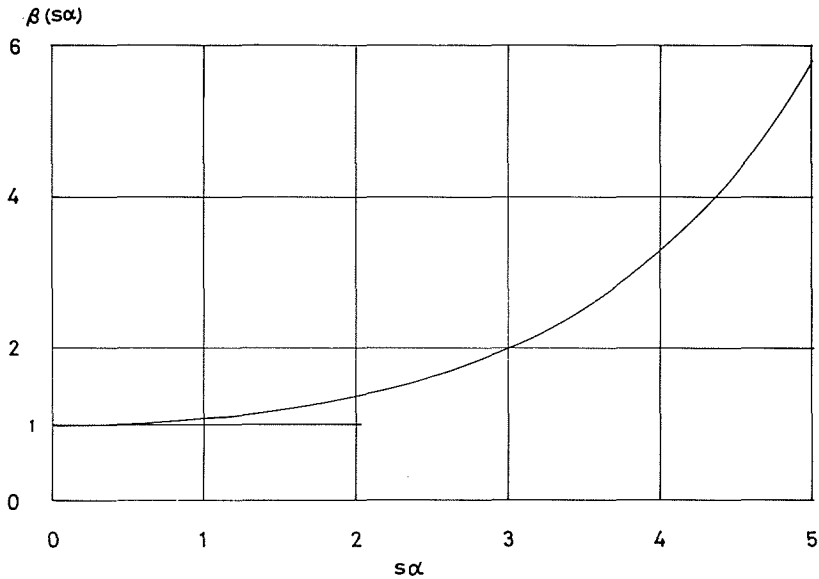


Fig. 17.

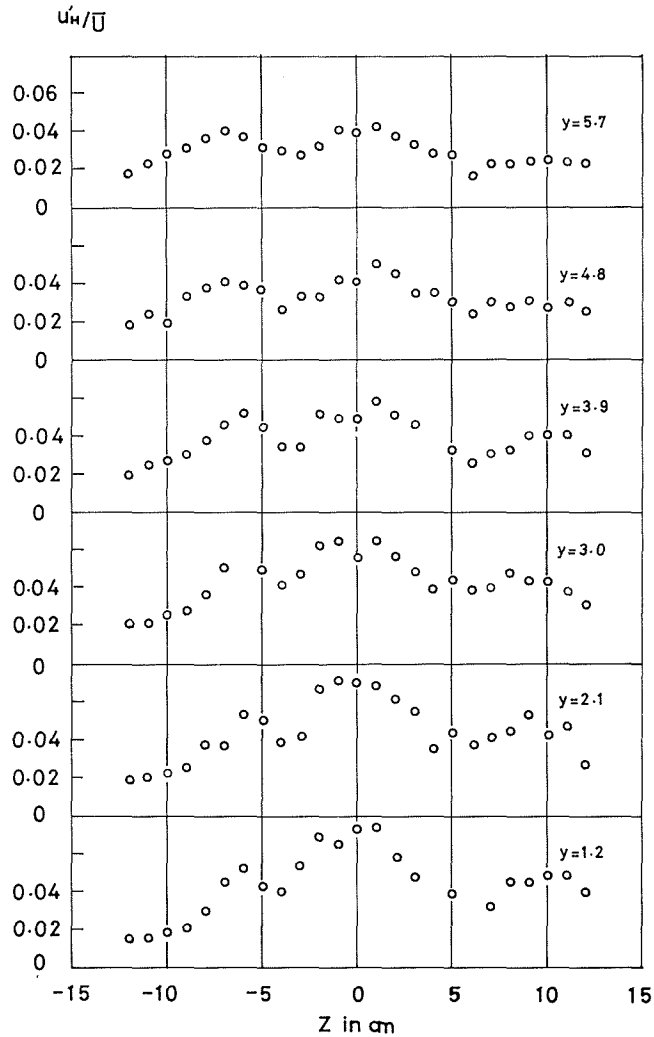


Fig. 18.

お わ り に

流速変動発生の1つの機構として(1)式のようなモデルの可能であることがわかった。

今後、並列らせん流の発生の原因、条件等を調べる事が重要な課題である。

実験及びDataの読み取り等の大部分は、当時本学大学院生黒木氏*によって行なわれた。黒木氏は、並列らせん流と掃流砂の関係を調べ、有意な相関を見出した³⁾。

本研究における計算には、北大大型計算センターのFACOM 230-60を用いた。

参 考 文 献

- 1) 森 明巨, 黒木幹男, 岸 力: 土木学会第26回年講集, '71(昭46), II-107.
- 2) 木下良作: 写真測量, Vol. 6, '67(昭42), No. 1, pp. 1-17.
- 3) 黒木幹男: 昭和45年度修士論文, 掃流々砂の運動機構と開水路流れの乱れの研究.

* 現在, 北大工学部土木, 河川工学講座勤務