

水生植物を有する開水路流れの乱流構造  
に関する実験的研究EXPERIMENTAL STUDY ON TURBULENT STRUCTURE IN  
OPEN-CHANNEL FLOW WITH AQUATIC PLANTS

室 田 明\*・福 原 輝 幸\*\*

By Akira MUROTA and Teruyuki FUKUHARA

## 1. 緒 論

自然河川の高水敷で目につく水辺植物群落や小河川の水底に繁茂する藻類（水生植物）が河川の流水抵抗や河床の安定にいかなる影響を及ぼすかは、河川工学上、興味深い問題である。粗面乱流の観点からいえば、砂・礫を想定した粒状粗度上の乱流研究は古くから盛んに行われてきたが、水辺・水生植物を扱った研究はきわめて少ないようである。その中で、Kouwen<sup>1),2)</sup>は背の高い植物群落上の流速分布が対数則に従うことを明らかにし、相対水深と植物の曲げ剛性ととの関連性を調べた。日野<sup>3)</sup>は揺動する水生植物の葉のみに注目して理論的に流速・せん断応力分布を誘導するとともに、乱れは揺動の範囲内で助長され、揺動の範囲外で抑制されることを指摘した。著者ら<sup>4)</sup>も揺動する水生植物群落上の流速・乱れ諸量の水深方向変化について実験的に調べた。その結果、(i) 水生植物群落上の流速分布は対数則が成立し、滑面では5.5となる加定数は密生度の増大とともに減少する、(ii) 平均たなびき高さ  $k$  における平均流速（すべり速度） $U_k$  は摩擦速度  $u_*$  と  $k$  を用いた粗度レイノルズ数で規定される、ことが明らかとなった。乱れ諸量に関しても密生度を变化させて、滑面との比較や揺動と乱れの関係について検討した。その結果、密生度の高い方で相対乱れ強度が増大することを指摘し、乱れ強度やレイノルズ応力の分布が滑面での分布よりも下側になる（無次元値が小さくなる）ことから、水生植物を有する流れに対してエネルギー収支に基づく動学的考察の必要性を強調した。さらに、レイノルズ応力と全乱れエネルギーの比で表わされる構造係数  $S_c$  は揺動が微弱な状態よりも活発な方で大きくなることより、揺動が流水の乱れを刺激することを示唆した。

そこで本研究では、水生植物が有する乱流制御機能の正確な把握を目的として、以下の3項目を明らかにしようとするものである。(i) 水生植物および水流の両エネルギー系を含めた動学的考察による平均流・乱流場におけるエネルギーの移行形態。(ii) 滑面での値よりも減少するようなレイノルズ応力分布の物理的要因。(iii) 水生植物の揺動と乱流構造の関連性。

## 2. 模擬植物の揺動特性および実験方法

水路は長さ20m、幅0.5m、高さ0.32mのアクリル樹脂製の可変勾配水路を用いた。本研究では水生植物として藻を対象としており、実際の植生・揺動状態に近づけるためおよび計測の両面から考えて、模擬植物として直径約3mm、長さ5cmの絹糸が採用され、図-1のように水路上流端の下流4mの位置から9m区間にわたり設置された。模擬植物は十分な柔軟性があるために水流中で揺動するが、その揺動状態の具体的な説明を目的として、模擬植物先端の変位の経時変化を水路上方から16mmシネカメラより追跡した結果が図-2である。図中の実験条件からわかるように、ほぼ同程度の水深ではあっても揺動周期は流速の増大とともに減少する。また予備実験における目視観察から、低流速場では微弱かつ緩やかな揺動が高流速場になると活発になることがわか

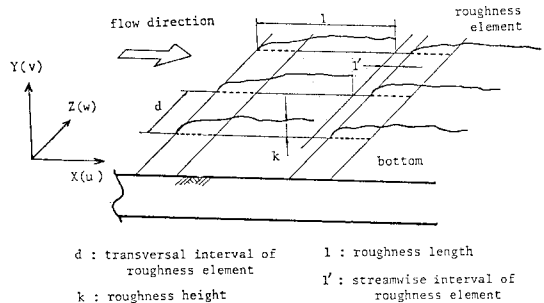


図-1 模擬植物の植生状態

\* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科  
\*\* 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科

験条件に無関係に 3 mm 程度である。

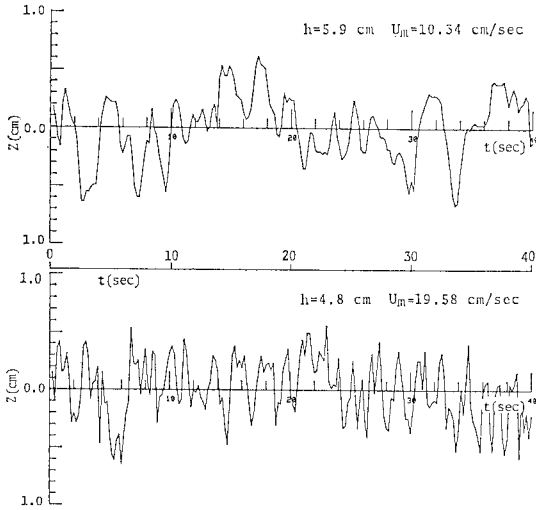


図-2 模擬植物の揺動状況

っている。そこで水生植物の揺動状態の違いによる乱れへの影響を系統的に調べるために、水理条件は表-1に示すように3つのグループ、(i) 低水深・低流速の case-D、(ii) 低水深・高流速の case-E、(iii) 高水深・高流速の case-F に分類された。

計測は模擬植物群落区間の下流端より 1.5 m 上流側の水路中央において、2成分熱膜流速計を用いて行われた。

なお、表中の記号Cは密度を表わしており、次式で定義される。

$$C = \frac{N \cdot A_r}{B \cdot L} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $A_r$  は模擬植物の表面積、 $N$  および  $L$  はその本数、敷設長を、 $B$  は水路幅をそれぞれ表わす。

また、図-1 で示すような平均たなびき高さ  $k$  は実

### 3. 平均場・乱流場の動力学的性質

#### (1) 平均流エネルギー方程式

揺動状態の水生植物を有する開水路流れの主流 ( $x$ ) 方向および水深 ( $y$ ) 方向の運動方程式はそれぞれ次式で表わされる。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial(-\bar{u}^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{uv})}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \varphi_x \dots \dots \dots (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{uv})}{\partial x} + \frac{\partial(-\bar{v}^2)}{\partial y} - \varphi_y \dots \dots \dots (3)$$

ここで、式 (2) の  $\varphi_x$ 、 $\varphi_y$  は流体と水生植物の間の摩擦抵抗および揺動と周囲流体との相互作用の両者の影響を流体の内部応力に置き換えた付加応力と考える。その理由としては、摩擦抵抗だけであるとすれば内部応力の変化は揺動範囲内のみに限られるはずであるが、著者らのレイノルズ応力 ( $-\bar{uv}$ ) の計測結果<sup>1)</sup>および日野らの乱れ強度分布 ( $u'/\sqrt{ghI} \sim y/h, u' = \sqrt{\bar{u}^2}$ )<sup>2)</sup>からの推定より、 $-\bar{uv}$  の変化は必ずしも揺動の範囲内のみならず、その外側まで明瞭に及ぶことから、揺動に伴う相互作用の効果をさらに  $\varphi$  に含めた。

また、理論的取り扱いを容易にするためおよび境界層流れであることから、 $\varphi_x \gg \varphi_y$  と仮定する。

式 (2)、式 (3) に境界層近似を適用すると、結局式 (2) は次のようになる。

$$gS_e - \varphi_x + \frac{d}{dy} \left( -\bar{uv} + \nu \frac{dU}{dy} \right) = 0 \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 $S_e$  はエネルギー勾配を表わす。

表-1 水 理 諸 元

CASE	$h$ (cm)	$U_{max}$ (cm/s)	$U_m$ (cm/s)	$U_*$ (cm/s)	$U_k$ (cm/s)	$R_e$	$S(\times 10^3)$	$C$	$Q$ (l/s)	$T_w$ (°C)	$f(\times 10^3)$
S-1	4.46	30.53	23.32	1.30	20.82	8 760	0.34	0.00	5.20	20.0	2.51
D-1	2.11	17.70	13.27	1.41	9.75	2 120	1.15	1.44	1.40	12.2	9.01
D-2	2.00	16.42	12.00	1.39	8.62	1 820	1.26	1.44	1.20	12.4	10.69
D-3	3.40	11.22	8.12	0.86	4.28	1 990	0.93	1.44	1.38	12.5	8.90
E-1	2.81	34.36	25.84	2.31	19.86	5 560	2.12	1.44	3.63	13.9	6.41
E-2	2.46	27.65	20.98	2.00	14.39	4 000	1.73	1.44	2.58	13.9	7.26
E-3	2.86	24.73	17.48	1.75	14.00	3 820	1.69	1.44	2.50	13.9	8.03
F-1	4.29	26.97	20.05	1.72	12.45	6 280	0.85	1.44	4.30	14.1	5.86
F-2	3.98	20.21	14.97	1.43	11.30	4 370	0.99	1.44	2.98	13.9	7.33
G-1	4.50	28.57	23.56	1.68	17.81	10 360	0.76	0.72	5.30	26.6	4.09
G-2	2.46	31.25	26.83	2.11	21.25	7 000	2.04	0.72	3.30	27.0	4.95
G-3	6.06	26.52	22.28	1.54	15.09	12 580	0.53	0.72	6.75	26.7	3.85
G-4	6.64	33.33	26.20	1.74	17.75	15 290	0.56	0.72	8.70	24.9	3.54
G-5	3.22	12.60	11.18	0.90	7.92	3 650	0.39	0.72	1.80	26.2	5.19
G-6	8.72	21.86	18.46	1.26	12.95	13 580	0.19	0.72	8.05	25.9	3.72

S-1 : smooth surface, C : density of vegetation

平均流エネルギー方程式は式(4)に流速  $U$  を乗じることで得られるが,  $\phi$  に  $U$  を乗じた表現  $\phi U$  の物理的意味がはっきりとしないため(おそらくは水生植物の揺動あるいは内部エネルギーに相当するとも予想されるが), 改めて  $\phi_x$  に関する項を  $\phi$  と表現する. すなわち,

$$gS_e U - \phi + U \frac{d}{dy} (-\bar{u}\bar{v}) + \nu U \frac{dU}{dy} = 0 \dots (5)$$

式(5)を変形すると次式となる.

$$\begin{aligned} gS_e U + \bar{u}\bar{v} \frac{dU}{dy} - \phi - \nu \left( \frac{dU}{dy} \right)^2 & \\ \text{[I]} \quad \text{[II]} \quad \text{[III]} \quad \text{[IV]} & \\ + \frac{d}{dy} (-\bar{u}\bar{v} \cdot U) + \frac{\nu}{2} \frac{d^2 U^2}{dy^2} = 0 \dots (6) & \\ \text{[V]} \quad \text{[VI]} & \end{aligned}$$

各項の物理的意味はそれぞれ以下のとおりである.

[I]: 平均流のもつエネルギー, [II]: レイノルズ応力と速度勾配との相互作用に起因するエネルギー損失, [III]: 水生植物と流水の間の摩擦および揺動による相互作用に起因するエネルギー損失, [IV]: 直接に粘性で逸散されるエネルギー(直接逸散), [V]: 対流, [VI]: 拡散

式(6)を水路床から水面までにわたり積分すると式(7)が得られる.

$$\begin{aligned} gS_e \int_0^h U dy + \int_0^h \bar{u}\bar{v} \frac{dU}{dy} \cdot dy - \int_0^h \phi dy & \\ - \int_0^h \nu \left( \frac{dU}{dy} \right)^2 dy + \left[ -\bar{u}\bar{v} \cdot U + \nu U \frac{dU}{dy} \right]_0^h = 0 & \\ \dots \dots \dots (7) & \end{aligned}$$

ただし, 左辺第5項の積分はゼロとなることより, 式(6)は最終的に次式で表現される.

$$\int_0^h (P + E + \phi) dy = gS_e U_m h \dots \dots \dots (8)$$

$$P \equiv -\bar{u}\bar{v} \frac{dU}{dy}, E \equiv \nu \left( \frac{dU}{dy} \right)^2,$$

$U_m$ : 断面平均流速

式(8)より, 平均流エネルギーの一部は直接逸散により, あるいは水生植物と流水の間の摩擦や相互作用により損失し, その残りが乱れエネルギーの発生に費やされることが理解できる.

## (2) 乱れエネルギー方程式

乱れエネルギー収支に関しての理論展開では, 水生植物と流水の間の相互作用による両者間でのエネルギーの授受がきわめて複雑かつ不明であることから, 水生植物を有する乱流場の動力学は一般的な乱流場における乱れエネルギー収支式から出発することにする. すなわち,

$$-\bar{u}\bar{v} \frac{dU}{dy} = \epsilon + \frac{d}{dy} \left\{ \frac{q^2 \nu}{2} + \frac{p\nu}{\rho} - \nu \frac{d}{dy} \left( \frac{q^2}{2} \right) \right\} \dots \dots \dots (9)$$

$$\begin{aligned} q^2 &\equiv u^2 + v^2 + w^2 \approx u^2 + 2v^2 : \text{全乱れエネルギー} \\ \epsilon &\equiv \nu (\partial u_i / \partial x_j)^2 : \text{乱流逸散} \end{aligned}$$

ここでは, 式(9)のうち測定可能な項のみ抽出することで, ブラックボックス的な水生植物と流水との間のエネルギー伝達機構について検討を試みる.

式(9)の各項の中では乱れエネルギーの生成項:  $P \equiv -\bar{u}\bar{v} dU/dy$  と乱流逸散項  $\epsilon$  は他の項に比べて精度よく求まることから, 乱れエネルギー収支式を次式のように変形する.

$$P = \epsilon + D \dots \dots \dots (10)$$

ここに,  $D$  は式(9)の右辺第2項を表わす. 滑面での  $D$  の特徴はある程度わかっているから,  $D$  に水生植物と流水の間の相互作用に関連する乱れエネルギーの拡散・対流の効果を含めることで, 滑面との比較を行い, 上述のエネルギー伝達機構について検討する.

## 4. 付加応力のモデル化とレイノルズ応力分布

実験で得られたレイノルズ応力分布では水表面から水路床に向かうにつれて滑面の分布  $(-\bar{u}\bar{v}/u_*^2 \doteq 1 - y/h)$  からのずれが大きくなることより, 付加応力  $\phi$  は水生植物群落から水面に向かうにつれて減少することが予想される. そこで水生植物群落の外側(水面側)領域(以下では外部領域とよぶ)の  $\phi$  の分布に対しては, Van Driest 流の粘性減衰の概念を適用させる. 反対に, 水生植物群落内(以下では内部領域とよぶ)では, 単位高さ当たりの水生植物による遮蔽の割合は一定とみなせることより,  $\phi$  は流速に比例すると仮定する. 流速分布に基づく抵抗則の計算では, 内部領域の流速分布に直線分布  $(U = (y/k)U_k)$  を適用しても摩擦係数  $f$  とレイノルズ数  $Re$  の関係は十分再現できることより<sup>3)</sup>, 内部・外部領域における  $\phi$  の分布をそれぞれ次式のように仮定する.

$$\phi = \begin{cases} \phi_0 \exp\left(-\frac{y^+ - k^+}{A}\right) & y \geq k \dots \dots \dots (11) \\ \phi_0 (y^+/k^+) & y \leq k \dots \dots \dots (12) \end{cases}$$

ここに,  $y^+ \equiv yu_*/\nu$ ,  $k^+ \equiv ku_*/\nu$  であり,  $u_*$ ,  $\nu$  は摩擦速度および動粘性係数をそれぞれ表わす. 上式は  $y = k$  ( $k$ : 平均たなびき高さ) で  $\phi (\equiv \phi_0)$  が最大となり,  $\phi$  の変化は減衰定数  $A$  と水生植物群落までの距離  $(y^+ - k^+)$  で規定されることを意味する.

レイノルズ応力分布の計算は実験値と比較するために,  $y \geq k$  についてのみ行われる.

式(11)を式(4)に代入した式を境界条件;

$$\nu \frac{dU}{dy} = -\bar{u}\bar{v} = 0 : y = h \dots \dots \dots (13)$$

のもとに  $y$  で積分することにより, レイノルズ応力の水深方向変化を表わす式

$$-\frac{\bar{u}\bar{v}}{gS_e h} = 1 - \frac{y}{h} + \frac{\varphi_0 \alpha}{gS_e h} \left[ \exp\left\{-\frac{(h^+ - k^+)}{A}\right\} - \exp\left\{-\frac{(y^+ - k^+)}{A}\right\} \right] - \frac{1}{R_{e*}} \frac{dU^+}{dy} \dots\dots\dots(14)$$

が求まる。ここに、 $\alpha \equiv Av/u_*$ ,  $R_{e*} \equiv u_* h/\nu$ ,  $U^+ \equiv U/u_*$ ,  $y^+ \equiv y/h$ .

実際に、 $R_{e*}$  は十分に大きいとみなせるから、式 (14) の右辺第 4 項は無視できて、

$$-\frac{\bar{u}\bar{v}}{gS_e h} = 1 + \frac{y}{h} + \frac{\varphi_0 \alpha}{gS_e h} \left[ \exp\left\{-\frac{(h^+ - k^+)}{A}\right\} - \exp\left\{-\frac{(y^+ - k^+)}{A}\right\} \right] \dots\dots\dots(15)$$

となる。

【付加応力の推定方法】

式 (15) の計算にあたっては  $\varphi_0$  の推定が必要であり、以下ではその方法について述べる。

単位体積当たりの  $x$  方向の力のつり合いは式 (4) で与えられる。

$$gS_e - \varphi - \frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dy} = 0 \dots\dots\dots(4)$$

ここに、 $\tau = -\rho\bar{u}\bar{v} + \mu dU/dy$

次に、式 (4) を区間  $[0, h]$  で積分し、単位幅の流水断面に対する力のつり合いを表現したのが次式である。

$$\rho g S_e h - \rho \int_0^h \varphi dy - \tau_0 = 0 \dots\dots\dots(16)$$

$\tau_0$  は壁面せん断応力を表わす。

他方、単位幅の流水断面に対する力のつり合いは抵抗係数  $f$  を用いても表現できる。

$$\frac{f}{2} \rho U_m^2 = C \cdot C_F \rho \frac{U_k^2}{2} + \tau_0 \dots\dots\dots(17)$$

$C$  は密度度であり、式 (1) で与えられる。 $U_k$  は 1. で紹介したすべり速度を、 $C_F$  は模擬植物 1 本当たりの抵抗係数をそれぞれ表わす。

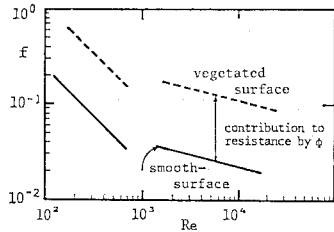


図-3  $\phi$  と  $\tau_0$  の評価方法

しかしながら式 (17) の右辺の 2 項はともに未知量であることから、本論文では右辺第 1 項による貢献を

図-3 に示すように、滑面における抵抗からの増加分として近似的に評価する<sup>9)</sup>。

ただし、 $\tau_0$  は次式に従うものとする。

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \rho f_b U_m^2 \dots\dots\dots(18)$$

$f_b$ : Blasius の抵抗係数

これより、式 (16) の  $\varphi$  の積分項およびそれと等価

な式 (17) 右辺第 1 項は次式により計算できる。

$$\bar{\varphi} = \int_0^h \varphi dy = C \cdot C_F \frac{U_k^2}{2} = \frac{1}{2} (f - f_b) U_m^2 \dots\dots\dots(19)$$

ちなみに上式に従って求めた  $C_F$  と粗度レイノルズ数  $Re_k (\equiv u_* k/\nu)$  の関係は 図-4 のごとくであり、密度度による違いはない。

また、 $\bar{\varphi}$  は式 (11)、式 (12) を式 (19) に代入し、積分することで得られる。

$$\bar{\varphi} = \varphi_0 \left[ \alpha \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{(h^+ - k^+)}{A}\right) \right\} + \frac{k}{2} \right] \dots\dots\dots(20)$$

したがって、 $\varphi_0$  は式 (19)、式 (20) を連立させることで求まる。

$$\varphi_0 = \frac{(f - f_b) U_m^2}{2[\alpha \{1 - \exp(-(h^+ - k^+)/A)\} + k/2]} \dots\dots\dots(21)$$

以上より、減衰定数  $A$  を適当に与えれば  $\varphi_0$  は実験的に決定可能となり、式 (21) を式 (14) に代入することでレイノルズ応力の水深方向変化が推定できる。

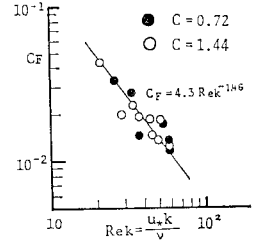


図-4  $C_F$  と  $Re_k$  の関係

5. 実験結果およびその考察

(1) エネルギー収支

図-5 は平均流エネルギー収支を示したものであり、(a) は case D-2, (b) は case E-2, (c) は case F-1, をそれぞれ表わす。比較のために滑面におけるエネルギー収支の結果を 図-6 に示すが、式 (5) のうち  $\phi$  を除いた残りの項でエネルギーの損失・利得はつり合う。しかしながら水生植物を有する流れにおいては水生植物と流水との相互作用に起因するエネルギー損失  $\phi$  を導入しない限り、エネルギー収支はつり合わない。しかも揺動が微弱かつ緩慢な case-D における  $\phi$  は活発な case-E, F の  $\phi$  に比べて相対的に大きく、 $P (\equiv -\bar{u}\bar{v} dU/dy)$  と同程度にもなる。このことより、平均流エネルギーから乱れエネルギーへの移行率は、揺動の微弱な状態よりも活発な方で増加することが知れる。

図-7 は乱れエネルギー収支を示したものであり、(a) は case D-2, (b) は case E-2, をそれぞれ表わす。ここには載せていないが、すべてのケースとも滑面の結果 (図-8) と同様に断面内にわたり、 $P^+ (\equiv Ph/u_*^3) \approx \varepsilon^+ (\equiv \varepsilon h/u_*^3)$  が成立する。一方、case-D と case-E を

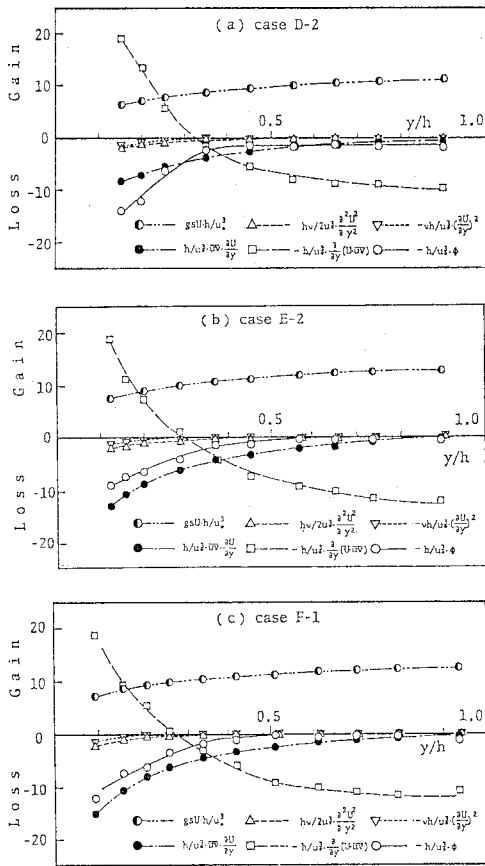


図-5 平均流エネルギー收支

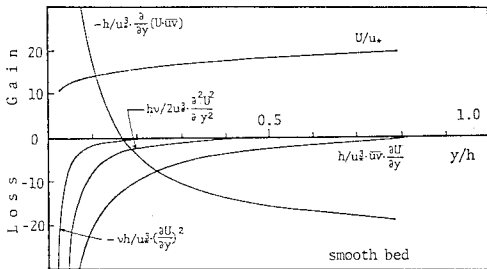


図-6 平均流エネルギー收支 (滑面)

比較すれば当然のことながら揺動の活発な後者の方で  $P^+$ ,  $\epsilon^+$  ともに増大している。

以上の結果に基づけば、平均流エネルギーの一部は水生植物の揺動エネルギーに移行していると判断される。また、揺動状態の違いによる揺動エネルギーへの移行率の異なる原因は、揺動に伴う新たな乱れの発生の度合いが異なるためと考えられる。すなわち、揺動が微弱な場合に比べて活発になるほど、揺動に伴う新たな乱れの発生率は高いと推定される。

そこで今まで説明してきたことを要約すれば、図-9

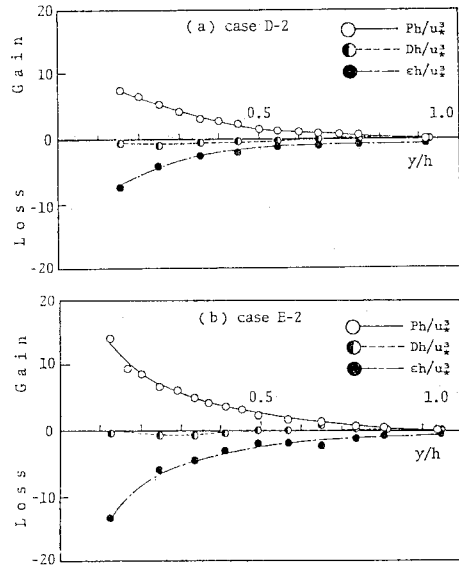


図-7 乱れエネルギー收支

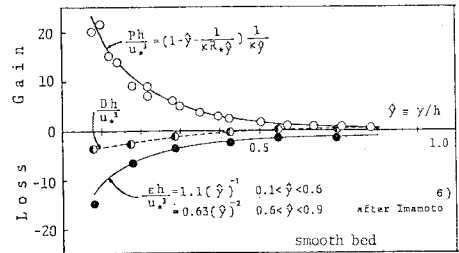


図-8 乱れエネルギー收支 (滑面)

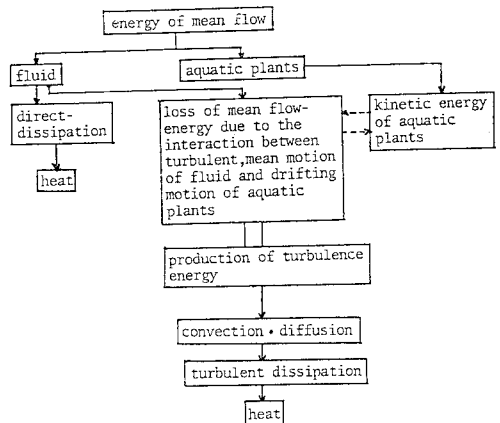


図-9 エネルギーの流れ図

に示すエネルギーの流れ図のごとくなる。特に、乱れエネルギー收支の結果より揺動に伴う付加的な乱れはその場で逸散すると思われるが、図中の破線で示すような、いわゆる水生植物と周囲流体との間のエネルギー授受の機構までは判然としない。

(2) レイノルズ応力分布

図-10(a), (b), (c) は case D-2, case E-2, case F-1 におけるレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  の水深方向変化をそれぞれ示したものである。図中の実線は式 (15) より計算された  $-\overline{uv}$  分布であり、すべてのケースとも  $A=100$  を用いれば実験結果を良好に再現し得る。同じく (d) は密度の異なる case G-3 の分布であり、 $A=300$  での結果を示す。他の case G のシリーズについても  $A=300$  程度の値をとることから、密度により  $A$  の値は変化するものと思われる。

$\tau_0, \varphi_0$  の推定方法に問題はあるものの、実験値と計算値の対応を考えると、付加応力  $\varphi$  を考慮しない限り、滑面における分布 ( $-\overline{uv}/u_*^2 \approx 1-y/h$ ) からのずれは説明し難い。

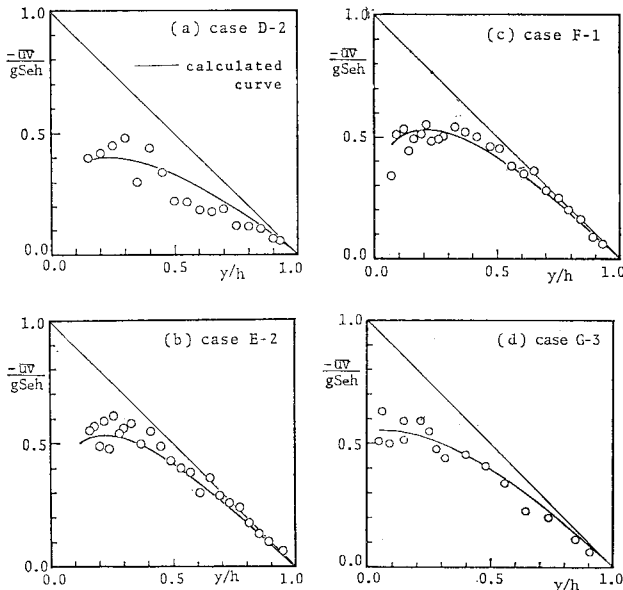


図-10 レイノルズ応力分布

6. 揺動と乱流構造 (渦スケール) の関連性

揺動が流水の乱れを制御していることは 1. で述べたように構造係数  $S_c (\equiv -\overline{uv}/(q^2/2))$  を介して説明した。ここではさらに渦スケールの結果と 5.(1) (エネルギー特性) の結果を対比させながら水生植物の乱流制御機能について検討を加える (本論文で使用される制御には、乱れの助長・抑制の両機能が含まれている)。

(1) 平均渦径

平均渦径は次式で定義される。

$$L_x = \left( \int_0^\infty R_u(\tau) d\tau \right) U \dots \dots \dots (22)$$

ここに、 $R_u(\tau)$  は  $u$  の自己相関係数、 $\tau$  は遅れ時間を示す。併せて  $v$  の自己相関係数を用い、 $L_y = \left( \int_0^\infty R_v(\tau) \cdot d\tau \right) U$  なるスケールについても比較検討を加える。

図-11(a), (b) はそれぞれ case D-1, D-2 と case E-1, E-2 に関する平均渦径の水深方向分布であり、 $L_x/h, L_y/h$  とも  $y/h$  にほぼ無関係に一定値をとる。 $L_y/h$  については断面内にわたり滑面の値より若干大きいようではあるが、 $L_x/h$  では水生植物付近では滑面の値よりも増大し、それより外側の領域 ( $y/h > 0.4$ ) において同程度となる。

また、ケース間での (揺動状態の) 違いによるスケールの変化はない。

(2) 最小渦径

$$\lambda \equiv \sqrt{15 \nu u_{rms}^2 / \epsilon} \dots \dots \dots (23)$$

で定義される Taylor の最小渦径についての結果を図-12 に示す。平均渦径とは違って  $\lambda/h$  は水面に向かうにつれて増大する。ケース間の比較では揺動の微弱な case-D の方が活発な case-E に比べて  $\lambda/h$  は増大している。滑面での値と比較すると、揺動の微弱なケースでは明

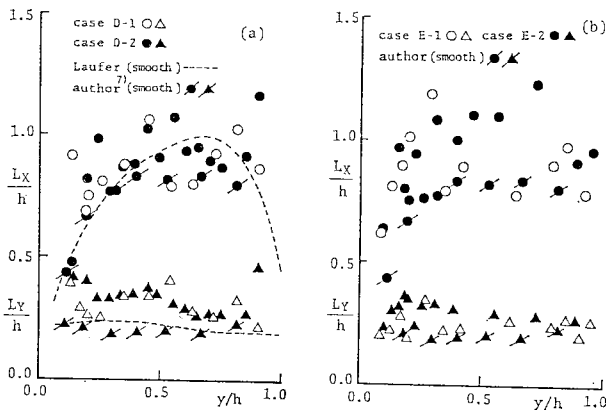


図-11 平均渦径の水深方向変化

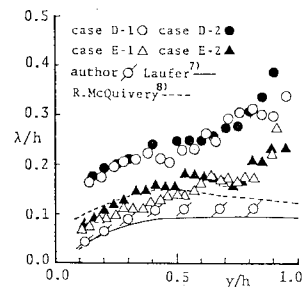


図-12 最小渦径の水深方向変化

らかに  $\lambda/h$  は増大している。

以上の結果より、次の事柄が推察される。平均渦径が乱れエネルギーの生成、すなわち平均速度勾配に関与する渦構造のスケールを反映したものとみなせば、滑面に比べて  $L_x/h$  が増大するという結果と、5.(1) で説明した乱れエネルギー生成率  $P^+$  が滑面值より低下するという結果は互いに矛盾しない。

他方、最小渦径が乱流逸散に関与する渦構造を反映したものとみなせば、上述の考察は同時に乱流逸散率  $\epsilon^+$  の観点からも容認できる。

揺動状態の違いによる渦構造の変化は平均渦径よりも最小渦径の方に現われやすいことがわかったが、いずれにせよ揺動自身に渦構造を分断するだけの強制力はない。

## 7. 結 論

潤辺（水路床）に水生植物（藻類）を有する開水路流れを想定し、そこにおける乱れ特性を実験的に検討することにより、以下のような結論が得られた。

(1) 水生植物を有する開水路流れでは通常の粗面開水路流れとは異なり、“揺動”という新たな要素が乱流構造に大きく影響する。

(2) 平均流エネルギーの一部は水生植物の揺動エネルギーや摩擦力に移行する。そのために、乱れエネルギーの生成率  $P^+$  ( $\equiv Ph/u_*^3$ ) と乱流逸散率  $\epsilon^+$  ( $\equiv \epsilon h/u_*^3$ ) はともに滑面の値よりも小さくなる。しかも摩擦力や揺動エネルギーへの移行率は揺動状態で異なり、活発な場合よりも微弱で緩慢な場合の方が大きい。

(3) 水生植物の摩擦効果と揺動に起因する相互作用

を付加応力  $\phi$  として運動方程式に組み入れることで、レイノルズ応力の滑面值からのずれが説明できる。

(4) 揺動と乱流構造の関連性については構造係数と同様に、渦スケール（特に最小渦径）からの検討が適当である。しかも(2)で述べたエネルギー構造の変化は渦スケールにも反映される。

以上、流水の乱れは水生植物の揺動により制御されることがわかった。

最後に、本実験の遂行にあたって大阪大学大学院 佐藤 勝君（現・建設技研(株)）と村越一也君の熱心な協力を得た。記して謝意を表する。

## 参 考 文 献

- 1) Kouwen, N. and T.E. Unny: Flexible roughness in open-channels, A.S.C.E., Vol. 99, HY-5, pp. 713~728, 1973.
- 2) Kouwen, N., T.E. Unny and H.M. Hill: Flow retardance in vegetated channels, A.S.C.E., Vol. 95, IR. 2, pp. 329~342, 1969.
- 3) 日野幹雄・歌原英明: 水草のある流れの水理学的研究, 土木学会論文報告集, 第 266 号, pp. 87~94, 1977.
- 4) 室田 明・福原輝幸: 柔軟な水草を有する流れの乱れ特性について, 第 27 回水理講演会論文集, pp. 585~590, 1983.
- 5) 室田 明・福原輝幸・村越一也: 水生植物を有する流れの抵抗則, 土木学会関西支部年次学術講演概要集, 1983.
- 6) 今本博健・浅野富夫・石垣泰輔・今西邦夫: 開水路流れにおける乱れ特性量の 普遍関数表示について (2), 京都大学防災研究所年報, 第 20 号, B-2, pp. 271~294, 1977.
- 7) Laufer, J.: The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA, TR-1174, 1954.
- 8) McQuivey, R.S. and E.V. Richardson: Some turbulence measurements in open-channel flow, A.S.C.E., Vol. 95, HY. 1, pp. 209~223, 1968.

(1982.12.20・受付)