

1) まえがき 段落部や潜りセキの下流部などの流れの急変部では、その構造物の先端より発生した乱れが下流へと拡散していき、自由噴流と類似の強い乱流場を形成し、さらに水路底面に沿って大きな逆流域が存在する。したがって、その流れの解明には乱れの構造に関する研究が必要である。ここでは潜り刃形セキ下流部において、二成分 Hot Film 流速計を用いて流速変動を計測し、レイノルズ応力分布および乱れ強度分布などを求め、さらに相関およびスペクトル解析などを行ない、乱れの構造を把握しようとするものである。

2) 実験方法及び解析法 実験は、巾60cm長さ14mの水路に高さ15cmの刃形セキを取りつけて行なった。セキよりかなり下流の reattaching point 付近では、水面に近い部分でも瞬時的な逆流が存在し、Hot Film による乱れの計測はかなり困難である。このことは、噴流域と逆流域の境界付近の平均流速がゼロに近づくところでも同様である。ここではセキ下流60cmまでの、主にポテンシャルコアの存在する領域において計測を行ない、平均流速の測定には、正逆両用の小型プロペラ流速計(直径8mm, 1回転に3個のパルスが発生)を併用した。それぞれの流速計はペンオシロでモニターして、不正常と思われるデータは除外した。Hot Film 流速計のデータのA-D変換時のサンプリング間隔 Δt は $1/30$ 秒、 $1/100$ 秒とし、各測点におけるデータ数は4096個とした。

3) 平均流速分布 図-1に平均流速の測定結果を示す。噴流域では全領域で流速分布の相似性が良く保たれているが、セキ下流140cmの断面(逆流域の消滅した位置)ではかなりやせた流速分布となっている。逆流域では、セキ直後の下流11cm, 20cmの断面は、高さ全体にわたってかなり一様な分布をしているが、それより下流では相似な分布形をしている。

4) 乱れ強度分布 図-2に乱れ強度 $\sqrt{u'}/U$, $\sqrt{v'}/U$ (u, v : x, y 方向の乱れ速度, U : セキ頂部の断面平均流速)を示す。セキ頂部で発生した乱れは強度を急速に増しながら下流へと広がっていき、ポテンシャルコア末端付近で最大値を示す。また、各断面における強度の極大値は、水路底からほぼ同じ高さに存在している。ポテンシャルコア末端付近より下流では、逆流部の高さはほぼ一定となり、120~140cm付近で急に消滅する。そして各断面での乱れ強度はその最大値が徐々に減少し、水深方向に一様化される傾向にある。40cmより下流の断面では、プロペラ流速計による乱れ強度の測定値($\sqrt{u'}/U$)が並記されている。これは、ペンオシロに記録されたパルスを0.5秒間隔で読みとって、変動速度を求めたものである。この計測値を Hot Film による値と同列に比較することはできないが乱れの定性的な変化の相子は説明できるようなのである。下流110~120cmの逆流域が消滅する付近では、上流側で見られたような乱れ強度の極大値がなくなり、水路底から水面へと単調に増加する傾向を示す。図3, 図4に、乱れエネルギーおよびレイノルズ応力の分布を示す。セキ頂から発生する乱れは、そのエネルギーが急速に増加し

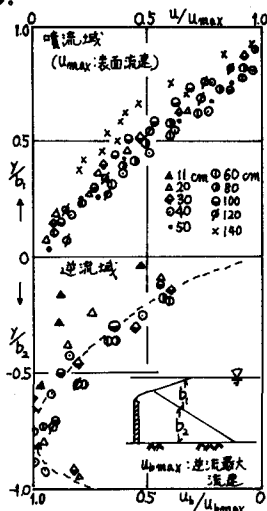
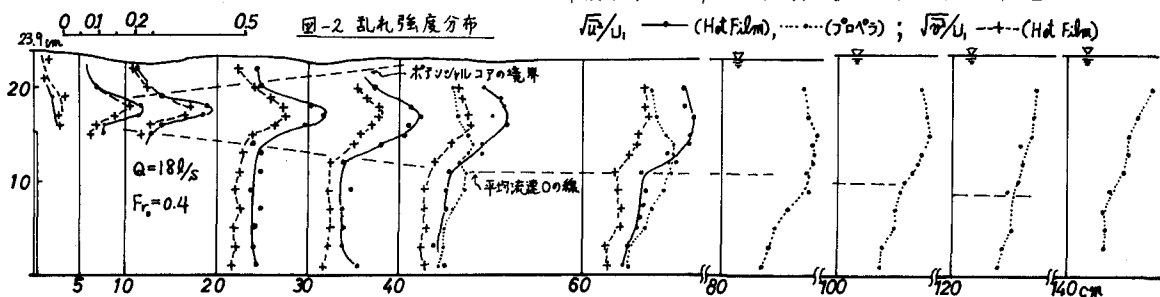
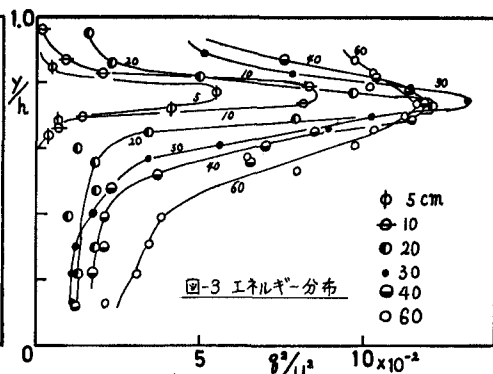
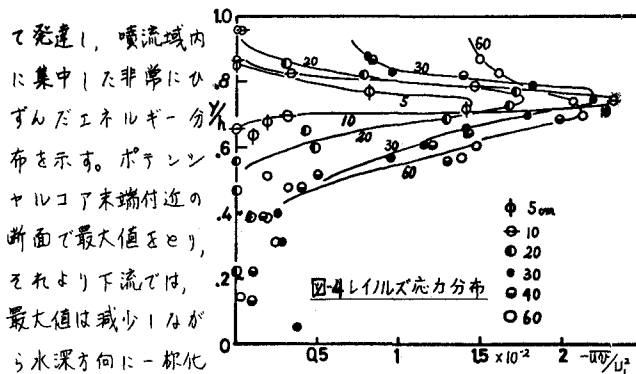


図-1 平均流速分布





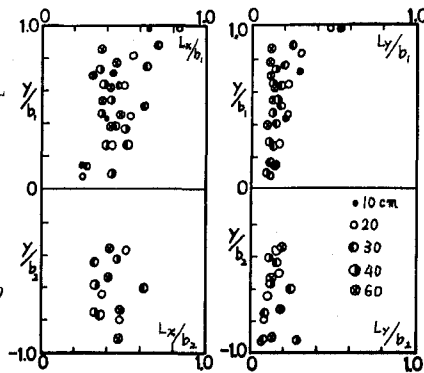
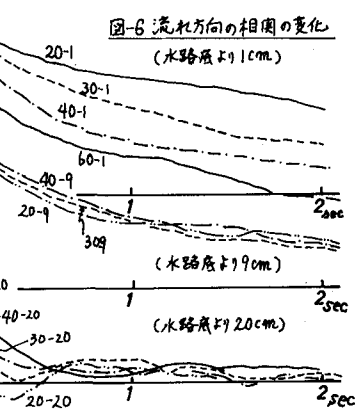
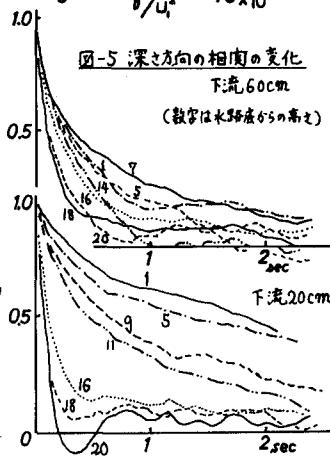
て発達し、噴流域内に集中した非常にひずんだエネルギー分布を示す。ポテンシャルコア末端付近の断面で最大値をとり、それより下流では、最大値は減少しながら水深方向に一様化する傾向にある。

1. いく。レイノルズ応力はさらに極端な分布形をしており、逆流域ではほとんどゼロに近い。各断面における最大値を比較すると下流10cmが最も大きく、この付近ではセキ頂から発達する逆流域の高さが最も大きくなり、平均速度勾配 du/dy が最も大きくなる場所である。それより下流では最大値はやや減少しながら水深方向に一様化される傾向にある。

5) 相関係数 図-5に下流20cm, 60cmの断面での自己相関係数 $R_{uu}(t)$ を示す。全体的傾向として、水路底から水面へと自己相関は小さくなる傾向にあり、逆流域では噴流域と比べてかなり低周波の渦に支配される。両者を比較すると、60cmの断面では水路底から水面まで相関の差異は小さくなる。これは流れを支配する渦の周波数が均一化され、乱れが水深方向に一様化されていく傾向にあることを示す。図-6に底から同一高さにおける相関の流れ方向の変化を示す。水路底付近の逆流部では、下流にいくにつれて相関が小さくなり、噴流域内においては逆に下流へいくにつれて相関が大きくなる傾向にある。したがって、セキ頂部で発生した乱れは、下流へと低周波成分が大きくなりながら発達し、逆流域では、セキに近づくにつれて低周波の渦に支配されるようになることを示す。以上より、噴流域逆流域のそれぞれの高さ b_1, b_2 に支配されるようなスケールの乱れが存在すると考えられる。図-7は、縦方向(流れ方向)平均スケール L_x 、および横方向平均スケール L_y の分布を示す。これは、相関係数から求めた Integral time scale (semiscale の方法により計算) T_x, T_y に Taylor の凍結乱流の仮定を適用して、 $L_x = T_x \cdot U, L_y = T_y \cdot U, (U: 各断面の平均流速)$ で求めたものである。図は、平均流速0の値を原点としている。10~30cmの断面では、ポテンシャルコアが水路底に近づくにつれて L_x, L_y はやや大きくなるが、40~60cmでは全断面にはほぼ一定値を保つようになり、前述の b_1, b_2 に支配されたスケールの乱れが考えられる。

6) エネルギースペクトル 高速フーリエ変換によって、有限フーリエ係数、 $A_k = \frac{2}{N} \sum_{t=1}^{N-1} u_t \cos \frac{2\pi}{N} kt$ $B_k = \frac{2}{N} \sum_{t=1}^{N-1} u_t \sin \frac{2\pi}{N} kt$ ($N: データ数, u_t: 乱れ速度$)

を計算し、周波数スペクトル $S(f_k) = 2N \Delta t (A_k^2 + B_k^2)$ を求め、三角形フィルターによって平滑化した。図-8(a),(b)には下流20cmおよび60cmの断面のスペクトル分布が示されている。下流20cmの水面付近には、



1.4 Hz 付近に強いピークが存在し、モニター結果を見ても、周期 0.6 ~ 0.8 秒の周期的変動が明確であり、 $\Delta t = 1/100$ 秒のデータによる相関も 0.9 程度の明確な周期性がある。セキ下流 10 ~ 40 cm の水面には波長約 20 cm の定常波が存在する。一桁流速 U の流れをさかのぼる波の波速 C は、

$$(C-U)^2 = (g/k) \tanh Kr \quad (2)$$

(K : 波数, r : 水深). $C = -U$, $\tanh Kr \approx 1$ とし、波長 $\lambda = 2\pi/k = 20$ cm とし、波の周波数 f を求めると、 $f \approx 1.4$ Hz となり、水面に存在する波の影響がスペクトルのピークとなって現われたと考えられる。60 cm の断面の噴流域内ではスペクトルはほぼ重なり、逆流部との差もなくなる。図-8(c)は、高さ 18 cm (乱れの強さがほぼ最大となる位置) でのスペクトルの流れ方向の変化の様子を示す。高周波数の部分は $-5/3$ 乗の勾配で一様に重なり、セキに近いところは低周波の部分でスペクトルは平坦になり、下流になるにつれて $-5/3$ 乗の勾配で低周波の部分が大きくなっていく。これは、下流へ行くにつれて乱れのスケールが大きくなるという、相関係数から得られた結果と一致する。

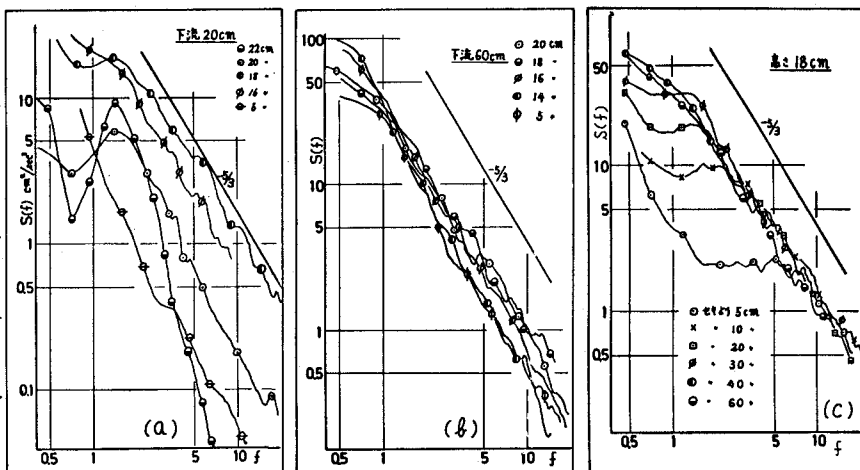
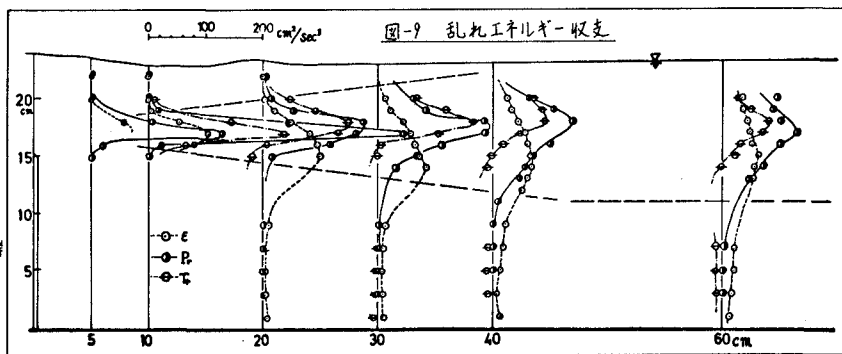


図-8 乱れのエネルギー・スペクトル分布

7) 乱れのエネルギーの収支について 図-9 に乱れエネルギーの生成項 (P_r)、消散項 (ε)、移送項 (Tr) を示す。乱れエネルギー式において、圧力変動および粘性力によってなされる仕事は小さいと仮定して無視すると、

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (U \cdot \bar{u}^2) + \frac{\partial}{\partial y} (V \cdot \bar{v}^2) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} \cdot \bar{u}^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \cdot \bar{v}^2) \right\} = -\bar{u} \bar{v} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) - (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) \frac{\partial U}{\partial x} - V \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) \frac{\partial u}{\partial x_1}$$

$\bar{u}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2$, U, V ; x, y 方向の平均流速を表わす。上式で左辺は Tr , 右辺第 1 項および第 2 項は P_r , 第 3 項は ε を表わす。 $\bar{u} \approx \bar{w}$ と仮定し、 ε は、エネルギー・スペクトルから $\varepsilon = 30V \cdot \bar{u}^2 / \lambda_f^2 = 30V \{ (2\pi/\lambda_f)^2 \sum f^2 S(f) \Delta f \}$ とし、求めた。(λ_f : Taylor の micro scale) 全体的にみて、 $Tr \approx P_r - \varepsilon$ の関係は満足されるようである。また、噴流域では $P_r > \varepsilon$, 両領域の境界付近から逆流域にかけては $\varepsilon > P_r$ の傾向にあり、噴流域から逆流域へと、乱れエネルギーの水深方向への拡散がかなり大きいと考えられる。左辺の移送項の計算結果を見ると、セキ近くの噴流域内では左辺第 1 項の流れ方向への移送が強く表われ、下流へ行くにつれて第 2 項および第 4 項の水深方向への移送が卓越してくる傾向にある。



参考文献

- (1) 石井・光男; スペクトル計算法と有限要素法, 九州大学応用力学研究所年報 33号 548号
- (2) 渡田・加藤; 流れをさかのぼる波についての計算, 第8回海岸工学常務委員会報告集 (1961) P. 29