

正員 上田年比古 学正員 日高経大

○正員 埜口英昭 学正員 石川博司

1) まえがき 筆者らは、これまで槽リビキ下流部における流れの平均的特性に関する実験及び解析を行ない、セキ下流部の流れの機構を明らかにしようとした。しかし、槽リビキ下流部においては、セキ頂部より発生した乱れが下流へと拡散してゆき、自由増流と類似の強い乱流場と形成し、さらに水路底面に沿って大きな逆流域が存在するので、流れの解明には乱れの構造に関する研究が必要である。ここでは槽リビ形状セキ下流部において、Hot Film流速計及びフロベラ流速計を用いて乱れを測定し、その構造と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V形セキを取りつけて行なった。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は二成分Hot Film流速計により流れ方向及び鉛直方向の流速 u 、 v を測定した平均流速の測定及び60cmより下流の断面での乱れは正逆両用のフロベラ流速計により測定した。Hot Film流速計の場合のDataのサンプリング周波数は、30Hz及び100Hz、各測点でのData総数は4000個、フロベラ流速計では、サンプリング周波数1HzでData数300個とした。ここで用いたフロベラ流速計は一回転に3個のパルスを検出するもので、それをペンオシロ記録計で記録しパルスと読み取り、たものであり、得られたDataは、サンプリング間隔 Δt の間の平均値の離散系列であり、一方Hot Film流速計により得られたDataは、一定時間間隔 Δt で連続的にサンプリングされた瞬間値の離散値系列で、当然ながら両者の示す乱れの性質は一般に同一のものではない。フロベラ流速計の直径は0.8cmであり、得られたDataのスペクトルはその直径に相当する周波数を切断され、また応答周波数以上の乱れの成分は感知できないが、使用したフロベラの応答はかなり良好であり、サンプリング間隔 $\Delta t=1$ 秒としているのでこの影響は無視できる。

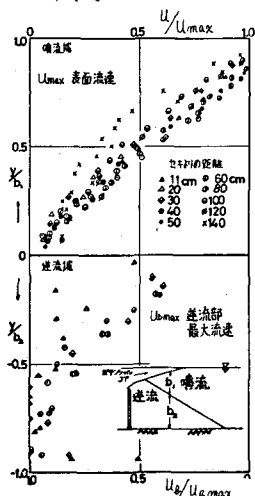


図-1 平均流速分布

3) 平均流速分布 図1に平均流速の測定結果を示す。増流域では流れの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示している。

4) 乱れ強度分布 図2に乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ 、 $\sqrt{v'^2}$ (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、強さを急速に増しながら下流へと広がってゆきポテンシャルコア末端付近で最大値を示す。各断面における強さの極大値は、平均流速ゼロの点(逆流域と増流域との境界)よりもかなり上方の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より下流では、逆流域の高さはほぼ一定となり、各断面での乱れ強度の最大値は徐々に減少し、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フロベラ流速計による乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ の測定値が並記されている。前述のように、フロベラ流速計では、乱れの高周波成分が切断され

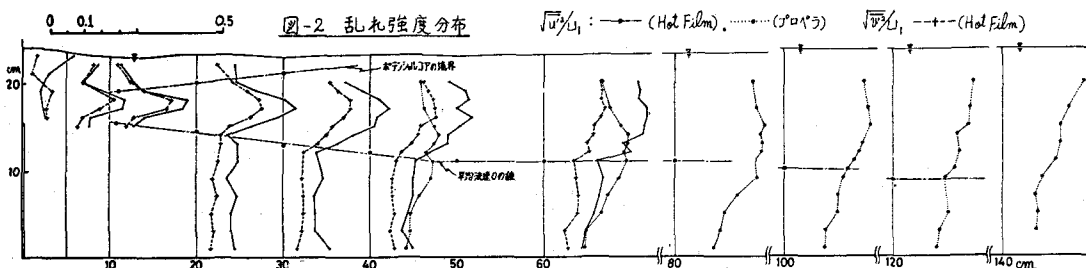


図-2 乱れ強度分布

ているが、その値は、逆流部ではホットフィルムによる測定値とよく一致している。水面付近になるとホットフィルムによる測定値より小さい値を示し、その極大値の位置も低めになっている。しかし、乱れの定性的な変化の様子は説明できるようであり、下流110cm~120cmの断面付近では、上流側で見られたような乱れ強さ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。そして、この付近で平均流速ゼロの位置が不明瞭になり、逆流域が急に消滅する。図-3には、乱れ強度から計算したエネルギー分布($\phi = \overline{u^2} + \overline{v^2}$)及びレイノルズ応力分布($\overline{uv}/G_0$)を示す。セキ直部から発生する乱れは、そのエネルギーを急速に増加して発達し、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し、ポテンシャルコア末端付近の断面で最大値となり、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していく。レイノルズ応力($-\overline{uv}$)は乱れ強度と類似の分布を示すが、後者に比して極端な形を示し、逆流域ではほとんどゼロに近く、噴流域内で急に増大している。

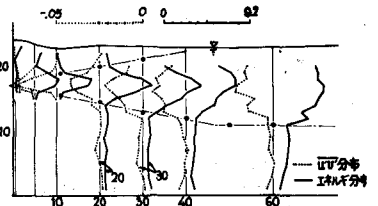


図-3 U^2 分布, エネルギー分布

5) 相関関数 図-4に下流20cm及び60cmの断面での自己相関関数 R_{uu} を示す。全体的な相関として水路底から水面へと相関が小さくなり逆流域での相関はかなり大きい。逆流域では噴流域に比して大きなスケールの渦に支配されているようである。また20cmの断面と比較して60cmの断面での相関は水路底の付近から水面付近まで形の相違が小さくなっており下流になるにつれて、乱れのスケールが深さ方向へと一様化されてゆくことを示すと考えられる。図-5には底から同一高さにおける相関の流れ方向の変化を示す。水路底付近の逆流域では、20cmでの相関が最も大きく、下流になるにつれて小さくなる。噴流域との境界付近では、流れ方向での相関は同じような形となっている。さらに水面方向へと高さが増すと、逆に下流になるにつれて相関が大きくなる。以上により、逆流域においては各断面での逆流部の高さに、噴流域

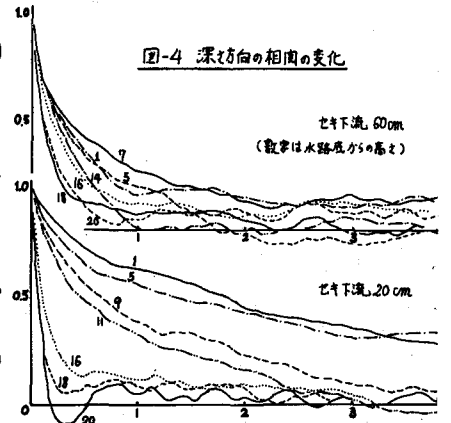


図-4 深さ方向の相関の変化

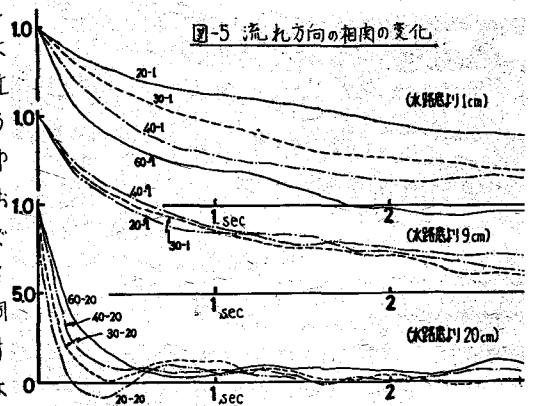


図-5 流れ方向の相関の変化

では同様に噴流部の高さに、それぞれ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6は、相関関数から計算したIntegral time scaleに、Taylorの凍結乱流の仮定を適用し、 $L_x = T_x \bar{u}$ (T_x : Integral time scale, $\bar{u}$: 各点の平均流速)から流れ方向の平均渦径 L_x を求め、各断面での逆流高さ(h_2)及び噴流高さ(h_1)で無次元化したものである。 L_{x1}, L_{x2} (L : 平均流速ゼロの点を原点とした深さ方向の距離)に関係なく、 L_{x1}, L_{x2} は一定値を示すようであり、前述の h_1, h_2 に支配されるスケールの乱れの存在を示していると思われる。しかし、Taylorの凍結乱流の仮定の適用についてはさらに検討を要する問題である。

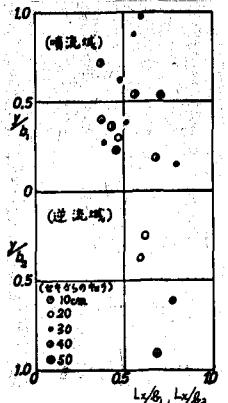


図-6 L_x の分布