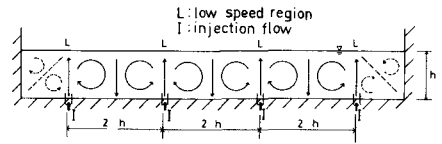


開水路における coherent な乱流の時空間構造について

京都大学工学部 正員 中川博次, 京都大学工学部 正員 祢津家久
 京都大学工学部 正員 富永晃宏, 京都大学大学院 学生員 大石善啓

1. まえがき せん断乱流においては壁面近傍に coherent な運動である *bursting* 現象が存在し、また開水路には水深規模の大規模な渦運動(2次流, *boil* など)が存在しており、両者の関連性についてはいまだ不明な点が多い。この両者の関係を調べることは、開水路流の3次元的な乱流構造の解明の端緒となると考えられる。そこで本報告は、開水路において水路底面からスリット状の吹出流を横断方向に与えることにより強制的に2次流を起こし、これが *bursting* に及ぼす影響を検討しようとしたものであり、2台のホットフィルム流速計によって横断方向の時空間構造が系統的に調べられた。

2. 実験方法 実験水路は幅50cm、長さ15mで水路上流端より約9mの位置に長さ104cm、幅49cm、厚さ1.5cmのポーラス板が水路底面と同一面に設置された。このポーラス板から横断方向に水深 h の2倍の間隔で5mm幅のスリット状の吹出しを与え、図-1のような並列らせん流が形成されることを期待した。Reynolds 数 $Re=5400$ 、水深 $h=4$ cm で吹出し流速は約0.5cm/secであった。計測は2成分ホットフィルム(固定プローブ)と1成分ホットフィルム(移動プローブ)を用いて、固定プローブを Case R-3 では吹出部に R-4 では吹出部間の中点に設置しそれぞれ移動プローブを同じ高さで横断方向(z 方向)に移動させて同時計測を行なった。高さ y は共に $y/h=0.1, 0.25, 0.5, 0.88$ の4通り変化させた。



3. 実験結果および考察 平均流速 $U(z)$ および 乱れ

強度 $U'(z)$ の横断方向分布は図-2, 3 のようになり、壁面近傍では吹出部で低速かつ乱れ強度は大、下降部で高速かつ乱れ強度は小となる傾向が見られるが、このことを明確にするために次の相関関数を考えた。

$$D_{uu} = (U(z) - \bar{U})(U(z+\Delta z) - \bar{U})$$

$$D_{u'u'} = (u'(z) - \bar{u}')(u'(z+\Delta z) - \bar{u}')$$

これを図-4, 5 に示す。壁面近傍では明らかに波長 $2h$ の周期性が見られ、2次流の特性がよく現われているが、壁から離れるにつれてこれが明確でなくなり、2次流は水面付近までは及んでいないのでは

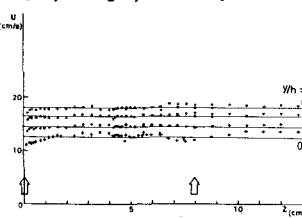


図-2 平均流速分布

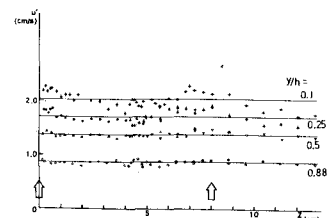
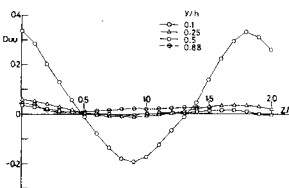
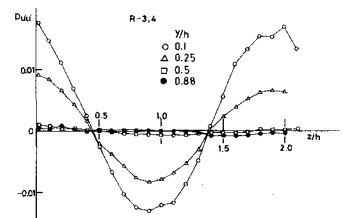


図-3 乱れ強度分布

図-4 D_{uu} 図-5 $D_{u'u'}$

ないかと考えられる。次に乱れ変動 $u(z, t)$ に関する次式の時空間相関係数 C_{uu} を検討する。

$$C_{uu}(\Delta z, \tau) = \frac{\overline{u(z, t) u(z + \Delta z, t + \tau)}}{u'(z) u'(z + \Delta z)} \quad \left(\begin{array}{l} \text{---} \text{ は 時間平均} \\ u' \text{ は root mean square} \end{array} \right)$$

遅れ時間 $\tau=0$ の場合の同時空間相関係数の一例を図-6に示す。

R-3とR-4ではほとんど差違がなく、また吹出しのない場合と比べても顕著な相違はみられない。したがってこの程度の吹出しを与えても乱れの平均的構造は変化しなかったと思われる。また高さが増すにつれて相関のすそが広がっていることがわかる。次に遅れ時間 τ に局所平均流速をかけることにより、流下方向の移流距離 Δx を概算して求めた等相関線図の一例を図-7に示す。流下方向になり引き延ばされた形状をしていることがわかる。

次に条件付サンプリングを行なった。その方法は前報¹⁾の方法と同様で固定フローブでの瞬間 Reynolds 応力で重みづけ平均する方法である。この ejection および sweep 時の空間相関を図-8, 9に示す。ここでも R-3, 4 および吹出しのない場と比較しても顕著な差違はみられず、sweep と ejection の違いおよび高さによる違いが注目される。相関のすそのがかりは可視化法で得られる低速縞の間隔と関連があると思われるこれを定量化することを試みる。津津²⁾が行なったように u の横断方向相関の理論値を次式で計算し、

$$\langle u \rangle(z) = 1/\lambda \cdot \int_0^\infty \lambda \cos(2\pi z/\lambda) P(\lambda) d\lambda \quad (P(\lambda) \text{ は 対数正規分布})$$

図-8, 9のゼロ交又までの面積から低速縞の間隔 $\bar{\lambda}$ を評価した。

図-10はこの $\bar{\lambda}$ を示してあり、吹出しのない場合(R-1, R-2)および可視化の結果(HS-1, HS-2)を並示してある。可視化との一致は良好でこのような評価法の妥当性が示される。また R-3, 4 の水面付近が若干小さい他は顕著な相違はなく、全体的に $y^+ > 200$ で $\bar{\lambda} = 2y^+$ の直線に近づき二次流の間隔に近づく傾向が見られる。また壁面近傍で sweep の方が大きく壁から離れるにつれて同程度になっている。以上見てきたように少なくとも壁面近傍では平均流速および乱れ強度分布に明確な周期性が現われているにもかかわらず、bursting の構造にはあまり顕著な変化は見られず、bursting と二次流とは同一視できず現象的に独立しているのではないかと考えられる。

4. あとがき 今回のように吹出しを行なっても安定した二次流の形成は難しく、むしろ粗度をつけた方が形成しやすいのではないかと考えられ、今後の研究としたい。〈参考文献〉1) 中川ら、順面流年報 II-10, 1979 2) 津津中川, 水24回水讀, 1980

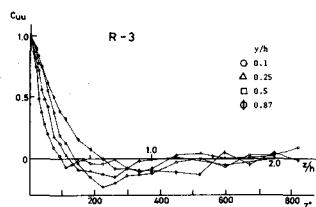


図-6 同時空間相関係数

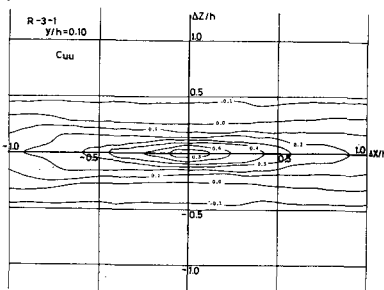


図-7 等相関線図

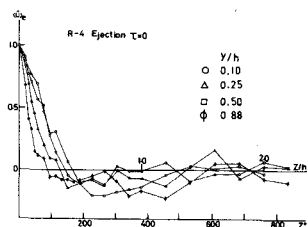


図-8 ejection時の空間相関

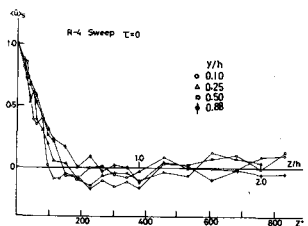


図-9 sweep時の空間相関

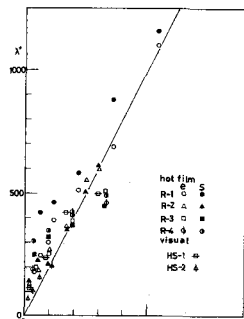


図-10 $\bar{\lambda}$ の分布