

開水路流の乱れ発生機構に及ぼす suction および injection 流の影響について

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
大 阪 府	正員	大仁孝太郎
京都大学大学院	学生員	○ 松本 直也

1. まえがき 著者らは、河床壁面からの流出入が存在する場合の開水路乱流に関する理論的および実験的研究を系統的に行っており、これまでに平均流速分布、壁面抵抗、乱れ特性諸量の分布に及ぼす影響、壁面粗度の効果などについて明らかにしてきた。本報では、2成分 hot-film 流速計を用いて瞬間 Reynolds 応力を計測し、条件付 サンプリング 解析手法から、乱れ発生機構に及ぼす suction (吸込み) や injection (吹出し) の影響を調べ、若干の考察を加える。

2. 実験 実験水路等は前報と同じである。本研究の水理条件は、水深 h が 8 cm, Re 数が約 6,000, Fr 数が約 0.085 の水理学的滑面乱流である。suction および injection の壁面流速 U_w はともに流出入が無い場合の摩擦速度 U_{*0} の約 8% と 12% の 2 通りに設定された。

3. Reynolds 応力の分布 底面からの流出入 U_w を考慮した 2 次元開水路乱流場の Reynolds 応力の分布は次式で与えられる。

$$-\overline{uv} = U_*^2(1-\xi) + U_w U_{max} \gamma \left(1 - \frac{\int_0^\gamma \gamma d\gamma}{\int_0^1 \gamma d\gamma}\right) + (U_*^2 - U_{*0}^2 + \frac{U_w U_{max}}{\int_0^1 \gamma d\gamma}) \frac{\int_0^\gamma \gamma^2 d\gamma - \xi \int_0^1 \gamma^2 d\gamma}{1 - \int_0^1 \gamma^2 d\gamma} - \nu \frac{dU}{dy} \quad \dots (1)$$

ここで、 $\xi = y/h$, $\gamma = U/U_{max}$ であり、 U_* , U_{max} はそれぞれ摩擦速度および表面流速である。図-1 は Reynolds 応力の実測値と (1) 式による理論曲線である。(1) 式では流出入の影響が水面までは及ばないという実験事実⁽⁵⁾から、

$$\xi=1 \text{ で } \frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dy} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dy}\right)_{y=0} = -U_{*0}^2 \quad \dots (2) \quad \text{という境界条件を仮定しているが、その妥当性は図-1 で示される。}$$

また壁面領域と平衡領域では、 $-\overline{uv}$ の絶対量が $\beta (\equiv U_w/U_{*0})$ によって大きく変化することがわかる。injection の場合、理論曲線との一致は良好であるのに対し、suction の場合、壁面近傍ではかなり小さな値が計測されている。 $|\beta|$ が大きな suction では再層流化現象に移行する不完全乱

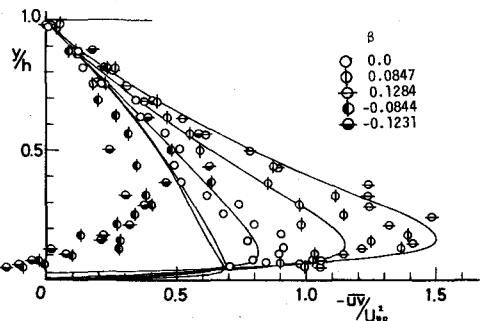


図-1 Reynolds 応力の分布

流となるから、混合距離理論を用いた平均流速 U からの式 (1) の評価が妥当でないためと考えられるが、境界層流における Andersen らの計測結果⁽⁶⁾とも若干異なっており、suction 流のデータに関しては計測方法も含めさらに検討を要すると思われる。

4. bursting 現象 乱れ諸特性量に及ぼす suction や injection の影響から類推して、乱れ発生機構の本質である bursting 現象にも何らかの変化があるものと考えられる。瞬間 Reynolds 応力を $u-v$ 平面の 4 象限に分類するとき、第 2 象限 ($u < 0, v > 0$) は可視化観察で認められる ejection 運動、第 4 象限 ($u > 0, v < 0$) は sweep 運動にそれぞれ対応すると考えられ、適当な判定レベル H を設けることによって、それらを検出することができる。 H の決定法に関しては文献 (7) にありここでは省略する。図-2 は瞬間 Reynolds 応力 $-uv$ の時系列を模式的に表わしたものである。この図で $H \times (-\overline{uv})$ を超え、しかも第 2 象限であるとき (斜線部),

1個の *ejection* 運動が発生したものとす。このとき *ejection* の平均発生周期は、 $\bar{T}_e = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \tau_i$ (3) で与えられる。 N は *ejection* の発生個数である。 $\bar{T}_e$ を外部パラメータで無次元化表示したものが図-3である。ほらつきはあるが、*suction*, *injection* による有意な変化は認められない。*sweep* 運動の平均発生周期 $\bar{T}_s$ に関しても同様で結局 *bursting* の発生周期は U_b の影響を受けないと考えられる。

このように、発生周期が不変ならば Reynolds 応力の値が U_b によって変化するためには、'個々の *bursting* の強さ' が変わらねばならない。いま新たに、'ejection の強さ' を次式で定義する。(図-2 参照)

$$-\langle uv \rangle_e = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{1}{\Delta t_i} \int_{\Delta t_i} (-uv) dt \right\} \quad (4)$$

これは、個々の *ejection* 運動の継続時間 Δt_i 内の Reynolds 応力の平均を *ejection* 総数で平均したものである。図-4 は $-\langle uv \rangle_e$ の分布であり、*injection* で増加し、*suction* で減少する傾向がはきり表われている。同様に定義した 'sweep の強さ' も図-4 と同じ結果となり、流出入の影響が個々の *bursting* の強さの変化に現われることがわかる。図-5 は各事象からの Reynolds 応力に対する寄与率を示したもので、壁面近傍を除くと、流出入 β にかかわらず同じ傾向を示しており、乱れの相似性が強いと考えられる。壁面近くでは、*injection* の場合 *sweep* 事象と *ejection* 事象の寄与率の逆転が見られ興味深い。計測ケースが少ないので今後の検討としたい。*suction* では当然 *interaction* 事象の寄与が大きくなっているが、 $-\overline{uv}$ の絶対値が小さいため、ほらつきが大きく詳細は不明である。

5. あとがき 今後、実験精度をさらに向上させて *bursting* 現象に及ぼす流出入の影響を検討してきたい。

〈参考文献〉 (1) 中川ら 関西支部年報 II-30 (1976) (2) 為沢ら 土木学会年報 II-223 (1976) (3) 中川ら 関西支部年報 II-37 (1977) (4) 中川ら 関西支部年報 II-36 (1977) (5) 松本ら 土木学会年報 II-152 (1977) (6) Anderson ら JFM vol. 69 (1975) (7) 中川ら 水理講演会論文集 (1976)

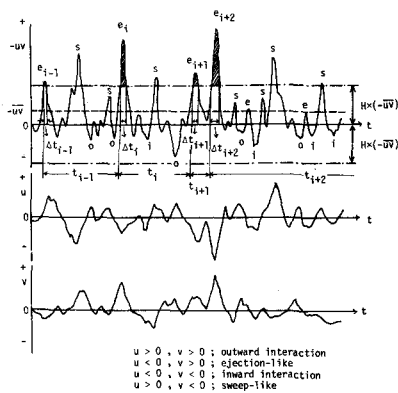


図-2 説明図

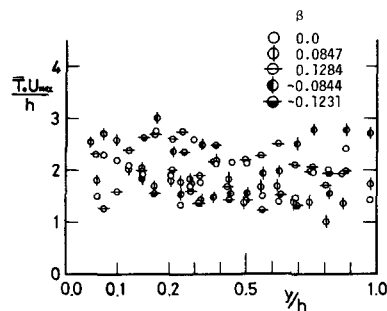


図-3 *ejection* の平均発生周期

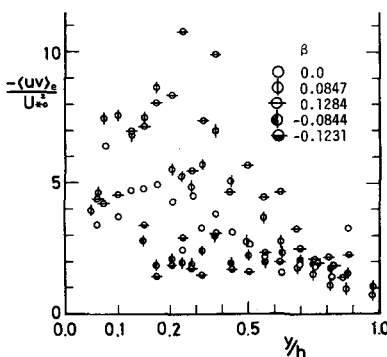
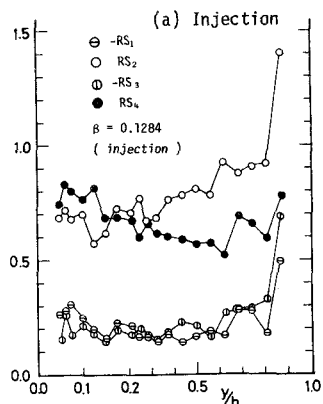
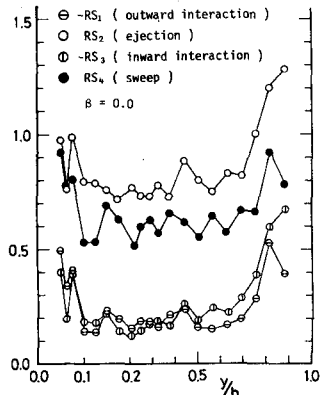


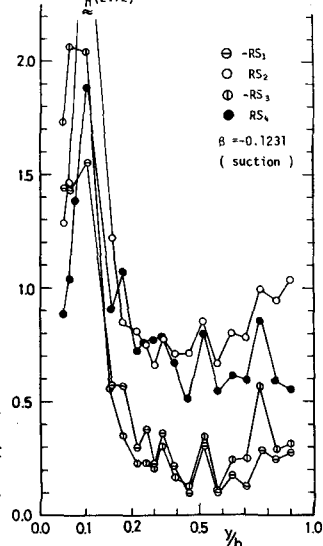
図-4 *ejection* の強さ



(a) Injection



(b) Rigid bed



(c) Suction

図-5 各事象からの Reynolds 応力への寄与率