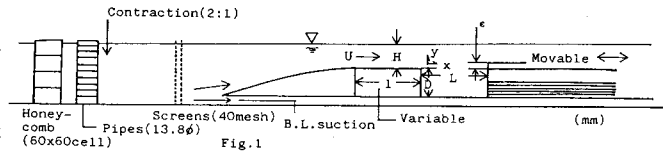


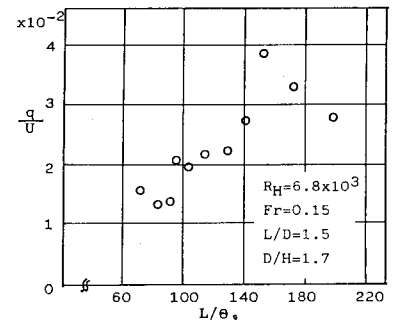
1. はじめに 流れの境界は自然的, 人工的な要因により複雑な凹凸形状をなしている場合が多い。凹部と主流部の水質交換は流水中での水質分散の促進や凹部内への濁質の堆積に関係し, 水質解析や水質制御上の重要な要素となっている。従来からの研究により水質交換速度に関する知見は次第に蓄積されてきたとはいうものの, その支配因子については未だ検討の余地を残している。一方, 界面の不安定波やroll-up, 渦, ペアリング, 大規模渦構造などが混合層の成長やエントレインメントに及ぼす影響や凹部下流壁の役割などに関しては, 注目すべき成果がえられつつある。本研究はこれらの成果を考慮しながら, 水質交換の機構やその支配因子について検討を加えたものである。

2. 実験装置および方法

実験装置およびここで使用する記号をFig.1に示す。水路は長さ4m, 幅25cm, 深さ30cmで凹部上流側に整流部, 縮流部を設けている。凹部の幅は12.5cmで, 深さD(0~10cm), 開口部の長さL(0~100cm), 水深H(0~10cm)は可変になっている。凹部上流側に種々のブロックを設けることによって, 凹部上流端でのはくり境界層の運動量厚さ θ_0 を, ある範囲内で任意に設定することができる。流速測定には熱膜流速計および小型プロペラ流速計を使用した。はくり直前の自由流中の乱れ強さは主流流速 U の0.5%程度であった。交換速度 q は, 比重調整した食塩水を凹内へ注入し, 濃度変化を電気伝導度計で測定し, その対数的減少を確めて算出した。



に整流部, 縮流部を設けている。凹部の幅は12.5cmで, 深さD(0~10cm), 開口部の長さL(0~100cm), 水深H(0~10cm)は可変になっている。凹部上流側に種々のブロックを設けることによって, 凹部上流端でののはくり境界層の運動量厚さ θ_0 を, ある範囲内で任意に設定することができる。流速測定には熱膜流速計および小型プロペラ流速計を使用した。はくり直前の自由流中の乱れ強さは主流流速 U の0.5%程度であった。交換速度 q は, 比重調整した食塩水を凹内へ注入し, 濃度変化を電気伝導度計で測定し, その対数的減少を確めて算出した。



3. 凹部界面における渦の発生数と水質交換速度 凹部界面ではある基本周波数をもった微小じょう乱が流下方向に自然対数的に増幅し, 非線形領域でroll-upして渦を形成する。そしてそれがペアリングをくり返し, 大規模渦構造を形成しつつ乱流域へ移行する。この過程でエントレインメントが生じ, 増幅された不安定波や渦, 渦塊が下流壁に衝突して破壊されることによって交換が生じる。水理条件として $R_H = \frac{UH}{\nu}$, $Fr = \frac{U}{\sqrt{gH}}$, L/D , D/H を一定に保ち, θ_0 のみを変化させて交換速度を測定した結果がFig.2である。マクロな水理量のみでは不十分であり, はくり点の境界層の厚みが重要であることを指摘できる。凹部界面には比較的規則的な速度変動があらわれる。速度スペクトルあるいは速度変動から直接求めた基本周波数 f_0 を θ_0 , U で無次元化したストローハル数 $\frac{U}{f_0 \theta_0}$ と L/θ_0 の関係を示したのがFig.3 a)である。 L/θ_0 の増加につれて $\frac{U}{f_0 \theta_0}$ は減少するが, あるところでジャンプしまた減少する。交換速度 q/U と L/θ_0 の関係をFig.3 b)に示す。 L/θ_0 の増加に伴い q/U は増加する。そして, ある L/θ_0 の位置で局所的に低い値をとる。この位置は $\frac{U}{f_0 \theta_0}$ がジャンプする位置に一致している。Fig.4~Fig.7はそれぞれ q/U ,

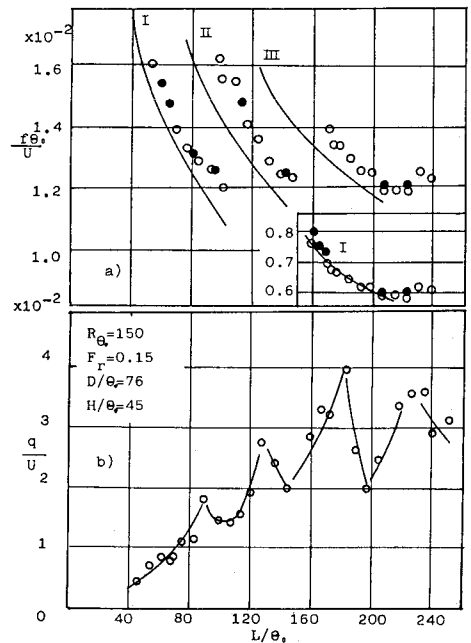


Fig.3

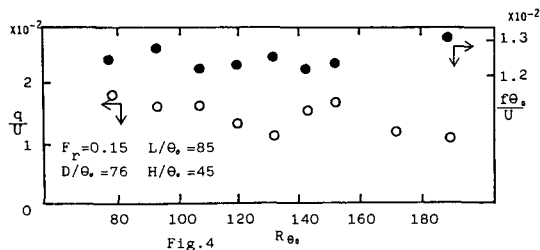


Fig. 4

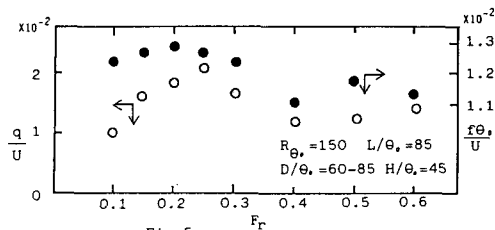


Fig. 5

f_{θ}/U と $Re_{\theta} = \frac{U\theta_0}{\nu}$, Fr , D/θ_0 , H/θ_0 の関係である。この実験の範囲では、 L/θ_0 に比べてそれらの支配性は低い。本実験における界面の振動は fluid-dynamic な自励振動であり、その周波数(渦の発生数)は流れの安定性理論とフィードバックの条件とから求めることができる。¹⁾ Fig. 3(a)および Fig. 9 の実線はその計算により得られたものであり、実験値と比較よく合っている。そして L/θ_0 が重要な因子となっている。このことは L/θ_0 が f_{θ}/U に対して支配的である理由の1つである。もう1つの理由として、 L/θ_0 が界面の遷移すなわち不安定波 $\rightarrow$ roll-up $\rightarrow$ 渦 $\rightarrow$ アーリング $\rightarrow$ eddy... のどこまで進行するかを決める条件になっていることをあげることができる。²⁾ たとえ凹部の助走部が一定であっても、主流流速や水温の変化によっても θ_0 は変化する。従来の実験データのバラツキの一部はこのことと関係があるだろう。

4. 周波数ジャンプ Fig. 8 は周波数がジャンプする L/θ_0 と Re_{θ} , Fr , D/θ_0 , H/θ_0 の関係である。いずれの場合もほぼ $L/\theta_0 = 60$ でステージ $\text{O} \rightarrow \text{I}$, $L/\theta_0 = 110$ で $\text{I} \rightarrow \text{II}$, $L/\theta_0 \approx 160$ 付近で $\text{II} \rightarrow \text{III}$ でジャンプしている。³⁾ しかしある条件下では Fig. 9 のように、より低い周波数を取り、より大きい L/θ_0 でジャンプする。自由せん断流には安定性理論における最大空間成長率を与える周波数が最もよく出現するという性質から、前者 (Fig. 8) の傾向を説明しようとする。つまりストローハル数がほぼ Fig. 3 の実線のようになり、しかもある f_{θ} に近い値を選ぶ傾向にあるとすれば、ほぼ決った L/θ_0 のところでジャンプすることになる。一方、後者 (Fig. 9) には共鳴現象による説明を試みる。Fig. 9 の破線は凹部開口長 L に関する共鳴周波数を次式により求めたものである。

$$f_L = \sqrt{\frac{Mg}{2\pi L}} \tanh \frac{2\pi M(H+D)}{L}, \quad M = \frac{L}{\lambda_w} = \frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \dots$$

λ_w : 表面波の波長。

そしてこの影響は前者よりも強いと推察する。なお Fig. 3(a) や Fig. 8 の実験条件ではこの共鳴周波数は図上に現われない。 θ_0 とともにこの共鳴周波数も従来のデータのバラツキの一因になっていると考えられる。

本研究の遂行に貴重な助言と機会を与えて下さった大阪大学末石富太郎教授、京都大学佐友恒教授に心より感謝致します。参考文献: 1) 八木年晴(1979) 2) 八木末石; 水工学研究会シンポジウム(1980) 3) Rockwell & Knisely; Phys. Fluid 23(2)(1980)

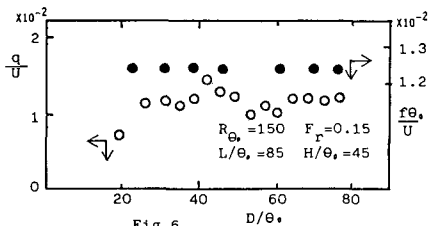


Fig. 6

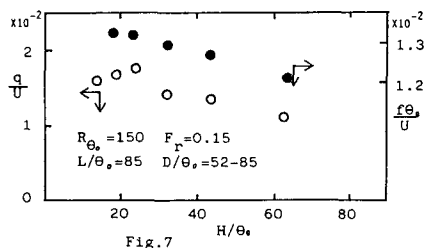


Fig. 7

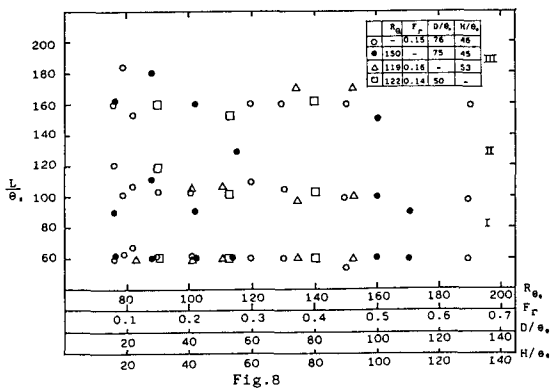


Fig. 8

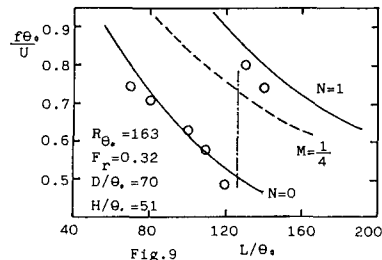


Fig. 9