

京都大学工学部 正員 富永晃宏
 京都大学工学部 正員 中川博次
 京都大学工学部 正員 祐津家久

1. まえがき 著者らは、直線開水路にみられる縦渦（並列らせん流）の構造を明らかにする目的で、風洞及び開水路流において路床に縦筋河床を模擬した縦方向稜型突起を設置した実験を行い、凸部で上昇、凹部で下降という2次流の存在を確認し、そのときの流れの構造を調べた。^{1), 2), 3)} 空気ダクト流による実験はあくまで開水路流れをシミュレートしたものであり、本報では両者の相似性について検討する。また一方、直線平坦床開水路流れの2次流についての理論的解析が池田ら⁴⁾、林ら及び黒木らによって行われている。著者らの実験は平坦床ではなく路床近傍の流れは複雑と思われるが、それ以外ではこれらの理論解析と比較できることと考え、若干の検討を行った。

2. 開水路流と空気ダクト流との相似性について

空気ダクトは、高さ8cm、幅18cmでダクト上下面に柵を設置しておりダクトの半分の高さ=4cmが開水路における水深に対応し、これをCase-Jとする。開水路の実験は幅30cm、水深h=4cmでこれをCase-Kとする。Case-J, Kともに柵の間隔は1.2h=8cmであり配置も同じで、レイノルズ数をRe=12000に同一にした。このため最大流速U_{max}はCase-J（空気）では516.1 cm/sec. Case-K（水流）では39.5 cm/secであった。この結果を比較すると横断面内の2次流成分V, Wの分布はU_{max}で無次元化すると両者でほぼ等しく、最大値はほぼ0.03U_{max}程度であった。主流速Uの分布もほぼ相似となったが、図-1に示したように下降流部では開水路の方が低い高さですでに最大流速値近くに達し、ダクト流と若干の相違を示した。これは以前から実河川等で観測されている最大流速点が水面より下にくる現象と対応している。次にレイノルズ応力- \bar{uv} の分布を図-2に示す。両者の分布はほぼ対応づくが、開水路の値は風洞の値に比べ相対的に小さく、特に下降流部ではy/h>0.6で負の値をとる。これは先述の最大流速点の下降とともに自由水面の存在によると考えられる。また乱れ強度の相対的大きさも全体に開水路の方が小さかった。これは両者の流れが本質的に相違するのか、水流の乱れ計測上に問題があるのか、今後さらに検討する必要がある。しかし、自由水面領域を除けば両者の流れはほぼ相似な分布特性を示すことが確認された。最も相違が見られたv'の分布を図-3に示す。空気流ではy/h>0.7でほとんど減衰しないのにに対して、開水路流ではy/h>0.7で急に減衰する。これは、空気流ではy/h>1の流体との運動量交換が行われる結果が増大するが、開水路流では自由水面でびが抑制されるためである。したがって渦度発生項として重要なw²-v²の分布もy/h>0.7で相違するが、渦度方程式の実験値からの検討は水流では十分な精度がなく、この影響を検討できなかった。横断方向のレイノルズ応力- \bar{uv} については開水路流、空気流とともに大きさも分布形もほぼ相似であり、同様にz方向の運動方程式において重

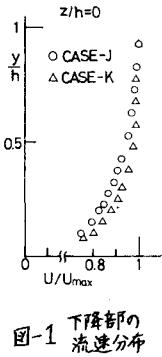


図-1 下降部の流速分布

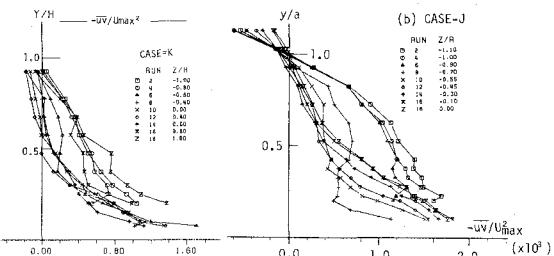
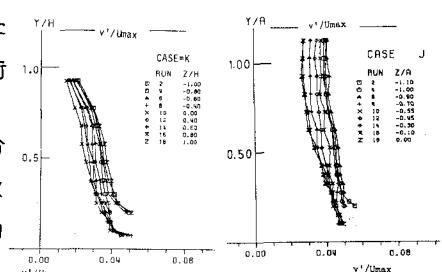


図-2 レイノルズ応力-uvの分布

でほとんど減衰しないにに対して、開水路流ではy/h>0.7で急に減衰する。これは、空気流ではy/h>1の流体との運動量交換が行われる結果が増大するが、開水路流では自由水面でびが抑制されるためである。したがって渦度発生項として重要なw²-v²の分布もy/h>0.7で相違するが、渦度方程式の実験値からの検討は水流では十分な精度がなく、この影響を検討できなかった。横断方向のレイノルズ応力- \bar{uv} については開水路流、空気流とともに大きさも分布形もほぼ相似であり、同様にz方向の運動方程式において重

図-3 乱れ強度 v' の分布



要な役割を果たしていることが示された。このように自由水面の影響が多少見られたが、全体的にはほぼ開水路流を空気流で再現できることと思われる。

3. 2次流の理論的解析法に関する検討

従来の2次流の研究ではほとんど次に示す x 方向の渦度方程式

を2次流の基礎式として解析を行っている。

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\bar{w}^2 - \bar{v}^2) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \bar{w}\bar{v} + \nu \nabla^2 \xi \quad (1)$$

$$\text{①} \quad \text{②} \quad \text{③} \quad \text{④}$$

ここで④の粘性項は壁面のごく近傍を除いて無視でき、また①の移流項は他の項に比して小さいとして無視する場合が多い。著者らのCase-Jにおける実測結果から②>①であることが示され、ほぼ②+③=0とおく近似は妥当であると考えられる。この場合、 $-\bar{w}\bar{v}$ に渦動粘性モデルを適用して、 $-\bar{w}\bar{v} = \epsilon_{xy} (\partial v / \partial z + \partial w / \partial x)$ と表わし、 $-\bar{w}\bar{v}$ と2次流の成分 v, w を結びつけている。また②の渦度発生項の $\bar{w}^2 - \bar{v}^2$ はユーナ流の実測結果をそのまま適用し、 $\bar{w}^2 - \bar{v}^2 = \alpha \bar{w}\bar{v}$ としている。黒木らはここでも $-\bar{w}\bar{v} = \epsilon_{xy} \partial v / \partial z$ とおき、 $\epsilon_{yz} = \epsilon_{xy} = K \bar{U}_h h / 6 = \text{const.}$ と仮定している。そこで、これらの仮定の妥当性について Case-J の実測結果から検討する。まず $\alpha = (-\bar{w}\bar{v}) / (\bar{w}^2 - \bar{v}^2)$ を計算したものが図-4である。 $\bar{w}^2 - \bar{v}^2$ が非常に小さいときは α は大きな値となるため、プロットできないものは省かれている。このような値を除けば α は1~2の間に分布しており、コーナ流の結果である $\alpha \approx 1.0$ よりかなりばらつき、値も若干大きめである。次に、渦動粘性モデルについて検討する。Case-J の $\epsilon_{xy}, \epsilon_{xz}$ の結果を図-5, 6に示す。 ϵ_{yz} も計算され、 $\epsilon_{xy}, \epsilon_{xz}$ と同オーダーとなった。しかし、このような2次流成分の実験精度が悪く、 ϵ_{yz} の値はばらついた。図中の破線は $K \bar{U}_h h / 6$ の値を示す。 ϵ_{xy} はこれより小さめで z 方向の位置によって系統的な変動が見られる。 ϵ_{xz} は高さが増すとともにこの $K \bar{U}_h h / 6$ よりもかなり大きくなり、 z 方向の位置にはやや傾向が見られ、 $\epsilon_{xy} \approx \epsilon_{xz}$ とは言えないことがわかる。したがってこの乱流モデルでは、 ϵ の値を何で代表させるか今後さらに検討が必要である。

次に、上述の仮定のもとに解析された黒木らの結果と著者らの実験結果とを比較してみる。まず横断方向の分布については理論解はどれもサインカーブで表わされるが、図-7(a)に示すように底面近傍で非対称を分布を示す。これは底面の凹凸の影響とも考えられ、壁から離れると(b)のようにほぼサインカーブに近い分布となる。

次にこの横断方向の変動の振幅 T_0 を示したものが図-8であり、図中の実線が黒木らの理論計算値である。平均流速の振幅 \bar{U}_B がこの曲線に一致するよう基準値 \bar{U}_B を選ぶと($\bar{U}_B \approx 5 \bar{U}_h$)他の振幅もほぼ理論値と一致している。 $-\bar{w}\bar{v}$ の振幅 T_0 はこれより大きめであるが、 $y/h = 0.25$ 付近でのくびれが実験値にも見られることがわから、かなり良好な一致を示していると考えられる。

参考文献

- 1) 中川、林津(1982)水講論文集, 2) 中川、林津、富永(1982)水講論文集, 3) 中川、林津、富永、大石(1982)開渠支部年譲, 4) Ikeda & Kikawa (1976)埼玉大学工学部建設基礎工学研究報告, 5) 林、山田(1977)水講論文集, 6) 黒木、岸(1981)土木学会論文報告集

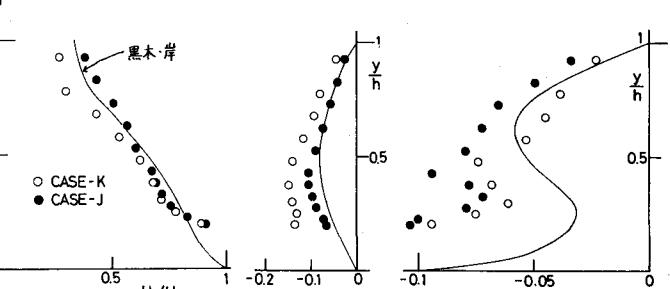


図-8 z 方向変動の振幅の y 方向分布