

II-212

密度流の流速分布と界面抵抗則

京都大学防災研究所 正員 大久保賢治
京都大学防災研究所 正員 村本 嘉雄

1. はじめに 本報では、琵琶湖大橋断面（図-1）で1986年冬に発生した密度流のうち、継続時間が最長の86.12/11~15の密度流を対象とし、特に表面静振の影響が少なかった12日の水温・流速分布と界面抵抗則について考察する。

2. 観測の概要 測流は電磁流速計を使用し、水温計とともに湖底に直立させたポールに沿って昇降させた。水温・流速分布は三橋脚同時に10分毎に測定し、各層の測定時間は20秒である。前日より上下層の水温差が増加し、観測当日の午前中は静穏な条件で密度流の基本形態を測定できたが、午後には3 m/s程度の北風が吹き吹送流に遷移した。図-1に2時点の等温線（0.2℃間隔）と流速2成分の分布（黒丸が主流 v ：南北成分）を示したが、横断（東西）流速 u が相当大きいことがわかる。なお、各成分の右向きが北、東向きに対応しており、この図では鉛直平均値を除去してある。

3. 界面摩擦速度 界面抵抗を議論するため摩擦速度を評価したが、成層による速度勾配の増加、界面粗度の決定、2成分流れであるといった問題がある。図-2は、界面から上下にとった座標で示した界面付近の流速分布（上）と水面・底面付近の流速分布（下）であり、実測値（点）と線形密度勾配で近似した係数 5.8¹⁾の対数+直線則（実線）との比較が示されている。ただし、界面・水面とも基面を10cmずらした。密度流界面に関するMonin-Obukhov 長は1 m程度で、界面近傍に限れば対数則との差は小さく成層効果は無視できるようなのである。一方、吹送流は支配領域が深く対数則では水面摩擦速度を過大評価するが、底面領域は水温が一定とみなせるので対数則近似できるようなのである。

図-3は橋脚 P13で行った界面波（多点水温変化）の観測結果である。25cm間隔・15層で測定した水温記録には1℃近い振幅の水温変動が発生し、午後になって変動が増大している。同じ波形の変動が2~3層で見られ、波高が数10cmに及ぶことがわかる。相当粗度 k_s が波高の程度とすれば、 $Z_0 = 1$ cmという粗度長も不合理な値ではないと考えられる。ただし、10cmとした基面下方の流速分布が粘性底層のように直線的かどうかは不明である。

4. 二次流の考察 下層流 U_2, V_2 に関する自転効果の二次流強度はロスビー数 $R_0 = V_2 / fL$ を用いて、

$$U_2 / V_2 = AR_0^{-1} \quad (A = \kappa h_2 / \beta L, \nu = \beta u_* h_2) \text{ と表せる}^{2)} \text{ から}$$

$$F_2 / F_1 = V_2 / (U_2^2 + V_2^2)^{1/2} = 1 / (1 + A^2 R_0^{-2})^{1/2} \quad (1)$$

となる。ここに、 F_2, F_1 は主流および全流速の密度フルード数で、後者は0.6程度の一定値をとる。 $\kappa = 0.4, h_2 = 2\text{m}, L = 400\text{m}$ 、

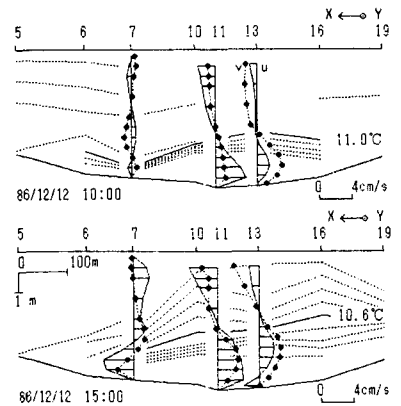


図-1 水温・流速横断分布

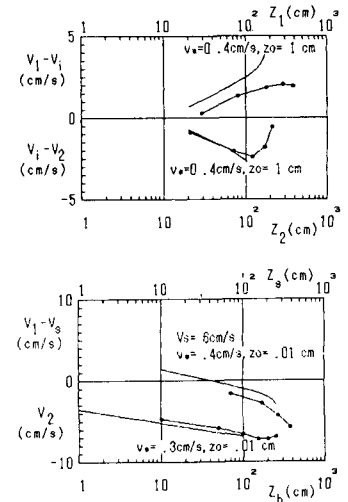


図-2 界面付近の流速分布（上）
水面・底面流速分布（下）

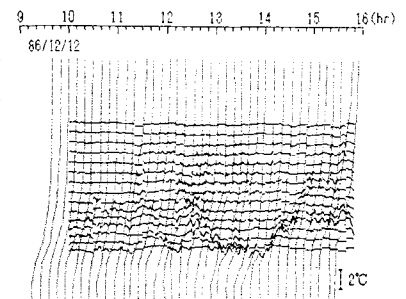


図-3 界面波の水温変動

$\beta=0.01$ では $A=0.2$ になる。図-4に示すように(1)式は実測値の傾向をよく説明し、密度流を捉えている橋脚 P11(x)とP13(+)で明瞭である。●は既往の観測結果³⁾であるが、1成分であるので $h_2=2.5\text{m}$ として Fi_2 を求め、 $Fi=0.6$ として主流強度を評価した。このように密度流の渦動粘性係数 ν あるいは β が小さいとすると自転による偏向が説明できる。

5. 界面抵抗則 Csanady⁴⁾が密度流や吹送流に導入した有効粘性係数 ν_e はクーリガン数 $K=U_*^3/g'\nu$ を用いて

$$\nu_e/\nu = 1 + C_s K^p \quad (2)$$

で表示される。^{4), 5)}ここでは $p=1/2$, $C_s=6.5$ を用いる。滑面管路の抵抗係数で ν を ν_e に置き換えると

$$\frac{1}{f_i^{1/2}} = 2.0 \log \left(\frac{2U_* h_r}{\nu_e} f_i^{1/2} \right) - 0.8 \quad (3)$$

となる($f_i'=4f_i$ は管径換算の抵抗係数で h_r は管の半径、 U_* は界面流速と相対的な層平均流速とする)。(2)を(3)に入れて整理すると

$$\frac{1}{f_i^{1/2}} = 4.0 \log \left(R_* \frac{4f_i^{1/2}}{1 + 0.56 C_s f_i^{3/4} K_*^{1/2}} \right) - 1.6 \quad (4)$$

を得る。ここに、 $R_* = U_* h_r / \nu$, $K_* = U_*^3 / g' \nu$ である。

一方、完全粗面を仮定した次元考察から

$$\nu_e/\nu = 1 + C_r^2 K \quad (5)$$

を得る。ただし、 $C_r^2 = \gamma \cdot g' R / U_*^2$ (R :径深、 $\gamma = U_* / U_k$)は $1 \sim 10^2$ のリチャードソン数である。(3)式より

$$\frac{1}{f_i^{1/2}} = 4.0 \log \left(\frac{11.3}{C_r^2} \frac{g' h_r}{U_*^2} \frac{1}{f_i} \right) - 1.6 \quad (6)$$

となり、レイノルズ数と無関係な抵抗係数を示す。 $k_s = a U_*^2 / g'$ を用いて通常の粗面則を f_i に換算すると

$$\frac{1}{f_i^{1/2}} = 4.0 \log \left(\frac{37.2}{a} \frac{g' h_r}{U_*^2} \frac{1}{f_i} \right) - 1.6 \quad (7)$$

となる。(6)、(7)より粗度レイノルズ数 $U_* k_s / \nu_e$ は K が増加すると一定になり、しかも、 $U_* k_s / \nu_e \rightarrow a / C_r^2 = 3.3$ であるから、対数則の切片 $5.5 + 5.75 \log U_* k_s / \nu_e$ は 8.5 となって粗面に帰着する。また(5)式はシア関数 $\phi = 1 + \alpha \xi$ ($\xi = \phi Ri_*$)と同型でリチャードソン数 Ri_* の限界値を与えると考えられる。滑面から遷移領域までを(4)式、 $\nu_e/\nu = \phi \max$ に達した後の抵抗係数は(6)式で与えられる一定値とすると図-5の曲線を得る。図中には従来の下層密度流および交換密度流の抵抗係数の実験値も示したが、相対流速 U_* を求める際に界面流速の評価が必要であり、下層密度流で $0.2V_e$ 、交換密度流では 0 とした。また、 h_r は下層径深 R の2倍と考えた。滑面に関しては $f_i = 0.056 R_*^{-1/4}$ が成立し、Blasius則から換算したものと一致する。琵琶湖の場合、抵抗係数は主流の摩擦速度 u_* と合速度 $(U_*^2 + V_*^2)^{1/2}$ で定義した。二次流の小さいP13(+)では 10^{-2} のオーダーである。また、図-1より15時には密度流の流心がP11(x)に移ったようであり抵抗係数が増加している。

6. まとめ 琵琶湖の冬季密度流の界面状態は実験室で定常流として再現することが難しく、密度差の大きい河口密度流ではおこりにくい、水理学的に粗な界面であると考えられる。これにより、乱流域にありながら $f_i = 0.02$ 程度の大きな界面抵抗係数が説明できる。

参考文献 1) McCutcheon ASCE HY8 1981. 2) Larsson JHE 112-8 1986. 3) 村本・大久保 31水講 1987.

4) Csanady JGR 83-C5 1978. 5) 中野・鶴谷・一戸 港湾技研報告 24-2 1985. 6) Lofquist JPF 3-2 1960.

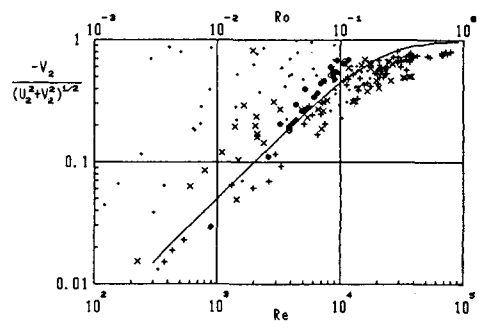


図-4 主流と全流速の比

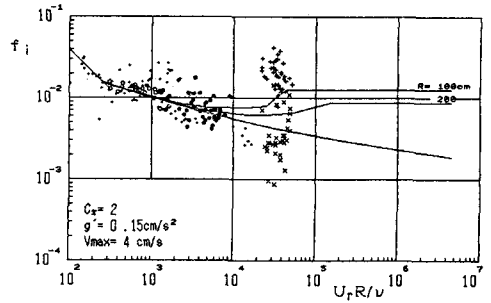


図-5 界面抵抗係数

○●; 下層密度流^{5), 6)}, ・; 交換密度流