

長方形開水路の流れにおいて、水路幅に比べて水深が比較的に浅い場合に最大流速位置は流れの中心の水面にある。しかし水路幅に比べて水深が深くなると、この最大流速の位置は水面より下方に現われるようになる。このとき水深の2倍の高さを有する長方形管路の流れでは最大流速位置は管路の中央にあり、高さの半分を水深とする開水路の場合とは異なる。この相違の理由を自由水面の存在によるものと規定し、摩擦係数に関する水面の影響を極く近似的に推算しようとするものである。なお、流れには二次流があり、これが自由水面の存在によりその様相が変化すると思われるが、この点は考慮していない。

Fig. 1において、流れを巨視的に $a-a$ 線を中心とする上下対称の流れと仮定する。また流速分布、摩擦速度分布を前に報告した方法¹⁾にならって

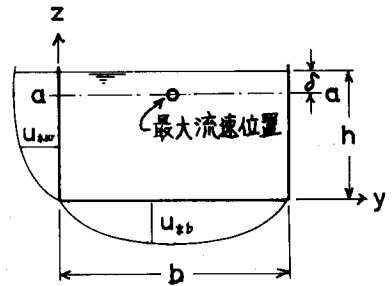


Fig. 1

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{K}{R} \ln\left(\frac{y}{y'}\right) \cdot \ln\left(\frac{z}{z'}\right) \\ u_{*w} &= K \cdot \ln\left(\frac{z}{z'}\right), \quad u_{*b} = K \ln\left(\frac{y}{y'}\right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

とする。流れ全体として境界せん断力の総計は WIA になる (I : 勾配, $A = bh$)。また水面でせん断力を若干分担するものとし、これを底面の境界せん断力に係数 α を乗じて表わすと

$$WAI = 2P \left\{ \int_0^{h-\delta} u_{*w}^2 dz + \int_{h-2\delta}^{h-\delta} u_{*w}^2 dz + (1+\alpha) \int_0^{\frac{b}{2}} u_{*b}^2 dy \right\}$$

式(1)を代入して変形すれば

$$K = \frac{W_{*R}}{\sqrt{\frac{4(h-\delta)}{b} \left\{ \left\{ \ln\left(\frac{h-\delta}{z'}\right) - 1 \right\}^2 + 1 \right\} - \frac{z(h-2\delta)}{b} \left\{ \left\{ \ln\left(\frac{h-2\delta}{z'}\right) - 1 \right\}^2 + 1 \right\} + (1+\alpha) \left\{ \left\{ \ln\left(\frac{b}{2y'}\right) - 1 \right\}^2 + 1 \right\} }} \right.} \quad (2)$$

また、平均流速は

$$U = \frac{Q}{bh} = \frac{2}{bh} \left\{ \int_0^{h-\delta} \int_0^{\frac{b}{2}} u \, dy \, dz + \int_{h-2\delta}^{h-\delta} \int_0^{\frac{b}{2}} u \, dy \, dz \right\}$$

$$\therefore \frac{U}{U_{*R}} = \frac{1}{R} \left(\frac{U_{*b}}{U_{*R}} \right) \left[\frac{2(h-\delta)}{h} \left\{ \ln\left(\frac{h-\delta}{z'}\right) - 1 \right\} - \frac{(h-2\delta)}{h} \left\{ \ln\left(\frac{h-2\delta}{z'}\right) - 1 \right\} \right] \quad (3)$$

Keulegan²⁾にならって水面の影響を

$$\frac{U}{U_{*R}} = \frac{1}{R} \left(\frac{U_{*b}}{U_{*R}} \right) \left\{ \ln\left(\frac{h}{z'}\right) - 1 \right\} - \epsilon_f \frac{U}{U_{*R}} \quad \text{とて表わすと、式(3)より}$$

$$\epsilon_f = \frac{\left\{ \ln\left(\frac{h}{z'}\right) - 1 \right\}}{\left\{ \ln\left(\frac{h}{z'}\right) - 1 \right\} + 2\left(1 - \frac{\delta}{h}\right) \left\{ \ln\left(1 - \frac{\delta}{h}\right) \right\} - \left(1 - \frac{2\delta}{h}\right) \left\{ \ln\left(1 - \frac{2\delta}{h}\right) \right\}} - 1 \quad (4)$$

または、近似的に

$$\varepsilon_f = \frac{(1 - \frac{2\delta}{h}) \{ \ln(1 - \frac{2\delta}{h}) \} - 2(1 - \frac{\delta}{h}) \{ \ln(1 - \frac{\delta}{h}) \}}{\ln(\frac{h}{\delta}) - 1} \quad (5)$$

これより δ/h と $\varepsilon_f \{ \ln(h/\delta) - 1 \}$ の関係を計算図化したのが Fig. 2 である。

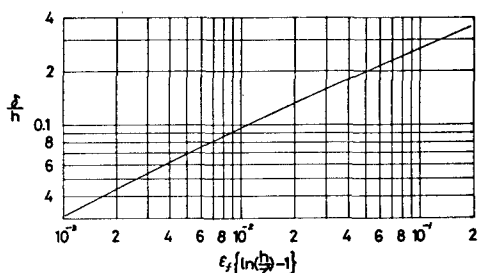


Fig. 2

一方、比較的滑らかな水路で最大流速位置と水深の比： δ/h と水路の幅と水深の比： b/h との関係は Fig. 3 の破線のように示されている。著者が Nikuradse³⁾, Bazin⁵⁾ のセメント仕上面および平滑木板面の水路について、水路の中央の縦測線に沿った流速測定値から同様に調べたのが同図の○印である。また Bazin の砂利張付水路や棧付水路（足立の清型水路に当たる）について同様に求めたのが同図の□印である。これによると滑らかな水路に比べ粗面水路においては δ/h が b/h の値の影響を受ける範囲では大きくなることがかかる。また $\{ \ln(h/\delta) - 1 \}$ は滑面より粗面の方が小さい。よって ε_f の値は滑面より粗面の方が大きいと考えられる。

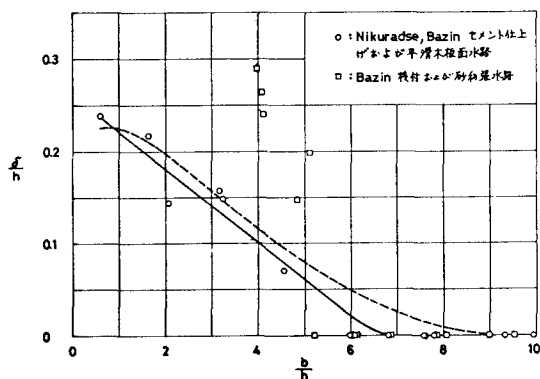


Fig. 3

滑面のとき、Fig. 3 を参照して h/b をパラメーターとし $Re_* = R \cdot U_{*R} / \nu$ に対する ε_f の変化を計算すると Fig. 4 のようになる。これより滑面では本報の取扱いに基づいた ε_f の値はほぼ 0.01 程度か、それよりも小さいと思われた。

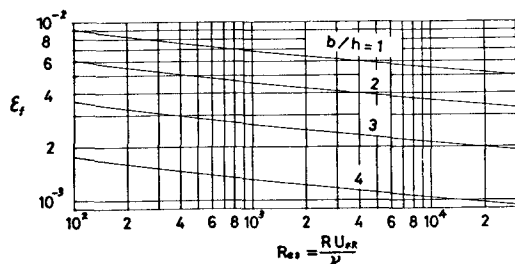


Fig. 4

二次流による影響を $\varepsilon_s U/U_{*R}$ として表わすと、 $U/U_{*R} = \sqrt{8/\lambda}$ (λ : 摩擦係数) であるから

$$\lambda = \frac{8(1 + \varepsilon_f + \varepsilon_s)^2}{\frac{1}{h} \left(\frac{U_{*b}}{U_{*R}} \right) \left\{ \ln\left(\frac{h}{\delta}\right) - 1 \right\}} \quad (6)$$

となる。なお、 ε_s の値は $b/h = 6$ の滑面管路についてほぼ 0.02 と推定された。⁶⁾

— 参考文献 —

1. 木村喜代治：長方形水路における流れの一近似解析，土木学会論文集 251号，昭和51年7月。
2. G. H. Keulegan: Laws of turbulent flow in open channels, National Bureau of Standards (USA), Research Paper RP1151, December 1938.
3. 佐藤清一：技術者のための水理学，森北出版，1993年7月。
4. J. Nikuradse: Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen, Forschungsarbeiten, Heft 281, 1926.
5. H. E. Bazin: Recherches hydrauliques, Mémoires présentés par divers savants à l'Institut de France, Extrait du tome 19, 1865.
6. 木村喜代治：長方形水路の摩擦係数より見たる二次流の影響について，土木年譜概要2，昭和52年10月。