

山口大学 工学部 正員 ○ 斎藤 隆
山口大学 工学部 正員 深田 三夫
山口大学 大学院 学生員 岡田 武司

ほぼ均一な砂粒を密に敷きつめた水路を用い、薄層流れの Reynolds 応力ならび平均流速分布を測定した結果、定量的には評価し難いが、定性的には次のことが明らかになった。① Reynolds 応力はほぼ直線分布である。② 渦動粘性係数は対数分布則より逆算した値よりも大きく、特に壁面近くで大きい値である。③ $y/H > k_s/H$ での速度分布は対数分布とみなせるが、 k_s/H が大きくなると du/dy は小さくなり、Prandtl-Kármán の分布則より仮想壁面位置を求めると粗度粒子下端よりも低いところになる。

定量的評価を行なうほど十分な精度のある実験資料はないのであるが、上述の実験結果を基にして若干の考察を行なった結果を報告する。

$k_s/H < 1$ の場合について考察する。

せん断力分布

$$\tau/\tau_0 = 1 - \eta, \quad \eta = y/H \quad (1)$$

渦動粘性係数

$$\frac{E}{u_* H} = \frac{E_t}{u_* k_s} \cdot \frac{k_s}{H} = E \left(\frac{k_s}{H} \right) \cdot \frac{k_s}{H} \quad \eta < \frac{k_s}{H} \quad (2.1)$$

$$\frac{E}{u_* H} = \frac{E_t}{u_* k_s} \cdot \frac{\eta(1-\eta)}{\frac{k_s}{H}(1-\frac{k_s}{H})} \quad \eta > \frac{k_s}{H} \quad (2.2)$$

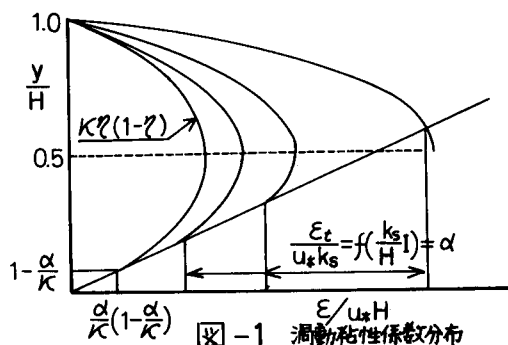


図-1 渦動粘性係数分布

流れの場を次の三層に分けて考える。

粘性底層；流体粘性が主要な役割をするきわめて薄い層 ($\eta < \eta_1$)，本文では定せん断力層とみなす。

乱流底層；粗度に起因する乱れの場合である ($\eta_1 < \eta < \eta_2$)，本文では Vortex type の場合のみを考察する。

外層；速度分布に起因する乱れの場合である ($\eta > \eta_2$)，この層での速度分布は対数分布である。

二次元等流流れの運動方程式に式(1)，(2)を代入し、各層境界面で速度が連続であるとの条件より積分定数を定めると、速度分布は次式を得られる。

$$\frac{U}{u_*} = \frac{u_* k_s}{\nu} \eta \quad \text{for } \eta < \eta_1 \quad (3), \quad \frac{U}{u_*} = \frac{u_* k_s}{\nu} \eta_1 + \frac{u_* k_s}{E_t} \frac{H}{k_s} (\eta - \eta_1) \left\{ 1 - \frac{1}{2} (\eta_1 + \eta) \right\} \quad \text{for } \eta_1 < \eta < \eta_2 \quad (4)$$

$$\frac{U}{u_*} = \frac{u_* k_s}{\nu} \eta_1 + \frac{u_* k_s}{E_t} \frac{H}{k_s} (\eta_2 - \eta_1) \left\{ 1 - \frac{1}{2} (\eta_1 + \eta_2) \right\} + \frac{u_* k_s}{\nu} \left(1 - \frac{k_s}{H} \right) \ln \frac{\eta}{\eta_2} \quad \text{for } \eta > \eta_2 \quad (5)$$

$k_s/H = 1 - u_* k_s/E_t/K$ で $u_* k_s/E_t (1 - k_s/H) = 1/K$ となり、式(5)は Prandtl-Kármán の分布則と一致する。

乱流底層厚；栗原に従い次式で与える。 $\eta_2 - \eta_1 = \frac{k_s}{H} \left[1 - \exp \left\{ -0.055 \left(\frac{u_* k_s}{\nu} - 3.3 \right) \right\} \right]$ (6)

粘性底層厚；(A) 式(5)で $\eta_1 \ll \eta_2$ ， $\eta_2 = k_s/H$ とおき、粗領域における Nikuradse の実験結果と比較し

て次式が得られる。 $\frac{u_* k_s}{\nu} \eta_1 = AR \left(\frac{u_* k_s}{\nu} \right) - \frac{u_* k_s}{E_t} \left\{ 1 - \frac{1}{2} (\eta_2 + \eta_1) \right\}$ (7)

$$AR \left(\frac{u_* k_s}{\nu} \right) = 8.5 + 0.744 \left(\frac{u_* k_s}{\nu} - 3.3 \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -0.077 \left(\frac{u_* k_s}{\nu} - 3.3 \right) \right\} \quad (8)$$

(B) 粗度粒子の表面に沿って発達する層流境界層外縁流速を $u = du/dx \cdot x$ とし、Pohlhausen の近似法で境界層厚 δ を求めると次式となる。 $\delta/H = 3.247 (k_s/x)^{\frac{2}{3}} (u_* k_s/\nu)^{-\frac{2}{3}}$ (9)

図-2は式(3)～(7)を用いて計算した $Fr = 8(u_*^2/\nu)^2 \sim Re = V \cdot H/\nu$ の関係である。なほ、 ks/H が小さい場合の計算において乱流底層境界面厚さ η_2 が ks/H より大きくなる場合には、 $\eta_2 = ks/H$

$$\eta_1 = ks/H - (\eta_2 - \eta_1)$$

とした。図中の実験値は神戸大学 神田・喜久里(第33回年次講演会、1978年)が行なった実験結果である。なほ、Reynolds数の定義が違っているので換算を行っている。

図中 $V \cdot H/\nu < 1 \sim 2 \times 10^2$ の点線はその図において計算点がないので直線で結んだものである。

図-3は粘性底層厚さを式(9)で与え、図-2の場合と同様にして計算した結果と神田・喜久里の実験結果とを比較したものである。計算において、層流底層の存在する範囲として、 $\tau/ks = 0.3$ とする。

神田・喜久里の実験値はSchlichtingによる幾何学的水路床高さをを用いているが、河床高さの決め方により実験値は図上で1:2の勾配上を移動するので、より精度の高く、広範囲の実験により、乱流底層内の渦動粘性係数 $\epsilon_t/u_* ks = f(I, ks/H)$ なうび河床基準面を検討する必要がある。さらに、Reynolds数が小さくなると、粘性底層厚さは厚くなっていき層流流れとなるであろうことより、ここで定せん断力層との仮定は成立し難くなるはずである。また、外層の渦動粘性分布として $\eta = 0.5$ において最大値をとるものと仮定しているが、この点についても検討する必要がある。

神田・喜久里;粗面上の薄層流の抵抗則に関する実験的研究 33回年議

