

粗面開水路抵抗則に関する一考察

斎藤 隆*・佐賀 孝徳**・羽田野袈裟義*・本名 元***

A Consideration on the Friction Law of Open-channel Flow with Large Relative Roughness

Takashi SAITOU, Takanori SAGA, Kesayoshi HADANO and Hajime HONMYO

Abstract

The theoretical research on flow resistance law considering flow characteristics in vicinity of wall roughness is seldom found, though its practical application have been rather extensively studied. Resistance law of open-channel flow with large relative roughness has come to occupy an important position in various aspects of river engineering.

This paper presents a method of representation of resistance law introducing a new kinematic viscosity defined by turbulent characteristics in the neighborhood of wall roughness.

1. 緒 言

開水路抵抗則は水工学における最も身近な問題であることから、これに関して古くより数多くの研究がなされ、その重要な結果として Prandtl-Kármán の対数分布則が導かれている。滑面ならびに相対粗度の小さい流れに対しては、対数分布則が適用されることが実証されている。しかしながら、Bathurst¹⁾、Hartuon²⁾、Scheuerlein³⁾、Ashida & Bayazit⁴⁾、Bayazit⁵⁾ らは相対粗度の大きい流れに対して対数分布則は適用できないことを、Herbich & Shulits⁶⁾、足立⁷⁾、栗原⁸⁾ らは粗度の間隔や配列が流れの抵抗則に関係することを、また、石原⁹⁾、岩垣¹⁰⁾ らは薄層流れにおいては河床勾配が抵抗係数を規定する重要な要素であることを指摘している。

対数分布則においては、壁面に沿い、その上部の乱れとははなはだしく内部機構を異にする層の流体力学的特性を仮想壁面高さによって表わしている。栗原は遷移領域における抵抗則の検討結果から、粗壁面に沿うこの層を粗度層と名付け、粗度によって剝離した渦ならびに粗度の後流流れによる乱れ場であり、その厚

さは粗度程度であるとしている。相対粗度が大きい流れにおいては、粗度に起因する乱れによって規定される層が流れ場で占める割合が大きく、場合によってはこの層の流れが流れ場の大部分を占めることになる。このような場合、この層の流体力学的特性をその上部流れの補正として取扱うことには強い疑問が持たれる。換言すれば、流れの抵抗則は異なった内部機構を持つ流れ場をそれぞれ独立に表現しうることが必要であると考える。

本研究は、上述の観点から、壁面粗度近傍流れの流体力学的特性を、上部流れの乱れ特性を渦動粘性係数で表わすと同時に、粗度に起因する乱れ特性によって規定される新たな渦動粘性係数でもって表わす抵抗則の表示法について検討したものである。

2. 理論的考察

壁面が滑らかな場合には、壁面に沿ってその中では渦動粘性がほとんど役割を持たないような粘性底層が存在する。壁面に凹凸がある場合においても、その凹凸に沿ってその中では流体粘性の役割が卓越した薄い層が存在し、平均的に底面に沿って一樣な厚みをもつ見掛上の粘性底層を考えることができる。

壁面が粗である場合、壁面近傍には、栗原が粗度の配列によって Vortex type と Wake type とに分けた

* 土木工学科

** 徳山工専土木建築学科

*** 大学院土木工学専攻

粗度に起因する乱れの場合があり、少しく壁面から離れるとその外側の乱れの場合に接続していく。したがって、粘性底層と壁面から少しく離れた流れ場との間に、粗度の流体力学的特性を示す乱流底層を導入することができる。

上述の観点から、開水路流れ場を平均的に考えて、壁面の流体力学的特性を示す壁面領域と慣性領域とに分け、更に壁面領域を流体粘性の作用が卓越する粘性底層と壁面粗度に起因する乱れの場合である乱流底層とに分けて、粗面開水路抵抗則、すなわち平均流速分布則について考察する。当然、乱流底層の厚さを零とすれば、この抵抗則は滑面開水路抵抗則とならなければならない。

2.1. 渦動粘性係数

レイノルズの運動方程式には変動流速による見掛けの応力、すなわちレイノルズ応力が含まれているので、これを平均流速だけで閉じるためには、レイノルズ応力と平均流速との関係を仮定する必要がある。これには、Boussinesq による渦動粘性係数

$$-\rho \overline{u'v'} = \rho \epsilon \frac{d\bar{u}}{dy} \tag{1}$$

と、Plandtl による混合距離

$$-\rho \overline{u'v'} = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \tag{2}$$

による2つの方法があるが、本研究は Boussinesq の渦動粘性係数に立脚して考察することにする。

Plandtl-Kármán の対数分布則から明らかなように慣性領域における混合距離、換言すれば渦動粘性係数 ϵ_s の分布は、壁面の粗・滑に関わりなく次式のように与えられる。

$$\frac{\epsilon_s}{u_* h} = K \eta (1 - \eta) \tag{3}$$

ここに、 $u_* = \sqrt{gh_i}$; 摩擦速度、 $\eta = y/h$, K : Kármán 常数である。

乱流底層の乱れは粗度によって剝離した渦によって規定されるので、この層の厚さは粗度 k_s の大きさ程度であることより、栗原は比較的小さいものだと考えて、この層内の渦動粘性係数の分布を一様であるとしたが、実際の急流河川、山腹法面などにおける流れでは、粗度と水深とは同程度であることが多く、粗度が比較的小さいと考えることには若干無理があるので、粗度に起因する乱れによる渦動粘性係数 ϵ_t は次のような分布特性をもつものと仮定する。

すなわち、水表面ならびに粘性底層と乱流底層の境

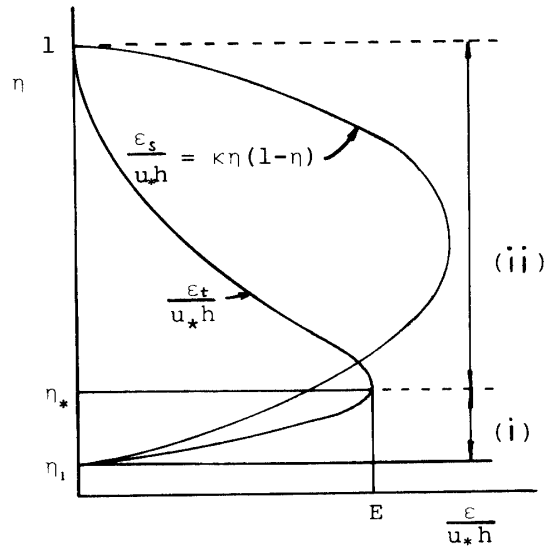


Fig. 1 Eddy viscosity distribution.

界面では ϵ_t は零であり、乱流底層内において最大値 $E = (\epsilon_t / u_* h)_{\max}$ をとるものとする。渦動粘性係数 ϵ_s と ϵ_t の分布形状の概念図を Fig. 1 に示す。粗度に起因する渦動粘性係数 ϵ_t が最大値となる高さ η_* を境にして、違った流れ場に接続することから、その分布形状は異なるはずである。このため、 η_* を境にして壁面側と水表面側とに分けて渦動粘性係数の分布形状を与え、便宜的に η_* より壁面側を内層、水表面側を外層と呼ぶことにする。

内層：内層における渦動粘性係数の ϵ_t の分布として

$$\left(\frac{\epsilon_t}{u_* h} \right)_{\eta=0} = 0, \quad \left(\frac{\epsilon_t}{u_* h} \right)_{\eta=\eta_*} = E, \quad \frac{d}{d\eta} \left(\frac{\epsilon_t}{u_* h} \right)_{\eta=\eta_*} = 0 \tag{4}$$

を満足する最も単純な次式を仮定する。

$$\frac{\epsilon_t}{u_* h} = \frac{E}{\eta_*} \eta \left(2 - \frac{\eta}{\eta_*} \right) \tag{5}$$

合成された渦動粘性係数 $\epsilon = \epsilon_s + \epsilon_t$ は

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{u_* h} &= K \eta (1 - \eta) + \frac{E}{\eta_*} \eta \left(2 - \frac{\eta}{\eta_*} \right) \\ &= \left(K + \frac{2E}{\eta_*} \right) \eta - \left(K + \frac{E}{\eta_*^2} \right) \eta^2 \\ &= b_1 \eta - a_1 \eta^2 \end{aligned} \tag{6}$$

と与えられる。

外層：外層における渦動粘性係数 ϵ_s の分布としては

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\epsilon_s}{u_* h} \right)_{\eta=\eta_*} &= E, \quad \frac{d}{d\eta} \left(\frac{\epsilon_s}{u_* h} \right)_{\eta=\eta_*} = 0 \\ \left(\frac{\epsilon_s}{u_* h} \right)_{\eta=1} &= 0, \quad \frac{d}{d\eta} \left(\frac{\epsilon_s}{u_* h} \right)_{\eta=1} = 0 \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

を満足する最も単純な次式を仮定する.

$$\frac{\epsilon_t}{u_* h} = \frac{E}{(1-\eta_*)^3} (1-\eta)^2 (1-3\eta_*+2\eta) \quad (8)$$

合成渦動粘性係数は

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{u_* h} &= K\eta(1-\eta) + \frac{E}{(1-\eta_*)^3} (1-\eta)^2 (1-3\eta_*+2\eta) \\ &= (1-\eta) \left[\frac{1-3\eta_*}{(1-\eta_*)^3} E \right. \\ &\quad \left. + \left\{ K + \frac{1+3\eta_*}{(1-\eta_*)^3} E \right\} \eta - \frac{2E}{(1-\eta_*)^3} \eta^2 \right] \\ &= (1-\eta)(c_2 + b_2\eta - a_2\eta^2) \end{aligned} \quad (9)$$

2.2. 平均流速分布

流れ場を粘性底層, 内層, 外層に分けて平均流速分布を求める. 等流流れの運動方程式は次式となる.

$$\frac{\tau}{\rho} = \nu \frac{du}{dy} - \overline{\rho u'v'} = (\nu + \epsilon) \frac{du}{dy} \quad (10)$$

粘性底層 ($\eta \leq \eta_1$): 粘性底層の厚さは, 粗壁面におけるものよりも厚い滑平面においても極めて薄い層なので, この層内のせん断力は一定, すなわち定せん断層であるものとする. 流体粘性の作用が卓越している層であるから, 流体粘性のみを考えて, 運動方程式を $y=0$ で $u=0$ の条件で積分すると, 流速分布は次式となる.

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu} = \frac{u_* h}{\nu} \eta, \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{ghI} \quad (11)$$

ここに, τ_0 は壁面せん断力, I は河床勾配, h は水深, g は重力の加速度である.

内層 ($\eta_1 < \eta < \eta_*$): せん断力分布を直線分布とすると, 運動方程式は次のようになる.

$$\frac{\tau}{\rho} = u_*^2 (1-\eta') = \nu \left(1 + \frac{u_* h}{\nu} \frac{\epsilon}{u_* h} \right) \frac{du}{dy} \quad (12)$$

ここに, $\eta' = \eta - \eta_1$, $y' = y - y_1$ である.

上式に式(5)の渦動粘性係数を代入し, $\eta = \eta_1$ で

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* h}{\nu} \eta_1 \quad (13)$$

なる条件で積分すると

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_*} &= \frac{u_* h}{\nu} \eta_1 + \frac{1}{2a_1} \ln \left| \frac{c_1 + b_1(\eta - \eta_1) + a_1(\eta - \eta_1)^2}{c_1} \right| \\ &\quad - \left(1 - \frac{b_1}{2a_1} \right) \frac{1}{\sqrt{D_1}} \\ &\quad \times \ln \left| \frac{2a_1(\eta - \eta_1) - (b_1 + \sqrt{D_1})(b_1 - \sqrt{D_1})}{2a_1(\eta - \eta_1) + (b_1 + \sqrt{D_1})(b_1 - \sqrt{D_1})} \right| \end{aligned} \quad (14)$$

ここに, $a_1 = K + \frac{E}{(\eta_* - \eta_1)^2}$, $b_1 = K + \frac{2E}{(\eta_* - \eta_1)}$, $c_1 = \frac{\nu}{u_* h}$, $D_1 = b_1^2 + 4a_1 c_1$ である.

外層 ($\eta \geq \eta_*$): 外層の流速分布は式(12)に式(9)の渦動粘性係数を代入し, 流速の連続条件

$$\frac{u}{u_*} = \left(\frac{u}{u_*} \right)_{\eta=\eta_*} \quad \text{at} \quad \eta = \eta_*$$

で積分することにより, 次式ようになる.

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_*} &= \frac{u_* h}{\nu} \eta_1 + \frac{1}{2a_1} \ln \left| \frac{c_1 + b_1(\eta_* - \eta_1) - a_1(\eta_* - \eta_1)^2}{c_1} \right| \\ &\quad - \left(1 - \frac{b_1}{2a_1} \right) \frac{1}{\sqrt{D_1}} \\ &\quad \times \ln \left| \frac{2a_1(\eta_* - \eta_1) - (b_1 + \sqrt{D_1})(b_1 - \sqrt{D_1})}{2a_1(\eta_* - \eta_1) - (b_1 - \sqrt{D_1})(b_1 - \sqrt{D_1})} \cdot \frac{b_1 - \sqrt{D_1}}{(b_1 + \sqrt{D_1})} \right| \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{D_2}} \\ &\quad \times \ln \left| \frac{2a_2(\eta - \eta_1) - (b_2 + \sqrt{D_2})}{2a_2(\eta - \eta_1) - (b_2 - \sqrt{D_2})} \cdot \frac{2a_2(\eta_* - \eta_1) - (b_2 - \sqrt{D_2})}{2a_2(\eta_* - \eta_1) - (b_2 + \sqrt{D_2})} \right| \end{aligned} \quad (15)$$

ここに,

$$\begin{aligned} a_2 &= \frac{2E}{\{1 - (\eta_* - \eta_1)\}^3}, \quad b_2 = K + \frac{1+3(\eta_* - \eta_1)}{\{1 - (\eta_* - \eta_1)\}^3} E \\ c_2 &= \frac{1-3(\eta_* - \eta_1)}{\{1 - (\eta_* - \eta_1)\}^3} E, \quad D_2 = b_2^2 + 4a_2 c_2 \end{aligned} \quad \text{である.}$$

平均流速は式(13), (14), (15)を積分して次式のように得られる.

$$\begin{aligned} \frac{V}{u_*} &= \frac{u_* h}{\nu} \eta_1 \left(1 - \frac{\eta_1}{2} \right) - \frac{\eta_* - \eta_1}{a_1} \\ &\quad + \frac{1}{a_1} \left(1 - \frac{\eta_1}{2} - \frac{b_1}{2a_1} \right) \\ &\quad \times \ln \left| \frac{a_1(\eta_* - \eta_1)^2 - b_1(\eta_* - \eta_1) - c_1}{c_1} \right| \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{D_1}} \left\{ \left(1 - \frac{b_1}{2a_1} \right) \left(1 - \eta_1 - \frac{b_1}{2a_1} \right) + \frac{D_1^2}{4a_1} \right\} \\ &\quad \times \ln \left| \frac{2a_1(\eta_* - \eta_1) - (b_1 - \sqrt{D_1})(b_1 - \sqrt{D_1})}{2a_1(\eta_* - \eta_1) - (b_1 + \sqrt{D_1})(b_1 - \sqrt{D_1})} \cdot \frac{(b_1 - \sqrt{D_1})}{(b_1 + \sqrt{D_1})} \right| \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{D_2}} \left(1 - \eta_1 - \frac{b_2}{2a_2} \right) \\ &\quad \times \ln \left| \frac{2a_2(\eta_* - \eta_1) - (b_2 + \sqrt{D_2})}{2a_2(\eta_* - \eta_1) - (b_2 - \sqrt{D_2})} \cdot \frac{2a_2(1 - \eta_1) - (b_2 - \sqrt{D_2})}{2a_2(1 - \eta_1) - (b_2 + \sqrt{D_2})} \right| \\ &\quad + \frac{1}{2a_2} \ln \left| \frac{a_2(1 - \eta_1)^2 - b_2(1 - \eta_1) - c_2}{a_2(\eta_* - \eta_1)^2 - b_2(\eta_* - \eta_1) - c_2} \right| \end{aligned} \quad (16)$$

3. 実験装置と実験方法

実験水路は Fig. 2 に示す鉄製可変勾配水路である。水路床はモルタル仕上げされ、その上に平均粒径 d が 13.5mm と 4.4mm のほぼ均一な軽量骨材をペンキで密に貼り付けた。砂粒は一層で、ペンキは砂粒と床面を貼り付ける最少量となるように心がけた。

Flume No.	Length (cm)	Width (cm)	Depth (cm)	Roughness Element (cm)	
				Bottom	Side
I	860.0	41.0	21.0	1.35	—

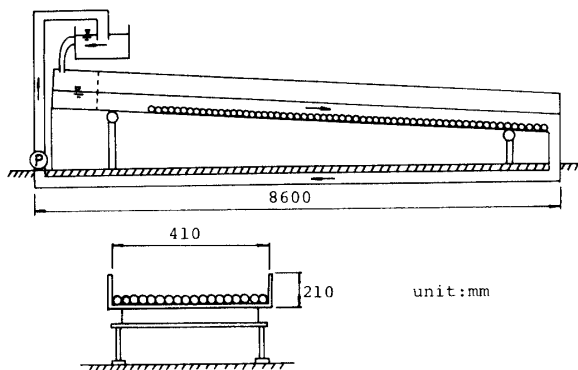


Fig. 2 Experimental channel.

平均流速分布の測定は、砂粒近傍の流れの局所性を平均化するために、直径 10mm のステンレス管の先端を 0.5mm×14.4mm の矩形断面に仕上げたピトー管で行なった。このピトー管の係数はあらかじめ実験前に検定を行なって定めた。なお、床面近くの流速は小さいので、差圧測定精度を上げるため、著者¹¹⁾らが開発した自動制御付天秤式差圧計を用いた。

水深の測定は、水深が砂粒径の 1~5 倍と小さく水面が荒れること、ならびに等流状態であることを確認するため、流れ方向と横断方向のそれぞれ 3ヶ所 (計 9ヶ所) に設置した静圧管で行なった。静圧測定には簡易天秤式差圧計を用いた。

変動流速の測定には X 型熱線プローブを用いた。その際、各熱線の温度特性がきわめてわずかであるが異なるため、両熱線の温度を等しくして測定を行なった。

4. 実験結果

測定したレイノルズ応力の一部を描点したのが Fig. 3 である。熱線プローブの径が河床粒径に比べて小さいので、砂粒近傍流れの局所性の影響で河床近くにお

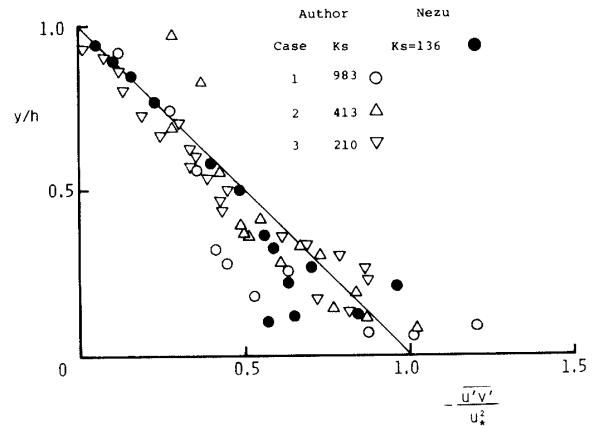


Fig. 3 Reynolds stress distribution.

ける描点の散乱は大きい、レイノルズ応力の分布は直線分布とみてよいであろう。以下のデータ処理において、せん断力分布は直線分布であるとする。

渦動粘性係数を求める場合、この値に大きく影響をもつのは速度勾配 du/dy である。 du/dy は、流速分布を 5~9 点の実測値を最小二乗法を用いて 2 次曲線を与え、この曲線の中央実測点での一階微分値として与えた。このようにして求めた渦動粘性係数値ならびに速度分布が対数分布則に従う場合の渦動粘性係数値

$$\frac{\epsilon}{u_* h} = K\eta(1-\eta) \quad (17)$$

を前者から差引いた値を描点した 1 例が Fig. 4 である。後者の描点は理論的考察において仮定した $\epsilon_i/u_* h$ に相当するものである。先に推測したように、分布形状は最大値高さに対して対称にはなっていない。描点の散乱が大きいので、分布形状の決定は今後より精度のいい、多くの測定を必要とする。

粗度に起因するものとみられる渦動粘性係数の最大値 $E = \epsilon_i/u_* h$ 、ならびにその出現高さ $\eta_* = y_*/h$ を求め、相対粗度 $k_s/h (= d/h)$ に対して描点したものが Fig. 5, 6 である。実験総数は 40 であるが、前述した方

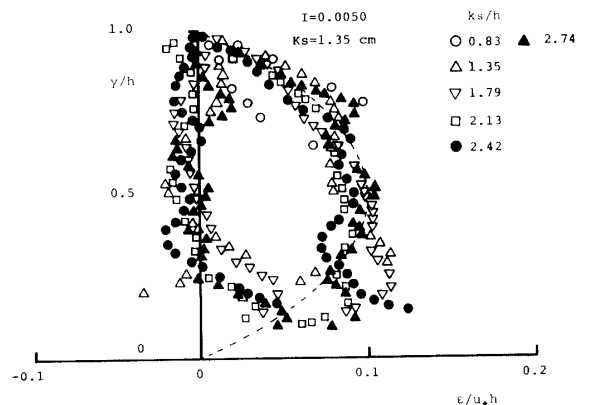


Fig. 4 Distribution of eddy viscosity coefficient.

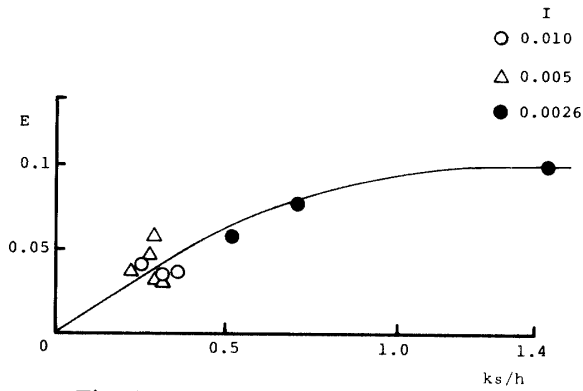


Fig. 5 Relation between E and k_s/h .

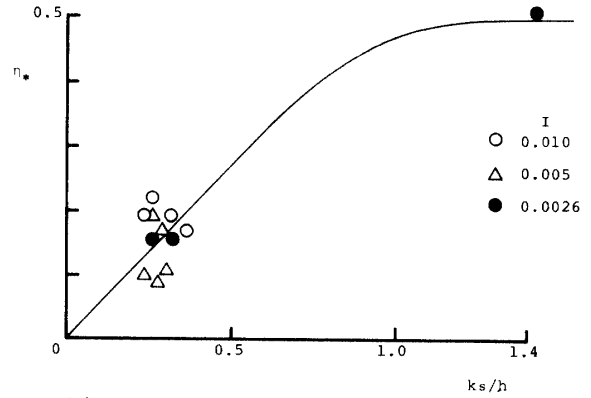


Fig. 6 Relation between η_* and k_s/h .

法で渦動粘性係数を求めていないため、河床近くの値が決められず、実験数に比べ描点数が極端に少なくなった。

E ならびに η_* の挙動を把握するには描点数が少なすぎるが、栗原が粗滑遷移領域の抵抗則について行

なった考察結果、すなわち、乱流底層の厚さは粗度の大きさ程度で、乱れ強さは一定となることを参考にし、 E ならび η_* の挙動を図中の曲線で表わすことにする。

図中の曲線はそれぞれ次式で与えられる。

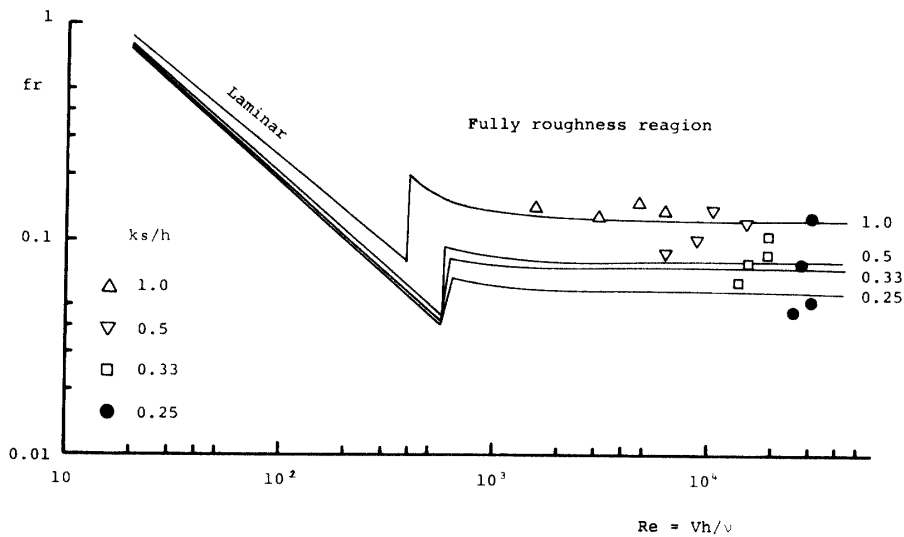


Fig. 7 Friction coefficient (parameter: k_s/h).

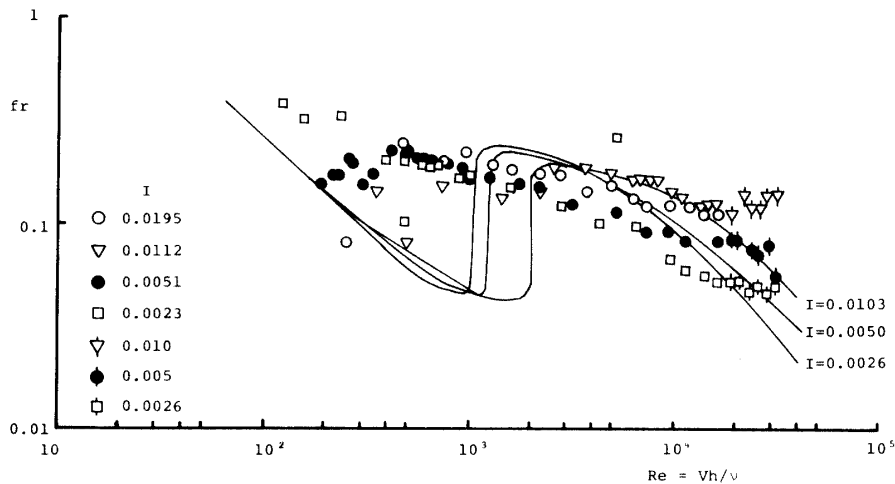


Fig. 8 Friction coefficient (parameter: I).

$$E=0.1 \tanh \left\{ \frac{\alpha}{0.1} \left(\frac{k_s}{h} + \frac{1}{3} \left(\frac{k_s}{h} \right)^2 \right) \right\} \quad (18)$$

$$\eta_* = 0.5 \tanh \left(\frac{k_s}{h} \right) \quad (19)$$

E, η_* は粗度の配列や粗度 Re 数 (u_*k_s/ν) などの影響を受けるはずで、今後これらについて検討する必要がある。

Fig. 7, 8 は、相対粗度 k_s/h と河床勾配 I をパラメーターとして、抵抗係数 f_r とレイノルズ数 Vh/ν との関係を描点したものである。図中の曲線は理論的考察結果を数値的に検討（後述）した結果である。

5. 数値的検討

理論的考察によって得られた式(10)において、実験的に決められるべき未知数のうちの E, η_* は前節で式(18), (19)と決められた。残された粘性底層の厚さ η_1 を Nikuradse の実験結果、ならびに石原らの実験結果を用いて求め、抵抗係数について数値的に検討する。

3節で得られた慣性領域における流速分布式(15)と Nikuradse の実験結果とを比較する。このために、式(10)を粗度 Re 数 u_*k_s/ν が充分大きく、 $\eta \approx 1, k_s/h \ll 1$ なる条件で簡略化すると、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_*h}{\nu} \eta_1 + \frac{1}{K} \ln \left| \frac{\eta}{\eta_1} \right| \quad (20)$$

となる。

Nikuradse の実験結果を次式で表わすことにする。

$$\frac{u}{u_*} = A_r \left(\frac{u_*k_s}{\nu} \right) + \frac{1}{K} \ln \frac{y}{k_s} \quad (21)$$

$$A_r = 8.5 + 0.774 \left(\frac{u_*k_s}{\nu} - 3.3 \right)^{\frac{1}{2}} \times \exp \left\{ -0.077 \left(\frac{u_*k_s}{\nu} - 3.3 \right) \right\}$$

上式は、遷移領域から粗領域について十分な精度で適用できる。

式(20)と式(21)とを比較することによって、粘性底層厚さ η_1 は次の式によって与えられる。

$$\frac{u_*h}{\nu} \eta_1 - \frac{1}{K} \ln |\eta_1| = A_r + \frac{1}{K} \ln \left| \frac{h}{k_s} \right| \quad (22)$$

式(10)を上述の条件で簡略化すると、

$$\frac{V}{u_*} = \frac{u_*h}{\nu} \eta_1 + \frac{1}{2\alpha} \frac{h}{k_s} \ln |\eta_1| \quad (23)$$

となる。

石原らは薄層流抵抗則として次の式を提案している。

乱流領域 ($u_*h/\nu > 100$)

$$\frac{V}{u_*} = 5.75 \log \frac{\sqrt{gh} \cdot h}{\nu} - 3.6$$

遷移領域 ($2.37 - 8.625 \log I < u_*h/\nu < 100$)

$$\frac{V}{u_*} = 7.9 - 2.875 \log I$$

層流領域 ($u_*h/\nu < 2.37 - 8.625 \log I$)

$$\frac{V}{u_*} = \frac{1}{3} \frac{u_*h}{\nu}$$

(24)

式(23)と式(24)とを比較することによって粘性底層厚さ η_1 が求められる。

上述の2通りの方法で求めた粘性底層厚さ η_1 を用いて、式(10)から求めた抵抗係数 f_r と Re 数 Vh/ν の関係が Fig. 7, 8 中の曲線である。

Fig. 7 より、相対粗度 $k_s/h=1$ の場合には計算値と実験描点とはよく一致しているが、他の場合には、実験描点が少なく断定出来ないが、計算値と実験描点の値とはオーダー的には一致しているが、レイノルズ数に対する傾向が異なっている。

Fig. 8 の計算曲線は Re 数が $3 \sim 4 \times 10^3$ で交叉していて、実験描点は Re 数が 10^3 程度で交叉し、両者の勾配による変化の挙動は一致している。石原らが定義した遷移領域から乱流領域に移行するところで計算値は急変している。一方、遷移領域にある実験描点は乱流領域における描点傾向の延長上にあつて、遷移領域から層流領域へ移行するところで抵抗係数値が小さくなる傾向がみられる。全体的に計算曲線の Re 数による変化を小さくし、 Re 数を1桁小さくしたものが実験描点の傾向となっている。

従来の対数分布則に基づく抵抗係数は、相対粗度 k_s/h と粗度 Re 数 u_*k_s/ν によって規定されるが、Fig. 8 の結果より、急勾配水路ならびに大粗度水路においては、このような評価では河床勾配の影響は十分に評価できないと考えられる。

6. 結 語

河床粗度近傍におけるきわめて複雑な流れの流体力学的特性を表示する方法として粗度に起因する渦動粘性係数を用いて、粗面開水路抵抗則について理論的考察を行ない、その中で実験的に決められるべき量についての実験結果ならびに従来の実験結果を用いて理論的考察結果を数値的に検討した。その結果、次のようなことが明らかになった。

1. 得られた速度分布則は本質的には対数分布則で、従来の対数分布則での仮想壁面高さを粘性底層厚さと乱流底層厚さとで表わしたものである。
2. 粘性底層厚さは抵抗係数の絶対値を大きく左右し、本研究の方法により抵抗則を検討する場合にはきわめて重要な要素である。
3. 相対粗度が大きく、河床勾配が急な開水路流れに対して、従来の対数分布則による河床勾配の評価は十分なものではない。
4. 粗度近傍における渦動粘性係数は対数分布則から得られる値よりもはるかに大きな値である。その挙動は今後の課題である。

終りに、自動制御式差圧計の製作に御協力下さった工業短期大学部電気工学科大崎堅氏、ならびに本研究に御協力いただいた岡田武司、朝日理登、小松久詩の諸氏に深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Bathurst, J. B.: Flow resistance of large-scale roughness, *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, **104**, HY2, 1582-1602 (1978).
- 2) Hartung, F. and Scheuerlein, H.: Macro-turbulent flow in steep open-channels with high natural roughness, *Proc. of the twelfth Congress of the International Association for Hydraulic Research, Fort Collins, Colo.*, **1**, 1-8 (1967).
- 3) Scheuerlein, H.: The mechanics of flow in steep roughness open-channels, *Proc. of the fifteenth Congress of the International Association for Hydraulic Research, Istanbul, Turkey*, **1**, 457-465 (1973).
- 4) Ashida, K. and Bayazit, M.: Initiation of motion and roughness of flows in steep channels, *Proc. of the International Association for Hydraulic Research, Istanbul, Turkey*, **1**, 475-484 (1973).
- 5) Bayazit, M.: Free surface flow in a channel of large relative roughness, *Journal of hydraulic research, International Association for Hydraulic Research*, **14**, 115-126 (1976).
- 6) Herbich, J. B. and Shulits, S.: Large-scale roughness in open-channel flow, *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, **90**, HY6, 203-230 (1940).
- 7) Adachi, S.: Studies on the artificial roughness, *Proc. of the Japan Society of Civil Engineers*, No. 104, 33-44 (1964).
- 8) 栗原道徳：粗滑遷移領域に於ける管流の抵抗則について、九州大学流研報告、Vol. VII, No. 4, (1951).
- 9) 石原藤次郎・岩垣雄一・合田 健：薄層流に関する研究（第1報）、土木学会論文集、No. 6, 31-38 (1946).
- 10) 岩垣雄一：薄層流に関する研究（第2報）、土木学会誌、No. 35-12, 10-14 (1950).
- 11) 深田三夫・齊藤 隆・大崎 堅・田中保弘：水位および極微小差圧の新計測について、山口大学工学部研究報告、**31**, 179-188 (1980).
- 12) 柵津家久：開水路乱流の乱れ強度に関する研究、土木学会論文集、No. 261, 67-76 (1977).

(昭和58年4月15日 受理)