

粗面開水路抵抗則に関する検討

山口大学工学部 斉 藤 隆
山口大学工学部 ○狩 野 晋 一
西部ガス 溝 口 敬 義
山口大学工学部 河 元 信 幸

対数分布は、壁面近傍における極めて複雑な流れ場が抵抗則に及ぼす影響を仮想壁面高さによって実験的に評価している。このため急勾配流れ、相対粗度の大きな流れなどに対して、対数分布則の適用は困難であることが実験、実測によって明らかにされている。また、河床近傍における物質の移動、拡散などの河床近傍における現象を適切に評価することを困難にしている。

本研究は、数年来、平均壁面せん断力の直接測定、偏平ピトー管による詳細な平均流速分布の測定、ならびに蛍光塗料をトレーサーとした流れの可視化によって河床近傍の複雑な流れ特性を検討して来た結果をふまえて、河床近傍の粗度に起因すると考えられる乱れ特性を渦動粘性係数で評価することによって平均流速分布則を導き、壁面近傍の渦動粘性係数分布を規定する特性値を数値的に検討したものである。

図-1は、数年来の渦動粘性係数分布に関する実験結果を大胆に仮定したもので、流れ場は次の4つに分割される。

- (1) 粗度要素表面に沿う粘性底層流れの効果を平均的な厚さで置換した流体粘性が卓越した流れ場
- (2) 粗度要素に起因する乱れが卓越している流れ場
- (3) (2)、(4)の干渉領域とみられる流れ場
- (4) 対数法則領域と云われる流れ場で、対数分布則はこの流れ場だけで構成される。

二次元等流流れに対する運動方程式に、図-1に示す渦動粘性係数分布を代入し、壁面で流速 $U=0$ 、各流れ場の境界高さで流速が連続するとの条件で積分すると平均流速分布式が得られる。得られた平均流速分布式を壁面から水表面まで積分することによって断面平均流速が得られる。

得られた式形は複雑であることと、紙面の都合上から、後述する検討に必要な表示式にとどめ、発表時に示すことにする。

対数領域における平均流速分布式

$$\frac{U}{U_*} = AR \left(\frac{U_* H}{\nu}, \frac{U_* H}{4 \epsilon_{tm}}, \frac{U_* H d}{\epsilon_{dm}} \text{ or } \frac{U_* H}{\epsilon_{dm}}, \eta_d, \frac{d}{H} \right) + \frac{U_* H}{4 \epsilon_{tm}} (1 - \eta_d)^2 \ln \frac{y'}{d}$$

d : 粗度粒形、他は図-1を参照

図-1 渦動粘性係数分布

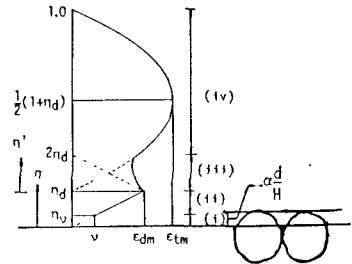


図-2 $(Yd/d)-1 \sim d/H$ の関係

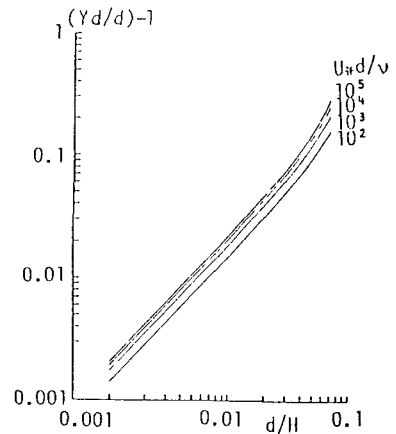
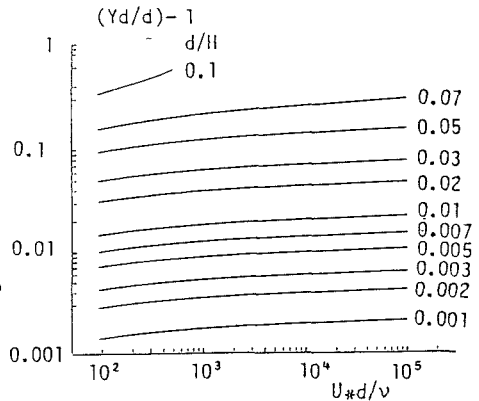


図-3 $(Yd/d)-1 \sim U_* d / \nu$ の関係



断面平均流速

$$\frac{U}{U_*} = \overline{AR} \left(\frac{UH}{\nu}, \frac{UH}{4\varepsilon_{tm}}, \frac{U \cdot d}{\varepsilon_{dm}} \text{ or } \frac{U \cdot H}{\varepsilon_{dm}}, \eta_d, \frac{d}{H} \right) + \frac{U \cdot H}{4\varepsilon_{tm}} (1 - \eta_d) \approx \ln \frac{H}{d}$$

上式と対数分布式とを比較するために、 R 、数、相対水深 H/d が充分大きく、 $y' \approx H$ なるところを考えると、 $\eta_d \ll 1$ なることから

$$\frac{U \cdot H}{4\varepsilon_{tm}} = \frac{1}{K}$$

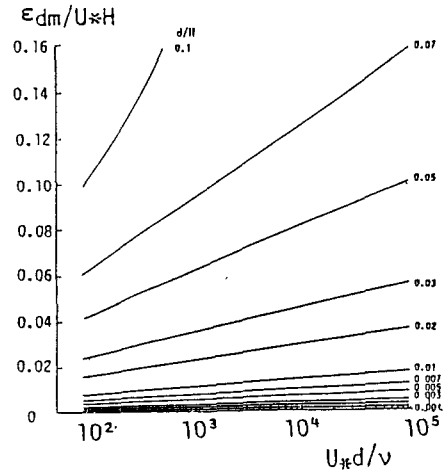
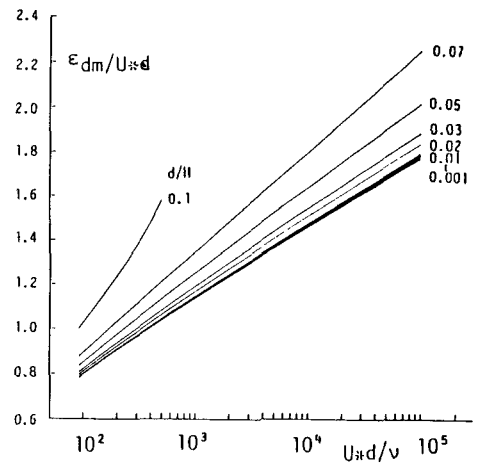
が得られる。したがって、 $\overline{AR}$ 、 $\overline{AR}$ に含まれる未知のパラメーターは $U \cdot d / \varepsilon_{dm}$ 、 η_d の2つの無次元量である。すなわち、壁面近傍における粗度に起因する流れ場における渦動粘性係数の最大値ならびにその出現高さの無次元量である。

R 、数、ならびに相対粗度を系統的に変え、 $\overline{AR}=8.5$ 、 $\overline{AR}=6.0$ を同時に満足する2つの未知量を試算で求めた結果が図-2～図-6である。

図-2、図-3は、粗度 R 、数および相対粗度をパラメーターとして、最大渦動粘性係数値の出現高さを相対粗度、および粗度 R 、数に対して描いたものである。最大渦動粘性係数値の出現高さは相対粗度に対してほぼ比例して大きくなっていき、相対粗度が0.02を超えるとその増大率が大きくなっている。粗度 R 、数による最大渦動粘性係数値の出現高さの変化はあまりなく、粗度 R 、数の増大に伴ない各相対粗度に対して一定値に漸近している。

図-3は最大渦動粘性係数を摩擦速度ならびに水深によって無次元化し、相対粗度をパラメーターとして、粗度 R 、数に対して描いたものである。相対水深が小さい場合には、粗度 R 、数による最大渦動粘性係数値はほとんど変化しないが、相対粗度が大きくなるほど、粗度 R 、数による最大渦動粘性係数値の変化が大きくなっている。

図-4、5は、粗度に起因すると考えられることから、最大渦動粘性係数を摩擦速度ならびに粗度粒径によって無次元化して、相対粗度ならびに相対 R 、数をパラメーターとして、相対 R 、数ならびに相対粗度に対して描いたものである。最大渦動粘性係数の値は、粗度 R 、数に伴ない大きくなり、相対粗度が大きいほど粗度 R 、数に伴なって増大していく割合が大きい。通常、流砂などが対象となる現象では粗度 R 、数は1000以下であり、抵抗則を考える場合には粗度 R 、数は100のオーダーである。このような通常の場合では、最大渦動粘性係数の値は、相当粗度が0.05以下では、ほぼ一定値となっていて、対数分布則が成立する流れの条件の範囲と一致していることが注目される。

図-4 $\varepsilon_{dm}/U \cdot H \sim U \cdot d/\nu$ の関係図-5 $\varepsilon_{dm}/U \cdot d \sim U \cdot d/\nu$ の関係図-6 $\varepsilon_{dm}/U \cdot d \sim d/H$ の関係