

1. 流体抵抗の表示について 1次元運動を考える。空隙内の実質流速 u は、断面平均流速 u と $u = \varepsilon u'$ (ε は空隙率) の関係がある - Dupuit の仮定 - とすると、単位体積当りの流体抵抗を F 、圧力を p 、流体の密度を ρ として透過層内の運動方程式及び F は次のように表示できる。

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\varepsilon} F, \quad \frac{F}{\rho} = f_1 \frac{u}{R} + f_2 \frac{1}{2R} |u| \cdot u + \frac{1}{\varepsilon} C_D \frac{u^2}{2} \quad (1)$$

ここで ν は流体の動粘性係数, R は $R = \varepsilon V / S$ (V : 透過層の全容積, S : ぬれ面積) で定義される hydraulic radius である。ここで流速と同位相の抵抗(抗力)を次式の様に表示して線形抵抗 f_1 と抗力係数 C_D を定義する。

$$\frac{F}{\rho} = f_1 \frac{u}{R} + f_2 \frac{1}{2R} |u| \cdot u = f_1 \frac{u}{R} + C_D \frac{1}{2R} |u| \cdot u \quad (2)$$

振動流の場合の諸量を () u , 定常流の場合(振動数 $f=0$) については () s をつけて示すと

$$(f_1)_s = (f_1)_u + \frac{1}{2} (f_2)_s \cdot (Re)_s, \quad (C_D)_s = \frac{2(f_2)_s}{(Re)_s} + (f_2)_s, \quad (f_2)_s = (Re)_s \cdot C_D \quad (3)$$

$$(f_1)_u = (f_1)_s + \frac{4}{3\pi} (Re)_u \cdot (f_2)_u, \quad (C_D)_u = \frac{3\pi}{4} \left(\frac{1}{(Re)_u} (f_1)_u + (f_2)_u \right), \quad (f_2)_u = \frac{4}{3\pi} (Re)_u (C_D)_u \quad (4)$$

振動流については Lorentz の等価性事則を適用した。(Re) $s = uR / \nu$, (Re) $u = u_0 R / \nu$ (u_0 は振動流速を $u = u_0 \sin 2\pi f t$ とした時の最大流速) は Reynolds 数である。以下、角材及び塩ビ管により構成された透過層の場合の抵抗について、実験により得られた知見を 2, 3 報告する。

2. 抗力係数 C_D と透過層境界面における抵抗について。透過層に作用する流体力すなわち流体抵抗は透過層空隙内部における粘性及び流れの乱れの作用によるエネルギー散逸によって生じるが、その作用は透過層内部のみで生じるのではなく、透過層境界面(流体域と透過層域との境界面)の流水断面積が急激に変化する付近では特に大きい事が分かった。

これを例えば定常流の場合の (C_D) s についてみると図-1 の [I-1] 及び [II-1] は透過層のみの (C_D) s [I-2], [II-2] は境界面抵抗を含めた (C_D) s を示している。この場合境界面抵抗が内部抵抗の約 8 割を占めており透過層の長さや短い場合無視ではいけない。同図の [I-3], [II-3] は境界面(下流端面を含む)の単位面積当りの抵抗を次で示したものである。この事から例えば現実には乱れのある水平孔をもつ透過性防波堤の場合、水平孔内部でのエネルギー散逸は円管内の振動流とみなされるが、堤体の内外両面の水域への噴流効果によるエネルギー散逸にその効果を期待していると考えられる。なお図-1 の [III], [IV], [V] は C_D の f による違いを示したものである。(本報告に挙げた振動流の場合の実験結果はいずれも実験装置の段階で内部抵抗と境界面抵抗は分離してはいない。)

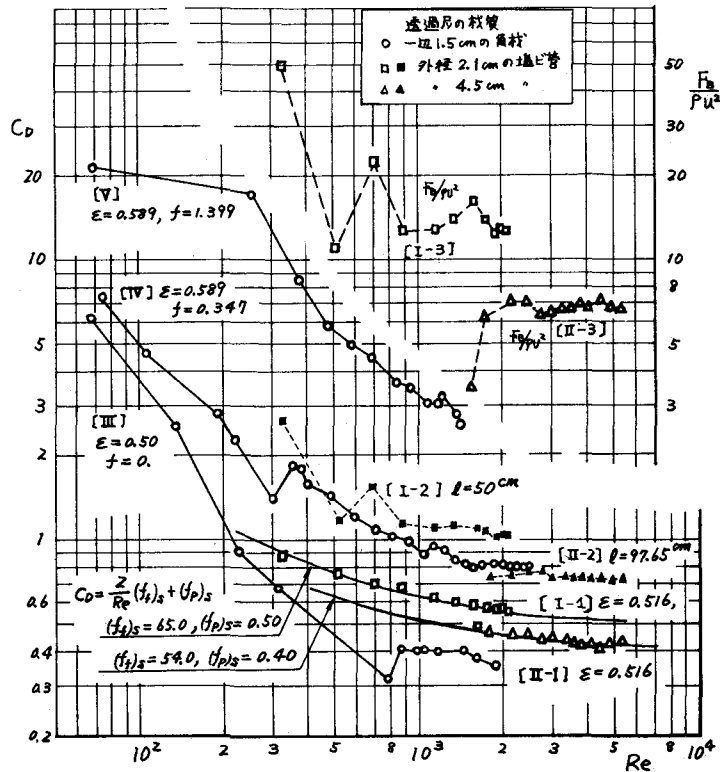


図-1 抵抗係数および境界面抵抗係数

3. 附加質量について。透過層内における流体の加速度に比例する抵抗いわゆる質量力

$$F_m = M' \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial t} + (1 + C_m) M'' \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (M = \varepsilon \rho V, M' = (1 - \varepsilon) \rho V) \quad (5)$$

と示される。第1項は透過層内の流体を加速するために要される抵抗で第2項は附加質量力である。一般に附加質量力は運動方程式中に入ってくる(上式中 $M' \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial t}$) ので、特に外力として考慮しないという考えもあるが、実質流速でなく平均流速を用いる透過層内の流体運動の場合、空隙率の効果のみしか評価されず(物体が加速度運動する時の C_m に対し、流体が運動するときは1に大きい。この1に相当)透過層を構成する物体の形状に関する附加質量力は与えられない。そこでこれについては実験的に求める必要がある。図-2に実験結果の概を示す。なお C_m を考慮することは計算上は既述の空隙率 $\varepsilon = \varepsilon / (1 + C_m)$ を用いることに相当する。井島教授らの透過層材料物ではこの1を考慮で計算されており例えは実験値の $\varepsilon = 0.57$ 、計算上の $\varepsilon = 0.30$ のとき、 $C_m = 0.7$ とある。

4. 線形抵抗係数について。

透過層内の水理現象を理論的に解析する場合、基本式が非線形と付くことを避けるために線形抵抗を仮定することが多く、 k_L の特性を調べる意義はここにある。 k_L を支配する要素は多く、その相関式の確立(実験結果の値と現場に適用が重要)には未だ至っていないが、定性的な特性は $(f_p)u$ 、 $(f_p)u$ の特性と合わせて考察することにより、かなり明らかになる。図3は径1.8 cm の塩ビ管で構成した透過層における $(k_L)u$ と式(2)で $\frac{1}{2} F_0 = (u_s / \sigma) \cdot u$ ($\sigma = 2\pi f$) としたときの u_s / σ の、 $(Re)u$ 、 f および u_0 / d (これは粒子の移動距離と透過層構成材の代表径—の場合塩ビ管の外径 d —の比、一種のStrouhal数の逆数)との関係を示したものである。 u_0 / d が小さい時は構成材の境界層は剥離せず抵抗は層流振動境界層によるものが支配的と考えられ、 $(k_L)u$ ($\approx (f_p)u$ 、式(4)で $(f_p)u \approx 0$ とおいて)は、 f が大きいほど大きく $(Re)u$ に余り関係しない。 u_0 / d または $(Re)u$ が大きくなり境界層が剥離すると空隙内に乱流域が広がり $(f_p)u$ が $(k_L)u$ の特性を支配するようになる。なお $(f_p)u$ の f 及び $(Re)u$ との関係は小さい。本研究は現在も継続中であり、詳細は別の機会に発表したい。

参考文献: 井島武士他(1975)『透過層体の流体抵抗と立上防波堤への適用』第12回海工講演文集

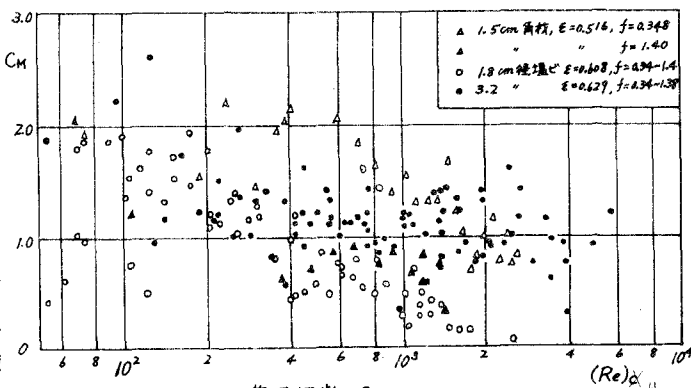


図-2 附加質量係数 C_m

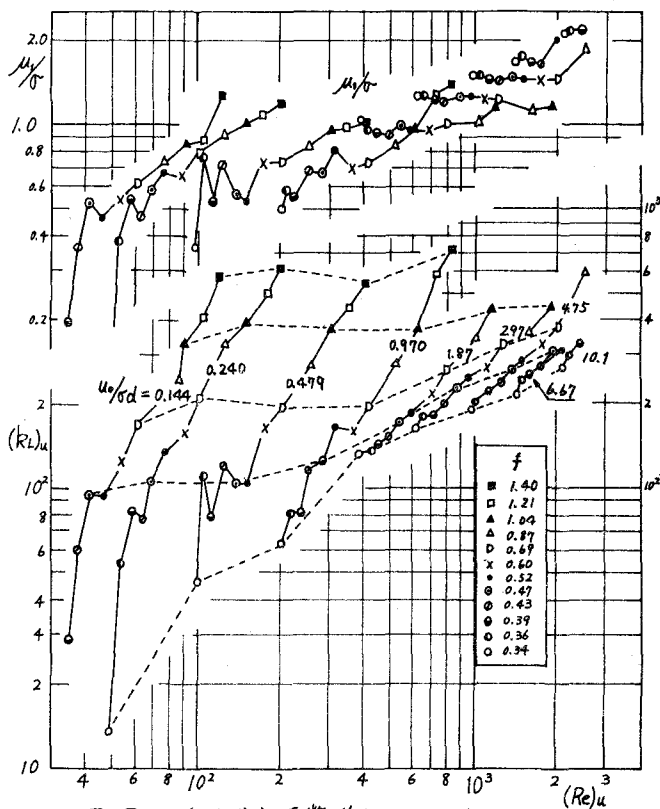


図-3 線形抵抗係数 $(k_L)u$ と u_0/d