

連続体手法による掃流砂量式

京都大学防災研究所 正 員 江頭 進治 京都大学防災研究所 正 員 芦田 和男
京都大学大学院 学生員 田野中 新 株式会社大林組 正 員 〇高橋 徹也

1. はじめに 砂礫と水の混合物の流れを連続体として取扱い、流速分布式、および流砂量式を導く。さらに、掃流力の小さい領域から、集合流動が生ずるような領域における水路実験データと流砂量式の比較を行う。

2. 流速分布式 図-1のような、砂の層と水の層を持つ2次元等流を考える。ここに h_s は移動砂層の厚さである。砂の層の運動方程式は次のようである。

$$\begin{aligned} 0 &= \rho_m g \sin \theta + \frac{\partial \tau}{\partial z} \\ 0 &= \rho_m g \cos \theta - \frac{\partial p}{\partial z} \\ \rho_m &= \rho \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) c + 1 \right\} \end{aligned}$$

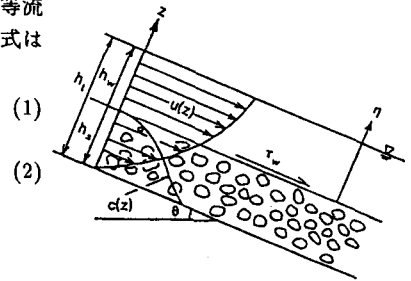


図-1

ここに、 ρ :水の密度、 ρ_m :混合物の密度、 g :重力加速度である。
また、砂の層における応力分布を次のように考える。

$$0 \leq z \leq d \text{ のとき } \tau = \tau_y + \tau_g \quad (3)$$

$$d \leq z \leq h_s \text{ のとき } \tau = \tau_y + \tau_g + \tau_f \quad (4)$$

ここに、 d は粒径、 τ_y は降伏応力、 τ_g は非弾性衝突による応力、 τ_f は間隙水の乱れによる応力である。これらに、江頭・芦田らの研究成果¹⁾を適用すれば、上式より流速分布が次のように得られる。

$$0 \leq z \leq d : u'(z') = \frac{2}{3} \frac{A^{1/2}}{\sqrt{f_g}} z'^{3/2} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} d \leq z \leq h_s : u'(z') &= \frac{2}{3} \frac{A^{1/2}}{\sqrt{f_f + f_g}} z'^{3/2} + u'_d \\ u'_d &= \frac{2}{3} A^{1/2} \left(\frac{1}{\sqrt{f_g}} - \frac{1}{\sqrt{f_f + f_g}} \right) z_1'^{3/2} \end{aligned} \quad (6)$$

ここに、 $f_f = k_f \frac{(1-c)^{5/3}}{c^{2/3}}$ 、 $f_g = k_g \frac{\sigma}{\rho} (1-e^2) c^{1/3}$ 、 $\sqrt{k_f} = 0.4$ 、 $A = \frac{h_s}{d^2 g} u_{*w}^2$ 、 $u_{*w} = \sqrt{g h_w \sin \theta}$

$$u' = \frac{u}{\sqrt{g h_s}} \quad , \quad z' = \frac{z}{h_s} \quad , \quad z_1' = \frac{d}{h_s}$$

c :体積濃度、 σ :粒子密度、 e :反発係数、 h_w :水流層厚である。

一方、移動砂層上方の水の層については、ブラントルの運動量輸送理論を用いれば、流速分布式が次のように得られる。

Shinji EGASHIRA, Kazuo ASHIDA, Shin TANONAKA, Tetsuya TAKAHASHI

$$h_s \leq d : u(z) = \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \frac{\ell_0 + \kappa(z - h_s)}{\ell_0} + \frac{2\sqrt{gh_s}}{3\sqrt{f_g}} A^{1/2}$$

$$h_s \geq d : u(z) = \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \frac{\ell_0 + \kappa(z - h_s)}{\ell_0}$$

$$+ \frac{2\sqrt{gh_s}}{3\sqrt{f_f + f_g}} A^{1/2} \left\{ 1 + \left(\sqrt{1 + f_f/f_g} - 1 \right) \left(\frac{d}{h_s} \right)^{3/2} \right\} \quad (8)$$

ここに ℓ_0 は砂の層と水の層の境界における混合距離で、
 $\ell_0 = \sqrt{k_f}((1-c)/c)^{1/3} d$ としている²⁾。

3. 流砂量式 砂層の単位幅流砂量を q_b とすると、これは次式のよう
 に定義される。

$$q_b = \int_0^{h_s} u(z) c(z) dz$$

ここで、 $c(z) = c_*/2 = 0.3$ (c_* は静止堆積層の粒子濃度) と近似し、式
 (5), (6), (9) より q_b を計算し無次元流砂量の形にすれば次式となる。

$$h_s \leq d : \Phi = \frac{4}{15} \frac{1}{\sqrt{f_g}} \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\beta^{1/2}}{(\beta + \tan \theta)^{5/2}} (\sigma/\rho - 1)^2 c_*^{5/2} \quad (10)$$

$$h_s \geq d : \Phi = \frac{4}{15} c \frac{1}{\sqrt{f_f + f_g}} \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\beta^{1/2}}{(\beta + \tan \theta)^{5/2}} (\sigma/\rho - 1)^2 \tau_*^{-5/2} \\ \times \left[1 - \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 + f_f/f_g} - 1 \right) \left\{ c \cos \theta \left(\frac{\tan \phi_s}{1 + \alpha} - \tan \theta \right) \right\}^{5/2} \tau_*^{-5/2} \right. \\ \left. + \frac{5}{2} \left(\sqrt{1 + f_f/f_g} - 1 \right) \left\{ c \cos \theta \left(\frac{\tan \phi_s}{1 + \alpha} - \tan \theta \right) \right\}^{3/2} \tau_*^{-3/2} \right] \quad (11)$$

$$\text{ここに、} \beta = \frac{\tan \phi_s}{1 + \alpha} (\sigma/\rho - 1) c - \tan \theta \{ (\sigma/\rho - 1) c + 1 \}$$

ϕ_s は粒子摩擦角、 α は係数で 0.25 である。

4. 実験結果との比較 水路実験では 2 種類の砂 ($d=0.144\text{cm}, 0.368\text{cm}$) とガラスビーズを用いた。ここでは砂についての結果を示す。図-2 は、流速分布に関する実験値と計算値の一例である。図示のように、理論値と実験値はよく一致している。なお、他のケースについても理論値と実験値の適合性はよい。図-3 は、式(10),(11) と実験データを比較したものである。流砂量式は、勾配によって若干変わるが、その変化量は無視できる範囲である。一方、実験データは、勾配 $0.28^\circ \sim 16.3^\circ$ の範囲で得られており、これらも勾配による有意な差は見られない。さて、図の結果から分かるように、 $\tau_* < 0.08$ の領域を除けば、流砂量は本理論によって非常によく評価されている。なお、ここでは示していないが、ビーズの実験結果については、流速分布は理論値とよく一致していたが、流砂量は全体的に理論値より若干小さかった。

5. 終わりに $\tau_* < 0.08$ の領域、すなわち限界掃流力に近い領域では流砂量が急激に小さくなっている。本理論には限界掃流力 τ_{*c} の概念が導入されていないため、流砂量式は、 τ_* が小さい領域での適用には少し問題を残すものの、それ以外の領域では十分に適用できる。

参考文献

(1) 江頭・芦田・矢島・高濱：土石流の構成則に関する研究，京大防災年報 32 号 B-2, 1989 (2) 江頭・芦田・高濱・田野中：エネルギー散逸機構に基づく流砂モデル，京大防災年報 33 号 B-2, 1990

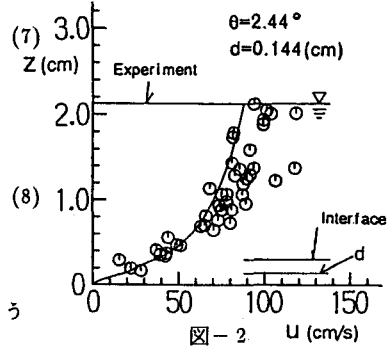


図-2 U (cm/s)

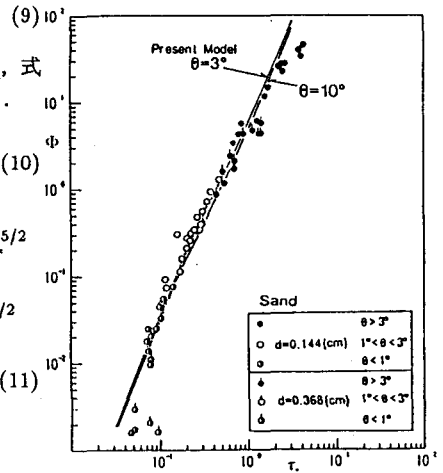


図-3