

泥流の流動機構について

名城大学理工学部 新井宗之

1.はじめに：水に土砂を多量に含んだ流れの流動機構の考え方には大きく分けると次のような三つの考え方がある。一つは乱れによる効果が支配的であり土砂は水に浮遊しているという考えであり、第二は粒子の衝突の効果が支配的で運動量の交換はこの衝突によ、て行なわれるとするダイラタント流体モデルである。そして粒子間力の効果が支配的で降伏剪断値を持つ流れのビンカム流体モデルがある。これらの流動機構を支持する条件は、例えば粒子径や濃度や水理条件など、必ずしも明確であるとはいえない。著者は土砂を高濃度に含んだ流れの流動機構を明らかにしようとしていると共に、流動機構の支持条件も明らかにするための粒子径、濃度等を系統的に変化させて実験を行っている。濃度が高く粒径も比較的大きい場合には粒子どうしの衝突効果が大きいとされているが、ここでは高濃度での流れの粒子の軌跡を追跡した結果、平均流速としてはダイラタントモデルに比較的よく一致するものの粒子は乱れていることが認められた。

2.実験条件及びその方法：実験砂は $d_{50} = 0.99 \text{ mm}$ 、砂の密度は $\rho = 2.70 \text{ g/cm}^3$ 、土砂の容積濃度は $C = 0.4$ で、水路こう配は $\theta = 20^\circ$ である。実験水路は 11 m である。上流側 6 m に実験砂を $10 \sim 15 \text{ cm}$ 敷き、上流端より給水し泥流を生じさせて下流側 5 m の水路に流下させる。水路床はベッキ仕上げの滑面である。水路側面は硬質アクリルであり、水路下流端から約 2.5 m の位置における流れを側面より 16 mm の高速度カメラ（ハイカム・ハイスピードカメラ、レッドレークラボラトリ社製）で撮影した。流れの平均濃度は下流端で泥流を採取して測定した。

流れの中の粒子の軌跡を調べる別の実験として、水路側面から 35 mm カメラを用いて粒子の軌跡を撮影した。カメラを流下方向へ平行移動できるようにし、その移動は手動で行ない、撮影にはモータドライフを用い毎秒 $2 \sim 3$ コマで撮影した。実験砂は粒径 $d_{50} = 0.99 \sim 0.09 \text{ mm}$ で密度 $\rho = 2.58 \sim 2.76 \text{ g/cm}^3$ 、水路こう配 $\theta = 10 \sim 20^\circ$ 、土砂の容積濃度は $C \approx 0.4$ で行った。

3.考察：今までの実験結果の流速分布によると、容積濃度が $C = 0.1$ 程度では粒子どうしの衝突の効果は非常に小さく混合の効果が卓越していることが解、た。濃度が高く粒径が比較的大きい場合にはダイラタント流体モデルがよく現象を説明し得るとされている。著者は濃度が $C = 0.3$ 程度で粒径が $d_{50} = 0.17 \text{ mm}$ でも衝突の効果が支配的なダイラタント流体モデルに近い流速分布を示す結果も得ている。

高濃度の流れにおいて実際に乱れているかどうかを調べるため 35 mm カメラで流れの側面を撮影した。その結果の一つは写真-1である。 $d_{50} = 0.99 \text{ mm}$ 、 $C = 0.4$ 、 $\theta = 20^\circ$ である。カメラの移動速度は約 70 cm/s である。写真では粒子の乱れが認められた。そこで粒子の軌跡をもっと正確に知るために流れの側面を高速度カメラで撮影し粒子の軌跡を調べ



写真-1

た。その結果の例が図-1, 図-2である。図はいずれも流下方向(X方向)への移動座標系で示したものである。その速度は図-1で約 $u_0 = 51 \text{ cm/s}$ である。図-1の粒子は相対水深で水路床より $y/h = 0.18$ 付近の粒子のベクトル図であり、図-2は約 $u_0 = 54 \text{ cm/s}$ の移動座標系で、相対水深 $y/h = 0.25$ 付近の粒子のベクトル図である。いずれも粒子の乱れを認めることができる。図-2では少し複雑な粒子の動きであるが、マクロ的には移動座標系で回転方向の粒子の動きが認められる。これは容積濃度が $c = 0.44$ の高濃度の流れであって、しかも中央粒径は約 1 mm であるが、乱れの効果があることを示している。

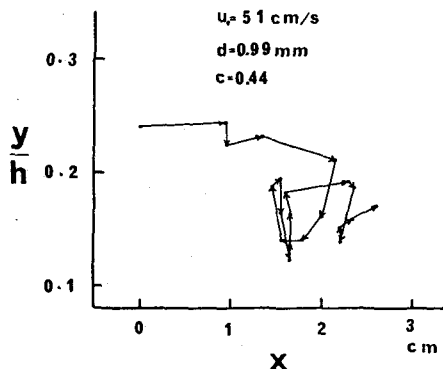


図-1 粒子の軌跡

図-3は拮抗則で示した実験結果と理論値である。図中には塩水法ですでに得ている流速分布からの結果と共に、図-1, 図-2の実験結果をも示してある(■)。混合効果と粒子の衝突効果も考慮した式として

$$U/u_* = \frac{1}{K} \left\{ \sinh^{-1} \left(\frac{1}{\phi} \right) - \sinh^{-1} \left(\frac{Y_0}{\phi} \right) - \sqrt{1 + \phi^2} + \phi \right\}$$

滑面の場合 $Y_0 = a/R_k$, $R_k = u_* h / \nu$, $a = 1/9.025$

$$\phi^2 = \lambda^2 \left(\frac{a \sin \alpha}{K} \right) \left(\frac{a}{h} \right) \left(\frac{d}{K} \right)^2 \quad \dots (1)$$

また、ダイヤラント流体モデルとして

$$U/u_* = \frac{\lambda}{5} \left[\frac{1}{a \sin \alpha} \left\{ c + (1-c) \frac{\rho}{\alpha} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\lambda} \left(\frac{h}{d} \right) \quad \dots (2)$$

を図中に示した。これによると先の $c = 0.44$ の実験結果はダイヤラント流体モデルと比較のよく一致している。ダイヤラント流体モデルでは粒子は平均的にみれば格子状に配列していると仮定しており、配列を越えて粒子が水深方向に移動して運動量を輸送するとしていない。にもかかわらず平均流速としてはダイヤラント流体モデルによるものと取替のよく一致する。これはその剪断応力が $\tau = a \sin \alpha \cdot (\lambda d)^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2$ として表わされているが、プラントルの理論の $\ell = \kappa y$ に対して $\ell = \text{constant}$ とすることに相当しており、 $a \sin \alpha = 0.02$ が適当な値となっているからと認められる。

参考文献 1) 新井, 高橋; 第38回土木学会年講, 阪59.10, II-178.

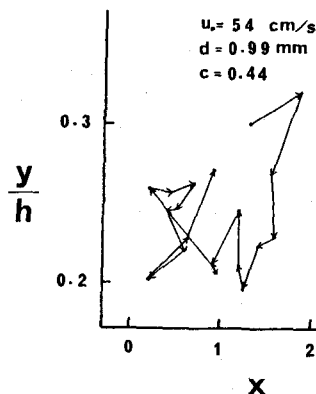


図-2 粒子の軌跡

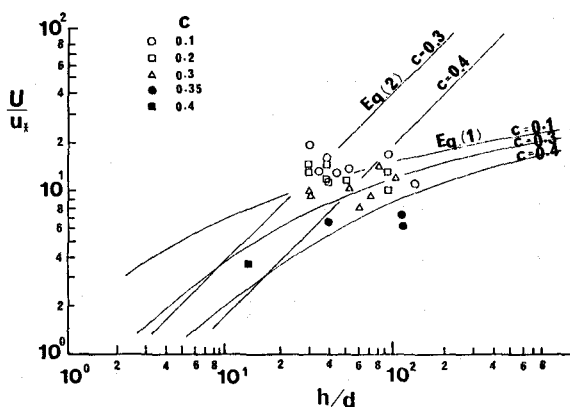


図-3 拮抗則