

Transport Phenomenon of A Moving Particle in Open Channel

○ 正 鳥居修一 (鹿児島大工) 正 矢野利明 (鹿児島大工)

Shuichi TORII, Kagoshima University, Korimoto, Kagoshima

Toshiaki YANO, Kagoshima University, Korimoto, Kagoshima

Key Words: Particle Movement, Turbulent Flow, k-ε model, Numerical Simulation

1. 緒言

火山灰を多量に含む流れが発生して、土石流が下流域でどのように広がるかを把握することができれば、土砂災害の災害規模をある程度予測することが可能になると考える。本研究の構想は、降水量、砂質土とシルスの粒径などが影響する要因を含んだ固液二相流の流動形態を把握し、これを基に土石流が発生した場合に影響を受ける地域を特定することにある。そこで、第一段階としてオープンチャンネル内を流れる液体中に粒子が浮遊する場合の流動特性を数値解析によって検討する。

2. 基礎方程式と解析手法

Figure 1は二次元オープンチャンネルの計算体系を示している。計算では、非圧縮性ニュートン流体、粘性発熱なしを仮定している。オープンチャンネル内の流れは乱流とし、乱流場を解析するための基礎方程式をテンソル表記で以下にまとめる。

(連続の式)

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

(運動量方程式)

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i u_j} \right] \quad (2)$$

ここで、 U_i は*i*方向の速度成分、 x_i は座標、 P は圧力、 ρ は密度、 ν は動粘性係数である。式(2)中のレイノルズ応力 $\overline{u_i u_j}$ は、非等方性渦粘性係数表現を用いて近似する。使用した非等方性渦粘性係数表現⁽¹⁾を以下に纏める。

$$\begin{aligned} -\overline{u_i u_j} = & -\frac{2}{3} \delta_{ij} k - \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{k}{\varepsilon} \sum_{\beta=1}^3 C_\beta \left(S_{\beta i} - \frac{1}{3} S_{\beta p} \delta_{ij} \right) \\ & + \frac{2}{3} \nu_t \frac{k}{\varepsilon} (-\delta_{ij} - \delta_{in} \delta_{jn} + 4 \delta_{in} \delta_{jn}) \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_n} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、

$$S_{1ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}$$

$$S_{2ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$$

$$S_{3ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}$$

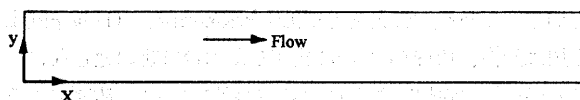


Figure 1 Coordinate System

式(3)に現れている乱流動粘性係数はKolmogorov-Prandtl関係⁽²⁾を用いて決定する。

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4)$$

C_μ と f_μ はそれぞれモデル定数とモデル関数である。式(4)中の乱流エネルギー k 、その消散率 ε は非等方性 k - ε モデルを用いて求める。双方の輸送方程式をテンソル形式⁽¹⁾で示す。

$$\rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon \quad (5)$$

$$\rho U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon 1} f_{\varepsilon 1} \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} f_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6)$$

式(3)～式(6)に現れているモデル関数とモデル定数を Table 1に示す。

Table 1 Model function and model constant of anisotropic k-ε model

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_1	C_3
0.09	1.4	1.3	1.39	1.8	0.8	-0.15
f_μ	$\left(1 + \frac{3.45}{\sqrt{Rt}} \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{Y^+}{70} \right) \right)$					
$f_{\varepsilon 1}$	$1 + 0.25 \exp \left(\frac{-Rt}{25} \right)$					
$f_{\varepsilon 2}$	$\left[1 - \frac{2}{9} \exp \left(-\frac{Rt}{6} \right) \right] \left(1 - \exp \left(-\frac{Y^+}{5} \right) \right)^2$					

基礎方程式を離散化するために、Patankarのコントロールボリューム法⁽³⁾を使用する。離散化した式を以下の境界条件で計算する。本計算では、収束条件を 10^{-4} とする。

入り口 : 流路断面で一様流

下部 : 流速ゼロ

上部 : スリップ

出口 : x 方向の速度こう配がゼロ

格子数を40x2000～80x4000の範囲で計算を行い、格子数の変化に

伴って解が変化しないことを確認した。計算は、流路深さ 0.8m、流路長さ 800m、粒子粒径 (3mm~30mm)、粒子密度 (1100~2000kgm⁻³) の範囲で行った。作動媒体は水を使用している。

粒子に対して作用する力を考慮したラグランジュ的な運動方程式を用いて、粒子の速度と位置を求める。

$$\frac{dU_{p,i}}{dt} = \frac{3\rho C_D}{4\rho_p d_p} |U - U_p| (U_i - U_{p,i}) + g \quad (7)$$

ここで、 U 、 U_p はそれぞれ流体と粒子の速度ベクトル、 $U_{p,i}$ は粒子の速度、 ρ_p は粒子の密度、 d_p は粒子直径、 C_D は粒子の抗力係数、 g は重力加速度である。粒子速度と位置を求める際、(1) 粒子同士の相互作用は無視、(2) 粒子が壁に衝突した場合は跳ね返らない、(3) 先に述べた圧力勾配による力、仮想質量による力、履歴による力は無視する、を仮定した。粒子が移動する場合に生じる後流によって流れ場に影響される効果として、式(5)、(6)の右辺に付加項として、それぞれ以下の項を導入する。ここで、 τ は粒子の緩和係数である。

$$S_{pk} = \frac{2\rho d_p}{\tau} k \left\{ \exp\left(-0.503 \frac{\varepsilon}{k} \tau\right) - 1 \right\} \quad (8)$$

$$S_{ps} = \frac{2\rho d_p}{\tau} \varepsilon \quad (9)$$

$$\tau = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu(1 + \text{Re}_p^{2/3}/6)} \quad (10)$$

$$\text{Re}_p = \frac{d_p |u - u_p|}{\nu} \quad (11)$$

3. 結果と考察

解析結果は、流路高さを代表長さ、流路断面平均速度を代表速度としたレイノルズ数 Re で 6000 の場合について纏めている。Figure 2 は川底に突起物がない場合の河川断面流速分布を示している。速度分布は乱流場の速度分布を再現していることを確認している。粒子を流路上流から乱数表を使用して、流路断面全領域からランダムに下流に流した場合、ある一つの粒子の時間変化に伴う粒子位置を Figures 3-6 に示す。Figure 3 は、粒子密度が比較的大きい場合に、粒子を水面から下流に流した場合の結果である。粒子は下流に向けて徐々に沈んでいることが分かる。一方、粒子密度が小さい場合、粒子の沈降速度が急激に低下していることが分かる(Figure 4)。粒子を流路底部から下流に流した場合、粒子密度が小さい場合は粒子の沈降が弱いために、粒子は緩やかに流路底部に近づいているものの(Figure 5)、粒子密度が大きい場合は急激に沈んでいる(Figure 6)。

解析では、個々の粒子の軌跡を 3000 個の粒子について統計処理した結果、粒子密度の違いと粒子を上流から流した位置によって粒子の流路底部に到達する位置が異なることが分かった。Figure 7 は粒子が川底に到達した位置の粒子の分散を示している。密度の大きい粒子を底部近くから下流に流した場合、粒子は上流域に集中して沈降する。密度が小さい場合の粒子は幅広く下流域に分散している。更に、密度の大きい粒子を川表面から流した場合、粒子は幅広く分散している。粒子密度が大きければ、重力によって流路底部に急激に沈降するが、粒子が乱流場の渦内部を通過することによって沈降

する効果が抑制される。更に、粒子が渦内を通過する現象は常に同じでないために、粒子の沈降が粒子 1 個 1 個で異なり、粒子が底部に達する位置が広がったと考えられる。

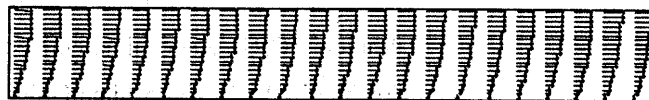


Figure 2 Velocity profile at $Re=6000$

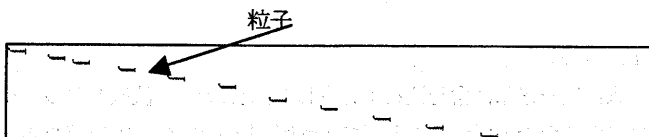


Figure 3 Timewise variation of particle location for $\rho_p=2000\text{kgm}^{-3}$

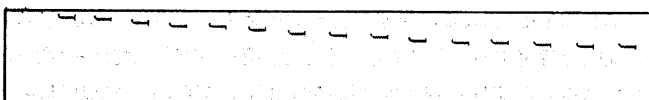


Figure 4 Timewise variation of particle location for $\rho_p=1200\text{kgm}^{-3}$

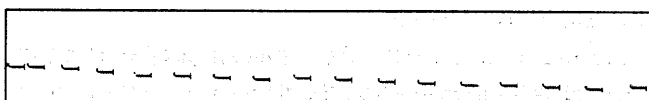


Figure 5 Timewise variation of particle location for $\rho_p=1200\text{kgm}^{-3}$

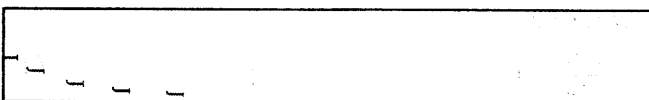


Figure 6 Timewise variation of particle location for $\rho_p=2000\text{kgm}^{-3}$

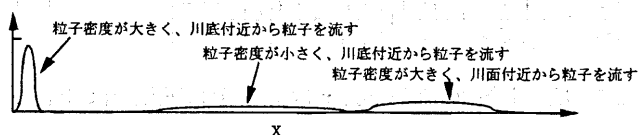


Figure 7 Effects of particle density and its initial location on particle distribution along the channel

4. まとめ

乱流場で粒子が移動する場合、同じ粒子密度であっても、粒子と渦との相互作用によって沈降が異なることが分かった。

参考文献

- (1) Myong, H.K. and Kasagi, N., J. Fluid Engineering, Vol. 112, pp. 521-524, 1990.
- (2) Rodi, W., AIAA, J., Vol.20, pp.872-879, 1982.
- (3) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, 1980, Hemisphere Pub.

謝 辞

本研究の遂行にあたり、財団法人 東電記念科学技術研究所の援助に負う部分が大きかった。ここに謝意を表す。