

混相流モデルと個別要素法の融合による 高濃度掃流層の数値解析

後藤仁志¹・Abbas YEGANEH-BAKHTIARY²・酒井哲郎³

¹正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 日本学術振興会 外国人特別研究員 (同上)

³フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻 (同上)

流砂・漂砂・飛砂の力学機構を『数値流砂力学』的な方法により解明するには、流体・粒子間干渉と粒子間相互干渉の2つの機構を適切にモデル化することが不可欠である。比較的希薄な土砂濃度から高濃度への遷移状態にかけては流体・粒子間干渉が支配的で、近似的には粒子間干渉は無視できるが、高濃度状態では流体・粒子間および粒子間相互の干渉がともに重要となる。本研究では、流体・粒子間および粒子間相互の干渉の両者を固液二相流モデルと個別要素法を融合してモデル化し、流速分布、Reynolds応力分布などの流れ場の構造と粒子の移動速度分布、濃度分布などの粒子群の運動特性の両面に着目して、高濃度状態の土砂流送機構について考察する。

Key Words: *flow/particle interaction, particle/particle interaction, flow-velocity profile, multiphase flow model, k-ε model, distinct element method*

1. 緒 言

流砂・漂砂・飛砂の流送機構を計算力学的観点から明らかにしようとする『数値流砂力学』における中心的課題は、流体・粒子間の相互作用のモデル化と粒子間相互作用すなわち粒子間衝突のモデル化の2点である。一般に、土砂濃度が希薄であれば両者を無視しても十分な精度の数値予測が行えるが、土砂濃度が上昇するにつれて、流体・粒子間の相互作用が無視できなくなり、さらに高濃度の状況では、流体・粒子間相互作用と粒子間相互作用の両者を考慮する必要がある。

河川流域、特に山地河川は、しばしば甚大な土石流災害に見舞われることから、土石流は高濃度土砂流の研究対象として早くから注目され、清水流とは異なる抵抗則に従う流体としてモデル化する1流体モデル(混合体モデル)による体系化が進められてきた(例えば、高橋¹⁾、椿・橋本・末次²⁾、江頭・芦田・矢島・高濱³⁾)。一方、海岸部では荒天時の高波浪により生じるシートフロー状態の高濃度土砂輸送の海浜変形に対する寄与の大きさが広く認識されるようになり、土石流の既往の研究成果を踏まえた波動場や振動流場などの非定常流下の土砂流送モデルを構築するための研究が進められてきた(例えば、浅野⁴⁾)。

土石流・シートフロー漂砂さらには掃流飛砂の何れ

も高濃度に砂粒子が集積した掃流状集合流動の範疇に属するので、砂粒子レベルの微視的機構は共通しており、統一的なモデル化により普遍的に理解することが可能なはずである。著者の一人⁵⁾は、このような観点から、離散的な砂粒子運動の特性を生かしつつ砂粒子系・流体系の二相をカップリングした固液二相流モデルを提案し、saltationが支配的な比較的希薄濃度の領域での砂粒子運動を解析した。さらに、著者ら^{6),7)}は、シートフロー漂砂を対象に砂粒子間相互の干渉を陽に扱える個別要素法を用いて表層せん断される砂層の流動過程の数値解析を行った。

以上のように個々の機構を記述する数値的な手法はある程度限定された条件下では整備されつつある一方で、各個運搬と集合流動の遷移領域において流体・粒子間相互作用と粒子間相互作用の何れが場の構造の決定にどの程度支配的であるかといった基本的問題にも明確な結論が得られていないのが現状である。

本研究では、まず、開水路における砂粒子混入流の流速測定から得られる各個運搬と集合流動の遷移領域における平均流速場の特性を整理する。さらに、砂粒子による流体排除効果を考慮して従来の著者らの固液二相流モデル⁵⁾を拡張し、著者らが用いてきた個別要素法による粒子群の流動モデル⁷⁾と融合して、高濃度領域における平均流速分布の変化やそれに伴う流

れの内部構造の変化、さらに砂粒子自体の運動特性の変化を計算力学的に検討する。

2. 粒子混入流の流速測定

(1) 実験の概要⁸⁾

実験には、長さ 9m、高さ 32cm、幅 33cm、最急勾配 1/20 の長方形断面水路を用い、木製の仕切り板で水路幅を 12cm に狭め、粒径 $d=0.5\text{cm}$ のガラスビーズを敷き詰めた粗面固定床を上流端から 7.2m にわたり設置した。実験に用いた粒子は、固定床に用いた粒子と同じ粒径 $d=0.5\text{cm}$ 、比重 $\sigma/p=2.6$ のガラスビーズである。粒子の供給は水路の上流端で行い、給砂量は、同一の水利条件で予備的に行った清水流の流速分布測定の結果から推定した摩擦速度 u_* を用いて、Meyer-Peter and Müller⁹⁾ 式により算定した。流速の計測は差圧変換器（定格圧力 0.1kgf/cm^2 ）付きピトー管（外径 0.3mm ）を用い、サンプリング時間 5秒、サンプリング周波数 50Hz の計測を数回繰り返す、それらのアンサンブル平均から流速を計算した。

(2) 砂粒子混入流の流速分布特性

実験に際しての砂粒子運動の目視観察によれば、水路床勾配が $I_b=0.03$ から $I_b=0.05$ に増加すると、砂粒子の運動形態も saltation が支配的な状態から saltation とシートフローの混在状態へと変化することが確認されている。個々の水路床勾配における平均流速分布の計測例を図-1 に示す。

水路床勾配の緩やかな $I_b=0.03$ の場合には、実験値は上層部では勾配 $1/\kappa$ の直線に、下層部では上層部より緩勾配の直線にそれぞれ従う。一方、水路床勾配の急な $I_b=0.05$ の場合には、上層部では勾配 $1/\kappa$ の直線に、中間部では上層部より緩勾配の直線にそれぞれ従い、下層部では中間部の直線から下方（一様分布と逆方向）にシフトする 3 層構造が見られる。実験時の目視観察による砂粒子の運動形態の相違と併せて考えると、以下のような平均流速場の構造が推定される。

勾配 $I_b=0.03$ は saltation 層と清水層とから成る Two-layer type の構造であり、流速勾配の変化点が両層の境界に対応している。固液混相流では乱流拡散による運動量輸送以外に、砂粒子を介しての付加的な運動量輸送が存在して、流速は一様化される方向に変化する。言い換えると、saltation 層では速度分布は緩勾配にシフトする。一方、勾配 $I_b=0.05$ はシートフロー層、saltation 層、清水層とから成る Three-layer type の構造であり、流速勾配の変化点が 3 層の境界に対応している。清水層と saltation 層の直線の勾配変化に関しては勾配 $I_b=0.03$ の場合と同様の機構が考えられる。シートフロー

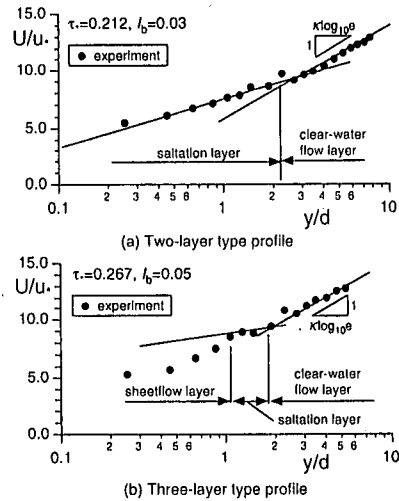


図-1 平均流速分布（実験）

層内と saltation 層内での速度分布の相違は、砂粒子の運動形態の相違に起因するものと考えられる。すなわち、saltation 層では砂粒子の濃度は比較的 low、砂粒子は互いに干渉せずに独立した saltation 運動を行うが、シートフロー層では砂粒子の濃度が高いため粒子間相互干渉が活発で粒子間衝突によるエネルギー損失が増大する。さらに、砂粒子が近接した状態で流動すると砂粒子が相互に運動を拘束することとなり、結果として砂粒子の鉛直方向の移動は抑制されて、砂粒子による鉛直方向の運動量混合も saltation 層と比較して不活発化する。saltation 層内の流速の一様化傾向がシートフロー層内で見られなくなり、再び流速勾配が大きくなるのは、このような理由によるものと推測される。

3. シミュレーションモデル

(1) 流れ系の支配方程式

砂粒子を含む鉛直 2 次元流れの支配方程式は、以下のようである。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{g}{1-C} \left(\sin \theta - \frac{\partial h}{\partial x} \cos \theta \right) - \frac{1}{\rho(1-C)} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2\Gamma \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \Gamma \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} - \frac{F_{dx}}{\rho(1-C)} \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho(1-C)} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \Gamma \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2\Gamma \frac{\partial V}{\partial y} \right) - \frac{F_{dy}}{\rho(1-C)} \quad (3)$$

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + Pr - \varepsilon + G - \frac{\overline{u f_{dx}} + \overline{v f_{dy}}}{\rho(1-C)} \quad (4)$$

$$U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} \left[C_{1\varepsilon} \{ Pr + (1 - C_{3\varepsilon}) G \} - C_{2\varepsilon} \varepsilon \right] - C_{4\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \frac{\overline{u f_{dx}} + \overline{v f_{dy}}}{\rho(1-C)} \quad (5)$$

$$\Gamma = \nu_t + \nu \quad ; \quad \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

$$Pr = \nu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (7)$$

$$G = \frac{\sigma - \rho}{\rho} g \frac{\nu_t}{S_c} \frac{\partial C}{\partial y} \quad (8)$$

ここに、 U, V : 流下方向(x)、鉛直方向(y)の平均流速成分、 u, v : 流下方向、鉛直方向の流速の変動成分、 P : 静水圧からの偏差圧力、 θ : 水路床勾配、 ρ : 水の密度、 g : 重力加速度、 k : 乱れエネルギー、 ε : 乱れエネルギーの逸散率、 ν : 動粘性係数、 ν_t : 渦動粘性係数、 $\Gamma = \nu + \nu_t$: 有効粘性係数、 Pr : 流体のせん断によるエネルギー生成項、 G : 浮力によるエネルギー生成項、 σ : 砂の密度、 F_{dx}, F_{dy} : 単位体積中の砂粒子が流体に及ぼす x, y 方向の平均抗力、 f_{dx}, f_{dy} : 単位体積中の砂粒子が流体に及ぼす x, y 方向の抗力の変動成分、 S_c : 乱流 Schmidt 数である。

ここでは掃流層を取り扱うから、砂の体積濃度 C については、平均掃流粒子数密度 v_{Bm} と関連づけて、

$$C(y) = v_{Bm} A_3 d^3 \cdot f_B(y) \quad (9)$$

で与えることとする。ここに、 $f_B(y)$: 掃流砂の存在確率密度の鉛直分布、 A_3 : 砂の3次元の形状係数 ($A_3 = \pi/6$)、 d : 砂粒径であり、 $f_B(y)$ は、Lagrange的な砂粒子の追跡結果から評価される。また、平均掃流粒子数密度 v_{Bm} については、掃流砂量 q_B と関連させて次式で評価する。

$$v_{Bm} = \frac{q_B}{A_3 d^3 \int_0^h f_B(y) u_p(y) dy} \quad (10)$$

ここに、 u_p : 砂粒子の移動速度の水平成分、 h : 水深である。

抗力の瞬間値 \tilde{f}_d は次式で与えられ、平均抗力 F_D と抗力の変動成分 f_D に分割されて取り扱われる。

$$\tilde{f}_d = C \cdot \frac{\rho C_D}{2(\sigma/\rho + C_M)} \frac{A_2}{A_3 d} (\tilde{u}_p - \tilde{U}) |\tilde{u}_p - \tilde{U}| \quad (11)$$

$$C_D = C_{D\infty} + \frac{24}{Re} \quad ; \quad Re = \frac{d \cdot |\tilde{u}_p - \tilde{U}|}{\nu} \quad (12)$$

ここに、 \mathbf{u}_p : 浮遊粒子の移動速度ベクトル、 \mathbf{U} : 流速ベクトル、 C_M : 付加質量係数 ($C_M = 0.5$)、 C_D : 抗力係数 ($C_{D\infty} = 0.4$)、 A_2 : 砂の2次元形状係数 ($A_2 = \pi/4$)、 \sim は瞬間値を意味する。モデル定数については既往の研究を参考に標準値: $C_\mu = 0.09$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{3\varepsilon} = 0.8$, $S_c = 1.0$ を用いた。なお、 ε 方程式の定数 $C_{4\varepsilon}$ については、著者らの浮遊砂流に関するシミュレーション¹⁰⁾において平均流速分布の実験値との一致を考慮して決定された値 $C_{4\varepsilon} = 0.0$ を用いた。 $k-\varepsilon$ モデルの定数は本来清水流を対象として定められたもので、混相流に対してもそのまま適用が可能であるかについては議論必要である。しかしながら現状では、混相流の実験データ、特に掃流層のデータが必ずしも十分ではなく、実験に基づくパラメータの決定も簡単ではない。そこで、本研究では清水流の標準値を援用している。

(2) 粒子系の運動モデル

個別要素法では、計算ステップの更新の度に個々の砂粒子の接触状況が検査され、接触状態にある粒子間については、弾性スプリングと粘性ダッシュポットが導入されて粒子間の相互作用が計算される。砂粒子 i の並進および回転の運動方程式は、

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{du_{pi}}{dt} \\ & = \sum_j \{ -f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij} \}_j \\ & + \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (U - u_{pi}) A_2 d^2 \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{dv_{pi}}{dt} = \\ & \sum_j \{ -f_n \sin \alpha_{ij} + f_s \cos \alpha_{ij} \}_j \\ & + \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (V - v_{pi}) A_2 d^2 \\ & - \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) A_3 d^3 g \quad (14) \end{aligned}$$

$$\frac{\pi d^5}{32} \frac{d\omega_{pi}}{dt} = \frac{d}{2} \cdot \sum_j \{ f_s \}_j \quad (15)$$

で与えられる⁷⁾。ここに、 u_{pi}, v_{pi} ：砂粒子 i の x, y 方向の移動速度、 f_n, f_s ：砂粒子 ij 間の法線(n)および接線(s)方向の作用力、 α_{ij} ：砂粒子 ij の接触角、 ω_{pi} ：砂粒子 i の角速度である。これらの運動方程式が逐次数値積分され、砂粒子群の運動が追跡される。なお、回転の運動方程式においては、粒子と周囲流体との間の摩擦力は無視している。

各粒子の接点には、法線方向および接線方向に弾性スプリング（ばね定数 k_n, k_s ）および粘性ダッシュポット（減衰定数 η_n, η_s ）を配置して相互作用を表現する。局所座標系 $n-s$ における要素 ij 間の法線および接線方向の作用力 f_n, f_s は、

$$f_n(t) = \begin{cases} e_n(t) + d_n(t) & \text{when } e_n(t) \geq 0 \\ 0 & \text{when } e_n(t) < 0 \end{cases} \quad (16)$$

$$f_s(t) = \begin{cases} e_s(t) + d_s(t) & \text{when } e_n(t) \geq 0 \\ 0 & \text{when } e_n(t) < 0 \\ \mu \cdot \text{SIGN}(e_n(t), e_s(t)) & \text{when } |e_s(t)| > \mu \cdot e_n(t) \text{ and } e_n(t) \geq 0 \end{cases} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} e_n(t) &= \min \{ e_n(t - \Delta t) + k_n \cdot \Delta \xi_n, e_{n\max} \} \\ d_n(t) &= \eta_n \cdot \Delta \xi_n \\ e_s(t) &= \min \{ e_s(t - \Delta t) + k_s \cdot \Delta \xi_s, e_{s\max} \} \\ d_s(t) &= \eta_s \cdot \Delta \xi_s \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

と書ける。ここに、 e_n, e_s ：法線および接線方向のばねによる抗力、 d_n, d_s ：法線および接線方向のダッシュポットによる抗力、 $\Delta \xi_n, \Delta \xi_s$ ：時間 Δt 間の法線および接線

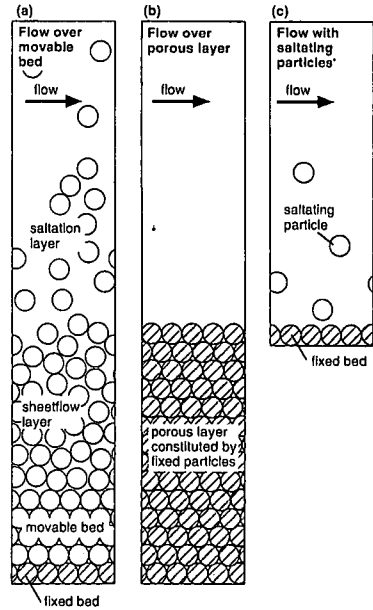


図-2 計算領域

方向変形量、 μ ：動摩擦係数であり、 $\text{SIGN}(a, b)$ は $|a|$ に b の符号を付けることを意味する。また、塑性的挙動すなわち実現象の3次元性と関連した粒子間の噛み合わせ効果（計算面を横切る方向への砂粒子のずれ動き）を表現するため、ばねによる抗力に上限値 $e_{n\max}, e_{s\max}$ を設けた⁶⁾。さらに、法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントを、接線方向には一定の限界を越える力が作用すると滑動するジョイントをそれぞれ配置した。

(3) 境界条件と計算手順

a) 境界条件

計算領域の概略を図-2に示す。なお、本研究で対象とする移動床上の粒子混入流れ（図-2(a)）との比較の観点から計算を実施した2つの場、すなわち、固定された均一粒子から成る透水層上の流れ場（図-2(b)）および固定床上のsaltation粒子を含む流れ場（図-2(c)）についても概略を図示することとした。流れ場の計算領域は、矩形枠で示した範囲である。底面境界条件には壁関数を用い、斜線を施した底面固定粒子直上の第1格子点で粗面対数則を課し、乱れエネルギーの局所平衡性を仮定して、乱れエネルギー及びエネルギー逸散率を与えた。水面においては、乱れエネルギーの減衰効果を考慮した禰津・中川¹¹⁾の境界条件を用いた。また、ここでは等流状態を計算対象としているため、側方境界では周期境界条件を適用した。

透水層上の流れ（図-2(b)）については、移動床上の粒子混入流れと同様の設定で粒子系の座標更新計算

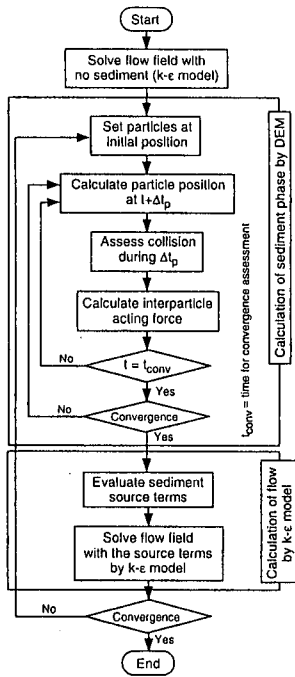


図-3 計算手順

を行わない(粒子が初期配列としての細密充填構造を保持し続ける)ことで容易に計算が可能であり、この場合には、粒子層の最下層に位置する粒子の直上で壁法則を適用する。

また、固定床上の saltation 粒子を含む流れ場(図-2(c))に関しては、移動床砂面の初期高さ(水流によるせん断力を作用させる以前の砂層表面の位置)に固定床を配置し、固定床と干渉しつつ流下する saltation 粒子の運動を追跡する。これに関しては、著者の一人が提案した固液二相流モデル⁵⁾を用いた。

b) 計算手順

計算手順を図-3に示す。はじめに、清水流条件で流れ場を解き、得られた流れ場の解を用いて、個別要素法で粒子群の移動を計算する。個別要素法では、粒子の初期配列(packing)を行った後、接触判定を行いつつ粒子の座標を更新し、接触が生じると粒子間作用力を計算して次の時間ステップにおける粒子の運動に反映させる。なお、個別要素法の計算過程では、一定の計算時間 t_{conv} が経過する度に収束判定を実施する。この際、区間平均の粒子移動速度を算出し、一つ前の収束判定時間における速度分布と比較して有意な差が認められなくなるまで計算を反復する。この様に、粒子の特性量の平均値に関しては所定の検査面を通過する粒子の時間平均により算定したが、ここでは、流れ方向に一樣な条件を想定しているため、粒子の特性量の

時間平均操作はアンサンブル平均操作と同義である。

個別要素法による粒子系の計算が終了すると、収束時の粒子群に作用していた流体抗力を個々の流れの計算格子ごとに平均化し、粒子群が流れに及ぼす影響に相当する抗力(sediment source terms)を計算する。その後、この抗力を作用させて再び流れ場の計算を行う。流れ場の収束解(平均流速)が得られたら、前段階の流れの収束解と比較して有意な差がなければ計算を終了する。

流体系と粒子系の相互作用を最も厳密に取り扱うには、流体系と粒子系の計算で同一の時間ステップを用い、時間ステップ内の流体と粒子の運動を交互に更新する必要があるが(流体・粒子同時計算)、ここでは、プログラム上の対応の容易さを考慮し、流体系と粒子系を交互に収束させる簡易的な相互作用の計算法を採用した。言い換えると、流体系の計算では、粒子系から受ける抗力は一定に保持され収束解が求められ、次いで粒子系の計算では、流速場が一定に保持されて粒子運動の収束状態(完全発達状態)が計算される。計算の対象が、最終的な収束状態であるため、このような繰り返し計算により、流体・粒子相互作用と粒子間相互作用の両者を考慮した解が得られることとなる。

個別要素法の計算は、いわゆる陽解法であることから、数値的安定性を保持しつつ計算を進めるには、時間ステップを十分に小さくする必要がある。これに対して流れ場の計算は、半陰解法である TEACH コードに準拠した $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いているため、計算時間ステップを大きく設定しても計算は比較的安定である。本研究で用いた流れ系の計算時間ステップは、 $\Delta t_f=0.01$ s であり、粒子系の計算時間ステップは、 $\Delta t_p=0.0002$ s である。

計算条件は、全水深 16.0 cm の領域に粒径 $d=0.5$ cm の均一粒子 60 個から成る深さ 5.0 cm の堆積層を設け、被り水深 $h=11.0$ cm、断面平均流速 80.0 cm/s に設定した。収束解が得られた時点で Reynolds 応力分布の直線部分から外挿して求めた摩擦速度および無次元せん断力は、移動床上の粒子混入流れで、 $u_*=30.87$ cm/s、 $\tau_*=1.18$ 、透水層上流れで、 $u_*=30.01$ cm/s、 $\tau_*=1.11$ 、saltation を含む固定床上流れで、 $u_*=24.62$ cm/s、 $\tau_*=0.75$ 、であった。流れ系の計算に用いた格子は、主流方向に10分割の均等配置、深さ方向に30分割の不等間隔格子で底面近傍が密に配置されている。

4. 流れ場のシミュレーション結果

saltation を含む固定床上流れおよび移動床上の粒子混入流れについて、平均流速分布のシミュレーション結果を示したのが、図-4 である。なお、図中の log-

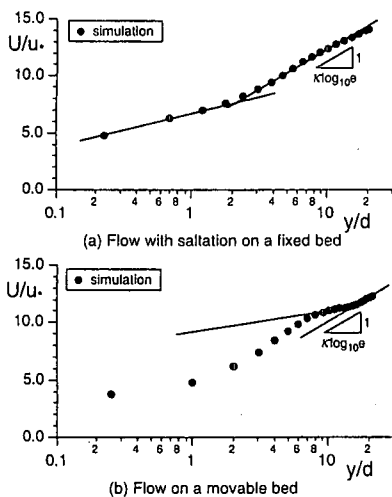


図-4 平均流速分布 (シミュレーション)

lawは、清水流についてのもので、最大流速で規格化して表示している。saltation を含む固定床上流れでは、上層部に対数則に従う清水流層、下層に粒子混入の影響で流速分布の一様化傾向が生じる saltation 層が存在する2層構造が現れており、実験結果 (図-1) で見られた特性が再現されている。一方、移動床上の粒子混入流れでは、上層部に対数則に従う清水流層が、中間部に粒子混入の影響で流速分布の一様化傾向が生じる saltation 層が、下層に再び流速勾配が増大するシートフロー層が存在する3層構造が現れており、saltation を含む固定床上流れと同様に、実験結果 (図-1) で見られた特性が明瞭に再現されている。このような流速分布形から推定される流れの特性に関しては、既に実験結果の考察において述べた通りであるが、単一粒子追跡型の saltation モデルでは再現することの不可能な3層構造が、個別要素法を粒子系のモデルとして用いる複数粒子同時追跡型のシミュレーションで再現されたことは、3層型の流速分布構造に粒子間衝突の果たす役割の重要性を改めて示すものと言える。

次に、移動床上の粒子混入流れの特性を saltation を含む固定床上流れおよび透水層上の流れと比較したのが、図-5である。図中には、平均流速、Reynolds応力、渦動粘性係数、乱れエネルギーの鉛直分布を3つの場を比較対照する形式で表示している。透水層上の流速分布は、植生層上流れの特性として知られるもの (例えば、清水・辻本・中川・北村¹²⁾) と同様の特性を有する変曲点型の流速分布である。また、Reynolds 応力分布は、主流部で直線的に減少し、変曲点に対応する高さで最大値をとって上に凸の曲線を描いて再び減少するという植生上の流れ場の特性を示している。ま

た、清水・辻本・中川¹³⁾ は、このような流れ場の特性を、 $k-\epsilon$ 乱流モデルに植生抵抗の影響を導入して再現しているが、本シミュレーションにおいて粒子系の座標を固定すれば、透水性の大小はあるにしても、基本的には清水らの植生上流れのシミュレーションと同様の設定となり、同様の特性を有する解が得られるのは当然の結果である。一方、saltation を含む固定床上流れの特性に関しては、単一粒子追跡型の saltation のシミュレーションと $k-\epsilon$ 乱流モデルを融合したシミュレーションにより、著者らの一人 (後藤・辻本・中川⁵⁾) が詳細に検討し、固定床底面付近で砂粒子による運動量輸送の活発化を意味する Reynolds 応力の欠損が明瞭に現れることを示している。

本研究で対象とした移動床上の粒子混入流れは、saltation を含む固定床上流れと透水層上の流れの両方の特性を有する場である。このことは、Reynolds 応力分布特性に端的に現れている。まず、高濃度砂粒子が存在する下層の部分は、透水層内と同様に凸の分布を呈する。このことは、砂粒子濃度が増大するにつれて砂粒子が相互の運動を拘束し、運動の範囲、移動速度はともに小さくなって、個々の粒子が完全に固定された透水層の状態に近くなることを示唆している。次に、中間層、上層に注目すると、透水層上の流れでは、この領域で一貫して直線分布を示しているのに対して、移動床上の粒子混入流れは、上層 (水面付近の数点) で直線分布した後、直線部からの顕著な欠損を示している。このような欠損傾向は、saltation を含む固定床上流れにおける砂粒子の運動領域で見られるものであり、移動床上の粒子混入流れでは、堆積層上にシートフロー層と saltation 層が積み重なった多重構造を有しているため、砂粒子の運動領域が大きく、saltation を含む固定床上流れと比べて、欠損傾向が顕在化したものと考えられる。以上のような Reynolds 応力分布の特性は、移動床上の粒子混入流れの流速分布が、透水層上流れの流速分布の中間層部分に saltation を含む固定床上流れの流速分布特性 (砂粒子の鉛直方向運動量混合による一様化領域の出現) を加味したものとなることを示しているが、この傾向は流速分布に明瞭に現れている。

また、渦動粘性係数の分布についても、透水層上流れの分布性状に $y/h=0.0$ に向かって急減する saltation を含む固定床上流れの分布性状を加味すると、2つのピークを有する移動床上の粒子混入流れの渦動粘性係数分布の特性が定性的に推論される。

5. 砂粒子の運動特性

複数粒子同時追跡型のモデルの特徴は、砂粒子運動

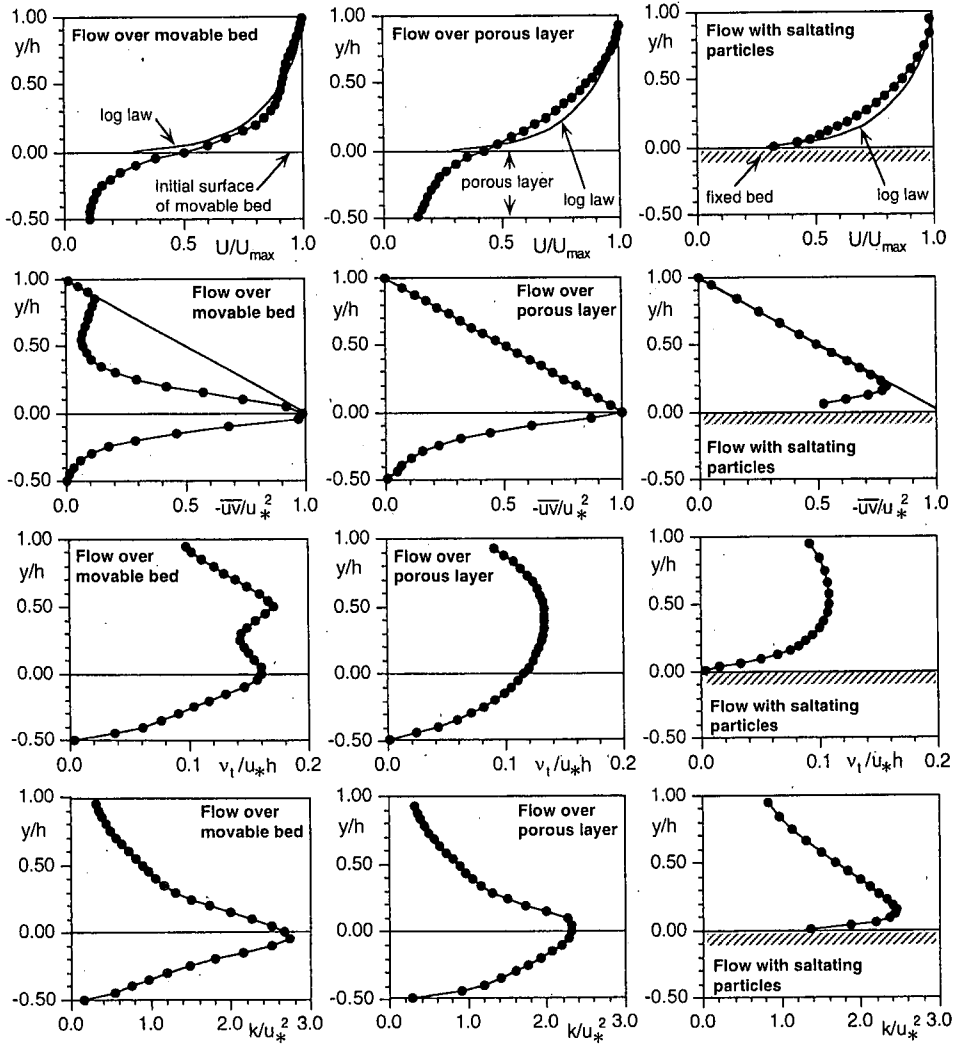


図-5 流れ場の諸特性

に関する膨大なシミュレーションデータが得られることであるが、それらのデータに適切な平均化処理を施すことにより、粒子系の平均的構造が抽出できる。

図-6は、砂粒子運動が完全発達状態に達した時点での砂粒子平均移動速度分布について示したものであり、図中には比較のために、流れ場が対数流速分布に従うとした際（流体粒子間相互作用を無視した場合、図中には one-way calculation と表示）に得られる砂粒子移動速度を併示している。両者はともに粒子間干渉モデルの解であるが、流体・粒子相互作用および粒子間相互作用の両方を考慮した two-way の場合には粒子の移動速度の非ゼロ領域がより下方まで広がっていることが明瞭に示されている。粒子間相互の干渉のみの

one-way のモデルでは、粒子の運動が活発化することにより生じたスペースに流体が流入しない（対数則の座標原点が固定された）設定をとっているため、流速の原点より下方の粒子移動は粒子間衝突による運動量輸送だけで担われている。これに対して、流体・粒子間干渉を考慮する two-way のモデルでは、粒子運動の活発化に伴い生じた粒子堆積層内のスペースに流体が流れ込み、そのことでさらに粒子が加速され運動が促進される効果が流体系と粒子系の反復計算により表現されているため、粒子の移動速度の非ゼロ領域がより下方まで及んでいるものと考えられる。

次に、上方領域 ($y > 0.0$) に着目すると、流体流速を対数則で与えた one-way の粒子移動速度が、流体・

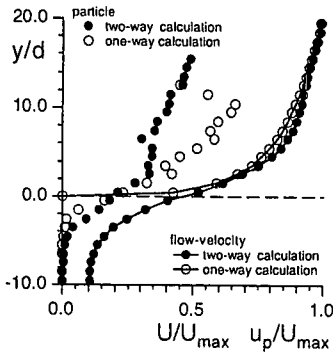


図-6 砂粒子移動速度分布

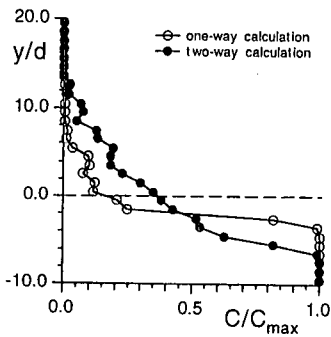


図-7 砂粒子濃度分布

粒子相互作用を考慮した two-way の場合より大きくなっている。two-way のモデルでは、one-way の場合より多くの粒子が堆積層から pick-up されて運動状態となるが、それらの粒子の運動を維持するために供給される掃流力は2つのモデルで同レベルに設定されていることから、一粒子当りに消費できるエネルギーは、two-way の場合が one-way より小さくなっているものと推察される。この一粒子の運動に消費されるエネルギーの差が上方の粒子移動速度の相違の原因と考えられる。

図-7は、砂粒子相対濃度分布について示したものである。one-way, two-way とともに堆積層内で最大値（細密充填状態）を示した後、 $y=0.0$ に向かって顕著な減少傾向を示し、 $y>0.0$ では下に凸の概形を有する曲線状に推移する。移動速度分布に見られた非ゼロ領域については、相対濃度が最大値から減少を開始する高さの相違として、one-way, two-way のモデル間で明瞭な相違が認められる。また、one-way の場合、移動粒子濃度（あるいは総移動粒子数）自体が、two-way の場合

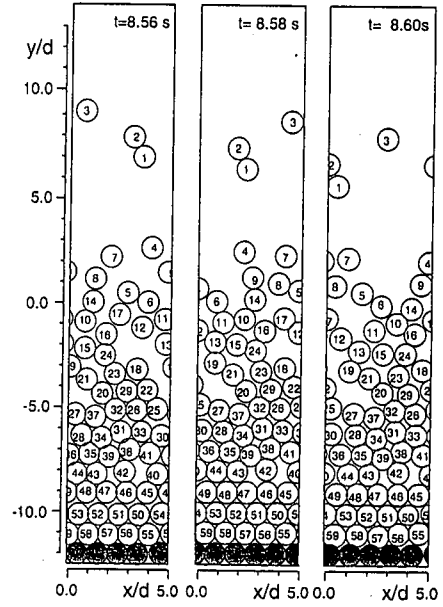


図-8 砂粒子運動の瞬間像

より少なく、さらに、one-way の場合に見られた $y<0.0$ における急減傾向は、two-way の場合には緩和されている。換言すれば、流体・粒子間相互作用を考慮した two-way のモデルによって流速場の構造変化が考慮されることにより、粒子系の鉛直方向構造の遷移も one-way の場合と比べて漸变的に生じるようになることが示されたこととなる。

粒子群の運動を直感的に把握するには、運動の瞬間像が好都合であるが、図-8は、時間間隔 0.02 s の連続する3フレームの snapshots の一例である。下層から上層に向けての粒子間距離の増大、上層に大きく跳躍する少数粒子の存在など、粒子群の運動の特徴が読み取れる。鉛直方向の運動量混合に果たす砂粒子運動の役割についてより明確にするには、粒子の運動軌跡を精査する必要がある。図-9には、砂粒子運動が完全発達状態に達した時点での砂粒子の典型的運動軌跡が示されている。比較的上方を運動する粒子 (Nos. 1, 3, 4 and 7) は、i) 降下、ii) 下方から上昇してくる別の粒子との衝突、iii) 再上昇という過程をたどっていることがわかる。中間層における粒子 (Nos. 11 and 17) には小刻みな上下動が確認され、頻繁な粒子間衝突の発生が裏付けられている。さらに上層と中間層の間には、両者の中間の形態に相当する粒子 (No. 9) も見られ、比較的大きな上下動と衝突に起因するものと推測される小刻みな変動が重なった複雑な軌跡が現れている。また、下層では、流下方向、鉛直方向ともに変位の小

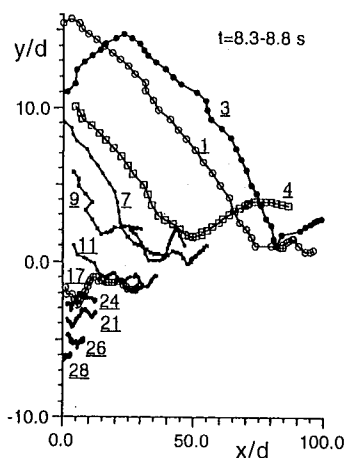


図-9 砂粒子移動軌跡

さい軌跡 (Nos. 21, 24, 26 and 28) が見られ、シートフロー状の流動形態の出現を裏付けている。一連の運動軌跡に示された特性は、運動形態の遷移が鉛直方向の粒子の変位の大小と密接に対応しており、図-1の流速分布特性の際に導入した粒子運動形態に関する仮説を明瞭に支持するものとなっている。

6. 結 語

本研究では、流体・粒子間および粒子間相互の干渉の両者を固液二相流モデルと個別要素法を融合してモデル化し、流速分布、Reynolds応力分布などの流れ場の構造と粒子の移動速度分布、濃度分布などの粒子群の運動特性の両面に関して得られたシミュレーションデータを通じて、高濃度状態の土砂流送機構について考察する計算力学的アプローチを展開した。流れ場の構造に関しては、高濃度粒子流に特有のものとして実験から得られた3層構造が、流体・粒子間干渉および粒子間相互干渉を同時に考慮することにより明瞭に再現され、Reynolds応力分布に見られる特性からも透水層上流れと固定床上のsal-tation粒子を含む流れの構造を折衷した状態と類似した流れ場の構造が明らかとなった。さらに、流れ場の構造を特徴付ける砂粒子による鉛直方向の運動量輸送の特性についても砂粒子運動に関する詳細なシミュレーションデータを通じて、流れ場の構造変化に与える役割が明らかとなった。

本研究で示したモデルの構成により、完全発達状態の高濃度粒子混入流に関しては、内部構造の詳細

な把握が可能であるが、粒子系と流体系を交互に収束させる本カップリング手法では、発達段階の過渡的状态の予測は行えない。今後は、ハードウェアの更なる高速化を受けて、過渡現象に関しても適用可能な流体・粒子同時計算への展開を図りたい。

謝辞：本研究の遂行にあたって、鹿児島大学工学部、浅野敏之助教授より有益な御助言を賜った。さらに、実験の遂行に関して、京都大学工学研究科、棚津家久教授に実験水路の使用を快諾頂くとともに、北村忠紀助手、仙波秀治技官をはじめとする棚津研究室のスタッフの方々への協力を得た。また、研究の遂行に際して、(財)住友財団・基礎科学研究助成より補助を受けた。以上を記して、ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) 高橋 保：土石流の発生と流動機構，京都大学防災研究所年報，20号，B-2，pp.405-435，1977.
- 2) 椿東一郎，橋本晴行，末次忠司：土石流における粒子間応力と流動特性，土木学会論文集，No.317，pp.79-91，1982.
- 3) 江頭進治，芦田和男，矢島 啓，高濱淳一郎：土石流の構成則に関する研究，京都大学防災研究所年報，32号，B-2，pp.487-501，1989.
- 4) 浅野敏之：シートフロー状態の漂砂を含む振動流流れの数値解析，土木学会論文集，第417号/II-13，pp. 109-118，1990.
- 5) 後藤仁志，辻本哲郎，中川博次：流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析，土木学会論文集，第485号/II-26，pp. 11-19，1994.
- 6) 後藤仁志，酒井哲郎：表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析，土木学会論文集，No. 521/II-32，pp. 101-112，1995.
- 7) Gotoh, H. & Sakai, T.: Numerical Simulation of Sheetflow as Granular Material, Jour. of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engrg., ASCE, Vol.123, No.6, pp. 329-336 1997.
- 8) 酒井哲郎，後藤仁志，Abbas Yeganeh-Bakhtiyari：シートフローへの遷移過程における砂粒子運動と流れ場の相互作用に関する基礎的実験，水工学論文集，第41巻，pp.825-830，1997.
- 9) Meyer-Peter, E. and Müller, R.: Formulas for bed-load transport, Proc. 2nd IAHR Congr., Stockholm, pp. 39-64, 1948.
- 10) Gotoh, H., Tsujimoto, T. & Nakagawa, H.: Numerical Simulation of Open-Channel Flow with Suspended Sediment as Solid/Liquid Two Phase Flow, Proc. ICMF, Kyoto, Japan, pp.EN- 3-10, 1995.
- 11) 棚津家久，中川博次：修正k-ε乱流モデルによる開水路乱流の数値計算，土木学会論文集，第387号，pp. 125-134，1987.
- 12) 清水義彦，辻本哲郎，中川博次，北村忠紀：直立性植生層を伴う流れ場の構造に関する実験的研究，土木学会論文集，第438号/II-17，pp. 31-40，1991.
- 13) 清水義彦，辻本哲郎，中川博次：直立性植生層を伴う流れ場の数値計算に関する研究，土木学会論文集，第447号/II-19，pp. 35-44，1992.

(1998.9.7 受付)

COUPLING OF MULTIPHASE-FLOW MODEL AND DISTINCT ELEMENT METHOD FOR SIMULATION OF SEDIMENT TRANSPORT UNDER HIGH BOTTOM SHEAR

Hitoshi GOTOH, Abbas YEGANEH-BAKHTIARY and Tetsuo SAKAI

The flow/particle interaction and the particle/particle interaction are the keys to investigate the sediment transport phenomena from the viewpoint of the computational mechanics of sediment transport. In this study, the flow/sediment interaction is described by introducing the interaction terms which reflect the effect of the contained sediment particles, into the governing equations of flow with $k-\varepsilon$ turbulence model; on the other hand, the particle/particle interaction is modeled by the distinct element method. The characteristics of the mean velocity profile of the flow on a movable bed is well reproduced by the present model. Furthermore, the internal structure of the flow is discussed based on the results of the simulation, or the Reynolds stress distribution, the velocity profile of particle, the concentration profile of particles and so on.