

# 混合粒径シートフロー漂砂の鉛直分級過程

後藤仁志<sup>1</sup>・原田英治<sup>2</sup>・酒井哲郎<sup>3</sup>

<sup>1</sup>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)

<sup>2</sup>正会員 工博 日本学術振興会特別研究員 京都大学工学研究科土木工学専攻 (同上)

<sup>3</sup>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)

海浜変形過程では底質粒度の役割が極めて重要であるが、従来の漂砂の力学モデルでは均一粒径を主対象としており、粒度分布を有した混合砂から成る移動床現象については必ずしも十分な検討が成されているとは言えない。シートフロー漂砂では砂粒子が近接した状況で流送されるので、砂粒子間相互作用が重要となる。本稿では、先ず、混合粒径シートフロー漂砂の鉛直分級過程について、振動流装置を使用した水理実験を実施する。さらに、砂粒子レベルの物理機構を考察するため、粒子間相互作用の記述が可能な粒状体モデル(個別要素法)を用いた数値シミュレーションを実施して、実験結果と比較しつつ、混合粒径漂砂の鉛直分級過程の内部機構を検討する。

**Key Words:** *graded sediment, sorting, sheet flow, particle/particle interaction, distinct element method*

## 1. 緒言

人工海浜の造成や養浜では、現地自然海浜の粒度分布とは異なる大量の土砂の投入が必要となり、現地海浜の粒度分布に大きな影響を与えることが考えられる。粒度分布の変化は、海浜地形自体に影響することに加えて、海浜生物の生息環境にも与えるインパクトが小さくないと危惧される。混合粒径砂の運動形態は、粒度分布や粒子配列に依存するので、砂粒子レベルの運動の素過程を対象とした検討が必須である。

田中ら<sup>1)</sup>は掃流状態における粒径別移動限界、粒径別漂砂量を実験により検討した。さらに、シートフロー漂砂を対象にした混合粒径砂の移動特性に関する研究には、以下の例がある。鈴木ら<sup>2)</sup>や乾ら<sup>3)</sup>は、細粗混合比の変化に対するシートフローの発生限界の変化について実験的に検討している。また、後藤ら<sup>4)</sup>は、細粗2粒径混合状態の粒子群の振動流下の挙動に関する実験を通じて、粗砂の表層付近への上昇の基本的特性を明らかにし、さらに個別要素法を用いた数値シミュレーションを通じ、単一の大粒径粒子と周囲の小粒径粒子の相互作用を対象に分級機構の検討を行っている。また、酒井ら<sup>5)</sup>は、細粗2粒径混合粒子を用いて振動流下の鉛直分級の進行過程をビデオ画像解析により検討しており、原田ら<sup>6)</sup>は、細粗2粒径混合粒子について複数の大粒径粒子間の相互作用と大・小粒径間の相互作用の共存状態を対象に分級過程の個別要素法型数値シミュレーションを行い、逆グレイディングの

存在を確認している。

本稿では、3粒径混合砂を対象として、振動流装置を用いた水理実験を行う。また、粒子間相互作用が記述可能な粒状体モデル(個別要素法)を用いたシミュレーションを行って、水理実験と数値計算の両面から混合粒径シートフロー漂砂における分級進行過程の力学機構について考察する。

## 2. 実験の概要

実験には、図-1に示す閉管路にプロペラ式の駆動システムを配したアクリル製振動流装置を用いた。装置は、全長12.0m、水平部の総延長10.0mで中央部に長さ4.4m、深さ10.0cmの移動床部が設けられている。水平部の流水断面は10.0cm×10.0cmである。駆動系は、閉管路に取り付けられたプロペラシステムで、電磁流量計からのフィードバック信号により正逆双方の任意波形の流量変動を発生できるが、今回は正弦波型の振動流とした。

実験に用いた粒子は人工真珠の核(比重 $\sigma_p=1.318$ )であり、 $d_1=5.15\text{mm}$ を基準とし(以下では簡単のため、単に $d$ と表記する)、 $d_2=9.88\text{mm}$ 、 $d_3=15.60\text{mm}$ の大粒径粒子を所定の割合で投入した3粒径階から成る混合粒子(表-1参照)を対象とした。表中の記号は、 $d_i$ :粒径、 $f_{oi}$ :体積占有率、 $d_m$ :平均粒径( $d_m=10.20\text{mm}$ )である。実験では、均等な比率で各粒径階が存在するように粒子を十分に混合して配置した。振動流の条件は、

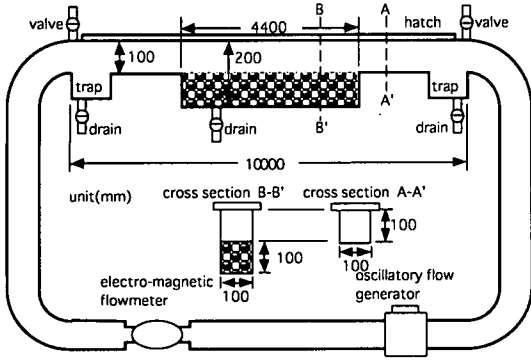


図-1 実験装置

周期 $T=5.0s$ , 管路中央の最大流速振幅 $U_{max}=85.0cm/s$ , 平均粒径 $d_m$ に対するShields数 $\Psi=0.27$ である. なお, 本実験の条件が, 少なくともKomer-Miller<sup>9)</sup>のシートフロー発生領域に入っており, 粒子層の挙動がシートフロー状になっていることは, 実験中に目視でも確認している.

砂粒子運動は, 移動床部の側方から3CCDデジタルビデオカメラ(シャッタースピード1/4000秒)で撮影し, ビデオキャプチャーシステムを用いてパーソナルコンピュータに画像を取り込み処理した. 濃度分布の測定は, フリーウェアNIH-Image(開発者: Wayne Rasband, National Institute of Health, USA)を用いた二値化処理画像の簡易解析<sup>4)</sup>により行った. 一方, 粒子の移動速度の測定には, 粒子運動軌跡の視覚的追跡の際の誤判別を最小限にするために種々に着色した粒子を混合して撮影した画像を用いた.

### 3. シミュレーションの概要

#### (1) 粒子系の基礎方程式

粒子間衝突を考慮した鉛直2次元場における水流中の砂粒子の運動方程式は,

$$\rho \left( \frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d_k^3 \frac{du_{pk}}{dt} = \sum_j \left\{ -f_n \cos \alpha_{kj} + f_s \sin \alpha_{kj} \right\}_j + F_{Dx} \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d_k^3 \frac{dv_{pk}}{dt} = \sum_j \left\{ -f_n \sin \alpha_{kj} - f_s \cos \alpha_{kj} \right\}_j + F_{Dy} \quad (2)$$

$$-\rho \left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) A_3 d_k^3 g \quad (3)$$

$$\sigma \frac{\pi d_k^5}{60} \frac{d\omega_{pk}}{dt} = \frac{d_k}{2} \cdot \sum_j \{ f_s \}_j$$

表-1 粒径階の構成

class i	$d_i$ (mm)	$f_{0i}$ ( $d_i$ )	$d_i/d_m$
1	5.15	0.333	0.504
2	9.88	0.333	0.968
3	15.60	0.333	1.528

$$\begin{bmatrix} F_{Dx} \\ F_{Dy} \end{bmatrix} = \Xi_{FD} \cdot \begin{bmatrix} U + u - u_{pk} \\ v - v_{pk} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\Xi_{FD} = \frac{1}{2} \rho \varepsilon C_D A_2 d_k^2 \sqrt{(U + u - u_{pk})^2 + (v - v_{pk})^2} \quad (5)$$

で与えられる<sup>9)</sup>. ここに,  $\rho$ : 水の密度,  $\sigma$ : 砂粒子の密度,  $C_M$ : 付加質量係数( $C_M=0.5$ ),  $A_2, A_3$ : 砂粒子の2次元・3次元形状係数(球を想定し,  $A_2=\pi/4, A_3=\pi/6$ ),  $u_{pk}, v_{pk}$ : 砂粒子 $k$ の $x, y$ 方向の移動速度( $x, y$ : 主流方向の座標軸とそれに直交する座標軸),  $f_n, f_s$ : 砂粒子 $k, j$ 間の法線( $n$ )および接線( $s$ )方向の作用力,  $\alpha_{kj}$ : 砂粒子 $k, j$ の接触角,  $g$ : 重力加速度,  $\omega_{pk}$ : 砂粒子 $k$ の角速度,  $\varepsilon$ : 遮蔽係数(砂粒子表面近傍で $\varepsilon=0.4$ )<sup>10)</sup>,  $C_D$ : 抗力係数( $C_D=0.4$ ),  $U$ : 主流方向( $x$ 方向)の平均流速,  $u, v$ :  $x, y$ 方向の流速の変動成分である.

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(バネ定数 $k_n, k_s$ )および粘性ダッシュポット(粘性定数 $\eta_n, \eta_s$ )を配置して相互作用を表現する. 砂粒子 $k, j$ 間の法線および接線方向の作用力 $f_n, f_s$ は,

$$\begin{cases} f_n(t) = e_n(t) + d_n(t) \\ f_s(t) = e_s(t) + d_s(t) \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} e_n(t) = e_n(t - \Delta t) + k_n \cdot \Delta \xi_n; & d_n(t) = \eta_n \cdot \Delta \dot{\xi}_n \\ e_s(t) = e_s(t - \Delta t) + k_s \cdot \Delta \xi_s; & d_s(t) = \eta_s \cdot \Delta \dot{\xi}_s \end{cases} \quad (7)$$

と書ける. ここに,  $e_n, e_s$ : 法線および接線方向のバネによる抗力,  $d_n, d_s$ : 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 $\Delta t$ 間の法線および接線方向変位である. また, 非粘着性材料を対象とすることから, 法線方向に引っ張りに抵抗しないジョイント, 接線方向に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

$$f_n(t) = f_s(t) = 0 \quad \text{when } e_n(t) < 0 \quad (8)$$

$$f_s(t) = \mu \cdot \text{SIGN}(e_n(t), e_s(t)) \quad \text{when } |e_s(t)| > \mu \cdot e_n(t) \quad (9)$$

をそれぞれ配置した. ここに,  $\mu$ : 動摩擦係数

( $\mu=0.577$ ),  $SIGN(a, b)$ は $|a|$ に $b$ の符号を付けることを意味する。モデル定数は、計算時間ステップ $\Delta t=2.0 \times 10^{-5}$ (s)に対する最適値として、数値移動床で計算される流砂量と既往の実験値との一致を基準とした後藤ら<sup>10</sup>の設定法を用いて、 $k_n=1.47 \times 10^3$ (N/m),  $k_s=5.65 \times 10^2$ (N/m),  $\eta_n=3.44$ (Ns/m),  $\eta_s=2.13$ (Ns/m)のように設定した。

## (2) 流れ系の基礎方程式

砂粒子に作用する駆動力を適切に評価するためには、流れ場のモデルは不可欠である。乱流場の空間的な非一様性や粒子混入による流速場の変化など、流速場の詳細な記述のために検討を要する事項は少なくないが、ここでは、粒子運動の記述に重点を置き、流れ場に関しては簡単な取り扱いとして、単相流の $k-\epsilon$ 乱流モデルで完結させて流速を計算した<sup>7)</sup>。また、粒子に作用する流速の変動成分については $k-\epsilon$ 乱流モデルから求められる乱れ強度を用いて単純モンテカルロ法で乱れ場の時系列を模擬することで評価した。

## (3) シミュレーションの初期粒子配列

シミュレーションの初期配列は、所定の混合率に従った割合で各粒径の粒子をランダムに配列する方法で決定した。具体的には、対象とする粒径の中で最大粒径の粒子より僅かに大きい格子間隔の規則格子に全ての粒子を配列する。格子の各ノードにどの粒径を配置するかについては乱数を用いて決定し、全ての粒子が配置されると重力場に置いてパッキングし初期配列を決定する。従ってシミュレーションで用いられる初期配列は、アンサンブル平均的な意味で実験と同一の粒度構造を有していることとなる。なお本稿では、個別要素法型の数値移動床の実現象に対する再現性の詳細を知ることが目的として、短時間の粒子移動について実験とほぼ完全に一致した初期条件下の粒子追跡も実施している(後述の図-4参照)。

## 4. 実験とシミュレーション結果の比較

### (1) 濃度重心

実験とシミュレーションから求めた濃度重心の時系列の比較を図-2に示す。ここに、 $y_{gci}$ : 粒径階 $i$ の濃度重心、 $y_{gci0}$ :  $t/T=0.5$ における粒径階 $i$ の濃度重心である。実験では $t/T=0.5 \sim 0.6$ にかけて $d_i/d=3$ の大粒径粒子の濃度重心の値がいったん僅かに減少をした後に増加している。同様の傾向は、シミュレーションにも見られる。この特性は、各粒径階が同程

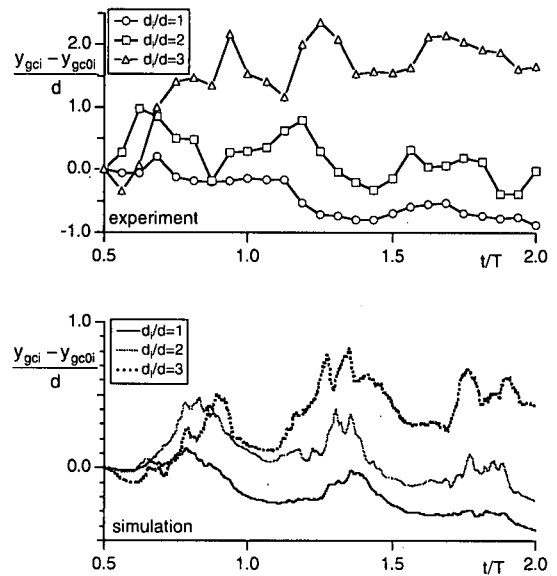


図-2 濃度重心時系列

度の割合で表層に存在するアーミングの未発達な状態では、粒径の小さい順に離脱が生じ大粒径粒子が小粒径粒子や中粒径粒子の移動後に生じる空隙に落ち込んだ後にそれを乗り越えて移動を始めるといったプロセスと関連していると考えられる。

流速変動の半周期に1度のピークを持つ変動を繰り返しつつ大粒径粒子が上昇し、中小粒径粒子が降下するという特性は、実験とシミュレーションで良好に一致しているが、実験の濃度重心の変化幅がシミュレーションより大きい。この原因は以下のように考えられる。ビデオ画像解析から得られるデータでは、側壁に接する粒子だけでなく奥の断面の粒子もカウントされているため、粒子数密度の低い表層付近では、2次元でのシミュレーション結果と比較して多数の粒子を抽出した結果となっている。大粒径粒子の濃度重心の上昇幅が実験で大きくなっているのは、このことにも関係すると考えられる。

### (2) アーマコートの形成過程

大粒径粒子の表層付近への上昇と小粒径粒子の下降によるアーマコートの形成過程をシミュレーションデータから、粒子レベルで考察する。図-3に初期から3.5周期間のスナップショットを示す。シートフロー状態では、全粒径階が接触・反発を繰り返しながら移動する。初期の表層付近には、大粒径から小粒径までが混在しており、底面流速のピーク付近では表層の全粒子が運動状態にある。小粒径粒子は、大粒径粒子や中粒径粒子と比べ慣性が小さく、流れ

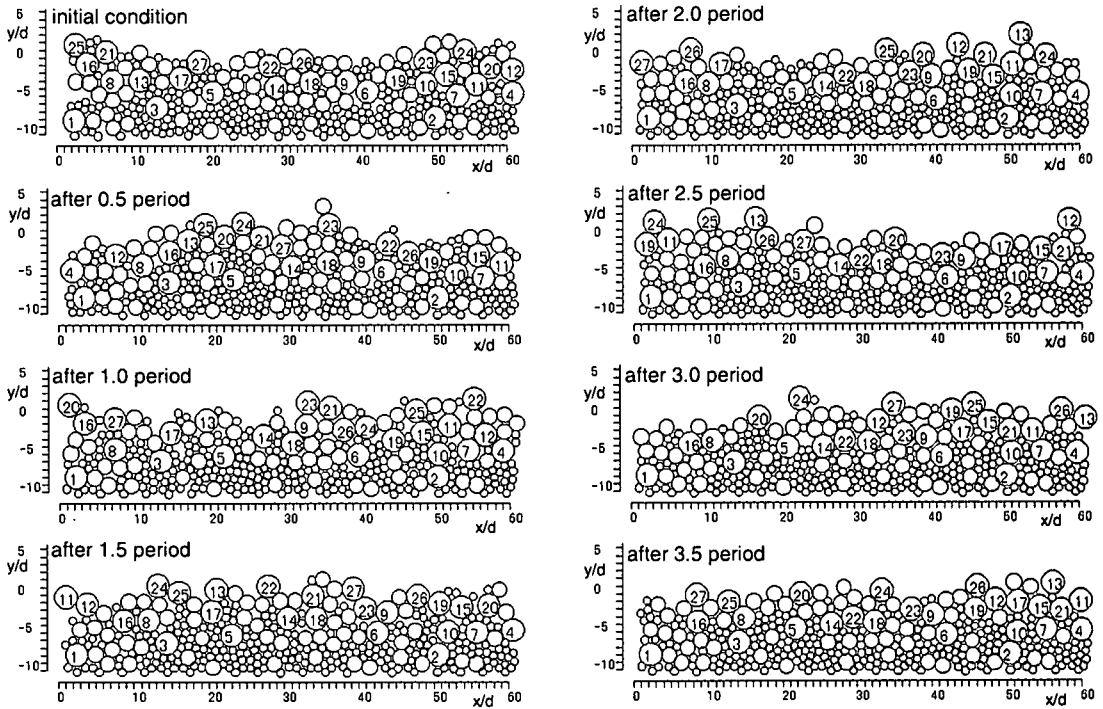


図-3 粒子運動のスナップショット

に追従しやすいため、減速位相で速やかに停止し、大粒径粒子や中粒径粒子が抜け出してできた隙間に沈降し埋没する。小粒径粒子が徐々に下層に潜り込んでいくにしたがい、その小粒径粒子の周辺の大粒径粒子や中粒径粒子の抜け出し角が減少し、移動し易くなる。その結果、大粒径粒子や中粒径粒子が上層に上昇し、小粒径粒子は下層に下降していき、徐々にアーマコートの形成が進行していく。

### (3) 瞬間像の再現性

実際の現象は3次元であるが、シミュレーションは、2次元モデルで実施されている。このシミュレーションが単一粒子の運動に関してどの程度の再現性を有しているのかを確認するため、実験とほぼ同じ初期粒子配列に対してシミュレーションを実行し、実験結果と比較したのが図-4である。

まず、大粒径粒子1が  $y/d = -2.5$  付近から表層 ( $y/d = 0.0$ ) に浮上する過程 ( $t = 5.00 - 6.30$ s) に着目する。大粒径粒子1の上方の粒子が、 $t = 5.00 - 5.30$ s にかけて水流による底面せん断力を受け移動し始める。その後、 $t = 5.50 - 5.80$ s にかけて、底面せん断力の増加によって表層の粒子の運動が活発化する。この際、小粒径粒子が移動して生じた空隙に、中粒径粒子や大粒径粒子が滑落する。大粒径粒子1は、下手側に移動

する過程で周囲を包む小粒径粒子が下方の空隙に入り込み相対的には表層に向けて押し出されて浮上する。

中粒径粒子2,3,4に着目すると実験の  $t = 5.00 - 5.80$ s では、3粒子の相対位置はほぼ変化せず、 $t = 6.30$ s で大粒径系粒子1が表層に完全に押し出されるあたりで、中粒径粒子2も流下方向に移動して中粒径粒子2,3,4の相対位置が変化する。シミュレーションでも同様な現象が生じるが、実験よりやや早い段階の  $t = 5.80$ s で、中粒径粒子2が移動し相対位置変化が生じている。以上のように、実験とシミュレーションでは僅かに粒子運動が異なる。これは実験では、粒子が接している側壁による摩擦の効果のためシミュレーションと比較して粒子の動きが抑制されること、また、実験では側壁近傍の粒子の移動に伴って陰に存在していた粒子が側壁に表れること(3次元性の影響)などが関係していると考えられる。しかしながら、実験とシミュレーションでは粒子レベルの運動においても、ほぼ良好な一致を示しており、比較的短時間の現象については、2次元モデルが現象の詳細な再現にも有効であることを示したとも言える。ただし、長時間にわたるシミュレーションでは、粒子配列の3次元性の効果が影響し、粒子配列の詳細にわたる一致は保証されない。

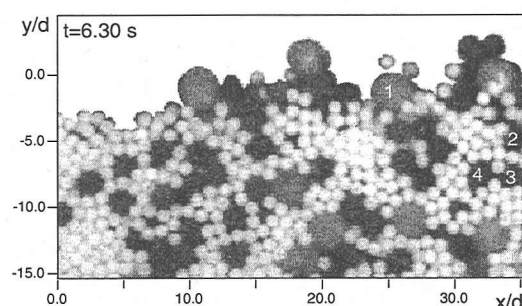
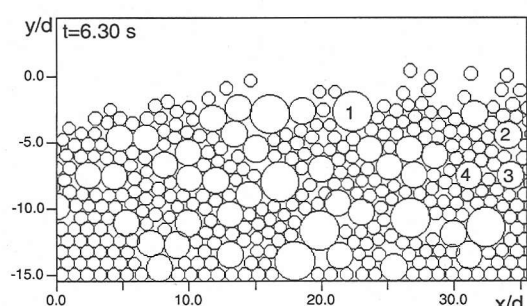
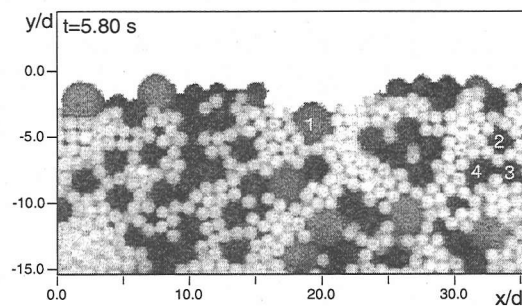
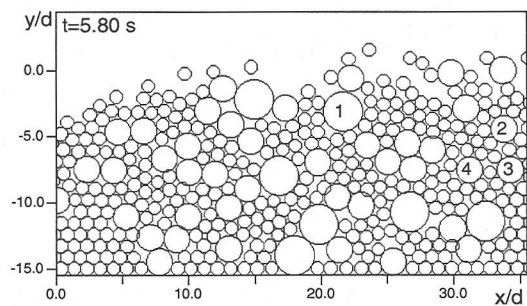
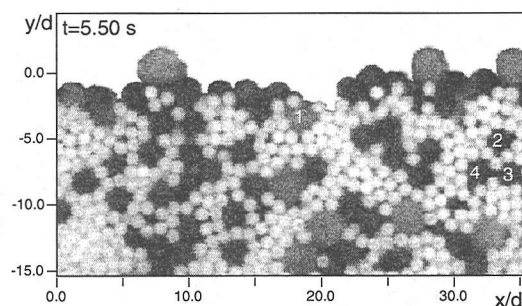
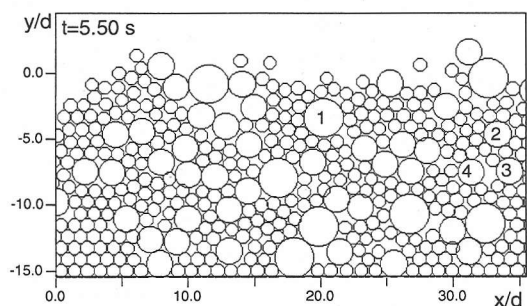
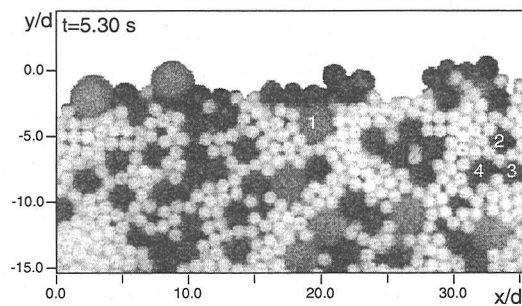
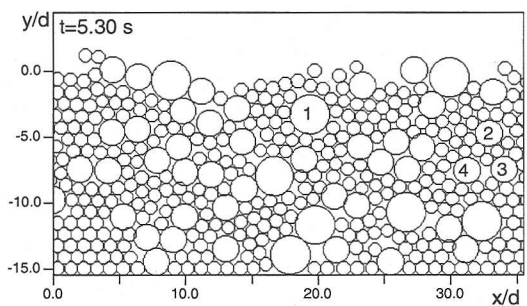
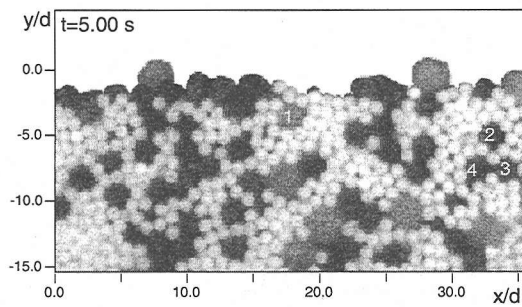
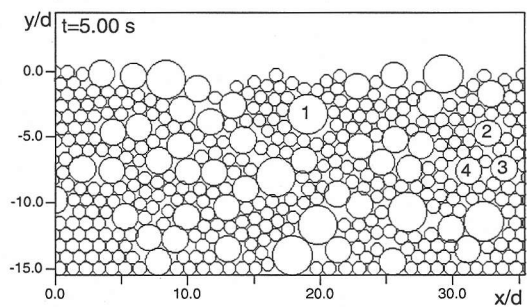


図-4 分級過程：シミュレーション（左），実験（右）

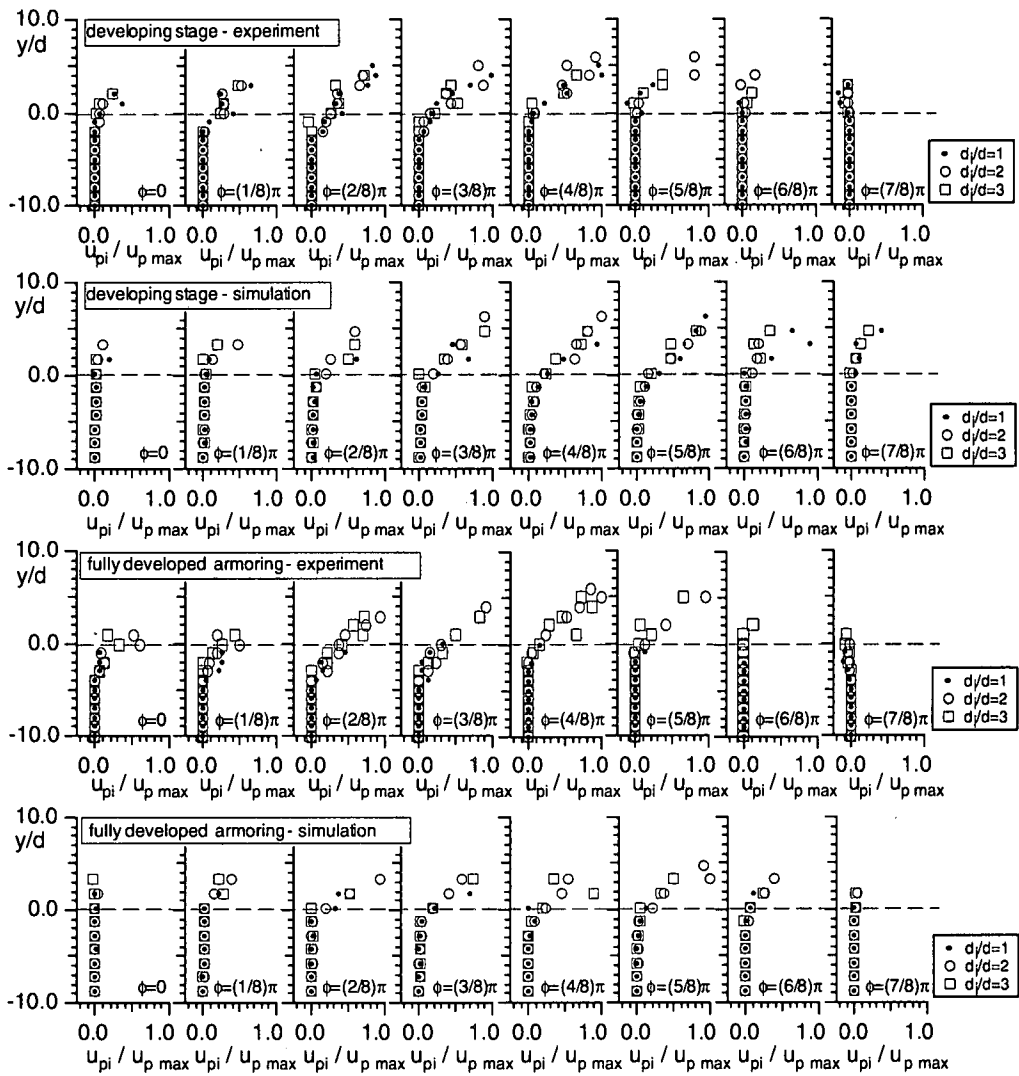


図-5 移動速度分布

## 5. アーマコート存在下の位相平均特性

### (1) 移動速度分布

図-5 にアーマコートの発達中の段階とアーマコートの形成が完了した平衡状態での粒径別の位相別移動速度分布図を示す。ここに、 $u_{pi}$  : 粒径クラス  $i$  の移動速度、 $u_{pmax}$  : 半周期中での最大移動速度である。まず、発達過程について検討する。小粒径に注目すると、全体的にシミュレーションと比較して実験では高い位置にまで速度分布が及んでいる。実験では3次元性の影響で壁近傍より奥で運動する粒子まで画像に記録される。粒子濃度の低い上層部では特に、この影響が顕著である。実験とシミュレーションの

粒子分布域の違いはこのことに関係していると考えられる。また  $\phi=(5/8)\pi - (7/8)\pi$  の減速位相では、シミュレーションの結果は実験結果と比較して移動速度の減少傾向が緩やかで、小粒径粒子が高い位置にまで残存する。これは、今回シミュレーションで用いたモデルが単相流モデルであるため、流体・粒子相互作用の効果を考慮しておらず減速期の流体流速が過大に評価されていることや、実験では側壁の摩擦効果が影響していることが原因と考えられる。そのため、シミュレーションの粒子には、慣性の効果が実験と比べ強く表れ、粒子運動が活発な結果となると考えられる。また平衡状態でも、減速位相では同様な現象が見られる。

次に、発達過程と平衡状態を比較する。発達過程

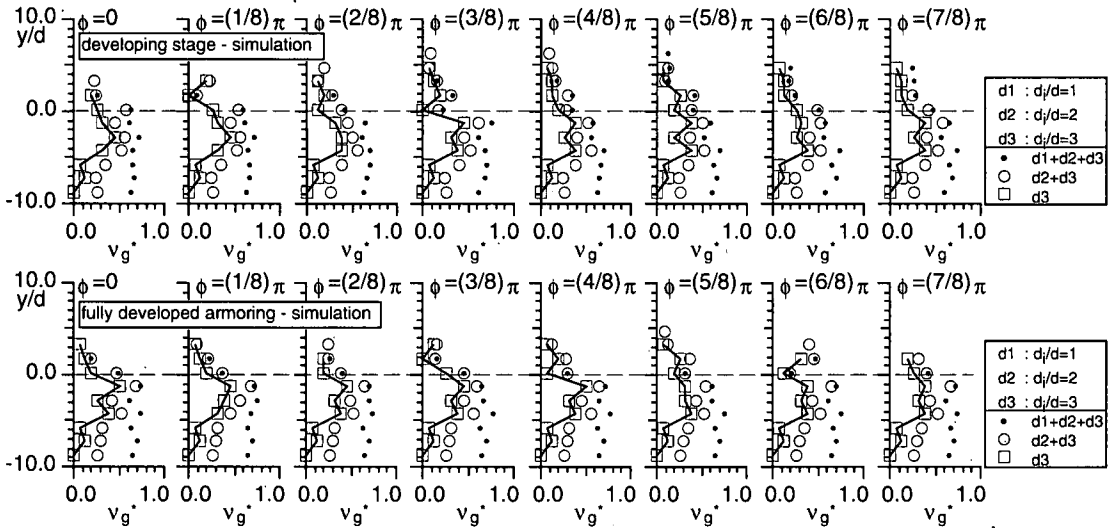


図-6 無次元数密度分布の位相変化

では全粒径階が混合して運動するが、平衡状態では鉛直分級の結果、小粒径粒子が表層付近に少量しか存在せず、大粒径粒子や中粒径粒子の運動に伴って生じる粒子間の衝突により移動するのみで、あまり大きな移動速度を示さない。このことは、実験・シミュレーションの双方で見られ、大粒径粒子や中粒径粒子が表層を被覆して発達したアーマコートの存在下の特徴の一つである。

## (2) 粒子数密度分布

シミュレーションの無次元数密度分布を図-6に、瞬間漂砂量分布を図-7に位相別に示す。なお、無次元数密度分布は、累積値で示してある。図-8に示すように、計算領域を層厚 $\Delta y$ の層に均等分割し、各層に存在する粒径階 $d_i$ の粒子の面積 $S_i$ を求めると、各層での無次元数密度 $v_{gi}$ は次式で書ける。

$$v_{gi} = \frac{A_3 \cdot \beta_g \cdot S_i}{A_2 \cdot L \cdot \Delta y} \quad (10)$$

ここに、 $\beta_g$  : 3次元性の効果を表す補正係数で、面心立方格子配列で充填された球の空隙率 $\lambda_{sp}$  (=0.26)および最密充填時の円筒(円盤)の空隙率 $\lambda_{cy}$  (=0.09)を用いて、

$$\beta_g = \frac{1 - \lambda_{sp}}{1 - \lambda_{cy}} \quad (11)$$

と表現すると、 $\beta_g = 0.82$ である<sup>9)</sup>。また、第 $m$ 層での粒径別単位幅瞬間漂砂量 $q_{bi}$  ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )は、平均砂粒子移動速度 $u_{pi}$  ( $\text{cm/s}$ )と $v_{gi}$ を用いて、

$$q_{bi} = \int_{(m-1)\Delta y}^{m\Delta y} v_{gi}(y) \cdot u_{pi}(y) dy \quad (12)$$

と表される。無次元数密度分布において、発達過程と平衡状態では表層に存在する大粒径粒子と小粒径粒子の占有率の差が顕著である。すなわち、平衡状態では発達過程と比較して、大粒径粒子の表層占有率が増加し、小粒径粒子が減少する。さらに平衡状態の粒子の存在高さが、発達過程より低くなっている。つまり、発達過程では全粒径階が比較的均等に表層付近に存在し、それらが混合して運動するが、平衡状態では鉛直分級により生じる小粒径粒子の下層への降下と大粒径粒子の表層への上昇により、大粒径粒子の表層占有率が増加する。その結果、粒子の移動抵抗は増加し、全体として粒子運動が抑制されるため、発達過程と比較して平衡状態では粒子の存在高さが低下すると考えられる。さらに、図-7の瞬間漂砂量分布からも、平衡状態での大粒径粒子の表層付近占有率増加により小粒径粒子の漂砂量が減少すること、および移動抵抗増加が誘発され漂砂量が抑制されることが分かる。これらをより明確にするために、図-9に粒径別漂砂量

$$q_{Bi} = \int_0^{\delta_m} q_{bi} dy \quad (13)$$

を示す。ここに、 $\delta_m$  : 砂粒子の運動層厚である。発達過程に比べ平衡状態では全粒径階で漂砂量の抑制が明瞭に示されている。また平衡状態では小粒径粒子の漂砂量がほぼゼロに近いが、これは表層付近の小粒径粒子の占有率の顕著な低下と符合している。

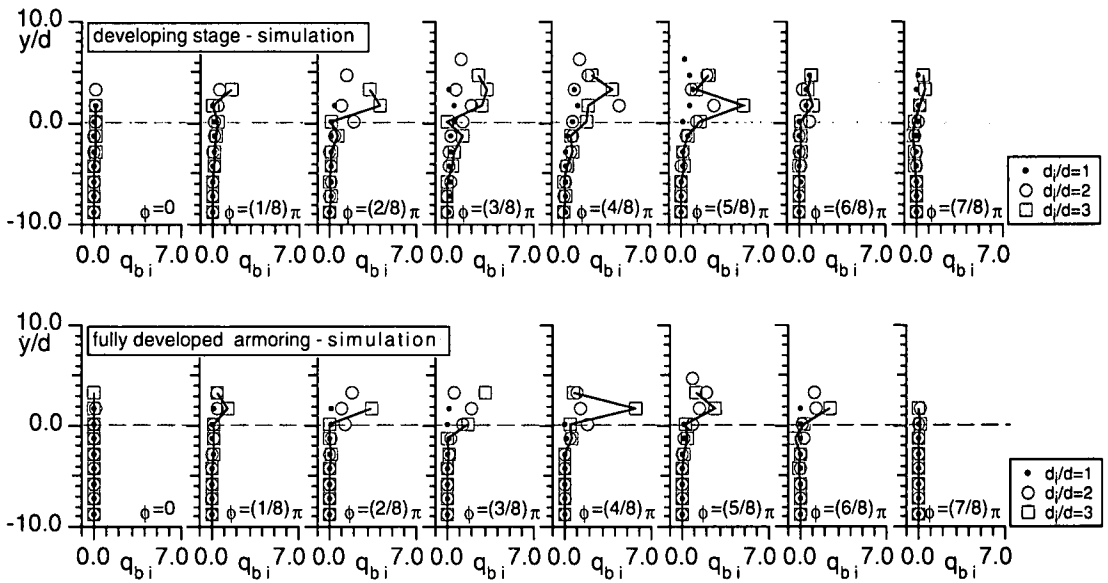


図-7 瞬間漂砂量分布の位相変化

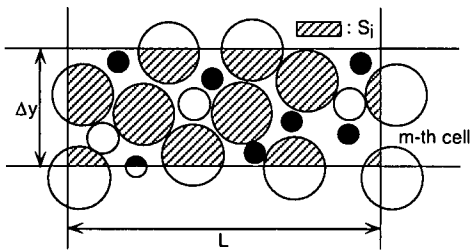


図-8 数密度の評価

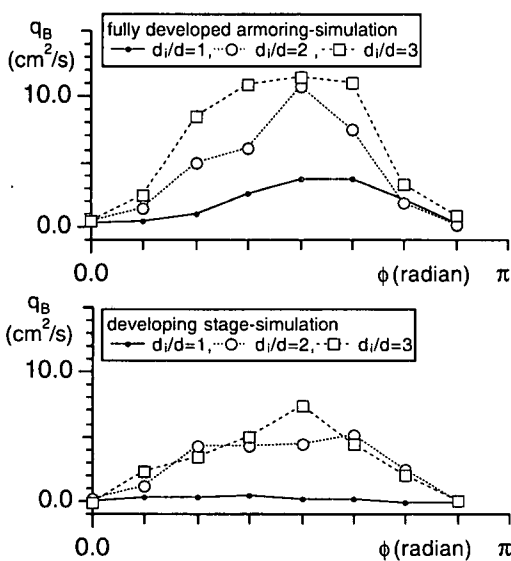


図-9 位相別漂砂量

### (3) 粒径別移動限界

低Shields数下でのシミュレーションモデルの実現象再現性についても検証するため、図-10に実験およびシミュレーションから得られた粒径別移動限界を既往の実験値と比較しつつ示す。図中にはEgiazaroff<sup>(1)</sup>および田中ら<sup>(2)</sup>による移動限界の推定式と芦田・道上<sup>(2)</sup>によるEgiazaroffの補正を併示している。ここに、 $u_{*ci}$ ：粒径階 $d_i$ の移動限界摩擦速度、 $u_{*cm}$ ：平均粒径 $d_m$ の移動限界摩擦速度である。粒径の増加に伴い移動限界摩擦速度が増加する傾向は実験とシミュレーションに共通しているが、実験の移動限界摩擦速度がやや小さい結果となっている。これは、離脱抵抗の違いが原因であると考察される。つまり実験では、2次元でのシミュレーションと比べて、粒子配置のバリエーション(抜け出し角分布の幅)が大きく、抜け出し抵抗の少ない粒子が存在し易いことと関係していると考えられる。しかしながら、実験とシミュレーションの一致は概ね良好である。

### (4) 粒径別漂砂量

図-11に粒径別無次元半周期平均漂砂量とShields数の関係を示す。粒径別無次元半周期平均漂砂量 $\bar{q}_{*i}$ は、沈降速度 $w_{0i}$ を用いて次式で書ける。

$$\bar{q}_{*i} = \frac{2}{T w_{0i} d_i f_{0i}} \int_0^{\frac{T}{2}} q_{Bi} dt \quad (14)$$



$$w_{0i} = \sqrt{\frac{2A_3}{A_2 \cdot C_D}} \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd_i} \quad (15)$$

また, Shields数

$$\Psi_i = \frac{fU_{max}^2}{2(\sigma/\rho - 1)gd_i} \quad (16)$$

は, 摩擦係数

$$f = \exp\left\{-7.53 + 8.07\left(\frac{T \cdot U_{max}}{2\pi \cdot z_0}\right)\right\} \quad (17)$$

を用いて算定できる。なお, 摩擦係数には田中<sup>13)</sup>の陽形式表示を用いた。ここに,  $z_0$ : 粗度長さ( $z_0 = k_s/30$ ),  $k_s$ : 相当粗度( $k_s = d_m$ )である。図中には Madsen-Grant<sup>14)</sup>の実験式および Al-Salem<sup>15)</sup>, Asano<sup>16)</sup>の実験データを併示したが, アーマリングの発達過程では, どの粒径階においてもアーマリングの平衡状態と比較すると, 流砂量は Madsen-Grant 式に近い値をとる。また, 発達過程と平衡状態では, 小粒径粒子の漂砂量の値に顕著な差違が見られ, 平衡状態の漂砂量は, 発達過程と比べて減少する。これは, 平衡状態で大粒径粒子に表層が被覆されたアーマリングの効果を示したものである。また, 粒径別無次元半周期平均漂砂量については, 本研究で実施した実験とシミュレーションの結果が, 発達過程・平衡状態ともに概ね良好な一致を示している。このことは, 2次元モデルに基づく本シミュレーションが少なくとも漂砂量評価のレベルでは有効に機能することを示したものである。

## 6. 結 語

本稿では, 振動流下での混合粒径シートフロー漂砂の分級過程について, 3粒径混合粒子を用いた水理実験を行い, さらに2次元個別要素法に基づいた数値移動床によるシミュレーションを実施した。まず, アーマコート生成の機構を粒子レベルから検討した。さらに, 鉛直分級の短時間の推移を実験と同じ粒子配列の初期条件でのシミュレーションを実施して再現し, 比較的短時間であれば2次元モデルでのシミュレーションが, 粒子配列変化についても良好な再現性を示すことを明らかにした。また, 平衡状態では発達過程と比較して, 表層付近に大粒径粒子が多く存在したアーマコートが形成され, このアーマコートが濃度重心, 移動速度分布, 濃度分布, 漂砂量などの移動床の特性に大きく影響していることを実験・シミュレーションの両面から詳細に示した。

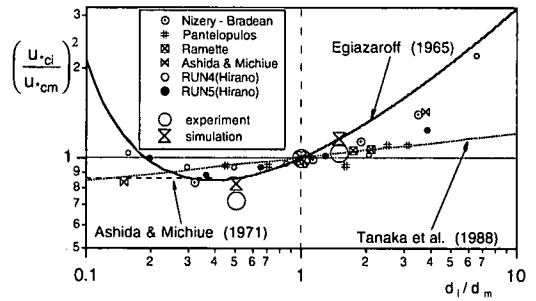


図-10 粒径別移動限界

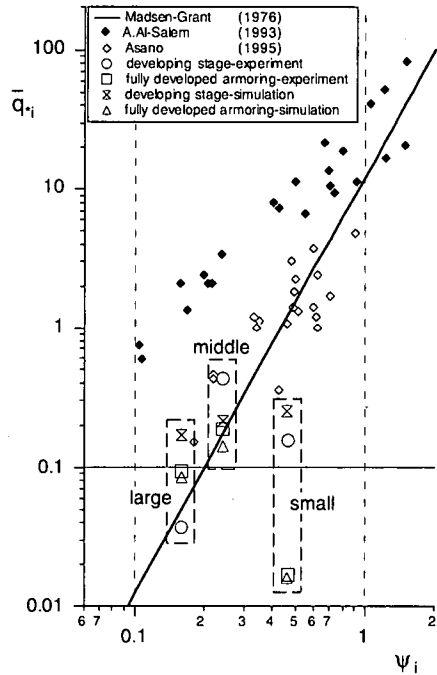


図-11 粒径別半周期漂砂量

謝辞: 実験及びデータの整理に関して, 京都大学大学院修士課程・羽間義晃君(現, 前田建設)の協力を得たことを記して, 謝意を表する。

## 参考文献

- 1) 田中仁, 片山裕貴, 加賀正之, 須賀堯三: 混合海浜における漂砂量則, 海岸工学論文集, 第35巻, pp. 307-311, 1988.
- 2) 鈴木高二郎, 渡辺晃, 磯部雅彦, Mohammad Dibajnia: 振動流作用下における混合粒径底質の移動現象, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 356-360, 1994.
- 3) 乾武史, Mohammad Dibajnia, 磯部雅彦, 渡辺晃: 細粗混合砂のシートフロー漂砂量の算定式について, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 521-525, 1995.
- 4) 後藤仁志, 酒井哲郎, 豊田康晴, 夢田哲也: 振動流下の混合漂砂の鉛直分級機構, 海岸工学論文集, 第43

- 巻, pp. 456-460, 1996.
- 5) 酒井哲郎, 後藤仁志, 沖和哉, 高橋智洋: 混合粒径シートフロー漂砂の鉛直分級過程の可視化実験, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 516-520, 1999.
  - 6) 酒井哲郎, 後藤仁志, 原田英治, 高橋智洋, 羽間義晃: 混合粒径シートフロー漂砂におけるアーマコートの非定常特性, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 496-500, 2000.
  - 7) 原田英治, イエガネ-バクテリア・アバス, 後藤仁志, 酒井哲郎: 粒状体モデルによるシートフロー漂砂の分級過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 491-495, 2000.
  - 8) Komar, P. D. and Miller, M. C.: The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high stresses under waves, *Jour.Sedimentary Petrology*, Vol.45, No.3, pp. 697-703, 1974.
  - 9) 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.
  - 10) 後藤仁志, 原田英治, 酒井哲郎: 個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化, 土木学会論文集, No. 691/II-57, pp. 159-164, 2001.
  - 11) Egiazaroff, I. V.: Calculation of nonuniform sediment concentration, *Jour. Hydraul. Div., ASCE*, Vol. 91, HY4, pp. 225-246, 1965.
  - 12) 芦田和男, 道上正規: 混合砂礫の流砂量と河床変動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第14号B2, pp. 259-273, 1971.
  - 13) 田中仁: 波・流れ共存場における摩擦係数の陽形式近似, 土木学会論文集, 第417号/II-13, pp.285-288, 1990.
  - 14) Madsen, O. S. and Grant, W. D. : Sediment transport in the coastal environment, *Rep. No.209, Ralph M. Parsons Lab., MIT*, 1976.
  - 15) Al-Salem, A. A.: Sediment transport in oscillatory boundary layers under sheet-flow conditions, Master Thesis, Technical University of Delft, 209p., 1993.
  - 16) Asano, T.: Sediment transport under sheet-flow conditions, *J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, Vol.121, No.5, pp.1-8, 1995.

(2001.4.5 受付)

## VERTICAL SORTING OF GRADED SEDIMENT TRANSPORT UNDER OSCILLATORY FLOW

Hitoshi GOTOH, Eiji HARADA and Tetsuo SAKAI

The particle/particle interaction is the key to investigate the sediment transport phenomena from the viewpoint of the computational mechanics. In this paper, the mechanism of graded sediment sheetflow are described experimentally and numerically under the oscillatory flow. Simulation model is the combined distinct element method (DEM) with  $k-\epsilon$  turbulence model. The mechanism of the vertical sorting and resultant armoring have been investigated from the velocity profile, the concentration profile, snap shots of particles and so on. A comparison of experiments with numerical results shows good agreement.