

振動流下の混合漂砂の鉛直分級機構

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・豊田 泰晴***・夢田 哲也****

1. 緒 言

漂砂機構の解明を対象とした基礎的研究はこれまでも少なくないが、その多くは均一砂を対象としたものである。砂粒子運動の本質を理解するには場の単純化が不可欠であるから、混合粒径の効果を排除して均一砂を対象としたモデル化を行うことには十分に意義のあることであるが、実際の海浜では養浜や人工海浜の造成など現地海浜と異なる粒度分布を有する土砂が大量に投入されることもあり、混合砂の流送過程が問題となることが少なくない。砂が粒度分布を有する場合、同一の流れ場の条件に対しても粒径が異なれば漂砂量が異なり、さらには異なる粒径の土砂が相互の流送に影響しあうといった複雑な状況が考えられる。このような状況下では、粒径別の漂砂量は粒度分布の変化（分級）と密接に関連しており、分級機構は漂砂機構の重要な構成要素である。

漂砂の分級に関する既往の研究としては、現地観測や大型造波水槽での実験などが散見されるもののメカニズムの解明を主目的としたものはあまり多くない。掃流砂や砂連上の浮遊砂など各個運搬を対象としたものとしては、混合砂と岸沖漂砂量の関係を調べた砂村（1984）の実験、掃流状態の混合砂の粒径別移動限界および粒径別漂砂量式を提案した田中ら（1989）の研究が見られる程度である。また、最近、鈴木ら（1994）および乾ら（1995）は、比較的掃流力の大きい砂連からシートフローにかけての砂粒子運動形態について細粗混合砂を用いて実験的検討を行って、シートフローの発生領域と細粗混合比率の関係について興味深い実験結果を報告している。

本研究では、特に土砂移動量の大きいシートフロー漂砂を対象に、鉛直方向への砂粒子の移動に伴う各層間の粒度構成の変化（すなわち鉛直分級）に関して検討する。山地河川の土石流では巨礫が先端部に浮上して流下する逆グレイディング現象が知られているが、高濃度土砂流である点では、シートフローと土石流とは共通しているから、逆グレイディングと同様の鉛直分級がシートフ

ローでも生じる可能性がある。そこで、細粗二粒径混合状態の粒子の振動流下での挙動に関する実験を行い、大粒子の運動の基本的特性を明らかにする。さらに、個別要素法に基づく数値シミュレーションによって砂粒子間相互作用を数値的に把握して鉛直分級の力学機構に関し考察を加える。

2. 混合砂シートフロー中の粗砂の運動に関する実験

2.1 実験の概要

実験は、図-1に示すアクリル製U字管式振動流装置を用いて行った。装置の両端は電磁弁を介して圧縮空気が充填した空気室と接続され、電磁弁の開閉をパソコン制御して安定した正弦波型の振動流を維持できる構造になっている。装置の水平部には長さ1000 mmの計測区間があり、移動床設置用に計測区間以外の水平部よりも40 mmだけ高さが大きく採られている。計測区間の流水断面は、64 mm×54 mmである。

底質粒子には、粒径 $d=5.15$ mm、比重 $\sigma/\rho=1.32$ の球状粒子（人工真珠の核）を標準粒子として用い、同一の比重で2倍の粒径の粒子（粒径 $D=9.88$ mm）を混合した細粗2粒径混合状態を実験対象とした。流れの条件は、周期 $T=4.5$ s、主流流速 $U=106.6$ cm/sの振動流で、田中ら（1993）の方法で摩擦損失係数を算定して求めた

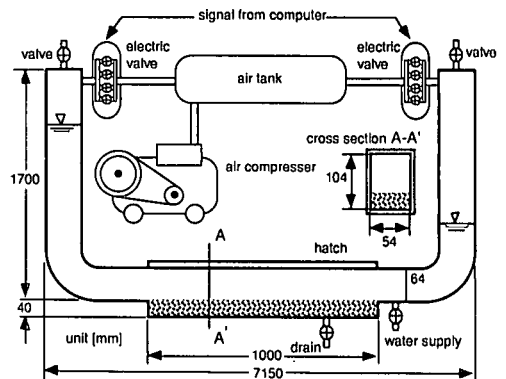


図-1 振動流装置

* 正会員 工博 京都大学講師 工学研究科土木工学専攻
 ** 正会員 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻
 *** 正会員 工修 五洋建設
 **** 学生会員 京都大学大学院工学研究科土木工学専攻

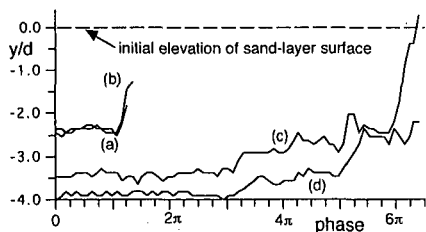


図-2 大粒径粒子の上昇過程

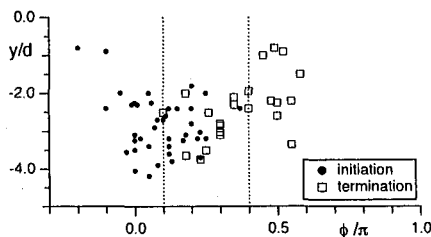


図-3 大粒径粒子の上昇位相の分布

Shields 数は、 $\Psi=0.619$ である。また、Komar-Miller (1974) および山下 (1984) のシートフロー発生限界式で、本実験の条件がシートフロー発生領域に属することを確認している。

粒子群の移動状況は、計測部の側方から 8 mm CCD ビデオカメラで撮影され、各フレームの画像はビデオインターフェイスを有するパーソナルコンピュータに取り込まれて解析された。はじめに、ビデオから取り込まれたフルカラーの画像を画像処理ソフトウェア NIH-Image (米国、National Institutes of Health の Dr. Wayne Rasband により開発されたフリーウェア) で処理できるようにグレースケールに変換する。次に、NIH-Image を起動させて変換された画像を二値化 (画面上では粒子を黒、流体を白に) する。NIH-Image には細胞数カウント機能があり、予め設定された領域内の粒子の占有面積を自動計測することが可能である。二値化処理では粒子の縁 (粒子と流体の境界線) を決定する必要があるが、個々の粒子周辺の輝度分布により粒子の縁の位置は輝度の域値の設定に依存する。そこで、以下の方法でキャリブレーションを実施した。まず、撮影された画像の内の 1 枚をグラフィックソフトウェアに読み込み、個々の粒子位置を判読して実サイズの粒子を張り付けて真の粒子占有面積が黒色で表示された画像データを作成する。作成された画像データを NIH-Image で解析して粒子占有面積を計算し、これと撮影された画像の解析結果を比較して検定値を求める。なお、粒子周辺の輝度分布の特性は照明条件にも依存し画像全体で一様ではないことに配慮して、解析対象領域を鉛直方向に層状分割し、各層に対して検定値を求めることとした。

粒子移動速度に関しては、画像を 1 フレームごとに追跡してフレーム間の粒子の移動軌跡から移動距離を測定する方法で求めた。なお、個々の粒子の判読の容易さに配慮して、種々に着色された粒子が混合された底質を用いて撮影された画像を解析対象とした。なお、大粒子の移動軌跡に関しても同様の方法を用いた。

2.2 大粒子の浮上過程

流れ場は振動流であるから、大粒子は主流方向 (x) には往復運動しながら、鉛直方向 (y) には上昇運動を行う。

図-2 は、大粒子の鉛直方向座標の時間変化の例を示したものであるが、微小な変動を除いて大略的に見れば、階段状の移動軌跡となっており、停止過程と上昇過程とが交互に出現する。

そこで、大粒子の上昇過程と流れからの駆動力の関係を推測することを考える。図-3 は、大粒子の上昇過程の出現位相について示したものである。振動流中に置かれた単一粒子は、駆動力 (すなわち主流流速) の変動とともに移動と停止を繰り返すが、移動開始位相と停止位相は駆動力の特性に依存し、決定論的な性質が強い。これに対して、シートフロー中の大粒子の移動開始は、単に水流の主流速に依存するのではなく、周囲粒子の配列状況すなわち移動を阻害する粒子の存在の有無にも大きく影響され、結果として移動開始位相のばらつきも大きくなる。同様のことは、停止位相に関しても成り立つので、図-3 の大粒子の上昇過程の出現位相はかなり広範囲に分布するが、大略的には位相 $\phi=0\sim\pi/2$ 程度の領域が上昇過程の出現領域と言える。なお、ここでの位相の表示は、正弦波型の波形に従う主流速を基準にしているので、位相 $\phi=0$ が主流速ゼロに相当し、 $\phi=0\sim\pi/2$ が加速位相で、位相 $\phi=\pi/2$ で主流速最大となった後、 $\phi=\pi/2\sim\pi$ の減速位相を経て位相 $\phi=\pi$ には再び主流速ゼロとなる。

次に、上昇過程における場の状態を把握するために、図-4 に小粒子の移動速度、数密度および両者の積としての単位体積あたりの運動量の分布の位相別変化について示す。粒子移動速度の変化を見ると、速度最大となるのは位相 $\phi=\pi/3$ であり、主流速の変化より位相が進んでいる。

数密度 (すなわち単位体積あたりの粒子数) に関しては、低層の移動が生じない領域では最密充填状態で一様に分布し、表層付近の流動化領域で位相別の分布の変化が見られる。図中の実線は、数密度が最も上部まで発達する位相 $\phi=\pi/2$ における分布状態を他の位相との比較のために表示したものである。加速位相では、シートフロー層の下限 ($y/d=-0.2\sim-0.3$ 程度の領域) で数密度が徐々に低下し、その分上層の数密度が上昇する。上層部の数密度は位相 $\phi=\pi/2$ でピークを採った後に減速期に入って減少に転じる。

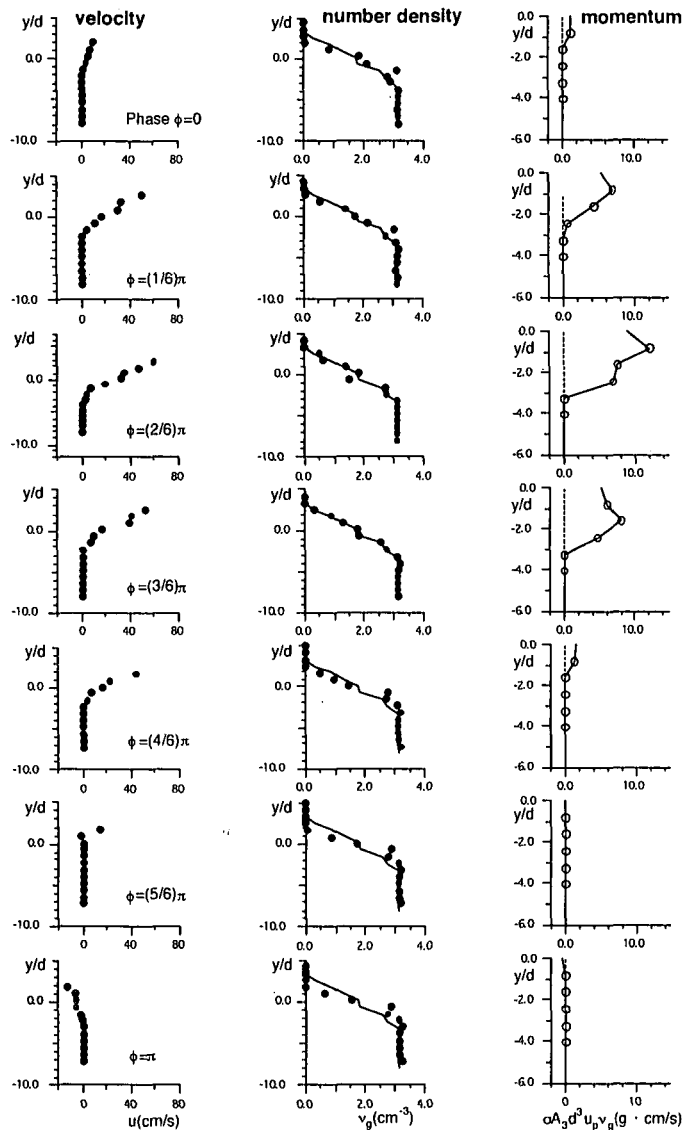


図-4 小粒径粒子の流動特性

移動速度と数密度の積として定義される単位体積あたりの運動量の鉛直分布を見ると、位相 $\phi = \pi/3$ を中心に主流速の加速期に大きな値を採っている。この位相は、図-3 の大粒子の上昇過程の出現位相とほぼ対応し、同じく図-3 で見られた上昇過程の深さ方向の発生領域 ($-3.5 \leq y/d \leq 0.0$) も図-4 の運動量分布の有為な領域と良好に対応している。以上のことから、小粒子の活発な運動が大粒子の浮上に大きく貢献しているものと判断できる。この過程をより詳細に検討するため、次章では粒子群の流動過程のシミュレーションを用いて、大粒子の浮上過程を追跡する。

3. 個別要素法による大粒子浮上過程の数値模倣

3.1 個別要素法の概要

ここでは、粒子流の基本的特性すなわち相互に干渉する離散的粒子群の集合流動としての特性を抽出するため、鉛直 2 次元場を対象として均一径 d の剛体円盤でモデル化された小粒子中の粒径 D の剛体円盤すなわち大粒子の運動を追跡する。各粒子運動については、粒子間の干渉項を含む粒子 i の並進および回転の運動方程式

$$\frac{\pi \sigma_i d_i^2}{4} [\ddot{x}_i] = \sum_j \{ -[f_n]_i \cos \alpha_{ij} + [f_s]_i \sin \alpha_{ij} \}_j + F_{0i} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\pi\sigma_i d_i^2}{4} [\dot{y}_i]_t = \sum_j \{ -[f_n]_t \sin \alpha_{ij} + [f_s]_t \cos \alpha_{ij} \}_j - \frac{\pi(\sigma_i - \rho) d_i^2 g}{4} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\pi\sigma_i d_i^3}{16} [\dot{\phi}_i]_t = \sum_j \{ [f_s]_t \}_j \dots\dots\dots (3)$$

を陽解法で解いて追跡する。ここに、 f_n, f_s ：要素の接平面を主軸とする局所座標系 $n-s$ における要素 i, j 間の法線および接線方向の作用力、 α_{ij} ：要素 i, j の接線角、 F_{0i} ：水流による粒子群表層のせん断に起因して要素 i に作用する外力、 d_i ：要素 i の直径、 σ_i ：要素 i の密度、 g ：重力加速度であり、 $[\]_t$ は時刻 t における値を、ドット ($\dot{\ }$) は時間微分を表す。

個別要素法では、粒子間の相互干渉は弾性スプリングと粘性ダッシュポットにより表される。具体的には、計算ステップの更新の度に個々の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による相互作用系を導入して粒子間の相互干渉力が計算される。

粒子間干渉のモデル化は、法線方向および接線方向に配置された弾性スプリング (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) により行われ、個々の粒子が非粘着性材料であることを考慮して、法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントが、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がそれぞれ配置される。さらに、塑性的挙動すなわち現象の3次元性と関連した粒子間の噛み合わせ効果 (奥行き方向のずれ) を表現するため、ばねによる抗力に上限値 $e_{n\max}, e_{s\max}$ が設けられている。

現実のシートフローは加減速を伴う非定常流であるが、大粒子の浮上過程は、砂粒子移動速度の最大位相付近で多く出現するという実験事実に基づき、流れ場の状況を大幅に簡素化する。すなわち、加速度効果を考慮せずに、表層に作用する一定のせん断力により駆動する細粗二粒径混合粒子流における大粒子の運動を数値的に追跡する。大粒子の浮上過程を支配する逆グレイディングの本質が、高速で流動する粒子群中の細粗粒子間の干渉にあることを考えると、ここで行った場の単純化は現象の本質を損なうものでないことは明らかである。

このような単純化により計算領域の節約も可能となる。すなわち、計算領域の側方は周期境界とし計算の効率化を図る。底面は計算対象粒子と同一の粒子を配置した粗面固定床とする。

計算対象は、実験に用いたのと同様の粒径 $d=5.15$ mm、比重 $\sigma/\rho=1.32$ の球状粒子に同一の比重で2倍の粒径の粒子 (粒径 $D=9.88$ mm) を混合した粒子群で、118個の小粒子と3個の大粒子の合計121個の粒子の運

動について計算した。大粒子の配置については、大粒子同士が干渉しない程度すなわち直接衝突のない程度の初期配置を試行錯誤的に計算を繰り返して求めたので、ここで示す計算においては大粒子間の直接衝突は生じていない。

また、流動過程の計算を始める前に、砂粒子群の初期配置を決定するための0.1s間の予備計算 (パッキング) を行い、パッキングの完了後に粒子層表面にせん断力を実用させ粒子群を流動させた。せん断力の表層付近の粒子への配分については、表層付近にせん断力の作用域を想定した配分法 (後藤ら, 1994) を用いた。すなわち、表層付近に閾値 y_{th} を設けて、域値より上方に存在する全ての要素について超過部分の面積に応じてせん断力を比例配分した。要素 i に作用するせん断力は、

$$F_{0i} = L w_i \tau_0; w_i = S_i / \sum_{j=1}^N S_j \dots\dots\dots (4)$$

と書ける。ここに、 L ：計算領域の水平方向の長さ、 τ_0 ：底面せん断力、 S_i ：要素 i の閾値超過部分の面積である。

なお、モデル定数については既往の研究を参考に、パッキング後の砂粒子群の振動を抑制するように調整し、 $k_n=9.45 \times 10^6$ N/m; $k_s=2.36 \times 10^6$ N/m; $\eta_n=40.0$ Ns/m; $\eta_s=20.0$ Ns/m; $\mu=0.577$; $e_{n\max}=2.5$ N; $e_{s\max}=0.025$ N; $\Delta t=1.0 \times 10^{-5}$ s のように与えることとした。

3.2 大粒子浮上過程のシミュレーション結果

図—5は、粒子層表層に作用する無次元せん断力 $\tau_*(= \tau_0 / \rho(\sigma/\rho - 1)gd)$ が1.5の場合のシミュレーション結果をsnapshot (粒子群の瞬間像) として示したものである。

初期状態 ($t=0.0$ s) では小粒子中に埋まっていた大粒子 (No.3) は $t=0.4$ s には粒子層から放出され最上部に位置している。粒子 No.3 はその後時間が経過しても最上部に留まり小粒子上に乗り上げつつ流動している様子が、 $t=0.8$ s のsnapshot に示されている。粒子 No.3 より深い位置にあった粒子 No.2 も緩やかながら上昇し、 $t=0.8$ s には表層付近まで到達しつつある。さらに深い位置にあった粒子 No.1 に関しては、あまり顕著な上昇は確認されなかった。これは、粒子 No.1 の初期深さでの小粒子の移動速度が小さいため粒子間干渉による運動量の授受が不活発であることによると考えられる。

言い換えると、小粒子の速度勾配の大きい領域で大粒子の効率的な浮上が生じていることとなる。すなわち、大粒子は上部と下部に衝突する粒子から受け取る運動量の差によって時計回りのトルクを得て回転し、下手側の小粒子を乗り上げるようにして上昇するというプロセスが考えられる。そこで、粒子 No.1 および No.3 の角速度 (半時計方向が正) を上昇軌跡とともに示したのが、図—6である。粒子 No.1 の場合に見られる小刻みな変動は個別要素法特有のノイズであるが、粒子 No.3 の場

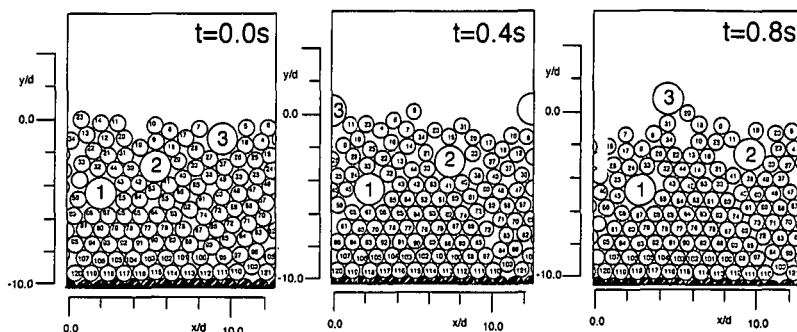


図-5 大粒径粒子の snapshots

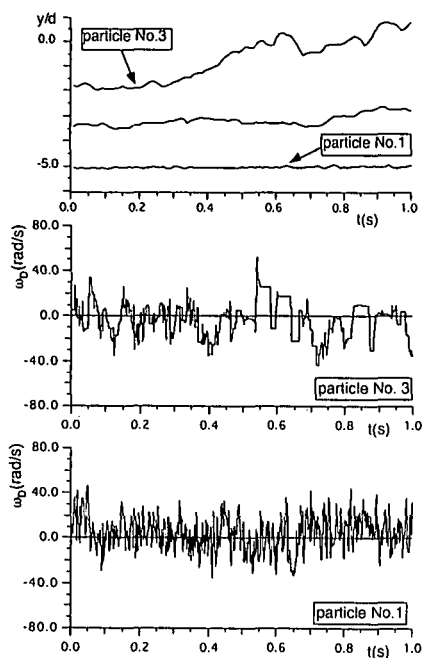


図-6 大粒径粒子の回転角速度

合の角速度の変化にはこれよりはるかに低周波の変動成分が含まれている。上昇の開始時刻付近(例えば, $t=0.4$ s)では時計方向の顕著な回転が生じており, 上昇の駆動力がこの種の回転運動に関連していることが伺える。

4. 結 語

ここでは, 細粗二粒径混合状態の粒子群の振動流下で

の挙動に関する実験を行い, 大粒子の顕著な上昇運動の基本的特性について検討した。さらに, 個別要素法に基づく数値シミュレーションによって砂粒子間相互作用に伴う大粒子の回転運動を数値的に把握し, 鉛直分級の力学的背景を明らかにした。

参 考 文 献

- 乾 武史・Mohammad Dibajnia・磯部雅彦・渡辺 晃 (1995): 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.
- 後藤仁志・酒井哲郎・富永圭司 (1994): 粒状体モデルによるシートフローの流動過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 371-375.
- 鈴木高二朗・渡辺 晃・磯部雅彦・Mohammad Dibajnia (1994): 振動流作用下における混合粒径底質の移動現象について, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 356-360.
- 砂村継夫 (1982): 浅海域の岸沖漂砂量に関する実験的研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 239-243.
- 田中 仁・吉竹豊尚・首藤伸夫 (1989): 波・流れ共存場における底質分級の数値計算, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 264-268.
- 田中 仁・Aung Thu (1993): 全ての flow regime に適用可能な波・流れ共存場抵抗則, 土木学会論文集, No. 467/II-23, pp. 93-102.
- 山下俊彦・沢本正樹・横山博美 (1984): 非定常流による平坦床漂砂量と砂の移動機構に関する実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 281-285.
- Komar, P. D. and Miller, M. C. (1974): 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.