

表層せん断力の急増減に対するシートフロー層の動的応答

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・豊田 泰晴***

1. 緒 言

暴浪時の大量の底質移動モードであるシートフロー漂砂は、海浜変形を論じる上で必要不可欠な因子であるとの認識から、従来から研究の蓄積が図られてきた。さらに、近年は、砂粒子の移動速度、濃度分布等の計測を通じてシートフロー漂砂の内部機構に迫る研究（例えば、浅野ら、1993；山下ら、1993；李ら、1993）が進展し、分級過程に関する興味深い実験結果（乾ら、1995）も得られつつある。

移動床の土砂移動は、砂層表層の砂粒子が選択的に輸送される各個運搬と大量の土砂が高濃度で輸送される集合流動とに大別されるが、シートフロー漂砂は沿岸域における後者の代表的な移動形態である。したがって、シートフロー漂砂では、砂粒子間の干渉が支配的となり、移動機構のミクロな視点からの解明には砂粒子間の干渉の理解が不可欠である。しかし、既往のモデルでは粒子群としての特性、すなわち、粒子間の相互干渉の取り扱いが簡略化されることが多かった。

後藤ら（1994、1995a）は、このようなシートフロー漂砂の粒状体の特性に着目し、従来よりも Shields 数の大きい領域において個々の砂粒子の離散の運動を粒子間干渉を考慮しながら追跡するため、Cundall ら（1979）の個別要素法に基づくシミュレーションを実施して、シートフロー漂砂の砂粒子レベルの力学機構について考察を加えた。また、シミュレーション結果に基づき、準定常の仮定の下に振動流場での半周期漂砂量を推定し、既往の実験と比較した。しかし、シートフロー漂砂の粒状体としての基本的特性の把握に重点を置いて、砂層表層のせん断力を一定にした際の完全発達段階（定常状態）を対象としたため、シートフローの加速・減速時の特性は検討しなかった。

シートフロー漂砂は、微視的な観点から高濃度砂粒子群の非定常運動と位置付けられるが、本研究では、このような観点から、シートフロー漂砂が、(i) 加速・減速

を繰り返す非定常過程であることと、(ii) 粒子群の集合体である粒状体であることの2点に着目した数値シミュレーションを実施する。具体的には、粒子群により構成される砂層が表層をせん断される際にせん断力が急増・急減したときの粒子群の応答を粒状体モデルを用いて詳細に解析し、解析された砂粒子群の応答特性を基に振動流下の砂粒子の移動速度分布の位相別の変化を再現する。

流体・粒子間の干渉に関しては、粒子間干渉と並んでシートフロー漂砂の流動機構を支配する重要な因子であり、近年、モデル化の面でも急速に進展しつつある（例えば、灘岡ら、1989；浅野、1990；後藤ら、1992；二瓶ら、1995）。流体・粒子および粒子間相互の干渉の両者を個々の粒子運動のレベルで同時に取り扱う手法（例えば、小田ら、1995）は膨大な計算量を要することから、本研究では、粒子間衝突に焦点を絞って議論を進めることとした。

2. 砂粒子運動のシミュレーション

2.1 個別要素法による計算

ここでは、後藤ら（1994、1995a）の方法を踏襲し、砂粒子を均一径 d の剛体円盤によりモデル化し、鉛直2次元場における各砂粒子の運動方程式を陽解法で解いて、砂粒子の運動を追跡する。

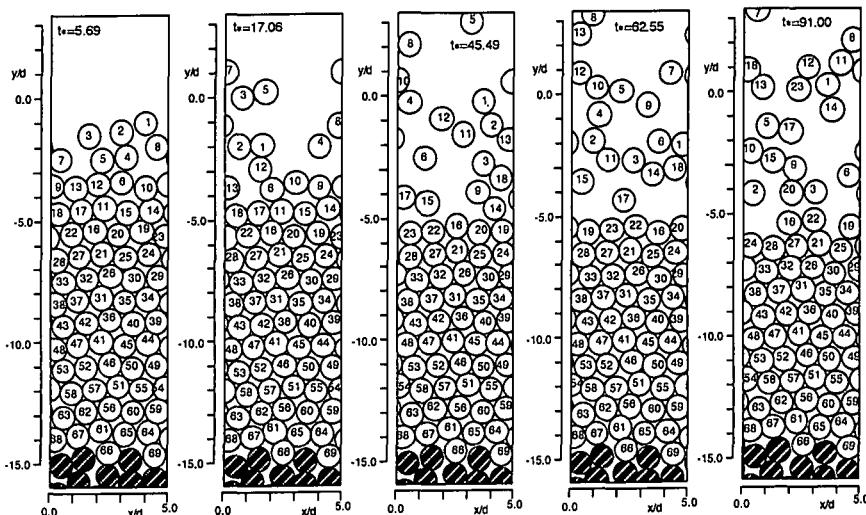
個別要素法では、計算ステップの更新の度に個々の砂粒子の接触状況が検査され、接触状態にある粒子間については、弾性スプリングと粘性ダッシュポットが導入されて粒子間の相互作用が計算される。具体的には、法線方向および接線方向に弾性スプリング（ばね定数 k_n, k_s ）および粘性ダッシュポット（減衰定数 η_n, η_s ）を配置して相互作用を表現する。また、塑性的挙動すなわち現象の3次元性に関連した粒子間の噛み合わせ効果を表現するため、ばねによる抗力に上限値 e_{nmax}, e_{smax} を設け、法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントを、接線方向には一定の限界を越える力が作用すると滑動するジョイントを配置した。

計算の効率化を図るために計算領域の側方は周期境界とし、底面には計算対象粒子と同一の粒子から成る粗面

* 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



図一 砂粒子運動の snapshots

固定床を配置した。計算に用いた砂粒子は、後述する実験に用いたのと同様の粒径 $d=0.25$ cm, 比重 $\sigma/\rho=1.32$ のもので、1段の配列要素数5個で15段にわたって積み上げた後、最下層の粒子5個を固定し、表層粒子の離脱の容易さに配慮して表層の5個の粒子の内1個を取り除いて、合計69個の粒子の運動を解析対象とした。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0.1 s間の予備計算（パッキング）を行い、パッキングの完了後に砂層表面にせん断力を作用させ粒子群の運動を追跡した。せん断力の表層付近の砂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、作用域中に存在する全ての砂粒子にその作用域中の面積に応じて配分する方法（後藤ら, 1994）を用いた。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; $\mu=0.577$; $e_{nmax}=2.5$ N; $e_{smax}=0.025$ N; $\Delta t=1.0 \times 10^{-5}$ s のように与えることとした。

2.2 シートフローの時間的発達過程の砂粒子運動

図一1は、砂層表層に作用する無次元せん断力 τ_* ($=\tau_0/(\rho(\sigma/\rho-1)gd)$) が0.0から3.0に急増した後の砂粒子流動層の発達過程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。

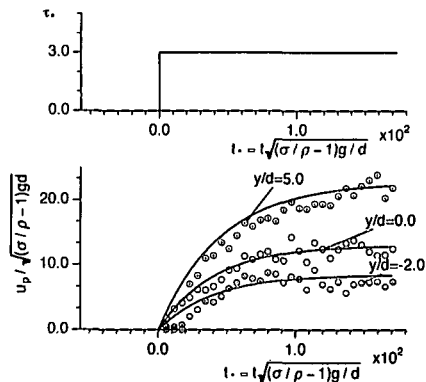
急増後間もない $t_*=5.69$ (t_* の定義は図二参照) では、砂粒子の分散傾向は小さく、最上層付近の砂粒子が僅かに浮上して流送される程度である。時間が経過し、 $t_*=17.06$ になると、最上層部の砂粒子の一部は、 $y/d=2.0$ 程度の高さまで上昇し、第2層、第3層の砂粒子にも分散傾向が見られるようになる。さらに時間が経過して $t_*=45.49$ になると、上層部における砂粒子の分散傾向

は一層顕在化し、分散領域（saltation 層）は上下に拡大して、 $-4.0 \leq y/d \leq 5.0$ 程度にまで及ぶようになり、この付近で概ね完全発達状態（平衡状態）に達している。

3. 発達過程の過程の砂粒子移動速度分布

3.1 砂粒子速度の発達過程の緩和過程的特性

図二は、階段関数的なせん断力の急増に対する砂粒子移動速度の応答を示したものである。せん断力の急増に対して移動速度は即応せず、緩和過程的特性が明瞭に見られる。後藤ら (1995b) は、このようなせん断力急増過程の特性を表現するため、緩和過程モデルを導入した。本研究では急増・急減の両過程について緩和過程モデルで定式化して、個別要素法によるシミュレーションから得られる砂粒子群の移動速度の変化特性を簡便に表現する方法に関して検討する。



図二 表層せん断力の急増に対する砂粒子速度の応答

3.2 砂粒子移動速度の緩和過程モデル

図-2に見られた砂粒子移動速度の緩和過程の基本的特性は、次式の重畳積分で表現できる。

$$u_p(t, y) = \Xi_{up}(y) \int_0^{\infty} u_{p\infty}(t - \tau) \cdot T_R(\tau|y) d\tau \quad \cdots (1)$$

ここに、 $u_{p\infty}$ ：平衡状態（完全発達段階）における速度スケールであり、 $u_{p\infty}$ は底面せん断力 τ_* （あるいは摩擦速度 u_* ）を与えると一義的に決まる値である（式（4））。 Ξ_{up} は、完全発達状態の速度分布形で、シミュレーション結果とよく一致する近似式として次式で与えることとする。

$$\Xi_{up}(y) \left(= \frac{u_p(y)}{u_{p\infty}} \right) = \begin{cases} \alpha \ln \left(\frac{y - y_{\text{inf}}}{d} + 1 \right) + 1 & \text{for } y > y_{\text{inf}} \\ \exp \left(\beta \cdot \frac{y - y_{\text{inf}}}{d} \right) & \text{for } y \leq y_{\text{inf}} \end{cases} \quad \cdots (2)$$

ここに、 $u_{p\text{inf}}$ ：速度分布の変曲点での速度、 y_{inf} ：変曲点の高さ、式中の定数は、 $\alpha=0.42$ ； $\beta=0.4$ ； $y_{\text{inf}}/d=0.0$ である。なお、応答関数 $T_R(\tau|y)$ については適切な関数形を見いだす必要があるが、図-2に示すように、指数関数型の式（図中の実線）

$$S_R(\tau|y) = \frac{1}{\Gamma(y)} \exp \left\{ -\frac{\tau}{\Gamma(y)} \right\} \quad \cdots (3)$$

が応答特性を良好に表現している。ここに、 $\Gamma(y)$ ：緩和時間スケールであり、シミュレーション結果と緩和過程モデルとの一致に留意して決定される。

ここでは、底面せん断力（あるいは摩擦速度）の瞬間的变化を対象としているから、平衡状態の速度スケールは階段関数的に追従し、急増・急減過程において

$$u_{p\infty}(t) = u_{p\text{amp}} \cdot \begin{cases} H_e(t) & \text{for increasing } \tau_* \\ \{1 - H_e(t)\} & \text{for decreasing } \tau_* \end{cases} \quad \cdots (4)$$

と書ける。ここに、 $H_e(t)$ ：階段関数、 $u_{p\text{amp}}$ ：砂粒子速度の増加幅である。さらに、発達過程での砂粒子速度の鉛直方向分布の表層せん断力に対する相似性が成立すれば、変曲点での平衡速度 $u_{p\text{ampinf}}$ を速度スケールとして、式（4）を式（1）に代入し、積分操作を行うと、遷移過程の速度式

$$u_p(t, y) = u_{p\text{ampinf}} \Xi_{up}(y) \cdot \begin{cases} \left[1 - \exp \left\{ -\frac{t}{\Gamma(y)} \right\} \right] & \text{for increasing } \tau_* \\ \exp \left\{ -\frac{t}{\Gamma(y)} \right\} & \text{for decreasing } \tau_* \end{cases} \quad \cdots (5)$$

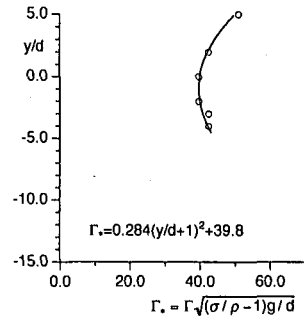


図-3 緩和時間スケール分布（急増過程）

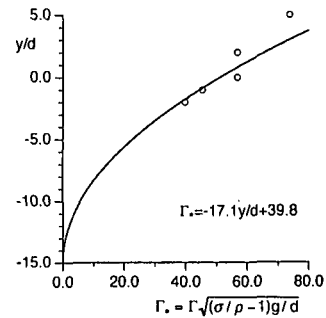


図-4 緩和時間スケール分布（急減過程）

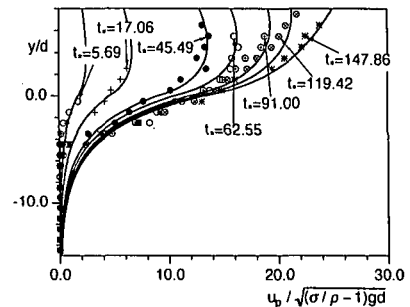


図-5 砂粒子速度分布の変化過程（急増過程）

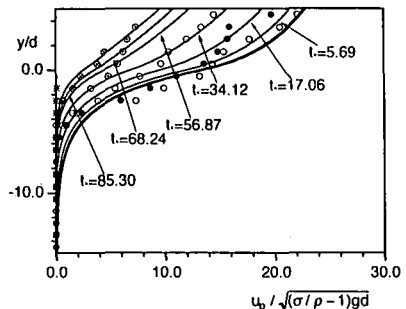


図-6 砂粒子速度分布の変化過程（急減過程）

が得られる。

表層せん断力の急増・急減過程における緩和時間スケールの鉛直分布を図-3および図-4に示す。なお、図中の実線は図中に示した近似式の値である。このような緩和時間スケールを用いて求められた砂粒子速度分布の変化過程を図-5および図-6に示す。式(4)から計算された緩和過程モデルの計算値(図中の実線)と個別要素法によるシミュレーション結果として得られた砂粒子速度分布(図中の記号)とは良好な適合性を示しており、緩和過程モデルの有効性が確認された。

4. 振動流場における砂粒子移動速度分布

4.1 砂粒子移動速度分布の計測

実験ではアクリル製のU字管式の振動流装置を用いて、粒径 $d=0.52$ cm, 比重 $\sigma/\rho=1.32$ の均一な粒子(人工真珠の核)のシートフロー状の運動を水路側方からビデオで撮影した。実験装置は、U字管の両端への送風量をコンピューター制御して振動を維持する形式のもので、流速の時間変化は正弦波形を採っている。砂粒子の運動は水路側方からCCDカメラで撮影され、ビデオインターフェイスを通じて各位相ごとの状態が静止画としてパーソナルコンピュータに取り込まれ、各瞬間の静止画が精査されて個々の砂粒子の移動軌跡が追跡された。ここでは粒子位置を視覚的に判断する従来からの方法を用いたが、前処理で各コマごとの静止画がデジタルデータとなっているのでビデオデッキでコマごとに静止させて解析していた従来の状態と比較すると、細部の拡大や連続する2コマの並列表示など砂粒子の運動軌跡の誤判別を防ぐ措置が容易であり、正確な運動軌跡や移動速度分布のデータが少ない労力で得られる。

4.2 緩和過程モデルによる速度分布の再現

主流速が正弦波型で変化するとき、平衡時の砂粒子移動速度は

$$u_{pos}(t) = u_{pamp}(\tau_*(t-\tau) \sin(2\pi \frac{t-\tau}{T})) \quad \dots\dots (6)$$

と書ける。(6)式を(1)式に代入し、緩和関数を(2)式で与えて数値積分を実行すれば、正弦波型の流速場の変化に対する砂粒子速度分布の応答が計算できる。しかし、これらの基礎式に含まれるパラメータの中には、砂層表層せん断力に依存するものがある。そこで、(1)式の数値積分を実行する前に、砂層表層せん断力の増減の振幅を変化させて個別要素法によるシミュレーションを繰り返し、砂粒子移動速度のインパルス応答特性の砂層表層せん断力の増減の振幅に対する依存性を調べることとした。砂粒子速度の増加振幅 u_{pamp} および緩和係数 Γ と砂層表層せん断力の増減の振幅 τ_* の関係が次式で良好に近似できることが分かった。

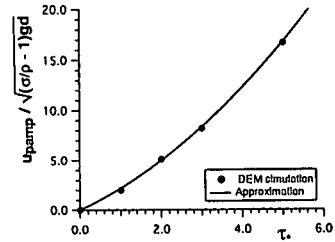


図-7 表層せん断力と砂粒子速度スケールの関係

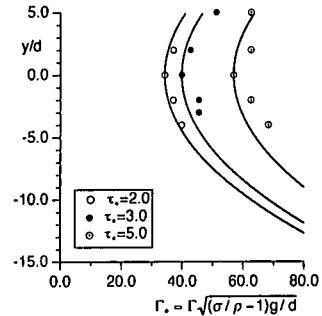


図-8 表層せん断力と緩和時間スケールの関係(急増過程)

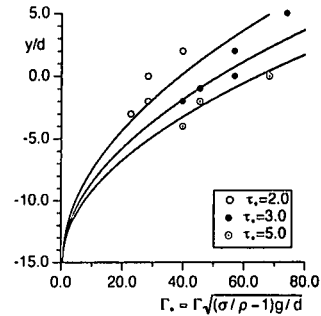


図-9 表層せん断力と緩和時間スケールの関係(急減過程)

$$\frac{u_{pamp}}{(\sigma/\rho-1)gd} = 0.29\tau_*^2 + 1.91\tau_* \quad \dots\dots (7)$$

$$\Gamma_* = \Gamma \sqrt{(\sigma/\rho-1)gd} = \begin{cases} 0.28(y/d)^2 + 8.12\tau_* + 17.06 \\ \text{for increasing } \tau_* \\ 0.057(\tau_*+1.0)(y/d+15.0)^2 \\ \text{for decreasing } \tau_* \end{cases} \quad \dots\dots (8)$$

個別要素法によるシミュレーション結果とこれらの近似式との対応を図-7,8および図-9に示す。図中の実線が近似式、記号が個別要素法によるシミュレーション結果を示しているが、両者は概ね良好に適合している。

これらの近似式を用いて、砂層表層せん断力が変化する際の砂粒子移動速度の応答特性が計算できる。

図-10は、この方法で求めた砂粒子移動速度分布を振

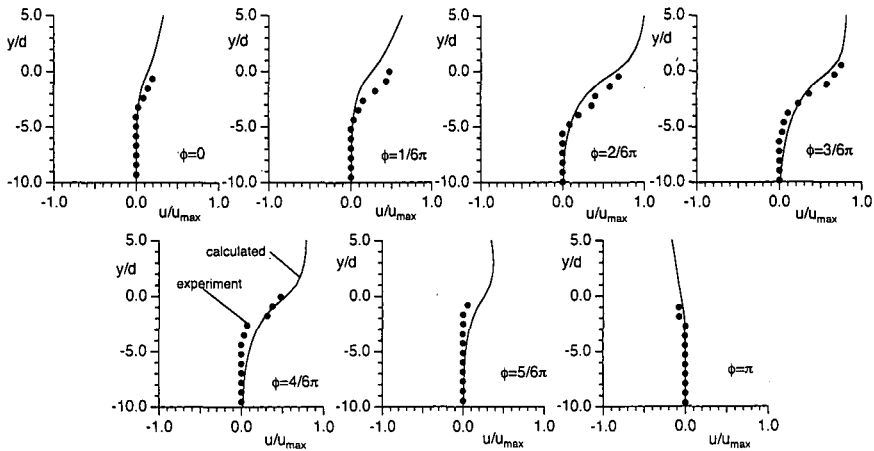


図-10 振動流下における砂粒子移動速度の変化過程

動流装置を用いた実験結果(振動周期 $T=6.0$ s;境界層外縁における流速振幅 $U_{amp}=103.1$ cm/s)と比較したものである。砂粒子移動速度は加速過程(位相 $\phi=0$ から $(3/6)\pi$ の間)では緩やかに発達し、減速期に入って位相 $\phi=(4/6)\pi$ から $(5/6)\pi$ の間に急速に減速して、位相 π には移動方向が反転するという実験結果の特性を計算結果は良好に示している。また、速度レベルが比較的小さい位相(加速期では $\phi=(1/6)\pi$, 減速期では $\phi=(5/6)\pi$)において緩和過程モデルと実験値の適合性が低下する傾向が認められる。正弦波型の変動では速度レベルが小さいとき加速度レベルは大きくなっているが、緩和過程モデルでは砂層表層せん断力の急増・急減を対象としているため、瞬間加速度の砂粒子運動に対する効果は考慮されていない。速度レベルが比較的小さい位相での実験値と緩和過程モデルの一致度の低下は、このことによるものと推察される。

5. 結 語

ここでは、表層せん断力の急増減に対する砂粒子群の応答特性について個別要素法による数値シミュレーションを実施し、緩和時間スケールをパラメータとする緩和過程モデルを用いてシミュレーション結果の基本的特性を簡便に記述した。さらに、砂層表層のせん断力のレベルを種々に変化させてシミュレーションを繰り返し、緩和過程モデルの適用を行うことにより、せん断力の変化に対する緩和時間スケールの変化の特性を求めて一連の計算結果を整理し、せん断力と緩和時間スケールの関係式にまとめた。最後に、変動するせん断力の下に緩和過程モデルの重畳積分を実行して、振動流場における砂粒子移動速度分布の位相別変化を推定し、実験結果と比較して良好な適合性を確認した。なお、本研究の遂行に当

たり、(財)前田記念工学振興財団からの研究助成を受けたことを記して、謝意を表したい。

参 考 文 献

- 浅野敏之 (1990): シートフロー状態の漂砂を含む振動流れの数値解析, 土木学会論文集, 第 417 号/II-13, pp. 109-118.
- 浅野敏之・中野康弘・玉井賢治 (1993): 振動流作用下におけるシートフロー状態の漂砂量の特長, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 336-340.
- 小田一紀・重松孝昌・和田一斗 (1995): 波による底質粒子の移動過程に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 536-540.
- 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・辻本哲郎・中川博次 (1992): PSI-セルモデルによる Saltation 層の解析, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 266-270.
- 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.
- 後藤仁志・酒井哲郎 (1995a): 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.
- 後藤仁志・酒井哲郎・豊田泰晴・酒井敦史 (1995b): 表層せん断力の急変に対する流動粒子群の応答特性, 水工学論文集, 第 40 巻, pp. 1045-1050.
- 灘岡和夫・八木 宏・山下さゆり (1989): 単相流モデルによるシートフロー現象の解析, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 259-263.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫・八木 宏 (1995): 新しい混相乱流モデルを用いた高濃度流動層に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 526-530.
- 山下俊彦・染矢武彦・野崎克博 (1993): 非定常性と比重の効果に着目したシートフロー状砂移動機構, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 331-335.
- 李 立亜・沢本正樹・佐藤忠浩 (1993): シートフロー底質運動に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 341-345.
- Cundall, P. A. and Strack, O. D. L. (1979): A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique* 29, No. 1, pp. 47-65.