

シートフロー状漂砂が生起するときの 底質粒子群の運動特性

浅野 敏之*・筒井 勝治**

1. はじめに

シートフロー状漂砂の力学的機構の解明は、大量の土砂輸送を生じるために工学的にきわめて重要である。しかし、こうした非定常な固液混相状態の流れを測定することは容易ではなく、香取ら (1980)、山下ら (1985) による実験が報告されているものの、現在のところ信頼すべきデータの集積は十分ではない。一方、この流れ場を記述する数学モデルが、最近いくつか提案されているが (例えば浅野; 1989, 1990)、モデル中には一方向中立粒子流などの単純な流れの場で得られた知見が、そのまま準用できると仮定されている。

こうした現在までの研究の経過を考えると、数学モデルを組み立てるにあたって判明した最も解明の遅れている力学的な素過程に着目し、その力学機構を実験的に明らかにすることが、解明の前進につながるものと考えられる。その素過程の一つが、正弦的に変化するせん断力を受け、重力の作用下にあって粒子濃度が非均一な混相流れ場の、応力と変形の関係であると考えられる。

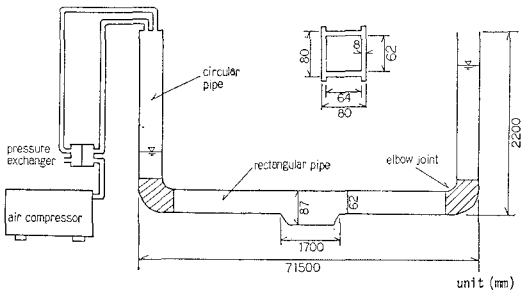
本研究は上述の見地から、振動流下での底質粒子群の運動を詳細に解析し、その運動機構を実験的に明らかにしようとしたものである。

2. 実験装置・実験方法

実験室内でシートフロー状の砂移動を起こすために、図一1 に示すようなU字管振動流装置を製作した。中央170 cm の観測部は底面が 25 mm 落ち込んだ構造となっ

ており、底質を敷設したときの底質上端面が、左右の水平部の底面位置と同じ高さとなるようにした。観測部および左右の水平部の底面には、後述する人工真珠粒子を一面に貼付け、粒子と底面との間を滑りなしの状態にした。鉛直部の一方の端は、エアーコンプレッサーによる加圧を受け、他端は解放されて大気圧状態になっている。エアーコンプレッサーと接続している管の途中には加減圧切り替え装置が取り付けられており、空気圧の調節により振動流を発生させることができる。左右の鉛直部に 1 m の水柱が存在するとして、この水槽の固有周期を計算すると 4.26 sec となる。

ビデオカメラ等を用いて運動軌跡を撮影する関係上、用いる底質の粒径は大きい方が望ましい。一方、実験装置の寸法の制約から、移動層厚は 2~3 cm 以下であることを勘案して、結局、比重 1.39、粒径 2.91 mm の円筒形プラスチック粒子と、比重 1.24、粒径 4.17 mm の



図一1 実験装置

表一1 実験条件

		s	D (cm)	T (sec)	$\hat{n}_0$ (cm/sec)	Ψ	$(z_s)_{max}$ (cm)	$(z_s)_{min}$ (cm)	$(z_s)_{mean}$ (cm)
artificial pearls	CASE-3	1.24	0.417	4.5	90	0.942	5.24	2.45	2.88
	CASE-6	1.24	0.417	5.0	70	0.654	5.93	3.22	3.48
plastic particles	CASE-P1	1.39	0.291	4.4	90	0.725	2.65	1.30	1.76
	CASE-P2	1.39	0.291	4.5	90	0.725	3.09	1.40	1.85

* 正会員 工博 鹿児島大学助教授 工学部海洋土木開発工学科

** 正会員 工修 関西電力

球形人工真珠粒子を採用した。一部の粒子を数色に着色し、移動状況が把握し易いようにした。撮影はシャッタースピード 1/1000 sec のビデオカメラを用いて行い、一部モータードライブ付き 35 mm カメラを併用した。実験の諸元を 表-1 に示す。

3. 実験結果ならびに考察

3.1 粒子運動の特性

図-2 はビデオ画面上で着目した粒子の中心の鉛直位置が、時間と共にどのように変化するかを示したものである。水槽鉛直部の水位変化から求められた断面平均流速の時間波形を図の上段に示す。また図中の破線は粒子群が 2 次元正方格子を組むときの位置を記入したもので、水槽底面から数えて第何層目に位置するかを示している。同じ層にあっては個々の粒子の挙動はまったく同じではないが、その差はわずかである。第 1～2 層の粒子は鉛直位置がほとんど変化しない。第 3～4 層の粒子は断面平均流速が大きくなる位相で、下層の粒子を乗り越えるために鉛直位置が粒径程度高くなることがわかる。全体として第 5 層より下層の粒子は、流速変動に応じて水平方向に流動しても、上下の相隣る粒子によって拘束されるため、その鉛直位置は粒径程度しか変動せず層状の流れを呈している。第 6 層より上方では数センチ程度鉛直位置が高くなっているが、これは流体中に suspend されることを示す。第 2～4 層の粒子は流速が大きくなる位相で回転運動も行っている。回転によって上層の粒子の水平方向運動量の下層に伝わる効率が低下することが考えられるが、撮影されたビデオ画面からは、回転する粒子の時空間領域の特定や回転量の定量的評価は困難であった。

上述のように粒子群は集団的に層状に移動し、その下層には不動層が存在する。suspension となって上方を浮遊する粒子はわずかである。いま層状に移動する粒子群の上端高さを z_1 、不動層上端高さを z_0 とし、 $z_1 - z_0$ でシートフロー厚さ z_s を定義する。 z_s は位相と共に変化する。

山下ら (1988) は彼らの実験結果に基づき、シートフロー厚 z_s と粒径 D およびシールズ数 Ψ の関係を次式で与えた。

$$z_s/D = 70\Psi^2 \quad (1)$$

浅野・河田 (1988) は、Wilson (1984) の管内一方固液混相流に対する提案式を若干修正した次式を提案した。

$$z_s/D = 10(\Psi - \Psi_{cr}) \quad (2)$$

図-3 は移動層厚の最大値 $(z_s)_{max}$ とシールズ数の関係を示したもので、図中には上述の提案式を併せて記入した。 $(z_s)_{max}$ の代わりに移動層厚の一周期平均値

$(z_s)_{mean}$ をプロットすれば (2) 式との一致はさらに良くなる。

3.2 底質の移動速度の特性

ビデオ画像の解析から底質の移動速度を求め、著者の一人が昨年提案した数値モデルによる結果と比較した。

図-4 はその結果で、図中黒丸は底質粒子の移動速度 u_b 、白丸は水中の小さな浮遊物の移動速度から求めた流

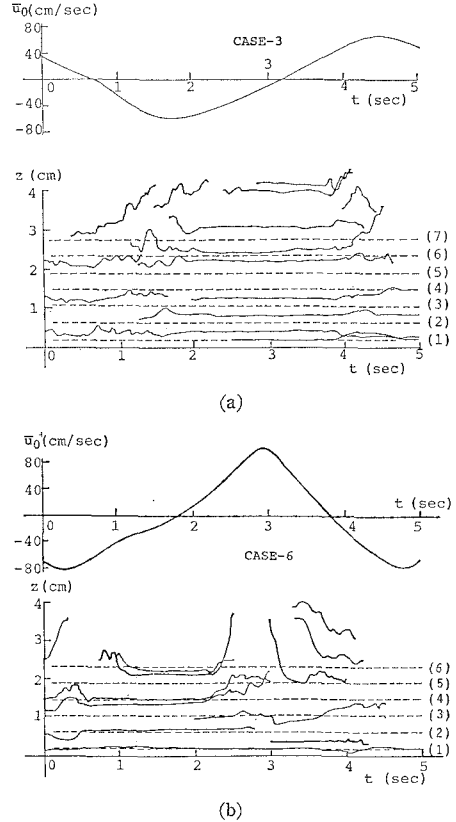


図-2 底質粒子の鉛直位置の移動軌跡

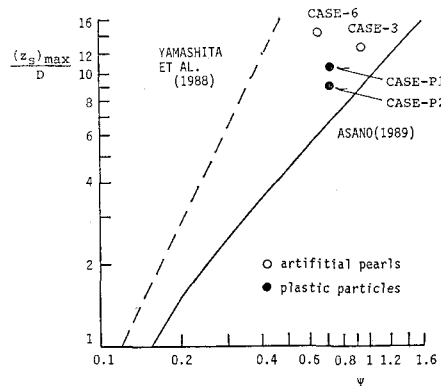
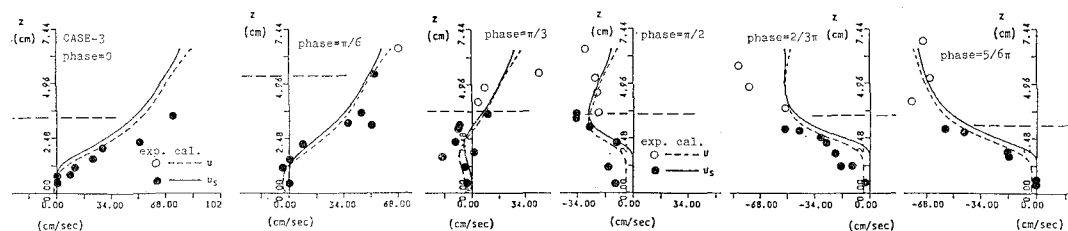


図-3 移動層厚の最大値 $(z_s)_{max}$ とシールズ数 Ψ の関係



図—4 底質粒子の移動速度 u_s および流体相の速度 u の鉛直分布

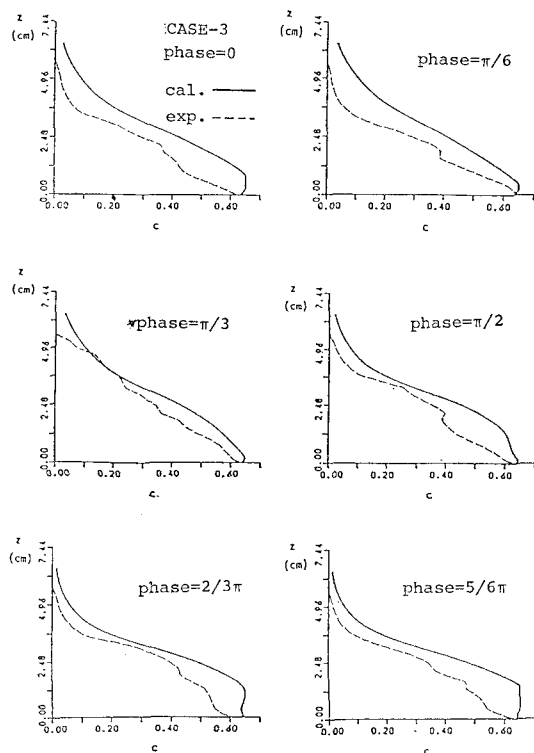
体相の速度 u を示す。実験では最下層の底質粒子も底面上をいくつか滑る場合があり、この点で数値モデルの計算結果と合わないが、不動層の厚さ、外縁流速からの位相の先走りなど数値モデルは実験結果を比較的良く再現している。ただし、本実験で用いた水槽の断面が少し小さいために、実験結果に側壁及び上壁の影響が無視できず、これ以上の詳細な議論はできない。

3.3 底質濃度分布の特性

モータードライブ付き 35 mm カメラを用いてシャッター速度 1/40 sec で側壁に接している粒子だけを撮影し、鉛直方向に底質粒径オーダーのサイズに格子を区切って、格子内に存在する粒子数より濃度分布を求めた。この時、最下層における粒子濃度の一周期最大値を最大濃度 $c_{\max}=0.65$ と換算し、各層における粒子数 N を $2/3$ 乗したものにこの換算率をかけて体積濃度を算出した。図—5 はこうして得られた結果と、同じ実験条件の下での数値モデルによる計算結果とを併せて示したものである。

計算結果では下層において $c_{\max}$ に近い底質濃度の領域が得られているのに対し、実験結果ではこうした水槽底面ごく近くの領域においても、濃度は最大濃度の 80% 程度となった。また主流流速が減少する位相でも濃度が上昇しないことが明らかになった。水槽断面中央では 3 次元的な格子を組んでいた粒子群が、側壁によって遮られることが誤差の原因ともなるが、それよりも流速の大きい位相で粒子間の噛み合わせが緩んだ状態になり、それが復元しないことが、計算と実験の不一致の原因と考えられる。Bagnold (1966) は、粒子群がきわめて高濃度に充填された時にはせん断力が作用しても変形せず、 $c/c_{\max}$ が約 0.8 以下ではじめて流動化が起これと述べている。図—5 の結果を図—4 の粒子移動速度の結果と対照すると、下層の粒子もわずかではあるが速度を有しており、流動状態にあることが推測される。

昨年度の数値モデルでは、こうした粒子群の接触・噛み合わせの構造にまで立ち入って考察したものではなく、単に底質粒子は周囲の濃度に応じた沈降速度で沈降し、これが濃度の上昇に寄与すると考えているに過ぎない。現実には高濃度領域の粒子の格子がゆるんでも、間



図—5 底質濃度 c に関する実験結果 (破線) と計算結果 (実線) の比較

欠的に格子が崩れて粒子濃度が大きくなる以外は、粒子は下層のゆるんだ粒子群によって支持され、濃度は一定のままである。また、振動流を作用し始めた状態から考えると、時間の経過と共に粒子群の噛み合わせがゆるんで行くので、現象の周期的な再現性も厳密には確保されないと考えられる。

3.4 構成式に関する考察

Bagnold (1954) は、粒状体と流体の混相体がせん断力を受けるときの鉛直応力である分散圧力 P とひずみ速度 $\partial u_s / \partial z$ の関係を、間隙流体の摩擦力によって応力が伝達される 'macro-viscous region' と、粒子間の衝突によって応力が伝達される 'grain-inertia region' に分け、それぞれ次式のような実験式を提案した。

$$P = 2.25 \lambda^{3/2} \rho_s \nu (\partial u_s / \partial z) / \tan \phi \dots \dots \dots (3)$$

$$P = 0.042 \rho_s (\lambda D)^2 (\partial u_s / \partial z)^2 \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 ϕ は粒子間の動摩擦角、 ρ_s は粒子の密度、 ν は流体の動粘性係数、 λ は線形濃度で体積濃度 c を用いて次式で定義される。

$$\lambda = 1 / \{ (c_{\max} / c)^{1/3} - 1 \} \dots \dots \dots (5)$$

図-6 は測定された粒子速度の鉛直勾配から $\partial u_s / \partial z$ の位相変化を示したものである。 $\partial u_s / \partial z$ を求める際には鉛直方向にスムージングを行っている。図から主流の流速はほぼ対称な位相変化をするのに対し、 $\partial u_s / \partial z$ の位相変化は粒子群の慣性のために、加速期ではやや急に立ち上がり、減速期では緩やかに減少することがわかる。

次に濃度と底質移動速度の z 方向勾配の実験結果を用いて、(3)~(5) に基づいて分散圧力 P を計算した結果が図-7 で、上段は主流部の流速変動、中段・下段はそれぞれ (3) 式・(4) 式に基づく計算結果を示す。慣性応力と粘性応力の比を意味する Bagnold 数をここでの条件下で計算すると、本実験では底質濃度の小さい上方の領域を除き、これらの結果のほとんどが (4) の 'grain-inertia region' に入ることになる。図から分散圧力 P は主流の流速が大きい位相で増加し、水槽底面に近づくにつれて急激に P が増加することがわかる。これは濃度が最大濃度 $c_{\max}$ に近づくために λ が急増するためである。

上述の Bagnold の実験は、中立粒子を用いた一方方向定常流に対するものである。以下では振動流の持つ流れの周期性・非定常性が、応力-ひずみ速度の関係に与える効果を本実験結果を用いて考察する。

粘弾性体に正弦的な荷重が作用するときには、応力-ひずみの関係は長円状のヒステリシス曲線を描くことが知られている (たとえば石原, 1976)。本実験結果から

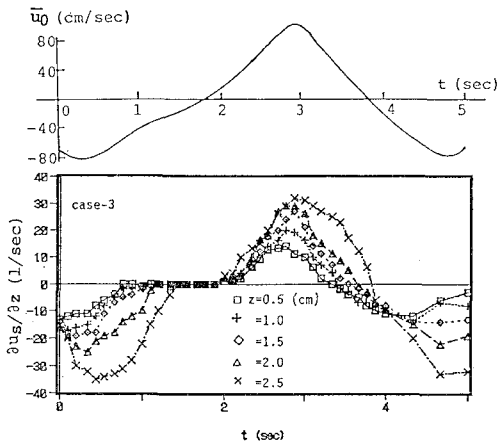


図-6 底質相の流速勾配 $\partial u_s / \partial z$ の位相変化

粒子間応力が顕著になる高濃度領域で、せん断応力 τ とひずみ速度 $\partial u_s / \partial z$ の関係をプロットしたのが図-8 である。ここで τ は (4) 式の P の計算結果に、位相によらず一定と仮定した動摩擦角を乗じて求めた。case-3 の $z=0.5$ cm の結果には、動的 載荷時より除荷時の方がせん断応力が大きな値を取るが、他のケースでは逆の特性を示す場合もあり、現段階では得られた結果全体にわたって共通する特性は得られなかった。一方向の単

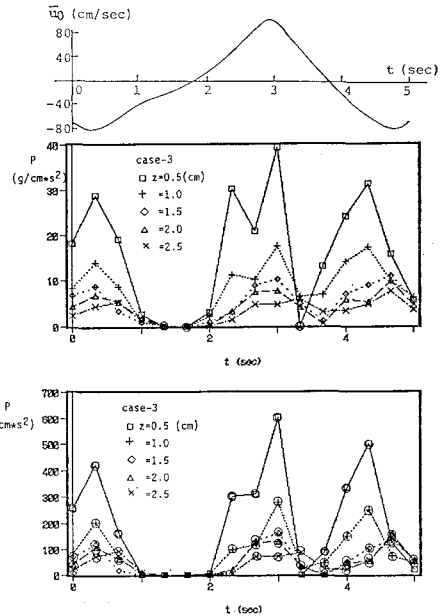


図-7 分散圧力 P の位相変化

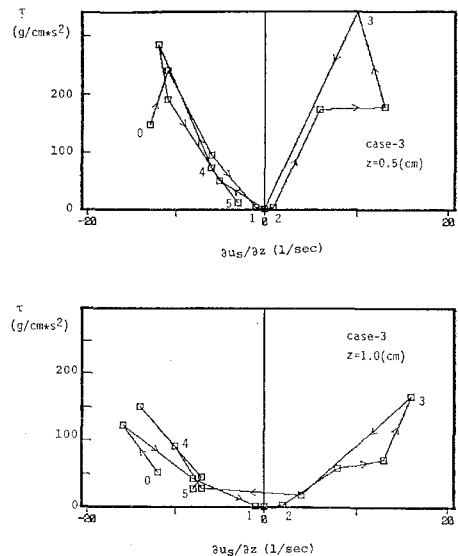


図-8 ひずみ速度 $\partial u_s / \partial z$ とせん断応力 τ の関係

純せん断流に対しても、 τ と du_s/dz の関係にはかなりのばらつきが見られることを考えると (例えば Hanes-Inman, 1985), 振動流でこの関係の精度よいデータを取得するためには, 今後実験装置・測定方法の新たな工夫と開発が必要である。

4. 結 論

本研究はU字管振動流水槽を用いて, シートフロー漂砂が生じるときの底質粒子の運動特性を実験的に調べたものである。まず, 底質粒子の滑動・乗り越え・回転・浮遊といった運動モードの時空間分布を明らかにした。底質の移動速度の分布については, 著者の1人が昨年発表した数値モデルの計算結果とかなりよく一致することを確認した。移動層厚についても既往の提案式とほぼ一致する結果を得た。濃度分布については充填状態に近い高濃度の領域で, 主流流速が小さくなった時に濃度が増加するという数値モデルで得られた結果は, 実験結果には見られず, 粒子間の接触・噛み合わせの状態にまで言及しなければ, 実際の現象を説明しないことがわかった。振動流下の粒状体・流体の混相体の, 応力一ひずみ速度の関係も考察したが, このような濃度が非均一で, 流速・流向が周期的に変化する複雑な流れに対して, 有意な結果は得られなかった。今後, 水槽の精度・測定の精度を向上させ, 本課題の解明に努めるつもりである。

謝辞

本研究を行うにあたって, (財)防災研究協会から石

原藤次郎研究奨学基金を, また文部省科学研究費奨励研究の補助を受けたことを記し, 謝意を表する。

参 考 文 献

- 浅野敏之・河田暢亮 (1988): 移動床上の振動流れのエネルギー逸散に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 302~306.
- 浅野敏之 (1989): 平坦移動床上の振動流れの解析, 第36回海岸工学論文集, pp. 249~253.
- 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, Vol. 417, pp. 109~118.
- 石原研一 (1976): 土質動力学の基礎, 鹿島出版会, p. 303.
- 香取完和・渡辺 晃・堀川清司 (1980): シートフロー状態の底質移動に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 202~206.
- 山下俊彦・沢本正樹・武田秀幸・横森源治 (1985): 移動床上の振動流境界層とシートフロー状砂移動に関する研究, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 297~301.
- 山下俊彦・日比康生・寺島貴志 (1988): シートフロー状漂砂の移動機構と net の漂砂量, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 297~301.
- Bagnold, R. A. (1954): Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. of Royal Soc., Vol. 225, A., pp. 49~63.
- Bagnold, R. A. (1966): The shearing and dilatation of dry sand and the 'singing' mechanism, Proc. of Royal Soc., Vol. 295, A, pp. 219~232.
- Hanes, D. M. and D. L. Inman (1985): Observations of rapidly flowing granular-fluid material, J. of Fluid Mech. Vol. 150, pp. 357~380.
- Wilson, K. C. (1984): Analysis of contact-load distribution and application to deposit limit in horizontal pipes, J. of Pipelines, Vol. 4, pp. 171~176.