

シートフロー状底質運動に関する実験的研究

李 立 亜*・沢 本 正 樹**・佐 藤 忠 浩***

1. はじめに

砂浜海岸において、シートフロー状底質運動は、海浜変形を把握する際、最も重要な一環であり、最近活発に研究が行われるようになってきている。これまでの研究をまとめると、室内実験による現象の把握と、数値モデルの構築の2種類に分けられる。前者について、著者ら(1987, 1992)を含め、香取ら(1980)や山下ら(1992)などがある。後者には、灘岡らの単相モデル(1989)や浅野の固液混相モデル(1989)などが報告されている。言うまでもなく、数値モデルの成功するかどうかは、本現象に対する現象把握に大いに関わっている。しかし、室内実験に伴う存在している困難なため、現在まで報告された結果は現象そのものを定性的に指摘したものが多く、定量的なものがあるが、それも研究者によってかなり異なり、信頼できる定量的な評価式が得られているとは言いがたい。例えば、移動層厚 δ についてシールズ数 $\mathcal{S}$ を用いて評価するが、そのべき数は大きなばらつきがある。シールズ数そのものも粒径および摩擦速度の関数であり、底質自身が持つ運動に対する抵抗および非定常性の影響を含まれていないので、それだけで十分なパラメータであるかどうか検討する余地がある。また、摩擦速度の評価にも問題が残されている。これらに関する検討はいままでほとんど行われていない。したがって、実験条件を正確に制御した精度よい実験データの集積と、実条件を考慮する結果の解析が必要である。

本研究では、これらの問題点に着目し、3種類の異なった底質を用いシートフロー状底質の運動の実験を室内で行った。シートフロー発生限界、移動層厚およびその位相差、底質粒子の速度とその乱れ、濃度などを測定し、底質の材質および振動流の非定常性の影響を考慮した上で、できるだけ定量的に把握することを試みた。

2. 実験装置、条件および方法

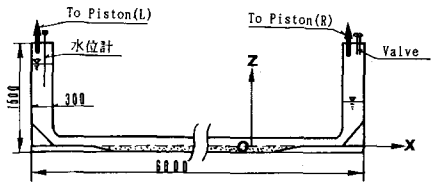
2.1 実験装置と条件

本研究で用いた実験装置は図一に示すピストン駆動式U字管振動流装置である。実験は観測部に100 mm厚さの底質粒子を敷き詰めて行った。座標系は図に示すとおり、装置に向かって右向にx軸、上向きにz軸をとる。なお、z軸の基準面は、底質粒子が静止したときの上面をゼロとした。

使用した底質粒子の材質は表一に示す。そのうち、ガラスビーズ、人工真珠の2種類については、トレーサーとして一部を着色した。周期、流速振幅を変化させ、シートフローの状態、合計38ケースの実験を行った。

2.2 実験方法

実験に当たって、ビデオカメラを使って、シャッタースピード1/1000秒で観測区域の中央部分を撮影した。流速振幅については左端に設置した水位計により記録された水位変動より計算した。運動の位相差を判断できるように、水と同比重のトレーサーを少量投入し、それらのトレーサーも一緒に撮影し、主流部分での動きにより位相を目視でも判別した。



図一 実験装置 (単位: mm)

表一 底質粒子の材質

	ガラスビーズ C-case	砂 S-case	人工真珠 J-case
密度 (g/cm ³)	2.45	2.65	1.50
粒径 (mm)	1.00	1.35	5.00
水中安息角	22.5°	36.1°	21.5°

* 正会員 工修 東北大学助手 工学部土木工学科
** 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科
*** JR 東日本

3. 実験結果および考察

3.1 シートフロー発生限界

発生限界について、現在までの研究結果は様々で、

$$\Theta_{cr} = U_m^2 / s d g = \text{constant} \quad \dots\dots\dots (1)$$

(Dingler, 1976) と

$$\Psi_{cr} = f_w \cdot U_m^2 / (2 s d g) \propto R_d^n = (U_m d / \nu)^n \quad \dots\dots\dots (2)$$

(Komar, 1974) および

$$U_m / \sqrt{s d g}; \quad d / \delta_* = d / \sqrt{2 \nu / \omega} \quad \dots\dots\dots (3)$$

の2つのパラメーター (金子, 1980) を使って表すものなどがある。ここに、 $U_m = 2\pi a / T$: 主流速の振幅, a : 水粒子の移動振幅, T : 周期, d : 底質粒径, s : 底質の水中比重, ν : 水の動粘性係数, g : 重力加速度, f_w : Jonsson による摩擦係数, δ : ストークス厚さのパラメータ, ω : 角振動数である。本研究においては、まずこれを再確認することにした。

そのため、実験に当たって、まず一定の振幅のもとで、長い周期からピストンを作動させ、振動流を発生させる。そして、その周期を徐々に短くし、いったん発生した砂漣がほぼ消滅した時点と、シートフロー状態から周期を徐々に長くして再び砂漣ができた時点の両方を実験より確認した。本実験に限り両者に有義な差が見られなかった。本研究では、前者をシートフロー発生限界とした。

3種類の底質を用いて行った実験データにより、限界シールズ数 Ψ_{cr} は底質の材質によってかなりばらつきがあることが確認できた。ほぼ同様な粒径・比重を持つガラスビーズと砂の $\Psi_{cr} = 0.4 \sim 0.5$ に対し、軽くて大きい粒子の人工真珠の場合は0.05から0.06まで集中してオーダ的に小さい。また、本実験の結果は振幅 Reynolds 数 $R_E = U_m a / \nu$ にあまり関係ないという香取ら (1980) の指摘と一致している。

図-2は本実験のデータを加えた金子 (1980) の限界区域図である。ほぼ金子の限界曲線と同じ傾向があるが、全体的にその上方に位置している。その理由は、シートフローの発生限界は目視によるものなので、個人差が出たためであると考えられる。なお比較のため、Mohammadら (1991) の非正弦振動流および定常流が共存する流れの場合のデータもプロットしている。それにより、金子が取り扱ったその二つパラメータがほぼ適切であることが判断できる。

シートフローの発生には、水中で分散した粒子が維持されることが必要である。すなわち、現象には粒子間の衝突か流速勾配が引き起こした粒子に作用している揚力と粒子の沈降速度が強く係わっているはずである。ここで、沈降速度をよりあらわに含んだ形を検討するため、新しく二つのパラメータとして

$$\Omega = \Psi / \tan(\phi_0); \quad \omega_0 / U_m \quad \dots\dots\dots (4)$$

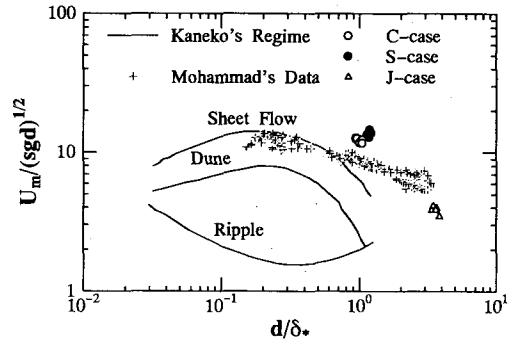


図-2 金子の区分図

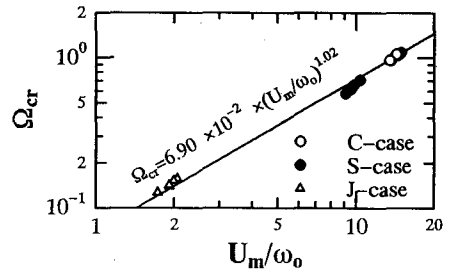


図-3 シートフロー発生限界

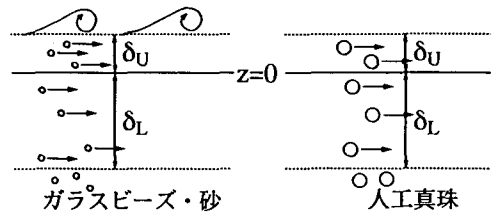


図-4 移動層厚の定義

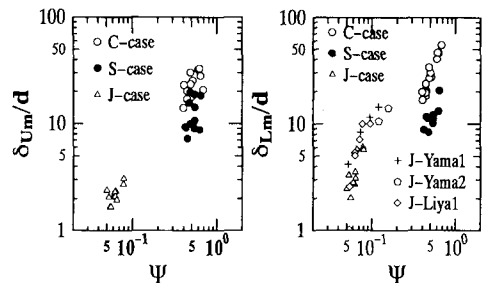


図-5 最大移動層厚とシールズ数の関係

を導入し、実験データを整理した。シートフロー発生限界の Ω_{cr} と U_m / ω_0 (ω_0 : 単一粒子の静水での沈降速度) との関係を示したものが図-3である。ただし、 f_w は Jonsson (1966) の式を用いて算出した。図より次の関係式が導かれる。

$$\Omega_{cr} = 6.90 \cdot 10^{-2} \cdot (U_m / \omega_0)^{1.02} \quad \dots\dots\dots (5)$$

3.2 移動層厚

固体粒子が移動している層（移動層）の厚さは、漂砂量を評価するには非常に重要だが、すでに述べたように既往の研究結果は様々である。また、流れの非定常性の影響も無視できないのは直感的に知られていたが、著者ら（1992）や山下ら（1992）以外はほとんど行っていない。そのため、本研究では、その最大移動層厚および移動層の位相差について調べた。

図-4 は移動層厚の定義を示す。ここで、上側の移動層厚を δ_u 、下側のを δ_l に、それぞれの最大値を δ_{um} 、 δ_{lm} に定義する。また、図のように、人工真珠の場合には見られなかったが、粒径が小さいガラスビーズと砂の場合、一部分の粒子が巻き上げられて渦状の粒子雲が発生する。この部分には、粒子の濃度がかなり低いので、上側の移動層はこの巻き上げられた部分を除いて定義した。

3.2.1 最大移動層厚

図-5 に最大移動層厚とシーلز数の関係を示す。各ケースの明確な相関は見られない。その理由は、本実験のように移動床を用いて粒子の運動を考慮する場合に対して、Jonsson の固定床における摩擦係数 f_w を用いたシーلز数 Ψ をそのままの形で、利用することに問題があるからであろう。実際には、底質運動の場合、底面に近いところで、粒子がすぐ下の粒子を乗り越えながら運動するので、粒子自身の摩擦力を表すパラメータである水中動摩擦角 ϕ_b の粒子の運動に対する影響が無視できなくなる（李ら, 1993）。ここで、次のように考慮する。

底面に作用するせん断力を τ_* とし、最大厚さの際、その力は粒子による抵抗と釣り合っていると考えると、次の方程式が得られる。

$$\tau_{*m} = (\rho_s - \rho_0)g \cdot \tan(\phi_b) \int C dz \quad \cdots \cdots (6)$$

左辺のせん断力は、

$$\tau_{*m} = \frac{1}{2} f_w \rho U_m^2 \quad \cdots \cdots (7)$$

と記し、右辺の積分は、

$$\bar{C} \xi \delta_m (\rho_s - \rho_0) g \cdot \tan(\phi_b) \quad \cdots \cdots (8)$$

に書き換えて整理すれば、(9) 式が得られる。

$$\frac{\Psi}{\bar{C} \xi \cdot \alpha \tan(\phi_b)} = \frac{\delta_m}{d} \quad \cdots \cdots (9)$$

ここに、 ξ は (6) 式の積分、つまり濃度分布に関係し、 α は動摩擦係数と水中安息係数との比である。明確な関係をつかむのは困難なので、一応 $\bar{C} \xi \cdot \alpha$ は Ψ に関連することにしておくと、(10) 式にまとめることができる。

$$\frac{\delta_m}{d} = A \left(\frac{\Psi}{\tan(\phi_b)} \right)^n = A \cdot \Omega^n \quad \cdots \cdots (10)$$

次に非定常性を表すパラメータとして a/d を取り入れて考えよう。実験により、同じシーلز数であっても、

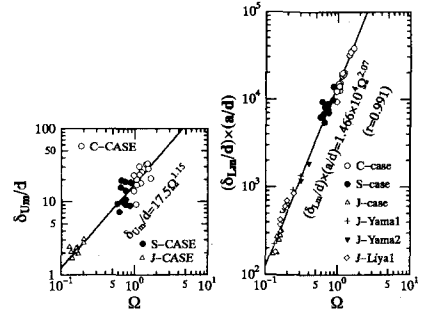


図-6 非定常性を考慮した最大移動層厚と Ω の関係

a/d が小さいほど移動層厚が大きくなるという事実が観測された。この事実を考慮し、上側と下側の移動層厚に分けていろいろ組み合わせた結果、最もよく整理されたものを図-6 に示す。上側最大移動層厚について、

$$\delta_{um}/d = 17.5 \cdot \Omega^{1.15} \quad \cdots \cdots (11)$$

下側最大移動層厚について、

$$\delta_{lm}/d = 1.466 \cdot 10^{-4} \cdot \Omega^{2.07} \cdot (a/d)^{-1} \quad \cdots \cdots (12)$$

それぞれが得られた。

上側移動層厚に対しては、非定常性の影響が強いと予測されたが、式 (11) では、この効果が見えない。それは図-4 に示すように上層限界の決め方、あるいは粒子が巻き上げられて粒子雲が形成して、データ取りの精度に引き起こした理由ではないかと考えられるが、具体的には不明である。引き続いて調べる必要がある。

なお、比較のため、図-5 と図-6 に山下が人工真珠を用いて別な装置で行った実験 ($d=3$ mm, J-Yama 1 ; 5 mm, J-Yama 2) と李 (1992, J-Liya 1) のデータもプロットした。

3.2.2 移動層厚の時系列変化およびその位相差

図-7 は移動層厚の時系列変化を示す一例である。それにより、上側の移動層について主流との位相差はあまり見られないが、下側については主流との位相差ははっきりと確認され、その位相差は下へ行くほど大きくなる。主流の加速（流速がゼロに近いところを除く）に従って、移動層厚が緩やかに減少し、その傾向は減速域に入ってからも続くが、まもなくして、急速に増加し、再び加速域の流速ゼロの近いところ（主流流速を正弦波と取るとき約 $1/8 \pi$ ）で最大厚となる。このことは下層では圧力勾配が卓越していることを裏付ける。

移動層厚位相差の高さ方向での分布を図-8 に示す。位相差が“+”なら、その位相は主流の位相に比べ Phase Lead, “-”なら Phase Lag を持つことを意味する。 $z < 0$ の区域に、実測データが相当ばらつきがあるが、高さに比例する一定の傾向は認められる。これより、

$$\theta_s/\phi_0 = 1.30 - 1.49(z/\delta_{lm}) \quad \cdots \cdots (13)$$

が得られる。上式の相関係数は $r = -0.71$ である。

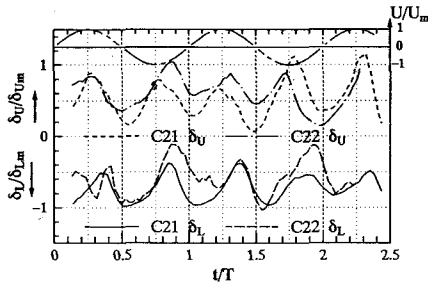


図-7 移動層厚の時系列変化 (1例)

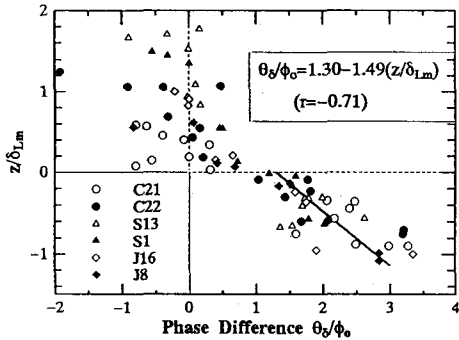


図-8 移動層厚の位相差

一方、上側の移動層厚、すなわち $z > 0$ の区域では、データより位相差はゼロないし少し遅れがみえるが、その規則性は小さい。その理由としては、この区域で、固体粒子は主流により上部に巻き上げられ、粒子間の離散性が大きくなり、流れによる流体力が固体粒子の運動を支配しているためであると考えられる。

3.3 粒子の速度およびその乱れ強度、濃度の分布

3.3.1 粒子の速度

粒子の運動について次のような特徴があげられる。

- 1) 粒子にかかる合力が $\omega t = (1/8 \sim 1/4)\pi$ で大きくなり、粒子の深い層まで伝達される。したがってこの区域において、かなり深い粒子まで一緒に移動を開始する。
- 2) 下層で主流との位相差が著しく、 $\omega t = 3/4\pi$ の前にすでに下層から逆方向へ動き出す。上へ行くにしたがいその位相差が減少するが $\omega t = 3/4\pi$ 付近において、ほとんどの粒子が逆転する。図-9 は位相別底質運動の平均速度を示す一例である。図より上述した粒子の逆転位相の高さによる変化ははっきりと見える。また、図-10 に二つの異なったケースの逆転位相差をプロットしたものである。図より Ψ/Ψ_{cr} が大きい場合その位相差は小さくなるのが分かる。
- 3) 速度分布において、上層で各ケースとも変曲点が現れている。
- 4) 下層において、濃度が高く粒子同士が接触している、成層運動となる。その場合、上の層にある粒子はす

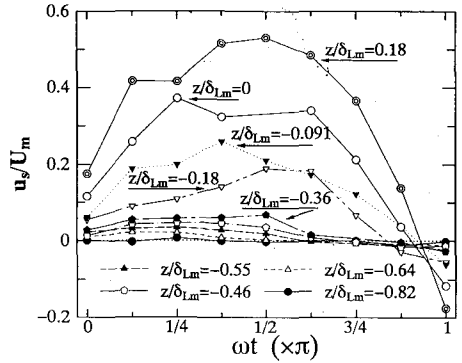


図-9 底質運動の位相別変化 (1例)

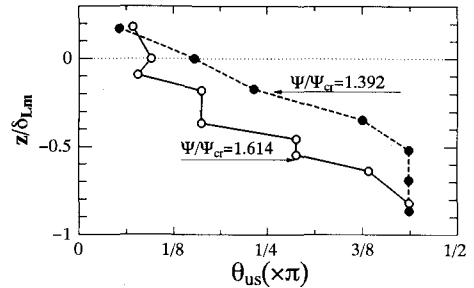


図-10 逆転位相の鉛直分布

ぐ下の層の粒子を乗り越える運動をしている。

5) 各高さでの底質の移動速度 u_s が最大となる位相において、その u_{sm} を整理してみたが、ほぼ (z/δ_{Lm}) のべき乗に比例するように見える。そのべき数はケースによってかなり違う。本実験において、明確な定量的な関係を見積ることができなかった。

3.3.2 粒子速度の乱れ強度

次に乱れ強度について考察を行う。図-11 は図-9 と同じケースの乱れ強度を示す。図中、 $I_u = \sqrt{u_s^2}/U_m$ 、 $I_v = \sqrt{v_s^2}/U_m$ 、 $I_{uv} = -u_s'v_s'/U_m^2$ である。図より、乱れ強度は主流が加速するにつれて大きくなっていき、 $\omega t = \pi/2$ 付近で最大になることが分かった。さらに速度分布に現れている変曲点付近で高さ方向での最大値になる。ここで、粒子間の衝突が活発となるためであると思われる。

3.3.3 濃度分布

濃度分布から全移動層は3層に分けられる。上層 ($z/\delta_{Lm} > 0$) ほど粒子の存在確率が減少し、 $z=0$ で濃度が急激に低くなることが分かる。中間層 ($-0.4 < z/\delta_{Lm} < 0$) においては、粒子は互いに衝突しながら移動しており、粒子速度が大きいほど濃度が低くなる。また、約 $z/\delta_{Lm} < -0.4$ の区域で、濃度を C_0 に保ちながら運動していることが分かった。

図-12 は濃度の各高さでの位相別分布を示す。本実験に限って、有意な位相差は見られなかった。

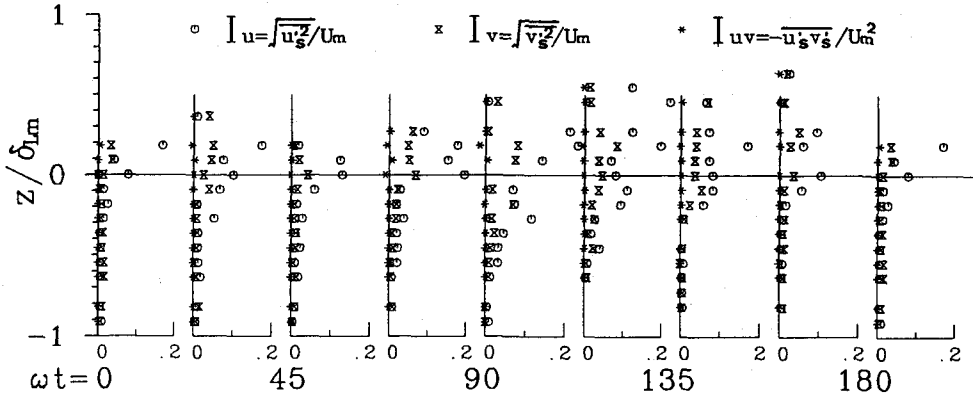


図-11 乱れ強度

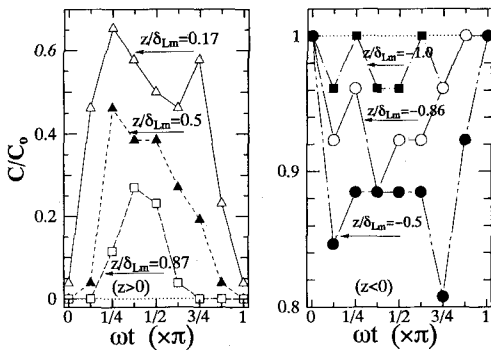


図-12 濃度の位相変化

4. おわりに

シートフローの実験を行い、大量のデータを収集した上で、より力学的な観点より、発生限界、移動層厚に対し、定量的に把握することができた。粒子の摩擦角および非定常性の移動層厚に対する影響を明らかにした。一方、粒子の速度などについて、未明なものも多く、実験だけでなく、モデルの構築を含め検討する必要がある。

本研究の公表に当り、小川基金の援助を受けた。ここで謝意を表します。

参考文献

- Sawamoto, M. and T. Yamashita (1987): Sediment Transport in Sheet Flow Regime, Coastal Sediment '87 ww Div. ASCE, pp. 415-423.
- 李 立亜・沢本正樹 (1992): 振動流における Sheet Flow についての研究, 第 47 回年講, pp. 1132-1133.
- 香取完和・渡辺 晃・堀川清司 (1980): シート・フロー状態の底質運動に関する研究, 第 27 回海講論文集, pp. 202-206.
- 山下俊彦・金岡 幹・牧野有洋 (1992): 非定常性に着目したシートフロー状砂移動機構, 海岸論文集, 第 39 巻, pp. 291-194.
- 灘岡和夫・八木 宏・山下さゆり (1989): 単相モデルによるシートフロー現象の解析, 海岸論文集, 第 36 巻, pp. 259-263.
- 浅野敏之 (1989): 平坦移動床上の振動流流れの解析, 海岸論文集, 第 36 巻, pp. 249-253.
- Dingler, J. R. and D. L. Inman (1976): Wave-formed ripples in nearshore sands, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., pp. 2109-2126.
- Komar, P. D. and M. C. Miller (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.
- Jonsson, I. G. (1966): Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., pp. 127-148.
- 金子 新 (1980): 振動流中で形成されるサンド・リップルの波長, 第 27 回海講論文集, pp. 207-211.
- Mohammad D.・渡辺 晃 (1991): 非対称振動流によるシートフローの発生と漂砂量, 海岸論文集, 第 38 巻, pp. 236-240.
- 李 立亜・沢本正樹・佐藤忠浩 (1993): 粒子間の衝突力についての研究, 水工学論文集, 第 37 巻, pp. 599-604.