

波による半周期漂砂量*

SAND TRANSPORT RATE OVER A HALF WAVE PERIOD

沢本正樹**・山下俊彦***

By Masaki SA WAMOTO and Toshihiko YAMASHITA

Two formulas of sand transport rate due to wave action are proposed. One is for the region of saltation and the other is for the sheet-flow motion. The former formula is derived by theoretical consideration in which stochastic characteristics of sand particles on the bed are taken account of. A good agreement between the experimental data and the theory is confirmed. In order to derive the latter one, a series of experiments was carried out in a U-shape tube. The 1.5 power relationship of transport rate and bottom shear stress is concluded empirically for the sheet-flow motion. The limit of application of both formulas is also discussed in the paper.

1. はじめに

海浜変形を予測するためには、波による漂砂量を正しく見積らなければならない。通常このような場合、漂砂を沿岸方向漂砂と岸沖方向漂砂とに分けて考える。沿岸方向漂砂については、1-line 理論等の海浜変形計算に実際に使用され、ある程度の実用段階に達しているといえよう。このように沿岸方向漂砂の問題が比較的うまくいっているのは、注目している現象のスケールが空間的には数 km、時間的には数年といったオーダーであり、時間的、空間的に積分された量で議論していること、試験突堤の設置などの現地試験により係数の実用的な決定が可能であることなどによっている。一方、岸沖方向漂砂、あるいは、沿岸方向漂砂であっても一波程度のスケールで現象をみる場合、各種の報告があるものの、現時点で必ずしも明解な解答が与えられているわけではない。これらの点については文献 3) に詳しいので、ここでは本研究と関連深いもののみについて言及する。

岸沖漂砂量式としては、最近 Madsen・Grant⁴⁾ のものがよく引用される。これは、準定常の仮定のもとに Einstein-Brown 公式を用い、Manohar⁵⁾、Kalkanis⁶⁾、Abou-Seida⁷⁾ の実験値からその係数を決めたものである。この式は広い範囲のデータの大略を説明するものではあるが、著者自身が指摘しているようにその関数形は必ずしも漂砂量とせん断応力との関係を適切に表現しているわけではない⁴⁾、また、漂砂量を過大に評価することがあることも指摘されている^{8),9)}。このことについては、本論文においても後に明らかにされる。

さて、波による砂移動現象は流れの強さによっていくつかの形態をとることが知られている。すなわち、波による底面流速が大きくなるのに従って、底面の砂は、移動しない状態から、①掃流的な少量の移動、②砂漣の発生に伴う掃流と浮遊の複雑にからみあった移動、③砂漣がフラッシュされたあとのシートフロー状の移動へと変化する。これらの運動形態の違いは、当然のことながら砂粒子の移動機構の違いを意味するものであり、一律的な議論ができないことを意味している。各形態について現在の知見の大略を述べると、まず、移動限界については定常流における Shields の規準が有効であることが知られている⁴⁾。砂漣が生じた場合については、最近多く

* 本論文は文献 1), 2) の内容を有機的にまとめ考察を加えたものである。

** 正会員 工博 東北大学助教授 工学部土木工学科
(〒980 仙台市荒巻字青葉)

*** 正会員 工博 北海道大学助教授 工学部土木工学科
(〒060 札幌市北区北 13 条西 8 丁目)

注 1) この記述は Madsen 教授との個人的議論による。

のことが明らかになりつつある^{10),18)など}。シートフロー状の砂移動については香取ら¹¹⁾のほかには満足すべき観察すら行われていない。このようないくつかの成果にもかかわらず、漂砂量式の中では、これらの運動形態の違いは明確には意識されていないように思われる。

Madsen・Grantに代表される漂砂量式は波の半周期について導かれたものである。実際の海浜変形計算に用いる場合には半周期ではなく net の漂砂量が必要となるため net の漂砂量の提案もいくつか行われている^{12)など}。両者を比較すると、前者は net の漂砂量を求めるために波の非対称性などをなんらかの方法で別途に与えなければならぬ。一方、後者では波および漂砂の解析から漂砂の方向をあらかじめ決める必要があり、それぞれ、一長一短がある。しかし、前者のほうが個別の実験事実を理論に組み込むことが容易であり、また一方向流れが重なった場合への拡張などの点で融通性が高いように思われる。

以上の観点から、本研究では砂移動形態の特性に応じた半周期漂砂量式を導くことを目的とする。まず、移動形態①の移動限界近くの砂移動では、砂粒子の底面への置かれ方の確率特性を考慮することにより砂粒子の移動確率を理論的に評価し、さらに移動開始後の運動を解析して漂砂量式を導く。③の形態については従来は十分なデータがなかったことに鑑み、系統的な実験を通じて漂砂量データの収集および運動形態の詳細な観察を行い、経験的な漂砂量式を提案する。さらに、これら両漂砂量式の適用範囲と移動形態発生限界に関する既往の知見との関連、および、②の砂漣が生じる場合の考えかた、net の漂砂量と本研究との関係に言及する。

2. 掃流砂の移動機構のモデル化と掃流砂量式

平坦砂床で移動限界をわずかに越えて少量の砂が移動する場合を考える。少量の砂移動とは、物理的には表層一層程度の砂粒子が掃流状態で移動する場合を意味し、衝突による砂粒子間の相互作用などは無視している。

漂砂現象は、非定常場での力学過程であり非常に複雑なものであるが、現象のスケールを個々の砂粒子の運動のレベルまでおとしてみると、むしろ一方向流でのそれよりも簡単に取り扱える面もある。これは、一方向流場の砂移動の場合、砂粒子の移動確率、移動距離 (step length) の決定機構が必ずしも明解ではないのに対し、波動場での砂移動では砂粒子は加速時に移動を開始し、減速時に停止するという明確な運動特性をもつため、その移動確率は直接的に波の軌道流速と砂の特性とに支配されており、しかもその移動距離も波の軌道流速に密接に関係しているので、はっきりした物理量を用いての議論が可能であるためである。このことは同時に、漂砂量

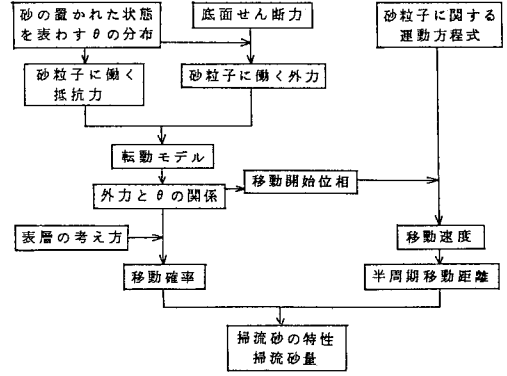


図-1 モデルの流れ

を直接その時刻の流速と結びつける準定常の類推が必ずしも適切ではないということをも意味している。

漂砂の素過程は、1つ1つの砂粒子が流体力を受けて移動するというものである。ここでは現象にできるだけ忠実にモデル化を行うことにより、掃流状態での漂砂量式を導く。図-1にここで提案するモデルの流れを示す。まず、波の軌道流速から底面せん断応力を求めこれをもとに砂粒子に作用する流体力を評価し、移動開始位相を計算する。この際、砂粒子の底面への置かれ方の確率特性を考慮することにより、砂粒子に働く力および砂粒子の抵抗力を確率的に評価し、砂粒子の移動開始を移動確率の形で表わすこととする。移動を開始した砂粒子の運動は運動方程式を解くことにより追跡でき、これから半周期移動距離、すなわち step length、を計算する。これらを組み合わせて、半周期掃流砂量式を導く。

(1) 個々の砂粒子の運動をもとにした掃流砂量式

図-2に示すように底面に単位面積当たり N 個の一樣粒径 d の砂粒子 (図中の I, II) が並んでいる場合を考える。このとき、最初に動き得る砂粒子すなわち表層の砂粒子 (図中の I) の数は $N/2$ である。ある時刻 t の砂粒子の移動確率を $P(t)$ 、その砂粒子の半周期間の移動距離を $l(t)$ とすると、半周期間の平均掃流砂量 \bar{q} は

$$\bar{q} = \frac{2}{T} k_3 \frac{\pi d^3 N}{6} \frac{1}{2} \int_0^{T/2} l(t) \cdot P(t) dt \dots \dots \dots (1)$$

で与えられる。ここに、 T は波の周期、 k_3 は砂粒子の形状特性に関する係数で、均一粒径の球では $k_3=1$ となり、以下この値を用いる。 t は底面せん断応力がゼロの位相からの時間である。

(2) 純転動モデルによる移動確率

砂粒子の移動開始は、図-3に示す純転動モデルで考える。すなわち、隣の粒子と角度 θ で接している砂粒子は、ある時刻 t の外力のモーメント $M_A(\theta, t)$ が重力による抵抗モーメント $M_R(\theta)$ を越えたときに動き出

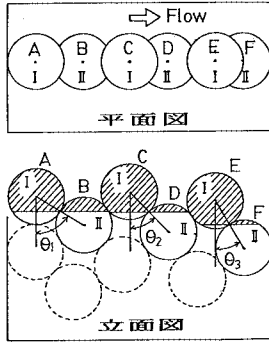


図-2 砂粒子の並び方

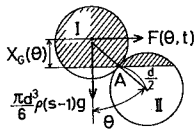


図-3 純転動モデル

すとす。ここに、

$$M_d(\theta, t) = F(\theta, t) \cdot X_d(\theta) \dots\dots\dots (2)$$

$$M_d(\theta) = \rho g (s-1) \frac{\pi d^3}{6} \frac{d}{2} \sin \theta \dots\dots\dots (3)$$

で、 $F(\theta, t)$ は砂粒子に働く流体力、 $X_d(\theta)$ はその作用点までの距離、 s は砂粒子の比重である。

ところで、隣の砂粒子と接する角度 θ は、図-2 に示されているように一定の値をとるものではなく、その値は確率的に分布する。よって、ここでは θ は確率分布関数 $G(\theta)$ 、確率密度関数 $g(\theta)$ に従う確率量として取り扱う。このことは、1つには砂粒子の抵抗力を確率的に評価すること、1つには砂粒子に働く流体力を確率的に評価することに相当する。いいかえると、 θ が小さい砂粒子は表層粒子の中でも相対的に突出しており、抵抗力が小さいと同時に流体から受ける力も大きいので動きやすく、反対に、 θ が 90° に近い粒子は他の粒子の間にはまり込んでいるため、抵抗が大きくかつ受ける流体力も小さく動きにくい粒子であるものとして扱うことにする。 θ の分布を考えると、 N は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} N &= k_2 \left(\frac{1}{d} \frac{k_1}{d} \right) \\ k_1 &= 1 / \int_0^{90^\circ} \sin \theta \cdot g(\theta) d\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

k_1 は $g(\theta)$ の関数形が与えられると計算でき、後に述べるように 1.364 となる。 k_2 は砂粒子の配列特性に関する係数で、通常、 $k_2=1$ として問題はない。

砂粒子が受ける流体力 $F(\theta, t)$ および $X_d(\theta)$ はどのように定まるのであろうか。流体力を評価するには2つの方法が考えられる。1つは砂粒子がさらされている流

速場からモリソン式型のもので計算する方法、他は砂床に働くせん断応力から計算する方法である。前者は、振動流境界層モデルの成果を利用することによって可能となるが、実際には、どの高さの流速をとるかによってかなり結果がばらつくので、今回は後者の方法を用いることにする。すなわち、まず粒径 d を粗度 k_s として Jonsson¹³⁾ の抵抗係数 f_w を用いて底面せん断応力を計算し、次に、これを砂粒子の底面への置かれ方の特性 θ に応じて個々の砂粒子に分配することとする。具体的には図-2、図-3 に示すように、個々の砂粒子は θ の大小に応じて図中の斜線を施した部分が流れにさらされるとして、その面積に応じてせん断応力を受け持つものとした。また流体力の作用点は斜線部の図心として計算することとした。これにより

$$\left. \begin{aligned} F(\theta, t) &= \tau(t) \cdot s_d(\theta) / \frac{N}{2} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \\ s_d(\theta) &= \frac{1}{4} d^2 \left(\pi - \theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta \right) \\ \tau(t) &= 0.5 \rho f_w \left[U_m \sin \left(\frac{2\pi}{T} t + \sigma \right) \right]^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\left. \begin{aligned} X_d(\theta) &= d \left[\frac{1}{8} \cos \theta \left\{ \sin(\cos \theta) + \frac{\pi}{2} \right\} + \frac{1}{8} \sin \theta \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{24} \sin^3 \theta \right] / \frac{1}{4} \left(\pi - \theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta \right) \dots\dots\dots (6) \end{aligned} \right\}$$

となる。ここに、 ρ は水の密度、 U_m は流速の振幅、 σ は主流とせん断応力との位相差、 $s_d(\theta)$ は1つの砂粒子がせん断応力を受け持つ面積である。

本モデルでは砂の置かれ方の確率 $G(\theta)$ が重要な意味をもつ。これについては次の実験を通じて求める。図-4 に示す実験装置で、固定床の砂面を作る。その上にランダムに着色砂を置いてから、固定床を徐々に傾けていく。固定床の角度 θ とそのとき動き出した砂粒子の個数を数えることにより砂の置かれ方の確率 $G(\theta)$ が求まる。図-5 にその結果を示す。白丸は実験値、実線は次のようにベータ分布で近似したものである。

$$\left. \begin{aligned} g(\theta) &= dG(\theta) / d\theta \\ &= \frac{(\theta - \theta_0)^{a-1} \cdot (90 - \theta)^{b-1}}{(90 - \theta_0)^{a+b-1}} / \int_0^1 \alpha^{a-1} (1 - \alpha)^{b-1} d\alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

定数は $a=3.11$ 、 $b=2.88$ 、 θ_0 は 8° とした。これより計算した式(4)の値が、前述の 1.364 である。

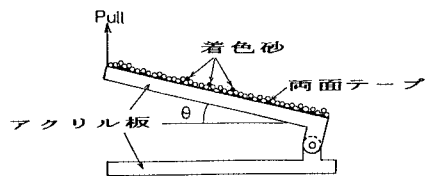


図-4 θ の測定

ここで求めた θ はあくまでも隣接した粒子との接触角であり、安息角ではない。 θ が 80° 近くになっても動き出さない砂が存在するのもそのためである。

この θ の確率分布と、Shields の移動限界との関連について考察してみよう。実際の砂面では、 $\theta=0^\circ$ のような極限的な置かれ方は不安定で存在できず θ の最小値 θ_{min} が存在するはずである。この θ_{min} の砂が最も動きやすく、限界時に最初に動き出す。限界 Shields 数を $\Psi_c=0.05$ とし、これに対応する θ_{min} を計算すると $\theta_{min}=8^\circ$ となる。この値は、図-5 に示すように、確率分布曲線の立ち上がり点に相当し、妥当なものであることがわかる。式 (7) のベータ分布の下限值 θ_0 として用いたのも、この値である。

以上、移動開始に関する機構がモデル化されたので、これから、ある時刻 t の砂粒子の移動確率 $P(t)$ を求める。砂粒子の移動開始は加速時あるいはせん断応力が増加する位相に限られるので、以下の議論もそのような位相でのものである。まず、波の軌道速度より底面せん断応力 $\tau(t)$ を計算する。これには、Jonsson の f_w 、Kamphuis の f_w の図表を用いればよい。次に、この $\tau(t)$ を式 (5) に代入し、さらに式 (2)、(3) を等値することによって1つの θ の値 θ_c が決まる。これより小さい θ の値をもつ砂粒子は、その時刻までにすでに移動を開始しているので、このようにして求めた $\theta=\theta_c(t)$ は時刻 t で始めて動き出す砂粒子の θ であり、 $G(\theta_c(t))$ はそのときまでに移動を開始している砂粒子の割合とな

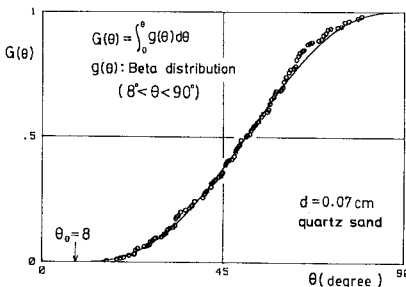


図-5 θ の確率分布

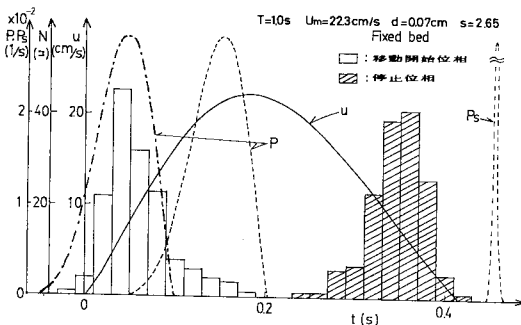


図-6 砂粒子の移動確率

る。これより微小時間 dt の間に移動を開始する砂粒子の割合すなわち移動確率 $P(t)$ は次のようになる。

$$P(t) = \frac{dG(\theta_c(t))}{dt} \dots\dots\dots (8)$$

このようにして求めた移動確率を、実際に観察された砂粒子の移動開始位相の頻度分布と比較したものが、図-6 である。図には、主流の変動 u を実線であわせて示してある。白ぬきの頻度分布は砂粒子の移動開始位相、斜線を施したものは停止位相である。前述のせん断応力算定法では、流速とせん断応力の位相差を無視しているが、それをそのまま用いたものが破線、位相差についてのみ Kajiura¹⁵⁾ のモデルを用いたものが、一点鎖線で示されている。また、次節の方法で計算される停止位相も P_s で示してある。図は実験もモデルも、砂粒子は加速時に移動を開始するという漂砂の運動特性をよく示している。特に、位相差まで考慮すると、このモデルが現象をよく表現し得ることがわかる。図-6 は固定床での実験の結果であるが、移動床の場合でも同様の結果が得られることが確かめられた。

(3) 砂粒子の半周期移動距離

移動開始後の砂粒子の運動は砂粒子に関する運動方程式を解くことによって調べることができる。すなわち、時刻 ξ に動き出した砂粒子の半周期間移動距離 $l(\xi)$ は、砂粒子が移動を開始してから再びその速度がゼロとなるまでの移動距離より

$$X_c(t) = \int_{t-\xi}^{t} U_c(t) dt + X_c(\xi) \dots\dots\dots (9)$$

$$l(\xi) = X_c(t \text{ when } U_c=0) - X_c(\xi)$$

ここに、 $U_c(t)$ は時刻 ξ に動き出した砂粒子の時刻 t における移動速度、 $X_c(t)$ はその位置であり、

$$\frac{dU_c(t)}{dt} = A_1 |u(X_c, t) - U_c(t)| |u(X_c, t) - U_c(t)| + A_2 \frac{du(X_c, t)}{dt} \dots\dots\dots (10)$$

$$A_1 = \frac{3C_D}{4d(s+C_M)}, \quad A_2 = \frac{1+C_M}{s+C_M}$$

となる。ここに、 C_D は球の抗力係数、 C_M は仮想質量係数 (=0.5) である。なお、Basset 項、底面摩擦や他の減速効果については無視してある。 u は底面近くの流速であるが、境界層の影響は考えず、波の軌道流速をそのまま使用した。流速 u を X_c と t の関数として正しく評価することにより砂粒子の位置に追従した Lagrange 的解析が可能となる。このことは、一種の Stokes drift を計算したことに相当している。式 (9)、(10) は、Runge-Kutta-Gill 法により簡単に計算できる。図-7 には、図-6 と同じ波の下で $\xi=0.02$ s と $\xi=0.08$ s に移動を開始した砂の運動について理論と実験を比較したものを、図-8 には、 $\xi=0\sim 0.1$ s に移動を開始した砂の

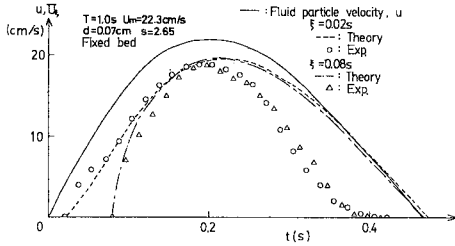


図-7 砂粒子の運動

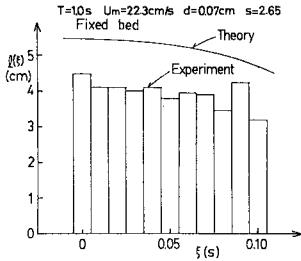


図-8 砂粒子の半周期移動距離

半周期移動距離の理論値と実験値とを示す。理論では、境界層外の流速を用いていること、底面との衝突などを無視していることで、実際より10数%大きい値を計算している。しかし、従来の漂砂量式と実験データのばらつきと比較して考えれば、これも満足し得る精度といえよう。

(4) 掃流砂量式

上述のモデルより計算される掃流砂量は単純なパラメーターで陽には表現されないで、既往の方法にならって結果を整理したものを図-9に示す。図には Madsen・Grant の式、および、実験値もあわせて示してある。縦軸は沈降速度 w と粒径 d とで無次元化した半周期平均掃流砂量 $\bar{Q} = \bar{q}/wd$ 、横軸は $\tau(t)$ の最大値 τ_m で定義した Shields 数 $\Psi_m = \tau_m/\rho(s-1)gd$ である。この軸をとると本モデルの結果は粒径別に分かれることになるが、その差は小さく、主要な範囲で Madsen・Grant の式とほぼ同じ結果を与えている。 Ψ_m が大きくなると本モデルの曲線は急に勾配が緩くなる。これは動き得る砂の個数を表層の一層に限ってモデルを組み立てているためである。しかし、ここは、3. で扱うシートフロー状の砂移動の範囲であり、本モデルの適用範囲からは外れ、問題とはならない。

以上述べたモデルでは、毎回かなり煩雑な計算を要するので、簡略化して1つの式で表現することを試みる。まず、式(1)については、次のような平均値への置き換えを行う。

$$\bar{q} = K \frac{d}{T} \bar{l} \bar{P} \dots\dots\dots(11)$$

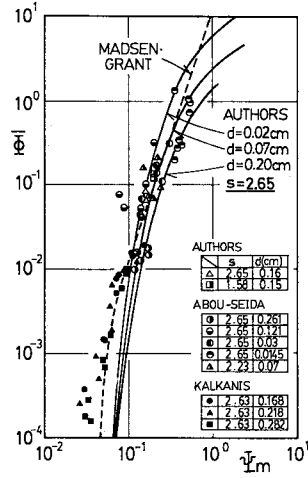


図-9 掃流砂量の計算結果

ここに、

$$\left. \begin{aligned} K &= \pi k_1 k_2 k_3 / 6 \\ \bar{P} &= \int_0^{\tau^{1/2}} P(t) dt \\ \bar{l} &= \int_0^{\tau^{1/2}} l(t) P(t) dt / \bar{P} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

\bar{P} は、表層の砂のうち半周期間に動き得る砂の割合、 \bar{l} は移動する砂粒子すべてについての平均移動距離である。底面せん断応力が最大となったとき動き出す砂の θ を θ_{max} とすると、 \bar{P} は $G(\theta_{max})$ で与えられる。 θ_{max} は、式(5)で τ を τ_m と置くことにより、最終的に

$$\bar{P} = f(\Psi_m - \Psi_c)$$

となる。この関数形は実用的には、

$$\bar{P} = 18.8 (\Psi_m - \Psi_c)^{2.72}$$

で近似し得ることが確かめられた。 \bar{l} についても

$$\bar{l} = 0.258 U_m T (\Psi_m - \Psi_c)^{0.37}$$

で近似し得ることが確かめられる。べき数を1桁にまでまると、結局、掃流砂量式は

$$\frac{\bar{q}}{U_m d} = 5.8 (\Psi_m - \Psi_c)^3 \dots\dots\dots(13)$$

となり、これが、少量の砂が掃流で移動する場合の漂砂量式として提案される。この式は Ψ_m が大きいところでは、 $\bar{q} \propto \tau_m^3$ となり、Madsen・Grant の式と同じ関係となっている。しかしモデルの導出過程で明らかのように、沈降速度 w は効かない形となっている。

図-10には、式(13)と既往のデータとの比較を示す。 Ψ_m が $\Psi_c (=0.05)$ に近いところを除けば、大体の一致をみせていることがわかる。なお、式(13)の無次元数を用いると式(1)のモデルの粒径別の曲線は重なり、その差は見分けられなくなる。

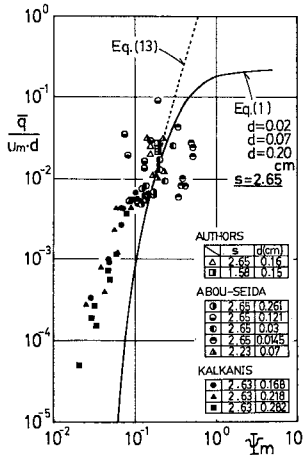


図-10 掃流砂量の近似式と実験値との比較

3. シートフロー状の砂移動形態と漂砂量

シートフロー状の砂移動については、その発生限界については明らかにされているものの¹⁶⁾、漂砂量、運動機構については、十分な知見が得られていない。それで、まず、系統的な実験を通じ移動形態の詳細な観察と漂砂量データの取得とを行い、次に、既往のデータ^{7),11)}も併せて利用して、2つの漂砂量式の提案を行う。

(1) シートフロー状の砂移動の観察

シートフロー状の砂移動を起こさせるためには、大きな底面流速を発生させる必要があり、本実験では図-11に示す重力式U字管装置を用いた。実験の詳細については、文献2)を参照されたい。実験条件は、あらかじめ金子¹⁶⁾の領域図よりシートフロー状の砂移動が起きる場合を選んで設定した。実験に用いた試料、発生させた流れ、得られた漂砂量データは、付表に示すとおりである。

図-12(a)~(d)には、資料#5, CASE No.4について、16mm高速カメラ(シャッタースピード1/136s, 64コマ/s)で観察した結果の一部を示す。図の、 U_p 、 V_p は粒子の水平、鉛直移動速度、 C_p は移動層の粒子濃度、 C_{ps} は静止時の粒子濃度である。 $y=0$ は静止時の粒子の頂部である。

観察より読み取れるいくつかの点を列挙すると、

(1) 粒子は同じ半周期の間では、一度停止して後に再び動きだすというようなことはなく、いったん移動を開始した粒子は減速位相まで運動を続ける。

(2) V_p は加速時には正、減速時には負となる傾向があり、それぞれ、粒子の浮遊による移動層の生成および粒子の沈降による移動層の停止の様子がうかがえる。しかし、個々の粒子の V_p は大きくばらついており、粒

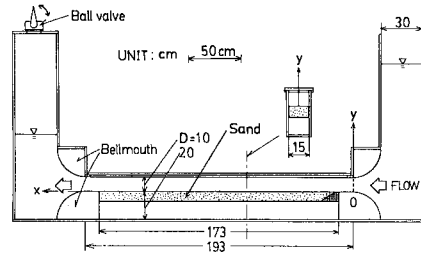


図-11 重力式U字管装置

子間の激しい衝突が生じていることがわかる。 U_p は、最上層の粒子では、ほぼ境界層外の流速と同程度となっている。

(3) 流速が0の位相付近では圧力勾配が大きく、しかも圧力は粒子層の中深くまで伝わるので、かなり下の粒子まで動きやすい状態となっている。

(4) 比較的深いところの粒子は、直下の粒子を乗り越えるようなかたちで前進し、より上部の粒子は、衝突を繰り返しながら移動する。

(5) 移動層上部の粒子は流体から抗力を、下部では圧力勾配に伴う力を受け、さらに粒子間の衝突により上層から下層へ運動量の伝達を行いながら流下する。

図-13,14,15は、このような観察から得た移動層の厚さを、 Ψ_m で整理した結果である。 δ_m は移動層の移動時の最大厚さ、 δ_s は移動層の静止時の厚さである。シートフロー状で移動する場合の底面せん断応力 τ_m は、固定床のそれとは異なるが、便宜的に粒径を粗度としてJonssonの方法で算定した値を用いている。いいかえれば、ここで用いている Ψ_m は無次元せん断応力ではなく、最大流速 U_m 、粒径 d 、粒子の比重 s から決まる1つの無次元パラメーターということになる。

δ_s/d は、 Ψ_m が大きいほど大きく、底面せん断応力が大きいほど多層の砂が動くことを示している。その関係は両対数紙上で直線である。 δ_m もほぼ同様の傾向を示すが、白ぬきの丸のみが、他のものとは異なった様子を示している。これらのデータは標準砂を用いたものであり、その場合、他のデータと比較して大量の砂が浮遊状態で移動していることが観察され、移動形態も他のものとは異質のものである。従前、シートフロー状の砂移動は1つの範疇として分類されていたが、今回の実験によると、この δ_m の例でもみられるように、少なくとも、浮遊状態の移動が顕著となる場合と、底面近くを衝突を繰り返しながら集団で移動する場合との2つに分けられるようである。その限界は、種々の要因が関係すると思われるが、図-14,15でみる範囲では、ほぼ、 $\Psi_m=1$ である。

δ_m と δ_s の比は、移動層の平均濃度に関する量である。

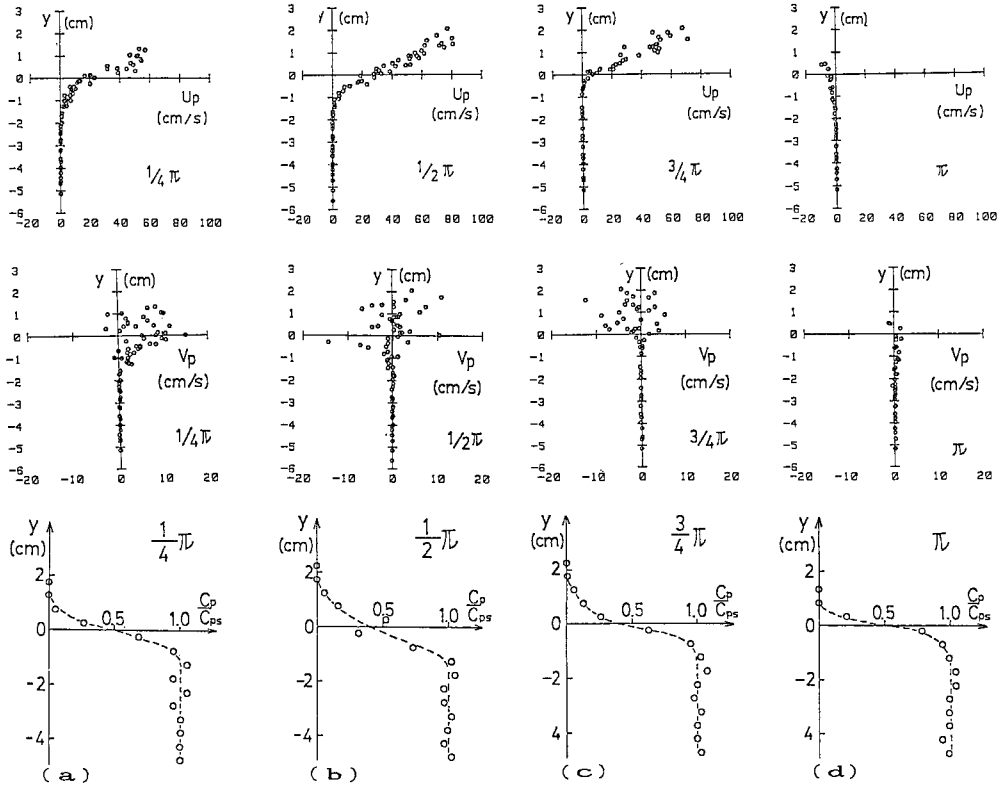


図-12 U_p , V_p , C_p の位相ごとの分布

これは、前述の浮遊が顕著の場合を除き、ほぼ一定の値となる。すなわち、砂粒子層は静止時の3~4倍にふくれて移動していることになる。

(2) シートフロー状の漂砂量

図-16は、付表-3の半周期漂砂量のデータと、香取ら¹¹⁾、Abou-Seida⁷⁾のシートフロー状のものデータを、図-9と同じパラメーターで整理した結果である。図中、実線はMadsen・Grantの式である。これより、同式は広い範囲のデータの傾向を表現しているが、粒子別にみると異なった関係が存在するということがつく。これはMadsen・Grantの式が $\bar{q} \propto \tau_m^3$ を主張して

いるのに対し、粒子別にみた場合、むしろ、 $\bar{q} \propto \tau_m^{1.5}$ 程度の関係が存在しているためである。このため、 τ_m が大きい領域でMadsen・Grantの式は、過大な漂砂量を与えることになる。このように漂砂量式の適否を論じる場合、 \bar{q} と τ_m の間に何乗の関係を考えるかが重要となる。これは、その漂砂量式が力学的機構を適切に表現しているかどうかということに相当する。もう一つ漂砂量式を論じるうえで重要なことは、無次元パラメーターとしてなにをとるかということであり、これは関係する物理量をすべて取り込んでいるかどうかということに相当する。これらのことを念頭に置いて漂砂量データを再整

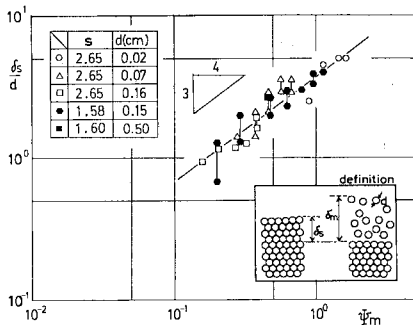


図-13 $\delta_s/d \sim \Psi_m$

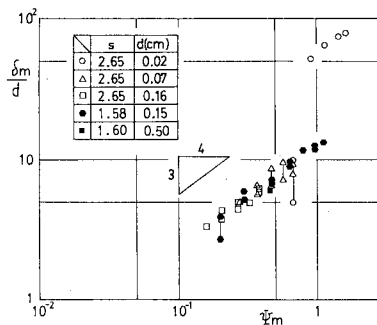


図-14 $\delta_m/d \sim \Psi_m$

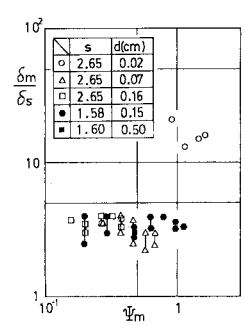


図-15 $\delta_m/\delta_s \sim \Psi_m$

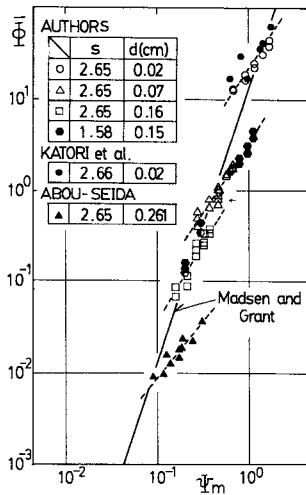


図-16 シートフロー状の漂砂量 Madsen-Grant 型のパラメーター

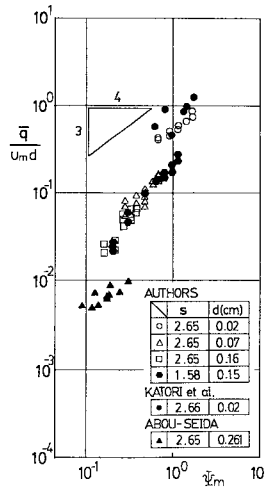


図-17 シートフロー状の漂砂量式 移動層厚観察より

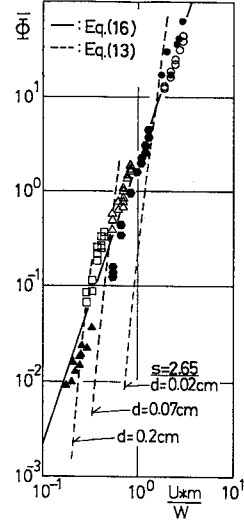


図-18 シートフロー状の漂砂量式 次元解析より (データ記号は図-16と同じ)

理する。

まず、図-13の観察結果を利用することを考える。2.と同様に、 q を式(11)で評価する。今の場合移動確率に相当するものは δ_s/d であり、これは、図-13より $\delta_s/d = 3.7 \cdot \Psi_m^{3/4}$(14)で表現できる。一方、 \bar{l} は粒子の移動速度がほぼ境界層外の流速で決定されると考えると、 $\bar{l} \propto U_m T$ となり、これらより、次の関係式が結論される。

$$\frac{\bar{q}}{U_m d} \propto \Psi_m^{3/4} \dots\dots\dots(15)$$

図-17は、この考え方でデータを整理した結果である。図-16に比べ、データの散らばりは少ない。しかし、粒子の特性(沈降速度)の大ききはずれるデータは異なった傾向を示している。この理由としては、次のことが考えられる。シートフロー状の砂移動の場合、2.の掃流の場合と異なり、衝突により粒子の浮遊を維持しようとする機構と、沈降しようとする粒子の性質とがからみあって現象が規定されているはずである。このことは、現象の説明の中に、なんらかの形で沈降速度 w が入ってくることを示唆するものである。しかし、式(15)の導出過程には w については陽には考慮されておらず、 w の効果が適切に反映されていないためである。

次に、全くその機構は考えずに、次元解析によってデータを整理する。現象にかかわりそうな物理量より、あらゆる組合せの無次元数を作り、漂砂量データを説明し得るかどうかを検討した。そのような整理法の中で最もよい結果を与えたものを図-18に示す。図中の実線は

$$\bar{\Phi} = 2.2 \left(\frac{U_* m}{w} \right)^3, U_* m = \sqrt{\tau_m / \rho} \dots\dots\dots(16)$$

であり、これが本研究で提案されるシートフロー状態の砂移動に対する第二の漂砂量式である。ところで、式(16)を書き直すと、次のように変形できる。

$$\bar{\Phi} = 2.2 \left(\frac{w}{\sqrt{(s-1)gd}} \right)^{-3} \cdot \Psi_m^{1.5} \dots\dots\dots(16)'$$

これには、次のような意味がある。図-16をみると、粒子別には $\bar{\Phi} \propto \Psi_m^{1.5}$ の関係があり、その係数が粒子特性の関数となることが推察される。上式は、この係数を無次元沈降速度の-3乗で表わしたことになっている。すなわち、式(16)は、 $\bar{\Phi}$ と Ψ_m のみでは十分とりきれていなかった沈降速度の効果をより適切に考慮にいたれた表現と解釈できる。実験値との一致がよいのも、そのような理由による。よって、シートフロー状態の砂移動に対する漂砂量式としては、式(16)が推奨される。

これを2.の式(13)と比較すると、次の点に気がつく。式(13)と式(16)とは、それぞれ異なる無次元パラメーターを用いている。それゆえ、シートフロー状の砂移動のデータを、図-18の軸で整理するとよくそうだが、この図に、掃流的な砂移動のデータを同時にプロットすると、粒径別にばらつくことになる。図-10に、シートフロー状砂移動のデータをプロットする場合も、同様である。機構の異なる現象を、一律的に論ずることができないということが、このような点にも現われている。

4. 考 察

2., 3.で、少量の掃流的砂移動、シートフロー状の砂移動に対する漂砂量式を提案した。これらの適用範囲について考える。

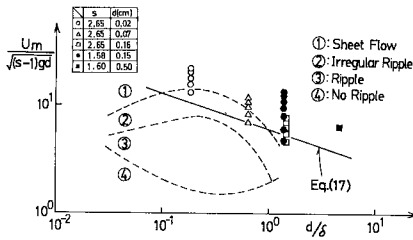


図-19 砂の移動形態領域図 (金子¹⁶⁾より)

今、ある粒径の砂で平坦床を作り、底面せん断応力を徐々に増加させる実験を考える。すると、始めは式(13)で表わされる漂砂量が生じ、十分時間が経過すると、砂漣が発達する場合もある。さらに底面せん断応力を大きくして平坦床から実験を始めると、砂漣を生じることなくいきなりシートフロー状の砂移動となり式(16)の適用範囲となる。よって、実験初期の平坦床についてみると式(13)と(16)の遷移限界がシートフロー状砂移動の発生限界に対応する。底面せん断応力を変化させたとき、漂砂量は式(13)から式(16)へと連続的に変化すると考えると、この遷移点は、式(13)、(16)を等値することによって次のように求まる。

$$\frac{U_m}{w} = 1.97 \Psi_m^{-1.5} \dots \dots \dots (17)$$

これが両式の適用限界である。これを、金子の領域図の上にプロットして比較したものが、図-19である。図中、各点は前述の実験の条件、実線が式(13)から式(16)への遷移点を結んだものであり、次の式で近似できる。

$$\frac{U_m}{\sqrt{(s-1)gd}} = 6.0(d/\delta)^{-1/3}, \delta = \sqrt{\frac{\nu T}{\pi}} \dots \dots \dots (17)'$$

図より明らかなように、両者は主要な範囲 ($d/\delta = 10^{-1} \sim 10^0$) でよく一致している。 d/δ が小さくなると、両者は系統的に合わなくなるが、そこでは粘性の効果が大きくなるため別の議論が必要となる。

1. で、漂砂を論ずる場合、砂漣が生じ、浮遊砂が多くなる場合についても別個に取り扱うべきであると述べた。しかし、ここまで示したものは、砂漣が発生する前での平坦床上のもの、シートフロー状のもののみである。ここで、砂漣が生じた場合の漂砂現象と、本研究との関連に言及しておこう。砂漣を考える場合、式(13)、あるいは、その導出過程をどのように位置付けるかを考えればよい。ここでは、砂漣の発生、発達に対して、式(13)の考え方が利用できるかということ、砂漣が十分発達したときの漂砂量算定に式(13)をどう使うかということを考える。前者については、著者ら¹⁰⁾により、本研究の考え方が有効であることが示されている。すなわち2. で述べたモデルでは、最終的な漂砂量式のみでなく砂粒子の移動機構を理論の中に取り込んでいるため、これを、

砂漣の発達機構を説明するうえで重要な非平衡漂砂量の評価にまで、拡張、応用することが可能であり、これにより、砂漣の発生、卓越波長の存在が説明し得るようになることが示されている。

後者については、著者ら¹⁰⁾により砂漣上の浮遊砂濃度の算定法が発表されているが、その中で底面から渦中に取り込まれる砂の量の評価法の改良につながるようになる。もし、浮遊砂雲の移動方向などが明確になれば、これにより Shibayama¹⁸⁾と同様に、 τ_m の3乗に比例する漂砂量式が導かれる。ただ、波の軌道流速の非対称性や、流れの定常成分の重なりに伴う砂漣の非対称性は幅広い変動が考えられ、必ずしも単純に結論を出せる段階ではないように思われる。

最後に、netの漂砂量について著者らの見解を明らかにしておこう。netの漂砂量を生じさせるものは、本研究の枠のなかで考えると、1つには、正弦的流速変動であっても、岸向き、沖向きとで砂粒子の移動距離に差が生じること、すなわち、Stokes driftに相当する効果、もう1つには、底面における波の軌道流速の非対称性の効果が挙げられる。厳密な検討は行っていないが、2、3の試算を行った結果では、前者の効果はそれほど大きくなく、著者らは、後者を重視すべきであろうと感じている。その場合には、岸向き、沖向きの流速変動を、それぞれ、別個の正弦流速変動と考えて式(13)または式(16)を適用し、その差でnetの漂砂量を評価すればよいであろう。このような考え方は、ある程度の大きさまでならば任意の流向をもつ定常流成分が重なった場合にまで拡張し得るであろう。このような考え方の有効性については、今後、検討を続けていく予定である。

謝 辞：本研究を進めるにあたり、秋山義信氏（鹿島建設）、山崎泰助氏（島根県）、横山博実氏（五洋建設）の助力を得た。また、本研究の一部は、文部省科学研究費、東京工業大学土木工学科研究奨励金の補助を受けて行われたものである。ここに、謝意を表します。

付表-1 底質粒子の特性

試料#	種類	比重 s	粒径 d (cm)	沈降速度 w (cm/s)
# 1	赤浦標準砂	2.85	0.02	2.50
# 2	砂 A	2.85	0.07	10.5
# 3	砂 B	2.85	0.15	22.5
# 4	石灰粉	1.58	0.15	7.60
# 5	人工真珠	1.60	0.50	25.1

付表-2 実験条件

CASE No.	周期 T (s)	流速振幅 U_m (cm/s)
1	3.8	125.3
2	3.8	114.6
3	3.8	101.5
4	3.8	88.7
5	3.8	74.4
6	3.8	58.2
7	3.9	44.3

付表-3 漂砂量データ

試料 #	CASE No.	\bar{q} (cm^2/s)	試料 #	CASE No.	\bar{q} (cm^2/s)
# 1	1	1.92 2.22 1.90	# 3	1	1.17 1.31
# 1	2	1.58 1.57	# 3	2	1.18 0.942 0.881
# 1	3	1.24 1.12	# 3	3	0.317 0.658 0.784
# 1	4	0.819 0.940	# 3	4	0.313 0.405
# 1	5	0.629 0.654	# 3	5	0.239 0.302
# 2	1	1.29 1.42 1.23 1.27 1.27 1.37	# 4	1	5.17 4.33
# 2	2	1.03 1.08 1.08	# 4	2	2.84 3.53
# 2	3	0.567 0.498 0.824 0.733 0.783	# 4	3	2.55 2.26
# 2	4	0.572 0.466 0.461	# 4	4	1.85 1.82
# 2	5	0.283 0.421 0.356	# 4	5	1.07 1.09
			# 4	6	0.497 0.385
			# 4	7	0.179 0.154 0.140

参 考 文 献

- 1) 山下俊彦・沢本正樹・秋山義信・山崎泰助：波動場での砂粒子の移動確率と掃流砂量に関する研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp.194~198，1983。
- 2) 山下俊彦・沢本正樹・横山博実：非定常流による平坦床漂砂量と砂の移動機構に関する基礎的研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp.281~285，1984。
- 3) 出口一郎・砂村継夫：漂砂量の算定，海洋科学，Vol.16，No.7，pp.383~393，1984。
- 4) Madsen, O. S. and Grant, W. D. : Sediment transport in the coastal environment, Rep. No.209, Ralph M. Parsons Laboratory, M.I.T., 1976.
- 5) Manohar, M. : Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, U.S. Army, Corps of

Engineers, Beach Erosion Board ; Tech. Memo No. 75, 1955.

- 6) Kalkanis, G. : Transportation of bed material due to wave action, U.S. Army, Corps of Engineers, CERC, Tech. Memo No.2, 1964.
- 7) Abou-Seida, M.M. : Bed load function due to wave action, Univ. of Cal. Berkeley, Hydraulic Engineering Lab. Rep. HEL-2-11, 1965.
- 8) Kobayashi, N. : Sediment transport on a gentle slope due to wave, Proc. of ASCE, Vol.108, WW 3, pp.254~271, 1982.
- 9) Vincent, C.E., Young, R.A. and Swift, D.J.P. : Bed-load transport under waves and currents, Marine Geology, 39, pp.71~80, 1981.
- 10) 沢本正樹・山口清一：波によって生じる砂運近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法，土木学会論文報告集，第288号，pp.107~113，1979。
- 11) 香取完和・渡辺 晃・堀川清司：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.202~206，1980。
- 12) 渡辺 晃：海浜流と海浜変形の数値シミュレーション，第28回海岸工学講演会論文集，pp.285~289，1981。
- 13) Jonsson, I.G. : Wave boundary layer and friction factors, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., pp.127~148, 1966.
- 14) Kamphuis, J.W. : Friction factor under oscillatory waves, Proc. of ASCE, WW 2, pp.135~144, 1975.
- 15) Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layer in water waves, Bulletin of the Earthquake Research Institute, Univ. of Tokyo, Vol.46, pp.75~123, 1968.
- 16) 金子 新：A study of sand ripples generated under oscillatory flow，九州大学学位論文，1981。
- 17) 沢本正樹・山下俊彦・秋山義信：流れおよび砂移動の物理機構を考慮した波による砂運の安定理論解析，第31回海岸工学講演会論文集，pp.376~380，1984。
- 18) Shibayama, T. : Laboratory study on sediment transport mechanism due to wave action, Proc. of JSCE, No.296, pp.131~141, 1980.

(1985.1.25・受付)