

振動流・一方向流共存場における掃流砂量*

後藤仁志**・辻本哲郎***・中川博次****

砂粒子の運動機構に関する数値シミュレーションは、時間軸上に展開された非平衡流砂過程の構造を規定するmoving period の確率密度関数を推定するための有効な手段である。本論文では振動流・一方向流共存場において、砂粒子運動の力学機構に基づくシミュレーションを種々の条件下で実施し、シミュレーション結果を用いて半周期平均流砂（漂砂）量式および net の流砂（漂砂）量式を提案する。

Key Words: bed-load, non-equilibrium, moving period, oscillation-current coexisting flow, formula of bed-load discharge

1. 緒 言

従来の流砂量式の多くは定常等流下の平衡状態における流砂量の予測を対象としたものであるが、非定常流れにおける流砂量・漂砂量の予測に際しても、準定常の仮定に基づき定常等流下の流砂量式が援用されてきた。近年、環境問題の高揚に伴い、河川・海岸等の水域環境の高度な管理が求められるようになり、流砂量予測についてもより高精度で汎用性のある予測法が求められている。著者らはこのような観点から、砂粒子の運動機構の数値シミュレーションを通じて、流れの非定常性が流砂過程に与える影響について研究を進めてきた²⁾。

著者らの前報（以下、文献2）を前報とよぶ）においては、場所的に一様で時間的に非定常な流れ場を対象として、砂粒子の初期移動過程と掃流過程に関する数値シミュレーションを実施し、時間軸上に展開された非平衡流砂過程の構成要素であるpick-up rate とmoving period の特性について検討を進めた。

一般に、掃流過程における非定常効果は、[1] 流れ場自体の非定常性に起因するものと[2] 移動床系の応答遅れに起因するものの2種類に分類されるが、辻本³⁾は線形解析を用いて2つの効果が掃流砂量の変化に及ぼす影響について考察を加え、非定常流下の掃流砂量の変化の定性的な説明に成功している。著者らは前報において、[1] の効果は砂粒子の初期移動過程を規定するpick-up rate に主として影響を及ぼし、これに対して[2] の効果は掃流過程を規定するmoving period に影響を及ぼすこと

を指摘し、数値シミュレーションを用いて加速度の効果を考慮したpick-up rate の推定を行うとともに、砂粒子の掃流過程を規定するmoving period の確率密度関数についても砂粒子運動のシミュレーションによって検討を行った。この中で、pick-up rate については、中川・辻本⁴⁾の推定式の補正法を提案し、加速度の効果を考慮した簡便な推定法を提示した。また、シミュレーションから求めたmoving period の確率密度関数によって、pick-up rate からdeposit rate への変換過程が良好に説明可能であることを示し、重畳積分形式の確率モデルが時間軸上に展開された非平衡流砂過程の記述に対して極めて有効な手段であることを明らかにした。

ところで、平坦河床に限定した議論を行う限り、[2]の効果は流れ場の変動時間スケールがmoving period と同じ程度である場合に顕著となるが、現実の問題でこのような場合に該当するのが、波による半周期掃流漂砂量の推定問題である。Madsen & Grant⁵⁾の式をはじめ、既存の岸冲漂砂量式の多くは準定常の仮定に基づいて求められたものであり、流れ場の非定常性を考慮して誘導された漂砂量式は少なく、1波内の掃流砂量の変動を扱った研究としては、Sleath⁶⁾、柴山・堀川⁷⁾、沢本・山下⁸⁾によるものが挙げられる程度である。この内、沢本・山下は砂粒子の離脱過程に確率モデルを適用して波動場での砂粒子のpick-up rate を推定するとともに、掃流過程を規定するpick-up rate からdeposit rate への変換過程についても実験的検討を実施している（ただし、掃流過程すなわち砂粒子の運動過程は決定論的に取り扱われており、確率モデルが適用されているのは離脱過程のみである）。

本研究では、前報で提案した砂粒子の運動機構に関する数値シミュレーションを広範囲な条件で実行し、その結果を近似して実用面を重視した簡便な漂砂量式の誘導を行う。なお、波動場においては振動流と異なり質量輸

* 本論文の内容の一部は既発表¹⁾であるが、本編は流砂量の位相別変化に関する実験結果を追加し、詳細な検討を加えて再構成したものである。

** 正会員 工博 京都大学助手 工学部土木工学科
(〒606 京都市左京区吉田本町)

*** 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科
**** 正会員 工博 京都大学教授 工学部環境地球工学教室

送が存在するので、振動流下の掃流漂砂の議論はそのまま波動場に延長できない。ここでは、一方向流を振動流に加えることにより質量輸送の効果を含めた波動場の近似^{*}とする。このような観点から本研究では、一方向流速が振動流の流速振幅を上回ることのない程度の振動流・一方向流共存場を対象とする。

2. 時間軸上に展開された非平衡流砂モデル

著者らは前報²⁾において、中川・辻本⁴⁾の非平衡流砂モデルを時間軸上に展開し、時間軸上の非平衡流砂過程を記述した。このとき、時刻 t における瞬間掃流砂量および瞬間deposit rate は、

$$q_B(t) = K_B d \int_0^t p_s(t-\tau) \cdot u_g(t|\tau) f_r(\zeta|t-\tau) d\zeta d\tau \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$p_d(t) = \int_0^t p_s(t-\tau) f_r(\tau|t-\tau) d\tau \quad \dots \dots \dots (2)$$

と記述できる。ここに、 $p_s(t)$: 時刻 t のpick-up rate, $f_r(\zeta|t)$: 時刻 t にpick-upされた砂粒子のmoving period が ζ である確率密度関数, $u_g(t|\tau)$: 時刻 $t-\tau$ にpick-upされた砂粒子が運動を継続するとしたときの時刻 t における

(すなわち時間 τ 後の) 移動速度であり、 $K_B = A_2/A_3$ (A_2, A_3 : 2次元・3次元の形状係数), d : 砂粒径である。

時間軸上に展開された非平衡過程の本質は、砂粒子の moving period が確率分布することによる流砂の応答遅れにあるが、この応答遅れは流砂量とdeposit rate の両方に出現するから、(1),(2)式の表現は流砂の応答遅れ機構を別の角度からとらえた表現を見ることができる。両式に共通しているのは、moving period の確率密度関数により応答遅れが記述される点であり、確率密度関数の的確な記述こそが非平衡現象の本質の把握に直結するものであることが理解できる。

3. 振動流・一方向流共存場における非平衡掃流砂量

(1) シミュレーションの概要**

中川・辻本・細川⁹⁾は、掃流砂の移動過程を[A]河床

* 波動場は時空間的に非一様な場であるから、空間的一様場である振動流・一方向流共存場で波動場全体を表現することは近似的にも無理がある。しかし、掃流砂が運動する底面近傍の薄い領域に限定すれば、波動場における質量輸送の存在を表現する一方向流を振動流に重畠し、波動場の近似とすることが可能である。

** シミュレーションの方法については、前報²⁾に発表済みである。前報では実験結果との比較のため軽量粒子に対して行ったシミュレーション結果を示したが、本論文では自然砂に対してシミュレーションを適用した。本章では、本論文の構成上不可欠な河床構成材料の特性と特に関連の深いパラメータのみに限定してシミュレーション手法の説明を行っている。

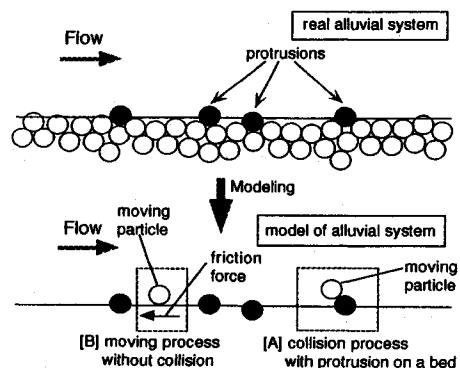


Fig. 1 Illustration of the bed-load motion

突起との衝突過程と[B]衝突を伴わない摩擦過程との不規則な繰り返しとしてモデル化し、定常等流下の掃流過程のシミュレーションを実施しているが、前報²⁾では中川らのモデルを振動流・一方向流に拡張して適用し、砂粒子の運動特性を検討した。シミュレーションの模式的表現をFig. 1に示す。

移動過程のシミュレーションには種々のパラメータが導入されているが、それらの中で移動中の砂粒子と河床との接触の程度を規定し、河床構成材料によって異なった特性を有すると考えられるのは、[a]河床突起との非弾性衝突の程度と[b]移動中の河床面との接触の程度の2つである。この内、[a]については前報において、衝突の際の河床粒子のずれ動きの効果のため生じるエネルギー損失の程度を表す条件として、衝突後の運動継続条件

$$u_{out} > \beta_1 u_{in} \quad ; \quad \beta_1 = 0.1 \quad \dots \dots \dots (3)$$

を仮定した。ここに、 u_{in}, u_{out} : 衝突前後の砂粒子速度である。

[b]については、次の砂粒子の運動方程式中の動摩擦係数 μ_f の評価に関係している。

$$\rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho |u - u_p| (u - u_p) A_2 d^2 + \rho (1 + C_M) A_3 d^3 \frac{du}{dt} - g \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) A_3 d^3 \mu_f \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 u_p : 砂粒子の速度の流下方向成分、 ρ : 水の密度、 σ : 砂粒子の密度、 C_M : 付加質量係数、 C_D : 抗力係数、 g : 重力加速度である。 μ_f については前報同様、砂粒子の移動速度との関係を考慮して求められた実験式⁹⁾

$$\mu_f = \frac{1}{2} \frac{\mu_{f0}}{(u_p / \sqrt{gd})^2 + 0.5} \quad ; \quad \mu_{f0} = 1.8 \quad \dots \dots \dots (5)$$

を用いることとした。ここに、 μ_{f0} : 静止摩擦係数である。なお、式(4)中の諸定数については、 $C_M=0.5, C_D=0.4, A_2=\pi/4, A_3=\pi/6$ と設定した。

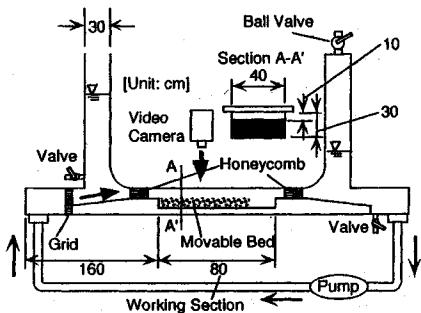


Fig. 2 Experimental apparatus

Table 1 Experimental condition

Diameter of the particle d(cm)	0.4
Relative density of the particle σ/ρ	2.65
Amplitude of the oscillation velocity U_w (cm/s) (at $y=d/2$)	41.0
Mean velocity of the current u_c (cm/s)	18.0
U_w/u_c	2.28
Period of the oscillation T(s)	4.0

(2) 振動流・一方向流共存場での掃流砂量

シミュレーションによって推定されるmoving periodを式(1)に適用して、振動流・一方向流共存場における流砂量の実験と比較した。実験はFig. 2のU字管式振動流装置を用いてTable 1の実験条件で行われた^{2), 10)}。なお、ビデオ画像解析により砂粒子の運動軌跡を読み取り、流砂量等の特性量を測定した。シミュレーションから得られた砂粒子の移動速度の移動開始位相別による変化をFig. 3に示す。図中の太線は、摩擦抵抗を考慮した砂粒子の平衡移動速度であり、

$$u_{peq} = \beta_{up} \left\{ u - \frac{2A_3d}{A_2} \frac{(\sigma/\rho-1)g\alpha_{up}\mu_f}{C_D} \right\} \quad (6)$$

$$\alpha_{up} = \beta_{up} = 0.8 \quad (7)$$

で与えられる。ここに、 α_{up}, β_{up} は経験定数である。 α_{up} は砂粒子の移動限界位相でちょうど流速がゼロとなるように設定され、 β_{up} は河床突起との衝突による減速を表すために導入された。砂粒子の移動速度の移動開始位相に対する依存性は低く、どの位相に移動開始した砂粒子も短時間の内に平衡移動速度に達するので、砂粒子の移動速度は移動開始位相と無関係に式(6)で近似できる。このとき、流砂量式は簡略化されて、

$$q_B(t) = K_B d \cdot u_{peq}(t) \int_0^\infty p_s(t-\tau) \int_\tau^\infty f_T(\zeta |t-\tau|) d\zeta d\tau \quad (8)$$

となる。Fig. 4は、シミュレーション結果を式(8)に適用することにより予測された流砂量の変化と実験結果との比較である。なお、著者らは前報²⁾で加速度効果を考慮したpick-up rateの推定法を示しているが、ここでは

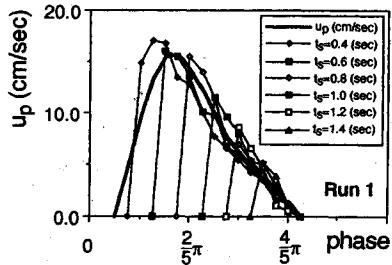


Fig. 3 Velocity of the bed-load particle estimated by present simulation

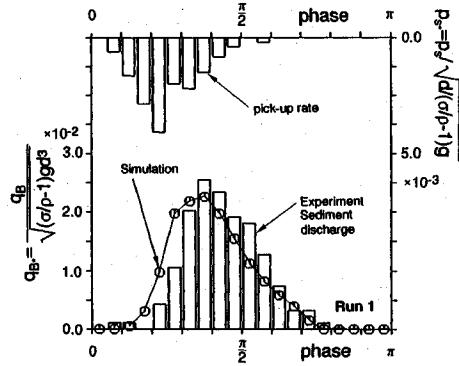


Fig. 4 Sediment discharge: Comparison between experiment and simulation

moving periodの特性推定に関するシミュレーションの有効性に焦点を絞るため、pick-up rateについては実験値を与えて計算している。流砂量の立ち上がり部分でやや過大評価となるものの、ピークの位相・ピークの高さとも良好に再現されており、シミュレーションの有効性が理解できる。

4. 波動場におけるdeposit rate の予測

ここでは、前報²⁾の砂粒子の移動過程のシミュレーションを波動場に適用して、沢本・山下⁸⁾によるdeposit rateの時間変化に関する実験と比較して検討する。沢本・山下の実験結果では、彼ら自身指摘しているように、砂粒子がpick-upされる位相とdepositされる位相とは明確に分かれている。一方、著者らの実験結果²⁾では、pick-upされる位相とdepositされる位相とは重なりを持っており、特定の位相ではpick-upとdepositとが同時に生じている。一般に主流速が有意な変動を呈する場合、砂粒子の移動過程を規定するのは、[1]主流速の変化による流体力の変化（決定論的要因）、[2]河床突起との不規則衝突（確率論的要因）の2つである。沢本・山下の実験結果と著者らの実験結果の相違は、[1],[2]の要因の影響の大小によるものと考えられる。すなわち、著者らの実験では、[2]の要因が現象を規定する割合が大きく、現象がより確率論的となつたため、pick-upとde-

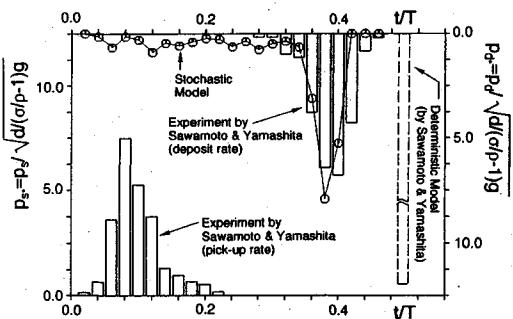


Fig. 5 Transformation process from pick-up rate and deposit rate: Comparison between experiment and simulation

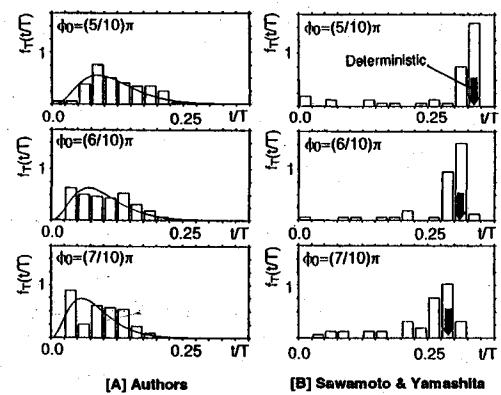


Fig. 6 Probability density function of moving period

positが同位相で生じ、一方、沢本・山下の実験では、[1]の要因がより支配的であったため現象の決定論的側面が強くなり、pick-upとdepositの位相は明確に区分されたと考えられる。

シミュレーションモデルの中で、[1],[2]の要因の相対的強度に影響を与えるのは、河床との接触の程度を規定するパラメータであるが、先に述べたように河床突起との衝突過程においては、非弾性衝突効果を示すパラメータ β_1 がこれに相当し、衝突を伴わない摩擦過程では、動摩擦係数がこれに相当する。

Fig. 5は、シミュレーション結果と沢本・山下による実験結果とを比較したものである。図中のシミュレーション結果は、シミュレーションによって求められた moving period の確率密度関数を用いて、pick-up rate の実験値を入力として式(2)から計算されたものである。図中には沢本・山下による決定論的計算結果も併せて示している。確率モデルを組み込んだシミュレーションによるとpick-upからdepositへの変換過程が良好に説明されることが図から理解できる。なお、 β_1 、 μ_0 はともに河床構成材料により影響を受けやすいパラメータであるから、プラスチック粒子（比重1.48、粒径0.4cm）を用い

た著者らの実験結果と自然砂（比重2.65, 粒径0.07cm）を用いた沢本・山下の実験結果とでは、これらのパラメータは当然異なったものとなる。ここでは、実験結果との適合性を考慮して, $\beta_0=0.05$, $\mu_p=0.4$ を用いた。これは、灘岡・入江・近藤・寺崎¹¹⁾が重複波のもとでの砂粒子の移動を模擬する際に用いた静止摩擦係数0.5と比較的近い値となっている。

前報でも述べたように決定論的モデルは、deposit rate が分布すること自体を表現できない。もちろん、決定論的モデルにおいても、摩擦係数を適切に調節することにより、deposit rate 分布の重心（決定論ではδ関数的分布だから重心は有意な分布が生じる位相そのものである）を実験値の重心に合わせることは可能である。

次に、沢本・山下の実験と著者らの実験に対してシミュレーションを実施して得られるmoving periodの確率密度関数をFig. 6に示す。沢本・山下の実験の場合には確率密度関数が決定論的な停止位相付近で集中した分布を呈しているのに対し、著者らの計測の場合には確率密度関数はよりなだらかで広範囲な分布となっている。決定論的要因がより支配的であるほど確率密度関数は集中分布し、確率論的要因が支配的であるほど分布は平坦となるはずであるから、このような確率密度関数の相違は、沢本・山下の実験で対象とされた現象が決定論的要因により強く支配され、著者らの実験条件では確率論的要因が支配的であることを反映したものと言える。

5. 振動流・一方向流共存場における掃流砂量式

これまでの議論で本シミュレーションモデルが時間軸上に展開された非平衡流砂過程の説明に有効であることは示されたが、実用的な面からすれば、系統的シミュレーションを行って流砂量式を定式化しておくのが便利である。

(1) 流れ場のモデル化

pick-up rate は瞬間の水理量により決定されるが、*moving period*は砂粒子の運動履歴に依存する。したがって、流砂量も砂粒子の運動履歴に依存し、流れ場の変化のパターンが違えば、流砂量の時間変化のパターンも違ってくることとなる。それゆえに、流砂量の時間変化を議論するには、底面近傍流速の時間変化を与える必要がある。

ここでは、田中¹²⁾による波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式を用いて、一方向流による底面せん断力と底面せん断力の振幅を求め、摩擦速度の変動幅 u_{av} と変動の中心 u_{cr} を評価する。摩擦速度の時間変化は、

で表されるものと仮定する ($\omega=2\pi/T$; T : 変動周期).

次に、平均河床面よりの高さ $y=d/2$ における底面近傍の

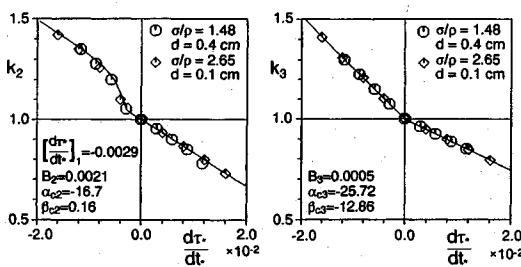


Fig. 7 Coefficient of flow acceleration of the pick-up rate formula

局所流速 u と摩擦速度 u_* との関係

$$\phi_p = \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{30.1 \chi d}{k_s 2} \right) \quad (10)$$

を用いて (κ :Kármán定数, χ :砂粒Reynolds数の効果を考慮した補正係数, $k_s = \alpha d$, $\alpha=1.0$), 局所流速を評価する。局所流速の時間微分については、底面近傍の局所流速 u と摩擦速度 u_* との位相差は僅かであると期待されるから、近似的に $d\phi_p/dt=0$ として次式で評価する。

$$\frac{du}{dt} = \phi_p \frac{du_*}{dt} \quad (11)$$

(2) 非定常性を考慮したpick-up rate推定式

前報²⁾において著者らは、無次元掃流力の時間微分 $d\tau_* / dt_*$ をパラメータ ($t_* = t \sqrt{(\sigma/\rho-1)g/d}$) としたpick-up rateの推定式の修正法を提案し、振動流・一方向流共存場における実験結果に適用を試みた。すなわち、加速度の効果を考慮した補正係数 k_2, k_3 を中川・辻本式に導入して、次のように補正することにより非定常流れ場におけるpick-up rateの推定式が得られた。

$$P_{s*} = P_s \sqrt{\frac{d}{(\sigma/\rho-1)g}} = F_0 \tau_* \left(1 - \frac{k_2 \tau_* c_0}{\tau_*} \right)^{k_3} \quad (12)$$

ここに、 $m=3.0$ 、自然砂については標準値として $F_0=0.03$ が推奨されているが、前報²⁾においては、 $\sigma/\rho=1.48$ 、 $d=0.4\text{cm}$ の粒子での実験結果とシミュレーション結果の比較から、比重の効果を考慮して決められた値に基づいて、 $F_0=0.078$ とした。

なお、加速度の効果を表す補正係数 k_2, k_3 については、前報と同様に加速度を変化させて離脱過程の数値シミュレーションを自然砂に対して実施し、無次元掃流力の時間微分 $d\tau_* / dt_*$ に対する変化を調べたところ、Fig. 7に示す関係が成立することが明らかとなった。前報²⁾で得られた近似曲線(図中の実線)に、比重の異なる粒子についてのシミュレーション結果を併示した。図から補正係数 k_2, k_3 は、粒径、比重の変化に対して鈍感であることが理解され、前報で示した近似関数が自然砂に対しても適用可能であることが示された。

式(9)のような正弦波状に変化する流速場におけるpick-up rateの挙動を示したのが、Fig. 8である。掃流力

の最大値 (τ_{max}) に対する変化を[A]に、一方向流の強度 (U_c/U_w) に対する変化を[B]に示している。加速度の効果を考慮した補正を行わなければ位相 $\pi/2$ に対して対称となるはずのpick-up rateが、補正の効果で位相 $0 \rightarrow \pi/2$ で促進され、位相 $\pi/2 \rightarrow \pi$ で抑制されることにより、流速より位相が進んだ分布を呈している。[A]の図は掃流力が増加すればpick-up rate分布の範囲が広くなることを示しているが、これは掃流力の増加に伴い移動限界位相が早くなることに対応している。注目すべきは、[B]の図において、一方向流速の変化が分布形状に与える影響が意外に小さいことである。これは、式(9)の流速場の表現では、摩擦速度の振幅が同じであれば加速度効果は同じであるから、一方向流の影響は移動限界位相を早めてpick-up rate分布の幅を広げることのみに限定され、分布自体を大きく変化させることはないためであると考えられる。

(3) moving period と流砂量の時間変化

砂粒子の移動過程を模擬するには、砂粒子と河床との接触の程度を適切に評価する必要があるが、先の議論から分かるように、河床との接触の程度を規定するパラメータ β_i, μ_{j0} は河床構成材料に依存する。ここで対象とする自然砂は沢本・山下⁸⁾の実験に用いられた砂粒子と同一の比重・同程度の粒径を有するとして、沢本・山下の実験結果を数値模擬した際の設定値 $\beta_i=0.05, \mu_{j0}=0.4$ を用いることとする。

モデル化された流れ場において、前報に述べられた方法でシミュレーションを行い、moving period の平均値の特性を検討したのが、Fig. 9である。掃流力の大きさに対する変化を[A]に、一方向流の強度に対する変化を[B]に示している。何れの場合も顕著な差は見られず、同一の近似曲線

$$\frac{T_m}{T} = \left(0.45 - \frac{t}{T} \right) \cdot \Xi_M + 0.28(1 - \Xi_M) \quad (13)$$

$$\Xi_M = 1 - \exp \left(-\frac{2}{B_M} \frac{t}{T} \right); B_M = 0.3 \quad (14)$$

で良好に近似できる。ここで対象としたのは、一方向流速が振動流の流速振幅を上回ることの無い場合であり、このような場合、砂粒子の移動を主として支配するのは振動流の挙動であるため、一方向流速強度の多少の変化はmoving period に対してそれほど影響を及ぼさないと考えられる。

Fig. 10には流砂量の時間変化を示す。掃流力の大きさに対する変化を[A]に、一方向流の強度に対する変化を[B]に示している。pick-up rateの場合とは対照的に、立ち上がり部分が緩やかで、ピークを過ぎた後急速に減少する傾向が全てのケースに共通して見られる。pick-up rateの時間変化についてそうであったように、一方向流速の変化が分布形状に与える影響が意外に小さく、一方

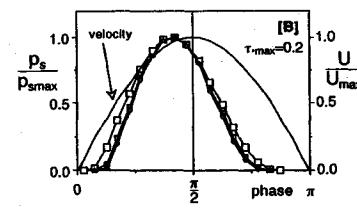
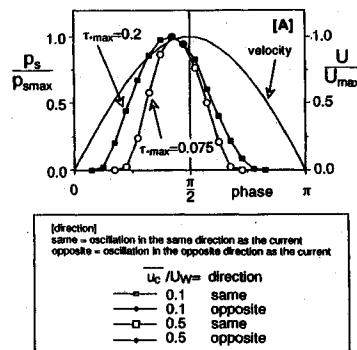


Fig. 8 Variation of the pick-up rate during the course of a half oscillation cycle

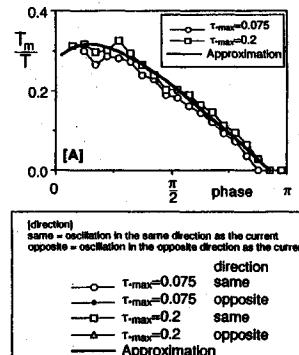


Fig. 9 Mean moving period

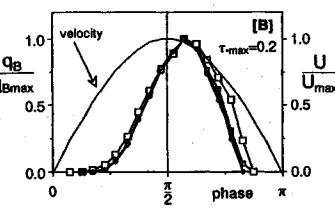
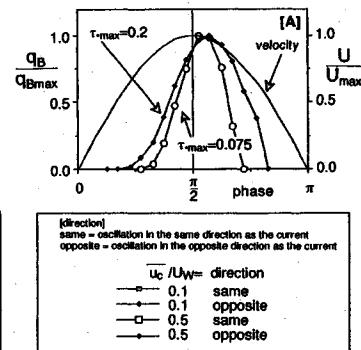


Fig. 10 Variation of sediment discharge during the course of a half oscillation cycle

向流の影響は流砂量分布の裾を変化させることのみに限定され、分布の形を大きく変化させることはない。

(4) 半周期流砂量

これまで、1周期内の流砂量の変化を論じてきたが、実用的な面からは、半周期平均流砂（漂砂）量およびnetの流砂（漂砂）量の把握が重要である。Fig. 11には、シミュレーションにより評価された流砂量（一方向流がないとき）の時間変化を積分して求められた半周期平均流砂量 (\bar{q}_B) を掃流力の最大値 τ_{*max} に対して示した。シミュレーション結果は、

$$\bar{q}_B = \frac{\bar{q}_B}{\sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd^3}} = 4.0\tau_{*max}^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c0}}{\tau_{*max}}\right)^{m_b} \quad \dots (15)$$

により良好に近似される ($m_b=6.0$)。

式(15)によると、 τ_{*max} が大きくなると流砂量は τ_{*max} の $3/2$ 乗に比例し、河川流砂についての Meyer-Peter & Müller¹³⁾ の式や、漂砂についての Sleath⁶⁾ の式と同じ勾配となる。シミュレーションは比重2.65、粒径0.1cmと0.01cmの粒子を対象に実施されているが、シミュレーション結果は近似式(15)でほぼ良好に表現可能である。なお、シミュレーションに2種類の砂粒径を用いたのは、流速を極端に大きくすることなしに広範囲の掃流力に対するシミュレーション結果を得るためにある。Fig. 12には、式(15)とともに、Abou-Seida¹⁴⁾、Kalkanis¹⁵⁾ および沢本・山下⁸⁾による実験結果を (Abou-Seida, Kalkanisのデータの中にはシートフロー状態で移動する場合も含まれているが、沢本・山下にならないシートフロー状態のデータを省いて) プロットしたが、式(15)は既存の実験値をほぼ良好に説明するものであることがわかる。

次に、漂砂量式によく用いられる無次元表示 $\bar{q}_B/w_0 d$ を用いて近似式を表示し (w_0 : 砂粒子の沈降速度)， Madsen & Grant⁵⁾、Sleath⁶⁾ の漂砂量式および既存の実験値と併示したのが、Fig. 13である。なお、Sleathの漂砂量式は無次元表示 $\bar{q}_B/\omega d^2$ を採用し、振動周期を時間スケールとしているが、ここでは振動周期 $T=1.0$ 秒、砂粒径 $d=0.1$ cmとして Sleathの流砂量式を無次元表示 $\bar{q}_B/w_0 d$ に換算して表示している。なお、これらの値については Sleathの実験における振動周期 (0.51秒 < T < 2.47秒) および既存の実験における砂粒径を参考にして設定したものである。また、無次元表示 \bar{q}_B と $\bar{q}_B/w_0 d$ は次式で関係づけられているものとした。

$$\frac{\bar{q}_B}{w_0 d} = \frac{\bar{q}_B}{w_0} \sqrt{\frac{4C_D}{3}} \quad \dots (16)$$

$$C_D = \frac{24}{R_e} + 0.4 \quad ; \quad R_e = \frac{u_d d}{v} \quad \dots (17)$$

Fig. 13を見るといずれの漂砂量式も、データのばらつきを考慮に入れればほぼ良好に既存のデータを説明しているものと考えられる。

本シミュレーションで想定した砂粒子の移動機構が成立する領域においては、シミュレーション結果の近似式(15)は力学的機構に裏付けられたものとなっている。したがって、本シミュレーションから得られた掃流力の大きい領域で流砂量が τ_{*max} の $3/2$ 乗に比例するという結果は、Sleathの式の妥当性を支持するものと言える。

(5) netの流砂量

次に、掃流力の振幅が一定の流れで一方向流速と流速振幅の比 u_c/U_w を変化させてシミュレーションを実施して得られた半周期平均流砂量を Fig. 14 に示す。なお、

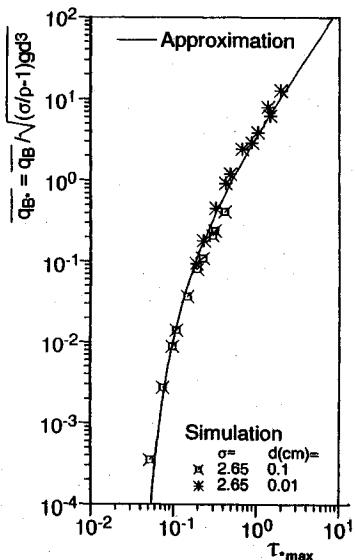


Fig. 11 Sediment discharge within a half oscillation cycle: result of the simulation

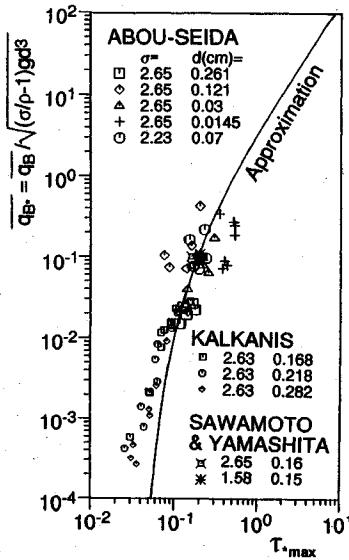


Fig. 12 Sediment discharge within a half oscillation cycle: Comparison between experiment and simulation

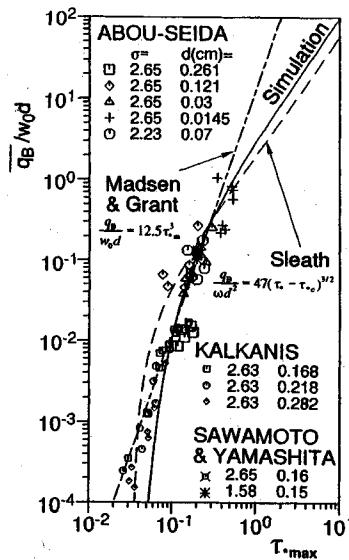


Fig. 13 Sediment discharge formula within a half oscillation cycle

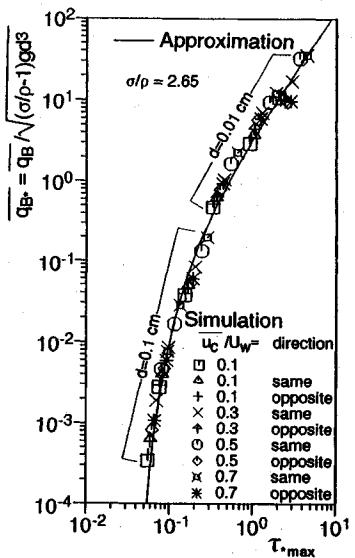


Fig. 14 Effect of the magnitude of the current on the sediment discharge

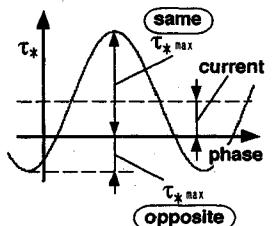


Fig. 15 Schematic figure of $\tau_{\star \max}$

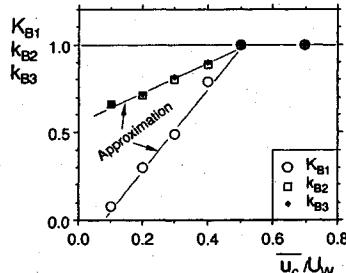


Fig. 17 Coefficients of the approximated equation of net sediment discharge

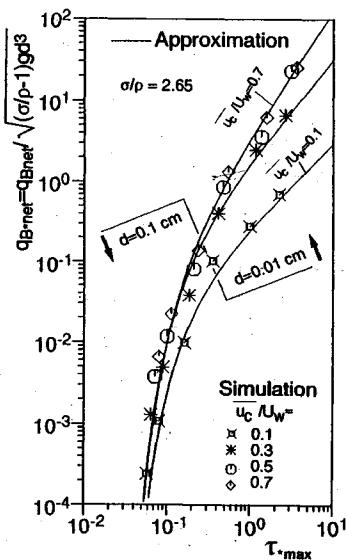


Fig. 16 Net sediment discharge in oscillation-current coexisting flow

Fig. 15に示すように、順流（一方向と振動流が同じ方向の流れ）の場合と逆流（一方向流と振動流が逆向きの流れ）の場合の $\tau_{\star \max}$ について、異なった定義を用いていく。図中の曲線は、一方向流がない場合のシミュレーション結果の近似式(15)である。掃流力が大きくない領域では、一方向流の影響は小さく、式(15)が一方向流の有無に関わらず有効であるが、 $\tau_{\star \max}$ が大きくなると、特

に逆流時の流砂量が近似式(15)からずれてくる。

振動流・一方向流共存場において流砂量を推定する際の実用的な表現を考えると、掃流力の振幅 $\tau_{\star \max}$ と、一方向流速と流速振幅の比 u_c/U_w が既知のときnetの流砂量が計算できる表現が望ましい。そこで、Fig. 14のデータから順流時と逆流時の差を求めて、 u_c/U_w をパラメータとしてnetの流砂量をプロットしたのが、Fig. 16である。

\bar{u}_c/U_w が0.5以上になると、一方向流と逆向きの振動が生じる際の流砂量が十分に小さく、netの流砂量は近似的に式(15)で表現できる。一方向流の流速が小さくなるにつれ、振動流が一方向流と順方向・逆方向に生じる場合の差が小さくなり、netの流砂量が減少する。この効果は \bar{u}_c/U_w が0.5以下の領域で顕著に出現する。この影響を補正係数 K_{B1} , k_{B2} , k_{B3} に集約して以下のように近似式で表現し、Fig. 16中に実線で表示した。

$$q_{B+net} = 4K_{B1}\tau_{max}^{(3/2)k_{B2}} \left(1 - \frac{k_2\tau_{*co}}{\tau_{max}}\right)^{k_{B3}m_B} \quad \dots \dots \dots (18)$$

式中の補正係数と \bar{u}_c/U_w の関係をシミュレーションによって調べたのがFig. 17で、補正係数は以下のように近似できる。

$$K_{B1} = 2.31 \left(\frac{\bar{u}_c}{U_w} \right) - 0.168 \quad \dots \dots \dots (19)$$

$$k_{B2} = k_{B3} = 0.85 \left(\frac{\bar{u}_c}{U_w} \right) + 0.56 \quad \dots \dots \dots (20)$$

以上のようにして補正係数を決定し、式(18)に代入すれば、netの流砂量が評価される。

6. 結 語

本研究では、前報²⁾の砂粒子の運動機構に関する数値シミュレーションを用いて、振動流・一方向流共存場における流砂量について系統的にシミュレーションデータを収集し、結果をまとめて流砂（漂砂）量式を導いた。

はじめに、砂粒子の運動機構に関するシミュレーション結果を時間軸上に展開された非平衡流砂量式に適用し、振動流・一方向流共存場における流砂量の計測結果が良好に説明されることを示した。次に、波動場におけるpick-up rateからdeposit rateへの変換過程にシミュレーションを適用し、移動中の砂粒子の河床との接触の程度を規定するパラメータを自然砂を対象に決定した。さらに、決定されたパラメータを用いて、振動流の流速振幅と一方向流速を種々に変化させてシミュレーションを行い、流砂量に関するシミュレーションデータを整理して、半周期平均流砂（漂砂）量およびnetの流砂（漂砂）量の近似式を導いた。

本研究で得られた流砂量式により、振動流・一方向流

共存場における流砂量の評価が、一方向流速が振動流の流速振幅を上回ることのない範囲で可能となった。

最後に、本研究にあたり、実験・データ処理について、当時の京都大学大学院生・仙波 克君（現、鹿島建設）の協力を得たことを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 中川博次・辻本哲郎・後藤仁志：流砂の時間軸上の非平衡性を考慮した漂砂量式、海岸工学論文集、第39卷、pp.311-315,1992.
- 2) 辻本哲郎・後藤仁志・中川博次：時間軸上に展開された非平衡流砂過程のモデル化、土木学会論文集、第443号/II-18, pp.37-46,1992.
- 3) 辻本哲郎：礁床流路における非定常掃流砂量、土木学会論文集、第417号/II-13, pp.139-147,1990.
- 4) 中川博次・辻本哲郎：水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究、土木学会論文報告集、第244号、pp.71-80,1975.
- 5) Madsen, O.S. and Grant, W.D.: Sediment transport in the coastal environment, Rep. No. 209, Ralph M. Parsons Laboratory, M.I.T., 1976.
- 6) Sleath J.F.A.: Measurement of bed load in oscillatory flow, Proc. ASCE, Vol. 104, No. WW4, pp.291-307,1978.
- 7) Shibayama, T. and Horikawa, K.: Bed load measurement and prediction of two-dimensional beach transformation, Coastal Eng. in Japan, Vol.23, pp.179-190, 1980.
- 8) 沢本正樹・山下俊彦：波による半周期漂砂量、土木学会論文集、第363号/II-4, pp.195-204,1985.
- 9) 中川博次・辻本哲郎・細川泰廣：移動床における掃流砂れきの不規則運動性状について、京都大学防災研究所年報、第22号B-2,pp.533-573,1978.
- 10) 中川博次・辻本哲郎・後藤仁志：振動流・一方向流共存場での掃流過程の確率モデルに関する研究、京都大学防災研究所年報、第33号B-2,pp.595-603,1990.
- 11) 瀧岡和夫・入江 功・近藤隆道・寺崎賢次：重複波のもとでの砂移動のメカニズムについて、第30回海岸工学講演会論文集、pp.209-213,1983.
- 12) 田中 仁：波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式、土木学会論文集、第417号/II-13, pp.285-288,1990.
- 13) Meyer-Peter, E. and Muller, R.: Formula for bed-load transport, Proc. 2nd IAHR Congr., Stockholm, pp.39-64, 1984.
- 14) Abou-Seida, M.M.: Bed load function due to wave action, Univ. of Cal., Berkeley, Hydraulic Eng. Lab. Rep. HEL-2-11, 1965.
- 15) Kalkanis, G.: Transportation of bed material due to wave action, U.S. Army, Corps of Engineers, CERC, Tech. Memo., No. 2, 1964.

(1992.12.1 受付)

BED-LOAD DISCHARGE IN OSCILLATION-CURRENT COEXISTING FLOW

Hitoshi GOTOH, Tetsuro TSUJIMOTO and Hiroji NAKAGAWA

Stochastic simulation of bed-load particle is a useful means to estimate the probability density function of the moving period which plays an important role in non-equilibrium bed-load transport process along a temporal axis. First, the motion of a bed-load particle is simulated under various kinds of hydraulic conditions in oscillation-current coexisting flow. Secondly, the bed-load discharge is evaluated by integrating the non-equilibrium sediment transport formula, by using the result of the simulation. Finally, the formula of bed-load discharge within a half cycle of oscillation and that of a net rate of bed-load transport are proposed with particular reference to the effect of relative strength of current to oscillation.