

沿岸域における浮遊漂砂量の簡易式の提案

Benoit Camenen*・Magnus Larson**・山下隆男***

簡潔で適用性の高い浮遊漂砂量則の定式を行った。浮遊漂砂濃度の指数関数的な鉛直分布, および一様流速分布を仮定した。これらの仮定により得られた浮遊漂砂量則は, 定常流, 波・流れ共存場および砕波条件での浮遊漂砂輸送に関する多くのデータセットにより検証した。提案した浮遊漂砂量則は, 底質拡散係数の深さ方向の平均値および基準高さでの濃度の 2 パラメータで定式化されている。底質拡散係数は, 砕波による乱流拡散と, 底面境界層内のエネルギー散逸による乱流混合の一次結合を仮定して評価した。基準面高さの浮遊漂砂濃度はシールズ数の関数とした。提案した漂砂量則は実験・現地観測データと良い一致を示した。

1. 緒 言

浮遊漂砂は, 多くの場合, 中央粒径が 0.5 mm 以下の微細底質から構成されており, この輸送の正確な予測は河川や海岸環境における地形学的研究において極めて重要である。沿岸海洋における底質輸送は, 波浪, 潮汐等の振動流や, 定常流と振動流との相互作用のため複雑な現象となる。鉛直方向に積分平均化した浮遊漂砂の輸送量 q_{ss} を以下のように定義する (Van Rijn, 1993)。

$$q_{ss} = \int_{z_R}^h c(z) u(z) dz \dots\dots\dots (1)$$

ここに, z_R は掃流層の外縁高さ, h は水深, z は鉛直座標である。本研究は, 河川や海岸における広範囲の条件下での, 浮遊漂砂の輸送量予測のための信頼できる一般的な定式化を目的としているので, 問題を簡潔化するために, 定常状態を仮定する。また, 浮遊漂砂濃度の鉛直分布をべき乗で仮定すると, 基準高さ z_R を固定する必要がある, これが付加的なパラメータとなるため, 濃度の鉛直分布は指数関数を仮定するほうが好都合である。さらに, 底質の拡散係数の鉛直分布にも擬似一様性を仮定して, $\varepsilon_v = \varepsilon$ (一定) とする。水理学的外力や重力作用下での底質粒子の定常かつ一様な場での質量保存則を解くと, 次式の分布が得られる。

$$c(z) = c_R \exp\left(-\frac{W_s}{\varepsilon} z\right) \dots\dots\dots (2)$$

ここに, W_s は底質粒子の沈降速度, c_R は底面での浮遊底質の基準濃度, W_s/ε は浮遊状態を決めるパラメータである。鉛直方向に積分平均化した浮遊漂砂の輸送量 q_{ss} を決める場合, Madsen ら (1993) の簡略法に従い, 流速の鉛直分布特性を無視すると, 浮遊漂砂量は次式で表される。

$$q_{ss} = U_{cR} \frac{W_s}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{W_s h}{\varepsilon}\right) \right] \dots\dots\dots (3)$$

結局, q_{ss} を計算するための 2 パラメータは, 基準濃度 c_R と底質の拡散係数 ε となる。砕波を含む定常, 非定常流場を対象として, 漂砂に関する多くの実験データが漂砂量モデルの開発に用いられてきた。本研究では, 適用性の良い浮遊漂砂の定式化を行うため, 底質の拡散係数と基準濃度に及ぼす定常流, 波浪, 砕波の影響を詳細に検討する。

2. 仮定の検証

定常状態および波・流れ共存場における水深方向の平均的な拡散係数, 基準濃度, 底質輸送量を検討するため, 広範囲な既存のデータセットを解析した。これらのデータセットのほとんどは SEDMOC European Program (2001) にコンパイルされている。本定式化には, 底質拡散係数の指数関数分布と水深方向に一様な流速分布の 2 つの仮定を用いているので, これらの仮定の妥当性を検証する。このため, 計測値に適合する c_R と ε を式 (3) に適用して求めた q_{ss} と浮遊漂砂量の実験値との比較を行った。表-1 に, データをファクター 2 ($q_{ss} \times 2$) または 5 の範囲内で予測できる確率(%), および式 (3) による浮遊漂砂量の予測値 $q_{ss,pred}$ と計測値 $q_{ss,meas}$ で定義される関数 $f(q_{ss}) = (q_{ss,pred} - q_{ss,meas})/q_{ss,meas}$ の平均値, 標準偏差を示した。定常流の場合には 99% のデータがファクター 2 の範囲内で予測できている。これより, 定常流で流速分布が対数則である場合の浮遊漂砂量を推定するには, ここで用いた 2 つの仮定が十分妥当であることが示される。

波・流れ相互作用場では, 推定結果は定常流の場合ほどは良くはない。ファクター 2 または 5 の誤差範囲内での予測精度は 66% と 91% である (Gailani・Smith を除けば 44% と 83%)。かなりの浮遊漂砂量が過大評価になっているが, これらの殆どのケースはデータ数の多い Gailani・Smith (2000) のデータセットで, このデータには水底近傍の流速が計測されていない。また, 岸沖方

* Ph.D 京都大学防災研究所 JSPS 特別研究員
** Ph.D ルンド大学 教授
*** 正会員 工博 京都大学防災研究所 助教授

向の流れが卓越する場合には、流速分布は必ずしも対数則に従っていない。代表的な流れを一定値で与えるとするれば、トラフ面下の undertow の水深方向平均値を用いることになる。一定値の平均流速を用いる限り、undertow の最大流速値は濃度の高い水底近傍に現れるため、浮遊漂砂量は過小評価傾向となる。

表-1 式(3)による浮遊漂砂量の推定値と計測値との適合性を示す確率値

Conditions	No	predx2	predx5	Mean(qss)	Std(qss)
Steady current	187	99%	100%	0.03	0.09
Waves & current	322	66%	91%	-0.16	0.38
Breaking waves	151	72%	93%	-0.18	0.32

3. 底質の拡散係数

(1) 底質の拡散係数の一般式

Kraus・Larson (2001) に従い、底質拡散係数は流体運動のエネルギー散逸に関係すると仮定する。すなわち、渦動粘性係数の一般的表示として、次式を仮定する。

$$\varepsilon = (D/\rho)^{1/3} h \quad (4)$$

ここに、 D は全実効エネルギー損失量で、次式で表わす。

$$D = k_c^3 D_c + k_w^3 D_w + k_b^3 D_b \quad (5)$$

ここに、 D_b , D_c , D_w は、それぞれ、碎波、流れの海底摩擦、波の海底摩擦によるエネルギー損失量で、 k_b , k_c , k_w は対応する効率係数である。典型的なケースでは、 $D_b > D_w > D_c$ であり、多くの場合、最大のエネルギー損失量のみを考慮すればよい。ここでは、乱流混合は鉛直方向に変化しないと仮定しているため、全実効エネルギー損失量 D は極めて簡単な形となり、底面境界層における流れのみ、波のみのエネルギー損失量は次式となる。

$$D_{c/w} = \tau_{c/w} u_{*c/w} \quad (6)$$

ここに、 $u_{*c/w}$ は流れのみ、または波のみの摩擦速度である。式(6)により、渦動粘性係数の表示において、摩擦速度をエネルギー損失量で置き換えることができる。本来、流れによるエネルギー損失量は力と速度の積で表わされるべきで、摩擦速度で代用する方法は一般的な定義から少し外れているかもしれないが、 U_c や U_w の代わりに $u_{*c/w}$ を用いることで、伝統的な混合距離理論と同様の表示、式(7)となる。

$$\varepsilon_{c/w} = k_{c/w} \left(\frac{D_{c/w}}{\rho} \right)^{1/3} h = k_{c/w} u_{*c/w} h \quad (7)$$

(2) 定常流の影響

底質の拡散係数の鉛直分布を放物線で仮定できるとすると、その水深方向の平均値は次式となる。

$$\varepsilon_c = \frac{\sigma_c}{6} k u_{*c} h \quad (8)$$

ここに、 σ_c は Schmidt 数、または鉛直方向の渦拡散係数と渦動粘性係数との比である。一般に、Schmidt 数は

一定値で $\sigma_c = 1$ と考えられる。Van Rijn (1984) は Schmidt 数の表示が流れの摩擦速度と沈降速度の比 W_s/u_{*c} の関数であることを示唆している。Schmidt 数に関するこれまでの表示式は $W_s/u_{*c} < 1$ の場合に適用できることを考慮し、広範囲のケースに適用するための定式化を行う必要がある。摩擦速度が極めて小さい場合は、Schmidt 数は 1 となるので、新しい表示式として、次式を提案する。

$$\sigma_c = \begin{cases} A_{c1} + A_{c2} \sin^{2.5} \left(\frac{\pi}{2} \frac{W_s}{u_{*c}} \right) & \text{if } \frac{W_s}{u_{*c}} \leq 1 \\ 1 + (A_{c1} + A_{c2} - 1) \sin^{2.5} \left(\frac{\pi}{2} \frac{W_s}{u_{*c}} \right) & \text{if } \frac{W_s}{u_{*c}} > 1 \end{cases} \quad (9)$$

ここに、 $A_{c1} = 0.7$, $A_{c2} = 3.6$ である。ここで提案した式(9)と Van Rijn 則とを比較するため、Schmidt 数と W_s/u_{*c} に関する実験結果を図-1 に示す。式(9)は、ここで使用したデータに対して良い結果を示すが(表-2)、Peet の実験結果では過大評価となる。これは、Peet の実験では計測が海底近く ($z < h/5$) でのみ行われているためである。

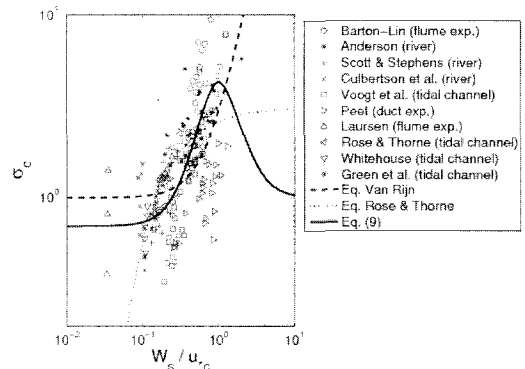


図-1 Schmidt 数と W_s/u_{*c} の関係

表-2 定常流場における Schmidt 数と W_s/u_{*c}

Author(s)	predx1.2	predx2	Mean f(σ_c)	Std f(σ_c)
Van Rijn	24%	84%	-0.08	0.22
Rose-Thorne	38%	84%	-0.04	0.27
Eq. (9)	38%	90%	-0.03	0.19

(3) 波浪(非碎波)の効果

定常流の結果に従って、波浪による底質拡散係数を次式で表示する。

$$\varepsilon_w = \frac{\sigma_w}{6} k u_{*w} h \quad (10)$$

ここに、 σ_w は波浪場での Schmidt 数である。定常流の底質拡散係数の結果に従って、Schmidt 数は W_s/u_{*c} の関数であるとする(図-2)。全体の傾向は図-1 の定常流の場合と類似しているため、定常流の底質拡散係数と同様の表示を提案する。式(9)において、 $A_{c1} = 0.09$,

$A_{c2}=1.40$ として、 σ_c を波浪場の底質拡散係数 σ_w とする。得られた波浪場の底質拡散係数は定常流場のそれに比べて極めて小さい。このことは、波浪場の摩擦速度が一般的に定常流場のそれより十分大きいこと、混合が極めて大きくなることで説明される。振動流速やそれによる底面近傍の混合が Schmidt 数に影響を及ぼしているのである。無次元粗度 k_s/d_{50} をパラメータとした σ_w と W_s/u_{*c} との関係を図-2に示す。無次元粗度や全せん断応力は経験則により計算され、定常流の場合とは異なり、実験データから直接求められたものではない。このことにその他の不確実性も加わって、実験値に適合するが、パラツキも大きい結果となっていると考えられる。

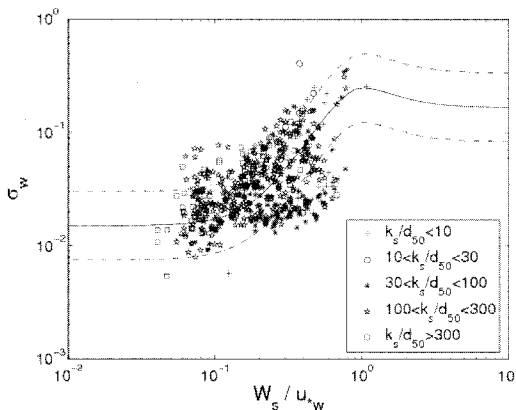


図-2 波浪場の Schmidt 数 σ_w と W_s/u_{*c} との関係

しかしながら、表-3に示すように、式(9)と(10)から得られる底質拡散係数の予測結果は、これまでのものに比べて格段に良くなっている。式(10)で $\sigma_w=1$ とした場合に対応する Dally・Dean (1984)の方法(定式化)は過大評価気味であり、Nielsen (1992)の定式化は良い結果を示しているがパラツキが大きい。

表-3 波浪場の底質拡散係数の予測値

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(ε)	Std f(ε)
Dally・Dean	13%	48%	0.67	0.32
Van Rijn	32%	66%	0.49	0.48
Nielsen	58%	82%	-0.39	0.74
Eqs.(10)&(9)	66%	97%	0.00	0.31

波・流れ共存場の場合に、式(8)、(9)、(10)により定常流場と波浪場の底質拡散係数を単純に足し合わせただけでは、実験・観測データを大きく過大評価することとなる。これは、Schmidt 数が波浪場と定常流場とで同様の値となるためであり、波・流れ間の相互作用を取り込んだ Schmidt 数を用いる必要がある。データによれば、波浪の影響が大きいので、次式の表示を用いることとする。

$$\sigma_{cw} = X^5 \sigma_c + (1 - X^5) \sigma_w \quad (11)$$

ここに、 $X = |U_c| / (|U_c| + |U_w|)$ である。表-4に、この表示

式で得られた結果を示した。式(11)で求めた波・流れ共存場の Schmidt 数が最も良い結果を示す。

表-4 波・流れ共存場の底質拡散係数

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(ε)	Std f(ε)
Dally・Dean	46%	87%	0.31	0.37
Van Rijn	51%	82%	0.30	0.43
Nielsen	12%	23%	-1.48	1.00
$\varepsilon_{cw} = \varepsilon_c + \varepsilon_w$	43%	86%	0.27	0.38
Eq.(11)	65%	89%	0.00	0.40

(4) 碎波の影響

碎波のデータを用いて、エネルギー散逸率を求め、 k_b を検定し、第一近似として、有効なパラメータ値 $k_b=0.015$ を得た。誤差ファクター2(5)に対する適合率は71%(79%)で、標準偏差は0.31である。碎波現象が底質拡散の主要因であると仮定すると(波、流れの乱流拡散係数に比べて卓越していると仮定)、濃度分布に関する実験・観測データを用いて、式(4)により底質拡散係数が予測できると考えられる。しかしながら、 k_b は u_{*c}/W_s や Iribaren 数の関数であることも考慮しなければならない。

4. 基準濃度

Madsen (1993)に従って、 $q_s = c_R U_s$ とおき、海底における基準体積濃度は掃流砂の体積濃度で推定する。掃流砂の体積濃度は Camenen・Larson (2005)によると、Shields 数 θ を用いて、 $q_s \propto \theta^{3/2} \exp(-4.5\theta/\theta_{cr})$ で記述される。Madsen が提案したように、第一近似として、掃流層の移動速度は摩擦速度に比例するとし、 $U_s \propto \theta^{1/2}$ とする。海底における基準体積濃度は次式で表される。

$$c_R = A_{cR} \theta_T \exp\left(-4.5 \frac{\theta_{cr}}{\theta_M}\right) \quad (12)$$

ここに、 θ_T は輸送依存型 Shields 数、 θ_M :最大 Shields 数で、底質移動限界 Shields 数と比較すべきパラメータである(Camenen・Larson, 2005)。すなわち、流れのみの場合には $\theta_T = \theta_M = \theta_c$ となる。 θ_c は流れの Shields 数である。

(1) 流れの影響

定常流のデータを用いると、係数 A_{cR} は $5 \cdot 10^{-6}$ から $4 \cdot 10^{-2}$ の値である。一定値 $A_{cR} = 5 \cdot 10^{-4}$ を用いると、Madsen 則よりも良い値が得られる(表-6参照)。無次元粒径 $d_*^3 = \sqrt{s-1} v^2 d_{50}$ の関数として、係数 A_{cR} を検定することで評価結果を改善することができる。ここに、 v は水の動粘性、 s 底質と水の密度比である。

$$A_{cR} = 3.5 \cdot 10^{-3} \exp(-0.3d_*) \quad (13)$$

表-5に示すように、濃度の鉛直分布に指数関数を仮定して実験データから求めた基準濃度 c_R に対して Madsen の定式化は高い予測精度を持っている。しかしながら、Madsen の方法は Shields 数に対して十分な応答特性を持っていないようで、どのデータセットに対してもほぼ

一定値となっている。

Nielsen 則は、波浪場のデータのみではあるが、実験室データ (Barton-Lin, Peet, and Laursen) に対して正確な予測結果を示す。しかしながら、Shields 数に対する海底面形状影響を考慮していないにもかかわらず、現地実験データに対して過大評価する傾向にある。

表-5 濃度の鉛直分布に指数関数を仮定して求めた基準濃度の予測結果

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(cR)	Std f(cR)
Madsen	27%	50%	0.75	0.83
Nielsen	13%	50%	0.64	0.43
Eqs.(12)&(13)	49%	84%	-0.07	0.51
Eq.(12), $A_{cR}=5 \cdot 10^{-4}$	33%	60%	0.28	0.79

(2) 波浪 (非碎波) の影響

波のみの場合には、輸送依存項に対しては平均せん断応力が使用され ($\theta_T = \theta_{w,m}$)、境界送流力影響を記述する項には、最大せん断応力が使用される ($\theta_M = \theta_w$)。波浪場の平均 Shields 数 $\theta_{w,m}$ は次式のように定義される。

$$\theta_{w,m} = \frac{f_w}{2(s-1)gd_{50}} \int_0^{T_w} u_w(t)^2 dt \dots \dots \dots (14)$$

正弦波では最大 Shields 数は $\theta_m = 1/2 f_w U_w^2 / ((s-1)gd_{50})$ となる。波浪が卓越する場合 ($|U_c| < 0.05 \text{ m/s}$) のデータを見ると (表-6 と図-3 を比較)、その他の漂砂量則とデータとに相違があることがわかる。式 (12) と (13) は、流れのみの場合には最良の適用性を示すが、粒径の影響は顕著では無いように見える。しかしながら、流れの場合のデータセットと比較するとデータの粒度分布は全く異なる。全データの40%が粒径 $d_* < 5$ の細粒成分であるのに対して、波のみのデータセットでは細粒成分が95%に達している。定常流の場合の結果との相違は、この粒径の相違に依存するのであろう。少なくとも、Madsen 則 (式 (12)) で $A_{cR} = 5 \cdot 10^{-4}$ を適用した場合と同等) は、無次元粒径や Shields 数に対して敏感でないため良い適合性を示す。

表-6 波のみの場合 ($|U_c| < 0.05 \text{ m/s}$) の用いたデータを用了場合の基準濃度の予測結果

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(cR)	Std f(cR)
Madsen	31%	62%	0.50	0.58
Nielsen	24%	48%	0.34	1.26
Eqs.(12)&(13)	47%	81%	-0.09	0.58
Eq.(12), $A_{cR}=5 \cdot 10^{-4}$	29%	65%	-0.48	0.57

大きくばらつくもう一つの理由は、海底地形特性と全せん断応力の計算の不確実性にある。実際には、 A_{cR} はリップル高さの関数とみなされ、浮遊漂砂の中央粒径と粗度高さ比 k_s/d_s の関数ともみなされる。図-3 では相対粗度 k_s/d_s をパラメータとして示しているが、ばらつきの原因は全せん断応力の計算が大きな不確実性を引き起こしているからである。(基準濃度 c_R は粗度の関数では

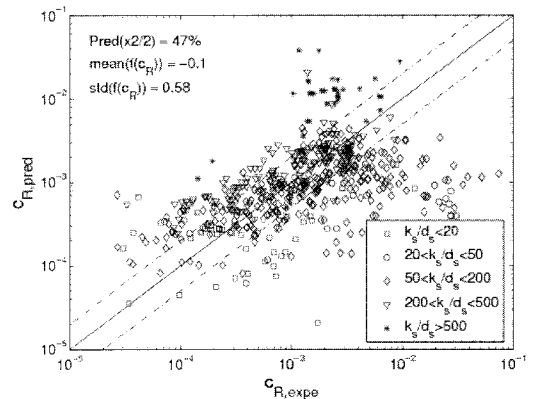


図-3 基準濃度 c_R (波のみの場合 $|U_c| < 0.05 \text{ m/s}$) と式 (12), (13) との比較

無く、全せん断応力の関数であると仮定している。)

(3) 波・流れ共存場

波・流れ相互作用場に関しては、式 (12) に適用されるべき Shields 数は $\theta_T = \theta_{cw,m}$ と $\theta_M = \theta_{cw}$ である。計算を簡略化するため、波の水粒子に正弦運動を仮定して、波・流れ相互作用場に対する平均及び最大 Shields 数は、相互作用の影響を簡潔に取り込んで、次式で表示する。

$$\theta_{cw,m} = (\theta_c^2 + \theta_{w,m}^2 + 2\theta_c\theta_{w,m}\cos\varphi)^{1/2} \dots \dots \dots (15)$$

$$\theta_{cw} = (\theta_c^2 + \theta_w^2 + 2\theta_c\theta_w\cos\varphi)^{1/2} \dots \dots \dots (16)$$

表-7 に波・流れ共存場の基準濃度を示す。せん断応力に流れの影響を十分考慮していないため、波の場合に比べて Nielsen の定式化が良い適合性を示している。

表-7 波・流れ相互作用場の基準濃度

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(cR)	Std f(cR)
Madsen	03%	23%	1.06	0.47
Nielsen	28%	47%	0.04	1.08
Eqs.(12)&(13)	37%	74%	0.45	0.50
Eq.(12), $A_{cR}=5 \cdot 10^{-4}$	50%	87%	0.09	0.46

一方、本漂砂量則と同様に、Madsen 則は全般的に過大評価であるがバラツキは小さい。しかしながら、評価の対象とした漂砂量則の中で最も良い結果を示している。驚くことに、式 (12) に $A_{cR} = 5 \cdot 10^{-4}$ を適用するとさらに良い評価結果を与える。しかしながら、それは主に、この A_{cR} の不変量は式 (13) で求まる値より一般的に小さく、波・流れ共存場で見られる大きな Shields 数を補っているからである。実際に、波・流れ共存場の Shields 数 $\theta_{cw,m}$ の補償は推算結果に大きな影響を与える。第一近似として、碎波は基準濃度に影響を与えないが底質拡散係数には影響すると仮定できる。

5. 浮遊漂砂量

(1) 実験データとの比較 (流れの場合のみ)

表-8 に、浮遊漂砂量の予測値と観測値との比較を示

した。文献から求めた、その他の半経験則との比較から、提案した式(3)に、式(4)の底質拡散係数、式(12)の基準濃度を適用する方法が、極めて改善された結果となることが示される。しかしながら、得られた結果は基準濃度に強く依存している。一方、底質の拡散係数予測に関係する不確実さは浮遊漂砂量の予測値に大きな影響を与えない。このことから、 c_R の推定方法に関しては改良の余地があるが、 c_R が浮遊漂砂量の予測値の主要パラメータであると結論される。

表-8 定常流場での浮遊漂砂量の推定結果

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(qss)	Std f(qss)
Eqs.(3),(4)&(12)	41%	79%	0.21	0.58
Bijker	24%	45%	0.60	1.04
Bailard	33%	72%	0.32	0.69
Van Rijn	30%	69%	-0.27	0.98

(2) 実験データとの比較(波・流れ共存場)

表-9に波・流れ相互作用場での浮遊漂砂量の予測結果を示すが、提案した漂砂量則(式(3),(4),(12)を用いる方法)はここでも良い適用性を示していることがわかる。しかしながら、この方法は基準濃度の推定に強く依存しているため、4.で示したように、粗度高さの評価に依存している。さらに、巻波型砕波では高めの基準濃度となるであろうし、非砕波の波・流れ共存場では、Van Rijnの方法だけでなく、ここで提案した方法も最適の適合性を示す。ただし、Van Rijnの方法はバラツキが大きく、砕波に対しての適合性がかなり悪い。

表-9 波・流れ相互作用場での浮遊漂砂量(括弧は砕波のみを示す)

Author(s)	predx2	predx5	Mean f(qss)	Std f(qss)
Eqs.(3),(4)&(12)	38(31)%	69(74)%	0.07(-0.23)	0.74(0.63)
Bijker	21(40)%	47(80)%	0.68(0.02)	0.64(0.67)
Bailard	27(58)%	66(86)%	0.49(0.13)	0.55(0.60)
Van Rijn	36(14)%	65(38)%	-0.24(0.03)	0.86(1.18)

一方、BijkerおよびBailardの方法(特にBailardの定式化)は対象とした漂砂量則の中で最高の結果を示していたが、これらは砕波帯における浮遊漂砂量の推定に関して十分な検証がなされているためである。また、Bailardの定式化は海底せん断応力に対して敏感ではないため、あまりばらついた結果を示さない。式(3)において、4.で示したように、全せん断応力の予測の改善により浮遊漂砂量の推定に大きな改善が得られた。ただし、砕波時には過小評価する傾向があるので、巻波砕波に対するファクターを導入する改良が必要であろう。

6. 結 語

本研究では、波・流れ共存場における浮遊漂砂量を推定するための半経験則を提示した。浮遊漂砂濃度の鉛直

分布を指数関数で表示し、鉛直一様の時間平均流速を仮定した。得られ漂砂量則は、鉛直平均した底質拡散係数と基準高さでの濃度の2パラメータで表示された。底質拡散係数は、砕波による乱流拡散と、底面境界層内の乱流混合の線形和で表示した。波・流れ共存場の底面境界の乱流混合に対するSchmidt数の改良を行った。砕波乱流混合には、エネルギー減衰の有効係数を導入した。

基準濃度が平均Shields数に比例することを示した。全Shields数の予測に対する不確定さのため、特に海底リップルが生じる場合には、データのバラツキが大きかった。大粒径の場合に対して無次元粒径 d_* を通減係数として導入した。巻波砕波時には、基準濃度の増加が見られた。

得られた浮遊漂砂量則の適用性は良好で広範囲に適用できることが示され、ほとんどの実験、現地観測データと最も良く適合していた。

なお、本研究は、Coastal Inlets Research Program, U.S. Army Corps of EngineersのInlet Modeling System Work UnitおよびJapanese Society for the Promotion of Scienceの支援を受けた。謝辞を表するものである。

参 考 文 献

- Bailard, J. (1981) : An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach, J. Geophysical Res. 86(C11), pp. 10938-10954.
- Bijker, E. (1968) : Littoral drift as function of waves and current, in Proc. 11th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, London, United Kingdom, pp. 415-435.
- Camenen, B. and M. Larson (2005) : A bedload sediment transport formula for the nearshore, Estuarine, Coastal and Shelf Science 63, pp. 249-260.
- Dally, W. and R. Dean (1984) : Suspended sediment transport and beach profile evolution, J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng. 110(1), pp. 15-33.
- Kraus, N. and M. Larson (2001) : Mathematical model for rapid estimation of infilling and sand bypassing at inlet entrance channels, Technical Note CHETN-IV-35, Coastal and Hydraulics Laboratory, U.S. Army Corps of Engineers, Vicksburg, Mississippi, USA.
- Madsen, O. (1993) : Sediment transport on the shelf, in Sediment Transport Workshop Proc.(DRP TA1), CERC, Vicksburg, Mississippi, USA.
- Nielsen, P. (1992) : Coastal bottom boundary layers and sediment transport, Vol. 4 of Advanced Series on Ocean Engineering, World Scientific Publication.
- Van Rijn, L. (1984) : Sediment transport, part II : suspended load transport, J. Hydraulic Eng.(Hydr. Division) 110 (11) , pp. 1613-1641.
- Van Rijn, L. (1993) : Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas, Aqua Publications, The Netherlands.
- Van Rijn, L., A. Davies, J. Van der Graff and J. Ribberink eds (2001) : Sedmoc: Sediment Transport Modelling in Marine Coastal Environments, Aqua Publications, ISBN 90-800346-4-5, Amsterdam, The Netherlands.