

鉛直分布構造を考慮した海浜流のモデル化に関する研究

灘 岡 和 夫^{*}・ 八 木 宏^{**}・ 悦 道 博 之^{***}

1. はじめに

海浜流の力学過程は、radiation stress と底面摩擦、平均水面勾配、および (radiation stress 以外の) 平均水平運動量輸送によって支配される。これらの諸要因のうち前三者については、その評価方法に特に本質的な問題点が残されているわけではない。これに対して、最後の平均水平運動量輸送の取り扱いについては、その具体的な輸送メカニズム自体がいまだに十分明らかにされておらず、したがってそのモデル化も物理的根拠があいまいなままとなっている。

具体的問題点としては、以下の2点があげられる。

1) 従来の海浜流モデルでは、平均水平運動量輸送は何らかの「乱れ」に起因する水平渦動拡散によるものとしてさまざまな拡散モデルを用いているが、それらの多くは物理性に欠けている。

2) そもそも、そのような水平渦動拡散のみによって平均水平運動量輸送が構成されているとすることの妥当性が吟味されていない。

このうち1)については、すでに以前にその問題点を具体的に論じているが (灘岡・広瀬, 1986), 本質的には、そもそも海浜流系の水平混合に寄与する「乱れ」とは何かという問題に立ち返って議論する必要がある。(その具体的な検討結果については別の機会に報告する予定である。) ここでは、つぎの2)について、海浜流系のうち最も基本的な沿岸方向に一樣かつ定常な沿岸流速場 V を対象として考えてみることにする。

砕波帯内外にわたっての運動量 ρV の輸送に寄与するファクターとしては、上記の「乱れ」の他に、波動流速や砕波によって生成される回転流速成分が考えられる。具体的には、前者はいわゆる Stokes drift による ρV の輸送、後者は砕波による付加的な「流れ」による ρV の輸送である。この後者の運動量輸送メカニズムは河川湾曲部での二次流による運動量輸送に対応したものであり、そのことからわかるように、その具体的な見積り

にあたっては砕波による回転流速成分の鉛直分布構造をモデル化することが必要になってくる。このことはけっきょく、いわゆる戻り流れを含めた海浜流系の三次元モデルの必要性を意味しているが、既存の戻り流れに関する数多くのモデルや、その三次元への拡張版である de Vriend & Stive (1987) のモデルは、いずれもトラフレベルで上層と下層を区切った二層モデル的取り扱いになっていて、具体的なモデル化の対象は下層だけに限られている。逆に、上層は surface roller モデルに代表されるようなごく大ざっぱな取り扱いがされているだけで、 ρV の輸送量を求めるのに必要な全水深にわたる回転流速成分を表現できるモデルは、いまのところ存在しない。

本研究では、以上のことを念頭において、先述の Stokes drift 効果による運動量輸送量の算定方法や、砕波による渦度供給モデルと wake モデルに基づいて定式化された回転流速成分による運動量輸送の算定方法について述べる。また、それらを沿岸流速モデルに導入して、沿岸流速分布形状に与える効果について検討した結果についても示す。

2. Stokes drift 及び 回転流速成分による運動量輸送

(1) Stokes drift 効果による運動量輸送量の算定

いうまでもなく、Stokes drift 速度 $\bar{u}_s$ は波動流速による水粒子の Lagrange 的平均輸送速度である。その場合の輸送対象は水粒子の質量であるが、水粒子の持つ平均沿岸方向運動量 ρV を輸送対象として考えた場合、波の一周期間で水粒子の持つ ρV が Lagrange 的に見て変化しないと仮定すれば、 ρV の1周期平均岸沖方向フラックスは次式で表されるはずである。

$$\int_{-h}^0 \rho V \bar{u}_s dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 h : 水深、 z : 鉛直座標。

上式は、 ρV の輸送量の Lagrange 的な算定式であるが、通常海浜流系の議論では Euler 的表記による定式化がなされることから、ここでも Euler 的表記による算定法について検討しておく。さきに述べたように、

^{*} 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

^{**} 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科

^{***} 工修 鹿島建設(株)

そもそも Stokes drift による運動量輸送効果は、従来の海浜流モデルでは考慮されていない。それに対して、最近 Putrevu & Svendsen (1991) は、次式によって波動流速 u_w による ρV の輸送量を見積ることを試みている。

$$\int_{\zeta_b}^{\zeta_s} \rho V u_w dz \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ζ_s : 水表面水位、 ζ_b : トラフレベル水位。(ただし、彼らは、上式の u_w に碎波による付加的流速も含めて定式化している。)

式 (2) では、その形から明らかなように、トラフレベルの上でのみ波動による運動量フラックスが発生すると考えている。これはおそらく、Euler 的な平均質量フラックスがトラフレベルより上でのみ存在することからの短絡的な発想によるものと考えられるが、この表現式は正しくない。このことを具体的に説明するために、ここでは運動量より物理的なイメージが湧きやすい染料濃度 C を対象として、その輸送を考えてみることにする。

まず、図-1 のように、トラフレベル以下の領域で戻り流れ流速 (すなわち Euler 平均流速) がゼロの場合の輸送現象を考えてみる。この場合はトラフレベルより上の領域でのみ岸向きの Euler 平均流速が存在する。いま、トラフレベル以下の図中の場所に染料をパッチ状に注入したとする。このときの局所平均染料フラックスを単に局所的な平均濃度に Euler 平均流速を乗じたものとして求めたのでは、Euler 平均流速がゼロであるため輸送量は確かにゼロになってしまう。しかしながら、実際の輸送過程を考えてみると (ただし簡単のために拡散を無視する)、この染料は時間とともに Stokes drift によって波の進行方向に運ばれるため、局所平均染料フラックスはトラフレベル以下でもゼロにはならないはずである。

そこで、この関係をもう少し詳しくみるために、図-2 のような指数関数型の鉛直濃度分布を有する染料の波動場における輸送を考えてみることにする。染料濃度分布は、平均的には指数分布を保ちながら、各位相においては、水粒子の運動に追従し、波の峰の位相では上方に伸ばされた形に、また波の谷の位相では下方に縮められた形に変化する。したがって、染料濃度は速度とともに周期変動することになり、固定点での局所的な濃度

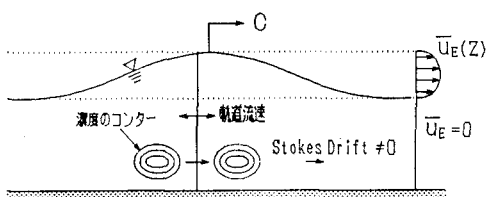


図-1 トラフレベル以下の輸送現象

と速度の一周期間の相関はゼロにならず、Euler 平均流速がたとえゼロの場合でも輸送フラックスが発生することになる (図-2)。

このような水粒子の波動運動に伴う固定点での染料濃度変動は、濃度が鉛直分布形 (より一般的には空間的な非一様性) を有するがゆえに生じる現象であり、逆に一樣濃度分布の場合にはトラフレベル以下では濃度変動が生じないため、トラフレベル以下での局所平均染料フラックスは発生しないことになる。このことをもとの運動量 ρV を対象とした議論に戻して考えてみると、先の Putrevu & Svendsen (1991) による式 (2) のように、平均運動量フラックスがトラフレベルより上でのみ存在するとする扱いが妥当なのは、 ρV が一樣分布の場合に限られることがわかる。それでは沿岸流速 V が鉛直分布を持つ一般的な場合について Euler 的に平均輸送フラックスを算定するにはどのようにしたらよいであろうか。

上記のことから明らかなように、ある地点での Euler 的な平均輸送フラックスを算定するには、その地点での被輸送物理量の一周期間内の時間変動を求めてやればよい。ここで対象とする沿岸流速の場合には、水平方向の非一様性が鉛直方向に比べてかなり小さいことから、固定点での波動による ρV 値の時間変動は、主として波による水粒子の上下運動によってもたらされると考えられる。そこで、このような「ワフワフ運動」による水粒子の時刻 t における鉛直位置を β と表記するものとするれば、全断面平均運動量フラックスは次式によって表されることになる。

$$\int_{-h}^{\zeta_s} \rho V(x, \beta(z, t)) u_w(x, z, t) dz \quad \dots\dots\dots (3)$$

以上が、Euler 的な表記によって平均運動量フラックスを算定する手順であるが、式 (3) による具体的な算

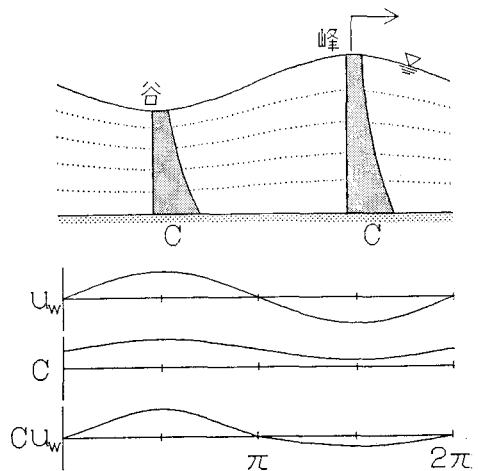


図-2 水粒子の軌道流速による濃度変動

定結果が, Stokes drift 速度 $\bar{u}_s$ を用いた式 (1) による結果と等しくなることは, 具体的な数値計算の結果から確認している. したがって, 以下では式 (1) による算定法を用いている.

(2) 回転流速成分に着目した平均流のモデル化

碎波帯内の渦度場は碎波による crest 前面での渦度供給と供給された渦度の移流拡散過程によって支配される. そこでここでは, それらに関して今回新たに行ったモデル化について順に説明するが, 渦度供給モデルについては, 紙面の都合上詳細な説明を別の機会にゆずることとし, ここでは概要だけを簡単に説明する.

i) 渦度供給モデル

図-3 は碎波しながら進行する波を, 波速 c で波とともに動いて見たときの平均的流線パターンを概念的に示したものである. このように A, B 点に特異点が現れ, その間に循環流パターンができると考えられる. 特に重要なのは A 点近傍であり, この部分では, A 点の下流に強いせん断層が形成されるはずである. すなわち, A 点は渦度供給点となっており, この状況は砂れんや段落ち部の剝離渦の状況と類似している. そこで全渦度供給フラックス Ω についてもそれらと同様に考えれば, 移動座標系での A 点直下の流速が u_w を波動流速として $u_w - c$ となることから,

$$\Omega \cong \frac{1}{2}(u_w - c)^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

と簡単に見積もることができる. このとき u_w の値の算定に関して A 点の位置が具体的に問題となるが, ここでは十分発達した bore を対象としていることから A 点が波形の zero-up cross 点付近にあるものと仮定し, $u_w \cong 0$ として, ごく簡単に

$$\Omega \cong \frac{1}{2}c^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

とおくことにする.

なお, 図-3 の状況は Svendsen (1984) が提案している roller モデルに類似している. しかし roller モデルでは roller の部分のみが回転流速 u_e を有し, それが全体的に波速 c で動くものとして扱っている. しかしながら, これは物理的にみてかなり奇妙だと言わざるを得ない. なぜならば, 実際には, A 点で供給された渦度は一部は循環流内にトラップされるものの, 他はさら

に下流・下方に移流され, その結果, u_e が roller 部分だけでなくかなり広い範囲に分布する形になるからである (灘岡ら, 1985).

ii) 渦度の移流拡散モデルと u_e 分布

つぎに, i) で求めた全渦度供給フラックス Ω をもとに u_e を求める考え方について説明する. ここでは最終的に, 沿岸流の計算に必要な運動量輸送項を定式化することが目的であるため, 現象の本質的な部分だけを反映させてモデル化することにする. この本質的な部分とは, 水表面での shear free, したがって $\omega = 0$ の条件である. これは, 碎波内の場合 ω の大部分が水表面付近に分布することから考えて, ω 分布に対するきわめて強い条件となる. そこで, 今回はこのような現象を wake 理論に基づいてモデル化することを試みた. ただし, 通常の wake モデルでは基本流が流下方向に変化しない場を想定しているためそのままでは適用できない. そこで本研究では 図-3 のような実現象の領域 ($x-z$ 座標系) を 図-4 のような流線座標系 ($s-n$ 座標系) に変換したうえで wake モデルを適用することにした. また, 底面では, non-slip 条件により渦度が発生し, それが上方に拡散する. しかしながらその大きさは碎波によるものにくらべ小さいと考えられるので, ここでは底面の存在は上層から拡散してきた渦度に対する吸収壁として作用するものとした. したがって, 対象領域は渦度場の算定に対して, 底面が事実上存在しない半無限領域に置き換えられる. 以上の仮定のもとに, u_e は次式のような簡単な wake 解で表現されることになる.

$$u_e = \alpha \left(\frac{c}{\epsilon_0 s} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{c}{4\epsilon_0 s} n^2 \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

(ここで, α : 未定係数, ϵ_0 : 渦動拡散係数)

未定係数 α を決定するには, wake 解の原点 ($s=n=0$) を A 点に一致させ, 先ほど求めた全渦度供給フラックスを条件として与えることが考えられる. しかしながら, 通常の wake の解では $s \rightarrow 0$ で $u_{\max}$ (軸上流速) $\rightarrow \infty$ となるため, 全渦度フラックス $1/2 u_{\max}^2$ も ∞ となり, $s=0$ で有限の渦度フラックスを境界条件として与えることは出来ない.

そこで, 本研究では, このような数学的な特異性を回

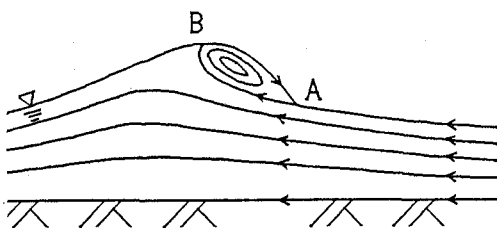


図-3 移動座標系から見た一波内の平均的流線パターン

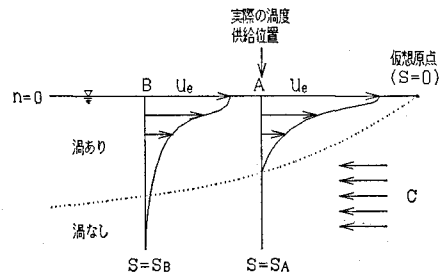


図-4 碎波内回転流速場のモデル

避するために、A点よりも右側に仮想原点を置き、A点の位置 s_A を未知数としたうえで、A、B点で条件を与えることにした。具体的なA、B点で満たすべき条件としては、砕波点付近の流況をもとに物理性を失わない程度に単純化して以下のように与えることにした。

- (a) A点での全渦度供給フラックス Ω は $1/2 c^3$
- (b) A点での回転流速成分 u_e は c
- (c) B点での回転流速成分 u_e は $c - u_{wB}$
(u_{wB} : B点の波動流速)

ここでは詳細な説明は省くが、(a) と (b) が等価であることは数学的に証明されるので、実際には (b)、(c) が条件となる。(b)、(c) に式 (6) を代入すると

$$\alpha \left(\frac{c}{\varepsilon_0 s_A} \right)^{1/2} = c \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\alpha \left\{ \frac{c}{\varepsilon_0 (s_A + b)} \right\}^{1/2} = c - u_{wB} \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで、 $b (= s_B - s_A)$ と ε_0 を与件とすれば未知数は α と s_A の2つになり、それらは式 (7)、(8) により決定されることになる。なお、 b については、 s_B が波の峰上にあると仮定し、鈴木 (1991) の実験から $b = 2.5 H$ (H : 波高) とした。また ε_0 については、速度のスケールとして c 、長さのスケールとして H を選び式 (9) のように仮定する。

$$\varepsilon_0 = \beta c H \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで β は未定係数であり、これについては wake 理論値を参考として 0.05 とした。

以上のようにして求められた u_e を、流線上で一波長平均したものが、波動場における一周期間の輸送を正確に表現するための平均回転流速成分 $\overline{u_e}$ である。

なお、砕波帯外においても底面近傍の粘性の作用によって、 u_e が発生する。しかしながら、先に述べたように砕波帯内で、底面を渦度の吸収壁とみなしたことから整合させるため、今回は砕波帯外の u_e をゼロと考えることにする。

以上の議論から、波動場における平均輸送速度 (Lagrange 的平均速度) $\overline{u_L}$ は次式のように表される。(図-5 参照)

$$\overline{u_L} = \overline{u_s} + \overline{u_e} + \overline{u_r} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 u_r は連続条件から決まる一様流成分であり、岸沖方向に正味の流量が無いときには次式で表される。

$$\overline{u_r} = -\frac{1}{h} \int_{-h}^0 (\overline{u_s} + \overline{u_e}) dz \quad \dots\dots\dots (11)$$

3. 本モデルを用いた沿岸流速の計算

(1) 基礎方程式と計算条件

本モデルの適用例として、沿岸方向に変化のない一様勾配斜面の海岸に規則波が斜めに入射する場を対象とし

て沿岸流速の計算を行った。今回新たに求めたモデルを導入すると、沿岸流の基礎式は以下になる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 u_L V dz + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} - \tau_b = 0 \quad \dots (12)$$

(ここで、 S_{xy} : radiation stress, T_{xy} : 水平混合、 τ_b : 底面摩擦) なお、水平混合項及び底面摩擦項のモデルとしては、今回は鉛直分布構造に起因した運動量輸送の効果を調べることに主眼をおいているので、シンプルに Longuet-Higgins (1970) のモデルを用いることとした。与えた水理条件は、周期 1 s、沖波換算波高 9.7 cm、波の入射角 16.4° に対して、海底勾配を 1/10、1/20 の 2 種類に変えた 2 ケースである。

沿岸流の鉛直分布については、式 (13) に示すようなべき乗型の分布形を与え、その指数については数種類に変化させて、沿岸流速への寄与を調べてみた。

$$V = \bar{V} (m+1) \left(\frac{z+h}{h} \right)^m \quad \dots\dots\dots (13)$$

(2) Stokes drift 効果のみを含めた計算結果

図-6 は、Stokes drift の効果のみを考慮した場合の計算結果と上記の沿岸流速の鉛直分布形を支配する指数をパラメータとして数種類に変えて示したものである。これを見ると、沿岸流の鉛直分布が一様分布から変化するほど、すなわちべき乗の指数 m が大きくなるほど沿岸流速が砕波帯内で加速、砕波帯外で減速する傾向があることがわかる。これは、沿岸流速 V と Lagrange 的平均速度 $\overline{u_L}$ が鉛直分布構造を持つこと (図-5) で、の比較的高速の沿岸流速を持つ流体塊が岸向きに、また底水表面付近面付近の遅い沿岸流速の流体塊が沖に輸送さ

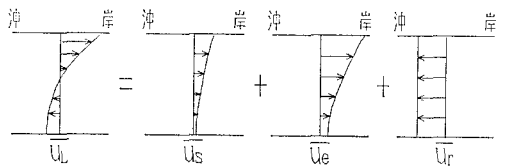


図-5 $\overline{u_L}$ の構成要素

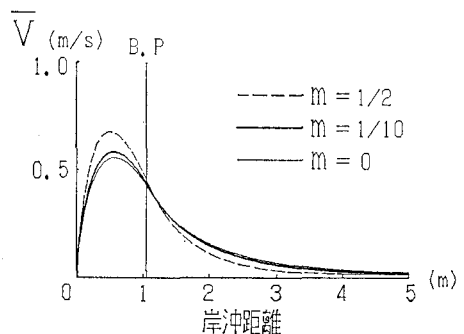


図-6 沿岸流速の計算結果 (Stokes drift の効果考えた場合)

れることから、全断面で考えると正の沿岸流の運動量が岸向き輸送されるためと考えられる。すなわち、正の沿岸流の運動量が岸向き輸送されると、その運動量の収支から、岸方向に沿岸流速が増加する場合（砕波帯外）には沿岸流速は減速され、また沿岸流速が岸方向に減少する場合（砕波帯内）には加速されるためと考えられる。

(3) 回転流速成分の効果まで含めた計算結果

図-7 は、今回導出した砕波モデルによる u_e の空間分布である。これを見ると、 u_e の分布の傾向は通常の室内実験の結果（例えば灘岡ら, 1985）に見られる特徴をよくとらえたものとなっており、本モデルの妥当性がうかがわれる。

さらに図-8 は、回転流速成分の効果まで考慮したときの沿岸流速の計算結果である ($m=1/10$)。図中には比較のために、通常の水平混合のみの場合と Stokes drift の効果まで考えた場合をあわせて示してある。こ

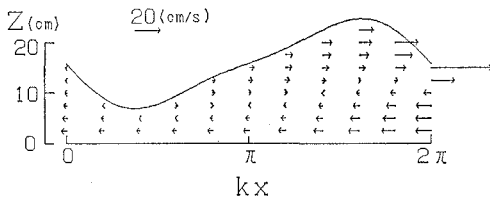


図-7 回転流速成分の空間分布

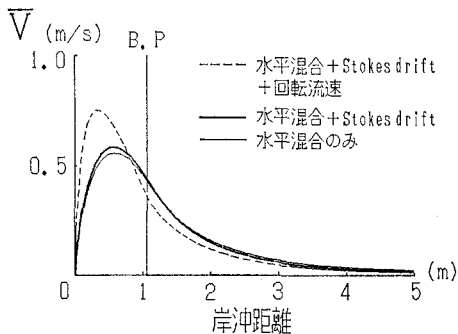


図-8 沿岸流速の計算結果
(回転流速成分の効果まで考えた場合)

れを見ると沿岸流速は、砕波帯内でさらに加速されその大きさは Stokes drift の効果を考慮したときよりもかなり大きくなっている。流速分布の加減速の傾向は、Stokes drift の場合と同様であるが、その運動量輸送効果についてはかなり大きな差があることがわかる。

4. 結 論

本論文で得られた結論は以下のとおりである。

(1) 既存の海浜流のモデルにおいて、物理的に十分な扱いが行われていなかった Stokes drift に伴う運動量輸送効果について物理的に考察し、その算定方法を示した。

(2) 砕波による渦度供給及び渦度の移流拡散過程をモデル化し、砕波帯内の回転流速成分を算出する方法を開発した。

(3) これらのモデルを取り込んだ沿岸流速の計算を行い、Stokes drift ならびに回転流速成分による運動量輸送が沿岸流速分布に対して有意な影響を及ぼすことを明らかにした。

なお、本研究は文部省科学研究費一般研究(c) (課題番号: 62550370, 研究代表者: 灘岡和夫) の補助を受けて行われたものである。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 鈴木 徹 (1991): 波形情報と砕波による渦度供給過程に着目した砕波帯内波動場のモデル化, 東京工業大学修士論文, 90 p.
- 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄 (1985): 二成分光ファイバ流速計を用いた砕波帯内流速場の特性の解明, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 50-54.
- 灘岡和夫・広瀬文人 (1986): 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- deVriend, H.J. and Stive, M.J.F. (1987): Quasi-3D modelling of nearshore currents, Coastal Eng., 11, pp. 565-601.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, J. Geophys. Res., Vol. 75, pp. 6778-6801.
- Putrevu, U. and Svendsen, I. A. (1991): A study of the forcing, mixing and stability characteristics, Research Report No. CACR91-11 Univ. Delaware, 242 p.
- Svendsen, I. A. (1984): Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., 8, pp. 303-329.