

# 斜め入射波の遡上とそれに伴う浜漂砂の数値モデル

渡 辺 晃\* ・ 中 村 裕 史\*\* ・ 佐 々 木 淳\*\*\*  
小 林 博\*\*\*\* ・ 磯 部 雅 彦\*\*\*\*\*

## 1. はじめに

海岸侵食の主な原因の一つは沿岸漂砂の不均衡である。特に, swash zone においては遡上時には水粒子が斜めに遡上し, 流下時には汀線に対しほぼ直角に降りるジグザグ運動が観察され, その漂砂現象に対する影響は顕著であると考えられている (Kamphuis, 1991)。

しかし, これまでの研究で遡上域でのこのような沿岸漂砂を扱ったものは少ない。浅野・末富 (1994) は, 斜め入射波の下で遡上域を考慮して沿岸漂砂量を算定している。ただ, ここでは扱う漂砂量式が掃流砂に対するものであり, 漂砂が顕著となるシートフロー状態に関しては触れていない。また, Kobayashi and Karjadi (1994) も数値解析に底面摩擦, 移動性汀線を考慮した上で沿岸流速の計算をおこなっているが, 漂砂に関しての考察はなく, 沿岸流速の比較・検討にとどまっている。

本研究では, 対象条件を規則波・単一粒径・沿岸方向に一樣な地形・一樣勾配とした。波・流れ場の計算では, 基礎方程式として碎波減衰と底面摩擦を取り入れた Boussinesq 方程式を用いる。この方程式を浅野・中野 (1992) にない沿岸方向変数と時間変数の関係とを考慮することにより簡略化し, さらにそこから無次元化によるオーダー・エスティメーションによりいくつかの項を無視する。以上のようにして導いた方程式を基礎方程式として波・流れ場の計算を行い, 漂砂の計算にはシートフロー状態に適用できる Dibajnia・渡辺 (1994) の漂砂量算定式を用いる。そのようにして, 斜め入射波の遡上・流下の解析と遡上域を含んだ碎波帯内の沿岸漂砂量の算定のためのモデルを構築して試計算することを目的とした。

## 2. 基礎方程式と境界条件

### (1) 擬時間の導入

本研究では, 波・流れ場の基礎方程式として Boussinesq 方程式を用いた。その際, 浅野・中野 (1992) にない以下の方法により計算を簡略化した。まず一つは, Boussinesq 方程式を無次元化して, オーダーを比較することにより, 微小波向角に関して微小項と考えられる項を無視した。もう一つは, 本研究の対象としている条件が沿岸方向に一樣であることから, 沿岸方向流速  $C_y$  を用いて以下のように表される擬時間を導入した。

$$\hat{t} = t - \frac{y}{C_y} \dots \dots \dots (1)$$

これにより, 岸沖方向・沿岸方向・時間, という3つの独立変数を, 岸沖方向・擬時間の2つに減らすことができ, 数値計算を簡略化して計算時間を短縮した。

### (2) 基礎方程式

擬時間により簡略化された Boussinesq 方程式を基礎方程式とする。それを以下に示す。

連続式:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial [u(h+\eta)]}{\partial x} - \frac{1}{C_y} \frac{\partial [v(h+\eta)]}{\partial \hat{t}} = 0 \dots \dots \dots (2)$$

岸沖方向運動量方程式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \hat{t}} + u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{v}{C_y} \frac{\partial u}{\partial \hat{t}} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2 \partial \hat{t}} + M_{Dx} - \frac{f}{2D} u \sqrt{u^2 + v^2} \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

沿岸方向運動量方程式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial \hat{t}} + u \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{v}{C_y} \frac{\partial v}{\partial \hat{t}} - \frac{g}{C_y} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{t}} \\ = \frac{h^2}{3 C_y} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2 \partial \hat{t}} + M_{Dy} - \frac{f}{2D} v \sqrt{u^2 + v^2} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

ここで,  $x$ : 岸沖方向座標,  $\hat{t}$ : 擬時間,  $u$ : 岸沖方向流速,  $v$ : 沿岸方向流速,  $h$ : 水深,  $D$ : 全水深,  $\eta$ : 水面変位,  $g$ : 重力加速度を示す。

岸沖方向エネルギー減衰項:

$$M_{Dx} = \nu_e \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \dots \dots \dots (5)$$

\* 正 会 員 工 博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻  
\*\* 学生会員 東京大学大学院 工学系研究科社会基盤工学専攻  
\*\*\* 正 会 員 博(工) 東京大学助手 工学系研究科社会基盤工学専攻  
\*\*\*\* 正 会 員 東電設計(株) 原子力土木部  
\*\*\*\*\* フェロー 工 博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

沿岸方向エネルギー減衰項：

$$M_{Dy} = \nu_e \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \dots\dots\dots (6)$$

渦動粘性係数  $\nu_e$  は、佐藤・鈴木 (1990) により導かれたものを用いて次式で表わされる。

$$\nu_e = \frac{g\bar{D}}{\sigma^2} f_0 \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\bar{D}$  は周期平均の全水深 ( $\bar{D} = h + \bar{\eta}$ )、 $\sigma$  は角周波数を示す。

また、 $f_0$  は Dibajnia・渡辺 (1987) による碎波減衰係数である。

$$f_0 = \alpha_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{\bar{D}}} \sqrt{\frac{\bar{u} - u_r}{u_s - u_r}} \dots\dots\dots (8)$$

$\bar{u}$  は流速の振幅、 $\alpha_D$  は碎波点を挟む 1 波長で 0 から 2.5 に線形的に増加する係数、 $u_s$ ・ $u_r$  はそれぞれ一様勾配上減衰域と一様水深再生域での流速の振幅で次のように表わされる。

$$u_s = 0.4(0.57 + 5.3 \tan \beta) c \dots\dots\dots (9)$$

$$u_r = 0.4 \left( \frac{a}{h} \right)_b c \dots\dots\dots (10)$$

$c$  は波速、 $\tan \beta$  は碎波点近傍底面勾配、 $(a/h)_b$  は碎波点での振幅水深比である。

底面摩擦係数  $f$  に関しては、田中・Thu (1993) により提案されたものを用いた。このモデルでは、層流・滑面乱流・粗面乱流の各 flow regime に対し、完全陽形式で摩擦係数が求められる。また、以下に示す式により、各 flow regime のみならずそれらの遷移域での摩擦係数も良好に求められる。

$$f = f_2(f_1 f_{(L)} + (1 - f_1) f_{(S)} + (1 - f_2) f_{(R)}) \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $f_{(L)}$ ：層流での摩擦係数、 $f_{(S)}$ ：滑面乱流での摩擦係数、 $f_{(R)}$ ：粗面乱流での摩擦係数、 $f_1$ 、 $f_2$ ：重み係数。

### (3) 汀線移動モデル

汀線の移動については、波の最先端部の岸沖方向流速を汀線移動速度と考えることにした。なお、先端部での流速は汀線より沖側の 3 点を用い、2 次的な外挿により求めた値を用いた。また、最も岸側の格子にある程度の伸縮性を持たせることにより、格子間隔にとらわれずに連続性を保ち、より滑らかな汀線移動の表現を可能にした。(図-1) 波の先端部流速  $u_{top}$ ・先端部での格子長さ  $\Delta x_i$  とすると、このモデルは以下になる。ただし、ここで  $i$  はタイムステップ数を示している。

$$\Delta x_i^{t+1} = \Delta x_i^t + u_{top} \Delta t \dots\dots\dots (12)$$

$$0.5 \Delta x < \Delta x_i \leq 1.5 \Delta x \dots\dots\dots (13)$$

$\Delta x_i$  が上限値を超えるような値になるときを遡上、また下限値を下回るような値になるときを流下と考えた。その際の格子数変化に伴い、先端部では 2 方向の流速  $u \cdot v$  および水面変位  $\eta$  の定義点にずれが生じる。その場合

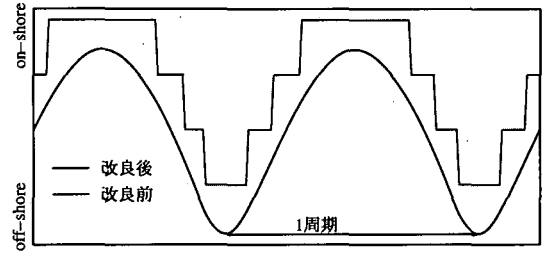


図-1 汀線位置の時系列変化

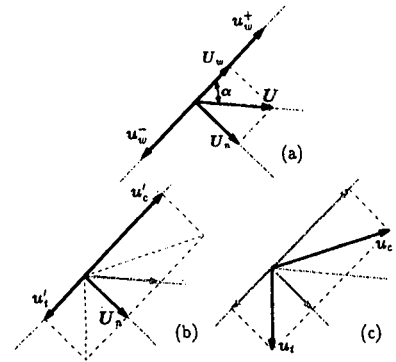


図-2 波・流れの共存する場合の各流速ベクトルの定義

は、そのタイムステップでの各値の波形を維持するように、内挿・外挿を行い処理した。

### (4) 碎波判定

佐藤・Kabiling (1993) にない碎波判定には、水表面水粒子速度  $u_s$  と波速  $c$  の比を用いた。水粒子速度の  $x$  方向成分  $u_s$  は次式で与えられる。

$$u_s = \bar{u} - \left( \frac{D^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) \frac{\partial^2 \bar{\eta}}{\partial x^2} \dots\dots\dots (14)$$

この式を用いて各点での 1 周期間の流速の計算値から水表面の最大水粒子速度  $u_{smax}$  が決定できる。合田 (1970) を参考にすると、本計算に関しては  $u_{smax}$  と  $c$  の比の限界値は 0.6~0.7 が妥当な値と考えられた。

### (5) 漂砂量算定

Dibajnia・渡辺 (1994) はシートフローに対する無次元漂砂量モデルを、シートフロー状態の漂砂量評価を基礎としながら、砂漣が発達する掃流状態にも対応できるように拡張している。

まず、図-2(a) のような、規則波と定常流が任意角度で交差する単純化した条件を考える。ここで、 $u_w^+$ ・ $u_w^-$  は、規則波による底面近傍軌道流速ベクトル、 $U$  は定常流の流速ベクトル、 $\alpha$  は交差角である。定常流速は、本研究においては沿岸流のみを考える。この沿岸流速ベクトルを、波の進行方向成分  $U_w$  とそれに直行する成分  $U_n$  とに分ける。

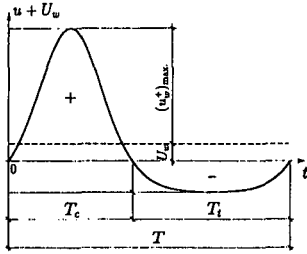


図-3 底面近傍軌道流速の波進行方向成分の時間変化

波進行方向の底面近傍流速成分の時間波形は、周期 $T$ とすると図-3のようになる。正・負の流速の継続時間を $T_c$ と $T_i$ で表している。これを用い1周期に関して各時間で積分することで、各方向の流速の代表値 $u_c^*$ と $u_i^*$ を求め、

$$u_c^{*2} = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} (u + U_w)^2 dt, \quad u_i^{*2} = \frac{2}{T_i} \int_{T_c}^T (u + U_w)^2 dt \quad \dots\dots\dots (15)$$

以上より、時間の関数であった合成流速ベクトル $\vec{u} + \vec{U}_w$ は、一定値をとる2つの流速ベクトル $\vec{u}_c$ と $\vec{u}_i$ で置き換えることができる(図-2(b))。

さらに、 $\vec{u}_c$ と $\vec{U}_w$ のベクトル和を $\vec{u}_c$ で、 $\vec{u}_i$ と $\vec{U}_w$ のベクトル和を $\vec{u}_i$ で表し、最終的に流速場を継続時間がそれぞれ $T_c$ 、 $T_i$ の連続する流速ベクトル $\vec{u}_c$ 及び $\vec{u}_i$ により代表される周期 $T$ の周期運動として表現されると仮定できる(図-2(c))。

これより、無次元漂砂量ベクトル $\vec{\phi}$ は次式により算定できることになる。

$$\vec{\phi} = \frac{\vec{q}_{net}}{w_b d} = 0.001 \frac{\vec{F}}{|\Gamma|} |\Gamma|^{0.55} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここに、

$$\vec{F} = \frac{T_c(\Omega_c^3 + \Omega_c^2) \vec{u}_c + T_i(\Omega_i^3 + \Omega_i^2) \vec{u}_i}{(u_c + u_i) T} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{if } \omega_j \leq \omega_{critical} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Omega_j = \omega_j \frac{2wT_j}{d} \\ \Omega_j = 0 \end{array} \right. \\ \text{if } \omega_j > \omega_{critical} \\ \left\{ \begin{array}{l} \Omega_j = \omega_{critical} \frac{2wT_j}{d} \\ \Omega_j = (\omega_j - \omega_{critical}) \frac{2wT_j}{d} \end{array} \right. \end{array} \right. \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 $\vec{q}_{net}$ は単位幅・単位時間当たりのネットの漂砂量ベクトル、 $d$ は底質粒径、 $w_b$ は沈降速度、 $s = (\rho_s - \rho)/\rho$ (底質の水中比重)であり、添字 $j$ は $c$ または $i$ で置き換えられる。 $\omega$ の限界値 $\omega_{critical}$ は次式で与えられる。

$$\omega_{critical} = 1 - 0.97\sqrt{\Lambda} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\Lambda = \{1 - [(\Psi_{rms} - 0.2)/0.4]^2\} \cdot \min(1, 2\lambda/d_0) \dots\dots (20)$$

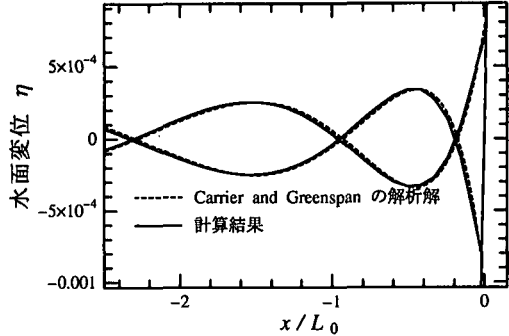


図-4 微小波水面波形の解析解との比較

ここで、 $\Psi_{rms}$ は底面近傍流速のrms値を用いて計算されるシールズ数であり、 $\lambda$ は砂連波長、 $d_0$ は底面近傍軌道直径を表している。シートフロー条件に相当する $\Psi_{rms} > 0.6$ の場合には、 $\Lambda = 0$ となる。 $\Lambda$ が1に近づくにつれ $\omega_{critical}$ は掃流漂砂に相当する値0.03にほぼ等しくなる。

3. 計算結果

(1) 汀線移動モデルの精度

本モデルでは汀線の移動速度を物理的に合理的と考えられる波の先端部速度を用い、さらに連続性の確保のため伸縮性格子を用いた。ここでは、碎波なしの微小の波を考え、理論値(Carrier and Greenspanの解析解)と比較しその精度を確かめた。

計算条件は、入射波高 $H_i = 1.85 \times 10^{-4}(\text{m})$ 、周期 $T = 3.14(\text{s})$ 、沖波波長 $L_0 \approx 1.54 \times 10(\text{m})$ 、一様水深 $h_i = 3.0 \times 10^{-1}(\text{m})$ 、入射角 $\theta = 0(\text{deg})$ 、底面勾配 $s = 1/20$ 。

図-4に示すとおり、計算結果と解析解との一致は良好であった。この結果、汀線の移動に関しては、その精度が十分であると判断した。

(2) 波高・平均水位・断面平均沿岸流速の実験値との比較

ここでは、本研究で用いる計算法の妥当性を検証するため、実験値と計算結果との比較を行う。比較している実験値は、Visser (1991) によるもので、入射波高 $H_i = 7.1 \times 10^{-2}(\text{m})$ 、周期 $T = 1.85(\text{s})$ 、沖波波長 $L_0 \approx 5.34(\text{m})$ 、

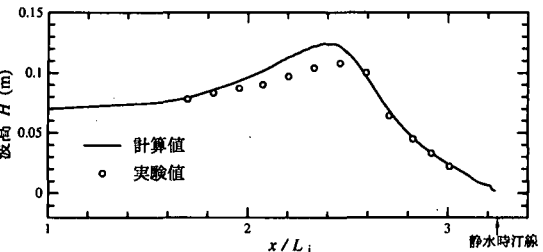


図-5 既往の実験結果との比較(波高分布)

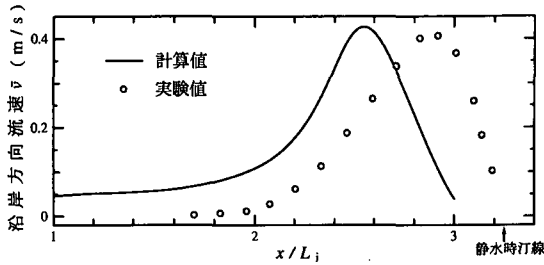


図-6 既往の実験結果との比較（断面平均沿岸方向流速）

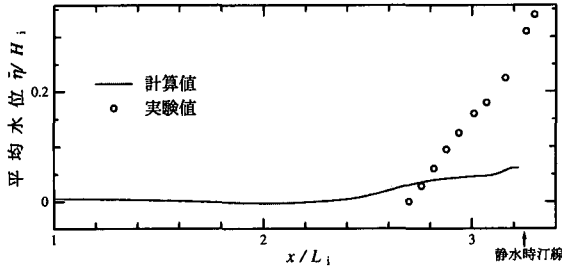


図-7 既往の実験結果との比較（平均水位）

一様水深  $d_i = 3.48 \times 10^{-1}(\text{m})$ , 入射角  $\theta = 15.4(\text{deg.})$ , 底面勾配  $s = 1/20$  である。

波高は図-5に示すような変化をたどり減衰した。浅水変形の部分で多少過大に計算してしまう傾向があるものの、砕波点は妥当な位置に計算されており、また砕波減衰に関しても実験値との一致は良好と考えられる結果が得られた。

断面平均沿岸方向流速  $\bar{v}$  は、ピーク地点での平均流速の大きさは一致するものの、ピークの位置にずれが見られた（図-6）。これは、水平拡散項や平均摩擦の評価にまだ問題があるためと考えられる。

平均水位に関しては、実験値と比較すると大きく結果が異なることが分かる（図-7）。この場合、実験値では入射波高の約35%の wave set-up が生じていることが分かる。小川・首藤（1983）からも入射波高の約35%位が妥当な値であることが示されているが、本研究の結果はこれと比較して小さな値が計算されたが、この過小評価の原因は現在のところ不明である。

以上のような波・流れ場の計算法を用いて漂砂量を算定した。

図-8は、swash zone における沿岸方向流速の時間変化の例である。没水時には正の流速をとり、干出時には当然であるが流速がなくなる、という現象が計算された。この流速変化には負の値がなく、このような流速分布のため swash zone において沿岸漂砂量が卓越するものと期待される。

ここでは、いくつかの計算条件を考え（表-1 参照）、各々の条件に応じた性質を表す漂砂量分布を算定した。

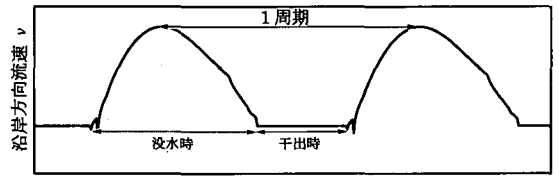


図-8 swash zone における沿岸方向流速の時間変化

表-1 計算条件

| ケース    | 入射角<br>(deg.) | 底面勾配 | 入射波高<br>(m) |
|--------|---------------|------|-------------|
| case 1 | 20            | 1/20 | 1           |
| case 2 | 10            |      | 1           |
| case 3 | 30            |      | 1           |
| case 4 | 20            |      | 1.5         |
| case 5 | 20            |      | 3           |

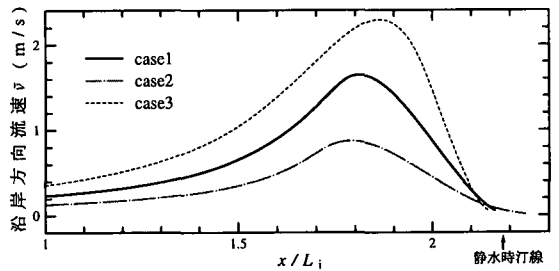


図-9 異なる入射角と沿岸流速

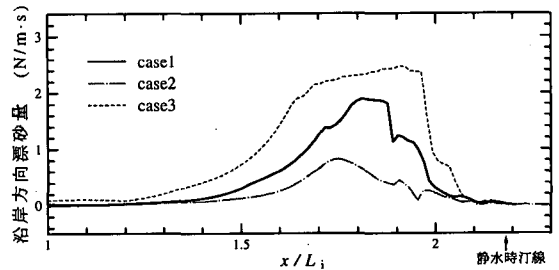


図-10 異なる入射角と沿岸漂砂量

なお、いずれのケースも周期 10(s)、一様水深 10(m) は共通である。また、漂砂量は重量を用いて示している。

図-10であるが、ここでは入射角の違いにより生じる沿岸漂砂量の変化を示した。予想されるように、入射角を大きくした場合、その総漂砂量は大きな値をとった。また入射角が大きくなるにつれ、その漂砂量分布は広範囲になるという結果がでた。このことは、実現現象を考えると合理的な結果といえる。また、図-9はこの時の沿岸流速を表している、沿岸流速と沿岸漂砂量とはその分布

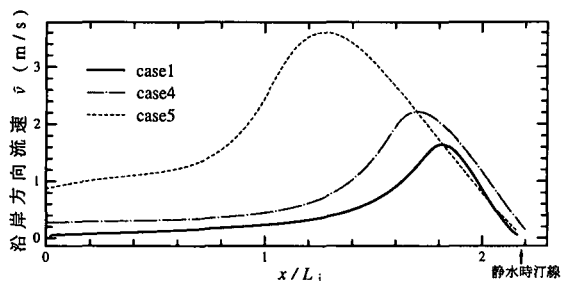


図-11 異なる波高と沿岸流速

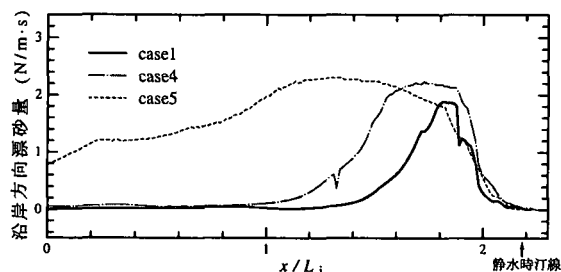


図-12 異なる波高と沿岸漂砂量

形状がほぼ同じであることが分かった。

また図-12では、入射角を一定とし入射波高の違いによる漂砂量の違いを見た。計算結果によると、入射波高の増加に伴い総沿岸漂砂量が大きくなっていることが分かる。さらに、その分布が沖側に移っていくことが見て取れる。Kobayashi・Karjadi (1994)によると、砕波形態が崩れ砕波・巻き砕波から砕け寄せ砕波に近づくにつれ、沿岸方向漂砂量分布は、そのピークを汀線寄りに取ることが知られている。図-12においては、いずれの波も巻き砕波を砕波形態とする計算条件であり、case 5, case 4, case 1の順に砕け寄せ砕波に近いので、上のことを定性的に示す結果となった。図-11は、この時の沿岸流速を示すが、ここにもピーク位置に汀線よりのシフトを見ることができた。

#### 4. 結論および今後の課題

波・流れ場の計算において、その大きさ・広がりには一致が見られた。ただ水平拡散項や底面摩擦項の評価が不十分なせいか、沿岸方向流速のピーク位置にずれが生

じた。また平均水位に関して、計算では wave set-up が過小評価された。

漂砂量算定の結果では、砕波帯全体としては従来いわれているものと同様の漂砂量分布の傾向が定性的に再現できた。しかしながら、swash zone でのもう1つのピークを再現することはできなかった。

謝辞：本研究を進めるに当たり、名古屋工業大学社会開工学科 Mohammad Dibajnia 助教授に漂砂量算定プログラム及び有益な助言を頂いたことをここに記し、感謝の意を表する。

また、本研究は文部省科学研究費(基盤C)による成果であることを付記し、謝意を表する。

#### 参考文献

- 浅野敏之・末富博文 (1994): 斜め迎上波の下での波打ち帯の漂砂の解析, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 396-400.
- 浅野敏之・中野 武 (1992): 斜め迎上波の数値解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 26-30.
- 小川由信・首藤伸夫 (1983): Swash zone の観測, NERC TR, No. 17, TR-82-1, 第7回合同総合現地観測報告書, 海岸環境工学研究センター, pp. 189-203.
- 合田良実 (1970): 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, 37巻, pp. 39-49.
- 佐藤慎司・鈴木秀典 (1990): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 51-55.
- 佐藤慎司・Michael Kabiling (1993): Boussinesq 方程式を用いた波浪・海浜流・海浜変形の数値計算, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 386-390.
- 田中 仁・A. Thu (1993): 全ての flow regime に適用可能な波・流れ共存場抵抗側, 土木学会論文集, No. 467/II-23, pp. 93-102.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃 (1987): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 63-67.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃 (1994): シートフロー漂砂量式の波・流れ交差場への拡張と沿岸漂砂量の検討, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 366-370.
- Hibberd, S. and Peregrine, D. H. (1979): Surf and run-up on a beach; A uniform bore, *J. Fluid Mech.*, Vol. 95, pp. 323-345.
- Kampuis, J. W. (1991): Alongshore sediment transport rate distribution, *Coastal Sediments*, pp. 170-183.
- Kobayashi, N. and Entin A. Karjadi (1994): Swash Dynamics under Obliquely Incident Waves, *Coastal Engineering*, pp. 2155-2169.
- Visser, P. J. (1991): Laboratory measurements of uniform longshore currents, *Coastal Engineering*, Vol. 15, pp. 563-593.