

## 平面波浪場の3次元海浜変形に関する研究

河田恵昭・木村彰宏

### 要旨

本研究では理論的な数値モデルを構築し、平面波浪場における3次元海浜変形の特性について検討を行った。その結果、岸沖漂砂は、入射波の波形勾配0.033を境界として波形勾配がそれよりも大きな波の場合は沖向きに、それよりも小さな波の場合は岸向きに移動すること、沿岸漂砂は、入射波の波形勾配0.04を境界としてそれよりも波形勾配が大きな波の場合は上手側方向に、それよりも小さな波の場合は下手側方向に移動することが明らかにされた。また、海浜変形に及ぼす底質粒径および海底勾配の影響についても明らかにされた。

**キーワード：**元海浜変形、海岸侵食、岸沖漂砂、沿岸漂砂、平面波浪場

### 1. 緒言

著者らはこれまで断面2次元の海浜変形の特性について、理論的なモデルをよってその特性を検討してきた(河田・木村, 1998, 1999)。岸沖漂砂による海浜変形は、海浜過程の基礎をなすものであり、とくに、沖合に海底谷が発達している場合や高波浪時の短期的な地形変化を考える場合に重要な現象となる。

岸沖方向のみを考える場合には波浪変形は、浅水変形、分散、非線形性、砕波といった特性があるが、平面波浪場になるとこれに回折、屈折効果が加わる。断面2次元の海浜変形は沿岸方向に一樣な海浜に対して波が直角に入射する場合に相当し、海浜過程の基礎をなすものである。このような岸沖方向の海浜変形は高波浪時の短期的な地形変化として考えられることが多い。一方、平面波浪場における海浜変形では、波が斜めに入射する場合の一般的な海浜変形に相当する。漂砂は岸沖方向だけではなく沿岸方向にも生じることになる。沿岸漂砂は一方向性が強いために、長期的に見ると小さな波浪に対しても沿岸漂砂による海浜変形は非常に大きなものとなる。波の入射角や波高、周期、初期地形によって岸沖漂砂と沿岸漂砂がどのような割

合で生じるのか、あるいはどちらの漂砂が海浜変形において支配的な要因となるのかを予測することは、海岸侵食を考える上で重要なことである。

本研究ではこのような平面波浪場における3次元海浜変形の理論的な数値モデルを構築し、その特性を明らかにすることを試みる。

### 2. 3次元海浜変形についての従来の研究

平面波浪場における海浜変形の基本的な計算手順は、①波の計算、②海浜流の計算、③漂砂量の計算の3つのステップをふむ。①の波の計算によって波高の分布が求められる。波高分布から radiation stress を求めてそれを海浜流の起動力として与え、②の海浜流を計算する。求められた海浜流から③の漂砂量を計算し地形変化を求める。したがって、漂砂は海浜流によってのみ移動するという仮定が入っている。なお、①と②は収束するまで何度か計算を繰り返さなければならない。このような線形波浪場から radiation stress を介して海浜流を求めるタイプの3次元海浜変形数値モデルは、後に述べる非線形波浪場を取り扱う数値モデルよりも計算時間が短くてすむために、比較的長期的な予測が

可能である。それまで長期予測モデルとして実用的に用いられてきた汀線変化モデルでは予測できなかったが、このモデルによって水深の深い地点の地形変化が計算できるため、汀線変化モデルを拡張した長期海浜変形予測モデルとして位置づけることができる。このような数値モデルを取り扱った研究としては、清水・熊谷・三村・渡辺（1994）、清水・山田・内山・渡辺（1995）、清水・高木・佐藤・山田（1997）によるものがある。

最近では Boussinesq 方程式などの非線形の効果を含む方程式が海浜変形の計算に使われるようになってきた。このような非線形性の方程式を解くことは、海浜流の場合も同時に解くことが証明されている。芝・磯部・渡辺（1993）は、長波近似が成り立つ場合には Boussinesq 方程式の周期平均をとると、底面摩擦項と水平拡散項を除いて海浜流の方程式と一致し、Boussinesq 方程式を解くことによって波浪場と海浜流・平均水位場を同時に計算することができることを示した。したがって、波の非線形性を取り入れた方程式を用いると①と②のステップを同時に取り扱えることになる。このような非線形波浪場を取り扱った 3 次元海浜変形に関する研究としては、佐藤・Kabiling（1993, 1994）、池野・清水・久保・定森（1998）によるものがある。

佐藤・Kabiling（1993, 1994）は、Boussinesq 方程式に碎波による運動量拡散項を導入し、碎波変形を含めた非線形波浪・海浜流場を同時に計算できる数値モデルを提案した。さらに、波打ち帯にも適用できるように数値モデルの拡張を行った。この数値モデルを用いて離岸堤周辺での海浜変形の計算を行っている。なお、入射波には第一次近似のクノイド波を用いている。

また、池野・清水・久保・定森（1998）は、波の多方向不規則性と碎波帯内の浮遊漂砂現象を考慮した 3 次元海浜変形数値予測モデルを提案している。この数値モデルでは、外力波の多方向不規則性、有限振幅性を考慮するため、Madsen et al.（1991）による平面 2 次元の修正 Boussinesq 方程式が用いられている。さらに、佐藤・Kabiling（1994）の碎波による運動量拡散項を付加し、不規則波の碎波判定には窪・小竹・磯部・渡辺（1991）の波別解析法が用いられている。このような数値モデルを用いて人工島周辺の海浜変形を計算している。

平面波浪場における海浜変形の計算例としては、離岸堤や人工島周辺の地形変化の計算を行っているものが多い。離岸堤や人工島の背後では波が回り込んで循環流ができる。そのため離岸堤背後では汀線が前進し、

その周辺部からは砂がとられて侵食される。一方向性の強い沿岸漂砂量が生じた場合の海浜変形を取り扱ったものや岸沖漂砂量と沿岸漂砂量の比較を行ったものはない。また、入射波の条件として不規則波を扱っているものはほとんどない。これは多くの数値モデルでは波別解析法を用いているため、不規則波での計算に時間がかかりすぎるためであると考えられる。波の非線形性を考える場合、不規則波では浅海域で波の成分波間に 3 波共鳴が起こる。非線形性を考慮した波の方程式を用いても、規則波の条件で計算を行っているかぎり、このような波の非線形性は考慮できていないことになる。

### 3. 海浜変形の数値計算方法

#### 3.1 波浪変形の計算

平面場における波浪の計算には間瀬・北野・吉岡（1997）による不規則波のハイブリッド非線形平面変形モデルを用いる。非線形波浪変形理論も数あるなかで、Peregrine（1967）が任意海底地形に対して導いた Boussinesq 方程式は、非線形性と分散性を含んでおり、浅水変形、屈折、回折、反射を考慮できる。近年では Boussinesq 方程式の適用範囲の拡張、高精度化、碎波項の導入といった研究が盛んである。

岸沖方向のみの波の伝播を対象にすると、Boussinesq 方程式から KdV 方程式が得られる。波峰方向に弱い変調を許せば KP 方程式が得られる。Boussinesq 方程式、KdV 方程式および KP 方程式は、周波数領域で取り扱うことにより効率的に解くことができる。不規則波のハイブリッド非線形平面変形モデルは、KP 方程式をもとにしたスペクトル波浪変形モデルと波別解析法を用いた確率碎波モデルを融合した不規則波浪の平面 2 次元浅海変形の理論モデルであり、式(1)のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{dA'_n}{dx} + \frac{(C_{gn})_x}{2C_{gn}} A'_n - i(k_n - n\bar{k}_1) A'_n - \frac{i}{2(kC_{gs})_n} \left\{ (CC_g)_n A'_{ny} \right\}_y \\ + \frac{3ink_1}{8h} \left[ \sum_{l=1}^{n-1} A'_l A'_{n-l} + 2 \sum_{l=1}^{N-n} A'_l A'_{n+l} \right] + \alpha_n A'_n = 0 \\ (n = 1, \dots, N) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $n$ ：成分波の識別番号、 $N$ ：成分波の個数、 $A'_n$ ：成分波の複素フーリエ振幅、 $(x, y)$ ：水平座標、 $x$ ：波の主伝播方向、 $C(=\sqrt{gh})$ ：波速、 $C_{gn}$ ：成分波

の群速度,  $i$ : 虚数単位,  $h$ : 水深,  $k_1$ : 基準波数 (基準角周波数とは  $\omega_1 = \sqrt{ghk_1}$  の関係で結ばれる),  $\bar{k}_1$ :  $k_1$  を  $y$  方向に平均したもの,  $k_n$ : 成分波の波数 ( $(n\omega_1)^2 = gk_n \tanh k_n h$  の解),  $\alpha_n$ : エネルギー逸散係数, \*: 共役複素数であり, 下付き添字  $x, y$  はそれらの変数に関する微分を意味する。

式(1)において第2項は浅水変形項, 第3項は分散項, 第4項は屈折・回折項, 第5項は非線形項, 第6項は砕波によるエネルギー減衰項である。なお, 式(1)で求める成分波の振幅  $A'_n$  は水位変動  $\xi$  と以下のような関係がある。

$$\xi(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} A_n(x, y) e^{in(\int k_1(x) dx - \omega_1 t)} + \text{c.c.} \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$A'_n = A_n e^{in(\int k_1 dx - \bar{k}_1 dx)} \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここに, c.c. は共役複素数を表す。式(1)の連立微分方程式で表される振幅  $A'_n$  を求めた後, 逆フーリエ変換により水位変動  $\xi$  を求めることができる。ここで用いる理論は波を周波数領域で取り扱うものであり, 時間領域で方程式を計算する方法に比べ, 付加的なスポンジ層が不要であり, また計算時間も短くてすむという利点がある。

入射地点での波の与え方は次のようにする。まず, 与えられたスペクトルから角周波数成分の振幅  $a_n$  を計算し, 乱数を発生させてランダムな位相  $\theta_n$  ( $0 \leq \theta_n \leq 2\pi$ ) を作成し, 複素フーリエ振幅を式(4)のように与える。

$$A''_n = a_n \cos \theta_n + i a_n \sin \theta_n \quad \dots \dots \dots (4)$$

さらに, 波の入射角  $\alpha$  を式(5)のように与えることによって入力地点での  $A'_n$  を与えることができる。

$$A'_n = A''_n \exp(ik_n \sin \alpha \Delta y) \quad \dots \dots \dots (5)$$

ここに,  $\Delta y$ :  $y$  方向の格子間隔である。

側方境界条件は, 側方境界の1格子外側の水深は境界のそれと等しいと仮定し, 土屋ら (1987) が提案した次式の放射条件を用いる。

$$\left. \begin{aligned} A'_{ni,0} &= A'_{ni,1} \exp(-ik_n \Delta y \sin \alpha) \\ A'_{ni,N+1} &= A'_{ni,N} \exp(ik_n \Delta y \sin \alpha) \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (6)$$

ここに, 複素振幅  $A'_n$  の添字  $i$  は  $x$  方向の格子点番号, 添字  $(0, 1, N, N+1)$  は  $y$  方向の格子点番号であり,  $(0, N+1)$  が側方境界の1格子外側の格子点番号となる。波の入射方向に対して上手側の  $k_n \sin \alpha$  は Snell の法則により与える。すなわち, 上手側では  $k_n \sin \alpha$  が一定となる。下手側の  $k_n \sin \alpha$  は1ステップ前の複素振幅  $A'''_n (= A'_n / A''_n)$  を用いて式(7)のように与える。

$$\left. \begin{aligned} k_n \sin \alpha &= \frac{\partial \beta}{\partial y} \\ \beta &= \tan^{-1} \left( \frac{\text{Im } A'''_n}{\text{Re } A'''_n} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (7)$$

ここに, Im および Re は複素数の虚数部と実数部を意味する。また, 各地点の波向きも式(7)から求めることができる。

式(1)において第2項は浅水変形項, 第3項は分散項, 第4項は回折項, 第5項は非線形項, 第6項は砕波によるエネルギー減衰項である。

ハイブリッド非線形平面変形モデルの計算領域および座標の取り方について図示したものが Fig.1 である。

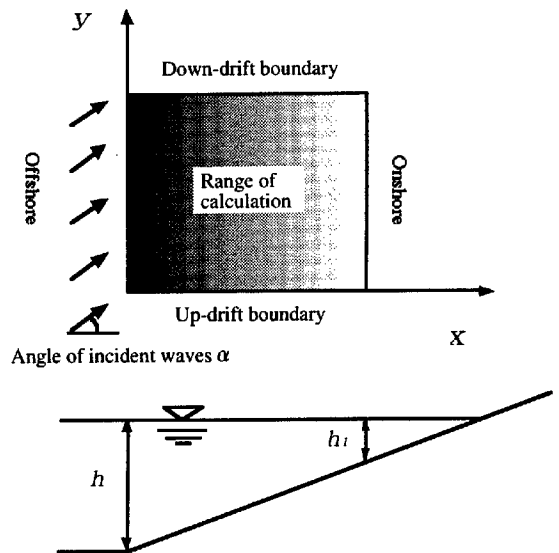


Fig.1 Range of calculation

### 3.2 底面流速振幅の計算

底面流速振幅の計算に用いる式は, 線形フィルター法を用いる。すなわち, 式(8)に示すように, 式(1)から求められる成分波の振幅  $A'_n$  に微小振幅波理論に基づく伝達関数を掛けあわせて, それを逆フーリエ変換することによって流速振幅の時間変動が得られる。

$$U_n = A'_n \frac{gk_n}{\omega_n \cosh k_n h} \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 $U_n$ ：成分波の流速振幅、 $A'_n$ ：式(1)から求められる成分波の複素フーリエ振幅、 $g$ ：重力加速度、 $k_n$ ：成分波の波数、 $\omega_n$ ：成分波の角振動数、 $h$ ：水深  
振幅の時間変動を $u$ とすると、流速振幅の岸沖・沿岸成分はそれぞれ次のようにして求められる。

$$u_x = u \cos \alpha \dots \dots \dots (9)$$

$$u_y = u \sin \alpha \dots \dots \dots (10)$$

ここに、 $u$ ：式(8)から求められる流速振幅、 $u_x$ ：岸沖方向の流速振幅、 $u_y$ ：沿岸方向の流速振幅、 $\alpha$ ：波向きである。

### 3.3 戻り流れおよび沿岸流の計算

平面波浪場における戻り流れおよび沿岸流は、断面2次元において考慮した波および surface roller の質量輸送に基づいて求める(河田・木村, 1998)。断面2次元の場合の戻り流れは、波による質量輸送と surface roller による質量輸送を補償する沖向き流れの和として求めた。平面波浪場ではこれらの波の質量輸送と surface roller による質量輸送が波向き $\alpha$ の方向に向いていると考える。したがって、岸沖方向には質量輸送の岸沖方向成分を補償する流れが戻り流れとなり、沿岸方向には質量輸送の沿岸方向成分によって生じる流れが沿岸流となるものとする。したがって、沿岸流は戻り流れと同様に波による質量輸送による流れと surface roller による質量輸送による流れの和として求められる。なお、沿岸流は水深スケールで、戻り流れは波のトラフまでの水深スケールで分布すると考えた。戻り流れおよび沿岸流は次のように表される。

$$U_{cx} = U_{sx} + U_{rx} \dots \dots \dots (11)$$

$$U_{cy} = U_{sy} + U_{ry} \dots \dots \dots (12)$$

ここに、 $U_c$ ：定常流(岸沖方向では戻り流れ、沿岸方向では沿岸流)、 $U_s$ ：波の質量輸送による流れ、 $U_r$ ：surface roller の質量輸送による流れであり、添字 $x$ 、 $y$ はそれぞれ岸沖方向および沿岸方向を表す。

波による質量輸送は微小振幅波理論を用いた場合、式(13)のように表される。

$$W = \frac{1}{8} \rho g H^2 / C \dots \dots \dots (13)$$

さらに $W$ の岸沖・沿岸方向成分は、波向き $\alpha$ からそれぞれ次のように求められる。

$$W_x = W \cos \alpha \dots \dots \dots (14)$$

$$W_y = W \sin \alpha \dots \dots \dots (15)$$

ここに、 $W$ ：波による質量輸送、 $\rho$ ：流体の密度、 $g$ ：重力、 $H$ ：波高、 $C$ ：波速、 $W_x$ ： $W$ の岸沖方向成分、 $W_y$ ： $W$ の沿岸方向成分、 $\alpha$ ：波向きである。

したがって、 $U_{sx}$ および $U_{sy}$ はそれぞれ次のようにして求められる。

$$U_{sx} = \frac{W_x}{h_{tr}} \dots \dots \dots (16)$$

$$U_{sy} = \frac{W_y}{h} \dots \dots \dots (17)$$

ここに、 $h$ ：水深、 $h_{tr}$ ：波のトラフまでの水深である。

次に surface roller による質量輸送を補償する沖向き流れは式(18)のように表される。

$$U_r = -A \frac{H^2}{h_{tr} T} \dots \dots \dots (18)$$

ここに、 $H$ ：波高、 $T$ ：周期、 $A$ ：無次元定数である。したがって、surface roller による質量輸送は $U_r h_{tr}$ となり、その岸沖・沿岸方向成分はそれぞれ $U_r h_{tr} \cos \alpha$ 、 $U_r h_{tr} \sin \alpha$ となる。したがって、 $U_{rx}$ および $U_{ry}$ は次のようにして求められる。

$$U_{rx} = \frac{U_r h_{tr} \cos \alpha}{h_{tr}} = U_r \cos \alpha \dots \dots \dots (19)$$

$$U_{ry} = \frac{U_r h_{tr} \sin \alpha}{h} \dots \dots \dots (20)$$

### 3.4 底面せん断応力の計算

底面せん断応力の計算に用いる式は、田中(1993)によって導かれた波・流れ共存場抵抗則を用いる。底面せん断応力およびその作用方向を求める式は、式(21)および(22)となる。

$$\begin{aligned} |\tau_0^*(t)| = & \sqrt{\frac{f_{cw}}{2} [\kappa^2 \alpha^2 +} \\ & + 2\kappa \alpha \left\{ \left( \frac{f_{cw}}{2} - \kappa^2 \alpha^2 \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \kappa \alpha \cos \phi' \right\} \cos \phi \cos(\sigma + \theta)} \end{aligned}$$

$$+ \left\{ \left( \frac{f_{cw}}{2} - \kappa^2 \alpha^2 \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \kappa \alpha \cos \phi' \right\}^2 \cos^2(\sigma + \theta) \right\}^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (21)$$

$$\psi(t) = \tan^{-1} \left[ \frac{\tan \phi}{\left\{ \left( \frac{1}{\kappa^2 \alpha^2} \frac{f_{cw}}{2} - \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \cos \phi' \right\} \cos \phi \cos(\sigma + \theta)} + 1 \right] \dots \dots \dots (22)$$

ここに、 $\tau_0^*(t) : \tau_0^*(t) = \tau_0(t) / \rho \hat{U}_w^2$ 、 $\tau_0(t)$  : 底面せん断応力 ( $t$  : 時間)、 $\psi(t)$  : 底面せん断応力の作用方向 ( $t$  : 時間)、 $f_{cw}$  : 波・流れ共存場の底面摩擦係数、 $f_w$  : 波による底面摩擦係数、 $f_c$  : 流れによる底面摩擦係数、 $\phi$  : 波の進行方向と定常流の流下方向がなす角度、 $\phi' : \phi' = \cos^{-1}(|\cos \phi|)$  ( $\phi$  の範囲に制限は無いが、 $\phi'$  は  $0 \leq \phi' \leq \pi/2$  とする。)、 $\theta$  : 境界層外縁流速と底面せん断応力の位相差、 $\hat{U}_w$  : 微小振幅波理論によって得られる波動流速の境界層外縁での最大値、 $\kappa$  : カルマン定数、 $\sigma$  : 波の角振動数、 $\rho$  : 流体の密度である。

式(21)における  $f_{cw}$ 、 $f_c$ 、 $f_w$  は粗面乱流の場合、式(23)~(26)によって求められ、 $\alpha$  は式(27)のように定義されている。

$$f_{cw} = f_c + 2\sqrt{f_c \beta f_w} \cos \phi + \beta f_w \dots \dots \dots (23)$$

$$f_c = \frac{2\kappa^2}{\left\{ \ln \left( \frac{z_h}{z_0} - 1 \right) \right\}^2} \left( \frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^2 \dots \dots \dots (24)$$

$$f_w = \exp \left\{ -7.53 + 8.07 \left( \frac{\hat{U}_w}{\sigma z_0} \right)^{-0.100} \right\} \dots \dots \dots (25)$$

$$\beta = \frac{1}{0.769 \alpha^{0.830} + 1} \left\{ 1 + 0.863 \alpha \exp(-1.43 \alpha) \left( \frac{2\phi}{\pi} \right)^2 \right\} \dots \dots \dots (26)$$

$$\alpha = \frac{1}{\ln \frac{z_h}{z_0} - 1} \frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \dots \dots \dots (27)$$

ここに、 $z_h$  : 水深、 $z_0$  : 粗度長さ ( $z_0 = k_s / 30$ 、 $k_s$  :

相当粗度)、 $\bar{u}_c$  : 定常流成分の断面平均流である。

平面波浪場の場合には式(21)および(22)を適用するに当たって注意すべき点がある。それは波の進行方向と定常流のなす角度  $\phi$  は、定常流の流下方向を基準にとるということである。したがって、式(22)によって求められるせん断応力の作用方向  $\psi(t)$  は、波の進行方向とのなす角度ではなくて定常流の流下方向とのなす角度となる。断面 2 次元の場合は、 $\phi$  は  $\pi$  として扱ったので、最大せん断応力の作用方向は岸向きか沖向きのいずれかであり、このような点については特に注意を払う必要がなかった。

なお、平面波浪場の場合には定常流  $U_c$  は戻り流れ  $U_{cx}$  および沿岸流  $U_{cy}$  の 2 つを考え、定常流の向きは戻り流れと沿岸流の合成ベクトルの向きとして考える。これらの関係を図示したものが Fig.2 である。

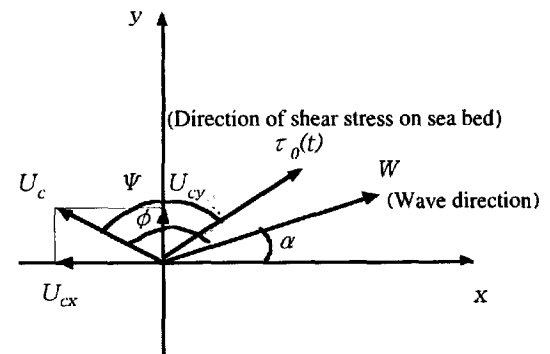


Fig.2 Relation of  $\alpha$ ,  $\phi$ ,  $\psi$  ( $\alpha$  : Wave direction,  $\phi$  : Angle of wave direction and down-drift direction of steady flow,  $\psi$  : Direction of shear stress on sea bed)

### 3.5 漂砂量の計算

漂砂量の計算には河田ら(1989, 1990, 1991)によって導かれた漂砂量式を用いる。岸沖方向の掃流漂砂量および浮遊漂砂量を求める式は、式(28)、(29)および式(30)、(31)となる。

$$q_{su} = a_1 \left[ 1 + e + \frac{(1-e)\sqrt{\sin \theta}}{\frac{\sqrt{3}}{2} A_r \sqrt{C_D \tau_*}} \right] - \sqrt{\left[ 1 - e + \frac{(1+e)\sqrt{\sin \theta}}{\frac{\sqrt{3}}{2} A_r \sqrt{C_D \tau_*}} \right]^2 + \frac{8(1-e)\cos^2 \theta}{3\lambda C_D A_r^2 \tau_*}} (\tau_{*n} - \tau_{*c}) \dots \dots \dots (28)$$

$$q_{*d} = a_1 \left[ 1 + e - \sqrt{(1-e)^2 + \frac{8 \cos^2 \theta (1-e-2e\lambda \tan \theta)}{3\lambda C_D A_r^2 \tau_*}} \right] (\tau_{*n} - \tau_{*c}) \quad \dots \dots \dots (29)$$

$$\text{なお, } a_1 = \frac{e}{1-e} \tan \beta_m \left( 1 + \frac{\rho}{2\sigma} \right) \frac{A_r}{\sqrt{\cos \theta}},$$

$$q_{*u} = \frac{q_u}{u_* d}, \quad q_{*d} = \frac{q_d}{u_* d}, \quad \tau_* = \frac{u_*^2}{\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d}$$

ここに、 $q_u$ ：斜面に沿って上昇するときの漂砂量、 $q_d$ ：斜面に沿って下降するときの漂砂量、 $\tau_c$ ：底面の境界せん断応力、 $\tau_n$ ：底面せん断応力の岸沖方向成分、 $*$ ：漂砂量、せん断応力の無次元量を表す、 $u_*$ ：摩擦速度、 $e$ ：砂粒の反発係数、 $A_r$ ：完全粗面乱流の場合に約 8.5 となる定数、 $C_D$ ：砂粒の抗力係数、 $\lambda$ ：砂粒の saltation 運動における飛高と飛距離の比、 $\beta_m$ ：砂粒の飛び出し角度、 $\rho$ ：流体の密度、 $\sigma$ ：砂粒の密度、 $\theta$ ：斜面の傾斜角、 $g$ ：重力加速度、 $d$ ：砂粒の粒径である。

$\tau_{*n}$ については、式(21)および(22)から底面せん断応力およびその作用方向が求められるので、これらから  $\tau_{*n}$ を求めることができる。

$$C_{on} = \left( \frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{on} T + \left( 1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{off} T \right\} \left\{ \frac{1}{1 - \left( 1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right)} \right\} \quad \dots \dots \dots (30)$$

$$C_{off} = \left( \frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{off} T + \left( 1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{on} T \right\} \left\{ \frac{1}{1 - \left( 1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right)} \right\} \quad \dots \dots \dots (31)$$

ここに、 $C_{on}$ ：岸向きの平衡浮遊砂濃度、 $C_{off}$ ：沖向きの平衡浮遊砂濃度、 $\alpha$ ：浮遊漂砂の移動範囲を長方形と仮定したことによる係数、 $L_1$ 、 $L_2$ ：浮遊漂砂の分布する水平および鉛直方向の距離、 $w$ ：砂粒の沈降速度、 $T$ ：波の周期、 $q_{on}$ 、 $q_{off}$ ：式(28)、(29)によって求められる岸向き・沖向きの掃流漂砂量である。

なお、式(30)、(31)における  $wT/L_2$  には  $\sqrt{gd}T/h$  を用いる（ $d$ ：粒径、 $h$ ：水深）。

次に、沿岸漂砂量の算定方法について説明する。沿岸漂砂量は式(32)～(36)から求められる岸沖漂砂量および波向きから求めることができる。沿岸漂砂量（掃

流漂砂量）は式(32)のように表される。

$$q_{long} = q_{cross} \frac{A_2 \lambda}{\cos \theta} \left( \frac{A_1 \bar{u}_{bs}}{K'^2} + \sin \psi \right) \quad \dots \dots \dots (32)$$

$$\text{なお, } A_1 = \bar{u}_{bn} - \bar{V}_n, \quad A_2 = \frac{2}{\frac{1}{e} - 1 + \frac{3}{4} A_1 C_D \frac{\tau_*}{\cos \theta}},$$

$$K'^2 = \frac{K^2}{\cos \alpha_1}, \quad K^2 = \frac{4}{3\tau_* C_D}$$

ここに、 $q_{long}$ ：沿岸漂砂量、 $\bar{u}_b$ ：流体の速度、 $\bar{V}$ ：砂粒の速度、 $\psi$ ：沿岸方向の海底勾配、 $\alpha_1$ ：波向き、 $\tau_*$ ：無次元底面せん断応力、 $C_D$ ：砂粒の抗力係数であり、添字  $n$ 、 $s$ ：それぞれ岸沖方向、沿岸方向を表す。ここで、 $A_1$ は次のようにして求められる。

$$A_1 = 8.5 - \bar{U}_s = 8.5 - 2.5 \bar{W}_s \quad \dots \dots \dots (33)$$

さらに、 $\bar{W}_s$ は次式から求められる。

$$\bar{W}_s = 0.25 \sqrt{\frac{\bar{L}_m}{\tau_*}} \quad \dots \dots \dots (34)$$

ここに、 $\bar{U}_s$ ： $\bar{U}_s = U_s / u_*$ 、 $\bar{W}_s$ ： $\bar{W}_s = W_s / u_*$ 、 $U_s$ ：定常跳躍における砂粒の水平方向の速度、 $W_s$ ：定常跳躍における砂粒の鉛直方向の速度、 $\bar{L}_m$ ：定常跳躍における砂粒の岸沖方向の飛距離、 $u_*$ ：摩擦速度である。さらに、 $\bar{L}_m$ は斜面を登る場合と下る場合についてそれぞれ次のようにして求められる。

$$\bar{L}_{m,u} = \frac{2}{3} \left\{ \frac{\frac{\sigma}{\rho} + \frac{1}{2}}{C_D \cos \theta} \right\} \lambda \left[ 1 + e - (1-e) \frac{\sqrt{\sin \theta}}{\frac{\bar{u}}{K}} \right]$$

$$- \sqrt{\left[ 1 - e + (1+e) \frac{\sqrt{\sin \theta}}{\frac{\bar{u}}{K}} \right]^2 + \frac{2 \cos^2 \theta (1-e)}{\lambda \left( \frac{\bar{u}}{K} \right)^2}} \left( \frac{\bar{u}}{K} \right)^2 \quad \dots \dots \dots (35)$$

$$\bar{L}_{m,d} = \frac{2}{3} \left\{ \frac{\frac{\sigma}{\rho} + \frac{1}{2}}{C_D \cos \theta} \right\} \lambda$$

$$\left[ 1 + e - \sqrt{(1-e)^2 + \frac{2 \cos^2 \theta \{1 - e - 2e \lambda \tan \theta\}}{\lambda \left(\frac{\bar{u}}{K}\right)^2}} \right] \left(\frac{\bar{u}}{K}\right)^2 \dots \dots \dots (36)$$

なお,  $K^2 = \frac{4}{3\tau_* C_D}$ ,  $\bar{u} = \frac{u}{u_*} = A_r$

ここに,  $\bar{L}_{m,u}$ : 砂粒が斜面に沿って上昇するときの岸沖方向の飛距離,  $\bar{L}_{m,d}$ : 砂粒が斜面に沿って下降するときの岸沖方向の飛距離,  $\sigma$ : 砂粒の密度,  $\rho$ : 流体の密度,  $C_D$ : 砂粒の抗力係数,  $\theta$ : 斜面の傾斜角,  $\lambda$ : 砂粒の saltation 運動における飛高と距離の比,  $A_r$ : 完全粗面乱流の場合に約 8.5 となる定数,  $e$ : 砂粒の反発係数,  $u_*$ : 摩擦速度,  $u$ : 砂粒の跳躍運動における代表流速である。

また, 沿岸方向の浮遊漂砂量は式(30), (31)において  $q_{on}$ ,  $q_{off}$  に  $q_{long}$  を当てはめることによって算定することができる。

以上に示した岸沖・沿岸漂砂量式は, 河田(1989)が誘導した砂粒の saltation 機構に基づく岸沖漂砂量則を, 任意海底地形でかつ任意の波向と流向をもつ波や海浜流の外力条件のもとにおける漂砂量則へと拡張したものである。この解析の特徴は, 海浜上で継続跳躍し定常跳躍に達している砂粒は, その沿岸方向の速度成分も定常速度になっていると考えていることである。したがって, 従来のように海浜上の砂粒の運動方向が底面せん断応力や流速の方向に等しいというような仮定を付加する必要はない。砂粒の運動機構の解析から岸沖・沿岸方向の砂粒の速度成分の合成ベクトルとして漂砂の移動方向が自然に求められる。

以上で説明した岸沖・沿岸漂砂量式の特徴については次のようなことが明らかにされている。まず, 岸沖漂砂量については, 海浜勾配の影響が大きく, それに比べて入射角の影響は大きくない。次に, 沿岸漂砂量については, 波向の影響が大きく, 岸沖方向の傾斜角が大きいくほど半周気および net の沿岸漂砂量が多くなる。また, 波の入射角が大きくなるにつれて, 半周気の沿岸漂砂量が極めて大きくなる。さらに, 半周期ごとの沿岸漂砂量と岸沖漂砂量の合成ベクトルの方向は, 正反するのではなく, 沿岸方向の下手側に折れ曲がる。すなわち, 波の流速波形がたとえ対称であっても海浜勾配のために漂砂は 1 直線上を往復運動するのではなく, ジグザグ運動となることを表している。

### 3.6 戻り流れおよび沿岸流によって運ばれる浮遊漂砂量の計算

式(30)および(31)によって計算される浮遊漂砂量は波によって運ばれる浮遊漂砂量であり, 戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂は考えられていない。これは沿岸流によって運ばれる浮遊漂砂についても同じことが言える。

戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量は断面 2 次元の場合と同様に次のようにして算定をした。すなわち, 岸向きの浮遊漂砂量  $C_{on,x} \alpha L_1 L_2$  と沖向きの浮遊漂砂量  $C_{off,x} \alpha L_1 L_2$  の差が波の一周期の間に底面に沈降せずに水中に残っている浮遊漂砂量となる。次にこの浮遊漂砂が鉛直方向には水深  $h$  のスケールで, 水平方向には波の流速軌道半径  $H / \sinh kh \cos \alpha$  のスケールで分布していると考ええる。そうすると浮遊漂砂の濃度が得られる。この浮遊漂砂濃度と戻り流れの流速  $U_{cx}$  をかけあわせることにより, 戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を計算できる。

沿岸流によって運ばれる浮遊漂砂量についても戻り流れの場合と同様にして算定をした。すなわち, 波の下手側方向の浮遊漂砂量  $C_{on,y} \alpha L_1 L_2$ , 上手側方向浮遊漂砂量  $C_{off,y} \alpha L_1 L_2$ , 水深  $h$  の波の流速軌道半径  $H / \sinh kh \sin \alpha$ , および沿岸流の流速  $U_{cy}$  から沿岸流によって運ばれる浮遊漂砂量が求められる。

したがって, 戻り流れおよび沿岸流によって運ばれる浮遊漂砂量は, それぞれ式(37)および(38)のように表される。

$$q_{s,x} = \frac{|C_{on,x} - C_{off,x}| \alpha L_1 L_2}{h \frac{H}{\sinh kh} \cos \alpha} U_{cx} h_{tr} \dots \dots \dots (37)$$

$$q_{s,y} = \frac{|C_{on,y} - C_{off,y}| \alpha L_1 L_2}{h \frac{H}{\sinh kh} \sin \alpha} U_{cy} h \dots \dots \dots (38)$$

ここに,  $q_{s,x}$ : 戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量,  $q_{s,y}$ : 沿岸流によって運ばれる浮遊漂砂量,  $h$ : 水深,  $h_{tr}$ : 波のトラフまでの水深,  $H$ : 波高,  $U_{cx}$ : 戻り流れの流速,  $U_{cy}$ : 沿岸流の流速,  $\alpha$ : 波向きであり, 添字  $x, y$  はそれぞれ岸沖および沿岸方向を表す。  $C_{on}$ ,  $C_{off}$ ,  $\alpha$ ,  $L_1$ ,  $L_2$  については 3.5 における定義と同じである。

### 3.7 地形変化の計算

半周期毎の漂砂量が以上のようにして求められると,

地形変化は漂砂の連続式から求められる。漂砂の連続式は平面波浪場の場合、式(39)のようになり、その差分式は式(40)のようになる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \left( \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \cdot \dots \dots \dots (39)$$

$$h_{i,j}^{k+1} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{\Delta t}{\Delta s} \left( q_{xi+1,j}^k - q_{xi,j}^k + q_{yi,j+1}^k - q_{yi,j}^k \right) + h_{i,j}^k \dots \dots \dots (40)$$

ここに、 $h$ ：水深、 $(x,y)$ ：岸沖方向および沿岸方向の空間座標、 $t$ ：時間座標、 $q_x$ ：岸沖漂砂量、 $q_y$ ：沿岸漂砂量、 $\lambda$ ：砂の空隙率、 $\Delta s$ ：空間方向の差分間隔、 $\Delta t$ ：時間方向の差分間隔、 $k$ ：時間ステップ、 $(i,j)$ ： $x$ および $y$ 方向の空間ステップである。

式(28)～(32)および(37)、(38)によって漂砂量が得られるので、式(40)から次の時間ステップの地形が求められる。断面2次元の場合と同様に $\Delta t$ として入射地点での波の1周期をとった。1つの時間ステップを計算すると水深が変化するので、 $\Delta t$ 毎に3.4で説明した底面せん断応力の計算に戻ってそこから計算を繰り返した。ある時間が経過するか、あるいは地形変化がある程度大きくなれば、3.1の波浪変形の計算に戻り、これまでに説明した計算をもう一度行う。

### 3.8 数値モデルの検討

以上、平面波浪場の海浜変形の数値計算方法について用いた理論や式およびその適用方法を解説した。ここで本研究における数値モデルの特徴を検討をしてみる。

波浪変形の計算では不規則波の計算ができるようになっているが、漂砂量は半周期漂砂量を用いているため、波高や流速の代表値を用いていること等の問題点は、断面2次元の場合と同様に河田・木村(1999)が指摘したとおりである。

この数値モデルの特徴としては、波による岸沖・沿岸漂砂量を考慮できることである。従来の多くの3次元海浜変形数値モデルでは漂砂は海浜流によって運ばれ、漂砂の移動方向は海浜流の方向と同じとして取り扱っている。したがって、波の作用による漂砂の影響が評価できないことになる。

波浪変形の計算には不規則波のハイブリッド非線形平面変形モデルを用いており、屈折・回折に加えて波の非線形性、不規則性、碎波が考慮できる。海浜変形においてこのような波の特性を考慮できることにな

る。また、この波浪変形のモデルはスペクトルモデルであるために計算領域の沖側および側方の境界条件の設定が容易であり、計算時間も短くてすむという特徴がある。

以上のような数値モデルの現地海岸への適用を考えると、平面波浪場において岸沖・沿岸漂砂量がどの程度の割合で生じるのか、どちらの漂砂が支配的な要因となるのかを予測することが可能となる。

## 4. 計算結果とその考察

### 4.1 計算条件

初期勾配を1/30として水深5mの地点から波を入射させた。入射波にはBretschneider-Mitsuyasu型のスペクトルを用いた。地形は沿岸方向に一樣とし、上手側の側方境界では沿岸漂砂が供給され、下手側では沿岸漂砂が流出するように設定した。すなわち、沿岸方向に一樣な地形変化の生じる計算条件となる。計算領域は140m×140mとした。入射波の有義波高を1m、有義波周期は3.4sおよび6sとし、波の入射角を0°、10°、30°としたときの海浜変形の計算を行った。

### 4.2 波浪変形の特徴

Figures 3.1 および3.2は波の入射角を30°としたときの波浪変形をベクトル図に表したものである。矢印の長さが波高を、矢印の向きが波向きを表している。

これらの図によると、波高変化の様子はあまりよくわからないが、波向きは、波の入射地点から岸に近づくにしたがって徐々に岸に垂直な向きに近づいていることがわかる。もっとも岸側の地点では岸に対してほぼ垂直な波向きとなっている。

Figures 3.3 および3.4は、それぞれ周期を3.4s、6sとしたときの $y=70m$ の地点の有義波高の計算結果を示したものである。

周期が3.4sおよび6sの場合、波の入射角による波高の変化はほとんど見られない。周期が3.4sの場合には、波高は波の入射地点から大きくなることなく徐々に小さくなっている。一方、周期が6sの場合は、波高はいったん大きくなってから減衰する結果となった。



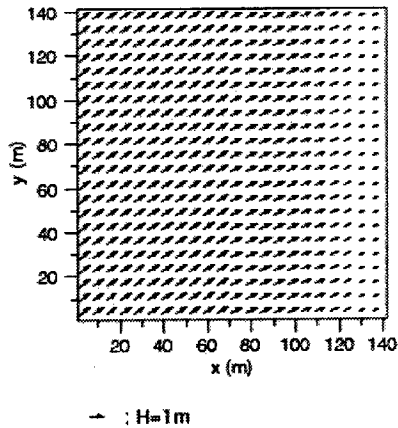


Fig.3.1 Wave transformation ( $T = 3.4s$ )

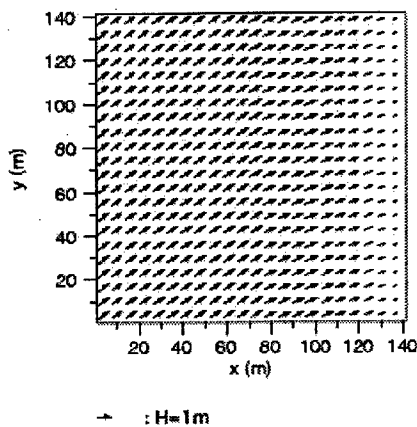


Fig.3.2 Wave transformation ( $T = 6s$ )

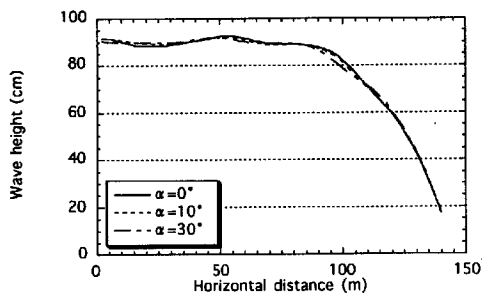


Fig.3.3 Significant wave height ( $T = 3.4s$ )

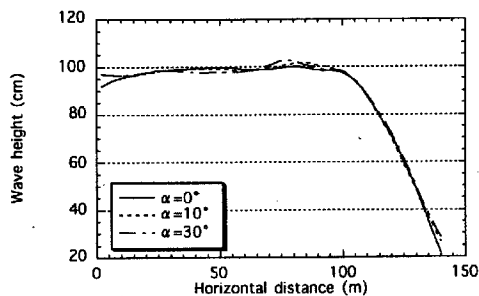


Fig.3.4 Significant wave height ( $T = 6s$ )

#### 4.3 岸沖流速振幅および戻り流れの特性

Figures 4.1 および 4.2 は、それぞれ周期を 3.4s, 6s としたときの  $y=70m$  の地点の岸沖流速振幅および戻り流れの計算結果を示したものである。なお、縦軸は岸向きを正にとっている。

周期が 3.4s および 6s の場合、波の入射角が  $30^\circ$  のときに流速振幅がわずかに小さくなっているものの、波の入射角による変化はほとんどない。流速振幅も戻り流れもはいったんピークをもつ形となっている。岸向き流速振幅と沖向き流速振幅とを比較してみると周期が 3.4s の場合、そのピーク値はほとんど変わらない。しかし、周期が 6s の場合、明らかに岸向きの流速振幅の方が大きな値となっている。このような波形勾配が小さい波が入射したときに岸向きの流速振幅が大きくなるのは断面 2 次元の場合と同じである。

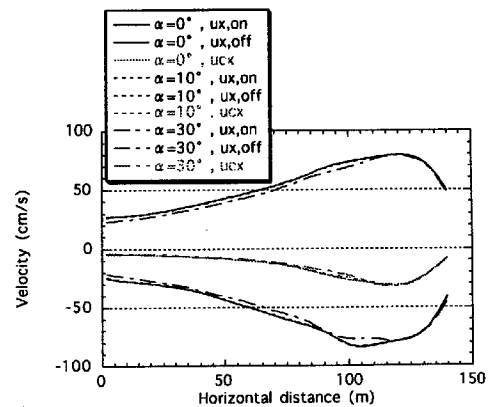


Fig.4.1 Water particle velocity in cross-shore direction and undertow velocity ( $T = 3.4s$ )

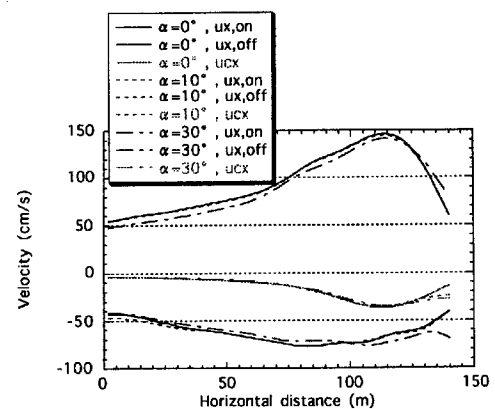


Fig.4.2 Water particle velocity in cross-shore direction and undertow velocity ( $T = 6s$ )

#### 4.4 沿岸流速振幅および沿岸流の特性

Figs.5.1 および 5.2 は、それぞれ周期を 3.4s, 6s としたときの  $y=70m$  の地点の沿岸流速振幅および沿

岸流の計算結果を示したものである。なお、縦軸は波の入射に対して下手側の方向を正にとっている。

沿岸方向の流速は岸沖方向の場合と異なり、波の入射角による変化が大きく現れる結果となった。周期が 3.4s および 6s の場合、波の入射角が大きくなると沿岸流速振幅および沿岸流は顕著に大きくなっている。当然のことながら波の入射角が  $0^\circ$  の場合には沿岸流速振幅および沿岸流の値はゼロとなっている。

下手側方向と上手側方向の沿岸流速振幅を比較してみると、周期が 3.4s の場合には下手側方向と上手側方向とで沿岸流速振幅はほとんど同じ大きさとなっている。しかし、周期が 6s の場合には下手側方向の沿岸流速振幅の方が上手側方向のものよりも大きい値となっている。

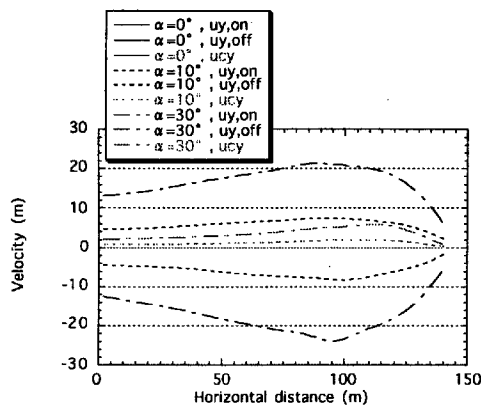


Fig.5.1 Waterparticle velocity in longshore direction and longshore current velocity ( $T = 3.4s$ )

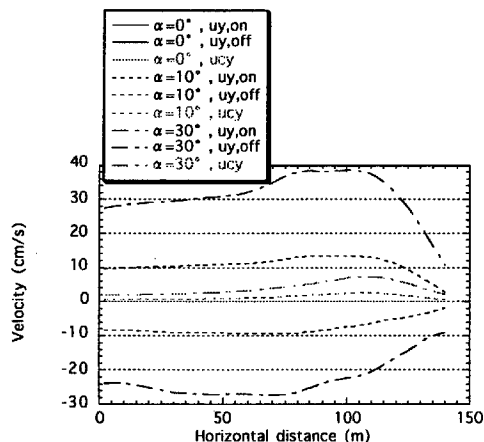


Fig.5.2 Waterparticle velocity in longshore direction and longshore current velocity ( $T = 6s$ )

#### 4.5 岸沖漂砂量の特性

Figures 6.1 および 6.2 は、それぞれ周期を 3.4s, 6s としたときの  $y=70m$  の地点の net の岸沖漂砂量の計

算結果を示したものである。なお、縦軸は岸向きを正にとっている。

net の漂砂量は、周期が 3.4s の場合には全断面で岸向きとなっており、周期が 6s の場合には全断面で沖向きとなっている。

また、波の入射角が大きくなると周期が 3.4s および 6s の場合、net の漂砂量は減少する。しかしながら、岸に近い水深の小さな部分では波の入射角が大きくなっても net の漂砂量はあまり減少していない。これは Figs.3.1 および 3.2 で見られたように、波の入射地点で角度がつけられていても波の屈折によって岸に近いところでは波向きが岸に対して垂直に近くなるためであると考えられる。したがって水深の小さな部分では岸沖漂砂に対して波の入射角の影響があまり出ないということが言える。

Figures 6.3 および 6.4 は、それぞれ周期を 3.4s, 6s としたときの  $y=70m$  の地点の net の岸沖漂砂量と全岸沖漂砂量を比較したものである。全岸沖漂砂量は、断面 2 次元の場合と同様にここでは岸向き漂砂量と沖向き漂砂量の絶対値の和のことを表す。周期が 3.4s および 6s の場合、net の漂砂量は全漂砂量に比べて小さな値となっており、全漂砂量もまた波の入射角が大きくなるとともに、減少していることがわかる。

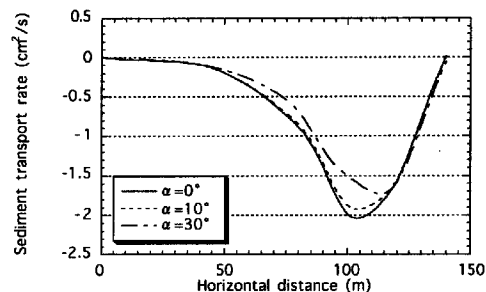


Fig.6.1 Net cross-shore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ )

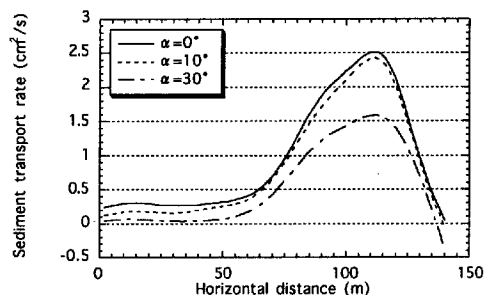


Fig.6.2 Net cross-shore sediment transport rate ( $T = 6s$ )

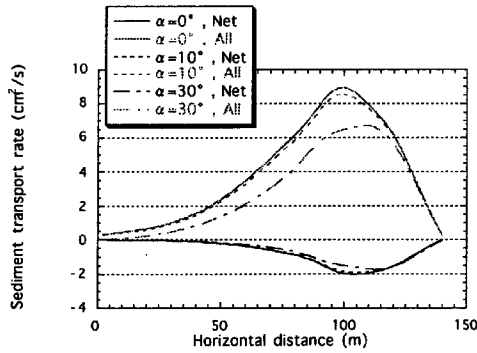


Fig.6.3 Net and all cross-shore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ )

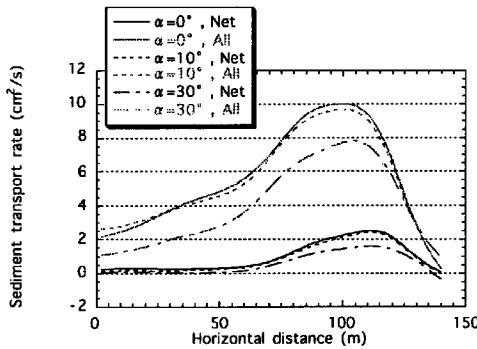


Fig.6.4 Net and all cross-shore sediment transport rate ( $T = 6s$ )

#### 4.6 沿岸漂砂量の特性

Figures 7.1 および 7.2 は、それぞれ周期を 3.4s, 6s としたときの  $y=70m$  の地点の net の沿岸漂砂量の計算結果を示したものである。なお、縦軸は下手側方向を正にとっている。

周期が 3.4s および 6s の場合、net の沿岸漂砂量は波の入射角が大きくなるとともに顕著に増加していることがわかる。Figures 6.1 および 6.2 と比較してみると波の入射角の増加によるこの沿岸漂砂量の増加の程度は岸沖漂砂量の減少の程度よりも大きいことがわかる。沿岸漂砂量のピークの値をみると波の入射角が  $10^\circ$  から  $30^\circ$  になったときに周期が 3.4s および 6s の場合、沿岸漂砂量は 2 倍以上に増加している。このようなことから沿岸漂砂量は波の入射角の影響を大きく受けることがわかる。

また、ピークの値で沿岸漂砂量と岸沖漂砂量の比を比較すると次のようになる。

	入射角 $10^\circ$	入射角 $30^\circ$
周期 3.4s	0.5	1.3
周期 6s	1.7	5.6

入射角が  $30^\circ$  のときには周期が 3.4s および 6s の場合、岸沖漂砂量よりも沿岸漂砂量が上回っている。入射角が  $10^\circ$  のときには周期が 3.4s の場合では沿岸漂砂量は岸沖漂砂量の半分であるが、周期が 6s の場合には沿岸漂砂量が岸沖漂砂量を上回っている。このようなことから波の入射角が小さくても沿岸漂砂量は岸沖漂砂量に対して無視し得ない大きさであることがわかる。一方、流速を比べてみると Figs.4.1, 4.2, 5.1, 5.2 からわかるように波の入射角が  $30^\circ$  の場合でも沿岸流速振幅や沿岸流は岸沖流速振幅や戻り流れに比べて小さな値であった。このように外力が小さいが漂砂量が多いということから、沿岸漂砂の方が岸沖漂砂よりも動きやすい特性を持っていることが考えられる。

また、漂砂の生じる方向は周期が 3.4s の場合には上手側方向であり、周期が 6s の場合には下手側方向となっている。すなわち、沿岸漂砂は波形勾配の大きな波が入射したときには上手側方向に、波形勾配の大きな波が入射したときには下手側方向に生じることになる。波の入射に対して沿岸流が下手側方向に発生するために、一般に沿岸漂砂もまた下手側方向に生じると考えられているが、このように波形勾配の大きな波が入射した場合には波の作用によって沿岸漂砂の移動する方向が反対になる可能性がある。

Figures 7.3 および 7.4 は、それぞれ周期を 3.4s, 6s としたときの  $y=70m$  の地点の net の沿岸漂砂量と全沿岸漂砂量を比較したものである。全沿岸漂砂量は、ここでは下手側方向の漂砂量と上手側方向の漂砂量の絶対値の和のことを表す。net の沿岸漂砂量は全沿岸漂砂量に比べて小さく、全沿岸漂砂量も net の沿岸漂砂量と同様に波の入射角が大きくなるとともに顕著に減少している。

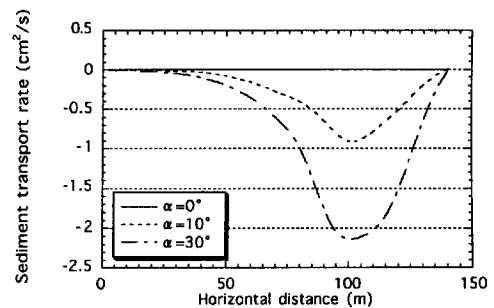


Fig.7.1 Net longshore transport rate ( $T = 3.4s$ )

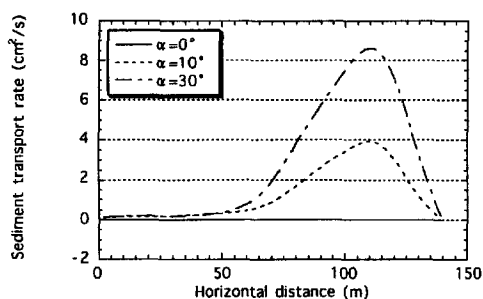


Fig.7.2 Net longshore transport rate ( $T=6s$ )

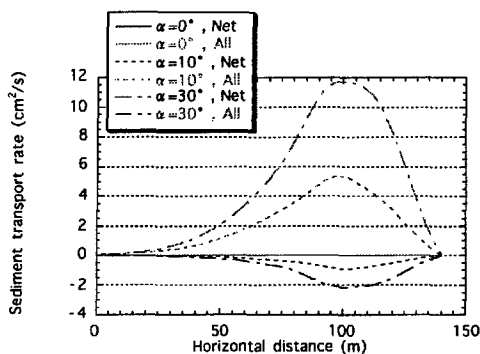


Fig.7.3 Net and all longshore transport rate ( $T=3.4s$ )

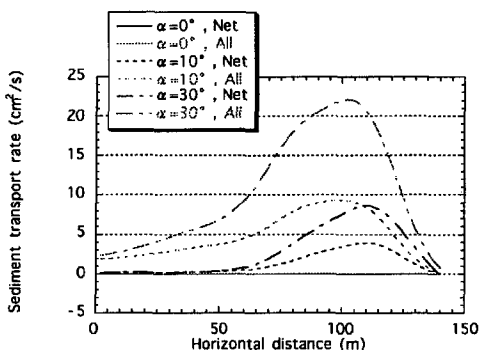


Fig.7.4 Net and all longshore transport rate ( $T=6s$ )

#### 4.7 海浜変形の特性

Figures 8 は、周期を 3.4s としたときの  $y=70m$  の地点の 10 時間後の海浜変形を波の入射角が  $0^\circ$  の場合と  $30^\circ$  の場合とで比較したものである。

波向きが大きくなることによって海浜変形は小さくなっている。これは波の入射角が大きくなることによって岸沖漂砂量が減少するためである。しかし、水深の小さな部分では波の入射角が  $0^\circ$  と  $30^\circ$  の場合とではほとんど変わらない結果となっている。これは、波向きが水深の小さな部分では岸に垂直に近い角度になるために、岸沖漂砂量がほとんど減少しないためであ

る。

なお、周期が 6s の場合には途中で計算が不安定となり 10 時間後までの海浜変形の計算ができなかった。汀線近くの水深の小さな部分での波向きが計算が繰り返されるうちに徐々に乱れてくることが原因となっているようである。今後、このような不安定要因を解消することが課題となる。

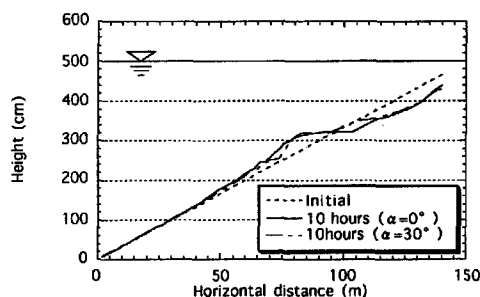


Fig.8 Beach profile ( $T=3.4s$ )

#### 4.8 底質粒径の影響

Figures 9.1~9.16 は底質粒径を 0.3mm および 3mm としたときの結果を比較したものである。

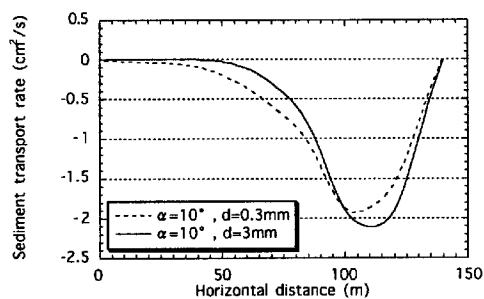
波の入射角が  $10^\circ$  および  $30^\circ$  の場合、全岸沖漂砂量は粒径の小さな 0.3mm の方が大きくなった。しかし、net の岸沖漂砂量では粒径が 0.3mm の方が 3mm に比べて漂砂量が大きくなる部分もあるが、粒径の変化による差異があまり現れない結果となった。これは断面 2 次元の場合と同様である。

一方、net の沿岸漂砂量では粒径が小さい 0.3mm の方が漂砂量が大きくなっている。全漂砂量もやはり 0.3mm の方が 3mm のときに比べて大きくなっている。また、入射角が  $10^\circ$  および  $30^\circ$  の場合、沖側の水深の大きな部分では粒径が 3mm になると net の沿岸漂砂量がゼロとなっている。

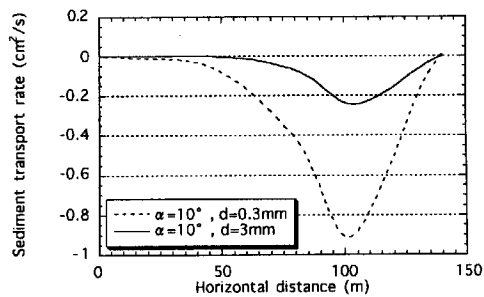
以上のことから、net の岸沖漂砂量に対しては粒径による影響はそれほど大きくはないが、net の沿岸漂砂量に対しては粒径による影響が大きくなると考えられる。ピークの値で粒径 0.3mm と 3mm の net の沿岸漂砂量の比を比較すると次のようになる。

	入射角 $10^\circ$	入射角 $30^\circ$
周期 3.4s	3.0	4.4
周期 6s	2.0	2.0

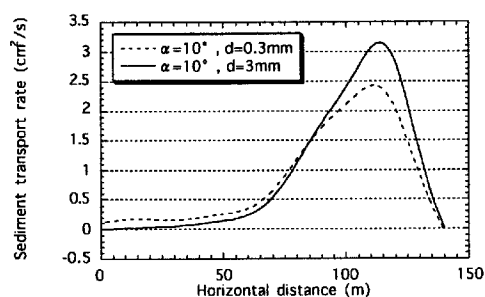
このように net の沿岸漂砂量は粒径が 3mm から 0.3mm になるといずれの場合にも 2 倍以上に増加しており、入射角が  $30^\circ$  で周期が 6s の場合には 4.4 倍にまで増加していることがわかる。



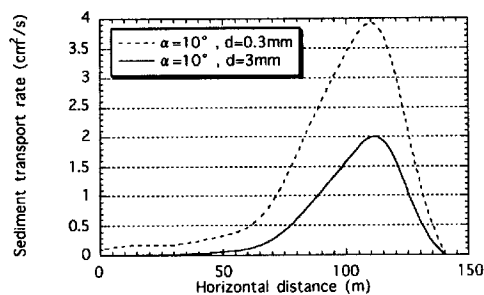
**Fig.9.1** Effect of grain size on net cross-shore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



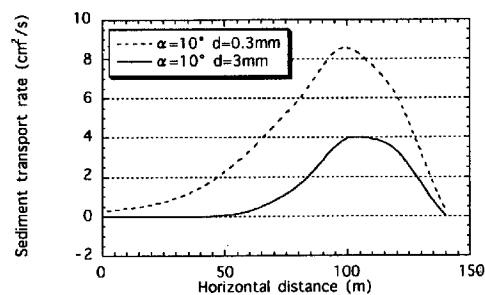
**Fig.9.5** Effect of grain size on net longshore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



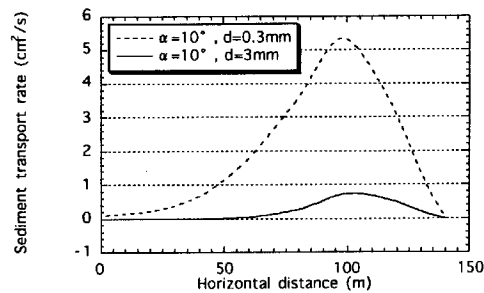
**Fig.9.2** Effect of grain size on net cross-shore sediment transport rate ( $T = 6s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



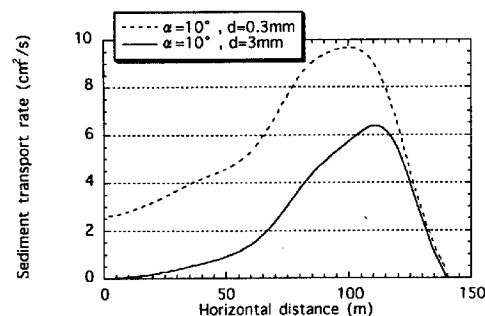
**Fig.9.6** Effect of grain size on net longshore sediment transport rate ( $T = 6s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



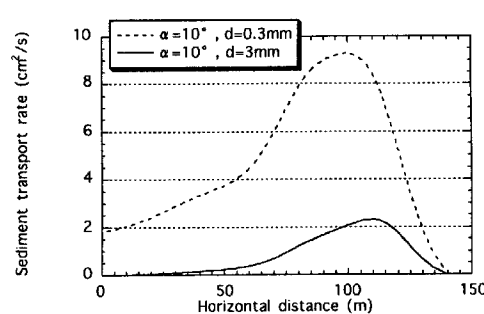
**Fig.9.3** Effect of grain size on all cross-shore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



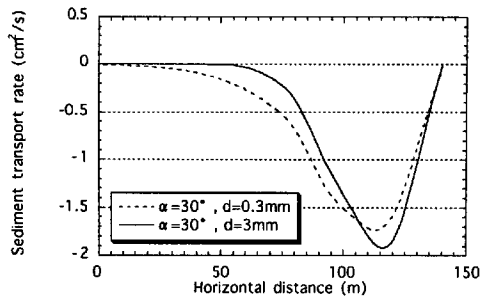
**Fig.9.7** Effect of grain size on all longshore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



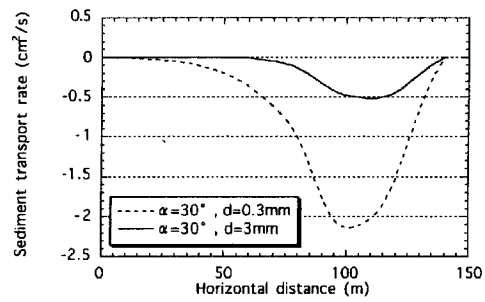
**Fig.9.4** Effect of grain size on all cross-shore sediment transport rate ( $T = 6s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



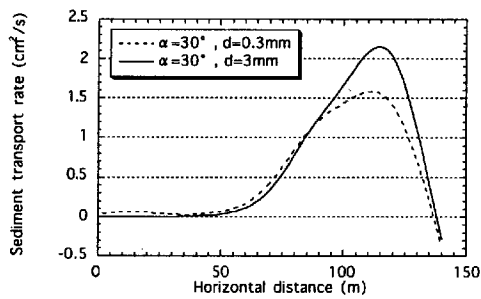
**Fig.9.8** Effect of grain size on all longshore sediment transport rate ( $T = 6s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )



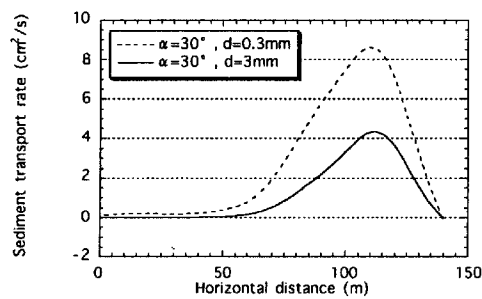
**Fig.9.9** Effect of grain size on net cross-shore sediment transport rate ( $T=3.4s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



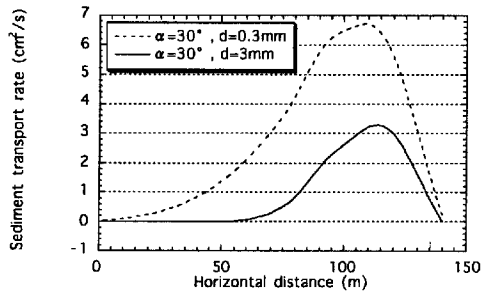
**Fig.9.13** Effect of grain size on net longshore sediment transport rate ( $T=3.4s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



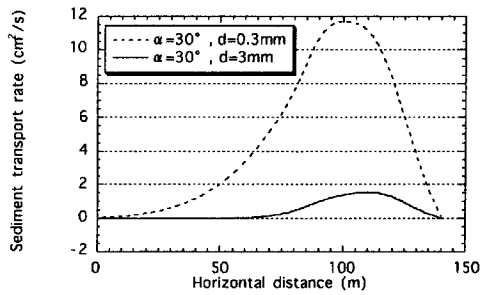
**Fig.9.10** Effect of grain size on net cross-shore sediment transport rate ( $T=6s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



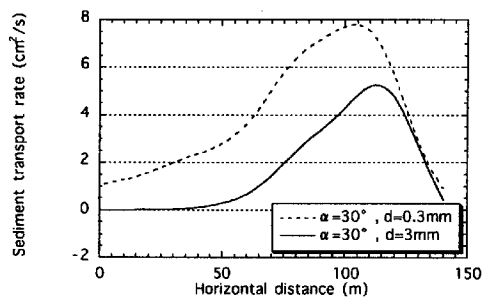
**Fig.9.14** Effect of grain size on net longshore sediment transport rate ( $T=6s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



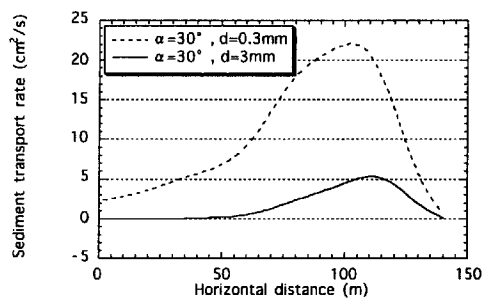
**Fig.9.11** Effect of grain size on all cross-shore sediment transport rate ( $T=3.4s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



**Fig.9.15** Effect of grain size on all longshore sediment transport rate ( $T=3.4s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



**Fig.9.12** Effect of grain size on all cross-shore sediment transport rate ( $T=6s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )



**Fig.9.16** Effect of grain size on all longshore sediment transport rate ( $T=6s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )

#### 4.9 海底勾配の影響

Figures 10.1～10.8 は漂砂量式において岸沖方向の海底勾配を考慮した場合と考慮しない場合との結果を比較したものである。なお、粒径は0.3mmとした。

入射角が  $10^\circ$  および  $30^\circ$ 、周期が 3.4s および 6s の場合、海底勾配を考慮した方が net の岸沖漂砂量も net の沿岸漂砂量も考慮しない場合に比べて大きくなっている。このように沿岸漂砂量が岸沖方向の海底勾配の影響を受けるのは、漂砂量式において沿岸漂砂量が岸沖漂砂量から計算されるためである。

ピークの値で海底勾配を考慮した場合と考慮しない場合の net の岸沖漂砂量の比を比較すると次のようになる。

	入射角 $10^\circ$	入射角 $30^\circ$
周期 3.4s	1.3	1.4
周期 6s	2.7	2.7

一方、ピークの値で海底勾配を考慮した場合と考慮しない場合の net の沿岸漂砂量の比を比較すると次のようになる。

	入射角 $10^\circ$	入射角 $30^\circ$
周期 3.4s	1.1	1.2
周期 6s	2.4	2.4

以上の結果より、波の入射角による変化はほとんどないと言える。また、周期が 6s の場合の方が周期が 3.4s の場合よりも海底勾配の影響が大きく現れていることがわかる。さらに、岸沖漂砂量と沿岸漂砂量とでは海底勾配によって同じ程度の影響が出ていることがわかる。

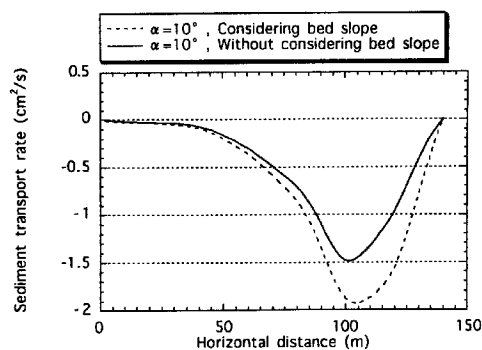


Fig.10.1 Effect of bed slope on net cross-shore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

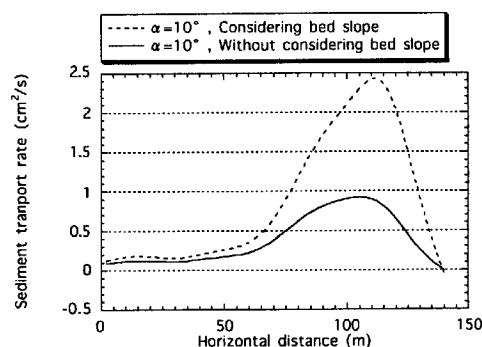


Fig.10.2 Effect of bed slope on net cross-shore sediment transport rate ( $T = 6s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

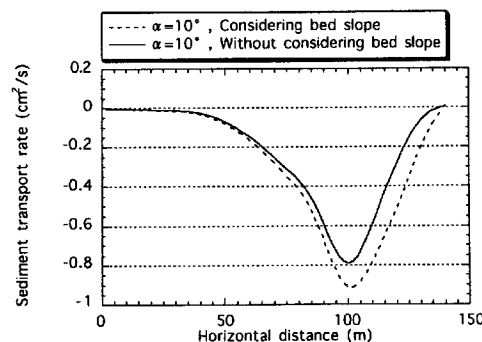


Fig.10.3 Effect of bed slope on net longshore sediment transport rate ( $T = 3.4s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

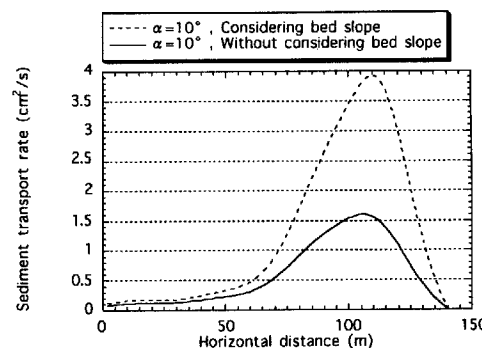


Fig.10.4 Effect of bed slope on net longshore sediment transport rate ( $T = 6s$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

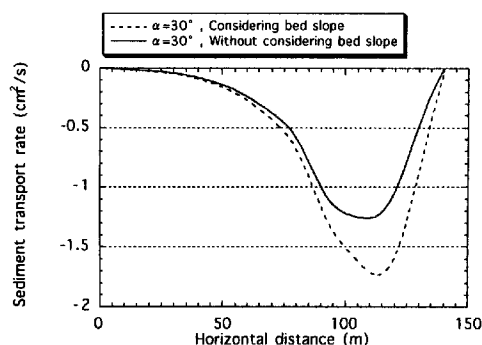


Fig.10.5 Effect of bed slope on net cross-shore sediment transport rate ( $T=3.4s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )

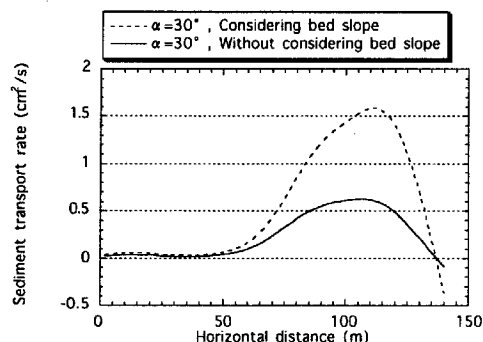


Fig.10.6 Effect of bed slope on net cross-shore sediment transport rate ( $T=6s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )

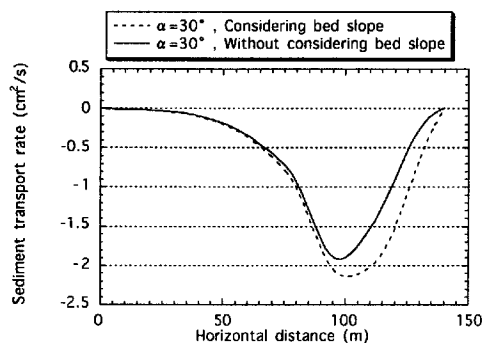


Fig.10.7 Effect of bed slope on net longshore sediment transport rate ( $T=3.4s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )

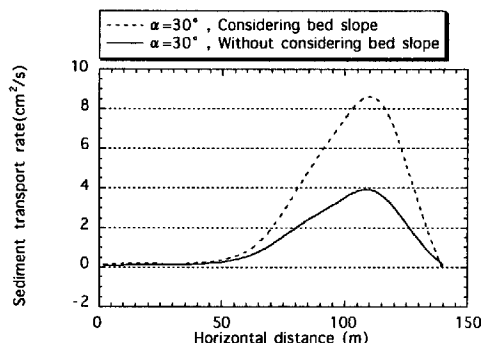


Fig.10.8 Effect of bed slope on net longshore sediment transport rate ( $T=6s$ ,  $\alpha=30^\circ$ )

#### 4.10 波形勾配の影響

Figures 11.1～11.4 は、入射波の波形勾配による net の岸沖漂砂量および沿岸漂砂量の変化を示したものである。Figs.11.1 および 11.2 が波の入射角が  $10^\circ$  の場合であり、Figs.11.3 および 11.4 が入射角が  $30^\circ$  の場合である。粒径は  $0.3\text{mm}$  とした。なお、入射波の波形勾配は  $0.059\sim 0.022$  まで変化させた。

断面 2 次元の場合と同様に net の岸沖漂砂量は入射角が  $10^\circ$  および  $30^\circ$  の場合、波形勾配が大きい方から小さい方に変化するにしたがって沖向きから岸向きへと変化している。沖向きと岸向きのほぼ中間の状態になるときの波形勾配は入射角が  $10^\circ$  および  $30^\circ$  の場合、 $0.033$  である。

また、入射角が  $10^\circ$  の場合には波形勾配が  $0.059$  と  $0.022$  とで岸向きと沖向きの漂砂量のピークの値とその位置がほぼ同じになっているが、入射角が  $30^\circ$  の場合には沖向きの漂砂量の方が大きくなっており、ピークの位置も岸向きの漂砂と比べるとやや岸側になっている。

一方 net の沿岸漂砂量は波形勾配が大きい方から小さい方に変化するにしたがって上手側方向から下手側方向に変化している。上手側方向と下手側方向の間となる波形勾配は入射角が  $10^\circ$  および  $30^\circ$  の場合、 $0.04$  となっている。岸沖漂砂の場合には岸向きと沖向きの境界の波形勾配は  $0.033$  であり、沿岸漂砂の場合にはこれよりも大きな値となっている。また、net の沿岸漂砂量は波形勾配が  $0.059$  のときと  $0.022$  のときとでは上手側方向よりも下手側方向の漂砂量の方が大きな値となっている。



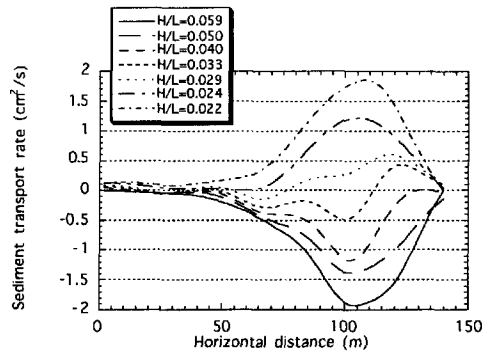


Fig.11.1 Effect of wave steepness on net cross-shore sediment transport rate ( $\alpha=10^\circ$ )

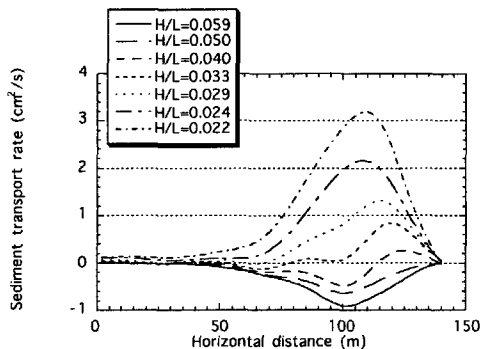


Fig.11.2 Effect of wave steepness on net longshore sediment transport rate ( $\alpha=10^\circ$ )

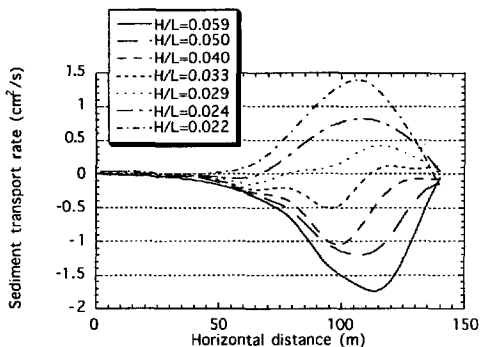


Fig.11.3 Effect of wave steepness on net cross-shore sediment transport rate ( $\alpha=30^\circ$ )

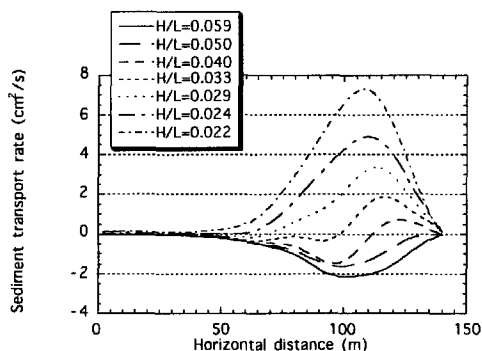


Fig.11.4 Effect of wave steepness on net longshore sediment transport rate ( $\alpha=30^\circ$ )

## 5. 結 語

本研究では平面波浪場の3次元海浜変形の理論的な数値モデルを構築し、海浜変形の特性的について検討を行った。得られた結果についてまとめると次のようになる。

1. 波形勾配の大きな波が入射した場合、岸沖漂砂は沖向きに沿岸漂砂は上手側方向に移動する。
2. 波形勾配の小さな波が入射した場合、岸沖漂砂は岸向きに沿岸漂砂は下手側方向に移動する。
3. 波の入射角が大きくなると net の岸沖漂砂量は減少し、net の沿岸漂砂量は増加するが、特に net の沿岸漂砂量の増加は顕著である。また、波の入射角が小さくても沿岸漂砂量は大きな値となり
4. 波向きをつけて波を入射させた場合でも、岸に近いところでは波向きが岸に直角に近い角度となるために岸沖漂砂量に対しては波の入射角の影響がほとんどなくなる。
5. 底質粒径が小さくなくても net の岸沖漂砂量はほとんど増加しないのに対して、net の沿岸漂砂量は底質粒径が小さくなると大きく増加する。
6. 岸沖方向の海底勾配を考慮した場合はしない場合に比べて岸沖漂砂量および沿岸漂砂量が増加する。
7. 波形勾配によって岸沖漂砂量および沿岸漂砂量は変化するが、岸沖漂砂が岸向きと沖向きの境界となる波形勾配は0.033であるのに対して、沿岸漂砂が上手側方向と下手側方向の境界となる波形勾配は0.04である。

## 参考文献

- 池野正明・清水隆夫・久保道仁・定森良夫 (1998) : 波の多方向不規則性と浮遊漂砂を考慮した3次元海浜変形数値予測モデルの開発と検証, 海岸工学論文集 第45巻, pp. 531-535.
- 大中 晋・渡辺 晃 (1989) : 波・流れ相互干渉を考慮した波動場・海浜流場・地形変化の数値計算, 海岸工学論文集 第36巻, pp. 399-403.
- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1986) : 砕波帯内二次元定常流速場の推算に関する考察, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 1-5.
- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1987) : 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 31-35.

- 河田恵昭 (1989) : 傾斜海浜における漂砂量則について, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 289-293.
- 河田恵昭・土屋義人 (1990) : 岸沖・沿岸漂砂量則の統一表示, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 259-263.
- 河田恵昭・西良一 (1991) : 掃流・浮遊漂砂の接続法と全漂砂量の算定, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 221-225.
- 河田恵昭・木村彰宏 (1998) : 海浜断面の領域区分に関する理論的研究, 京都大学防災研究所年報, 第 41 号, B-2, pp. 403-420.
- 河田恵昭・木村彰宏 (1999) : 遡上域を含む断面 2 次元の海浜変形の特性に関する研究, 第 42 号, B-2, pp. 397-414.
- 黒岩正光・野田英明・加藤憲一・谷口 丞・孫 彰培 (1999) : 準 3 次元海浜流モデルを用いた構造物周辺の 3 次元海浜変形予測, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 616-620.
- 合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.
- 佐藤慎司・福濱方哉・堀川清司 (1987) : 斜面上における不規則波の碎波変形と底面流速に関する実験的研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 36-40.
- 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.
- 佐藤慎司・Michael Kabiling (1994) : 波打ち帯を含む三次元海浜変形の数値モデル, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 401-405.
- 清水琢三・水流正人・渡辺 晃 (1992) : 3 次元海浜変形モデルによる長期的な地形予測, 海岸工学論文集 第 39 巻, pp. 416-420.
- 清水琢三・熊谷隆宏・三井信男・渡辺 晃 (1994) : 汀線変化を考慮した 3 次元海浜変形長期予測モデル, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 406-410.
- 清水琢三・山田晶子・内山一郎・渡辺 晃 (1995) : 汀線変化を考慮した 3 次元海浜変形モデルの現地適用性, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 606-610.
- 清水琢三・高木利光・佐藤勝弘・山田晶子 (1997) : 海浜変形モデルの相互比較, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 506-510.
- 田中 仁・首藤伸夫 (1980) : 波・流れ共存時の底面摩擦係数に関する実験, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 163-167.
- 田中 仁 (1990) : 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 (ノート).
- 田中 仁・Aung Thu (1993) : 全ての flow regime に適用可能な波・流れ共存場抵抗則, 土木学会論文集, No. 467/II-23, pp. 93-102.
- 土屋義人・山下隆男・山本淳史 (1987) : 放物型屈折・回折方程式の数値計算法と現地海岸への適用, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 96-100.
- 間瀬 肇・古田幸也・酒井哲郎・浅野敏之・柳生忠彦 (1989) : 傾斜海浜に設置した人工海藻による波浪変形解析, 海岸工学論文集 第 36 巻, pp. 90-94.
- 間瀬 肇・James T.KIRBY (1993) : 不規則波のハイブリッド型断面 2 次元非線形論, 土木学会論文集, No. 479/II-25, pp. 91-100.
- 間瀬 肇・北野利一・吉岡洋 (1997) : 不規則波のハイブリッド非線形平面変形モデル, 海岸工学論文集 第 44 巻, pp. 36-40.
- 間瀬 肇・目見田 哲・由比政年・高山知司 (1999) : 不規則波のマッハ反射に関する研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 26-30.
- 渡辺 晃 (1981) : 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. 285-259.
- 渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山 勉 (1984) : 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 407-410.
- 渡辺 晃・中村裕史・磯部雅彦 (1999) : 遡上域を含めた沿岸漂砂量岸沖分布に関する研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 546-550.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962) : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beat", J. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 481-504.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970) : Longshore Currents Generated by Obliquely Incident Sea Waves, 1, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6789.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970) : Longshore Currents Generated by Obliquely Incident Sea Waves, 2, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6790-6801.
- Svendsen, I. A. (1984a) : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347-365.
- Svendsen, I. A. (1984b) : Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., 8, pp. 303-329.
- Thornton, E.B. and R.T.Guza (1983) : Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. C10, pp. 5925-5938.

# **Study on Characteristics of Beach Processes under Arbitrary Wave Field**

Yoshiaki KAWATA and Akihiro KIMURA

## **Synopsis**

Beach processes in the field are controlled by cross-shore sediment transport as well as longshore one, and it is important to estimate the rate and direction of sediment transport. As the direction of longshore sediment transport is nearly constant, the rate, even if it is small amount, is effective on long-term beach processes. In most conventional studies, numerical calculations have been done just under particular wave conditions behind detached breakwaters or around artificial islands. In this paper we established theoretical model and make clear characteristics of beach processes in the field.

**Keywords:** beach process, beach erosion, cross-shore sediment transport, longshore sediment transport, arbitrary wave field