

長期海浜変形予測モデル

山下隆男*・土屋義人**・阿曾克司***

1. 緒 言

海浜変形を予測するためのモデルは、ラインモデル、3次元モデルに大別されるが、それぞれの時間スケールや適用目的、範囲により使い分けられている。大規模港湾や沖合い人工島建設のように大規模海岸構造物による海岸地形や海象の変化を長期的に予測するためには、

- (1) 屈折、回折、砕波を同時に考慮した波浪場の計算
- (2) 波浪、海浜流場、海浜変形の相互作用の導入、
- (3) 汀線を含めた等水深線の変化予測が十分でき、
- (4) 底質の分級作用を考慮できる数値モデルの構築が必要であろう。

本研究では、これらを考慮した長期的海浜変形予測モデル（等水深線変化モデル）を構築することを目的とし、流れおよび構造物による回折を再現できる放物型緩勾配方程式、海底地形の時間変化を導入した水平2次元海浜流モデル、砂の分級作用を考慮するための混合底質の掃流砂、浮遊砂量則および粒度の保存式により構成されるn-ラインモデルを示しその基礎的検討を行う。

2. 長期海浜変形モデルの概要

2.1 波浪、海浜流場

a) 流れのある場合の放物型方程式

波浪場および非定常海浜流場の連立計算を行うが、計算時間を短縮するため、流れとの相互作用を考慮した放物型緩勾配方程式により波浪場を計算する。

砕波や海底摩擦によるエネルギー散逸項 $i\sigma W\varphi$ を取り入れると、波・流れ共存場での緩勾配方程式の放物近似方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -A\varphi - B \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

$$A = k^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{1}{G} \{ \sigma^2 - \sigma^2 + i\sigma W \cdot (\nabla \cdot \vec{U}) \} + \frac{2i\omega}{G} v \frac{\partial}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$B = \frac{2i\omega}{G} u + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$G = CC_0$, u, v : 平均流の x, y -方向成分, ω, σ はそれぞれ固定, 移動座標系における角周波数, a : 振幅, k : 波数である。ここで、波の速度ポテンシャル φ を透過波成分 φ^+ と反射波成分 φ^- との分離すると、進行波に関するすべての高次項を含む作用素 A は次式である。

$$A \equiv f^2 = \left(k^2 - k_y^2 + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{2i}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial y} k_y + i \frac{\partial k_y}{\partial y} + \frac{1}{\alpha G} \frac{\partial G}{\partial y} \frac{\partial a}{\partial y} + \frac{i}{G} \frac{\partial G}{\partial y} k_y \right) + \frac{1}{G} \left(\frac{\partial G}{\partial y} + 2i\omega v \right) \frac{\partial}{\partial y} + \frac{1}{G} \cdot \{ \omega^2 - \sigma^2 + i\sigma W + i\omega (\nabla \cdot \vec{U}) \} \quad \dots\dots\dots (4)$$

共存場での放物近似方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \varphi^+}{\partial x} = \left\{ \frac{i}{2} \left(f + \frac{A'}{f} \right) - \frac{1}{2fG} \frac{\partial fG}{\partial x} + \frac{i}{2fG} \frac{\partial}{\partial y} \left(G \frac{\partial}{\partial y} \right) - \frac{\omega}{f} \frac{v}{G} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{i\omega}{G} u \right\} \varphi^+ \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $A' = k^2 + (1/G)(\partial G/\partial y + 2i\omega v) \partial/\partial y$ である。

(b) 砕波による波浪エネルギーの散逸項

砕波による散逸率 W は段波モデルで表示する。

$$W = \frac{2BP}{r^3} \frac{1}{T} \left(\frac{H_w}{h} \right)^4 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $r = 0.7 + 5 \tan \theta$ であり、 BP は水深によって、次式のように表示される。

$$BP = \begin{cases} 11 - 10(h/h_b), & 0.6 < h/h_b \leq 1.0 \\ 5.0, & h/h_b \leq 0.6 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 θ : 海底勾配, H_w : 局所波高, h : 局所水深, h_b : 砕波水深, および T : 波の周期である。なお、砕波限界の指標としては合田の指標を用いる。

(c) 海浜流計算

一方、海浜流場の計算には、radiation stress を媒介とした水平2次元モデルに、海浜変形による水深の空間変化項と、波向きを考慮した水平拡散項を導入する。基礎式は、以下のようである。

連続式、

* 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所

** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

*** 正会員 工修 (株)大林組土木技術本部

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

運動量方程式 (x -方向),

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \beta \left(U \frac{\partial M}{\partial x} + V \frac{\partial M}{\partial y} \right) = & -gH \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial D}{\partial x} \right) \\ & - \frac{1}{\rho} \tau_x^n - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} \right) \\ & - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yx}}{\partial y} \right) \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに, M, N : x, y 方向の線流量で, 平均流速 U, V により, $M=UH, N=VH$ で表示される. また H は全水深で, 静水深 D と平均海面 η とで, $H=D+\eta$ で示され, β は運動量補正係数である. さらに, 海底面での摩擦 τ^b および水平混合係数 T_{yx} などは山下・土屋・熊谷 (1991) の表示と同様のものを用いた.

(d) 波浪場・海浜流場の数値計算法

波浪場は進行計算法, 海浜流場は ADI 法による数値計算を行う. ADI 法に関しては解法の詳細は省略し, ここでは波浪場の数値計算法を示す. 式 (6) は Crank-Nicholson スキームにより差分化すると, 未知数 φ_j^{n+1} に対して, 次式の三重対角行列となる.

$$A_j \varphi_{j+1}^{n+1} + B_j \varphi_j^{n+1} + C_j \varphi_{j-1}^{n+1} = D_j \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに,

$$\begin{aligned} A_j = & \frac{\omega \Delta x}{4 \Delta y} \frac{V_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} - \frac{i \Delta x}{4 (\Delta y)^2} \frac{G_{j+1/2}^{n+1}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \\ B_j = & 1 - \frac{i \Delta x}{4} \left(\frac{f_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2}} + \frac{A_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2}} \right) \\ & + \frac{f_j^{n+1} G_j^{n+1} - f_j^n G_j^n}{4 f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} + \frac{i \Delta x}{4 (\Delta y)^2} \frac{G_{j+1/2}^{n+1} + G_{j-1/2}^{n+1}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \\ & + \frac{i \omega \Delta x}{2} \frac{U_j^{n+1/2}}{G_j^{n+1/2}} \\ C_j = & - \frac{\omega \Delta x}{4 \Delta y} \frac{V_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} - \frac{i \Delta x}{4 (\Delta y)^2} \frac{G_{j-1/2}^{n+1}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \\ D_j = & \varphi_j^n \left(\frac{i \Delta x}{4 (\Delta y)^2} \frac{G_{j+1/2}^n}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \right. \\ & - \frac{\omega \Delta x}{4 \Delta y} \frac{V_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \left. + \varphi_j^n \left\{ 1 + \frac{i \Delta x}{4} \right. \right. \\ & \cdot \left(\frac{f_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2}} + \frac{A_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2}} \right) - \frac{f_j^{n+1} G_j^{n+1} - f_j^n G_j^n}{4 f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \\ & - \frac{i \Delta x}{4 (\Delta y)^2} \frac{G_{j+1/2}^n + G_{j-1/2}^n}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} - \frac{i \omega \Delta x}{2} \frac{U_j^{n+1/2}}{G_j^{n+1/2}} \left. \right\} \\ & + \varphi_j^{n-1} \left(\frac{\omega \Delta x}{4 \Delta y} \frac{V_j^{n+1/2}}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \right. \\ & \left. + \frac{i \Delta x}{4 (\Delta y)^2} \frac{G_{j-1/2}^n}{f_j^{n+1/2} G_j^{n+1/2}} \right) \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

この三重対角行列を Thomas アルゴリズムにより計算するが, 単一波の透過境界条件の設定は以下のように行い, 波浪が重ならない域領に開境界を置く.

$$\varphi_1^{n+1} = \varphi_2^{n+1} e^{-ik_y \Delta y}, \quad \varphi_{NY}^{n+1} = \varphi_{NY-1}^{n+1} e^{ik_y \Delta y}$$

$$E_1 = \exp(-ik_{y1+1/2} \Delta y), \quad F_1 = 0,$$

$$\varphi_{NY} = \frac{F_{NY-1}}{\exp(-ik_{yNY-1/2} \Delta y) - E_{NY-1}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

また, 構造物まわりでの回折波の計算には, 遮蔽域背後および構造物セルには, 反無限堤の回折波の理論解を, pre-wave fields として与える.

2.2 漂砂量則

2.2.1 波・流れ共存場での掃流漂砂量

(a) 掃流漂砂

流れの共存する波浪場での底面における砂粒の運動に対する流れの効果は無視できない. このため, 図-1 に示すように, 波の進行方向に ξ , それと直角方向に η を取り, 波の進行方向の漂砂量を断面2次元場で定式化されたものを用いる. 砂粒の平均移動速度を波による移動速度と流れの断面平均速度との和に比例する形で表示し, 流れの効果を導入した摩擦係数を用いた底面せん断力との積で評価する. 底面せん断力が限界掃流力を越えたときだけ砂の移動が可能と考える. また, 底質の分級作用を考慮するため, 粒径毎の漂砂量則の相似性を仮定し, 粒径別に限界掃流力を求め, 波の進行方向と直角な漂砂量は流れのみによって運ばれると仮定する. 全掃流漂砂量は次式となる.

$$q = \frac{\tau - \tau_c}{(\rho_s - \rho) g \mu_f} (u_{\xi c} + u_{\xi c}) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに, ρ_s : 砂粒の密度, ρ : 流体の密度, μ_f : 流体の動粘性係数, $u_{\xi c}$: 砂粒頂部の波動および流れの速度である.

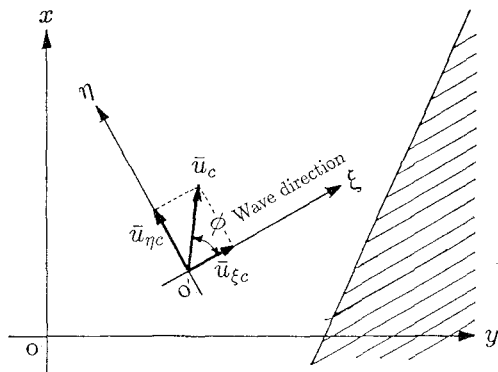


図-1 波・流れ共存場の座標系

(b) 波・流れ共存場での底面せん断応力

波・流れ共存場での最大底面せん断応力 $|\tau_{om}|$ は, 共存場での摩擦速度 u_{*cw} , 摩擦係数 f_{cw} および境界層外縁での水平水粒子の振幅 U_w を用いて以下のように記述され, 田中 (1990) の方法で, f_{cw} を近似式により直接計算する.

$$|\tau_{om}| = \rho u_{*cw}^2 = \frac{\rho}{2} f_{cw} \hat{U}_w^2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

(c) 粒径別限界摩擦速

振動流の乱流境界層においては、対数則を仮定した Egiazaroff の定式化が適用できることが知られているが、これとよく一致する田中ら (1988) の実験式を用いる。

$$\tau_o = \rho u_{*o}^{*2} = \rho \tau_{ci}^* (\rho_s - \rho) g d_i \\ = \rho (\rho_s - \rho) g d_i \tau_{cm}^* \left(\frac{d_i}{d_m} \right)^{-0.92} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 τ_{ci}^* : 粒径 d_i の砂粒に作用する無次元限界掃流力、 τ_{cm}^* : 平均粒径の砂粒に作用する無次元限界掃流力である。

(d) 境界層厚

波動境界層は波動運動が影響する底面近傍の境界層として定義されるが、その厚さに関しては幾つかの定義方法があるが、本研究では Sleath (1987) のものを用いる。なお、Jonsson & Carlsen (1979) の定義 δ_1 と δ_w との関係は、次式のようにある。

$$\delta_1 = \frac{0.5 \kappa u_w^*}{\omega}, \quad \delta_w = \frac{4 \kappa u_w^*}{\omega} \quad \dots\dots\dots (16)$$

(e) 波動境界層近傍での流速分布

砂粒頂部での流体の流速 u_{zo} を得るためには流速分布を知る必要があるが、Grant & Madsen (1979) による、以下の波動境界層の内外での流速分布を用いる。

(i) $d_i > \delta_w$

$$u_{zo} = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{\delta_w} + \frac{u^*}{\kappa u_{*w}^*} \ln \frac{\delta_w}{z_0} \quad \dots\dots\dots (17)$$

(ii) $d_i > \delta_w$

$$u_{zo} = \frac{u^*}{\kappa u_{*w}^*} \ln \frac{d_i}{z_0} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに、流れの摩擦速度 u は次式で与えられる。

$$u^* = \frac{-u_{*w}^* \alpha_2 + \sqrt{u_{*w}^{*2} \alpha_2^2 + 4 u_{*w}^* \kappa u_{*w}^* (h - z_0) \alpha_1}}{2 \alpha_1} \\ \left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = h \ln(\delta_w/z_0) - (\delta_w - z_0) \\ \alpha_2 = h \ln(h/\delta_w) - (h - \delta_w) \end{array} \right. \quad \dots\dots\dots (19)$$

(f) 波・流れ共存場での掃流漂砂量則

以上のように、波の進行方向に対する断面 2 次元の掃流漂砂量則を用いることとし、岸沖方向の振動流の作用時間 t_{on} , t_{off} がわかれば、共存場での波の進行方向の全掃流漂砂量は次式で表示される。

$$\bar{q}_{net} = (q_{on} t_{on} + q_{off} t_{off}) / T \quad \dots\dots\dots (20)$$

さらに、波の進行方向と直角方向には、砂は流れだけで運ばれると仮定すれば、これによる掃流漂砂量 q_{net} は鉛直方向に平均化した流速成分 $\bar{u}_y$ により、次式のように表される。

$$\bar{q}_{y,net} = (N_{on} t_1 + N_{off} t_2) \bar{u}_y / T \quad \dots\dots\dots (21)$$

以上より、共存場での $x-y$ 座標系での全掃流漂砂量は、以下のようになる。

$$q_x = \bar{q}_{net} \cos \theta + \bar{q}_{y,net} \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$q_y = \bar{q}_{net} \sin \theta + \bar{q}_{y,net} \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \quad \dots\dots\dots (23)$$

2.2.2 波・流れ共存場での浮遊および全漂砂量

掃流砂と浮遊砂との収支が平衡を保っていると考え浮遊漂砂の底面境界条件において pick-up function を導入し、掃流漂砂濃度の変動を取り入れる。浮遊漂砂濃度分布を求める際には拡散係数を波浪、海浜流場と対応させ定式化するが、分級効果を考慮するため粒径 d_i の関数とした拡散係数 $\epsilon = \beta(d_i) D_0 u_{*cm}^*$ を用い、pick-up function には周期性を仮定して、浮遊漂砂の連続式を解き、粒径別浮遊漂砂量を計算する。すなわち、浮遊砂濃度は沈降速度 w_0 、境界層外縁での波動軌道長 $D_0 = T U_w / 2\pi$ を用いて次式で表される。

$$c(\bar{d}_i) = \frac{\bar{q}_{net}}{\partial_w u_w} \exp \left(\frac{-\omega_0}{\beta(d_i) u_{*cm}^*} \right) \left(\frac{z - \delta_w}{D_0} \right) \quad \dots\dots\dots (24)$$

また、 $x-y$ 座標系では次式のようになる。

$$q_{sx} = q_{is} \cos \theta + q_{ys} \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$q_{sy} = q_{is} \sin \theta + q_{ys} \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここに、

$$q_{is} = \int_{\delta_w}^h \bar{c} u_{*co} dz, \quad q_{ys} = \int_{\delta_w}^h \bar{c} u_{*yo} dz \quad \dots\dots\dots (27)$$

以上のような、掃流、浮遊漂砂量の定式化を用いて、全漂砂量はそれらの和として、 $q_B + q_s$ で計算される。

ここで示した漂砂量の定式化には、重力の効果が直接入っていないが、実際には水中安息角よりきつい勾配の場合には、滑動により地形が平滑化される。このため、数値計算に当たっては、力学的根拠には欠けるが、渡辺ら (1984) により行われたように、次式のような斜面の効果を入れて計算を行うと安定な解が得られる。

$$q_x = q_x - \alpha |q_x| \frac{\partial z}{\partial x}, \quad q_y = q_y - \alpha |q_y| \frac{\partial z}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (28)$$

2.3 分級効果を考慮した等水深線変化モデル

波浪場、海浜流場を外力として漂砂量を求め、漂砂の連続式を等水深線間で積分して得られた方程式 (n -ラインモデル) と粒度の保存式をの有限差分法で数値計算する。粒度の保存式には風上差分を用い、Courant 数が 1 以下になるように time-step を選び、この条件を満たす time-step と波浪場の作用時間を比較して、海浜変形計算結果を波浪場にフィードバックする時間を決定する。

(a) 基礎方程式

n -ラインモデルは、Perlin-Dean (1983) の考え方に習う。すなわち、格子点上で得られた漂砂、波浪・流れの場の諸量より、これを等水深間で積分して連続関係を解く。この場合、長期間の海浜変形では、砂粒の分級効果が重要なファクターになるため、これを入れたモデル化を行う。用いる基礎式は、漂砂および交換層内の粒度分

布の連続式で、それぞれ以下のように表される（平野，1971）。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial r_b}{\partial t} = & -\frac{1}{A(1-\lambda)} \left\{ \frac{\partial(r_B q_x)}{\partial x} - r_b \frac{\partial q_x}{\partial x} \right\} \\ & -\frac{1}{A(1-\lambda)} \left\{ \frac{\partial(r_B q_y)}{\partial y} - r_b \frac{\partial q_y}{\partial y} \right\} \dots\dots (30) \end{aligned}$$

ここに、 h は局所水深、 A 交換層厚さ、 r_B 流砂中の任意粒径の砂粒の粒度分布、 λ ：空隙率および q_x, q_y は時間平均した漂砂量である。また、粒径の分割を n とすると、 $r_b, r_B, q_y, q_x(n)$ および $q_y(n)$ は、次式で表される。

$$q_x = \sum_{n=1}^N r_{bn} q_x(n), \quad q_y = \sum_{n=1}^N r_{bn} q_y(n) \dots\dots (31)$$

$$r_B q_x = r_{Bn} q_x(n), \quad r_B q_y = r_{Bn} q_y(n) \dots\dots (32)$$

ここに、 $q_x(n)$ および $q_y(n)$ は粒径別の漂砂量である。

(b) n -ラインモデル

式 (29) で表される格子点上での漂砂量保存式を等水深線間で積分すると、 n -ラインモデルの基礎式を得る。

$$\begin{aligned} h_j \frac{\partial y_j}{\partial t} - h_{j+1} \frac{\partial y_{j+1}}{\partial t} &= D \int_{y_j}^{y_{j+1}} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) dy \\ &= D \left(\frac{\partial Q_x}{\partial x} + q_{y,j+1} - q_{y,j} \right) \dots\dots (33) \end{aligned}$$

ここに、 y_j は j 番目の等水深線の基準線からの距離、 Q_x は、次式で表される j および $j+1$ 番目の等水深線間の沿岸漂砂量である。

$$Q_{xj} = \int_{y_j}^{y_{j+1}} q_x dy \dots\dots (34)$$

(c) 粒度分布の数値計算法

式 (30) は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial r_b}{\partial t} + \frac{q_x}{a(1-\lambda)} \frac{\partial r_b}{\partial x} + \frac{q_y}{a(1-\lambda)} \frac{\partial r_b}{\partial y} \\ = -\frac{(r_B - r_b)}{a(1-\lambda)} \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{(r_B - r_b)}{a(1-\lambda)} \frac{\partial q_y}{\partial y} \dots\dots (35) \end{aligned}$$

粒度の保存式の数値計算には Robert-Weiss の移流差分法を用いる。この方法は、Neumann の安定条件を無条件に満たし、係数行列は対角となる。特に、位相誤差を最小にするためには Courant 数が1に近くなるように配慮し、式 (35) を ADI 法で数値計算する。ここで時間刻み Δt は、式 (29) および (30) の安定条件を共に満たすように与える。

3. モデルの基礎的検討

提案した海浜変形モデルの検討のため、2 ケースの簡単な問題についてテストランを行った。

3.1 漂砂量の岸沖分布と海浜断面の変形

Sawaragi・Deguchi (1978) の実験および Komar (1977)、清水ら (1983) のモデルとの比較を行う。すな

わち、沿岸流が卓越する海浜を考え、沿岸流の流速分布を与える。初期海浜が均一粒径の底質で形成される勾配 1/20 の一様傾斜海浜である場合の沿岸漂砂量と岸沖漂砂量の沿岸分布の計算、およびこれによる海浜断面の変形の計算を行った。

漂砂量分布の比較では、実験条件に従って、底質の粒径を 0.68 mm および 0.34 mm の2 ケースとし、波形勾配 H_0/L_0 を 0.02、沿岸流の最大流速 $U_{\max}=0.05$ cm/s の場合について計算を行った。また、海浜断面の変形計算は、同一の底質、初期地形の条件で、入射波の周期 1.0 s、波高 0.2 m とした。

図-2 に、岸沖漂砂量 q_x 、沿岸漂砂量 q_y の岸沖分布の計算結果と、Komar、清水らの計算結果および Komar (1977)、清水ら (1983) のモデルと Sawaragi・Deguchi の実験との比較を示した。また、図-3 には海浜断面お

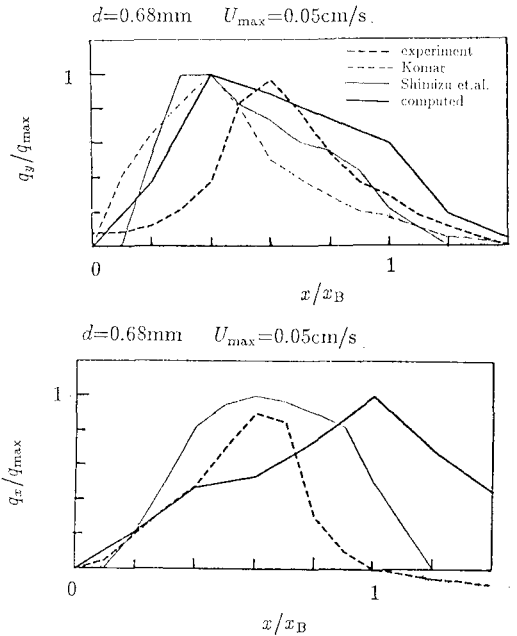


図-2 岸沖、沿岸漂砂量の岸沖分布

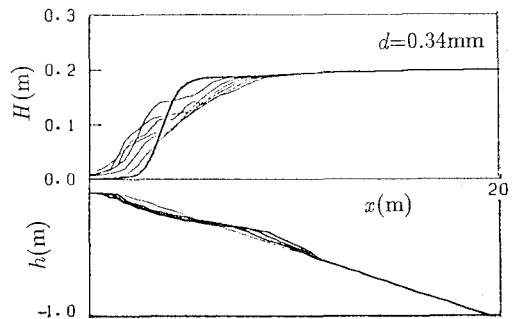


図-3 海浜断面の変形過程 ($d=0.34$ mm)

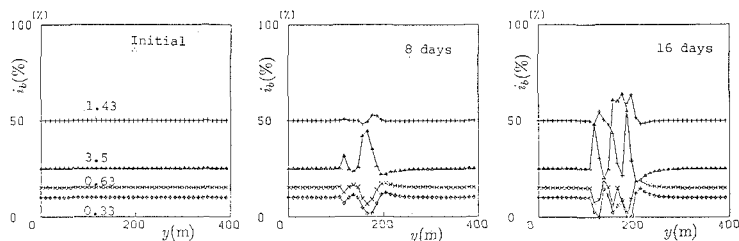


図-4 粒度の岸沖分布の時間変化

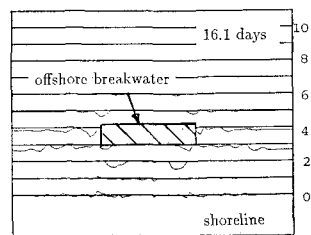


図-5 離岸堤周辺の地形変化

よび波高の岸沖方向分布の過程を示した。

これらの図より、沿岸方向の漂砂量分布は概ね実験結果を再現しているが、岸沖方向の分布は、実験結果と異なり、碎波点でピークを持つ。これは、碎波に伴う平均流、乱れの波の進行方向の分布特性や流速の非対称性をモデル化していないためであると考えられ、この点に関する改良は必要である。また、海浜断面形状は、岸沖方向の漂砂量分布に検討の余地があるため、再現性に関しては問題があるが、平衡海浜断面に漸近することが確かめられた。

3.2 粒度分布を考慮した海浜変形のテスト計算

提案した n -ラインモデルのテストランとして、底質の粒度分布を考慮した次元海浜変形を、構造物の無い場合および離岸堤を設置した場合について、以下の条件で計算を試みた。粒度の分割は 0.33, 0.63, 1.43, 3.5mm とし、入射波の波高は 2m, 周期 8s, 初期海浜は 1/20 の一様勾配とした。図-4 は構造物の無い場合の粒度の岸沖分布を、海浜中央部において、初期, 8日後, 16日後について示したものである。また、図-5 は離岸堤を設置した場合の等水深線の変化を示したものである。岸沖方向の粒度分布については、小さい粒径の砂が沖の方向に運ばれたため最終碎波点に大きい粒径の砂の占有率が高くなる傾向が再現されていることがわかる。また、離岸堤周りの海浜地形については、プログラムコードが未完成であるため、波・流れ・海浜変形の相互作用を考慮した安定な計算は実行できなかったため、約16日後の地形を載せたが、満足できる結果は得られていない。

4. 結 語

以上、底質の粒度分布を考慮した長期の海浜変形予測モデルを提案し、その考え方と概要を示した。すなわち、直交座標系上で波浪、海浜流、漂砂量の計算を行い、これを等水深間で積分し、 n -ラインモデルに変換し海浜変形を計算する。海底地形の計算結果を再度直交座

標系に変換し、時間発展させるモデルを示した。また、プログラムコードは開発途上であるが、若干のテスト計算を行いモデルの基礎的特性を検討すると共に今後改良すべき点を考察した。

参 考 文 献

- 清水琢三・三村信男・渡辺 晃：波浪・海浜共存場における海浜変形と漂砂モデル，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 229-233.
- 田中 仁・片山裕貴・加賀正之・須賀堯三(1988)：混合砂海浜における漂砂量則，第35回海岸工学講演会論文集，pp. 189-193.
- 田中 仁(1990)：波・流れ共存場の摩擦係数の直接表示，土木学会論文集，No. 417/II-13, pp. 285-288.
- 平野宗夫(1971)：Armoringをとまう河床底下について，土木学会論文報告集，第195号，pp. 55-65.
- 山下隆男・土屋義人・熊谷隆宏(1991)：安定海浜の形成の数値シミュレーション，海岸工学論文集，第38巻，pp. 391-395.
- 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モデル，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 406-410.
- Gant, W. D. and O. S. Madsen(1979)：Combined wave and current interaction with a rough bottom, J. Geophysical Research, Vol. 84, C4, pp. 1797-1808.
- Jonsson, I. G., and N. A. Carlsen (1976)：Experimental and theoretical investigations in an oscillatory rough turbulent boundary layer, J. Hydraul. Res., Vol. 14, No.1, pp. 45-60.
- Komer, P. D. (1977)：Beach transport rate: Distribution and total drift, Proc. ASCE, Vol. 104, No. WW2, pp. 225-239.
- Perlin, M. and R. G. Dean(1983)：A numerical model to simulate sediment transport in the vicinity of coastal structures, U.S. Army Corp of Engrs., C.E.R.C., Miscel. Rep., No. 83-10, 119 p.
- Sawaragi, T. and I. Deguchi(1978)：Distribution of sand transport rate across surf zone, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 1596-1613.
- Sleath, J.F.A.(1987)：Turbulent oscillatory flow over rough beds, J. Fluid Mech., Vol. 182, pp. 369-409.
- Tanaka, H. and N. Shuto(1981)：Friction coefficient of a wave-current coexistent system, Coastal Eng. in Japan, Vol. 24, pp. 105-128.