

漂砂の数値シミュレーション手法の開発(1)

誌名	水産工学研究所研究報告
ISSN	03889718
著者	中泉, 昌光 山本, 正昭
巻/号	10号
掲載ページ	p. 59-70
発行年月	1989年3月

漂砂の数値シミュレーション手法の開発 (I)

——波の場の計算——

中泉 昌光*・山本 正昭**

目 次

1. 緒言	59	3.3 汀線領域における波向きおよび波高計算	62
2. 基礎方程式	60	3.4 無反射造波境界	63
2.1 基本方程式	60	3.5 プログラムの流れ	66
2.2 砕波による波高減衰	60	4. モデルの評価	66
2.3 透過堤通過時の波高減衰	61	4.1 砕波後の波高変化についての検討	66
2.4 全抵抗係数	61	4.2 離岸堤の透過波に対する検討	67
3. 解析手法	61	4.3 無反射造波境界についての検討	67
3.1 方程式の差分化	61	5. 結 言	68
3.2 境界条件	62	参考文献	69

1. 緒 言

港内埋没・海岸侵食といった漂砂問題を解決するには、十分な現地調査を実施した上で、水理模型実験あるいは数値シミュレーションにより漂砂移動を推定しなければならない。しかし、模型実験は実験施設・莫大な経費と時間を要するため、簡便性・柔軟性に欠ける。一方、数値シミュレーションは、漂砂量算定式モデル作成上の仮定・境界条件の設定等に問題があるものの、漂砂移動に関する知見の集積・計算機の高性能化により、比較的簡便に精度の高い予測が可能となりつつあり、その開発が待たれている。本研究は、海浜変形・港内埋没を説明しうる、適用範囲が広く、精度が高い3次元漂砂シミュレーションモデルの開発を目的とする。

漂砂のシミュレーションモデルは、普通、波浪・海浜流・地形変化の3つの計算パートより成る。

第1は波浪の場の計算で、地形・構造物・入射波等の条件に対して、浅海域の波浪の変形計算により計算領域内の波高分布と波向を計算し、出力する。

第2は流れの場の計算で、第1の計算で求められた波

高、波向の平面分布から海浜流の起因力となるラディエーションストレスと呼ばれる仮定の力を算出し、海浜流速及び平均水位を計算する。

この計算結果を波浪の解析にフィードバックし、波・流れが安定するまで計算を繰り返す。

第3は地形変化の計算で、波及び流れによる漂砂量をパワーモデル等で評価し、波による岸沖漂砂量を計算し、その漂砂量の連続式より海底の地形変化を求める。

この計算を繰り返し、地形変化が有意になったら再度波浪・海浜流を計算する。実際には、波浪・海浜流・地形の相互干渉は同時に起こるが、計算上、波浪・海浜流は準定常とみなし、波浪・海浜流の評価と地形変化を分けて解析する。

現在は、それぞれのサブモデルを開発中であり、今回は、そのうちの波浪の場のシミュレーションモデルについて報告する。

波の分布情報は波浪流の予測の基礎データであり、かつ漂砂の予測は波浪流速と波動流速の分布情報より決定されるから、漂砂を予測するには波の変形を的確に予測することが重要である。この波浪変形の数値予測については筆者らの1人が発表している数値波動解析法^{1),2),3)}を用いて、波の屈折、解析、浅水変形、任意反射のシミュレーションが可能であるが、この報告は、次の3点に

* 前漁港水理研究室（水産庁開発課）

** 漁港水理研究室

更に改良を加えて、適用範囲を拡げたものである。

1. 砕波後の波の変形を取り入れ、急勾配斜面にも適合するよう改良した
2. 透過堤よりの透過波計算法を開発した
3. 造波点での無反射境界を取り入れた

2. 基礎方程式

2.1 基本方程式

緩勾配方程式系に改良した数値波動方程式の基本形は次の通り。

$$\begin{aligned}
 (FM+1)/g \cdot \partial u / \partial t + c^2/c^{*2} \cdot \partial \eta / \partial x \\
 + f/g \cdot u = 0 \\
 (FM+1)/g \cdot \partial v / \partial t + c^2/c^{*2} \cdot \partial \eta / \partial y \\
 + f/g \cdot v = 0 \dots\dots\dots(1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \partial \eta / \partial t + 1/n \cdot \partial(nuh) / \partial x + 1/n \cdot \partial(nvh) / \partial y \\
 + C_s \eta = 0 \dots\dots\dots(2)
 \end{aligned}$$

- FM : 透過堤構造物の付加質量係数
- g : 重力の加速度
- u, v : x, y 軸方向の流速成分
- c : 波速
- η : 水位
- f : 抵抗係数
- $c^* = \sqrt{gh}$
- $n = n = 1/2(1 + 4\pi h/L / \sinh(4\pi h/L))$
- L : 波長
- t : 時間
- C_s : 貯留係数

2.2 砕波による波高減衰

2.2.1 砕波条件

砕波変形を正しく表現するには砕波位置を正確に見つけなければならない。その砕波条件として、合田の砕波指標を微小振幅波理論に基づいて変換した砕波波高水深比 H_b/h_b を用いた。即ち、先ず合田の砕波指標を用い、水底勾配毎に H_0/L_0 に対応する砕波水深 h_b/L_0 を求めた、次に、 h_b/L_0 より微小振幅波理論に基づいて浅水度係数 H_b/H_0 を計算し、 $(H_0/L_0)(h_b/L_0)^{-1}$ を乗じて砕波波高水深比 H_b/h_b を求めた。この換算値を図1にプロットした。合田の砕波指標における砕波波高水深比は(4)式で表されるが、微小振幅波の砕波波高水深比である図1のプロット値に対する実験式としては(5)式が適していることが分った。

$$H_b/L_0 = 0.18 \{1 - \exp[-1.5(\pi h_b/L_0) / (1 + 15 \tan^{4/3} \beta)]\} \dots\dots\dots(4)$$

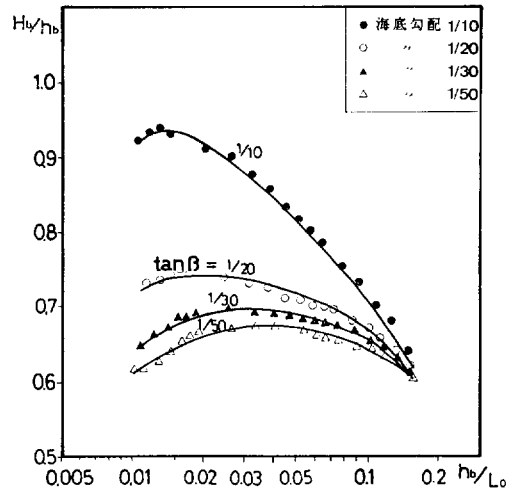


図1 微小振幅波高に換算した砕波指標

$$H_b/L_0 = A \{1 - \exp[B(\pi h_b/L_0)^C]\} \dots\dots\dots(5)$$

この係数 A, B および指数 C は海底勾配 $\tan \beta$ 毎に異なり、ほぼ次表の値をとる。

表1 砕波指標の修正係数

$\tan \beta$	A	B	C
1/10	0.142	-2.356	1.030
1/20	0.142	-2.086	1.064
1/30	0.142	-2.204	1.116
1/50	0.142	-2.162	1.126

$1/50 \leq \tan \beta \leq 1/10$ の範囲では各勾配ごとの H_b 値から内挿で算定する。 $\tan \beta \leq 1/50$ についても同様 $\tan \beta = 1/50$ のときの H_b 値とする。

部分重複波の砕波条件も進行波の砕波時平均エネルギーに等しいと仮定して砕波波高を求めた。この単位面積当り波の平均エネルギーおよび換算波高は次のようになる。

砕波条件: 換算波高 $H_E \geq$ 砕波限界波高 $H_b (=r_b h)$

$$\text{換算波高 } H_E = \sqrt{8E/w_0} \dots\dots\dots(6)$$

ここに、 w_0 は水の単位体積重量、

全エネルギー $E = E_k + E_p$

運動エネルギー $E_k = Wh/Ag$
 位置エネルギー $E_p = w_0 H^2/16$

W 及び H は半周期間の極大流速及び $|2\eta|$ の最大値 (η は水位変動) である。

2.2.2 碎波減衰

碎波減衰モデルは渡辺, 丸山らの碎波減衰項⁴⁾ を付加し, 各係数を, 碎波波高が水位上昇を考慮した波高に合うように選定した。

文献 4) によると, 碎波点以浅の碎波減衰は抵抗係数 f_b を次式のように与えることにより求められている。

$$f_b = \alpha_D \cdot \tan \beta \sqrt{g/h \cdot (Q/Q_r - 1)} \dots\dots\dots (7)$$

$$Q = \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} \quad Q_r = r' \sqrt{gh} \cdot h$$

ここに Q_x および Q_y は x および y 方向の線流量の振幅,

$\tan \beta$: 海底勾配

$\alpha_D = 2.5$

$r' = 0.25$

(7)式を水深で除して書き直すと,

$$f_b = \alpha_D \cdot \tan \beta \sqrt{g/h (W/W_r - 1)} \dots\dots\dots (8)$$

W : 最大水粒子速度 (言え換えれば $\sqrt{u^2 + v^2}$ の最大値)

$W_r = r' \sqrt{gh}$: 再生域限界水粒子速度である。

再生波領域における波高水深比を $r_R = 0.5$ とすると, 再生域限界水粒子速度は,

$$r_R/2\sqrt{gh} = 0.25\sqrt{gh} \quad (=r'\sqrt{gh}) \dots\dots\dots (9)$$

しかし, 海底勾配が急な場合はかい離が生じており, これを碎波波高が水位上昇を考慮した波高にできるだけ合致するように α_D を試行錯誤で求めた結果, 次式がほぼ適合することがわかった。

$$\alpha_D = 2.5 (\tan \beta \leq 1/30)$$

$$\alpha_D = -7.5 \tan \beta + 2.75 (1/30 < \tan \beta \leq 1/10)$$

$$r' = 0.25 \dots\dots\dots (10)$$

2.3 透過堤通過時の波高減衰

海岸構造物として透過堤が設置されることが多いため, その透過波の評価が問題となる。これまでは, 堤体通過後の波高は透過率を与えて計算してきたが, その透過率も入射波条件により異なるため透過堤による波高の減衰の評価には不十分なところがあった。本報では堤体設置位置で運動方程式の中に減衰項を入れることにより, さまざまな入射条件に対する透過堤 (天端高と入射

波の比 $hc/H_i \geq 1.0$ の場合) の透過波高を表現できることを見出した。

しかし運動方程式中の流速に比例する抵抗項を導入するだけでは, 波高透過率 K_T を小さくすると反射率 K_R が非常に大きくなってしまい, 通常透過堤の反射率をかなり上回るため, 連続式中に水位変動に比例する貯留項を導入した。

即ち, 透過波の減衰は波動の最大水粒子速度と各方向の水粒子速度に比例すると仮定し, 係数を β_2 とすると,

$$f_p = \beta_2/2 \cdot C^*/C \cdot W \dots\dots\dots (11)$$

となる。

また, 連続式に貯留作用を付加し, この項が η 及び波形勾配 (H/L) に比例すると仮定してその比例定数を β_1 とすると, 連続式中の C_s は

$$C_s = \beta_1/2 \cdot H/L \cdot \eta \dots\dots\dots (12)$$

となる。

消波ブロック式透過堤の目標とする透過率は沼田⁵⁾ の実験式を簡略化した次式を用いた。

$$K_T = 1 / \{0.70 + 2.58 \cdot (H/L \cdot B/d)\}^2 \dots\dots\dots (13)$$

B_p : 静水面での透過堤幅

d : 異形ブロックの代表径 $= (6V_B/\pi)^{1/3}$

V_B はブロックの容積 (m^3)

様々な波浪条件, 堤体条件に対して, この実験式から算定される伝達波高に一致し, 反射率がおおよそ30%内外となるように前記の β_1, β_2 を求めると次式のようになる。ただし, 適用範囲は d が1mから3m (約1トン~33トン) である。

$$\beta_1 = 80 - 15d$$

$$\beta_2 = 0.55 - 0.05d \dots\dots\dots (14)$$

2.4 全抵抗係数

これらの抵抗 f_b, f_r に, 文献 1) に示す海底での摩擦項 f_w を加えると, 全抵抗係数 f は

$$f = f_w + f_b + f_p$$

$$= n_*^2 g W/h^{4/3} + \alpha_D \cdot \tan \beta \sqrt{g/h \cdot (W/W_r - 1)} + \beta_2 (c^*/c) W \dots\dots\dots (15)$$

となる。ここに,

n_* : マニングの粗度係数

3. 解析手法

3.1 方程式の差分化

図2に示すように格子点を配置し, 前記の基本方程式

を leap-frog 法を用いて差分化した。図中の記号は、次の通り。

○は水深ポイント, ●は流速ポイント

- $h_{i,j,m}$: 時間ステップ m , 水深ポイント (i, j) での水深
- $u, v_{i,j,m}$: 時間ステップ m , 流速ポイント (i, j) での x 方向, y 方向の流速
- $c, c_{i,j}$: 流速ポイント i, j での波速
- $\eta_{i,j,m}$: 時間ステップ m , 水深ポイント (i, j) での水位
- Δt : 時間階差
- $n_{x,i,j}, n_{y,i,j}, n_{i,j}$: 図3の位置における
- $n = 1/2 \{1 + (4\pi h/L) / \sinh(4\pi h/L)\}$

運動方程式の差分

$$U_{i,j,m+1} = [-\{1/2 \cdot A_1 - (F_M + 1)/g \Delta t\} U_{i,j,m-1} - c_{i,j}^2 / c_{i,j}^2 \cdot j \cdot 1/2 \Delta t \cdot \{\eta_{i,j,m} + \eta_{i,j-1,m} + \eta_{i-1,j,m}\} / \{(F_M + 1)/g \Delta t + 1/2 \cdot A\}$$

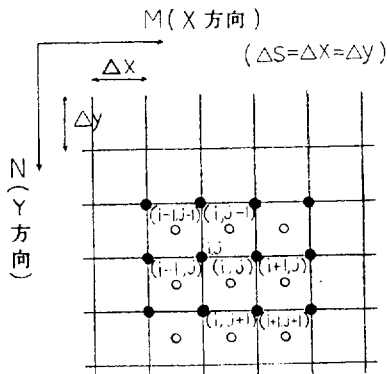


図2 流速点および水位点の座標

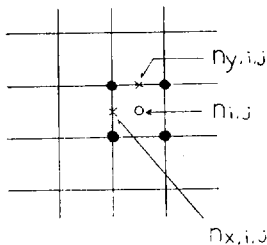


図3 $n (= C_0/C)$ 関係の座標

$$A_1 = n_{i,j}^2 \cdot w / h^{4/3} \cdot j + \alpha_D / g \cdot \tan \beta \cdot [g / h_{i,j} \cdot \{W - r'(gh_{i,j})^{1/2}\} / r'(gh_{i,j})^{1/2}]^{1/2} + \beta_2 / g \cdot c_{i,j}^2 / c_{i,j} \cdot j \cdot W \dots \dots \dots (16)$$

連続方程式の差分

$$\eta_{i,j,m+1} = \{\eta_{i,j,m-1} - A_2 - \beta_1 / 2 \cdot \Delta t \cdot H_{i,j} / 2L_{i,j} \cdot \eta_{i,j,m-1}\} / (1 + \beta_1 / 2 \cdot \Delta t \cdot H_{i,j} / 2L_{i,j})$$

$$A_2 = 1/n_{i,j} \cdot \Delta t / \Delta x \cdot \{1/4 \cdot (U_{i+1,j+1,m} + U_{i+1,j,m}) \cdot (h_{i+1,j} + h_{i,j}) n_{x,i+1,j} - 1/4 \cdot (U_{i,j+1,m} + U_{i,j,m}) \cdot (h_{i,j} + h_{i-1,j}) n_{x,i,j}\} + 1/n_{i,j} \cdot \Delta t / \Delta y \cdot \{1/4 \cdot (V_{i+1,j+1,m} + V_{i+1,j,m}) \cdot (h_{i,j+1} + h_{i,j}) n_{y,i,j+1} - 1/4 \cdot (V_{i+1,j,m} + V_{i,j,m}) \cdot (h_{i,j} + h_{i,j-1}) n_{y,i,j}\} \dots (17)$$

3.2 境界条件

境界条件として無反射(開領域), 部分反射境界, 完全反射境界, 無反射造波境界, 透過堤境界を設けた。水深 $-0.1 \sim +0.3m$ の範囲は無反射扱いとする。完全反射, 部分反射, 無反射境界の処理は著者らの一人が文献1)で発表したとおりである。

透過堤境界の処理は図4のとおりである。斜線は透過堤の位置を示し, この堤頭部の流速ポイントにおいては, 減衰係数 β_2 を5割低減する。

3.3 汀線領域における波向きおよび波高計算

波が汀線に近づくに従って波長は短くなるが, 波長が計算格子間隔 Δs の4倍以上の所ではそれ以浅の部分を無反射境界とみなして差分法で計算する。波長が Δs の

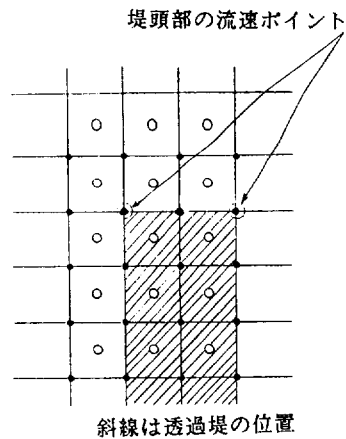


図4 透過堤堤頭部のポイント

4倍以下となる領域については、これを汀線領域と呼び、差分法では適切な計算ができなくなるので次の方法で波向と波高を推定する。

図5に示すように、波向は計算可能領域から外挿する。波高は汀線領域内の波向を逆にたどり、計算領域内に該当する砕波点がある場合 (I)、無い場合 (II) について次のように定める。

(I) の場合

汀線領域の砕波後の波高変化のモデルとして Bowen が仮定した(18)式を基本にし、 γ の関数形としては佐々木らの実験式(19)式を検討し、菅原ら⁹⁾が行ったように(20)、(21)式で近似させる。

$$H = \gamma(h + \bar{\gamma}) \dots\dots\dots(18)$$

$\bar{\gamma}$: 水位上昇量

$$\gamma = ah^2 + bh + \gamma_0 \dots\dots\dots(19)$$

$$a = (3\gamma_b + 3\gamma_0 - 6\gamma_m) / h_b^2$$

$$b = (-2\gamma_b - 4\gamma_0 + 6\gamma_m) / h_b$$

$$\gamma_b = H_b / h_b$$

$$\gamma_0 = (0.35 + 5 \tan \beta) \cdot \gamma_b \dots\dots\dots(20)$$

$$\gamma_m = \sqrt[3]{3/8 \cdot \{0.7(0.015 + 3.85 \tan \beta) / [1 - 0.7(0.015 + 3.85 \tan \beta)]\}^{1/2}} \dots\dots\dots(21)$$

γ_0 は汀線での γ 、 γ_b は砕波水深 h_b での γ 、即ち、ポイント P_b の $\tan \beta$ と、 L_0 、 h_b から γ_b を求める。さらに(20)式より γ_0 が得られ、(18)式から汀線での波高 H_s が $\gamma_0 \bar{\gamma}$ として算定される。この汀線での波高 H_s とポイント P_b での砕波波高 H_b から内挿してポイン

ト P_a での波高を求める。

(II) の場合

図5の (II) の場合に示すように、ポイント P_c での波高を H_c とする。ポイント P_c での波高とポイント P_a での砕波限界波高を比較し、 H_c が限界波高よりも小さい場合はポイント P_a での波高を H_c とする。一方、それ以外の場合は、ポイント P_a での波高をその水深での砕波限界波高とする。

3.4 無反射造波境界

造波境界では入射波の波形またはその流速を与えると、陸地や構造物からの反射波が返って来た時、造波波形は乱れたものとなる。造波境界では反射波の波形を推定することができれば、それを透過させることにより無反射造波境界を設定することができる。この推定方法としては谷本ら⁷⁾が提案した次の手法に準じた方法を取入れた。

無反射造波境界としては図6に示すように模型範囲の左辺及び上辺を指定することができるように設定した。この外側に3柵の仮想水域を設け、柵の大きさは辺沿いには ΔS であるが、奥行は ΔS ではなくて境界部の水深によって変り、 $c \Delta t$ とする。こうすると、境界部に伝達された反射波は1柵進むのに丁度1ステップを要する。

このことより以下の式が導かれる。

連続方程式

(1) 初期値

○ 境界 I ($i=1 \sim M_E, k=1 \sim 3$)

$$\gamma_{i, k, 0} = 1/2 \cdot H^* i \cos \{2\pi [\varepsilon_i - 0.25 - (\Delta Y_1 / 2L + (k-1) \Delta Y_1 / L) + \Delta t / T \cdot 1/2]\} \dots\dots\dots(22)$$

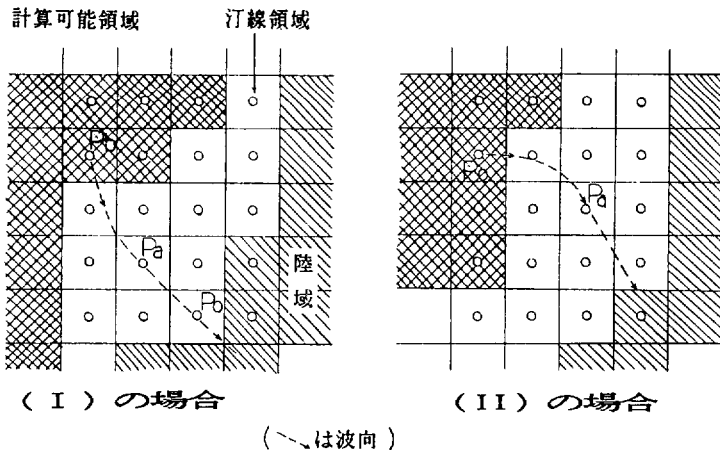


図5 汀線領域の説明

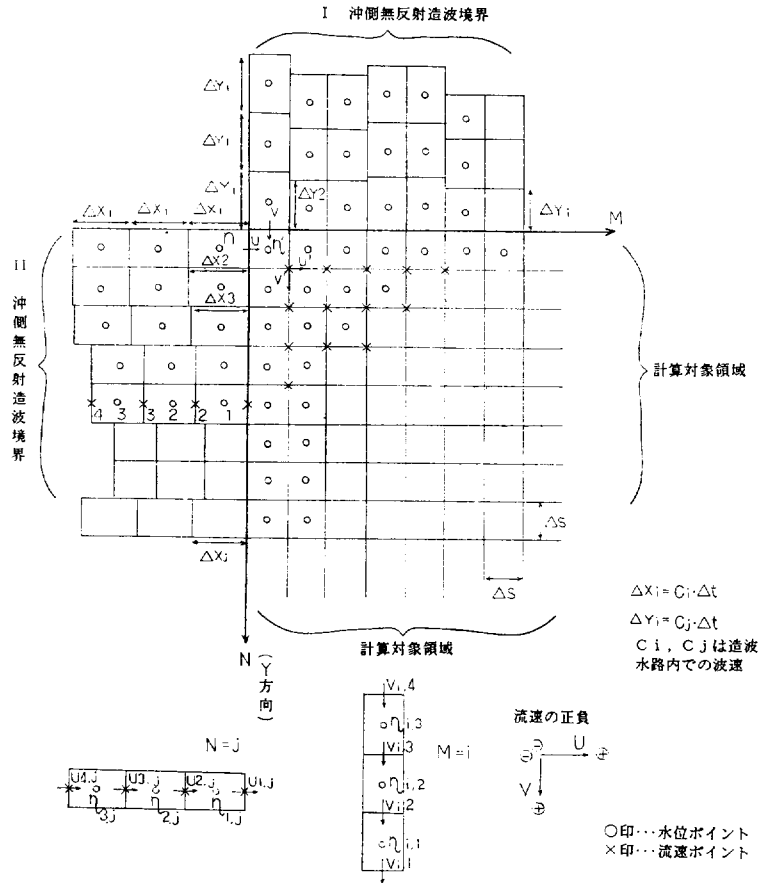


図6 沖側無反射造波境界の計算法についての説明図

- 境界 II ($j=1 \sim N_E, k=1 \sim 3$)

$$\eta_{k,j,0} = 1/2 \cdot H^*_{j,0} \cos\{2\pi[\varepsilon_j - 0.25 - (\Delta X_1/2L + (k-1)\Delta X_1/L) + \Delta t/T \cdot 1/2]\} \dots\dots(23)$$
- 計算対象領域 ($i=1 \sim M_E, j=1 \sim N_E$)

$$\eta_{i,j,0} = 0 \dots\dots(24)$$
- (2) 時間ステップ m
 - 境界 I ($i=1 \sim M_E, k=1 \sim 3$)

$$\eta_{i,k,m+1} = \eta_{i,k,m} + \Delta t/\Delta Y_i \cdot (h_i \cdot V_{i,k+1} - h_i \cdot V_{i,k}) \dots\dots(25)$$
 - 境界 II ($j=1 \sim N_E, k=1 \sim 3$)

$$\eta_{k,j,m+1} = \eta_{k,i,m} + \Delta t/\Delta X_j \cdot (h_j \cdot U_{k+1,j} - h_j \cdot U_{k,j}) \dots\dots(26)$$
 - 計算対象領域内 ($M=1$ 又は $N=1$) の水位 η' ,

流速 U', V'

$$\eta'_{i,1,m+1} = \eta'_{i,1,m} + \Delta t/\Delta s \cdot h_i \{V_{i,1} + U'_{i,2} - 1/2(V'_{i,2} + V'_{i+1,2}) - U'_{i+1,2}\} \dots\dots(27)$$

$$\eta'_{1,j,m+1} = \eta'_{1,j,m} + \Delta t/\Delta s \cdot h_j \{U_{1,j} + V'_{2,j} - 1/2(U'_{2,j} + U'_{2,j+1}) - V'_{2,j+1}\} \dots\dots(28)$$

$T=2 \sim M_E, j=N_E$

$$\eta'_{1,1,m+1} = \eta'_{1,1,m} + \Delta t/\Delta s \cdot h_1 \{U_{1,1} + V_{1,1} - U'_{2,2} - V'_{2,2}\} \dots\dots(29)$$

運動方程式

(1) 初期値

- 境界 I ($i=1 \sim M_E, k=1 \sim 4$)

$$V_{i,k} = 1/2 \cdot H^*_{1,k} \cdot c_i/h_i \cdot \cos\{2\pi(\varepsilon_i - (k-1)\Delta Y_i/L - 0.25)\} \dots\dots(30)$$

○ 境界 II ($j=1 \sim N_E, k=1 \sim 4$)

$$U_{k,j} = 1/2 \cdot H_j^* \cdot c_j / h_j \cdot \cos\{2\pi(\epsilon_j - (k-1) \Delta X_j / L - 0.25)\} \dots\dots\dots(31)$$

○ 計算対象領域 ($i=2 \sim M_E, i=2 \sim N_E$)

$$U'_{i,j} = 0, V'_{i,j} = 0 \dots\dots\dots(32)$$

(2) 時間ステップ m

○ 境界 I ($i=1 \sim M_E$)

$$V_{i,1,m+1} = V_{i,1,m} - c_i^2 / c_1^2 \cdot g \cdot \Delta t / \Delta s \cdot (\eta'_{i,1} - B_{i,1}) \dots\dots\dots(33)$$

$$B_{i,1} = \eta_{i,1} + \Delta s - \Delta Y_i / 2 \Delta Y_i (\eta'_{i,1} - \eta_{i,1})$$

$$V_{i,k,m} = V_{i,k,m} - c_i^2 / c_1^2 \cdot g \cdot \Delta t / \Delta Y_i \cdot (\eta_{i,k-1} - \eta_{i,k}) \dots\dots\dots(34)$$

$(K=2 \sim 3)$

$$V_{i,4,m} = V_{i,3,m} + 1/2 \cdot H_i^* \cdot c_i / h_i \cdot \cos[2\pi(\epsilon_i - 0.25 - 3\Delta Y_1 / L - (m+1)\Delta t / T)] - 1/2 \cdot H_i^* \cdot c_i / h_i \cdot \cos[2\pi(\epsilon_j - 0.25 - 2\Delta Y_i / L - m \Delta t / T)] \dots\dots\dots(35)$$

○ 境界 II ($j=1 \sim N_E$)

$$U_{1,j,m+1} = U_{1,j,m} - c_j^2 / c_j^2 \cdot g \cdot \Delta t / \Delta s \cdot (\eta'_{i,j} - A_{i,j}) \dots\dots\dots(36)$$

$$A_{1,j} = \eta_{1,j} + (\Delta s - \Delta x_j) / 2 \Delta X_j \cdot (\eta'_{1,j} - \eta_{1,j})$$

$$U_{k,j,m+1} = U_{k,j,m} - c_j^2 / c_j^2 \cdot g \cdot \Delta t / \Delta X_j \cdot (\eta_{k-1,j} - \eta_{k,j}) \dots\dots\dots(37)$$

$$U_{4,j,m+1} = U_{3,j,m} + 1/2 \cdot H_j^* \cdot c_j / h_j \cdot \cos[2\pi(\epsilon_i - 0.25 - 3\Delta X_j / L - (m+1)\Delta t / T)] - 1/2 \cdot H_j^* \cdot c_j / h_j \cdot \cos[2\pi(\epsilon_j - 0.25 - 2\Delta X_j / L - m \Delta t / T)] \dots\dots\dots(38)$$

初期値は波の先端（水位がゼロの部分）が丁度、計算対象領域と沖側無反射領域との境界にきたときをもってする。

H_i^*, H_j^* はそれぞれ I, II 領域での修正入射波高
 ϵ_i, ϵ_j はそれぞれ I, II 領域での入射の位相
 ここで H を入射波高, α を沖側境界での入射角とする
 と数値実験より, 次の関係が得られた。

$$H^* = (1 - 1/2 \cdot \cos \alpha) H \dots\dots\dots(39)$$

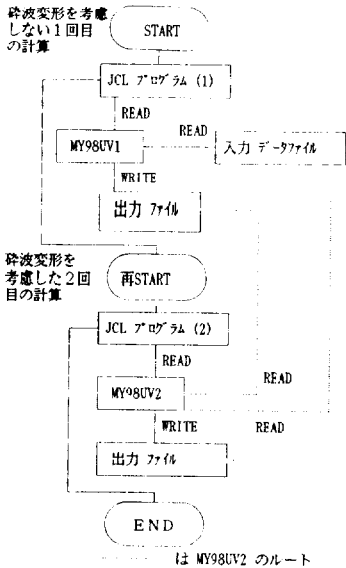


図7 ランチャート

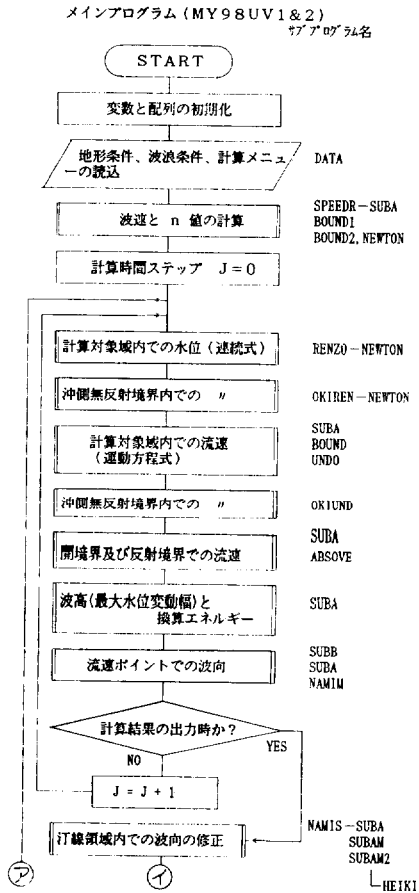


図8a 計算フローチャート

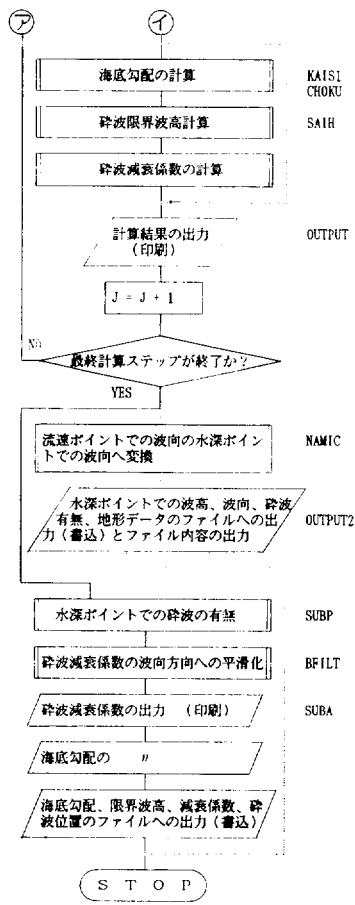


図 8 b 計算フローチャート

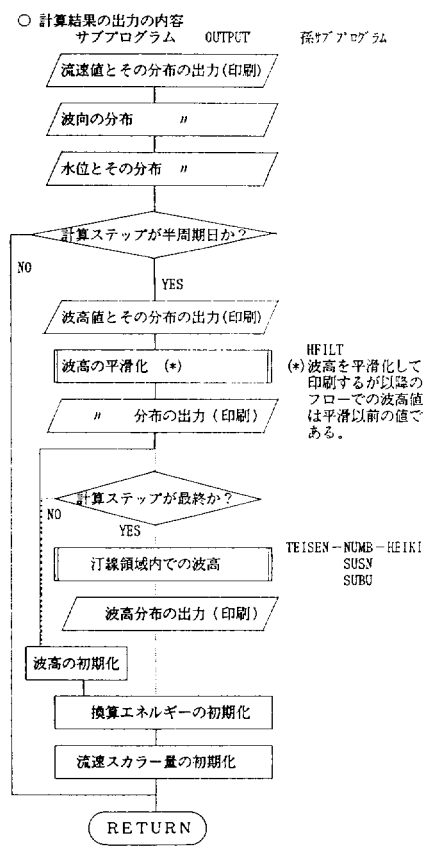
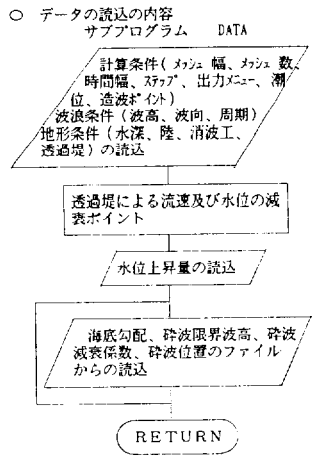


図 8 c 計算フローチャート

3.5 プログラムの流れ

これらの手法を組込んだプログラムの流れは図7および図8のようになる。プログラミング言語はFORTRAN 77 を用いた。

4. モデルの評価

4.1 砕波後の波高についての検討

図9は勾配1/10及び1/30の一樣海底勾配斜面上での波高の変化を数値水路実験により求めたものである。図中、太い実線は水深、黒丸点列は数値実験波高値、細い実線は漁港構造物標準設計法に示された水槽実験をモデル化した波高値である。両波高を比較すると水槽実験の砕波波高がやや大きい、これは堀川ら⁸⁾が指摘しているように浅水域における波の非線形効果のためと思われる。この場合 αD は砕波点の前後8メッシュにわたって増加させた。砕波後の波高については両波高は良く合致している。また、図10はリーフ状地形の場合の波高変化であり、砕波後リーフ上の波高が一定値に漸近する様子

が示されている。すなわち波が減衰を続け、再生限界流速 ($0.25\sqrt{gh}$) 以下となると、碎波に因る乱れが治まり、一定波高となる状況を示している。

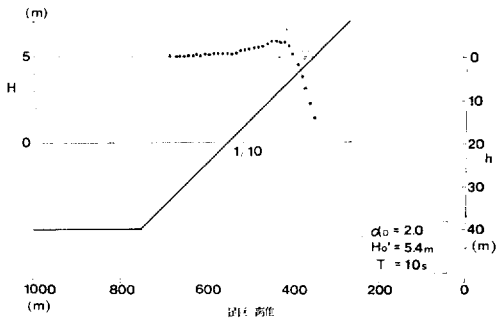


図9 a 斜面上の波高変化

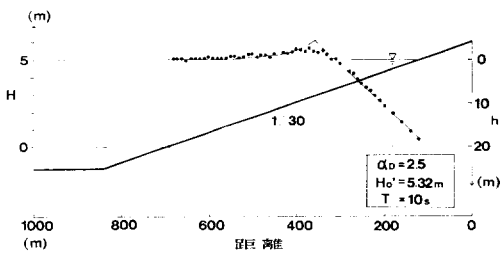


図9 b 斜面上の波高変化

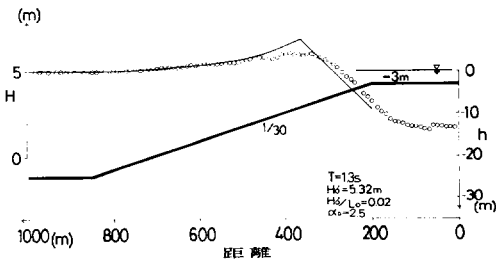


図10 リーフ地形上の波高変化

4.2 離岸堤の透過波に対する検討

図11は $d = 2\text{ m}$ (約10トン) ブロックおよび $d = 3\text{ m}$ (約30トン) ブロックの波高伝達率 (H_T/H_I) を数値実験により求めた結果である。即ち水深 $5 \sim 15\text{ m}$ 、波高 $1 \sim 5\text{ m}$ 、周期 $6, 10\text{ s}$ 、堤高 $5 \sim 30\text{ m}$ での透過率は水路実験とほぼ同等である。

図12は $1/30$ の一様勾配の等深線に平行に透過式離岸堤を設置し、斜めから波が入射した場合の波高、波向、

碎波位置を表す。一方、同じ条件で移動床水槽実験を行った時の結果が図13である。両者の波高分布および波向はほぼ近いが、碎波位置が水槽実験では波高に余り依存しないと言う結果が出ているが、この原因は移動床実験での波高の計測期間中に離岸堤の背後にはトンボロが発達し、高波高部は深く、低波高部は逆に浅くなったためではないかと思われる。

4.3 無反射造波境界についての検討

数値モデルで $250\text{ m} \times 500\text{ m} \times 50\text{ m}$ (水深) の水槽を造り、左端と上端を造波面とし、周期 10 s の波を斜め 45° から入射させ、右の境界面を反射壁、下の境界を透過壁 (開境界) とした。図14と図15は造波 100 s 後の水位分布と波高分布を示す。この水位分布では網目模様の斜め重複波が形成されているのが分る。一方、波高分布では、 $L/2 \cdot \cos 45^\circ$ 間隔で反射面と平行に、節と腹が交互に形成されている。この経過時間では反射波が2往復する時間であるが、このように整然とした模様が出来ていることは造波境界では再反射が生じていないことを裏付けている。しかし、左上の隅ではその現象が明瞭でない

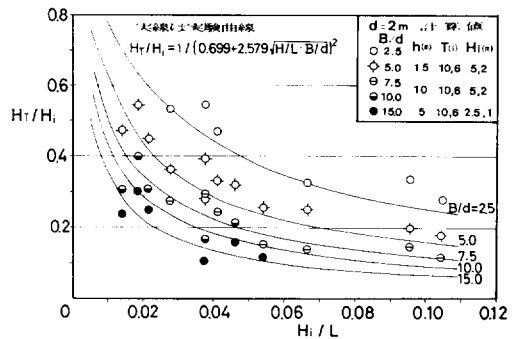


図11 a 透過堤通過後の波高比

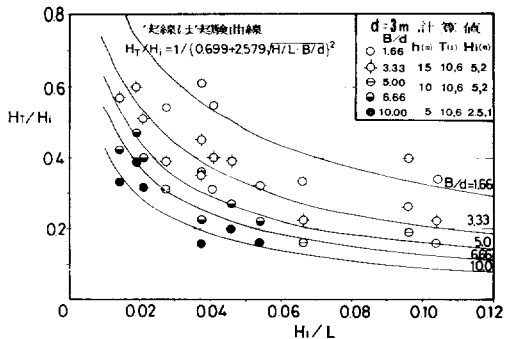


図11 b 透過堤通過後の波高比

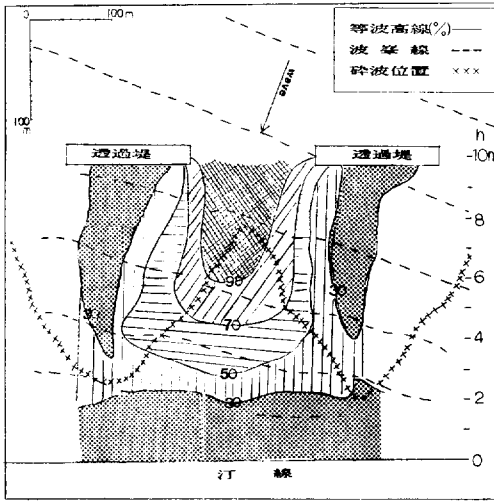


図12 離岸堤内の波浪状況
(計算値, $H_0=5\text{ m}$)

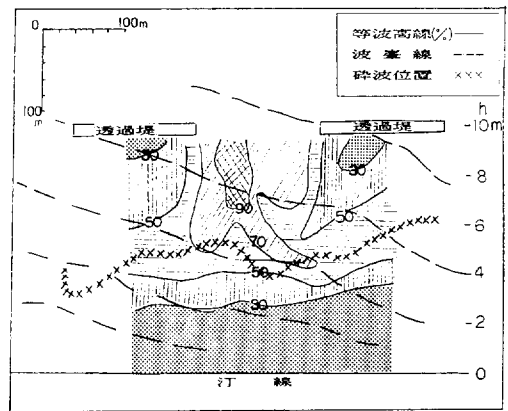


図13 離岸堤内の波浪状況
(移動床実験値, $H_0=5\text{ m}$)

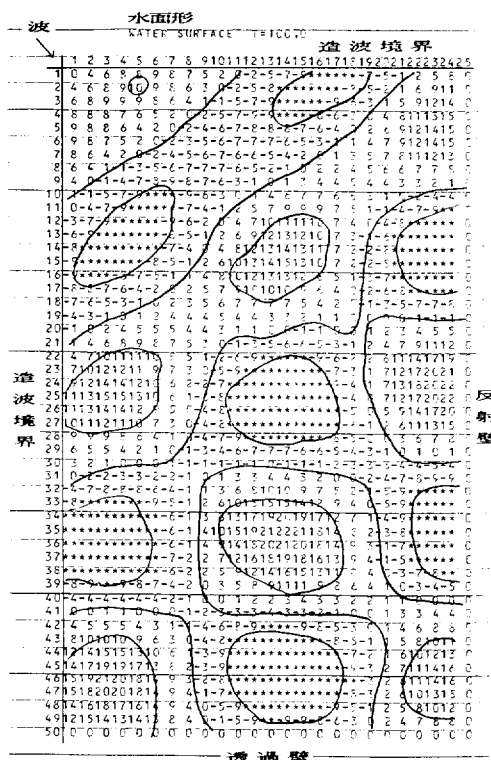


図14 造波境界通過後の水面分布

この部分には直接、反射波が到達しないからである。また、下部で波の腹・節線が僅かに曲がっているのは下端の開境界での消波が不完全なためである。

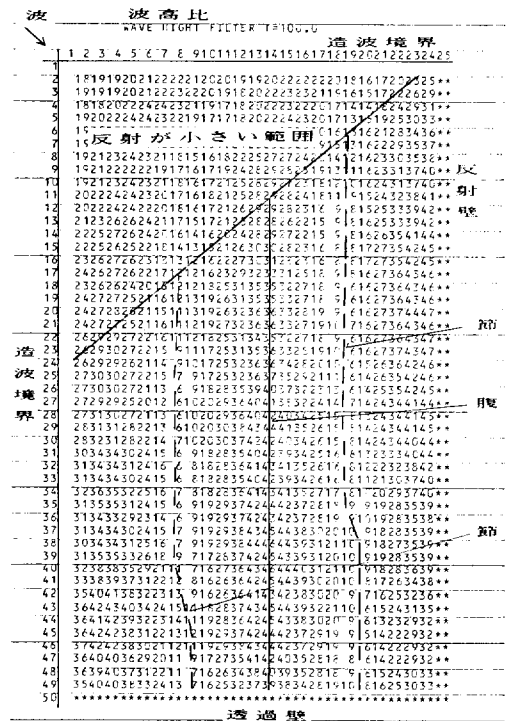


図15 造波境界通過後の波高分布

5. 結 言

この報告は、砕波後の波の変形、透過堤よりの伝達波無反射造波境界を取り入れて更に改良を加え、適用範囲を拡げたものである。特に、漂砂の数値予測にとっては、砕波帯で顕著な波高減衰、セットアップや乱れが重

要である。砕波帯での波高は水深に一定の倍率(0.7程度)を掛けることにより求められていたが、精度が向上したことにより、漂砂の予測精度も向上するものと思われる。また、海岸では数多く建設されている離岸堤の漂砂制御効果の数値予測にも適用でき、また、単に漁港港内の静穏度解析に対しても港口以深で砕波するような高波高時にも適用できるようになった。

参 考 文 献

- 1) 山本正昭・長野章：微小振幅波の平面伝達に関する数値解析，農業土木試験場技報 D15号，pp. 39-59，1974
- 2) 菅原輝男・山本正昭・長野章：微小振幅波の平面伝達に関する数値解析 (I)，農業土木試験場技報 D17号，pp. 1-20，1976
- 3) 山本正昭：漁港港内の水面変動予測に関する研究，水産工学研究所報告 6号，pp. 89-148，1985
- 4) 渡辺晃・丸山康樹：屈折・回折・砕波減衰を含む波浪場の数値解析法，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 103-107，1984
- 5) 沼田淳：ブロック堤の消波効果に関する実験的研究，第22回海岸工学講演会論文集，pp. 501-505，1975
- 6) 菅原輝男・山本正昭：規則波の砕波変形モデル，農業土木試験場技報 D20号，pp. 1-21，1978
- 7) 谷本勝敏・小舟浩治・小松和彦：数値波動解析法による港内波高分布の計算，港研報告 14-3，pp. 35-58，1975
- 8) 本間仁監修/堀川清司編：海岸環境工学，東京大学出版会，p. 238

Development of a Numerical Simulation Method for Sediment Transport: Wave Field Simulation

by

Masamitsu NAKAIZUMI and Masaaki YAMAMOTO

Summary

Simulation of wave-generated sediment transport is generally compounded by three factors: calculation of the wave field, nearshore current, and sea bed deformation. In this paper, we report on the numerical simulation method by using a linearized motion and continuity equation. In 1974 one of the authors presented the numerical simulation method. The method solved the problem of wave refraction, wave diffraction, shoaling, and partial reflection.

We can extend its application of the wave deformation problem by adding the following three items.

- (1) We have adopted the calculation of wave breaking, so that it can be used to calculate a wave height that has a steep slope.
- (2) We can solve the equation for the transmitted wave passing through a permeable breakwater.
- (3) We assume that the wave-making boundary has no reflection.