

岸沖海浜変形予測モデルと実規模データによる適用性の検討

清水 隆 夫*・丸 山 康 樹**

1. ま え が き

一般に、海浜変形は波浪を主因とする岸沖方向砂移動と流れ（海浜流）を主因とする沿岸方向砂移動によって生じる。著者らは波浪による砂移動とそれによって生じる海浜変形の解明とその予測手法の確立を目的として、大型造波水路¹⁾による岸沖海浜変形実験を行い^{2),3),4)}、縮尺効果の少ない実規模データに基づいて岸沖海浜変形モデルの開発を進めて来た^{5),6)}。このうち、前々報³⁾では実規模海浜変形における岸沖漂砂量分布形をモデル化し、岸沖漂砂量算定式を提案した。さらに、前報⁶⁾では地形変化と波浪変形との相互作用を明らかにするとともに、地形の時間的变化に追従することのできる波浪計算モデルの提案と検証を行った。本論文ではこの波浪計算モデルと実規模岸沖漂砂量算定式を用いて岸沖海浜変形予測モデルを構築し、大型造波水路の実験データによってその適用性を検討した。

2. 波浪計算法の概要

まず、前報⁶⁾で提案した波浪計算法を概説しておく。波の浅水変形と碎波変形を計算する基礎式として次の非常数緩勾配方程式^{7),8)}を採用した。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial Q_x}{\partial t} + C^2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f_D Q_x &= 0 \\ \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial x} (n Q_x) &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 x は沖から岸向きにとった座標、 t は時間、 ζ は水面変位、 Q_x は線流量、 C は波速であり、 $n = C_g/C$ で、 C_g は群速度である。また、 f_D は碎波減衰項で、碎波前は $f_D = 0$ とした。

平均水位 $\bar{\zeta}$ の基礎式としては次式を用いた。

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} = - \frac{1}{\rho g (h + \bar{\zeta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ρ は流体密度、 g は重力加速度、 h は水深、 S_{xx} は radiation stress である。 S_{xx} には重複波を考慮した表

示式⁷⁾を用いた。

碎波点の位置は、波峰下静水位流速 u_{e0} とみかけの波速 C' との比を次式で求め、その値が渡辺⁹⁾の限界値 B_{cr} と一致する点として決定した。

$$u_{e0}/C' = k^2 \coth kh |u_{e0}\zeta_e + u_{e0}\zeta_e|/\sigma \zeta_e^2 \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 k : 波数、 σ : 角周波数で、 ζ_e , u_e 等は線流量と水面変位を次式のように表わした場合に定義される変数である。

$$\left. \begin{aligned} Q_x &= \hat{Q}_x \sin(\sigma t + \varepsilon_x) = u_o \sin \sigma t + u_s \cos \sigma t \\ \zeta &= \hat{\zeta} \sin(\sigma t + \varepsilon_\zeta) = \zeta_o \sin \sigma t + \zeta_s \cos \sigma t \end{aligned} \right\} \dots\dots (4)$$

碎波後の波浪計算では、 f_D を次式で評価した。

$$f_D = \alpha_D S_D \sqrt{g/d} (\hat{Q}_x/Q_r - 1)^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

$$Q_r = \varepsilon \gamma_{ab} d C \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $\hat{Q}_x/Q_r > 1$ のとき $f_D = 0$

ここに、 $d = h + \bar{\zeta}$, $\gamma_{ab} = a_b/h_b$ で h_b と a_b は碎波点における水深と振幅、 ε は再生係数 ($\varepsilon = 0.5$)、 S_D は斜面係数 (碎波点とその沖側約 10 m 地点間の平均海底勾配)、 α_D は減衰係数であって、 α_D は次式で求めた。

$$\left. \begin{aligned} S_D \leq 1/50 \text{ のとき, } \alpha_D &= 5.0 \\ 1/50 < S_D \leq 1/20 \text{ のとき, } \alpha_D &= 5.0 - 250/3(S_D - 1/50) \\ 1/20 < S_D \leq 1/5 \text{ のとき, } \alpha_D &= 2.5 - 10/3(S_D - 1/20) \\ 1/5 < S_D \text{ のとき, } \alpha_D &= 2.0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

3. 地形計算の基礎式

地形変化計算の基礎式は漂砂量算定式と砂の連続式である。このうち漂砂量算定式については、大型造波水路実験に基づいて提案した⁶⁾次式を用いた。

(i) 砂の移動が岸向の場合:

$$\Phi = A_w (\Psi_m - \Psi_{mo}) \Psi_m^{1/2} \dots\dots\dots (8)$$

(ii) 砂の移動が沖向の場合:

$$\Phi = -A_w A_f (\Psi_m - \Psi_{mo}) \Psi_m^{1/2} \dots\dots\dots (9)$$

ただし、

$$\Psi_m \leq \Psi_{mo} \text{ ならば } \Phi = 0 \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 Φ は無次元漂砂量、 Ψ_m は波による無次元底面剪断応力の振幅 (以下シールズ数と呼ぶ)、 Ψ_{mo} は砂がネットの移動を始めるときの限界シールズ数、 A_w と A_f はそれぞれ底質粒径と海底勾配で決まる係数である。 Φ

* 正会員 工修 電力中央研究所 我孫子研究所 水理部 環境水理研究室

** 正会員 工博 電力中央研究所 我孫子研究所 水理部 環境水理研究室

と Ψ_m の定義式ならびに Ψ_{mc} , A_w , A_f を与える実験式⁵⁾を以下に式す。

$$\Phi = (1 - \lambda)q/wD_{50} \dots\dots\dots(11)$$

$$\Psi_m = 1/2 f_w \bar{u}^2 / (s - 1)gD_{50} \dots\dots\dots(12)$$

$$\Psi_{mc} = \begin{cases} 0.06 & ; R_* \geq 44.9 \\ 0.317 R_*^{-7/16} & ; R_* < 44.9 \end{cases} \dots\dots\dots(13)$$

$$R_* = \sqrt{(s - 1)gD_{50}^3} / \nu \dots\dots\dots(14)$$

$$A_w = 1.11(gD_{50}/w^2)^{2.39} \dots\dots\dots(15)$$

$$A_f = 9.85 \times 10^3 (\tan \beta_{sf})^{2.71} \dots\dots\dots(16)$$

ここに, g は空隙を含む体積で表示した単位幅・単位時間当りの漂砂量で岸向を正, λ , w , s および D_{50} は砂の空隙率, 沈降速度, 比重および中央粒径である。また $\bar{u}$ は底面流速振幅, f_w は Jonsson¹⁰⁾ の摩擦係数, ν は水の動粘性係数, $\tan \beta_{sf}$ は碎波帯内平均勾配である。

波の底面流速から以上の式により漂砂量 q が求まると底面高 Z_B (静水面を 0 として上向が正) の時間変化は次の連続式で与えられる。

$$\frac{\partial Z_B}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial X} = 0 \dots\dots\dots(17)$$

4. 地形の計算方法

地形変化の計算は式 (17) を FTCS (Forward Time Central Space) スキームで差分化し, 時間積分して求めた。なお, 底面流速振幅 $\bar{u}$ は波浪計算結果から式 (4) で定義される u_c と u_s を用いて次式で求めた。

$$\bar{u} = k\sqrt{u_c^2 + u_s^2} / \sinh kd \dots\dots\dots(18)$$

ここで, k は波数, d は実水深 ($d = h + \zeta$) である。

以上のように地形変化の計算自体は難しいものではないが, 汀線部に砂が溜まる堆積型地形変化の場合, 水深が 0 となる岸側端で特別の工夫が必要となる。図-1 はそのために導入した計算法の模式図である。

まず, 漂砂量の計算に信頼が置けるのは沖側からせいぜい静水時汀線位置 (水位上昇分があるので実水深は 0 ではない) までであり, ここを通過する砂の量を図のように ΔV とし, これがすべて岸側に堆積してバームを形

成すると考える。堆積する上限は図のように最大水位上昇点までとし, この点と静水時汀線までの距離を $2l$ とし, ΔV の砂はこの中間の位置に頂点を持つ三角形に堆積すると仮定する。頂点における地形変化量 ΔZ_{B1} は静水時汀線位置の変化量を ΔZ_{B0} とすると次式で求められる。

$$\Delta Z_{B1} = \Delta V / l - \Delta Z_{B0} / 2 \dots\dots\dots(19)$$

5. 漂砂量算定式の改良

上述の波浪計算法と地形計算法によって地形変化の試算を行った結果, 漂砂量算定式を以下のように改良するのが適当であることがわかった。

5.1 微分不連続性の解消

漂砂量は式 (8) あるいは式 (9) のようにシールズ数 Ψ_m より計算されるが, 沖側で Ψ_m が丁度 Ψ_{mc} になる点を x_c とすると, いずれの算定式ともこの点より沖側 ($x \leq x_c$) で $\Phi = 0$ である。しかし, $\Delta \varepsilon$ を微小距離とすると,

$$\left. \begin{aligned} x = x_c - \Delta \varepsilon \text{ のとき } \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= 0 \\ x = x_c + \Delta \varepsilon \text{ のとき } \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial \Psi_m} \frac{\partial \Psi_m}{\partial x} &\neq 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(20)$$

となるため, $x = x_c$ の点では Φ の微分が不連続となる。このため, 砂の連続式から地形変化を計算すると, x_c の前後で地形の不連続が生じ, しかもそれが時間とともに蓄積するため著しい段状の地形が形成され, 明らかにおかしな結果となる。

そこで, 式 (8), 式 (9) の漂砂量算定式を次式のように改良することとした。

(i) 砂移動が岸向の場合:

$$\Phi = A_w(\Psi_m - \Psi_{mc})^{3/2} \dots\dots\dots(21)$$

(ii) 砂移動が沖向の場合:

$$\Phi = -A_w A_f (\Psi_m - \Psi_{mc})^{3/2} \dots\dots\dots(22)$$

このように関数型を改良すると, 漂砂量算定式の係数も当然見直す必要があるため, 算定式を求める際の実データに立戻って式 (8), 式 (9) と式 (21), 式 (22) との相違を検討することとした。図-2 はその結果で, 係数はすべて $A_w = 7.0$, $A_f = 1.0$, $\Psi_{mc} = 0.11$ と共通化し, 関数型だけの相違を調べてある。図中の実線が式 (8), 式 (9) に相当し, 破線が改良後の式 (21), 式 (22) に相当する。図から明らかなように, 関数型による相違は実験データのバラツキの範囲内に十分おさまっており, 関数型を改良することによる係数の変更は必要ないと判断された。

5.2 地形変形限界シールズ数の導入

漂砂量算定式中の限界シールズ数とは別に, 地形変化にも変形限界水深 h_c が存在することは既に知られてい

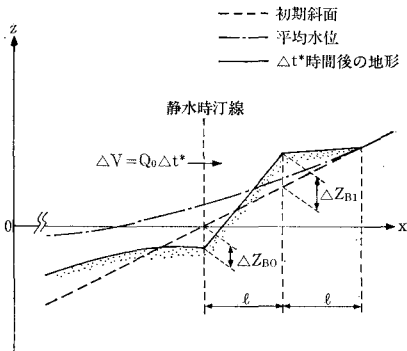


図-1 堆積型地形変化の計算方法

るが、漂砂量算定式を用いて地形変化を計算する場合には両者の整合を計る必要がある。

地形変化の限界水深は波による砂の移動限界水深と同

様に次式で評価される³⁾。

$$\frac{H_0}{L_0} = \alpha \left(\frac{D_{50}}{L_0} \right)^n \sinh kh_0 \frac{H_0}{H} \quad \dots\dots\dots(23)$$

ここで、 H_0 と L_0 は沖波の波高と波長、 k と H は水深 h_0 における波数と波高、 α と n は無次元の定数である。この h_0 と Ψ_{mc} の関係を調べるために、上式を変形し、 h_0 に相当するシーلز数を求めてみた。

まず、底面流速振幅 $\hat{u}$ は単一進行波を仮定し、かつ上式の波高 H を代入すると、

$$\hat{u} = \frac{\pi H}{T \sinh kh_0} = \frac{ag}{2} \left(\frac{D_{50}}{L_0} \right)^n \quad \dots\dots\dots(24)$$

となる。次に h_0 に相当するシーلز数を Ψ_{mc}^* とすると式 (24) を式 (12) に代入することにより、

$$\Psi_{mc}^* = \frac{\pi \alpha^2}{4} \frac{f_w}{(s-1)} \left(\frac{D_{50}}{L_0} \right)^{2n-1} \quad \dots\dots\dots(25)$$

と求まる。大型造波水路の実験では佐藤・田中¹¹⁾の集団移動限界式が最もよく適合し、その係数 ($\alpha=1.35$, $h=1/3$, $s=2.65$) を上式に代入すると、

$$\Psi_{mc}^* = 0.87 f_w \left(\frac{D_{50}}{L_0} \right)^{-1/3} \quad \dots\dots\dots(26)$$

となる。

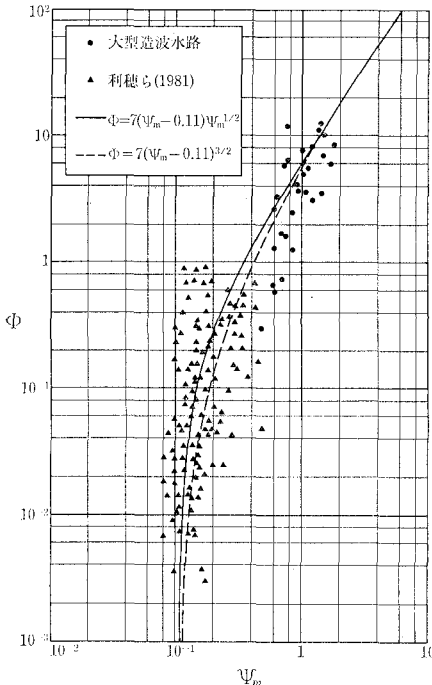
さらに、 f_w として Swart¹²⁾ が提案した近似式

$$f_w = \exp \left\{ -5.977 + 5.213 \left(\frac{a_m}{k_s} \right)^{-0.194} \right\} \quad \dots\dots\dots(27)$$

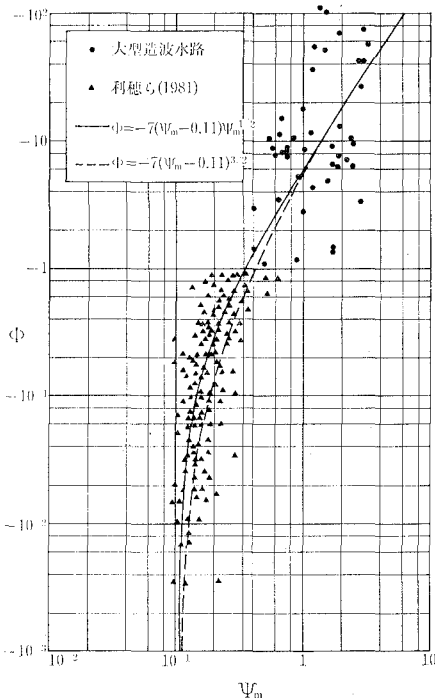
の相当粗度 k_s を中央粒径で代表させて用いると、式 (26) は次式のようになる。ただし、上式中の a_m は底面水粒子軌道半径である。

$$\Psi_{mc}^* = 0.87 \left(\frac{D_{50}}{L_0} \right)^{-1/3} \exp \left\{ -5.977 + 5.626 \left(\frac{D_{50}}{L_0} \right)^{0.129} \right\} \quad \dots\dots\dots(28)$$

$s=2.65$, $\nu=0.0101 \text{ cm}^2/\text{s}$ として Ψ_{mc} と Ψ_{mc}^* を比較してみると、図-3 のように、一般には Ψ_{mc}^* が Ψ_{mc} よりもかなり大きくなる。また、大型造波水路の実験例で試行計算を行ってみると、侵食型の地形変化では Ψ_{mc}^* を採用した方が良好な結果を得られた。しかし、堆積型の地形変化では $\Psi_{mc}=0$ とした方が良好であった。堆積型と侵食型の地形変化では、浮遊砂と掃流砂の寄与率が異なり、結果として限界シーلز数が異なることはある程度



(a) 岸向漂砂量



(b) 沖向漂砂量

図-2 漂砂量算定式の改良

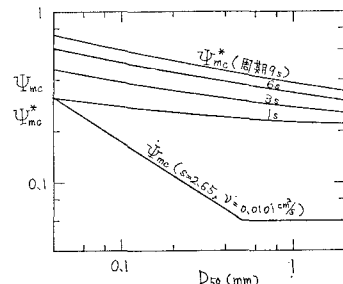


図-3 限界シーلز数 Ψ_{mc} と Ψ_{mc}^* の比較

予想されることではある。しかし、それらを統一的に与える方法については今後の課題である。

6. 適用性の検討

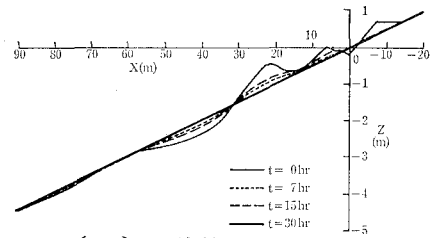
以上述べてきた計算法について大型造波水路実験における CASE 3-4 と CASE 3-3⁹⁾ を対象としてその適用性を検討した。両ケースとも砂の中央粒径は 0.27 mm, 初期斜面勾配は 1/20 で, CASE 3-4 は沖波波高 1.62 mm, 周期 3.1 s で侵食変形を生じたケース, CASE 3-3 は沖波波高 0.65 m, 周期 12 s で堆積変形を生じたケースである。

6.1 地形変化の再現性

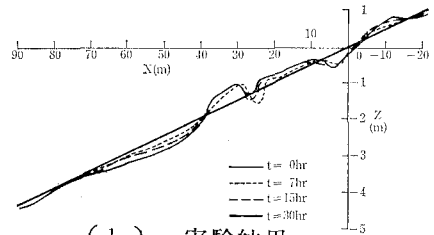
地形変化の計算結果を実験結果と比較して 図-4 と 図-5 に示した。ただし、バーの位置を比較し易いように図では初期斜面の静水時汀線を原点とする沖向座標 X について結果を作図してある。両ケースとも、積分時間間隔 Δt^* は地形測定が行われている時間に合わせて、 $\Delta t^* = 7, 8, 15$ hr として計算した。図より、侵食型地形変化におけるバーの発達と移動、堆積型地形変化におけるステップとパームの発達が再現されているのがわかる。

6.2 積分時間間隔

図-4 と 図-5 では積分時間間隔 Δt^* を実験値に合わせて選んだが、 Δt^* と地形計算結果との関係についても検討を行った。図-6 はその結果で、 Δt^* を 8, 4, 2, 1 hr と減少させていった。 Δt^* が小さくなると、バー周辺の地形変化に乱れが生じる。この原因が連続式 (17) を計算する際の不安定性に帰因するものかどうかを確認するため、差分法を up wind スキーム (風上差分法) に変更し再計算を試みた。その結果は中央差分を用いた 図-6 とほとんど変わらず、地形変化の乱れの原因が差分法の間



(a) 計算結果



(b) 実験結果

図-5 堆積型地形変化の再現計算 (CASE 3-3)

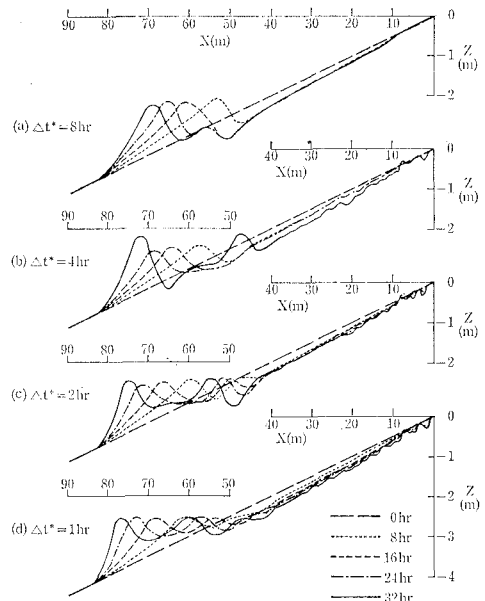
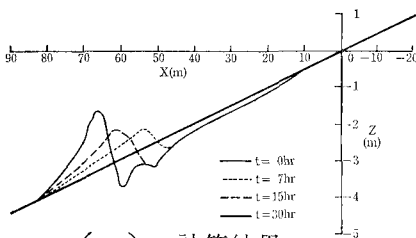


図-6 積分時間間隔 Δt^* と地形変化の関係

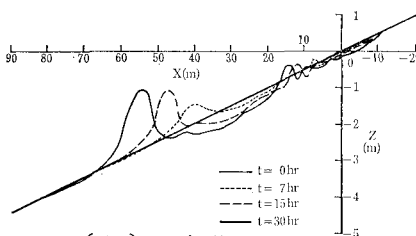
題ではないことがわかった。

そこで、計算過程をより詳しく見直すと、図-7 のように Δt^* が小さくなるに従って計算上の碎波点位置が変動することがわかった。これはバー周辺の地形を正しく再現できないことが原因で、図-4 を見ると計算結果では実験結果よりも約 10 m 沖側にバーが発生している。 Δt^* を小さくすると、その間のバーの発達が不十分で、しかもその位置が沖へずれるためにバー沖側に存在するはずの碎波点位置を正しく検出することが困難になる。

原理的には Δt^* を小さくするほど地形変化の再現性は



(a) 計算結果



(b) 実験結果

図-4 侵食型地形変化の再現計算 (CASE 3-4)

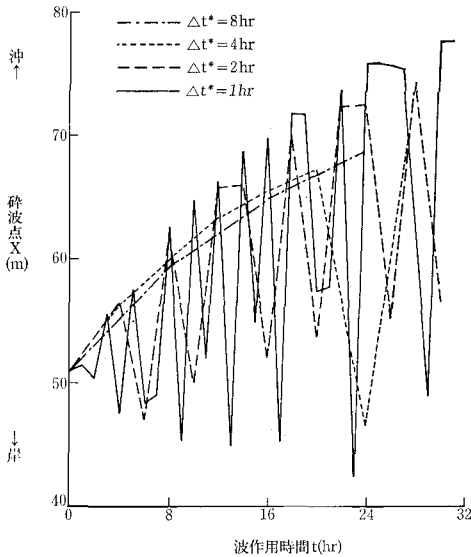


図-7 積分時間間隔 Δt^* と砕波点変動の関係

向上するはずであるが、そのためには今後上述の問題を解決していく必要がある。

7. 結 語

今回の岸沖海浜変形予測モデルによってマクロ的な岸沖地形変化を再現することができた。また、その中で、限界シールズ数の統一、バー周辺地形の計算精度向上などの問題点も明らかとなった。今後は、砂移動の向きの推定法も合わせて研究を重ねていきたい。

参 考 文 献

- 1) 中村 宏・鹿島遼一・斉藤昭三・丸山康樹・清水隆夫：海浜変形実験用大型造波水路の建設と計測システム，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 193~196, 1981.
- 2) 鹿島遼一・清水隆夫・丸山康樹・斉藤昭三：大型造波水路による岸沖漂砂の実験的研究，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 197~201, 1981.
- 3) 鹿島遼一・清水隆夫・丸山康樹・斉藤昭三：大型造波水路による岸沖漂砂の実験的研究(2)——粗砂海浜($D_{50}=0.47\text{ mm}$)の岸沖漂砂のモデル化——，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 228~232, 1982.
- 4) 清水隆夫・斉藤昭三・丸山康樹・長谷川寛・鹿島遼一：大型造波水路実験による岸沖漂砂量分布形のモデル化，電力中央研究所研究報告，No. 384028, 60 p., 1985.
- 5) 清水隆夫・斉藤昭三・丸山康樹・長谷川寛・鹿島遼一：大型造波水路実験による岸沖漂砂量分布のモデル化，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 311~315, 1985.
- 6) 丸山康樹・清水隆夫：海浜断面の時間変化に対応する波浪変形計算手法，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 110~114, 1986.
- 7) 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.
- 8) 丸山康樹・鹿島遼一：砕波減衰を考慮した砕波帯内外の波浪場計算法の提案とその適用，電力中央研究所研究報告，No. 384041, 41 p., 1985.
- 9) 渡辺 晃・原 哲・堀川清司：重合した波浪場における砕波について，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 5~9, 1983.
- 10) Jonsson, J. G.: Wave boundary layer and friction factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol. 1, pp. 127~148, 1966.
- 11) 佐藤清一・田中則男：水平床における波による砂移動について，第9回海岸工学講演会講演集，pp. 95~100, 1962.
- 12) Swart, D. H.: Offshore transport and equilibrium profiles, Pub. No. 131, Delt Hydr. Lab., 244 p., 1974.