

浮遊砂濃度フラックスによる 2 次元海浜の地形変化に関する研究

辻 本 剛 三*

1. はじめに

近年の 3 次元海浜変形モデルは、実務的なレベルまで用いられ、その適用性に関する検証もなされている (例えば清水ら 1997)。しかし、対象とする現象の時間的・空間的スケールに応じて、2 次元海浜変形に対する検討の必要性も極めて高いと言える。岸沖方向の 2 次元海浜変形に関しては、古くは堀川ら (1975) によって堆積型・侵食型・中間型の 3 つに分類され、また数値モデルを用いた断面変形の数値計算も行われている。

岸沖方向の砂粒子の移動形態は沖浜帯の掃流状態や砂連上の渦による浮遊状態、砕波帯での乱れによる浮遊状態、さらには寄せ浜帯のシートフロー状態など多種多様である。そのために 2 次元海浜変形の予測に際しては岸沖漂砂量をいかに精度良く評価するかが重要とされ、これまでも数多くの漂砂量算定式が提案されている。それらの中で渡辺 (1981) により提案されているパワーモデルに基づく漂砂量算定式は、取扱い易さに優れているためにその適用例がきわめて多い。

岸沖方向の砕波帯近傍では波浪変形が著しく、それに伴う複雑な流動場が形成され、また水面からの乱れの影響を受けた高濃度の浮遊砂が卓越し、これらが 2 次元海浜変形に重要な役割を果たしていることは周知の事実である。そこで本研究では、沖浜帯から砕波帯にかけての 2 次元海浜変形の予測を行うために、乱流計算に基づく数値計算手法を構築し、その妥当性を検討するものである。

2. 数値計算の補足

岸沖方向の沖浜帯から砕波帯にかけた領域を扱うために底面形状、底面摩擦、砕波に伴う乱れなどの影響を考慮した波浪変形、流速場、浮遊砂濃度の算定が必要となる。著者は乱流モデルに基づいた数値計算手法により砕波帯近傍 (1997 a 以後前報) や潜堤周辺 (1997 b) における波浪変形、流速場の算定を行っている。本研究で必要な流速場の算定に関する基礎方程式群や計算手法等の詳細は前報を参照されたい。

2.1 初期条件

本研究は陽解法により静止状態から計算を始めるために、乱れエネルギーに初期値を与える必要がある。その際にその初期値に見合う逸散量を与えておかないと乱れが増大したり負の乱れが生じたりすることがある。

k — ϵ 乱流モデルでは渦動粘性係数 ν_t は (1) 式で与えられる。

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $C_\mu = 0.09$ 、 k : 乱れエネルギー、 ϵ : 乱れエネルギーの逸散率である。本研究では (1) 式による渦動粘性係数が水の動粘性係数 ν よりも小さくなるようにするために、速度の次元を有する $\sqrt{k}$ の値が速度補正量の許容範囲よりも小さくなる値を k の初期値とした。具体的には $k = 10^{-7} (\text{m/s})^2$ 、 $\epsilon = 10^{-9} (\text{m}^2/\text{s})$ 程度を与えている。なお、 k 及び ϵ に関しては他の組み合わせが考えられるが、本計算内においては上記の値以外では良好な計算結果を得られなかった。図-1(a)、(b) に乱れエネルギーと水面形状の計算結果の比較を示す。計算条件は波高 0.14 m、水深 0.35 m、周期 1.04 秒、斜面勾配 1/10 である。本計算の初期条件では、乱れエネルギーが計算領域内で溜まることのないために、水面形状の数値粘性的な減衰を避けることができる。

2.2 乱流諸量の生成項

本計算手法は陽解法に基づいているために陰解法と比べて数値計算の安定性に欠ける。安定性を確保するため

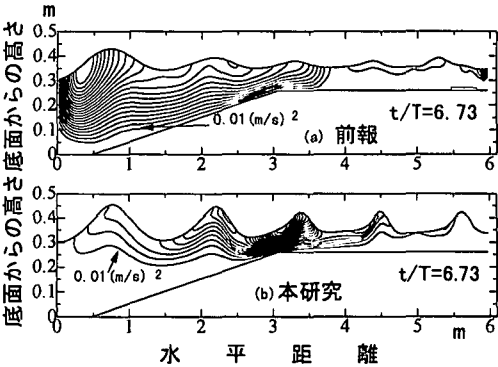


図-1 前報との比較

* 正会員 工博 神戸市立工業高等専門学校都市工学科 助教授

には、クーラント数を満足するように時空間格子サイズを定めればよいが、乱流諸量の算定には生成項を半陰解法的に扱えばさらに安定性が高まる。Lemons (1991) は以下に示すような4つのスキームを提案している。

$$\left. \begin{aligned} \frac{k^{n+1}-k^n}{\Delta t} &= FV_k + P_r^{n+1} - \epsilon^n \\ \frac{\epsilon^{n+1}-\epsilon^n}{\Delta t} &= FV_\epsilon + C_{1\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{k}\right)^n P_r^{n+1} - C_{2\epsilon} \left(\frac{\epsilon^2}{k}\right)^n \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{k^{n+1}-k^n}{\Delta t} &= FV_k + P_r^{n+1} - \epsilon^n \\ \frac{\epsilon^{n+1}-\epsilon^n}{\Delta t} &= FV_\epsilon + C_{1\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{k}\right)^{n+1} P_r^{n+1} - C_{2\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{k}\right)^n \epsilon^{n+1} \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{k^{n+1}-k^n}{\Delta t} &= FV_k + P_r^{n+1} - \epsilon^{n+1} \\ \frac{\epsilon^{n+1}-\epsilon^n}{\Delta t} &= FV_\epsilon + C_{1\epsilon} \left(\frac{\epsilon^{n+1}}{k^n}\right) P_r^{n+1} - C_{2\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{k}\right)^n \epsilon^{n+1} \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{k^{n+1}-k^n}{\Delta t} &= FV_k + \frac{1}{2}(P_r^n - \epsilon^n + P_r^{n+1} - \epsilon^{n+1}) \\ \frac{\epsilon^{n+1}-\epsilon^n}{\Delta t} &= FV_\epsilon + C_{1\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{k}\right)^n P_r^{n+1} - C_{2\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{k}\right)^n \epsilon^{n+1} \end{aligned} \right\} (5)$$

ここで、 n ：時間に関する添え字、 Δt ：時間刻み幅、 FV_k 、 FV_ϵ ：乱れエネルギー方程式及び逸散方程式の粘性項、移流拡散項、 P_r ：生成項、 $C_{1\epsilon}$ 、 $C_{2\epsilon}$ ：乱流モデルの定数である。以下にスキームの特徴を記述する。

(2)式： k 方程式を初めに解き、次に ϵ 方程式を解く最も一般的なスキームである。

(3)式：方程式を解く順は(2)式と同じであるが、 ϵ 方程式の生成項と逸散項を半陰解的に表示し、(2)式よりも良好な結果を与えるとされている。

(4)式： ϵ 方程式の生成項と逸散項を半陰解的に扱い、 ϵ 方程式を先に解く。

(5)式：(4)式と同様に ϵ 方程式を先に解くが、 ϵ 方程式の逸散項のみ半陰解的に扱い、 k 方程式中の生成項と逸散項は時間的に中心差分で扱う。本計算では(5)式によるスキームを採用している。

3. 浮遊砂濃度の算定法

3.1 基礎式

著者ら(1989)は2次元移流拡散方程式を用いて砂漣上の浮遊砂濃度や浮遊砂の挙動の検討を行い、妥当な結果を得ている。しかしながら対象領域が非碎波の底面近傍の領域に限られていた。

本研究では碎波帯近傍を含む領域の浮遊砂濃度を算定するが、砂漣上の計算で適用した(6)式に示すような浮遊砂の2次元拡散移流方程式をここでも用いる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial uc}{\partial x} + \frac{\partial wc}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial c}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial c}{\partial z} \right\} + \frac{\partial w_0 c}{\partial z} \end{aligned} \dots (6)$$

ここで、 c ：浮遊砂濃度、 u 、 w ：水平方向、鉛直方向の流速、 w_0 ：砂粒子の沈降速度、 σ_t ：シュミット数である。(6)式を前報と同様に一般曲線座標系により変換すると(7)式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial \tau} + \frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial U c}{\partial \xi} + \frac{\partial W c}{\partial \eta} \right\} &= \left\{ \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \right\} \Delta c \\ &+ \frac{1}{J^2} \left\{ Z_\eta \frac{\partial c}{\partial \xi} - Z_\xi \frac{\partial c}{\partial \eta} \right\}^2 + \frac{1}{J^2} \left\{ X_\xi \frac{\partial c}{\partial \eta} - X_\eta \frac{\partial c}{\partial \xi} \right\}^2 \end{aligned} \dots (7)$$

ここで、 U 、 W ：反変速度成分、 J ：ヤコビアン、 X_η 、 Z_η 、 X_ξ 、 Z_ξ ：メトリック、 Δ ：ラプラズであり、以下のように入えられる。

$$J = X_\xi Z_\eta - X_\eta Z_\xi \dots (8)$$

$$X_\xi = J \eta_x, X_\eta = -J \xi_x, Z_\xi = -J \eta_z, Z_\eta = J \xi_z \dots (9)$$

$$U = (u - \dot{X}) Z_\eta - (w - w_0 - \dot{Z}) X_\eta \dots (10)$$

$$W = (w - w_0 - \dot{Z}) X_\xi - (u - \dot{X}) Z_\xi \dots (10)$$

$$\begin{aligned} \Delta = \frac{1}{J} \left\{ Z_\eta \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{Z_\eta}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{Z_\xi}{J} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \right. \\ \left. - Z_\xi \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{Z_\eta}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{Z_\xi}{J} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \right\} \\ + \frac{1}{J} \left\{ X_\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{X_\xi}{J} \frac{\partial}{\partial \eta} - \frac{X_\eta}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \right. \\ \left. - X_\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{X_\xi}{J} \frac{\partial}{\partial \eta} - \frac{X_\eta}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \right\} \dots (11) \end{aligned}$$

ここで、 $\dot{X}$ 、 $\dot{Z}$ ：格子の移動速度である。なお、砂粒子の沈降速度は反変速度成分の中に含めている。

3.2 境界条件

沖側は鉛直方向に浮遊砂濃度値がゼロ、岸側は流下方向の勾配がゼロを与えた。自由表面では水面を通過するフラックスが無いとして(12)式で与えた。

$$(\nu + \nu_t / \sigma_t) \frac{\partial c}{\partial z} + w_0 c = 0 \dots (12)$$

底面は地形変化が生じるために浮遊砂は非平衡な状態である。ここでは非平衡場の底面の境界条件として福嶋ら(1988)と同様に(13)式の勾配型で与えた。

$$-(\nu + \nu_t / \sigma_t) \frac{\partial c}{\partial z} = w_0 E_s \dots (13)$$

ここで、 E_s ：底面からの浮上フラックスを砂の沈降速度で無次元化した値で浮遊砂濃度と同じ次元を有する。著者ら(1989)は、掃流砂量を(例えばBrownの式で)算定し、砂粒子の粒径分の高さとその点での水平流速をもって E_s を求めている。ここでも同様な取り扱いをした。また底面の下方に仮想の点を設けて(13)式を適用

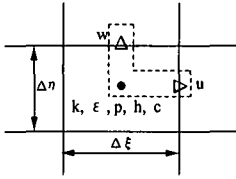


図-2 計算格子点

している。

3.3 計算手法

浮遊砂濃度は他のスカラー量と同様にスターガード格子の中央において定義する。図-2に計算格子を示す。図中、 p ：圧力、 h ：水深、 c ：浮遊砂濃度であり、点線の枠内が共通の計算格子点である。

前報と同様にSMAC法のアルゴリズムで流速場や水面形状を算出し、得られた流速場から乱流諸量(k, ϵ)を各々求める。浮遊砂濃度が流速場や乱れ等に及ぼす影響は考慮しないので、(1)式から渦動粘性係数を計算し、(7)式を陽解法で解くことにより浮遊砂濃度を求めた。また汀線の存在を考慮できないので、岸側は一樣水深として扱っている。なお、(6)式中のシュミット数は1.0とした。

4. 地形変化の計算方法

前述の計算より求められた流速値、浮遊砂濃度値から各位相における漂砂量 $q(x, t)$ を以下の式より算出する。

$$q(x, t) = \int_0^h u(x, z, t) \cdot c(x, z, t) dz \dots \dots \dots (14)$$

通常、漂砂量は浮遊漂砂と掃流漂砂の和として与えられることが多いが、ここで対象としている場合は浮遊砂の影

響が著しいと考えられるので浮遊砂濃度フラックスでもって全漂砂量とした。また底面には砂漣などの微小な地形変動が実際には存在するが、本計算の格子サイズは水平方向に約4 cm程度であるために砂漣形状は考慮されない。上述の漂砂量 q を用いて(15)式の底質量の連続式により地形変化の算定を行った。

$$\frac{\partial z_0}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \dots \dots \dots (15)$$

ここで、 z_0 ：基準面からの底面までの高さである。以上のように波浪変形、流速場、浮遊砂濃度、漂砂量、地形変化の計算を反復実行することにより地形の時間的変化を検討することが可能となる。厳密に言えば、底面形状も水面形状と同様に移動境界として扱うことは可能である。しかし、本研究の計算時間刻みが1/1000秒程度であり、この時間刻みにおける底面形状の変化の応答はきわめて遅いと考えられる。また、地形変化と流速場をリンクさせると膨大な計算時間を必要とするため、ここでは地形変化を計算にフィードバックさせていない。本計算では、ほぼ定常な周期解が得られた流速場、浮遊砂濃度場から各位相の全漂砂量を(14)式に基づいて算出し地形変化の検討を行った。

5. 実 験

海浜変形の実験は長さ18 m、幅0.6 m、高さ0.8 mの2次元造波水路に堀川ら(1975)による海浜地形分類式によって斜面勾配を定め、中央粒径0.028 mmの砂を厚さ15 cm程度にわたって敷いた。実験条件を表-1に示す。一定時間造波後に砂面測定器を用いて斜面形状を測定した。なお計測は水路の中央の1測線のみである。

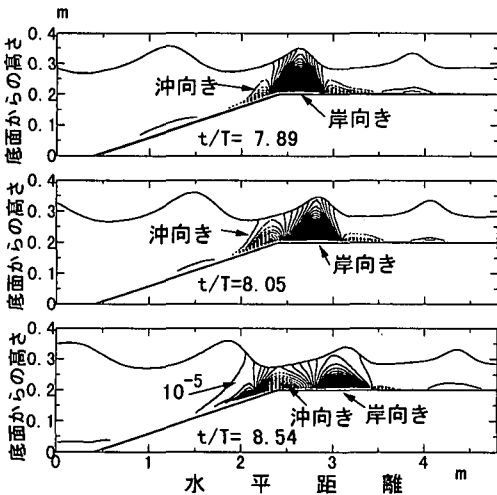


図-3 浮遊砂濃度フラックス (侵食型)

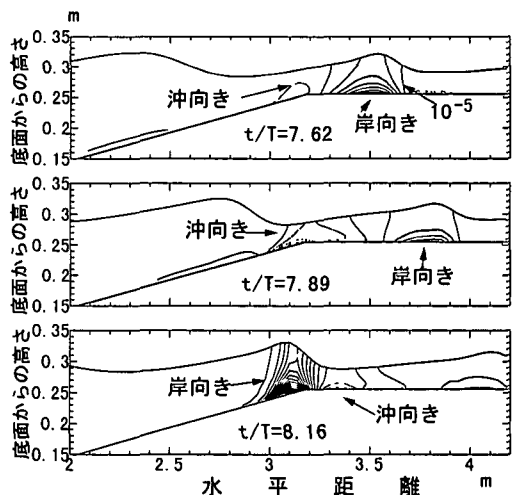


図-4 浮遊砂濃度フラックス (堆積型)

表-1 実験条件

ケース	波高 (cm)	周期 (sec)	水深 (cm)	勾配	地形形状
1	8.3	1.23	30	0.1	侵食型
2	9.2	1.23	30	0.1	中間型
3	3.1	1.47	30	0.09	堆積型

6. 計算結果の考察

6.1 浮遊砂濃度フラックス

図-3にケース1の浮遊砂濃度フラックスの分布を示す。図中の等高線の間隔は $10^{-5}(\text{m}^2/\text{s})$ である。波の峰下で岸向きのフラックスが急激に増大し、波の谷下では冲向きのフラックスが形成を始める。この位相($t/T=7.89$)では冲向きフラックスの値は岸向きに比べて小さい。位相の進行に伴い碎波点近傍の波の谷部の冲向きフラックスは水面付近まで上昇し、岸向きフラックスと同程度のスケールを有する。碎波帯以外ではほとんどフラックスが生じない。

図-4にケース3の波浪条件における結果を示す。フラックスの絶対値はケース1の侵食型に比べて小さい。岸向きフラックスは発生するが、水面近くまで到達するフラックスは少ない。また、冲向きフラックス量は少量である。なお碎波点は底面勾配が変化する付近である。

6.2 浮遊砂濃度鉛直分布

図-5(a), (b)はケース3の浮遊砂濃度の鉛直分布である。横軸は最大浮遊砂濃度で無次元化している。図中の距離は図-4の水平距離に対応している。分布パターンはおおよそ3タイプに分類できる。図-5(a)の碎波帯より沖側(●▲)では底面近傍にのみ高濃度領域が存在し、上方に向かって直線状に急激に減少し、通常非碎波に

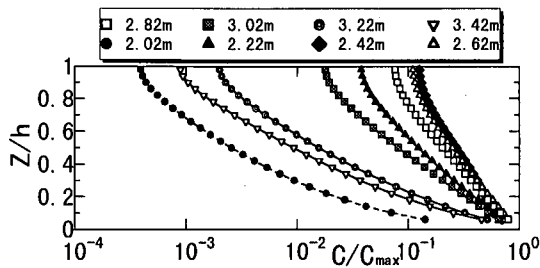


図-6 浮遊砂濃度の鉛直分布 (侵食型)

おいて見られる“直線”あるいは“くの字”形状である。碎波帯近傍(◆△)では底面よりやや上方で最大となり、それより上方では減少する“逆くの字”形状である。碎波帯より岸側(□■◎▽)では、碎波帯で典型的に見られる底面からほぼ一様な“垂直”分布をしている。

また、図-5(b)の碎波帯より沖側(●▲)では図-5(a)と同様な分布を示すが、碎波帯近傍(◆△□■)とその岸側(◎▽)の分布は図-5(a)の場合とは反対の分布形状となっている。両図を比較すると波の峰下ではほぼ一様な“垂直”分布、波の谷下では“逆くの字”分布となる。

一方、図-6の侵食タイプでは、碎波帯の沖側から岸側方向にかけて“直線”分布から徐々に鉛直方向に一様なとなる碎波帯の典型的な“垂直”分布となる。“逆くの字”のような分布は見られない。

6.3 乱流諸量

図-7に図-5と同じ条件での乱れエネルギーと渦動粘性係数の分布を示す。乱れも渦動粘性係数も岸沖方向に場所的な差は見られるが、その分布形状は類似している。浮遊砂濃度分布と同様には水面近傍できわめて高い値を有し、底面に近づくに連れて減少しており、水面の

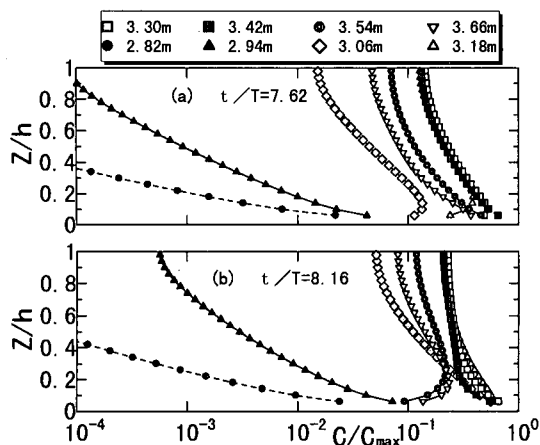


図-5 浮遊砂濃度の鉛直分布 (堆積型)

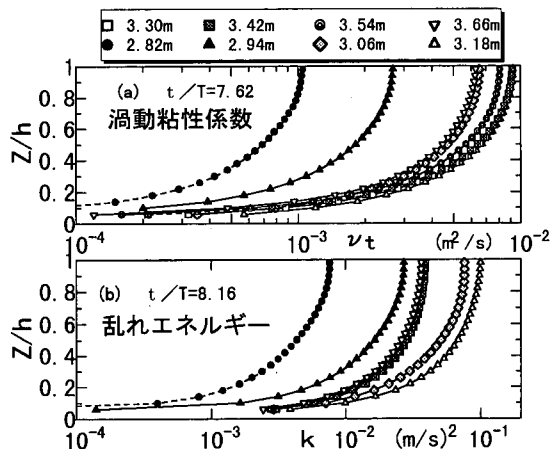


図-7 乱れエネルギーと渦動粘性係数の分布

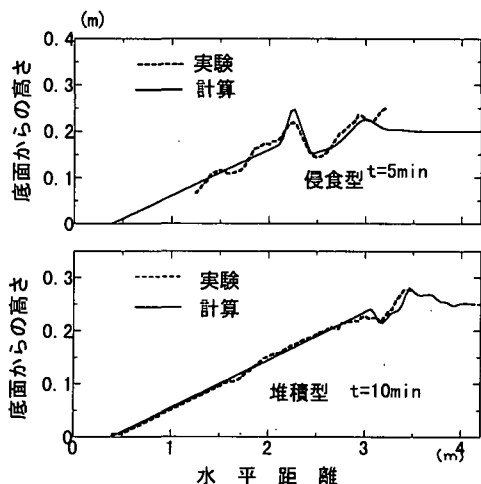


図-8 断面地形の実験値との比較

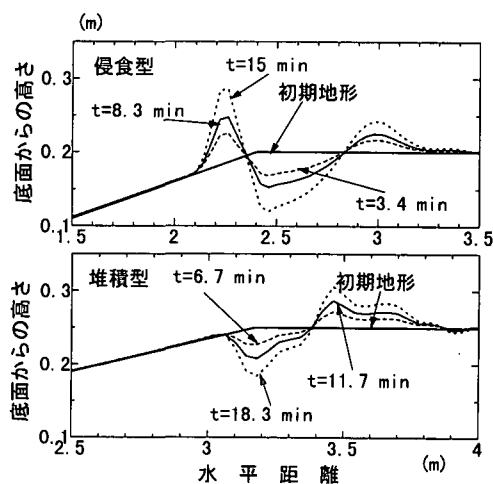


図-9 海浜断面の時間変化

著しい変動伴う乱れに起因する。また、水深の中央より下方では乱れ等は急激に減衰してしまう。

6.4 地形変化

図-8に地形変化の実験と計算の比較を示す。前述したように汀線付近が考慮されていないが、侵食型のバー地形や堆積型のトラフの地形など典型的な部分が計算でも再現されている。ただ、実験において見られるような局所的な地形変化は計算では見られない。

図-9は地形の時間的変化の計算結果である。通常時間経過に伴い沖側のバー地形の移動が実験などでは観測されるが、ここでは地形を考慮した計算を行っていないために、バーの移動などは再現されない。

初期地形は侵食型、堆積型の波浪条件等に関係なく碎波帯近傍で著しく侵食される。侵食型では碎波帯付近から沖側に向かう浮遊砂フラックスがバーを形成し、岸側に向かうフラックスが初期の汀線の後方に砂粒子を堆積させる。一方、堆積型は図-4でも示したように沖向きの浮遊砂フラックスがきわめて少なく、岸向きが卓越している。そのために沖側の地形変化は小さく、岸側にのみ堆積する。波浪のエネルギー等は侵食型に比べて弱いため、堆積位置はやや沖側である。

7. まとめ

堆積型と侵食型の形成要因の違いは基本的には碎波点の位置であり、その地点で浮遊砂の影響により底面地形が大きく変動する。沖向きの浮遊砂濃度フラックスが侵食型の条件下では発生し易いことが両者の形成要因の違いと考えられる。

本数値計算では水面変形と地形変化の実験結果との比較のみであり、地形変化を説明するための流速場、浮遊砂濃度の実験値との検証がなされていない。数値計算の精度等を高めるには、これらとの比較が必要である。また、実際は汀線の存在や戻り流れの要素も組み入れる必要がある。これらは今後の課題としたい。

本研究の実験には、本校の元学生時談太君、本池俊郎君にご協力頂いた。また、本研究の一部は神戸市立高専共同研究費の補助により行われた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 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.
- 辻本剛三・早川典生・市山誠・福島祐介・中村由行 (1989): 乱流モデルによる砂運上の浮遊砂濃度と浮遊砂輸送機構, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 284-288.
- 辻本剛三 (1997a): 乱流モデルによる碎波帯近傍の流れ場の数値計算, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 101-105.
- 辻本剛三・細山田得三 (1997b): 自由水面と乱流モデルを考慮した潜堤周辺の流れ場の数値計算, 土木学会第52回年次学術講演会, II部門, pp. 20-21.
- 福岡佑介・福田雅晴 (1988): 乱流モデルによる非平衡浮遊砂の解析, 第32回水理講演会論文集, pp. 413-418.
- 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田 滋 (1975): 波による二次元汀線変化に関する一考察, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 329-333.
- 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. 285-289.
- Lemos C. M. (1991): Wave Breaking (Lecture Notes in Engineering), Springer-Verlag, 186 p.