

二次元海浜変形の数値シミュレーション

西村 仁嗣*・砂村 継夫**

1. 緒 言

本論文においては、流浜縦断地形変化を予測する一貫した数値モデルをとり扱う。すなわち、入射波条件、底質条件および初期地形が与えられたときに、その後の断面地形変化の数値解析を試みる。同様の研究は Mizuguchi ら¹⁾および柴山ら²⁾によっても行なわれている。海浜断面変形モデルは、汀線変化モデルと同様、対象とする現象の空間的、時間的スケールとの関連で、昨今開発されつつある三次元海浜変形モデルとはいく分異なる見地から工学的ニーズに応えるものである。

この種のモデルの中核をなすのは岸沖漂砂量の算定式であるが、ここでは砂村の経験公式が用いられる。通常規模および大規模の実験において得られた地形変化の追算を通じて、上記算定式の実用性を調べるとともに、主として局地的な波高と水深から漂砂量を推定し、これを積算する形で地形変化を予測するという手法自体の限界を明らかにすることが、この研究の目的である。

2. 波の変形の数理モデル

波の変形計算の手法は現在までに各種提案されている。しかしながら、この場合は断面二次元の計算であり、情報として波高のみが要求されていること、また碎波後の波の変形、漂砂量という厳密なとり扱ひの不可能な要因を内包する問題であること等を考慮すれば、微小振幅の単一進行波のエネルギー保存則に基づく最も簡単な計算が適切と思われる。

$$\frac{\partial EC_g}{\partial x} + \Gamma = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 x は沖から岸向きにとった水平距離座標、 $E = \rho g H^2/8$ は波のエネルギー密度で、 ρ は水の密度、 g は重力の加速度、また C_g は波の群速度、 Γ はエネルギーの減衰を表現する項である。

過去に西村³⁾は減衰項 Γ を E に比例するものとし、その係数を水深の関数として与えれば、実際の碎波変形はかなり良好な近似が可能であることを示した。その

後、泉宮ら⁴⁾はさらに詳細な考察を試み、底面摩擦による減衰と碎波に伴う乱れに起因する減衰を別個に評価しているので、ここではこれを用いることとする。

$$\Gamma = [\sqrt{2}(2n-1)C_f + C_t] \sqrt{\frac{2n-1}{\rho} \left(\frac{E}{d}\right)^3} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 n は波の群速度と位相速度の比、 d は平均水位の上昇を考慮した実質水深である。 C_f は底面摩擦係数で 0.01 のオーダーの値をとるものとされる。また、碎波帯内の乱れの効果を代表する係数 C_t は波の再生域の存在をも考慮して、次式により与える。

$$C_t = \beta_0 \sqrt{nE/\rho g d^2 - 0.09} \quad \dots\dots\dots (3)$$

β_0 は海底勾配にもよるが、1.8 程度の定数とされ、碎波帯外および上式右辺の根号内が負となる場合には、 $C_t = 0$ とする。

碎波点の判定は定式化された合田の碎波指標⁵⁾に基づいて行なうことができる。泉宮ら⁴⁾はこうして得られた碎波波高 H_b が実際に測定される波高であり、エネルギー密度の平方根に比例する等価単弦波高とはいく分異なることから、その間の換算式を提示している。しかしながら、後述する実算でこれを採用した場合、碎波点を実際よりも多少沖側に現われる傾向がある。ここでは、得られた碎波波高 H_b に直接対応するものとして碎波限界エネルギー密度 $E_b = \rho g H_b^2/8$ を定めた。

x 軸に沿って等間隔に計算点を配置し、式(1)を数値積分して沖側の入射波エネルギー密度から各地点のエネルギー密度を逐次計算する。一方、二次元単弦波動の radiation stress は容易に定義され、その勾配がすべて平均水位勾配と相殺するので、wave setup ζ は次式からやはり数値積分によって計算される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho g d} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(2n - \frac{1}{2} \right) E \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

静水面から計った水深を h とするとき、 $d = h + \zeta$ であり、式(1)と(4)は連立系として扱う必要がある。ただし、 ζ は大部分の領域では微小であって、実質水深 d に無視できない補正が生じたときに限り、数回の補正を行えばよいので、これが計算上の大きな負担となることはない。

* 正会員 工博 筑波大学助教授 構造工学系

** 正会員 工博 筑波大学助教授 地球科学系

3. 漂砂量算定モデル

砂材は水平床上の漂砂量に関して二次元実験を行ない、等分割トレイ方式による精密な測定を試みた。結果として、比較的 Ursell 数の小さい沖側領域⁹⁾、および碎波帯内⁷⁾に対してそれぞれ別個の経験式を与えている。これらはいずれも流速変動の非対称性を代表するパラメータとして Ursell 数 U_r 、底質に作用する流体力を代表するパラメータとして Hallermeier の Φ を用い、両者の関数として無次元漂砂量を与えるものである。しかしながら、これらの算定式は適用境界とされる $U_r=230$ 程度の領域で接合していないので、1つの数値モデルに並用することは困難である。ここでは、碎波点近傍から碎波帯内にかけての漂砂現象が地形変動の主要部分を支配するとの考察に基づき、この領域に対応する次式を全域に拡張使用することとする。

$$\frac{Q}{wD} = -BU_r^{0.2}\Phi(\Phi - 0.13U_r) \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$U_r = HL^2/d^3 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\Phi = (a_0\omega)^2/\gamma'gD \quad \dots\dots\dots(7)$$

ここに、 Q は単位時間、単位幅当りの岸方向漂砂量、 w は底質の沈降速度、 D は平均粒径、 L は波長、 a_0 は底面における水粒子軌道のスケールで $a_0 = H/\sinh(2\pi d/L)$ 、 ω は波の角周波数、 γ' は底質の水中比重である。

上式中の係数 B は通常規模の実験データによれば 10^{-7} のオーダーの定数であり、また電力中央研究所における大規模実験⁹⁾の結果からは 10^{-5} 程度の値をとるとの結論が得られている。これらの妥当性については、後節で再検討が行なわれる。

4. 地形変化の数値モデル

前節で述べた漂砂量算定式は、基本的には波高と水深の関数として底質の移動量を与えるものである。したがって、差分計算の過程で底面に不自然な凹凸が生じた場合、これを平滑化する十分な機能を算定式自体に期待することはできない。実際の海底では局所的な底面勾配が漂砂量に関与し、結果として著しい突起、もしくは谷の発生を妨げるものと思われる。また、平衡勾配の存在の可否はともかく、一定の波の作用下で現実の漂砂現象が地形変化の進行とともに沈静化することは一般に認められている。こうした状況の表現もこの種の漂砂量算定式では困難である。

以上の考察に立脚し、地形計算の段階で用いる漂砂量 Q' は、水平床上の漂砂量 Q に過剰な底面勾配に応じた補正を加えたものとする。類似の措置は渡辺ら⁹⁾の三次元モデルにおいてもとられている。

$$Q' = Q \mp \left(\left| \frac{\partial z}{\partial x} \right| - \beta_* \right) Q_* \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここに、 z は基準面から計った底面の高さである。この補正は底面勾配が限界勾配 β_* を超える場合に限り行ない、補正項の符号は $\partial z/\partial x$ の符号の逆にとるものとする。補正漂砂量のスケール Q_* は β_* とともに経験的に定める必要がある。

上述の漂砂量 Q' を用い、底質の連続式は次のように書かれる。

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial Q'}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots(9)$$

ただし、 t は時間である。

上式の差分化に際して、波高、平均水位、底面高はすべて $x=i\Delta x$ ($i=0, 1, 2, \dots$) で定義し、漂砂量 Q' のみを $x=(i+1/2)\Delta x$ で定義すれば、合理的に計算が進められる。このとき、 i 点における Δt 秒間の底面上昇量 Δz_i は次式で与えられる。

$$\Delta z_i = -(Q'_{i+1/2} - Q'_{i-1/2})\Delta t/\Delta x \quad \dots\dots\dots(10)$$

ただし、 Q' の算定に当たって必要な諸量は両側の2点から内挿により定める。

以上の各節で述べて来た波高分布、漂砂量および地形の計算を反復実行することにより、地形の時間的変動を追うことが可能である。計算時間間隔 Δt は各計算ステップにおける底面補正量 Δz_i の最大値を制限する形で、漂砂量の最大値からそのつど決定するとよい。波の計算は各ステップ毎に行なってもよいが、水深の変化によって波高分布に有意な変化が生じる度に実行すれば充分である。

5. 試算例と検証実験

前節までに地形変化予測モデルの骨格を明らかにしたので、本節ではこれが実際の現象をどの程度説明し得るかという点について見て行く。

実測資料としては先ず通常規模の室内移動床実験の結果を用いる。これは筑波大学構造工学系の二次元水槽を用いて実施されたもので、1/10 勾配の1様斜面に一定の規則波を継続的に作用させ、実験開始直後から2時間後までの波高分布と地形変化を適当な時間間隔で計測した資料が得られている。

入射波周期は 0.8 sec および 1.2 sec の2種、波先部より沖側の水平固定床領域における水深は 35 cm、入射波高は 2.3~6.7 cm の範囲とした。斜面を形成する底質はふるい分けられた現地砂で、その中央粒径は 0.18 mm、水中比重は 1.7 であり、Ruby の式¹⁰⁾によれば、気温 15°C で沈降速度は 2.4 cm/sec となる。底面高はタッチ式砂面計で 5 cm 毎に測定したが、地形変動の激しい領域では両側壁に沿って深掘れが生じるため、必要

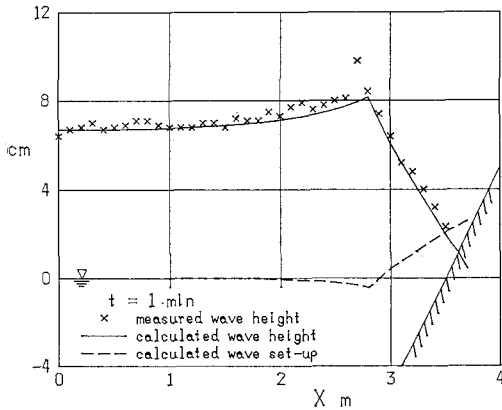
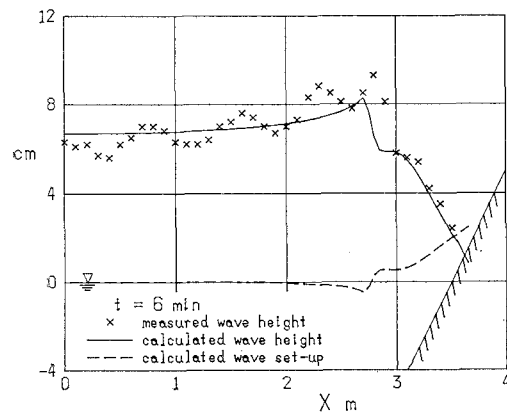


図-1 波高分布



に応じて幅員方向に1～5測線を並設し、平均底面高を算出した。以下においては、とくに周期1.2 sec、入射波高6.7 cmの最も典型的なバーとトラフが生じるケースについて計算結果と実験結果の比較を行なう。

まず、波高および平均水位の計算例を図-1に示す。計算点間隔 $\Delta x = 5$ cmである。これを同図中にプロットされた実験結果と比較すると、とくに碎波時のピーク付近の波高分布形態に差異が認められる。ここでは波動エネルギーに対応する実効波高を計算しているの、見かけ上の波高を完全にシミュレートすることは困難である¹⁾。時間の経過とともに碎波点が沖側に移動しているが、この点については後に改めて言及する。

バーが形成されるとその前面で有意な波の反射が生じ、重複波性の波高の空間的変動が顕著となる。このような場合、波高の増減に応じて底面地形にもしばしば明確な凹凸が現われる。ここで用いられている波の計算モデルでは波の反射は考慮されていないので、上記の効果を再現することは不可能である。緩勾配方程式を連立表記し、運動方程式に減衰項を付加して数値積分を行なう方式に従えば、波高分布はより精確に評価されるが、計算量はかなり増大する。

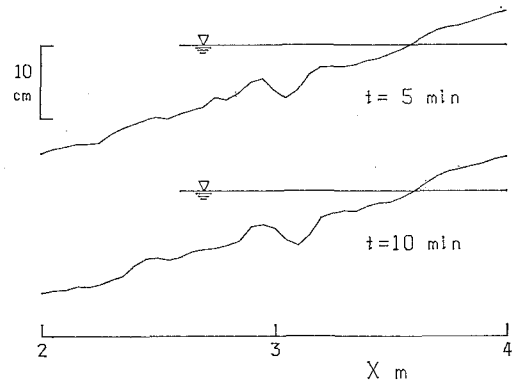


図-2 海浜縦断地形(実験)

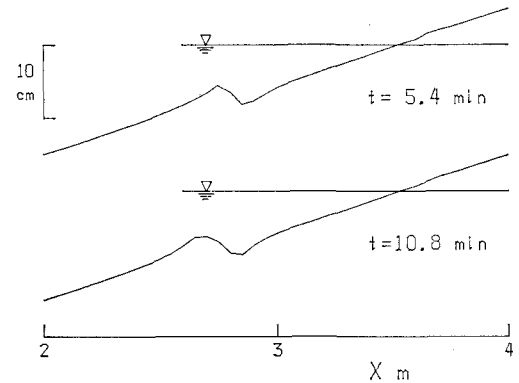


図-3 海浜縦断地形(計算)

図-2および3は底面地形について実験結果と計算結果を比較したものである。この後もバーはいく分変形するが、基本的な地形変化の特性はすでに現われている。ここでは、係数 $B=10^{-5}$ 、また $\beta_*=0.1$ 、 $Q_*=10^{-5} \text{ m}^3/\text{sec}$ 等の値を用い、計算時間間隔は60～150 secとした。これらの図を見ると、地形の輪郭は合致しているものの、計算上のバーの発生位置が実際よりも沖側にある点が最大の問題と言える。

図-4は漂砂量算定の基本となるパラメータ値を取り出して例示したものである。碎波点付近では波高と水深が急激に変化するため、変動的なパラメータ値の変化が見られる。また、図-5は実験地形から逆算された漂砂量と計算上の漂砂量の分布を比較したものであるが、前者のピークが碎波点よりやや岸側に現われているのに対し、後者のそれは碎波点位置にある。その結果、計算上のバーの位置はいく分沖側にずれ、碎波点はさらにその沖側に移動する。こうした傾向は現実にも見られるが、計算ではとくに極端な形で現われる。実際には碎波直後の突っ込み点付近の底面に生じる強い沖向きの流れがバーとトラフの形成に大きく寄与するものと思われ、この辺りに局地的な波高と地形条件のみから砂移動量を推測するという考え方の限界が伺われる。

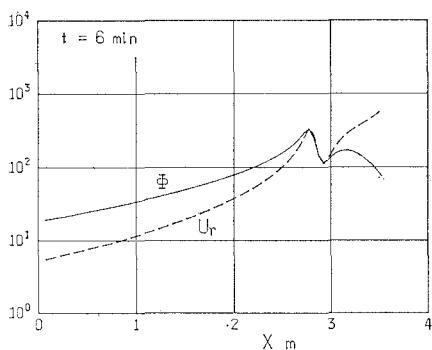


図-4 パラメータ U_r および Φ の変化

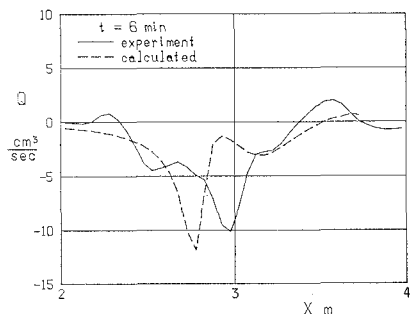


図-5 漂砂量の変化

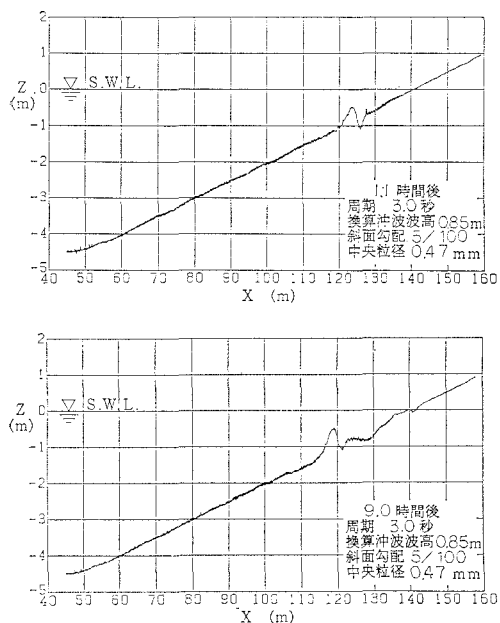


図-6 海浜縦断地形 (大規模実験)

最後に電力中央研究所における大規模実験⁹⁾の結果の一部を図-6に示す。主な実験条件は図中に記入されている。図-7は同一条件下での追算結果であり、概して前例におけると同様の傾向を呈している。ここでは、規

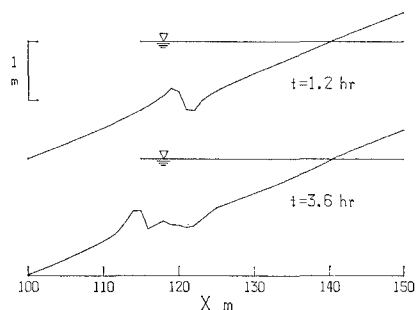


図-7 海浜縦断地形 (計算)

模に応じて計算点間隔を 1 m, 計算時間間隔を 10~30 min 程度とし、また底勾配による漂砂量補正のスケール Q_* も漂砂量のピーク値に応じて調整したが、漂砂量算定式中の係数はやはり $B=10^{-5}$ にとられている。以上の結果から判断する限りにおいては、少なくともこの係数に関して 2 桁もの scale effect を考慮する必要は認められない。なお、時間的な進行の度合いはともあれ、トラフの中に新たな堆砂を生じる過程がモデルによって説明されている点は興味深い。

本研究は文部省科学研究費補助金 (昭和 58, 59 年度, 一般研究 C) によって行なわれたものである。

参考文献

- 1) Mizuguchi, M. and M. Mori: Modeling of two-dimensional beach transformation due to waves, Coastal Engineering in Japan, Vol. 26, pp. 155~170, 1981.
- 2) 柴山知也・堀川清司・矢吹信喜・半田信一: 二次元海浜変形予測手法の実験による検討, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 249~253, 1982.
- 3) 西村仁嗣: 海浜循環流の数値シミュレーション, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 333~337, 1982.
- 4) 泉宮尊司・堀川清司: 碎波帯における波のエネルギー式のモデリング, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 15~19, 1983.
- 5) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計一波浪工学への序説一, 鹿島出版会, 237 p., 1977.
- 6) 砂村継夫: 浅海域の岸沖漂砂量に関する実験的研究, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 239~243, 1982.
- 7) 砂村継夫: Swash zone における岸沖漂砂量の算定式, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 214~218, 1983.
- 8) 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.
- 9) 渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山 勉: 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. 406~410, 1984.
- 10) 土木学会編: 水理公式集 (昭和 46 年度改訂版), p. 199 および p. 411, 1971.
- 11) 磯部雅彦・西村仁嗣・柄登志彦: 不規則波の碎波変形に関する実験的研究, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 139~142, 1980.