

波・流れ相互干渉を考慮した波動場・海浜流場・地形変化の数値計算

大 中 晋*・渡 辺 晃**

1. はじめに

近年、漁港あるいはマリーナ等の建設に伴う周辺海岸への影響を調べるために、3次元海浜変形数値モデルを用いた予測計算がさかに行われている。しかし、流れや平均水位上昇が波の場や更に再び流れの場に及ぼす影響については通常考慮されていないため、海浜変形の最も顕著となる砕波帯から汀線付近における計算結果の信頼性に問題があった。したがって波と流れの相互干渉を考慮した計算法を確立することがモデルの精度向上のためには不可欠である。

波・流れ相互干渉を考慮するためには波浪場の計算において流れによる波の変形を取り込む必要がある。流れによる波浪場の変形を扱ったもので代表的なものとして、Noda(1974)のモデルがある。これはエネルギー方程式に流れの干渉項を付加したものであるため、反射や回折などの波の位相干渉の結果として生じる変形を含む波浪場には適用することが不可能であり、応用範囲が限られる。緩勾配方程式に流れによる変形を組み入れたモデルも2,3提案されているが(Booij, 1981; Liu, 1983; Kirby, 1984)、実際の適用に関してはまだまだ問題が多い。

一方、大中ら(1987)は非定常緩勾配方程式に流れの効果をとり入れたモデルを提案した。非定常緩勾配方程式は砕波による波の減衰を組み入れるのも容易であり、一般的な波浪場への適用が可能である。また、解がタイムステップ毎に計算されるため、流れの問題を扱う際に問題となる波数ベクトルの取り扱いも容易となることが予想される。そこで本研究では、屈折、回折、反射および砕波まで含めた一般的な条件下において、波・流れの干渉や平均水位の上昇を考慮した波動場および海浜流場の数値計算を行いそれらの影響を調べるとともに、地形変化に及ぼす効果についても検討することを目的とする。

2. 計算モデル

(1) 波動場の計算

波動場の計算に用いる基礎方程式は、流れによる波の変形を考慮できるように拡張された非定常緩勾配方程式に砕波による減衰項を付加したものをを用いる(大中ら, 1987)。方程式は水面変動 ζ と線流量ベクトル Q を用いて以下のように示される。

$$m \cdot (\partial \zeta / \partial t) + \nabla \cdot (U \zeta) + \nabla \cdot (n Q) = 0 \dots \dots (1)$$

$$\partial Q / \partial t + \omega C^2 \nabla (\zeta / \sigma) + f_D Q = 0 \dots \dots (2)$$

$$m = 1 + (\sigma / \omega) (n - 1), n = C_g / C \dots \dots (3)$$

ここで ∇ は水平方向の微分演算子、 t は時間、 U は流れの流速ベクトル、 C 、 C_g はそれぞれ波速および群速度ベクトル、 f_D は砕波減衰係数を表す。また、 ω は流れがないところでの角周波数、 σ は流れに相対的な角周波数を表し、両者には以下の関係が成立つ。

$$\omega = \sigma + k \cdot U, \quad \sigma^2 = gk \tanh kh \dots \dots (4)$$

ここで k は波数ベクトル、 h は水深、 g は重力加速度を表す。砕波位置の決定に必要な砕波指標および砕波減衰係数 f_D は流れの有る無しに関わらず同一の表示で表されることが望ましい。砕波指標については流速波速比による砕波指標でそれぞれ流れに相対的な流速および波速を用いることにより流れの影響を考慮することができる。この砕波指標が流れの影響による砕波点の変化を十分な精度で予測できることが明らかにされている(渡辺・大中, 1988)。また砕波減衰係数 f_D については、Dibajnia・渡辺(1987)によるモデルで流れの影響による波高変化や線流量の変化が考慮されるため、これをそのまま用いることとする。

(2) 地形変化の計算および漂砂量公式の改良

上述の波浪場および海浜流場の計算により得られる各格子点上での波と流れの諸元から、波と流れによる局所漂砂量を算定し、次式に示す底質保存則から底面高 z_b の時間的変化を計算する。

$$\partial z_b / \partial t = -\partial q'_x / \partial x - \partial q'_y / \partial y \dots \dots (5)$$

ここで q'_x 、 q'_y は底面勾配の影響を考慮した漂砂量の x 、 y 成分であり、次式で与えられる。

* 正会員 工修 東亜建設工業(株)技術研究所

** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

$$\begin{aligned} q'_x &= q_x - \varepsilon_s |q_x| \partial z_b / \partial x \\ q'_y &= q_y - \varepsilon_s |q_y| \partial z_b / \partial y \end{aligned} \quad (6)$$

ここで $q = (q_x, q_y)$ を波による漂砂量 q_w と流れによる漂砂量 q_c とに分離する。Dibajnia・渡辺(1987)は波による漂砂量として従来の摩擦応力による漂砂量 q_{wr} の他に、砕波による乱れの効果を考慮した漂砂量 q_{wb} を新たに加えた次式を提案した。

$$q_w = q_{wr} + q_{wb} \quad (7)$$

$$q_{wr} = A_w F_D (\tau_b - \tau_{cr}) / (\rho g) \cdot \hat{u}_b \quad (8)$$

$$q_{wb} = A_{wb} F_D (n f_D E) / (\rho g) \quad (9)$$

ここで A_w, A_{wb} は正の無次元定数, τ_b は波・流れ共存場の底面摩擦応力振幅, τ_{cr} は全面移動限界に対する τ_b , ρ は水の密度, $\hat{u}_b$ は微小振幅波理論から算定される底面近傍軌道流速振幅ベクトル, $n f_D E$ は単位面積単位時間当りに失われる波のエネルギー, F_D は無次元のネット漂砂方向関数である。ところでパワーモデルの概念から言えば、砕波により生じた乱れで移動状態におかれた底質は、波動流および平均流により輸送されると考えられる。しかし式(9)を用いると流れの方向に関わらず一義的に決定されてしまう。そこで砕波の乱れによる漂砂量として式(9)の代わりに次式を用いる。

$$q'_{wb} = A'_{wb} F_D \tau_t / (\rho g) \cdot \hat{u}_b \quad (10)$$

ここで A'_{wb} は正の無次元定数, τ_t は乱れにより生じる底面せん断応力である。この τ_t を次元解析から求めると次式で与えられる。

$$\tau_t = \rho^{1/3} (n f_D E)^{2/3} \quad (11)$$

流れによる漂砂量にも砕波にともなう乱れの効果を考慮すると、波による漂砂量および流れによる漂砂量は次式のように表される。

$$q_w = \{A_w (\tau - \tau_{cr}) + A'_{wb} \tau_t\} F_D \hat{u}_b / (\rho g) \quad (12)$$

$$q_c = \{A_c (\tau - \tau_{cr}) + A'_{cb} \tau_t\} U / (\rho g) \quad (13)$$

したがって式(12), (13)の漂砂量公式を式(5)に代入することにより、底面高 z_b の計算を行う。

3. 数値計算法

(1) 波動場の計算

式(1), (2)に対する差分式は基本的には従来の非定常緩勾配方程式と同様である。移流項に対する差分スキームについては、前報(大中ら, 1987)で示したようにA.D.E法を用いる。これは(i)ステップでの移流項の空間微分を差分化するのに必要な(i-1)ステップの ζ の値として、直前に求まった ζ を順次代入していく手法であり、陽的に解が求められる。

境界条件としては、沖側入射境界、両側方境界および汀線境界が必要である。沖側入射境界では水面変動 ζ で表示した無反射性入射条件を用いる。ただしここでは流れの影響はないものとする。側方境界は波が斜めから入

射する場合に、一方では入射境界となり、もう一方では透過境界となる。このような場合の側方入射境界については大中・渡辺(1987)の示した周期性を利用した方法を用いる。すなわち、入射側となる側方境界の外側に仮想領域を設け、そこでは沿岸方向への一様性を仮定する。ここで波の周期性を利用した境界条件式を用いて仮想領域内で一度収束計算を行い、得られた定常解を本計算領域の側方入射境界値として与える。また、側方透過境界については従来と同様に1ステップ内側の値から特性曲線法により計算する。ただし、流れの移流項を含むために線流量で境界値を与えると不都合が生じるため、水面変動 ζ を用いて以下に示すように与える。

$$\zeta^t(x_0, y_0) = \zeta^{t-\tau}(x_0, y_0 - \Delta y) \quad (14)$$

ここで x_0, y_0 は境界上の座標を表す。また、 τ は1格子間(Δy)の波の時間遅れを表し、流れが存在する場合は α を汀線に直角方向からの波向角とすると、次式で与えられる。

$$\tau = \Delta y \sin \alpha / (C + U \cos \alpha + V \sin \alpha) \quad (15)$$

汀線境界条件は最初の計算ステップから砕波減衰項を考慮することにより、 $\zeta=0$ で与える。

次に波向角の与え方について述べる。流れが存在しない場合の分散関係式は周期と水深が与えられれば解けるため、式(1), (2)中の波速 C や浅水度係数 n は予め計算できる。しかし流れが存在する場合には分散関係式が式(4)となり、波数ベクトルを含むので、波向角 α が必要となる。 α は非定常計算により得られた水面変動 ζ および線流量 Q_x, Q_y を用いて計算する。したがってタイムステップ毎に計算値が得られるので1周期前の計算値から得られる波向角を順次代入することによりこの問題を解決することができる。

本計算では波浪場の計算の中に流れの効果とともに平均水位の影響を考慮するために、流れの場より計算される水位上昇量を静水深に加えて計算を行う。汀線境界は平均水位の上昇量に応じて移動させ、海浜面との交点を新たな汀線境界とし、そこで $\zeta=0$ とおく。

(2) 波と流れの場の繰返し計算法について

波・流れ相互干渉を考慮するためには波の場の計算と流れの場の計算を収束するまで交互に繰返す必要がある。したがってできるだけ少ない繰返し回数で収束させることが計算時間短縮の上で重要である。通常波の場の計算は、初期値として静水状態から始める。しかし流れの場の計算を行った後に、再び波の場を計算する際には前の定常解を初期値として利用できる。したがって波と流れの繰返し計算の途中の各々の波の場の計算は、数周期程度行えば良いと考えられる。また流れの場の計算において、波の場より計算されるディエーション応力をそのまま作用させると、各サイクルの流れの場の計算に

において収束するまでの時間がかかるだけでなく、波の場への流れの影響も大きくなるため、結局波と流れの収束速度を低下させることとなる。したがって繰り返し過程での流れの場の計算では、波の場より得られるラディエーション応力を段階的に増加させる。このようにすれば波の場に及ぼす流れの影響も急激に変化することはないので、繰り返し過程での計算時間の短縮、さらには波と流れの収束性の向上にもつながると考えられる。

4. 計算結果

(1) 碎波変形

流れが存在する場合の流速波速比を用いた碎波指標(渡辺・大中, 1988)および碎波減衰モデル(Dibajnia・渡辺, 1987)の適用性を調べるために、定常流を重合させることのできる2次元造波水槽を用いた実験を行った。定常流を循環させるため、水底斜面の岸側にも一様水深部を設けてある。計算に用いる入射波高としては流れの影響の受けないものを用いるため、実験値より得られる入射波高から wave-action 保存則を用いて以下の関係式より算定した。

$$H_i = \sqrt{(\omega/\sigma) \{ ((C_g)_o + Q/h) / ((C_g)_o) \} H_{ie}^2} \dots\dots\dots (6)$$

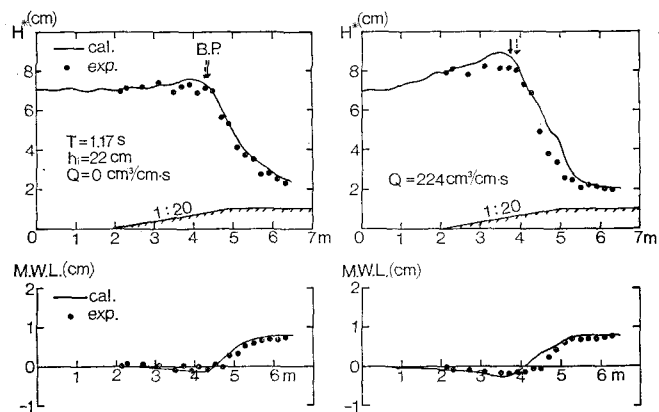
ここで H_i は計算に用いる入射波高、 H_{ie} は実験結果より得られる入射波高、 Q は流量、 h は岸側一様水深部の水深、 $(C_g)_o$ 、 $(C_g)_s$ はそれぞれ ω 、 σ を用いて計算される群速度である。岸沖方向波高分布と平均水位分布の実験値と数値計算結果とを比較したものが図-1である。ここで (a) は流れが存在しない場合の結果であり、(b) は同じ入射波条件で逆流が存在する場合の結果を示す。図中、実験値の波高は碎波点付近の非線形性の影響を除去するためにエネルギーから逆算される実効波高 $H^* (= \sqrt{8E/\rho g} = 2\sqrt{2\eta_{rms}})$ で表している。また実線矢印は流速波速比を用いて算定された碎波点を表し、点線矢印は実験結果より得られた碎波点を表す。数値計算は平均水位の上昇量を考慮するため平均水位の計算をした後に再度波浪場の計算を行った。碎波位置については逆流の存在する (b) において計算値と実測値に多少の差があるものの、両者の一致は非常に良好である。波高分布については、逆流の場合に碎波帯外で計算値に見られるほどの波高の増加は見られない。また碎波後は計算値に比べてその減少が多少急となっている。これらは逆流で碎波帯外へ輸送された乱れや波と流れの干渉効果により生じた乱れの影響であると考えられる。

(2) 一般的な波浪場への適用例

次に、より一般的な条件下での波浪場、海浜流場および地形変化の数値計算を行い、波・流れ相互干渉効果が及ぼす影響について比較検討を行う。

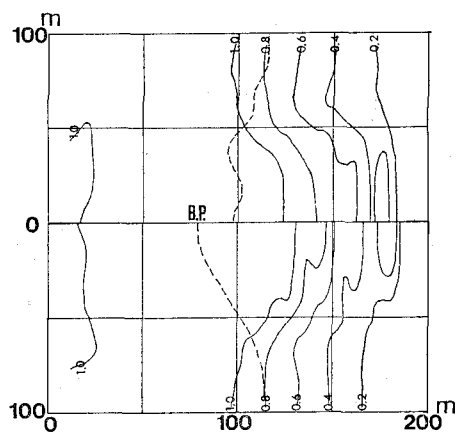
はじめに一樣斜面上に離岸堤がある場合について波・流れ相互干渉を考慮した場合としない場合との比較を行った。入射波条件は $H_i=2.5\text{ m}$ 、 $T=8\text{ s}$ とし、汀線に対して直角入射とする。また地形変化計算の漂砂量算定公式中の係数 A_w 、 A_c 、 A'_{wb} 、 A'_{cb} については、現段階では正確な評価ができないので過去の実験結果を参考にし、 $A_w=0.15$ 、 $A_c=0.50$ 、 $A'_{wb}=0.03$ 、 $A'_{cb}=0.10$ とした。また漂砂方向関数 F_D 中に用いる null-point の値 $(f_w II)_c$ は 0.03 とした。波浪場の計算の格子間隔は $\Delta x=\Delta y=2.5\text{ m}$ 、海浜流場および地形変化の計算に対しては $\Delta x=\Delta y=5\text{ m}$ とした。図-2～図-6 に波・流れ相互干渉を考慮した場合としない場合との波高比分布、波向分布、海浜流分布、平均水位分布および等深図を示す。各図で中心線より上側が干渉効果を考慮したもの、下側が考慮しないものである。波と流れの繰り返し計算は9回行い、5回までは海浜流場に用いるラディエーション応力を25%ずつ段階的に増している。波高分布に関しては流れの効果により碎波点あるいは波高分布の平滑化が見られる。また波向は沿岸流による顕著な屈折が見られる。海浜流については流れのパターンはほぼ似ているが流速が2割ほど低減している。平均水位に関しては開口部の汀線付近で生じていた著しい上昇が相互干渉を考慮することにより平滑化されていることがわかる。等深図については-1.5m以浅の範囲で両者に大きな違いが生じている。

次に同様の比較を図-7 に示すリップチャンネルの場合について行った。このケースでは特に海浜流分布に両者の著しい違いが見られる。これは離岸堤の場合に比べ

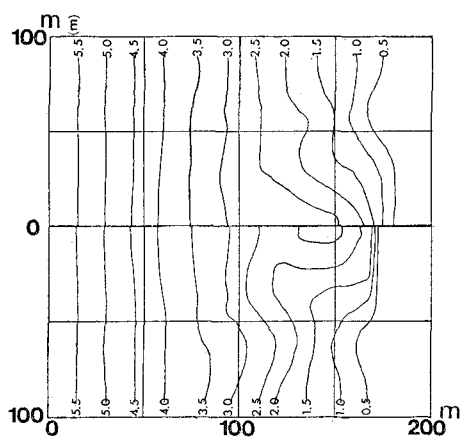


(a) 流れが存在しない場合 (b) 逆流が存在する場合

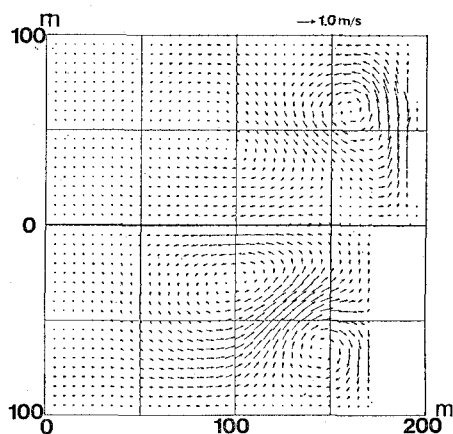
図-1 波高分布および平均水位の実験値と計算値との比較



図—8 波高比分布図 (上側：干渉あり 下側：干渉なし)



図—10 等深线图 (上側：干渉あり 下側：干渉なし)



図—9 海浜流分布図 (上側：干渉あり 下側：干渉なし)

無視して計算を行った。相互干渉効果を考慮することにより地形変化量がかなり抑えられていることがわかる。

5. 結論および今後の課題

波・流れ相互干渉を考慮して、一般的な条件下で適用できる波浪場、海浜流場および地形変化の計算モデルを提案した。流れが存在する場合の碎波点および碎波減衰について実験値と比較し、それらのモデルが流れが存在する場合でも十分適用可能であることを明らかにした。また2ケースについて波・流れ相互干渉が波浪場、海浜流場および地形変化に与える影響について調べ、その効

果を明らかにした。ただし今回の検討はあくまでも数値計算結果による比較であり定量的に議論するところまでには至らなかった。したがって今後、実験データ、あるいは現地観測データを用いた比較検証を行うとともに、特に地形変化計算に用いる諸係数の決定法を確立することが必要である。

参考文献

- 大中 晋・渡辺 晃・磯部雅彦 (1987): 波・流れ共存場に拡張した非定常緩勾配方程式による波動場の数値計算, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 160~164.
- 大中 晋・渡辺 晃 (1987): 非定常緩勾配方程式を用いた斜入射波に対する計算法, 第42回年講概要集, pp. 494~495.
- Dibajnia, M・渡辺 晃 (1987): 波浪場と海浜断面地形変化の数値計算モデル, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 291~295.
- 渡辺 晃・大中 晋 (1988): 流れの影響を受ける斜面上の波の碎波条件, 第43回年講概要集, pp. 18~19.
- Booij, N (1981): Gravity waves on water with nonuniform depth and current, Communications on Hydraulics, No. 81-1, Dept. of Civil Eng., Delft Univ. of Tech., 131 p.
- Kirby, J. T. (1984): A note on linear surface wave-current interaction over slowly varying topography, J. Geophys. Res., Vol. 89, No. C1, pp. 745~747.
- Liu, P. L. F. (1983): Wave-current interactions on a slowly varying topography, J. Geophys. Res., Vol. 88, No. C7, pp. 4421~4425.
- Noda, E. K., C. J. Sonu, V. C. Rupert and J. I. Colling (1974): Nearshore circulations under sea breeze conditions and wave-current interactions in the surf zone, Tetra Tech. Rept. No. Tc-149-4, 216 p.