

波の非線形性を考慮した海浜流の数値モデル

NUMERICAL MODELING OF NEARSHORE CURRENTS BASED
ON A NONLINEAR WAVE THEORY

山口正隆*・細野浩司**・川原博満**

By Masataka YAMAGUCHI, Kohji HOSONO and Hiromitsu KAWAHARA

This paper presents a numerical model of nearshore currents taking into account the wave nonlinearity, in which a cnoidal wave theory is used for the estimation of wave characteristics. The model is applied to the computation of wave transformation and nearshore currents across the surf zone on a uniformly sloping beach and on model topographies, and the results are compared with those obtained by a linear model. The comparison shows that the wave nonlinearity has a strong influence on the offshore distributions of wave height, wave direction and mean water level, and the peak position of longshore currents, but that it does not have much effect on the longshore current profile itself. It is also found that the wave nonlinearity acts to suppress the formation and growth of nearshore circulation currents.

1. 緒 言

Longuet-Higgins や Bowen の研究以来, 沿岸流や離岸流を含めたいわゆる海浜流に関する研究が非常に積極的に推進された結果, その動力学機構がかなり明確にされてきたが, これらの研究は微小振幅波理論に基づいて波浪変形計算および海浜流の driving force となる radiation stress の計算を行っている。しかし周知のように, 砕波帯近傍では波の非線形性の影響が卓越するので, 現象のより適切な理解や説明のためには, 有限振幅性の影響を考慮した海浜流理論を展開する必要がある。こうした観点から従来の海浜流の研究をみると, 有限振幅波理論を用いた海浜流モデルはわずかに James¹⁾ および土屋ら²⁾によって提案されているにすぎず, しかもこれらの研究の主眼はそれぞれ沿岸流および離岸流の理論的研究に向けられており, 一般的な海底地形に適用可能な海浜流の数値モデルに関する研究は皆無である。

さて, 一般に有限振幅波理論として Stokes 波およびクノイド波が提案されている。しかし, これらは通常低次の近似解であるので, 砕波帯近傍での適用には問題が

あるし, さらに Stokes 波理論は比水深が小さい浅海域で, 逆にクノイド波理論は比水深が大きい深海域で適用限界をもつ。こうした解析解の限界から最近, これらの理論にかわって数値解に基づく有限振幅波理論が多くの研究者により開発されており, Dean の流れ関数理論や Cokelet の理論が代表的である。しかし, これらの理論の表示式や計算方法は複雑すぎて, 数値計算に時間がかかりすぎるし, 砕波点近傍では計算不安定を生じる傾向もある。また, Vocooidal theory のように比較的簡単な表示式で砕波に至るまでの波特性を表現できると主張されている理論も提案されているが, 実際に数値計算を行ってみると必ずしも妥当な結果を与えないという問題があり, 現状ではこれらの理論をただちに海浜流モデルに組み込むことは困難である。

そこで, 本研究では前述のような問題が存在するけれども, 海浜流が砕波点近傍を中心とした比水深の小さい領域で卓越する現象であることを考慮し, 波速の第一定義に基づくクノイド波の第二次近似解³⁾によって波特性を評価した海浜流の数値モデルを展開する。ついで, 平行等深線地形や複雑な水深変化を有するモデル地形を対象とした数値計算から, 波浪変形や海浜流の特性を考察するとともに, 微小振幅波理論に基づく計算結果⁴⁾と比較検討して, これらに及ぼす波の非線形性の影響を明ら

* 正会員 工博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科
(〒790 松山市文京町3番)

** 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科修士課程 (同上)

かにする。

2. 基礎方程式

本研究の計算モデルは波浪変形モデルおよび海浜流モデルより構成されるので、順次それらに対する基礎方程式を述べることにする。

(1) 波浪変形計算

いま、Fig.1の座標系のもとに、波数成分 (k_x, k_y) をもつ波が、流れ (U, V) に乗って伝播している状態を考えると、波数成分 (k_x, k_y) に関する方程式は、波数の非回転条件、波数の保存則および非線形分散関係式より次式のように導かれる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ k_x \left(\frac{\partial \sigma_m}{\partial k} \cos \theta + U \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ k_x \left(\frac{\partial \sigma_m}{\partial k} \sin \theta + V \right) \right\} \right\} \\ & = k_x \left[\frac{\partial (\partial \sigma_m / \partial k) \cos \theta}{\partial x} + \frac{\partial (\partial \sigma_m / \partial k) \sin \theta}{\partial y} \right] \\ & \quad + k_x \frac{\partial V}{\partial y} - k_y \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_m}{\partial D} \frac{\partial D}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_m}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial x} \\ & \frac{\partial k_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ k_y \left(\frac{\partial \sigma_m}{\partial k} \cos \theta + U \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ k_y \left(\frac{\partial \sigma_m}{\partial k} \sin \theta + V \right) \right\} \right\} \\ & = k_y \left[\frac{\partial (\partial \sigma_m / \partial k) \cos \theta}{\partial x} + \frac{\partial (\partial \sigma_m / \partial k) \sin \theta}{\partial y} \right] \\ & \quad + k_y \frac{\partial U}{\partial x} - k_x \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial \sigma_m}{\partial D} \frac{\partial D}{\partial y} - \frac{\partial \sigma_m}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial y} \end{aligned} \quad (1)$$

ここに、 k ：波数、 θ ：波向、 $\partial \sigma_m / \partial k$ ：微小振幅波の場合の群速度に相当する伝播速度、 σ_m ：相対角振動数、 D ($=h+\eta$)：平均水位変動量 η を考慮した実水深、 h ：静水深および H ：波高、である。式(1)によれば、波の非線形性を考慮する場合、分散関係を通して波高の影響が explicit な形で $\partial H / \partial x$ および $\partial H / \partial y$ として、また implicit な形で $\partial \sigma_m / \partial k$ 、 $\partial \sigma_m / \partial D$ および $\partial \sigma_m / \partial H$

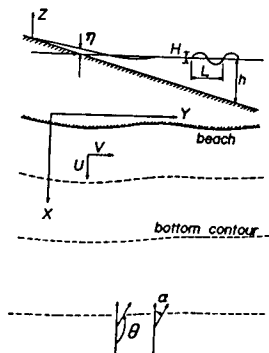


Fig. 1 Coordinate system used.

に現われることがわかる。

一方、波に関するエネルギー平衡方程式は底面摩擦および砕波によるエネルギー減衰 E_{bf} および E_{bw} を考慮すれば、次式で与えられる^{5),6)}。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(E_n - \frac{M_x^2 + M_y^2}{2\rho D} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(UE_n + F_x - \frac{M_x^2 + M_y^2}{2\rho D} \tilde{U} \right) \\ & \quad + \frac{\partial}{\partial y} \left(VE_n + F_y - \frac{M_x^2 + M_y^2}{2\rho D} \tilde{V} \right) + S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} + S_{xy} \frac{\partial V}{\partial x} \\ & \quad + S_{yx} \frac{\partial U}{\partial y} + S_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{M_x}{\rho D} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{M_y}{\rho D} \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \\ & \quad - \frac{M_x}{\rho D} \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} - \frac{M_y}{\rho D} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = -E_{bf} - E_{bw} \end{aligned} \quad (2)$$

ここに、 E_n ：平均エネルギー、 M_x および M_y ：波による質量フラックス成分、 \tilde{U} および \tilde{V} ：波による質量フラックスまで考慮した海浜流成分、 F_x および F_y ：エネルギーフラックス成分および S_{xx} 、 S_{xy} 、 S_{yx} 、 S_{yy} ：質量フラックスまで含む radiation stress および ρ ：流体の単位体積重量、である。そして \tilde{U} 、 \tilde{V} および波の平均量はそれぞれ次式のように定義される。

$$\tilde{U} = U + M_x / \rho D, \quad \tilde{V} = V + M_y / \rho D \quad (3)$$

$$M_x = M \cos \theta, \quad M_y = M \sin \theta, \quad M = \int_{-d}^{\xi} \rho u dz$$

$$E_n = E_p + E_k, \quad E_p = \rho g \xi^2 / 2, \quad E_k = \int_{-d}^{\xi} \rho (u^2 + w^2) dz / 2$$

$$F_x = F \cos \theta, \quad F_y = F \sin \theta$$

$$F = \int_{-d}^{\xi} \{ \rho (u^2 + w^2) / 2 + p + \rho g z \} u dz$$

$$S_{xx} = S_{11} \cos^2 \theta + S_{22} \sin^2 \theta - M_x^2 / \rho D$$

$$S_{xy} = S_{yx} = (S_{11} - S_{22}) \cos \theta \sin \theta - M_x M_y / \rho D$$

$$S_{yy} = S_{11} \sin^2 \theta + S_{22} \cos^2 \theta - M_y^2 / \rho D$$

$$S_{11} = \int_{-d}^{\xi} (\rho u^2 + p) dz - \rho g D^2 / 2,$$

$$S_{22} = \int_{-d}^{\xi} p dz - \rho g D^2 / 2$$

$$\dots\dots\dots(4)$$

ここに、 ξ ：水面変動、 u ：水平水粒子速度、 w ：鉛直水粒子速度、 p ：圧力、 g ：重力の加速度、 M ：質量フラックス、 E_p ：ポテンシャルエネルギー、 E_k ：運動エネルギー、 F ：エネルギーフラックス、であり、「—」は一周当たりの平均を意味する。

一方、底面摩擦による単位時間単位面積当たりの平均のエネルギー減衰量は次式で表わされる。

$$E_{bf} = \tau_b \cdot u_b \quad (5)$$

ここに、 u_b ：底面水粒子速度ベクトル、 τ_b ：後に定義される底面せん断力ベクトル、であり、式(5)はガウスの12分点法により数値積分される。ついで、砕波によるエネルギー減衰項の評価は2つの方法のいずれかに

よって行うものとする。第一の方法は、砕波帯内では局所的な水理量で規定される砕波高以上の波高は存在しないと仮定するものであり、ここでは砕波指標として次式を用いた。

$$\frac{H_{br}}{L_{br}} = a \tanh \frac{2\pi D_{br}}{L_{br}} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 L は波長、添字 br は、砕波を意味する。また、 a は海底勾配 i により決まる定数であり、合田による砕波指標との対応などを考慮して $i \approx 1/50$ で $a = 0.131$ 、 $i \approx 1/30$ で $a = 0.142$ とした。第二の方法は岩垣・間瀬ら⁷⁾により若干の修正が行われた Battjes の段波モデルに依拠するものである。Battjes の段波モデルによれば、単位時間単位面積当たりの砕波に伴う平均のエネルギー逸散量は、

$$E_{bw} = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2 \sqrt{gD}}{L} \left(\frac{H}{D}\right)^4, \gamma = 0.7 + 5i \dots\dots\dots (7)$$

で表わされる。式(7)中の B は岩垣・間瀬らによれば、海底勾配 $i < 1/20$ の場合に次式で与えられる。

$$B = \begin{cases} 11 - 10 D/D_{br}; & 0.6 \leq D/D_{br} \leq 1 \\ 5 & ; D/D_{br} \leq 0.6 \end{cases} \dots\dots\dots (8)$$

なお、実際の数値計算では、岩垣・間瀬らに従って海底勾配のかわりに、水面勾配を含む海底勾配 $\partial D/\partial x$ が用いられた。

(2) 海浜流計算

海浜流計算に用いられる方程式は鉛直方向に積分された連続方程式および運動量方程式⁵⁾であり、次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho D}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{M}_x}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{M}_y}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \tilde{M}_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{U} \tilde{M}_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{V} \tilde{M}_y) &= -\rho g D \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{L} D \frac{\partial \tilde{U}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{L} D \frac{\partial \tilde{U}}{\partial y} \right) \\ &- \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \tau_{bx} \right) \\ \frac{\partial \tilde{M}_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{V} \tilde{M}_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{V} \tilde{M}_y) &= -\rho g D \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{L} D \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{L} D \frac{\partial \tilde{V}}{\partial y} \right) \\ &- \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \tau_{by} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $\tilde{M}_x = \rho D \tilde{U}$ 、 $\tilde{M}_y = \rho D \tilde{V}$ 、である。式(9)における水平渦動粘性係数は Longuet-Higgins⁸⁾により次式のように提案されている。

$$\bar{L} = N_c \rho l_x \sqrt{gD} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 N_c は $0 < N_c < 0.016$ の定数であり、また l_x は汀線から計算点までの距離である。一方、底面摩擦力ベ

クトル τ_o の x 方向および y 方向成分の定義式はそれぞれ、

$$\begin{aligned} \tau_{bx} &= \rho c_f \sqrt{u_b \cos \theta + U} \sqrt{(u_b \cos \theta + U)^2 + (u_b \sin \theta + V)^2} \\ \tau_{by} &= \rho c_f \sqrt{u_b \sin \theta + V} \sqrt{(u_b \cos \theta + U)^2 + (u_b \sin \theta + V)^2} \end{aligned} \dots\dots\dots (11)$$

であり、クノイド波理論を用いた式(11)の計算はガウスの12分点法を用いた数値積分により評価された。ここに、 u_b : 底面水粒子速度、 c_f : 波と流れの共存場における底面摩擦係数、である。式(9)は通常用いられている海浜流の基礎方程式と同型であるが、質量フラックス項が explicit な形で流速 \tilde{U} および \tilde{V} と radiation stress に含まれている。

3. クノイド波理論に基づく波特性と平均量

Chappellear³⁾が誘導したクノイド波の第二次近似解に基づく波特性は波速、波長および底面水平水粒子速度に對し、それぞれ次式で与えられる。

$$c/\sqrt{gD} = 1 + L_3 + L_0(1-e) + 5L_0L_3(1-e) + L_3^2(5+4x^2-5(1+x^2)e)/3 \dots\dots\dots (12)$$

$$L/D = 4K/\sqrt{3L_0} \dots\dots\dots (13)$$

$$\begin{aligned} u_b/\sqrt{gD} &= L_0(1-e) + L_3^2(5+4x^2)/3 - 5L_0^2 \cdot \\ &(1+x^2)e/3 + 5L_0L_3(1-e) - L_0x^2 + L_0^2x^2 \cdot \\ &(1+x^2) + 5L_0L_3x^2 \text{sn}^2\beta_x - L_0^2x^4 \text{sn}^4\beta_x \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここに、 c : 波速、 x : 楕円関数の母数、 $e = E/K$ 、 K : 第1種完全楕円積分、 E : 第2種完全楕円積分、 sn : Jacobi の楕円関数および $\beta_x = 2K(x - ct)/L$ 、である。上式に含まれる展開パラメーター L_0 および L_3 は x および H/D の関数として次式から求められる。

$$L_0x^2(1 + L_0(10+7x^2)/4 + 6L_3) = H/D \dots\dots\dots (15)$$

$$\begin{aligned} 2L_3 + L_0(x^2 + e) + L_3^2(1 - (1-6x^2-9x^4)/5 + 2(1+x^2)e) \\ + 6L_0L_3(x^2 + e) + L_3^3 = 0 \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

また、波数成分に関する方程式、式(1)に現われる $\partial \sigma_m / \partial k$ 、 $\partial \sigma_m / \partial D$ および $\partial \sigma_m / \partial H$ は $\sigma_m \sqrt{D/g} = (c/\sqrt{gD})kD$ なる関係を考慮すれば、それぞれ次式から計算される。

$$\frac{1}{\sqrt{gD}} \frac{\partial \sigma_m}{\partial k} = \frac{-2\pi}{k^2 D^2} \frac{\partial \{(c/\sqrt{gD})kD\}}{\partial (L/D)} \dots\dots\dots (17)$$

$$\sqrt{\frac{D^3}{g}} \frac{\partial \sigma_m}{\partial D} = -\frac{1}{2} \frac{c}{\sqrt{gD}} kD - \frac{H}{D} \frac{\partial \{(c/\sqrt{gD})kD\}}{\partial (H/D)}$$

$$-\frac{L}{D} \frac{\partial \{(c/\sqrt{gD})kD\}}{\partial (L/D)} \dots\dots\dots (18)$$

$$\sqrt{\frac{D^3}{g}} \frac{\partial \sigma_m}{\partial H} = \frac{\partial \{(c/\sqrt{gD})kD\}}{\partial (H/D)} \dots\dots\dots (19)$$

式(17)は微小振幅波理論における群速度の定義式に相当するものであるし、またこれらの諸式はそれぞれ L/D と H/D を変数とした $\sigma_m \sqrt{D/g}$ に対する計算結果

の数値微分により評価される。

次に、Chappellear のクノイド波の第二次近似解に基づく式 (4) における平均量はすでに山口⁹⁾によって第三次近似解の影響が計算結果に寄与しない order で計算されている。しかし、 M 、 S_{11} および S_{22} は第二次近似解の範囲内でもう一次 order を上げた計算が可能であること、および数値計算を行ってみると、 E_p についてはクノイド波の第二次近似解による波形を式 (4) に代入し、直接積分した結果が L/D のより小さい領域にまで妥当な値を与えることがわかった。そこで、これらの諸量の計算はもう一次以上 order を上げて行った。たとえば、 S_{11} および S_{22} の計算は、有限振幅波理論における厳密な積分関係式¹⁰⁾、

$$S_{11} = 4E_k - 3E_p + \rho D \overline{u_b^2}, \quad S_{22} = E_k - E_p + \rho D \overline{u_b^2}/2$$

.....(20)

による。

Fig. 2 はそれぞれ微小振幅波理論による結果で無次元化した $\partial \overline{\sigma_m} / \partial k$ 、 $\partial \overline{\sigma_m} / \partial D$ 、 \hat{E}_n および \hat{F} と D/H の関係を $T\sqrt{g/D}$ (T : 周期) をパラメーターとして図示したものである。まず、群速度に相当する $\partial \overline{\sigma_m} / \partial k$ は

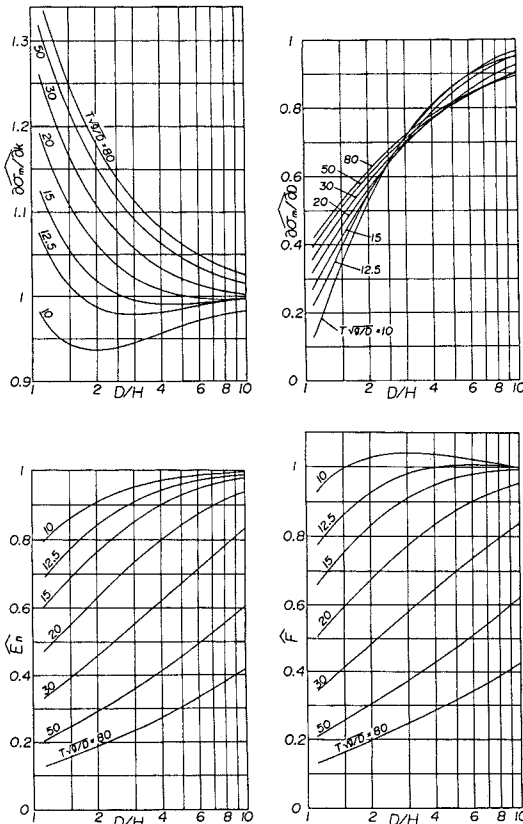


Fig. 2 Wave characteristics by cnoidal wave theory.

$T\sqrt{g/D}$ が小さい場合、微小振幅波理論より小さく、しかも同一の $T\sqrt{g/D}$ の値に対してある D/H の値で最小値を取るが、 $T\sqrt{g/D}$ の値の増加とともに、その値は微小振幅波理論の結果より大きくなり、 $T\sqrt{g/D} > 20$ では D/H が小さいほど増大する。また、 $\partial \overline{\sigma_m} / \partial D$ は D/H の値が小さいほど減少するが、 $T\sqrt{g/D}$ に関する挙動は複雑であり、各曲線が交差する。一方、 \hat{E}_n はいずれも $T\sqrt{g/D}$ の値が大きく、 D/H の値が小さいほど減少し、 $T\sqrt{g/D}$ の全範囲に対し微小振幅波理論による結果より小さい。この傾向は \hat{M} 、 \hat{S}_{11} および \hat{S}_{22} についても同様である。しかし、 \hat{F} は $T\sqrt{g/D}$ が小さい場合、微小振幅波理論による結果より大きい範囲が存在するが、 $T\sqrt{g/D} > 12.5$ では D/H が小さく、 $T\sqrt{g/D}$ が大きいほど減少する。以上、クノイド波理論に基づく計算結果によれば、微小振幅波理論は一般に波の平均量および $\partial \overline{\sigma_m} / \partial D$ を過大評価し、 $\partial \overline{\sigma_m} / \partial k$ を過小評価することがわかる。なお、これらの図から明らかのように、クノイド波理論はその適用限界から $T\sqrt{g/D} > 12$ で使用すべきであろう。

4. 数値計算法

まず、波浪変形に関する基礎方程式である波数成分の方程式とエネルギー平衡方程式の差分化は時間および x 方向に前進差分、 y 方向に中央差分をとって行う。一方、海浜流計算における運動量方程式および連続方程式に対しては Fig. 3 の変数配置のもとに流速と平均水位の計算時点を $\Delta t/2$ (Δt : 時間間隔) ずらすとともに、時間に関して前進差分、空間に関して中央差分を用いる。ただし、水深、波特性および平均水位変動量は Fig. 3 の格子中央で定義されるものとする。また、用いた境界条件は側方境界に対し、波、流れおよび地形など関係する量すべてが沿岸方向に周期性をもって繰り返すという周期性条件、固定境界にあたる沖および移動境界に相当する岸では流速および平均水位変動量が 0 という条件である。

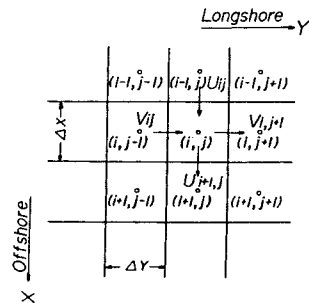


Fig. 3 Configuration of variables used in finite difference model.

実際の数値計算では、クノイド波理論を用いた場合の Snell の法則および平行等深線地形に対する波高変化式から計算した波数、波向およびエネルギー（波高）を初期値に与えて、微小な波高から漸次波高を増大させながら波浪変形および海浜流の基礎方程式を交互に 1400~2000 回繰り返し計算して定常解を得た。この場合、砕波変形の計算に用いられたモデルは前述の砕波指標モデルおよび段波モデルであり、それぞれ計算波高が砕波高を越えた場合に作用するものとした。なお、これらの計算の流れは次に述べる波特性の補間を除き、著者らが開発した微小振幅波理論に基づく海浜流モデル⁴⁾と基本的には同じであり、本研究のクノイド波理論に基づくモデルを非線形モデル、微小振幅波理論に基づくモデルを線形モデルとよぶ。

さて、波浪変形および海浜流計算に必要な波特性は c , $\partial\sigma_m/\partial k$, $\partial\sigma_m/\partial D$, $\partial\sigma_m/\partial H$, E_n , $E_s (=E_n - M^2/2\rho D)$, M_x , M_y , S_{xx} , S_{xy} , S_{yy} , F_x , F_y および u_b であり、一方、波浪変形計算から直接得られる波特性は k_x , k_y (L および θ) および E_s である。微小振幅波理論を用いる場合、通常 M の影響が無視されるし、 $E_n = \rho g H^2/8$ の関係が成立するので、波高やその他の諸量も容易に計算されるが、クノイド波理論を用いる場合、 E_s は L , D および H の関数となるので、 E_s から H への変換は容易でないし、他の諸量も楕円関数を含むので、数値計算に時間がかかる。そこで、計算時間を節約するため、次の方法を採用する。すなわち、まず c/\sqrt{gD} , $(\partial\sigma_m/\partial k)/\sqrt{gD}$, $\sqrt{D^3/g} \partial\sigma_m/\partial D$, $\sqrt{D^3/g} \partial\sigma_m/\partial H$, $E_n/(\rho g D^2/8)$, $E_s/(\rho g D^2/8)$, $M/\rho g \sqrt{gD}$, $S_{11}/\rho g D^2$, $S_{22}/\rho g D^2$, $F/\rho g D^2 \sqrt{gD}$, および u_b の計算に必要な κ , L_0 , L_3 , K , E を $L/D=5\sim 150$ (1 間隔), $H/D=0.01\sim 0.92$ (0.01 間隔) の範囲で計算した波特性の数表を作成し、数値シミュレーションから得られる L/D および H/D の中間値に対するこれらの諸量を推定するため、二次元一次補間式、

$$\left. \begin{aligned} f &= a' f_{i,j} + b' f_{i,j+1} + c' f_{i+1,j} + d' f_{i+1,j+1} \\ a' &= (1-\tau)(1-s), b' = \tau(1-s), c' = (1-\tau)s, d' = \tau s \\ i &= [L/D], j = [100(H/D)] \\ \tau &= L/D - [L/D], s = 100(H/D) - [100(H/D)] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(21)$$

を適用した。ここに、 f : 補間値, $f_{i,j}:(i, j)$ に対応する波特性の数表での f の値および $[\]$: ガウス記号, である。しかし、 u_b の計算に必要な sn 関数は適当な近似法を見出せないで、 $\kappa \geq 1-10^{-6}$ の場合、 $\text{sn} \beta_x \approx \tanh \beta_x$ とした以外そのまま計算した。

一方、 E_s から H を推定するため、同様の方法を採用する。 $E_s/(\rho g D^2/8)$ は L/D および H/D の関数として表わされるから、 L/D の値を固定した場合、 L/D と

H/D の広範囲な値に対して計算した $E_s/(\rho g D^2/8)$ の数表から $E_s/(\rho g D^2/8) = 0.001\sim 0.15$ (0.001 間隔) および $0.15\sim 0.95$ (0.01 間隔) に対する H/D を二次元一次補間式の適用により算出することができる。つまり、この操作は H/D を $E_s/(\rho g D^2/8)$ および L/D の関数として表示することを意味する。この場合、 $E_s/(\rho g D^2/8)$ の下限 0.001 および上限の 0.95 は実際の数値計算で現われる値を十分に包含するように決定されたものであるし、 $E_s/(\rho g D^2/8)$ の分割値を二段階にしたのは、補間値の精度を確保するとともに、記憶容量を節約するためである。以上の方法により、波の諸特性が H/D および L/D の関数として、また H/D が $E_s/(\rho g D^2/8)$ および L/D の関数として表示された数表が作成されるので、数値シミュレーションから各時間ごとに求められる L/D および $E_s/(\rho g D^2/8)$ に対し、前述の二次元一次補間式を適用すれば、 H/D が推定され、さらに、 H/D と L/D から波の諸特性が計算される。この方法はクノイド波理論に限らず、一般の高次有限振幅波理論に対しても適用可能であるので、波動理論の進展に伴って海浜流モデルを改良していくことができる。

5. 数値計算結果および考察

(1) 平行等深線地形

a) 一様勾配地形

数値計算は格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 7.5 \text{ m}$ で 36×6 (最大水深 $h_{\text{max}} = 8 \text{ m}$) に分割された海底勾配 $i = 1/30$ をもつ計算領域に対し、沖側での周期を $T_w = 12.5 \text{ s}$, 波高を $H_w = 2 \text{ m}$, 海浜流計算における底面摩擦係数および水平

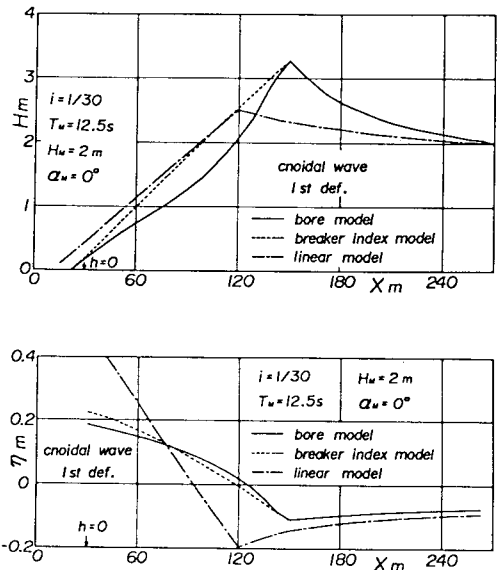


Fig.4 Wave height and mean water level variation on uniformly sloping beach.

混合項の係数をそれぞれ $c_f=0.01$ および $N_c=0.01$ と固定する一方、波向 $\alpha_w (= \pi - \theta_w)$ 、波浪変形計算における底面摩擦係数を変化させて実施するとともに、波と流れの干渉項や波による質量フラックス項を省略した計算も行い、 $\Delta t=0.5\text{ s}$ の条件のもとに 2000 回の繰り返し計算で定常解を得た。ここに、添字 w は沖側境界での値を意味する。

Fig. 4 は $\alpha_w=0^\circ$ の条件のもとに非線形モデル（砕波指標モデルあるいは段波モデルにより砕波減衰を評価）および線形モデル（砕波指標モデルにより砕波減衰を評価）によって得られた波高および平均水位の計算結果を示したものである。まず、非線形モデルによると、砕波点に至る過程での shoaling に伴う波高増大率が線形モデルより大きいので、砕波点は沖側に移動するとともに、砕波帯内での波高はより急激に減少する。その結果、非線形モデルによる set-down の最小点も沖側に移動し、set-up の最大値も線形モデルによる結果の 50% 弱である。また、段波モデルによる波高減衰は砕波指標モデルによるものよりかなり急激であるが、平均水位変動量の変化特性にそれほどの差は生じない。

Fig. 5 は $\alpha_w=30^\circ$ の条件のもとに 3 つのモデルによって得られた波向および沿岸流分布を示したものである。まず、波向は線形モデルでは屈折に伴い汀線に向かって単調減少するのに対して、非線形モデルでは水深減少とともに減少したのち、砕波点に向かって増大し、砕波帯内では線形モデルより急激する。この波向の変化特性は波向計算における沿岸流の影響による結果であって、沿岸流の影響を無視した場合には、図に示すように、波向は、砕波点近くではほぼ一定になり、その後単調減少する。一方、沿岸流についてみると、非線形モデルではその最

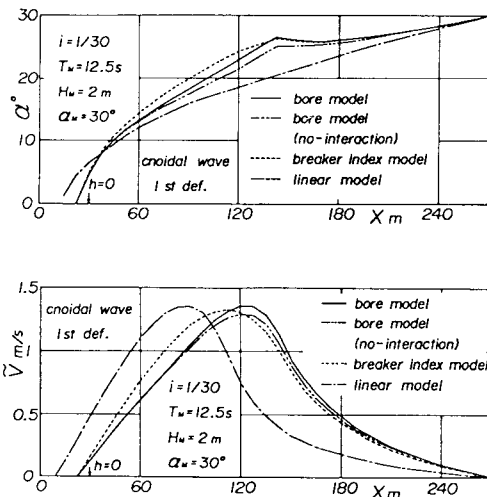


Fig. 5 Wave direction variation and longshore current profile on uniformly sloping beach.

大値も砕波点の移動に伴い沖側に移るけれども、その分布形および絶対値はほぼ対応しているのは興味深い。これは沿岸流の形成に寄与する radiation stress の沿岸方向勾配、底面摩擦項および水平混合項がそのピーク位置を除き両者のモデルにおいて同程度の値をとるためである（正確には非線形モデルによる値が線形モデルよりやや小さい）。

次に、Fig. 6 は $\alpha_w=30^\circ$ の条件のもとに、波浪変形計算における底面摩擦項および質量フラックス項の波高変化および沿岸流に及ぼす影響を段波モデルを用いた非線形モデルに基づく計算結果から検討したものである。さて、波浪変形計算において底面摩擦に伴うエネルギー減衰を考慮すると、砕波点以深において波高の増加傾向が抑制されるので、砕波高がやや減少し、砕波点も若干岸側に移動するとともに、沿岸流速もわずかに小さくなるが、最大流速点以浅では有意な差は見出されない。一方、質量フラックス項を無視すれば、同様に砕波点以深の波高や沿岸流速が減少し、特に、沿岸流速への影響がやや大きいようである。しかし、底面摩擦項および質量フラックス項の計算結果に及ぼす影響は平均的にみればそれほど顕著でない。以上のことから、平行等深線地形を対象とする場合、波の非線形性の影響は波高、波向および平均水位変動量や沿岸流の最大位置に強く現われることがわかる。

b) bar 型地形

ここでは、一次元沿岸砂州をもつ平行等深線地形 (bar 型地形) における計算結果について述べる。この場合、計算領域および計算条件は岸沖方向に 48 の格子点が取

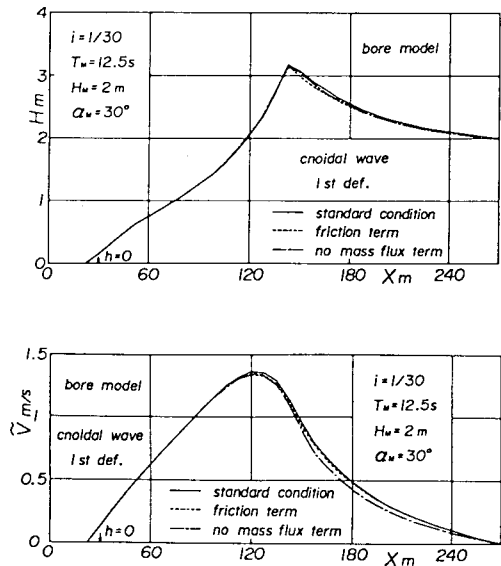


Fig. 6 Effects of mass flux term and bottom friction term on wave height and longshore current.

られている点を除いて a) と同じである。さて、bar 型地形では、砕波後に波の再生域が存在するので、これを段波モデルに基づく数値モデルで近似的に再現するため、一度正勾配部で砕波しはじめた波が負勾配部では砕波を停止したのち、波が再び正勾配部で砕波限界に到達したとき、再砕波しはじめるものと仮定した。また、砕波指標モデルの場合には一様勾配の場合と同様各水深に対応して計算される砕波高を越える波高は存在しないものと仮定した。

Fig. 7 は $\alpha_w = 0^\circ$ の波が入射した場合の 3 種類のモデルによる波高および平均水位変動量を図示したものである。まず非線形モデルによれば、波は bar の沖側で砕けるので、波高は bar 沖側より減少しはじめるが、負勾配部では波高減少率が鈍化するし、岸側の正勾配部では shoaling によって波高が増大して再び砕波減衰する。そして、段波モデルによる波高減衰がより急激であるけれども、波高の変化傾向は砕波減衰の評価法によらず相互によく似ている。また、負勾配部では段波モデルの場合砕波に伴うエネルギー減衰が考慮されないし、砕波指標モデルの場合水深の増加に伴って砕波高が増大する結果、砕波しなくなるので、岸側に輸送されるエネルギーフラックスは一定となるが、水深が増大するので波高が減少すると考えられる。一方、線形モデルによれば、shoaling による波高増大が相対的に小さいので、非線形モデルによる結果のように沖側の正勾配部において砕波せず、岸側の正勾配部で最終的に砕波減衰する。

次に、平均水位変動量についてみると、非線形モデル

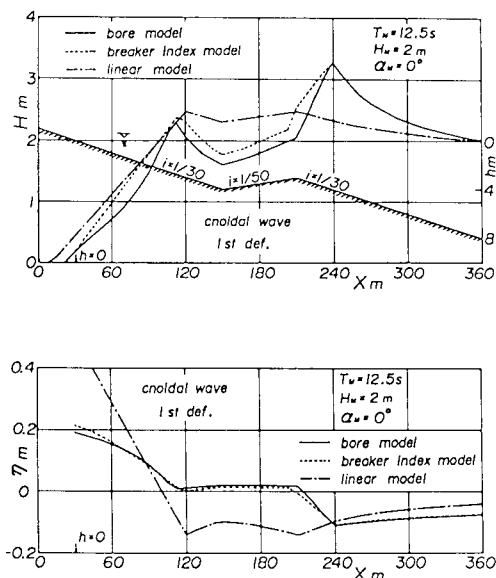


Fig. 7 Wave height and mean water level variation on uniformly sloping beach with longshore bar.

では、平均水位は沖側の正勾配部での set-down の最小点から急激に上昇し、負勾配部ではほとんど零に近い一定値を取ったのち、岸側の正勾配部における砕波点で浅で急上昇している。しかし、線形モデルによる結果では水深および波高変化による set-down の増減を伴いながら、岸側の正勾配部における砕波点まで set-down 領域となり、砕波点で浅で急激な水位上昇を生じている。このように、砕波点の変動に伴って波高および平均水位変動量の変化特性が著しく異なるので、砕波点を適切に評価することが非常に重要であるといわねばならない。

(2) Noda によるモデル地形

計算に用いた地形は Noda¹¹⁾ により提案されたモデル地形表示式の係数を若干変更したものであり、以下のように表示される。

$$h(x, y) = ix[1 + A_0 \exp\{-3(\frac{x}{45})^{1/3}\} \sin^7\{\frac{\pi}{\lambda}(y - x \tan \epsilon)\}] \dots \dots \dots (22)$$

ここに、 λ : 沿岸方向の地形の波長、 A_0 : 地形の最大振幅および ϵ : 地形のゆがみ、であり、係数の変更点は | | 中の 45 と \sin のべき数 7 である。本研究では ① $i = 0.015$, $\lambda = 400$ m, $A_0 = 40$ m, $\epsilon = 0^\circ$, $h_{max} = 8.63$ m (対称凹地形) および ② $i = 0.015$, $\lambda = 400$ m, $A_0 = 40$ m, $\epsilon = 30^\circ$, $h_{max} = 8.63$ m (非対称凹地形)、の 2 つの地形が計算に使用され、それぞれ格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 25$ m で 26×19 に分割された。そして、 $T_w = 12.5$ s, $H_w = 2$ m, $c_f = 0.01$ および $\Delta t = 1.3$ s の条件のもとに 1700 回の繰り返し計算で定常解を得た。

Fig. 8 は対称凹地形に $\alpha_w = 0^\circ$ の波が入射した場合の 3 種類のモデルによる海浜流分布の計算結果を示したものであり、図中の実線は等深線を、また点線は波高の計算結果から推定した近似的な砕波線を表わす。これらの図によると、いずれの結果においても領域中心線を対称軸とした循環流が沖合と汀線近傍にそれぞれ左右対称に存在しているが、非線形モデルによる流速の絶対値は、線形モデルのものよりかなり小さいし、砕波点が沖合に移動することに対応して、循環流中心もより沖合に位置している。このように線形モデルと非線形モデルにおいて循環流の規模および流速がかなり異なる原因を特定することは、運動量方程式の各項が複雑に影響しあっている現在の場合には困難であるけれども、定性的には非線形モデルによる砕波点が線形モデルによるそれに比べてかなり沖側に移動する結果、特に砕波帯における波特性の平面分布が相互にかなり相違するためと推定される。また、砕波に伴うエネルギー減衰表示式の影響を検討すると、砕波指標モデルに基づく結果は、特に領域中心軸上の離岸流に対してより大きな値を与えている。

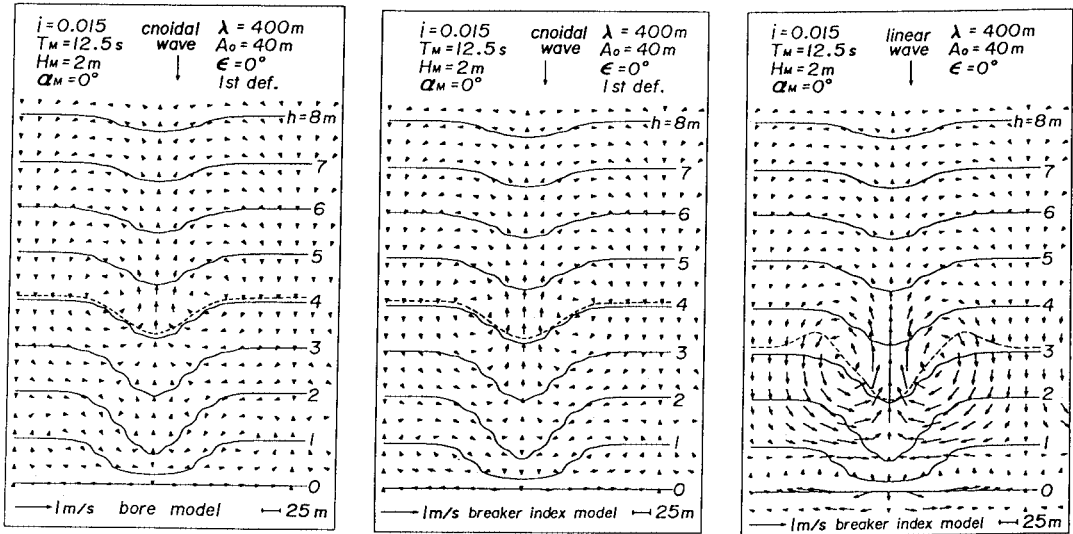


Fig. 8 Nearshore current patterns on symmetrical concaved topography.

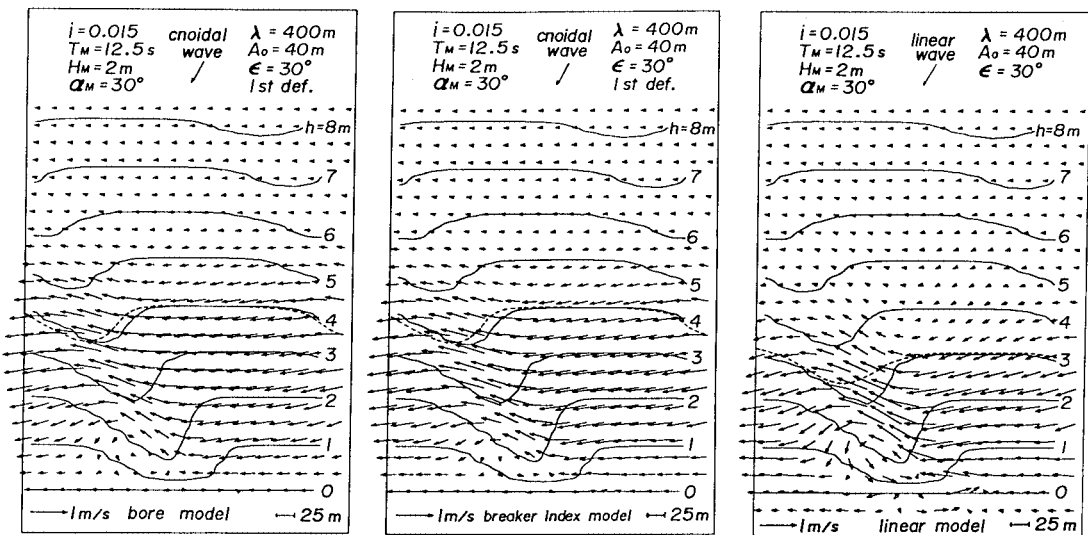


Fig. 9 Nearshore current patterns on asymmetrical concaved topography.

Fig. 9 は非対称凹地形に $\alpha_M=30^\circ$ の波が入射した場合の海浜流分布図であり、いずれの結果においても同様な大きさをもつ沿岸流が卓越するとともに、凹部の影響により沿岸流が蛇行したり、岸側で反時計まわりの循環流が形成されているのが見出される。この循環流は線形モデルではかなり明確な存在であるのに対し、非線形モデルでは流速および規模が小さい。

(3) 二次元沿岸砂州地形

泉宮ら¹²⁾は二次元沿岸砂州地形に対する海浜流を彼らが開発した線形モデルによって計算しているが、本研究でも $i=1/40$ の平行等深線地形に2つの楕円状浅瀬が存在するような対称沿岸砂州地形を取り上げる。計算は格

子間隔 $\Delta x=\Delta y=25\text{ m}$ で 19×25 (最大水深 $h_{\max}=9.5\text{ m}$) に分割された領域を対象として $T_M=12.5\text{ s}$, $H_M=2\text{ m}$, $c_r=0.01$ および $\Delta t=1.5\text{ s}$ の条件のもとに行われ、1400回の繰り返し計算で定常解を得た。

Fig. 10 は3つのモデルにより得られた海浜流分布を示したものであり、図中には波高の計算結果から近似的に推定した一次碎波線および最終碎波線も与えられている。さて、まず線形モデルによれば、浅瀬中心線に関して汀線近くまで達するそれぞれ一対の循環流が形成されており、両浅瀬中間にあたる領域中心線上では沖に向かって流出している。一方、非線形モデルによれば、上述の循環流は浅瀬付近に限られており、岸側ではより複

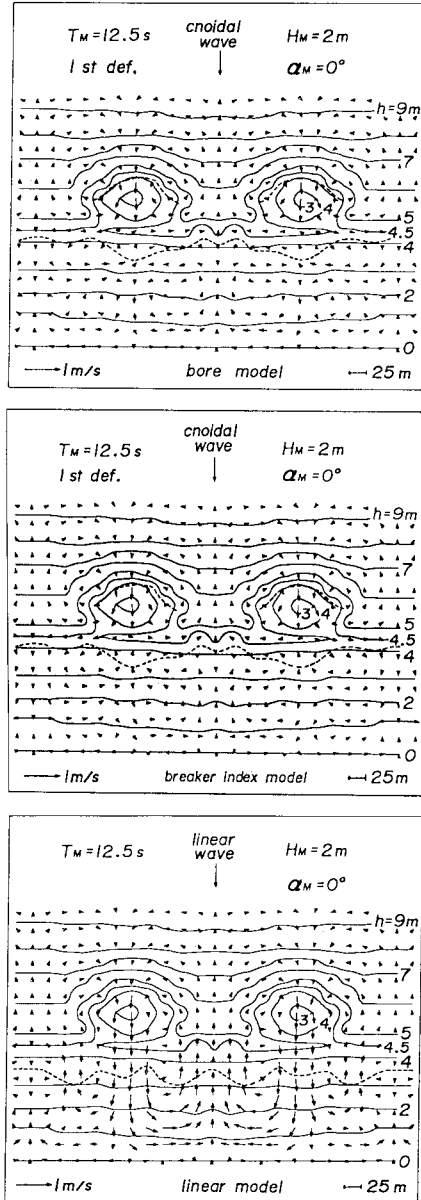


Fig.10 Nearshore current patterns on sloping beach with isolated longshore bars.

雑な形状をもつ循環流が形成されるとともに、領域全体の流速が線形モデルに比べてかなり小さい。

以上、Nodaによるモデル地形および沿岸砂州地形に対する計算結果の考察から、波の非線形性が海浜流に及ぼす影響は循環流の規模および流速に対して大きい、沿岸流に対してはあまり顕著でないといえよう。

6. 結 語

以上、砕波帯近傍では波の非線形性が卓越するにもか

かわらず、従来の海浜流の数値モデルはすべて微小振幅波理論によって波特性を表示しているという研究の現状から、本研究では有限振幅波理論の1つであるクノイド波理論によって波特性を表示した海浜流の非線形モデルを展開するとともに、平行等深線地形や任意の水深変化をもつモデル地形に対して本モデルおよび微小振幅波理論に基づく線形モデルを適用した数値計算結果から波浪変形や海浜流特性を比較検討した。その結果、波の非線形性は、波高、波向、平均水位変動量の変化特性および沿岸流の最大位置に大きく影響するが、沿岸流の分布形状にはあまり影響しないことや循環流の規模や流速を強く抑制することが明らかになった。また、本研究の数値計算法の特徴は、クノイド波理論の波特性を H/D および L/D の関数として与えた数表やエネルギーから波高を換算するための数表を用意し、内挿計算から中間値を推定することにより線形モデルと同様な計算の流れから解を算出することにあるので、同様な方法により最近の高次理論解に基づく波浪変形および海浜流の数値モデルを容易に作成することができよう。

なお、本論文では実験結果や観測結果との比較に基づく数値モデルの妥当性に関する検討結果を述べていない。しかし、波高変化に関しては計算結果は岩垣・間瀬らおよび Hansen ら¹³⁾の実験結果とよく一致すること、平均水位変動に関しても砕波点以浅でしばらく set-down がほぼ一定値をとったのち、set-upに移るといふ現象を除けば計算結果は実験結果を定量的にかなりよく説明すること、さらに、海浜流に関する計算結果は Sonu による現地観測結果と定性的に一致することが確認されている。

最後に、計算および作図に助力頂いた愛媛大学工学部海洋工学科大福学技官に謝意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費による研究成果の一部であることを付記する。なお、計算は九州大学大型計算機センターの Facom M-382 および愛媛大学情報処理センターの Facom M-180 II AD を使用して行われた。

参 考 文 献

- 1) James, I. D. : A non-linear theory of longshore currents, Estuarine and Coastal Marine Science, Vol.2, pp. 235~249, 1974.
- 2) 土屋義人・安田孝志・徳田邦博: 離岸流の理論(1)一直角入射の場合, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 495~499, 1979.
- 3) Chappellear, J. E. : Shallow-water waves, Jour. Geophys. Res., Vol.67, No.12, pp. 4693~4704, 1962.
- 4) 山口正隆・田辺秀雄・西岡洋一: 波による質量輸送を考慮した非定常海浜流の数値解, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 480~484, 1983.
- 5) Phillips, O. M. : The Dynamics of the Upper Ocean,

- 2nd ed., Camb. Univ. Press, 1977.
- 6) 泉宮尊司・堀川清司：砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング，第30回海岸工学講演会論文集，pp.15~19, 1983.
 - 7) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：不規則波の浅海変形モデルについて，第28回海岸工学講演会論文集，pp.104~108, 1981.
 - 8) Longuet-Higgins, M. S. : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp.6790~6801, 1970.
 - 9) 山口正隆：有限振幅波理論の二，三の特性について，愛媛大学工学部紀要第Ⅲ部工学，第8巻第4号，pp.191~202, 1977.
 - 10) Crapper, G. D. : Energy and momentum integrals for progressive capillary-gravity waves, Jour. Fluid Mech., Vol. 94, pp.13~24, 1979.
 - 11) Noda, E. K. : Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, No. 27, pp. 4097~4106, 1974.
 - 12) 泉宮尊司・堀川清司：沿岸砂州のある海浜における波動場および海浜流予測，第31回海岸工学講演会論文集，pp.401~405, 1984.
 - 13) Hansen, J. B. and Svendsen, I. A. : Regular waves in shoaling water, experimental data, Inst. Hydrodyn. Hydr. Eng., Series Paper 21, 1979.

(1985. 4. 22・受付)