

非定常波浪による2次元海浜変形の数値計算

山口正隆*・大津正司**・西岡洋一***

1. 緒 言

現在、海岸侵食あるいは海浜変形の予測モデルとして、1次元モデルおよび2次元モデルが開発・研究されている。前者の最大の特徴は、海浜変形を海岸線の前進・後退で表示することにあるけれども、岸沖方向の漂砂を無視していることや海浜断面の平行移動を仮定しているため、海底地形の変動を評価できないこと、さらに碎波帯に設置された海岸構造物による海浜変形の計算が困難であることなどの問題点をもっている。したがって、これらの問題点を解決していくためには、まず、砂移動の原因となる海岸付近における波および流れの場や砂移動機構を明らかにして漂砂量則を確立することが必須の課題であり、また実用的にはこれらの研究に基づき、任意の波浪、海底地形および構造物条件の場合に適用可能な2次元海浜変形の数値予測モデルを開発する必要がある。

一般に2次元海浜変形モデルは波浪の変形計算モデル、海浜流計算モデルおよび漂砂量の評価を含む海底地形の変形計算モデルの3つから構成され、しかもそれらの相互干渉効果を考慮しなければならない。しかし、それぞれの課題の解明すらなかなか困難であるので、現在のところ、2次元海浜変形の数値予測モデルの提案が2, 3ある程度で、一般的な予測モデルが確立されているとはいいがたい。

そこで、本研究では、上記の目的を遂行するための第一歩として、任意の海底地形に非定常な波浪が作用した場合の2次元海浜変形の数値計算法を開発するとともに、数値計算結果に基づいて定常波浪による bar 地形および hole 地形の海浜変形や非定常波浪による琵琶湖底根受西岸の湖底地形変動の特性を考察しようとするものである。

2. 2次元海浜変形の数値計算法

(1) 波浪変形の基礎式

まず、屈折による波向の変化は波数の非回転条件によ

り計算される。ここで、簡単のため、波は流れの影響を受けないと仮定すれば、それは次式で表わされる。

$$\cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial x} + \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{2k \{-\cos \theta (\partial h / \partial x) + \sin \theta (\partial h / \partial y)\}}{(\sinh 2kD + 2kD)} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 k : 波数、 h : 静水深および $D=h+\eta$: 波の作用下における実水深、 η : 平均水面変動量 (set-up 量) である。また、式 (1) の誘導において、定常状態における波数の保存則の成立も仮定されている。一方、浅海における波高変化の計算は非定常エネルギー平衡方程式によるが、波向計算の場合と同様に、波は流れにより影響を受けないことおよび摩擦によるエネルギー損失が無視できることを仮定すれば、次式になる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial H}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial H}{\partial y} &= \frac{H}{2} Q \\ Q &= c_g \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial x} - c_g \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial y} \\ &\quad - \cos \theta \frac{\partial c_g}{\partial x} - \sin \theta \frac{\partial c_g}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 H : 波高および c_g : 群速度である。しかし、式 (2) は碎波前の波高変化を記述する式であるので、碎波帯では、碎波条件で与えられる波高以上の波高は存在しないと仮定して計算を進める。この場合、碎波条件として、海底勾配の影響を含む和田¹⁾の碎波条件式を用いた。すなわち、

$$\frac{H_b}{L_0} = a \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi D_b}{L_0} (1 + 15m^{4/3}) \right\} \right] \dots\dots\dots (3)$$

ここに、suffix b は碎波特性を表わし、また L_0 : 沖波波長、 m : 海底勾配および a : 碎波係数 (0.17)、である。

(2) 海浜流の基礎式

海浜流および set-up を計算するために用いた方程式は連続方程式と移流項を無視した x 方向および y 方向の運動量方程式である。いま、潮流計算と同様に、流速成分 U および V のかわりに、線流量 M_x および M_y を用いれば、これらはそれぞれ次式のように表わされる。

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 工修 株式会社シャトー海洋調査

*** 学生員 愛媛大学大学院 工学研究科

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial M_x}{\partial t} &= -g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ &\quad + \kappa l_x \sqrt{gD} \left(\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_x}{\partial y^2} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \bar{\tau}_{bx} - \bar{\tau}_{sy} \right) \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= -g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ &\quad + \kappa l_y \sqrt{gD} \left(\frac{\partial^2 M_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \bar{\tau}_{by} - \bar{\tau}_{sx} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $M_x=(h+\eta)U$, $M_y=(h+\eta)V$, S_{xx} , S_{xy} , S_{yy} : radiation stress, ρ : 流体の密度, κ : 定数 (0.01) および l_x : 岸からの距離, である。式 (4) は加速度項, 静水圧項, 水平混合項, radiation stress 項と表面および底面せん断力のつりあいから成りたっており, とくに, 水平混合係数として Longuet-Higgins によるもの²⁾を形式的に採用している。また, x 方向および y 方向の底面せん断力は流れが波の水粒子速度に比べて小さいと仮定して導かれた次式を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau}_{bx} &= 4\rho \frac{c_f}{\pi} u_{\max} U, \\ \bar{\tau}_{by} &= 2\rho \frac{c_f}{\pi} u_{\max} V, \\ u_{\max} &= \frac{\pi H}{T \sinh kD} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに, c_f : 底面摩擦係数 (0.01) および T : 周期, である。さらに, 風による表面せん断力は次式によるものとする。

$$\bar{\tau}_{sx} = \rho_a c_D |\hat{U}| \hat{U}_x, \quad \bar{\tau}_{sy} = \rho_a c_D |\hat{U}| \hat{U}_y \dots\dots\dots (6)$$

ここに ρ_a : 空気の密度, c_D : 水面の抵抗係数, $\hat{U}$: 風速ベクトル, $\hat{U}_x$ および $\hat{U}_y$: x 方向および y 方向の風速成分, である。

(3) 海底地形変動の基礎式

2次元海底地形変動の連続式は,

$$-\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{(1-\lambda)} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) = 0 \dots\dots\dots (7)$$

で与えられる。ここに, q_x : 岸沖方向の漂砂量, q_y : 沿岸方向の漂砂量および λ : 海底土砂の空隙比 (0.3), である。ついで, q_x および q_y の評価には, 土屋ら³⁾の方法を2次元的海浜流の場合へ拡張して用いた。その表示式は次式で与えられる。

$$q = c_0 \left(\frac{\rho}{\rho_a} \right) \left(\frac{\tau^*}{\tau_c^*} - 1 \right) D \sqrt{U^2 + V^2} \dots\dots\dots (8)$$

ここに, c_0 : 波による底質の平均濃度および ρ_a/ρ : 底質

の比重 (2.65), である。ただし, c_0 は近似的に 0.2 程度の値をとるとされているが, ここでは一応 $c_0=0.04$ を採用した。また, 無次元掃流力 τ^* および無次元限界掃流力 τ_c^* はそれぞれ次式で表わされる。

$$\tau^* = \frac{c_f \bar{v}^2}{(\rho_a/\rho - 1)gd}, \quad \tau_c^* = \frac{c_f \bar{v}_c^2}{(\rho_a/\rho - 1)gd} \dots\dots\dots (9)$$

ここに, d : 砂粒の粒径 (0.1 cm) および $\bar{v}_c$: 底質の移動限界流速, である。式 (9) において $\bar{v}$ は波による最大水粒子速度 $u_{\max}$ で近似的に表わされるものとし, 一方, $\bar{v}_c$ の評価には堀川ら⁴⁾の滑面乱流状態における底質の移動限界流速を便宜的に用いた。

$$u_{c \max} = \left\{ \frac{(\rho_a/\rho - 1)gd \tan \phi}{B(d/\nu)^A} \right\}^{1/(A+2)}, \quad A = -0.74, B = 3.22 \dots\dots\dots (10)$$

ここに, ϕ : 水中における砂粒の静止摩擦角 (30°) および ν : 動粘性係数 (0.01 cm²/s), である。また, 底質の移動限界水深は次式で表わされる。

$$h_c = \frac{L}{2\pi} \log \left[\frac{2\pi H}{Tu_{c \max}} + \left\{ 1 + \left(\frac{2\pi H}{Tu_{c \max}} \right)^2 \right\}^{1/2} \right] \dots\dots\dots (11)$$

(4) 数値計算法

まず, 波向変化を表わす式 (1) の差分化は θ について x 方向に前進差分, y 方向について後退差分を適用して行い, 後述する側方境界条件を考慮して, E. Noda の row by row 法⁵⁾により各格子点上の波向を計算する。一方, 波高変化式は時間および x 方向に関して前進差分, y 方向に関して後退差分を用いて差分化する⁶⁾。また,

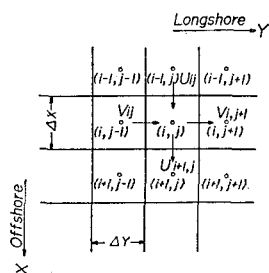


図-1 変数の配置

た, 海浜流計算においては, leap frog 法を採用する。図-1 は変数の配置図を示したものであり, 格子点中央で, η , h , H および θ が与えられるものとする。さらに, 海浜変形計算も海浜流の場合と同様の差分法で行ったが, その際砂は海浜流の流向に輸送されると仮定しているので, 全漂砂量が求められる格子点は格子セル頂点になり, したがって流速の定義位置と異なる。そこで, 流速の内挿を行って, 格子セル頂点における流速および流向を求めるとともに, 砂の移動限界水深を考慮して全漂砂量 q さらに, x 方向および y 方向漂砂量, q_x および q_y を計算したのち, 再びそれらを流速の定義位置に再配分した。

つぎに, 計算にあたっては, 領域を沖方向に, $i=1 \sim M$, 沿岸方向に $j=2 \sim N$ に分割した。この場合の境界条件として, 沖側では,

$$\left. \begin{aligned} H(M, j) &= H_M, & \theta(M, j) &= \theta_M, \\ h(M, j) &= h_0(M, j), \\ U(M, j) &= V(M, j) = \eta(M, j) = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

を与えた。ここに、 H_M および θ_M ：沖側境界での波高および波向、 h_0 ：初期水深、である。一方、岸側では $i=2$ の汀線で水が上下するように、

$$\begin{aligned} H(1, j) &= \theta(1, j) = U(1, j) = U(2, j) \\ &= V(1, j) = \eta(1, j) = 0 \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

を与えた。したがって、 $i=2$ で初期水深を 0 としているので、海浜変形による汀線の後退は $i=1$ から 2 までのメッシュ内になる。また、側方境界条件として E. Noda による沿岸方向に関する周期性条件を用いた。そのため、計算領域の左右に $j=1, N+1, N+2$ を加え、計算上現われるすべての量 P に対してつぎの条件を満たすようにした。

$$\left. \begin{aligned} P(i, 1) &= P(i, N), \\ P(i, N+1) &= P(i, 2), \\ P(i, N+2) &= P(i, 3) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

実際の数値計算は $j=2 \sim N$ で行い、式 (14) を適用すれば、すべての j での値が決まることになる。なお、初期条件として $t=0$ で $U=V=\eta=0$ および $t=t_0$ で $h=h_0$ とした。ここに、 t_0 ：海浜変形計算の開始時刻、である。

以下、計算手順を示すと、まず計算領域の最も沖側に、波高、波向および周期を与え、Snell の法則および平行等深線の場合の波高変化式から計算した波向および波高を初期値として、式 (1) および式 (2) から波向および波高を求めるとともに、計算波高を合田の碎波条件と比較して小さい方の値を採用する。つぎに、各格子点の波特性から計算した radiation stress を用いて、set-up および海浜流を求めたのち、set-up 量を加えた新たな水深に対して波浪変形および海浜流の計算をくり返し、波浪および海浜流に関する定常解を得る。ついで、土屋らの漂砂量式および漂砂の連続式から海底地形変動を算出し、さらに set-up および海底地形変動に伴う水深変化あるいは沖波特性の時間変化をも考慮して波浪変形、海浜流および海底地形変動計算をくり返す。

数値計算においては、領域を 28×8 の格子網に分割し、格子間隔をそれぞれ $\Delta x = 12.5 \text{ m}$ 、 $\Delta y = 50 \text{ m}$ 、時間間隔を $\Delta t = 1.0 \text{ s}$ とした。なお実際に使用した y 方向の格子数は周期的条件を適用するために導入した格子数 3 を加えた合計 11 である。

3. 沿岸流の理論解と数値計算結果との比較

ここでは、海底勾配 0.016 の平行等深線地形に一定の波特性 ($H_M = 1 \text{ m}$ 、 $T = 3.5 \text{ s}$ および $\theta_M = -30^\circ$) が作用した場合の沿岸流を数値計算し、Longuet-Higgins によ

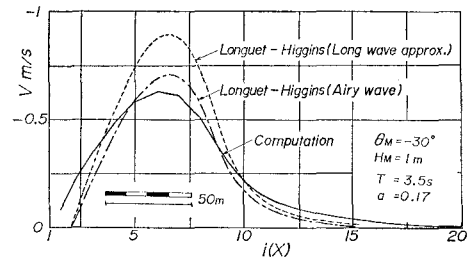


図-2 沿岸流の理論解と数値計算結果との比較

る理論解との比較より数値計算法の妥当性を検討する。

図-3 は碎波基準として $H_b/h_0 = 0.8$ を採用した場合の沿岸流の数値計算結果 (実線) を Longuet-Higgins の理論解 (点線) と比較したものである。両者を比較すると、理論解の最大値は数値計算結果よりかなり大きい。これは理論解の誘導において長波近似が用いられているので、碎波点での流速が過大に評価されていることによる。そこで、数値計算と同様に微小振幅波理論に基づいて、数値微分により碎波点におけるエネルギーフラックスの沖方向勾配、すなわち碎波点での流速を求めて沿岸流の沖方向分布を再計算したのが、図中の一点鎖線である。この修正理論解と数値計算結果を比較すると、後者では set-up の影響により水深が変化するため、また水平混合項の表示が相互に異なるためか、沿岸流速の沖方向分布が前者に比べてやや平滑化されているが、両者は相互にかなりよく対応しているといえる。なお、このほか同様の条件のもとの数値計算から、合田の碎波条件および $H_b/h_0 = 0.8$ という碎波条件のいずれを用いても、set-up および沿岸流の計算結果にそれほど差が出ないことおよび水平混合項の有無は set-up にほとんど影響しないことなどがわかった。

4. 定常波浪による海浜変形の計算結果

(1) bar 地形の海浜変形

ここでは、後述する図-4 に示すように、沖方向の $i=7$ で沿岸方向の $j=4 \sim 6$ に bar 地形 (水深 0.6 m) をもち、その他は平行等深線という地形を仮定し、計算領域の最も沖側の地点に波高 $H_M = 1 \text{ m}$ 、周期 $T = 3.5 \text{ s}$ および波向 $\theta_M = -30^\circ$ という定常波浪が作用した場合の海浜変形計算を行った。計算にあたっては、まず波浪変形および海浜流の計算を交互に 200 回行ったのち、海浜変形計算を開始した。図-3 は海浜の沖方向断面の時間変化を示したものである。これらの図によると、海浜変形は主として bar のある $i=7$ から岸側で生じている。すなわち、もともと bar が存在しなかった $j=3$ では、時間の経過につれて bar が出現する。 $j=4$ では、bar の峯および谷のいずれにおいても水深が増大しているが、1 時間後にはほぼ変化が止まる一方、水深 2 m 近傍に、新たに小さな bar が出現している。また、 $j=5 \sim 6$ では

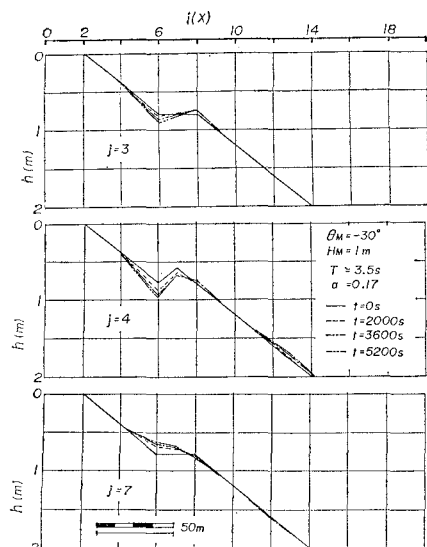


図-3 海浜断面の時間変化 (bar 地形)

わずかな水深変化しか見られないが、 $j=7$ では、 $i=6\sim 8$ にあった平坦地形部に砂が堆積し、断面地形は一樣な勾配に漸近している。図-4は3つの時点における海底地形を平面図に表わしたものである。図-3の断面図およ

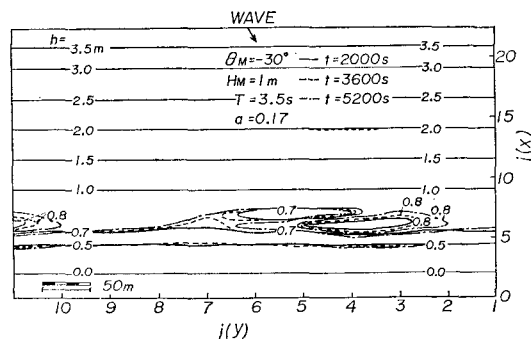


図-4 海底地形の時間変化 (bar 地形)

びこの図によると、波の入射方向に対して bar 地形の下手側の岸側領域では、水深が増大し、しかも時間の経過とともに、その領域は拡大している。一方、bar 地形の上手側では、初め単独にあった bar 地形を表わす 0.7m 等深線が岸からの堆積により、他の 0.7m 等深線とつながっている。

(2) hole 地形の海浜変形

一定勾配 ($m=0.016$) をもつ海底地形に対し、1m の水深急変部を $j=3\sim 7$ および $i=8\sim 13$ に与えた hole 地形を対象として、 $H_M=1\text{m}$ 、 $T=3.5\text{s}$ および $\theta_M=-30^\circ$ の条件で海浜変形計算を行った。図-5は海浜の沖方向断面の時間的変化を表わしたものである。これらの図において、まず、 $j=1$ では計算開始後 1600 秒まではほぼ一樣勾配であった地形が、2400 秒後になると、急

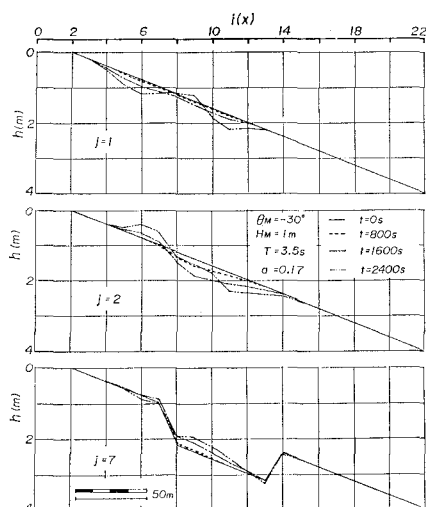


図-5 海浜断面の時間変化 (hole 地形)

激に変化し、bar 地形が出現する。また $j=2$ では、1600 秒後に現われた bar 地形が時間の経過とともに発達する一方、 $i=11$ 付近の侵食も進行している。さらに、 $j=7$ では、hole での堆積が大きくなり、そのうち、 $i=9$ では水深の変化率が依然として大きいので、平衡状態に達するまでかなりの時間の経過が必要であらう。図-6は海底地形の平面的変化を表わすために、図-5と同時刻において等深線を図示したものである。この図から明

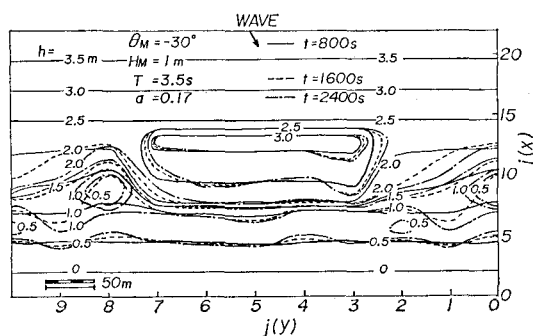


図-6 海底地形の時間変化 (hole 地形)

らかなように、波の入射方向に対して下手側にあたる hole の右側領域では、おおむね侵食傾向が、一方左側領域では堆積傾向が現われ、とくに、 $j=8$ 、 $i=9$ 付近では島状 bar 型地形の発達が急である。また、波の入射方向に対して hole 地形の影の部分にあたる岸側領域での海浜変形はあまり進行していない。つぎに、hole 地形についてみると、hole 地形は沿岸流の方向に移動するが、hole 内では、移動限界水深との関係で海底地形変動はほとんど生じないし、周辺の砂により hole が浅くなることもないことがわかる。

5. 非定常波浪による海浜変形の計算結果

ここでは、1975年10月5日～6日の琵琶湖におけるストーム時を対象として、非定常波浪および風の作用下における彦根愛西湖岸の湖底地形変動を数値計算する。

図-7は入力として与えた水深4m地点での有義波高、有義波周期および方向スペクトル解析から得られた周波数スペクトルのピーク周波数における波向、さらに10分間平均風速および風向の時間変化を示したもので

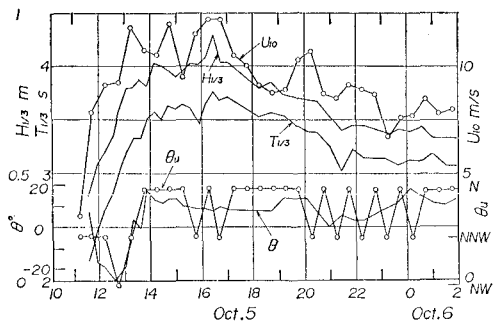


図-7 風および波特性の時間変化

ある。波浪は風速の増大とともにしだいに発達して定常状態に達したのち、緩やかに減衰状態に入っている。これは琵琶湖において見られる典型的なストームである。また、風波の発達期の1時間とそれ以降では波向が大いに異なっている。したがって、このことから沿岸流の方向が途中で逆転することが示唆される。

図-8は図-7に示した風および波浪が作用した場合の彦根愛西湖岸の湖底地形変化を4時点について示したものである。ただし、計算に先だち、湖底地形が沿岸方向の周期性条件を満足するように、実測結果を若干修正している。また、風波であることを考慮して碎波係数 $\alpha = 0.11$ とした。さて、この結果によると、初期地形のう

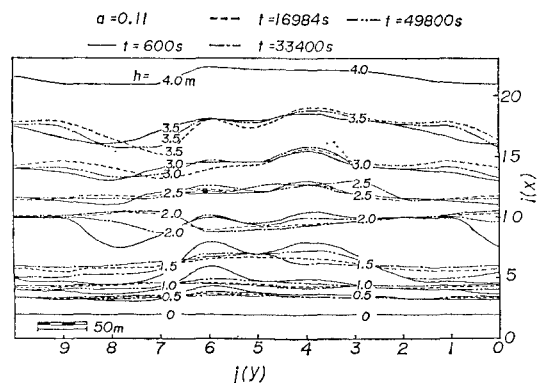


図-8 彦根愛西湖岸地形の時間変化

ち、等深線が湾曲している領域（たとえば $(i, j) = (8, 8)$ の地点）では、 $t = 16984$ 秒後において等深線の曲率が減少し、つぎの時点では、ますます等深線の平坦化が進行するが、この変化率は地形変化の進行とともに減少する。また、さらに時間が経過すると、3m, 3.5m および 4m の等深線はほとんど変化しなくなるとともに、湖底地形は全般的に平行等深線地形に漸近する傾向が現われる。なお、今回の計算には、浜漂砂が含まれないので、set-up が存在し、したがって、漂砂量が存在するにもかかわらず、汀線の位置はほとんど変化しない。

6. 結 語

以上、本研究では、波浪変形、海浜流、漂砂量および海底地形変動の計算法を組み合わせることにより、任意の地形を有する海浜に非定常波浪が入射し、かつ、領域全体に風が吹送する場合の2次元海浜変形の数値計算法を提案した。そして、数値計算結果に基づき、2次元海浜変形の特性について若干の考察を加えた。しかし、それぞれの計算はかなり単純化されているので、今後たとえば、波と流れの相互干渉、海浜流計算における移流項、波の回折効果および浜漂砂などを考慮するとともに、底面せん断力などの表示法についても改良を加えていく必要がある。また、紙数の都合上、波浪変形および海浜流の計算結果をほとんど述べなかったもので、別の機会に発表するつもりである。

最後に、本研究の実施にあたり、御指導賜った京大防災研究所土屋義人教授ならびに資料の整理や図の作成に助力願った愛媛大学工学部海洋工学科大福学技官に謝意を表明するとともに、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、本研究の計算はすべて九州大学大型計算機センターの M-200 および愛媛大学計算機センターの FACOM 230-28 によった。

参 考 文 献

- 1) 合田良実: 浅海における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14号, 第3巻, pp. 57-106, 1975.
- 2) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, Part 1 and 2, Jour. Geophys. Res., Vol. 75, pp. 5914-5927, 1970.
- 3) 土屋義人・安田孝志: 海浜変形の簡単なモデル, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 189-193, 1978.
- 4) 堀川清司・波辺 晃: 波による砂移動に関する一考察, 第13回海岸工学講演会講演集, pp. 126-134, 1966.
- 5) Noda, E. K.: Nearshore circulations under sea breeze condition and wave-current interactions in the surf zone, Tetra Tech. Rep., TC-149-4, pp. 41-140, 1974.
- 6) Birkemeier, W. A. and R. A. Dalrymple: Nearshore water circulation induced by wind and waves, Symposium on Modelling Techniques, pp. 1062-1081, 1975.