

II—9

任意海底地形と汀線移動を考慮した沿岸波浪の数値解析

北海道大学大学院 学生員 蓑 島 正 敏
北海道大学工学部 正 員 水 田 洋

1. はじめに

浅海域での波浪変形の数値モデルは、自然海浜や構造物を有する海浜を対象としてかなり多く開発されている。一般に、現実の海岸線では、海底地形のみならず汀線形状もかなり複雑に変化している場合が多い。このような状況において、実際に計算を行う場合、岸側境界の取扱いが1つの問題となる。従来は、その解決方法として、静水汀線を仮定した上で各定常状態での平均水位の上昇に伴う汀線変動を僅かに考慮したり^[1]、また、実質水深の極めて小さい領域については計算が物理的な意味を失うと考え、ある決められた水深以下の計算点は対象領域から除外し、これらの点ではすべての流速成分を0とする^[2]、などの方法がとられている。さらに、岸側境界からの反射波の影響を、さほど問題としない広大な解析領域を対象とする外洋伝播計算においては、固定直立壁を適用している。

本研究では岸側境界の取扱いにおいて、従来のように、移動汀線上で起こる特異な状況(波数が無限大となることや波向が直角になること)に対して境界条件が必要な差分法や有限要素法とは異なる、変形可能セル法^{[3][4]}を導入し、より簡素化された境界条件によって、波の廻りに伴う汀線変動を考慮する。モデルとしては、鉛直方向に積分平均化した基礎方程式系を用いる。数値計算は、非一様な海底や海岸線地形に与えられた波が入射して来ると言う条件下で、静水状態から出発し、任意の入射波に対応する定常的な沿岸波浪の場を、その過渡状態を含めて変形可能セル法によりシミュレートする。最後に、モデル地形に対する数値計算結果に基づいて沿岸波浪変形の特性を考察する。

2. 2次元沿岸波浪の数値計算法

(1) 支配方程式と変形可能セル法

非圧縮性流体を図1に示すように任意形状で変形可能なセルに分ける。計算の便宜上、水位上昇量 η 、流速 $\vec{v}$ は、図1のように配置し、質量 M 、運動量 $M\vec{v}$ はセルに対して、体積 V は格子点に対してそれぞれ割り当てられる。流体の厚み(紙面に対して垂直方向、実際の領域では深さに相当する)はセル毎に違って構わない。移動可能なセルの表面は、流体の速度($\vec{v}$)とは異なる大きさの速度($\vec{u}$)を持つとする。本計算で用いられる支配方程式は、鉛直方向に積分された質量保存則、運動量保存則および体積保存則で次のように表される。

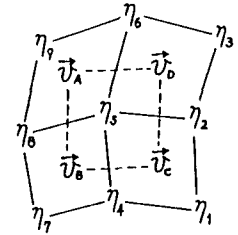


図1. 保存則適用領域

$$M^{n+1} = M^n + \oint d\vec{S} \cdot (\vec{u} - \vec{v}) \rho \Delta t + (\text{拡散項}) \Delta t \quad (1)$$

$$(M\vec{v})^{n+1} = (M\vec{v})^n + \oint d\vec{S} \cdot (\vec{u} - \vec{v}) \rho \Delta t + (\text{重力項}) \Delta t + (\text{圧力項}) \Delta t + (\text{粘性項}) \Delta t \quad (2)$$

$$V^{n+1} = V^n + \oint d\vec{S} \cdot (\vec{u} - \vec{v}) \Delta t \quad (3)$$

Numerical Simulation of the Coastal Waves with the Arbitrary Sea-bed
and the Shoreline Transfer
by Masatoshi MINOSHIMA and Yo MIZUTA

ここで、 ρ は流体の質量密度、 p は圧力、 $\oint dS$ はセルの全表面にわたる積分、 $n, n+1$ は、時間 Δt だけずれた時間ステップを表す。方程式中で $\vec{v}, \vec{v}$ の差を含む項は対流流速項であり、例えば $\vec{v}=0$ とするとEuler法、 $\vec{v}=\vec{v}$ とするとLagrange法となる。本論文では、 $\vec{v}$ を汀線の移動速度に追従して動くように決める。このような方法は、Lagrange-Euler混合法と呼ばれている^[5]。

ところで、(2)式の右辺第3、第4項は、静水圧分布 $p=\rho g(\eta-z)$ を仮定することによって、次のように書き表される。

$$(\text{圧力項}) + (\text{重力項}) = - \oint dS \rho g \eta = [\bar{R}_1 \eta_1 + \bar{R}_2 \eta_2 + \bar{R}_3 \eta_3 + \bar{R}_4 \eta_4] \times \vec{z} \quad (4)$$

ここで、 g は重力加速度、 z は流体内部の任意の点の鉛直成分を表す。最終的に、圧力項と重力項の和は、各頂点の位置ベクトル、質量密度、流体の厚みによって表されるベクトル量 $\bar{R}_v (v=1,2,3,\dots)$ を係数として、セルの4頂点での水位上昇量 η_v の線形結合で表される。

さて、各計算点における新しい時間ステップ $n+1$ でのそれぞれの物理量は、以下に示す式によって定義される。

$$\vec{v}^{n+1} = \frac{(M\vec{v})^{n+1}}{M^{n+1}} \quad (5)$$

$$\eta^{n+1} = h_E + \frac{V^{n+1}}{S^{n+1}} \quad (6)$$

$$\vec{r}^{n+1} = \vec{r}^n + \vec{v}^n \Delta t \quad (7)$$

ただし、 h_E は海底の高さ、 S, V は破線領域の面積と体積(例えば、格子点5に対しては $\square ABCD$ の面積とそれに厚みをかけた直に相当する)である。計算の手順としては、まず最初に(1),(2)式をセルに対して適用し(5)式より流体速度 $\vec{v}$ を計算する。それによって格子点移動速度 $\vec{v}$ が求まり、(3)式を破線領域に適用することで(6)式から η が計算される。また、時刻 $n+1$ ステップでの変形後のセルに対する格子点位置ベクトルは、(7)式より計算される。このようにして時間ステップ n における量から時間 Δt だけ後の $n+1$ ステップにおける量が繰り返し計算される。

(2) 境界条件の分類と汀線変動の取扱い

ここでは、図2のような境界近傍の領域における取扱いを前報^[5]による表現を用いて示す。本計算では、沖側と岸側の境界で(NP)を、残りの境界で(NV)をそれぞれ導入する。ここで、括弧内の記号について、最初の英字Nは、法線境界条件であることを、次の英字は、流速(velocity)、圧力(Pressure)、応力(Stress)のいずれを既知としているかを表現している。

沖側境界(NP)では、外部条件として η の変動が与えられる。この時、静水圧分布より圧力が既知となる。また、(1),(2)式を図2のセルに適用すると流速 $\vec{v}$ が計算される。側方境界(NV)は、本計算において固定直立壁とみなす。したがって、法線流速が既知となる。

次に、汀線変動の取扱いについて示す。図2を3次元的に描くと汀線近傍におけるセルの形状は、図3のようになる。また、図4は $n(ABCD)$ 、 $n+1(A'B'C'D')$ ステップでの体積保存側適用領域を表している。面 $ABCD$ と面 $A'B'C'D'$ は、たがいに平行であると仮定しながら、この間の体積が(3)式右辺第2項と一致するように両面の間隔を決める。この時の AB と $A'B'$ の距離が、汀線上の流体の移動距離となる。格子の移動速度 $\vec{v}$ は、これから決まる速度の x 成分に等しいとする。また、境界条件としては、流体の厚さ $b=0$ によって簡単化される。

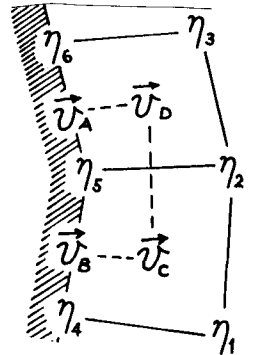


図2. 境界上での保存則適用領域

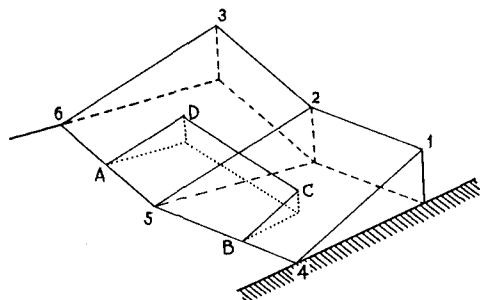


図3．汀線近傍のセル

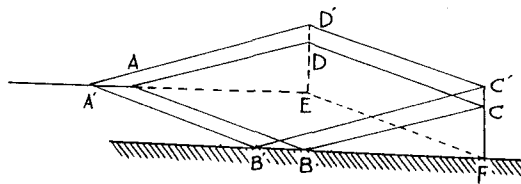


図4．汀線上の体積保存側適用領域

3. 計算結果及び考察

数値実験は図5のような最大水深60mの凹型地形に対して行う．領域全体の広さは 200×200 (m)，メッシュサイズは岸沖，沿岸方向共に10(m)である．時間間隔 $\Delta t = 0.1$ (s)とし，沖側境界からの人工反射波の影響が解析領域内へ及ばないように，解析時間 T_A は，岸からの反射波が再び沖側境界へ達する時間 T_R よりも常に小さく取る．波は沖側境界において，一定水深を与えることにより発生させる．以下の計算では， $\eta = 1.0$ (m)，波長 $l = 50.0$ (m)，平均流速 $\bar{v} = 0.0$ の初期波形を設定している．

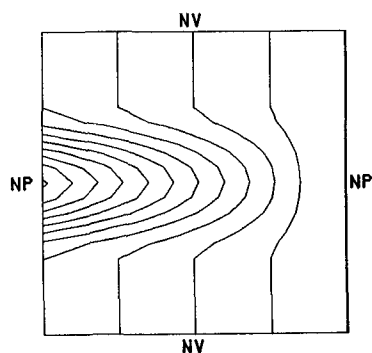


図5．地形図（等高線は5(m)間隔）

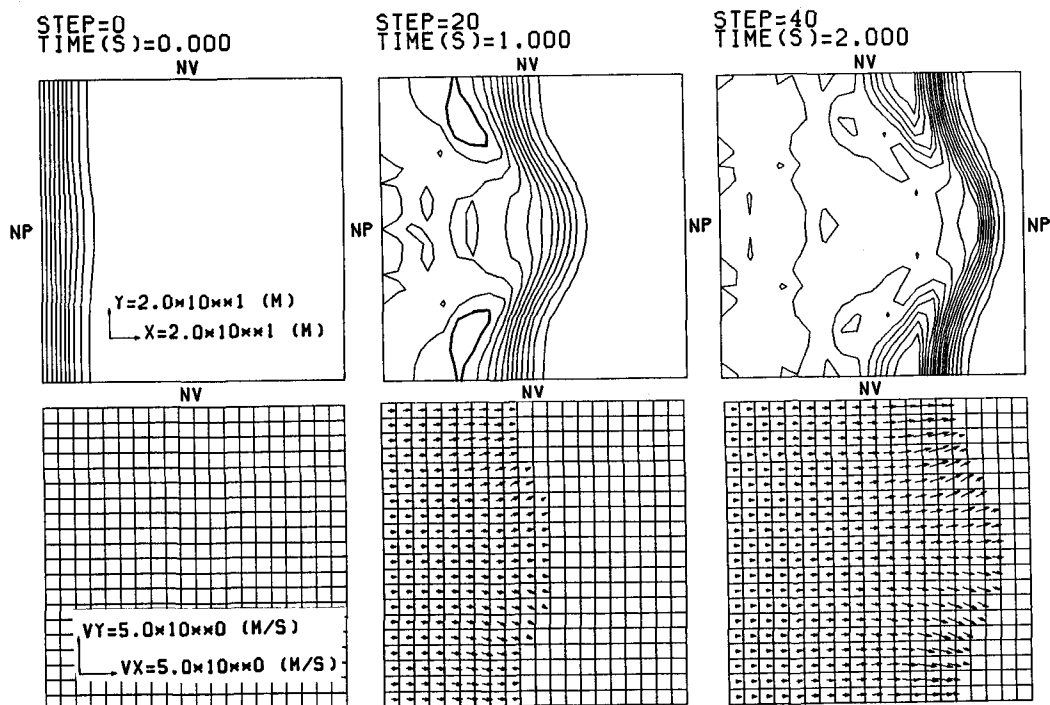


図6．対称凹型地形の波高分布と流速分布(part1)

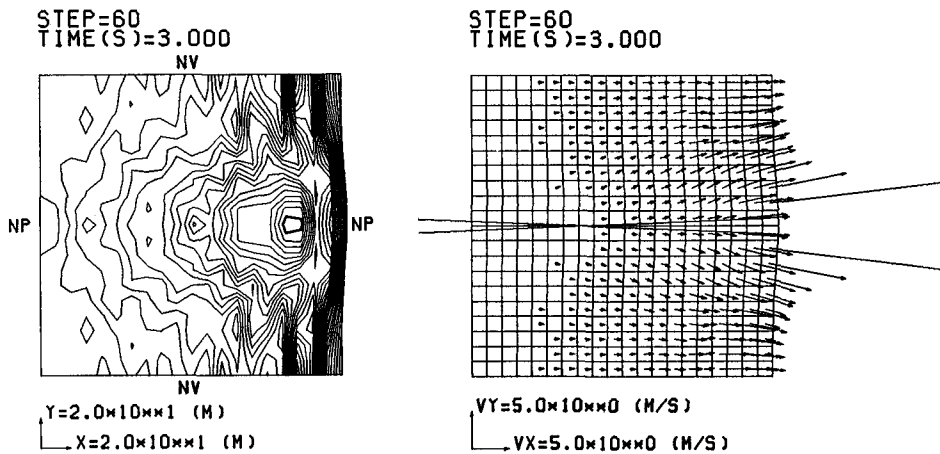


図7. 対称凹型地形の波高分布と流速分布(part2)

図7は、計算を60回繰り返した時点での解であり現時点では、本モデルのこの条件に対する完全な収束解は、得られなかった。しかし、波の汀線到達までの間の全体的な流れの状況は、よく表現されていると思われる。さらに、波の汀線到達時の波高・流速分布を観てみると、その近傍において波は、波形勾配を増している。このことは、流速分布より明かで、外側のセルの流速より一つ、あるいは2つ内側のセルの流速の方が大きな値を持っているからである。また、境界上のセルの流速が増大しているにも関わらず、汀線上のセルが、それほど変形したように見えないのは、 z 方向への変形が大きいからであろう。

4. まとめ

以上の計算結果より、明らかに、本計算モデルは未だ改良すべき点が多々ある。しかし、今回の計算によって、今後の本格的な数値シミュレーションモデルの足がかりを得ることができた。今後は、波形勾配が大きくなった時の汀線のよりスムーズな前後退、さらに初期の状態から複雑な任意形状を持つ汀線の取扱いなどが、重要な課題となる。また、実験データや現地の観測資料との比較もモデル有効性を知る上で重要となるであろう。

参考文献

- [1] 渡辺 晃, "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(1981).
- [2] 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).
- [3] 水田 洋, "Lagrange-Euler混合法による河口密度流の数値解析",
第31回水理講演会論文集, pp.515-520(1987).
- [4] Y.Mizuta, "A Deformable-Cell Method Used for Incompressible Density Stratified Flows",
Proc.Int.Conf.on Computational Method in Flow Analysis held at Okayama,
eds. H.Niki and M.Kawahara, Okayama Univ. of Science, pp.373-380(1988).
- [5] C.W.Hirt, A.A.Amsden, and J.L.Cook, "An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method",
J.Comp.Physics, pp.227-253(1974).
- [6] Y.Mizuta, "Generalized Boundary Conditions on the Basis of a Deformable-Cell Method
-Free Surface, Density Interfaces and Open Boundaries-",
Proc.Int.Symp.on Computational Fluid Dynamics-Nagoya, pp.1001-1006(1989).