

岐阜大学 正会員 安田 孝志
 岐阜大学 学生員 ○片山 章仁
 岐阜大学 寺澤 健一

1. 緒言 本研究では、ヘッドランド周辺の湾曲海浜形成機構の究明を図る立場から、それに密接に関わるヘッドランド周辺の海浜流の計算法とその結果について述べる。

2. ヘッドランド周辺の波の変形の計算法 海浜流の計算においては、radiation 応力の分布、すなわち波高および波向の空間分布を正確に計算しなければならない。ヘッドランド周辺の波の変形に関しては、浅水変形、屈折、反射、回折、砕波および流れによる変形の影響を評価する必要があるが、従来の手法ではこれらすべてを評価することはできない。ここでは、前報で述べたように斜面上の回折および砕波変形を重視する立場から、構造物および境界面の反射率を任意に設定でき、上述の流れ以外のすべての影響を評価できる数値波動解析法

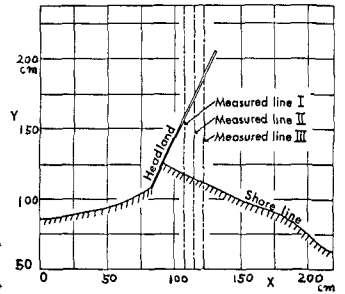
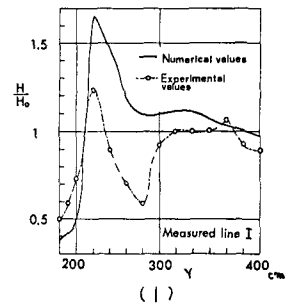


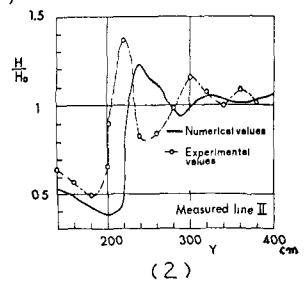
図-1 ヘッドランド平面図と測線位置

を用い、波と流れを独立させて計算を行う。数値波動解析法の基礎方程式から、波数、質量および運動量の保存則を導くことができ、さらに、砕波帯外では伊藤らの補正係数および砕波帯内では著者らが提案した補正係数を用いることにより、エネルギーの保存則をも満足させることができるので、この方法はここで扱うような砕波帯内外の波の計算にも十分適用できるものと考えられる。

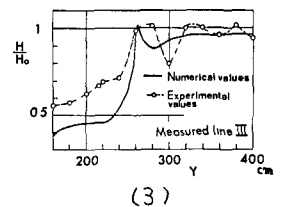


(1)

3. 数値解と実験結果との比較 前述の数値解の適用性を検討するため、¹⁾前報で述べた方法によって得られた実験結果との比較を行う。この場合、回折波領域において実験結果との比較を行なうことが最も重要と考えられるので、図-1に示す側線IおよびIIの波高について比較を行うこととし、図-2にその結果を示す。これから、側線IおよびIIの実験結果は、砕波によって一時的に波高が低下した後、砕波後の回折波によって波高が急激に増大する様子を表わしているが、数値解はそれによく対応しており、この種の波の変形計算への数値波動解析法の拡張適用が十分可能であるものと判断される。したがって、以下ではこの手法を用いて波高および波向分布を計算し、それに基づいて海浜流の計算を行うことにする。



(2)



(3)

4. 海浜流の基礎方程式および数値計算法 ここでは、最近の研究成果を基にして、海浜流系の概略はradiation 応力項、平均水位項および底面摩擦項によって決定されるものとし、水平拡散項、慣性項および入射波の質量輸送項を無視する。この結果、図-3のように座標を定めれば、海浜流

図-2 波高変化に関する実験値と数値解との比較

の基礎方程式は、次式で示される平均流に対する運動方程式および連続式となる。

$$(\partial S_{xx}/\partial x + \partial S_{xy}/\partial y) + \rho C |\bar{U}| U = -\rho g(h+\bar{\eta}) \partial \bar{\eta} / \partial x \quad (1)$$

$$(\partial S_{yx}/\partial x + \partial S_{yy}/\partial y) + \rho C |\bar{U}| V = -\rho g(h+\bar{\eta}) \partial \bar{\eta} / \partial y \quad (2)$$

$$\partial \{U(h+\bar{\eta})\} / \partial x + \partial \{V(h+\bar{\eta})\} / \partial y = 0 \quad (3)$$

ここに、 U および V は海浜流の流速、 $S_{xx}=S_{11}\cos^2\theta+S_{22}\sin^2\theta$ 、 $S_{yy}=S_{11}\sin^2\theta+S_{22}\cos^2\theta$

であり、 θ は入射角、 S_{11} および S_{22} は入射波の radiation 応力の進行およ

び直角方向成分を示し、微小振幅波理論を用いれば、 $S_{11}=3\rho g H^2/16$ および $S_{22}=\rho g H^2/16$ となる。また、 C は

海底摩擦係数、 $\bar{\eta}$ ：静水面からの平均水位、 h 、静水深および $|\bar{U}|$ は底面での波の水粒子速度を示し、これも微小振幅波理論を用いれば、 $|\bar{U}|=2H/T\sinh(2\pi h/L)$ となり、 H 、 L および T はそれぞれ入射波の波高、波長および周期を示す。ここで、上式を楕円型の境界値問題として S.O.R.法によって解くため、

輸送流れ関数

$$\partial \psi / \partial y = U(h+\bar{\eta}), \quad \partial \psi / \partial x = -V(h+\bar{\eta}) \quad (4)$$

を導入し、式(1)および(2)から $\bar{\eta}$ を消去すれば、次式の楕円型の偏微分方程式が導かれる。

$$\nabla^2 \psi + \{ (U_0/h^2)x / (U_0/h^2) \} \psi_x + \{ (U_0/h^2)y / (U_0/h^2) \} \psi_y = - (h^2/\rho C U_0) \{ \partial \{ \partial S_{xx}/\partial x + \partial S_{xy}/\partial y \} / h \} / \partial y - \partial \{ \partial S_{yx}/\partial x + \partial S_{yy}/\partial y \} / h \} / \partial x \quad (5)$$

上式を S.O.R.法で解くため、前述の数値波動解析法の格子に一致させた正方形格子とし、加速定数を ω で与えれば、このときの解くべき差分方程式は次式となる。

$$\psi_{i,j}^{(k+1)} = \psi_{i,j}^{(k)} + \omega \{ (1/8) (B_1 \psi_{i+1,j}^{(k)} + B_2 \psi_{i-1,j}^{(k+1)} + B_3 \psi_{i,j+1}^{(k)} + B_4 \psi_{i,j-1}^{(k+1)} - B_5) - \psi_{i,j}^{(k)} \}$$

ここに、上付き添字 k は近似の次数を示し、 $B_1=2+\{(U_0/h^2)y/(U_0/h^2)\}\Delta s$ 、

$B_2=2-\{(U_0/h^2)y/(U_0/h^2)\}\Delta s$ 、 $B_3=2+\{(U_0/h^2)x/(U_0/h^2)\}\Delta s$ 、 $B_4=2-\{(U_0/h^2)x/(U_0/h^2)\}\Delta s$ 、

および $B_5=-2(h^2/\rho C U_0) \{ \partial \{ \partial S_{xx}/\partial x + \partial S_{xy}/\partial y \} / h \} / \partial y - \partial \{ \partial S_{yx}/\partial x + \partial S_{yy}/\partial y \} / h \} / \partial x \} (\Delta s)^2$

である。境界条件については次のように考える。斜め入射波を考えている

ことから、汀線では $\psi=0$ とし、十分沖側では ψ の値は一定値に収束するものとした。また、側方境界については、ヘッドランドによる散乱波の影響は無視されるものとし、 ψ の値は沿岸方向に関しては一定値になるものとした。これによって、沿岸方向に周期性を仮定したりする必要はなくなり、また、境界上の値を未知量として Newton法を併用する煩雑さを避けることもできる。図-4は、図-3に示す一様傾斜海浜上の反射率0.8のヘッドランド周辺の波高分布 H/H_0 を沖波波形勾配 $H_0/L_0=0.03$ の入射波および斜面勾配 $1/20$ の場合について示したものであり、これから背面での回折波の存在が認められる。図-5は、図-4の結果を基にして式(5)より導かれた輸送流れ関数の分布を示す。ヘッドランド前面では反射波のためもある沖向きの流れが生じ、背後では回折波のためもある岸向きの流れが生じているが、渦を生じるには至っていない。この理由としては、式(5)を差分法で解くに当たって、ヘッドランドの幅が十分に考慮されなかったため、海浜流に対して透過構造になっていることが考えられる。事実、 $\psi=0.1$ および 0.2 の流線はヘッドランドを透過しており、これが回折波によって生じるはずの流れの発生を抑えたものと思われる。

5. 結 語 この示した手法によって、ヘッドランド周辺の海浜流の計算が可能となる。図4、図5は、さらに手法を改良するとともに、斜率性を用いた

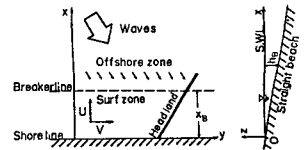


図-3 座標および記号の説明

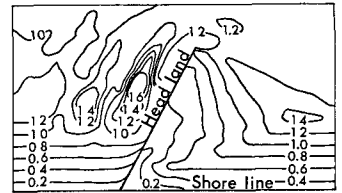


図-4 ヘッドランド周辺の波高分布図

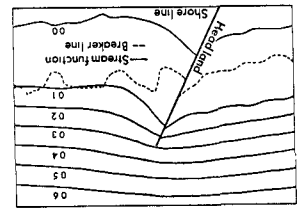


図-5 輸送流れ関数分布図