

# 透水性を有する海底起伏と波浪との 平面 2 次元相互干渉

間瀬 肇<sup>1</sup>・沖 慎一郎<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup> 学生員 京都大学大学院工学研究科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

波状透水層上の楕円型波動方程式を連立放物型波動方程式に変換し、平面 2 次元の場合における透水性を有する海底起伏と波浪の相互干渉を解析する。不透過な海底の起伏の場合に比べて、起伏が透水性を有する場合には透水層内でのエネルギー散逸により入射波成分および反射波成分の振幅は減少するが、エネルギー減衰場から離れたところで波の屈折・回折により波が集中し、振幅が大きくなることもある。このような現象は断面 2 次元の波浪変形解析では再現できないので、平面 2 次元における解析が重要である。

**Key Words :** Bragg scattering, porous rippled bed, bottom-wave interaction, coupled parabolic approximation equations

## 1. はじめに

潜堤は景観上優れているばかりでなく、捨石に藻が繁殖して魚の産卵や稚魚の保育に役立つといった水産面での効果も期待できる。実際、関西国際空港島の造成後、石積み護岸の周辺で魚介類が多く観察されるようになったという報告がある。潜堤の天端幅が広いほど消波機能は向上するが、天端幅が狭くてもそれらを適当な間隔で設置し、潜堤と波の共振を利用して岸側の波高を減少できれば好都合である。

一方、海底の起伏と波の共鳴反射の問題として、多段砂洲と波浪の相互干渉、すなわち、多段砂洲の形成メカニズムが近年研究されている (Davies and Heather-shaw<sup>1)</sup>, Mei<sup>2)</sup>, Kirby<sup>3)</sup>)。理論的には Kirby<sup>3)</sup> のものが適用範囲が広く、任意海底地形に対しても適用可能である。しかしながら、彼の理論は海底地盤が透水性を有する場合を考慮していない。そこで、間瀬ら<sup>4)</sup> は、透水性を考慮しなければならない自然の海底地盤、捨石、消波ブロック、人工魚礁などが群状に海底に設置された現地海浜を想定して、波状透水層上の波動方程式を導いた。この理論は、Kirby<sup>3)</sup> の理論を拡張したものである。この波状透水層上の波動方程式を用いて断面 2 次元における海底起伏と波浪との相互干渉が解析され、透水性の影響が検討された。

本研究は、平面 2 次元の場合における海底起伏と波浪

との相互干渉を取り扱うものである。はじめに、間瀬ら<sup>4)</sup> による楕円型波動方程式を、Kirby<sup>3)</sup> の手法にならない、空間発展型の連立放物型波動方程式へ変換する。次に、この放物型方程式を解くための数値計算コードを作成し、平面 2 次元の海底地形および海底起伏を設定して波浪の変形計算を行い、平面 2 次元場における Bragg 共鳴反射を利用した波浪制御について検討する。

## 2. 波状透水層上の楕円型波動方程式の概略

ここでは、間瀬ら<sup>4)</sup> が導いた楕円型波動方程式の概略を示す。座標系および記号は、図-1 に示されているとおりである。

平均水深を  $h(\bar{x})$ 、平均透水層厚を  $h_s(\bar{x})$ 、平均水深からの変動量を  $\delta(\bar{x})$  とする。  $h(\bar{x})$  および  $h_s(\bar{x})$  の空間変化は緩やかであるとする。変動量  $\delta(\bar{x})$  の空間変化スケールは表面重力波の波長のオーダーであると、緩勾配水深からの急変動分を取り入れる。

流体層を領域 (I)、多孔質剛体の透水層を領域 (II) と区別して、領域 (I) と領域 (II) のそれぞれにおける基礎式および境界条件、また領域 (I) と領域 (II) の境界面における圧力と鉛直流量流速の連続条件を満たす解を求める。その際、領域 (I) および領域 (II) において、

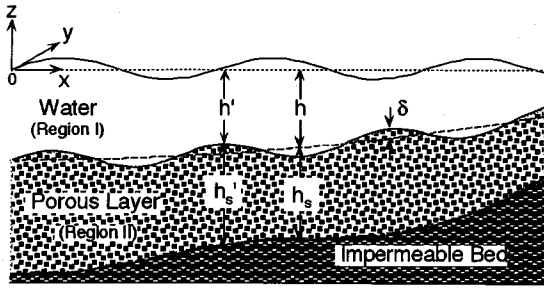


図-1 座標系および各諸量の定義

流体は非粘性、非圧縮であるとし、運動は非回転であるとする。透水層の下部は不透過地盤とする。波は線形波を対象とする。

Smith and Sprinks<sup>5)</sup> および Kirby<sup>3)</sup> に従い、Green の定理を用いて、以下の式が導かれる。

$$\frac{1}{g}(\ddot{\phi}_n + \omega^2 \bar{\phi}) - \nabla_h \cdot (\alpha \nabla_h \bar{\phi}) - k^2 \alpha \bar{\phi} + \frac{\cosh^2 kh_s}{D^2} (1-\gamma) \nabla_h \cdot (\delta \nabla_h \bar{\phi}) = 0 \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{1}{4kD^2} \left\{ \cosh^2 kh_s \sinh 2kh \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) + \gamma \sinh 2kh_s (\cosh 2kh - 1) + \gamma^2 \sinh^2 kh_s \sinh 2kh \left( 1 - \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \right\} + \frac{1}{4kD^2} \left\{ \gamma \sinh 2kh_s \left( 1 + \frac{2kh_s}{\sinh 2kh_s} \right) \right\} \quad (2)$$

$$D = \cosh kh_s \cosh kh (1 + \gamma \tanh kh_s \tanh kh) \quad (3)$$

$$\gamma = n / (\tau + if) \quad (4)$$

ここで、 $\bar{\phi}$  は表面波の複素ポテンシャル振幅、 $\nabla_h$  は水平 2 次元勾配ベクトル、 $g$  は重力加速度、 $t$  は時間、 $n$  は透水層の間隙率、 $\tau$  は慣性係数、 $f$  は線形抵抗係数、 $i$  は虚数単位、 $\omega$  は角周波数、 $k$  は波数であり、 $\omega$  と  $k$  には

$$\omega^2 = gk \frac{\tanh kh + \gamma \tanh kh_s}{1 + \gamma \tanh kh \tanh kh_s} \quad (5)$$

の分散関係がある。

式(1)において、 $\bar{\phi}$  の時間項を分離して

$$\bar{\phi} = \hat{\phi} e^{-i\omega t} \quad (6)$$

とおき、 $\hat{\phi}$  についての方程式を求めれば

$$\nabla_h \cdot (\alpha \nabla_h \hat{\phi}) + \alpha k^2 \hat{\phi} - \frac{\cosh^2 kh_s}{D^2} (1-\gamma) \nabla_h \cdot (\delta \nabla_h \hat{\phi}) = 0 \quad (7)$$

となる。式(7)が間瀬ら<sup>4)</sup>によって誘導された波状透水層上の楕円型波動方程式である。誘導過程の詳細については、間瀬ら<sup>4)</sup>を参照されたい。

### 3. 楕円型波動方程式から連立放物型波動方程式へ

式(7)の楕円型方程式の解を求めるには、解析領域を囲む全境界において境界条件が必要である。無限海域におかれた構造物による波の散乱問題、あるいは湾水振動といった場合を除いて、一般に境界条件の設定は容易でない。例えば、平面 2 次元の浅海波浪変形を計算するには岸側の境界条件も与えなければならないが、実際にはこれが求めたいものである。

式(7)を放物型近似すれば、側方条件のもとで、波の進行方向へ順次計算を進めていくことができる。反射を考慮しなければならないときには、逆方向に反射波を求める計算を行う。実際には、入射波と反射波は干渉する。以下では、Kirby<sup>3)</sup>の手法にならない、式(7)の楕円型波動方程式を連立放物型波動方程式へ変換する。まず、式(7)の両辺に  $g$  をかけて

$$\nabla_h \cdot (\alpha \nabla_h \hat{\phi}) + \alpha' k^2 \hat{\phi} - \beta' (1-\gamma) \nabla_h \cdot (\delta \nabla_h \hat{\phi}) = 0 \quad (8)$$

$$\alpha' = g\alpha, \quad \beta' = \frac{g \cosh^2 kh_s}{D^2} \quad (9)$$

とおく。 $g$  をかけたことにより、 $\alpha'$  は  $CC_g$  ( $C$ : 波速、 $C_g$ : 群速度) と同じ次元になる。ここであらためて、 $\alpha'$  を  $\alpha$ 、 $\beta'$  を  $\beta$ 、 $\hat{\phi}$  を  $\phi$  と表すことにする。式(8)を変形すると、

$$\{\alpha - \beta(1-\gamma)\delta\} \phi_{xx} + \{\alpha_x - \beta(1-\gamma)\delta_x\} \phi_x + \alpha k^2 \phi + (\alpha \phi_y)_y - \beta(1-\gamma)(\delta \phi_y)_y = 0 \quad (10)$$

となる。下つき添字の  $x$  および  $y$  はそれらについて微分をとることを意味する。ここで、

$$v = \alpha - \beta(1-\gamma)\delta \quad (11)$$

とおく。上式の  $x$  微分は次のようである。

$$\begin{aligned} v_x &= \alpha_x - \beta_x(1-\gamma)\delta - \beta(-\gamma_x)\delta - \beta(1-\gamma)\delta_x \\ &= \alpha_x - \beta(1-\gamma)\delta_x + O(k\delta)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

ただし、緩勾配の仮定および透水性の特性を表すパラメータ  $\gamma$  の空間変化は  $O(k\delta)$  であるという仮定を用いた。式(11)および式(12)を用いて式(10)を書き直せば、以下のようになる。

$$\begin{aligned} v\phi_{xx} + v_x\phi_x + \alpha k^2\phi + (\alpha\phi_y)_y \\ - \beta(1-\gamma)(\delta\phi_y)_y = O(k\delta)^2 \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)に  $v^{-1}$  をかけ、また

$$\begin{aligned} v^{-1} &= \frac{1}{\alpha\left\{1 - \frac{\beta}{\alpha}(1-\gamma)\delta\right\}} \\ &= \alpha^{-1}\left\{1 + \frac{\beta}{\alpha}(1-\gamma)\delta + O(k\delta)^2\right\} \end{aligned} \quad (14)$$

となることを利用して変形すれば、

$$\begin{aligned} \phi_{xx} + v^{-1}v_x\phi_x + v^{-1}\alpha k^2\phi + v^{-1}(\alpha\phi_y)_y \\ - v^{-1}\beta(1-\gamma)(\delta\phi_y)_y = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ただし、高次の項は省略した。

ここで、式(15)を連立放物型方程式へ変換するに当たっての基礎的事項を説明する。

1次元のホルムヘルツ方程式

$$\phi_{xx} + k^2\phi = 0 \quad (16)$$

は、進行波成分  $\phi^+$  と反射波成分  $\phi^-$  の和として表され、それぞれ

$$\phi_x^+ = ik\phi^+ \quad (17)$$

$$\phi_x^- = -ik\phi^- \quad (18)$$

を満たす。ここで  $k$  は波数である。2次元ホルムヘルツ方程式

$$\phi_{xx} + \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\phi = 0 \quad (19)$$

の場合の放物型近似は

$$\phi_x^+ = i\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^{1/2}\phi^+ \approx ik\left(1 + \frac{1}{2k^2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\phi^+ \quad (20)$$

$$\phi_x^- = -i\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^{1/2}\phi^- \approx -ik\left(1 + \frac{1}{2k^2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\phi^- \quad (21)$$

である。式(20)および式(21)では、波数と  $y$  方向微分からなる作用素を多項式近似している。

以下では、このような放物型近似の手順に、進行波成分と反射波成分との干渉も考慮して連立放物型方程式を導く。

ここで、式(19)の下線部に対応する次の作用素を考える。

$$\begin{aligned} \mu^2\phi &= v^{-1}\alpha k^2\phi + v^{-1}(\alpha\phi_y)_y - v^{-1}\beta(1-\gamma)(\delta\phi_y)_y \\ &= k^2\left[\left\{1 + \frac{\beta}{\alpha}(1-\gamma)\delta\right\}\phi + \frac{1}{k^2\alpha}(\alpha\phi_y)_y \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta(1-\gamma)}{k^2\alpha}(\delta\phi_y)_y\right] + O(k\delta)^2 \end{aligned} \quad (22)$$

$\mu^2$  を数値のようにみなし、その平方根をとると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \mu\phi &= k\left[\phi + \frac{\beta}{\alpha}(1-\gamma)\delta\phi + \frac{1}{k^2\alpha}(\alpha\phi_y)_y - \frac{\beta(1-\gamma)}{k^2\alpha}(\delta\phi_y)_y\right]^{1/2} \\ &= k\left[\left\{1 + \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta\right\}\phi + \frac{1}{2k^2\alpha}(\alpha\phi_y)_y \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta(1-\gamma)}{2k^2\alpha}(\delta\phi_y)_y\right] + O(k\delta)^2 \end{aligned} \quad (23)$$

$\phi$  を進行波成分  $\phi^+$  と反射波成分  $\phi^-$  の和として、以下のように表す。

$$\phi = \phi^+ + \phi^- \quad (24)$$

また、 $\phi^+$  と  $\phi^-$  の  $x$  微分は、以下のように表す。

$$\phi_x^+ = i\mu\phi^+ + F(\phi^+, \phi^-) \quad (25)$$

$$\phi_x^- = -i\mu\phi^- - F(\phi^+, \phi^-) \quad (26)$$

ここで、 $F(\phi^+, \phi^-)$  は入射波と反射波の干渉項であり、 $\mu$  は波数に対応するものである。式(24)、式(25)および式(26)より

$$\phi_x = i\mu(\phi^+ - \phi^-) \quad (27)$$

$$\phi_{xx} = i\mu_x(\phi^+ - \phi^-) - \mu^2(\phi^+ + \phi^-) + 2i\mu F(\phi^+, \phi^-) \quad (28)$$

が得られる。式(15)を式(22)を用いて書けば

$$\phi_{xx} + \frac{v_x}{v}\phi_x + \mu^2\phi = 0 \quad (29)$$

である。上式の  $\phi_{xx}$ 、 $\phi_x$  および  $\phi$  にそれぞれ式(28)、式(27)および式(24)を代入すると、

$$F(\phi^+, \phi^-) = -\frac{(\mu v)_x}{2\mu v}(\phi^+ - \phi^-) \quad (30)$$

が得られる。上式の  $\mu v$  は式(11)で示される  $v$  に作用素  $\mu$  がかかることを表しており、式(23)より

$$\begin{aligned} \mu v &= k \left[ \left\{ 1 + \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta \right\} v + \frac{1}{2k^2\alpha}(\alpha v)_y \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta(1-\gamma)}{2k^2\alpha}(\delta v)_y \right] \\ &= k \left\{ \alpha - \frac{\beta}{2}(1-\gamma)\delta \right\} + O(k\delta)^2 \end{aligned} \quad (31)$$

である。これより

$$(\mu v)_x = (k\alpha)_x - \frac{1}{2}\{k\beta(1-\gamma)\delta\}_x \quad (32)$$

が得られる。式(31)および式(32)を用いると、

$$\begin{aligned} \frac{(\mu v)_x}{2\mu v} &= \frac{(k\alpha)_x - \frac{1}{2}\{k\beta(1-\gamma)\delta\}_x}{2k\alpha \left\{ 1 - \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta \right\}} \\ &= \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta(1-\gamma)}{4\alpha}\delta_x + O(k\delta)^2 \end{aligned} \quad (33)$$

となる。式(23)、式(30)および式(33)を用いて、式(25)および式(26)を書き直すと、それぞれ

$$\begin{aligned} \phi_x^+ &= ik \left[ \left\{ 1 + \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta \right\} \phi^+ + \frac{1}{2k^2\alpha}(\alpha\phi^+)_y \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta}{2k^2\alpha}(1-\gamma)(\delta\phi^+)_y \right] - \left\{ \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta}{4\alpha}(1-\gamma)\delta_x \right\} \\ &\quad \times (\phi^+ - \phi^-) \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \phi_x^- &= -ik \left[ \left\{ 1 + \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta \right\} \phi^- + \frac{1}{2k^2\alpha}(\alpha\phi^-)_y \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta}{2k^2\alpha}(1-\gamma)(\delta\phi^-)_y \right] + \left\{ \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta}{4\alpha}(1-\gamma)\delta_x \right\} \\ &\quad \times (\phi^+ - \phi^-) \end{aligned} \quad (35)$$

が得られる。これらの複素ポテンシャル振幅に関する方程式を波の複素振幅に関する方程式に直す。

微小振幅波理論によると、基準点での波数を  $k_0$  として、複素ポテンシャル振幅と複素振幅の間には次の関係式が成り立つ。

$$\phi^+ = -\frac{ig}{\omega} A e^{ik_0 x} \quad (36)$$

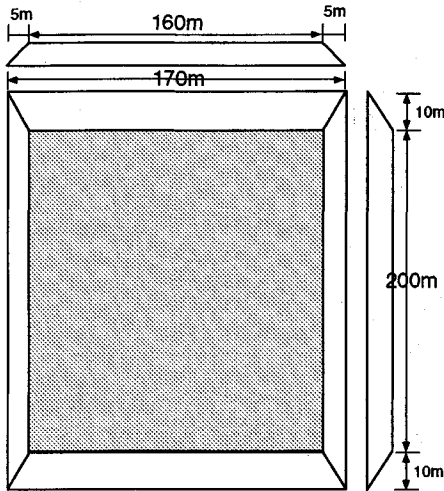
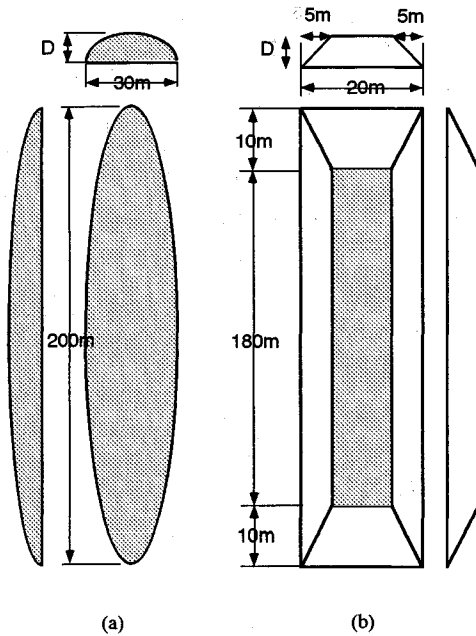
$$\phi^- = -\frac{ig}{\omega} B e^{-ik_0 x} \quad (37)$$

ここで  $A$  および  $B$  は、それぞれ入射波および反射波の複素振幅である。式(36)および式(37)を式(34)に代入して整理すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} A_x &+ \left[ ik_0 - ik \left\{ 1 + \frac{\beta(1-\gamma)\delta}{2\alpha} \right\} + \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right] A \\ &- \frac{i}{2k\alpha}(\alpha A)_y + \frac{i\beta(1-\gamma)}{2k\alpha}(\delta A)_y \\ &= \left\{ \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right\} B e^{-2ik_0 x} \end{aligned} \quad (38)$$

同様に、式(36)および式(37)を式(35)に代入して整理すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} B_x &+ \left[ -ik_0 + ik \left\{ 1 + \frac{\beta(1-\gamma)\delta}{2\alpha} \right\} + \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right] B \\ &+ \frac{i}{2k\alpha}(\alpha B)_y - \frac{i\beta(1-\gamma)}{2k\alpha}(\delta B)_y \\ &= \left\{ \frac{(k\alpha)_x}{2k\alpha} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right\} A e^{2ik_0 x} \end{aligned} \quad (39)$$



(c)  
図-2 海底の起伏

式(38)と式(39)は、右辺の項を通じて干渉する。

以上のように、楕円型波動方程式から連立放物型波動方程式へと変換される。

#### 4. 海底起伏と波浪との平面2次元相互干渉の計算

##### (1) 計算方法

式(38)および式(39)の波状透水層上の連立放物型波

動方程式を Crank-Nicolson 法により差分化した。式(39)については、 $B$ の初期値を岸側で与えるため、岸側から沖側に向かう座標変換を行なう。入射波複素振幅  $A$  および反射波複素振幅  $B$  を求める計算手順は以下のようなものである。

1)  $B=0$ 、すなわち、反射波がないとして式(38)を波の進行方向に順次計算を進め、領域全体の  $A$  を求める。

2) 式(39)の右辺の  $A$  を1)で求めた  $A$  を用い、反射波方向に順次計算を進め、領域全体における  $B$  を求める。

3) 式(38)の右辺の  $B$  を2)で求めた  $B$  を用いて  $A$  を計算する。求めた  $A$  を用いて式(39)より  $B$  を求める。

数回の繰返しを経て収束した後、入射波複素振幅  $A$  および反射波複素振幅  $B$  を出力する。以下の例では4回の繰返しで十分であった。

側方条件については、今回  $x$  軸に平行に入射する波を対象としており、また計算領域を散乱波の影響が及ぶ範囲より大きくとって、

$$\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{\partial B}{\partial y} = 0 \quad (40)$$

とした。

##### (2) 計算条件

計算条件は、以下の通り設定した。

1) 計算領域は  $500\text{ m} \times 500\text{ m}$  の正方形領域とした。波は、 $x$  軸方向に進むものとする。

2) 平均水深は一律とし、 $h=8.0\text{ m}$  とした。

3) 図-2(a)および(b)の楕円および台形の海底起伏が  $x$  方向に  $40\text{ m}$  間隔で並んでいる場合、図-2(c)の幅広の台形の起伏(幅広潜堤)が存在する場合を設定した。

4) これらの起伏が不透過性の場合と透過性の場合を考えた。また、起伏の高さ  $D$  は  $1.5\text{ m}$  と  $2.5\text{ m}$  の2種類とした。

5) 透過性起伏の間隙率は  $0.4$ 、慣性係数は  $1.0$ 、線形抵抗係数は  $1.0$  とした。

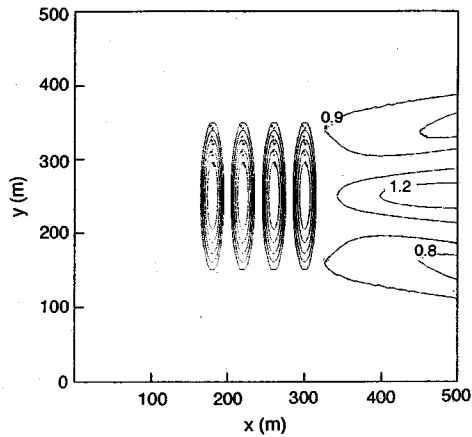
6) 入射波振幅は  $1.0\text{ m}$ 、周期は  $8\text{ s}$ 、 $10\text{ s}$  および  $12\text{ s}$  の3種類とした。

7)  $x$  方向のメッシュ間隔は海底起伏とその近傍で  $1\text{ m}$ 、それ以外は  $4\text{ m}$ 、 $y$  方向のメッシュ間隔は  $5\text{ m}$  とした。

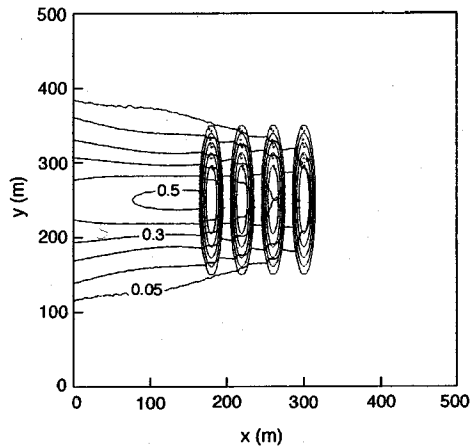
8) 碎波によるエネルギー減衰はここでは考慮しない。考慮する場合には、碎波減衰項を式(38)および式(39)に加えなければならない。

##### (3) 計算結果

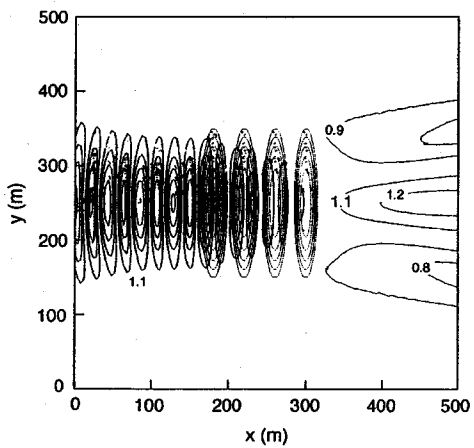
波の周期が  $10\text{ s}$  の時、波長と起伏の間隔の比が約



(a) 入射波成分の振幅の等高線



(b) 反射波成分の振幅の等高線



(c) 全振幅の等高線

図-3 不透過性楕円起伏による波浪変形計算結果

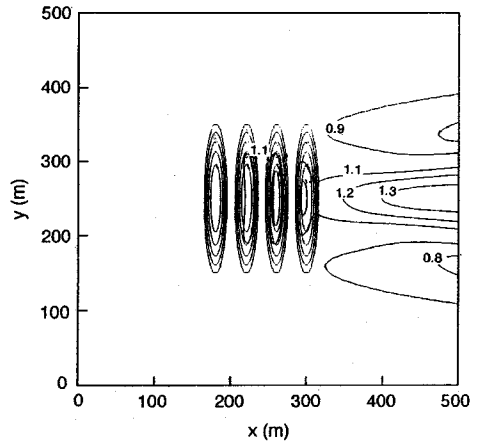


図-4 共鳴条件を満たさない場合の不透過性楕円起伏による波浪変形計算結果 (全振幅)

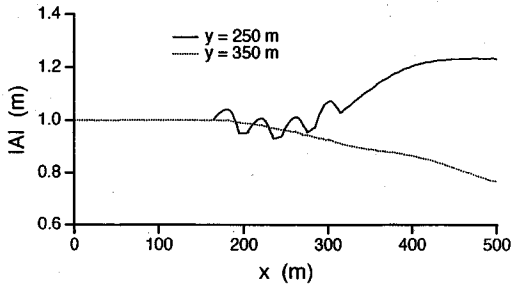
2:1となり、波と海底起伏が共鳴干渉条件を満たすケースとなる。以下示す計算結果は、主として波の周期が10sの場合のものである。

図-3は、高さ2.5mの不透水性楕円起伏の場合の計算結果を示したものであり、(a)図は入射波成分の振幅 $|A|$ 、(b)図は反射波成分の振幅 $|B|$ 、(c)図は全振幅 $|T| = |Ae^{ik_0x} + Be^{-ik_0x}|$ の等高線である。図-3(a)によると、楕円群の後方で波が集中し、振幅が増加する領域がみられる。図-3(b)では、楕円起伏によって反射波が形成されている様子がわかる。図-3(c)には、楕円起伏の前方で2次元的な重複波が形成されているのが顕著にみられる。

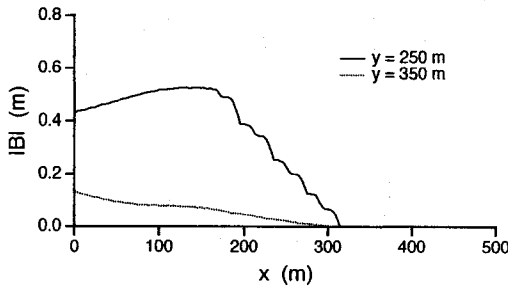
図-4は、波の周期を8sとした場合で共鳴干渉条件を満たしておらず、反射がほとんど生ずることなく、楕円起伏前方での重複波パターンがみられない。

図-5は、 $y=250\text{m}$ と $y=350\text{m}$ の測線に沿っての振幅の変化を示したものである。特に、全振幅の変化を示した図-5(c)の $y=250\text{m}$ に沿っての振幅変化には、重複波の特徴がはっきり現われている。 $y=350\text{m}$ に沿っての振幅変化にも、重複波のパターンがみられるが、反射波成分が小さいのでその振幅変動は小さい。反射波の最大振幅は、図-5(b)によると、 $y=250\text{m}$ においては約0.5m、 $y=350\text{m}$ では0.14mである。

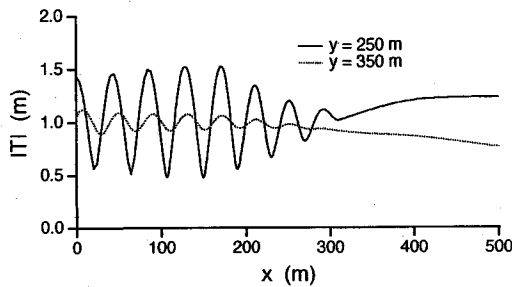
断面2次元の場合は、Bragg共鳴反射により岸側の波高を減じることができたが、平面2次元の場合には屈折・回折効果により起伏の後方で波高が増加するといった現象が現われる。これが、平面2次元のBragg共鳴反射の特徴である。



(a) 入射波成分の振幅



(b) 反射波成分の振幅

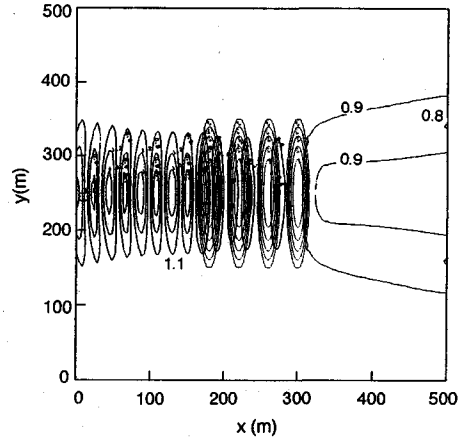


(c) 全振幅

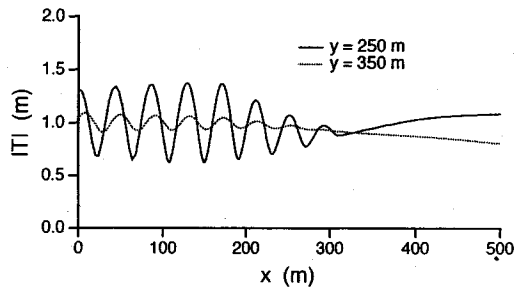
図-5  $y=250\text{m}$  および  $350\text{m}$  の 2 測線に沿った振幅変化 (図-2 に対応)

図-6 は、高さが  $2.5\text{m}$  の透水性楕円起伏による波の変形の計算結果であり、(a) 図は全振幅の等高線、(b) 図は  $y=250\text{m}$  と  $y=350\text{m}$  の測線に沿っての全振幅の変化である。図-3(c) および 図-5(c) と比較して、楕円起伏前方での重複波のパターンが弱まっていること、また起伏の後方での振幅も小さくなっていることがわかる。

図-7 は、高さが  $2.5\text{m}$  の不透水な台形起伏による波浪変形の計算結果である。図-7(a) を 図-3(c) の楕円起伏の場合と比較してみると、起伏の前方における



(a) 全振幅の等高線



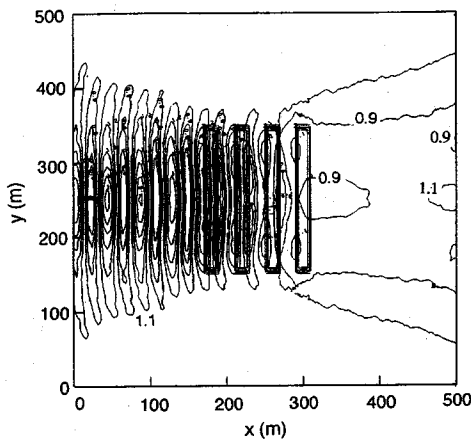
(b) 2 測線に沿った全振幅の変化

図-6 透水性楕円起伏による波浪変形計算結果

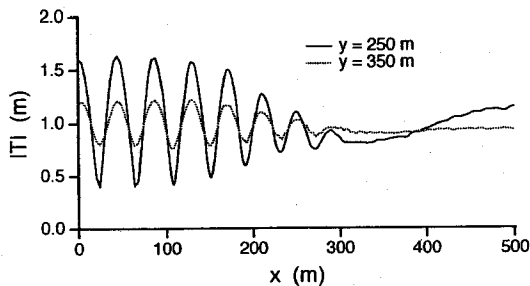
重複波のパターンが  $y$  方向に広がっており、また起伏後方での波の集中が小さくなっている。図-7(b) では、図-5(c) と比べて、重複波の振幅が大きくなっているのが確認できる。

図-8 は、高さが  $2.5\text{m}$  の透水性の台形起伏の場合の全振幅の等高線および  $y=250\text{m}$  と  $y=350\text{m}$  に沿った測線上的全振幅変化を示したものである。図-7 の不透水な場合と比較すると、重複波の振幅の値が小さくなっており、また起伏の後方での振幅の値も小さくなっている。

図-9 は、図-5(c) と 図-6(b) の  $y=250\text{m}$  の測線に沿っての全振幅の変化をそれぞれ実線と点線で、および起伏の下の海底部分にも透水層を  $1\text{m}$  設置した場合の計算結果を破線で示したものである。この図から、振幅変化に及ぼす透水性の影響がみられる。(a) 図の入射波成分の振幅は、底面が不透水の場合は、波のエネルギー減衰がなく、起伏部分が一種の浅瀬のようになって波が屈折・回折し、起伏の後方に集中する



(a) 全振幅の等高線

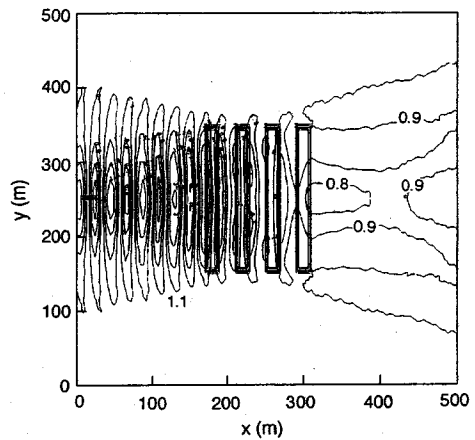


(b) 2 測線に沿った全振幅の変化

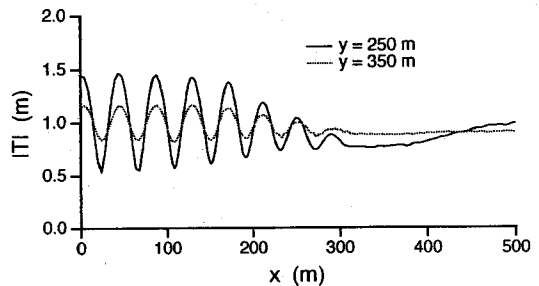
図-7 不透水性台形起伏による波浪変形計算結果

傾向にある。起伏部分が透水性を有する場合には、起伏内部においてエネルギー散逸が生じ振幅が減衰するが、やはり屈折・回折効果により起伏の後方で振幅が増加する。海底部分にも透水層を設置した場合には、より顕著な振幅の減衰がみられる。(b) 図の反射波成分についても、透水性の効果により、振幅が減少する。(c) 図の全振幅の変化をみると、透水層の増加に伴い、起伏の前方にみられる重複波の振幅が小さくなり、かつ起伏の後方での振幅の値も小さくなる。広範囲および厚い透水層を設定すれば、起伏の前方および後方における波を小さくすることができる。

図-6 (b) および 図-8 (b) に示された  $y=250\text{ m}$  の測線上の全振幅の計算結果を比較することにより、振幅変化に及ぼす起伏の形状の影響がみられる。両者を比較すると、起伏の後方の振幅に大きな差がみられる。これは、楕円型起伏の方が後方へ波が屈折・回折しや



(a) 全振幅の等高線



(b) 2 測線に沿った全振幅の変化

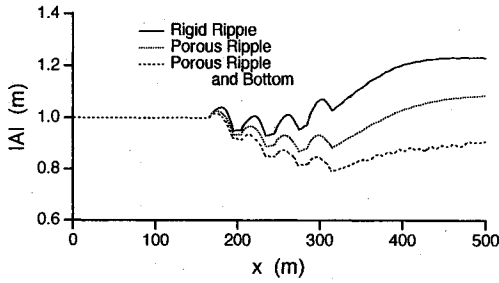
図-8 透水性台形起伏による波浪変形計算結果

すい形状であるためと思われる。反射波を調べてみると、台形起伏の方が大きい、台形起伏の方が障害物として波を反射する度合いが大きい。結局、台形起伏の方が起伏後方で波の集中が小さいが、逆に反射が大きいため重複波の振幅は大きくなる。

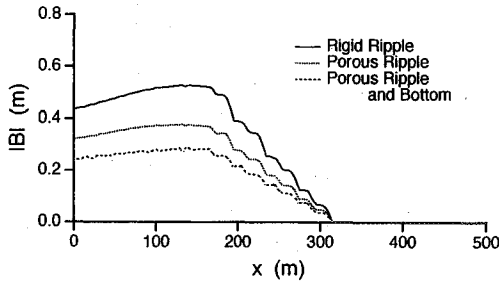
図-10 には、透水性を有する楕円起伏の高さが  $1.5\text{ m}$  と  $2.5\text{ m}$  の  $y=250\text{ m}$  の測線上の全振幅変化を示した。この図から、起伏高が大きいと反射が大きくなり重複波の振幅が大きくなるが、起伏の後方での全振幅はあまり変わらないことがみられる。

図-11 は、図-6 (b) の計算結果と高さが  $2.5\text{ m}$  の透水性を有する幅広潜堤による計算結果をあわせて示したものである。幅広潜堤は反射が小さく前方での重複波の振幅は小さくなるが、後方での振幅は4つの台形起伏の場合より大きくなる。

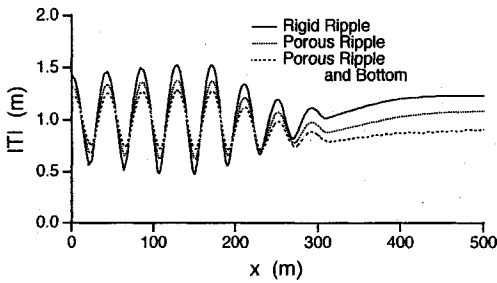




(a) 入射波成分の振幅



(b) 反射波成分の振幅



(c) 全振幅

図-9 振幅変化に及ぼす透水性の影響 (楕円起伏の場合)

## 5. あとがき

本研究では、透水性を有する海底起伏と波浪との平面2次元相互干渉を取り扱うために、波状透水層上の楕円型波動方程式を連立放物型波動方程式に変換し、この式を用いて波浪の平面変形計算を行なった。本研究における主要な結果は以下の通りである。

1) 今回導いた連立放物型波動方程式により、平面2次元の場における透水性を有する海底起伏と波浪の相互干渉を解析することが可能になった。

2) 透水性を有する起伏の内部のエネルギー散逸によ

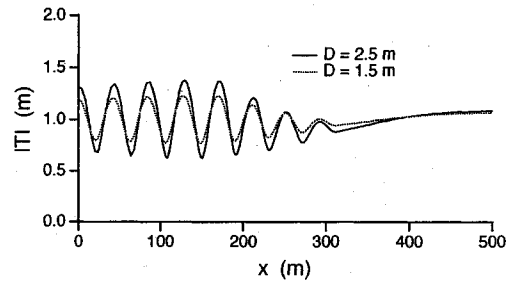


図-10 振幅変化に及ぼす透水性楕円起伏の高さの影響

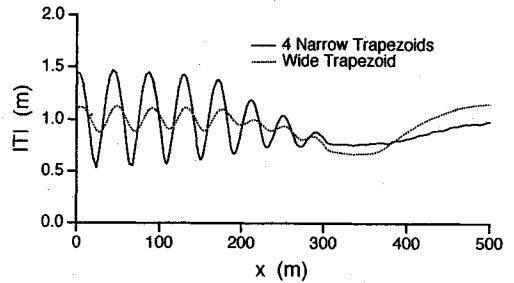


図-11 透過性の台形起伏群と幅広潜堤による振幅変化

り、透過波成分および反射波成分の振幅が減少する。

3) 透水性起伏の間隔と波の波長が共鳴条件をみたすとき、反射波成分の振幅は増加し、入射波成分の振幅は減少する。

4) 透水性起伏の形状により、入射波成分の振幅が減衰しても、屈折・回折による波の集中により振幅が増加することがある。これは、断面2次元の波浪変形解析ではわからないことである。

本研究は、前田記念工学振興財団の研究助成による研究であり、ここに謝意を表します。

## 参考文献

- 1) Davies, A.G. and A.D. Heathershaw: Surface-wave propagation over sinusoidally varying topography, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.144, pp.419-443, 1984.
- 2) Mei, C.C.: Resonant reflection of surface waves by periodic sand-bars, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.152, pp.315-335, 1985.
- 3) Kirby, J.T.: A general wave equation for waves over rippled beds, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.162, pp.171-186, 1986.
- 4) 間瀬 肇, 竹葉 憲, 酒井哲郎, 喜岡 渉: 波状透水層上の波動方程式と Bragg 散乱解析, 土木学会論文集, No.485, II-26, pp.95-102, 1994.
- 5) Smith, R. and T. Sprinks: Scattering of surface waves by a cnoidal island, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.72, pp.373-384, 1975.

# INTERACTION BETWEEN SURFACE GRAVITY WAVE AND POROUS BOTTOM OVER TWO-DIMENSIONAL TOPOGRAPHY

Hajime MASE and Shin-ichiro OKI

A parabolic approximation is applied to a mild slope wave equation, derived by Mase et al. (1994), considering rapid bottom undulations about the mean depth and the effects of seabed permeability. The resulting coupled parabolic equations are used to analyze wave transformations over two-dimensional bottom topography with rippled undulations. When the ripples are permeable, incident and reflected waves become small, due to the energy dissipation in the porous media, compared to the case of rigid ripples. Although a wave control by using the Bragg reflection is effective in one-dimensional case, wave heights behind the ripples cannot be always reduced due to the effects of refraction-diffraction in two-dimensional cases.