

# 透過性潜堤群と表面波の Bragg 散乱に関する研究

間瀬 肇\*・沖 和哉\*\*・榊原 弘\*\*\*・三島豊秋\*\*\*\*

## 1. はじめに

近年、波浪制御構造物には海域環境や海域利用等の付加価値が求められるようになってきた。潜堤はこうした点に貢献できる構造物の一つであり、最近幅広潜堤形式の人工リーフが建設されている。合田・山田(1992)は、複数の傾斜式離岸堤を波峰に直角に配置した形式の構造物の波浪制御特性を検討したが、本研究は波峰と平行に配置した潜堤群と波との Bragg 散乱について検討する。

Davies and Heathershaw (1984) は、正弦的に変化する海底地形による波の散乱問題を取り上げ、海底起伏の波長が表面波のその半分となる場合に生じる Bragg 共鳴反射を理論的および実験的に調べた。捨石、消波ブロック、人工魚礁群等を適切に配置して Bragg 共鳴反射が生じるように海底起伏を形成できれば、透水層内におけるエネルギー散逸、構造物上の碎波によるエネルギー散逸に加えて、Bragg 共鳴反射により透過波および反射波の両者を低減できる可能性がある。

こうした問題を取り扱うための基礎として、間瀬ら(1994, 1995)は波状透水層上の波動方程式を導いた。ここでは潜堤群(不透過性および透過性)による波の Bragg 散乱の実験を行い、実験結果を解析するとともに理論結果との比較・検討を行う。また、潜堤群が設置された任意海底地形における波浪変形予測モデルを提示する。

## 2. 理論の要約

間瀬ら(1994)が導いた波状透水層上の楕円型方程式は、以下のものである。

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

ここで、

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

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

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

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

である。 $\hat{\phi}$ は複素速度ポテンシャル振幅、 $h$ および $h_s$ はそれぞれ穏やかに変化する平均水深および平均透水層厚、 $\delta$ は平均水深(平均透水層厚)からの偏差、 $\nabla_h$ は水平2次元勾配ベクトル、 $f$ は透水層の等価線形抵抗係数、 $n$ は間隙率、 $\tau$ は慣性係数、 $\omega$ は波の角周波数である。透水層の影響は式(5)の分散関係によって求められる複素波数 $k$ と、式(4)の複素パラメータ $\gamma$ およびそれらの関数である式(1)中の複素係数 $\alpha$ を通して入っている。

式(1)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。しかし、任意海浜における波浪変形を予測する場合、岸側での波浪条件を前もって与えることができない。放物型近似法は、このような問題解決に有効である。ここでは、Kirby(1986)の手法にしたがい、式(1)を連立放物型方程式に変換した結果を示す(間瀬・沖, 1995)。

式(1)に重力加速度 $g$ を乗じて、改めて $ag$ および $g \cosh^2 kh_s / D^2$ を $\alpha$ および $\beta$ と表し、式(1)を次のように書き換える(ただし、 $\wedge$ を省略する)。

$$\phi_{xx} + \nu^{-1} \nu_x \phi_x + \nu^{-1} ak^2 \phi + \nu^{-1} (\alpha \phi_y)_y - \nu^{-1} \beta (1 - \gamma) (\delta \phi_y)_y = 0 \quad (6)$$

ここで、

$$\nu = \alpha - \beta(1 - \gamma)\delta \quad (7)$$

$$\nu_x = \alpha_x \beta (1 - \gamma) \delta_x + O(k\delta)^2 \quad (8)$$

$$\nu^{-1} = \alpha^{-1} \left\{ 1 + \frac{\beta}{\alpha} (1 - \gamma) \delta + O(k\delta)^2 \right\} \quad (9)$$

である。式(6)の速度ポテンシャル $\phi$ を入射波の速度

\* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所

\*\* 正会員 工修 京都大学助手 工学研究科土木工学専攻

\*\*\* 正会員 工修 (株)ニュージェック

\*\*\*\* 正会員 工博 (株)ニュージェック

ポテンシャル  $\phi^+$  および反射波の速度ポテンシャル  $\phi^-$  の和として、 $\phi^+$  および  $\phi^-$  についての放物型近似方程式を求めると以下になる。

$$\begin{aligned} \phi_x^+ = ik \left[ \left\{ 1 + \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta \right\} \phi^+ + \frac{1}{2k^2\alpha}(\alpha\phi_y^+)_y \right. \\ \left. - \frac{\beta}{2k^2\alpha}(1-\gamma)(\delta\phi_y^+)_y \right] \\ - \left\{ \frac{(ka)_x}{2ka} - \frac{\beta}{4\alpha}(1-\gamma)\delta_x \right\} (\phi^+ - \phi^-) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_x^- = -ik \left[ \left\{ 1 + \frac{\beta}{2\alpha}(1-\gamma)\delta \right\} \phi^- + \frac{1}{2k^2\alpha}(\alpha\phi_y^-)_y \right. \\ \left. - \frac{\beta}{2k^2\alpha}(1-\gamma)(\delta\phi_y^-)_y \right] \\ - \left\{ \frac{(ka)_x}{2ka} - \frac{\beta}{4\alpha}(1-\gamma)\delta_x \right\} (\phi^+ - \phi^-) \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

複素速度ポテンシャル振幅と複素波振幅の関係式

$$\phi^+ = -\frac{ig}{\omega} A e^{ik_0 x} \dots\dots\dots (12)$$

$$\phi^- = -\frac{ig}{\omega} B e^{ik_0 x} \dots\dots\dots (13)$$

を用いて、式 (10) および式 (11) を変形すると、以下の式が得られる。

$$\begin{aligned} A_x + \left[ ik_0 - ik \left\{ 1 + \frac{\beta(1-\gamma)\delta}{2\alpha} \right\} + \frac{(ka)_x}{2ka} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right] A \\ - \frac{i}{2ka} (\alpha A_y)_y + \frac{i\beta(1-\gamma)}{2ka} (\delta A_y)_y \\ = \left\{ \frac{(ka)_x}{2ka} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right\} B e^{-2ik_0 x} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_x + \left[ -ik_0 + ik \left\{ 1 + \frac{\beta(1-\gamma)\delta}{2\alpha} \right\} + \frac{(ka)_x}{2ka} \right. \\ \left. - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right] B + \frac{i}{2ka} (\alpha B_y)_y - \frac{i\beta(1-\gamma)}{2ka} (\delta B_y)_y \\ = \left\{ \frac{(ka)_x}{2ka} - \frac{\beta(1-\gamma)\delta_x}{4\alpha} \right\} A e^{2ik_0 x} \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

### 3. 実験装置および実験方法

実験は長さ 30 m、深さ 1 m、幅 0.8 m の両面ガラス張り水槽で行った。水槽の一端には不規則波発生機が、他端には消波工が設置してある。水位変動は容量式波高計を用いて測定した。図-1 に示すように、入・反射波分離

用に造波板から 10.2 m 離れた地点を基点としてそれぞれ 0.7 m および 0.4 m 離して計 3 台、潜堤の真上に 4 台、最も波下側の潜堤上の波高計から 2 m 離して 1 台およびそれから 0.5 m 離して 1 台設置した。

潜堤の模型は、断面が上辺 15 cm、下辺 40 cm、高さが 15 cm の台形で、幅は 80 cm である。台形潜堤はスチールのフレームで製作し、目の粗い金網を取り付けた。不透過性潜堤は、そのフレームに薄鋼板をかぶせてネジ止めし、シーリングしたものである。透過性潜堤は、金網の中にコンクリートのテトラポッド模型 (高さ 4.5 cm、体積 25.6 cm<sup>3</sup>、重量 58.9 g) を詰め込んだものである。

実験に当たっては、水深を 50 cm、40 cm、30 cm の 3 通りとし、規則波の周期は 0.8 s ~ 2.5 s の 0.1 s 刻みとした。入射波高は約 6 cm となるようにした。水位変動は、造波 3 min 後、3 min 間計測した。

反射率および透過率の算定に当たっては、合田ら (1976) の方法を用いた。入・反射波分離は 2 台の波高計を用いて行えるが、図-1 のように 3 台の波高計を設置したのは、入・反射分離に適した波高計間隔となる 2 台を 3 台のうちから選択できるようにしたためである。

実際には潜堤群による波の反射率および透過率の算定は、以下のようにした。いま、造波板よりの 2 台の波高計により算定した入射波振幅と反射波振幅をそれぞれ  $A_1^i, A_1^r$  とし、消波工に近い 2 台の波高計より算定した入射波振幅と反射波振幅をそれぞれ  $A_2^i, A_2^r$  とする。これらを用い、反射率は

$$R = (A_1^i - A_2^i) / A_1^i \dots\dots\dots (16)$$

透過率は

$$T = A_2^i / A_1^i \dots\dots\dots (17)$$

を用いて算定した。

### 4. 実験の解析結果および考察

図-2 は、不透過性潜堤群による表面波の反射率を設置水深別に示したものである。縦軸は式 (16) で求めた反射率、横軸は波の波数  $k$  の 2 倍を潜堤間の距離から求められる波数  $\lambda$  で無次元化したものである。海底面が無限に正弦変化する場合、 $2k/\lambda = 1.0$  の条件で表面波は共鳴反射し、反射率が 1 となる。図-2 の実験結果と理論結果を比較すると、両者の一致がかなり良いことがわかる。反射率は、設置水深が小さいほど、小さくなる。水深が

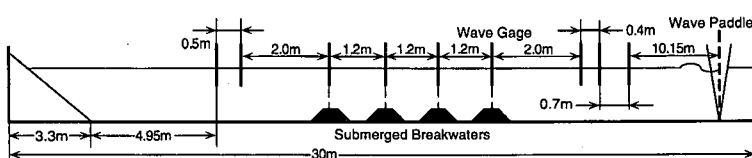


図-1 実験装置の配置図

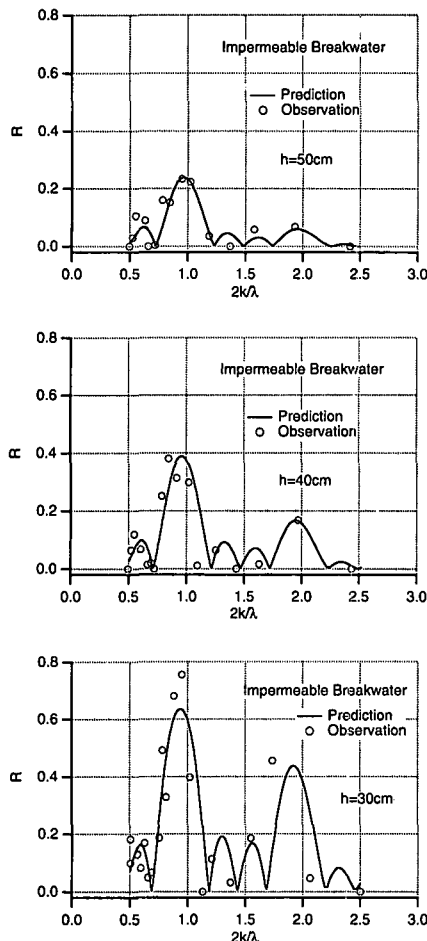


図-2 不透性潜堤群による波の反射率

小さくなるということは、相対的に潜堤高が大きくなるということであり、それに伴って波が反射されやすくなる。反射率の無次元波数に対する変化を見ると、 $2k/\lambda = 1.0$ より少し小さいところで極小値をとると、 $2k/\lambda = 1.8$ 付近で第2の極小値が現れることがわかる。これら反射率の $2k/\lambda$ に対する変化は、潜堤形状や海底形状に依存する。

図-3は、透性潜堤群による表面波の反射率を、図-2と同様に、設置水深別に図示したものである。この実験結果を不透性潜堤によるそれと比較すると、前者は後者より小さくなっていることがわかる。反射率が極大値となる $2k/\lambda$ の値は、両者とも同じである。図-3における理論結果は潜堤の間隙率 $n$ を0.55とし(台形潜堤模型の体積とそれに詰めたテトラポッドの体積から算定した)、線形抵抗係数 $f$ を4通りに変化させた結果を示したものである。実際には係数 $f$ を正確に見積もることは困難であるので、いくつか値を変化させた次第である。図から $f=1.0$ の結果がおおよそ実験結果を表しているよ

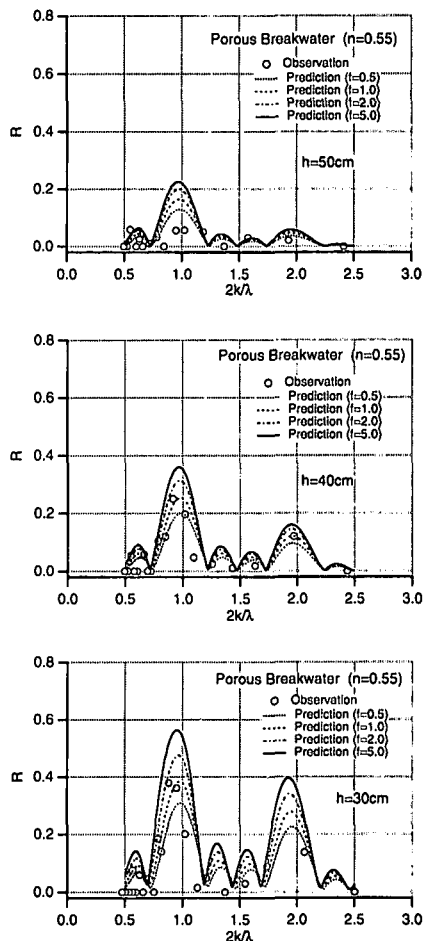


図-3 透性潜堤群による波の反射率

うである。しかし、 $f$ の値は潜堤自身の特性だけでなく、波の条件によっても( $2k/\lambda$ によっても)変化するものである。

図-4は、設置水深別に、透性潜堤群による波の透過率を示したものである。これらの図から、透過率は設置水深が小さくなるほど減少するのがわかる。これは、相対的な潜堤高の増大により、波運動エネルギーが潜堤内で散逸される割合が増加するためである。実験結果と理論結果を比較すると、一般的に前者は後者より小さくなっている。理論的では潜堤内でのエネルギー散逸だけ考慮しているが、実験では潜堤表面付近での剝離を伴う流体の乱流運動によるエネルギー散逸、水槽側面および底面での摩擦減衰など理論に含まれていない要因によるエネルギー減衰により、実験結果の方が小さくなるものと考えられる。

図-2、図-3および図-4から、透性潜堤の場合には不透性潜堤の場合と比べて、反射率および透過率の両方とも小さくなることが指摘できる。また、反射率およ

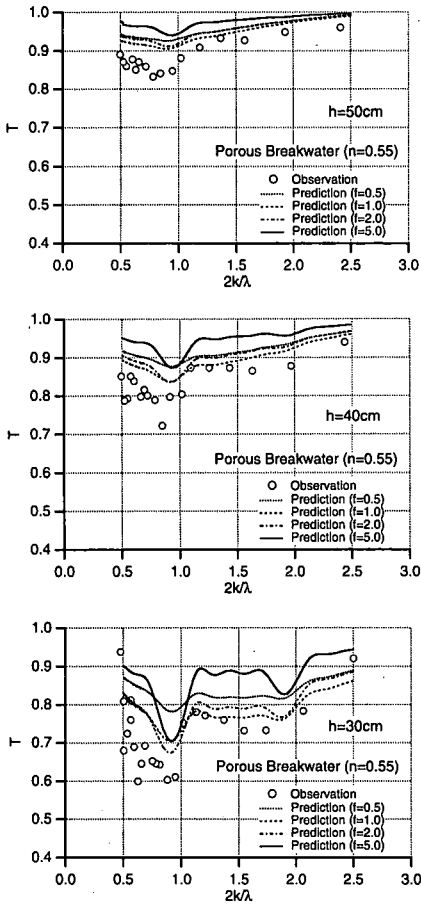


図-4 透過性潜堤群による波の透過率

び透過率の設置水深に対する変化傾向、 $2k/\lambda$ に対する変化傾向に関して、実験結果と理論結果はかなり良く一致するといえる。

図-5は、設置水深が50cmで、共鳴反射条件がほぼ満たされる実験条件での波の振幅の空間変化を示したものである。潜堤は透過性であり、理論計算に当たっては間隙率を $n=0.55$ 、等価線形抵抗係数を $f=1.0$ とした。この図から、潜堤の前方で重複波が形成されている様子がわかる。実験値の数は少ないが、理論結果と比べると、両者の一致の程度はかなり良好であることがわかる。

図-6は、設置水深が30cmの場合の波振幅の空間変化を示したものである。このケースは設置水深が図-5に比べて小さく、その分反射率が大きくなっており、重複波の振幅変動が図-5のそれより大きくなっている。また、実験結果と理論結果の対応は良好である。

## 5. 任意海浜に設置された透過性潜堤群による波浪変形

浅海域に来襲してきた波は、砕波によりそのエネル

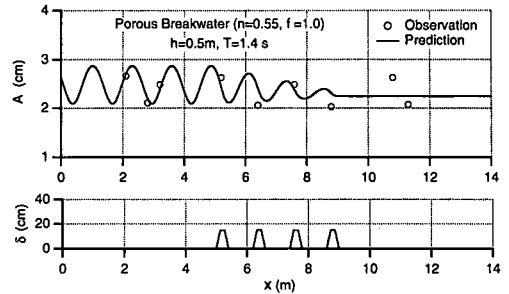


図-5 振幅変化に関する実験結果と理論結果の比較(設置水深 50 cm)

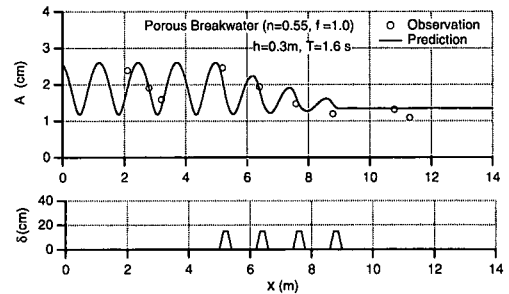


図-6 振幅変化に関する実験結果と理論結果の比較(設置水深 30 cm)

ギーを散逸する。砕波によるエネルギー散逸は、2.に示した理論モデルには考慮されていない。任意海底地形に対して波浪変形予測を行う場合には、砕波を含めた種々の要因による波のエネルギー減衰を考慮しなければならない。ここでは、波の再生を考慮できる簡単なモデルである Dally ら (1985) の砕波モデルを採用し、これを式 (14) および式 (15) に導入する。

Dally ら (1985) のモデルは、断面 2 次元においては、以下のように表される。

$$\frac{d(EC_g)}{dx} = -W = -\frac{K}{h}(EC_g - (EC_g)_s) \quad \dots\dots (18)$$

この式によると、砕波によるエネルギー逸散量は安定状態のエネルギーフラックス  $(EC_g)_s$  と局所エネルギーフラックスの差に比例する。 $(EC_g)_s$  を算定するための波高は局所水深を用いて

$$H_s = \gamma h \quad \dots\dots (19)$$

で与える。係数は  $K=0.15$  および  $\gamma=0.4$  とされている。砕波条件は、ここでは

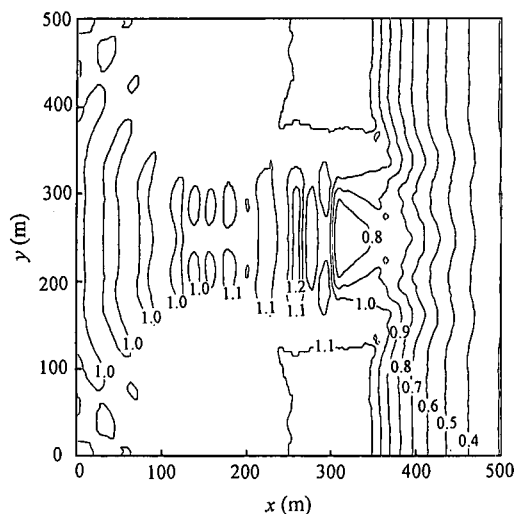
$$H_b = 0.78h \quad \dots\dots (20)$$

を用いるが、このとき波高は  $2|A|$  で算定する。

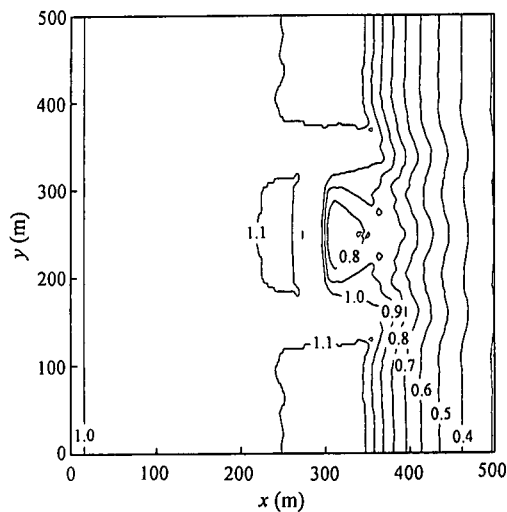
ここで、エネルギー減衰係数

$$W_r = W/E \quad \dots\dots (21)$$

を定義すれば、式 (14) の左辺に  $W_r A / (2C_g)$  を加えることにより、入射波の砕波によるエネルギー散逸を考慮す

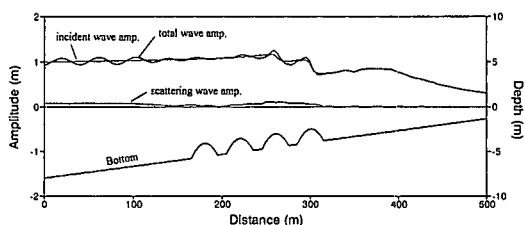


(a)



(b)

図-7 一様傾斜海浜上の透過性潜堤群による波浪変形計算結果

図-8  $y=250$  m の測線に沿っての振幅の空間変化

ることができる。ここでは砕波によるエネルギー散逸のみを取り上げたが、各種要因によるエネルギー散逸は  $W$  を定式化すればよい。砕波モデルもここに取り上げた以外のものでもよい。

図-7 は、一様傾斜海浜上に設置された4つの楕円形状を有する透過性潜堤群による波浪変形の計算結果を示したものである(地形条件は三島(1997)を参照)。入射波振幅は1 m、周期は10 sである。(a)図および(b)図は、それぞれ全振幅および入射波振幅の等高線を示したものである。

図-8 は、 $y=250$  m の測線に沿っての振幅変化を示したものである。潜堤前方での重複波パターン、潜堤上での砕波、波の再生、2次砕波の様子が計算結果に現れている。

## 6. 結 論

水質保全上あるいは景観上すぐれた性質をもつ潜堤の応用として、捨石、消波ブロック、人工魚礁群等を適切に配置して Bragg 共鳴反射が生じるように海底起伏を形成すれば、透水層内におけるエネルギー散逸、構造物

上の砕波によるエネルギー散逸に加えて、Bragg 共鳴反射により透過波および反射波の両者を低減できるという発想のもと、水理実験を行い、透過性潜堤群による波の変形特性と不透水性潜堤群のそれとの比較、および理論結果との比較・検討を行った。また、潜堤群が設置された任意海底地形における波浪変形(浅水変形、砕波、屈折、回折、反射)計算法を提示した。

本研究は文部省科学研究費基盤研究(C)(2)(No. 08650601)による研究の一部であることを記し、ここに謝意を表す。

## 参 考 文 献

- 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池 治(1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研資料, No. 248, 24 p.
- 合田良実・山田昌子(1992): 屈折効果を利用した縦型傾斜式離岸堤の水理特性, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 566-570.
- 間瀬 肇・竹葉 憲・酒井哲郎・喜岡 涉(1994): 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, 第485号, II-26, pp. 95-102.
- 間瀬 肇・沖 慎一郎(1995): 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, 土木学会論文集, 第509号, II-30, pp. 193-202.
- 三島豊秋(1997): 地形攪乱を考慮した緩勾配方程式とその数値解析, NEWJEC 技報, Vol. 9, pp. 63-75.
- Dally, W. R., Dean, R. G. and Dalrymple, R. A. (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, Jour. Geophys. Res., Vol. 90, No. C6, pp. 11917-11927.
- Davies, A. G. and Heathershaw, A. D. (1984): Surface-wave propagation over sinusoidally varying topography, Jour. Fluid Mech., Vol. 144, pp. 419-443.
- Kirby, J. T. (1986): A general wave equation for waves over rippled beds, Jour. Fluid Mech., Vol. 162, pp. 171-186.