

斜め入射波に対する透過性防波堤の消波特性

小島 治幸*・吉田 明徳**・井島 武士***

1. はじめに

近年、港内の水質保全への配慮から海水交換を促し、同時に防波堤前面の静穏度の向上を図るために反射波を低減する機能をもつ透過性防波堤の建設が見られるようになってきた。透過性防波堤を設計する際には、通過率と反射率の許容量を満足する断面構造や形状を決定することが重要な課題となり、その合理的な算定方法の確立が望まれている。これに関する研究はいくつか行われてきている^{1,2,3)}が、従来提案されている算定方法は垂直入射波に対する場合に限られており、透過性防波堤を対象とした斜め入射波に関する解析的な研究あるいは算定法はいまだに示されていない。

海岸あるいは海洋構造物を対象とした斜め入射波に関する理論解析の試みとしては、無限水深中における Garrison⁴⁾ による小吃水浮体に対する、および Evans & Morris⁵⁾ による有限吃水の直立板に対する特異点法によるものや Bai による矩形浮体の diffraction 問題に対する有限要素法⁶⁾によるもの、さらに井島、吉田⁷⁾や奥蘭、吉田⁸⁾による潜堤および遊水部をもつ消波護岸に対する変形ベッセル関数をグリーン関数とした周辺積分法（境界要素法）によるものなどがある。本研究は、井島、吉田⁷⁾あるいはほぼ同時期に Liu⁹⁾が独自に提案した方法を透過性防波堤に拡張することにより容易に斜め入射波に関する数値解析を行うことができることを示し、さらに縦スリット式透過性防波堤に関する数値実験を行って、斜め入射波に対する消波特性を明らかにしたものである。

2. 理論式の誘導

図-1 に示すように、水深 h の海域に一樣な空隙を有する透過性の防波堤（一樣透過性堤体）があり、堤体の長さは十分に長いものとする。座標系を静水面上に原点 O 、静水面上でかつ壁体に対して垂直方向に x 軸をとり、 y 軸を壁体の長さ方向に、 z 軸を静水面から鉛直上

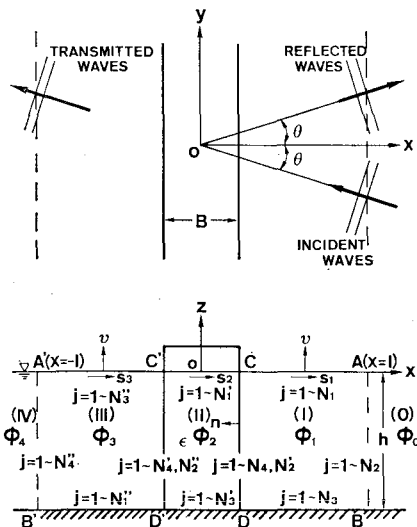


図-1 透過性防波堤モデルの流体域と座標系

方にとることとする。ここに、 x 軸と θ の角度をなして角周波数 σ ($=2\pi/T$; T は周期)、振幅 a_0 の規則波が $-x$ 方向に進行する場合の流体運動を考える。流体運動は、非粘性、非圧縮性の完全流体の微小振幅波運動と仮定すると、その速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z, t)$ は次式で表わせる。

$$\Phi(x, y, z, t) = g a_0 / \sigma \cdot \phi(x, y, z) \cdot \exp(-i \sigma t) \quad (1)$$

ここで、 g は重力加速度、関数 $\phi(x, y, z)$ は次のラプラスの方程式を満足すべき無次元の関数（以後ポテンシャル関数と呼ぶことにする）である。

$$\nabla^2 \phi(x, y, z) = 0 \quad (2)$$

解析の便宜上、図-1 に示すように堤体より離れたところに y 軸と平行な仮定の境界面 $AB(x=l)$ と $A'B'(x=-l)$ を設けて、流体域を領域 (0), (I), (II), (III), (IV) の 5 つに分割し、各領域におけるポテンシャル関数を $\phi_0, \phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ で表わすこととする。仮想境界面 AB と $A'B'$ を、堤体近傍の散乱定常波が進行波に比べて無視できる程度に減衰する位置まで離して設けることにすると、領域 (0) においては入射波と反射波のみが存在し、

* 正会員 Engr. 九州大学助手 工学部水工土木学科

** 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

*** 正会員 工博 九州大学名誉教授

領域(IV)では通過波のみが存在する。

(1) 領域(0), (II), (IV) の流体運動

領域(0)における入射波のポテンシャル関数を ϕ_I , 反射率のポテンシャル関数を ϕ_R とすると, ϕ_I と ϕ_R は次式で与えられる。

$$\phi_I(x, y, z) = \exp\{-ik[(x-l)\cos\theta - y\sin\theta]\} \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_R(x, y, z) = K_r \exp\{ik[(x-l)\cos\theta + y\sin\theta]\} \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし, $Z(z)$ は $Z(z) = \cosh k(z+h)/\cosh kh$ で, k は次式で与えられる入射波の波数である。

$$\sigma^2 h/g = kh \cdot \tanh kh \quad \dots\dots\dots (5)$$

K_r は反射率と反射波の位相を表わす複素数である。よって, 領域(0)におけるポテンシャル関数 $\phi_0(x, y, z)$ は, (3), (4) 式より ϕ_I と ϕ_R の和として次式で与えられる。

$$\phi_0(x, y, z) = \exp(iky\sin\theta) \cdot \{\exp[-ik(x-l)\cos\theta] + K_r \exp[ik(x-l)\cos\theta]\} \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (6)$$

領域(IV)では, 通過波のみが存在することから, 複素数通過率を K_t とするとポテンシャル関数 $\phi_4(x, y, z)$ は次式で与えられる。

$$\phi_4(x, y, z) = K_t \cdot \exp(iky\sin\theta) \cdot \exp[-ik(x+l)] \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (7)$$

また, 図-1 に示すような透過性壁体の領域(II)では, 領域内 $CDC'D'$ の空隙率を ε , 局所平均流速を u^* , v^* , w^* とし, 井島ら¹⁾ に従い流体運動に対する抵抗を相対速度と加速度とに比例するものとしてそれぞれの抵抗係数を μ_1, μ_2 とすると, この領域内の流体運動は(1)式と同じ形の速度ポテンシャル $\Phi^*(x, y, z; t)$ を持つことにより, 流速と圧力, 自由表面を表わす式はそれぞれ次の式で与えられる。

$$u^* = \partial\Phi^*/\partial x, \quad v^* = \partial\Phi^*/\partial y, \quad w^* = \partial\Phi^*/\partial z \quad \dots\dots (8)$$

$$p^*/\rho g a_0 = -i(\alpha + i\beta)\phi_2 \cdot \exp(-i\sigma t) - z/a_0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\zeta^*/a_0 = i(\alpha + i\beta)\phi_2 \cdot \exp(-i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに, $\alpha = (1 + \mu_2)/\varepsilon$, $\beta = (\mu_1/\sigma)\varepsilon$

(2) ポテンシャル関数 $\phi_{1,2,3}(x, y, z)$ の表示

領域(I)と領域(II), 領域(III)において, y 軸方向の速度ポテンシャルの変動は, 領域(0), (IV)と同様に $\exp(iky\sin\theta)$ で表わされるから, $x \sim z$ 平面における速度ポテンシャルの変動を表わす未知関数を $f_{1,2,3}(x, z)$ で表わすこととすると, 領域(I), (II), (III)の流体運動に関するポテンシャル関数 $\phi_{1,2,3}(x, y, z)$ は次式で表わされる。

$$\phi_{1,2,3}(x, y, z) = \exp(iky\sin\theta) \cdot f_{1,2,3}(x, z) \quad \dots\dots\dots (11)$$

この $\phi_{1,2,3}(x, y, z)$ は(2)式のラプラスの方程式を満足

するので, (11) 式を(2)式に代入して未知関数 $f_{1,2,3}(x, z)$ に関する次のヘルムホルツの方程式を得る。

$$\partial^2 f_{1,2,3}(x, z)/\partial x^2 + \partial^2 f_{1,2,3}(x, z)/\partial z^2 + (ik\sin\theta)^2 f_{1,2,3}(x, z) = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

いま, (12)式の特解である変形 Bessel 関数 $K_0(Kr\sin\theta)$ をグリーン関数とすると, $f_{1,2,3}(x, z)$ の値は, 次式で表わすことができる⁷⁾。

$$f_{1,2,3}(X) = \pm 1/\kappa \int_S \left\{ K_0(Kr\sin\theta) \overline{f_{1,2,3}(X_b)} - \overline{K_0(Kr\sin\theta)} f_{1,2,3}(X_b) \right\} ds \quad \dots\dots (13)$$

ここで, 境界線に対する法線方向が外向きのときは積分記号の前の符号は + をとり, 内向きのときは - をとる。また, X と X_b はそれぞれ領域の任意点 (x, z) と境界線上の点 (ξ, ζ) を意味し, $\overline{\quad}$ は法線微分で, S は各領域を囲む閉曲線, r は X と X_b 間の距離, κ は X が境界上にある時は $\kappa = \pi$, 領域内の点であるときは $\kappa = 2\pi$ をとる定数である。また法線は, 図-1 に示すように, 領域(I), (III)の境界線に対する外向き法線を ν とし, 領域(II)の境界線に対する内向き法線を n とする。

(3) 境界条件

各境界における境界条件は次式のようになる。

a) 水面では微小振幅波の水面条件より

$$\partial f_{1,3}/\partial \nu = \sigma^2/g \cdot f_{1,3} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\partial f_2/\partial n = -\sigma^2/g \cdot [(1 + \mu_2) - i \cdot \mu_1/\sigma] f_2 \quad \dots\dots (15)$$

b) 仮想境界面 $AB(x=l)$ 上で流体運動の連続条件 ($\phi_1 = \phi_0$, $\partial\phi_1/\partial \nu = \partial\phi_0/\partial \nu$) が成り立つことより次式を得る。

$$f_1 = (1 + K_r) \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\partial f_1/\partial \nu = ik \cos\theta (-1 + K_r) \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (17)$$

同様に, 仮想境界面 $A'B'(x=-l)$ の連続条件 ($\phi_3 = \phi_4$, $\partial\phi_3/\partial \nu = \partial\phi_4/\partial \nu$) より次式を得る。

$$f_3 = K_t \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\partial f_3/\partial \nu = ik \cos\theta \cdot K_t \cdot Z(z) \quad \dots\dots\dots (19)$$

c) 壁体の境界面 $CD, C'D'$ では, 流速と流体圧力の連続性より

$$\partial f_1/\partial \nu = \partial f_2/\partial n \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\partial f_3/\partial \nu = \partial f_2/\partial n \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$f_{1,3} = [\alpha + i\beta] f_2 \quad \dots\dots\dots (22)$$

d) 各領域の不透過面では, 速度ポテンシャルの法線微分値が零であることにより

$$\partial f_{1,3}/\partial \nu = \partial f_2/\partial n = 0 \quad \dots\dots\dots (23)$$

(4) グリーンの公式の離散式と数値積分方程式

これ以後は, $x, y, \xi, \eta, \dots$ 等の変数は, 次のような無次元量を意味するものとする。

$$x = x/h, \quad y = y/h, \quad z = z/h, \quad \xi = \xi/h, \quad \eta = \eta/h,$$

$$\nu = \nu/h, \quad n = n/h, \quad r = r/h, \quad s = s/h, \quad l = l/h,$$

$$\Gamma = \sigma^2 h/g, \quad \lambda = kh, \quad \overline{f_{1,3}} = h \cdot \partial f_{1,3}/\partial \nu,$$

$$\bar{f}_2 = h \cdot \partial f_2 / \partial n,$$

式(13)を数値的に解くため、図-1のように境界S1をNヶの線分($N=N_1+N_2+N_3+N_4$), S2をN'ヶの線分($N'=N'_1+N'_2+N'_3+N'_4$), S3をN''ヶの線分($N''=N''_1+N''_2+N''_3+N''_4$)に分割し、各線分の中点を $(j)=(\xi_j, \eta_j)$ で表わし、線分の長さを $4S1_j(j=1, N)$, $4S2_j(j=1, N')$, $4S3_j(j=1, N'')$ とする。各要素上での関数値 $f(\xi, \eta)$, $\bar{f}(\xi, \eta)$ は一定で中点の値に等しいものとする。式(13)の $f_{1,2,3}(X)$ は次のように離散化される。

$$f_{1,2,3}(i) = \pm \sum_{j=1}^{N, N', N''} \left[E_{ij} \bar{f}_{1,2,3}(j) - \bar{E}_{ij} f_{1,2,3}(j) \right] \quad \dots\dots\dots (24)$$

上式で $f_{1,2,3}(i)$ は任意点 $f_{1,2,3}(\xi, \eta)$ がある要素上での値を意味し、 E_{ij} , $\bar{E}_{ij}$ は次式で与えられる線分 $4S_j$ についての線積分値である。

$$\left. \begin{aligned} E_{ij} &= 1/\pi \int_{4S_j} K_0(\lambda \sin \theta r_i) ds, \\ \bar{E}_{ij} &= 1/\pi \int_{4S_j} \bar{K}_0(\lambda \sin \theta r_i) ds \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (25)$$

各領域における境界面での境界条件を(24)式に代入すると、各領域における数値計算式が得られる。

a) 領域(I)におけるグリーンの式の離散式

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1} [F_{ij} - I' E_{ij}] f_1(j) + \sum_{j=1}^{N_2} [F_{ij} f_1(j) - E_{ij} \bar{f}_2(j)] \\ & + \sum_{j=1}^{N_3} F_{ij} f_1(j) + K_r \cdot \sum_{j=1}^{N_4} (F_{ij} - i\lambda \cos \theta \cdot E_{ij}) \\ & \cdot Z(j) = - \sum_{j=1}^{N_4} (F_{ij} + i\lambda \cos \theta \cdot E_{ij}) \cdot Z(j) \\ & F_{ij} = \bar{E}_{ij} - \delta_{ij}; \quad \delta_{ij} = 0 \quad (i \neq j), \quad 1(i=j) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (26)$$

b) 領域(II)におけるグリーンの式の離散式

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N'_1} [F_{ij} + \epsilon \Gamma E_{ij}] f_2(j) + \sum_{j=1}^{N'_2} [F_{ij} / \gamma \cdot f_1(j) \\ & - E_{ij} \bar{f}_2(j)] + \sum_{j=1}^{N'_3} F_{ij} f_2(j) + \sum_{j=1}^{N'_4} [F_{ij} / \gamma \cdot f_3(j) \\ & - E_{ij} \bar{f}_2(j)] = 0 \\ & \gamma = \alpha + i\beta, \quad F_{ij} = \bar{E}_{ij} - \delta_{ij}; \\ & \delta_{ij} = 0 \quad (i \neq j), \quad -1 \quad (i=j) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (27)$$

c) 領域(III)におけるグリーンの式の離散式

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N''_1} F_{ij} f_3(j) + \sum_{j=1}^{N''_2} [F_{ij} f_3(j) - E_{ij} \bar{f}_2(j)] \\ & + \sum_{j=1}^{N''_3} [F_{ij} - \Gamma E_{ij}] f_2(j) + K_t \\ & \cdot \sum_{j=1}^{N''_4} [F_{ij} - i\lambda \cos \theta \cdot E_{ij}] \cdot Z(j) = 0 \\ & F_{ij} = \bar{E}_{ij} - \delta_{ij}; \quad \delta_{ij} = 0 \quad (i \neq j), \quad 1(i=j) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (28)$$

(26)式は境界面S1の $i=1 \sim N$ の (i) の値について成

り立ち、(27)式は境界面のS2の $i=1 \sim N'$ の (i) 値について成り立ち、(28)式は境界面S3の $i=1 \sim N''$ の (i) 値について成り立つことから、S1上の $f_1(j)$ と K_r , S2上の $f_2(j)$ と $\bar{f}_2(j)$, S3上の $f_3(j)$ と K_t に関する複素係数連立一次方程式を与える。これを解くことにより、各境界面S1, S2, S3上のそれぞれの $f_1(j)$, $f_2(j)$, $f_3(j)$ および K_r と K_t が決まり式(14)~(23)の境界条件よりすべての境界面上における $f_{1,2,3}(j)$ と $\bar{f}_{1,2,3}(j)$ が求まることになる。反射率と通過率は、式(6)と(7)からそれぞれ $|K_r|$, $|K_t|$ で与えられる。波高分布は、微小振幅波の水面振動を $\zeta(x, y, z) \exp(-i\omega t)$ と書くと、

$$\zeta(x, y, 0)/a_0 = \exp(iky \sin \theta) f(x, 0) \quad \dots\dots\dots (35)$$

で与えられる。ただし、 $f(x, 0)$ は、領域(I), (II), (III)では水面上の境界要素 S_{ij} に関する $f_{1,2,3}(j)$ を用いればよい。

ここでは、1列壁体のみの計算式を示したが、壁体が2列や3列と増える場合も、それらスリット壁体によって囲まれる領域と壁体自体の領域が増えるだけで、計算式の誘導は上で示したスリット壁体1列の場合とまったくおなじである。

3. 数値実験の結果と考察

透過性防波堤として、縦スリット式透過性防波堤を対象とし、その堤体を一様透過性堤体と仮定して計算を行った。この際、必要となる抵抗係数は、著者らが二次元水路実験において入射角 $\theta=0^\circ$ に対する通過率と反射率の測定と計算により求めた係数³⁾を使用した。

(1) 1列縦スリット壁体

図-2は、 $\epsilon=0.2$, $B/h=0.343$ で、相対水深が $h/L=0.05 \sim 0.3$ のときの通過率 $(|K_t|)$ 反射率 $(|K_r|)$ を入射角 θ を横軸として示したものである。抵抗係数は、開口率 $\epsilon=0.2$ とスリット幅 (w) と壁体厚 (B) との比 $w/B=$

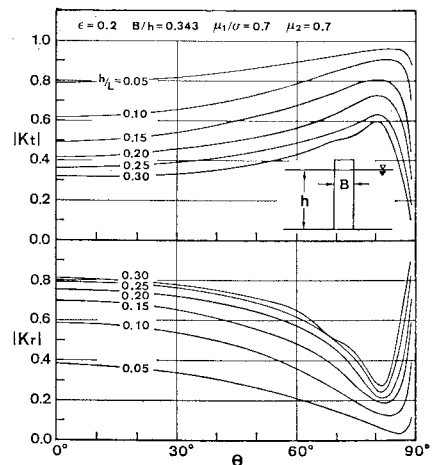


図-2 入射角に対する各相対水深における通過率と反射率

0.5 に対応する $\mu_1/\sigma=\mu_2=0.7$ を用いた。また図-3 は、同じ空隙率で壁体厚 ($B/h=0.171$) を半分とした場合の結果でこのときの抵抗係数は $\mu_1/\sigma=\mu_2=1.0$ である。両結果とも相対水深に関係なく、入射角度 θ が大きくなるにしたがって通過率は大きくなり、逆に反射率は小さくなる。特に、入射角が 0° から 30° と小さい場合は通過率、反射率とも入射角による違いはそれほど顕著ではないが、 30° 以上になると通過率と反射率の変化の度合が大きくなる。斜め入射波に対するこれら通過率と反射率の傾向は、Evans ら⁹⁾ による有限吃水の直立板あるいは Liu ら¹⁰⁾ による水平方向に無限長のスリットを有した直立壁体に関する結果と同じ傾向を示している。

ここで、 $\theta=0^\circ$ のときは $\sin\theta=0$ となり計算上の特異点でこの解析法では計算できないが、 θ にある微小な角度、たとえば $\theta=0.5^\circ$ を与えて計算することにより著者ら⁹⁾ が垂直入射の条件のもとで求めた通過率と反射率の値と少数点以下第3位の値まで等しくなり、実用上、垂直入射に関しても本解析法を用いることができる。

また、入射角が 90° のとき、つまり堤体に対して沿い波となる場合には、計算では $|K_t|=0$ 、 $|K_r|=1$ で位相が $\text{Arg}(K_r)=\pi$ となる。これは、 $\cos\theta=0$ より式(17)、(19)が $\partial f_1/\partial\nu=0$ 、 $\partial f_2/\partial\nu=0$ となり、仮想境界面を横切るエネルギー flux が無いことを意味し、このようなときの領域 (0) における反射波としては反射率が1で入射波との位相が π の場合しかありえないことを示している。つまり、反射波は入射波と同じ方向に進み、領域 (I)、(II)、(III)、(IV) には波が存在しないことになる。この場合、基本仮定外となるため計算結果は意味をもたない。実際の現象としては、Liu ら¹⁰⁾ も論じているように、堤体の厚さが波長に比べて十分に小さいときは圧力あるいは速度ポテンシャルは透過性の堤体を通して連続であるはずであり、通過波側における波の場は堤体に沿

って進む波と対応していなければならないと考えられ、計算結果のように通過率が零に反射率が1に近づくことはありえないと思われる。

(2) 縦スリット式混成堤

実際の混成防波堤を対象として縦スリット式透過堤の下に不透過なマウンドを設けた場合の計算結果が図-4で、縦軸に $|K_t|$ 、 $|K_r|$ を、横軸に入射角 θ を取り、相対水深を 0.05 から 0.30 まで変えたときの結果である。抵抗係数は、堤体幅 B と水深との比 $B/h=0.171$ およびスリット間隔 W_0 と水深との比 $W_0/h=0.429$ に対応する $\mu_1/\sigma=0.9$ 、 $\mu_2=0.4$ を用いた。この場合も入射角が大きくなるにしたがって通過率は増加し、逆に反射率は低下する。マウンドのない場合と比較すると、相対水深にかかわらず通過率の増加率および反射率の低下率は低くなっており、特に相対水深が大きいほどその傾向が強い。

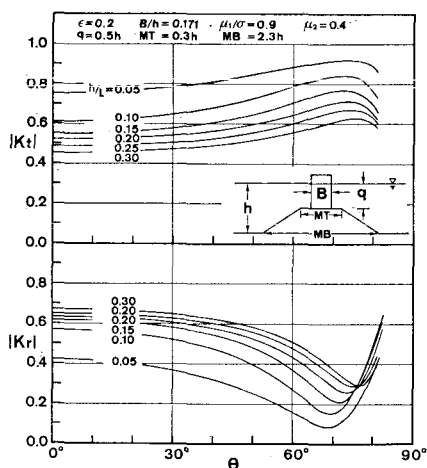


図-4 斜め入射波に対する混成縦スリット式透過性防波堤の通過率と反射率

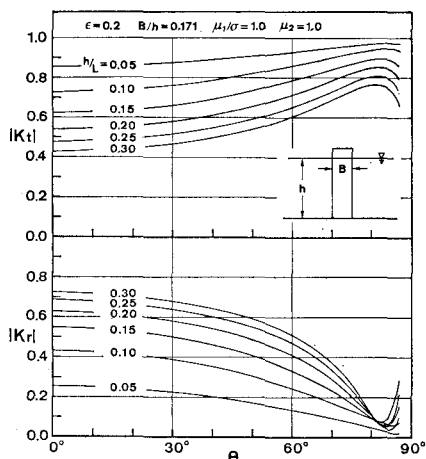


図-3 入射角に対する各相対水深における通過率と反射率

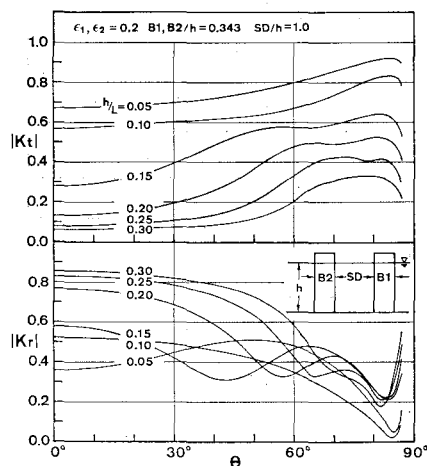


図-5 斜め入射波に対する2列縦スリット壁体の通過率と反射率

(3) 2列縦スリット壁体

縦スリット壁体が、波の進行方向に2列並んでいる場合の計算を行った。このときそれぞれの壁体に関する抵抗係数は、形状や構造が同じである1列の壁体における係数を用いればよいことが垂直入射波の場合について分かっており³⁾、斜め入射波に関してもこれにしたがった。図-5は、 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0.2$, $B_1/h = B_2/h = 0.343$, 壁体間隔 $SD = 1.0$ で、 $h/L = 0.05 \sim 0.30$ のときの $|K_t|$, $|K_r|$ を入射角 θ を横軸に図示したものである。 $h/L = 0.15$ を境に通過率、反射率ともその傾向が異なっており、 $h/L < 0.15$ では入射角に対する通過率の変化は小さいが、 $h/L \geq 0.15$ では入射角がある値から $|K_t|$ が急激に大きくなり、その後変化の度合いが小さくなる。その入射角の値は、相対水深の増大にともない大きくなり、例えば $h/L = 0.20$ では $\theta = 20^\circ$, $h/L = 0.30$ では $\theta = 45^\circ$ まで $|K_t|$ の値は垂直入射のそれとほぼ等しいが、それ以上になると急激に上昇する。反射率については、 $h/L \geq 0.15$ のとき θ が 0° からある値まで一様に減少するが、その後一度上昇してから再び減少する傾向が見られる。

図-6は、壁体間隔を変えたときの入射角に対する $|K_t|$, $|K_r|$ の計算結果である。通過率に関しては、間隔 SD が狭いほどその値の変化は小さく、間隔が広がるにしたがって $\theta = 30^\circ$ 以上で急激に大きくなる。反射率に関しては、 $SD/h = 0.5$ のとき $\theta = 20^\circ \sim 70^\circ$ のところで $\theta = 0^\circ$ の垂直入射よりも $|K_r|$ が大きくなるという特異な傾向を示すが、他の間隔では $\theta > 0^\circ$ の $|K_r|$ は垂直入射のときよりも小さな値を示している。また、 $SD/h = 0.0$ を除いて、通過率と同様、間隔が大きくなるにつれ入射角に対する反射率の変化の程度が大きくなる傾向を示し

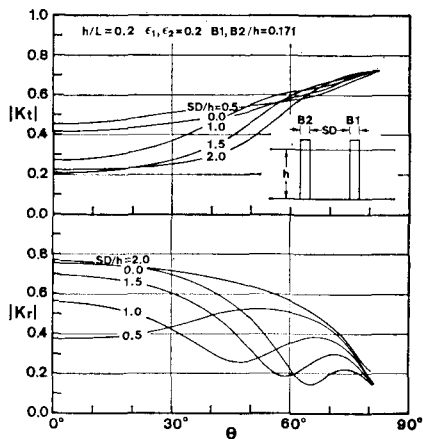


図-6 壁体間隔を変化させたときの入射角に対する2列壁体の通過率と反射率

ている。

4. あとがき

斜め入射波に対する透過性防波堤の消波特性に関する数値解析による算定法を示し、縦スリット式透過性防波堤を一樣透過性堤体と仮定し、その消波特性を解析した結果、入射角が 30° 以下の場合は通過率、反射率とも入射角が 0° つまり垂直入射のときの値とほぼ等しいが、入射角がそれ以上になると通過率は上昇し、反射率は逆に減少するという興味ある結果が得られた。これについては、平面水槽で不規則波という条件のもとで行われた縦スリット式混成防波堤の通過率の測定実験においても同じ傾向が認められている¹¹⁾。

今後、斜め入射波に対する水理実験を行って、数値解析によって得られた結果の検証を行う予定である。

参考文献

- 1) 井島武士, 周 宗仁, 吉田明徳: グリーンの公式による有限水深の波の2境界値問題の解法, 九大工学集報, 第48巻, 6号, 1975, pp. 767-774.
- 2) 横木 亨, 岩田好一郎: 横スリット型防波堤の消波効果と現地への適用条件について, 土木学会論文報告集, 第237号, 1975, pp. 63-74.
- 3) 小島治幸, 井島武士, 田口陽一, 安永達朗: 縦スリット式防波堤の水理特性の算定法に関する研究, 第33回海岸工学講演会論文集, 1986, pp. 402-406.
- 4) Garrison, C. J.: "On the interaction of an infinite shallow draft cylinder oscillating at the free surface with a train of oblique waves," Journal of Fluid Mech., Vol. 39, Part 2, 1969, pp. 227-255.
- 5) Evans, D. V. and C. A. Morris: "The effect of a fixed vertical barrier on obliquely incident surface waves in deep water," Jour. Inst. Maths. Applics., Vol. 9, 1972, pp. 198-204.
- 6) Bai, K. J.: "Diffraction of oblique waves by an infinite cylinder," Journal of Fluid Mech., Vol. 68, Part 3, 1975, pp. 513-535.
- 7) 井島武士, 吉田明徳, 北山 斉: 斜め入射波に対する潜堤の反射効果に関する数値解析, 第29回海岸工学講演会論文集, 1982, pp. 418-422.
- 8) 奥園英明, 吉田明徳, 井島武士: 遊水部をもつ消波護岸の周波数特性と斜め入射波に対する反射率, 土木学会論文報告集, 第335号, 1983, pp. 97-106.
- 9) Liu, P. L-F. and M. Abbaspour: "An integral equation method for the diffraction of oblique waves by an infinite cylinder," International Jour. for Numerical Methods in Engineering, Vol. 18, 1982, pp. 1497-1504.
- 10) Liu, P. L-F. and J. Wu: "Transmission of oblique waves through submerged apertures," Applied Ocean Research, Vol. 8, No. 3, 1986, pp. 144-150.
- 11) 第四港湾建設局調査設計事務所: 鹿児島港防波堤斜め入射波水理模型実験報告書, 1986.