

縦スリット式防波堤の水理特性の算定法に関する研究

小島 治幸*・井島 武士**・田口 陽一***・安永 達朗****

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。この場合、伝達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。そこで本研究は、透過性防波堤の一形式である縦スリット式透過ケーソン堤に対する消波特性を解析的に算定する方法を確立することを目的とする。いままでに縦スリット構造に関する多くの理論的あるいは実験的な研究¹⁾がなされているが、縦スリット式透過性防波堤の一般的な断面構造や形状を対象とする消波特性の算定法ははまだ確立しているとは言い難い。本研究では、まず1列縦スリット壁体を対象に、理論計算に必要なスリット部での流体抵抗係数を水理模型実験により定め、その縮尺効果を検討し、さらに実際の縦スリットケーソン堤を想定してこの理論解析を2列あるいは3列壁体へ適用しその妥当性を確かめ、それらの消波特性を検討した。

2. 理論式の誘導

縦スリット部を有した壁体は、水平の断面形状が鉛直軸対称ですべて同じの柱状体が等間隔で直線上に並んでいるものと考えられる。図-1に示すように、ふたつの隣り合った柱状体の間(スリット)の中間点に原点をとり、入射波の方向に x 軸をとり、 y 軸を柱状体の軸を結ぶ直線に取ることにする。このとき、スリットの幅が波長に比べ十分に小さい場合、 $y = \pm W_0/2$, $y = \pm W/2$ および $x = \pm B/2$ のところに鉛直壁を設けた領域(ただし $-\infty < x < \infty$)の流体運動のみを考えればよく、全領域の流体運動はその領域の流体運動を x 軸に関して W_0 ごとに折り返したものとなる。

ここで、一定水深 h の領域を角周波数 $\sigma(2\pi/T; T$

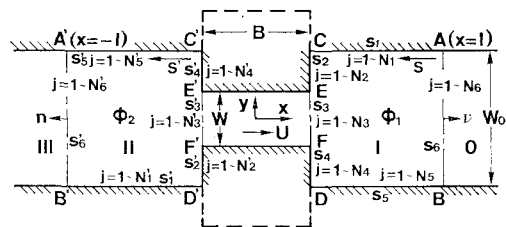


図-1 流体域の平面図

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 Φ は次式で表わせる。

$$\Phi(x, y, z; t) = \frac{ga_0}{\sigma} \phi(x, y) Z(z) \exp(-i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 g は重力加速度、 $Z(z)$ は $Z(z) = \cosh k(z+h) / \cosh kh$ で、 k は $\sigma^2 h / g = kh \tanh kh$ で与えられる入射波の波数である。また、関数 $\phi(x, y)$ はヘルムホルツ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。

解析の便宜上、図-1に示すように y 軸に平行な仮想の境界面 $AB(x=l)$ と $A'B'(x=-l)$ 、および柱状体とスリットの前面と後面とによる境界面 $CD(x=B/2)$ と $C'D'(x=-B/2)$ を設けて、流体域を領域(0)、(I)、(II)、(III)の4つに分割し、それぞれのポテンシャル関数を $\phi_0, \phi_1, \phi_2, \phi_3$ とする。

(1) 未知関数 $\phi_1(x, y)$ と $\phi_2(x, y)$ の表示

領域(I)と領域(II)の境界線に対する外向き法線をそれぞれ ν と n とし、グリーンの公式を用いると、各領域の任意点 (x, y) におけるポテンシャル関数 ϕ_1 と ϕ_2 は、次式で表わすことができる。

$$\phi_{1,2}(X) = -\frac{i}{\kappa} \int_{S,S'} \{ \phi_{1,2}(X_b) \bar{H}_0^{(V)}(kr) - H_0^{(V)}(kr) \bar{\phi}_{1,2}(X_b) \} ds \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 X と X_b はそれぞれ領域の任意点 (x, y) と境界線上の点 (ξ, η) を意味し、 $\bar{\cdot}$ は法線微分を意味し、 S と S' はそれぞれ領域(I)と領域(II)を囲む閉曲

* 正会員 Engr. 九州大学助手 工学部水工土木学科
 ** 正会員 工 博 九州大学名誉教授
 *** 工 修 長崎県土木部
 **** 全日本空輸(株)

線, $H_0^{(v)}(kr)$ は 0 次の第一種ハンケル関数, r は X と X_0 間の距離, κ は X が境界上にある時は $\kappa=2$, 領域内の点であるときは $\kappa=4$ をとる定数である.

(2) 境界条件

仮想境界 AB と $A'B'$ をスリット壁からの散乱波を無視することができるほど十分に離すことから, 領域 (0) では入射波と反射波が, 領域 (III) では通過波のみが存在し, 仮想境界上 $AB(x=l)$ と $A'B'(x=-l)$ 上で流体運動の連続条件が成り立つことより, そこでの境界条件として次式を得る.

$$\phi_1=1+K_r, \quad \bar{\phi}_1=ik(-1+K_r) \quad (3)$$

$$\phi_2=K_t, \quad \bar{\phi}_2=ikK_t \quad (4)$$

ここに, K_r は反射率, K_t は通過率を表わす複素関数である. また, 仮想境界面 EF と $E'F'$ とで囲まれるスリット内の流体域を考え, そこでの流体が仮想境界面に対して垂直な方向に流速 $U(z, t)$ の水平運動をするものと仮定する. ここで, 流速に比例する抵抗の係数を μ_1 , 加速度に比例する抵抗の係数を μ_2 とすると, この領域における流体の運動方程式は

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \mu_1 U - \mu_2 \frac{\partial U}{\partial t} \quad (5)$$

となる. ただし, ρ は流体の密度, P は圧力である. 仮想境界面 $EF, E'F'$ での流体の連続性と圧力勾配 $\partial P / \partial x$ は境界面 EF と $E'F'$ 間の圧力差によって表わされるものとする, そこでは次の境界条件を得る.

$$\begin{aligned} \bar{\phi}_1 &= R(\phi_2 - \phi_1), \quad \bar{\phi}_2 = -R(\phi_2 - \phi_1) \\ R &= 1/(\alpha + i\beta); \quad \alpha = B(1 + \mu_2), \quad \beta = \mu_1/\sigma \end{aligned} \quad (6)$$

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ということから次の境界条件を得る.

$$\bar{\phi}_1 = \bar{\phi}_2 = 0 \quad (7)$$

(3) 数値計算式

これ以後は, x, y, ξ, η ……等の変数は, 次のような無次元量を意味するものとする.

$$\begin{aligned} \xi &= \xi/h, \quad \eta = \eta/h, \quad \nu = \nu/h, \quad n = n/h, \\ B &= B/h, \quad r = r/h, \quad k = kh, \quad \Gamma = \sigma^2 h/g, \\ \bar{\phi}_{1,2} &= h \partial \phi_{1,2} / \partial \nu, \quad h \partial \phi_{1,2} / \partial n. \end{aligned}$$

図-1 に示すように, 領域 (I), (II) の境界線をそれぞれ微小要素 $\Delta S_j (j=1 \sim N; N=N_1+\sim+N_6)$ と $\Delta S'_j (j=1 \sim N'; N'=N'_1+\sim+N'_6)$ に分割し, 任意点 X が境界上にある場合について, 式 (2) は次式のように近似できる.

$$\phi_{1,2}(i) = \sum_{j=1}^N \{ \bar{A}_{ij} \phi_{1,2}(j) - A_{ij} \bar{\phi}_{1,2}(j) \} \quad (8)$$

上式で $\phi_{1,2}(i)$ はある要素上の中点における $\phi_{1,2}$ の値を意味し, $A_{ij}, \bar{A}_{ij}$ はそれぞれ次のように表される.

$$A_{ij} = -\frac{i}{2} \int_{\Delta S_j} H_0^{(v)}(kr) ds, \quad (9)$$

$$\bar{A}_{ij} = -\frac{i}{2} \int_{\Delta S_j} \bar{H}_0^{(v)}(kr) ds \quad (10)$$

式 (8) に境界条件を代入すると, 領域 (I), (II) における計算式は, それぞれ次式となる.

$$\begin{aligned} & \left(\sum_{j=1}^{N_1} + \sum_{j=1}^{N_2} + \sum_{j=1}^{N_3} + \sum_{j=1}^{N_6} \right) F_{ij} \phi_1(j) + \sum_{j=1}^{N_3} F_{ij} \phi_1(j) \\ & - \sum_{j=1}^{N_3} A_{ij} \{ R(\phi_2(j) - \phi_1(j)) \} + K_r \sum_{j=1}^{N_6} (F_{ij} \\ & - ik A_{ij}) = - \sum_{j=1}^{N_6} (F_{ij} + ik A_{ij}) \\ F_{ij} &= \bar{A}_{ij} - \delta_{ij}; \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & (i \neq j) \\ 1 & (i = j) \end{cases} \quad (i=1 \sim N) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \left(\sum_{j=1}^{N'_1} + \sum_{j=1}^{N'_2} + \sum_{j=1}^{N'_4} + \sum_{j=1}^{N'_5} \right) F_{ij} \phi_2(j) + \sum_{j=1}^{N'_3} F_{ij} \phi_2(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N'_3} A_{ij} \{ R(\phi_2(j) - \phi_1(j)) \} + K_t \sum_{j=1}^{N'_6} (F_{ij} \\ & - ik A_{ij}) = 0 \quad (i=1 \sim N') \end{aligned} \quad (12)$$

式 (11) は $i=1 \sim N$ の i の値について成り立ち, 式 (12) は $i=1 \sim N'$ の i の値について成り立つことから, 上式は S 上の $\phi_1(j)$ と K_r および S' 上の $\phi_2(j)$ と K_t に関する複素係数連立一次方程式を与える.

以下, この計算方法を平面計算と呼ぶことにする.

(4) 断面変化に対応する解析法

前述の平面計算では, 一定水深域を仮定しているため防波堤形状における断面変化あるいはマウンド等を考慮することはできず, 実際の防波堤を想定したときの適用範囲が限られてくる. そこで, 断面変化等に対応できる解析法として, 縦スリット壁体をその長さ方向 (波峰線方向) に一様な空隙物体 (一様透過性壁体) と仮定して流体域の二次元断面領域を対象とする近似計算 (以後, 断面計算と呼ぶ) と堤体あるいは水深の三次元的な変化に対応できる三次元計算の二つが考えられる. ここでは, 計算が比較的容易な断面計算を試みることにした.

図-2 のように静水面に原点, 水平・鉛直上方にそれぞれ x 軸, z 軸をとる. ここで, 振幅 a_0 の規則波が $-x$ 方向に進行する場合, ラプラスの方程式を満足する流体運動の無次元速度ポテンシャルは次のようになる.

$$\phi(x, z; t) = \frac{ga_0}{\sigma} \phi(x, z) \exp(-i\sigma t) \quad (13)$$

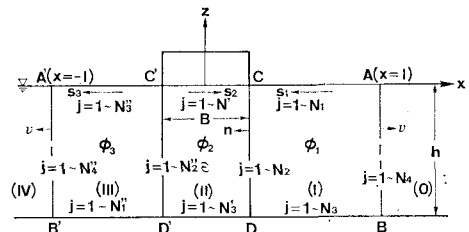


図-2 断面計算の流体域

z 軸に平行な仮想の境界面 $AB(x=l)$ と $A'B'(x=-l)$, および縦スリット壁体を一様透過性壁体と仮定した場合の前面と後面とによる境界面 $CD(x=B/2)$ $C'D'(x=-B/2)$ とを設けて, 流体域を5つの領域に分割し, それぞれのポテンシャル関数を $\phi_0, \phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ とする. いま, 井島ら²⁾に従って, 透過性壁体領域 CD $C'D'$ 内の空隙率を ϵ , 流体抵抗を相対速度と加速度とに比例するものとし, それぞれの抵抗係数を μ_1^*, μ_2^* とすると, 透過性壁体と外部流体域との境界での条件式は

$$\phi_{1,3}=[\alpha^*+i\beta^*]\phi_2; \dots\dots\dots(14)$$

$$\alpha^*=(1+\mu_2^*)/\epsilon, \quad \beta^*=(\mu_1^*/\sigma)/\epsilon$$

となり, 自由表面 ($z=0$) では

$$\bar{\phi}_1=\Gamma\phi_1, \quad \bar{\phi}_3=\Gamma\phi_3 \dots\dots\dots(15)$$

$$\bar{\phi}_2=-\Gamma[(1+\mu_2^*)-i\mu_1^*/\sigma]\phi_2 \dots\dots\dots(16)$$

仮想境界線上 $AB, A'B'$ では式 (3), (4) に $Z(z)$ を掛けた条件式がそれぞれ成り立つ.

平面計算と同じように, 領域 (I), (II), (III) の境界線をそれぞれ N 々の線分 ($N=N_1+N_2+N_3+N_4$), N' 々の線分 ($N'=N'_1+N'_2+N'_3+N'_4$), N'' 々の線分 ($N''=N''_1+N''_2+N''_3+N''_4$) に分割し, 上述の境界条件と二次元領域に対応したグリーンの公式を用いると, 各々の領域における計算式は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1} [G_{ij}-\Gamma E_{ij}]\phi_1(j) + \sum_{j=1}^{N_2} [G_{ij}\phi_1(j) \\ & -E_{ij}\bar{\phi}_2(j)] + \sum_{j=1}^{N_3} G_{ij}\phi_1(j) + K_r \sum_{j=1}^{N_4} (G_{ij} \\ & -ikE_{ij})Z(z) = - \sum_{j=1}^{N_4} (G_{ij}+ikE_{ij})Z(z) \\ & G_{ij}=\bar{E}_{ij}-\delta_{ij} \quad (i=1\sim N) \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N'_1} [G_{ij}+\Gamma\epsilon\gamma E_{ij}]\phi_2(j) + \sum_{j=1}^{N'_2} [G_{ij}\phi_1(j)/\gamma \\ & -E_{ij}\bar{\phi}_2(j)] + \sum_{j=1}^{N'_3} G_{ij}\phi_2(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N'_4} [G_{ij}\phi_3(j)/\gamma - E_{ij}\bar{\phi}_2(j)] = 0 \\ & G_{ij}=\bar{E}_{ij}+\delta_{ij}, \quad \gamma=\alpha^*+i\beta^* \\ & (i=1\sim N') \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N''_1} G_{ij}\phi_3(j) + \sum_{j=1}^{N''_2} [G_{ij}\phi_3(j) - E_{ij}\bar{\phi}_2(j)] \\ & + \sum_{j=1}^{N''_3} [G_{ij}-\Gamma E_{ij}]\phi_3(j) \\ & + K_t \sum_{j=1}^{N''_4} (G_{ij}-ikE_{ij})Z(z) = 0 \\ & G_{ij}=\bar{E}_{ij}-\delta_{ij} \quad (i=1\sim N'') \end{aligned}$$

ここに,

$$E_{ij}=\frac{1}{\pi} \int_{AS_j} \log r \, ds, \dots\dots\dots(20)$$

$$\bar{E}_{ij}=\frac{1}{\pi} \int_{AS_j} (\log \bar{r}) \, ds \dots\dots\dots(21)$$

以上の理論式は1列壁体の場合であるが, 壁体が2列

や3列ある場合にも, それらによって囲まれる領域あるいは断面計算においては仮想透過性壁体の領域が増えるだけでこの理論を容易に拡張することができる.

3. 流体抵抗の係数の決定

理論計算を行う場合, 前記の理論式内の未定係数である $\mu_1/\sigma, \mu_1^*/\sigma$ と μ_2, μ_2^* を既知量としておく必要がある. ここでは, 模型実験によって得られる通過率および反射率の値と適切な抵抗係数を与えた理論計算からの推定値との標準偏差が最小値を示したときの抵抗係数を最適値として係数を定めた.

(1) 実験方法と条件

模型実験では, 長さ 29.0 m, 幅 0.30 m, 高さ 0.50 m の規則波造波水路を使用し, 模型を水路のほぼ中央に設置し, 波高測定には容量式波高計とペン書きレコーダー, データレコーダーを使用した. 入射波高を 4 cm とし, 通過率は, 波が平衡状態に達したのち消波板からの反射波が入る前までの 3~4 波を読み, 2 回の測定を平均して求めた. また反射率は, 合田ら³⁾による分離推定法によって算出するため, 2 本の波高計を一定の間隔をもって模型より入射側 2.0 m に設置し, データレコーダーに記録した波形データを 0.05 秒間隔で AD 変換し, 基本周波数成分の入射波と反射波とを分離して入射波の振幅と反射波のそれとの比によって求めた. 実験ケースは, 表-1 に示すとうりで, 各ケースとも水深を 0.35 m に一定とし, 相対水深 h/L を, 0.08 より 0.02 毎に 0.32 まで変えて, それぞれにおける通過率, 反射率を求めた.

(2) 結 果

図-3, 4 は, それぞれ開口率 $\epsilon=0.2$ における最適な抵抗係数を与えた時の平面計算と断面計算からの通過率と反射率および実験値の1例を示す. 横軸に相対水深

の h/L を, 縦軸に通過率 (K_t) と反射率 (K_r) を取っている. これらの図より, 平面計算と断面計算とも実験値との一致は非常に良好で, 抵抗係数は波長に関係なく一定値でよいことがわかる. 平面計算においては, 加速度に比例する抵抗係数 μ_2 は, 実験の範囲内では零でよいという結果が得られた. 一方, 断面計算において, μ_1^*/σ は平面計算の値と一致するが, μ_2^* は零ではなくある値を持つ必要がある. 各ケースの最適な

表-1 実験の条件

Case	$\epsilon=W/W_0$	W/h	B/h
1	0.1	0.086	0.11
2			0.17
3			0.34
4			0.68
5	0.2	0.171	0.11
6			0.17
7			0.34
8			0.68
9	0.3	0.257	0.11
10			0.17
11			0.34
12			0.68

抵抗係数 ($\mu_1/\sigma = \mu_1^*/\sigma$) をスリット幅と壁体厚の比 (W/B) で図示したものが図-5である。図-6は、断面計算における μ_2^* と W/B の関係を示す。●が開口率 $\epsilon=0.1$, ▲が $\epsilon=0.2$, ■が $\epsilon=0.3$ の結果を表わしている。抵抗係数はスリット幅と壁体厚の比 (W/B) とほぼ比例関係にあり、その比例常数が開口率によって変わることが分る。従って、各々の開口率のスリット壁体においてスリット幅と壁体厚の比がわかれば、これらの図から抵抗係数を求めることができる。

(3) 抵抗係数への縮尺効果

模型の縮尺が変わることによる抵抗係数への影響を調べる目的で、Case 7 の模型寸法の 1/2 の寸法の模型 ($\epsilon=0.2$, $W_0/h=0.43$, $B/h=0.17$) を用いて実験を行った。図-7 に平面計算 (Model 1) と断面計算 (Model 2) による理論値および実験値とを示す。これによると平面計算の場合、実線で示した抵抗係数を $\mu_1/\sigma=0.7$, $\mu_2=0.0$ とする理論値が実験値と最も一致しており、これは、Case 7 の縮尺を変えるまへの抵抗係数と等しい。一方、断面計算では、縮尺を変える前の抵抗係数 ($\mu_1^*/\sigma=0.7$, $\mu_2^*=0.7$) による理論値 (一点鎖線) では通過率に関して実験値と大きなずれが生じるが、破線で示した抵抗係数を $\mu_1^*/\sigma=0.9$, $\mu_2^*=0.4$ とすると実験値との一致は良好であった。これより、平面計算においては抵抗係数への縮尺効果はないものと思われるが、断面計算では模型縮尺が変わる場合、抵抗係数をも変える必要があることが結論づけられる。

開口率を $\epsilon=0.2$, 壁体間隔を $SD/B=4.17$ とした結果を図-8 に示す。与えた抵抗係数は図に示すとおりで、実線が平面計算 (Model 1), 破線が断面計算 (Model 2) の理論値を示している。実験値は、反射率を○で、通過率を●で表わしている。両計算とも理論値と実験値との一致は非常に良好である。図-9 は、3列壁体の場合で、3列の壁体とも $B/h=0.34$, $\epsilon=0.3$ で、壁体間隔は $SD_1/B=SD_2/B=6.25$ の条件での結果である。この場合は、断面計算で実験値とややずれが生じているが、両計算とも妥当な結果を与えている。従って、図-5, 6 より得られる抵抗係数を用いることにより理論計算によって2列や3列の縦スリット壁体の消波特性を精度よく算定できることが確かめられた。

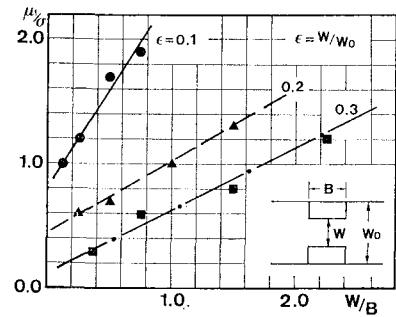


図-5 μ_1/σ , μ_1^*/σ と W/B の関係

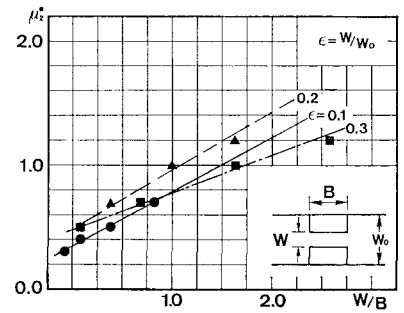


図-6 μ_2^* と W/B の関係

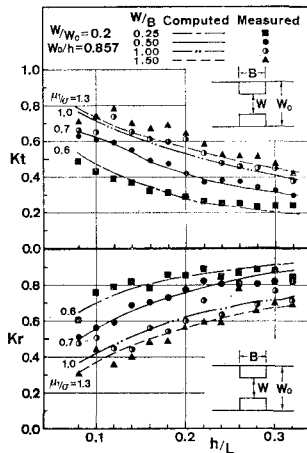


図-3 開口率 0.2 の K_t と K_r (平面計算)

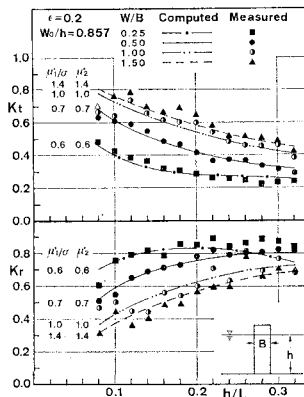


図-4 開口率 0.2 の K_t と K_r (断面計算)

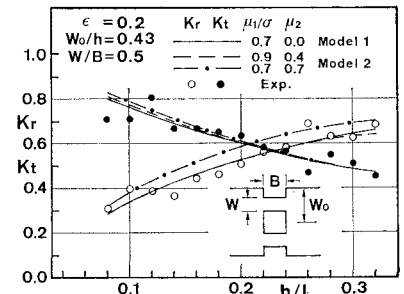


図-7 抵抗係数の縮尺効果

(2) 2列の縦スリット壁体の消波特性

壁体間隔に関する特性は以前に報告⁴⁾したので、ここでは壁体厚と開口率に関する特性を述べる。一般的に、ケーソン式防波堤においては入射波の波力を最も大きく受ける前面の壁体を厚くし、後ろの壁体を薄くすることから、模型実験で前面の壁体厚 ($B_1/h=0.34$) を後面のそれ ($B_2/h=0.17$) の2倍とし、前面と後面壁体の開口

率を変えて水理実験と計算を行った。なお、壁体間隔は $SD/B_1=8.33$ の一定とした。図-10 が平面計算による理論値と実験結果で、○は前面、後面とも開口率が $\epsilon_1=\epsilon_2=0.2$ 、△は前面が $\epsilon_1=0.2$ で後面が $\epsilon_2=0.3$ 、□は△と反対に前面が $\epsilon_1=0.3$ で後面が $\epsilon_2=0.2$ とした場合である。これによると、通過率は3ケースともあまり差はなくほぼ等しいのに対して、反射率は前面の壁体の開口率が大きい ($\epsilon_1=0.3$) 場合が他の2ケースに比べ小さい値を示しており、壁体の厚さとその開口率との組み合わせによって、より経済的で効果的な縦スリット式防波堤が得られると考えられる。

5. ま と め

以上の研究より次のことを明らかにした。

(1) 平面計算においては、スリット部での流体の抵抗係数の流速に比例する項 μ_1/σ は、波長には関係しない一定値を取り、スリット幅と壁体厚との比 (W/B) に比例し、その比例常数が開口率によって変わる。加速度に比例する係数 μ_2 は、実験を行った範囲内では零となった。

(2) 断面計算においては、 μ_1^*/σ は平面計算と同じ値でよいが、 μ_2^* は、 μ_1^*/σ と同様に W/B とはほぼ比例関係にあり、比例常数が開口率によって変わる。また、模型縮尺が異なるときは抵抗係数を変える必要がある。

(3) 2列あるいは3列の縦スリット壁体の消波特性を算定する場合でも、各壁体における開口率と W/B に対応する抵抗係数を用いることにより本解析法によって合理的に算定することができる。

最後に、本研究を遂行するに当たり、運輸省第四港湾建設局から多大な協力を得た。また本研究室の吉田助教授から貴重な助言を頂いた。ここに感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 例えば、角野昇八・小田一紀・阿部 功：任意列、任意断面柱体列周辺波動場の境界値問題解析，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 589～593，1985。
- 2) 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次元境界値問題の解法，九大工学集報，第48巻，第6号，pp. 767～774，1975。
- 3) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池 治：不規則波実験における入・反射波の分離推定法，技研資料，No. 248，1976。
- 4) 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消波特性，土木学会西部支部研究発表会講演概要集，pp. 290～291，1986。

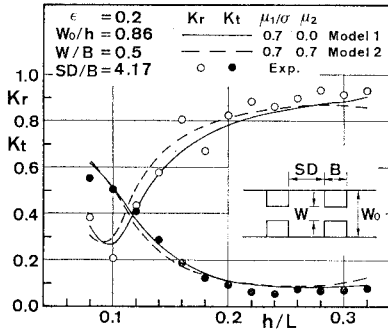


図-8 2列壁体の通過率と反射率

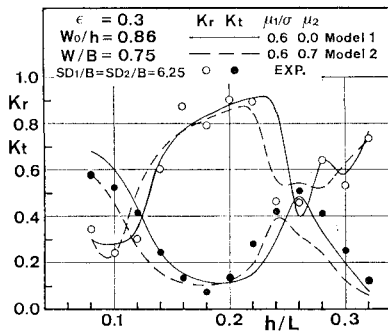


図-9 3列壁体の通過率と反射率

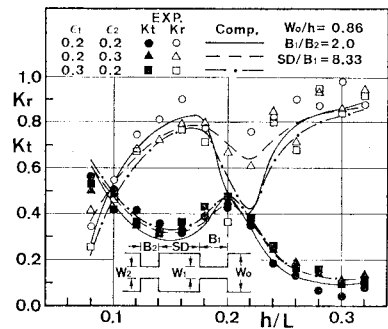


図-10 2列壁体の消波特性(開口率と壁体厚)