

# 多重円筒列型防波堤の反射率・透過率の解析と 諸要因の影響

## ANALYSIS OF REFLECTION AND TRANSMISSION COEFFICIENTS FOR MULTITUDINOUS CYLINDER BARRIERS AND INFLUENCES OF VARIOUS FACTORS

萩原 運弘\*

By Kazuhiro HAGIWARA

A theoretical analysis using an integral equation derived for the unknown horizontal velocity component in a pervious wall is proposed for estimating the reflection and transmission coefficients of multitudinous cylinder barriers, and various factors related to wave and structural conditions having influences on the wave dissipating characteristics are investigated for a double or triple cylinder barriers.

In two-dimensional experiments, the theoretical results are in good agreement with experimental data with respect to reflection and transmission coefficients. The non-dimensional parameters to determine the reflection and transmission coefficients are the relative water depth, the wave steepness of incident waves, the opening ratio of the cylinder barrier, the relative structural length, and the chamber width ratio.

### 1. 緒 論

最近、環境問題上の配慮から海域の水質保全が重要な課題になっており、反射波の低減とともに越波および透過による港内透過波を許容最小限に迎える海水交換型の防波堤が実際の港湾で採用され始めている<sup>1)~3)</sup>。しかしながら、海域を分離する防波堤に通水性をもたせれば海水交換は可能になるが、当然防波機能が低下し、港内の静穏度が乱されるおそれもあり、防波・通水という相反する要求をともに満足させる海水交換型防波堤の断面決定にあたっては慎重に検討する必要がある。

著者は軟弱な海底地盤でも築造できる軽量な海水交換の可能な防波堤として、鋼管などの円筒列が2基以上設置された多重円筒列型防波堤を取り上げ、その消波効果を明らかにしようとするものである。

円筒列型防波堤については、単独の場合古くは Wiegell<sup>4)</sup> が、近年では林・服部<sup>5)</sup> が研究を行っている。しかし、この種の防波堤の消波効果はスリットの間隔により大きく変化し、反射率・透過率を同時に小さくすることは不可能であることが榎木・岩田<sup>6)</sup> によって指摘されている。そこで透過壁を構成する円筒列でのエネルギー損

失に加えて、円筒列を多重にし遊水部を設けることにより、波の位相差を利用して消波効果を高めることが考えられる。Castello<sup>7)</sup> は多数のパイプの配列形状を種々変えて実験を行っているほか、榎木・岩田<sup>8)</sup> は湾内振動における Mehaute の考え方を拡張した理論により、円筒型や横スリット型防波堤の消波効果について検討している。しかし、これらの反射率・透過率に影響を及ぼす波浪あるいは構造的諸要因については、必ずしも系統的な結論が得られていない。

一方、複数列の透過体からなる防波堤を対象とした理論解析は前述の榎木・岩田のほか堀口ら<sup>9)</sup>、井島ら<sup>10)</sup>、近藤<sup>11)</sup> によって取り扱われている。榎木らの理論では、 $N$ 重防波堤の反射率、透過率は $(N-1)$ 重防波堤の反射率、透過率と $N$ 番目の透過壁の反射率、透過率を必要とし、防波堤全体を構造する構造要因から直接算定できない問題点があり、実用的には非常に不便である。また堀口らの理論は減衰定常波を表わす無限級数項を省略しているにもかかわらず、その取り扱い是非常に複雑である。さらに井島ら、近藤の取扱いは、いずれも長波を対象にした理論である。

したがって本研究では、まず微小振幅浅水波を対象に透過壁を構成する円筒列が多重に設置された遊水部を有する多重円筒列型防波堤に対して、減衰定常波を表わす

\* 正会員 工修 清水建設(株)技術研究所  
(〒135 江東区越中島3-4-17)

無限級数項を省略することなく、防波堤全体を構成する構造要因をパラメーターとして簡明に式が誘導される理論解析法を提案する。さらに、解析結果の妥当性について水理実験により検証するとともに、多重円筒型防波堤の反射率、透過率に影響を及ぼす諸要因について明らかにする。

2. N 重円筒型防波堤の理論

Fig. 1 に示すように、水深  $h$  の海底に設置された開口比  $(b_m/(b_m+d), b_m : m$  列目の円筒間隔,  $d$  : 円筒径) がおのおの  $\epsilon_m (m=1, 2, \dots, N)$  である  $N$  重円筒型防波堤を考える。波が侵入する海側最前列の円筒列に原点  $0$ , 入射波の進行方向に  $x$  軸, 静水面上上向きに  $z$  軸を取り各円筒列は海側から順に  $x=0, x=l'_1, \dots, x=l'_{N-1}$  の位置に任意の間隔で設置されているものとする。

流体域を (1), (2), ..., (N+1) に分け, 非圧縮性完全流体の二次元運動として周波数  $\sigma (=2\pi/T, T$  : 周期) をもつ微小振幅波による定常運動を考える。各領域に分けられた流体域の速度ポテンシャルを  $\phi_s(x, z; t) = \phi_s(x, z) e^{i\sigma t} (s=1, 2, \dots, N+1)$  の形で表わすと, 時間要素をぬいた  $\phi_s$  は各領域での境界条件を満足するラプラスの方程式の一般解として次のように得られる。

$$\phi_1(x, z) = (Ae^{-ikx} + Be^{ikx}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{knx} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi_j(x, z) = \left\{ D^{(j-1)} \frac{\cos k(x-l'_{j-1})}{\cos kl_{j-1}} + E^{(j-1)} \frac{\sin k(x-l'_{j-1})}{\sin kl_{j-1}} \right\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ F_n^{(j-1)} \frac{\cosh kn(x-l'_{j-1})}{\cosh knl_{j-1}} + G_n^{(j-1)} \frac{\sinh kn(x-l'_{j-1})}{\sinh knl_{j-1}} \right\} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} (j=2, \dots, N) \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi_{N+1}(x, z) = He^{-ikx-l'_{N-1}} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{-kn(x-l'_{N-1})} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \dots\dots\dots (3)$$

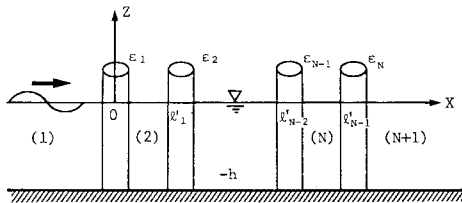


Fig. 1 Definition sketch.

ここに,  $l_{j-1} = l'_{j-1} - l'_{j-2}$ , ただし  $l'_0 = 0$  である。また  $A$  は入射波,  $B$  は反射波,  $H$  は透過波を表わし,  $D^{(j-1)}, E^{(j-1)}$  は定常波,  $C_n, F_n^{(j-1)}, G_n^{(j-1)}$  および  $I_n$  は各領域での散乱波を表わす複素定数である。さらに  $g$  を重力の加速度とすると,  $k$  および  $k_n$  は次式で決まる固有値である。

$$\sigma^2 = gh \tanh kh = -gk_n \tan k_n h \dots\dots\dots (4)$$

各円筒列開口部での水平方向流速をおのおの  $U_1(z), U_2(z), \dots, U_N(z)$  とすれば, 流量の連続性より次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} U_1(z) &= \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \quad (x=0) \\ \dots\dots\dots \\ U_N(z) &= \frac{1}{\epsilon_N} \frac{\partial \phi_N}{\partial x} = \frac{1}{\epsilon_N} \frac{\partial \phi_{N+1}}{\partial x} \quad (x=l'_{N-1}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

式 (5) に式 (1)~(3) を代入すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1 U_1(z) &= i(A-B) \frac{k \cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{k_n \cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ &= (D^{(1)} \tan kl_1 + E^{(1)} \cot kl_1) \frac{k \cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} (F_n^{(1)} \tanh k_n l_1 - G_n^{(1)} \coth k_n l_1) \frac{k_n \cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ \dots\dots\dots \\ \epsilon_N U_N(z) &= E^{(N-1)} \frac{1}{\sin kl_{N-1}} \frac{k \cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n^{(N-1)} \frac{1}{\sinh knl_{N-1}} \frac{k_n \cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ &= iH \frac{k \cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \sum_{n=1}^{\infty} I_n \frac{k_n \cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここで, 関数系  $\cosh k(z+h)$  と  $\cos k_n(z+h)$  の直交性を利用して上式の各項に  $\cosh k(z+h)$  あるいは  $\cos k_n(z+h)$  を乗じ,  $(-h, 0)$  の区間で積分すれば未定複素定数に関して次式を得る。

$$B = A - i \frac{1}{N_0} \int_{-h}^0 \epsilon_1 U_1(\xi) \cosh k(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (7)$$

$$C_n = \frac{1}{N_n} \int_{-h}^0 \epsilon_1 U_1(\xi) \cos k_n(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (8)$$

$$D^{(j-1)} = \frac{1}{N_0 \tan kl_{j-1}} \int_{-h}^0 \{ \epsilon_{j-1} U_{j-1}(\xi) - \epsilon_j U_j(\xi) \} \cdot \cos kl_{j-1} \cosh k(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (9)$$

$$E^{(j-1)} = \frac{\sin kl_{j-1}}{N_0} \int_{-h}^0 \epsilon_j U_j(\xi) \cosh k(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (10)$$

$$F_n^{(j-1)} = \frac{1}{N_n \tanh knl_{j-1}} \int_{-h}^0 \{ \epsilon_j U_j(\xi) \} \cosh knl_{j-1}$$

$$-\varepsilon_{j-1} U_{j-1}(\xi) \cos k_n(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (11)$$

$$G_n^{(j-1)} = \frac{\sinh k_n l_{j-1}}{N_n} \int_{-h}^0 \varepsilon_j U_j(\xi) \cos k_n(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (12)$$

$$H = i \frac{1}{N_0} \int_{-h}^0 \varepsilon_N U_N(\xi) \cosh k(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (13)$$

$$I_n = -\frac{1}{N_n} \int_{-h}^0 \varepsilon_n U_n(\xi) \cos k_n(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (14)$$

ただし、 $n=1, 2, \dots, j=2, \dots, N$  であり、 $N_0$  および  $N_n$  は次式で定義される。

$$N_0 = \frac{\sinh 2kh + 2kh}{4 \cosh kh}, \quad N_n = \frac{\sin 2k_n h + 2k_n h}{4 \cos k_n h} \dots\dots\dots (15)$$

次に、海側から  $m$  列目の円筒列 ( $x=l'_m$ ) 周辺での流体運動を考えてみる。円筒列前後での圧力をそれぞれ  $P_m$  および  $P_{m+1}$  とすると、運動方程式は次のようになる<sup>12)</sup>。

$$P_m - P_{m+1} = \rho \left\{ \frac{1}{2} C_m^* |U_m e^{i\sigma t}| U_m e^{i\sigma t} + L_m^* \frac{\partial}{\partial t} (U_m e^{i\sigma t}) \right\} \dots\dots\dots (16)$$

$(m=1, 2, \dots, N)$

ここに、 $\rho$  は流体密度、 $C_m^*$ 、 $L_m^*$  は損失係数および見掛けのオリフィス長さである。上式右辺第 1 項の非線形抵抗項を一周期間のエネルギー消費が等しくなるように、 $C_m^* |\bar{U}| \bar{U} / 2 = f_m^* \bar{U}$  と書き換える。

$$f_m^* = \frac{\int_0^T \frac{1}{2} C_m^* |\bar{U}| \bar{U}^2 dt}{\int_0^T \bar{U}^2 dt} \dots\dots\dots (17)$$

ここで  $\bar{U} = U_m e^{i\sigma t} \approx \bar{U}_m \sin \sigma t$  とおけば、次の関係が成り立つ。

$$f_m^* = \frac{4}{3\pi} C_m^* \bar{U}_m \dots\dots\dots (18)$$

$\bar{U}_m$  は最大流速振幅であるが、円筒列などの透過壁構造の場合は水深方向に平均した値を考えればよい。したがって、速度ポテンシャルを用いて表わすと式 (16) は次のようになる。

$$\phi_m - \phi_{m+1} + \beta_m \frac{\partial \phi_m}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 $\beta_m$  は次式で定義される。

$$\beta_m = \frac{1}{\varepsilon_m} \left( L_m^* - i \frac{f_m^*}{\sigma} \right) \dots\dots\dots (20)$$

式 (19) に式 (1)~(3) を代入すれば、次式を得る。

$$\left\{ A(1 - ik\beta_1) + B(1 + ik\beta_1) - D^{(1)} + E^{(1)} \right\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ C_n(1 + k_n\beta_1) - F_n^{(1)} + G_n^{(1)} \right\} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} = 0$$

$$\left[ D^{(j-1)} \frac{1}{\cos k l_{j-1}} + E^{(j-1)} \frac{k\beta_j}{\sin k l_{j-1}} - D^{(j)} + E^{(j)} \right] \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ F_n^{(j-1)} \frac{1}{\cosh k_n l_{j-1}} \right.$$

$$\left. + G_n^{(j-1)} \frac{k_n\beta_j}{\sinh k_n l_{j-1}} - F_n^{(j)} + G_n^{(j)} \right] \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} = 0 \quad (j=2, \dots, N-1)$$

$$\left( D^{(N-1)} \frac{1}{\cos k l_{N-1}} + E^{(N-1)} \frac{k\beta_N}{\sin k l_{N-1}} - H \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( F_n^{(N-1)} \frac{1}{\cosh k_n l_{N-1}} + G_n^{(N-1)} \frac{k_n\beta_N}{\sinh k_n l_{N-1}} - I_n \right) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} = 0 \dots\dots\dots (21)$$

さらに、式 (21) に式 (7)~(14) を代入して整理すると、最終的には次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 \int_{-h}^0 R_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi + \varepsilon_2 \int_{-h}^0 R_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi &= A \zeta(z) \\ \varepsilon_{j-1} \int_{-h}^0 S_{j-1}(z, \xi) U_{j-1}(\xi) d\xi + \varepsilon_j \int_{-h}^0 S_j(z, \xi) U_j(\xi) d\xi \\ &+ \varepsilon_{j+1} \int_{-h}^0 S_{j+1}(z, \xi) U_{j+1}(\xi) d\xi = 0 \quad (j=2, \dots, N-1) \\ \varepsilon_{N-1} \int_{-h}^0 T_{N-1}(z, \xi) U_{N-1}(\xi) d\xi + \varepsilon_N \int_{-h}^0 T_N(z, \xi) U_N(\xi) d\xi &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

ここに、

$$\zeta(z) = \frac{2 \cosh k(z+h)}{\cosh kh}$$

$$R_1(z, \xi) = \frac{i - k\beta_1 + \cot k l_1}{N_0 \cosh kh} \cosh k(z+h) \cdot \cosh k(\xi+h) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 + k_n\beta_1 + \coth k_n l_1}{N_n \cos k_n h} \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h)$$

$$R_2(z, \xi) = \frac{1}{N_0 \sin k l_1 \cosh kh} \cosh k(z+h) \cdot \cosh k(\xi+h) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N_n \sinh k_n l_1 \cos k_n h} \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h)$$

$$S_{j-1}(z, \xi) = \frac{1}{N_0 \sin k l_{j-1} \cosh kh} \cdot \cosh k(z+h) \cosh k(\xi+h) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N_n \sinh k_n l_{j-1} \cos k_n h} \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h)$$

$$S_j(z, \xi) = \frac{\cot k l_{j-1} - k\beta_j + \cot k l_j}{N_0 \cosh kh} \cdot \cosh k(z+h) \cosh k(\xi+h) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\coth k_n l_{j-1} + k_n\beta_j + \coth k_n l_j}{N_n \cos k_n h} \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h)$$

$$S_{j+1}(z, \xi) = \frac{1}{N_0 \sin k l_j \cosh kh} \cdot \cosh k(z+h) \cosh k(\xi+h) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N_n \sinh k_n l_j \cos k_n h}$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h) \\
 T_{N-1}(z, \xi) = & \frac{1}{N_0 \sin k l_{N-1} \cosh kh} \\
 & \cdot \cosh k(z+h) \cosh k(\xi+h) \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N_n \sinh k_n l_{N-1} \cos k_n h} \\
 & \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h) \\
 T_N(z, \xi) = & \frac{i - k\beta_N + \cot k l_{N-1}}{N_0 \cosh kh} \cosh k(z+h) \\
 & \cdot \cosh k(\xi+h) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 + k_n \beta_N + \coth k_n l_{N-1}}{N_n \cos k_n h} \\
 & \cdot \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h)
 \end{aligned}$$

式 (22) は第 1 種 Fredholm 連立積分方程式である。積分核  $R_1(z, \xi)$ ,  $R_2(z, \xi)$ ,  $S_{j-1}(z, \xi)$ ,  $S_j(z, \xi)$ ,  $S_{j+1}(z, \xi)$ ,  $T_{N-1}(z, \xi)$  および  $T_N(z, \xi)$  は既知であり  $U_1(z), \dots, U_M(z)$  が求める未知関数である。これらは特殊な問題を除いて解析的に解くことはほとんど不可能であり、式 (22) をたとえば Gauss-Moor 法<sup>13)</sup>などで数値積分をし、連立方程式に直して解くことが必要になる。なお定数  $A$  は領域 (1) での入射波を  $\eta = (H_1/2) \cos(kx - \sigma t)$  とすると、次式で与えられる。

$$A = iH_1g/2\sigma \dots\dots\dots(23)$$

$U_1(z), \dots, U_M(z)$  が求まると、式 (7) より反射率  $K_R = |B/A|$  が、また式 (13) より透過率  $K_T = |H/A|$  が得られる。実際の計算においては、まず適当な  $\bar{U}_m$  を仮定し  $U_m$  を求め、これを水深方向に平均して得られる  $\bar{U}_m$  の値が初め仮定した値と一致することを確認する必要がある。

### 3. 損失係数と見掛けのオリフィス長さの検討<sup>14), 15)</sup>

反射率、透過率の算定にあたっては、2. の理論式中の損失係数  $C^*$  と見掛けのオリフィス長さ  $L^*$  を決める必要がある。Mei ら<sup>16)</sup> は単一のスリット壁に対して  $C^*$  を流量係数とスリット壁の開口比の関数として与え、 $L^*$  を気体を対象とした音響学的解法によりスリット壁の幾何学寸法で表わしている。また近藤・佐藤<sup>17)</sup> は多孔壁に作用する波力の実験結果から、抗力係数および質量係数を介してこれらの値を求め、 $C^*$  を開口比と Reynolds 数の関数で与え、入射波長で無次元化した  $L^*$  を Keulegan・Carpenter 数の関数で与えている。一方、谷本・吉本<sup>18)</sup> は縦スリットケーソンを対象に、 $C^*$  をスリット壁の開口比の関数で、また  $L^*$  をスリット壁厚で割って無次元化し、これを遊水室内水深での波長に対する遊水室幅の比の関数で表わして、これらに含まれる係数を反射率に関する実験値と理論による推定値との差の二乗和が最小になるように求め  $C^*$  と  $L^*$  を定式化

している。本研究では近藤らの方法に準じることにするが、 $Re$  数や  $KC$  数を用いて表わすと実用上複雑になりすぎるので  $C^*$  および  $L^*$  を抗力係数  $C_D$  あるいは質量係数  $C_M$  を介して透過壁の構造条件と波浪条件の関数として表わすことを試みた。

非定常流中の透過壁構造に作用する力のつり合いを考えると、「流れを起こす力」=「流体の慣性力」+「構造体に作用する力」が成り立ち、構造体に作用する力を抗力と慣性力に分けて示すと、右辺の関係式は次のようになる<sup>19)</sup>。

$$F_d = \rho V_r \frac{dq}{dt} + \left( \rho C_D A_s \frac{|q|q}{2} + \rho C_M V_s \frac{dq}{dt} \right) \dots\dots(24)$$

ここに、 $q$ ：透過壁開口部での流速、 $V_r$ ：透過壁開口部における流体の体積、 $V_s$ ：透過壁非開口部の体積、 $A_s$ ：透過壁非開口部の投影面積である。

いま、流れを起こす力は透過壁前後の圧力勾配であるから、式 (24) は次のように書き替えられる。ただし、 $V_T$  は透過壁全体（開口部+非開口部）の体積である。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = C_D \left( \frac{A_s}{V_T} \right) \frac{|q|q}{2} + \left( \frac{V_r}{V_T} + C_M \frac{V_s}{V_T} \right) \frac{dq}{dt} \dots\dots(25)$$

上式を開口比  $\epsilon$  と壁厚  $\Delta x$  を用いて整理すると次のようになる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = C_D \frac{1-\epsilon}{\Delta x} \frac{|q|q}{2} + \{\epsilon + C_M(1-\epsilon)\} \frac{dq}{dt} \dots\dots(26)$$

一方、透過壁周辺の流れの運動方程式は式 (16) で表現されるから、これを書き直せば次のようになる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = C^* \frac{1}{\Delta x} \frac{|q|q}{2} + L^* \frac{1}{\Delta x} \frac{dq}{dt} \dots\dots(27)$$

式 (26) と式 (27) は等価であるから、 $C^*$  と  $L^*$  については次式が成り立つ。

$$C^* = C_D(1-\epsilon) \dots\dots\dots(28)$$

$$L^* = \epsilon \{1 + C_M(1-\epsilon)\} / \epsilon \Delta x \dots\dots\dots(29)$$

したがって、 $C_D$ ,  $C_M$  の値がわかれば  $C^*$ ,  $L^*$  は推定できる。そこで  $C_D$ ,  $C_M$  を透過壁に作用する波力を直接測定することにより求める<sup>20)</sup>。

透過壁に作用する全波力は抗力と質量力の線形和で表わされるものとする。抗力係数および質量係数の決定には、二、三の方法があるが、ここでは一周期内の二定点から求めるものとし、また水平水粒子速度および水平水粒子加速度については微小振幅波理論により部分重複波を考慮して与える。以上のことより、透過壁内の流速で定義される抗力係数および質量係数は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
 C_D = F_{Dm} \frac{2\epsilon^2 \sinh 2kh}{\omega_0 D(1-\epsilon)(a_r - a_r)^2 kh} \\
 \cdot \frac{1}{|\sinh 2kh(1-\eta/h) + (1+\eta/h)|/2kh} \dots\dots(30)
 \end{aligned}$$

$$C_M = F_{Mm} \frac{\epsilon \cosh kh}{\omega_0 D(1-\epsilon)\Delta x(a_i - a_r) \sinh kh(1-\eta/h)} \cdot 1 \quad (31)$$

ここに、 $F_{Dm}$ ：最大抗力、 $F_{Mm}$ ：最大質量力、 $\omega_0$ ：水の単位体積重量、 $h$ ：水深、 $k$ ：波数、 $\eta$ ：静水面上の波峯高、 $a_i$ ：入射波振幅、 $a_r$ ：反射波振幅、 $\epsilon$ ：透過壁の開口比、 $D$ ：透過壁の幅員、 $\Delta x$ ：透過壁の壁厚であり、また  $D(1-\epsilon)$ 、 $D(1-\epsilon)\Delta x$  はそれぞれ透過壁不透過部分の投影面積と体積である。

実験は幅 4 m、高さ 1.3 m の二次元造波水槽に幅 0.6 m の小水路を設け、Fig. 2 に示すような円形リングにひずみゲージを接着した検出器からなる測定装置を用いて円筒列に作用する水平波力を測定した。なお、円筒列模型は直径 3.8 cm で幅 0.2 m ずつ三分割されており、中央計測用模型および両側のダミー模型とも塩化ビニール樹脂材で製作されている。

水深は 0.5 m で一定、入射波振幅は幅 3.4 m の広水路側で計測し、反射波振幅は移動台車に取り付けた波高計を用いて Healy の方法で決定した。また円筒列より約 1 cm 沖側に波高計を設置し、円筒列前面の水位変動を同時記録した。なお実験では、開口比が  $\epsilon=0.1\sim 0.4$  までの 4 種類のスリット壁に対して、それぞれ波高 2~8 cm、周期 0.95~2.0 s の範囲の波を作用させた。

まず損失係数  $C^*$  については谷本ほかの論文を参考にして式 (28) 中の  $C_D$  を次式のように表わす。

$$C_D = A_1 \epsilon(1-\epsilon) \quad (32)$$

ここに、 $A_1$  は未定係数で  $C_D$  に関する実験値と式 (32)

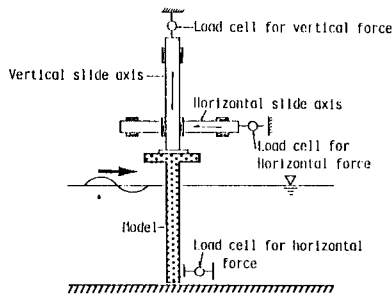


Fig. 2 Experimental apparatus for wave force.

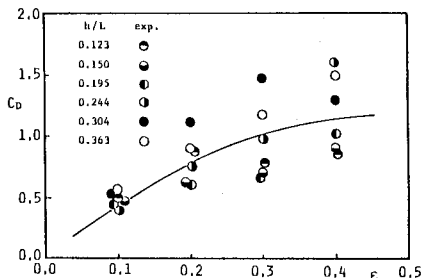


Fig. 3 Drag coefficient.

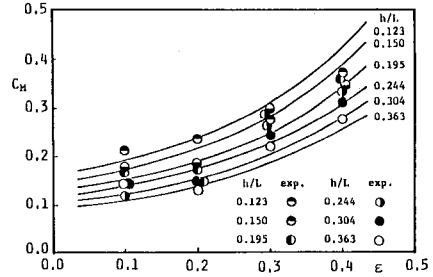


Fig. 4 Inertia coefficient.

の計算値との差の二乗和が最小になるように求めると  $A_1=4.77$  を得る。Fig. 3 は  $\epsilon$  を変化させたときの実験結果から各周期条件ごとに  $C_D$  の平均値をプロットしたものであり、また図中の実線は式 (32) から計算したものである。

一方、見掛けのオリフィス長さ  $L^*$  に対しては種々の要因が関与し、非常に複雑であることが過去の研究例から指摘されている。Fig. 4 は今回の実験結果から、相対水深  $h/L$  をパラメーターに  $\epsilon$  と  $C_M$  の関係を示したものである。実験値は各周期条件での平均値を表わすが、全般的に  $h/L$  が大きくなるほど、また  $\epsilon$  が小さいほど  $C_M$  は小さくなる傾向が認められる。そこで、 $C_M$  については次の関数形を考える。

$$C_M = A_2 \sqrt{\coth(h/L)} / (1-\epsilon)^2 \quad (33)$$

ここに、 $A_2$  は未定係数であり、 $C_D$  の場合と全く同様に、 $C_M$  の実験値と式 (33) の計算値との差の二乗和が最小になるように求めると  $A_2=0.054$  を得る。これらの曲線を図中に示す。

したがって、式 (28)、(32) から単一円筒列での  $C^*$  が開口比のみから、また式 (29)、(33) から  $L^*$  が相対水深と幾何学的寸法から推定できることになるが、多重円筒型防波堤の各円筒列に対しても前述の関係式をそのまま適用してよいのかという疑問が残る。Chakrabarti<sup>21)</sup> は三重の円筒列を構成する各円筒について、 $C_D$ 、 $C_M$  の値を実験的に求めているが、後方の第 2 列、第 3 列の円筒の  $C_D$ 、 $C_M$  の値は最前列の第 1 列目における円筒のものより平均的に 2~4 倍程度大きくなる結果を示している。したがって本研究でも、海側最前列の円筒列に対しては式 (32)、(33) をそのまま適用するものとし、それ以外の後方岸側円筒列については次式を用いることにする。

$$\left. \begin{aligned} C_D &= 14.31 \epsilon(1-\epsilon) \\ C_M &= 0.162 \sqrt{\coth(h/L)} / (1-\epsilon)^2 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

#### 4. 三重円筒型防波堤の反射率・透過率に影響を及ぼす諸要因の検討

多重円筒型防波堤の代表例として三重円筒型の防

波堤を取り上げ、反射率と透過率に及ぼす波浪条件や構造条件の個々の影響について検討する。いま考えている防波堤の円筒径  $d$  は波長に比べて非常に小さいものとしここでは円筒径の影響については議論しない。式(7)、(13) から求められる反射率および透過率は次のような無次元パラメーターの関数であることがわかる。

$$K_R, K_T = f(H_i/L, h/L, l_1/L, l_2/L, \epsilon_j, \beta_j) \quad (j=1, 2, 3) \quad \dots\dots\dots(35)$$

このうち、 $\beta_j$  は式(20) で示されるように波浪および構造条件によって決まるので他のパラメーターに含めて考えることにすれば、上式は次のように書き直される。

$$K_R, K_T = f(H_i/L, h/L, (l_1+l_2)/L, l_1/l_2, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \quad \dots\dots\dots(36)$$

すなわち、反射率および透過率は波浪条件を規定する2個の無次元量である波形勾配  $H_i/L$ 、相対水深  $h/L$  と構造条件を規定する5個の無次元量である相対堤体幅  $(l_1+l_2)/L$ 、遊水幅比  $l_1/l_2$  および開口比  $\epsilon_j (j=1, 2, 3)$  によって変化する。

(1) 実験装置と実験方法

前述した円筒列に作用する水平波力の実験と同様に、長さ40m、幅4m、高さ1.3mの鋼製フラップ型の二次元造波水槽において、幅0.6mの小水路を設けて実施した。まず中空塩化ビニールパイプの両端にスペーサーをはめ込み、穴のあいた上下2枚のプレートとねじで一体化した円筒列模型を造波機側の水槽端から25m離れた地点に設置した。さらに模型前面の合成波高を測定する波高計を台車に、また透過波測定用の波高計を模型から1/4波長離れた地点に取り付けた。一方、広水路側で入射波高を測定した。

実験は波が十分に収まっていることを確認した後、造波機を駆動させ所定の波を発生させた。そして実験波が模型に到達後、波高計を取り付けた台車を移動させることにより模型前面に形成される合成波高を測定し、その波高分布から Healy の方法で反射率を求めた。一方、透過率は模型背面から1/4波長離れた地点における安定した5波の波形を用いて計算した。なお、実験波の計測には容量変換型波高計から増幅器、ローパスフィルターをとおしてミニコンピュータにデータを直接取り入れ、

Table 1 Experimental conditions.

Water depth $h$ (cm)	50
Wave period $T$ (s)	0.9, 0.95, 1.05, 1.2, 1.4, 1.7, 2.0
Wave height $H_i$ (cm)	2.17 ~ 12.12
Wave steepness $H_i/L$	0.0105 ~ 0.058
Relative water depth $h/L$	0.10 ~ 0.363
Diameter $d$ (cm)	1.80
Opening ratio $\epsilon$	0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5
Relative structural length $(l_1+l_2)/L$	0.04 ~ 0.42
Chamber width ratio $l_1/l_2$	0.5, 1.0, 2.0

即時処理することによりただちに反射率、透過率が得られるようにした。

三重円筒列型防波堤の反射率、透過率は式(36)に示されるように、多くの無次元パラメーターによって決定されるため、実験においては、これらのパラメーターを構成する波浪条件(波高、周期)と構造条件(開口比、遊水幅)を系統的に変化させた。Table 1 に実験諸元を示す。

(2) 波浪条件による反射率、透過率の変化

Fig. 5 は  $(l_1+l_2)/L=0.25$ ,  $l_1/l_2=1.0$ ,  $\epsilon_1=0.3$ ,  $\epsilon_2=0.2$ ,  $\epsilon_3=0.1$  の構造条件のもとで  $h/L=0.150, 0.244, 0.363$  の3種類の波に対して波高を変化させたときの反射率  $K_R$  と透過率  $K_T$  を示したものである。ただし  $h/L=0.363$  の条件は計算のみで実験は行っていない。 $K_T$  は  $H_i/L$  が大きくなると減少する傾向を示し、また  $h/L$  が小さいほど  $K_T$  の値も小さい。これは一般に波高が大きくなるにつれ、また式(20)よりわかるように周期が長くなるほど透過壁でのエネルギー損失が大きくなるためである。一方、 $K_R$  は  $h/L$  により傾向が異なる。すなわち、いずれの場合も極小値を示す変化が認められるが、 $h/L$  の小さいほど極小反射率は大きく、また極小反射率をとる  $H_i/L$  の値は小さい。さらに  $H_i/L$  の変化に対しても、 $h/L$  の小さい方が  $K_R$  の変化は大きい。一方、実験の範囲は限られているが、実験値と計算値とを比較すると両者は比較的よく一致している。

次に、Fig. 6 は周期を変化させたときの反射率、透過率と  $h/L$  との関係を示したものである。ただし、周期

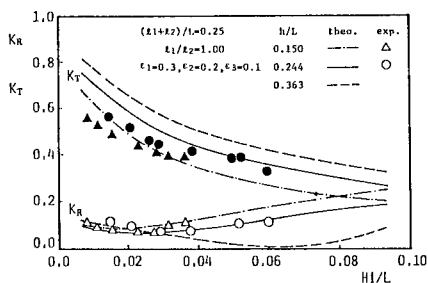


Fig. 5  $K_R, K_T$  versus Wave height.

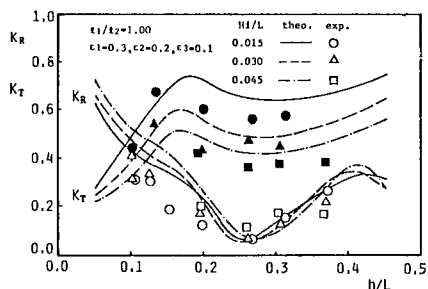


Fig. 6  $K_R, K_T$  versus Wave period.

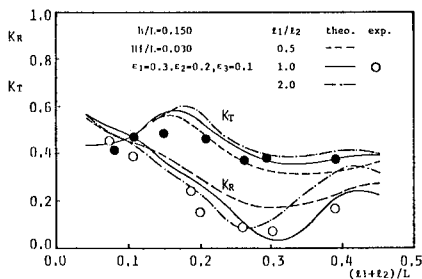
の変化によって  $h/L$  だけでなく  $(l_1+l_2)/L$  の値も変化することになる。 $h/L$  の増加に対して、 $K_T$  の計算値は  $h/L \approx 0.17$  付近まで急激に大きくなり、極大値を示した後緩やかに減少し  $h/L \approx 0.27$  付近で極小値をとる傾向を示す。これを実験値と比較すると、実験値の方が若干小さく、またその変化も小さい。また計算値、実験値とも  $H_i/L$  が大きいほど、 $K_T$  は小さくなっている。一方、 $K_R$  の計算結果は  $h/L$  の増加に対して急激に減少し、 $h/L \approx 0.25$  付近で極小値を示した後、急激に増加する傾向を示す。すなわち、わずかな周期の変化に対して  $K_R$  は激しく変化する。また実験値も計算結果とはほぼ同様な傾向を示すが、 $h/L < 0.25$  の範囲で実験値は計算値よりも小さく、 $h/L$  に対する変化が緩やかである。しかし  $H_i/L$  の変化に対しては計算値、実験値とも明確な差異を示していない。以上のことより、周期の変化に対して相対堤体幅も同時に変化するため、波高が変化した場合よりも反射率、透過率はより複雑に変化することになる。

(3) 構造条件による反射率、透過率の変化

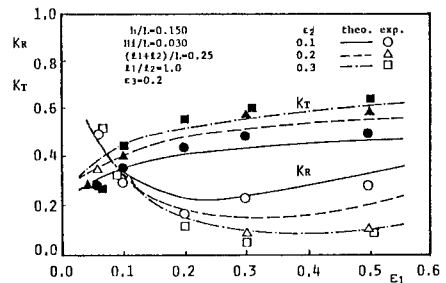
Fig. 7(a), (b) はおのおの  $h/L=0.150$  および  $0.244$  に対して、 $H_i/L=0.03$ ,  $\epsilon_1=0.3$ ,  $\epsilon_2=0.2$ ,  $\epsilon_3=0.1$  の条件で遊水幅比  $l_1/l_2$  を変化させたときの反射率、透過率を相対堤体幅  $(l_1+l_2)/L$  に対して示したものである。ただし、実験値は  $l_1/l_2=1.0$  のみをプロットしている。 $K_T$  の計算値は  $h/L=0.150, 0.244$  の場合とも  $(l_1+l_2)/L \approx 0.15 \sim 0.17$  で極大値を、また  $(l_1+l_2)/L \approx$

$0.3 \sim 0.35$  で極小値を示し  $(l_1+l_2)/L$  に対して緩やかに変化している。さらに  $l_1/l_2$  に対しては、 $K_T$  の計算値はほぼ同程度の値を示しているが、詳細にみると  $l_1/l_2$  の小さい方が全体的に若干小さくなっている。一方、 $K_R$  の計算値は  $h/L=0.150, 0.244$  の場合とも  $(l_1+l_2)/L \approx 0.25 \sim 0.3$  で極小値をもち、 $(l_1+l_2)/L$  に対する  $K_R$  の変化は  $K_T$  に比べて急激である。すなわち、 $(l_1+l_2)/L$  は  $K_T$  よりも  $K_R$  に対して支配的な要因であることがわかる。また  $l_1/l_2$  に対する  $K_R$  は、 $K_T$  の場合と同様に顕著な相違はみられないが、 $l_1/l_2=1.0$  の極小反射率は他に比べて若干小さくなっている。次に  $l_1/l_2=1.0$  の場合の実験結果と計算結果を比較すると、 $K_R, K_T$  の実験値はともに、計算値より全体的に小さい傾向にあり、特に  $K_T$  が極大値を示す付近の適合性に低下がみられる。しかし両者の  $(l_1+l_2)/L$  に対する全体的な傾向はよく類似している。以上のことから、相対堤体幅を  $(l_1+l_2)/L \approx 0.25 \sim 0.3$  程度に選べば、 $K_R$  を極小にするのみならず、 $K_T$  も同時に小さくできる。そのとき、中間円筒列を  $l_1/l_2=0.5 \sim 2.0$  に配置すれば、円筒列の設置間隔による反射率、透過率の差異はそれほど顕著に現われないことがわかる。

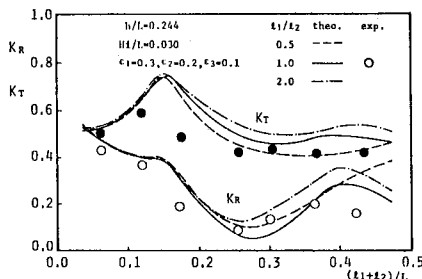
Fig. 8(a), (b) はおのおの  $h/L=0.150$  および  $0.244$  に対して、 $H_i/L=0.03$ ,  $(l_1+l_2)/L=0.25$ ,  $l_1/l_2=1.0$  の条件のもとで岸側円筒列の開口比を  $\epsilon_3=0.2$  一定とし、中間円筒列の開口比  $\epsilon_2$  を3種類変化させたときの反射率、透過率を海側円筒列の開口比  $\epsilon_1$  に対して示し



(a)  $h/L=0.150$

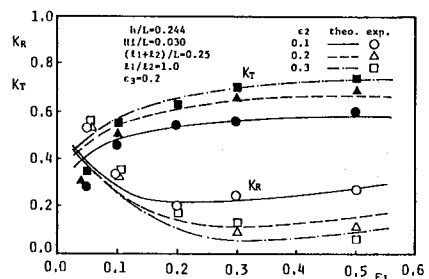


(a)  $h/L=0.150$



(b)  $h/L=0.244$

Fig. 7  $K_R, K_T$  versus  $(l_1+l_2)/L$  for  $l_1/l_2$ .



(b)  $h/L=0.244$

Fig. 8  $K_R, K_T$  versus  $\epsilon_1$  for  $\epsilon_2$ .

たものである。実験結果と計算結果は比較的良好に一致しており、これらのことから次のことがわかる。 $\epsilon_1 < 0.2$  の範囲では  $K_R$ ,  $K_T$  も  $\epsilon_2$  の相違による顕著な差異は現われていない。これは海側円筒列の開口比が小さいため、入射波が遊水部内へ流入しにくく大部分のエネルギーが海側円筒列で反射され、中間円筒列や岸側円筒列がエネルギーの消散に有効に寄与していないためである。しかし  $\epsilon_1 > 0.2$  になると、 $\epsilon_2$  により顕著な相違が現われてくる。すなわち、 $\epsilon_2$  が小さいほど  $K_R$  は大きく、逆に  $K_T$  は小さくなっている。これは、 $\epsilon_1$  が大きくなるにつれて入射波は遊水部内へ流入するようになるが、中間円筒列の開口比が小さいと、これにより反射されるエネルギーが増えるためと考えられる。

一方、Fig. 9(a), (b) は岸側円筒列の開口比  $\epsilon_3$  の影響を調べるために  $\epsilon_2 = 0.1$  の一定条件のもとに、 $\epsilon_3 = 0.1$  および  $0.2$  の2種類の開口比に対して反射率、透過率を示したものである。ただし、他の条件は Fig. 8 の場合と同じである。 $K_R$  は各円筒列での流入および流出に伴うエネルギー損失のほか、各円筒列からの反射波の位相差が関係しているため、この条件では顕著な変化はみられない。しかし、 $K_T$  は  $\epsilon_3$  が小さい方が著しく小さくなっている。すなわち透過率は各円筒列からの通過波の位相差には関係なく、むしろ各円筒列の開口比に支配される。特に岸側円筒列の開口比に大きく依存することがわかる。以上のことから、反射率ならびに透過率をともに小さくするという観点からは、海側円筒列の開口比を

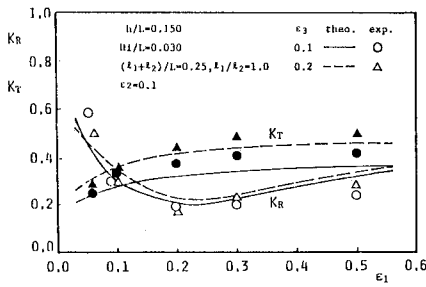
$0.2 \leq \epsilon_1 \leq 0.5$  の範囲に、また岸側円筒列の開口比を  $\epsilon_3 \approx 0.1$  程度にすることが必要であり、そのとき中間円筒列の開口比は岸側円筒列の開口比と同等か、やや大きくすればよい。

(4) 二重円筒列型防波堤との比較

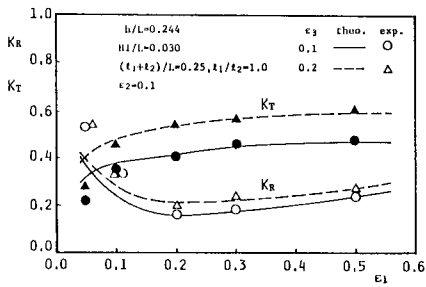
多重円筒列型防波堤のうち最も形状の単純な二重円筒列型の反射率、透過率を三重円筒列型と比較することにより両者の差異について検討する。ここで対象とする三重円筒列型は、海側および岸側円筒列の開口比が二重円筒列型の場合と同一で、それらの中間に開口比  $0.2$  の円筒列が設置されたものである。

Fig. 10 は  $h/L = 0.244$ ,  $X/L = 0.25$  ( $X$ : 全堤体幅) のときの  $H_i/L$  に対する比較である。三重円筒列型は中間に円筒列があるため二重円筒列型に比較して  $K_T$  は著しく小さくなっている。一方  $K_R$  については、 $H_i/L < 0.045$  で三重円筒列型の方が小さくなっているが、 $H_i/L > 0.045$  では逆に三重円筒列型の方が大きくなっている。

Fig. 11 は  $H_i/L = 0.03$  の条件で、 $h/L$  について比較したものである。この場合、前述したように周期を変化させているため、 $h/L$  だけでなく  $X/L$  の値も変化していることに注意する必要がある。二重円筒列型の  $K_R$  は三重円筒列型に比較して、 $h/L < 0.22$  では若干小さく、 $h/L > 0.22$  では著しく大きくなる傾向を示している。しかし  $K_T$  については全体的に三重円筒列型の方が小さ



(a)  $h/L = 0.150$



(b)  $h/L = 0.244$

Fig. 9  $K_R$ ,  $K_T$  versus  $\epsilon_1$  for  $\epsilon_3$ .

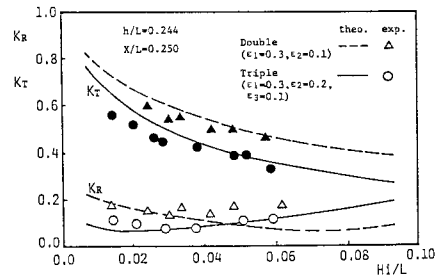


Fig. 10 Comparison of  $K_R$ ,  $K_T$  vs.  $H_i/L$  between double and triple cylinder barriers.

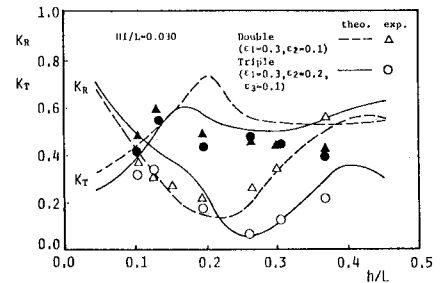


Fig. 11 Comparison of  $K_R$ ,  $K_T$  vs.  $h/L$  between double and triple cylinder barriers.



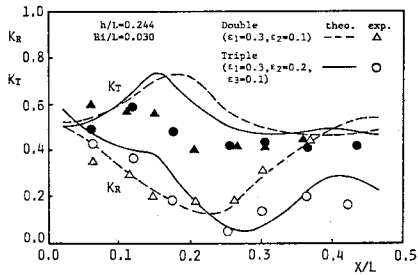


Fig. 12 Comparison of  $K_R$ ,  $K_T$  vs.  $X/L$  between double and triple cylinder barriers.

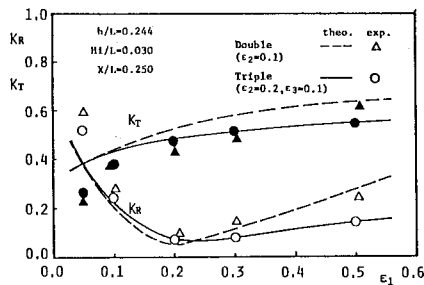


Fig. 13 Comparison of  $K_R$ ,  $K_T$  vs.  $\epsilon_1$  between double and triple cylinder barriers.

い。また周期に対する変化は、全般的に  $K_R$ ,  $K_T$  とも、二重円筒型の方が三重円筒型に比べて大きい。

Fig. 12 は  $h/L=0.244$ ,  $H_1/L=0.030$  の条件で  $X/L$  に対しての比較を示したものである。当然 Fig. 11 と同様な傾向を示しているが、 $X/L > 0.25$  の範囲で、三重円筒型の  $K_R$  は二重円筒型に比べて急激に大きくなるに両者の顕著な相違がみられる。

Fig. 13 は同様な条件の下で、 $\epsilon_1$  に対する比較を示したものである。 $K_R$ ,  $K_T$  とも全体的に二重円筒型よりも三重円筒型の方が小さい傾向を示している。

以上のことから、一定の構造条件のもとでは三重円筒型は二重円筒型に比べて、周期に対する反射率、透過率の変化が小さく有利であるとともに、三重円筒型はまた、反射率、透過率は同時に小さくでき二重円筒型よりも優れた消波構造形式といえよう。

### 5. 結 論

以上、本論文では通水性を有する多重円筒型防波堤の反射率および透過率を、各円筒での水平流速分布を未知関数とする積分方程式に帰着して解く算定方法を提案し、三重円筒型防波堤を対象に反射率、透過率に影響を及ぼす諸要因について明らかにした。以下、得られた主要な結果をまとめると次のようになる。

(1) 提案した解析方法は積分方程式の知識を若干必要とするが、2. で示されたように微小振幅浅水波を対

象に透過壁が多重に設置された防波堤に対しても、防波堤全体を構成する構造条件をパラメーターに式が簡明に誘導される特長を有する。

(2) 理論式に含まれる透過壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さを透過壁開口部での流速を用いて波力算定式中の抗力係数および質量係数と関係づけた。さらに円筒列に作用する波力を直接測定することにより抗力係数および質量係数をスリット壁の構造条件と波浪条件により定式化した。

(3) 本解析方法による計算結果を二重円筒型および三重円筒型防波堤の実験結果と比較したところ、両者の定性的な傾向はよく一致し、また定量的にも損失係数や見掛けのオリフィス長さの取り方、あるいは実験精度等を考えれば比較的良好に一致した。したがって、本解析方法は多重円筒型防波堤の消波特性を相当程度表わし得ることが確認された。

(4) 三重円筒型防波堤の透過率に最も影響を及ぼす要因は、波浪条件では波形勾配、構造条件では各円筒列の開口比  $\epsilon_j$  であり、相対堤体幅  $(l_1 + l_2)/L$  の影響は少ない。一方、三重円筒型防波堤の反射率は波浪条件および構造条件によって複雑に変化し、特に  $(l_1 + l_2)/L$  と  $\epsilon_j$  に強く支配されることが明らかになった。

(5) 三重円筒型防波堤の反射率および透過率とともに小さくするという観点からは、防波堤の構造条件として、 $(l_1 + l_2)/L \approx 0.25 \sim 0.30$ 、海側円筒列開口比  $0.2 \leq \epsilon_1 \leq 0.5$ 、岸側円筒列開口比  $\epsilon_3 \approx 0.1$  程度、中間円筒列開口比  $\epsilon_2$  を  $\epsilon_3 \leq \epsilon_2 \ll \epsilon_1$  に選定する必要がある。また遊水幅比は  $l_1/l_2 = 0.5 \sim 2.0$  の範囲にすれば、円筒列の設置間隔による影響はほとんど現われないことが明らかになった。

(6) 二重円筒型と三重円筒型の反射率、透過率を比較した結果、一定の構造条件のもとでは三重円筒型は二重円筒型に比べて、周期に対する反射率、透過率の変化が小さく有利であることがわかった。また三重円筒型は反射率、透過率を同時に小さくできる利点があり、二重円筒型よりも優れた消波構造形式であるという結果を得た。

最後に、本研究を遂行するにあたり、清水建設(株)技術研究所 道下隆信君の助力を得たことを付記し、感謝の意を表す。

### 参 考 文 献

- 1) 森脇敏雄：室蘭港絵鞆地区における多孔式防波堤の建設，土木施工，18巻，17号，pp.19~29，1977。
- 2) 運輸省第三港湾建設局神戸調査設計事務所：広島港設計計算書，1978。
- 3) 森平倫生・高橋 巖：七尾港府中防波堤における二重開口防波堤の基礎構造，基礎工，pp.97~104，1977。

- 4) Wiegel, R. L. : Closely spaced piles as a breakwater, Dock & Harbour Authority, 1961.
- 5) 林 泰造・服部昌太郎：透過性鋼管防波堤とその基部洗掘，第15回海岸工学講演会論文集，1968.
- 6) 榎木 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.
- 7) Castello, R. D. : Damping of water waves by vortical circular cylinders, Trans. A. G. U., Vol. 33, 1952.
- 8) 前出 6)
- 9) 堀口孝男・布施敏一郎・上原正晴：両面多孔壁消波構造の水理解析，第24回海岸工学講演会論文集，1977.
- 10) 井島武士・奥蘭英明・坂井久雄：2層透過性または遊水部をもつ直立消波護岸の理論と実験，第20回海岸工学講演会論文集，1973.
- 11) Kondo, H. : Analysis of breakwater having two porous walls, Coastal structures '79, 1979.
- 12) Mei, C. C., Liu, P. L. F. and Ippen, A. T. : Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, Vol. 100, WW 3, 1974.
- 13) 日高孝次：応用積分方程式論，現代工学社，1974.
- 14) 萩原運弘：積分方程式法による両面透過壁型防波堤の消波特性の解析，第30回海岸工学講演会論文集，1983.
- 15) 萩原運弘：直立消波ケーソンの消波特性に及ぼす斜め入射波の影響，第31回海岸工学講演会論文集，1984.
- 16) 前出 12)
- 17) 近藤俊郎・佐藤隆一：多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定，第26回海岸工学講演会論文集，1979.
- 18) 谷本勝利・吉本靖俊：スリットケーソンの反射率に及ぼす諸要因の影響，第29回海岸工学講演会論文集，1982.
- 19) 前出 17)
- 20) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：スリット壁に作用する波力特性，苫小牧工専紀要，第17号，1982.
- 21) Chakrabarti, S. K. : Hydrodynamic coefficients for a vertical tube in an array, Applied Ocean Research, Vol. 3, No. 1, 1981.

(1984. 12. 24・受付)