

積分方程式法による両面透過壁型防波堤の反射率および透過率の算定

萩原 運弘
(技術研究所)

§ 1. はじめに

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実際に室蘭港¹⁾をはじめ広島港²⁾、七尾港³⁾等の港湾では港内海域での反射波の低減のみならず、堤内外の海水交換の促進を目的として両面透過壁型の防波堤が採用されている。しかしながら、海域を形成する防波堤に通水性を持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恐れもあり、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当っては慎重に検討する必要がある。

本研究では、ケーソンの両側壁にスリットあるいは円孔を設け海水交換を可能にした両面透過壁型防波堤を対象にし、まず透過壁での水平流速分布を未知関数とする積分方程式を導き、これを直接数値積分することにより反射率および透過率を計算する方法を示し、次にこの種の防波堤の反射率、透過率に影響を及ぼす諸要因について考察するものである。また、解析結果の妥当性については模型実験により検証した。

§ 2. 理論

図-1に示すように遊水部中央に原点0、入射波の進行方向にx軸、静水面上上向きにz軸をとる。x=-lの位置に設置された前壁は壁厚がb₁で、-d₂ ≤ z ≤ -d₁の部分が透過壁構造となっており、それ以外の部分では不透壁構造とする。同様に、x=lに設置された後壁は壁厚がb₂であり、-d₄ ≤ z ≤ -d₃の部分のみが透過壁構造である。したがって、水流はそれぞれ -d₂ ≤ z ≤ -d₁、および -d₄ ≤ z ≤ -d₃の部分を通過することになる。また、水底面は x ≤ -(l+b₁) で z = -h₁、-l ≤ x ≤ l で z = -h₂、および x ≥ l+b₂ で z = -h₃ とする。さらに、理論的には壁の厚さは薄いものとし、これによる水流の不連続性の影響は前壁では x₋₂ ≤ x ≤ x₋₁、後壁では x₁ ≤ x ≤ x₂ の範囲に限られ、しかもそれらは波長に比較して非常に小さいものと仮定して取り扱う。

完全流体の微小振幅波に対して、速度ポテンシャルを $\phi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{i\sigma t}$ (σ : 周波数) と表わせれば、時間要素をぬいた ϕ は各領域で次のようになる。

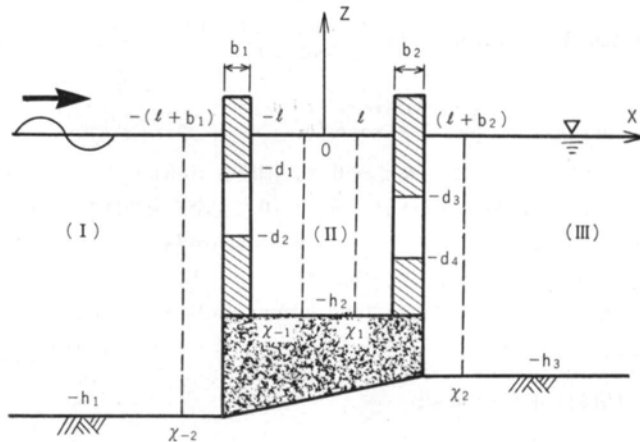


図-1 構造と座標系

$$\phi_1(x, z) = \{A \exp(-ik(x+l+b_1)) + B \exp(ik(x+l+b_1))\} \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \exp(k_m(x+l+b_1)) \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \quad \dots(1)$$

$$\phi_2(x, z) = \left(D \frac{\cos k'x}{\cos k'l} + E \frac{\sin k'x}{\sin k'l}\right) \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(F_n \frac{\cosh k_n'x}{\cosh k_n'l} + G_n \frac{\sinh k_n'x}{\sinh k_n'l}\right) \frac{\cos k_n'(z+h_2)}{\cos k_n'h_2} \quad \dots(2)$$

$$\phi_3(x, z) = I \exp(-ik''(x-l-b_2)) \frac{\cosh k''(z+h_3)}{\cosh k''h_3} + \sum_{s=1}^{\infty} J_s \exp(-k_s''(x-l-b_2)) \frac{\cos k_s''(z+h_3)}{\cos k_s''h_3} \quad \dots(3)$$

ここで、 A は入射波、 B は反射波、 I は透過波を表わし、 D 、 E は定常波、 C_m 、 F_n 、 G_n および J_s は各領域での散乱波を表わす複素定数であり、未知数である。また k 、 k_m 、 k' 、 k_n' および k'' 、 k_s'' は次式で決まる固有値である。

$$\sigma^2 = gk \tanh kh_1 = -gk_m \tan k_m h_1 \quad (m=1, 2, 3, \dots) \quad \dots(4)$$

$$\sigma^2 = gk' \tanh k'h_2 = -gk_n' \tan k_n' h_2 \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad \dots(5)$$

$$\sigma^2 = gk'' \tanh k''h_3 = -gk_s'' \tan k_s'' h_3 \quad (s=1, 2, 3, \dots) \quad \dots(6)$$

前壁および後壁の透過壁開口部での水平方向流速を、それぞれ $U_1(z)$ 、 $U_2(z)$ とすれば流量の連続性より次式が成り立つ。

$$U_1(z) = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \Big|_{x_2 \approx -(l+b_1)} = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x_1 \approx -l} \quad \dots(7)$$

$$U_2(z) = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x_1 \approx l} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \Big|_{x_2 \approx l+b_2} \quad \dots(8)$$

ここで、 ε_1 、 ε_2 はそれぞれ前壁および後壁の透過壁部での開口比である。式(7)、(8)に式(1)、(2)、(3)を代入すると次式を得る。

$$\varepsilon_1 U_1(z) = -i(A-B) \frac{k \cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{k_m \cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \quad \dots(9)$$

$$= (D \tan k'l + E \cot k'l) \frac{k' \cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} - \sum_{n=1}^{\infty} (F_n \tanh k_n'l - G_n \coth k_n'l) \frac{k_n' \cos k_n'(z+h_2)}{\cos k_n'h_2} \quad \dots(10)$$

$$\varepsilon_2 U_2(z) = -(D \tan k'l - E \cot k'l) \frac{k' \cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} (F_n \tanh k_n'l + G_n \coth k_n'l) \frac{k_n' \cos k_n'(z+h_2)}{\cos k_n'h_2} \quad \dots(11)$$

$$= -iI \frac{k'' \cosh k''(z+h_3)}{\cosh k''h_3} - \sum_{s=1}^{\infty} J_s \frac{k_s'' \cos k_s''(z+h_3)}{\cos k_s''h_3} \quad \dots(12)$$

関数系 $\cosh k(z+h_1)$ 、 $\cos k_m(z+h_1)$ は $-h_1 < z < 0$ で、関数系 $\cosh k'(z+h_2)$ 、 $\cos k_n'(z+h_2)$ は $-h_2 < z < 0$ で、また関数系 $\cosh k''(z+h_3)$ 、 $\cos k_s''(z+h_3)$ は $-h_3 < z < 0$ で完全直交関数であるから、式(9)には $\cosh k(z+h_1)$ あるいは $\cos k_m(z+h_1)$ を、式(10)、(11)には $\cosh k'(z+h_2)$ あるいは $\cos k_n'(z+h_2)$ を、また式(12)には $\cosh k''(z+h_3)$ あるいは $\cos k_s''(z+h_3)$ を掛け、それぞれ区間 $(-h_1, 0)$ 、 $(-h_2, 0)$ および $(-h_3, 0)$ で積分を行ない、さらに $-d_2 \leq z \leq -d_1$ および $-d_4 \leq z \leq -d_3$ 以外の部分では $U_1(z) = U_2(z) = 0$ であることを考慮すれば、それぞれの複素定数は次のように書ける。

$$B = A - i \frac{1}{N_0} \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cosh k(\xi+h_1) d\xi \quad \dots(13)$$

$$C_m = \frac{1}{N_m} \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cos k_m(\xi+h_1) d\xi \quad \dots(14)$$

$$D = \frac{1}{2 N_0' \tan k'l} \left[\int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cosh k'(\xi + h_2) d\xi - \int_{-d_4}^{-d_3} \varepsilon_2 U_2(\xi) \cosh k'(\xi + h_2) d\xi \right] \quad \dots\dots(15)$$

$$E = \frac{1}{2 N_0' \cot k'l} \left[\int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cosh k'(\xi + h_2) d\xi + \int_{-d_4}^{-d_3} \varepsilon_2 U_2(\xi) \cosh k'(\xi + h_2) d\xi \right] \quad \dots\dots(16)$$

$$F_n = \frac{1}{2 N_n' \tanh k_n'l} \left[\int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cos k_n'(\xi + h_2) d\xi + \int_{-d_4}^{-d_3} \varepsilon_2 U_2(\xi) \cos k_n'(\xi + h_2) d\xi \right] \quad \dots\dots(17)$$

$$G_n = \frac{1}{2 N_n' \coth k_n'l} \left[\int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cos k_n'(\xi + h_2) d\xi + \int_{-d_4}^{-d_3} \varepsilon_2 U_2(\xi) \cos k_n'(\xi + h_2) d\xi \right] \quad \dots\dots(18)$$

$$I = i \frac{1}{N_0''} \int_{-d_4}^{-d_3} \varepsilon_2 U_2(\xi) \cosh k''(\xi + h_3) d\xi \quad \dots\dots(19)$$

$$J_s = -\frac{1}{N_s''} \int_{-d_4}^{-d_3} \varepsilon_2 U_2(\xi) \cos k_s''(\xi + h_3) d\xi \quad \dots\dots(20)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \frac{\sinh 2kh_1 + 2kh_1}{4 \cosh kh_1}, & N_m &= \frac{\sin 2kmh_1 + 2kmh_1}{4 \cos kmh_1} \\ N_0' &= \frac{\sinh 2k'h_2 + 2k'h_2}{4 \cosh k'h_2}, & N_n' &= \frac{\sin 2k_n'h_2 + 2k_n'h_2}{4 \cos k_n'h_2} \\ N_0'' &= \frac{\sinh 2k''h_3 + 2k''h_3}{4 \cosh k''h_3}, & N_s'' &= \frac{\sin 2k_s''h_3 + 2k_s''h_3}{4 \cos k_s''h_3} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(21)$$

次に、透過壁周辺の流れの運動方程式は、抵抗が水平流速のみで生じるとすれば、前壁透過部では次式で表わされる⁴⁾。

$$P_{x-2} = P_{x-1} + \rho \left(\frac{1}{2} C_1^* |U_1 e^{i\omega t}| U_1 e^{i\omega t} + L_1^* \frac{\partial}{\partial t} (U_1 e^{i\omega t}) \right) \quad \dots\dots(22)$$

ここで、 P は圧力、 ρ は流体密度である。また、 C_1^* 、 L_1^* は損失係数および見掛けのオリフィス長さである。さらに、式22の非線形抵抗項は一周期間のエネルギー消費が等しくなるように線形抵抗項で置き換える。この場合、線形抵抗係数は次のように表わされる。

$$f_1^* = \frac{4}{3\pi} C_1^* \bar{U}_1 \quad \dots\dots(23)$$

ただし、 $u_1 = \bar{U}_1 \sin \omega t$ である。したがって、式22は速度ポテンシャルにより次式のように表わされる。

$$\phi_2|_{x_1} - \phi_1|_{x_2} + \beta_1 \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x_1} = 0 \quad \dots\dots(24)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\varepsilon_1} \left(i \frac{f_1^*}{\sigma} - L_1^* \right) \quad \dots\dots(25)$$

同様に、後壁では次のようになる。

$$\phi_3|_{x_2} - \phi_2|_{x_1} + \beta_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x_1} = 0 \quad \dots\dots(26)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{\varepsilon_2} \left(i \frac{f_2^*}{\sigma} - L_2^* \right) \quad \dots\dots(27)$$

$$f_2^* = \frac{4}{3\pi} C_2^* \bar{U}_2$$

式24、26に式(1)~(3)を代入すれば次式を得る。

$$\begin{aligned} \{D(1 + \beta_1 k' \tan k'l) - E(1 - \beta_1 k' \cot k'l)\} \times \frac{\cosh k'(z + h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} \{F_n(1 - \beta_1 k_n' \tanh k_n'l) \\ - G_n(1 - \beta_1 k_n' \coth k_n'l)\} \frac{\cos k_n'(z + h_2)}{\cos k_n'h_2} - (A + B) \frac{\cosh k(z + h_1)}{\cosh kh_1} - \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{\cos km(z + h_1)}{\cos kmh_1} = 0 \quad \dots\dots(28) \end{aligned}$$

$$\{D(1 + \beta_2 k' \tan k'l) + E(1 - \beta_2 k' \cot k'l)\} \times \frac{\cosh k'(z + h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} \{F_n(1 - \beta_2 k_n' \tanh k_n'l)$$

$$+ G_n(1 - \beta_2 k_n' \coth k_n' l) \left\{ \frac{\cos k_n'(z+h_2)}{\cos k_n' h_2} - I \frac{\cosh k''(z+h_3)}{\cosh k'' h_3} - \sum_{s=1}^{\infty} J_s \frac{\cos k_s''(z+h_3)}{\cos k_s'' h_3} \right\} = 0 \quad \dots\dots(29)$$

さらに、式(28), (29)に式(13~20)を代入して整理すると、最終的には次式が得られる。

$$\varepsilon_1 \int_{-d_2}^{-d_1} S_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi + \varepsilon_2 \int_{-d_4}^{-d_3} S_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi = A \zeta(z) \quad \dots\dots(30)$$

$$\varepsilon_1 \int_{-d_2}^{-d_1} T_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi + \varepsilon_2 \int_{-d_4}^{-d_3} T_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi = 0 \quad \dots\dots(31)$$

ここに、

$$\zeta(z) = \frac{2 \cosh k(z+h_1)}{\cosh k h_1} \quad \dots\dots(32)$$

$$\begin{aligned} S_1(z, \xi) = & \frac{\beta_1 k' + \cot 2 k' l}{N_0' \cosh k' h_2} \cosh k'(z+h_2) \cosh k'(\xi+h_2) + i \frac{1}{N_0' \cosh k h_1} \cosh k(z+h_1) \cosh k(\xi+h_1) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_1 k_n' - \coth 2 k_n' l}{N_n' \cos k_n' h_2} \cos k_n'(z+h_2) \cos k_n'(\xi+h_2) \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{N_m \cos k_m h_1} \cos k_m(z+h_1) \cos k_m(\xi+h_1) \end{aligned} \quad \dots\dots(33)$$

$$\begin{aligned} S_2(z, \xi) = & - \frac{1}{N_0' \sin 2 k' l \cosh k' h_2} \cosh k'(z+h_2) \cosh k'(\xi+h_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N_n' \sin 2 k_n' l \cosh k_n' h_2} \\ & \cdot \cos k_n'(z+h_2) \cos k_n'(\xi+h_2) \end{aligned} \quad \dots\dots(34)$$

$$T_1(z, \xi) = S_2(z, \xi) \quad \dots\dots(35)$$

$$\begin{aligned} T_2(z, \xi) = & \frac{\beta_2 k' + \cot 2 k' l}{N_0' \cosh k' h_2} \cosh k'(z+h_2) \cosh k'(\xi+h_2) + i \frac{1}{N_0'' \cosh k'' h_3} \cosh k''(z+h_3) \cosh k''(\xi+h_3) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_2 k_n' - \coth 2 k_n' l}{N_n' \cos k_n' h_2} \cos k_n'(z+h_2) \cos k_n'(\xi+h_2) \\ & - \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{N_s'' \cos k_s'' h_3} \cos k_s''(z+h_3) \cos k_s''(\xi+h_3) \end{aligned} \quad \dots\dots(36)$$

式(30), (31)は第1種 Fredholm 連立積分方程式である。積分核 $S_1(z, \xi)$, $S_2(z, \xi)$, $T_1(z, \xi)$ および $T_2(z, \xi)$ は既知であり、 $U_1(\xi)$, $U_2(\xi)$ は求める未知関数である。これらは、特殊な問題を除いては解析的に解くことはほとんど不可能であり、数値的に近似解を求めることが必要となる。そこで、式(30), (31)の積分を重み係数 R_i^n を用いて次のように離散化する。

$$\left. \begin{aligned} \int_{-d_2}^{-d_1} S_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi &= \sum_{i=1}^n R_i^n S_1(z, \xi_i) U_1(\xi_i) (d_2 - d_1) \\ \int_{-d_4}^{-d_3} S_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi &= \sum_{i=1}^n R_i^m S_2(z, \xi_i) U_2(\xi_i) (d_4 - d_3) \\ \int_{-d_2}^{-d_1} T_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi &= \sum_{i=1}^n R_i^n T_1(z, \xi_i) U_1(\xi_i) (d_2 - d_1) \\ \int_{-d_4}^{-d_3} T_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi &= \sum_{i=1}^n R_i^m T_2(z, \xi_i) U_2(\xi_i) (d_4 - d_3) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(37)$$

いま、

$$\left. \begin{aligned} f_j &= A f(z_j), \quad U_i^{(1)} = \varepsilon_1 (d_2 - d_1) U_1(\xi_i) \\ U_i^{(2)} &= \varepsilon_2 (d_4 - d_3) U_2(\xi_i) \\ S_{ji}^{(1)} &= S_1(z_j, \xi_i), \quad S_{ji}^{(2)} = S_2(z_j, \xi_i) \\ T_{ji}^{(1)} &= T_1(z_j, \xi_i), \quad T_{ji}^{(2)} = T_2(z_j, \xi_i) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(38)$$

と置けば、最終的に解くべき複素係数連立 n 元 1 次方程式は、マトリックス表示すれば次のようになる。

$$\begin{bmatrix} R_1^n S_{11}^{(1)} & \dots & R_n^n S_{1n}^{(1)} & R_1^n S_{11}^{(2)} & \dots & R_n^n S_{1n}^{(2)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_1^n S_{n1}^{(1)} & \dots & R_n^n S_{nn}^{(1)} & R_1^n S_{n1}^{(2)} & \dots & R_n^n S_{nn}^{(2)} \\ R_1^n T_{11}^{(1)} & \dots & R_n^n T_{1n}^{(1)} & R_1^n T_{11}^{(2)} & \dots & R_n^n T_{1n}^{(2)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_1^n T_{n1}^{(1)} & \dots & R_n^n T_{nn}^{(1)} & R_1^n T_{n1}^{(2)} & \dots & R_n^n T_{nn}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1^{(1)} \\ \vdots \\ U_n^{(1)} \\ U_1^{(2)} \\ \vdots \\ U_n^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_n \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad \dots\dots(39)$$

なお、定数 A は領域 (I) での入射波を $\eta = (H_I/2) \cdot \cos(kx - \omega t)$ とすると次式で与えられる。

$$A = i \frac{H_I}{2} \frac{g}{\omega} \exp(ik(l + b_1)) \quad \dots\dots(40)$$

本研究では、式(39)を Gauss-Moor 法⁵⁾を用いて $U_i^{(1)}$, $U_i^{(2)}$ を求めた。 $U_i^{(1)}$, $U_i^{(2)}$ が得られると、式(3)により反射率 K_R が、また式(4)により透過率 K_T が計算できる。

§ 3. 水理実験

3.1 実験装置と実験方法

実験に使用した水路は、長さ 20m、幅 0.6m、高さ 1.3m の寸法をもつ鋼製のフラップ型 2 次元造波水路である。また、実験に用いた透過壁模型は壁厚 2.6cm の全面縦スリット壁を塩化ビニールで製作し、前壁を造波板から 14.0m の位置に固定し、その背後に後壁を設置して両面透過壁型の防波堤を形成した。実験方法は、水深 h を 50cm 一定とし、周期 $T=1.2$ 秒、入射波高 $H_I=2$ cm の波に対して、前壁の開口比 ε_1 、後壁の開口比 ε_2 および遊水部幅 $C_w (=2l)$ を適宜変化させた。そして、反射率を移動台車に取り付けた容量型波高計により前壁前面に形成される部分重複波を測定することにより Healy の方法で求めた。また、透過率は後壁から 1/4 波長離れた地点における安定した 5 波の波形を採用して算定した。

3.2 C^* および L^* の決定

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。Mei⁶⁾ 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^* を流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⁷⁾ 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⁸⁾ は縦スリットケーソンを対象にし、 C^* をスリット部材の開口比の関数で、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、 R_0 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^* を透過壁の幾何学寸法と抗力係数 C_D あるいは質量係数 C_M 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、「流れを起す力」=「流体の慣性力」+「構造体に作用する力」となっており、構造体に作用する力を抗力と慣性力に分けて示すと以下のようなになる。

$$F_a = \rho V_f \frac{dq}{dt} + \left(\rho C_D A_s \frac{|q| \cdot q}{2} + \rho C_M V_s \frac{dq}{dt} \right) \quad \dots\dots(41)$$

ここに、 q : 透過壁開口部での流速、 V_f : 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

いま、流れを起す力は透過壁前後の圧力勾配であるから、式(41)は次のように書き替えられる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = C_D \left(\frac{A_s}{V_T} \right) \frac{|q|q}{2} + \left(\frac{V_f}{V_T} + C_M \frac{V_s}{V_T} \right) \frac{dq}{dt} \quad \dots\dots(42)$$

上式を開口比 ε と壁厚 dx を用いて整理すると次のようになる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = C_D \frac{1-\varepsilon}{dx} \frac{|q|q}{2} + \{ \varepsilon + C_M(1-\varepsilon) \} \frac{dq}{dt} \quad \dots\dots(43)$$

一方、透過壁周辺の流れの運動方程式は式(2)で表現されるから、これを書き直せば次のようになる。

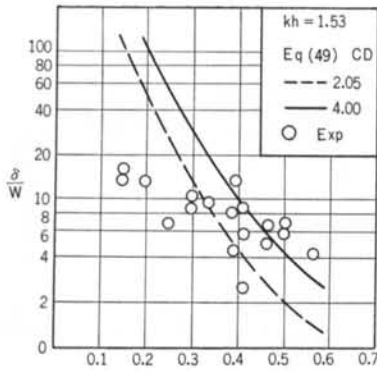


図-2 δ/W の計算値と実験値との比較

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = C^* \frac{1}{2} \frac{|q|q}{\Delta x} + L^* \frac{1}{\Delta x} \frac{\partial q}{\partial t} \quad \dots\dots(44)$$

式43と式44は等価であるから、 C^* と L^* については次式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} C^* &= C_D(1-\varepsilon) \\ L^* &= \varepsilon \{1 + C_M(1-\varepsilon)/\varepsilon\} \Delta x \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(45)$$

次に、式45の中に含まれる C_D 、 C_M の値をいくらにとるかということが問題になる。 C_M については正角柱に対してポテンシャル理論から求まる $C_M=2.19$ を用いることにするが、 C_D については次のように考えた⁹⁾。いま、1周期当りのエネルギー逸散量を δ とすると、 δ は単位幅について次のように計算される。

$$\delta = \int_0^T F(t)q(t)dt \quad \dots\dots(46)$$

ここで、透過壁に作用する力 $F(t)$ および透過壁開口部での流速 $q(t)$ を次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} F(t) &= \frac{1}{2} C_D \rho (1-\varepsilon) h |q(t)|q(t) \\ q(t) &= q_0 \sin \sigma t \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(47)$$

式47を式46に代入すると次のようになる。

$$\delta = \frac{2 TC_D \rho (1-\varepsilon) h q_0^3}{3\pi} \quad \dots\dots(48)$$

ここで、 q_0 を式47の $q(t)$ が最大となる時間位相のときの Z 方向の平均値で表現すると、次式のように表される。

$$q_0 = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \frac{1}{\varepsilon} \frac{\pi H_I}{T} \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} dz \quad \dots\dots(49)$$

したがって、式49を式48に代入すると、結局 δ は次のようになる。

$$\delta = \frac{2\pi^2 H_I^3 (1-\varepsilon) \rho C_D h}{3 T^2 \varepsilon^3 (kh)^3} \quad \dots\dots(50)$$

あるいは上式を無次元化して表示すれば、次のようになる。

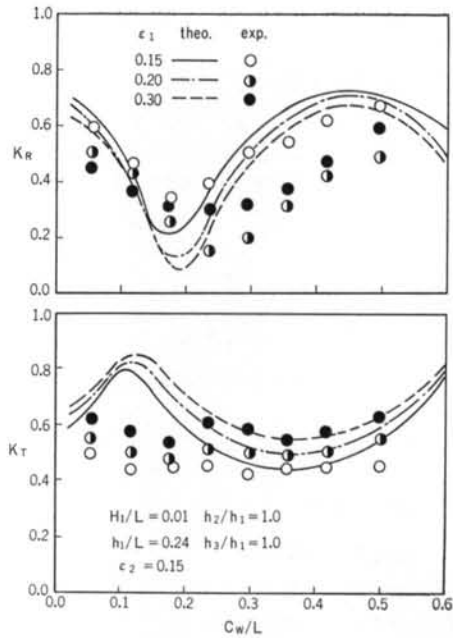


図-3 実験値と計算結果との比較

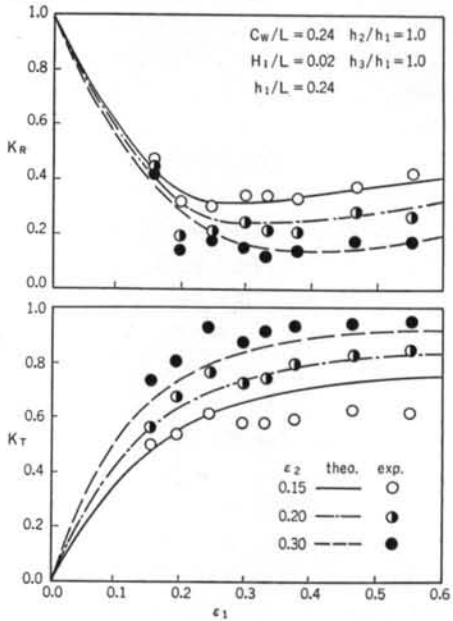


図-4 実験値と計算結果との比較

$$\frac{\delta}{W} = C_D \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{1}{(kh)^3} \quad \dots\dots(51)$$

$$\text{ここに、} W = \frac{2\pi^2 H_I^3 h}{3g T^2} \quad \dots\dots(52)$$

δ/W は、透過壁で生じるエネルギー逸散に関する無次元量を与える。これを実験による値と比較することにより C_D の値を検討する。

いま、入射波に対するエネルギー逸散率 E_d は反射率 K_R 、透過率 K_T により次式で表わされる。

$$E_d = 1 - K_R^2 - K_T^2 \quad \dots\dots(53)$$

したがって、エネルギー逸散量 δ は E_d に入射波のエネルギーと周期をかけると得られる。すなわち、

$$\begin{aligned} \delta &= E_d(E \cdot C_g)_t \cdot T \\ &= (1 - K_R^2 - K_T^2) \cdot \frac{1}{8} \rho g H_i^2 \cdot C_{gt} \cdot T \quad \dots\dots(54) \end{aligned}$$

ここで、 C_{gt} は入射波の群速度で次式で表わされる。

$$\begin{aligned} C_{gt} &= n \cdot C_t \\ n &= \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] \quad \dots\dots(55) \\ C_t &: \text{波速} \end{aligned}$$

式54を W で割ると、式51に相当する C_D をパラメータとした無次元表示が得られる。

図-2は単一スリット壁構造において、式51の計算値と実験による δ/W の値を比較した一例である。実験結果にはばらつきがあるが、平均的に $C_D=2.05$ の計算曲線で近似できること、また浦島らの研究¹⁰⁾でも流速をスリット中の実流速で定義すると $C_D=2.05$ 、 $C_M=2.19$ に近づけることができるという結果を得ていることから本研究では $C_D=2.05$ の値を前壁および後壁に採用することにした。

3.3 計算結果との比較

図-3は、遊水部幅 C_W と前壁開口比 ε_1 を変化させた場合の反射率 K_R と透過率 K_T について、実験結果と計算結果を比較したものである。また、図-4は前壁開口比 ε_1 と後壁開口比 ε_2 を変化させた場合の比較結果である。いずれの図を見ても明らかなように、計算値と実験値の定性的な傾向はよく一致しており、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よく一致しているといえる。したがって、本文中で示した理論解析法は、両面透過壁型防波堤の消波特性を相当程度表わしているといえることができる。

§ 4. 反射率および透過率に及ぼす諸要因の影響

現地における両面透過壁型防波堤を想定し、反射率および透過率に関する各種要因の影響について検討する。沖合水深 h_1 は 10.8m 一定とし、また前壁および後壁の壁厚も $b_1=b_2=0.6m$ 一定とする。

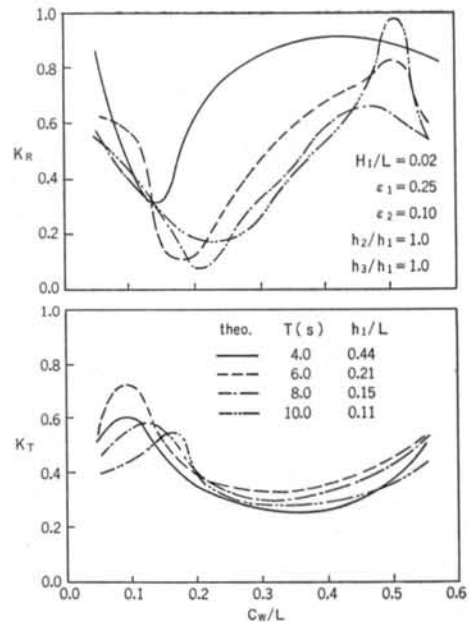


図-5 遊水部幅の影響

図-5は $\varepsilon_1=0.25$ 、 $\varepsilon_2=0.1$ 、 $H_i/L=0.02$ の条件で、遊水部幅 C_W を変化させたときの K_R と K_T を示したものである。 K_R に対しては、遊水部幅による位相効果が顕著に表われる C_W/L で最小値を示すようになり、最適遊水部幅が存在する。また、最適遊水部幅比 C_{W0}/L の値は周期 T すなわち h_1/L により変動し、 h_1/L の値が小さいほど C_{W0}/L は大きくなっている。一方、 K_T についてもこれを最小にする C_W/L は存在するようであるが、あまり明確ではない。また、周期に対する K_T の変化も顕著ではない。したがって、 K_T に及ぼす周期および遊水部幅の影響は小さいと考えられる。

図-6は $H_i=1.0m$ 、 $T=6.0$ 秒、 $C_W/L=0.2$ の条件で、前壁および後壁の開口比による K_R 、 K_T の変化を示したものである。本計算の範囲内では、 $\varepsilon_2=0.4$ を除いた各 ε_2 に対して K_R を最小にする ε_1 が存在し、 ε_2 が小さいほど K_R を最小にする ε_1 も小さい。しかし、 K_R の最小値は ε_2 が大きいほど小さくなっている。一方、 K_T は ε_1 、 ε_2 がともに大きくなるほど大きくなっているが、その変化は ε_2 の大きいほど急激である。以上のことから、 K_R 、 K_T に及ぼす透過壁開口比の影響は大きく、これらを適切に選ぶことにより K_R と K_T をともに小さくすることが可能である。

図-7は $\varepsilon_1=0.25$ 、 $\varepsilon_2=0.1$ 、 $C_W/L=0.25$ の条件で、遊水部内水深 h_2 による K_R 、 K_T の変化を示したものである。 h_2/h_1 が大きくなるにつれて K_R は減少し、逆に K_T は増加する傾向を示す。すなわち、遊水部内水深

が小さいときは前面の不透過壁で入射エネルギーの大部分が反射されるため、防波堤背後には波浪はほとんど透過しないが、遊水部内水深が前面水深の1/2以上になると背後に若干の透過を許すようになる反面、周期によっては反射率が急激に低下する。したがって、 K_R および K_T をともに小さくするという観点からは、遊水部内水深を前面水深の1/2以上にすることが望ましい。その場合、 h_2/h_1 の値に対して K_R , K_T を最小にする C_W/L の最適値が存在することになる。

一方、室蘭港の防波堤に見られるように、前壁あるいは後壁の一部分のみが透過壁構造とした場合が考えられる。この場合、透過壁部の設置深さにより、その消波特性が変化することが容易に想像できる。図-8は $H_1=1.0\text{m}$, $T=6.0$ 秒, $\epsilon_1=0.25$, $\epsilon_2=0.1$, $C_W/L=0.2$ の条件で、前壁および後壁の透過壁設置深さによる K_R , K_T の変化を示したものである。後壁透過壁部の割合が多くなると K_R は若干減少するが、 K_T は急激に増加する傾向を示し、後壁透過壁部の設置深さは K_R よりも K_T に大きな影響を及ぼす。一方、前壁透過壁部の設置深さはそれが大きくなれば K_T は若干増加する程度であるが、 K_R は $d_2/h_2=1.0$ よりも $d_2/h_2=0.75$ の場合が小さくなっているように、 K_R に影響を及ぼす。したがって、両面透過壁型の断面構造としては、全面透過壁構造よりも一部分不透過壁構造とした方が消波効果の点で有利といえる。

§ 5. おわりに

簡単な不連続境界に対する波浪の変形問題に関しては積分方程式に帰着した検討例¹¹⁾¹²⁾もあるが、本研究では実用的な両面透過壁型防波堤に対して、2つの透過壁開口部での水平流速分布をそれぞれ未知関数とする連立積分方程式を導き、これを直接数値的に解き、反射率、透過率を求める解析法を示した。本解析法では、透過壁の設置深さを任意に選定できる特長を有している。また、理論解の妥当性を検証するために水理実験を行ない、計算値と実験値を比較検討した。その結果、両者は比較的良好に一致し、本解析法が両面透過壁型防波堤の消波特性を相当程度表わし得ることが確かめられた。さらにこの

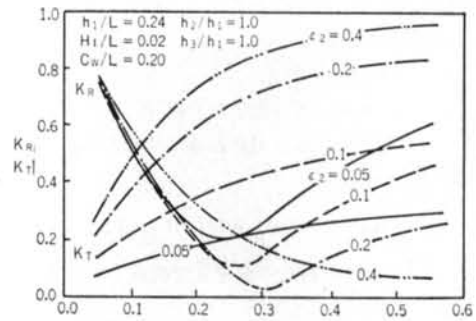


図-6 開口比の影響

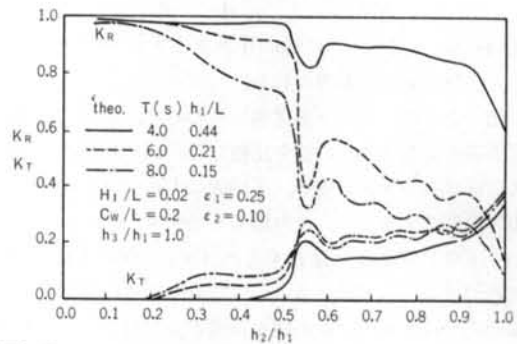


図-7 遊水部内水深の影響

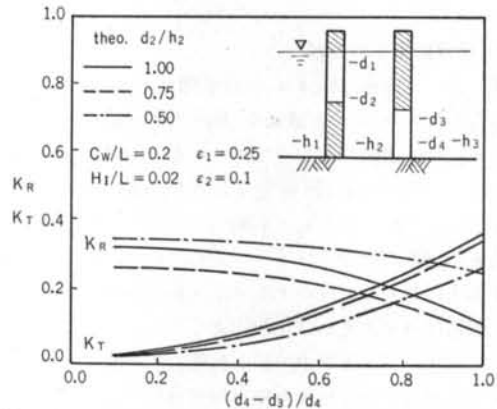


図-8 透過壁設置深さの影響

解析法を用いて、想定した現地における両面透過壁型防波堤の反射率および透過率に及ぼす各種要因の影響について検討した。

最後に、計算および図面の作製にあたり道下隆信君の助力を得たことを付記し、感謝の意を表する。

<参考文献>

- 1) 森脇敏雄：“室蘭港絵柄地区における多孔式防波堤の建設”土木施工 18巻7号(1977年) pp. 19~29

- 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年）
- 3) 森平倫平，高橋巖：“七尾港府中防波堤における二重開孔防波堤の基礎構造”基礎工（1977年）pp. 94~107
- 4) C.C. Mei, P.L.F. Liu & A.T. Ippen: “Quadratic Loss and Scattering of Long Waves” Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW3 (1974) pp. 217~239
- 5) 例えば，日高孝次：“応用積分方程式論”現代工学社（1974年）
- 6) 前出4)
- 7) 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（1974年）pp. 333~337
- 8) 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年）pp. 389~393
- 9) 日野幹雄，山崎文夫：“垂直板による波の反射率・透過率およびエネルギー損失”土木学会論文報告集 第190号（1971年）
- 10) 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”苫小牧工事紀要 第17号（1982年）pp. 91~97
- 11) J.N. Newman: “Propagation of Water Waves over an Infinite Step” J. Fluid Mech., Vol. 23 (1965) pp. 399~415
- 12) 前出9)

