消波構造物による波の反射と透過

岩田　好一朗

1. 緒　　言

海岸に来襲してくる波を目的に応じて意のままに制御することは海岸工学あるいは防災工学の分野に課された重要な課題である。防波堤，離岸堤，海岸・護岸堤防などといった海岸・港湾構造物は波の制御構造物の代表的なものであるが，その中には構造物自体が空隙，粗度あるいは特殊な機構により波動エネルギーの吸収・逸散を行なう機能を持つ狭義[1)]の消波構造物がある。今まで提案されてきた消波構造物の型式は極めて多く，また実際に構築されている消波構造物も近年多くなってきている。消波構造物の消波機能を高めるには消波機構を正確に把握し，それを最大限に活用する必要があることはいうまでもなかろう。この消波機構については主に(1)強制砕波，(2)摩擦や粘性抵抗，(3)噴流混合，(4)水粒子運動の崩壊と(5)波の位相のずれ，が挙げられている。[1)~4)] 在来の消波構造物は上述の消波機構を巧みに組合せたものが多い。

本小論では構造物それ自体が空隙，粗度あるいは特殊な機構を持ち波のエネルギーの吸収，逸散を行なう機能を持った消波構造物を取扱うが，この種の消波構造物を含めた海岸・港湾構造物による波の反射と透過の問題については既に過去の研修会講義集で多く論じられてきており，[1),4)~9)]消波構造物の水理特性あるいは消波特性に対する理論解析あるいは実験成果が詳細に述べられている。したがって，本小論で取扱う内容もそれらと一部重複するところがあるが，不規則波に対する最近の研究成果も織り込み，消波機構としては上記(5)の波の位相のずれの効果を中心にして論じていくこととする。

2. 反射率と透過率の算定法

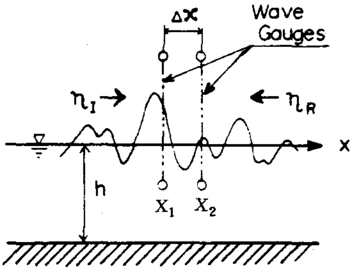
実験室で反射率と透過率を算定する場合の算出法について簡単に述べておく。

2−1. 規　則　波

a) 反射率：主に微小振幅波理論に基づくHealyの方法により反射率が求められてきている。合田ら[10)]は有限振幅の波に対しHealyの方法を用いる場合のHealyの方法の補正法を有限振幅部分重複波の第3近似解を用いて提案している。また，Thornton・Calhoun[11)]あるいは合田・鈴木[12)]は合成波領域の近接する2地点の水位変動を同時計測し，入射波と反射波を分離して反射率を算定する方法を近年提案している。この方法は不規則波に拡張適用できる利点がある。本論では合田・鈴木の方法を紹介しておこう。いま，入射波η_Iと反射波η_Rを式(1)と式(2)で与え，合成波が式(1)と式(2)の単純重ね合せで表現できるものとする。図−1に示すようなX_1地点とΔxだけ離れたX_2地点($X_2=X_1+\Delta x$)における合成波η_1とη_2は簡単な代数計算の後で式(3)として与えられる。

$$\eta_I=\frac{1}{2}H_I\cos(kx-\omega t+\theta_I) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

$$\eta_R=\frac{1}{2}H_R\cos(kx+\omega t+\theta_R) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$



図−1　説明図(合田・鈴木)

$$
\left.\begin{aligned}
\eta_1 &= (\eta_I + \eta_R)_{x=X_1} = A_1 \cos\omega t + B_1 \sin\omega t \\
\eta_2 &= (\eta_I + \eta_R)_{x=X_2} = A_2 \cos\omega t + B_2 \sin\omega t
\end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (3)
$$

但し,

$$
\left.\begin{aligned}
A_1 &= \frac{1}{2} H_I \cos\Theta_I + \frac{1}{2} H_R \cos\Theta_R \\
B_1 &= \frac{1}{2} H_I \sin\Theta_I - \frac{1}{2} H_R \sin\Theta_R \\
A_2 &= \frac{1}{2} H_I \cos(k\Delta x + \theta_I) + \frac{1}{2} H_R \cos(k\Delta x + \Theta_R) \\
B_2 &= \frac{1}{2} H_I \sin(k\Delta x + \theta_I) - \frac{1}{2} H_R \sin(k\Delta x + \Theta_R)
\end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (4)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
\Theta_I &= kX_1 + \theta_I \\
\Theta_R &= kX_1 + \theta_R
\end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (5)
$$

式(4)より, H_I と H_R は次式として与えられる。

$$
\left.\begin{aligned}
H_I &= \frac{1}{|\sin k\Delta x|} \sqrt{(A_2 - A_1 \cos k\Delta x - B_1 \sin k\Delta x)^2 + (B_2 + A_1 \sin k\Delta x - B_1 \cos k\Delta x)^2} \\
H_R &= \frac{1}{|\sin k\Delta x|} \sqrt{(A_2 - A_1 \cos k\Delta x + B_1 \sin k\Delta x)^2 + (B_2 - A_1 \sin k\Delta x - B_1 \cos k\Delta x)^2}
\end{aligned}\right\} \cdots (6)
$$

但し, $\omega^2 = gk \tanh kh$ の分散関係が成立するものとしている。なお, 式(1)~式(6)で, H_Iは入射波高, H_R は反射波高, h は静水深, $k = 2\pi/L$, L は水深 h における波長, $\omega = 2\pi/T$, T は周期, θ は位相, x は水平距離, t は時間であり, 添字 I と R はおのおの入射波と反射波に関する量を示す。

したがって, 計測した水位記録をフーリエ解析し, 所定の基本周波数 ω に対応する A_1, B_1, A_2 と B_2 を計算すると, 式(6)より入射波高 H_I と反射波高 H_R が算出できるので, 反射率 $r_R = H_R/H_I$ の計算は容易である。しかし, 式(6)によると $k\Delta x = n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \cdots$) の時, つまり $\Delta x = \frac{1}{2} nL$ の時は H_I と H_R は発散するので, 波高計の設置間隔 Δx は $\frac{1}{2}nL$ 近傍にならないよう注意しなければならない。合田・鈴木は実験を行ない, 設置間隔 Δx を $\frac{1}{2}nL$ にならない様に注意すると, 式(6)で H_I と H_R を精度よく推定できることを示している。また, 堀口ら[13] は4本の波高計を用いて基本周波数の2倍の周波数を持つ波, つまり Fontanet[14] 波の入射波と反射波と Stokes 波の入射波と反射波を分離して求める方法を提案している。

b) 透過率: 一般には, 構造物背後の波形の乱れた領域を避けて, 一波長以内の波形が整正になる地点で透過波を計測して透過波高 H_T を求めて, 透過率 $r_T = H_T/H_I$ を算定しているのが多い。しかし, 構造物によっては, 砕波, あるいは構造物と波との干渉で, 基本周波数以外に高次周波数成分が無視できない程大きくなり, 波形が非定形になる場合は,[15~17] 透過波高の完全な定義はむつかしく, 適当な平均操作を行なって処置しているのが現状といえよう。

2-2. 不規則波

不規則波については, 不規則波を波高, 周期と位相の異なる正弦波の単純重ね合せとして表現できるものとし, 構成成分波が互に独立して反射と透過を行なうと考えて, (i) 構成成分波個々の反射率 $r_R(f)$ と透過率 $r_T(f)$ (式(7)) を論ずる方法と, (ii) 周波数スペクトルからエネルギーを求めて, 波高の2乗がエネ

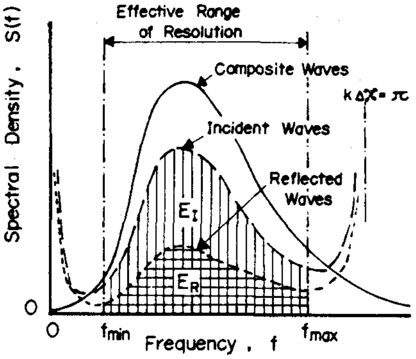
$$r_R(f) = H_R(f) / H_I(f), \quad r_T(f) = H_T(f) / H_I(f) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (7)$$

ルギーに比例することから，不規則波全体として反射率 r_R と透過率 r_T を式(8)より求める方法に大別される。なお，式(7)で f は波の周波数，式(8)で $S_R(f)$，

$$\left.\begin{aligned} r_R &= \sqrt{\int_0^{\infty} S_R(f)\,df \Big/ \int_0^{\infty} S_I(f)\,df} \\ r_T &= \sqrt{\int_0^{\infty} S_T(f)\,df \Big/ \int_0^{\infty} S_I(f)\,df} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

$S_I(f)$ と $S_T(f)$ はおのおの反射波，入射波と透過波の周波数スペクトルである。

(i)(ii)いずれの方法にしても，合成波領域では入射波と反射波を分離しなければならない。この分離法としては前述の合田・鈴木の方法を用いることができる。例えば，FFT法[18]により A_1，B_1，A_2 と B_2 を構成成分波全てについて計算しておけば，式(6)より各成分波の入射波高 $H_I(f)$ と反射波高 $H_R(f)$ が算出できる。したがって，(i)の方法で $r_R(f)$ を求める場合は式(7)から計算できるし，また(ii)の周波数スペクトルから反射率を求める場合は，$H_I(f)$ と $H_R(f)$ に基づくピリオドグラムを平滑化して $S_I(f)$ と $S_R(f)$ を算出し，式(8)より反射率 r_R を算定するとよい。一方，透過率は透過波波高 $H_T(f)$ を実測記録から FFT 法などで計算し，あとは反射率算定法と同様の手順をふめばよい。



図－2　スペクトルの分解図（合田・鈴木）

ところで，不規則波は，単一周期波とは異なり，狭帯域周波数とはいえ周期の異なる多数の成分波より構成されているとみなしうるので，上述の分離法では，$L = \frac{2}{n}\Delta x$ ($n = 1, 2, \cdots$) となり H_I と H_R が発散する成分波が存在することになる。そこで，合田・鈴木は図－2に示すように，式(9)で定義される f_{max} と f_{min} の間の周波数を有効な解析対象領域とし，式(8)の反射率 r_R に代る実用式(10)を提案している。

$$\left.\begin{aligned} &f_{max} \text{ は } L_{min} = \Delta x / 0.45 \text{ を満す周波数} \\ &f_{min} \text{ は } L_{max} = \Delta x / 0.05 \text{ を満す周波数} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (9)$$

$$r_R = \sqrt{\int_{f_{min}}^{f_{max}} S_R(f)\,df \Big/ \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_I(f)\,df} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (10)$$

なお，透過率 r_T は提案されていないが，式(10)に対応する透過率 r_T は式(11)で与えられると考えられる。

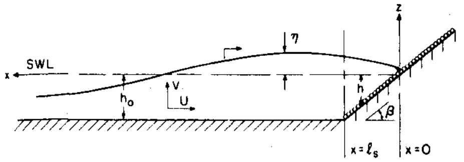
$$r_T = \sqrt{\int_{f_{min}}^{f_{max}} S_T(f)\,df \Big/ \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_I(f)\,df} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (11)$$

なお，不規則波の入射波と反射波の分離法としては，クロス・スペクトルから分離する鹿島の[19]方法も

あることを付記しておく。

3. 斜面の粗度と砕波による消波

海岸堤防あるいは防波堤前面に消波のために捨石あるいは異形ブロックを積み重ねてマウンドや斜面を作る場合が多い。消波の機構としては法面の粗度，空隙を通過する場合の乱れ，あるいは砕波により波のエネルギーを消費させようとする構造型式である。この種の構造物による波の反射の問題については非砕波状態に対する井島ら[20]の理論的な取扱いがある。Madsen・White[21]は斜面からの波の反射率に及ぼす斜面粗度のみの効果を不透過斜面について理論的に取扱っている。同論文は波の消波機構に関連する興味深い論文なので紹介しておく。



図－3　説明図(Madsen・White)

図－3に示すように，$x>l_s$ は一定水深域，$0<x<l_s$ は一様勾配急斜面の水域を取扱い，(i) 波は微小振幅長波，(ii) 斜面で波は砕けないものとする。

$x>l_s$ の一定水深域の基礎式(式(12)と式(13))と，$0<x<l_s$ の傾斜水域の基礎式(式(14)と式(15))を用い，$x=l_s$ での境界条件(式(16))を満す U と η の解を求める。

一定水深域($x>l_s$)の基礎式：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+\frac{\partial h_0 U}{\partial x}=0 \quad \text{（連続式）} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (12)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t}+g\frac{\partial \eta}{\partial x}=0 \quad \text{（運動方程式）} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (13)$$

傾斜水域($0<x<l_s$)の基礎式：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+\frac{\partial hU}{\partial x} \quad \text{（連続式）} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (14)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t}+g\frac{\partial \eta}{\partial x}+\frac{\tau_b}{\rho h}=0 \quad \text{（運動方程式）} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (15)$$

境界条件($x=l_s$)：

$$\eta_{x>l_s}=\eta_{0<x<l_s}, \quad U_{x>l_s}=U_{0<x<l_s} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (16)$$

なお，式(12)～式(16)において，η は水位変動，U は水平方向水粒子速度，h_0 は一定水深域の静水深，$h=x\tan\beta$，β は傾斜面の勾配，τ_b は底面摩擦応力，g は重力加速度，ρ は流体の密度，x は水平方向距離，t は時間，l_s は傾斜面の水平距離である。

ところで，τ_b は一般に速度 U の非線型項となるので，式(17)のような線型化を行なう。

$$\tau_b=\frac{1}{2}\rho f_w|U|U=\rho h\cdot f_s\omega U \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (17)$$

なお，上式で f_w は摩擦係数[22]，f_s は線型化に伴なう無次元摩擦係数，$\omega=2\pi/T$，T は波の周期である。いま，U と η を式(18)の複素変数表示式で与え，式(18)を式(12)～式(15)と式(17)に代入し，$x>l_s$

と $0<x<l_s$ の領域の ζ と u の表示式を求めると，おのおの式(19) と式(20) をうる。

$$U=\mathrm{Real}\left[u(x)\,e^{i\omega t}\right],\quad \eta=\mathrm{Real}\left[\zeta(x)\,e^{i\omega t}\right] \quad \cdots\cdots (18)$$

$$\left.\begin{aligned}\zeta&=\frac{1}{2}H_I\,e^{ik_o x}+\frac{1}{2}H_R\,e^{-ik_o x}\\ u&=-\sqrt{\frac{g}{h_o}}\left(\frac{1}{2}H_I\,e^{ik_o x}-\frac{1}{2}H_R e^{-ik_o x}\right)\end{aligned}\right\}\ x>l_s \quad \cdots\cdots (19)$$

$$\left.\begin{aligned}\zeta&=RJ_0\left[2\sqrt{\frac{\omega^2(1-if_s)}{g\tan\beta}}\,x^{1/2}\right]\\ u&=-iR\sqrt{\frac{g}{(1-if_s)x\tan\beta}}\cdot J_1\left[2\sqrt{\frac{\omega^2(1-if_s)}{g\tan\beta}}\,x^{1/2}\right]\end{aligned}\right\}\ 0<x<l_s \quad \cdots\cdots (20)$$

なお，上式で $k_o=2\pi/L_c$，L_cは水深 h_oにおける波長，J_0 と J_1 はおのおの第１種０次と第１種１次のベッセル関数，R は複素表示で与えられる遡上高さ，$i=\sqrt{-1}$ であり，$\omega=k_o\sqrt{gh_o}$ の関係が成立している。

式(19) と式(20) で H_I が与えられると，未知数は H_R と R の二変数となる。式(16)の境界条件を用いると H_R と R は求まり，最終的には反射率 $r_R=|H_R|/H_I$ と無次元遡上高さ $R_u=|R|/H_I$ は式(21) と式(22) で与えられる。

$$r_R=\left|\frac{J_0(2k_ol_s\sqrt{1-if_s})-\dfrac{i}{\sqrt{1-if_s}}J_1(2k_ol_s\sqrt{1-if_s})}{J_0(2k_ol_s\sqrt{1-if_s})+\dfrac{i}{\sqrt{1+if_s}}J_1(2k_ol_s\sqrt{1-if_s})}\,e^{i2k_ol_s}\right| \quad \cdots\cdots (21)$$

$$R_u=\left|\frac{e^{ik_ol_s}}{J_0(2k_ol_s\sqrt{1-if_s})+\dfrac{i}{\sqrt{1-if_s}}J_1(2k_ol_s\sqrt{1-if_s})}\right| \quad \cdots\cdots (22)$$

式(21) と式(22) によると，r_R と R_u は l_s/L_c と f_s の関数になっている。そこで，式(17) で定義される f_sを，Lorentz の等価仕事の原理[23] に基づく式(23) 式により決定する。すなわち，式(18) と式(20)を式(23) に代入すると，f_sは式(24) で与えられる。

$$\overline{\overline{\tau_b U}}=\frac{1}{2}\rho f_w\overline{\overline{|U|U^2}}=f_s\rho\omega h\overline{\overline{U^2}} \quad \cdots\cdots (23)$$

$$f_s=f_w\frac{|R|}{h_o}\frac{1}{\tan\beta}F_s \quad \cdots\cdots (24)$$

但し，

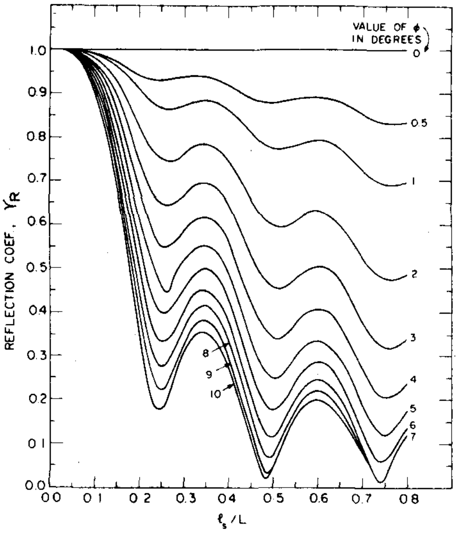
$$\left.\begin{aligned}F_s&=f_w\int_0^1|\alpha|^3dy\Big/\int_0^1 y|\alpha|^2dy\\ |\alpha|&=\left|\frac{J_1(2k_ol_s\sqrt{1-if_s}\,y^{1/2})}{k_ol_s\sqrt{1-if_s}\,y^{1/2}}\right|\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (25)$$

なお，式(23)で上つき＝は，時空間平均を示す。式(24)に $|R|$ が含まれているので，f_s は f_w を与えて逐次計算により求まる。なお，f_s は式(21)と式(22)中では $\sqrt{1-if_s}$ の形で含まれるので，式(26)で定義する等価摩擦角 ϕ を用いると取扱いが便利である。

$$f_s = \tan 2\phi \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (26)$$

図－4は式(21)を用いて計算した r_R の値である。同図によると，ϕ が大きくなるにつれて，つまり摩擦係数が大きくなるにつれて反射率 r_R が小さくなることが判明する。Madsen・White は $1/1.5 \sim 1/3.5$ の急勾配で粗度を有する斜面で実験を行ない，$\tan\beta = 1/3$ で粗度高さ $d = 5.0$ cmの斜面に対し，$T = 1.8 \sim 2.0$ 秒，$H_I \doteqdot 1.74 \sim 4.05$ cmの波の反射率は $0.49 \sim 0.42$ になることを示した。また，彼らの実験に基づき，反射率から逆算した等価摩擦角 ϕ を次式で与えている。

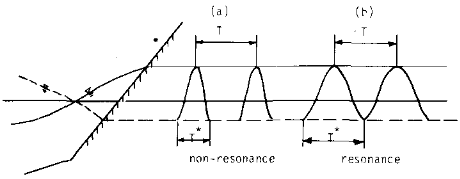
$$\tan 2\phi = 0.29\left(\frac{d}{h_o}\right)^{0.2}\left(\frac{|R|}{h_o \tan\beta}\right)^{0.3} F_s \qquad \cdots\cdots\cdots (27)$$



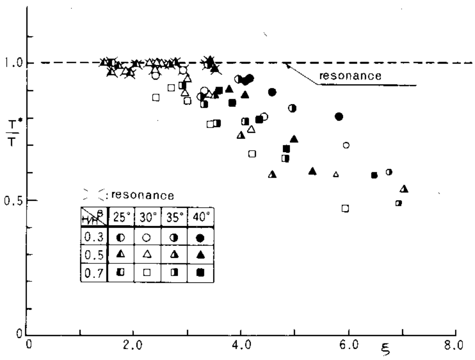
図－4　反射率 r_R に及ぼす等価摩擦角 ϕ の効果
(Madsen・White)

さて，消波効果を最も高めるには波を強制的に砕波さすことであろう。斜面上で波が砕けることにより反射率が低減する問題をMiche[24]は理論的に解いているが，これについては首藤[8]により既に詳細に紹介されている。ただ，Micheの用いた砕波条件は必らずしも現実の砕波現象を説明するのに満足のいくものではないので，別の角度からの理論解析が今後望まれる。そのためにも，現実の砕波により生じる斜面上のuprushとdownrushの運動を実験的に明らかにしておくことは重要である。

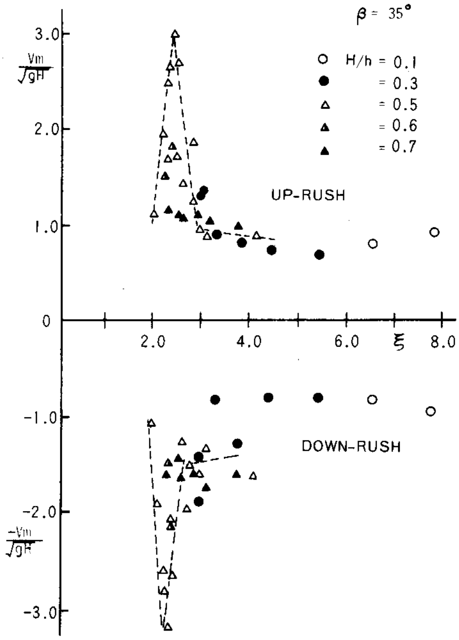
急斜面上の砕波により生じるuprushとdownrushの運動は複雑であるが，Bruun・Günbak[25]は法面勾配と入射波の関係で，図－5(b)に示すように，uprush－downrushの周期 T^* と入射波の周期 T が等しくなる"resonance"現象が生じることを指摘しており，このことは著者らの実験[26),27)]でも確認されている。Bruun・Günbakによると，この"resonance"はsurf similarity parameter $\xi\,(\equiv \tan\beta/\sqrt{H/L_0})$ によりほぼ規定され，不透過滑面では $\xi = 1.6 \sim 2.5$ の範囲で，透過面では $\xi \leq 2.5$ の範囲で発生する。不透過滑面での著者らの実験でも，図－6に示すように，$\xi \cong 1.0 \sim 3.3$ の範囲で"resonance"が生じており，ほぼBruun・Günbakの結果と一致している。急斜面上でこの"resonance"現象が発生すると，(i) uprush－downrushの振幅が大きくなる，(ii) 斜面に沿う最大水粒子速度 V_m が図－7に示すように極めて大きくなる(なお，図－7は $V_m/\sqrt{gH}$ の無次元表示で示されている)，(iii) したがって斜面上での砕波による消波効率は著るしく低下する。したがって，砕波による消波を高めるにはこの"resonance"を生じさせない工夫が必要となる。また，この"resonance"が



図－5　Resonanceの定義



図−6　T^{*}/T に及ぼすsurf similarity parameter ξ の効果



図−7　$V_m/\sqrt{gH}$ と ξ の関係

生じると異形ブロックに作用する揚力が最大になると指摘されており，異形ブロック堤の安定限界と密接な関係があるので[25),28)]，今後こういった面からの理論的なアプローチが必要であろう。

4. 摩擦と波の位相のずれによる消波

コンクリート・ケーソン，あるいは異形ブロックや捨石などで構築された消波構造物同様，鋼管パイル，鋼板や鋼材，あるいは軽量コンクリートなどで構築された透過性簡易防波堤に関する研究も多い。この種の防波堤は開口部を波が通過するときの構造物との形状抵抗を含む摩擦，あるいは開口部から噴出する流れによる噴流混合などにより主として消波しようとするものである。この透過性簡易防波堤では $r_R + r_T = 1$ の関係が成立するので，反射率 r_R と透過率 r_T を例えば同時に 0.3 程度にすることは非砕波の波に対しては困難である。このような場合，透過性簡易防波堤を複数基配置し，防波堤間での波の位相のずれを利用することにより r_R と r_T を同時に小さくすることができる。ここでは，透過性簡易防波堤と遊水部を有する鉛直消波構造物を取扱う。

4−1. 透過性簡易防波堤

まず，多孔壁式あるいはスリット壁型防波堤の不規則波に対する反射と透過を取扱った Massel・Mei[29)] の研究を紹介しておく。基礎式として線型長波の式(28)を用いる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (\text{連続式}) \quad , \quad \frac{\partial U}{\partial t} + g\frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (\text{運動方程式}) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (28)$$

なお，η は水面波形，U は流速である。そして，$x = 0$ の地点に防波堤があり，$x < 0$ が合成波領域，$x > 0$ が伝達波領域とする。入射波 η_I を式(29)の Fourier−Stieltjes 積分で定義する。

$$\eta_I = \int_{-\infty}^{\infty} dA(\omega)\, e^{i(\omega t - kx)} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (29)$$

式(28)を満す微小振幅波の解は $U = \sqrt{g/h}\,\eta$ であるから，合成波領域の水面形 η_1 と流速 U_1 は式(30)で，透過波領域では η_T と U_T は式(31)で与えられる。

$$\left.\begin{aligned}\eta_1 &= \eta_I + \int_{-\infty}^{\infty} r_R(\omega)\, e^{i(\omega t + kx)}\, dA(\omega), \\ U_1 &= U_I - \sqrt{\frac{g}{h}} \int_{-\infty}^{\infty} r_R(\omega)\, e^{i(\omega t + kx)}\, dA(\omega)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (30)$$

$$\left.\begin{aligned}\eta_T &= \int_{-\infty}^{\infty} r_T(\omega)\, e^{i(\omega t - kx)}\, dA(\omega), \\ U_T &= \sqrt{\frac{g}{h}}\, \eta_T\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (31)$$

なお，式(29)～(31)で $\omega = \sqrt{gh}\,k$ の関係が成立している。式(30)と式(31)中の未知量 $r_R(\omega)$ と $r_T(\omega)$ は防波堤($x = 0$)での境界条件(式(32)と式(33))により決定される。

$$U_1(0, t) = U_T(0, t) \equiv u_o(t) \quad (\text{流速の連続}) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (32)$$

$$\eta_1(0, t) - \eta_T(0, t) = \frac{f_c}{2g} |u_o| u_o \quad (\text{エネルギー保存}) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (33)$$

なお，f_c は防波堤の摩擦係数である。式(33)の右辺非線型項を式(34)のように線型化する。この場合，線型化に伴ない生じた無次元摩擦係数 f_e は，$E = (f/2g) u_o |u_o| - (f_e/\omega_p) u_o$ の誤差を最小にするように最小自乗法で決め，さらに $u_o(t)$ はガウス分布するという仮定を用いると，最終的に式(35)で与えられる。なお，式(35)の σ_{u_o} は u_o の標準偏差である。

$$\eta_1(0, t) - \eta_T(0, t) = \frac{f_e}{\omega_p} u_o \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (34)$$

$$f_e = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{f_c \omega_p}{g}\right) \sigma_{u_o} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (35)$$

いま，

$$u_o = \int_{-\infty}^{\infty} U_o(\omega)\, e^{i\omega t} \cdot dA(\omega) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (36)$$

と置くと，基礎式(式(28))と境界条件式(式(32)と式(34))を満す微小振幅波の U_o，r_R と r_T の解は式(37)で与えられる。なお，

$$U_o(\omega) = \sqrt{\frac{g}{h}} \Big/ \left(1 + \frac{f_e}{2 k_p h}\right), \quad r_T(\omega) = \sqrt{\frac{h}{g}}\, U_o, \quad r_R(\omega) = 1 - r_T(\omega) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (37)$$

式(37)で，$k_p = \omega_p / \sqrt{gh}$，$\omega_p$ はスペクトルのピーク周波数である。また，式(37)によると，$U_o(\omega)$，$r_T(\omega)$ と $r_R(\omega)$ とも ω の関係にはなっていない。式(37)を用い，各成分波の線型重ね合せとして，σ_{u_o}，r_R と r_T が与えられるものとすると，後は直線的に計算が進み，最終的に σ_{u_o} は式(38)で，反射率 r_R と透過率 r_T は，式(8)を利用して，式(39)と式(40)で与えられる。

$$\sigma_{u_o} = \sigma_\eta \sqrt{\frac{g}{h}} \left(\frac{\sqrt{1+2\beta} - 1}{\beta}\right), \quad \beta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{f_c \sigma_\eta}{h} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (38)$$

$$r_R = |1 + \beta - \sqrt{1+2\beta}| \Big/ \beta \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (39)$$

$$r_T = \left(\sqrt{1+\beta} - 1\right) \Big/ \beta \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (40)$$

なお，上式のσ_ηは波形の標準偏差であり，ηが正規分布，波高がレーリー分布する場合は，例えば，平均波$\overline{H}$あるいは有義波高$H_{1/3}$への換算は容易であり，$\overline{H}=\sqrt{2\pi}\sigma_\eta$，$H_{1/3}\cong 4.0\sigma_\eta$で与えられる。[30)] また，Massel・Mei は長波に対する解（式(37)）を使用しているが，浅海規則波に対する多孔壁式防波堤あるいは横スリット型防波堤の反射率と透過率を与えた別の解析法[31), 32)]もあることを付記しておきたい。

4－2. 複列透過性簡易防波堤

複列にする意味は反射源を複数個にし，その間の波の位相のずれを利用して，構造物の系全体としての反射率と透過率を同時に小さくしようとする方法である。

今，同一方向に進行する２つの同一周期を有する波を考える。つまり，

$$\eta_c=\frac{1}{2}H_1\sin(kx-\omega t+\theta_1)+\frac{1}{2}H_2\sin(kx-\omega t+\theta_2) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (41)$$

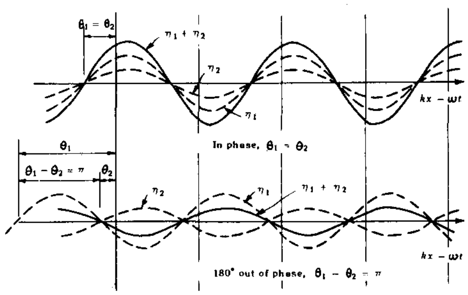
２つの波の位相が等しい時は（$\theta_1=\theta_2$），式(41)は次式となる

$$\eta_c=\frac{1}{2}(H_1+H_2)\sin(kx-\omega t+\theta_1) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (42)$$

が，２つの波の位相がπ（180°）ずれるとき（$\theta_1-\theta_2=\pi$）は，

$$\eta_c=\frac{1}{2}(H_1-H_2)\sin(kx-\omega t+\theta_1) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (43)$$

となり，図－8[33)]にも示されているように，同位相に比して波高は小さくなる。したがって，波の位相がπずれるように複数個の反射体の形状と設置位置を決めるとよいことになる。なお，式(43)のように位相がπずれるときは，多量の波のエネルギー逸散を伴なうことに注意を要する。



図－8 同一周期を持つ２つの波の線型和(Ippen)

こういった複列の透過性簡易防波堤の反射率と透過率のみを論ずる場合は，港内振動の解析で Méhauté[33)]が用いた波高と波長のみに着目した手法を用いると結構精度の高い解が得られる。ここでは Méhauté の方法を拡張した著者らの方法[32)]について述べる。用いる記号は式(44)に示すごとくであり，記号上の―は複素ベクトルを示す。

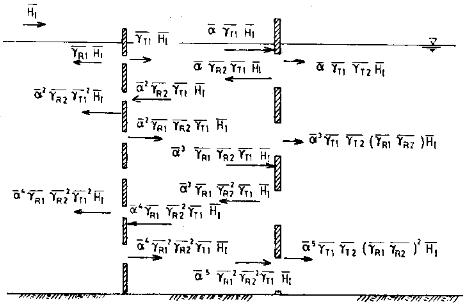
$$\left.\begin{array}{ll}
\text{入射波：} & \overline{H_I}=H_I\exp(i\theta_I)\\
\text{反射率：} & \overline{r_{R_j}}=r_{R_j}\exp(i\theta_{R_j})\\
\text{透過率：} & \overline{r_{T_j}}=r_{T_j}\exp(i\theta_{T_j})\\
\text{位相と：} & \overline{\alpha}=\alpha_p\exp(-2\pi xi/L)\\
\text{減衰率} & \alpha_p=\exp(-\varepsilon x/L)
\end{array}\right\} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (44)$$

なお，上式で，xは沖側防波堤法面を原点とし，入射波の進行方向を正軸とする水平距離，εは波の減衰係数，Lは入射波長，$i=\sqrt{-1}$，θは位相である。また，添字I，RとTはおのおの入射波，反射波と透過波に関する諸量を示し，式(44)の$\overline{\alpha}$の右辺$\exp(-2\pi xi/L)$は$x=0$での入射波の初期位相に対す

る位相差を示す項である。

まず最初に，図－9に示す2列透過性防波堤の場合を取扱う。この場合，式(44)の添字jは$j=1$，2とする。

いま，入射波$\overline{H_I}$が2つの防波堤の間で反射と透過を無限に繰り返し，且つ反射波$\overline{H_R^*}$と透過波$\overline{H_T^*}$は無限の反復反射により生じた成分波の単純重ね合せで表現できるものとする。



図－9　反復反射の状況

$$\overline{H_R^*} = \overline{H_I}\cdot\overline{r_{R1}} + \overline{\alpha}^2\,\overline{r_{T1}}^2\,\overline{r_{R2}}\,\overline{H_I} + \overline{\alpha}^4\,\overline{r_{T1}}^2\,\overline{r_{R2}}^2\,\overline{r_{R1}}\,\overline{H_I} + \overline{\alpha}^6\,\overline{r_{T1}}^2\,\overline{r_{R2}}^3\,\overline{r_{R1}}^2\,\overline{H_I} + \cdots\cdots\cdots$$

$$= \left\{ \overline{r_{R1}} + \frac{\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{T1}}^2\,\overline{r_{R2}}}{1-\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{R2}}\,\overline{r_{R1}}} \right\} \overline{H_I} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (45)$$

$$\overline{H_T^*} = \overline{\alpha}\,\overline{r_{T1}}\,\overline{r_{T2}}\,\overline{H_I} + \overline{\alpha}^3\,\overline{r_{T1}}\,\overline{r_{T2}}(\overline{r_{R1}}\,\overline{r_{R2}})\,\overline{H_I} + \overline{r_{T1}}\,\overline{r_{T2}}(\overline{r_{R1}}\,\overline{r_{R2}})^2\,\overline{H_I} + \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$= \left\{ \frac{\overline{\alpha}\,\overline{r_{T1}}\,\overline{r_{T2}}}{1-\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{R1}}\,\overline{r_{R2}}} \right\} \overline{H_I} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (46)$$

なお，上式で添字1は入射波が最初に通過する第1番目の防波堤での諸量，添字2は第2番目の防波堤での諸量を示す。また，反復反射において各々の防波堤の反射率と透過率は変化しないとして取扱っている。したがって，2列透過性構造物全体としての反射率r_R^*と透過率r_T^*はおのおの次式で与えられる。

$$r_R^* = \left|\frac{\overline{H_R^*}}{\overline{H_I}}\right| = \left| \overline{r_{R1}} + \frac{\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{T1}}^2\,\overline{r_{R2}}}{1-\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{R1}}\,\overline{r_{R2}}} \right| \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (47)$$

$$r_T^* = \left|\frac{\overline{H_T^*}}{\overline{H_I}}\right| = \left| \frac{\overline{\alpha}\,\overline{r_{T1}}\,\overline{r_{T2}}}{1-\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{R1}}\,\overline{r_{R2}}} \right| \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (48)$$

この考え方を3列以上のN列透過性簡易防波堤群の場に拡張すると，系全体としての反射率$r_{R(N)}^*$と透過率$r_{T(N)}^*$はおのおの次式で与えられる。

$$r_{R(N)}^* = \left| \overline{r}_{R(N\text{-}1)}^* + \frac{\overline{\alpha}^2\,\overline{r}_{T(N\text{-}1)}^{*2}\,\overline{r_{RN}}}{1-\overline{\alpha}^2\,\overline{r}_{R(N\text{-}1)}^*\,\overline{r_{RN}}} \right| \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (49)$$

$$r_{T(N)}^* = \left| \frac{\overline{\alpha}\,\overline{r_{TN}}\,\overline{r}_{T(N\text{-}1)}^*}{1-\overline{\alpha}^2\,\overline{r_{RN}}\,\overline{r}_{R(N\text{-}1)}^*} \right| \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (50)$$

なお，上式で，$\overline{r}_{R(N\text{-}1)}^*$，$\overline{r}_{T(N\text{-}1)}^*$は($N$−1)列全体としての反射率と透過率，$\overline{r_{RN}}$と$\overline{r_{TN}}$は第$N$番目の構造物のみによる反射率と透過率である。

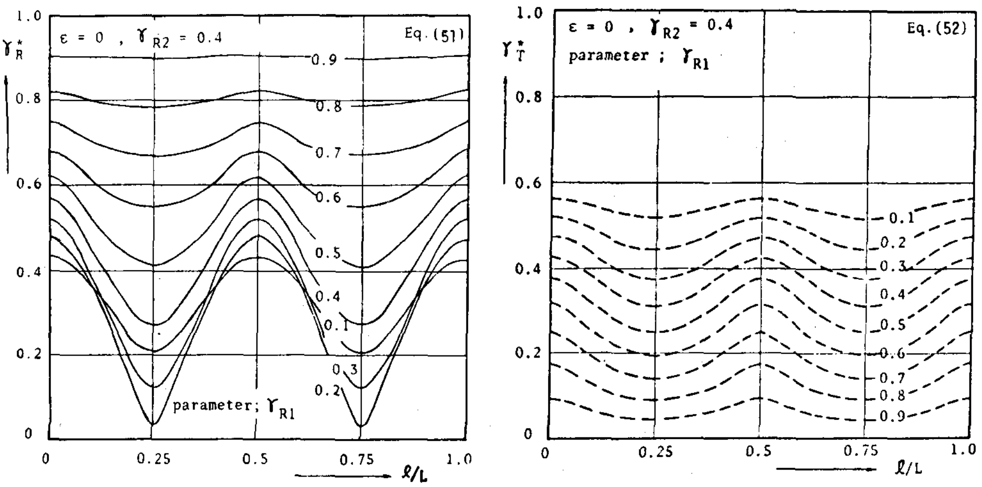
いま仮りに，2列防波堤($N=2$)を取扱い，防波堤で入射波に対し反射波と透過波の位相がずれない

ものとすると，式(47)と式(48)より反射率 r_R^* と透過率 r_T^* は次式で与えられる。

$$r_R^* = \sqrt{\frac{r_{R_1}^2 + \alpha^4 r_{R_2}^2 (r_{R_1}^2 - r_{T_1}^2) - 2\alpha^2 r_{R_1} r_{R_2} (r_{R_1}^2 - r_{T_1}^2) \cos 4\pi l/L}{1 - 2\alpha^2 r_{R_1} r_{R_2} \cos 4\pi l/L + \alpha^4 r_{R_1}^2 r_{R_2}^2}} \quad \cdots\cdots (51)$$

$$r_T^* = \frac{\alpha\, r_{T_1} \cdot r_{T_2}}{\sqrt{1 - 2\alpha^2 r_{R_1} r_{R_2} \cos 4\pi l/L + \alpha^4 r_{R_1}^2 r_{R_2}^2}} \quad \cdots\cdots (52)$$

なお，上式で l は２つの防波堤の設置距離である。図－10は式(51)と式(52)の計算例を示したものであ

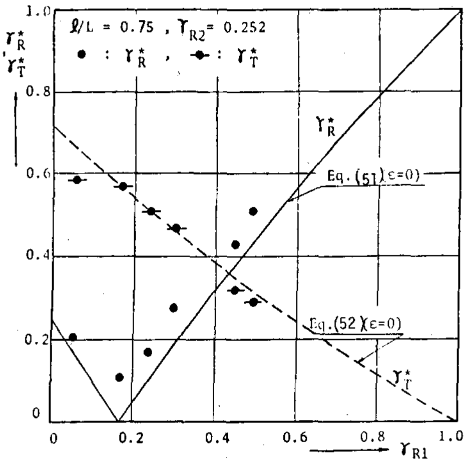


図－10　r_R^* と r_T^* に及ぼす l/L の効果（$r_{R_2}=0.4$ の場合）

るが，$l/L = \frac{1}{4}(2n-1)$，$(n=1, 2, \cdots)$ のとき r_R^* と r_T^* は共に極小値となり，逆に $l/L = \frac{1}{2}(n)$，$(n=1, 2, \cdots)$ のとき極大値をとる。したがって r_R^* と r_T^* を同時に小さくするときは，防波堤の設置間隔 l を入射波波長 L の $\frac{1}{4}$ 奇数倍，つまり位相が完全に逆転する波を作るとよいことが判明する。また，図－11によると，$l/L = \frac{1}{4}(2n-1)$，$(n=1, 2, \cdots)$ の時，$r_R^* = 0$ になる場合があるが，これは，式(51)より，r_{R_1} と r_{R_2} が式(53)を満す場合であることが判明する。

$$r_{R_1} = \frac{r_{R_2}}{(1 + 2r_{R_2})} \quad \cdots\cdots (53)$$

図－11には著者らの２列横スリット型防波堤の実験結果[32)]も示されているが，式(53)を満す $r_{R_2} = 0.252$ と $r_{R_1} = 0.168$ の組合せに対し r_R^* は０とはならないまでも0.1の極めて小さい値を示し，上述の解



図－11　r_R^* と r_T^* に及ぼす r_{R_1} の効果（$r_{R_2}=0.252$ で $l/L=0.75$ の場合。●と-●-は実験値）

析の妥当性をほぼ示している。また2列透過性防波堤の透過率 r_T^* については，おのおのの防波堤の透過率の積 $r_{T_1}\cdot r_{T_2}$ より小さくなることが望まれる。つまり

$$r_T^* \leqq r_{T_1}\cdot r_{T_2} \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (54)$$

式(52)と式(54)より，次式をうる。

$$\cos\frac{4\pi l}{L} \leqq \frac{1}{2}(1-r_{T_1})(1-r_{T_2}) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (55)$$

従がって，式(55)を満す，l，r_{T_1} と r_{T_2} の組合せに対して透過率 r_T^* は防波堤を複列にした効果が認められることになる。なお，以上の解析法では，おのおの防波堤の水理特性が既知であることを前提にしているので，防波堤の反射率，透過率，位相のずれ，などを前もって予備実験やしかるべく理論を用いて適正に与えておかなければならない。

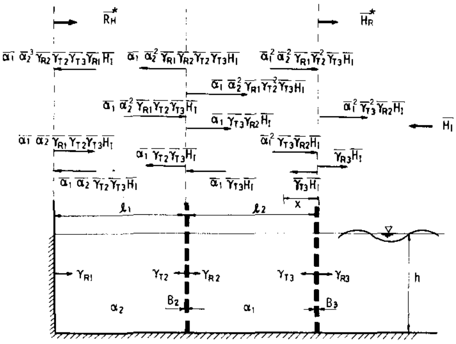
4－3　遊水部を有する鉛直消波岸壁

Jarlan[34]により提案された遊水部を有する低反射岸壁あるいは護岸は，異形ブロックで代表される傾斜型消波工法とは異なった新らしい消波構造型式として注目を集め，この種の新らしい護岸や防波堤の開発とその消波特性に関する実験的あるいは理論的研究は近年我ヶ国において活発に行なわれている。この種の構造物の消波機構としては，前面透過壁における摩擦抵抗と噴流混合及び遊水部内の渦(roller)を伴なう乱れによるエネルギー逸散が挙げられる。過去の研修会の講義集[6),8)]で既に鉛直消波構造物の水理特性に対する理論的な取扱いが紹介されているが，本小論では著者らの解析手法により，二重透過壁型の鉛直消波岸壁の水理特性及びJarlan型の鉛直消波岸壁の不規則波に対する消波特性について述べる。

(1)　二重透過壁を有する鉛直消波護岸

図－12に示す遊水部を2つ有する鉛直消波岸壁をとり挙げる。前述した複素ベクトル表示を用いる著者らの解析方法により議論をすすめる。

入射波 $\overline{H_I}$，透過壁の反射率 $\overline{r_{R_j}}$ と透過率 $\overline{r_{T_j}}$ 及び位相差と減衰率 $\overline{\alpha_p}$ を式(44)で与える。但し，この場合 $j=1,2,3$, $p=1,2$ である。したがって，この二重透過壁型岸壁は式(49)と式(50)で $\overline{r_{T_3}}=0$ にした場合に対応する。したがって，二重透過壁型鉛直消波岸壁の反射率 r_R^* と不透過壁面での無次元合成波高 $|\overline{R_H^*}/\overline{H_I}|$ は，沖側透過壁と不透過壁間で入射波 $\overline{H_I}$ が無限の反復反射を繰り返し，且つ反復反射波の透過壁での特性(r_{R_j}, r_{T_j}, θ_{R_j}, θ_{T_j}, α_p)が一定であるとすると，おのおの式(56)と式(57)で与えられる。[35)]



図－12　反復反射の状況

$$r_R^* \equiv \left|\frac{\overline{H}_R^*}{\overline{H}_I}\right| = \left[\overline{r_{R_3}} + \overline{\alpha}_1^2\,\overline{r_{R_2}}\,\overline{r_{T_3}}\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha}_1^2\,\overline{r_{R_2}}\,\overline{r_{R_3}}}\right) + \left\{\overline{\alpha}_1^2\,\overline{\alpha}_2^2\,\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{T_2}}^2\,\overline{r_{T_3}}^2\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha}_2^2\,\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{R_2}}}\right)\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha}_1^2\,\overline{r_{R_2}}\,\overline{r_{R_3}}}\right)^2 \times\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha}_1^2\,\overline{\alpha}_2^2\,\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{R_3}}\,\overline{r_{T_2}}^2\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha}_2^2\,\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{R_2}}}\right)\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha}_1^2\,\overline{r_{R_2}}\,\overline{r_{R_3}}}\right)}\right)\right\}\right] \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (56)$$

$$\left|\frac{\overline{R_H^*}}{\overline{H_I}}\right| = \left[\overline{\alpha_1}\overline{\alpha_2}\overline{r_{T_2}}\,\overline{r_{T_3}}(1+\overline{r_{R_1}})\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha_1}^2\overline{r_{R_2}}\,\overline{r_{R_3}}}\right)\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha_2}^2\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{R_2}}}\right)\times\right.$$

$$\left.\left\{\frac{1}{1-\overline{\alpha_1}^2\overline{\alpha_2}^2\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{R_3}}\,\overline{r_{T_2}}^2\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha_1}^2\overline{r_{R_2}}\,\overline{r_{R_3}}}\right)\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha_2}^2\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_{R_2}}}\right)}\right\}\right] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (57)$$

なお，式(56)の右辺第１項は沖側透過壁による反射，第２項は岸側透過壁を通過しない反射，第３項は沖側と岸側両透過壁を通過する反射を示している。また，図－12 にも示してあるように，添字 $j=1,2,3$ はおのおの不透過壁，岸側透過壁，沖側透過壁での諸量，$p=1,2$ はおのおの透過壁間，岸側透過壁と不透過壁間における諸量を示す。また，遊水部が一つの Jarlan 型の消波護岸の場合の r_R^* と $|\overline{R_H^*}/\overline{H_I}|$ は式(56)と式(57)で，$r_{T_2}=1.0$，$r_{R_2}=0$，$\theta_{T_2}=\theta_{R_2}=0$ で α_2 を考えないが，あるいは $r_{T_3}=1.0$，$r_{R_3}=0$，$\theta_{T_3}=\theta_{R_3}=0$ で α_1 を考えない場合に対応し，おのおの式(58)と式(59)で与えられる。

$$r_R^* = \left|\ \overline{r_R} + \frac{\overline{\alpha_1}^2\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_T}^2}{1-\overline{\alpha_1}^2\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_R}}\ \right| \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (58)$$

$$\left|\frac{\overline{R_H^*}}{\overline{H_I}}\right| = \left|\ \overline{\alpha_1}\,\overline{r_T}\,(1+\overline{r_{R_1}})\left(\frac{1}{1-\overline{\alpha_1}^2\overline{r_{R_1}}\,\overline{r_R}}\right)\right| \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (59)$$

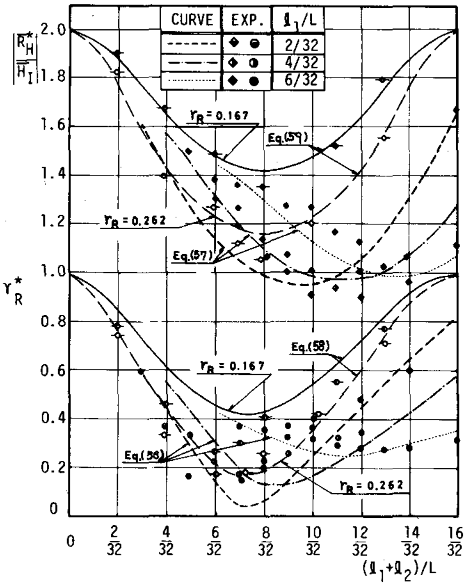
二重透過壁型の反射率 r_R^* は l_1 と l_2（遊水部長），r_{R_j} と r_{T_j}，θ_{R_j} と θ_{T_j} の組合せにより複雑に変化するが，一重透過壁型のように，[6),36)] 与えられた遊水部長 $l\,(=l_1+l_2)$ に対し r_R^* を最小にする r_{R_j}，r_{T_j}，l_1，l_2，θ_{R_j} と θ_{T_j} の組合せがあるはずである。式(56)と式(44)を用いて，与えられた無次元遊水部長 l/L に対し，その時の反射率 r_R^* を最小にする r_{R_2}，r_{R_3}，l_1/L と l_2/L の値と，その時の最小反射率 r_R^* と $|\overline{R_H^*}/\overline{H_I}|$ を数値計算によって示した一例が**表－1** である。なお，同表には一重透過壁型に対する結果も示されてい

表－1　最小の反射率

l/L	l_1/L	l_2/L	r_{R_2}	r_{R_3}	r_R^*	$\lvert\overline{R_H^*}/\overline{H_I}\rvert$	r_R	r_R^*	$\lvert\overline{R_H^*}/\overline{H_I}\rvert$
0.063	0.032	0.031	0.075	0.450	0.432	1.195	0.525	0.571	1.301
0.094	0.063	0.031	0.075	0.400	0.301	1.121	0.450	0.421	1.187
0.125	0.031	0.094	0.075	0.350	0.185	1.075	0.400	0.292	1.114
0.156	0.031	0.125	0.075	0.325	0.078	1.035	0.375	0.177	1.046
0.188	0.156	0.032	0.275	0.325	0.003	1.030	0.350	0.070	1.022
0.219	0.031	0.188	0.300	0.100	0.001	1.012	0.325	0.040	1.034
0.250	0.062	0.188	0.325	0.075	0.006	0.993	0.325	0.132	1.019
位相のずれ有り	２重透過壁型						１重透過壁型		
$\theta_{R_2}=\theta_{R_3}=0$，$\theta_{T_2}=\theta_{T_3}=-0.196$(rad)							$\theta_R=0$，$\theta_T=-0.196$(rad)		

る。また，同表は $\varepsilon=0$，$r_{R_1}=1.0$，$\theta_{R_1}=0$，$r_{R_j}+r_{T_j}=1$ の場合に対して計算してある。同表に示すように，二重透過壁型の方が一重透過壁型より最小反射率 r_R^* が小さくなり，さらに不透過壁面での無次元重複

波高 $|\overline{R}_H^*/H_I|$ も小さくなり消波面からは優れているといえよう。また，このことは井島ら,[37]近藤[38]によっても指摘されている。一重透過壁型の場合は，ある限定された周波数に対して消波効果が認められるが，二重透過壁型にするとこの周波数特性が改善されることを井島ら[39]は実験的に明らかにしている。ただ，図－13に示すように，r_{R_2} と r_{R_3}，l_1 と l_2 の組合せによっては二重透過壁型にすると逆に一重透過壁型より，反射率 r_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ が大きくなる場合があることを認識しておかなければならない。なお，図－13で，丸印と菱形印は実験値を示すが，一重透過壁型の r_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ の実験値は全て横バー付きである。つまり，$r_R=0.262$ に対する r_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ はおのおの -○- と -◇- の記号，$r_R=0.167$ に対する r_R^* と $|\overline{R}_H^*/\overline{H}_I|$ はおのおの -◐- と -◆- の記号である。



図－13 二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異（$r_{R_2}=0.262$，$r_{R_3}=0.167$，$\theta_{T_2}=\theta_{T_3}=-0.151$(rad.)，$\theta_{R_2}=\theta_{R_3}=0$ の場合）

(2) 不規則波に対する消波効果

Jarlan型消波構造物の不規則波に対する消波効果を扱ったものに，Morden・Richey・Christensen,[40] 合田ら[12]と著者ら[41]の研究がある。Mordenらは Thornton・Calhounの入射波と反射波を分離する方法を用いて式(8)に対応する不規則波全体の反射率を求め，自己相関関数を使用する方法よりFFT法でパワー・スペクトルを計算する方が，反射率算定の精度が高いことを指摘している。合田らは，入射波のパワー・スペクトルのピーク周波数の3倍の調和成分波が護岸で反射波として増幅されることを指摘している。著者らは岸壁前面水域の部分重複波形などの算定式を提案している。ここでは著者らの手法について略述する。

入射波 $\eta_I(x,t)$ を式(60)に示すように，余弦波の線型和として与える。

$$\eta_I(x,t)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{2}H_{I_n}\cos(\omega_n t+k_n x+\theta_n) \quad \cdots\cdots (60)$$

なお，式(60)で n は波の数，x は透過壁を原点とし沖方向を正軸とする距離である。

式(60)の成分波が独立に遊水部内で反復反射し，岸壁からの反射率は前述の複素ベクトル表示を用いた解析法で与えられるものとする。いま，こういった成分波の反復反射波の線型和として岸壁前面の部分重複波が形成されるものとすると，部分重複波 $\eta_c(x,t)$ は式(61)で与えられる。

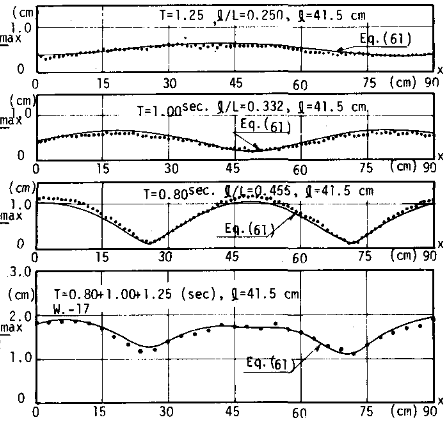
$$\eta_c(x,t)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{2}H_{I_n}\sqrt{1+K_{1n}^2+2K_{1n}\cos(2k_n x-\theta_{1n}^*)}\cos(\omega_n t+\theta_n-\theta_{2n}^*) \quad \cdots\cdots (61)$$

ただし，

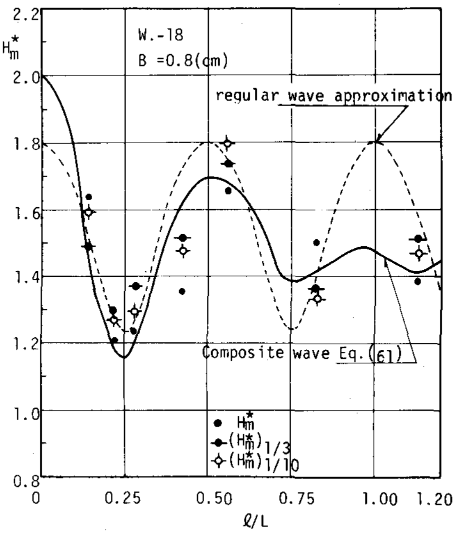
$$\left.\begin{aligned} K_{1n}&=\sqrt{r_{R_n}^2+r_{T_n}^4+2r_{R_n}r_{T_n}^2\cos(4\pi l/L_n)}\\ \theta_{1n}^*&=\tan^{-1}\left\{\frac{-r_{T_n}^2\sin(4\pi l/L_n)}{r_{R_n}+r_{T_n}^2\cos(4\pi l/L_n)}\right\}\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (62)$$

$$\theta^*_{2n} = \tan^{-1}\left\{\frac{-\sin k_n x + r_{R_n}\sin(k_n x) + r^2_{T_n}\sin(k_n x + 4\pi l/L)}{\cos k_n x + r_{R_n}\cos(k_n x) + r^2_{T_n}\cos(k_n x + 4\pi l/L)}\right\}\Bigg]$$

なお，式(61)と式(62)は $\theta_T=\theta_R=0$，$\frac{1}{2}r^2_{T_n}r_{R_n}H_{I_n}$ 以上の高次微小項を省略した近似式である。式(61)の理論値と実験値との対応のいいことは規則波の場合に確認されているが，3つの自由波から構成されている3成分合成波($n=3$)についても，図－14に示すように，式(61)で計算された部分重複波の最大波高 H_{max}（ゼロ・アップクロス法で定義）の分布は実験値と比較的よく一致している。このことは，構成波の反射特性の線型重ね合せとして合成波の反射特性，ひいては消波特性が算出できることを示すものといえる。したがって，このことは不規則波についても式(61)で部分重複波形の予測，つまり反射特性が算出できる可能性を示している。この場合，3成分合成波と同様，不規則波を構成している自由波の透過壁による反射率 r_{R_n} と透過率 r_{T_n} を適正に与えなければならない。しかし，実験水槽で不規則波を生起さす場合，現在では自由波のみを完全に抽出することはできないので，式(61)に対する詳細な論議はできない。なお，著者らは，[41] 不規則波をフーリェ解析し，卓越する5つの周波数成分を抽出して不規則波を5成分波近似することにより，最大無次元重複波高 $H^*_m(=[(\eta_c)_{max}]/[(\eta_I)_{max}])$ の概略値は，図－15に示すように，式(61)で推定できることを確認している。なお，$(\eta_c)_{max}$ と $(\eta_I)_{max}$ はゼロ・アップクロス法で定義された最大重複波波高と最大入射波波高である。また，同図には，不規則波を有義波換算した場合の計算値も示されているが，$l/L<0.3$ では5成分波近似値とほぼ同じ値を示し実験値との対応性もよい。このことは，Jarlan型消波岸壁の不規則波に対する最大の消波効果をもたらす遊水部長 l とその時の消波特性の概略は不規則波を有義波に換算して推定できることを示している。なお，$\theta_T=\theta_R=0$ 以外の場合は，式(61)に代る厳密式を用いて消波特性を論議しなければならない。



図－14 岸壁前面水域での重複波の波高分布（単成分波と3成分波の場合。●は実験値）



図－15 H^*_m と l/L の関係（不規則波の場合）

あとがき

以上，本小論では，消波構造物による波の反射と透過の問題を斜面粗度，摩擦抵抗と波の位相差と関連

づけて述べてきた。特に後半の部分では，Le Méhauté が港内振動の解析で用いた手法を多重反射系に適用して反射率と透過率の算定法について述べた。この方法は，波高と波長のみに着目したものであるが，反射体の水理特性が与えられる場合には，多重反射系の反射と透過を論ずるのには極めて便利な手法と考えられる。なお，本小論では線型的な取扱のみに限定してきたが，構造物と波との干渉の問題，特に構造物による砕波問題に対する検討が今後理論面から行なわれることを期待したい。本小論は極めて短時日にとりまとめたので参考にすべき文献も充分とはいえず，独断的な部分の多いことを恐れる。御批判を仰ぎたいと思う。最後に本小論の草稿に目を通して頂いた大阪大学工学部 椹木　亨教授に謝意を表する次第である。

参考文献

1) 尾崎　晃：消波構造物論，水工学シリーズ 65–17，1965.

2) Bulson, P. S.: Transportable Breakwater, Dock and Harbor Auth., Vol. 48, No. 560, 1967, pp. 41–46.

3) Richey, E. P. and Sollitt, C. K.: Wave Attenuation by Porous Walled Breakwater, Proc. ASCE, August, 1970, pp. 643–663.

4) 服部昌太郎：沿岸開発と波浪制御，水工学シリーズ 75–B–2，1975.

5) 井島武士：最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用，水工学シリーズ 71–B–1，1971.

6)　〃　：有限水深域の構造物および浮体による波の変形（２次元及び３次元問題），水工学シリーズ 74–B–3，1974.

7) 岩垣雄一：海岸波浪の制御，水工学シリーズ 77–B–3，1977.

8) 首藤伸夫：海岸・構造物からの波の反射，水工学シリーズ 78–B–2，1978.

9) 沼田　淳：透過性構造物設計上の諸問題，水工学シリーズ 79–B–8，1979.

10) Goda, Y. and Abe Y.: Apparent Coefficient of Partial Reflection of Finite Amplitude Waves, Res. of the Port and Harbor Res. Inst., Vol. 7, No. 3, 1968.

11) Thornton, E. B. and Calhoun, R. J.: Spectral Resolution of Breakwater Reflected Waves, Proc. ASCE, WW4, Nov., 1972, pp. 443–460.

12) Goda, Y. and Suzuki, Y.: Estimation of Incident and Reflected Waves in Random Wave Experiments, Proc. 16th ICCE, 1976, pp. 828–845.

13) 堀口孝男・小坂俊吉・布施敵一郎：多孔壁消波構造の水理，第25回海講論文集，1978, pp. 347–351.

14) Fontanet, P.: Theorie de la Génération de la Houle Cylindrique par un Batteur plan, La Houille Blanche, Vol. 16, Nos. 1–2, 1961.

15) Goda, Y., Takeda, H. and Moriya, Y.: Laboratory Investigation on Wave Transmission over Breakwaters, Rept. of Port and Harbour Res. Inst., Rept. No. 13, 1967.

16) 三浦　晃・遠藤茂勝：潜堤による伝達波の特性について，第26回海講論文集，1979, pp. 304–308.

17) 椹木　亨・岩田好一朗：周波数特性からみた砕波後の波の変形に関する一考察，第22回 海講論文集，1975, pp. 81–86.

18) Cooley, J. W. and Tukey, J. W.: An Algorithm for The Machine Calculation, Vol. 19, No. 90, 1965, pp. 297–301.

19) 鹿島遼一：不規則な波の入射および反射エネルギースペクトルの測定法について，第15回海講講演集，1968, pp. 91–96.

20) 井島武士・周　宗仁：グリーンの公式による2次元水面波の境界値問題の解析，土木学会論文報告集，第252号，1976, pp. 57–71.

21) Madsen, O. S. and White, S. M.: Energy Dissipation on A Rough Porous Structures, Proc. ASCE, WW1, Feb. 1976, pp. 31–48.

22) Jonsson, O. S.: Wave Boundary Layers and Friction Factors, Proc. 10th ICCE, ASCE, 1966, pp. 127–148.

23) Madsen, O. S.: Wave Transmission Through Porous Structures, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW3, 1974, pp. 169–188.

24) Miche, R.: Le Pouvoir Réfléchissant des Ouvrages Maritimes Exposés a L'action de La Houle, Annales des Ponts et Chaussees, 121e Année, 1951, pp. 285–319.

25) Bruun, P. and Günbak, A. R.: New Design Principles for Rubble Mound Structures, Proc. 15th ICCE, 1976, pp. 2429–2473.

26) 榿木　亨・岩田好一朗・後野正雄：防波堤斜面上の最大水粒子速度について，昭和54年度 関西支部年講概要，1979, pp. II–60–1 ~ II–60–2.

27) 榿木　亨・岩田好一朗・小林　真：急斜面による波の共振現象に関する実験的研究 — 特に水粒子速度について —，第35回土木学会年講概要集，1980.（発表予定）

28) Bruun, D. and Johannesson, P.: Parameters Affecting Stability of Rubble Mounds, Proc. ASCE, WW2, May, 1976, pp. 141–164.

29) Massel, S. R. and Mei, C.C.: Transmission of Random Wind Waves through Perforated or Porous Breakwaters, Coastal Engineering, 1, 1977, pp. 63–78.

30) 合田良実：波浪の統計的性質とその応用，水工学シリーズ 75–B–1, 1975.

31) 服部昌太郎：多孔壁式防波堤の水理，第18回海講論文集，1971, pp. 115–120.

32) 榿木　亨・岩田好一朗：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.

33) Ippen, A. T.: Estuary and Coastline Hydrodynamics, McGraw-Hill, 1966.

34) Jarlan, G. E.: A Perforated Vertical Wall Breakwater, The Dock and Harbour Authority, Vol. XII, No. 486, April, 1961, pp. 394–398.

35) 榿木　亨・岩田好一朗：二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波効果について，土木学会論文報告集，第262号，1977, pp. 41–54.

36) 榿木　亨・岩田好一朗：多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二・三の考察，土木学会論文報告集，第220号，1973, pp. 53–63.

37) 井島武士・奥薗英明・湯村やす・牛房幸光：直立消波護岸における透過壁と遊水部の機能，第23回海講論文集，1976, pp. 85–87

38) Kondo, H.: Analysis of Breakwaters Having Two Porous Walls, Coastal Structures 79, ASCE, Vol. 1, 1979, pp. 962–977.

39) 井島武士・奥薗英明・牛房幸光：直立消波護岸の構造と周波数特性について，第24回海講論文集，

1977, pp. 255–259.

40) Morden, D. B., Richey, E. P. and Christensen, D. R.: Decomposition of Co-existing Random Energy, Proc. 15th ICCE, 1976, pp. 846–865.

41) 槌木　亨・岩田好一朗・冨士川洋一：不規則波に対する鉛直消波岸壁の消波効果に関する一検討，土木学会論文報告集，第263号，1977, pp. 63–76.