

直立消波構造物の水理的特性

室蘭工業大学工学部土木工学科教授 近 藤 俣 郎

1. まえがき

1965年の当研修会で尾崎¹⁾が「消波構造論」と題して、消波の方法と消波構造物について始めて体系的に論じてから16年の歳月が過ぎようとしている。この間、港湾、海岸、漁港ならびに水産土木関連の公共事業の進展は目覚ましいものがあり、それに伴ってプレキャスト・コンクリート製の異形ブロックで代表される消波用の構造物のある風景が、津々浦々に見出されるようにまで到っている。

こうした状況は、直接的には経済の高度成長にあずかっていたには違いないが、海岸工学とりわけ消波構造物に関する研究の質量ともの充実がその基盤を築いた事実は技術者達の認めるところであろう。この分野の研究の最近の傾向はかなり細分化しており、構造物を特定した場合についての詳しい理論解析や実験がなされている。

しかしながら、消波構造物が多様化すればする程、その基礎的、一般的な特性を認識しておくことが計画・設計に関与する技術者に必要とされるに違いない。

本講では、1950年代からの歴史を有する異形ブロックを用いた傾斜堤や被覆堤に代って、近年になって急速に普及しつつある直立式の透水性構造物を主対象にして、その消波性能や波力などの基本的なことを、水理学的見地からごく一般的に述べることにする。

2. 消波構造物の種類

直立式の消波構造物が設置されるようになったのは、海岸線や水域を有効かつ高度に利用する必要にせまられたことが主たる理由と考えられるが、更に今日的に言えることは、傾斜堤に比べて占有容積が小さいことは省資源、省エネルギーの面からも利点である。

消波構造物の分類法は観点によっていろいろな分類があると思われるが、構造型式の見地からは次のような種類にわけられる。

- (a) 傾斜堤：異形ブロックなどを台形に積んだもの
- (b) 消波ブロック被覆堤：直立の壁体の前面をブロックなどで被うもの
- (c) 直立透水層堤：石やブロックを枠の中に詰めたもの、あるいはブロックを積重ねて形成される直立の透水性堤体
- (d) 多孔壁堤：多孔壁やスリット壁をもつ直立堤
- (e) 浮消波堤：けい留した浮体によって消波するもの
- (f) その他：空気防波堤、波力エネルギー吸収堤、共鳴式消波装置など特殊な消波構造物

この分類を施設別の用途と組合せてまとめたものが、表-1である。

表一 消波構造物の型式と用途

施設名 構造型式	(A) 防波堤, 防砂堤	(B) 導流堤, 突堤	(C) 海岸堤防, 護岸	(D) けい船岸
(a) 傾斜堤	○	○		
(b) 消波ブロック被覆堤	○	△	○	△
(c) 直立透水層堤	○	△	○	○
(d) 多孔壁堤	○		△	○
(e) 浮消波堤	△			△

注 ○：一般に用いられている組合せ

△：いくらか用いられている組合せ

3. 直立消波構造物による波の変形

1) 概説

消波構造物に入射波が作用した場合に生ずる反射波や伝達波の大きさを推定したり，堤体内の速度や圧力の分布を求めることは，計画・設計上欠くことができない。

本節では，最初に透水層内の波動を支配する基本式を導びき，その後に最も単純な直立透水層堤と多孔壁堤についての反射率と伝達率を求める式を誘導する。

2) 透水層内の波

図-1のような長い透水層内を伝わる二次元の水波を扱う。ここでは長波を対象とした Madsen ら²⁾の解析に従う。透水層は水理的に等方性とし，空隙率を λ とする。流量流速の x ， z 方向成分を u ， w とすると，それらと実流速の成分との間に次の関係がある。

$$u = \lambda u_s, \quad w = \lambda w_s \quad (1)$$

連続の式は，水を非圧縮性とし，また透水層が変化しないとすると， u ， w について二次元オイラーの連続の式が成立する。それと(1)式の関係から下式が得られる。

$$\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial w_s}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

上式を水底から水面まで積分すると

$$\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial u_s}{\partial x} \cdot dz + \int_{-h}^{\eta} \frac{\partial w_s}{\partial z} \cdot dz = \frac{\partial [u_s(h+\eta)]}{\partial x} + w_{s,\eta} - w_{s,-h}$$

$$\equiv 0 \quad (3)$$

ここで $w_{s,-h}$ は水底における w_s である。水底は水平で不透水とするからその値は0である。 $w_{s,\eta}$ は水面における w_s であるから，長波の場合はそれは $\partial \eta / \partial t$ で近似できる。(3)式の中央の式をこれらの関係によって書き改め，かつ $\eta \ll h$ とすると連続の式として下式を得る。

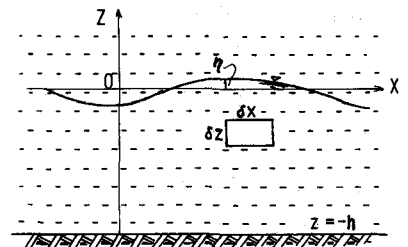


図-1 透水層内の水波

$$\lambda \frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

次に運動方程式を導くには、ナビエ・ストークスの式から始める手法を用いるのが通例であるが、次のように直截的に導くこともできる。

図-1に示す δx , δz の辺長をもつ空間に固定された要素 (control volume と呼ばれる) を取り上げ、この要素に出入りする流体に運動量の定理を適用すると、「要素内の流体に作用する外力の合力は運動量の増加の割合と要素から出てゆく正味の運動量の流れの和に等しい」となる。それをベクトル式で表現すると下式のようなになる。

$$\Sigma \mathbf{F} = \frac{d(m\mathbf{V})}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \left[\iiint_{cv} \rho \mathbf{V}_s dV \right] + \iint_{cs} \rho \mathbf{V}_s \mathbf{V}_s \cdot d\mathbf{S} \quad (5)$$

まず x 方向成分について考える。左辺の外力のうちで圧力によるものは下のようになる。

$$\delta F_p = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \delta x \cdot \delta z \quad (6)$$

他の外力としては固体が流体に及ぼす抵抗力があり、それは抗力 δF_d と慣性力 δF_I からなる。

$$\delta F_d = -\rho (\alpha + \beta \sqrt{u^2 + w^2}) u \delta x \delta z \quad (7)$$

ここで α , β は透水層の抵抗に関する係数である。

慣性力 δF_I は流体の加速度に比例する。この場合の基準とする速度は、流量流速ではなく実流速を用いるべきであり、また δF_I は要素 $\delta x \cdot \delta z$ 内の固体の体積 δV_s に比例するから

$$\begin{aligned} \delta F_I &= -\rho (1 + \kappa) \frac{Du_s}{Dt} \cdot \delta V_s \\ &= -\rho (1 + \kappa) \frac{Du_s}{Dt} (1 - \lambda) \delta x \delta z \end{aligned} \quad (8)$$

ここで κ は固体部分の付加質量係数であり、質量係数 C_M とは次の関係がある。

$$C_M = 1 + \kappa \quad (9)$$

次に(5)式の右辺第一項すなわち要素内の運動量の変化の割合は、 $\delta x \cdot \delta z$ 中の流体の容積を δV_f として次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\iiint_{cv} \rho u_s dV \right] = \rho \frac{\partial}{\partial t} (\delta V_f \cdot u_s) = \rho \lambda \frac{\partial u_s}{\partial t} \cdot \delta x \delta z \quad (10)$$

また(5)式の右辺第二項は要素から出てゆく運動量の流れ (Momentum Flux) を意味するから、次のように求められる。

$$\begin{aligned} \left[\iint_{cs} \rho \mathbf{V}_s \mathbf{V}_s \cdot d\mathbf{A} \right]_x &= \rho \left[\iint_{cs} \mathbf{V}_s (u_s \lambda dx + w_s \lambda dz) \right]_x \\ &= \rho \lambda \left[\iint_{cs} u_s^2 \delta x + \iint_{cs} u_s w_s \delta z \right] = \rho \lambda \left[\frac{\partial}{\partial x} (u_s^2) + \frac{\partial}{\partial z} (u_s w_s) \right] \delta x \delta z \\ &= \rho \lambda \left[\left\{ u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + w_s \frac{\partial u_s}{\partial z} \right\} + u_s \left(\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial w_s}{\partial z} \right) \right] \delta x \delta z \end{aligned}$$

上式の右辺の () 内は非圧縮性流体では 0 となるから

$$\left[\iint_{cs} \rho \mathbf{V}_s \cdot d\mathbf{A} \right]_x = \rho \lambda \left(u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + w_s \frac{\partial u_s}{\partial z} \right) \delta x \delta z$$

$$= \rho \lambda \left(\frac{Du_s}{Dt} - \frac{\partial u_s}{\partial t} \right) \delta x \delta z \quad (11)$$

ただし

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_s \frac{\partial}{\partial x} + w_s \frac{\partial}{\partial z}$$

式 (5) に (6) ~ (11) を代入し、整理すると下式を得る。

$$\rho \left[1 + \kappa (1 - \lambda) \right] \frac{Du_s}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x} - \rho \left(\alpha + \beta \sqrt{u^2 + w^2} \right) u \quad (12)$$

ここで u_s に代えて u を用いることにし、また

$$\tau = 1 + \kappa (1 - \lambda) = \lambda + C_M (1 - \lambda)$$

という、一種の慣性係数を定義すると (12) 式は下のように書き改められる。

$$\frac{\tau}{\lambda} \cdot \frac{Du}{Dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \left(\alpha + \beta \sqrt{u^2 + w^2} \right) u \quad (12')$$

同様に z 方向についても下のように導かれる。

$$\frac{\tau}{\lambda} \cdot \frac{Dw}{Dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \left(\alpha + \beta \sqrt{u^2 + w^2} \right) w \quad (13)$$

ここで長波近似を用いると、 $u \gg w$ であることから式 (13) より

$$p = \rho g (\eta - z) \quad (14)$$

という静水圧分布となることが示される。この条件から (12') は下のように表現される。

$$\frac{\tau}{\lambda} \cdot \frac{Du}{Dt} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + (\alpha + \beta |u|) u = 0 \quad (13')$$

ここで小振幅波を対象にすると $Du/Dt \approx \partial u / \partial t$ となる。また

$$\alpha + \beta |u| = f \cdot \frac{\sigma}{\lambda} \quad (15)$$

とおくことにする。ただし、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 T は波の周期である。これらの条件において (13') 式は次のようになる。

$$\frac{\tau}{\lambda} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + f \frac{\sigma}{\lambda} u = 0 \quad (16)$$

なお、定常流での透水係数を k_p とおくと、

$$u = -k_p \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (17)$$

であるから、 k_p と抵抗係数 f との関係は次のようになる。

$$k_p = (\lambda g / f \sigma) \quad (18)$$

ただし、完全な層流状態では、 $k_p = g / \alpha$ である。

式 (4) と (16) から η と u に関する偏微分方程式が下のように求まる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{\tau}{gh} \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{f\sigma}{gh} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\tau}{gh} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{f\sigma}{gh} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

この式の解は次のようになる。

$$\eta = a e^{i(\sigma t - \bar{k}x)} + b e^{i(\sigma t + \bar{k}x)} \quad (20)$$

$$u = \sqrt{\frac{g}{h}} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{\tau - if}} \left[a e^{i(\sigma t - \bar{k}x)} - b e^{i(\sigma t + \bar{k}x)} \right] \quad (21)$$

ここで $\bar{k} = k \sqrt{\tau - if} = m - in$

$$\left. \begin{aligned} k &= \sigma / \sqrt{gh} \\ m &= \sigma \sqrt{\frac{\tau}{gh} \left[\frac{1}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + (f/\tau)^2} \right\} \right]} \\ n &= \sigma \sqrt{\frac{\tau}{gh} \left[\frac{1}{2} \left\{ -1 + \sqrt{1 + (f/\tau)^2} \right\} \right]} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

上式の η と u の解は、進行波と後退波の両者とも存在する場合についてのものであり、 a 、 b はそれぞれの波についての原点 ($x=0$) における振幅を表わしている。進行波に関するその他の性質についても調べられている³⁾。

3) 直立透水層堤の解^{4)~6)}

図-2 のような有限幅員の透水層からなる直立堤による波の変形の理論は2)の結果を応用して次のように求められる。図の①と③の領域は水のみであるから、そこで方程式は式(4)と(16)において、 $\lambda = \tau = 1$ 、 $f = 0$ とおくことによって、次のようになる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (24)$$

ここで、領域①では入射波と反射波が存在するが、③では伝達波のみしかないとを念頭におくと、①と③における η と u の解はそれぞれ次のようになる。

波形は、

$$\eta_1 = a_i e^{i(\sigma t - kx)} + a_r e^{i(\sigma t + kx)} \quad (25)$$

$$\eta_3 = a_t e^{i\{\sigma t - k(x-l)\}} \quad (26)$$

ここで下付きの数字は領域を、記号 i 、 r 、 t はそれぞれ入射、反射、伝達の各波についてのものを表わす。 a_t は $x=l$ での複素振幅である。同様に水粒子速度は

$$u_1 = \sqrt{\frac{g}{h}} (a_i e^{-kx} - a_r e^{ikx}) \cdot e^{i\sigma t} \quad (27)$$

$$u_3 = \sqrt{\frac{g}{h}} \cdot a_t e^{i\{\sigma t - k(x-l)\}} \quad (28)$$

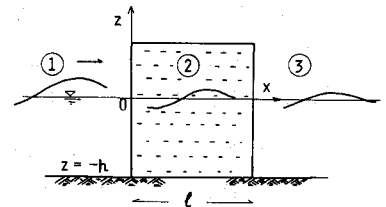


図-2 直立透水層堤

堤体内の領域②の η , u は(20), (21)式で η , u , a , b にサフィックス記号2を付け、後退波の項において $\bar{k}x$ の代りに $\bar{k}(x-l)$ とおいたものになる。

次に堤体表面における境界条件を調べる。その一つは質量保存則すなわち連続の式である。これは図-3に示すように、水理的性質(λ , f など)の異なる二つの水域($j-1$, j)の鉛直境界面について、微小距離 Δx だけ隔てた二つの面の間を、(4)の連続の式を積分すると

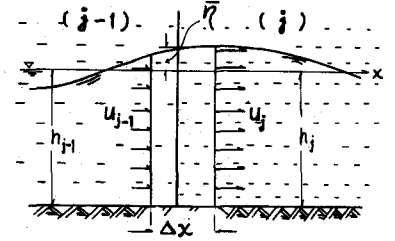


図-3 異なる透水層の境界

$$\begin{aligned} q_{j-1} - q_j &= [u(h + \eta)]_{j-1} - [u(h + \eta)]_j \\ &= \bar{\lambda} \frac{\partial \eta}{\partial t} \cdot \Delta x \end{aligned}$$

ここで Δx が十分に小さいと考え、かつ $\eta \ll h$ とするなら次式が得られる。

$$[uh]_{j-1} = [uh]_j \quad (29)$$

いま一つの条件は運動量もしくはエネルギーの保存則であるが、流水断面積が急変する場合であるから前者を用いるのが妥当である。エネルギー損失がある場合の運動量保存則は後出する4)を参照すると一般に次のように表わされると考えられる。

$$\eta_j = \eta_{j-1} + M \frac{\partial u_j}{\partial t} + K |u_j| u_j$$

ここで、 M と K はそれぞれ一種の慣性係数と損失係数に相当する。最終的な目的が反射率や伝達率にあるとすると、有限幅員の場合は境界面における損失などよりも、堤体内部でのそのの方が支配的と考えられるから、上式右辺の第二、三項を無視する方法がとられる。もっとも第三項は内部の抵抗係数 f の中にも含めることも可能である。これより、図-2のような直立透水層堤の境界条件は下のようにおける。

$$x = 0 ; u_1 = u_2, \quad \eta_1 = \eta_2 \quad (30)$$

$$x = l ; u_2 = u_3, \quad \eta_2 = \eta_3 \quad (31)$$

(30), (31)の四式に(20), (21)および(25)~(28)式を代入し、 a_r , a_2 , b_2 , a_t , U_2 を求めると下式のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_r}{a_i} &= (1 - \epsilon^2) (e^{i\bar{k}l} - e^{-i\bar{k}l}) / B \\ \frac{a_2}{a_i} &= 2(1 + \epsilon) e^{i\bar{k}l} / B, \quad \frac{b_2}{a_i} = -2(1 - \epsilon) / B \\ \frac{a_t}{a_i} &= 4\epsilon / B \\ U_2 &= 2a_i \epsilon \sqrt{\frac{g}{h}} \left[(1 + \epsilon) e^{-i\bar{k}(x-l)} + (1 - \epsilon) e^{i\bar{k}(x-l)} \right] / B \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} B &= (1 + \epsilon)^2 e^{i\bar{k}l} - (1 - \epsilon)^2 e^{-i\bar{k}l} \\ \epsilon &= \lambda / \sqrt{\tau [1 - i(f/\tau)]} \\ U_2 &= u_2 e^{-i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

反射率 K_R ，伝達率 K_T は入射波高 $H_i = 2a_i$ に対する反射波高 $H_r = 2|a_r|$ ，伝達波高 $H_t = 2|a_t|$ の比として次のように定義される。

$$K_R \left(\frac{H_r}{H_i} \right) = \frac{|a_r|}{a_i},$$

$$K_T \left(\frac{H_t}{H_i} \right) = \frac{|a_t|}{a_i}$$

(34)

以上の解から，図-2のような一様水深にある均質な直立透水層堤の反射率，伝達率などは f/τ ， $\lambda/\sqrt{\tau}$ および $\lambda k l$ の三変数の関数として得られる。

図-4，5はMadsenら^{6), 2)}による石や異形ブロック積に対応する $\lambda/\sqrt{\tau} = 0.45$ についての K_R, K_T のグラフである。これより，伝達率は堤体の相対幅員(l/L)に比例する $\lambda k l$ と抵抗係数に比例する $f/\sqrt{\tau}$ の増加にともなってほぼ指数関数的に減少する。一方，反射率は $\lambda k l$ の値によって振動しており，その変動性は $f/\sqrt{\tau}$ が小さいほど顕著になる。なお，同図に示されていない $\lambda k l < 0.1$ については，(33)式に

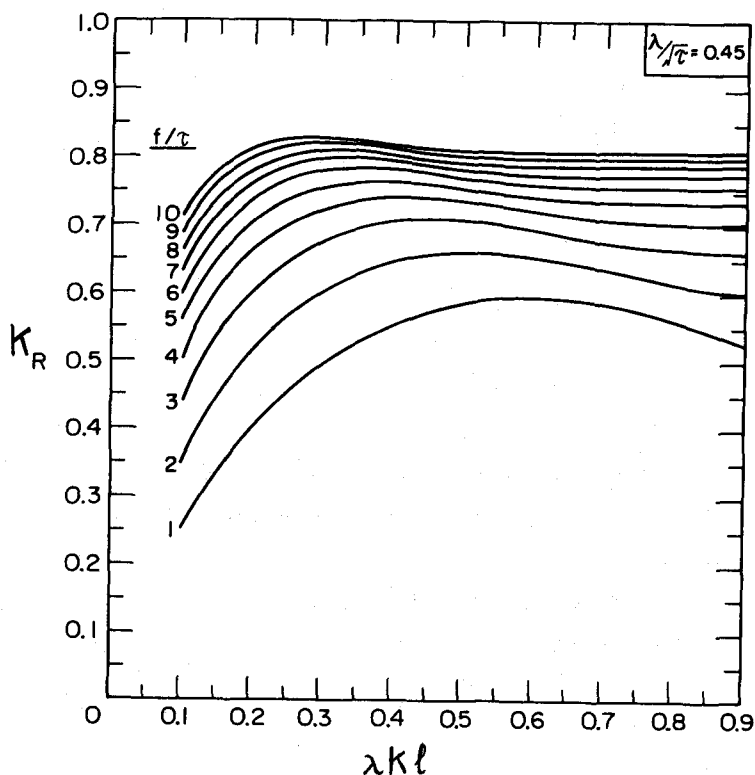


図-4 直立透水層堤の反射率²⁾

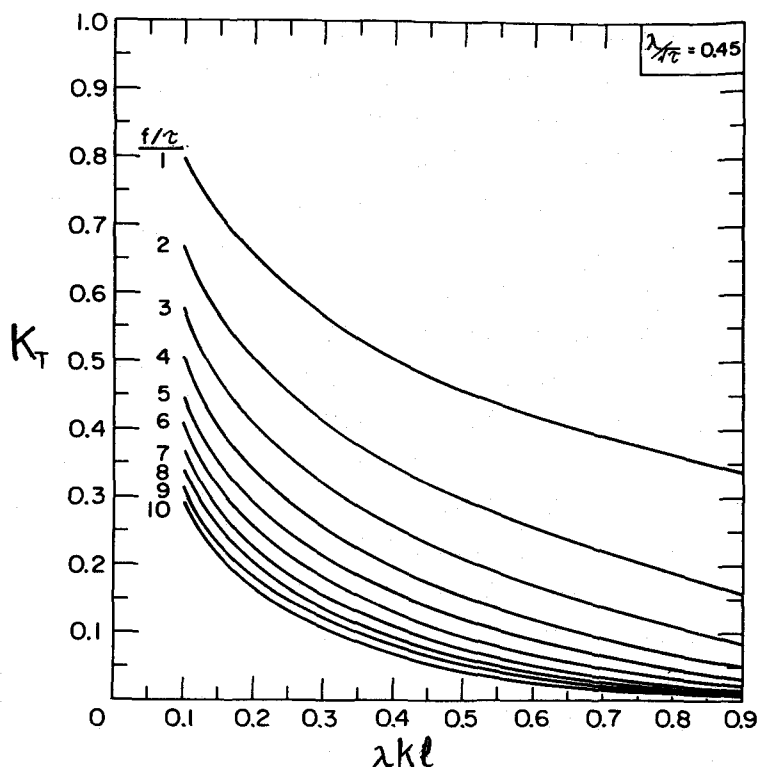


図-5 直立透水層堤の伝達率²⁾

において $ikl \ll 1$ として得られる a_r, a_t, U_2 を有理化することで下のように簡略化した解を用いることができる。

$$\left. \begin{aligned} K_R &= \sqrt{\frac{(\tau - \lambda^2)^2}{f^2} + 1} \cdot \frac{F}{1+F} \\ K_T &= \frac{1}{1+F} \\ |U_2| &= a_i \sqrt{\frac{g}{h}} \cdot \frac{1}{1+F} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

ここで $F = kl f / 2\lambda$

この種の解は、浅水波については富永ら⁷⁾、井島ら⁸⁾、Sollittら^{9), 10)} が得ている。長波についても二層以上の場合を扱ったものや^{11), 12)} 遊水部をもつような護岸型を対象とした解法などもある¹¹⁾。図-6, 7は近藤が¹³⁾ 上出の解を堤体前後の水深が異なる場合に拡張した解によって計算した例である。

実際の消波構造物について K_T, K_R, U_2 などを(33), (35)式によって計算するには完全層流以外では、式(15)にあるように f は u の関数であるから、繰返し計算が必要である。

4) 多孔壁堤

円形多孔壁やスリット壁をもつケーソン防波堤や、木杭や鋼管杭で作られた護岸や防波堤などは、波長や水深に比べてかなり薄い多孔性の壁である。この種の構造物については岩田¹⁴⁾が前回の本シリーズでかなり詳しく紹介しているし、また堀口ら^{15), 16)}が精力的に研究している。

多孔壁堤の特性は、透水層堤とは異なっていて狭い多孔壁の付近にのみエネルギー損失が起る。そしてその効果は単一の多孔壁としてではなくて、不透水壁や他の多孔壁と組合せることによって発揮される。

さて、ここでは3)と同様に長波近似で、壁厚が波長に比べてきわめて薄いスリット壁を対象にしたMeiら¹⁷⁾の手法を応用した解を示す。

図-8のように幅 B の水路の中に b のスリットがあり、波は左から右に進行するものとする。ここで、水路幅に比べて十分大

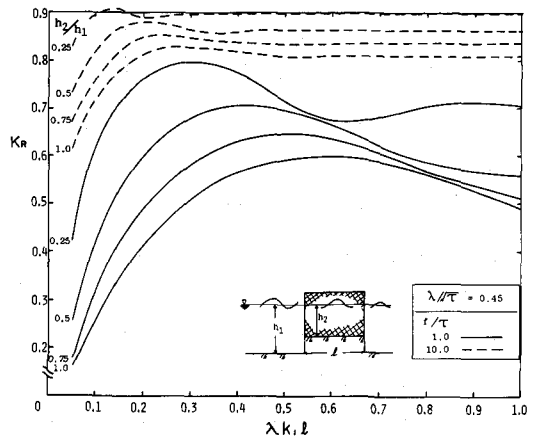


図-6 段上りの反射率に対する影響

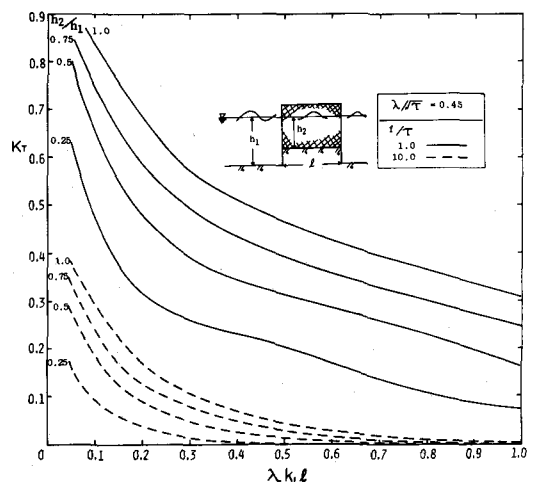


図-7 段上りの伝達率に対する効果

きいが、波長に比べるときわめて小さいような、スリット部を挟む二つの断面①、②を考える。また間隙を通過する噴流の最小断面積のところ（Vena Contracta）の断面㉔とし、①と㉔、㉔と②の間の領域をそれぞれコントロール・ボリュームとして扱う。まず連続の式は小振幅波を対象にしかつ水深が同じなら

$$u_1 S = u_c S_c = u_2 S \quad (36)$$

となる。ここで $S = Bh$, S_c は㉔での流水断面積。

運動方程式については、同図に示すように流速の場所的な変動が大きいため対流加速度 $u (\partial u / \partial x)$ は無視できない。まず①と㉔の区間については(24)式の左辺に対流加速度項を加えた運動方程式を積分する。

$$\int_{①}^{㉔} \frac{\partial u}{\partial t} \cdot dx + \frac{1}{2} (u_c^2 - u_1^2) = g (\eta_1 - \eta_c) \quad (37)$$

㉔と②の間では、エネルギー損失が生じているので運動量保存の式を立てる。

$$\int_{①}^{㉔} \rho \frac{\partial Q}{\partial t} dx + \rho Q (u_2 - u_c) = \int_{㉔} p ds - \int_{②} p ds + P_{c,2}$$

ここで $S_J(x, t)$ を噴流の有効断面積, η_2, η_c を②, ㉔の水位とする。また上式中の $P_{c,2}$ は㉔から②の間で x 方向にかかる圧力であることに留意し、その間の平均水位 η_e を η_c で近似させることにするなら、下式を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{㉔}^{②} S_J \cdot \frac{\partial u}{\partial t} \cdot dx + (S_2 u_2^2 - S_c u_c^2) \\ &= g \left[\frac{b_c (h + \eta_c)^2}{2} - \frac{B (h + \eta_2)^2}{2} + (B - b_c) \frac{(h + \eta_e)^2}{2} \right] \\ &\doteq g S_2 (\eta_c - \eta_2) \end{aligned} \quad (38)$$

(37) に S_2 を乗じたものから (38) を差引くと, $S_1 = S_2 = S (= Bh)$ であるから次式を得る。

$$\eta_1 - \eta_2 = \frac{u_2^2}{2g} \left(\frac{S}{S_c} - 1 \right)^2 + \frac{1}{g} \left[\int_{①}^{㉔} \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int_{㉔}^{②} \frac{\partial u}{\partial t} \cdot \frac{S_J}{S} \cdot dx \right] \quad (39)$$

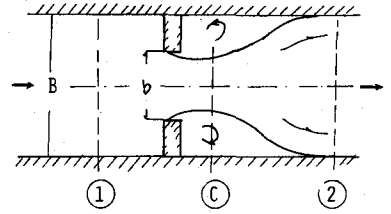
ここで

$$L \frac{\partial u_2}{\partial t} = \int_{①}^{㉔} \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int_{㉔}^{②} \frac{\partial u}{\partial t} \cdot \frac{S_J}{S} dx \quad (40)$$

$$C_{ls} = \left(\frac{S}{S_c} - 1 \right)^2 = \left(\frac{S}{CS_0} - 1 \right)^2 \quad (41)$$

ただし $S_c = CS_0$, S_0 はスリットの断面積, C を縮流係数とすると, (39)式は下のように書き直せる。

$$\eta_1 - \eta_2 = \frac{C_{ls}}{2g} u_2 |u_2| + \frac{L}{g} \cdot \frac{\partial u_2}{\partial t} \quad (42)$$



図—8 スリット付近の平面図

式(36)と(42)が、きわめて薄いスリット壁に関する境界条件式に相当する。スリット壁以外の多孔壁でも、 C_{ls} 、 L の値が知れば適用される。 C_{ls} は水頭損失係数で、 L は見掛けのオリフィス長さ (Apparent Orifice Length) と呼ばれるが、一種の慣性係数である。これらの係数については5)で述べる。(42)式は透水層表面など水理的に異なる二つの水域での境界条件の一つとして用いることもできる。

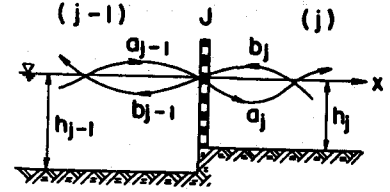


図-9 多孔壁の周りの波

多孔壁堤の反射率と伝達率は次のようにして推定される¹⁸⁾。図-9のように一枚の多孔壁の前後の水域をそれぞれ $(j-1)$ 、 (j) とする。各水域には進行方向が逆な二種類の波が存在すると考えると (j) 水域の波形と水平水粒子速度の解は次のようになる。

$$\eta_j = a_j e^{i(\sigma t - k_j x)} + b_j e^{i(\sigma t + k_j x)} \quad (43)$$

$$u_j = \sqrt{\frac{g}{h_j}} \left[a_j e^{i(\sigma t - k_j x)} - b_j e^{i(\sigma t + k_j x)} \right] \quad (44)$$

境界条件は多孔壁の位置 x_J で、連続の式として(29)式が、また運動保存の式として(42)式の表現を変えた次式が成立しなくてはならない。

$$\eta_{j-1} = \eta_j + \frac{L^+}{g} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial t} + \frac{C_l^+}{2g} |u_j| u_j \quad (45)$$

ここで上付の $^+$ は x の正方向に流れる場合を意味する。(43)、(44)式を(29)、(45)式に代入して多孔壁の位置での b_{j-1} 、 a_j の振幅と a_{j-1} のそれとの比を求めると、次のようになる。

$$\frac{\bar{b}_{j-1,J}}{\bar{a}_{j-1,J}} = \frac{-1 + \frac{k_j}{k_{j-1}}(1 + A_{j-1,j}) + 2\left(\frac{\bar{b}_{j,J}}{\bar{a}_{j-1,J}}\right)}{1 + \frac{k_j}{k_{j-1}}(1 + A_{j-1,j})} \quad (46)$$

$$\frac{\bar{a}_{j,J}}{\bar{a}_{j-1,J}} = \frac{\frac{2k_j}{k_{j-1}} + \left[1 + \frac{k_j}{k_{j-1}}(A_{j-1,j} - 1) \right] \cdot \left(\frac{\bar{b}_{j,J}}{\bar{a}_{j-1,J}} \right)}{1 + \frac{k_j}{k_{j-1}}(1 + A_{j-1,j})} \quad (47)$$

$$\text{ここで } \bar{a}_{j,J} = a_j e^{-ik_j x_J} \quad (48)$$

$$\bar{b}_{j,J} = b_j e^{ik_j x_J} \quad (49)$$

$$A_{j-1,j} = \sqrt{\frac{g}{h_j}} \left(\frac{C_{l,J}^+}{2g} |u_{j,J}| + i\sigma \frac{L_J^+}{g} \right) \quad (50)$$

式(46)、(47)は一枚の多孔壁について得られる式である。これを用いて任意の数の多孔壁を有する透過堤あるいは不透過堤の反射率、伝達率を求めることは、数学的には可能である。なお、隣合う二枚の透水壁間の両端での振幅の相互関係は、図-10に示す記号に従えば次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{a}_{j,J+1} &= \bar{a}_{j,J} e^{-ik_j(x_{J+1} - x_J)} = \bar{a}_{j,J} e^{-ik_j B_j} \\ \bar{b}_{j,J+1} &= \bar{b}_{j,J} e^{ik_j B_j} \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

C_l 、 L は流速の正負によって異なる値をとるケースもあるが、以下では $C_l^+ = C_l^- = C_l$ 、 $L^+ = L^- =$

L のように正負で変わらないとしている。多孔壁が一枚だけの透過堤と不透過堤の例を紹介するが、二枚の多孔壁の場合についても解が求められている^{18), 19)}。

(a) 単一多孔壁堤 ($J = 1, j = 0, 1$)

これは3)の場合の幅がきわめて薄い場合に相当する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_r}{a_i} &= \frac{-1 + \frac{k_1}{k_0} (1 + A_{0,1})}{1 + \frac{k_1}{k_0} (1 + A_{0,1})} \\ \frac{a_t}{a_i} &= \frac{2 \frac{k_1}{k_0}}{1 + \frac{k_1}{k_0} (1 + A_{0,1})} \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

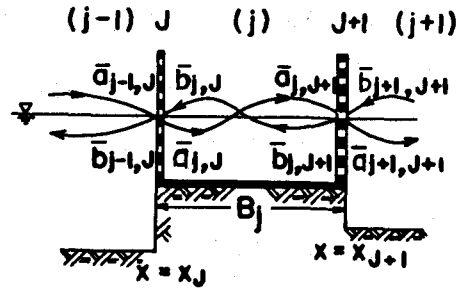


図-10 二枚の多孔壁の間の波

$$\text{これらの式は} \quad \frac{a_r}{a_i} + \frac{a_t}{a_i} = 1 \quad (53)$$

の関係を満足する。この性質は波長に比べて幅の狭い単一透過堤の特徴である（ただし、反射率と伝達率の和が1であることは意味していないことに注意！）。しかし、有限幅の透水層や、複数の多孔壁をもつ透過堤については当てはまらない。 K_R, K_T は(52)式の絶対値として得られるが、それらは(35)式において λ^2 の項を無視し

$$f = \frac{\lambda C_L}{2 \sigma l} |u|, \quad \tau = \frac{\lambda L}{l} \quad (54)$$

としたものに相当する。

(b) 一枚多孔壁不透過堤 ($J = 1, 2, j = 0, 1, 2$)

これは前壁が多孔壁（スリット壁などその他の透水壁も含む）で後壁が不透壁で、水室を有する消波ケーソン堤に相当し、発明者の名を取り Jarlan 式として知られている。不透壁 ($J = 2$) のところは $u = 0$ という境界条件となる。伝達波はないから反射波のみが問題となる。

$$\frac{a_r}{a_i} = \frac{-1 + \frac{k_1}{k_0} (1 + A_{0,1}) + \left[1 + \frac{k_1}{k_0} (1 - A_{0,1}) \right] e^{-2i k_1 l}}{1 + \frac{k_1}{k_0} (1 + A_{0,1}) - \left[1 - \frac{k_1}{k_0} (1 - A_{0,1}) \right] e^{-2i k_1 l}} \quad (55)$$

この式の a_r の解は、座標の取り方などにより若干表現は異なるが Terrett²⁰⁾の解と同じである。

4. 消波構造物の抵抗特性

1) 石および異形ブロック積の抵抗係数

石や異形ブロックなど粒状の材料を積んだ透水層が流れに及ぼす抵抗は、一次元の定常流では(12)式から、Dupuit - Forchheimer 則といわれる下式で表現される。

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dp}{dx} = u(\alpha + \beta |u|) \quad (56)$$

ここで透水層の長さ l としてその間の損失水頭 Δh を求めると次のようになる。

$$\frac{\Delta h}{l} = \frac{u}{g}(\alpha + \beta |u|) = \left[2 \left(\beta + \frac{\alpha}{|u|} \right) \right] \cdot \frac{u |u|}{2g} \quad (57)$$

石積についての α , β は古くからさまざまな表現が提案されているが Engelund による下式を準用する⁴⁾。

$$\alpha = \alpha_0 \frac{(1 - \lambda)^3}{\lambda^2} \cdot \frac{\nu}{d_r^2} \quad (58)$$

$$\beta = \beta_0 \frac{(1 - \lambda)}{\lambda^3} \cdot \frac{1}{d_r} \quad (59)$$

ここで ν は流体の動粘性係数, d_r は石の代表径である。 α_0 , β_0 の値は石の形状によって支配される常数であるので, 実験者によって異なる値をとっている。表-2 には範囲をもたせて示してある。異形ブロックなどについても石積と類似な抵抗特性があると考えられるから, 土木研究所の実験値²¹⁾を用い, d_r をブロック個体の容積 V_b から下式で定義することによって, α_0 , β_0 を求めたものを同表に示す。

$$d_r = V_b^{1/3} \quad (60)$$

ただし, 球積²²⁾と立体格子²³⁾についての d_r としては球と円柱の直径を採用している。

表-2 各種材料の α_0 と β_0

個体の種類	テトラポット		六脚		中空三角		ホロースケ		三連		石	球	立体格子
	整積	乱積	整積	乱積	整積	乱積	整積	乱積	整積	乱積	乱積	整積	整積
α_0	1200	2100	19000	5000	3500	9600	800	1500	1300	2100	800 ~ 1500	520	750
β_0	1.7	2.2	7.1	3.5	2.9	4.7	1.4	1.8	1.7	2.2	1.8 ~ 3.6	0.85	0.35

2) 多孔壁の損失係数

多孔壁などの薄い透水壁の損失水頭は, 一次元定常流を対象にすると, 一枚の壁について下のようにおける。

$$\Delta h = C_l \cdot \frac{u |u|}{2g} \quad (61)$$

損失水頭係数 C_l と 1) の α , β との関係は, 壁厚を d_w として次のようになる。

$$C_l = 2d_w \left(\beta + \frac{\alpha}{|u|} \right) = \frac{2d_w f \sigma}{\lambda |u|} \quad (62)$$

単一の薄いスリット壁についての C_l は (41) 式で推定できるが, スリットや孔が近接していて, そこを通過する際に噴流が相互に干渉するような場合には原則的には適用できない。円形多孔壁については, 定常流実験が行われており²⁴⁾, その結果, 乱流域ではおよそ下式で表わされる。

$$C_l = \frac{0.48}{\lambda^{2.5} (d_w / \phi)} \quad (63)$$

ここに、 ϕ は孔径である。

1), 2)を問わず以上のような定常流の α_0 , β_0 , C_I などが、そのまま波の場合に使えるのかという疑問があるが、ブロックや球のような場合は非定常の場合も定常の場合とあまり大きな違いがないことが確かめられている^{25), 26)}。しかし、多孔壁のような場合については未だ確かめられてはいない。

C_I と抗力係数 C_D との関係は、抗力を計算する基準の流速を流量流速を用いると下ようになる。

$$C_I = (1 - \lambda) C_D \quad (64)$$

3) 慣性係数

3節で示した τ は、透水性の粒状体や壁における流れについて、それらが無い場合に対する見掛け上の力や質量の比を示すものである。ここでは慣性係数と呼ぶことにする。 τ と質量係数 C_M ならびに付加質量係数 $\kappa (= C_M - 1)$ との関係は下のようなのである。

$$\tau = 1 + \kappa (1 - \lambda) = \lambda + (1 - \lambda) C_M \quad (65)$$

石や異形ブロック積のように空隙の寸法が個体のそれとほぼ同じ程度の場合では、空隙内の流体の一部もしくは全部が付加質量になることが考えられるから、 κ は、

$$0 \leq \kappa \leq \frac{\lambda}{1 - \lambda} \quad (66)$$

したがって、 τ は、

$$1 \leq \tau \leq 1 + \lambda \quad (67)$$

の範囲にあると考えられるが、正確にはわかっていない。またうすい多孔壁などに用いられる見掛けのオリフィス長さ L と τ , C_M との関係は(16)式と(45)式から、次のようになる。

$$L = \frac{\tau d_w}{\lambda} = \left[1 + \frac{(1 - \lambda)}{\lambda} C_M \right] \cdot d_w \quad (68)$$

L については Mei ら¹⁷⁾が単一スリットについて音響学の理論値を紹介しており、円形多孔壁については波力実験による推定値が発表されている²⁴⁾。

5. 直立消波構造物に作用する波力

構造物に作用する波力を構造物の種類によって分類すると(1)孤立物体、(2)不透水壁体、(3)透水性構造物に分けられる。このうち(1)、(2)の波力はかなり良くわかっていて設計上あまり不自由はない。しかし、(3)については3, 4節で述べたように水理学的に未だ不明確な点が多く、今後の実験的研究によって解明されなくてはならない問題が多々ある。

透水性構造物に作用する波力は、理論的にはすべての固体部分の表面に働く圧力と剪断力を積分することで求められることになる。このことは(1)でさえもできないのであるから、特殊なケースを除けば(1)か(2)のいずれかの手法を準用して推定することになる。田淵ら²⁷⁾は(1)の立場から単円柱に関する Sarpkaya²⁸⁾と類似な実験方法で、立体格子構造を取上げてその C_D , C_M を調べているので、その成果が期待される。

単一多孔壁について(1)と同様に Morison 式によって波力特性を調べる試みがなされている^{24), 29)}が、この場合は(1)の場合とは異なって水粒子速度は部分重複波のそれになることに留意しなくてはならない。抗力係数 C_D の値は4節で示したように C_I の値から推定することも可能である。質量係数 C_M は(1)の場合と同様に下記の K, C 数に支配されていることがわかっている(u_r は代表的な流速)。

$$K.C. = \frac{u_r T}{d_w} \quad (69)$$

$\lambda = 0.34$ の多孔板の場合、 $K.C. > 1$ では $C_M = 6 \sim 12$ である。

堀口ら^{30), 31)} はジャーラン型ケーソン堤について、ポテンシャルを仮定した浅水波理論によって、(2) の場合のように、壁面に作用する圧力を積分して全波力を求めている。その計算法は容易ではないが、満足すべき結果が得られている。(2) の不透水壁の波力の表現と同様に、一般の多孔壁堤に作用する水平全波力の最大値を下式のようにおくことにする。

$$P_{max} = K_p w_0 H_i A_s = K_p w_0 H_i (1 - \lambda) A_t \quad (70)$$

ここで、 A_t は多孔壁の静水面下の全平面積、 A_s は A_t のうちの固体部分の平面積である。実験波の範囲が

$$\frac{H_i}{h} < 0.15, \quad 0.11 < \frac{h}{L} < 0.65, \quad 0.3 < \frac{H_i}{\phi} < 3.5$$

のときの波力係数 K_p は次のようになった ($\lambda = 0.2, 0.34$)。

$$\begin{aligned} K_p &= 0.2 \sim 0.4 \quad (\text{単一多孔壁}) \\ &= 0.3 \sim 0.6 \quad (\text{ジャーラン堤}) \end{aligned}$$

すなわち単一多孔壁に対し、ジャーラン堤の波力は約50%程度増加している。

ジャーラン型を含め、多孔ケーソン堤の場合、多孔壁の抵抗が大きいとそこに作用する波力が大きくなり、抵抗が小さいと後の不透壁に作用する波力が大となる。波力軽減の目的からすると両方の波力がほぼ等しいことが最適である。井島ら³²⁾ はそのように考えて最適状態の λ は 0.33 以下であることを実験的に見出している。このことは、波頂高を最も低くする λ が 0.33 とされていることと考え合わせると興味深い現象である。

スリット壁堤の波力に関する研究は最近、活発に進められているが、ここでは単一縦スリット壁についての実験によると $\lambda = 0.25 \sim 0.5$ で $K_p = 0.1 \sim 0.2$ と³³⁾、円形多孔壁よりかなり小さいことのみを記しておく。

6. む す び

紙数の関係もあって、不十分な記述に終わったところがあるかと思われる。特に波力については、具体例のデータが少なく抽象的になっている。そのように不備な点については既刊の本シリーズ中に発表されている消波関連の論文^{1), 10), 14), 34) ~ 39)}を参照されることを希望する。

本稿の基礎となった筆者の研究の一部は、小川育英会研究助成金によるものであることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 尾崎 晃：消波構造論，水工学シリーズ 65-17, 1965.
- 2) Madsen, O. S. and S. M. White: Reflection and transmission characteristics of porous rubble mound breakwaters, Rt. No. 207, R. M. Parsons Lab., MIT, 183 p., 1975.
- 3) 近藤淑郎・藤間 聡：透過性防波構造物の水理特性，第17回海岸工学論文集，pp. 155~162, 1970.
- 4) Madsen, O. S.: Wave transmission through porous structures, Proc. of ASCE, vol. 100, WW 3, pp. 169~188, 1974.

- 5) Kondo, H. : Discussion of 4), Proc. of ASCE, vol. 101, WW 3, pp. 300 ~ 302, 1975.
- 6) Madsen, O. S. : Discussion of 4), (closure), Proc. of ASCE, vol. 102, WW 1, pp. 94 ~ 97, 1976.
- 7) 富永正照・坂本忠彦：透過性構造物による波の変形に関する研究(1), 第16回海岸工学講演集, pp. 309 ~ 319, 1969.
- 8) 井島武士・江口泰彦・小林 彰：透過性防波堤と岸壁に関する研究, 第18回海岸工学論文集, pp. 121 ~ 130, 1971.
- 9) Sollitt, C. K. and R. H. Cross : Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, Rt. No. 147 R. M. Parsons Lab., MIT, 1972.
- 10) 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.
- 11) 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回海岸工学論文集, pp. 71 ~ 77, 1973.
- 12) 近藤叔郎・藤間 聡・葛西勝栄：複層透過性防波堤の伝達率・反射率の一推定法, 室蘭工大研究報告, 9巻1号, pp. 211 ~ 222, 1976.
- 13) 近藤叔郎：段上り型直立消波構造物の機能について, 第27回海岸工学論文集, pp. 339 ~ 343, 1980.
- 14) 岩田好一朗：消波構造物による波の反射と透過, 水工学シリーズ 80 - B - 6, 1980.
- 15) 堀口孝男・小坂俊吉・布施敏一郎：多孔壁消波構造の水理, 第25回海岸工学論文集, pp. 347 ~ 351, 1978.
- 16) 堀口孝男・小坂俊吉・中道峰夫・布施敏一郎：多孔壁消波構造の水理(その2), 第26回海岸工学論文集, pp. 353 ~ 356, 1979.
- 17) Mei, C. C., P. L. F. Liu and A. T. Ippen : Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. of ASCE, vol. 100, WW 3, pp. 217 ~ 239, 1974.
- 18) 近藤叔郎：二重透水壁防波堤の消波理論, 第14回自然災害シンポジウム論文集, pp. 439 ~ 442, 1977.
- 19) Kondo, H. : Analysis of breakwaters having two porous walls, Coastal Structures' 79, ASCE, vol. II, 962 ~ 977, 1979.
- 20) Terrett, F. L., J. D. C. Osorio and G. H. Lean : Model studies of a perforated breakwater, Proc. of 11th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 1104 ~ 1115, 1968.
- 21) 富永正照・坂本忠彦：異形ブロックの抵抗係数について, 土木学会第25回年講演集(2), pp. 69 ~ 70, 1970.
- 22) Kamel, A. M : Water wave transmission through and reflection by pervious coastal structures, WES. Research Rt. H - 69 - 1, 1969.
- 23) Kondo, H. and S. Tōma : Reflection and transmission for a porous structure, Proc. of 13th Coastal Eng. Conf., vol. III, pp. 1847 ~ 1866, 1972.
- 24) 近藤叔郎・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回海岸工学論文集, pp. 333 ~ 337, 1979.
- 25) Shuto, N and H. Hashimoto : Hydraulic resistance of artificial concrete blocks, Coastal Engrg. in Japan, vol. 13, pp. 43 ~ 50, 1970.
- 26) 筧 源亮・山崎平弥：透水性堤体に働く波力と堤体周りの流れに関する研究, 第26回海岸工学論文集,

pp. 372 ~ 380, 1979.

- 27) 田淵幹修・滝川 清：透過性構造物の流体抵抗について，第25回海岸工学論文集， pp. 402 ~ 406, 1978.
- 28) Sarpkaya, T : Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders, Behaviour of Off-Shore Structures, vol.I, pp. 220 ~ 235, 1976.
- 29) 森山啓一・服部千華寿・近藤叔郎：多孔壁に作用する波力の特性，土木学会年講概要集(2)， pp. 35 ~ 36, 1980.
- 30) 堀口孝男・中道峰夫：多孔壁式防波堤の消波機構と波力，第23回海岸工学論文集， pp. 89~94, 1976.
- 31) 堀口孝男・布施敏一郎・斉藤修司：多孔壁式防波堤に作用する波力，第24回海岸工学論文集， pp.323 ~ 327, 1977.
- 32) 井島武士・奥蘭英明・牛房幸光・米村幸久：遊水部をもつ有孔壁防波堤に作用する碎破力に関する実験的研究，第25回海岸工学論文集， pp. 333 ~ 336. 1978.
- 33) 浦島三朗・石塚耕一・近藤叔郎：スリット壁の波力に関する抗力係数と質量係数，第36回土木学会年講概要集(2)，印刷中．
- 34) 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.
- 35) 井島武士：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.
- 36) 岩垣雄一：海岸波浪の制御，水工学シリーズ 77 - B - 3, 1977.
- 37) 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.
- 38) 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.
- 39) 竹田英章：消波ブロック構造の安定，水工学シリーズ 81 - B - 2, 1981.