

透過性防波堤の伝達波

近 藤 俣 郎*

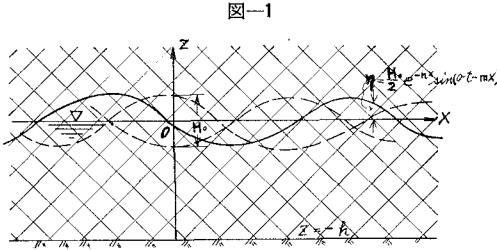
1. ま え が き

本文でいう透過性防波堤とは、入射波をほぼ完全に反射させる不透過な部分が主な防波堤と異なって、入射波のエネルギーのかんりの部分が堤体内部を通して背後水域に伝わる多孔質構造の防波堤を意味する。このような形式は昔から石積の傾斜堤があり、わが国では 1950 年頃から石材に代わってプレキャスト コンクリート製のいわゆる消波用異形ブロックの使用が急増したことは周知のとおりである。さらに杭、パイプ、多孔壁など種々の透過性防波堤が研究、開発され実施に移されているが^{1), 2)}、この種の軽量な透過性防波堤は深海に建設される防波構造物として主要な地位を占めることが近い将来において予想される。透過性防波堤は堤体前面に現われる反射波の波高を小さくし、構造物に作用する波力を軽減できる。このような利点をもつ反面、堤体全体が透過性であるときは、背後水域に入射波のエネルギーの一部が侵入しそれによって伝達波が発生することはまぬがれない。この伝達波の波高は石積のような比較的透過性が小さいとみなされる防波堤でも長周期の波による伝達波高率はかなり大きい。この伝達波に関してはこれまで種々の形式について主として実験的に研究されており、定性的な特質がかなり知られてきた。一方伝達波高を求める理論的な検討は二、三なされているが、いずれも幅員がきわめて小さい場合についてであって一般的であるとはいいがたい。そこで筆者は透水層内を進行する長波の理論と不連続面におけるエネルギー収支によって、伝達波高を求める近似理論式を誘導した。その適合性を Le Méhauté の石積防波堤のモデルに関する実験値によって検証してみた。

2. 透水性構造を進行する長波

空げき率 λ 、透水係数 k の透水性の構造物内を進行する小振幅長波の波形、波速、水粒子速度などの諸性質を求める。図-1 のように水底は水平でかつ不透水とする。波高 H が水深 h にくらべてかなり小さいときには連続の方程式はつぎようになる。

$$\lambda \frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (2.1)$$



ただし、 η : 静止水面からの水位
 u : x 方向の水粒子速度
 h : 水深

運動の方程式は u が小さく層流状態であるならばつぎのように表現できる。

$$\frac{\tau}{\lambda g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{k} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (2.2)$$

ただし、 g : 重力の加速度
 τ : 流路の屈曲の度合を示す無次元数 ≥ 1
上出の 2 つの式から u を消去すれば η に関する微分方程式は下ようになる。

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{\tau}{gh} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{\lambda}{kh} \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (2.3)$$

この式の一般解は透水構造のすべての場所で周期 T の波動があるとすれば、 $\sigma = (2\pi/T)$ として

$$\eta(x, t) = \eta_1(x) e^{i\sigma t}$$

とおき、式 (2.3) に代入してつぎのように求められる。

$$\eta = C_1 e^{n x + i(\sigma t + m x)} + C_2 e^{-n x + i(\sigma t - m x)} \dots\dots\dots (2.4)$$

ただし、 C_1, C_2 は積分定数であり、また m, n は

$$m = \sqrt{\frac{\tau \sigma^2}{2gh} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda g}{\tau k \sigma} \right)^2} + 1 \right]} \dots\dots\dots (2.5)$$

$$n = \sqrt{\frac{\tau \sigma^2}{2gh} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda g}{\tau k \sigma} \right)^2} - 1 \right]} \dots\dots\dots (2.6)$$

x の正方向に進行する波を対象とし、 $x=0$ での波高を H_0 とすれば、 x における波形は虚数部をとって

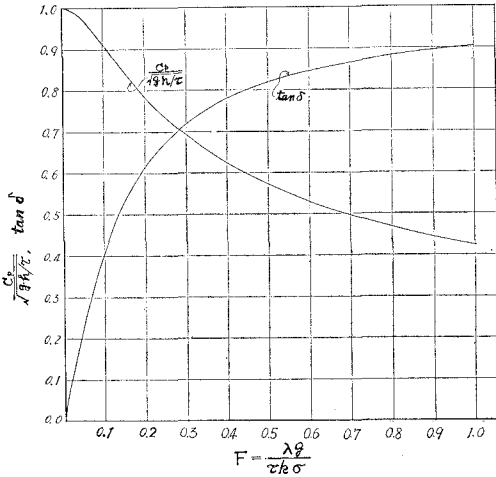
$$\eta = \frac{H_0}{2} e^{-n x} \sin(\sigma t - m x) = \frac{H}{2} \sin(\sigma t - m x) \dots\dots\dots (2.7)$$

となる。これから透水構造を進行する長波の波高は進行距離につれて指数的に減っていることがわかる。

波速は $\eta=0$ である点に着目し、その移動速度をもって定義すればつぎようになる。

* 正会員 M.S. 室蘭工業大学助教授 土木工学科

図-2 透水構造内の長波の性質



$$c_p = \left(\frac{dx}{dt} \right)_{\eta=0} = \frac{\sigma}{m}$$
$$= \sqrt{gh} \sqrt{\frac{\tau}{2} [\sqrt{1+F^2} + 1]} \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

ただし、

$$F = (\lambda g / \tau k \sigma) \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

となり水中を伝わる通常の長波の波速より小さい (図-2)。

つぎに水粒子の水平速度 u は式 (2.7) の η を式 (2.1) の連続の式に代入して積分すればつぎのように得られる。

$$u = \frac{\lambda \sigma H_0 e^{-n x}}{2 h \sqrt{m^2 + n^2}} \cdot \sin(\sigma t - m x + \delta)$$
$$= \frac{\lambda H}{2} \sqrt{\frac{g}{\tau h \sqrt{1+F^2}}} \cdot \sin(\sigma t - m x + \delta) \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

ただし、上式における δ はつぎのようになる。

$$\tan \delta = \frac{n}{m} = \sqrt{\sqrt{1+F^2} - 1} / \sqrt{\sqrt{1+F^2} + 1} \quad \dots\dots\dots (2.11)$$

透水構造内の水粒速度 u は波形 η とは同位相ではなく F によって決まる δ だけ位相がずれる (図-2)。

この波の単位面積当りの平均エネルギー E を求める。進行方向に波高が減衰しているから位置のエネルギー E_p 、運動のエネルギー E_k とも x の関数である。 x における E_p, E_k は、 $H = H_0 e^{-n x}$ を用いて

$$E_p = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^0 \frac{\lambda w_0 \eta^2}{2} dz dt = \frac{\lambda w_0 H^2}{16} \quad \dots\dots\dots (2.12)$$

$$E_k = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^0 \frac{\lambda \rho}{2} \left(\frac{u}{\lambda} \right)^2 dz dt$$
$$= \frac{\lambda w_0 H^2}{16} \cdot \frac{1}{\tau \sqrt{1+F^2}} \quad \dots\dots\dots (2.13)$$

したがって x における単位表面積当りの平均全エネルギーは、

$$E_t = E_p + E_k = \frac{\lambda w_0 H^2}{16} \left[1 + \frac{1}{\tau \sqrt{1+F^2}} \right] \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

ただし、 $w_0 = \rho g$: 水の単位重量

ρ : 水の密度

エネルギーは λ に比例し、かつ E_p は E_k より大きく、 E_k は τ, F にほぼ反比例して小さくなる。

また単位時間に単位幅を横切って輸送される平均のエネルギーの量は

$$W = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^0 p_d u dz dt \quad \dots\dots\dots (2.15)$$

ここで $p_d = w_0 \eta$ であり、 u は式 (2.10) で与えられる。それらを上式に代入し積分すれば下式のようになる。

$$W = \frac{w_0 \lambda \sigma m H^2}{8(m^2 + n^2)} = \frac{w_0 \lambda H^2}{16} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1+F^2}} \right] c_p$$
$$= (E_p + \tau E_k) c_p \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

つぎに単位時間単位表面積当りの損失エネルギー量は

$$\bar{E}_l = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^0 w_0 \frac{u}{k} u dz dt = \frac{\lambda^2 w_0 H^2 \sigma^2}{8 k h (m^2 + n^2)}$$
$$= \frac{\lambda w_0 H^2}{8} \cdot \frac{\sigma F}{\sqrt{1+F^2}} \left(- \frac{dW}{dx} \right) \quad \dots\dots\dots (2.17)$$

となり $F \ll 1$ では $\bar{E}_l \approx 0$ 、 $F \ll 1$ なら $\bar{E}_l \approx (\lambda w_0 H^2 \sigma / 8)$ になる。以上の諸式から透水構造を進行する波は主に無次元数 F によって支配され、 F が大きいと減衰しやすい。このことは空げき率が大い、かつ透水し難い構造物が浅い水深にあるときには、短周期の波に対して効果が大きい、ことを意味する。

3. 乱流状態への拡張

前節で得た諸式は水粒子の速度が小さく層流状態にある場合にあってはまる。したがってこのままでは潮波のようなきわめて長周期の波にしか適用できない。相対水深 $h/L < 0.05$ の長波理論の適用範囲にある入射波についても、工学的に重要な波高の大きい場合には透過性構造物内の流れは乱流となっている例が多いと考えられる。そのため乱流の場合をも含めて一般的に適用できる解であることが望ましい。定常流の場合の一般化された Darcy の法則はつぎのおくことができる。

$$I_e = \frac{V}{k} (1 + \beta V) \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

ここで、 I_e : 動水勾配、 V : 平均流速

β は k および空げきの性質によって定まる定数で粒状体についてはくわしく調べられている³⁾。一定周期の波による不定流の場合は、

$$u = U(x) \sin(\sigma t - \phi(x)) \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

の形に流速が表現されるから、 u^2 を次式のように線形化させた近似法ができる⁴⁾。

$$u^2 = \frac{8}{3\pi} \cdot U(x) u \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

この関係の方程式式(2.2)の第2項における k の代りに次式のように定義した k_t で置き換えたものが乱流状態を含めた運動方程式となる。

$$k_t = k \sqrt{1 + \frac{8}{3\pi} \beta U(x)} \dots\dots\dots (3.4)$$

連続の式は式(2.1)がそのままであるから前節に記した波の諸元を求める式において k を k_t に代えることで乱流状態を含む一般の場合にも拡張して使える。ただしその際、 k_t は定数でなくてはならないから、式(3.4)の $U(x)$ の代りに考える区間を代表する一定値を使用する必要がある。後述する5.の場合は防波堤の断面中央における U を用いた。 U が大きく発達した乱流の場合には、

$$k_t = \frac{3\pi}{8} \left(\frac{k}{\beta} \right) \frac{1}{U(x)}$$

とおくことができる。 (β/k) 乱流時の損失係数の一つの表現である。

4. 透過性防波堤の伝達波高

これまでは透水性構造物内を伝わる長波の諸性を調べたものである。そこで透過性防波堤の内部における波動が前述のようになっているとして入射波のエネルギーの一部が堤体を通して背後水域に形成する伝達波高を推定する式を導くこととする。ここで対象とするモデル防波堤は堤体全体について k, λ が等しい構造で、幅員 B であり、のり面が垂直な直立の長方形断面である(図-3)。

最初に防波堤の前後ののり面における波の伝達機構を知る必要があるが、いずれの場合にしても異なった二つの透水性構造の境界面における波動の問題として扱うことができる。この種の問題を解くには質量および平均エネルギーの保存の式を用いる^{5), 6)}。前者の表現方法は流量についてと、水位についての二種類あるが、後者にしたがうと⁶⁾,

$$\eta_I + \eta_R = \eta_T \dots\dots\dots (4.1)$$

ここで、 η_I を基準として表現すれば、

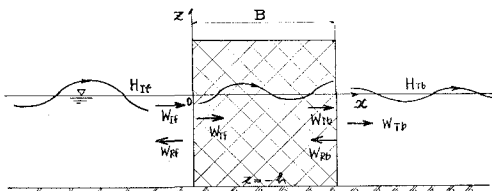
$$\eta_I = (H_I/2) \sin(\sigma t - m_I x)$$

$$\eta_R = (H_R/2) \sin(\sigma t + m_R x + \alpha_R)$$

$$\eta_T = (H_T/2) \sin(\sigma t - m_T x + \alpha_T)$$

以上における下付き I, R, T はそれぞれ入射波、反射波、伝達波に関連している。上出の連続の条件式からわかるように反射波、透過波の入射波に対する位相差

図-3



α_R, α_T が与えられなくては H_R, H_T は求められない。 α_R, α_T は通常では未知であるから、 H_R, H_T を求めるのに連続の式を用いても特別な場合以外は効果がない。

したがって一般的に波高変化を対象とする場合はエネルギー連続の式によることになる。

$$W_I = W_R + W_T + W_L \dots\dots\dots (4.2)$$

ここで下付き L は構造物への入射にともなう損失エネルギーに関連しており、その他は前出のとおりである。

ここで上式を防波堤の前後ののり面に適用する。前面に関する値は f 、後面は b の下付で示す。まず前面に関しては、入射波として長波と限定せず、通常の水波を対象とするとしてその群速度を c_g とする。 m_T を m に書き改めると、

$$W_{If} = w_0 H_{If}^2 c_g / 8, \quad W_{Rf} = w_0 H_{Rf}^2 c_g / 8$$

$$W_{Tf} = \frac{\sigma w_0 \lambda H_{Tf}^2 m}{8(m^2 + n^2)} \\ = \frac{w_0 \lambda H_{Tf}^2}{16} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + F^2}} \right] c_p$$

また W_{Lf} はつぎのようにおくことにする。

$$W_{Lf} = j_f W_{Tf}$$

j_f はたとえば断面縮小による損失だけを対象とすると

$$j_f = f_{sc} / [1 + \sqrt{1 + F^2}]$$

f_{sc} : 断面縮小の損失係数

ここで、 $(H_{Tf}/H_{If}) = t_f$ 、 $(H_{Rf}/H_{If}) = r_f$ とおいて式(4.2)に上の関係式を代入し t_f について解くと、

$$t_f = \sqrt{\frac{(1 - r_f^2) c_g (m^2 + n^2)}{\sigma \lambda m (1 + j_f)}} \dots\dots\dots (4.3)$$

同様にして後面については、

$$W_{Ib} = \frac{w_0 \lambda \sigma m H_{Ib}^2}{8(m^2 + n^2)} \\ = \frac{w_0 \lambda H_{Ib}^2}{16} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + F^2}} \right] c_p$$

$$W_{Rb} = \frac{w_0 \lambda \sigma m H_{Rb}^2}{8(m^2 + n^2)}, \quad W_{Tb} = \frac{w_0 H_{Tb}^2 c_g}{8}$$

$$W_{Lb} = j_b W_{Ib}$$

j_b として断面拡大による損失のみを考慮すれば、

$$j_b = f_{se} (1 - a_r)^2 / [1 + \sqrt{1 + F^2}]$$

a_r : 断面拡大率の逆数

f_{se} : 断面拡大の損失係数

これらの関係式を式(4.1)に代入し、 $(H_{Tb}/H_{Ib}) = r_b$ 、 $(H_{Rb}/H_{Ib}) = t_b$ とおくと、

$$t_b = \sqrt{(1 - r_b^2 - j_b) \cdot \frac{\sigma \lambda m}{(m^2 + n^2) c_g}} \dots\dots\dots (4.4)$$

これによって求める波高伝達率 K_T は

$$K_T = \frac{H_{Tb}}{H_{If}} = \frac{H_{Tf}}{H_{If}} \cdot \frac{H_{Ib}}{H_{Tf}} \cdot \frac{H_{Tb}}{H_{Ib}} = t_f \cdot e^{-nB} \cdot t_b$$

したがって、

$$K_T = \sqrt{\frac{(1 - r_f^2)(1 - r_b^2 - j_b)}{(1 + j_f)}} \cdot e^{-nB} \dots\dots\dots (4.5)$$

前面と後面とが同じ構造で波の進行方向について逆になっているから、このような場合は $r_b=r_f$ とみなされる⁵⁾。 $K_R=r_f=r_b$ と書くと、

$$K_T=\sqrt{\frac{(1-K_R^2)(1-K_R^2-j_b)}{(1+j_f)}}\cdot e^{-nB}\dots(4.6)$$

また U が小さくかつ透過性の大きい構造ならば $j_f \ll 1$, $j_b \ll 1$ であるから、

$$K_T=(1-K_R^2)e^{-nB}\dots\dots\dots(4.7)$$

式 (4.7) の関係を 図-4 に示してある。

この種の解は Le Mehaute⁷⁾, 林ら⁹⁾ が B がかなり小さい場合についてそれぞれ解いている。その場合は $\alpha_R=\pi$, $\alpha_T=0$ としているから K_R と K_T は

$$K_R+K_T=1\dots\dots\dots(4.8)$$

の関係にあってかつ K_T は K_R に関して求まる。本論文の場合は幅員の影響を考慮しているので K_T は K_R の関係となっている。そして K_R が知れれば K_T , α_R , α_T などが求まるし, α_R , α_T が推定できれば逆に K_R , K_T が計算できる。図-4 から、式 (4.7) の関係は K_R が大きく (nB) が比較的小さい場合には式 (4.8) に近似しているが、 K_R が小さくかつ (nB) が大きいときには前者は後者よりもかなり小さくなる。

5. 石積堤に関する実験値 (Le Méhauté)⁷⁾
との比較

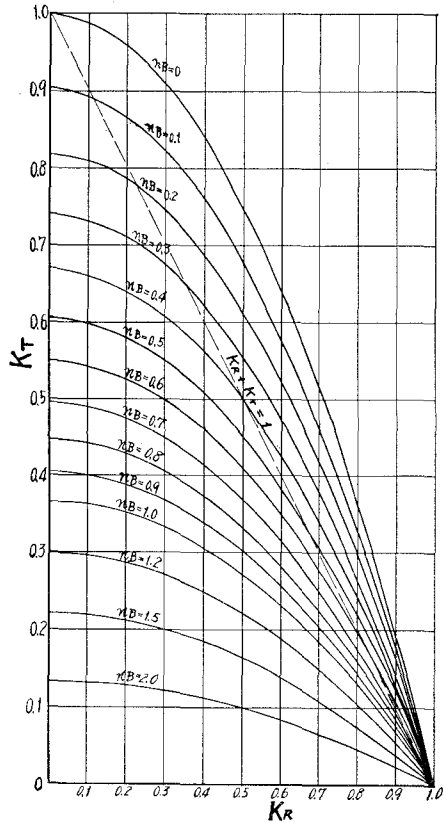
石積あるいは消波ブロック積の防波堤の反射波、透過波に関する実験はかなり多く行なわれておそり、筆者も透過波に関して二、三の実験をした^{9), 10), 11)}。その結果から得た K_T の特質を簡略に述べる。

(1) 入射波の (H/L) の大きい波ほど小さく、また (h/L) が大きくなると若干大きくなる。(2) 碎破の場合には (1) の性質がなくなる傾向がある。(3) 空げき (もしくは個体) の寸法が大きいと大になるが、その影響は空げき寸法と水粒子の軌道長との比によって異なるようである。(4) B が大きくなるにつれ減少するが、その効果は (H/L) の大きい波ほど大である。(5) 模型実験を行なう場合 Froude の相似律によって模型の諸元が決めたときには小 Reynolds 数の領域では Scale Effects が相当ある。

以上は伝達波高のみに関するもので、 K_R が K_T にどのように影響しているかは検討を要する問題として残されていた。Le Méhauté は直立石積のモデル防波堤について反射波高、伝達波高を測定している。4. で扱っているのり面の条件に合っているのでそのデータを用いて K_T の式を検討してみる。ここでは最も簡単な式 (4.7) を用いる。石積の場合の透水係数 k については Le Mehaute の論文に出ている Cohen de Lara の実験による次式から求める。

$$I_e=\frac{C_1}{\lambda^5}\cdot\frac{V^2}{2gD}\dots\dots\dots(5.1)$$

図-4 K_R と nB による K_T のグラフ



C_1 は 図-5 の実線のように $R_e=(VD/\nu)$ によって決まる。これを式 (3.1) の形に表現するならば、

$$k=\frac{\lambda^{5/2}gD^2}{C_2\nu}, \beta=\frac{C_3D}{C_2\nu}$$

となる。ただし ν 動粘性係数。 C_1 と C_2 , C_3 とは、

$$C_1=\left(\frac{C_2}{R_e}+C_3\right)\dots\dots\dots(5.2)$$

の関係があるから図中の C_1 の値から $C_2=30$, $C_3=0.2$ と推定した。その際の上式の関係は破線で示してある。

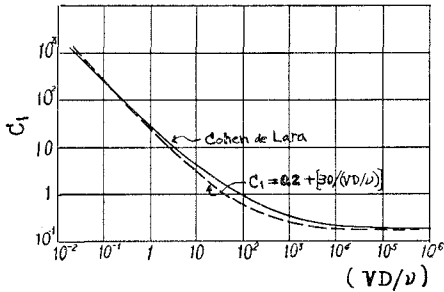
ここでは 3. の一般化された場合を対象として、 k の代りに k_t を用いる。そして式 (3.4) 中の $U(x)$ としては堤体中央における $U(x)$ の値、 $U_{x=B/2}$ を用いることにする。式 (2.10) と式 (4.3) から

$$U_{x=B/2}=\frac{H_I f}{2h}\sqrt{\frac{\lambda\rho cg}{m}\cdot(1-K_R^2)}e^{-nB}\dots(5.3)$$

上式の m , n は式 (2.5), (2.6) であらわれるが、それらの式中の k が k_t に置き代るので m , n もまた U の関数である。そのため $U_{x=B/2}$ は Trial に計算して求めなくてはならない。計算の順序はつぎのとおりである。

(1) 入射波に関する H_I , T , h と反射波高 H_R , 構造物 k , λ , τ , β , B がわかっているから K_R , c_g を計算する。

図-5 石積の損失係数

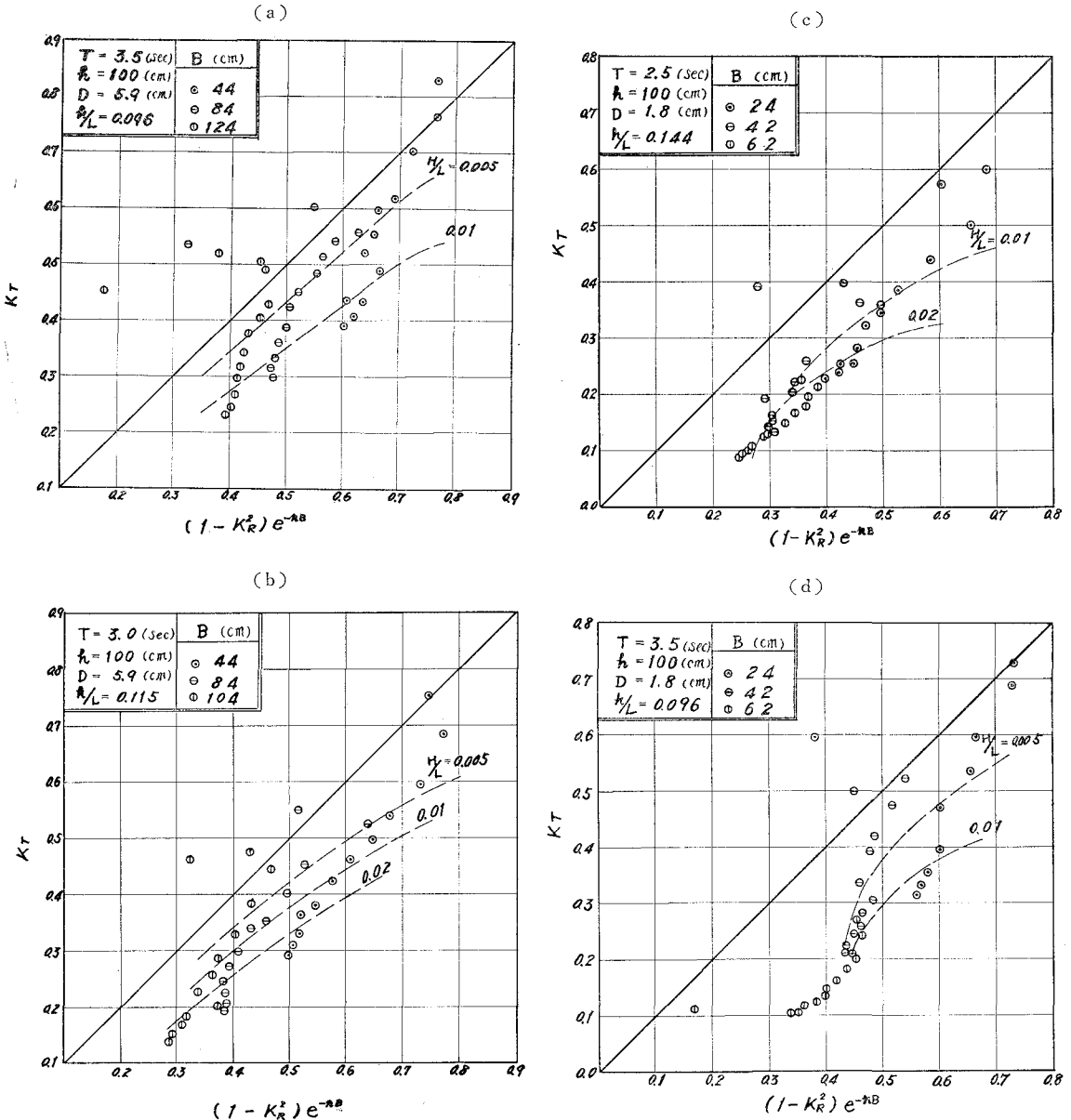


(2) U_1 を仮定し k_t , F , m , n を計算する。

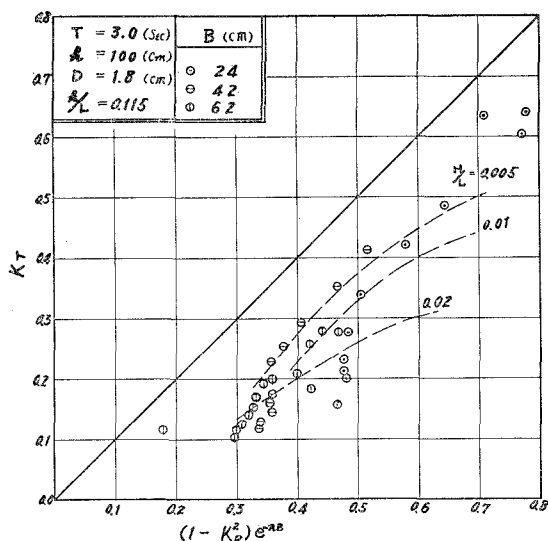
(3) 式 (5.3) により U_2 を計算し U_1 と比較する。
 (4) 所要の精度で U_2 が U_1 と一致していれば、その時の n を用いて式 (4.7) によって K_T が計算できる。

(5) もし $U_2 \neq U_1$ なら (2), (3) の Step をくり返す。

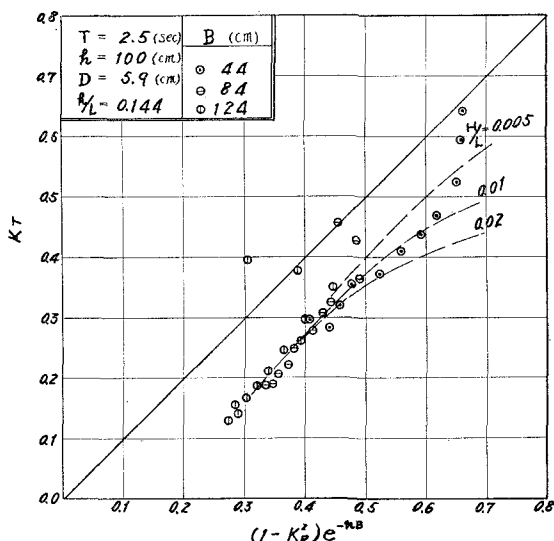
このような方法で Le Méhauté の実験値から K_T を計算し、実験値と比較したのが 図-6 (a)~(f) である。これらの図では横軸に K_T の式(4.7)による計算値を縦軸に実験値をとってプロットしたものである。実験値は $(h/L) > 0.05$ でいわゆる長波理論の適用範囲外である。図中の破線は入射波 (H/L) の特定範囲ごとに実験値を

図-6 石積堤の伝達率 K_T の理論値と実験値の比較 (Le Méhauté の実験データによる)

(e)



(f)



区別した線である。これらの図から、全体的に計算値は実験値より大きいのが (H/L) の小さい、また (h/L) の小さい波ほど両値が近接する。また構造物の D が小さく、 B が大きい場合ほど理論値が小さくなる傾向がある。

以上の結果は式 (4.7) の誘導の過程から考えて当然と考えられ、流出入の損失エネルギーを考慮に入れる必要がある。なお、 τ については石積の場合は 1.4 とされている⁷⁾。ここでは 1.0 として計算したがその影響はほとんど無視できる。

6. 波エネルギーの分配と損失

4. のような考え方で波の反射、透過を扱うときには、そこで求めた K_R , K_T は入射波によって生じた最初の反射波の波高、最初の伝達波の波高を入射波高 H_I で除したもので、事実は一波の入射波について無数の反射波、伝達波が出現していることが推定できる。いま一波の入射波によって外水域は出現する一連の波列を考えるとき、各波の平均エネルギーは入射波のエネルギーを E_I とすればつぎのような値をもって出現する。

$$(E_I r_f^2), (E_I r_b^2 e^{-4nB} t_f^2 t_b^2), \\ E_I (r_f^4 r_b e^{-6nB} t_f^2 t_b^3), \dots$$

同様に内水域への伝達波についても

$$(E_I t_f^2 e^{-2nB} t_b^2), (E_I t_f^2 e^{-6nB} t_b^2 r_b^4), \\ (E_I t_f^2 e^{-10nB} t_b^2 r_b^8), \dots$$

となる。

ここで $r_f = r_b = K_R$ とすれば、 $t_f t_b = (1 - K_R^2)$ であり、これらの関係を用いて外水域および内水域に出現する全エネルギー量 E_F , E_B を計算すると、

$$E_F = E_I \left[\frac{K_R^2 (1 - K_R^2)^2 e^{-4nB}}{1 - K_R^4 e^{-4nB}} + K_R^2 \right] \dots (6.1)$$

$$E_B = E_I \left[\frac{(1 - K_R^2)^2 e^{-2nB}}{1 - K_R^4 e^{-4nB}} \right] \dots (6.2)$$

相つぐ二波のエネルギーの比は外水域にあらわれる波列については2波目以後、内水域については1波目から、 $K_R^4 e^{-4nB}$ である。したがって波高は $K_R^2 e^{-2nB}$ の割合でてい減している。通常の場合は波形の記録を調べても第2波以後の波の存在はあまり明瞭に現われないようである。つぎに式 (6.1), (6.2) から全損失エネルギーの入射エネルギーに対する比はつぎのように求まる。

$$\frac{E_{L,A}}{E_I} = 1 - \left(\frac{E_F}{E_I} + \frac{E_B}{E_I} \right) \\ = \frac{(1 + K_R^2)(1 - e^{-2nB})}{1 - K_R^2 e^{-2nB}} \dots (6.3)$$

これに対して反射波、伝達波のおおのの第一波のみによるエネルギー E_{F1} , E_{B1} から求めた場合には、

$$\frac{E_{L,1}}{E_I} = 1 - [K_R^2 + (1 - K_R^2)^2 e^{-2nB}] \dots (6.4)$$

である。

7. む す び

透水構造を進行する長波の水理を考察してその諸元を求めた。そして透過性防波堤の内部における波の変形がこの理論にしたがうものとし、防波堤の前後ののり面については不連続面におけるエネルギー収支の考え方をを用いて、背後水域へ透過する伝達波の波高を求める式を誘導した。伝達波高は入射波の諸元、堤体構造の諸性質、および反射率の関数としてあらわされる。式 (4.7) によって Le Méhauté の石積堤に関する実験データについて計算したところ全体的に波高伝達率 K_T は理論値が実験値より大きいのが (h/L) , (H/L) が小さいほど両値は近接している。前後ののり面について流入、流出にとも

なうエネルギー損失を考慮に入れるなら一層近似してくるはずである。のり面が斜面となっている通常の石積、ブロック積の傾斜堤の場合とか、または不透過の壁体の前におかれた消波工のような場合についてもここで示した理論を基礎にして伝達波高、壁体に作用する波力⁹⁾などを推定することができる。また従来の石積のような形式の防波堤に限らずいかなる透過性構造物についても適用できるから、新しい防波構造物を開発する手がかりにもなると思われる。今後は基礎となっている透水構造内の波の変化、および構造物表面における波の状況などを実験的に裏付けるとともに、 h/L の大きい場合についての研究も必要である。

本研究は昭和 43, 44 年度文部省特定研究(代表者北大 尾崎 晃教授)援助を受けたことを付記する。研究に際しご指導、ご鞭撻を賜った北大工学部 尾崎 晃教授、岸 力教授に深く感謝いたします。また北海道開発局土木試験所港湾研究室の鴻上室長、時川主任研究員から受けたご支援と室蘭工大 寺島助手の協力に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 尾崎 晃: 消波構造論, 1965 年度水工学に関する夏期研修会講義集, 土木学会水理委員会, 1965 年 8 月.
- 2) Wiegel, R.L.: Oceanographical Engineering, Prentice-

Hall, Inc., 1964.

- 3) Ward, J.C.: Turbulent Flow in Porous Media, Jr. of the Hydraulics Division, Proc. of ASCE, HY 5, pp. 1-11, September 1964.
- 4) 近藤淑郎: 湖口水路における潮汐の線形解, 土木学会北海道支部論文集(昭和 43 年度), pp. 147-153, 1969.
- 5) Le Méhauté, B.: Periodical Gravity Wave on a Discontinuity, Jr. of Hydraulics Division, Proc. of ASCE, Vol. 86, HY 9, pp. 11-41, November 1960. この内容は, 岸 力: 水理学演習(2), 学献社, 1969. に詳しく紹介されている。
- 6) Ippen, A.T., Ed.: Estuary and Coastline Hydrodynamics, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1966.
- 7) Le Méhauté B.: Perméabilité des digues en enrochements aux ondes de gravité périodiques, La Houille Blanche, Decembre 1957-N°6, N°2-Mars-April 1958 Mai-Juin 1958-N°3.
- 8) 林・狩野・白井・服部: 簡型透過性防波堤の水理特性について, 第 12 回海岸工学講演会講演集, pp. 193-197, 1965.
- 9) 古谷・鴻上・近藤: テトラポット防波堤に関する実験的研究, 第 8 回海岸工学講演会講演集, pp. 91-96, 1961.
- 10) Kondo, Hideo: Wave Transmission through Rubble, M.S. Thesis in Civil Engineering, University of California, Berkeley, California, September 1965.
- 11) Johnson, J.W., H. Kondo, and R. Wallihan: Scale Effects in Wave Action through Porous Structures, Proc. of 10th Conf. on Coastal Eng., pp. 1022-1024, September 1966.