

多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二、三の考察*

SOME CONSIDERATIONS ON HYDRAULIC CHARACTERISTIC
OF PERFORATED BREAKWATER QUAY

榎 木 亨**・岩田 好一 朗***

By Toru Sawaragi and Koichiro Iwata

1. 緒 言

近年、船舶の大型化、コンテナの実用化、入港する船舶の激増に伴って港域の拡大および静穏化が従来よりさらに要求されるようになってきた。このため港域への侵入波浪の低減をはかるとともに、鉛直岸壁で消波効果の高い岸壁構造が必要となり、この種の鉛直消波構造の形式およびその水理特性についての研究が近年行なわれている^{2)~5)}。

著者らはこのような鉛直消波構造岸壁のうち、前面が多孔直立壁で後面が不透過壁となっている多孔壁式消波岸壁をとりあげて、その消波効果を理論的、実験的に明らかにしようとしたものである。

この多孔壁式消波岸壁は1961年 Jarlan⁶⁾によって提案され、1964年 Boivin⁷⁾は前面の多孔壁の代りに水平方向に棧を配置した horizontally slotted breakwater を用いて実験を行ない、最も消波効果の高い透過壁の空けき率が33%であることを見出した。また Terrette & Osorio & Lean⁸⁾はこの種の消波岸壁について微小振幅長波理論を用いて反射率と波圧の算定式を導き、Marks & Jarlan⁹⁾は多孔壁岸壁に作用する波圧を計測して多孔壁の消波効果は壁厚と孔径の比および壁の空けき率が重要な要素となることを指摘した。さらに、Richey & Sollitt¹⁰⁾は多孔壁と不透過壁間の水位変動に注目し、一つのモデルを設定して理論的に解析している。

以上のように多孔壁消波岸壁の水理特性については、理論的・実験的にかなり検討がなされてきているが、消波効果におよぼす多孔壁厚と孔径の効果、空気室内の水位変動の実態、最大の消波効果を与える多孔壁の水理特

性などについては十分解明されておらず検討すべき問題点も多い。本研究は多孔壁式鉛直消波岸壁をとりあげて、遊水部間で波が反復反射し、それにより生ずる成分素波が線形的に重ね合わさったものとして水面変動が生起するものと考え、反射率、透過率と遊水部の水位変動を理論的に求め、最大の消波効果をもたらす多孔壁の水理特性に考察を加えて、その妥当性を水理実験によって検討するものである。

2. 理論解析

(1) 多孔壁式鉛直消波岸壁の反射率とエネルギー損失量と遊水部の水位変動

図-1に示すように、多孔壁鉛直消波岸壁による反射率と遊水部の水位変動を港内振動における Mehaute¹¹⁾の考え方を拡張して求める。以下用いる記号は式(1)に示すごとくであって、記号上の一は複素ベクトル表示を示し、 $i = \sqrt{-1}$ で虚数、 Δ は位相差、 x は遊水部の長さ、 L :入射波波長、 ε は多孔壁間と不透過壁間の波の減衰を示す係数であって、摩擦損失および碎波する場合にはそれに伴う波高減衰をも含む。

$$\left. \begin{array}{l} \text{入射波} \quad \bar{H}_I = H_I \exp(i \hat{\theta}_I) \\ \text{反射率} \quad \bar{r}_R = r_R \exp(i \hat{\theta}_R) \\ \text{透過率} \quad \bar{r}_T = r_T \exp(i \hat{\theta}_T) \\ \text{減衰率} \quad \bar{\tau} = \tau \exp\{(-2\pi x/L)i\} \\ \quad \quad \quad \bar{\tau} = \exp\{-\varepsilon x/L\} \end{array} \right\} \dots (1)$$

ここで多孔壁と不透過壁間での波の反復現象を次のように考える。すなわち、入射波 \bar{H}_I が前面の多孔壁で一部反射し、残りの部分は透過していく。そのときの反射率を \bar{r}_{R1} 、透過率を \bar{r}_{T1} とすると、反射波と透過波はおのおの $\bar{r}_{R1} \cdot \bar{H}_I$ と $\bar{r}_{T1} \cdot \bar{H}_I$ で表わされる。一方、透過波 $\bar{r}_{T1} \cdot \bar{H}_I$ は後面の不透過壁へ伝播していくが、その間の波高低下係数を $\bar{\tau}$ とすると、後面の不透過壁へ

* 第19回海岸工学講演会論文集¹⁾にて一部発表済

** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学教室

*** 正会員 工修 大阪大学講師 工学部土木工学教室

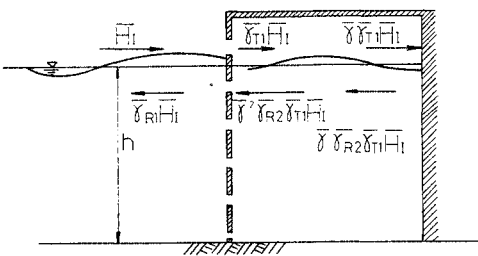


図-1 多孔壁鉛直消波岸壁での波の反復反射状況

の伝達波は $\bar{\tau}(\bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{H}_I)$ となる。この伝達波がこの不透過壁で反射するときの反射率を $\bar{\tau}_{R2}$ とすると反射波は $\bar{\tau}(\bar{\tau}_{R2} \cdot \bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{H}_I)$ となる。この反射波は再び前面の多孔壁へ低減係数 $\bar{\tau}$ で減衰しながら伝播して $\bar{\tau}(\bar{\tau} \cdot \bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{\tau}_{R2} \cdot \bar{H}_I)$ の伝達波となる。この多孔壁により再び反射・透過が起り、以下同様の過程で反射と透過が繰返されるものとする。この多孔式鉛直消波岸壁による合成波および遊水部の不透過壁部の水位変動は図-1 に示すような繰返しにより生じる波が合成されたものと考えられる。本論ではこういった波が単純に重ね合わされて合成波が構成されるものと仮定すると、多孔壁前面での合成波 \bar{H}_C^* 、反射波 \bar{H}_R^* 、と遊水部背後における不透過壁での水位変動 \bar{R}_H^* はおのの式 (2), (3), (4) で与えられる。

$$\bar{H}_C^* = \bar{H}_I + \bar{H}_R^* \dots \dots \dots (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_R^* = & \bar{H}_I \{ \bar{\tau}_{R1} + \bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{\tau}^2 \cdot \bar{\tau}_{R2} \cdot \bar{\tau}_{R2} + \bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{\tau}^4 \cdot \bar{\tau}_{R3} \\ & \cdot \bar{\tau}_{R2} \cdot \bar{\tau}_{R3} \cdot \bar{\tau}_{R4} + \dots + \bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{\tau}^{2n} \cdot \bar{\tau}_{R(n+1)} \\ & \cdot \bar{\tau}_{R2} \cdot \bar{\tau}_{R3} \cdot \bar{\tau}_{R2n} + \dots \} \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{R}_H^* = & \bar{H}_I \{ \bar{\tau} \bar{\tau}_{T1} + \bar{\tau} \bar{\tau}_{T1} \bar{\tau}_{R2} + \bar{\tau}^3 \bar{\tau}_{T1} \bar{\tau}_{R2} \bar{\tau}_{R3} \\ & + \bar{\tau}^5 \bar{\tau}_{T1} \bar{\tau}_{R2} \bar{\tau}_{R3} \bar{\tau}_{R4} + \dots + \bar{\tau}^{2n} \bar{\tau}_{T1} \bar{\tau}_{R2} \\ & \cdot \bar{\tau}_{R3} \bar{\tau}_{R4} \bar{\tau}_{R5} \bar{\tau}_{R6} + \dots \} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

したがって、 $|\bar{H}_I|$ 、 $\bar{\tau}_{Ri}$ 、 $\bar{\tau}_{Ti}$ ($i=1, 2, 3, \dots$)、 $\bar{\tau}$ が求まると多孔式鉛直消波岸壁による反射率 $\tau_R^* = |\bar{H}_R^*|/|\bar{H}_I|$ 、多孔壁前面合成波高 $|\bar{H}_C^*| = (1 + \tau_R^*) \cdot |\bar{H}_I|$ および不透過壁面での水位変動 $|\bar{R}_H^*|$ が求まることになる。いま、波を微小振幅波とし、さらに鉛直不透過壁での反

射が完全反射するものとし、透過波、反射波の入射波に対する位相差がないものとする ($\theta_I = \theta_{Ri} = \theta_{Ti} = 0$)、式 (5) の仮定より次の式 (6)~(11) を得る。

$$\left. \begin{aligned} \tau_{T1} &= \tau_{T2} = \tau_{T3} = \dots = \tau_{Ti} (\equiv \tau_T) \\ \tau_{R1} &= \tau_{R3} = \tau_{R5} = \dots = \tau_{R(2i-1)} (\equiv \tau_R) \\ \tau_{R2} &= \tau_{R4} = \tau_{R6} = \dots = \tau_{R2i} (\equiv 1) \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

$(i=1, 2, 3, \dots)$

なお、式 (6), (8), (10) は波の反射・透過を無限に繰返した場合の解であり、また $|\bar{\tau}| < 1$ 、 $|\bar{\tau}_{Ti}| \leq 1$ 、 $|\bar{\tau}_{Ri}| \leq 1$ 、($i=1, 2, 3, \dots$) であるから、 $\bar{\tau}_{T1} \cdot \bar{\tau}^4 \cdot \bar{\tau}_{T3} \cdot \bar{\tau}_{R2} \cdot \bar{\tau}_{R3} \cdot \bar{\tau}_{R4}$ 以上の高次項は微小項として省略した有限な波の反射・透過を考えた場合の解が式 (7), (9), (11) である。

多孔壁前面部の合成波高と入射波高比：

$$\begin{aligned} \left| \frac{\bar{H}_C^*}{\bar{H}_I} \right| &= 1 + \sqrt{\frac{\tau_R^2 + \tau^4 (\tau_T^2 - \tau_R^2)^2}{1 - 2\tau^2 \tau_R^*}} \\ & \quad + \frac{2\tau^2 \tau_R (\tau_T^2 - \tau_R^2) \cos 4\pi x/L}{\cos 4\pi x/L + \tau^4 \tau_R^2} \\ & \quad \dots \dots \dots (\text{無限の繰返し}) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= 1 + \sqrt{\tau_R^2 + \tau^4 \tau_T^4 + 2\tau R \tau_T^2 \tau^2 \cos 4\pi x/L} \\ & \quad \dots \dots \dots (\text{有限な繰返し}) \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

多孔壁鉛直消波岸壁による反射率：

$$\begin{aligned} \tau_R^* &= \left| \frac{\bar{H}_R^*}{\bar{H}_I} \right| = \sqrt{\frac{\tau_R^2 + \tau^4 (\tau_T^2 - \tau_R^2)^2}{1 - 2\tau^2 \tau_R^*}} \\ & \quad + \frac{2\tau^2 \tau_R (\tau_T^2 - \tau_R^2) \cos 4\pi x/L}{\cos 4\pi x/L + \tau^4 \tau_R^2} \\ & \quad \dots \dots \dots (\text{無限の繰返し}) \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \sqrt{\tau_R^2 + \tau^4 \tau_T^4 + 2\tau R \tau_T^2 \tau^2 \cos 4\pi x/L} \\ & \quad \dots \dots \dots (\text{有限な繰返し}) \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

不透過壁での水位変動と入射波高比：

$$\begin{aligned} \left| \frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I} \right| &= \frac{2\tau \tau_T}{\sqrt{1 - 2\tau^2 \tau_R \cos 4\pi x/L + \tau^4 \tau_R^2}} \\ & \quad \dots \dots \dots (\text{無限の繰返し}) \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= 2\tau \tau_T \sqrt{1 + \tau_R^2 \tau^4 + 2\tau^2 \tau_R \cos 4\pi x/L} \\ & \quad \dots \dots \dots (\text{有限な繰返し}) \dots \dots \dots (11) \end{aligned}$$

図-2 は、 $\tau_R = 0.3$ 、 $\tau_T = 0.7$ の場合をとりあげて式 (6), (8), (10) で与えられる波の無限の繰返し反射を考えた場合の $|\bar{H}_C^*|/|\bar{H}_I|$ 、 $|\bar{R}_H^*|/|\bar{H}_I|$ と x/L の関係を減衰係数 ϵ をパラメーターにして示したものである。また、図-3 は、図-2 と同様、 $\tau_R = 0.3$ 、 $\tau_T = 0.7$ の場合で式 (7), (9), (11) で与えられる波の有限な繰返しの場合の $|\bar{H}_C^*|/|\bar{H}_I|$ 、 τ_R^* 、 $|\bar{R}_H^*|/|\bar{H}_I|$ と x/L の関係を示したものである。図-2、図-3 より、波の透過・反射を無限に繰返した場合と高次の微小項を省略した有限な波の繰返しを考えた場合の共通点と相違点を明らかにしておく。

まず、図-2、図-3 と同様、 $\epsilon < 1.0$ の場合、 $|\bar{H}_C^*|/|\bar{H}_I|$ 、 τ_R^* 、 $|\bar{R}_H^*|/|\bar{H}_I|$ は x/L の増大に伴って極小値と極大値を $1/4$ 間隔ごとに交互にとることが認められ、

$x/L=1/4(2i-1)$, ($i=1, 2, 3, \dots, n, \dots$)... (12)
 を満すとき、つまり繰返し波の位相が π ずれるときは
 $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$, τ_R^* , $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ は極小値をとるが、

$x/L=1/4(2i)$, ($i=1, 2, 3, \dots, n, \dots$)... (13)
 を満すとき、つまり繰返し波の間で波の位相のずれがないときは極大値をとることが認められる。したがって、
 このような多孔式鉛直消波岸壁構造物では多孔壁と不透

過壁の設置間隔 x/L がきわめて重要な要素であることが容易に理解できる。 ϵ が大きくなるにつれて、すなわち、砕波後の波の減衰が大きくなるにつれて、 $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$, τ_R^* , $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ とも極大値と極小値の差が少なくなり、 $\epsilon=5.0$ といった大きな値の場合には $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$, τ_R^* , $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ とも極大値と極小値の差が少なくなり、 $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ については一様減衰状況を示すようになる

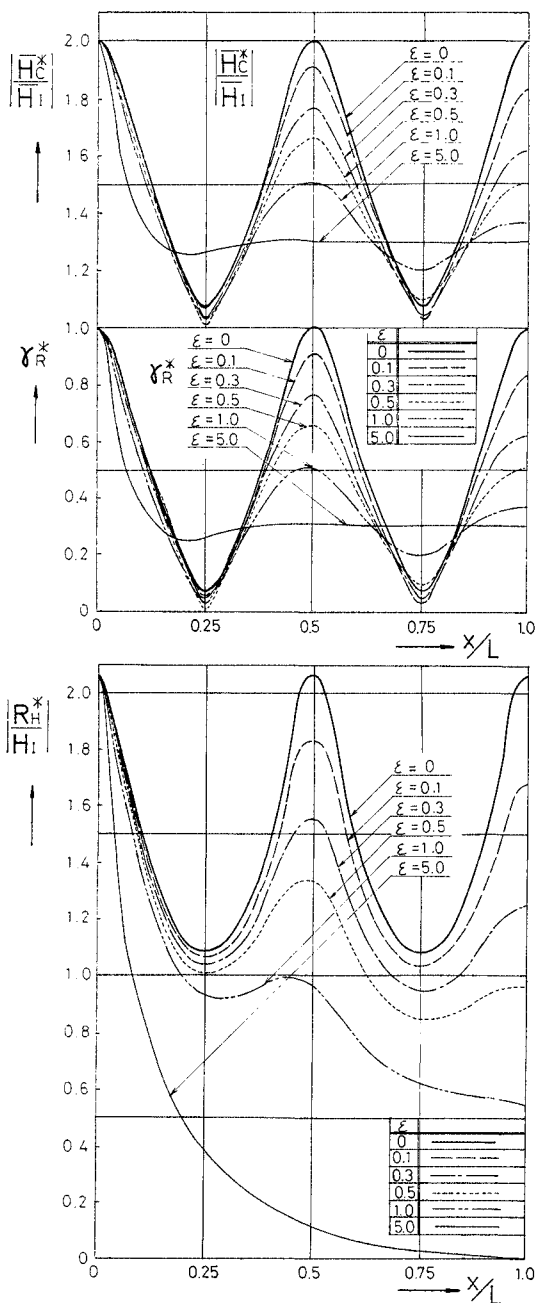


図-2 x/L に伴う $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$, γ_R^* , $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の変化 (無限の繰返し, $\tau_R=0.3$, $\tau_T=0.7$ の場合)

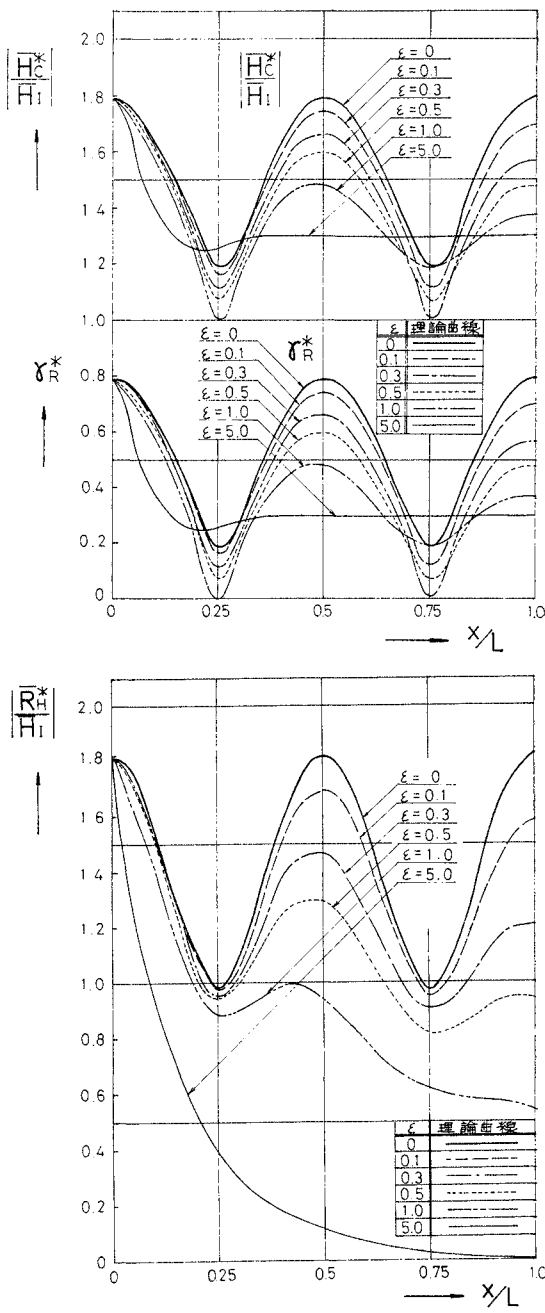


図-3 x/L に伴う $|\bar{H}_C^*/\bar{H}_I|$, γ_R^* , $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ の変化 (有限な繰返し, $\tau_R=0.3$, $\tau_T=0.7$ の場合)

が、著者らの碎波の実験によれば¹²⁾碎波形式により波高減衰は異なり、spilling breaker の場合は $x/L < 1.2$ で $\epsilon = 0.08 \sim 0.5$ 、plunging breaker の場合は $x/L < 1.0$ で $\epsilon = 0.5 \sim 1.4$ 程度であり、 $\epsilon = 5.0$ といった大きな減衰は実際現象としてほとんど生じないと思われる。したがって、波が砕けない場合は ($\epsilon \cong 0$) 消波効果に及ぼす x/L の効果は大きい、波が多孔壁部分で砕けるような場合は碎波による波の減衰度が大きい、 x/L の効果は碎波しない場合 ($\epsilon \cong 0$) より少なくないといえる。そして、波の反射・透過を無限に考える場合と考えない場合とは、図-2、図-3 に示すように $\epsilon < 1.0$ の領域では、無限の繰返しを考えたほうが極大値と極小値の差が大きい、 $\epsilon \geq 1.0$ の領域では両者の差は小さくなり、またその極値をとる x/L の値は 0.25 あるいは 0.5 よりずれてくる。このことは、波の減衰の効果が著しく卓越することを意味している。

一方、鉛直消波岸壁によるエネルギー損失量 E_L はエネルギー保存則より次の式 (14) で与えられる。なお、 E_I は入射波一波長当りのエネルギーである。

$$E_L/E_I = (1 - \tau R^{*2}) \dots\dots\dots (14)$$

したがって、式 (14) に式 (8)、(9) を代入するとおのおの式 (15)、(16) で与えられる。

$$E_L/E_I = \frac{1 - (1 - \tau^4)\tau R^2 - \tau^4(\tau T^2 - \tau R^2)^2}{1 - 2\tau^2\tau R^*} \dots\dots\dots (15)$$

$$* \frac{-2\tau^2\tau R\{1 + (\tau T^2 - \tau R^2)\} \cos 4\pi x/L}{\cos 4\pi x/L + \tau^4\tau R^2}$$

……………(無限の繰返し)……………

$$E_L/E_I = 1 - 2\tau^2\tau R\tau T^2 \cos 4\pi x/L - (\tau R^2 + \tau^4\tau T^4) \dots\dots\dots (16)$$

……………(有限の繰返し)……………

図-4 は、 $\tau T = 0.7$ 、 $\tau R = 0.3$ の場合の式 (15)、(16) で与えられる E_L/E_I と x/L の関係を示したものである。図-2、図-3 から認められるように減衰係数 $\epsilon < 1.0$ の場合設置間隔 x/L が式 (12) を満すとき E_L/E_I が極大に、また x/L が式 (13) を満すときは E_L/E_I が極小になることが認められ、設置間隔 x/L の効果は著しい。また $\epsilon \geq 1.0$ になると極値は必ずしも式 (12) および (13) を満す x/L 地点で与えられないと同時に式 (15)、(16) の E_L/E_I の差違はほとんど認められなくなる。なお $\epsilon < 1.0$ の場合には、式 (15) のほうが式 (16) より $x/L = 1/4(2i)$ ($i = 1, 2, 3, \dots, n, \dots$) 近傍で E_L/E_I が小さくなり、したがって、このような現象を波の反射・透過を有限に繰返されたものと考え、エネルギー損失量 E_L/E_I を大きく見積ることになることに注意しなければならない。

(2) 多孔式消波岸壁の最大消波効果について

多孔壁鉛直消波岸壁の反射率 τR^* は、波の反射・透

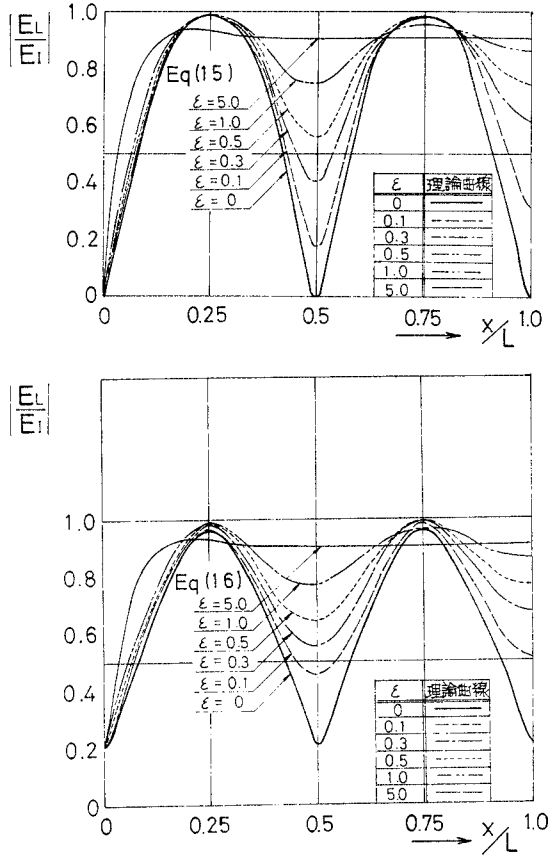


図-4 エネルギー損失量 E_L/E_I と x/L の関係 ($\tau T = 0.7$, $\tau R = 0.3$ の場合)

過を無限に考える場合は式 (8) で、また高次微小項を省略すると式 (9) で与えられるが、これらの式は x/L と τR (あるいは τT) の関数であるため、 x/L が固定される場合は反射率 τR^* を最小にする多孔壁の反射率 τR_0 が存在することになる。まず、式 (8) について考えてみる。後述する $\tau T = 1 - \tau R$ を用いると、式 (8) は式 (17) となる。

$$\tau R^{*2} = \frac{(1 - 4\tau^2 \cos 4\pi x/L + 4\tau^4)\tau R_0^2}{1 - 2\tau^2\tau R_0 \cos 4\pi x/L} + \frac{(2\tau^2 \cos 4\pi x/L - 4\tau^4)\tau R_0 + \tau^4}{\tau^4 + \tau R_0^2} \dots\dots\dots (17)$$

したがって、 $\partial(\tau R^{*2})/\partial\tau R_0 = 0$ を満す解の中で τR^{*2} を最小にする τR_0 の値 ($1 \geq \tau R_0 \geq 0$) を採用すると次の式 (18) を得る。

$$\tau R_0 = \frac{(1 - 4\tau^2 \cos 2\pi x/L + 4\tau^4 - \tau^8) \pm \sqrt{(1 - 4\tau^2 \cos 4\pi x/L + 4\tau^4 - \tau^8)^2 + (2\tau^2 \cos 4\pi x/L + 10\tau^6 \cos 4\pi x/L - 8\tau^4 \cos^2 2\pi x/L - 4\tau^8)}}{\tau^4 + \tau R_0^2}$$

$$\begin{aligned} & \{(2r^2 + 10r^6)\cos 4\pi x/L \\ & - 8r^4 \cos^2 4\pi x/L - 4r^6\} \\ \text{for } & \{(2r^2 + 10r^6)\cos 4\pi x/L \\ & - (8r^4 \cos^2 4\pi x/L + 4r^6)\} \leq 0 \quad (\text{複号同順}) \end{aligned}$$

.....(18)

また、簡略式、式(9)についても上述の方法にしたがうと、次の式(19)を満たす解 r_{RO} の中で、 $1 \geq r_{RO} \geq 0$ を満たす式(9)の r_{R^*} を最小にする値を求めるとよい。

$$\begin{aligned} & 2r^4(1-r_{RO})^3 - 3r^2 \cos 4\pi x/L(1-r_{RO})^2 \\ & + (1+2r^2 \cos 4\pi x/L)(1-r_{RO}) - 1 = 0 \end{aligned}$$

.....(19)

図-5 は式(23),(24)で与えられる反射率 r_{R^*} を最小にする r_{RO} を $\epsilon=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ の場合について示したものである。同図によれば r_{R^*} を最小にする r_{RO} は式(18),(19)の両方とも ϵ が大きくなるにつれて小さくなっており、 $1/8 < x/L < 3/8$ と $5/8 < x/L < 7/8$ の範囲では比較的一致した値となるが、式(18)については、 x/L が式(13)を満たすとき、特に $\epsilon=0$ の場合、 $r_{R^*}=1$ となるため、 r_{RO} は決定されない。また $\epsilon > 0$ の場合 r_{RO} の値は1以上となり、 $0 \leq r_{RO} \leq 1$ の範囲には解は存在しなくなる。一方、式(19)の簡略式のほうは $x/L=1/4 \cdot (2n-1)$, $n=1, 2, \dots$ で r_{R^*} は極小、 $x/L=1/4 \cdot (2n)$, $n=1, 2, \dots$ で極大をとり、 r_{R^*} の特性と同じ傾向を示す。すでに指摘してきたように最大の消波効果をもたらすには、 x/L を $x/L=0.25, 0.75$ のように式(12)を満たすようにしたらよいが、この位置

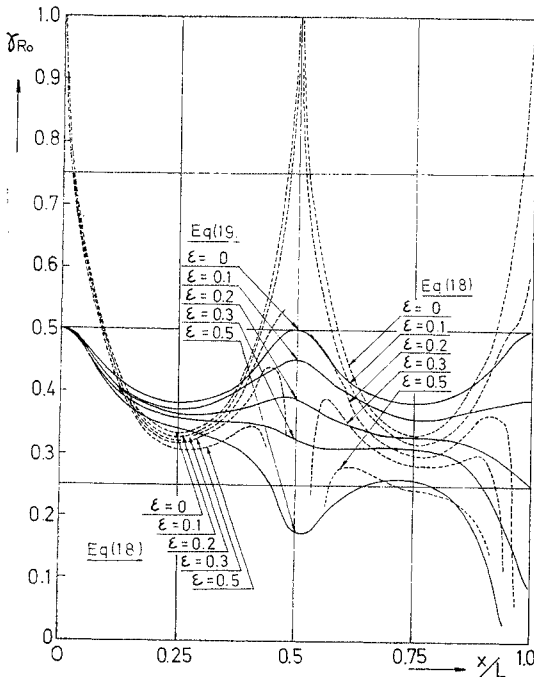


図-5 r_{R^*} を最小にする最適な r_{RO} の値 r_{RO} について

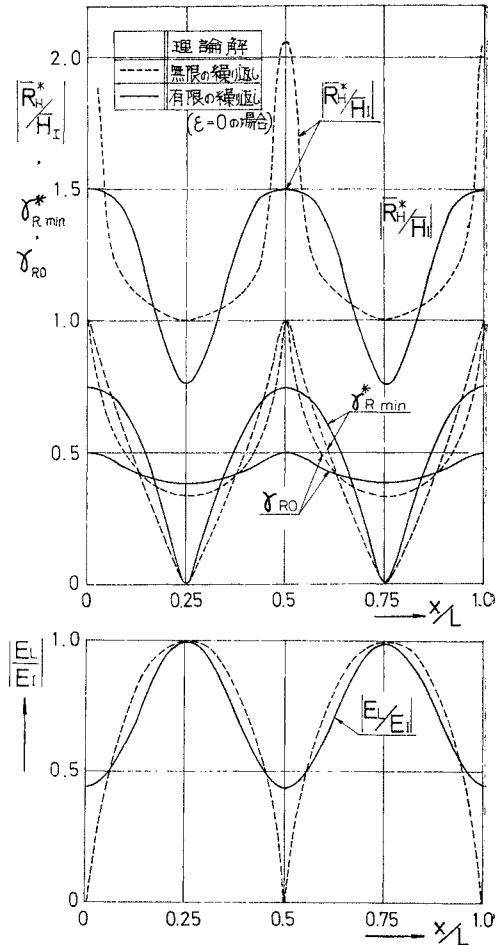


図-6 r_{RO} の値と r_{R^*} , $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$, E_L/E_I の関係 ($\epsilon=0$ の場合)

における $\epsilon=0$ の場合の最適な多孔壁の r_{R^*} は式(18)によれば 33%、式(19)によれば 38% となる。図-6 は最適な反射率 r_{RO} (図-5 参照) に対する最小反射率 $(r_{R^*})_{\min}$ 、エネルギー損失 (E_L/E_I) と遊水部での不透過壁前面の水面振動 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$ を $\epsilon=0$ の場合について示したもので、図中の曲線は、式(6)~(11)より計算した値である。同図によれば、設置間隔 x/L の変化に伴う最小反射率 $(r_{R^*})_{\min}$ が判明するが、最も反射率が小さくなるのはすでに指摘してきたように、 x/L が式(12)を満たす場合で、簡略式・厳密式ともに 1.0% 程度のきわめて小さい反射率になり、また最も反射率の大きくなるのは x/L が式(13)を満たす場合で簡略式によれば、 $(r_{R^*})_{\min}=0.75$ 、厳密式では 1.0 となりその位置においてはこれ以上の消波効果は期待できないことが認められる。またこの設置間隔 x/L の効果については、遊水部の振動 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$ およびエネルギー損失 E_L/E_I に対しても $(r_{R^*})_{\min}$ と同様である。したがって、以上のことを総括すると最大の消波効果をもたらすには、ま

ず多孔壁と不透壁間の設置距離 x/L を $1/4 \cdot (2n-1)$, $n=1, 2, \dots$ とする。そしてさらに多孔壁の反射率 r_R が図-5 で与えられる値をとるように多孔壁の壁厚孔径・空げき率などを決めるとよいことになる。特に $x/L = 0.25$ で、波の減衰がきわめて小さい場合は ($\epsilon \approx 0$) 多孔壁の反射率 r_R を 33~38% にするとよいことになり、そのときの最小反射率は図-6 に示すように 1% ときわめて小さくなる。このように、消波岸壁の効果に関しては多孔壁の反射率 r_R および透過率 r_T が重要となるので次に多孔壁の水理特性について考察を加えていく。

(3) 多孔壁の反射率と透過率とエネルギー損失

この多孔壁の反射率 r_R , 透過率 r_T については著者らはすでに報告しているもので^{1,2)} ここではその結果の概略を記し、服部¹³⁾の解との相違点について述べる。

波は長波性に近い微小振幅浅海波とし、多孔壁は波動により振動しないものと仮定する。入射波 η_I , 反射波 η_R , 透過波 η_T をおのおの式 (20) のように与える。

$$\left. \begin{aligned} \eta_I &= a \sin(kx - \sigma t) \\ \eta_R &= r_R \cdot a \cdot \sin(kx + \sigma t + \theta_R) \\ \eta_T &= r_T \cdot a \cdot \sin(kx - \sigma t + \theta_T) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

この η_I, η_R, η_T を用いると微小振幅浅海波の速度ポテンシャルが求まり、このポテンシャルを用い図-7 に示す多孔壁に近接した I 断面と II 断面での流量保存を考え、さらに 1 地点と 2 地点間

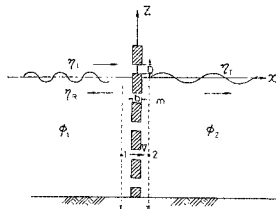


図-7 記号の説明

においてベルヌイ-式を用いてエネルギー保存を考えると多孔壁での流速 V および η_T はおのおの式 (21), (22) となる。なお、式 (22) は、 $\cosh k(h+z)$ を級数展開して $\{k(h+z)\}^5$ 以上の項は微小項として省略して得られたものである。

$$V = \frac{1}{\sqrt{\zeta_\omega + \zeta_c + \frac{f}{4} \left(\frac{b}{D}\right)}} \cdot \sqrt{\left\{2g + \frac{2\sigma^2}{k} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}\right\} \{\eta_I + \eta_R - \eta_T\}} \dots\dots\dots (21)$$

$$\eta_T^2 = \frac{2m^2 C_m^2}{\sigma^2} \left(\frac{1}{\zeta_\omega + \zeta_c + \frac{f}{4} \left(\frac{b}{D}\right)} \right) \cdot k^2 h^2 \cdot \left\{ \left(2g + \frac{2\sigma^2}{k \cdot \sinh kh} + \frac{1}{6} k^2 h^2 \right) (\eta_I - \eta_T) \right\} \dots\dots\dots (22)$$

式 (22) で透過波の位相差 $\theta_T = 0$ とすると r_T が算定できるが、その際 r_T^2 の係数は $a \sin \sigma t$ となり時間

的に変化する。このような時間的に変化する係数の取扱いについては、その最大値あるいは半周期の時間平均をとるなど種々の方法がとられている。ここでは流量係数 C_m , 損失係数 $\zeta_\omega, \zeta_c, f/4 \cdot (b/D)$ および r_T はその最大値をもって定義されるものとする、式 (22) より r_T は式 (23) で与えられる。また、 r_R は断面 I と断面 II の流量保存式より、式 (24) で与えられる。

$$r_T = \frac{2}{a} \left\{ -m^2 C_m^2 \epsilon_0^2 K + \sqrt{m^4 C_m^4 \epsilon_0^4 K^2 + a m^2 C_m^2 \epsilon_0^2 K} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

$$|r_R| = 1 - \frac{2}{a} \left\{ -m^2 C_m^2 \epsilon_0^2 K + \sqrt{m^4 C_m^4 \epsilon_0^4 K^2 + a m^2 C_m^2 \epsilon_0^2 K} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} K &= \left(\frac{kh}{\sigma} \right)^2 \left\{ g + \frac{\sigma^2}{k} \cdot \frac{1}{\sinh kh} + \frac{\sigma^2}{6k} \cdot \frac{k^2 h^2}{\sinh kh} \right\} \\ \epsilon_0 &= \frac{1}{\left(\zeta_\omega + \zeta_c + \frac{f}{4} \left(\frac{b}{D}\right) \right)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

なお、 D : 円孔直径、 b : 壁厚、 m : 多孔壁の空げき率、 g : 重力加速度、 h : 静水深、 $k=2\pi/L$, L : 波長、 $\sigma=2\pi/T$, T : 周期、 f : 多孔壁での摩擦抵抗係数、 ζ_ω : 断面拡大の損失係数 (1.0), ζ_c : 断面急縮の損失係数 (0.5), C_m : 流量係数である。

一方、服部¹³⁾は波動の半周期の時間平均を用いて、運動量方程式より r_T と r_R を式 (26), (27) のように与えている。

$$r_T = \frac{2\pi}{\theta} \cdot \frac{h}{H_I} \left(\beta + \frac{kh}{\tanh kh} \right) \cdot \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{\theta}{\pi} \cdot \frac{H_I}{h} \cdot \frac{1}{(\beta + kh/\tanh kh)}} \right] \dots\dots\dots (26)$$

$$r_R = 1 - r_T \dots\dots\dots (27)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \frac{\pi^2}{8} \left[\left\{ \frac{1}{(C\epsilon)^2} - \alpha \right\} - 2 \left\{ \left(\frac{1}{C\epsilon} \right) - 1 \right\} \right] \\ \alpha &= \left(\frac{kh}{\sinh kh} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{\sinh^2 kh}{3} \right) \\ \beta &= \frac{1}{2} \cdot \frac{kh}{\tanh kh} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (28)$$

ϵ : 開口比、 C : 孔の流量係数である。

また、エネルギー損失はエネルギー flux の保存より式 (29) で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} E_L &= E_I - E_R - E_T \\ E_L/E_I &= (1 - r_R^2 - r_T^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

以上の計算により多孔壁の透過率、反射率およびエネルギー損失量を求める解を得た。式中の流量係数 C_m などは多孔部の幾何形状や Reynolds 数に依存するため水理実験により検討しなければならない。

3. 水理実験

(1) 実験装置と実験方法

前節の理論解析の妥当性を検討するために二次元造波水槽で水理実験を行なった。用いた造波水槽は、長さ 30 m, 幅 0.70 m, 高さ 0.9 m の片面ガラス張りの鋼製水槽である。実験は 1/15 の一様勾配の傾斜水域と一定水深水域の両方で行ない、前者では砕波を含めて shoaling による波の変形のある場合、後者では水深変化に伴う shoaling による波の変形のない場合の鉛直消波岸壁の水利特性を検討する。

入射波・反射波および透過波は電気抵抗線式波高計で計測し、反射率は入射波の 1/2 波長間の部分重複波の波高を計測し、Healy の方法で算定する。多孔壁の透過波は多孔壁の後方、2 波長間を 1/4 波長間隔で波高を計測して算定することとし、遊水部の不透過壁部での水面変動、特に静水面からの波の打ち上げ高さは抵抗線式波高計と 16 mm 高速シネカメラと水に浸った部分のみ変色する用紙(打ち上げ高さ算定用)より算定する。なお、多孔壁と多孔式消波岸壁はアクリライトで作られている。実験諸元は表-1 に示すとおりである。

表-1 実験諸元

S	0	1/15
H_0/L_0	0.01, 0.02, 0.03	0.01, 0.02, 0.03, 0.04
b/D	0.366, 0.68, 1.36	0.366
h/L	0.1333, 0.2099, 0.2838	0.0261, 0.0497, 0.0714
h/H_0	9.95~10.25	0.5, 1.5, 3.0
D/H_0	0.35, 0.68, 1.18	0.26, 1.18
x/L	0.044~0.750	0.125~0.5
m	10 ~ 45%	18.6%

(2) 実験結果とその検討

a) 多孔壁の水利特性

反射率, 透過率, エネルギー損失に及ぼす多孔壁の空けき率 m , 壁厚・円孔直径比 b/D , 円孔直径・波高比 D/H の効果などについて検討していく。図-8 は多孔壁の空けき率 m の変化に伴う τ_T と τ_R の変化を示した一例である。同図には流量係数 C_m を parameter にして式 (23) で与えられる τ_T と式 (24) で与えられる τ_R の理論値を実験値とともに示してある。同図によれば、 m の変化により C_m の値は $C_m=0.8\sim0.6$ と若干異なるが、 m が大きくなると τ_T が大きくなり、 τ_R は小さくなっていく傾向が実験値と理論値とよく一致していることから式 (23), (24) の妥当性が認められる。この図より τ_T と τ_R の変化が大きいのは $m \leq 30\%$ の範囲であり、 $m \geq 30\%$ の範囲では変化が小さく消波の効果が小

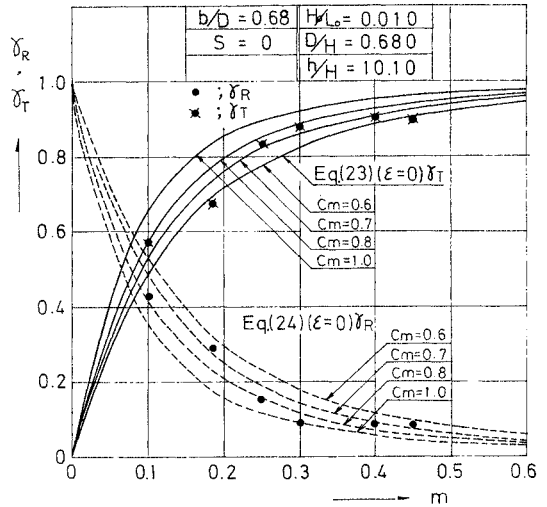


図-8 多孔壁の空けき率と τ_T と τ_R との関係

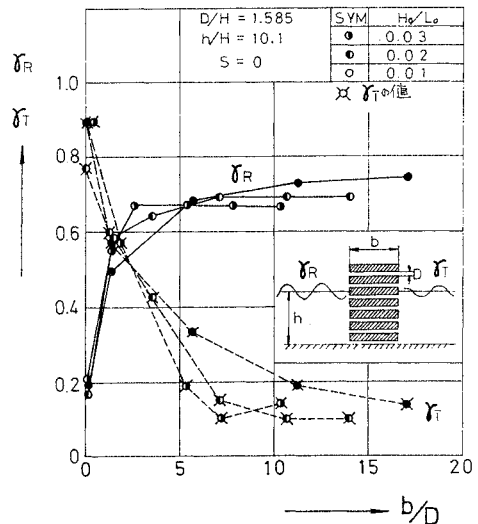


図-9 多孔壁の b/D と τ_T , τ_R との関係 ($m=0.186$ の場合)

さいことを示している。このことは著者の一人¹³⁾が以前に海岸堤防前面の消波工の効果を実験的に確かめた場合の事実ときわめてよく一致しており興味深い。図-9 は b/D と τ_T と τ_R の関係を示した一例であるが、 b/D が大きくなるにつれて τ_R は大きくなり、 τ_T は小さくなるのが認められ、さらに、 τ_R と τ_T の変化が大きいのは $b/D < 7$ の範囲で、 $b/D \geq 7$ の範囲になると τ_R と τ_T の変化は少なくほぼ一定の値をとることがわかる。式 (23), (24) で与えられる τ_T と τ_R の理論値で、 b/D が関係するのは C_m と $f/4 \cdot (b/D)$ の項であるが、 f は式 (21) で与えられる V_{max} の Reynolds number $Re = (V_{max} \cdot D) / \nu$ の値を用いて、定常流に対する Moody 図表より算定すると $0 < b/D < 17.1$ の範囲で $f=0.04$

となり r_R, r_T に及ぼす $f/4 \cdot (b/D)$ の項は著しく小さい。したがって、式 (23), (24) より r_T と r_R を算定するには C_m におよぼす b/D の効果を明らかにしておかなければならない。図-10 は r_T と r_R の実験結果より式 (23),

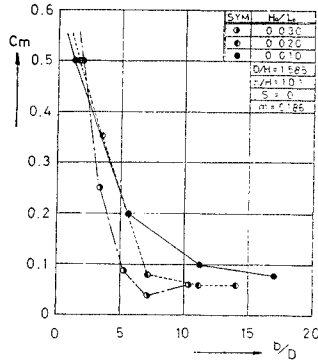


図-10 b/D の変化に伴う C_m の変化 (24) を用いて逆算した C_m と b/D の関係を示したものであり、同図より b/D が小さい場合には C_m は大きくなるが、 $b/D > 10$ の範囲ではほぼ一定の値となることが認められる。なおこの流量係数 C_m と b/D の関係は、水深・波高比 h/H などによっても変化すると考えられ、さらに実験を行なって検討しておく必要があるものと思われる。なお図-9によれば $b/D \geq 7$ の範囲では $r_T + r_R \approx 0.8$ 程度で 1 より小さくなるが、これは壁厚が厚くなると壁間で流量が残ること、入射波と透過波の位相差が大きくなることなどに帰因し、式 (23), (24) の誘導時の仮定が満たされないためと考えられる。次に、 r_T と r_R におよぼす孔径・波高比 D/H の効果を示したものが図-11 である。なお、同図の実験値はすべて服部¹³⁾の実験値を用いている。同図より、 D/H が大きくなるにつれて r_T は大きくなり、 r_R は小さくなっていることが認められる。なお同図には服部の解、式 (26), (27) も同時に示したが、流量係数 C_m が異なる点を除くと筆者らの解とほとんど一致している。この C_m と C の

表-2 C_m と C の比較

開孔比 (m)	b/D	C_m	C (服部)
0.25	2.0	0.6	0.4
0.125	0.5	1.0	0.75
0.0625	1.0	0.85	0.60

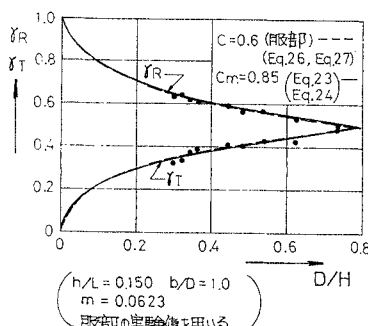
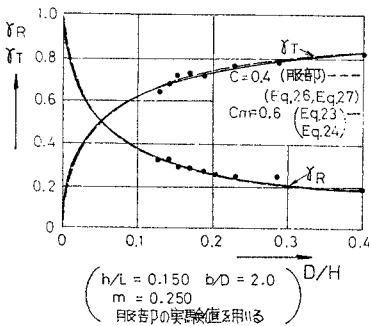


図-11 r_T と r_R におよぼす D/H の効果

値の差は時間項を省略する方法の差異により生じたものであると考えられ、 C_m と C をつき合わせると表-2に示すようになり、筆者らの方法では流量係数 C_m を服部の値より大きくとる必要があることが判明する。

以上、多孔壁の r_T と r_R におよぼす $m, b/D, D/H$ の効果について議論してきたが、 $m, b/D, D/H$ は r_T と r_T にきわめて重要な要素となり、Bovine¹¹⁾が指摘したような m だけで、 r_T, r_R が決定されないことが判明した。このように式 (23), (24) は、比較的良好に実験値と一致しており、2. の解析の妥当性が実証された。

b) 鉛直消波岸壁の水利特性

3. (1) で示した多孔壁の水利特性を考慮して多孔壁の背後に不透透壁を有する鉛直消波岸壁の水利特性について実験的な検討を加えていく。

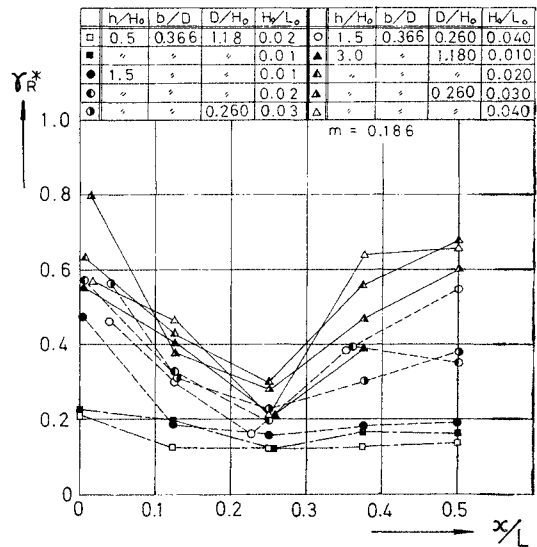


図-12 r_{R^*} におよぼす x/L の効果 ($S=1/15$ の場合)

(i) 反射率: r_{R^*}

図-12~14 は r_{R^*} に及ぼす消波岸壁遊水部長 x/L の効果を示したものである。図-12 は $S=1/15$ の一様傾斜面での値であるが、 r_{R^*} に及ぼす x/L の効果は多孔壁部の設置水深 h/H の値により異なり、 $h/H=0.5$ のように碎波点以浅に鉛直消波岸壁が設置される場合は x/L の変化に伴う r_{R^*} の変化は、 $x/L=0.25$ で小さく、 $x/L=0.5$ で大きくなるが、その差はわずかであってきわめて変化がないことが認められる。これは碎波後のように波の減衰が大きい場合には遊水部での波の反復反射に生

じる波の位相差による消波効果より碎波による波自体の減衰が大きいため、このことは、既述の図-2, 3 に示す式 (8) および式 (9) の理論値の傾向と一致している。一方、設置水深 $h/H=1.5, 3.0$ と碎波点以深になると、 τ_R^* は $x/L=0, 0.5$ で大きく、 $x=0.25$ で小さくなっており、遊水部での波の反復反射の効果が十分認められる。図-13, 14 は $S=0$ (水平床) の実験値 τ_R^* を示したものであって、理論値式 (8), (9) の値も同時に示してある。また、図-13 には遊水部の水位が一樣に昇降するとして求めた Richey & Sollitt の解も比較のため示してある。なお図-14 中において $D/H_0, b/D$ が異なる値に対して理論式が一つしかあらわしてないのは、この場合式 (8) および式 (9) 中の τ_T および τ_R に対して式 (23)~(25) を用いて計算すると、図中の二つの実験値の場合いづれも τ_T および τ_R はほとんど同じ値をとったためである。図-13, 14 によれば、 $x/L=1/4 \cdot (2n), n=0, 1, 2, \dots$ で τ_R^* は大きく、 $x/L=1/4 \cdot (2n+1), n=0, 1, 2, \dots$ で小さくなり $S=1/15$ の場合より遊水部での波の反復反射の効果が明確である。一方、Richey & Sollitt の値は $x/L > 1/8$ となると実験値との差異はきわめて大きく、mass-spring-resistance

model を用いた上述の Richey & Sollitt の考え方は多孔壁鉛直消波岸壁の消波機構は物理的に説明できない。これは $x/L > 1/8$ と大きくなると多孔壁と不透透壁間の遊水部の水塊が、上下一様に昇降しないため、Richey & Sollitt の仮定と明らかに相違するためである。一方、波の反復反射を考えた式 (8), (9) は実験値と比較的よく一致しており、この反復反射の考え方で十分このような場合の消波機構を説明すると考えてよさそう。しかし、図-13, 14 より明らかなように、波の反復反射を無限に考える式 (8) より式 (9) のほうが比較的好く実験値と一致しており、このため精度を高めるには式 (9) よりさらに 4 個の高次項を採用した算定式を用いると十分である。このように τ_R^* を小さくして消波効果を高めるには、 x/L を 0.25, 0.75 といった式 (12) を満すようにする必要があるが、 τ_R^* はさらに多孔壁の反射率 τ_R により変化する。図-15 は、 τ_R の変化に伴う τ_R^* の値を $x/L=1/8, 1/4, 1/2$ の場合に示したものである。同図には $x/L=1/2, x/L=1/4$ の実験値も同時に示してあるが、 τ_R が τ_{R0} 、つまり式 (18), (19) を満す値をとるとき τ_R^* がほぼ最小になっており、 τ_R^* を最小にする多孔壁の最適な τ_R が存在することがこの

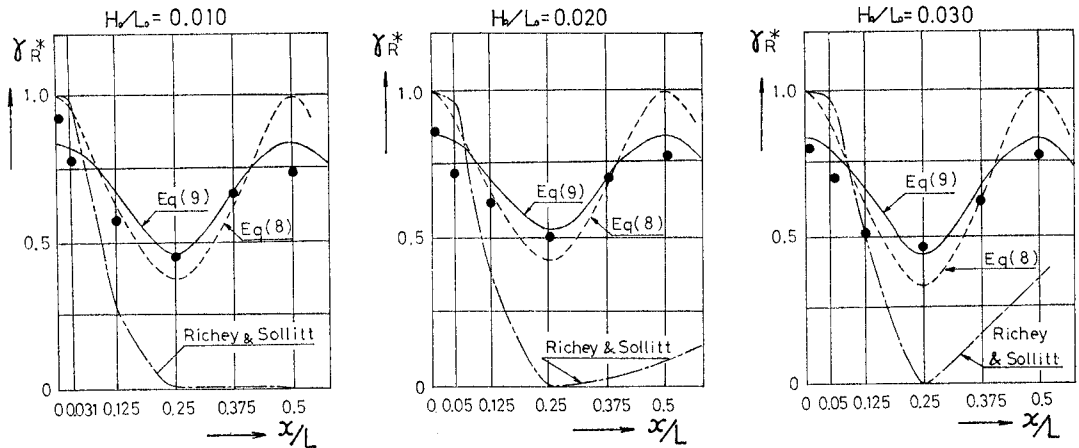


図-13 γ_R^* におよぼす x/L の効果 ($D/H_0=1.585, b/D=0.366, h/H=10.1, S=0, m=0.186$ の場合)

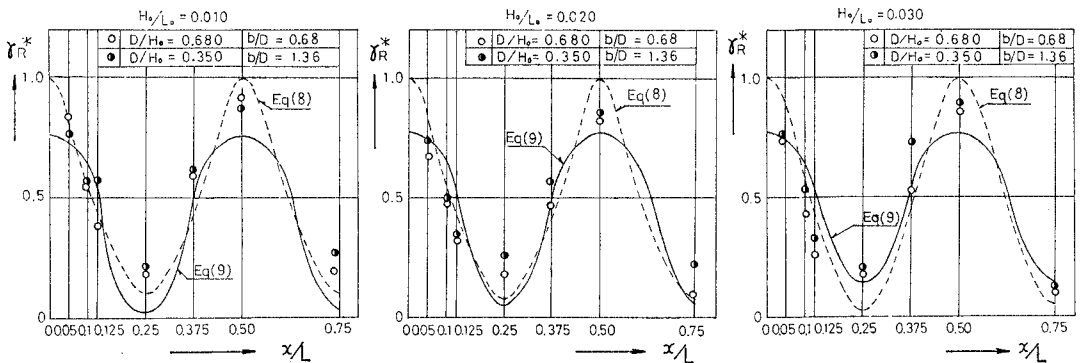


図-14 γ_R^* におよぼす x/L の効果 ($S=0, m=0.186, h/H=10.1$ の場合)

ことからわかる。またこういった遊水部を有する消波岸壁の消波効果は遊水部を持たない他種の鉛直消波岸壁と比較して、その消波効果の特性を明らかにしておく必要がある。図-16 はパイプで構築された遊水部を有しないパイプ消波岸壁と遊水部を有する多孔壁式消波岸壁の反射率 r_R^* の差異を示したものである。同図より x/L の変化に伴う両者の差は明確であり、パイプ消波構造形式ではパイプ長 x/L が大きくなっても消波効果はほとんど変化しないが、遊水部を持つ消波構造では反射率 r_R^* が式 (8) および式 (9) で与えられるため、たとえ

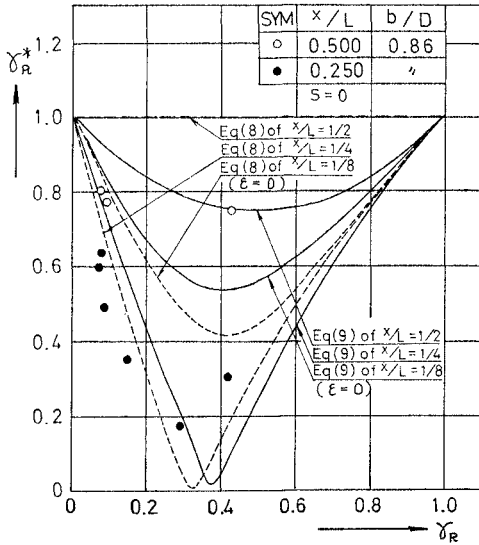


図-15 r_R^* と r_R との関係 ($H/L=0.01, D/H=0.68, h/H=10.1$ の場合)

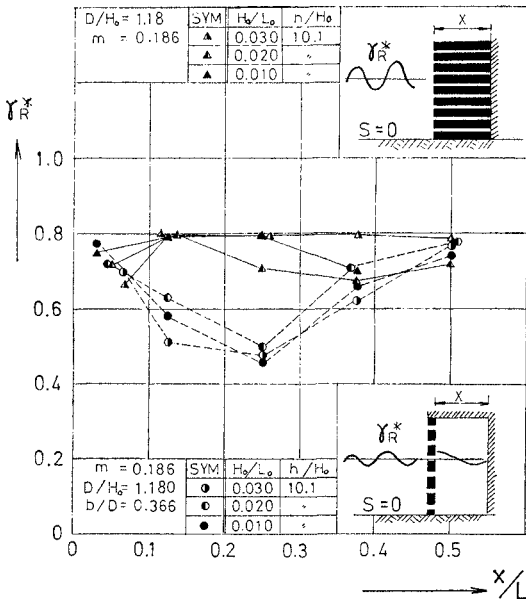


図-16 r_R^* におよぼす遊水部の効果について

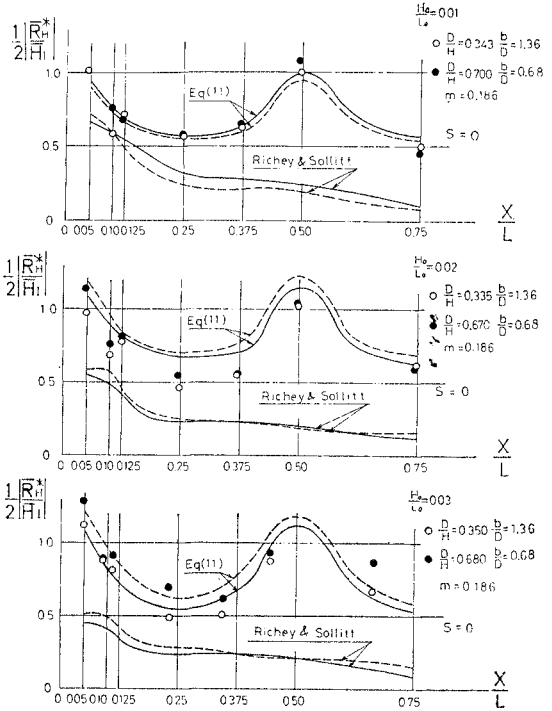


図-17 遊水部不透壁面での水位変動

ば式 (12) を x/L が満すようにすればパイプ消波岸壁より2倍も消波効果が大きく有効であることは明らかである。

(ii) 遊水部の水面振動 (特に不透壁面での振動)

図-17 は不透壁面の水位変動を示した一例であり、同図には Richey & Sollitt の値および式 (11) の値も同時に示してある。Richey & Sollitt の理論値は $x/L > 1/8$ になると実験値との差異は大きく水面変動は算定できない。これは r_R^* の項で既述したように、水面が上下一様に昇降しないためである。また波の反復反射を無限に考えない式 (11) のほうが実験値とよく一致していることは r_R^* と同じ結果を示している。したがって、 r_R^* と同様、遊水部長 x/L を式 (12) を満すように決めると不透壁面の水面振動が小さく、 x/L が式 (13) を満すような場合には水面振動が大きくなっている。

以上、既述の r_R^* の特性も含めて考えると、多孔壁鉛直消波岸壁の r_R^* 、 $|\bar{R}_H^*/\bar{H}|$ などの水理特性は波の反復反射を無限に考える必要はなく、高次の微小項を省略した有限な反復反射を考えるだけで十分であって第1近似として式 (7), (9), (11) で概略の値が与えられよう。

4. 結 論

これまで、鉛直消波岸壁構造の一形式として、多孔壁式鉛直消波岸壁をとりあげて、反射率、遊水部での水面

振動などの水理特性について理論解析を行なって、その妥当性を水理実験により検討してきた。得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) 多孔壁の透過率 τ_T 、反射率 τ_R はおのおの式 (23), (24) で与えられ、空けき率 m 、孔径・波高比 D/H 、壁厚・孔径比 b/D が重要な要素となることが判明した。

(2) 多孔壁鉛直消波岸壁の反射率 τ_R^* 、水面振動 $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ (特に不透過壁前面) は、多孔壁と不透過壁間での波の反復反射により生ずる成分素波を単純に重ね合わせることににより導かれた式 (8), (9) および式 (10), (11) で与えられる。この式の中でも高次微小項を省略した簡略式 (9), (11) のほうが、無限の反復反射を考えた式 (8), (10) より比較的实际の値に近く、さらに高次の項 $\bar{\tau}_{T_1} \cdot \bar{\tau}^8 \cdot \bar{\tau}_{T_5} \bar{\tau}_{R_2} \bar{\tau}_{R_3} \bar{\tau}_{R_4} \bar{\tau}_{R_5} \bar{\tau}_{R_6} \bar{\tau}_{R_7} \bar{\tau}_{R_8} \cdot \bar{H}_I$ まで採用すると精度がよくなると推察される。この式によれば、透過多孔壁と不透過壁間の設置距離 x/L が消波効果を高めるための重要な要素となっており、 x/L を式 (12) を満すように決めるのが一番好ましい。しかし、この消波効果を高める最適な τ_R が存在するが、その τ_R は x/L の変化に伴い 図-5 に示す値をとるように多孔壁の空けき率 m 、壁厚・孔径比 b/D を式 (24) から決めるとよいことが 図-15 より明らかである。また、mass-spring-resistance model を用いて解析した、Richey & Sollitt の解は $x/L \geq 1/8$ では適用することができないこと、また $x/L < 1/8$ の範囲でも十分消波機能を説明していないことも判明した。

以上多孔壁鉛直消波岸壁の水理特性について本論で得られた結果を示したが、この岸壁を現地で具体的に適用する場合の問題点として、(i) 不規則波浪と正弦規則波との対応性、(ii) 不規則波浪に対する多孔壁の流量係数 C_m の評価の仕方、などがありこういった点につき今

後検討していく必要がある。なお、本実験は当時学生の伊藤伸司君 (現 三井建設勤務)、町田照雄君 (現 兵庫県庁勤務) および本学 一宮孝信技官の 労によるところが多く謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 榎木 亨・岩田好一朗：透過性構造物による波の変形について、第 19 回海岸工学講演会論文集、1972。
- 2) 榎木 亨・岩田好一朗：多孔壁鉛直消波岸壁の水理特性について、土木学会関西支部年次学術講演概要、昭 47。
- 3) 長尾義三・加藤久徳：直立消波岸壁に関する二、三の実験的研究、第 17 回海岸工学講演会論文集、1970。
- 4) 尾崎 晃：直立式消波岸壁について、第 26 回土木学会年次学術講演会講演集、昭 46。
- 5) 井島武士・奥園英明・湯村やす・坂井久雄：遊水部を持つ直立消波防波堤と護岸、第 19 回海岸工学講演会論文集、1972。
- 6) Jarlan, G.E.: A Perforated Vertical Wall Breakwater, The Dock & Harbour Authority, Vol. XII, No. 486, April, 1961.
- 7) Boivin, R.: Comments on Vertical Breakwaters with Low Coefficients of Reflection, The Dock & Harbour Authority, Vol. XLV, No. 524, Jun, 1964.
- 8) Terrett, F.L. & Osorio, J.D.C. & Lean, G.H.: Model Studies of Perforated Breakwater, Proc. 11th. Conf. on Coastal Eng., Vol. II, 1968.
- 9) Marks, W. & Jarlan, G.E.L.: Experimental Studies on a Fixed Perforated Breakwater, Proc. 11th Conf. on Coastal Eng., Vol. II, 1968.
- 10) Richey, E.P. & Sollitt, C.K.: Wave Attenuation by Porous Walled Breakwater, Journal of A.S.C.E., August, 1970.
- 11) Le Méhauté: Estuary and Coastlines Hydrodynamics, by Ippen, McGraw-Hill, 1966.
- 12) 榎木 亨・岩田好一朗：砕波後の乱れについて、第 27 回土木学会年次学術講演会講演概要、1972。
- 13) 服部昌太郎：多孔壁式防波堤の水理特性、第 18 回海岸工学講演会論文集、1971。
- 14) Sawaragi, T.: Scouring due to Wave Action at the Toe of Permeable Coastal Structure, Proc. Coastal Eng. in Japan, 1966.

(1973.6.19・受付)