

遊水部をもつ棚式直立消波構造物の理論解析と消波特性

REFLECTION OF NORMAL INCIDENT WAVES AT POROUS
OR PERFORATED QUAYWALL

井 島 武 士*・奥 蘭 英 明**

By Takeshi IJIMA and Hideaki OKUZONO

1. はし が き

著者らはこれまでの研究^{1)~9)}において、遊水部をもつ直立消波構造物は、与えられた入射波長および設置水深においては、特定の透過壁の壁厚と空隙率および全堤体幅に対して反射率が最小となり、消波効果を著しく高めることができることを示した。また、同種の研究は榎木¹⁰⁾、近藤¹¹⁾、堀口¹²⁾らによっても行われており、数多くの成果が得られている。

しかし、水深が大きい場所にこの種の構造物を施工する場合には、入射波長や、設置水深によっては、堤体全高にわたって透過壁と遊水部がある“基本型”よりも、堤体下部をある程度の高さ不透過にして、遊水部内水深を浅くした“棚式”の方が経済的な場合が多い。そこで著者らは先の研究⁷⁾において、この棚式について実験を行った。その結果、遊水部内水深をある程度浅くしても反射率は十分小さくできること、また、全堤体幅は基本型よりも狭くでき、棚式は有効な消波構造物であることを推定した。その後、この種の直立消波構造物については、近藤¹³⁾、谷本¹⁴⁾らの研究があるが、これらは理論式の提案が主で、計算例、検証実験ともに乏しく、棚式の場合の消波特性はいまだ十分解明されたとはいえない。

本論文では、遊水部をもつ棚式直立消波構造物に対して、透過壁が一様透過壁および有孔壁の場合について、グリーンの公式を用いた理論解析法を述べ、遊水部内水深と堤体前面水深との比、透過壁の壁厚と空隙率および全堤体幅が反射率に及ぼす影響について検討する。計算に使用する透過壁の抵抗の係数は、流速および加速度に比例するものと考え、長波近似理論と実験値（反射率）により推定する。計算結果は一様透過壁、有孔壁ともに、基本型と棚式について検討し、両者の相違を明確に

し、実験値により検証する。

2. グリーンの公式

$x-z$ 平面内の閉曲線 D を境界とする領域内で速度ポテンシャル ϕ が存在するとき、境界線を N 個の要素に分割し、その中心点の座標を (ξ_j, η_j) , $(j=1\sim N)$ 、他の固定点を (ξ_i, η_i) , $(i=1\sim N)$ 、要素の長さを ds_j とすると、グリーンの公式を離散化して次の関係式が得られる。

$$\phi(i) = \pm \sum_{j=1}^N [\bar{E}_{ij}\phi(j) - E_{ij}\bar{\phi}(j)] \dots\dots\dots(1)$$

$\phi(j)$, $\phi(i)$ はそれぞれ点 (ξ_j, η_j) , (ξ_i, η_i) での値を示し、また $\bar{\phi}(j)$ は点 j での法線方向の微分値 $\partial\phi/\partial\nu$ を表わし、式の右辺+は外向き、-は内向きの法線に対応する。 E_{ij} , \bar{E}_{ij} は次式で定義される第 j 番目の要素に関する積分値である。

$$\left. \begin{aligned} E_{ij} &= \frac{1}{\pi} \int_{ds_j} \log R_{ij} \cdot ds \\ \bar{E}_{ij} &= \frac{1}{\pi} \int_{ds_j} \frac{\partial \log R_{ij}}{\partial \nu} ds \\ R_{ij} &= \sqrt{(\xi_j - \xi_i)^2 + (\eta_j - \eta_i)^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2)$$

R_{ij} は点 (ξ_j, η_j) と (ξ_i, η_i) との間の直線距離で、 E_{ij} , \bar{E}_{ij} は領域の形だけで決まることは明らかである。式 (1) は簡単に次の形でも表わされる。

$$\sum_{j=1}^N [F_{ij}\phi(j) - E_{ij}\bar{\phi}(j)] = 0 \dots\dots\dots(3)$$

ただし、

$$F_{ij} = \begin{cases} -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij} & (\text{外向き法線}) \\ \delta_{ij} + \bar{E}_{ij} & (\text{内向き法線}) \end{cases} \dots\dots\dots(4)$$

δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。

一方、式 (3) とは別に、境界上の流体運動の力学的条件によって、 ϕ と $\bar{\phi}$ との1次的関係を定めることができる。

上記の2つの関係式と境界条件式により全領域に対す

* 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科

** 正会員 九州大学助手 工学部水工土木学科

る連立方程式を得る。これを解いて、境界上の ϕ と $\bar{\phi}$ が得られる。

なお、ここでは微小振幅波の散乱波の項が消滅するような、堤体から十分離れた水深一定の位置に仮想境界面を仮定し、計算式を簡略化する。また、本論文では反射率 K_r の計算結果のみを示すが、一般に流体内の任意の点 (x, z) の速度ポテンシャルは式 (1) に類似の次式により求められる。

$$\phi(x, z) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{E}_{xj}\phi(j) - E_{xj}\bar{\phi}(j)] \dots (5)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} E_{xj} &= \frac{1}{\pi} \int_{ds_j} \log r_{xj} ds \\ \bar{E}_{xj} &= \frac{1}{\pi} \int_{ds_j} \frac{\partial \log r_{xj}}{\partial \nu} ds \\ r_{xj} &= \sqrt{(\xi_j - x)^2 + (\eta_j - z)^2} \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

3. 計算式

(1) 一様透過壁の場合

図-1 のように静水面上に原点 O、水平および鉛直上方に X 軸と Z 軸をとり、OC'B'A' を不透過底面、BB'C'C をこの上に設置された一様透過壁体とするときの流体運動を考える。ABB'A' を領域 (I)、BB'C'C を領域 (II)、COC' を領域 (III) として各領域の境界面上のポテンシャルをそれぞれ添字 1, 2, 3 を付けて表わす。AA' は透過壁体から十分離れた一様水深 h の場所 ($X=R$) にとった仮想境界面である。なお、各領域の境界線での法線 ν は図示のような向きに取る。

a) 一般流体域内の運動

入射波の角周波数を σ 、振幅を A とし、流体運動の速度ポテンシャル $\phi(X, Z; t)$ (t は時間) を無次元ポテンシャル $\phi(X, Z)$ により

$$\phi(X, Z; t) = \frac{gA}{\sigma} \phi(X, Z) \cdot e^{i\sigma t} \dots (7)$$

として表わす。 g は重力の加速度である。

流体域の大きさを代表する長さを h (ここでは水深) とし

$$x = X/h, z = Z/h \dots (8)$$

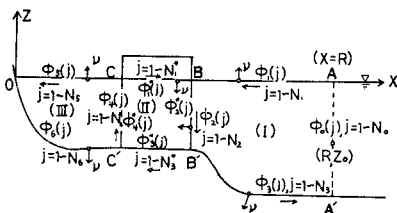


図-1 一様透過壁の場合

として、無次元座標 (x, z) を用いると微小振幅波における自由表面条件により、無次元ポテンシャル $\phi(x, z)$ に対する条件は次のようである。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \Gamma \phi \quad (z=0) \dots (9)$$

ただし、 $\Gamma = \sigma^2 h/g$ である。

不透過面では

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = 0 \dots (10)$$

次に仮想境界面 $X=R$ 付近では水深一定であるから入射波の波数を k 、反射波の振幅を KA (K は複素反射率) とするとポテンシャル関数 $\phi_0(x, z)$ は

$$r = R/h, a = A/h, \lambda = kh \dots (11)$$

とにおいて次式のように表わされる。

$$\phi_0 = [e^{i\lambda(x-r)} + Ke^{-i\lambda(x-r)}] \cdot \frac{\cosh \lambda(z+1)}{\cosh \lambda} \dots (12)$$

ゆえに、境界面 $x=r$ においては次式となる。

$$\phi_0(x=r) = (1+K) \frac{\cosh \lambda(z+1)}{\cosh \lambda} \dots (13)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial x} (x=r) = i\lambda(1-K) \frac{\cosh \lambda(z+1)}{\cosh \lambda} \dots (14)$$

b) 一様透過壁体内の流体運動

透過壁の空隙率を V 、流速および加速度に比例する抵抗の係数をそれぞれ μ_1, μ_2 とし、透過壁体内の流速、圧力、速度ポテンシャル等にはすべて * 印を付けて一般流体の場合と区別する。

水平と鉛直方向の運動方程式と連続方程式は次式で与えられる。

$$\frac{1}{V} \frac{\partial U^*}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial X} - \frac{\mu_1}{V} U^* - \frac{\mu_2}{V} \frac{\partial U^*}{\partial t} \dots (15)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial W^*}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial Z} - \frac{\mu_1}{V} W^* - \frac{\mu_2}{V} \frac{\partial W^*}{\partial t} - g \dots (16)$$

$$\frac{\partial U^*}{\partial X} + \frac{\partial W^*}{\partial Z} = 0 \dots (17)$$

ここで、 U^*, W^* は局所平均流速である。速度ポテンシャル ϕ^* により

$$U^* = \partial \phi^* / \partial X, W^* = \partial \phi^* / \partial Z \dots (18)$$

とすると、式 (15), (16) から

$$\frac{p^*}{\rho} = -\frac{1+\mu_2}{V} \frac{\partial \phi^*}{\partial t} - \frac{\mu_1}{V} \phi^* - gZ \dots (19)$$

自由表面形を $Z = \zeta^*(X, t)$ とすると、自由表面での運動量と質量の保存則により次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \zeta^* &= -\frac{1}{g} \left[\frac{1+\mu_2}{V} \frac{\partial \phi^*}{\partial t} + \frac{\mu_1}{V} \phi^* \right] \\ \frac{\partial \zeta^*}{\partial t} &= \frac{1}{V} \frac{\partial \phi^*}{\partial Z} \quad (Z=0) \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

上式から ζ^* を消去して次式が得られる。

$$(1 + \mu_2) \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial t^2} + \mu_1 \frac{\partial \phi^*}{\partial t} + g \frac{\partial \phi^*}{\partial Z} = 0, \quad (Z=0) \dots\dots\dots (21)$$

ϕ^* を式 (7) の形で無次元ポテンシャル ϕ^* をもって表わし、また、無次元座標を用いると、 ϕ^* に対する自由表面条件は式 (9) に対応して次式ようになる。

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial z} = V(\alpha - i\beta) \cdot \Gamma \cdot \phi^*, \quad (z=0) \dots\dots\dots (22)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{1 + \mu_2}{V}, \quad \beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\mu_1}{\sigma} \right) \dots\dots\dots (23)$$

この場合も不透過面では式 (10) と同じで次のようになる。

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial \nu} = 0 \dots\dots\dots (24)$$

c) 一様空隙の透過壁体と一般流体の境界での条件
透過壁体内の流体運動と外部の流体運動とはその境界面で連続でなければならない。すなわち、流体圧力および境界面での法線流速の連続から次の関係を得る。

$$\phi = (\alpha - i\beta) \cdot \phi^*, \quad \frac{\partial \phi}{\partial \nu} = \frac{\partial \phi^*}{\partial \nu} \dots\dots\dots (25)$$

d) 一様透過壁の場合の連立方程式

図-1 のように積分方向を矢印の向きにとり、各領域の境界面での分割数を N_1, N_2, \dots とし、境界条件式 (9), (10), (22), (24), (25) および式 (13), (14) を考慮して、各領域にグリーンの公式 (3) を適用すると次のようになる。

領域 (I) では仮想境界面 AA' での ϕ_0 および $\bar{\phi}_0$ はそれぞれ式 (13), (14) で与えられるから次のようになる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1} [F_{ij} - \Gamma E_{ij}] \phi_1(j) + \sum_{j=1}^{N_1} [(\alpha - i\beta) F_{ij} \phi_2^*(j) \\ & - E_{ij} \bar{\phi}_2^*(j)] + \sum_{j=1}^{N_2} F_{ij} \phi_3(j) \\ & + K \sum_{j=1}^{N_0} [F_{ij} + i\lambda E_{ij}] \frac{\cosh \lambda(z_j + 1)}{\cosh \lambda} \\ & = - \sum_{j=1}^{N_0} [F_{ij} - i\lambda E_{ij}] \frac{\cosh \lambda(z_j + 1)}{\cosh \lambda} \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

ただし、 $F_{ij} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}$, $i=1 \sim N_1, 1 \sim N_2, 1 \sim N_0$ および (r, z_0) である。上式で AA' 上の点 j は $(1 \sim N_0)$ とするが、点 i は任意の 1 点 (たとえば (r, z_0)) を取ればよい。

領域 (II) では自由表面での条件式 (22) において $\bar{\phi}^* = -\partial \phi^* / \partial z$ に注意すれば次のようになる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1^*} [F_{ij} + V(\alpha - i\beta) \Gamma \cdot E_{ij}] \phi_1^*(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N_2} [F_{ij} \phi_2^*(j) - E_{ij} \bar{\phi}_2^*(j)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{j=1}^{N_3^*} F_{ij} \phi_3^*(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N_4} [F_{ij} \phi_4^*(j) - E_{ij} \bar{\phi}_4^*(j)] = 0 \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} F_{ij} &= \delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad i=1 \sim N_1^*, 1 \sim N_2, \\ & 1 \sim N_3^*, 1 \sim N_4 \end{aligned}$$

領域 (III) では次のようになる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_4} [(\alpha - i\beta) F_{ij} \phi_4^*(j) - E_{ij} \bar{\phi}_4^*(j)] \\ & + \sum_{j=1}^{N_5} [F_{ij} - \Gamma \cdot E_{ij}] \phi_5(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N_6} F_{ij} \phi_6(j) = 0 \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

ただし、

$$F_{ij} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad i=1 \sim N_4, 1 \sim N_5, 1 \sim N_6$$

以上のように、式 (26), (27), (28) において、未知量は $\phi_1, \phi_2, \bar{\phi}_2^*, \phi_3, \phi_4^*, \phi_3^*, \phi_4^*, \bar{\phi}_4^*, \phi_5, \phi_6$ および K の総数 $[N_1 + 2N_2 + N_3 + N_1^* + N_3^* + 2N_4 + N_5 + N_6 + 1]$ である。これに対して式 (26), (27), (28) は同数の連立 1 次方程式であるから、これを解いてすべての未知量が求められる。

(2) 有孔壁の場合

次に 図-2 のように、 $BB'C$ が有孔壁または横スリットの場合について考える。 $ABB'A'$ を領域 (I)、 OCC' を領域 (II) とし、各領域の境界面でのポテンシャルおよび法線方向を図のように定める。

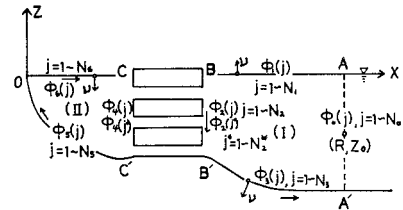


図-2 有孔壁の場合

a) 有孔壁体内の流体運動

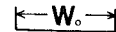


図-3 に示すように、長さ W_0 の水平な孔の両端の点 A, B における速度ポテンシャルをそれぞれ ϕ_A, ϕ_B 、孔内の水平流速を U とするとき、孔内を流れる流体の運動方程式は次式のようなのである。

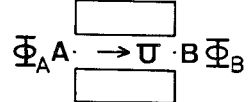


図-3 有孔壁

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial X} - \mu_1 U - \mu_2 \frac{\partial U}{\partial t} \dots\dots\dots (29)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{\partial \phi_A}{\partial X} = \frac{\partial \phi_B}{\partial X} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial X} &= \frac{P_B - P_A}{\rho W_0} = \frac{1}{W_0} \frac{\partial}{\partial t} (\phi_A - \phi_B) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

の関係にあるから、速度ポテンシャルを式 (7) で表示すると無次元座標では次のようになる。

$$\frac{\partial \phi_A}{\partial x} = \frac{\partial \phi_B}{\partial x} = \frac{1}{b_1 V (\alpha - i\beta)} [\phi_B - \phi_A] \dots (31)$$

ここで、 $b_1 = W_0/h$ であり、 V は孔の総面積と透過壁の全面積の比である。

b) 有孔壁の場合の連立方程式

図-2 のように積分方向を矢印の向きにとり、各領域の境界面での分割数を N_1, N_2, N_2^*, \dots とし、BB' および CC' 上の速度ポテンシャルについては式 (31) により、孔の部分にある点を j^* 、不透過面上の点を j で示すと前者については

$$\bar{\phi}_2(j^*) = \bar{\phi}_4(j^*) = \frac{1}{b_1 V (\alpha - i\beta)} [\phi_4(j^*) - \phi_2(j^*)] \dots\dots\dots (32)$$

後者については

$$\bar{\phi}_2(j) = \bar{\phi}_4(j) = 0 \dots\dots\dots (33)$$

と置くことができる。

領域 (I) では式 (26) に対応して

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1} [F_{ij} - \Gamma E_{ij}] \phi_1(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N_1^*} \left[F_{ij} + \frac{1}{b_1 V (\alpha - i\beta)} E_{ij} \right] \phi_2(j^*) \\ & - \frac{1}{b_1 V (\alpha - i\beta)} \sum_{j=1}^{N_2^*} E_{ij} \phi_4(j^*) \\ & + \sum_{j=1}^{N_2} F_{ij} \phi_2(j) + \sum_{j=1}^{N_3} F_{ij} \phi_3(j) \\ & + K \sum_{j=1}^{N_4} [F_{ij} + i\lambda E_{ij}] \frac{\cosh \lambda (z_j + 1)}{\cosh \lambda} \\ & = - \sum_{j=1}^{N_5} [F_{ij} - i\lambda E_{ij}] \frac{\cosh \lambda (z_j + 1)}{\cosh \lambda} \end{aligned} \dots\dots\dots (34)$$

ただし、

$$\begin{aligned} F_{ij} &= -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad i=1 \sim N_1, \quad 1 \sim N_2, \\ & 1 \sim N_2^*, \quad 1 \sim N_3, \quad (r, z_0) \end{aligned}$$

領域 (II) では

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_2} F_{ij} \phi_4(j) + \sum_{j=1}^{N_2^*} \left[F_{ij} - \frac{1}{b_1 V (\alpha - i\beta)} E_{ij} \right] \phi_4(j^*) \\ & + \frac{1}{b_1 V (\alpha - i\beta)} \sum_{j=1}^{N_1^*} E_{ij} \phi_2(j^*) + \sum_{j=1}^{N_3} F_{ij} \phi_5(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N_6} [F_{ij} + \Gamma E_{ij}] \phi_6(j) = 0 \dots\dots\dots (35) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} F_{ij} &= \delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad i=1 \sim N_2, \quad 1 \sim N_2^*, \\ & 1 \sim N_3, \quad 1 \sim N_6 \end{aligned}$$

式 (34), (35) を連立方程式として解いて K を求めることができる。

グリーンの公式を利用する方法は任意の断面形状をもつ構造物について適用される点で他の方法に比べて最も厳密な解を得ることができる。

4. 長波近似理論と実験値による流体抵抗係数 μ_1 と μ_2 の推定

(1) 一様透過壁の場合

a) 長波近似理論による μ_1 と μ_2 の表示式

図-4 のように静水面上に原点 O 、水平および鉛直方向に x 軸と z 軸をとる、水深を h 、一様透過壁の壁厚を W_0 、遊水部幅を W_1 とするとき、振幅 a_0 、角周波数 σ 、波数 k の波長の長い波が入射する場合を考える。

このとき、著者らの方法^{2), 3)}によって、複素反射率 K を計算すると次式のようなになる。

$$K = \frac{2 - k W_0 (\beta + i\alpha) (1 - e^{2ikW_1})}{2 + k W_0 (\beta + i\alpha) (1 - e^{-2ikW_1})} \cdot e^{2ikW_0} \dots\dots\dots (36)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{1 + \mu_2}{V}, \quad \beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\mu_1}{\sigma} \right) \dots\dots\dots (37)$$

これより、 $|K|^2$ は次式のようなになる。

$$|K|^2 = 1 - \frac{4 \beta k W_0}{\{\alpha k W_0 - \cot(kW_1)\}^2 + (1 + \beta k W_0)^2} \dots\dots\dots (38)$$

ここで、 μ_1/σ が kW_1 によって変化しないと仮定すれば、 $|K|^2$ は $\{\alpha k W_0 - \cot(kW_1)\}^2 = 0$ のとき最小になる。この場合の反射率、遊水部幅および全堤体幅をそれぞれ最小反射率 ($=K_r^*$)、最適遊水部幅 ($=W_1^*$)、最適全堤体幅 ($B^* = W_1^* + W_0$) とすると、式 (38) から次式が得られる。

$$\{\alpha k W_0 - \cot(kW_1^*)\}^2 = 0 \dots\dots\dots (39)$$

$$|K_r^*|^2 = 1 - \frac{4 \beta k W_0}{(1 + \beta k W_0)^2} \dots\dots\dots (40)$$

ここで、 $k = 2\pi/L$ を考慮すれば $\mu_2, \mu_1/\sigma$ は次のように表わされる。

$$\mu_2 = \frac{V}{2\pi(W_0/L) \tan[2\pi(B^*/L - W_0/L)]} - 1 \dots\dots\dots (41)$$

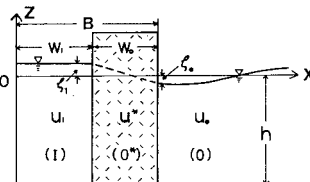


図-4 一様透過壁の場合 (長波近似理論)

$$\left. \begin{aligned} \mu_1/\sigma &= \frac{V(1-K_r^*)}{2\pi(W_0/L)(1+K_r^*)} \\ \text{または、}\mu_1/\sigma &= \frac{V(1+K_r^*)}{2\pi(W_0/L)(1-K_r^*)} \end{aligned} \right\} \dots(42)$$

すなわち、壁厚と波長の比 W_0/L 、空隙率 V の透過壁に対する最適全堤体幅 B^*/L と最小反射率 K_r^* が得られれば、その透過壁の抵抗係数 μ_2 および μ_1/σ は式(41)、(42)により決まることになる。

b) 実験値による B^*/L と K_r^* および μ_1/σ と μ_2 の推定

図-5~7 は直径 $d=40\text{ mm}\sim 50\text{ mm}$ の碎石を矩形の金網の枠の中に詰めて透過壁とした場合の実験⁶⁾ による反射率である。実線および破線は計算値であるがこれについては後で述べる。実験は水深 $h=50\text{ cm}$ で $\sigma^2h/g=0.5$ 、入射波高 $H_i=5.0\text{ cm}$ の波に対して透過壁の壁厚を $W_0/h=0.2, 0.4, 0.6$ 、空隙率を $V=0.4, 0.5, 0.6$ とした場合、横軸は全堤体幅と波長の比 B/L である。いずれの場合も反射率は $B/L=0.17\sim 0.23$ 程度で最小となるが、それぞれの B^*/L と K_r^* を実験値から読み

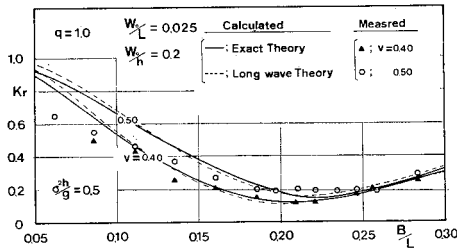


図-5 遊水部幅を変化したときの反射率 (一樣透過壁)

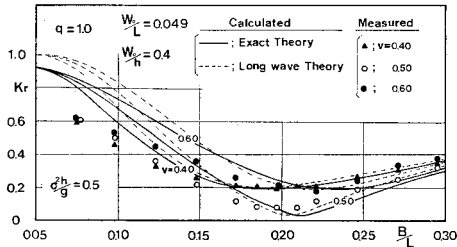


図-6 遊水部幅を変化したときの反射率 (一樣透過壁)

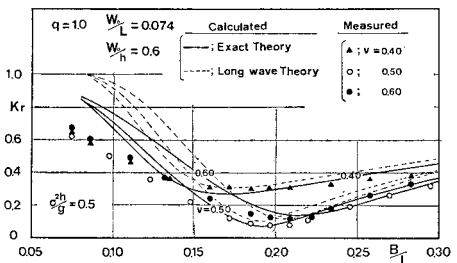


図-7 遊水部幅を変化したときの反射率 (一樣透過壁)

取り、縦軸を V 、横軸を W_0/L として示すとそれぞれ図-8、9 の+印右下の値ようになる。

図-8 の B^*/L の場合は $\sigma^2h/g=0.3$ および 0.7 の場合⁶⁾ もあわせて記入しているが、 $0.3 \leq \sigma^2h/g \leq 0.7$ の範囲では B^*/L の分布はさして変化はなく、図中の破線のように近似でき、最適全堤体幅は次式ではほぼ表わされる。

$$B^*/L = 0.160V - 0.550(W_0/L) + 0.151 \dots(43)$$

すなわち、 B^*/L は W_0/L が大きくなるほど、また、 V が小さくなるほど小さくなることわかる。

次に、 K_r^* は図-9 の実線のように近似でき、破線[式(44)]で $K_r^*=0.0$ となり、この直線から離れるに従って、 K_r^* は大きくなるような分布になる。

$$V = 2.10(W_0/L) + 0.385 \dots(44)$$

また、ここでは示していないが、 $\sigma^2h/g=0.3$ および 0.7 のときの K_r^* の分布は図-9 の $\sigma^2h/g=0.5$ の K_r^* の値をそのまま縦軸に沿って平行移動した形にほぼなる。このとき、 $K_r^*=0.0$ となる線は $\sigma^2h/g=0.3$ で $V=2.10(W_0/L) + 0.406$ 、 $\sigma^2h/g=0.7$ で $V=2.10(W_0/L) + 0.364$ となり、 σ^2h/g が大きくなるに従って V の小さい方へわずかに移動する。

以上のことより、 W_0/L と V の値を与えれば式(43)

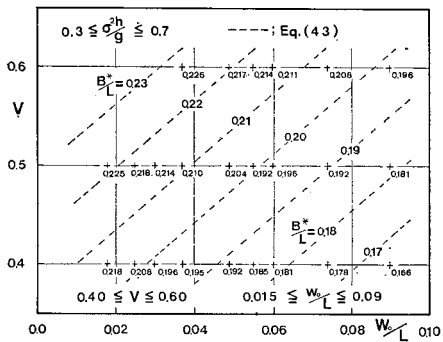


図-8 V と W_0/L に対する最適全堤体幅 (一樣透過壁)

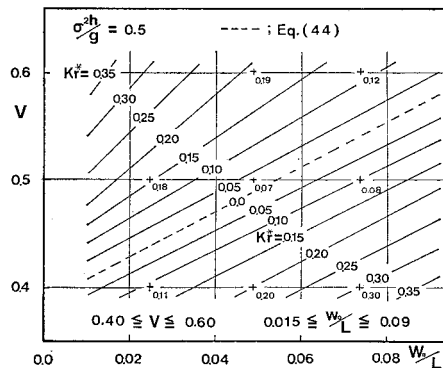


図-9 V と W_0/L に対する最小反射率 (一樣透過壁)

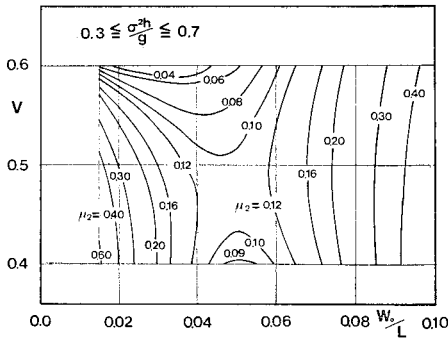


図-10 加速度に比例する抵抗の係数 μ_2 (一様透過壁)

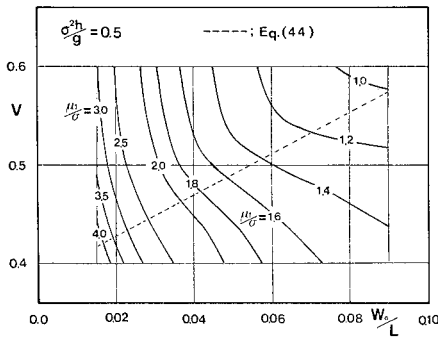


図-11 流速に比例する抵抗の係数 μ_1/σ (一様透過壁)

より B^*/L が、図-9 より K_r^* が得られ、さらに、これらを式 (41), (42) に代入すれば 図-10, 11 に示すように抵抗係数 μ_2 と μ_1/σ が得られる。

なお、図-8, 9 の $B^*/L, K_r^*$ の適用範囲はともに $0.40 \leq V \leq 0.60, 0.015 \leq W_0/L \leq 0.09$ とし、図-11 の μ_1/σ は図中の破線 [式 (44)] より上方では式 (42) の第1式、下方では第2式により計算する(なぜならば、式 (40) より μ_1/σ は $\partial K_r^*/\partial V > 0$ のときは式 (42) の第1式に、 $\partial K_r^*/\partial V < 0$ のときは第2式になる)。

(2) 有孔壁の場合

a) 長波近似理論による μ_1 と μ_2 の表示式

次に、透過壁を有孔壁とした場合について考える。図-12 のように領域 (0*) の孔内の水平流速を U とすると運動方程式は次のように表わされる。

$$\frac{dU}{dt} = -g \frac{\zeta_0 - \zeta_1}{W_0} - (\mu_1 + \mu_2 \frac{\partial}{\partial t}) U \dots (45)$$

ただし、上式の ζ_0, ζ_1 はそれぞれ $x = W_1 + W_0, x = W_1$ での水面変動量である。一様透過壁の場合と同様に α, β を式 (37) のように置けば式 (45) より次式が得られる。

$$U = i \frac{g(\zeta_0 - \zeta_1)}{\sigma W_0 V (\alpha - i\beta)} \dots (46)$$

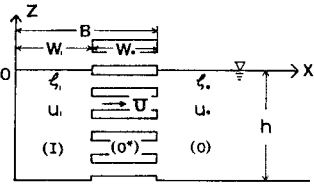


図-12 有孔壁の場合 (長波近似理論)

境界条件としては $x = W_1$ および $x = W_1 + W_0$ において、次式が成り立つ。

$$hVU = u_1 h = u_0 h \dots (47)$$

ただし、上式の u_1, u_0 はそれぞれ $x = W_1, x = W_1 + W_0$ での x 方向の流速である。

これより K は次のように求められる。

$$K = \frac{2 - kW_0(\beta + i\alpha)(1 - e^{2ikW_1})}{2 + kW_0(\beta + i\alpha)(1 - e^{-2ikW_1})} \cdot e^{2ikW_0} \dots (48)$$

これから $|K|^2$ は一様透過壁の場合の式 (38) とまったく同じ形となる。そこで有孔壁の場合も $\mu_2, \mu_1/\sigma$ は式 (41), (42) で表わされる。

b) 実験値による B^*/L と K_r^* および μ_1/σ と μ_2 の推定

図-13~16 は孔径 $d_0 = 4.8 \text{ cm}$ の有孔壁の場合の実験値⁶⁾である。実験は水深 $h = 50 \text{ cm}$ 、 $\alpha^2 h/g = 0.5, H_1 = 5.0 \text{ cm}$ で壁厚を $W_0/h = 0.1, 0.2, 0.4, 0.6$ 、空隙率を $V = 0.099, 0.159, 0.198, 0.247, 0.318, 0.382$ とした場

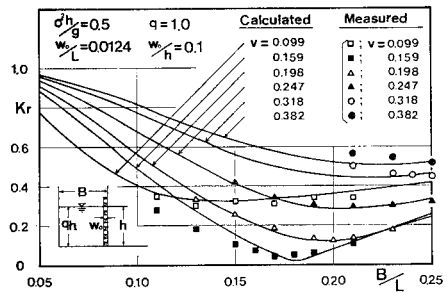


図-13 遊水部幅を変化したときの反射率 (有孔壁)

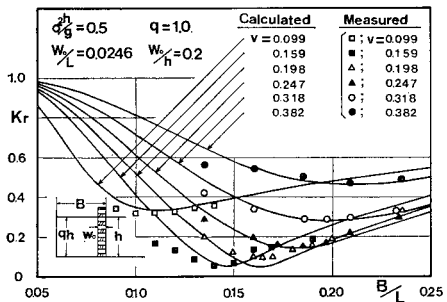


図-14 遊水部幅を変化したときの反射率 (有孔壁)

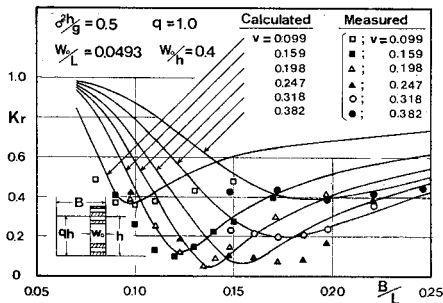


図-15 遊水部幅を変化したときの反射率 (有孔壁)

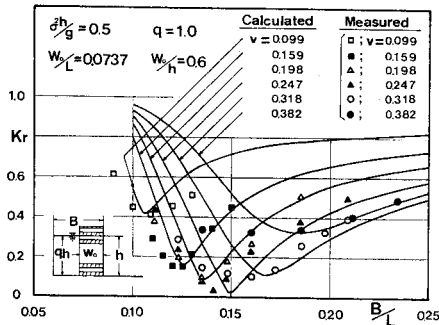


図-16 遊水部幅を変化したときの反射率 (有孔壁)

合で横軸は B/L である。これより一様透過壁の場合と同様に B^*/L と K_r^* を読み取ると、それぞれ 図-17, 18 のようになる。

図-17 の B^*/L は式 (41) で $\mu_2=0$ と置いた次式でほぼ表わされる。

$$B^*/L = \frac{1}{2\pi} \tan^{-1} \left[\frac{V}{2\pi(W_0/L)} \right] + W_0/L \dots (49)$$

すなわち、有孔壁の場合には加速度に比例する抵抗の係数 μ_2 は近似的には 0 でよいことになる。

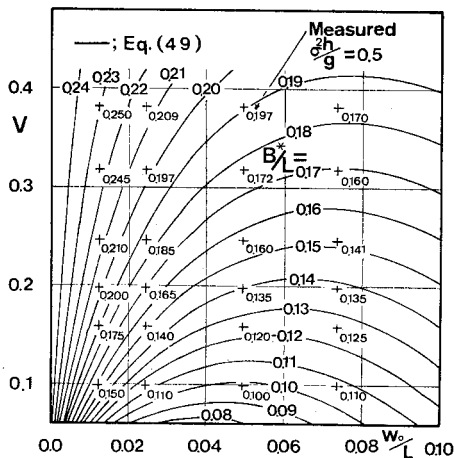


図-17 V と W_0/L に対する最適全堤体幅 (有孔壁)

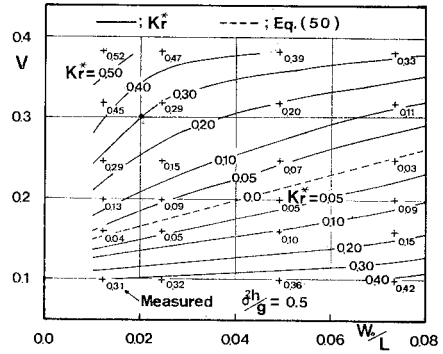


図-18 V と W_0/L に対する最小反射率 (有孔壁)

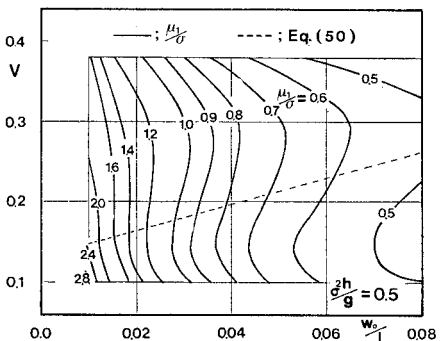


図-19 流速に比例する抵抗の係数 μ_1/σ (有孔壁)

次に 図-18 の K_r^* は一様透過壁の場合と同様に破線 [式 (50)] で $K_r^*=0.0$ と最も低くなるような分布となる。

$$V = 1.625(W_0/L) + 0.132 \dots \dots \dots (50)$$

これより μ_1/σ を求めると 図-19 のようになる。

なお、図-17, 18 の B^*/L , K_r^* の適用範囲はともに $0.10 \leq V \leq 0.38$, $0.01 \leq W_0/L \leq 0.08$ とし、図-19 の μ_1/σ は図中の破線 [式 (50)] より上方では式 (42) の第 1 式、下方では第 2 式により計算する。

5. 計算結果と実験値との比較および考察

(1) 一様透過壁の場合

a) 基本型

図-5~7 の曲線は 図-10, 11 の抵抗係数 μ_2 および μ_1/σ を用いて計算した反射率で、実線はグリーンの公式による厳密解、破線は長波近似理論 [式 (36)] による値である。いずれの場合についても、 B/L が小さくなるに従って実験値よりも厳密解はやや大きく、近似理論の値はそれよりさらに大きくなる傾向にあるが、 $\sigma^2 h/g = 0.5$ と比較的波長の長い波であるため、最適全堤体幅

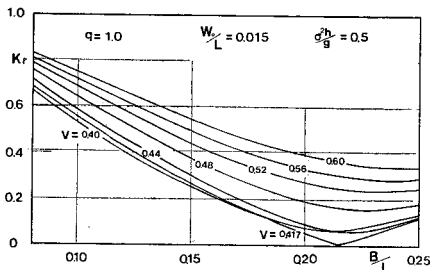


図-20 基本型の反射率 (一様透過壁)

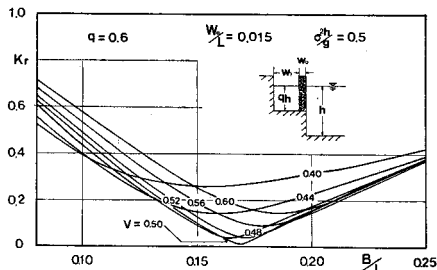


図-22 棚式の反射率 (一様透過壁)

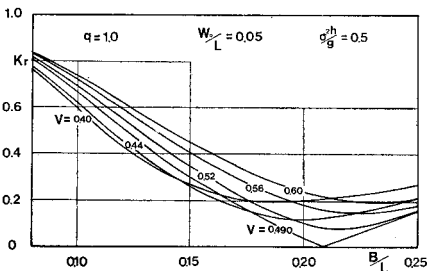


図-21 基本型の反射率 (一様透過壁)

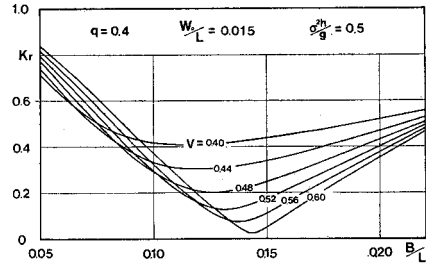


図-23 棚式の反射率 (一様透過壁)

B^*/L 付近, およびそれより大きいところでは, 両計算値はほとんど同じになり, 実験値ともよく一致し, 本計算方法が妥当なことを示したといえる. そこで, さらに詳しく厳密解を示すと次のようになる.

図-20, 21 は $\sigma^2h/g=0.5$, W_0/L がそれぞれ 0.015, 0.05 のとき, $V=0.40, 0.44, \dots, 0.60$ および $K_r^*=0.0$ となる V についての計算値である. 各図において W_0/L が一定のとき, B^*/L は V が大きくなるに従って大きくなる. K_r^* は W_0/L が 0.015, 0.05 のときそれぞれ式 (44) より求められる $V=0.417, 0.490$ において最も小さく 0.0 となり, W_0/L が大きくなるに従って V は大きくする必要があることがわかる. また, $K_r^*=0.0$ のときの B^*/L は式 (44) を式 (43) に代入した次式でほぼ表わされ, W_0/L が大きくなるほどわずかに小さくなる.

$$B^*/L = 0.213 - 0.214(W_0/L) \dots\dots\dots (51)$$

すなわち, 一様透過壁の基本型の場合, $\sigma^2h/g=0.5$, $0.015 \leq W_0/L \leq 0.09$ において, 空隙率を式 (44), 全堤体幅を式 (51) により定めれば最も低い反射率が得られる.

b) 棚 式

図-22, 23 は棚式の場合の反射率で, $\sigma^2h/g=0.5$, $W_0/L=0.015$ において, 遊水部内水深と堤体前面水深との比 q がそれぞれ 0.6, 0.4 のとき, V を 0.40, 0.44, $\dots, 0.60$ とした場合の計算値を示す. q がいずれの場合も, $q=1.0$ のときと同じく, B^*/L は V が大きくなるに従って大きくなる. K_r^* は $q=0.6, 0.4$ の各図において, それぞれ, $V=0.50, 0.60$ のとき $B^*/L=0.170$,

0.144 で最小となる. すなわち, 最も小さい K_r を得るためには, q が小さくなるに従って V は大きく, B/L は小さくする必要がある. また, $q=0.6$ および 0.4 の場合, K_r^* の最小値は 0.05 以下となり, 遊水部内水深はかなり浅くしても反射率は十分小さくできることを示している. しかしながら, q が小さくなるに従って, K_r は B/L に対して急激に変化するようになる.

(2) 有孔壁の場合

a) 基本 型

図-13~16 の曲線は 図-19 の抵抗係数 μ_1/σ を用いて計算した, グリーンの公式による厳密解である. いずれの場合も B/L の小さいところでやや計算値が大きいものの, B^*/L 付近および, それより大きいところでは計算値は実験値とよく一致している.

図-24, 25 は $\sigma^2h/g=0.5$ で, W_0/L がそれぞれ 0.01, 0.05 のとき $V=0.10, 0.14, \dots, 0.38$ および $K_r^*=0.0$ となる V についての計算値である. 有孔壁の場合も一様透過壁とまったく同じ傾向があり, 各図において,

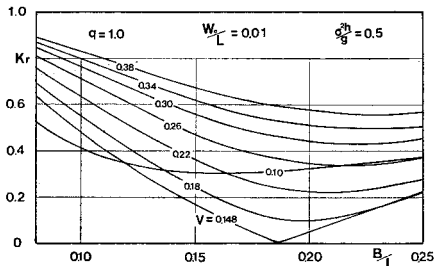


図-24 基本型の反射率 (有孔壁)

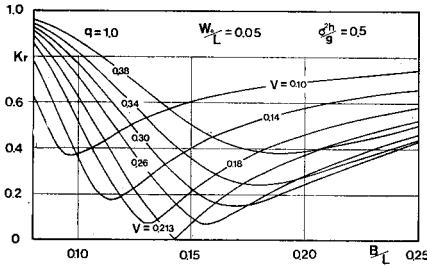


図-25 基本型の反射率 (有孔壁)

W_0/L が一定のとき、 B^*/L は V が大きくなるに従って大きくなる。 K_r^* は W_0/L が 0.01, 0.05 のとき、それぞれ式 (50) より求められる $V=0.148, 0.213$ において、最も小さく 0.0 となり、 $K_r^*=0.0$ となるときの V は W_0/L が大きくなるに従って大きくなる。また、このときの B^*/L は式 (50) を式 (49) に代入して得られる次式でほぼ表わされ、 $W_0/L=0.05$ までは W_0/L が大きくなるほど小さくなり、その後は再びやや大きくなる。

$$B^*/L = \frac{1}{2\pi} \tan^{-1} \left[\frac{1}{2\pi} \left(1.625 + \frac{0.132}{W_0/L} \right) \right] + W_0/L \dots \dots \dots (52)$$

すなわち、有孔壁の基本型の場合には、 $\sigma^2 h/g=0.5, 0.01 \leq W_0/L \leq 0.08$ において、空隙率を式 (50)、全体幅を式 (52) により定めれば、最も低い反射率が得られる。

図-26 は $\sigma^2 h/g=0.5$ のとき、 W_0/L と B/L に対して、反射率を最も小さくする空隙率 V^{**} と、そのときの反射率 K_r^{**} を示したものである。ただし、計算の範囲は $0.10 \leq W_0/L \leq 0.08, 0.10 \leq V \leq 0.38$ とした。

たとえば、反射率が 0.10 以下となる部分については、その形は三日月の形を一部切り取った形をしており、 $W_0/L=0.04$ において、 $B/L=0.122 \sim 0.169$ とし、空隙率を対応する値 $V^{**}=0.157 \sim 0.246$ にすれば反射

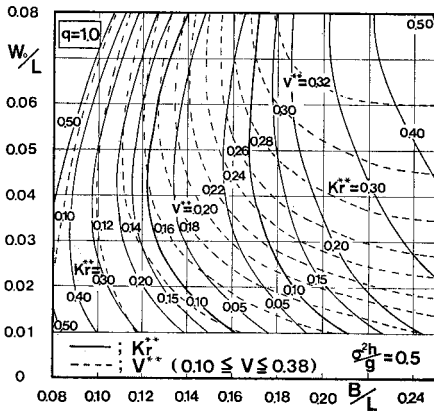


図-26 W_0/L と B/L に対する最小の反射率と空隙率 (有孔壁)

率は 0.10 以下になることを示している。なかでも、 $W_0/L=0.04, B/L=0.122$ で $V^{**}=0.157$ とすれば、最も狭い全体幅で反射率を 0.10 にすることができ。次に、 W_0/L を 0.04 より小さくすれば、反射率が 0.10 以下になる B/L の範囲は $W_0/L=0.03$ で $0.127 \leq B/L \leq 0.176$, $W_0/L=0.02$ で $0.138 \leq B/L \leq 0.187$, $W_0/L=0.01$ で $0.162 \leq B/L \leq 0.212$ となり、 W_0/L が小さいほど B/L の大きい方に移動する。 W_0/L を 0.04 より大きくすれば、この場合も反射率が 0.10 以下となる B/L の範囲は B/L の大きい方に移動する。

また、 $0.01 \leq W_0/L \leq 0.04, K_r^{**} \leq 0.10$ の範囲でいえば、 V^{**} は 0.139~0.246 の値となり、 W_0/L が大きいほど、また、 B/L が大きいほど空隙率は大きくする必要がある。

b) 棚式

図-27, 28 は有孔壁の棚式の場合の実験値と計算値を比較したもので、それぞれ $\sigma^2 h/g=0.5, W_0/L=0.0246$ のとき $V=0.318$ で $q=0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ とした場合と、 $q=0.4$ で $V=0.099, 0.198, 0.318$ とした場合である。

図-27 において、 $q=0.4$ のとき、実験値の K_r^* は 0.12 と最も小さく、遊水部内水深を浅くしても反射率は十分小さくできることを示している。また、 q が小さいほど、 B^*/L は小さく、棚式にすることによって、全体幅を狭くできることを示している。

図-28 の $q=0.4$ の場合、反射率は空隙率によって大きく変化し、 $V=0.318$ のとき K_r^* は最小となる。この V は $q=1.0$ での値 (式 (50) より、 $W_0/L=0.0246$ では $V=0.172$ となる) より大きく、棚式の場合は空隙

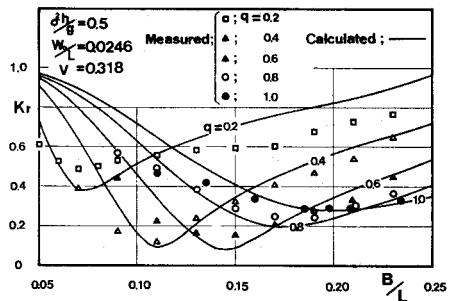


図-27 棚式の実験値と計算値 (有孔壁)

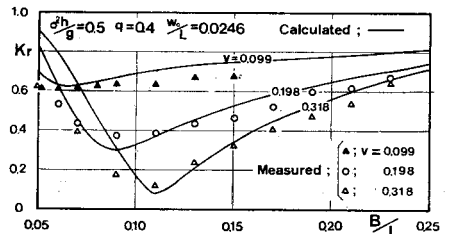
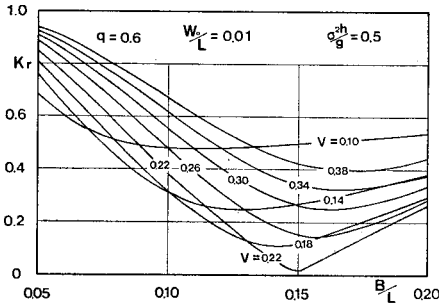
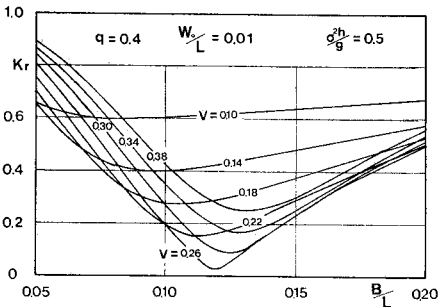


図-28 棚式の実験値と計算値 (有孔壁)



図—29 棚式の反射率 (有孔壁)



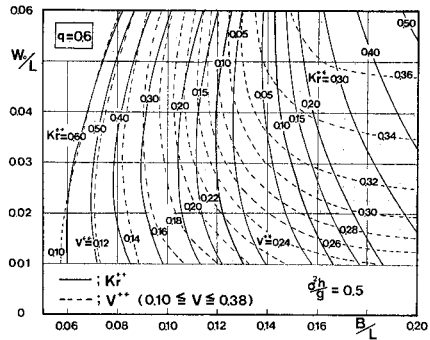
図—30 棚式の反射率 (有孔壁)

率を大きくする必要があることを示している。

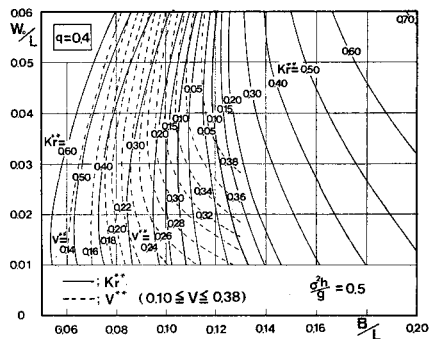
また、いずれの場合も、計算値は実験値とよく一致し、棚式の場合にも、抵抗係数 μ_1/σ は 図—19 の値でよいことを示している。

図—29, 30 は $\sigma^2h/g=0.5$, $W_0/L=0.01$ において、 q がそれぞれ 0.6, 0.4 のとき、 V を 0.10, 0.14, ..., 0.38 とした場合の計算値である。 q がいずれの場合も、 $q=1.0$ のときと同じく、 B^*/L は V が大きくなるに従って大きくなる。 K_r^* は $q=0.6, 0.4$ の各図において、それぞれ $V=0.22, 0.26$ のとき $B^*/L=0.150, 0.119$ で最小となる。有孔壁の場合も同様透過壁の場合とまったく同じことがいえる。すなわち、遊水部内水深をかなり浅くしても反射率は十分小さくでき、最も小さい K_r を得るためには q が小さくなるに従って V は大きく、 B/L は小さくする必要がある。また、 q が小さくなるに従って、 K_r は B/L に対して急激に変化するようになる。

図—31, 32 は $\sigma^2h/g=0.5$ で q がそれぞれ 0.6, 0.4 のとき、 W_0/L と B/L に対して V^{**} と K_r^{**} を示すもので、 $q=1.0$ のときの 図—26 に対応する。いずれの図においても、 $K_r^{**} \leq 0.10$ となる部分が存在するが、その範囲は q が小さくなるに従って狭くなる。各図において、 $K_r^{**}=0.10$ となる点のうち、最も小さい B/L の値と、そのときの W_0/L および V^{**} を示せば $q=0.6, 0.4$ において、それぞれ $B/L=0.119, 0.105$, $W_0/L=0.034, 0.031$, $V^{**}=0.259, 0.330$ となる。すなわ



図—31 W_0/L と B/L に対する最小の反射率と空隙率 (有孔壁)



図—32 W_0/L と B/L に対する最小の反射率と空隙率 (有孔壁)

ち、棚式の場合、反射率を小さくするためには、 q が小さくなるに従って、 B/L と W_0/L は小さく、 V は大きくする必要がある。

6. む す び

以上のように、遊水部をもつ棚式直立消波構造物の透過壁が、碎石からなる一様透過壁と有孔壁である場合について検討したが、両者の反射率には“共通点”と“相違点”がある。これをまとめると次のようになる。

(共通点)

① $q=1.0 \sim 0.4$ の範囲では、透過壁の壁厚 W_0/L 、空隙率 V および全堤体幅 B/L を最適値にすると、反射率 K_r は 0.05 以下になる (棚式にしても反射率は十分小さくできる)。

② K_r を最も小さくするためには、 q を小さくするほど B/L と W_0/L は小さく、 V は大きくする必要がある (棚式にした方が全堤体幅は狭くでき基本型よりも有利である)。

③ しかし、 q が小さくなるほど K_r は B/L に対して急激に変化する。

(相違点)

① K_r を最も小さくする最適の V は、 $\sigma^2h/g=0.5$,

$q=1.0\sim 0.2$, $W_o/L=0.015\sim 0.05$ の範囲で、有孔壁の場合 $V=0.16\sim 0.38$, 一様透過壁の場合 $V=0.42\sim 0.60$ であり、対応する両者の比は $0.38\sim 0.63$ となる(最適の空隙率は有孔壁と一様透過壁では大きな差があり、有孔壁の方がはるかに小さい)。

② 上記範囲において、 B^*/L は有孔壁の場合 $B^*/L=0.078\sim 0.175$, 一様透過壁の場合 $B^*/L=0.090\sim 0.215$ であり、対応する両者の比は $0.69\sim 0.91$ となる(有孔壁の方が全堤体幅は狭くてよく、一様透過壁よりも有利である)。

なお、本論文では、一様透過壁の場合は、 $\sigma^2 h/g=0.3\sim 0.7$, $W_o/L=0.015\sim 0.09$, $V=0.40\sim 0.60$, $d/H_i=0.8\sim 1.0$, 有孔壁の場合は、 $\sigma^2 h/g=0.5$, $W_o/L=0.01\sim 0.08$, $V=0.10\sim 0.38$, $d_o/H_i=0.96$ の範囲のもとでの結果を示したが、今後、① $\sigma^2 h/g$ が大きい場合、② d_o/H_i が変化した場合、③ 模型実験の結果を現地に適用するにあたっての縮尺効果、および、④ B/L が B^*/L よりも小さいときの抵抗係数の検討が必要であると考え

る。
最後に、実験を実施するにあたってご協力いただいた九州大学工学部文部技官、牛房幸光氏に感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) 井島武士・奥園英明・湯村やす・坂井久雄：遊水部をもつ直立消波防波堤と護岸，第19回海岸工学講演会論文集，pp. 185~192, 1972.
- 2) 井島武士・奥園英明・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回海岸工学講演会論文集，pp. 71~77, 1973.
- 3) 井島武士・奥園英明：透過壁体の流体抵抗と直立消波防波堤への適用，第22回海岸工学講演会論文集，pp. 507~511, 1975.
- 4) 井島武士・奥園英明・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回海岸工学講演会論文集，pp. 85~88, 1976.
- 5) Ijima, T., E. Tanaka and H. Okuzono: Permeable seawall with reservoir and the use of "WAROCK", Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., July, 1976, Hawaii, pp. 2633~2635.
- 6) 井島武士・奥園英明：遊水部をもつ護岸における透過壁の厚さと空隙率について，九大工学集報，第50巻，第4号，pp. 397~401, 1977.
- 7) 井島武士・奥園英明・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回海岸工学講演会論文集，pp. 255~259, 1977.
- 8) 井島武士・奥園英明・牛房幸光：遊水部をもつ護岸に作用する斜め入射波の反射率について，九大工学集報，第51巻，第3号，pp. 235~240, 1978.
- 9) 井島武士・奥園英明・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砕波力に関する実験的研究，第25回海岸工学講演会論文集，pp. 333~336, 1978.
- 10) 榎木 亨・岩田好一郎：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，pp. 53~63, 1973.
- 11) 近藤徹郎：二重透水壁式防波堤の消波理論，第14回自然災害シンポジウム講演会論文集，pp. 439~442, 1977.
- 12) 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回海岸工学講演会論文集，pp. 89~94, 1976.
- 13) 近藤徹郎：段上り型直立消波構造物の機能について，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 339~343, 1980.
- 14) 谷本勝利：防波堤の構造と水理特性について，第31回直轄港湾技術研究会報告資料(運輸省)，pp. 12~21, 1980.
- 15) 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，pp. 57~71, 1976.

(1981.12.11・受付)