

二重縦スリット壁型消波ケーソンの全波力特性とこれに及ぼす 構造諸元の影響に関する研究

A STUDY ON RESULTANT WAVE FORCES ON WAVE DISSIPATING CAISSON WITH DOUBLE VERTICALLY SLOTTED WALLS AND INFLUENCE OF STRUCTURAL CONFIGURATION

萩原 運弘*

By Kazuhiro HAGIWARA

Resultant forces for standing and breaking waves on a wave dissipating caisson with double vertically slotted walls are investigated in this paper. First, theoretical results obtained using an integral equation derived for an unknown horizontal velocity component are presented to show the effects of structural configurations upon the total horizontal and vertical forces due to standing waves. The numerical predictions are then compared with the experimental results for accuracy. Secondly, a model experiment is conducted for breaking waves using only those configurations which were found to be effective for standing waves. The optimum structural configuration which minimizes the resultant wave forces and displays strong stability against sliding is found from these results. Finally, this paper discusses the difference between a double walled structure and a single slotted caisson.

Keywords : wave dissipating caisson, resultant wave force, optimum structural configuration, standing wave, breaking wave

1. 緒 論

近年、港湾等の沖合展開に対応して大水深、大波浪の厳しい条件下で防波堤を建設することが要求されつつある。その場合、設置海域条件の苛酷化に対応して防波堤の建設コストも急激に増大するため、従来の消波ブロック被覆堤に代わって新形式の防波堤の研究開発¹⁾が積極的に進められている。

谷本ら²⁾や井島ら³⁾は、通常の混成堤に対して強力な衝撃砕波力が発生する場合でも、透過壁と遊水室から構成される直立消波ケーソンにはそれほど大きな波力が生じないことを確認しており、また奥蘭ら⁴⁾は、その理由の1つとして透過壁が水撃圧の低減に有効であることを明らかにした。したがって、比較的波浪条件の穏やかな海域での防波堤として採用されてきた直立消波ケーソンは波浪条件の厳しい海域に建設される低コストな防波堤にもなり得るものと考えられる。特に本研究で対象とする二重透過壁型構造は、消波機能面において一重透過壁型構造よりも優れていることが井島ら⁵⁾、榎木ら⁶⁾、著者⁷⁾によって明らかにされており、前述したことを考え合わせれば、大水深、大波浪域を対象とした経済的で、しか

も低反射・低波力型の新しい防波堤形式として期待できる。

低波力型の直立消波ケーソンを実用化するためには、まず波力を最も低減できる最適構造諸元を明らかにする必要がある。しかし、直立消波ケーソンが透過壁と不透過壁を、遊水室を介して一体化された構造形式であり作用する波力も複雑なため、最適構造諸元の決定に必要な構造条件の影響について研究した例は少ない。すなわち、非砕波時に多孔壁型を対象とした堀口らの研究⁸⁾、縦スリット壁型を対象とした著者の研究⁹⁾、また砕波時には多孔壁型を対象とした井島らの研究¹⁰⁾があるにすぎず、構造諸元の影響については必ずしも明確にされていない。しかも、いずれの場合も一重透過壁型構造を対象としており、本研究で取り上げる二重透過壁型構造について研究した例は著者の知る限りない。

本研究は、2つの縦スリット壁と2つの遊水室を有する二重縦スリット壁型消波ケーソンに作用する波力を最も低減する最適構造条件を明らかにすることを目的に実施したものである。そこで本論文では、まず透過壁での水平流速分布を未知関数とする積分方程式に帰着する解析法¹¹⁾により非砕波時の全波力について系統的な計算を行い、構造諸元の影響を明らかにすると同時に、計算結果の妥当性を模型実験結果と比較して検証する。次に、

* 正会員 工修 清水建設(株)技術研究所
(〒135 江東区越中島 3-4-17)

非砕波時の結果を踏まえ砕波に対する模型実験を行い、砕波時の波力波形および最大全波力と、構造条件の関係さらに安定性の検討における波力低減係数について検討することにより最適構造諸元を示す。また、一重縦スリット壁型との砕波力特性の差異についても議論する。

2. 非砕波時の全波力

(1) 解析法の概要

著者はすでに、微小振幅浅水波を対象にして N 枚の透過壁からなる N 重透過壁型消波ケーソンの反射率を求める解析法¹¹⁾を提案しているが、ここでは本解析法を適用して二重縦スリット壁型消波ケーソンに作用する波力を算定する場合の概要について示す。図-1のように、静水面上に原点 0 、入射波の進行方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸をとる。 $x = l_{s-1}$ の位置に設置された壁厚 b_s の透過壁は $-d_{2s} \leq z \leq -d_{2s-1}$ の部分のみスリットなどの透過壁構造で、それ以外の部分は不透過壁構造である場合を考える。ここに、 $s=1, 2$ で $l_0=0$ である。さらに、 $x = l_2$ には壁厚 b_3 の不透過壁があるものとし、水底面は $x \leq 0$ で $z = -h_1$ 、 $l_{s-1} + b_s \leq x \leq l_s$ で $z = -h_2$ とする。また、理論的には透過壁の厚さは薄く、これによる水流の不連続性の影響範囲は波長に比して非常に小さいものと仮定し、透過壁近傍での接続条件を $x \approx l_{s-1}$ および $l_{s-1} + b_s$ で与える。

流体域を (I)、(II) および (III) に分け、周波数 σ の波が入射する場合を考える。完全流体の微小振幅波に対して各領域での速度ポテンシャルを $\phi_r(x, z; t) = \phi_r(x, z)e^{i\sigma t}$ ($r=1, 2, 3$) の形で表わすと、 ϕ_r は各領域での水底および水面条件を満足するラプラス方程式の一般解として次のように求められる。

$$\phi_1 = (Ae^{-ikx} + Be^{ikx}) \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{kmx} \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi_2 = \left(D \frac{\cos k'(x-l_1)}{\cos k'l_1} + E \frac{\sin k'(x-l_1)}{\sin k'l_1} \right) \cdot \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(F_n \frac{\cosh k'_n(x-l_1)}{\cosh k'_n l_1} \right)$$

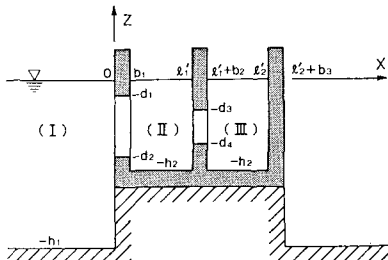


図-1 座標系と記号

$$+ G_n \frac{\sinh k'_n(x-l_1)}{\sinh k'_n l_1} \frac{\cos k'_n(z+h_2)}{\cos k'_n h_2} \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi_3 = H \frac{\cos k'(x-l_2)}{\cos k'l_2} \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n \frac{\cosh k'_n(x-l_2)}{\cosh k'_n l_2} \frac{\cos k'_n(z+h_2)}{\cos k'_n h_2} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 A は入射波を表わす既知の複素定数、また B は反射波を、 D, E および H は定常波を、また C_m, F_n, G_n および I_n は散乱波を表わしており、それぞれ未知の複素定数である。さらに $l_s = l_s - l_{s-1} - b_s$ ($s=1, 2$) であり、 k, k_m, k' および k'_n は次式で決まる固有値である。

$$\left. \begin{aligned} \sigma^2 &= gk \tanh kh_1 = -gk_m \tan k_m h_1 \\ \sigma^2 &= gk' \tanh k'h_2 = -gk'_n \tan k'_n h_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

g : 重力の加速度, $m, n=1, 2, \dots$

さて透過壁構造部の開口部分での水平方向流速を $U_s(z)$ ($s=1, 2$) とすれば、流量の連続性より透過壁構造部 ($-d_{2s} \leq z \leq -d_{2s-1}$) では次式が成り立つ。

$$U_s = \frac{1}{\epsilon_s} \frac{\partial \phi_s}{\partial x} \Big|_{x=l_{s-1}} = \frac{1}{\epsilon_s} \frac{\partial \phi_{s+1}}{\partial x} \Big|_{x=l_{s-1}+b_s} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 ϵ_s は次式で定義される透過壁構造部での開口比である。

$$\epsilon_s = \frac{A_{ps}}{A_{ps} + A_{us}} \dots\dots\dots (6)$$

A_{ps} : 透過壁構造部における開口面積
 A_{us} : 透過壁構造部における非開口面積

一方、透過壁構造部周辺の流れの運動方程式は次式のように表わされる¹²⁾。

$$P_s - P_{s-1} = \rho \left\{ \frac{1}{2} C_s^* |U_s e^{i\sigma t}| U_s e^{i\sigma t} + L_s^* \frac{\partial}{\partial t} (U_s e^{i\sigma t}) \right\} \dots\dots\dots (7)$$

($s=1, 2$)

ここに、 P_s は流体圧力、 ρ は流体密度である。また C_s^* および L_s^* は透過壁構造部の損失係数と見掛けのオリフィス長さであるが、これらは波力算定式中の抗力係数 C_{Ds} および質量係数 C_{Ms} を用いれば、次のように関係づけられる¹³⁾。

$$\left. \begin{aligned} C_s^* &= C_{Ds}(1 - \epsilon_s) \\ L_s^* &= \epsilon_s \{ 1 + C_{Ms}(1 + \epsilon_s) / \epsilon_s \} b_s \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

上式の抗力係数や質量係数は透過壁構造の形状に応じて実験的に求める必要があるが、透過壁が水底から水面上まで一様幅の縦スリットで構成されている二重縦スリット壁構造については、著者は各スリット壁での C_{Ds} および C_{Ms} を次のように定式化した¹⁴⁾。

$$\left. \begin{aligned} C_{D1} &= 25.02 \sqrt{h_2/L_2} \epsilon_1 (1 - \epsilon_1) \\ C_{M1} &= 0.035 \coth(h_2/L_2) / \sqrt{l_2/L_2} \\ C_{D2} &= 47.64 \epsilon_2^{3/2} \sqrt{\epsilon_1(1 - \epsilon_1)} \\ C_{M2} &= 3.88 \epsilon_2 \sqrt{l_2/L_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 L_2 は遊水室内水深 h_2 における波長である。これらの値を用いて二重縦スリット壁型消波ケーソンの反

射率を計算した結果では、水深比 $h_2/h_1 \geq 0.5$ の範囲では実験値と比較的よく一致することを確認している¹⁵⁾。したがって、透過壁構造部での抗力係数および質量係数がわかれば C_s^* および L_s^* が推定できることになる。

式(7)は右辺第1項に非線形抵抗項を含んでいるためこれを一周期間のエネルギー消費が等しくなるように線形抵抗項で置き換えた後、式(7)を速度ポテンシャルを用いて表わすと次のようになる。

$$\phi_{s+1} \Big|_{x=l_{s+1}+h_s} - \phi_s \Big|_{x=l_s} + \beta_s \frac{\partial \phi_s}{\partial x} \Big|_{x=l_s} = 0 \dots\dots(10)$$

ただし、 $s=1, 2$ であり、 β_s は次式で定義される。

$$\beta_s = \frac{1}{\varepsilon_s} \left(i \frac{\gamma_s^*}{\sigma} - L_s^* \right) \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 γ_s^* は線形抵抗係数 ($=4 C_s^* U_{s0}/3\pi$)、 U_{s0} は最大流速振幅である。

計算手順の詳細については文献11)に示されているのでここでは省略するが、透過壁構造部 ($z=-d_{2s-1} \sim -d_{2s}$) 以外の部分では流速 $U_s(z)$ が零であることを考慮し、式(5)および式(10)の2つの境界条件と式(1)~(3)の速度ポテンシャルを用いて若干の計算を行うと、最終的には次のような連立第1種フレドホルム方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 \int_{-a_2}^{-a_1} R_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi \\ + \varepsilon_2 \int_{-a_1}^{-a_2} R_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi = A f(z) \\ \varepsilon_1 \int_{-a_2}^{-a_1} S_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi \\ + \varepsilon_2 \int_{-a_1}^{-a_2} S_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

ここに、

$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{2 \cosh k(z+h_1)}{\cosh \bar{k} h_1} \\ R_1(z, \xi) &= i \frac{1-ik\beta_1}{N_0 \cosh \bar{k} h_1} \cosh k(z+h_1) \\ &\quad \cdot \cosh k(\xi+h_1) - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1-k_m\beta_1}{N_m \cos k_m h_1} \\ &\quad \cdot \cos k_m(z+h_1) \cos k_m(\xi+h_1) \\ &\quad + \frac{\cot k' l_1}{N'_0 \cosh k' h_2} \cosh k'(z+h_2) \\ &\quad \cdot \cosh k'(\xi+h_2) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\coth k'_n l_1}{N'_n \cos k'_n h_2} \\ &\quad \cdot \cos k'_n(z+h_2) \cos k'_n(\xi+h_2) \\ R_2(z, \xi) &= -\frac{\operatorname{cosec} k' l_1}{N'_0 \cosh k' h_2} \cosh k'(z+h_2) \\ &\quad \cdot \cosh k'(\xi+h_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cosech} k'_n l_1}{N'_n \cos k'_n h_2} \\ &\quad \cdot \cos k'_n(z+h_2) \cos k'_n(\xi+h_2) \\ S_1(z, \xi) &= R_2(z, \xi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_2(z, \xi) &= \frac{k' \beta_2 + \cot k' l_1 + \cot k' l_2}{N'_0 \cosh k' h_2} \\ &\quad \cdot \cosh k'(z+h_2) \cosh k'(\xi+h_2) \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k'_n \beta_2 - \coth k'_n l_1 - \coth k'_n l_2}{N'_n \cos k'_n h_2} \\ &\quad \cdot \cos k'_n(z+h_2) \cos k'_n(\xi+h_2) \end{aligned}$$

また、

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{\sinh 2kh_1 + 2kh_1}{4 \cosh kh_1}, \quad N_m = \frac{\sin 2k_m h_1 + 2k_m h_1}{4 \cos k_m h_1} \\ N'_0 &= \frac{\sinh 2k' h_2 + 2k' h_2}{4 \cosh k' h_2}, \quad N'_n = \frac{\sin 2k'_n h_2 + 2k'_n h_2}{4 \cos k'_n h_2} \end{aligned}$$

本研究では式(12)の左辺を数値積分¹⁶⁾することにより連立方程式に直して $U_s(z)$ を求める。このとき定数 A は入射波を $\eta = (H_i/2) \cos(kx - \sigma t)$ と表わせば、 $A = iH_i g/2\sigma$ で与えられる。 $U_s(z)$ が求まると、式(1)~(3)中の未定複素定数が計算でき、各領域の速度ポテンシャルが決定できることになる。なお、実際の計算においては、級数項はすべて有限項まで打ち切ることになるが、速度ポテンシャルおよびその水平勾配を表わす級数が収束すること、および式(5)、(10)の接続条件が $-d_{2s} < z < -d_{2s-1}$ ($s=1, 2$) の任意の z について数値的に十分満たされていることを確認する必要がある。

(2) 全波力の算定

二重縦スリット壁型消波ケーソン全体に働く水平波力は各壁面に作用する波力の合成和として求める。一方、鉛直波力の計算では、消波ケーソン底面に働く揚圧力を小島らの研究¹⁷⁾を参考に前端から後端まで三角形に分布するものと仮定し、遊水室内床版底面に作用する波力との合力として求める。いま、壁面に作用する波圧の強度を次式より算定することにすれば、

$$p = -\rho g z + \rho g \xi \left\{ 1 + \frac{\cosh \bar{k}(z+h)}{\cosh \bar{k} h} - \frac{\cosh \bar{k}(\xi+h)}{\cosh \bar{k} h} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

ここに、 p : 波圧強度、 ξ : 壁面における表面水位、 h : 水深、 \bar{k} : 各水深に対する波数

透過壁が水底から水面上まで一様幅の縦スリットで構成されている二重縦スリット壁型消波ケーソンの場合には海側スリット壁部材波力 F_{m1} 、岸側スリット壁部材波力 F_{m2} および背後の不透過壁の部材波力 F_{m3} はそれぞれ次のように求められる。

$$\begin{aligned} \frac{F_m}{\rho g \xi_1 h_2} &= 1 - \frac{\xi_2}{\xi_1} + \frac{\{\sinh k(\xi_1+h_1) - \sinh k(h_1-h_2)\}}{k h_2 \cosh kh_1} \\ &\quad - \frac{(\xi_2/\xi_1) \sinh k'(\xi_2+h_2)}{k' h_2 \cosh k' h_2} - \frac{\cosh k(\xi_1+h_2)}{\cosh kh_1} \\ &\quad + \frac{(\xi_2/\xi_1) \cosh k'(\xi_2+h_2)}{\cosh k' h_2} \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$

$$\frac{F_{H2}}{\rho g \zeta_3 h_2} = 1 - \frac{\zeta_4}{\zeta_3} + \frac{\sinh k'(\zeta_3 + h_2) - (\zeta_4/\zeta_3) \sinh k'(\zeta_4 + h_2)}{k' h_2 \cosh k' h_2} - \frac{\cosh k'(\zeta_3 + h_2) - (\zeta_4/\zeta_3) \cosh k'(\zeta_4 + h_2)}{\cosh k' h_2} \dots\dots\dots(15)$$

$$\frac{F_{H3}}{\rho g \zeta_5 h_2} = 1 + \frac{\sinh k'(\zeta_5 + h_2)}{k' h_2 \cosh k' h_2} - \frac{\cosh k'(\zeta_5 + h_2)}{\cosh k' h_2} \dots\dots\dots(16)$$

ここに、 ζ_1, ζ_2 は海側スリット壁面での、また ζ_3, ζ_4 は岸側スリット壁面での水位変動であり、さらに ζ_5 は背後の不透過壁面での水位変動である。

一方、海側遊水室底面の波力 F_{V2} および岸側遊水室底面の波力 F_{V3} は近似的に次式から算定する。

$$\frac{F_{V2}}{\rho g a l_1} = \left\{ \frac{1}{\cosh k' h_2} \left(\frac{\tan k' l_1}{k' l_1} \cdot \frac{D}{A} - \frac{1 - \cos k' l_1}{k' l_1 \sin k' l_1} \cdot \frac{E}{A} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\cos k'_n h_2} \cdot \left(\frac{\tanh k'_n l_1}{k'_n l_1} \cdot \frac{F_n}{A} + \frac{1 - \cosh k'_n l_1}{k'_n l_1 \sinh k'_n l_1} \cdot \frac{G_n}{A} \right) \right\} e^{i\omega t} \dots\dots\dots(17)$$

$$\frac{F_{V3}}{\rho g a l_2} = \left(\frac{1}{\cosh k' h_2} \cdot \frac{\tan k' l_2}{k' l_2} \cdot \frac{H}{A} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\cos k'_n h_2} \cdot \frac{\tanh k'_n l_2}{k'_n l_2} \cdot \frac{I_n}{A} \right) e^{i\omega t} \dots\dots\dots(18)$$

ここに、 a は入射波振幅である。なお、水平波力は消波ケーソンを背後に押す方向を、また鉛直波力は消波ケーソンを持ち上げる方向をそれぞれ正とする。

(3) 実験方法

理論の妥当性を検証するために全波力実験を行った。実験は長さ 40 m、幅 4 m、高さ 1.3 m の二次元造波水槽内に設けられた幅 0.6 m の小水路に、高さ 16.5 cm の碎石マウンドを設置して実施した。測定には、模型に作用する水平力、鉛直力および回転モーメントの 3 成分を同時にしかも独立して検出できる、内部にストレインゲージ群を有する三分力計を用いた。この三分力計の定格は、水平力 30 kgf、鉛直力 30 kgf および回転モーメント 15 kgf・m である。なお、三分力計は防滴型ではないのでケーソン模型の上部工上面で剛結する方法をとった。

本実験で用いたケーソン模型は、透過壁がマウンド上の水底から水面上まで一様幅の縦スリットで構成されている二重縦スリット壁構造であり、三分力計の許容定格の関係で水路幅方向に 3 分割されている。このうち中央の測定用模型をアクリル合成樹脂材で、また両側のダミー模型を塩化ビニル樹脂材で製作した。なお、測定用模型は碎石マウンドと接触しないようにマウンド底面と

の間に 1 cm 程度の間隔をあけて設置した。以上述べた実験装置の概要は、後述する 3.(1) の図-7 に示すものとはほぼ同じであるが、非砕波を対象とした本実験では水路床上に不透透斜面は設置せず、1:2.5 の斜面勾配をもつ碎石マウンドを直接水路床上に設けた。

実験では水路床上の水深を $h_1=50$ cm、したがってマウンド上の水深を $h_2=33.5$ cm 一定とした。ただし、以下の取扱いではケーソンの床版厚はマウンド上の水深に比して無視できる程度に薄いものとし、図-1 に示すケーソン床版上の水深とマウンド上の水深は等しいものとする。構造条件としては、消波ケーソン模型の海側スリット壁開口比 $\varepsilon_1=0.2, 0.3$ および 0.4 、岸側スリット壁開口比 $\varepsilon_2=0.1$ および 0.2 、遊水室幅比 $l_1/l_2=1.0$ 、堤体幅比 $l_2/L_2=0.039 \sim 0.272$ の中から検討内容に応じて適宜選択し、波高 $H_i=10$ cm、周期 $T=1.7$ 秒の波を作用させた。また、入射波は幅 3.4 m の広水路側で計測し、さらにケーソン前面の水位変動を、スリット壁より 1 cm 沖側に取り付けた波高計によって同時記録した。なお、データの解析には十分安定した 3 波を用いた。

(4) 構造諸元の影響

二重縦スリット壁型消波ケーソンに働く水平全波力 F_H および鉛直全波力 F_V を支配する構造諸元に関する無次元パラメーターは次のようになる。

$$F_H, F_V = f(l_2/L_2, l_1/l_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2, b_1/L_2, b_2/L_2) \dots\dots(19)$$

ここでは式 (19) のパラメーターを変化させ、堤体幅、遊水室幅、海側および岸側スリット壁の開口比が水平全波力および鉛直全波力に及ぼす影響について計算結果を用いて検討する。そして代表的な条件について、実験結果と比較することにより計算結果の妥当性を検証する。なおスリット壁の壁厚は波長に比べて非常に小さいものとし壁厚の影響については議論しない。

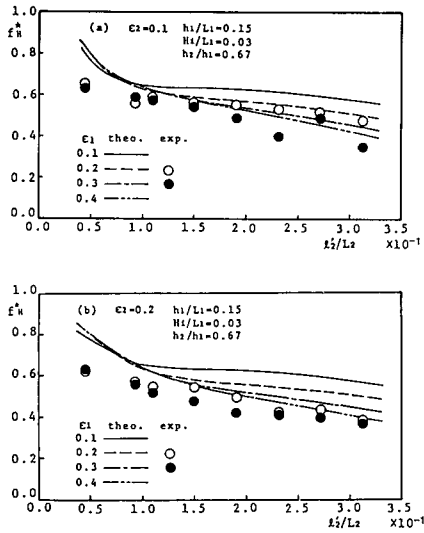
消波ケーソン全体に作用する水平波力および鉛直波力の正の最大値に注目して、次式で定義される波力係数を考える。

$$f_H^* = \frac{F_{HM}}{w_0 H_i \bar{d} h_2} \dots\dots\dots(20)$$

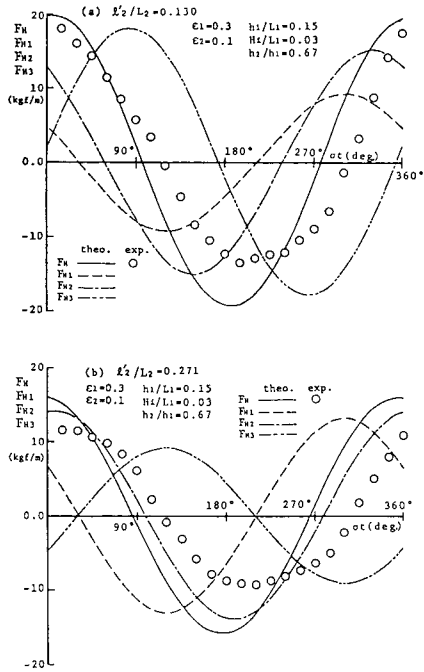
$$f_V^* = \frac{2 F_{VM}}{w_0 H_i \bar{d} (l_2 + b_3)} \dots\dots\dots(21)$$

ここに、 f_H^* ：水平波力係数、 f_V^* ：鉛直波力係数、 F_{HM} ：最大水平波力、 F_{VM} ：最大鉛直波力、 w_0 ：水の単位体積重量、 \bar{d} ：消波ケーソンの水路幅方向の長さ、 b_3 ：不透透壁の壁厚である。

岸側スリット壁開口比がおのおの $\varepsilon_2=0.1$ および 0.2 の場合に対して、海側スリット壁開口比を $\varepsilon_1=0.1 \sim 0.4$ に変化させたときの水平波力係数 f_H^* を、横軸に堤体幅比 l_2/L_2 をとって示したものが図-2(a), (b) である。ただし、相対水深 $h_1/L_1=0.15$ 、波形勾配 $H_i/L_1=$



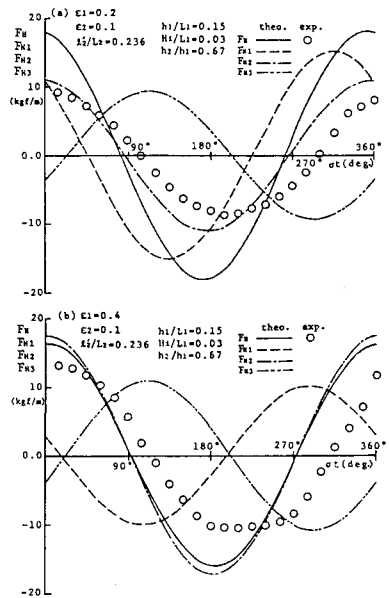
図—2 水平波力に及ぼす堤体幅比と開口比の影響



図—3 堤体幅比による水平波力波形の相違

0.03, 水深比 $h_2/h_1=0.67$ の場合で, L_1 は水深 h_1 での波長である。 f_H^* は, どの ϵ_1 に対しても l_2/L_2 が大きくなるにつれて減少する傾向を示す。 また $l_2/L_2 > 0.1$ の範囲では, ϵ_1 が大きいほど f_H^* の値は小さくなっている。しかし, ϵ_2 が 0.1 から 0.2 に変化しても, 両者の f_H^* には顕著な相違が認められないことがわかる。これらのことを考察するために, 二重縦スリット壁型消波ケーソンの水平全波力 F_H , 海側スリット壁部材波力 F_{H1} , 岸側

スリット壁部材波力 F_{H2} および不透過壁の部材波力 F_{H3} の時間波形を検討してみる。 図—3(a), (b) に $\epsilon_1=0.3, \epsilon_2=0.1$ の条件で, $l_2/L_2=0.130$ および 0.271 の場合について比較したものを示す。 $l_2/L_2=0.271$ のように堤体幅が波長に対して相対的に大きくなると, $l_2/L_2=0.130$ の場合に比較して, 海側スリット壁に作用する波力 F_{H1} は大きくなるが不透過壁に作用する波力 F_{H3} が減少するようになり, かつ F_{H2} および F_{H3} の波力波形の位相が遅れるようになる。このうち特に全波力 F_H の低減に大きな影響を及ぼすのは, 不透過壁に作用する波力波形の位相遅れである。すなわち, $l_2/L_2=0.130$ の場合の正の最大全波力は, 各部材波力がともに正の領域にあるときに生じているのに対して, $l_2/L_2=0.271$ の場合には, F_{H1} と F_{H3} の波力波形はほぼ逆位相になり F_{H3} がまだ負の領域にあるときに F_H の正のピークが発生しているため, その絶対値も $l_2/L_2=0.130$ の場合に比べて小さくなっている。一方, 図—4(a), (b) は $l_2/L_2=0.236, \epsilon_2=0.1$ の条件で $\epsilon_1=0.2$ および 0.4 の場合について比較したものである。 ϵ_1 が大きくなると, 海側スリット壁に作用する波力 F_{H1} が減少する反面, 岸側スリット壁に作用する波力 F_{H2} が増大するようになる。しかし全波力 F_H の低減は, この場合にも海側スリット壁の波力波形の位相がずれることにより生じることがわかる。すなわち, $\epsilon_1=0.2$ および 0.4 の場合とも F_H の正のピークは, F_{H1} および F_{H2} が正, F_{H3} が負の領域にあるときに発生しているが, $\epsilon_1=0.4$ の条件では $\epsilon_1=0.2$ の場合に比べて海側スリット壁の波力 F_{H1} が約 30° 程度進んで現われるため F_{H1} と F_{H3} はほぼ逆位相になり, 同時に F_{H1}



図—4 開口比 ϵ_1 による水平波力波形の相違

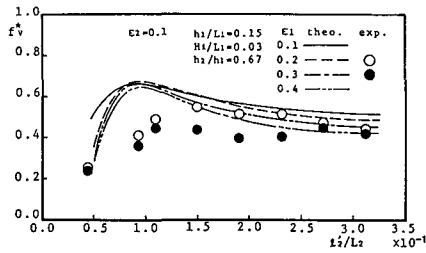


図-5 鉛直波力に及ぼす堤体幅比の影響

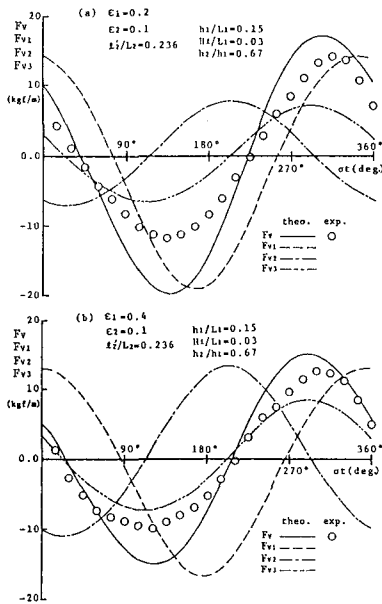


図-6 開口比 ϵ_1 による鉛直波力波形の相違

と F_{H2} の位相差が大きくなるため全波力 F_H が減少する結果になる。

次に、 $\epsilon_2=0.1$ の場合の鉛直波力係数 f_v^* について図-5に示す。ただし、 ϵ_2 以外の条件は図-2の場合と同じである。 f_v^* は、どの ϵ_1 に対しても $l_2/L_2 \approx 0.1$ 程度で最大値をとる傾向を示す。これは、図には示さないが、二重縦スリット壁型消波ケーソンの鉛直全波力 F_v の正の最大値が生じる時刻での、消波ケーソン底面の揚圧力 F_{v1} 、海側遊水室底面の波力 F_{v2} および岸側遊水室底面の波力 F_{v3} を検討すると、 $l_2/L_2 \approx 0.1$ 近傍では F_{v1} 、 F_{v2} および F_{v3} がすべて消波ケーソンを持ち上げる正の領域にあるのに対して、 $l_2/L_2 > 0.1$ になると F_{v2} が、また $l_2/L_2 < 0.1$ では F_{v1} が消波ケーソンを押えつける負の領域にあるため、式 (21) で定義される f_v^* は $l_2/L_2 \approx 0.1$ で最大値をとる結果になる。一方、最大値を示す $l_2/L_2 \approx 0.1$ を除いた範囲では、 ϵ_1 が大きいほど f_v^* は小さくなっている。これは図-6(a), (b) に示すように、 $\epsilon_1=0.2$ および 0.4 の場合とも F_v の正の最大値は、 F_{v2}

≈ 0 および F_{v3} がほぼ正のピーク値で、かつ F_{v1} が最大値へ向かう正の領域にある時刻に生じているが、 ϵ_1 が大きくなると F_{v1} の最大値は小さくなり、しかも位相が若干遅れるようになるために F_v のピーク値も小さくなるためである。また、 ϵ_2 は f_v^* の場合と同様に、 f_v^* にはほとんど影響を及ぼさないことが確認された。

さらに、遊水室幅比 l_1/l_2 の影響についても紙面の都合上示せないが、 l_1/l_2 が変化しても f_v^* および f_h^* には顕著な相違が認められなかったことを確認している。

一方、図-2～図-6には計算結果の妥当性を検証するために、代表的な条件における全波力の実験結果をプロットしている。水平全波力波形および鉛直全波力波形とも実験結果の方が計算結果に比べて、それらの最大値が若干小さく、また位相も多少遅れる結果を示している。そのため波力係数 f_h^* および f_v^* の値も、計算結果の方が実験値よりも若干大きく安全側の予測値を与える。これは、1つには実験波力波形に非対称性が認められるように、本実験ケースのように遊水室内の水の運動が相当乱れるような場合には線形理論による式 (17), (18) の適用に限界があること、また他の理由としては理論式中に含まれる損失係数や見掛けのオリフィス長さの与え方も影響しているものと考えられる。しかし、堤体幅比 l_2/L_2 に対する変化は両者とも比較的よく一致した傾向を示している。

3. 碎波時の全波力

波浪条件の厳しい海域では碎波を伴う大波高の波が作用し、二重縦スリット壁型消波ケーソンに大きな波力が働くことが予想される。本章では、非碎波時波力の検討結果を踏まえ、二重縦スリット壁型消波ケーソンに碎波力が作用した場合の波力波形、構造条件の影響および安定性の検討における波力低減係数を検討することにより低波力型を可能とする最適構造諸元を明らかにする。また、一重縦スリット壁型との相違についても示す。

(1) 実験方法

実験は図-7に示すように、長さ40m、幅4m、高さ1.3mの二次元造波水槽内に設けられた幅0.6mの小水路内において、1/20勾配の斜面上に1:2.5の碎石マウ

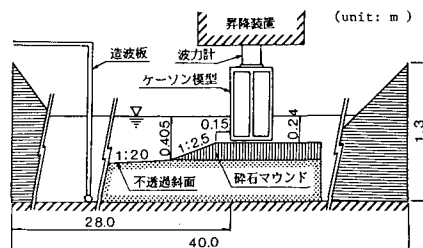


図-7 実験装置の概略

ンドを設置して実施された。使用した波力測定装置およびケーソン模型、また波力計と模型の取付け方法等は前章で示した非砕波時の波力実験の場合と同じであるので省略する。

実験ではケーソン前壁面における水底面水深を $h_1 = 40.5 \text{ cm}$ および砕石マウンド上の水深を $h_2 = 24 \text{ cm}$ に一定とした。二重縦スリット壁型消波ケーソンの構造条件は前章の非砕波時波力の検討結果を踏まえ、海側スリット壁の開口比を $\epsilon_1 = 0.3$ および 0.4 、岸側スリット壁の開口比を $\epsilon_2 = 0.1$ および 0.2 、遊水室幅比を $l_1/l_2 = 1.0$ とし、ケーソン模型の堤体幅を $l_2 = 11 \sim 77 \text{ cm}$ の範囲で変化させた。実験波の周期は $T = 1.2, 1.7, 2.0$ および 2.4 秒、また波高は非砕波から砕波後までの波を対象に $4 \sim 5$ 種類変化させ、安定した3波を平均して実験値とした。ここに、波高はあらかじめケーソン模型設置以前の状態で、模型設置予定地点の小水路側と隔壁で仕切られた広水路側で同時に測定を行い両者の関係を求めておき、実験では広水路側に取り付けた波高計の記録から換算することにより入射波高 H_i を決定した。

なお、今回用いた測定系の固有振動であるが、ケーソン模型を取り付けた試験結果によると水中固有振動数は $5.2 \sim 11.3 \text{ Hz}$ の範囲、減衰定数は $0.03 \sim 0.04$ 程度であった。したがって、衝撃力の作用に対する応答が当然問題になるが、衝撃応答に関しては不明な点も多いため本実験結果の整理では特に補正は行わず、実験により得られた応答値をそのまま使用することにした。

(2) 波力波形

図-8は $H_i/L_2 = 0.09$ 、 $h_2/L_2 = 0.10$ 、 $\epsilon_1 = 0.3$ 、 $\epsilon_2 = 0.2$ の条件に対する二重縦スリット壁型消波ケーソン全体に作用する水平波力および鉛直波力の波形記録を、堤体幅比 l_2/L_2 ごとに示したものである。このとき、消波ケーソン模型にはほぼ巻き波状の砕波が作用する状況にあった。 $l_2/L_2 = 0.093$ の場合の水平全波力 F_H には1つのピークしか出現していないが、 $l_2/L_2 = 0.150$ になると2つのピークを示すようになる。この場合、第1のピークは砕波が両方のスリット壁にはほぼ同時に作用したときの波力であり、第2のピークは2つのスリット壁を通過した水塊が背後の不透過壁に作用したときの波力である。次に、 $l_2/L_2 = 0.232$ の場合にはスリット壁に作用する波力は2つに分かれて作用するようになり、さらに $l_2/L_2 = 0.313$ になると、 F_H は明確な3つのピーク値をもつようになる。すなわち、第1のピークは海側スリット壁に、また第2のピークは岸側スリット壁に衝撃力が作用したときの波力であり、さらに第3のピークは背後の不透過壁に水塊が作用したときの波力である。また、 l_2/L_2 が大きくなるにつれて F_H の各極大値が出現する時間間隔も長くなっていることもわかる。一方、鉛直全

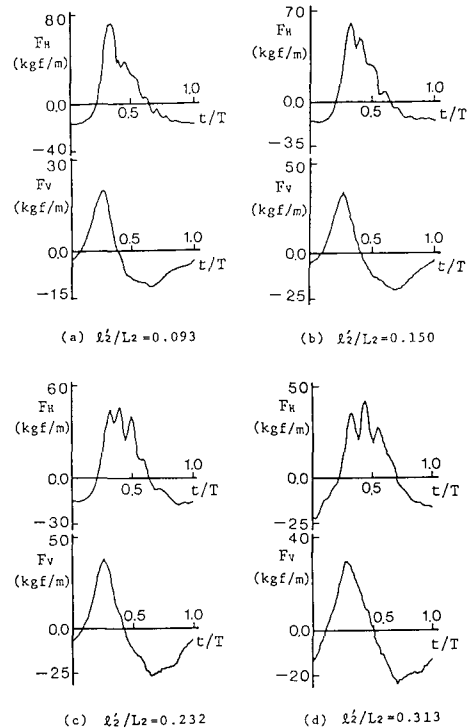


図-8 二重縦スリット壁型の波力波形記録の一例
($H_i/L_2 = 0.09$ 、 $h_2/L_2 = 0.10$ 、 $\epsilon_1 = 0.3$ 、 $\epsilon_2 = 0.2$)

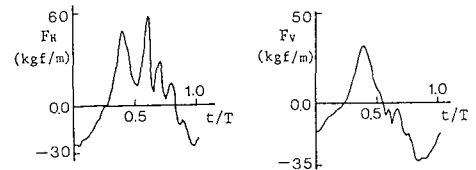


図-9 一重縦スリット壁型の波力波形記録の一例
($H_i/L_2 = 0.09$ 、 $h_2/L_2 = 0.10$ 、 $\epsilon = 0.3$ 、 $l/L_2 = 0.232$)

波力 F_V は l_2/L_2 が大きくなっても波形には変化が認められず、水平波力に比べて比較的緩やかな変化でピークを示す。また、鉛直波力と水平波力は通常の混成堤のように同時に最大値を示すことはなく、いずれの場合も鉛直波力の最大値が水平波力のそれよりも若干先行して現われている。これは、消波ケーソン前面の水位に対応して増大する消波ケーソン底面での揚圧力が、その最大値を示す以前に遊水室床版底面に作用する上向き成分と加え合わせられるためと推測される。

図-9には比較のために開口比 $\epsilon = 0.3$ 、堤体幅比 $l/L_2 = 0.232$ の場合の一重縦スリット壁型の波力波形を示す。ただし、波浪条件は図-8の場合と同じである。水平全波力 F_H には明確な2つの極大値が現われており、第2のピークである背後の不透過壁に作用する波力がかなり大きくなるということが認められる。これは、岸側ス

リット壁がないため、スリット壁を通過した水塊が不透過壁の手前に落下した後、激しく衝突するためである。なお、2つのピークに続いて顕著な振動が認められるが、これは測定系の固有振動と考えられる。一方、鉛直全波力 F_v の波形には二重縦スリット壁型との相違はほとんど認められない。

(3) 構造諸元の影響

砕波力が作用する場合について、式(20)および式(21)で定義される波力係数と構造条件の関係について検討してみる。二重縦スリット壁型消波ケーソンの海側スリット壁開口比 ϵ_1 と岸側スリット壁開口比 ϵ_2 の組合せを変えたときの、水平波力係数 f_H^* および鉛直波力係数 f_v^* を堤体幅比 l_2/L_2 に対して示したものが図-10である。ただし、波浪条件は遊水室内水深波長比 $h_2/L_2=0.10$ 、波形勾配 $H_1/L_2=0.09$ である。 f_H^* は、開口比の組合せによらず、いずれの場合にも l_2/L_2 が大きくなるにつれ緩やかに減少し、また、 f_v^* は $l_2/L_2=0.1$ 前後で最大値をとる傾向を示す。これらの傾向は、図-2(a), (b) あるいは図-5に示したように非砕波時と同じである。しかし砕波時には、岸側方向に大きな運動量をもつ水塊が消波ケーソンに激しく衝突するため図-8に示すように波力の正のピーク値が負のピーク値よりも非常に卓越するようになり、非砕波時よりも f_H^* および f_v^* の値は大きくなっている。また、海側スリット壁の開口比 ϵ_1 の影響については、実験結果にばらつきがあり非砕波時の計算波力係数 f_H^* および f_v^* にみられたような明確な差異は認められないが、逆に非砕波時に明確な差異が現われなかった岸側スリット壁の開口比の影響、すなわち $\epsilon_2=0.2$ とした場合の水平波力係数 f_H^* の値が $\epsilon_2=0.1$ の場合に比べて小さくなっていることがわかる。これは、砕波が作用するような場合、岸側スリット壁開口比を小さくするとこれに作用する波力が増大し、その結果として消波ケーソン全体に大きな波力が働くのに対して、 $\epsilon_2=0.2$ 程度に岸側スリット壁の開口比が大きくなると、

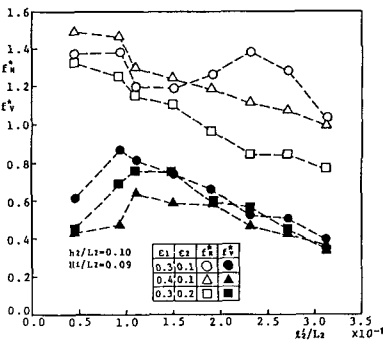


図-10 波力係数に及ぼす堤体幅比と開口比の影響

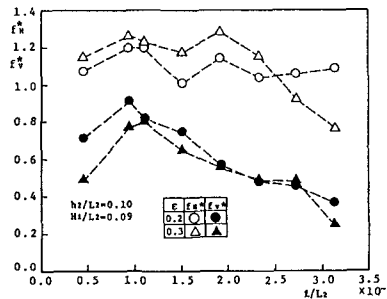


図-11 波力係数に及ぼす堤体幅比と開口比の影響(一重縦スリット壁型の場合)

背後の不透過壁に作用する波力は若干大きくなるものの岸側スリット壁にはそれほど大きな波力は働かず、消波ケーソン全体に作用する波力としては小さくなるものと推測される。

一方、図-11には比較のために一重縦スリット壁型の水平波力係数 f_H^* および鉛直波力係数 f_v^* と堤体幅比 l/L_2 の関係を示す。ただし、波浪条件は図-10の場合と同じである。一重縦スリット壁型の f_H^* および f_v^* の l/L_2 に対する変化の傾向は、図-10に示した二重縦スリット壁型の場合と類似している。これらの結果から、二重縦スリット壁型において開口比をそれぞれ $\epsilon_1=0.3 \sim 0.4$ 、 $\epsilon_2=0.2$ 程度に選べば、 f_H^* および f_v^* は一重縦スリット壁型の場合と同程度か、それ以下になり、低波力型の構造形式となり得ることがわかる。

(4) 安定性の検討における波力低減係数

谷本ら¹⁰⁾は直立消波ケーソンに作用する波力の算定式として、通常のケーソンに作用する波力を算定する場合の合田式を準用する方法を提案している。ここでは、その方法にない、二重縦スリット壁型消波ケーソンに作用する波力の算定式を以下のように与えた場合の波力低減係数について検討する。いま上床版には波力が働かないものとして図-12に示すような波圧分布を考える。

$$\left. \begin{aligned} \eta^* &= 1.5 \lambda H_{\max} \\ p_1 &= \alpha_1 \lambda w_0 H_{\max} \\ p_3 &= \alpha_3 p_1 \\ p_u &= \lambda \alpha_1 \alpha_3 w_0 H_{\max} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(22)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 0.6 + \frac{1}{2} \left[\frac{4 \pi h/L}{\sinh(4 \pi h/L)} \right]^2 \\ \alpha_3 &= 1 - \frac{h'}{h} \left[1 - \frac{1}{\cosh(2 \pi h/L)} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(23)$$

η^* : 静水面上波圧強度が0となる高さ (m)

p_1 : 静水面における波圧強度 (tf/m²)

p_3 : ケーソン下端における波圧強度 (tf/m²)

p_u : 最大揚圧力強度 (tf/m²)

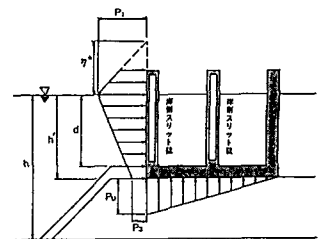


図-12 安定性の検討に用いる波圧分布

- h : ケーソン前壁面における海底面水深 (m)
- h' : ケーソンの基面水深 (m)
- d : 根固め工またはマウンド被覆工どちらか小さい方の水深 (m)
- w_0 : 海水の単位体積重量 (tf/m³)
- H_{max} : 設計計算に用いる最高波高 (m)
- L : 水深 h における設計計算に用いる波長
- λ : 波力低減係数

なお、谷本らは直立消波ケーソンではマウンドが高くなっても波力はそれほど増大しないことを確認しており、本研究でもマウンドの高さの影響を表わす波圧係数 α_2 は 0 とした。

さて、二重縦スリット壁型消波ケーソンの波力低減係数 λ の値を検討するにあたり谷本ら¹⁹⁾が導入している、 $F_H + \mu F_V$ で表わされる滑動合成波力を考える。これは波力の滑動に対する寄与を表わすものであり、 F_H は水平全波力、 F_V は鉛直全波力および μ は摩擦係数で 0.6 を用いる。図-13 には、実験値から求めた滑動合成波力 $(F_H + \mu F_V)_E$ と式 (22) の波力算定式において $\lambda=1.0$ として計算される滑動合成波力 $(F_H + \mu F_V)_C$ との比を波高水深比 H_i/d に対して示す。ただし、本実験では $h=h_1$ および $d=h_2$ であり、また $(F_H + \mu F_V)_E$ は水平波力が最大となるときの実験値より求めている。 $(F_H + \mu F_V)_E / (F_H + \mu F_V)_C$ の値は 1 例を除き、 $\epsilon_2=0.1$ のときほぼ 0.4~0.75 の範囲に、また、 $\epsilon_2=0.2$ のときは 0.4~0.65 の範囲に分布している。このように $\epsilon_2=0.2$ のときの $(F_H + \mu F_V)_E / (F_H + \mu F_V)_C$ の値が $\epsilon_2=0.1$ の場合よりも小さくなるのは、前述したように水平全波力の最大値が小さくなるためである。また、堤体幅比 l_2/L_2 および波高水深比 H_i/d に対しては明確な変化は認めがたい。次に、図-14 は後趾端まわりの転倒モーメントに対して同様に示したものである。ただし、モーメントの出力値はセンサー中心まわりの値を示すため、補正を行い後趾端まわりの転倒モーメント M_E を求めた。結果は図-13 の場合とほぼ同様な傾向を示しているが、それよりも若干小さい値になっており、 $\epsilon_2=0.1$ のとき 0.15~

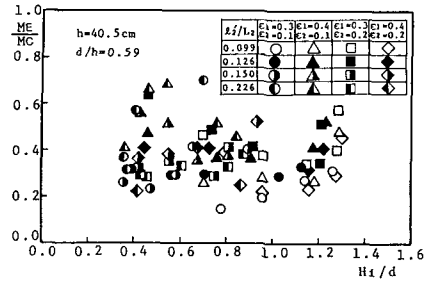


図-14 転倒モーメントの実験値と計算値との比較

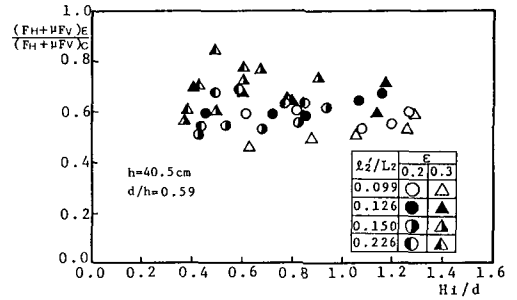


図-15 滑動合成波力の実験値と計算値 ($\lambda=1.0$) との比較 (一重縦スリット壁型の場合)

0.7 の範囲に、また $\epsilon_2=0.2$ のときは 0.2~0.65 の範囲に分布している。これらの比の値は、近似的に二重縦スリット壁型消波ケーソンの滑動および転倒に対する波力の低減係数 λ と考えられる。図-13 のほぼ上限値をとれば $\epsilon_1=0.3\sim0.4$ 、 $\epsilon_2=0.1$ のとき $\lambda \approx 0.75$ となるが、 $\epsilon_1=0.3\sim0.4$ 、 $\epsilon_2=0.2$ に選べば $\lambda \approx 0.65$ 程度にとれる。

一方、比較のために一重縦スリット壁型消波ケーソンに対する滑動合成波力の比を図-15 に示す。 H_i/d に対する滑動合成波力の比の値は、二重縦スリット壁型の場合と同様な傾向を示すが、 $\epsilon=0.2$ のときほぼ 0.5~0.7 の範囲に、また $\epsilon=0.3$ のときはほぼ 0.45~0.8 の範囲に分布している。以上のことから、二重縦スリット壁型消波ケーソンにおいて海側スリット壁開口比を $\epsilon_1=0.3\sim0.4$ 、岸側スリット壁開口比を $\epsilon_2=0.2$ に選べば、一重縦スリット壁型消波ケーソンに比べて堤体の安定性の検討に用いる波力を小さくすることができ、低波力型の消波ケーソンになり得ると同時に、文献7)の結果から低反射型の構造形式としても期待できる。なお、消波ケーソンの堤体幅は滑動および転倒に対して安定となる最小のものを選べばよいが、反射率を同時に小さくするためには、堤体幅比 l_2/L_2 の関係から適切な堤体幅を決める必要がある。

4. 結 論

本論文では、二重縦スリット壁型消波ケーソンを対象

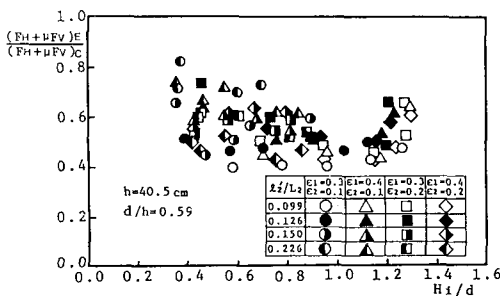


図-13 滑動合成波力の実験値と計算値 ($\lambda=1.0$) との比較

に低波力型となる最適構造諸元を見出す目的で、非碎波時および碎波時の全波力特性ならびに、それらに及ぼす構造諸元の影響を、非碎波時には透過壁での水平流速分布を未知関数とする積分方程式に帰着する解析法による計算結果から、また碎波時には水理模型実験結果から明らかにした。以下、主要な結論をまとめれば次のようになる。

(1) 非碎波の場合、式(20)で定義される水平波力係数 $f_{\#}^*$ は堤体幅比 l_2/L_2 が大きくなるにつれ減少し、 $l_2/L_2 > 0.1$ の範囲では海側スリット壁開口比 ε_1 が大きいほど小さくなる。また、式(21)で定義される鉛直波力係数 $f_{\#}^*$ は $l_2/L_2 \approx 0.1$ 程度で最大値をとり、やはり ε_1 が大きいほど小さくなる傾向を示す。一方、 $f_{\#}^*$ および $f_{\#}^*$ に及ぼす岸側スリット壁開口比 ε_2 および遊水室幅比 l_1/l_2 の影響は顕著ではない。

(2) 非碎波時全波力の計算結果を模型実験結果と比較したところ、最大値に対しては計算結果が実験値よりも若干大きくなり安全側の予測値を与える。これは、遊水室内の水面変動の乱れによるものと推測される。しかし、波力波形および波力係数に対する両者の傾向は比較的良好に一致する結果を得た。

(3) 碎波の場合、水平全波力の時間波形は堤体幅比 l_2/L_2 が大きくなるにつれて、1つのピーク値から2つのピーク値をもつようになる。さらに、 $l_2/L_2 = 0.313$ 程度になると3つのピーク値が生じる。また各ピーク値が出現する時間間隔も l_2/L_2 が大きくなるほど長くなる。一方、鉛直全波力の時間波形は単一のピークを示し、堤体幅比 l_2/L_2 が大きくなっても変化は認められない。また、水平波力波形に比較して緩やかな変化を示し、鉛直波力の最大値は水平波力のそれよりも若干先行して現われる。

(4) 碎波時の水平波力係数 $f_{\#}^*$ および鉛直波力係数 $f_{\#}^*$ は、堤体幅比 l_2/L_2 に対しては非碎波時と同じ傾向を示すが、海側スリット壁開口比 ε_1 に対しては実験値にばらつきがあり明確な差異は認められなかった。しかし、非碎波時には明確な相違が現われなかった岸側スリット壁開口比 ε_2 の影響については、 ε_2 を大きくした場合に $f_{\#}^*$ の値が小さくなり、 $\varepsilon_1 = 0.3 \sim 0.4$ 、 $\varepsilon_2 = 0.2$ 程度に選べば、 $f_{\#}^*$ および $f_{\#}^*$ は一重縦スリット壁型の場合と同等か、それ以下になる。

(5) 二重縦スリット壁型消波ケーソンの安定性の検討に用いる波力を、合田式を準用して算定する場合、海側スリット壁開口比 $\varepsilon_1 = 0.3 \sim 0.4$ 、岸側スリット壁開口比 $\varepsilon_2 = 0.2$ に選べば、波力の低減係数は $\lambda = 0.65$ 程度

になる。これは一重縦スリット壁型消波ケーソンの場合の波力低減係数よりも小さくなっている。したがって、二重縦スリット壁型は消波機能面だけでなく、堤体の安定性の面からも有利な構造形式であり、低反射、低波力型の防波堤として期待できる。

参考文献

- 1) 谷本勝利・原中祐人・富田英治・和泉田芳和・鈴木諭司：曲面スリットケーソンの水理特性に関する実験的研究、港湾技術研究所報告、第19巻、第4号、pp. 3~53, 1980.
- 2) 谷本勝利・高橋重雄・北谷高雄：混成防波堤のマウンド形状による衝撃碎波力の発生と対策について、港湾技術研究所報告、第20巻、第2号、pp. 3~39, 1981.
- 3) 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.
- 4) 奥蘭英明・牛房幸光：有孔壁における水撃圧の低減効果に関する実験的研究、第27回海岸工学講演会論文集、pp. 312~314, 1980.
- 5) 井島武士・奥蘭英明・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.
- 6) 榎木 亨・岩田好一郎：二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波効果について、土木学会論文報告集、第262号、pp. 41~53, 1977.
- 7) 萩原運弘：二重縦スリット壁型消波ケーソンの反射率と影響要因に関する研究、土木学会論文集、第375/II-6、pp. 211~220, 1986.
- 8) 堀口孝男・布施敏一郎・斎藤修司：多孔壁式防波堤に作用する波力、第24回海岸工学講演会論文集、pp. 323~327, 1977.
- 9) 萩原運弘：直立消波ケーソンの波力機構と諸要因、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 367~371, 1986.
- 10) 前出3)
- 11) 前出7)
- 12) Mei, C. C., Liu, P. L. F. and Ippen, A. T.: Quadratic loss and scattering of long wave, Proc. ASCE, Vol. 100, WW3, 1974.
- 13) 萩原運弘：多重円筒型防波堤の反射率・透過率の解析と諸要因の影響、土木学会論文集、第365号/II-4, 1985.
- 14) 前出7)
- 15) 前出7)
- 16) 日高孝次：応用積分方程式論、現代工学社、1974.
- 17) 小島朗史・鈴木諭司：波力発電ケーソンに働く波力特性に関する実験一波エネルギーに関する研究 第2報一、港湾技術研究所報告、第23巻、第1号、pp. 53~81, 1984.
- 18) 前出2)
- 19) 谷本勝利・原中祐人・富田英治・村永 努・鈴木諭司：マルチセルラーケーソンの水理特性に関する実験的研究、港湾技術研究所報告、第20巻、第2号、pp. 41~74, 1981.

(1987.5.21・受付)