

鉛直運動を許容したハイブリッド消波堤の水理特性

小島 治幸*・鄺 曙光**・入江 功***・関本 恒浩****

1. はじめに

現在, 比較的大水深域で広範囲の海域を静穏化するための構造物として, 没水平版や浮体構造物が考えられている。これらの構造物の消波効果については, 多くの研究がなされている。没水平版は比較的波長の長い波に対して優れた消波効果があり, 浮体構造物は短波長の波に対してすぐれた消波効果がある。これらの特徴から 2 つの構造物を組み合わせたハイブリッド消波堤が提案されている(小島ら, 1994)。ハイブリッド消波堤の一形式として, 浮体(ポンツーン)の真下に水平版を設置し, 水平版付きポンツーンの一部構造形式が考えられる。この堤体は, 鉛直グイで固定されるか, 鉛直グイとローラーとによって鉛直方向のみの運動が許容される 2 つの構造が考えられる。鉛直運動を許容した波浪制御構造物としては, 清川ら(1987)による海底に可動板を設けた堤体や吉田ら(1992)による二重管係留システムで係留された没水水平版などがあり, ある特定の範囲の波長の波に対して顕著な消波効果があることが報告されている。

本研究は, 鉛直運動を許容した構造形式としたハイブリッド消波堤の水理特性を理論計算と水理実験により明らかにすることを目的とする。このとき, 規則波と不規則波の場合を考える。

2. 理論解析法

2.1 規則波に対する数値解析法

(1) 基本仮定と各領域のポテンシャル関数

図-1 に示すように堤体に x の正方向から角周波数 σ , 波数 k , 振幅 ξ_0 の微小振幅波が入射する場合を考え, 流体域を鉛直の境界面によっていくつかの一定水深 h_i ($i=1, 2, \dots$) の領域に分割する。流体運動は, 次式で表す速度ポテンシャル $\phi(x, z, t)$ が存在すると仮定する。

$$\phi(x, z, t) = \frac{g\xi_0}{\sigma} \phi(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

上式中の $\phi(x, z)$ は速度ポテンシャルの空間分布を表す

無次元の関数(ポテンシャル関数と呼ぶ)である。堤体は鉛直方向のみの運動をし, 任意時刻における重心の z 座標を z_0 , 鉛直変位を η とする。自由表面を有する領域(1), (4)では, 自由水面条件と水底面の不透過境界条件を満足するラプラス方程式の解として, 各領域のポテンシャル関数は, 式(2), (3)のように表わせる。

$$\phi_1(x, z) = \exp(k_{10}x_a)Z(k_{10}z) + \sum_{n=0}^{\infty} D_{1n} \exp(-k_{1n}x_a)Z(k_{1n}z) \quad (2)$$

$$\phi_4(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{4n} \exp(k_{4n}x_b)Z(k_{4n}z) \quad (3)$$

ここに, $Z_{in}(z) = (\cos k_{in}(z+h_i))/(\cos k_{in}h_i)$ ($i=1, 4$), $x_a = x-l$, $x_b = x+l$ である。また, k_{in} は, $n=0$ のときは純虚数, $k_{in} = ik_i$, $n \neq 0$ のときは実数として, 次式の根で与えられる。

$$\frac{\sigma^2 h_i}{g} = -k_{in}h_i \tan k_{in}h_i \quad (i=1, 4) \quad (4)$$

ポンツーンと水平版が鉛直運動することにより変動境界面を持つ流体域(2)では, 境界面の鉛直流速がフーリエ級数展開式で表わせると仮定して(井島, 1971), その境界条件を満足するポテンシャル関数が求まり, 次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi_2(x, z) = & C_{20} \frac{x-l}{l} + D_{20} + \sum_{n=1}^{\infty} \{ C_{2n} \exp(v_{2n}x_a) \\ & + D_{2n} \exp(-v_{2n}x_b) \} \cos v_{2n}(z+d_f) \\ & + i \frac{2\Gamma}{l/h} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{(\mu_r h)^2} \bar{Z}_2(\mu_r, z) \frac{\eta}{\xi_0} \cos(\mu_r x) \end{aligned} \quad (5)$$

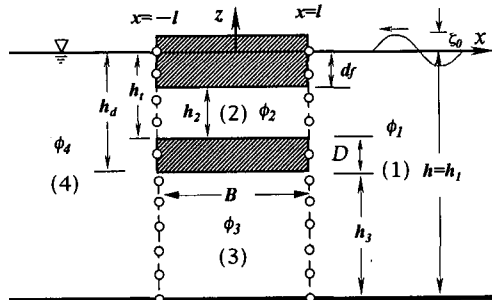


図-1 構造物の断面形状と諸元

* 正会員 工博 九州共立大学教授 工学部土木工学科
** 工修 株式会社マエダ
*** 正会員 工博 九州大学教授 大学院工学研究科
**** 正会員 工修 五洋建設株式会社

ここに,

$$\left. \begin{aligned} \bar{Z}_2(\mu_r, z) &= \frac{\cosh \mu_r(z+h_1) - \cosh \mu_r(z+d_f)}{\sinh \mu_r h_2} \\ v_{2n} &= \frac{n\pi}{h_2}, \quad \mu_r = \frac{2r+1}{2l}\pi, \quad \Gamma = \frac{\sigma^2 h}{g} \end{aligned} \right\} \cdots (6)$$

また, 水平版底面下の領域(3)のポテンシャル関数は, 変動境界条件と水底の固定条件より

$$\begin{aligned} \phi_3(x, z) &= C_{30} \frac{x-l}{l} + D_{30} + \sum_{n=1}^{\infty} (C_{3n} \exp(v_{3n} x_a) \\ &\quad + D_{3n} \exp(-v_{3n} x_b)) \cdot \cos v_{3n}(z+h_d) \\ &\quad + i \frac{2\Gamma}{l/h} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{(\mu_r h)^2} \bar{Z}_3(\mu_r, z) \frac{\eta}{\zeta_0} \cos \mu_r x \cdots (7) \end{aligned}$$

ただし,

$$\bar{Z}_3(\mu_r, z) = \frac{\cosh \mu_r(z+h)}{\sinh \mu_r h_3}, \quad v_{3n} = \frac{n\pi}{h_3} \cdots (8)$$

(2) 堤体の運動方程式

堤体の質量を M , それに作用する流体力の鉛直合力の振幅を F_z , 静水圧による復元力の振幅を F_b , ローラーによる抵抗力の振幅を F_r とすると, 堤体の運動方程式は次式で表わせる.

$$M \frac{d^2 z_0}{dt^2} = (F_z + F_b + F_r) \exp(i\sigma t) \cdots (9)$$

式(9)中の浮体と水平版の質量 M は, 浮体と水平版がそれぞれ排除する流体質量に補正係数 v_f と v_p をかけて次のように表す.

$$M = 2l\{v_f d_f + v_p(h_d - h_1)\} \cdots (10)$$

波の作用による流体圧力の鉛直方向の合力 F_z は, 浮体の下面と水平版の上面に沿う流体圧力と水平版の下面に作用する流体圧力を積分することにより, 次のように表せる.

$$\begin{aligned} F_z &= -2i\rho g \zeta_0 l \left[-C_{30} + D_{30} + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{3n}(C_{3n} + D_{3n}) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n}(C_{2n} + D_{2n}) \right] \\ &\quad + 2\rho g \zeta_0 l \frac{2\Gamma}{(l/h)^2} \frac{\eta}{\zeta_0} \left[\sum_{r=0}^{\infty} \frac{\bar{Q}_r}{(\mu_r h)^3} \right] \cdots (11) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} Y_{3n} &= \frac{1 - \exp(-2v_{3n}l)}{(2v_{3n}l)} \\ Y_{2n} &= \frac{1 - \exp(-2v_{2n}l)}{(2v_{2n}l)} (1 - \cos v_{2n}h_2) \\ \bar{Q}_r &= \coth \mu_r h_4 + \frac{2(\cosh \mu_r h_2 - 1)}{\sinh \mu_r h_2} \end{aligned} \right\} \cdots (12)$$

静水圧による復元力 F_b は, 次式で与えられる.

$$F_b \exp(i\sigma t) = -2\rho g l \eta \exp(i\sigma t) \cdots (13)$$

ローラーのサポートシステムによる抵抗力 F_r は, 堤体鉛直運動の速度の2乗に比例するとし, その係数を γ_n , 鉛直運動の無次元振幅を $\eta^* = \eta/\zeta_0$ とすると, 次式で

与えられる.

$$\begin{aligned} F_r \exp(i\sigma t) &= -2\rho g l \frac{\gamma_n}{g} \frac{\partial z_0}{\partial t} \frac{\partial z_0}{\partial t} \\ &= 2\rho g l \zeta_0 \gamma_n \Gamma \frac{\zeta_0}{h} |\eta^*| \eta^* \exp(i\sigma t) \\ &\cdots (14) \end{aligned}$$

これらの関係式(10), (11), (13), (14)を運動方程式(9)に代入すると, 鉛直運動の無次元振幅 η^* とポテンシャル関数の未定係数との関係式が得られる.

$$\begin{aligned} -i \left[-C_{30} + D_{30} + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{3n}(C_{3n} + D_{3n}) \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n}(C_{2n} + D_{2n}) \right] \\ + [G_m + G_z - 1 + G_r |\eta^*|] \eta^* = 0 \cdots (15) \end{aligned}$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} G_m &= \{v_f d_f/h + v_p(h_d - h_1)/h\} \Gamma \\ G_z &= \frac{2\Gamma}{(l/h)^2} \left[\sum_{r=0}^{\infty} \frac{\bar{Q}_r}{(\mu_r h)^3} \right] \\ G_r &= \gamma_n \Gamma \zeta_0/h \end{aligned} \right\} \cdots (16)$$

(3) 未知量の決定と各種水理量

運動方程式とポテンシャル関数の表示式を速度ポテンシャルと流速の連続条件に代入することにより未定係数に関する連立一次方程式を得ることができる. 適当な抵抗係数 γ_n を与え, この方程式を選点解法(吉田・小島・鶴本, 1990)で解くことによって, 未定係数と η^* を決めることができる. ただし, 式(15)中には, $|\eta^*| \eta^*$ の非線形項を含んでいるので, 繰返し計算を行う必要がある. この手順については, 吉田ら(1992)を参照されたい.

各水理諸量は, 次の式によって求めることができる.

$$\text{反射率: } K_R = |D_{10}|, \quad \text{通過率: } K_T = |C_{40}| \cdots (17)$$

水平波力(F_x):

$$\begin{aligned} F_x &= i\rho g \zeta_0 h \left[\exp(k_{10} x_a) Z_x(k_{10} z) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=0}^{\infty} D_{1n} \exp(-k_{1n} x_a) Z_x(k_{1n} z) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{n=0}^{\infty} C_{4n} \exp(k_{4n} x_b) Z_x(k_{4n} z) \right] \\ Z_x(k_{in} z) &= \frac{\sin k_{in} h - \sin k_{in} h_b + \sin k_{in} h_b - \sin k_{in} h_3}{k_{in} \cos k_{in} h} \\ i &= 1, 4, \quad h_5 = h_3 + D, \quad h_6 = h_5 + h_2 \end{aligned} \cdots (18)$$

鉛直波力(F_z): 式(11)

2.2 不規則波に対する数値解析法

不規則波は, 単一周期の規則波が重なり合ったものと考えられるので, 波の各周波数成分に対する規則波の通過率と反射率に関する解を線形重ね合わせすることにより, 不規則波に対する通過率($\bar{K}_T$)と反射率($\bar{K}_R$)(こ

れらは波群全体としての平均的な値を表すものとして有効通過率及び有効反射率と呼ぶ)を算定することが可能である。いま、単一入射方向(ここでは垂直入射)の入射波スペクトル密度分布 $S(f)$ を分割し、その i 番目の領域に含まれるエネルギー $E(i)$ と入射波の全エネルギー E_0 との比 $\Delta E(i) = E(i)/E_0$ を各分割領域の重みとし、それとその領域の代表周波数 $f(i)$ に対する規則波の通過率 $K_{T_0}(i)$ と反射率 $K_{R_0}(i)$ を用いて、 $\bar{K}_T$ と $\bar{K}_R$ は次式で推定できる。

$$\bar{K}_T = \left[\sum_{i=1}^M \Delta E(i) \cdot K_{T_0}(i)^2 \right]^{1/2}, \quad \bar{K}_R = \left[\sum_{i=1}^M \Delta E(i) \cdot K_{R_0}(i)^2 \right]^{1/2} \quad (19)$$

ここに、 $\Delta E(i) = \int_{f_i}^{f_{i+1}} S(f) df / \int_0^\infty S(f) df$ であり、 M は分割個数で、 f_i と f_{i+1} は分割された各領域の下限と上限の周波数である。

この場合、分割方法による計算結果の違いがほとんどないことから(小島ら, 1987)、分割した面積が等しくなる、つまり、 $\Delta E(i)$ が等しくなるように分割する方法を用いた。すると式(19)は式(20)のようになる。

$$\bar{K}_T = \left\{ \left[\sum_{i=1}^M K_{T_0}(i)^2 \right] / M \right\}^{1/2}, \quad \bar{K}_R = \left\{ \left[\sum_{i=1}^M K_{R_0}(i)^2 \right] / M \right\}^{1/2} \quad (20)$$

このとき、入射波の目標スペクトルとして、式(21)で与えられる Bretschneider・光易型を採用すると、各分割領域の代表周波数 $f(i)$ は式(22)で求められる。

$$S(f) = 0.258 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp[-1.03 (T_{1/3} f)^{-4}] \quad (21)$$

ここに、 $T_{1/3}$ は有義周期、 $H_{1/3}$ は有義波高である。

$$f(i) = \frac{1.007}{T_{1/3}} \{ \ln[2M/(2i-1)] \}^{-1/4} \quad (22)$$

3. 水理模型実験

水理模型実験は、理論値を検証するとともに、理論式中の抵抗係数 γ_n を決定するために行った。水理実験は、全長 30.0 m、深さ 0.7 m、幅 0.5 m の 2 次元造波装置を用い、水槽の水深を 40 cm に固定した。堤体は、アクリル製で、堤体幅 $B=16$ cm、堤体が静止しているときの喫水は $d_f=6.0$ cm で、他の諸元は図-2 に示す。堤体には、4 本の支柱がついており、それらをガイドとして堤体が上下運動できるような構造になっている。堤体は支柱とボールベアリングで接している。実験では、堤体による反射率と通過率および堤体の鉛直変位を測定した。反射率と通過率は、分離推定法により算定した。

入射波は、規則波と不規則波を用いた。入射波の諸元は、規則波においては波高 3 cm、4.5 cm、6 cm、9 cm の 4 通りで周期を $T=0.57$ 秒から 2.15 秒まで変化させた。不規則波の場合は、Bretschneider・光易型スペクト

ルを用い、有義波周期を $T_{1/3}=0.56$ 秒から 1.60 秒まで変化させ有義波高 $H_{1/3}=4.0$ cm を用いた。なお、実験は越波が起らない条件で行っている。

4. 抵抗係数の決定と理論解析法の検証

抵抗係数を決定する場合、式(15)の運動方程式中に $|\eta^*| \eta^*$ の非線形項が含まれるので、繰返し計算を行って解くことになる。このときの解の収束は、数回程度の繰返し回数で収束するが、 γ_n が大きく、また相対水深が小さくなると繰返し回数が増える傾向にある。図-3 は、入射波高 3 cm ($\zeta_0/h=0.038$) における、抵抗係数 (γ_n) による計算値と実験値の標準偏差の変化を示している。抵抗係数を変えると標準偏差が最小となる係数が存在し、その値が最適な抵抗係数と考えられる。通過率と反射率については、抵抗係数を変えても標準偏差の変化が非常に緩やかである。この場合、抵抗係数が 3.0 と 29.0 のとき、鉛直変位と通過率における標準偏差がそれぞれ最小値になる。図-4 は、入射波高を変化させたときの通過率と鉛直変位に対する最適な抵抗係数を示している。通過率と鉛直変位に対する抵抗係数の値は異なり、入射波高が小さくなると通過率の最適な抵抗係数を急激に大きくする必要がある。入射波高に対する抵抗係数の変化は図中の回帰曲線式で表わせる。この回帰曲線式を用いて、ある波高の最適な抵抗係数が決まる。

図-5 は、横軸を相対水深として抵抗係数を変えたときの計算値と実験値で、上図に通過率、中図に反射率、

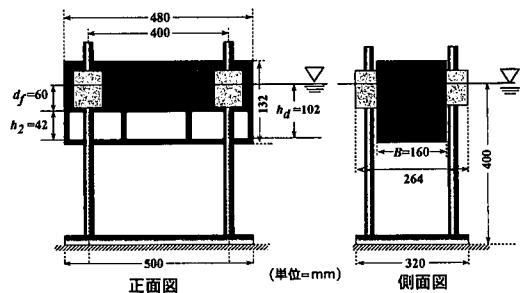


図-2 ハイブリッド消波堤の模型図

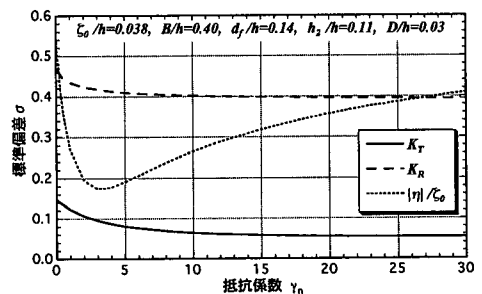


図-3 抵抗係数による計算値と実験値の標準偏差の変化

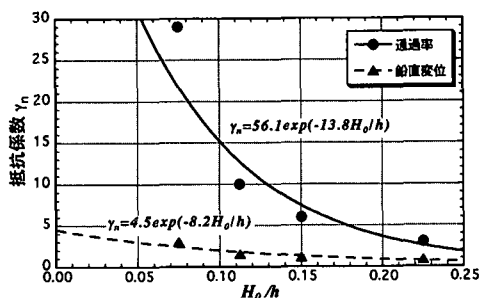


図-4 入射波による最適な抵抗係数の変化

下図に堤体の鉛直変位をそれぞれ示している。通過率と反射率の特性は、抵抗係数=0.0のとき、相対水深が大きくなると通過率は急激に減少し、反射率は逆に増大する。相対水深が $h/L=0.31$ ($B/L=0.125$)付近で通過率が最小値0に近づき、逆に反射率は最大値となる。相対水深がさらに大きくなると、通過率はいったん増大し、その後一様に減少する。抵抗係数を考慮することにより、相対水深に対する変化がなめらかになり、最適な抵抗係数 $\gamma_n=29.0$ のとき、通過率の実験値と計算値の一致は良好である。しかし、反射率については、実験値が、計算値に比べかなり小さく、またばらつきが激しかった。これは、水理実験において横波の発生が確認され、特に相対水深が大きくなるほど顕著に発生していたことが影響していると考えられる。また、抵抗係数が $\gamma_n=1000$ 程度よりも大きくなると、通過率と反射率の値は固定の場合とほぼ一致する。鉛直変位は抵抗係数 $\gamma_n=0.0$ のとき、相対堤体長が $B/L=0.11$ 付近で共振現象が起こり、鉛直変位が非常に大きくなる。抵抗係数を大きくしていくと、共振点付近の変位値が減少し、最適な抵抗係数 $\gamma_n=3.0$ で計算値は実験値と妥当な一致が見られた。

図-6は、鉛直運動を許容した場合の不規則波の通過率と反射率を示している。回帰曲線式により、有義波高4 cmの抵抗係数を $\gamma_n=14.0$ とした。実験値は、通過率と反射率をエネルギーの比(添字 eff), エネルギー輸送量の比(添字 pwr), 有義波高の比(添字 1/3)で定義したものを示している。通過率は、この抵抗係数を用いた計算値と理論値の一致はほぼ満足する結果であるが、反射率については実験値がかなり小さい値となった。

5. 堤体の水理特性

図-7は、入射波高6.0 cm ($\xi_0/h=0.075$)における、水平版の有無による水理量の変化について、横軸を相対堤体長として上図に通過率、中図に反射率、下図に堤体の鉛直変位をそれぞれ示している。抵抗係数 $\gamma_n=0.0$ の場合は、水平版付きの堤体の通過率は、ポンツーンのみ

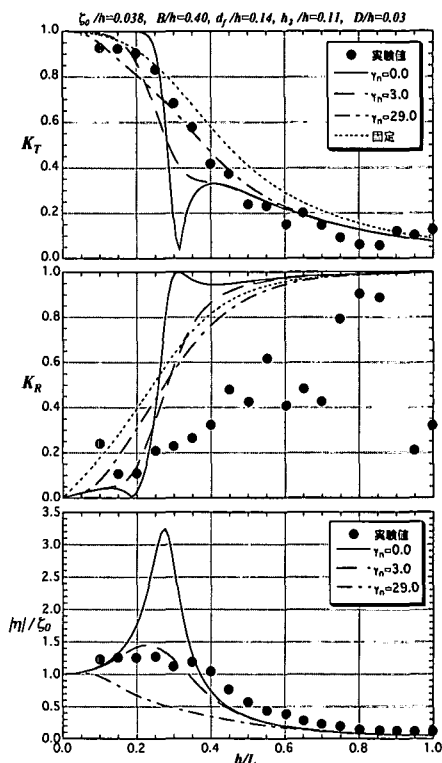


図-5 通過率と反射率、鉛直変位の計算値と実験値

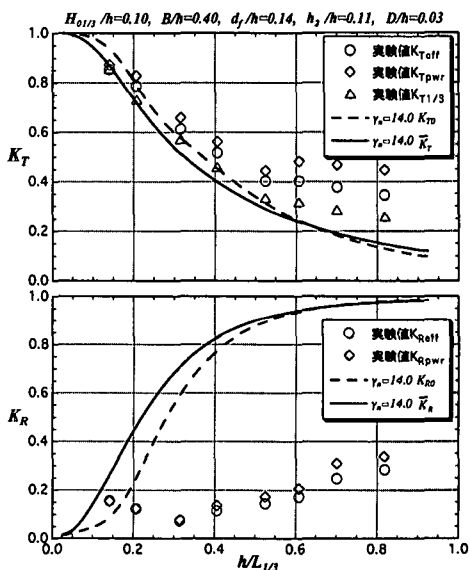


図-6 不規則波における通過率と反射率の計算値と実験値

ここで顕著に小さく、反射率は逆に大きくなっている。鉛直変位は共振点付近で大きくなるが、相対堤体長が大きくなるとポンツーンのみ

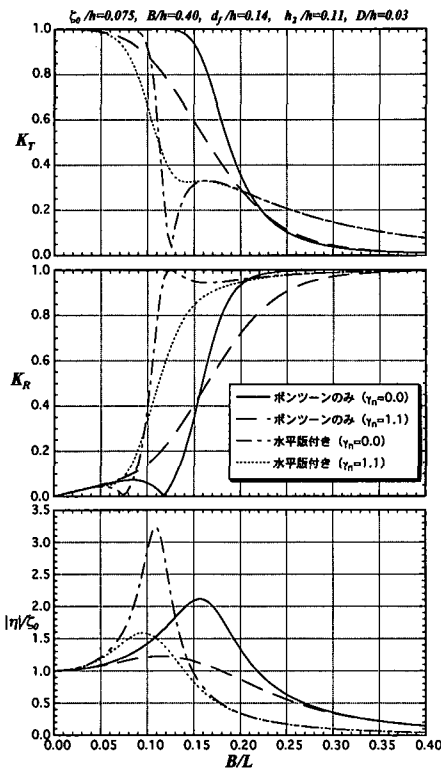


図-7 水平版の有無による通過率と反射率, 鉛直変位の変化

違いは小さくなった。図-8は、図-7と同条件の水平波力（上図）と鉛直波力（下図）を示している。水平波力は、抵抗係数を変えても同じ値となり、ポンツーンの場合より水平版を付けた方が波力が全相対水深について大きくなった。また、相対水深が $B/L=0.16$ のところで最大値を示し、それよりも相対水深が小さくとも、また大きくとも減少する。鉛直波力は、抵抗係数を考慮しないと、鉛直運動の共振点付近でかなり大きな波力が生じる。ポンツーンの場合より水平版を付けた方が、最大値は大きくなるが、鉛直変位と同様に、相対水深が大きくなるとポンツーンの場合より小さくなる。

6. あとがき

鉛直運動を許容した水平版付きポンツーンの水理特性をポテンシャル接続法の選点解法によって解析する方法を示し、数値計算を行った。運動方程式に含まれる抵抗係数を理論計算と水理実験により決定した。最適な抵抗係数を用いることにより、反射率以外の通過率と鉛直変位に関しては、計算値と実験値は妥当な一致が見られた。ただし、通過率と鉛直変位に対する最適な抵抗係数が異

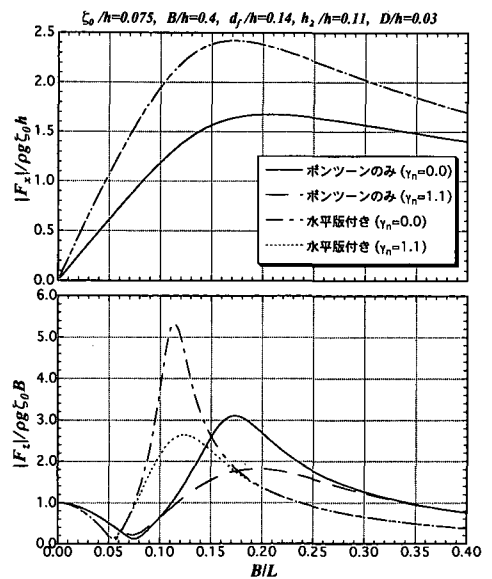


図-8 水平版の有無による水平・鉛直波力の変化

なる値となった。この堤体の相対水深に対する特性は、それが大きくなると通過率は一様に減少し、反射率は逆に増大する。鉛直変位は、堤体長が波長の10%前後で最大となり、波長がそれよりも短くなると一様に減少する。ポンツーンの真下に水平版を取り付けることにより、ポンツーンの場合と比べ通過率は波長の長いところで低下しており、水平版付きのほうが消波効果が良い。鉛直変位に関しては、水平版付きの方が、共振の起こる波長が長くなり、相対堤体長の大きい、すなわち波長の短いところで鉛直変位が小さくなっている。

参考文献

- 井島武士 (1971): 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 水工学シリーズ 71-B-1, pp. 1-31.
- 清川哲志・三俣正和・田中正博・大山 巧 (1987): 可動板型 Radiation Wave Generator による波浪の制御, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 473-476.
- 小島治幸・中牟田直昭・吉田明徳・木原 力 (1987): 不規則波に対する透過性防波堤の消波特性に関する数値算定法, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 457-461.
- 小島治幸・入江 功・池崎 靖 (1994): 浮体と没水水平版によるハイブリッド消波堤の水理特性に関する研究, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 751-755.
- 吉田明徳・旭 剛志・小島治幸・中村哲也・入江 功 (1992): 二重管係留システムで係留された没水水平版による波の制御, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 521-525.
- 吉田明徳・小島治幸・鶴本良博 (1990): 波動境界値問題におけるポテンシャル接続法の選点解法, 土木学会論文集, 第417号 II-13, pp. 265-274.