

杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤による波の制御

吉田 明德*・三宅 司**・入江 功***・和田 信****

1. ま え が き

没水水平板は常時海面下にあつて眺望を妨げず、水質環境面でも優れているなどの特徴から、これまでも波の遮断効果や作用波力などに関する研究がなされてきている(例えば小島ら, 1989; 余ら, 1991)。しかし実際の使用を考えると、鋼管杭などで水平板を海中に固定する設置方法は、板に大きな鉛直波力が作用し構造的に困難である。これに代わる設置方法もいくつか提案されているが(吉田ら, 1992; 小島ら, 1994)、波浪の制御効果や、現場での施工性、構造的な強度など、実用化の観点からはこれらの方法も問題が多い。著者らは新しい設置方法として、杭とヒンジによって水平板を定点に係留する方式(図-1)を考案した。この係留方式の特徴は、係留策による緩係留に比べ堤体を定点係留できること、杭などをガイドに上下動を許容する係留方式に比べると係留のための杭の打設に厳しい精度を要しないこと、さらに、堤体に運動を許容するため杭に作用する力が比較的小さくて済むこと、潮位などの水位の変化にも対応できることなどがあげられる。

この「杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤」の波の遮断効果、堤体の動揺、杭に作用する力などの特性に影響する堤体の条件としては、図-1中に示す、浮体間隔 W 、水平板の板長 B 、水平板の没水深 qh 、堤体を係留するアーム長 R_1 、アームの係留角(静水時の角度) θ_1 、堤体の慣性能率、浮体の断面形状などの多くが考えられる。そこで、これらの効果を明らかにして、波浪制御のための最適な堤体条件を推定することを目的に、理論解析をおこないその妥当性を水槽実験で検証した。

2. 理論解析の概略

(1) 基本仮定

杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤の概略図を図-1に示す。堤体は、2つの円柱浮体と没水水平板から成り、

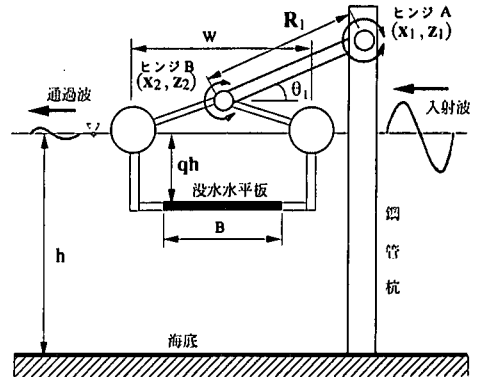


図-1 杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤の概略

円柱と水平板は互いに剛結されている。堤体はヒンジ B を介して剛なアームに連結されアームはヒンジ A で鋼管杭に連結されている。波の入射によって堤体にはヒンジ B 周りの回転と、ヒンジ A 周りのアームの回転に伴うヒンジ A 周りの回転が同時に生じ、堤体とアームは互いに拘束された剛体 2 体運動をおこなう。理論解析は線形ポテンシャル理論に基づいており、堤体近傍の流体域の速度ポテンシャルをグリーン公式で表示し、その左右の開領域の解析解と鉛直境界面においてマッチングさせる方法を用いている。このグリーン公式と、2つの回転運動の運動方程式を連立して解くことによって、反射率、通過率、堤体およびアームの回転変位、杭に作用する力を算定している。

堤体は一定水深 h の海域にあり、 x 軸の正の方向より、角周波数が σ 、振幅が ξ_0 の規則波が入射する場合を考える。流体運動は非圧縮で非粘性の完全流体による無渦運動と仮定すると、流体運動には速度ポテンシャル $\phi(x, z, t)$ が存在し、次式で表せる。

$$\phi(x, z, t) = \frac{g\xi_0}{\sigma} \phi(x, z) e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 g は重力加速度で、 $\phi(x, z)$ は無次元の複素関数(便宜的にポテンシャル関数と呼ぶ)である。また、ヒンジ A およびヒンジ B 周りの回転運動の、回転角度の振幅と位相を表す複素振幅を、それぞれ、 ω_1 , ω_2 で表すものとする。

* 正 会 員 工 博 九州大学助教授 工学部建設都市工学科

** 学生会員 工 修 九州大学大学院 (現:東亜建設工業(株))

*** 正 会 員 工 博 九州大学教授 工学部建設都市工学科

**** 正 会 員 工 修 運輸省第四港湾建設局 下関調査設計事務所

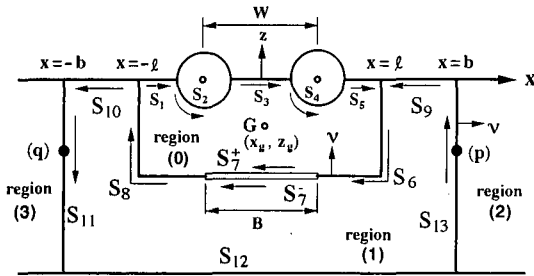


図-2 領域の分割

(2) 開領域と閉領域のポテンシャル関数

図-2に示すように、 $x = \pm b$ における水面から水底面までの仮想境界面、および $x = \pm l$ における水面から水平板の没水深($z = -qh$)までの仮想境界面と水平板位置での水平仮想境界面によって、流体域を(0),(1),(2),(3)の4領域に分割し、領域の境界面を、図に示すように、 $S_1, S_2, \dots, S_{13}$ で表す。

いま、仮想境界面 $x = \pm b$ を、浮体近傍の停止散乱波が十分減衰する位置まで離して設けるものとする、領域(2)には入射波と反射波、領域(3)には通過波のみが存在し、このとき、領域(2),(3)のポテンシャル関数 $\phi_2(x, z)$ 、 $\phi_3(x, z)$ はそれぞれ次式で表せる。

$$\phi_2(x, z) = \{e^{ikx} + Ae^{-ikx}\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad \dots (2)$$

$$\phi_3(x, z) = \{Be^{ikx}\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad \dots (3)$$

ただし、 A は入射波の振幅に対する、反射波の振幅比(反射率)と位相を表す複素係数で、 B は同じく通過波の振幅比(通過率)と位相を表す複素係数である。なお、 k は次の分散方程式 $\sigma^2/g = k \tanh kh$ で決まる入射波の波数である。

一方、閉領域(0),(1)のポテンシャル関数 $\phi_0(x, z)$ 、 $\phi_1(x, z)$ は、それぞれ次のグリーンの公式によって表すことができる。

$$\phi_0(X) = -\frac{1}{\alpha} \int_{D_0} \left\{ \phi_0(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G_0(r) - G_0(r) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_0(X_b) \right\} ds \quad \dots (4)$$

$$\phi_1(X) = \frac{1}{\alpha} \int_{D_1} \left\{ \phi_1(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G^*(r) - G^*(r) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_1(X_b) \right\} ds \quad \dots (5)$$

ただし、 $G(r) = \log r$ 、 $G^*(r) = \log r + \log r^*$ で、 r は領域内の任意点 $X = (x, z)$ と境界線上の点 $X_b = (x_b, z_b)$ との間の距離で、 r^* は X と X_b^* (水深一定の海底面に対する X_b の鏡像点)間の距離である。また α は、 X が境界線上にある場合は $\alpha = \pi$ を取り、境界線を除いた領域内の

点である場合は $\alpha = 2\pi$ を取る定数である。

ν は領域(0)においては境界面上における内向き法線、領域(1)においては外向き法線を意味し、積分方向は、領域(0)では境界($D_0 = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + S_5 + S_6 + S_7 + S_8 + S_9$)に沿う時計まわり、領域(1)では境界($D_1 = S_9 + S_6 + S_7 + S_8 + S_{10} + S_{11} + S_{13}$)に沿う反時計まわりである。なお、領域(1)の海底境界面 S_{12} は、鏡像の原理により積分境界から除かれる。

(3) 閉領域(0),(1)の境界条件

閉領域(0),(1)の境界上の境界条件は以下のよう表せる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = -\frac{\sigma^2}{g} \phi \quad (\text{on } S_1, S_3, S_5) \quad \dots (6)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = \frac{\sigma^2}{g} \phi \quad (\text{on } S_{14}, S_{17}) \quad \dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_0 &= \phi_1 \\ \frac{\partial \phi_0}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} \end{aligned} \right\} (\text{on } S_6, S_8) \quad \dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_2 &= \{e^{ikb} + Ae^{-ikb}\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} &= ik \{e^{ikb} - Ae^{-ikb}\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \end{aligned} \right\} (\text{on } S_{13}) \quad \dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_3 &= \{Be^{-ikb}\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ \frac{\partial \phi_3}{\partial \nu} &= -ik \{Be^{-ikb}\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \end{aligned} \right\} (\text{on } S_{11}) \quad \dots (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_0}{\partial \nu} &= +i \frac{\sigma^2}{g} \left\{ \frac{(x_2 - x_1)}{R_1} \cdot \frac{dx}{ds} + \frac{(z_2 - z_1)}{R_1} \cdot \frac{dz}{ds} \right\} \cdot \frac{\omega_1 R_1}{\xi_0} \\ &+ i \frac{\sigma^2}{g} \left\{ \frac{(x - x_2)}{W} \cdot \frac{dx}{ds} + \frac{(z - z_2)}{W} \cdot \frac{dz}{ds} \right\} \cdot \frac{\omega_2 W}{\xi_0} \end{aligned} \right\} (\text{on } S_2, S_4, S_7^+, S_7^-) \quad \dots (11)$$

(4) 堤体に作用する流体力

流体圧力はベルヌイの式より、速度ポテンシャルを用いて、 $-\rho \partial \Phi / \partial t = -i \rho g \xi_0 \phi(x, z) e^{i\sigma t}$ で与えられ、堤体に作用する水平波力 $F_x e^{i\sigma t}$ と鉛直波力 $F_z e^{i\sigma t}$ の複素振幅 F_x 、 F_z は、それぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned} F_x &= +i \rho g \xi_0 \left\{ \oint_{S_2} + \oint_{S_4} + \oint_{S_7^+} \right\} \phi_0(x, z) dz \\ &- i \rho g \xi_0 \oint_{S_7^-} \phi_1(x, z) dz \quad \dots (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_z &= -i \rho g \xi_0 \left\{ \oint_{S_2} + \oint_{S_4} + \oint_{S_7^+} \right\} \phi_0(x, z) dx \\ &+ i \rho g \xi_0 \oint_{S_7^-} \phi_1(x, z) dx \quad \dots (13) \end{aligned}$$

また、流体圧力によって生じる、 A 点周りと B 点周りの回転モーメントの複素振幅 M_1 、 M_2 は、それぞれ次式で表

される。

$$M_1 = +ipg\zeta_0 \left[\oint_{S_2} + \oint_{S_4} + \oint_{S_7} \right] R_A(x, z) \phi_0(x, z) ds \\ - ipg\zeta_0 \oint_{S_7} R_A(x, z) \phi_1(x, z) ds \dots \dots \dots (14)$$

$$M_2 = +ipg\zeta_0 \left[\oint_{S_2} + \oint_{S_4} + \oint_{S_7} \right] R_B(x, z) \phi_0(x, z) ds \\ - ipg\zeta_0 \oint_{S_7} R_B(x, z) \phi_1(x, z) ds \dots \dots \dots (15)$$

上式中の $R_A(x, z)$, $R_B(x, z)$ は,

$$R_A = (x_2 - x_1) \cdot \frac{dx}{ds} + (z_2 - z_1) \cdot \frac{dz}{ds}$$

$$R_B(x, z) = (x - x_2) \cdot \frac{dx}{ds} + (z - z_2) \cdot \frac{dz}{ds}$$

A点周りの回転によって生じる浮体の鉛直変位 $\Delta z = (x_1 - x_2)\omega_1 e^{i\sigma t}$ により生じる復元力の複素振幅 F_z^s は, $-4\rho g a(x_1 - x_2)\omega_1$ で与えられ, よってA点周りの復元モーメントの複素振幅 M_1^s は次式で表される。

$$M_1^s = -4\rho g a(x_2 - x_1)^2 \omega_1 \dots \dots \dots (16)$$

同様にB点周りの回転による左右の浮体の変位 $\Delta z_L = (x_2 - x_4)\omega_2 e^{i\sigma t}$, $\Delta z_R = (x_2 - x_3)\omega_2 e^{i\sigma t}$ によるB点周りの復元モーメントの複素振幅 M_2^s は次式で与えられる。

$$M_2^s = -2\rho g a\{(x_4 - x_2)^2 + (x_3 - x_2)^2\} \omega_2 \dots \dots \dots (17)$$

ただし, (x_3, z_3) , (x_4, z_4) は, それぞれ左右の円柱浮体の中心の座標である。

B点周りの堤体の回転によってB点には, 堤体の運動の方向と逆の方向に偶力 $F^p e^{i\sigma t}$ ($F^p = -m\sigma^2 R_2 \omega_2$) が作用し, 同時にA点周りの回転によって浮体の重心には, 偶力 $F^f e^{i\sigma t}$ ($F^f = -m\sigma^2 R_1 \omega_1$) が回転と逆の方向に作用する。この偶力によって生じるA点周り, およびB点周りの回転モーメントの複素振幅 M_1' , M_2' はそれぞれ次式で与えられる。

$$M_1' = -m\sigma^2 \bar{R} \omega_2 \dots \dots \dots (18)$$

$$M_2' = -m\sigma^2 \bar{R} \omega_1 \dots \dots \dots (19)$$

ただし, $\bar{R} = (x_2 - x_1)(x_2 - x_0) + (z_2 - z_1)(z_2 - z_0)$ で, m は堤体(浮体と水平板)の全質量, F^p 中の R_2 は堤体の重心位置 (x_0, z_0) とヒンジB間の距離を意味する。

(5) 堤体の運動方程式

堤体とアームのA点周りの慣性モーメント I_1 , 堤体のB点周りの慣性モーメント I_2 , および堤体の質量 m を, 補正定数 γ_1 , γ_2 , γ_3 を用いて次式で表すものとする。

$$I_1 = \rho \pi a^2 R_1^2 (1 + \gamma_1) \dots \dots \dots (20)$$

$$I_2 = \rho \pi a^2 W^2 (1 + \gamma_2) \dots \dots \dots (21)$$

$$m = \rho \pi a^2 (1 + \gamma_3) \dots \dots \dots (22)$$

堤体の回転運動は微小振幅の運動であると仮定すると, このとき, A点周りおよびB点周りの回転の運動方程式はそれぞれ次式で表される。

$$I_1 \frac{d^2}{dt^2} \{\omega_1 e^{i\sigma t}\} = \{M_1 + M_1^s + M_1'\} e^{i\sigma t} \dots \dots \dots (23)$$

$$I_2 \frac{d^2}{dt^2} \{\omega_2 e^{i\sigma t}\} = \{M_2 + M_2^s + M_2'\} e^{i\sigma t} \dots \dots \dots (24)$$

式(23)に, 式(14), (16), (18), (20)を代入し, 式(24)には, 式(15), (17), (19), (21)を代入して整理するとそれぞれ次式を得る。

$$+ i \left[\oint_{S_2} + \oint_{S_4} + \oint_{S_7} \right] R_A(x, z) \phi_0(x, z) ds \\ - i \oint_{S_7} R_A(x, z) \phi_1(x, z) ds \\ + G_1 \cdot \frac{\omega_1 R_1}{\zeta_0} + \overline{G_2} \cdot \frac{\omega_2 W}{\zeta_0} = 0 \dots \dots \dots (25)$$

$$+ i \left[\oint_{S_2} + \oint_{S_4} + \oint_{S_7} \right] R_B(x, z) \phi_0(x, z) ds \\ - i \oint_{S_7} R_B(x, z) \phi_1(x, z) ds \\ + \overline{G_1} \cdot \frac{\omega_1 R_1}{\zeta_0} + G_2 \cdot \frac{\omega_2 W}{\zeta_0} = 0 \dots \dots \dots (26)$$

ただし, G_1 , G_2 , $\overline{G_1}$, $\overline{G_2}$ は次式で決まる定数である。

$$G_1 = \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \frac{\pi a^2 R_1 (1 + \gamma_1)}{h} - \frac{4a(x_2 - x_1)^2}{R_1}$$

$$\overline{G_1} = \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \frac{\pi a^2 (1 + \gamma_3)}{h} \cdot \frac{\bar{R}}{R_1}$$

$$G_2 = \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \frac{\pi a^2 W (1 + \gamma_2)}{h} \\ - \frac{2a\{(x_2 - x_4)^2 + (x_2 - x_3)^2\}}{W}$$

$$\overline{G_2} = \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \frac{\pi a^2 (1 + \gamma_3)}{h} \cdot \frac{\bar{R}}{W}$$

(6) 杭に作用する力

杭に作用する力は, アームを介して作用するところの, 波力 F_x , F_z , 復元力 F_z^s , 偶力 F^p と, 直接, ヒンジAに作用する偶力 F^f から成り, 水平力 F_{Ax} と鉛直力 F_{Az} は次式で表わせる。

$$F_{Ax} = \cos^2 \theta_1 F_x + \cos \theta_1 \sin \theta_1 F_z \\ + \cos \theta_1 \sin \theta_1 F_z^s + (\cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \\ - \cos \theta_2 \cos^2 \theta_1) F^p + \sin \theta_1 F^f \dots \dots \dots (27)$$

$$F_{Az} = \cos \theta_1 \sin \theta_1 F_x + \sin^2 \theta_1 F_z \\ + \sin^2 \theta_1 F_z^s + (\sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 \\ - \cos \theta_2 \sin \theta_1 \cos \theta_1) F^p - \cos \theta_1 F^f \dots \dots \dots (28)$$

3. 連立一次方程式

領域(0), (1)の境界線を要素 ΔS_j に分割し, グリーン公式(4)と(5)を ΔS_j に関して離散化する。これに, 同様に離散化した境界条件を用いると, 要素上のポテンシャル関数値と仮想境界面上の未知量A, Bに関する一次関係式が得られる。詳細は参考文献(海岸波動, 1994)を参照されたい。

この, グリーンの式より得られる一次関係式は, 境界

面, $S_1, S_2, S_3, \dots, S_7, S_8, S_9, S_{10}$ 上の境界要素のポテンシャル値と, S_6, S_8 上のポテンシャルの法線微分値, 仮想境界面 S_{11} 上の未知係数 B と, S_{13} 上の未知係数 A , および, 浮体運動の回転変位 $\omega_1 R_1/\zeta_0$ と $\omega_2 W/\zeta_0$ の総数 M 個の未知量に関する $(M-2)$ 個の一次関係式を与える。残りの 2 個の関係式は式 (25) と (26) の運動方程式を離散化して与えられ, これらを連立して解くことにより, 境界上のポテンシャル値, 反射波と通過波の未定係数 A, B および回転変位 $\omega_1 R_1/\zeta_0, \omega_2 W/\zeta_0$ が決まる。

4. 実験による解の検証と数値実験結果

実験は, 一端に波吸収式造波装置を持つ 2 次元造波水路 (長さ 28 m, 幅 0.3 m, 高さ 0.5 m) を使用し, 水深 (h) は 0.35 m に取り, 入射波はすべて規則波を用いた。堤体の前後 3.0 m のところにそれぞれ 2 本の容量式波高計を設置してサンプリング周波数 20 Hz で水面変動をデジタルレコーダーに記録して, 分離推定法により波の通過率と反射率を算定した。同時に, 杭に取り付けたひずみゲージにより杭の曲げ歪みを測定して杭に作用する水平力を算定し, また 2 台のレーザ変位計を用いアームおよび水平板上の任意点の回転変位を測定して, ヒンジ A 周りヒンジ B 周りの回転運動の角度振幅を算定した。実験に用いた堤体条件は, 円柱浮体の半径 $a/h=0.163$, 水平板の没水深を水深の 2 割 ($q=0.2$), アーム長 $R_1/h=1.0$, 水平板長 $B/h=1.0$, ヒンジ B の位置は左右の浮体の中間 ($x_2=0, z_2=0$) に取り, 浮体間隔を $W/h=1.0, 2.83$, アームの係留角 θ_1 が 66 度について実験をおこなった。

図-3 から図-5 は, 理論値と実験値とを比較した結果を, 通過率 K_t , ヒンジ B 点周りの回転変位 $\omega_2 W/\zeta_0$, および杭に作用する水平力 F_{Ax} について示している。図-5 の杭に作用する水平力に関してのみ, 理論値が実験値よりも 2 倍程度大きな値を示し, これについては, 杭への作用波力の算定式や実験データについてさらに検討する必要がある。ただし, 通過率 K_t , 回転変位 $\omega_2 W/\zeta_0$ および示してはいないが, 反射率 K_r , 回転変位 $\omega_1 R_1/\zeta_0$ など, 水理現象を表す諸量については, 理論値は実験値を良く表していて, 解析法の基本的な点の妥当性は検証できたと考えられる。図-3 の通過率において, $kh \geq 2.5$ あたりから, 理論値と実験値の差が大きくなるのは, 図-4 に見られるように, ヒンジ B 周りの回転が大きくなり, 水平板端部での渦の発生ともなるエネルギー損失が大きくなるためと考えられ, さらに精度の良い推定をおこなうには, このエネルギー損失の効果を取り込んだ解析が必要である。

「杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤」の波の遮断特性に関して最も興味あるのは, 図-3 の通過率 K_t にも見ら

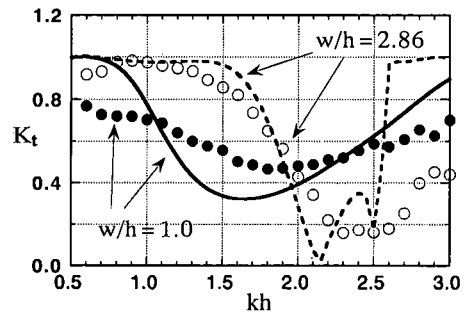


図-3 通過率: $B/h=1.0, q=0.2, a/h=0.163, \theta_1=66^\circ$

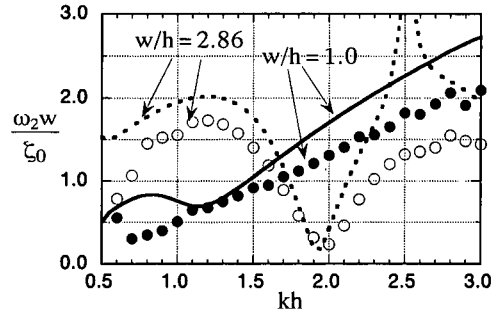


図-4 回転変位: $B/h=1.0, q=0.2, a/h=0.163, \theta_1=66^\circ$

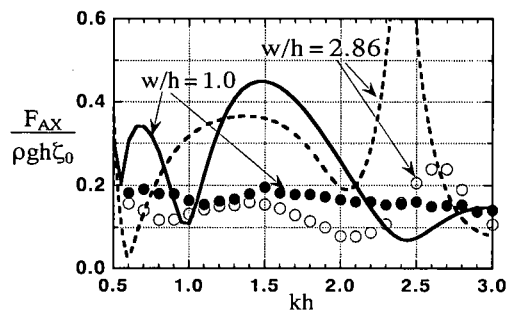


図-5 杭に作用する水平力: $B/h=1.0, q=0.2, a/h=0.163, \theta_1=66^\circ$

れるように, 比較的短い堤体 ($W/h=1.0$) によって, 長い波長の波に対して有効な波の遮断効果を得ることができる点である。堤体長が 3 倍近く大きい $W/h=2.86$ の堤体は, 堤体長と入射波の波長がほぼ同程度となる $kh=2.0 \sim 2.5$ あたりを除くとほとんど遮断効果を有しない。

杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤の波の遮断効果に影響する構造条件としては, 浮体間隔, 水平板の板長, 水平板の没水深, アーム長, アームの係留角, 堤体の慣性エネルギー, 浮体の断面形状など多くあるが, 数値計算をおこなった結果, なかでも大きく影響するのが, アームの係留角 θ_1 である。図-6 に, ヒンジ A の水面からの高さを $z_1/h=0.3$ に固定し, アームの係留角 θ_1 を 80 度から 40 度まで変化させた場合 (アーム長も角度に応じて変化する

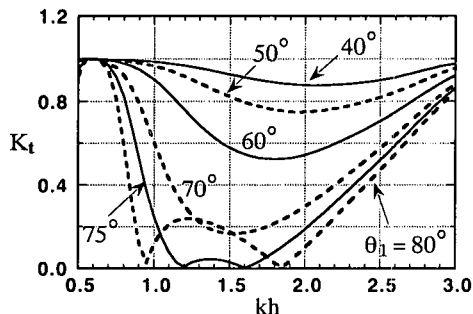


図-6 アームの係留角 θ_1 による通過率の変化: $W/h=1.0$, $B/h=1.0$, $q=0.2$, $a/h=0.163$, $z_1/h=0.3$

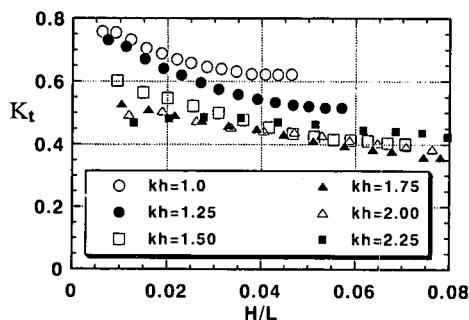


図-7 入射波高による通過率の変化: $W/h=1.0$, $B/h=1.0$, $q=0.2$, $a/h=0.163$, $\theta_1=66^\circ$

る)の通過率 K_t の変化を示している。

係留角が小さくなるにつれて、波の遮断効果が急激に減少し、 $\theta_1=40\sim 50$ 度では遮断効果は小さい。一方、係留角を大きくすると $W/h=1.0$ 程度の堤体によっても、大きな遮断効果が得られることを示している。

解析法は線形理論に基づくため、入射波の有限振幅性の効果を検討しておくことが必要である。そこで、入射波の波高を微小振幅の波からほぼ 1 cm きざみで増大させた実験をおこなって、入射波の有限振幅性の効果を実験的に調べた結果を、通過率 K_t と杭に作用する水平力 F_{Ax} について、それぞれ図-7 と図-8 に示した。図-7 より、通過率 K_t は入射波の波形勾配の増大とともに減少し、最大で 0.2 程度減少する。杭に作用する無次元水平力 $F_{Ax}/\rho gh\zeta_0$ は、波長が小さい場合 ($kh \geq 1.50$) には、波形勾配に対してほぼ一定値をとるが、波長が長い場合 ($kh=1.00, 1.25$) には波形勾配が増大するにつれていったん増大し極大値をとった後減少する。しかし、ここに

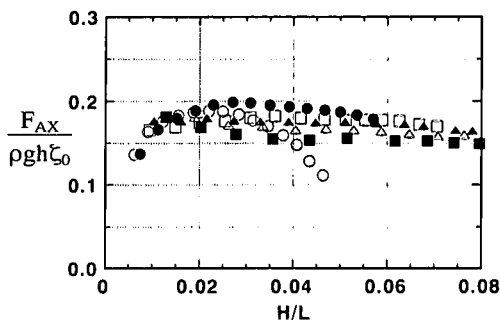


図-8 入射波高による杭への作用波力(水平力)の変化: $W/h=1.0$, $B/h=1.0$, $q=0.2$, $a/h=0.163$, $\theta_1=66^\circ$

示していないが、回転変位 $\omega_1 R_1/\zeta_0$, $\omega_2 W/\zeta_0$ とも波形勾配に対してほぼ一定値を取り、これらの結果より、入射波高が大きい場合にも線形理論はほぼ妥当な推定値を与えうる。

5. あとがき

この「杭・ヒンジ固定式没水水平板防波堤」による波の制御に関して、最も興味ある点は、ポンツーン式の浮防波堤や、固定の没水水平板に比べて、比較的短い堤体で波長の長い波に対して有効な遮断効果を示す点である。加えて、広い範囲の波長の波に対して安定した(波長による通過率 K_t の変動が小さい)波の遮断効果を有しており(図-3, 図-6)、有用な防波堤としての可能性があるものと考えている。堤体の支持が杭構造であるため比較的水深の大きな海域に用いるにも適していると考えられる。波浪の制御と杭への作用波力の両面から、引き続き最適な堤体条件の検討をおこなう予定でいる。

参考文献

- 小島治幸・井島武士 (1989): 没水水平板による波の分裂と波浪制御に関する研究, 海岸工学論文集第 36 巻, pp. 529-533.
- 小島治幸・入江 功・池崎 篤 (1994): 浮体と没水水平板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.
- 土木学会海岸工学委員会編 (1994): 海岸波動, pp. 182-185.
- 余 錫平・磯部雅彦・渡辺 晃 (1991): 没水平板に作用する波力に関する研究, 海岸工学論文集第 38 巻, pp. 671-675.
- 吉田明德・旭 剛志・小島治幸・中村哲也・入江 功 (1992): 二重管式浮体係留システムで係留された没水水平板による波の制御, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 521-525.