

陸上型温度差発電の静穏度対策に関する一検討

萩原 運 弘
茅 野 浩 一

§ 1. はじめに

近年、エネルギー資源の供給に関する危機感、およびエネルギー交換に伴う環境問題に関する関心の高まる中で、将来の化石燃料に替わる新しい資源の開発と効率の向上やエネルギー使用の節約による省エネルギーに対する社会的要請が急激に増大してきた。このような社会の動向にあつて資源量の大きさ、クリーンなこと、経済性などの観点から新しいエネルギー源の一つとして海洋温度差発電が注目されている。

海洋温度差発電は、海洋の表層温度(24~28°C)と深層の冷水(4~7°C)との間の温度差(20°C前後)を利用して熱機関(ランキンサイクル)を働かせ、電気エネルギー等の有効エネルギーを得ようとするものである¹⁾。

一般に建造方式を大別すると、洋上に発電施設を内蔵し冷水取水管を取り付けた浮遊型あるいは半潜車型構造物を係留する洋上方式と、急斜面を有する島を利用してその斜面上に冷水取水管などのパイプを敷設し、陸上部に発電施設を建設する陸上方式がある。陸上方式では、冷水温度の確保のため冷水取水管が水面上に露出することを避ける必要があり、水面近くでは、ある程度の水深を有する温水の取水を兼ねた水路の中に冷水取水管を敷設する方法が考えられる。その場合、外海の波浪が直接水路内に進入することになり、発電プラント内の温水取水に必要とされる水面の静穏度が確保できなくなる問題

が生じる。

本研究は、陸上方式におけるこの種の問題解決の対策として、図-1に示すように水路前端に透過性構造物を設置した場合を考え、その背後の静穏度と、パイプ押え基礎上に透過体をもつ特殊な形状の透過性構造物に作用する全体波力について、まず領域分割法²⁾により理論式を導き、さらに水理模型実験により理論の妥当性を検証すると共に、実験的な検討を加えたものである。

§ 2. 理論式の誘導

本研究で対象となる透過性構造物は、図-1に示したように潜堤となっているパイプ押え基礎上に、前面が水平板と柱から成る透過体で、後面が不透過壁の下部に通水口の空いたカーテン壁とで構成された、いわゆる二重透過体構造である。これは、従来の港湾で建設される透過性構造物には見られない極めて特殊な構造形状である。そこで、図-2のようにモデル化する。すなわち、静水面に原点0、水平および鉛直上方に x 軸、 z 軸をとる。前面透過体は幅 $2l_1$ で一様空隙率をもち、静水面上に水平板を有するものとし、後面透過体は $x=-l_2$ の位置の d_0 の深さまでの不透過壁とする。また、これらの透過体は水深 h_3 の水路上に設置された幅 (l_1+l_2) のパイプ押え基礎に取り付けられており、そこでの水深は h_2 であ

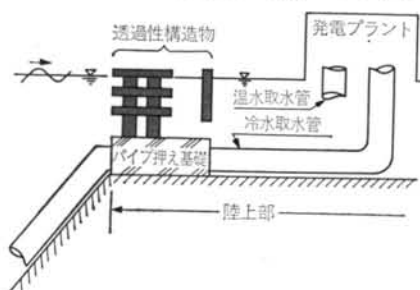


図-1 陸上型温度差発電施設の概略

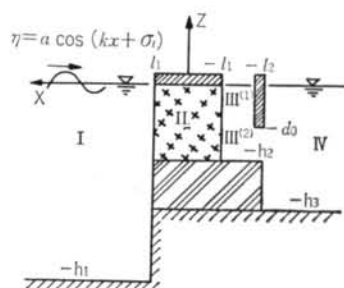


図-2 解析モデル

るとする。前面斜面は急こう配であるため鉛直と仮定し、沖合水深を h_1 とする。

2.1 各領域の速度ポテンシャル

流体域は $x=\pm l_1$ と $x=-l_2$ によって堤体外域 I, IV と内域 II, III に区分され、周波数 $\sigma(=2\pi/T: T$ は周期) の入射波による 2 次元の流体運動を考えれば、各領域の運動はそれぞれ速度ポテンシャル $\phi_s(x, z; t) = \phi_s(x, z)e^{i\sigma t}$ ($s=1, 2, 3, 4$) をもつことになり、 $\phi_s(x, z)$ は次の Laplace の方程式を満足する。

$$\partial^2 \phi_s / \partial x^2 + \partial^2 \phi_s / \partial z^2 = 0 \quad (s=1, 2, 3, 4) \quad \dots\dots(1)$$

(1) 領域 I および IV

領域 I と IV での $\phi(x, z)$ に対する水面と水底条件は次のようである。

$$\begin{aligned} z=0 \text{ で, } \quad \partial \phi_s / \partial z &= \sigma \phi_s / g \quad (s=1, 4) \\ z=-h_1 \text{ で, } \quad \partial \phi_1 / \partial z &= 0 \\ z=-h_3 \text{ で, } \quad \partial \phi_4 / \partial z &= 0 \end{aligned} \quad \dots\dots(2)$$

これらの条件を満足する式(1)の解は次のようである。

$$\phi_1(x, z) = \{Ae^{ik(x-l_1)} + Be^{-ik(x-l_1)}\} \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{-k_m(x-l_1)} \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \quad \dots\dots(3)$$

$$\phi_4(x, z) = He^{ik''(x+l_2)} \frac{\cosh k''(z+h_3)}{\cosh k''h_3} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{k''_n(x+l_2)} \frac{\cos k''_n(z+h_3)}{\cos k''_n h_3} \quad \dots\dots(4)$$

上式で A, B および H はそれぞれ入射波、反射波および通過波を表わし、 C_m, I_n は散乱波を表わす積分定数で k, k_m および k'', k''_n は次式で決まる波数である。

$$\sigma^2 h_1 / g = k h_1 \tanh k h_1 = -k_m h_1 \tan k_m h_1 \quad (m=1, 2, 3, \dots) \quad \dots\dots(5)$$

$$\sigma^2 h_3 / g = k'' h_3 \tanh k'' h_3 = -k''_n h_3 \tan k''_n h_3 \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad \dots\dots(6)$$

ただし、 g は重力の加速度である。

(2) 領域 II

この領域では水面に水平板が固定され、水面下は空隙率 V をもつ一様透過体である。水面と水底での境界条件は、

$$z=0, z=-h_2 \text{ で, } \quad \partial \phi_2 / \partial z = 0 \quad \dots\dots(7)$$

で表わされるから、これに対する ϕ_2 は次のようになる。

$$\phi_2(x, z) = \sum_{r=0}^{\infty} \left(D_r \frac{\cosh R_r x}{\cosh R_r l_1} + E_r \frac{\sinh R_r x}{\sinh R_r l_1} \right) \cos R_r(z+h_2) \quad \dots\dots(8)$$

ここで、 D_r, E_r は複素定数、 $R_r = r\pi/h_2$ である。式(8)の ϕ_2 より透過体内の流速および圧力は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= e^{i\sigma t} \partial \phi_2 / \partial x, \quad w_2 = e^{i\sigma t} \partial \phi_2 / \partial z \\ P_2 &= i\rho\sigma\beta\phi_2 e^{i\sigma t} - \rho g z \\ \beta &= (1 - i\mu V / \sigma) / V \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(9)$$

ここで u_2, w_2 は水平および鉛直方向の単位容積についての空間平均流速、 P_2 は流体圧力、 ρ は密度、 μ は流速の 2 乗に比例する抵抗係数で、線形化された流速に比例するとした抵抗係数 μ' との間には次の関係式が成り立つ。

$$\mu' = (8/3\pi) \cdot (u_0/V) \mu \quad \dots\dots(10)$$

ただし、 u_0 は透過体内の最大流速である。

(3) 領域 III

領域 III を $z=-d_0$ で、さらに上下 2 つの領域に分ける。各領域の速度ポテンシャル $\phi_3^{(1)}, \phi_3^{(2)}$ に対する境界条件は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} z=0 \text{ で, } \quad \partial \phi_3^{(1)} / \partial z &= \sigma^2 \phi_3^{(1)} / g \\ x=-l_2 \text{ で, } \quad \partial \phi_3^{(1)} / \partial x &= 0 \\ z=-h_2 \text{ で, } \quad \partial \phi_3^{(2)} / \partial z &= 0 \\ z=-d_0 \text{ で, } \quad \partial \phi_3^{(1)} / \partial z &= \partial \phi_3^{(2)} / \partial z \\ \phi_3^{(1)} &= \phi_3^{(2)} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(11)$$

式(12)は、領域の境界 $z=-d_0$ での鉛直方向の mass flux および energy flux の連続性を規定するものである。

式(11)を満足する Laplace 式の解として次式を仮定する。

$$\phi_3^{(1)}(x, z) = F' \cos k'(x+l_2) \{ \cosh k'z + (\gamma/k'h_2) \sinh k'z \} \quad \dots\dots(13)$$

$$\phi_3^{(2)}(x, z) = (F \cos k'x + G \sin k'x) \cosh k'(z+h_2) \quad \dots\dots(14)$$

ここで、 $\gamma = \sigma^2 h_2 / g$ である。

式(13), (14)を式(12)に代入すれば、定数間の関係および k' を規定する関係式として次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} F' \cos k'(x+l_2) &= \xi (F \cos k'x + G \sin k'x) \\ \xi &= \frac{\cosh k'(h_2-d_0)}{\cosh k'd_0 - \frac{\gamma}{k'h_2} \sinh k'd_0} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(15)$$

$$\gamma = \frac{k'h_2 \{ \tanh k'd_0 + \tanh k'(h_2-d_0) \}}{1 + \tanh k'd_0 \cdot \tanh k'(h_2-d_0)} \quad \dots\dots(16)$$

したがって、領域Ⅲの一般解は次式で表わされる。

$$\phi_3^{(1)}(x, z) = \xi \left\{ F \frac{\cos k'(x+l_1)}{\cos k'l'} + G \frac{\sin k'(x+l_1)}{\sin k'l'} \right\} \left(\cosh k'z + \frac{\gamma}{k'h_2} \sinh k'z \right) \quad \dots\dots(17)$$

$$\phi_3^{(2)}(x, z) = \left\{ F \frac{\cos k'(x+l_1)}{\cos k'l'} + G \frac{\sin k'(x+l_1)}{\sin k'l'} \right\} \cosh k'(z+h_2) \quad \dots\dots(18)$$

ただし、 $l' = l_2 - l_1$

一方、領域Ⅱと領域Ⅲでは次の境界条件が満足されねばならない。

$$\left. \begin{aligned} x = -l_1 \text{ で, } \phi_2 &= \phi_3^{(1)}, \quad \partial \phi_2 / \partial x = \partial \phi_3^{(1)} / \partial x \quad (0 > z \geq -d_0) \\ &= \phi_3^{(2)}, \quad = \partial \phi_3^{(2)} / \partial x \quad (-d_0 \geq z > -h_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(19)$$

式(8), (17), (18)を上式に代入すれば、領域Ⅱと領域Ⅲの定数間の関係式が得られ、領域Ⅲの速度ポテンシャル $\phi_3(x, z)$ ($0 > z > -h_2$) は領域Ⅱの未定定数 D_r, E_r により次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_3(x, z) &= \sum_{r=0}^{\infty} \left[\left\{ \beta \cos k'(x+l_1) - \frac{R_r}{k'} \tanh R_r l_1 \cdot \sin k'(x+l_1) \right\} D_r \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \beta \cos k'(x+l_1) - \frac{R_r}{k'} \coth R_r l_1 \cdot \sin k'(x+l_1) \right\} E_r \right] \cos R_r(z+h_2) \end{aligned} \quad \dots\dots(20)$$

2.2 速度ポテンシャルの定数係数の決定

式(3), (4), (8), (20)で表わされる速度ポテンシャルをもつ流体運動は、境界面 $x=l_1$ および $x=-l_2$ において水平方向の mass flux と energy flux の連続性が成り立たねばならない。すなわち、次の条件式を満足すべきである。

$$\left. \begin{aligned} x = l_1 \text{ で, } \partial \phi_1 / \partial x &= \partial \phi_2 / \partial x \quad (0 > z > -h_2) \\ &= 0 \quad (-h_2 > z > -h_1) \\ \phi_1 &= \beta \phi_2 \quad (0 > z > -h_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(21)$$

$$\left. \begin{aligned} x = -l_2 \text{ で, } \partial \phi_4 / \partial x &= 0 \quad (0 > z > -d_0) \\ &= \partial \phi_3 / \partial x \quad (-d_0 > z > -h_2) \\ &= 0 \quad (-h_2 > z > -h_3) \\ \phi_4 &= \phi_3 \quad (-d_0 > z > -h_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(22)$$

式(21), (22)に式(3), (4), (8), (20)を代入して次の関係式を得る。

$$\begin{aligned} (A-B) \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} &+ i \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{k_m}{k} \cdot \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \\ &= -i \sum_{r=0}^{\infty} \frac{R_r}{k} (D_r \tanh R_r l_1 + E_r \coth R_r l_1) \cos R_r(z+h_2) \quad (0 > z > -h_2) \\ &= 0 \quad (-h_2 > z > -h_1) \end{aligned} \quad \dots\dots(23)$$

$$(A+B) \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} = \beta \sum_{r=0}^{\infty} (D_r + E_r) \cos R_r(z+h_2) \quad (0 > z > -h_2) \quad \dots\dots(24)$$

$$\begin{aligned}
H \frac{\cosh k''(z+h_3)}{\cosh k''h_3} - i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n''}{k''} \cdot \frac{\cos k_n''(z+h_3)}{\cos k_n''h_3} \\
= 0 \quad (0 > z > -d_0) \\
= i \frac{k'}{k''} \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ \left(\beta \sin k'l' - \frac{R_r}{k'} \tanh R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right) D_r \right. \\
\left. - \left(\beta \sin k'l' - \frac{R_r}{k'} \coth R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right) E_r \right\} \cos R_r(z+h_2) \quad (-d_0 > z > -h_2) \\
= 0 \quad (-h_2 > z > -h_3) \quad \dots\dots (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H \frac{\cosh k''(z+h_3)}{\cosh k''h_3} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n \frac{\cos k_n''(z+h_3)}{\cos k_n''h_3} \\
= \sum_{r=0}^{\infty} \left[\left\{ \beta \cos k'l' + (R_r/k') \tanh R_r l_1 \cdot \sin k'l' \right\} D_r \right. \\
\left. - \left\{ \beta \cos k'l' + (R_r/k') \coth R_r l_1 \cdot \sin k'l' \right\} E_r \right] \cos R_r(z+h_2) \quad (-d_0 > z > -h_2) \quad \dots\dots (26)
\end{aligned}$$

式(23)の各項には $\int_{-h_1}^0 (\quad) \cosh k(z+h_1) dz$, $\int_{-h_1}^0 (\quad) \cos k_m(z+h_1) dz$, 式(24)の各項には $\int_{-h_2}^0 (\quad) \cos R_r(z+h_2) dz$,

式(25)の各項には $\int_{-h_3}^0 (\quad) \cosh k''(z+h_3) dz$, $\int_{-h_3}^0 (\quad) \cos k_n''(z+h_3)$, さらに式(26)の各項には $\int_{-h_2}^{-d_0} (\quad) \cos R_r(z+h_2) dz$ の計算を行ない,

$$\left. \begin{aligned}
\varepsilon_0 &= 1, \quad \varepsilon_r = \frac{1}{2} (r \neq 0), \quad \varepsilon'_0 = h_2 - d_0, \quad \varepsilon'_r = \frac{h_2 - h_0}{2} + \frac{\sin 2R_r(h_2 - d_0)}{4R_r} \quad (r \neq 0) \\
N_0 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh_1}{\sinh 2kh_1} \right), \quad N_m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k_m h_1}{\sin 2k_m h_1} \right) \\
N'_0 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k''h_3}{\sinh 2k''h_3} \right), \quad N'_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k_n'' h_3}{\sin 2k_n'' h_3} \right) \\
T_{0r} &= \frac{R_r}{k} \sinh R_r l_1, \quad T_{mr} = \frac{R_r}{k_m} \tanh R_r l_1 \\
S_{0r} &= \frac{R_r}{k} \coth R_r l_1, \quad S_{mr} = \frac{R_r}{k_m} \coth R_r l_1 \\
P_{0r} &= \frac{(-1)^r \sinh kh_1 - \sinh k(h_1 - h_2)}{1 + (R_r/k)^2}, \quad P_{mr} = \frac{(-1)^r \sin k_m h_1 - \sin k_m(h_1 + h_2)}{1 - (R_r/k_m)^2} \\
\zeta_{0r} &= \frac{k'}{k'' \{ 1 + (R_r/k'')^2 \}} \left[\frac{R_r}{k''} \sin R_r(h_2 - d_0) \cdot \cosh k''(h_3 - d_0) \right. \\
&\quad \left. + \cos R_r(h_2 - d_0) \cdot \sinh k''(h_3 - d_0) - \sinh k''(h_3 - h_2) \right] \\
\zeta_{nr} &= \frac{k'}{k_n'' \{ (R_r/k_n'')^2 - 1 \}} \left[\frac{R_r}{k_n''} \sin R_r(h_2 - d_0) \cdot \cos k_n''(h_3 - d_0) \right. \\
&\quad \left. - \cos R_r(h_2 - d_0) \cdot \sin k_n''(h_3 - d_0) + \sin k_n''(h_3 - h_2) \right]
\end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (27)$$

とおくと、定数係数に関する次の関係式を得る。

$$(A - B) \cdot N_0 \cdot \sinh kh_1 = -i \sum_{r=0}^{\infty} P_{0r} (T_{0r} \cdot D_r + S_{0r} \cdot E_r) \quad \dots\dots (28)$$

$$C_m \cdot N_m \cdot \sin k_m h_1 = - \sum_{r=0}^{\infty} P_{mr} (T_{mr} \cdot D_r + S_{mr} \cdot E_r) \quad (m=1, 2, \dots) \quad \dots\dots (29)$$

$$\frac{P_{0r}}{\varepsilon_r \cdot k \cdot \cosh kh_1} (A + B) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{P_{mr}}{\varepsilon_r \cdot k_r \cdot \cos k_m h_1} C_m = \beta \cdot h_2 (D_r + E_r) \quad (r=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots (30)$$

$$\begin{aligned}
H \cdot N'_0 \cdot \sinh k''h_3 = -i \sum_{r=0}^{\infty} \zeta_{0r} \left[\left\{ \beta \sin k'l' - (R_r/k') \tanh R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right\} D_r \right. \\
\left. - \left\{ \beta \tan k'l' - (R_r/k') \coth R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right\} E_r \right] \quad \dots\dots (31)
\end{aligned}$$

$$I_n \cdot N'_n \cdot \sin k_n'' h_3 = \sum_{r=0}^{\infty} \zeta_{nr} \left[\left\{ \beta \sin k'l' - (R_r/k') \tanh R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right\} D_r \right.$$

$$-\left\{\beta \sin k'l' - (R_r/k') \coth R_r l_1 \cdot \cos k'l'\right\} E_r \quad (n=1, 2, \dots) \quad \dots\dots(32)$$

$$H \frac{\zeta_{0r}}{\cosh k'' h_3} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n \frac{\zeta_{nr}}{\cos k''_n h_3} = \varepsilon'_r \cdot k' \left[\left\{ \beta \cos k'l' + (R_r/k') \tanh R_r l_1 \cdot \sin k'l' \right\} D_r \right. \\ \left. - \left\{ \beta \cos k'l' + (R_r/k') \coth R_r l_1 \cdot \sin k'l' \right\} E_r \right] \quad (r=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots(33)$$

式(28)~(33)から B , H , C_m , I_n を消去すると D_r/A および E_r/A に関する次の連立方程式を得る.

$$\sum_{s=0}^{\infty} \left(-i \frac{P_{0s} \cdot T_{0s}}{N_0 \cdot \sinh k h_1} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Q_{mr} \cdot P_{mr} \cdot T_{mr}}{Q_{0r} \cdot N_m \cdot \sin k_m h_1} \right) \frac{D_s}{A} + \sum_{s=0}^{\infty} \left(-i \frac{P_{0s} \cdot T_{0s}}{N_0 \cdot \sinh k h_1} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Q_{mr} \cdot P_{ms} \cdot S_{ms}}{Q_{0r} \cdot N_m \cdot \sin k_m h_1} \right) \frac{E_s}{A} \\ + \frac{\beta h_2}{Q_{0r}} \left(\frac{D_r}{A} + \frac{E_r}{A} \right) = 2 \quad (r=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots(34)$$

$$\sum_{s=0}^{\infty} \left(\beta \sin k'l' - \frac{R_s}{k'} \tanh R_s l_1 \cdot \cos k'l' \right) \left(-i q_{0r} \cdot \zeta_{0s} + \sum_{n=1}^{\infty} q_{nr} \cdot \zeta_{ns} \right) \frac{D_s}{A} \\ - \sum_{s=0}^{\infty} \left(\beta \sin k'l' - \frac{R_s}{k'} \coth R_s l_1 \cdot \cos k'l' \right) \left(-i q_{0r} \cdot \zeta_{0s} + \sum_{n=1}^{\infty} q_{nr} \cdot \zeta_{ms} \right) \frac{E_s}{A} \\ - \varepsilon'_r \left\{ \left(\beta \cos k'l' + \frac{R_r}{k'} \tanh R_r l_1 \cdot \sin k'l' \right) \frac{D_r}{A} - \left(\beta \cos k'l' + \frac{R_r}{k'} \coth R_r l_1 \cdot \sin k'l' \right) \frac{E_r}{A} \right\} \\ = 0 \quad (r=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots(35)$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} Q_{0r} &= \frac{P_{0r}}{\varepsilon_r \cdot k \cdot \cosh k h_1}, & Q_{mr} &= \frac{P_{mr}}{\varepsilon_r \cdot k_m \cdot \cos k_m h_1} \\ q_{0r} &= \frac{\zeta_{0r}}{N'_0 \cdot \sinh k'' h_3 \cdot \cosh k'' h_3}, & q_{nr} &= \frac{\zeta_{nr}}{N'_n \cdot \sinh k''_n h_3 \cdot \cos k''_n h_3} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(36)$$

上式を解いて D_r/A および E_r/A が求められ, B/A , H/A および C_m/A , I_n/A は各々式(28), 式(31)および式(29), 式(32)から決定される.

波高 $2a$ の入射波を $\eta = a \cos \{k(x-l_1) + \sigma t\}$ とすると $A = ia g / \sigma$ であるから, 全ての速度ポテンシャルが確定する.

2.3 力学的諸量

2.3.1 反射率 K_R および透過率 K_T

$$K_R = \left| \frac{B}{A} \right| = \left| 1 + i \frac{1}{N_0 \sinh k h_1} \sum_{r=0}^{\infty} P_{0r} \left(T_{0r} \frac{D_r}{A} + S_{0r} \frac{E_r}{A} \right) \right| \quad \dots\dots(37)$$

$$K_T = \left| \frac{H}{A} \right| = \left| -i \frac{1}{N'_0 \sinh k'' h_3} \sum_{r=0}^{\infty} \zeta_{0r} \left[\left\{ \beta \sin k'l' - (R_r/k') \tanh R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right\} \frac{D_r}{A} \right. \right. \\ \left. \left. - \left\{ \beta \sin k'l' - (R_r/k') \coth R_r l_1 \cdot \cos k'l' \right\} \frac{E_r}{A} \right] \right| \quad \dots\dots(38)$$

2.3.2 領域 I および IV の水面波形

$$\eta_1 = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \Big|_{z=0} = a \left\{ e^{ik(x-l_1)} + \frac{B}{A} e^{-ik(x-l_1)} + \sum_{n=1}^{\infty} C_m e^{k''_n(x-l_1)} \right\} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(39)$$

$$\eta_4 = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_4}{\partial t} \Big|_{z=0} = a \left\{ \frac{H}{A} e^{ik''(x+l_2)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_n}{A} e^{k''_n(x+l_2)} \right\} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(40)$$

2.3.3 透過性構造物に作用する水平波力

(1) 前面透過体に作用する水平波力 $P_H^{(1)}$

$$\frac{P_H^{(1)}}{\rho g a h_3} = \int_{-h_2}^0 \{ p_2(l_1) - p_2(-l_1) \} dz / \rho g a h_3 = 2 \beta \frac{h_2}{h_3} \cdot \frac{E_0}{A} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(41)$$

(2) パイプ押え基礎に作用する水平波力 $P_H^{(2)}$

$$\frac{P_H^{(2)}}{\rho g a h_3} = \int_{-h_3}^{-h_2} \{ p_1(l_1) - p_1(-l_2) \} dz / \rho g a h_3 \\ = \left\{ \frac{\sinh k(h_1-h_2) - \sinh k(h_1-h_3)}{k h_3 \cosh k h_1} (1 + \frac{B}{A}) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin k_m(h_1-h_2) - \sin k_m(h_1-h_3)}{k_m h_3 \cos k_m h_1} \cdot \frac{C_m}{A} \right\}$$

$$-\frac{\sinh k''(h_3-h_2)}{k''h_3 \cosh k''h_3} \cdot \frac{H}{A} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin k_n''(h_3-h_2)}{k_n''h_3 \cos k_n''h_3} \cdot \frac{I_n}{A} \} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(42)$$

(3)後面透過体に作用する水平波力 $P_H^{(3)}$

$$\begin{aligned} \frac{P_H^{(3)}}{\rho g a h_3} &= \int_{-d_0}^0 \{ p_3(-l_2) - p_4(-l_2) \} dz / \rho g a h_3 \\ &= \left[\sum_{r=0}^{\infty} \frac{\sin R_r h_2 - \sin R_r (h_2 - d_0)}{R_r h_3} \left\{ \left(\beta \cos k' l' + \frac{R_r}{k'} \tanh R_r l_1 \cdot \sin k' l' \right) \frac{D_r}{A} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\beta \cos k' l' + \frac{R_r}{k'} \coth R_r l_1 \cdot \sin k' l' \right) \frac{E_r}{A} \right\} - \frac{\sinh k'' h_3 - \sinh k'' (h_3 - d_0)}{k'' h_3 \cosh k'' h_3} \cdot \frac{H}{A} \right. \\ &\quad \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin k_n'' h_3 - \sin k_n'' (h_3 - d_0)}{k_n'' h_3 \cos k_n'' h_3} \cdot \frac{I_n}{A} \right] e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(43) \end{aligned}$$

ゆえに、透過性構造物全体に作用する水平波力 P_H は上式の和として計算される。

2.3.4 透過性構造物に作用する鉛直波力

(1)水平板 ($z=0$) に作用する鉛直波力 $P_V^{(1)}$

$$\frac{P_V^{(1)}}{2 \rho g a l_1} = \int_{-l_1}^{l_1} \frac{p_2(z=0)}{2 \rho g a l_1} dx = \beta \left\{ \frac{D_0}{A} + \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r \frac{\tanh R_r l_1}{R_r l_1} \cdot \frac{D_r}{A} \right\} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(44)$$

(2)パイプ押え基礎上面 ($z=-h_2$) に作用する鉛直波力 $P_V^{(2)}$

$$\begin{aligned} \frac{P_V^{(2)}}{\rho g a l_1} &= - \int_{-l_1}^{l_1} \frac{p_2(z=-h_2)}{\rho g a l_1} dx - \int_{-l_2}^{-l_1} \frac{p_3(z=-h_2)}{\rho g a l_1} dx \\ &= - \left[2 \beta \left(\frac{D_0}{A} + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\tanh R_r l_1}{R_r l_1} \cdot \frac{D_r}{A} \right) + \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ \left(\beta \frac{\sin k' l'}{k' l_1} - \frac{R_r}{k'} \cdot \tanh R_r l_1 \cdot \frac{\cos k' l' - 1}{k' l_1} \right) \frac{D_r}{A} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \left(\beta \frac{\sin k' l'}{k' l_1} - \frac{R_r}{k'} \cdot \coth R_r l_1 \cdot \frac{\cos k' l' - 1}{k' l_1} \right) \frac{E_r}{A} \right\} \right] e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(45) \end{aligned}$$

(3)パイプ押え基礎下面 ($z=-h_3$) に作用する鉛直波力 $P_V^{(3)}$

基礎前趾 ($l_1, -h_3$) での圧力強度 $p_1(l_1, -h_3)$ 、後趾での圧力強度 0 の三角形分布を仮定する。

$$\frac{P_V^{(3)}}{\rho g a (l_1 + l_2)} = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{B}{A} \right) \frac{\cosh k (h_1 - h_3)}{\cosh k h_1} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos k_m (h_1 - h_3)}{\cos k_m h_1} \cdot \frac{C_m}{A} \right\} e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(46)$$

したがって、透過性構造物全体に作用する鉛直波力 P_V はこれらの和として求められる。

§ 3. 静穏度に関する模型実験

3.1 模型縮尺

今回対象となった建設候補地の海岸は、海底から約 42° の急こう配で立ち上がり、水深がほぼ 0 m から 1.5 m 程度のところから約 200 m の水平な礁原が続く。さらに、礁原前端部には高さ 1.5 m 程度の環礁がある。一方この付近は比較的静穏な海域であり、常時では来襲する波の波高もそれ程大きくないといわれている。これらの現地条件を水槽内に再現するに当っては、対象とする地形範囲がかなり広範囲に及ぶので、地形条件に関しては模型縮尺をできるだけ小さくしなければならないが、波浪条件に関しては入射してくる沖波の波高がそれ程小さくなく、かつ一部破波を伴った現象に関する模型実験で

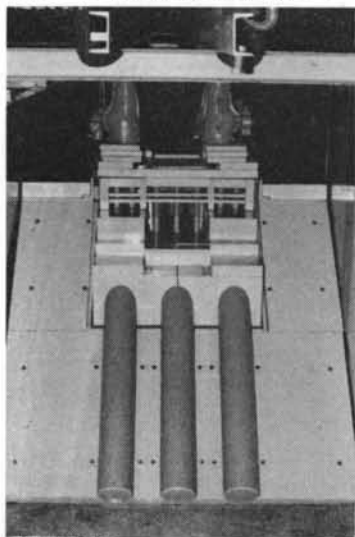
あるから、十分大きい縮尺で実験する必要がある。このように模型縮尺については相反する 2 つの事項が存在するが、実験水槽の規模、性能を考慮し、対象とする現地の礁原の長さを約 130 m 程度、現地波高を最小のもので 50 cm 程度として模型縮尺を 1/25 とした。

一方、対象となる現地水深は 500 m にも及ぶが、この縮尺比で縮小すると模型での水深は 20 m にもなり、実験水槽内に再現することは不可能である。したがって、実験水槽の最大可能水深 1 m に実験の作業性を考慮して 90 cm とした。これにより、現地水深 22.5 m まで対象とすることができる。

3.2 実験装置と実験方法

実験は、長さ 20.0 m、幅 4.0 m、深さ 1.3 m の鋼製フラ

ップ型2次元造波水槽において、幅1.2mの仮設実験水路を使用して実施した。リーフ模型は実験水路底面から鋼製の枠を組み、その上に硬質塩化ビニール製の板をネジ止めして作成した。それらを、実験水路後端から約6mの範囲にわたって設置した。一方、透過性構造物模型および取排水用パイプ模型は全て硬質塩化ビニールで作



写真一1 模型設置状況

	形 状	
モデルⅠ		現地の自然地形
モデルⅡ		水路内にパイプ押え基礎を設置した場合
モデルⅢ		パイプ押え基礎上に透過体を設置し透過性構造物とした場合

表一1 模型形状

諸 元	模型 (縮尺1/25)	現 地
水 深 リーフ上水深	90 cm	22.5 m
	6 cm	1.5 m
波 高	2 cm	0.5 m
	5 cm	1.25 m
	8 cm	2.0 m
周 期	0.8 sec	4.0 sec
	1.1 sec	5.5 sec
	1.4 sec	7.0 sec

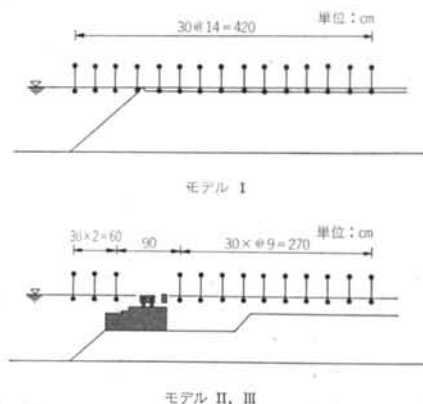
表一2 波浪条件

成したが、透過性構造物模型は実験手順および作業性の観点から11個の部分に分割し、これらを鋼製の枠で一体化した。模型の設置状況を写真一1に示す。

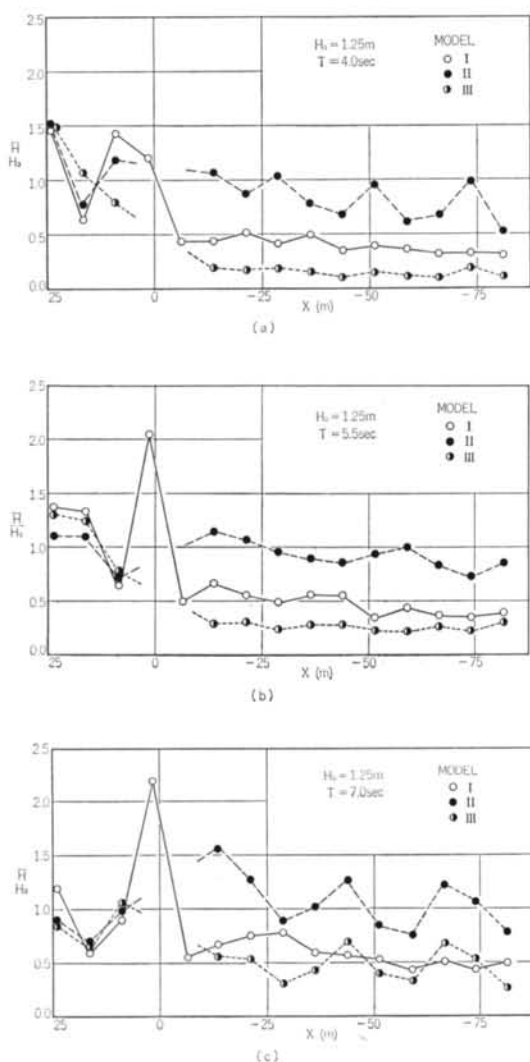
実験方法としては、まず水深を90cm一定とし静水面をリーフ前端部の環礁の天端と一致させた。次に、模型の構造形式として表一1に示す3種類のものを対象にし、表一2に示す波浪条件に対して、リーフ前面から温水取水口付近までの波高の場所的变化を容量型波高計で測定し、データレコーダに記録した。なお、各モデルに対する波高計設置位置は図一3に示すとおりである。

3.3 実験結果の検討

表一1に示した各モデルに対して、波高の場所的变化を比較したのが図一4(a), (b), (c)である。この場合、横軸はリーフ前端部環礁地点を原点として沖向きに測った距離を正とし、また縦軸は各測定点においてほぼ定常になった約10波の平均波高 H を沖波波高 H_0 で除した波高比を示している。現地の自然地形であるモデルⅠについては、環礁より海側でリーフ法面が急こう配で立ち上がっているため、リーフ法面上では波は砕けず、重複波が形成されている。しかし、環礁の直前では周期 $T=5.5$ 秒、7.0秒の波に対して波高が著しく増大している。これは、周期の長い波ほど環礁に激しく衝突するためである。一方、環礁より岸側の礁原内では波高が急激に減少しており、本実験の範囲内で $H/H_0=0.3\sim0.5$ 程度の一定値を示している。この場合、周期の長い波ほど礁原内に入る波浪エネルギーが大きいため波高も大きくなる傾向を示している。次に、水路内にパイプ押え基礎を設置したモデルⅡの場合、水路内での波高は平均的に周期4.0秒、5.5秒で $H/H_0=0.7\sim0.9$ 、周期7.0秒のとき $H/H_0=0.8\sim1.3$ の範囲にある。すなわち、モデルⅢにおいて

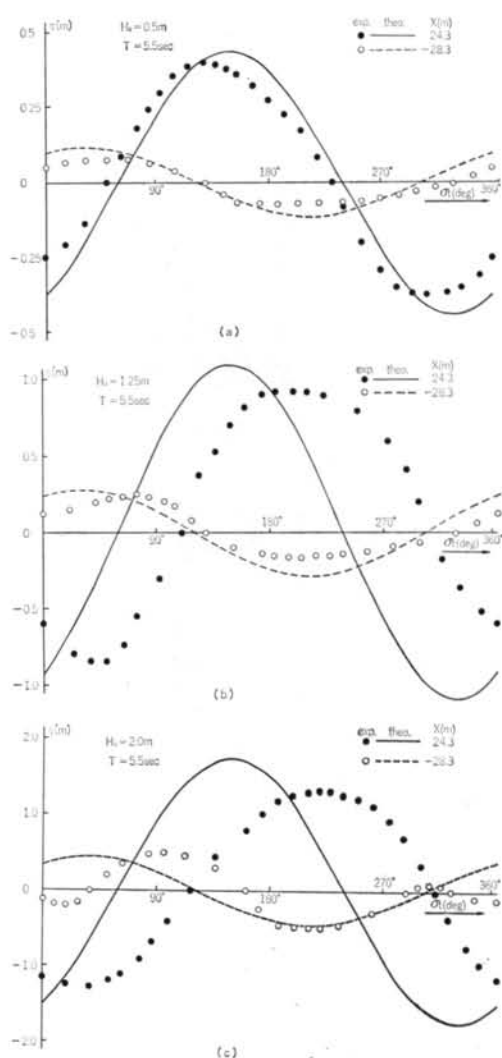


図一3 波高計設置位置



図—4 波高の場所的变化

は外海からの波浪はあまり変形しないで水路内に直接進入し、水路内での波高減衰はほとんど期待できない。さらに、パイプ押え基礎上に透過体を設置し透過性構造物としたモデルⅢでは、水路内の波高は著しく減少し平均的に周期 4.0 秒で $H/H_0=0.15$ ，周期 5.5 秒で $H/H_0=0.25$ ，周期 7.0 秒のとき $H/H_0=0.5$ の一定値を示している。この場合、周期の長い 7.0 秒の波では、透過性構造物背後の後壁下部の通水口より通過する波浪エネルギーが卓越するが、水路内での波高は自然地形モデルと同程度の減衰を示している。もちろん、周期の短い波の場合には、波浪エネルギーの大部分が後壁上部の不透過部分により反射されるため水路内には外海の波浪はほとんど進入せず、自然地形モデルよりも優れた静穏度が得られることが分かる。



図—5 水面変動に関する実験値と理論値との比較

次に、透過性構造物の前方および後方水路内での水面波形について §2. で示した理論からの計算結果と実験結果を対比してみる。図—5 (a), (b), (c) は、周期 $T=5.5$ 秒の波に対して波高が各々 $H_0=0.5\text{ m}$, 1.25 m , 2.0 m の場合の例であり、●は透過性構造物前方 $x=24.3\text{ m}$ 地点、○は透過性構造物後方水路内 $x=-28.3\text{ m}$ 地点の水面波形である。波高の小さい $H_0=0.5\text{ m}$ の場合、理論結果と実験結果は比較的良好に一致しているといえる。しかし、波高が次第に大きくなると理論結果と実験結果の適合度は低下している。すなわち、透過性構造物前方 $x=24.3\text{ m}$ の地点では波形の極値付近において、理論値の方が実験値よりも大きな値を示しており、さらに位相関係において理論値の方が実験値よりも $45^\circ\sim 60^\circ$ 近く先行している。一方、透過性構造物後方水路内 $x=-28.3$

mの地点では、入射波高が大きくなっても波形の極値は比較的良好一致しているものの、 $H_0=2.0\text{ m}$ の場合の実験値は2倍周波数をもつ波形になっているように見える。本実験の場合、波高が大きくなると造波装置から発生する波は不安定な兆候を示すようになり、透過性構造物の前方および水路内で崩れ波の現象を示すことが観察された。このことが、理論値と実験値の適合度を低下さ

せている一つの原因と考えられる。

§ 4. 全体波力に関する模型実験

4.1 実験装置と実験方法³⁾

本実験は、水路前端に透過性構造物を設置したモデルⅢを対象にしたもので、透過性構造物に作用する全体波力は図-6のような装置で測定した。この装置は、水平方向および鉛直方向にスライド可能な水平スライド軸と鉛直スライド軸により構成されて、それぞれの端部には円形リングにひずみゲージを接着した検出器が取り付けられている。したがって、作用力の完全な分力化をはかって分力相互間の干渉を取り除くことができ、測定部端に生じる撓角をなくして模型端における動揺振幅を極力減少することができるため高精度の測定値が得られる。今回の実験では、模型が非常に大きいため水平力を模型上端と下端に分けて取り出すようにしており、模型の下端にも検出器を取り付けた。この場合、検出器の容量は水平力に対しては各15kgずつ計30kg、鉛直力に対しては20kgである。

まず実験に先だって、透過性構造物模型の重心決めと波力測定装置のキャリブレーションを入念に行なった。次に、鋼製の型枠で一体化された構造物模型の重量と浮力とのバランスをカウンターウェイトで調整しながら、最終的に両者がつり合った状態で模型と波力測定装置を接続した。実験は、前述した表-2に示す波浪条件に対して、透過性構造物全体に作用する水平波力および鉛直波力を測定した。

4.2 実験結果の検討

無次元波力 f/wH_0d (f : 単位幅当りの波力, w : 水の単位体積重量, H_0 : 沖波波高, d : 透過性構造物の設置水深) と波形こう配 H_0/L_0 (L_0 : 沖波波长) の関係を図-7(a), (b)に示す。図-7(a)は水平波力で、図中○印は岸向きの水平波力を、●印は海向きの水平波力を表わす。一方、図-7(b)は鉛直波力を示し、○印は上向き鉛直波力を、●印は下向き鉛直波力を表わす。図より明らかなように、水平無次元波力 f_u/wH_0d および鉛直無次元波力 f_v/wH_0d とも、本実験の範囲内では沖波波形こう配 H_0/L_0 が減少すると共に、漸次減少する傾向を示す。

通常、不透過の鉛直堤に重複波が作用する場合の水平波力は Sainflou の簡略式によって計算される。図-8(a), (b)は、それぞれ透過性構造物の単位幅当りに作用す

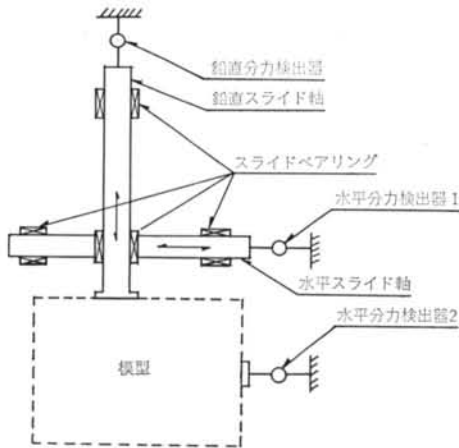


図-6 波力測定装置

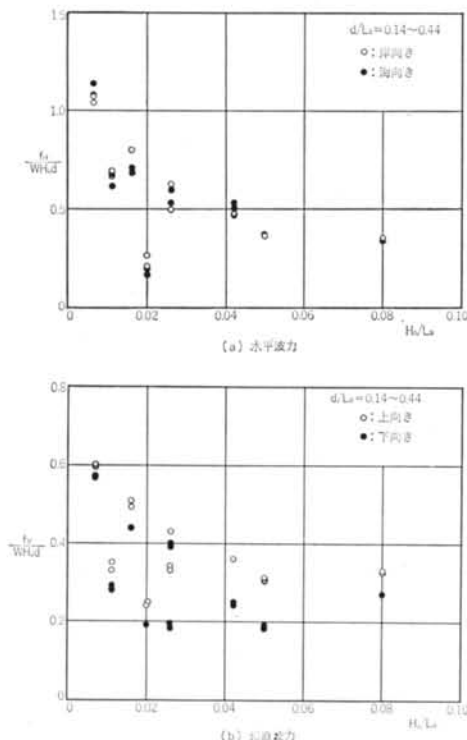
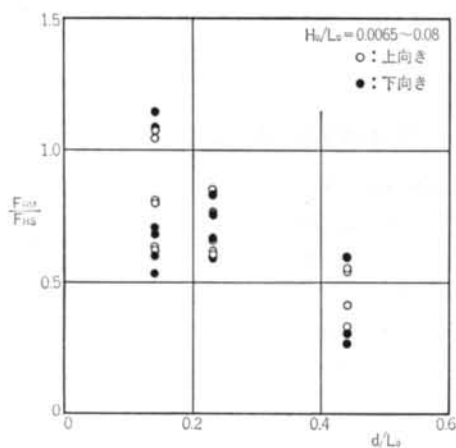
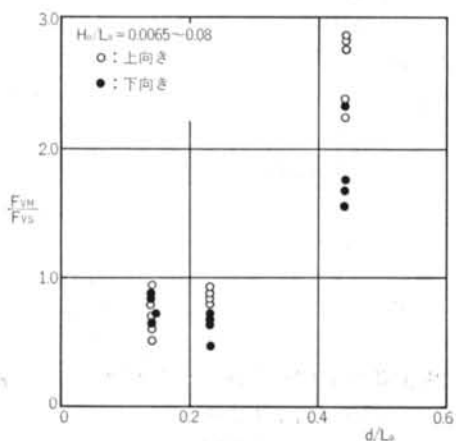


図-7 無次元波力と波形こう配の関係



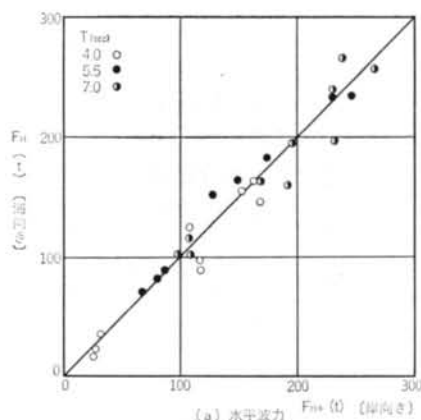
(a) 水平波力



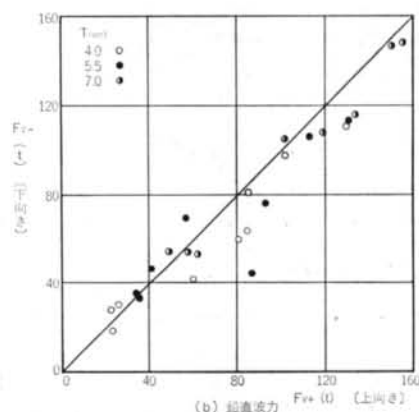
(b) 鉛直波力

図一8 全体波力と水深・波長比の関係

る水平波力 F_{HM} 、あるいは鉛直波力 F_{VM} の実験値と Sainflou の簡略式による計算水平波力 F_{HS} あるいは鉛直波力 F_{VS} との比を、構造物設置水深・沖波波長比 d/L_0 に対してプロットしたものである。この場合、 F_{VS} は堤体前趾において Sainflou 簡略式で計算される 前面 下端の波圧強度に等しい力が働き、後趾で零となるような三角形波圧分布を仮定して計算したものである。図一8(a)の F_{HM}/F_{HS} は d/L_0 の増加にともない減少する傾向を示し、 $d/L_0=0.44$ のとき $F_{HM}/F_{HS}=0.35\sim0.6$ の範囲にある。これは Sainflou の簡略式が浅海域の波浪条件を対象にしているために、 d/L_0 の大きい深海域に近い条件のところで実験値との差異が大きくなったものと考えられる。この傾向は 図一8(b) の鉛直波力の場合にもみられ、深海条件が $d/L_0=0.44$ のとき $F_{VM}/F_{VS}=1.5\sim2.8$ の値になっている。しかし、浅海条件の範囲内にある $d/L_0=0.14\sim0.22$ においては、水平波力および鉛直波力

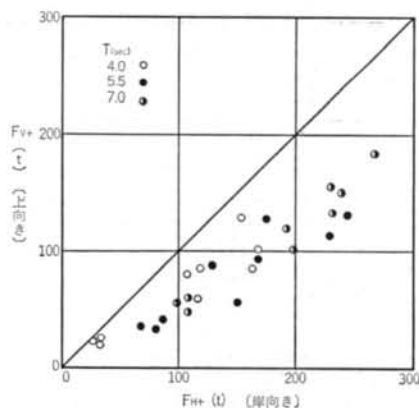


(a) 水平波力 F_{HS} (岸向き)



(b) 鉛直波力 F_{VS} (上向き)

図一9 全体波力の方角による相違



図一10 水平波力と鉛直波力の比較

とも Sainflou の簡略式の0.5~1.0 倍の力が作用すると考えてよからう。

次に、図一9(a), (b)は透過性構造物に作用する岸向き水平波力と海向き水平波力、および上向き鉛直波力と下

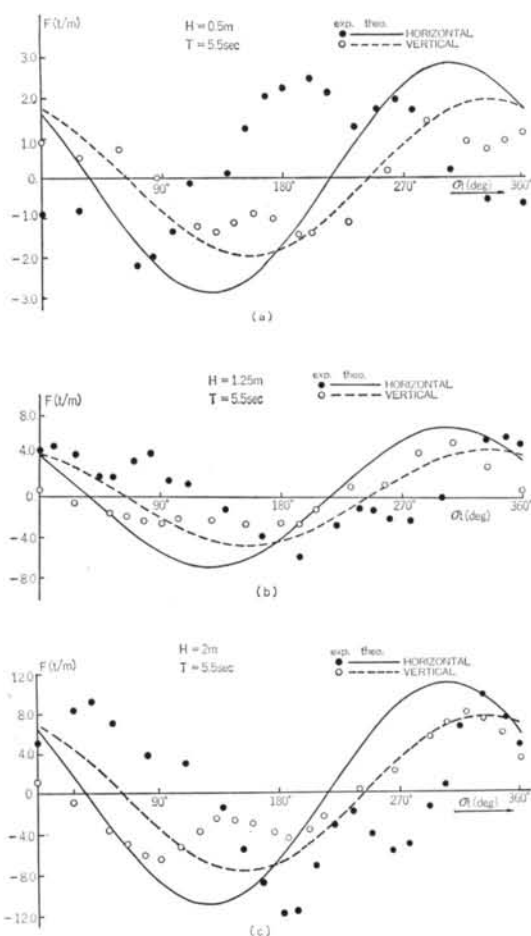


図-11 波力の時間変動に関する実験値と理論値との比較
向き鉛直波力の大きさを比較したものである。水平波力については、ほぼ等しい大きさの波力が岸向きおよび海向きに作用しているが、鉛直波力については上向きの力が下向きの力よりも若干大きくなっているのが分かる。また、図-10は岸向きの水平波力と上向きの鉛直波力について比較したものであるが、岸向き水平波力は上向き鉛直波力に比較して1.5倍から2倍程度大きくなっている。

一方、図-11(a), (b), (c)は周期 $T=4.5$ 秒で波高 $H_0=0.5$ m, 1.25 m, 2.0 m に変化させた場合の透過性構造物に作用する全体水平波力と鉛直波力について理論波形と実験波形を対比したものである。水平波力、鉛直波力の実験波形は波高が小さい場合でも波峰、波谷で非線形性を示しており、理論波形との適合性はあまりよいと

はいえない。この傾向は、特に水平波力について顕著である。詳細にみると、水平および鉛直波力とも波峰、波谷での実験値は理論値と大差はなく、比較的良好に一致しているといえる。しかし、位相については鉛直波力の実験値が理論結果によく追従しているものの、水平波力では実験波形と理論波形の間には $30^\circ \sim 90^\circ$ 程度の位相差が生じているように見られる。

§ 5. おわりに

海洋温度差発電に関しては、1979年8月にハワイにおいて世界ではじめて浮遊方式である小型実験船 MINI-OTEC による洋上実験が、また1981年～82年にかけてナウル島において100 kWの陸上型温度差発電の実験が成功し、実海域において表層と深層の温度差を利用して確かに発電できることが実証された。こうした試験的な実験を積み重ねることにより、1990年代前半の本格的な実用プラントを目指して着々と研究開発が進められているが、今後は大規模化のための課題を解決すると同時に経済性、環境問題等の重要課題も解決してゆかねばならないことはいままでもない。

本研究では、今後の本格的な陸上型温度差発電施設に関して、透過性構造物をリーフ前端部に設置した場合の水路内の波浪静穏状況および透過性構造物に作用する全体波力について理論的、実験的な検討を加えた。その結果得られた主要な結論を以下にまとめる。

- (1) 透過性構造物を設置した場合には、現状の自然地形に勝るとも劣らない良好な静穏度が得られる。
- (2) 透過性構造物に作用する全体波力は、Sainflou の簡略式の計算結果と同程度か、それ以下になる。
- (3) 領域分割法により導かれた水面波形、波力波形の理論結果は、沖波波高が大きくなると実験値との適合度は若干低下するが、その絶対値については実用上十分な範囲で一致し、水路内静穏度および透過性構造物に作用する全体波力を合理的に算定できる。

謝辞 水理模型実験は東電設計㈱からの受託により実施したもので、本論文の掲載にあたり配慮していただいた東電設計㈱瀬谷伸取締役、小池孝平部長ならびに許書聡氏に厚く感謝いたします。また、計測に当り海洋研究部霜田英麿研究員の協力を得た。謝意を表します。

＜参考文献＞

- 1) 省エネルギーセンター：“海洋温度差発電システムの研究(昭和53年度サンシャイン計画委託調査研究成果報告)”(1979年)
- 2) 井島武士：“最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用” 1971年度水工学に関する夏期研修会講義集・Bコース(1971年)
- 3) 萩原運弘，源波修一郎：“水平板式消波堤に関する研究” 第25回海岸工学講演会論文集(1978年)