

密閉型中空円筒による波浪制御に関する研究

清 川 哲 志
(大崎研究室)大 山 巧
(技術研究所)

§ 1. はじめに

近年、波のもつエネルギーを有効に利用しようとする波力発電が実用化されつつある。本研究は、その中で最も有望視されている空気タービン式波力発電の発電効率の検討をする上で重要となる、空気圧縮の影響を理論的に明らかにしようとするものである。そして、さらに空気圧縮の影響を積極的に利用して構造物周辺の波高を制御することも目的としている。

これらの構造物を実用化する上で重要な鍵となるのは与えられた波浪条件に対して最も効率のよい構造物の設計諸元を決定するための一般的な手法を確立することである。そして、そのためには構造物内外部の水面応答を十分な精度で予測することのできる解析理論を開発することが必要不可欠となる。波力発電の場合、装置内の水面変動を解析する手法として前田ら¹⁾により「等価浮体法」が提案されている。これは、構造物内の流体塊を振動する浮体とみなすことによって、問題を浮体の上下動(Heaving)問題に置き換え、浮体の動揺解析の手法を援用して解析するものである。しかし、内部の流体を浮体に置き換えることから分かるように、内部水面が一様に上下するという仮定に基づいており、構造物の径が入射波長に対して相対的に大きくなると内部水面が複雑に変動するため適用できなくなる。また、構造物内に存在する空気の圧縮性が水面変動に及ぼす影響を考慮していない点からも適用範囲が限られてくる。空気タービン式波力発電の原理が、構造物内部の水面変動を空気圧の変動に換え、これを利用してタービンを回すことにあることを考えれば、この解析法としては空気の圧縮性が考慮されていることが必要と思われる。空気の圧縮性、すなわち空気の状態変化を考慮した解析法として、小島ら²⁾によって提案された内部空気に質量およびエネルギーの保存則を適用する方法がある。しかし、この解析は波による水面応答の取扱いが、一様な水面変動を仮定している点、および構造物表面における不透過条件を満足してい

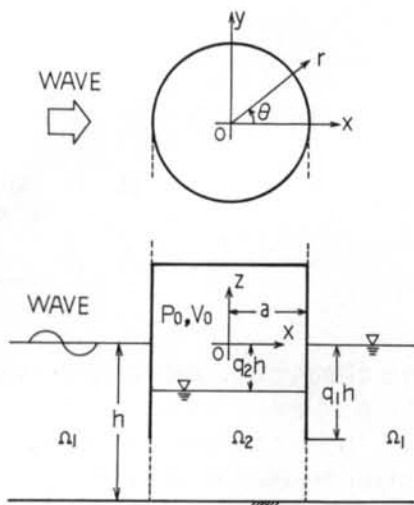
ない点などで近似的であり、波動解析の面からみると精緻さに欠けるものである。

すなわち、以上のように現在のところ空気の状態変化と波との相互作用を厳密に取り扱える解析理論は確立されていないといえることができる。これに対し著者ら³⁾は、海面上に固定された中空円筒構造物を対象に、波の散乱の問題をポテンシャル接続法によって厳密に定式化し、内外部流体の相互作用による内部水面の共振現象など波力発電の実用化に当たって重要となる基礎的な知見を得るとともに、空気の状態変化と波との相互作用を考慮した内部水面条件を導き、この種の問題に対する理論解析の途を開いた。本論文では、これに引き続き内部水面条件をより一般的に展開し、さらにその内部水面条件のもとに密閉型中空円筒による波の散乱の問題をポテンシャルに関する境界値問題として厳密に定式化した上で、ポテンシャル接続法による解法を示す。そして得られた解に基づき、空気の圧縮性が円筒内部の平均水面応答、あるいは内外部の波高分布特性に及ぼす影響等について検討し、さらに模型実験によって解の妥当性を検証する。

§ 2. 密閉領域における自由表面条件の誘導

一定水深 h の水域に、図-1 に示すような半径 a 、喫水 $q_1 h$ で内部に空気を密閉した中空薄肉円筒構造物があり、これに波が入射している場合を考える。このとき、円筒内部の水塊は円筒下部を通して入射波によって励起され、内部水面も波動運動をすることになる。そして、円筒内部では水面変動に伴う内部空気の体積変化によって水面上に付加的な変動圧力が作用することになり、圧力が大気圧に等しいとして一定値を仮定する通常の自由表面条件が適用できなくなる。したがって、ここではまず空気の状態変化を加味した密閉領域の自由表面条件を導く。

水面変動に伴う円筒内部の空気の体積変化量を v とす



図—1 座標系の定義

るとき、 v は内部水面の平均水面からの変動量 η によって次のように表わされる。

$$v = \int_A \eta dA \quad \dots\dots(1)$$

ただし、 A は内部領域の水線面を表わす。また、 η は平均水面より上を正とする。したがって、 v は内部空気の体積が減る方向が正である。

一方、内部空気を理想気体と仮定し、その状態変化より圧力 P を求めると次式のようになる。

$$P = P_0 V_0 \gamma / (V_0 - v) \gamma \quad \dots\dots(2)$$

ここに、 P_0 および V_0 は密閉された空気の静水時の圧力および体積である。 γ は断熱変化を仮定する場合比熱比(=定圧比熱/定容比熱)で、空気の場合通常1.4である。また、等温変化を仮定する場合1.0である。

ここで、式(2)を $v=0$ のまわりでTaylor展開し、さらに式(1)を用いると次式を得る。

$$P = P_0 \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\gamma+n-1)(\gamma+n-2)\dots\gamma}{n!} \frac{1}{V_0^n} \times \left(\int_A \eta dA \right)^n \right\} \quad \dots\dots(3)$$

さらに、 v が V_0 に比較して十分小さいと仮定し、高次の項を無視すると P は結局次のように表わされる。

$$P = P_0 + \frac{\gamma P_0}{V_0} \int_A \eta dA \quad \dots\dots(4)$$

次に、ベルヌーイの式を自由表面上で適用し、2次の微小項を無視すると、次の線型化された圧力方程式を得る。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{P}{\rho} + g\eta = 0 \quad \dots\dots(5)$$

ここに、 ϕ は速度ポテンシャル、 g は重力加速度、 ρ は流体密度である。

また、自由表面上では一般に次の運動学的条件を満足する必要がある。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \dots\dots(6)$$

これは、水面の変動速度 $\partial \eta / \partial t$ と、その点での水粒子の鉛直速度 $\partial \phi / \partial z$ が等しくなければならないという物理学的条件を表わす。ただし、ここでも2次の微小量を無視している。

式(4)を圧力方程式(5)に代入し、これと運動学的条件式(6)を連立させて η を消去すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi + c &= 0 \quad (z = -q_2 h) \\ c &= \frac{\gamma P_0}{\rho g V_0} \int_A \frac{\partial \phi}{\partial z} dA \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(7)$$

これが、密閉領域における空気の圧縮性を考慮した速度ポテンシャル ϕ に関する自由表面条件である。通常の自由表面条件は式(7)の第1式で $c=0$ としたものに等しいから、空気圧縮性の影響により式(7)の第2式で表される付加圧力項が付け加わることが分かる。式(7)で V_0 を無限大とすることによって通常の自由表面条件が得られるから、式(7)は上部開放の場合を含んだ拡張された自由表面条件といえることができる。

§3. ポテンシャル接続法による定式化

3.1 基礎方程式と境界条件

流体領域を、図—1に示したように円筒外部 Ω_1 と円筒内部 Ω_2 に分け、それぞれの領域における速度ポテンシャルを ϕ_1 および ϕ_2 とする。そして、定常波動および線形性を仮定し、円筒座標系で次のように置く。

$$\phi_1(r, \theta, z, t) = \frac{g H_0}{2\omega} \left\{ \phi_0(r, \theta, z) + \phi_1(r, \theta, z) \right\} e^{-i\omega t} \quad \dots\dots(8)$$

$$\phi_2(r, \theta, z, t) = \frac{g H_0}{2\omega} \phi_2(r, \theta, z) e^{-i\omega t} \quad \dots\dots(9)$$

ここに、 H_0 は入射波高、 ω は入射波の角振動数である。また、 ϕ_0 、 ϕ_1 および ϕ_2 は、それぞれ入射波、外部散乱波、内部励起波のポテンシャルである。このうち ϕ_0 は既与で、円筒座標系では次のようにフーリエ余弦展開の形に表わされる。

$$\phi_0(r, \theta, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_0^{(m)}(r, z) \cos m\theta \quad \dots\dots(10)$$

$$\phi_0^{(m)}(r, z) = \varepsilon_m i^m \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} J_m(k_0 r) \quad \left\{ \right.$$

ここに、 ε_m : ノイマン数 ($m=0$ のとき 1, $m \geq 1$ のとき 2), k_0 : Ω_1 における波数 ($k_0 \tanh k_0 h = \omega^2/g$ の実正根), J_m : m 次ベッセル関数である。なお、入射波は図-1 に示したように x 軸に平行に、 x 軸の負の方向から正の方向に進行するものとしている。

したがって、問題は ϕ_1 および ϕ_2 を求めることであるが、これらは以下に示す境界値問題の解として得られる。まず、 ϕ_1 に関する基礎方程式、自由表面条件、海底面の不透過条件、無限遠方における放射条件を示すと以下のようである。

$$\nabla^2 \phi_1 = 0 \quad (\text{in } \Omega_1) \quad \dots (11)$$

$$\partial \phi_1 / \partial z - (\omega^2/g) \phi_1 = 0 \quad (z=0, r \geq a) \quad \dots (12)$$

$$\partial \phi_1 / \partial z = 0 \quad (z=-h, r \geq a) \quad \dots (13)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{1/2} (\partial \phi_1 / \partial r - i k_0 \phi_1) = 0 \quad \dots (14)$$

また、 ϕ_2 についても、基礎方程式および海底面の不透過条件は ϕ_1 と同様である。ただし、内部領域では空気が密閉されているので、この場合の自由表面条件は先に導いたように式(7)で表わされる。したがって、これらは結局次のようになる。

$$\nabla^2 \phi_2 = 0 \quad (\text{in } \Omega_2) \quad \dots (15)$$

$$\partial \phi_2 / \partial z - (\omega^2/g) \phi_2 + c = 0 \quad (z=-q_2 h, r \leq a) \quad \dots (16)$$

$$\partial \phi_2 / \partial z = 0 \quad (z=-h, r \leq a) \quad \dots (17)$$

さらに、 ϕ_1 および ϕ_2 は、各領域の接線面 $r=a$ においてエネルギーと運動量の連続条件、および円筒表面での不透過条件を満足する必要がある。これらは、速度ポテンシャルを用いて以下のように表わすことができる。

$$\phi_1 + \phi_0 = \phi_2 \quad (r=a, -h \leq z \leq -q_1 h) \quad \dots (18)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial r} + \frac{\partial \phi_0}{\partial r} = \frac{\partial \phi_2}{\partial r} \quad (r=a, -h \leq z \leq -q_1 h) \quad \dots (19)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial r} + \frac{\partial \phi_0}{\partial r} = 0 \quad (r=a, -q_1 h \leq z \leq 0) \quad \dots (20)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial r} = 0 \quad (r=a, -q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \quad \dots (21)$$

3.2 変数の変換と各領域における一般解

式(11)~(14)に示される基礎方程式および境界条件を満足する ϕ_1 の一般解を、固有関数の重ねあわせによって表わすと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_1(r, \theta, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \phi_1^{(m)}(r, z) \cos m\theta \\ \phi_1^{(m)}(r, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} K_m(k_n r) \end{aligned} \right\} \dots (22)$$

$$\left. \begin{aligned} -i A_0^{(m)} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} H_m^{(1)}(k_0 r) \end{aligned} \right\}$$

ここに、 $A_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$): 複数未定係数, k_n ($n=1, 2, \dots$): Ω_1 における固有値 ($k_n \tanh k_n h = -\omega^2/g$ の実正根で、 $k_1 < k_2 < \dots$), K_m : 第 2 種 m 次変形ベッセル関数, $H_m^{(1)}$: 第 1 種 m 次ハンケル関数である。

Ω_2 では、式(16)に示されるように自由表面条件が Ω_1 と異なり、空気の圧縮性に対応する項 c が付加されるため、 ϕ_2 の一般解は ϕ_1 のように単純に得ることができない。ただし、この付加圧力項は式(7)の第 2 式で定義されるように定積分で表わされる定数項であるため、まずこの項をキャンセルすべく ϕ_2 を次のように置く。

$$\phi_2(r, \theta, z) = \tilde{\phi}_2(r, \theta, z) + (g/\omega^2)c \quad \dots (23)$$

式(23)を式(15)~(17)に代入することによって、次式が得られる。

$$\nabla^2 \tilde{\phi}_2 = 0 \quad (\text{in } \Omega_2) \quad \dots (24)$$

$$\partial \tilde{\phi}_2 / \partial z - (\omega^2/g) \tilde{\phi}_2 = 0 \quad (r \leq a, z=-q_2 h) \quad \dots (25)$$

$$\partial \tilde{\phi}_2 / \partial z = 0 \quad (r \leq a, z=-h) \quad \dots (26)$$

式(24)~(26)に示されるように、 $\tilde{\phi}_2$ に関する基礎方程式、境界条件は、空気圧縮性を加味しない場合と全く同様になる。したがって、 $\tilde{\phi}_2$ の一般解は ϕ_1 と同様に固有関数の重ねあわせによって次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\phi}_2(r, \theta, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{\phi}_2^{(m)}(r, z) \cos m\theta \\ \tilde{\phi}_2^{(m)}(r, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(m)} \frac{\cos \nu_n(h+z)}{\cos \nu_n h} I_m(\nu_n r) \\ &\quad - i B_0^{(m)} \frac{\cosh \nu_0(h+z)}{\cosh \nu_0 h} J_m(\nu_0 r) \end{aligned} \right\} \dots (27)$$

ここに、 $B_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$): 複数未定係数, ν_0, ν_n ($n=1, 2, \dots$): Ω_2 における波数および固有値 ($\nu_0 \tanh \nu_0 \cdot (1-q_2)h = -\nu_n \tanh \nu_n (1-q_2)h = \omega^2/g$ の実正根), I_m : 第 1 種 m 次変形ベッセル関数である。

式(23)より $\partial \phi_2 / \partial z = \partial \tilde{\phi}_2 / \partial z$ であるから、式(7)の第 2 式に式(27)を代入し水線面上での積分を行なうことにより、 c は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} c &= \frac{2\gamma P_0 S \omega^2}{\rho g^2 V_0} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(0)} \frac{\cos \nu_n(1-q_2)h}{\cos \nu_n h} \frac{I_1(\nu_n a)}{\nu_n a} \right. \\ &\quad \left. - i B_0^{(0)} \frac{\cosh \nu_0(1-q_2)h}{\cosh \nu_0 h} \frac{J_1(\nu_0 a)}{\nu_0 a} \right\} \end{aligned} \right\} \dots (28)$$

ただし、 S : 水線面の面積 ($=\pi a^2$) である。式(23), (27), (28)より、 ϕ_2 に関する以下のような一般解が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_2(r, \theta, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \phi_2^{(m)}(r, z) \cos m\theta \end{aligned} \right\}$$

$$\psi_2^{(m)}(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(m)} \left\{ \frac{\cos \nu_n(h+z)}{\cos \nu_n h} I_m(\nu_n r) + \delta_{m0} \frac{2\gamma P_0 S}{\rho g V_0} \frac{\cos \nu_n(1-q_2)h}{\cos \nu_n h} \frac{I_1(\nu_n a)}{\nu_n a} \right\} - i B_0^{(m)} \left\{ \frac{\cosh \nu_0(h+z)}{\cosh \nu_0 h} J_m(\nu_0 r) + \delta_{m0} \frac{2\gamma P_0 S}{\rho g V_0} \frac{\cosh \nu_0(1-q_2)h}{\cosh \nu_0 h} \frac{J_1(\nu_0 a)}{\nu_0 a} \right\} \quad \dots\dots(29)$$

ここに、 δ_{m0} はクロネッカー記号で、 $m=0$ のとき 1、それ以外のとき 0 である。

3.3 各領域の解の接続による未定係数の決定

式(28)および(29)に示される各領域の速度ポテンシャルに関する一般解は、式(18~21)で示される接続面での境界条件以外のそれぞれに関するすべての境界条件、および基礎方程式を満足している。したがって、これらの一般解に含まれる $A_n^{(m)}$ 、 $B_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$) といった複素未定係数を、一般解が式(18~21)を満足するように決定することによって、基礎方程式およびすべての境界条件を満足する解が得られる。

式(18~21)を $\phi_0^{(m)}$ 、 $\phi_1^{(m)}$ 、および $\phi_2^{(m)}$ を用いて表わし、さらに円筒の外面および内面についてまとめると各フーリエモードごとに以下ようになる。

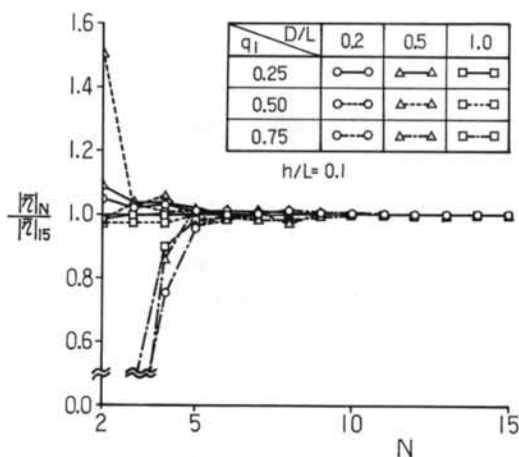
$$\phi_1^{(m)} + \phi_0^{(m)} = \phi_2^{(m)} \quad (r=a, -h \leq z \leq -q_1 h) \quad \dots\dots(30)$$

$$\frac{\partial \phi_1^{(m)}}{\partial r} = \begin{cases} -\frac{\partial \phi_0^{(m)}}{\partial r} & (-q_1 h \leq z \leq 0) \\ \frac{\partial \phi_2^{(m)}}{\partial r} - \frac{\partial \phi_0^{(m)}}{\partial r} & [(-h \leq z \leq -q_1 h)] \end{cases} \quad (\text{for } r=a) \quad \dots\dots(31)$$

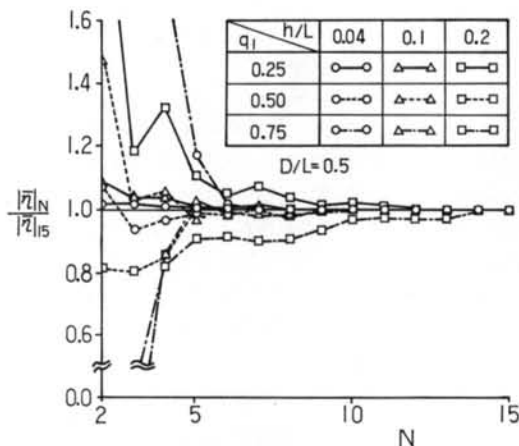
$$\frac{\partial \phi_2^{(m)}}{\partial r} = \begin{cases} 0 & (-q_1 h \leq z \leq -q_2 h) \\ \frac{\partial \phi_1^{(m)}}{\partial r} + \frac{\partial \phi_0^{(m)}}{\partial r} & (-h \leq z \leq -q_1 h) \end{cases} \quad (\text{for } r=a) \quad \dots\dots(32)$$

式(30)~(32)にそれぞれ式(10)、(28)および(29)の第2式を代入することにより、これらの境界条件は未定係数 $A_n^{(m)}$ および $B_n^{(m)}$ を含んだ形で表わされる。そして、固有関数の直交性を利用すれば、これら複素未定係数に関する連立1次方程式が各フーリエモードごとに得られる。この連立方程式は無限次元となるが、式(28)および(29)で表わされる固有関数展開による無限級数は収束級数をなすので、任意の精度に対してその精度を満足する有限な展開項数 N が存在することは明らかである。

図-2は、次章で述べる円筒内部の平均水面変動量 $\bar{\eta}$ を用いて、固有関数の展開項数が解に及ぼす影響を示したものである。この場合、後で述べるように $\bar{\eta}$ を求める



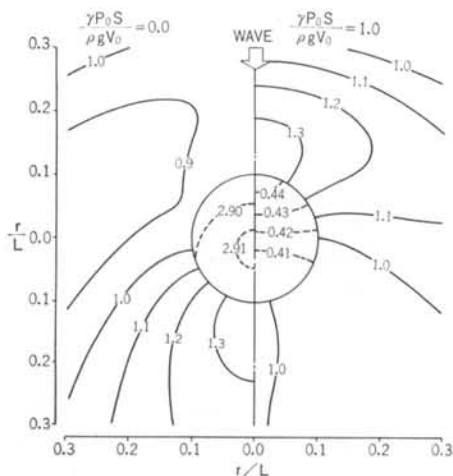
(a) $h/L=0.1$



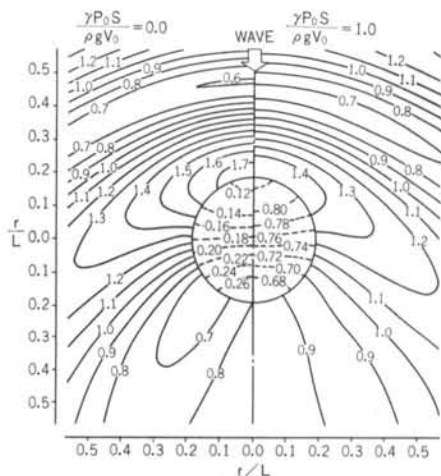
(b) $D/L=0.5$

図-2 展開項数に対する平均水面変動量の収束

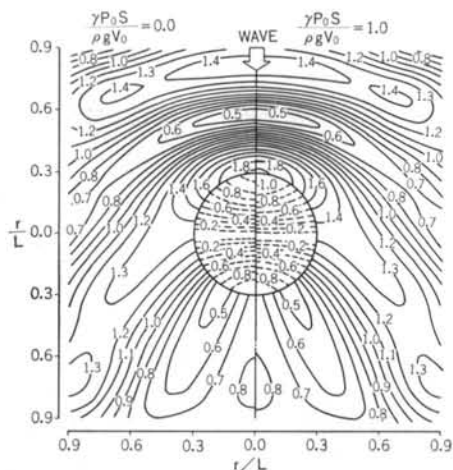
のに必要なフーリエ係数は0次のみであるため、固有関数の展開項数の影響を調べるのには都合がいい。図-2(a)は水深 h と入射波長 L の比 h/L を 0.1 とし、喫水深比 q_1 および円筒の径 $D (=2a)$ と L の比 D/L を変化させ、展開項数 N に対する $|\bar{\eta}|$ の収束を調べたもので、縦軸は N 項の場合と15項の場合の計算値の比である。この場合いずれも5項程度で急速に収束し、10項程度で一定値になるのが分かる。図-2(b)は、 D/L を 0.5 で一定とし、 h/L と q_1 を変化させ同様の計算を行なったものである。この図より分かるように、 $h/L=0.2$ のときは若干収束が悪くなる場合があるが、15項の計算値を収束値と考えると $N=10$ における相対誤差は最大3%であり、実用的にはこの程度で十分であると思われる。ただし、これらはいずれも空気を密閉しない開放型 ($\gamma P_0 S / \rho g V_0 = 0$) の場合であるが、空気を密閉した場合も同様の結果が得られた。したがって、次章以降の計算に



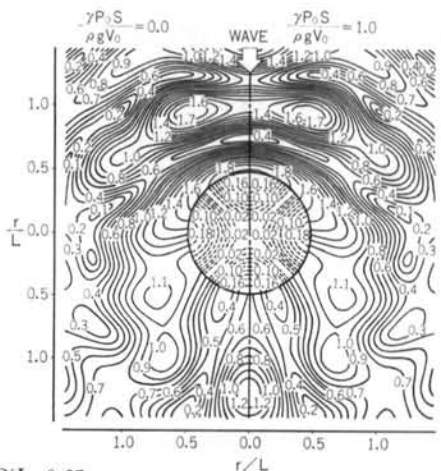
(a) $D/L=0.20$



(b) $D/L=0.38$



(c) $D/L=0.60$



(d) $D/L=0.97$

図—3 開放型および密閉型の場合の波高分布の比較

における固有関数の展開項数は全て10項とした。

一方、中空円筒内外部の波高分布を求める場合には、さらにフーリエ展開項数が問題になるが、これについては波高分布の計算結果により5～7項程度で十分収束することを確認した。したがって、波高分布の計算ではフーリエ展開項数を7項とした。

§ 4. 中空円筒内外部の波高分布

円筒の外部および内部の複素水面変動量を、それぞれ η_1 および η_2 とする。このうち η_1 は圧力方程式 $\eta_1 = -(1/g)(\partial\phi_1/\partial t)|_{z=0}$ により求められる。したがって、式(8)、(10)および(24)より η_1 の算定式として次式を得る。

$$\eta_1 = \frac{iH_0}{2} e^{-i\omega t} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \varepsilon_m i^m J_m(k_0 r) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(m)} K_m(k_n r) - iA_0^{(m)} H_m^{(1)}(k_0 r) \right\} \cos m\theta \quad \dots\dots (33)$$

これに対し、 η_2 の場合は付加圧力項のために直接圧力方程式から求めることができない。そこで、運動学的条件 $\partial\eta_2/\partial t = \partial\phi_2/\partial z|_{z=-q_2h}$ を用いて求める。すなわち、これに式(9)および(29)を代入し、両辺を t に関して積分することにより η_2 の算定式として次式を得る。

$$\eta_2 = \frac{iH_0}{2} e^{-i\omega t} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(m)} \frac{\cos \nu_n(1-q_2)h}{\cos \nu_n h} I_m(\nu_n r) - iB_0^{(m)} \frac{\cosh \nu_0(1-q_2)h}{\cosh \nu_0 h} J_m(\nu_0 r) \right\} \cos m\theta \quad \dots\dots (34)$$

式(33)および(34)は水面変動量を表すから、この絶対値

すなわち水面変動振幅を円筒の内外部にわたって求めることにより波高分布を知ることができる。

図-3は、円筒の径 $D(=2a)$ と水深 h の比 $D/h=1.0$, $q_1=0.5$, $q_2=0.0$ とし、 D と入射波長 L との比 D/L が 0.20, 0.38, 0.60, 0.97 の条件で、開放型と密閉型の場合の円筒内外部の波高分布を比較したものである。図中、それぞれ左側が開放型 ($\gamma P_0 S / \rho g V_0 = 0.0$)、右側が密閉型 ($\gamma P_0 S / \rho g V_0 = 1.0$) の結果を表わす。なお、 $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ は空気圧縮性の影響を表わすパラメータで、このパラメータが大きくなるほど圧縮性の影響が大きくなる。図-3(a)は、開放型の内部平均水面変動応答がピークになるときの波高分布を比較したものである。この結果より、円筒内部の水面は両者ともほぼ一様に変動する1次モードの応答をしているが、その振幅にはかなりの差があることが分かる。また、密閉型では波が入射する前面でやや高い波高が現われるのに対し、開放型では逆に背面の方が大きな波高になるのが分かる。

図-3(b)は、密閉型の内部平均水面変動応答がピークになるときの波高分布である。この場合、内部の波高は開放型の方が小さくなっている。単純に考えれば開放型よりも密閉型の方が内部水面変動が常に小さくなるように思えるが、実際にはこの結果に見られるように内部に空気を密閉することは常に内部水面の変動を抑える効果として作用するのではなく、逆に内部水面の変動を大きくする場合があることが分かる。これは、内部水面変動が外部の入射波による一種の強制振動系で、空気の密閉の効果はバネ定数の変化と等価であるためである。すなわち、空気を密閉することにより内部水面変動の固有周期が相対的に短周期側にずれ、応答特性自体が変化するために上記のような現象が現われるわけである。これについては、後に内部の平均水面応答を検討する際に触れることにし、ここではこれ以上触れない。

以上、図-3(a), (b)は水面が一様に変動する、いわゆる1次モードの振動であるが、これに対し同図(c), (d)はそれぞれ2次および3次の共振を起こすときの波高分布を示したものである。これらの場合、開放型と密閉型でほとんど差がないことが分かる。これは、それぞれの波高分布から分かるように2次の場合円の中心を通り波の入射方向に直交する直線上、3次の場合ほぼ45°で交差する2本の直線上に節があり、この節を境にして互いに逆位相で振動するため内部空気の体積変化は小さく、空気圧縮性の影響を受けないためである。図-4は、このときの内部水面の変動の様子を開放型を例にとり示したもので、1周期を10等分して各位相における水面形状を図示してある。ただし、円筒外部は平均水面を表わ

す。これらの図からも、2次、および3次モードの場合、各位相において正負の水面変動がほぼ等しく、したがって、内部空気の体積変化を生じないことが理解される。

§ 5. 中空円筒内部の平均水面応答

中空円筒を波力発電ユニットとして考える場合、効率等を検討する上で波に対する空気の応答特性を把握することが重要となる。水面変動による空気室内の体積変化は式(4)に示されるように、内部の水面変動量 η_2 を内部領域の水線面上で積分することによって得られる。したがって、次式で定義される平均水面変動量の応答特性を調べることによって、中空円筒を波力発電ユニットに用いる場合の基礎的知見を得ることが可能になる。

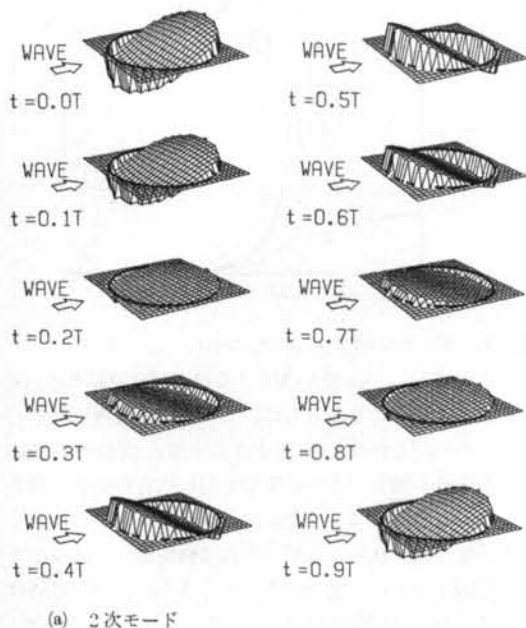
$$\bar{\eta} = \frac{v}{S} = \frac{1}{S} \int_A \eta_2 dA \quad \dots\dots(35)$$

これに式(4)を代入して積分を実行すると、次式が得られる。

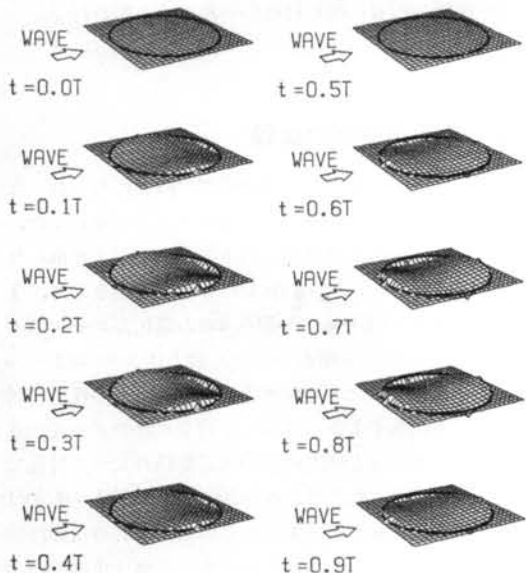
$$\bar{\eta} = iH_0 e^{-i\omega t} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(0)} \frac{\cos \nu_n (1-q_2)h}{\cos \nu_n h} \frac{I_1(\nu_n a)}{\nu_n a} - iB_0^{(0)} \frac{\cosh \nu_0 (1-q_2)h}{\cosh \nu_0 h} \frac{J_1(\nu_0 a)}{\nu_0 a} \right\} \quad \dots\dots(36)$$

図-5は、 D/h を 1.0, q_2 を 0.0 に固定し、 q_1 をそれぞれ 0.25, 0.5, 0.75 としたときの内部平均水面変動の応答特性を D/L の関数として示したもので、 $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ をパラメータとしている。これらの図より、 q_1 を大きくすることによって応答のピークが全体的に D/L の小さい方、換言すれば小口径、長波長側にずれることが分かる。また同図(a)~(c)より、いずれの場合も $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ を大きくする、すなわち密閉する空気の体積を小さくすると応答がピークになるときの D/L の値が大きくなることが分かる。これは、式(4)から分かるように内部平均水面変動に対して内部空気が線形バネと等価な働きをするためで、 $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ を大きくすることはバネ定数を大きくするのと同様な効果となるためである。このため、共振域が相対的に高振動数側にずれる結果となる。

図-6は、 q_1 を 0.5, q_2 を 0.0 に固定し、 D/h を変えて計算した結果の一例である。 D/h の値はそれぞれ 0.5, 1.5, 3.0, および 5.0 である。これらの図より、 D/h を大きくするとピークになるときの D/L の値が大きくなるのが分かる。また、ピーク値はいったん大きくなるが、やがて小さくなっていくことが分かる。そして、



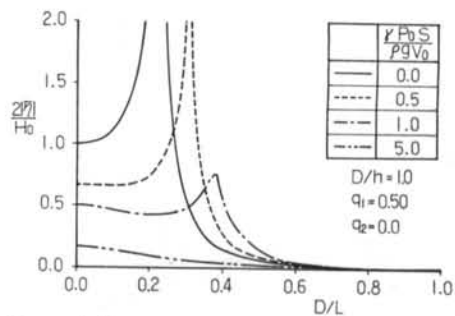
(a) 2次モード



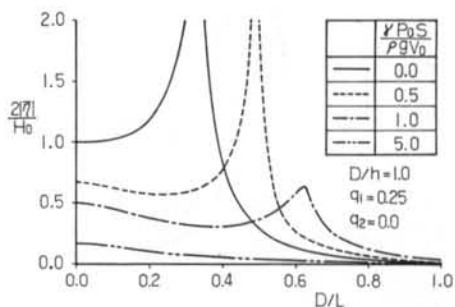
(b) 3次モード

図—4 内部水面の振動モード

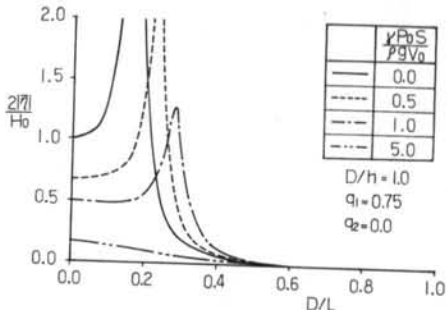
D/h が 5.0 の場合には $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ の値にかかわらずピークは生じず、 D/L が大きくなるにつれて単調に減少する応答特性を示している。したがって、波力発電のユニットとして用いる場合、水深に対してあまり径の大きなものは適さないことが分かる。波力発電として波浪エネルギーを吸収しようとする場合、なるべく共振域に近い方が有利となるが、ここで示した結果から分かるように対象とする波の波長、周期、設置場所の水深等によ



(a) $q_1=0.25$



(b) $q_1=0.50$



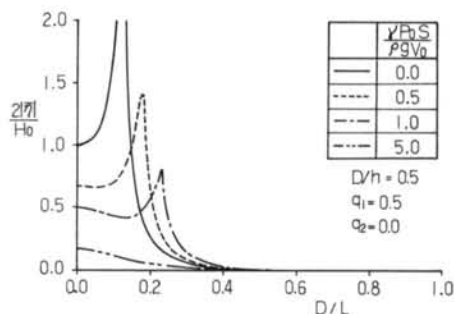
(c) $q_1=0.75$

図—5 平均水面変動の応答特性に及ぼす q_1 の影響

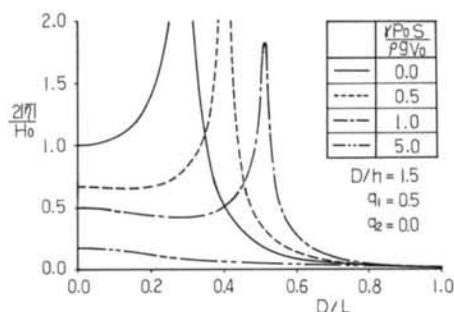
最適な構造物の径および喫水が変化する。したがって、これらの関係を十分に把握することが、エネルギー吸収の効率化を図る上で重要になることが分かる。

ここで示した計算結果より、 q_1 および D/h に対応した内部平均水面変動特性の基本的性質は開放型と密閉型で同様であるが、 $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ が大きくなるにつれてピークを生じる D/L の値は大きくなり、ピーク値は小さくなるという結論が得られる。ただし、 $\gamma P_0 S / \rho g V_0=5.0$ の場合の計算結果に見られるように、空気バネの効果がある程度以上になるといずれの場合もピークが生じなくなる。

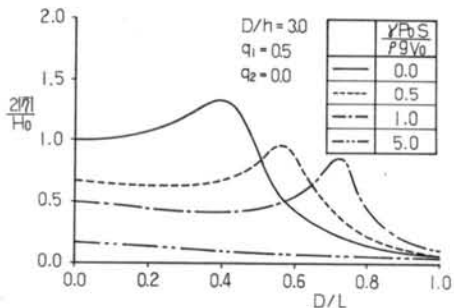
以上は、空気室内の圧力が大気圧に等しい場合についての検討結果であるが、次に内部空気圧を変化させた場合の応答特性を示す。図—7 は、 $q_1=0.5$ 、 $D/h=1.0$ の



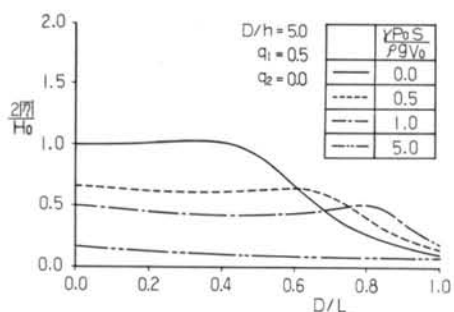
(a) $D/h = 0.5$



(b) $D/h = 1.5$



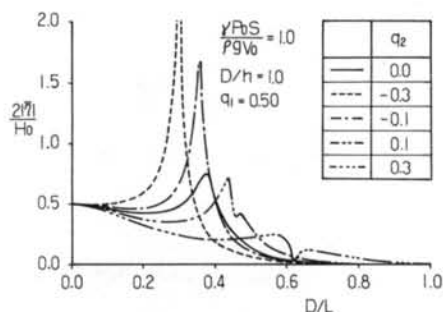
(c) $D/h = 3.0$



(d) $D/h = 5.0$

図一六 平均水面変動の応答特性に及ぼす D/h の影響

場合について $\gamma P_0 S / \rho g V_0$ を 1.0 に固定し、 q_2 を 0.3 から -0.3 まで変化させたときの計算結果を示したものである。ここで、 q_2 の正負は外部の空気圧に対してそれぞれ内部空気圧が高い場合、および低い場合に対応してい



図一七 平均水面変動の応答特性に及ぼす q_2 の影響

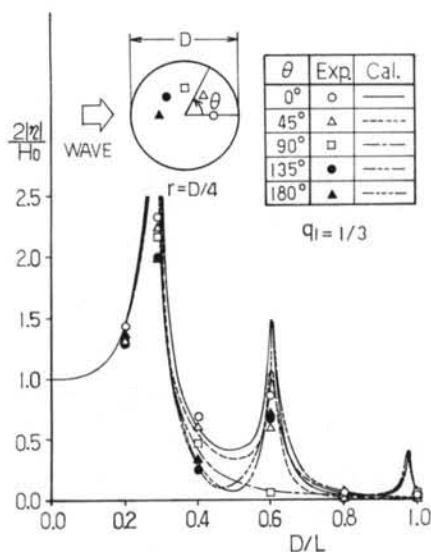
る。この図から、 q_2 を小さくするほどピークになる D/L の値は小さくなるとともに、ピーク値が大きくなることが分かる。これは、 q_2 を小さくすると振動する流体部分の質量が増し、その結果相対的に固有振動数が低くなるためと思われる。また、 q_2 が 0.1 と 0.3 の場合ピークが 2 つ現われているが、これは内外部での波長の差異に起因するものと思われる。もちろん、 $q_2 = 0$ 以外はすべて内外部で波長が異なるわけであるが、他の場合にはその影響が顕著に現われなかったものと思われる。

§ 6. 模型実験との比較

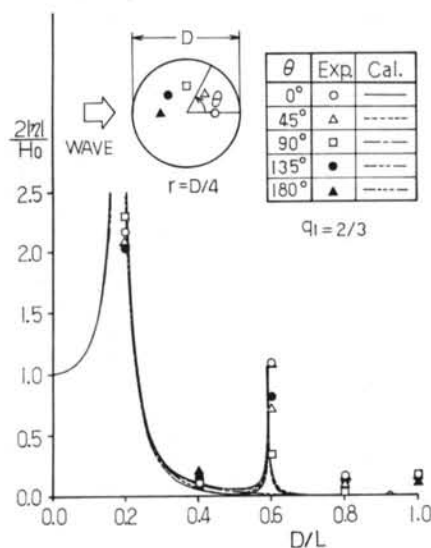
本解析結果を検証するために模型実験を行なった。ただし、今回は第 1 段階として開放型のみを対象にした。実験には、当社技術研究所の長さ 40.0 m、幅 4.0 m、高さ 1.3 m の水槽を用い、水深は 60.0 cm で一定とした。また、模型は外径 63.0 cm、内径 59.4 mm の塩化ビニル製の薄肉管で、 $q_1 = 1/3$ (喫水 20.0 cm) および $2/3$ (喫水 40.0 cm) の 2 種類とした。実験条件は、それぞれの模型に対して表一に示すように D/L を 0.2 ピッチずつ変化させた 5 ケース、および内部平均水面変動のピーク付近で 1 ケースとした。ただし、 $q_1 = 2/3$ の場合 $D/L = 0.20$ 付近で平均水面変動がピークになるので、後者の条件は前者に含まれるものとした。また、入射波高はすべてのケースで 3.0 cm とし、波高の測定は各ケース 3 回ずつ行な

	CASE 1	CASE 2	CASE 3	CASE 4	CASE 5	CASE 6
$T(\text{sec})$	1.525	0.998	0.809	0.700	0.626	1.200
$L(\text{m})$	3.059	1.531	1.020	0.765	0.612	2.121
D/L	0.20	0.40	0.60	0.80	1.00	0.29
備考						$q_1 = 1/3$ 模型のみ

表一 実験条件



(a) $q_1=1/3$



(b) $q_2=2/3$

図—8 内部水面の応答に関する実験値との比較

い、その平均値を実験値とした。図—8に、内部波高の計算値と実験値の比較を示す。図中、縦軸は無次元波高（各点の波高を入射波高で除した値）、横軸は円筒の径 D と入射波長 L の比である。ただし、 D は内径と外径の平均値としている。図—8(a)は $q_1=1/3$ 、同図(b)は $q_1=2/3$ の場合の結果であるが、これらの図より実験値と計算値は比較的良好に一致しており、本解析法により十分実際の現象が説明できるのが分かる。

§7. あとがき

以上、本論文では密閉空間内の空気の圧縮性を考慮した自由表面条件を導き、これに基づいて密閉型中空円筒による波の散乱の問題を、速度ポテンシャルに関する境界値問題として厳密に定式化した。そして、空気の圧縮性が円筒内部の平均水面応答、および円筒内外部の波高分布特性に及ぼす影響等について理論解に基づいて系統的に検討した。この結果、密閉空気は線型パネと等価な働きをし、密閉空間の容積を小さくすることはパネ定数を高くすると同様な効果をもたらすことが明らかとなった。

終わりに当たって、以下のことを強調しておきたい。本論文で示した結果で工学的応用上特に重要と思われるのは、密閉部分の空気圧の変化によって応答特性が変化することである。これは、構造物諸元を変えることなく波に対する特性を変化させることができることを意味しており、能動的な波浪制御の可能性ということからも実に興味深い。例えば波力発電の場合、潮の干満による応答特性の変化を空気室内の圧力調整によって制御できる可能性があり、潮位および圧力センサを組み合わせることによって常に最適な運転状態とするシステム等への発展性も考えられる。また透過性防波堤としては、空気圧の調整によって反射率および透過率を制御する空気圧式透過性防波堤 (Active pervious breakwater with air-damper) などへの発展が考えられる。従来の土木構造物は、いずれも自然条件をがっしりと受けとめてゆるぎないことを要求され、また土木技術者もそれに従ってきたわけであるが、ここで示した例は、こうした従来の土木構造物の概念を破るものであろう。本論文で示した結果はまだ基礎的なものであるが、このような構造物を実現すべく今後さらに多角的に検討していきたいと考える。

本研究を進めるきっかけとなったのは、技術研究所海洋グループが中心となって進めている情報交換会「海友会」での議論である。特に、小林主席研究員は著者らに上記構造物の開発の可能性を示唆され、その後の研究を進める上で参考になった。末筆ながら、小林主席研究員をはじめとする海友会のメンバーの方々に深く感謝いたします。また、本研究における数値計算および結果の整理には、海洋グループ渡辺保氏の手をわずらわせた。記して感謝します。

<参考文献>

- 1) 前田久明・木下建・増田光一・林秀郎・加藤渉：“波浪発電に関する基礎的研究（その5）” 日本造船学会論文集 第152号（1982年）pp. 250～255
- 2) 小島朗史・合田良実・鈴木諭司：“波力発電ケーソンの空気出力効率の解析 一波エネルギーに関する研究 第1報” 港湾技術研究所報告 第22巻，3号（1983年）
- 3) 清川哲志・大山巧・小林浩：“中空円筒による波の散乱の解析とその応用” 第30回海岸工学講演会論文集（1983年）pp. 390～394