

波力発電ケーソンの空気出力に及ぼす波向きと平面配置の影響

高橋 重雄*・明瀬 一行**

1. ま え が き

港湾技術研究所では、波エネルギーを電力等のエネルギーに変換する機能を有する波力発電ケーソンの開発を進めている¹⁾。波力発電ケーソンは、空気室と呼ばれる中空の室をもち、波の作用による空気室内の水位の上下運動をノズル内の空気の往復流に変換し、タービン・発電機を回転させるものである。このケーソンは捨石マウンド上に設置され、図-1 のように防波堤などに用いられる。

波力発電ケーソンの設計は、これまでの研究によってほぼ可能となっている。特に、波のパワーから空気のパワーへの変換については、ケーソンの諸元が決まり波の条件が与えられれば計算ができるようになっている。その計算法は、小島・鈴村・合田²⁾による空気出力理論（熱力・波動法）に基づいており、それを拡張したものである。ただし、計算は断面的（二次元的）な取扱いをしており、平面的（三次元的）な取扱いをしていない。実際の海の波の波向きは、必ずしもケーソンに直角方向からだけではない。しかも、その波は方向分散性をもつ多方向不規則波である。こうした波向きによって波のパワーは変化し、空気出力も変化する。したがって、波向きが 0° でない場合についても、空気出力が計算できるようにする必要がある。

波力発電ケーソンを防波堤などのケーソンとして用いるとき、必ずしも全函をこのケーソンにする必要はなく、一函あるいは二函おきに通常のケーソンとともに配置する（部分配置）ことも考えられる。この場合、波力発電

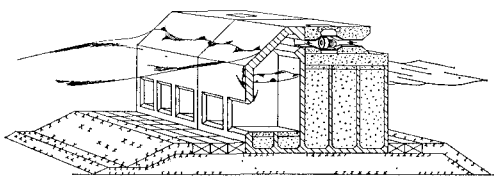


図-1 波力発電ケーソン防波堤

ケーソン一函当りに入射する波パワーは、周辺の波パワーも集めて大きくなることが期待される。また、このとき波力発電ケーソンを通常のケーソンの位置より後退させて配置すれば（後退配置）、入射波パワーが一層増大する可能性がある³⁾。

本報告では、波向きや平面配置方法による空気出力の変化について検討する。

2. 波向きによる空気出力の変化

2.1 波向きを含む空気出力理論

a) 空気室の区画長さ l_B が小さい場合

波力発電ケーソンの空気室が、防波堤の法線方向に細かく区切られていて、その区画長さ l_B が波長 L に比して短いとき、空気室内の波面の運動は二次元的であるとみなせる。「熱力・波動法」では空気室開口部の外と内での波による圧力と流速の連続を考えている。波向き θ_M が 0° とそうでないときの違いは、空気室外の流速の違いであり、 $\theta_M \neq 0^\circ$ の場合には流速の空気室に直角な方向成分、すなわち $\cos \theta_M$ を乗じたものを考える必要がある。波が不規則波の場合には、圧力と流速の連続式は

$$2\eta_I = \frac{1}{\rho_w g} f(kh, kd_0) p^* + \frac{kB}{\tan kB} \eta + \frac{kB}{\sigma} \frac{d\eta}{dt} \times \frac{1}{\cos \theta_M} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$f(kh, kd_0) = \frac{2 \cosh kh \sinh kh}{\cosh k(h-d_0) \sinh k(h-d_0) + k(h-d_0)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここに、 η_I は入射波の水位、 p^* は空気室内の圧力、 η は空気室内の場所的に平均した水位であり、 B は空気室幅、 d_0 は空気室前壁の没水深さ、 k と σ は波数と角周波数であり、ここでは有義波のものをもちいる。式(1)は $\theta_M = 0^\circ$ では当然従来の式に一致する。「熱力・波動法」では、式(1)のほかに空気室内の空気エネルギーの保存と質量の保存の二つの式がある。これらは θ_M に無関係であるので、式(1)と連立させることによって空気出力を求めることができる。

b) 空気室の区画長さ l_B が大きい場合

空気室の区画長さ l_B が長い場合、 $\theta_M \neq 0^\circ$ のときには

* 正会員 M.S. 運輸省港湾技術研究所水工部波エネルギー研究室長
** 前運輸省港湾技術研究所水工部波エネルギー研究室
(現運輸省第四港湾建設局別府港工事事務所)

空気室前面の各点で、入射する波の位相に差が生じる。すなわち、空気室前面および内部での波は二次元ではなく三次元的となる。しかしながら、空気室内の空気圧はほぼ一様であり、空気出力はこの空気圧と空気室内の平均的な水位によってきまる。したがって、近似的には空気室前面各点に作用する波の位相差を考え、その波パワーの平均値を考えればよい。すなわち、前面各点での圧力や流速を平均すればよい。この平均した圧力や流速は入射波のそれらより小さくなり、空気出力は低下する。今、 k_s を空気室に平行な波数成分とすると、 $k_s = k \sin \theta_M$ であり、圧力や流速の低下率 δ_B はこの k_s と l_B により、
$$\delta_B = \sin(k_s l_B / 2) / (k l_B / 2) \dots\dots\dots (3)$$
 となる。すなわち、入射波の波向きが δ_B を乗じた値となったと考えて a) で述べた方法で計算すればよい。ただし、 δ_B が 1.0 に近いときには、入射波高をそのままとして、計算結果の空気室内の水位や圧力に δ_B を乗じ、空気出力に δ_B^2 を乗じても大差がない。

c) 多方向不規則波の波パワーと空気出力
実際の海の波は多くの方向成分を含む多方向不規則波である。その波パワー $\bar{W}_I$ は、方向スペクトルによって、

$$\bar{W}_I = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi S(f) G(f; \theta) C_g(f) \cos(\theta + \theta_M) d\theta df \dots\dots\dots (4)$$

と表される。ここに、 f は周波数、 θ は角度であり、 C_g は群速度、 $S(f)$ は周波数スペクトル、 $G(f; \theta)$ は方向関数である。図-2 は多方向不規則波と一方向不規則波の波パワーの比を示すものである。ただし、周波数スペクトルとしてはプレットシュナイダー・光易型、方向分布関数としては光易型⁴⁾のものを用いている。横軸の S_{max} は方向集中度パラメータと呼ばれ、 $S_{max} \rightarrow \infty$ では一方向の不規則波を表わし、この場合 深海域では $\bar{W}_I = 0.44 H_{1/3}^2 T_{1/3} \cos \theta_M$ (kW/m) となる。たとえば、 $\theta_M = 0^\circ$ でも $S_{max} = 10$ では、一方向の場合の 85% の波パワーとなる。ただし、浅海域では S_{max} は大きく一方向の波に近いことにも留意する必要がある。

多方向不規則波の場合でも、空気出力は式 (1) によって計算できる。すなわち、式 (1) の $\cos \theta_M$ を $\cos \theta_{Mt}$ と置き換え、時々刻々変化する波向き θ_{Mt} を与えればよい。 θ_{Mt} は水平水粒子流速の方向である。

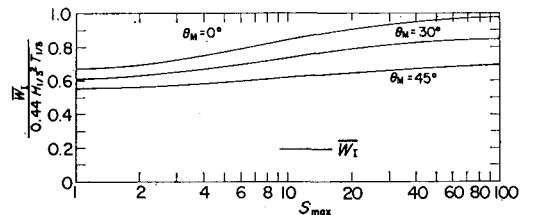


図-2 多方向不規則波の波パワー

2.2 波向きに関する実験の方法

a) 実験施設と模型

実験は、図-3 に示す 24×36 m の平面水槽で行った。この水槽には、造波板の幅が 80 cm の造波機が 30 台設置されており、多方向不規則波も発生させることができる。水槽に 図-4 の模型ケーソンを 22 函、17.6 m (0.8 m×22) を設置して実験を行うのを標準とした。模型は鉄製の空気室とコンクリートの方塊の支持ケーソンからなる。空気室はその幅 B が 40 cm、高さが 100 cm であり、 $\epsilon = 1/100$ の開口率のノズルが上部に取り付けられている。実験水深 h は 60 cm であるので、空気室前壁の没水深さ d_c は 20 cm、空気室の静水面上の高さは 40 cm である。実験では模型の設置位置を変えることによって、波向き θ_M を 0° 、 15° 、 30° 、 45° に変えている。また、空気室の区画長さ l_B を変えるために、空気室内を 1/4 ($l_B = 20$ cm) や 1/2 ($l_B = 40$ cm) に区切った模型も用いている。また、空気室の区画長さが長い条件のものとして、法線方向の長さが 1.2 m で室内を区切らない ($l_B = 120$ cm) の模型も用いた。

b) 実験波

実験波は規則波、一方向不規則波そして多方向不規則波の 3 種類である。一方向および多方向不規則波の目標

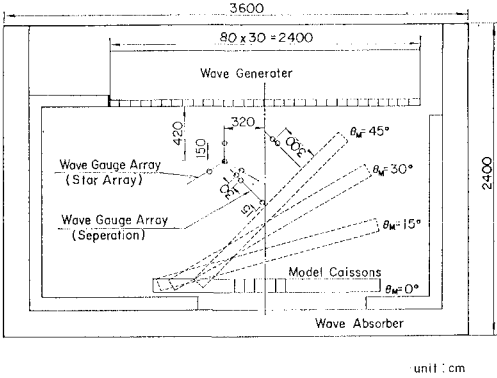


図-3 実験水槽と模型の配置

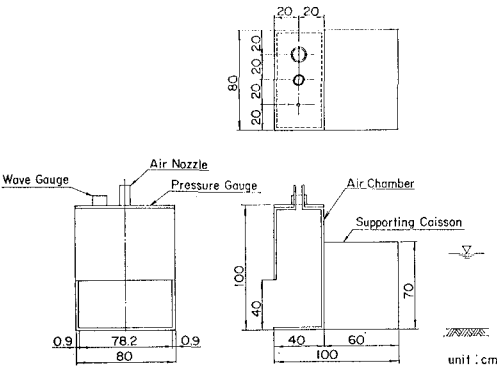


図-4 模型ケーソン

周波数スペクトルは、ブレットシュナイダー・光易型であり、多方向不規則波の方向分布関数は光易型を目標とした。その方向集中度パラメータは、できるだけ方向分散の効果が明らかとなるように $S_{\max}=10$ と小さい値を選択した。規則波は周期 $T=1.2, 1.5, 2.0$ s で波高 $H=10, 20$ cm を目標とした。一方向および多方向不規則波は、有義波周期の目標値が $T_{1/3}=1.5$ s、有義波高の目標値が $H_{1/3}=10, 15$ cm である。通過波として実測された規則波の波高は、目標値よりやや小さかった。また、一方向不規則波の有義波周期の実測値は 1.42 s で目標よりやや短く、有義波高はやや大きかった。多方向不規則波の有義波周期の実測値は 1.39 s と目標値より短く、有義波高の実測値はやや大きかった。

実験時には模型が設置されているため、模型からの反射波が造波板で再反射し波高を増大させる。規則波実験では、この再反射波ができるだけ入らない状態で測定を打切っている。これに対し、一方向不規則波では測定対象波数を 100 波としたため、造波板からの再反射波が入った状態で測定を行っている。この場合の入射波高は入射波の分離計算⁴⁾によって求めた。そのため、図-3 に示したように模型ケーソン前方に 2 台の波高計を配置した。実験時には再反射波のために通過波のときより波高が増大し、スペクトル形も通過波の場合とやや異なる傾向が認められた。

多方向不規則波の場合にも、測定波数を 100 波としているため造波板からの再反射波が入った状態で測定を行っている。このときの波高は、図-3 に示した 4 本の星形配置の波高計によって測定し、最尤法のプログラムで解析した。各波高計の間隔は、できるだけピーク周波数における方向関数を正しくとらえるため、有義波の波長の 50% とした。実測された方向関数は $S_{\max}=7$ 程度の形状によく一致しており、目標値とほぼ同じであった。多方向不規則波の場合には、再反射による波高の増大は一方向不規則波の場合より小さく、周波数スペクトルの形も通過波と大差がなかった。

c) 測定および解析方法

実験では、波高のほかに空気室内の空気圧の変動分 p^* 、水位 η 、および空気室前面の水位を測定している。測定を実施したケーソンは、22 函のケーソンのうちの中央付近の 2 函のケーソンである。

解析においては、水位の測点が空気室の幅方向の中間であることから、ここでの水位が空気室の場所的に平均した水位 η であると考えた。この水位の変化量 $d\eta/dt$ と圧力 p^* および空気室の面積 A_w より瞬時瞬時の空気パワー $\bar{W}_a$ を計算し、その時間的平均値 $\bar{W}_a$ を計算している。空気出力効率 EFF_a は、入射する波パワー $\bar{W}_I$ に対する $\bar{W}_a$ の比である。波の一波一波に対する水位、圧

力そして空気パワーのピーク値も求めており、規則波の場合は測定波数に対する平均値をそれぞれのピーク値とし、それぞれ η_m, p_m, W_{am} と表すことにした。不規則波の場合には、各ピーク値の 1/3 最大値、1/10 最大値、そして最大値を求めている。

2.3 波向きに関する実験結果

a) 空気室の区画長さ l_B が小さい場合

図-5 は、 $l_B=20$ cm とごく短い場合の波向きによる空気出力の実験値の変化を示すものである。規則波で周期が 1.5 s の場合の圧力と水位のピーク値および空気出力効率が示してある。同図には、 $H/h=0.25$ の場合の計算値も曲線で示してあるが、計算値と実験値は比較的良く一致している。全体的に波向きが大きくなるほど圧力や水位のピーク値は小さくなる傾向にある。ただし、空気出力効率はほぼ一定か、やや大きくなる傾向にある。すなわち、波向きが大きくなると入射する波パワーが小さくなり、空気出力は低下するが、効率としてはあまり変化がないといえる。図-6 は多方向不規則波の場合である。この図にも実験値と計算値が示してあり、多方向不規則波の場合でも計算結果がほぼ妥当であることがわかる。また、波向きに対する圧力や水位および効率の変化の傾向は、規則波の場合とほぼ同じである。なお、一方向不規則波でも多方向不規則波と同様の傾向であった。

b) 空気室の区画長さ l_B による変化

図-7 は、横軸に l_B/L をとって各波向における圧力のピーク値の実験値をプロットしたものである。この図は、規則波で周期が 1.5 s の場合である。同図には計算値も曲線で示しているが、これは $l_B/L \approx 0$ の場合の圧力の計算値に δ_B を乗じたものである。計算値は、当然、

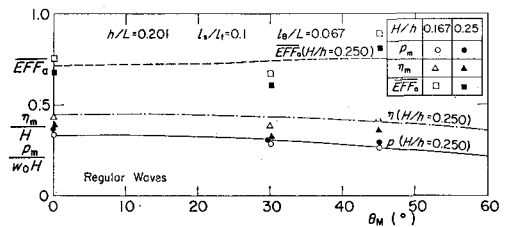


図-5 波向きによる空気出力の変化（規則波）

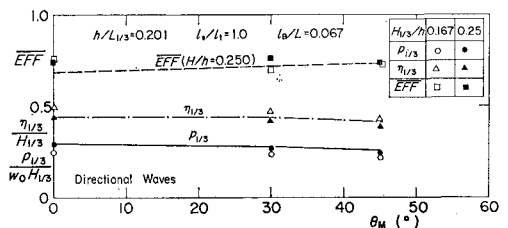


図-6 波向きによる空気出力の変化（不規則波）

l_B/L が大きいほど、また θ_M が大きいほど小さくなり、実験値にもその傾向が認められる。

図-8 は、水位のピーク値の実験値をプロットしたものである。図には $l_B/L \approx 0$ の場合の計算値に δ_B を乗じた値も示しているが、計算値はやはり l_B/L が大きいほど、 θ_M が大きいほど小さくなる。しかしながら、実験値は l_B/L が大きくかつ θ_M が大きいところでは、計算値に比してかなり大きくなっている。実験時の目視観察によると、こうしたときには空気室内の水位は法線方向に振動していた。この振動は法線方向の区画長さの中央のところが節となる振動成分が卓越していた。実験値にはこうした振動による水位の変動分が含まれている。こうした振動は空気出力には寄与しないものであるが、実験結果では空気出力効率が見掛上大きくなっている。

以上の傾向は規則波ばかりでなく、一方向および多方向の不規則波についても認められた。全体的に、空気出力の観点からは l_B が大きいときには δ_B を考慮すればよいと考えられる。また、 $k_s l_B$ が 0.9 程度以上では空気室内の法線方向の水位振動が問題となることがわかった。

3. 平面配置方法による空気出力の増大

3.1 数値波動解析法による空気出力増大率の計算

a) 波パワーの伝播の計算法

波力発電ケーソンを含め波エネルギー変換装置は波パワーの吸収装置であり、消波ブロックなどと同様な消波工(装置)とみなせる。ただし、その消波特性は、すなわち反射率や反射波の位相差は、波高や周期あるいは波向きなどの諸元によって変化する。しかしながら、もし

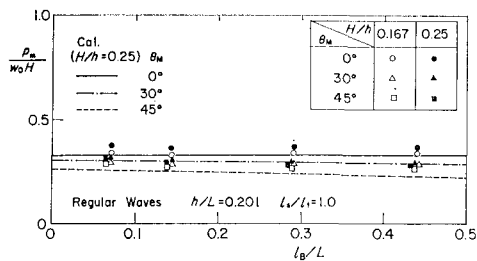


図-7 空気室の区画長さによる圧力の変化

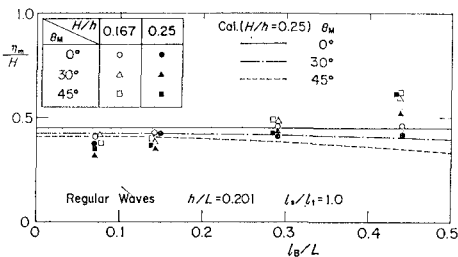


図-8 空気室の区画長さによる水位の変化

二次元的な計算や実験によってその消波特性が求められ、それが波向きや波高によってそれほど変化しないとすると、波エネルギー変換装置は平面的に配置した場合でも、その反射率と反射波の位相差を持つ消波装置と単純にみなすことができる。すなわち、波エネルギー変換装置を平面的に配置した場合にも、従来の波の伝播の計算法によって波の伝播が計算できることになる。

従来の波の伝播の計算では、任意の点の波高を求めることが主たる目的であった。しかし、同時に任意の点での流速や圧力を求めることができ、波パワーも計算することができる。したがって、消波工すなわち波エネルギー変換装置に入射する波パワーも計算できる。本報告では、波パワーの伝播の計算法として伊藤・谷本²⁾の数値波動解析法を用いた。ただし、計算法はたとえば積分方程式による方法であっても基本的には同じである。

b) 空気出力増大率 κ の計算法

空気出力の増大率は近似的に入射する波パワーの増大率に等しく、波力発電ケーソン防波堤を無限に長く設置した場合に比して、各種の配置方法によってどれだけ単位長さ当りに入射する波パワーが増大したかを示す。

計算では、波力発電ケーソンの反射率を 0.5 とし、反射面が空気室前面であるとした。入射する波パワーの増大にともなう反射率の変化等は小さいと考えている。

3.2 平面配置方法に関する実験の方法

この実験も、2.2 で述べた模型と実験波を用いて行った。ただし、図-9 に示す部分配置と後退配置を検討している。部分配置では、空気室を持たない通常のケーソンも配置することによって、全体に占める波力発電ケーソンの割合 l_s/l_t を変化させている。また、後退配置では波力発電ケーソンを通常のケーソンより後方に配置した。この後退距離 B_h を変化させており、特に $l_s/l_t = 1/22$ 、すなわち 1 函だけを波力発電ケーソンにしたときは、 B_h/h を 0, 2/3, 4/3, 2 に変化させている。

3.3 平面配置方法に関する計算結果と実験結果

a) 部分配置による空気出力の増大

図-10 は、計算で得た空気出力増大率 κ を示すものである。この配置方法において、 κ は基本的には l_s , l_t そして L の三つのパラメータによって変化すると考えられる。図では l_s/L を横軸に、 l_s/l_t をパラメータにとり、

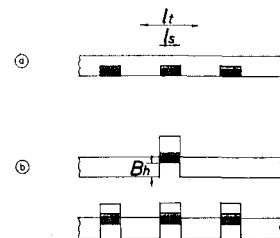


図-9 平面配置方法 (㉔部分配置 ㉕後退配置)

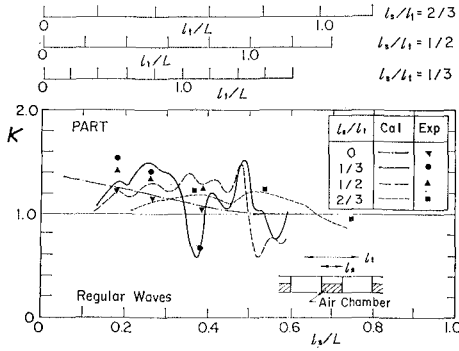


図-10 部分配置による空気出力の増大率 (計算値)

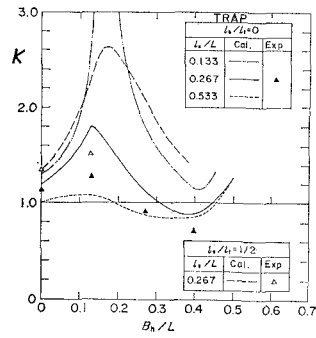


図-12 後退配置による空気出力の増大率 (計算値)

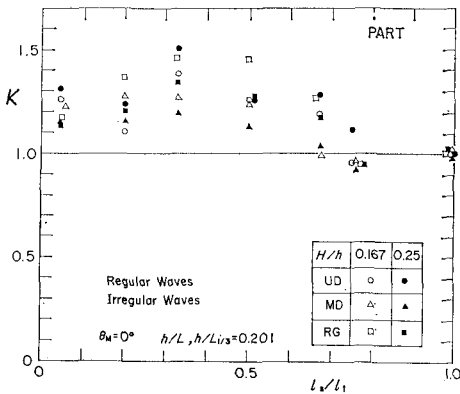


図-11 部分配置による空気出力の増大率 (実験値)

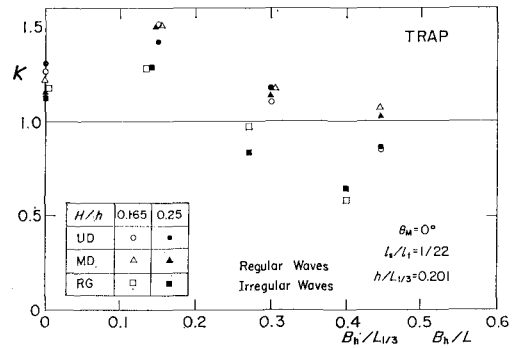


図-13 後退配置による空気出力の増大率 (実験値)

l_1/L を上方に示している。 κ は複雑に変化するが、 l_1/L が 1.0 よりやや大きいところで 1.0 以下となる。 また、 l_1/L が 0.8 付近で全体的に大きい値となる。 図中には l_2 が無限に大きいとき ($l_2/l_1=0$) も示している。 この場合は l_2/L が小さいほど大きくなる。 同図には、規則波による実験結果の一部も示しているが、全体的にはよく一致している。 図-11 は、規則波と一方向および多方向の不規則波による κ の違いをみたものである。 実験値にばらつきはあるが、ほぼ同一の傾向を示している。 ただし、多方向不規則波の場合にはやや一方向不規則波の場合に比して、 κ は小さいようである。

b) 後退配置による空気出力の増大

図-12 は、横軸に B_n/L をとって空気出力増大率 κ の計算値を示すものである。 $l_2/l_1=0$ の場合は、いずれの l_2/L でも $B_n/L=0.15$ 付近で最大となるがその値は l_2/L が小さいほど大きい。 $l_2/L=0.267$ ではその値は 1.8 程度である。 また、 $l_2/l_1=1/2$ で $l_2/L=0.267$ では、 $l_2/l_1=0$ の場合より κ は全体的に大きくなる。 同図には規則波の場合の実験値の一部も示したが、実験値は計算値より全体的に小さい。 これは、空気室前面の領域に波が入り込むとき渦が発生するためと思われる。 図-13 は、 $l_2/l_1=1/22$ の場合の κ の実験値を示すものである。 規則

波、一方向および多方向の不規則波に対する κ を示しているが、規則波の κ の場合に比べ不規則波の κ の値は全体的に大きい。 これは、長周期波ほど κ は大きくなり、不規則波はそうした周波数成分を含むためと考えられる。

4. あとがき

波力発電ケーソンの空気出力に対する波向きや平面配置の影響が明らかになった。 また、空気出力理論が波向きの効果を表しうるように拡張され、かつ平面配置方法による空気出力の増大が波パワーの伝播を計算することによってある程度予測できるようになった。 この研究にあたり、東京大学の木下健助教授、海洋科学技術センターの堀田平博士、港湾技術研究所の合田良実所長および谷本勝利室長に貴重な助言を得ている。

参考文献

- 1) 高橋重雄: 波力発電ケーソン防波堤の開発, 昭和60年度港湾技術研究所講演会講演集, pp. 1~57, 1985.
- 2) 小島朗史ほか: 波力発電ケーソンの空気出力に関する理論および実験, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 638~643, 1983.
- 3) 宮崎武晃・堀田 平: マルチレゾナンス式振動水柱型波力発電装置の研究, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 707~711, 1985.
- 4) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 東大出版会, 237 p, 1977.
- 5) 伊藤喜行・谷本勝利: 数値波動解析法とその応用, 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 67~70, 1971.