

浮体式灯標の波浪中動揺

運輸省港湾技術研究所 海洋水理部

合田 良実

"

"

鈴木 康正

海上保安庁灯台部 工務課

築 貴義人

海上保安試験研究センター

長尾 一彦

1. 概要

海洋構造物には種々のものがあるが、早くから海洋に建設されてきたものの一つに航路標識がある。これには、灯台に代表されるような固定式と、ブイなどのように種々係留された浮遊式の二種類のものが、現在までのところ主体であった。固定式の灯標は、常にある一地点にあり、しかも変位を起さないということから、航路標識としては最も理想的な構造形式である。しかし、建設費が高いため、水深の深い地点には設置しにくいことなどの問題があることも事実である。一方、ブイなどの浮遊式のものは、灯台におけるこれらの問題を補うことができるものの、波などの力により傾斜角が過大となる場合があること、振れまわり運動のために航路標を実質的に使わなくなってしまうなどの欠点も持っている。そこで、これらの中立的な構造形式として灯台の下部を切断し、ユニバーサルジョイントで海底のアンカーに接続するような方式が考えられる。海上保安庁灯台部では、これを“浮体式灯標”と呼んでいる。

浮体式灯標は、外力を受けると主にある程度の変位を許す代わりに受ける力をなるべく小さくし、また変位に対しては、浮体式灯標自身の持つ浮力による復元力によって直立を保たせようとするものである。構造的には、図-1に示したようなものをはじめとしてさまざまな形式が考えられる。海上保安庁灯台部では波浪中における浮体式灯標の挙動について検討するため、1974年度に運輸省港湾技術研究所の協力の下、図-1の模型を用いて水理模型実験を行なった。その結果、実用性および施工性を考えると、単純な形状の円筒形が適当であろうという結論が得られた。これを基に、1977年7月から1978年の予定で神奈川県鳥ヶ崎において、直立式円筒形の浮体式灯標を用いた現地実験が行なわれ、近い将来実用化される予定である。本文は、鳥ヶ崎における海洋実験および実験水路における水理模型実験を基に、円筒形の浮体式灯標の波浪中の動揺を、実験的および理論的に検討したものである。

2. 実験方法

現地実験用の試験中に設置された鳥ヶ崎の地形図を示すと図-2のようになる。灯標の諸元が表-1に示されているが、海底から4mの高さにおいて水圧式波高計による水面波形の測定が行なわれている。また2方向の傾斜計が内蔵されており、そのうちの一方はN-S、他方はW-Eである。これらの水圧記録および2方向1つの傾斜角の記録は、自動平衡型ペン書きオシログラフ上にアナログデータとして書かれている。鳥ヶ崎現地実験井は海上保安庁灯台部によって製作・設置され、海上保安試験研究センターの管理の下にデータの取得ならびに波形の読取りが行なわれた。

これに対し、水理模型実験用の模型が試験研究センターにおいて作製され、それを用いた実験を港湾技術研究

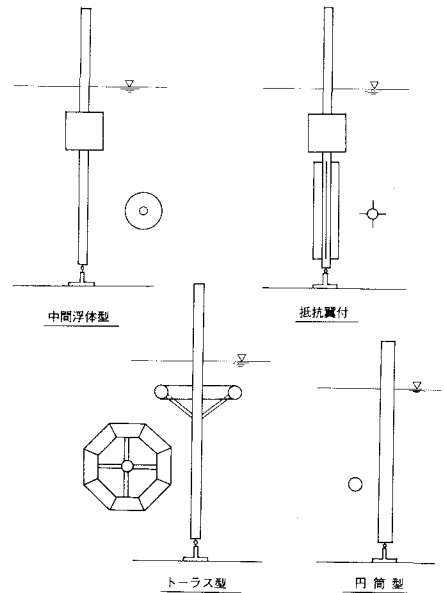


図-1 浮体式灯標

筑波大学研究室が行った。この模型は表-1に示したとおり、鳥ヶ崎実験槽の1/5.988模型である。実験においては灯標模型の頂部(ヒンジからの高さ101.9cm)に電球を取り付け、灯標が規則波あるいは不規則波中で動揺したときの電球の水平変位をX-Yアナライザーと呼ばれる装置によって検出した。同時に、灯標より約2.2m逆波側の水路中央において、容量式波高計によって水位変動も測定した。なお、実験に用いた不規則波は、光易の修正によるBretschneider型スプレッドとほぼ等しい副波数スペクトルを持つ波である。また、不規則波中の実験では損傷防止のため、灯標の底側に1cmずつ雁列に本のガードを水路軸方向に設けた。

3. 規則波中の応答特性

3.1 運動方程式とその解法

図-3に示すような座標系をとり、x軸の負方向に進む規則波中の動揺についてまず考える。規則波は2次元的水波であり流体力の合力は理論的にはx軸方向にのみ作用することになるが、ここでは灯標の動揺はx軸方向すなわち波の進行方向だけを考えるものとする。

いま、灯標のヒンジまわりの慣性モーメントをI、変位角を θ とすると、灯標の回転に関する運動方程式は次のようになる。(波力は座標軸の正方向を正、波力モーメントは反時計まわりを正としこる。)

$$(I + C_M I_0) \ddot{\theta} + B \dot{\theta} + \int_{-d}^0 C_D \rho A (z+l) \{u - (z+l)\dot{\theta}\} |u - (z+l)\dot{\theta}| dz + C \theta = - \int_{-d}^0 C_M \rho \pi a^2 \dot{u} (z+l) dz - \int_{-d}^0 C_D \rho A (z+l) u |u| dz \quad (1)$$

ここで、 I_0 : 灯標の水中部分と流体と置き換えたときのヒンジまわりの慣性モーメント

B : 粘性減衰モーメントの係数

C_M : 質量係数, C_H : 慣性力係数, C_D : 抗力係数

C : 静水圧的復元モーメントの係数

$\dot{u}$: 水平水粒子の速度

u : 水平水粒子の速度

式(1)の各項のうち、造波機抗モーメント $[-C_H I_0 \ddot{\theta} - B \dot{\theta}]$ 、および、右辺第一項の固定灯標に作用する慣性力によるモーメントは速度ポテンシャル理論から求められる²⁾。左おし、ここで用いているのは灯標の下端 $z=-d$ に作用する流体力を無視した近似解法である。表-1の灯標について、ポテンシャル理論によって各流体力係数を計算した結果は、図-4のようになった。この図からわかるように、流体力係数はいずれも入射波の周期の関数となる。しかし、 $C_M=2.0$, $C_H=1.0$ および $B=0$ と

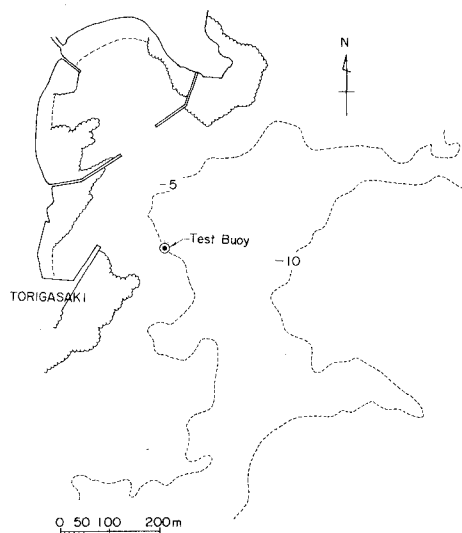


図-2 鳥ヶ崎地形図

表-1 灯標の諸元

区 分	実 物	模 型
水深 (h)	6.100 m	101.9 cm
全 長 (S)	6.150	102.7
半 径 (a)	0.400	6.68
吃 水 (d)	4.545	85.9
ヒンジ深さ (l)	5.272	88.05
重心の深さ (Zg)	1.622	27.09
全重量 (Wb)	0.815 t	3.78 kg
慣性モーメント (I)	1.338 t·m ²	17.98 kg·m ²
復元モーメント係数 (C)	4.145 t·m	322.4 kg·cm
固有周期 (Tb)	6.059 s	2.476 s

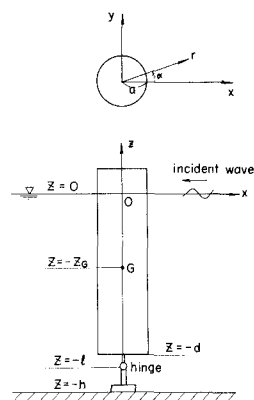


図-3 座 標

おのづから無関係な定数として扱われることも多い。今回対象とした浮体式灯標では、周期2秒以上の波に対してはこのような近似計算法でも一定の良好な結果が得られるものと思われる。また、固定灯標に作用する慣性力による抵抗力モーメントの位相を計算したところ、2秒以上の波では水粒子加速度とほぼ同じ位相とみなせることがわかった。

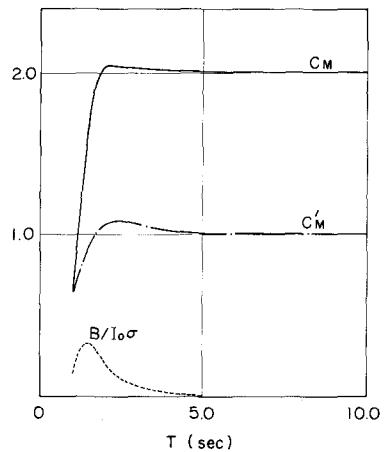


図-4 流体力係数

そこで、式(1)の左辺の項および右辺の2項はともに非線形項であり、それぞれ非線形減衰モーメントおよび固定灯標に作用する抵抗力による抵抗力モーメントを表わしている。そこで、抵抗力係数 C_D は灯標の全長にわたっての平均的な値を考慮するものとして積分記号の外側に出す。また、非線形減衰モーメントが問題となるのは共振周期付近であり、しかも共振周期付近では灯標の運動速度が水粒子速度に比べて小さいため、水粒子速度が非線形減衰モーメントに寄与する部分は相対的に小さいものと考えられる(水理模型実験において確認したところ、 $U_{max}=5.6 \text{ cm/sec}$ であるのに対し、 $(\dot{x})_{max}=38 \text{ cm/sec}$ であった)。そこで、非線形減衰モーメントの計算においては、 $U \div 0$ として計算を行なうものとし、式(1)の右に関する各積分を行なって整理すると次のようになる。

$$(I + C_M I_0) \ddot{\theta} + B \dot{\theta} + D \theta + C \theta^3 = \overline{M}_{FM} \cos(\omega t - \varepsilon_{FM}) + \overline{M}_{FD} \cos \omega t \quad (2)$$

ここで、 ω は入射波の円周波数、 $\overline{M}_{FM}$ は慣性力によるモーメントの振幅、 ε_{FM} はその水位変動に対する位相差、 $\overline{M}_{FD}$ は抵抗力によるモーメントの振幅、また $D = C_D \rho A \{ l^2 - (l-d)^2 \} / 4$ である。

この解法として、まず非線形力 $A \times |x|$ を、線形力 $A \times x$ による近似的に置き換えることを考える。その際、等価振幅 A は非線形力および線形力が $1/4$ サイクル当りに行なう仕事量が等しいという仮定のもとに定められる³⁾。これをを用いた式(2)の非線形項を線形化し、動揺振幅 θ および水位変動に対する位相差 ε_θ を求めると次のようになる。

$$\theta^2 = 2 \overline{M}_F^2 / \left[\{ -(I + C_M I_0) \omega^2 + C \}^2 + \sqrt{ \{ -(I + C_M I_0) \omega^2 + C \}^4 + 4 \left(\frac{\pi}{\omega} D \theta^2 \right)^2 \overline{M}_F^2 } \right] \quad (3)$$

$$\tan \varepsilon_\theta = \frac{(\overline{M}_{FM} \cos \varepsilon_{FM} + \overline{M}_{FD}) \frac{\pi}{3\omega} D \theta^2 + \overline{M}_{FM} \sin \varepsilon_{FM} \{ -(I + C_M I_0) \omega^2 + C \}}{(\overline{M}_{FM} \cos \varepsilon_{FM} + \overline{M}_{FD}) \{ -(I + C_M I_0) \omega^2 + C \} - \overline{M}_{FM} \sin \varepsilon_{FM} \frac{\pi}{3\omega} D \theta^2} \quad (4)$$

すなわち、

$$\overline{M}_{FD} = \frac{\pi}{3\omega} \overline{M}_{FD}' \quad , \quad \overline{M}_F^2 = (\overline{M}_{FM} \cos \varepsilon_{FM} + \overline{M}_{FD})^2 + (\overline{M}_{FM} \sin \varepsilon_{FM})^2$$

より一般的解法としては、式(2)を時局ステップごとに数値積分して行く解法がある。その手法にはさまざまなものが提案されているが、ルンゲ・フット・ギル法が標準的である。ただし、この方法を適用するときの一つの問題点は C_M 、 B その他の流体力係数が一般に運動周波数の関数であるため、特に過渡動揺あるいは不規則波の管に対してどのような値をとるべきか決定できないことである。しかし今回の浮体式灯標の場合には、図-4に示したように流体力係数がほぼ一定値をとる領域が対象であるため、ここでは $C_M = 2.0$ 、 $C_M' = 1.0$ 、 $B = 0$ とし、また $\varepsilon_{FM} = -\pi/2$ として計算を行なうこととした。さらに、実験における共振周期付近でのレイノルズ数は 7.42×10^3 であったので、抵抗力係数 $C_D = 1.0$ とした。数値計算結果については後述する。

3.2 規則波中の周波数応答特性

規則波中における周波数応答特性の実験および計算結果を示すと図-5のようになる。計算値は式(3)の解析解による値である。図中の実線($C_D = 0$)が非線形力を考慮しないときの値、一点鎖線、実線および破線が C_D の値をそれぞれ0.5、1.0、1.5としたときの結果である。一方、実験においては波の進行方向ばかりでは

なく、それと直角方向に灯標が横揺れする場合がみられた。横揺れが激しいときには、波が横揺れはじめから二波目には大きく横揺れし、水階の側壁方向から測定した見掛けの振幅が小さくなることもあった。そこで、記録の最初の部分に現われる最大の揺れ角と、その後に見られる定常状態の揺れ角とを両方読取ることにした。図中の○印が前者、●が後者である。

さて、図-5の非線形力を考慮しないときの計算値は、共振域付近では実験値と比べて過大となる（図-5）が、この周波帯では非線形減衰モーメントが大きな役割を果たしていることが推定される。

また、 C_D の値を変えて行なった結果を比較する

と、 $C_D=0.8$ 程度にすると測定値とほぼ一致するようであり、実験時のレイノルズ数から推定される値とほぼ等しい。なお、実験の対象とした周波帯では、固定灯標に作用する波力モーメントは慣性力によるものが支配的であり、式(1)の右辺の抵抗力はほとんど無視できる。また、図-5中の×印は数値積分法による計算結果（ただし $C_D=1.0$ ）をあらわしたものであり、解析解による結果と良く一致している。したがって、非線形力を含む運動方程式の解法として、数値積分法が有効であることがわかる。

4. 不規則波中の応答特性

4.1 理論計算法

前章で述べた規則波中における浮体式灯標の動揺を調べることは、本質的な要因について見極めやすいということと重要なことである。しかし、実際の海の波は波向、波高および周期が複雑に変化する不規則波であり、単純な規則波とは性質を異にする。したがって、不規則波中の灯標の応答は規則波中とは異なるものと推定されるので、より現実の波に近い不規則波中の応答について検討しておく必要がある。ここでは、規則波中の応答計算に用いた数値積分法によるシミュレーション法を、不規則波中の応答計算に応用する例を示す。

いま、波高と周期は不規則に変化するが波向は一方向だけの不規則波を考える。不規則波の表式法としては、それぞれに独立した成分波の線形重ね合わせであると考えて、次式を用いる。

$$\zeta(t) = \sum_{j=1}^N S_j \cos(\sigma_j t - \varepsilon_j) \quad (5)$$

ここに、 ζ : 時刻 t における $x=0$ の位置の水位、 S_j : 成分波の振幅、 σ_j : 成分波の円周波数
 ε_j : 成分波の位相

また、成分波の振幅は次式によって求める。

$$S_j = \sqrt{2 \int_{f_j-1}^{f_j+1} S_S(f) df} \quad (6)$$

ただし、 f_j は水位変動のスペクトルエネルギー $S_S(f)$ の分割周波数であり、各分割の持つエネルギーがほぼ等しくなるように定める。また、位相は $0 \sim 2\pi$ に一様に分布する乱数を用いる。

不規則波中の運動方程式は、規則波中の方程式(2)と同様の形となるが、右辺の慣性力と抵抗力は、各成分波による波力の和となる。また、不規則波の成分波の中には周期の短いものも含まれるが、現実の波では、たとえば2秒以下の周期を持つ成分波が持っているエネルギーは小さいものと考えられる。したがって、3.1節で述べたことから、不規則波中の灯標の応答計算においても、 $C_H=2.0$ 、 $C_A=1.0$ 、 $C_D=1.0$ および $B=0$ とし、

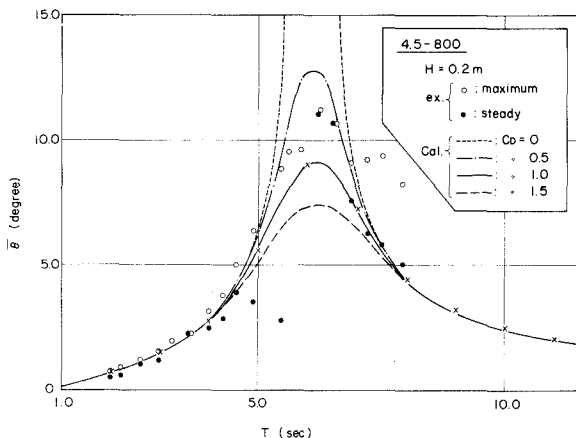


図-5 規則波中の周波数応答特性

また、水平水粒子加速度と慣性力との位相差を0とおいた。

4.2 水理模型実験結果

水理模型実験においては、水位変動および灯標に取付けた豆電球の水平変位が求められているので、それから水位変動と灯標の水平変位のスペクトルエネルギーが求められる。一方、このようにして得られた水位変動のスペクトルから前節で述べた方法によって計算した灯標の水平変位を統計解析すれば、水平変位のスペクトルの理論値を求めることができる。ここでは水位変動のスペクトルを50分割し、50個の成分波によってシミュレーションを行なった。計算時刻の開始は入射波の有義波周期の1/2とし、計算の総ステップ数は5000とした。このうち初期の約1800ステップは灯標の動座がまだ定常状態に達していないものとして捨て、残りの3202個のデータを用いている。したがって不規則波の平均周期を有義波周期の0.9倍と仮定すれば、シミュレーション波形には平均して約1/3波が含まれていることになる。著者の一人による数値実験によれば、この場合の波の統計量は有義波の波高と周期でそれぞれ約6%および4%、また最大波の波高と周期では約13%および10%の標準偏差をともなう。

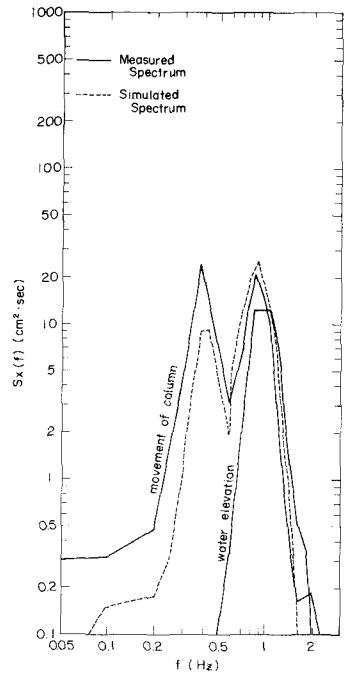


図-6 応答スペクトル

図-6はこのようにして求めた応答スペクトルの計算結果の一例である。実験が測定値、実験が計算値である。図-6も含め各種の周期を持つ不規則波中の動座の統計量を求めたのが表-2である。上に述べたことから最大波に対する値で誤差が大きいが、測定値と計算値はいずれのケースに対しても良く合っており、またスペクトル形もほとんど一致することから、不規則波中の応答を求めるための手法として数値シミュレーションは有効であると言える。

表-2 不規則波中の応答の統計量

ケース	成分	測定値				計算値			
		H_{max} X_{max}	T_{max}	$H_{1/3}$ $X_{1/3}$	$T_{1/3}$	H_{max} X_{max}	T_{max}	$H_{1/3}$ $X_{1/3}$	$T_{1/3}$
1	波形 H	13.90 ^{cm}	2.07 ^s	8.70 ^{cm}	1.89 ^s	13.01 ^{cm}	1.78 ^s	8.78 ^{cm}	1.94 ^s
	変位 X	59.85	2.16	45.02	2.15	51.30	2.09	41.19	2.19
2	波形 H	9.99	1.39	7.49	1.47	12.16	1.71	7.81	1.47
	変位 X	31.92	1.93	25.98	1.97	35.59	1.87	26.41	1.99
3	波形 H	13.67	1.07	9.79	0.97	14.20	1.06	9.49	0.99
	変位 X	17.19	1.40	12.07	1.54	18.37	1.21	12.55	1.22

また、図-6のように、灯標の固有周期より離れた所にピークエネルギーを持つ不規則波中では二山型の応答スペクトルとなり、したがって表-2のように入射波と応答の有義波周期が大きく異なる場合があることなどが、不規則波中の灯標の動座について検討する必要があることがわかる。

4.3 現地実験結果

現地においては、波浪のほかに風および潮流などの影響を受ける。波浪による灯標の運動はほぼ往復運動であるのに対し、風や潮流は一定方向の力を灯標に加えるために、灯標はある方向に片寄った動座をすることになる。灯標の設計に際しては、当然のことながら風、潮流などの影響も考慮しなければならないが、本文では波浪のみを検討条件としている。風力等の動座記録のうち中立点を中心にほぼ往復運動をしていると思われるものの一例を示すと右図のようになる。この図は方位を36等分し、灯標を上から見たとき、各時刻にその直線がどの方位にあるかを相対強度で

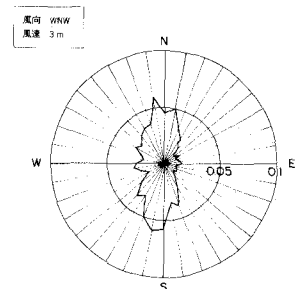


図-7 振れ角頻度分布

表わしたものである。現地の灯標は図-7で示されるような3次元的な運動をするが、次のようにして近似的に2次元応答スペクトルを求めた。図-7を見るとわかるように、灯標はほぼ南北方向に動揺しているが、北側と南側では異なる主方向を持っている。これを北側では $N10^{\circ}W$ 、南側では $S10^{\circ}W$ とし、このような向きを持つ面上へ灯標を投影し、揺れ角を求め2次元応答スペクトルを計算した。一方、同時に測定した水圧記録を水位に変換し、水位変動のスペクトルを求めれば4.1節により応答スペクトルが計算できる。ただし、水圧から水位への変換をすると短周期側に水圧記録のノイズが増加されて誤差が大きい。そのまゝでは計算に使えない。そこで、スペクトルのピークよりも高周波側では f^{-4} に比例して減少するものとしてスペクトル形を定めた。図-8は以上のようにして求めた応答スペクトルの実測値と計算値、また表-3はこれらの統計量である。なお、 C_D は0.5および1.0の2種類とした。表-3の②の計算値の上段は $C_D=1.0$ 、下段は $C_D=0.5$ としたときの値である。

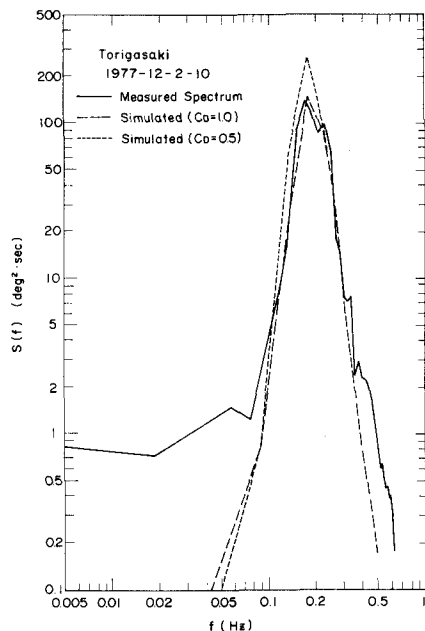


図-8 現地の応答スペクトル

図-8 および表-3から、鳥ヶ崎模型では $C_D=1.0$ とした方が実測値を良く説明できること、また灯標の動揺のスペクトルおよび統計量の計算値と実測値がよく合っていること、ここで用いた計算法は現地へも充分適用可能であることがわかる。

5. あ と が き

本文では、直立式円筒形をした浮体式灯標の波浪中動揺について理論的、実驗的に検討し、規則波中および不規則波中の応答を計算できることを示した。

ただし、流体力係数のうち抗力係数をいくつにとるか、また潮流および風などの影響をどのように評価するかなど、今後検討しなければならない事項が多い。抗力係数は安全側として0.5を用いることも考えられるが、潮流および風などの影響については、実驗的、理論的な検討が必要になってくるものと考えられる。

なお、本研究は、海上保安庁灯台部および海上保安試験研究センター、さらに港湾技術研究所海洋水部及び研究実室の多くの人々の御協力の下に行なわれたものである。特に、同研究室峰物質教授に於ては、物理模型実験の実施およびそのデータ解析において多大の御協力を得た。これらの人々に深い感謝の意を表する次第である。

参考文献

- 1) 林 直樹：半浮式灯標について、航路標識技術要報, No.13, 1974年3月, pp.21~26.
- 2) 谷田良実・鈴木康正・蜂須賀直也：直立式円筒形体の波浪中の動揺振幅に関する研究, 1977年12月 港湾技術研究所報告に発表の予定
- 3) S.チモシェンコ：工業振動学, 東洋図書, 1956年, pp.80~84.
- 4) Goda, Y.: Numerical experiments on statistical variability of ocean waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.16, No.2, June 1977, pp.3~26.