

共振周波数成分を含む不規則波による大型浮体の動揺特性

池野 正明*・平口 博丸*・鹿島 遼一*

1. はじめに

従来の火力・原子力発電所は冷却水の取得が容易な沿岸域で、しかも地盤条件の良い地域を選定して建設されてきた。当所では、発電所の立地地点を拡大するための1つの方策として、浮揚式海上立地方式を現在検討している。この方式は防波堤や護岸で囲まれた水域内に発電プラント全体を浮かべるものであり、地震に対する免震性および工場でのプラント製作による設計標準化などの長所を有している。プラントバージは箱型（平面寸法約150m×150m、喫水約15m）で水深20m程度の半閉鎖水域にドルフィン係留される。この場合、波浪動揺に関するバージの固有周期は10～20sec程度となるため、港口からの入射波や護岸からの反射波の共振周波数成分によってバージが大きな動揺を起こす可能性がある。プラントの安全性を確保するためには、このような不規則な波浪によるバージの動揺量を適切に評価する必要がある。

本研究は、大型浮体の不規則波浪による2次元動揺解析と模型実験を行ない、共振周波数付近にエネルギーを有する波浪による浮体の動揺特性を調べ、入射波の共振周波数成分が浮体の不規則動揺へ及ぼす影響について検討したものである。

2. 不規則波浪による浮体の動揺解析法

不規則波を対象とした浮体の動揺解析に有効な方法として、Cummins (1962) の遅延関数を用いた時系列解析の方法がある。

$$M_j \ddot{x}_j(t) + \sum_{m=1}^6 \left\{ a_{jm}(\infty) \ddot{x}_m(t) + \int_{-\infty}^t L_{jm}(t-\tau) \cdot \ddot{x}_m(\tau) d\tau + (C_{jm} + R_{jm}) \dot{x}_m(t) \right\} = F_j(t) \quad (j=1 \sim 6) \quad (1)$$

ここに、 t は時間、 x_j は運動変位であり、添字 j および m は1～6が各々 Sway, Surge, Heave, Pitch, Roll, Yaw に関する量である。“ $\cdot$ ”と“ $\ddot{}$ ”は t に関する

1階、2階微分を表わす。 M_j は浮体の質量および慣性モーメント、 C_{jm} は静的復元力係数、 R_{jm} は係留力係数、 F_j は波強制力、 $a_{jm}(\infty)$ は角周波数 $\omega \rightarrow \infty$ における付加質量係数、 L_{jm} は時間 $t-\tau$ における遅延関数である。

時間領域で定義された浮体の運動方程式(1)は、浮体に作用する風や波漂流力などの2次的な非線形外力が線形外力に比べて無視でき、係留系が線形とみなせるという仮定のもとに変形すると、つぎのようになる。

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\omega^2 M_j x_j^*(\omega) + \sum_{m=1}^6 \left\{ -\omega^2 a_{jm}(\omega) + i\omega b_{jm}(\omega) + C_{jm} + R_{jm} \right\} x_j^*(\omega) - F_j^*(\omega) \right] \cdot e^{i\omega t} d\omega = 0 \quad (j=1 \sim 6) \quad (2)$$

ここに、 ω は角周波数、 x_j^* は x_j の ω に対する複素フーリエ係数、 F_j^* は F_j の ω に対する複素フーリエ係数、 $a_{jm}(\omega)$ は ω における付加質量係数、 $b_{jm}(\omega)$ は ω における造波減衰係数、 i は虚数単位である。式(1)から式(2)への変形にあたっては、つぎの関係を利用している。

$$L_{jm}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [b_{jm}(\omega) + i\omega \{a_{jm}(\omega) - a_{jm}(\infty)\}] \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (3)$$

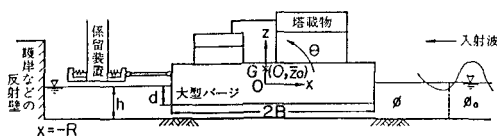
$$x_j(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x_j^*(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (4)$$

式(2)によると、動揺の各周波数成分は周波数領域の運動方程式を満たしている。したがって、単位振幅、初期位相0の正弦波が入射した場合の定常解（入射波に対する応答倍率と位相差の情報を持つ応答関数） $\hat{x}_j^*(\omega)$ と不規則な入射波の水面変位の時系列から求まる複素フーリエ係数 $H_j^*(\omega)$ を ω ごとに掛け合わせ、逆フーリエ変換によって時間領域へ変換すれば、浮体の不規則波浪による動揺時系列が決まる。すなわち、つぎの式で表わされる。

$$x_j(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_j^*(\omega) \hat{x}_j^*(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (j=1 \sim 6) \quad (5)$$

断面2次元を対象とした本研究では、 $j=1, 3, 5$: Sway, Heave, Roll の運動を取り扱い、周波数領域での

* 正会員 工修（財）電力中央研究所 我孫子研究所水理部



圖一-1 2次元座標系

鉢(ω)の計算に際し、井島らの境界要素法(1978)およびポテンシャル接続法(1972)を用いて評価した。しかし、このようなポテンシャル理論に基づく解析では、浮体の隅角部での渦の剝離などの流体粘性に起因する抗力の効果が無視されているため、浮体運動の固有周波数付近で動揺量が過大評価される。そこで、本研究では小舟(1978)と同様に、非線形な抗力を浮体の運動速度に比例した線形抗力で近似し、水平および回転に関する運動方程式に加えた(池野ら, 1988)。なお、本研究では、図-1に示すように浮体背後に護岸等の反射壁がある場合についても検討しており、護岸における任意反射率の境界条件としてつぎの式を用いている。

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{x=-R} = \frac{1 - re^{iz^*}}{1 + re^{iz^*}} ik\phi \Big|_{x=-R} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 R は浮体の中心軸と護岸との水平距離、 γ は護岸での任意の反射率、 e^* は反射波の位相差、 k は波数 ($\omega^2/g = k \tanh kh$ の実正根)、 g は重力加速度、 h は水深、 ϕ は時間項 $e^{i\omega t}$ を省略した複素ポテンシャルである。

3. 水理模型実験

入射波と動揺量の関係を詳細に調べるために、2次元造波水路(長さ 76.5 m, 幅 0.9 m, 深さ 1.2 m)を用いて、縮尺 1/100 の断面実験を行なった。浮体模型は長さ 142 cm, 幅 89 cm, 高さ 35 cm のアクリル製であり、浮体内に串団子状の重りを配置することにより重心高さや慣性モーメントを調節した。係留は水平方向の線形係留とし、図-1 に示すような係留装置を奥行方向に2基配置した。浮体模型および係留に関する諸元を表-1 に示す。水深は 24 cm とし、入射波は表-2 に示すような 33 種類の規則波と 4 種類の不規則波を対象とした。規則波は波高 2 cm と一定にし、周期を変化させた。不規則波には Bretschneider-光易型スペクトルを用い、そのエネルギー値(0次モーメント)が規則波とほぼ等しくなるようにするとともに、水平および回転運動の固有周期に有義波周期が近くなるように設定した。浮体を囲む護岸で波が完全消波および完全反射される場合を想定し、進行波と重複波の2種類の実験を行なった。重複波の実験では、浮体背後に直立壁を設置し、浮体岸側壁と直立壁の距離 $4S$ を規則波実験では 150~200 cm の 10 cm 毎に6種類、不規則波実験では 150, 200 cm

表一1 模型浮体の諸元

	模 型 浮 体	想定実機
浮体幅 $2B$	142.0 cm	142.0 m
奥行幅 B'	89.0 cm	142.0 m
喫 水 d	15.5 cm	15.5 m
水 深 h	24.0 cm	24.0 m
重心高さ z_0	静水面上 6.5 cm	静水面上 6.5 m
重 量 W	195.7 kgf (2.2 kgf/cm)	3.1×10^5 tf
慣性モーメント I	$36.85 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ ($0.41 \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{cm}$)	$5.9 \times 10^{11} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$
係留装置の バネ定数 $K(K')$	3.0 kgf/cm ($6.7 \times 10^{-2} \text{ kgf}/\text{cm}$)	48 tf/cm
	1.3 kgf/cm ($2.9 \times 10^{-2} \text{ kgf}/\text{cm}$)	21 tf/cm

()は単位奥行当,

表-2 入射波の諸元

入射波	波 高 (cm)		周 期 (sec)		備 考
規 則 波	2.00		0.80~3.00		0.1~0.05 sec 間隔の 33 種類
不規則波	$H_{1/3}$	2.99	$T_{1/3}$	1.22	CASE 1
		2.48		1.38	CASE 2
		2.79		1.54	CASE 3
		2.81		1.88	CASE 4

の 2 種類変化させた。浮体の動揺の計測にはレーザ変位計を用いた。重心位置での回転，水平，鉛直の各動揺成分は，同時計測された浮体の 3 点での変位を座標変換して求めた（池野ら，1988）。不規則波の実験では，浮体がない状態の座標原点であらかじめ計測した入射波の時系列と動揺時系列が対応するように計測した。計測時のデータ数は 2048，サンプリング周期は規則波 0.01 sec，不規則波 0.04 sec である。

4. 周波数応答関数の特性

(1) 計算条件

まず、周波数領域での応答関数を求める。境界要素法の計算結果とポテンシャル接続法による解析結果とが一致するためには、要素長を計算対象とする成分波の波長の $1/10$ 以下にする必要がある (池野ら, 1988)。そこで、図-1 に示す計算領域の境界分割数を 1.2 Hz 以下の 100 成分について 160 分割, $1.2 \sim 2.4 \text{ Hz}$ の 100 成分について 280 分割とした。 2.4 Hz 以上の成分波については、入射波のエネルギーレベルが低いことからこれを無視した。なお、成分波の受け持つ周波数幅は、実験データを FFT 解析する時の最小周波数 $\Delta f (\div 0.012 \text{ Hz})$ と等しくなるようにした。岸側での境界条件は、護岸で波が完全に消波する場合には式 (6) において $\gamma=0$, 直立壁により完全反射する場合には $\gamma=1$, $\epsilon^*=0$ とした。

(2) 護岸で完全消波する場合

表—3 に浮体運動の共振周期に関する計算結果および

実験結果を示す。表中の推定値とは伊藤ら(1972)の近似理論により求めた結果、計算値とは境界要素法とポテンシャル接続法により求めた応答関数が極大を示す周期である。表-3によれば、Swayの共振周期に関する推定値、計算値および実験値はよく一致している。また、係留パネの影響を受けないHeaveの共振周期についても、これらの値はよく一致している。一方、Rollの共振周期については、これらの3値に差異が生じている。この原因はつぎのようである。比較のために行なった水深を60cmとした実験ではRollの共振周期に関するこれらの3つの値はよく一致していた。したがって、表-3のRollの結果に見られる差異は、浮体の寸法や喫水に比べて水深が24cmと浅いため、付加慣性モーメントの

表-3 浮体運動の共振周期

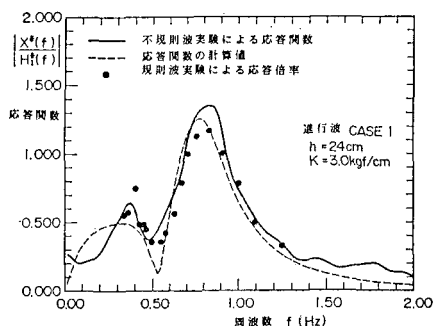
	Sway (sec)			Heave (sec)			Roll (sec)		
	推定値	計算値	実験値	推定値	計算値	実験値	推定値	計算値	実験値
パネ定数 $K=3.0$ kgf/cm	1.15	1.15	1.15	2.95	3.00	3.00	1.66	1.75	2.10
パネ定数 $K=1.3$ kgf/cm	1.75	1.75	1.75	2.95	3.00	3.00	1.67	1.80	2.10

付加質量 28.470 kg/cm, 付加慣性モーメント 1.011 kgm²/cm,
メタセンタ長 94.16 cm

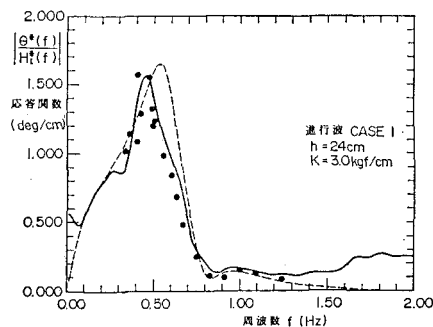
理論値が実際の値と異なってしまったものと考えられる。図-2に浮体の水平および回転運動の周波数応答関数を示す。図中の実線は不規則波実験による結果であり、入射波 CASE 1 に関して浮体動揺と入射波の水面変位とのクロススペクトルを入射波のパワースペクトルで割ることにより求まる応答関数(日野, 1979)の応答倍率、図中の“●”は規則波実験の結果であり、動揺振幅を入射波の振幅で割って求めた応答倍率、図中の破線は境界要素法による定常解析結果である。図-2の規則波および不規則波の実験結果同志を比較すると、両者の応答関数はかなりよく一致していることがわかる。したがって、本研究のように対象とする入射波の波高が比較的小さい場合、不規則波による浮体動揺量は規則波による結果の線形重ね合わせによって十分評価できると判断される。境界要素法による計算値と実験値を比較すると、水平運動の場合、入射波成分が小さく誤差の大きいと思われる0.3 Hz以下の周波数を除き、計算値と実験値はよく一致している。一方、回転運動に関しては、応答関数が最大となる0.5 Hz付近において表-3で示したように計算値と実験値とで共振周波数のずれが生じている。

(3) 護岸で完全反射する場合

図-3に浮体岸側壁と直立壁の距離 ΔS が150cmとなるように設置した場合の水平および回転運動の周波数

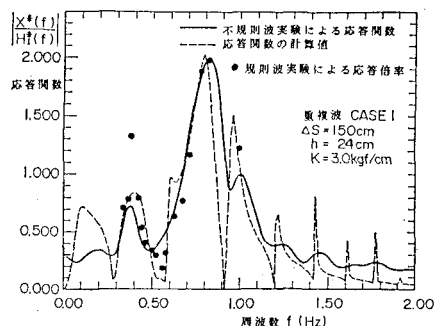


(a) 水平運動

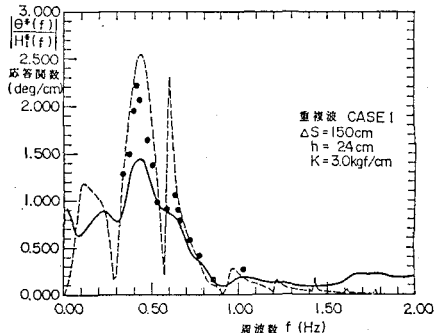


(b) 回転運動

図-2 護岸で完全消波する場合の応答関数の特性



(a) 水平運動



(b) 回転運動

図-3 護岸で完全反射する場合の応答関数の特性

応答関数を示す。図中の実線は入射波 CASE 1 に関する不規則波実験結果，“●”は規則波実験結果，破線は境界要素法による計算結果である。図-3 によると表-3 で示した浮体運動の固有周波数に加えて，直立壁・浮体間の距離と成分波の波長と関係で決まる固有周波数が存在するために応答関数は図-2 よりも複雑な特性を示すことがわかる。図-2 および図-3 の不規則波実験結果はスペクトルの推定誤差を低下させるため，クロススペクトルと入射波のパワースペクトルを Hanning のスペクトルウィンドウによって各々 20 回程度平滑化したものを割り算している。このため，図-3 のように周波数応答特性が複雑な場合は規則波実験結果や解析結果よりも見かけ上滑らかな特性を示すが，重複波の場合でも進行波の場合と同様に不規則動揺を規則波による結果の重ね合わせによって十分評価できると判断される。

5. 不規則波浪動揺特性

(1) 解析手法の適用性

周波数領域での定常解析によって求めた周波数応答関数と浮体に作用する不規則な入射波 CASE 1~4 の浮体の設置中心位置で計測した水面変位の時系列の FFT 解析による複素フーリエ係数を各周波数ごとに掛け算する逆 FFT 解析に必要な応答関数の周波数成分は 1,024 個であるので，定常解析で求めた 2.4 Hz 以下の 200 成分以外の応答関数の値を 0 とする。したがって，逆 FFT

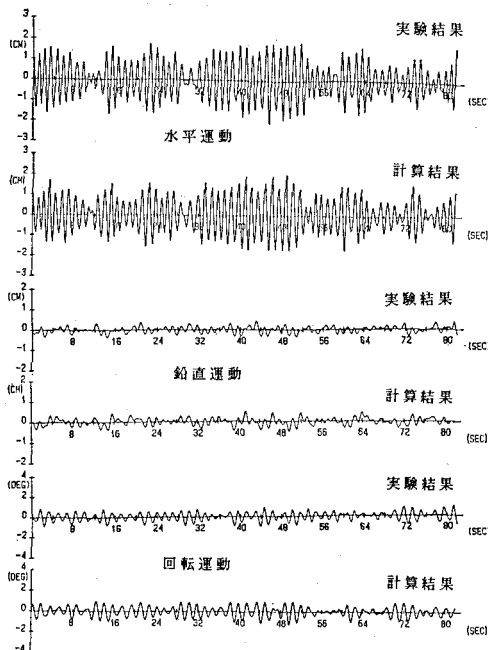
解析により，時間間隔 0.04 sec，データ数 2,048 個の不規則動揺時系列が得られる。図-4 に浮体の水平，鉛直，回転動揺の時系列の実験結果と解析結果を示す。図-4 によると，解析結果は実験結果とよく一致し，波群特性までもうまく表現している。表-4 は動揺時系列をゼロアップクロス法で波別解析した結果を示したものである。表-4 によれば，解析結果と実験結果の有義動揺量や有義動揺周期はよく一致している。図-5 は入射波 CASE 1 に関する回転運動と入射波のパワースペクトル密度の分布特性を示す。図中の“○”は入射波，実線が回転運動の実験結果，破線が計算結果である。図-5 および表-4 によると，応答関数の応答倍率が周波数ごとに異なり，浮体運動の固有周波数付近で大きくなるので，動揺のスペクトルピーク周波数や有義動揺周期は入射波と一致していない。

(2) 入射波の共振周波数成分の影響

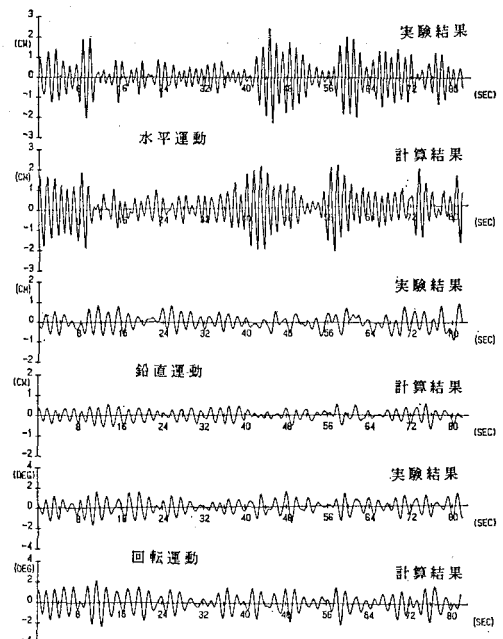
図-6 は有義波周期の異なる 4 種類の入射波について動揺量の実験結果と入射波のゼロアップクロス法による max 比，1/3 比およびスペクトル解析による $\sqrt{m_0}$ 比を示したものである。図-6 によると，入射波の有義波周期が動揺の固有周期に近づくとき動揺量が急激に増大することがわかる。

6. ま と め

本研究により得られた結果を要約すると以下のように



(a) 進行波, CASE 1, $K=3.0 \text{ kgf/cm}$



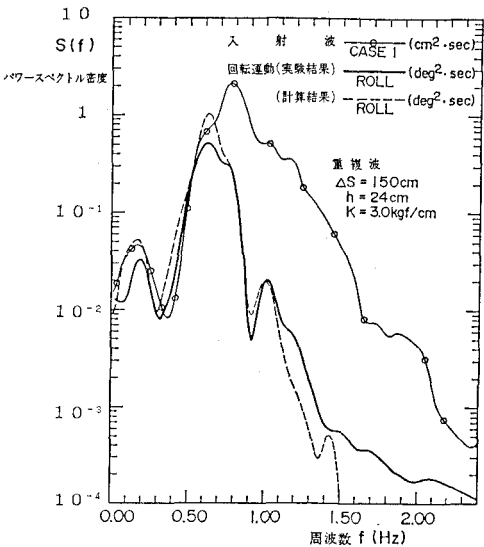
(b) 重複波, $\Delta S=150 \text{ cm}$, CASE 3, $K=3.0 \text{ kgf/cm}$

図-4 浮体の動揺時系列

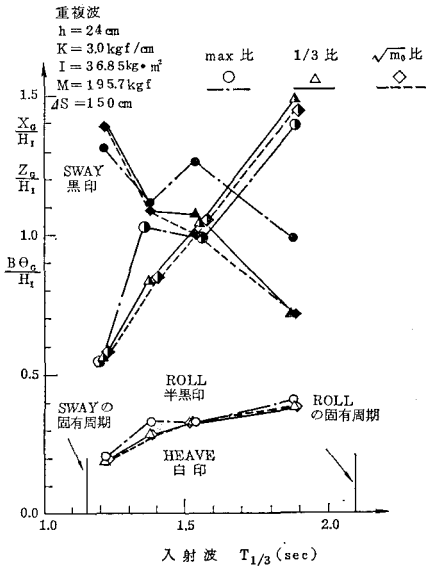
表—4 ゼロアップクロス法による動揺量と周期

入 射 波	$T_{1/3}$ (sec)	Sway				Roll				
		X_{max} (cm)	T_{max} (sec)	$X_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (sec)	θ_{max} (deg)	T_{max} (sec)	$\theta_{1/3}$ (deg)	$T_{1/3}$ (sec)	
CASE 1	1.22	3.95	1.32	3.17	1.26	1.70	1.59	1.37	1.66	実験値
		3.68	1.31	2.94	1.29	2.12	1.62	1.76	1.64	計算値
CASE 2	1.38	2.81	1.37	2.23	1.32	2.34	1.71	1.78	1.69	実験値
		2.69	1.39	2.40	1.32	2.62	1.63	2.11	1.70	計算値
CASE 3	1.54	3.69	1.26	2.26	1.38	2.95	1.77	2.40	1.82	実験値
		3.25	1.32	2.35	1.35	4.01	1.77	3.11	1.81	計算値
CASE 4	1.88	2.68	1.27	1.70	1.47	3.80	1.84	2.97	2.03	実験値
		2.67	1.35	1.88	1.50	5.83	1.91	3.64	1.93	計算値

進行波 $K=3.0 \text{ kgf/cm}$



図—5 回転運動と入射波のパワースペクトル密度分布



図—6 入射波の有義波周期と動揺量の関係

なる。

① 浮体の不規則波浪による動揺は、応答関数の特性により入射波の共振周波数成分が強調される。このため、動揺周期は必ずしも入射波の周期と一致せず、共振周波数付近に入射波のエネルギーが集中すると、動揺量が大きくなる。

② 半閉鎖水域での浮体運動の共振周波数として、浮体の固有周波数に加えて水域寸法と入射波の波長との関係で決まる固有周波数が存在する。

③ 入射波の波高が比較的小さく、係留系が線形とみなせる場合、不規則波による浮体の動揺は規則波による動揺の位相を考慮した線形重ね合わせとして評価してもよい。

係留装置に作用する荷重を低減させることを目的として、現在、プラントバージの係留バネとして提案されているものは定反力型の防舷材である。今後、非線形なバ

ネの係留効果を取り入れて動揺解析を行なう 予定 である。

参 考 文 献

池野正明・平口博丸 (1988): 浮揚式発電所の規則波による動揺特性, 電中研報告, U88042, 59 p.
井島武士・田淵幹修・湯村やす (1972): 有限水深の波による矩形断面物体の運動と変の变形, 土木学会論文集, 202号, pp. 33~48.
井島武士・吉田明徳・山本督夫 (1978): 任意断面浮体の2次元係留運動と波の变形, 土木学会論文集, 272号, pp. 53~63.
伊藤嘉行・千葉 繁 (1972): 浮防波堤の水理に関する近似理論と応用, 港研報告, 11巻, 2号, pp. 137~165.
小舟浩治 (1978): 浮体係留における粘性抵抗力および拘束条件の影響について, 港研報告, 17巻, 4号, pp. 59~87.
日野幹雄 (1979): スペクトル解析, 朝倉書店, pp. 121~153.
Cummins, W. E. (1962): The Impulse Response Function and Ship Motions, Schiffstechnik, Bd. 9, Heft 47, pp. 101~109.