

(昭和 63 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

係留半潜水式海洋構造物の風波併存時における 運動及び相対水位変動

正員 竹 沢 誠 二* 正員 馬 寧**

On the Motion and Relative Water Surface of a Moored Semisubmersible Platform
under Combined Conditions of Irregular Waves and Winds

by Seiji Takezawa, *Member* Ma Ning, *Member*

Summary

Generally the critical motions and relative water surface of a moored semisubmersible are very complicate under combined external disturbances; namely steady wind, dynamic variable winds and irregular waves. This paper deals with the steady and variable parts using frequency domain approach. The analysis is done for wave frequency and very low frequency. Theoretical predictions are compared to experimental results and a good agreement is obtained.

Also the effect of the damping coefficient on the response spectrum estimation of very low frequency is discussed, and the cause for scattered statistical values estimated from response spectrum is investigated. Finally, a practical method for total prediction for motion and relative motion including the very slowly varying phenomena and steady drift parts is introduced.

1 緒 言

波浪、風圧力が複合して海洋構造物（以下セミサブと称す）に作用する時、セミサブの運動およびその他の諸応答はかなり複雑な様子を呈し、外力条件によってはデッキ冠水、転覆または係留索の破断の可能性がある。スタビリティ問題上重要なパラメータの一つである相対水位変動については、詳細な研究を行った例が少ない^{1),2)}。本研究では風（定常風、変動風）と波が複合したケースを取り扱い、横波状態で係留されたセミサブの運動及び相対水位変動を系統的に実験を行うとともに、理論計算法による推定と比較した。相対水位変動には基本運動と同様に顕著な長周期成分が存在し、これに注目し長周期成分を含んだ応答スペクトルの計算をし、それらの定常分、極大値の推定も行い、実験値と比較した。また極大海象下における critical behaviour を検討した。

2 実 験

2.1 供試模型

本研究に使用したモデルは2ローハル8コラムの

* 横浜国立大学工学部

** 横浜国立大学大学院工学研究科

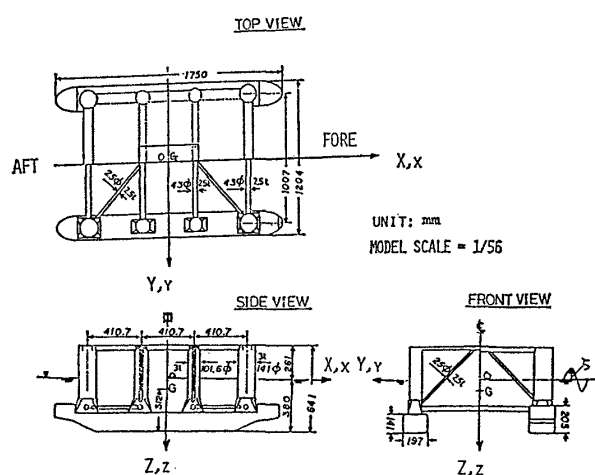


Fig. 1 Configuration of Model and Definition of the Coordinate System

SR-192 に類似の典型的な半潜水式海洋構造物で、その形状を Fig. 1 に、主要目を Table 1 に示した。モデルの縮尺は 1/56 である。サバイバル状態での喫水は 21.3 m で、initial Air Gap は 11.8 m である。なお、本論の図表中の値は原則として実機での値を使用している。

2.2 実験概要

実験は横浜国立大学の長水槽 (100m×8m×3.5m) で

Table 1 Principal Dimension of Model

		MODEL	SHIP
LENGTH	L (m)	1.750	98.0
BREADTH	B (m)	1.204	67.4
DEPTH	D (m)	0.641	40.6
DRAUGHT (SURVIVAL CONDITION)	d (m)	0.380	21.3
DISPLACEMENT IN FRESH WATER	W	119.1 kg	20915.9 ton
KG	(m)	0.312	17.73
GM _i	(m)	0.09	5.04
GL _L	(m)	0.15	8.40
INITIAL AIR GAP (SURVIVAL CONDITION)	(m)	0.21	11.82
TRIM	(m)	0.00	0.00
RADIUS OF GYRATION (m)	ROLL	0.5306	29.7136
	PITCH	0.5286	29.7136
	YAW	0.6490	36.3440
WATER DEPTH	(m)	3.50	196.0

行った。係留システムは水槽の長手方向に引かれた4本のスチールチェーンからなる。係留チェーンの初期張力およびライン長はサバイバル状態（風圧力、潮流力、波漂流力による全外力が 710 ton）を想定して決定した。初期張力は 56 ton となった。なお、本論では主に風速 100 kt 相当の風荷重（291 ton）を用いた。

実験装置の概要を Fig. 2 に示した。風荷重のシミュレーション法として本学で開発した動的風荷重装置を用いた。この装置は風圧力を計算された風圧中心（デッキから 8.4m）に集中荷重として与えるもので、両側の台車上に固定されたサーボモータからくり出したワイヤーでリングゲージを介してデッキ上の着力点を引っ張り、リングゲージの出力をコントローラーにフィードバックし

て風荷重を模擬するのである。定常風はもとよりダイナミックな風荷重も任意の強さと方向の組合せでシミュレーションできる利点を持っている。またモデルの運動を拘束しないようにできている。

運動の計測には光学式リモートセンシング方式のポジションセンサーデバイス (P.S.D.) を用いた。これは



Fig. 2-1 Relative Motion Measured on the Weather Side Column with a Video Camera Type Wave Probe, in a Case where Irregular Waves and Winds are Combined. (The Wave is Coming from the Right Side of the Figure, and the Water Line Corresponds to the Upper White Limit on the Column. It can be Detected for Relative Motion at any Position with a 'Width Analyzer'.)

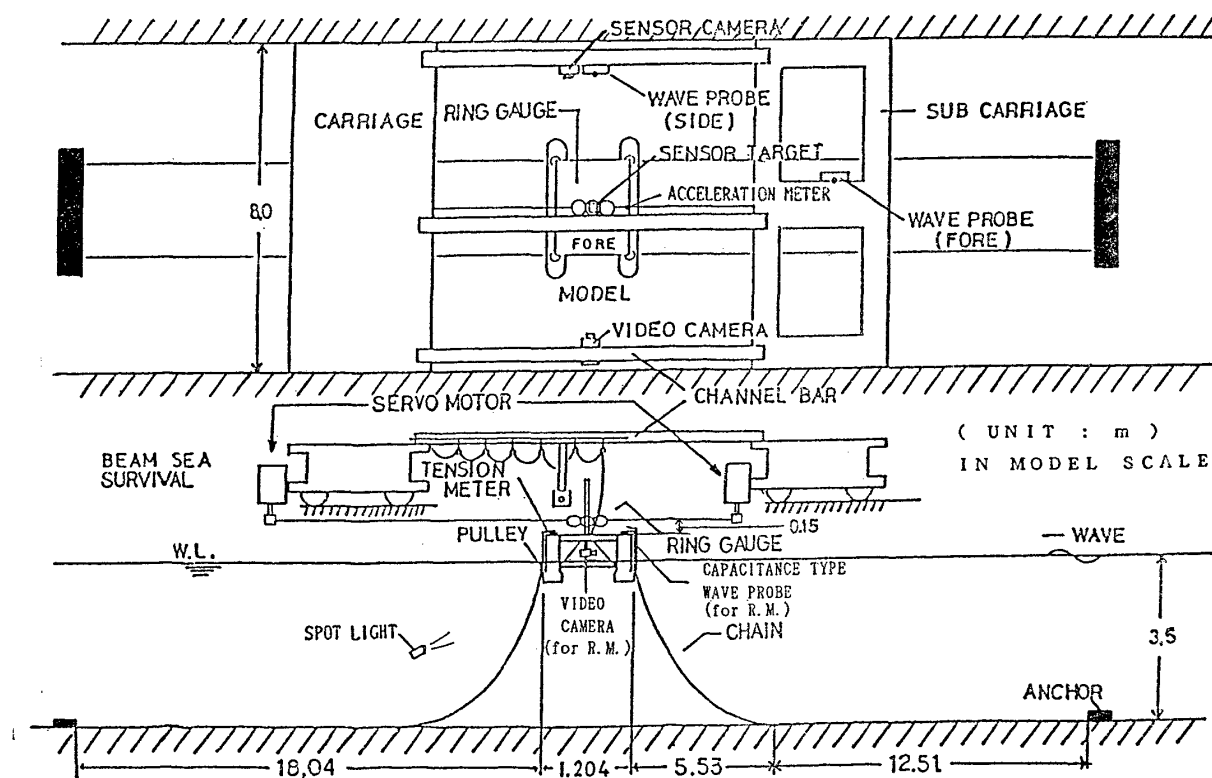


Fig. 2 Arrangement of the Experiment Apparatus

無接触型で複合外力下のような大変位の計測に適している。

相対水位の計測は波上側の甲板縁に取り付けられた容量式波高計の他に今回新しく開発した映像処理装置 (width analyzer) による波高測定法を使用した。これはセミサブの甲板下中央に取り付けられた超小型のビデオカメラでコラム上における水面上下を測るものである。スポットライトで水面下を光らせ、船体カメラでとらえた映像信号を2値化し、その境界線を感知するのである。通常の波高計に比べて大波高や崩れ波の計測に有効で、また多点計測が容易にできるなどのメリットがある。Fig. 2.1 に船体カメラによって撮られた波上側のコ

ラムにおける水面変動の映像を示す。

この他に係留ラインの張力をストレインゲージ式検力計により、入射波を模型の前方および真横のサーボ式波高計により同時計測記録されている。本研究に使用した水波は規則波の他に過渡水波、長波頂不規則波の各種である。不規則波は長周期運動を誘起しやすい JONSWAP 型スペクトルを持つ大波傾斜のものを使用した。

3 規則波中の計算結果および実験結果

3.1 規則波中のセミサブの運動

規則波中のセミサブの運動の線型応答の計算は Hooft の考え方³⁾に基づいて行った。これは構造物が多数の部

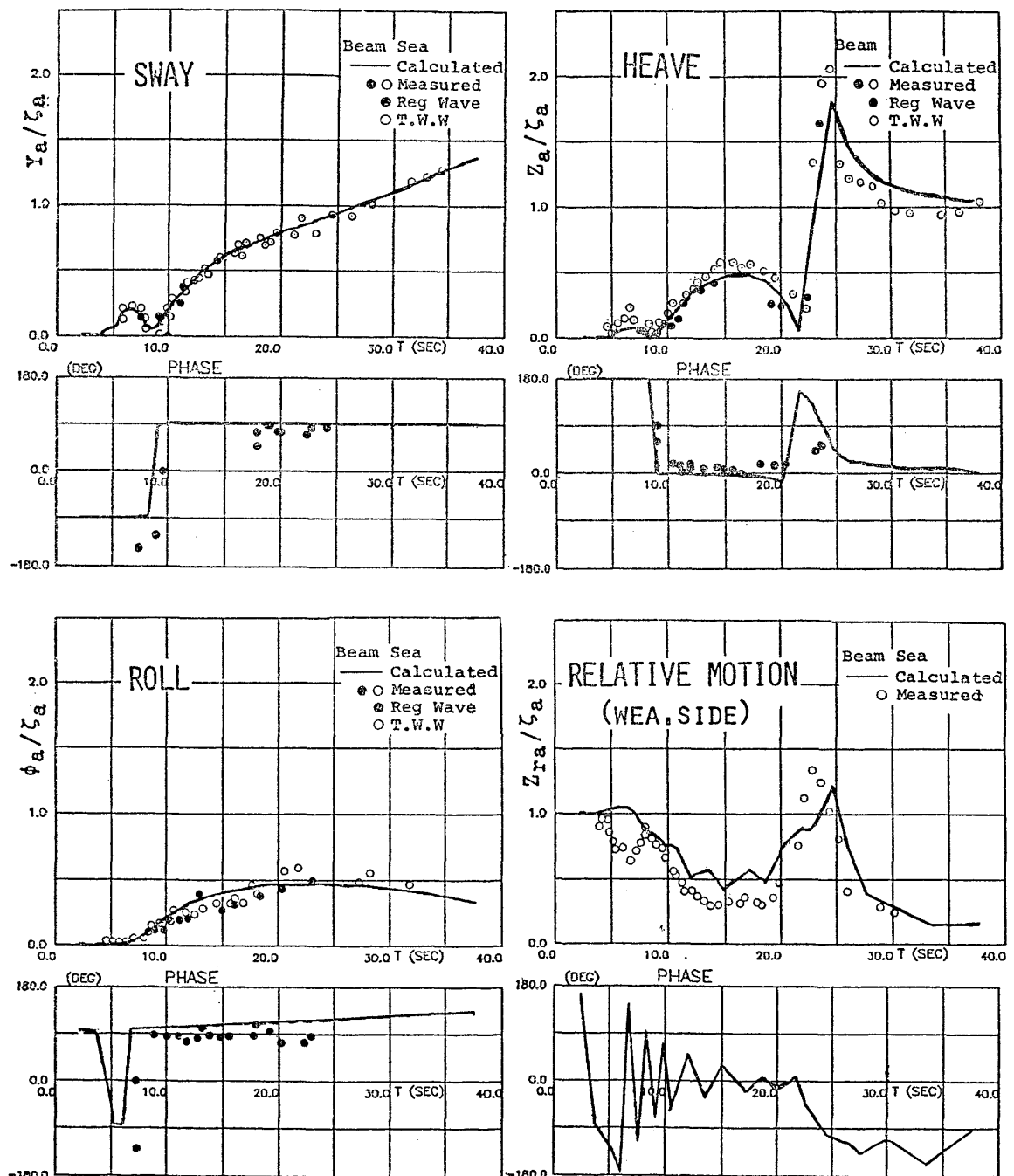


Fig. 3 Frequency Transfer Function of Motions and Relative Motions

材から成ると考え、波強制力と付加質量および減衰力はそれぞれの部材について計算し、たし合わせる方法である。部材の流体力係数 (C_d, C_m) は DnV ルールなどによって決めることができるが、本研究では自由動揺試験⁴⁾より得られた構造物全体の流体力係数を用いて計算している。計算に使用した座標系および運動の方向の定義を Fig. 1 に示してある。

ただし O-XYZ: 空間固定座標系

G-xyz: 船体重心固定座標系

である。なお、相対水位の正の方向は波面が下がる方向に取っている。

Fig. 3 にはスウェー, ヒープ, ロールの波周波数応答関数の計算結果と実験値を比較して示した。●印は規則波中の実験値で、○印は過渡水波中の実験値である。全体的に振幅部, 位相部とも両者の一致がよく、ヒープの同調点でもわずかに違いがあるが計算値が実験値をよく説明している。このように自由動揺試験より得られた減衰係数等を使用することによってヒープの同調点をも含め波周波数領域の運動推定が精度良くできることがわかる。

規則波中の運動の定常分 (ドリフトとヒール) は2次の定常波浪外力によって起こされることが知られている。波漂流力に関する理論計算法^{5), 6)}は数多く発表されているが、本論で扱うようなセミサブの場合は莫大な計算時間を要する。本研究では Numata の方法¹⁾に従い水面下浮体に生じる揚力の計算によりセミサブ全体に働く揚力, ヒールモーメントの近似計算を行った。

規則波中の平衡位置にある係留セミサブの両側の没水した下部浮体 (ローハル) に働く揚力 (F_{L1}, F_{L2}) は Lee, Newman⁷⁾ によると次のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} F_{L1} &= \pi R^2 L \cdot 2 \rho g k^2 \zeta_a^2 \cdot (I_1(2kR)/kR) e^{-2kh_1} \\ F_{L2} &= \pi R^2 L \cdot 2 \rho g k^2 \zeta_a^2 \cdot (I_1(2kR)/kR) e^{-2kh_2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= (h_0 - b \tan \phi) \cos \phi \\ h_2 &= (h_0 + b \tan \phi) \cos \phi \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$R = S / \sqrt{\pi} \quad (3)$$

$$k = \omega^2 / g \quad (4)$$

ただし, ζ_0 : 波振幅

ϕ : 定常傾斜角

h_0 : 静水面からローハルの断面の面積中心までの距離

b : 両ローハル間の長さの半分

S : ローハルの midship における断面積

$I_1(2kR)$: 第1種の変形 Bessel 関数

構造物に働く揚力は

$$F_L = F_{L1} + F_{L2} \quad (5)$$

となる。一方ヒールモーメントは両ローハルの揚力の差によって生じると考えられるので、次のように計算される。

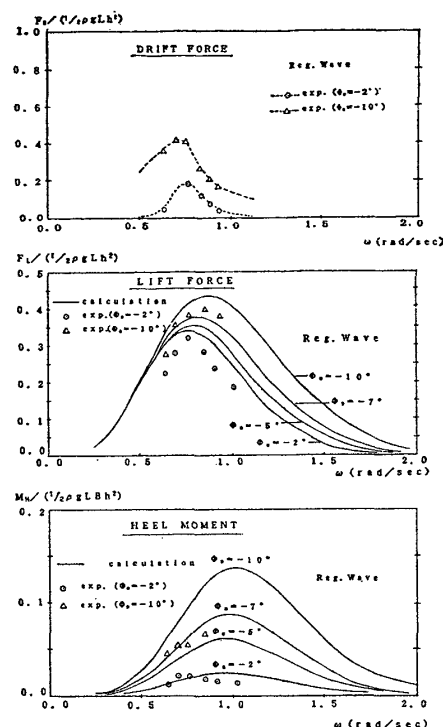


Fig. 4 Experimental and Theoretical 2nd Order Wave Forces

$$M_H = b \cos \phi (F_{L1} - F_{L2}) + d \sin \phi (F_{L1} + F_{L2}) \quad (6)$$

ただし, d : 重心からのローハル断面の面積中心までの距離

また (1) 式によれば

$$\begin{aligned} M_H &= 2 \rho g \pi R^2 L k^2 \zeta_a^2 \cdot (I_1(2kR)/kR) \\ &\quad \times (b \cos \phi (e^{-2kh_1} - e^{-2kh_2}) \\ &\quad + d \sin \phi (e^{-2kh_1} + e^{-2kh_2})) \end{aligned} \quad (7)$$

となる。

(5), (7) 式で計算したセミサブの揚力, ヒールモーメントを無次元化して実験値 ($\phi = -2^\circ$, $\phi = -10^\circ$) と比較して Fig. 4 に示した。計算結果が実験の傾向をよく説明し, またオーダー的にも一致した。なおドリフト力の実験値も合わせて図示した。いずれの場合も構造物の (波上側に) 定常傾斜角が増大すると (特にヒールモーメント) 増加する傾向にある。

3.2 規則波中の相対水位変動

セミサブの船側相対水位は船体運動と入射波及び船からの反射波の合成現象で, 次のような4つの寄与が考えられる。

- 1) 船体動揺 (6自由度の基本運動) によるもの
- 2) 波面の上下変位
- 3) 船体運動による動的な水位変動
- 4) 波の orbital motion による動的な水位変動

船体動揺 (6自由度の基本運動) によるものの計算は次のようにできる。6自由度の運動を (8) 式に表わす。

$$\text{Surge: } X = X_a \cos(\omega t - \varepsilon_X)$$

$$\text{Sway : } Y = Y_a \cos(\omega t - \varepsilon_Y)$$

$$\text{Heave : } Z = Z_a \cos(\omega t - \varepsilon_Z) \quad (8)$$

$$\text{Roll : } \phi = \phi_a \cos(\omega t - \varepsilon_\phi)$$

$$\text{Pitch : } \theta = \theta_a \cos(\omega t - \varepsilon_\theta)$$

$$\text{Yaw : } \psi = \psi_a \cos(\omega t - \varepsilon_\psi)$$

ただし, $X_a \sim \psi_a$: Surge ~ Yaw の振幅

$\varepsilon_X \sim \varepsilon_\psi$: Surge ~ Yaw の位相差

ω : 運動の円周波数

したがって, 船体動揺による船側の (x_P, y_P) 点における上下方向変位は

$$Z_r = Z - (x_P - x_G)\theta + y_P\phi \quad (9)$$

となる。

波面の上下変位によるものは波面の上下変位の船側 (x_P, y_P) における値を計算すればよい。

$$\zeta_P = \zeta_a \cos(kx_P \cos \chi - ky_P \sin \chi - \omega t) \quad (10)$$

χ : 波の入射角

となる。

一般には 3), 4) のような dynamic swell-up の影響は船舶の場合には少ないとされている⁹⁾。本研究でもそれらを見捨てて次式で計算を行っている。

$$Z_r = [Z - (x_P - x_G)\theta + y_P\phi] - \zeta_P \quad (11)$$

Fig. 3 に波上側の相対水位の計算結果と実験結果を示

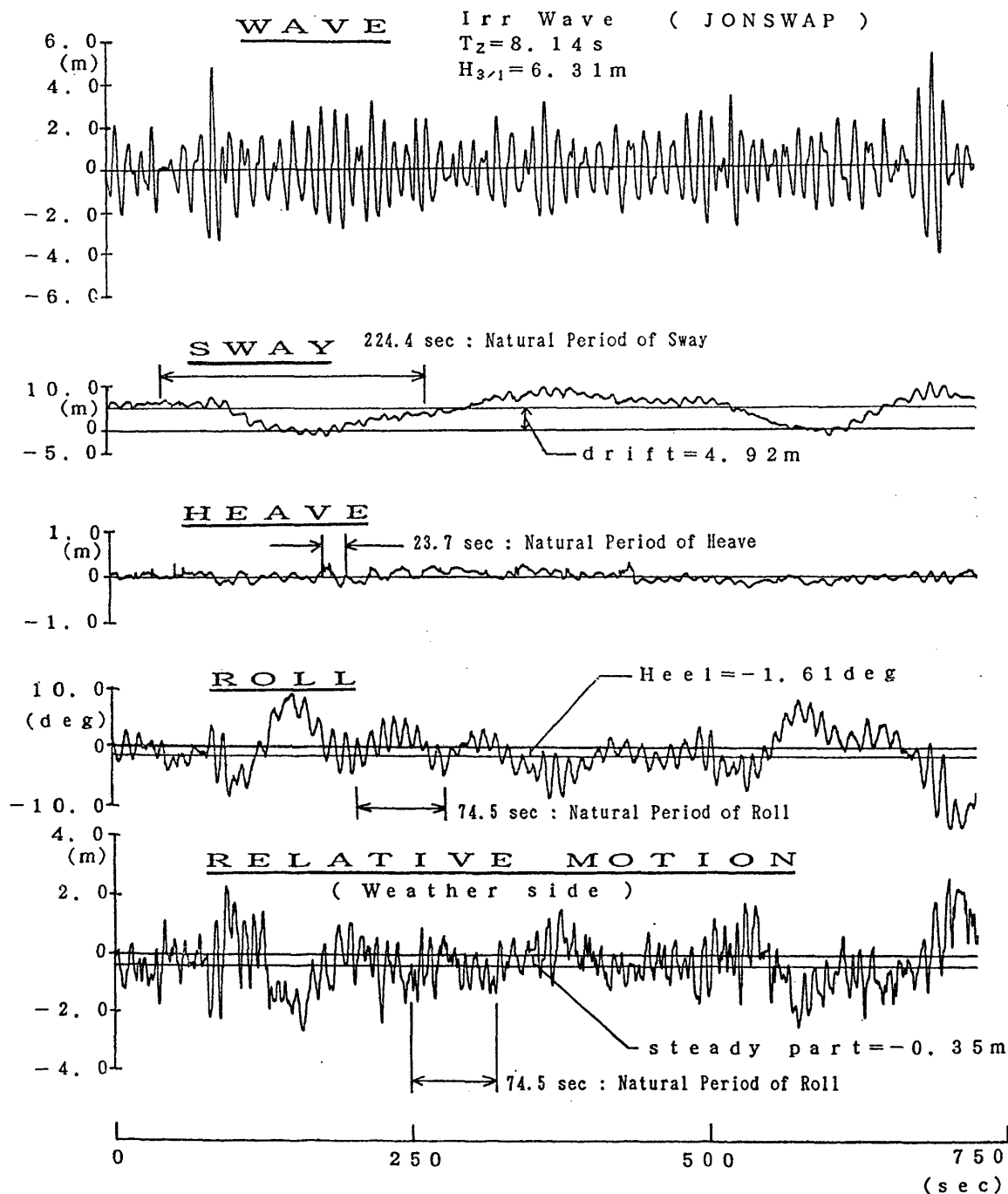


Fig. 5 An Example of Measured Time-History in Irregular Waves

Table 2 Natural Period of the Motions in Survival Mooring Condition (with & without constant wind force)

	without constant wind force		with constant wind force (109kt)	
	MODEL	SHIP	MODEL	SHIP
SWAY	40.0 sec (0.208)	224.4 sec (0.028)	17.9 sec (0.351)	133.8 sec (0.047)
HEAVE	3.2 sec (1.584)	21.7 sec (0.025)	4.6 sec (2.072)	22.7 sec (0.277)
ROLL	10.0 sec (0.031)	74.5 sec (0.004)	9.3 sec (0.074)	69.8 sec (0.090)

() : circular frequency ω (rad/sec)

した。振幅部にプロットされた実験値はビデオカメラ式波高計によって、コラムの横側で計測された結果である。相対水位の振幅応答にはヒープに同調したピークが見られ、波周期が短くなるにつれ1.0に収束し、波周期が長くなればゼロになっていく。10秒から20秒にかけてロールとヒープが相殺して0.5前後となる。計算結果と実験値とはヒープの固有周期を含め、全般的に良く合っている。10秒以下で生じる相違は dynamic swell-up の影響によるものと考えられる。

4 不規則波中の計算結果および実験結果

不規則波中に係留されたセミサブは2次の波浪外力を受け、固有周波数に近い周波数での同調運動が生じる。これは係留系の設計上と安全性の問題上重要な意味をもつ。Table 2 には本研究に用いた係留セミサブの固有周期を示した。風(約100kt)による定常変位が生じた場合のそれも合わせて示したが、固有周期は(特にスウェー)係留系の復原力の変化により短くなっている。

Fig. 5 に不規則波中実験より得られたタイムヒストリーの一例を示した。運動及び相対水位に定常分と顕著な長周期変動が観測される。以下に不規則波中の運動及び相対水位の波周波数成分とともに定常変位、長周期変動部分に注目して計算比較を行った。

4.1 パワースペクトル

4.1.1 運動のスペクトル

不規則波中の運動応答のスペクトルは低周波数領域と波周波数領域に分けて考えると次のように表わされる。

$$S_X(\omega) = S_X^L(\omega) + S_X^H(\omega) \quad (12)$$

波分スペクトルは3章で述べた周波数応答関数 $H_X(\omega)$ を用いて計算することができる。

$$S_X^H(\omega) = H_X^2(\omega) S_\zeta(\omega) \quad (13)$$

ただし、 $S_\zeta(\omega)$: 入射波のスペクトル

長周期運動のスペクトルは Pinkster⁹⁾ によれば波漂流力の周波数は不規則波の相異なる二つの成分波の周波数の差によって表わされ、規則波中の漂流力応答関数を用いて次のように計算できる。

不規則波中の長周期変動する波漂流力のスペクトル $S_F(\mu)$ は

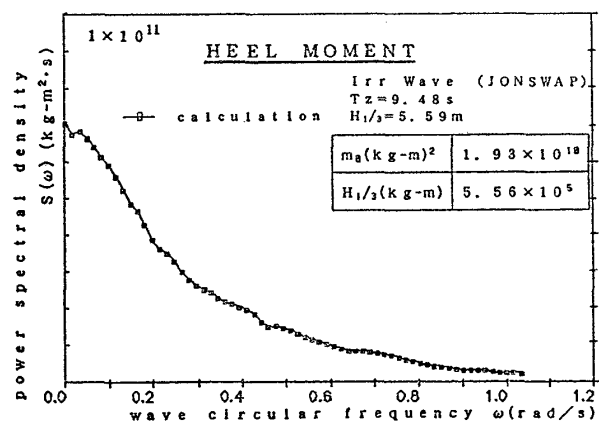
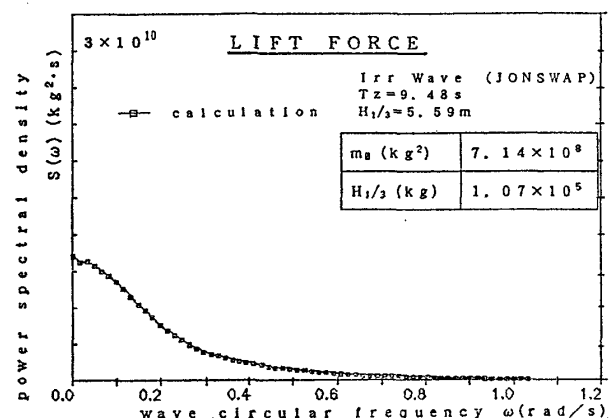
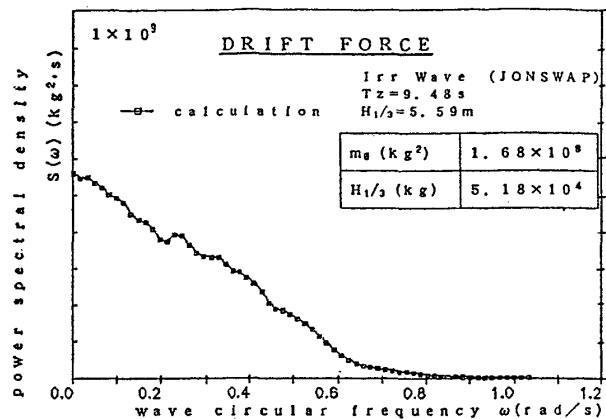


Fig. 6 Calculated Spectral Density of 2nd Order Wave Forces and Moment in Irregular Waves

$$S_F(\mu) = 2\rho^2 g^2 \int_0^\infty S_\zeta(\omega) S_\zeta(\omega + \mu) R^2(\omega + \mu/2) \times \cos(\mu\omega a/g) d\omega \quad (14)$$

ただし、 $S_\zeta(\mu)$: 不規則波のパワースペクトル

μ : 長周期の周波数

a : 両ローワーハル間の長さ

$R(\omega) = F_D(\omega) / (0.5\rho g \zeta a^2)$: 規則波中の波漂流力周波数応答関数

$F_D(\omega)$: 波漂流力

となり、長周期運動を下記のような1自由度の運動方程式で表わすと、

$$(M+A)\ddot{X}(t)+B\dot{X}(t)+CX(t)=F(t) \quad (15)$$

長周期運動の周波数応答関数は

$$\frac{X_a}{F_a}(\mu) = \frac{1}{\sqrt{\{(C-(M+A)\mu^2)^2+B^2\mu^2\}}} \quad (16)$$

ただし、 A : 付加質量または付加慣性モーメント

B : 等価線型化した減衰係数

C : 復原力係数 (係留復原力を含む)

となる。

したがって長周期運動のスペクトル $S_X(\mu)$ は、(14) 式、(16) 式より次式となる。

$$S_X^L(\mu) = \frac{S_F(\mu)}{\{(C-(M+A)\mu^2)^2+B^2\mu^2\}} \quad (17)$$

Fig. 6 に (14) 式に従って計算した変動漂流力のパワースペクトルを示した。後述の Fig. 7 に示した不規則波に対応しているが、波のスペクトルに比べて、より低い周波数側にパワーを持っていることがわかる。これらは量的には小さいが運動のダンピングも小さいため長周期運動が誘起される原因と考えられる。

Fig. 7 に (12), (13), (17) 式に従って計算した運動スペクトル (点線) を実験値 (実線) と比較して表わした。なおドリフト力以外、2次の波浪外力の応答関数 ($R^2(\omega+\mu/2)$) は Fig. 4 に示した計算値を用いている。

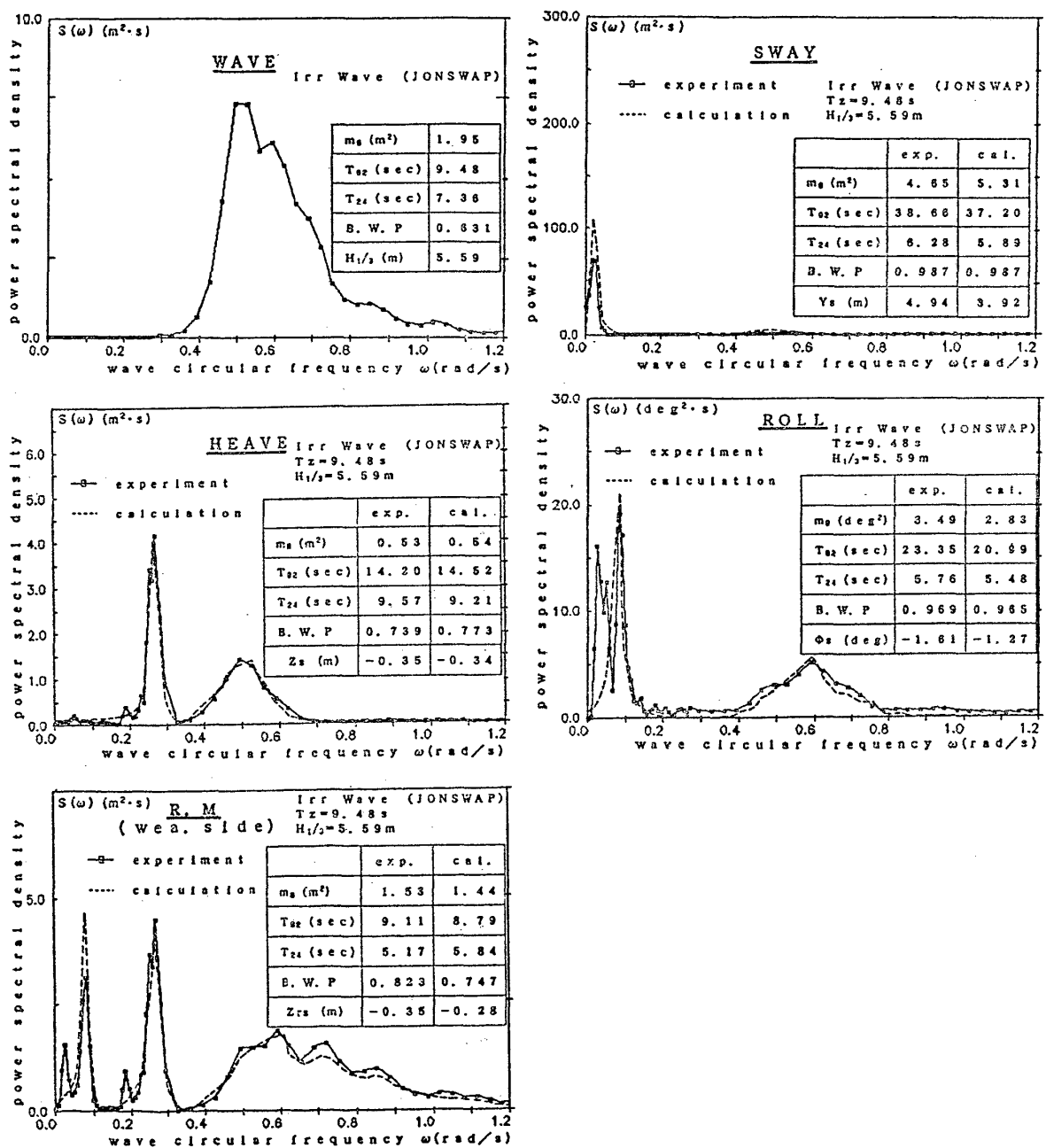


Fig. 7 Comparison of Calculated and Measured Spectral Density of Motions and Relative Motion in Irregular Waves

スウェー, ヒープ, ロールのパワースペクトルのいずれにも波周波数よりはるかに低い固有周波数付近において高いピークを持ち, 典型的な両峰スペクトルになっている。ロールスペクトルの実験値にはスウェーの固有周波数に対応したピークも現われているが, これは係留系の復原力によるロールとスウェーの連成運動によるものと考えられる。全般的に長周期分, 波分のスペクトルの計算値と実験値がよく一致し, m_0, T_{02}, T_{24} , バンド幅パラメータ (BWP) 等の推定も図中のテーブルが示すように精度良く行われた。

(15) 式の左辺の付加質量 (付加慣性モーメント), 減衰係数は当然のことながら運動を大きく左右すると考えられる。長周期運動が固有振動に近い narrow band スペクトルであると考えて静水中自由動揺試験より得られたそれらを使用した。またスウェー, ロールの固有周波数においてピークの計算値が実験値よりもやや大きいのは波浪中の減衰係数増加に原因があるのではないかと推測される。なお, 本研究でも静水中自由動揺試験の他に, 長周期強制動揺試験を実施し固有周波数では自由動揺試験と有意義な差はなかった。その詳細については別の機会に譲ることとする。

4.1.2 相対水位のスペクトル

Fig. 7 に波上側のコラム上における相対水位のパワースペクトルを示した。波成分の他に低周波数域において大きなピークを二つ持ち, それぞれロール, ヒープの固有周波数に対応しているのが特徴的である。

一般にセミサブの長周期ロールと長周期ヒープの周波数がかけ離れているので, 長周期領域における相対水位のスペクトル $S_{RM}(\omega)$ は運動から計算できると考えられるので, 横波状態では次式で与えられる。

$$S_{RM}(\omega) = y_P^2 S_\phi^L(\omega) + S_z^L(\omega) + H_{RM}^2(\omega) S_\zeta(\omega) \quad (18)$$

ただし, y_P : 計算点の y 座標

$S_\phi^L(\omega)$: ロールの長周期スペクトル

$S_z^L(\omega)$: ヒープの長周期スペクトル

$H_{RM}^2(\omega)$: 相対水位の波周波数応答関数

計算と実験結果は Fig. 7 によれば良く一致し, 長周期運動 (ロール, ヒープ) のスペクトルから推定可能であることがわかる。

4.2 定常ドリフト, ヒール角, 相対水位

不規則波による定常漂流力はその成分波の周波数に対応する漂流力応答関数と波スペクトルより計算できる。

$$F_D = \rho g \int_0^\infty S_\zeta(\omega) \cdot R(\omega) d\omega \quad (19)$$

したがって運動の定常変位を X_S は次のように計算できる。

$$X_S = \frac{F_D}{(C_X^{(0)} + C_X^{(1)})} \quad (20)$$

ただし, $C_X^{(0)}$: 静的復原力

$C_X^{(1)}$: 係留系による復原力

波に加えて定常風を作用した時, 漂流力は

$$F_D = F_D^{(WA)} + F_D^{(WI)} \quad (21)$$

ここに, $F_D^{(WA)}$: 波による漂流力

$F_D^{(WI)}$: 風による漂流力

となる。一方, 相対水位の定常分 Z_{rs} は定常ヒール角 ϕ_s と鉛直方向の定常変位 Z_s から求められる。

$$Z_{rs} = \phi_s \cdot y_P + Z_s \quad (22)$$

Fig. 8 には不規則波中 (○と実線) および不規則波, 波と逆向きの定常風が複合した時 (△と点線) の計算値と実験値を比較して示した。なお実験値は有義波高 5.6 m, ゼロクロス平均周期 8~9.5 sec を使用している。

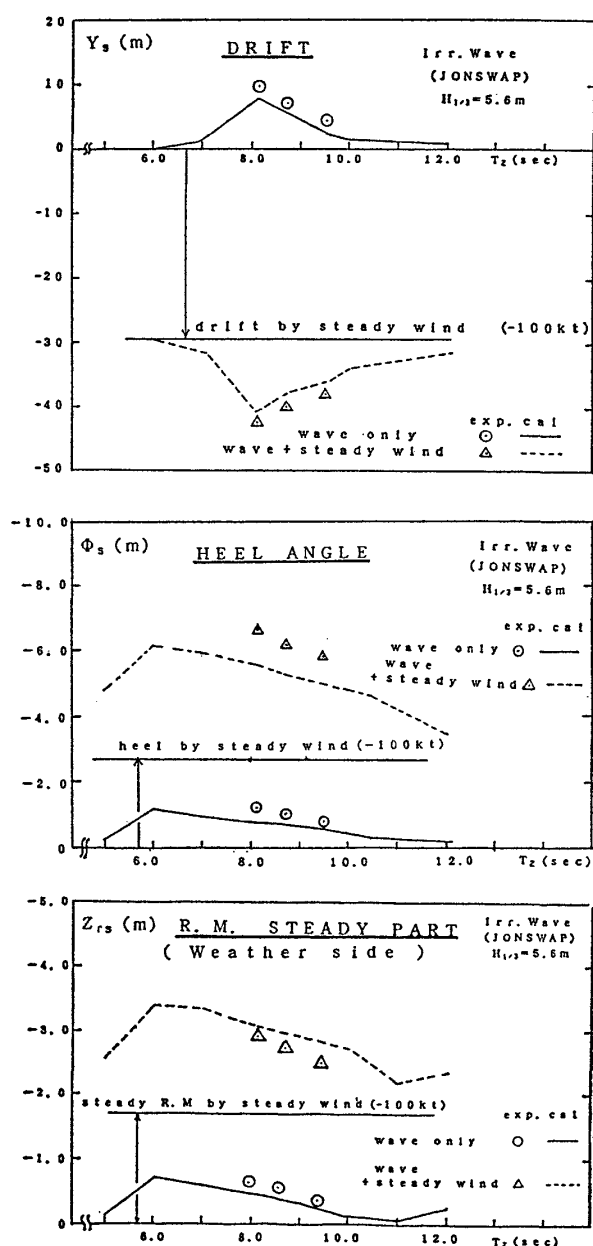


Fig. 8 Drift, Heel Angle and Steady Relative Motion in Irregular Waves and Steady Wind plus Irregular Waves

定常風による定常変位はカタナリ理論より平衡位置を推定したものである¹⁰⁾。波と風が複合した時の結果は定常風と波それぞれによるものの和よりも大きくなっていることがわかる（特にヒール，定常相対水位）。これは3章で述べた漂流力係数が定常傾斜角の増大につれ大きくなることによると推測される。また定常ヒール角が波と風が複合したケースでは，計算値が小さくなっているが，ヒールモーメントにドリフト力の寄与が大きくなっているのではないかと考えられる。

5 波と変動風が複合した場合の計算 および実験結果

不規則波と不規則変動風が複合したシビアな環境下で

の実験より得られたタイムヒストリーを Fig. 9 に示した。変動風はゼロクロス平均周期がロールの固有周期に近い Karman 型のスペクトルを有するバイアス部を持った不規則変動風である。図中示したように運動と相対水位に大きな定常分がみられる他，ロールの固有振動を含んだ著しい長周期運動が目立ち，また相対水位が initial Air Gap を超えているのも数回記録された。

変動風を加えた不規則波中の運動のパワースペクトルは不規則波と不規則変動風それぞれによるスペクトルを計算し，周波数領域でそれらの和で表わせると考えられる。波による応答スペクトル $S_X^{Wa}(\omega)$ は4章で述べた方法で算定すれば良いが，変動風による応答スペクトル $S_X^{Wz}(\omega)$ は風の周波数応答関数¹¹⁾と風のスペクトルよ

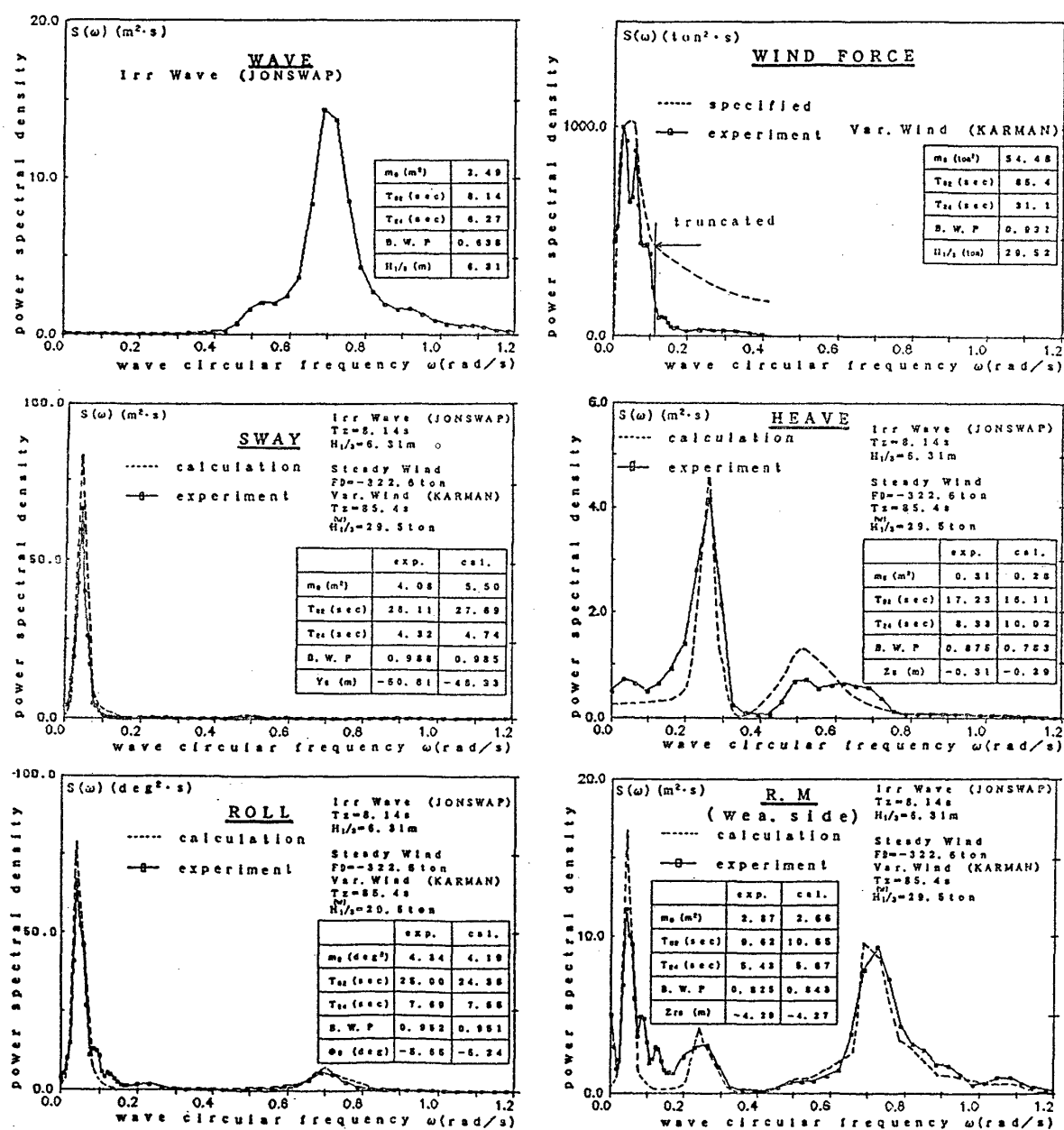


Fig. 10 Comparison of Calculated and Measured Spectral Density of Motions and Relative Motion in a Combined External Load Condition (Wave+Wind)

り計算できる。よって、運動スペクトルは

$$S_X(\omega) = S_X^{Wa}(\omega) + S_X^{Wi}(\omega) \quad (23)$$

となる。

一方、相対水位のスペクトルは4章に述べた方法と同じく長周期領域では運動から、波周波数領域では波周波数応答関数から計算できる。

Fig. 10 に計算したスペクトルと実験より得られたそれを示した。ヒープと相対水位の低周波数域では一部相違があるが、スペクトルの形状も m_0 などとも両者の相関が良くスペクトル推定法の妥当性が示される。

6 不規則変動量の極大値

6.1 確率密度関数

任意不規則時系列 $\eta(t)$ の mean level からの極大値 Longuet-Higgins¹²⁾ のスペクトルバンド幅パラメータ ω を変数とする一般確率密度関数によって与えられる。

$$P(\xi, \epsilon) = \frac{\epsilon}{\sqrt{2\pi}} e^{-\xi^2/2\epsilon^2} + \frac{\sqrt{1-\epsilon^2}}{2} \xi e^{-\xi^2/2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\xi \sqrt{\frac{1-\epsilon^2}{2\epsilon^2}} \right) \right\} \quad (24)$$

ただし、 $\xi = h/\sigma_\eta$: 無次元極大値

h : 時系列の極大値

σ_η : 時系列の標準偏差

(24) 式を長周期変動を含む係留セミサブの運動について次のように適用してみる。不規則波中の運動応答は一般に非常に低い周波数と波周波数部分にピークを持つ two-peak 型スペクトルが多いので、その時系列 $h(t)$ を低周波数のもの $h^L(t)$ と波周波数のもの $h^H(t)$ に分けて考えられる。

$$h(t) = h^L(t) + h^H(t) \quad (25)$$

時系列の分散は

$$m_0 = m_0^L + m_0^H \quad (26)$$

となる。さらに $h^L(t)$, $h^H(t)$ のスペクトルはそれぞれ十分 narrow なので、中心周波数を ω_L, ω_H とすれば

$$S_h(\omega) = m_0^L \delta(\omega - \omega_L) + m_0^H \delta(\omega - \omega_H) \quad (27)$$

ただし、 $\delta(\omega)$: Dirac のデルタ関数
と書くことができる。

(27) 式の解析的計算によりスペクトルのバンド幅パラメータ ϵ は次式で与えられる。

$$\epsilon(K, \gamma) = \frac{\{2K(K-\gamma) + \gamma(K^2(1-\gamma))\}}{\{\gamma + K^2(1-\gamma)\}} \quad (28)$$

$$\text{ただし, } K = \omega_H^2 / \omega_L^2 \quad (29)$$

$$\gamma = m_0^L / m_0 \quad (30)$$

すなわち長周期変動を含む時系列でも波分スペクトルの中心周波数と長周期分スペクトルのそれとの比および長周期分スペクトルの m_0^L とトータル m_0 との比に

よって ϵ が一意的に決まることわかる。

一方、累積確率分布関数 $q(\xi, \epsilon)$ は (24) 式より

$$q(\xi, \epsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\int_{\xi/\epsilon}^{\infty} e^{-(1/2)x^2} \cdot dx + \sqrt{1-\epsilon^2} \cdot e^{-(1/2)\xi^2} \times \int_{-\infty}^{-\xi(\sqrt{1-\epsilon^2}/\epsilon)} e^{-(1/2)x^2} \cdot dx \right] \quad (30)$$

となる。

$1/N$ 最大平均値または N サンプル中の最大値は

$$\xi_{1/N} = N \int_{\xi'}^{\infty} P(\xi, \epsilon) d\xi \quad (31)$$

で与えられる。

ただし、 ξ' は $q(\xi, \epsilon)$ が $1/N$ となる最小の ξ で、次式による。

$$\frac{1}{N} = \int_{\xi'}^{\infty} P(\xi, \epsilon) d\xi = q(\xi', \epsilon) \quad (32)$$

不規則波中のスウェーの極大値、ロール、相対水位の極小値（負の極大値）の確率密度関数と累積確率分布を理論スペクトルより計算し、実験より得られた時系列の直接統計解析の結果と比較したのは Fig. 11 である。いずれも長周期成分が大きいものであるが、ヒストグラムと理論曲線の一致が良く、その分布がガウス分布 ($\epsilon = 1.0$) に近いことがわかる。また右側の累積分布（正規確率紙にプロットしている）も相対水位の一部を除いて

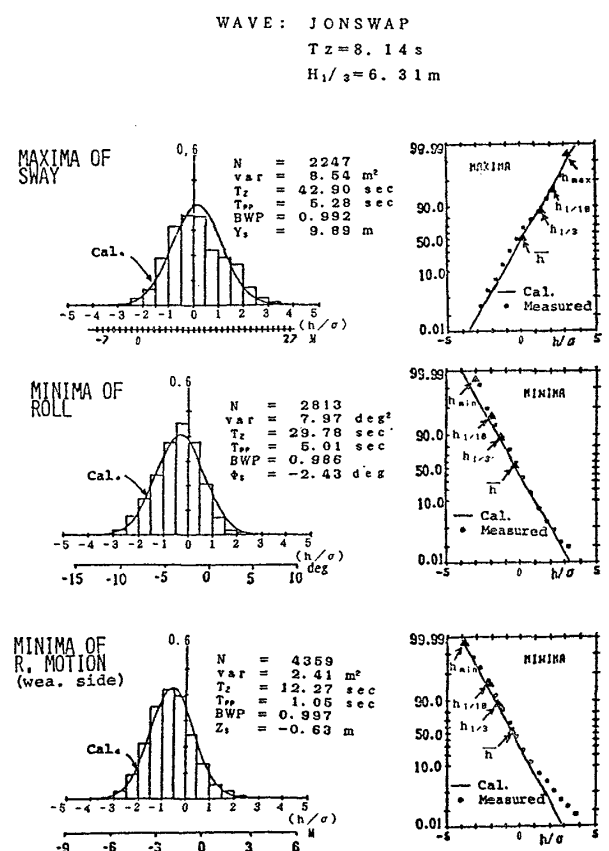


Fig. 11 Probabilistic and Cumulative Density Function of Sway, Roll and Relative Motion in Irregular Wave

理論曲線が実験値の傾向をよく説明している。図中に極大(小)値の統計量(最大値, 1/10, 1/3 最大平均値, 平均値)の実験点を矢印で表示したが, これらと理論値との相違が小さく, 推定可能であることを意味している。

6.2 統計量の信頼性

スペクトルより推定される極大値統計量に見られるバラツキの主な原因として, Pinkster¹³⁾によれば不十分な実験の時系列長さ(test duration, simulation duration)などが挙げられる。長周期運動が時系列の mean level まわりに normally 分布していると仮定し, 収束度の1つのメジャーとして長周期運動の分散の r.m.s.¹⁴⁾は次のようになる。

$$\sigma^2_{m_0} = \frac{2\pi}{T} \int_0^\infty (S_X^L(\mu))^2 d\mu \quad (33)$$

ただし, T : 時系列の長さ

$S_X^L(\mu)$: 長周期運動のスペクトル

長周期運動のダンピングが十分小とし, (17) 式を用いれば

$$\sigma^2_{m_0} = \frac{(1+\delta^2)}{T\delta\mu_e} \cdot \frac{\pi}{2BC} \cdot S_F(\mu_e) \quad (34)$$

ただし

$$\delta = \frac{B}{2\sqrt{C(M+A)}} \quad (35)$$

μ_e : 固有周波数

$S_F(\mu)$: 漂流力のスペクトル

となる。一方, 分散の定常値 (steady state value of variance, S. S. V.) は

$$m_0 = \int_0^\infty S_X^L(\mu) d\mu \doteq \frac{\pi}{2BC} \cdot S_F(\mu_e) \quad (36)$$

となる。よって, (34), (36) 式より長周期運動の分散の r.m.s. は

$$\sigma^2_{m_0} = \frac{1}{T\delta\mu_e} \quad (37)$$

となる。(37) 式において無次元化ダンピング δ , 固有周波数 μ_e はモデルの形状, 係留系が与えられれば決まるので長周期運動のスペクトルの安定に影響するのは時系列の長さのみであることは明らかとなる。したがって低いダンピングと小さい固有周波数の長周期運動の時には十分長い test duration が必要であると言えよう。

Fig. 12 には十分長い時間(実機で7時間20分)の不規則波中の実験より得られた長周期変動を含む運動及び相対水位の時系列を4種類の長さで, スペクトル解析を行って得られた m_0 を図示してある。固有周期の短いヒープの場合は差がないが, ロール, 相対水位の場合約5時間, スウェーの場合は約6時間, m_0 の収束に必要なことがわかる(固有周期での運動の山数がそれぞれ約100山)。

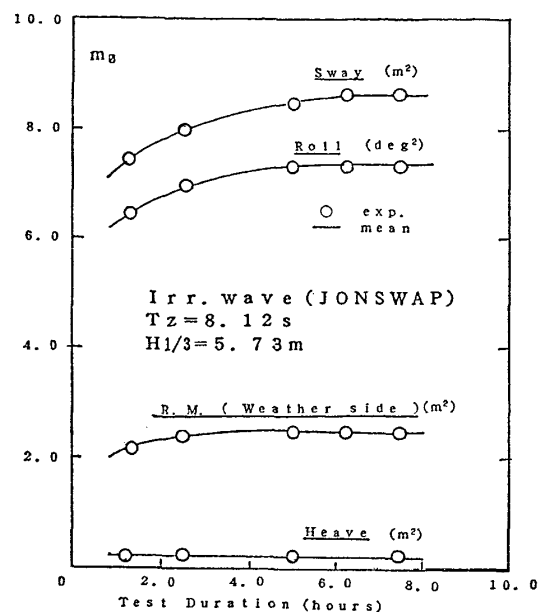


Fig. 12 Relation between Test Duration, Variance of Motions and Relative Motion which Includes Slowly Varying Components

7 複合環境下の応答のトータル予測

7.1 最大値について

風(波と逆方向の不規則変動分プラス定常風)と不規則波が複合して作用する場合のロール角及び相対水位の最大値の予測を4, 5, 6章に述べた方法で行い, 実験値を比較して Fig. 13, Fig. 14 に示した。図中, 波によ

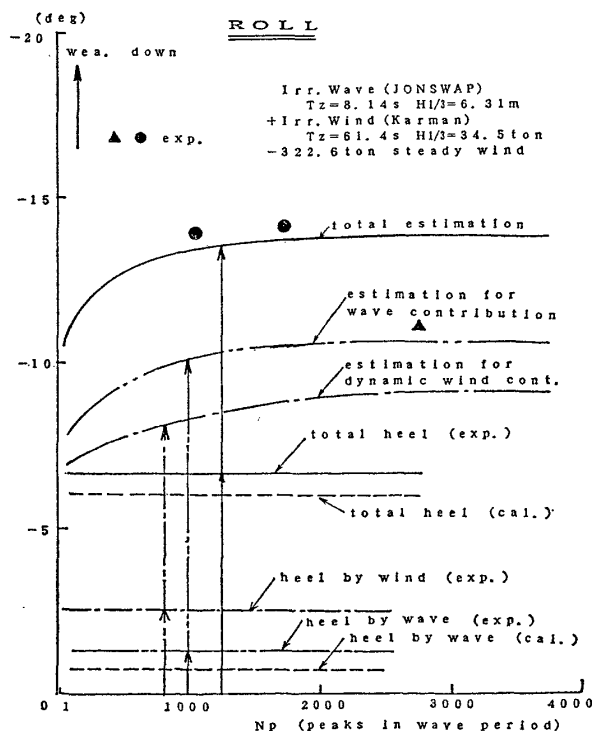


Fig. 13 Total Prediction of Roll Angle in a Combined External Load Condition

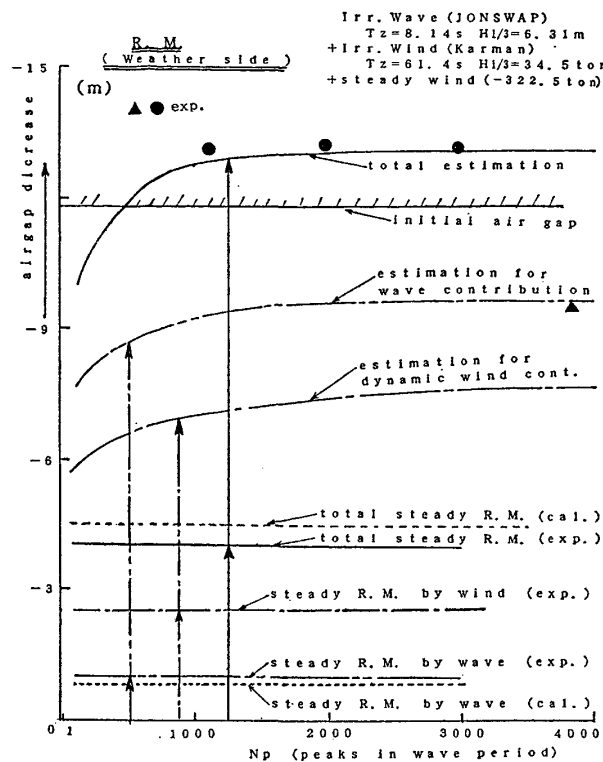


Fig. 14 Total Prediction of Relative Motion in a Combined External Load Condition

る定常分の計算値、実験値、定常風による定常分の実験値およびトータルの定常分の計算値、実験値を直線で示し、その上にそれぞれの応答スペクトルから推定した変動分を曲線で図示した。その外力条件では定常ヒール及び相対水位の定常分には風（一点鎖線の直線）の寄与が大きく、変動部分には不規則波の方（二点鎖線の曲線）が大きく影響を及ぼしていることがわかる。

波だけの実験（△印）と波プラス風の実験（○印）より得られた最大値は6.2節で述べた方法と同じく解析する時系列の長さをいろいろ変えて行った。トータルの最大値の予測（実線の曲線）はロールの場合も相対水位の場合も実験よりわずかに小さいが、精度良く行われている。ここでもピーク数の増加に従い計算値と実験値が近づくことが明白である。（なおこの実験の test duration は実機で約4時間20分である）

7.2 underdeck 被波の回数について

単位時間当たり甲板被波の発生回数の期待値は超過確率によって計算できる。ある定められたレベル（initial Air Gap, H ）を下方に向かって交差する回数は

$$N_{-H} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_2}{m_0}} P[X > H] \quad (38)$$

ただし、 m_2 ：船側甲板の波面との相対速度の2乗平均値

$P[X > H]$ は超過確率分布関数で (30) 式より計算できる。

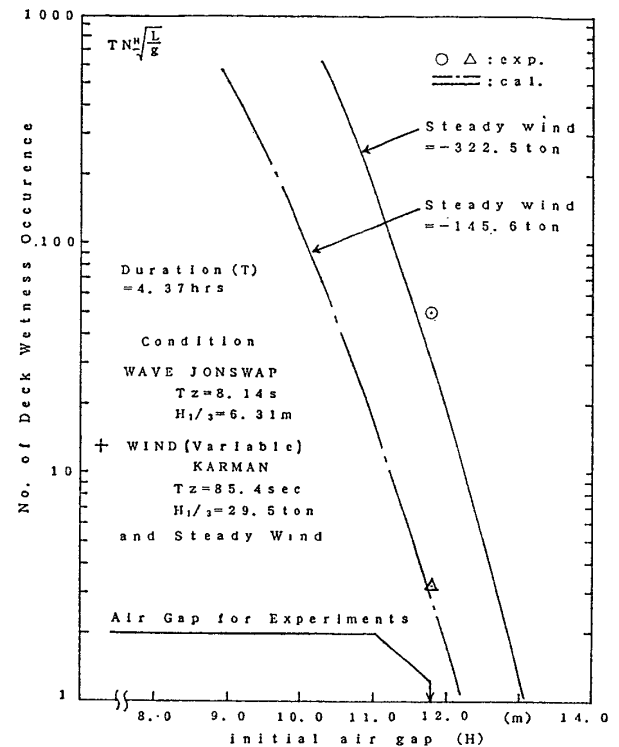


Fig. 15 Prediction of No. of Deck Wetness Occurrence with Various Underdeck Clearances in Irregular Waves and Combined External Load Condition

$$P[X > H] = q \left[\frac{H}{\sqrt{m_0}} \cdot \epsilon \right] \quad (39)$$

Fig. 15 に Duration が 4.37 時間に起きる underdeck 被波回数の期待値と本研究に用いた Air Gap での実験値を示した。なお、縦軸は $T \cdot \sqrt{L/g}$ で無次元化した対数スケールになっている。波プラス風（定常風がそれぞれ約 50 kt, 100 kt）のケースについて調べた結果、実験値の方は前者が 2 回、後者が 16 回であるのに対して推定回数は前者の場合約 1 回、後者の場合約 11 回という結果である。このように被波回数の概略推定が可能であると共に、本例の Air Gap がほぼ適正值であることも示されている。

8 結 言

本研究では風波併存時、特にロールと Air Gap によって危険な外力条件下での、セミサブの運動及び相対水位のトータル推定及び実験と比較をし、underdeck 被波などの統計的予測を行った。得られた結論を以下にまとめる。

- 1) 相対水位の測定に大波高、崩れ波の計測に適したビデオカメラ式波高計を開発し、甲板被波のような場合においてもその有効性が確認された。
- 2) 実用的な運動計算法⁴⁾を基にした相対水位の周波数応答関数の理論計算を行った結果、運動とともに実験

値と一致した。

3) 長周期運動スペクトルの計算結果と実験結果は一般的に良く合い、長周期動揺時の減衰係数、付加質量は自由動揺試験より得られたそれらを使用しても実用上差しつかえない。

4) 相対水位のスペクトルは長周期運動のスペクトル(横波ではロールとヒープ)などから十分推定できる。

5) 長周期変動を含む時系列の極大値の推定にはLonguet-Higginsのバンド幅パラメータ ϵ を変数とする一般確率関数が適用できる。

6) 統計量が信頼できる値となるためには長周期変動に対して十分な時系列の長さが必要である。

謝 辞

最後に本研究を通じて、終始適切な助言を下された横浜国立大学平山次清助教授、実験装置の開発や実験、解析に全面的な協力を下された本学工学部浮体運動学研究室宮川清助手、高山武彦技官、そして困難な実験と一緒に実験してくれた当研究室学部生友野一徳君、三尾仁一君、図面制作に協力してくれた当研究室大学院生板橋正泰君、学部生高木孝作君、丸舛信夫君に、ここで深く謝意を表わします。

参 考 文 献

- 1) Numata, E., Michel, W. H., McClure, A. C.: Assessment of Stability Requirements for Semi-submersible Units, SNAME, 1976.
- 2) Hineno, M., Takegawa, H., Oda, T., Abe, M.: The Effect of Low Frequency Roll Motion On Under-deck Clearance of a Semi-submersible Platform, 2nd Int. Conf. on Stability of Ship and Ocean Vehicles, TOKYO, 1982.
- 3) Hooft, J. P.: A Mathematical Method of Determining Hydrodynamically Induced Forces On a Semisubmersible, SNAME, 1970.
- 4) 竹沢誠二, 平山次清, 諸岡一之: 係留された半没

型海洋構造物の波浪中の実用計算法, 日本造船学会論文集, No. 144, 1984.

- 5) Pinkster, J. A.: Low Frequency Second Order Wave Exciting Forces on Floating Structures, NSMB Report, No. 650, 1980.
- 6) Ogilvie, T. F.: First and Second Order Forces on a Cylinder Submerged Under a Free Surface, J. F. M. Vol. 16, Part 3, 1963.
- 7) Lee, C. M., Newman, J. N.: Vertical Mean Force and Moment of Submerged Bodies Under Waves, J. S. R. Vol. 15, No. 3, 1971.
- 8) 高石敬史, 黒井昌明: 波浪中船体運動の実用計算法, 第2回耐航性に関するシンポジウムテキスト, 日本造船学会, 1977.
- 9) Pinkster, J. A.: Low Frequency Phenomena Associated With Vessels Moored at Sea, Paper Spe 4837, Soc. of Petroleum Engineers of AIME, Spring Meeting, Amsterdam, 1974.
- 10) Takezawa, S., Hirayama, T.: Safety on Moored Semisubmersible Platform Under Extreme Complex External Loads, OMAE, Tokyo, 1986.
- 11) Takezawa, S., Hirayama, T., Ma, N.: Experimental and Numerical Simulations on Critical Behaviours of a Moored Standard Semisubmersible Platform in Extreme Combined Environmental Conditions, PRADS, Trondheim, Norway, 1987.
- 12) Cartwright, D. E., Longuet-Higgins, M. S.: The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function, Proc. Roy. Soc. A 239, 1956.
- 13) Pinkster, J. A., Wichers, J. E. W.: The Statistical Properties of Low-Frequency Motions of Nonlinearly Moored Tankers, OTC 5457, 1987.
- 14) Tucker, M. J.: The Analysis of Finite Length Records of Fluctuating Signals, British Journal of Applied Physics, Vol. 8, 1957.