

〔V〕 浮体の複数係留システムに関する研究

高井 隆三*・安藤 定雄*
加藤 俊司*・大川 豊*

目 次

第1章 諸 言	107	3.2 大型模型の水槽試験	116
第2章 研究の概要	107	3.2.1 供試模型, 係留ライン及び試験の 種類	117
2.1 研究の目標	107	3.2.2 試験方法及び計測	117
2.2 研究概要	108	3.2.3 水槽試験結果及び考察	118
2.2.1 部分模型による水槽試験	108	3.3 不規則波中における係留浮体の動揺及び 係留ラインに働く張力	124
2.2.2 大型模型による水槽試験	108	3.3.1 水槽試験	124
第3章 研究実施内容及び結果	108	3.3.2 係留浮体の動揺	125
3.1 部分模型の水槽試験	108	3.3.3 複数係留ラインに働く張力	128
3.1.1 供試模型, 係留ライン及び試験の 種類	108	第4章 研究成果	134
3.1.2 試験方法及び計測	109	第5章 結 言	134
3.1.3 水槽試験結果及び考察	110		

第1章 諸 言

海洋構造物による海洋空間等の面的な利用拡大を図るためには、海洋構造物の大型化及び大水深化を図ることが不可欠である。海洋構造物の大型化及び大水深化には、複数の支持浮体群によって上部構造物を支持する構造様式を有する大型浮遊式海洋構造物が有利であると共に、環境保全、建設工法、耐波性及び経済性等の面でも優れた海洋構造物であるといえる。

しかし、このような大型構造物を実現するためには、厳しい海象・気象に遭遇しても充分安全に所定の海域に位置保持できることが極めて重要な課題となる。

浮遊式海洋構造物の位置保持方式に関しては、これまで種々の型式が検討されて来ており、数多くの海洋石油掘削リグ、沖縄国際海洋博覧会のアクアポリス、海洋無線中継船、波浪発電装置の海明、海象・気象観測用ブイ及び浮消波堤等において索・鎖係留方式が適用され、安全性や耐久性等がある程度確認されている。しかしながら、これら既存の浮遊式海洋構造物の索・鎖係留方式に関する技術は、小規模な浮遊式海洋構造物による一時期または極く短期間の係留に関する実績

が主なもので、本論文で取り扱うような海洋空間等の有効利用に供する超大型浮遊式海洋構造物のように極めて多数の係留ラインにて半永久的に係留することに関してそのまま適用することはできない。

一方、近年、係留技術に関する研究は、各分野で積極的に進められており、係留ラインの動的効果、係留ラインで係留された浮体の水平面内における長周期運動、係留用材料の強度及び係留システムの設計法等が概略的に把握できる段階に達して来ている。

そこで、本研究では各種外乱条件下における複数係留システムによる大型浮遊式海洋構造物の可能性を検討すると共にそれらを実現するための基礎資料を得るため、系統的な実験を中心とする研究を実施した。

第2章 研究の概要

2.1 研究目標

大型構造物を複数の係留ラインにて位置保持させることの可能性の検討及びそれを設計する手法の確立のために、各種外乱の空間的分布及び時間的変動等を考慮し、その外乱条件下における係留浮体の動揺応答、各係留ラインに働く張力の不均一や最大張力及びアンカー・シンカーの所要把駐力等を精度よく推定できる手法を確立することを中心課題とした。そのため、構

*海洋開発工学部

造物の部分模型及び大型模型等を弛緩係留状態で係留して系統的な水槽試験を行うと共に、理論的推定法の検討を行った。

2.2 研究概要

本研究は、部分模型による水槽試験と大型模型による水槽試験とに大別される。

2.2.1 部分模型による水槽試験

ここでは、現時点において考えられる索・鎖の係留ラインによる各種係留方式を用い、部分模型を係留し、①係留ラインに働く静的張力特性、②波浪中における係留浮体の動揺応答特性及び係留ラインに働く張力特性、③部分模型の波浪中における波浪漂流力等を実験的に求めた。

これらの結果を基にし、係留浮体の動揺応答特性の理論的推算手法を検討すると共に、各種係留方式について係留ラインに働く張力を定常成分及び変動成分とに分離し、係留ラインに働く張力の要因分析と推定手法を検討した。

2.2.2 大型模型による水槽試験

大型模型による水槽試験では、定常外乱及び規則波が作用した場合と不規則波中における係留浮体の水平面内の長周期運動を考慮した場合とに大別して研究を行った。

(1) 定常外力と規則波

ここでは、複数の中間シンカー付係留ラインにて大型模型を係留し、①風、流れ及び波浪等による定常外力及びモーメントが係留浮体に作用した場合の係留浮体の変位及び各係留ラインに働く張力を調べ、さらに②規則波及び定常外力と規則波との組み合わせ中において係留浮体の動揺応答特性及び各係留ラインに働く張力特性を調べる。そして、部分模型において導きだされた推定手法を大型模型の水槽試験結果に適用し、推定手法の信頼性及び推定精度等を確認する。

(2) 不規則波

ここでは、複数係留ラインにて係留された浮体に関して不規則波中における係留浮体の動揺及び複数係留ラインに働く張力の周波数応答特性を調べると共に水平面内の長周期運動及び係留ラインに働く張力の変動成分の振幅の分布を調べる。それらの結果を踏まえて係留浮体の水平面内の長周期運動及び複数係留ラインに働く張力の最大期待値の推定手法を検討する。

第3章 研究実施内容及び結果

3.1 部分模型の水槽試験

3.1.1 供試模型、係留ライン及び試験の種類

(1) 供試模型

水槽試験に用いた部分模型とは、試設計した大型浮遊式海洋構造物の極く一部を取り出し、それを $\frac{1}{30}$ に縮小したものである。その部分模型の主要目を表3.1.1に示す。

表3.1.1 部分模型の主要目

上部構造物	支持浮体
全長(L): 6.000m	型式: ローハル型 (コラム)
全幅(B): 1.630m	本数: 3本
材質: アルミニウム材	直径: 0.171m
支持浮体本数: 11本	(ローハル)
喫水(d): 0.213m	長さ(L _R): 1.347m
排水量(▽): 337.6kg	幅(B _R): 0.202m
	高さ: 0.084m

部分模型は、上部構造物が試設計した実機の上部構造物の剛性に相応させるようにアルミニウムの平板と型材とから成る弾性構造物であり、それを支持する11本の支持浮体は総てローハル型である。なお、支持浮体は、上部構造物に0.545mの等間隔で取り付けられている。

(2) 係留ライン及び係留方式

部分模型の係留ラインは、図3.1.1に示すように7条である。その各係留ラインは、市販の鉄鎖で呼び径が

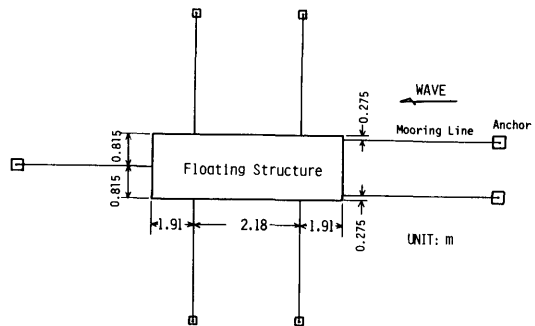


図3.1.1 部分模型の係留ラインの張り方

5.4mm、1リンクの長さが43.5mm、幅が19.0mm、単位長さ当りの空気中重量が0.484kg/mで水中重量が

0.419kg/mのものである。

中間シンカーは、鉛のブロックであり、中間ブイは、直径が165mmで高さが323mmの塩化ビニール円管に発泡スチロールを充実し、重量が1.59kgのものである。アンカーは、鋼の角板に60kgの重錘を固定したものである。

係留方式は、波上側及び波下側の計3条の係留ラインを以下に述べる5種類に変化させた。なお、図3.1.1に示す部分模型の両側舷の4条の係留ラインは、常に鉄鎖のみの係留ラインで初期張力が1.5kgと極めて弛緩係留状態とした。

- i) A型係留方式は、極めて一般的な係留方式で、鉄鎖のみの係留ラインであり、初期張力を変化させた。
- ii) B型係留方式は、A型係留方式の係留ラインの途中に中間シンカーを取り付けた係留ラインであり、中間シンカーの重量及び取り付け場所を変化させた。
- iii) C型係留方式は、A型係留方式の係留ラインの途中に中間ブイを取り付けた係留ラインであり、中間ブイの取り付け場所を変化させた。
- iv) D型係留方式は、大型海洋構造物への船舶等の接舷や係船等を勘案し、供試模型の係留点から係留ラインをほぼ垂直に降して水槽底面に接する場所に中間シンカーを取り付ける係留方式であり、中間シンカーの重量を変化させた。
- v) E型係留方式は、D型係留方式の中間シンカーを取り付ける場所からアンカーまでの係留ラインを2条にして這わせ、中間シンカーがない係留ラインである。

以上の5種類の係留方式の概要図を図3.1.2に、それらの係留状態を一括して表3.1.2に示す。なお、係留ラインが模型に取り付く係留点は、波上側及び波下側とも上部構造物の端部下面である。

(3) 水槽試験の種類と内容

i) 係留ラインの底面摩擦力測定試験

ここでは、鉄鎖の係留ラインが水槽底面を這っている状態において曳引して水槽底面との摩擦係数を求める。

ii) 係留ラインの静的係留特性測定試験

ここでは、部分模型が各係留方式にて係留されている状態（以後、係留浮体と称する）で静水中において係留浮体を重錘にて水平力を与え、その時の係留浮体の前後方向変位及び係留ラインに働く張力の水平方向

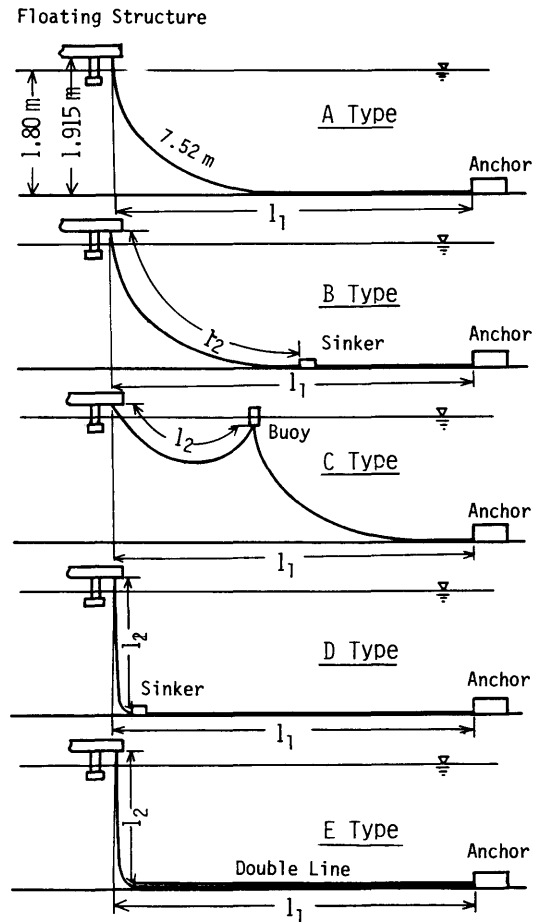


図3.1.2 部分模型用の5種類の係留方式

成分と垂直方向成分を計測し、各係留方式の係留ラインの静的係留特性を求める。

iii) 波浪中における波浪漂流力測定試験

ここでは、無係留状態の部分模型の縦波中における動揺及び波浪漂流力の周波数応答特性を求める。

vi) 波浪中における係留浮体の動揺試験

ここでは、5種類の係留方式による係留浮体の縦波中における動揺及び係留ラインに働く張力の周波数応答特性を求める。

3.1.2 試験方法及び計測

(1) 係留ラインの底面摩擦力測定試験

海洋構造物試験水槽の曳引台車から水槽底面近くまで支持棒を降し、曳引台車にリングゲージを固定し、

表3.1.2 係留ラインの状態

係留方式	係留ラインの 水平距離 ℓ_1 (m)	初期張力 (kg)		シンカー・ブイ		
		垂直成分	水平成分	重量 (kg)	場所 ℓ_2 (m)	
A型	1	6.85	1.38	0.68	—	
	②	—	1.64	1.20	—	
	3	—	2.02	1.89	—	
B型	①	6.85	1.64	1.20	0.80	2.85
	2	—	—	—	2.61	—
	3	—	—	—	0.80	3.35
	4	—	—	—	—	3.85
C型	1	6.85	0.69	1.07	1.59	2.00
	②	—	0.90	1.20	—	3.16
D型	1	6.23	2.56	0.65	2.61	1.95
	②	—	1.47	0.50	1.19	1.95
E型	①	6.23	1.05	0.15	0.838kg/m	1.95

その下端から0.5mmφの鋼索にて支持棒先端の滑車を介して鋼索を水槽底面に1.8m這せる。その後係留ラインを3.04m取り付けた。曳引台車の速度は、25~50cm/secの範囲で8種類変化させた。その時の底面摩擦力をリングゲージにて計測した。なお、水深は、支持棒による水の攪乱や鋼索の抗力等の影響を考慮して10cmである。

(2) 係留ラインの静的係留特性測定試験

表3.1.2に示す各係留方式の標準状態(表中で番号を丸印で囲んである状態)による係留浮体に対して上部構造物の最後端部から1mmφの鋼索で滑車を介して重錘が掛けられるようにした。そして、1.0kgずつ重錘を掛けて係留浮体を後方に変位させ、その時の係留浮体の前後方向変位をポテンシオメーターで、波上側の2条の係留ラインに働く張力の水平方向成分及び垂直方向成分を2分力計にて計測した。

(3) 波浪中における波浪漂流力測定試験

無係留状態の部分模型の波上側及び波下側の端部から1mmφの鋼索を取り付け、その鋼索を4台の滑車を介してループ状に張り、浮体の回頭運動だけを拘束し、5自由度の動揺を完全に自由にさせた。その状態において波浪中における漂流力測定試験を行った。

波浪条件は、総て規則波であり、波高は波高・波長比でほぼ1/10である。波周波数は0.35~1.4Hzの範囲で系統的に変化させた。

計測は、入射波をサーボ式波高計で、波浪漂流力を重錘で浮体の5自由度の動揺を無接触型多点変形測定・解析装置(詳細は、(vi)浮体の構造強度及び弾性応答特性に関する研究を参照されたい。)にて行った。

(4) 波浪中における係留浮体の動揺試験

ここでは、表3.1.2に示す5種類の係留方式で合計12状態について縦波中における係留浮体の動揺試験を行った。

波浪条件は、前述の波浪中における波浪漂流力測定試験時とほぼ同様である。

動揺試験時の計測項目及び計測法は次の通りである。

入射波は、サーボ式波高計にて計測した。係留浮体の動揺は、無接触型多点変形測定・解析装置で3次元の計測法を用い、波上側係留点上の前後揺れ、上下揺れ及び縦揺れを計測した。係留ラインに働く張力は、係留浮体の係留点で2分力計にて水平方向成分及び垂直方向成分を、アンカー部でリングゲージにて張力を計測した。

(2)、(3)及び(4)の水槽試験は、船舶技術研究所の海洋構造物試験水槽において水深が1.8mで行った。

3.1.3 水槽試験結果及び考察

(1) 係留ラインの底面摩擦力

係留ラインの水槽底面との摩擦力は、曳引台車の速度によって多少変化するものの、その平均値は0.775kgである。この底面摩擦力は係留ラインの運動時にお

ける接触面に働く運動摩擦であるとし、係留ラインの運動固体摩擦係数にすると0.608である。この値は、機械工学便覧の運動固体摩擦係数によれば、煉瓦と煉瓦との場合の0.6~0.7に近いことが判明した。

したがって、係留ラインの底面摩擦力は極めて大きく、係留ラインが水槽底面を這うことによりアンカーに働く張力はかなり軽減されるものと考えられる。

(2) 係留ラインの静的係留特性

ここでは、係留浮体に定常外力が作用した場合に各係留方式による係留浮体の変位量と係留ラインに働く張力が求められた。それによれば、係留浮体に水平方向の定常外力が作用すると波上側と波下側の各係留ラインに働く張力の水平方向成分の総和は、当然な結果として定常外力と同じ値になる。

通常、係留ライン単独の静的係留特性の表示は、係留ラインの水平移動距離に対して係留ラインに働く張力で示されている。そこで、今回得られた資料に基づいて係留浮体の中立位置からの係留浮体の変位に対し

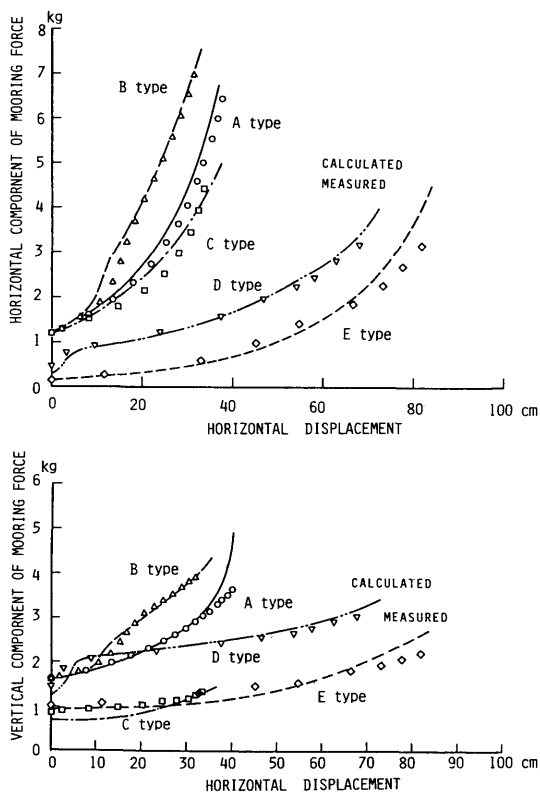


図3.1.3 部分模型の係留方式による静的張力特性

て係留ラインの上端における張力の水平方向成分及び垂直方向成分を示すと図3.1.3のようになる。図中の丸印、三角印、及び四角印等は各係留方式の標準状態の実測値であり、実線、破線及び鎖線等は、Lumped Mass法¹⁾による理論推算値である。この図から、理論推算値は、実測した各係留方式の係留ラインの静的係留特性と極めてよく一致することが判る。なお、計算では係留浮体の両側舷の4条の係留ラインの影響は無視している。この結果、係留方式による係留ラインに働く張力の特徴は、係留ライン単独の場合と同様であり、水平方向成分は、B型、A型、C型、D型そしてE型の順に大きく、垂直方向成分は、B型、A型、D型、C型そしてE型の順に大きい。

以上の結果から係留浮体の前後方向に定常外力が作用した際に各係留方式による係留浮体の定常変位量及び係留ラインに働く張力を予測することができることが判明した。

(3) 縦波中における波浪漂流力

部分模型の縦波中における波浪漂流力の周波数応答特性を図3.1.4に示す。図中の波浪漂流力は、 $\frac{1}{2} \rho g L_R$

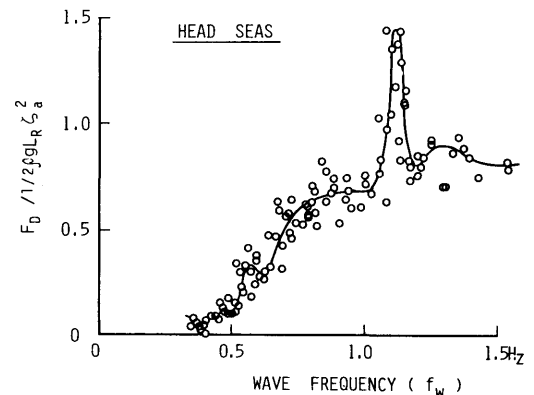


図3.1.4 部分模型の縦波中における波浪漂流力の周波数応答特性

ζ_a^2 で無次元化してある。その時の ρ は流体密度、 g は重力加速度、 L_R は支持浮体のローハルの長さ及び ζ_a は波の振幅である。白丸印は実測値、実線は実測値の平均線である。この図から、実測した波浪漂流力の平均線は、波周波数で1.12Hz付近において応答特性が急激に高くなるほかは、波周波数が高くなるに伴ない、波浪漂流力は単調に増加する応答特性を示している。

なお、波周波数が1.12Hzは、波長に換算すると支持

浮体の取り付け間隔のほぼ2倍に相当している。そして、1.12Hz 付近の規則波では、支持浮体間の相互干渉または支持浮体間に発生する定在波等により入射波の反射率が極めて高く、約80%に達することを別の水槽試験にて確認している。

(4) 波浪中における係留浮体の動揺応答特性及び係留ラインに働く張力特性

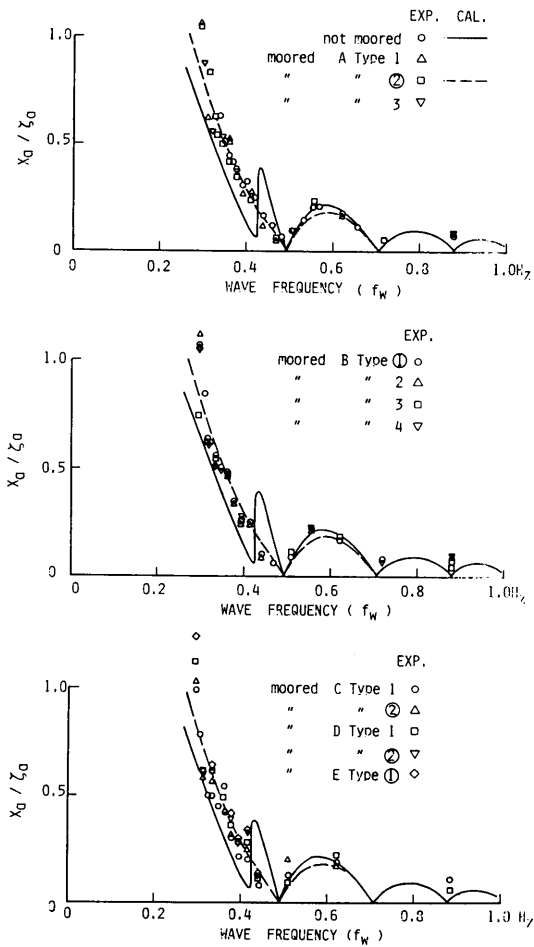


図3.1.5 部分模型の縦波中における前後揺れの周波数応答特性

i) 動揺応答特性

各係留方式による係留浮体の縦波中における波上側端部の係留点上の前後揺れ、上下揺れ及び縦揺れの周波数応答特性をそれぞれ図3.1.5～図3.1.7に示す。図

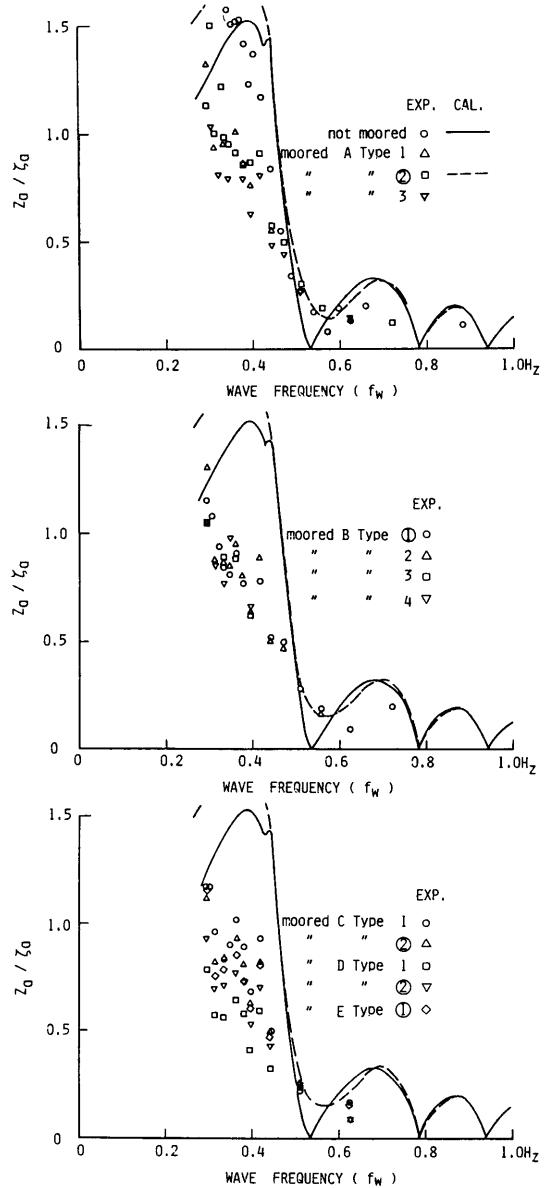


図3.1.6 部分模型の縦波中における上下揺れの周波数応答特性

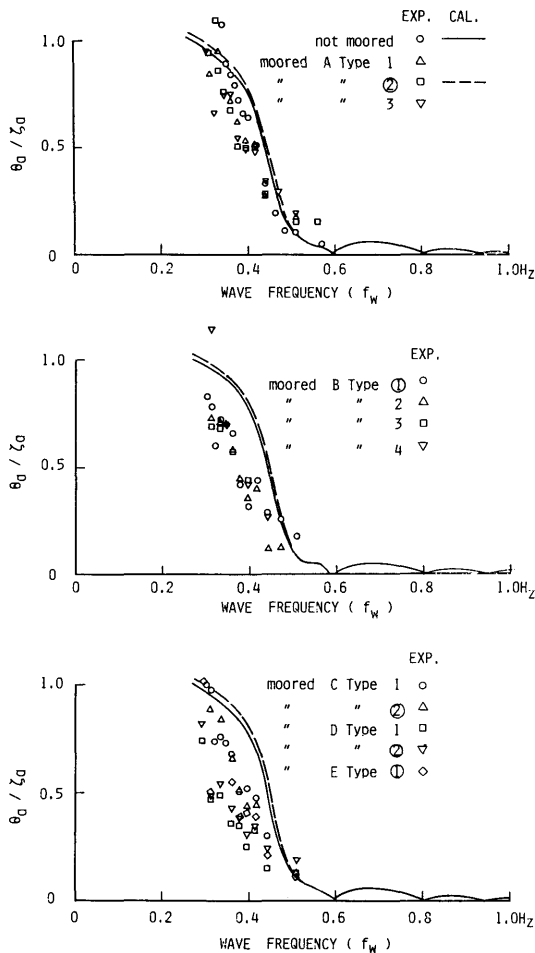


図3.1.7 部分模型の縦波中における縦揺れの周波数応答特性

中の丸印、三角印及び四角印等は係留浮体の各係留方式による実測値であり、実線及び破線は、無係留状態及びA型②係留方式について「浮体の動揺応答の推定法に関する研究」において完成した数値計算プログラム(MOTION)を一部改造して推算した値である。

これらの図から、各係留方式による係留浮体の動揺応答特性については、以下に述べる事項が判明した。

イ) 前後揺れ (図3.1.5)

今回の部分模型を用いて係留方式、初期張力及び中間シンカーの重量等を変化させて水槽試験を実施した範囲では、図3.1.3の上図のように係留ラインの静的張力特性を相当変化させても係留浮体の前後揺れは、係

留方式、初期張力及び中間シンカーの重量等の変化に対してほとんど影響を受けていないことが判る。また、前後揺れの推算値は、A-②の状態であるが、どの実測値ともよく一致している。無係留状態では低周波数側で実測値或は係留状態の推算値からやや離れる傾向がある。0.5Hz以上の波周波数領域では、係留による影響がほとんど見受けられない。

ロ) 上下揺れ (図3.1.6)

今回実施した範囲では、係留方式、初期張力及び中間シンカーの重量等の変化に対する上下揺れの周波数応答特性は、低周波数領域において若干影響が現われている。

まず、係留方式については、A型が最も影響が少なく、つぎにB型とC型であり、D型及びE型が最も応答特性が低くなっている。

つぎに、初期張力及び中間シンカーの重量については、極めて当然な結果であるが、初期張力を大きくするか、中間シンカーの重量を増すと応答特性は僅かに低くなる。

上下揺れの理論推算値は、無係留状態では大略実測値に近い値となっているが、係留状態では実測値がかなり低い応答特性を示している。その要因としては、上部構造物の弾性変形等が考えられるが、明らかにできなかった。

ハ) 縦揺れ (図3.1.7)

今回実施した範囲では、係留方式、初期張力及び中間シンカーの重量等の変化に対する縦揺れの周波数応答特性の傾向は、前述した上下揺れの周波数応答特性とほぼ同様であるといえる。また、理論推算値に関しても上下揺れの場合と傾向が似ていて、無係留状態では推算値と実測値とはほぼよく一致しているが、係留状態では理論推算した応答特性より実測値が低くなる傾向が見受けられる。

ii) 係留ラインに働く張力

ここでは、係留ラインに働く張力を図3.1.8に示すように初期張力(T_{Vi} , T_{Hi})、波浪漂流力に起因する定常

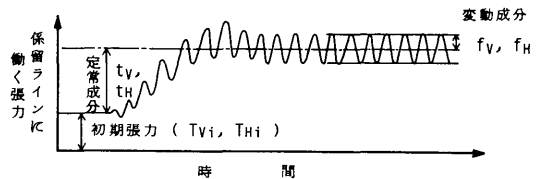


図3.1.8 係留ラインに働く張力の分離

成分 (t_v , t_H) 及び係留浮体の動揺による変動成分 (f_v , f_H) に分離して解析し、検討を行った。そして、定常成分は波上側と波下側の3条の係留ラインにて等

しく波浪漂流力を受け持つとして波上側の2条の係留ラインに働く張力の定常成分の単純加算した値を波浪漂流力の%の値で割って無次元化した。また、変動成分は波上側の2条の係留ラインに働く張力の変動成分の振幅を単純平均した値を $\rho g L_c b_c \zeta_a$ にて無次元化した。ここで、 ρ は流体密度、 g は重力加速度、 L_c は係留ラインが水槽底面に接地するまでの長さ、 b_c は係留ラインの1リンクの幅及び ζ_a は波の振幅である。

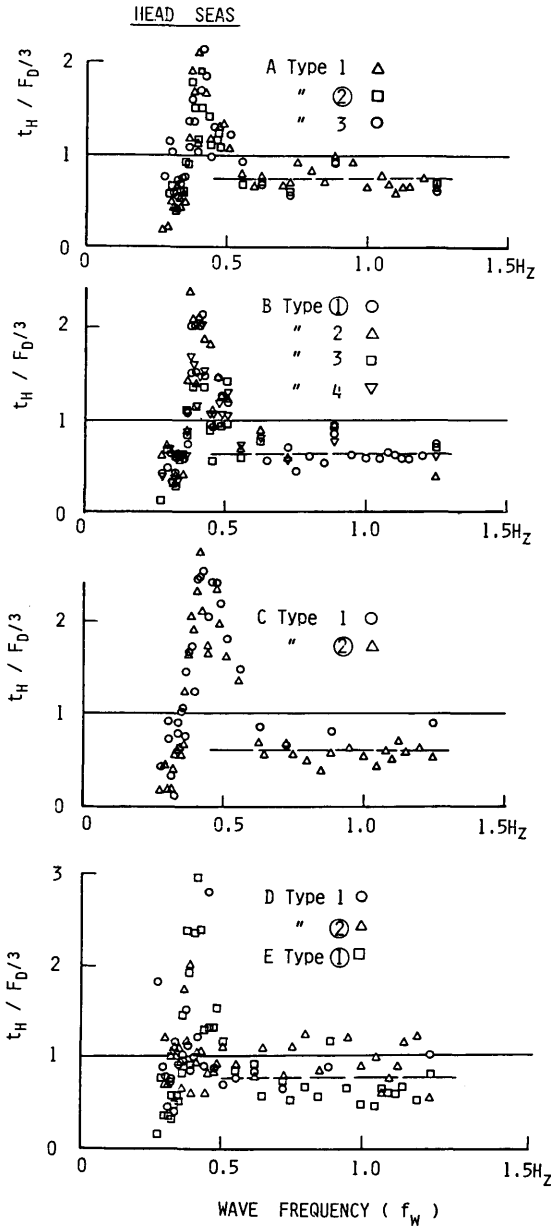


図3.1.9 部分模型の縦波中における係留ラインに働く張力の定常成分の水平方向の周波数応答特性

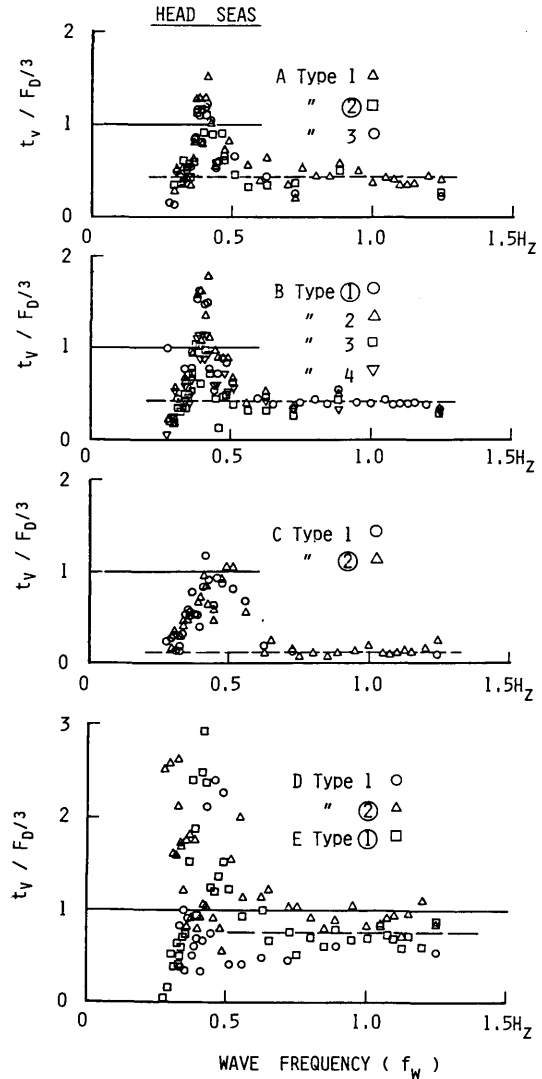


図3.1.10 部分模型の縦波中における係留ラインに働く張力の垂直方向の周波数応答特性

イ) 定常成分

係留ラインに働く張力の定常成分は、水平方向と垂直方向とに分離して計測しているため、各係留方式及び係留状態に対してそれぞれの周波数応答特性を図3.1.9及び図3.1.10に示す。両図の縦軸は、波上側の2条の係留ラインが受け持つ波浪漂流力の%に相当する定常成分で1.0になるようになっている。

定常成分の水平方向は、波周波数で0.6Hz以上の高周波数の領域では係留方式や係留状態等によって多少相違するが、大略的には波浪漂流力の70~80%程度になっている。この様に水平方向の張力が低下した主要因としては、両側舷の4条の係留ラインが波浪漂流力の一部を受け持ったものと考えられる。低周波数の範囲では、部分模型の上下揺れ及び縦揺れの応答が高くなる0.4Hz付近に係留方式及び係留状態に関係なく極大値が現われている。しかしながら、0.4Hz付近における張力の定常成分は、高周波数領域の $\frac{1}{2}$ ~ $\frac{1}{4}$ 程度の値であり、図3.1.4に示す波浪漂流力が極端に小さくなっているために無次元化すると大きくなって現われたものである。なお、C型の係留方式の場合、中間ブイの動揺等の影響にて0.5Hz付近において応答特性が高くなる傾向が現われる。

一方、定常成分の垂直方向は、低周波数領域では水平方向と同様な周波数応答特性を示し、高周波数の範囲では係留方式によって周波数応答特性の平均値が異なっている。そして、C型が最も小さく、波浪漂流力の13%程度、つぎにA型及びB型で47%程度、D型及びE型が最も大きく、80%程度になっている。したがって、定常成分の垂直方向の張力を軽減させようとする面からは、C型の係留方式が最も優れているといえる。

ロ) 変動成分

規則波中における係留浮体の波上側の係留ラインに働く張力の変動成分の水平方向及び垂直方向の周波数応答特性をそれぞれ図3.1.11及び図3.1.12に示す。図中の実線は、前述の(4)のi)で述べた数値計算プログラム(MOTION)を用いてA型②係留方式の変動成分を推算した値である。

変動成分の水平方向は、今回実施した範囲ではA型及びB型の実測値とA型②係留方式の推算値とほぼ一致しており、C型は極く低周波数の一部を除くと、A型の数倍の周波数応答特性を示して中間ブイの影響が極めて大きく現われている。D型は、0.6Hz以上の波周波数領域では、大略A型②係留方式の推算値よりも僅かに高くなる傾向があり、0.5Hz以上の周波数では、係

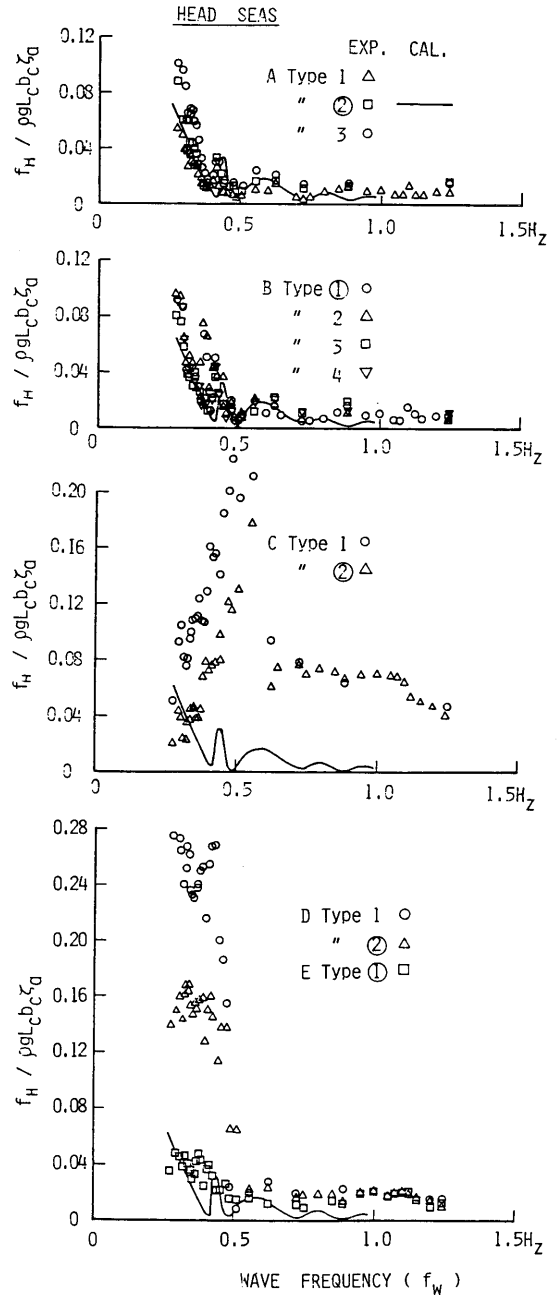


図3.1.11 部分模型の縦波中における係留ラインに働く張力の変動成分の水平方向の周波数応答特性

留浮体の動揺が大きくなるために中間シンカーが持ち上がり、応答がほぼ中間シンカーの重量比に相应して高くなる。E型は、大略A型②係留方式の推算値と傾向が似ている。

以上の結果から、低周波数領域の大振幅動揺の水平方向の拘束には、D型が適し、全周波数領域の拘束にはC型が適しているといえる。また、A型、B型及び

E型は、今回実施した範囲では、余り応答に差がなく、理論的に推算可能であるといえる。

一方、変動成分の垂直方向は、今回実施した範囲では、極く低周波数及び高周波数領域を除けば、A型及びB型の実測値とA型②係留方式の推算値とよく一致している。C型は、低周波数領域ではA型及びB型の応答と大差ないが、高周波数領域では中間パイの動揺が影響して応答が高くなる。D型は、水平方向と同様な応答特性の傾向を示し、低周波数領域で中間シンカーの影響が顕著に現われている。E型は、大略A型及びB型と傾向が似ている。

変動成分の垂直方向は、全体的な傾向及び理論推算精度等が水平方向と同様であるといえる。

なお、今回実施した水槽試験においては、係留ラインのアンカー部に働く張力についても計測を行った。

その結果によれば定常成分は、係留方式及び係留状態等が変化しても係留ラインが常に水槽底面を這っているために3.1.3の(1)で既に述べたように係留ラインの底面摩擦により解析不可能程度の張力しか働かなかった。張力の変動成分は、0.6Hz以下の低周波数領域で総ての係留方式及び係留状態について計測されているが、最も高い応答を示したC型の係留方式の最大の応答値が0.01程度で浮体側係留点の水平方向の約1/10と極端に軽減されていた。

以上が係留方式及び係留状態の変化に対する波上側の係留ラインに働く張力特性であり、今回実施した部分模型による水槽試験の結果からは次の事項が判明した。

①係留ラインに働く張力の定常成分は、両側舷の係留ラインを含めて波浪漂流力に対して無次元化すれば、ほぼ一定値として取り扱うことができる。低周波数領域における波浪漂流力及び係留ラインに働く張力は、絶対値が小さいので、その計測精度の向上を図る必要がある。

②係留ラインに働く張力の変動成分は、係留方式及び係留状態を考慮した理論推算を行えば、ほぼよい精度にて周波数応答特性が推算可能である。

③係留ラインのアンカー部に働く張力は、水槽底面に係留ラインを這わせることにより極端に軽減することができる。

3.2 大型模型の水槽試験

大型模型の系統的な水槽試験には、不規則波中における係留浮体の動揺試験が含まれているが、それに関連する事項は次節の3.3の不規則波中における動揺及

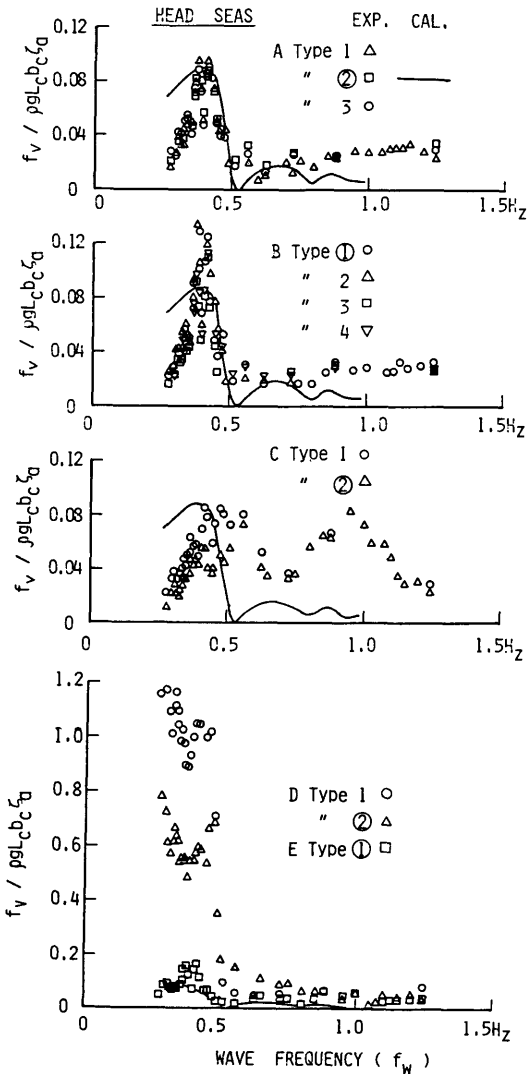


図3.1.12 部分模型の縦波中における係留ラインに働く張力の変動成分の垂直方向の周波数応答特性

び係留ラインに働く張力において述べることにする。

3.2.1 供試模型、係留ライン及び試験の種類

(1) 供試模型

水槽試験に用いた大型模型は、既に「浮体の動揺応答の推定法に関する研気」及び「浮体の構造強度及び弾性応答特性に関する研気」において詳細に述べられているものと同じ、I型、II型及びIII型の弾性浮体で、その寸法は、全長が13.36m、全幅が5.82mである。

(2) 係留ライン及び係留方式等

係留ラインは、JIS F3303の電気溶接アンカーチェーンスタッドなしの呼び径が8.0mmのものを亜鉛メッキしたものであり、単位長さ当りの空気中重量が2.17 kg/m、水中重量が1.89kg/m、全長が7.557mのものである。

係留方式は、前述のB型で係留ラインの途中で中間シンカーが取り付けられているものである。中間シンカーは、長さが120mm、幅が75mm、高さが50mmの鉛製で空気中重量が5kgのものであり。中間シンカーの位置は、係留ラインの浮体側係留点から3.475mのところである。

係留ラインの条数及び張り方は、I型、II型及びIII型模型によって相違しているので、その概要を図3.2.1に示す。係留ラインの初期張力は、約7 kgである。

浮体側係留点は、フーティング型支持浮体の水線面

である。

アンカーは、図3.2.1に示す棒状線が長さ6.0mのH型鋼(100×100×7×6 mm)であり、その他のアンカーは正方形鋼板(700×700×3 mm)に20kgの重錘を3～4個固定したものである。

(3) 試験の種類と内容

i) 定常外力条件下における静的特性試験

ここでは、風、流れ及び波浪等による定常外力が大型模型に働いた場合を想定し、II型模型を用いて外力の大きさ、方向及び作用点等を系統的に変化させて係留浮体の定常変位量及び複数係留ライン働く張力の分布を調べた。

ii) 複合外力条件下における動揺試験

ここでは、規則波及び定常外力と規則波との組み合わせ中における係留浮体の動揺及び複数係留ラインに働く張力の周波数応答特性を調べた。そして、i)の成果を踏えて複数係留ラインに働く張力の分布の予測法を検討した。

3.2.2 試験方法及び計測

本実験も海洋構造物試験水槽において、水深が1.80 mにて実施した。

i) 定常外力条件下における静的特性試験

II型模型を図3.2.1に示すように22条の係留ラインにて係留した状態において上部構造物の中心に定常外

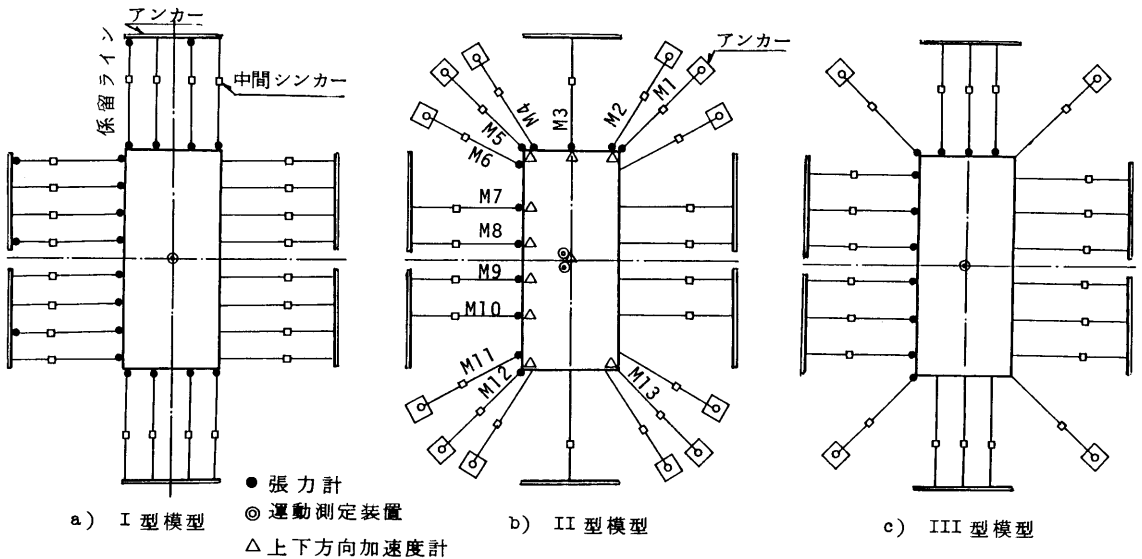


図3.2.1 大型模型の係留ラインの概要及び計測場所

力に相当する荷重を加え、係留浮体の水平面内の定常変位量を2重丸印で示す場所で無接触型多点変形測定・解析装置にて計測し、各係留ラインに働く張力を黒丸印で示す個所でリングゲージにて計測した。

定常外力は、重錘を用いて0～30kgの範囲で2kgごとに加えて行った。その荷重の作用方向は、 $\alpha = 0^\circ$ （縦波の進行方向と同じ方向）、 15° 、 30° 及び 60° であり、荷重を掛けたレバーは $l = 0$ m(浮体の中心)、1.0 m及び2.0 mである。

ii) 複合外力条件下における動揺試験

規則波中における係留浮体の動揺試験時の波浪条件は、標準波高を16.7cmとし、波周波数を $0.25H_z$ から $1.40H_z$ の範囲で変化させた。波との出会角(χ)は、I型模型では 0° (縦波)、 30° 、 60° 及び 90° の4種類、II型模型では 30° のみ、そして、III型模型では 0° 及び 30° の2種類である。

定常外力と規則波との組み合わせ中における係留浮体の動揺試験は、波浪条件が規則波中における係留浮体の動揺試験時と同じであり、定常外力は、荷重が10 kg及び20kg、作用方向が 0° 、 30° 及び 60° 、そして、レバーが0.0m及び2.0mである。

図3.2.1に示す個所にて係留浮体の動揺及び係留ラインに働く張力を計測した。入射波はサーボ式波高計にて計測した。

3.2.3 水槽試験結果及び考察

(1) 定常外力条件下における静的特性

ここでは、定常風、定常流及び波浪による漂流等に相当する定常外力が係留浮体に作用した際、係留浮体の水平面内の前後方向や左右方向の変位量及び回頭角並びに複数係留ラインに働く張力の分布を調べた。

i) 係留浮体の変位

II型模型で測定した定常荷重(F_T)、作用方向(α)及びレバー(l)を系統的に変化させた際の係留浮体の前後方向(X)と左右方向(Y)の変位量及び回頭角(φ)を図3.2.2に示す。図の横軸は定常荷重で、縦軸は変位及び回頭角であり、実線、破線及び一点鎖線はそれぞれレバーが0.0m、1.0m及び2.0mの場合を示す。この図から、係留浮体の変位及び回頭角は、荷重に対して直線的に変化せずに大略係留ラインの静的係留特性曲線(図3.1.3)に対応して変化していることが判る。

そこで、荷重が10kg及び20kgの場合について荷重の作用方向に対する係留浮体の変化量を図3.2.3に示す。図中の丸印、三角印及び四角印は、レバーが0.0 m、2.0m及び3.0mであり、実線及び破線は正弦及び

余弦曲線で、一点鎖線及び二点鎖線は、正弦及び余弦曲線を平行移動させたものである。この図から、定常荷重及びレバーが変化しても係留浮体の変位は、作用方向の変化に対して正弦または余弦的に変化することが判る。

したがって、作用方向が 0° の場合に対する係留浮体の変位が求められれば、任意の作用方向に対する係留浮体の変位を求めることができる。なお、作用方向が 0° の場合の係留浮体の変位は、Lumped Mass法や有限要素法等を用いることにより理論的に求めることが可能である。

ii) 係留ラインに働く張力

II型模型による定常荷重、作用方向及びレバーを系統的に変化させた際に複数係留ラインに働く定常張力の分布例を図3.2.4に示す。この図は定常荷重の作用方向が 0° でレバーが0 m、1 m及び2 mについて各係留ラインに働く定常張力を表わしたものである。この図から、各係留ラインに働く定常張力は、荷重に対して直線的には変化せず、大略係留ラインの静的係留特性曲線(図3.1.3)に対応して変化していることが判る。

そこで、まず、荷重の作用方向ごとのレバーの変化に対する各係留ラインに働く張力を図3.2.5に示す。この図から、張力の分布及びレバーの変化に対する張力の概略的な傾向を把握することができる。

つぎに、荷重が10kg及び20kgについて荷重の作用方向に対するM1、M3、M5、M8及びM12の各係留ラインに働く張力を図3.2.6に示す。なお、図中の曲線は、図3.2.3に示す $l = 0.0$ mの係留浮体の前後方向と左右方向との変化を合成ベクトル量にし、それを係留ライン面内(係留ラインを2次元とした場合)の係留ラインの上端の水平移動量に換算し、その水平移動量の変化に比例して各係留ラインに働く張力が変化するものと仮定して求めたものである。

これらの図から、複数係留ラインに働く定常張力は、今回実施した範囲では大略係留ラインの水平移動量だけで荷重の作用方向の変化に対して説明ができることが判る。

最後に、図3.2.4に示す実測値を用いて定常荷重が19.5kg及び23.5kgで荷重の作用方向が 30° の場合の複数係留ラインに働く張力の分布を図3.2.7に示す。図中の丸印、三角印及び四角印はそれぞれレバーが0.0 m、1.0m及び2.0mの実測値であり、実線はレバーが0.0mの実測値を折線で結んだものである。この図か

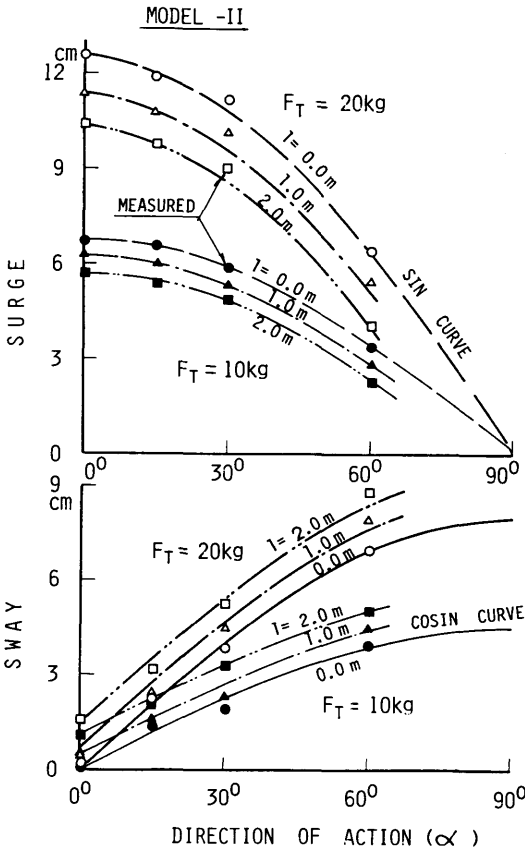


図3.2.3 大型模型の定常外力の作用方向変化に対する係留浮体の変位

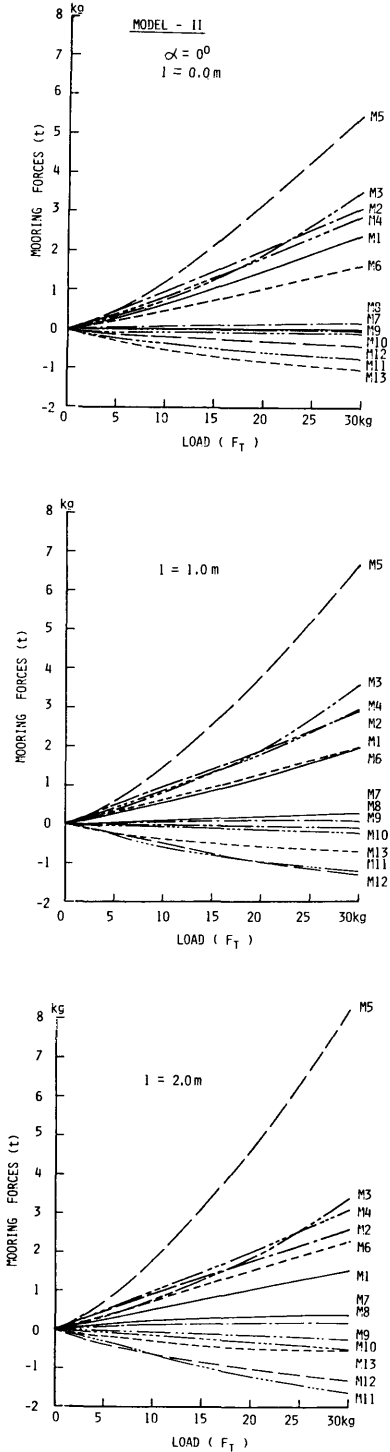


図3.2.4 大型模型の定常外力のレバー変化に対する係留ラインに働く張力分布

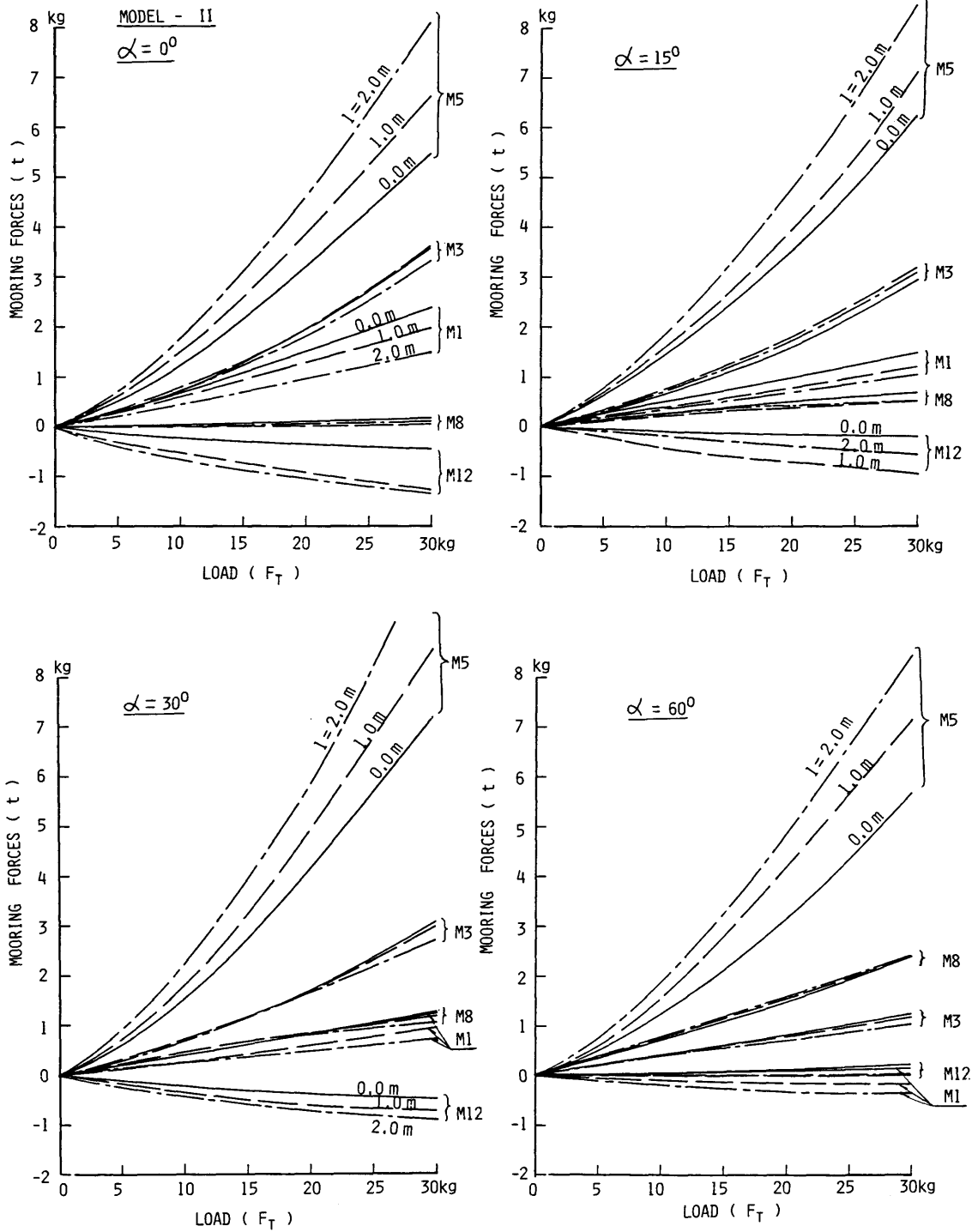


図3.2.5 大型模型の定常外力の作用方向ごとのレバー変化に対する係留ラインに働く張力分布

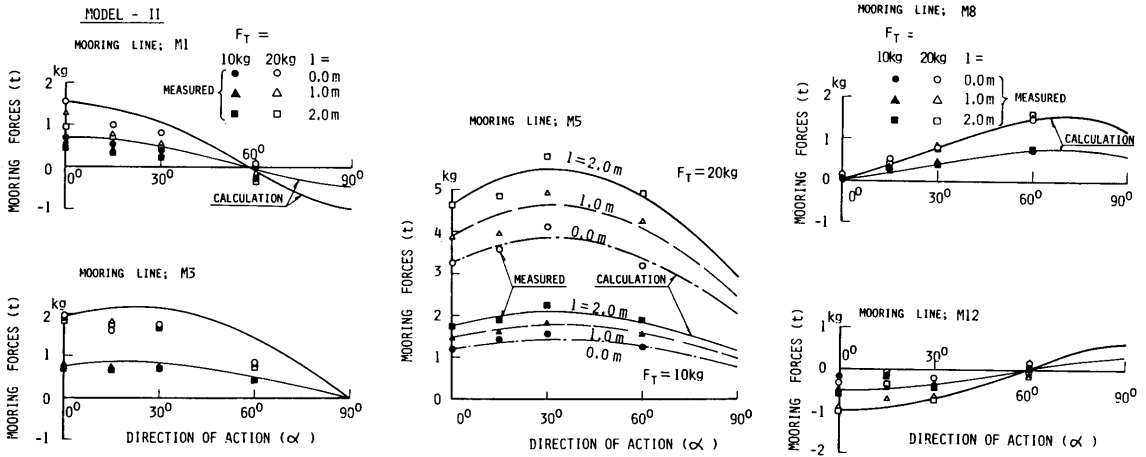


図3.2.6 大型模型の定常外力の作用方向変化に対する係留ラインに働く張力特性

ら、複数係留ラインに働く張力の分布すなわち不均一性の度合を把握することができる。この不均一性は、前述の係留浮体の変位を予測し、その値を用いて各係留ライン面内の水平移動成分を求めることによって予測できるといえる。しかしながら、図3.2.7によれば舷側のM7~M10の係留ラインに働く張力は、ほぼ直線的に変化していて係留ライン面内の水平移動成分だけでは推算が不十分であることも判る。したがって、それを解消させるためには係留浮体の回頭角を考慮することの必要性が認められる。

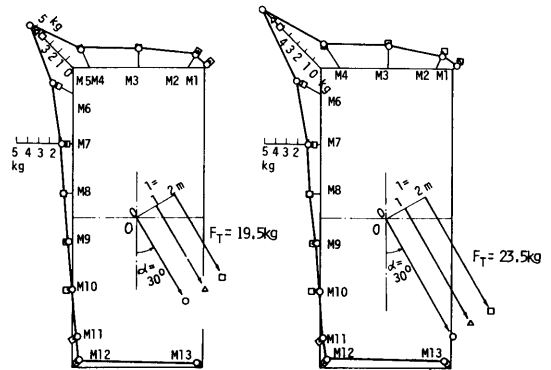


図3.2.7 大型模型の定常外力による係留ラインに働く張力分布

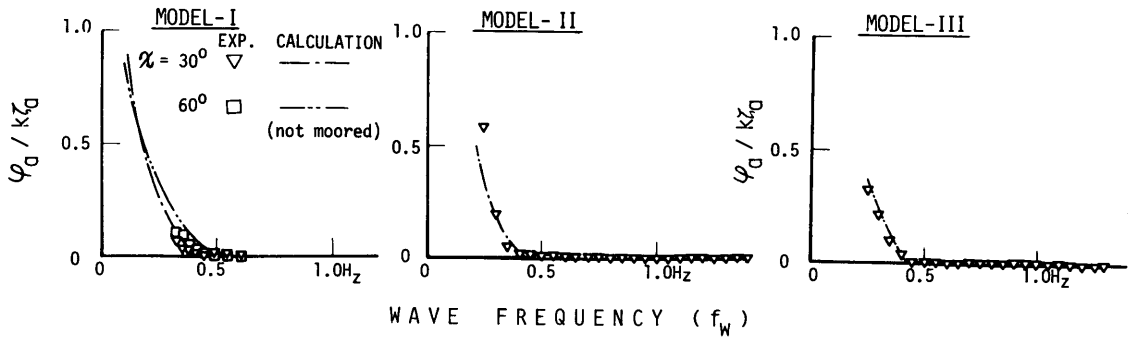


図3.2.8 大型模型の規則波中における係留浮体の回頭運動の周波数応答特性

(2) 複合外力条件下における動揺試験

i) 係留浮体の動揺

今回実施した範囲では、係留浮体の動揺の周波数応答特性は、初期張力が6~8 kg程度と極めて弛緩係留状態であること及び水平面内の動揺の固有周波数が0.1Hzと極めて低周波数であること等によって規則波中及び定常外力と規則波との組み合わせ外力中とも無係留状態の浮体の動揺の周波数応答特性と全く同様であった。

したがって、回頭運動以外の動揺の周波数応答特性は、「浮体の動揺応答の推定法に関する研究」において示した大型模型の動揺の周波数応答特性を用いればよいので、ここでは係留浮体の回頭運動だけについて以下に述べる。

I型、II型及びIII型模型の規則中における回頭運動の周波数応答特性を図3.2.8に示す、図中の逆三角印及び四角印は実測値であり、一点及び二点鎖線は、無係留状態の浮体に対する推算値である。この図から、回頭運動に関しても他の動揺と同様に無係留状態の浮体の動揺の推算値と係留状態の浮体の動揺の実測値とがよく一致していることが判る。

ii) 係留ラインに働く張力

係留ラインに働く張力は、図3.1.8に示すように定常成分と変動成分とに分離して3.1.3項の(4)のii)で示したと同一な手法にて周波数応答特性を求めた。その結果、定常成分は波周波数が0.4Hzより高い周波数では規則波及び定常外力と規則波との組み合わせ中ともに大略一定値であり、変動成分も図3.2.9に示すように波周波数に対して大略一定である。

そこで、つぎに定常外力(荷重が10kgで作用方向が30°)と規則波との組み合わせ中における各係留ラインに働く張力の分布の例を波周波数が0.55Hz及び0.70Hzについて求めた結果を図3.2.10に示す。図中の棒線は張力の実測値であり、黒丸印は定常荷重と波浪漂流力(実測値)を用いて図3.2.4に示す特性から求めた値である。この図から、係留ラインに働く張力の定常成分は、今回実施した範囲では定常外力と規則波との組み合わせ中においても相当よい精度にて推算できることが判る。また、張力の変動成分は、係留浮体の水平面内における長周期運動を含まない場合には、定常成分と比較すると両振幅で定常成分の1/5~1/6程度と極めて小さい値であることが判る。

以上にて複数係留ラインに働く張力については、張力の定常成分の分布が比較的よい精度にて推算可能で

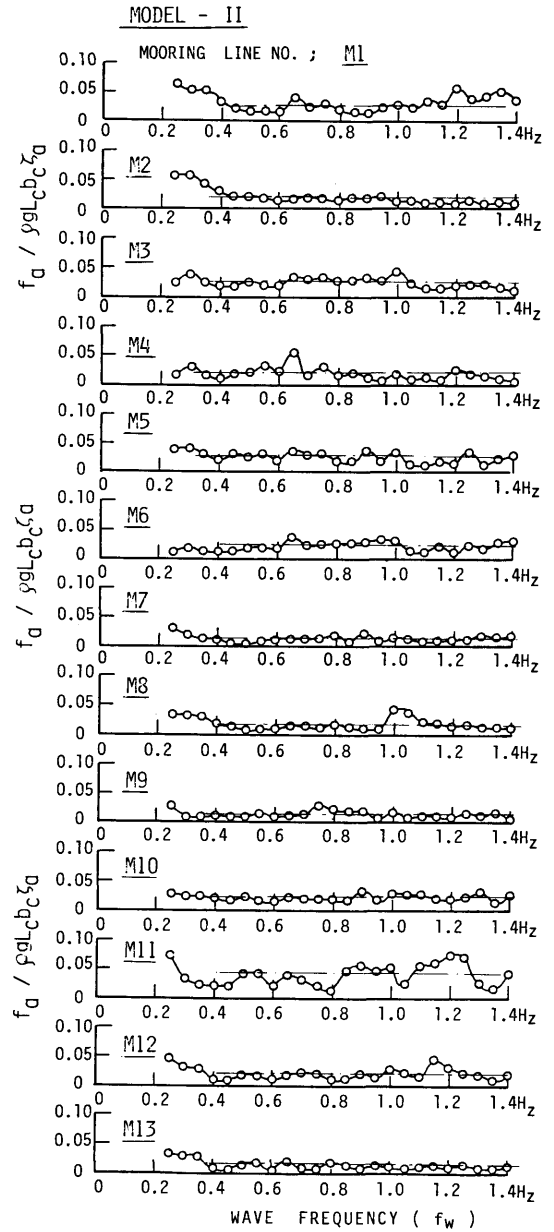


図3.2.9 大型模型の複合外力条件下における係留ラインに働く張力の変動成分の周波数応答特性

あり、張力の変動成分は、極めて低周波数領域を除けば定常成分に比して小さいといえる。

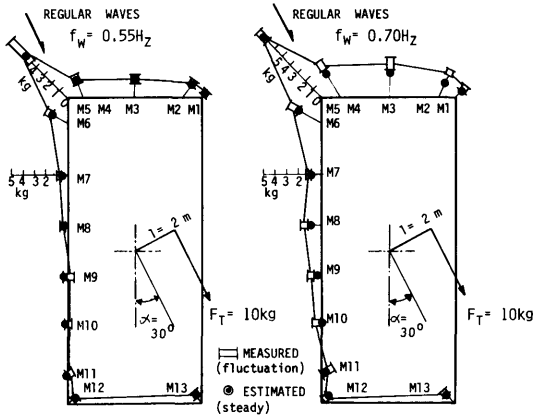


図3.2.10 大型模型の複合外力条件下における係留ラインに働く張力分布

3.3 不規則波中における係留浮体の動揺及び係留ラインに働く張力

前節までにおいて、複数の係留ラインにて係留された浮体に関し、各種外乱による定常的な外力が作用した場合及び規則波と定常外力とが同時に作用した場合に対する係留浮体の動揺応答特性及び複数係留ラインに働く張力の定常成分と変動成分の特性等について推定法の検討を行って来た。

ここでは、不規則波を対象にし、水平面内の長周期運動を含めた係留浮体の動揺及び複数係留ラインに働く張力に関して推定手法の検討を行う。

3.3.1 水槽試験

本研究の対象にした大型模型は、主としてII型模型である。そして、水槽試験時の供試模型の主要目、係

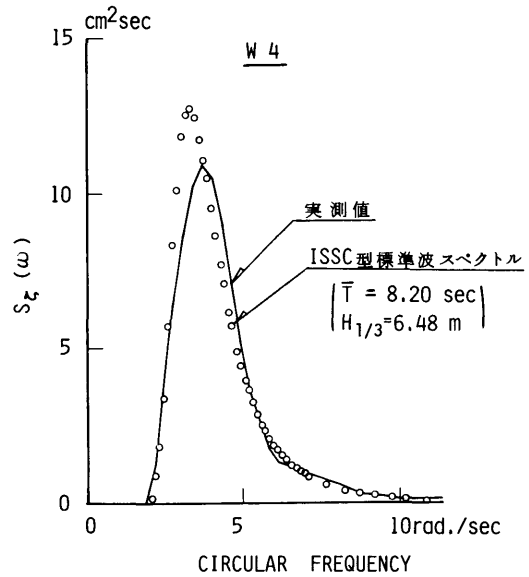


図3.3.1 水槽試験に用いた不規則波の波スペクトル

留ライン、係留方式、試験方法、及び計測等に関しては、既に3.2節の大型模型の水槽試験において記述されてあるものと同様であるので省略する。

本研究において使用した不規則波は、国際船体構造委員会が提案しているI.S.S.C型標準波スペクトルに準拠している5種類であり、それらの不規則波の実測値より求めた不規則波の各種統計量を表3.3.1に示す。なお、表中のW4の不規則波は、通常のI.S.S.C型標準波スペクトルと同じ形のエネルギー密度を有しながら、有義波高を高めるために過渡水波を加えたもので

表3.3.1 大型模型試験に用いた不規則波の各種統計量

統計量 \ 不規則波	W1		W2		W3		W4		W5	
	model	actual	model	actual	model	actual	model	actual	model	actual
ゼロクロス波周期	1.139	5.48	1.416	7.76	1.473	8.07	1.497	8.20	1.566	8.58
分散 (cm ²)	スペクトル	11.891	22.535		8.83		29.241		20.475	
	ヒストグラム	11.891	22.534		8.817		29.241		20.474	
有義波高	13.42cm	4.03m	18.96cm	5.69m	11.71cm	3.51m	21.59cm	6.48m	17.42cm	5.23m
1/10最大波高	16.97cm	5.09m	22.94cm	6.89m	14.00cm	4.20m	27.17cm	8.15m	21.21cm	6.36m
最大波高	19.43cm	5.83m	28.01cm	8.40m	17.16cm	5.15m	31.17cm	9.35m	23.17cm	6.95m

ある。

今回、水槽内に発生させた不規則波の代表例として W 4 の波スペクトルを図3.3.1に示す。図中の実線は実測値であり、白丸印は、実機で有義波高が6.48m、平均波周期が8.20秒の I.S.S.C 型標準波スペクトルを今回の模型に換算した値である。この図から、水槽内に発生した不規則波は、大略想定した I.S.S.C 型標準波スペクトルになっているといえる。

3.3.2 係留浮体の動揺

不規則波中における係留浮体の動揺に関しては、既に規則波中における係留浮体の動揺応答特性を3.2節において記述しているため、水面内の長周期運動が最も顕著に現われていた W 4 の不規則波中における水槽試験の結果を中心に述べる。また、係留浮体の6自由度の動揺に関しては、供試模型が弾性浮体であるため、上下揺れ、縦揺れ及び横揺れを分離せずに上部構造物上における各計測場所の上下方向変位として取り扱い、前後揺れ、左右揺れ及び回頭運動はそれぞれを分離して水平面内の動揺として取り扱うこととする。

(1) 上下方向変位

9箇所の上下方向変位を計測した内で代表的な上部構造物の中心と波上側端部の中央の斜め波 ($\chi = 30^\circ$) 中における上下方向変位のスペクトルを図3.3.2の a) 及び b) に示す。図中の実線は実測値であり、白丸印と一点鎖線は、3.2節で述べた上下方向変位の周波数応答特性の理論推算値と図3.3.1に示す実測した波スペクトルとを用いて求めた推算値である。これらの図から、上下方向変位のスペクトルの場で見ると、実測値と推算値との一致度は良好であるとはいえない。そして、上下方向変位のスペクトルは、狭帯域である波のスペクトル以上に狭帯域であることが判る。なお、これらの図から実測値と推算値に対するスペクトルの0次モーメント(分散値、 $\sigma^2 \doteq m_0$)を求めた結果を図3.3.2中に示してあるが、0次モーメントでも実測値が推算値より10~20%程度大きな値になっていることが判る。

そこで、実測値の上下方向変位のスペクトル [$S_z(\omega)$] と波スペクトル [$S_\zeta(\omega)$] とを用いて系が線形であると仮定して、次式にて上下方向変位の周波数

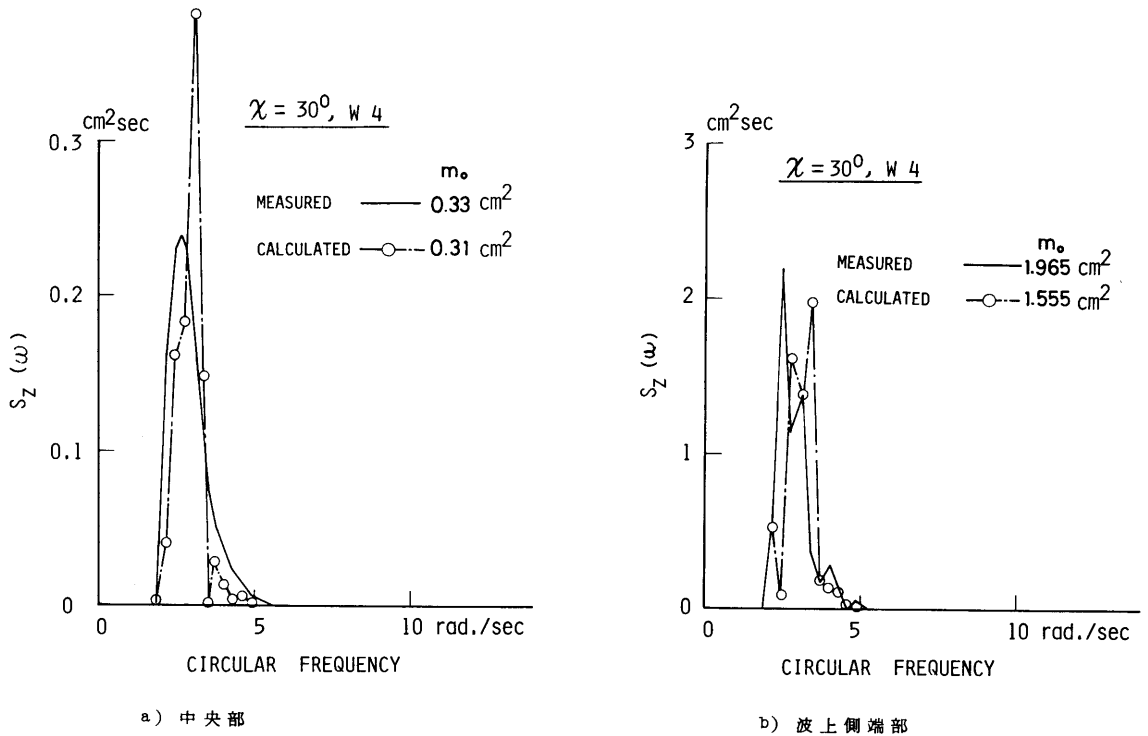


図3.3.2 上部構造物中央部及び波上側端部における上下方向変位のスペクトル

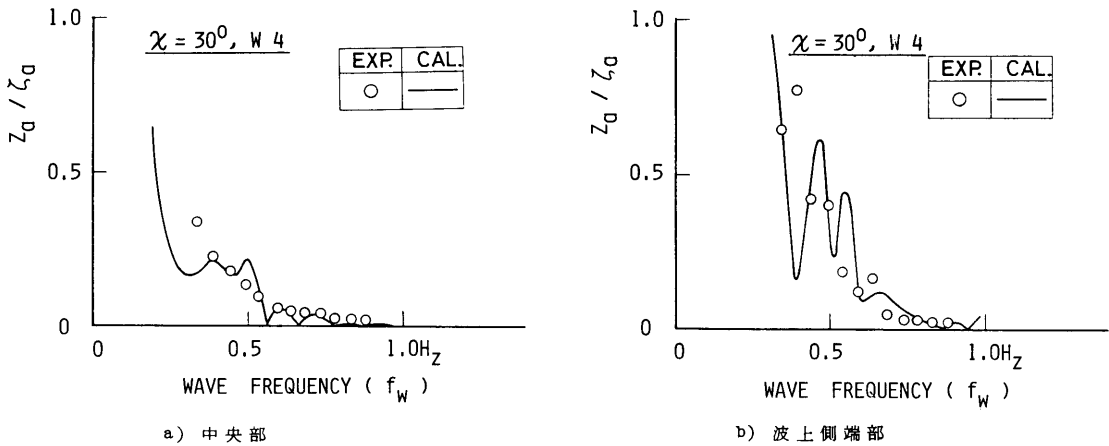


図3.3.3 上部構造物中央部及び波上側端部における上下方向変位の周波数応答特性

応答特性 $[H_z(\omega) = z_a / \zeta_a]$ を求める。

$$H_z(\omega) = (S_z(\omega) / S_\zeta(\omega))^{1/2} \tag{3.3.1}$$

そして、実測値の上下方向変位のスペクトルから求めた上下方向変位の周波数応答特性と推算値とを図3.3.3の a) 及び b) に示す。図中の白丸印は実測値であり、実線が推算値である。

この図から、上下方向変位の周波数応答特性は、0.5 Hzより高周波数領域では実測値と推算値とがよく一致しているが、図3.3.2に示す上下方向変位のスペクトルでエネルギー密度の高い低周波数領域では実測値と推算値とは部分的に一致度が余り良好でないことが判る。

以上の結果から、上下方向変位の応答は、大略線形重ね合わせが成り立つこと及びその応答スペクトルがかなり狭帯域であることが判明した。したがって、上下方向変位の極値の確率分布はレーレー分布に従うことが予測される。

そこで、W 1 及び W 4 の不規則波中における水槽試験において実測した総ての上下方向変位のスペクトルの0次モーメント ($m_0 \approx \sigma_z^2$) を用い、次式より上下方向変位の $1/3$ 最大期待値 (有義値: $z_{1/3}$) を求める。

$$z_{1/3} = 4.0 \sqrt{m_0} \tag{3.3.2}$$

上式で求めた上下方向変位の有義値をその時の不規則波の有義値で除して求めた上下方向変位の有義値応答の分布を図3.3.4に示す。図中の白丸印と実線は W 4 の不規則波中における実測値、三角印と破線は W

1 の不規則波中における実測値であり、黒丸印は、図3.3.2の W 4 の不規則波中における推算値である。

この図から、上下方向変位は、有義値応答の場になると誤差が5~10%となり、若干の差はあるがほぼよく一致していることが判る。したがって、上下方向変位の有義値応答に関しては、今回実施した弾性構造物程度であれば剛体として取り扱う理論にても推算可能

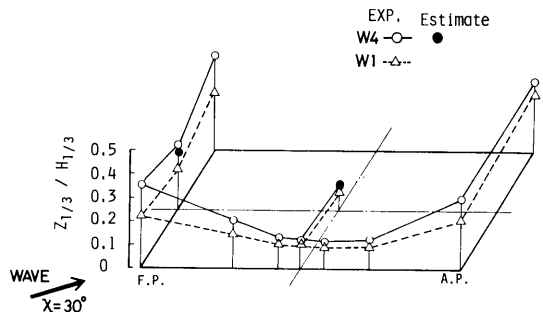


図3.3.4 上部構造物上における上下方向変位の有義値応答の分布

であるといえる。また、上部構造物上の上下方向変位は、中央付近が最も小さく、波上側及び波下側端部が最も大きいことが判る。なお、波上側端部では中央部で小さく、両側舷において大きい値を示していることから上部構造物が捩れ振動を起していることが予測できる。

(2) 水平面内の動揺

まず、W 4 の斜め ($\chi=30^\circ$) 不規則波中における入射波及び係留浮体の水平面内の動揺 (前後揺れ, 左右揺れ及び回頭運動)の時系列を図3.3.5に示す。この図から、係留浮体の水平面内の動揺は、規則波中における動揺とは異なり、入射波の周期の動揺が極めて小さく、通常、係留浮体の長周期運動と呼ばれている動揺が主要な成分になっていることが判る。このような係留浮体の水平面内の長周期運動に関しては、これまで数多くの研究がなされているものの、その原因及び予測手法は未だに確立されていない。しかしながら、この図に見るように複数係留ラインに働く張力の最大値等を推定する際には不可欠である。

そこで、係留浮体の水平面内の長周期運動は、図3.3.5から判るように前後揺れ, 左右揺れ及び回頭運動

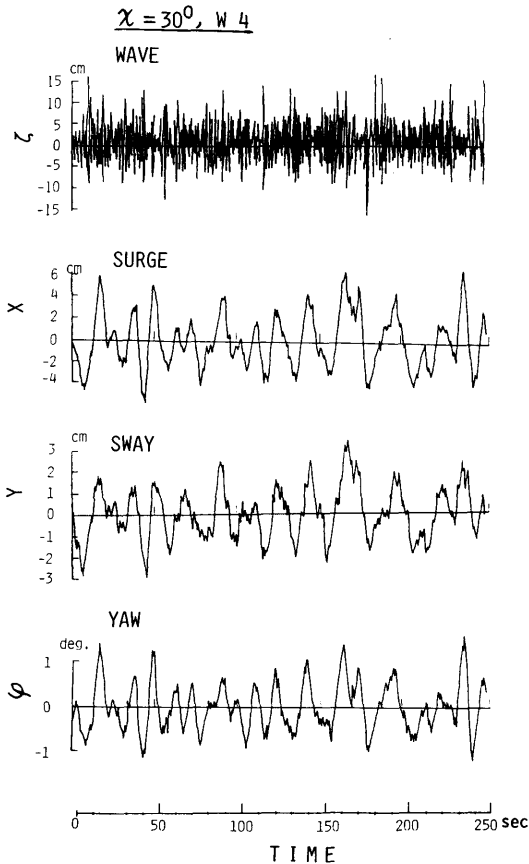


図3.3.5 W 4 の不規則波及び係留浮体の水平面内運動の時系列

とも同様な時系列を示しているもので、ここでは、前後揺れを対象にして以後検討する。

まず、W 4 の斜め ($\chi=30^\circ$) 不規則波中における係留浮体の前後揺れを実測した時系列から求めたスペクトルを図3.3.6に示す。この図から、W 4 の不規則波のエネルギー密度が大きい範囲においては、前後揺れのエネルギー密度が極めて低く、極めて低周波数領域において前後揺れのエネルギー密度が高くなることが判る。

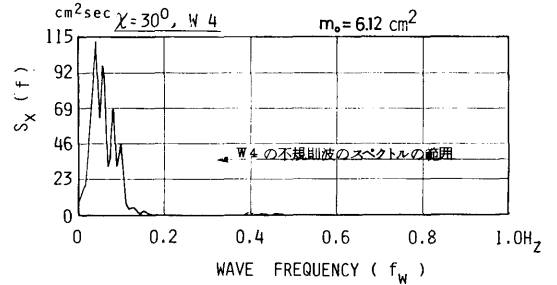


図3.3.6 係留浮体の前後揺れのスペクトル

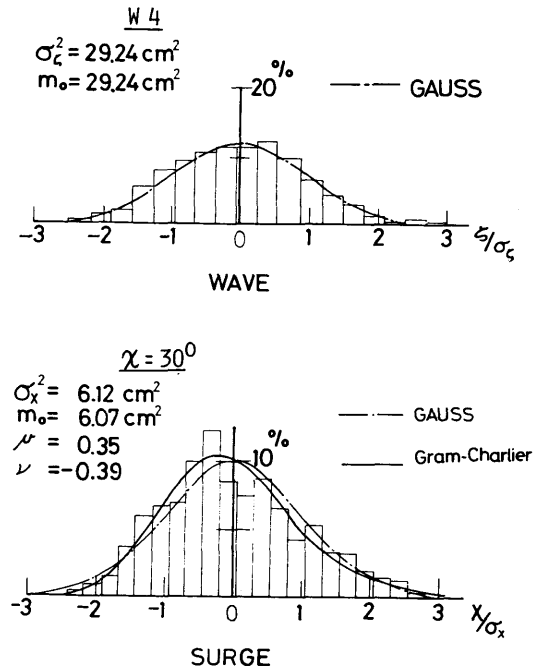


図3.3.7 不規則波及び前後揺れの確率分布

つぎに、W 4 の不規則波及び係留浮体の前後揺れの実測した時系列からそれぞれの振幅の頻度分布を求めた結果を図3.3.7に示す。図中の m_0 は図3.3.6に示す前後揺れのスペクトルの0次モーメント (=分散値)、 σ_x^2 は前後揺れの頻度分布解析により求めた分散値である。また、図中の一点鎖線は、頻度分布解析による分散値 (σ_x^2) を用いた正規分布曲線である。この図から、不規則波の振幅の分布は、ほぼ正規分布曲線とよく一致しているため、波はほぼ正規過程であるといえる。しかしながら、前後揺れの振幅の分布は、対称である正規分布曲線より最大値が左の負側に片寄った非対称な分布を示していることが判る。

そこで、前後揺れの振幅の分布関数がどのような関数で表わされ、それがどのような統計量と関係があるかを以下で検討する。

今、前後揺れの振幅を $x(t)$ とし、 x を確率変数とする。そして、 $x(t)$ の確率密度関数 $[p(x)]$ は、 $[w(x) \varphi_n(x)]$ の直交関数系で次式のように展開できるものとする。

$$p(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \varphi_n(x) w(x) \quad (3.3.3)$$

ここで、

$$a_n = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n(x) p(x) dx = E[\varphi_n(x)] \quad (3.3.4)$$

である。そして、 $\varphi_n(x)$ は重み関数 $[w(x)]$ をもつ正規直交多項式で、次式の関係がある。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n(x) \varphi_m(x) w(x) dx = \delta_{mn} \quad (3.3.5)$$

($n, m = 0, 1, 2, \dots$)

ここで、 δ_{mn} は Kronecker のデルタである。なお、 $E[\varphi_n(x)]$ は母集団平均を意味する。

以上の関係式を用いると、 $x(t)$ の確率密度関数は次式にて書き表わすことができる。

$$p(x) = \sum_{n=0}^{\infty} E[\varphi_n(x)] \varphi_n(x) w(x) \quad (3.3.6)$$

今、重み関数 $[w(x)]$ を零平均正規確率密度関数であるとすると、 $\varphi_n(x)$ は、Hermite の多項式 $[H_n(x)/\sqrt{n!}]$ で与えられることが知られている²⁾。そして、Hermite の多項式の性質を利用すると (3.3.6) 式は、Gram-Charlier 展開²⁾と呼ばれている次式にて書き表わすことができる。

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \left[1 + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{b_n}{n! \sigma^n} H_n\left(\frac{x}{\sigma}\right) \right] e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (3.3.7)$$

ここで、 σ は x の標準偏差であり、係数である b_n のうち b_3 及び b_4 は、確率分布の歪度 (skewness, μ) 及び尖度 (peakedness, ν) と次式のような関係がある²⁾。

$$\left. \begin{aligned} b_3 &= \int_{-\infty}^{\infty} x^3 p(x) dx = \sigma^3 \mu \\ b_4 &= \int_{-\infty}^{\infty} x^4 p(x) dx - 3 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} x^2 p(x) dx \right\}^2 \\ &= \sigma^4 \nu \end{aligned} \right\} \quad (3.3.8)$$

以上の関係を用いて図3.3.5の前後揺れの時系列から3乗平均及び4乗平均を求め、(3.3.7)式の $n=4$ までの展開式を用いて確率分布を求めた結果を図3.3.7に実線で示す。その結果は、正規分布曲線より実測値の前後揺れの振幅の分布を極めてよく近似していることがわかる。したがって、長周期運動を含む係留浮体の動揺の振幅の分布は、分散、歪度及び尖度が予測できれば非対称の場合でも予測できることが判った。そして、長周期運動を含む係留浮体の水平面内の動揺に対する線形及び非線形流体力が精度よく推算できれば、不規則波のスペクトルを用いて長周期運動を含む動揺のオートスペクトル及び高次スペクトルを求め、それらのスペクトルから分散、歪度及び尖度を求めることができる^{3),4)}。なお、今回提示した手法に対する検証は限られた事例だけであるために今後、これらに関する詳細な検討を行う必要があるが、今回検討したW 4の不規則波は、図3.3.5の時系列からも判るように波形の繰り返しがなく、random phaseが一様に分布する最も平均的なものであり、それに対する係留浮体の前後揺れも平均的な分散になっているため、今回提示した手法が相当程度まで適用可能であると思われる。

3.3.3 複数係留ラインに働く張力

複数係留ラインに働く張力に関しては、II型模型の斜め波 ($\alpha = 30^\circ$) 中における22条の係留ラインの波上側の11条について以下に検討する。

まず、W 4の不規則波と代表的なM 4、M 5及びM 6の係留ラインに働く張力の時系列を図3.3.8に示す。これらの時系列から、係留ラインに働く張力は、大型模型による規則波中における係留ラインに働く張力特性において述べたように定常成分、入射波の波高変化に起因する変動成分及び長周期運動に起因する長周期成分とに大別することができる。つぎに、11条の係留ラインに働く張力のスペクトルを求めた結果を図3.3.9に示す。この図から、各係留ラインに働く張力に

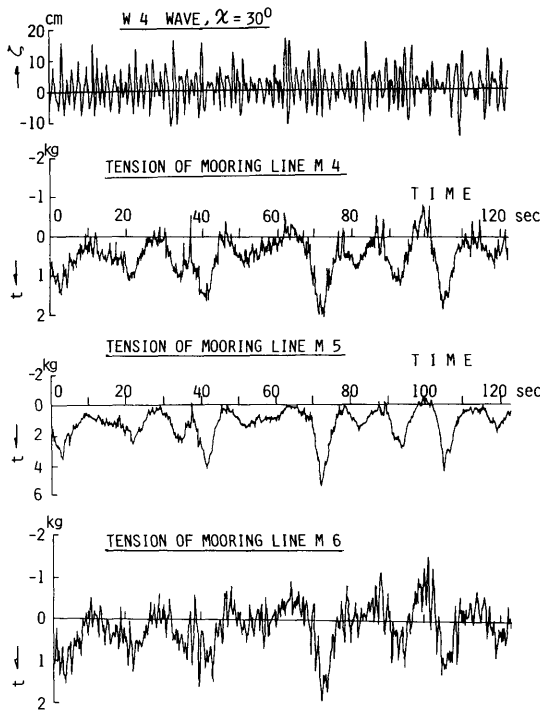


図3.3.8 W 4 の不規則波, M 4, M 5 及び M 6 の係留ラインに働く張力の時系列

は、不規則波のエネルギー密度が存在する周波数領域では張力の変動成分のエネルギー密度が極めて低く、長周期運動の低周波数領域で張力の長周期成分によってエネルギー密度が高くなることが判る。また、波上側の M 5, M 4 そして、M 6 の順に係留ラインに働く張力の長周期成分のエネルギー密度が高く、その他の係留ラインに働く張力は、M 5 の係留ラインより離れると共に長周期成分のエネルギー密度が低くなる傾向を示している。

(1) 定常成分

II型模型の斜め波 ($\alpha = 30^\circ$) 中における係留浮体の各係留ラインに働く張力の定常成分の分布を求めた結果を図3.3.10に示す。図中の白丸印と実線は、図3.3.8に示す係留ラインに働く張力の時系列の時間平均にて求めた値である。そして、係留ラインに働く張力の定常成分は、不規則波の変動波浪漂流力の定常成分に起因するものと考えられる。そこで、浮体に働く外力及び流体力の推定法に関する研究において示した規則波

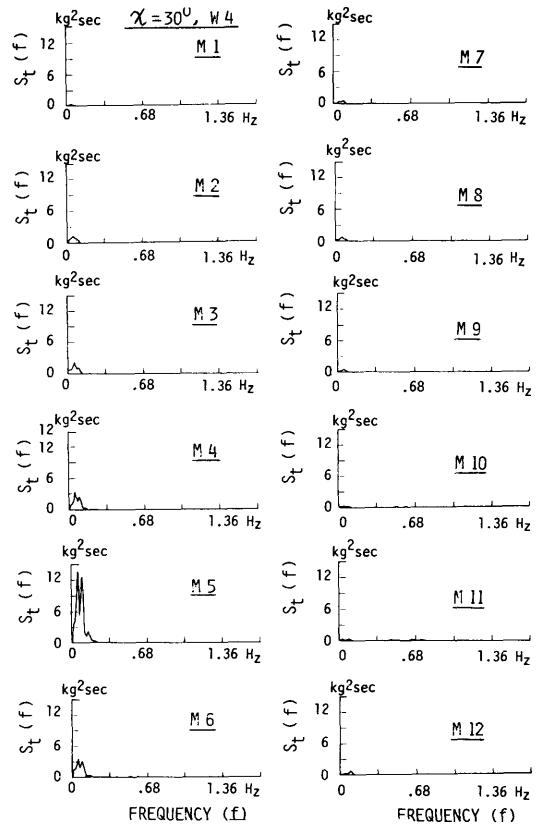


図3.3.9 各係留ラインに働く張力の変動成分のスペクトル

中における波浪漂流力特性を用いて、次式にて不規則波中における変動波浪漂流力の定常成分 $\langle \bar{F}_D \rangle$ を求めた⁵⁾。

$$\bar{F}_D = 2\rho g B_e \int_0^\infty R(\omega) S_\zeta(\omega) d\omega \quad (3.3.9)$$

ただし、 ρ は流体密度、 g は重力加速度、 B_e は上部構造物の波の入射方向に対する投影幅、 $R(\omega)$ は規則波中における波浪漂流力係数 ($R(\omega) = F_D(\omega) / (\rho g B_e \zeta_a^2)$)、 $F_D(\omega)$ が波浪漂流力、 ζ_a が入射波の振幅) 及び $S_\zeta(\omega)$ は波スペクトルである。

その結果、不規則波中における変動波浪漂流力の定常成分は8.0kgで、その作用点が上部構造物の中心より1.0mであることが求められた。その結果を用いて前述の3.2節の定常外力が作用した際の各係留ラインに働く張力の定常成分の分布曲線を用いて求めた結果

を図3.3.10中に一点鎖線にて示す。

この図から、不規則波中における各係留ラインに働く張力の定常成分の分布は、上述の手法に基づく推算値にてよい精度で実測値を推算できることが判った。

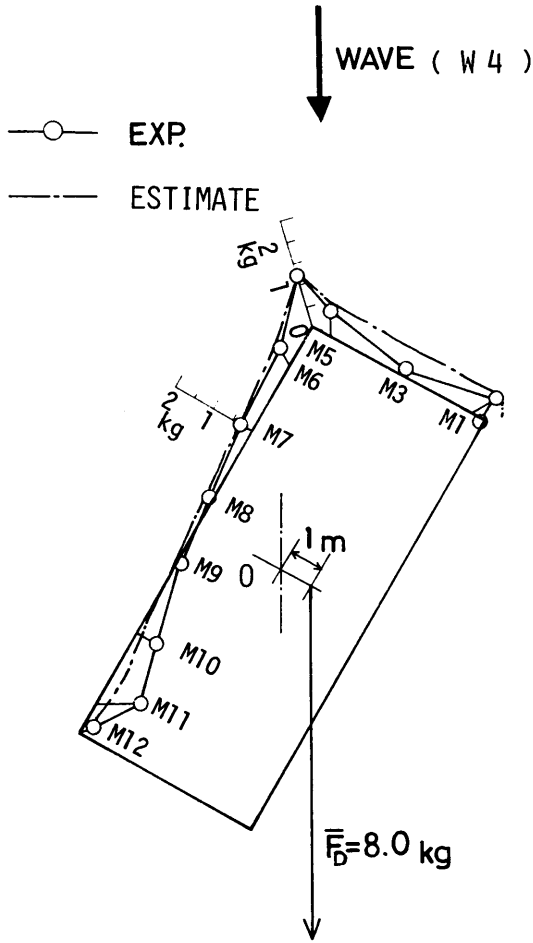


図3.3.10 係留浮体の各係留ラインに働く張力の定常成分の分布

(2) 変動成分

各係留ラインに働く張力の変動成分すなわち入射波の波高変化に起因する成分は、前述のようにエネルギー密度が極めて低いことが判明しているが、図3.3.9に示す各係留ラインに働く張力のスペクトルを用いて全体の0次モーメント (m_0) と波周波数で0.3Hz以上の0次モーメント (m_b) とを求め、その比を求めた結果を表3.3.2に示す。この表から、各係留ラインに働く張力の変動成分は、係留ラインに働く張力が大きい場合に12~13%以下で、張力が小さい場合に40~80%程度のパワーが存在することが判る。したがって、係留ラインに働く張力の最大値を検討する際には、係留ラインに働く張力の変動成分よりも長周期成分の方が主要な成分になるといえる。

(3) 長周期成分

まず、図3.3.8に示す係留ラインに働く張力の時系列を用いて前述の張力の変動成分からの張力の振幅の分布を求めた結果を図3.3.11に示す。この図から、張力の振幅の分布は、前述した係留浮体の前後揺れと同様に非対称であることが判る。特に、定常成分が大きな波上側の係留ラインの張力に非対称性が強く現われていることが判る。

つぎに、M4、M5及びM6の係留ラインについても係留浮体の確率分布を求めたと同様な手法を用い、

(3.3.7)式にて係留ラインに働く張力の確率分布を求め、実測値と推算値との張力の確率分布を図3.3.12に示す。この図から、係留浮体の前後揺れと同様に係留ラインに働く張力の確率分布が分散、歪度及び尖度から推算できることが判明した。また、定常成分が大きい程係留ラインの静的係留特性曲線によって非対称性が生じて図3.3.12中に示すように歪度の絶対値が大きくなることが判る。

(4) 係留ラインに働く張力の最大値予測

係留浮体の水平面内の長周期運動は、非線形応答が含まれるため、浮体の動揺及び係留ラインに働く張力

表3.3.2 各係留ラインに働く張力のスペクトルの全体と変動成分の0次モーメント

係留ライン	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8	M9	M10	M11	M12
$M_0(\text{kg}^2)$	0.0402	0.1039	0.1931	0.2386	0.9601	0.270	0.0557	0.0693	0.0470	0.0862	0.1470	0.0736
$M_b(\text{kg}^2)$	0.0270	0.0231	0.0548	0.0298	0.0404	0.0317	0.0084	0.0223	0.0194	0.0603	0.1165	0.0323
M_b/M_0	0.515	0.222	0.284	0.125	0.042	0.117	0.151	0.322	0.413	0.750	0.793	0.439

$$\chi = 30^\circ, W 4$$

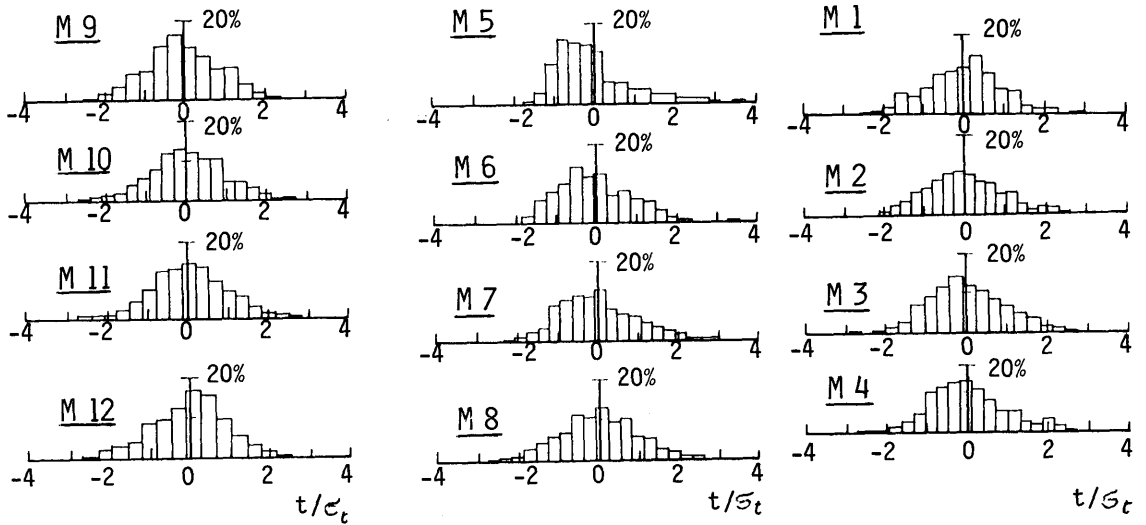


図3.3.11 各係留ラインに働く張力の変動成分の頻度分布

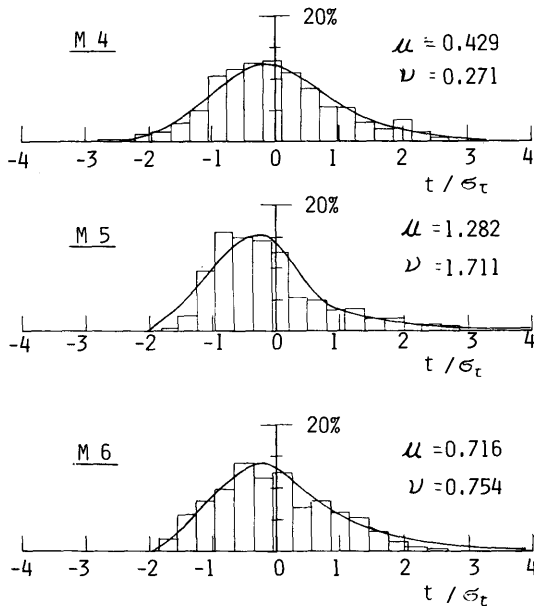


図3.3.12 各係留ラインに働く張力の変動成分の確率分布

等の応答の極大値及び極小値の確率分布が等しくないことが今回実施した大型模型の係留状態の水槽試験で確認された。

そこで、係留ラインに働く張力の極大値及び極小値の確率分布並びに最大期待値について以下で検討する。

まず、係留ラインに働く張力の確率過程を $x(t)$ とし、 x を確率変数とする。そして、次の仮定⁶⁾を設ける。

- i) 応答は狭帯域なスペクトルで、極値の個数とゼロクロスの個数が等しい。
- ii) 区間 $[0, T]$ における期待値の総数に対する一定レベル以上の期待値の回数の比は、近似値に区間 $[0, T]$ における一定レベル(λ)を超える極値の確率に等しい。
- iii) 応答の極値は、Bernoulli の試行の仮定である互いに独立である。

今、 x が一定レベル(λ)と交差する回数の統計量を求めるために、次式のような関数を考える。

$$\left. \begin{aligned} \dot{y}(t) &= U(x - \lambda) \\ y(t) &= \dot{x} \delta(x - \lambda) \end{aligned} \right\} \quad (3.3.10)$$

ここで、 $U(x - \lambda)$ は Unit Step 関数、 $\delta(x - \lambda)$ は Dirac の delta 関数である。(3.3.10)式の $\dot{y}(t)$ は単

位衝撃列で、区間(0, T)において両符号を含め、 $x = \lambda$ と交差する全回数 $n(\lambda, T)$ は次式にて与えられる。

$$n(\lambda, T) = \int_0^T |\dot{x}| \delta(x - \lambda) dt \quad (3.3.11)$$

そして、 $n(\lambda, T)$ の期待値 $\{E[n(\lambda, T)]\}$ は、 x と \dot{x} の結合確率密度関数 $\{p_{x\dot{x}}(x, \dot{x}, t)\}$ を用いれば、次式のように書き表わすことができる。

$$E[n(\lambda, t)] = \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{x}| p_{x\dot{x}}(\lambda, \dot{x}, t) d\dot{x} dt \quad (3.3.12)$$

そこで、正及び負の勾配で一定レベル ($x = \lambda$) と交差する場合の期待値は、次式のように書き表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E[n(\lambda^+, t)] &= \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} \dot{x} p_{x\dot{x}}(\lambda, \dot{x}, t) d\dot{x} dt \\ E[n(\lambda^-, t)] &= \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{x}| p_{x\dot{x}}(\lambda, \dot{x}, t) d\dot{x} dt \end{aligned} \right\} \quad (3.3.13)$$

前述の仮定に基づいて $E[n(\lambda^+, t)]$ は極大値が一定レベル以上の期待回数であるといえる。また、確率過程の $x(t)$ が零平均であるとする、 $E[n(0, T)]$ は極値の期待総数であるといえる。

今、 z を x の極大値の確率変数とすると、事象 ($z \geq \lambda, 0 \leq t \leq T$) の確率 $\{P_p(\lambda, T)\}$ 及び確率密度関数 $\{p_p(\lambda, T)\}$ は、次式のように書き書わされる。

$$\left. \begin{aligned} P_p(\lambda, T) &= \frac{E[n(\lambda^+, T)]}{E[n(0, T)]} \\ p_p(\lambda, T) &= -\frac{dP_p(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \{1 - P_p(\lambda, T)\} \end{aligned} \right\} \quad (3.3.14)$$

なお、極小値の確率密度数は、 $z \equiv -z$ と置けば (3.3.14) 式と同様に書き表わされる。

そして、極大値の最大値が z_m となる確率 $\{p_{mp}(z_m, T)\}$ は、極大値が一つ z_m となり、他の極大値が z_m 以下となる確率に等しく、区間(0, T)で極大値の総数が N_p 個であるならば、次式にて書き表わされる。

$$P_{mp}(z_m, T) = 1 - \{1 - P_p\}^{N_p} \quad (3.3.15)$$

また、確率密度関数は、次式にて書き表わされる。

$$p_{mp}(z_m, T) = +\frac{d}{dz_m} \{1 - P_{mp}\} = \frac{d}{dz_m} \{1 - P_p(z_m, T)\}^{N_p} \quad (3.3.16)$$

そして、定常過程であるとするならば確率密度関数は次式のように書き表わされる。

$$p_{mp}(z_m) = \frac{d}{dz_m} \{1 - P_p(z_m)\}^{N_p} \quad (3.3.17)$$

したがって、係留ラインに働く張力の最大期待値は、次式にて求めることができる。

$$E[z_m] = \int_0^{\infty} z_m p_{mp}(z_m) dz_m \quad (3.3.18)$$

(3.3.18) 式にて最大期待値を求めるには結合確率密度関数を求める必要がある。

そこで、今回、実測した係留ラインに働く張力の時系列を数値微分して速度の時系列を求め、その頻度分布解析を行った。そこで得られた張力の速度の時系列及び速度の振幅の分布を図3.3.13に示す。また、図中

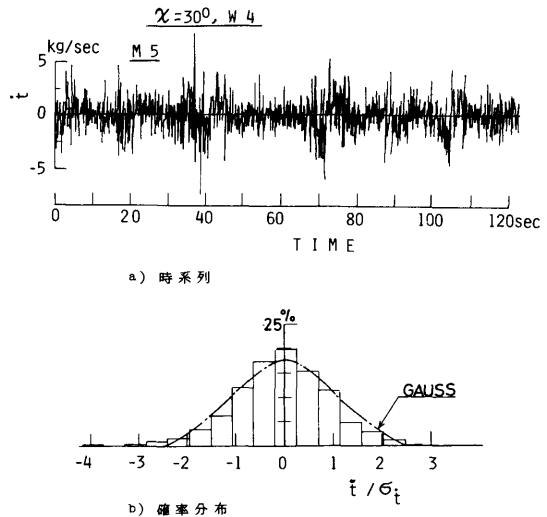


図3.3.13 張力の変動成分の速度の時系列とその確率分布

に正規分布曲線を鎖線で示す。この図から、係留ラインに働く張力の変化を速度にすると、長周期成分よりも入射波の波高変化による係留浮体の動揺に起因する変動成分の方が高周波数であり、規則波中における係留浮体の動揺が線形応答であるため、張力の変化の速度の確率分布は、正規分布を示す結果になったことが当然であるといえる。したがって、張力の確率過程 $\{t(t)\}$ が零平均で定常であるとするれば、 $t(t)$ と $\dot{t}(t)$ とはそれぞれ独立であると見なすことができる。

そして、 t と \dot{t} の結合確立密度関数は、次式にて与え

ることができる。

$$p_{ii}(t, i) = \frac{1}{2\pi\sigma_t\sigma_i} \left[1 + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{b_{nt}}{n!\sigma_t^n} H_n\left(\frac{t}{\sigma_t}\right) \right] \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2} - \frac{i^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (3.3.19)$$

ここで、 σ_t は張力の標準偏差、 σ_t^2 は張力の速度の標準偏差及び $H_n\left(\frac{t}{\sigma_t}\right)$ は、Hermite の多項式である。

(3.3.19) 式で求まる結合確率密度関数を用い、(3.3.13) 式及び (3.3.14) 式にて期待値及び極大値が $z_{\max} \geq \lambda$ となる確率が求められ、確率密度関数は次式にて求めることができる。

$$p_D(\lambda) = -\frac{d}{d\lambda} P_D(\lambda) = -\left[-\frac{\lambda}{\sigma_t^2} \exp\left(-\frac{\lambda^2}{\sigma_t^2}\right) \left\{ 1 + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{b_{nt}}{n!\sigma_t^n} H_n\left(\frac{\lambda}{\sigma_t}\right) + \exp\left(-\frac{\lambda^2}{\sigma_t^2}\right) \sum_{n=3}^{\infty} \frac{b_{nt}}{n!\sigma_t^{n-1}} H_n\left(\frac{\lambda}{\sigma_t}\right) \right\} \frac{1}{\left\{ 1 + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{b_{nt}}{n!\sigma_t^n} H_n(0) \right\}} \right] \quad (3.3.20)$$

ここで b_{nt} は (3.3.8) 式等で求まる係数である。

(3.3.20) 式で n の項数を 4 個まで取り、求めた結果を (3.3.17) 式及び (3.3.18) 式に代入し、係留ラインに働く張力の極大値の総数 (N_p) 中における最大期待値を M 4、M 5 及び M 6 の係留ラインに働く張力及び係留浮体の前後揺れで求めた結果をそれぞれ一点鎖線、実線、二点鎖線及び点線にて図 3.3.14 に示す。また、図中には、実測値の最大値をそれぞれ逆三角印、丸印、三角印及び四角印にて示す。また、3 点鎖線は Longuet - Higgins^{7),8)} が示している次式にて求めた極大値の最大期待値である。

$$E[z_{\max}] = \sqrt{2} \sigma_t \int_0^{\infty} u^{1/2} N_p e^{-u} (1 - e^{-u})^{N_p - 1} du \quad (3.3.21)$$

この図から、実測値が極めて少ないが、係留ラインに働く張力が大きい M 4、M 5 及び M 6 の係留ラインについては、実測値と推算値とがよい一致を示している。しかし、前後揺れは推算値が僅かに実測値より大きめに推算していることが判る。また、定常成分が大きく、歪度が大きくなるにつれて張力の最大期待値が Longuet - Higgins の式からの推算値と離れてくること判る。これは前後揺れと同様に係留ラインの張力の非対称性が歪度に関係していることが判る。

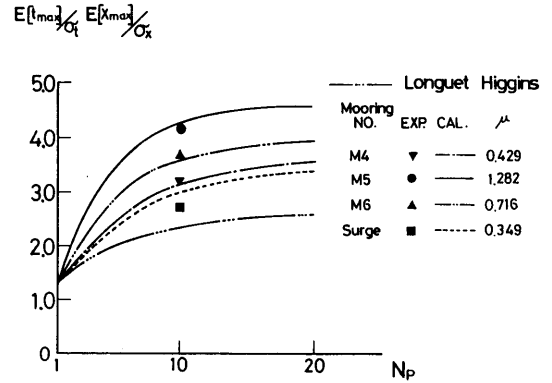


図3.3.14 係留ラインに働く張力の極大値の最大期待値

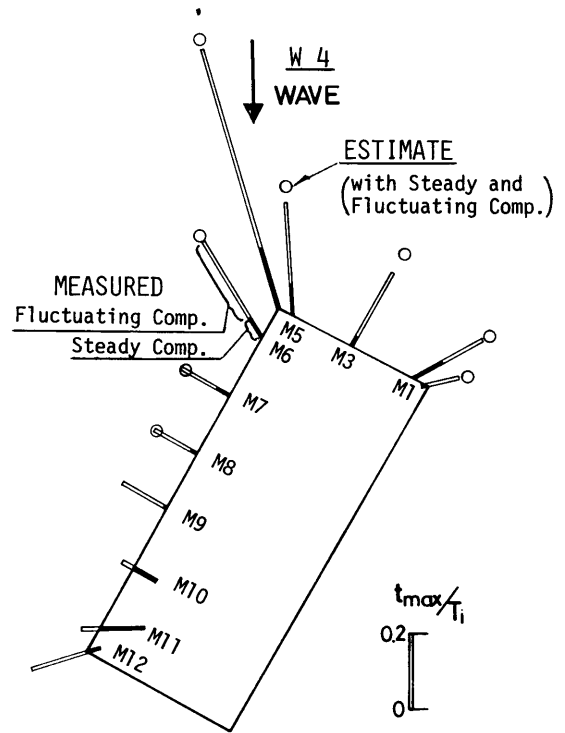


図3.3.15 各係留ラインに働く張力の最大値の分布

最後に、各係留ラインに働く張力の最大値の分布図を図 3.3.15 に示す。図中の棒状線は、実測した定常成分 (黒く塗りつぶした部分) と長周期運動を含む変動成分であり、丸印は図 3.3.10 の定常成分と図 3.3.14 の変動成分とから求めた推算値である。この図から、係

留ラインに働く張力の最大値の分布は、実測値と推算値とが極めてよく一致していることが判る。

以上の結果から、今回実施した試験の範囲で複数係留ラインに働く張力に関しては、定常成分を3.2節において示した手法を用い、波浪に起因する変動成分と長周期運動による長周期成分とをスペクトルの分散、歪度及び尖度から推算すれば張力の最大期待値の分布を相当よい精度にて推算できることが判明した。しかしながら、検証した事例が少ないため、今後、その信頼性や推定精度等を確認する必要がある。

第4章 研究成果

本研究によって得られた成果をまとめると次のようになる。

- (1) 索・鎖の係留ラインは、海底を這わせることによってアンカー部に働く張力を軽減させる効果がかなり期待できる。
- (2) 各種の索・鎖係留方式について係留ライン張力の静的特性が明らかにされた。したがって、浮体の用途及び係留浮体の許容運動量等に応じて係留方式を選定することが可能になった。
- (3) 定常風、定常潮流及び波浪漂流力等による定常外力が複数係留システムの係留浮体に作用した場合の定常変位量は、弛緩係留状態でかつ、定常外力の作用方向が 0° 及び 90° の場合について完成したプログラムを用いて精度よく推定することができる。これらの値を用いれば定常外力の作用方向や大きさが変化した場合の推定も可能である。
なお、規則及び不規則波中における大型浮遊式海洋構造物の波浪漂流力特性については、精度よく推定できる手法が未だ確立されていないため、第II期の研究において実施する必要がある。
- (4) 複数係留ラインに働く張力は、定常外力に対する定常成分、入射波の個々の波高変化に起因する波周期と同じ変動成分、並びに係留浮体が水平面でグループ波などにより励振される長周期運動に起因する長周期変動成分の3成分に分離して検討すればよい。
- (5) 複数係留ラインに働く張力の定常成分は、定常外力に対する係留浮体の水平面内の定常変位量を各係留ライン面内の水平移動量に換算した値を用い、静的特性から推定できる。
- (6) 複数係留ラインに働く張力の変動成分は、今回実施したような弛緩係留状態であれば、係留浮体

の動揺が大きくなる極めて低周波数領域以外では係留ラインの初期張力や張力の定常成分に比して小さいことが明らかになった。

- (7) 複数係留ラインで係留された浮体の周波数応答特性は、弛緩係留状態であれば、係留浮体の定常変位量を考慮して各係留ラインの特性から求める線形バネ係数を用いて相当よい精度にて推算できる。なお、大型模型の係留時の周波数応答特性は、無係留状態の浮体の動揺特性に極めて近い傾向を示した。
- (8) 不規則波中における係留浮体の水平面内の長周期運動は、正規分布でなく、非線形性を有する確率分布になることが明らかになった。その確率分布は、長周期運動のオートスペクトル及び高次のスペクトルが求められれば、応答の分散、歪度及び尖度を用いて精度よく推定可能であることが判明した。また、長周期運動の最大期待値等も分散、歪度及び尖度から推定できることが明らかになった。
- (9) 複数係留ラインに働く張力の変動成分は、係留浮体の水平面内の長周期運動の振幅が大きいため係留ラインの静的係留特性の非線形性が影響して長周期運動自身より強い非線形性を有する確率分布になることが判明した。従って、張力変動の確率分布、確率密度関数及び最大期待値等は、長周期運動のスペクトルまたは分散、歪度及び尖度及び係留ラインの静的係留特性を用いて推定できることが明らかになった。
- (10) 複数係留ラインに働く張力の分布すなわち不均一性は、上記の(2)~(9)に示す方法を用いることによりかなりよい精度で予測できることが明らかになった。

第5章 結 言

今回実施した部分模型及び大型模型による系統的な水槽試験結果により、複数係留ラインによる係留浮体の動揺応答特性及び長周期運動を考慮した複数係留ラインに働く張力の不均一性や最大張力等の特性が明らかとなり、その精度よい推算手法を確立するための有力な手がかりを得た。

複数係留システムによる超大型浮遊式海洋構造物の可能性を検討する場合、本研究の成果に基づいて係留浮体の動揺応答特性及び複数係留ラインに働く張力等を推算することができる。なお、複数係留システムの

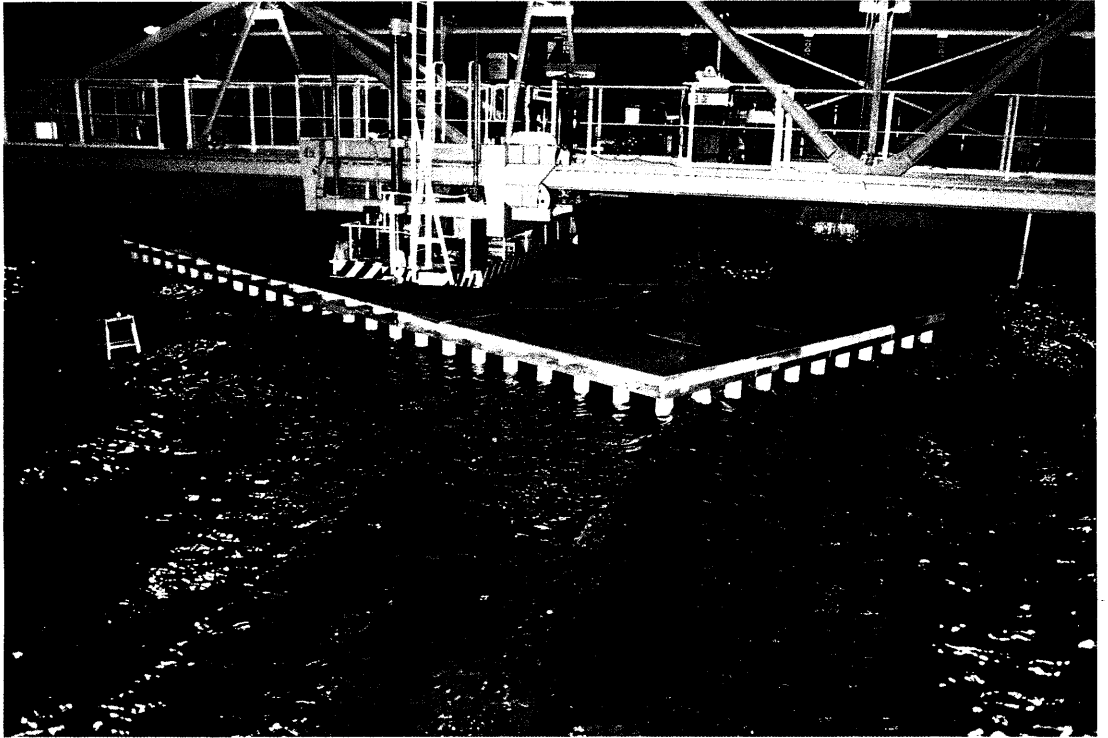
耐久性すなわち、係留ラインの海水中における劣化、疲労強度に及ぼす海水腐食影響及び安全率等を勘案して複数係留システムの詳細設計を行う必要がある。

係留浮体の長周期運動及び複数係留ラインに働く張力の最大値等の推算精度を向上させるために、プロトタイプの係留浮体による極めて長時間に亘る実測値の取得による長周期運動の性質の把握、長周期の変動外力の性質の解明並びに長周期運動自体の推算手法の確立などが今後の研究課題として残されている。

最後に、本研究は科学技術振興調整費による研究「海洋構造物による海洋空間等の有効利用に関する研究」の一環として実施されたものである。

参 考 文 献

- 1) 安藤定雄, 加藤俊司: 鉄鎖係留ラインの静的張力特性と動的変動張力特性について, 西部造船会会報, 第66号, 1983.
- 2) 小倉久直: 物理工学のための確率過程論, コロナ社, 1978.
- 3) 日根野元裕: 不規則波中における非線形応答の極値分布の計算, 日本造船学会論文集, 第156号, 1984.
- 4) Vinje, T: On the Calculation of Maxima of Non-linear Wave Forces and Wave Induced Motions, I. S. P. Vol.23, No.268, 1976.
- 5) 高木又男: 漂流力について, 日本造船学会, 第2回海洋工学シンポジウム, 1976.
- 6) Y.K.リン (森他訳): 構造動力学の確率論的方法, 培風館, 1974.
- 7) W.G.プライス, R.E.D.ビショップ(田口他訳): 確率過程工学, 共立出版, 1980.
- 8) Longuet-Higgins, M.S.: On the Statistical Distribution of the Heights of Sea Waves, J.M.R., 1952.



大型浮遊式海洋構造物の水槽実験