

# 超大型浮遊式海洋構造物の波浪中における 諸性能に関する基礎的研究

(その1 波強制力及び波浪中動揺応答特性)

影本 浩\*・星野 邦弘\*

## Fundamental Studies on Hydrodynamic Performance of a Huge Offshore Floating Structure in Waves

(1st Reprort; Wave Exciting Forces and Motions)

By

Hiroshi KAGEMOTO and Kunihiro HOSHINO

### Abstract

Some results of fundamental studies on hydrodynamic performance in waves of a huge offshore floating structure, which consists of an upperdeck and a lot of supporting floating bodies arranged in rows and lines, are presented. Three types of floating bodies, namely footing-type, lowerhull-type and pontoon-type, are considered.

Wave exciting forces acting on a single floating body and group of the floating bodies were measured in regular and transient waves. Motions in waves on the three types of floating strucres, each of which was supported by one of the different three types of floating bodies, were also measured. The experimental results are compared with theoretical ones which neglect hydrodynamic interferences among the floating bodies.

The theoretical values of the were exciting forces acting on single floating bodies agree well with experimental ones except for a lowerhull-type floating body. As for were exciting forces acting on individual floating body in a group of them, experimental results are lower than the theoretical ones in high-frequency range due to the hydrodynamic interferences among the floating bodies.

In six components of motions in waves, heaving, surging and pitching in head seas and heaving in beam seas can be estimated fairly accurately by a simple calculation method, which uses wave exciting forces calculated in neglecting hydrodynamic interferences among the floating bodies, except for motions at the natural frequencies, because the motions become very small in high-frequency range, where the difference between the experimental and theoretical values for wave exciting forces becoms large. The motions at the natural frequencies can be estimated correctly if the dampings are appropriately estimated through certain methods, such as free oscillation tests. Swaying and rolling in beam seas can not be estimated accurately by the simple calculation method on the models used for experiments in this research.

---

\* 海洋開発工学部  
原稿受付 昭和58年7月5日

## 目 次

1. 緒 言
2. 要素浮体に働く波強制力
  - 2.1 模型実験
    - 2.1.1 要素浮体の形状
    - 2.1.2 実験に用いた波
    - 2.1.3 波強制力測定
  - 2.2 理論計算法
  - 2.3 結果及び考察
    - 2.3.1 フーティング型要素浮体に働く波強制力
    - 2.3.2 ローハル型要素浮体に働く波強制力
    - 2.3.3 ポンツーン型要素浮体に働く波強制力
    - 2.3.4 喫水変化がローハル型要素浮体の波強制力に及ぼす影響
    - 2.3.5 波高変化が波強制力に及ぼす影響
    - 2.3.6 過渡水波による実験の可能性について
3. 波強制力に及ぼす要素浮体間の流体力学的相互干渉効果
  - 3.1 模型実験
  - 3.2 結果及び考察
    - 3.2.1 ローハル型要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力
    - 3.2.2 ローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力
    - 3.2.3 ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体に働く波強制力
4. 全体浮体に働く波強制力
  - 4.1 模型実験
  - 4.2 理論計算法
  - 4.3 結果及び考察
5. 全体浮体の波浪中における動揺応答特性
  - 5.1 模型実験
  - 5.2 理論計算法
  - 5.3 結果及び考察
    - 5.3.1 実験値と簡易推算値との比較
      - (1) フーティング型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性
      - (2) ローハル型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性
      - (3) ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性
    - 5.3.2 推算手法の検討
      - (1) 減衰係数が動揺特性に及ぼす影響

- (2) 連成係数が動揺特性に及ぼす影響
- (3) 波強制力が動揺特性に及ぼす影響

## 6. 結 言

## 謝 辞

## 参考文献

付録 軸対称体に対する波強制力の計算法

## 1. 緒 言

海洋開発関連事業の一環とし、海洋空間の有効利用が注目されつつある。

浮遊式海洋構造物による海洋空間の有効利用形態としては、種々の形態が考えられるが、本研究の対象とした浮遊式海洋構造物は、海洋空間を面的に利用する沖合港湾施設、洋上貯蔵施設、洋上生産施設及び海上空港などを考え、その上部構造物の面積が少なくとも数万平方メートル以上の超大型のものである。

面利用を目的とする超大型浮遊式海洋構造物に関する研究としては、海上空港を対象として構造様式の選定から建造、保守、経済性等あらゆる見地からその可能性を評価したもの<sup>1)</sup>が代表的な研究として挙げられるが、その研究の対象となった構造様式は広大な甲板面積を有する上部構造物を多行多列の浮体（以下一つの浮体を要素浮体とよぶ）で支持する型式のものである。近年著者らも、多行多列の要素浮体で上部構造物を支持する型式の浮遊式海洋構造物を対象として、耐波性能<sup>2),3)</sup>、洋上接合法<sup>10)</sup>などに関する研究を行ってきた。

多行多列の要素浮体で上部構造物を支持する様式は、海洋空間利用のための超大型浮遊式海洋構造物の構造様式として有力なものであるが、その実現のためには、技術的可能性、安全性、経済性等の評価を行なうに不可欠な、波浪中諸性能に関する実験データの蓄積、理論的推算手法の検証、新しい手法の開発などが不足しているといえる。前述の研究<sup>1),2),3),10)</sup>においても、種々の問題が今後究明すべき課題として挙げられている。

従って、今回多行多列の要素浮体で上部構造物を支持する様式の浮遊式海洋構造物を対象として、波強制力、波浪中動揺性能に対する実験データの蓄積、既存の推算手法の検証、精度の良い推算手法の開発を目的として一連の研究を行うこととした。研究の手法としては、第一段階として単体の要素浮体に働く波強制力の研究、第二段階として複数の要素浮体に働く波強制力の研究、第三段階として多行多列の要素浮体で支持

された浮遊式海洋構造物（以下全体浮体とよぶ）に働く波強制力の研究、最終段階として全体浮体の波浪中動揺応答特性の研究という手順で行い、各段階で既存の理論による推算値と実験値の比較、推算手法の検討、問題点の抽出を行い、そこで得られた成果を次の段階で利用するという方法で行った。

要素浮体の形状としては、文献<sup>1),2),10)</sup>で対象としているフーティングつき円柱の他に、ローハルつき円柱、及びポンツーンと単純なものを採用することとした。以下、これらをフーティング型要素浮体、ローハル型要素浮体、ポンツーン型要素浮体とよぶこととする。また、実験に供試した全体浮体は、超大型浮遊式海洋構造物模型と呼ぶには、支持する要素浮体の数が少ないが、複数要素浮体の組合せ効果を調べるには十分であるといえる。

## 2. 要素浮体に働く波強制力

### 2.1 模型実験

#### 2.1.1 要素浮体の形状

要素浮体に働く波強制力実験に用いた要素浮体の形状は、フーティング型要素浮体、ローハル型要素浮体、及びポンツーン型要素浮体の3種類であり、その概要図を図-2-1に示す。

今回実験を行なった水槽は、海洋構造物試験水槽（長さ40.0 m、幅27.6 m）であり、実験時の水深は1.8 mである。

フーティング型要素浮体の主要寸法は、波なし周期（波浪から鉛直方向の波強制力を受けない周期）を利用し、日本近海の波浪観測データから出現頻度の高いと思われる8秒付近の周期の波に対して鉛直方向の波強制力が理論的に小さくなるように選定した。

ローハル型要素浮体の主要寸法は、フーティング型要素浮体との比較を行なうため、一義的にフーティング型要素浮体の3本分と排水容積を同一にした。

ポンツーン型要素浮体の主寸法は、ローハル型要素浮体3胴を取り付ける間隔から選定し、かつ、潮流力及び曳航抵抗などを小さくするために、箱型作業船舶の諸性能向上に関する研究成果<sup>4)</sup>を適用して、底面を19度でカットした。

フーティング型要素浮体模型は、塩化ビニルパイプの内部に発泡スチロールを充填したコラム部に、発泡スチロール製のフーティングを取り付けたものである。ローハル型要素浮体模型は、コラム部はアルミニウム製のパイプに発泡スチロールを充填させ、ロー

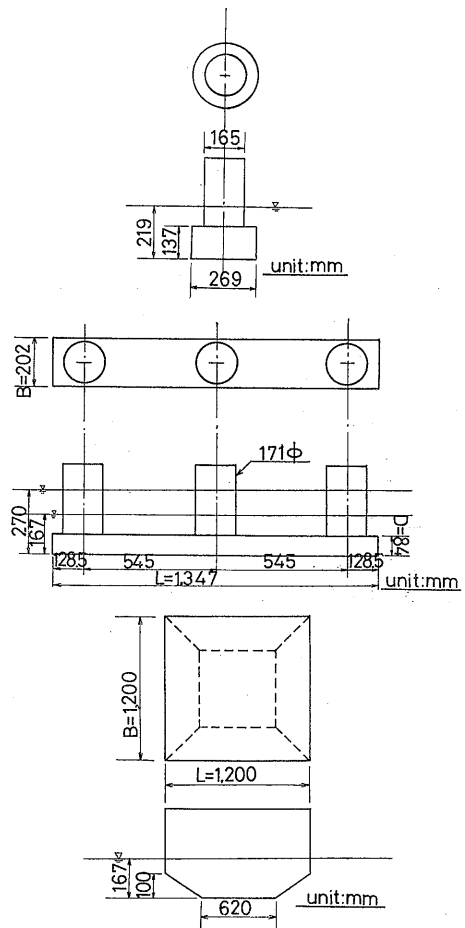


図-2-1 各種要素浮体模型

ハル部は発泡スチロールをアルミニウムの薄板でサンドイッチ状にはさみこんだものである。ポンツーン型要素浮体模型は、すべてアルミニウム製である。

フーティング型要素浮体の喫水は219 mm（実機対応6.5 m）、ローハル型要素浮体、ポンツーン型要素浮体の喫水は167 mm（実機対応5.0 m）を標準として波強制力測定実験を行なった。なお、ローハル型要素浮体については、喫水影響を調べるために、喫水270 mm（実機対応8.1 m）についても実験を行なった。

#### 2.1.2 実験に用いた波

波強制力測定実験に用いた波は、規則波及び過渡水波である。規則波の波高は、133 mm（実機対応4.0 m）を目標としたが、高周波数の波では波くずれを防ぐために80~100 mm程度に波高を低くした。

文献<sup>2)</sup>によるとフーティング型要素浮体の波強制力

測定に過渡水波を用いて、精度のよい測定結果が得られ、実験時間の短縮を図ることができることが示されているため、ローハル型要素浮体、ポンツーン型要素浮体の波強制力測定に対しても過渡水波を適用した。

過渡水波としては、波周波数範囲 (0.3~1.5 Hz, 実機対応で波周期 3.5~18.0 秒) を 4 分割し、それぞれの周波数範囲においてフーリエスペクトラムがほぼ一定となるものを用いた。実際に水槽にて過渡水波を発生させ、その計測結果を解析して求めたフーリエスペクトラムを図-2-2に示す。なお、この図から判るように、周波数が高い範囲のフーリエスペクトラムは、一定とならず山、谷がみられるが、これは波くずれ等の影響によるものと思われる。また、過渡水波の集中地点としては、模型の中心から波下側10m程度の場所を目標とした。

### 2.1.3 波強制力測定

要素浮体に働く波強制力は、図-2-3に示すように、日章電機製 LMC 型 3 分力計、及びその取付治具を介して、要素浮体を計測台車に固定し、波の進行方向、鉛直方向に働く 2 成分の波強制力、並びに検力計中心

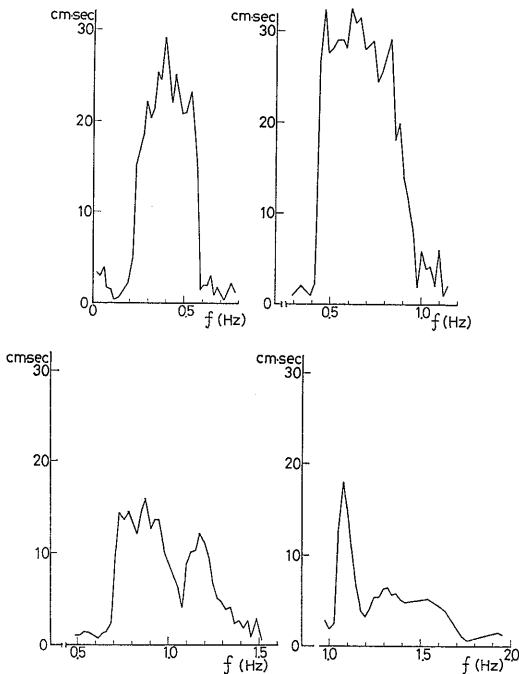


図-2-2 実験に用いた過渡水波のフーリエスペクトラム

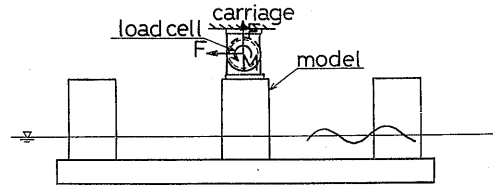


図-2-3 波強制力の測定方法

まわりの縦揺れモーメントを測定した。計測した波強制力、及び入射波はデータレコーダに収録し、後に再生して、データプロセッサ (岩通製 SM-1330) によって FFT 解析を行ない基本周波数成分 (波周波数と同じ周波数の成分) を取り出した。以後に示す波強制力、及び波の振幅はすべてこの基本周波数成分の振幅である。

### 2.2 理論計算法

浮体に働く波強制力の推算法は、これまで種々の方法が示されているが、今回のローハル型要素浮体、及びポンツーン型要素浮体に働く波強制力については、大川による 3 次元特異点分布法を用いた計算値<sup>5)</sup>を使用した。フーティング型要素浮体については、著者が軸対称の流体力の有限要素法による理論計算法<sup>6),7)</sup>を波強制力の計算に適用して開発した計算プログラムにより推算を行なった。計算手法の詳細は、付録において述べる。

### 2.3 結果及び考察

#### 2.3.1 フーティング型要素浮体に働く波強制力

規則波中においてフーティング型要素浮体に働く波強制力に関して、実験値と推算値を比較して図-2-4に示す。さらに、同様の形状のフーティング型要素浮体で、縮率が1/16の場合の波強制力を調べた結果を図-2-5に示す。これらの図の横軸  $f$  (Hz) は水槽試験時の波周波数であり、縦軸の  $F_x$ ,  $F_z$ , 及び  $M$  は各々水平方向波強制力、鉛直方向波強制力、及び縦揺れモーメントの振幅である。また、 $\rho$ ,  $g$ ,  $\zeta_a$ ,  $\nu$ ,  $d$  は各々水の密度、重力加速度、波振幅、排水容積、及び喫水を表わす。

これらの図から、縮率が1/30、及び1/16の両要素浮体模型共に、波の進行方向の水平波強制力  $F_x$  は、高周波数の範囲で推算値の方が実験値よりもやや大きめとなるが、全体的には実験値と推算値とが良く一致していることがわかる。また、鉛直方向の波強制力が理論上零となる波周波数において、実験値もほぼ零に近い値を示している。なお、図-2-4、2-5に示した実験

値は、波高を実機対応で3～5m（波高／喫水≒0.5～0.8）で実施したものであるが、今回実施した範囲の波高・喫水比であるならば、フーティング型要素浮体に働く波強制力は線型理論計算でも精度よく推定できるといえる。

2.3.2 ローハル型要素浮体に働く波強制力

規則波が0°、及び90°の方向から入射した場合にローハル型要素浮体に働く波強制力の2成分力を図-2-6、及び図-2-7に示す。なお、入射角の定義は、各図中に示す通りである。（ローハルの長さ方向から波が入射する場合の入射角を0°とするのが普通であるが、後に示す全体浮体に働く波強制力と対応させるために、ローハルの幅方向から波が入射する場合の入射角を0°とした。）また、横軸は波周波数であり、縦軸の  $F_x, F_y$  は水平方向波強制力、 $F_z$  は鉛直方向波強制力の振幅である。さらに、L、B、及びDはローハルの長さ、幅、及び高さ（1.347m×0.202m×0.084m）を表わす。喫水はすべて167mmである。

これらの図から、ローハル型要素浮体に働く波強制力に関しては、フーティング型要素浮体の場合と比べて、実験値と推算値との一致度が悪く、特に波の周波数が高くなるに伴い、両者の差が大きくなり、推算値がかなり大きめの値を与える傾向があることがわかる。特に、 $\chi=90^\circ$ の波による水平方向波強制力は、波周波数が高くなると実験値に比べて推算値は著しく大きな値を与える。また、鉛直方向の波強制力は、理論的に力が零となる波なし周波数において実験値が零とならず、実際にはかなり大きな波強制力が働くことがわかる。したがって、本実験で取り扱った波高・喫水比が0.5～0.8の範囲では、ローハル型要素浮体に働く波強制力を線型理論で推定することは、精度が悪く不十分であるといえる。

2.3.3 ポンツーン型要素浮体に働く波強制力

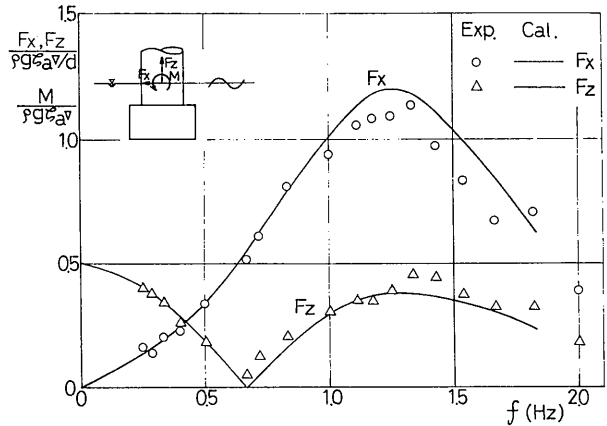


図-2-4 フーティング型要素浮体に働く波強制力（縮率1/30）

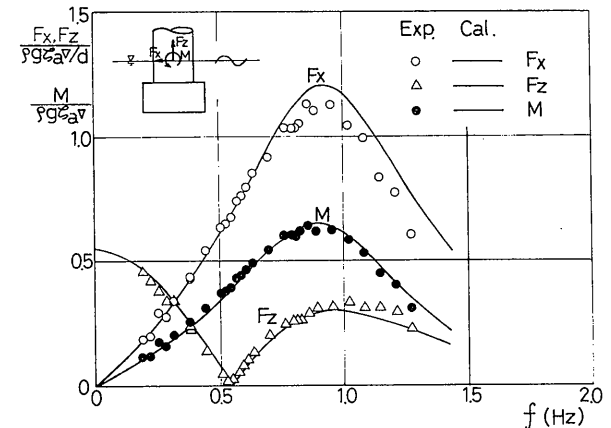


図-2-5 フーティング型要素浮体に働く波強制力（縮率1/16）

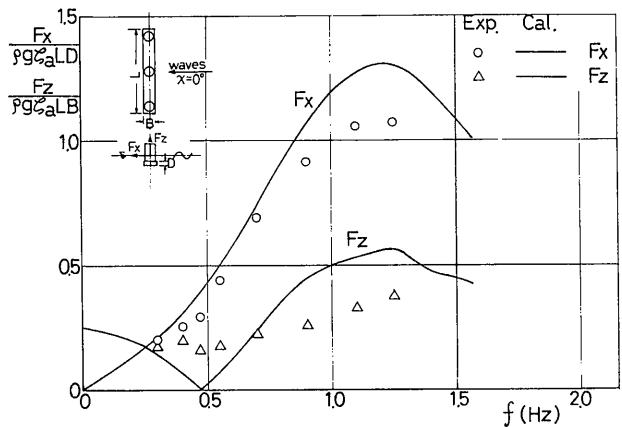


図-2-6 ローハル型要素浮体に働く波強制力（ $\chi=0^\circ$ ）

規則波が $90^\circ$ の方向から入射した場合にポンツーン型要素浮体に働く波強制力の2成分力を図-2-8に示す。横軸は波周波数を表わし、縦軸の $F_x$ 、及び $F_z$ は水平方向、及び鉛直方向波強制力の振幅を表わす。また、 $L$ 、及び $B$ はポンツーンの長さ、及び幅(1.2m×1.2m)を表わす。

ポンツーン型要素浮体に関しては、実験時に要素浮体の前面からの反射波が大きく、入射波と重なりあって定在波となって波くずれをおこし、さらにくずれた波によって衝撃的な力が働くような現象が観察されたが、図-2-8からわかるように、微小波高を仮定した線型理論による推算値と実験値との一致は、ローハル型要素浮体に比べて極めて良好である。ただし、ポンツーン型要素浮体の場合にも、他の2種類の要素浮体と同様に、波の周波数が高くなるに伴ない、水平方向の波強制力は、推算値が実験値よりもやや大きめの値となる傾向を示す。しかしながら、今回実施した範囲に関しては、ポンツーン型要素浮体に働く波強制力は、線型理論にても十分なる精度で推算できるといえる。

2.3.4 喫水変化がローハル型要素浮体の波強制力に及ぼす影響

ローハル型要素浮体の喫水を270mmと深くし、 $0^\circ$ 及び $90^\circ$ の方向から規則波が入射した場合にローハル型要素浮体に働く波強制力の2成分力を図-2-9、図-2-10に示す。これらの図から、喫水が深くなると喫水の浅い(167mm)場合と比較して、 $\chi=90^\circ$ の入射波による水平方向波強制力を除いて、推算値と実験値との一致度が良好となる傾向を示すことがわかる。また、鉛直方向波強制力は、理論的に力が零となる波なし周波数において、実験値も零に近

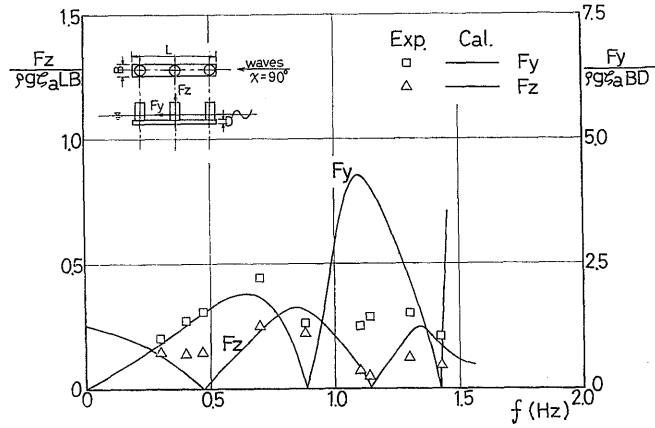


図-2-7 ローハル型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi=90^\circ$ )

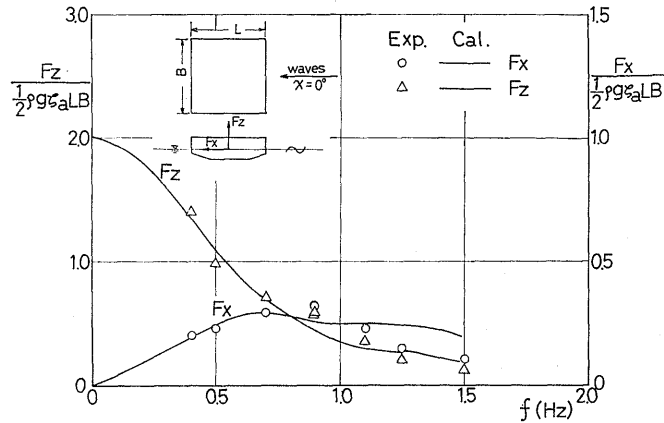


図-2-8 ポンツーン型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi=0^\circ$ )

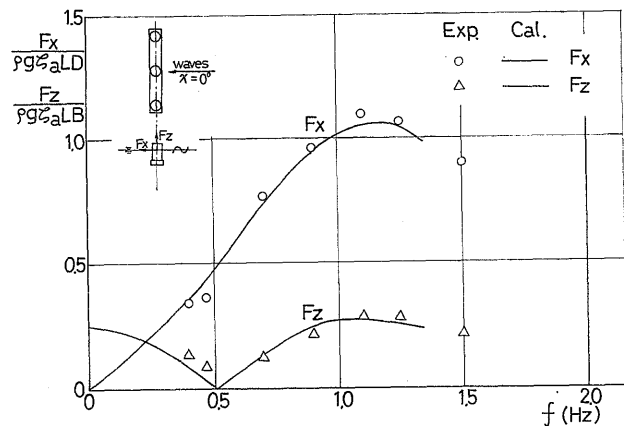


図-2-9 ローハル型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi=0^\circ$ , 喫水の深い場合)

づく傾向を示す。しかしながら、 $\chi = 90^\circ$  の入射波による水平方向波強制力は、高周波数の波に対して喫水が深くなっても推算値と実験値との差がいぜんとして大きい。

以上の結果から、ローハル型要素浮体の場合、喫水が浅いと、ローハル（カラムの下部についている直方体の没水部）の上面と自由表面との距離が小さく、波が変形、あるいは波くずれをおこすために推算値の精度が悪くなるものと思われる。しかし、 $\chi = 90^\circ$  の入射波による水平方向波強制力に対する推算値が実験値よりかなり大きな値を与えることの原因は、ローハル上面における波の変形、波くずれなどの他に、波上側カラムによる波の遮蔽、波の減衰などが影響しているためであると思われる。

2.3.5 波高変化が波強制力に及ぼす影響

ローハル型要素浮体について、代表的な波周波数（理論的に力の大きくなる波周波数、零となる波周波数）を選んで、波高を系統的に変化させ、波強制力に及ぼす影響を調べた結果を図-2-11、2-12、2-13 及び 2-14 に示す。また、ポンツーン型要素浮体に対して調べた結果を図-2-15 に示す。図中の白印がもっとも波高が高い波（低周波数で 140 mm 程度、高周波数で 120 mm 程度）、黒印がもっとも波高の低い波（低周波数で 65 mm 程度、高周波数で 35 mm 程度）、白黒印がその中間の波高の波に対する波強制力の実験値を表わす。これらの図から、要素浮体の形状、喫水、及び縦波、横波にかかわらず、波高を低くしていくと、実験値は微小波高であると仮定した線型理論による推算値に近づき、波強制力が理論上零となる波なし周波数においても、実験値は小さくなり、波

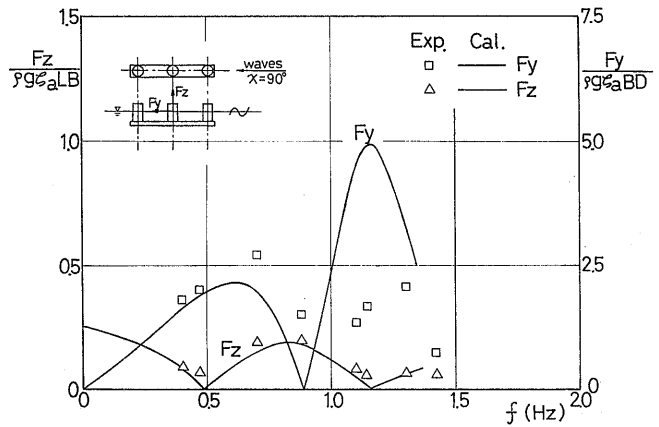


図-2-10 ローハル型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi = 90^\circ$ , 喫水の深い場合)

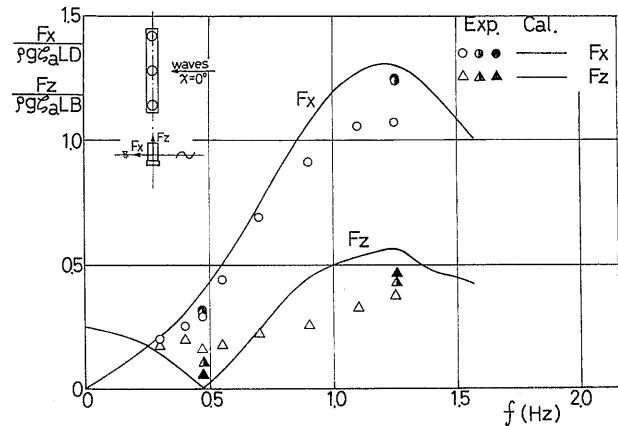


図-2-11 ローハル型要素浮体に働く波強制力に対する波高影響 ( $\chi = 0^\circ$ , 喫水 167 mm)

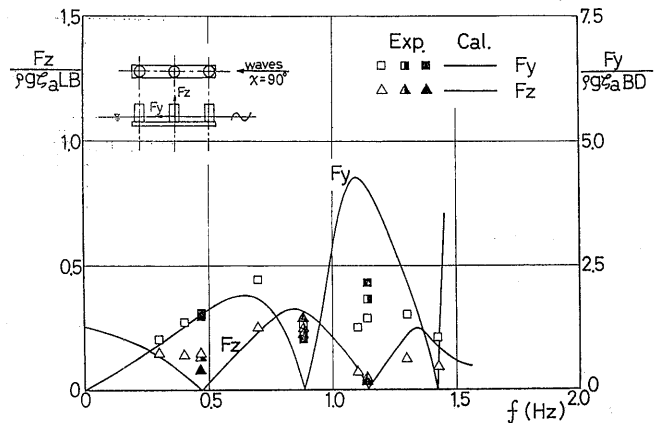


図-2-12 ローハル型要素浮体に働く波強制力に対する波高影響 ( $\chi = 90^\circ$ , 喫水 167 mm)

強制力の振幅の絶対値が波高に正比例しないという、いわゆる波高影響が明瞭に認められる。しかしながら、ローハル型要素浮体に働く水平方向波強制力は、入射角  $90^\circ$  の場合、波高を35mm程度（実機対応1m）まで低くしても実験値と推算値との定量的な差が大きい。

2.3.6 過渡水波による実験の可能性について

文献2)によると、フーティング型要素浮体に働く波強制力の周波数応答特性を求めるために、過渡水波を用いても精度のよい実験値が得られるとの結果が報告されている。そこで、本研究においても、波強制力の測定に過渡水波を用いることができれば実験時間の短縮が図れるので、ローハル型要素浮体、及びポンソン型要素浮体について、過渡水波の適用性を実験的に調査した。

入射角  $0^\circ$ 、及び  $90^\circ$  の方向からの過渡水波を用いて、ローハル型要素浮体に働く波強制力の周波数応答特性を調べた結果を、図-2-16、及び図-2-17に示す。また、入射角  $0^\circ$  の方向からの過渡水波を用いて、ポンソン型要素浮体に働く波強制力の周波数応答特性を調べた結果を図-2-18に示す。図中の白印が規則波による実験値であり、黒印が過渡水波による実験値である。なお、実験結果の解析は、データレコーダに記録された波、波強制力をFFT解析装置でフーリエ解析して、それぞれのフーリエスペクトラムを用いて、図-2-16～図-2-18に示す値を求めた。フーリエ解析におけるサンプリングタイムは50 msecで、サンプリングデータ数は1024である。

過渡水波による実験値は多少のばらつきがみられるが、規則波による実験値とおおむね一致しており、定性的にはもちろん、定量的にも精度

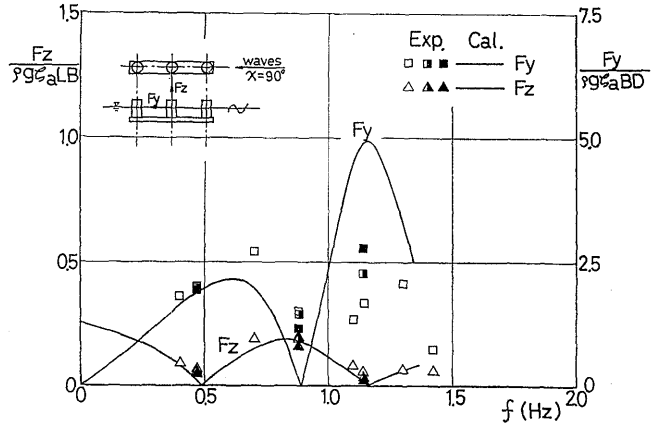


図-2-13 ローハル型要素浮体に働く波強制力に対する波高影響 ( $\chi=0^\circ$ , 喫水270mm)

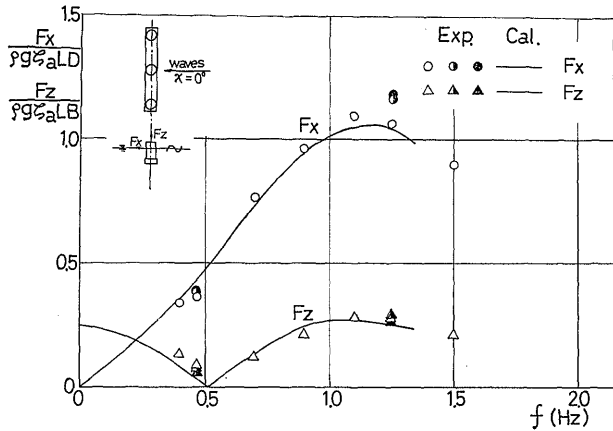


図-2-14 ローハル型要素浮体に働く波強制力に対する波高影響 ( $\chi=90^\circ$ , 喫水270mm)

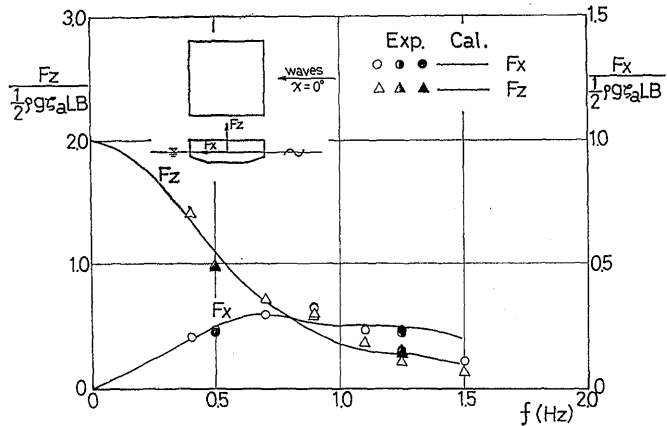


図-2-15 ポンソン型要素浮体に働く波強制力に対する波高影響 ( $\chi=0^\circ$ )



のよい実験結果が得られている。しかし、過渡水波を用いた実験結果には、波の集中による波くずれ等に基づくと思われる明らかにおかしな値が得られるので、注意をする必要がある。また、前述のごとく要素浮体に働く波強制力に波高影響があるならば、過渡水波による実験結果と比較すべき規則波の波高をいくらにすればよいのかという問題が生じる。即ち、過渡水波を小波高の規則波の重ねあわせであると考えて、過渡水波による波強制力の応答特性は、その小波高の規則波に対する波強制力の応答特性であると考えていいのか、あるいは過渡水波が供試模型に到達したときの波高と同じ波高の規則波に対する波強制力の応答特性であるのかという問題である。今回の実験範囲からは、図-2-16～図-2-18から判るよううに、過渡水波による実験値は、波高80～130 mmの規則波による実験値とよく一致しているため、過渡水波による実験値は、供試模型に到達したときの波高と同じ波高の規則波による実験値に対応すると考えるのが妥当なようである。

過渡水波を用いて、斜め波 ( $\chi = 45^\circ$ ) 中のローハル型要素浮体、及びポンツーン型要素浮体に働く波強制力を調べた結果を、図-2-19、及び、図-2-20に示す。これらの図から、ポンツーン型要素浮体では、実験値と推算値はよく一致しているが、ローハル型要素浮体では、高周波数領域において水平方向波強制力の推算値が実験値に比べてかなり大きな値を与えており、実験値と推算値の一致度は、入射角 $0^\circ$ 、及び $90^\circ$ の場合と同程度の傾向を示すことができる。

以上の結果から、波高影響という問題を考慮すれば、要素浮体の形状

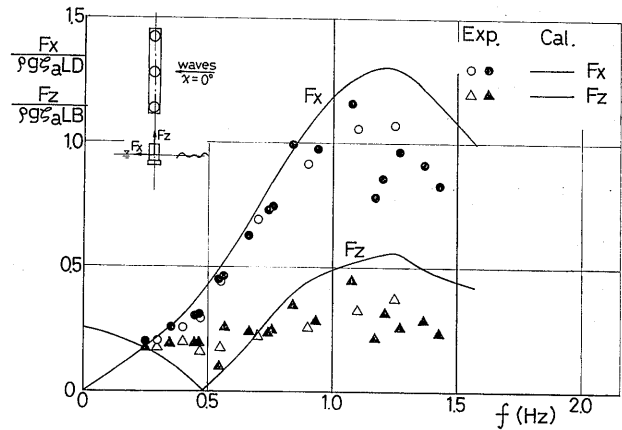


図-2-16 ローハル型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi = 0^\circ$ , 過渡水波による実験)

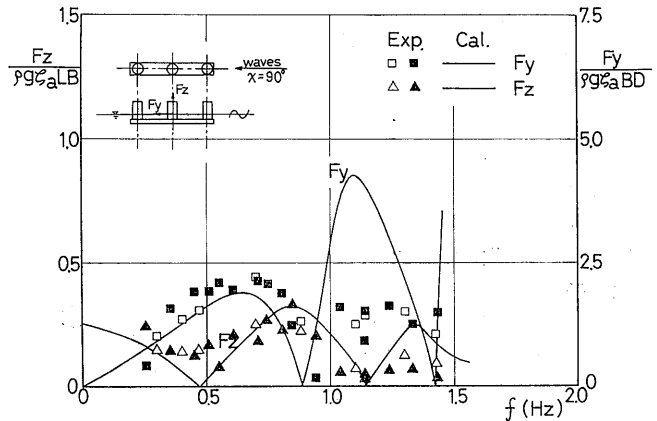


図-2-17 ローハル型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi = 90^\circ$ , 過渡水波による実験)

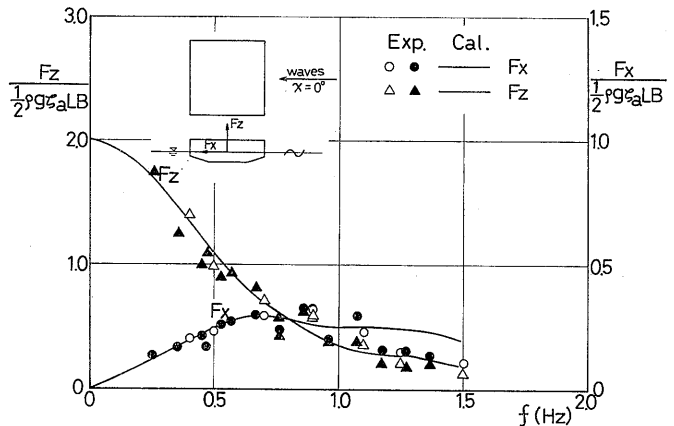


図-2-18 ポンツーン型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi = 0^\circ$ , 過渡水波による実験)

に関係なく、過渡水波を用いることによって要素浮体に働く波強制力の特性は、規則波を用いた実験と同程度の精度で求められることが判明した。

### 3. 波強制力に及ぼす要素浮体間の流体力学的相互干渉効果

#### 3.1 模型実験

本研究で対象としている超大型浮遊式海洋構造物は、1章で述べたように多行多列に配置された多数の要素浮体によって上部構造物を支持する型式である。多行多列に配置された要素浮体群の中の個々の要素浮体に働く波強制力は、他の要素浮体による波の反射、要素浮体間を進行する波の減衰、砕波、及びそれらの相乗効果等の影響（以後、流体力学的相互干渉効果とよぶ）を受けるものと考えられる。したがって、多行多列に配置された要素浮体群に働く波強制力を精度よく推算するためには、この干渉効果を究明する必要がある。そこで、本研究ではローハル型、及びポンツーン型要素浮体を多数近接して配置した状態で、流体力学的相互干渉効果が波強制力に及ぼす影響を実験的に調べた。

実験は、

- ①11列に配置されたローハル型要素浮体群に関して、個々の要素浮体に働く波強制力の測定
- ②11列に配置されたローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力の測定
- ③ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体群に働く波強制力の測定

の3種類について行なった。

①、及び③の状態に関しては、波高が130~160mmの範囲の規則波、及び過渡水波で行ない、②の状態に関しては、過渡水波だけで行なった。要素浮体間の間

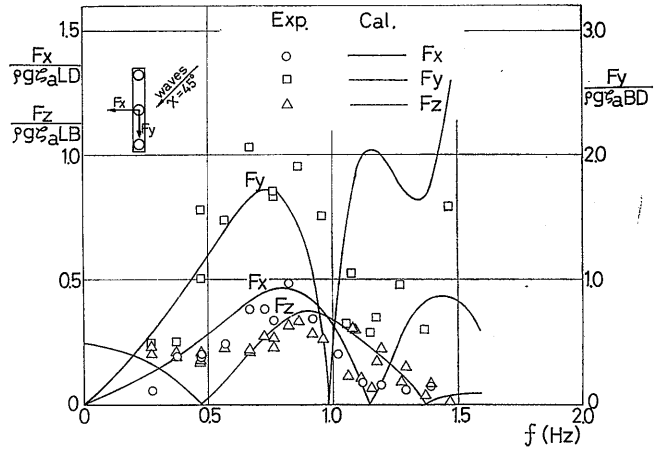


図-2-19 ローハル型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi=45^\circ$ )

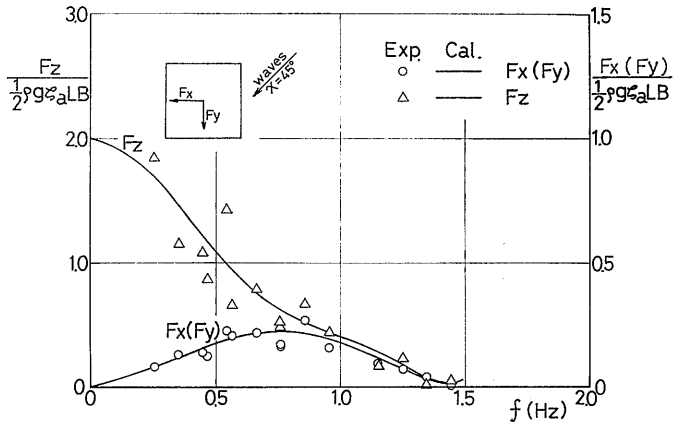


図-2-20 ポンツーン型要素浮体に働く波強制力 ( $\chi=45^\circ$ )

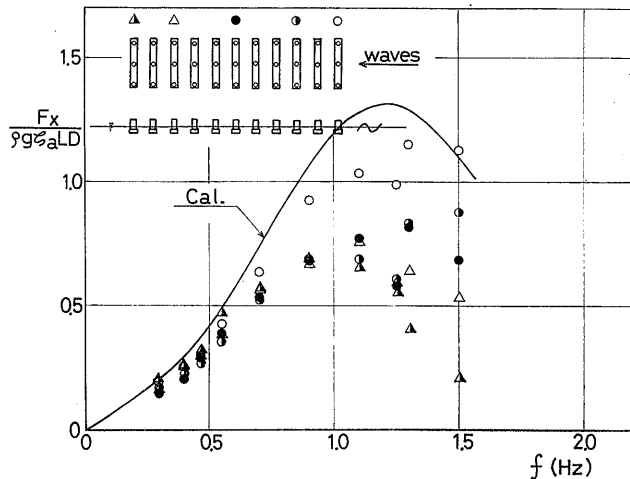


図-3-1 ローハル型要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力 (水平方向成分)

隔は、後述する全体浮体の要素浮体の取り付け間隔(545mm)と同一にした。

各要素浮体に働く波強制力は、2章において述べた方法と同様に、3分力計を用いて計測した。実験時の喫水は、ローハル型要素浮体、ポンツーン型要素浮体共に167mmである。

3.2 結果及び考察

3.2.1 ローハル型要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力

11列に配置されたローハル型要素浮体群において、個々の要素浮体に働く波強制力の水平方向成分力(波の進行方向の力)  $F_x$ 、鉛直方向成分  $F_z$  を求めた結果を図-3-1、及び図-3-2に示す。

図に示した実験値が、要素浮体群のうちでどの要素浮体に働く波強制力を表わすかは、図中左上に示す記号で区別した。なお、図中に示した実線の推算値は、第2章において述べたものと同一で、要素浮体の流体力学的な相互干渉効果を考慮しない線型理論値である。

これらの図からわかるように、ローハル型要素浮体群に働く波強制力の水平方向成分力、鉛直方向成分力は、最も波上側の要素浮体については、図-2-6に示した単体の場合の

要素浮体に働く波強制力の特性とほぼ一致しているが、波下側の要素浮体に働く波強制力の特性は、波の周波数が高くなるに伴って、単体の場合の特性と異なった値を示すようになり、後列(波下側)の要素浮体になればなるほど水平方向成分力、鉛直方向成分力共に小さくなり、要素浮体間の流体力学的相互干渉効果が顕著に認められる。

3.2.2 ローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力

11列に配置されたローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力を調べた結果を図-3-3に示す。図中に示した推算値は、2章で示したポンツーン型要

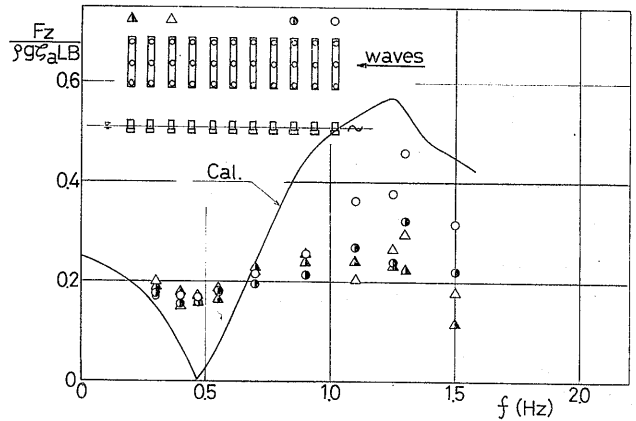


図-3-2 ローハル型要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力(鉛直方向成分力)

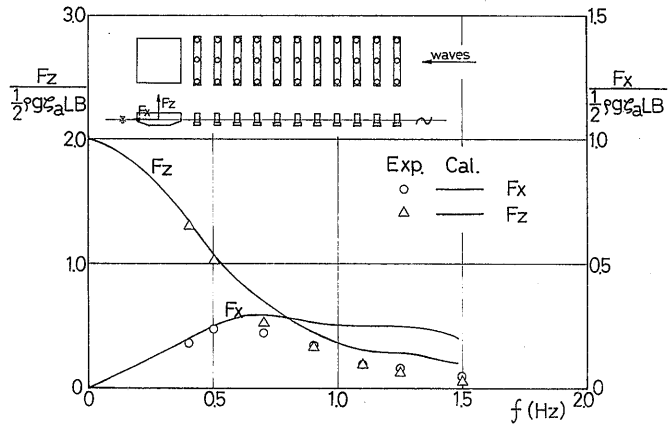


図-3-3 ローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力

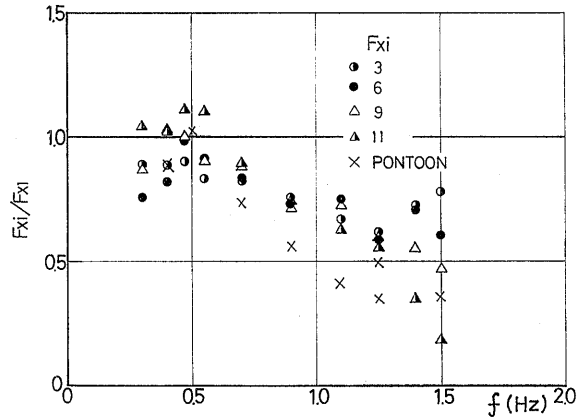


図-3-4 ローハル型要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力(最も波上側を1とした場合、水平方向成分力)

素浮体に働く波強制力に対する線型理論値である。

この図よりわかるように、波の周波数が高くなると水平方向成分力、鉛直方向成分力共に、単体の場合のポンツーン型要素浮体に働く波強制力に比べて小さくなり、波の周波数が高くなるほどその傾向が顕著となる。

図-3-4、及び3-5に、11列に配置されたローハル型要素浮体群において、最も波上側の要素浮体に働く波強制力を1としたときの波下側の要素浮体に働く波強制力の水平方向成分力、及び鉛直方向成分力を示し、さらに、11列に配置されたローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力の水平方向成分力、及び鉛直方向成分力（単体の場合のポンツーン型要素浮体に働く波強制力を1とした時の値）を×印にてあわせて示す。図中の各記号がどの要素浮体に働く波強制力を表すかは、図-3-1、3-2と同一である。これらの図からわかるように、波周波数の低い場合には、波下側の要素浮体に働く波強制力が、最も波上側の要素浮体に働く波強制力よりも大きくなる場合もあるが、波周波数が高くなると、波下側の要素浮体になればなるほど波強制力が小さくなる。また、×印で示したように、ローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力は、高周波数領域ではローハル型要素浮体群の中の個々の要素浮体に働く波強制力と同様の傾向で減少することがわかる。この結果から、波周波数が高い場合には、要素浮体による波の遮蔽、要素浮体間を進行する波の減衰などに基づく波高の減衰が、波下側の要素浮体に働く波強制力に大きな影響を及ぼして、波強制力を小さくしているのであると推定される。逆に、波の周波数が低い場合には、波高はあまり減衰せず、要素浮体による散乱波等が波強制力に影響していると考えられる。

3.2.3 ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体に働く波強制力

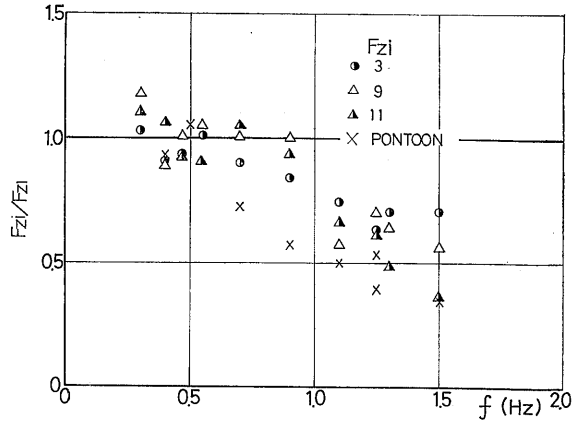


図-3-5 ローハル型要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力（最も波上側を1とした場合、鉛直方向成分力）

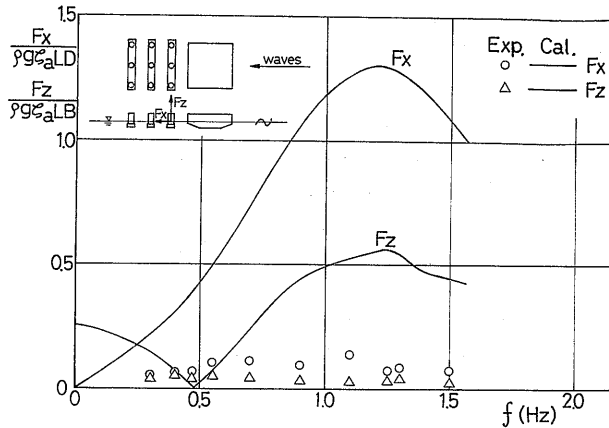


図-3-6 ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体に働く波強制力

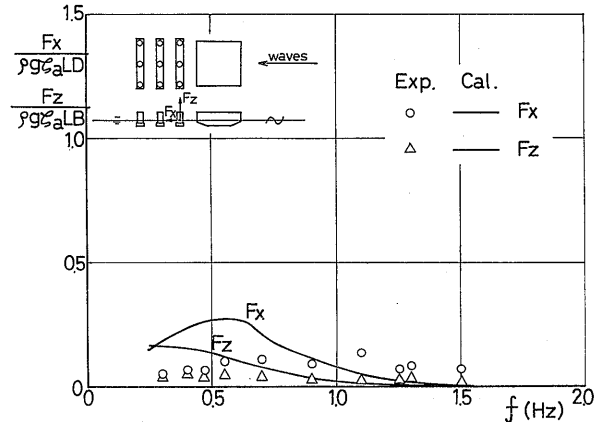


図-3-7 ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体に働く波強制力（透過波を用いた計算）

ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体に働く波強制力を調べた結果を図-3-6に示す。図に示した実験値は、図中左上に示したように3列に並べたローハル型要素浮体のうち、最も波上側の要素浮体に働く波強制力についての結果である。他の2つのローハル型要素浮体についても同程度の値であるので省略した。図中に示した推算値は、2章で示した、ローハル型要素浮体に働く波強制力に対する線型理論値である。

図よりわかるように、この場合には要素浮体間の流体力学的相互干渉効果が非常に顕著であり、単体の場合と比較して波強制力は著しく小さくなる。図-3-7に、ポンツーン型要素浮体を、幅方向に無限に長い二次元物体と仮定して、領域分割法により透過波を計算して、その透過波によってローハル型要素浮体に働く波強制力を計算した結果を示す。計算値は、単体の要素浮体に働く波強制力の実験値に、透過波高と入射波高の比をかけたものである。図より、推算値と実験値は定性的に若干の違いがみられるが、定量的に図-3-6と比べてはるかによい一致を示している。このことより、ポンツーン型要素浮体の前面における波の反射（ポンツーン型要素浮体による波の遮蔽効果）が、波下側のローハル型要素浮体に働く波強制力を単体の場合と比べて著しく小さくすることの主要因であるといえる。

#### 4. 全体浮体に働く波強制力

##### 4.1 模型実験

これまで要素浮体、あるいは要素浮体群の中の個々の要素浮体に働く波強制力について述べてきたが、本章では、上部構造物に要素浮体群に取り付けて全体浮体を構成し、その全体浮体に働く波強制力について述べることにする。

実験はローハル型要素浮体、及びポンツーン型要素浮体によって支持された型式の全体浮体に働く波強制力の測定を行なった。フーティング型要素浮体によって支持された全体浮体に働く波強制力については、

著者らが以前に実施し、文献10)に報告しているので今回は実験を省略した。実験に供試した全体浮体の概要図を、ローハル型要素浮体支持型、及びポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体について、図-4-1、及び図-4-2に示す。要素浮体は、2章、3章で述べた実験に供試したものと同一である。また、実験時の喫水はすべて167mmであり、水深は1.8mである。

全体浮体の上部構造物は、厚さ3mmのアルミニウム板を、縦横にとりつけたアルミニウム型材（L型80mm×80mm×8mm）で補強したものであり、長さ方向の剛性（EI）は $2.8 \times 10^4 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ で、波強制力による弾性変形は極めて小さく無視できると考えられる。

全体浮体模型は、図-4-3に示すように、縦波中、及び横波中の場合共に、図中の①、②、③、及び④の4ヶ所に取り付けた3分力計（日章電機製 LMC 型）を介して計測台に固定した。そして縦波中の場合は、波の進行方向の水平方向成分力、鉛直方向成分力、及び検力計中心まわりの縦揺れモーメント、横波中の場合

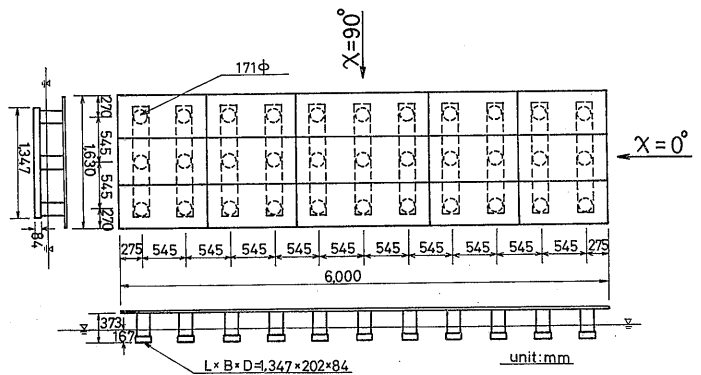


図-4-1 ローハル型要素浮体支持型全体浮体模型の概要図

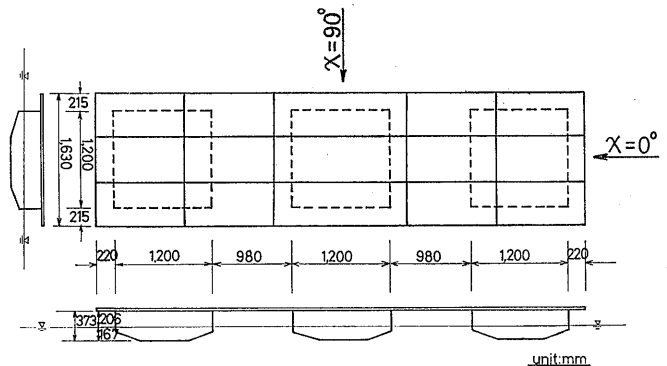


図-4-2 ポンツーン型要素浮体支持型全体浮体模型の概要図

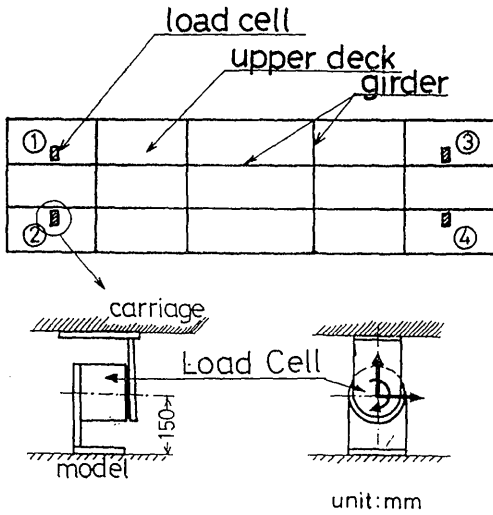


図-4-3 検力計の取り付け位置

は、波の進行方向の水平方向成分力、鉛直方向成分力、及び検力計中心まわりの横揺れモーメントを計測した。波は規則波及び過渡水波であり、規則波の波高は60~150mm（実機対応1.8~4.5m）の範囲である。

4台の検力計で計測された波強制力はデータレコーダに収録し、後にアナログ計算機により合成した後、FFT解析により基本周波数成分の振幅を求めた。

4.2 理論計算法

3章で述べたように、要素浮体群の中の各要素浮体に働く波強制力は、単体の要素浮体の場合と比べると高周波数領域でかなり小さくなり、要素浮体間の流体力学的相互干渉効果が認められたが、今回は相互干渉効果を見捨て、単に入射波の波形のみを考慮して全体浮体に働く波強制力を計算した。以下に、計算法の概略を述べる。

縦波中において、ローハル型要素浮体支持型の全体浮体に働く鉛直方向の波強制力を例にとると、図-4-4に示すように、波の位相と力の位相の差が零であると仮定すると、波の山の部分にある要素浮体には上向きの力が、波の谷の部分にある要素浮体には下向きの力が働くことになる。このようにして、個々の要素浮体に働く上向き、あるいは下向きの力をすべての要素浮体について加えあわせれば、全体浮体に働く鉛直方

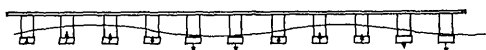


図-4-4 各要素浮体に作用する鉛直方向の力

(328)

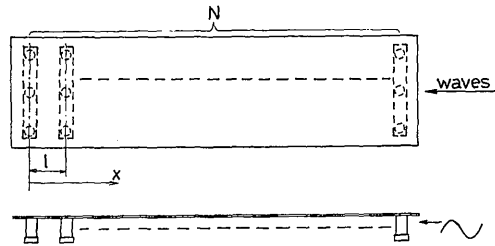


図-4-5 縦波中の全体浮体

向の力を求めることができる。

そこで、図-4-5に示すように、長さ方向にN胴のローハル型要素浮体で支持された全体浮体が、xの正の方向から負の方向に進む次式で表わされる波から受ける力について考える。

$$\zeta = a \sin(\omega t + kx) \quad \dots(4.1)$$

その時の要素浮体の取り付け間隔はlで等間隔とする。そして、単体の場合の要素浮体に働く波強制力を  $f \sin \omega t$  とすると（ただし、力と波の位相差は関係ないので省略する）、全体浮体に働く力(F)は次式で求めることができる。

$$F = f \left\{ \sin \omega t + \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} l \right) + \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l \right) + \dots + \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \right) \right\} \quad \dots(4.2)$$

ここで  $\lambda$  は波長、 $\omega$  は波の円周波数である。Fの最大値を求めるために  $\partial F / \partial t = 0$  とおくと

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} &= \omega \cdot f \left\{ \cos \omega t + \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} l \right) + \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l \right) + \dots + \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \right) \right\} \\ &= 0 \quad \dots(4.3) \end{aligned}$$

そこで、 $\partial F / \partial t$  が零となる条件を求めると、次式のようなになる。

$$\begin{aligned} -\cos \omega t \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l + \dots + \cos \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \sin \omega t \left\{ \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l + \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l \right. \\
 &\quad \left. + \dots + \sin \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \right\} \\
 &\dots(4.4)
 \end{aligned}$$

(4.4)式より

$$\begin{aligned}
 \tan \omega t &= - \frac{1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l + \dots}{\sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l + \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l + \dots} \\
 &\quad \dots + \cos \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \\
 &\quad \dots + \sin \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \\
 &\dots(4.5)
 \end{aligned}$$

(4.5)式より  $F$  を最大にする  $\omega t$  が求まり、その時の  $\omega t$  を  $\mu$  とおくと、全体浮体に働く波強制力の振幅は次式で求められる。

$$\begin{aligned}
 F_{max} &= f \cdot \left\{ \sin \mu + \sin \left( \mu - \frac{2\pi}{\lambda} l \right) \right. \\
 &\quad \left. + \sin \left( \mu - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2l \right) \right. \\
 &\quad \left. + \dots + \sin \left( \mu - \frac{2\pi}{\lambda} (N-1)l \right) \right\} \\
 &\dots(4.6)
 \end{aligned}$$

ただし、(4.6)式の右辺は絶対値をとる。

横波中の場合には、今回扱った全体浮体は、要素浮体が横方向に1列しか並んでいないので、流体力学的相互干渉効果を見れば、単体の場合の要素浮体に働く力に要素浮体の数を単純に掛けあわせれば求めることができる。

次に波によるモーメントは、単体の場合の要素浮体に働く波強制力の水平方向成分を  $f_s \sin \omega t$ 、及び鉛直方向成分力を  $f_n \sin(\omega t - \varepsilon)$  とすると、次式で求めることができる。

$$\begin{aligned}
 M &= l_1 f_s \sum_{n=1}^N \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)l \right) \\
 &\quad + f_n \sum_{n=1}^N l_n \sin \left( \omega t - \varepsilon - \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)l \right) \\
 &\dots(4.7)
 \end{aligned}$$

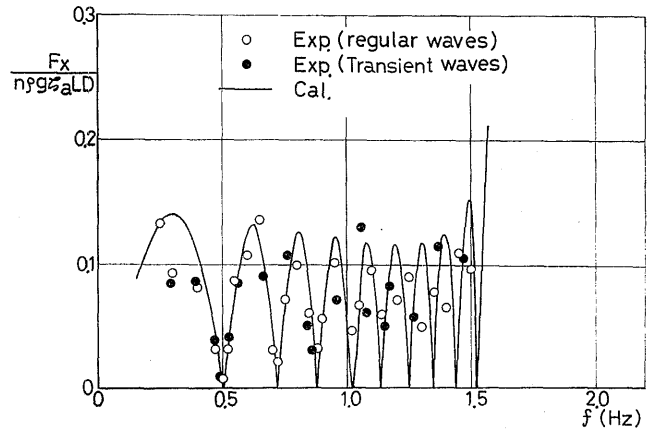


図-4-6 ローハル型要素浮体支持型全体浮体に働く水平方向波強制力 ( $\chi=0^\circ$ )

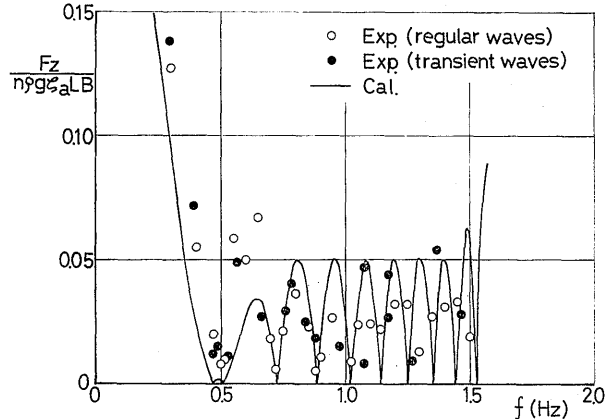


図-4-7 ローハル型要素浮体支持型全体浮体に働く鉛直方向波強制力 ( $\chi=0^\circ$ )

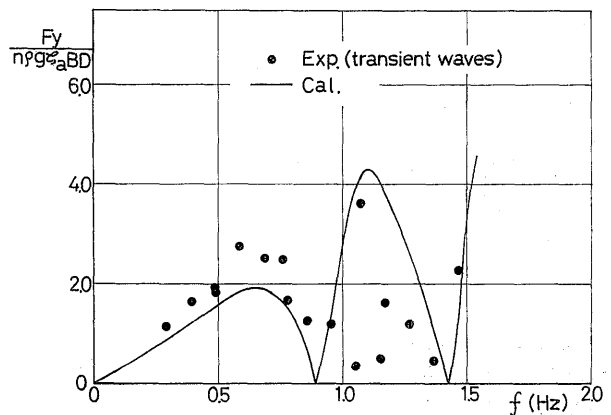


図-4-8 ローハル型要素浮体支持型全体浮体に働く水平方向波強制力 ( $\chi=90^\circ$ )

ここで、 $l_1$  及び  $l_n$  は、計測点と水平方向波強制力の作用点との鉛直方向にはかった距離、及び計測点と各要素浮体との水平方向にはかった距離（モーメントの向きを考慮して正、負をとる）である。モーメントの振幅は、力の場合と同様にして、(4.7)式の  $M$  を使って

$$\partial M / \partial t = 0 \quad \dots(4.8)$$

からモーメントの最大となる  $\omega t$  を求めて、(4.7)式に代入することにより求めることができる。

4.3 結果及び考察

ローハル型要素浮体によって支持された全体浮体に働く波強制力に関して、縦波中における波強制力の水平方向成分力、鉛直方向成分力、及び横波中における波強制力の水平方向成分力、鉛直方向成分を図-4-6、4-7及び図-4-8、4-9に示す。

さらに、ポンツーン型要素浮体によって支持された全体浮体に働く波強制力に関して、縦波中における波強制力の水平方向成分力、鉛直方向成分力、及び横波中における波強制力の水平方向成分力、鉛直方向成分力を図-4-10、4-11、及び図-4-12、4-13に示す。

$F_x$ 、 $F_y$  は波の進行方向の水平方向波強制力の振幅、 $F_z$  は鉛直方向波強制力の振幅である。 $n$  は要素浮体個数であり、ローハル型要素浮体支持型では11、ポンツーン型要素浮体支持型では3である。そして、図中の白丸印は規則波中における実験値、黒丸印は過渡水波中における実験値であり、実線は4.2において述べた方法によって推算した値である。

まず、縦波中においてローハル型要素浮体支持型の全体浮体に働く波強制力についてみると、水平方向成分力は、低周波数領域では推算値と実験値は大略一致しているが、高周波数領域では実験値の方が推算値より少さくなる。また、鉛

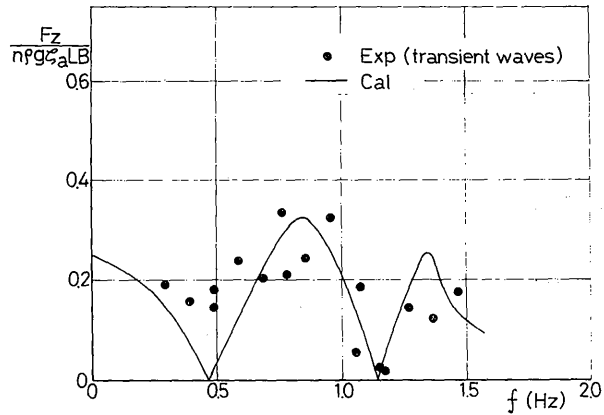


図-4-9 ローハル型要素浮体支持型全体浮体に働く鉛直方向波強制力 ( $\chi=90^\circ$ )

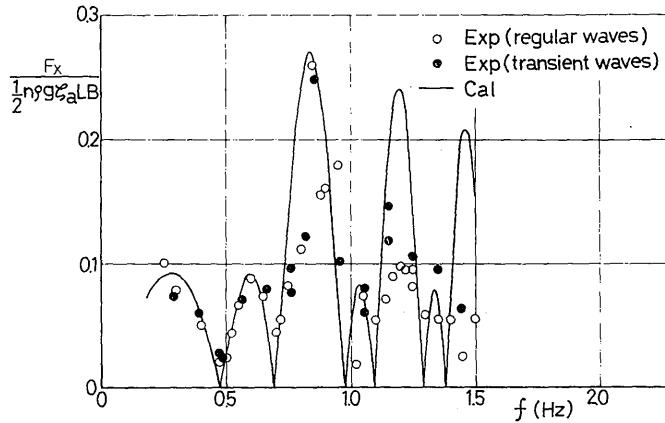


図-4-10 ポンツーン型要素浮体支持型全体浮体に働く水平方向波強制力 ( $\chi=0^\circ$ )

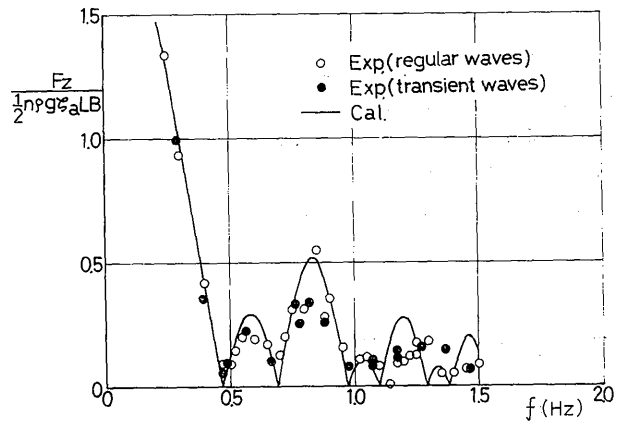


図-4-11 ポンツーン型要素浮体支持型全体浮体に働く鉛直方向波強制力 ( $\chi=0^\circ$ )



直方向成分力は、ローハル型要素浮体の波なし周波数である0.5Hz付近では、規則波中における実験値、過渡水波中における実験値共に実験値の方が推算値よりも大きい、高周波数領域においては、逆に実験値が推算値より小さくなる。第3章で述べたようにローハル型要素浮体群では、低周波数領域においては波強制力に対する要素浮体間の流体力学的相互干渉効果は小さかったので、0.5Hz付近で鉛直方向成分力の実験値が推算値よりも大きくなること理由は、図-2-6に示したように、単体の場合のローハル型要素浮体に働く波強制力の実験値が0.5Hz付近で推算値より大きくなるためであると考えられる。また、高周波数領域で、水平方向成分力、鉛直方向成分力の実験値が推算値より小さくなるのは、図-2-6で示したように単体の場合のローハル型要素浮体に働く波強制力の実験値が高周波数領域で推算値より小さくなること、及び図-3-1, 3-2で示したように、要素浮体間の流体力学的な相互干渉効果によって波下側の要素浮体に働く波強制力が小さくなることの二つの要因によると考えられる。2章にて示したローハル型要素浮体に働く波強制力の実験値を用いて、全体浮体に働く波強制力を計算した結果を、水平方向成分力、及び鉛直方向成分力について、図4-14、及び図4-15に示す。図中の破線は要素浮体単体に働く波強制力の実験値を用いて全体浮体に働く波強制力を推算した値であり、実線は図-4-6, 4-7に示した要素浮体単体に働く波強制力の理論値を用いて推算した値である。これらの図から、水平方向成分力、鉛直方向成分力共に、破線で示した推算値は実験値にかなり近づくことがわかる。従って、縦波中においてローハル型要素浮体支持型の全体浮体に働く波強制力は、単体の場合のローハル型要素浮体に働く波強制力を何らかの方法で精度よく求めることができれば、要素浮体間の流体力学的相

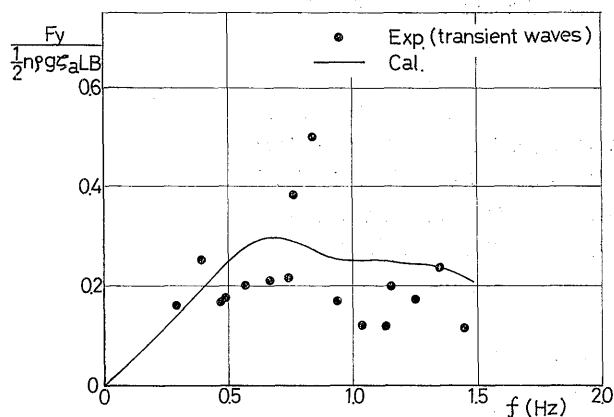


図-4-12 ポンツーン型要素浮体支持型全体浮体に働く水平方向波強制力 ( $\chi=90^\circ$ )

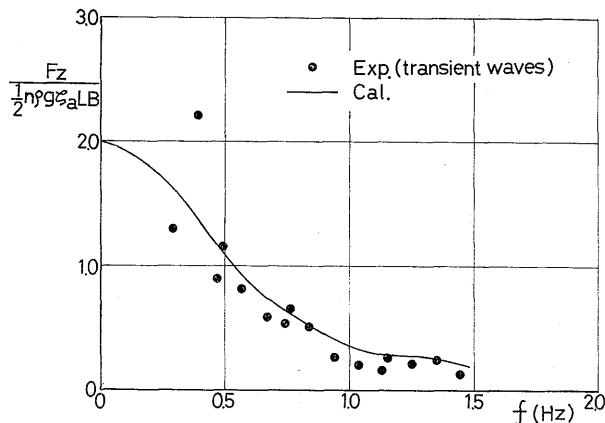


図-4-13 ポンツーン型要素浮体支持型全体浮体に働く鉛直方向波強制力 ( $\chi=90^\circ$ )

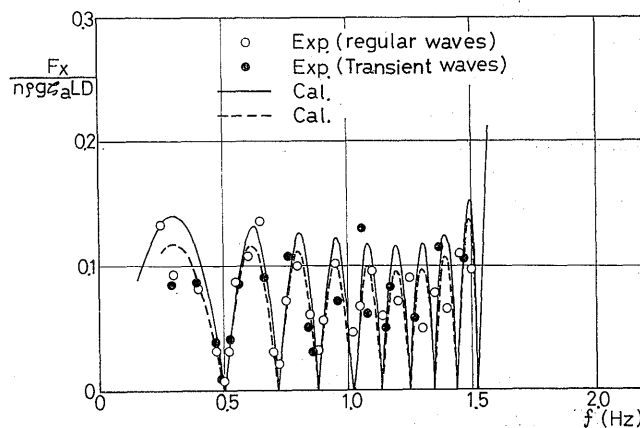


図-4-14 ローハル型要素浮体支持型全体浮体に働く水平方向波強制力 (実験値を用いた計算,  $\chi=0^\circ$ )

互干渉効果を無視しても、かなりの精度で推算できるといえる。

次に、図-4-8, 4-9に示した横波中においてローハル型要素浮体支持型の全体浮体に働く波強制力では、水平方向成分力は低周波数領域で実験値の方が推算値よりやや大きく、逆に高周波数領域では実験値の方が推算値よりかなり小さくなっている。鉛直方向成分力は、ローハル型要素浮体の波なし周波数である0.5Hz付近で実験値は零とならずかなり大きな値となっており、高周波数領域で実験値は推算値よりやや小さくなっている。

ローハル型要素浮体群に対して、入射角 $90^\circ$ の方向から波をあてて、要素浮体間の流体力学的相互干渉効果を調べる実験は行なっていないが、入射角 $0^\circ$ の場合と比較してその効果は小さいと考えられる。従って、横波中においてローハル型要素浮体支持型の全体浮体に働く波強制力の実験値と推算値との差は、主として単体の場合のローハル型要素浮体に働く波強制力の実験値と推算値との差に基くものと考えられる。縦波中の場合と同様に、横波中の場合にも、2章にて示したローハル型要素浮体に働く波強制力の実験値を用いて、全体浮体に働く波強制力を計算した結果を、水平方向成分力、及び鉛直方向成分力について、図-4-16、及び図-4-17に示す。これらの図より、横波中においてローハル型要素浮体支持型の全体浮体に働く波強制力は、縦波中の場合と同様に、単体の場合の要素浮体に働く波強制力を何らかの方法で精度よく求めることができれば、要素浮体間の流体力学的な相互干渉効果を無視しても、かなりの精度で推算可能であることがわかる。

ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体では、縦波中においては、水平方向成分力、鉛直方向成分力共に、低周波数領域では実験値と推算値は良く一致するが、高周波数領域では実験値は推算値よりかなり小さくなる。2章で示したよう

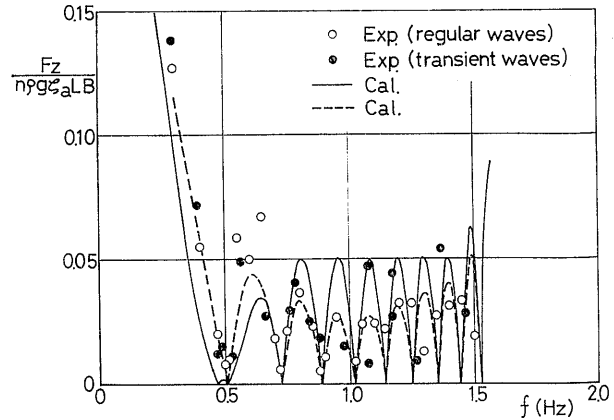


図-4-15 ローハル型要素浮体支持型 全体浮体に働く鉛直方向波強制力 (実験値を用いた計算,  $\chi=0^\circ$ )

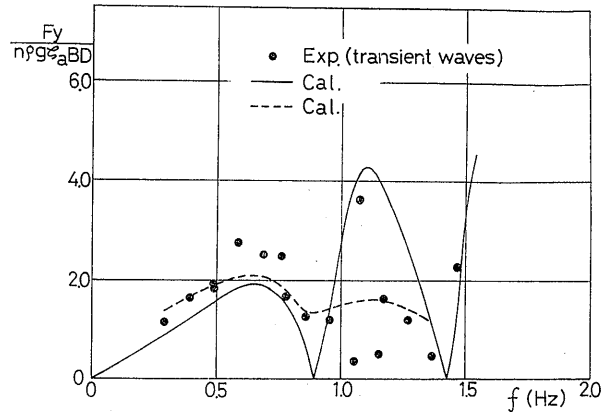


図-4-16 ローハル型要素浮体支持型 全体浮体に働く水平方向波強制力 (実験値を用いた計算,  $\chi=90^\circ$ )

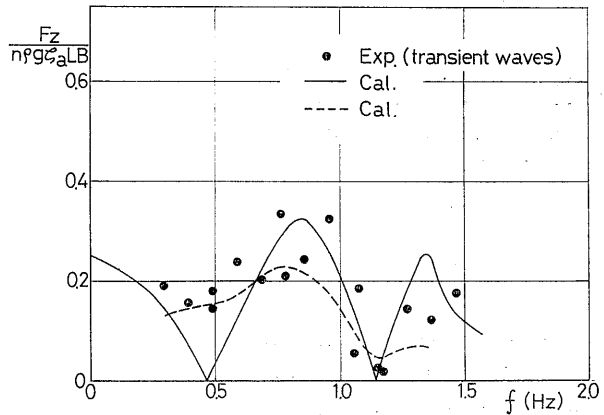


図-4-17 ローハル型要素浮体支持型 全体浮体に働く鉛直方向波強制力 (実験値を用いた計算,  $\chi=90^\circ$ )

に、ポンツーン型要素浮体に働く波強制力の実験値と推算値は良く一致するので、全体浮体に働く波強制力の実験値が推算値よりかなり小くなる理由は、3章にて示した波上側ポンツーン型要素浮体による波の遮蔽効果によるものと考えられる。

次に、横波中においてポンツーン型要素浮体に働く波強制力は、鉛直方向成分が実験値と推算値と良く一致するが、水平方向成分は、ほぼ全周波数領域で実験値が推算値の3～5割小さくなっている。この差は、ポンツーン型要素浮体に働く波強制力の実験値と推算値の差からは説明できず、今後更に究明を行いたい。

5. 全体浮体の波浪中における動揺応答特性

5.1 模型実験

全体浮体の波浪中における動揺応答特性を調べる実験は、フーティング型要素浮体支持型、ローワーハル型要素浮体支持型及びポンツーン型要素浮体支持型の3種類の全体浮体について行なった。

水槽模型実験に用いた供試模型のうちで、ローワーハル型要素浮体支持型及びポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体は、波強制力測定実験に用いたものと同一であり、その概要は図-4-1、4-2に示した。フーティング型要素浮体支持型の全体浮体の供試模型は、その概要を図-5-1に示すものである。これら3種類の全体浮体は、同一の上部構造物に要素浮体を取り付けたものである。

水槽模型実験は、海洋構造物試験水槽において水深1.8mで行なった。水槽模型実験時の3種類の全体浮体の主要目及び状態は、一括して表-5-1に示す。表中の、 $\overline{GM}_t$ 及び $\overline{GM}_l$ は縦及び横方向の重心とメタセン

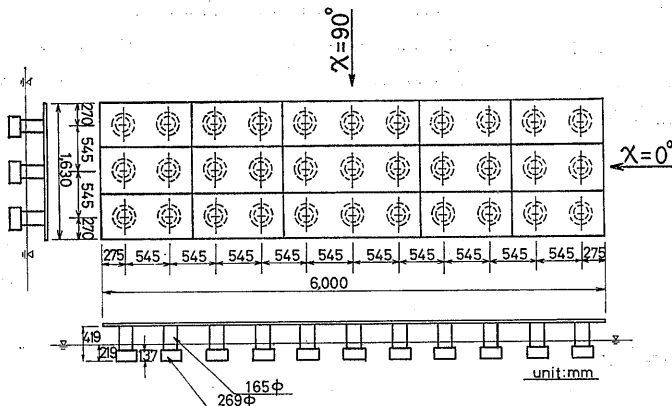


図-5-1 フーティング型要素浮体支持型全体浮体模型の概要図

表5-1 供試模型の主要目

	フーティング型	ローワーハル型	ポンツーン型
全 長	6.000m	6.000m	6.000m
全 幅	1.630m	1.630m	1.630m
喫 水	0.219m	0.167m	0.167m
排 水 量	314.4 kg	314.3 kg	550.2 kg
要素浮体数	33個	11個	3個
$\overline{GM}_t$	5.05m	5.70m	26.55m
$\overline{GM}_l$	0.126m	0.195m	0.661m

ターとの距離を表わし、それらは平水中における傾斜試験にて求めた値である。

波浪中における動揺試験は、無保留状態で波高が60～160mmの範囲の規則波で縦波中( $\chi=0^\circ$ )及び横波中( $\chi=90^\circ$ )について動揺応答特性を調べるものである。

浮体の動揺は、上部構造物の中心において6成分運動測定装置を用いて計測した。

水槽模型実験時の模型は、模型の上部構造物の前端及び後端にステンレスワイヤーロープをY字型にとりつけ、図-5-2に示すように、そのワイヤは4つの滑車を介してループ状にして一平面内動揺だけが自由になるような状態にした。そして、波による漂流力は、ル

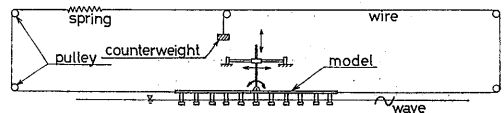


図-5-2 動揺と漂流力の計測手法の概要図

ープの途中に設けたカウンターウエイトを人力で調整して計測した。

5.2 理論計算法

縦波中に関しては、全体浮体の上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れだけを考え、模型は前後及び左右が対称であるので、前後揺れと縦揺れとが連成するものとした。

横波中に関しては、縦波中と同様に、上下揺れ、左右揺れ及び横揺れを考え、左右揺れと横揺れとが連成するものとした。

以下、縦波中の場合を例として、

波浪中の動揺応答特性の理論計算法について述べる。

座標軸は、空間固定のXYZ直交座標系とし、その原点は浮体静止時の動揺計測点の位置とする。そして、波は、x軸の正の方向から負の方向に進行する規則波を考える。また、浮体の動揺は、動揺計測点におけるZ軸方向の変位をZ、X軸方向の変位をX及びY軸廻りの縦揺れ角を $\theta$ とし、浮体に働く波強制力の鉛直方向成分力( $F_z$ )、水平方向成分力( $F_x$ )及び動揺計測点廻りの縦揺れモーメント( $M_\theta$ )を考える。なお、動揺及び波強制力は、図-5-3に示す矢印で示す方向を正とする。

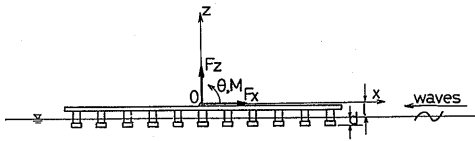


図-5-3 座標系及び力の方向

縦波中における全体浮体の上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れの運動方程式は、次式で書き表わすことができるものとする。

$$(M+m_z)\ddot{Z}+N_z\dot{Z}+\rho g A_w Z=F_z \quad \dots(5.1)$$

$$(M+m_x)\ddot{X}+N_x\dot{X}+C_{x\theta}\dot{\theta}+M\cdot\overline{OG}\cdot\ddot{\theta}=F_x \quad \dots(5.2)$$

$$(J+I)\ddot{\theta}+N_\theta\dot{\theta}+W\cdot\overline{GM}\cdot\theta+C_{\theta x}\dot{X}+M\cdot\overline{OG}\cdot\ddot{X}=M_\theta \quad \dots(5.3)$$

ここで、全体浮体の質量を $M$ 、慣性モーメントを $J$ 、上下揺れ及び前後揺れの付加質量を $m_z$ 及び $m_x$ 、上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れの減衰係数を $N_z$ 、 $N_x$ 及び $N_\theta$ 、水線面積を $A_w$ 、前後揺れと縦揺れとの連成係数を $C_{x\theta}$ または $C_{\theta x}$ 、重量を $W$ 、動揺計測点と重心との距離を $\overline{OG}$ 及び重心とメタセンターとの距離を $\overline{GM}$ で表わす。なお、(5.1)式～(5.3)式の右辺の波強制力及びモーメントは要素浮体間の流体力学的な相互干渉を無視すれば、4.2節において述べた手法にて求めることができる。

そして、(5.1)式は、他の動揺と連成していないために独立に解くことができ、その解は次式で表わされる。

$$Z_a/\zeta_a = \frac{F_{za}/\zeta_a}{[-\omega^2(M+m_z)+\rho g A_w]^2 + \omega^2 N_z^2}^{1/2} \quad \dots(5.4)$$

ここで、 $Z_a$ は上下揺れの振幅、 $F_{za}$ は波強制力の

鉛直方向成分力の振幅及び $\zeta_a$ は波浪の振幅である。

(5.2)式及び(5.3)式において波強制力及び動揺が次式で書き表わされるものとする。

$$F_x = F_{xa} e^{i(\omega t + \epsilon)}, M_\theta = M_{\theta a} e^{i\omega t} \quad \dots(5.5)$$

$$X = X_a e^{i(\omega t + \epsilon)}, \theta = \theta_a e^{i(\omega t + \eta)} \quad \dots(5.6)$$

(5.5)式及び(5.6)式を(5.2)式及び(5.3)式に代入すると次式のように書き表わすことができる。

$$-\omega^2(M+m_x)X_a e^{i\epsilon} + i\omega N_x \cdot X_a e^{i\epsilon} - \omega^2 C_{x\theta} \cdot \theta_a e^{i\eta} - \omega^2 M \cdot \overline{OG} \theta_a e^{i\eta} = F_{xa} e^{i\epsilon} \quad \dots(5.7)$$

$$-\omega^2(J+I)\theta_a e^{i\eta} + i\omega N_\theta \cdot \theta_a e^{i\eta} + W \cdot \overline{GM} \theta_a e^{i\eta} - \omega^2 C_{\theta x} \cdot X_a e^{i\epsilon} - \omega^2 M \cdot \overline{OG} X_a e^{i\epsilon} = M_{\theta a} \quad \dots(5.8)$$

(5.7)式と(5.8)式とを連立させて解けば、 $X_a e^{i\epsilon}$ 及び $\theta_a e^{i\eta}$ が求まり、その絶対値から $X_a$ 及び $\theta_a$ を求めることができる。

以下に(5.4)式、(5.7)式及び(5.8)式中の各係数の求め方について述べる。

(1)  $M$ 、 $W$ 及び $A_w$ は、供試模型が決まれば求められる。本論文では実測値を用いた。

(2)  $J$ 及び $I$ は、一般には理論的に求めることができるが、本論文では、静水中における自由縦揺れ試験によって計測した縦揺れの固有周波数( $\omega_\theta$ )を用いて次式から $J+I$ として求めた。

$$J+I = W \cdot \overline{GM} / \omega_\theta^2 \quad \dots(5.9)$$

したがって、 $J+I$ は波周波数に関係なく、一定であるとした。

(3)  $m_z$ 、 $m_x$ 、 $N_z$ 及び $N_x$ は、フーティング型要素浮体に関しては文献(6)、(7)に示されている有限要素法によって求め、ローハル型及びボンツーン型要素浮体に関しては、当部の大川技官が開発した3次元特異点分布法の計算プログラムを用いて求めた。なお、計算には、要素浮体間の流体力学的な相互干渉効果を考慮していない。

(4)  $N_\theta$ または $N_\phi$ は、一般には理論的に求めることができるが、本論文では、全体浮体を多列多行の要素浮体支持型であるとして縦揺れ及び横揺れは、要素浮体の単純な上下揺れと考え、次の手法にて減衰係数を求めた。

$$N_\theta \text{ or } N_\phi = \sum_{n=1}^N l_n N_z \quad \dots(5.10)$$

ここで、 $l_n$ は動揺計測点から要素浮体までの水平距離、 $N$ は要素浮体の個数である。

(5)  $C_{x\theta}$  及び  $C_{\theta x}$  は、一般には理論的に求めることができるが、本論文では次式にて求めた。

$$C_{x\theta} = C_{\theta x} = \sum_{n=1}^N \int_l^{l+d} z \cdot \rho A(z) \cdot \bar{m}(z) dz \quad \dots(5.11)$$

ここで、 $N$ は要素浮体の個数、 $d$ は要素浮体の喫水、 $l$ は動揺計測点から静止水面までの鉛直距離、 $\rho$ は水の密度、 $A(z)$ は要素浮体の水平断面積、及び $\bar{m}(z)$ は各水平断面における厚さ $dz$ の浮体の前後揺れの付加質量係数(付加質量を $\rho A(z)dz$ で割った値)である。なお、簡略の第1段階として $\bar{m}(z)=1.0$ として $C_{x\theta}$  または  $C_{\theta x}$  を求めている。

(6)  $\overline{GM}$  は、本論文では静水中における傾斜試験により求めた値を用いた。

(7)  $\overline{OG}$  は、本論文ではブランコ等を用いた直接計測を行なっていないため、静水中における傾斜試験より求めた $\overline{GM}$ 及び計算にて求めた $\overline{KB}$ 及び $\overline{BM}$ を用いて次式にて求めた値を用いた。

$$\overline{OG} = \overline{KO} - \overline{KG} = \overline{KO} - (\overline{KB} + \overline{BM} - \overline{GM}) \quad \dots(5.12)$$

なお、各要素浮体支持型の全体浮体の重心、浮心及びメタセンター高さ等を求めた結果を表-5-2に示す。

以上、述べて来た係数を用いて求めた動揺応答特性を簡略化したポテンシャル理論

表-5-2 重心、浮心及びメタセンター高さ

	フーティング型	ローワーハル型	ポンツーン型
$\overline{GM}_1$	5.05 m	5.70 m	26.55 m
$\overline{GM}_t$	0.126m	0.195m	0.661m
$\overline{BM}_t$	0.448m	0.482m	0.944m
$\overline{KB}$	0.089m	0.059m	0.089m
$\overline{KG}$	0.411m	0.346m	0.372m
$\overline{OG}$	0.046m	0.065m	0.044m

による推算値(以後これを簡易推算値と呼ぶ)とする。

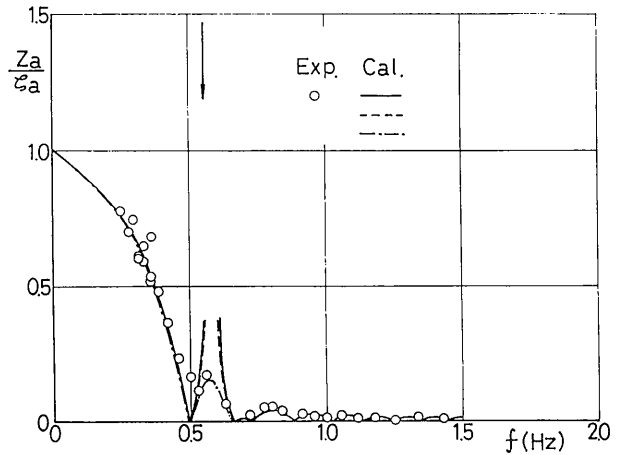


図-5-4 縦波中の上下揺れ(フーティング型)

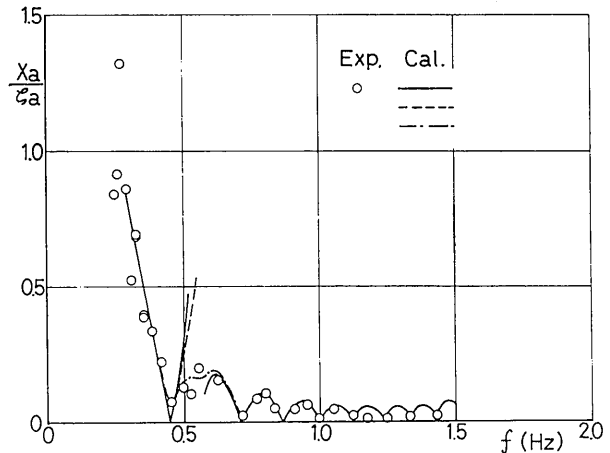


図-5-5 縦波中の前後揺れ(フーティング型)

### 5.3 結果及び考察

#### 5.3.1 実験値と簡易推算値との比較

(1) フーティング型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性

フーティング型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性を、縦波中( $\chi=0^\circ$ )の上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れについて図-5-4~図-5-6に、横波中( $\chi=90^\circ$ )については図-5-7~図-5-9に示す。

これらの図中、丸印は波浪中における動揺試験によって求めた値であり、実線は5.2において示した簡易推算値であり、 $Z_a$ 、 $X_a$ 、 $Y_a$ 、 $\theta_a$ 及び $\phi_a$ は上下揺れ、前後揺れ、左右揺れ、縦揺れ及び横揺れの振幅、 $z_a$ は波浪の振幅、矢印は静水中における自由動揺試験によって求めた各動揺の固有周波数に相当する点、及

び横軸は水槽模型試験時の波周波数である。破線及び一点鎖線で示した推算値については後に説明を行なう。

図-5-4～図-5-9から、縦波中における各動揺の応答特性は、動揺の同調周波数付近を除けば実験値と簡略推算値との一致度が極めて良好であることがわかる。横波中における各動揺の応答特性は、上下揺れの推算が良好であるのに対し、左右揺れ及び横揺れの応答特性は実験値と推算値との差が大きい。したがって、推算値の精度向上策について後に検討する。

### (2) ローハル型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性

ローハル型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性を、縦波中の上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れについて図-5-10～図-5-12に、横波中の上下揺れ、左右揺れ及び横揺れについて図-5-13～図-5-15に示す。これらの図中の記号等は総てフーティング型要素浮体支持型の全体浮体と同一である。

これらの図から、要素浮体の形状がフーティング型からローハルに変化しても波浪中における各動揺の応答特性の推算精度は、ほぼ同程度であることが判る。

### (3) ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中動揺応答特性

ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体の波浪中における各動揺の応答特性は、要素浮体がフーティング型またはローハル型の場合と同様に縦波中の上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れを図-5-16～図-5-18に、横波中の上下揺れ、左右揺れ及び横揺れを図-5-19～図-5-21に示す。

これらの図から、要素浮体の形状がフーティング型、ローハル型そしてポンツーン型と変化しても波浪中における各動揺の応答特性の実験値と簡易推算値との一致度は、ほぼ同程度であることがわかる。

なお、図中の丸印にヒゲのついている実験点は、要素浮体からの反射波と入射波とが重なりあって波がくずれて要素浮体に砕波する状態で衝撃的な波力が作用する現象

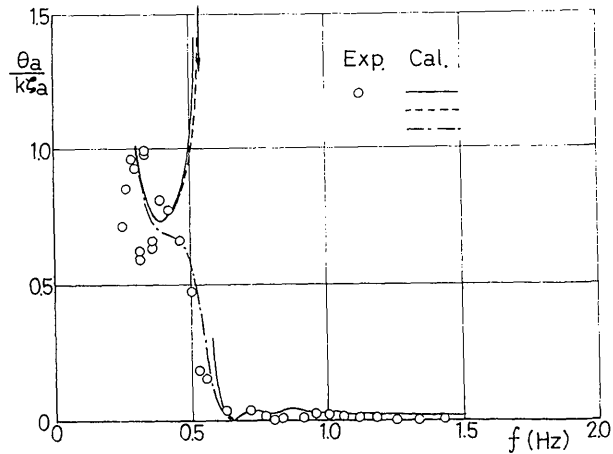


図-5-6 縦波中の縦揺れ（フーティング型）

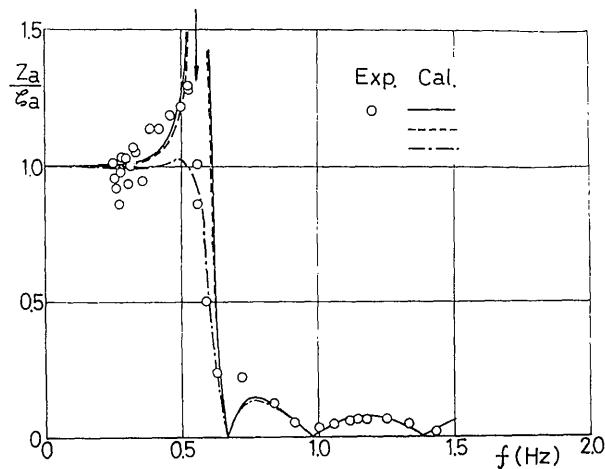


図-5-7 横波中の上下揺れ（フーティング型）

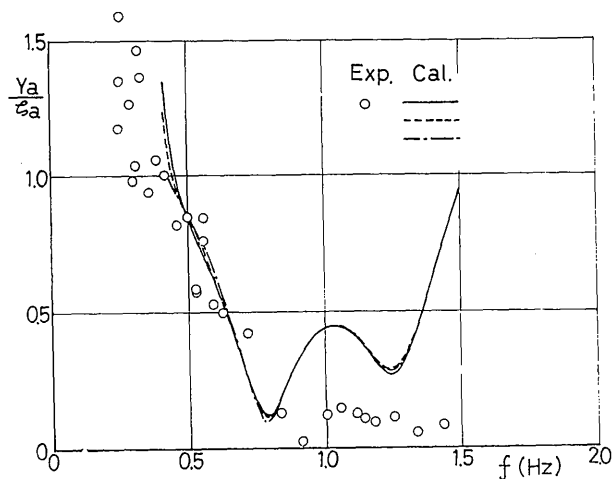


図-5-8 横波中の左右揺れ（フーティング型）

が観察されたものである。しかし、動揺応答特性の場で見るとこの異常波力の影響は、ほとんど認められない。

以上の結果から、縦波中における上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れの応答特性は、複数の要素浮体で支持された全体浮体の場合、要素浮体間の流体力学的な相互干渉を無視し、簡略化したポテンシャル理論による推算にても動揺の固有周波数付近を除けばよい精度で推算できることが判明した。したがって、長大な大型海洋構造物になれば要素浮体個数が増えるために推算精度は、もっと向上すると思われる。その主要因は、流体力学的な相互干渉効果が顕著となる高周波数領域で、浮体の動揺が急激に小さくなるためである。

一方、横波中における各動揺の応答特性は、上下揺れの応答特性の推算精度が良好であるのに対し、左右揺れ及び横揺れの応答特性は実験値と推算値との差が大きいいえる。その要因としては、多列多行の要素浮体支持型の全体浮体であっても横波の場合には、波の進行方向に対する要素浮体の列数が少なく、複数要素浮体の効果が現れないためである。

したがって、本論文では、簡易推算法の精度向上を図るため及び運動方程式の各項の影響等について考察するため、以下で検討を加えることとする。

### 5.3.2 推算手法の検討

#### (1) 減衰係数が動揺特性に及ぼす影響

5.3.1に示したように各動揺の応答特性は、各動揺の固有周波数付近において推算値が発散し、実験値との間に大きな差が生じた。この差が生じる要因の一つは運動方程式の減衰係数が適正でないことが考えられる。したがって、次に示す3通りの減衰係数を用いて推算し、実験値と比較検討した。

#### i) 自由動揺試験から求めた等価線形減衰係数

ここでは、動揺速度に比例する減衰力を静水中における自由動揺試験より求めた。

いま、静水中における上下揺れの自由動

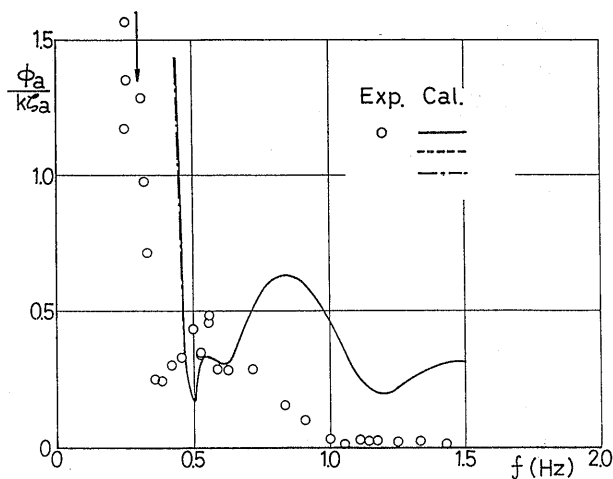


図-5-9 横波中の横揺れ（フーティング型）

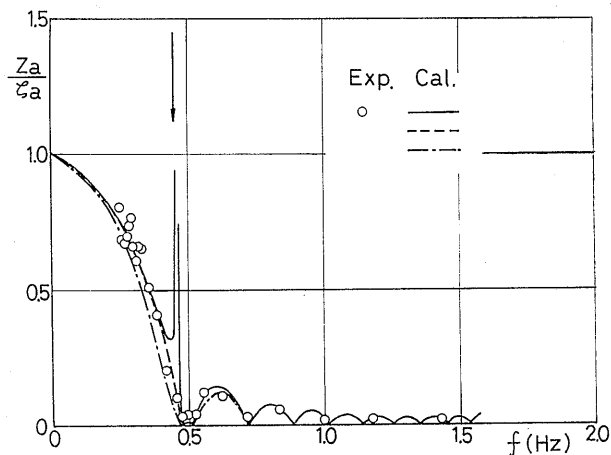


図-5-10 縦波中の上下揺れ（ローハル型）

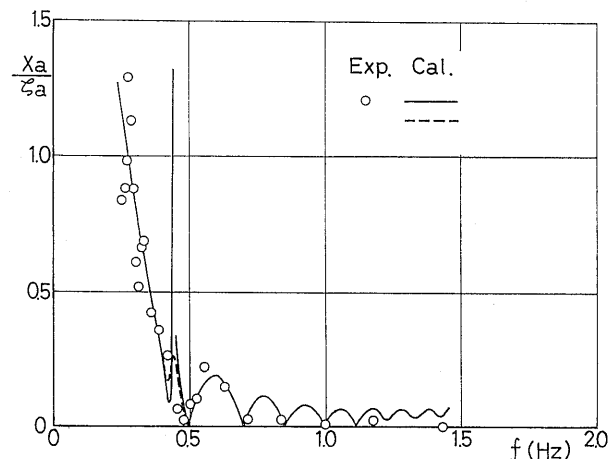


図-5-11 縦波中の前後揺れ（ローハル型）

揺時の運動方程式は、(5.1)式を用いると次式で書き表わすことができる。

$$(M+m_z)\ddot{Z}+N_z\dot{Z}+\rho g A_w Z=0 \quad \dots(5.13)$$

この式の解は、次式のようなになる。

$$Z=C\cdot e^{-\alpha t} \cos \sqrt{\omega_z^2-\alpha^2}\cdot t \quad \dots(5.14)$$

ここで、 $C$ は任意定数であり、 $\alpha$ 及び $\omega_z$ は次式で求まる。

$$2\alpha=N_z/(M+m_z) \quad \dots(5.15)$$

$$\omega_z^2=\rho g A_w/(M+m_z) \quad \dots(5.16)$$

したがって、上下揺れの自由動揺試験から図-5-22に示す減減曲線が得られたとし、相隣なる山と谷との差の絶対値を $Z_i(i=0, 1, 2, \dots)$ とすると

$$Z_i=C_i e^{-\alpha t_i} \quad \dots(5.17)$$

$$Z_{i+1}=C_i e^{-\alpha(t_i+\pi/\omega)} \quad \dots(5.18)$$

なる関係が成り立つ。

また、

$$\omega=\sqrt{\omega_z^2-\alpha^2} \quad \dots(5.19)$$

であるが、 $\omega\sim\omega_z$ であるとする。

そこで、 $Z_i$ の実験値を用いて横軸の $Z_i$ に対して縦軸に $Z_{i+1}$ 置点すると、 $N_z$ が振幅に依存しないで(5.17)式及び(5.18)式が成り立つとすれば、実験値は原点を通る1本の直線上にのる。その直線の傾きを $A$ とすると

$$A=e^{-\alpha\pi/\omega} \quad \dots(5.20)$$

であるから

$$\alpha=-\frac{\omega}{\pi} \ln A \quad \dots(5.21)$$

より $\alpha$ が求まり、(5.15)式を用いて $N_z$ が求まる。

ただし、(5.15)式中の $m_z$ としては、ポテンシャル理論値を用いた。

以上の手法に基づいてフーティング型、ローハル型及びポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体の静水中における上下揺れの自由動揺試験から得られた減減曲線を用いて実験値を置点した結果を図-5-23～図-5-25に示す。

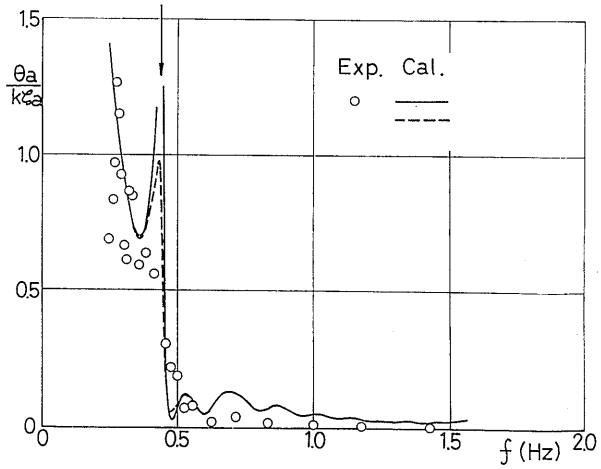


図-5-12 縦波中の縦揺れ (ローハル型)

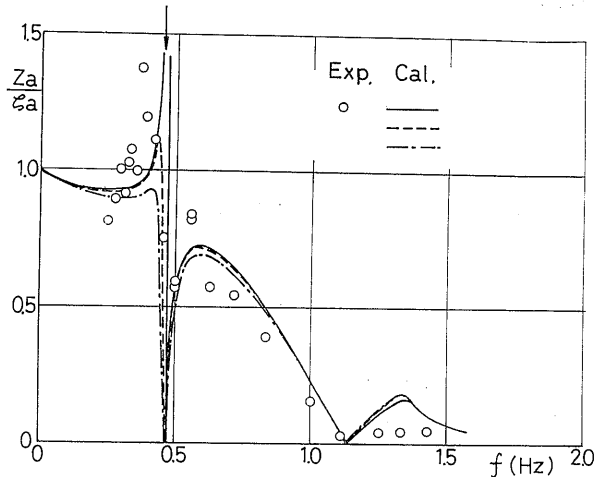


図-5-13 横波中の上下揺れ (ローハル型)

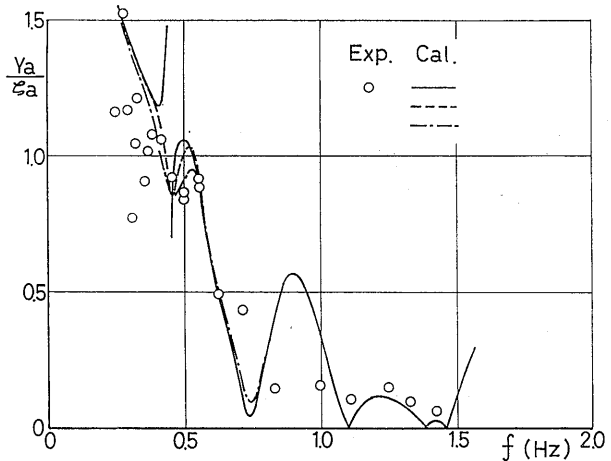


図-5-14 横波中の左右揺れ (ローハル型)



これらの図から、実験値は動揺振幅が小さい範囲では原点を通る直線上に乗るが、動揺振幅が大きくなると、その直線からずれて減衰係数が動揺振幅に依存することが判る。したがって、本論文では実線と破線で示すように折れ線近似し、それぞれの直線の傾きに対応する減衰係数 ( $\alpha$ ) を求めた。

この様にして求めた各動揺の減衰係数を一括して表-5-3に示す。なお、表中で2種

表-5-3 自由動揺試験から求めた減衰係数  $\alpha(\text{sec}^{-1})$

	フーティ ング型	ローワー ハル型	ポンツ ーン型
ヒープ	0.0832	0.1086	0.2700
	0.4070	0.3779	1.0330
ピッチ	0.0865	0.0943	0.1890
	0.4155		
ロール	0.0464	0.0815	0.2059
	0.1123	0.2412	

類の減衰係数を示していない動揺は、1本の直線で近似できたもの、または2本の直線を引くことが困難なものである。

そして、表-5-3に示す減衰係数を5.2に示す簡易推算法に導入し、波浪中における各動揺の応答特性を推算した結果を図-5-4~図-5-21に破線及び一点鎖線で示す。なお、破線は、表-5-3の各動揺の減衰係数の上段の値を用いた推算値であり、一点鎖線は、表中の下段の値を用いた推算値である。

これらの図から、静水中における自由動揺試験より求めた減衰係数を用いることによってポテンシャル理論に基づく減衰係数による推算値よりも当然の結果として各動揺の固有周波数付近において推算精度の向上が図られることが判る。減衰係数が2種類ある場合には、今回の水槽模型実験時の波高または動揺振幅範囲では減衰係数の大きい値を用いた推算値の方が実験値によく一致する傾向が見受けられる。しかしながら、ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮

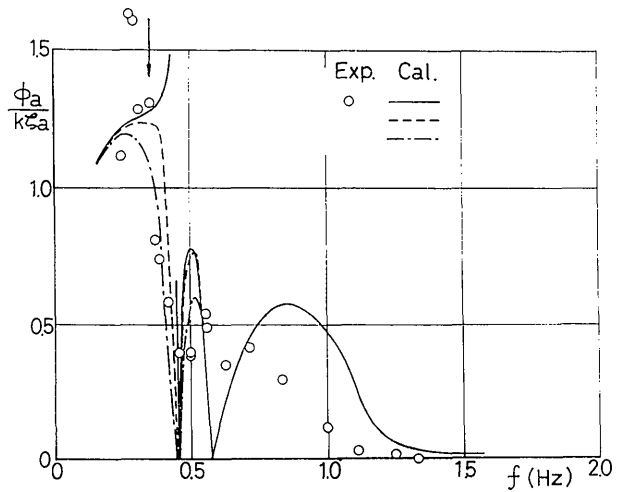


図-5-15 横波中の横揺れ (ローワーハル型)

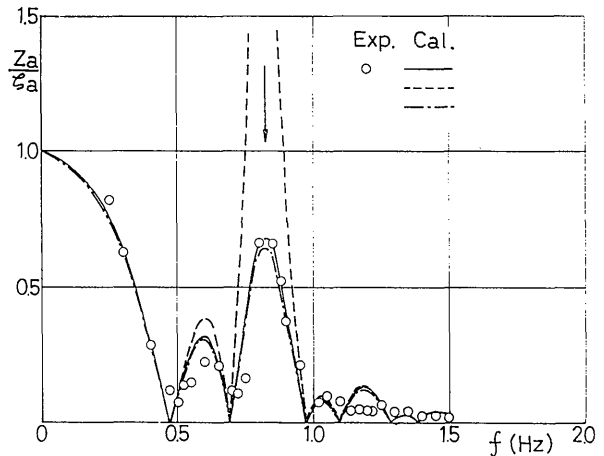


図-5-16 縦波中の上下揺れ (ポンツーン型)

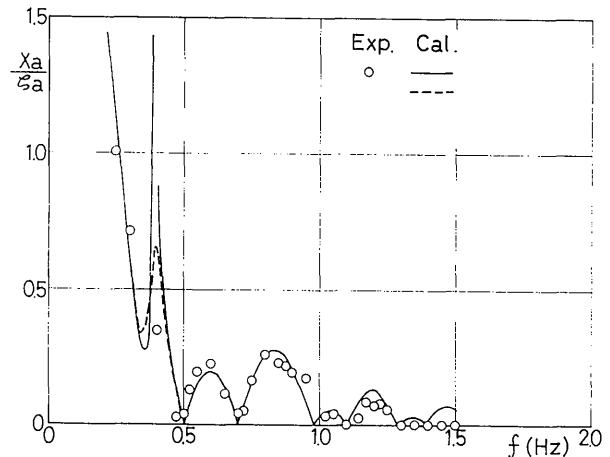


図-5-17 縦波中の前後揺れ (ポンツーン型)

体の縦波及び横波中における上下揺れの応答特性の推算値は、表-5-3の小さい方の減衰係数を用いた推算値の精度がポテンシャル理論に基づく推算値よりも悪化している。これは自由動揺試験時の上下揺れの減衰がはやいため、減衰係数を求める際の誤差が減衰係数の過小評価につながったものと思われる。また、要素浮体の形状に関係なく、横波中における左右揺れ及び横揺れについては、推算精度の改善がほとんど認められず、減衰係数以外の要因が大きく影響していることを示唆している。

なお、各動揺の固有周波数付近以外における推算値は、減衰係数の値にほとんど左右されないため、減衰係数としてはどの値を用いてもあまり問題がなく、実際上零として推算しても大差ないといえる。また、自由動揺試験から等価線形減衰係数を求める精度及び静水中の減衰係数と波浪中の減衰係数との相違等、今後に残された問題がある。

ii) 自由動揺試験から求めた非線形減衰係数

ここでは、自由動揺試験結果を用いて動揺速度に比例する減衰力と速度の2乗に比例する減衰力を求めた。

一般に角のある物体の減衰係数は、ポテンシャル理論による値、いわゆる造波減衰係数が角などによる流れの剝離で生じる渦に基づく減衰係数に比べてかなり小さい値となるとされている。

そこで、上下揺れを例にして非線形減衰係数を求めた手法を以下に示す。

上下揺れの運動方程式は、次式で書き表わされるものとする。

$$(M+m_z)\ddot{Z}+N_z\cdot\dot{Z} + \frac{1}{2}\rho SC_D|\dot{Z}|\dot{Z}+\rho gA_w Z=F_z \quad \dots(5.22)$$

ここで、 $S$  は要素浮体の底面面積、 $C_D$  は速度の2乗に比例する項すなわち抗力係数である。なお、上下揺れの速度としては、水粒子の $Z$ 方向速度を考慮すべきであ

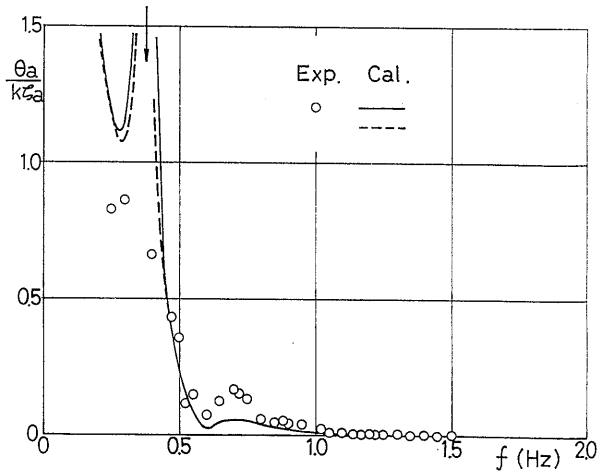


図-5-18 縦波中の縦揺れ (ポンツーン型)

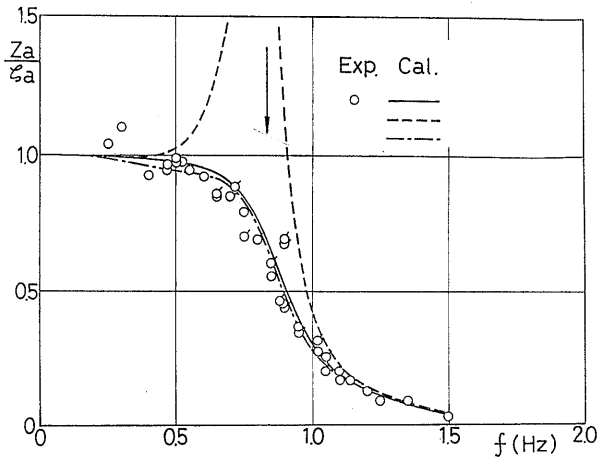


図-5-19 横波中の上下揺れ (ポンツーン型)

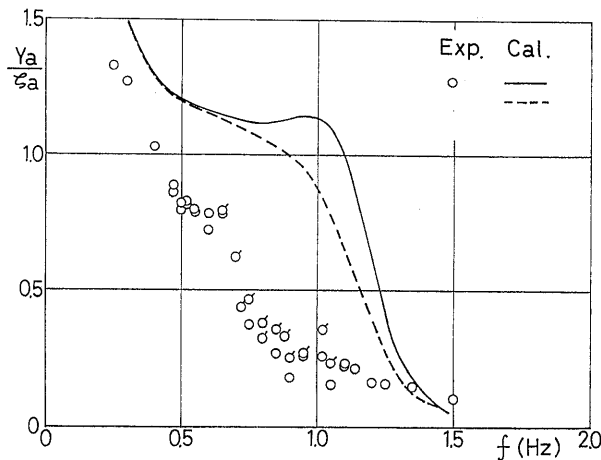


図-5-20 横波中の左右揺れ (ポンツーン型)

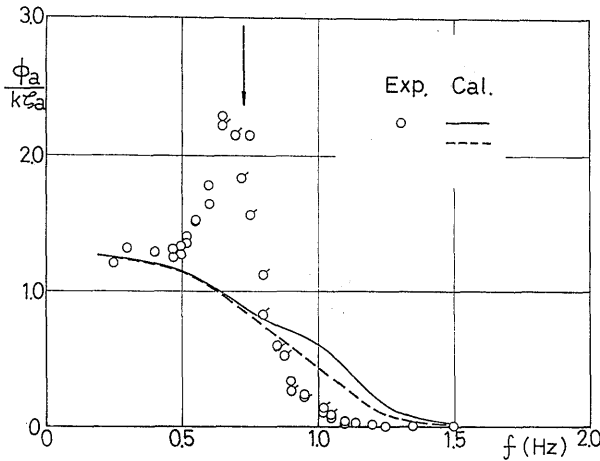


図-5-21 横波中の横揺れ (ポンツーン型)

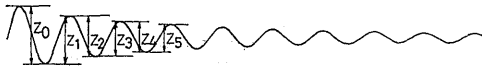


図-5-22 自由動揺試験時の動揺の減衰曲線

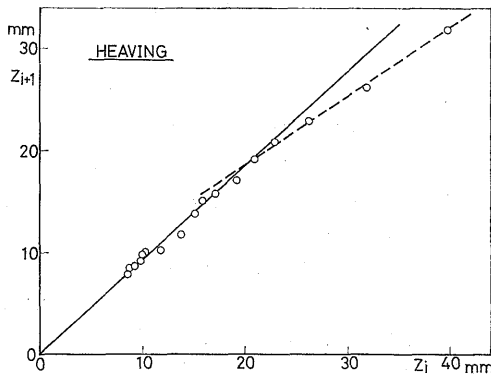


図-5-23 上下揺れの自由動揺試験による減衰係数の解析 (フーティング型)

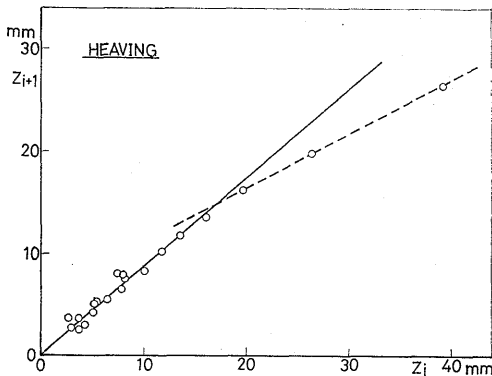


図-5-24 上下揺れの自由動揺試験による減衰係数の解析 (ローハル型)

るが簡単のために水粒子の速度を考慮しない。

(5.22)式を用いて自由動揺時の運動方程式は、一般に次式のように書き表わすことができる。

$$\ddot{Z} + 2\alpha\dot{Z} + \beta|\dot{Z}| + \omega_z^2 Z = 0 \quad \dots(5.23)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} 2\alpha &= N_z / (M + m_z) \\ 2\beta &= \rho S C_D / (M + m_z) \\ \omega_z^2 &= \rho g A_w / (M + m_z) \end{aligned} \right\} \quad \dots(5.24)$$

である。

静水中における自由動揺試験にて得られる減衰曲線から、 $\alpha$ 、 $\beta$  及び  $\omega_z$  を求める

手法は、例えば文献11) に示されているので、ここでは省略し、フーティング型及びローハル型要素浮体支持型の全体浮体に関する非線形減衰係数を求めた結果を表-5-4に示す。

表-5-4に示す  $\alpha$  及び  $\beta$  を用いて (5.24) 式により  $N_z$  及び  $C_D$  を求めることができる。

そして、動揺振幅の計算は、(5.22)式を直接解かず

表5-4 自由動揺試験から求めた減衰係数  $\alpha$ ,  $\beta$

	フーティング型		ローハル型	
	$\alpha(\text{sec}^{-1})$	$\beta$	$\alpha(\text{sec}^{-1})$	$\beta$
ヒープ	0.121	9.9m <sup>-1</sup>	0.069	27.3m <sup>-1</sup>
ピッチ	0.051	0.372deg <sup>-1</sup>	0.045	0.191deg <sup>-1</sup>
ロール	0.058	0.071deg <sup>-1</sup>	0.057	0.098deg <sup>-1</sup>

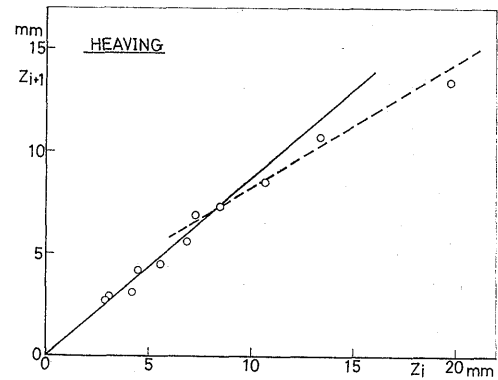


図-5-25 上下揺れの自由動揺試験による減衰係数の解析 (ポンツーン型)

次に示すように簡略化した近似計算を行なうこととする。

いま,

$$Z = Z_a \cos \omega t \quad \dots(5.25)$$

とすると, (5.22)式の左辺は, 次の様に書き表わすことができる。

$$\begin{aligned} \text{左辺} = & -\omega^2(M+m_z)Z_a \cos \omega t - \omega N_z Z_a \sin \omega t \\ & -\omega^2 \cdot \frac{1}{2} \rho S C_D Z^2 |\sin \omega t| \cdot \sin \omega t \\ & + \rho g A_w Z_a \cos \omega t \quad \dots(5.26) \end{aligned}$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} & |\sin \omega t| \cdot \sin \omega t \\ & = -\frac{8}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n \omega t}{(n-2) \cdot n \cdot (n+2)} \quad \dots(5.27) \\ & (n=1, 3, 5, \dots) \end{aligned} \right\}$$

の級数展開を導入すると共に,  $\sin 3\omega t$  以上の高次項を省略すると, (5.22)式は次式のように書き表わすことができる。

$$\begin{aligned} (M+m_z)\ddot{Z} + \left(N_z + \frac{4}{3\pi} \omega \rho S C_D Z_a\right) \dot{Z} \\ + \rho g A_w Z = F_z \quad \dots(5.28) \end{aligned}$$

(5.28)式を用いて繰り返し計算を行い, 上下揺れの振幅を求めた。

この手法を用いてフーティング型要素浮体支持型の全体浮体の縦波中における上下揺れの応答特性に関して波高 ( $H_w$ ) が 2 cm, 10 cm 及び 30 cm の場合について推算した値と実験値との比較を図-5-26に示す。なお, 実験値は, 波高が約 10 cm に対するものである。

この図から, 上下揺れの固有周波数付近における波高変化が上下揺れの応答特性に及ぼす影響が明確化する。また, 水槽模型実験時の波高が約 10 cm であるので, 波高 10 cm に対する推算値と実験値とを上下揺れの固有周波数付近について比較すると, 推算値が実験値にほぼ一致する程度まで近づいており, 推定精度が向上することがわかる。本法では, 等価線形減衰係数を用いた場合には考慮できなかった波高影響を考慮した推算を行なうことができ, より精度のよい方法であるといえる。

iii) 動揺振幅の影響を考慮した抗力係数

従来, 平板等の単純な形状の物体に関する実験によると, 抗力係数は動揺周波数にあまり依存せず動揺振幅に大きく依存することが示されている。一方, 前

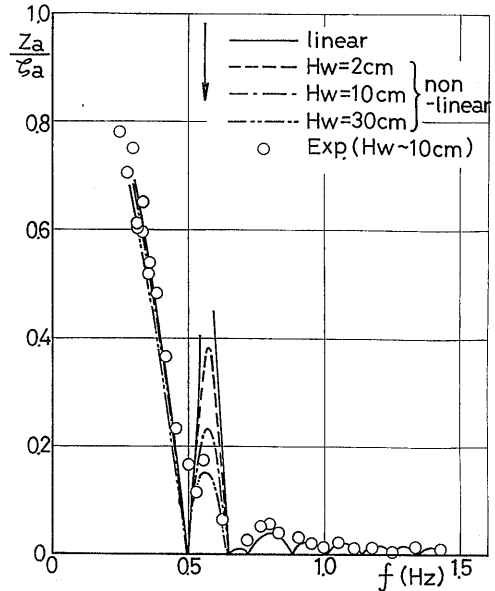


図-5-26 縦波中の上下揺れ (フーティング型)

述の自由動揺試験から求めた非線形減衰係数の中の抗力係数は, 動揺周波数及び動揺振幅に関係なく一定値であり, 動揺振幅の影響を考慮していない。

そこで, 従来の実験データを用いて振幅影響があらわれる形で抗力係数に関する実験式を導き, その値を用いて動揺の推算を行なった。

抗力係数に関する実験は, Keulegan-Carpenter<sup>12)</sup> や Sarpkaya<sup>13)</sup> 等をはじめとして, 多くの研究者によって実施されているが, それらはいずれも単純な平板や円柱に関するものであり, 動揺振幅比 (振幅と主寸法の比) も大きい。本研究で取り扱っている模型に近い物体に対する実験データとしてフーティング型要素浮体に関する工藤らの研究<sup>14)</sup> が公表されているので, その結果を用いることとした。

工藤らの研究は, フーティング型要素浮体のコラム半径 ( $r$ ) とフーティング半径 ( $R$ ) との比, フーティング高さ ( $d$ ) とフーティング半径との比及び動揺振幅 ( $a$ ) 比を系統的に変化させ強制動揺法によって抗力係数を求めた結果を示したものである。

そこで, 抗力係数の実験式を次の手法で求めた。

まず, 変数を次式のように設定する。

$$\varepsilon = r/R, \quad \eta = d/2R, \quad k = \pi a/R \quad \dots(5.29)$$

つぎに, 抗力係数は, 次式のような多項式で表わせるものとする。

表-5-5 係数  $a_0 \sim a_{19}$

$a_0$	1.892	$a_5$	$-6.526 \times 10^1$	$a_{10}$	$5.110 \times 10^1$	$a_{15}$	$3.455 \times 10^1$
$a_1$	5.937	$a_6$	$9.937 \times 10^{-2}$	$a_{11}$	$7.413 \times 10^1$	$a_{16}$	-2.102
$a_2$	$1.922 \times 10^1$	$a_7$	-4.465	$a_{12}$	$-5.335 \times 10^{-3}$	$a_{17}$	$-1.590 \times 10^{-2}$
$a_3$	$-8.551 \times 10^{-1}$	$a_8$	$8.352 \times 10^{-1}$	$a_{13}$	$-2.535 \times 10^1$	$a_{18}$	$6.762 \times 10^{-2}$
$a_4$	$-3.889 \times 10^1$	$a_9$	$-3.414 \times 10^{-1}$	$a_{14}$	$-7.705 \times 10^{-1}$	$a_{19}$	1.117

$$C_D = a_0 + a_1 \varepsilon + a_2 \eta + a_3 k + a_4 \varepsilon^2 + a_5 \eta^2 + a_6 k^2 + a_7 \varepsilon \eta + a_8 \varepsilon k + a_9 \eta k + a_{10} \varepsilon^3 + a_{11} \eta^3 + a_{12} k^3 + a_{13} \varepsilon^2 \eta + a_{14} \varepsilon^2 k + a_{15} \varepsilon \eta^2 + a_{16} \eta^2 k + a_{17} \varepsilon k^2 + a_{18} \eta k^2 + a_{19} \varepsilon \eta k \quad \dots(5.30)$$

工藤らの実験値にあうように(5.30)式の  $a_0 \sim a_{19}$  を最小二乗法を用いて求めた。その結果を表-5-5に示

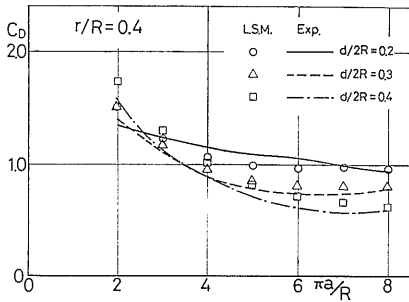


図-5-27 最小二乗法による抗力係数の近似

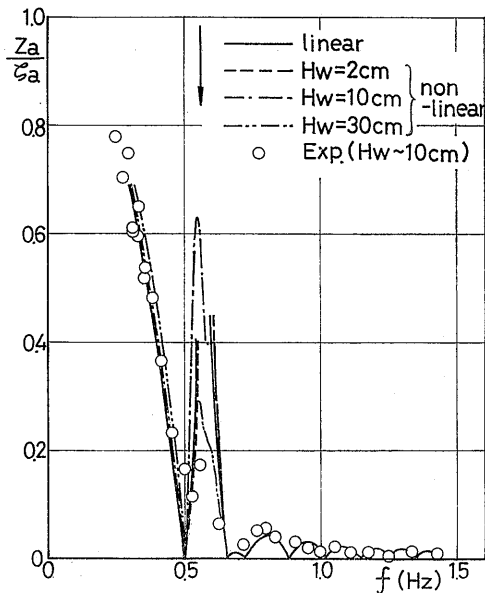


図-5-28 縦波中の上下揺れ (フーティング型)

す。そして、(5.30)式から求めた抗力係数と工藤らの実験値との比較例を  $r/R=0.4$  について図-5-27に示す。

なお、図中の実験値は工藤らの実験点の平均線を著者が引いたものである。

図-5-27を用いて本論のフーティング型要素浮体に対応する抗力係数を求め、その抗力係数及びポテンシャル理論にて求めた造波減衰係数を用いてフーティング型要素浮体支持型の全体浮体の縦波中における上下揺れの応答特性を(5.28)式と(5.30)式との間を繰り返して計算して求めた結果を図-5-28に示す。

この図から、ポテンシャル理論による減衰係数に抗力係数による減衰力を考慮すれば、動揺の固有周波数付近において推算値が実験値に近づくが、静水中にお

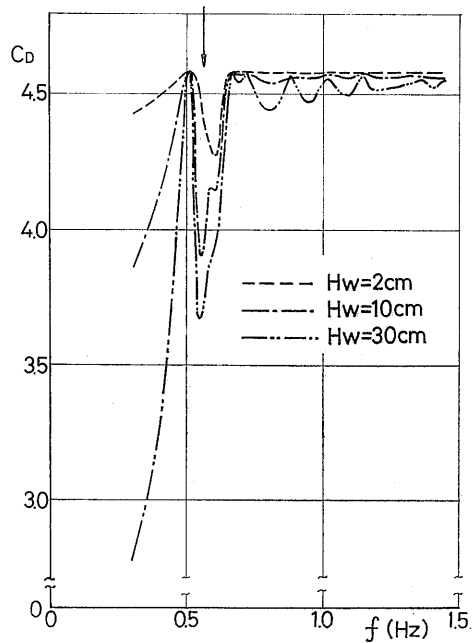


図-5-29 縦波中上下揺時の抗力係数 (フーティング型)

ける自由動揺試験にて求めた非線形減衰係数を用いた推算値よりかなり高い応答特性を示していることがわかる。なお、表-5-5の係数を用いて本研究に用いたフーティング型要素浮体支持型の全体浮体に対する抗力係数を周波数に対して示すと図-5-29のようになる。

ちなみに、本研究の非線形減衰係数として、自由動揺試験（フーティング型要素浮体支持型全体浮体の上下揺れ）から求めた抗力係数は約6.1である。

(2) 連成係数が動揺特性に及ぼす影響

本論文において提示した簡易推算法に静水中における自由動揺試験から求まる減衰係数を導入すれば、要素浮体の形状に関係なく縦波中における上下揺れ、前後揺れ及び縦揺れ並びに横波中における上下揺れの応答特性は、相当よい精度で推算できることが判った。

しかしながら、横波中における左右揺れ及び横揺れに関しては、推算値と実験値との差が依然として大きいため、ここでは、簡易推算法において(5.11)式の $\bar{m}(z)$ を1.0としているので、これを種々に変化させ連成係数が横波中における動揺特性に及ぼす影響を調べることにした。

そのために、(5.11)式中の $\bar{m}(z)$ の値を次のように変えて、連成係数 $C_{20}$ 及び $C_{02}$ を変化させた。

- i)  $\bar{m}(z)=1.0$  (簡易計算法)
- ii)  $\bar{m}(z)=0.0$
- iii)  $\bar{m}(z)=m_y$  (左右揺れの付加質量係数 $(m_y)$ )
- iv)  $\bar{m}(z)=\hat{m}(z)$  (ポテンシャル理論に基づく連成係数 $(\hat{m}(z))$ )

このように連成係数を変化させて(5.2)式及び(5.3)式を用いて計算したフーティング型、ローハル型及びポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体の横波中における左右揺れ及び横揺れの応答特性の推算値と実験値とを比較した結果を図-5-30～図-5-35に示す。なお、図-5-32～図-5-35の中に示す×印は、連成係数として上述のiv)の値を用いて、更に減衰係数として表-5-3に示した自由動揺試験にて求めた等価線形減衰係数(ローハル型は大きい方の値)を用いて推算した値である。

これらの図から、フーティング型要素浮体支  
(344)

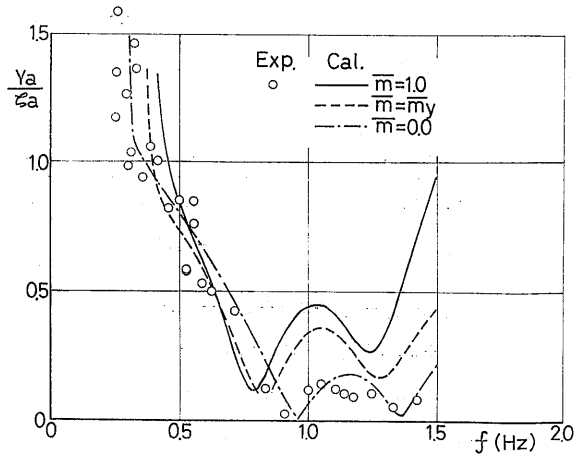


図-5-30 横波中の左右揺れ(連成係数の影響, フーティング型)

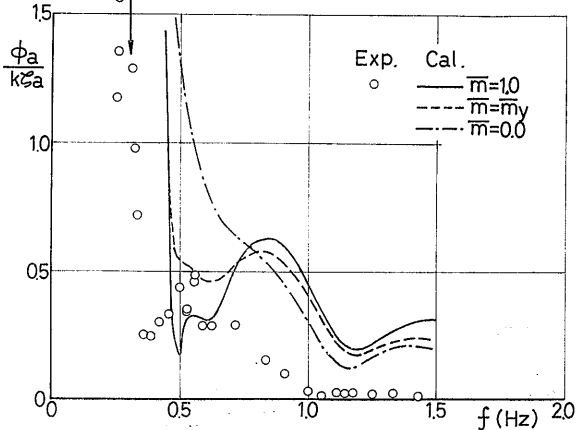


図-5-31 横波中の横揺れ(連成係数の影響, フーティング型)

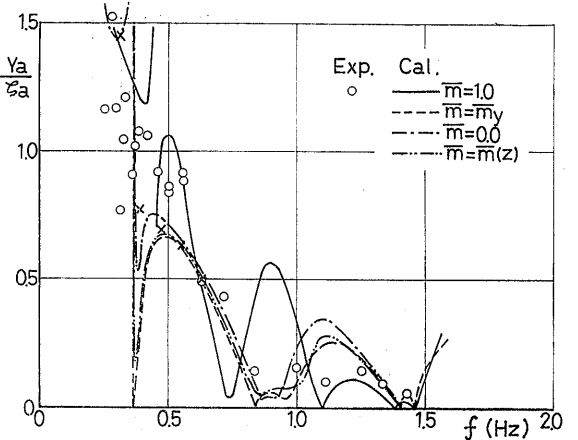


図-5-32 横波中の左右揺れ(連成係数の影響, ローハル型)

持型の全体浮体では、左右揺れの応答特性は  $\bar{m}(z)=0.0$ にした場合が実験値に最も近い推算結果を示し、横揺れは、連成係数を変化しても波周波数によって実験値に近づく度合が変化する。

ローハル型要素浮体支持型の全体浮体では、左右揺れの応答特性は、 $\bar{m}(z)=1.0$ 以外の場合が実験値の応答特性のの傾向に近づき、横揺れも  $\bar{m}(z)=1.0$ 以外の場合が実験値に近づく傾向が見受けられる。

ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体では、 $\bar{m}(z)$ を1.0以外にすると左右揺れ及び横揺れの応答特性が急激に変化し、実験値と定性的に一致する傾向を示すが、定量的には左右揺れでは  $\bar{m}(z)=0.0$ が、横揺れでは  $\bar{m}(z)=\hat{m}(z)$ が実験値に近づく傾向がある。

なお、自由動揺試験から求めた等価線形減衰係数を考慮しても応答特性の推算値は、ほとんど改善されないといえる。

今回実施した範囲から適正な連成係数を選定することは困難であるが、もし簡易推算法に取り入れるとするならば、左右揺れでは  $\bar{m}(z)=0.0$ として横揺れではポテンシャル理論で求められる連成係数を用ると大略よいといえそうである。

(3) 波強制力が動揺特性に及ぼす影響

第4章において全体浮体に働く波強制力が要素浮体単体に働く波強制力と多少相違していることを示したので、その波強制力の相違が横波中における動揺特性に及ぼす影響を調べることとする。

要素浮体に働く波強制力に関して最も理論値と実験値とが相違しているのが、ローハル型要素浮体に働く波強制力(図-2-7)である。

そこで、図-2-7に示す波強制力の実験値を用いるとともに連成係数を  $\bar{m}(z)=\hat{m}(z)$ として計算したローハル型要素浮体支持型の全体浮体の横波中における左右揺れ及び横揺れの応答特性の推算値と実験値との比較を図-5-36及び図-5-37に示す。なお、図中の実線は全体浮体に働く波強制力の計算に図-2-7に示す理論値を用いた場合で、破線は実験値の平均線を用いた場合である。

この図から、水槽模型実験にて求めた波強制制

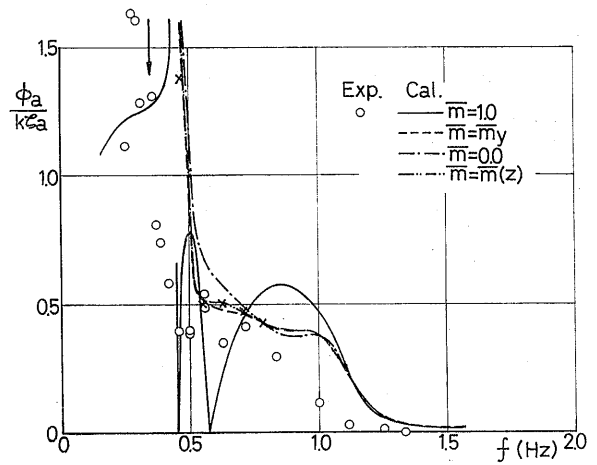


図-5-33 横波中の横揺れ(連成係数の影響, ローハル型)

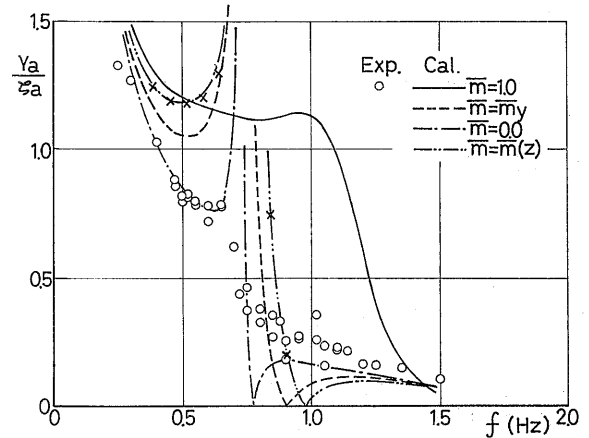


図-5-34 横波中の左右揺れ(連成係数の影響, ポンツーン型)

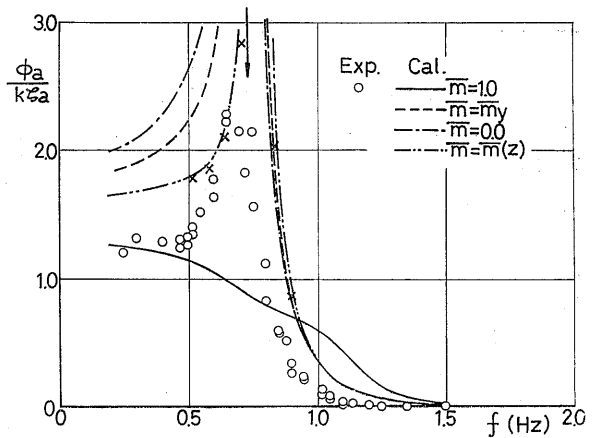


図-5-35 横波中の横揺れ(連成係数の影響, ポンツーン型)

力を用いると実験値に近づく傾向を示すが、依然として定量的に不十分である。また、フーティング型要素浮体に働く波強制力は、図-2-4から判るように理論値と実験値との差異は、ほとんどない。そして、ポンツーン型要素浮体に働く波強制力も、図-2-8から判るように理論値と実験値との差異が小さい。したがって、簡易推算法の確立という立場から見ると全体浮体に働く波強制力は、4.2で示した理論計算法による値を用いてもよいといえる。なぜならば、本論文では、多行多列の要素浮体群で支持された超大型の浮遊式海洋構造物を対象としているが、実際には、縦方向、横方向共に要素浮体の列数は、本論文で扱ったモデルよりも多くなることが予想される。そのような状態では、横波中においても、本論文の縦波中の場合と同様に、複数要素浮体の効果により、簡易推算値にても動揺応答特性を精度よく推定できると考えられるからである。

## 6. 結言

以上、超大型浮遊式海洋構造物の波浪中における波強制力、及び動揺応答特性に関する研究の成果について述べてきたが、研究の結果得られた結論、及び今後の問題点をまとめると、次のようになる。

### (1) 要素浮体に働く波強制力について

今回実験を行なった波高・喫水比 (0.5(高周波数)~0.8(低周波数)) では、フーティング型、ポンツーン型要素浮体に働く波強制力は、微小波高を仮定した線形理論で精度よく推算できる。しかし、ローハル型要素浮体に働く波強制力を線形理論で推定することは精度が悪く不十分である。また、波高・喫水比を小さくするに伴って、実験値は線形理論値に近づく。

過渡水波を用いても、波高影響という問題を考慮すれば、要素浮体の形状に関係なく要素浮体に働く波強制力の特性を、規則波を用いた実験と同程度の精度で求められる。

### (2) 波強制力に及ぼす要素浮体間の流体力学的相互干渉効果について

ローハル型要素浮体群の中の個々の要素浮体、あるいはローハル型要素浮体群の波下側におかれたポンツーン型要素浮体に働く波強制力は、高周波数領域

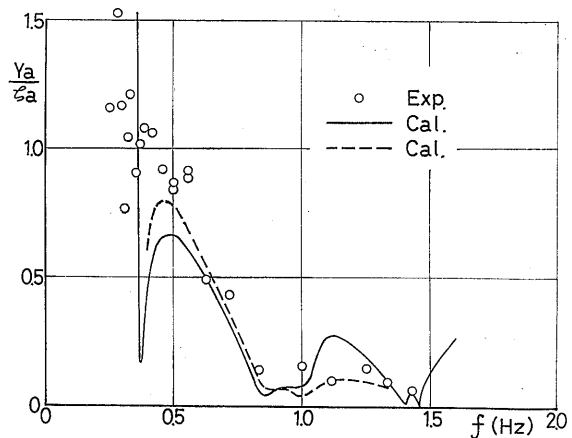


図-5-36 横波中の左右揺れ (波強制力の影響, ローハル型)

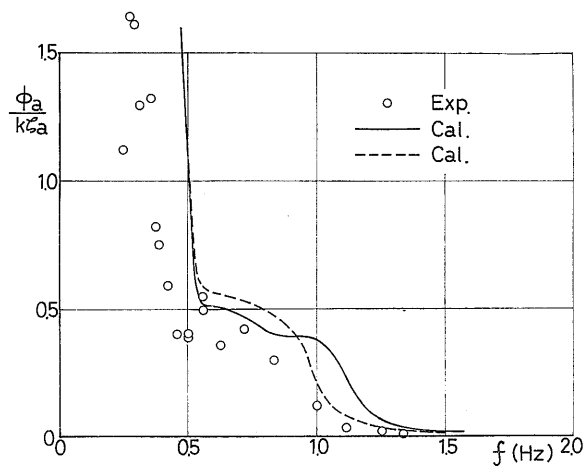


図-5-37 横波中の横揺れ (波強制力の影響, ローハル型)

では、周波数が高くなるに伴い、また波下側の要素浮体になるに伴って水平方向波強制力、鉛直方向波強制力共に小さくなり、要素浮体による波の遮蔽、要素浮体間を進行する波の減衰などに基づく波高の減衰が、波下側の要素浮体に働く波強制力を減少させる主たる要因であることがわかる。

ポンツーン型要素浮体の波下側におかれたローハル型要素浮体に働く波強制力は、ポンツーン前面における波の反射等による遮蔽効果のため、水平方向波強制力、鉛直方向波強制力共に著しく小さくなる。ポテンシャル理論によってポンツーン型要素浮体に対する透過波を計算し、その波高を用いてローハル型要素浮体に働く波強制力を計算すると、定量的にかなり実験値に近い値が得られる。

### (3) 全体浮体に働く波強制力について



ローワーハル型要素浮体支持型,あるいはポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体に働く波強制力の実験値は,要素浮体単体に働く波強制力の理論値を用い,かつ要素浮体間の流体力学的相互干渉効果を無視して全体浮体に働く波強制力を推算した値と比較すると,縦波中においては,低周波数領域では推算値と実験値とが大略よい一致を示す傾向が見られるが,高周波数領域では実験値が推算値より小さくなる傾向が見られる。なお,要素浮体単体に働く波強制力の実験値を用いて全体浮体に働く波強制力を推算すれば,実験値により近づく傾向が見受けられる。

横波中においては,ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体に対する水平方向の波強制力以外は,要素浮体単体に働く波強制力の実験値を用いることによってかなりの精度で全体浮体の波強制力を推算できることが判明した。

従って,全体浮体に働く波強制力は,要素浮体単体に働く波強制力を何らかの方法で精度よく推定することができれば,要素浮体間の流体力学的な相互干渉効果を無視してもかなり精度よく推算できることが判明した。

#### (4) 全体浮体の波浪中における動揺応答特性について

本論文で示した簡易推算値と実験値を比較した結果,フーティング型要素浮体支持型,ローワーハル型要素浮体支持型,ポンツーン型要素浮体支持型の全体浮体共に,縦波中の上下揺れ,前後揺れ,縦揺れ,及び横波中の上下揺れに関しては,推算値と実験値は動揺の固有周波数付近を除いて良く一致する。

動揺の固有周波数付近では,減衰係数として自由動揺試験から得られる値を用いるなどの方法により減衰力を正しく考慮すると推算値は実験値に一致する。

横波中の左右揺れ,横揺れについては,本論文で示した簡易推算法では不十分であり,また減衰係数を修正しても推算精度はほとんど改善されない。連成係数を変化させると応答特性が大きく変化し,連成係数を適当にとると推算値が実験値に近づくが,本研究の結果から,適正な連成係数の選定の基準を示すことはできない。しかし,本論文では対象としている超大型浮遊式海洋構造物は,実際には本論文で扱った模型よりも縦方向,横方向の要素浮体の列数が多くなることが予想されるため,横波中においても,本論文の縦波中の場合と同様に,複数要素浮体の効果により,簡易推算値にても動揺応答特性を精度よく推定できるといえ

る。

- (5) 今後究明すべき問題点について  
今後究明すべき問題点を列挙すると以下のようになる。
  - (i) 波高・喫水比が大きい場合に,単体の要素浮体に働く波強制力の推定精度の向上
  - (ii) 要素浮体群において個々の要素浮体に働く波強制力を,要素浮体間の流体力学的干渉効果を考慮して推算する手法の開発
  - (iii) 全体浮体の同調周波数付近における減衰力の推算手法の開発
  - (iv) 全体浮体の運動方程式の連成係数の正しい評価法の研究
  - (v) 全体浮体の左右揺れ,横揺れの正しい推定法の開発

#### 謝 辞

本研究を実施するにあたって,御指導をいただいた当所海洋開発工学部の安藤室長,計算の一部を快く引き受けていただいた大川主任研究官,および実験の補助をしていただいた海洋開発工学部の方々に感謝します。

なお,計算には当所大型計算機センターのFACOM M-180 II AD を使用した。

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」の一部として実施されたものであることを付記する。

#### 参 考 文 献

- 1) 安藤定雄,大川 豊,上野 勲;浮体工法による海上空港建設に係わる評価のための技術調査研究,船研報告,別冊第4号,昭58年3月
- 2) 安藤定雄,星野邦弘;フーティング型浮体群に働く波強制力について,船研講演集,昭57年秋季(第40回),p.20~23
- 3) 浮遊式海洋構造物に関する調査研究 報告書,運輸省船舶技術研究所,昭57年3月
- 4) 安藤定雄;作業用船舶の諸性能向上について,西部造船会々報,第50号,昭50年8月,p.p.83~98
- 5) 大川 豊;コラム付没水体に働く波強制力について,船研講演集,昭57年秋季(第40回)p.9~13
- 6) 瀬戸秀幸,山本善之;有限要素法による定常波動問題の基礎的研究,日本造船学会論文集,第136号,昭49年12月,p.p.181~190

- 7) 山本善之, 中野孝昭, 光田哲久; 有限要素法による定常波動問題の基礎的研究, 日本造船学会論文集, 第140号, 昭51年12月, p. p.121~126
- 8) J.C. Luke, A Variational Principle for a Fluid with a Free Surface, J of Fluid Mech., Vol 27, Part 2, 1967, p. p.395~398
- 9) 大楠 丹; 複数本の鉛直円柱に働く波力について, 日本造船学会論文集, 第131号, 昭47年6月, p. p.53~64
- 10) 安藤定雄, 影本 浩; 大型海洋構造物の洋上接合時における接合部荷重について, 西部造船会々報, 第60号, 昭55年8月, p. p.101~112
- 11) 元良誠三; 船体運動力学, 共立出版, 訂正版, p. p.72~76
- 12) G.H. Keulegan, L.H. Carpenter; Forces on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid, J. of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 60, No. 5, 1958, p. p. 423~440
- 13) T. Sarpkaya; Forces on Cylinders and Spheres in a Sinusoidally Oscillating Fluid, Trans. of the ASME, J. of Applied Mechanics, 1975, p. p. 32~37
- 14) 工藤君明, 木下 篤; 上下動するフーティング付カラムの造渦減衰力について, 第68回試験水槽委員会第2部会資料, 昭55年

付録 軸対称体に対する波強制力の計算法

図-A-1に示すように, 座標軸の  $x, y$  軸を静止水面上にとり,  $z$  軸を鉛直上向きにとる。さらに, 直交座標系  $(x, y, z)$  と同じ原点を有する円筒座標系  $(r, \theta, z)$  を考え, 両座標系間には次の関係があるものとする。

$$x = r \cos \theta \quad \dots(A.1)$$

$$y = r \sin \theta \quad \dots(A.2)$$

$$z = z \quad \dots(A.3)$$

次に, 水深は一様で  $h$  とし,  $x$  軸の正方向から負の方向に進行する周期  $2\pi/\omega$  の規則的な入射波を考え, 浮体は座標原点に固定されているものとする。そして, 静止水面を  $S_f$ , 物体表面を  $S_h$ , 水底を  $S_b$ , 原点中心半径  $r_0$  の円筒状の仮想境界を  $S_r$  とし,  $S_f, S_h, S_b, S_r$  によって囲まれた領域を  $D$  とする。

非粘性で非圧縮性の流体を考え, 速度ポテンシャル

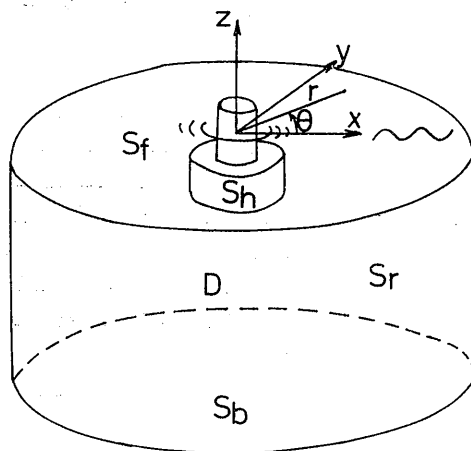


図-A-1 有限要素法による解析領域

が存在するとして, 微小波高を仮定すると, 流場を表わす速度ポテンシャル  $\Phi$  が満たすべき条件は次式のように示される。

$$\Delta\Phi = 0 \quad \text{in } D \quad \dots(A.4)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{on } S_f \quad \dots(A.5)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_h, S_b \quad \dots(A.6)$$

ここで,  $g$  は重力加速度,  $t$  は時間を表わし,  $\frac{\partial}{\partial n}$  は境界における外向き法線ベクトルの方向に関する微分を表わす。(A.4)式は流場の連続の条件, (A.5)式は自由表面条件, (A.6)式は物体表面条件, 水底条件である。速度ポテンシャル  $\Phi$  は, (A.4)~(A.6)式の条件の他に, 放射条件(物体による散乱波のうちで, 進行波は物体から遠ざかる方向へ進行し, 定在波は物体から十分遠方で零となる)を満たす必要がある。

物体外部の無限流体領域にまで有限要素法を適用することは困難であるので, 領域  $D$  内部の流場を表わす速度ポテンシャルのみを有限要素法で求め, 領域  $D$  の外部の流場は解析解により近似する。

領域  $D$  内部, 及び外部の流場を表わす速度ポテンシャルを各々  $\Phi_{in}, \Phi_{out}$  として次のように表わす。

$$\Phi_{in} = \Phi_w + \Phi \quad \dots(A.7)$$

$$\Phi_{out} = \Phi_w + \Phi_u \quad \dots(A.8)$$

ここで,  $\Phi_w$  は入射波の速度ポテンシャル,  $\Phi, \Phi_u$

は各々領域  $D$  の内部, 及び外部における散乱波のポテンシャルである。

入射波としては,  $x$  軸の正方向から負の方向へ進行する周期  $2\pi/\omega$  の規則波を考えているから, 入射波の速度ポテンシャル  $\Phi_w(r, \theta, z)$  は次のように表わされる。

$$\begin{aligned}\Phi_w &= \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \phi_w \cdot e^{i\omega t} \right] \\ &= \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \cdot e^{i\kappa_0 r} e^{i\omega t} \right] \\ &= \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \right. \\ &\quad \left. \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cdot i^m J_m(\kappa_0 r) \cdot \cos m\theta \cdot e^{i\omega t} \right] \\ &= \frac{ga}{\omega} \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \{ \varepsilon_{2m+1} \cdot J_{2m+1}(\kappa_0 r) \\ &\quad \cdot \cos(2m+1)\theta \cdot (-1)^{m+1} \cos \omega t \\ &\quad + \varepsilon_{2m} \cdot J_{2m}(\kappa_0 r) \cdot \cos 2m\theta \cdot (-1)^{m+1} \sin \omega t \} \\ &\quad \dots (A.9)\end{aligned}$$

( $\varepsilon_0=1, \varepsilon_m=2 (m \neq 0)$ ,  $a$ ; 入射波振幅,  $J_m$ ;  $m$  次第一種ベッセル関数,  $g$ ; 重力加速度)

さらに,

$$\Phi = \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \phi e^{i\omega t} \right] \quad \dots (A.10)$$

$$\Phi_a = \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \phi_a e^{i\omega t} \right] \quad \dots (A.11)$$

と表わすことにすれば, (A.7) 及び (A.8) 式は,

$$\begin{aligned}\Phi_{in} &= \Phi_w + \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \phi e^{i\omega t} \right] \\ &= \Phi_w - \frac{ga}{\omega} \{ \text{Re}(\phi) \cdot \sin \omega t + \text{Im}(\phi) \cdot \cos \omega t \} \\ &\quad \dots (A.12)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_{out} &= \Phi_w + \text{Re} \left[ \frac{ig_a}{\omega} \phi_a e^{i\omega t} \right] \\ &= \Phi_w - \frac{ga}{\omega} \{ \text{Re}(\phi_a) \sin \omega t + \text{Im}(\phi_a) \cdot \cos \omega t \} \\ &\quad \dots (A.13)\end{aligned}$$

とかける。ここで,  $\phi_a(r, \theta, z)$  は次式のように具体的な形で書き表わすことができる。

$$\phi_a = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ C_{0m} \cdot H_m^{(2)}(\kappa_0 r) \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \right.$$

$$\left. + \sum_{n=2}^N C_{nm} \cdot K_m(\kappa_n r) \cos \kappa_n(z+h) \right\} \cos m\theta \quad \dots (A.14)$$

$C_{0m}, C_{nm}$  は後に述べる方法によって決定される複素定数であり,  $H_m^{(2)}$  は第二種のハンケル関数,  $K_m$  は第二種の変形ベッセル関数である。また,  $\kappa_0, \kappa_n$  は次式から求まる実根である。

$$\kappa_0 \tanh \kappa_0 h = \frac{\omega^2}{g} \quad \dots (A.15)$$

$$\kappa_n \tan \kappa_n h = -\frac{\omega^2}{g} \quad \dots (A.16)$$

$\phi_a$  は, 連続の条件, 自由表面条件, 水底条件, 及び放射条件を満たす。また, (A.14) 式において,

$$C_{0m} = A_{0m} + iB_{0m} \quad \dots (A.17)$$

$$C_{nm} = A_{nm} + iB_{nm} \quad \dots (A.18)$$

( $A_{0m}, B_{0m}, A_{nm}, B_{nm}$  は実数)

とすると,

$$\begin{aligned}\text{Re}(\phi_a) &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[ \{ A_{0m} \cdot J_m(\kappa_0 r) + B_{0m} \cdot Y_m(\kappa_0 r) \} \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} + \sum_{n=1}^N A_{nm} \cdot K_m(\kappa_n r) \right. \\ &\quad \left. \cdot \cos \kappa_n(z+h) \right] \cdot \cos m\theta \quad \dots (A.19)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}I_m(\phi_a) &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[ \{ B_{0m} \cdot J_m(\kappa_0 r) - A_{0m} \cdot Y_m(\kappa_0 r) \} \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} + \sum_{n=1}^N B_{nm} \cdot K_m(\kappa_n r) \right. \\ &\quad \left. \cdot \cos \kappa_n(z+h) \right] \cdot \cos m\theta \quad \dots (A.20)\end{aligned}$$

となる。なお, (A.14) 式中の  $N$  の値をいくらにするかは, 仮想境界  $S_r$  と物体との距離  $r_0$  によって決まり,  $r_0$  が大きくなれば, 小さな  $N$  の値で (A.13) 式により領域  $D$  の外部の流場の速度ポテンシャルを精度よく近似できる。

領域  $D$  の内部流場を表わす速度ポテンシャル  $\Phi_{in}$  には, 放射条件の代わりに仮想境界  $S_r$  において次の条件を課す。

$$\frac{\partial}{\partial n} (\Phi_{in} - \Phi_{out}) = 0 \quad \text{on } S_r \quad \dots (A.21)$$

$$\Phi_{in} = \Phi_{out} \quad \text{on } S_r \quad \dots (A.22)$$

よって,

$$\Phi_{in} = \Phi_w + Re \left[ \frac{g a_i}{\omega} \cdot \phi \cdot e^{i \omega t} \right] \quad \dots (A.23)$$

と書くとき、 $\phi$  の満たすべき条件は次式のようになる。

$$\Delta \phi = 0 \quad \text{in } D \quad \dots (A.24)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 \quad \text{on } S_f \quad \dots (A.25)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_b \quad \dots (A.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} (\phi + \phi_w) = 0 \quad \text{on } S_h \quad \dots (A.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} (\phi - \phi_a) = 0 \quad \text{on } S_r \quad \dots (A.28)$$

$$\phi = \phi_a \quad \text{on } S_r \quad \dots (A.29)$$

そして、(A.24)~(A.29)式を満足する速度ポテンシャル  $\phi$  は、次の手順で求められる。

(i) 次の条件を満たす速度ポテンシャル  $\phi_{0m}$  を求める。(  $m=0 \sim 2M-1$  )

$$\Delta \phi_{0m} = 0 \quad \text{in } D$$

$$\frac{\partial \phi_{0m}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_{0m} = 0 \quad \text{on } S_f$$

$$\frac{\partial \phi_{0m}}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_d, S_r$$

$$\frac{\partial \phi_{0m}}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \cdot \varepsilon_m \cdot J_m(\kappa_0 r) \cdot \cos m \theta \cdot L \right\} \quad \text{on } S_h$$

ここで  $L$  は、

$$L = (-1)^{\frac{m}{2} + 1} \quad (m \text{ が偶数のとき})$$

$$L = (-1)^{\frac{m+1}{2}} \quad (m \text{ が奇数のとき})$$

である。

(ii) 次の条件を満たす速度ポテンシャル  $\phi_p$  を求める。

$$\Delta \phi_p = 0 \quad \text{in } D$$

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_p = 0 \quad \text{on } S_f$$

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_h, S_b$$

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial n} = \kappa_0 \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \quad \text{on } S_r$$

(iii) 次の条件を満たす速度ポテンシャル  $\phi_{nm}$  を求める。(  $n=0 \sim N, m=0 \sim 2M-1$  )

$$\Delta \phi_{nm} = 0 \quad \text{in } D$$

$$\frac{\partial \phi_{nm}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_{nm} = 0 \quad \text{on } S_f$$

$$\frac{\partial \phi_{nm}}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_h, S_b$$

$$\frac{\partial \phi_{nm}}{\partial n} = \kappa_n \cdot \cos \kappa_n(z+h) \quad \text{on } S_r$$

一般に、

$$\Delta \phi = 0 \quad \text{in } D$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 \quad \text{on } S_f$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = v_h \quad \text{on } S_h$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = v_b \quad \text{on } S_b$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = v_r \quad \text{on } S_r$$

の条件を満たす速度ポテンシャル  $\phi$  は、

$$\begin{aligned} \pi \equiv & \frac{1}{2} \int_D (\nabla \phi)^2 dx dy dz - \frac{\omega^2}{2g} \int_{S_f} \phi^2 dx dy \\ & - \int_{S_h} v_h \phi dS_h - \int_{S_b} v_b \phi dS_b - \int_{S_r} v_r \phi dS_r \end{aligned} \quad \dots (A.30)$$

としたとき、

$$\delta \pi = 0 \quad \dots (A.31)$$

なる停留値問題より求められる<sup>6),7),8)</sup>。

軸対称体の場合は、円筒座標系  $(r, \theta, z)$  を用いると、

$$\begin{aligned} \pi = & \frac{1}{2} \int_D r \left\{ \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} d\theta dr dz \\ & - \frac{\omega^2}{2g} \int_{S_f} r \cdot \phi^2 d\theta \cdot dr - \int_{S_h} r \cdot v_h \cdot \phi d\theta ds \\ & - \int_{S_b} r \cdot v_b \cdot \phi d\theta dr - \int_{S_r} r \cdot v_r \cdot \phi d\theta ds \end{aligned} \quad \dots (A.32)$$

(  $ds$  は  $\theta = \text{const.}$  の断面における境界の微小線分要素 ) となり、

$$\phi = \sum_{m=0}^{2M-1} \phi_m(r, z) \cdot \cos m\theta \quad \cdots (A.33)$$

$$v = \sum_{m=0}^{2M-1} v_m(r, z) \cdot \cos m\theta \quad \cdots (A.34)$$

とすると,

$$\int_0^{2\pi} \cos m\theta \cdot \cos n\theta \, d\theta = 0 \quad (m \neq n) \\ = \pi \quad (m = n) \quad \cdots (A.35)$$

の関係から, (A.32)式の  $\theta$  に関する積分は解析的に行なうことができ,

$$\pi = \sum_{m=0}^{2M-1} \left[ \frac{1}{2} \int_D r \left\{ \left( \frac{\partial \phi_m}{\partial r} \right)^2 + \frac{m^2}{r^2} \phi_m^2 \right. \right. \\ \left. \left. + \left( \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \right)^2 \right\} dr \, dz - \frac{\omega^2}{2g} \int_{S_f} r \cdot \phi_m^2 \, dr \right. \\ \left. - \int_{S_h} r \cdot v_{hm} \phi_m \, ds - \int_{S_b} r \cdot v_{bm} \cdot \phi_m \, dr \right. \\ \left. - \int_{S_r} r \cdot v_{rm} \cdot \phi_m \, d\theta \, ds \right] \quad \cdots (A.36)$$

(ただし積分は  $\theta = \text{const.}$  の断面について行なう) となつて, 2次元問題と同様に取り扱える。従つて, (A.36)式で表わされる汎関数を使って,

$$\delta\pi = 0 \quad \cdots (A.37)$$

なる停留値問題を有限要素法により離散化して解けば, 速度ポテンシャル  $\phi$  が求められる。

この方法により, (i)(ii)(iii)の手順で求めた速度ポテンシャル  $\phi_{0m}$ ,  $\phi_p$ ,  $\phi_{nm}$  を使って,

$$\text{Re}(\phi) = - \sum_{m=0}^{M-1} \phi_{02m} \cdot \cos m\theta \\ + \sum_{m=0}^{2M-1} \left[ A_{0m} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} J_m(\kappa_0 r_0) \right. \right. \\ \left. \left. - J_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} + B_{0m} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} Y_m(\kappa_0 r_0) \right. \right. \\ \left. \left. - Y_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} \right] \cdot \cos m\theta \\ + \sum_{m=0}^{2M-1} \sum_{n=1}^N A_{nm} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_n r_0} K_m(\kappa_n r_0) \right. \\ \left. - K_{m+1}(\kappa_n r_0) \right\} \cdot \phi_{nm} \cdot \cos m\theta \quad \cdots (A.38)$$

$$\text{Im}(\phi) = - \sum_{m=0}^{M-1} \phi_{02m+1} \cdot \cos(2m+1)\theta$$

$$+ \sum_{m=0}^{2M-1} \left[ B_{0m} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} J_m(\kappa_0 r_0) \right. \right. \\ \left. \left. - J_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} - A_{0m} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} Y_m(\kappa_0 r_0) \right. \right. \\ \left. \left. - Y_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} \right] \cos m\theta \\ + \sum_{m=0}^{2M-1} \sum_{n=1}^N B_{nm} \cdot \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_n r_0} K_m(\kappa_n r_0) \right. \\ \left. - K_{m+1}(\kappa_n r_0) \right\} \cdot \phi_{nm} \cdot \cos m\theta \quad \cdots (A.39)$$

なる  $\phi$  を構成すると,  $\phi$  は(A.24)~(A.29)の条件のうち,  $\phi = \phi_a$  (on  $S_r$ ) 以外の条件をすべて満たす。

$\phi = \phi_a$  (on  $S_r$ ) の条件より, 係数  $A_{0m}$ ,  $B_{0m}$ ,  $A_{nm}$ ,  $B_{nm}$  が求められる。即ち,

cos 成分の連続条件

$$\left[ B_{0m} \cdot \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} J_m(\kappa_0 r_0) - J_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} \right. \\ \left. - A_{0m} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} Y_m(\kappa_0 r_0) - Y_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} \right] \phi_p \\ + \sum_{n=1}^N B_{nm} \cdot \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_n r_0} K_m(\kappa_n r_0) \right. \\ \left. - K_{m+1}(\kappa_n r_0) \right\} \phi_{nm} - \phi_{0m} \cdot \frac{1}{2} \{1 - (-1)^m\} \\ = \{B_{0m} J_m(\kappa_0 r_0) - A_{0m} Y_m(\kappa_0 r_0)\} \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \\ + \sum_{n=1}^N B_{nm} \cdot K_m(\kappa_n r_0) \cdot \cos \kappa_n(z+h) \quad \cdots (A.40)$$

sin 成分の連続条件

$$\left[ A_{0m} \cdot \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} J_m(\kappa_0 r_0) - J_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} \right. \\ \left. + B_{0m} \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_0 r_0} Y_m(\kappa_0 r_0) - Y_{m+1}(\kappa_0 r_0) \right\} \right] \phi_p \\ + \sum_{n=1}^N A_{nm} \cdot \left\{ m \cdot \frac{1}{\kappa_n r_0} K_m(\kappa_n r_0) \right. \\ \left. - K_{m+1}(\kappa_n r_0) \right\} \phi_{nm} - \phi_{0m} \cdot \frac{1}{2} \{1 + (-1)^m\} \\ = \{A_{0m} J_m(\kappa_0 r_0) + B_{0m} Y_m(\kappa_0 r_0)\} \cdot \frac{\cosh \kappa_0(z+h)}{\cosh \kappa_0 h} \\ + \sum_{n=1}^N A_{nm} \cdot K_m(\kappa_n r_0) \cdot \cos \kappa_n(z+h) \quad \cdots (A.41)$$

から係数を求める。ここで、 $r_0$ は原点と仮想境界との距離である。

具体的には、次に示す直交関係を利用して、(A.40)、(A.41)式の両辺に  $\cosh \kappa_0(z+h)$ 、 $\cos \kappa_n(z+h)$  を掛けて  $z$  について  $-h$  から  $0$  まで積分して、係数に関する連立方程式をつくり、係数を求める。

$$\int_{-h}^0 \cosh^2 \kappa_0(z+h) dz = \frac{1}{4\kappa_0} \sinh 2\kappa_0 h + \frac{h}{2} \quad \dots(A.42)$$

$$\int_{-h}^0 \cosh \kappa_0(z+h) \cdot \cos \kappa_n(z+h) dz = 0 \quad \dots(A.43)$$

$$\int_{-h}^0 \cos \kappa_n(z+h) \cdot \cos \kappa_m(z+h) dz = \frac{1}{4\kappa_n} \sin 2\kappa_n h + \frac{h}{2} \quad (n=m)$$

$$= 0 \quad (n \neq m) \quad \dots(A.44)$$

このようにして求められた  $\phi$  を使って、(A.12)式より領域D内部の流場を表わす速度ポテンシャル  $\Phi_{in}$  が求められると、物体に働く力は物体表面の圧力を積分することにより計算できる。即ち、圧力  $p$  は、

$$p/\rho = -\frac{\partial \Phi_{in}}{\partial t} - \frac{1}{2} (\text{grad } \Phi_{in})^2 - gz \quad \dots(A.45)$$

であるから、微小波高の仮定のもとで右辺第2項を省略し、さらに変動圧力のみを考えると、圧力  $p$  は次式のようなになる。

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial t} \quad \dots(A.46)$$

したがって、波の進行方向の水平波強制力  $F_s$  は次式で求められ、

$$F_s = \int_{S_h} -\rho \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial t} \cdot \left( -\frac{\partial x}{\partial n} \right) dS_h \quad \dots(A.47)$$

鉛直方向波強制力  $F_h$  は次式で求められ、

$$F_h = \int_{S_h} -\rho \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial t} \cdot \left( \frac{\partial z}{\partial n} \right) dS_h \quad \dots(A.48)$$

そして、静止水面と  $z$  軸の交点まわりの縦揺れモーメント  $M_p$  は次式で次められる。

$$M_p = \int_{S_h} -\rho \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial t} \cdot \left( x \frac{\partial z}{\partial n} - z \frac{\partial x}{\partial n} \right) dS_h \quad \dots(A.49)$$

(反時計まわりを正方向とする)

なお、軸対称体ならば  $x-y$  平面に平行な各水平断面では、

$$\partial x / \partial n \propto \cos \theta, \quad \partial z / \partial n \propto \text{const.}$$

であるために、

$$\int_0^{2\pi} \cos \theta \cdot \cos m\theta \cdot d\theta = 0 \quad (m \neq 1) \quad \dots(A.50)$$

$$\int_0^{2\pi} \cos m\theta \cdot d\theta = 0 \quad (m \neq 0) \quad \dots(A.51)$$

の関係より、鉛直方向波強制力は  $m=0$ 、水平方向波強制力は  $m=1$  のみで決定される。従って、水平方向強制力、鉛直方向波強制力、縦揺れモーメントだけを求めたいのなら、 $m=0, 1$  について計算すればよいといえる。