

本研究は、モーターボート競走公益資金による(財)日本船舶振興会の補助金を受けて実施したものである。

研究資料No.380

## 第194研究部会

### 波浪中の船体応答に関する研究

#### 報告書

昭和60年3月

社団法人

日本造船研究協会

## はしがき

本報告書は、社団法人日本造船研究協会が財団法人日本船舶振興会の昭和59年度補助事業として第194研究部会において実施した「波浪中の船体応答に関する研究」の成果をとりまとめたものである。なお、本研究は運輸省船舶技術研究所との共同研究として行ったものである。

### 第194研究部会委員名簿

(敬称略、順不同)

部会長	山本 善之 (東京大学)	
副部会長	菅井 和夫 (船舶技術研究所)	大坪 英臣 (東京大学)
	荒井 宏範 (日本海事協会)	織田 博行 (三井造船)
	尾川 宣之 (日本鋼管)	鞠谷 宏士 (東京商船大学)
	梶田 悅司 (石川島播磨重工業)	田中 陽 (川崎重工業)
	鈴木 和夫 (横浜国立大学)	藤井 齊 (三菱重工業)
	竹川 正夫 (住友重機械工業)	堀 徹 (日立造船)
	深沢 塔一 (筑波大学)	渡辺 嚴 (船舶技術研究所)
	藤野 正隆 (東京大学)	
	宮本 武 (船舶技術研究所)	
関係官庁	小野 純正 (運輸省海上技術安全局)	森 雅人 (運輸省海上技術安全局)
	松本 公道 (運輸省海上技術安全局)	

#### ○実験小委員会

主査	菅井 和夫 (船舶技術研究所)	渡辺 嚴 (船舶技術研究所)
	織田 博行 (三井造船)	梶田 悅司 (石川島播磨重工業)
	大坪 英臣 (東京大学)	深沢 塔一 (筑波大学)
	鈴木 和夫 (横浜国立大学)	藤野 正隆 (東京大学)
	畠中 勝則 (三菱重工業)	官本 武 (船舶技術研究所)
	藤井 齊 (三菱重工業)	
	松永 康二 (石川島播磨重工業)	

#### ○計算小委員会

主査	藤野 正隆 (東京大学)	大坪 英臣 (東京大学)
	荒井 誠 (石川島播磨重工業)	菅井 和夫 (船舶技術研究所)
	鈴木 和夫 (横浜国立大学)	深沢 塔一 (東京大学)
	梶田 悅司 (石川島播磨重工業)	渡辺 嚴 (船舶技術研究所)
	土岐 直二 (三菱重工業)	
	藤井 齊 (三菱重工業)	

## 目 次

1. 緒 言 .....	1
2. 波浪中の船体応答に関する模型実験 .....	2
2.1 弹性模型船による実験について .....	2
2.2 模型実験の総括 .....	6
2.3 模型実験の主要な成果とまとめ .....	8
3. スラミングの発生条件 .....	10
3.1 はしがき .....	10
3.2 模 型 実 験 .....	11
3.3 船首部相対水位変動の推定 .....	14
3.4 スラミング発生頻度 .....	40
3.5 ま と め .....	44
4. スラミング圧発生の研究 .....	45
4.1 二次元モデルにおける水面衝撃圧 .....	45
4.2 落下衝撃試験（模型、平板横型） .....	61
4.3 スラミング時の衝撃荷重 .....	74
4.4 水面衝撃の発生機構に関する一計算モデル .....	76
5. 波浪中の船体応答計算プログラム .....	90
5.1 造研プログラムの作成 .....	90
5.2 計算機能に関する検討 .....	122
5.2.1 プログラム I .....	123
5.2.2 " II .....	126
5.2.3 " III .....	132
5.2.4 " IV .....	160
5.2.5 " V .....	184
5.2.6 ま と め .....	208
6. 結 言 .....	212

## 1. 緒 言

昭和55年12月に発生した尾道丸の船体折損事故に関して、昭和56年度に運輸省船舶局に設置された「尾道丸に係る技術検討会」の検討およびこれに関連して本会が行った「大型ばら積貨物船事故に係る調査解析」において、最近の理論を適用して大波高時に船体に働く波浪外力のモデル解析を行った結果、新しい船体構造応答解析技術の基礎的知見が得られた。本S R 194部会はこの解析技術を実験的に裏づけ、実情に合致する合理的な理論を確立し、安全運航に資することを目的として、昭和57年度に設置されたものであり、本年度は第3年目で最終年度である。本部会の研究成果は同じく昭和57年度に運輸省が開始した「異常海難防止システムの総合研究開発」を側面から支援するものである。

船舶の損傷解析にあたって、従来波浪中における船体の挙動は主として非線形運動を算定するための計算プログラム TSLAMによって解析されてきたが、このプログラムは必要最小限の機能しかもたず、一般的な問題の解決には不充分である。したがって本年度においては、昨年に引きつづいて、プログラム TSLAMの基礎の上に、より一般的なプログラム SRSRAM の開発を行い、これを完成した。さらに有限要素法の立場からもプログラムを開発した。

さらにこの種の応答に関係する要因として背波荷重の影響、高次の振動モードおよび剪断変形の影響の検討のほか、計算に用いる振動モードを実船に合わせた場合の効果、水の付加質量などを2次元理論の範囲で正確に算定した場合の影響を検討した。

このようにして、向上あるいは改良された計算プログラムの機能は真に意義のあるものであることが必要である。このため昨年度行われたばら積貨物船、鉱石運搬船およびコンテナ運搬船の模型による一連の実験結果を、計算結果と比較した。

つぎに、1方向波中および2方向波中における厳しいスラミングの発生条件を船体運動に関連して検討した。とくに肥満船型について詳細に検討したが、これは運輸省の「船載型安全運航支援システム」の基礎になるものである。

最後に、スラミングの発生機構、衝撃圧力の伝播のメカニズムを2次元の場合について、理論的および実験的に検討した。さらに空気の巻き込みの影響について検討した。

## 2. 波浪中の船体応答に関する模型実験

波浪中の船体応答に関する模型実験は、3ヶ年に亘る本研究部会の研究計画の中で、前2ヶ年度、すなわち昭和57、58年度に集中して行われた。実験の主なる目的が、船首に波浪衝撃を受けたときの船体総応力を計算するプログラムを開発するに当り、その実験的裏付けを行うことにあったから、船型、慣性力だけでなく弾性的性質まで実船をシミュレートできるいわゆる弾性模型船を用いた実験が主体となった。計算を裏付けするという意味では、なるべく多くのケースをカバーできるように、船の種類、積荷の状態、出会い波浪条件などを広範囲にとった実験計画を立て、各研究機関が分担して実験を行った。現象的には、なるべく激しいスラミング発生が得られるように心掛けた。一方、実験には新しい要素を調べて計算法の改良、発展に役立てるというもう一つの意味合いがあり、このためには各研究機関が夫々、独創性を生かした実験を行うようにした。

実験は前年度までに終了し、その詳細はすでに昭和57、58両年度の本部会報告書に報告済であるが、本報告書が最終報告書に当ることから、今迄に行われた実験の内容、意義、主なる成果について以下に総括を行うことにした。

弾性模型船を用いた実験は、歴史が浅く、今回のように多数の研究機関が参加して本格的な実験を一斉に行なったのは初めての出来事であった。そして、これらの実験を通じ弾性模型船による実験テクニックを一応完成できた事も本研究部会の成果の一つと考えられる。そこで、まず、その完成されたテクニックの概要を説明することとした。ついで、各所で行われた全模型実験の内容と主なる狙いを一覧表にして示し、夫々の実験が全研究計画に占める位置づけを行なった。また、最後の節には、模型実験から得られた主要な成果を掲げ、本章の総まとめとしている。

### 2.1 弾性模型船による実験について

#### 2.1.1 実験の意義

水槽において模型実験を行う場合、実験の目的によってそれに適した模型、計測手段を選択する必要があることはいうまでもない。すなわち、計測したいものは何か、それはどのような模型と計測器を使用すれば最も精度よく求められるか、その場合、実船との対応はどのようになるか、いかなる相似則を満す必要があるか、等々を明確にする必要がある。こゝでは、スラミングを生ずるような大波高波浪中の船体応答を特に継続度に注目して計測するというのが目的であり、それには従来使われて来た木製の模型船では不十分で、どうしても弾性的性質まで実船をシミュレートできるいわゆる弾性模型船を使う必要があると考えられた。

弾性模型船とは船の幾何学的形状、弾性的性質、重量の分布を実船に対して同時に相似にしたものである。一つの分布定数を持った応答系として、例えば船首船底にスラミングが発生したとき、それよりもっと後方の上甲板に生ずる曲げ歪を正確に再現するといったような、いわば流体外力と船体構造応答とを結ぶアナログ・コンピューターの役割りを果すものといえる。そこで、まず、このような弾性模型の満たすべき相似則、望ましい模型の様式、それを用いた実験の意義等について以下に考察する。

##### (1) 相似則

弾性模型船は、以下の相似則を同時に満足することが要求される。

###### i) 波浪中の剛体運動に關する相似則

無次元数  $U/\sqrt{gL}$ ,  $\lambda/L$ ,  $H_w/L$  の一致

###### ii) 弹性梁についての相似則

無次元数  $EI/L^2/F$  の一致、外力  $F \propto \rho g L^3$  と考えると、

無次元数  $\frac{EI}{L^2} / \rho g L^3$  の一致、ここで  $EI$  は曲げ剛性である。

iii) 動荷重についての相似則

無次元数  $T^2 / \frac{\rho L^6}{EI}$  の一致、 $T$  は波との出会い周期あるいは縦搖または上下搖の周期である。後者

をとると  $T^2 \propto \frac{L}{g}$  であるので、無次元数  $\frac{EI}{\rho g L^5}$  の一致となる。

つまり、弾性模型船による実験では、フルードの相似則のほかに、剛性に関する相似則

$$(EI)m = \alpha^5(EI)s$$

を満足させねばよいことになる。ここで添字  $m$ ,  $s$  はそれぞれ模型船、実船をあらわし、 $\alpha$  は縮率である。

(2) 弾性模型と剛体模型

一般に船体の応答は、

$$(内力) = [(外力) + (慣性力)] の関数$$

のような型の基本式によって表現され

$$(外力) + (慣性力) = (相等外力)$$

が求まるならば、縦曲げモーメントなどは相等外力に対する静的計算によって定めることができると考えられてきた。したがって、

i) 剛な船体部分を弾性バネで接合した模型で接合部の曲げモーメントを計測すれば、これから逆に実船の相等外力が求まる。

と考えられてきた。こゝには、外力および慣性力が全く剛な模型と実船で同等であると仮定していることになるが、その保証はない。とくに慣性力は実船実験でも知られるように、ホイッピングによるものが著しく大きくなり、この仮定が無意味であることがわかる。そこで、

ii) 剛な模型による圧力測定を行い、その圧力に対応する外力のもとにおける振動モードを考慮した動的な応答計算を行えば内力が求まる。

ということが考えられる。このときの問題点は

$$(測定された動的圧力) = (速度に関係するもの) + (加速度に関係するもの)$$

と表わされ、速度・加速度は過去の挙動に関係することである。したがって、圧力に対応する挙動が一応計算できたとしても、数値誤差のためそれが、実船の速度・加速度に対応するという保証はない。このような困難は弾性模型船の使用により一挙に解決できる。しかしながら、弾性模型船といつてもその様式には種々のものが考えられる。以下にそれらの得失について概要を述べる。

a. Structural Model

船体自身に弾性材料を用いて、相似則を満たすように剛性を合わせて作成した模型をいう。この場合、剛性相似則を満たす方法として構造部材寸法を実船と相似にさせようとするならば、ヤング率が

$$Em = \alpha Es$$

となるような材料を用いなければならない。このためには  $E$  の小さい発泡プラスチックなどを材料に用いることになる。しかし、実際には模型製作や計測上の問題もあり、 $E$  のもっとも大きいプラスチックを薄く積層して強度を持たせた模型も製作されている。この場合、 $EI$  として相似則を満たせねばよい。こうして製作された Structural Model は、高次たわみ振動をもよく模擬できる可能性があり、また横たわみ振動、

捩り振動に対しても相似則がかなりの程度満たされる。

一方、模型材料として金属を用いることも考えられる。しかしながら、剛性相似則を満たすためには板厚を極端に薄くしなければならず、実際的には無理がある。

#### b. Segmented Model

剛体模型船を数個の Segment に分割し、それぞれの間を検力計で結合した模型で、図 2.1 のような様式となる。形は剛体模型の Segment Model と同一であるが、弾性模型ではこれをバネーマス系と考え、相似則を満たすように各計測系の固有周波数を決定する。原理的には横たわみ振動、捩り振動に対しても相似則を満たすようにすることができるが、検力計が高価でスペースもとるため、分割数が制限される。また、Segment 間のギャップから水もれしないようにする必要がある。

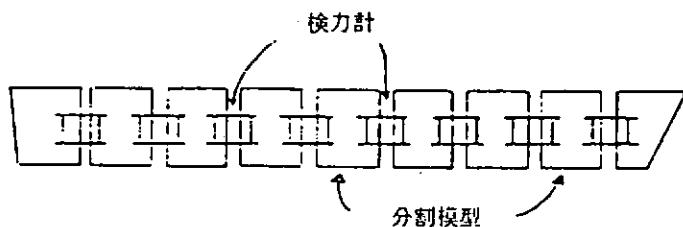


図 2.1 Segmented Model

#### c. Elastic Backbone Model

a と b の中間のような模型で剛体模型船を数個乃至 10 数個の Segment に分割し、それらを 1 本あるいは 2 本の弾性梁に固定したものです、図 2.2 に示すような様式となる。バック・ボーンとしては金属あるいは硬質プラスチックなどが用いられる。この模型の問題点としては、中立軸位置が相似にし難いこと、1 本のバックボーンのときはパラスト調整が難しいことなどが挙げられる。なお、この模型で高次振動、横たわみ振動、捩り振動を模擬することは無理である。しかし、構造が簡単で安価なこともあります、低次の縦振動だけを問題にするならばこれでも十分である。

バック・ボーンでなく、船の両サイドにアルミニウムの金属梁を用いた弾性模型船も製作されている。中立軸の問題は解決され、また金属の梁には歪計が容易に貼れるなどの利点があるが、セグメント間を剛性なしで、しかも水もれがないように接続することや、各セグメントの重量を梁に接ぐことなどに工夫を要する。

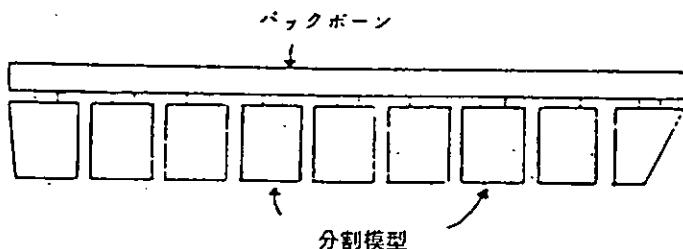


図 2.2 Elastic Backbone Model

### (3) 実験の意義

スラミングを生ずるような大波高波浪中の船体応答を計測したいのであれば、船体の各部分で流体力、慣性力、剛性の分布がほど実船に相似できる弾性模型船を採用することが必須となる。製作の容易さ、性能の良さなどを考慮すると Structural Model か Backbone Model が望ましいが、要は実験の狙いに一番適った様式を選ぶべきは言うまでもない。また、例えば剛性が合っても減衰率が合わないなど、すべての条件を満足す

る弾性模型船を製作することは出来ないので、この点理論計算から実験を補完するという逆の立場もあり得る。

## 2.1.2 実験テクニック

本研究部会の成果の一つとして、こゝに一応完成をみた弾性模型船を用いた実験のテクニックについて以下に概説する。なお、今回の実験ではスラミングを受けたときの船体緑応力の応答を求めることに主眼を置いている。横強度、捩り強度、局部強度などを考慮したいろいろな弾性模型船も考え得るが、それらは将来の研究に委ねることにする。

### (1) 弾性模型船の設計法

- i) 船型を幾何学的に相似に製作することは、木製模型船の場合と同じである。水面下だけでなく、とくに船首フレア一部などは水面上も相似にすることが大切である。緯荷重には海水打込も関係するので、甲板上もできるだけ相似に作ることが望ましい。
- ii) 材料の選択は非常に重要である。ヤング率が非常に小さい材料を使用する必要があり、プラスチック類が通常使われるが、クリープ特性や歪計を貼った時の測定精度などには十分注意を払う必要がある。また、材料のヤング率が小さいだけに接着剤、塗装材料などの影響も無視できない。
- iii) 構造様式は、どの部材に縦強度を持たせるかによって、前節に示したようにいろいろなものが考えられる。縦方向の弾性的性質は、なるべく実船と相似にすることが望ましいが、船首尾端まですべて相似にすることは難しい。 $I/y$  は基本的には実船に合わせる工夫が必要である。構造的な振動減衰率まで合わせる事はできないが、どの位の値になるか設計段階でオーダー・チェックをしておく必要がある。
- iv) 重量分布  
とくに縦方向の重量分布は相似になるよう十分注意する。また、これらの重量が縦強度を受持つ部材どのように連結されるかも慎重に考慮する必要がある。

### (2) 弾性模型船の検定法

#### i) 材料試験

船体材料のテスト・ピースを作り、ヤング率の測定及びクリープ試験を行う。塗装の影響等もテスト・ピースで同時に把握できる。

#### ii) 曲げ試験

重量を搭載する前に、船体のみの曲げ試験を行う。曲げ試験は通常 3 点曲げ試験の方法による。支持点の位置は重要で、船首尾の固まった点で支え、しかも重要な節点ははずすようとする。曲げ試験の際、同時に貼りつけた歪計の検定も行う。

#### iii) 振動試験

船を水に浮かべた状態で、加振試験またはハンマーリング試験を行って船の固有振動数を測定する。加振試験の方が精度は良いが特別の装置を必要とする。振動試験に際しては、同時に振動の対数減衰率も測定する。

### (3) 模型試験法

船体が弾性体でできており木製に比べて弱いため、クレーンでの吊上げに特別の台を必要とするが、それ以外の点では模型船の取扱いに特別なものはない。計測では、歪ゲージの選択及びその貼付方法に注意を要する。実験計画としては、船首に波浪衝撃を受けることが前提となるため、それに必要な波浪条件を整えること、現象が非線型であるため、それを前提としたデータの取得、解析方法を考えておくことが大切である。

## 2.2 模型実験の総括

### 2.2.1 実験総括表

本研究部会が実施した波浪中の船体応答に関する模型実験の総括表を表2.1に示す。船の種類、積荷の状態、出合波浪条件などをこれらの実験で十分広範囲にカバーすることができた。また、計測項目等も甲板上に限らず、船体運動、加速度、相対水位、水圧など広く行い、現象を総合的に把握できるようにした。

### 2.2.2 各模型実験の位置づけ

#### (1) 弹性模型船による水槽試験法確立のための実験

主として昭和57年度に各所で行われたもので、模型船の製作法、検定法、計測法など弹性模型船による水槽試験の手法を確立するためのものである。箱船による基礎実験もこれに含まれる。これらにより、弹性模型試験のノウハウをお互に理解することができ、水槽相互間でデータの交換比較ができる程度の手法として安定した実験ができるようになった。

#### (2) 計算法の裏付けのための実験

弹性模型船による実験の主要な目的もこゝにあった。分割模型船による実験も同じ範疇に入れて考えられる。まず、計算法の基本となるTSLAMが各研究機関で正しく作成されたかどうかの一つの検定手段として模型実験のデータが利用された。比較の対象項目としては、船首付近の相対水位、つまりスラミングを起こしたかどうかという判定と、その後のホイッピングによる上甲板の応力の応答などが主要なものであった。比較は項目だけでなく、必要とあれば、船体上での位置、実験条件も揃えて各研究機関で一斉に行えるようにした。

今回の計算法開発の主要な目標は、計算法の精密化と斜波への適用拡張であった。精密化の中には、軸力のとり入れ、静水中曲げモーメントの補正、流体力の取扱い、高次振動の取扱いなどいろいろな要素があり、その各々について計算と実験との比較が行われた。

船の種類としては、コンテナ船、鉱石運搬船、ばら積貨物船の3つの代表船種が選ばれた。船の載貨状態としては、鉱石船及びばら積船については、満載状態以外にバラスト状態の実験も行われた。波の種類としては、大波高の規則波、不規則波、2方向波などが選ばれ、いろいろな向い角での実験が行われている。このように、殆んどすべての条件下での実験データが揃えられ、比較をすることができたと言えよう。

#### (3) 波浪衝撃水圧の詳細計測

船の航走状態やローカルな船型との関連において、波浪衝撃水圧の時間波形及び空間波形がどのようにになっているのかを詳細にしらべたものである。ホイッピングの場合、最終的には空間的に積分された衝撃力の時間波形を求める事が必要になるが、一方、フレーク衝撃の場合には、ローカルな水圧分布そのものが問題になる。実験には必ずしも弹性模型船を必要としない。

#### (4) 新しい物理現象を計算法にとり入れる事を検討するための実験

今回は甲板上への背波打込みが衝撃力としてどのように作用しているのかを実験的に明らかにすることを目的とした。

#### (5) 波浪衝撃発生の頻度分布を求めるための実験

波浪条件及び航走状態に対応して、スラミングがどのような頻度で発生するかを実験的に求めるものである。もちろん、スラミングの結果として生じた船体縦応力の最大値の頻度分布を求めることも大きな目的であった。しかし、もともと非線形なものなので、実験やデータ処理の方法が難しい。実験時間の制約もあり、今回はごく簡単な短期分布が得られた程度である。しかしながら、安全運航のクライテリア設定のためには、この辺のデータが重要であり、実験以外に本部会で開発した計算プログラムによるシミュレーション計算をかなり行う必要があると考えられる。

表 2.1 波浪中の船体応答に関する模型実験総括表

番号	船の種類	模型船の様式	載貨状態	模型船の長さ	実施機関	実施年度	実験の目的	出会波の種類	計測項目	備考
1	ばら積貨物船	弾性模型船 (Structural)	満載	4.5 m	船舶技術研究所	昭和57年度	○弾性模型実験法の確立 ○基準プログラム計算との比較 ○東大／筑波大実験との比較 ○新波中のスマシング発生条件 ○船体運動、相対水位、 水圧、船体歪	向波及び斜向波 波高8, 12 m		
2	ばら積貨物船	弾性模型船 (Structural)	満載	3.5 m	東京大学、筑波大学	昭和57年度	○弾性模型実験法の確立 ○基準プログラム計算との比較 ○船体運動、相対水位、 水圧、船体歪	向波～追波 波高8, 10, 12 m	船体運動、相対水位、 加速度、船体歪	
3	鉱石運搬船	弾性模型船 (Structural)	満載	4.2 m	三菱重工業	昭和57年度	○弾性模型実験法の確立 ○基準プログラム計算との比較 ○船体運動、相対水位、 水圧、船体歪	向波、波高12, 16 m モデル化された波	船体運動、加速度、 水圧、船体歪	箱船による基礎実験を含む。
4	コンテナ船 (716TEU)	弾性模型船 (Structural)	3 m	石川島播磨重工業	昭和57年度	○弾性模型実験法の確立 ○基準プログラム計算との比較 ○船体運動、相対水位、 水圧、船体歪	向波及び斜向波 波高8, 12 m	船体運動、加速度、 水圧、船体歪	グラビティ・ダイナモ方式 曳航試験	
5	コンテナ船 (716TEU)	分割模型船 (Segmented)	3 m	石川島播磨重工業	昭和57年度	○弾性模型船との比較		機力計	曳航試験	
6	ばら積貨物船	弾性模型船 (Structural) バラスト状態	満載及び バラスト状態	4.5 m	船舶技術研究所	昭和58年度	○激しいスマシングの発生 ○計算プログラムの精密化 ○2方向波中の船体歪等 ○2方向波中のスマシング発生条件	向波及び斜向波 大波高	船体運動、相対水位、 加速度、水圧、船体歪	1と同じ模型船を使用。 ほかに A/L の Side - Base Model を使用。
7	ばら積貨物船	木製模型船	満載	4.5 m	船舶技術研究所	昭和58年度	○種々な状況下でのスマシング発生 ○スマシングによる衝撃水圧の詳しい計測 ○弾性模型船と木製模型船の差	向波及び斜向波 波高～16 m 不規則波	船体運動、相対水位、 水圧分布	
8	鉱石運搬船	弾性模型船 (Structural) バラスト状態	満載及び バラスト状態	4.2 m	三菱重工業	昭和58年度	○激しいスマシングの発生 ○計算プログラムの精密化	規則波及び不規則集 中波	船体運動、相対水位、 水圧、船体歪	3と同じ模型船を使用
9	コンテナ船 (1119TEU)	弾性模型船 (Structural) A/L薄板使用	3 m	石川島播磨重工業	昭和58年度	○激しいスマシングの発生 ○計算プログラムの精密化 ○海水打込みの考慮	大波高斜め波	船体歪	箱型弹性モデルによる検討 を含む。 曳航試験(6自由度)	
10	模型高速船	弾性模型船 (Structural)	常備	4.5 m	船舶技術研究所	昭和58年度	○実船試験との比較	実船試験相当波、 2方向波	船体運動、相対水位、 加速度、水圧、船体歪	異常海難防止システムの総 合研究開発の予算による。

#### (6) 実船試験との対応

本研究部会の直接の仕事ではなかったが、異常海難防止システムの総合研究開発の一環としては、実船試験も平行して行われている。実船計測による裏付けのないものは、なかなか最終的な信用を得るのが難しいからである。実船試験を行ったのと全く同一船型による模型試験も行われた。

### 2.3 模型実験の主要な成果とまとめ

(1) 弹性模型船とは船の幾何学的形状、彈性的性質、重量の分布を実船に対して同時に相似したものである。例えば、船首船底にスラミングが発生したとき、それよりもっと後方の上甲板に生ずる曲げ歪がどうなっているのか調べたい場合、一つの分布定数を持った応答系としていわば流体外力と船体構造応答とを結ぶアナログ・コンピューターの役割を果すのが弹性模型船で、大変有効な実験手段であると言うことができる。しかしながら、今回の実験のように縦方向の船体構造応答を求めるだけでも、上述の3つの分布定数を同時に相似にすることは難しいことであった。その後、各研究機関が協力して開発に努めた結果、2.1節に述べたように、弹性模型船の製作法、検定法、計測法などの要点を把握することができ、安定した実験法を確立することができた。

弹性模型船を用いた実験は、まず、満載状態の大型肥大船が規則波中を航走している場合の応答を調べることから始められた。大波高向波の場合には、船首船底にスラミングが発生することが明らかになるとともに、上甲板の曲げ歪についても出会い波周期の成分に振動周期成分が重なった特徴ある波形が計測されている。また、長さは異なるが同一船型について行った船研と東大・筑波大の実験記録において上記波形が極めて類似しており、同一只手法による実験により同一データが得られることが確認されている。これらの事実から、本部会の研究により弹性模型船による実験手法が確立され、各水槽間をデータを直接比較検討することも可能になったと理解している。

(2) 計算法の裏付けとしては、まず、東京大学で開発されたスラミングを起したときの船体縦運動及び縦強度を求めるためのプログラム(TSLAM)を基準プログラムに採用することにし、その計算結果を模型実験と比較することから始められた。その結果、上甲板における曲げ歪の波形、とくに2節振動周期成分の重なり具合が実験に非常に良く似ていることが分った。

基準プログラムを発展させて斜め波に対しても使えるようになるには、船体運動上の問題と弾性応答上の問題と両方を解決しなければならない。斜波中の船体運動は、ヒープ、ピッチの縦運動にスウェイ、ヨー、ロールの横運動が加わるため、大変複雑なものとなる。それ以外に、サージング運動をどう扱うかという問題もある。大波高波浪中を航行する場合、上記各運動がどの程度連成しているかをまず調べる必要があった。ストリップ法による線型計算においては、通常斜め波でも縦運動と横運動の干渉はそう大きくなく、近似的には夫々独立に扱っても良いとされている。試みに、基準プログラムについて同様な考え方での計算を行った結果、実験と同じ結果が得られ、船体縦応答に関する限り、この程度の簡単な考え方で基準プログラムを斜め波中に拡張しても大きな誤はないことがわかった。

基準プログラムに準じた計算を一方向不規則波、二方向波などにも適用し、実験結果と比較した。その結果、スラミングを起こした時の船体応答の波形、ピーク値などが、いずれの波に対しても定性的にもまた定量的にもその大筋がよく表現されることが分った。

基準プログラムの精度向上については、各所で多くの実験が行われ、いろいろな面から計算法を比較検討を行った。対象とする現象が非線型であるため、とくに激しいスラミング状態での実験データの取得を第一の目標とした。このため、不規則波中などの実験を行って船の平均速度を上げたり、肥大船では軽荷にしてスラミングを起こし易くする等の工夫がされた。

これらの実験の結果、振動モードを高いところまでとる事、静水中曲げモーメントの補正を加える事、及び軸力を考慮する事により、とくに船首部での計算精度を向上できる事がわかった。コンテナ船に作用する衝撃的な荷重は、ボトム・スラミング、ハウフレア・スラミング、海水打込み荷重の順で発生するものと推察される。ハウフレラーの大きさの影響などにはまだ不明確な点が残されている。肥大船については、TSLAMの計算によりスラミングを起とした状態での応答波形、ピーク値とも良い推定が得られることがわかった。たゞ応答波形の上下非対称性、振動波形の重なりの位相的な問題、減衰の模様、スラミングの瞬間以外のところで現われる衝撃波形など細かい点では今後も検討を続ける必要がある。しかしながら、肥大船の場合、主要なものはあくまでも船首船底スラミングであって、その意味では計算法の有用性が十分確認できたと見てよい。

- (3) 大型ばら積貨物船の木製模型船を用いて、一方向不規則波中における実験を行い、スラミングによる船首船底の衝撃水圧分布を詳しく計測した。スラミングが発生するような状態では、船首船底に作用する衝撃荷重は横方向にはほど一定だが、縦方向にはSS9%にピークがあり、F.P.からSS9付近までなだらかに分布する形状が一般的であることが明らかにされた。一方、痩せた高速船型についてもフレア一部を含めた衝撃水圧分布の詳細計測が行われている。これらのデータはホイッピングの原因となる衝撃力を求めるのに活用される。
- (4) 海水打込みが船首部甲板へ衝撃荷重となって作用する時のとり扱いについては、衝撃水圧の時間波形を甲板上の多点で同時計測し、それらを積分して衝撃力を求めるという方法が一番正統的であると考えられる。しかしながら、このような方法をとるのに十分なだけのメッシュの細かい実験データはまだ得られていない。また、一部で海水打込みによる甲板衝撃力を直接計測することも行われているが、まだ結論を得るに至っていない。一方、背波が打込んだ時の船の弾性応答から衝撃力を逆算して推定実験式を作ろうという動きもあるが、提案段階に止っている。
- (5) スラミング発生のもととなる船首船底の露出は、船速が大きくなるほど、また正面向い波に近づくほど大きくなる。衝撃水圧の発生率およびピーク値は、船速に対して直線的に増加するが、出会い角に対しては正面向い波から斜め波になるにつれてピーク値は急激に減少し、一方、発生率は徐々に減少する。
- 2方向波中では、二つの波と共に向い波に近い状態に受けて航行する場合、船体応答が最も大きくなることがわかった。この応答の強さは各成分の足し合わせにより推定できる。
- (6) 異常海難防止システムの総合研究開発の一環として、痩せた高速船型についての実験が本部会の仕事と平行して行われ、それに応する弾性模型船による実験も行われている。その結果、船首に衝撃を受けた時、その後方の上甲板に生ずる曲げ歪の波形が、定性的にも定量的にも両者で良い一致を示すことが確認されている。このような実船計測による裏付けにより、今までに述べて来た弾性模型船による諸実験のデータの信頼性が保証されたと見てよい。

### 3. スラミングの発生条件

#### 3.1 はしがき

荒天中を航行する船舶がいかなる状況下で、スラミングの発生に至るか、船上からそれを推定する方法として、水槽実験の結果を基にして考察する。

従来、スラミングの発生条件については、与えられた波浪に対して、船の応答を考え、それからスラミングの発生の有無あるいは発生の頻度を導くという段階を経る方法がほとんどである。しかし、我々の現在関心を持っている実際に海洋を航行する船舶上から船体応答、なかんずくスラミング発生の有無を知ることから言うと、すべてを出会い波浪まで環元して計算するのはあまり得策ではない。何故ならば、波浪の直接計測あるいは相対水位の計測は特殊な装置を必要とし、通常の商船では非現実的なためである。船体加速度等、特別な設備を要しない信号を用いて、船首部相対水位、ひいてはスラミングの発生について推定できるようになれば、大変都合が良い。

ある船体運動に関する信号から別の信号を推定するというアイデアは従来から用いられており<sup>1)~3)</sup>、船体運動から出会い波浪を推定する試みもなされている。ここではこの様な考え方の一つとして船首部上下加速度と船首部相対水位の関係に着目して、その相関を調べることにした。この関係が明らかになれば、船首部上下加速度を計測すれば、相対水位の様子を推定でき、ひいてはスラミングの発生条件をそれらを通して知ることができる。

一般に波浪に対して、船体に生ずる相対水位変動は図3.1.1のような関係で定まる。通常の船体応答特性は出会い波浪に対するものとして表現されるが、相互に関連した二信号の間ならば、その間の関係を容易に表わすことができる。船首上下加速度を  $\alpha$ 、FPにおける相対水位変動を  $r$  とすると、その間の応答特性は各々のパワースペクトルを各々  $S_{\alpha\alpha}(\omega_e)$ 、 $S_{rr}(\omega_e)$  とすると

$$\frac{1}{L} \sqrt{\frac{S_{rr}(\omega_e)}{S_{\alpha\alpha}(\omega_e)}} = G(\omega_e)$$

となる。ここで、Lは船の長さで、無次元化のためにつける。これが、二つの間の応答特性であり、それは出会い波の様子、船速等によって異なる。

この関係は、理論的にはこれまで使われている船体運動計算法により推定可能であり、また計測する立場からすると、波が陽になっていない部分だけ誤差の入り込む余地は少ないと考えられる。

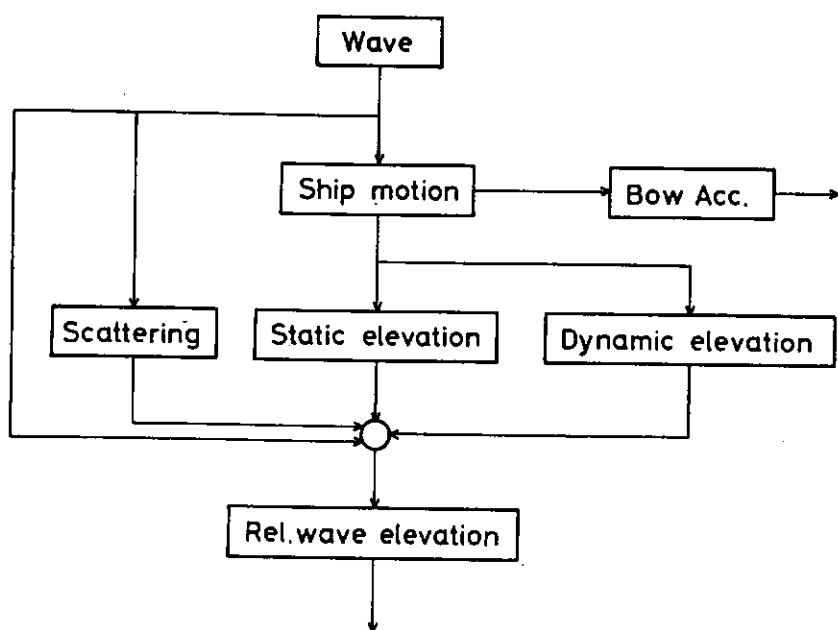


図3.1.1 diagram for the relative wave elevation

この  $G(\omega_0)$  が何らかの形でわかっていれば、船首部上下加速度を知るだけで相対水位変動を推定することができる。しかも、スペクトルの形まで推定できるので、分散あるいは有義値だけでなく、より踏込んだ形で、相対水位の特徴とスラミング発生の関係を推定することが可能となる。

以上を踏まて、模型実験結果を基に  $G(\omega_0)$  の形を検討する。

### 3.2 模型実験

模型実験は二つの船型について実施した。一つは肥大船型の代表例として選んだ撒積船型である。もう一つは高速船型の代表として選んだ巡視船型である。撒積船型については、満載状態および 2 種のバラスト状態の 3 状態について実験を行ったが、ここではバラスト状態を中心に報告する。表 3.2.1 に主要目等を示す。

表 3.2.1 供試模型

Items	BULK BALLAST I		BULK BALLAST II		PATROL SHIP	
	Ship	Model	Ship	Model	Ship	Model
L	216.4m	4.5 m	216.4m	4.5 m	73.0m	4.5 m
B	31.7m	0.659m	31.7m	0.659m	9.6m	0.592m
d <sub>f</sub>	6.06m	0.126m	8.46m	0.173m	3.11m	0.192m
d <sub>a</sub>	10.87m	0.226m	8.46m	0.173 m	3.54m	0.218m
d <sub>m</sub>	8.46m	0.176m	8.46m	0.173 m	3.325m	0.205m
GM		0.1143		0.110	0.96	0.055
△	46479t	413.9 kg	46670t	493.0kg	1235.4t	282.3kg
T <sub>R</sub>		1.49sec		1.50sec		1.67sec

実験に用いた波浪は一方向、および二方向の不規則波で、有義波高  $L/16$  を基準とした。不規則波は ISSC スペクトルのものとして、二方向波の場合は、これに異った交差角を持つ規則波 ( $\lambda/L = 1.1$ ) を重ね合わせて水槽に発生させた。

実験に用いた波浪スペクトルの例を図 3.2.1 ~ 3.2.5 に示す。

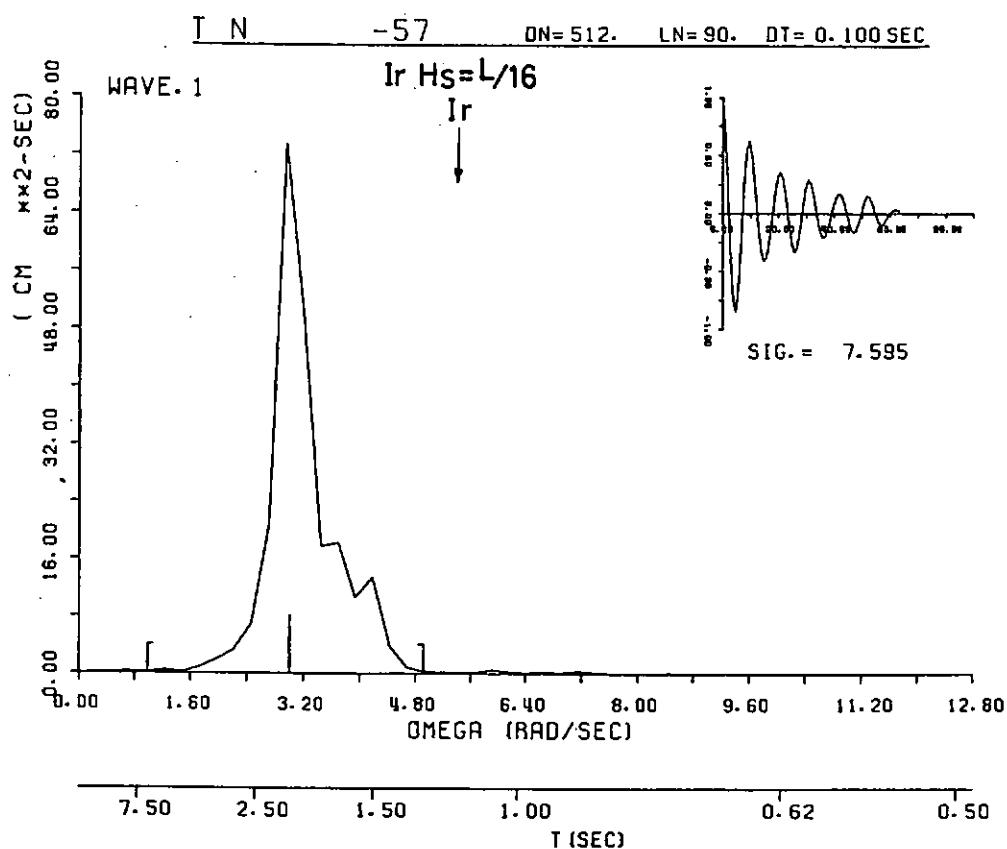


図 3.2.1 供 試 波 浪 (1)

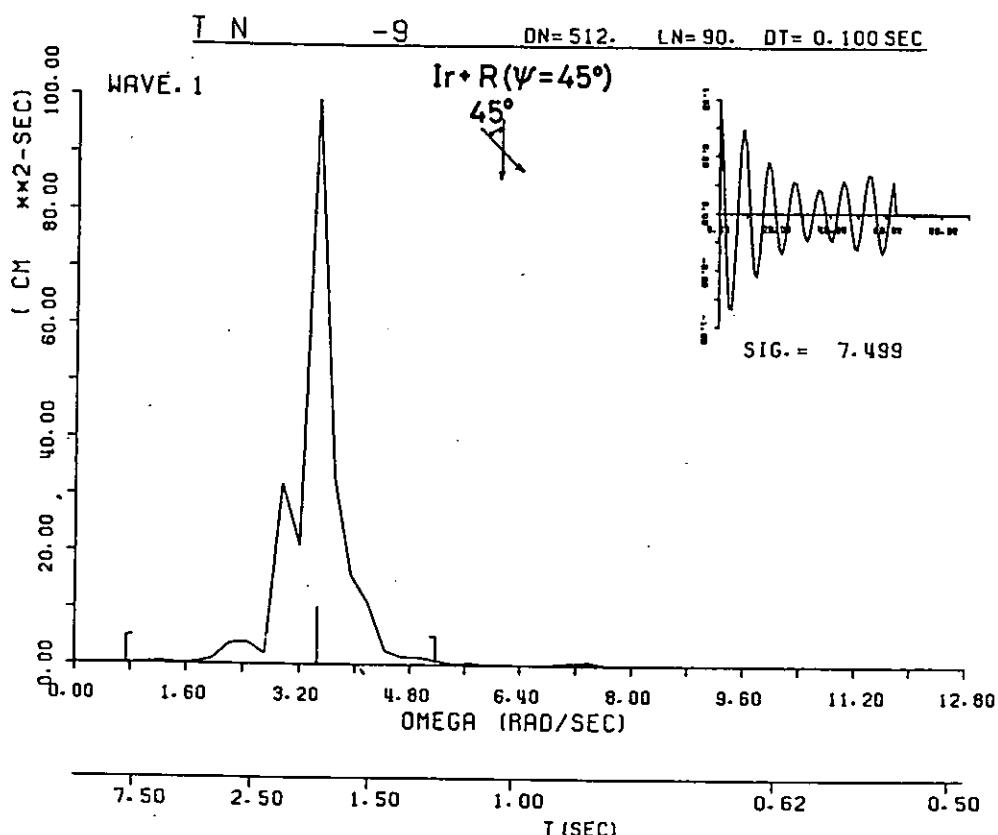


図 3.2.2 供 試 波 浪 (2)

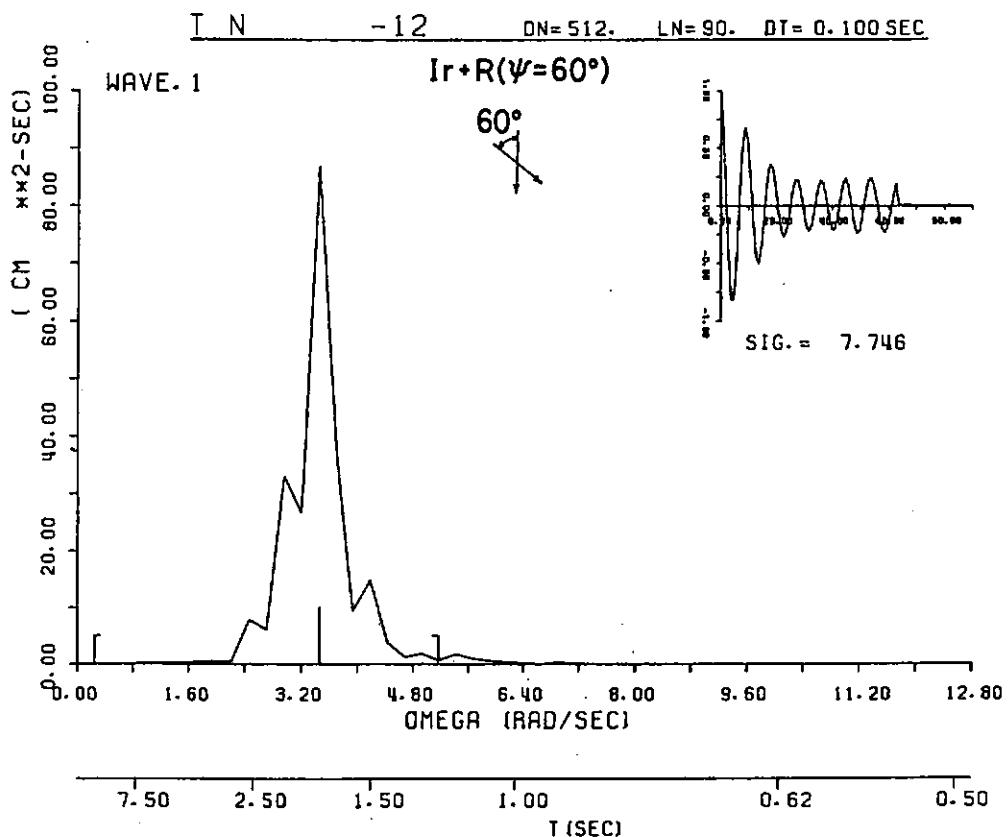


図 3.2.3 供 試 波 浪 (3)

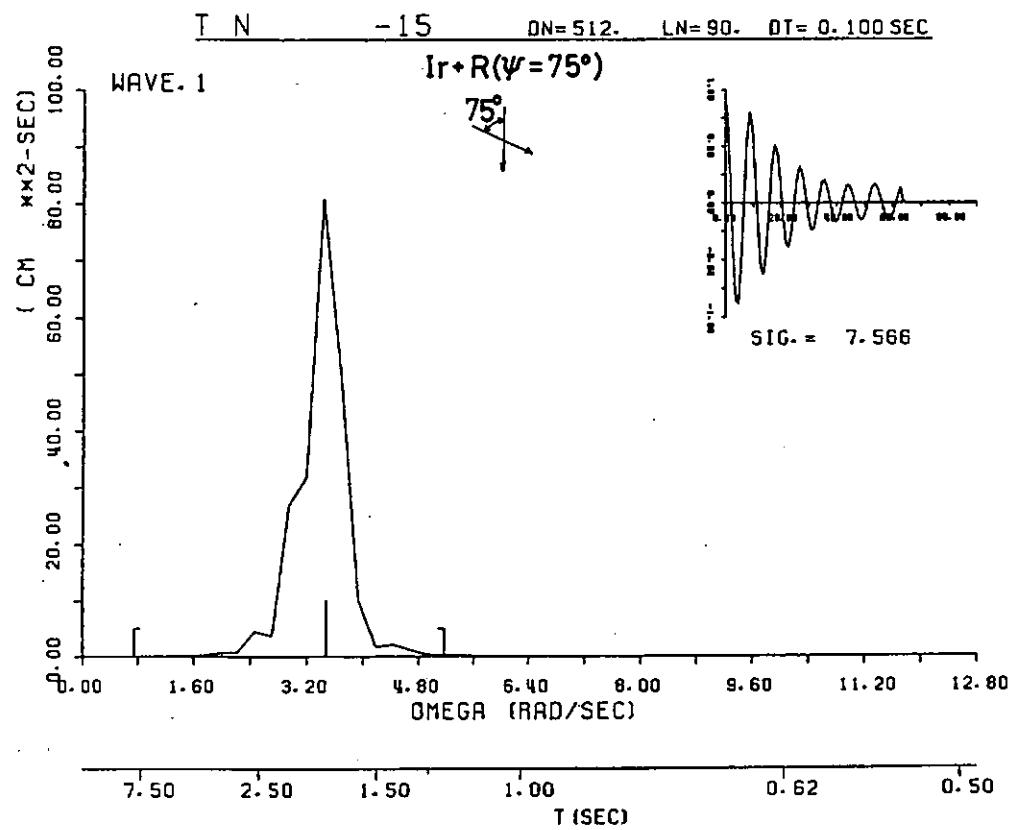


図 3.2.4 供 試 波 浪 (4)

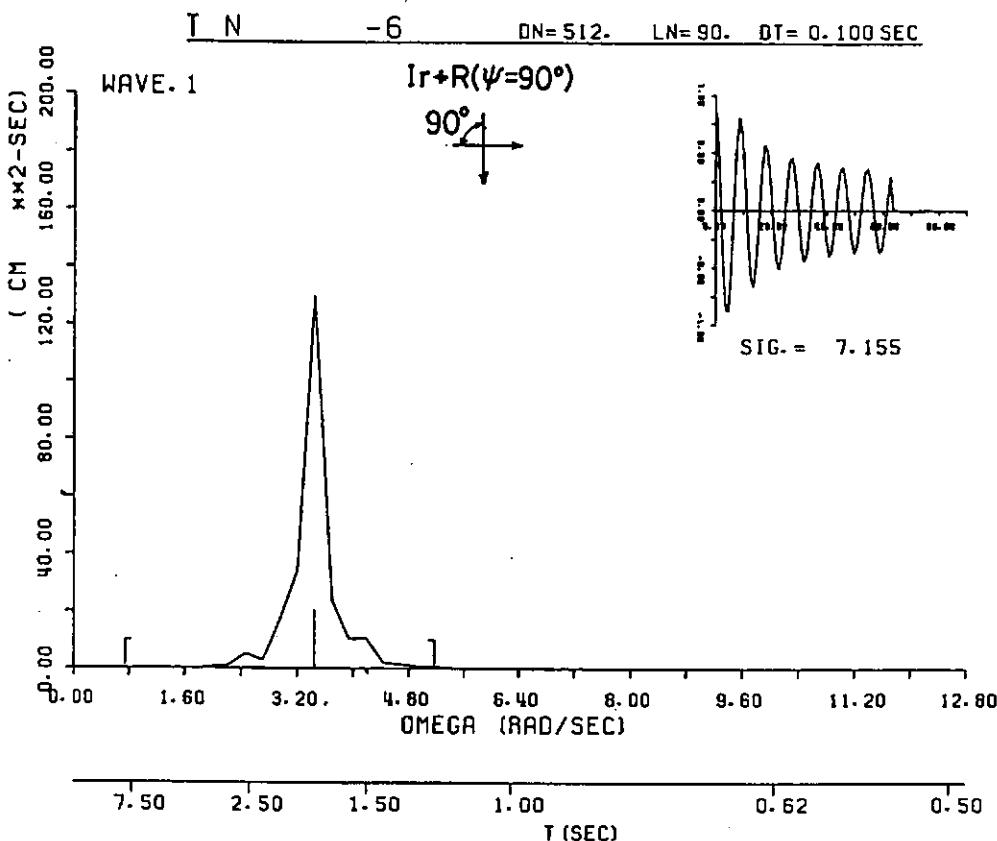


図 3.2.5 供 試 波 浪 (5)

### 3.3 船首部相対水位変動の推定

まず、計測された船首部上下加速度と上下加速度のスペクトルの例を図 3.3.1 から図 3.3.1.2 に示す。

いずれの図も模型船のスケールでの表示となっている。両者のスペクトルはその形状は良く対応していることが分かる。撤氷船のバラスト状態と巡視船の場合を記したが、船型が異っても、両スペクトルの対応は良いことがわかる。

ここで先に述べた考え方従い、加速度を入力、相対水位を出力と考えた時の仮想的な応答関数  $G(\omega_r)$  を実験データから求めてみる。それには(3.1.1)を用いる。その結果を図 3.3.13～3.3.53 に示す。各図は同一プロペラ回転数のものを記してある。

まず、撤氷船のバラスト状態 I の場合を図 3.3.13 から 3.3.28 に示した。一方向不規則波だけでなく、スラミングを起す可能性のある二方向不規則波中のデータも示してある。全体を通して、低周波数域、高周波数域で、データにバラツキはみられるものの、スペクトルとして有意な値を持つ  $\omega_r = 1.5 \sim 4.5$  (実船換算で出会い周期 20 sec ~ 6 sec) の範囲ではほぼ一定で、0.15 ~ 0.2 に収まっていることが分る。すなわち、この周波数範囲では、周波数によらず加速度の大きさと相対水位の大きさは一定とみなせることがわかる。

船速が変化すると、低速でやや大きくなる傾向を示すが、第一近似的には大きな差はないと思われる。また斜め波になっていくに連れて大きな変化はないようである。

二方向波の場合、スラミングの起りやすい状態ということで比較的前方から波を受けた場合を取り上げていることもあるが、一方向波とそれ程変わらないことがわかる。これは一方向波中での出会い角の変化に対する感度の鈍さを考えれば、妥当なことと思われる。

一方、これに対して理論的には、どのような推定値が得られるかをみたものが、図 3.3.54～56 である。

T N -6049 DN=512. LN=60. DT= 0.050 SEC.

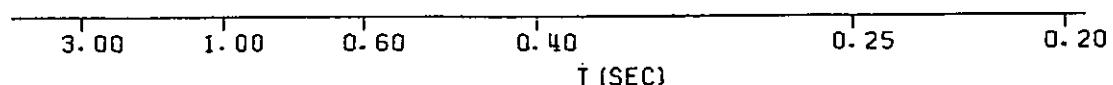
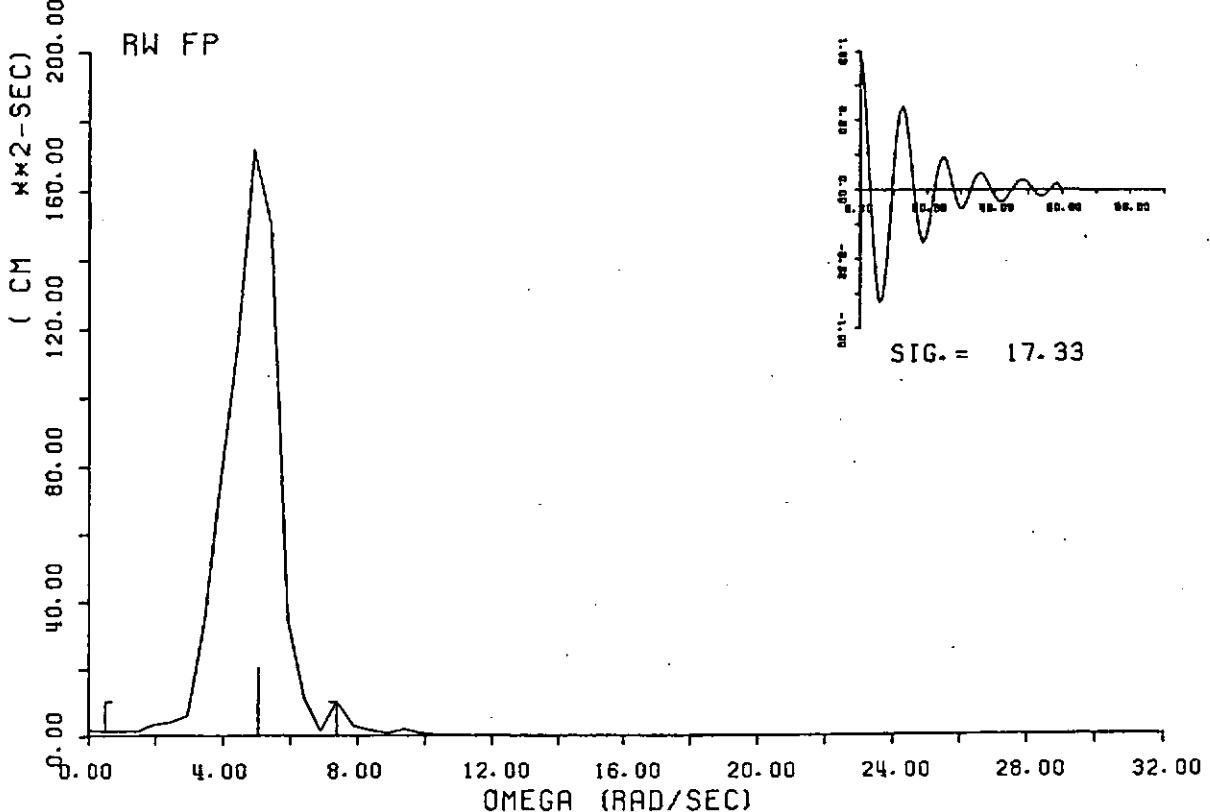
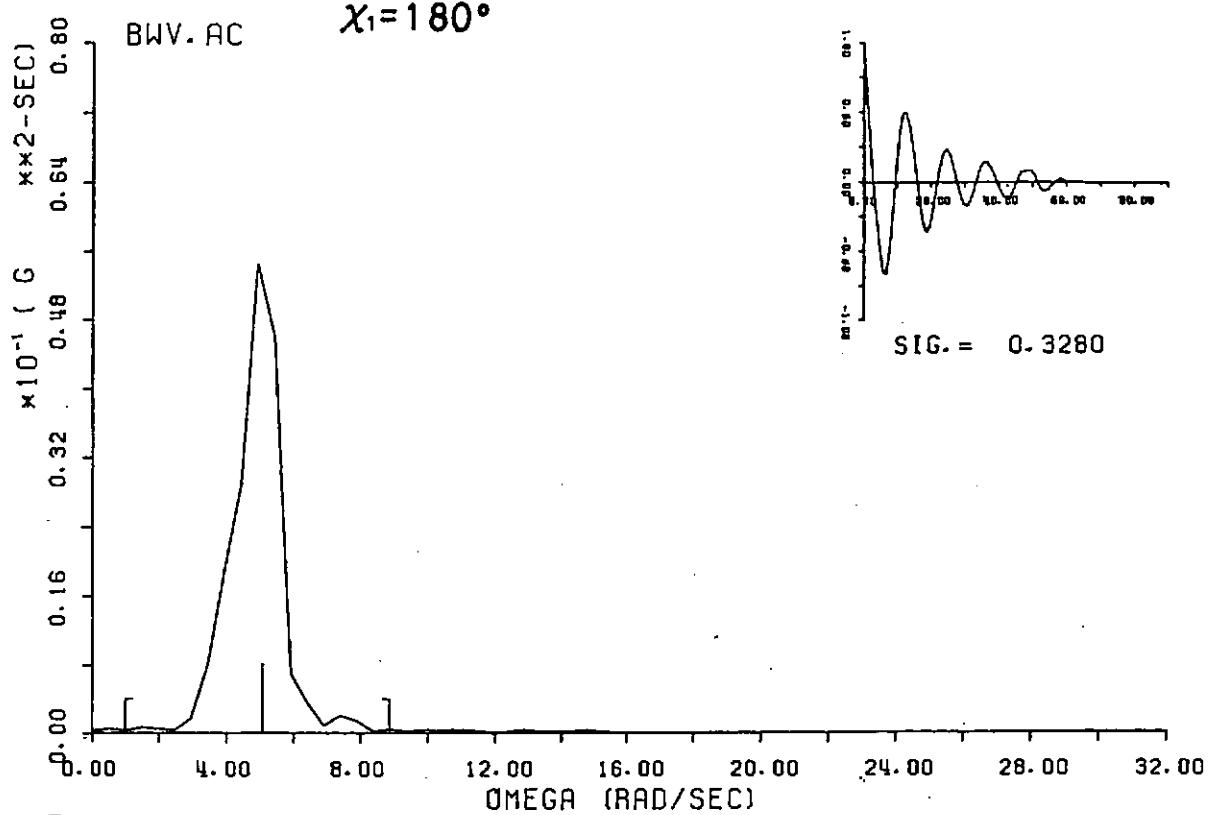


図 3.3.1 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -6054 DN= 512. LN= 90. DT = 0.050 SEC

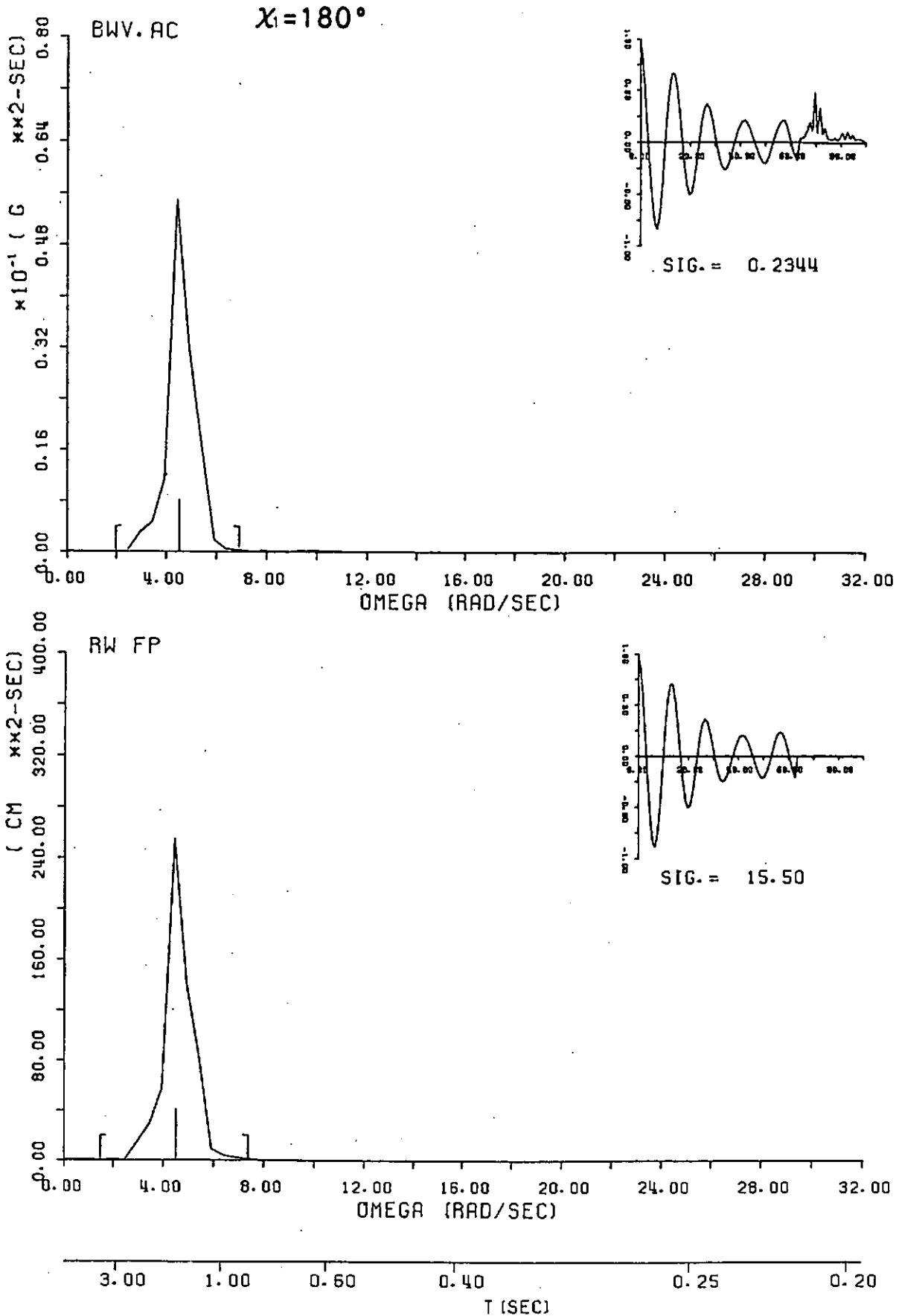


図 3.3.2 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -6115 DN= 512. LN= 60. DT= 0.050 SEC

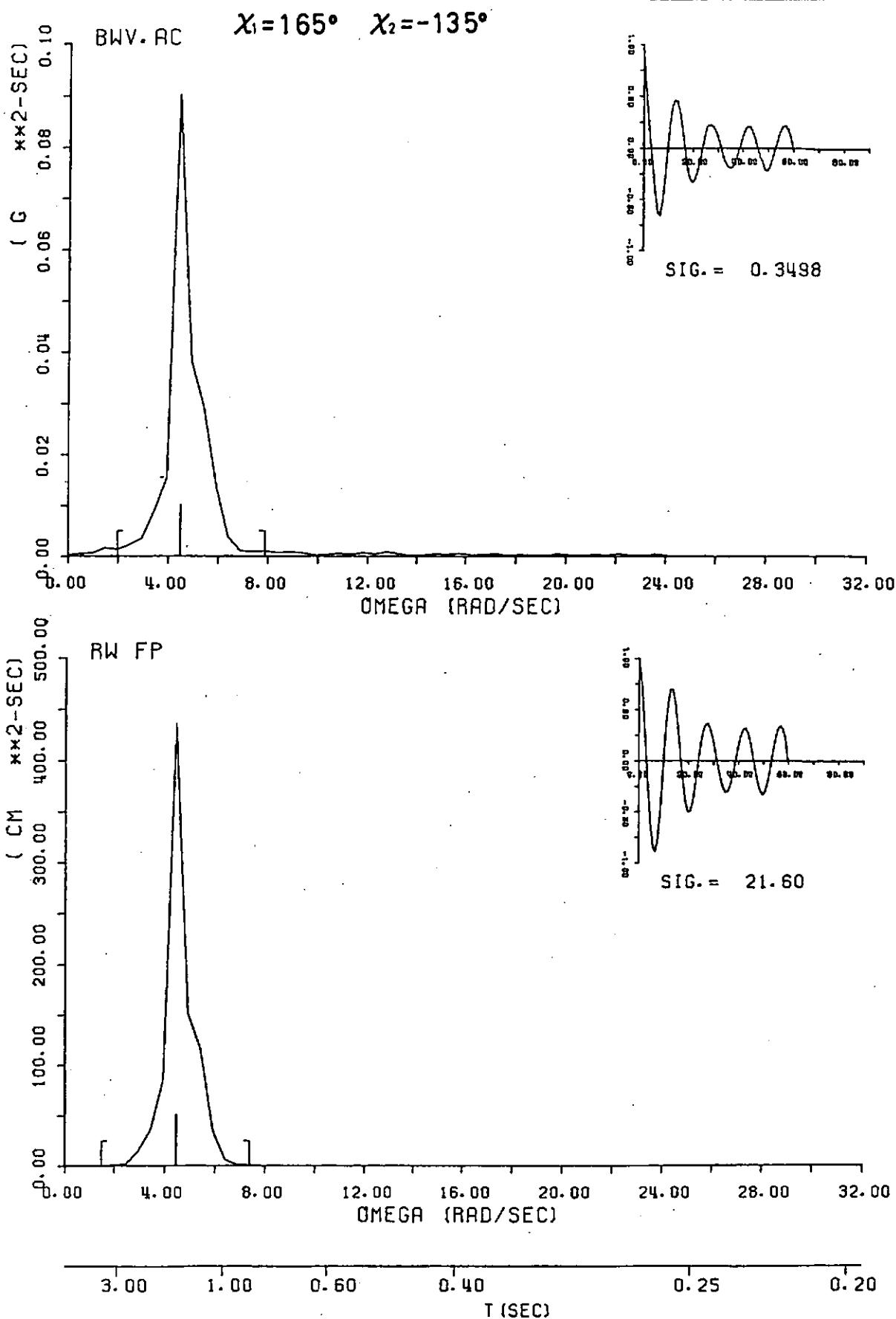


図 3.3.3 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -61 18 DN=512. LN=60. DT= 0.050 SEC

BWV. AC  $\chi_1 = 165^\circ \quad \chi_2 = -135^\circ$

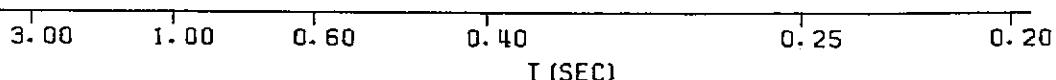
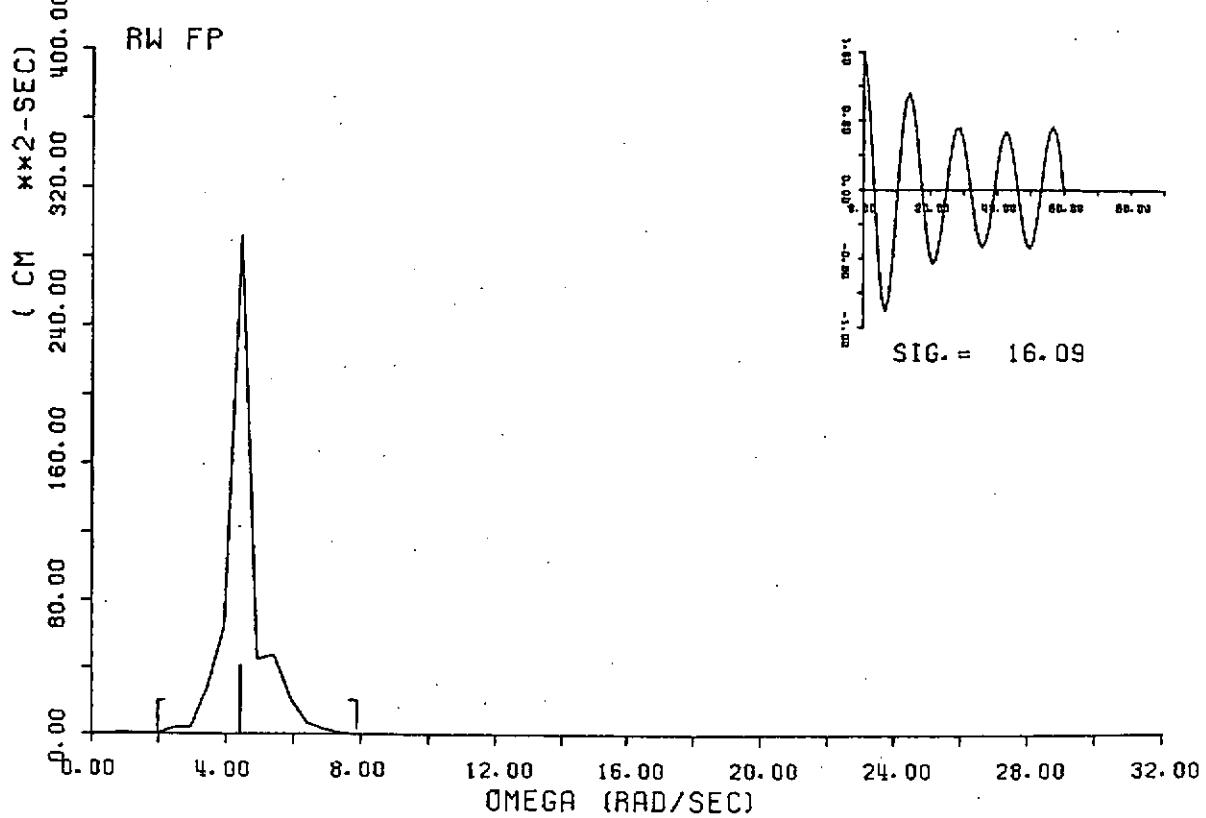
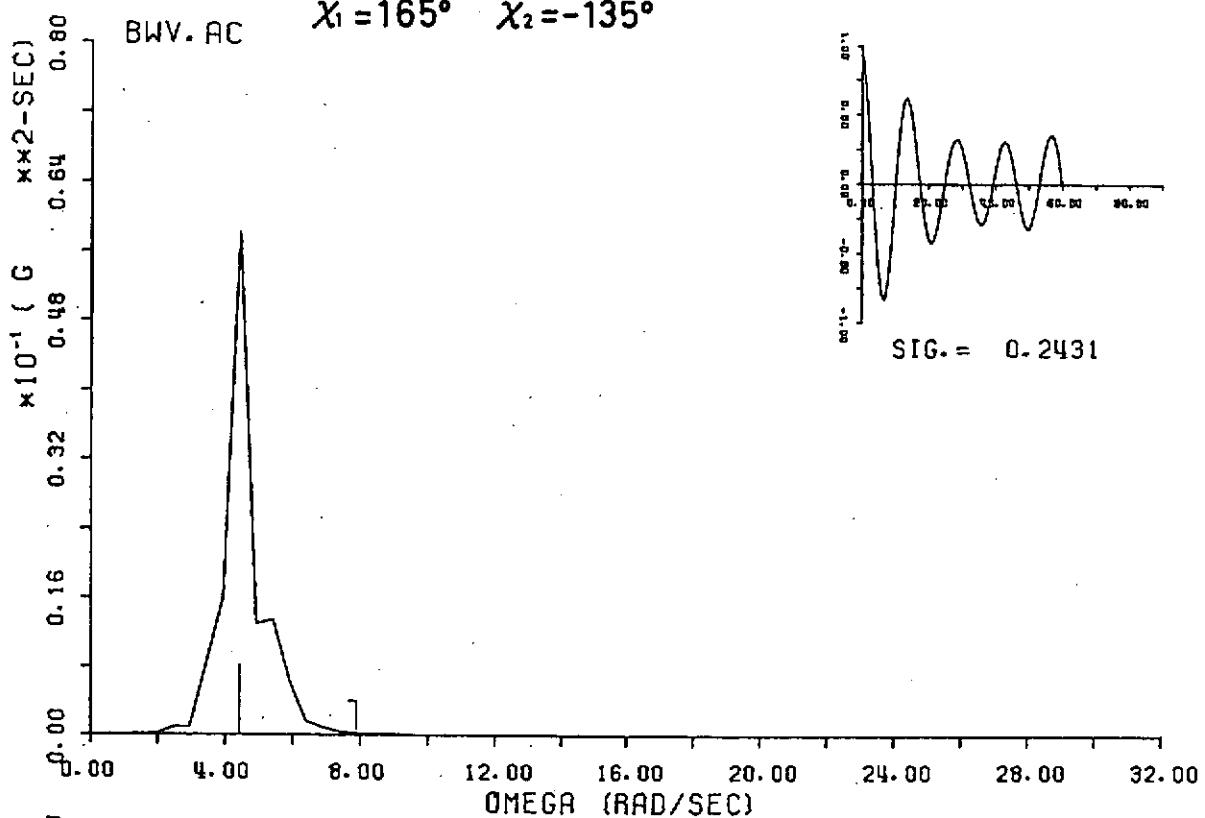


図 3.3.4 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -6125 DN=512. LN=60. DT= 0.050 SEC

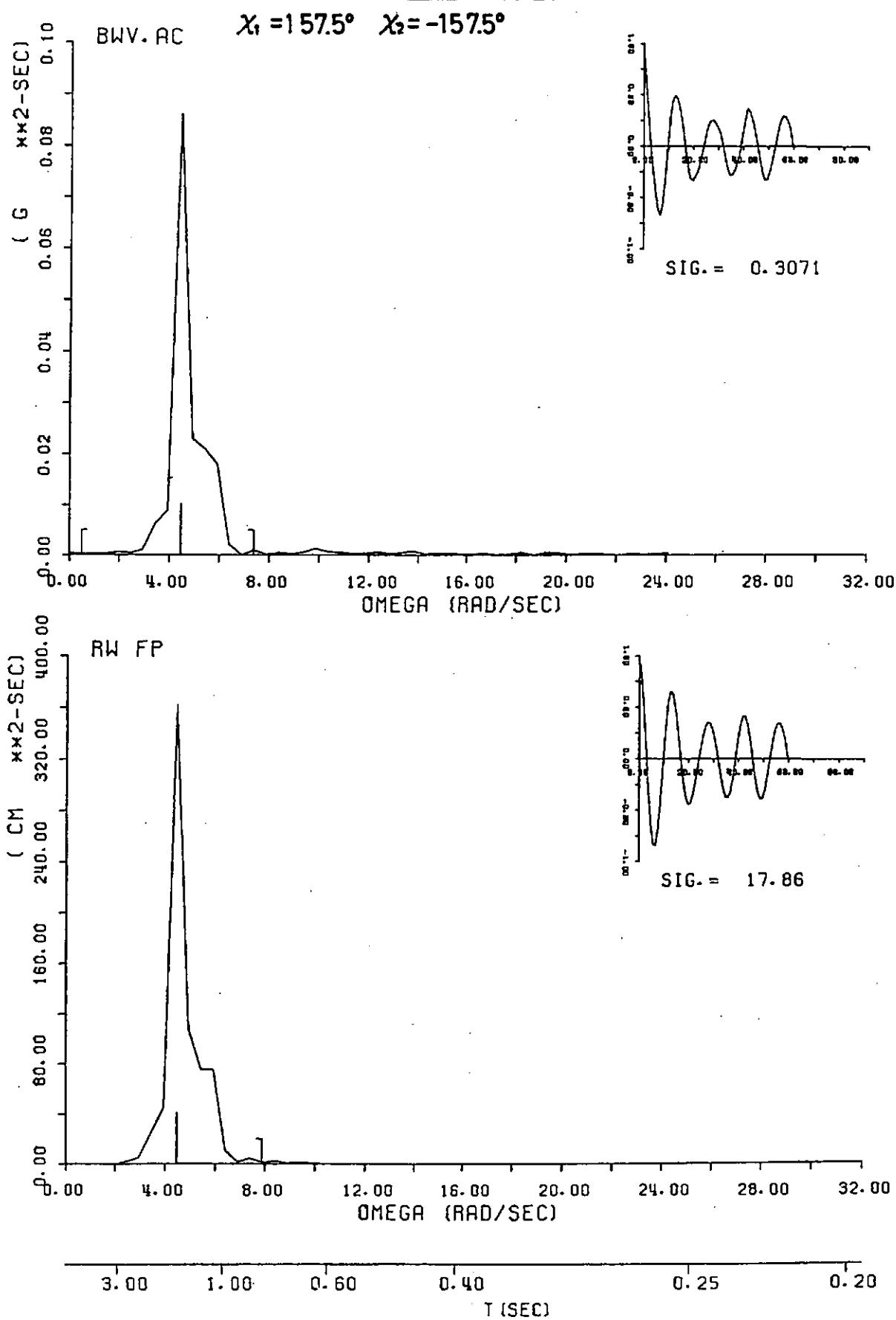


図 3.3.5 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -6128 DN=512. LN=60. DT= 0.050 SEC

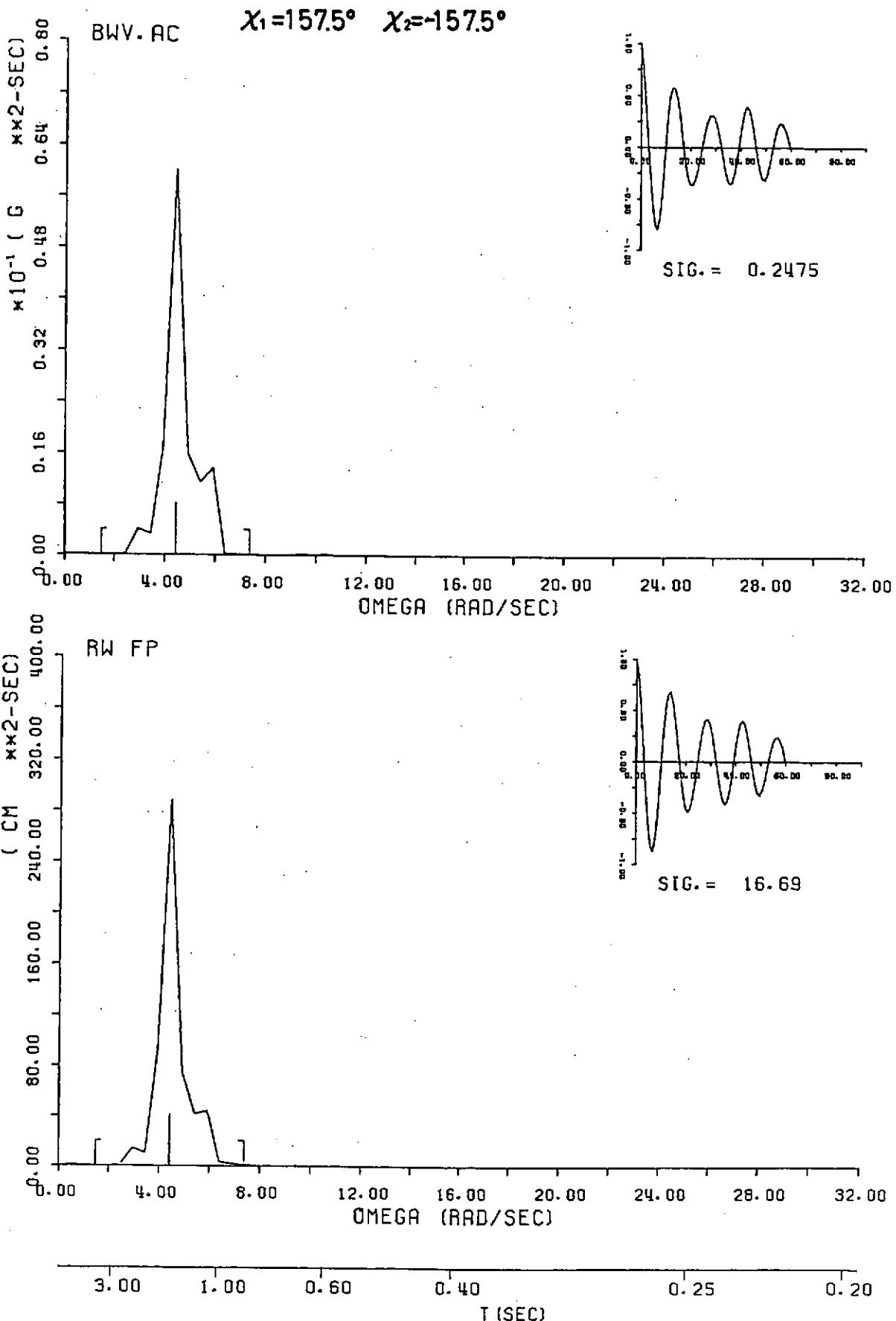


図 3.3.6 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -5047 DN= 1024. LN= 90. DT= 0.030 SEC

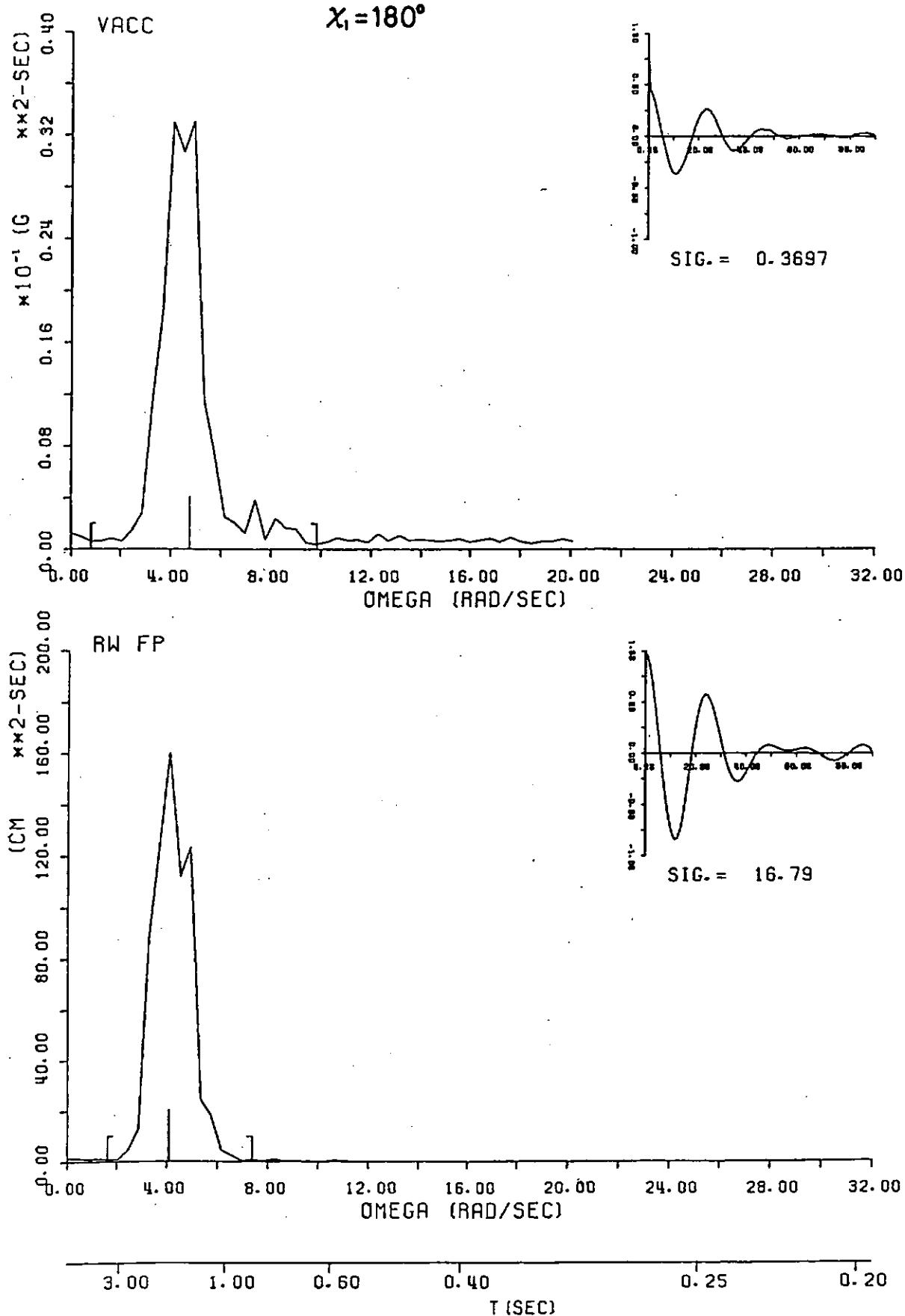


図 3.3.7 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -5049 DN= 1024 LN= 90. DT= 0.030 SEC

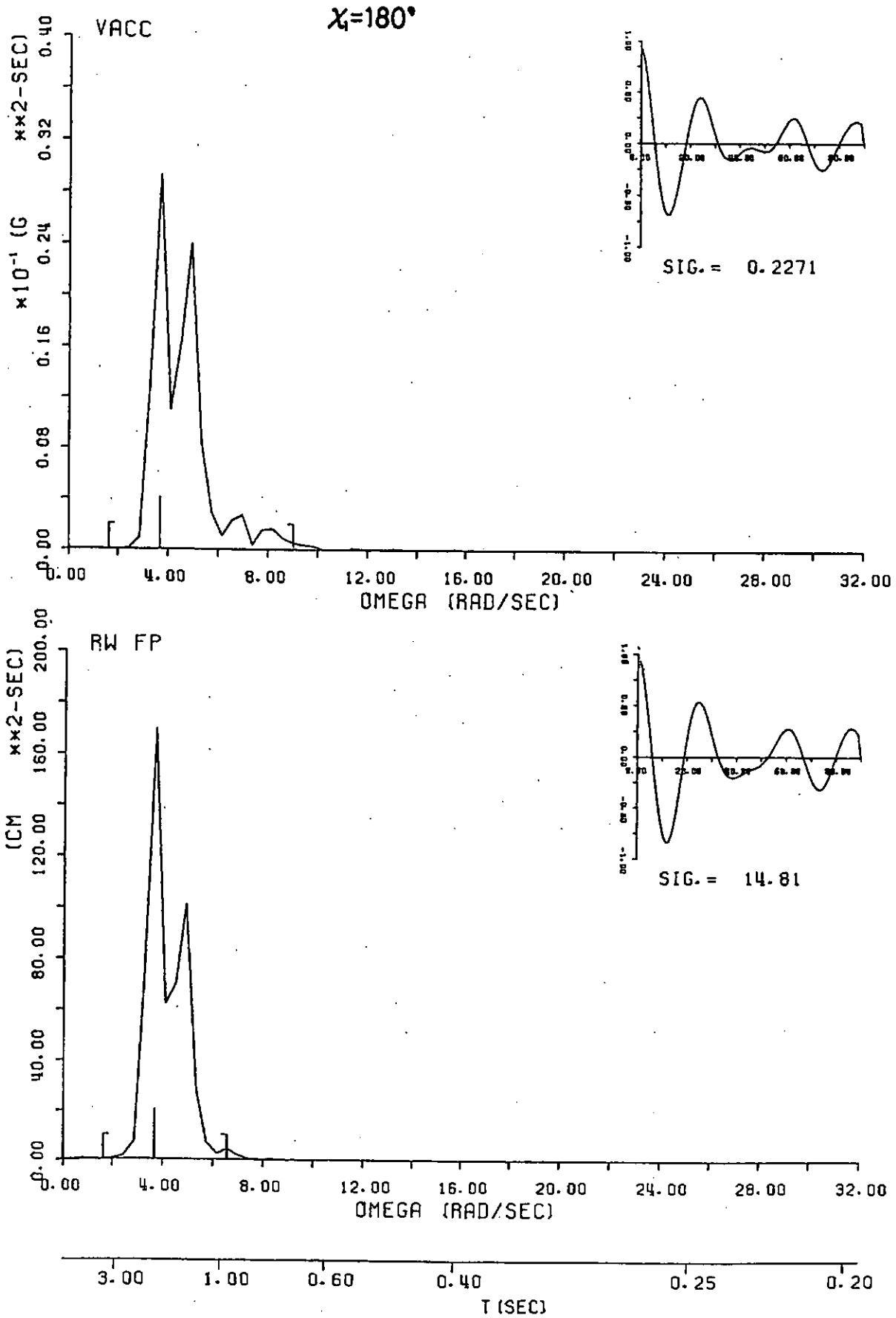


図 3.3.8 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -5054 DN= 1024. LN= 90. DT= 0.030 SEC

$X_1 = 157.5^\circ$

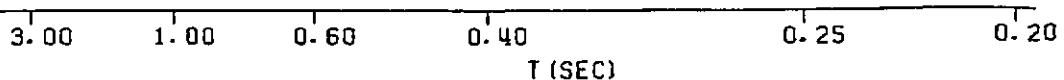
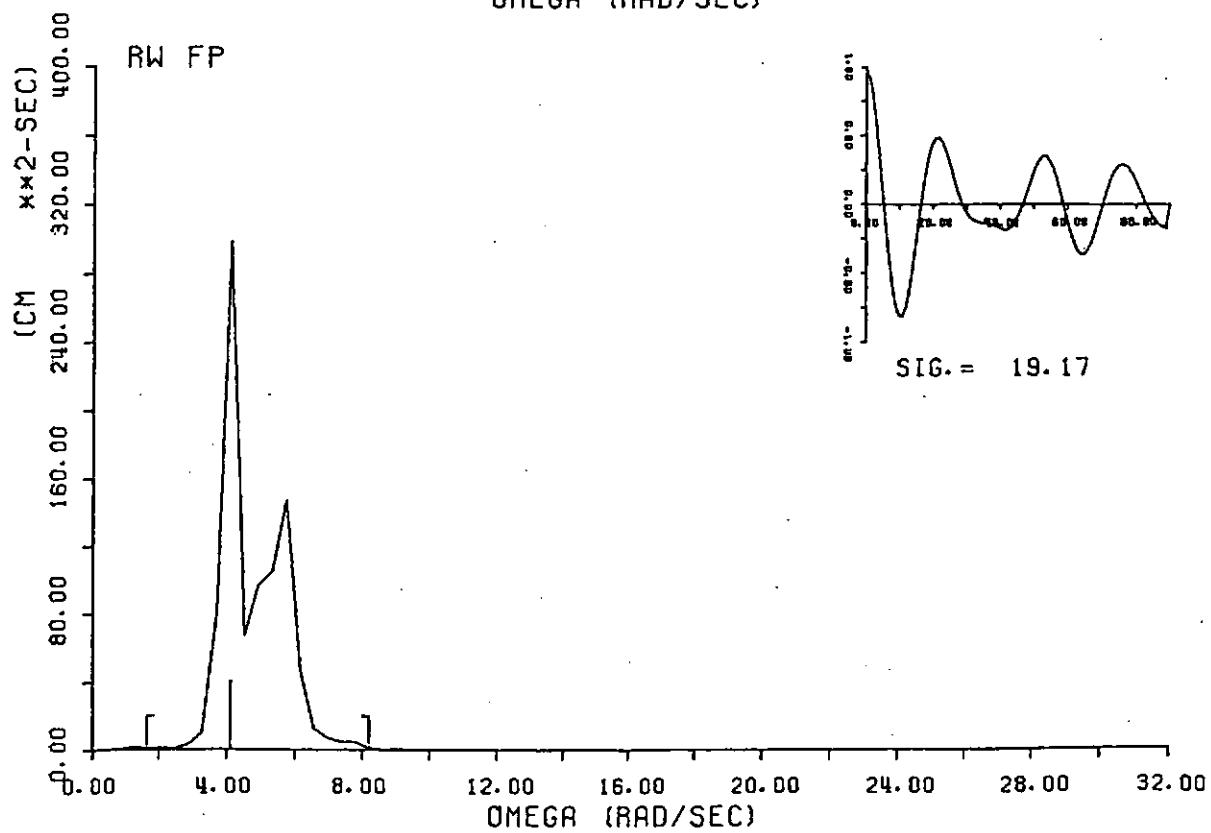
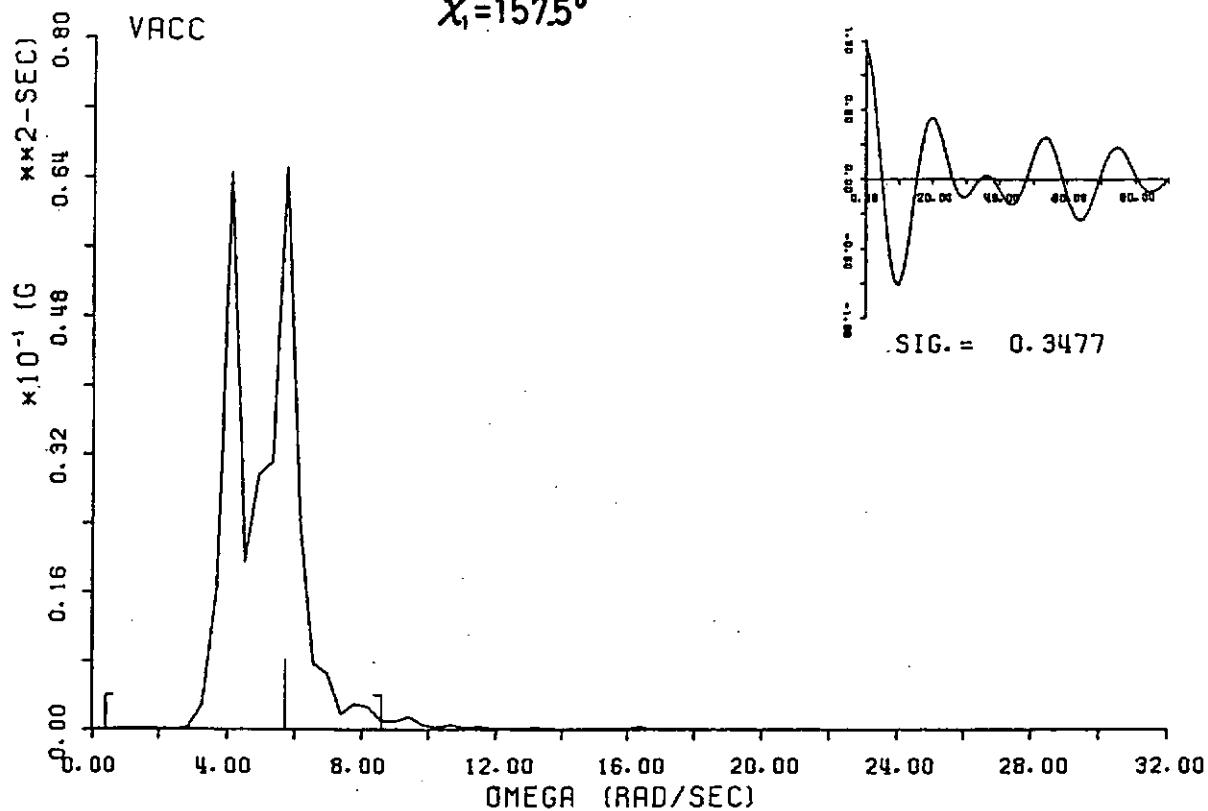


図 3.3.9 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -5060 DN=1024. LN=90. DT= 0.030 SEC

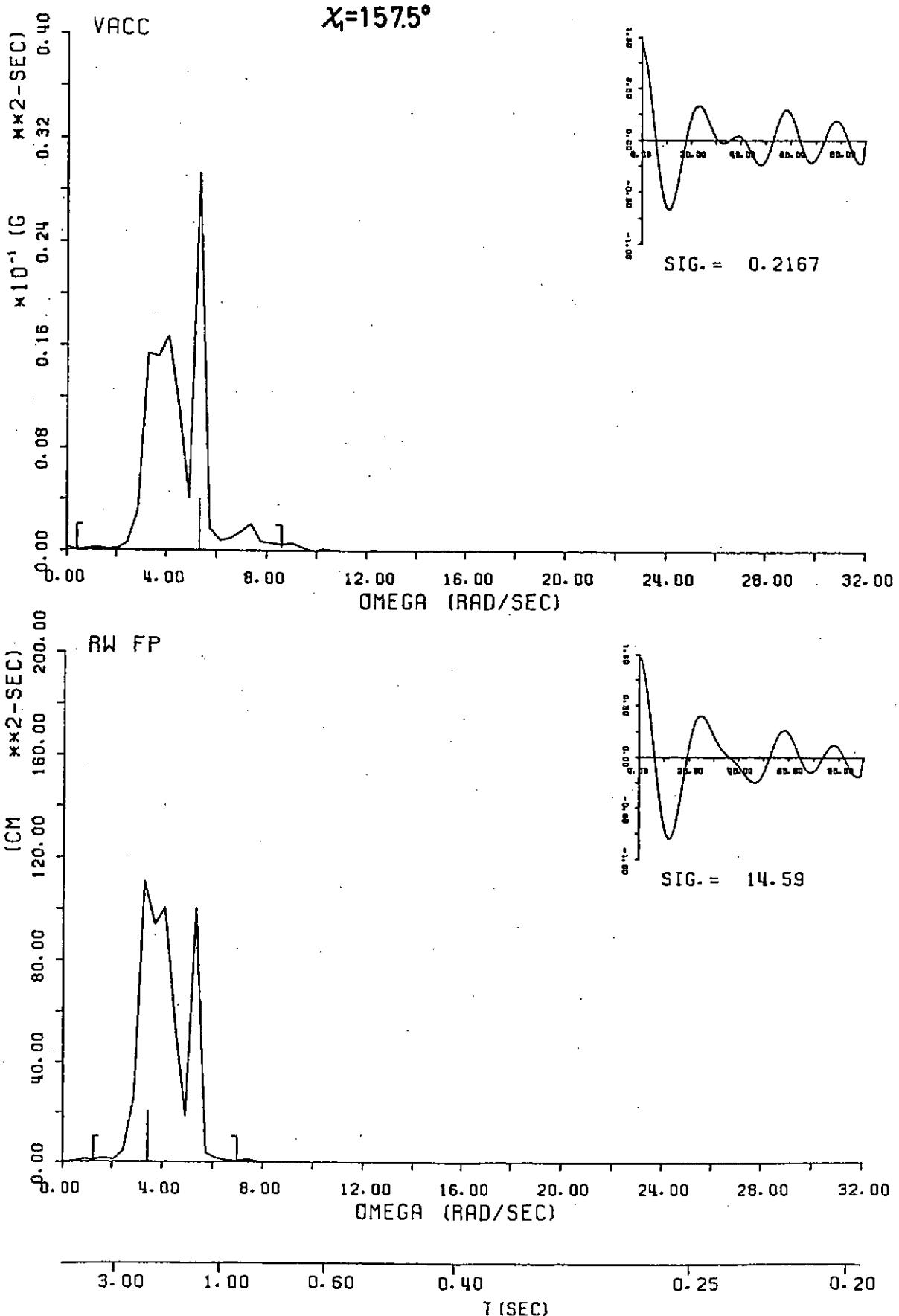
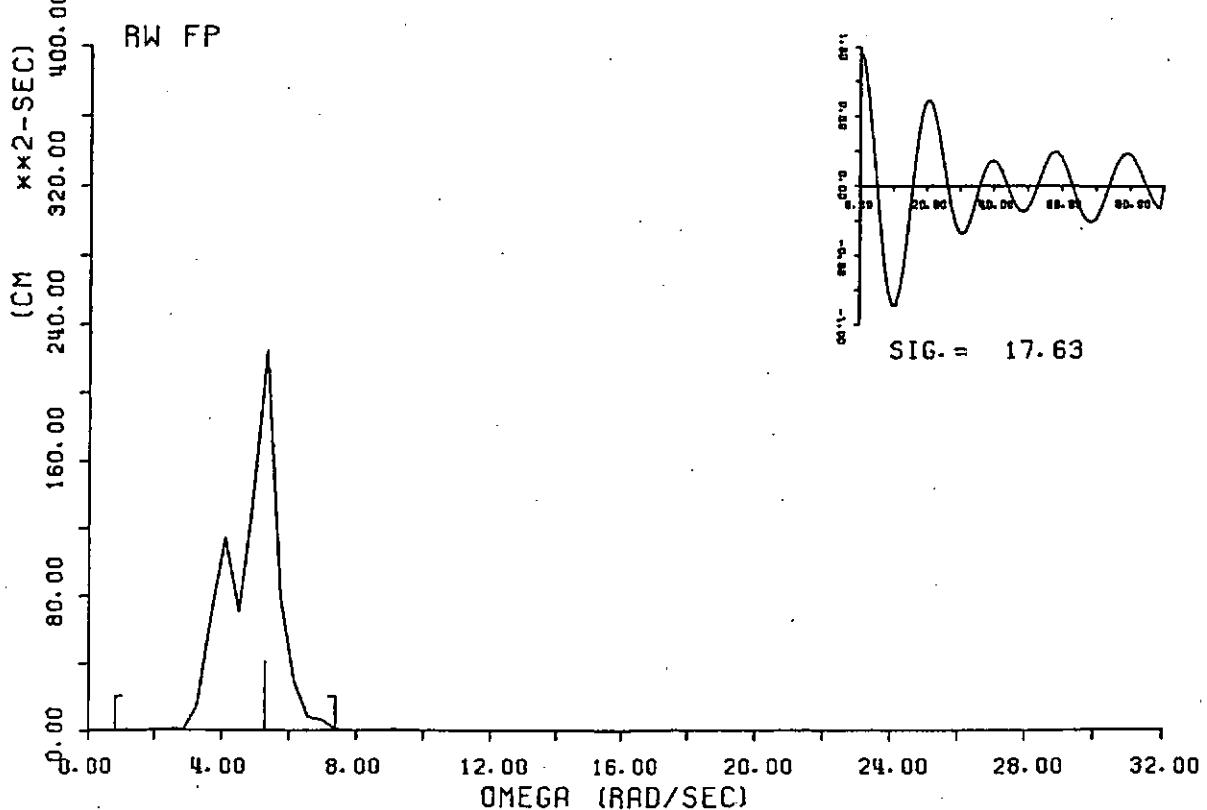
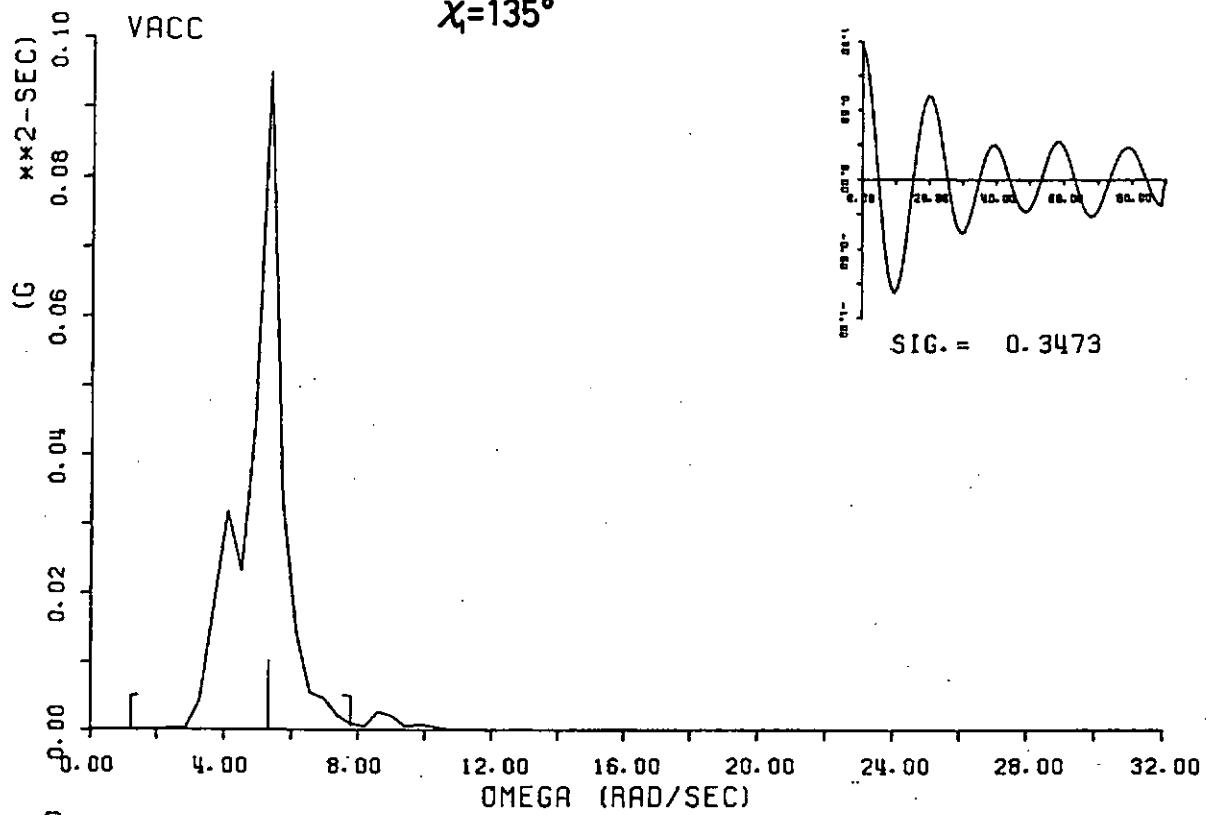


図3.3.10 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -5064 DN= 1024. LN= 90. DT= 0. 030 SEC

$\chi = 135^\circ$



3.00 1.00 0.60 0.40 0.25 0.20  
T (SEC)

図3.3.11 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

T N -5070 DN=1024. LN=90. DT= 0.030 SEC

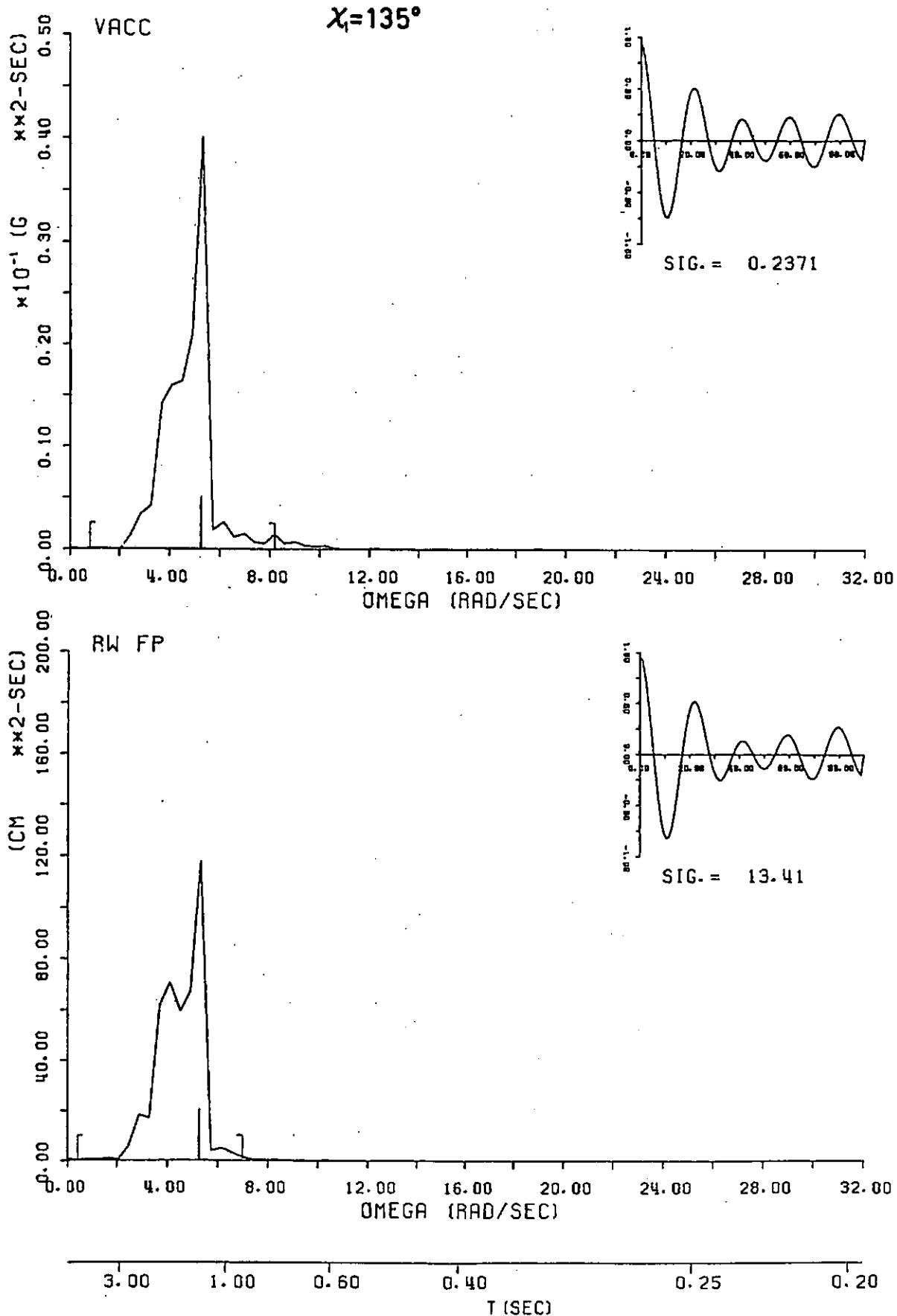


図 3.3.12 船首上下加速度と相対水位の応答スペクトル

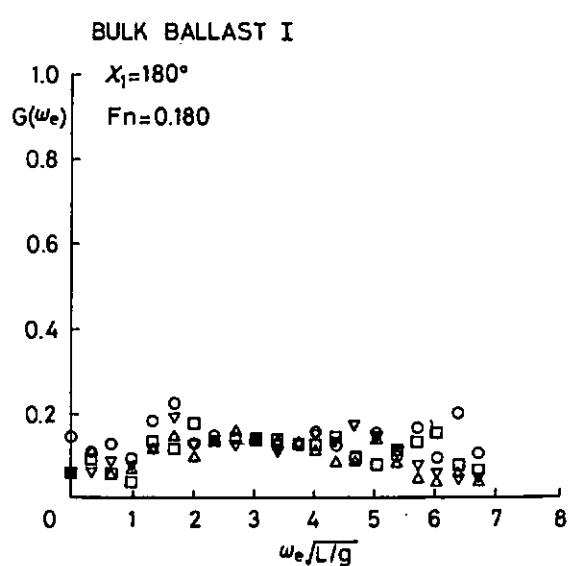


图 3.3.13 船首相对水位／上下加速度

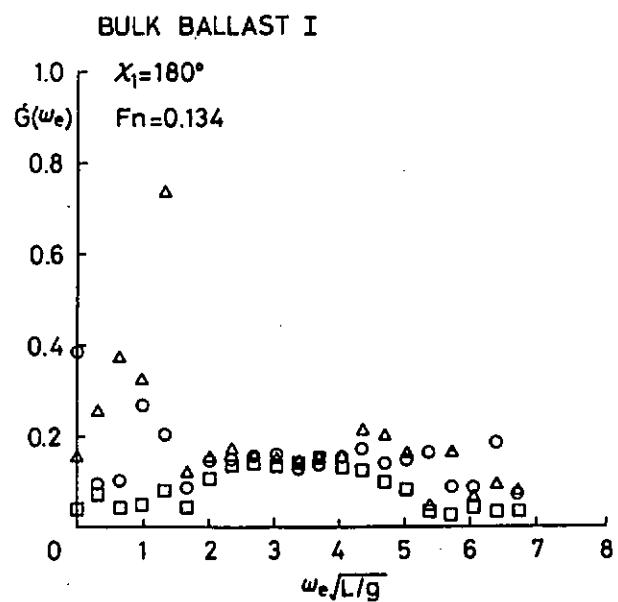


图 3.3.14 船首相对水位／上下加速度

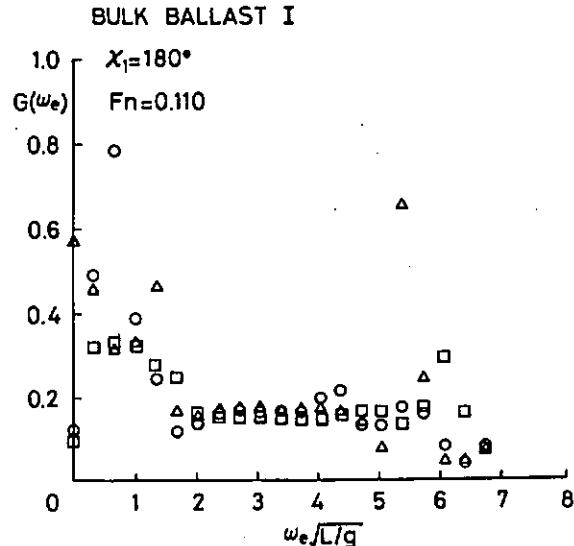


图 3.3.15 船首相对水位／上下加速度

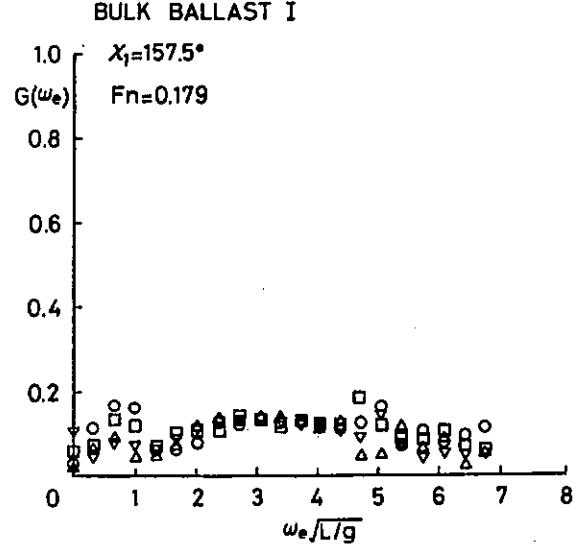


图 3.3.16 船首相对水位／上下加速度

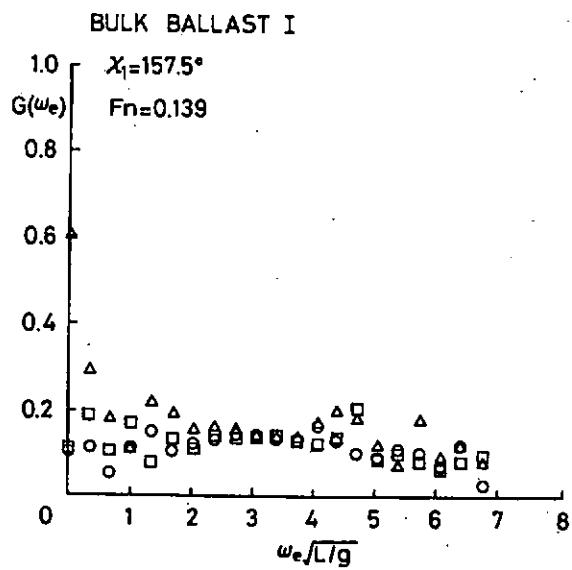


図 3.3.17 船首相对水位／上下加速度

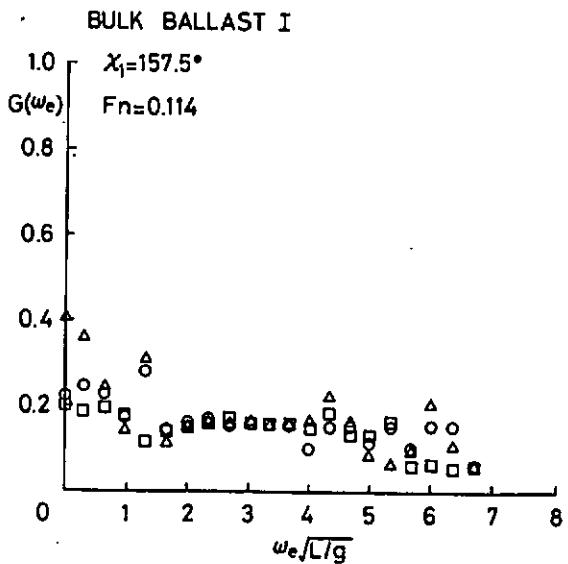


図 3.3.18 船首相对水位／上下加速度

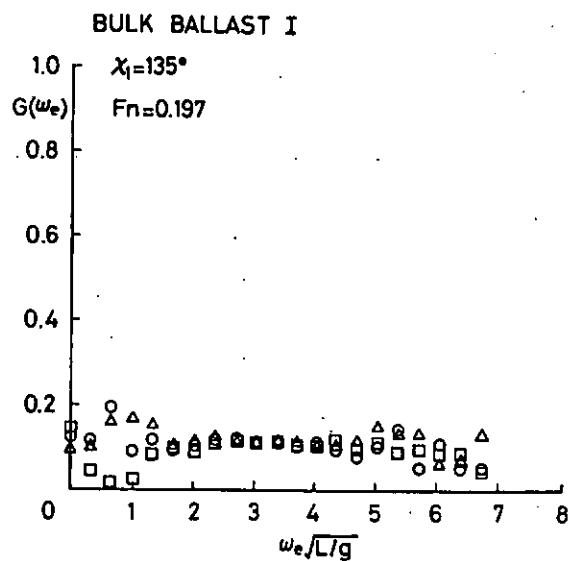


図 3.3.19 船首相对水位／上下加速度

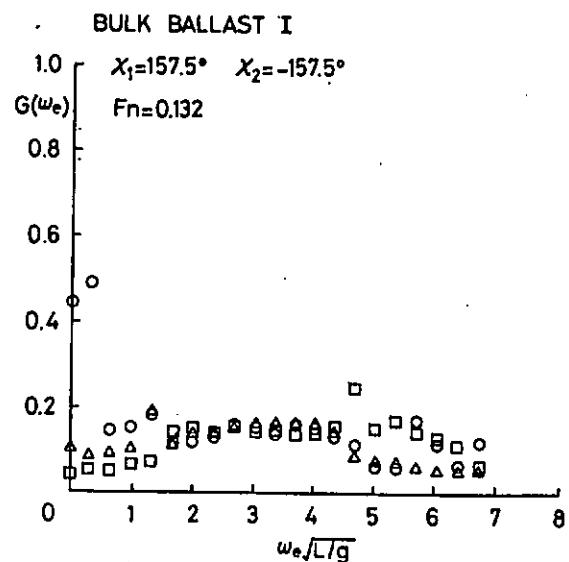


図 3.3.20 船首相对水位／上下加速度

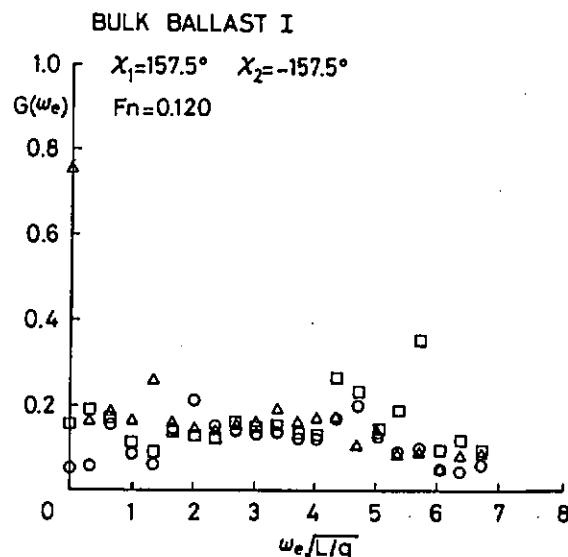


図 3.3.21 船首相対水位／上下加速度

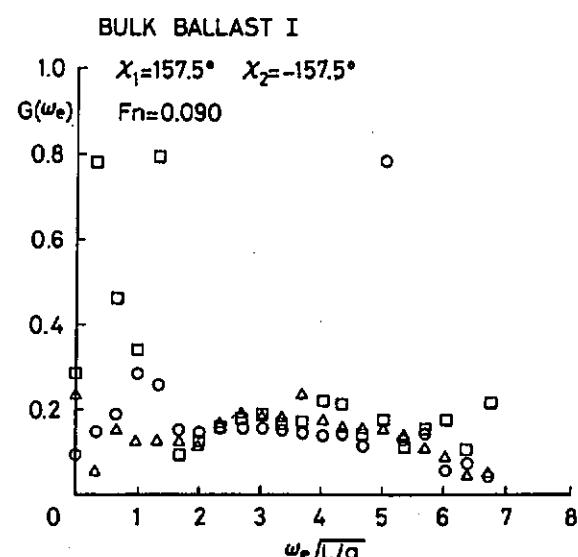


図 3.3.22 船首相対水位／上下加速度

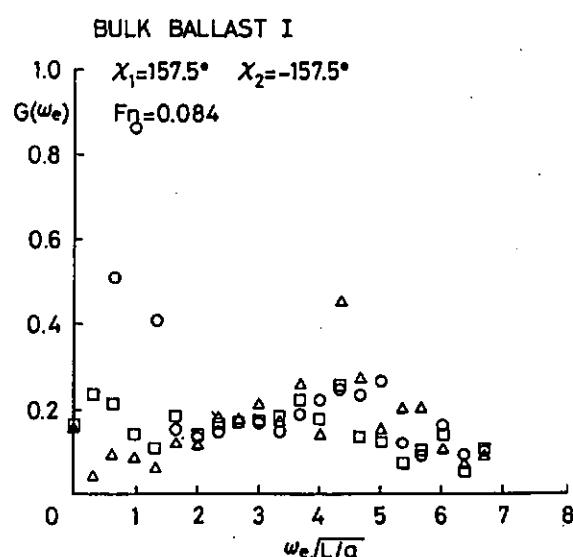


図 3.3.23 船首相対水位／上下加速度

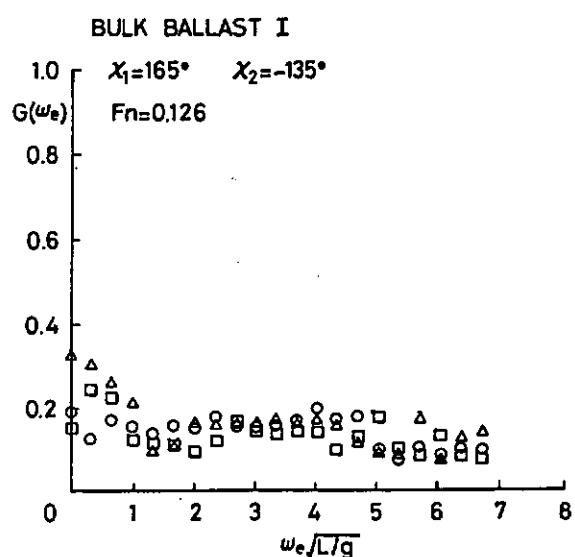


図 3.3.24 船首相対水位／上下加速度

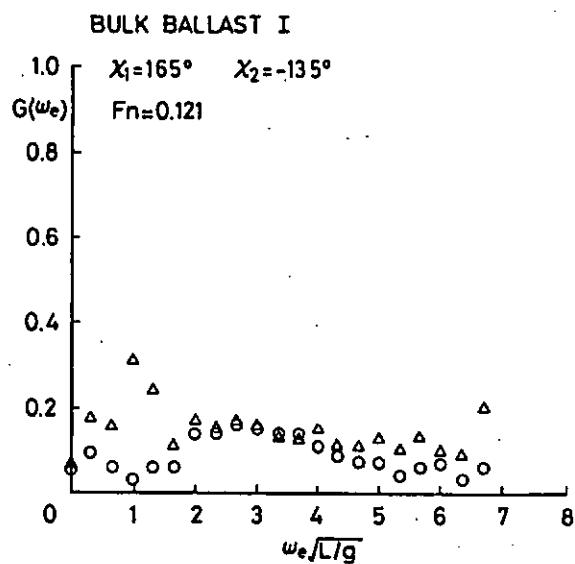


図 3.3.25 船首相対水位／上下加速度

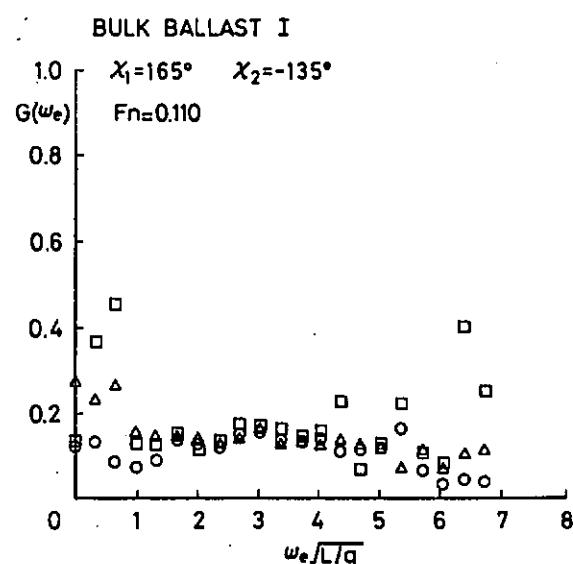


図 3.3.26 船首相対水位／上下加速度

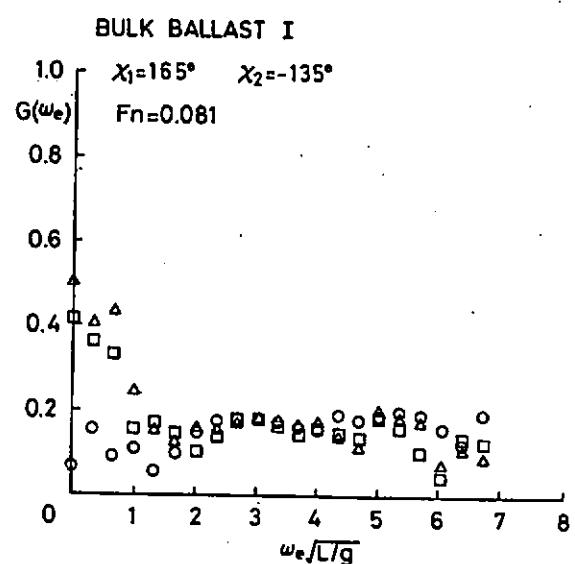


図 3.3.27 船首相対水位／上下加速度

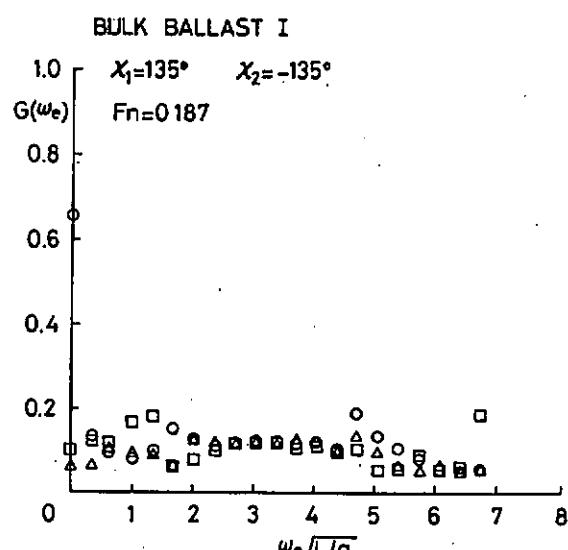


図 3.3.28 船首相対水位／上下加速度

BULK BALLAST II

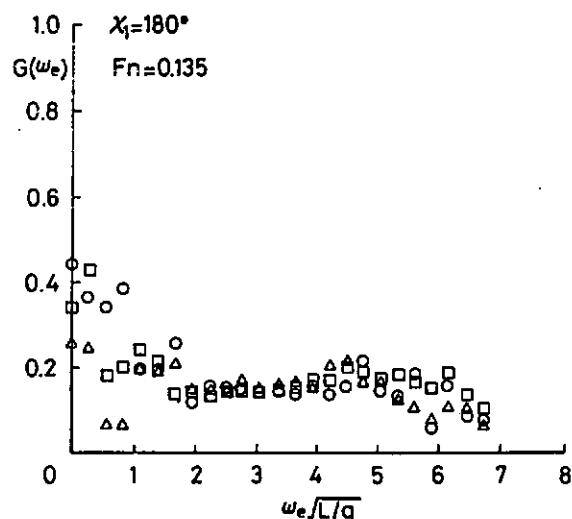


图 3.3.29 船首相对水位／上下加速度

BULK BALLAST II

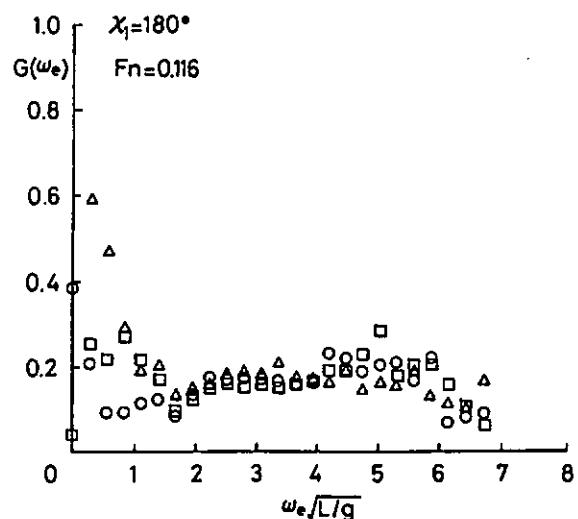


图 3.3.30 船首相对水位／上下加速度

BULK BALLAST II

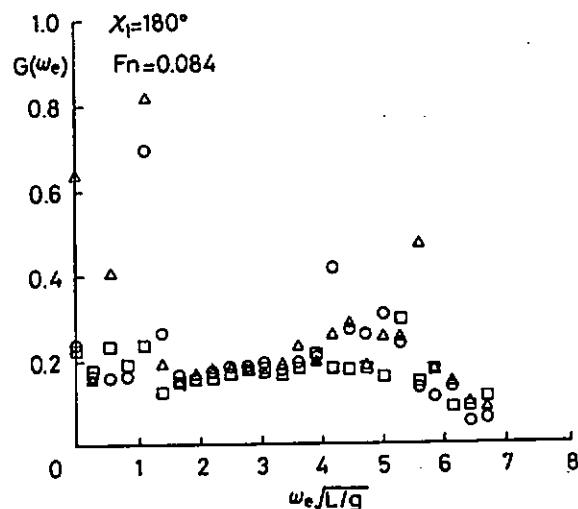


图 3.3.31 船首相对水位／上下加速度

BULK BALLAST II

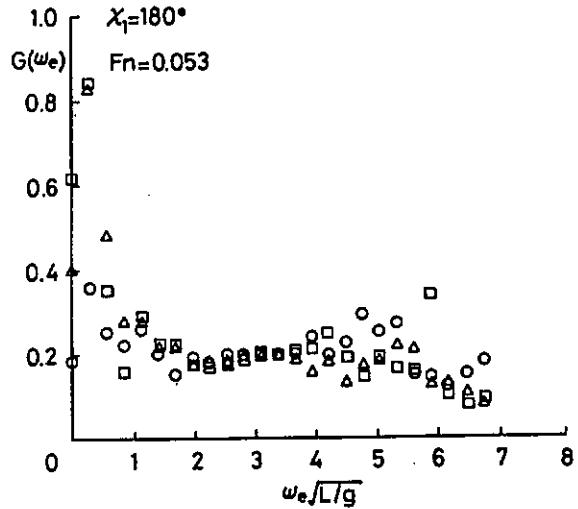


图 3.3.32 船首相对水位／上下加速度

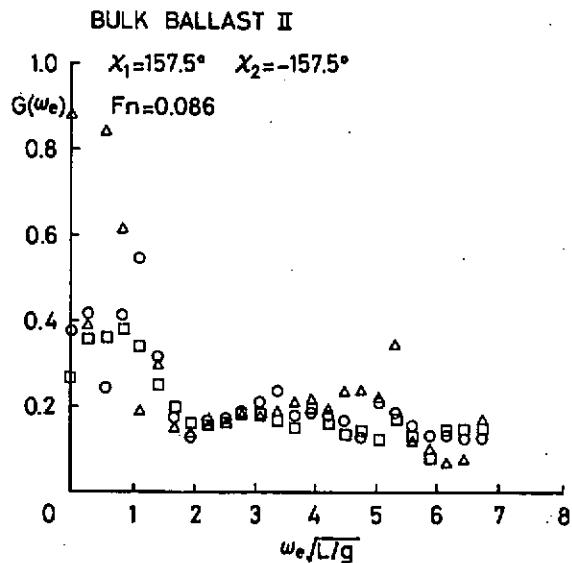


図 3.3.33 船首相对水位／上下加速度

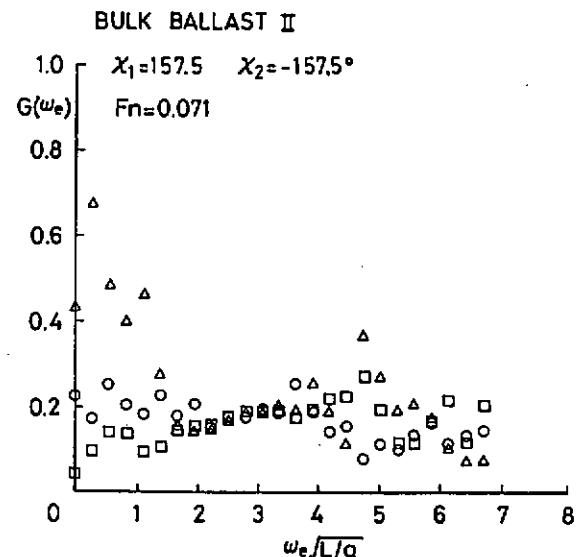


図 3.3.34 船首相对水位／上下加速度

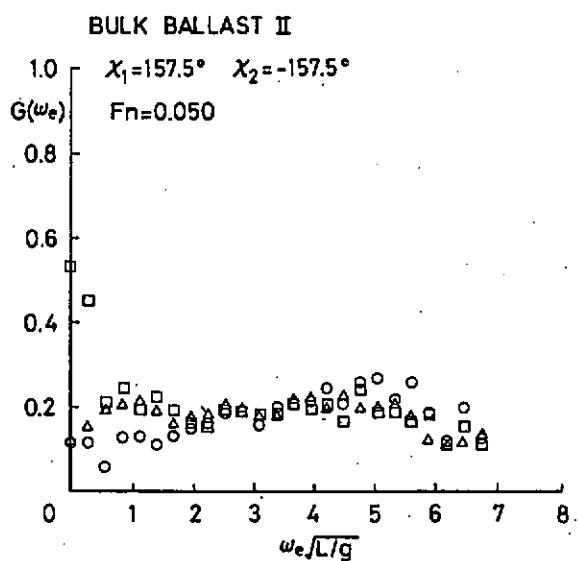


図 3.3.35 船首相对水位／上下加速度

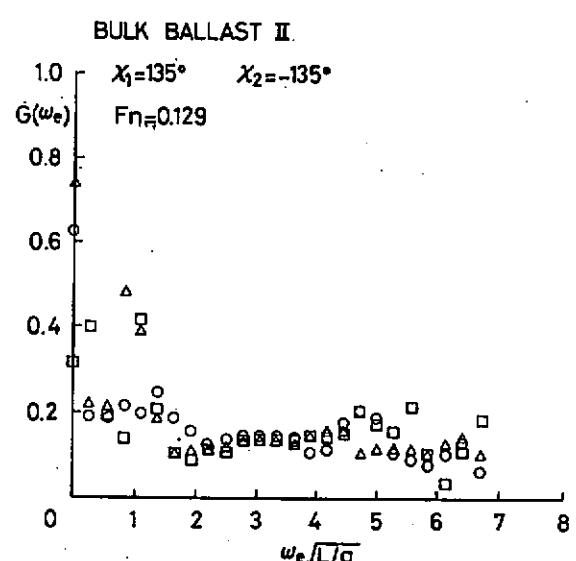


図 3.3.36 船首相对水位／上下加速度

BULK BALLAST II.

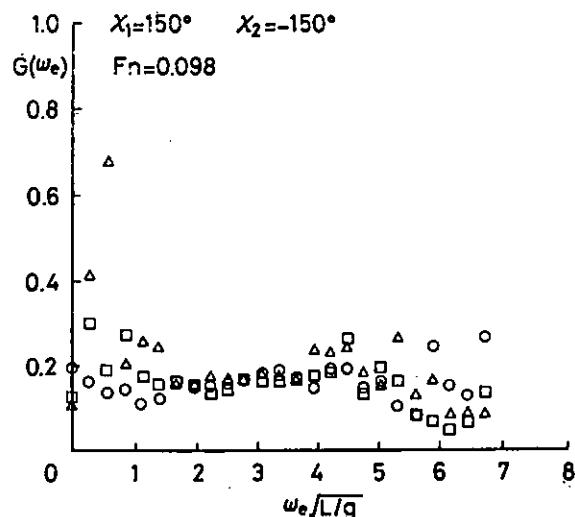


図 3.3.37 船首相对水位／上下加速度

PATROL SHIP

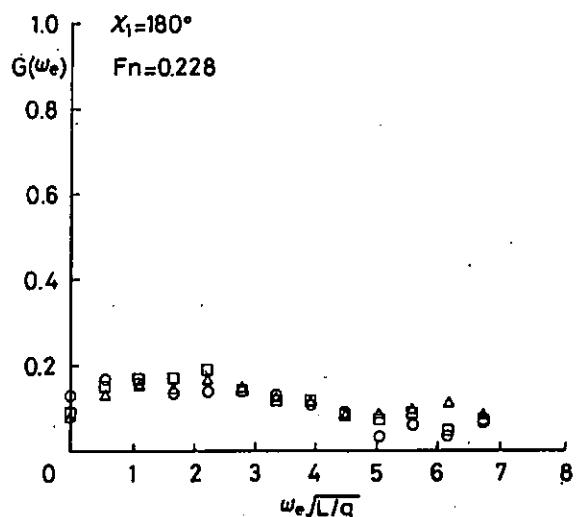


図 3.3.38 船首相对水位／上下加速度

PATROL SHIP

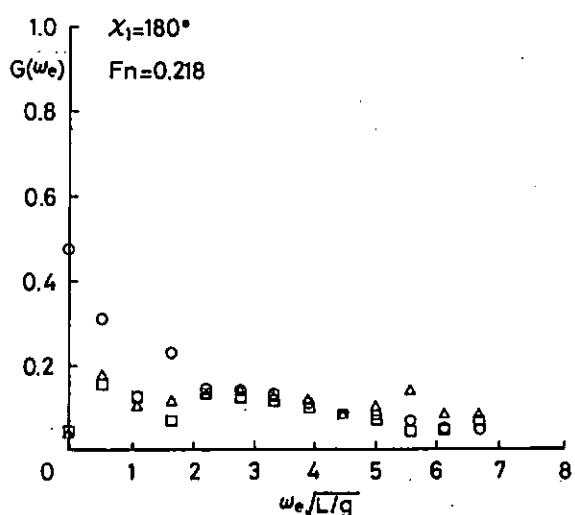


図 3.3.39 船首相对水位／上下加速度

PATROL SHIP

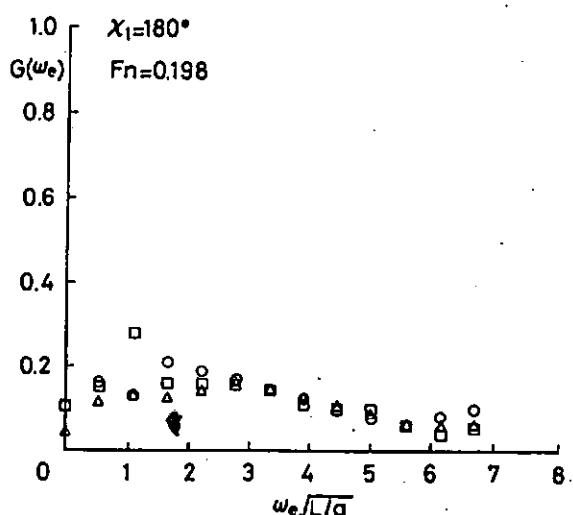


図 3.3.40 船首相对水位／上下加速度

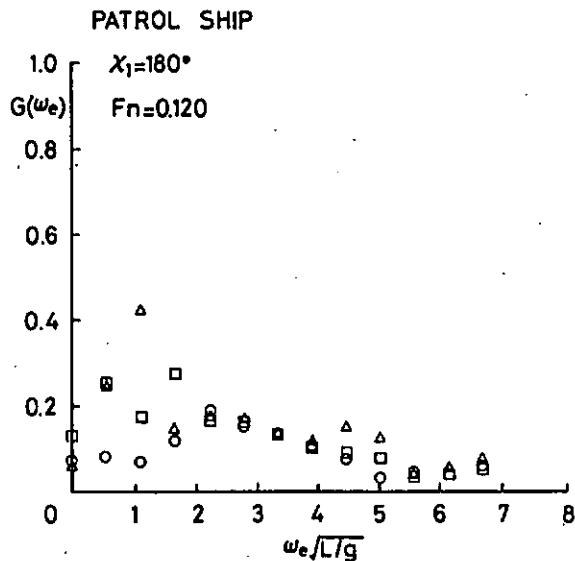


图 3.3.41 船首相对水位／上下加速度

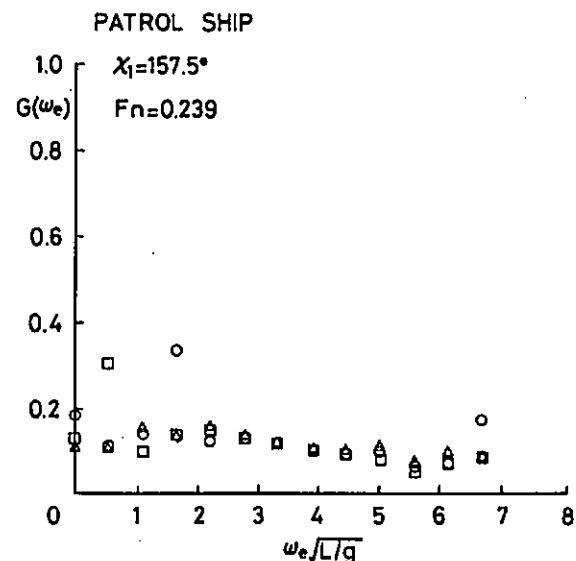


图 3.3.42 船首相对水位／上下加速度

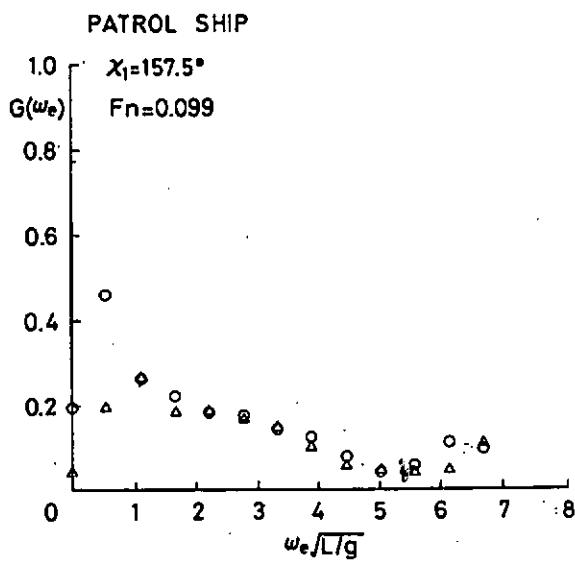


图 3.3.43 船首相对水位／上下加速度

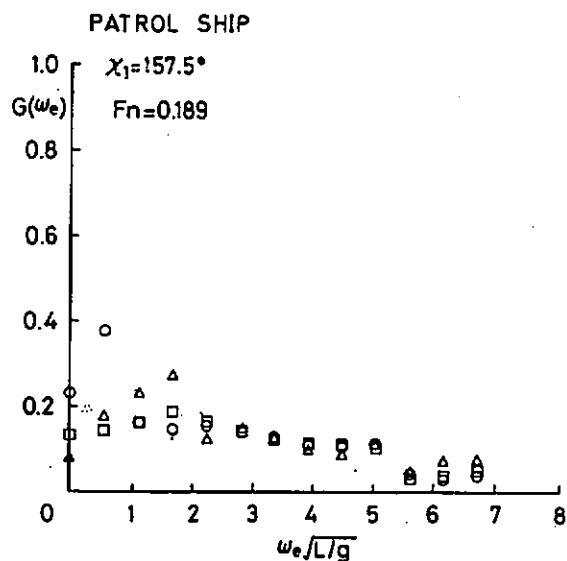


图 4.4.44 船首相对水位／上下加速度

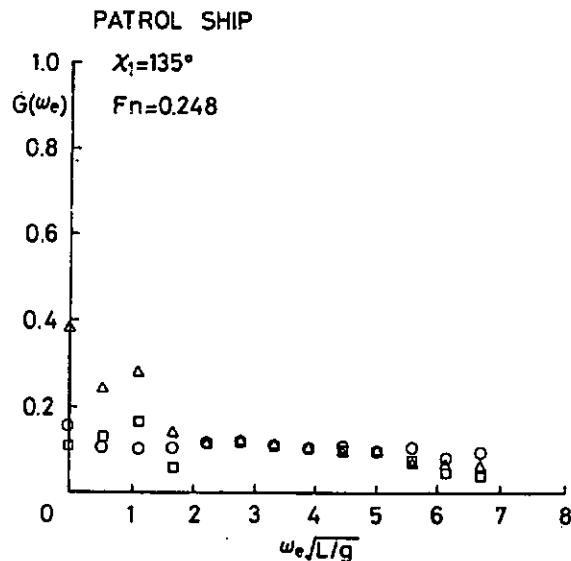


图 3.3.45 船首相对水位／上下加速度

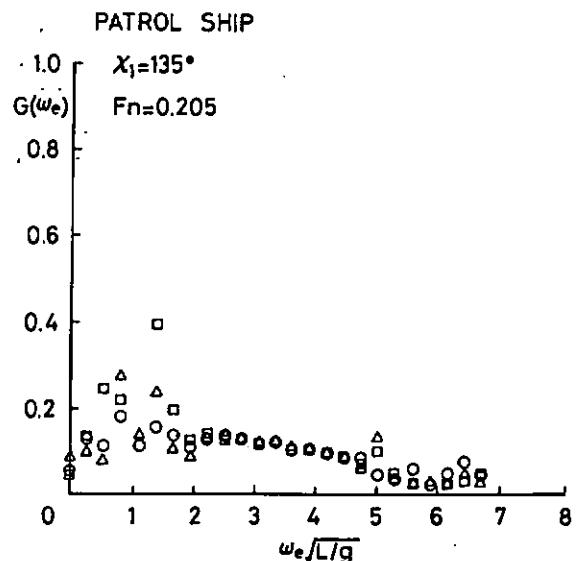


图 3.3.46 船首相对水位／上下加速度

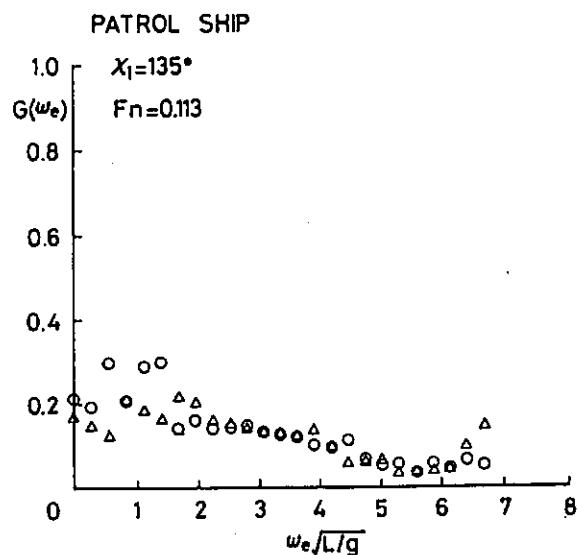


图 3.3.47 船首相对水位／上下加速度

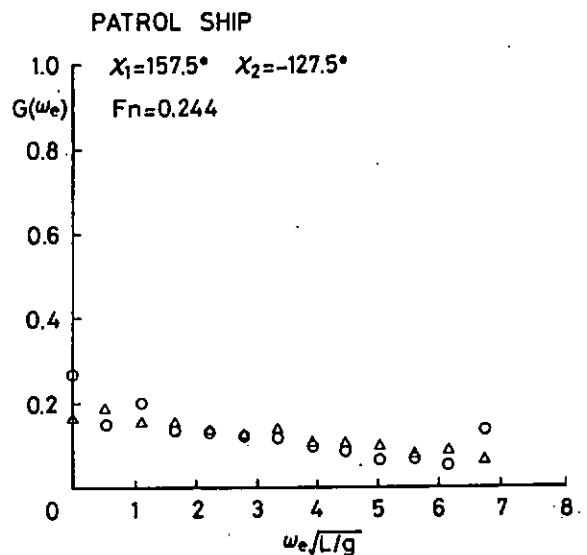


图 3.3.48 船首相对水位／上下加速度

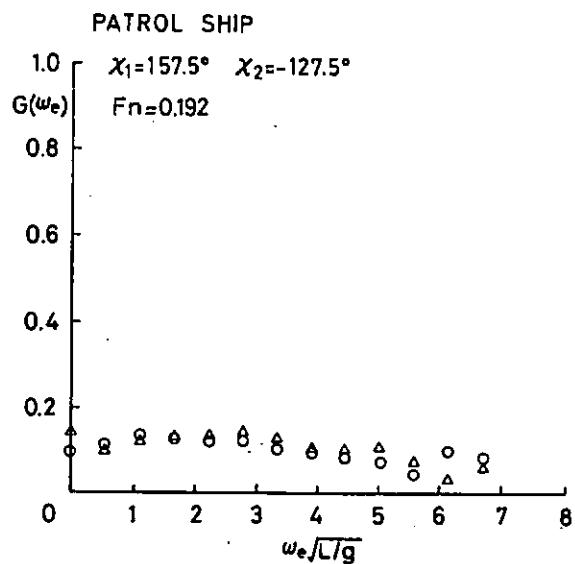


图 3.3.49 船首相对水位／上下加速度

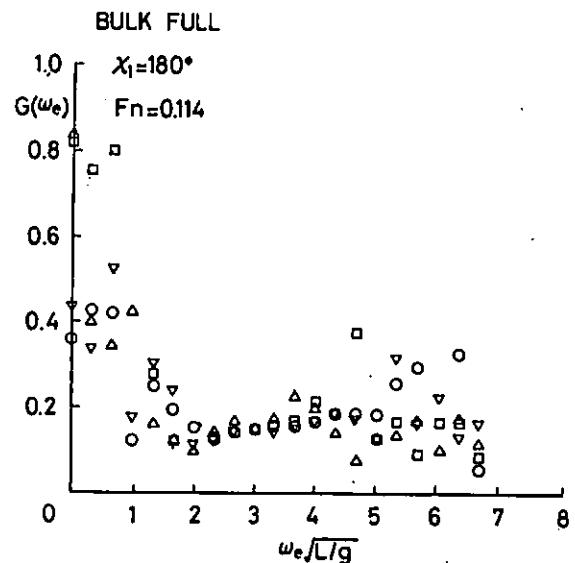


图 3.3.50 船首相对水位／上下加速度

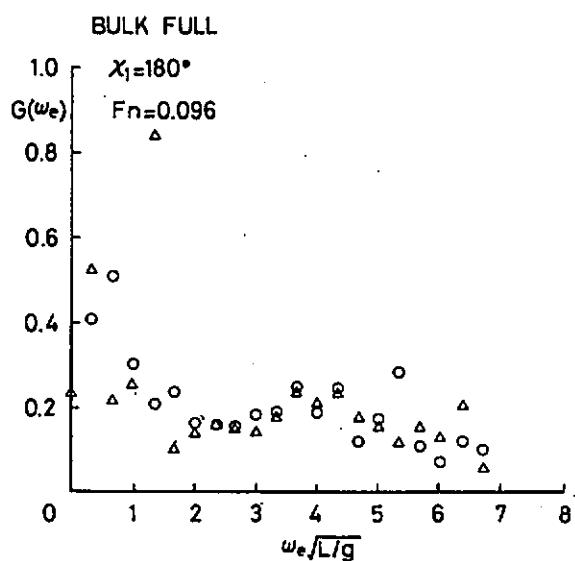


图 3.3.51 船首相对水位／上下加速度

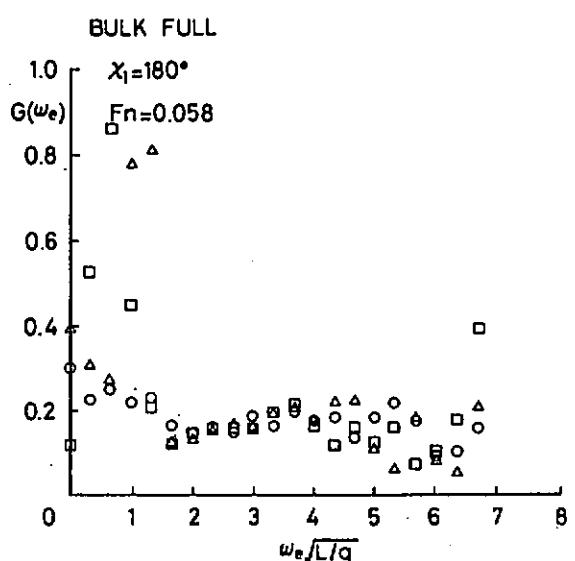


图 3.3.52 船首相对水位／上下加速度

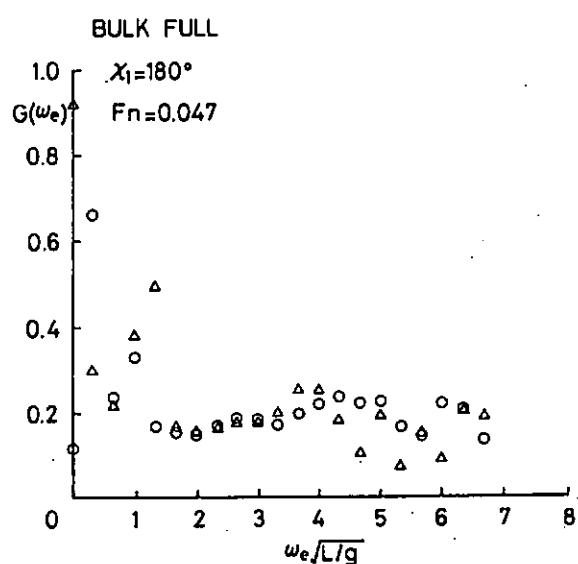


図 3.3.53 船首相対水位／上下加速度

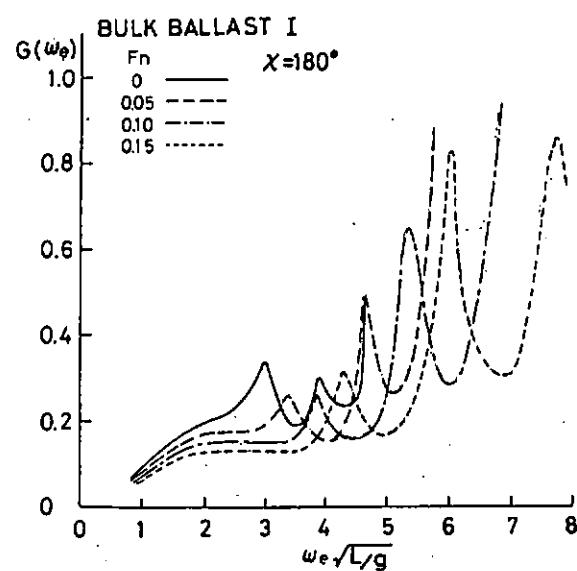


図 3.3.54 船首相対水位／上下加速度（理論値）

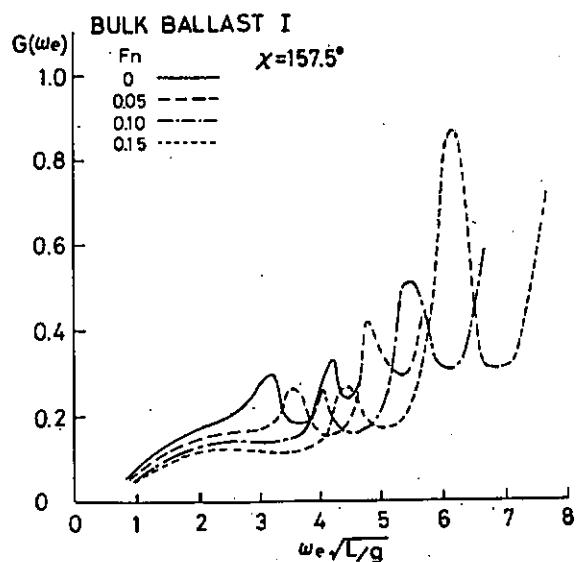


図 3.3.55 船首相対水位／上下加速度（理論値）

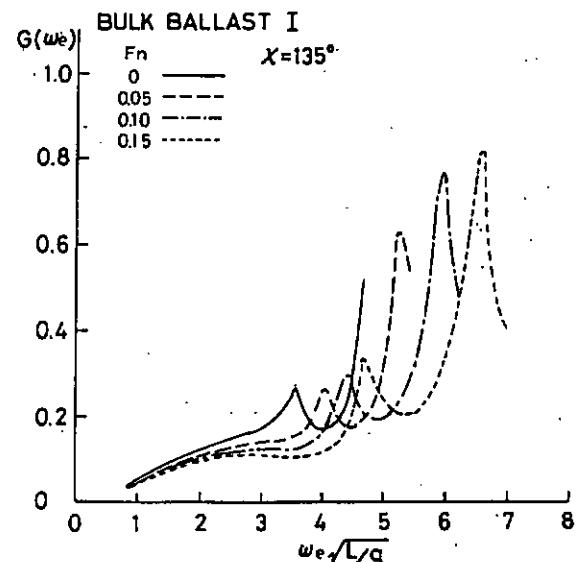


図 3.3.56 船首相対水位／上下加速度（理論値）

OSMにより推定したものであるが、低周波数域では零に近づき、高周波数域では激しく振動しながら増大していく傾向がある。これは、低周波数では船は波に乗って上下動をするため相対水位変動は無くなること、また高周波数域では、波が短くなっているため船体運動はどんどん小さくなっていくけれども、相対水位変動は残る事を考えると当然の結果と考えられる。

この結果を実験と対比して検討してみると、理論推定によても、スペクトルとして有意な値のある周波数域では、0.15～0.2の値になっていることが分る。船速が増大するにつれて、理論値では値が小さくなる。この傾向は実験値でも顕著ではないがあらわれていたものである。ただし、この速度への依存性は第一近似的にはそれ程、重要視する必要はないと考えられる。

又、波との出会いが斜波になるに連れて、この値は0.15よりやや小さい値になることがわかる。

次に、散積船バラスト状態Ⅱの例を示す。実験結果は、先に示したバラスト状態Ⅰの場合とほぼ同じ傾向を持ち、0.15～0.2の値ではほぼ一定とみなせる。従ってバラスト状態ⅠとⅡで相対水位に違いがあるとすれば、それらは上下加速度の方にもあらわれることがわかる。

理論計算の結果も、図3.3.57～59に示す通り、バラスト状態Ⅰと大きな違いはないことがわかる。

巡視船型の実験結果から求めた応答関数を図3.3.60～62に示す。この場合も先に見た二つのケースと概ね同じ傾向であることがわかる。すなわち、 $G(\omega_e)$ の大きさは、前二者よりもやや大きく0.2近くになっている点や低周波数域でやや盛上る傾向があるものの、出会い周波数に対する変化は小さい点が明らかである。

以上の結果から、船首上下加速度と相対水位はスペクトルの形が相似形に近いことがわかる。従って、船上で上下加速度のみ計測しておけば、相対水位についてのかなり詳しい情報が得られることがわかる。特に相対水位の有義振幅程度ならば、加速度の有義値の定数倍で実用的な値となることがわかる。

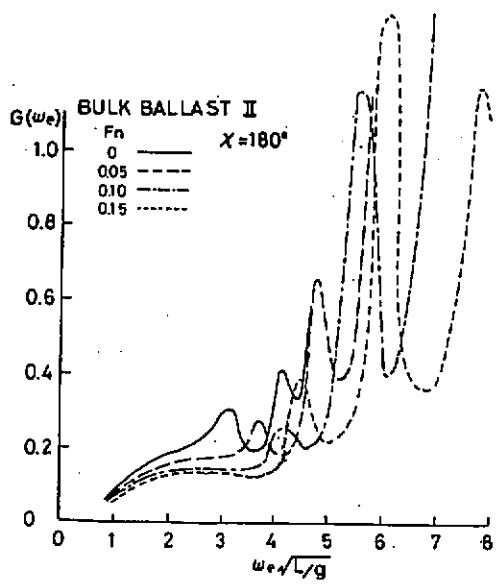


図3.3.57 船首相対水位／上下加速度（理論値）

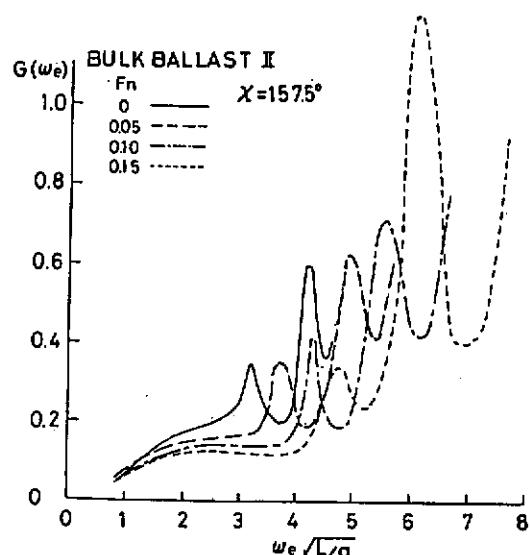


図3.3.58 船首相対水位／上下加速度（理論値）

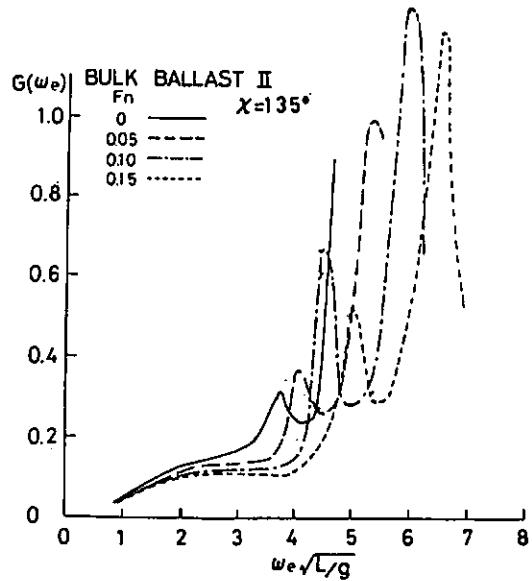


図 3.3.59 船首相対水位／上下加速度（理論値）

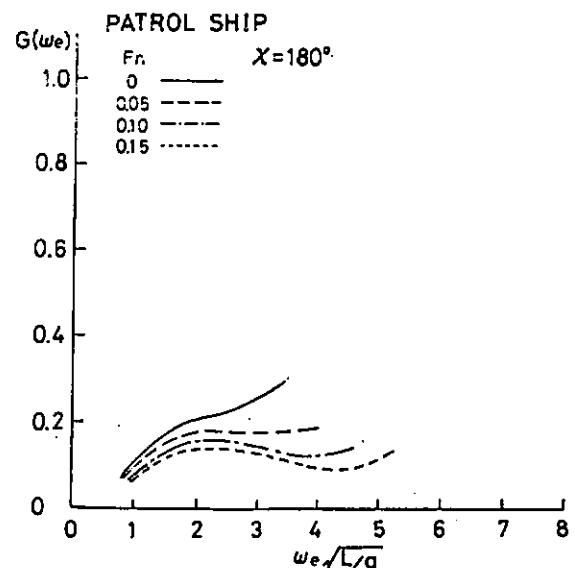


図 3.3.60 船首相対水位／上下加速度（理論値）

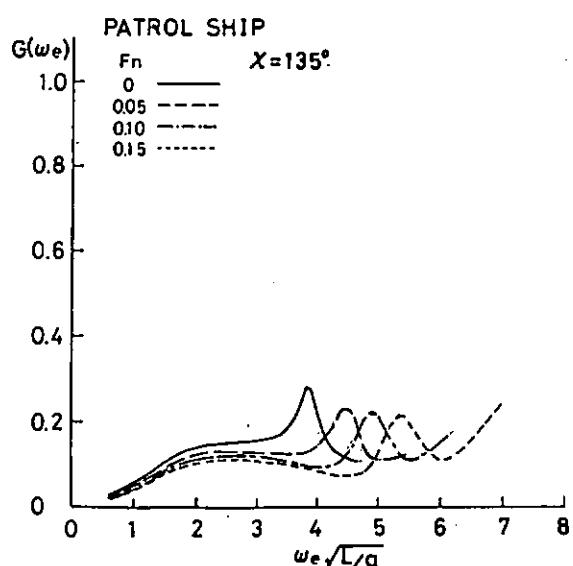


図 3.3.62 船首相対水位／上下加速度（理論値）

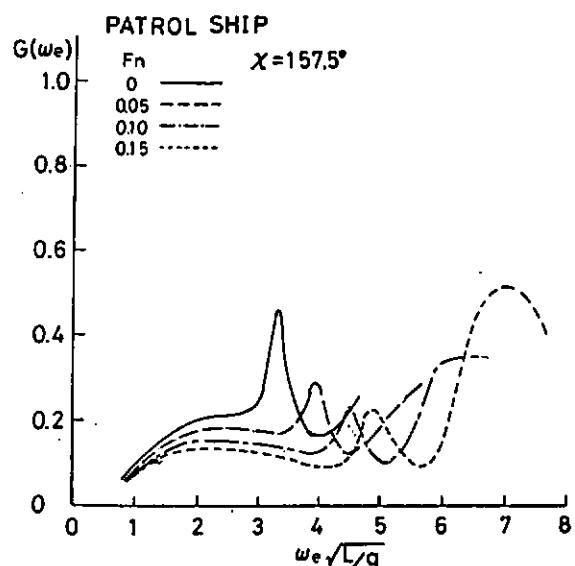


図 3.3.61 船首相対水位／上下加速度（理論値）

### 3.4 スラミング発生頻度

スラミング発生頻度と船速、出会い波等の関係を船型毎に以下検討する。

まず、スラミングの発生頻度と船速の関係を図3.4.1から3.4.3に示す。スラミングの発生の有無は、撒積船の場合はSS9<sup>1</sup>の船底の露出を以って判定した。これと大きなホイッピングの発生が密接に関連しているためである。巡視船型の場合、スラミングの発生と直接結びつく船底露出範囲というものが不明確なため、ホイッピング振動成分が顕著な場合とした。

いずれの場合も船速の増大と共にスラミングの発生頻度が大きくなっている様子がわかる。

撒積船の場合、船首喫水の浅いバラスト状態Ⅰの方がバラスト状態Ⅱの約2倍の発生頻度になっている。これはバラスト状態Ⅱの方が船首喫水がⅠの場合の0.7倍であることによると考えられる。Rayleigh 分布を仮定しても、ほぼこの程度の頻度の差が生じてくる。波が二方向波であることの影響は各図に別々の記号で表わしたように、二つの波を斜向波として受ける場合が最もスラミングの発生が多く、横波になるにつれて小さくなっていく様である。同一状態の二方向波を種々の出会い状態で受ける場合も斜め波になった時がスラミングの発生が一番大きくなることが巡視船の実験結果からみられる。

FPにおける相対水位変動と船速の関係を図3.4.4から6に有義値を用いて示したが、スラミングの発生頻度と同じ傾向がみられる。

スラミングの発生頻度は相対水位変動の有義値と密接に関連しあっている。スラミングの発生頻度とFPにおける相対水位変動の有義値の相関を調べたのが図3.4.7から3.4.9に示すものである。当然のことながら強い相関がある様子が見て取れる。

発生頻度の度合を規定するものは有義値の大きさが最も重要なパラメーターと考えられるが、他のスペクトルの形から定まる別のパラメータの影響も考える。

そのようなパラメーターの一つとしてバンド幅パラメーター $\epsilon$ との関係をFP相対水位変動を用いて調べたのが図3.4.10から11である。いずれも撒積船の実験結果で、図3.4.10はバラスト状態Ⅰの結果を、3.4.11はバラスト状態Ⅱの結果を示す。両図から明らかのように、両実験結果とも同一波浪条件下の結果ながらバラスト状態Ⅰの方が、 $\epsilon$ の値が小さく、この状態の相対水位変動の方が、狭帯域性が強いことがわかる。このことは、相対水位の周波数応答特性がバラスト状態Ⅰ、Ⅱで異なっていることの現われと考えられる。また、バラスト状態Ⅰは、発生頻度も大きい。これはこの状態の相対水位の有義振幅が大きいことの他に、バンド幅パラメーターも影響を及ぼしているとも考えられる。

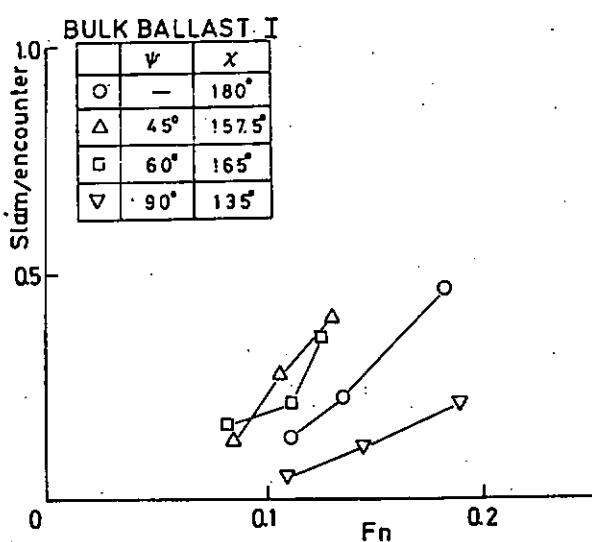


図 3.4.1 スラミングの発生頻度 — 船速

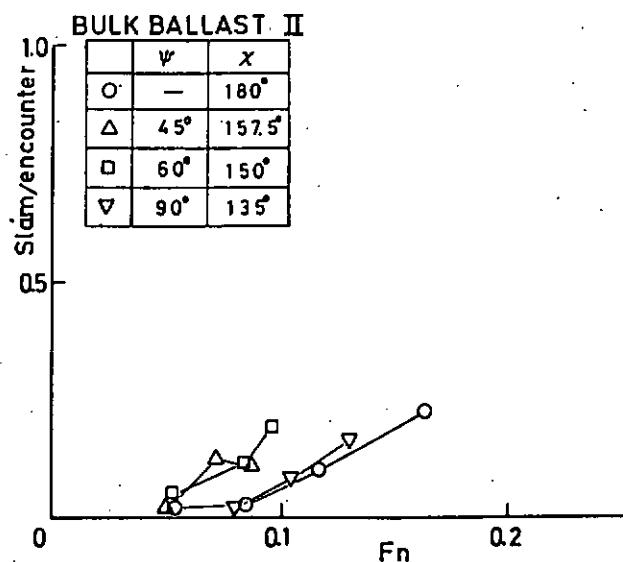


図 3.4.2 スラミングの発生頻度 — 船速

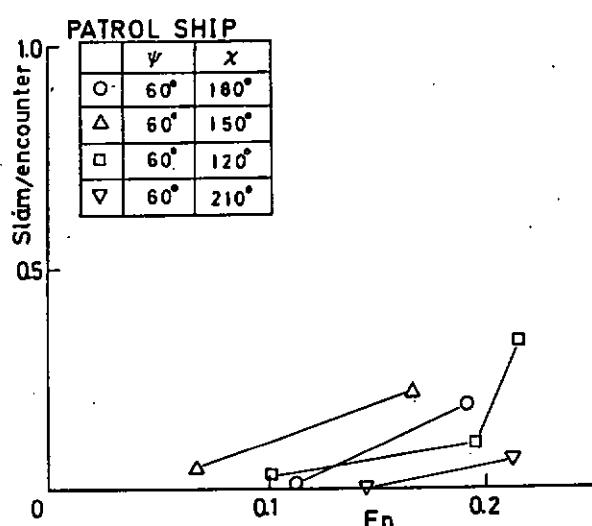


図 3.4.3 スラミングの発生頻度 — 船速

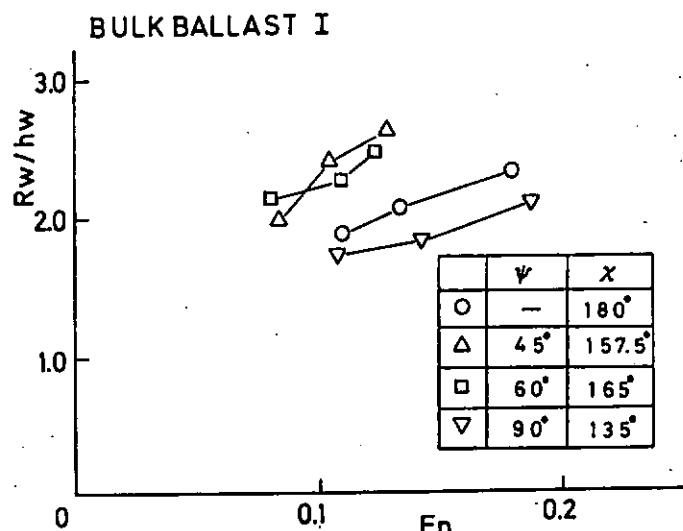


図 3.4.4 船首相対水位 — 船速

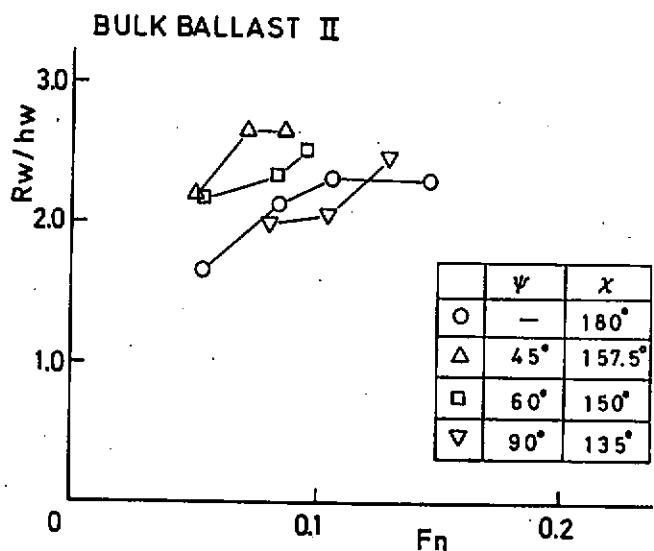


図 3.4.5 船首相対水位 — 船速

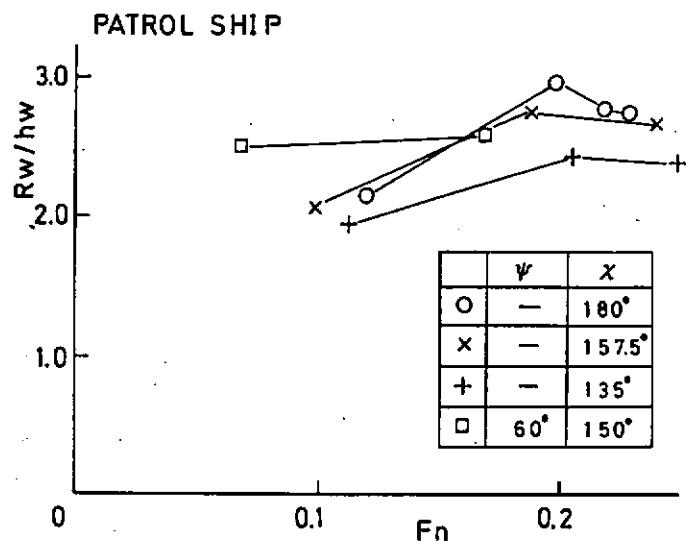


図 3.4.6 船首相対水位 — 船速

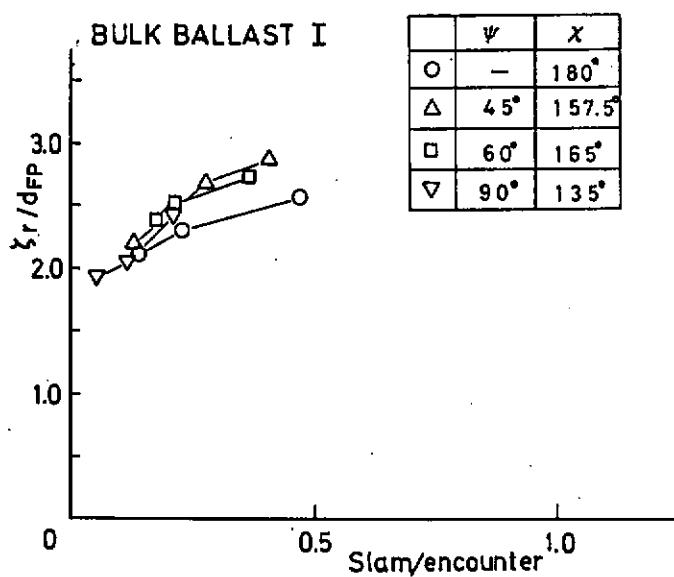


図 3.4.7 船首相対水位(片振幅有義値) — スラミング発生頻度

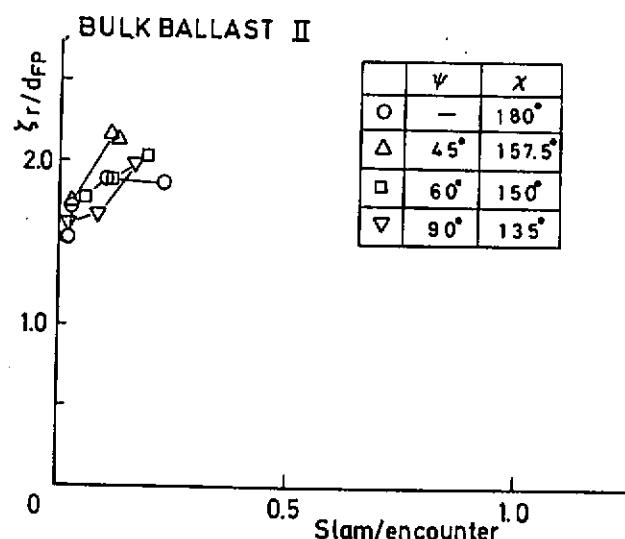


図 3.4.8 船首相対水位(片振幅有義値) — スラミング発生頻度

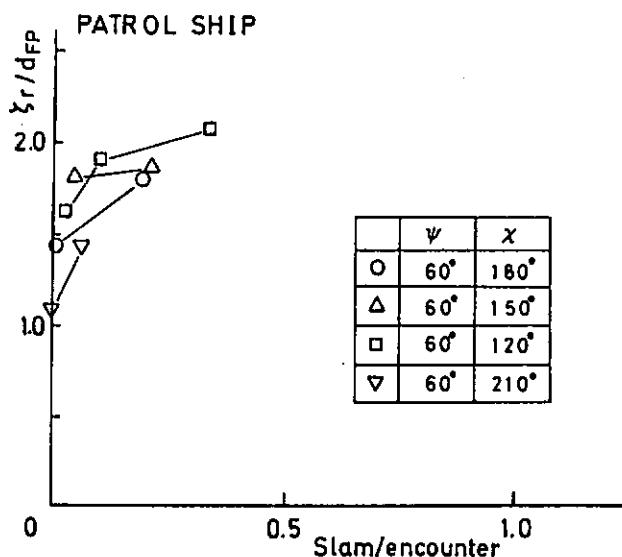


図 3.4.9 船首相对水位(片振幅有義値) — スラミング発生頻度

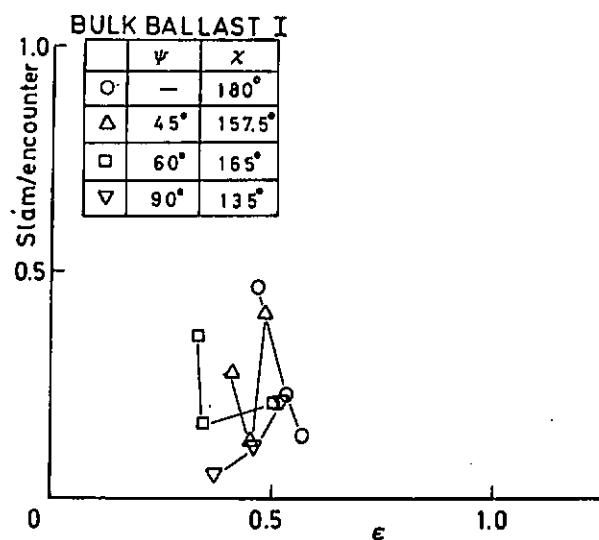


図 3.4.10 スラミング発生頻度 — バンド幅パラメーター( $\epsilon$ )

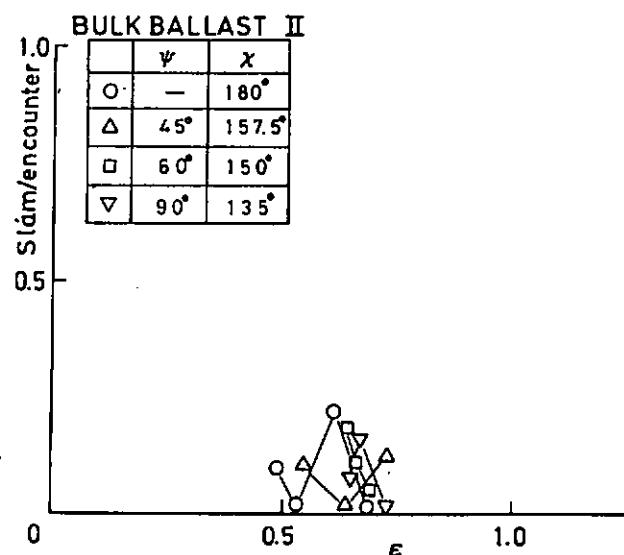


図 3.4.11 スラミング発生頻度 — バンド幅パラメーター( $\epsilon$ )

### 3.5 まとめ

以上、スラミングの発生を簡便に推定予測することを目的として船首上下加速度と船首相対水位変動について考察を行った。その結果、

- (1) 船首部の上下加速度と相対水位変動の間には応答スペクトルの上でも、線形に近い関係がある。
- (2) 両応答スペクトルから周波数応答関数を作つてみると、 $\sqrt{S_{rr}/S_{\alpha\alpha}} = (0.15 \sim 0.2)L$   
( $S_{\alpha\alpha} : g^2 \text{sec}$ ,  $S_{rr} : m^2 \text{sec}$ ,  $L : m$ )  
ほぼ平坦な形をしている。
- (3) この値は、極く短い周期や長い周期を除けば、ストリップ法船体応答計算法で理論的に推定した応答関数に近い。
- (4) 従つて船首部上下加速度を計測すれば、船首相対水位変動のスペクトルを精度良く推定できる。
- (5) 相対水位の有義値とスラミングの発生頻度は強い相関がみられるから、(4)までで推定したスペクトルを用いてスラミングの発生頻度を推定することができる。
- (6) スラミングの発生はバンド幅パラメーターが小さくなると大きくなる傾向がみられるようであるが、これも(4)までで求めたスペクトルから推定することができる。
- (7) 二方向波中でのスラミング発生は両方向の波を斜め向波状態で受けている場合ならば相対水位変動の大きさに環元しても大きな誤差は生じない。

### 参考文献

- 1) K. Takekuma, T. Takahashi, "On the Evaluation of Sea Spectra based on the Measured Ship Motions" 西部造船会会報 第45号(昭和47年10月)
- 2) 浅野誠一他 "1000 m<sup>3</sup> LNG 実験船による波浪中航走実験(第一報) — 波浪に関する計測と解析 — 日本造船学会論文集 第138号(昭和50年11月)
- 3) 田中久仁雄他 "プラントバージの耐航性能に関する実機計測" 日本造船学会論文集 第145号(昭和54年5月)

## 4. スラミング圧発生の研究

スラミング時に発生する衝撃圧について、その発生機構も含めて理論及び実験的に検討された。

ここでは、波浪衝撃圧推定法の基礎となる二次元模型の水面衝撃による衝撃圧を中心に述べる。

### 4.1 二次元モデルにおける水面衝撃圧

#### 4.1.1 楔形模型の水面衝撃圧

##### (1) 実験

楔形物体の衝撃は、Karman<sup>(1)</sup>, Wagner<sup>(2)</sup>, Chuang<sup>(3)</sup>の理論が良く知られている。しかし、Chuangの実験によれば、Dead rise angle ( $\beta$ )が小さくなると、Wagnerの理論値との差が大きくなる。

また、山本等の実験<sup>(4)</sup>では、 $\beta < 3^\circ$ になると空気の圧縮性の影響により実験値がばらつき絶対値も小さい。

これらの点を理論的、実験的に検討した。

実験は、 $\beta = 4.5^\circ, 6^\circ, 4^\circ, 2^\circ$ の楔形の二次元断面模型を落下速度一定 ( $\beta = 6^\circ$ は自由落下) の条件下静止水面へ突入させ、その時の楔面各点の衝撃圧を計測した。

実験に用いた水圧計、記録器等の周波数特性の一覧表を表4.1.1に示す。

図4.1.1 及び4.1.2  $\beta = 4.5^\circ, 2^\circ$ の場合の衝撃圧の計測例を示す。

表4.1.1 計測器の応答周波数

水圧計	共和電業 PS-2K PS-5K	固有振動数 22 KHz 35 KHz
加速度計	共和電業 50g 100g	0~1.1KHz 0~2.4KHz
増幅器	共和電業 CDV-230	DC~60KHz
データレコーダ	共和電業 RTP-600	DC~10KHz

$\beta = 4.5^\circ$ では、圧力はステップ状となり、持続時間が長い波形となる。 $\beta = 2^\circ$ は、これまで行なわれた実験から見ると空気の圧縮性等の影響が出ることが、予想されたが、図に見られるように、立上がり時間の短いWagner型の衝撃圧波形で、その大きさもかなり大きな値を示すことがわかった。

図4.1.3  $\beta = 2^\circ$ の場合の水面の移動速度、図4.1.4  $\beta = 2^\circ$ 楔面各点の最大衝撃圧を  $1/2 \rho V_0^2$  で無次元化した衝撃圧係数を落下速度  $v_0$  に対してプロットした。

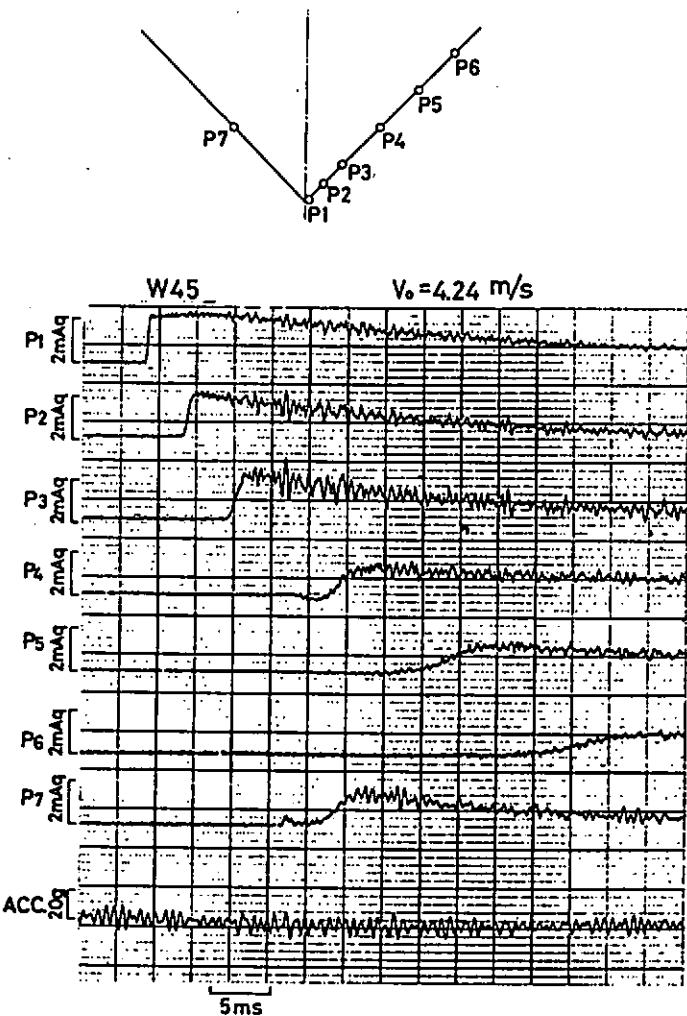


図 4.1.1 計測波形 ( $\beta = 45^\circ$ )

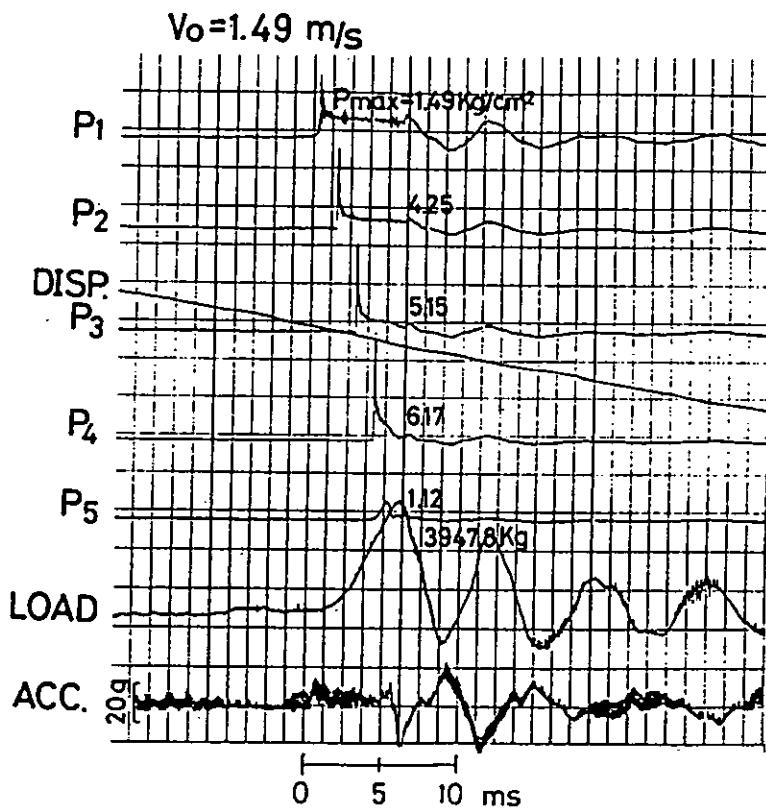


図 4.1.2 計測波形 ( $\beta = 2^\circ$ )

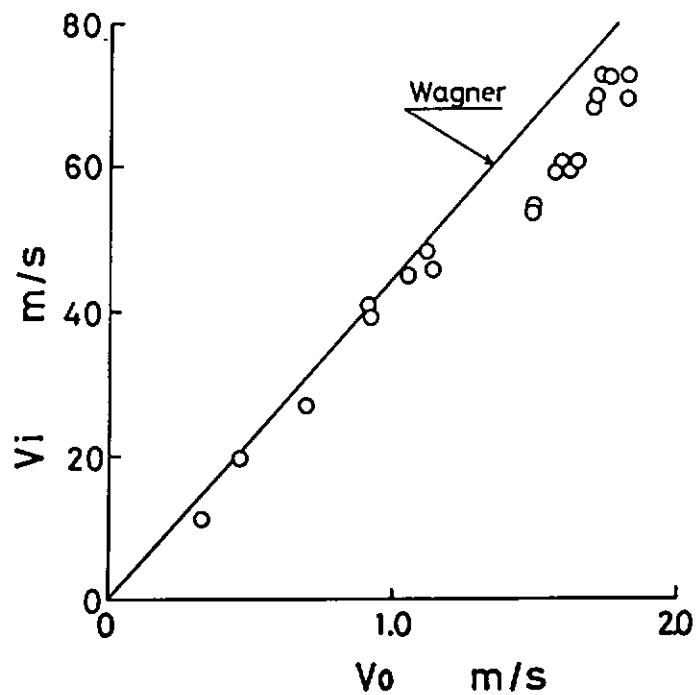


図 4.1.3 水面の移動速度 ( $\beta = 2^\circ$ )

図 4.1.3 を見ると、高速側で Wagner の理論値より少し小さくなるが、これは、計測波形に見られるように速度が低下しているためと考えられる。しかし、ほとんどの Wagner の理論値に一致する。また、図 4.1.4 では、低速側でのばらつきが大きい。特に、端部の  $p_5$  ではそれが顕著である。高速側ではばらつきが少く、落下速度の減少により圧力係数も小さい。Keel 上の  $p_1$  は、どの速度に対しても一定である。最大衝撃圧係数は、およそ 400～900 を示した。

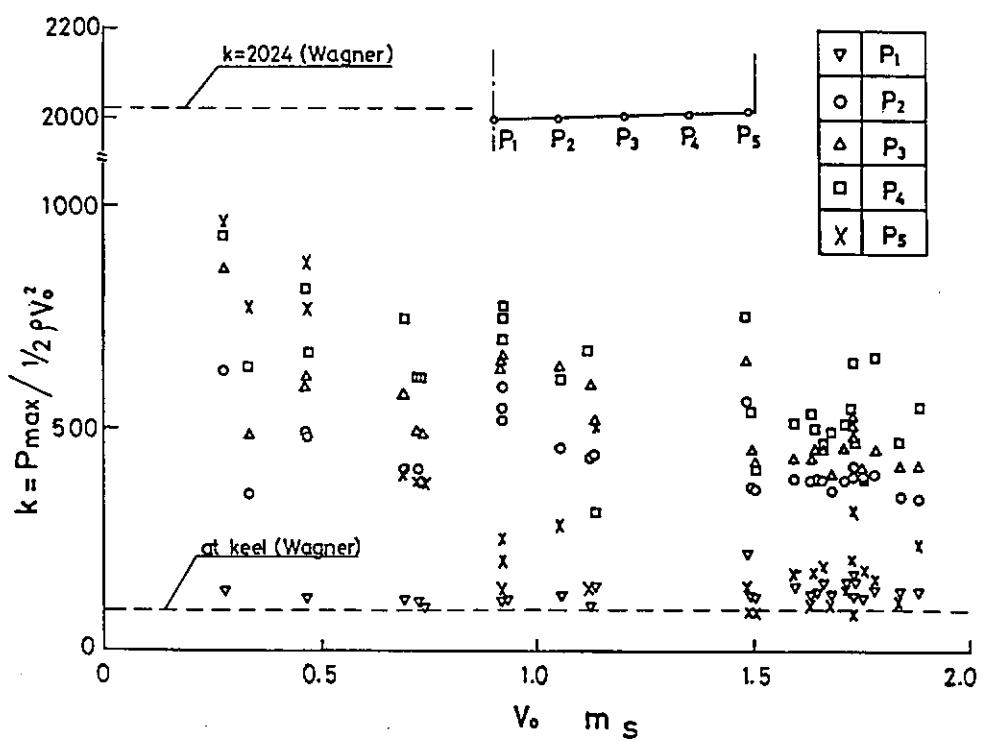


図 4.1.4 衝撃圧係数 ( $\beta = 2^\circ$ )

(2) 境界要素法による衝撃圧の計算<sup>(6)</sup>

定速落下の場合、楔面まわりの流れは、水の非粘性、非圧縮性を仮定し重力を無視すると相似流れとなる。

Wagnerは相似流れの理論的研究を行ない非線形性の強いスプラッシュを無視した近似解を導いた。

また、最近では、厳密な数値計算法が示されているが、船舶にとって重要な $\beta$ が $10^\circ$ 以下の計算は行なわれていない。ここでは、境界要素法（B.E.M.）を用いたスプラッシュ部まで含めた計算を $\beta$ が $4^\circ$ ～ $45^\circ$ の範囲について行ない、楔面の衝撃圧、スプラッシュ部の自由表面形状等を求め、Wagnerの理論値と比較した。

まず、計測波形とBEMによる計算結果について示すと、図4.1.5、4.1.6のようになる。実験値はWagnerの理論における相似則をできるだけ満足するように、Keelに近い計測点の衝撃圧波形を用いた。

図4.1.5の $\beta = 45^\circ$ の場合は、立上がり、腰掛部とも良好な一致を示した。図4.1.6の $\beta = 6^\circ$ の場合は、ピーク値、腰掛部とともに計算より低い。この点については後述する。

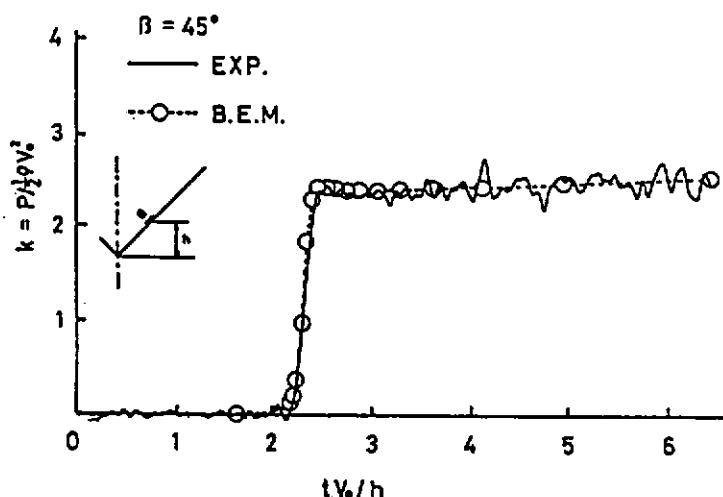


図4.1.5 計算結果と実験結果 ( $\beta = 45^\circ$ )

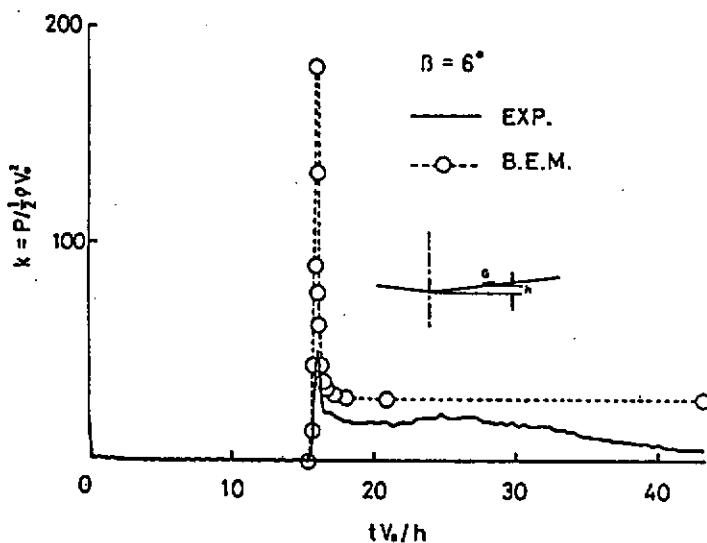


図4.1.6 計算結果と実験結果 ( $\beta = 6^\circ$ )

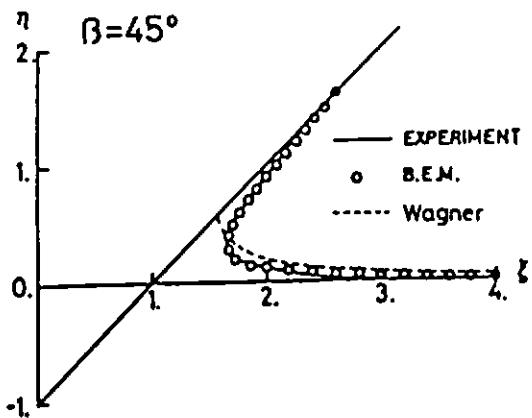


図 4.1.7 楔面近傍の自由表面形状

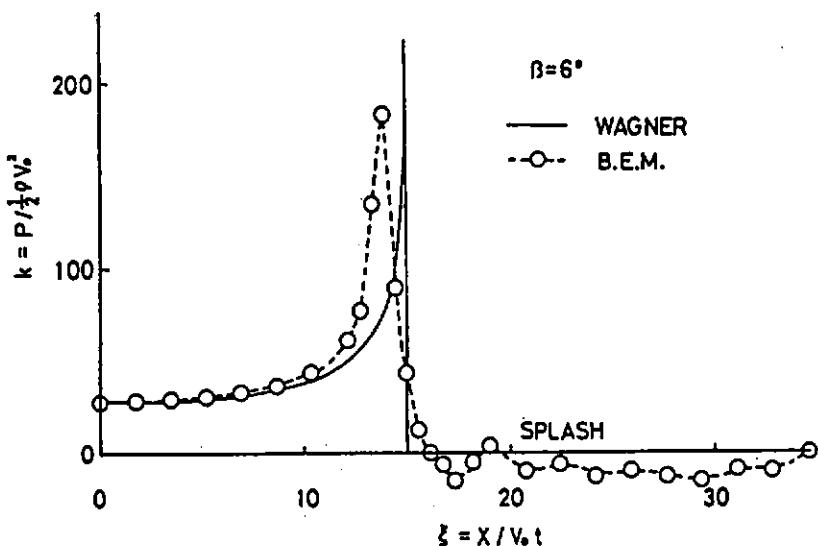


図 4.1.8 楔面の圧力分布 ( C A L )

また、 $\beta = 45^\circ$ の場合の自由表面形状を図 4.1.7 に示す。

横軸、縦軸は、座標  $x$ 、 $y$  を楔の突入量  $v_0 t$  で無次元化した  $\xi = x/v_0 t$ 、 $\eta = y/v_0 t$  で表わしている。

実線で示した実験値は高速度写真から読み取ったもので、BEMによる計算結果とはより一致している。

$\beta$  が  $4^\circ \sim 45^\circ$  の範囲の BEMによる計算結果をまとめると、図 4.1.9 の太い破線で示すようになる。実線で示した Wagner の理論値と比較すると約 10 % 低い値となるが、各 Dead Rise Angle に対する傾向はより同一である。BEMの計算結果は離散化した値となり、Meshの大きさに応じた精度で ピークを抱えることになる。

図 4.1.8 に示す圧力の分布形状では、Wagner と比較して、最大値の発生する場所が Keel 寄りとなり、スプラッシュ部では多少乱れているが、その形状は Wagner とより同じである。

また、 $\beta = 2^\circ$ の場合についても、計算を行なったが、スプラッシュが極めて薄いために計算精度が上らず圧力を求めることができなかった。BEMの適用限界が、この辺りにあると思われる。

$\beta = 6^\circ$ の計測波形に示したように、Keel 近くでは、最大衝撃圧の計測値は小さくなる。これは、Chuang の実験に於ても見られる傾向である。これについては、竹本<sup>(7)</sup>が Chuang の実験データをもとにした検討を行ない、水圧計の受圧面の大きさにより、水圧計の応答が影響を受けることを指摘している。

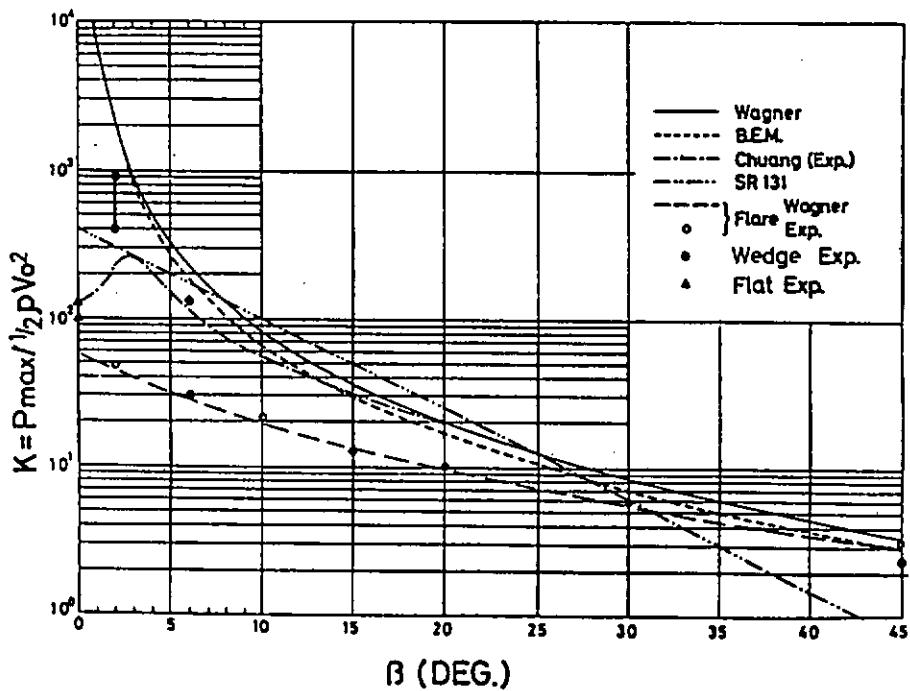


図 4.1.9 衝撃圧係数

実験に用いた水圧計の応答を計算して、衝撃圧の補正係数により計測値を補正すると BEM の計算値、Wagner の理論値に近くなる。

従って、衝撃圧の最大値については、実験値、計算値の間の差は小さくなり、Wagner の近似理論も実際に近い値を与えると考えられる。

#### 4.1.2 平底模型の水面衝撃圧

##### (1) 実験及び結果の考察

従来、空気の圧縮性による衝撃圧は、いわゆる Bagnold 型と称されているが、Bagnold 型は、流体が碎波状態となって物体に衝突する時に発生する衝撃圧であり、フラットな船底を有する大型船等のスラミング時に船底と波面との間に挟み込まれた、空気の圧縮性により発生する衝撃圧とは区別されるべきだと思われる。

ここでは、後者について、二次元模型による水面衝撃実験を行なったので、その結果を述べる。

実験は、図 4.1.10 に示すように、船底がフラットな(a)箱型模型、(b)大型鉱石運搬船の S.S. 9 断面模型及び(c)S.S. 9 1/2 断面模型について、速度一定の水面衝撃実験を行なった。

それぞれの計測波形の例を図 4.1.11 (a), (b), (c) に示す。また、種々の落下速度に対して、最大衝撃圧をプロットしたものを図 4.1.12 (a), (b), (c) に示す。

図 4.1.11 の計測波形から分るように、空気層が封じ込められて、その圧縮性により船底に同時に衝撃圧が発生している。また、船底の端部やビルジの R 止まりが先ず着水して、その後に衝撃圧の最大値が発生していることがわかる。

図 4.1.12 によると最大衝撃圧は落下速度の二乗  $v_0^2$  に比例している。従って、本実験に関しては、Froude の相似則に従うと考えられる。

断面内のフラット部での衝撃圧は、発生に関して位相差がない。従って、 $P_{max}$  が同時に船底に作用することになる。図 4.1.1 3 フラット部の半幅を 1 として、断面内の衝撃圧分布を衝撃圧係数 ( $k = P_{max} / \frac{1}{2} \rho v_0^2$ ) で示した。船底中心線上で最大となり、端部に向って徐々に減少している。S.S 9 1/2 の場合は、ほぼ一様な分布となっている。

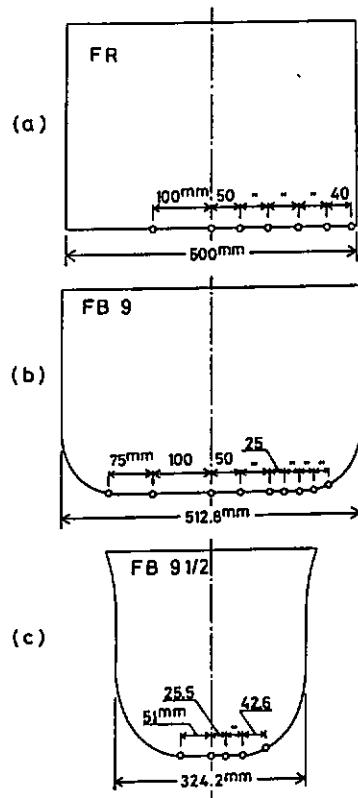


図 4.1.10 二次元断面模型

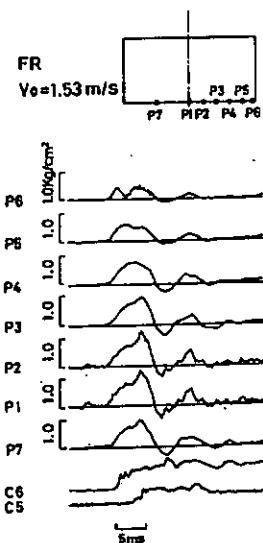


図 4.1.11 (a) 計測波形

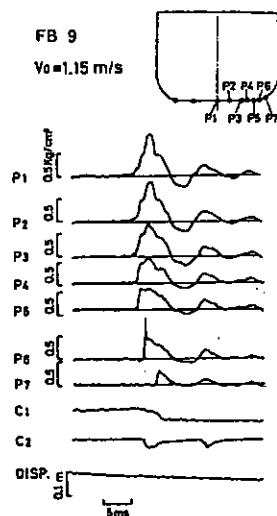


図 4.1.11 (b) 計測波形

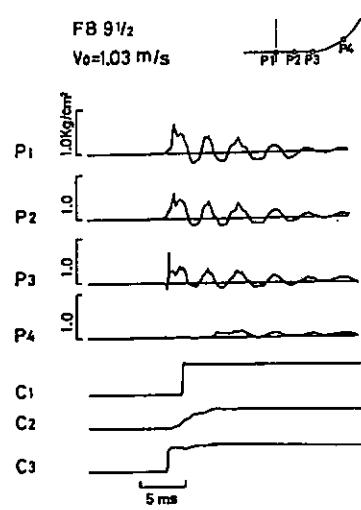


図 4.1.11 (c) 計測波形

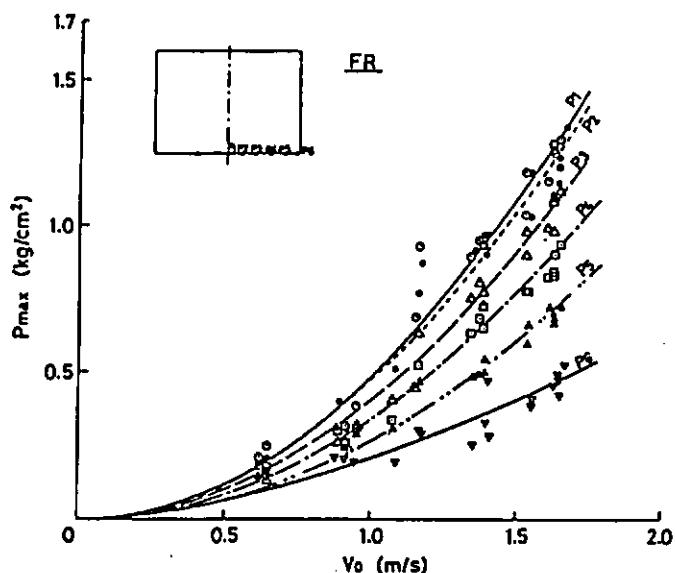


図 4.1.12 (a)  $V_0$  v.s.  $P_{max}$

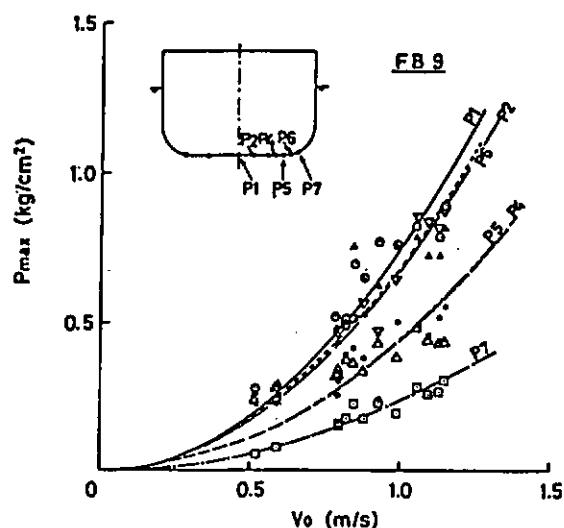


図 4.1.12 (b)  $V_0$  v.s.  $P_{max}$

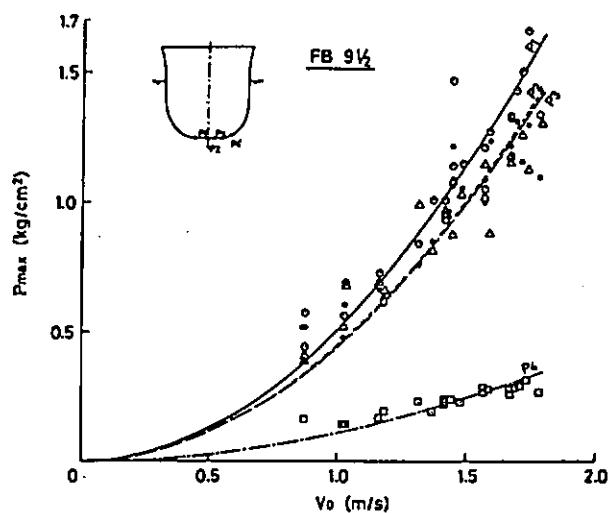


図 4.1.12 (c)  $V_0$  v.s.  $P_{max}$

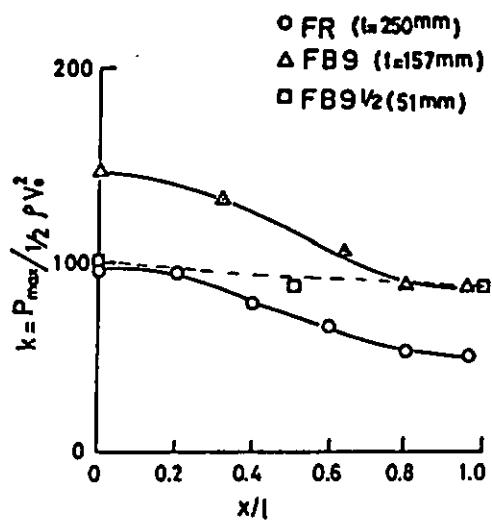


図 4.1.13 断面内の衝撃圧分布

## (2) 空気圧の計算法

空気の圧縮性による衝撃圧の計算法については、実験結果から、船体が落下しはじめてから水面に十分近づいて空気の圧縮性の影響が出始めた後端部が着水するまでと端部着水後の二段階に分けて行なうこととした。

第1段階の計算は空気領域と自由表面を有する水領域を差分近似して解き、また、着水後については、船体、空気層および付加質量からなる質量一ばね系の非線形振動問題として計算した。

図 4.1.14 (a), (b)にそれぞれ、第1段階及び第2段階の計算モデルを示す。

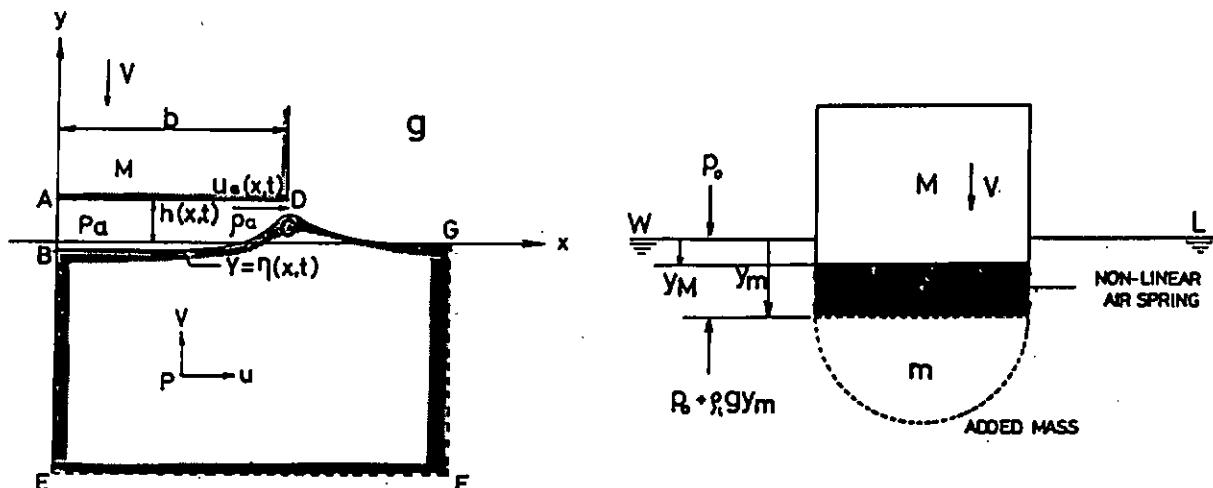


図 4.1.14 (a) 計算モデルⅠ

図 4.1.14 (b) 計算モデルⅡ

## (a) 基礎方程式

図 4.1.14 (a)に示す領域 A B C D内の空気流はその圧縮性を考慮した一次元流れとして扱い断熱可逆過程を仮定する。

流体の運動方程式、連続の式、断熱の式は次式で与える。

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} + u_a \frac{\partial u_a}{\partial x} = - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P_a}{\partial x} \quad (4.1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho_a h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_a u_a h)}{\partial x} = 0 \quad (4.1.2)$$

$$\frac{1}{P_a} \left( \frac{\partial P_a}{\partial t} + u_a \frac{\partial P_a}{\partial x} \right) - \frac{\gamma}{\rho_a} \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial t} + u_a \frac{\partial \rho_a}{\partial x} \right) = 0 \quad (4.1.3)$$

ここで、 $\gamma$ は比熱比であり、 $\gamma = 1.4$

次に領域O E F G内を二次元非圧縮性流れとして扱う。重力の影響は無視する。

水領域の運動方程式、連続の式、圧力の式は、それぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu v^2 u \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu v^2 v \end{aligned} \right\} \quad (4.1.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.1.5)$$

$$\frac{\nabla^2 P}{\rho} = - \frac{\partial^2 u^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2(uv)}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 v^2}{\partial y^2} \quad (4.1.6)$$

落下速度一定の場合の平板の運動方程式は

$$\frac{dv}{dt} = 0 \quad (4.1.7)$$

平板と自由表面との間の空気層の厚さは、

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -v + \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (4.1.8)$$

### (b) 境界条件

境界条件は、先づ、空気領域と水領域については

$$p(x, 0, t) = p_a(x, t) - p_0 \quad (4.1.9)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = v(x, 0, t) - u(x, 0, t) \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (4.1.10)$$

となる。

対称軸では鏡像条件を用いて  $x = 0$  上で

$$\begin{aligned} u_a &= \frac{\partial P_a}{\partial x} = \frac{\partial P_a}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \\ u &= \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (4.1.11)$$

となる。

更に、検査面 EFG 上で、

$$u = v = 0 \quad p = 0 \quad (4.1.12)$$

と与える。

平板端での放射条件<sup>(9)</sup>は、

$$u_a - \frac{2C_a}{\gamma - 1} = \text{const} \quad (4.1.13)$$

ここで、 $C_a$  は音速である。

### (c) 初期条件

圧縮性の影響が出るのは、空気層が極めて薄くなっているからである。ここでは、平板端での空気流の速度が  $u_a / C_a = 0.1$  となった時点から計算を開始する。

空気領域の初期条件は、落下速度を  $v_0$  として、

$$\left. \begin{array}{l} h_0 = v_0 \cdot b / (0.1 \times C_a) \\ u_a(x, 0) = v_0 \cdot x / h_0 \\ \rho_a(x, 0) = \rho_0 \\ p_a(x, 0) = p_0 + \rho_0 \cdot u_a^2(b, 0) - u_a^2(x, 0) \end{array} \right\} \quad (4.1.14)$$

とし、水領域では

$$u(x, y, 0) = v(x, y, 0) = 0 \quad (4.1.15)$$

として、圧力  $p$  は (4.1.6) のボアソンの式を満足するように定める。

以上の条件をもとに、(a)で示した基礎式を差分近似し、陽的方法で時間に関して積分して時々刻々の値を計算する。

次に、端部が着水した後の計算は図 4.1.14 (b) に示すモデルについて行なう。平板と水面の間に、trapされた空気は、微小時間ではあるが、空気層のまゝ圧縮される。これが平板と空気層下の付加質量の間で非線形ばねとして作用すると考える。

平板と付加質量の運動方程式は次のようになる。

$$h = h_1 + (y_m - y_M) \quad (4.1.16)$$

$$P = P_1 (h_1 / h)^r \quad (4.1.17)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dy_M}{dt} &= v_0 \\ m \frac{d^2 y_m}{dt^2} &= 2b \left\{ P_1 \left( \frac{h_1}{h_1 + y_m - y_M} \right)^r - P_0 - \rho g y_m \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4.1.18)$$

ここで、 $h_1$ 、 $P_1$ は第1段階計算で求めた着水時の空気層厚さと空気鎖であり、本計算では、平板中央部での値を代表値として用いる。

上式を  $t = 0$  で

$$\left. \begin{aligned} y_m &= y_M = 0 \\ y_m &= \frac{\alpha \eta}{\alpha t} \end{aligned} \right\} \quad (4.1.19)$$

のもとに解く。

### (3) 実験結果と計算結果

計算は幅  $2b = 0.5$  m の箱型モデルについて、船底中心上の点について行なった。

図 4.1.15 に端部着水までの衝撃圧の計算結果と実験結果を示す。図 4.1.16 に着水後の計算結果と実験結果を示す。

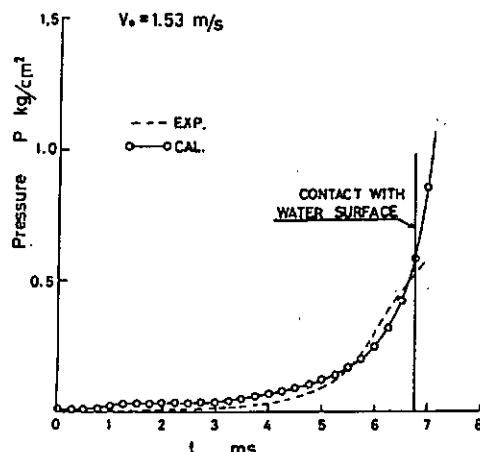


図 4.1.15 計算結果と実験結果(I)

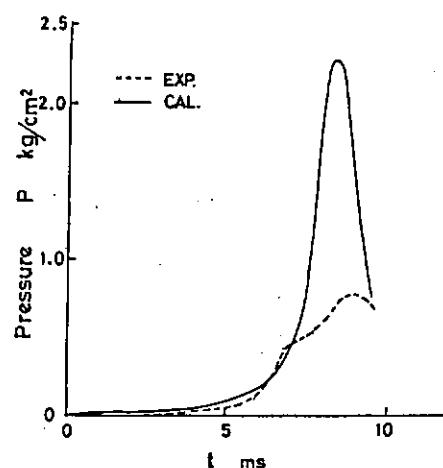


図 4.1.16 計算結果と実験結果(II)

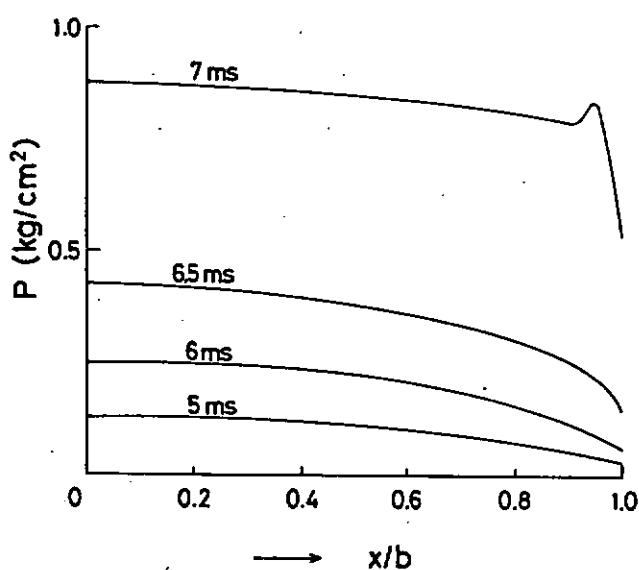


図 4.1.17 圧力分布 ( C A L )

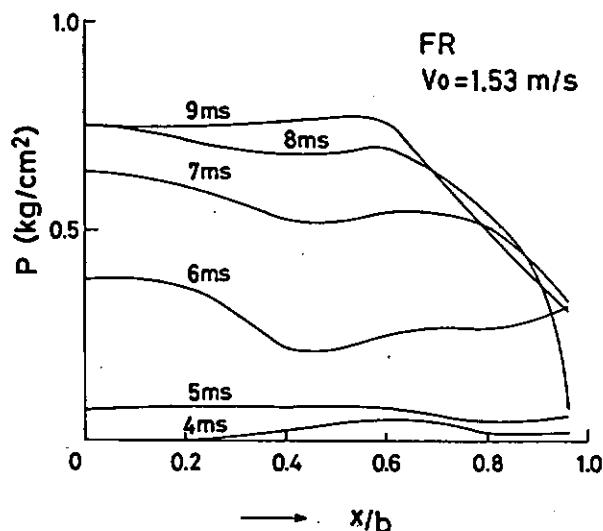


図 4.1.18 圧力分布 ( E X P. )

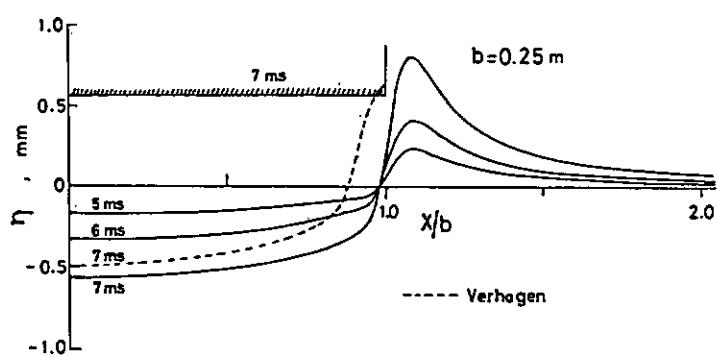


図 4.1.19 自由表面形状 ( C A L )

端部着水までの空気圧の計算値は実験値とはより一致するが、着水後では計算値がかなり大きめの値となった。これは、着水後の計算モデルにおいて、trapされた空気の逃げを無視していること、付加質量 $m = 1/2\rho\pi b^2$ の仮定等に問題があるのではないかと考えられる。

図4.1.17に着水時までの断面内の圧力分布の計算結果を、図4.1.18に計測結果を示す。これらを比較と計測値は多少乱れているが、全体の分布形状はおよそ一致している。

図4.1.19に、計算による自由表面形状を示す。

計算によると中央部で1.2mm程度である。

また、同図中にVerhagenの計算結果を示したが、自由表面の盛り上がりのピークは本計算法では、Verhagenのそれより少し外側に来ている。

3種類のモデルについての実験結果、箱型モデルについての計算法及び計算結果の1例について述べた。計算結果から考えると計算法に未だ、問題点があると思われる。特に、端部着水後のモデルは、理想化されており、その仮定から考えれば、air trap時の衝撃圧の最大値を与えていたものと思われる。

今後は、計算法の改良と共に、trapされた空気層の厚さを実験的に確認することが重要である。

#### 4.1.3 フレア部模型の水面衝撃実験

フレア部に発生する衝撃は、主に碎波衝撃によると考えられるが、フレア部衝撃圧の推定をするためには基礎データが必要である。そこで、フレア部を図4.1.20に示すような曲率一定の形状でモデル化した二次元模型の水面衝撃実験を行なった。

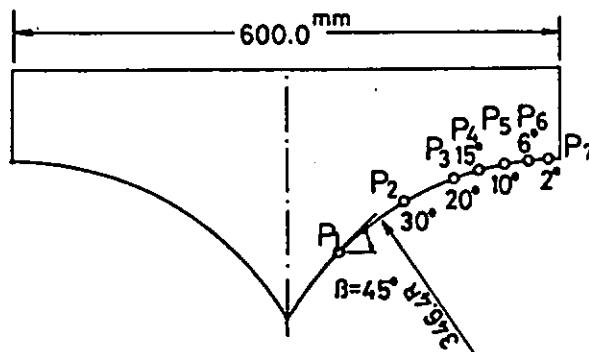


図4.1.20 フレア部二次元断面模型

##### (1) 実験

実験は落下速度一定の条件で行ない、船体表面と静止水面とのなす角が、 $\beta = 45^\circ, 30^\circ, 15^\circ, 10^\circ, 4^\circ, 2^\circ$ の各点で衝撃水圧を計測した。

##### (2) 実験結果

衝撃圧の計測波形の1例を図4.1.21に示す。

模型先端部に近い $\beta$ が大きい範囲では、衝撃圧は階段状で持続時間が長い。 $\beta$ が小さくなるにつれて立上がり時間が短くなる。端部に近い $\beta = 4^\circ, 2^\circ$ の位置では、端部影響が生じている。

各点で計測された衝撃圧の最大値を $1/2 \rho V_0^2$ で無次元化して整理すると図5.1.22に示すようになる。多少ばらつきはあるが、落下速度によらず一定となり本模型のような場合もフルードの相似則は成り立つと考えられる。

このような形状のモデルに発生する衝撃圧の推定法は、WagnerのU-function<sup>(2)</sup>による理論式しかな

いので、ここでもWagnerの式を用いて実験と比較した。

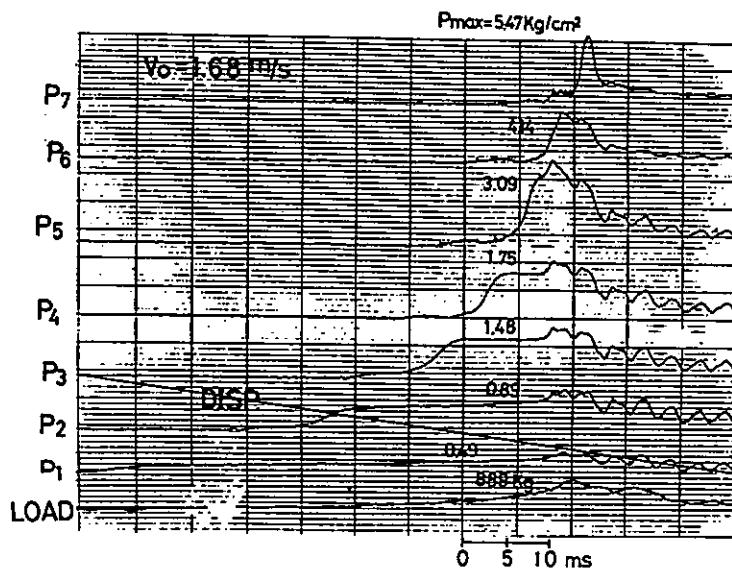


図 4.1.21 計測波形

ここでは、模型形状を  $x$  の 8 次式で近似して、U-function を求めた。これを用いて、圧力の分布形状、及び最大衝撃圧が計算される。

Wagner の圧力の式は次式で与えられる。

$$p = \rho \frac{v^2}{u} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{C^2}}} + \rho v \sqrt{C^2 - x^2} - \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{1}{\frac{C^2}{x^2} - 1}$$

ここで  $u = v/dC/dt$

( 4.1.20 )

最大圧力は  $\frac{dp}{dx} = 0$  から

$x = C \sqrt{1 - u^2}$  の点で最大となる。これを ( 4.1.20 ) に代入して

$$p_{\max} = \frac{1}{2} \rho v^2 \left( \frac{1}{u^2} + 1 \right) \quad ( 4.1.21 )$$

ここで、U は船型を、 $y = a_0 x + a_1 x^2 + \dots + a_7 x^8$

とした時

$$\begin{aligned} U = & \frac{2}{\pi} a_0 + a_1 C + \frac{4}{\pi} a_2 C^2 + \frac{3}{2} a_3 C^3 + \frac{16}{3\pi} a_4 C^4 \\ & + \frac{15}{8} a_5 C^5 + \frac{32}{5\pi} a_6 C^6 + \frac{35}{16} a_7 C^7 \end{aligned} \quad ( 4.1.22 )$$

で与えられる。

(4.1.21)式から、各計測点における最大衝撃圧係数を求めるとき、図4.1.22の実線で示すようになる。実験値の平均値とWagnerの理論値を図4.1.9に示した。図に見られるように、かなり良い一致を示している。

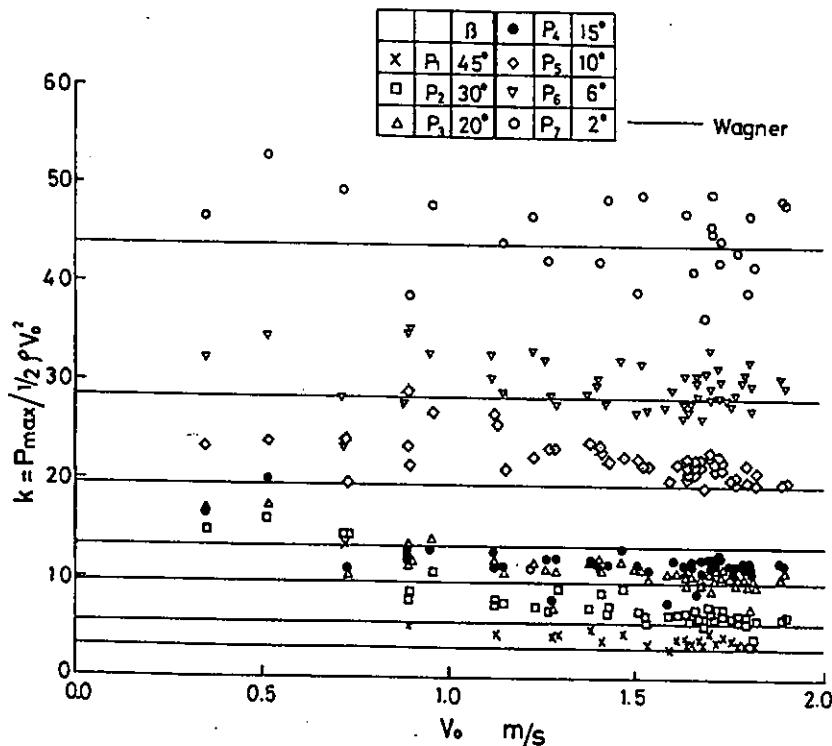


図4.1.22 衝撃圧係数

#### 4.1.5 まとめ

スラミング衝撃荷重の推定を行なう上で、その基本的資料となる二次元モデルの水面衝撃について、詳細な実験と理論計算を行ない、次のような知見を得た。

- (1) 楔面に発生する衝撃圧をBEMを用いて計算すると最大値はWagnerのそれより約10%低く、衝撃圧の分布形状はWagnerとはほぼ同じであった。
- また、 $4^\circ \leq \beta \leq 45^\circ$ の範囲で $\beta$ に対する衝撃圧係数 $k$ は、Wagnerと同一傾向であった。
- (2) 空気巻き込みにより、フラットな船底に発生する衝撃圧については、端部着水までとそれ以後の2段階に分けて計算を行なった。第1段階の計算では圧力の時間波形は良い一致を示したが、船底と自由表面の間に巻き込まれる空気層が過小評価されているようである。第2段階の計算では、最大衝撃圧が実験値よりかなり大きかった。これはモデルの仮定から考えると、衝撃圧の上限の値を与えていたと考えられる。
- (3) フレア部の水面衝撃実験では、計測結果と実験結果を比較したところ、本模型の場合はWagnerの理論値と一致した。
- (4) 今後に残された問題としては、①空気圧の計算法の改良と共に、船底と自由表面の間に巻き込まれる空気量（空気層厚さ）の計測、②空気の圧縮性の影響があると考えられる $0^\circ < \beta < 2^\circ$ の楔の衝撃圧及び③フレア部のBangnold型衝撃に対する推定法等が二次元問題として残されている。

これらについては、現在検討されているものもあり、別の機会にまとめる予定である。

## 参考文献

- 1) Von Karman: The Impact on Sea plane Floats during Landing, NACA, TN 321  
(Oct. 1929)
- 2) V. H. Wagner: Über Stoß und Gleivorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Vol. 12 (1932)
- 3) S.L. Chuang: Drop Tests of Cones To Investigate the Three-Dimensional Effects of Slamming, NSRDC Report 3543 (April, 1971)
- 4) 山本善之他: 楔形物体の水面衝撃, 日本造船学会論文集, 第155号 (June 1984)
- 5) 竹本博安: 楔形模型による矩形平板の水面衝撃実験とその解析, 日本造船学会論文集, 第156号 (1984)
- 6) 谷澤克治: 境界要素法によるくさびの着水問題の相似解, 関西造船協会昭和59年秋季三学会連合講演会発表
- 7) 竹本博安: 水面衝撃水圧に関する一考察, 日本造船学会論文集, 第156号 (1984)
- 8) 宮本, 谷澤: 平板の水面衝撃圧の研究, 船研研究発表会講演集 (1984・11)
- 9) 山本善之, 他: 平板の水平水面衝撃の研究, 日本造船学会論文集, 第153号 (June 1983)

## 4.2 落下衝撃実験(楔形, 平板模型)

### 4.2.1 はじめに

昭和57年度において平板の水平水面衝撃を行い, 昭和58年度において楔形物体の水面衝撃実験を行ったので, 今回それらのまとめを行うと共に, 今年度行った新しい解析についての報告を行う。

### 4.2.2 平板の水平水面衝撃実験

スラミング時の衝撃荷重については, Von Karman<sup>1)</sup>, Wagner<sup>2)</sup>の理論が良く知られているが, 平板の水面に対する衝撃角が小さい場合, これらの理論では水撃時に無限大の水撃圧力が生ずることになり, 実情に合わない。最近平板と水面間の空気の圧縮性を考慮した理論も Verhagen<sup>3)</sup>および Lewison<sup>4)</sup>によって行われ, 実験と良い一致を得ている。しかし, それらの理論では平板端における境界条件に任意性があり, 計算にあたって半実験的なパラメータを導入することにより解を構成している。

ここでは平坦な船首部船底のある長さが水面に平行を保って衝突する場合の衝撃圧力推定の基礎として, 平板の水撃問題をとり上げ, 落下衝撃実験を行った。また, 平板と水面間の圧縮性空気流の計算を行い, 衝撃力を求めた。平板における境界条件については, Verhagen<sup>3)</sup>よりも一般的な仮定を設け, この点における解決を試みた。

#### 4.2.2.1 結果および考察

実験結果および解析結果を簡単にまとめる。

- 1) 平板水平衝撃においては, 平板が水面に近づくにつれて平板中央から平板端に向って空気流が発生し, 水面に接する前に圧力のピークをとる。
- 2) 本実験範囲では落下高さと最大圧力はほぼ線形関係にある。
- 3) 衝撃時には中央部で最大圧力をとるが, 平板端においても大気圧よりもかなり高い圧力(中央部最大圧力に対して50~70%)が測定された。(図4.2.1)
- 4) したがって空気流計算において平板端での境界条件として, 圧力が大気圧に等しいとするのは正しくない。
- 5)  $H/B$ が小さい場合( $0 \sim 2$ )は実験と解析結果は良い一致をみせた。したがって実船に対する応用の可能性がある。落下高さが高い場合, Mass ratioが大きい場合についてはさらに研究の必要がある。

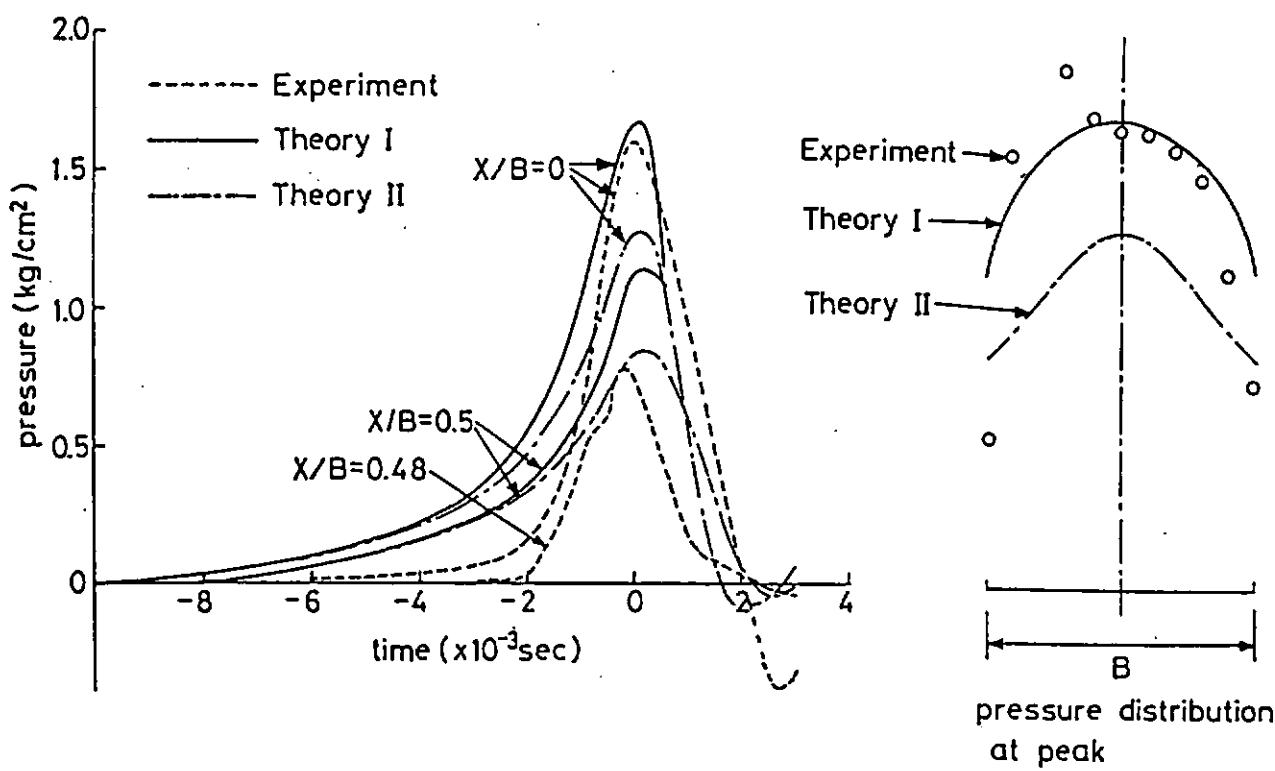


図 4.2.1 圧力変化と圧力分布計算値

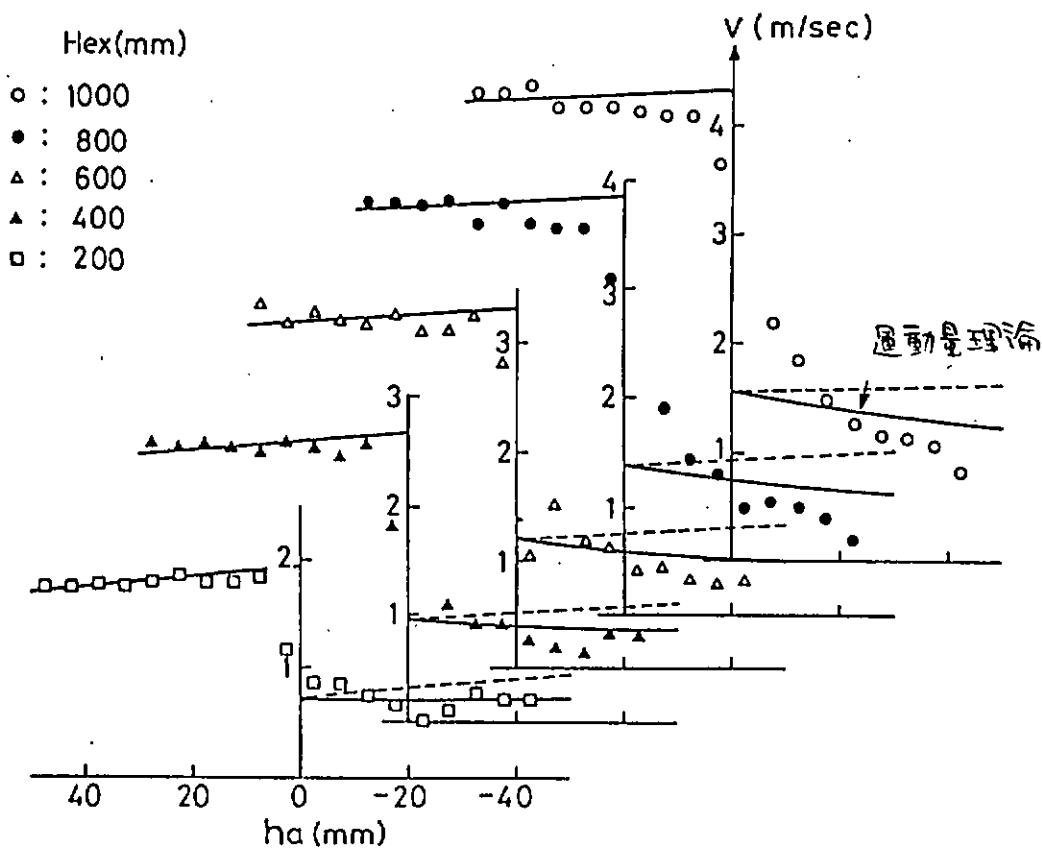


図 4.2.2 平板の速度変化

6) 水平平板水撃の場合は圧力の時刻歴は運動量理論によっては推定できないが、衝撃による速度変化は運動量理論によって推定できる。(図4.2.2)

#### 4.2.3 楔形物体の水面衝撃実験

平板に近い楔形物体(衝撃角 $\beta = 1^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ$ )の水面衝撃について研究を行った。角度が小さい楔形物体の落下衝撃について研究を行った。角度が小さい楔形物体の落下衝撃については、空気の圧縮性の衝撃角依存度、圧力分布等のまだ解明されていない問題点が非常に多い。

ここでは衝撃角 $\beta$ が $1^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ$ の楔形物体に関して落下実験を行い、空気の圧縮性の影響の特徴を明らかにするとともに、空気の圧縮性影響の無い場合を仮定して数値解析を行った。

##### 4.2.3.1 結果および考察

実験結果および解析結果を簡単にまとめる。

1) 空気の圧縮性影響は衝撃角が $2.5^\circ$ 以下から見られ、その特徴は幅方向の最大圧力分布に現われる。

(図4.2.3, 4.5) 空気の圧縮性影響が生じる角度が $2.5^\circ$ より小さい場合、最大圧力はKeel上で計測される。ここで $H_{ex}$ は実験で横形を落す時の落下高さである。

2) 幅方向の最大圧力分布は衝撃後の減速の程度および衝撃速度に依存する。

3) 衝撃速度と Mass ratio の影響を含む自由落下時の最大圧力と定速落下時の最大圧力の相関関係式が得られた。したがって、実験室の模型実験でも実船の場合のような定速落下に近い挙動を予測できる。

#### 4.2.4 楔形物体の水面衝撃時に発生する圧力の最大値について

楔形物体の水面衝撃時に発生する圧力の最大値についてはWagnerの理論値がChuang<sup>5)</sup>の実験値より高目を与えることは良く知られている。今年度はこの差について接水幅Cと静水面を水面とした時の静水幅C'との比 $C/C'$ と最大圧力値の関係に注目し解析を行ったので報告する。

衝撃時の最大圧力値はWagnerの理論では角度 $\beta$ が小さい時は、接水幅と静水面を接水幅とした時の比 $C/C'$ の2乗にはほぼ比例する。

Bisplinghoff & Doherty<sup>6)</sup>は、 $C/C'$ がWagnerの理論値よりも小さいことを高速度撮影による実験で示しているが、このことは発生する最大圧力値はWagnerの理論値よりも小さいのではないかということを意味している。

本研究では、上述の最大圧力と $C/C'$ の関係に注目し、splashを考慮した非線形解析を行い、 $\beta = 10^\circ$ のBisplinghoff & Dohertyの実験と良く一致する結果を得ると共にWagnerの理論値より低い最大圧力が発生することを示した。なお、ここでは自由表面の重力影響を無視し、自己相似性を仮定している。

##### 4.2.4.1 Bisplinghoff & Doherty の実験

以後問題を単純化するため水中での落下速度Vが衝撃瞬間の速度 $V_0$ に等しい場合、つまり定速落下の場合のみに限定する。なお、実際の実験では落下物体には水から受ける流体力および重力が作用し定速落下とはならないが、このことについては山本、大坪、河野<sup>17)</sup>を参照されたい。

水面衝撃時の最大圧力はWagnerの理論では

$$P_{max} / \frac{1}{2} \rho V_0^2 = 1 + (dc/dt)^2 / V_0^2 \quad (4.2.1)$$

で与えられる。ここで $dc/dt$ は接水幅cの時間変化、 $\rho$ は水の密度である。(図4.2.6)また、楔形先端と静水面までの距離をhとすると、

$$\frac{dc}{dt} = \frac{dc}{dh} \frac{dh}{dt} = V_0 \frac{dc}{dh} \quad \text{となる。}$$

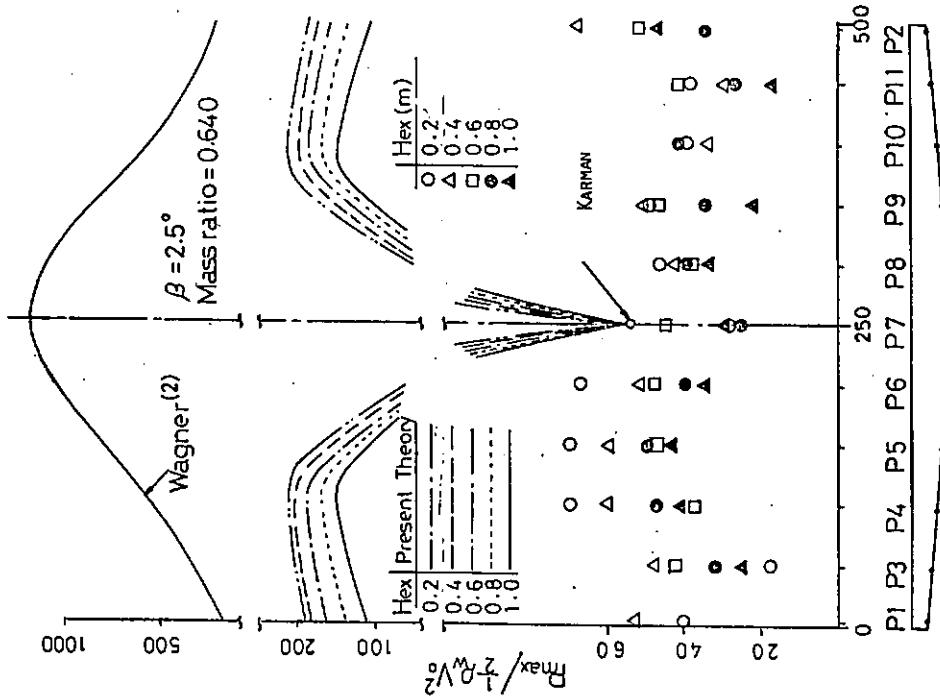


图 4.2.5 幅方向最大压力分布 ( $\beta = 5^\circ$ )

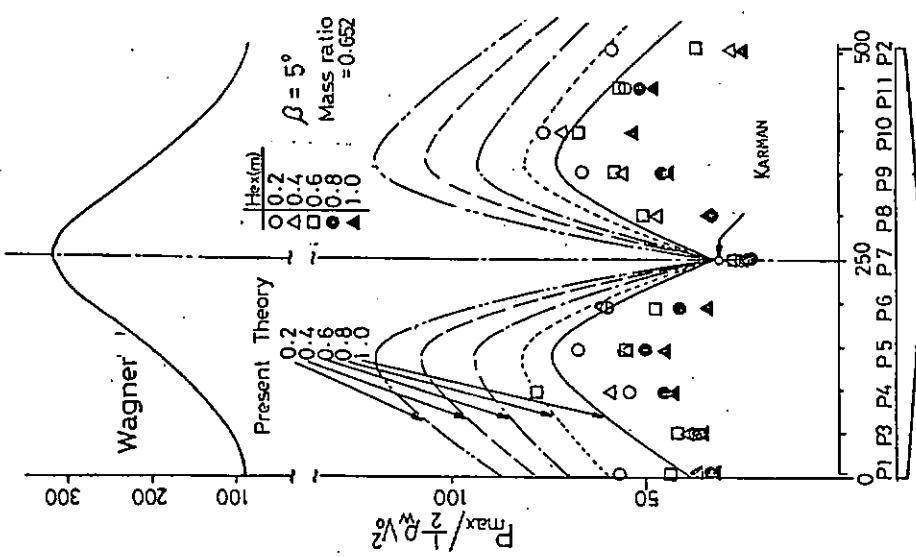


图 4.2.4 幅方向最大压力分布 ( $\beta = 2.5^\circ$ )

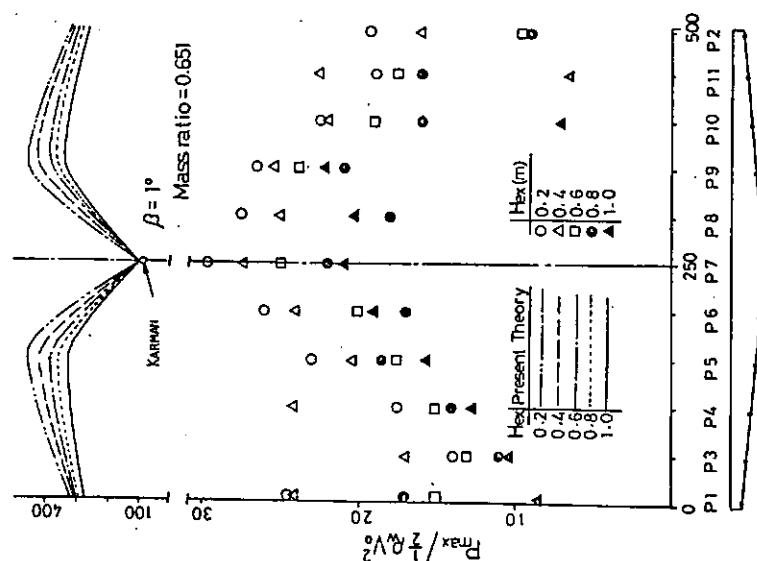


图 4.2.3 幅分向最大压力分布 ( $\beta = 1^\circ$ )

( 4.2.1 ) 式より

$$P_{\max} / \frac{1}{2} \rho V_0^2 = 1 + (dc/dh)^2 \quad (4.2.2)$$

したがって、 $c$  と  $h$  の比  $dc/dh$  が求まれば (4.2.2) 式より最大圧力が決定する。Wagner の理論では静止面を水面とした時の接水幅を  $C'$  とすると、 $c/c' = \frac{\pi}{2}$  となり、 $dc/dh = \frac{\pi}{2} / \tan \beta$  となる。

ところが Bisplinghoff & Doherty の高速度撮影による実験結果 (図 4.2.6) では、 $\pi/2$  より小さな値を示しており衝撃角  $\beta$  が小さくなるほど  $c/C'$  値は小さな値を示している。

(4.2.2) 式より最大圧力は  $dc/dh$  の 2 乗に比例しているので  $c/c'$  値が  $\pi/2$  より小さければ最大圧力値は Wagner の理論値より小さくなることになる。

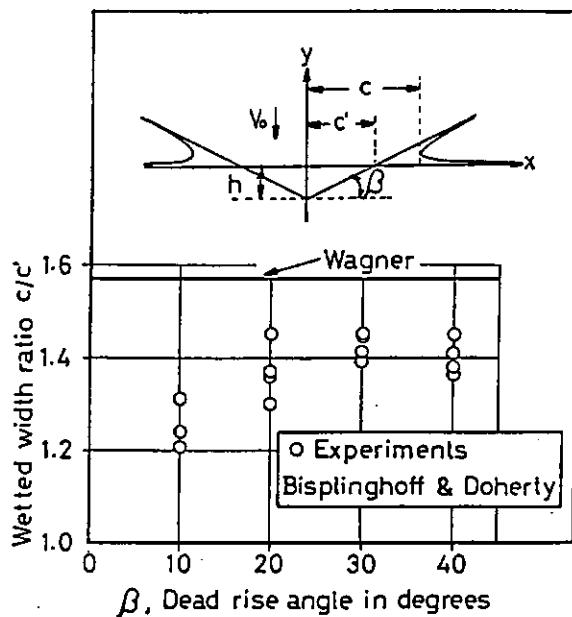


図 4.2.6 Bisplinghoff & Doherty の実験

#### 4.2.4.2 splash を考慮した解析

楔形物体の水面衝撃で splash を考慮した非線形解析は、Borg<sup>7)</sup>, Dobrovolskaya<sup>10)</sup>, Cumberbatch<sup>9)</sup>, Hughes<sup>12)</sup>, 谷澤<sup>16)</sup>らにより行われているが、いずれも splash の先端で splash の厚さが無い場合を仮定している。しかし、Bisplinghoff & Doherty の実験のスケッチを見ると、 $\beta$  が小さい場合、splash は jet のように飛び出しており、先端で厚さ無し、と考えるよりむしろ splash の厚さは楔形の幅内で一定と考える方が妥当と思われる。ここでは図 4.2.7 に示すように splash をモデル化し、splash の厚さ  $\delta$  を Logvinovich<sup>13)</sup> の示した方法で決定する。

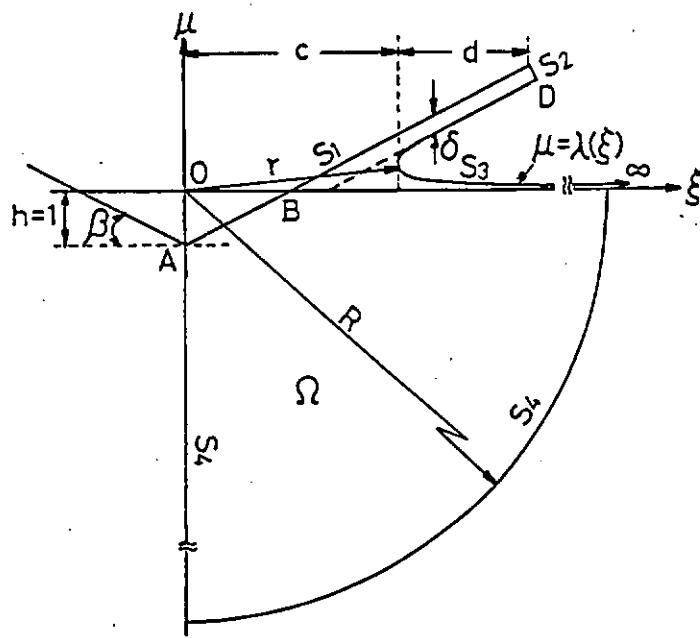


図 4.2.7 数学 モ テ ル

$\delta$ が小さい場合、流体は splash 以外の大部分を占める領域(I)と splash 領域 (II)に分けて考えることができる。

衝撃により領域(I)に加わる運動エネルギーは付加質量  $\frac{\pi}{2} pc^2$  を考えると

$$T_1 = \frac{\pi}{2} pc^2 \frac{V_0^2}{2}$$

となる。領域(II)では、 $\beta \rightarrow 0$  で splash の長さ  $\rightarrow c$  と近似でき、又 splash の速度  $v_n$  は後述の 4.2.4.4 の仮定(b)より

$$v_n = 2 ct \quad (4.2.3)$$

と近似できるので運動エネルギーは  $T_2 = \rho \delta c (2c/t)^2$  となる。

$\beta \rightarrow 0$  では  $T_1 \rightarrow T_2$  と近似できるので

$$\frac{\delta}{c} = \frac{\pi}{16} \left( \frac{h}{c} \right)^2 \quad (4.2.4)$$

となる。(4.2.3), (4.2.4)式および後述の 4.2.4.4 章の自由表面条件の仮定より  $dc/dh$  が求まり、(4.2.2.)式を用いて最大圧力を決定することができる。また支配方程式および境界条件が決まれば直接、数値計算することにより圧力分布を求めることができるので、合わせて境界要素法による解析を行う。

#### 4.2.4.3 基礎方程式

図 4.2.7 に示すような 2 次元剛体物体の水面衝撃を考える。

左右対称なので右半分だけ考える。流体は非粘性、非圧縮とし、流体内部は非回転流れとする。また自由表面上では重力影響を無視し、圧力  $p = 0$  とする。

速度ポテンシャル  $\phi = \phi(x, y, t)$  を導入すると任意の時間  $t > 0$  について

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (4.2.5)$$

が成り立つ。ここで自由表面形状を時間  $t$  について相似すなわち自己相似、と仮定し、無次元パラメータ

$$\xi = x / (t V_0) = x / h, \mu = y / (t V_0) = y / h$$

$$\text{を用いると } \phi(x, y, t) = t V_0^2 \varphi(\xi, \mu) = h V_0 \varphi(\xi, \mu)$$

$$\eta(x, t) = t V_0 \lambda(\xi) = h \lambda(\xi)$$

が成り立つ。ここで  $y = \eta(x, t)$  は自由表面を表わしている。

この無次元数を用いて支配方程式および境界条件を表わすと

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \mu^2} = 0 \quad ; \text{ 領域内 } \Omega \quad (4.2.6)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -\cos \beta \quad ; \text{ 楔形表面 } S_1 \quad (4.2.7)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 2c \quad ; \text{ splash 先端 } S_2 \quad (4.2.8)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0 \quad ; \text{ 半径 } R \text{ 上 } S_4 \quad (4.2.9)$$

となる。(4.2.8)式は(4.2.3)式より相似性の仮定および  $n=1$  とおくことにより得られる。(4.2.9)

式は十分大きな半径  $R$  上では流体の速度 = 0 との仮定より得られる。次に自由表面  $S_3$  上の速度 ポテンシャル  $\varphi$  は Borg, Schiffman & Spencer<sup>14)</sup>によると

$$\varphi = (r^2 - S^2) / 2 \quad (4.2.10)$$

で与えられる。ここで  $r$  は自由表面上の任意の点と原点  $O$  との距離,  $S$  は splash 先端  $D$  からの距離である。

#### 4.2.4.4 非線形自由表面形状の決定

splash の厚さ  $\delta$  が(4.2.3)式より求まるので、連続の仮定から次の 2 つの条件を用いて自由表面形状を決定する。

(a) 流体の量は各時間について保存される。つまり

$$\text{Volume OAB} = \text{Volume BD} \infty$$

(b) 自由表面の長さは各時間について等しい。つまり,

$$\text{Length OB} \infty = \text{Length D} \infty$$

となる。(a), (b)で用いている記号については、図 4.2.7 参照。また(a), (b)についての詳しい数学的説明については Borg を参照されたい。

条件(a), (b)を用いて自由表面形状を決定するため、図 4.2.8 に示すような直線で近似した自由表面形状を考えると条件(a)より

$$\frac{1}{2 \tan \beta} \div \left( c - \frac{1}{\tan \beta} \right) (c \tan \beta - 1) / 2 + d \delta \quad (4.2.11)$$

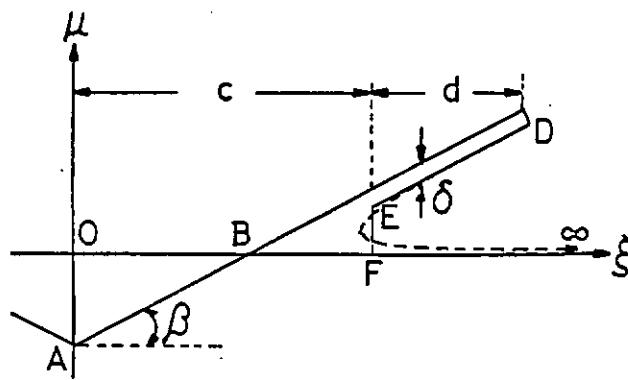


図 4.2.8 splash 領域のモデル化

条件(b)より

$$c = \frac{d}{\cos \beta} + c \tan \beta - (1 + \delta) \quad (4.2.12)$$

(4.2.12)式より d を c で表わし, (4.2.11)式に代入すると

$$\tan \beta \cdot c^2 - 2c + 2\delta \{ c(\cos \beta - \sin \beta) + (1 + \delta) \cos \beta \} = 0$$

となり  $\delta^2$  の項を無視すると, c についての 3 次式

$$\tan \beta c^3 - 2c^2 + \frac{\pi}{8} (\cos \beta - \sin \beta) c + \frac{\pi}{8} \cos \beta = 0 \quad (4.2.13)$$

が得られる。(4.2.13)式を解くと

$$c = \frac{1}{\tan \beta} \frac{2}{3} \left[ \left\{ G(\beta) + \sqrt{F(\beta)} \right\}^{1/3} + \left\{ G(\beta) - \sqrt{F(\beta)} \right\}^{1/3} \right] \quad (4.2.14)$$

となる。ここで

$$F(\beta) = \left\{ 1 - \frac{9\pi}{64} (\cos \beta - \sin \beta) \tan \beta - \frac{27\pi}{128} \cos \beta \tan^2 \beta \right\}^2 - \left\{ 1 - \frac{3\pi}{32} (\cos \beta - \sin \beta) \tan \beta \right\}^3$$

$$G(\beta) = 1 - \frac{9\pi}{64} (\cos \beta - \sin \beta) \tan \beta - \frac{27\pi}{128} \cos \beta \tan^2 \beta$$

である。 $\delta$  は  $\beta$  が小さい時にのみ定義されるので(4.2.14)式において  $\beta$  の 2 乗項以上を無視すると

$$c \approx \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{9\pi}{64} \sin \beta \right)^{1/3} / \tan \beta \quad (4.2.15)$$

となる。(4.2.15)式は従来の理論値よりも Bisplinghoff & Doherty の  $\beta = 10^\circ$  の実験に対して良く一致し,  $\beta \leq 10^\circ$  で成り立っていると思われる。(詳細は 4.2.4.6 参照)

(4.2.15)式を(4.2.2)式に用いると最大圧力の式が得られる。

境界要素法による解析に用いる自由表面形状は直線で近似した形状 D E F  $\infty$  をベースに橢円および双曲線を用いて条件 (a), (b)を満すように決定する

#### 4.2.4.5 圧力分布の決定

以上で支配方程式および境界条件が確定したので境界要素法により楔形表面での速度ポテンシャルを求めることができる。

楔形表面の圧力  $p$  は、楔形表面上の速度ポテンシャルより

$$\frac{p}{\rho} = \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial y} V_0 - \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\}$$

で与えられる。無次元化した速度ポテンシャル  $\varphi(\xi)$ 、座標および  $\varphi_0(\xi) = \varphi(\xi)/c$  という新しい関数を用いると

$$\frac{\partial \varphi(\xi)}{\partial t} = \frac{dc}{dt} \left\{ \varphi_0(\xi) - \xi \varphi'_0(\xi) \right\} = c \left\{ \varphi_0(\xi) - \xi \varphi'_0(\xi) \right\}$$

となる。  $\beta$  は小さいので  $(\partial \varphi / \partial x)^2 + (\partial \varphi / \partial y)^2 = (\partial \varphi / \partial x)^2 (1 + \tan^2 \beta)$  によって、圧力の無次元化値は

$$p / \frac{1}{2} \rho V_0^2 = 1 - 2c \left\{ \varphi_0(\xi) - \xi \frac{\varphi_0(\xi)}{\xi} \right\} - \left( \frac{\partial \varphi_0(\xi)}{\partial \xi} \right)^2 (1 + \tan^2 \beta) \quad (4.2.16)$$

で表わすことができる。

#### 4.2.4.6 考 察

図 4.2.9 に  $\beta = 10^\circ$  の場合の圧力分布を示す。境界要素法 (Boundary Element Method) による解析結果は以後図中では BEM と表記している。境界要素法による結果は Wagner の理論と同様に  $\xi/c = 1$  近傍で鋭いピークを持つ圧力分布となる。

図 4.2.10 に最大圧力  $P_{max} / \frac{1}{2} \rho V_0^2$  と衝撃角  $\beta$  の関係を示す。境界要素法による解析結果は Wagner の理論値と Chuang の実験結果とのほぼ中間の値を示している。また (4.2.15) と (4.2.2) 式より

$$P_{max} / \frac{1}{2} \rho V_0^2 = 1 + \frac{16}{9} \left( 1 - \frac{9\pi}{64} \sin \beta \right)^{2/3} / \tan^2 \beta \quad (4.2.17)$$

となり、境界要素法による解析結果は (4.2.17) 式の値と比べて約 1 割ほど低い値となる。  $dc/dh (= c)$  が最小となるのは水面の盛り上りの無い場合、つまり  $c = 1/\tan \beta$  であり、これより Wagner 流の考え方をした場合の  $P_{max} / \frac{1}{2} \rho V_0^2$  の最小値は

$$P_{max} / \frac{1}{2} \rho V_0^2 = 1 + 1 / \tan^2 \beta \quad (4.2.18)$$

となる。Chuang の実験結果は  $\beta = 4^\circ \sim 10^\circ$  の範囲において (4.2.18) 式の値より高い値を示している。

図 (4.2.11) に  $c/c' (= c \tan \beta)$  と衝撃角  $\beta$  の関係を示す。

(4.2.15) 式の値は  $\beta = 10^\circ$  の時 Bisplinghoff & Doherty の実験結果と良く一致しているが、 $\beta \geq 20^\circ$  ではかなり低目となっている。これは (4.2.3) 式で求まる splash の厚さ  $\delta$  は  $\beta$  が小さい時のみ成立つからであり当然と言える。(4.2.15) 式において  $\beta = 0^\circ$  の時の値  $c/c' = 4/3$  は Wagner の

plate fitting の代りに物理的根拠に欠ける circle fitting を用いた手法 (Fabula<sup>11</sup>, Chu & Abramson<sup>8</sup>)による結果と等しい。また、著者ら (山本, 大坪, 河野<sup>17</sup>)は、splash を考慮しない time-step 每の計算を行ったが、 $t > 1 \text{ msec}$  のほぼ定常となった状態で  $c/c' = 1.2 \sim 1.3$  の結果を得ており、(4.2.15) 式の数と類似している。

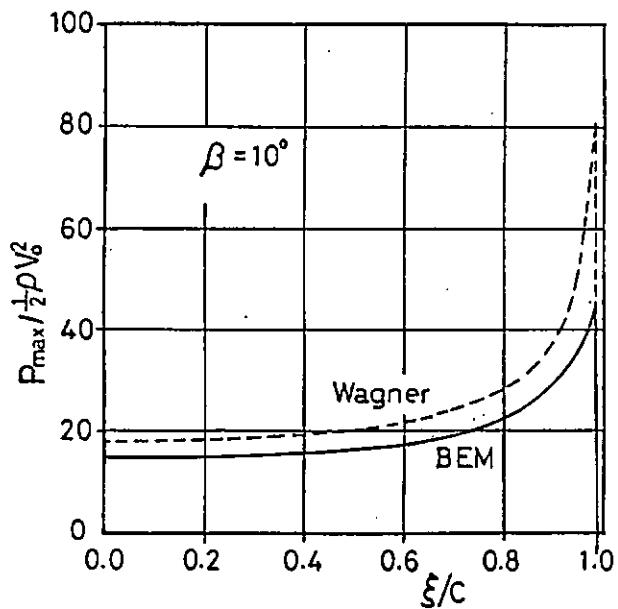


図 4.2.9 最大圧力分布

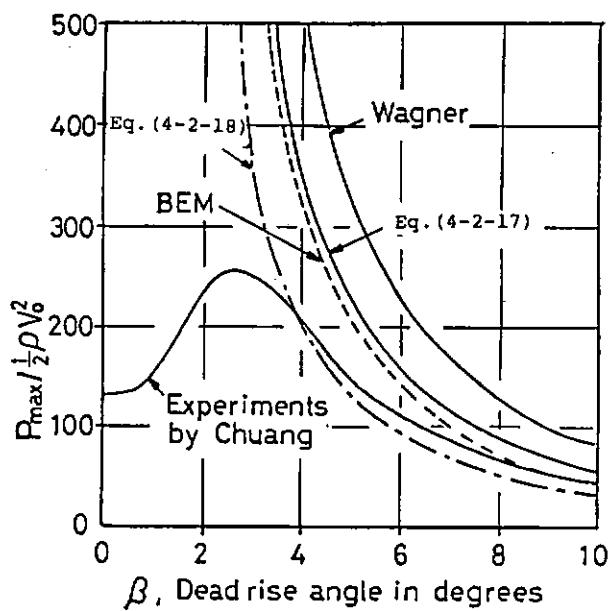


図 4.2.10 最大圧力と衝撃角

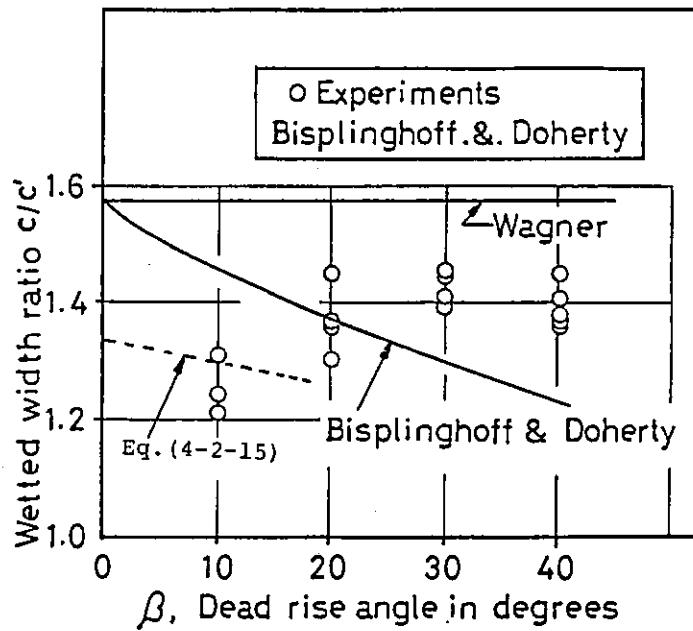


図 4.2.11 接水幅比  $c/c'$  と衝撃角

$3^\circ < \beta < 10^\circ$ においては高速度撮影による  $c/c'$  の実験値が得られていないので(4.2.17)式の妥当性は明確ではないが、Chuang の実験結果より 1~3 割程度大きな最大圧力値を示しているので、圧力計の応答精度を考えると妥当ではないかと思われる。また、Bisplinghoff & Doherty の実験では  $10^\circ \leq \beta \leq 40^\circ$  で  $c/c'$  の実験値は Wagner の理論値  $\frac{\pi}{2}$  より小さな値となっており、このことより圧力計の精度を考慮しても、最大圧力値は Wagner の理論値より低目と考える方が妥当と考えられる。

図 4.2.12 に von Karman の付加質量  $m_K = \frac{\pi \rho}{2} \tan^2 \beta$  と他の方法で求められた付加質量の比  $m/m_K$  を示した。付加質量を

$$m = -\rho \int_0^c \varphi \frac{2\varphi}{\partial n} ds = -\rho \int_0^c \varphi d\xi$$

とすると、付加質量の比  $m/m_K$  は

$$m/m_K = \frac{4}{\pi} \tan^2 \beta \int_0^c \varphi d\xi \quad (4.2.19)$$

となる。本計算結果は  $\beta = 10^\circ$  で Bisplinghoff & Doherty の実験値に対して他の理論よりも良く一致しており、 $c/c'$  の場合と同じ傾向を示している。

図 4.2.13 に  $\varphi_0 = \varphi(\xi)/c$  と  $\xi/c$  の関係を示す。Wagner の理論値では  $\varphi_0 = -\sqrt{1 - (\xi/c)^2}$  であり、本計算結果は Wagner の理論値と良く似た傾向を示している。

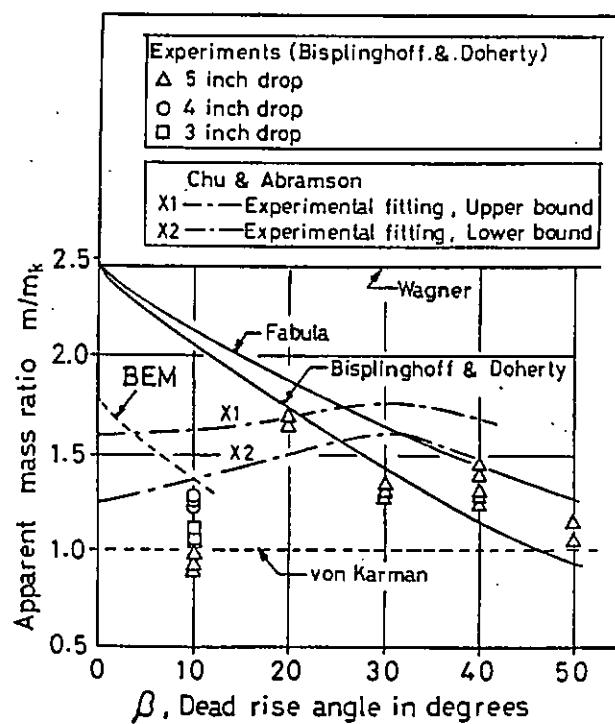


図 4.2.12 付加質量比と衝撃角

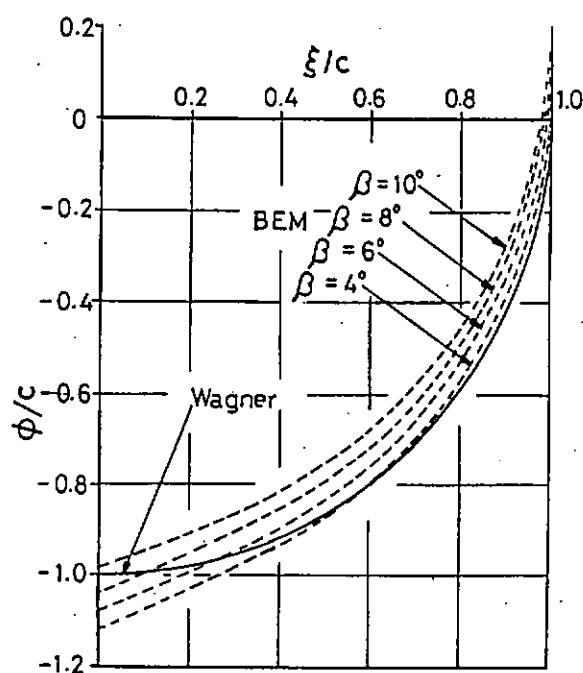


図 4.2.13 potential 分布

図 4.2.13 potential 分布

#### 4.2.4.7 結論

本研究では最大圧力値と接水幅  $c/c'$  の関係に注目し自由表面の自己相似性を仮定した解析を行い、以下の結論を得た。

- (1)  $c/c'$ について(4.2.15)式を与え  $\beta = 10^\circ$ におけるBisplinghoff & Dohertyの実験に良く一致する結果を得た。なお、(4.2.15)式は  $\beta \leq 10^\circ$ の範囲で成り立つと思われる。
- (2) 最大圧力値に対して(4.2.17)式を与え、空気の圧縮性の影響が無い領域  $4^\circ \leq \beta$ においてWagnerの理論値より低い値を与えた。圧力計の測定精度によって最大圧力値は低下するが、それを考慮しても Chuangの実験結果を良く説明できる結果を得た。
- (3) (4.2.19)式で定義される付加質量比は  $\beta = 10^\circ$ のBisplinghoff & Dohertyの実験に対し他の理論よりも良く一致した。

以上の結論より従来よく知られているWagnerの理論値と実験での最大圧力値との差についてある程度説明を与えることができたと考えられる。なお、ここでは自由表面形状は自己相似という仮定が成立するとして議論しているが、自己相似が成立しない場合についてはさらに理論的研究が必要である。また、船体構造では弾性体としての応答を考慮する必要があり、構造設計には最大圧力はそれ程重要でないことを付記する。

#### 参考文献

- (1) Von Kármán, Th. 1929 The Impact on Seaplane Floats During Landing, NACA TN 321, 1-8
- (2) Wagner, H. 1932 Über Stoff -und Gleit organge und der Oberfläche von Flüssigkeiten, ZAMM, Bd 12, 193-215
- (3) Verhagen, J. H. G. 1967 The Impact of a Flat plate on a Water Surface, J. Ship Research, vol. 11, №4, 211-223
- (4) Lewison, G. & Maclean, W. M. 1968 On the cushioning of Water Impact by Enclosed Air, J. Ship Research, vol. 12, №12, 116-130.
- (5) Chuang, S.L. 1970 Investigation of Impact of Rigid and Elastic Bodies with Water, Naval ship Research and Development Center, Report 3248.
- (6) Bisplinghoff R. L. & Doherty, C. S. 1952 Some studies of the Impact of Vee Wedges on a Water Surface, J. Franklin Inst., vol. 253, 547-561.
- (7) Borg, S. F. 1959 The maximum pressure and total force on straighsided wedge with small dead rise, J. A. S. N. E., vol. 71, 559-561
- (8) Chu, W. H. & Abvamson, H. N. 1961 Hydrodynamic Theories of Ship Slamming-Review and Extension, J. Ship Research, vol. 4, 9-21.
- (9) Cumberbatch, E. 1959 The impact of a water wedge on a wall, J. Fluid Mech., vol. 7 353-374.
- (10) Dobrovolskaya, Z. N. 1969 On some problems of similarity flow of fluid with a free surface, J. Fluid Mech., vol. 36, 805-829.
- (11) Fabula, A. G. 1957 Ellipse-Fitting Approximation of Two-Dimensional Normal Symmetric Impact of Rigid Bodies, Proc. 5 th Mid-western Conf. on Fluid Mech, 299-315
- (12) Hughes, O. F. 1972 Solution of the wedge entry problem by numerical conformal mapping, J. Fluid Mech., vol. 56, 173-192

- (13) Logvinovich, G. V. 1972 Hydrodynamics of free-boundary flows, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem.
- (14) Shiffman, M. & Spencer, D. G. 1951 The force of Impact on a Cone Striking a Water Surface, Pure Appl. Math., vol.4, 379-417.
- (15) 竹本博安 1984 水面衝撃水圧に関する一考察, 日本造船学会論文集, 第156号
- (16) 谷澤克治, 1984 境界要素法による楔の着水問題の相似解, 日本造船学会論文集, 第156号
- (17) 山本善之, 大坪英臣, 河野好秀, 1984 楔形物体の水面衝撃, 日本造船学会論文集 第155号

#### 4.3 スラミング時の衝撃荷重

船体の非線形応答計算を行なう場合のスラミング衝撃荷重としては, Karmanの運動量変化に基づく力が用いられている。船体に誘起されるWhipping Momentは衝撃力の大きさ, 分布および持続時間の影響を受けるため衝撃力の精度良い推定が重要である。

二次元モデルにおける水面衝撃による衝撃圧については4.1で種々検討され, 楔に対しては, Wagnerの理論B.E.Mを用いた計算結果及び実験結果の間の対応がとれることができた。

ここでは, 二次元モデルにおける衝撃水圧を非線形応答計算に反映させるために, 衝撃荷重について検討する。

##### 4.3.1 二次元モデルにおける衝撃荷重

###### (1) 楔の衝撃荷重の計算

Karman<sup>1)</sup>の運動量変化から求められる衝撃荷重は

$$F = \frac{1}{2} \rho c V^2 \pi \cot \beta + \frac{1}{8} \rho c^2 \pi \frac{dv}{dt} \quad (4.3.1)$$

ここで,  $c$  は楔面が静止水面を横切る巾, 落下速度一定の条件 ( $V_0$ ) で考えると (4.3.1) の右辺第2項は0となる。

次に衝撃荷重を  $\frac{1}{2} \rho V_0^2$  と楔面が静止水面を横切る巾  $c$  で無次元化したものを衝撃荷重係数  $\alpha$  と定義する。

$$\alpha = F / \frac{1}{2} \rho V_0^2 c = \pi / \tan \beta \quad (4.3.2)$$

これを図4.3.2に破線で示す。

次にWagnerの衝撃荷重については, 衝撃圧を積分して求める。Wagnerは自由表面の盛上がりを考慮しているため, 図4.3.1に示すように接水幅を  $c'$  静止水面を横切る楔の幅  $c$  とする  $c = \frac{2}{\pi} c'$  の関係があり, この  $c$  を用いて無次元化する。

先づ, 圧力の式<sup>2)</sup>は  $\frac{c'}{2} = L$  として

$$P(x) = \frac{1}{2} \rho V_0^2 \left[ \frac{\pi}{\tan \beta} \times \frac{1}{(1 - x^2/L^2)} - \frac{x^2}{1 - x^2/L^2} \right] \quad (4.3.3)$$

$P(x) > 0$  の範囲について,  $x = 0$  から  $P(x) = 0$  となる点  $x_{max}$  まで積分して2倍したものが衝撃荷重  $F$  となる。

$x/L = \zeta$  とおいて、 $x_{\max}/L = \zeta_{\max}$  まで積分すると

$$F = \frac{1}{2} \rho V_0^2 c \left[ \frac{\pi^2}{2 \tan \beta} \sin^{-1}(\zeta_{\max}) + \frac{\pi}{2} \left( \zeta_{\max} + \frac{1}{2} \log \frac{1 - \zeta_{\max}}{1 + \zeta_{\max}} \right) \right] \quad (4.3.4)$$

これを無次元化して、図 4.3.2 の実線で示す。

また、同図中に BEMによる計算値を示す。

## (2) 実験

実験による衝撃荷重の計測例は図 4.1.2 に示す。定速落下であるので、Keel 着水後直線的に荷重が増加するはずであるが、加速度波形の変化に見られるように多少の速度変化および位相遅れがあるため、着水直後はだらかに上昇している。そこでここでは、これらを考慮して、次に述べるように、加速度変化がなく、荷重の勾配が一定となる点での傾きから求める。

落下速度一定とすると

$$c = \frac{2 V_0 t}{\tan \beta} \quad (4.3.5)$$

模型の長さを 1 として、衝撃荷重係数  $\alpha$  は

$$\alpha = F / \frac{1}{2} \rho V_0^2 c \cdot 1 \quad (4.3.6)$$

となる。

(4.3.5) と (4.3.6) より

$$\alpha = \frac{\tan \beta}{1 + \rho V_0^3} \times \frac{F}{t} \quad (4.3.7)$$

(4.3.7) の荷重の傾斜  $F/t$  を実験より求めて、 $\alpha$  を定める。また  $V_0$  は落下速度が小さい範囲では速度変化はほとんどないが、高速になると速度変化があるため、 $V_0$  にはこのことを考慮して求めた。

その結果を図 4.3.2 に ●印で示した。図に見るよう、BEMによる計算結果及び Wagner の理論に近いことが分る。Karman の理論値は、Wagner に比べては  $\frac{\pi}{2} \sin^{-1}(\zeta_{\max})$  だけ小さい。

## 4.3.2 平底模型の衝撃荷重

フラットな船底を有する模型の水面衝撃時の衝撃荷重については、衝撃圧が同位相であるため、係数  $\alpha$  は衝撃圧係数と同じになる。

図 4.3.2 には箱型、S.S 9, S.S 9 1/2 モデルの船底中央部の衝撃荷重係数の実験値を ▲ で示した。

## 4.3.3 まとめ

二次元模型の水面衝撃時の衝撃荷重について実験と計算および Karman, Wagner の理論値と比較した。その結果、Karman は、自由表面の盛上がりを考慮していないために、Wagner の値より小さい荷重を与える。実験と BEM を用いた計算及び Wagner の理論値はほど良い一致を示した。

以上は楔形の場合についてであるが、楔と見做せるような船首部についてもあてはまると思われる。

しかし、碎波衝撃、空気巻き込みを伴なうような場合は、楔の衝撃現象と異なるため、空気巻き込みの発生する範囲やその量について明らかにしなければならない。

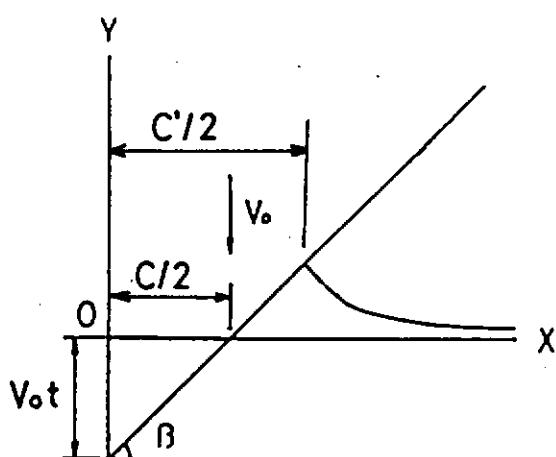


図 4.3.1

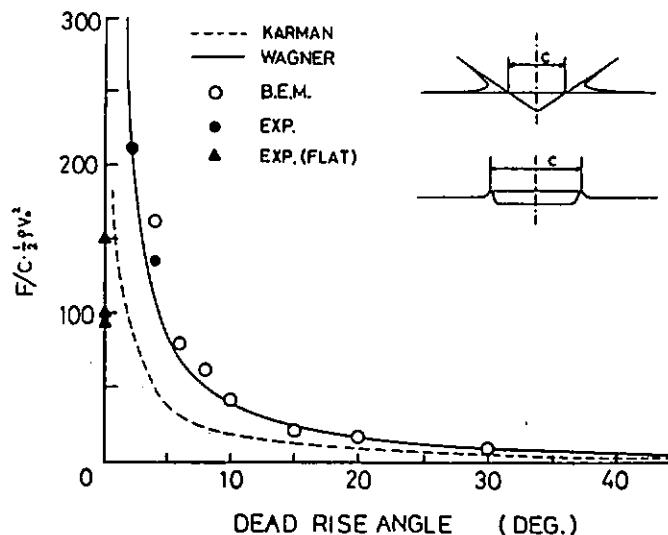


図 4.3.2 衝撃荷重係数

## 参考文献

- (1) Von Karman ; The Impact on Sea Plane Floats during Landing, NACA, TN 321 (Oct. 1929)
- (2) V. H. Wagner ; Über Stoß und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, vol. (1932)

## 4.4 水面衝撃の発生機構に関する一計算モデル

### 4.4.1 背景

スラミング、スロッキングなど、物体が液体に接する場合に生ずる圧力の評価は未だ解決すべき問題の多い領域と考えられる。

特に物体表面と水面のなす角度が  $0^\circ$  に近づく場合の衝撃圧力の評価については検討すべき問題が多いものと考えられる。即ち、このような flat bottom の水面衝撃の場合には必然的に空気が物体と水面の間に介在し、その挙動が衝撃圧力に与える影響を無視しえない。このとき、実験室における実験値より、実構造の衝撃圧を評価する場合、水面と物体の相対運動の相似則だけではなく、その間に介在する空気の挙動に関する相似則も考慮する必要があり、問題を複雑にしている。

本研究では、物体と水面の間に介在する空気の挙動に焦点をあて衝撃圧の発生機構を説明する一つの計算を導入し、その妥当性を数値計算、実験により検討を行なった。又得られた計算式を次元解析した結果、現象を支配するパラメーターをうることができた。このパラメーターを用い過去の損傷事故を解析すると現象をかなりうまく説明できる事が判った。

#### 4.4.2 計算モデル

問題を単純化するため、物体と水面の間における空気の圧力、密度を一様と考える。このとき、空気の圧縮性を考慮した連続の条件は次式によって与えられる。

$$\frac{d\rho}{dt} = \rho \left( \frac{V}{h} - \frac{1}{A_s} v \right) \quad (4.4.1)$$

ここに記号の説明は図 4.4.1 参照

圧力の変動は非常に早く、現象は断然変化と考えられる。

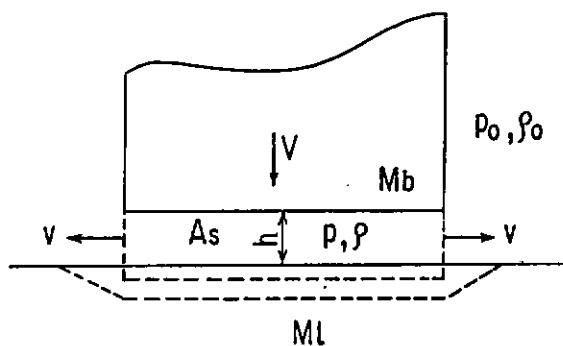
したがって、

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^k, \quad k; \text{定圧比熱と定積比熱の比} \quad (4.4.2)$$

又は

$$\frac{dp}{d\rho} = k \frac{p}{\rho} \quad (4.4.3)$$

次に物体端からの流速を一様と考え、吹き出しの状態を図 4.4.2 に示す単純ノズルに模して考えると、断熱変化におけるベルヌーイ式として次式をうる。



$p_0, \rho_0$  : ullage pressure and density

$p, \rho$  : pressure and density at the portion between falling body and water surface

$h$  : relative distance between falling body and water surface

$V$  : relative velocity between falling body and water surface ( $= -\frac{dh}{dt}$ )

$v$  : air velocity at edge of flat bottom

$M_b$  : mass of falling body

$A_s$  : area of flat bottom

$M_l$  : virtual mass of moving liquid

$l$  : girth length of flat bottom edge

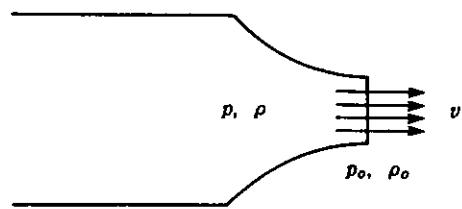


図 4.4.2

図 4.4.1 Explanation of Variables

$$v = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \left( \frac{p}{\rho} - \frac{p_0}{\rho_0} \right)}, \text{ when } v < c_a = \sqrt{\frac{kp}{\rho}}$$

$$= \sqrt{\frac{kp}{\rho}} = c_a, \quad \text{when } v \geq c_a \quad (4.4.5)$$

つまり、空気の速度は物体と水面間における空気中の音速を超えることができない。流速  $v$  が音速に対する限界の圧力  $P_{lim}$  を求めると、

$$P_{lim} = \left( \frac{2}{3-k} \right)^{\frac{k}{k-1}} p_0 \quad (4.4.6)$$

通常の空気に対して与えられる  $k$  の値 1.4 を (4.4.6) 式に代入すると、 $p_0$  を  $10 \text{ ton/m}^2$  と考えて、 $P_{lim} = 21.8 \text{ ton/m}^2$  となる。このような impact pressure は実験室の実験ではほとんど得られない圧力であるのに反し、実際の構造では容易に現れる圧力であることを考えると、両者はかなり異なった現象であることが判る。

(4.3.5.) 式を微分形で求めると次のようになる。

$$\frac{dv}{dp} = \frac{1}{kp_0 v} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad v < c_a$$

$$= \frac{k-1}{2k} \cdot \frac{c_a}{p_0} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{1+k}{2k}}, \quad v \geq c_a \quad (4.4.7)$$

ここで  $c_a = \sqrt{\frac{kp_0}{\rho_0}}$  は大気中の音速を現す。

次に物体が水面に近づくにつれ、その間の圧力が上昇するため、水面が変形すると同時に、物体の速度も減少する。物体の速度および水面の速度を各々  $V_b$ ,  $V_l$  とすれば次式をうる。

$$\frac{dV_b}{dt} = -\frac{As}{Mb} (p - p_0)$$

$$\frac{dV_l}{dt} = \frac{As}{Ml} (p - p_0) \quad (4.4.8)$$

ここで、 $M_b$ ,  $M_l$  は、物体の mass, 流体の virtual mass を表す。

このとき、物体と水面の間の相対速度  $V$  は、次式によって与えられる。

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dV_b}{dt} - \frac{dV_l}{dt} = \frac{As}{M} (p - p_0) \quad (4.4.9)$$

このとき

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{Mb} + \frac{1}{Ml} \quad (4.4.10)$$

最後に物体と水面の間の相対的な距離には次式によって与えられる。

$$\frac{dh}{dt} = -V \quad (4.4.11)$$

以上の諸式を適当な境界条件により積分し、変数を削除していくと、最後に圧力のみを変数とした時間に関する方程式をうることができる。この式に次のような無次元化を加えると、

$$\eta = \frac{l c a_0}{A_0} t, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_0} \quad (4.4.12)$$

最終的に、方程式は次に示すパラメーター  $\theta$ 、および空気の物性  $k$  の二つのパラメターで表現することができる。

$$\theta = \frac{l M V_0 c a_0}{A_s^2 p_0} \quad (4.4.13)$$

#### 4.4.3 数値実験

4.4.2で導入した計算モデルは、非線型の度合が強く、これを解析的に解く事は不可能ではないかも知れないが非常に難しい問題といえる。しかし、十分に短い時間間隔に対する、各物理量の増分を求める事は、4.4.2で示した各式より可能である。したがって、各物理量に適当な初期値を与えてやれば、各物理量の応答を数値実験的に求めることができる。

図4.4.3～図4.4.7はこのようにして得られた数値実験の例である。

実験を実行するに当り、落下物体の下面形状を円形とした。このとき円の直径を  $R$  とすれば、

$$A_s = \frac{\pi R^2}{4}, \quad l = \pi R \quad \therefore \theta = \frac{16M}{R^2} \cdot \frac{V_0 c a_0}{p_0}$$

図4.4.3は、実験室の実験の場合のように、比較的小さな圧力 ( $2.55 \text{ ton/m}^2$ ) が発生する場合に対応する。空気の速度の maximum は  $193 \text{ m/sec}$  で音速より小さく、密度の変化が非常に小さい。

図4.4.4は、実際の構造に現れる程度の impact ( $230 \text{ ton/m}^2$ ) が生じる場合のもので、図4.4.3の場合に比べれば、impact の duration が非常に小さくなっている、密度の変化も大きい。

図4.4.5は極端なケースで、 $3470 \text{ ton/m}^2$  の impact が発生する場合に対応している。duration が極端に小さくなっている、密度が非常に大きくなっている、このような場合は空気も固体と何ら変わらない状態となる事が判る。

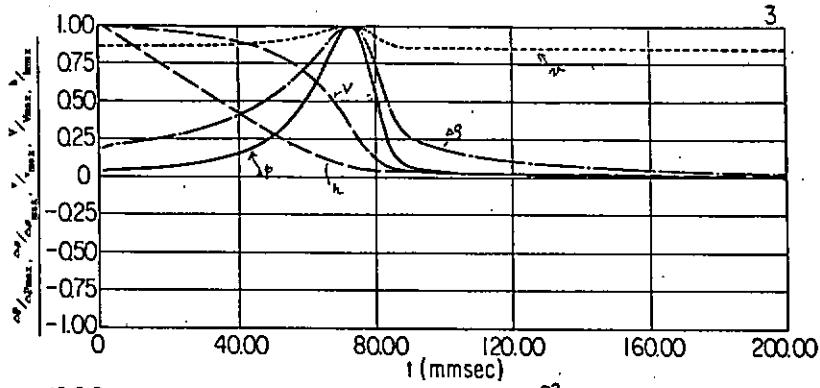


図 4.4.3 Time history of water surface impact

(In the case of non-acoustic pressure)

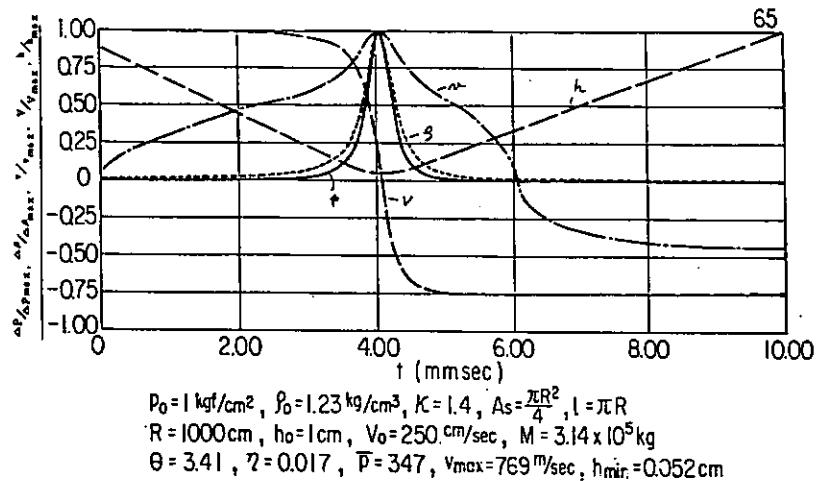


図 4.4.4 Time history of water surface impact

(In the case of quasi acoustic pressure)

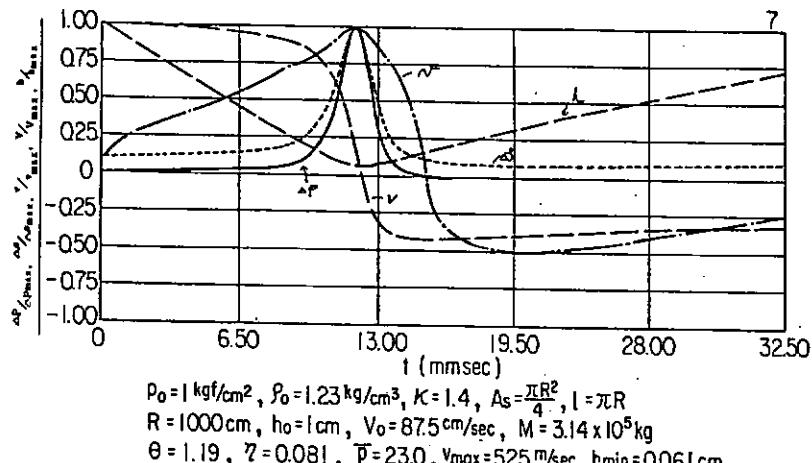


図 4.4.5 Time history of water surface impact

(In the case of acoustic pressure)

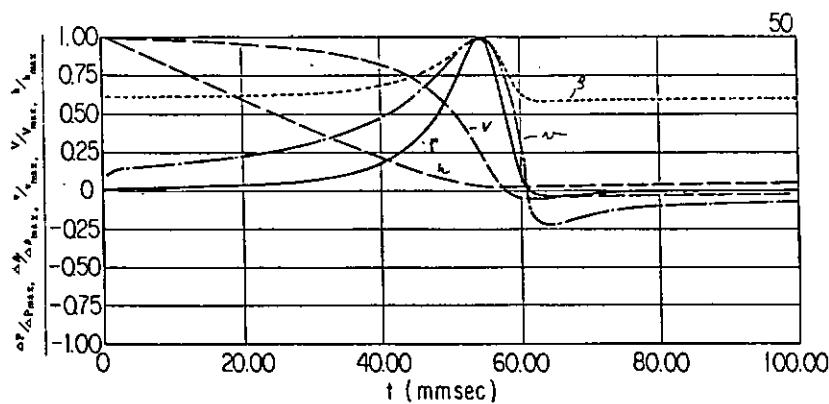
図 4.4.6, 図 4.4.7 では, parameter  $\theta$  を一定に保ち, 他の条件を変えてみたものである。当然の事ながら応力応答の無次元値 ( $p/p_0$ ) はよい一致を見せてている。このケースは比較的穏やかな impact で, 空気の速度が丁度音速を超える程度のものに対応している。

図 4.4.8 は, parameter  $\theta$  を systematic に変化させ圧力の応答を求めたもので, 比較的低い impact に対応している。このとき, 図にみるように, 圧力は  $\theta$  の 2.36 乗に比例している。 $\theta$  は物体の初速  $V_0$  と比較している事を考えれば, 圧力は  $V_0$  の 2.36 乗に比例する事が判る。圧力をフルード則で推定する場合, 圧力は初速の 2 乗に比例する事を考えると, 比較的小さい impact の場合はフルード則が略々成立している事が判る。

図 4.4.8 は, 図 4.4.7 の場合よりは大きな  $\theta$  に対応する圧力応答をも示した。図にみる如く,  $\theta$  の値が 0.4 を超えるあたりから,  $\theta$  の増加に対する圧力の上昇が非常に厳しく, 0.8 を超える領域で再び安定した応答関係に入るが, impact が小さい場合に比較すれば  $\theta$  の上昇(従って  $V_0$  の上昇)に対応する圧力の上昇の割合は大きい。

圧力の上昇の激しくなるのは, (4.4.6) 式の  $P_{lim}$  近傍となり, 空気の速度  $v$  が音速を超える所に対応している。

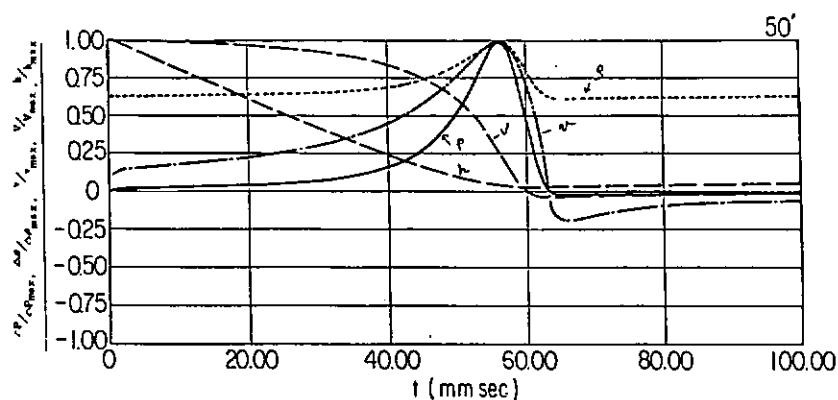
図 4.4.10 は, impact の duration  $\tau$  と  $\theta$  の関係を求めたものである。



$$h_0 = 1.5 \text{ cm}, V_0 = 40 \text{ cm/sec}, M = 3.14 \times 10^5 \text{ kg}$$

$$\theta = 0.545, \eta = 0.367, \bar{P} = 2.78, V_{max} = 404, h_{min} = 0.044 \text{ cm}$$

图 4.4.6 Feasibility of Similitude



$$h_0 = 200 \text{ cm}, V_0 = 4000 \text{ cm/sec}, M = 3.14 \times 10^3 \text{ kg}$$

$$\theta = 0.545, \eta = 0.367, \bar{P} = 2.56, V_{max} = 402, h_{min} = 4.37 \text{ cm}$$

图 4.4.7 Feasibility of Similitude

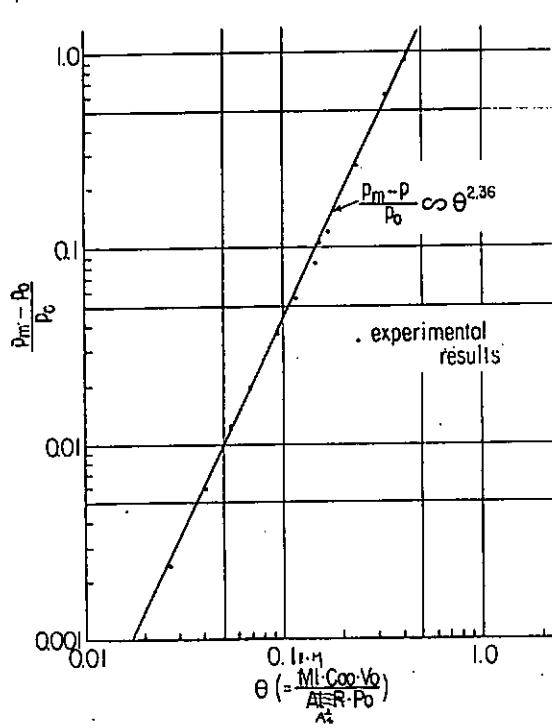


图 4.4.8  $\bar{P}$  v.s.  $\theta$  (in low pressure range)

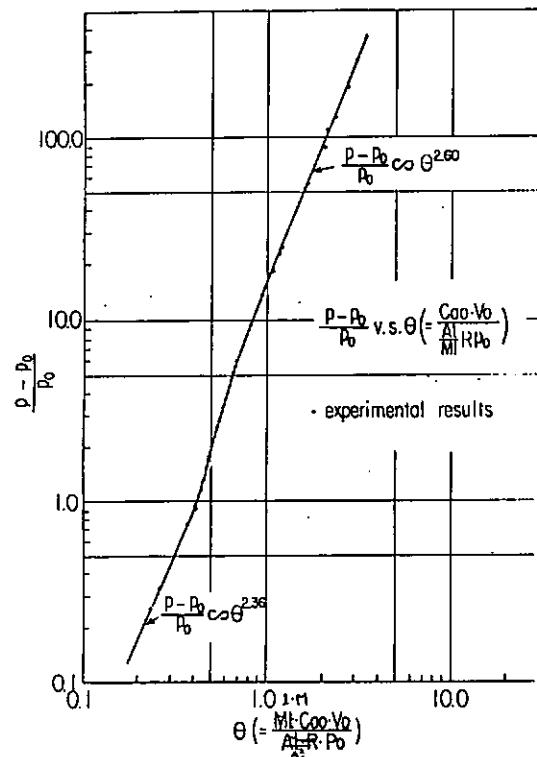


图 4.4.9  $\bar{P}$  v.s.  $\theta$  (all range)

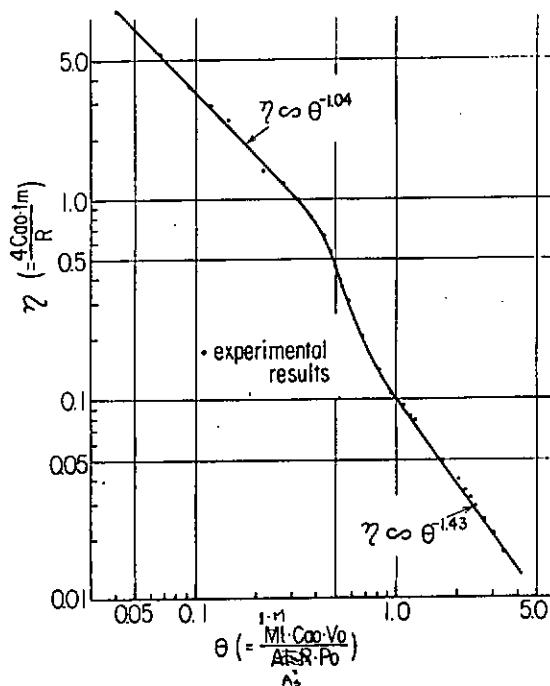


図 4.4.10  $\eta$  v.s.  $\theta$

#### 4.4.4 実験

4.4.2の結果によれば, flat bottom impactの場合, 2つのparameter  $\alpha$  および  $\beta$  により支配される事が判った。しかし、これは本研究で用いた計算モデルに対し、求められたものであり、実際にどの程度応用できるかについては実際の現象によって確かめる必要があるものと思われる。

式(4.4.12)に示されるparameter  $\theta$ について特徴的のは、物体と水面との間の相対速度  $V_0$ 以外に、大気の圧力  $p_0$ も衝撃圧決定に大きな影響を持っている点である。そこで、実験では大気圧を変え衝撃圧がどのように変化するかを中心に検討を行なった。

##### (a) 実験方法

図4.4.11に実験装置、図4.4.12に実験用に用いたタンクを示す。実験では、実験装置にタンクをとう載し図4.3.13に示すような回転運動を与える。タンクには図4.3.12に示すごとく、タンクトップより突起構造がもうけられ、圧力計が取りつけられている。

タンク静止時において、突起構造下面とタンク内水位を同じくしておけば、図4.4.13に示す運動をタンクに与えれば、突起構造下面が水面に接する状態は、水面の変形が無視できるとすれば、略々 flat bottom の水面衝撃状態に近くなるものと思われる。又、タンクには排気ポンプが設置されており、タンク内空気の圧力を任意に変えることができる。

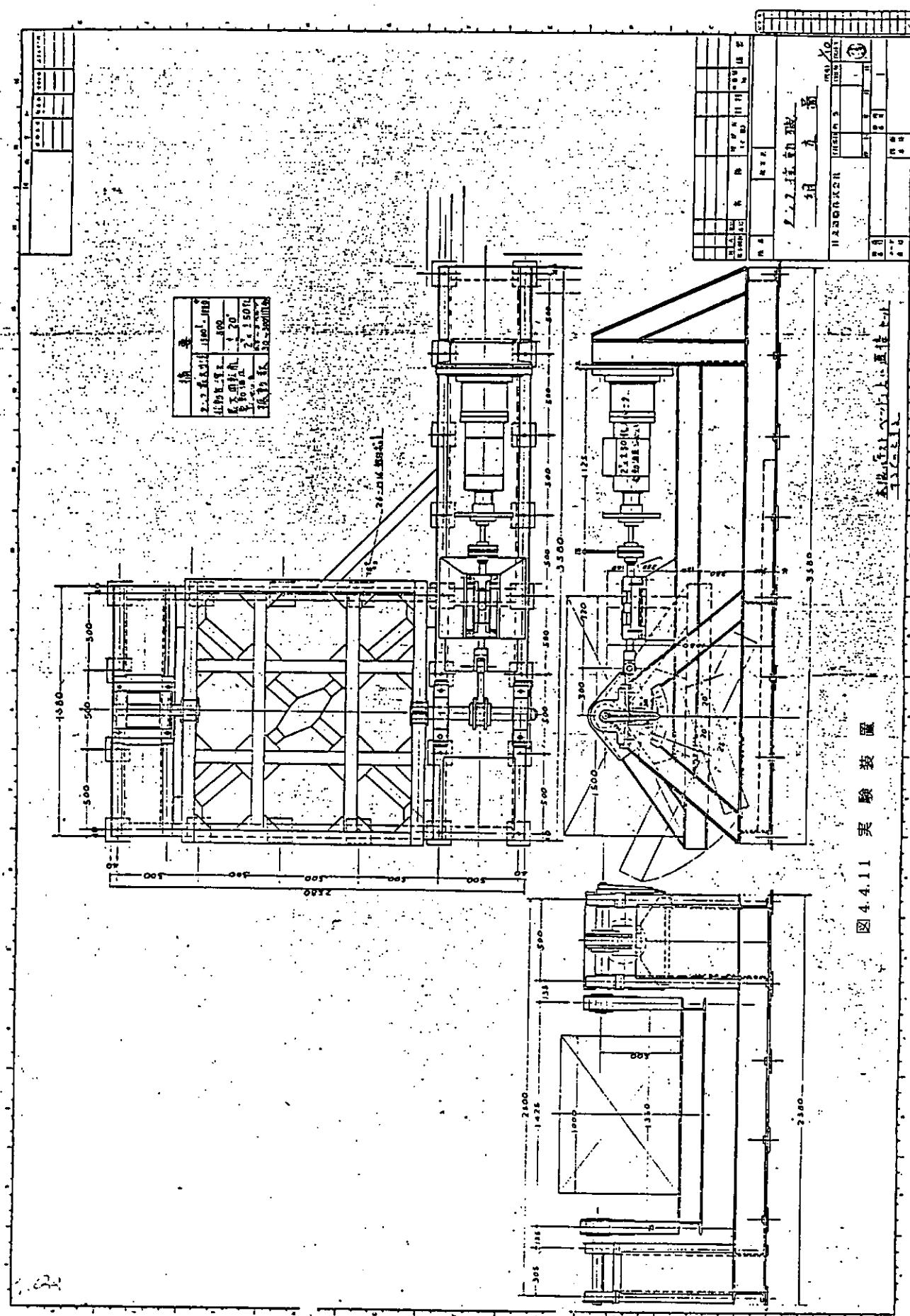


図 4.4.11 実験装置

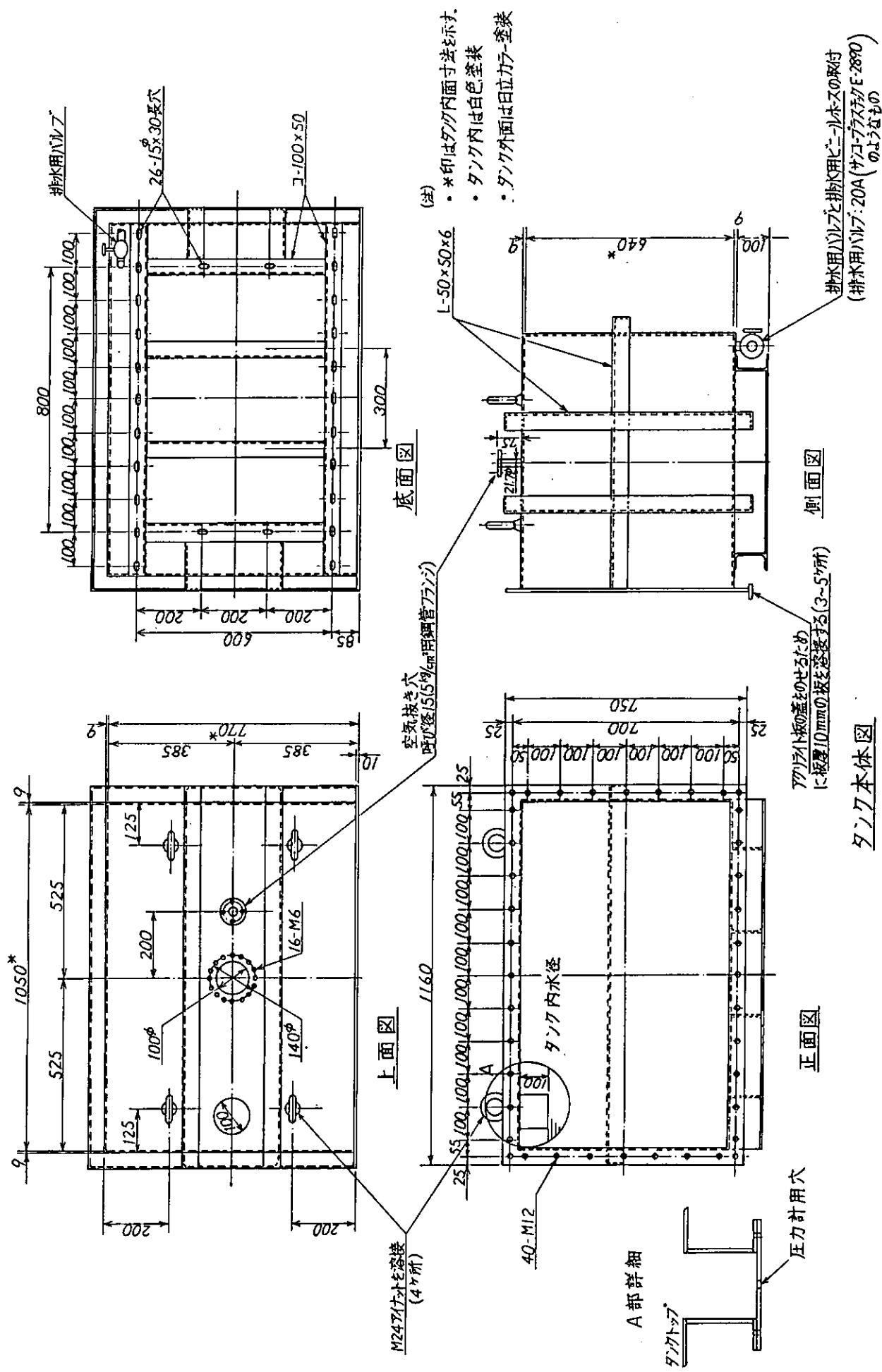


図 4.4.12 タンク模型

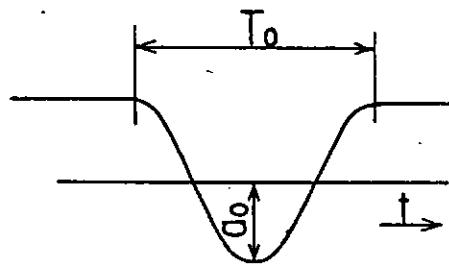


図 4.4.13 タンク運動

表 4.4.1 実験ケース

Ullage Pressure Effect 実験

○ 実施日 昭和 59 年 10 月 20 日

○ 実験条件

実験 No	片振幅 $a$	運動周期 $T$	Ullage Press. $P_0$	$a/T P_0$
1	5°	2 sec	1.0	2.5
2			0.5	5.0
3			0.25	10.0
3'			0.25	10.0
3''			0.2	12.5
4			0.125	20.0
4'			0.125	20.0
5	7.5°		0.125	30.0
6			0.25	15.0
7			0.5	7.50
7'			0.8	4.65
8			1.0	3.75
9		1.5 sec	1.0	5.0
10			0.5	10.0
11			0.25	20.0
11'			0.2	25.0
12			0.125	40.0
13	5°		0.125	26.7
14			0.25	13.3
15			0.5	6.7
16			1.0	3.8

本実験で予想される圧力の duration は、かなり短い事が予想され、通常の圧力計ではその周波特性のため計測が不正確になる事も予想される。そこで、周波特性のない圧力計として、ピエゾ圧電式圧力計 P C B 101A (0.25 inch 径) を使用した。

(b) 実験ケース

表 4.1.1 に実験条件を示す。表に示すことなく、実験条件は運動振巾  $a$ 、運動周期  $T$  (図 4.3.13 参照) およびタンク内空気圧  $p_0$  の三つのパラメーターで表すことができる。又、式 (4.4.12)において、相対速度  $V_0$ 、  
ullage pressure  $p_0$  以外のパラメーターは不变と仮定すれば、 $V_0 = \frac{a}{T}$  であることを考えると、 $\theta$  は次式によって与えられる。

$$\theta = \alpha \frac{a}{Tp_0}, \quad \alpha; \text{ある定数}$$

表 4.4.1 には、以上を考え、 $\frac{a}{Tp_0}$  の値も示しておいた。

(c) 実験結果

図 4.4.14～図 4.4.16 は、実験より得られた impact pressure の time history の例である。

A :	5	10 K	I	0	M I :	1
B :	2 V	10 KHZ	I	0 / 4	M II :	1

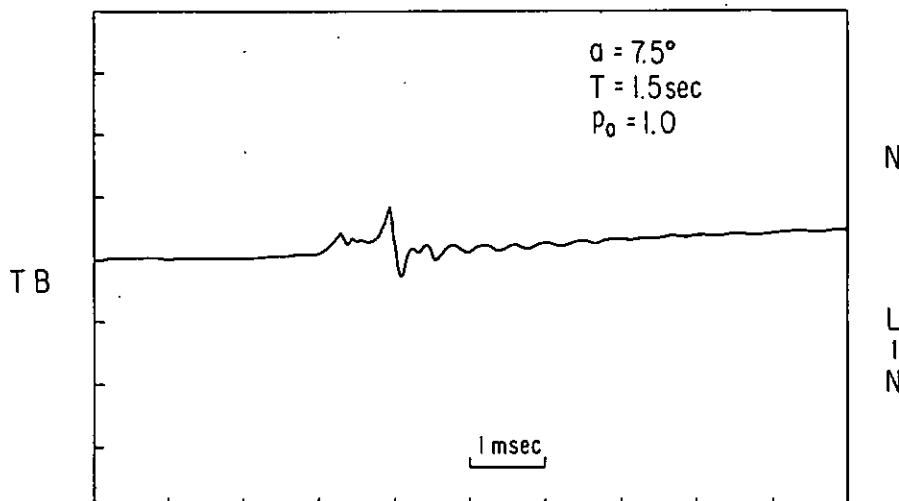


図 4.4.14 Impact Pressure Time History

図より、 $\theta$  が大きくなるにつれ、衝撃圧力は大きくなり、シャープな形状になってくることが読みとれる。

図 4.4.17 は、計測された衝撃圧力を ullage pressure  $p_0$  との対比で示したものである。

図より、ullage pressure が小さくなれば、一般に衝撃圧力は大きくなるが、本実験の場合にはある程度  $p_0$  が小さくなると、圧力の大きさが頭うちになってくる。この原因としては次のような事が考えられる。

- (i) タンク内空気を吸引し、圧力を低下させると、タンク内 air の分子構成が変り、水蒸気分子の割合がふえる。このため、タンク内 air の物性値がかなり変わってくるものと思われる。
- (ii) 本研究で提案した計算モデルは、物体底部と水面が平行を保って衝突する事を前提としている。しかるに、本実験の場合、この条件が必ずしも満足させる事ができず、本実験の限界と考えられる。

実構造の場合には生じる衝撃圧が非常に大きく、多少水面が傾いていたり、変形していくても、圧力により強制的に整形され、上記の条件が満足されやすいと考えられ、本研究の計算モデルに近い現象が生じるものと思われる。

図 4.4.18 は、本研究で得られた解析値と実験値を比較したものである。図にみると、 $\theta$  が小さい所では、解析値はよく実験値を説明するが、 $\theta$  が大きい所では相違が大きい。これは上記の頭うち現象に由来するものである。

#### (d) 結論

本実験は、本研究で提案した計算モデルの妥当性を証明するものとしては必ずしも満足すべきものではなかった。今後、もうすこし精密な実験による確認が望まれる。

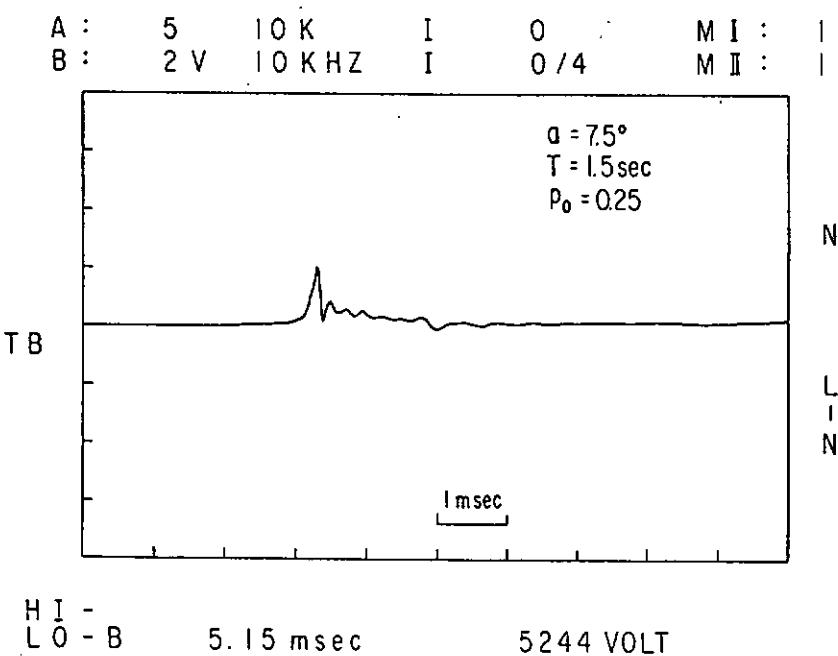


図 4.4.15 Impact Pressure Time History

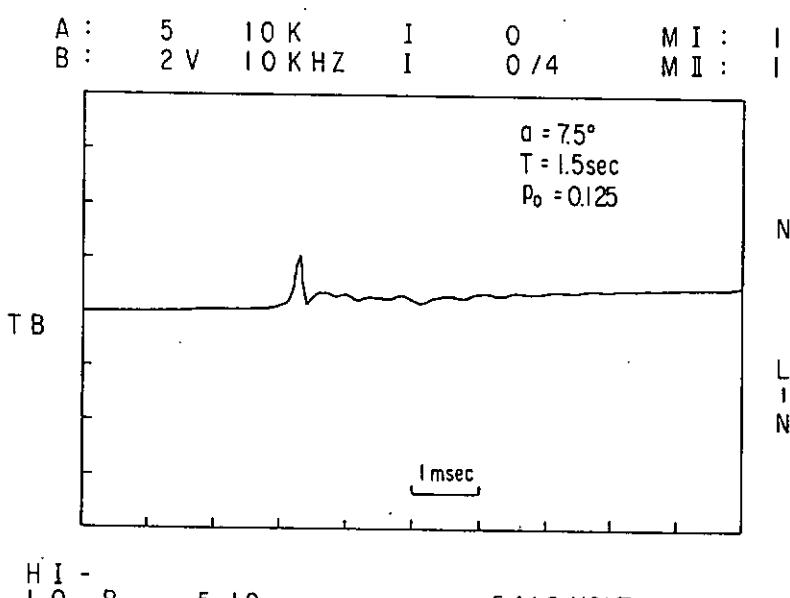


図 4.4.16 Impact Pressure Time History

ULLAGE PRESSURE EFFECT 実験

S.59.10.20

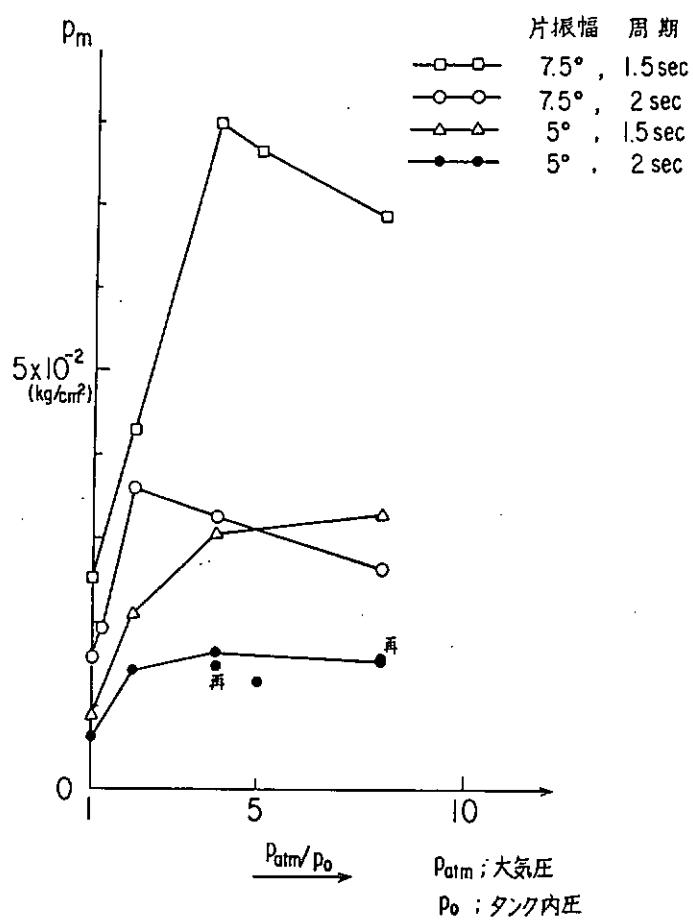


図 4.4.17 実験結果

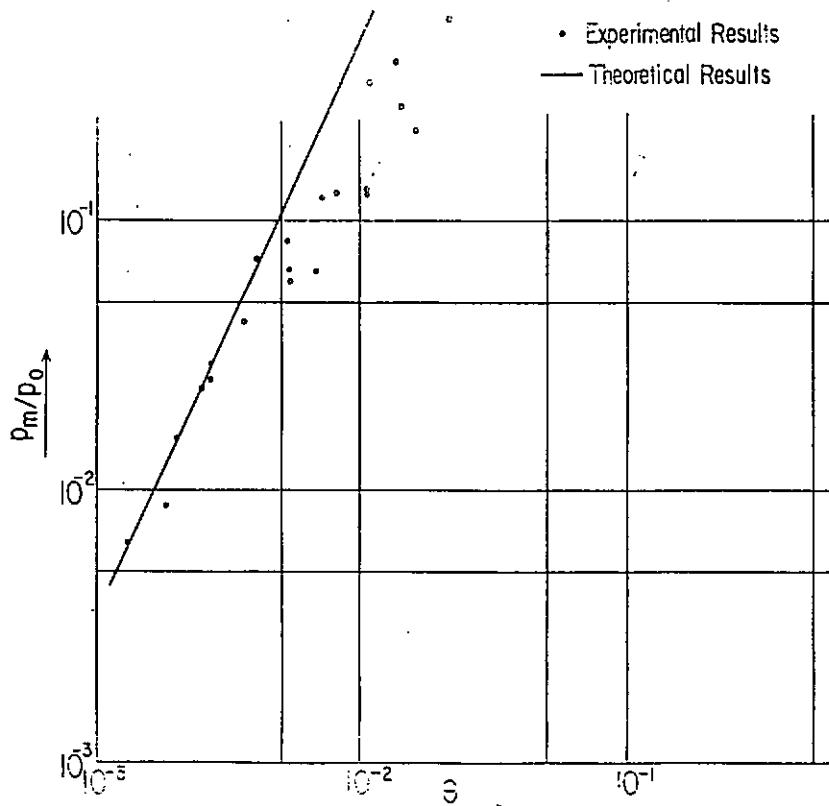


図 4.4.18 理論値との比較

## 5. 波浪中の船体応答計算プログラム

### 5.1 造研プログラムの作成

#### 5.1.1 プログラムの基礎式

波浪中船体応答の非線形計算プログラムとしては、山本等の提案した TSLAM<sup>1), 2)</sup> が良く知られている。

本部会では、このTSLAMを基礎にして、これまでの部会の研究成果を取り入れた新しい計算プログラムを作成した。このプログラム（以下SRSLAMと称する）の理論的基礎と、その特徴、適用範囲等について以下に述べる。

SRSLAMでは、縦波および横波に近い斜向波中での heave, pitch 等の船体縦運動と垂直曲げ振動といった船体縦応答の計算を行う。

船体の運動方式は船体を変断面 Bernoulli-Euler 梁とみなして、

$$\mu \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} [ EI \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^3 \omega}{\partial t x^2} \right) ] = f_z + \mu g$$

( 5.1.1 )

と書かれる。ここで、 $\omega$  は剛体変位、弾性変形を含めた船体断面下向き変位である。 $\mu$ , E I,  $\eta$  は各々貨物も含めた船体の質量分布、縦曲げ剛性、構造減衰係数である。座標の取り方および諸記号の定義を図 5.1.1 に示す。

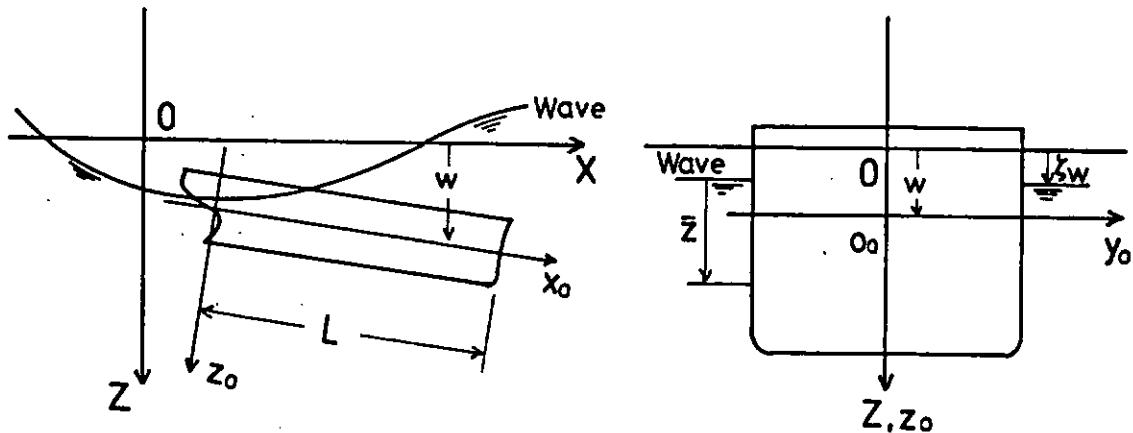


図 5.1.1 諸記号の定義

$f_z$  は単位長さ当たりの流体力をあらわし、その内容は附加質量、造波減衰力、衝撃力、浮力、Froude-Krylov 力等から構成される。

すなわち

$$f_z = -\frac{D}{D_t} \left[ M_H \left( \frac{D \omega}{D_t} - v_z \right) \right] - N_H \left[ \frac{D \omega}{D_t} - v_z \right] + \int_e (-p) n ds$$

( 5.1.2 )

ここで、 $\frac{D}{D_t} \equiv \frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x}$  ,  $M_H$ ,  $N_H$  は船体断面の上下運動に対する附加質量、造波減衰力である。

$v_z$  は入射波の orbital velocity の上下方向成分を表わし、 $p$  は船体姿勢変化による static pressure および入射波による水圧を含んだものである。

ここでは入射としては規則波のみ考えることにする。波高を  $h \omega (\equiv 2 \zeta_0)$  , 波長  $\lambda$  , 出合角  $\chi$  とすると、

波形状  $\zeta$  と波の orbital velocity  $v_\omega$  は

$$\left. \begin{aligned} \zeta \omega &= \zeta_0 \cos(\omega e t - k x \cos \chi) \\ v \omega &= -\omega \zeta_0 e^{-k d^*} \sin(\omega e t - k x \cos \chi) \end{aligned} \right\} \quad (5.1.3)$$

ここで、 $d^*$  はある断面における平均喫水で、時刻  $t$  における喫水に断面係数を乗じたものと定義する。

圧力  $p$  は Froude-Krylov の仮定に基づく波圧に船体姿勢変化の影響を取り入れたものとすることとし

$$p = \rho g [Z_0 + \omega - \zeta_0 e^{-k \bar{z}} \cos(\omega e t - k x \cos \chi + k y_0 \sin \chi)] \quad (5.1.4)$$

ここで  $(y_0, z_0)$  は船体断面に固定された座標系で、原点を静止時水面上に取る。 $\bar{z}$  は船体表面の時刻  $t$  における深さである。(図 5.1.1 を参照のこと)

次に流体力の計算法について述べる。

(5.1.2) の第一項は、運動量変化によって生ずる流体力であるが、書き改めると

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} [M_H \left( \frac{D\omega}{Dt} - v \omega \right)] &= M_H \frac{D}{Dt} \left( \frac{D\omega}{Dt} - v \omega \right) \\ &\quad - u \frac{\partial M_H}{\partial x} \left( \frac{D\omega}{Dt} - v \omega \right) + \frac{\partial M_H}{\partial t} \left( \frac{D\omega}{Dt} - v \omega \right) \end{aligned} \quad (5.1.5)$$

となる。前二項が、従来から線形計算法で採り入れられている項である。第3項が、附加質量そのものの時間変化による項で、これが衝撃力項である。

流体力の考え方は次の通りである。剛体運動モードと縦曲げモードでは、固有振動周期のオーダーが異っていることに留意して、流体力を別に定義する。すなわち

$$M_H = \begin{cases} C_0 K_4 \frac{\pi p}{2} b_0^2 & (\text{剛体運動モード}) \\ \frac{\pi p}{2} b^2(t) & (\text{振動モード}) \end{cases} \quad (5.1.6)$$

$$M_H = \begin{cases} \frac{\rho g^2}{\omega_e^3} \bar{A}_H^2 & (\text{剛体運動モード}) \\ 0 & (\text{振動モード}) \end{cases} \quad (5.1.7)$$

$C_0 K_4, \bar{A}_H$  はそれぞれ船体断面を Lewis form で近似した時の附加質量係数、発散波振幅比で、周波数  $\omega_e$  に対応する値をとる。 $b_0$  は静止時船体の水線面における半幅である。

なお振動モードの附加質量の計算には、時刻  $t$  における断面の接水半幅  $b(t)$  を用いている。

衝撃力の扱い方は、船底が着水する瞬間と着水した船体断面に作用する場合に分けて

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_H}{\partial t} &= \pi \rho b(t) \frac{\Delta b(t)}{\Delta t} && (\text{着水後}) \\ \frac{M_H}{\Delta t} & && (\text{着水の瞬間}) \end{aligned} \quad (5.1.8)$$

とする。ただし、 $\Delta t$ は計算で考へている時間間隔である。また、着水時衝撃は、着水面の前後方向の走りに着目し、 $\Delta t$ の間に増加した浸水船底に作用するものと考える。

以上の流体力、衝撃力が与えられるので、これらにより、(5.1.1)の運動方程式を解くこととする。数値解析の手法としてはGalerkin法とNewmark- $\beta$ ( $\beta=1/4$ )法による時間積分を組合せたものとする。

まず変位 $w$ を両端自由の境界条件を満足する固有関数 $W_j(x)$ と時間関数 $Q_j(t)$ により次の様に展開する。 $M$ を扱うモードの数とする。

$$w = \sum_{j=1}^M W_j(x) Q_j(t) \quad (5.1.9)$$

これを(5.1.1)に代入して、両辺に $W_j(x)$ を乗じて船尾から船首まで積分する。その結果次のようなマトリックス方程式が得られる。

$$[M]\{\ddot{q}\} + [C]\{\dot{q}\} + [K]\{q\} = \{f\} \quad (5.1.10)$$

ここで

$$\begin{aligned} M_{ij} &= \int (\mu + M_H j) W_i W_j dx \\ C_{ij} &= \int N_H W_i W_j dx + \int \dot{M}_{Hj} W_i W_j dx \\ &\quad + \int M_{Hj} (W_j' W_i - W_i W_j') dx - U [M_H j W_i W_j] \\ &\quad + \int \eta_j E I W_j'' W_i'' dx \\ K_{ij} &= -U \int N_{Hj} W_i W_j' dx - U \int \dot{M}_{Hj} W_i W_j' dx \\ &\quad - U^2 \int M_{Hj} W_i dx + U^2 [M_{Hj} W_i W_j']_{AP}^{FP} \\ &\quad + \int E I W_i'' W_j'' dx \\ F_i &= \int M_H \zeta \omega W_i dx - U \int M_H \zeta' \omega W_i dx \\ &\quad + \int N_H \zeta \omega W_i dx - U \int N_H \zeta' \omega W_i dx \\ &\quad + \int \dot{M}_H \zeta \omega W_i dx - U \int \dot{M}_H \zeta' \omega W_i dx \\ &\quad + U \int M_H \zeta \omega W_i dx - U \int M_H \zeta' \omega W_i' dx \\ &\quad + g \int \mu W_i dx - \rho g \int A W_i dx - U [M_H \zeta' \omega W_i]_{AP}^{FP} \\ &\quad + U^2 [M_H \zeta' \omega W_i]_{AP}^{FP} \end{aligned} \quad (5.1.11)$$

ただし  $\bullet = \frac{\partial}{\partial x}$  を  $\bullet = \frac{\partial}{\partial t}$  を表わす。

変位をあらわす固有関数としては両端自由の一様断面梁のそれを用いる。すなわち

$$W_1 = 1, 0$$

$$W_2 = \frac{x}{L} - \frac{1}{2}$$

$$\begin{aligned} W_j &= \cos \lambda_j x + \cosh \lambda_j x - C_j (\sin \lambda_j x + \sinh \lambda_j x) \\ C_j &= (\cos \lambda_j L - \cosh \lambda_j L) / (\sin \lambda_j L - \sinh \lambda_j L) \end{aligned}$$

ここで

$$\lambda_3' = 4.73, \quad \lambda_4 L = 7.8532$$

$$\lambda_5 L = 10.996$$

(5.1.12)

とする。

構造減衰係数  $\eta$  と対数減衰率  $\delta$  の間に

$$\eta = \begin{cases} 0 \\ \frac{8}{\pi \omega_{2n}} \end{cases}$$

と仮定する。ただし、 $\omega_{2n}$  は、2節の固有振動数をとる。

(5.1.10) の積分には、Newmark- $\beta$  法で  $\beta = 1/4$  の繰り返し無しを用いる。基本式は以下の通りである。

今、時間ステップ  $k$  での値をもとに、 $k+1$ における値を計算するとし、時間刻み  $\Delta t$  とする。

$\Delta t$  リックス  $[D] = [M] + \frac{\Delta t}{2} [C] + \beta \Delta t^2 [K]$  を定義する。これを用いると

$$[D] \{ \ddot{q} \}_{k+1} = \{ f \}_{k+1} - [C] \{ \dot{q} \}_k + \frac{\Delta t}{2} \{ \ddot{q} \}_k$$

$$- [K] \{ q \}_k + \Delta t \dot{q}_k + (\frac{1}{2} - \beta) \Delta t^2 \ddot{q}_k \}$$

$$\{ \dot{q} \}_{k+1} = \{ \dot{q} \}_k + \frac{\Delta t}{2} \{ \ddot{q} \}_k + \{ \ddot{q} \}_{k+1} \}$$

$$\{ q \}_{k+1} = \{ q \}_k + \Delta t \{ \dot{q} \}_k + \frac{\Delta t^2}{2} \{ \ddot{q} \}_k + \beta \Delta t^2 \{ \ddot{q} \}_{k+1} - \{ \ddot{q} \}_k \}$$

(5.1.13)

$[D]$  の逆行列  $[D]^{-1}$  を求め、上式に作用させれば  $\{ \ddot{q} \}_{k+1}$  が求まり、順次  $\{ \dot{q} \}_{k+1}$ ,  $\{ q \}$  が計算される。

以上により応答が求まれば、衝撃荷重も含めた波浪荷重を計算することができる。すなわち 断力を  $F_s$  曲げモーメントを  $M_B$  とすると

$$F_s = - \int_0^z [f_z + \mu g - \mu \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2}] dx$$

$$M_B = - \int_0^z [f_z + \mu g - \mu \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2}] x dx$$

(5.1.14)

次に軸力荷重による横応力への影響を計算する。計算の基礎となる文献<sup>3)</sup> に譲り最後の計算式のみ記す。軸力荷重  $F_x$ ,

$$F_x = - f_x(x) + f_x(L/2) \frac{g}{W} \int_0^x \mu(x) dx$$

$$f_x(x) = - \int_0^x \left\{ \int_c^s \int_c^s \frac{\partial p}{\partial x} dy dz \right\} dx \int_c^s p dy dx$$

(5.1.15)

ただし、 $S_c(x)$  は船体横断面の浸水部分を表わす。

圧力  $P$  としては(5.1.4)を用いる。

曲げモーメントと軸力が共存する状態での応力は甲板側で

$$\sigma_{dk} = \frac{M_B}{I/y_{dk}} + \frac{F_x}{A} \quad (5.1.16)$$

となる。

### 5.1.2 S R S L A M の計算手順

S R S L A M の基本的構造を図 5.1.2 に示す。

各段階での計算概要を次に述べる。

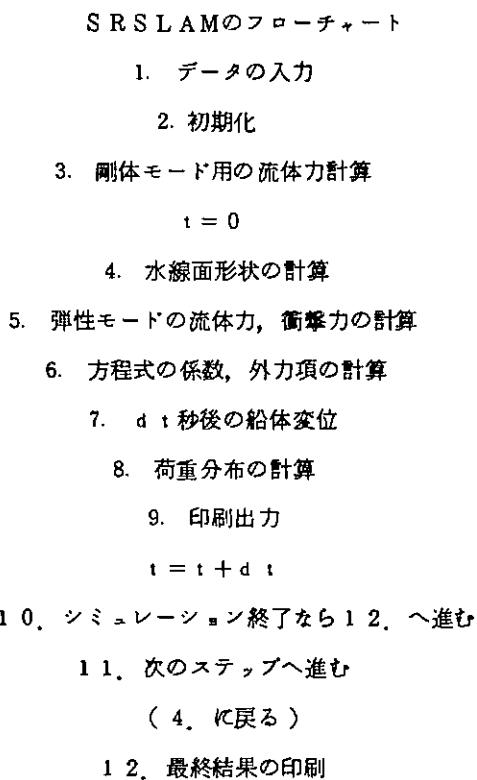


図 5.1.2 プログラムの基本構造

#### (1) データの入力

計算に必要な情報を取り込む。必要最小限の項目としては以下に掲げるものがある。実際の使用目的に応じて適宜増加する。

- 船速
- 入射波の波高, 波長, 出会角
- 船型データ  
船長, 奥水, 幅,  
オフセット
- 重量分布
- 剛性分布
- 構造減衰率

#### (2) 初期化及び前処理

ここでは時間ステップ毎の計算に先立って、データ変換あるいはパラメータ、初期値設定を行う。

- 船体形状を水面に固定した座標系で記述するので、オフセットデータの変換を行う。
- 各横断面毎に奥水每の浸水面積、水線面半幅のテーブルを作る。

- 計算に用いる喫水線の時の排水量、浮心位置および船体重量、重心位置、環動半径を行い、設定条件下で船が静水中で平衡かのチェックを行う。
- 最後に船体縦曲げ振動モードの関数形およびその他計算に必要な諸関数の定義をする。

(3) 剛体モード用の流体力の計算

これは前処理の一環と考えることも出来る。

船体浸水断面を Lewis form で近似し、その流体力 ( $C_0 K_4$ ,  $\bar{A}_H$ ) を別に用意した流体力テーブルから内挿により求める作業を行う。

(4) 水線面形状の計算

- 主要な内容は以下の三点である。まず船体固定座標で、入射波形状を記述し、各時刻での喫水の算出を行い、その時の浸水部断面積、水線面幅を先に作ったテーブルから流出する。またこの時波粒子速度、波粒子加速度を計算する。
- 次に船底と波面の交差位置を計算し、船体の浸水部分、露出部分を判別する。
- 最後に船底の浸水増加部所を  $\Delta t$  だけ前の状態と比較して決定する。これは船底衝撃の計算に必要である。

(5) 弹性モード用流体力の計算

- 弹性モードの流体力としては (5.1.6) に示した式により計算する。 $b(t)$  はその時刻における水線面の半幅である。

(6) 衝撃力の計算

(5.1.8) に示した式により衝撃力の計算を行う。既に浸水した部分の喫水が増加していく時に生ずる衝撃力と新たに接水部分となった船底に作用する衝撃力とは分けて求める。

(7) 方程式の係数、外力項

(5.1.11) に示した方程式の係数を計算する。計算は数値積分(台形則)によるが、考えている成分の分布の状況に応じて、積分の方法を二つに分ける。

一つは慣性力、重力、等のように、水線の位置に係わりなく決定されるもので、これらは船体全体にわたって積分する。もう一つは、浸水部のみに作用する浮力、波強制力、流体力、衝撃力等でこれらは正確に浸水部のみ積分する。

(8)  $\Delta t$  秒後の船体変位

(7) で求まる方程式係数を用いて、Newmark- $\beta$  法 ( $\beta = 1/4$ ) により時間方向の積分を行う。計算式は (5.1.13) に示す通りである。

(9) 荷重分布の計算

(5.1.14) に基づき、断力分布、曲げモーメント分布を計算する。これに (5.1.15) に基づいて軸力荷重を求め、曲げモーメントとあわせて (5.1.16) より甲板(あるいは船底)応力を計算する。

### 5.1.3 S R S L A M の計算結果

以上に述べたアルゴリズムに基づいて計算した結果のいくつかを次に示す。対象船としては、S R 1 0 8 船型を持つ全長 175 m のコンテナ船と大型散装船(全長  $L = 216.4$  m)のバラスト状態を選んだ。主要目等は表 5.1.1, 2 に示す通りであるが、すべて実船スケールでの計算になっている。応答は、規則波中定速航走時のものとして、船速はいずれの船についてもフルード数 ( $F_n$ ) が 0.1 とした。波は  $\lambda/L = 1.0$  とし、波高 ( $H\omega$ ) は大波高の代表として  $H\omega = 12$  m、低波高の代表として 8 m のものを選んだ。波との出会い角は  $\chi = 180^\circ$  に加えて  $157.5^\circ$  の場合も取上げた。斜向波においても、計算するのは縦運動、縦荷重である点に留意する必要がある。

計算結果は、(1)SS 8  $\frac{1}{2}$ における相対水位、(2)FPにおける相対水位、(3)SS 5における上下加速度(4)SS 8  $\frac{1}{2}$ における上下加速度、(5)SS 5上甲板における歪、(6)SS 8  $\frac{1}{2}$ の甲板における、(7)SS 5の縦剪断歪、(8)SS 8  $\frac{1}{2}$ 縦剪断歪の順に示し、単位は各々、[m]…(1), (2), [G]…(3), (4), [strain]…(5), (6), (7), (8)となっている。

次に示した計算は次の様なパラメータに拠っている。

船体断面数	21断面(APからFPを20等分)
水線数	最大24
弾性振動モード	2節、3節振動
時間ステップ	出会い周期の1/300

ここに示す波形は、規則波が到来しはじめた後、4波、5波目の応答である。船体構造減衰係数は、3波目迄は表5.1.1に示した設定値の10倍とし、4波目に入った時点で設定値に示している。これは、統発するスラミングによって生ずるホイッピングの重畳効果で波形が不必要に“汚される”のを防ぐ為である。

表5.1.1 供試船の主要目等(撤穫船)

S.S	I (m <sup>4</sup> )	I/y (m <sup>3</sup> )	A (m <sup>2</sup> )	$\mu g$ (ton/m)	
A.P	40.0	4.0	0.8	0.0	Displacement = 58018 ton
1/2	40.0	4.0	0.8	93.3	$\otimes G = 2.5763 \text{ m (fore)}$
1	80.0	8.0	1.6	186.7	Draft(aft) = 10.174 m
1 1/2	120.0	12.0	2.4	280.0	Draft( $\otimes$ ) = 9.556 m
2	160.0	16.0	3.2	280.0	Draft(forward) = 8.938 m
2 1/2	200.0	20.0	4.0	280.0	
3	200.0	20.0	4.0	280.0	$F_n = 0.10$
3 1/2	200.0	20.0	4.0	280.0	
4	200.0	20.0	4.0	280.0	$L = 216.4 \text{ m}$
4 1/2	200.0	20.0	4.0	280.0	$B = 31.4 \text{ m}$
5	200.0	20.0	4.0	280.0	
5 1/2	200.0	20.0	4.0	280.0	$\delta = 0.032$
6	200.0	20.0	4.0	280.0	$E = 21000 \text{ kgf/mm}^2$
6 1/2	200.0	20.0	4.0	280.0	$k = 0.3$
7	200.0	20.0	4.0	280.0	$G = 8100 \text{ kgf/mm}^2$
7 1/2	166.7	16.7	3.3	280.0	
8	133.3	13.3	2.7	280.0	
8 1/2	100.0	10.0	2.0	280.0	
9	66.7	6.7	1.3	280.0	
9 1/2	33.3	3.3	0.7	140.0	
F.P	33.3	3.3	0.7	0.0	

( Bulk Carrier )

表 5.1.2 供試船の主要目等(コンテナ船)

S.S	I ( m <sup>4</sup> )	I/y ( m <sup>3</sup> )	A ( m <sup>2</sup> )	$\mu g$ ( ton/m )	
A.P	14.3	0.0	0.6	40.0	Displacement = 23800 ton
1/2	14.3	1.4	0.6	62.9	$\otimes G = 3.1854 \text{ m (aft)}$
1	28.6	2.9	1.2	85.7	Draft(aft) = 9.620 m
1 1/2	42.9	4.3	1.8	108.6	Draft ( $\otimes$ ) = 9.354 m
2	57.1	5.7	2.4	131.4	Draft( fore) = 9.089 m
2 1/2	71.4	7.1	3.0	154.3	
3	85.7	8.6	3.0	177.1	$F_n = 0.15, 0.25$
3 1/2	100.0	10.0	3.0	200.0	
4	100.0	10.0	3.0	200.0	$L = 175.0 \text{ m}$
4 1/2	100.0	10.0	3.0	200.0	$B = 25.4 \text{ m}$
5	100.0	10.0	3.0	200.0	
5 1/2	100.0	10.0	3.0	200.0	$\delta = 0.056$
6	88.9	8.9	3.0	200.0	$E = 21000 \text{ kgf/mm}^2$
6 1/2	77.8	7.8	3.0	177.5	$k = 0.3$
7	66.7	6.7	2.6	155.0	$G = 8100 \text{ kgf/mm}^2$
7 1/2	55.6	5.6	2.1	132.5	
8	44.4	4.4	1.7	110.0	
8 1/2	33.3	3.3	1.3	87.5	
9	22.2	2.2	0.9	65.0	
9 1/2	11.1	1.1	0.4	42.5	
F.P	11.1	1.1	0.4	20.0	

( Container )

撤積船の計算結果を図 5.1.6 から 5.1.9 に示す。大波高の場合、激しいスラミングおよびホイッピングが発生していることが良く分る。特に船体中央部では 2 節の振動が S S 8  $\frac{1}{2}$  では 3 節の振動がかなり大きな部分を占めていることがこれから分る。波高が低くなると船底露出は F P の近傍に限定され、それに伴い衝撃荷重も小さくなり、ホイッピング成分も小さくなっていく。

斜波では(  $\alpha = 157.5^\circ$  )では  $H_w = 1.2 \text{ m}$  の場合のみを示した。相対水位はそれ程  $\alpha = 180^\circ$  の場合と変りないが、曲げ、歪あるいは剪断歪は小さくなっている。特に 3 節のホイッピング成分の減少がみられる。

図 5.1.10 から 5.1.13 に S R 108 船型を持ったコンテナ船の場合の応答計算例を示す。基本的な傾向は撤積船の応答と同じであるが、こちらの方が船底露出の度合が大きいこと、それに伴う加速度は大きいこと等が特徴的である。

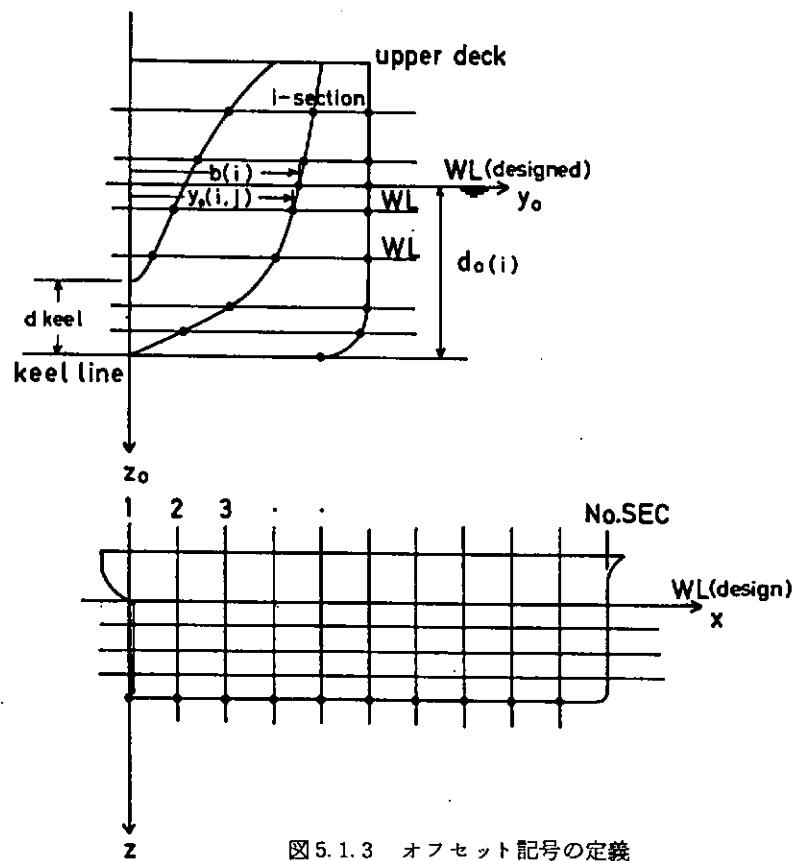


図 5.1.3 オフセット記号の定義

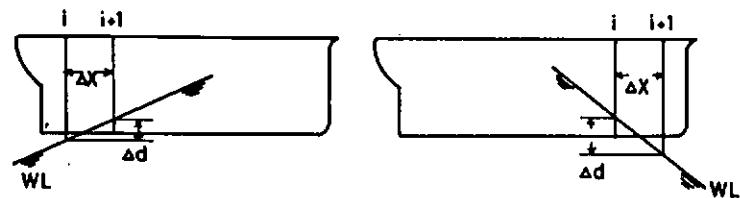


図 5.1.4 水面 - 船底交点

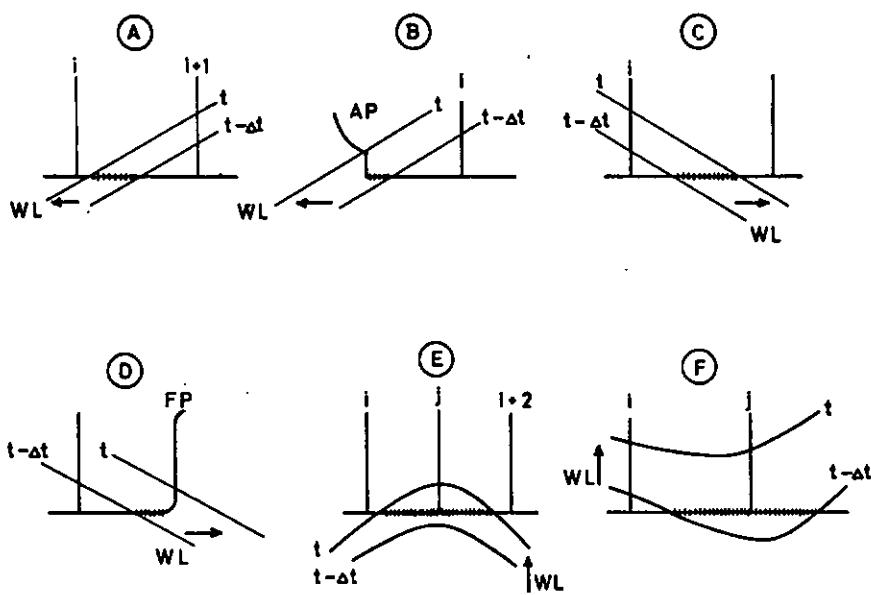


図 5.1.5 衝撃力の発生に連る船底 - 水面交点の移動

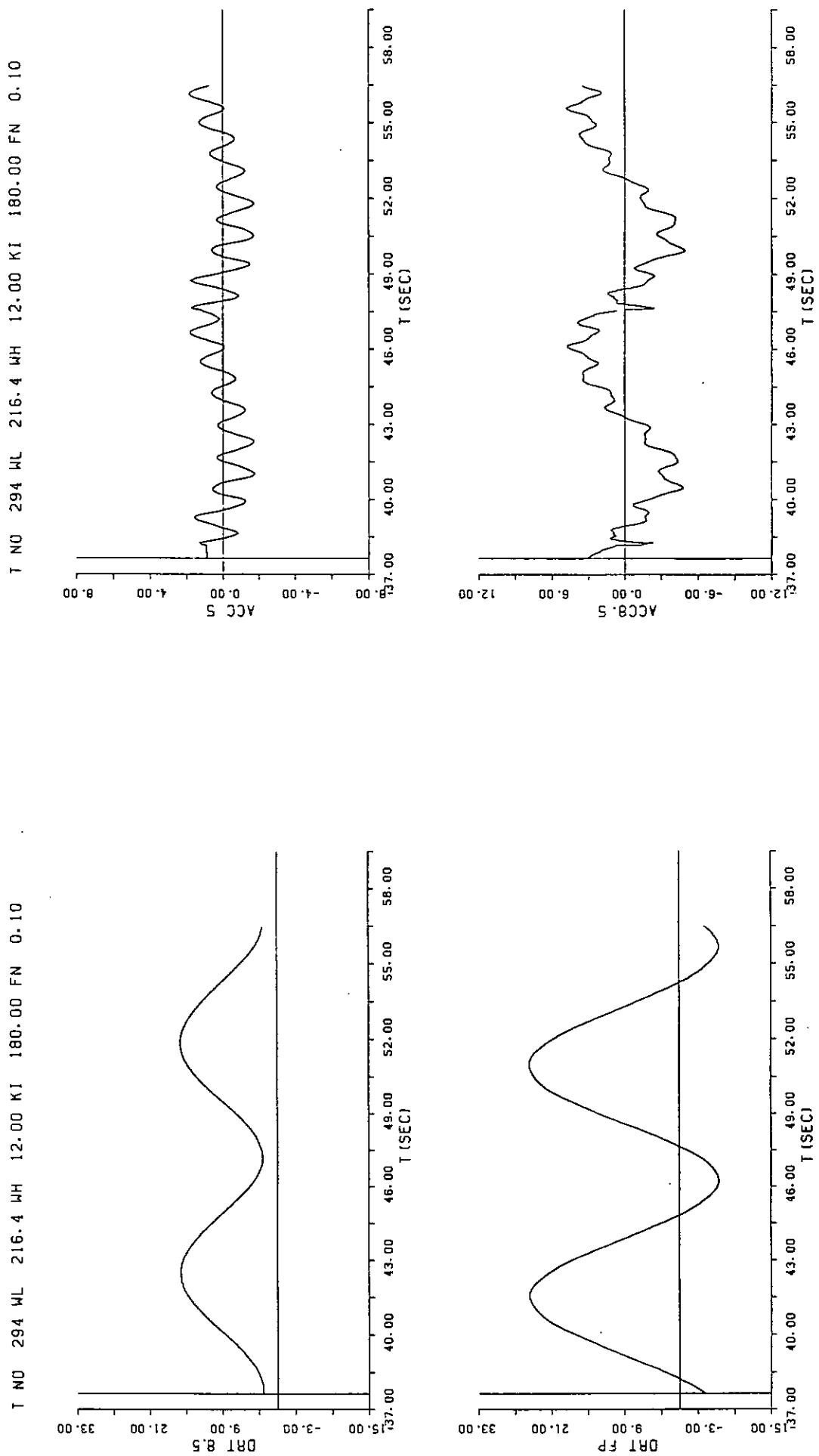


図 5.1.6(1) 撤 機 組

図 5.1.6(2) 撤 機 船

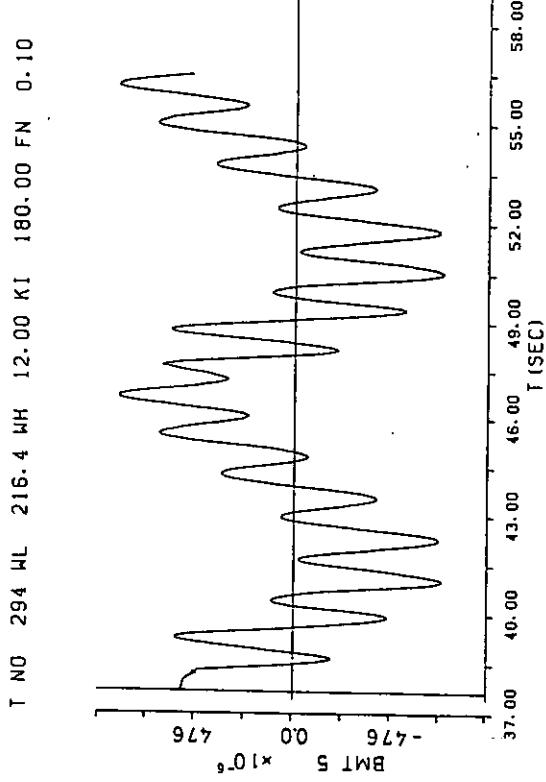


図 5.1.6(3) 撤 積 船

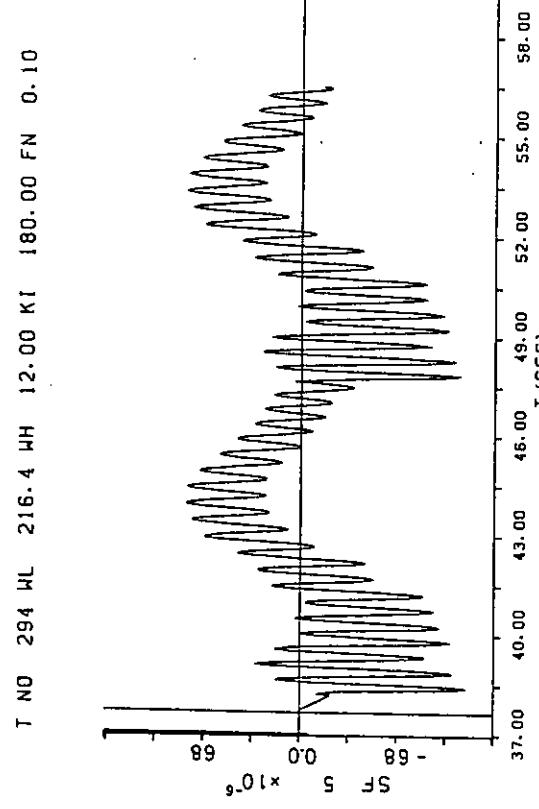


図 5.1.6(4) 撤 積 船

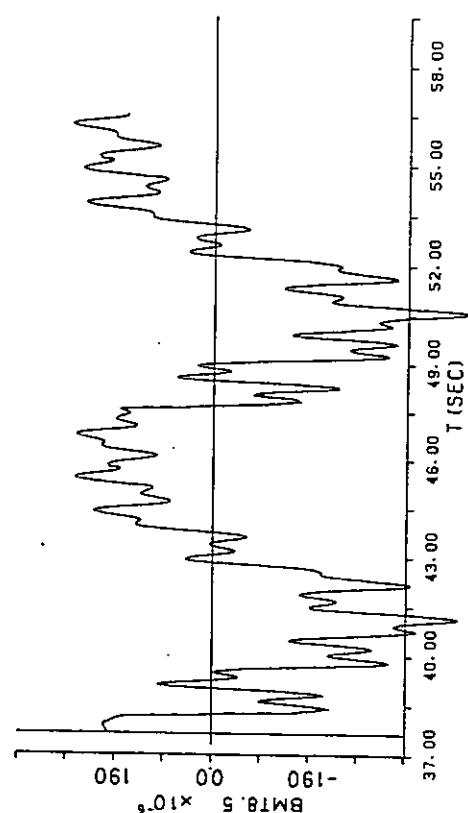


図 5.1.6(3) 撤 積 船

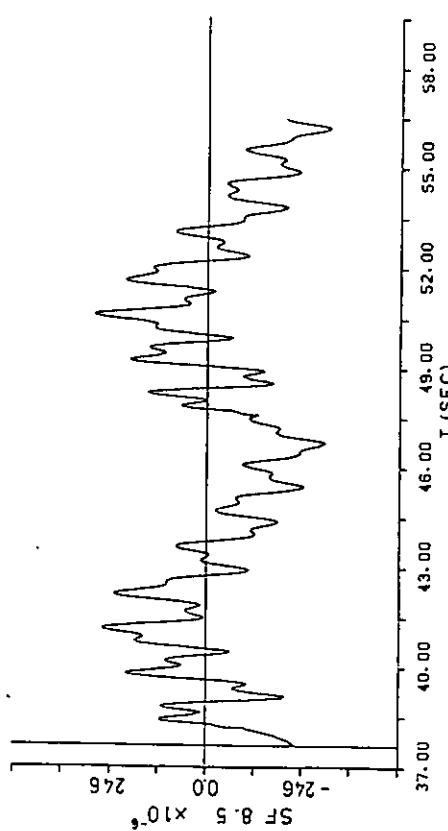


図 5.1.6(4) 撤 積 船

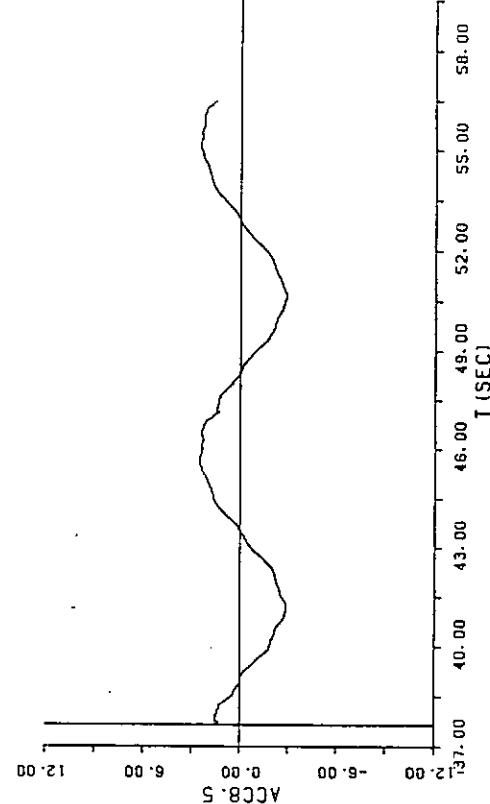
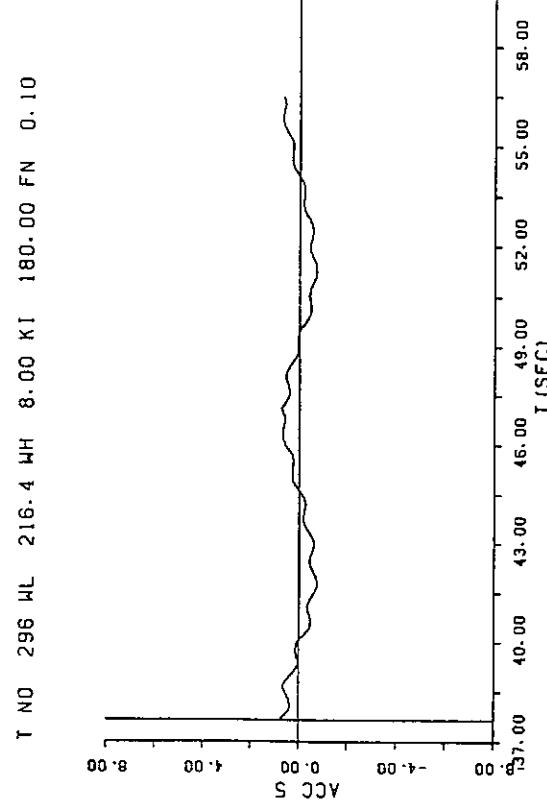


図 5.1.7(2) 撤 積 船

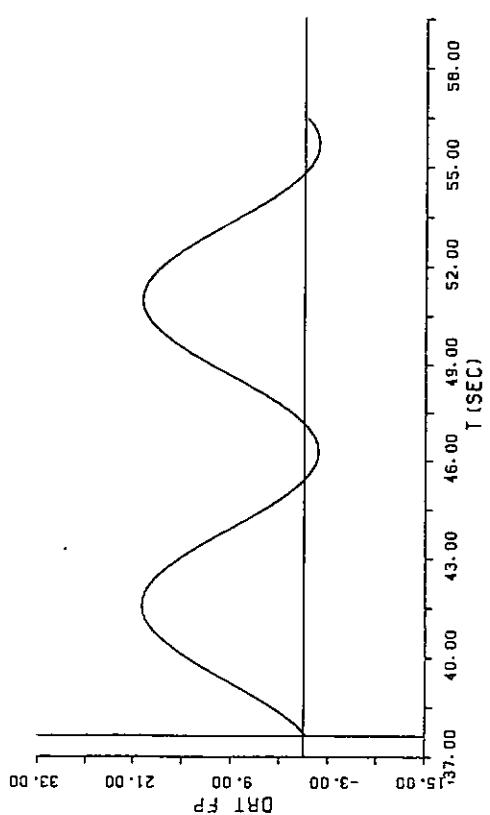
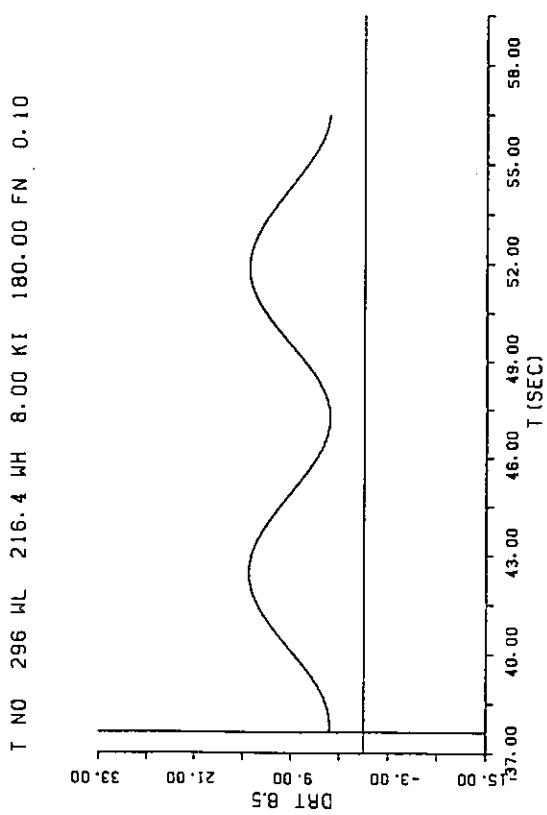


図 5.1.7(1) 撤 積 船

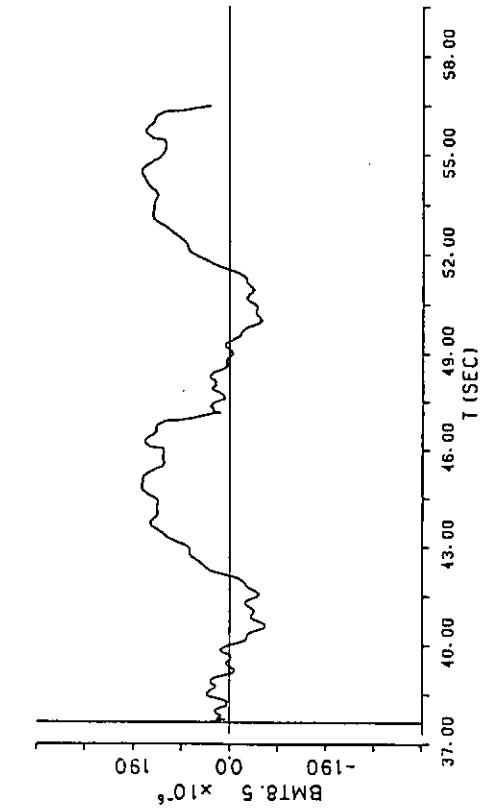
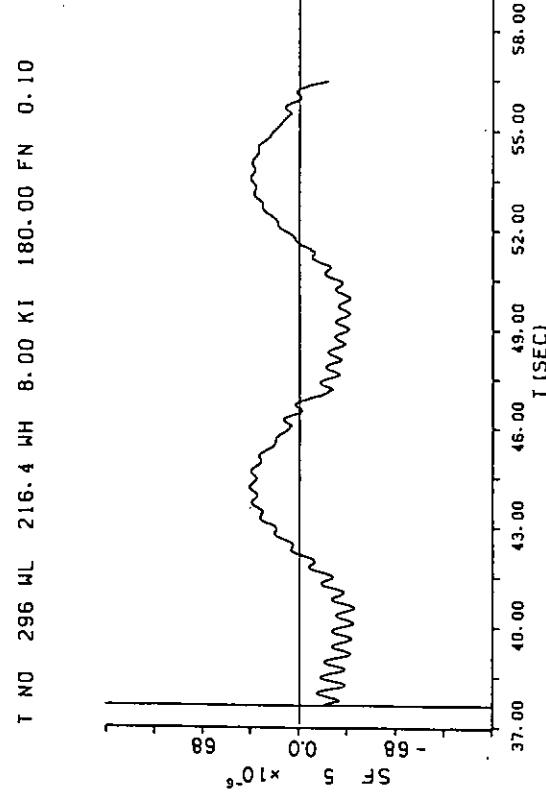
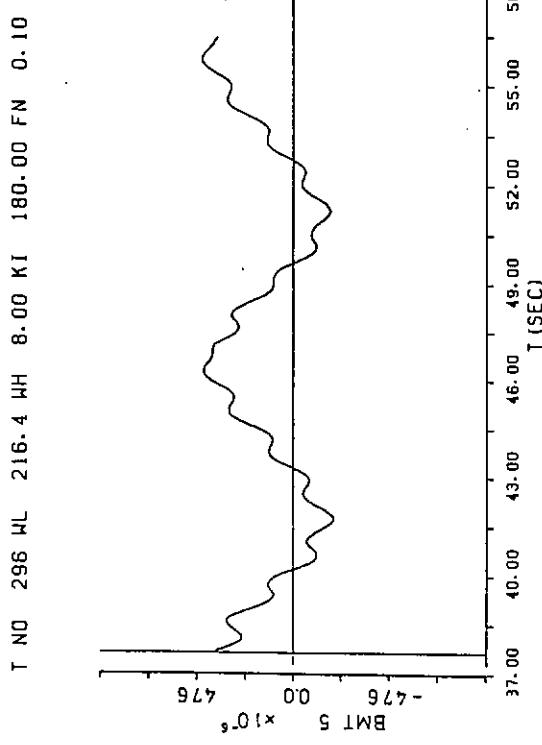


図 5.1.7(3) 撤 機 橫 船

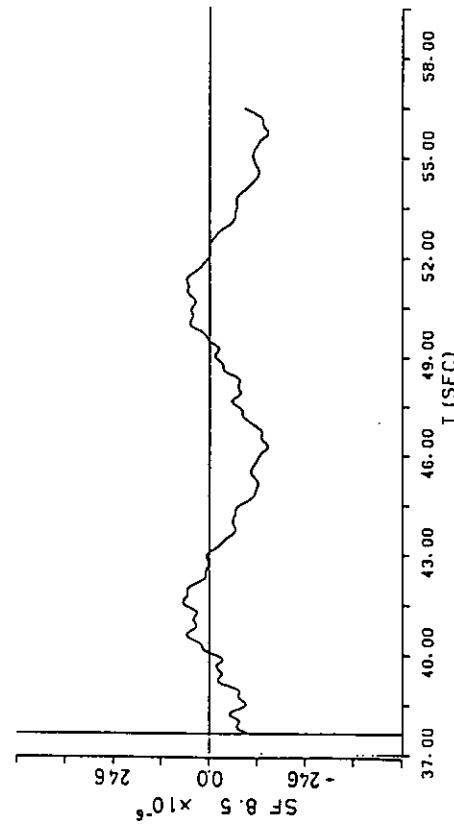


図 5.1.7(4) 撤 機 船

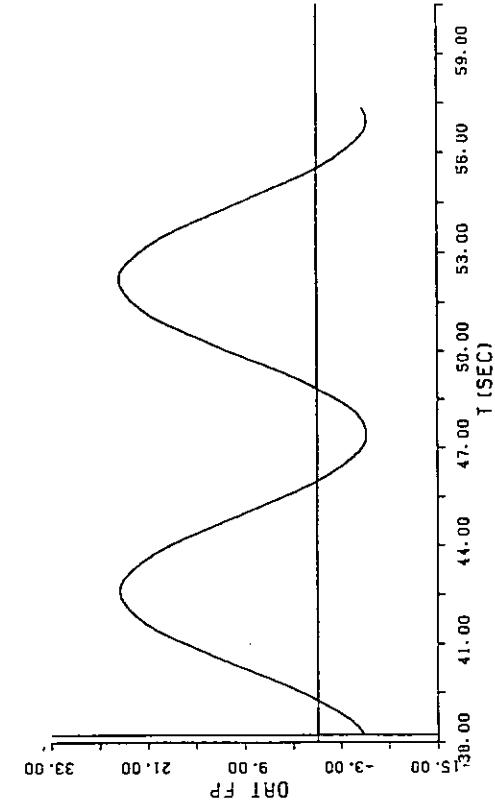
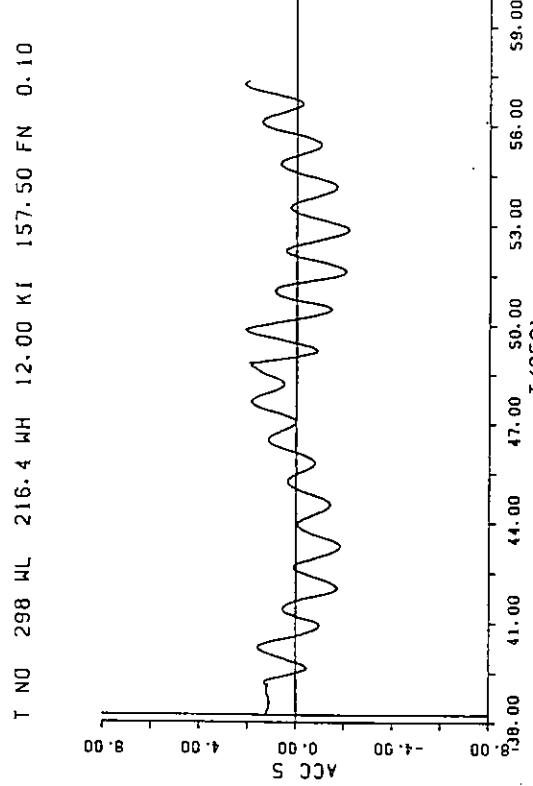
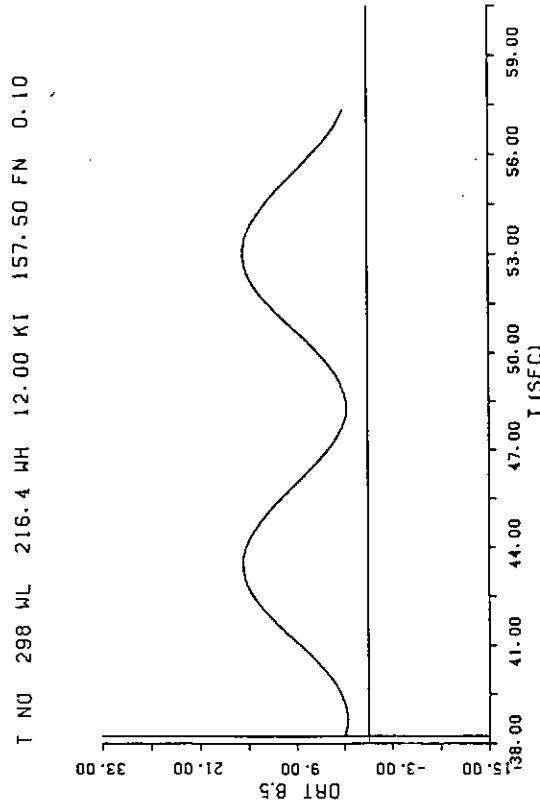


図 5.1.8(1) 撤 槽 船

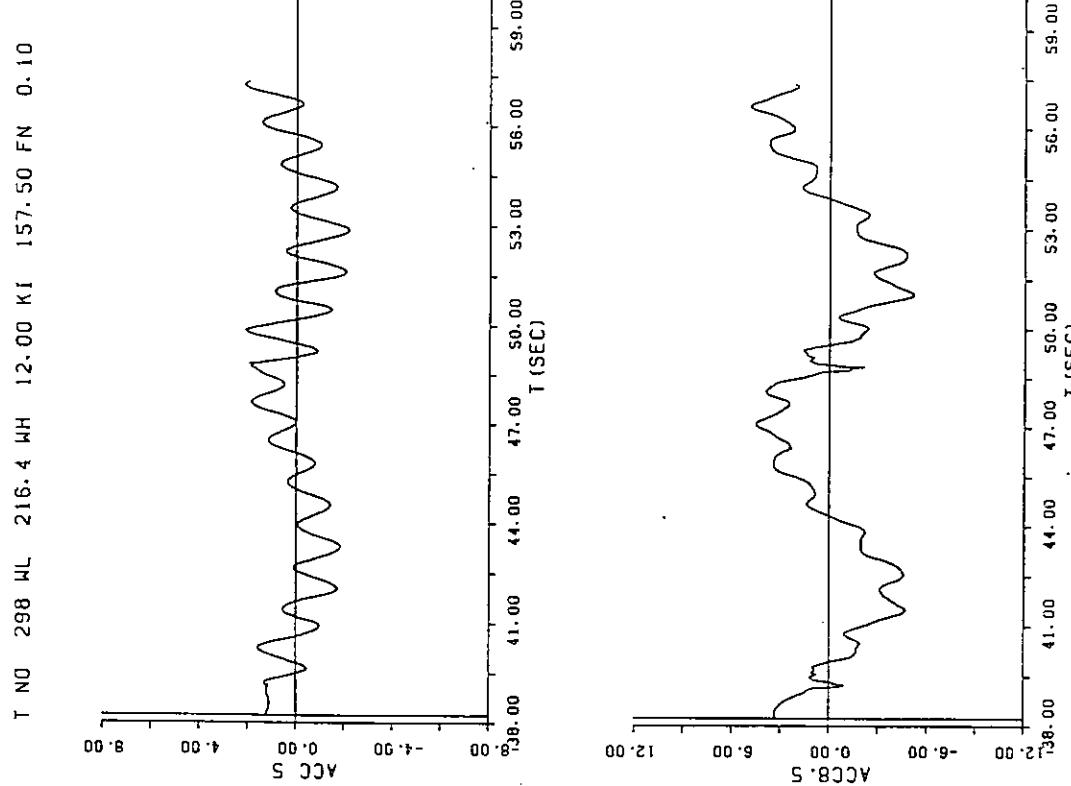


図 5.1.8(2) 撤 槽 船

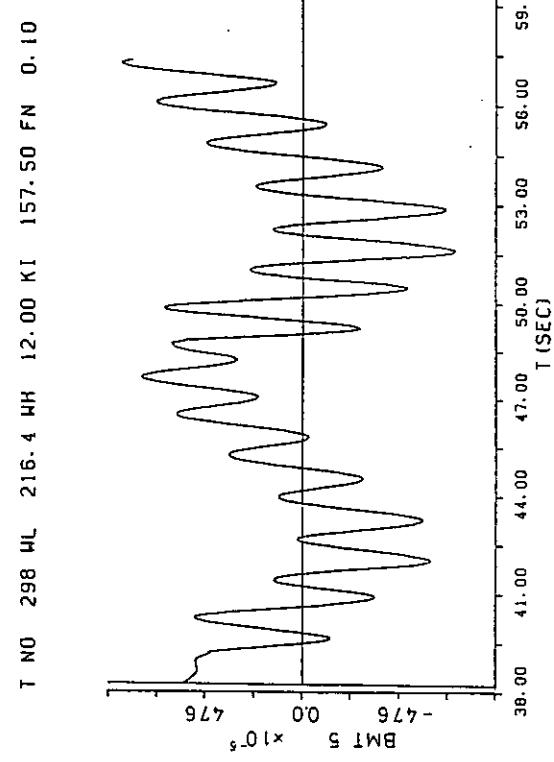


図 5.1.8(3) 撤 積 船

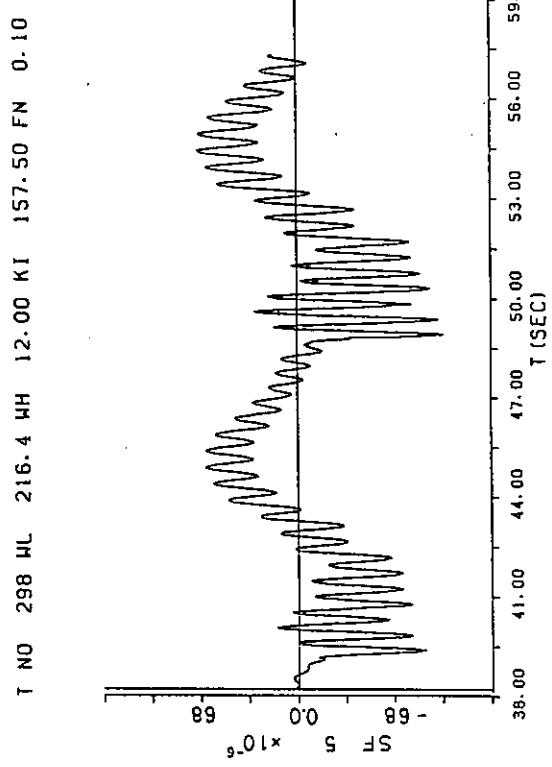
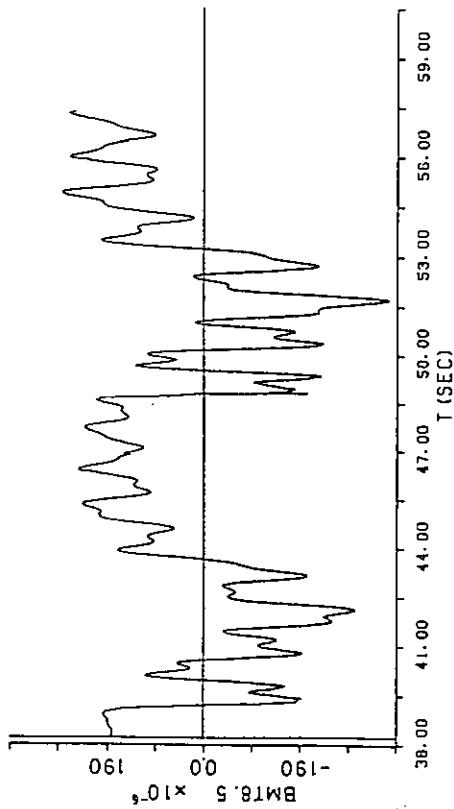


図 5.1.8(4) 撤 積 船



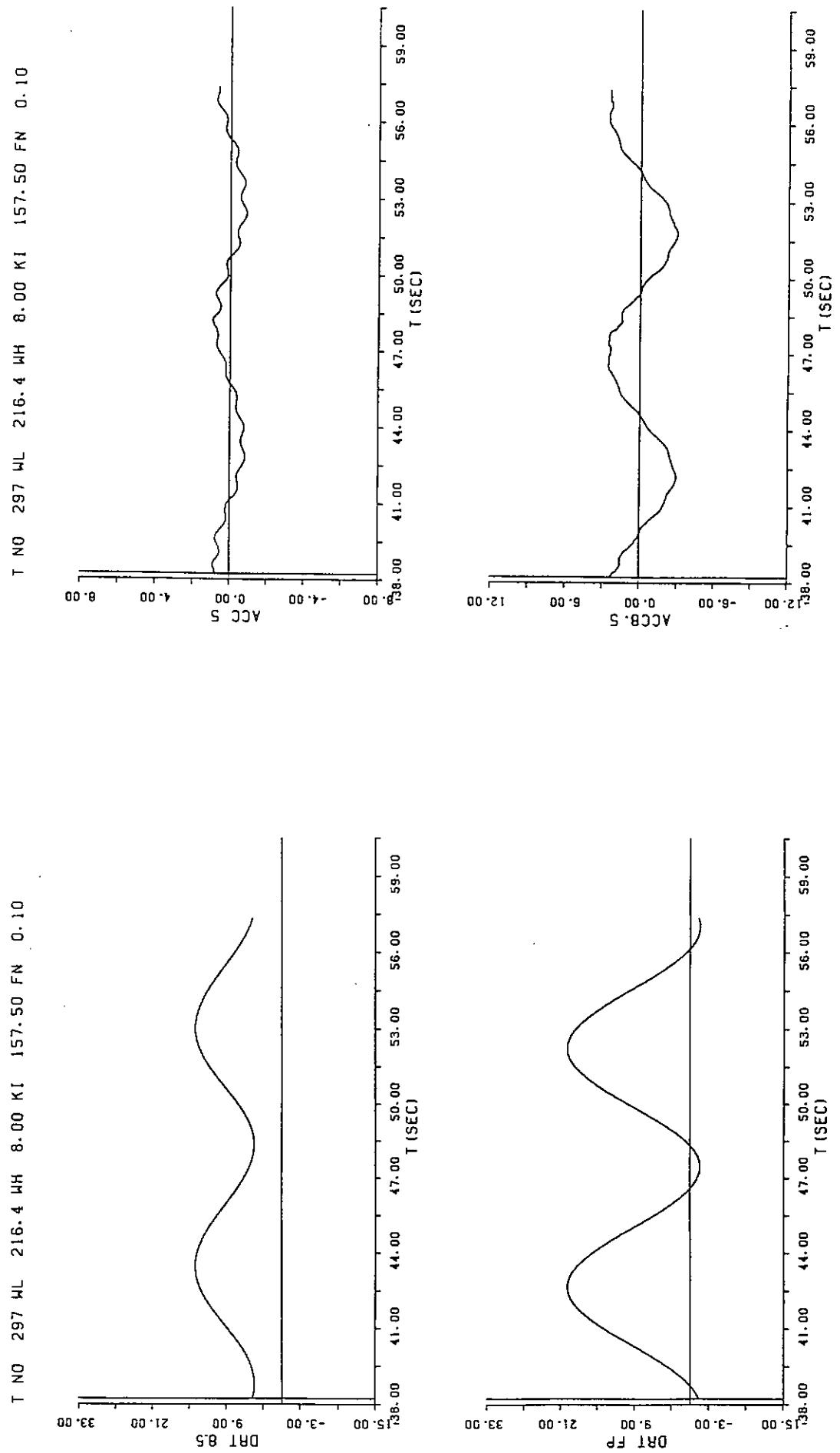


図 5.1.9(1) 撤 積 船

図 5.1.9(2) 撤 積 船

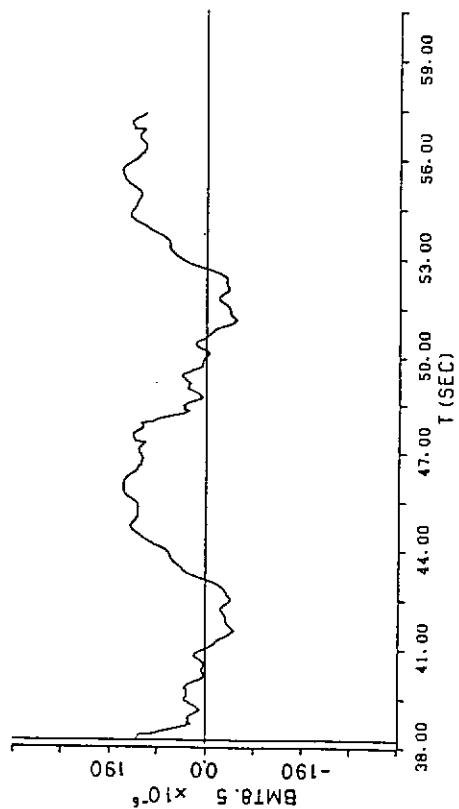
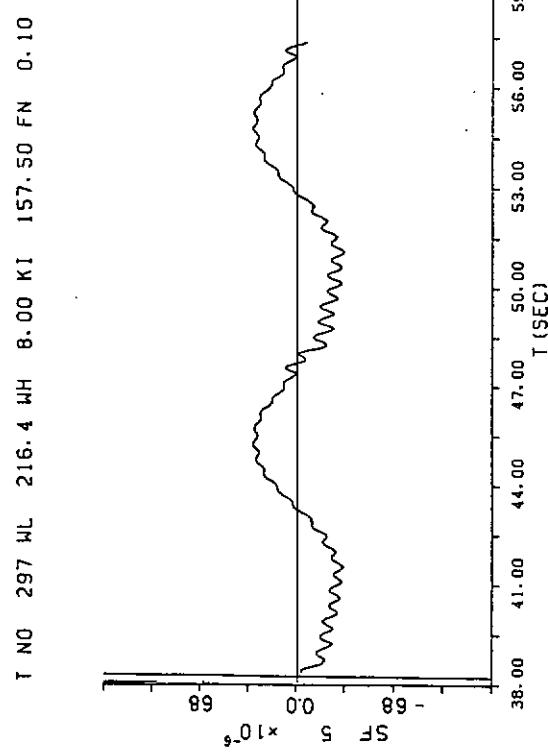
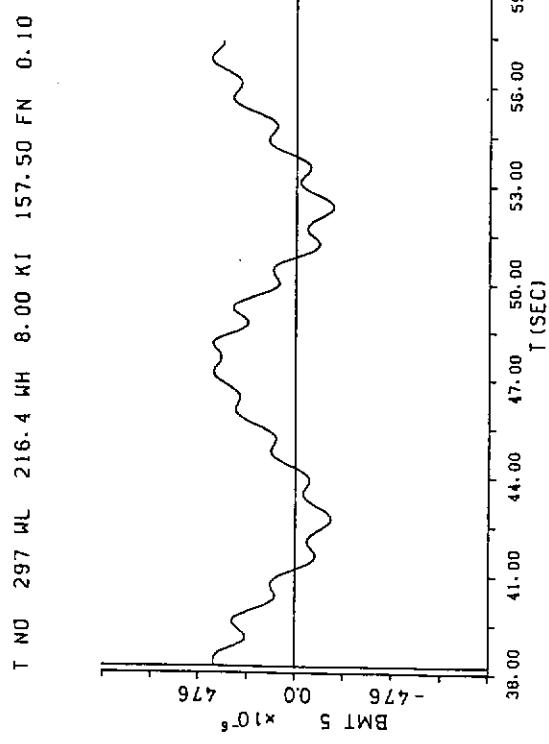


図 5.1.9(3) 撤 機 船

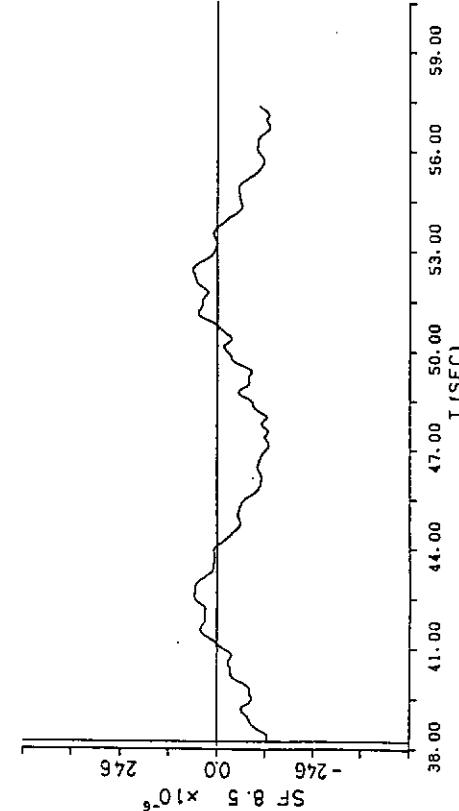


図 5.1.9(4) 撤 機 船

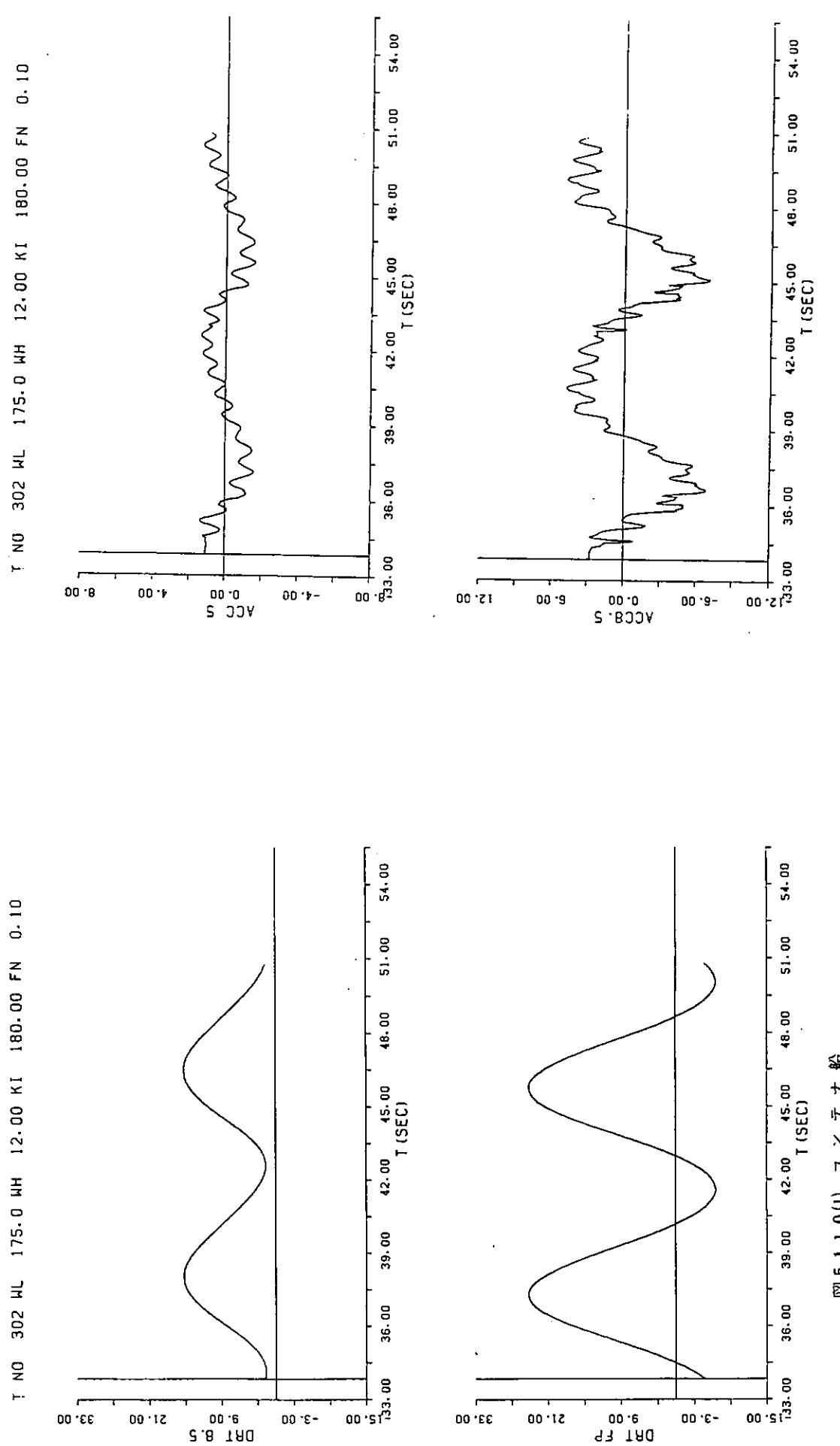


図 5.1.1 0(1) コントローラー船

図 5.1.1 0(2) コントローラー船

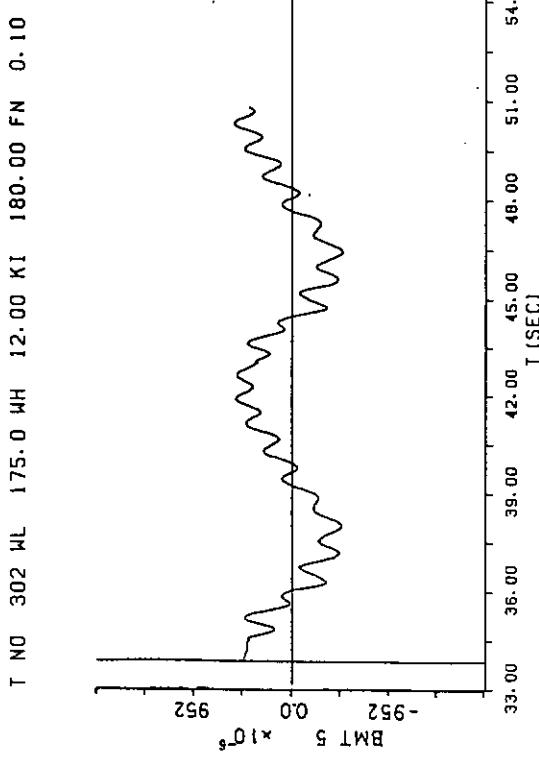


図 5.1.1 0 (3) コンテナ船

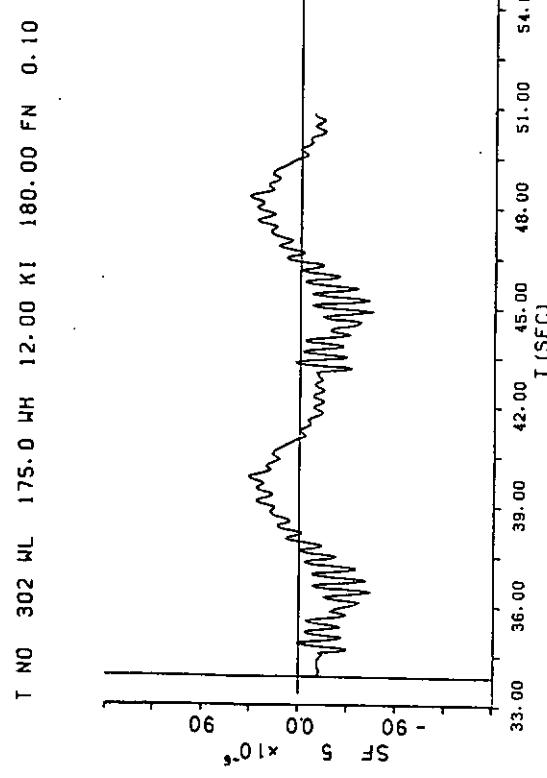
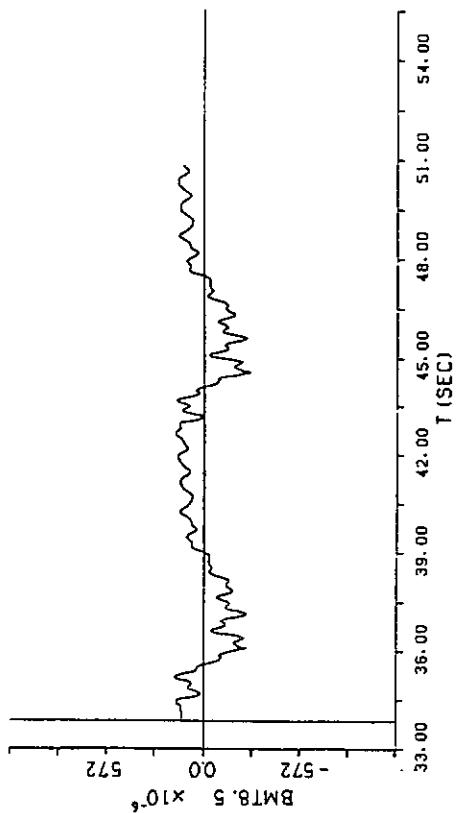
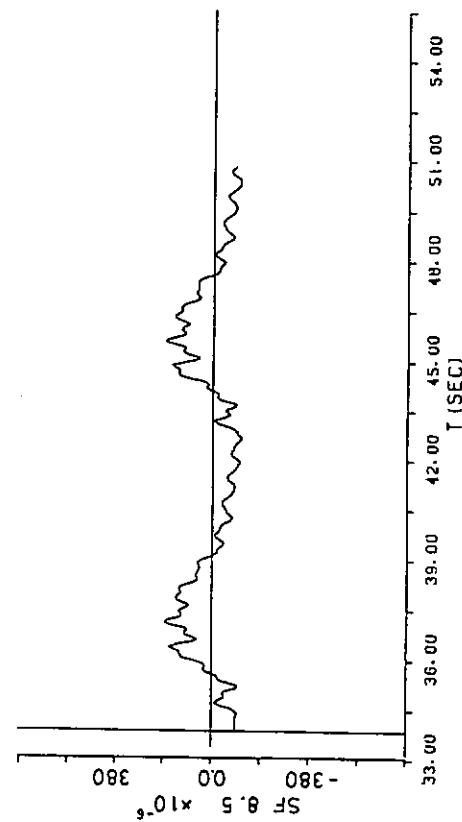


図 5.1.1 0 (4) コンテナ船



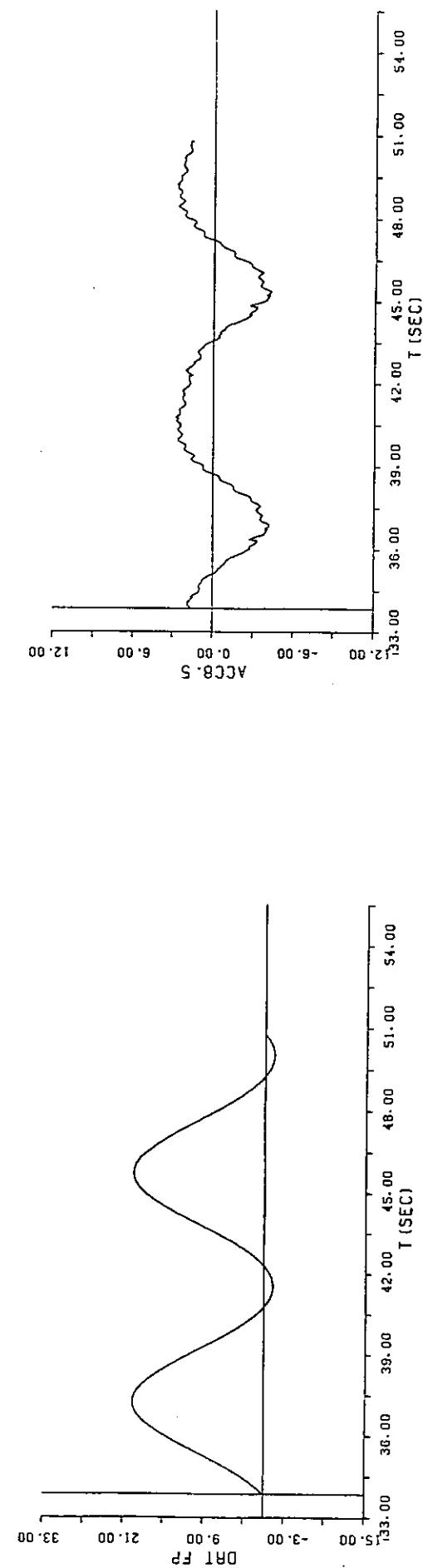
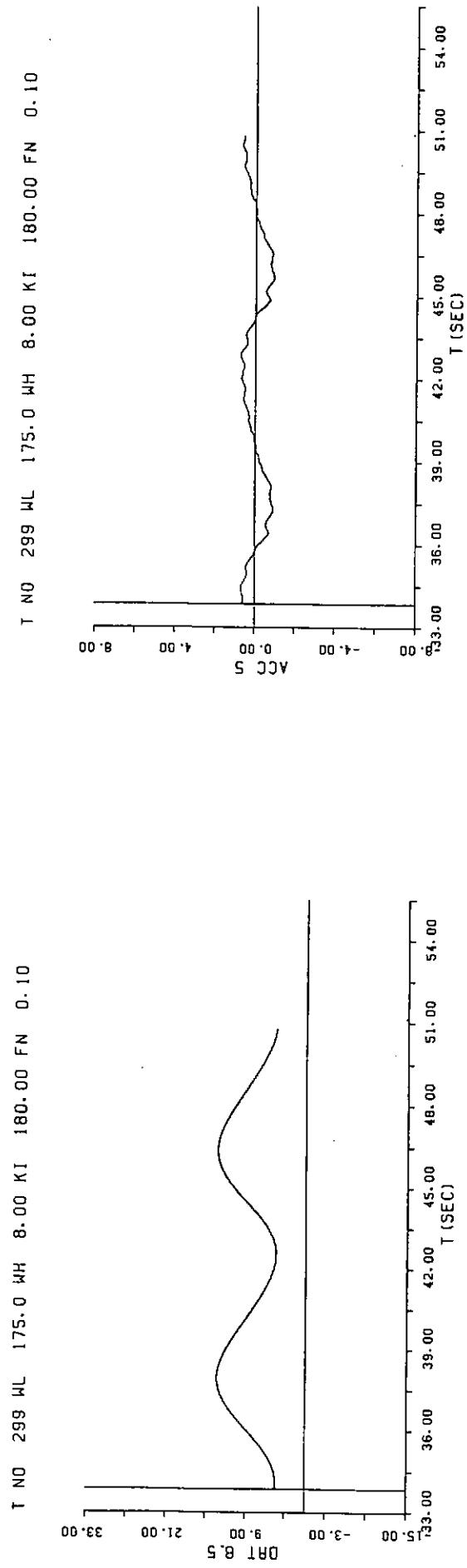


図 5.1.11(1) コンテナ船

図 5.1.11(2) コンテナ船

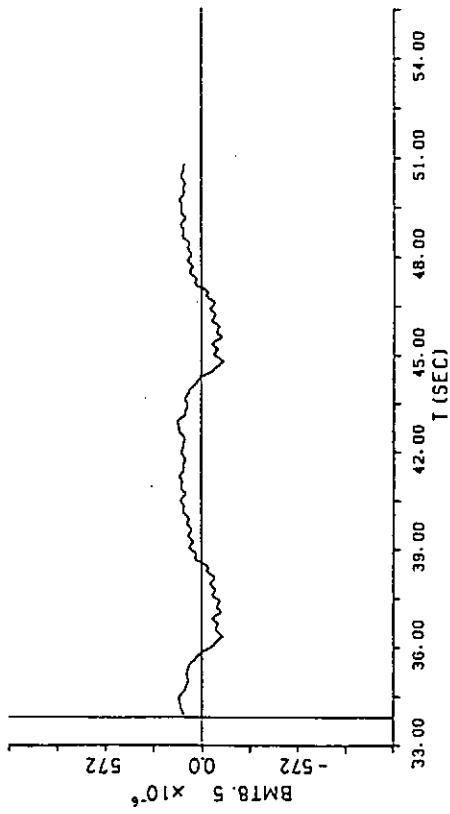
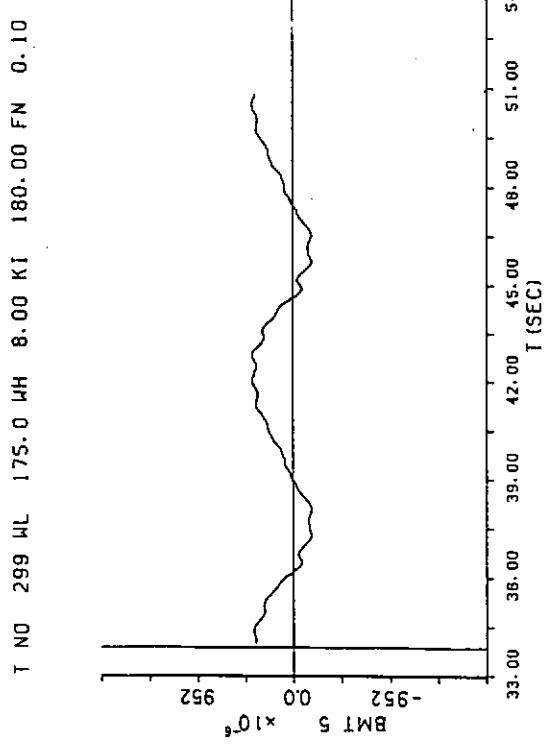


図 5.1.11(3) コンテナ船

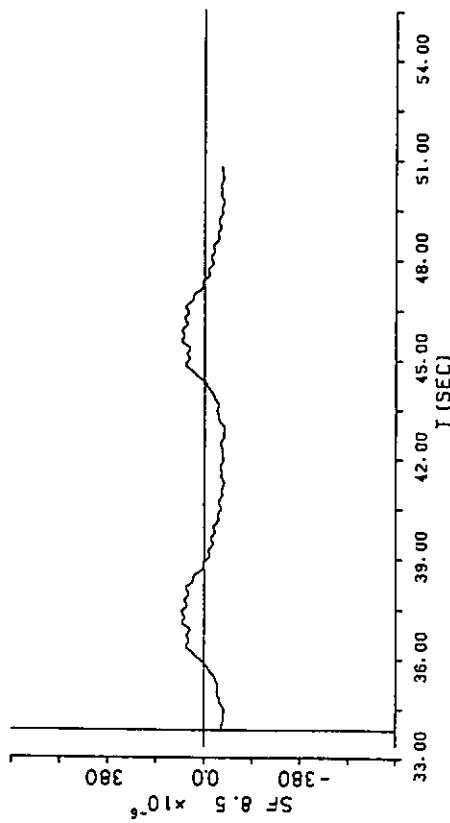
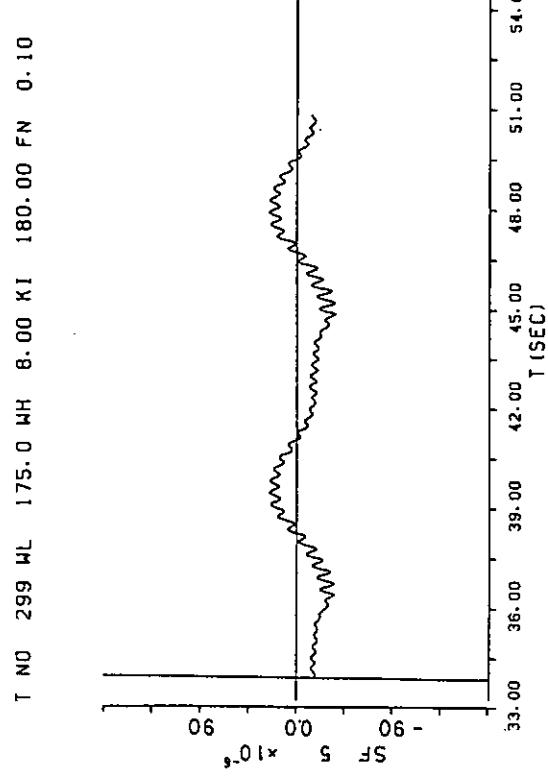


図 5.1.11(4) コンテナ船

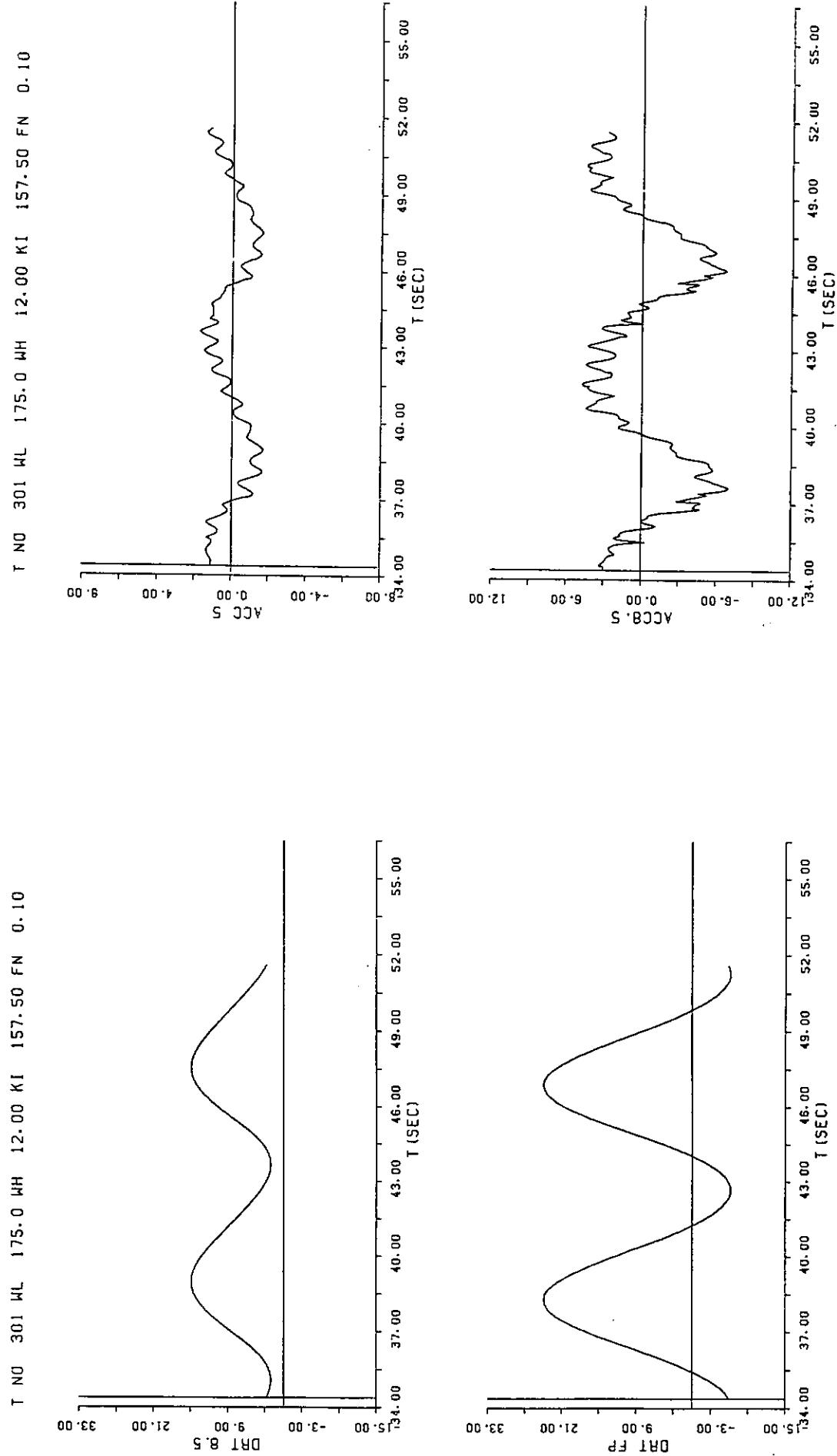


図 5.1.12(1) コンテナ船

図 5.1.12(2) コンテナ船

T NO 301 WL 175.0 WH 12.00 KI 157.50 FN 0.10

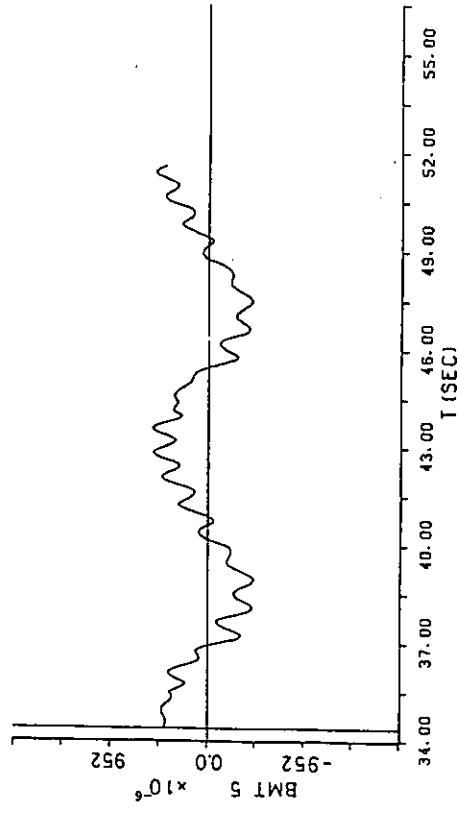


図 5.1.12(3) 船運動

T NO 301 WL 175.0 WH 12.00 KI 157.50 FN 0.10

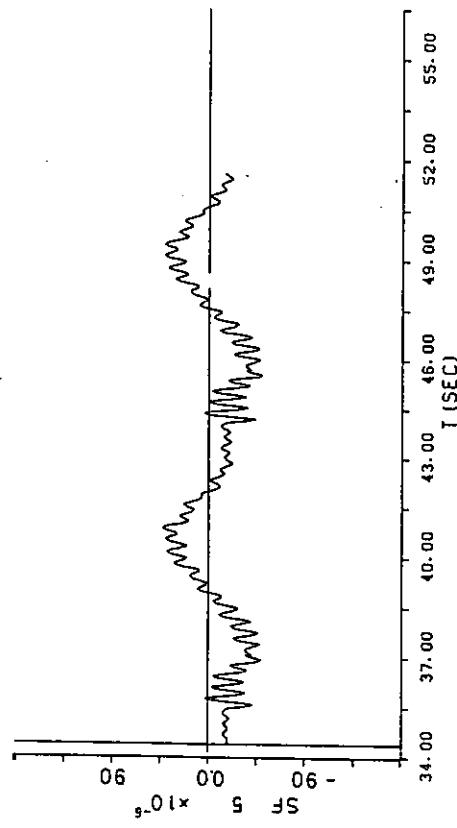
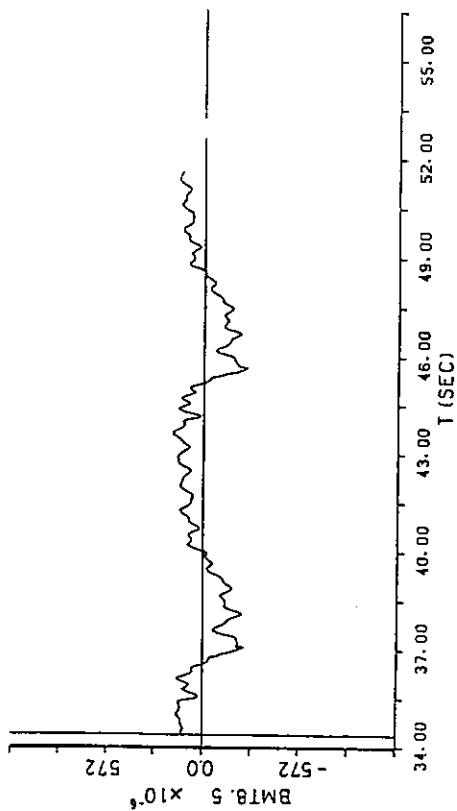


図 5.1.12(4) 船運動



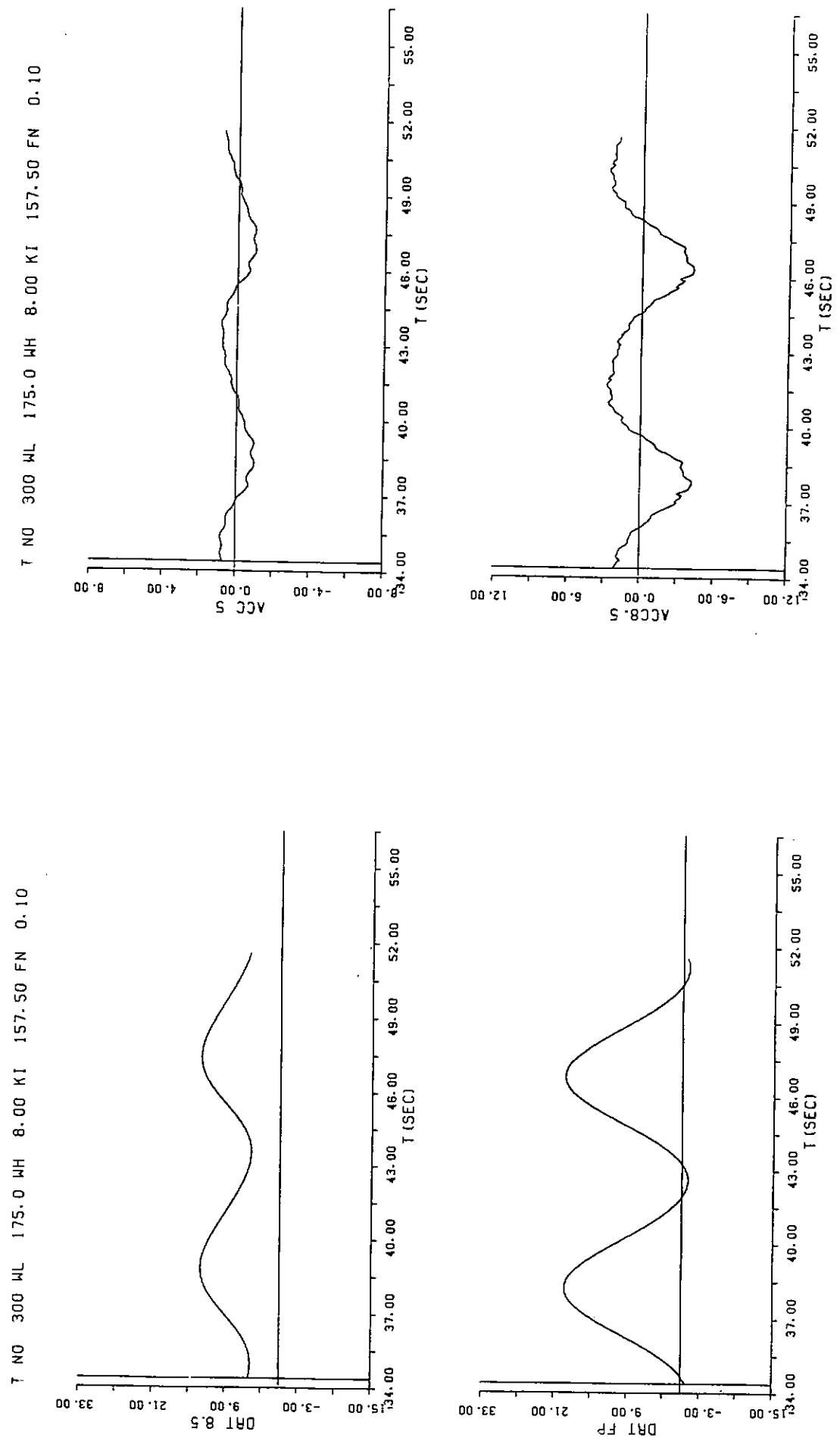


図 5.1.13(1) コンスタンツア船

図 5.1.13(2) コンテナ船

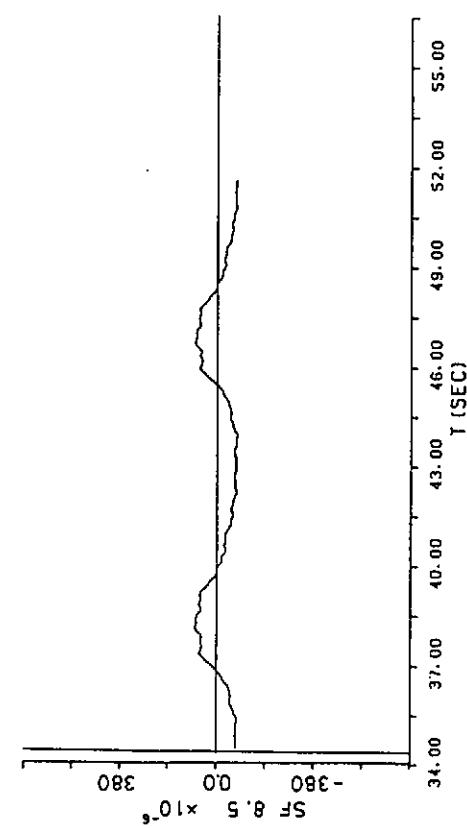
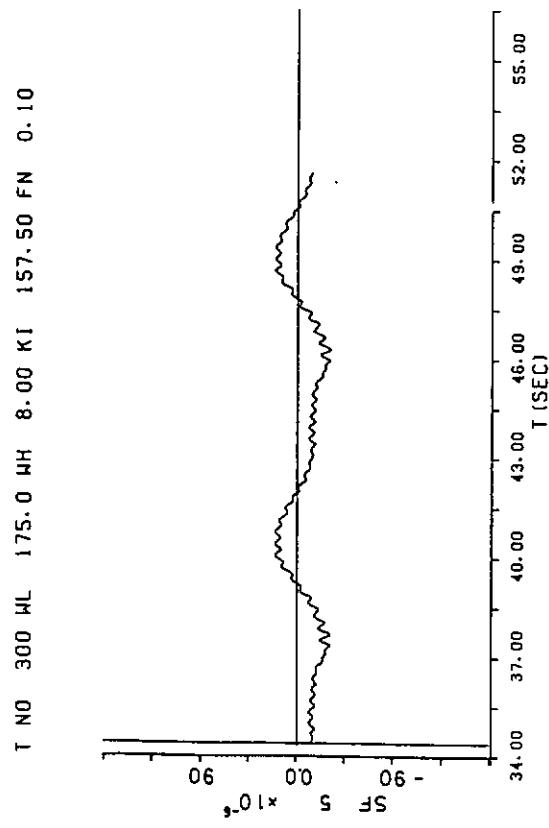


図 5.1.13(3) コンテナ船

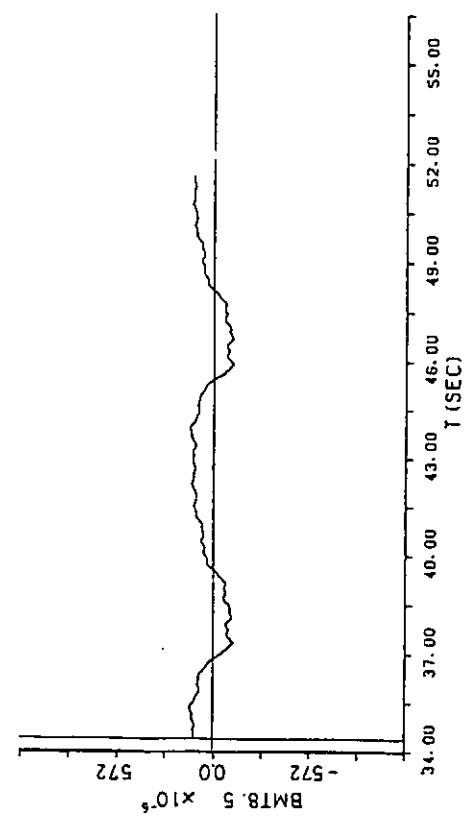
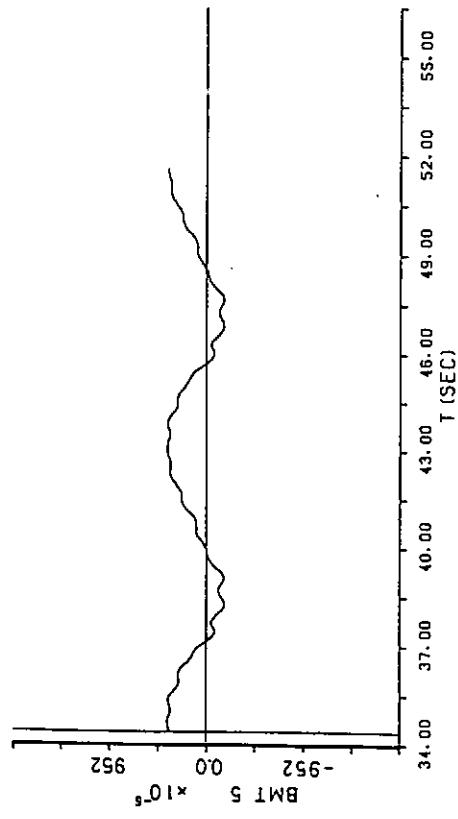


図 5.1.13(4) コンテナ船

#### 5.1.4 TSLAMの計算結果との比較

図 5.1.14 と図 5.1.15 に TSLAM の方法で計算した船体応答の結果を示す。これに対応する SRSLAM の結果は各々図 5.1.6 と図 5.1.10 である。

基本的には同じ傾向を持っているが、TSLAM の方が若干相対水位が小さくなっている。その反映で加速度衝撃荷重がやや小さ目になっているようである。

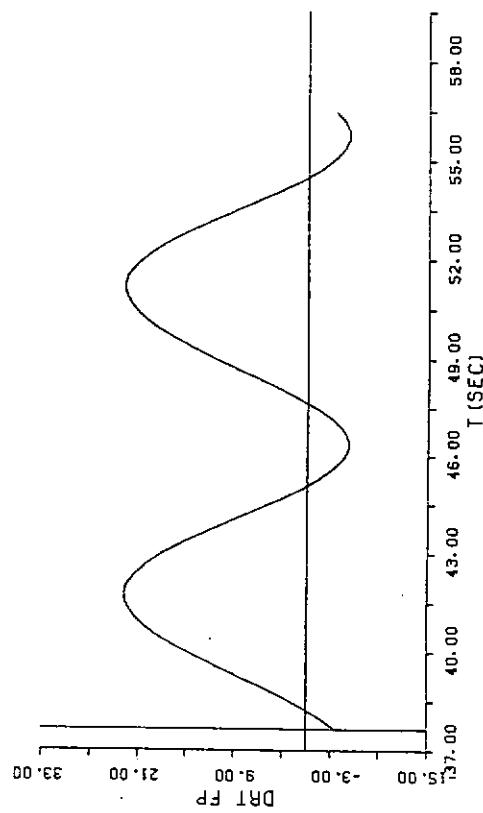
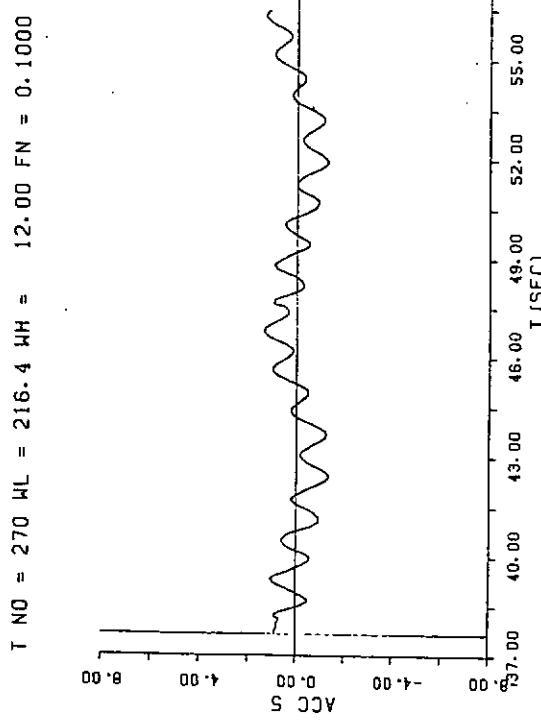
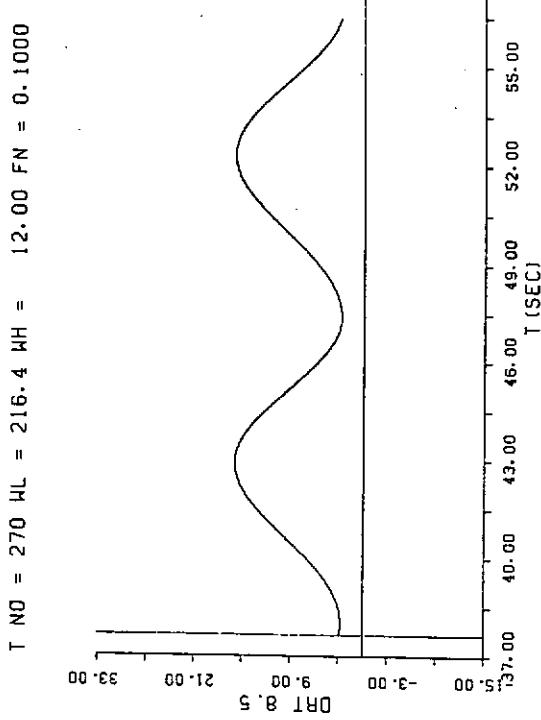


図 5.1.14(1) 撤 積 船 ( TSLAM )

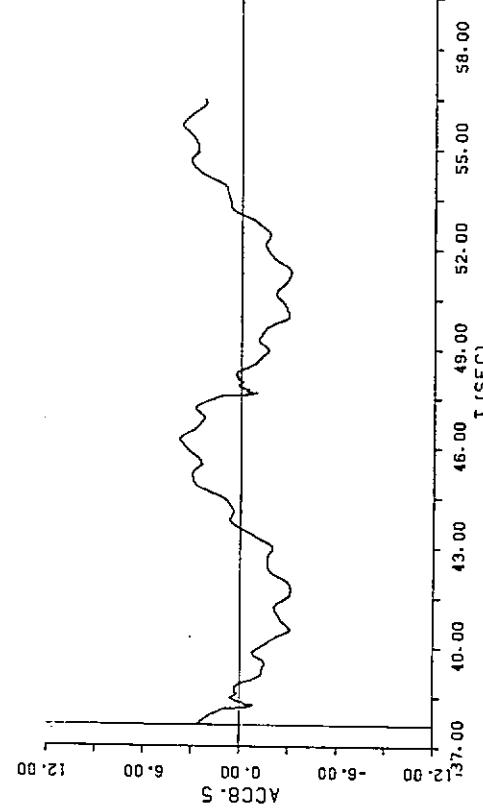


図 5.1.14(2) 撤 積 船 ( TSLAM )

T NO = 270 WL = 216.4 WH = 12.00 FN = 0.1000

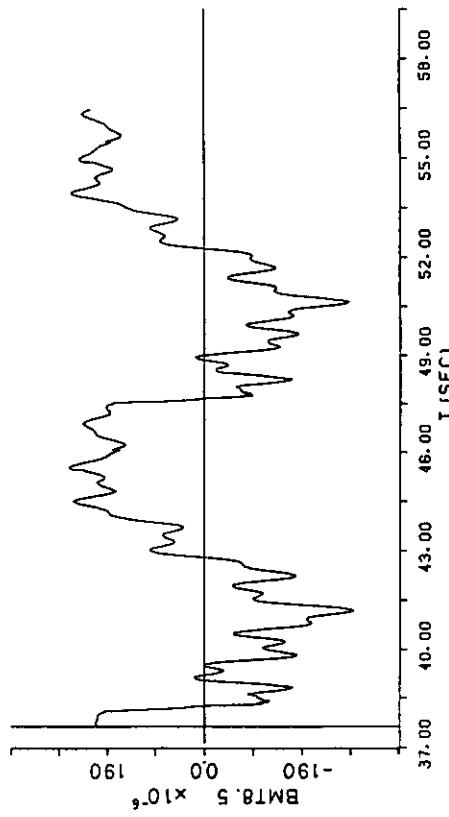
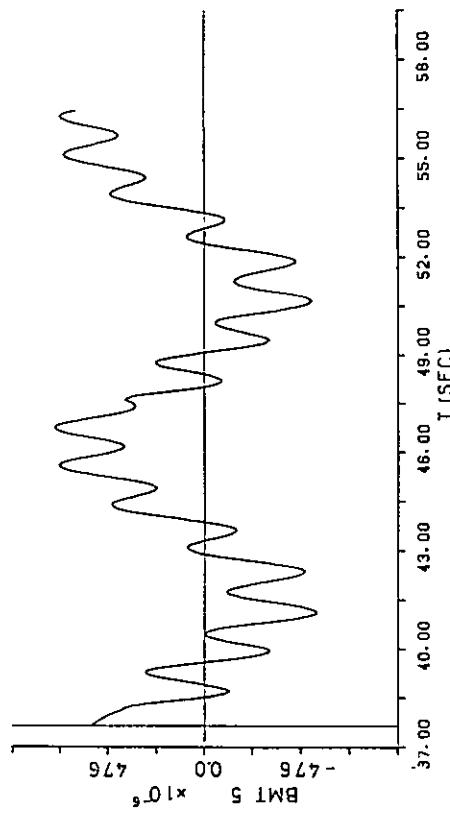


图 5.1.14(3) 撤 罢 船 (TSLAM)

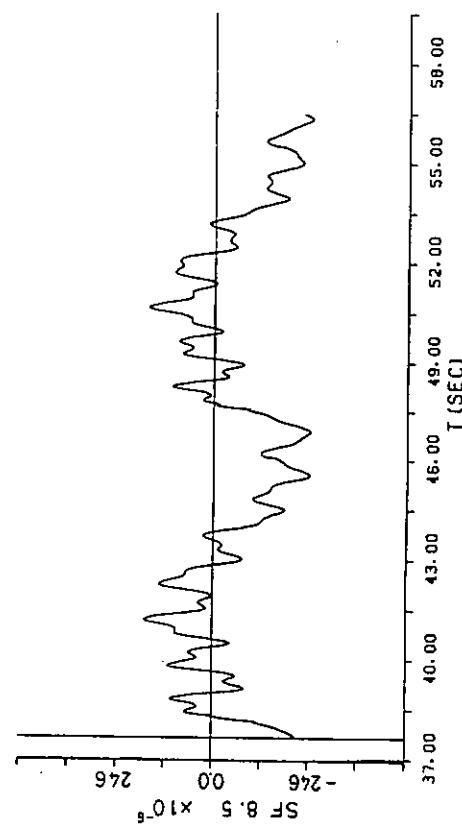
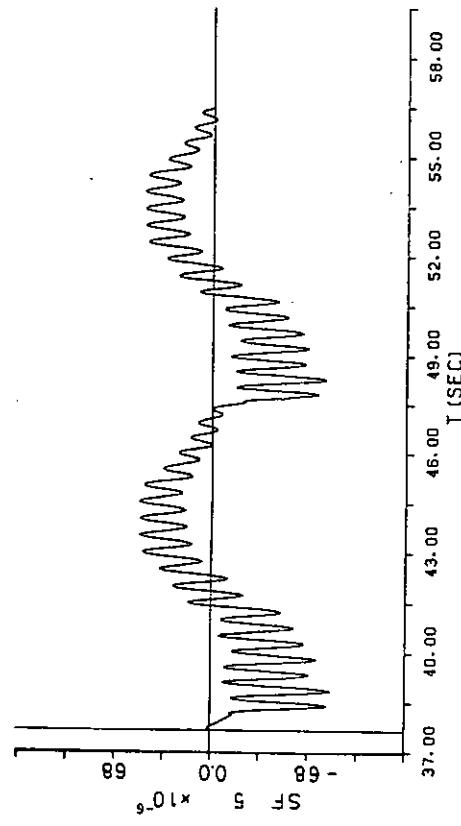


图 5.1.14(4) 撤 罢 船 (TSLAM)

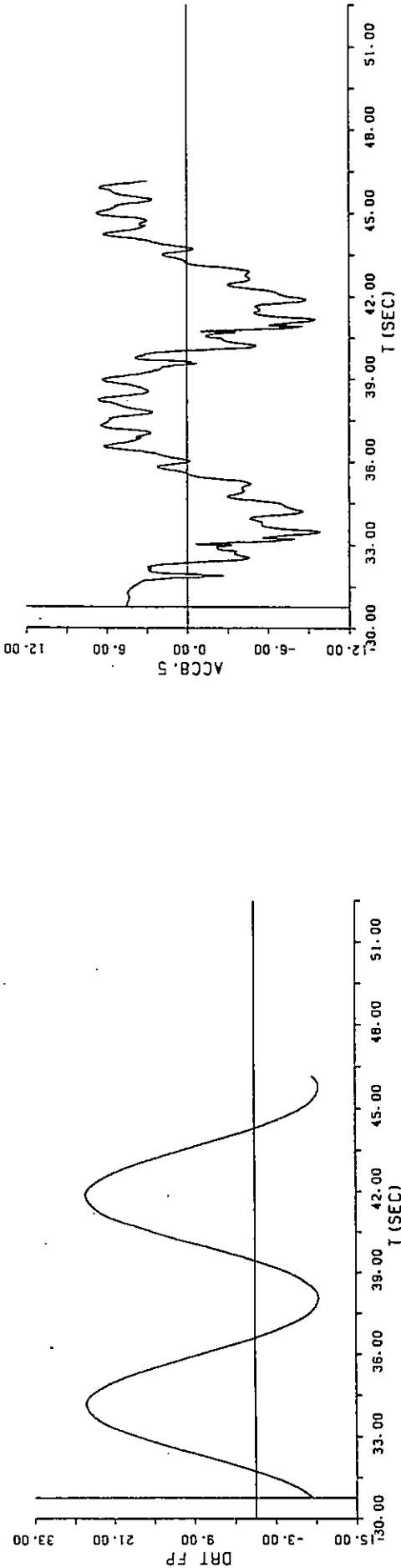
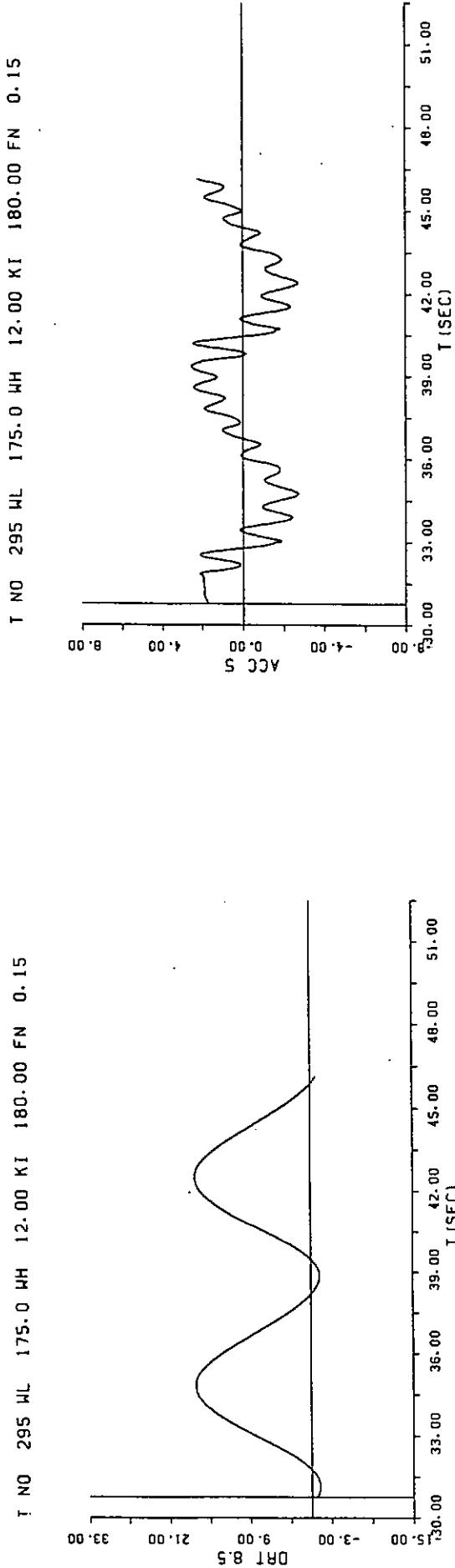


図 5.1.15(1) コンテナ船 ( TSLAM )

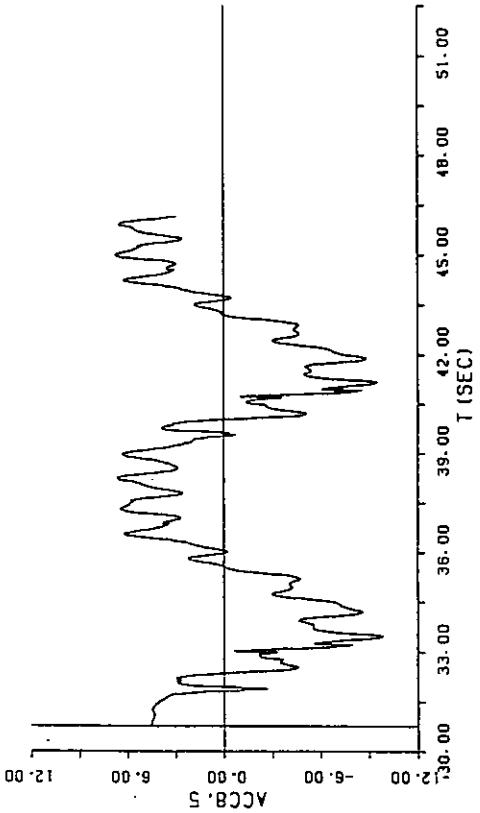
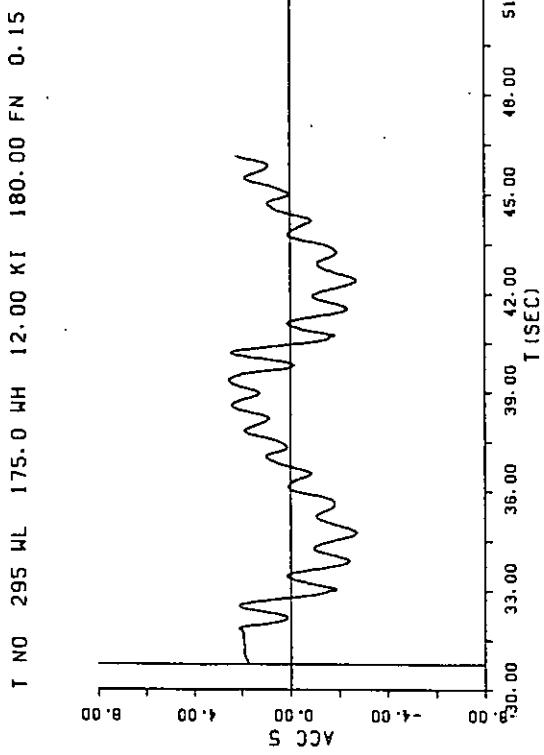
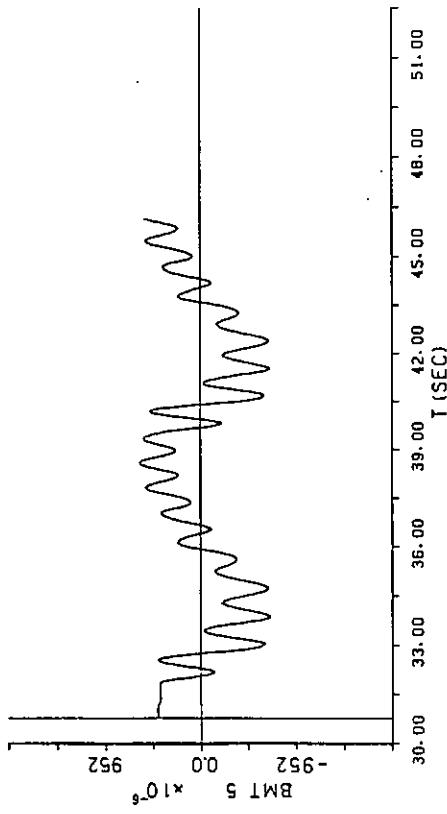


図 5.1.15(2) コンテナ船 ( TSLAM )

T NO 295 WL 175.0 WH 12.00 KI 180.00 FN 0.15



T NO 295 WL 175.0 WH 12.00 KI 180.00 FN 0.15

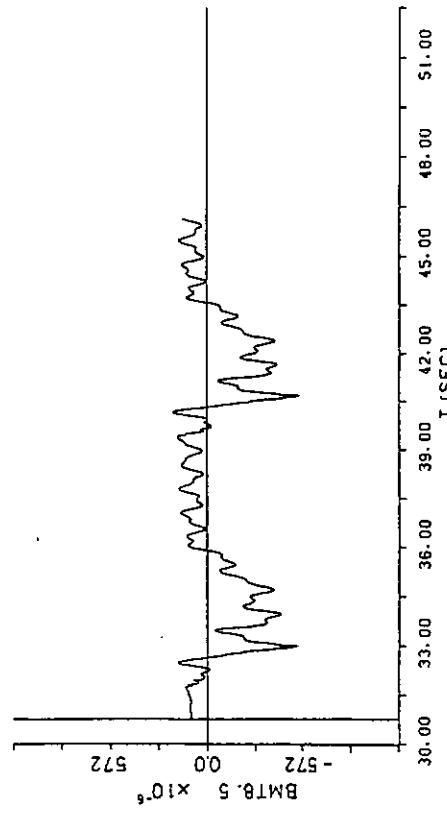
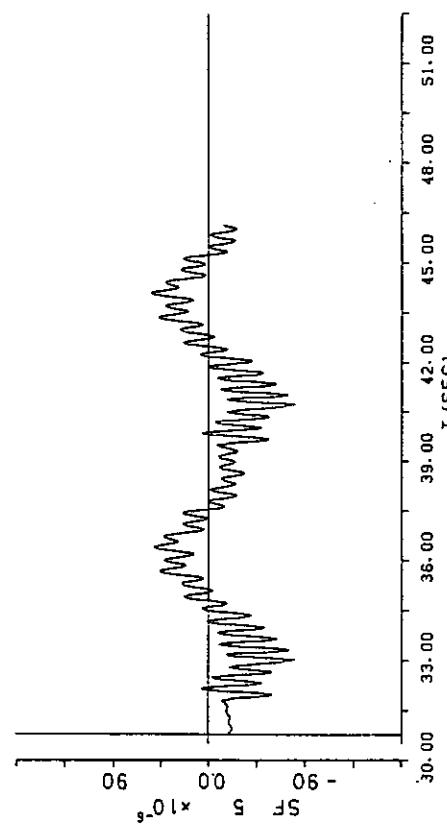


図 5.1.15(3) コンテナ船 (TSLAM)

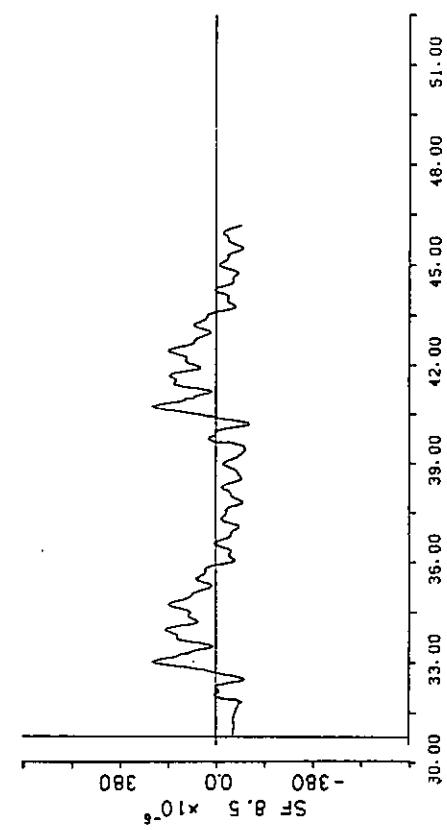


図 5.1.15(4) コンテナ船 (TSLAM)

### 5.1.5 OSMの計算結果との比較（低波高）

船体運動の線形計算法の標準と考えられるOSMとSRSLAMの計算結果がどのように対応しているかを知っておくことは相補的な使われ方をする両計算プログラムにとって必要なことである。そこで横濱船型により、 $\chi = 180^\circ$ ,  $F_n = 0.1$ ; 波高 2 m の規則波中での応答を両計算法で求めて比較検討することとする。まず、図 5.1.16 に FPにおける相対水位変動の振幅を示す。実線で SRSLAM の結果を、丸印で OSM の計算結果を示す。 $\lambda/L = 0.8$  から 1.2 間で若干 SRSLAM の方が大きめの値を与えるが、概ね良く一致していると言える。一方、×印で円柱の流体力を用いた場合の計算 (TSLAM) を示す。この場合は、OSM の結果よりも  $\lambda/L = 1$  近くで小さめの値となっていることがわかる。

図 5.1.17 に SS5 における曲げモーメントの振幅が  $\lambda/L$  に対してどのように変化するかを示した。記号は前図にならっている。三種の計算結果は概ね一致しているが、 $\lambda/L$  が 0.5 よりも短い所では、SRSLAM と TSLAM でモーメントが上昇する傾向を示している。

図 5.1.18 に曲げモーメントの船長方向分布を示す。基本的には図 5.1.17 で見た傾向が表われているが、 $\lambda/L = 0.8$  では OSM の船体前半の分布が大きい点が特徴である。 $\lambda/L$  が 1 を越えると両者はほとんど一致していることがわかる。図 5.1.19 に剪断力分布を示す。曲げモーメントよりも差は大きいが概ね良い一致がみられる。

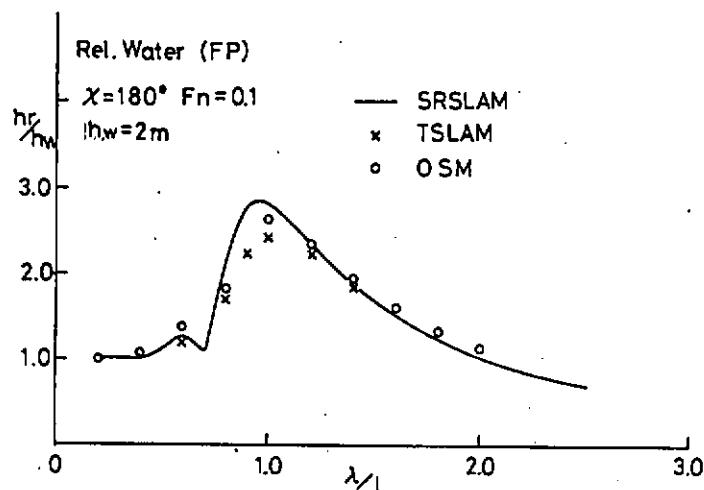


図 5.1.16 相対水位の応答

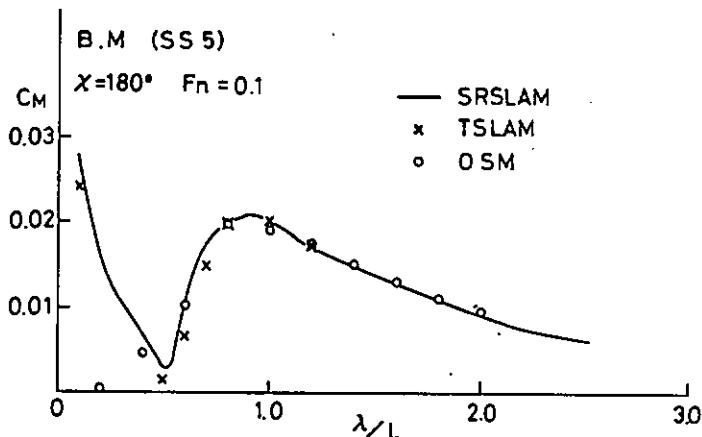


図 5.1.17 SS5 の曲げモーメントの応答

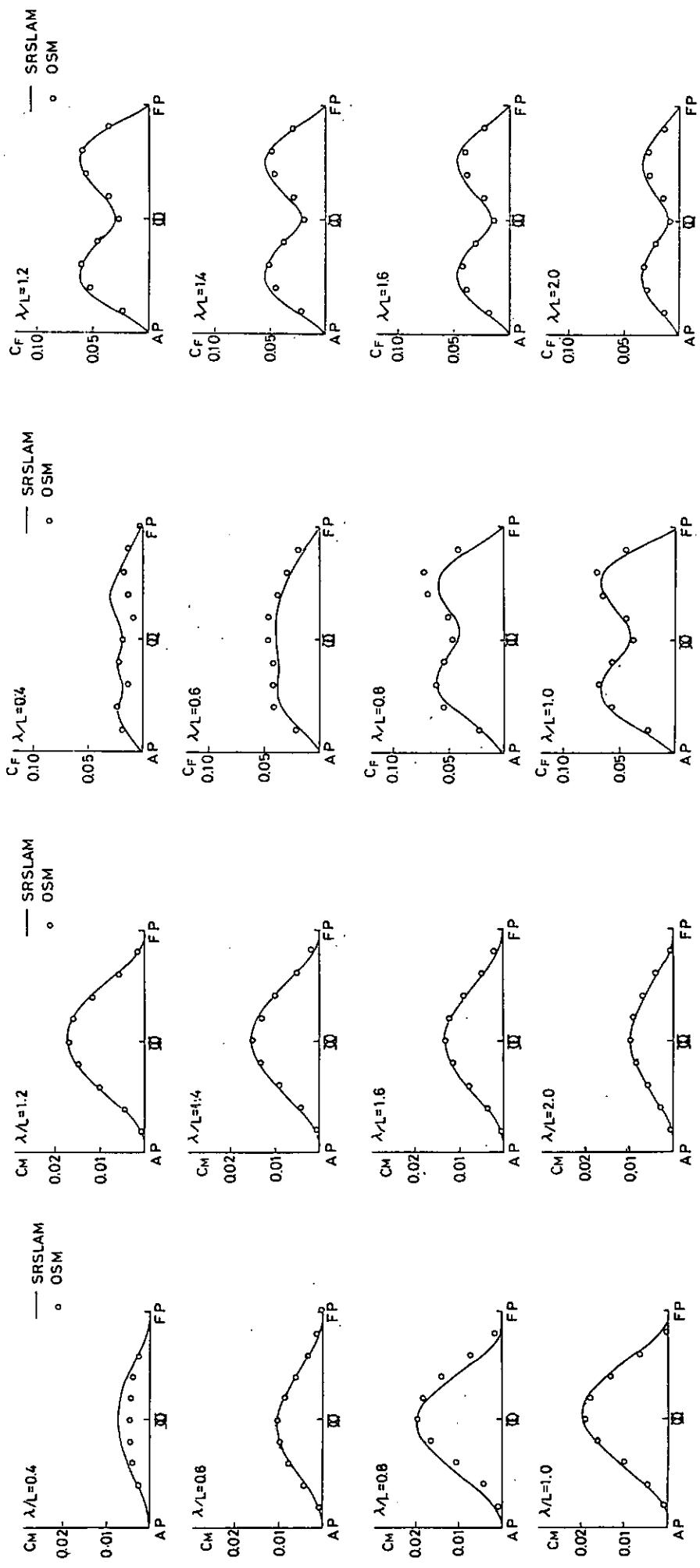


図 5.1.18(1) 曲げモーメントの分布

図 5.1.18(2) 曲げモーメント分布

図 5.1.19(1) 剪断力分布

図 5.1.19(2) 剪断力分布

### 5.1.6 ま と め

以上で SRS LAM の概略を提示したわけであるが、最後に確認の意味で、本計算法の特徴を再度総括する。

まず SRS LAM は

- ① 縦波もしくはそれに近い斜向波中を航行する船体の総応答および衝撃を含む総荷重を計算するプログラムである。従って横運動および横荷重についての情報は出てこない。
- ② 船体を変断面 Bernoulli-Euler 梁とみなしている。剪断変形や回転慣性は無視している。モード関数としては一様梁のそれを用いる。
- ③ 流体力は Ordinary strip Method の考え方によって求めている。更に剛体モードと弾性振動モードでの計算法を変えている。
- ④ 附加質量の時間微分を衝撃力としている。
- ⑤ 各時刻での船体と波面の相対位置を計算する場合、波面は船体によって乱されないとする。
- ⑥ 軸力荷重の甲板応力場への影響が考慮されている。

等の点が挙げられる。

### 参 考 文 献

- 1) 山本善之、藤野正隆、深沢塔一“非線形性を考慮した波浪中の船体総運動および総強度（第1～第3報）”  
日本造船学会論文集第143, 144号(1978年), 第145号(1979年)
- 2) 第194研究部会，“波浪中の船体応答に関する研究報告書，研究資料No.368(1983年), No.375  
(1984年)
- 3) 深沢塔一、藤野正隆、小柳雅志郎、川野武男“大型バラ積貨物船のスラミングと Axial Force の影響について”日本造船学会論文集第155号(1984年)

### 5.2 計算機能に関する検討

前節に述べた造研プログラムは、本研究委員会参加の各機関が基準プログラム<sup>1)</sup>に倣って独自に作成した波浪中船体応答計算プログラムを用いて昨年度報告<sup>2)</sup>2.1に述べた要検討事項について調査した成果を踏まえ、新たに作成したものである。

昨年度報告書に要検討事項として挙げられた事項は下記のとおりである。

- (i) 非線形流体力の計算法
- (ii) 流体力係数の評価法
  - a) 流体力係数算定時の周波数の選択
  - b) 断面形状の近似法
- (iii) 船体弾性応答の取扱い
  - a) 剪断変形および回転慣性の影響
  - b) モード展開法におけるモードの次数
  - c) 一様梁近似か変断面梁近似かの選択
- (iv) 甲板上打ち込み水の取扱い
- (v) 船体前後揺および軸力の影響
- (vi) 斜め波中航走時の波浪荷重の取扱い

以上の諸項目のうち各機関で検討した項目は異なるため、これら比較計算の結果に基づき、どの項目を造研プログラムに反映させるかを検討する前に、各機関で作成したプログラムが同一計算条件のもとでは完全に一致しないまで

もほぼ同等の計算結果を与えるものであることを確認しておく必要がある。

本節以降に述べられるプログラムIからプログラムVについて、このような比較計算を実施したところ、いずれのプログラムもほぼ同等の値を与えることを確めた。

以下、順次各機関で作成したプログラムの概略と、それを用いた前述の要検討項目についての調査結果を述べる。

### 5.2.1 プログラムI

本プログラムは前年度報告書2.2に述べた本研究部会基準プログラムTSLAMに次の(i), (ii)に記載した計算機能を持たせたものである。

#### (i) 縦曲げモーメント、縦剪断力の計算法の改良

基準プログラムでは縦曲げモーメント  $M_B$ 、縦剪断力  $F_s$  を船体の上下方向変位  $w$  より

$$M_B = EI \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^3 w}{\partial t \partial x^2} \right) \quad (5.2.1.1)$$

$$F_s = \frac{\partial}{\partial x} \left[ EI \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^3 w}{\partial t \partial x^2} \right) \right] \quad (5.2.1.2)$$

で求めていた。ここで  $E I$  は曲げ剛性、 $\eta$  は構造減衰係数である。また、実際の計算においては  $w$  として  $hewave$ ,  $pitch$  の剛体モードと2節、3節の振動モードまでを考慮していたが、特に前後端近傍での  $M_B$ ,  $F_s$  の計算値の精度の低下が心配されたので、(5.2.1.1), (5.2.1.2)式の代りに、流体力、自重、慣性力等を直接積分することとした。

すなわち、 $x = x$  での縦曲げモーメント、縦剪断力は次式で求めるものとする。

$$M_B = - \int_0^x (\xi - x) (f_z + \mu g - \mu \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}) d\xi \quad (5.2.1.3)$$

$$F_s = \int_0^x (f_z - \mu g - \mu \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}) d\xi \quad (5.2.1.4)$$

ここで  $f_z$ ,  $\mu g$ ,  $-\mu \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$  はそれぞれ上下方向の流体力、自重、慣性力を表す。また  $\mu$  は単位長さあたりの船体質量である。

#### (ii) 軸力の影響

福田らによっても指摘されているように、甲板応力に対する船体軸力の影響は無視できず、本研究委員会で実施した弾性模型による甲板歪みの計測結果から曲げモーメントを推定する際、歪みゲージによって計測された応力には軸力および軸力のモーメントによる応力成分が含まれていることを考慮せねばならない。

水面下の船体表面に作用する水圧を  $p$  とすれば、これによる単位長さ当たりの前後力  $dF_w/dx$  は

$$\frac{dF_w}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_s (-p) \delta ds \right] \quad (5.2.1.5)$$

で与えられる。ここで  $\delta$  は船体表面外向き法線ベクトルの  $x$  方向成分で、積分は浸水面上で行うものとする。この前後力のほか、慣性力、トリムやピッティングによる船長方向成分などを考慮すれば、船長方向の運動方程式は

$$\mu \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ EA_m \left( \frac{\partial \mu}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 \mu}{\partial t \partial x} \right) \right] = \frac{dF_w}{dx} + \mu g \left( tr + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (5.2.1.6)$$

となる。ただし、前後方向の付加質量は無視している。また、式中の  $\mu$  は船体の *surg ing* を含む前後方向変位、  $E A m$  は船体軸剛性、  $i_r$  は静水中トリム角である。これより軸力  $F_A$  は

$$F_A = - \int_0^x \left[ \frac{d F_w}{d x} + \mu g \left( i_r + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \mu \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right] dx \quad (5.2.1.7)$$

で与えられる。ただし、引張応力を生ずる力の向きを正としている。模型実験で計測される応力は縦曲げモーメントと船体軸力およびそのモーメントによる応力の和であるが、軸力のモーメントを正確に算定することは困難であるので、これを無視し

$$\sigma = \frac{M_B}{Z} + \frac{F_A}{A} \quad (5.2.1.8)$$

で算定することとした。ここで、  $Z$ 、  $A$  はそれぞれ縦強度部材の断面係数と断面積である。

以上の修正を施したプログラムがプログラム I で、修正の有効性を検証するため、 55,000 DWT のばら積貨物船の満載およびバラスト状態における波浪中模型試験結果と計算結果を比較した。<sup>4)</sup> ただし、計算に際し、 (5.2.1.7) 式中の  $w$  としては剛体運動のみを考慮した。

計算値と実験値の比較の結果、プログラム I による甲板歪の時刻歴は元の TSLAM による時刻歴よりも一層、実験結果とよく対応することが確かめられた。<sup>2)</sup>

また、大波高波浪中では線形計算と異なり、軸力の大きさが引張と圧縮とで明らかに相違し、甲板応力にもその違いが明確に現われることがわかった。すなわち、圧縮軸力が引張軸力よりも大きく、バラスト状態でスラミングが顕著に生ずる場合には、船首部引張軸力は圧縮軸力の約  $1/4$  程度であった。

図 5.2.1.1 ~ 図 5.2.1.4 にはバラスト状態でスラミングが顕著に発生する場合の S. S. 5, 7  $1/2$ , 8  $1/2$ , 9 での甲板歪のピーク値を、本プログラムで計算した結果と実験値を比較して示す。ただし、いずれも静水中的甲板歪をゼロとしたときの波浪中での歪のピーク値で、船長/波高比を横軸にとってプロットしたものである。図から明らかなように、船体軸力を考慮した計算結果の方が実験値との対応がよい。

以上、計算機能検討のため、修正された TSLAM であるプログラム I による試計算結果と実験値を比較し、かつ修正前後の TSLAM による計算値同志を比較したところ、つきのような結論を得た。

- (i) 縦曲げモーメント、縦剪断力を (5.2.1.3), (5.2.1.4) 式で計算することにより、スラミング発生時の縦曲げモーメントの鋭い変化も表すことができ、特に船首部での計算精度が向上する。
- (ii) 大型ばら積貨物船のような肥えた船では、特に船首部で軸力による応力が無視できないが、本プログラムで軸力を考慮に入れた計算値は実験値との対応がよい。

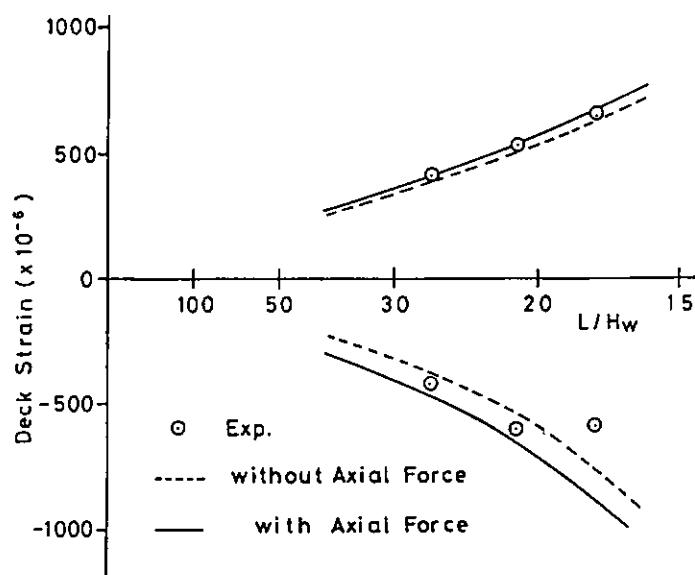


FIG. 5.2.1.1 Peak values of deck strain at midship(Ballast)  
 $(F_n = 0.10, \alpha = 180^\circ, \lambda/L = 1.0)$

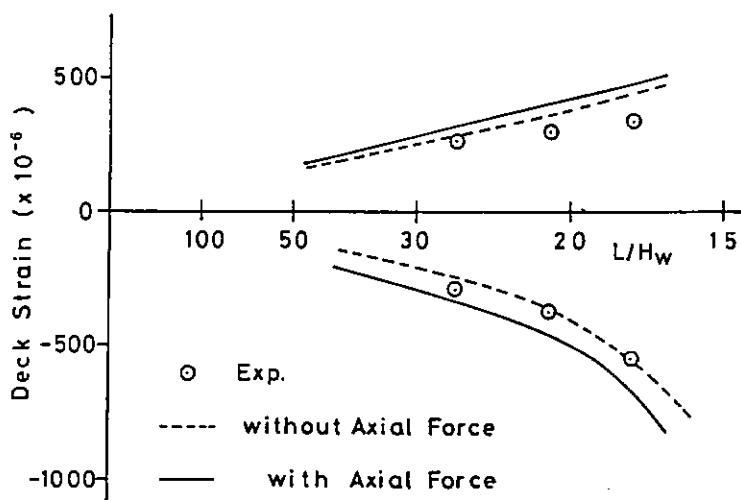


FIG. 5.2.1.2 Peak values of deck strain at S.S. 7 1/2(Ballast)  
 $(F_n = 0.10, \alpha = 180^\circ, \lambda/L = 1.0)$

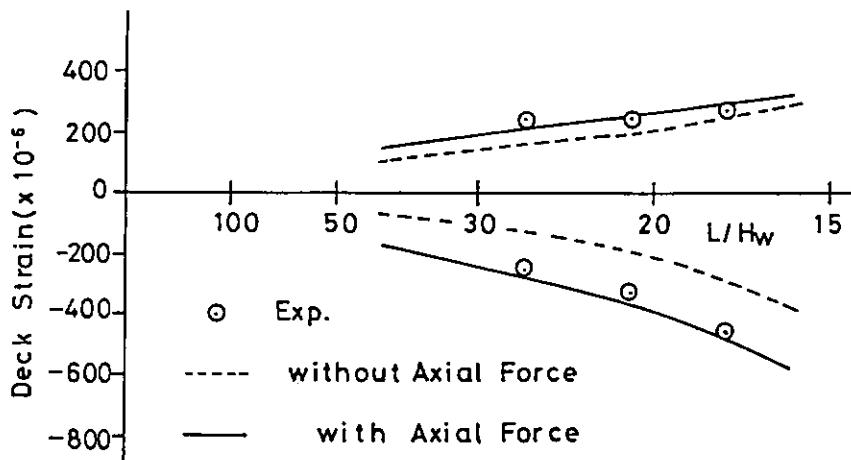


FIG. 5.2.1.3 Peak values of deck strain at S.S. 8 1/2(Ballast)  
 $(F_n = 0.10, \alpha = 180^\circ, \lambda/L = 1.0)$

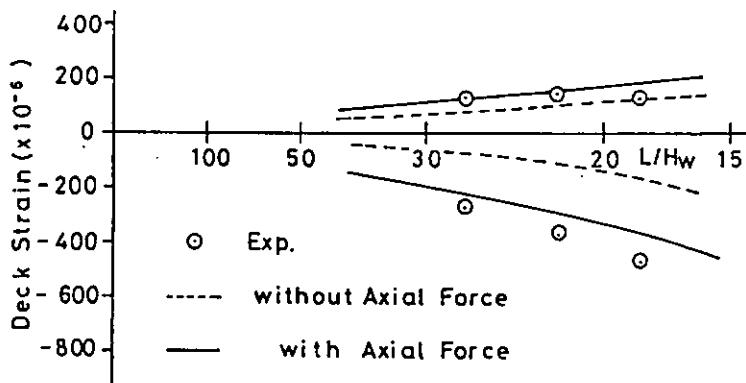


図 5.2.1.4 Peak values of deck strain at S.S. 9 (Ballast)  
( $F_n = 0.10$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $\lambda/L = 1.0$ )

## 参考文献

1. 山本善之, 藤野正隆, 深沢塔一, 非線形性を考慮した波浪中の船体縦運動および縦強度(第1報~第3報), 日本造船学会論文集, 第143, 144号(1978), 第145号(1979)
2. 日本造船研究協会: 波浪中の船体応答に関する研究, 第194研究部会報告書, 研究資料No.375(1984)
3. 福田淳一, 永元隆一, 新開明二: 波浪中の船体に働く縦軸方向荷重の設計値推定, 西部造船会会報, 第54号(1977)
4. 深沢塔一, 藤野正隆ほか: 大型バラ積貨物船のスラミングとAxial Forceの影響について, 日本造船学会論文集, 第155号(1984)

## 5.2.2 プログラムⅢ

(1) 荒天時には船首部は青波打込みをしばしば経験する。水槽実験においても、満載状態では比較的しばしば観測される。またそれによってホイッピングが誘起される様子も計測されている。ただ青波打込みはスラミングに引続いて発生することが多く、多くの場合、スラミングによって生じたホイッピングを抑制する方向に作用することになるので、縦強度への荷重という観点からすれば無視しても安全サイドの推定とも言えよう。しかし青波による力はかなり大きいので、現象を位相的関係によっては縦荷重としても無視しえない効果を持つことも考えられる。

青波打込みを船体応答計算に取り入れるための現段階における最も現実的な考え方

「船首部 bulwark における水面盛り上り量と船首部甲板に作用する衝撃荷重の大きさおよびその時間変化を何らかの方法で結びつける」

ことであろう。

このような観点からこれまでに青波打込みについてなされた研究をふりかえってみると。

(2) 打込み水による衝撃水圧の時間波形を多点で同時観測した実験に川上等のものがある。

貨物船の6分割模型(全長2.8m)を用いて、SS8からFPに至る甲板上7点での水圧あるいはロードセルによる曲げモーメントの測定を行った。その結果、船首棧上での衝撃水圧は、ほとんど同時に使用すると、それらの接続時間は0.2秒程度であることならびにそれより後方の甲板上で計測された水圧は、すこしづつ発生の遅れがみられること等を明らかにした。彼は計測された衝撃水圧のピーク値の推定式として、船首FPでの相対水圧変動と有効乾舷の差に水圧ピーク値が比例するとの仮定のもとに

$$P / \rho g h_0 = \frac{\alpha}{h_0} (Z_d - f_e)$$

なる式を実験値より導びいた。ここで、 $f_e$  は有効乾舷を  $h_0$  は波振幅を  $\alpha$  は係数でフルード数の関数で概略 2 度である。

すなわち、この式の意味する所は、船首部冠水厚さの 2 倍程の水頭が青波衝撃によって発生するというものである。衝撃水圧としては、かなり小さいようであるが、bulwark より上に盛上った水面高さに衝撃の大きさが比例するという考え方の方は式の簡便さを考えると工学的には有効だと思われる。

一方、竹沢等も笠木山丸模型を用いて青波打込みの状況と衝撃水圧の様態について包括的な実験を行った。彼等の実験結果によれば、川上等の結果よりも大きな衝撃ピーク値となる。すなわち、上式の  $\alpha$  でいえば、3 ~ 4.0 の範囲であった。

また、衝撃の接続時間については、10 msec 以内のものが大半であった。

以上のように両実験は必ずしも一致した結果を与えないが、水面盛上り量と関係づけて整理する方法の有用性は示されたといえる。

我々の目的とする総荷重としての青波衝撃に以上の水圧の結果を利用できるようにするために、衝撃水圧の甲板上分布とその時間変化が明らかになっていなければならない。これらについて両実験結果は十分な情報を与えない。

(3) 以上のような水圧の積分から衝撃荷重を求める方法は、最も確実な手順ではあるが、甲板上水圧の詳細な分布を時間変化の様子も含めて知る必要があり、それには現状では不十分なデータしか得られておらず、今後の研究に待つ部分が大きい。

ここではより簡便な方法として、青波が打込んだ時の船体加速度の応答から衝撃力を逆算して船首水位と衝撃力の実験式を作ることを考える。すなわち、弾性模型船による実験結果より、船首相対水位と船首上下加速度の関係を求め、船体の弾性応答による影響を補正して、加えられた青波荷重を推定するものである。青波による衝撃を総荷重に対する強度で評価していくことになる。図 5.2.2.1 参照

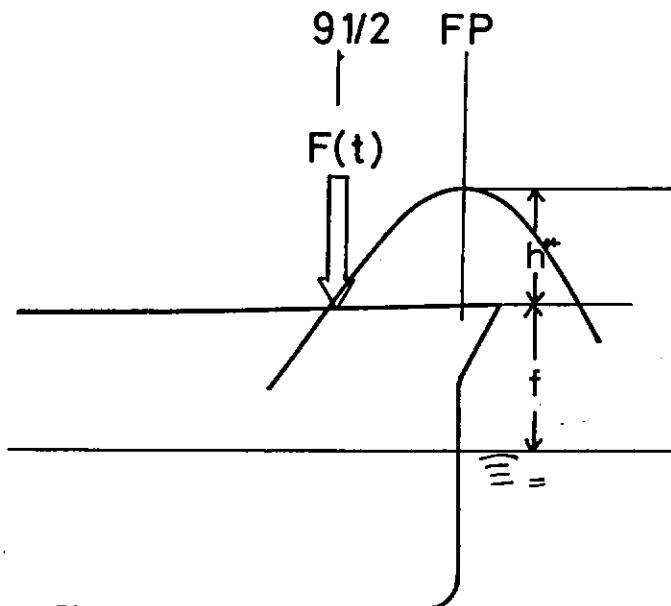


図 5.2.2.1 記号の定義

図 5.2.2.2 に示すのは尾道丸の弾性模型 ( $L_{pp} = 4.5\text{ m}$  / 第4章参照) で計測された船首における甲板上水位の極大値と、その直後に発生した上下加速度の衝撃値の関係を示すものである。水位の上昇とともに加速度が大きくなっている様子がみてとれる。

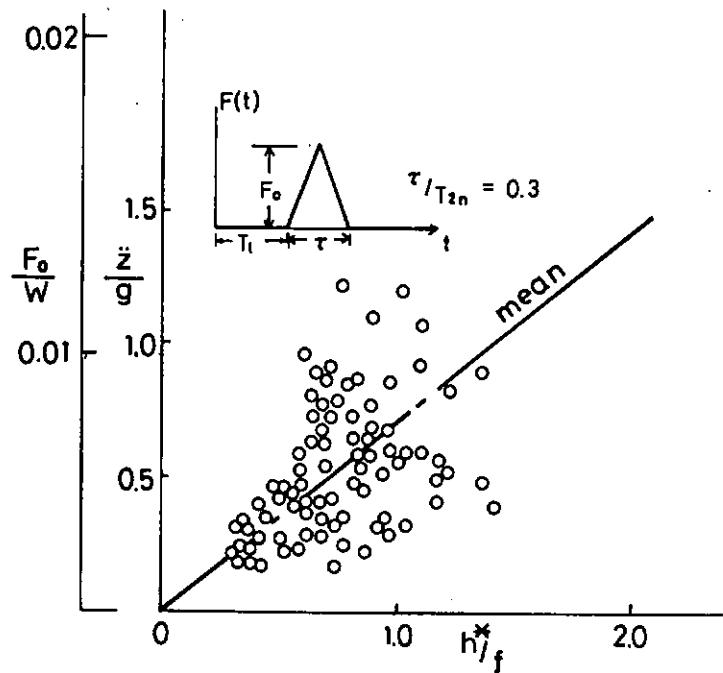


図 5.2.2.2 衝撃のピーク値 - 最大水面盛上り

この加速度に対応する衝撃外力を推定することを次に考える。加速度が二節、三節の曲げ振動によるものと仮定して、この加速度を引き起す外力を先に述べた非線形応答プログラムを用いて計算する。

計算の入力に必要な外力の作用位置ならびに時間変化については、文献あるいは実験結果等を参考に暫定的に「SS 9 1/2 へ集中的に作用する三角波状の時間変化をする外力」として考えることにする。そして力の接続時間  $\tau$  は  $0.3 T_{2n}$  ( $T_{2n}$  : 二節の固有振動周期) を、同じく船底衝撃等の結果から仮定することにする。

このような外力に対する船体応答を求め、実験で得られた衝撃加速度を力に換算すると図 5.2.2.2 左側縦軸のようになる。排水量の  $1/100$  程度の外力が作用していることがわかる。スラミングによる船底衝撃の場合の約  $1/5$  の大きさであることがわかる。

このデータから平均的な関係として

$$F_0/W = 7.04 \times 10^{-3} (h^*/f)$$

が求められる。ここで、Wは船体の排水量、fは船首における乾舷高さ、 $h^*$ は甲板上水面隆起高さである。

次にこの力がどの時点で作用を始めるのかを定める必要がある。模型実験から、船首における相対水位極大となる瞬間から、加速度の記録に衝撃が発生するまでの時間遅れ ( $T_\ell$ ) を調べたものが、図 5.2.2.3 に示すものである。データのチラバリはかなり大きいが概ね  $T_\ell \sqrt{\frac{g}{L}}$  は 0 から 0.4 の間に収まっていることが明らかである。

従って、ここでは暫定値を関係として

$$T_\ell = 0.2 \sqrt{\frac{L}{g}}$$

を取ることにする。

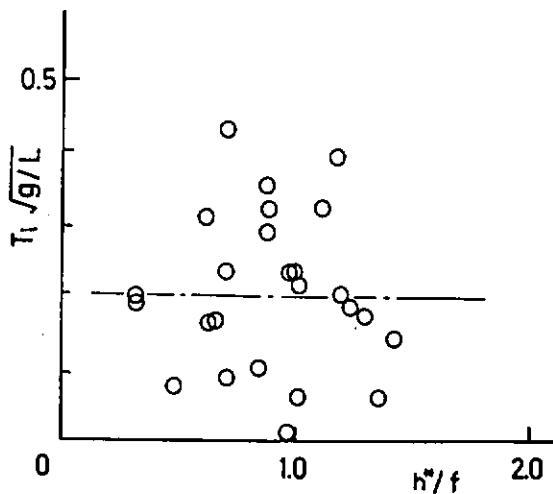


図 5.2.2.3 FPにおける水面最大盛上りと衝撃発生の時間差

以上を整理すると背波による衝撃力 ( $F(t)$ ) は  $t = 0$  を船首相対水位が極大となる瞬間にとると,

$$F(t) = \begin{cases} 0 & 0 \leq t \leq T\ell \\ F_0 \frac{2}{\tau} t & T\ell \leq t \leq T\ell + \tau/2 \\ F_0 \frac{2}{\tau} (\tau - t) & T\ell + \tau/2 \leq t \leq T\ell + \tau \end{cases}$$

このように定めた外力  $F(t)$  を運動方程式あるいは荷重計算式に導入する上では、特に問題なく、点荷重である点に留意すれば他の外力項と同様に扱える。

計算結果の一例を次に示す。計算は撤積貨物船のバラスト状態のもので 5.1 でも用いたものである。航走条件は

$$\lambda/L = 1.0, \quad h_w = 1.2 \text{ m}, \quad \chi = 180^\circ, \quad F_n = 0.1$$

である。船長  $L$  は 21.6.4 m, 船首部喫水  $d_{FP}$  は 8.9.4 m, 船首乾舷  $f$  は 1.3.1 m である。

背波衝撃に関連したパラメータは

$$T\ell = 0.2 \sqrt{\frac{L}{g}} = 0.94 \text{ (sec)}$$

$$\tau = 0.3 T_{2n} \approx 0.27 \text{ (sec)}$$

である。

計算された時間波形の例を図 5.2.2.4 と 5 に示す。SS 5 と SS 8 1/2 における曲げモーメントと剪断力の時間波形を示す。次に図 5.2.2.6, 7 に背波荷重を考慮しない場合の波形を参考に示したが、背波荷重を無視した場合に較べ、僅かではあるがホギング側のピークの増大がみられる。ただ、背波が打込んだ事による波形の違いが模型実験でみられる程顕著ではないので今後更に検討を進める必要があろう。

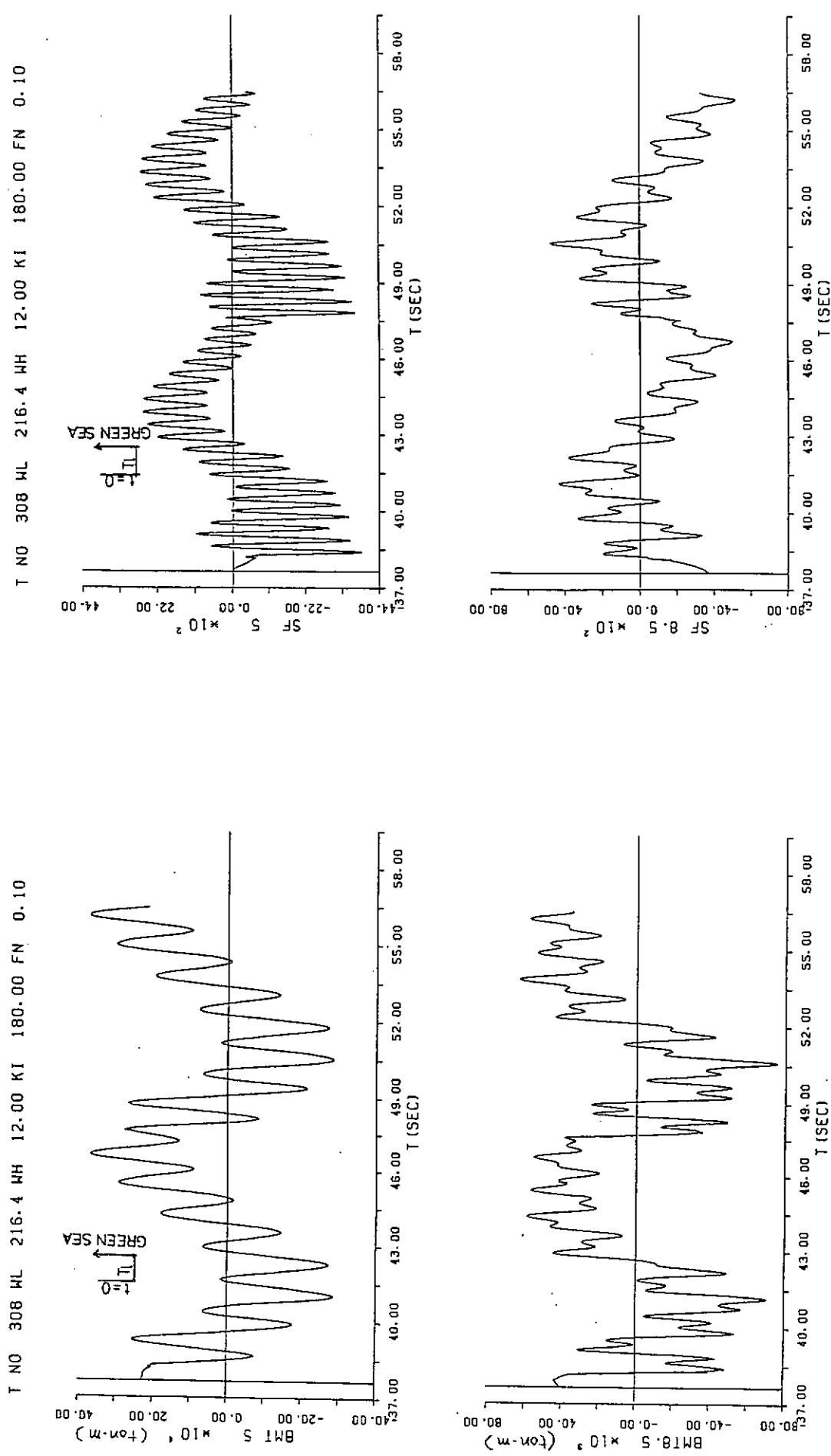


図 5.2.4 背波荷重を考慮した時の縦曲げモーメント

図 5.2.5 背波荷重を考慮した時の縦剪断力

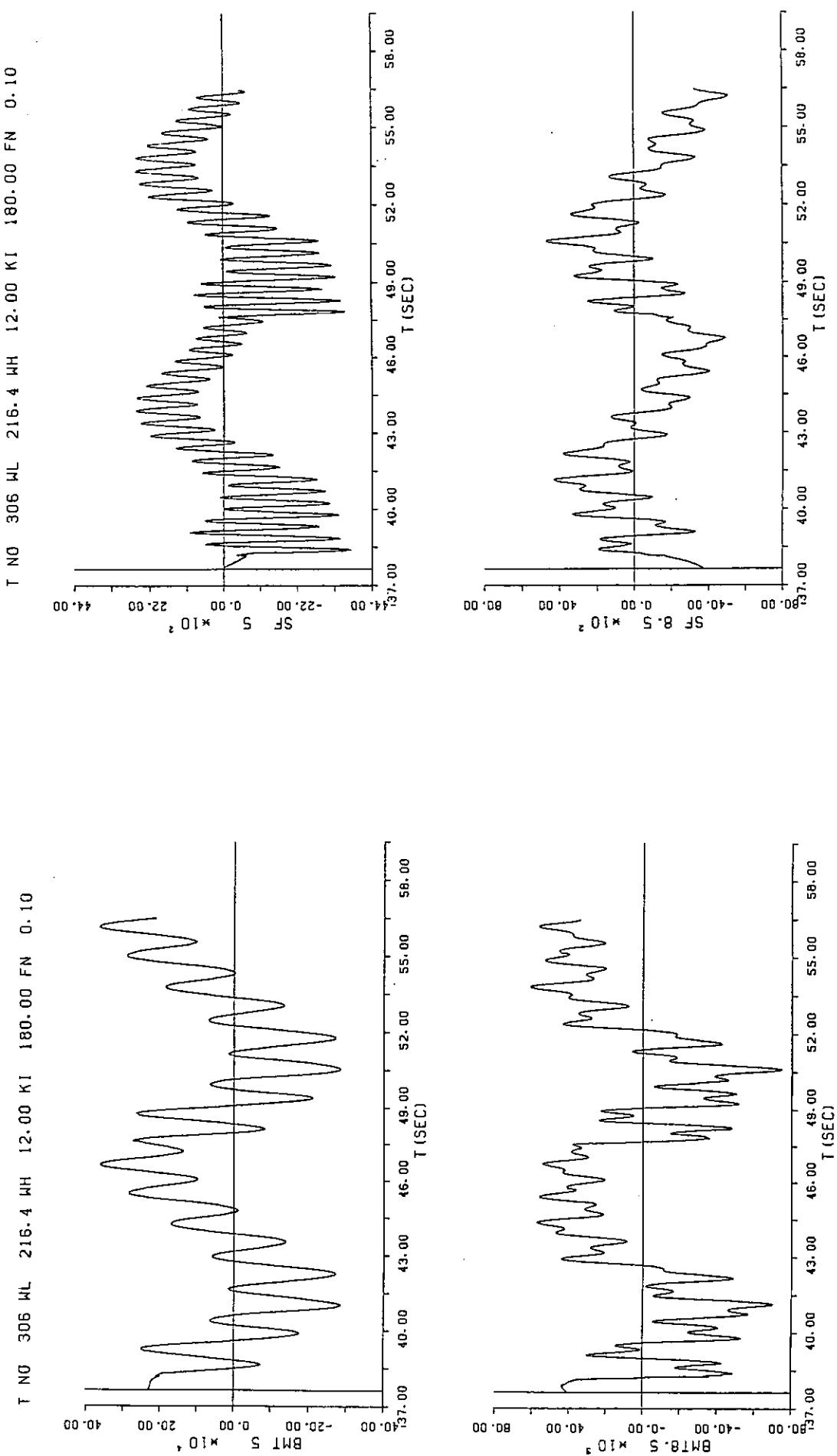


図 5.2.6 青波衝撃無しの場合の総曲げモーメント

図 5.2.7 青波衝撃無しの場合の総剪断力

## 参考文献

- 1) 川上益男, 田中一雅「肥大船の青波衝撃と過渡振動について」西部造船会会報第 50 号( 1975 )
- 2) 川上益男, 田中一雅「船首甲板の青波衝撃圧力の統計予測」西部造船会会報第 59 号( 1976 )
- 3) 竹沢試二他「大波高不規則正面衝撃における Deck Wetness および甲板衝撃水圧について」日本造船学会論文集第 141 号( 1977 )

### 5.2.3 プログラム III

ここで用いた非線形船運動・波浪荷重計算プログラムは、本研究で標準プログラムとした TSLAM<sup>1)</sup> が東京大学で開発された後、TSLAM の基本構造を踏襲して作られたものであり、SRSLAM<sup>2)</sup> に盛りこまれた計算プログラムの改良点の一部が一応考慮されたものになっている。ここでは、昨年度実施した模型実験の結果と計算結果を比較検討するとともに、簡単なモデル化による甲板上海水打ち込み(すくい込み)現象の理論計算と計算プログラムのベースとなる Strip 法の相違の影響を検討した。

#### (1) 前提条件

- (a) 入射波は線形波であるとする。従って不規則波は線形重ね合わせで計算できる。指定された波スペクトラムを持つ不規則波で特定の場所、時間における要素波の位相を指定することによって大波を起こす機能を持たせるが、波崩れの影響などの非線形影響は無視する。
- (b) 船体と波面との相対運動の非線形性を考慮する。船体の各断面における奥水は、入射波が船体によって乱されないと仮定して、船体の上下変位と入射波面の変位から計算する。線形理論では相対運動( $Z_r$ )と静止時の奥水( $d_0$ )は  $|Z_r| \ll d_0$  なる関係にあって波浪中における各ステーションの奥水は  $d_0$  と大差ないとしているが、ここでは  $Z_r$  と  $d_0$  は同程度であると考える。流体力として付加質量や造波減衰に基づく力等の線形理論でも考慮されている力と非線形流体力および浮力を考えるが、それらは全て奥水( $d$ )の関数として取り扱う。
- (c) それぞれの時刻のそれぞれの断面における奥水に対して浮力を初めとする流体力を計算できるように、ポンジャン曲線を入力データとして与える。浮力変化の非線形性は、奥水が与えられれば正確に計算できるから問題はない。付加質量や造波減衰に基づく力等の線形理論でも考慮されている力は、ある瞬間の奥水について求めた付加質量にその瞬間の加速度をかけ、減衰係数に速度をかけたものを加えて計算する。付加質量、減衰力係数等の線形流体力係数は与えられた奥水に対して線形理論で求め、入射波高が比較的低い状態における運動荷重等の計算結果が線形理論による計算結果とつながるようにしておるのが良いと考えた。線形の船体運動計算法とし Strip 法が充分な精度を持っていると認められているが、このプログラムでは Salvesen , Tuck & Faltinsen<sup>3)</sup> によって示された Strip 法を用いている。
- (d) 2 次元の非線形流体力は、運動量理論に従い(周波数無限大で求めた付加質量の奥水に対する微分) × (相対速度)<sup>2</sup> で計算できるものとする。
- (e) 船体は一本の梁として挙動し変形すると仮定する。質量分布、剛性分布が船体の長手方向に対して変化していると考え、剪断変形の影響も考慮する。則ち、船体を一様なオイラー梁とは考えず、変断面チモシェンコ梁とみなす。船体横断面の変形は微小であるとして無視する。
- (f) 船体運動の周波数や船体と水面との相対位置により付加質量が変化するので、厳密に言えばモーダル解析の手法は使えないが、そうした変化は無視しうると考える。そして静止奥水の状態における 2 節振動周波数に対する付加質量を用いてモーダル関数を求め、モーダル解析を行う。

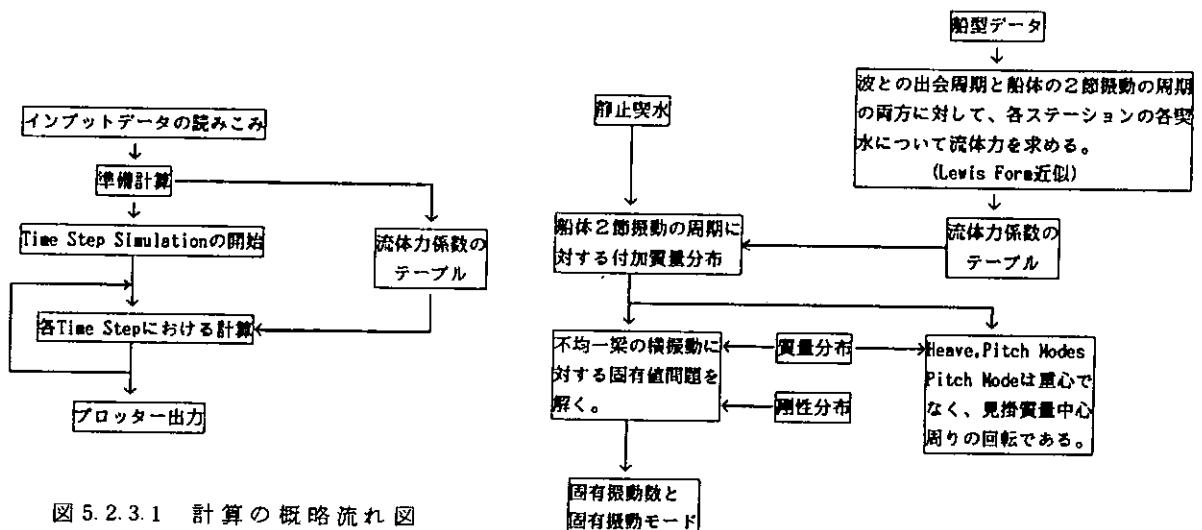


図 5.2.3.1 計算の概略流れ図

図 5.2.3.2 準備計算の流れ図

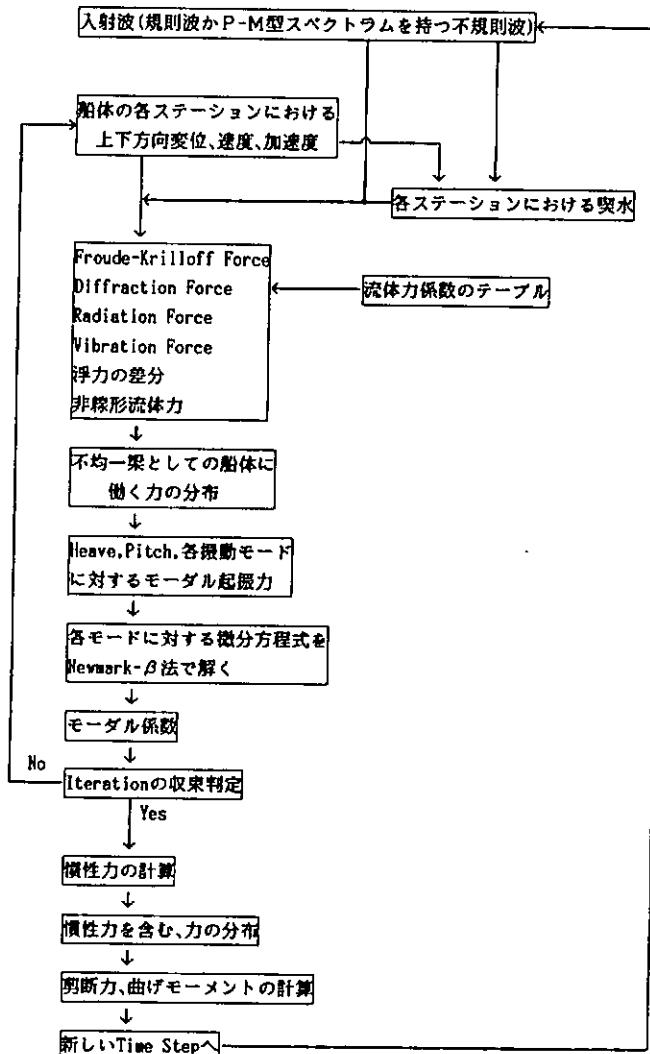


図 5.2.3.3 各 Time Step における計算の流れ図

## (2) 計算の流れ

計算の概略流れ図を、図 5.2.3.1 に示す、計算は大きく分けて、準備計算と Time Step Simulation に分れる。

準備計算では、図 5.2.3.2 に示すような流れに従って、各ステーションの各奥水について線形流体力を計算して流体力テーブルを作り、固有値問題を解いて固有振動数と振動モードを求める。また、静止奥水で浮いている状態において浮力分布と重量分布の差を積分して Heave Force と Pitch Moment を求めた場合、それらが 0 になるように重量分布（則ち質量分布）を修正し、同時に、その状態での剪断力と曲げモーメントの分布を計算する。

各 Time Step における計算の流れ図を図 5.2.3.3 に示す。各モードに対する微分方程式は Newmark- $\beta$  法 ( $\beta = 1/4$ ) で解いているが、全モードのモダル加速度が相対誤差 1 % 以下に収束するまで繰返し計算を行っている。4 次のモード（三節振動）まで考慮した場合でだいたい 2 ~ 3 回で収束する。

以上に説明した計算の流れそのものは昭和 58 年度報告書<sup>4)</sup>に記載したものと変りない。計算の細部で昭和 58 年度から変わった点は次の二点である。

- (i) 非線形流体力の計算で、肥大線の Bottom Slamping のように船底が波面に接した直後に大きな力が作用する場合の取り扱いに不具合があったので、TSLAM と同様に各セグメントの没水長さを計算しながら没水部のみに流体力が作用するとして取り扱うように改めた。
- (ii) 船体振動に起因する流体力 (Vibration Force) を、振動による加速度と振動周波数に対する付加質量の積で算定して加えることとした。ただ、Vibration Force を考慮する場合としない場合の計算結果を比較したが、殆ど影響はないようである。

## (3) 甲板上海水打ち込み（すくい込み）現象の計算

日本語では「海水打ち込み」、「青波打ち込み」と言われるが、それに応する英語では“Green water”, “Shipping water” 等があり、両者とも必ずしも「打ち込み」という意味を持たない。模型を使った水槽試験では水の粘性に対する相似則を満たさない実験を行なからかもしれないが、昭和 58 年度に実施した 120,000 DWT の鉱石運搬船「笠木山丸」の模型試験を観察した限りでは「水が打ち込む」と言うよりは「船首が水をすくいこむ」と言う感じの方が強かった。また、船首に当たった水が一旦跳ね上がって甲板上に打ち込む現象よりも船首が水をすくいこむ現象の方が物理的数学的に取り扱いやすい。従って、ここでは「甲板上海水すくい込み現象」を数値計算で取り扱う方法について検討する。

船の上甲板の形状を図 5.2.3.4 に示すように矩形の連なりで近似する。 $S_1, S_2, \dots$  の所はステーションに相当し  $B_1, B_2, \dots$  はステーションの上端における幅である。ここで考慮する甲板は実際の甲板のように幅が連続的に変化していないから多少狭くなっているが、その差は無視する。

水は船首方向から流れ込み船尾方向へ流れしていくものと考える。船側からの水の流入は考慮するが横方向の流速と運動量は無視する。二つのステーションの間の領域で水の体積と船体長手方向の流速、運動量の出入を考える。時間間隔  $\Delta t$  の間に、(a) 前方の海から流れ込む水、(b) 甲板上の前方の領域から流れ込む水、(c) 甲板上の後方の領域へ流れ出る水の量と船体前後方向の運動量を以下のように算定して、差分近似で実時間シミュレーション計算を進める。ここで、 $S_i$  と  $S_{i+1}$  のステーションの間にある水の流速を  $V_i$ 、甲板上に打ち込んだ水の表面の甲板上高さを  $h_i$  とする。

(a) 前方の海から流れ込む水

$S_i$  のステーションにおける海面の高さ ( $h_{wi}$ ) が甲板上面より高い時に流入がある。甲板上面の高さを  $h_{di}$  とすると、

$$\text{流入速度} : V = V_s + V_{oi} + \sqrt{2 \cdot g \cdot (h_{wi} - h_{di} - h_i)}$$

ここで、  $V_s$  : 船速

$V_{oi}$  :  $S_i$  のステーションにおける波の Orbital Velocity の船体前後方向成分

$$\text{流入体積} : \nabla = (h_{wi} - h_{di} - h_i) \cdot (B_i - B_{i-1}) \cdot V \cdot \Delta t$$

$$\text{流入運動量} : M = (h_{wi} - h_{di} - h_i) \cdot (B_i - B_{i-1}) \cdot V^2 \cdot \Delta t$$

ただし、  $i = 1$  の時は  $B_{i-1} = 0.0$  と考える。

(b) 甲板上の前方の領域から流れ込む水 ( $i = 1$  の時は考慮しない。)

$$\text{流入速度} : V = V_{i-1} + \sqrt{2 \cdot g \cdot \{ h_d(i-1) + h_{i-1} - h_{di} - h_i \}}$$

$$\text{流入体積} : \nabla = h_{i-1} \cdot B_{i-1} \cdot V \cdot \Delta t$$

$$\text{流入運動量} : M = h_{i-1} \cdot B_{i-1} \cdot V^2 \cdot \Delta t$$

(c) 甲板上の後方の領域へ流れ出る水

$$\text{流出速度} : V = V_i + \sqrt{2 \cdot g \cdot \{ h_{di} + h_i - h_d(i+1) - h_{i+1} \}}$$

$$\text{流出体積} : \nabla = h_i \cdot B_i \cdot V \cdot \Delta t$$

$$\text{流出運動量} : M = h_i \cdot B_i \cdot V^2 \cdot \Delta t$$

こうして、  $\Delta t$  の時間間隔の間での体積と運動量の変化分が計算できたら、

$$\text{Volume}(t+\Delta t) = A_i \cdot h_{wi}(t) + \Delta \text{Volume}$$

ここで、  $A_i = (B_i + B_{i+1}) \cdot L_i / 2$

$$\text{Momentum}(t+\Delta t) = A_i \cdot h_{wi}(t) \cdot V_i(t) + \Delta \text{Momentum}$$

$$h_{wi}(t+\Delta t) = \text{Momentum}(t+\Delta t) / \text{Volume}(t+\Delta t)$$

で ( $t + \Delta t$ ) における体積、運動量、水面の甲板上高さ、流速を計算する。

甲板上の水は船体と同じ加速度で上下方向に運動していると考え、重量と慣性力を各ステーションに分布させる。分布荷重は

$$F_i = \rho \cdot h_{mi} \cdot B_i \cdot (g - \alpha_i)$$

$$\text{ここで, } h_{mi} = \begin{cases} h_1 & (i=1 \text{ の時}) \\ (h_{i-1} + h_i) / 2 & (1 < i < N \text{ の時}) \\ h_{N-1} & (i=N \text{ の時}) \end{cases}$$

であるが、この計算プログラムでは浮力の項の中で厚さ ( $h_{wi} - h_{di}$ ) 分の水の重量が既に考慮されているので、あらかじめその分を差し引いておかなければならない。従って、補正項としての分布荷重は

$$F_i = \rho \cdot B_i \cdot \{(g - \alpha_i) \cdot h_{mi} - g \cdot (h_{wi} - h_{di})\}$$

となる。

船尾方向に流れていった水は  $S_N$  のステーションの所で甲板上構造物に衝突して飛散し Stagnation Pre-

ssure を発生する。その圧力が甲板上の S の面積に均等に作用すると考えて上下方向の衝撃力を計算する。この力は集中荷重として  $S_N$  のステーションの所に作用させる。 $S_N$  のステーション以降の部分については甲板上の水の影響を無視する。

#### (4) S.T.F.法とO.S.M.の相違の影響

付加質量や造波減衰に基づく力等の線形理論でも考慮されている力は、その瞬間の各ステーションの喫水に対して流体力を計算することを除けば、線形の船体運動計算法と同じ流れで計算している。プログラムⅢでは Salvesen, Tuck & Faltinsen によって示された Strip 法（通称 S.T.F. 法）<sup>3)</sup> に基づいて作られているが、TSLAM 等では渡辺・田村によって示された Ordinary Strip Method （通称 O.S.M.）<sup>5)</sup> を用いている。

S.T.F. 法と O.S.M. の最大の相違点は二次元体に働く波強制力の計算式である。すなわち、S.T.F. 法では船体横断面と同じ断面を持つ二次元体に対して Diffraction Problem を解いて波強制力を計算しているのに対し、O.S.M. では境界条件を平均的に満足させる形に近似して Radiation Problem の解から波強制力を計算している。

S.T.F. 法と O.S.M. の間には運動方程式の係数の成り立ちに若干の相違があるが、そうした相違点は主として高速航走時に効くようである<sup>3)</sup> ので今回の検討では無視し、プログラムⅢの二次元体に働く波強制力を計算する部分を O.S.M. と同じ流れに書きかえて比較計算を行ってみた。S.T.F. 法の発表と合前後して発表された New Strip Method （通称 N.S.M.）<sup>5)</sup> は二次元体に働く波強制力の計算法が O.S.M. と同じになっている以外はほとんど S.T.F. 法と同一であるので、この場合には「プログラムⅢは New Method （通称 N.S.M.）に基づいて作られている」と言ってよい。

#### (5) 計算結果との比較検討に用いた模型実験結果

昭和 58 年度に 120,000 DWT の鉱石運搬船、「笠木山丸」を対象として、発泡材製弾性模型による非線形波浪荷重に関する水槽試験を実施した。試験の内容と試験結果自体の評価については昭和 58 年度報告書の 3.3 節<sup>6)</sup> を参照されたい。

計算結果との比較検討には上記の模型実験で得られた時系列を用いるが、昭和 58 年度報告書の図 3.3.3.3 ～図 3.3.4.1、図 3.3.4.3 ～図 3.3.5.4 に掲載された時系列の一部の時間軸に誤差があることが分ったので、修正版を図 5.2.3.5 ～図 5.2.3.25 に示す。

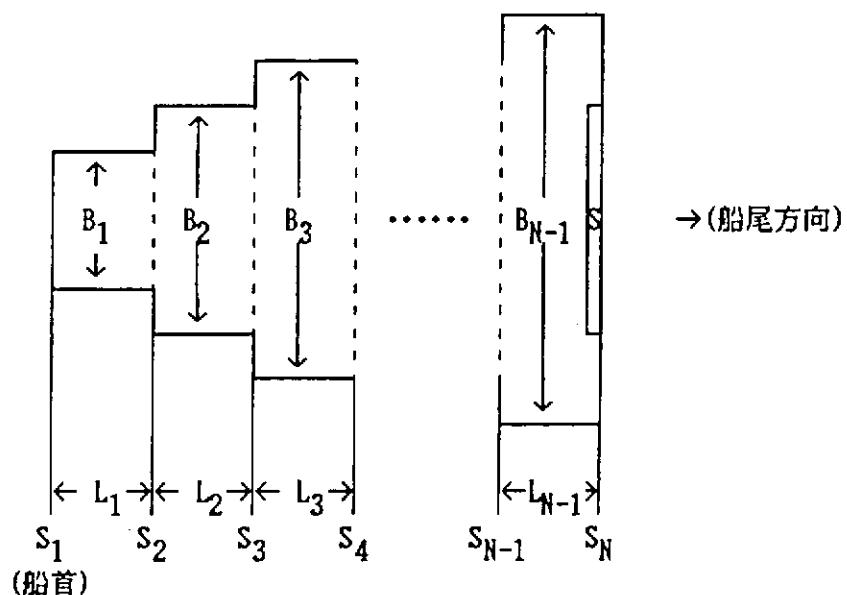


図5.2.3.4 甲板上海水打ち込み現象の計算に用いる甲板面の近似形状

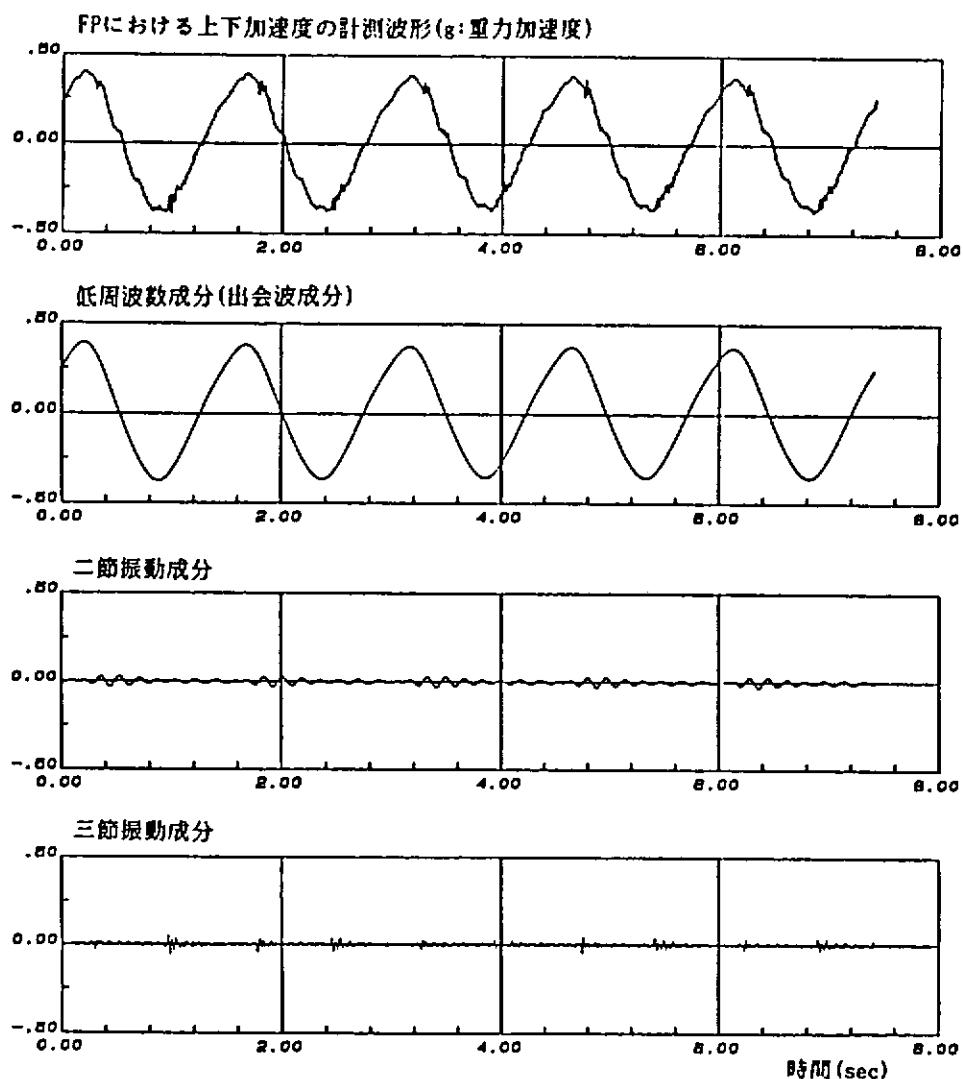
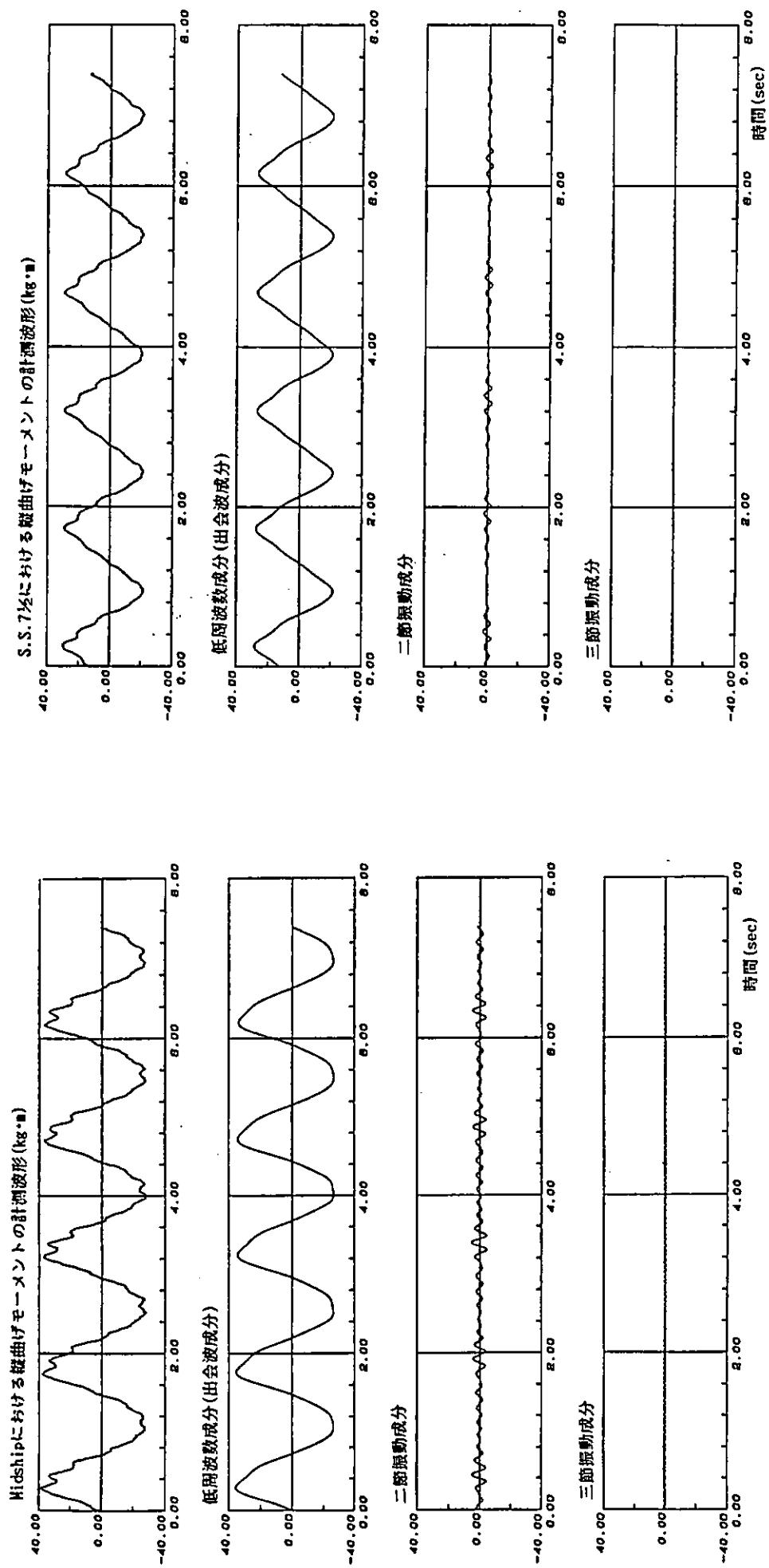


図 5.2.3.5 Exp No 28139 (Full load,  $\lambda/L_{pp} = 1.2$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 1.2 \text{ m}$ ) FPでの上下加速度(単位: g)



- 138 -

図 5.2.3.6 Exp.No.28139(Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ Kn}$ ,  $H_w=12\text{m}$ )Midship の縦曲げモーメント (単位:  $\text{kg f} \cdot \text{m}$ , 模型スケール  $-\lambda$ )

図 5.2.3.7 Exp.No.28139(Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w=12\text{m}$ )における縦曲げモーメント (単位:  $\text{kg f} \cdot \text{m}$ , 模型スケール)

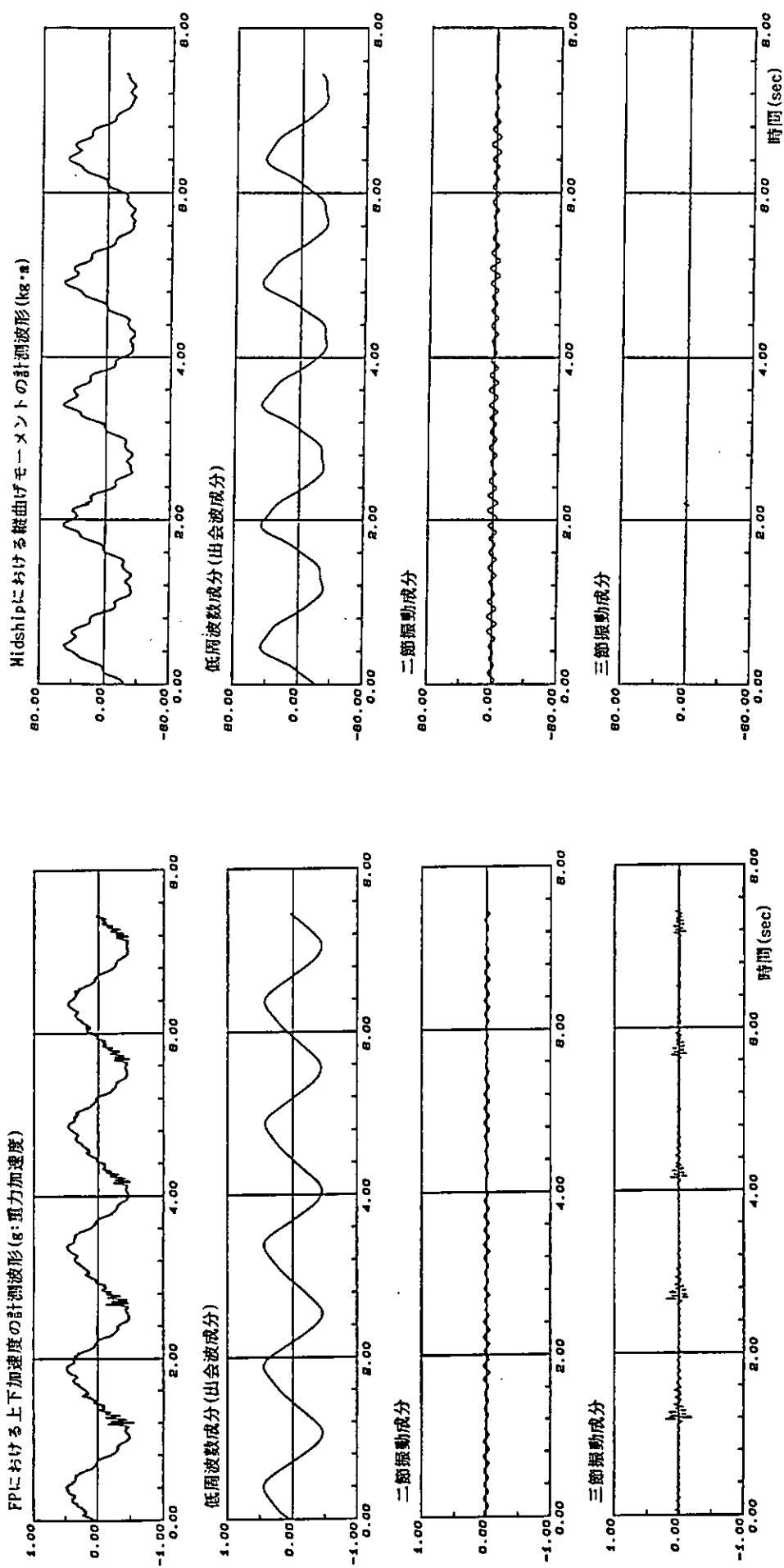
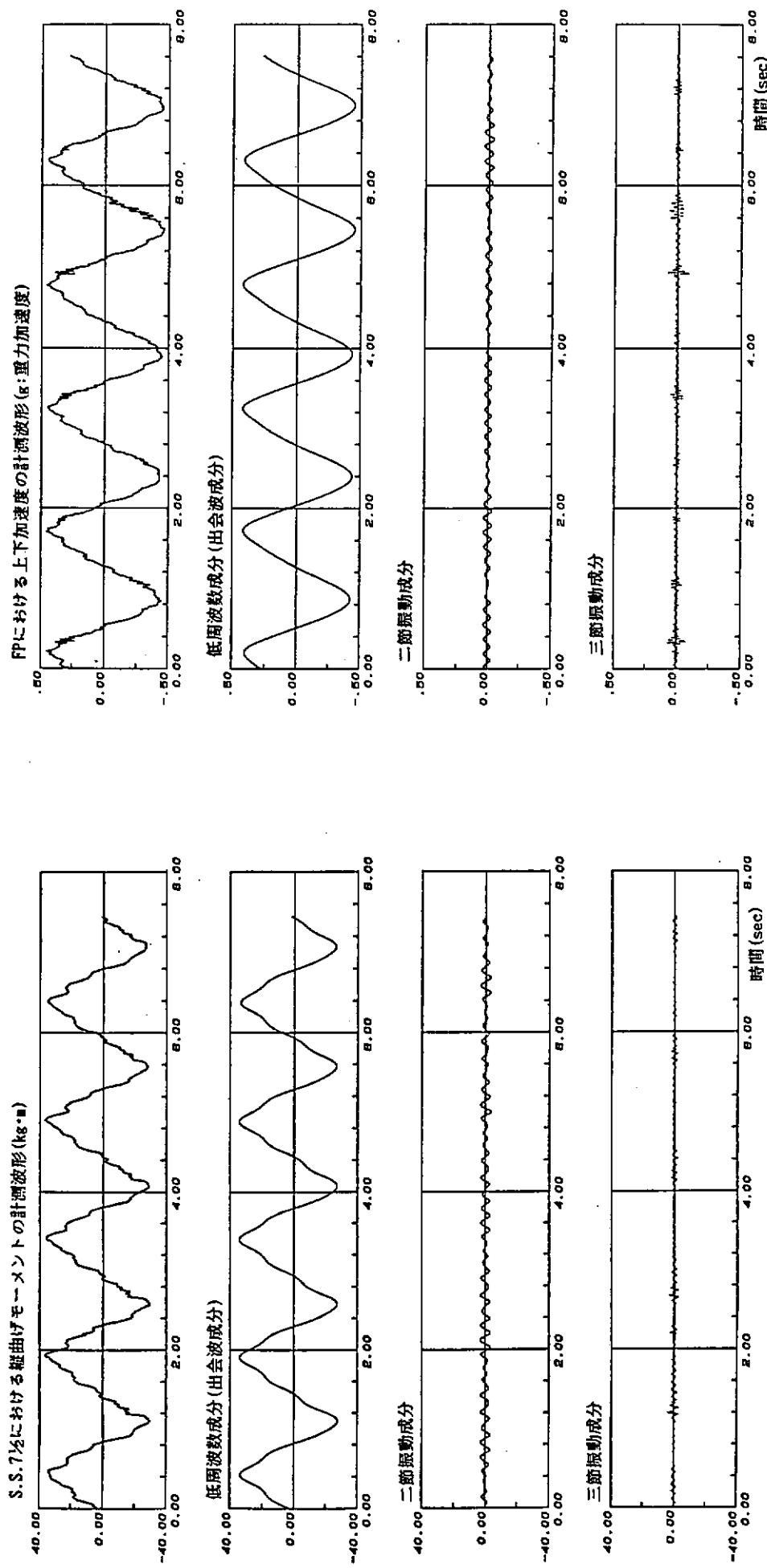


図 5.2.3.8 Exp.No. 28142(Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6\text{ km/h}$ ,  $H_w=16\text{ m}$ ) FPでの上下加速度 (単位: g)

図 5.2.3.9 Exp.No. 28142(Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6\text{ km/h}$ ,  $H_w=16\text{ m}$ ) Midshipでの縦曲げモーメント (単位: kgf·m, 標型スケール)



- 140 -

図 5.2.3.10 Exp.No. 28142(Full Load,  $\lambda/L_{pp} = 1.2$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ ) S.S.7 1/2 の縦曲げモーメント (単位 :  $\text{kgf}\cdot\text{m}$ , 模型スケール)

図 5.2.3.11 Exp.No. 28152(Full Load,  $\lambda/L_{pp} = 1.2$ ,  $x = 202.5^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ ) FP での上下加速度 (単位 : g)

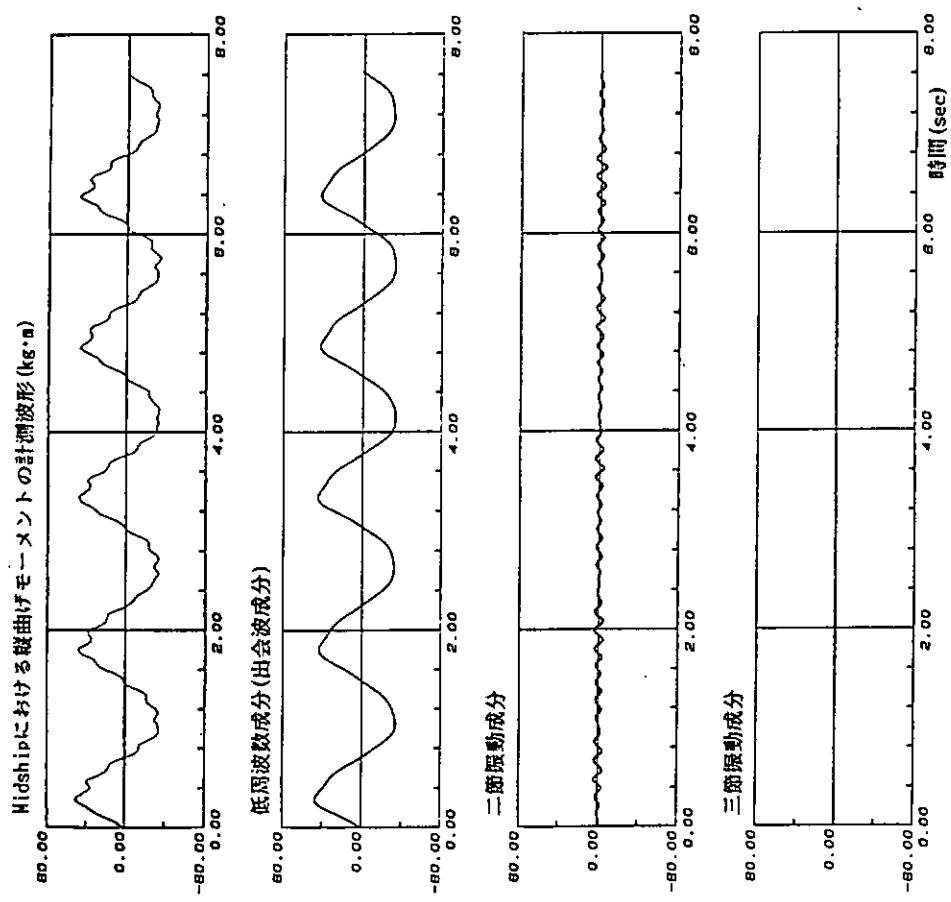


図 5.2.3.12 Exp. No. 28152 (Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $\alpha=202.5^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w=16 \text{ m}$ ) Midship における総曲げモーメント (単位:  $\text{kgf} \cdot \text{m}$ , 模型スケール)

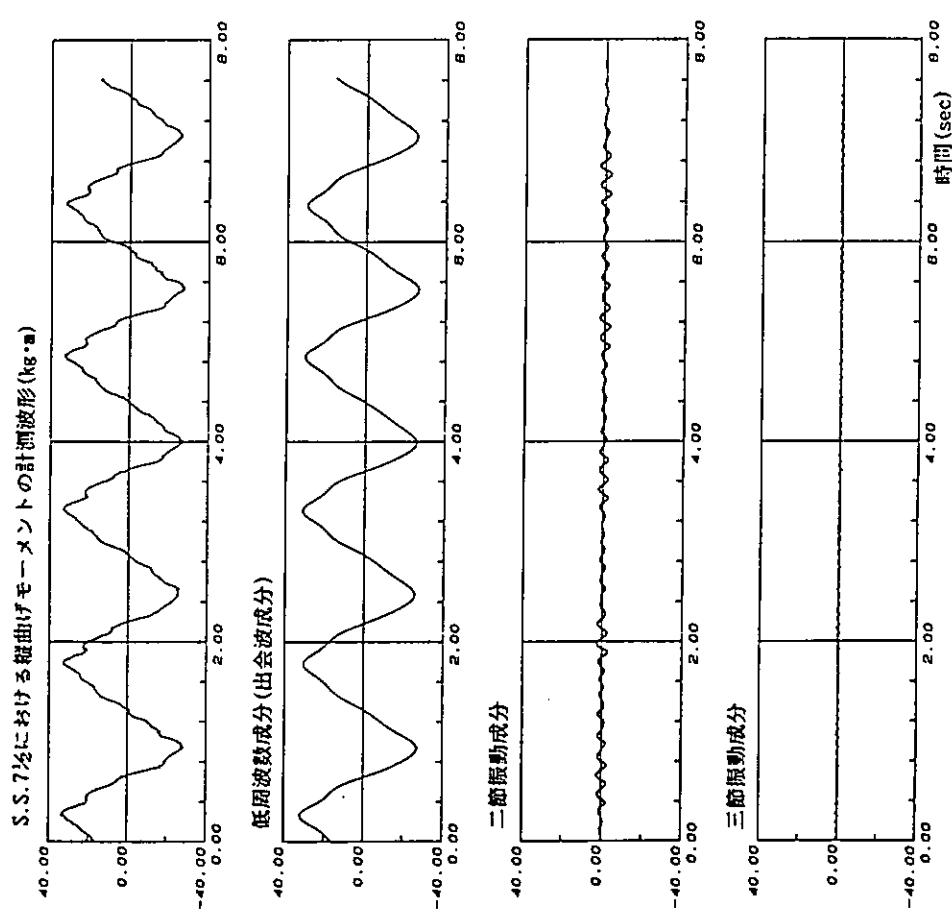
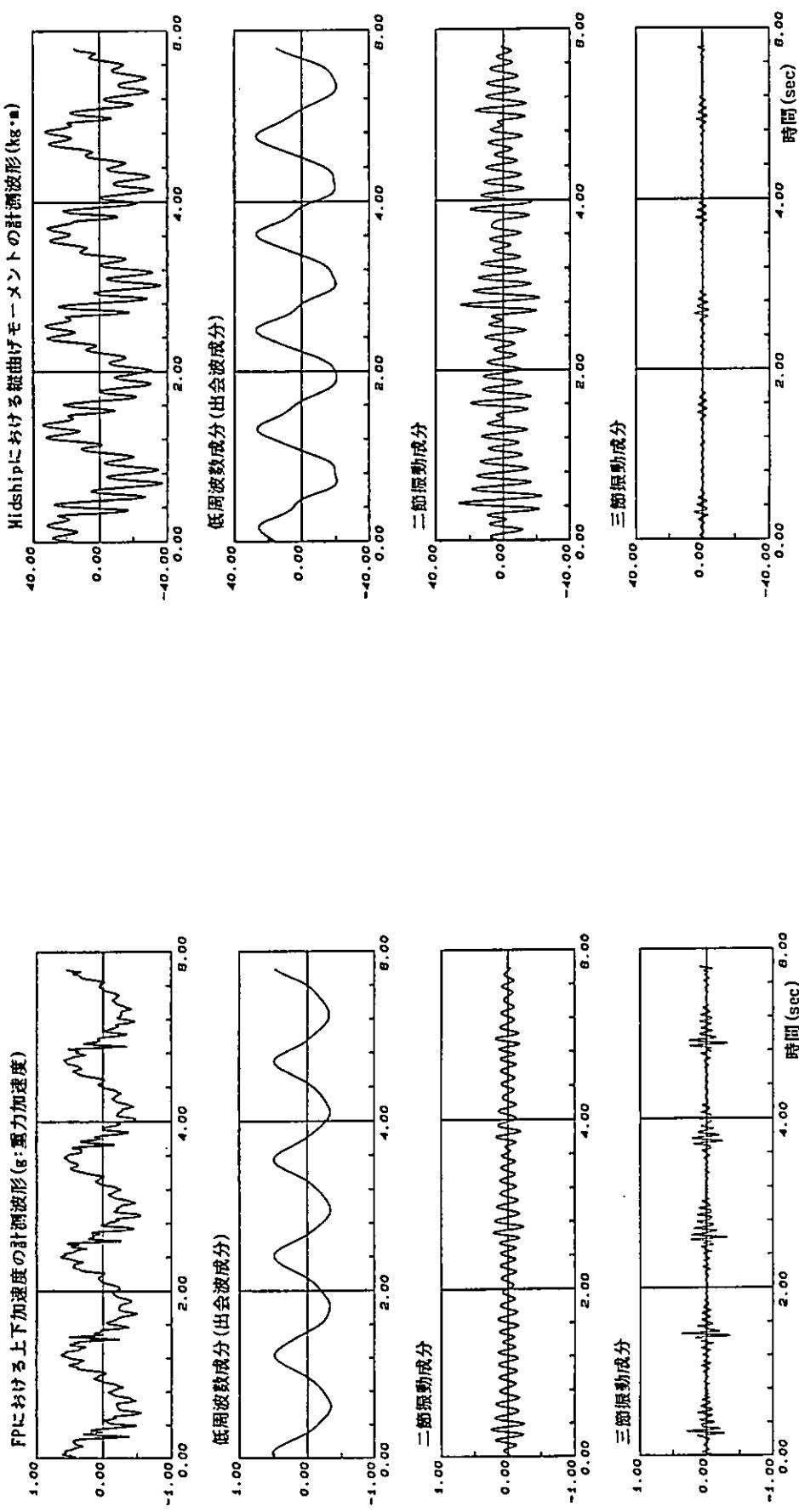


図 5.2.3.13 Exp. No. 28152 (Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $\alpha=202.5^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w=16 \text{ m}$ ) S.S. 7 1/2 における総曲げモーメント (単位:  $\text{kgf} \cdot \text{m}$ , 模型スケール)

図 5.2.3.13 Exp. No. 28152 (Full Load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $\alpha=202.5^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w=16 \text{ m}$ ) S.S. 7 1/2 での総曲げモーメント (単位:  $\text{kgf} \cdot \text{m}$ , 模型スケール)



- 142 -

図 5.2.3.14 Exp.No.28165(Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=0.8$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ km/h}$ ,  $H_w=11.5 \text{ m}$ ) FPでの上下加速度 (単位: g)

図 5.2.3.15 Exp.No.28165(Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=0.8$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ km/h}$ ,  $H_w=11.5 \text{ m}$ ) Midship での縦曲げモーメント (単位: kgf·m, 模型スケール)

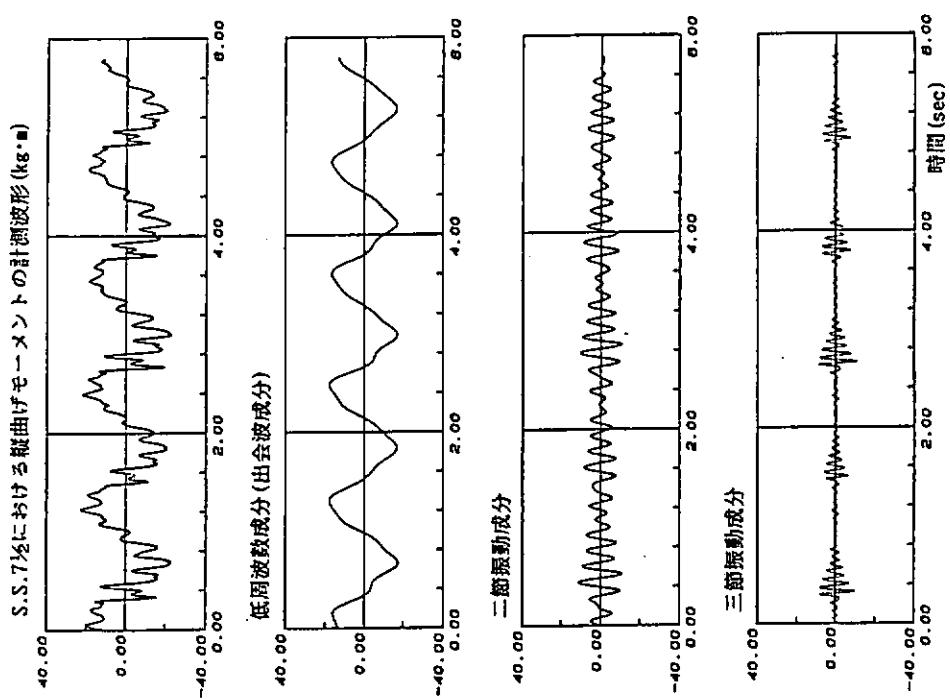


図 6.2.3.16 Exp.No.28165(Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=0.8$ ,  $\alpha=180^\circ$ ,  $V_s=9.6\text{kn}$ ,  $H_w=11.5\text{m}$ ) S.S.7 1/2での縦曲げモーメント (単位:  $\text{kgf}\cdot\text{m}$ , 模型スケール)

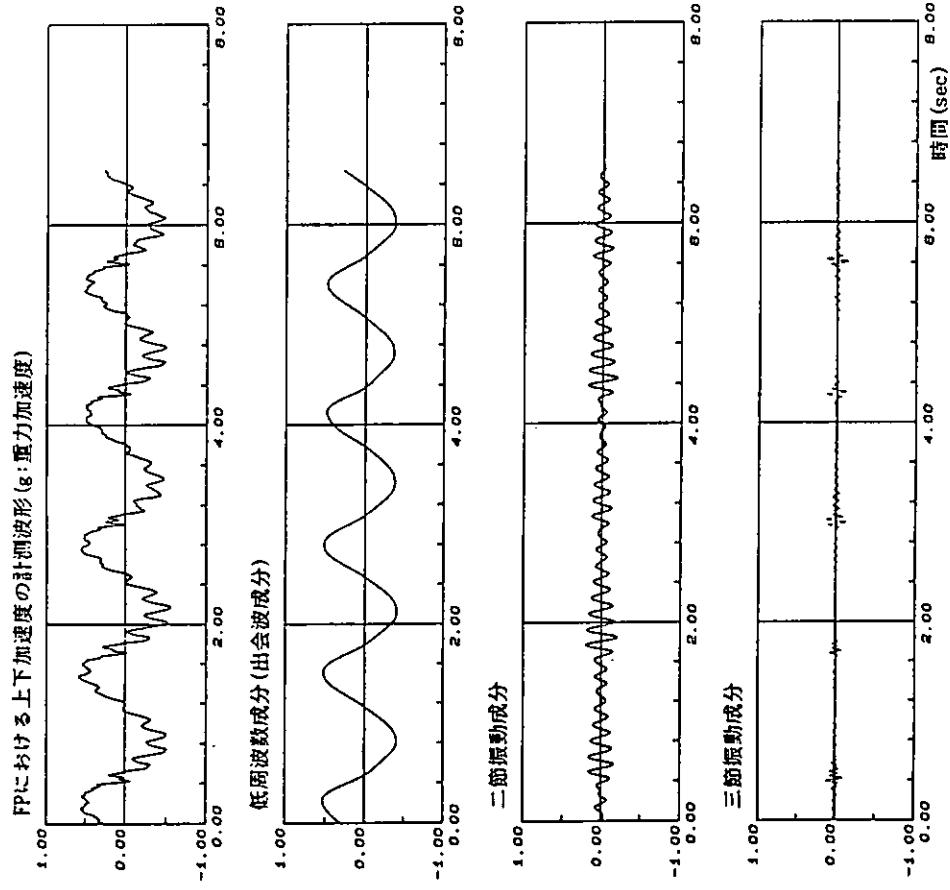


図 5.2.3.17 Exp.No.28164(Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=1.0$ ,  $\alpha=180^\circ$ ,  $V_s=9.6\text{kn}$ ,  $H_w=11.3\text{m}$ ) FPでの上下加速度 (単位: g)

Midshipにおける縦曲げモーメントの計測波形 (kgf·m)

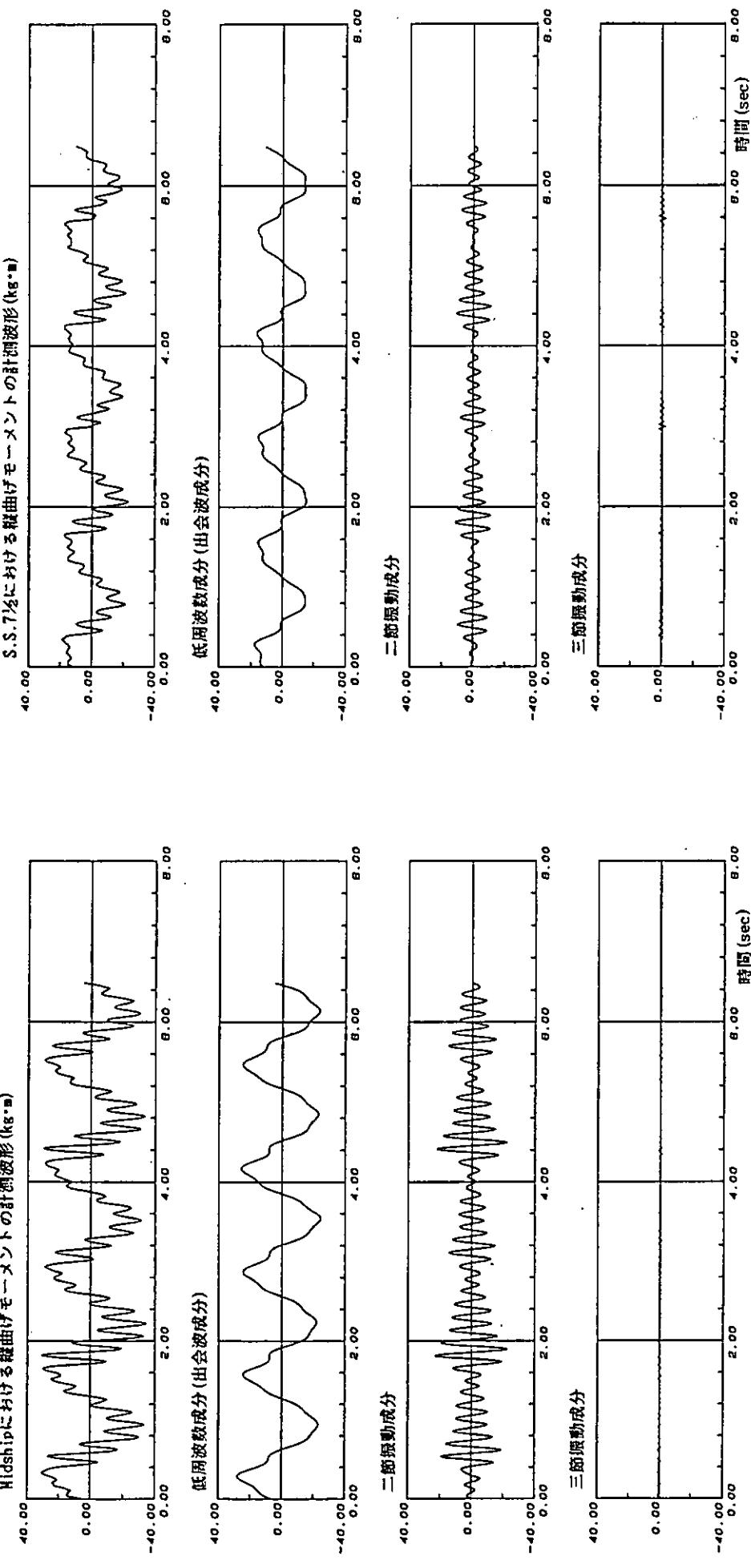


図 5.2.3.18 Exp. No. 28164 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 1.0$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6$  kn,  
 $H_w = 11.3$  m) Midship の縦曲げモーメント (単位 : kgf·m,  
模型スケール)

S.S.71における縦曲げモーメントの計測波形 (kgf·m)

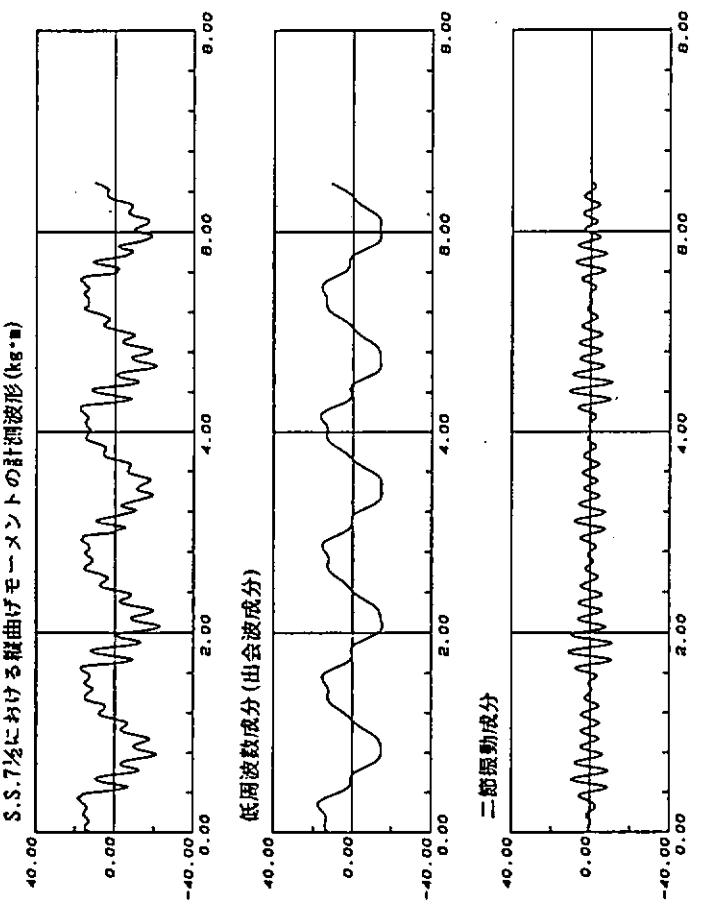


図 5.2.3.19 Exp. No. 28164 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 1.0$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6$  kn,  
 $H_w = 11.3$  m) S.S. 7 1/2 の縦曲げモーメント (単位 : kgf·m,  
模型スケール)

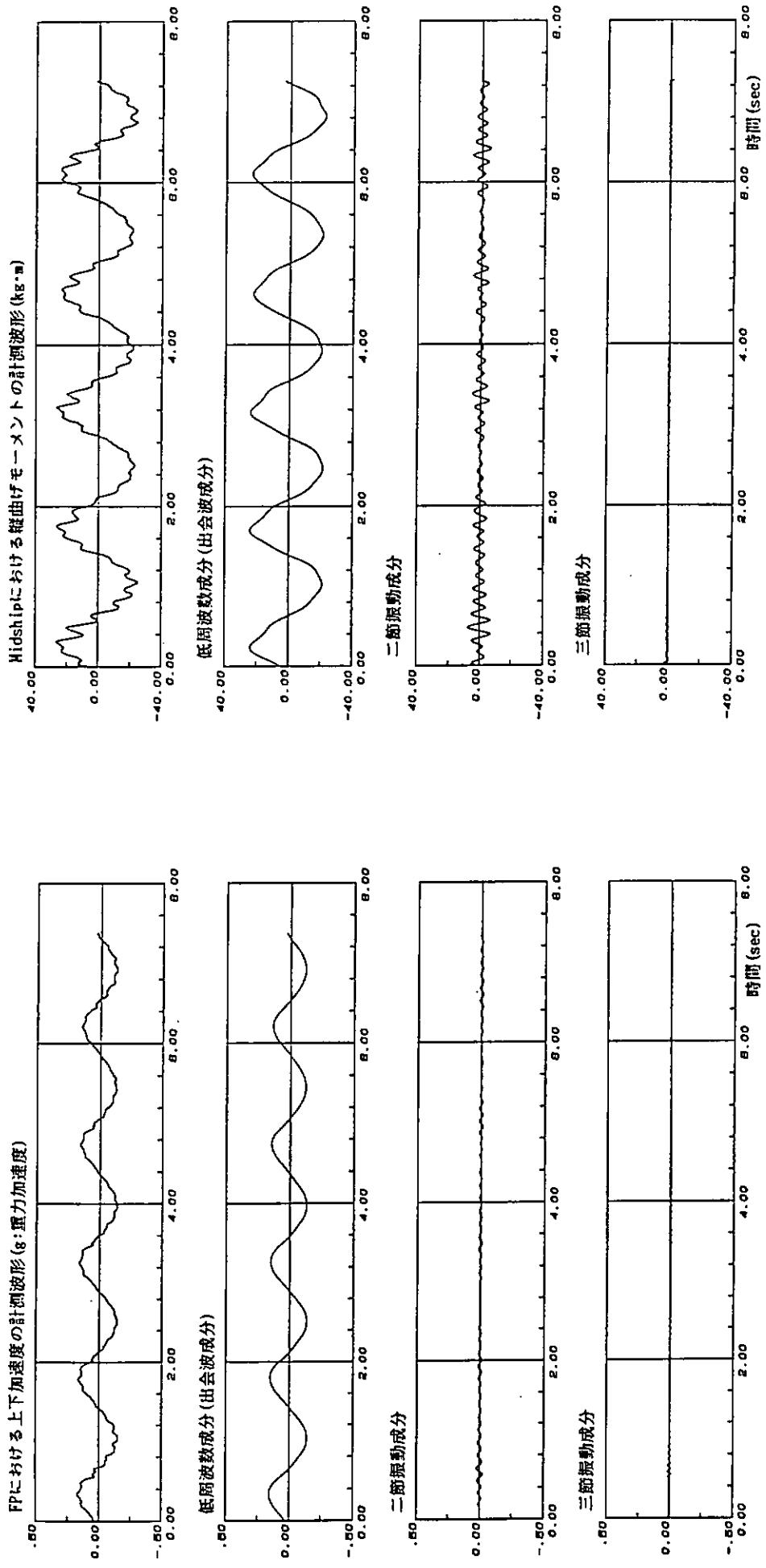


図 5.2.3.20 Exp. No. 28163(Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w=12.1\text{m}$ ) FP の上下加速度 (単位: g)

模型スケール)

図 5.2.3.21 Exp. No. 28163(Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $x=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w=12.1\text{m}$ ) Midship の縦曲げモーメント (単位: kgf·m)

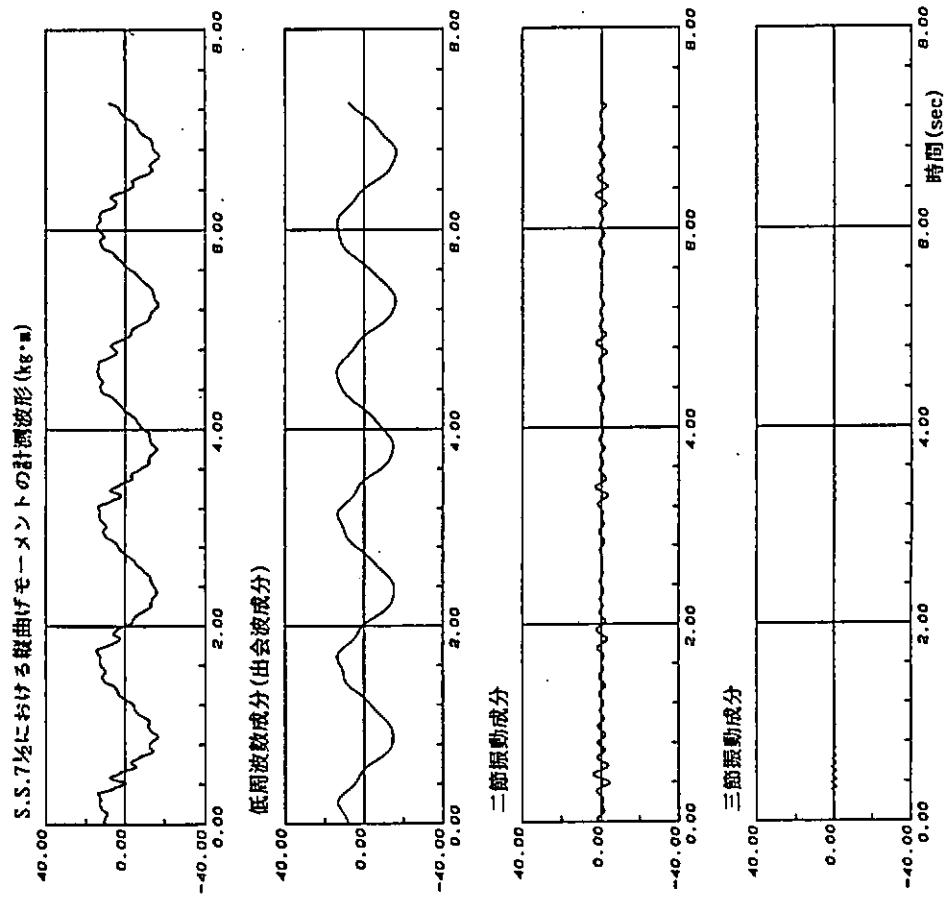


図 5.2.3.22 Exp.No.28163 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp}=1.2$ ,  $\alpha=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ km/h}$ ,  $H_w=12.1\text{m}$ ) S.S. 7 1/2 の縦曲げモーメント (単位:  $\text{kgf}\cdot\text{m}$ , 模型スケール)

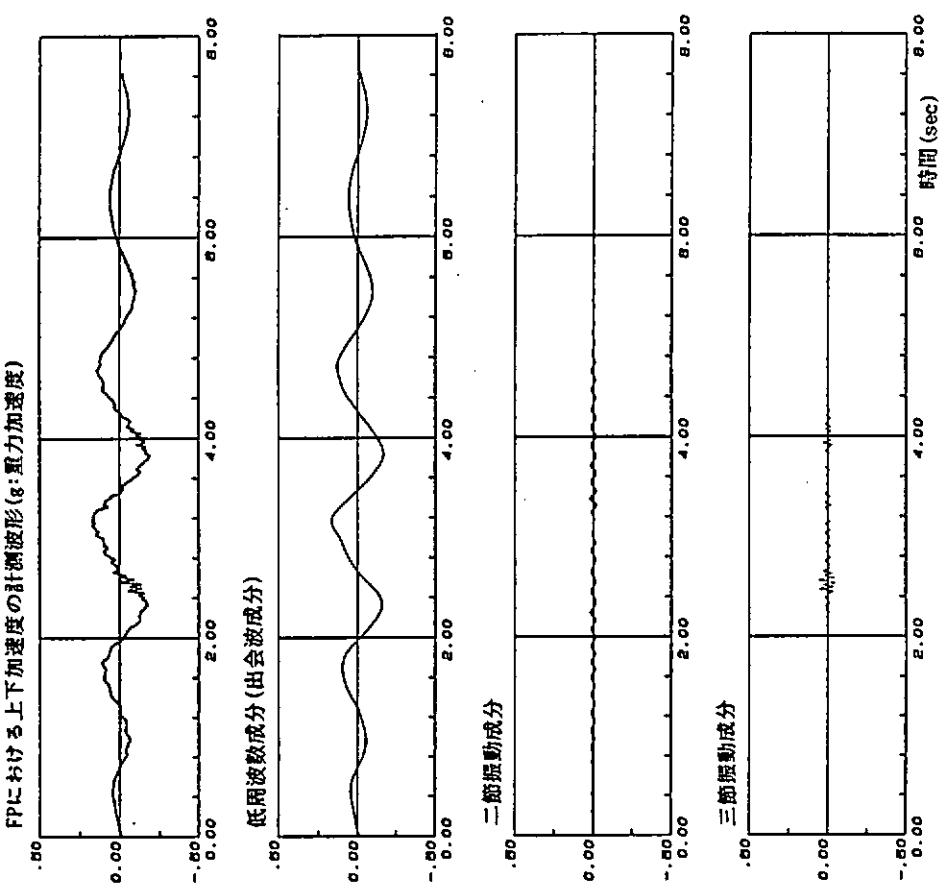


図 5.2.3.23 Exp.No.28146 (Full load,  $T_v=11.5 \text{ sec}$ ,  $\alpha=180^\circ$ ,  $V_s=9.6 \text{ km/h}$ ,  $H_v=12\text{m}$ ) FP での上下加速度 (単位: g)

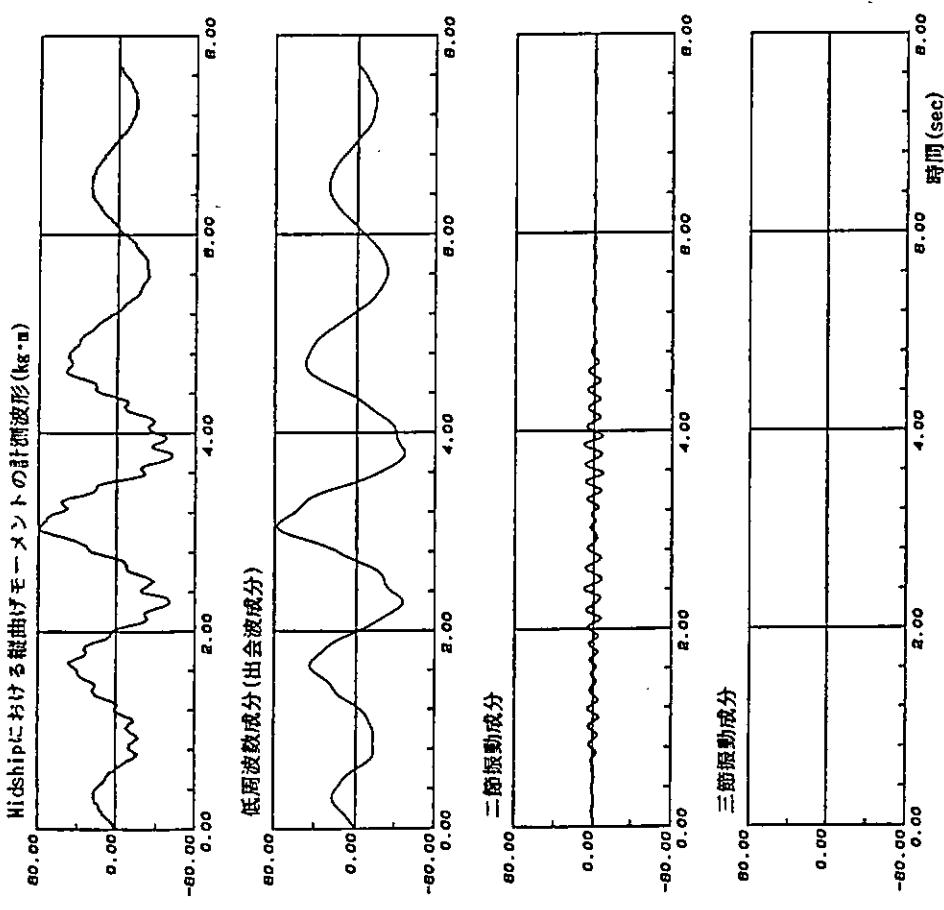


図 5.2.3.24 Exp. No. 28146 (Full load,  $T_v = 11.5 \text{ sec}$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 12 \text{ m}$ ) Midship の船曲げモーメント (単位 :  $\text{kg f} \cdot \text{m}$ , 模型スケール)

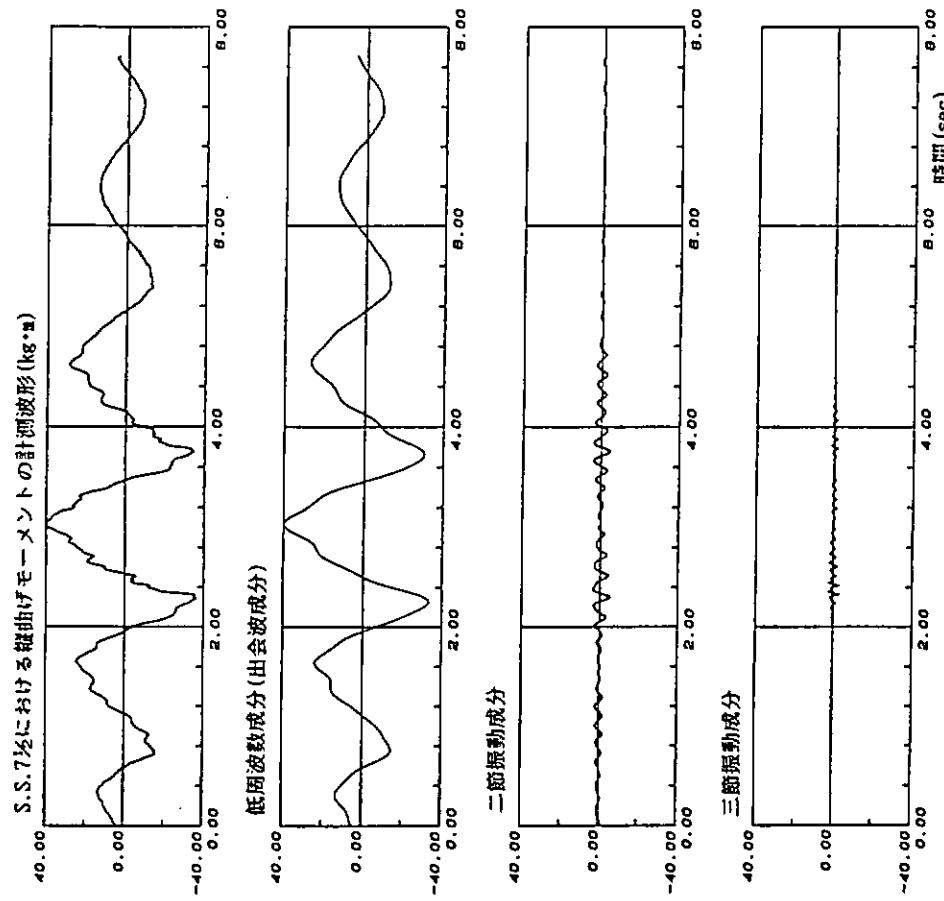


図 5.2.3.25 Exp. No. 28146 (Full load,  $T_v = 11.5 \text{ sec}$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_v = 12 \text{ m}$ ) S.S.7.1/2 で船曲げモーメント (単位 :  $\text{kg f} \cdot \text{m}$ , 模型スケール)

## (6) 実験結果と計算結果の比較

非線形シミュレーションプログラムⅢによる理論計算結果と実験結果を比較検討するに当たり、次のように考えた。

(i) 本委員会における議論の中でシミュレーション計算の実行手順として、『先ず、Heave, Pitchと振動成分の全てを考慮しつつ振動に対する減衰を100倍程度にした計算を行って定常状態を得た後、減衰を所定の値に戻して出会い周期の2倍位のあいだシミュレーション計算を実行した結果だけをその状態に対する計算結果として採用するのがよい』とする意見があった。その理由は『出会い周期と振動周期の比率によって一度起きた振動が次の波浪衝撃で強められている場合と弱められる場合があり、振動が起こる状態で何度も波浪衝撃を起こすと計算結果が安定しないので、先ず振動応答を起こさせないで船体運動を発達させておき1, 2回の波浪衝撃で発生する振動応答をその状態に対する計算結果と見るのが合理的である』というものである。しかし、『規則波中の模型試験結果と、計算結果を比較する』という目的で計算する場合と、『実海面の不規則波中の応答を予測する』という目的で計算する場合とは別であるとも考えられるから、計算の目的に合わせて計算の手順も変える必要があるのではなかろうか。

模型試験は数値シミュレーションではなく物理シミュレーションであるから規則波中試験で得られた時系列であっても完全に周期的な波形になる訳ではないが、例えば図5.2.3.1.5や図5.2.3.1.8に見られるように、殆ど定常な周期応答と言ってよいものが得られている。又、自航模型船を用いても波との出会い周期はかなりの精度で一定になっているようで出会い周期と振動周期の比率は殆ど一定である。模型試験では一時的に振動に対する減衰を100倍程度にすることは出来ないのであるから、この事実を考慮すると、『振動が起こる状態で何度も波浪衝撃を起こすと、計算では結果が安定しない』のであれば、計算は実験結果をうまく説明しないことになる。すなわち、規則波中の模型試験結果と、計算結果を比較する場合には上記のような考え方を取らず、与えられた状態における定常状態を得るという考え方で計算を進めるべきである。このように考えて、以下に示す計算では『最初から全てのモード(Heave, Pitchと2, 3節振動)を考慮しつつ、振動に対する減衰を所定の値として』実船スケールで6.5秒間(出会い周期の6倍以上の長さ)のシミュレーション計算を実施して最後の2.5秒間の結果を表示した。

一方、実海面の不規則波中の応答を予測する場合には、非線形応答が出るような大波が規則的に続くことは殆どないであろうから、規則波で実海面を模擬しようと考へる場合には、上記のような計算の仕方が有効で合理的だと考へられる。

(ii) 耐航性能の理論計算結果を実験結果と比較する場合には、海の波が多くの波長成分を含んでいることを考慮して波長ベースの応答関数の形を見るのが普通であり、特定の波長に対する実験結果と理論計算結果が多少あわない場合でも極くわずか異なった波長に対して計算した結果と実験結果とが合う場合には、その相違は実質的に問題にならないと考えてきた。まして、この場合は船体運動だけでなく船体振動も同時に取り扱っているという意味で微妙な計算を実施しているのであるから、計算結果に対する波長変化の sensitivity を調べておくべきである。また、非線形現象を取り扱っているから、計算結果に対する波高変化の sensitivity は線形現象に比べて大きいと考えられる。従って、実験条件に対応する計算だけでなく、波長・波高等を多少ずらした状態での計算もしてみる必要があると考えられる。

### (a) バラスト状態に対する規則波中の計算

先ず、計算結果に及ぼす波との出会い周期と振動周期の比率の影響を、バラスト状態に対する水槽試験が実施された条件の一つ【 $V_s = 9.6 \text{ km/h}$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $\lambda/L_{pp} = 0.8$ ,  $H_w = 11.5 \text{ m}$ 】について調べてみる。図5.2.3.1.4～図5.2.3.1.6に示された実験結果の波形から  $f_{2N}/f_e = 7.7$  (ここに  $f_{2N}$  は

2節振動の固有振動数,  $f_e$  は出会い周期に相当する振動数)程度になっていると思われる。実験状態に相当する計算は  $f_{2N} = 7.7 \times f_e$  として実施した。計算の結果を図 5.2.3.2.6 に示す。上段から順に“FPにおける上下加速度”, “Midship と S.S. 7 1/2 における縦曲げモーメント”の時系列であり、それぞれ図 5.2.3.1.4 ~ 図 5.2.3.1.6 の最上段に示された実験結果に対応する。この時,  $f_{2N} = 0.8534 [Hz]$  (実船スケール) である。次に、波との出会い周期と振動周期の比率の影響を見るために、波浪条件や船速は変更せず  $f_{2N}$  を変えて、 $f_{2N}/f_e = 7.5, 8.0$ とした場合の計算を実施した。その結果を図 5.2.3.2.7 と図 5.2.3.2.8 に示す。 $f_{2N}/f_e = 7.5$  の場合は前回の波浪衝撃による振動が逆位相で重なるので振動成分の割合は相対的に小さくなり、 $f_{2N}/f_e = 8.0$  の場合は同じ位相で重なるので振動成分の割合が大きくなっているが、いずれの場合も出会い周期の 6 倍程度の時間で既に定常状態に達しているように思われる。

理論計算が実船スケールで実施されており、模型スケールの  $40 \text{ kgf}\cdot\text{m}$  が実船スケールでは  $490,000 \text{ ton}\cdot\text{m}$  に相当することを考慮して比較すれば、 $\lambda/L_{pp} = 0.8$  の場合の実験結果と図 5.2.3.2.6 の理論計算結果は波形がよく似ているだけでなく定量的にもよく合っていると言える。細かく見れば計算結果の方が多少振動成分の出方が少ないので、入射波高を 5% 増やして  $1.21 \text{ m}$  にして波高の影響を見た(この試験では元々波高の  $1.2 \text{ m}$  を目標に造波したのであるし、水槽試験では入射波高の計測誤差が 5% 以下であるとは言い切れない)。その結果を図 5.2.3.2.9 に示す。図 5.2.3.2.6 ~ 図 5.2.3.2.9 を比較してみると振動成分の割合は  $f_{2N}$  や波高のわずかな変化によって微妙に変化するものので、そうした事情を考慮すれば理論計算結果は実験結果と非常によく合うと言ってよさそうである。

次に、『 $V_s = 9.6 \text{ kn}, x = 180^\circ, \lambda/L_{pp} = 0.8, H_w = 1.15 \text{ m}$ 』の状態について、波強制力の計算法を O.S.M. と同じにして計算した結果を図 5.2.3.3.0 に示す。S.T.F. 法による計算結果と比較すると相対運動が多少大きくなっているが、非線形流体力も大きくなり、図 5.2.3.3.0 では加速度、曲げモーメントとともに振動成分の割合が図 5.2.3.2.6 より大きくなっている。

#### 水槽試験が実施された残りの二状態

$$V_s = 9.6 \text{ kn}, x = 180^\circ, \lambda/L_{pp} = 1.0, H_w = 1.13 \text{ m}$$

$$V_s = 9.6 \text{ kn}, x = 180^\circ, \lambda/L_{pp} = 1.2, H_w = 1.21 \text{ m}$$

に対する理論計算結果を図 5.2.3.3.1 ~ 図 5.2.3.3.2 に示す。図 5.2.3.3.1 が  $\lambda/L_{pp} = 1.0$ 、図 5.2.3.3.2 が  $\lambda/L_{pp} = 1.2$  に対する計算結果である。これらの図はそれぞれ、図 5.2.3.1.7 ~ 図 5.2.3.1.9 と図 5.2.3.2.0 ~ 図 5.2.3.2.2 の最上段に示された実験結果に対応する計算結果である。 $\lambda/L_{pp} = 1.2$  の場合は衝撃が加わったと思われる時点の振動の現れ方とその後の減衰の模様に微妙な差が認められるものの、総体的には実験結果と理論計算結果は良く合っていると言える。しかし、 $\lambda/L_{pp} = 1.0$  の場合には低周波数成分の波形は良いとしても、振動成分は計算結果の方がかなり小さくなっていることがわかる。そこで、この場合については波高だけでなく波長も変更して計算してみた。先ず、入射波高を 10% 増やして  $1.24 \text{ m}$  として計算した結果を図 5.2.3.3.3 に示す。この試験も元々波高  $1.2 \text{ m}$  を目標に造波したのであるから計測された波高の  $1.13 \text{ m}$  は低過ぎたかもしれないが、水槽試験で入射波高の計測誤差が 10% 以上あるとは考えられないので、10% 増しを選んだ。これでもまだ振動成分の割合が少ないので、次に、計算結果には  $\lambda/L_{pp} = 1.2 \sim 0.8$  と入射波長が短くなるにつれて振動成分が大きくなる傾向があることを考慮して、波長を短かくして  $\lambda/L_{pp} = 0.95$  とした。その場合の計算結果を図 5.2.3.3.4 に示す。

次に、『 $V_s = 9.6 \text{ kn}, x = 180^\circ, \lambda/L_{pp} = 0.95, H_w = 1.24 \text{ m}$ 』の状態について、波強制力の計算法を O.S.M. と同じにして計算した結果を図 5.2.3.3.5 に示す。Midship に働く曲げモーメ

ントの波形を比較してみると、実験結果（図 5.2.3.1.7～図 5.2.3.1.9）と良く一致していることが認められる。S.T.F. 法による計算結果と比較すると、この場合も相対運動が多少大きくなっている、それに伴って非線型流体力も大きくなっていると考えられる。

(b) 満載状態に対する規則波中の計算

『 $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $180^\circ$ ,  $H_w = 1.6 \text{ m}$ ,  $\lambda / L_{pp} = 1.2$ 』の状態について計算された、『FPにおける上下加速度』、『Midship と S.S. 7 1/2 における縦曲げモーメント』の時系列を図 5.2.3.3.6 に示す。これらの時系列は、図 5.2.3.8～図 5.2.3.1.0 の最上段に示された実験結果と対比されるべきものであるが、波形の上でも必ずしも似ているとは言えない。その理由は、実験結果にはわずかながら Bow-on Slamping が起こっていると思われる波形が出ているのに対し、計算結果では Bow Flare Slamping しか起こっていないことであろう。満載状態における模型試験では甲板上への激しい冠水が見られたが、プログラムⅢでは準定的な取り扱いをして『甲板は外の波面と同じ高さまで水につかっている』と考えているので、この計算では甲板上の水の流れによる動的影響は考慮していない。同じ状態について波強制力の計算法を O.S.M. と同じにして計算した結果を図 5.2.3.3.7 に示す。

(3)で説明した考え方で甲板上の水の流れによる動的影響を考慮した場合の計算結果を図 5.2.3.3.8 に示す。この場合は、水槽試験時に S.S. 9 付近にある No.1 ハッチカバーの前端に打ち込んだ水が衝突しているのが観測されたので、海水打ち込み長さを船首端から S.S. 9 までとしている。実験結果の加速度波形（図 5.2.3.8）には見られ、図 5.2.3.3.5 の計算結果には見られなかった『船首が水没している時点で始まる衝撃応答らしきもの』がこの計算結果には現われているが、時期が多少おそいように思われる。海水打ち込み長さを短縮し S.S. 9  $\frac{3}{4}$  までとして計算した結果を図 5.2.3.3.9 に示すが、衝撃応答の発生時点が早くなっているのが認められる。ただし、これらの計算では Stagnation Pressure の作用する面積(S)を  $S = 100 \text{ m}^2$  としている。S は広く見積もっても No.1 ハッチカバーの前端に沿って 1～2 m 幅の領域であろうから  $15 \sim 30 \text{ m}^2$  程度と考えられるが、S としてその程度の値を入力したのでは目立った衝撃応答は認められなかった。

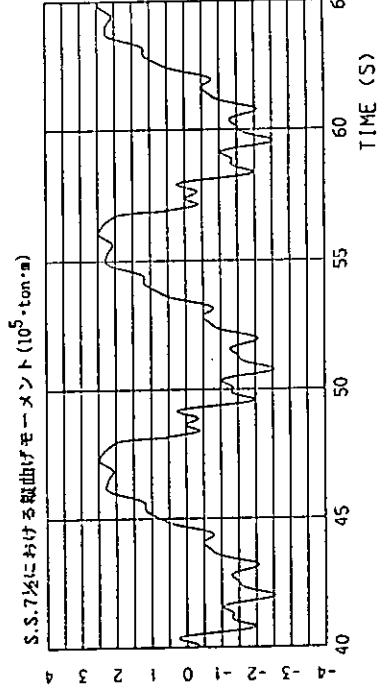
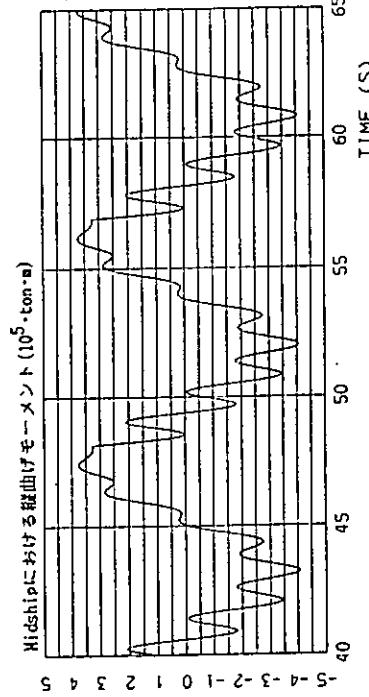
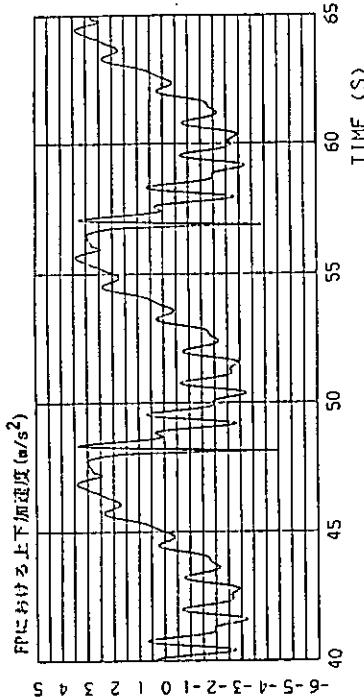


図 5.2.3.27 FPでの上下加速度, Midship と S.S.7.1/2での縦曲げモーメントの計算結果 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 0.8$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 11.5 \text{ m}$ ) [ $f_2 N/f_c = 7.5$ ] (実験状態相当)

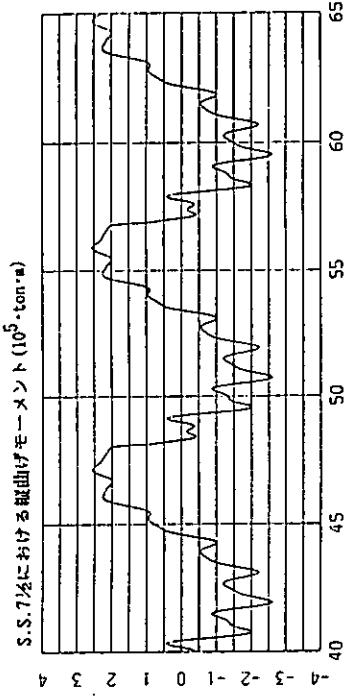
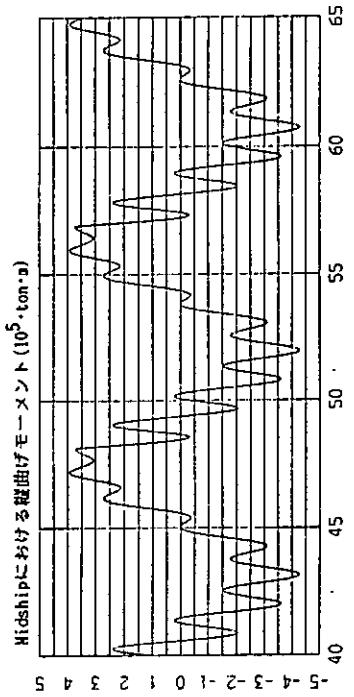
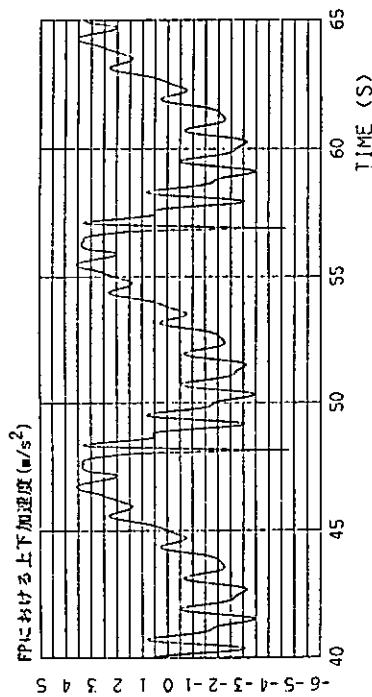


図 5.2.3.26 FPでの上下加速度, Midship と S.S.7.1/2での縦曲げモーメントの計算結果 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 0.8$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 11.5 \text{ m}$ )

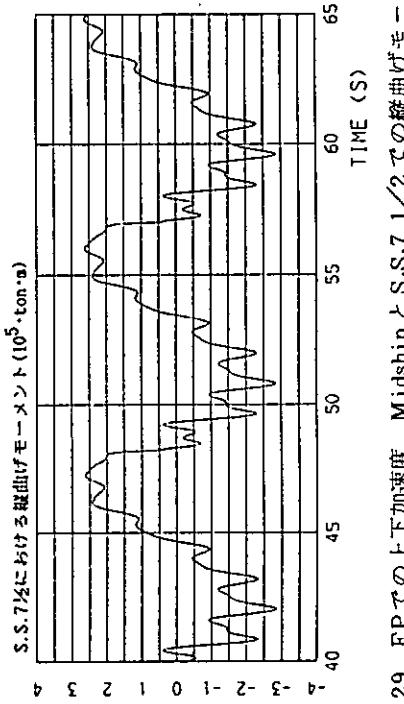
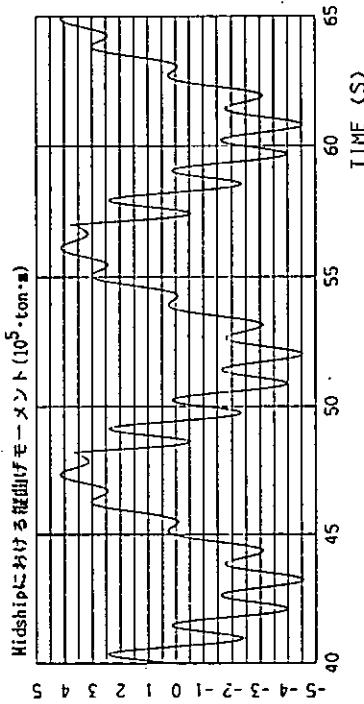
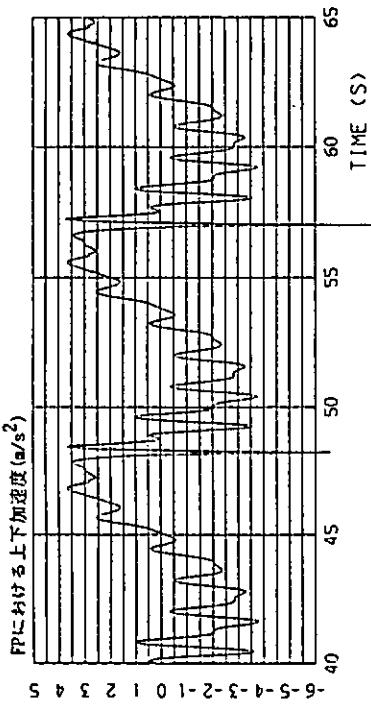


図 5.2.3.29 FPでの上下加速度 , Midship と S.S.7.1/2 での縦曲げモーメントの計算結果 (Ballast load ,  $\lambda/L_{pp} = 0.8$  ,  $x = 180^\circ$  ,  $V_s = 9.6 \text{ km/h}$  ,  $H_w = 11.5 \text{ m}$ )  
 $[f_2 N/f_e = 8.0]$

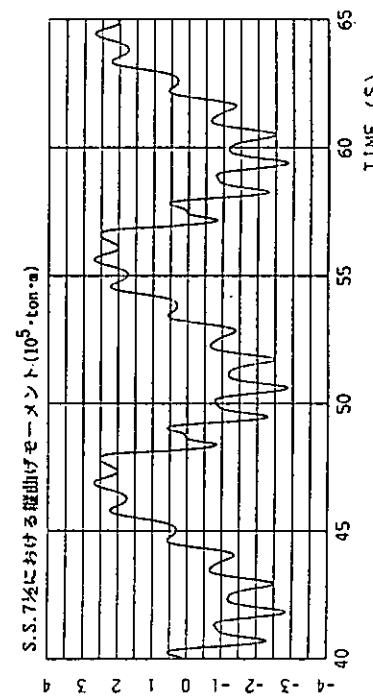
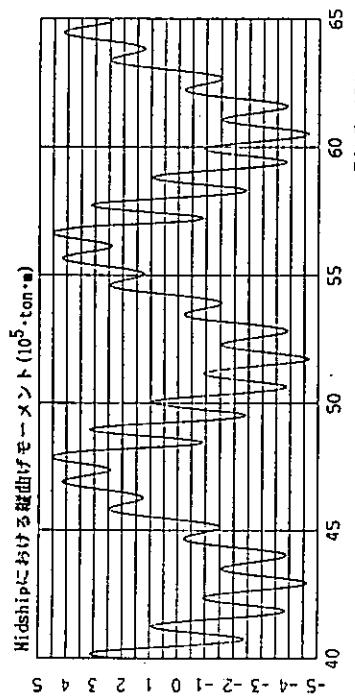
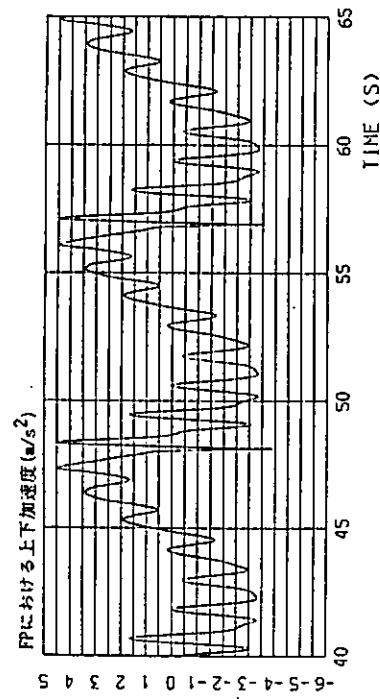


図 5.2.3.28 FPでの上下加速度 , Midship と S.S.7.1/2 での縦曲げモーメントの計算結果 (Ballast load ,  $\lambda/L_{pp} = 0.8$  ,  $x = 180^\circ$  ,  $V_s = 9.6 \text{ km/h}$  ,  $H_w = 11.5 \text{ m}$ )  
 $[f_2 N/f_e = 8.0]$

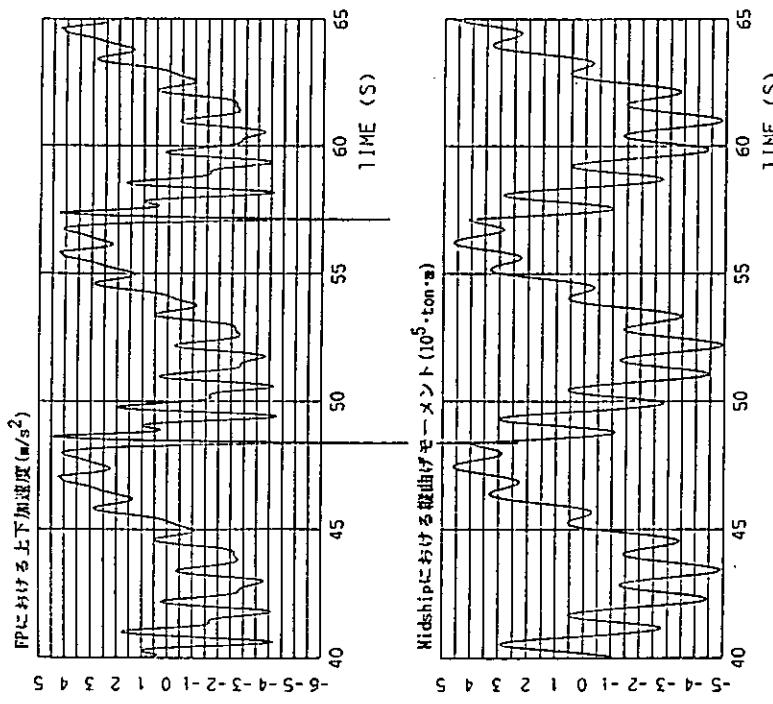


図 5.2.3.30 FP における上下加速度, Midship と S.S.7 1/2 での縦曲げモーメントの  
計算結果 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 0.8$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ km/h}$ ,  
 $H_w = 11.5 \text{ m}$ ) [O.S.M.]

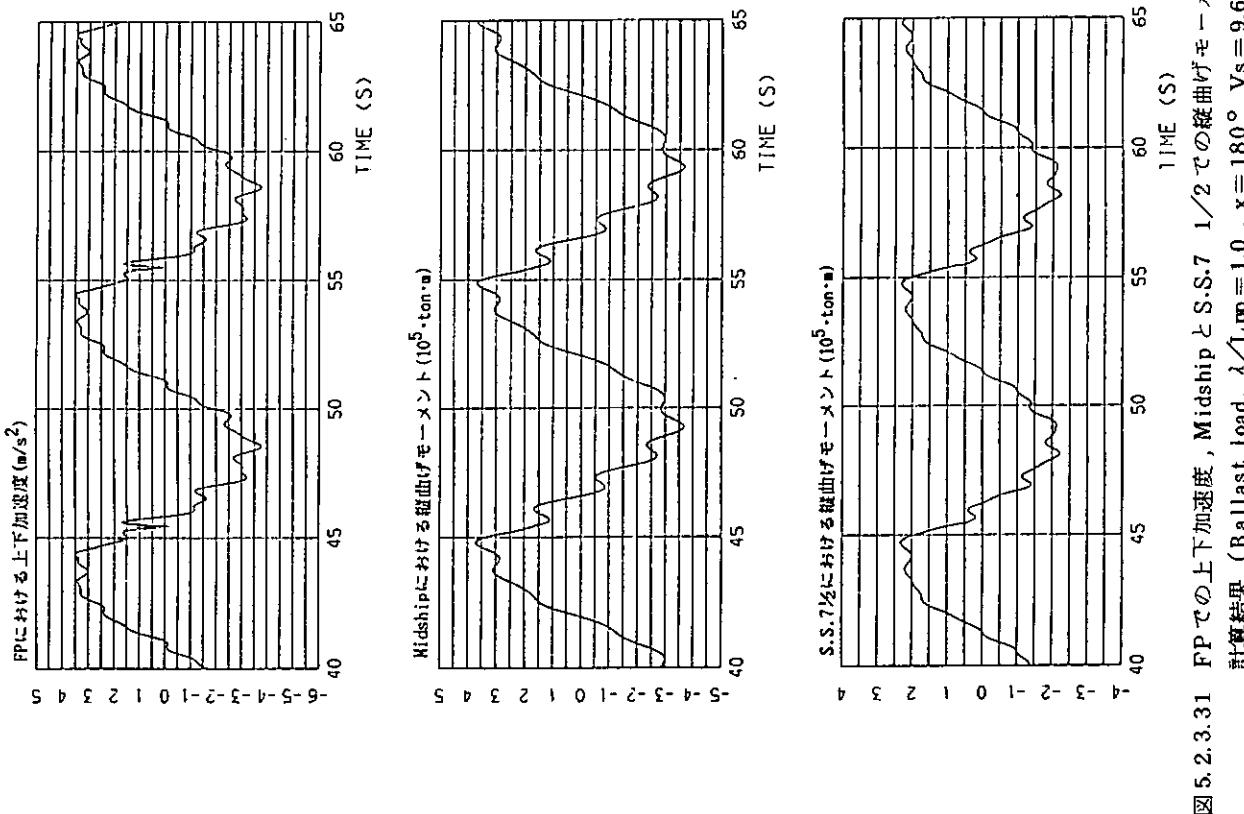


図 5.2.3.31 FP における上下加速度, Midship と S.S.7 1/2 での縦曲げモーメントの  
計算結果 (Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 1.0$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ km/h}$ ,  
 $H_w = 11.3 \text{ m}$ )

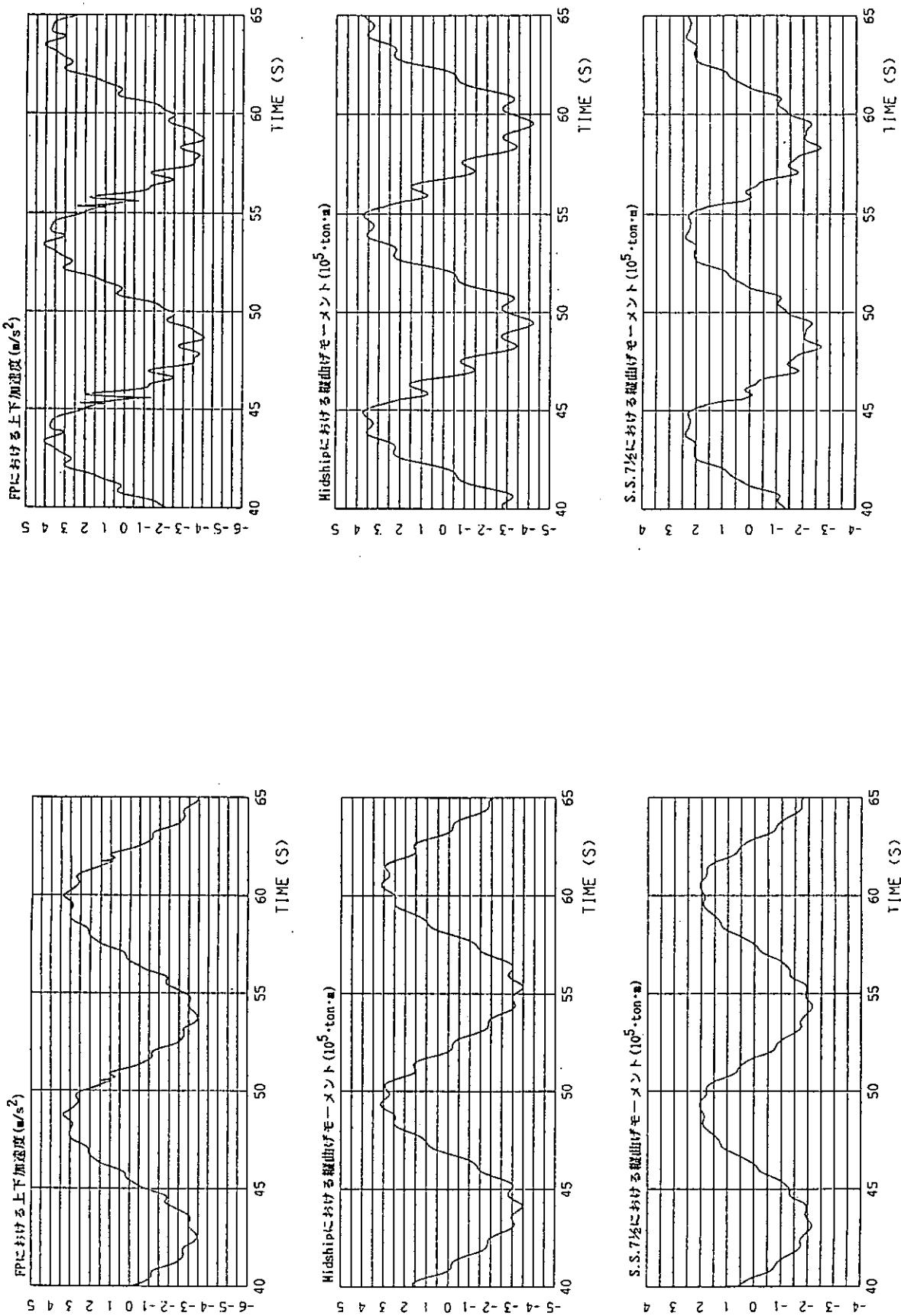


図 5.2.3.3 2 F.P.での上下加速度, Midship と S.S. 7/2 での横曲げモーメントの計算結果  
(Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 1.0$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ km/h}$ ,  $H_w = 12.4 \text{ m}$ )

図 5.2.3.3 3 F.P.での上下加速度, Midship と S.S. 7 1/2 での横曲げモーメントの計算結果  
(Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 1.0$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ km/h}$ ,  $H_w = 12.1 \text{ m}$ )

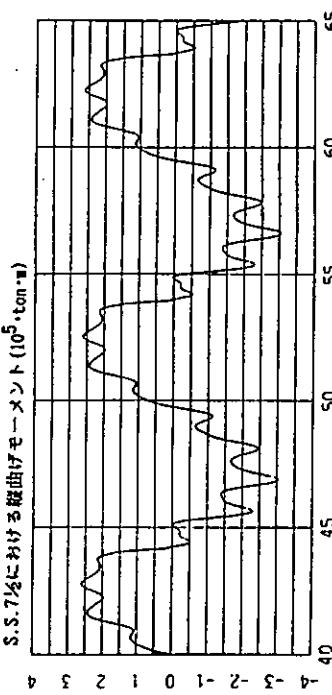
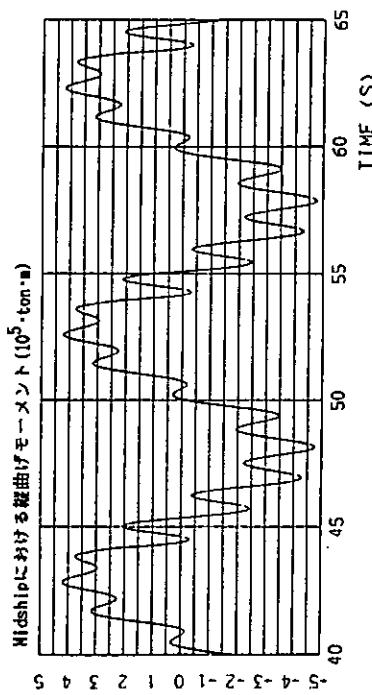
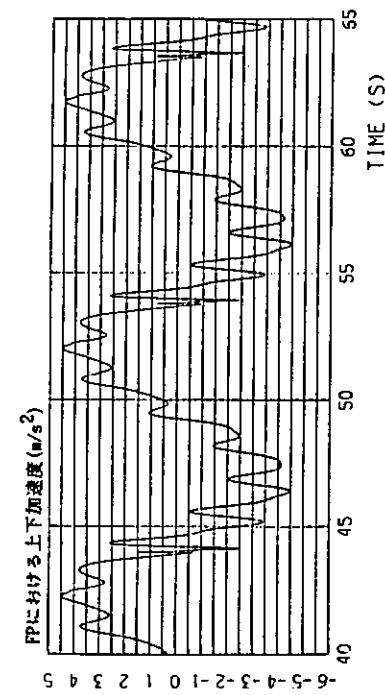
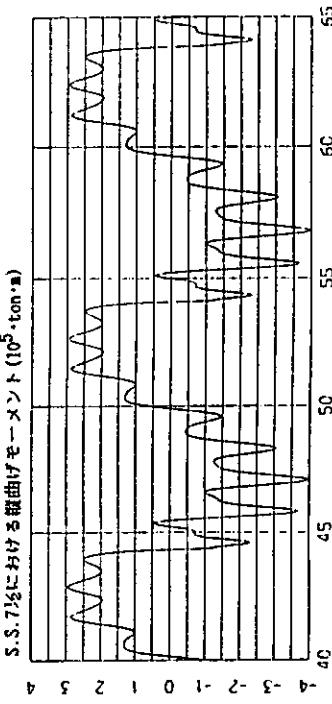
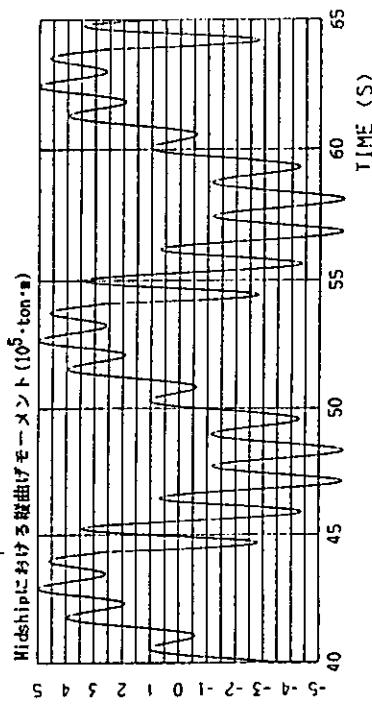
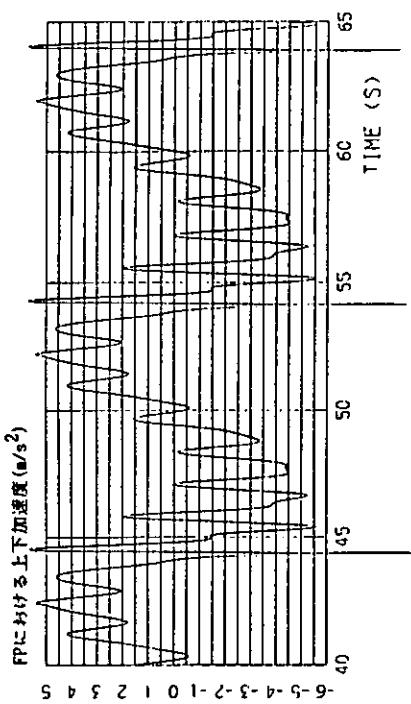


図 5.2.3.34 F.P.での上下加速度, Midship と S.S. 7 1/2 での縦曲げモーメントの計算結果  
(Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 0.95$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 1.24 \text{ m}$ )

図 5.2.3.35 F.P.での上下加速度, Midship と S.S. 7 1/2 での縦曲げモーメントの計算結果  
(Ballast load,  $\lambda/L_{pp} = 0.95$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 1.24 \text{ m}$ ) (O.S.M.)

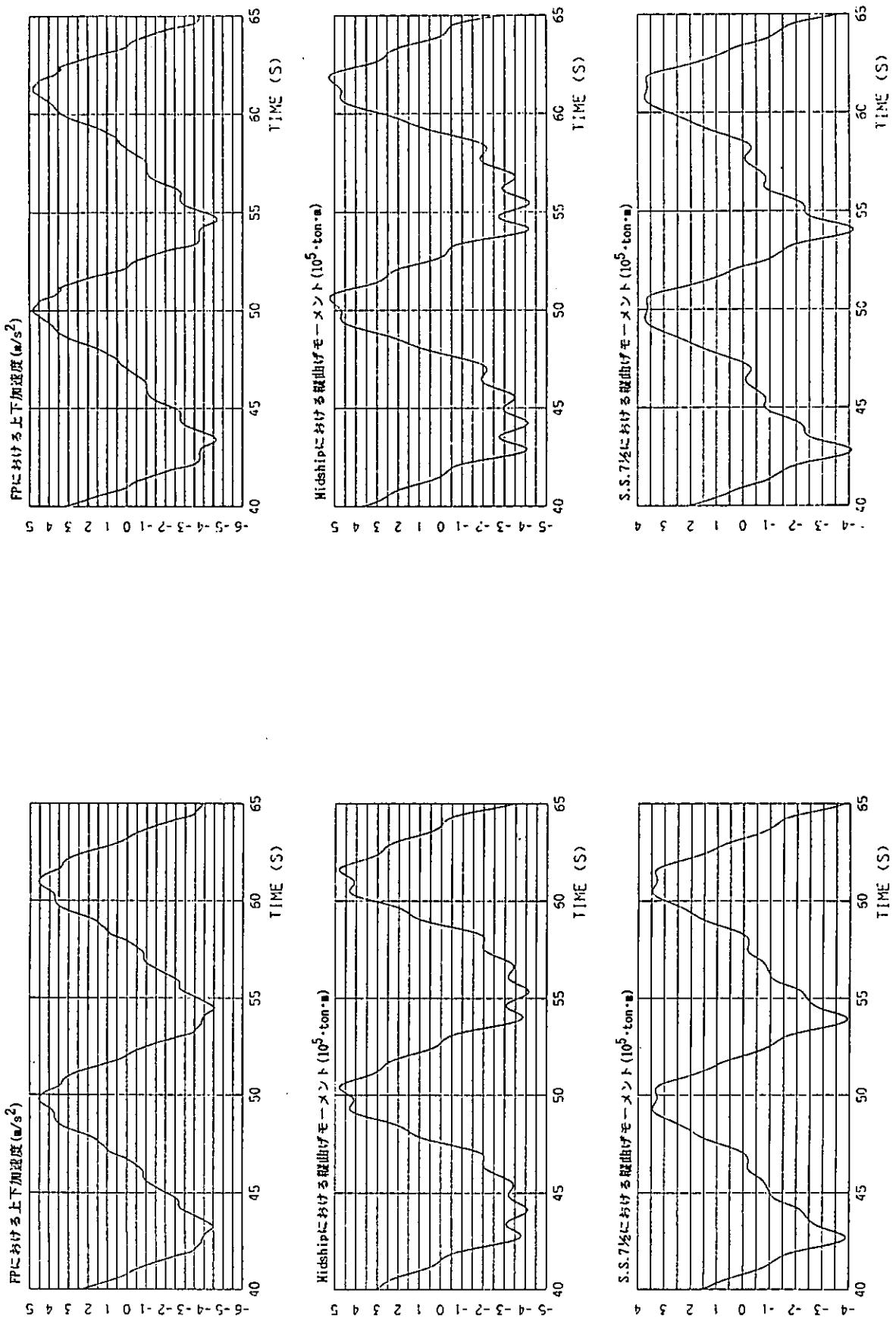


図 5.2.3.3-6 F.P.での上下加速度、Midship と S.S.71/2 での舷曲げモーメントの計算結果  
(Full load,  $\lambda/L_{pp} = 1.2$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ km}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ )

図 5.2.3.3-7 F.P.での上下加速度、Midship と S.S.71/2 での舷曲げモーメントの計算結果  
(Full load,  $\lambda/L_{pp} = 1.2$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ km}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ ) (O.S.M.)

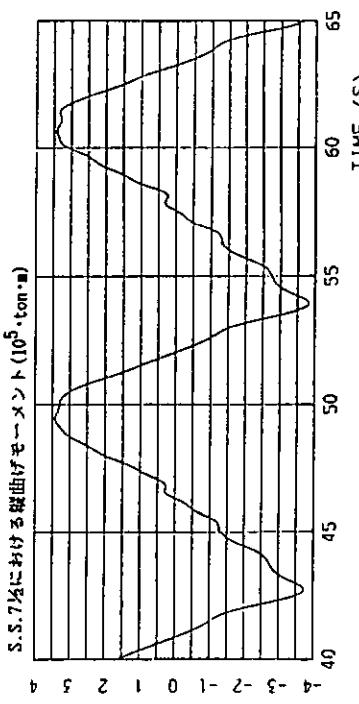
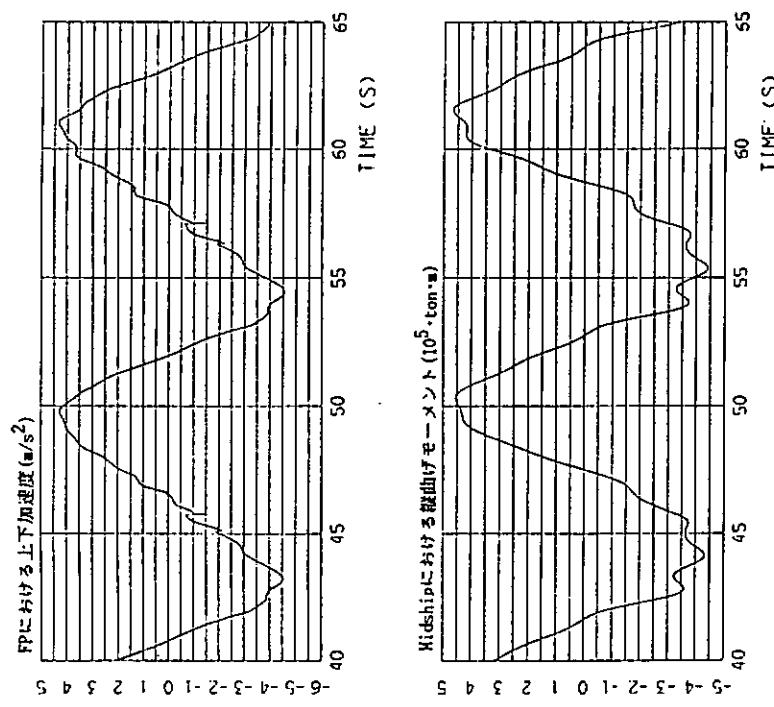


図 5.2.3.38 F Pでの上下加速度、Midship と S.S. 7/2での縦曲げモーメントの計算結果

(Full load,  $\lambda/L_{PP} = 1.2$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ )  
(S.S. 9 3/4までの甲板上の水の動的影響考慮,  $S = 100 \text{ m}^2$ )

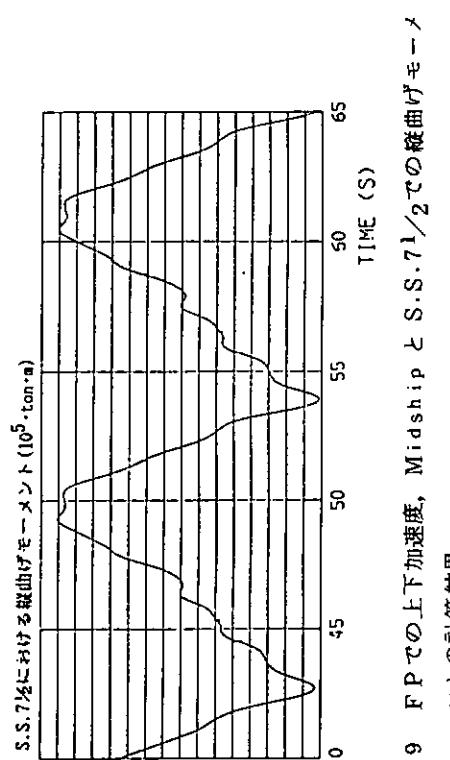
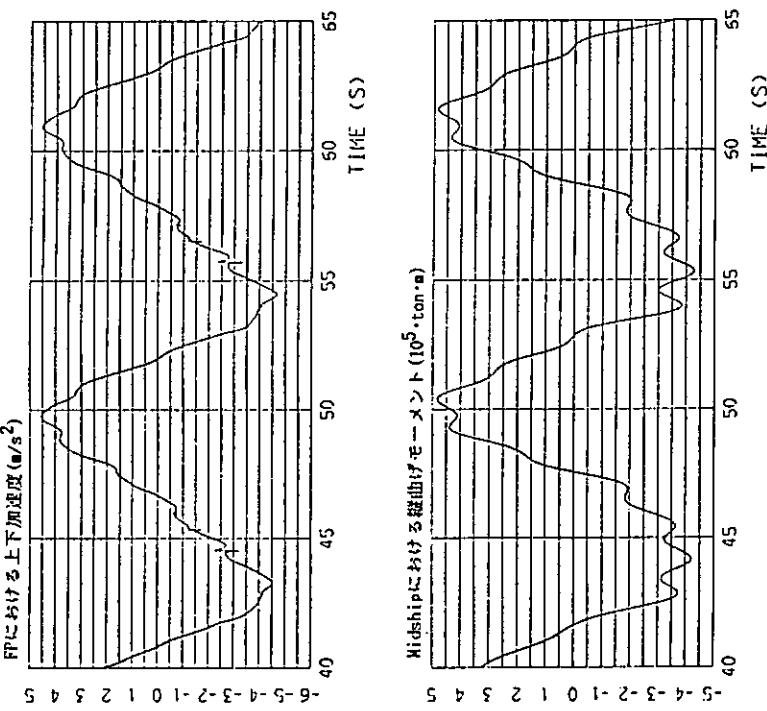


図 5.2.3.9 F Pでの上下加速度、Midship と S.S. 7/2での縦曲げモーメントの計算結果

(Full load,  $\lambda/L_{PP} = 1.2$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ )  
(S.S. 9 3/4までの甲板上の水の動的影響考慮,  $S = 100 \text{ m}^2$ )

「海水打ち込み長さを短くしないと時期が合わない」、「Sを大きくしないと衝撃が出ない」ということを考え合わせると、海水打ち込み現象を(3)で説明したように捉えるのでは模型試験結果を説明できず、『甲板面と波面との高さの差を落差として落ちてきた水の衝撃が、直接その場所の甲板面に作用する』といふ形のモデル化をした方がよいのではないかと考えられる。

『 $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $x = 180^\circ$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ ,  $\lambda / L_{pp} = 1.2$ 』の状態について、縦曲げモーメントの最大最小値の船体長手方向分布の実験値と計算値を比較して図 5.2.3.4.0 に示す。線形理論による計算値ではホギングモーメントの最大値が実験値より小さいが、プログラムⅢによる計算では実験値に近くなり、波強制力をO.S.M.と同じ方法で計算した場合には更に実験値に近い計算結果が得られている。海水打ち込みの影響を考慮するかしないかによって、有意な差は見られなかった。

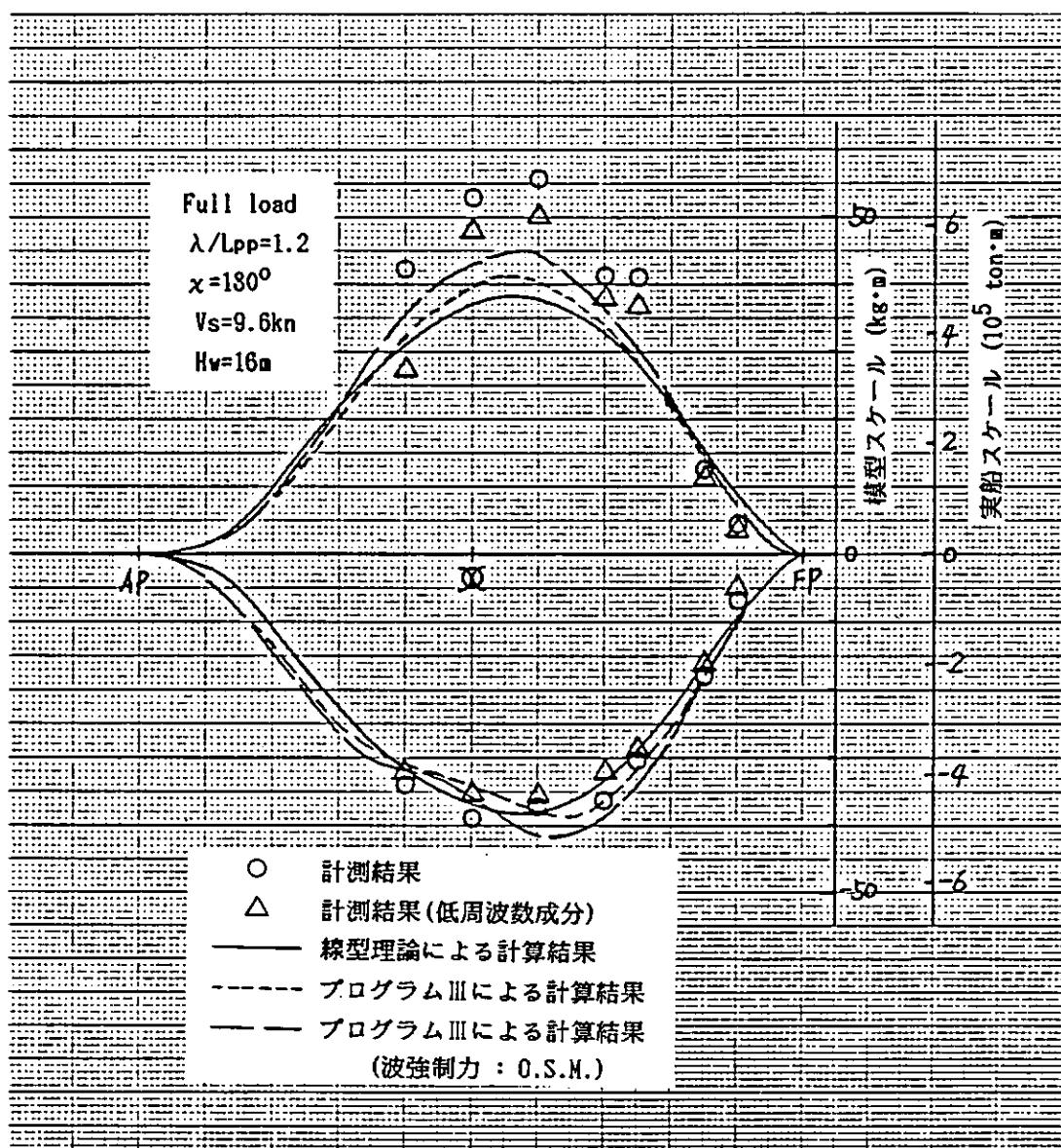


図 5.2.3.4.0 縦曲げモーメントのピーク値の船体長手方向分布の実験値と計算値の比較  
(Full load,  $\lambda / L_{pp} = 1.2$ ,  $x = 180^\circ$ ,  
 $V_s = 9.6 \text{ kn}$ ,  $H_w = 16 \text{ m}$ )

### (c) まとめ

昨年度実施した模型実験の結果とプログラムⅢによる計算結果を比較し検討した結果、下記の事が明らかになった。

- (i) 非線形縦運動による船体振動は微妙な現象であり、規則波中という理想的な状態においても、出会い周波数と振動の固有周波数の比や入射波高等によって大きく変化しうる。
- (ii) S.T.F. 法と通称される Strip 法をベースとしたプログラムⅢの原形では、大まかに言えば実験結果とよく合う計算結果が得られるものの、少なくとも今回の実験結果との比較に関する限り、船首付近における相対運動を過小に見積もる傾向にある。理論上は計算精度を下げる方向であるが、二次元体に働く波強制力を O.S.M. と同じ方法で計算するように変更すると、実験結果と良く一致する計算結果が得られた。これはベースとなる Strip 法を S.T.F. 法から New Strip Method ( 通称 N.S.M. ) に変更したことと相当する。
- (iii) 模型実験の観察に基づき、海水打ち込み現象を『船首がすくいこんだ水が流れて甲板上の構造物に当たった所で衝撃圧を発生する』という形でモデル化して数値計算した結果、「海水打ち込み長さを短くしないと時期が合わない」、「衝撃圧の作用面積(S)を大きくしないと衝撃が出ない」という結果を得た。この結果から、『甲板面と波面との高さの差を落差として落ちてきた水の衝撃が、直接その場所の甲板面に作用する』という形のモデル化をした方が現象をよりよく説明できるのではないかと考えられる。

### 参考文献

- 1) T.Fukasawa, Y.Yamamoto, M.Fujino, S.Motoro : "Motion and Longitudinal Strength of a Ship in Head Sea and the Effects of Non-Linearities (4-th Report)" Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.150(1981)
- 2) N.Toki, K.Hatakenaka, T.Takahashi and H.Fujii : "Experimental and Theoretical Approach to the Estimation of Non-Linear Vertical Wave Load" Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.154(1983)
- 3) N.Salvesen, E.O.Tuck and O.Faltinsen : "Ship Motions and Sea Loads" Transaction of SNAME, Vol. 78 (1970)
- 4) SR194研究部会 昭和58年度報告書 20~21ページ
- 5) 田才福造, 高木又男: "規則波中の応答理論および計算法" 耐航性に関するシンポジウムテキスト(1969)
- 6) SR194研究部会 昭和58年度報告書 71~113ページ

## 5.2.4 プログラムIV

前年度は船体振動の展開モードとして一様断面梁のモードを用いて各種検討を行なった。本年度は船体の振動応答をより精度よく求めるため船体を変断面梁にモデル化し、遷移マトリクス法を用いた固有値解析を実施して波浪中での応答計算に用いる固有関数をより実船の船体振動モードに近いものを与えるよう改良した。

ここでは2隻のコンテナ船についての模型実験(1), (2)に対応した計算を行ない、本方法による計算を実験値と比較した。

### 5.2.4.1 変断面梁としての船体振動モード計算法

波浪中では船体各断面での喫水は時間的に変化し、さらに本研究部会で検討対象としているような大波高中では船底露出や海水打込みを生ずる場合もある。このため船体に作用する流体外力の分布は時々刻々大きく変動するので波浪中での船体の振動モードを厳密に評価することは困難である。従ってここでは、平水中での実船の振動モードを遷移マトリクス法によりできるだけ精度よく求めてモード解析の固有関数として用いることとした。

#### 遷移マトリクス法

船体を一本の梁とみなして長さ方向に  $n$  ケの要素に分割し、分割したそれぞれの要素内では均一断面梁と仮定する。

変位  $y$ 、傾斜角  $O$ 、モーメント  $M$ 、剪断力  $F$  を要素として持つ状態ベクトルを  $\{Z\}$  とすると梁要素の左端 ( $i$ ) と右端 ( $i+1$ ) における  $\{Z\}$  の関係はマトリクス  $(U)_i$  によって

$$\{Z\}_{i+1} = (U)_i \{Z\}_i \quad (5.2.4.1)$$

と表現できる。

(5.2.4.1)式より、梁の両端での状態ベクトル  $\{Z\}_i$  と  $\{Z\}_{n+1}$  の関係は

$$\begin{aligned} \{Z\}_{n+1} &= (U)_n (U)_{n-1} \cdots (U)_2 (U)_1 \{Z\}_1 \\ &= (P) \{Z\}_1 \end{aligned} \quad (5.2.4.2)$$

となる。

すなわち、

$$\begin{bmatrix} W \\ O \\ M \\ F \end{bmatrix}_{n+1} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{24} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} & P_{34} \\ P_{41} & P_{42} & P_{43} & P_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W \\ O \\ M \\ F \end{bmatrix}_1 \quad (5.2.4.3)$$

船体は両端自由の梁とみなせるので、 $M_{n+1} = 0$ ,  $F_{n+1} = 0$ ,  $M_1 = 0$ ,  $F_1 = 0$  である。これより境界条件式は、

$$\begin{bmatrix} P_{34} & P_{32} \\ P_{41} & P_{42} \end{bmatrix} = 0 \quad (5.2.4.4)$$

となる。

(5.2.4.4)式を数値的に解くことにより固有振動数および固有モードを求めることができる。

なお、遷移マトリクス法による計算を行なう際の付加水質量としては、それぞれの振動モードに対応した3次元修正した値を繰返し計算により求め計算精度を向上させる方法を用いた。<sup>(3)</sup>

#### 5.2.4.2 コンテナ船模型

本節の検討に用いる2隻のコンテナ船模型は昭和57年度、58年度に波浪中実験を行なった弾性模型船で、(1), (2)、以下簡単のためA船(昭和57年度実験716TEU型)、B船(昭和58年度実験1197TEU型)と呼ぶことにする。

図5.2.4.1にA船、B船の船首形を示す。A船はB船に比べナックルの付いた大きなフレアを持っています。他方、B船は吃水線上船の高さ方向に外板傾斜角がほぼ一定となっている。

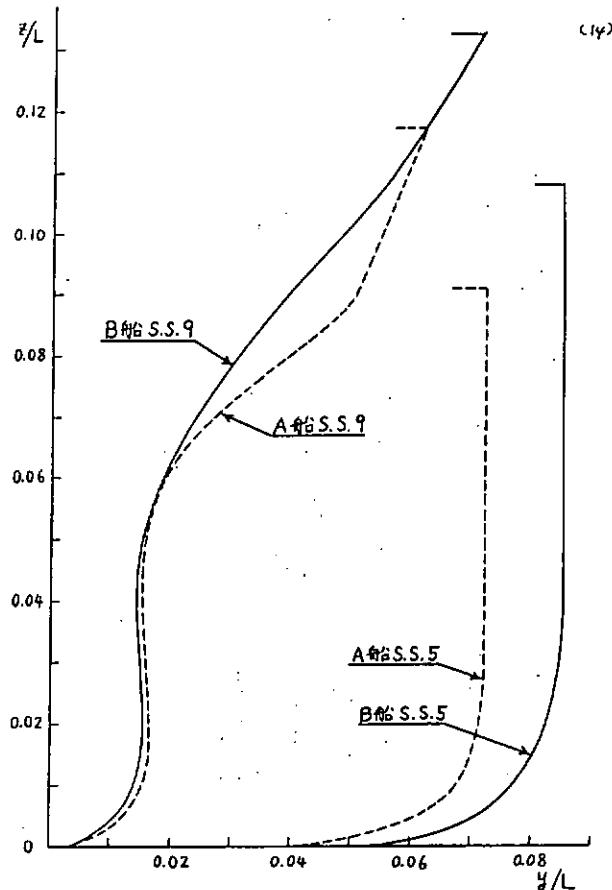


図5.2.4.1 模型船船首形状

本年度はB船に関しては振動モード計測のための加振器試験、ハンマリング試験を行ない、合わせて固有振動数等の再確認をした。前年度までに得たデータと合わせて2隻の弾性模型の振動諸特性値を表5.2.4.1に示す。なお、船体の構造減衰(2節振動対数減衰率 $\delta$ )は平水中でのハンマリング試験(図5.2.4.2参照)により求めたが、波浪中実験時デッキ歪の応答からもほぼ同程度の値( $\delta=0.2\sim0.3$ )が得られることを確認した(図5.2.4.3参照)。

B船の平水中2節、3節の振動モード計測値を両端自由一様断面梁の振動モード形および5.2.4.1で述べた方法より求めた変断面梁振動モード形と比較して図5.2.4.4に示す。なお、振動試験時の横付は波浪中試験時の状態に一致させた。本弾性模型では2節、3節振動は計測できるが4節以上の高次振動になると横隔壁間の船底板が局部振動を起こすため、モード形が明確に現われないことが分った(図5.2.4.5)。

表 5.2.4.1 模型船振動特性計測値

	平水中固有振動数 $\bar{\omega}$		対数減衰率 $\bar{\delta}$
	2 節	3 節	
A 船	9.5 Hz	19.8 Hz	0.267
B 船	13.1 Hz	25.5 Hz	0.221

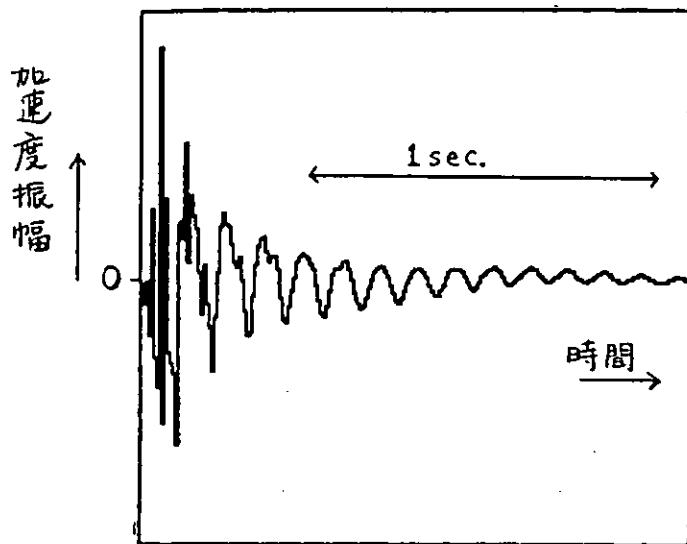


図 5.2.4.2 平水中船尾端打撃試験結果  
(A 船船尾端上下加速度)

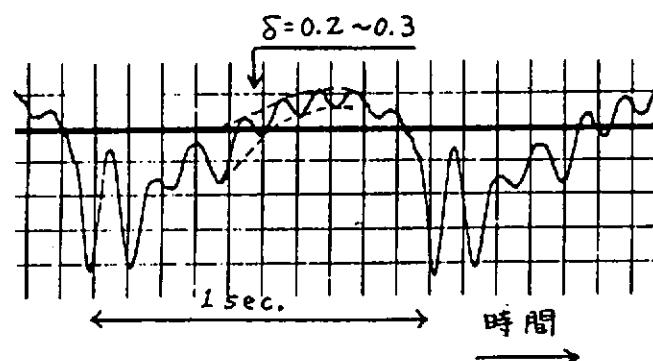


図 5.2.4.3 波浪中デッキ歪の応答例  
(A 船 midship)

2 節, 3 節の変断面梁計算により求めた振動モードは一様梁に比べて計測値に良く一致している。参考のため変断面梁計算により求めた B 船の 2 節, 3 節固有関数 X の 2 階微分  $X''$  を一様梁の場合と比較して図 5.2.4.6 に示す。

次に、船体に比べ十分柔らかなスポンジ上で計測した模型裸殻のみの 2 節振動モードを図 5.2.4.7 に示す。一様梁振動モード、変断面梁振動モードとも計測値にはば一致している。

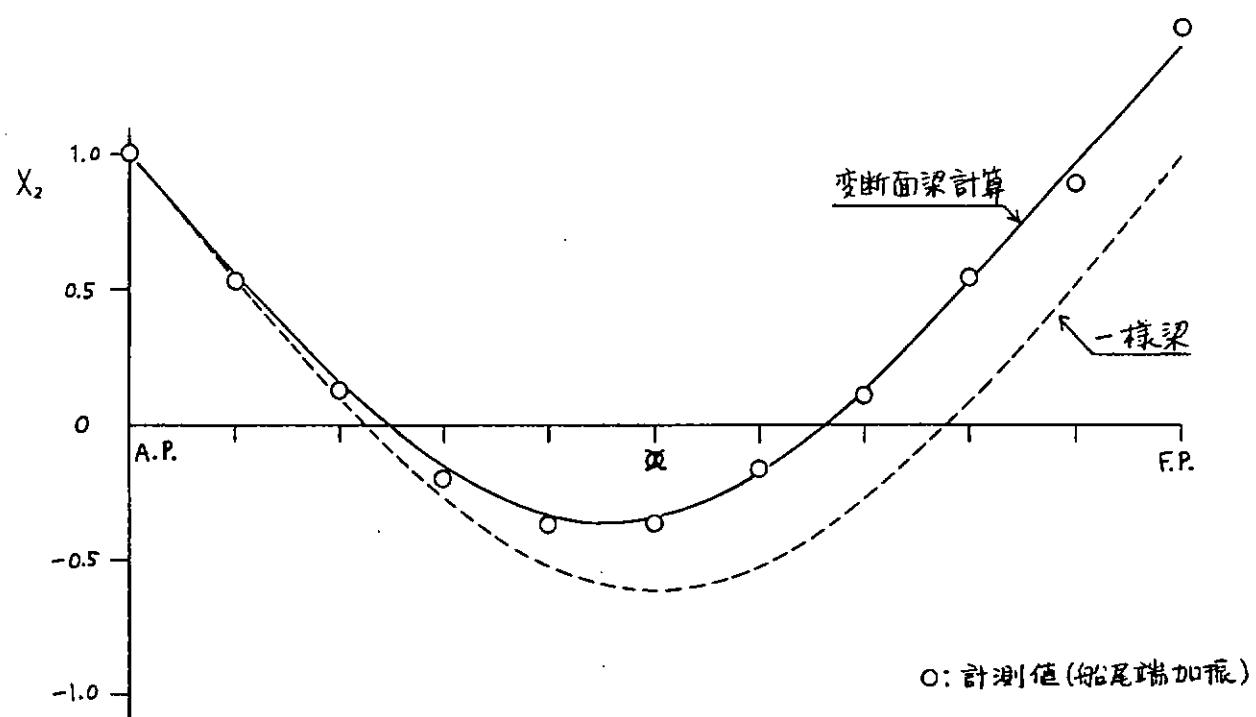


図 5.2.4.4 (a) 平水中振動モード (B船, 2節)

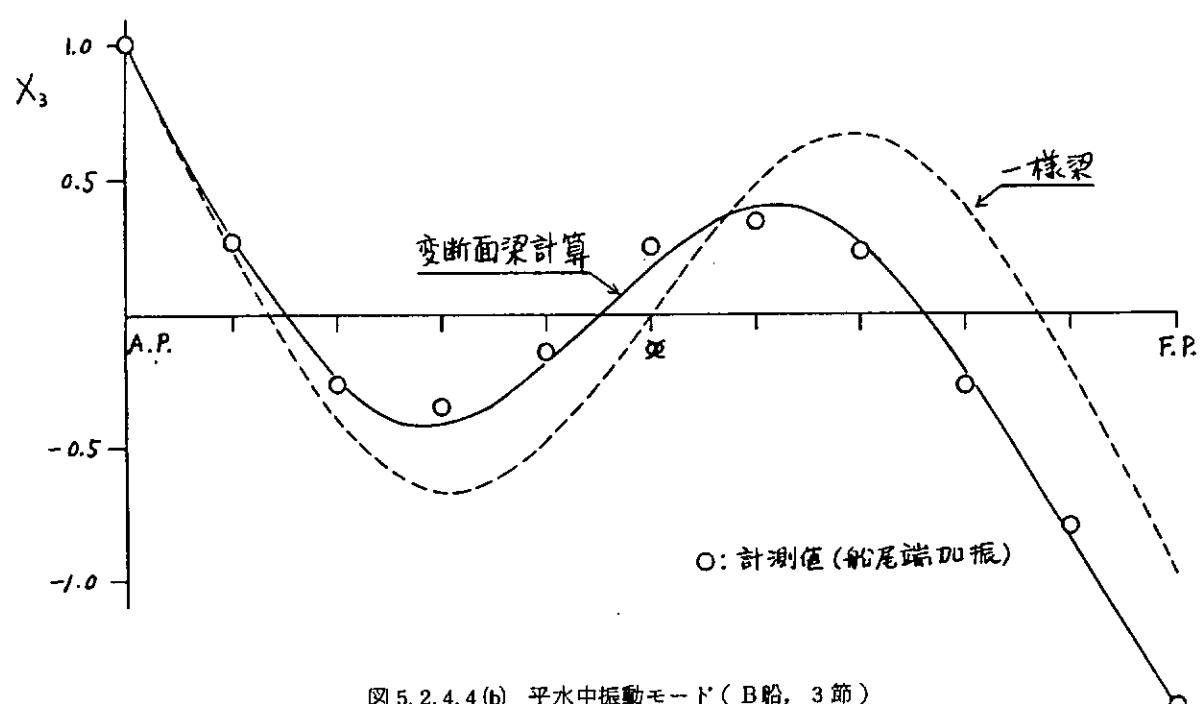


図 5.2.4.4 (b) 平水中振動モード (B船, 3節)

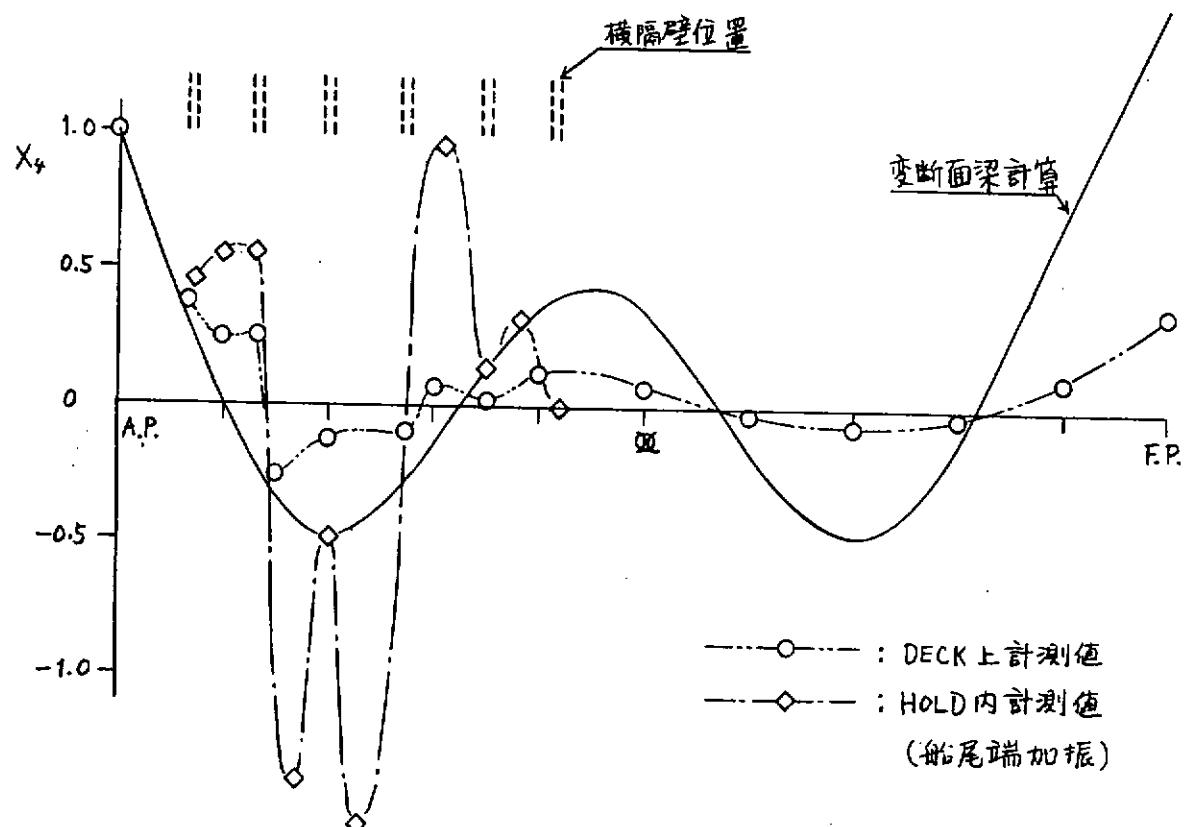


図 5.2.4.5 平水中振動モード (B船, 4節)

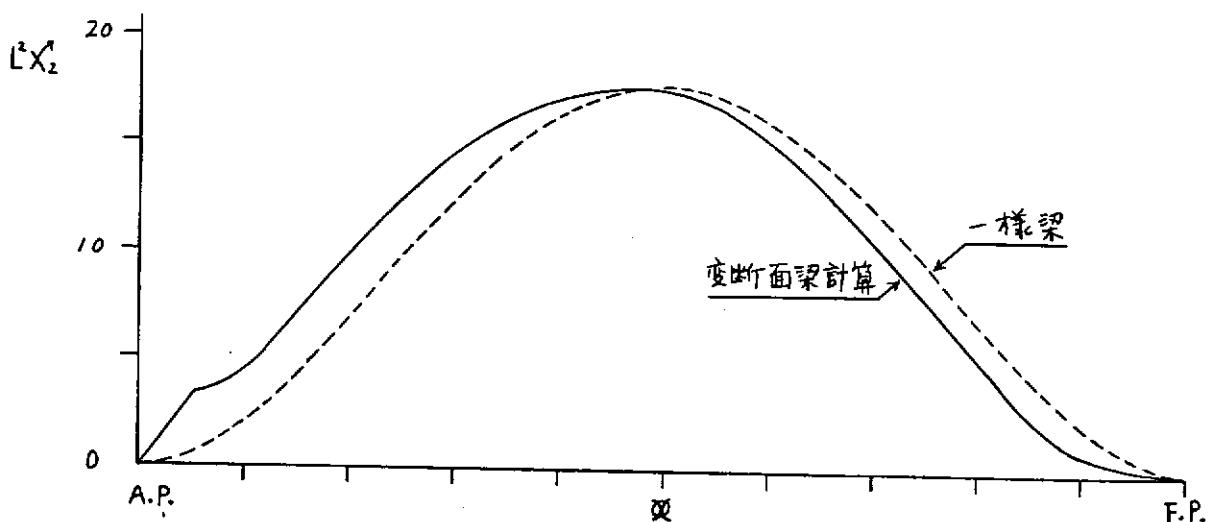
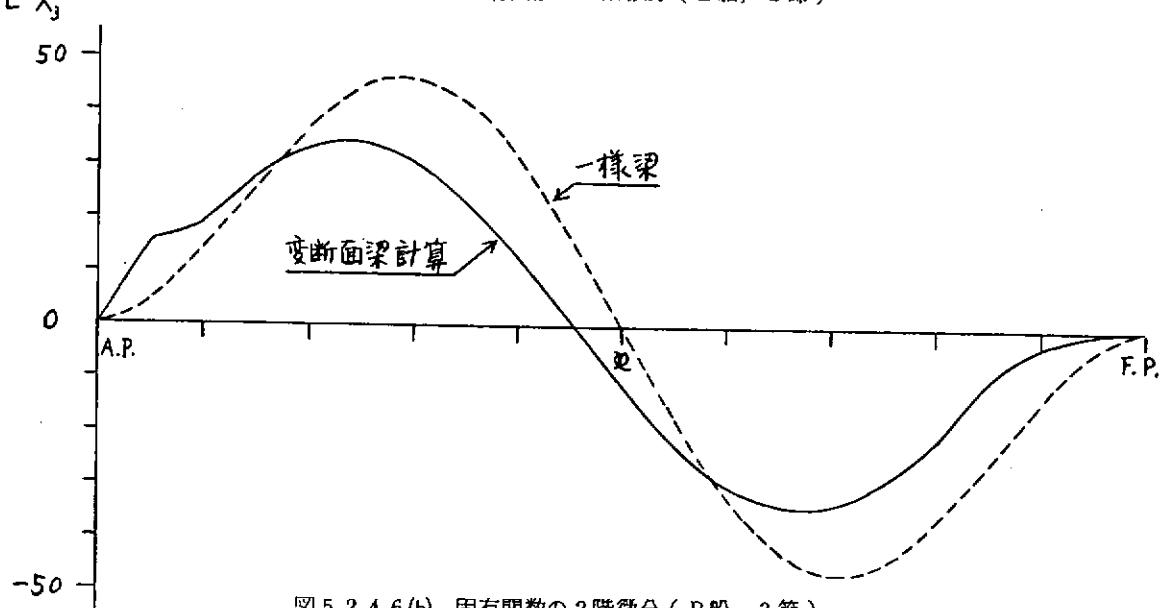


図 5.2.4.6(a) 固有関数の2階微分 (B船, 2節)



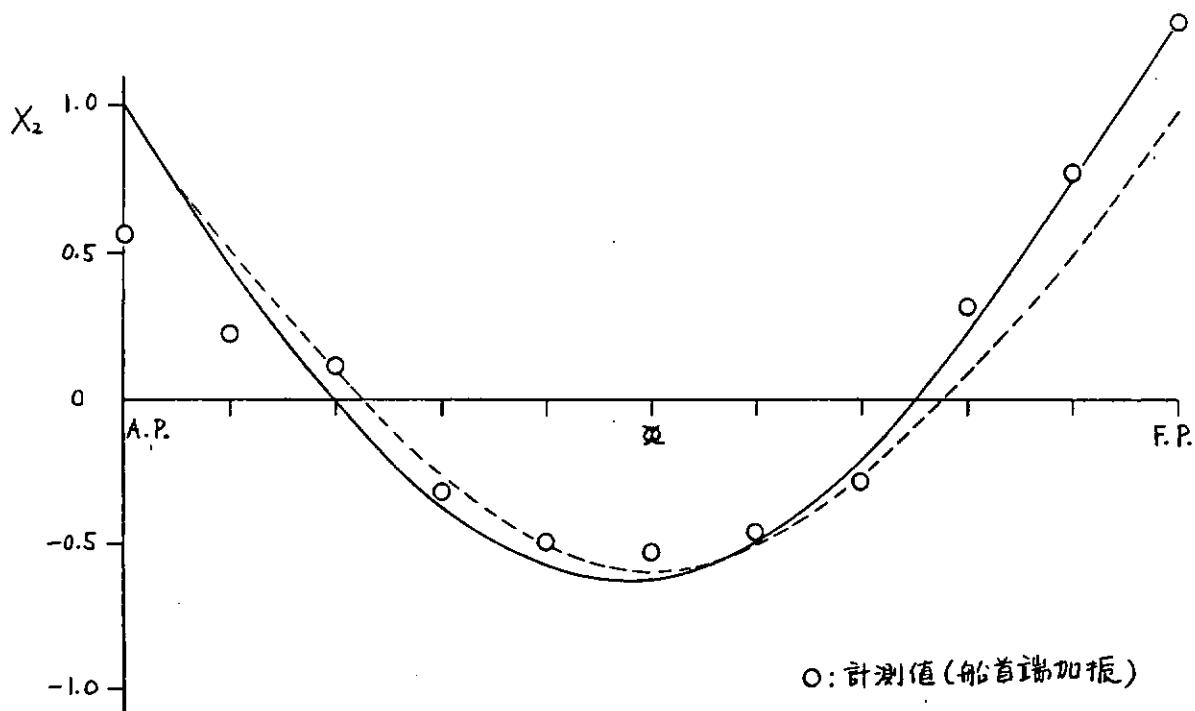


図 5.2.4.7 空中での振動モード (B 船, 2 節)

### 5.2.4.3 計算と実験の比較

振動する船体の  $j$  節の固有振動数  $\omega_j$  は運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの関係から次式によって求められる。

$$\omega_j^2 = \frac{\int EI X''_j^2 dx}{\int (\mu + M_{Hj}) X_j dx} \quad (5.2.4.5)$$

ここで,  $X_j$ :  $j$  節の固有振動モード ( $w = \sum X_j q_j$ )

$E$ : ヤング率

$I$ : 断面 2 次モーメント

$\mu$ : 単位長さ当たりの質量

$M_{Hj}$ : 付加質量

ただし, 発泡材を用いた弾性模型船では模型船製作時に使用する接着剤や塗料の効果により船体が母材のみの場合に比べ硬化する現象がある。このため剛性分布が必ずしも明確に定まらないので, ここでは, (5.2.4.5)式による平水中での 2 節振動固有振動数が平水中での振動試験から得た固有振動数計測値  $\bar{\omega}_2$  に等しくなるように剛性  $E I$  を調整して波浪中の応答計算を行なう。

ここで, (5.2.4.5)式によって固有振動数を推定する際に実際の船体振動モードに近い固有関数を用いないと正確な固有振動数が得られない事に注意する必要がある。例えば B 船の場合, (5.2.4.5)式による。

(一様梁モードによる  $\omega_2$  計測値) / (変断面梁モードによる  $\omega_2$  計測値) = 0.80

であった。一様梁モードを用いて (5.2.4.5)式により  $E I$  を逆算するならば曲げ剛性  $E I$  の推定値が約 40 %異なることになる。さらに付加質量  $M_{H2}$  に 3 次元影響を考慮すれば同一の  $E I$  に対して  $\omega_2$  は大きくなる

傾向にある。これらを考慮したとき前年度静的な曲げ検定試験を実施して推定した曲げ剛性  $E I$  はオーダー的には間違っていなかったと推察される。以後、本検討では変断面梁計算によるモード形を用いて平水中での固振動数を実験値に等しくなるように逆算した  $E I$  を波浪中の応答計算に用いることにする。

構造減衰は、次式により平水中での 2 節の固有振動数計測値  $\bar{\omega}_1$  および対数減衰率計測値  $\bar{\delta}_2$  により評価することにする。

$$\eta = \frac{\bar{\delta}_2}{\pi \bar{\omega}_2} \quad (5.2.4.6)$$

また、曲げモーメントの計算は、変位  $W$  の微分、

$$M = E I \left( \frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \eta \frac{\partial^3 W}{\partial t \partial X^2} \right) \quad (5.2.4.7)$$

から求める場合と、流体外力  $f_z$ 、自重  $\mu g$ 、慣性力  $-\mu \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}$  を船長方向に積分して、

$$M = - \int_0^X (\xi - x) (f_z + \mu g - \mu \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}) d\xi \quad (5.2.4.8)$$

から求める場合につき検討する。

なお、波浪中の応答計算においては、流体力の評価を本研究部会の基準プログラムである TSLAM<sup>(2)</sup> の方法により行なうこととする。

以下、計算と実験の比較を示す。

#### (1) 計算法の比較

船体振動モード形として使用する固有関数の相違による影響および曲げモーメント計算法の相違による影響を調べるため、先ず B 船の  $F_n = 0.10$ ,  $X = 180^\circ$ ,  $\lambda/L = 1.0$ ,  $L/H_W = 15.26$  の場合についての計算結果を比較して図 5.2.4.8 に示す。図中の(a)は一様梁の振動モード形を用い、(5.2.4.7)式でモーメントを計算した場合、(b)は変断面梁のモード形を用い、(5.2.4.7)式でモーメントを計算した場合、(c)は一様断面梁のモード形を用い(5.2.4.8)式でモーメントを計算した場合、(d)は変断面梁のモード形を用い(5.2.4.8)式でモーメントを計算した場合である。図の縦軸はモーメントを  $\frac{1}{2} q g L^2 B H_W$  で無次元化して示してある。また、一様梁計算と変断面梁計算では同一の  $E I$  を用い、振動モードとしては 2 節、3 節のモードを用いている。応答波形のパターンはどの計算も大略一致しており、スラミング時のピーク値もほぼ等しい値を与えている。ただし、スラミングピーク値に引き続いで発生する 2 節振動成分に注目すると、図 5.2.4.8(a)の一様梁モード、(5.2.4.7)式による計算では、特に船体中央より後方で振幅が小さくなる傾向がある。一方、(5.2.4.8)式でモーメントを計算する場合は一様梁、変断面梁のどちらの振動モードを用いても振動成分もほぼ等しい結果となった。

以降では、振動モード形として変断面梁計算で求めた 2 節、3 節の固有関数を用い、モーメントを(5.2.4.8)式により求めた場合の計算例を示す。

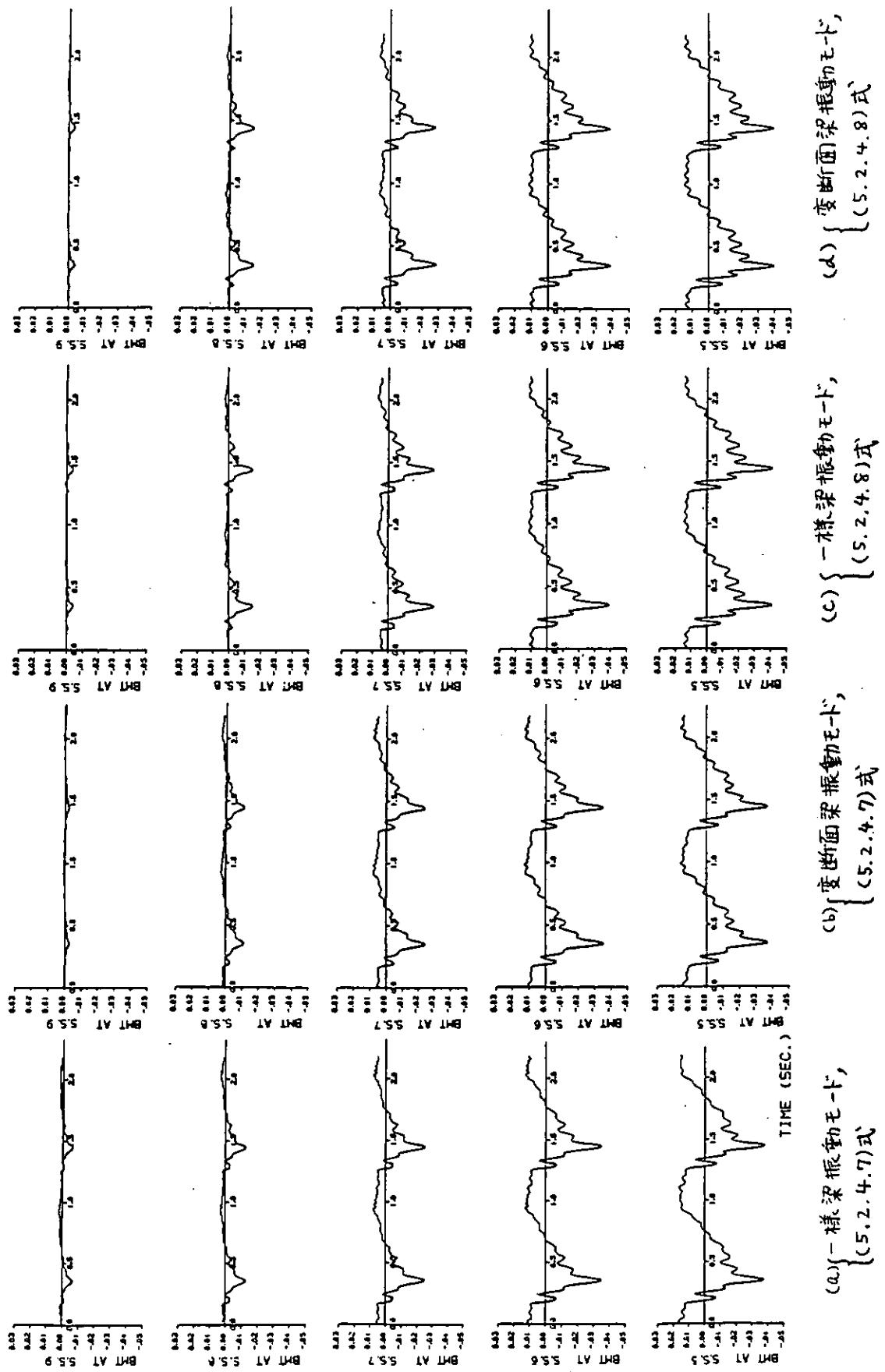


図 5.2.4.8(1) 計算結果の比較 (B 船,  $F_n=0.10$ ,  $\chi=180^\circ$ ;  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_w=15.26$ )

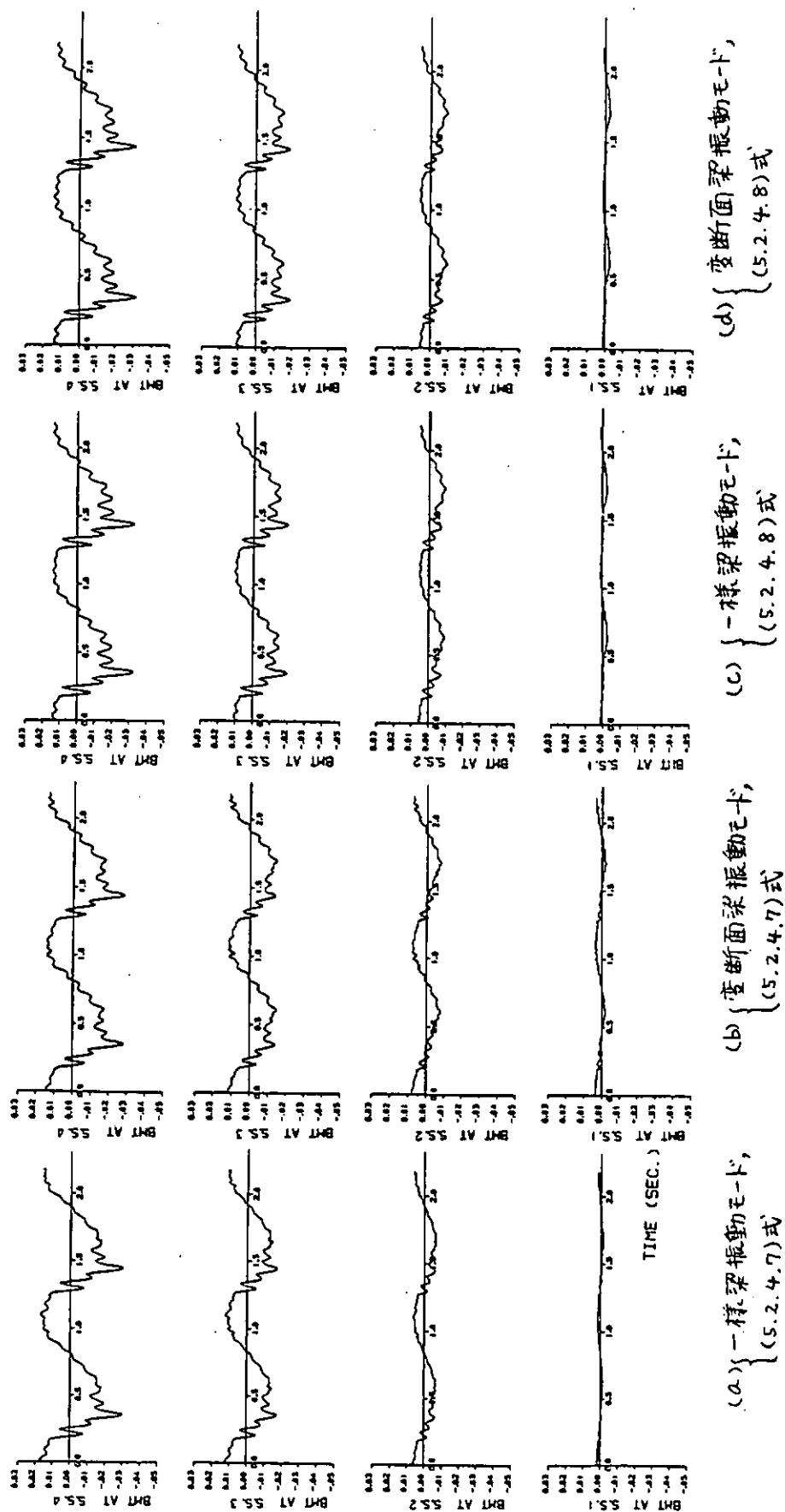


図 5.2.4.8(2) 計算結果の比較(B組,  $F_n=0.10$ ,  $\chi=1.80$ ;  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_w=1.526$ )

(2) 計算と実験の比較 (B船)

B船の $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_W=15.26$  で  $F_n$  を 0.05 から 0.20 まで変化させたときの計算と実験の比較を図 5.2.4.9 から図 5.2.4.12 に示す。

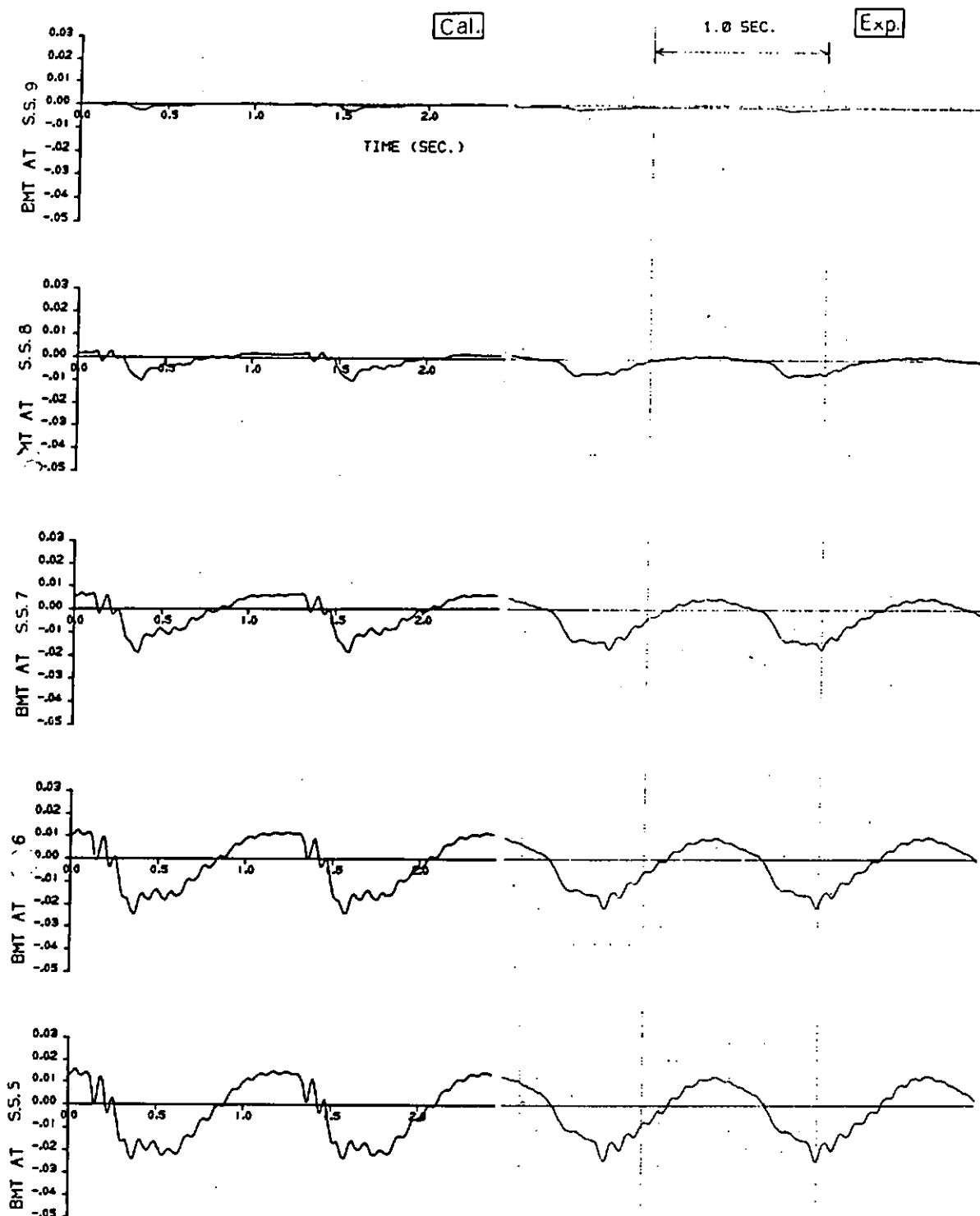


図 5.2.4.9(1) 計算と実験の比較 (B船,  $F_n=0.05$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_W=15.26$ )

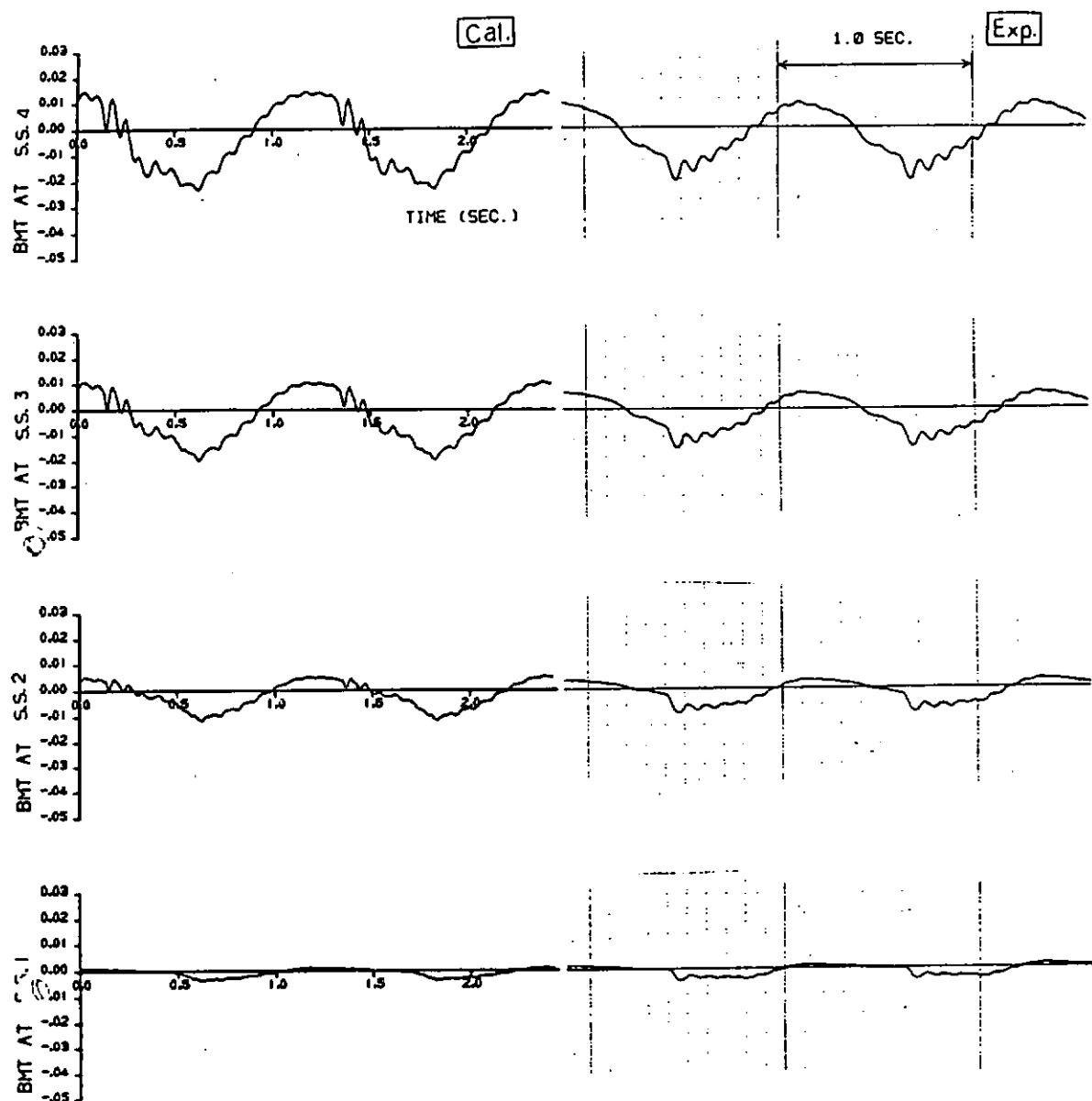


図 5.2.4.9(2) 計算と実験の比較 (B 船  $F_n = 0.05$ ,  $\chi = 180^\circ$ ;  $\lambda/L = 1.0$ ,  $L/H_w = 15.26$ )

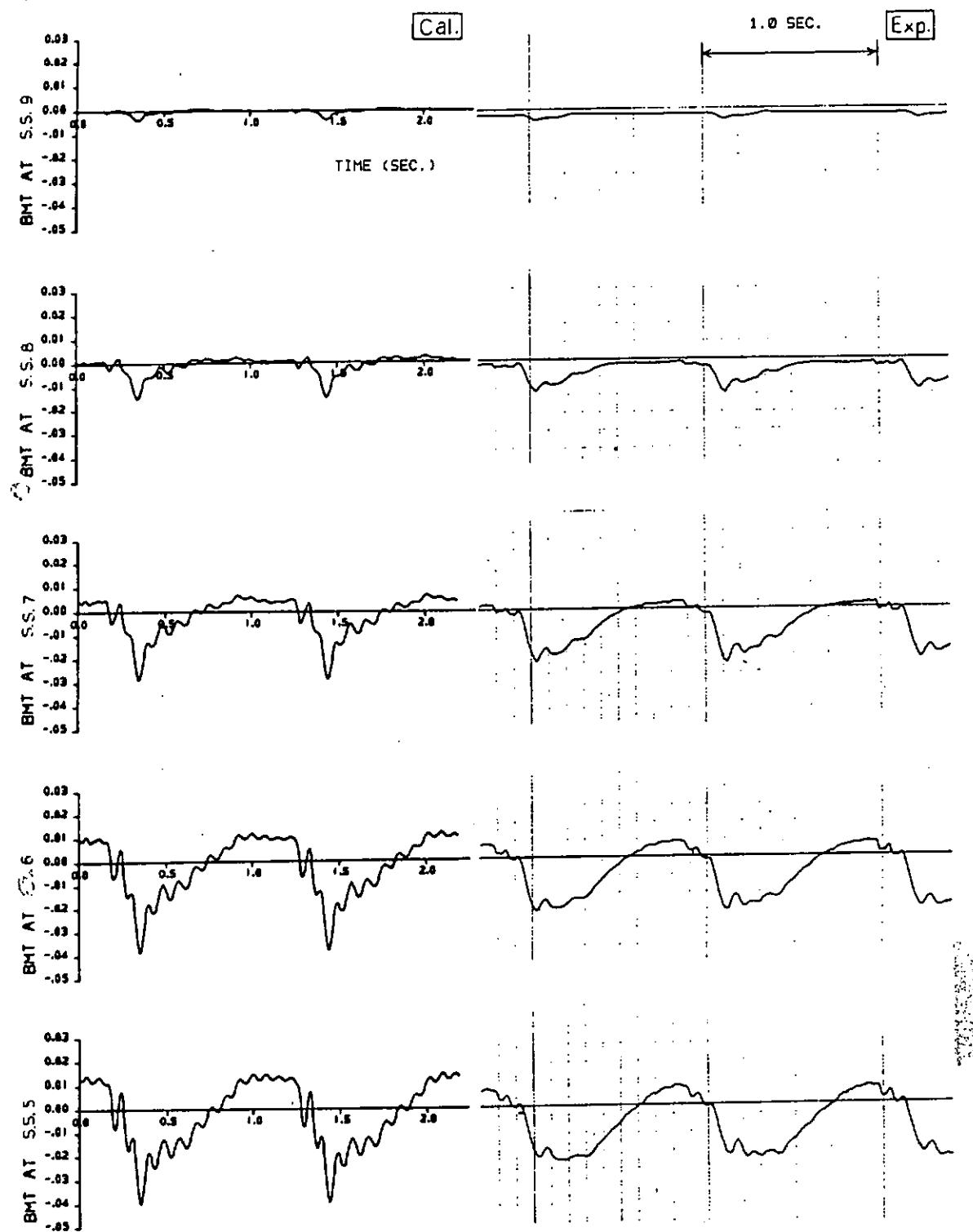


図 5.2.4.10(1) 計算と実験の比較 ( $F_n=0.10$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_W=15.26$ )

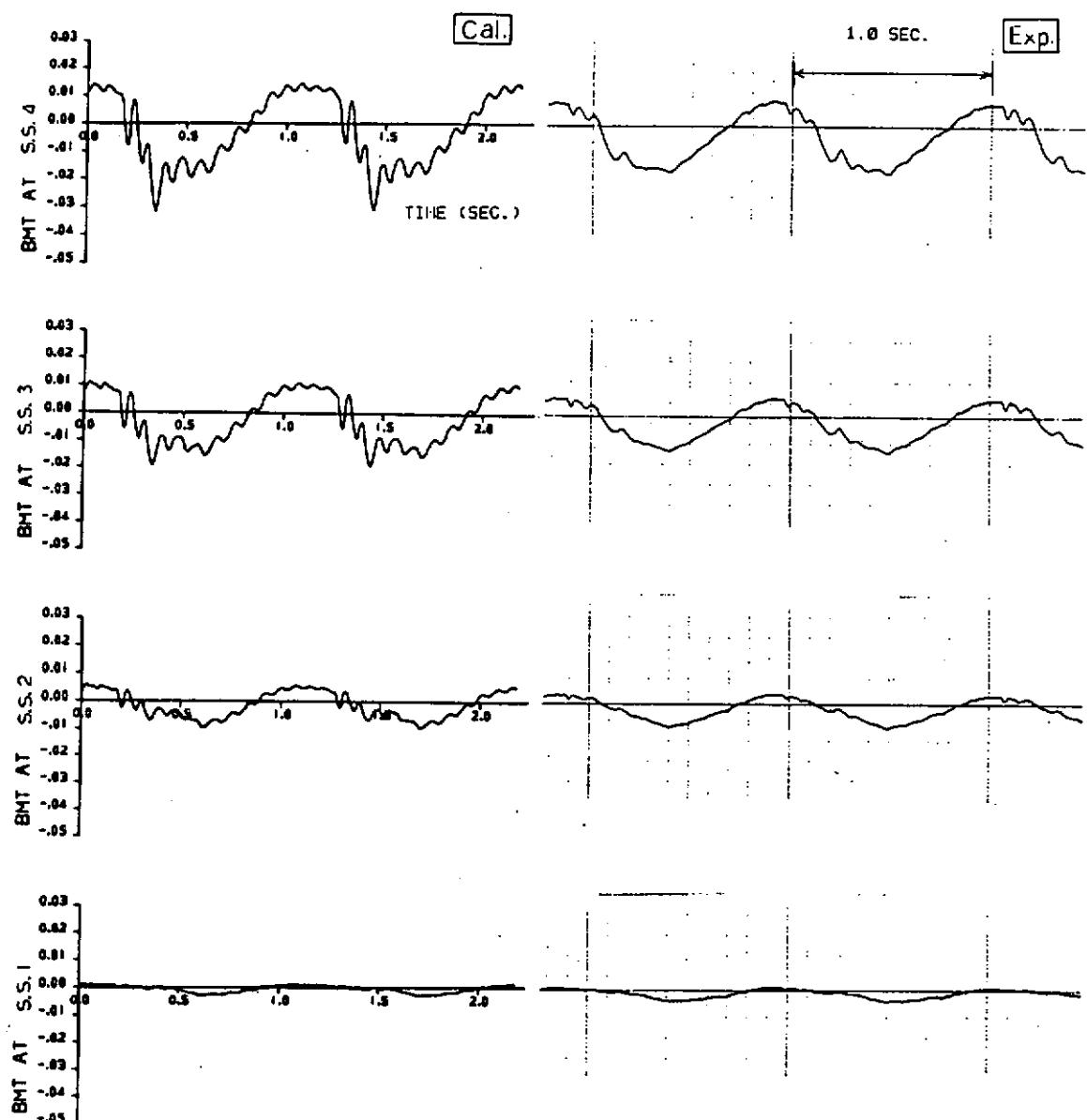


図 5.2.4.10(2) 計算と実験の比較 ( $F_n=0.10$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_w=15.26$ )

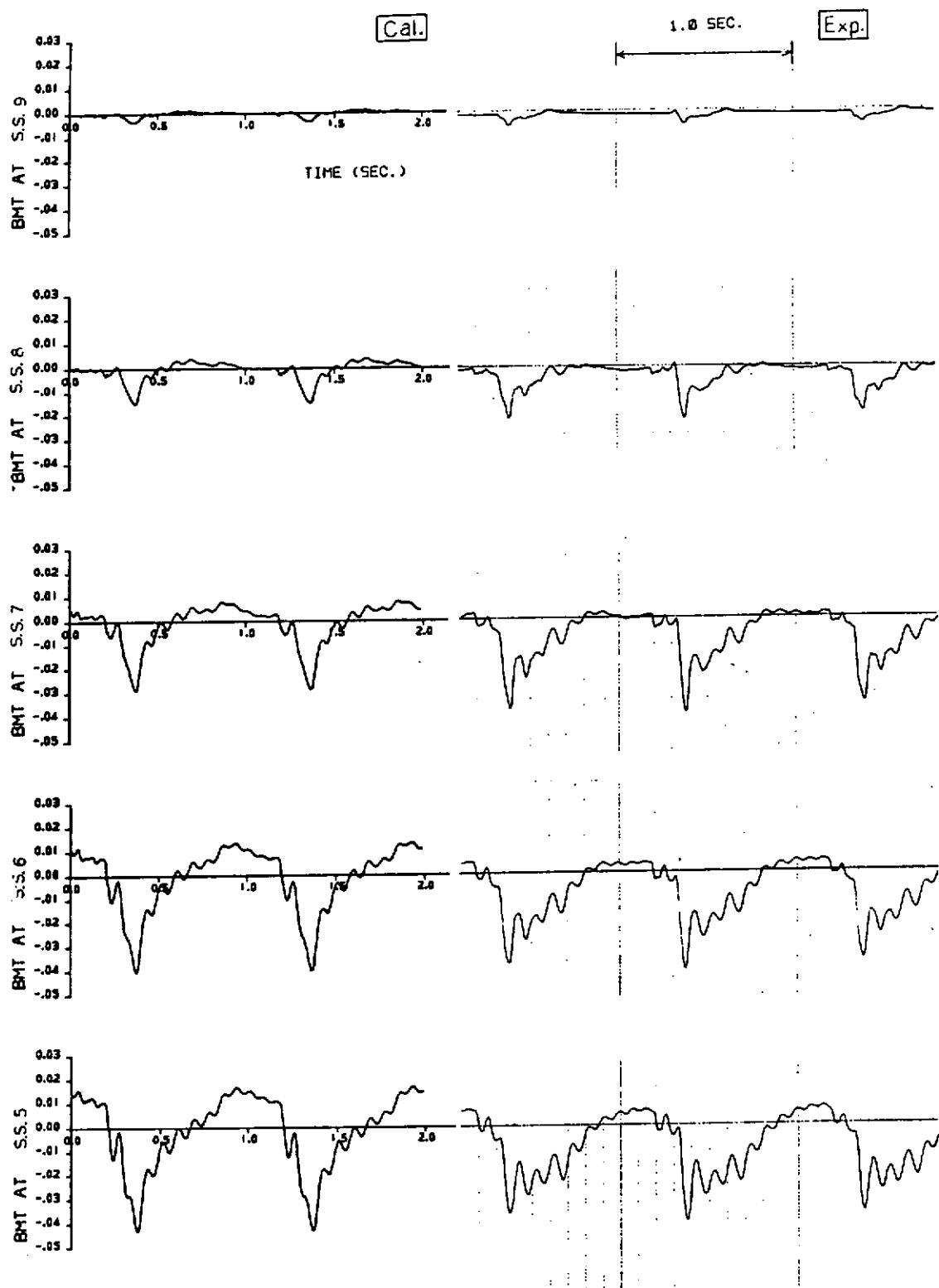


図 5.2.4.11(1) 計算と実験の比較 ( $F_n=0.15$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_w=1.526$ )

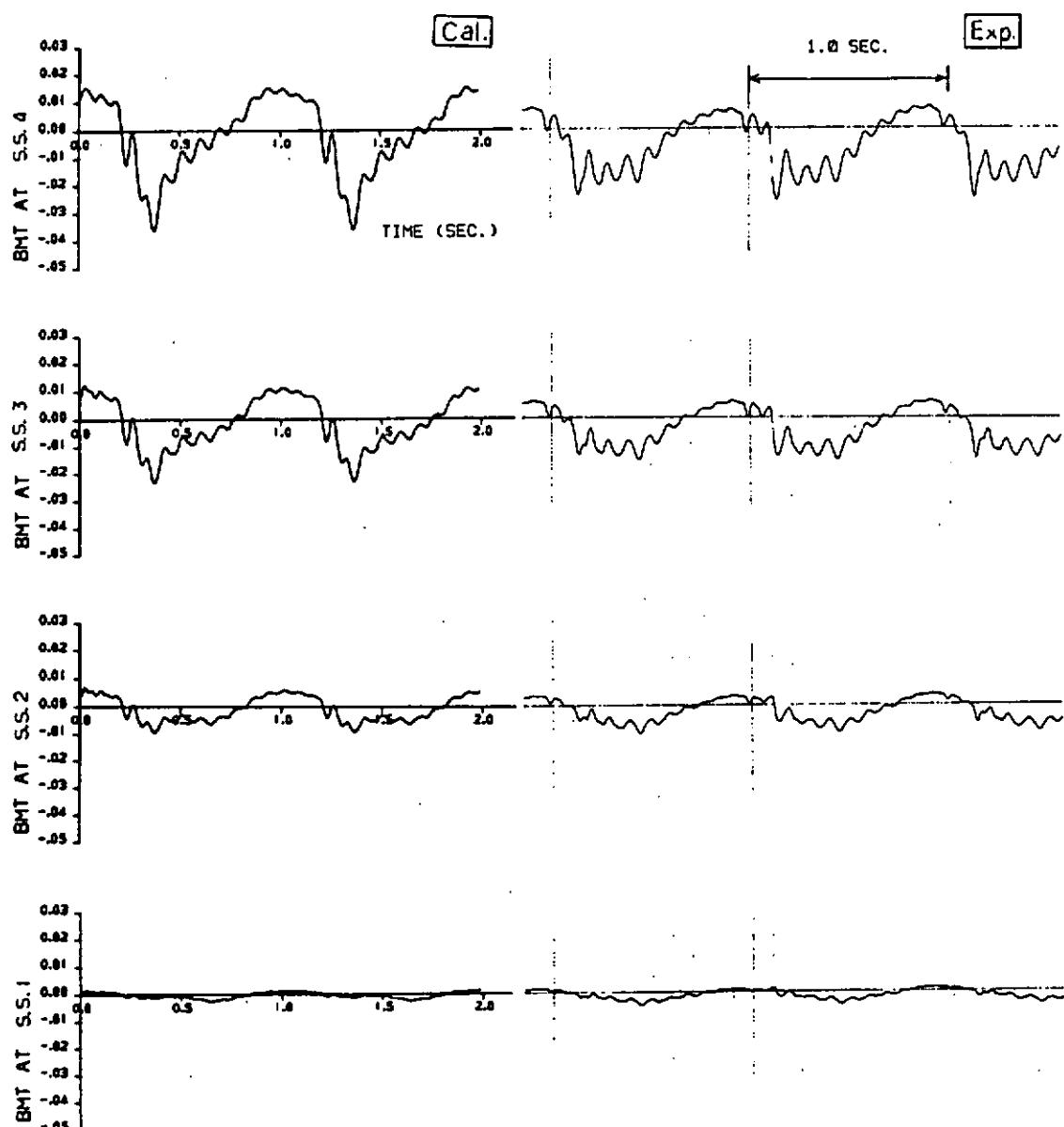


図 5.2.4.11(2) 計算と実験の比較 ( $F_n = 0.15$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $\lambda/L = 1.0$ ,  $L/H_W = 15.26$ )

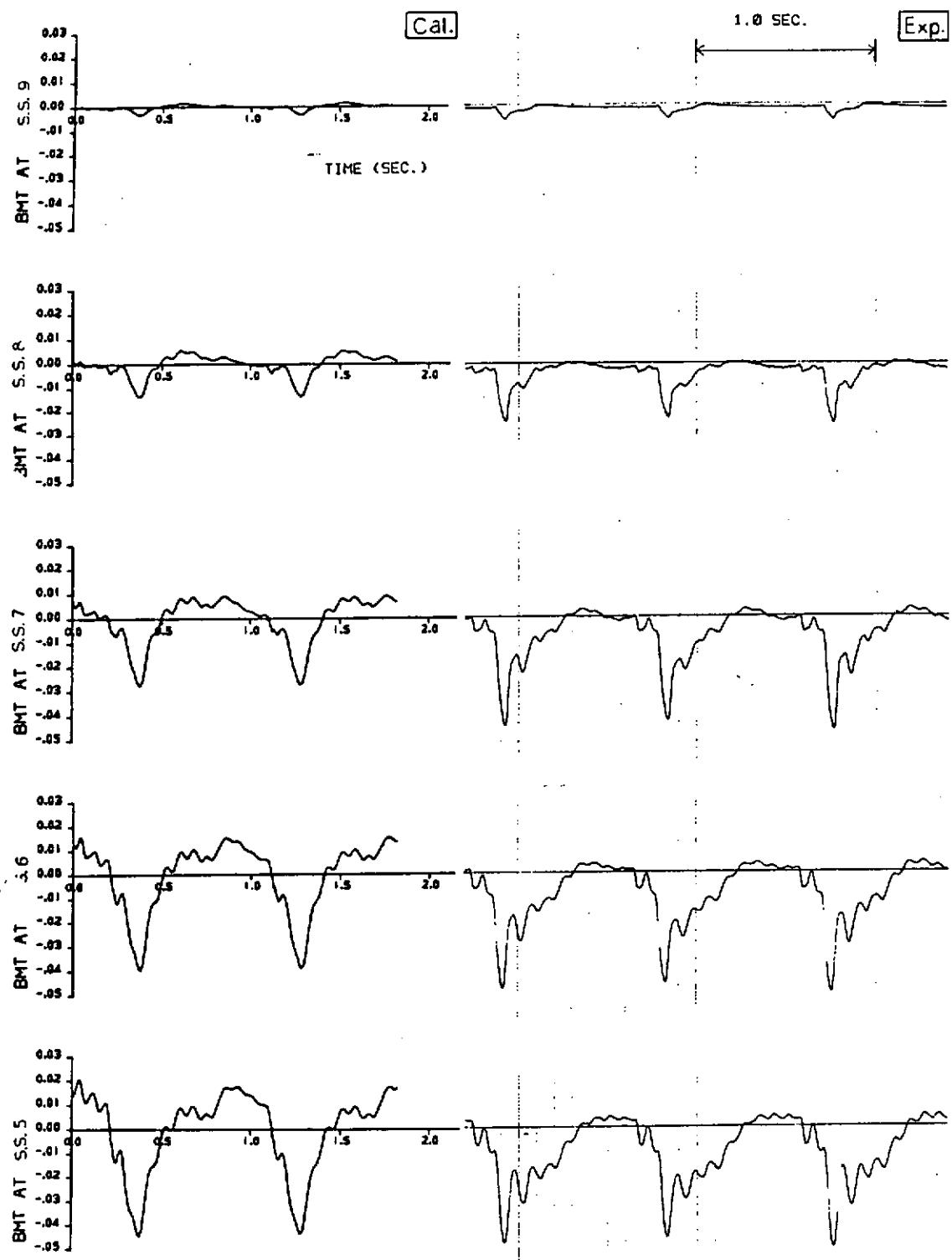


図 5.2.4.12(1) 計算と実験の比較 ( $F_n=0.20$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_W=15.26$ )

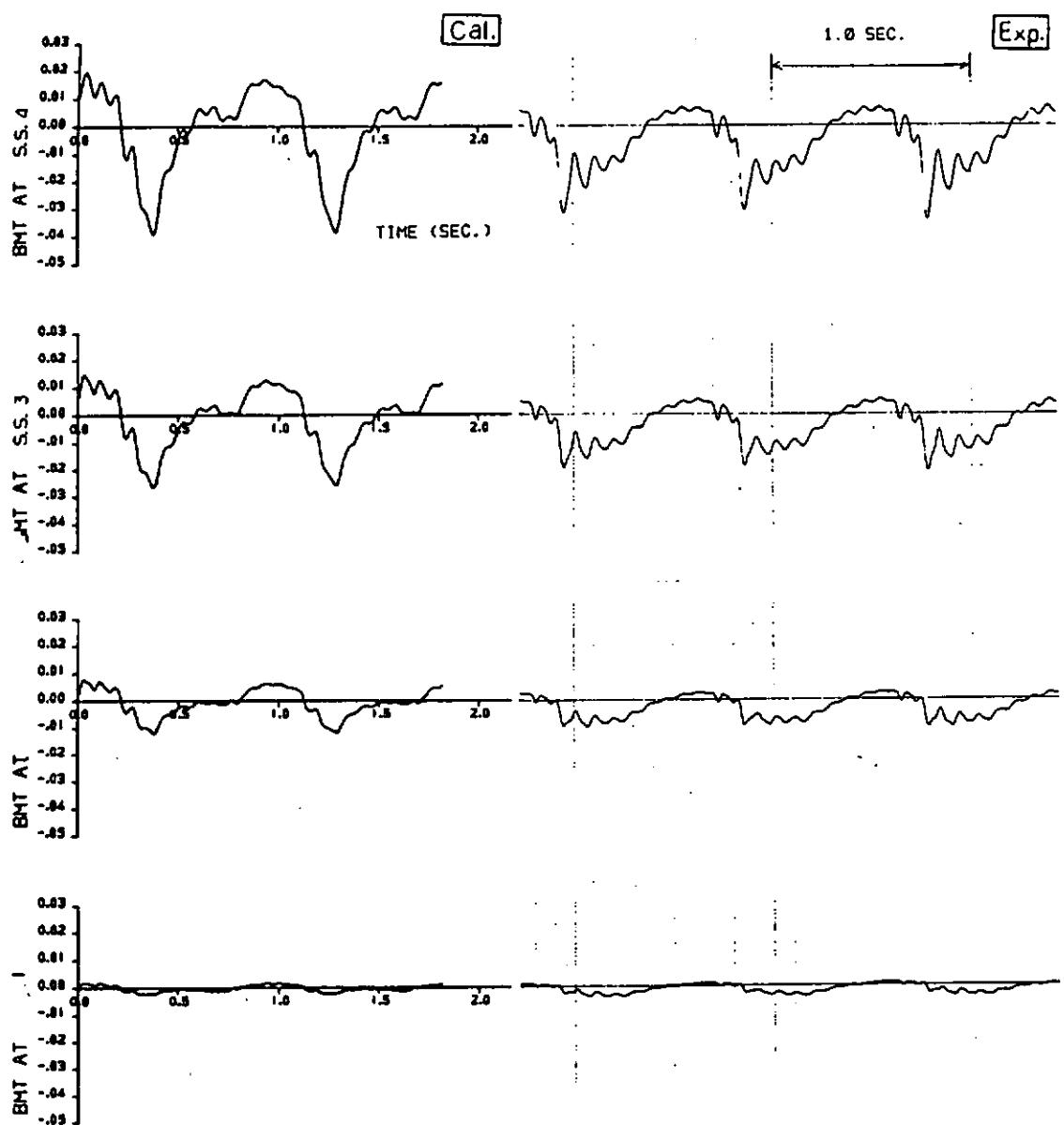


図 5.2.4.12(2) 計算と実験の比較 ( $F_n = 0.20$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $\lambda/L = 1.0$ ,  $L/H_W = 1.526$ )

$F_n = 0.05$  の場合（図 5.2.4.9），数値計算で現われる船底スラミングが実験では現われていないが，フレアスラミングに対する応答振幅は計算と実験とではほぼ同程度である。

$F_n = 0.10$ （図 5.2.4.10）では，フレアスラミングによる応答ピーク値が計算に大きく出る傾向がある。この原因として，計算では過大に現われている船底スラミングに対する応答がフレアスラミングによる応答に重なった可能性が考えられる。しかしながら，全体的な波形パターンは計算と実験で良く一致している。

$F_n = 0.15$ （図 5.2.4.11）も同様で，計算では船底スラミングが大きめに現われるため，フレアスラミングに対する振動応答波形計算結果が実験とはやや異なって見えるが，その他の傾向は計算と実験とで良く一致している。

$F_n = 0.20$  の場合（図 5.2.4.12）計算結果と実験結果の一一致度はあまり良くない。特に計算ではスラミング後の振動成分が明確に現われなくなっている。この原因として船底スラミングとフレアスラミングの重なりの影響も考えられるが，フレアスラミングによる衝撃荷重持続時間が実験と計算とで相違している可能性もある。また計算では船尾のスラミングも生じているが，実験時には船尾近くの水面がかなり変形するので実験波形には船尾スラミングに対する応答は明確には現われない。

なお，実験では船速が大きくなると，計算では考慮していない静的曲げモーメントの変化が観察される。

### (3) 計算と実験の比較（A船）

図 5.2.4.13 に A 船の  $F_n = 0.15$ ,  $\chi = 180^\circ$ ,  $\lambda/L = 1.0$ ,  $L/H_w = 14.56$  のときの計算と実験を比較して示す。また図 5.2.4.14 に  $F_n = 0.10$ ,  $\chi = 157.5^\circ$ ,  $\lambda/L = 1.0$ ,  $L/H_w = 14.56$  のときの計算と実験を比較して示す。

両比較例とも実験結果に比べ計算ではスラミングによる振動成分が大きめに出る傾向がある。本船の場合も計算では船底スラミングが大きめに現われており，船首フレアスラミングに対する応答を強める位相で作用していることも考えられる。

なお，図 5.2.4.13 の例に対し，図 5.2.4.15 に示す 5 節までの変断面梁計算で求めた固有関数を使用した計算を試みたところ，図 5.2.4.13 の計算結果とほとんど変わらない結果となった。一様梁の振動モード数を 5 節まで増加させた場合の検討と同様，本模型船の応答計算には 2 節，3 節の振動モードで十分と考えられる。

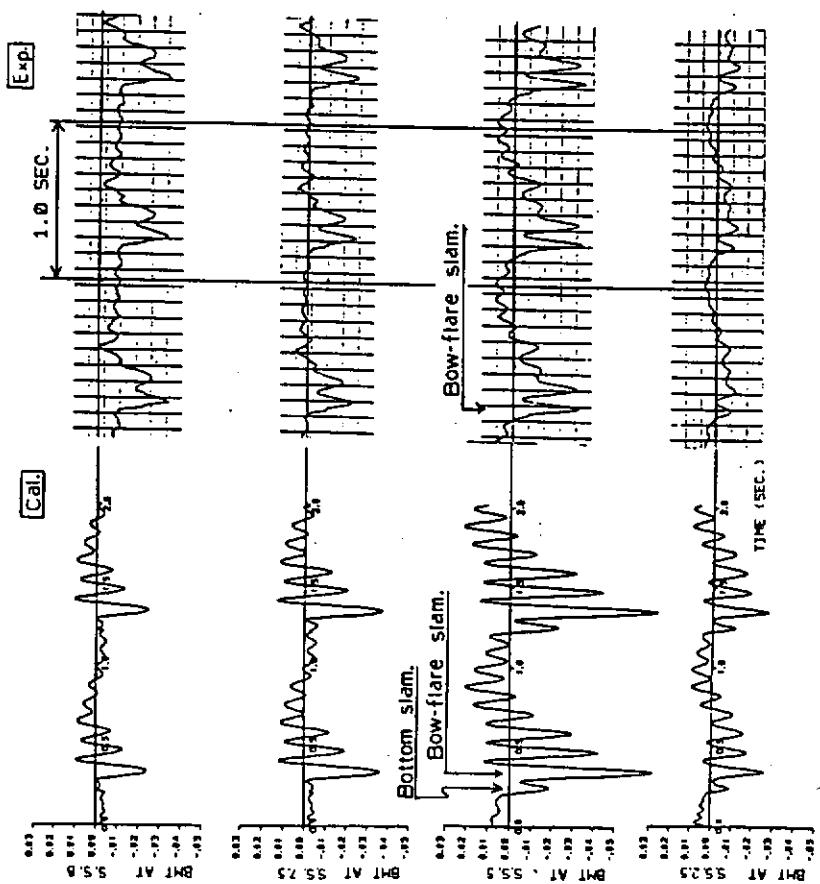


図5.2.4.13 計算と実験の比較  
(A船,  $F_n=0.15$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_w=1.456$ )

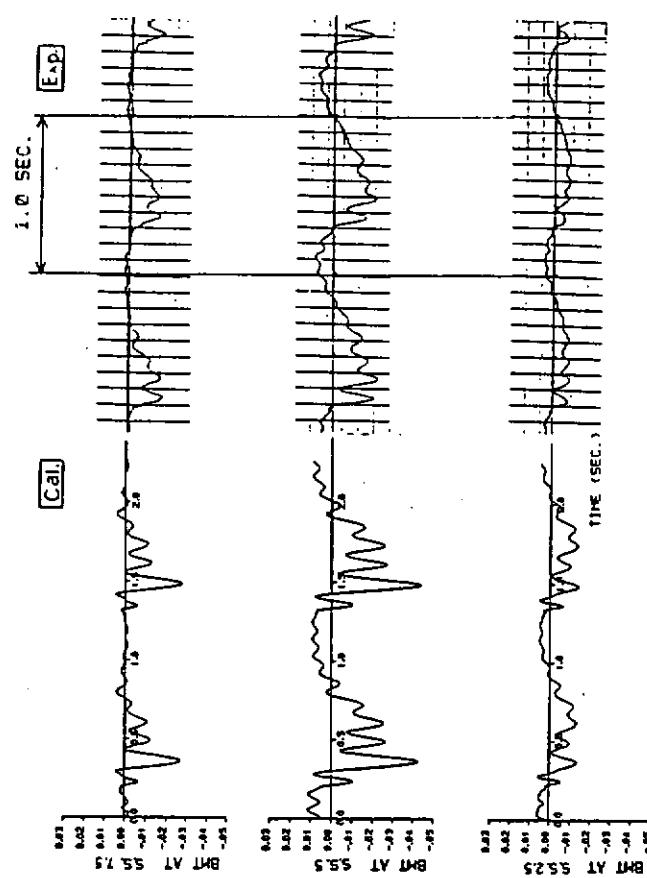


図5.2.4.14 計算と実験の比較  
(A船,  $F_n=0.10$ ,  $\chi=1575^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $L/H_w=1.456$ )

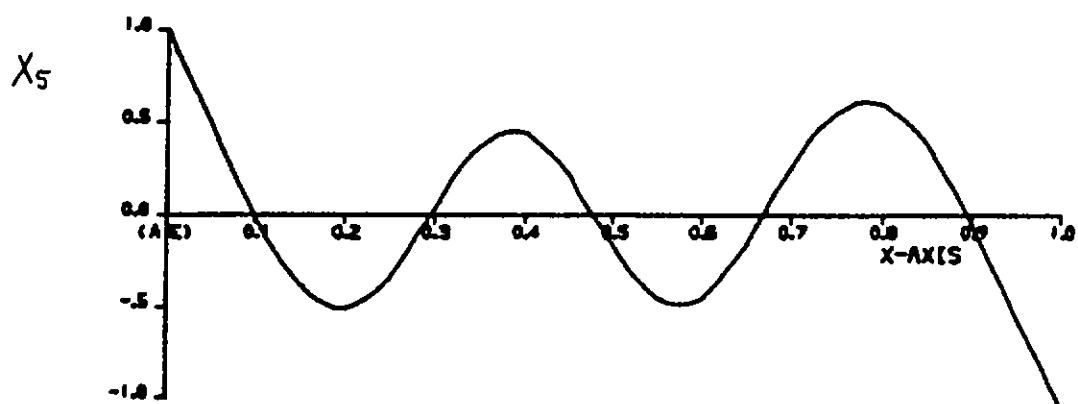
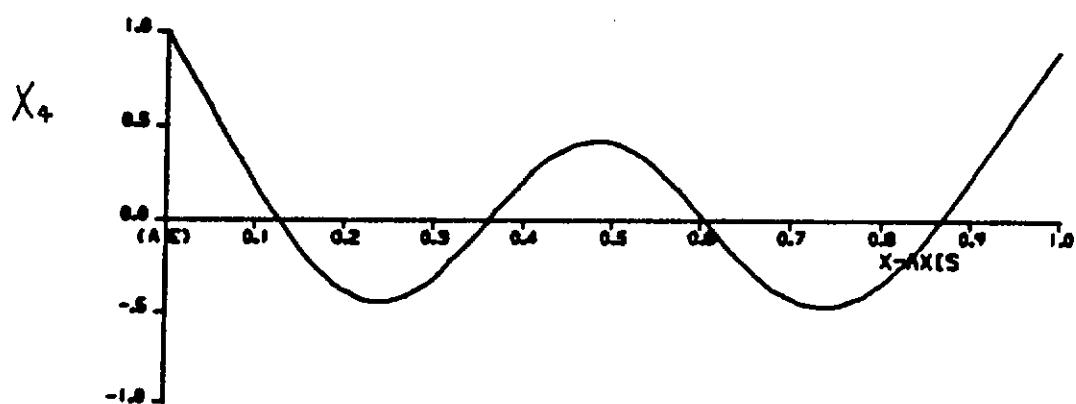
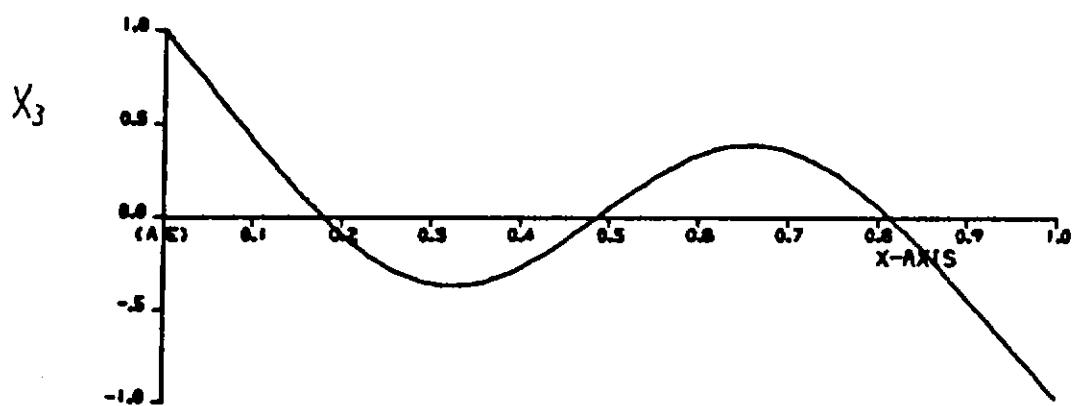
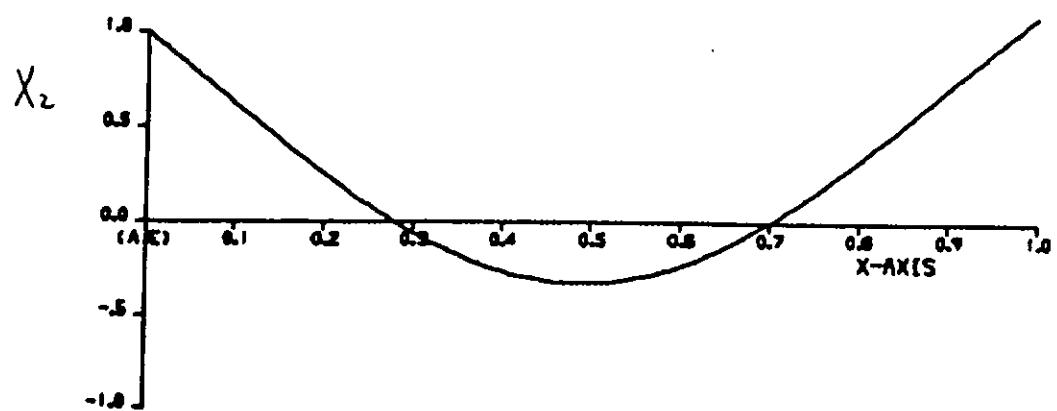


図 5.2.4.15 A 船 の 振 動 モ ー ド

#### 5.2.4.4 スラミングに対する船首バラストの影響

荒れた海での航海法として、船首倉内にバラスト水を満載し相対的に船首部の慣性を大とすることによって、縦曲げモーメント等のスラミングに対する応答を緩和する方法が考えられる。本節では、本研究部会において計算法の比較に用いられたコンテナ船（船長175m, 排水量23,800 ton）の数値シミュレーションを行ない、スラミングに対する船首バラストの効果を検討する。

数値シミュレーションに用いた重量分布を図5.2.4.16に示す。図中の破線は船首倉内のバラスト水に対応した重量で、バラスト水重量を1,000 tonと仮定した。但し、船首バラストにより喫水が変化するので、船首バラスト無のときの喫水  $d_a = 9.620\text{ m}$ ,  $d_f = 9.089\text{ m}$  に対し、船首バラスト有では  $d_a = 9.817\text{ m}$ ,  $d_f = 8.106\text{ m}$  となる。

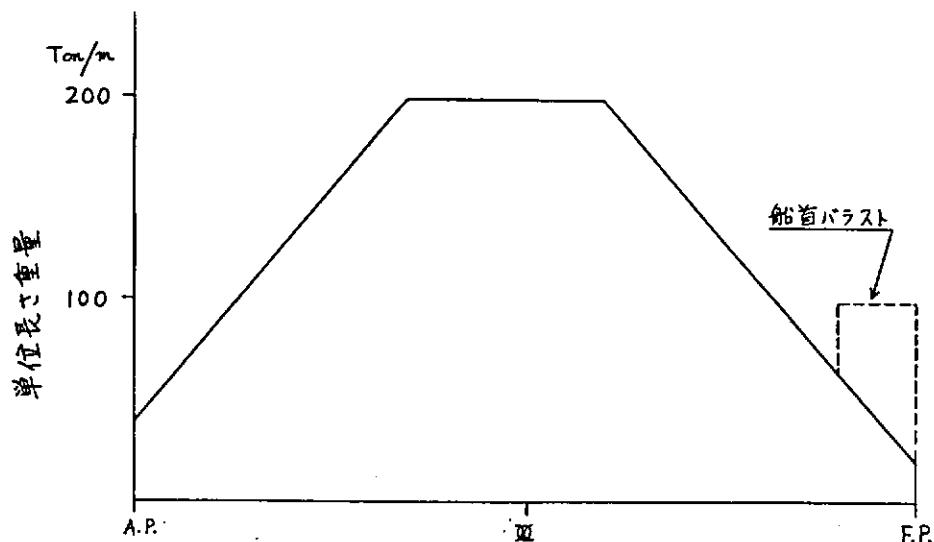


図5.2.4.16 コンテナ船重量分布

$F_n=0.15$  (船速12 knot),  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $H_W=12\text{ m}$  のときの、S.S.8.5とS.S.5における縦曲げモーメントおよび上下加速度の時間変化を船首バラスト有と無で比較し図5.2.4.17に示す。また、 $F_n=0.075$  (船速6 knot),  $\chi=180^\circ$ ,  $\lambda/L=1.0$ ,  $H_W=12\text{ m}$  のときの計算結果を図5.2.4.18に示す。さらに、縦曲げモーメント最大値の船長方向分布を図5.2.4.19および図5.2.4.20に示す。図5.2.4.19および図5.2.4.20では船首バラスト無をCase-1(破線)、船首バラスト有をCase-2(実線)で示してある。

図5.2.4.17および図5.2.4.18より分かるように、S.S.8.5, S.S.5ともに縦曲げモーメントのサギング側ピーク値は船首バラスト有の方が小さい(但し、S.S.8.5のスラミングに引続いて発生する振動成分は船首バラスト有の方が大きくなる)。図5.2.4.19からも、この条件では船首バラストを積む方が有利であることが分かる。

以上から、船首倉内にバラスト水を満載することによって、スラミングにより発生するサギングモーメントピーク値をある程度緩和できることが分かった。なお、本節の例では、 $F_n=0.15$ から $F_n=0.075$ に減速すると縦強度の面で効果的であることも分かる。

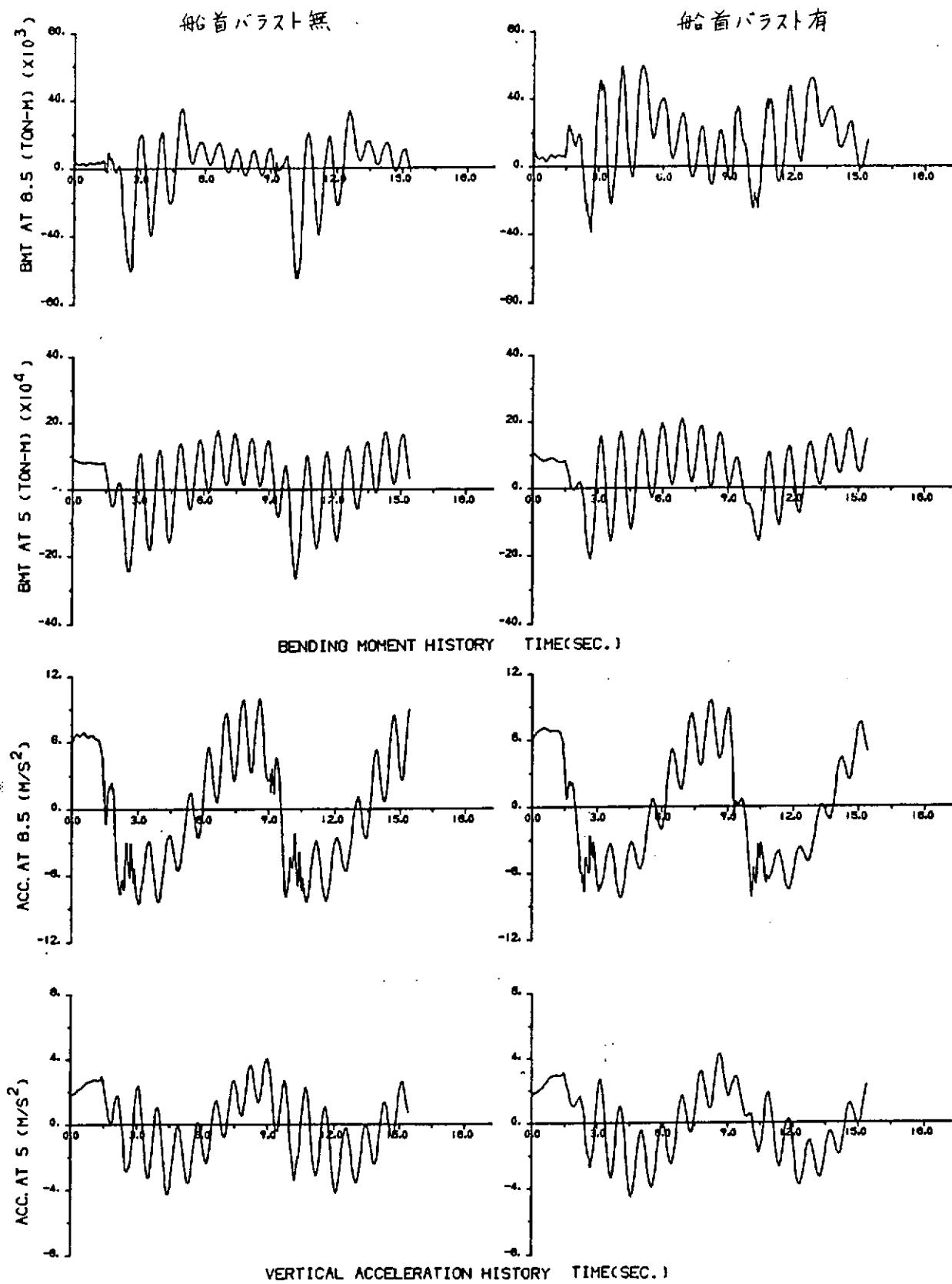


図 5.2.4.17 縦曲げモーメントおよび上下加速度の時間変化  
 $(F_n=0.15, \chi=180^\circ, \lambda/L=1.0, H_N=1.2m)$

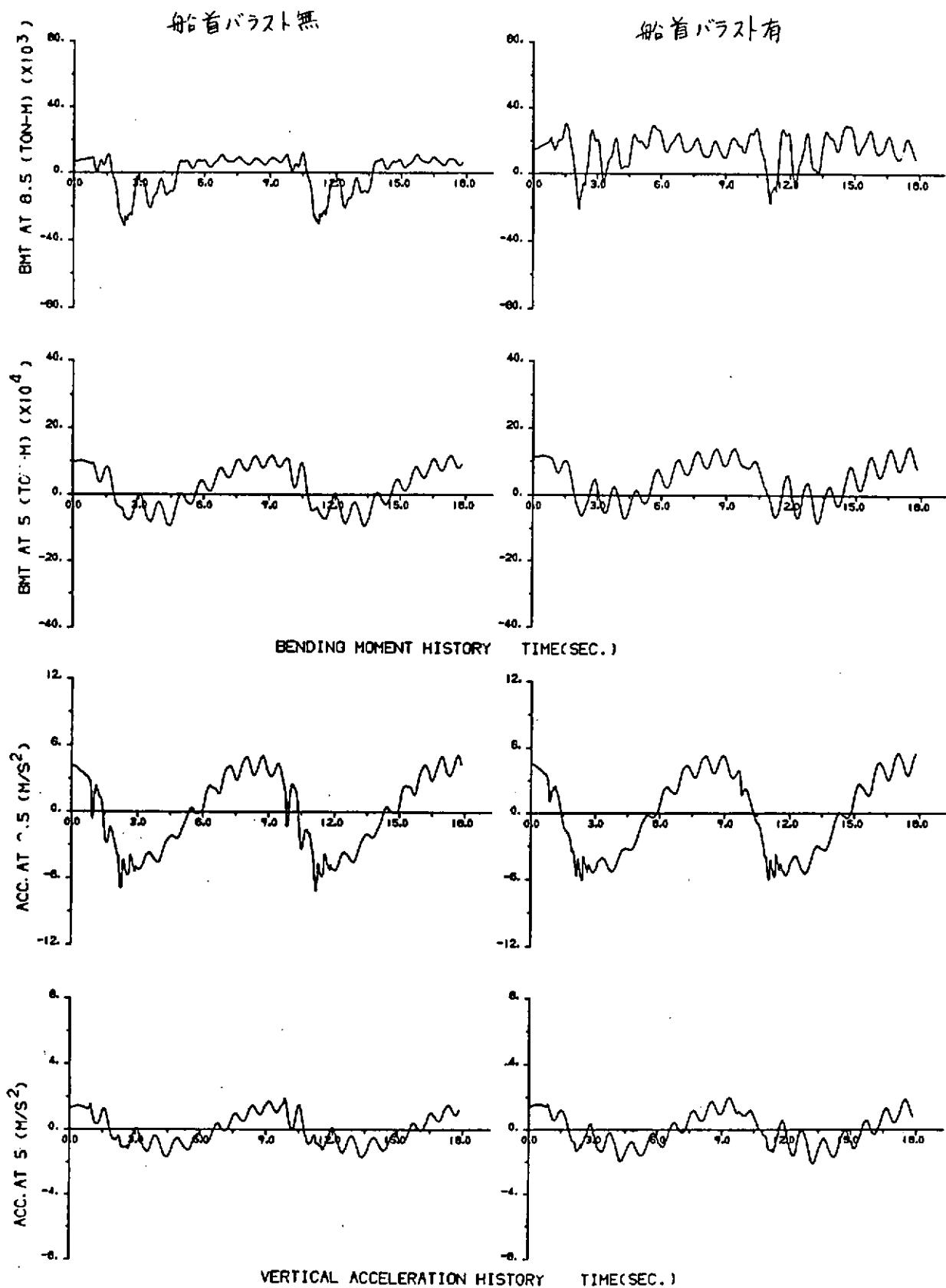


図 5.2.4.18 縦曲げモーメントおよび上下加速度の時間変化  
 $(F_n=0.075, \chi=180^\circ, \lambda/L=1.0, H_W=1.2\text{m})$

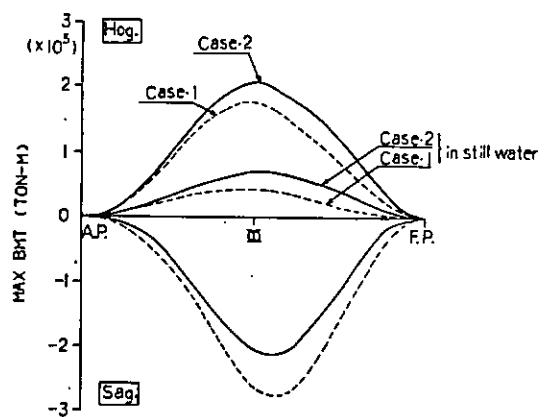


図 5.2.4.19 縦曲げモーメント最大値  
( $F_n=0.15$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  
 $\lambda/L=1.0$ ,  $H_W=12m$ )

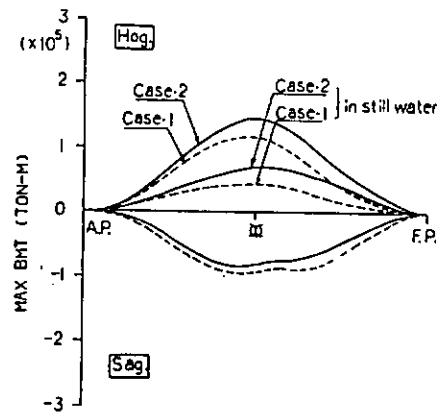


図 5.2.4.20 縦曲げモーメント最大値  
( $F_n=0.075$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  
 $\lambda/L=1.0$ ,  $H_W=12m$ )

### 5.2.4.5 ま と め

- (1) 変断面梁計算によって求めた船体振動モード形を用いて波浪中での応答計算を行なう方法と、一様断面梁の振動モード形を用いて応答計算を行なう方法とを比較した。その結果、縦曲げモーメントを各時間ステップで外力と慣性力の積分から計算する場合(本文中の(5.2.4.8)式)には、両者の縦曲げモーメント計算結果はほぼ一致し、変断面梁計算を行なって波浪中での応答計算に用いるモード形の精度を向上させた効果はあまり無いことが分かった。但し、計算機使用時間を短縮するために変位の微分形からモーメントを計算し、各時間ステップでの外力と慣性力の積分計算を省略する場合(本文中の(5.2.4.7)式)には、変断面梁計算によって求めたモード形を用いた方が計算精度が向上する。
- (2) コンテナ船では船底スラミングと船首フレアスラミングの両方が現われるため、船底スラミングのみが顕著に生ずる肥大船の場合よりも現象は複雑になる。特に、計算では考慮できない水面の局所的変形等の影響によって、船底スラミングと船首フレアスラミングの発生時間間隔が実験と計算とで微妙に異なってくる。また、本文中の例では、実験に比べ計算で船底スラミングが大きめに出る傾向がある。その結果、両者に対する応答の重なり方が変化し、応答のパターンが実験と計算とで一致しない場合があった。
- (3) 荒天時に船首倉にバラスト水を満載し、船首部の慣性を大とすることによって、スラミングに対する縦曲げモーメントの応答をある程度緩和できることが分かった。

### 参考文献

- (1) 本研究委員会昭和57年度報告書、日本造船研究協会資料No.368(昭和58年3月)
- (2) 同上昭和58年度研究報告書、資料No.375(昭和59年3月)
- (3) 藤井、谷田、船舶の振動診断システム(第2報振動応答解析と適用例)、石川島播磨技報Vol.22, No.4,(昭和57年7月)

### 5.2.5 プログラムV

プログラムVでは、船体の剪断変形を考慮して船体を変断面チモシェンコ梁とみなし、有限要素法を用いて高次振動の影響を取り入れる。また、付加質量 $M_H$ 、造波減衰係数 $N_H$ として、Frankの提案したClose-Fit法によって求めた二次元的により正確な値を周波数依存性を考慮して用いる。プログラムVでは、軸力および海水の甲板打込みは取り扱わない。

本研究報告書では、船体の剪断変形、高次振動および計算に用いる流体力係数の違いが、波浪中の船体応答の計算結果に及ぼす影響を調べる。また、実験結果との比較を通じて本計算プログラムの妥当性を検討する。

#### (1) 計算方法

計算方法は昭和58年度報告書2.7節に詳述されているが、計算の安定化のための下記の改良を今年度新たに加えた。<sup>3)</sup>

##### ① 運動方程式

$$["I"]\{\ddot{q}_R\} + ["\lambda_i"]\{q_R\} = \{g_i\} \quad (i=1, 2) \quad (5.2.5.1)$$

$$["I"]\{\ddot{q}_V\} + ["\eta\lambda_j"]\{\dot{q}_V\} + ["\lambda_j"]\{q_V\} = \{g_j\} \quad (3 \leq j \leq q) \quad (5.2.5.2)$$

$$[M^*]\{\ddot{W}_{V1}\} + [C]\{\dot{W}_{V1}\} + [K^*]\{W_{V1}\} = \{f_V\} \quad (5.2.5.3)$$

において、先に左辺に移項した $-K_H W$ の成分を右辺に再び戻し、また右辺の $\{g_R\}$  $\{g_V\}$ あるいは $\{f_V\}$ に含まれている $-(M_H - \bar{M}_H)W$ および $-N_H W$ の成分を左辺に移項して、時間積分を行なう。

② 時間ステップ内での繰り返し計算を行ない、一般化加速度 $\ddot{q}$ （モード解析を行なう場合）あるいは節点加速度 $\ddot{W}$ （有限要素法を用いる場合）が時間ステップ内で相対誤差3%以下になるまで収束させる。

#### (2) 比較計算結果

計算小委員会で定められた比較計算条件すなわち、

ばら積貨物船  $F_n=0.1, \lambda/L=1.0, \chi=180^\circ, H_W=1.2m$

コンテナ船  $F_n=0.15, \lambda/L=1.0, \chi=180^\circ, H_W=1.2m$

に対する計算を行ない、プログラムVにおける検討項目

- ① 流体力係数の算出法の違い。
- ② 変位の展開関数として変断面梁のモードを用いるが、一様断面のモードを用いるかの選択。
- ③ 船体の剪断変形。
- ④ 高次振動。
- ⑤ 曲げモーメント、剪断力の計算法の違い。

が、波浪中の船体に作用する曲げモーメント、剪断力の計算結果に及ぼす影響について比較、検討を行なった。

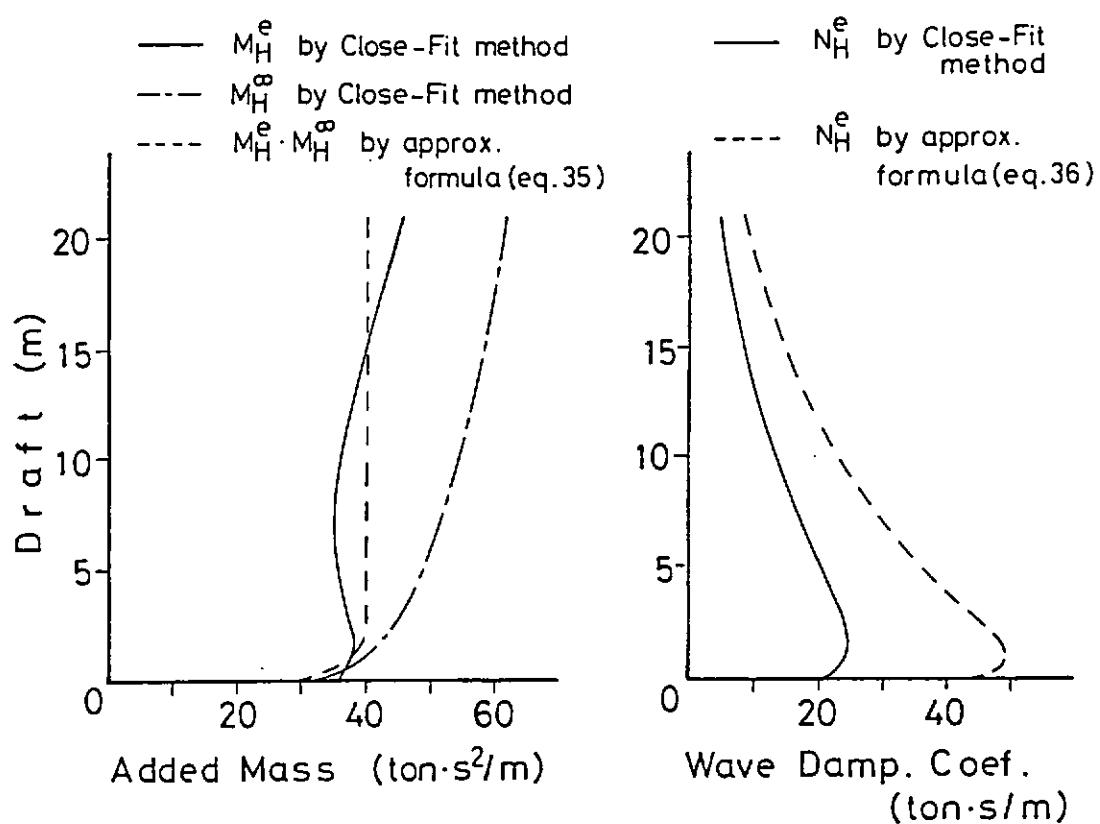
##### ① 流体力係数の影響

ばら積貨物船の船体中央とS.S.1における、Close-Fit法による流体力係数と近似流体力係数の比較を図5.2.5.1に示す。船体中央では、近似の造波減衰係数はClose-Fit法による値に比べて1.5~2.0倍となっており、船体振動に対する近似的付加質量は過小である。

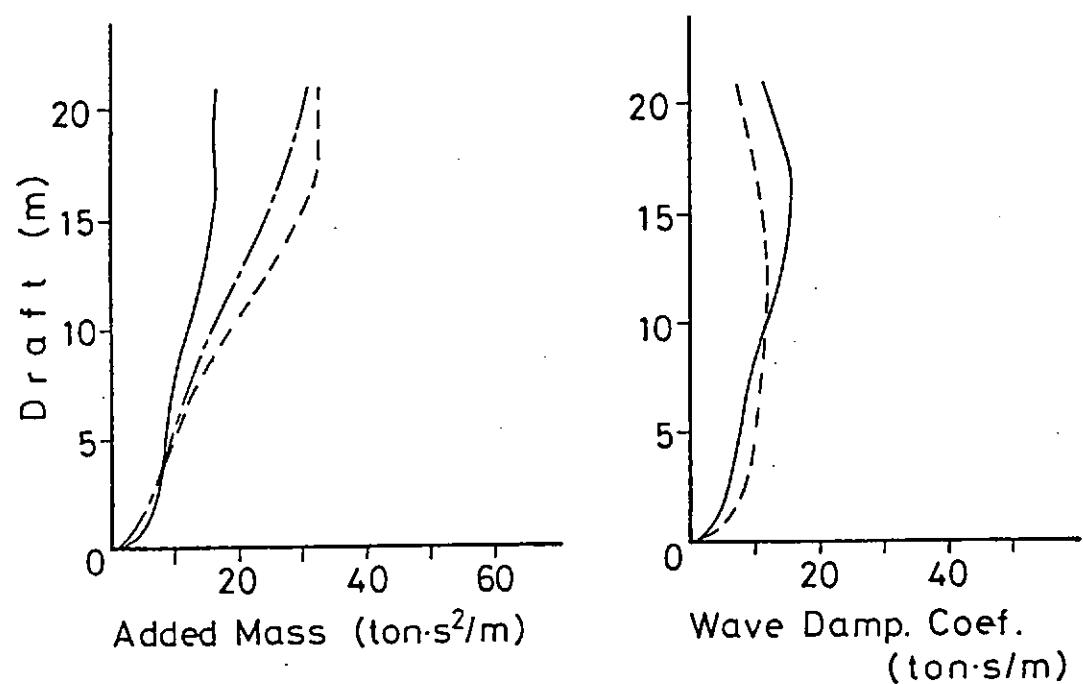
計算に用いる流体力係数を変えた場合に、それが計算結果に及ぼす影響は図5.2.5.2のように模式化できる。これらの影響のうち船体振動の固有振動数が変化する事によるものは、③項の剪断変形の影響で述べるのと同じように論じられる。

ばら積貨物船について、剛体運動に対する付加質量 $M_H^e$ と造波減衰係数 $N_H^e$ として、Close-Fit法による値を用いた計算と近似流体力係数を用いた計算の比較を行なう。ただし、船体振動に対する付加質量 $M_H^e$ としてはいずれの計算にもClose-Fit法による値を用いている。また、船体の剪断変形を考慮し、直

接時間積分法で計算を行なった。



(a) at midship



(b) at S.S.1

図 5.2.5.1 付加質量および造波減衰係数(ばら積貨物船,  $\omega_e = 0.667^{1/6}$ )

表 5.2.5.1 コンテナ船の固有振動数 ( $M_H^\infty$ : 近似係数)

	変断面チモシェンコ梁	変断面オイラー梁	一様断面オイラー梁
2 節	70.1 cpm	75.6 cpm	75.7 cpm
3 節	138.7	169.3	169.1
4 節	216.5	299.8	—

表 5.2.5.2 ばら積貨物船の固有振動数 ( $M_H^\infty$ : close-Fit 法)

	Timoshenko beam	Euler beam
2 nodes	42.1 cpm	45.2 cpm
3 nodes	90.5	111.1
4 nodes	141.1	196.0
5 nodes	191.3	297.9

表 5.2.5.3 模型船の固有振動数

(a) 鉱石運搬船(満載状態)

	実験	計算 ( $M_H^\infty$ : close-Fit 法)	計算 ( $M_H^\infty$ : 近似係数)
2 節	5.81 Hz	5.14 Hz	4.97 Hz
3 節	10.94	11.71	11.49

(b) 716 TEUコンテナ船

	実験	計算 ( $M_H^\infty$ : close-Fit 法)	計算 ( $M_H^\infty$ : 近似係数)
2 節	9.50 Hz	10.17 Hz	10.30 Hz
3 節	19.75	22.36	22.65

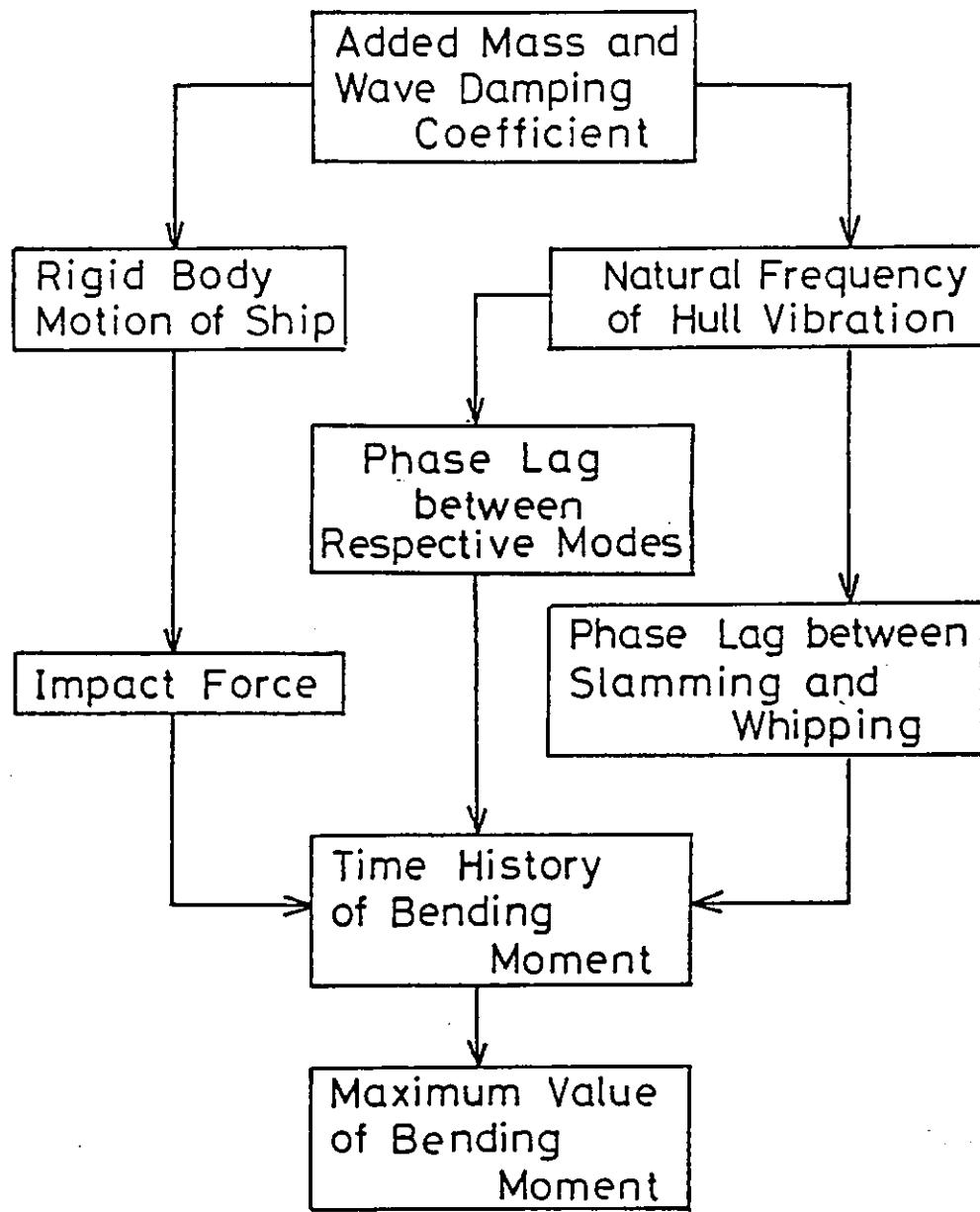


図 5.2.5.2 流体力係数が計算結果に及ぼす影響

図 5.2.5.3 に S.S.8 における相対水位、S.S.8½ における加速度および S.S.8½ における曲げモーメントの時刻歴を示す。

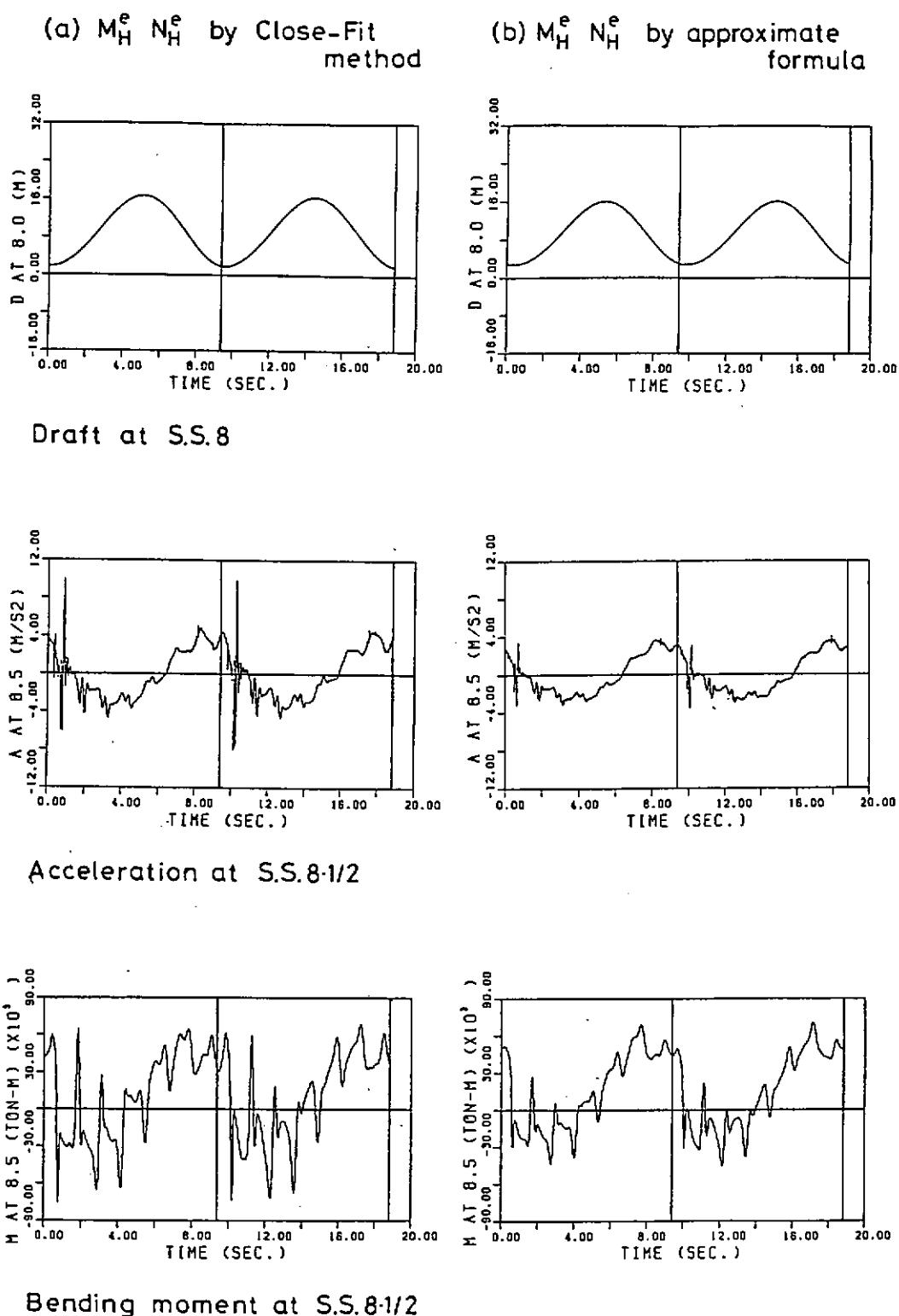


図 5.2.5.3 相対水位、加速度および曲げモーメントの時刻歴(ばら積貨物船)

相対水位のグラフからわかるように、close-Fit 法による流体力係数を用いた計算の方が船体の剛体運動が大きい。これは主に、近似の造波減衰係数が船体平行部で過大に評価されているためと考えられる。

このように計算される剛体運動が変わるために、スラミングの際の船底と波面の相対速度等が変化し、加速度の時刻歴にみられるような衝撃力の差となる。その結果船体に作用する曲げモーメントの最大値に図 5.2.5.4 のような差が表われる。

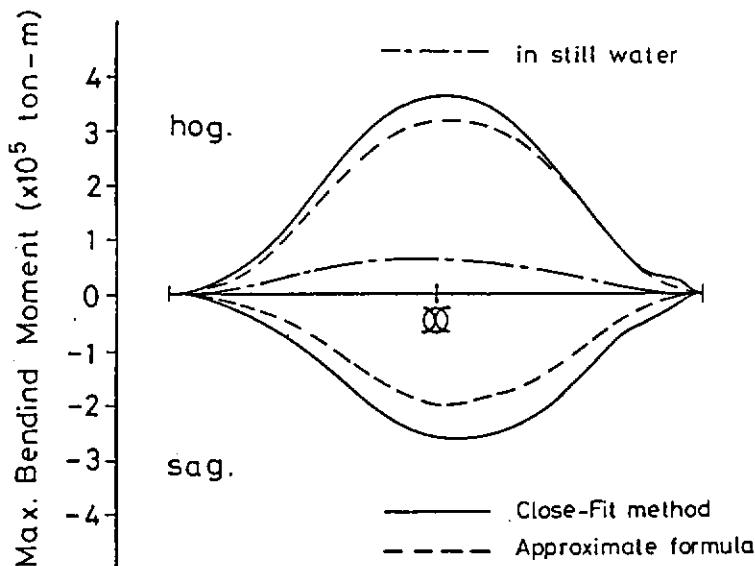


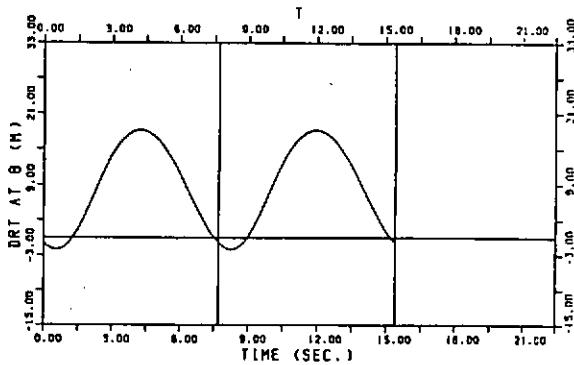
図 5.2.5.4 最大曲げモーメントの船長方向分布（ばら積貨物船）

続いてコンテナ船について、 $M_H^e$ ,  $M_H^\infty$ ,  $N_H^e$ すべてに close - Fit 法による値を用いた場合と、近似流体力係数を用いた場合の比較を行なう。この計算は、船体の剪断変形を考慮し、3 節振動までの 4 つのモードを採用したモード解析で行った。

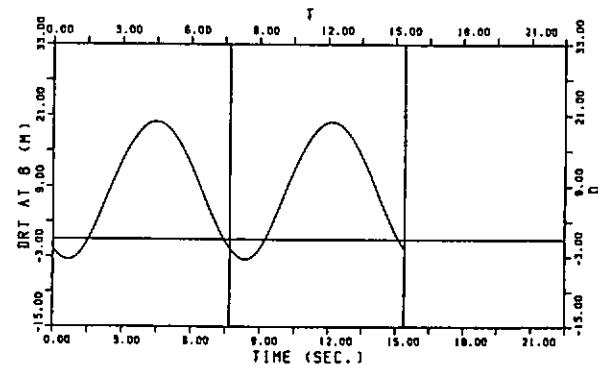
この計算例では、前述のばら積貨物船に対する計算とは逆に、close - Fit 法による流体力係数を用いる場合の方が、S.S. 8 1/2における曲げモーメントの時刻歴にみられるホイッピングが小さくなり（図 5.2.5.5）、曲げモーメントの最大値も小さくなる（図 5.2.5.6）。

これは、図 5.2.5.5 の S.S. 8 における相対水位の時刻歴からわかるように、close - Fit 法による流体力係数を用いた時の方が船体の剛体運動が小さく、その結果スラミングの際の衝撃力が小さくなるためと考えられる。

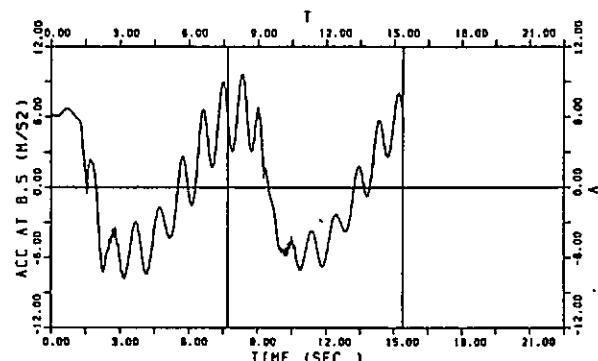
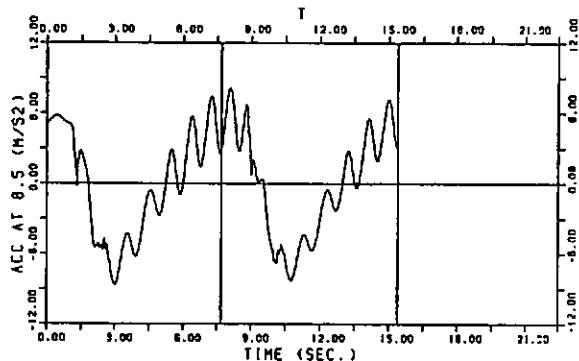
(a)  $M_H^e$   $N_H^e$  by Close-Fit method



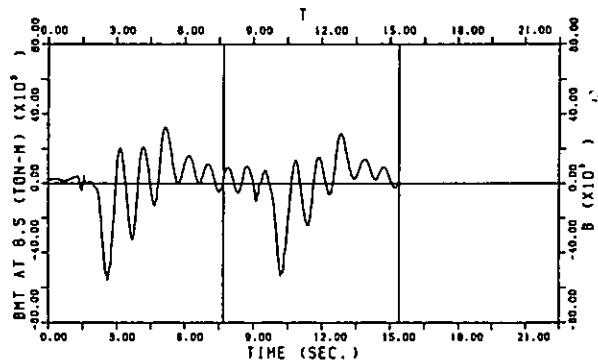
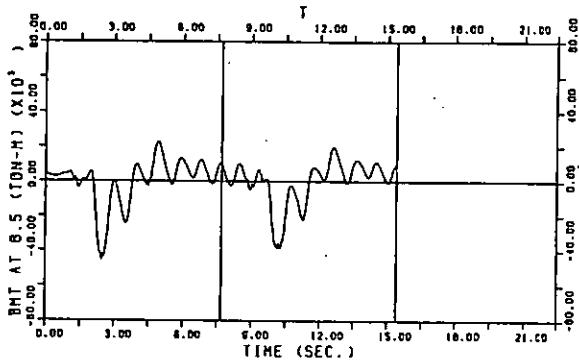
(b)  $M_H^e$   $N_H^e$  by approximate formula



Draft at S.S. 8

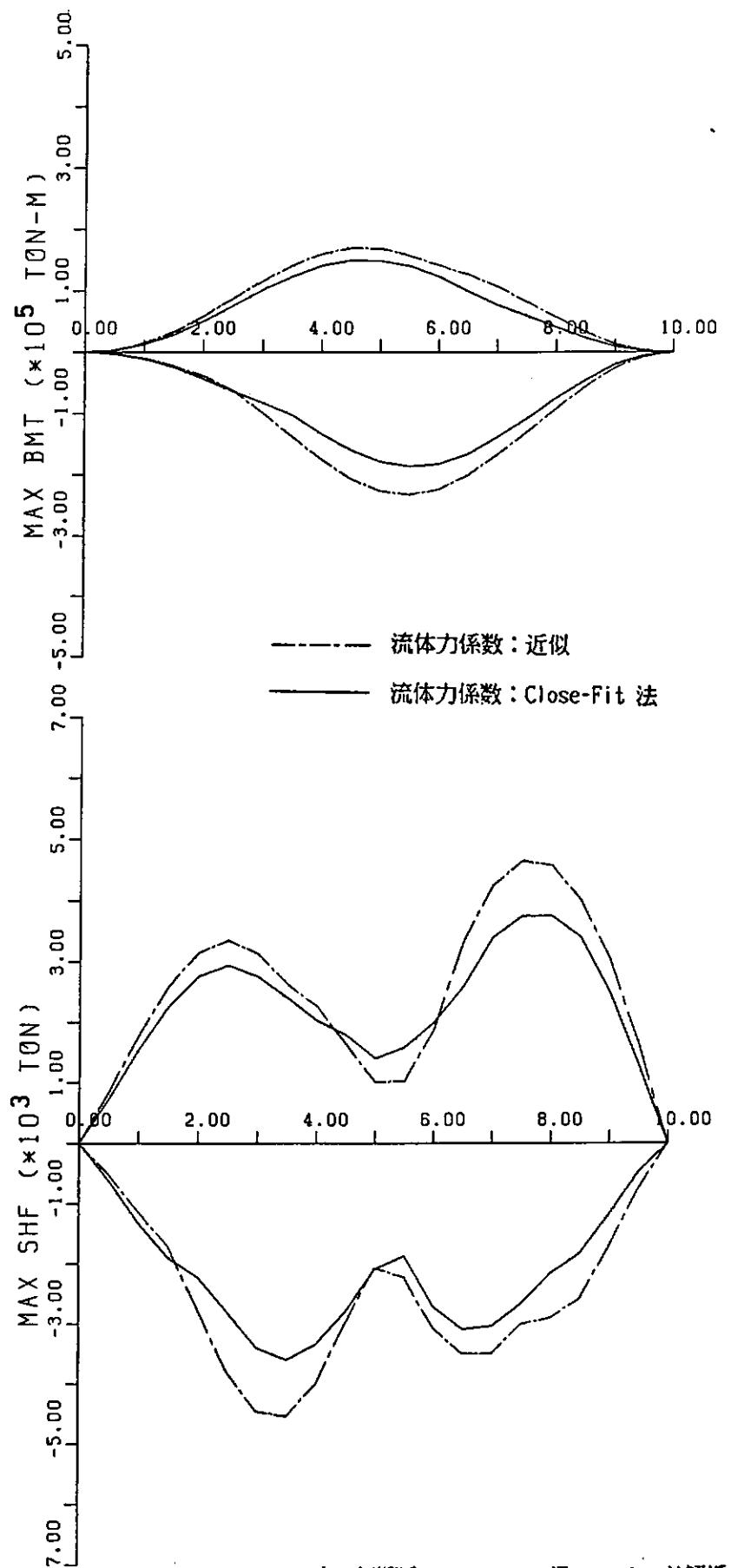


Acceleration at S.S. 8-1/2



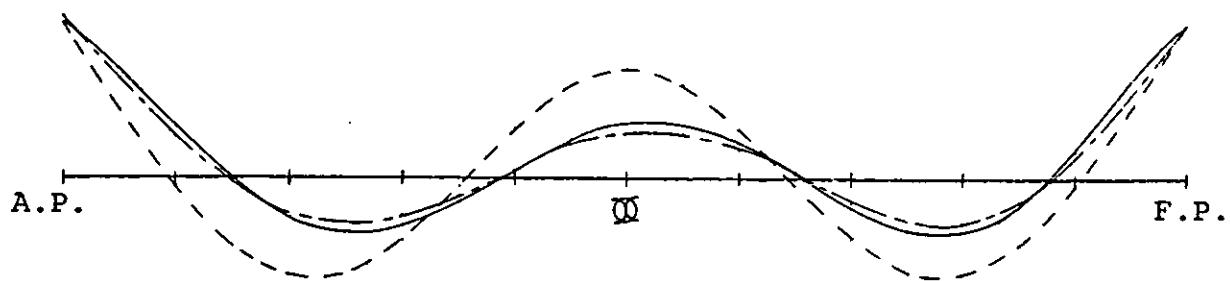
Bending moment at S.S. 8-1/2

図 5.2.5.5 相対水位、加速度および曲げモーメントの時刻歴(コンテナ船)



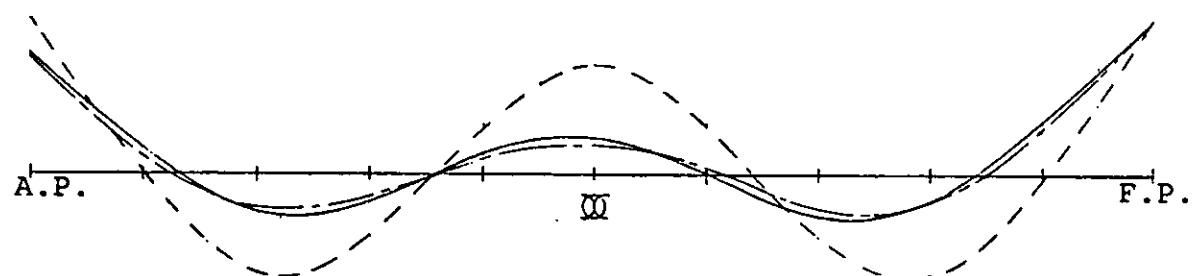
Container Ship ( 変断面 Timoshenko 梁 , モード解析(4E-F) )

図 5.2.5.6 最大曲げモーメント, 剪断力の船長方向分布 (コンテナ船)



(a) ばら積貨物船

—	Timoshenko beam
- - -	Non-Uniform Euler beam
- · -	Uniform Euler beam



(b) コンテナ船

図 5.2.5.7 静水中における船体振動の固有モード(4節振動,  $M_H^{\infty}$ :近似)

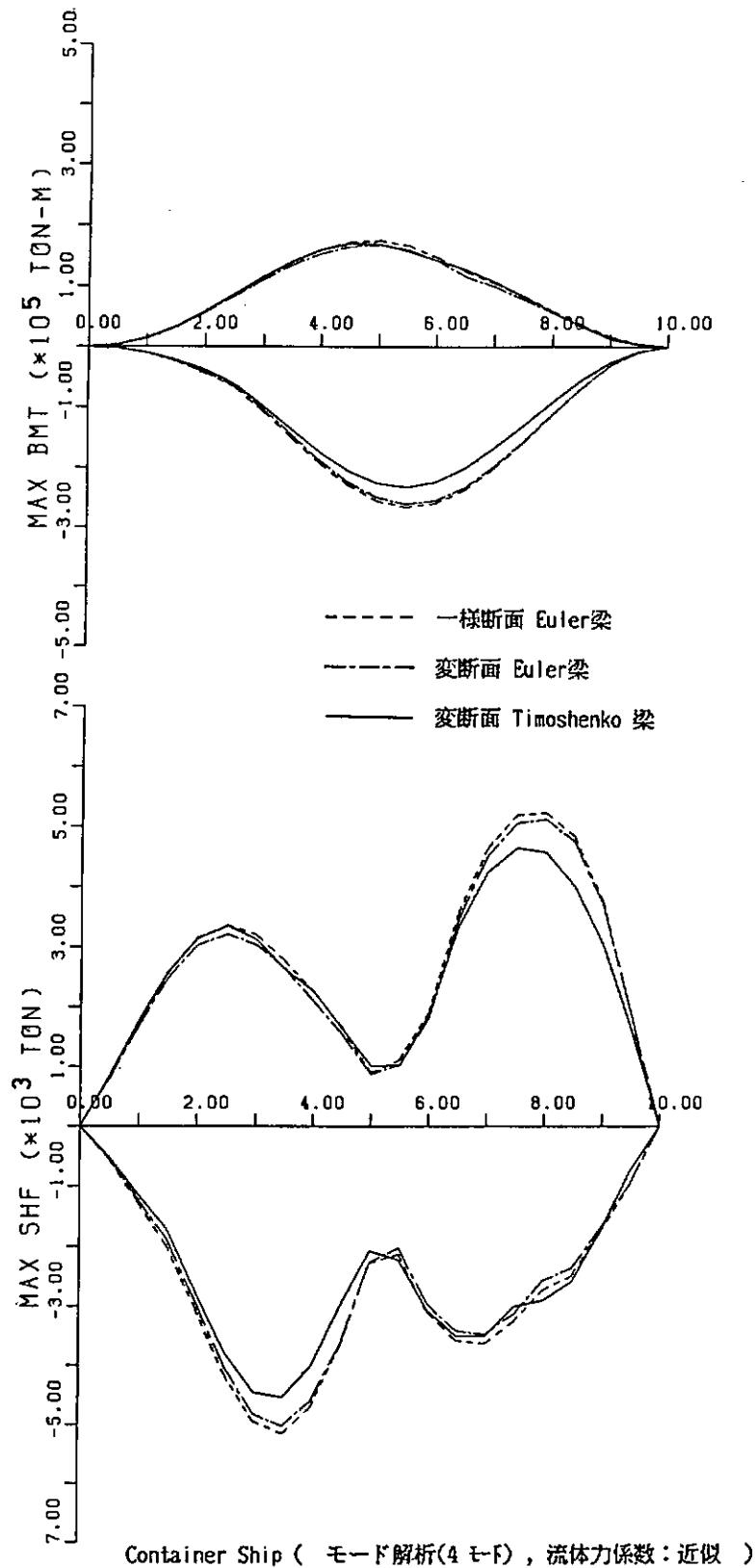


図 5.2.5.8 最大曲げモーメント、剪断力の船長方向分布 (コンテナ船)

以上の計算結果から、船体の剛体運動がスラミングの際の衝撃力とそれに伴なうホイッピングの大きさを決定づけており、流体力係数として精度の高いものを計算に用いて、より正確に剛体運動を計算する必要がある事が確認された。

## ② 変位の展開関数による比較

本項の計算は、コンテナ船について流体力係数として近似流体力係数を用い、3節振動までの4つのモードを用いたモード解析で行なった。

表5.2.5.1に一様断面オイラー梁、変断面オイラー梁、変断面チモシェンコ梁として船体をモデル化した場合の、静水中の固有振動数を示す。一様断面オイラー梁と変断面オイラー梁の固有振動数はほとんど一致しているが、オイラー梁と変断面チモシェンコ梁とでは3節振動の固有振動数が約2割チモシェンコ梁の方が低い。

静水中における4節振動の固有モードを図5.2.5.7に示す。一様断面オイラー梁と変断面オイラー梁の固有モードはかなり異なっているが、変断面オイラー梁と変断面チモシェンコ梁の固有モードはほぼ一致している。さらに、昭和58年度報告書図2.7.8に示されているように、変断面チスシェンコ梁の固有振動モードは実験結果によく一致する。

波浪中の船体応答計算によって得られた曲げモーメント、剪断力の最大値の船長方向分布を図5.2.5.8に示す。一様断面オイラー梁の固有モードを用いた場合と変断面オイラー梁の固有モードを用いた場合の計算結果はほぼ一致している。変位の展開モードとしては、船体断面の船長方向変化はあまり影響を持たない事がわかる。

チモシェンコ梁とオイラー梁の違いすなわち剪断変形が、波浪中の応答計算結果に与える影響については③項で考察する。

## ③ 剪断変形の影響

本項の計算は、ばら積貨物船について流体力係数としてclose-Fit法による値を用い、有限要素法による運動方程式を直接時間積分して行なった。

表5.2.5.2に剪断変形を考慮した場合（チモシェンコ梁）の静水中の固有振動数と、剪断変形を考慮しない場合（オイラー梁）の固有振動数の比較を示す。船体をチモシェンコ梁とみなした場合はオイラー梁とした場合に比べて、3節振動では固有振動数が3割程度低い。

計算される船体振動の固有振動数が異なるために、例えばS.S.8½における曲げモーメントの時刻歴（図5.2.5.9）にみられるように、2節、3節あるいは4節以上の各振動成分の重なり方が異なる。従って、剪断変形を考慮するかしないかによって時刻歴の波形が変化し、最大値も変わる。

図5.2.5.10～図5.2.5.9のS.S.8½における曲げモーメントの時刻歴をF.F.T.によって24cpm～72cpm, 72cpm～120cpmおよび120cpm以上の3つの周波数成分に分離したものを示す。これらの周波数領域はそれぞれ2節、3節および4節以上の船体固有振動数に対応している。図5.2.5.10をみると各周波数領域では最初のスラミングで生ずるホイッピングによる曲げモーメントの大きさは、剪断変形の有無にかかわらずそれほど変わらない。

しかしながら、2回目のスラミング後のホイッピングの2節振動成分は、船体をTimoshenko梁とみなした時の方がEuler梁とみなした場合に比べて小さくなっている。これは、ホイッピングを起こしている状態で衝撃力を受ける時のホイッピングの位相が異なるためであると考えられる。出会い周期をT<sub>e</sub>, Timoshenko梁、Euler梁とみなした時の2節振動の周期をそれぞれT<sub>2T</sub>, T<sub>2E</sub>とすると、この計算例では、

$$T_e = 6.6 \times T_{2T}$$

$$T_e = 7.1 \times T_{2E}$$

であり、剪断変形を考慮した時はホイッピングを押さえるようなタイミングで2回目のスラミングが発生し、剪断変形を考慮しない時はホイッピングを増大させるようなタイミングで2回目のスラミングが発生している。

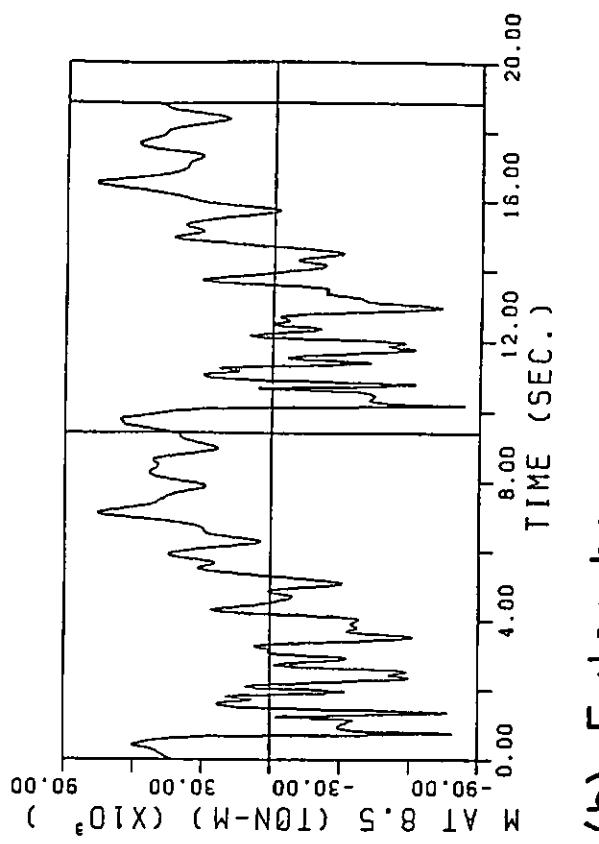
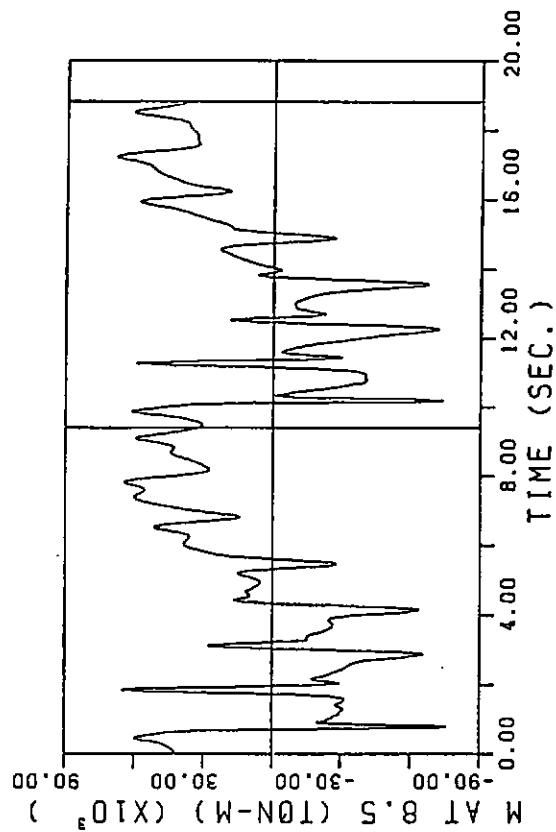
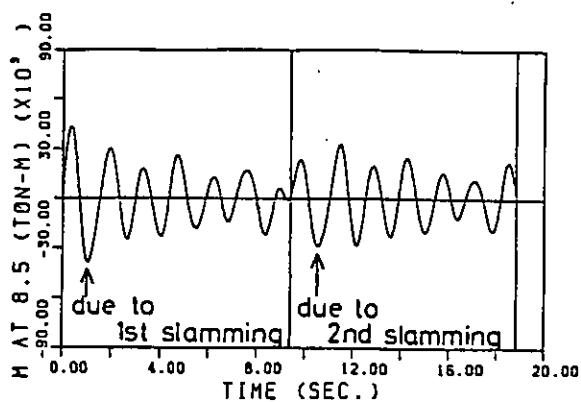
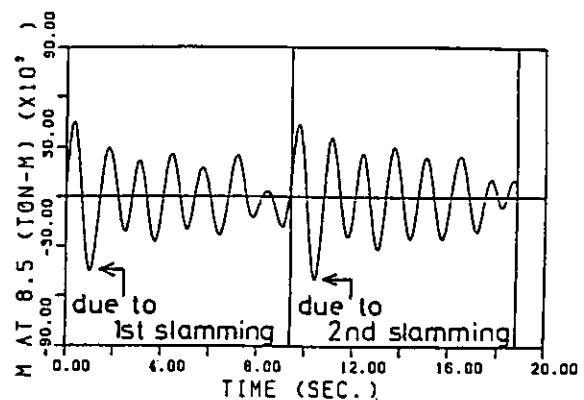


図 5.2.5.9 S.S.8号における曲げモーメントの時刻歴(ばら積貨物船)

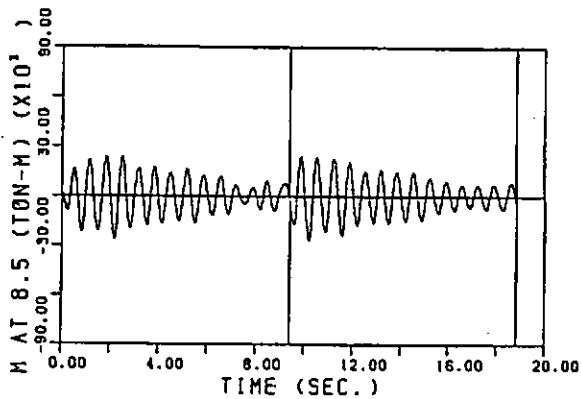
(a) Timoshenko beam



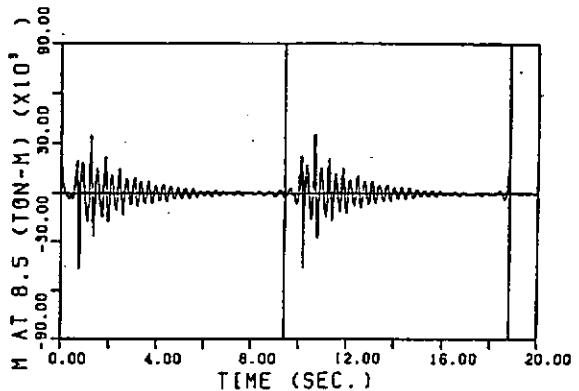
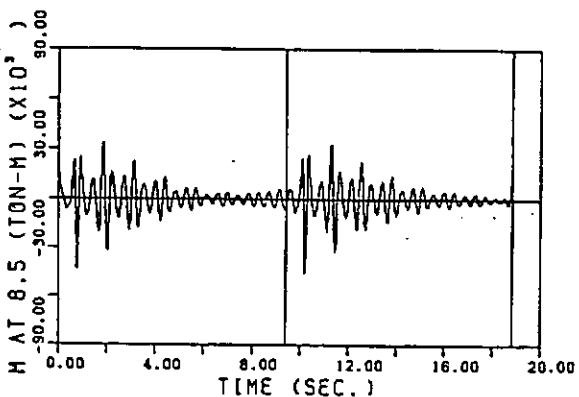
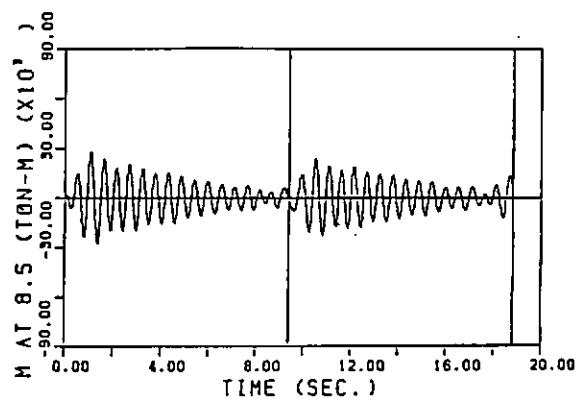
(b) Euler beam



24 cpm ~ 72 cpm



72 cpm ~ 120 cpm



120 cpm ~

図 5.2.5.10 S.S. 8 1/2における曲げモーメントの周波数分析(ばら積貨物船)

#### ④ 高次振動の影響

本項の計算では船体の剪断変形を考慮し、流体力係数として close - Fit 法による値を用いた。

まず、ばら積貨物船についての計算結果を検討する。図 5.2.5.11 に剛体運動を表わす 2 つのモードおよび 2 節、3 節振動モードの合わせて 4 つの固有モードを採用したモード解析と、有限要素法による運動方程式を直接時間積分した場合の比較を示す、S . S . 8 ½における加速度は直接積分法によると船底衝撃直後に激しく変動する。S . S . 8 ½における曲げモーメントにも高次振動の影響が表われ、スラミング直後のピーク値がホギング側、ザギング側とも 4 モードによるモード解析に比べて大きくなっている。図 5.2.5.12 に示す曲げモーメントの最大値分布をみると、高次振動の影響によって船首部付近で曲げモーメントが増大している。

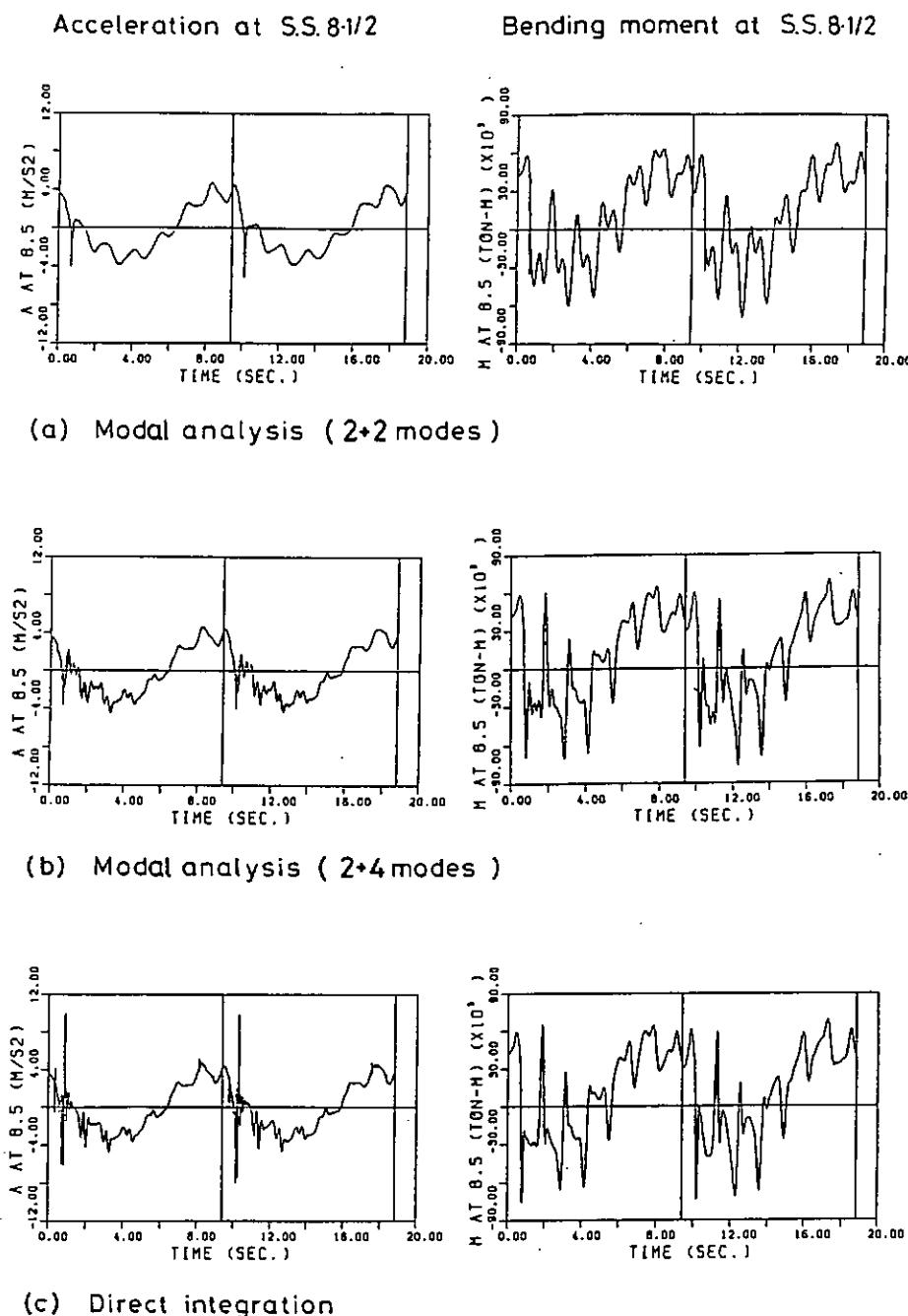


図 5.2.5.11 加速度および曲げモーメントの時刻歴(ばら積貨物船)

S.S. 9½においてはスラミング直後に、曲げモーメントがホギング、サギングとも最大になるが、この時刻での曲げモーメントと剪断力の船長方向分布を図 5.2.5.13, 14 に示す。直渉時間積分による場合は、船首部付近で局部的なたわみによる曲げモーメントが生じており、また剪断力は図 5.2.5.13 では船長方向に急激な変化をみせ、図 5.2.5.14 では 4 モードによるモード解析に比べて大きくなっている。これらは、直接積分法によって船体の高次振動成分を考慮した場合船首部での加速度が激しく変動し、それに対応する流体外力および慣性力の影響によるものと考えられる。なお、剪断力の船長方向分布の形状は、船首部での曲げモーメントの船長方向に対する変化率が、直接積分法による計算でかなり大きい事をよく説明している。

図 5.2.5.11 に示す 5 節振動までの 6 つの固有モードを用いたモード解析による結果をみると、この計算例での高次振動成分は主として 4 節、5 節振動である事がわかる。船型、載荷状態、海象、航行状態によって激しいスラミングが発生する場合には、2 節、3 節振動のみではなく、4 節振動以上の高次振動モードを考慮しなければならないといえる。

次に、コンテナ船についての計算結果を図 5.2.5.15 に示す。この計算例でも有限要素法による運動方程式を直接時間積分する方法によると、S.S. 8½における加速度は激しく変動する。ところが、S.S. 8½における曲げモーメントには高次振動の影響はほとんど表われていない。これは、ばら積貨物船における船底スラミングに比べて、コンテナ船におけるバウクレアスラミングでは流体衝撃力の発生している時間が長く、高次振動をあまり誘起しないためと考えられる。

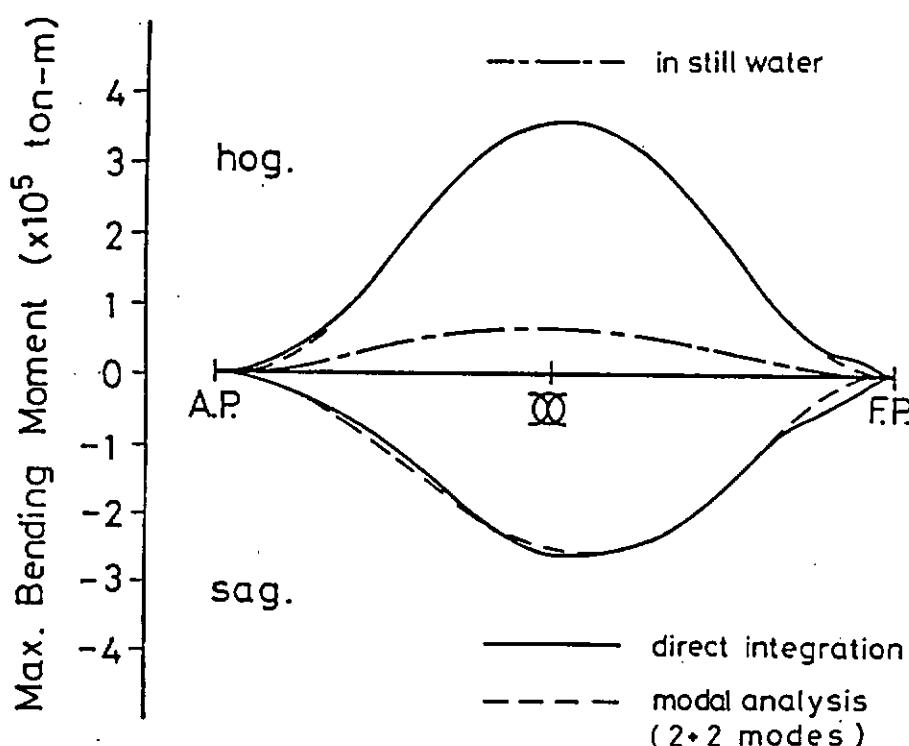


図 5.2.5.12 最大曲げモーメントの船長方向分布（ばら積貨物船）

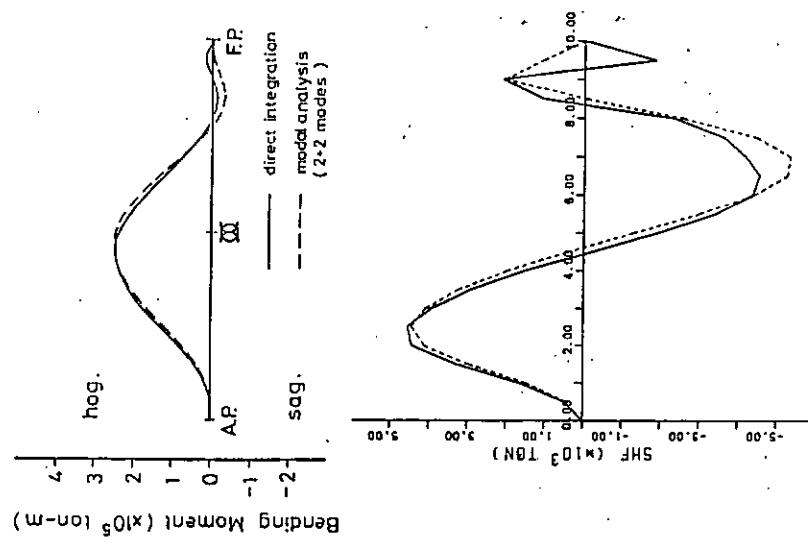


図 5.2.5.13 曲げモーメント、剪断力の船長方向分布（ばら積貨物船、S.S. 9 1/2でのホギングモーメントが最大である時刻）

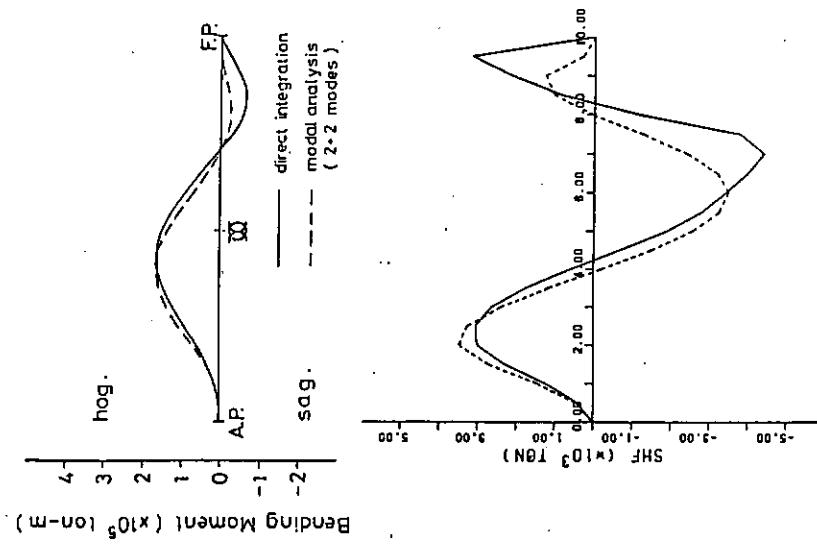
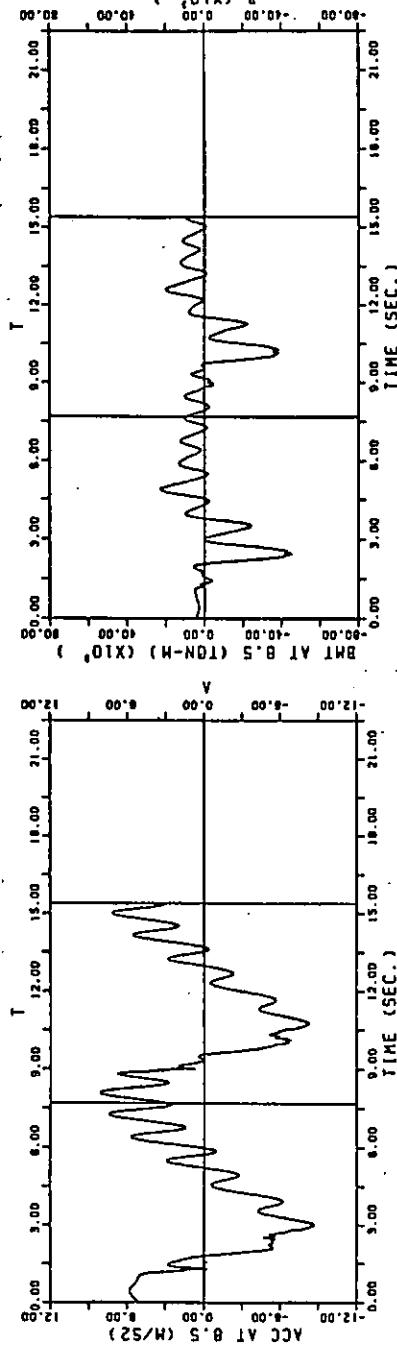
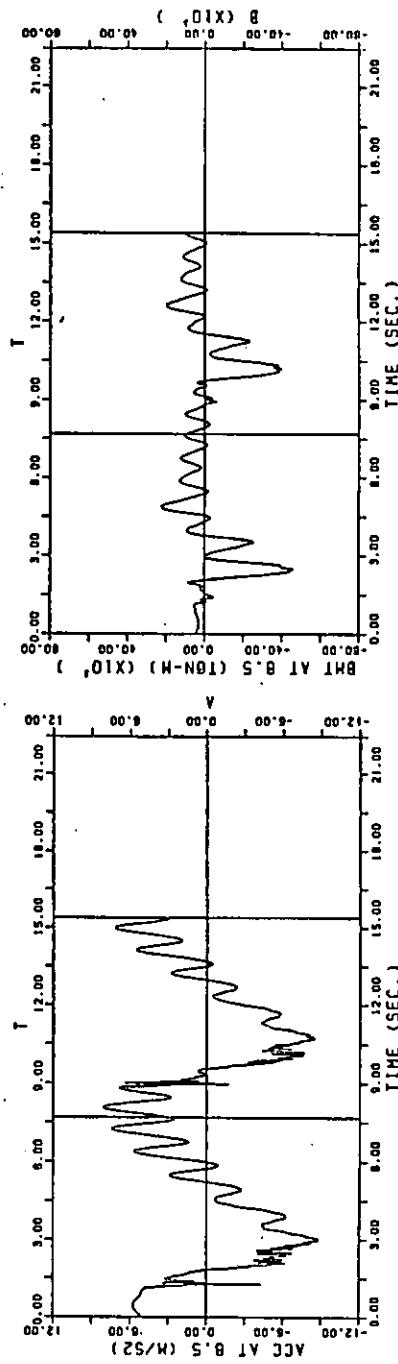


図 5.2.5.14 曲げモーメント、剪断力の船長方向分布（ばら積貨物船、S.S. 9 1/2でのサギングモーメントが最大である時刻）

Bending moment at S.S. 8-1/2



(a) Modal analysis (2+2 modes)



(b) Direct integration

図 5.2.5.15 加速度、曲げモーメントの時刻歴(コントラ版)

## ⑤ 曲げモーメント、剪断力の計算法

曲げモーメント、剪断力を外力の積分形で求める場合と変位の微分形で求める場合の比較を、ばら積貨物船の計算を通じて行なう。

図 5.2.5.16 に、変位の展開関数として一様断面オイラー梁の固有モードを用いた場合と変断面チモシェンコ梁の固有モードを用いた場合の、曲げモーメントの最大値分布を示す。計算は、近似流体力係数を用い、3 節振動までの 4 モードによるモード解析で行った。一様断面オイラー梁の固有モードを用いた場合は S. S. 2 ~ 8 におけるサギング側（一侧）の最大曲げモーメントが、外力の積分による方法と変位の微分による方法の間で 1 割程度の差があるが、変断面チモシェンコ梁の固有モードを用いた場合は両者はほぼ一致する。

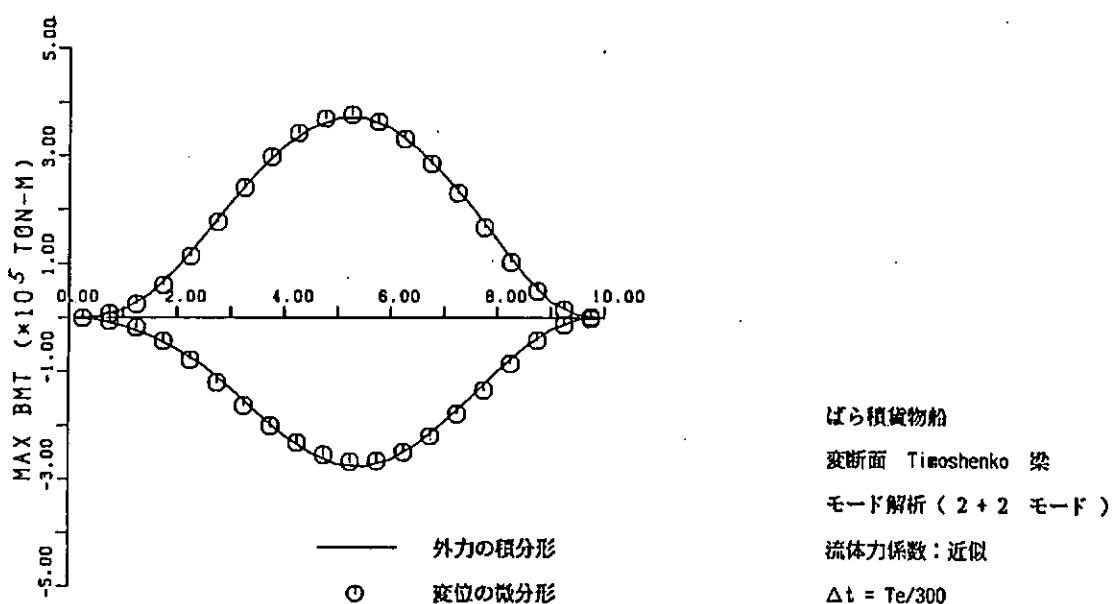
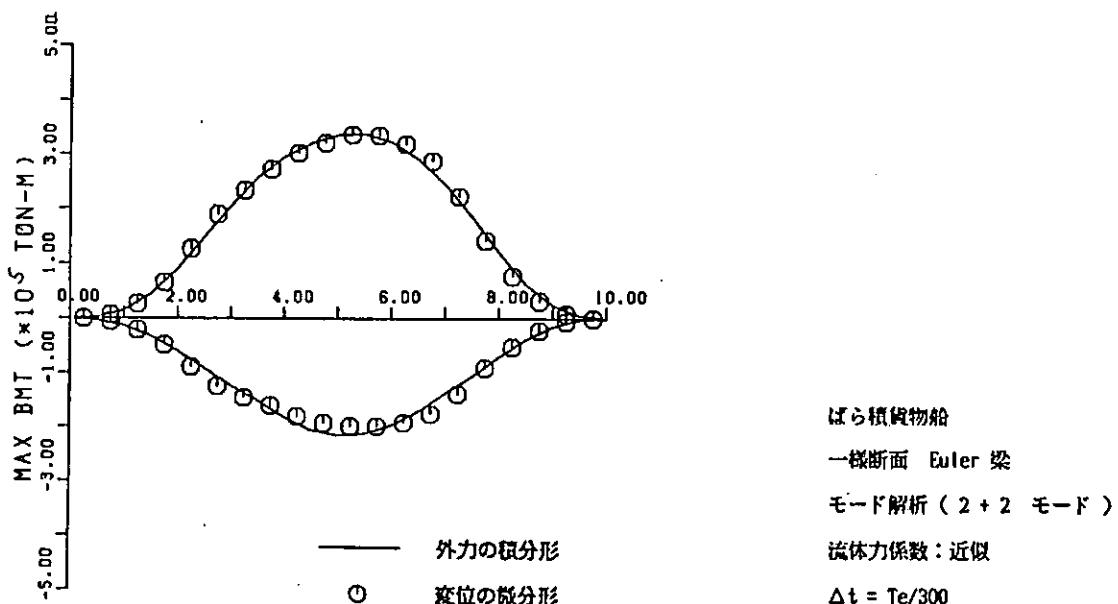


図 5.2.5.16 最大曲げモーメントの船長方向分布（ばら積貨物船）

図 5.2.5.17 に、3 節振動までの 4 モードによるモード解析と有限要素法による運動方程式の直接時間積分による剪断力の最大値分布を示す。この計算では、船体の剪断変形を考慮し close - Fit 法による流体力係数を用いた。モード解析では差のある変位の微分形と外力の積分形による剪断力は、直接時間積分法を用いた時は S . S . 7 ~ 9 の十側を除いてほぼ一致する。

変位の展開関数をより正確により高次まで採用すれば、船体に作用する曲げモーメント、剪断力は変位の微分形によっても精度よく求められる事がわかる。

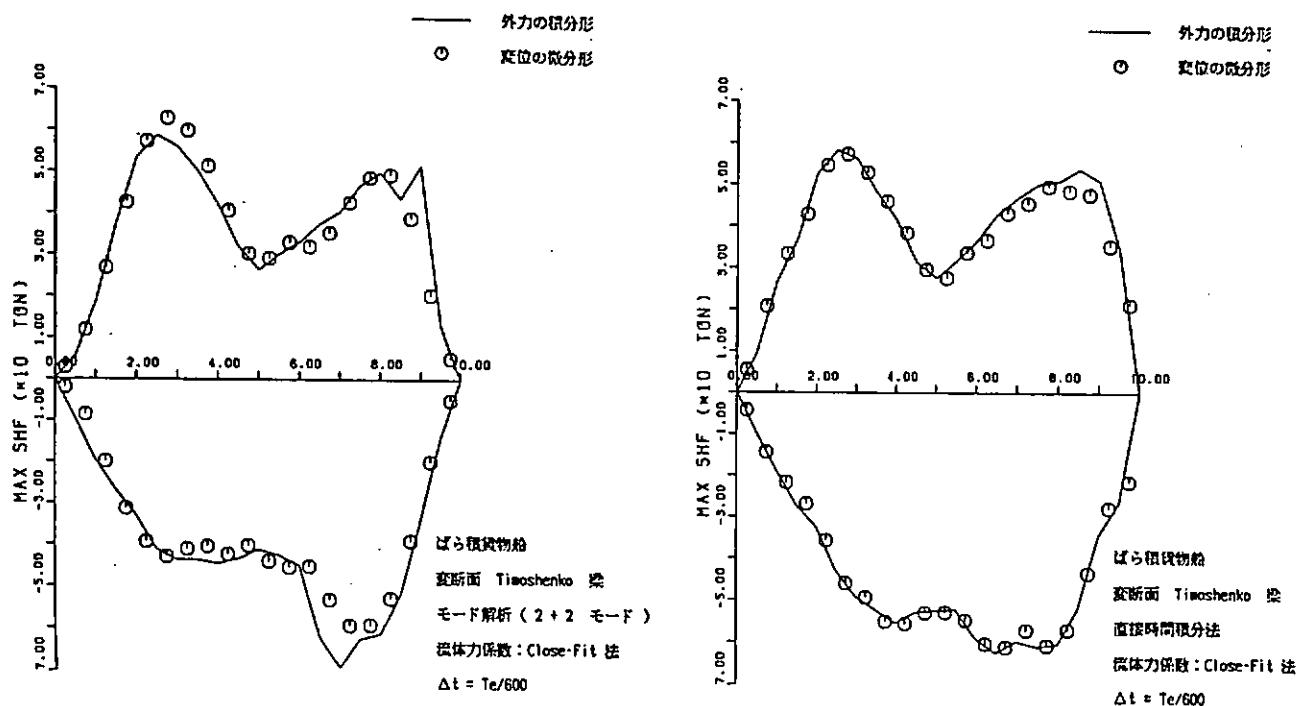


図 5.2.5.17 最大剪断力の船長方向分布（ばら積貨物船）

### (3) 基準プログラム TSLAMとの比較

流体力係数として近似値を用い、3 節振動までの 4 つの一様断面オイラー梁に対する固有モードを使ったモード解析を、時間ステップ内での繰り返し計算なしでプログラム V で行なった計算結果は、基準プログラム TSLAM と同じになるはずである。この比較を行った。

図 5.2.5.18 に示すように、曲げモーメント、剪断面の最大値は船体各断面において、プログラム V と TSLAM は 5 %以内で一致した。船体中央における剪断力の時刻歴を図 5.2.5.19 (a), (b)に示す。これも、両プログラム間でよく一致している。

ところが、時間ステップ内で繰り返し計算を行なうと繰り返し計算を行なわない場合に比べて、船体中央での剪断力におけるホイッピング成分は小さくなる。（図 5.2.5.19 (b), (c)）時間ステップ内の繰り返し計算によって計算結果はより正確な値に近づいていると考えられる。

ただし、繰り返し計算を行なわずに時間きざみ  $\Delta t$  を  $\Delta t = T_e / 600$  と小さくした計算は、 $\Delta t = T_e / 300$  で繰り返し計算を行なったものとはほぼ一致する。従って、時間積分を行なう際に時間ステップ内で繰り返し計算を行なわない場合には、時間きざみ  $\Delta t$  を小さくして精度をあげる必要がある。

#### (4) 実験との比較

プログラム V による波浪中の船体応答計算法の妥当性を調べるために、規則波中の実験との比較を行なった。比較の対象としたのは昭和 58 年度に行なわれた鉱石運搬船に対する弾性模型実験と昭和 57 年度に行なわれた 716TEU コンテナ船に対する弾性模型実験である。実験の詳細は文献 2), 3) を参照されたい。

静水中における船体振動の固有振動数の計算と実験の比較を表 5.2.5.3 に示す。計算と実験とでは最大 13 % の差がある。弾性模型実験では接着材、塗料による材料の硬化等の影響によって、模型船の剛性を正確に推定するのが難しいと言われており、そのために実験と計算の固有振動数が一致しないと考えられる。

このような理由により、弾性模型船の船体振動において、剪断変形を曲げ変形から明確に分離する事は難しいと考えられるので、模型船に対する計算においては剪断変形の影響は検討しない。また、弾性模型船は減衰が高くさらに局部振動の影響によって高次の振動成分が明確に表われないので、高次振動の影響の検討も行わない。

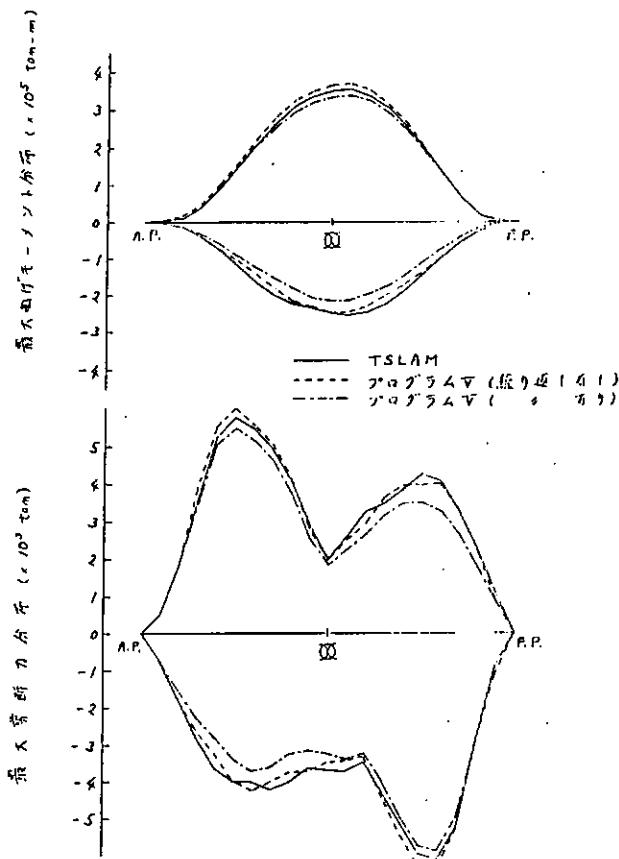
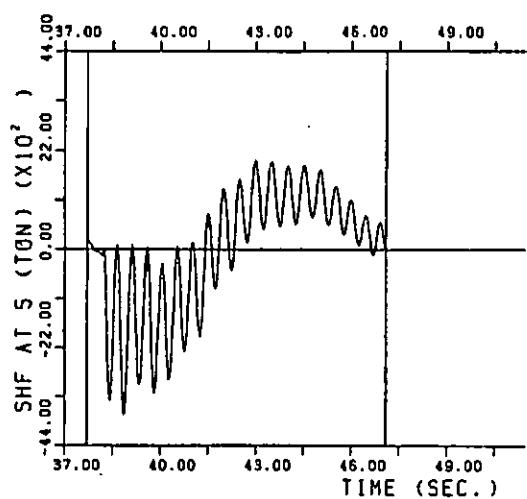


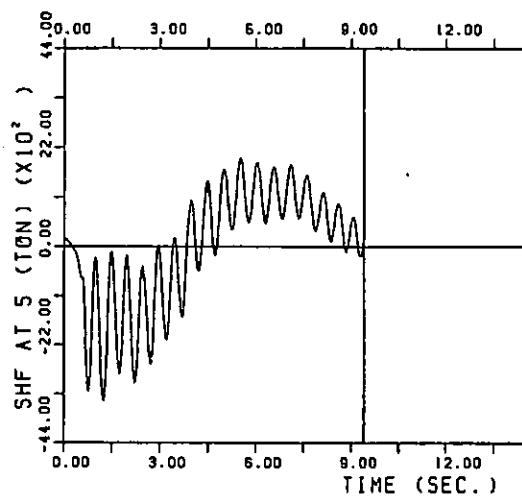
図 5.2.5.18 最大曲げモーメント、剪断力の船長方向分布  
(近似流体力係数、一様断面オイラー梁、モード解析、  
(4 モード),  $\Delta t = T_e / 300$ , ばら貨物船)



(a) TSLAM

繰り返し計算なし

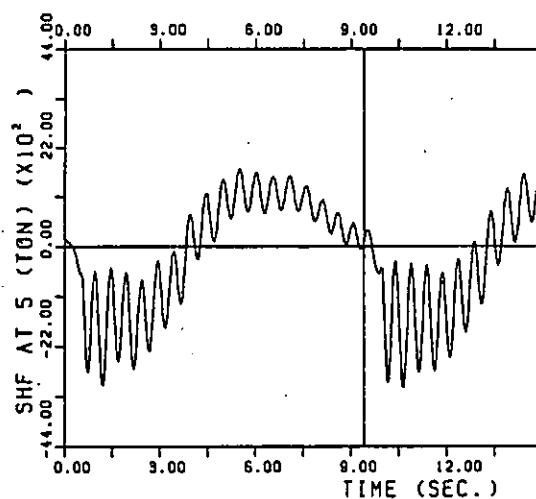
$$\Delta t = Te/300$$



(b) プログラム V

繰り返し計算なし

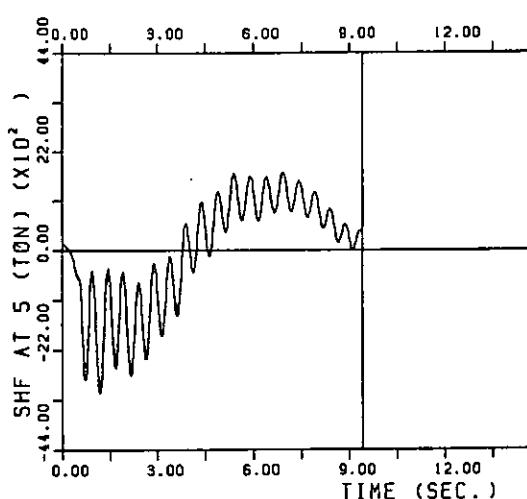
$$\Delta t = Te/300$$



(c) プログラム V

繰り返し計算あり

$$\Delta t = Te/300$$



(d) プログラム V

繰り返し計算なし

$$\Delta t = Te/600$$

図 5.2.5.19 船体中央における剪断力の時刻歴(ばら積貨物船)

① 鉱石運搬船

図 5.2.5.20 ICバラスト状態,  $F_n=0.1$ ,  $\lambda/L=0.8$ ,  $\chi=180^\circ$ ,  $H_W=0.1949m$  (実船で1.64m)での波浪中の船体応答の計算結果を示す。

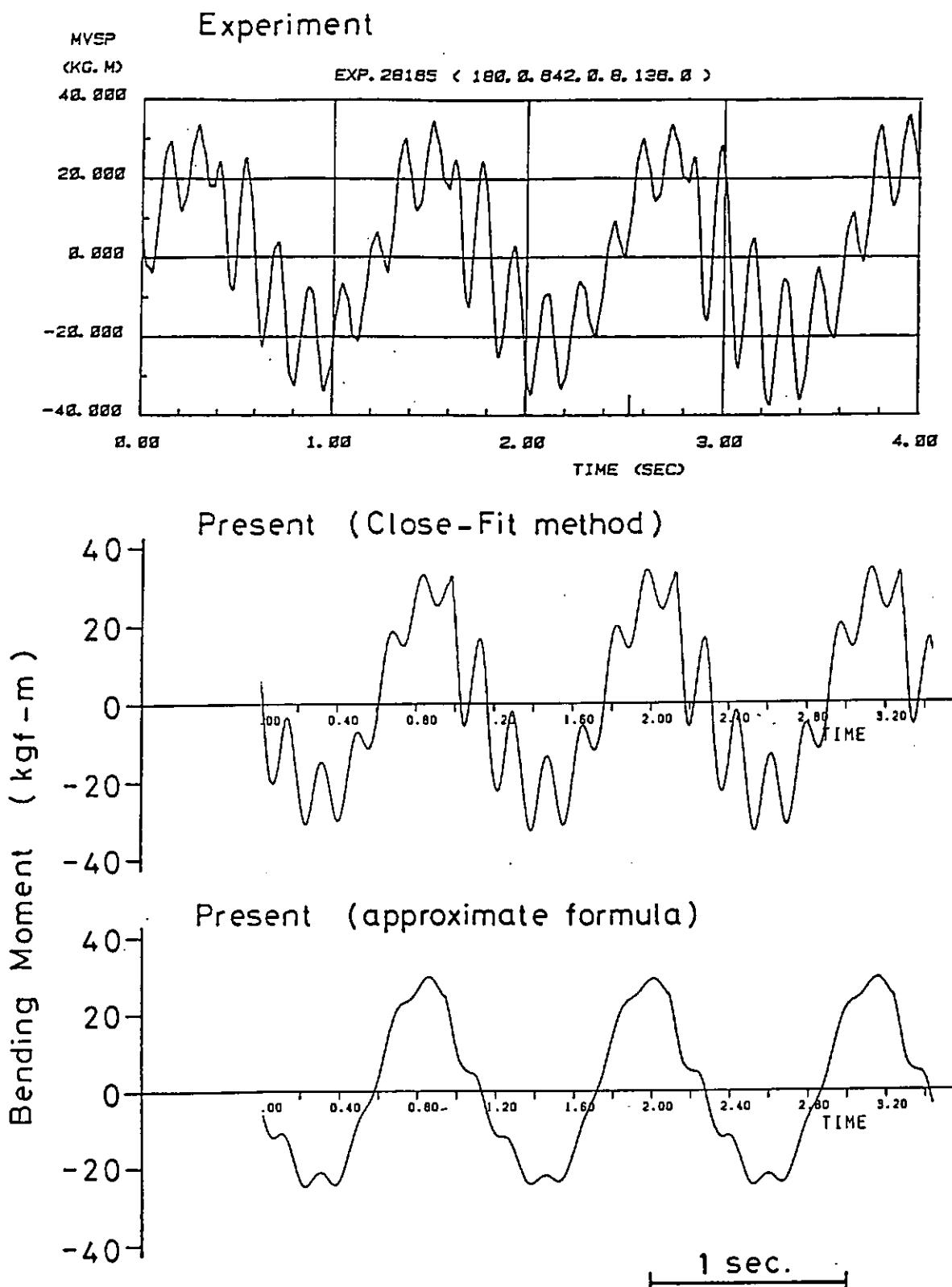


図 5.2.5.20 船体中央における曲げモーメントの時刻歴(鉱石運搬船)

船体の固有振動数が計算と実験で異なるために、曲げモーメントの時刻歴の波形も計算と実験で多少違うが、流体力係数として close - Fit 法による値を用いた計算はほぼ実験結果と合っている。また、図 5.2.5. 21 に示す曲げモーメントの最大値の船長方向分布も実験によく一致している。これに対し、近似流体力係数を用いた場合はホイッピングが小さく、曲げモーメントの最大値も実験より 2 割程度小さい。

この計算例から肥大船の波浪中の応答がプログラム V によって精度よく求められるといえる。特に、計算に用いる流体力係数としてより正確な値を採用する事によって、計算結果は実験計測値とよく一致する。

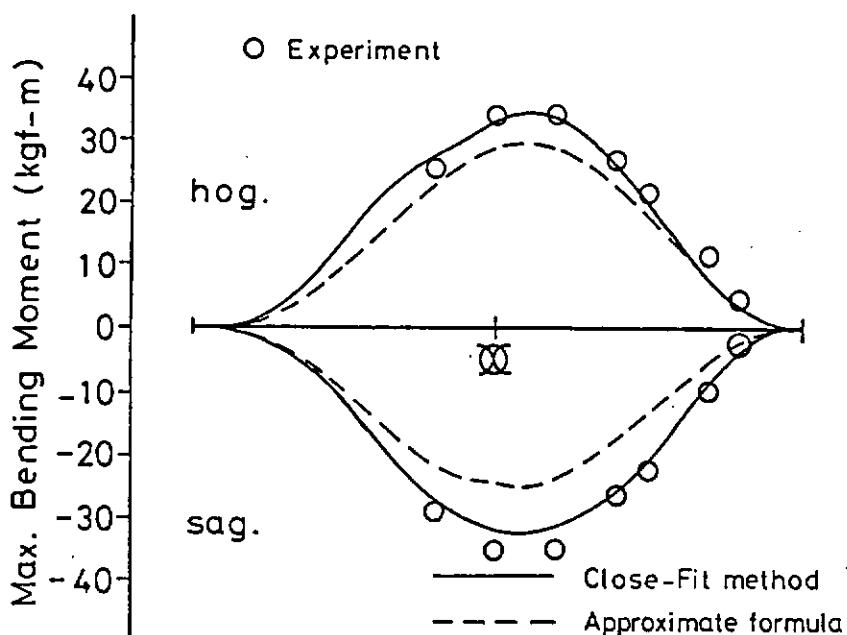


図 5.2.5.21 最大曲げモーメントの船長方向分布（鉱石運搬船）

## ② 716TEUコンテナ船

実験との比較を行なった条件は、

$$F_n = 0.2, \lambda/L = 1.0, \chi = 180^\circ, L/H_W = 14.56 \quad (\text{実船で } H_W = 12m.)$$

$$F_n = 0.1, \lambda/L = 1.0, \chi = 157.5^\circ, L/H_W = 14.56 \quad (\text{実船で } H_W = 12m.)$$

である。構造減衰係数  $\eta$  は、2 節振動の対数減衰率  $\delta = 0.267$ 、円振動数  $\omega_2 = 59.7 (1/S)$  より、 $\eta = 0.00142$  とした。

計算結果を図 5.2.5.22, 23 に示す。流体力係数として close - Fit 法による値を用いた計算の方が、近似流体力係数を用いた場合に比べて、ホイッピングが小さく実験結果に近い。しかしながら、close - Fit 法による流体力係数を用いた場合でも曲げモーメントの時刻歴の波形は実験結果とよく一致しているとはいえない。特にスラミング直後の波形は計算と実験との間にかなりの差がみられ、計算ではスラミング直後に実験に比べて大きな曲げモーメントが発生している。

この原因としては、バウフレア部での流体衝撃力  $f_{imp}$  が過大に算定される可能性あるいは船底スラミングとバウフレアスラミングの時間差と模型船の固有振動数との関係が、固有振動数の計算における誤差によって、計算と実験とで違っている可能性があげられる。

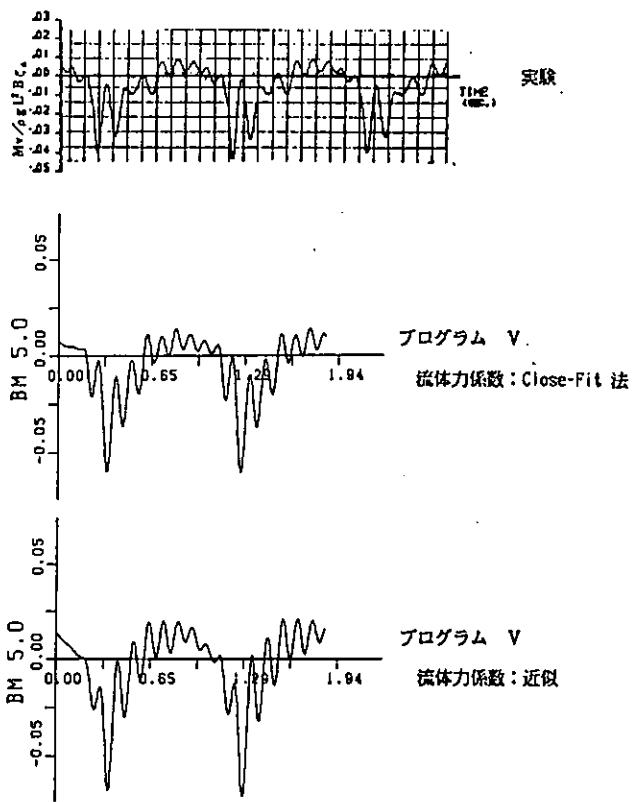


図 5.2.5.22 船体中央における曲げモーメント (716TEU コンテナ船  
 $F_n=0.2, \lambda/L=1.0, \chi=180^\circ, L/H_w=14.56$ )

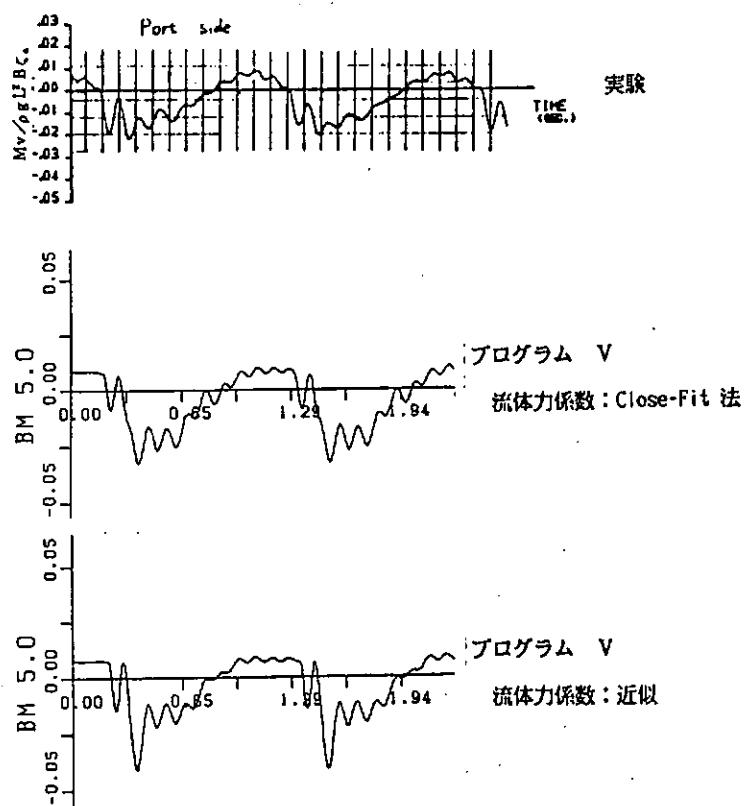


図 5.2.5.23 船体中央における曲げモーメント (716TEU コンテナ船  
 $F_n=0.1, \lambda/L=1.0, \chi=157.5^\circ, L/H_w=14.56$ )

## (5) まとめ

プログラムVにおける検討項目について比較計算を行ない、それらの検討項目が波浪中の船体に作用する曲げモーメント、剪断力の計算結果に及ぼす影響を調べ以下の結論を得た。

- ① 計算に用いる流体力係数の違いは、船体の剛体運動の計算結果に影響を及ぼし、その結果スラミングの際の船体と波面の相対速度等が変化し衝撃力の大きさが変わる。このため、船体に作用する曲げモーメントの大きさに、流体力係数は直接的な影響をもつ。二次元的により正確な流体力係数を用いた計算は実験と良好な一致を示し、精度の高い流体力係数を用いる必要のある事が確認された。
- ② 剪断変形を考慮しない場合、変位の展開モードとして変断面梁のモードを用いても一様断面梁のモードを用いても、波浪中の船体応答の計算結果はほとんど変わらない。
- ③ 船体の剪断変形を考慮すると船体の固有振動数の計算結果が低下し、そのため波浪中の船体に作用する曲げモーメントの時刻歴における2節、3節および4節振動以上の各振動成分の重なり方が変わり、曲げモーメントの最大値も変化する。船体の剪断変形を考慮することによって船体の固有振動数はより正確になると考えられるので、剪断変形を考慮する必要がある。
- ④ ばら積貨物船の船底スラミングのように激しい衝撃力が働く場合には、4節振動以上の高次振動成分の影響が船体に作用する曲げモーメントに表われる。従って、激しいスラミングが生じる場合には高次振動成分を考慮する必要がある。
- ⑤ 曲げモーメント、剪断力は外力の積分形で求めるのが適当であるが、変位の展開関数をより正確により高次まで採用すれば変位の微分形でも精度よく求められる。

## 参考文献

- (1) W. Frank, "Oscillation of cylinder in or below free surface of deep fluid", N.S.R.D.C. Report 2375, 1967.
- (2) "波浪中の船体応答に関する研究報告書", 日本造船研究会, 第194研究部会, 昭和58年3月.
- (3) 同 上, 昭和59年3月.

## 5.2.6 まとめ

本研究委員会ではTSLAMをベースとして、波浪中船体応答を計算するプログラムを新たに作成することとしたが、新プログラムに盛込むべき機能を決めるために検討すべきであるとして、種々の項目が挙げられたことは5.2の冒頭に述べたとおりである。これら要検討項目の一部については、すでに昨年度検討されたが、本年度の検討に残された問題も多い。<sup>1)</sup>

本年度は本研究委員会に参加した各機関で独自に作成中であった船体応答計算プログラムも完成し、昨年度から繰り越された要検討項目の検討も完了した。その結果は5.2.1より5.2.5までに記載されているが、複数の研究機関が単一の検討項目を検討していることもあり、本節では検討の成果を整理してまとめておくこととした。

### (1) 非線形流体力の計算法

船体弹性応答を引起すスラミング衝撃力の考え方には現在、impact slammingとmomentum slammingの2通りの考え方がある。前者のimpact slammingの考え方とは、船体が波面に衝突する際の衝撃圧の大きさを空間的かつ時間的分布を含めて決定し、これにより船体に加わるスラミング衝撃力を求めるものであるのに対し、後者のmomentum slammingは船体が水中に没してゆくに際し、流体運動量の時間変化からスラミング衝撃力を求めようとするものである。momentum slammingの考え方によれば船底スラミングのみ

ならず船首フレアスラミングによる衝撃力も容易に算定しうることから、本研究委員会参加各機関が作成した計算プログラムではいずれもこの考え方に基づき非線形衝撃力を求めている。しかし、スラミングに伴う局部荷重の推定には *impact slamming* の考え方方がより直接的であるが、この考え方で船体全体の応答を求めるには、局部荷重の空間的かつ時間的分布を知る必要がある。現状ではこのような分布を推定する方法は確立されておらず、スラミングに伴う船体応答を *impact slamming* で計算するには、これらの分布について、経験的な推定によらざるを得ない部分が多い。しかし、今後はスラミングに伴う船体局部荷重の解析とホイッピング応答の解析を同時に進めることも要求される可能性があり、現時点においても *impact slamming* と *momentum slamming* の考え方を整理しておく必要があろう。本研究委員会では、この点まで踏込んだ比較はできなかつたが将来の研究課題として挙げておく。

## (2) 流体力係数の評価法

前項に述べた *momentum slamming* の考え方で非線形衝撃力を算定する際の付加質量としては周波数無限大の場合の値を使用すればよいことがわかっているが、ホイッピング応答の実用的計算法においてはその周波数の選択および断面形状の近似法に種々のバリエーションがありうる。

同様のこととは、剛体としての波浪中船体運動を取り扱う場合にも問題となる。

### (i) 剛体運動に及ぼす流体力係数の影響

波との出会い周波数で変動する剛体運動の大きさが船体断面の流体力係数の算定法により相違し、その結果スラミング衝撃力の大きさおよびスラミングに伴うホイッピング・モーメントにも明らかな差異が生ずる。したがって、流体力係数も出来るかぎり正確に計算するのが望ましい。(プログラムV)。

### (ii) 弹性振動に対する流体力係数の影響

弹性振動に対応する流体力係数は十分大きい動揺周波数に対して計算されるのが普通で、流体力係数の計算値の主な相違は付加質量計算における断面形状の近似法にあるといってよい。付加質量の値いかんにより各振動モードの固有周期は微妙に変化し、したがってスラミングによって引き起されるホイッピング振動の各成分の重なり具合に明確な差異の生ずることがあり、振動モードに対する付加質量も正確に求めておくのが望ましい(プログラムV)。

## (3) 船体弹性応答の取扱い

これについては次の3点が要検討項目として挙げられた。

### (i) 剪断変形の考慮の有無による弹性応答の相違

### (ii) モード展開法におけるモードの次数の影響

### (iii) 振動モードの解析において船体を一様断面梁として取扱うか、変断面梁として取扱うかの相違による影響

これらの項目については、プログラムIV, Vでそれぞれ独立に検討された。

以下、順に検討成果を要約する。

### (i) 剪断変形の影響

剪断変形を考慮すれば、考慮しない場合に較べ各振動モードの固有振動数は低くなる。これため、前述の付加質量の評価法の相違に関して述べたと同様の影響がスラミングに伴うホイッピング振動の時刻歴に現われ、剪断変形を考慮するか否かで、ホイッピング振動の各成分の重なり具合に明確な差異が生ずる。

最初のスラミングで発生するホイッピングの曲げモーメントの大きさに対する剪断変形考慮の有無の差は小さくても、つづいて発生するスラミングの重なり具合に差が生じ、剪断変形を考慮するか否かで一方の場合が他方の場合より大きな曲げモーメントを生じうる。

## (ii) 高次モードの影響

高次モードの影響は対象船型のいかんによって異なるようであり、今回の調査の結果は次のとおりである。

### (a) ばら積み貨物船

船底スラミングが主であるこのような船型で激しいスラミングが生じる場合、スラミング直後の船首部曲げモーメントの計算に含ませる振動モードを3節振動までとしたのでは不十分で、4節振動以上の高次振動成分を考慮する必要がある（プログラムV）。

### (b) コンテナ船

ホイッピングの曲げモーメントの計算では3節の振動モードまでを考慮すればほぼ十分である（プログラムIV, V）。これは、コンテナ船においては船首フレアスラミングによる衝撃力の作用時間が長く、高次振動を誘起しにくいためであると考えられる（プログラムV）。

## (iii) 変断面梁近似と一様断面梁近似の相違

- (a) 変断面梁として2節および3節の振動モードを計算した結果は、加振試験より実測した振動モードと良く一致し、一様断面梁近似では一致度が悪い（プログラムIV, V）。
- (b) しかし、同じオイラー梁の仮定の下では、一様断面梁とするか、変断面梁とするかで3節振動までの固有振動数はさほど違わない。しかし、剪断変形を考慮すると前述のように固有振動数は明らかに低下する（プログラムV）。
- (c) 曲げモーメント、剪断力の波浪荷重を、3節振動モードまでを考慮に入れ変位の微分から求める場合、一様断面梁とするか、変断面梁とするかで明らかな差異が生ずる（プログラムIV）。しかし、変位の展開関数として変断面チモシェンコ梁の高次モード関数を採用すれば、変位の微分から求められる曲げモーメントおよび剪断力も流体外力、自重、慣性力などを直接積分して得られる値に近い（プログラムIV, V）。
- (d) 縦曲げモーメント、縦剪断力の波浪荷重は流体外力、自重、慣性力から求めるのが最も直接的であるが、横曲げモーメントをこの方法で求める場合、船体振動モード形として変断面梁近似によるものと一様断面梁近似によるもののいずれを用いても計算結果に顕著な相違は生じない（プログラムIV, V）。

## (4) 甲板上打込み水の影響

弾性模型による波浪中航走実験において船底スラミング、船首フレアスラミングのほかに甲板上に打込む水の衝撃力によって、甲板応力および船体上下加速度に衝撃的な波形が記録されたことは昨年度までの報告書に記載されているとおりである。このため、プログラムII, III, IVではそれぞれ独自の考え方により甲板上打込み水によるホイッピング・モーメントの計算法を提案し、試計算結果と実験結果を較べている。

- (i) プログラムIIでは船首相対水位と衝撃力の大きさを関係づける実験式を、実験によって計測された船体上下加速度の応答から衝撃力を逆算することにより求めているが、この実験式に基づく試算例では、甲板上打込み水による曲げモーメントの変化は極く僅かで、実験で記録された程ではない。
- (ii) プログラムIIIでは船首がすくいこむ水が甲板上を流れ、甲板上の構造物に当る所で衝撃圧が発生するというモデルで打込み水によるホイッピングを計算している。その結果、実験によって計測された加速度の衝撃応答と似た現象が得られたが、衝撃発生に時間的ななずれがあるとともに、計算値は量的にも小さいなど衝撃力発生のモデル化に改良の余地がある。
- (iii) プログラムIVでは甲板を越えた海水が船体の存在および船体運動によって乱されず、船体との相対速度で甲板上を移動すると仮定して曲げモーメントの時刻歴を試算した。その結果、打込み水を考慮しない計算にくらべ曲げモーメントの振動成分は小さくなり、実験の時刻歴に近づく傾向のあることを明らかにした。<sup>1)</sup>しかし、プログラムII, III, IV、のいずれの考え方も、すぐに実用上有効な計算結果を与えるという域にまでは

達しておらず、甲板上打込み水の影響については今後の研究にまつところが大きいといわざるを得ない。

#### (5) 軸力の影響

プログラムⅠで検討した大型ばら積み貨物船のような肥えた船型では、軸力を考慮に入れた方が船首部での甲板応力の計算と実験値との対応がよくなるといえる。ただし、本計算では軸力による曲げモーメントは考慮されておらず、軸力は中立軸の高さに作用すると仮定していることに注意を要する。

#### (6) ストリップ法の相違

プログラムⅠではストリップ法として当初S.T.F法<sup>2)</sup>を用い、後にO.S.Mに変更した計算も実行しているので、ストリップ法としてO.S.Mを用いるか、より正確なS.T.F法を用いるかによる相違を知ることができる。S.T.F.法を用いた場合の弾性応答の計算値は実験値よりも小さめで、波浪強制力をO.S.Mの方法で計算した方が、船首付近の相対運動の計算値もS.T.F法による値より大きく、弾性応答の計算結果も実験値との一致度がよくなる傾向がある。

しかし、この結果のみより、S.T.F法とO.S.Mの妥当性を云々するのは早計で、波高や波長を微妙に変えた計算による振動成分の出方が顕著に変ることもあるので、両計算法の得失を比較するには、さらに多くの船型および種々の計算条件の下での比較計算をする必要があろう。

#### (7) 斜め波中航走時の波浪荷重の取扱い

本年度はとくに斜め波中の船体応答について新たに実験ないし計算を行うことはしなかったが、昨年度までの検討によって次のような事実が明らかにされている。<sup>1)</sup>

- (i) 正面向波( $\chi=180^\circ$ )から斜め向波( $\chi=157.5^\circ$ )までの範囲では、船首スラミングの発生に直接関係する船底露出を起す限界波高、縦搖、船首部上下加速度の相違は僅かで、したがってスラミングに伴うホイッピング・モーメントについても $\chi=180^\circ$ から $\chi=157.5^\circ$ 位までの間では、波との出会い角 $\chi$ にあまりよらない。
- (ii)  $\chi=135^\circ$ 程度の斜め波になると船底露出が起こりにくく、縦搖、船首部上下加速度も $\chi=180^\circ$ から $\chi=157.5^\circ$ までの場合と差異が目立ちはじめ、縦曲げモーメントの出会い周波数成分および2節振動成分の減少が顕著となる。

また、 $\chi=135^\circ$ の斜め波中では縦曲げモーメントにおける船体縦運動と横運動の干渉も小さく、したがって船体構造強度上からは正面向波に近い斜め波中で船体応答を調べておけば実用上十分とそえる。

最後に本計算法に対する若干の付記事項を記して締めくくりとする。

- (i) 本計算法を適用すると、しばしば船尾スラミングが生ずる場合に遭遇する。RO/RO船などのように船尾の水面付近の形状が特異な形状をした船では実際に船尾スラミングが問題となる場合がある。しかし、本計算法では航走時の船尾付近の入射波の変形等を考慮していないので、計算による船尾スラミングの発生を直ちに現実の船尾スラミングと結びつけることは注意を要する。船尾スラミングの計算による予測については今後さらに検討してゆく必要がある。
- (ii) スラミングが発生しない場合においても本計算法による非線形波浪荷重の推定は有効で、曲げモーメント剪断力の正負のピーク値が顕著に異なることも予測可能である。

#### 参考文献

- (1) 日本造船研究協会、第194研究部会「波浪中の船体応答に関する研究報告書」、研究資料 No.375 (1984)
- (2) Salvesen,N., Tuck, E.O. and Faltinsen, O.: "Ship Motions and sea Loads." Trans.SNAME, Vol.78 (1970)

## 6. 結 言

本 SR194 部会は昭和 57 年度に設置され、3 年計画で研究を進めたが、本年度をもって所期の成果をあげて終了することになった。本部会は運輸省で実施中の「異常海難防止システムの総合研究開発」を側面から支援するものであり、船舶の波浪中におけるいわゆる異常海難の実態を明らかにし、安全運航のための基礎資料を得ることができた。

本部会によって得られた主な結果はつぎの通りである。

1. 波浪中を航行する船に生ずる応力を定量的に定める計算プログラムを完成した。これによる計算結果は弾性模型による実験結果と満足すべき一致を示した。
2. 次に重要な影響をもつスラミング圧発生のメカニズムを明らかにした。これによって、上記計算プログラムの基礎になっているスラミング衝撃が運動量変化によって表わし得ることと、スラミングによる衝撃圧力の伝播のメカニズムが明確になった。
3. 肥満船型の場合の厳しいスラミング発生の条件を定め、安全運航のための基準が得られた。
4. 付随的な成果であるが、弾性模型による水槽試験の技法を確立した。

このように極めて満足すべき結果が得られたが、今後この成果の上に、運輸省の「船載型安全運航支援システム」の完成が期待されている。さらにこの方面的研究が大いに伸展し、いわゆる異常海難が絶対に起らなくなる日の近いことを切望している。

最後に、本部会の活動に御支援をたまわった運輸省海上技術安全局・日本船舶振興会および各研究実施機関に心からの感謝を捧げる。