



Title	追波中を航行する船の復原性に関する研究
Author(s)	梅田, 直哉
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3058261
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

追波中を航行する船の復原性 に関する研究

平成3年3月

梅 田 直 哉

追波中を航行する船の復原性に関する研究

平成3年3月

梅 田 直 哉

追波中を航行する船の復原性に関する研究

目次

第1章 緒論	4
第1.1節 漁船の転覆海難と法的規制の現状	
第1.2節 復原性基準のコンセプトの変遷	
第1.3節 新しいコンセプトの提案	
第1.4節 追波、斜め追波航行中の転覆への応用	
第1.5節 本論文の構成	
第2章 波乗り現象	10
第2.1節 波乗り現象の模型実験	10
2.1.1 緒言	
2.1.2 波乗り現象の模型実験法	
2.1.3 運動方程式	
2.1.4 抵抗変動を計測する模型実験	
2.1.5 結果と考察	
2.1.6 結言	
第2.2節 規則波中の抵抗変動	14
2.2.1 緒言	
2.2.2 座標系と定式化	
2.2.3 速度ポテンシャル	
2.2.4 抵抗変動の解析的表現	
2.2.5 数値計算結果	
2.2.6 結言	
Appendix 1 Froude-Krylov仮説による抵抗変動	
第2.3節 規則波中の波乗り現象	29
2.3.1 緒言	
2.3.2 運動方程式と前後揺れ	
2.3.3 位相面による解析	
2.3.4 波乗り現象についての考察	
2.3.5 結言	
第2.4節 不規則波中の波乗り発生確率	39
2.4.1 緒言	
2.4.2 波乗り発生の統計理論	
2.4.3 計算例と考察	
2.4.4 結言	

第3章 復原力喪失による転覆	46
第3.1節 規則波中の復原力変動	46
3.1.1 緒言	
3.1.2 復原力変動機構とその推定法	
3.1.3 復原力計算法	
3.1.4 模型実験による復原力計測	
3.1.5 結果と考察	
3.1.6 結言	
第3.2節 不規則波中の復原力変動	52
3.2.1 緒言	
3.2.2 復原力の統計理論	
3.2.3 不規則波中の復原力計測実験	
3.2.4 結果と考察	
3.2.5 結言	
第3.3節 不規則波中の転覆確率の評価	59
3.3.1 緒言	
3.3.2 基本的な考え方	
3.3.3 定常船体運動	
3.3.4 波による復原力変動	
3.3.5 非定常船体運動	
3.3.6 転覆確率	
3.3.7 計算例と考察	
3.3.8 結言	
Appendix 2 波の山に出会うときの結合確率密度	
第3.4節 不規則波中の転覆の数値実験	71
3.4.1 緒言	
3.4.2 シミュレーション・モデルの考え方	
3.4.3 シミュレーション・モデル	
3.4.4 不規則波中の横揺れ	
3.4.5 不規則波中の転覆	
3.4.6 結言	
第4章 結論	79
謝辞	82
参考文献	83
図表一覧	88
図表	92

第1章 緒論

第1.1節 漁船の転覆海難と法的規制の現状

1988年度の海上保安白書および漁業白書によれば、漁船の海難は依然全船舶中約47%と高い割合を占めている。そのうち漁船員の死亡につながる転覆事故は13.1%にのぼる。ここで、1年間の転覆事故件数をその年に使用された総漁船隻数で割ることにより、1年当たり1隻当たりの転覆発生率を定義することができる。先の漁業白書より、1983年から87年までの5年間のこの転覆発生率は 4.86×10^{-4} と計算され、しかも年を追って減少する傾向にはない。一方、英国運輸省統計による英国漁船の同じ定義の転覆発生率は 0.9×10^{-4} である。(1973~77年)¹⁾。許容される危険率については、これまでの研究からその標準値が固まってきたとされる。それは、人命が危険にさらされる場合には、1年当たり1システム当たり 10^{-6} から 10^{-7} という値である。²⁾このような標準値と比べると、日本、英国など漁船の転覆発生率は極めて高いと言わざるをえない。高い事故率が漁業への労働力確保に対し暗い影を与えていることは否定し難い現実であろう。

転覆事故を防ぐためには、言うまでもなく復原性基準が定められている。わが国の旅客船に対しては1956年に「船舶復原性規則」が制定され、以後旅客船の転覆事故は1958年の南海丸を除いて生じていない。一方漁船に対しては、1964年に制定された「動力漁船の性能の基準」が20トン以上の許可基準となっているほか、「小型漁船安全基準(1972年)」が3~20トン漁船の指導基準とされている。しかしながら、前述のように漁船の転覆発生率は現在なお高く、これらの基準では不十分であると考えられる。1972年以降も漁船の復原性研究は続けられ、追波航行時の転覆の危険性を模型実験やシミュレーションで確かめるなどの多くの成果を生んできている。けれども、それらの研究成果は、基準として現場に反映されることがなく、結果的には役に立ってきたとはいえない。その原因は、研究を基準へ反映するコンセプトが1950年代から進歩しておらず、その後の研究を反映することができずにいるためであると思われる。そこで本章では、新たな復原性基準策定へのコンセプトを示し、現場へのフィードバックを考慮して本研究の位置付けを行う。

第1.2節 復原性基準のコンセプトの変遷

基準策定コンセプトとして最初に登場したのが経験則である。1939年にRaholaは、北海の漁船はじめ小型船の多数のデータから経験的な復原性基準を発表した。その後IMCOはこのRaholaの基準をもとにA.167(客船・貨物船)およびA.168(漁船)を1968年に勧告した。ここでは、復原力曲線の面積と形状、最大復原てこの生じる角度、メタセンター高さについて外力にかかわりなく一定値以上であることを要求している。このような経験則が「第一世代」のコンセプトといえる。

一方、日本では、より物理的な基準が1950年代に制定された。その中核をなすのが乙基準であり、渡辺の研究³⁾に基づくものである。(なおその考え方は1910~1920年代の英・独の論文にさかのぼることができる。)ここではその概略をみتينることとする。

Fig.1-1において、船は定常風により定傾斜する。そして定傾斜角まわりに波によって片振幅 θ_0 の横揺れを行う。最も風上側に傾いた瞬間に突風が作用し、1.5倍の風圧モーメントを受ける

と考える。このとき風による仕事 a が動復原力 b を越える、すなわち

$$c = b/a \geq 1 \quad (1.1)$$

ならば、船は転覆しない。なお、船の横揺れは、渡辺の有効波傾斜係数と $N=0.02$ という横揺れ減衰力係数から求め、波嶮度は Sverdrup-Munk の嶮度と波齢の関係より横揺れ周期から求める。そして風速については、多数の船の実績データから基準が有意になるよう定められ、実際の海象とは直接関係しない。「動力漁船の性能の基準」では風速 18 m/sec 、⁵⁾ 「小型漁船安全基準」では航行時間により 15 または 10 m/sec と定められている。⁶⁾ 以上のように、この基準は風や波の外力下での物理現象に即している。しかし一方、風速については経験データから安全率的に決められている。本研究ではこのコンセプトは、「物理則+安全率」という、「第2世代」のものとすることとする。このコンセプトが「第1世代」のそれに優るものであるという認識はその後世界的に広まり、1977年のトレモリノス漁船安全条約で「第1世代」の基準に加えて言及されるようになった。さらに1985年には45 m以上の漁船と24 m以上の客船、貨物船に対しA.562としてIMOから勧告され、24~45 mの漁船についてもほぼ同様の勧告が採択される方向にある。A.562では、横揺れの計算法などに改良が行われたほかは日本の乙基準と同様であり、風速は 26 m/sec とされた。また、乙基準では考慮されていない海水打ち込みについても、この「第2世代」のコンセプトから基準化する C_1 、 C_2 、 C_3 係数の考え方が土屋より1971年に発表されている。⁶⁾

さて、物理則が経験則に優る理由は何であろうか。それは、経験データの範囲を越えて基準が適用できるということである。例えば、今後の産業の構造の変化により新しい船型が求められるとき経験の蓄積を待つことなしにかつ安全に船型開発が可能となる。また遊漁船のように客船と漁船の中間のような船種では両方の基準の整合性が問題となるが、物理則ならば不都合は生じない。さらに世界各地の気象・海象はさまざまであり、その地に適した船型や漁法が長年の伝統として存在している。それに対して一部の水域の一部の国の経験データからのみ基準を作ることは国際的な公平さを欠くことになる。例えば、A国の漁船は幅が狭く復原力が相対的に弱いが角型で減衰力は強く、これに対してB国の漁船は復原力が相対的に強いが丸型で減衰力は弱いとする。それに対して復原力のみを規制するA.168ではA国の漁船のみが著しく不利となるということになりかねない。復原性基準には、物理的に転覆を左右するあらゆる要因を考慮することが不可欠となるわけである。経験則ではこのような点に柔軟に対応できず“応用がきかない”といえる。

以上、物理則が経験則に優る点について述べた。ただし注意すべきは、「第2世代」の基準ではこの物理則のメリットをフルには生かせないということである。なぜなら安全率が経験的に決定されているため一部の手直しがあると安全率そのものも同時に決め直すことが必要となるからである。例えば、乙基準で N 係数のみに新しい推定法を導入することはできず、基準全体の見直しとなってしまう。この点に現在の進んだ造船学の研究が復原性基準へ反映されなかった1つの原因がある。

第1.3節 新しいコンセプトの提案

この「第2世代」の限界を越えるものとして期待されるのが、「第3世代」のコンセプトであ

る。それは一言でいうならば、“物理則+信頼性工学”であると著者は考えている。信頼性工学は、経験的な安全率に替えて、破壊確率（ここでは転覆確率）を尺度として、それを許容危険率以下とする考え方である。⁷⁾ 許容危険率そのものは初めに述べたように社会的、経済的な観点から定められる。そしてそれ以外の点はすべて科学的な合理主義により決定される。このため研究の成果を基準の一部に取り入れることは容易である。このように信頼性工学の究極の姿は経験データを最後の一線まで利用しない点にある。この信頼性工学は、宇宙、航空、原子力、土木、機械の分野では研究が進み実用化されているところも多い。最近では、船舶や海洋構造物の構造設計への導入も検討されている。⁸⁾ 主に構造力学の分野が中心であり、静的な破壊がその対象となることが多い。一方、船の転覆は動的な非線形現象であり、信頼性工学の直接的な応用は難しく、独自の工夫が求められる。英国などではいくつかの先駆的な試み¹⁾はあるが多くの仮定のもとに議論されており現行の乙基準と比較できるレベルにはない。しかし、他の先端産業の動きからみてもいずれ船舶の分野でもこのような基準策定が実用化されることは間違いないところと思われる。けれども数十年先ではなく数年先の問題として考えると「第3世代」の基準策定はまだ実現可能とは思われない。その理由としては、造船業界、水産業界そして管海官庁が新しい信頼性工学のコンセプトを受け入れることに時間を要することがあげられる。また基準の施行にあたっては、現場の計算能力の強化が必要となる。また法規化にあたっての諸問題も避けることができないと予想される。このような点から、数年先の利用には「第3世代」の基準をそのままという形では難しい。しかしながら、技術行政には長期的視点が求められ、また近年の産業の構造の変化から船舶の機能変化も急となるものと予想される。この情勢下で朝令暮改でない技術行政を行うためには、短期的にも「第3世代」コンセプトを過渡的に利用すべきであると考えられる。その方法は次の3つが挙げられる。

1つは、「第2世代」の基準の“検定”とそれによる改良である。現行の「第2世代」の基準をクリティカルに満足する船舶に対して、「第3世代」のコンセプトによりその船舶の転覆確率を評価すると、現行基準の許容する危険率が逆に求まる。これから、現行基準の安全率を合理的に修正する指針が得られる。また追波中の基準など現行のものがなく各国からの基準案がいくつか提案されている場合、その良否を判断することが可能となる。また将来「第3世代」を全面的に採用する場合にも、この検定、修正された「第2世代」の基準は既にその内容を先取りしており、その移行はスムーズなものとなろう。

第2の利用法は、新船型あるいは特殊船型へのダイレクト・キャリキュレーションの活用である。近年SWATH、SESやwave piercerなど新船型の研究開発が盛んである。その場合管海官庁はこれらの船舶の安全性を考慮して許可、不許可の判断を迫られることになる。ところが現行基準はこれらの船型の実績を反映して安全率を定めているわけではないからその判断の助けとはならない。そこで「第3世代」のコンセプトによりその新型船舶の転覆確率を直接計算させよう。たうえで、現行基準の許容危険率と比較すれば、その判断は公平かつ首尾一貫したものとなろう。このことは造船所あるいは船主の新船型開発の意欲を促進させることになり、日本の海事産業が時代に遅れずに革新され、その競争力を高めることに結びつく。

第3の利用法は、操船指針への応用である。「第2世代」の基準は本質的に復原性が十分か否かという2値的な判断に終始し、応用が効かない。これに対して「第3世代」ではその中間での評価が海象に応じて可能である。漁船を例にとると、このコンセプトより海象予報の情報を利用する出漁、操業、避難の指針を作ることができる。造船所あるいは漁協で作成されるこの操船指

針が船員に役立てば、漁船の安全性向上に寄与するところが多い。またこれらの「第3世代」のコンセプトを船上コンピューターに取り入れ人工知能として使うならば、将来の省人化あるいは無人化船舶へのステップとなりうるであろう。

第1.4節 追波、斜め追波航行中の転覆への応用

乙基準やA.562は横波に対する基準であるが、船乗りの間では横波よりもむしろ追波、斜め追波航行中が危険であると言われている。追波中の復原性を扱った研究の歴史は古いが、1962年以降のKastnerやRodenに始まる自航模型船の自然水面での転覆実験によってその危険性は研究者の間にも広く認識されるようになった。⁹⁾

Paullingら¹⁰⁾は、やはり彼らのサンフランシスコ湾における自航模型船の転覆実験から、斜め追波中の転覆モードを次の3種類に分類できると主張している。

- a) low cycle resonance
- b) pure loss of stability
- c) broaching

斜め追波中の船は、その没水形状が静水中のそれと異なるため横復原力が変化する。すなわち、船の中央に波の山がくると復原力は減少し、波の谷がくると復原力は増加する。このような復原力の周期的な変動は、パラメーター励振としての大振幅横揺れの発達に結びつく可能性がある。このような転覆モードは、low cycle resonanceあるいはparametric oscillationと呼ばれ、固有周期の横揺れが発達していく。ただし、規則追波中での実験例¹¹⁾¹²⁾は多いが、不規則波中での転覆発生例は極めて希であるといわれている。¹¹⁾¹⁰⁾¹³⁾

また斜め追波中では波と船の出会い周期が長くなることから、波の山での復原力の減少は長時間続き、船は転覆の危険にさらされる。この転覆モードは、pure loss of stabilityと呼ばれ、転覆実験の中では最も観測例の多いものである。

さらに斜め追波中の船は、波によってその位相速度まで加速され、波とともに進む波乗り現象を生じることがある。そのとき舵効きは静水中よりも劣化して操縦不能につながり、激しい旋回を経て転覆に至ることもある。この操縦不能の現象をbroachingといい、波乗り現象がその必要条件となっている。¹⁴⁾

このような状況から、IMOへもいくつかの追波中の復原性基準案が提出されるに至っている。そのうち旧西ドイツからの案¹⁵⁾は、不規則斜め追波中の多数の模型実験結果からA.167への修正係数をもとめたものであり、「第一世代」のコンセプトすなわち“経験則”によるものである。そして模型実験において先の3つのモードすべてが観測されたことから、3つのモードすべてに対する基準であるとしている。

これに対して、旧東ドイツ・ポーランド案¹⁶⁾は、最も危険なpure loss of stabilityについての基準である。そこでは、不規則追波中の復原力を計算し、復原力喪失時間が船固有の転覆時間を越えるとき転覆とみなす論理に従っている。この案は、安全率を考慮した物理則としての色彩が濃く、「第2世代」のコンセプトによるものといえる。なおこの案の問題点は、船の転覆時間が外力に対して独立といたいがたいことで、第3章で詳細に議論される。またKuoら¹⁷⁾は、規則追波中の復原力変化を考慮して、風圧による仕事と動復原力のバランスから安全を判定する方法を提案している。乙基準の方法を横波から追波へ形式的に拡張したもので「第2世代」に属するものであろう。ただし仮定の横揺れを考えるなど現実の物理現象との関連は不明確である。

このように現在までに発表された追波中の復原性基準案は、古いコンセプトによるもので1. 2節で述べたような欠点があるほか、横波基準と比べても物理現象の反映という意味で不十分な点が多い。

そこで前述の”物理則+信頼性工学”という「第3世代」のコンセプトをこの斜め追波中の転覆に応用し、船の安全に役立てることを考えてみよう。そのとき必要になるのは、追波、斜め追波中の転覆確率を求めることである。

まずlow cycle resonanceについては、不規則波中実験での観測例が少ないことから、本研究では詳細な検討を行わない。ただし、第4章においてこのモードによる転覆確率の推定法について著者のビジョンを述べることにする。そこでpure loss of stabilityとbroachingによる転覆確率を考えることになる。

Pure loss of stabilityは、最も重要な現象であることから、その転覆確率の研究もいくつか示されている。Grimはこの方面の先駆者であり、復原力変動という非線形現象を確率論的に扱ううえで重要な有効波のコンセプトを1961年に発表した。¹⁸⁾ この有効波のコンセプトは復原力を扱うものであるから、さらに転覆確率に言及するには転覆に至るダイナミクスを考慮していく必要がある。有効波のコンセプトを用いてこの転覆確率を推定する研究としてKrappinger¹⁹⁾やVermeer²⁰⁾の試みがあるが、このダイナミクスの部分において現実の物理現象と対応しているとはいいがたい。すなわちKrappingerは有効波の変位があるレベルを越えるとき転覆とみなし、Vermeerは動復原力が定常風の仕事をある時間以上連続して越えるとき転覆と考えているにすぎない。そこで本研究では、復原力についてはGrimの有効波の考えに従い、転覆のダイナミクスは非線形力学系の観点から眺め、それらを確率過程理論により統一的に取り扱うこととする。

次に、broachingによる転覆確率についての研究は皆無といってよい。その難点は大きく2つある。一つは斜め追波航行中の波による旋回モーメントの理論推定が未だ十分でないことであり、^{21) 22)} もう一つは、surge、sway、roll、yawといった多自由度連成の非線形現象であるためその初期値依存性が複雑なことである。しかし一方、波乗り現象がbroachingの必要条件であることは明らかにされているので、broachingによる転覆確率は波乗り発生確率よりも小さい。このためbroachingによる転覆確率の推定に代えて波乗り発生確率を推定することは安全側になって実用上有用である。そして波乗り現象はsurgeについての1自由度の運動とみなせるので、先の2つの難点は解消され、実際的な研究が可能となる。そこで本研究では、追波中の波乗り発生確率をbroachingに対する第3世代コンセプトの指標と考える。

以上より、本研究の目標は、”波乗り発生確率”と”復原力喪失による転覆確率”の推定法を示すこととなる。このことによって、新しいコンセプトによる追波、斜め追波中の漁船の転覆海難の発生率減少に現実性を与えることができよう。

第1.5節 本論文の構成

第1章では、漁船などの船舶の海難を減少させるための新しいコンセプトを紹介し、その実現を図るという観点から、本研究の目標を「波乗り発生確率と復原力喪失による転覆確率の理論的推定法の構築」に設定した。

第2章では、波乗り発生確率の推定法について述べる。まず模型実験により波乗り現象の再現を行う。次に、波乗りの原因となる抵抗変動について流体力学的に検討する。一方、波乗りの運動力学について非線形力学系としての解析を行い、その初期値依存性を明らかにする。以上の決

定論的な研究成果を確率過程理論の立場から見直し、不規則波中の波乗り発生について議論する。

第3章では、復原力喪失による転覆確率の推定法について述べる。まず模型実験により規則追波中の復原力変動の特性を明らかにするとともに、その復原力変動を流体静力学的に推定する方法を示す。次に、確率過程理論を利用し不規則波中の復原力の推定法を導き、その実験的検証を行う。さらに、非線形力学系としての立場から、復原力喪失による転覆の運動力学的性質を明らかにする。以上の成果を踏まえて、不規則斜め追波中の転覆確率推定法を提案し、ランダム・シミュレーションによる検証を行う。

第4章では、第2、3章の成果をまとめるとともに、その成果を新しいコンセプトにより復原性基準や操船指針に反映していく展望を述べ、本研究の結論とする。

なお、本研究の主要な部分は、下記のように、国内学会や国際会議の論文集へ印刷公表され、またはその予定である。

- [1] 梅田直哉：船の波乗り現象について、日本造船学会論文集、第152号、1983、p.192.
- [2] 梅田直哉、神山保：規則波中の船の波乗り現象、関西造船協会誌、第213号、1990、p.63.
- [3] 梅田直哉：不規則波中の船の波乗り現象、関西造船協会誌、第213号、1990、p.75.
- [4] Umeda, N.: Probabilistic Study on Surf-riding of a Ship in Irregular Following Seas, Proceedings of the Fourth International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Naples, 1990, p.336.
- [5] 浜本剛実、梅田直哉、重広律男、西村佳孝：追波中の船の復原力変動に関する研究、関西造船協会誌、第185号、1982、p.49.
- [6] Umeda, N. & Yamakoshi, Y.: Experimental Study on Pure Loss of Stability in Regular and Irregular Following Seas, Proceedings of Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Vol.1, Gdansk, 1986, p.93.
- [7] Umeda, N., Yamakoshi, Y. & Tsuchiya, T.: Probabilistic Study on Ship Capsizing due to Pure Loss of Stability in Irregular Quartering Seas, Proceedings of the Fourth International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Naples, 1990, p.328.
- [8] 梅田直哉、山越康行：斜め追波中の復原力喪失による船の転覆確率の評価、日本造船学会論文集、第169号、1991、(印刷中)。
- [9] 梅田直哉、有路実、山越康行：斜め追波中の復原力喪失による船の転覆確率の評価(第2報)、関西造船協会誌、第216号、1991、(投稿中)。

第2章 波乗り現象

第2.1節 波乗り現象の模型実験

2.1.1 緒言

荒天下、追波状態で航行する小型高速船にとってbroachingは最も危険な現象のひとつである。broachingとは、波乗り現象を起こしたうえ、波の下り波面で急速な回頭運動を起こすものを指す。このbroachingの検討を行うためには、一般的な耐航性研究のように横運動だけを分離して扱うのではなく、前後運動である波乗り現象との連成の解析が不可欠となる。さらに、broaching発生の必要条件に波乗り現象があることに着目すれば、波乗り現象の防止がbroaching対策として極めて有効といえる。以上の観点から本章では、波乗り現象のメカニズムを明らかにし、その発生確率を推定する方法を導く。

波乗り現象のメカニズムを解明する第1歩として、本節では、模型実験によって水槽内で波乗り現象を再現し、その運動を記述できる数学モデルの検討を時間領域シミュレーションを通じて行った。実験的に波乗りを再現した例は、本研究に先立つ Cane & Goodrich²³⁾、Boese²⁴⁾、藤野の研究²⁵⁾、そして本研究以後の菅ら²⁶⁾のものがある。このうち、Boeseは時間領域シミュレーションによる時系列レベルの比較も行っている。本節の成果はこれらの研究に比べて、波乗り専用の実験装置を作ることによって精度よい実験を行い、計算とのよい一致を得たことにある。

27)

2.1.2 波乗り現象の模型実験法

実験は曳引台車をもつ長水槽において、横傾斜せず真追波を直進する場合に限定して波乗り現象の再現を行うこととした。実験装置は、Fig.2-1-1に示すようにsurge、heave、pitchを自由とし、sway、yaw、rollを拘束するもので曳引台車に搭載される。また波は水槽端の空気式造波機によって規則波を発生させた。模型船は水密とし、自航モーターを搭載した。なお計測項目はsurge、heave、pitchでポテンシオメーターによって検出した。そして同時に曳引台車に固定したサーボ式波高計により水面変位を計測し、刻々の波と船との相対位置を求めた。

実験手順は次のとおりである。まず模型船の後方で造波機により波を発生させる。波が水槽中央付近に達したところで曳引台車を走行させる。台車の速度が一定になった後、所定の波と船との相対位置のところでsurgeの固定を解く。そして曳引台車に対する相対変位としてのsurge、heave、pitchというかたちで運動を計測する。台車速度と水面変位、台車に対する相対変位から波と船の相対位置が計算できることになる。この実験法では、追波中で模型に、波との相対初期位置と初期速度を任意に与え、以後波と船の相対前後運動を正確に計測できる。なおsurgeの可動範囲は約1.8mである。このsurgeの可動範囲を越えたとき、また水槽端に曳引台車が近づいたとき実験を打ち切ることとした。

本節の実験に用いた模型船は、9.9トン型小型底曳網漁船の1/6.4模型で、その主要目をTable 2-1 に、船体線図をFig.2-1-2 に示した。この船は、日本海沿岸で運用されており、このクラスの漁船では荒天時の波乗りの発生は珍しくないといわれている。²⁸⁾

2. 1. 3 運動方程式

座標系はFig.2-1-3のように、入射波の谷を基準とした慣性座標系O- $\xi\eta\zeta$ を用いた。船の沈下量を ζ 、trimを θ 、そして船尾方向に最も近い入射波の谷と船体重心の距離を ξ とする。また波の振幅を a 、波長を λ 、位相速度を c とする。このとき波と船の相対位置を波長との比で表わすと、次のような表示となる。すなわち船体重心が波の谷にあるとき $\xi/\lambda=0$ 、上り波面では $\xi/\lambda=0.0\sim0.25\sim0.5$ 、波の山では $\xi/\lambda=0.5$ 、下り波面では $\xi/\lambda=0.5\sim0.75\sim1.0$ となる。波浪中の前後揺れの運動方程式は、抵抗とプロペラの有効推力が平均的に釣り合うとして、船自身の質量 m とその付加質量 m_x 、波浪強制力のみを含むかたちが一般的である。²⁹⁾ しかしながら、波乗り現象が発生すると船の平均速度が変化することになるから、抵抗と推力の速度に対する変化を反映することが必要である。このため、Grim³⁰⁾は抵抗の速度に対する微係数を減衰項として取り入れ、さらにBoese³¹⁾はプロペラ推力の速度に関する微係数も付加した。本節でも同様に、抵抗 R とプロペラ推力 $T(1-t)$ を速度に対する微係数として与えた。波の影響は、波と同じ速度で船が進む波乗り状態で代表できるとし⁴¹⁾、前後力 X とプロペラ有効推力に現われる。ここでいう前後力は、波浪中の前後方向の船体に働く流体力を指し、波によって変動させられた抵抗と考えることもできる。

$$(m+m_x)\ddot{\xi}_\zeta + \left(\frac{\partial R}{\partial V} - \frac{\partial T}{\partial V}\right)\dot{\xi}_\zeta = X(\xi/\lambda) + T(1-t) \quad (2.1.1)$$

またheaveとpitchについては、それらの固有周波数がかなり高いのに対して追波中の波乗りに至る波と船の出会い周波数は極めて低く、ほぼ静的釣合状態を保つと考えることができよう。

(2.1.1)式の運動方程式から前後運動を求めるためには、その流体力を決めることが必要である。本節では、付加質量は元良チャート³²⁾から $m_x/m=0.063$ とし、前後力とプロペラ推力は次節で述べる波浪中拘束実験から求め、それらの速度に対する変化率は静水中の抵抗試験とプロペラ回転数一定の荷重度変更試験から求めた。

2. 1. 4 抵抗変動を計測する模型実験

波と船が等速度で進む並進波状態で効率的に拘束実験を行うにあたってはFig.2-1-4に示すようなGrim³⁰⁾の発案による造波板を用いた。造波板をその先端が水面に接するように曳引台車の前方に固定して曳航すると、位相速度が曳航速度に等しい進行波ができる。そして同一の台車の後方に模型船を拘束すると、容易に並進波状態が作り出せることになる。また造波板と模型船の間の距離を変えることにより任意の波と船との相対位置を選ぶことができる。このとき模型船の沈下とtrimは自由とし、ポテンシオメーターによって計測した。そして歪ゲージ式検力計によって前後力を検出した。

実験に用いた波は、 $a/\lambda=1/28$ 、 $\lambda/L=1.69$ とした。これは、従来の研究によってbroachingが発生しやすいといわれる、 $\lambda/L=1.5\sim2.0$ のうちから、水槽の長さ、曳引台車の長さ、速度を考慮して決定した条件である。このような波と並進するという条件から、模型船のフルード数は0.55となる。

造波板による波形をサーボ式波高計により計測した結果がFig.2-1-5である。今回実験に用いた造波板による波形は、波岨度が大きいことより正弦波とはことなり、Stokes波の第2近似でほぼ説明できる。³³⁾ 波乗り再現実験に用いた空気式造波機による波もほぼ同様である。ただし造波

板による波は、後方に行くにつれてわずかではあるが減衰する。これは造波板の幅が水槽幅より短いことによる3次元影響と思われる。

この実験は、プロペラ作動状態および遊転状態について行い、その結果をFig.2-1-6に示した。実験にあたってプロペラ回転数は、静水中をフルード数 $F_n=0.35$ で進むときのものとした。シミュレーションにはこの結果を周期スプラインで補間した。このような前後力の流体力学的な意味については、2.2節で詳細に検討される。

2.1.5 結果と考察

水槽実験は、プロペラ作動の場合と遊転の場合について、また初期速度、初期位置を変化させて、 $a/\lambda=1/28$ 、 $\lambda/L=1.69$ の波について実施した。そしてシミュレーションもこれに対応して行った。

Figs.2-1-7~9は、波に対する船の相対前後運動を時系列のかたちで示したものである。丸印の実験値と実線の計算値はどの場合もよく一致している。例えば、Fig.2-1-7のプロペラ遊転の場合、実験では3秒程度の波乗り状態の継続が確認された。すなわち、上り波面で波より遅い船が、後続する波の下り波面で加速され、以後この下り波面にとどまっている。計算では、過渡状態も含めてよくこの現象を説明しているといえよう。これによって前述の運動方程式による表現がほぼ妥当と判断できるものと思われる。なお実線のシミュレーションでは、船の質量に拘束装置可動部の質量を加えて計算した。この拘束装置可動部の質量は船の質量の41%にあたり、小さくない。このため実験と現実の波乗り現象が掛けはなれているという懸念は残る。そこで拘束装置可動部の質量を含めずにシミュレーションを行い、その結果を破線で示した。実線と破線の差はあまり小さくなく、今回の実験による波乗りの再現がかなり現実の現象に近いと考えられる。

Fig.2-1-9は、プロペラ作動時の結果である。実験にあたってプロペラ回転数は、静水中をフルード数 $F_n=0.35$ で進むときのものとした。この場合もプロペラ遊転時同様、シミュレーションと実験はよく一致している。そしてやはり、上り波面から下り波面にいたって加速され、以後この下り波面にとどまる波乗り現象が観測された。最終的な波乗り位置は、プロペラ作動時で $\xi_0/\lambda=0.9$ 、遊転時で $\xi_0/\lambda=0.85$ となっており、Fig.2-1-6の拘束模型実験結果で $X=0$ となる2つの位置のうち安定釣合側に対応していることがわかる。すなわち、この釣合点より船が波の谷側へ進むと減速させられ、逆に波の山側に船が遅れると加速させられる。またもう一方の釣合点では反対になって不安定である。このような点から、波乗り位置はプロペラ推力によって左右されることがわかる。またFig.2-1-6にみられるように、プロペラ推力自体の波による変動は無視できるほど小さい。

以上で波乗り運動を表わす運動方程式の表現、すなわち運動の数学モデルの正当性が確認されたように思われる。そこで次にこの数学モデルを用いて波乗り発生条件を検討することを試みる。

Fig.2-1-10は、どのような波高波長のもとで波乗りが発生するかを示すものである。その他の条件は次のように固定した。プロペラ回転数は静水中で $F_n=0.35$ 対応のものとし、初期位置は波の谷($\xi_0/\lambda=0.0$)、初期速度は波の位相速度の8割である。なお H/λ はStokes波の碎波限界 $1/7$ までに限った。

計算としては、図中に記した波高波長のすべての組合せに対して($H/\lambda=\text{const.}$ の線と $\lambda/L=\text{const.}$ の線の各交点に対して)シミュレーションを実施した。この場合前後力 X はそれぞれの波に対して拘束実験によって求める必要が生じる。しかしその工数は膨大となるため、次の2.

2節で述べるFroude-Krylov仮説による理論推定値を用いた。また実験は前述の方法で、 $\lambda/L=1.1, 1.56$ の2種類の波長に対して波高を変えて行った。

計算と実験はよく一致しており、前述の数学モデルが広い波条件に対して有効であることがわかる。そして得られた波乗り発生領域は、 $\lambda/L=1.0$ 以上、 $H/\lambda=1/20$ 以上でかなり広範囲にわたっている。なおここでの波乗り発生条件の検討は1種類の初期条件に対するものである。初期条件の影響については重要な点であり、2.3節で詳細に検討される。

2.1.6 結言

本節で得られた主な結論を以下のように列記する。

- (1) 船が波の下り波面で加速され波とともに進む、いわゆる波乗り現象を水槽内で再現し、記録することができた。
- (2) 波乗りの発生は、プロペラ作動時と遊転時のいずれの場合にも確認された。
- (3) この波乗りにいたる運動の時系列をある運動方程式の表現によって説明できることを確かめた。その数学モデルでは波の影響は前後力に現われ、この前後力は拘束模型実験で求めることができる。
- (4) 最終的な波乗り状態となる波と船の相対位置は、前後力が零となる安定釣合点で、プロペラ推力によって変化する。
- (5) 波乗りの発生する波浪条件が $\lambda/L=1.0$ 以上、 $H/\lambda=1/20$ 以上とかなり広範囲であることを、実験と前後力として Froude-Krylov仮説からの推定値を使う数学モデルによる計算から明らかにした。

一方、以下の点が今後の課題として残された。

- (1) 波乗り現象発生主な原因である追波中の前後力、すなわち抵抗変動の流体力学的な意味をどう解釈すべきか。
- (2) 波乗り発生条件に与える初期条件の影響はどのようになるか。
- (3) 規則波でなく現実の不規則波ではどうなるか。

これらの点については、それぞれ2.2、2.3、2.4において詳細に検討される。

第2.2節 規則波中の抵抗変動

2.2.1 緒言

波乗り現象を考えるにあたっては、その原因となる波による抵抗変動の流体力学的特性を理解することが重要である。また波乗りが発生するような追波状態では波と船との出会い周波数が非常に小さく、流体力の周波数依存性は小さいと考えられる。そこで本節では波と船が同じ速度で進む典型的な波乗り状態の抵抗変動について流体力学的な検討を行う。

従来のHavelock³⁴⁾、Grin³⁰⁾らの理論的研究においては、初めにFroude-Krylovの仮定が導入されており、その物理的意味や前進速度影響は必ずしも明確にされなかった。そこで本研究では、より一般的な立場からの流体力学的検討によってこれらの点への理解を深めることを意図した。ただし、フルード数が高いことから粘性の影響は無視できるとして、完全流体力学の範囲内での合理的な方法を用いた。

2.2.2 座標系と定式化

座標系としては、船体固定座標系 $G-\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ 、船と等速度で移動する慣性座標系 $0'-xyz$ 、入射波の谷を基準とする慣性座標系 $0-\xi\eta\zeta$ を用い、Fig.2-1-3のように定義する。船の沈下量を ζ_0 、trimを θ 、そして船尾方向に最も近い入射波の谷と船体重心の距離を ξ_0 とする。 θ を微小とした座標変換式は次のように定まる。

$$\begin{aligned}\bar{x} &= x - \theta (z - \zeta_0) \\ \bar{y} &= y \\ \bar{z} &= z - \zeta_0 + \theta x\end{aligned}\tag{2.2.1}$$

今回の問題は、波と船が等速度で進行するため、時間依存はない。ここで船速を U 、入射波の位相速度を c と表わすこととすると、 $U=c$ である。また流体は非粘性、非圧縮であり、表面張力の影響は無視できるものとする。速度ポテンシャル、水面の変位として、

$$\begin{aligned}\phi &= -Ux + \phi_w + \phi_s \\ \zeta &= \zeta_w + \zeta_s\end{aligned}\tag{2.2.2}$$

ここで添字 w は入射波、 s は攪乱を表わす。そしてLaplaceの方程式に、自由表面条件、船体表面条件、無限遠の条件を加えると速度ポテンシャルについての非線型境界値問題となる。

さらに正則摂動により問題の線型化を図る。摂動パラメーターとして、入射波、船型要素を表わす次の2つを選ぶこととする。

$$\begin{aligned}a/\lambda &= O(\varepsilon) \\ B/L &= O(\beta)\end{aligned}\tag{2.2.3}$$

ただし、入射波の振幅を a 、波長を λ 、そして船の幅を B 、長さを L とする。これらのパラメーターについて摂動展開すると、

$$\begin{aligned}\phi_s &= \beta \phi^{(1)} + \beta^2 \phi^{(2)} + \varepsilon \beta \phi_*^{(2)} + \dots \\ \phi_w &= \varepsilon \phi_w^{(1)} + \varepsilon^2 \phi_w^{(2)} + \dots \\ \zeta_q &= \beta h^{(1)} + \varepsilon h_w^{(1)} + \dots \\ \theta &= \beta \theta^{(1)} + \varepsilon \theta_w^{(1)} + \dots\end{aligned}\tag{2.2.4}$$

ここで添字 w は入射波、添字なしは静水航走分、添字 $*$ はそれらの相互干渉を示す。また船体の局所的な幅、喫水についても次のように展開できるとする。

$$\begin{aligned}y &= f(x, z) \\ &= \beta f_1(x, z) + \beta^2 \left\{ -\theta^{(1)} z \frac{\partial f_1}{\partial z} - (h^{(1)} - \theta^{(1)} x) \frac{\partial f_1}{\partial x} \right\} \\ &\quad + \varepsilon \beta \left\{ -\theta_w^{(1)} z \frac{\partial f_1}{\partial x} - (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x) \frac{\partial f_1}{\partial z} \right\}\end{aligned}\tag{2.2.5}$$

$$\begin{aligned}\tau &= \beta \tau^{(0)} + \beta^2 \left(h^{(1)} - \theta^{(1)} x - \theta^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x} \right) \\ &\quad + \varepsilon \beta \left(h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x - \theta_w^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x} \right)\end{aligned}\tag{2.2.6}$$

このような操作により、(2.2.3) 式で与えられる各オーダーごとの線型境界値問題に帰着する。

$$\begin{aligned}[\text{L}] \quad & \frac{\partial^2 \phi^{(\lambda)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(\lambda)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(\lambda)}}{\partial z^2} = 0 \\ [\text{H}] \quad & \frac{\partial \phi^{(\lambda)}}{\partial y} = \frac{1}{2} f^{(\lambda)} (\phi^{(\lambda-1)}) \quad \text{on } y = 0 \\ [\text{F}] \quad & \frac{U^2}{g} \frac{\partial^2 \phi^{(\lambda)}}{\partial x^2} - \frac{\partial \phi^{(\lambda)}}{\partial z} = f^{(\lambda)} (\phi^{(\lambda-1)}) \quad \text{on } z = 0 \\ [\infty] \quad & \phi^{(\lambda)} = 0 \quad y \rightarrow \pm \infty, z \rightarrow \infty \\ [\text{R}] \quad & \sqrt{x} \phi^{(\lambda)} \rightarrow 0 \quad x \rightarrow \infty\end{aligned}\tag{2.2.7}$$

なお、入射波の攪乱ポテンシャルへの影響は2次の項で現われるので以後2次の項まで残して考える。また以後摂動パラメーターは陽に書かないこととする。

2. 2. 3 速度ポテンシャル

先の境界値問題は、2つの非同次境界条件に着目し、Greenの公式を適用して解くことができる。これによって速度ポテンシャルが決まり、流場は定まる。

まず、 $O(\beta)$ の $\phi^{(1)}$ はよく知られたMichellのthin ship theoryによる静水中航走時の速度ポテンシャルに他ならない。

$$\phi^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_0} U \frac{\partial f_1}{\partial x} G(x, y, z, x', 0, z') dx' dz' \quad (2.2.8)$$

ここでGは、Green関数で次のように表わされることも周知である。

$$\begin{aligned} G(x, y, z, x', y', z') &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}} \right) \\ &\quad - \frac{K}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2} + \Theta} \sec^2 \alpha e^{-K(z+z') \sec^2 \alpha} \sin(Kp \sec^2 \alpha) d\alpha \\ &\quad - \frac{K^2}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sec^2 \alpha d\alpha \int_0^\infty \frac{1}{k^2 + K^2 \sec^4 \alpha} [k \cos k(z+z') - K \sec^2 \alpha \sin k(z+z')] \\ &\quad \cdot e^{-k|p|} dk \quad (2.2.9) \end{aligned}$$

ここで

$$p = (x-x') \cos \alpha + (y-y') \sin \alpha$$

$$\Theta = \tan^{-1} \{(y-y') / (x-x')\}$$

$$K = g / U^2$$

また $O(\beta^2)$ の $\phi^{(2)}$ は、丸尾³⁵⁾により導かれ、高木³⁶⁾によって修正されたhigher order thin ship theoryの結果に等しい。すなわちこれら2つは静水中の造波抵抗に関わる速度ポテンシャルになる。

$O(\varepsilon)$ の $\phi_w^{(1)}$ と $O(\varepsilon^2)$ の $\phi_w^{(2)}$ は入射波の速度ポテンシャルである。その第1近似の境界値問題は次の通りであり、

$$\begin{aligned} [L] \quad & \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial z^2} = 0 \\ [F] \quad & \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial x^2} - K \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = 0 \\ [\infty] \quad & \text{grad } \phi_w^{(1)} \rightarrow 0 \quad z \rightarrow \infty \\ [R] \quad & \sqrt{x} \phi_w^{(1)} \rightarrow 0 \quad x \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

その解としての速度ポテンシャルと波変位は、よく知られるところである。

$$\begin{aligned}\phi_w^{(1)} &= -a \sqrt{\frac{g}{K}} e^{-Kz} \sin K(x+\xi) \\ \zeta_w^{(1)} &= a \cos K(x+\xi)\end{aligned}\quad (2.2.11)$$

第2近似の境界値問題は次の通りである。

$$\begin{aligned}[L] \quad & \frac{\partial^2 \phi_w^{(2)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_w^{(2)}}{\partial z^2} = 0 \\ [F] \quad & \frac{\partial^2 \phi_w^{(2)}}{\partial x^2} - K \frac{\partial \phi_w^{(2)}}{\partial z} = \gamma_w^{(2)}(\phi_w^{(1)}) \quad \text{on } z=0 \\ [\infty] \quad & g \operatorname{grad} \phi_w^{(2)} \rightarrow 0 \quad z \rightarrow \infty \\ [R] \quad & \sqrt{x} \phi_w^{(2)} \rightarrow 0 \quad x \rightarrow \infty\end{aligned}\quad (2.2.12)$$

$$\begin{aligned}\gamma_w^{(2)} &= -U \frac{\partial^3 \phi_w^{(1)}}{\partial x^2 \partial z} \zeta_w^{(1)} - U \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial x \partial z} \frac{\partial \zeta_w^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial x^2} \\ &\quad + \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial x \partial z} + \frac{g}{U} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \zeta_w^{(1)}}{\partial x} + \frac{g}{U} \frac{\partial^2 \phi_w^{(1)}}{\partial z^2} \zeta_w^{(1)}\end{aligned}\quad (2.2.13)$$

on $z=0$

(2.2.11) 式を (2.2.13) 式に代入すると

$$\gamma_w^{(2)} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (2.2.14)$$

となるから、結局次の結果を得る。

$$\begin{aligned}\phi_w^{(2)} &= 0 \\ \zeta_w^{(2)} &= -\frac{1}{2} K a^2 \cos 2K(x+\xi)\end{aligned}\quad (2.2.15)$$

この結果より、入射波が $x=\infty$ を前進する2次元吹き出しにより作られた波と解釈できる。このとき $z=0$ の静止水面上の特異点分布は現われない。

さらに $O(\varepsilon\beta)$ の $\phi^{(2)}$ は入射波と船体の干渉による速度ポテンシャルとなり、次の境界値問題

$$\begin{aligned}[L] \quad & \frac{\partial^2 \phi_*^{(2)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_*^{(2)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_*^{(2)}}{\partial z^2} = 0 \\ [H] \quad & \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial y} = \frac{1}{2} f_*^{(2)}(\phi^{(1)}, \phi_w^{(1)}) \quad \text{on } y=0\end{aligned}\quad (2.2.16)$$

$$[F] \quad \frac{U^2}{g} \frac{\partial^2 \phi_*^{(2)}}{\partial x^2} - \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} = \delta_*^{(2)}(\phi'', \phi_w'') \quad \text{on } z=0$$

$$[\infty] \quad \phi_*^{(2)} \rightarrow 0 \quad y \rightarrow \pm\infty, z \rightarrow \infty$$

$$[R] \quad \sqrt{x} \phi_*^{(2)} \rightarrow 0 \quad x \rightarrow \infty$$

$$\begin{aligned} \delta_*^{(2)} = & \frac{\partial^2 \phi''}{\partial x^2} \frac{\partial \phi_w''}{\partial x} + \frac{\partial \phi''}{\partial x} \frac{\partial^2 \phi_w''}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi''}{\partial x \partial z} \frac{\partial \phi_w''}{\partial z} + \frac{\partial \phi''}{\partial z} \frac{\partial^2 \phi_w''}{\partial x \partial z} \\ & + \frac{U^2}{g} \frac{\partial^3 \phi_w''}{\partial x^2 \partial z} \frac{\partial \phi''}{\partial x} + \frac{U^2}{g} \frac{\partial^2 \phi_w''}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi''}{\partial x^2} + \frac{\partial \phi_w''}{\partial x} \frac{\partial^2 \phi''}{\partial x^2} \\ & + \frac{\partial^3 \phi_w''}{\partial z^2} \frac{\partial \phi''}{\partial x} - \frac{g}{U^2} \frac{\partial^2 \phi''}{\partial z^2} \zeta_w'' - U \frac{\partial^3 \phi''}{\partial x^2 \partial z} \zeta_w'' \\ & - U \frac{\partial^2 \phi''}{\partial x \partial z} \frac{\partial \zeta_w''}{\partial x} + \frac{g}{U} \frac{\partial \phi''}{\partial x} \frac{\partial \zeta_w''}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

を解くことによって、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_*^{(2)} = & -\frac{1}{2\pi} \iint_{S_0} U \left\{ \theta_w'' z' \frac{\partial^2 f_1}{\partial x'^2} - \theta_w'' \frac{\partial f_1}{\partial z'} + (h_w'' - \theta_w'' x') \frac{\partial^2 f_1}{\partial x' \partial z'} \right\} \\ & \cdot G(x, y, z, x', 0, z') dx' dz' \\ & + \frac{1}{2\pi} \int_L U (h_w'' - \theta_w'' x' - \theta_w'' \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x'}) \frac{\partial f_1(x, \tau^{(0)})}{\partial x'} \\ & \cdot G(x, y, z, x', 0, \tau^{(0)}) dx' \\ & - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_0} \left\{ \frac{\partial \phi_w''}{\partial x'} \frac{\partial f_1}{\partial x'} + \frac{\partial \phi_w''}{\partial z'} \frac{\partial f_1}{\partial z'} \right\} G(x, y, z, x', 0, z') dx' dz' \\ & - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} [\delta_*^{(2)}]_{z=0} G(x, y, z, x', y', 0) dx' dy' \end{aligned} \quad (2.2.18)$$

この第1、2項は1次入射波による姿勢変化の影響、第3項は入射波の粒子の円運動を散乱する影響、第4項は自由表面条件の非線型性の影響である。このように、相互干渉の速度ポテンシャルは、船体中心面 $y=0$ と静止水面 $z=0$ 上の吹き出し分布によって表現される。

2.2.4 抵抗変動の解析的表現

速度ポテンシャルから流体力を求める方法はいくつかあろうが、船体表面についての圧力積分は最も一般的な方法である。実際Froude-Krylov forceは入射波の圧力を積分することで求められる。しかしこの圧力積分法では、流体力の物理的理解にはつながらない。そこで著者は、波に

よる抵抗変動の本質を理解するため運動量の定理を用いた。求める前後力 X は船の前進方向を正とする。検査面は、 $x = \pm\infty$ と $z=0$ 、 $z=\infty$ 、 $y = \pm\infty$ とした。ここで $y = \pm\infty$ はKelvin waveの拡散を含まないように、 $x = \pm\infty$ よりも高次の無限大とする。

摂動速度は次のように

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} & v &= \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} + \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial y} & w &= \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} + \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} \\ u_w &= \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} & w_w &= \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \\ u_* &= \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} & v_* &= \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial y} & w_* &= \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.2.19)$$

与えられ、圧力方程式は

$$\begin{aligned} p - p_0 &= \rho g z + \frac{\rho}{2} \left\{ U^2 - (-U + u + u_w + u_*)^2 - (v + v_*)^2 \right. \\ &\quad \left. - (w + w_w + w_*)^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.2.20)$$

となる。ただし p_0 は大気圧とする。

運動量の定理を以下のように適用する。

$$\begin{aligned} &\iint_{x=\infty} \rho (-U + u_w)^2 dz dy - \iint_{x=-\infty} \rho (-U + u + u_* + u_w)^2 dz dy \\ &- \iint_{z=0} \rho (w + w_w + w_*) (-U + u + u_w + u_*) dx dy \\ &= -X_F + \iint_{x=-\infty} (p - p_0) dz dy - \iint_{x=\infty} (p - p_0) dz dy \end{aligned} \quad (2.2.21)$$

さらに、連続の条件と入射波の特性を考慮して計算を進めると、前後力は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} X_F &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{u^2}{2} + \frac{u_*^2}{2} + u u_* + u u_w + u_* u_w - \frac{v^2}{2} - \frac{v_*^2}{2} \right. \\ &\quad \left. - v v_* - \frac{w^2}{2} - \frac{w_*^2}{2} - w w_* - w w_w - w_* w_w \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad + \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[u w + u w_* + u w_w + u_* w + u_* w_* + u_* w_w \right. \end{aligned}$$

$$+ u_w w + u_w w_* \Big]_{z=0} dx dy \quad (2.2.22)$$

次に運動量の定理の検査面の選び方による帰結として、2つの付加的な流体力成分を考えねばならない。1つは、 $z=0$ への船体表面を投影した ΔS_F 上における運動量の変化である。

$$\begin{aligned} \Delta X_\alpha &= -\rho \iint_{\Delta S_F} [u w + u w_* + u w_w + u_* w + u_* w_* + u_* w_w + u_w w \\ &\quad + u_w w_*]_{z=0} dx dy \\ &= \rho g \int_L \{ \zeta'' \}^2 \left[\frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx + 2\rho g \int_L \zeta'' \zeta_w'' \left[\frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx \end{aligned} \quad (2.2.23)$$

もう1つは、検査面外の船体表面上の圧力の積分の寄与である。

$$\begin{aligned} \Delta X_\beta &= -2 \int_L \int_0^{\zeta'' + \zeta_w''} (p - p_0) \frac{\partial f_1}{\partial x} dx dz \\ &= \rho g \int_L \{ \zeta'' \}^2 \left[\frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx + \rho g \int_L \{ \zeta_w'' \}^2 \left[\frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx \\ &\quad + 2\rho g \int_L \zeta'' \zeta_w'' \left[\frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

これらも考慮すると、波による抵抗変動 X は次のように与えられる。

$$X = X_F + \Delta X_\alpha + \Delta X_\beta - X_0 \quad (2.2.25)$$

ただし X_0 は静水中の造波抵抗を意味する。

さてこの抵抗変動を次のように分離して検討する。

$$X = X^{(1)} + X_I^{(2)} + X_{2I}^{(2)} + X_{2II}^{(2)} + X_3^{(2)} \quad (2.2.26)$$

まず ε β のオーダーとなる第1近似について取り上げる。

$$\begin{aligned} X^{(1)} &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi''}{\partial x} \frac{\partial \phi_w''}{\partial x} - \frac{\partial \phi''}{\partial z} \frac{\partial \phi_w''}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad + \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi''}{\partial x} \frac{\partial \phi_w''}{\partial z} + \frac{\partial \phi_w''}{\partial x} \frac{\partial \phi''}{\partial z} \right]_{z=0} dx dy \\ &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi''}{\partial x} \frac{\partial \phi_w''}{\partial x} - \frac{\partial \phi''}{\partial z} \frac{\partial \phi_w''}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad - \rho g \int_{-\infty}^{\infty} \zeta'' \zeta_w'' dy \end{aligned} \quad (2.2.27)$$

y, z について積分した後、次のFourierの単積分公式

$$f(x) = \lim_{\mu \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \frac{\sin \mu(x-t)}{x-t} dt \quad (2.2.28)$$

を適用する。この場合の極は $\alpha = \pi$ である。このような演算の結果として、特異点分布面についての積分が残り、以下の式が得られる。

$$\chi^{(1)} = -2\rho g a \iint_{S_0} \frac{\partial f_1}{\partial x} e^{-Kz} \cos K(x+\xi) dz dx \quad (2.2.29)$$

この誘導過程より明らかなように、入射波と静水造波のうち横波 ($\alpha = \pi$) が干渉して第1近似解が得られたことになる。

またAppendix 1のように得られるFroude-Krylov forceの第1近似は、この (2.2.29) 式と完全に一致している。つまり、波と船が等速度で進む波乗り状態におけるFroude-Krylov forceは、無限遠における、入射波と静水造波（横波）の干渉であると物理的には解釈できることになる。

次に $\varepsilon \beta^2$ のオーダーの第2近似のうち、静水造波と相互干渉による波の干渉による寄与 $X_1^{(2)}$ を示す。

$$\begin{aligned} X_1^{(2)} &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial y} - \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad + \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} + \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \right]_{z=0} dx dy \\ &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial y} - \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad - \rho g \int_{-\infty}^{\infty} [\zeta^{(1)} \zeta_*^{(2)}]_{x=-\infty} dy - \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [\zeta_*^{(2)} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x}]_{z=0} dx dy \end{aligned}$$

Parsevalの公式、すなわち、もし

(2.2.30)

$$F(y) = \int_0^{\infty} (F_1 \cos uy + F_2 \sin uy) du \quad (2.2.31)$$

ならば、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \{F(y)\}^2 dy = \pi \int_0^{\infty} (F_1^2 + F_2^2) du \quad (2.2.32)$$

であるという関係、を利用すると、最終的に以下の結果が得られた。

$$X_1^{(2)} = \frac{2\rho K^2}{\pi} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \underbrace{(P_{1A} P_{1B} + Q_{1A} Q_{1B})}_{X_{1A}^{(2)}} + \underbrace{(P_{1A} P_{1C} + Q_{1A} Q_{1C})}_{X_{1B}^{(2)}} + \underbrace{(P_{1A} P_{1D} + Q_{1A} Q_{1D})}_{X_{1C}^{(2)}} + \underbrace{(P_{1A} P_2 + Q_{1A} Q_2)}_{X_{1D}^{(2)}} \sec^3 \alpha d\alpha$$

$$- \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\left[\delta_*^{(2)} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right]_{z=0}}_{X_{1E}^{(2)}} dx dy \quad (2.2.33)$$

ここで

$$\left. \begin{matrix} P_{1A} \\ Q_{1A} \end{matrix} \right\} = \iint_{S_0} \left(-2U \frac{\partial f_1}{\partial x} \right) e^{-Kz \sec^2 \alpha} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (Kx \sec \alpha) dx dz$$

$$\left. \begin{matrix} P_{1B} \\ Q_{1B} \end{matrix} \right\} = - \int_L 2U (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x - \theta_w^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(1)}}{\partial x}) \frac{\partial f_1(x, \tau^{(0)})}{\partial x} e^{-K\tau^{(0)} \sec^2 \alpha} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (Kx \sec \alpha) dx$$

$$\left. \begin{matrix} P_{1C} \\ Q_{1C} \end{matrix} \right\} = \iint_{S_0} 2U \left\{ \theta_w^{(1)} z \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} - \theta_w^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial z} + (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x) \frac{\partial^2 f_1}{\partial x \partial z} \right\} e^{-Kz \sec^2 \alpha} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (Kx \sec \alpha) dx dz$$

$$\left. \begin{matrix} P_{1D} \\ Q_{1D} \end{matrix} \right\} = \iint_{S_0} 2 \left(\frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial f_1}{\partial z} \right) e^{-Kz \sec^2 \alpha} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (Kx \sec \alpha) dx dz$$

$$\left. \begin{matrix} P_2 \\ Q_2 \end{matrix} \right\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} 2 \delta_*^{(2)} \cos(Ky \sec^2 \alpha \sin \alpha) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (Kx \sec \alpha) dx dy$$

このうち $X_{1A}^{(2)}$ 、 $X_{1B}^{(2)}$ は、入射波の存在による姿勢変化に基づく造波抵抗を表わす。また $X_{1C}^{(2)}$ は、入射波の円運動の散乱による造波抵抗に相当する。これらの力は、入射波によって船体を表わす特異点分布が乱されることによる造波抵抗ともいえよう。一方、 $X_{1D}^{(2)}$ と $X_{1E}^{(2)}$ は自由表面条件の非線型性による寄与である。

入射波と静水造波の干渉による力のうち、 $\varepsilon \beta^2$ のオーダーとなる $X_{2I}^{(2)}$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 X_{2I}^{(2)} &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\
 &\quad + \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} + \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} \right]_{z=0} dx dy \\
 &\quad + 4\rho g \int_L \left[\zeta_w^{(1)} \zeta^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx \\
 &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\
 &\quad - \rho \frac{U^2}{g} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \right]_{x=-\infty} dy \\
 &\quad - \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\gamma^{(2)} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \right]_{z=0} dx dy \\
 &\quad + 4\rho g \int_L \left[\zeta^{(1)} \zeta_w^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{z=0} dx \tag{2.2.34}
 \end{aligned}$$

第1項と第2項が $X^{(1)}$ と相似であることから、以下のように整理される。

$$X_{2I}^{(2)} = X_{2A}^{(2)} + X_{2B}^{(2)} + X_{2C}^{(2)} + X_{2D}^{(2)} + X_{2E}^{(2)} \tag{2.2.35}$$

$$\begin{aligned}
 X_{2A}^{(2)} &= -2\rho g a \int_L \left(h^{(1)} - \theta^{(1)} x - \theta^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x} \right) \frac{\partial f_1(x, \tau^{(0)})}{\partial x} \\
 &\quad \cdot e^{-K\tau^{(0)}} \cos K(x+\xi) dx
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 X_{2B}^{(2)} &= 2\rho g a \iint_{S_0} \left\{ \theta^{(1)} z \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} - \theta^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial z} + (h^{(1)} - \theta^{(1)} x) \frac{\partial^2 f_1}{\partial x \partial z} \right\} \\
 &\quad \cdot e^{-Kz} \cos K(x+\xi) dx dz
 \end{aligned}$$

$$X_{2C}^{(2)} = \frac{2\rho g a}{U} \iint_{S_0} \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial f_1}{\partial z} \right) e^{-Kz} \cos K(x+\xi) dx dz$$

$$X_{2D}^{(2)} = -4\rho g a \int_L \frac{U}{g} \frac{\partial \phi(x, 0, 0)}{\partial x} \frac{\partial f_1}{\partial x} \cos K(x+\xi) dx$$

$$X_{2E}^{(2)} = \frac{4\rho g a}{U} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} [\eta^{(2)}]_{z=0} \cos K(x+\xi) dx dy$$

このうち $X_{2A}^{(2)}$ 、 $X_{2B}^{(2)}$ 、 $X_{2C}^{(2)}$ 、 $X_{2D}^{(2)}$ は、後述するように、船が前進することによる姿勢や波形変化に基づく、Froude-krylov force の変化分である。

入射波と静水造波の干渉というかたちのもう一方、 $\varepsilon^2 \beta$ のオーダーの流体力は次に示すように零となる。

$$\begin{aligned} X_{2I}^{(2)} &= -\rho \int_{-\infty}^{\infty} \zeta_w^{(1)} \left\{ \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \right\}_{x=-\infty} dy \\ &\quad - \rho g \int_{-\infty}^{\infty} [\zeta^{(1)} \zeta_w^{(2)}]_{x=-\infty} dy \\ &\quad - \frac{\rho}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^{(1)} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right\}_{x=-\infty} dy = 0 \end{aligned} \quad (2.2.36)$$

さらに、入射波と相互干渉ポテンシャルによる波の干渉というかたちをとる $\varepsilon^2 \beta$ のオーダーの流体力は次のとおりである。

$$\begin{aligned} X_3^{(2)} &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad + \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} + \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} \right]_{z=0} dx dy \\ &\quad + \rho g \int_L \left[\{ \zeta_w^{(1)} \}^2 \frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx \\ &= \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial z} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial z} \right]_{x=-\infty} dz dy \\ &\quad - \rho \frac{U^2}{g} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial \phi_*^{(2)}}{\partial x} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \right]_{x=-\infty} dy - \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \\ &\quad \left[\phi_*^{(2)} \frac{\partial \phi_w^{(1)}}{\partial x} \right]_{z=0} dx dy + \rho g \int_L \left[\{ \zeta_w^{(1)} \}^2 \frac{\partial f_1}{\partial x} \right]_{y=z=0} dx \end{aligned} \quad (2.2.37)$$

この表現が $X_{2I}^{(2)}$ と相似であることをから、次のように変形できる。

$$X_3^{(2)} = X_{3A}^{(2)} + X_{3B}^{(2)} + X_{3C}^{(2)} + X_{3D}^{(2)} + X_{3E}^{(2)} \quad (2.2.38)$$

$$X_{3A}^{(2)} = -2\rho g a \int_L (h_w'' - \theta_w'' x - \theta_w'' \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x}) \frac{\partial f_1(x_1, \tau^{(0)})}{\partial x} \\ \cdot e^{-k\tau^{(0)}} \cos K(x+\xi) dx$$

$$X_{3B}^{(2)} = 2\rho g a \iint_{S_0} \left\{ \theta_w'' z \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} - \theta_w'' \frac{\partial f_1}{\partial z} + (h_w'' - \theta_w'' x) \right. \\ \left. \cdot \frac{\partial f_1}{\partial x \partial z} \right\} e^{-kz} \cos K(x+\xi) dx dz$$

$$X_{3C}^{(2)} = \frac{2\rho g a}{U} \iint_{S_0} \left(\frac{\partial \phi_w''}{\partial x} \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial \phi_w''}{\partial z} \frac{\partial f_1}{\partial z} \right) e^{-kz} \\ \cdot \cos K(x+\xi) dx dz$$

$$X_{3D}^{(2)} = \rho g a^2 \int_L \frac{\partial f(x, 0)}{\partial x} \cos^2 K(x+\xi) dx$$

$$X_{3E}^{(2)} = \frac{4\rho g a}{U} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} [\gamma_*^{(2)}]_{z=0} \cos K(x+\xi) dx dy$$

この結果をAppendix 1のFroude-Krylov forceと比較すると、 $X_{3A}^{(2)}$ 、 $X_{3B}^{(2)}$ 、 $X_{3D}^{(2)}$ が第2近似のFroude-Krylov forceと等価であることがわかる。すなわち、入射波による姿勢変化と波形変化に基づくFroude-Krylov forceである。 $X_{3C}^{(2)}$ は、直接的な意味でのFroude-Krylov forceではないが、波の円運動に対して船体表面条件を満たすことによつて船体が見かけ上変化した効果という類似の力である。また $X_{2A}^{(2)}$ 、 $X_{2B}^{(2)}$ 、 $X_{2D}^{(2)}$ 、 $X_{2C}^{(2)}$ もこれらに相似のかたちであり、静水中を前進することによる姿勢変化、波形変化によるFroude-Krylov force の変化成分であることがわかる。

このように、本節で導かれた理論は、従来のFroude-Krylovの考え方による結果を第1近似として含んでおり、その物理的意味を明瞭にすることができた。従つて、従来のFroude-Krylov forceを用いる方法は、完全流体力学の厳密な理論と照らしてみても第1近似として合理的である。そしてさらに第2近似として、Froude-Krylov forceの高次項とそれ以外の新しい力の存在を示すことができた。

2. 2. 5 数値計算結果

前述の理論による数値計算を次のような方法で行つた。すなわち数値計算上の困難を避けるため、水面上の特異点分布とGreen関数の局部波の影響は無視した。これらの影響は、静水中の造波抵抗の研究から類推すれば大きな寄与がないと考えられる。また静水中航走による、抵抗と沈下量、trimは本研究の対象ではないから、実験値を数値計算に用いた。数値計算のために、船体

表面は、長さ方向に20、深さ方向に15に分割した。ただし、 $X_{2c}^{(2)}$ の計算については、船体表面を、長さ方向に40、深さ方向に20に分割した。さらにこの計算結果は、2.1節で示した拘束模型実験との比較を行った。供試船は同じく9.9トンの小型底曳網漁船である。

沈下量とtrimの第1近似は、Appendix 1のようにFroude-Krylov force から計算される。Fig. 2-2-1 は、沈下量についての計算値と実験値の比較で、両者はよく一致している。Fig. 2-2-2 はtrimについての比較を示すが、両者の間に位相のずれがみうけられる。

次にX forceの第2近似の各成分の計算値をFigs. 2-2-3~5 に示した。 $X_{1c}^{(2)}$ という入射波の円運動を散乱することによる造波抵抗成分が大きな変化を示すことがわかる。

Fig. 2-2-6 は、前後力X forceの計算値と実験値の比較である。実線に示す第1近似の計算値が、実験値をかなりの程度説明していることがわかる。実験、計算ともに、下り波面 ($\xi_0/\lambda = 0.7 \sim 0.8$) では船の抵抗が負となることを示している。この結果として2.1節で調べたように波乗り現象が発生しているわけで、第1近似の理論計算すなわちFroude-Krylov forceは実用上有効である。しかし、上り波面にはいくらかの不一致が残っている。

破線は、第2近似の理論も含めた計算値であるが、実験値とはむしろ一致していない。第2近似の理論値は、第1近似の理論値と実験値の間の差を埋める方向で働いている傾向はあるが、その修正量は過大である。この主な原因は、吹き出し強さを決めるにあたって薄い船の仮定を使ったことによる誤差であろう。つまり、理論が上下方向の流速に対する影響を過大に見積ったということである。この解決には、上下方向の流速の影響を比較的うまく扱う細長体理論あるいはNeumann-Kelvinの3次元解法を利用することが考えられる。実際本研究の公表後、大楠²¹⁾は波と船が等速度で進むときの上下、左右の波浪強制力を細長体理論で計算し、Froude-Krylov forceをいくらか改善する結果を得ている。ただしこのような方法では定量的結果を得る期待はあるが直接的な解析的表現は得られない。これに対して、本節のような薄い船の理論は、定量的な結果は期待できないが、物理的な解釈につながる定性的な関係を証明することには有用であった。本船型の結果からは従来からのFroude-Krylov forceを計算することで実用上十分と思われるが、今後それだけでは不十分な船型が見いだされたときは、ここでの第2近似理論を踏まえたうえで、3次元数値解法などを検討すべきであろう。

2. 2. 6 結言

本節で得られた主な結論を以下のように列記する。

- (1) 追波中の抵抗変動をFroude-Krylov仮説から計算する従来の方法は、完全流体力学の境界値問題としての観点からも合理的な第1近似解である。
- (2) Froude-Krylov forceの物理的意味は、無限遠方での入射波と静水造波（横波）の干渉と説明された。
- (3) このFroude-Krylov forceは、拘束模型実験結果を実用的には十分な精度で説明できた。
- (4) 第2近似の理論によって、波の円運動の散乱による造波抵抗成分や高次のFroude-Krylov forceなどの力の存在が示された。

Appendix 1 Froude-Krylov仮説による抵抗変動

船に働く波の力を計算する場合、Froude-Krylov仮説に従うと、乱されない入射波の圧力を船体表面について積分すればよい。ここでは本文中で用いた理論と比較するため、このFroude-

Krylov仮説による抵抗変動の理論式を2次の項まで残して導く。

入射波の波形と圧力は次のように与えられる。

$$\zeta_w = a \cos K(x + \xi) - \frac{1}{2} K a^2 \cos 2K(x + \xi) \quad (2.2.39)$$

$$p = \rho g z - \rho g a e^{-Kz} \cos K(x + \xi) - \frac{1}{2} \rho g a^2 K e^{-2Kz} \quad (2.2.40)$$

前後力Xは次のように表現される。

$$X_{FK} = -2 \iint p \cos(\hat{n}x) dx dz = 2 \int_L \int_{\zeta_w}^{\tau} p \frac{\partial f}{\partial x} dx dz \quad (2.2.41)$$

(2.2.39) 式と (2.2.40) 式を (2.2.41) 式に代入して、オーダー評価を行うと、

$$X_{FK}^{(1)} = -2 \rho g a \iint_{S_0} \frac{\partial f_1}{\partial x} e^{-Kz} \cos K(x + \xi) dx dz \quad (2.2.42)$$

$$\begin{aligned} X_{FK}^{(2)} = & -2 \rho g a \int_L (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x - \theta_w^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x}) \frac{\partial f_1(x, \tau^{(0)})}{\partial x} e^{-K\tau^{(0)}} \\ & \cdot \cos K(x + \xi) dx \\ & + 2 \rho g a \iint_{S_0} \left\{ \theta_w^{(1)} z \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} - \theta_w^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial z} + (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x) \frac{\partial^2 f_1}{\partial x \partial z} \right\} \\ & \cdot e^{-Kz} \cos K(x + \xi) dx dz \\ & + \rho g a^2 \int_L \frac{\partial f_1(x, 0)}{\partial x} \cos^2 K(x + \xi) dx \end{aligned} \quad (2.2.43)$$

なお $h_w^{(1)}$ 、 $\theta_w^{(1)}$ は、Froude-Krylov forceの第1近似を用いた釣合式の解として与えられる。

$$\begin{aligned} Z_{FK}^{(1)} &= 0 \\ M_{FK}^{(1)} &= 0 \end{aligned} \quad (2.2.44)$$

ただし

$$\begin{aligned} Z_{FK}^{(1)} &= -2 \iint_{S_0} p \cos(\hat{n}z) dx dz = 2 \int_L \int_{\zeta_w}^{\tau} p \frac{\partial f}{\partial z} dx dz \\ &= -2 \rho g a \iint_{S_0} \frac{\partial f_1}{\partial z} e^{-Kz} \cos K(x + \xi) dx dz \end{aligned}$$

$$+ 2\rho g \int_L (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x - \theta_w^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x}) \tau^{(0)} \frac{\partial f_1(x, \tau^{(0)})}{\partial z} dx$$

$$+ 2\rho g \iint_{S_0} z \left\{ -\theta_w^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial x} - \theta_w^{(1)} z \frac{\partial^2 f_1}{\partial x \partial z} - (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x) \right.$$

$$\left. \cdot \frac{\partial^2 f_1}{\partial z^2} \right\} dx dz$$

(2.2.45)

$$M_{FK}^{(1)} = 2 \iint_{S_0} p x \cos(\hat{n}z) dx dz$$

$$= -2 \int_L \int_{z_w}^{\tau} p x \frac{\partial f}{\partial z} dx dz$$

$$= 2\rho g a \iint_{S_0} x \frac{\partial f_1}{\partial z} e^{-kz} \cos k(x+\xi) dx dz$$

$$- 2\rho g \int_L (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x - \theta_w^{(1)} \tau^{(0)} \frac{\partial \tau^{(0)}}{\partial x}) \tau^{(0)} x \cdot \frac{\partial f_1(x, \tau^{(0)})}{\partial z} dx$$

$$- 2\rho g \iint_{S_0} x z \left\{ -\theta_w^{(1)} \frac{\partial f_1}{\partial x} - \theta_w^{(1)} z \frac{\partial^2 f_1}{\partial x \partial z} \right.$$

$$\left. - (h_w^{(1)} - \theta_w^{(1)} x) \frac{\partial^2 f_1}{\partial z^2} \right\} dx dz$$

(2.2.46)

第2.3節 規則波中の波乗り現象

2.3.1 緒言

2.1節において、波乗り発生に与える初期条件の影響が未解決の課題として残されていた。波乗りを記述する運動方程式は非線型であり、非線形力学系は一般に初期値に敏感に影響される。このため、波乗りの発生も初期条件に大きく左右されると類推される。そこで本節では、初期条件の影響を明らかにすることによって、規則波中の波乗り現象の運動力学的全体像を明らかにすることを目的とする。

規則波中の波乗りの発生条件の検討は、Grim³⁰⁾により始められたということができよう。縦波の中で船は縦方向の力の釣合点をもつ可能性があり、1波長内に安定釣合点、不安定釣合点のそれぞれ1つが存在することになる。Grimは、このうち不安定釣合点で波速に等しい速度の船が1波長移動し、隣の不安定釣合点で波速に達することをもって波乗り発生の限界条件とみなせると主張し、その条件を与える近似式も発表した。その後NPLの水槽では、自由航走模型実験により波乗り発生条件を求め、Grimの近似式による値と一致することを示した。²³⁾³⁷⁾³⁸⁾ しながら、Grimの近似式の誘導過程には論理的でない点があり、彼自身も後の論文では近似式ではなく運動方程式の数値積分により波乗り発生条件を求めている。³⁹⁾ また、Boese³¹⁾は、縦方向の力の釣合点が存在する条件が波乗りの必要条件となることに注目し考察を行っている。最近、菅ら²⁶⁾は、瞬時の船速が波速に一致すること、これが波乗りの発生条件であるという仮説を発表し、自由航走実験によりその線型解が安全側の結果を与えることを示している。

一方、ソ連においては、Kaliningrad 水産工学研究所のMakovやAnanyevが1969年に詳細な研究を行っている。その概要と結論はIMCOへ提出された資料⁴⁰⁾により知ることができた。それによれば、位相面上の解析により、波乗りが「初期条件による波乗り」、「初期条件によらない波乗り」の2つに分けられることを示すとともに、発生条件をMathieuの安定判別から導き、模型実験によりその結果を検証している。

このように、波乗り現象についていくつかの独立した研究がなされてそれぞれ成果を挙げている。しかしそれら相互の関連は必ずしも明らかでなく、波乗り現象の全体像は解明されたいえない。本節では、非線形力学の正攻法にならうという意味から、位相面上で波乗りを含む船体前後運動を解析した。その結果、従来の波乗り発生条件の仮説の意味するところと波乗り発生条件と初期条件の関係が明確に示されたと考える。

2.3.2 運動方程式と前後揺れ

(1) 運動方程式

2.1節では拘束模型実験による流体力データを用いた運動方程式の表現を既に示した。本節では、広範な波浪条件に対して計算を行うため、2.2節の結果を参考にしながら、理論による流体力推定値を用いた運動方程式の表現を導いた。

Fig.2-3-1のように、規則追波中を船が速度 U で航行している場合を考える。慣性座標系 $O-\xi\eta$ は、ある波の谷に原点をもち、波の位相速度 C で移動すると考える。 ξ_0 は船体重心と波の谷の原点の水平距離である。また G は船体重心であり、 $G-xz$ は船体固定座標系とする。

追波中の現象であり、その運動はゆるやかであるから、準静的な運動解析がよい近似を与えることになる。また他の運動モードと前後運動の連成も船の細長性から無視することができる。

船体に働く方向の外力としては、波による前後力 F_x 、船体抵抗 R 、プロペラ推力 T 、そして付加質量力 VM が考えられる。このうち波による力については、ポテンシャル理論の第1近似となるFroude-Krylov forceのみを考える。2.2節で示したように、 $U=C$ となる波乗り状態において、この力は船体による静水中の航走波と海洋波の干渉として物理的には説明できるものである。具体的には次のような形で計算できる。

$$F_x = -\rho g \zeta_w k \int_{AE}^{FE} e^{-k d(x)} S(x) \sin k (\xi_G + x) dx$$

$$= -\rho g \zeta_w k \sqrt{F_c^2 + F_s^2} \sin (k \xi_G + \varepsilon) \quad (2.3.1)$$

ここで

$$F_c = \int_{AE}^{FE} e^{-k d(x)} S(x) \cos kx dx$$

$$F_s = \int_{AE}^{FE} e^{-k d(x)} S(x) \sin kx dx$$

$$\varepsilon = \tan^{-1} (F_s / F_c)$$

$S(x), d(x)$ --- 横断面毎の船の断面積、喫水

AE, FE --- 船体没水部の後端、前端

ζ_w, λ, k --- 波振幅、波長、波数

船体抵抗、プロペラ推力、付加質量力については、第1近似としては平水中の値を用いることが妥当であろう。そこで通常の抵抗、自航試験、プロペラ単独試験の結果や元良チャートを利用すればよい。

$$R = R (C + \dot{\xi}_G) \quad (2.3.2)$$

$$T = (1 - t_p) \rho n^2 D_p^4 K_T \left\{ \frac{(C + \dot{\xi}_G)(1 - w)}{n D_p} \right\} \quad (2.3.3)$$

$$VM = -m_x \ddot{\xi}_G \quad (2.3.4)$$

ここで t_p, w は推力減少、伴流係数であり、 n, D_p, K_T はプロペラの回転数、直径、推力係数である。 m_x は船体の付加質量とする。

波の位相速度 C は、水波の分散関係を2次まで考慮して求める。

$$C^2 = \frac{g}{k} (1 + k^2 \zeta_w^2) \quad (2.3.5)$$

船の運動方程式は次の通りとなる。

$$\begin{aligned}
 m \ddot{\xi}_G &= F_x - R + T + VM \\
 &= -\rho g \xi_w k \sqrt{F_c^2 + F_s^2} \sin(k \xi_G + \varepsilon) - R(\dot{\xi}_G + c) \\
 &\quad + (1-x_p) \rho n^2 D_p^4 K_T \left\{ \frac{(1-w)(\dot{\xi}_G + c)}{n D_p} \right\} - m_x \ddot{\xi}_G \quad (2.3.6)
 \end{aligned}$$

$\dot{\xi}_0$ は波に対する相対速度にあたる。このため波乗り状態では $\dot{\xi}_0 = 0$ となる。また静水中で船が定常航走するときの速度を $\dot{\xi}_0$ とすると、静水中の力の釣合式は以下の通りである。

$$0 = -R(\dot{\xi}_0 + c) + (1-x_p) \rho n^2 D_p^4 K_T \left\{ \frac{(1-w)(\dot{\xi}_0 + c)}{n D_p} \right\} \quad (2.3.7)$$

(2.3.6)式から(2.3.7)式を差し引き、 R と K_T を C まわりに展開して整理すると、運動方程式は最終的に次式となる。

$$\ddot{\xi}_G + \mu \dot{\xi}_G + f \sin(k \xi_G + \varepsilon) = b \quad (2.3.8)$$

ここで

$$\mu = \frac{1}{m+m_x} \left[\frac{\partial R}{\partial V} - (1-x_p) \rho n^2 D_p^4 \frac{\partial K_T}{\partial J} \frac{1-w}{n D_p} \right]_{V=c}$$

$$f = \frac{\rho g \xi_w k}{m+m_x} \sqrt{F_c^2 + F_s^2}$$

$$b = \frac{1}{m+m_x} \left[\frac{\partial R}{\partial V} - (1-x_p) \rho n^2 D_p^4 \frac{\partial K_T}{\partial J} \frac{1-w}{n D_p} \right]_{V=c} \dot{\xi}_0$$

この(2.3.8)式を解析的に解くことは難しい。ただし $\mu = b = 0$ のときには単振り子の運動方程式となり、楕円関数を用いて解が得られることは周知であろう。

(2) 前後揺れ

波乗りに至らないとき船は、静水中の速度付近を中心に前後揺れを行う。この場合船は平均的に $\dot{\xi}_0$ という速度で原点 O から離れるとみなせるから、 ξ_0 は次のように表現できる。

$$\xi_G = \xi_{G0} + \hat{\xi}_0 \tau \quad (2.3.9)$$

ここで ξ_{00} は時刻 $t=0$ のときの重心位置を表わす。波と船の出会い周波数 $\omega_s = k \{c - (c + \hat{\xi}_0)\}$ を考慮すると、 $k \xi_0$ は次式となる。

$$k \xi_0 = k \xi_{00} - \omega_s t \quad (2.3.10)$$

これより(2.3.6)式の波の力は ξ_0 に依存しない t の関数となり、強制力として扱うことができる。そして $\ddot{x}_G = \ddot{\xi}_0$ 、 $\dot{x}_G = \dot{\xi}_0 - \dot{\xi}_0$ 、 $\xi_{00} = 0$ とすると、前後揺れの運動方程式は次の通りとなる。

$$\ddot{\chi}_G + B_0 \dot{\chi}_G = f \sin(\omega_s t - \varepsilon) \quad (2.3.11)$$

ここで

$$B_0 = \frac{1}{m + m_x} \left[\frac{\partial R}{\partial v} - (1 - \tau_p) \rho n^2 D_p^4 \frac{1 - W}{n D_p} \frac{\partial K_T}{\partial J} \right]_{v=c+\hat{\xi}_0}$$

$$f = \rho g \zeta_w k \sqrt{F_c^2 + F_s^2}$$

$$\varepsilon = \tan^{-1}(F_s / F_c)$$

この方程式は定係数線型であり、容易に解ける。ただし $\omega_s = 0$ では前後揺れの振幅は発散する。前後揺れの速度は B_0 の寄与により発散しない。

以上の考え方を検証するため、前後揺れの応答を計算し、菅ら²⁶⁾の実験と比較してみた。供試船は124GT型の沖合底曳網漁船であり、主要目をTable 2-2に、船体線図をFig. 2-3-2に示した。またその抵抗試験結果はFig. 2-3-3に、自航要素、プロペラ単独特性、付加質量はTable 2-3に記した。なお付加質量については、推定値と実験値にわずかに差がある。しかしこの差が運動へ及ぼす影響は小さいので、元良チャートの値を運動の計算には利用した。

Fig. 2-3-4に前後揺れ振幅 ξ_a の比較の一例を示した。横軸のフルード数 F_n は平均船速に対応する。計算と実験の結果はよい一致を示している。その他の $\lambda/L=1.0$ 、 2.0 でも同様によい一致がみられた。先述の流体力推定法が概ね適当であると思われる。

2.3.3 位相面による解析

(1) 不安定釣合点付近の挙動

(2.3.8)式の運動方程式で記述される力学系の釣合点は、 $f \geq b$ のとき存在し、

$$k \xi_0 = \sin^{-1}(b/f) - \varepsilon \quad (2.3.12)$$

を満たす ξ_0 である。この釣合点は一波長内に2つあり、1つが安定でもう一つが不安定になることは容易に確かめられる。安定釣合点を ξ_{0s} 、不安定釣合点を ξ_{0u} と表わすこととする。まずこのうち不安定釣合点付近の運動について(2.3.8)式を用いて調べる。

ξ_{0u} における力の釣合は(2.3.8)式により与えられる。

$$b - f \sin(k \xi_{0u} + \varepsilon) = 0 \quad (2.3.13)$$

$\sin(k\xi_G + \varepsilon)$ を $k\xi_{GU}$ まわりに展開すると、

$$\begin{aligned} \sin(k\xi_G + \varepsilon) &= \sin(k\xi_{GU} + \varepsilon) \\ &+ k(\xi_G - \xi_{GU}) \cos(k\xi_{GU} + \varepsilon) + O(k^2(\xi_G - \xi_{GU})^2) \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

(2.3.13)、(2.3.14)式を用いて(2.3.8)式を表わすと、

$$\ddot{\xi}_G + \mu \dot{\xi}_G + k f(\xi_G - \xi_{GU}) \cos(k\xi_{GU} + \varepsilon) = 0 \quad (2.3.15)$$

$\theta = \xi_G - \xi_{GU}$ 、 $\Theta = \dot{\theta}$ とおくと

$$\frac{d\Theta}{dt} = -k f \theta \cos(k\xi_{GU} + \varepsilon) - \mu \Theta \quad (2.3.16)$$

さらに変形すると、

$$\frac{d\Theta}{d\theta} = - \frac{k f \theta \cos(k\xi_{GU} + \varepsilon)}{\Theta} - \mu \quad (2.3.17)$$

が得られる。 $\frac{d\Theta}{d\theta} = \alpha$ に一致する直線軌道 $\frac{\Theta}{\theta} = \alpha$ を探す。

$$\alpha = - \frac{k f}{\alpha} \cos(k\xi_{GU} + \varepsilon) - \mu \quad (2.3.18)$$

この式を解くと

$$\alpha_{1,2} = - \frac{\mu}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\mu}{2}\right)^2 - k f \cos(k\xi_{GU} + \varepsilon)} \quad (2.3.19)$$

(添字1を+、添字2を-に対応させる。)

これらは不安定釣合点 ξ_{GU} における固有方向を表わす。すなわち運動軌道は不安定釣合点付近ではこの固有方向に一致する。(19)式の平方根の部分が零となる、 $\alpha_1 = \alpha_2 = -\mu/2$ のときに限って固有方向は1つとなり、これ以外の $\alpha_1 \neq \alpha_2$ のときには固有方向は2つ存在し、不安定釣合点はサドルまたはカuspとなる。

(2) 安定釣合点付近の挙動⁴¹⁾

不安定釣合点の場合と同様に、安定釣合点の場合も(2.3.8)式より次式が成り立つ。

$$\ddot{\xi}_G + \mu \dot{\xi}_G + k f(\xi_G - \xi_{GS}) \cos(k\xi_{GS} + \varepsilon) = 0 \quad (2.3.20)$$

さらに $\xi' = \xi_G - \xi_{GS}$ とおくと

$$\ddot{\xi}' + \mu \dot{\xi}' + k f \xi' \cos(k \xi_{qs} + \varepsilon) = 0 \quad (2.3.21)$$

この特性方程式を求めると、

$$s^2 + \mu s + k f \cos(k \xi_{qs} + \varepsilon) = 0 \quad (2.3.22)$$

安定釣合点まわりで振動する条件は次式である。

$$D = \mu^2 - 4 k f \cos(k \xi_{qs} + \varepsilon) < 0 \quad (2.3.23)$$

この条件が満たされるとき、振動の周期は次の通りとなる。

$$T = \frac{4\pi}{\sqrt{-D}} \quad (2.3.24)$$

(3) 位相面とセパトリックス

船の前後運動の方程式は非線型であり、一般的な解を得ることが難しいので、位相面上に軌道を描き、解の性質についての理解を深めることを考える。位相面の横軸には ξ_0/λ 、縦軸には $U/C-1$ をとる。ただし U は船の速度を表わしている。(2.3.6)式の運動方程式を数値積分し、その解を位相面上にプロットして軌道を描くことになる。ただしその軌道の数は無限にあり、すべてを描くことはできない。そこで多くの軌道のうちセパトリックスと呼ばれる軌道を描くと他の軌道の性質も推察されることが多い。セパトリックスはサドルまたはカスプを通る軌道として定義される。⁴²⁾

不安定釣合点 ξ_{qu} は、先に調べたように通常2つの固有方向をもつサドルである。そこでこの点を通る軌道すなわちセパトリックスを描けばよい。ただし、セパトリックス上での運動はサドルに近づくほど遅くなり、無限時間のシミュレーションが必要となる。このため、サドルの固有方向にわずかにずらした点を初期条件としてシミュレーションを行う必要がある。またサドルへ向かう軌道については、サドルから逆時間のシミュレーションを実施すればよい。

一方安定釣合点 ξ_{qs} では、 D が負のとき振動型となりスパイラルとなる。 D が正のとき ξ_{qs} は単調なポイントアトラクタとなる。いずれにせよ ξ_{qs} に軌道が吸引されることは、物理的には波面上のある一点で波と船がともに進むことになるので波乗りの発生を意味する。

セパトリックスを描くための初期値 ξ_{q0} 、 $\dot{\xi}_{q0}$ を次に示す。ただし $\delta \ll 1$ とする。

① $\xi_{q0} = \xi_{qu} + \delta \lambda$	$\dot{\xi}_{q0} = \alpha_1 \times \delta \lambda$
② $\xi_{q0} = \xi_{qu} + \delta \lambda$	$\dot{\xi}_{q0} = \alpha_2 \times \delta \lambda$
③ $\xi_{q0} = \xi_{qu} - \delta \lambda$	$\dot{\xi}_{q0} = -\alpha_1 \times \delta \lambda$
④ $\xi_{q0} = \xi_{qu} - \delta \lambda$	$\dot{\xi}_{q0} = -\alpha_2 \times \delta \lambda$

位相面上で軌道は、周知のように、上半面で右向き、下半面で左向きに進む。これより、初期条件①、③に対しては順時間、②、④に対しては逆時間のシミュレーションを行えばよいことになる。

本研究では、先の沖合底曳網漁船を用いて軌道を位相面上に描いた例をFigs. 2-3-5~2-3-13に示した。そのうちFigs.2-3-5~9は、波嵎度、波長を一定にしてプロペラ回転数を順に上げていった場合である。Figs.2-3-10~13では、波長、プロペラ回転数を一定にして波嵎度が順に増加している。プロペラ回転数は、そのプロペラ回転により静水中で自航するときのフルード数 F_0 として表示している。

2. 3. 4 波乗り現象についての考察

(1) 位相面軌道による考察

追波中の船体前後運動を位相面上でながめると3つのパターンに分れることに気がつく。1つは、Fig.2-3-5のように、周期的アトラクタが存在する場合である。このアトラクタは、静水中自航速度付近を中心に波と船の出会い周期で変動する強制振動である。初期条件によりアトラクタから離れていてもすみやかにアトラクタに軌道は吸収される。すなわち、船は波乗りに至らず、前後揺れを行いつつ次々に波に追い抜かれていく。

波の力やプロペラ推力がより大きくなると波面上で前後方向の力の釣合点が生じる。そのうち不安定釣合点を通る軌道、セパトリックスを平面上に描いた。なお煩雑にならないように、2波長間の不安定釣合点から始まるセパトリックスのみを描き、その他の軌道は省略している。ある場合にはセパトリックスによって安定釣合点を包むような領域が生じる。図上でアミをつけたこの領域内に初期条件を与えられた軌道はすべて安定釣合点に収束する。そしてその領域外から始まる軌道はすべて周期的アトラクタへ吸い込まれていく。すなわち船はある初期条件のときに限り波乗り状態に至る。また初期条件によっては前後揺れを繰り返し波に抜かれる。特に初期船速が周期的アトラクタより下方つまり遅い船速の場合には必ず周期的アトラクタに達する。菅らの自由航走模型実験は、プロペラ回転数を一定にした後、船が速度0から加速していくという手順に近いから、周期的アトラクタより下方でのスタートに相当する。このため、このような実験では初期条件について選択的な波乗り現象が発生することはない。しかしなんらかの外力が作用するときには波乗りか、この条件下で実際に起こることもある。例えば、追波追風中を帆走するレーシングディンギーでは、波の谷に船体重心が来たときメインセイルを急速に引き込んで船を瞬間的に加速し、波乗りの発生を促す技術が定着している。これは前後揺れから波乗りの領域へ位相面上で強制的に移動させることにあたる。

さらに波の力やプロペラ推力が大きくなると、不安定釣合点から左下へ流れるセパトリックスは後続する波の安定釣合点に収束し、周期的アトラクタは存在できなくなる。全領域で軌道はいずれかの安定釣合点に収束することになる。つまり、船はこの波高、波長、プロペラ回転数の条件下では、初期条件にかかわらず、波乗り現象が発生する。菅らの実験²⁶⁾⁴³⁾ではこの場合の波乗りのみが観測されたものと考えられる。

このように、追波中の前後運動は、「周期的前後揺れ」、「初期条件による波乗り」、「初期条件によらない波乗り」という3つのパターンに分けられる。これは既にソ連の研究⁴²⁾により示されているところである。そして「初期条件による波乗り」と「周期的前後揺れ」の境界は、前後方向の力の釣合が存在する条件により定まる。具体的には、(2.3.6)式で $\xi_0 = \xi_0 = 0$ とした

後、 ξ_w または n を未知数として反復法により解を求めればよい。次に、「初期条件による波乗り」と「初期条件によらない波乗り」の境界は、ソ連の研究⁴⁰⁾では減衰力を線型化したうえでMathieuの安定判別に帰着させることで得られるとされている。しかしながら、前節の方法を用いて一条件につき2本のセパラトリックスを描くことと反復法を組みあわせれば、効率的に精度良い境界を求めることは容易である。本研究ではこのうち後者の方法を利用した。このため減衰力の非線型性も含まれた結果が得られている。

Grim³⁹⁾の波乗り発生条件は、「不安定釣合点で波速に等しい速度の船が一波長移動し、隣の不安定釣合点で波速に達すること」と要約される。不安定釣合点において相対速度0から始まる船の運動とは、位相面上ではサドルを通る軌道すなわちセパラトリックスに他ならない。そしてこのセパラトリックスが隣のサドルを通れば、再び軌道はサドルから離れることはない。なぜなら、セパラトリックスはサドルに達するのに無限大の時間を要するからである。このようにGrimの条件は位相面解析の結果と一致する合理的なものとみなせる。ただし、Grimは固有方向を考慮してセパラトリックスを求めることに言及しておらず、単に不安定釣合点から船をわずかにずらしてシミュレーションするだけでは精度が悪くなることに注意する必要がある。

菅ら²⁶⁾の波乗り条件は、「瞬時の船速が波速に一致すること」である。周期的前後揺れを行う船の「瞬時の最大速度」は、Figs.2-3-5~2-3-6のように、波の山付近で現われる。しかしながら波乗り状態に近づくFig. 2-3-7のような場合では、運動の非線型性から、周期的アトラクタ上の最大速度は不安定釣合点の相対位置で生じる。この段階で船速が波速に一致することは、周期的アトラクタが不安定釣合点を通ること、すなわち、周期的アトラクタとセパラトリックスの一致を意味する。これは、あるサドルからのセパラトリックスが隣のサドルを通ることにあたり、Grimの条件に一致する。このように、菅らの条件はGrimの条件を別の観点から述べたものである。ただし、線型解による周期的アトラクタ上の最大速度は不安定釣合点では生じないので、非線型計算が求められ、やはり運動方程式の数値積分に頼らざるを得ないと思われる。

(2) 波乗り発生条件

このように位相面上の軌道についての考察から、波乗り発生条件を決定する方法が明らかになった。Figs.2-3-14~15は、ある波高、波長の規則波中で波乗りの発生する最小のプロペラ回転数を示している。図中には菅ら⁴³⁾による自由航走模型実験で求められた波乗り限界条件も引用させていただいた。菅らの実験結果は、「初期条件によらない波乗り」条件の推定値と概略一致しており、先の考察を裏付けている。また波長により波乗り限界船速があまり変化していないのは、長波長になると波による推力が大きくなる一方、波速も大きくなり抵抗が増すためであると考えられる。

波乗り状態では、波の力により加速されるためプロペラの前進係数が大きくなり、プロペラ推力は減少する。Fig.2-3-15の $H/\lambda = 1/10$ の場合では、「初期条件による波乗り」領域で $K_T < 0$ となることがある。シミュレーションや模型実験では回転数一定なのでこのようにプロペラが負の推力として作用するケースもありうる。実船ではトルク一定に近いのでここまで極端にはならないと思われるがいずれにせよ K_T の低下は著しい。この推力の減少は、プロペラ増速流、そして舵直圧力の減少につながる。舵直圧力 F_N は舵有効流入速度 u_R の2乗に比例し、 u_R はたとえば次式でプロペラの作用から推定できる⁴⁴⁾。

$$\left(\frac{u_R}{u_p}\right)^2 = \varepsilon_R^2 \left(1 + K_R \frac{8K_T}{\pi J^2}\right) \quad (2.3.25)$$

ここで u_p はプロペラ流入速度である。静水中操舵試験から実験定数を決めると、この船では $\epsilon_R = 0.885$ 、 $K_R = 0.617$ となった。これらを用いて波乗り状態下の舵直圧力 F_N と静水中を波乗り時の速度で航行するときの舵直圧力 F_{N0} の比を計算したのが Fig. 2-3-16 である。舵直圧力は静水中に比べて波乗り状態では半分以上に減少することもあり、broaching の危険に直面していることがわかる。特に「初期条件による波乗り」のケースでこのような舵力低下が著しい。なお、broaching 時の舵力低下の原因と従来からいわれていた、波による水粒子速度の影響⁴⁵⁾ や舵の空中露出の影響⁴⁵⁾ はここでは考慮していない。

Grim³⁹⁾ が述べているように、一度発生した波乗りは、静的釣合が失われるとそれ以上続くことはない。「初期条件による波乗り」の発生条件が力の釣合の存在の条件であるから、この条件は、非常に緩やかにプロペラ回転や波高を下げるときの波乗り脱出条件に当たる。規則波中を一定のプロペラ回転で自航する船は、「初期条件によらない波乗り」発生条件を満たすと波乗りに至る。その後プロペラ回転を落としても「初期条件による波乗り」の限界条件付近までは波乗りから解放されない。Fig. 2-3-14 の $H/\lambda = 1/20$ のケースでは、2つの条件の差が小さく波乗りからの脱出は容易である。一方 Fig. 2-3-15 の $H/\lambda = 1/10$ のケースでは、波乗り発生後減速しても波乗りから脱出できず舵効きのみが失われていくと考えられる。

なお本節の計算においては、自由航走模型実験との比較を重視して抵抗、伴流係数は模型実験値をそのまま用いている。実船について計算する場合には、これらの特性には尺度影響を考慮する必要がある。また波乗りとしてはこのほかより高速域では波により減速される場合もある。しかしそのメカニズムは加速される波乗りと同じであるし、舵効きは逆に向上して危険ではないのでここでは触れていない。

2. 1 節では、初期条件をも $\phi/\lambda = 0.0$ 、 $U_0/C = 0.8$ に固定して実験と計算を行い、波乗り発生条件を求めている。この手順は位相面上の決まった一点を通る軌道に着目していることとなり、その結果は 1 種類の初期条件に対する波乗り発生条件となっている。それに対して本節の結果は、初期条件の集合に対する波乗り発生条件とみなすことができ、より一般性がある。それではこの初期条件をいかに選べばよいかという問題については、波の不規則性を考慮する必要があり次節で議論することとしたい。

(3) 波乗り点まわりの前後揺れ

菅らの実験では、波乗り状態に陥った船の平均船速が波速に等しくなったとき、船速が正弦的に変動する場合のあることが見出された。^{26) 43)} これは安定釣合点がスパイラルとなることによる前後揺れと思われたので、先の (2.3.24) 式により前後揺れの周期を計算してみた。その結果は Fig. 2-3-17 であるが、無次元の計算値が 12 以上とかなり長いのに比べて、菅らの無次元の実験値は 4~10 と短い。特に菅らが代表的なケースとして示している $\lambda/L = 1.5$ 、 $H/\lambda = 1/20$ 、 $n = 20\text{ rps}$ ($F_n = 0.4356$) では、計算による周期の無次元値は 23.5 と極めて長く実験値から離れている。このように、波乗り点まわりの前後揺れは本節の計算では十分説明することができなかった。理由は現在のところ明らかではないが、運動モードにより減衰力、付加質量などが変化している可能性もあり、流体力学的なアプローチも必要であるかもしれない。

2. 3. 5 結言

本節で得られた主な結論を以下のように列記する。

- (1)追波中の周期的前後揺れについて、Froude-Krylov forceと静水中の抵抗推進特性、付加質量を考慮して線型運動方程式を解くことにより、実験値をよい精度で推定できることを確かめた。
- (2)位相面上に軌道を描くことにより、追波中の船体前後運動が、「周期的前後揺れ」、「初期条件による波乗り」、「初期条件によらない波乗り」の3つに分けられることを確かめた。このうち、「初期条件による波乗り」の発生条件は、前後方向の力の釣合が存在することである。「初期条件によらない波乗り」の条件は、位相面上にセパトリックスを描いたとき、周期的アトラクタが存在しないこととなる。
- (3)規則波中を一定のプロペラ回転により自航する船においては、「初期条件による波乗り」は発生しない。
- (4)位相面上のセパトリックスから推定した「初期条件によらない波乗り」発生の限界速度は、菅らの規則波中自由航走実験による限界速度とほぼ一致した。
- (5)従来までに提案されていたGrimあるいは菅の波乗り発生条件は、位相面上のセパトリックスが隣接する不安定釣合点を通ることと解釈され、「初期条件によらない波乗り」の合理的な条件といえることができる。
- (5)波乗り状態では、プロペラの前進係数が大きくなり、舵力が半分以上に減少することもあり、broaching の可能性が生じる。特に波乗りが発生した後にプロペラ回転を低下させるとき著しい舵力の減少の可能性はある。

第2.4節 不規則波中の波乗り発生確率

2.4.1 緒言

前節までの議論によって、規則波中の波乗り現象の全体像をほぼ解明することができた。しかしながら本研究の最終的な目的は、現実の自然海面における波乗り現象の発生を確率論的に予測し、復原性基準や操船指針に役立てることである。そこで本節では、前節までの成果をもとに、不規則波中の波乗り発生確率推定法を導く。

不規則波中の波乗りについては、Grim³⁸⁾が早くから研究の必要を唱えていた。しかし、波乗りやbroachingは1つか2つの波で起こるため規則波についての検討で十分であるという意見もあり⁴⁰⁾、研究の例をみることは久しくなかった。最近になってGrim³⁹⁾は、不規則波として波群を取り上げ、そこでの波乗りの発生、持続、消滅のプロセスを決定論的に研究した。またBoese³¹⁾は、波乗りの発生ではないが、波乗りの必要条件と波スペクトルの関係に言及している。

本節では、前述の観点から不規則波中の波乗りの発生を確率論的に取り扱うことを試みた。その結果、波乗り発生の統計的予測の考え方を導くことができた。またその計算例から、不規則波中では、規則波中と異なるパタンの波乗りが存在し、無視できない確率で発生することも明らかになった。⁵⁰⁾

2.4.2 波乗り発生の統計理論

海洋波の水位が正規分布に従うとすると、その水位は次式のように表わすことができる。

$$\zeta(t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(2\pi f_n t + \varepsilon_n) \quad (2.4.1)$$

そしてそのスペクトル $S(f)$ が狭帯域であるときには、代表周波数 $\bar{f}$ を使って次のように変形することも多い。

$$\zeta(t) = R(t) \cos[2\pi \bar{f} t + \phi(t)] \quad (2.4.2)$$

代表周波数 $\bar{f}$ は次のように定める。

$$\bar{f} = \frac{\bar{\omega}}{2\pi} = \frac{m_1}{m_0} \quad (2.4.3)$$

ただし

$$m_n = \int_0^{\infty} f^n S(f) df \quad (2.4.4)$$

(2.4.2)式は $\bar{f}$ なる周波数のcarrier waveの振幅 $R(t)$ と位相角 $\phi(t)$ が時間とともに変化すること

を表わしている。そしてスペクトルが狭帯域のときその変化はゆるやかになる。このことを基礎仮定として次のようにおく。

$$\nu^2 \ll 1, \quad \ddot{R} \ll 1, \quad \ddot{\phi} \ll 1 \quad (2.4.5)$$

ここで

$$\nu = \frac{1}{\bar{\omega}} \left(\frac{\hat{\mu}_2}{m_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4.6)$$

$$\hat{\mu}_2 = (2\pi)^2 \mu_2 \quad (2.4.7)$$

$$\mu_2 = \int_0^\infty (f - \bar{f}) S(f) df = m_2 - \frac{m_1^2}{m_0} \quad (2.4.8)$$

(2.4.2)式で表わされる確率過程では、(2.4.5)式の仮定より、 R 、 $\dot{R}$ 、 ϕ 、 $\dot{\phi}$ の4変数についての確率特性を知ることが重要となる。これらの結合確率密度関数 p は、4次元正規分布の考え方より次式で与えられる。⁴⁷⁾

$$p(R, \phi, \dot{R}, \dot{\phi}) = \frac{R^2}{4\pi^2 m_0 \hat{\mu}_2} \exp \left[-\frac{R^2}{2 m_0} \right] \cdot \exp \left[-\frac{\dot{R}^2 + R^2 \dot{\phi}^2}{2 \hat{\mu}_1} \right] \quad (2.4.9)$$

さて前節で確かめたように、波乗りには、「初期条件によらない波乗り」と「初期条件による波乗り」の2種類がある。そのうち「初期条件によらない波乗り」の発生確率は、船がそのような条件を満たす波高 H 、波長 λ をもつ個別波に遭遇する確率に一致する。Longuet-Higgins⁴⁸⁾は、波高と波周期 T の結合確率密度を求める理論を示し、海洋波の観測値をよく説明することを確認している。ここではその考え方に従って波乗り発生を求める。

Longuet-Higgins⁴⁸⁾によれば、 $\ddot{\phi} \ll 1$ の仮定より、

$$T = \frac{2\pi}{\bar{\omega} + \dot{\phi}} \quad (2.4.10)$$

という関係式を導くことができる。さらに水波の分散関係を用いると、

$$\lambda = \frac{g T^2}{2\pi} = \frac{2\pi g}{(\bar{\omega} + \dot{\phi})^2} \quad (2.4.11)$$

また $\nu^2 \ll 1$ より

$$H = 2R \quad (2.4.12)$$

波長、波高を次のように船の垂線間長 L で無次元化すると、

$$\lambda^* = \lambda / L, \quad H^* = H / L \quad (2.4.13)$$

(2.4.11)、(2.4.12)式より、

$$R = \frac{H^* L}{2}, \quad \dot{\phi} = -\bar{\omega} + \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda^* L}} \quad (2.4.14)$$

この関係から R 、 $\dot{\phi}$ にかえて H^* 、 λ^* を (2.4.9) 式に持ち込めばよい。

$$\begin{aligned} p(H^*, \dot{R}, \phi, \lambda^*) &= p(R, \dot{R}, \phi, \dot{\phi}) \left| \frac{\partial(R, \dot{R}, \phi, \dot{\phi})}{\partial(H^*, \dot{R}, \phi, \lambda^*)} \right| \\ &= \frac{\pi^{-\frac{3}{2}} \sqrt{g} L^{\frac{5}{2}}}{32\sqrt{2} m_0 \hat{\mu}_2} H^{*2} \lambda^{*- \frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\dot{R}^2}{2 \hat{\mu}_2} \right] \\ &\quad \cdot \exp \left[-\frac{L^2 H^{*2}}{g} \left\{ \frac{1}{m_0} + \frac{1}{\hat{\mu}_2} \left(-\bar{\omega} + \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda^* L}} \right)^2 \right\} \right] \quad (2.4.15) \end{aligned}$$

ϕ を integral out すると、

$$\begin{aligned} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) &= \int_0^{2\pi} p(H^*, \dot{R}, \phi, \lambda^*) d\phi \\ &= \frac{\sqrt{g} L^{\frac{5}{2}}}{16\sqrt{2}\pi m_0 \hat{\mu}_2} H^{*2} \lambda^{*- \frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\dot{R}^2}{2 \hat{\mu}_2} \right] \\ &\quad \cdot \exp \left[-\frac{L^2 H^{*2}}{g} \left\{ \frac{1}{m_0} + \frac{1}{\hat{\mu}_2} \left(-\bar{\omega} + \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda^* L}} \right)^2 \right\} \right] \quad (2.4.16) \end{aligned}$$

「初期条件によらない波乗り」発生の限界波高を H_c^* とおけば、長さ λ^* の波に出会うときの「初期条件によらない波乗り」の発生確率 $p_i(\lambda^*)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} p_i(\lambda^*) &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{H_c^*}^{\infty} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) dH^* d\dot{R}}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) dH^* d\dot{R}} \\ &= 1 - \frac{1}{\hat{p}(\lambda^*)} \int_0^{H_c^*} H_c^{*2} \exp \left[-\frac{L^2}{g} H^{*2} \right] \end{aligned}$$

$$\left\{ \frac{1}{m_0} + \frac{1}{\hat{m}_2} \left(-\bar{w} + \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda^* L}} \right)^2 \right\} \quad (2.4.17)$$

ここで

$$\begin{aligned} & \hat{p}(\lambda^*) \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left[\frac{L^2}{g} \left\{ \frac{1}{m_0} + \frac{1}{\hat{m}_2} \left(-\bar{w} + \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda^* L}} \right)^2 \right\} \right]^{-\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (2.4.18)$$

次に「初期条件による波乗り」の発生確率を考えるが、この場合は遭遇する波に着目するだけでは不十分であり、その遭遇に至るまでの船の運動も関係してくる。この運動は前後揺れになるが、波乗りの発生限界に近いところでは運動の非線型性が強くなり、線型応答理論を用いることは難しい。外力である波の力は、Froude-Krylov forceが主体であるため瞬時の波との関係に依存し、準静的に扱うことができる。また出会い周期が大であることから慣性の影響も小さい。このため運動はすみやかに強制動揺に収束する。このような点より、先行する運動としては、問題とする個別波の1つ前の個別波に対する非線型強制動揺を考えることで十分であると思われる。

これら2つの個別波についてみると、 $\dot{R}, \dot{\phi} \ll 1$ であるから、 $\dot{R}, \dot{\phi}$ は一定、すなわち波高変化率と波長が共通するとみなすことができよう。「初期条件による波乗り」では位相面上に波乗りに至る領域が存在する。そこでこの平面上に先行波上の強制前後揺れの軌道を重ねて描き、波乗りに至る領域内にその軌道が入るならば、「初期条件による波乗り」が発生するものと判断できる。

Fig.2-4-1のように、静水中自航速度 $U_0/C-1$ よりも下に波乗り領域が伸びているとき、先行波の高さがある値以下では波乗りが発生する。この最大の先行波高を H_{NP}^* とする。一方Fig.2-4-2のように、 $U_0/C-1$ より上にのみ波乗り領域が存在するときは、先行波の高さによらず波乗りは発生せず、 $H_{NP}^* < 0$ とする。一般には波乗り領域の下端は前後揺れの最小速度の位置とは位相に違いがあるが、Fig.2-3-6~7のように、 H_{NP}^* が H_C^* に近づくときにはこの位相の違いも消滅していく。また先行波高 H_0^* と対象波高 H^* の間には R を介して次の関係がある。

$$H^* - H_P^* = \frac{2\dot{R}}{L\bar{\gamma}} \quad (2.4.19)$$

この関係から「初期条件による波乗り」の発生条件は、次式で与えられる。

$$\dot{R} \geq \dot{R}_{\min}(H^*) \quad (2.4.20)$$

$$\dot{R}_{\min}(H^*) = \frac{1}{2} \{ H^* - H_{NP}^*(H^*) \} L \bar{\gamma} \quad H_{NP}^* \geq 0$$

$$= \infty \quad H_{NP}^* < 0$$

$$(2.4.21)$$

以上より、規則波中の「初期条件による波乗り」の限界波高を H_N^* とすると、長さ λ^* の波に出会うとき「初期条件による波乗り」発生条件つき確率 $p_2(\lambda^*)$ は次のように得られる。

$$\begin{aligned}
 p_2(\lambda^*) &= \frac{\int_{H_N^*}^{H_c^*} \int_{\dot{R}_{\min}(H^*)}^{\infty} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) d\dot{R} dH^*}{\int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) d\dot{R} dH^*} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{\pi} \tilde{p}(\lambda^*)} \int_{H_N^*}^{H_c^*} \text{Erfc} \left\{ \frac{\dot{R}_{\min}(H^*)}{\sqrt{2} \hat{\mu}_2} \right\} H^{*2} \\
 &\quad \cdot \exp \left[- \frac{L^2 H^{*2} \lambda^{*2}}{8} \left\{ \frac{1}{m_0} + \frac{1}{\hat{\mu}_2} \left(-\bar{\omega} + \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda^* L}} \right)^2 \right\} \right] dH^* \\
 &\hspace{15em} (2.4.22)
 \end{aligned}$$

また、長さ λ^* の波に出会う確率密度関数 $p_w(\lambda^*)$ も容易に求めることができる。⁴⁸⁾

$$\begin{aligned}
 p_w(\lambda^*) &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) dH^* d\dot{R}}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} p(H^*, \lambda^*, \dot{R}) d\lambda^* dH^* d\dot{R}} \\
 &= \frac{\sqrt{g} L^{-\frac{5}{2}}}{8\sqrt{\hat{\mu}_2} m_0} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+\nu^2}} \right)^{-1} \lambda^{*- \frac{3}{2}} \tilde{p}(\lambda^*) \\
 &\hspace{15em} (2.4.23)
 \end{aligned}$$

さらに、任意の1つの波に出会うとき、波乗りが発生する確率 P は以下の通りである。

$$P = \int_{\lambda_{\min}^*}^{\lambda_{\max}^*} p_w(\lambda^*) \{ p_1(\lambda^*) + p_2(\lambda^*) \} d\lambda^* \quad (2.4.24)$$

なお波乗りの波長範囲 $\lambda_{\min}^* \sim \lambda_{\max}^*$ は、broachingなどの危険性を考えて与えるものとする。

2.4.3. 計算例と考察

このように導かれた計算式により、ある船の波乗り発生確率を計算してみた。対象船は、前節

の検討に用いた、124GT型沖合底曳網漁船である。この船の最大速力は12kt、すなわち $F_n=0.35$ であるので、計算にあたってはこの $F_n=0.35$ について主に計算した。ただし前節同様に抵抗、伴流係数などは模型実験結果をそのまま利用している。

また不規則波として、ITTC(1978)の周波数スペクトルに従う長波頂波を想定した。その有義波高 $H_{1/3}$ 、平均波周期 T_{01} は WMO Code 1100 参考波高と Pierson-Moskowitz の式 $T_{01}=3.86\sqrt{H_{1/3}}$ により Beaufort No. と関係づけられるものとした。⁴⁹⁾ これらの具体的な値は Table 2-4 にまとめた。なお ITTC スペクトルなどの Pierson-Moskowitz 型のスペクトルでは、 $\nu=0.4256$ となる。

不規則波中の波乗り確率の計算にあたっては、規則波中の波乗り発生条件 H_c^* 、 H_N^* および H_{NP}^* (H^*) をあらかじめ求めておく必要がある。これらについては前節と同様な方法で推定し、その結果の 1 例を Figs. 2-4-3~4 に示した。 λ^* が 1.5 以上になると H_c^* は求まらず、「初期条件によらない波乗り」は生じなくなる。これは、波高に比例して大きくなる波の力が波高の 2 乗に比例して大きくなる抵抗を上回ることがなく、いくら波高を大きくしても波乗りが生じないことに相当する。

Figs. 2-4-5~7 には、長さ λ^* の波に出会うときの波乗りの条件つき確率 p を Beaufort 階級 4、5、6 について示した。

$$p_s = p_1 + p_2 \quad (2.4.25)$$

$\lambda/L=1$ 付近で「初期条件によらない波乗り」の条件つき確率 p_1 が大きいのは規則波中の結果より容易に予想される。むしろ注目すべきは、規則波中では通常発生しない「初期条件による波乗り」の条件つき確率 p_2 が p_1 に比べて無視できるほど小さくないことである。波乗り現象を不規則波中で考えねばならない理由の 1 つといえよう。

次に Fig. 2-4-8 には、任意の 1 つの波に出会うときの波乗り確率の計算例を示した。計算にあたり波乗りの波長範囲は broaching についての他船型の実験結果など^{37) 45)} を参考にして $\lambda/L=1.0\sim1.75$ とした。また本節の理論は、不規則波の有義波高と平均波周期のみならずスペクトルの帯域パラメータ ν の影響も含むかたちとなっている。前述のように P-M 型の理論値は $\nu=0.4256$ であるが、実際の観測例では $\nu=0.2\sim0.6$ 程度とばらつくようである。そこで $\nu=0.2$ と 0.6 についても計算を実施した。高い Beaufort 階級の海象下では ν の値により確率は大きく変わっている。この理由は次のように考えられる。風速が大きくなると、平均波長は、大きくなって $\lambda/L=1.0$ から離れてくる。このため、狭帯域すなわち ν が小さくなるほど $\lambda/L=1.0$ 程度の波に出会う確率が低くなるわけである。

波乗りの危険が顕著になるのは、 ν の値にはあまりよらず、Beaufort 階級 5 付近すなわち風速 10m/sec あたりである。そこでの確率は 0.01 を越えており、100 波に出会うと数回の波乗りが起ることになる。これは相当頻繁というべきであり、操船者は数十分以内の追波航行により波乗りしやすい状況にあることに気付くものと思われる。

以上の計算は最大速力 12kt ($F_n=0.35$) で追波航行を行っている場合を想定している。波乗りを防止する有力な手段は変針のほかに減速が考えられる。そこで 10kt ($F_n=0.30$) に減速した場合についても確率を計算し、Fig. 2-4-9 に示した。Beaufort 階級 5~6 付近の最大確率は、

0.001を越える程度と $F_n=0.35$ のときよりも1ケタ低い値となる。すなわち数時間の航行につき1回となり、波乗り発生はかなり希になったといえる。このように、波乗りの防止策としては減速が極めて有効である。

しかしながら、舵面積、復原力が十分でなく、波乗りの防止が唯一の broaching による転覆防止策という極端な場合には、この波乗り発生確率はまだ非常に高いというべきであり、さらなる減速が必要である。ただし前節のように今回の計算は、プロペラ回転一定の条件を課している。このため、低いプロペラ回転では負のプロペラ推力となり計算範囲を越え、 $F_n=0.3$ 未満では計算の信頼性に欠ける。そのような場合についてはエンジントルクも考慮したシミュレーションモデルが望ましい。このような改良については特に困難はないと考えられる。今後は、そのようなモデルにより波乗りを絶対に避けるという立場での安全速力を求めることも検討したい。東独・ポーランドの追波中の復原性基準案では、24m以下の長さの船の $F_n=0.23$ 以上の追波航行を禁止している¹⁶⁾。この具体的な値の根拠は明確ではないが、本節で示した方法によれば、より合理的に追波可航最大船速を定量的に議論していくことが可能となる。また不規則波中の波乗り継続時間についても本節の手法の拡張により検討することもできよう。このほか残された問題点としては、水波の分散関係として線型の(2.4.11)式を用いていることがあり、その非線型性の統計理論への反映も検討すべきと考える。

2.4.4 結言

本節によって得られた主な結論を以下のように列記する。

- (1) 海洋波は狭帯域の正規過程であると仮定し、一定のプロペラ回転で不規則追波中を航行する船が波乗りに至る確率の計算式を導いた。この式により、船型と通常の抵抗推進特性さえ得られれば、任意の短期海象下の波乗り発生確率を計算することができる。
- (2) 波乗り発生確率を計算した結果、規則波中では生じない「初期条件による波乗り」が、不規則波中では無視できない頻度で発生することを明らかにした。
- (3) 長さ30mの沖合底曳網漁船が全速力の12kt ($F_n=0.35$)で追波航行する場合、Beaufort階級5を越えると100波に数回波乗りが発生するが、10kt ($F_n=0.3$)まで減速すると1000波に数回程度となり波乗りの発生は希になる。

第3章 復原力喪失による転覆

第3.1節 規則波中の復原力変動

3.1.1 緒言

追波中の復原力喪失による転覆においては、横復原力がいかに波によって変化するかを捕らえることがまず重要となる。追波中の復原力についての研究の歴史は古く、渡辺は1934年に波形による復原力変化を近似的に解析する試みを発表している。⁵⁴⁾ その他多くの研究者により実験的あるいは理論的に研究が続けられた。なかでもPaulling⁵⁵⁾は、近似計算と図式解法そして模型実験により系統的な検討を行っている。しかしながらそれらの研究による知見は必ずしも広く受け入れられているとは言い難かった。また大型船に対して得られた結論が転覆の可能性のむしろ高い小型船にそのまま当てはまるかどうか疑問も多かった。本節は、わが国の小型漁船を例に取って追波中の復原力変動を研究した結果であり⁵⁶⁾、上記の状況に対するひとつの寄与と考える。

3.1.2 復原力変動機構とその推定法

追波中の復原力変動の機構について、まずなるべく簡単に説明する。静止水面上に浮かんだ船の復原性の問題は、アルキメデスの原理に基づくもので理論的問題点は残されていないと言える。ここでは、その静止水面が変化し、船の長さとはほぼ等しい長さをもつ正弦波となったと考えていく。

復原力の指標であるメタセンター高さGMは静水中では次のように与えられる。

$$GM = KB + I/V - KG \quad (3.1.1)$$

ここで、Iは水線面2次モーメント、Vは排水容積であり、KB、KGはキールラインからの浮心、重心の高さである。

次に波によって水面の凹凸が発生すると、GM、I、V、KBはそれぞれ $GM + \Delta GM$ 、 $I + \Delta I$ 、 $V + \Delta V$ 、 $KB + \Delta BB$ と変化する。すなわち、

$$GM + \Delta GM = KB + \Delta BB + \frac{I + \Delta I}{V + \Delta V} - KG \quad (3.1.2)$$

ここで波による変動量が微小であるとする、

$$\Delta GM = \frac{I}{V} \left(\frac{\Delta I}{I} - \frac{\Delta V}{V} \right) + \Delta BB \quad (3.1.3)$$

さらに波の中でも近似的にアルキメデスの原理が成立する、つまり波粒子の円運動や船体による

攪乱などは無視できると仮定すると、 $\Delta V = 0$ となるから、

$$\Delta GM = BM \frac{\Delta I}{I} + \Delta BB \quad (3.1.4)$$

さらに ΔI 、 ΔBB を解析的に表わすことを考える。Fig.3-1-1において、 $b(x)$ 、 $\frac{\partial b(x)}{\partial z}$ が水線面位置での半幅、舷側傾斜であるとする。そして波によって、水面が $\zeta_w(x)$ 下降し、船は ζ_0 だけ沈下し、角度 θ の船尾トリムをもったものとする。このとき船体中央から船首に x だけ離れている横断面の喫水は、

$$\Delta d(x) = \zeta_w(x) - \zeta_0 + x\theta \quad (3.1.5)$$

だけ減少し、半幅については、

$$\Delta b(x) = \frac{\partial b(x)}{\partial z} \{ \zeta_w(x) - \zeta_0 + x\theta \} \quad (3.1.6)$$

だけ減少する。浮心の変化 ΔBB は、 Δd を用いると、

$$\Delta BB = -\frac{1}{V} \int_L b(x) \{ \Delta d(x) \}^2 dx \quad (3.1.7)$$

水線面2次モーメントの変化 ΔI は、 $\Delta b(x)$ を用いて、

$$\begin{aligned} \Delta I &= -\frac{2}{3} \int_L (b + \Delta b)^3 dx + \frac{2}{3} \int_L b^3 dx \\ &\doteq -2 \int_L b^2 \Delta b dx \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

(3.1.5)、(3.1.6)を(3.1.7)、(3.1.8)に代入して

$$\Delta BB = -\frac{1}{V} \int_L b(x) \{ \zeta_w(x) - \zeta_0 + x\theta \}^2 dx \quad (3.1.9)$$

$$\Delta I = -2 \int_L b^2(x) \frac{\partial b(x)}{\partial z} \{ \zeta_w(x) - \zeta_0 + x\theta \} dx \quad (3.1.10)$$

ここで ζ_w 、 ζ_0 、 θ は概略、波高に比例し、波と同じ周波数で変化する微小量である。このため、舷側勾配をもつ通常の船型において、復原力変動は水線面2次モーメントの変化を主な原因とし、その卓越する周波数は波と同じとなる。

さて実用船は推進性能確保のためV字型あるいはU字型の断面形状の船首尾をもっている。一方船体中央部では載貨容積をかせぐため矩形断面に近いのが一般である。このためFig.3-1-2のように、波の山が船体中央にあるとき、船首尾の水線面は小さくなるが、中央部の水線面はほと

んど変わらない。この結果、全体としての水線面2次モーメントは小さくなり、復原力は減少する。逆に波の谷が船体中央にあれば、水線面2次モーメントは大きくなり、復原力は増加する。このようにして、船体中央に波の山があるとき復原力が減少するという結論に至る。

3. 1. 3 復原力計算法

復原力変動の機構は明らかになったとはいえ、実用船型を扱うには前述の式では不十分である。すなわち、実際には舷側傾斜は深さにより変化するし、波の中の水粒子の円運動などの動的影響をいかに扱うかなどの問題も残されている。このような問題を解決するには、数値計算に依らざるを得ない。

船体に働く流体力を求める最も直接的な方法は、没水面についての圧力積分であろう。Fig. 3-1-3のように座標系を考える。O- $\xi\eta\zeta$ の座標系において $\xi-\eta$ 平面は静止水面を表わし、O-xyzの座標系は船体に固定され、xy平面は静水中静止時の水線面に相当する。船がいま沈下量 ζ_0 、トリム θ をもつとすると2つの座標系は次のような関係にある。

$$\begin{bmatrix} \xi - \xi_0 \\ \eta - \eta_0 \\ \zeta - \zeta_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \theta \sin \phi & \theta \cos \phi \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ -\theta & \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (3.1.11)$$

また海洋波の岨度 H/λ はたかだか0.1と微小であるから、次の線型理論式より波形 ζ_w と圧力 p は計算できる。

$$\zeta_w = a \cos k(\xi - ct) \quad (3.1.12)$$

$$p = \rho g \zeta - \rho g a e^{-k\zeta} \cos k(\xi - ct) \quad (3.1.13)$$

ただし a は波振幅、 k は波数、 c は波の位相速度であり、 ρ 、 g はそれぞれ密度、重力加速度である。これらの式は先の座標変換式により船体固定座標系で表示することができる。

Froude-Krylov仮説に従うと、船体に働く流体力は、この海洋波の圧力を波面まで積分することによって求められる。上下力 Z 、トリム・モーメント M 、ヒール・モーメント K は以下のとおりである。

$$Z = - \iint p \cos(n\hat{z}) dS \quad (3.1.14)$$

$$M = \iint x p \cos(n\hat{z}) dS \quad (3.1.15)$$

$$K = - \iint \{ y p \cos(n\hat{z}) - z p \cos(n\hat{y}) \} dS \quad (3.1.16)$$

ここで $(n\hat{z})$ 、 $(n\hat{y})$ は船体表面の外向き法線 n の z 、 y 軸への方向余弦である。実際に船体に働く圧力は、船体の存在による攪乱の影響を受けるが、2.2節で詳細に検討したように、Froude-Krylov forceに対して高次の影響となる。また圧力の式第2項の $\exp(-k\zeta)$ を $k\zeta \ll 1$ として1

と近似すると、波の中の水粒子の円運動の影響すなわちSmith効果を見視した計算となる。

また圧力と没水面の決定には沈下量、トリムが必要となるが、次の釣り合い式の解として与えられる。

$$Z + W \cos \phi = 0 \quad (3.1.17)$$

$$M + W \bar{x}_G \cos \phi = 0 \quad (3.1.18)$$

ただし、 W 、 $\bar{x}_G$ は船の重量、重心の前後位置である。この釣り合い式は反復法によって解くことができ、得られた沈下量、トリムからヒール・モーメント K を求めたうえで、静復原で GZ を計算することができる。

$$W G Z = -K + W \bar{y}_G \sin \phi \quad (3.1.19)$$

Smith効果を見視したり、 ζ 方向の圧力勾配をある喫水点で代表させるならば、(3.1.14)～(3.1.16)式にGaussの定理を用いることにより、船舶算法の幾何学的計算に帰着させることも可能となる。この方法は従来の静水中復原力計算の延長にあり取り組みやすい。事実、Paullingはじめ多くの既発表の研究はこの方法によっている。しかしながら、本研究では、Smith効果についての最終的な結論を得るため、圧力積分法をすべて用いた。またその計算プログラムは既存の船舶算法の計算と比較され、Smith効果を見視する場合両者は一致することを確認している。(Fig.3-1-4)

3. 1. 4 模型実験による復原力計測

以上の復原力の計算も多くの仮定のうえのものであるから、さらに水槽内の模型実験により復原力変動を確認し、計算法を検証することを試みた。

供試船は、2. 1節2. 2節で対象とした9.9トン型小型底曳網漁船である。その線図は、Fig.2-1-2に既出である。その1/6.4の相似模型船について、沈下量とトリムを自由にしたまま、角度 ϕ だけ横傾斜させ、検力計によって横傾斜モーメントを取り出した。

追波状態を再現するためには、2つの実験方法を用いた。1つは、水槽端のフラップ式造波機による進行波中で波の進行方向に一定速度で模型船を曳航する方法である。この場合、模型船はその速度に応じた波との出会い周期をもつ。実験では模型船のフルード数を0.0～0.3として波長波高を変化させた。ただし、追波中において復原性上最も問題となる、船長程度の長さの波との出会い周期が非常に長い場合—すなわちフルード数0.4付近—には、実験水槽の長さに限りがあるのでこの模型実験法は限界がある。

もう1つの方法は、第2章の追波中抵抗変動の計測に用いた曳航式造波板によるものである。(Fig.2-1-4) この方法を用いれば、波との出会い周期が無限大となり、造波板と模型船の位置を変えることにより復原力変動の1サイクルを計測することができる。復原力変動が最も顕著になるといわれる波長船長比 λ/L が1付近という意味で、 $\lambda/L=1.08$ を選んだ。その波と同じ速度という条件から、模型船のフルード数は0.447となる。

3. 1. 5 結果と考察

Figs.3-1-5~9 には、復原力計算と出会い周期をもつ模型実験の結果を比較するかたちで示した。いずれにおいても10度横傾斜時の復原てこからGMを計算した。それぞれの結果は、Fourier級数展開され、出会い周波数成分の振幅と位相差、倍周波数成分の振幅と位相差、定常成分などとして分離された。このうち出会い周期成分の振幅は波振幅 ζ_w により無次元化した。また位相差 $\varepsilon/2\pi$ が0.0、0.0~0.25~0.5、0.5、0.5~0.75~1.0とは、船体重心がそれぞれ、波の谷、上り波面、波の山、下り波面にあるときGMが最大となることを示す。なお実験結果からは、実験により求めた静水中定常航走による復原力変化をあらかじめ差し引いてある。

Fig.3-1-5~8 の出会い周波数成分の復原力変動の実験値と計算値によれば、復原力変動の振幅が最大となるのは $\lambda/L=1.0$ 付近であり、変動振幅は波振幅に概略比例する。また、船体重心がほぼ波の山にあるとき、復原力は最小となり、波の谷では復原力は最大となる。そして $F_n=0.1$ における実験値は、Smith効果を含めた計算値とよく一致している。Smith効果を含めない計算値は安全側の推定となっている。しかし、フルード数が大きくなるにつれて実験値は小さくなる傾向にあるが、計算値はFroude-Krylovの仮定のためその傾向が説明できていない。

復原力変動の高次成分はFig.3-1-9 に示すとおりである。これらの成分は出会い周波数成分よりも必ずしも小さくなく、追波中の復原力変動は波振幅に対して強い非線型性をもっている。この非線型性は3.1.2の検討における舷側傾斜の深さ方向の変化によるものと考えられ、その結果として線型重ね合わせや摂動論といった強力な解析法の適用が困難となる。計算値と実験値は、類似の傾向にあるが、低波高域の定常成分に不一致がみられる。

一方Figs.3-1-10~13 は、曳航式造波板を用いた実験結果と対応する計算結果である。Fig.3-1-10 では、追波中の復原てこから静水中航走時の復原てこを差引いたものを実験値として、静水中静止時の復原てこで無次元化したうえで計算値と比較している。横軸の ε/λ は、Fig.3-1-3 のように波と船の相対位置を表わし、先に示した位相差 $\varepsilon/2\pi$ と同じ意味をもつ。例えば0.5は波の山が船体中央にあると読む。また沈下量とトリム角も同様にFigs.3-1-11~12 に示した。さらにFig.3-1-13 は、横傾斜角に対するGZの変化である。これらの結果からも、波の山付近に船体中央があるとき復原力が減少し、波の谷にあるとき増加することが、実験的また理論的に確認された。またSmith効果はあまり大きくない。計算と実験は、この出会い周期無限大の場合においてもほぼ一致しているといえよう。

追波中の復原力変動が舷側傾斜を主な原因としているとするならば、復原力変動の船型依存度が強いと考えられる。そこで3隻の異なる漁船船型について静水中と追波中の復原力を計算し、Fig.3-1-14 にその結果を示した。A船とB船はともに9.9トン型底曳網漁船であり、前者はラウンドビルジタイプ、後者はハードチェーンタイプという船型の違いがある。C船は沖縄のサバニである。計算条件はすべて $H/\lambda=1/20$ 、 $\lambda/L=1.0$ とし、Smith効果も考慮している。

A船、B船では、波の山が船体中央にあるとき、静水中よりかなりの復原力低下がみられる。これはバトックフロー船尾であるため、船尾の相対水位減少が大幅な水線面2次モーメントIの減少、そして復原力減少を引き起こしたものと考えられる。一方波の谷が船体中央にあるとき、A、B両船で復原力増加量に差がみられる。A船では、船首のFlareと船尾の張り出しが大きいので船首尾の水位増加によるIの増加が著しいと思われる。B船では、船首のFlareと船尾の張り出しが小さいのでIの変化も小さいことになる。

このように、バトックフロー船尾は追波中の復原力低下につながる可能性がある。これに対し復原力低下を防ぐ船型面の配慮は中央部における張り出しや中央部の水面上のFlareなどが考え

られる。

C船は、A、B両船と異なり、船の全長にわたって一定の舷側傾斜をもつ。このため波の山が船体中央にある場合でも、船首尾のIの減少だけでなく中央部でのIの増加があり、復原力低下が起こらない。計算結果もこれを裏づけており、追波中でも復原力曲線は静水中と変わらない。

3. 1. 6 結言

本節で得られた主な結論を以下のように列記する。

- (1) 小型漁船においても、追波中で横復原力が増減することを理論と実験の両面から確認した。
- (2) 追波中の復原力変動は、舷側傾斜はじめ船型に強く依存するが、波の円運動による圧力勾配の影響 (Smith効果) は小さい。
- (3) 追波中の復原力変動は、波振幅に対して強い非線型をもち、波と船の長さがほぼ等しいときその変化が顕著となる。
- (4) Froude-Krylov仮説に従い、船型を正確に考慮した計算結果は、停止時から出会い周期無限大の状態まで実験結果と概略一致する。特に、Smith効果を見逃した計算は安全側の推定を与える。

第3.2節 不規則追波中の復原力変動

3.2.1 緒言

3.1節の検討は実験室内の規則波に対するものであり、自然界に存在する不規則波浪に対するためには、さらに検討を続ける必要がある。⁵⁸⁾ そこで本節では、不規則波中の復原力変動について考察する。もし復原力変動が波振幅に対して線型関係にあれば、不規則波中の復原力変動は規則波中の復原力変動から線型重ね合わせの原理を用いて、自動的に推定できる。しかしながら、3.1節の結論にあるように、追波中の復原力変動は波振幅に対して強非線型であり、線型重ね合わせの利用は望むべくもない。

Grimの有効波の概念はこの解決のために提案され¹⁸⁾、不規則波中の復原力を統計的に扱うみちがひらかれたといえる。ただし、Grimが復原力そのものの統計的推定法を示していないことと実験的な検証が十分なされなかったことから、現在に至っても実務に応用されていない。

Krappinger¹⁹⁾は、Grimの有効波の概念を転覆の場で実験的に検証しようとしたが十分な結果を得ることはできていない。一方近年になって、東ドイツとポーランドがこのGrimの有効波の概念に基づく追波中復原性基準をIM0へ提案したことから再びこの概念が注目を浴びることとなった。

18) 59)

本節は、Grimの有効波の概念から不規則波中復原力の統計的推定法を導き、転覆の場でなく復原力の場におけるその実験的検証を行うことによって、東ドイツとポーランドの基準案の検討や本研究独自の復原性評価法の構築に向けての基礎資料を提供することを目的としている。⁶⁰⁾

3.2.2 復原力の統計理論

(1) 有効波中の復原力

まずスペクトラム $S(\omega)$ をもつ長波頂不規則波中を船が航行している状況を想定する。Grimの提案した有効波の概念とは次のようなものである。船のまわりの空間的な不規則波形を最小自乗法によりひとつの規則波で置き換える。その規則波の長さは船の長さに等しく、その山または谷は船体重心にあるとする。3.1節で確認したように、ほぼこの状態で復原力変動は最も大きくなる。Grimはこの規則波を有効波と呼んでおり、その振幅を ζ_{eff} で以後表わす。

有効波のスペクトラム $S_{eff}(\omega)$ は最小自乗法から次のように求められる。

$$S_{eff}(\omega) = S(\omega) \cdot \left[\frac{(\omega^2 L / g) \sin \{ \omega^2 L / (2g) \}}{\pi^2 - \{ \omega^2 L / (2g) \}^2} \right]^2 \quad (3.2.1)$$

さらにGrimは有効波の統計的性質について議論を進めた。一方、我々の到達すべき目標は復原力そのものの統計的性質を得ることにある。そこで、Grimの原論文から離れ、復原力の統計的性質についての解析的表現を以下導くこととする。

3.1節の規則波中の理論計算法を利用すれば、有効波中の復原力 GZ_{eff} を計算することは容易である。Fig.3-2-1は、3.1節の実験に用いた模型船に対する計算結果である。ここでの計算にはSmith効果は含めていない。復原力と有効波の関係は次のように表現できる。

$$GZ_w = F(\zeta_{eff}) \quad \zeta_{eff} = G(GZ_w) \quad (3.2.2)$$

この関係は、非線型であるのみならず、ノンメモリーでもある。有効波の概念によって、メモリー効果いいかえれば周波数依存性を簡単化できたことになる。全振幅で考えると、この関係は次のように表わせよう。

$$\begin{aligned} GZ_w^d &= f(2\zeta_{eff}) = f(\zeta_{eff}^d) \\ &= F(\zeta_{eff}) - F(-\zeta_{eff}) \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

以下の議論のため、 $F(\zeta_{eff})$ は単調増加関数であると仮定する。

(2) 有義振幅

さらに、有効波を平均零の狭帯域正規過程と仮定する。その結果、有効波全振幅の確率密度は Rayleigh 分布となる。

$$p(\zeta_{eff}^d) = \frac{\zeta_{eff}^d}{m_0} \exp \left[-\frac{(\zeta_{eff}^d)^2}{2m_0} \right] \quad (3.2.4)$$

ここで m_0 は有効波の分散である。有効波と復原力の関係すなわち、

$$p(GZ_w) dGZ_w = p(\zeta_{eff}^d) d\zeta_{eff}^d \quad (3.2.5)$$

を考慮すると、復原力の有義全振幅 $(GZ)_{1/3}$ は以下のように得られる。

$$\begin{aligned} (GZ)_{1/3} &= 3 \int_{\sqrt{2m_0 \ln 3}}^{\infty} f(\zeta_{eff}^d) \\ &\quad \cdot \frac{\zeta_{eff}^d}{m_0} \exp \left[-\frac{(\zeta_{eff}^d)^2}{2m_0} \right] d\zeta_{eff}^d \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

(3) ゼロクロス平均周期

単位時間当りの、復原力変動のアップクロスの数は次のように計算される。

$$E[N_+(k_0)] = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |k| f_{kk}(k_0, k) dk \quad (3.2.7)$$

ここで k は GZ_w 、 k_0 は GZ_w のしきい値とする。復原力変動の確率密度関数 f_{kk} はつぎのように与えられる。

$$f_{\dot{k}\dot{k}}(\dot{k}, \dot{k}) = f_{\dot{y}\dot{y}}(G(\dot{k}), \dot{k} \dot{G}(\dot{k})) \frac{\partial(\dot{y}, \dot{y})}{\partial(\dot{k}, \dot{k})} \quad (3.2.8)$$

$f_{\dot{y}\dot{y}}$ は、有効波の確率密度関数であり、正規分布とみなせる。

このため、隣合うゼロアップクロスの間の平均時間は以下のとおり求められる。

$$T_z = \frac{1}{E[N_+(0)]} = 2\pi \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \quad (3.2.9)$$

このように、復原力変動のゼロクロス平均周期は、有効波のそれに等しい。

(4) 復原力喪失の発生回数の期待値

追波中の復原力てこは次のように、

$$GZ(t) = GZ_0 + GZ_w(t) \quad (3.2.10)$$

と表現され、 GZ_0 は静水中の復原力てこであり、 GZ_w は定常確率過程とみなせる変動成分である。

ここでは GZ が負であることをもって復原力喪失と考える。そのとき復原力喪失の条件は次のように定式化される。

$$\frac{d}{dt}(GZ_w(t)) < 0$$

$$\frac{d}{dt}(GZ_w(t+\tau)) > 0 \quad (3.2.11)$$

$$GZ_w(t) = GZ_w(t+\tau) = -GZ_0$$

そこで、復原力喪失回数の期待値は以下のように計算できる。

$$\begin{aligned} E[N_k(\tau)] &= - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{k} \dot{k}_\tau \delta(k + k_0) \\ &\quad \cdot 1(-\dot{k} - 0) \delta(k_\tau + k_0) 1(\dot{k}_\tau - 0) \\ &\quad f_{\dot{k}\dot{k}_\tau \dot{k}\dot{k}_\tau}(\dot{k}, \dot{k}_\tau, \dot{k}, \dot{k}_\tau) d\dot{k} d\dot{k}_\tau d\dot{k} d\dot{k}_\tau \\ &= - \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^0 \dot{k} \dot{k}_\tau f_{\dot{k}\dot{k}_\tau \dot{k}\dot{k}_\tau}(-k_0, -k_0, \dot{k}, \dot{k}_\tau) d\dot{k} d\dot{k}_\tau \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

ここで k 、 k_τ 、 k_0 はそれぞれ $GZ_w(t)$ 、 $GZ_w(t+\tau)$ 、 GZ_0 に対応する。 $f_{\dot{k}\dot{k}_\tau\dot{k}\dot{k}_\tau}$ は、復原力変動に関わる4変数の結合確率密度関数である。復原力と有効波の関係を検討すると、つぎの関係式が得られる。

$$\begin{aligned} f_{\dot{k}\dot{k}_\tau\dot{k}\dot{k}_\tau}(k, k_\tau, \dot{k}, \dot{k}_\tau) &= f_{\dot{y}\dot{y}_\tau\dot{y}\dot{y}_\tau}(\dot{y}, \dot{y}_\tau, \dot{\dot{y}}, \dot{\dot{y}}_\tau) \\ \frac{\partial(\dot{y}, \dot{y}_\tau, \dot{\dot{y}}, \dot{\dot{y}}_\tau)}{\partial(k, k_\tau, \dot{k}, \dot{k}_\tau)} &= f_{\dot{y}\dot{y}_\tau\dot{y}\dot{y}_\tau}(G(k), G(k_\tau), \dot{k} \dot{G}(k), \\ &\quad \dot{k} \dot{G}(k_\tau)) \{ \dot{G}(k) \dot{G}(k_\tau) \}^2 \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

このうち $f_{\dot{y}\dot{y}_\tau\dot{y}\dot{y}_\tau}$ は有効波の結合確率密度関数である。有効波が平均零の正規過程であるとみなせるからこの $f_{\dot{y}\dot{y}_\tau\dot{y}\dot{y}_\tau}$ は次のように計算される。

$$\begin{aligned} f_{\dot{y}\dot{y}_\tau\dot{y}\dot{y}_\tau}(\dot{y}_0, \dot{y}_\tau, \dot{\dot{y}}, \dot{\dot{y}}_\tau) \\ = \frac{1}{4\pi^2 |\Delta|^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{|\Delta|} \left\{ a \dot{y}_0^2 + b \dot{y}_0 (\dot{\dot{y}} - \dot{\dot{y}}_\tau) + d \dot{\dot{y}} \dot{\dot{y}}_\tau \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} e (\dot{\dot{y}}^2 + \dot{\dot{y}}_\tau^2) \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

ここで

$$a = \{m_2 - m_2(\tau)\} [\{m_0 - m_0(\tau)\} \{m_2 + m_2(\tau)\} - m_1^2(\tau)]$$

$$b = m_1(\tau) [\{m_0 - m_0(\tau)\} \{m_2 + m_2(\tau)\} - m_1^2(\tau)]$$

$$d = -m_2(\tau) \{m_0^2 - m_0^2(\tau)\} + m_0(\tau) m_1^2(\tau)$$

$$e = m_2 \{m_0^2 - m_0^2(\tau)\} - m_0 m_1^2(\tau)$$

$$|\Delta| = \frac{e^2 - d^2}{m_0^2 - m_0^2(\tau)} > 0$$

$$m_0 = \int_0^{w_{\max}} S_{\text{eff}}(w_e) dw_e$$

$$m_2 = \int_0^{w_{\max}} w_e^2 S_{\text{eff}}(w_e) dw_e$$

$$m_0(\tau) = \int_0^{\omega_{\max}} S_{\text{eff}}(\omega_e) \cos \omega_e \tau d\omega_e$$

$$m_1(\tau) = - \int_0^{\omega_{\max}} \omega_e S_{\text{eff}}(\omega_e) \sin \omega_e \tau d\omega_e$$

$$m_2(\tau) = \int_0^{\omega_{\max}} \omega_e^2 S_{\text{eff}}(\omega_e) \cos \omega_e \tau d\omega_e$$

もし $\omega_{\max}$ を無限大とすると、対象とする時間 τ の間に復原力が正となる小区間が複数個含まれてしまう。このような不都合を避ける便宜的方法がこれまで提案されてきた。⁸²⁾ここでは別の方法として、 $\omega_{\max}$ を $2\pi\alpha/\tau$ ($1/2 < \alpha < 1$)とおいた。この方法によって、成分波の周期的な振舞いの影響が取り除かれることとなる。また α の値によって最終結果の値が有意に変わらないことも計算により確認された。なお、計算精度を保つため、周波数のかわりに波数を変数として数値計算を行った。

(5) 転覆確率

本節では、東独・ポーランド基準案の考え方に従い、船固有の転覆時間 τ_k を仮定し先の復原力喪失回数の期待値の計算式を利用して、転覆確率を求める方法を示す。まずKrappinger⁸³⁾や平山⁸³⁾と同様に、転覆確率を τ_k 時間内に船が定常不規則波中で転覆している確率と定義する。そして転覆発生が希であるとしてPoisson過程に従うものと仮定する。さらに、復原力喪失の続く時間が転覆時間 τ_k を越えるとき、転覆が発生すると考える。そこで転覆発生率 ν_k は次のように与えられる。

$$\nu_k = \int_{\tau_k}^{\infty} E[N_k(\tau)] d\tau \quad (3.2.15)$$

以上の点から、転覆確率は以下のように導かれる。

$$p(t_k) = 1 - \exp(-\nu_k t_k) \quad (3.2.16)$$

3.2.3 不規則波中の復原力計測実験

以上の復原力変動の統計理論を検証するため、水槽内の模型実験により不規則波中の復原力を直接計測することを試みた。規則追波中の復原力を計測した例は多いが、不規則追波中ではその例が見あたらない。

供試船は、3.1節と同様に9.9トン型小型底曳網漁船である。その初期復原力 GM_2/B は0.338と想定している。線図は、Fig.2-1-2に既出である。その1/6.4の相似模型船について、沈下量とトリムを自由にしたまま、 $\phi=10$ 度だけ横傾斜させ、検力計によって横傾斜モーメントを取り出した。この横傾斜モーメントから復原てこ GZ の値を求めた。

追波状態を再現するためには、水槽端のフラップ式造波機による長波頂不規則波中を波の進行方向に一定速度で模型船を曳航する方法を用いた。発生させた不規則波の有義波高と平均波周期は実船換算で0.4192m、3.52秒の1種類で、模型船のフルード数を0.0～0.3と変化させた。また波スペクトラムは、ITTC spectrumとした。不規則追波中の航走実験には大きな困難がある。それは1航走当りの計測可能な時間が曳航水槽の長さによって厳しく制限される点である。そこで本実験においては、統計的解析上最低限必要と考えられる100波のデータを得るために、 $F_n=0.3$ では20回の航走を反復した。

3. 2. 4 結果と考察

復原力変動の統計理論による計算値と模型実験値を比較し、その結果を以下に紹介する。復原力変動の有義振幅を出会い波の有義振幅で無次元化した $(H_{1/3})'$ をFig.3-2-2に示した。実験値は、フルード数が増えるにつれて、減少している。この傾向は規則波中の実験値のそれと同様である。 $F_n=0.0$ における実験値は計算値よりもかなり大きい、 $F_n=0.2$ においては実験値と計算値はよく一致している。 $F_n=0.2$ における限界周波数 $\Omega = V\omega_0/g=1/4$ に対応する成分波の長さは船長に等しくなる。ここで V は船速である。

Fig.3-2-3はゼロクロス平均周期 $T_z\sqrt{g/L}$ である。 $F_n=0.2$ を越える速度の高い領域では、実験値と計算値に不一致が生じている。この原因としては、解析された時系列が多数の分割された短い時系列のつなぎあわせでしかなく、周期の実験解析精度が低下していることが挙げられよう。

Fig.3-2-4～7は、復原力喪失回数の期待値である。計算値と実験値のいずれにおいても、速度の高い領域で長い復原力低下が生じている。低速域の復原力のスペクトラムは波スペクトラムに近い形であり、復原力喪失回数の継続時間に対する分布は周期の分布に近く、従ってRayleigh分布と似た形となる。一方、高速域の復原力スペクトラムは限界周波数付近にそのパワーが集中するため、復原力の時間的変動は規則的になる。このため復原力喪失回数の継続時間に対する分布は変位の分布に近くなり、従って正規分布に似た形となる。復原力喪失回数の期待値についての理論計算はこのような実験結果に見られる定性的傾向をよく説明しているといえる。しかし定量的には、計算値は実験値よりも短く復原力喪失時間を推定している。この改善には、復原力変動の振幅、周期、平均値などをより正確に計算することが求められる。ここではそのうち平均値にのみ実験値を用いた計算を行い、図中に破線で示した。その結果はいくらか実験値に近づく。先の規則波中の検討でも波高の低いときの復原力の平均値の推定精度が劣っていたことに符合する点である。

全体として、有効波の概念に基づく統計理論の推定結果は、実験結果とある程度一致しており、Grimの有効波の概念のひとつの実験的検証と考えられる。しかしながら、推定精度は定量的には問題が残っている。その原因は、有効波の概念自体の問題とともになる復原力の流体力学的推定の問題のふたつが考えられる。ここでの実験だけではこの原因の分離は不可能であるが、次節では計算のみによる有効波の概念の検証に成功している。このため不規則波中の復原力の推定において不十分な点の多くは復原力変動への流体力学的問題に起因すると思われる。さらに、不規則波中の復原力喪失時間を有効波の概念からある程度推定できることが明らかになったので、東独・ポーランドの追波中復原性基準案の「復原力喪失時間」についての考え方も実験的検証が与えられたと判断できる。

Fig.3-2-8は東独・ポーランド案の考え方による転覆確率の計算結果である。計算にあたって、

復原力喪失回数の期待値には先の平均値の実験的修正を行った結果を利用した。また船固有の転覆時間 τ_k は実船換算1.01秒と仮定した。この計算結果から、転覆確率は船速に強く依存し、高速航行が危険であることがわかる。この場合の船固有の転覆時間 τ_k には特に根拠があるわけではない。東独・ポーランド案では、船の固有横揺れ周期の1/4とすることとされている。しかし、復原力が負となっている復原力喪失状態において横揺れ固有周期は存在しない。慣性力と減衰力から時定数を求めることはできるが、転覆に要する時間にはその時定数のみならず横揺れの初期条件や負の復原力の大きさが大きな影響を与える。そしてそれらの物理量は復原力喪失をおこす波と強い相関があり、もはや船固有の転覆時間という概念は成立しない。

3. 2. 5 結言

本節で得られた主な結論を以下のように列記する。

- (1) Grimの有効波の概念を利用して追波中の復原力変動についての統計的予測理論を展開した。
- (2) その統計的予測理論による推定値は、不規則波中の模型実験で得られた復原力変動を概略説明することを明らかにした。
- (3) この結果は、Grimの有効波の概念のひとつの実験的検証と考えられる。
- (3) 復原力喪失の継続時間の分布は、船速によりその傾向が異なり、高速になって限界周波数に近づくとその分布は平坦になる。
- (4) 東独・ポーランドの追波中復原性基準案の「復原力喪失時間」についての考え方は基本的には有効であることを模型実験から確かめた。しかしながら「船固有の転覆時間」という概念は実際の力学現象になじまないと思われ、基準案としては疑問が残った。

第3.3節 不規則波中の転覆確率の評価

3.3.1 緒言

前節では不規則波中の復原力変動を統計的に推定できる理論を示した。しかし船の転覆は復原力だけで説明することはできず、転覆にいたるダイナミックスを考慮しなければならない。そこで本節では、この転覆にいたる横揺れのダイナミックスについて検討することにより、斜め追波、追波中の復原力喪失による転覆確率評価法を提案する。⁶⁴⁾ 緒論で述べた観点から、これまでの試みと異なり、実際の力学現象に即し、実際の海象を反映しうるモデルであることに留意するとともに、追波から横波までを統一的にカバーできる形とするよう努める。そして、具体的な計算例から、斜め追波中の船の復原性について考察する。⁶⁵⁾

3.3.2 基本的な考え方

まず、不規則風と不規則波の中を船がその平均速度と平均針路を保持しながら航行していることを想定する。風速は、平均風速 U_T まわりに時間的に変動し、Davenport spectrum $S_{uu}(\omega)$ に従い、空間的には一様と仮定する。

$$S_{uu}(\omega) = 4K \frac{U_T^2 X_D^2}{\omega (1 + X_D^2)^{4/3}} \quad (3.3.1)$$

ただし、 $X_D = 600\omega / (\pi U_T)$ であり、 ω は円周波数である。また海面摩擦係数 K は 0.003 と仮にしておくことが多い。波は、この風によって完全発達した状態を考えておけば十分であろう。なぜなら、発達中の波のスペクトラム密度は完全発達波のそれに比べて大きくなることはないからである。そしてその有義波高と平均波周期は、Pierson-Moskowitzの式より、次のように与える。(単位系はMKSとする。)

$$H_{1/3} = 0.0214 U_T^2 \quad (3.3.2)$$

$$T_{01} = 3.86 \sqrt{H_{1/3}} \quad (3.3.3)$$

そしてスペクトラム密度は、ITTC spectrumに従うと仮定する。

$$S(\omega, \alpha) = S(\omega) \frac{2}{\pi} \cos^2 \alpha \quad (3.3.4)$$

$$S(\omega) = A \omega^{-5} \exp(-B \omega^{-4}) \quad (3.3.5)$$

$$A = 173 H_{1/3}^2 T_{01}^{-4} \quad B = 691 T_{01}^{-4}$$

$$|\alpha| < \pi/2$$

ただし、 α は波の主方向と成分波のなす角である。また風向と波の主方向は一致しているものとする。

次に、このような風と波の中での転覆に至る船体運動を考えることになる。転覆に至る最終的な局面では、船体運動は完全に非線型かつ非定常として扱う必要がある。このため転覆の予測は直接的な時間領域シミュレーション以外には難しいと考えられてきた。一方、この最終段階を除くと、線型かつ定常な理論によっても、荒天下の不規則な船体運動をある程度推定できることも知られている。⁶⁶⁾ そこで、Fig.3-3-1のように船体運動を周期的な定常運動と転覆を含む非定常運動に二分することが考えられる。まず、定常運動を周波数領域の線型理論により統計的に推定する。そしてその推定値を非定常問題の初期条件とみなし、時間領域で非線型運動方程式を積分していく。ここで定常運動と非定常運動の相関は、境界における各物理量の連続性により保たれる。この考え方は、Blocki⁶⁷⁾が横波中のparametric oscillationについて用いたもので、横揺れ角が零となる瞬間がその境界として選ばれた。本研究の場合には、復原力の減少が斜め追波中の転覆の引金となることから、波の山が船体重心を通り過ぎる瞬間を運動の境界に選んだ。なお本論文では、定常性を時間的空間的に確率過程の性質すなわち平均、標準偏差、確率密度などが変化しないことと考える。例えば転覆が発生すると、横揺れ角の平均はシフトし、もはや定常とはいえない。

また一般に、90度以上傾斜して復原しないことを転覆と定義し、さらに傾斜を増し360度回転することをロール・オーバーと称する。ただし上部構造が水密でない通常の船舶ではロール・オーバーによって最終的な損傷を受けることから、本研究ではロール・オーバーを転覆と明確に区別しては考えない。すなわち、転覆確率にはロール・オーバーの確率も含み、非転覆にはロール・オーバーを含めないこととする。

3. 3. 3 定常船体運動

(1) 風による運動

Fig.3-3-2のように、船が速度 V で風に対して角度 $\bar{\alpha}$ をもって航行しているとすると、船に対する見かけの風速 U_A と風向角 γ_A は次のように計算される。

$$U_A = \sqrt{V^2 + U_T^2 - 2VU_T \cos \bar{\alpha}} \quad (3.3.6)$$

$$\gamma_A = \cos^{-1} \{ (V^2 + U_A^2 - U_T^2) / (2VU_A) \} \quad (3.3.7)$$

U_T と U_A を次のように表す。

$$U_T = \bar{U}_T + \tilde{U}_T \quad (3.3.8)$$

$$U_A = \bar{U}_A + \tilde{U}_A \quad (3.3.9)$$

ここで $\bar{U}_T$ と $\bar{U}_A$ は直流成分、 $\tilde{U}_T$ と $\tilde{U}_A$ は時間変動する成分である。(3.3.8)、(3.3.9)式を、(3.3.6)、(3.3.7)式に代入すると、

$$\tilde{U}_A = \left(\frac{\bar{U}_T}{\bar{U}_A} - \frac{V}{\bar{U}_A} \cos \bar{\chi} \right) \tilde{U}_T \quad (3.3.10)$$

$$\sin^2 \delta_A = (\sin \bar{\delta}_A)^2 \left[1 + \left(\frac{\cos \bar{\delta}_A}{\sin \bar{\delta}_A} \right)^2 \cdot \left\{ \frac{2}{\bar{U}_A^2} (\bar{U}_T - V \cos \bar{\chi}) + \frac{2 \cos \bar{\chi}}{\bar{U}_A \cos \bar{\delta}_A} \right\} \tilde{U}_T \right] \quad (3.3.11)$$

風による空気力の平均値 F_a は次のように与えられる。

$$F_A = \frac{1}{2} \rho_A A_A C_{DA} \bar{U}_A^2 (\sin \bar{\delta}_A)^2 \quad (3.3.12)$$

ここで、 ρ_a は空気の密度、 A_a は水面上船体の横投影面積、 C_{Da} は抗力係数であり、その着力中心と水面の垂直距離を h_a とする。この空気力の反力として、水面下 h_H に着力中心をもつ水による力を受ける。その結果として、傾斜モーメント $F_a (h_a + h_H)$ が船体に働き、 ϕ_a だけ横傾斜して釣り合う。その釣合式は次の通りである。

$$F_A (h_A + h_H) - W G Z (\phi_a) = 0 \quad (3.3.13)$$

風による横揺れモーメントは以下のように仮定する。

$$K_A(t) = \frac{1}{2} \rho_A A_A C_{DA} h_{Ag} U_A^2 \sin^2 \delta_A \quad (3.3.14)$$

ここで h_{ag} は風圧力の着力点と船体重心の垂直距離である。さらに $K_a(t)$ から変動成分 $\tilde{K}_a(t)$ のみを分離する。

$$\tilde{K}_A = \rho_A A_A C_{DA} h_{Ag} \left\{ (\bar{U}_T - V \cos \bar{\chi}) + \bar{U}_A \cos \bar{\delta}_A \cos \bar{\chi} \right\} \tilde{U}_T \quad (3.3.15)$$

連成効果が無視できるとすると、次の一自由度の横揺れ運動方程式が得られる。

$$(I_{44} + A_{44}) \ddot{\phi} + B_{44} \dot{\phi} + C_{44} \phi = \tilde{K}_A(t) \quad (3.3.16)$$

ここで、 I_{44} は船の慣性モーメント、 A_{44} はその付加慣性モーメント、 B_{44} は等価線型化された横揺れ減衰モーメント係数である。そして、 W を排水量、 GZ_0 を静水中の復原力レバーとすると、復原力係数 C_{44} は次の通りである。

$$C_{44}(\phi_0) = W \left(\frac{dGZ_0}{d\phi} \right)_{\phi=\phi_0} \quad (3.3.17)$$

この運動方程式から、変動風速を入力とする横揺れの伝達関数を求めることは容易である。

$$H_{\phi}^{WIND}(\omega) = H_{\phi c}^{WIND}(\omega) + i H_{\phi s}^{WIND}(\omega) \quad (3.3.18)$$

ただし

$$H_{\phi c}^{WIND} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) + K^2 \omega^2} \frac{\rho_A A_A C_{DA} h_{AG}}{I_{44} + A_{44}}$$

$$\cdot \{ (\bar{U}_T - V \cos \bar{\chi}) + \bar{U}_A \cos \bar{\delta}_A \cos \bar{\chi} \}$$

$$H_{\phi s}^{WIND} = \frac{-K \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2) + K^2 \omega^2} \frac{\rho_A A_A C_{DA} h_{AG}}{I_{44} + A_{44}}$$

$$\cdot \{ (\bar{U}_T - V \cos \bar{\chi}) + \bar{U}_A \cos \bar{\delta}_A \cos \bar{\chi} \}$$

$$K = \frac{B_{44}(\phi_0)}{I_{44} + A_{44}(\phi_0)}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{C_{44}(\phi_0)}{I_{44} + A_{44}(\phi_0)}}$$

(2) 波による運動

線型なストリップ法が波浪中の定常船体運動をよく推定できることは広く知られている。慎⁷⁸⁾やLee & Kim⁷⁹⁾は、横傾斜した船のsway-heave-roll-pitch-yawの連成運動に対してこのストリップ法を適用している。最終的にはこの確立された方法に従うべきであるが、当面は簡単のため、一自由度横揺れ方程式による伝達関数 H_{ϕ} を用いた。⁷⁸⁾

$$H_{\phi}(w, \chi) = H_{\phi c} + i H_{\phi s} \quad (3.3.19)$$

ここで

$$H_{\phi c} = \frac{K w_e}{(w_0^2 - w_e^2)^2 + K^2 w_e^2} \frac{C_{44} \gamma (w^2/g) \sin \chi}{I_{44} + A_{44}}$$

$$H_{\phi s} = \frac{w_0^2 - w_e^2}{(w_0^2 - w_e^2)^2 + K^2 w_e^2} \frac{C_{44} \gamma (w^2/g) \sin \chi}{I_{44} + A_{44}}$$

$$w_e = w - \frac{w^2}{g} V \cos \chi$$

そして γ は、波辺の有効波傾斜係数であり、船型要素から計算することができる。⁷⁸⁾ また前後揺れについても、同様に伝達関数 H_x を求めることができる。⁴⁶⁾

3.3.4 波による復原力変動

復原てこ GZ は波に対して非線型に変化するため、不規則斜め追波中の復原力を推定することは容易でない。⁶⁸⁾ Grim¹⁸⁾は、この難点を解決するため有効波の概念を提案した。それは3.2節で触れたように、船側の不規則波形を”有効波”と呼ばれる規則波で近似するもので、その波長は船長 L に等しく、その波の山または谷は、船体重心にある。(Fig.3-3-3 参照。) この有効波に対して GZ は非線型かつノンメモリーな関係にあるので、 GZ の統計的性質を推定することは十分可能となる。ただしGrimは長波頂不規則追波についての結果を示しているので、ここではFig.3-3-4のような短波頂不規則斜め追波についての計算式を導いておく。

不規則波による水面変位は、正規過程であるとする、次のように表現される。

$$\begin{aligned} \zeta_w(\xi, \eta, t) &= \int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sqrt{2 S(w, \alpha)} dw d\alpha \cos(wt - k\xi \cos \alpha - k\eta \sin \alpha \\ &\quad + \psi) \end{aligned} \quad (3.3.20)$$

ここで $\chi = \alpha - \bar{\alpha}$ であり、 ψ は $0 \sim 2\pi$ の乱数とする。

有効波は、次のように、

$$\begin{aligned} \hat{\zeta}_{eff}(\chi, t) &= a(t) + \zeta_{eff}(t) \cos \frac{2\pi}{L} \chi \\ &\quad \left(-\frac{L}{2} < \chi < \frac{L}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.3.21)$$

定義されるから、最小2乗法を用いれば、 ζ_w を入力とし $\hat{\zeta}_{eff}$ を出力とする伝達関数 H_ζ は以下

のように求められる。

$$H_s(\omega, \chi) = H_{sc} + i H_{ss} \quad (3.3.22)$$

ここで

$$H_{sc} = \frac{\frac{\omega^2 L}{g} \cos \chi \sin\left(\frac{\omega^2 L}{2g} \cos \chi\right)}{\pi^2 - \left(\frac{\omega^2 L}{2g} \cos \chi\right)^2}$$

$$H_{ss} = 0$$

さらに、復原てこを次のように表現する。

$$GZ(\phi, t) = GZ_0(\phi) + GZ_w\{\phi, \xi_{eff}(t)\} \quad (3.3.23)$$

ここで、 GZ_0 は静水中の復原てこであり、 GZ_w は復原てこの波による変化分である。この GZ_w は有効波に対してのみ計算しておけばよい。復原力変動への ω や χ の影響は、(3.3.22)式によって反映されることになる。Figs.3-3-5～6には、有効波の概念による近似計算と直接波形を入力した計算⁷¹⁾との比較を示した。その近似精度は実用上十分であるといえよう。復原力変動が重要でなくなる範囲である $\chi > 60$ 度の不一致は、幅の影響によるものである。なお、本研究における有効波中の復原力計算は、Froude-Krylovの仮定に基づくものである。ただし、Smith効果は無視し、波面までの圧力積分を行った。

3.3.5 非定常船体運動

波の山が船体重心に来ると船の復原力は減少する。同時に船速はほとんど極大となり、波と船の相対速度は極小に近いことになる。この前後揺れによる周波数変調によって船の横復原力の減少時間は引き伸ばされる。この周波数変調は三角関数やBessel関数の無限級数で表現できるが、⁴⁶⁾ 本研究では安全側の近似としてFig.3-3-7のような矩形モデルを用いた。そこでの復原力減少時間 τ_c は、近似的に次のように与える。

$$\tau_c(\dot{\chi}) = \frac{\pi}{\omega_L - (\omega_L^2/g)(V + \dot{\chi}) \cos \bar{\chi}} \quad (3.3.24)$$

ただし、

$$\omega_L = \sqrt{\frac{2\pi g}{L \cos \bar{\chi}}}$$

であり、 $\dot{X}$ は前後揺れ速度である。

定常運動と非定常運動の境界は、波の山が船体重心をよぎる瞬間すなわち有効波の高さが極小となる瞬間をここでは選ぶ。このとき横揺れ角によらない横揺れ強制モーメントはほとんど零である。 $t=0$ を境界とする非定常運動の横揺れ方程式は、以下の通りとなる。

$$(I_{44} + A_{44}) \ddot{\phi} + B_{44} \dot{\phi} + W G Z \{ \phi, \zeta_{eff}(t) \} = K_A^* \quad (3.3.25)$$

ここで

$$\zeta_{eff}(t) = \begin{cases} \zeta_{eff}^* & 0 \leq t \leq \tau_c \\ 0 & \tau_c < t \end{cases}$$

K_A^* 、 $\dot{X}^*$ 、 ϕ^* 、 $\dot{\phi}^*$ は、 $t=0$ における K_A 、 $\dot{X}$ 、 ϕ 、 $\dot{\phi}$ のそれぞれの値である。これらの値は、定常確率過程の理論から統計的に推定され、 ϕ^* 、 $\dot{\phi}^*$ は(3.3.25)式の初期条件として用いられる。さらに簡単のため風圧モーメントに次の仮定を加える。

$$K_A^* = F_A (h_A + h_H) \quad (3.3.26)$$

なお境界として、有効波の極小値以外に他の瞬間を選んでももちろんよいが、その場合波浪強制力や有効波の表現が複雑になり、以後の展開に制約が生じる。

次に、 ϕ^* と $\dot{\phi}^*$ を初期値として(3.3.25)式を数値的に積分する。その解の軌道は無数にあるため、位相面上にセパトリックスを描くことが、 $\tau_c \rightarrow \infty$ のときの力学系の性質を明らかにするうえで有効である。セパトリックスとは不安定釣合点を通る軌道であって、⁴²⁾ 2. 3節では波乗りの解析にこの方法を用いた。すなわち、 $\dot{\phi} = 0$ の不安定釣合点から(3.3.25)式の積分を始めることによって、位相面上の非転覆領域を求めるのである。この非転覆領域の内部のすべての軌道は $\phi < 90$ 度の安定釣合点に収束する。一方、非転覆領域の外部のすべての軌道は転覆またはロールオーバーに至る。この計算例をFigs.3-3-8~11に示した。有効波の振幅が増加するにつれて、位相面上に網掛けをした非転覆領域は小さくなることがわかる。 $\zeta_{eff}/L > 0.08$ では、非転覆領域は存在せず、初期条件によらず船は転覆（またはロール・オーバー）に至る。以上は $\tau_c \rightarrow \infty$ すなわち復原力減少が前後揺れの影響によって十分長く続く場合の解析であり、最終的には最も安全側の解を与える。 $\tau_c < \infty$ の場合については、本研究の初期の段階⁶⁴⁾では、 $\zeta_{eff} = 0$ のセパトリックス上の各点から τ_c だけ逆時間のシミュレーションを行えばよいと考えていた。しかしながら、復原力が時間的に変動するときの非転覆領域がフラクタルとなりうるということが最近見いだされており、⁷²⁾ 正確には $\zeta_{eff} = 0$ に対する非転覆領域内のすべての点から τ_c だけ逆時間のシミュレーションを行う必要があるかもしれない。この実施については膨大な数値計算を伴うので今後の課題とし、本論文の計算では安全側という意味から $\tau_c \rightarrow \infty$ に限りて検討を続けた。

3.3.6 転覆確率

もし(3.3.25)式の初期条件を非転覆領域Sの内部に選ぶならば、船は有効波の極小値に出会っても決して転覆しない。一方、 ζ_{eff} 、 $\dot{x}$ 、 ϕ 、 $\dot{\phi}$ といった初期値の結合確率密度は定常確率過程理論により推定可能である。そこで非転覆領域上でこの初期値の結合確率密度関数を積分すれば、ひとつの有効波の極小値に出会う毎の非転覆確率を求めることができる。さらに、有効波よりも海洋波、極値よりもゼロクロスの方が実用上取り扱いやすいことに留意すると、海洋波のゼロアップクロス毎の船の転覆確率は次式のように与えられる。

$$p = 1 - p_e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_S (\zeta_{eff}, \dot{x}, \phi, \dot{\phi}) \cdot f(\zeta_{eff}, \dot{x}, \phi, \dot{\phi}) d\dot{\phi} d\phi d\dot{x} d\zeta_{eff} \quad (3.3.27)$$

ここでfは有効波の極小値に船体重心が出会うときの $\dot{x}$ 、 ϕ 、 $\dot{\phi}$ の結合確率密度関数である。この誘導法は、Appendix 2に示している。また p_e は、船が海洋波のゼロアップクロスに出会う毎の有効波の極小値に出会う確率である。

$$p_e = \sqrt{\frac{m_4' m_0}{m_2' m_2}} \quad (3.3.28)$$

ただし、

$$m_n = \int_0^{\infty} \int_{-\frac{\pi}{2}-\bar{x}}^{\frac{\pi}{2}-\bar{x}} \omega_e^n S(\omega, x + \bar{x}) d\omega d\bar{x}$$

$$m_n' = \int_0^{\infty} \int_{-\frac{\pi}{2}-\bar{x}}^{\frac{\pi}{2}-\bar{x}} \omega_e^n |H_5(\omega, x)|^2 S(\omega, x + \bar{x}) d\omega d\bar{x}$$

さらに進んで、この一波毎の転覆確率と海象の統計、運用形態を用い、一隻の船の年間転覆事故のリスクを計算することもできる。そのうえで、このリスクと許容されるリスクレベルを比較すれば、我々は合理的に復原性基準や操船指針を議論することが可能となろう。

3.3.7 計算例と考察

以上の計算手順による具体的な数値計算例を次に紹介する。その供試船は、日本海沿岸で運用される小型底曳網漁船で、その主要目をTable 3-1に、線図と一般配置図をFigs.2-1-2、3-3-12に示した。その載貨状態は、風速10m/secに対する C_2 係数⁷³⁾が1の場合に相当している。ちなみにこのクラスの漁船では風速10m/secを操業限界の一応の目安として運用されるといわれる。²⁸⁾ ただし本論文の復原力計算では、ブルワークや上部構造物は取り外した状態を想定し、復原力消失角を越える範囲では $GZ(\phi=\pi)=0$ を通る2次曲線で近似した。。また横揺れ減衰力としては、強制動揺模型実験結果を振幅10度で等価線型化したもの⁷⁴⁾を用いた。

まず、出会い角30度の斜め追波中航走時の海象の影響をFigs.3-3-13~15に示した。横軸は、平均風速であるが、それに対応した波が発達すると考えているので、海象を表わす尺度としてみなすことができる。(Table 3-2参照。)また図中でいう有義振幅とは、スペクトラムの m_0 から狭帯域の仮定を用いて推定したもので、転覆確率そのものの計算の仮定よりも強い仮定を加えていることになる。これらの計算結果によれば、平均風速が10m/secを越えると、転覆確率は著しく増加している。この風速付近までは、有効波の振幅もやはり著しく増加する。しかしより風速が増してもこの有効波の振幅はほとんど増加しない。船の長さよりも十分長い波のみが以後発達するためである。しかしなお転覆確率が増加するのは、横傾斜や横揺れの影響であろう。長波頂波中の転覆確率は、この場合短波頂波中のそれよりも大きい。

次に、風速10m/secの海象下での波と船の出会い角の影響をFigs.3-3-16~18に示した。横揺れは、 $\chi=30\sim60$ 度のとき最も大きくなる。この傾向は長波頂波について顕著である。横波 $\chi=90$ 度では横揺れ同調からはずれ横揺れの振幅は小さい。すなわち、平均波周期は5.65秒と横揺れ固有周期10.2秒よりかなり短い。真追波 $\chi=0$ 度においては、長波頂波中の転覆確率は、傾斜モーメントと強制モーメントがなく、零となる。横波 $\chi=90$ 度付近の、長波頂波中では復原力低下が極めて小さく、かつ横揺れも小さいので、転覆確率は著しく小さい。短波頂波中では、復原力がいくらか低下し横揺れは小さくなく、したがってある程度の転覆確率をもつ。一方、斜め追波特に $\chi=30\sim45$ 度においては、転覆確率は最も大きくなる。これは、横揺れが大きいかつ復原力が相当量低下するためである。この傾向は横揺れの大きくなる長波頂波中で著しい。なお、 $\chi=90$ 度の長波頂波では有効波が存在せず、ここでの手順では転覆確率を求めることができない。しかし有効波を介さない別解法で求めることは可能である。

より厳しい海象の風速20m/secでの波と船の出会い角の影響は、Figs.3-3-19~21に示した。このとき平均波周期は11.3秒であり横揺れ固有周期に近い。このため横揺れは、風速10m/secの場合と異なり、横波付近で大きくなる。その結果、転覆確率自体も $\chi=90$ 度付近で最も大きくなる。また長波頂波中と短波頂波中で転覆確率の定性的傾向の違いはそれほど大きくない。

以上のように、不規則波中であつても横波同調となる海象が最も危険であることがわかるが、それより厳しくないすなわち遭遇しやすい海象では斜め追波が危険となると考えられる。

3.3.8 結言

本節で得られた主な結論を以下のように列記する。

(1) 不規則な波と風の中で航走する船の復原力喪失による転覆確率を評価する理論的方法を提案した。

(2) 小型漁船についての計算によれば、風速10m/secになると転覆確率が急増し、横波、追波

よりも斜め追波の中において転覆確率は大きい。

(3) しかし、さらに風速が増して横波同調が顕著になると、追波、斜め追波よりも横波中において転覆確率は大きくなる。

Appendix 2 波の山に出会うときの結合確率密度

有効波 ζ_{eff} の極小値は、 $\dot{\zeta}_{eff}=0$ かつ $\ddot{\zeta}_{eff}>0$ という条件を満たす点である。このため、有効波の極小値と横揺れ、横揺れ角速度、前後揺れ速度の結合確率密度関数は次のように求めることができる。⁶¹⁾

$$\begin{aligned} & f(\zeta_{eff}, \phi, \dot{\phi}, \dot{X}) \\ &= \int_0^\infty \ddot{\zeta}_{eff} g(\zeta_{eff}, 0, \ddot{\zeta}_{eff}, \phi, \dot{\phi}, \dot{X}) d\ddot{\zeta}_{eff} \\ & \quad / \int_{-\infty}^\infty d\zeta_{eff} \int_{-\infty}^\infty d\dot{X} \int_{-\infty}^\infty d\phi \int_{-\infty}^\infty d\dot{\phi} \\ & \quad \cdot \int_0^\infty \ddot{\zeta}_{eff} g(\zeta_{eff}, 0, \ddot{\zeta}_{eff}, \phi, \dot{\phi}, \dot{X}) d\ddot{\zeta}_{eff} \end{aligned} \quad (3.3.29)$$

ここで g は、 $x_1 (= \zeta_{eff})$ 、 $x_2 (= \dot{\zeta}_{eff})$ 、 $x_3 (= \ddot{\zeta}_{eff})$ 、 $x_4 (= \phi)$ 、 $x_5 (= \dot{\phi})$ 、 $x_6 (= \dot{X})$ の結合確率密度関数であり、有効波と横揺れ、前後揺れが正規過程であると仮定しているので次のように与えられる。

$$\begin{aligned} & g(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3 |\Delta|^{1/2}} \exp \left[\frac{-1}{2|\Delta|} \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 |\Delta|_{jk} (x_j - E[x_j]) \right. \\ & \quad \left. \cdot (x_k - E[x_k]) \right] \end{aligned} \quad (3.3.30)$$

なお Δ を、その要素が C_{jk} ($j, k \leq 6$) である共分散行列とし、 $|\Delta|$ 、 $|\Delta|_{jk}$ を Δ の行列式、余因子と考える。

この分散、共分散である C_{jk} は次のように計算される。

$$\begin{aligned} C_{jk} &= \int_0^\infty \left[\int_{-\frac{\pi}{2}-\bar{x}}^{\frac{\pi}{2}-\bar{x}} |H_j(\omega, x)| |H_k(\omega, x)| S(\omega, x + \bar{x}) \right. \\ & \quad \left. \cdot \cos \{ \varepsilon_k(\omega, x) - \varepsilon_j(\omega, x) \} dx \right] d\omega \end{aligned}$$

$$+ \delta_{jk} \int_0^\infty |H_j^{WIND}(\omega)|^2 S_{\eta\eta}(\omega) d\omega \quad (3.3.31)$$

ここで

$$|H_j(\omega, \chi)| = \sqrt{H_{jc}^2 + H_{js}^2}$$

$$\varepsilon_j(\omega, \chi) = -\tan^{-1}(H_{js}/H_{jc})$$

$$|H_j^{WIND}(\omega)| = \sqrt{(H_{jc}^{WIND})^2 + (H_{js}^{WIND})^2}$$

であり、 δ_{jk} は Kronecker のデルタである。またこの誘導にあたっては、風と波は無相関であるとみなしている。

風と波による高次の効果を見捨て、平均 $E[x_j]$ は以下のとおりとおく。

$$\begin{aligned} E[x_j] &= 0 & (j \neq 4) \\ &= -\phi_0 & (j = 4) \end{aligned} \quad (3.3.32)$$

(3.3.30) 式を (3.3.29) 式に代入し、解析的に積分を実行すると、 f はつぎのように与えられる。

$$\begin{aligned} & f(\zeta_{eff}, \phi, \dot{\phi}, \dot{\chi}) \\ &= \sqrt{\frac{m'_2}{m'_4}} \frac{1}{(2\pi)^2 |\Delta|^{1/2}} \frac{1}{2\alpha''} \left(1 - \frac{\beta''}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha''}} \right) \exp\left(-\frac{\beta''^2}{4\alpha''}\right) \\ & \cdot \exp\left[-\frac{|\Delta|_{11}}{2|\Delta|} \zeta_{eff}^2 - \frac{1}{|\Delta|} \{ |\Delta|_{14} (\phi + \phi_0) + |\Delta|_{15} \dot{\phi} + |\Delta|_{16} \dot{\chi} \} \zeta_{eff} \right. \\ & \quad - \frac{1}{2|\Delta|} \{ |\Delta|_{44} (\phi + \phi_0)^2 + |\Delta|_{55} \dot{\phi}^2 + |\Delta|_{66} \dot{\chi}^2 \} \\ & \quad \left. - \frac{1}{|\Delta|} \{ |\Delta|_{45} (\phi + \phi_0) \dot{\phi} + |\Delta|_{46} (\phi + \phi_0) \dot{\chi} + |\Delta|_{56} \dot{\phi} \dot{\chi} \} \right] \end{aligned} \quad (3.3.33)$$

ただし

$$\alpha'' = \frac{|\Delta|_{33}}{2|\Delta|}$$

$$\beta'' = \frac{1}{|\Delta|} \{ |\Delta|_{13} \zeta_{eff} + |\Delta|_{34} (\phi + \phi_0) + |\Delta|_{35} \dot{\phi} + |\Delta|_{36} \dot{\chi} \}$$

第3.4節 不規則波中の転覆の数値実験

3.4.1 緒言

漁船を中心とする小型船の転覆事故を防ぐためには、現行の横波基準に加えて、追波、斜め追波中の復原性基準あるいは操船指針を作るべきである。このことが関係者の共通の認識になって久しく、現在IMOの場でも検討が始まっている。このような情勢の中で緒論では、転覆確率と許容危険率の比較による信頼性工学的な基準策定を主張し、その実現に向けて斜め追波中の転覆確率の理論推定法を前節で提案した。この理論推定法は当然ながらいくつかの仮定のもとに成り立つものであるから、何らかの実験的検証が行われなければならない。しかしながら、出会い周期が極めて長い不規則斜め追波中の航走模型実験において、統計的意味をもたせようとする、現存するよりもはるかに広大な角水槽を必要とする。また、実船による転覆実験は言うまでもなく不可能である。そこで、非線型、時間領域の数値シミュレーションによる、この理論推定法の検証が期待される。

斜め追波中の船体運動の時間領域シミュレーションは、1974年の Paulling⁷⁵⁾の研究以降、Böttcher⁷⁶⁾、浜本ら⁷⁷⁾⁷⁸⁾、De Katら⁷⁹⁾などにより発展されつつある。それらは6自由度の非線型運動方程式を用い、大波高下の非線型 Froude-Krylov force、造渦による力、そして線型流体力のメモリー影響を考慮したち密かつ複雑なモデルとなっている。その結果として、模型実験で得られた転覆に至る時系列を再現することに成功している。そして転覆現象のメカニズムを決定論的に解明するうえでの重要なツールとして認められるに至っている。

一方、本研究の目的は転覆の確率論的な調査にあるが、この場合以上のような複雑なシミュレーション・モデルを用いることは理想ではあるが、現実的とはいえない。なぜなら転覆の問題は、エルゴード性を前提として一本の時系列から極値などの頻度分布を求めればよい動揺の問題と異なり、一度転覆が発生すると以後のデータは役立たない初期超過確率 (first excursion probability)⁸⁰⁾の問題であり、本質的に多数の独立な反復試行が求められる。そして、Kastner⁸¹⁾が統計学的に検討したように、その1つの航走時間は長く、その航走回数は多くなければならない。以上の理由から、長時間、多数回のシミュレーションを行うためには、そのモデルはできるだけ簡略であることが要求される。

そこで本節では、pure loss of stability と low cycle resonance に主眼をおき、broachingのようなsway-yaw motionの発達する転覆モードは考慮しないこととして、surge-rollの2自由度連成モデルを用いた。簡易なモデルであるための限界は当然だろうが、大振幅動揺時のメモリー影響⁸²⁾や斜め波中の波と渦の干渉²¹⁾²²⁾など現在なお議論のある問題を避けることができ、仮定の範囲内でむしろあいまいでない結果が期待できる。そして転覆確率の理論推定法を導くうえでの転覆発生シナリオの検討にはこのシミュレーションは十分実際に忠実であると考えられ、流体力の推定などその他の仮定は理論モデルとシミュレーション・モデルに共通しており、その改良は重要ではあるが別の問題といえよう。

以上のような観点から、本節は、2自由度のシミュレーション・モデルにより、斜め追波中の転覆頻度を求め、前節の転覆確率の理論推定法の数値実験的な検証を試みたものである。⁸³⁾

3.4.2 シミュレーション・モデルの考え方

本節では、次のような考え方からシミュレーション・モデルを構成した。転覆を考えるのであ

るから当然横揺れrollが最も重要な運動モードである。この横揺れの取り扱いには、diffractionを考えない1自由度モデル⁷⁰⁾とsway-yaw-rollの連成モデルの2つがある。この2つのモデルは横波中停船時には一致し、roll方向の diffraction moment と sway による roll 方向の radiation moment が相殺するためと説明されている。⁸⁴⁾ 前進速度のあるとき1自由度モデルは理論的に厳密ではないが、なお十分な結果を与えるとの実験報告もある。⁸⁵⁾

また風による横傾斜が存在すると、rollとheave、pitchの連成の可能性も生じる。しかし heave、pitchの固有周期はrollのそれに比べて十分小さいから、斜め追波中航走時の出会い周期の長い現象では問題にならないと考えられる。そこで今回は、簡略化のため横揺れについては sway-heave-pitch-yawとの連成を形式的には考慮しないモデルとする。

一方、surgeは通常の耐航性理論では他の運動モードと連成しないとして単独に扱われる。しかしながら、斜め追波においてはsurgeによる周波数変調あるいは波乗り現象の発生などから rollに与える影響は顕著になる。そこでこのsurgeはrollと連成すると考え、最終的にはsurge-rollの2自由度モデルを構成する。

座標系は、Fig.3-3-4 に示すように、空間固定の0-ξ ηとG-XYを考える。風は0-ξ方向に吹き、空間的には一様であると仮定する。波の主方向はやはり0-ξ方向とし、成分波はそこから角度αに進むとする。この波と風の中で船は、速度Vで波の主方向と $\bar{\chi}$ なる角度すなわち0-X方向に航行すると考える。このとき $\chi = \alpha - \bar{\chi}$ は成分波と船の進行方向の成す角である。なお、長波頂波を考えるとときには、 $\alpha=0$ 、 $\chi=-\bar{\chi}$ とすればよい。

次に、流体力についてはなるべく線型として扱うこととした。しかし転覆を考えるためには横復原力 WGZ_0 の横傾斜角に対する非線型性は欠かすことができない。また波による復原力変動 WGZ_w も、波高、横傾斜角に対して著しい非線型性を示すことから、Grimの有効波の概念からこの非線型性を反映した取り扱いを行った。一方、横揺れ減衰力については、前進速度の大きい場合には線型と考えてよいことが知られている。⁸⁶⁾ またsurge、rollの波浪強制力も線型と考える。なおここでいう横揺れ波浪強制力は、波によるroll方向のモーメントのうち横傾斜角零の場合のものである。横傾斜角に依存する成分は波による復原力変動とみなしている。なお船体抵抗Rとプロペラの推力係数 K_T は、波乗りの研究と同様に、模型実験による非線型のデータを補間して用いることとした。

海象としては、前節と同様な不規則風と不規則波を想定した。

3. 4. 3 シミュレーション・モデル

X軸上の船体重心の変位を X_G 、横揺れ角を ϕ 、プロペラ回転数を n とすると、surge-rollの運動方程式は以下に示す通りである。

$$\begin{aligned} (m + m_x) \ddot{X}_G &= T(\dot{X}_G, n) - R(\dot{X}_G) + F_x(\xi_G, \eta_G, t) \quad (3.4.1) \\ (I_{44} + A_{44}) \ddot{\phi} &= -B_{44} \dot{\phi} - WGZ_0(\phi) \\ &\quad - WGZ_w\{\xi_{eff}(\xi_G, \eta_G, t), \phi\} \end{aligned}$$

$$+ M_x (\xi_G, \eta_G, t) + M_{xb0} + M_{xb}(t) \quad (3.4.2)$$

ただし

$$\xi_G = X_G \cos \bar{\chi} \quad (3.4.3)$$

$$\eta_G = X_G \sin \bar{\chi}$$

$$T(\dot{X}_G, n) = (1 - t_p) \rho n^2 D_p^4 K_T \left\{ \frac{\dot{X}_G (1 - w_p)}{n D_p} \right\} \quad (3.4.4)$$

$$M_{xb0} = F_A (h_A + h_H) \quad (3.4.5)$$

外乱となる海洋波変位 ξ_w と変動風速 u_b は、正規過程と仮定すると、次のように表現できる。

$$\begin{aligned} \xi_w (\xi_G, \eta_G, t) = & \int_0^\infty \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{2 S(w, \alpha)} dw d\alpha \\ & \cdot \cos (wt - k \xi_G \cos \alpha - k \eta_G \sin \alpha + \delta) \end{aligned} \quad (3.4.6)$$

$$u_b(t) = \int_0^\infty \sqrt{2 S_{uu}(w)} dw \cos (wt + \delta_b) \quad (3.4.7)$$

ただし δ, δ_b は $0 \sim 2\pi$ の一様乱数であり、

$$k = \frac{\omega^2}{g}$$

次に、波浪強制力 F_x 、 M_x 、変動風モーメント M_{xb} 、有効波 ξ_{eff} は、いずれも海洋波変位、変動風速に対して線型であると仮定しているから次のように与えることができる。

$$\begin{aligned} F_x (\xi_G, \eta_G, t) = & \int_0^\infty \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |H_x(w, \chi)| \sqrt{2 S(w, \alpha)} dw d\alpha \\ & \cdot \cos \{wt - k \xi \cos \alpha - k \eta \sin \alpha + \varepsilon_x(w, \chi) + \delta\} \end{aligned} \quad (3.4.8)$$

$$\begin{aligned} M_x (\xi_G, \eta_G, t) = & \int_0^\infty \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |H_k(w, \chi)| \sqrt{2 S(w, \alpha)} dw d\alpha \\ & \cdot \cos \{wt - k \xi \cos \alpha - k \eta \sin \alpha + \varepsilon_k(w, \chi) + \delta\} \end{aligned} \quad (3.4.9)$$

$$M_{xb}(t) = \int_0^\infty |H_{kb}(\omega)| \sqrt{2 S_{uu}(\omega)} d\omega \cdot \cos\{\omega t + \varepsilon_{kb}(\omega) + \delta_b\} \quad (3.4.10)$$

$$\zeta_{eff}(\xi_G, \eta_G, t) = \int_0^\infty \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |H_\zeta(\omega, \alpha)| \sqrt{2 S(\omega, \alpha)} d\omega d\alpha \cdot \cos\{\omega t - k\xi \cos\alpha - k\eta \sin\alpha + \varepsilon_\zeta(\omega, \alpha) + \delta\} \quad (3.4.11)$$

そして、伝達関数 H_x 、 H_k 、 H_{kb} 、 H_ζ は、次の通り与えられる。

$$H_x(\omega, \chi) = H_{xc}(\omega, \chi) + i H_{xs}(\omega, \chi) \quad (3.4.12)$$

$$\begin{cases} H_{xc}(\omega, \chi) = -\rho g k \cos\chi \int_{AE}^{FE} C_1 S(x) e^{-k \frac{d(x)}{2}} \sin(kx \cos\chi) dx \\ H_{xs}(\omega, \chi) = \rho g k \cos\chi \int_{AE}^{FE} C_1 S(x) e^{-k \frac{d(x)}{2}} \cos(kx \cos\chi) dx \end{cases}$$

$$C_1 = \frac{\sin(k \frac{B(x)}{2} \sin\chi)}{k \frac{B(x)}{2} \sin\chi} \quad (3.4.13)$$

$$H_k(\omega, \chi) = H_{kc}(\omega, \chi) + i H_{ks}(\omega, \chi) \quad (3.4.14)$$

$$\begin{cases} H_{kc}(\omega, \chi) = 0 \\ H_{ks}(\omega, \chi) = W G M \gamma k \sin\chi \end{cases}$$

$$H_{kb}(\omega) = H_{kbc}(\omega) + i H_{kbs}(\omega) \quad (3.4.15)$$

$$\begin{cases} H_{kbc}(\omega) = -\rho_A A_A C_{DA} h_{AG} \{(U_T - V \cos \bar{\chi}) + \bar{U}_A \cos \bar{\theta}_A \cos \bar{\chi}\} \end{cases}$$

$$|H_{kbs}(\omega) = 0$$

$$H_{\xi}(\omega, \chi) = H_{\xi c}(\omega, \chi) + i H_{\xi s}(\omega, \chi) \quad (3.4.16)$$

$$\begin{cases} H_{\xi c} = \frac{\frac{\omega^2 L}{g} \cos \chi \sin\left(\frac{\omega^2 L}{2g} \cos \chi\right)}{\pi^2 - \left(\frac{\omega^2 L}{2g} \cos \chi\right)^2} \\ H_{\xi s} = 0 \end{cases}$$

初期条件の与え方は無数にあらうが、模型実験で再現し易いものとして、無外乱下を一定速度で航行中の船に外乱を徐々に発達させて所定の定常外乱にもっていく方法と、定常外乱下で拘束していた船体を衝撃の少ない形で自由にする方法の2つが考えられる。このうち前者は、転覆発生率に外乱の発達過程が少なくない影響を与えることから今回の目的にはふさわしくない。そこで後者の方法で、次のような初期条件を選んだ。

$$\begin{aligned} \chi = 0 \quad ; \quad \chi = 0, \quad \dot{\chi} = 0, \quad n = n^* \\ \phi = -\phi_0, \quad \dot{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (3.4.17)$$

運動方程式は、初期値問題としてオイラー法により解かれた。そこでの時間刻みは0.1秒としたが、これは横揺れ固有周期の約100分の1であり、十分小さな値といえる。また波スペクトラムは不等間隔に1000分割、変動風スペクトラムは不等間隔に250分割とし、繰返しを防いだ。また横復原力曲線は、横傾斜角について2.5度刻みに復原力消失角まで、有効波高について0.01 L_{pp} 刻みに $\pm 0.2 L_{pp}$ まであらかじめ計算しておき、0.1秒毎に補間により求めた。なお復原力消失角から180度までの横傾斜角については2次曲線で、 $\pm 0.2 L_{pp}$ を越える大きな波高については直線で復原力を外そうとした。横揺れ減衰力は、強制動揺模型実験の結果⁷⁴⁾を振幅10度で等価線型化した値を用いた。その供試船は前節と同様の日本海沿岸で運用される小型底曳網漁船とした。

3.4.4 不規則波中の横揺れ

まず海象を代表する平均風速毎に数値実験によって実時間30分間の1つの時系列を計算した。その結果ではいずれの場合も転覆は発生していない。したがって最初の過渡状態を除くと、定常な確率過程の標本とみなすことができよう。そこでこれらの時系列の極値を統計的に解析し、横揺れなどの統計的性質をもとめた。ただし前進速度が整定するまでの過渡状態として最初の30秒間を除き、それ以後の29分30秒を解析した。なお数値実験としては、前述のシミュレーション・モデルによるもの以外に、surge との連成がなく復原力も波によらない線型のモデルによる計算も比較のために実施した。

Fig.3-4-1 には、時系列から得られた有義波高をシンボルで示した。実線の示す有義波高の設定値とよく一致しており、統計的に十分な長さの数値実験が行われたことがわかる。

Fig.3-4-2 には、時系列から得られた有効波の有義波高をシンボルで示した。実線は応答関数

を用いたうえ応答のスペクトラムが狭帯域であるとして推定した結果である。この推定値と線型の数値実験値は多少のばらつきはあるが概略一致している。一方非線型の数値実験値は推定値より多少小さくなっており、surge との連成の影響が現われている。

次にFig.3-4-3 は、時系列から得られた横揺れの有義振幅をシンボルで示した。実線は応答関数を用いたうえ応答のスペクトラムが狭帯域であるとして推定した結果である。この推定値と線型の数値実験値は多少のばらつきはあるが概略一致している。一方非線型の数値実験値は、風速 15 m/secまで推定値とよく一致するが、さらに厳しい海象では推定値よりも低くなっている。この原因としては、surge との連成や復原力への波の影響、復原力の角度に対する非線型性が考えられる。そこでこれらの影響を順次取り除いた数値実験を行い、これらのうち復原力の角度に対する非線型性が支配的であることを確かめた。前節の転覆確率推定法において、定常的な横揺れと有効波は、現象が狭帯域とは限らないが線型であるとして波スペクトラムから推定している。以上の数値実験結果から考えると、これら横揺れや有効波について前節の推定値は実際よりも幾分安全側の値を取る可能性はあろう。

3. 4. 5 不規則波中の転覆

次に前節の転覆確率の理論推定法を検証するために、より直接的な時間領域でのモンテカルロ・シミュレーションを行った。すなわち、実スケールで T_s 時間の航走を N 回反復してシミュレートし、 T_s 時間後に船が転覆している回数 n_c をカウントした。これより、 T_s 時間内に転覆している割合 $P(T_s)$ は次の通りとなる。

$$P(T_s) = n_c / N \quad (3.4.18)$$

時間領域のシミュレーション・モデルは、3.4.3のものを扱い、初期条件は N 回の航走すべてに対して前述のものを共通して与えた。また不規則風と不規則波のスペクトラムも共通であるが、その位相に含まれる乱数は一航走毎に変化させた。これによって各航走は統計的には独立試行とみなすことができる。航走時間 T_s は、海象が定常とみなせる範囲という点から 30 分とした。また航走数 N は 50 回とした。

さて前節における理論推定法によれば、1つのゼロクロス波に出会う毎の転覆確率 p を求めることができる。一方シミュレーションで得られるのは、ある定常海象下にある船が T_s 時間後に転覆している割合 $P(T_s)$ である。 T_s という時間の間に遭遇する多数のゼロクロス波に対してすべて非転覆であるならば、 T_s 時間生存したことになる。そこで T_s 時間内に転覆する割合 $P(T_s)$ は、次のように p と関係づけることができよう。

$$P(T_s) = 1 - (1 - p)^{T_s / T_{e02}} \quad (3.4.19)$$

ただし

$$T_{e02} = 2\pi \sqrt{m_0 / m_2} \quad (3.4.20)$$

変形すると

$$p = 1 - \{1 - P(T_s)\}^{T_{e02}/T_s} \quad (3.4.21)$$

となり、シミュレーションによって得られた $P(T_s)$ から p を求めることができる。また $T_s/T_{e02} \rightarrow \infty$ とすれば $P(T_s)$ は指数分布となり、3.2節で用いた式と一致する。

$$P(T_s) = 1 - e^{-\nu_k T_s} \quad (3.4.22)$$

$$\nu_k = p / T_{e02} \quad (3.4.23)$$

なお以下の検討には (3.4.21)式を用いた。

シミュレーションは、長波頂不規則波および不規則風中において、 $\chi = 30^\circ$ 、 $F_n = 0.3$ で航行する場合について行った。そして平均風速 U_T は 20、25、30 m/sec と変化させた。その結果は Table 3-3 のとおりである。さらに得られた転覆率 $P(T_s)$ から 1 ゼロクロス波毎の転覆確率 p を求め、その結果を先の推定法による結果とあわせて Fig.3-3-13 に示した。定量的によい一致であるとはいいがたいが、前節の転覆確率推定法が数値実験値よりも安全側の値を与えることはいえるようである。これより、この転覆確率の評価法によって復原性基準をスケールリングすることは実務的には可能であろう。つまり、転覆確率が 0.2 であるか 0.4 であるかを細かく議論することは現実にはあまり意味がなく、むしろ 0.2 か 0.02 か 0.002 かを真の値よりも決して下回ることなく評価できることが実務的に求められる点であって、ここでの評価法がそれに見合うということである。一方、不一致の原因としては、先に示されたような定常横揺れや有効波のレベルですでに推定法がオーバーエステイメイトであることがあげられる。今後、静水中の復原力の非線型性を等価線型化手法などで転覆確率推定法に反映させることが考えられる。さらに推定法において、復原力減少時間を十分長いと近似したことも安全側の推定を与える原因と考えられる。この解決の方向は前節で述べたとおりであり、今後の課題として残されている。

非線型の数値実験で得られた転覆のパターンは大きく 2 つに分けられた。「突発的に大きな有効波に遭遇し、下り波面で船が加速され、波の山にとどまるうちに、復原力低下によって転覆する。」これが第 1 のパターンであり、Figs.3-4-4~8 にその代表的な時系列の例を示した。「横揺れ固有周期に近い周期の 2~3 の有効波に遭遇して横揺れが同調発達した後、下り波面で船が加速され、波の山にとどまるうちに、復原力低下によって転覆する。」これが第 2 のパターンであり、Figs.3-4-9~13 にその代表的な時系列の例を示した。最終的には波の山における復原力低下から転覆にいたる点が両者に共通している。しかし転覆に必要な復原力低下量は波の山に遭遇するときの横揺れエネルギーに依存するわけで、その横揺れの発達過程も重要となる。第 2 のパターンの例の同調横揺れでは有効波の出会い周期と横揺れ周期が 2 波にわたってほぼ等しい。ここでの横揺れ発達には、強制力と復原力変動が同時に働いていることになる。なお、Paulling⁷⁵⁾ の模型実験で 1 例だけ観測された、出会い周期の 2 倍の周期の同調横揺れ low cycle resonance による転覆はここでの数値実験では見いだされなかった。このように数値実験では、定常的な横揺れに続いて波の山に長時間とどまりその間の復原力低下から転覆している。これは、転覆確率の理論推定法構築にあたって想定した斜め追波中の転覆のシナリオに一致している。

また本研究では、ロール・オーバーを別にすると、Fig.3-4-7 のように 90 度以上傾斜して復原しないことを転覆と定義している。転覆発生後は流体力係数が変化したり、プロペラが空中に

出ることを当然考慮すべきである。しかし本節のシミュレーションでは復原力を除いてそのような考慮は行っていない。このため計算された時系列のうち転覆発生後の部分は、このモデルの範囲で再び復原しないことを示す以上の意味はない。

3. 4. 6 結言

時間領域のモデルによるモンテカルロ・シミュレーションを実施し、先に提案した転覆確率の理論的推定法と比較した結果、以下の結論を得た。

(1) モンテカルロ・シミュレーションに比べて、理論推定法は転覆確率をいくらか大きく評価する。このため、理論評価法は復原性基準や操船指針の作成に利用できる。

(2) シミュレーションで得られた転覆のパターンはすべて、「船が波によって加速され波の山に長時間とどまり、その間に復原力が低下して転覆にいたる」ものであった。またその直前の横揺れは、波と同調して発達する場合とそうではない場合の2種類であった。

(3) この転覆パターンは、理論推定法で想定した転覆へのシナリオと一致するものである。

(4) シミュレーションによる横揺れ振幅は、理論推定法の利用する線型理論に比べて、風速15m/secまではよく一致するが、それ以上厳しい海象では小さくなる。その原因は主に復原力の横揺れ角に対する非線型性であり、波による復原力変動の影響は小さい。

第4章 結論

船舶の荒天による海難を減少させるためには、海難の発生する確率を尺度として、復原性基準や操船指針を定めていくことが合理的である。この考え方を現実のものとするために、本研究は、特に危険な海難のモードとして、追波中の波乗り現象と斜め追波中の復原力喪失による転覆を取り上げ、これらの発生確率を理論的に推定することを試みた。

第2章においては、波乗り現象について検討を行った。まず、模型実験によって波乗り現象を水槽内に再現することを通じていくつかの造船学的に未解明の問題を抽出した。ひとつは、波による抵抗の変動の物理的解釈であった。これについては、造波問題としての定式化から解析的に、この場合のFroude-Krylov forceが無限遠における入射波とKelvin波の干渉であるという解答を与えた。次の問題は、初期値の影響を考慮した波乗り発生条件の全体像であった。これに対して、波乗りが非線型現象であるという立場から位相面上のセパトリックスに着目した解析を試み、規則波中の波乗りの発生条件とその初期値依存性のほぼ全容を明らかにした。さらなる問題は、不規則波中の波乗り発生の取り扱いである。この点について、波乗り発生条件を満足する事象の発生確率を推定する新しい理論を与えた。以上の波乗りについての研究の結果として、船型と海象、操船条件から理論的に波乗り発生確率を予測する方法を提案することができた。

第3章においては、斜め追波中の復原力喪失による転覆を検討した。まず、模型実験と理論計算によって、規則的な追波による実用船型の復原力変動が大きいことを確認した。しかし、波高と復原力変動の関係は著しく非線型であることも明らかになり、このため規則波についての結果はそのまま実用に役立たない。そこで不規則追波による復原力変動の予測理論をGrimの有効波の概念から導き、実験的にその検証を行った。しかしながら、船の転覆は、復原力喪失のみで起こるわけではなく、風や波による傾斜外力や横揺れなどと複雑に絡み合った動的力学現象の結果である。そこで、得られた復原力変動の予測理論に動的な取り扱いを加えて、以下のような転覆確率の理論推定法を新たに提案した。すなわち、海象として不規則風不規則波を設定したうえで、波の山に遭遇したときの復原力喪失によって転覆する初期値の集合を非線型運動方程式から明らかにした。一方、それらの初期値の発生する確率密度は線型の確率過程理論から求めることができるので、その積分によって転覆確率を求めた。この方法を小型漁船に適用した結果、斜め追波中が横波中よりも危険なことがあると定量的に指摘できた。さらに、時間領域のモデルによるモンテカルロ・シミュレーションを多数回反復することによって、一定時間内に転覆する割合を求め、先の転覆確率の理論推定法を数値実験的に検証することにも成功した。以上の研究の結果として、斜め追波中の復原力喪失による転覆確率を海象と船型、操船条件から予測する方法を提案することができた。

このように、本研究の所期の目標は一応達成することができた。今後は、波乗り発生確率と転覆確率の理論推定法を利用して、操船指針の試案や復原性基準案のスケージングといったより実用的な領域に研究を進めることが期待されよう。一方、1991年のIMOの復原性・満載喫水線・漁船安全性の小委員会では追波中の復原性基準の審議が活発に進み、1992年の同委員会に向けて日本政府は操船指針案を提出する予定であり、有力なドイツの復原性基準案の合理的な立場からの検討は急務である。このような日本政府のIMO対策に本研究の成果も実際に貢献することが期待されるにいたっている。^{87) 88)}

そこで本研究の成果をIMO対策に役立てる展望について述べる。

1) 波乗り発生確率の理論推定法によって、海象、載貨状態から追波中を安全に航行できる速度を推定すれば、操船指針として直ちに利用できる。

2) 転覆確率の理論推定法によって、個々の船の転覆確率への海象（平均風速）や波との出会い角の影響を計算しておけば、操船指針として利用できる。

3) 転覆確率の理論推定法によって、ドイツ基準案や weather criteria をcriticalに満足するGMをもつ船の転覆確率を計算する。このとき得られた転覆確率はそれぞれの基準の許容するリスクレベルとみなすことができ、基準のスケールリングを行ったことにあたる。このような検討を多数の船に対して実施することにより、基準案の評価や修正が可能となる。さらに、漁船や客船、コンテナ船といった個々の船種ごとに決められている現在の復原性基準を全船種について統一したり、新しい船種にも適用をひろげるときにも、共通するリスクレベルを選ぶことはよい指導原理になるであろう。

4) より長期的には、転覆確率の理論推定法そのものを復原性基準として用いることも考えられよう。また船体強度の分野では、トータルシステムと呼ばれる理論推定法の結果から近似式をつくり船級協会規則として採り入れている。このようなアプローチが復原性基準でも検討されることになるだろう。

このような実用的な利用を図る段階においては本研究成果についていろいろ不十分な点もでてくるものと予想される。そのような点については継続して研究を続ける必要があろう。現時点で残された主な課題として思いつくのは以下の問題である。

1) 転覆確率推定法においては、横揺れ減衰力係数、有効波傾斜係数、風圧抗力係数などを別途与える必要がある。これらの流体力の理論推定法を改良し、実験的にその適用範囲を明らかにしておくことは実務的にも重要である。

2) 波乗り発生確率の推定法では波による抵抗変動を十分な精度が得られることから最終的に Froude-Krylov force として計算している。今後それでは十分推定できない船型が見いだされたときには、本論文の解析的な考察に従い、3次元造波理論の数値解法を試みるべきであろう。転覆確率推定法における復原力変動やbroaching検討のための横波浪強制力についても同様である。

3) 本論文で計算に用いた転覆確率推定法は、波の山にとどまる時間が十分長いという仮定を加えたため、船速の影響を正確に評価することができず、より厳しく転覆確率を見積っている。前後揺れとの連成を考慮することによって改良する余地があるだろう。

4) 本論文で未検討の追波中の転覆モードとして、low cycle resonance がある。従来からの指摘のように、3、4節の不規則波中の数値実験でもこのモードによる転覆は観測されなかった。また、線型減衰力の場合を別にすると、現実の非線型減衰力のもとではこのようなパラメーター励振は発散せず、大振幅の定常振動に落ちつく。このため転覆のモードというよりも非線型定常横揺れのモードと扱うべきと著者は考える。そこで、いまのところ転覆確率推定法のなかで線型理論によっている定常横揺れの取り扱いに、このような非線型性を反映していくことが今後の展開として期待されよう。例えば Roberts^{8,9)}の非線型横揺れの統計的予測理論の利用が考えられるが、非線型性の反映によって転覆確率推定法は著しく複雑化する。このため、実用上の精度要求を念頭におき、いたずらに複雑化することのないよう総合的な検討が必要である。

5) 波乗り発生確率推定法は、船速制限には確かに有効である。しかし実際にはより踏み込んで、broachingを防ぐため必要な舵面積や broaching を起こしても転覆にいたらないGMの大きさ

など明確に示すことも期待されよう。このためには、波乗り発生にとどまらず、波乗りの継続時間の推定や sway-yaw-rollの発達解析が求められる。波乗り継続時間の推定を行うためには、包絡波高が一定レベルをアップクロスしてからダウンクロスするまでの継続時間の分布を求めることになる。4次元 Rayleigh 分布⁹⁰⁾を用いれば計算することは可能である。sway-yaw-rollの発達解析をおこなうためには、surge にこれらを加えた2⁴次元の位相空間解析を実行することになる。surge 単独の2次元位相面解析に比べて著しい数学上、数値解析上の困難が予想されるが、非線型力学系理論の一般化という意味で学問的にも貴重な挑戦となろう。

謝辞

本研究の全般を通じて、大阪大学工学部教授浜本剛実先生より懇切なるご指導とご激励を賜った。心より感謝の意を表する。

本研究を始めた端緒は、大阪大学名誉教授野本謙作先生より追波中の問題の造船学的重要性をご教示いただいたことにある。この問題の漁船における意義については、水産工学研究所元所長土屋孟博士と同船体性能研究室長山越康行氏よりご指導いただいた。また、本研究の流体力学的な面について日立造船株式会社技監高木又男博士より、非線型力学系の観点から滋賀大学助教授神山保博士より、有益なご助言を賜った。さらに本研究は、船舶技術研究所高石敬史前次長、菅信部長、不破健博士、Hamburg水槽 Krappinger教授、Krylov造船研究所 Rakhmanin博士、Strathclyde大学Vassalos博士など内外の多くの方々の的確なご討論により絶えずその方向を確かめながら進めることができた。

以上の方々に改めて深い謝意を表する次第である。

本研究は、水産工学研究所の経常研究「漁船の追波中の復原性能」の一部として、また日本造船研究協会第17基準研究部会「小型漁船の復原性能に関する調査研究」および第24基準研究部会「IMO新復原性基準に関する調査研究」の活動の一環として行われたものである。その模型実験については、鈴木四郎主任はじめ水産工学研究所漁船工学部の方々と柏木正博士はじめ当時の大阪大学船体運動学講座の方々より多大なご協力を得た。数値計算にあたっては、農林水産研究計算センターと大阪大学大型計算機センターを利用した。以上の研究実施と論文執筆にあたりご高配いただいた、水産工学研究所の歴代の所長土屋孟博士、中村充博士、小金澤昭光博士、歴代の漁船工学部長小林務博士、斉藤宗韶氏、上北征男博士ならびに船体性能研究室長山越康行氏、船体構造研究室長川島敏彦氏に御礼申し上げる。

参考文献

- 1) Caldwell, J.B. & Yang, Y.S.: Risk and Reliability Analysis Applied to Ship Capsize—A Preliminary Study—, Proceedings of International Conference on the Safe Ship Project, London, 1986.
- 2) Schuëller, G.I. (小西一郎、高岡宣善、石川浩訳): 構造物の安全性と信頼性、丸善、1984.
- 3) 渡辺恵弘: 船舶復原性より見たる安全示数、造船協会会報、第79号、1948、p.9.
- 4) Watanabe, Y., Kato, H., Inoue, S., Sato, M., Yamanouchi, Y., Matora, S., Manabe, T., Masuda, Y., Uchida, M.: A Proposed Standard of Stability for Passenger Ships, 造船協会論文集、第99号、1956、p.29.
- 5) 元良誠三、山越康行: 船舶の安全性と非損傷時復原性規則の動向、運動性能研究委員会第3回シンポジウム、日本造船学会、1986、p.1.
- 6) 土屋孟、有路実、山越康行: 小型漁船の横復原性と乾舷について、漁船研究技報、Vol.27, 1974、p.1.
- 7) 市川昌弘: 構造信頼性工学、海文堂、1988.
- 8) 造船設計における構造解析と信頼性工学シンポジウム、日本造船学会船体構造委員会、1990.
- 9) 高石敬史: 船舶の復原性研究の現状と課題、日本造船学会誌、第594号、1978.2、p.1.
- 10) Oakley, O.H., Paulling, J.E. & Wood, P.D.: Ship Motions and Capsizing in Astern Seas, Proceedings of the 10th Symposium on Naval Hydrodynamics, Cambridge, 1974, p.297.
- 11) Kerwin, J.E.: Notes on Roll in Longitudinal Waves, International Shipbuilding Progress, Vol.2, No.16, 1955, p.597.
- 12) 第17基準研究部会: 小型漁船の復原性能に関する調査研究報告書、日本造船研究協会、1982、p.83.
- 13) 菅信、猿田俊彦、田口晴邦、安野三樹雄: 斜め追波中の船の転覆について(第1報)、日本造船学会論文集、第167号、1990、p.81.
- 14) 不破健、吉野泰平、山本徳太郎、菅井和夫: 小型船のブローチングに関する実験的研究、日本造船学会論文集、第150号、1981、p.223.
- 15) Federal Republic of Germany: Report on Stability and Safety against Capsizing of Modern Ship Design, IMO SLF 34, 1984.
- 16) German Democratic Republic & Poland: Improvement of stability requirements of Resolution A.167(ES.IV), IMCO STAB XXVI/4/7, 1981.
- 17) Federal Republic of Germany & United Kingdom: Intact ship stability research, IMO SLF 31/INF.3, 1986.
- 18) Grim, O.: Beitrag zu dm Problem der Sicherheit des Schiffes im Seegang, Schiff und Hafen, Heft 6, 1961, p.490.
- 19) Krappinger, O.: Über Kenterkriterion, Schiffstechnik, Bd 17, Heft 88, 1970, p.145.

- 20) Vermeer, H.: Loss of stability of ships in following waves in relation to their design characteristic, Proceedings of The Fourth International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Naples, 1990, p.369.
- 21) Ohkusu, M.: Prediction of Wave Forces on a Ship Running in Following Waves with Very Low Encounter Frequency, Journal of the Society of Naval Architects in Japan, Vol.159, 1986, p.129.
- 22) 吉野亥一郎、藤野正隆、深沢塔一：追波中を高速で航行する船体に働く波浪強制力、日本造船学会論文集、第163号、1988、p.160.
- 23) Cane, P.D. and Goodrich, G.J.: The Following Sea, Broaching and Surging, The Royal Institution of Naval Architects Quarterly Transactions, Vol. 104, No.2, 1962, p.109.
- 24) Boese, P.: Modellversuche zur Steuerfähigkeit eines Schiffes im achterlichen Seegang, Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, Bericht Nr.259, 1970, p.1.
- 25) 第17基準研究部会：小型漁船の復原性能に関する調査研究報告書、日本造船研究協会、1981、p.118.
- 26) 菅信、猿田俊彦、安野三樹雄、山越康行、鈴木四郎：追波中の船の大振幅前後揺れと波乗り現象、日本造船学会論文集、第162号、1987、p.152.
- 27) 梅田直哉：船の波乗り現象について、日本造船学会論文集、第152号、1983、p.192.
- 28) 第17基準研究部会：小型漁船の復原性能に関する調査研究報告書、日本造船研究協会、1980、p.49 & 7.
- 29) 元良誠三：Gravity Dynamometerによる波浪中抵抗試験及びSurgingについて、造船協会論文集、第94号、1953、p.43.
- 30) Grim, O.: Das Schiff in von achtern auflaufender See, Jahrbuch der Schiffbau-technischen Gesellschaft, Vol.45, 1951, p.264, (DTMB Translation 313, 1965).
- 31) Boese, P.: Über die Erhöhung der Sicherheit eines im achterlichen Seegang fahrenden Schiffes im Hinblick auf die Steuerfähigkeit, Schiff und Hafen, Heft 2 /1970, 22.Jahrgang, p.109.
- 32) 元良誠三：船体運動に対する附加質量及び附加慣性モーメントについて—その2—、造船協会論文集、第106号、1960、p.59.
- 33) 柏木正：追波中を斜航する船体に働く流体力に関する研究、大阪大学修士論文、1980.
- 34) Havelock, T.H.: The Resistance of a Ship among Waves, Proceedings of the Royal Society of London, Series A No.906, vol.161, 1937, p.299.
- 35) Maruo, H.: A Note on the Higher Order Theory of Thin Ships, Bulletin of the Faculty of Engineering Yokohama National University, Vol.15, 1966, p.1.
- 36) 高木又男：高次造波抵抗理論に関する二、三の問題について（その1）、関西造船協会誌、第136号、1970、p.38.
- 37) Nicholson, K.: Some Parametric Model Experiments to Investigate Broaching-to, International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, London, 1974, p.160.
- 38) Grim, O.: 23)への討論

- 39) Grim, O.: Das Schiff in von achtern Kommendem Seegang, Schiffstechnik, Bd. 30, 1983, p.84.
- 40) U.S.S.R.: Stability of a Fishing Vessel in a Seaway, IMCO, PFV X/8/1, 1970.
- 41) 浜本剛実: 追波を受ける船の不安定挙動に関する研究、大阪大学博士論文、1976、p.30
- 42) 佐藤力: 非線形振動論、朝倉書店、1970、p.24、38.
- 43) 菅信、猿田俊彦、安野三樹雄、山越康行、鈴木四郎: 追波中の漁船の波乗りに関する模型実験、船舶技術研究所報告、第25巻、第3号、1987、p.275.
- 44) 仲渡道夫、小瀬邦治、佐伯敏朗: 船の加減速運動に関する実験的研究(第2報)、日本造船学会論文集、第144号、1978、p.50.
- 45) Renilson, M.R.: An Investigation into the Factors Affecting the Likelihood of Broaching-to in Following Seas, Proceedings of Second International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Tokyo, 1982, p.551.
- 46) 梅田直哉、神山保: 規則波中の船の波乗り現象、関西造船協会誌、第213号、1990、p.63.
- 47) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計、鹿島出版会、1977、p.166.
- 48) Longuet-Higgins, M.S.: On the joint distribution of wave periods and amplitudes in a random wave field, Proceedings of Royal Society of London, Series A No.389, 1983, p.241.
- 49) 高橋雄、溝口純敏、足達宏之、井上隆一: 波浪中抵抗増加、推進性能に関する実験技術、運動性能研究委員会第1回シンポジウム、日本造船学会、1984、p.29.
- 50) 梅田直哉: 不規則波中の船の波乗り現象、関西造船協会誌、第213号、1990、p.75.
- 51) Umeda, N.: Probabilistic Study on Surf-riding of a Ship in Irregular Following Seas, Proceedings of the Fourth International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Naples, 1990, p.336.
- 52) Umeda, N.: Resistance Variation and Surf-riding of a Fishing Boat in Following Sea, Bulletin of National Research Institute of Fisheries Engineering, No.5, 1984, p.185.
- 53) 梅田直哉: 漁船の復原性基準策定へのコンセプト、漁船、第287号、漁船協会、1990、p.85.
- 54) 渡辺恵弘: 縦動揺に伴う船の横の不安定の力学的性質について、造船協会会報、第53号、1934、p.51.
- 55) Paulling, J.R.: The Transverse Stability of a Ship in a Longitudinal Seaway, Journal of Ship Research, Vol.4, No.4, 1961, p.37.
- 56) 浜本剛実、梅田直哉、重広律男、西村佳孝: 追波中の船の復原力変動に関する研究、関西造船協会誌、第185号、1982、p.49.
- 57) 梅田直哉: 追波中の復原力喪失現象—そのメカニズムの概要と漁船についての検討—、漁船、漁船協会、第258号、1990、p.60.
- 58) Kastner, S.: Hebelkurven in unregelmässigem Seegang, Schiffstechnik, Bd.17, Heft 88, 1970, p.65.
- 59) Helas, G.: Intact Stability of Ships in Following Waves, Proceedings of the Sec-

ond International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Tokyo, 1982, p.689.

- 60) Umeda, N. & Yamakoshi, Y.: Experimental Study on Pure Loss of Stability in Regular and Irregular Following Seas, Proceedings of Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Vol.1, Gdańsk, 1986, p.93.
- 61) Price, W.G. & Bishop, R.E.D. (田口賢士ほか訳) : 確率過程工学、共立出版、1980.
- 62) 竹内信、山本善之 : 正規不規則過程における相継ぐ極値の近似確率分布とシミュレーションについて、日本造船学会論文集、第131号、1972、p.97.
- 63) 平山次清 : 横波中の漁船の転覆確率に関する実験的研究、日本造船学会論文集、第154号、1983、p.164.
- 64) Umeda, N., Yamakoshi, Y. & Tsuchiya, T.: Probabilistic Study on Ship Capsizing due to Pure Loss of Stability in Irregular Quartering Seas, Proceedings of the Fourth International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Naples, 1990, p.328.
- 65) 梅田直哉、山越康行 : 斜め追波中の復原力喪失による船の転覆確率の評価、日本造船学会論文集、第169号、1991、(印刷中) .
- 66) Yamakoshi, Y. Takaishi, Y., Kan, M., Yoshino, T., & Tsuchiya, T.: Model Experiments on Capsize of Fishing Boats in Waves, Proceedings of the Second International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Tokyo, 1982, p.199.
- 67) Blocki, W.: Ship Safety in Connection with Parametric Resonance of the Roll, International Shipbuilding Progress, Vol.27, No.306, 1980, p.36.
- 68) 慎燦益 : 傾斜船の横波中の運動について、西部造船会会報、第63号、1982、p.79.
- 69) Lee, C. M. & Kim, K. H.: Prediction of Motion of Ships in Damaged Condition in Waves, Proceedings of the Second International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Tokyo, 1982, p.287.
- 70) Watanabe, Y.: Some contributions to the theory of Rolling, Transaction of Royal Institution of Naval Architects, 1938, p.408.
- 71) Hamamoto, M.: Transverse Stability of Ships in a Quartering Sea, Proceedings of the Third International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Vol.1, Gdańsk, 1986, p.7.
- 72) Sanchez, N. E. & Nayfeh, A. H.: Nonlinear Rolling Motions of Ships in Longitudinal Waves, International Shipbuilding Progress, Vol.37, No.411, 1990, p.247.
- 73) 土屋孟 : 漁船の復原性能の理論的解析法について、漁船研究技報、Vol.25, 1971, p.1.
- 74) 田中紀男、池田良穂、岡田英彦 : 小型漁船の横揺れ特性に関する研究 (1)、関西造船協会誌、第187号、1982、p.15.
- 75) Paulling, J.R., Oakley, O.H. & Wood, P.D. : Ship Capsizing in Heavy Seas - The Correlation of Theory and Experiments - , Proceedings of the International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Glasgow, 1975.
- 76) Böttcher, H. : Ship Motion Simulation in a Seaway using Detailed Hydrodynamic Force Coefficients, Proceedings of the Third International Conference on Stabil-

- ity of Ships and Ocean Vehicles, Vol.2, Gdańsk, 1986, p.1.
- 77) Hamamoto, M. & Akiyoshi, T. : Study on Motions and Capsizing in Following Seas (1st Report), The Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.163, 1988, p.173.
 - 78) Hamamoto, M. & Shirai, T. : Study on Motions and Capsizing in Following Seas (2nd Report), The Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.165, 1989, p.123.
 - 79) DeKat, J. O. & Paulling, J. R. : The Simulation of Ship Motions and Capsizing in Severe Seas, The Annual Meetings of SNAME, 1989.
 - 80) 星谷勝：確率論的手法による振動解析、鹿島出版会、1974、p.153.
 - 81) Kastner, S. : On the Statistical Precision of Determining the Probability of Capsizing in Random Seas, Proceedings of the International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Glasgow, 1975.
 - 82) 経塚雄策、新井信一、肥後靖、増田光一：浮体に働く非線型流体力とその応答、日本造船学会誌、第699号、1987、p.4.
 - 83) 梅田直哉、有路実、山越康行：斜め追波中の復原力喪失による船の転覆確率の評価（第2報）、関西造船協会誌、第216号、1991、（投稿中）。
 - 84) 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、日本造船学会、1969、p.1.
 - 85) 池田良穂、高田浩、田中紀男：中型カーフェリーの横揺れ特性に関する実験的研究、関西造船協会誌、第213号、1990、p.51.
 - 86) 池田良穂、梅田直哉、田中紀男：小型高速艇の横揺れ減衰力の前進速度影響、関西造船協会誌、第208号、1988、p.27.
 - 87) Japan: Danger of capsizing of ships navigating in following and quartering waves, IMO SLF 35/3/9, 1990.
 - 88) Japan: On danger of capsizing of ships navigating in following and quartering waves, IMO SLF 35/INF.3, 1990.
 - 89) Roberts, J.B.: Effect of Parametric Excitation on Ship Rolling Motion in Random Waves, Journal of Ship Research, Vol.26, No.4, 1982, p.246.
 - 90) Miller, K.S.: Multidimensional Gaussian Distribution, John Wiley and Sons, Inc., 1964, p.40.

図表一覧

- Table 2-1 Principal particulars of the coastal trawler
 Table 2-2 Principal particulars of the offshore trawler
 Table 2-3 Propulsion factors of the offshore trawler model
 Table 2-4 Significant wave height and mean wave period
- Table 3-1 Principal particulars of the coastal trawler
 Table 3-2 Sea states
 Table 3-3 Results of the Monte Carlo simulations
- Fig.1-1 Concept of Japanese weather criterion⁴⁾
- Fig.2-1-1 General arrangement for surf-riding model experiments
 Fig.2-1-2 Body plan of the coastal trawler
 Fig.2-1-3 Coordinate systems
 Fig.2-1-4 General arrangement for captive model experiments
 Fig.2-1-5 Incident wave profile
 Fig.2-1-6 Longitudinal force measured in following sea ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$)
 Fig.2-1-7 Time history of surf-riding
 ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$, propeller idling)
 Fig.2-1-8 Time history of surf-riding
 ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$, propeller idling)
 Fig.2-1-9 Time history of surf-riding
 ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$, propeller operating)
 Fig.2-1-10 Diagram indicating the possibility of surf-riding
- Fig.2-2-1 Sinkage in following sea ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$)
 Fig.2-2-2 Trim in following sea ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$)
 Fig.2-2-3 Components of longitudinal force; X_1 (calculated value)
 Fig.2-2-4 Components of longitudinal force; X_2 (calculated value)
 Fig.2-2-5 Components of longitudinal force; X_3 (calculated value)
 Fig.2-2-6 Longitudinal force in following sea, captive model
 experiment and theoretical calculation
 ($a/\lambda=1/28$, $\lambda/L=1.69$, $F_n=0.55$)
- Fig.2-3-1 Coordinate systems
 Fig.2-3-2 Lines of the offshore trawler
 Fig.2-3-3 Total resistance coefficient in still water ($C_T=R/(1/2\rho U^2 S)$)
 Fig.2-3-4 Surging amplitude ($\lambda/L=1.5$, $H/\lambda=1/40$)

- Fig.2-3-5 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.2846$)
- Fig.2-3-6 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.2866$)
- Fig.2-3-7 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.3397$)
- Fig.2-3-8 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.3416$)
- Fig.2-3-9 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.3500$)
- Fig.2-3-10 Phase trajectories ($H/\lambda=0.050$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.35$)
- Fig.2-3-11 Phase trajectories ($H/\lambda=0.051$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.35$)
- Fig.2-3-12 Phase trajectories ($H/\lambda=0.059$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.35$)
- Fig.2-3-13 Phase trajectories ($H/\lambda=0.060$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.35$)
- Fig.2-3-14 Critical velocity for surf-riding ($H/\lambda=1/20$)
- Fig.2-3-15 Critical velocity for surf-riding ($H/\lambda=1/10$)
- Fig.2-3-16 Normal force of rudder under surf-riding condition
($\lambda/L=1.5$; dotted lines represent the surf-riding under certain initial conditions and F_{N0} means normal force of rudder in still water for the same Froude number.)
- Fig.2-3-17 Surging period under surf-riding condition
($\lambda/L=1.5$; dotted lines represent the surf-riding under certain initial conditions)
- Fig.2-4-1 Explanatory sketch for the relation between surf-riding zone and surging trajectories ($H_{NP} \geq 0$)
- Fig.2-4-2 Explanatory sketch for the relation between surf-riding zone and surging trajectories ($H_{NP} < 0$)
- Fig.2-4-3 Critical wave steepness for surf-riding ($F_n=0.35$)
- Fig.2-4-4 Critical steepness of the preceding wave for surf-riding ($F_n=0.35$)
- Fig.2-4-5 Conditional probability of surf-riding (Beaufort No.4)
- Fig.2-4-6 Conditional probability of surf-riding (Beaufort No.5)
- Fig.2-4-7 Conditional probability of surf-riding (Beaufort No.6)
- Fig.2-4-8 Probability of surf-riding ($F_n=0.35$)
- Fig.2-4-9 Probability of surf-riding ($F_n=0.30$)
- Fig.3-1-1 Hull section in longitudinal wave
- Fig.3-1-2 Change in water plane due to wave
- Fig.3-1-3 Coordinate systems
- Fig.3-1-4 Righting arm calculated by two computer programs for a Japanese small fishing vessel ($H/\lambda=1/20$, $\lambda/L=1.0$)
- Fig.3-1-5 Change in GM due to regular waves
- Fig.3-1-6 Change in GM due to regular waves
- Fig.3-1-7 Change in GM due to regular waves
- Fig.3-1-8 Change in GM due to regular waves

- Fig.3-1-9 Higher order components of change in GM due to regular waves
- Fig.3-1-10 Change in righting arm with relative position of model to wave
- Fig.3-1-11 Change in sinkage with relative position of model to wave
- Fig.3-1-12 Change in trim with relative position of model to wave
- Fig.3-1-13 Righting arm of model at wave crest and trough
- Fig.3-1-14 Righting arm of several ships at wave crest and trough
-
- Fig.3-2-1 Calculated stability in effective wave (model scale, $\phi=10^\circ$)
- Fig.3-2-2 Significant amplitude of change in righting arm ($\phi=10^\circ$)
- Fig.3-2-3 Zero crossing periods of change in righting arm ($\phi=10^\circ$)
- Fig.3-2-4 Expected number of stability loss intervals (model scale)
- Fig.3-2-5 Expected number of stability loss intervals (model scale)
- Fig.3-2-6 Expected number of stability loss intervals (model scale)
- Fig.3-2-7 Expected number of stability loss intervals (model scale)
- Fig.3-2-8 Calculated probability of capsizing based on the GDR & Polish concept
(model scale)
-
- Fig.3-3-1 Scheme of capsizing
- Fig.3-3-2 Apparent wind
- Fig.3-3-3 Effective wave concept
- Fig.3-3-4 Coordinate systems
- Fig.3-3-5 Loss of stability for a Japanese drift netter
($H/L_{pp}=0.05, \chi=0, \phi=30^\circ$, wave crest at C.G.)
- Fig.3-3-6 Loss of stability for a Japanese drift netter
($H/L_{pp}=0.0866, \lambda/L_{pp}=1.0, \phi=30^\circ$, wave crest at C.G.)
- Fig.3-3-7 Approximation of change in the effective wave
- Fig.3-3-8 Safe domain for the coastal trawler
($\zeta_{eff}/L_{pp}=0.00, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-9 Safe domain for the coastal trawler
($\zeta_{eff}/L_{pp}=0.04, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-10 Safe domain for the coastal trawler
($\zeta_{eff}/L_{pp}=0.06, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-11 Safe domain for the coastal trawler
($\zeta_{eff}/L_{pp}=0.08, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-12 General arrangement of the coastal trawler
- Fig.3-3-13 Probability of capsizing when a ship meets
a zero cross wave ($\chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-14 Significant height of effective wave ($\chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-15 Significant roll amplitude ($\chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-16 Probability of capsizing when a ship meets

- a zero cross wave ($U_T=10\text{m/sec}, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-17 Significant height of effective wave ($U_T=10\text{m/sec}, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-18 Significant roll amplitude ($U_T=10\text{m/sec}, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-19 Probability of capsizing when a ship meets
a zero cross wave ($U_T=20\text{m/sec}, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-20 Significant height of effective wave ($U_T=20\text{m/sec}, F_n=0.3$)
- Fig.3-3-21 Significant roll amplitude ($U_T=20\text{m/sec}, F_n=0.3$)
-
- Fig.3-4- 1 Significant wave height
- Fig.3-4- 2 Significant height of effective waves
($\chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 3 Significant amplitude of roll angles
($\chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 4 Computed fluctuating wind velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 5 Computed encounter waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 6 Computed encounter effective waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 7 Computed roll motion
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 8 Computed surge velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4- 9 Computed fluctuating wind velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4-10 Computed encounter waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4-11 Computed encounter effective waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4-12 Computed roll motion
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4-13 Computed surge velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)
- Fig.3-4-14 Righting lever curve of the trawler
(in still water & in waves whose $H/\lambda=1/20, \lambda/L=1.0$)

Table 2-1 Principal particulars of the coastal trawler

		SHIP	MODEL
Length B.P.	L _{pp} (m)	14.40	2.25
Breadth	B (m)	3.05	0.477
Draft Fore	d _f (m)	0.35	0.055
Aft	d _a (m)	1.396	0.2181
Displacement Volume	V (m ³)	27.56	0.1051
C.G. from midship	l _{cb} (m)	1.28	0.201
C.G. above B.L.	KG(m)		0.2091
Metacentric Height	GM(m)		0.0632
Longi. Gyradius	K _{yy} (m)		0.649

Table 2-2 Principal particulars of the offshore trawler

		ship	model
length	L _{pp} [m]	30.58	2.548
breadth	B [m]	7.38	0.615
fore draft	d _f [m]	1.62	0.135
mean draft	d _m [m]	2.62	0.218
aft draft	d _a [m]	3.62	0.302
center of buoyancy	L _{cb} [m]	2.71	0.226
block coefficient	C _b	0.779	0.779
wetted surface area	S [m ²]	334.1	2.32
maximum velocity	U _{max} [kt]	12.0	
propeller diameter	D _p [m]	2.30	0.186
rudder area ratio	A _R /L _d	1/27.3	1/27.3

Table 2-3 Propulsion factors of the offshore trawler model

1 - t	0.869	self-propulsion test ($F_n=0.116$)
1 - w	0.837	do.
η_R	0.957	do.
K_T	$-0.147J^2 - 0.286J + 0.496$	
m_x / m	0.124	propeller open test by SRI
	0.107	constant acceleration test Motora's chart

Table 2-4 Significant wave height
and mean wave period

Beaufort No.	$H_{1/3}$ [m]	T_{01} [sec]
1	0.1	1.22
2	0.2	1.73
3	0.6	2.99
4	1.0	3.86
5	2.0	5.46
6	3.0	6.69
7	4.0	7.72
8	5.5	9.05
9	7.0	10.21
10	9.0	11.58
11	11.5	13.09
12	14.0	14.44

Table 3-1 Principal particulars of the coastal trawler

Length B.P.	L_{PP} [m]	14.40
Breadth	B [m]	3.05
Depth	D [m]	1.38
Draft	d [m]	0.875
Trim	τ [m]	1.05
Displacement volume	V [m ³]	27.56
C.G. from midship	l_{cb} [m]	1.28
Metacentric height	GM [m]	0.152
Rolling period	T_R [sec]	10.2

Table 3-2 Sea states

U_T (m/sec)	$H_{1/3}$ (m)	T_{01} (sec)	Beaufort No.
5	0.54	2.82	3-4
10	2.14	5.65	5-6
15	4.82	8.47	7
20	8.56	11.29	8-9
25	13.38	14.12	10
30	19.26	16.94	11

Table 3-3 Results of the Monte Carlo simulation

U_T (m/sec)	$H_{1/3}$ (m)	T_{01} (sec)	N	n_c	$P(Ts)$
20	8.56	11.29	50	1	0.02
25	13.38	14.12	50	1	0.02
30	19.26	16.94	50	5	0.10

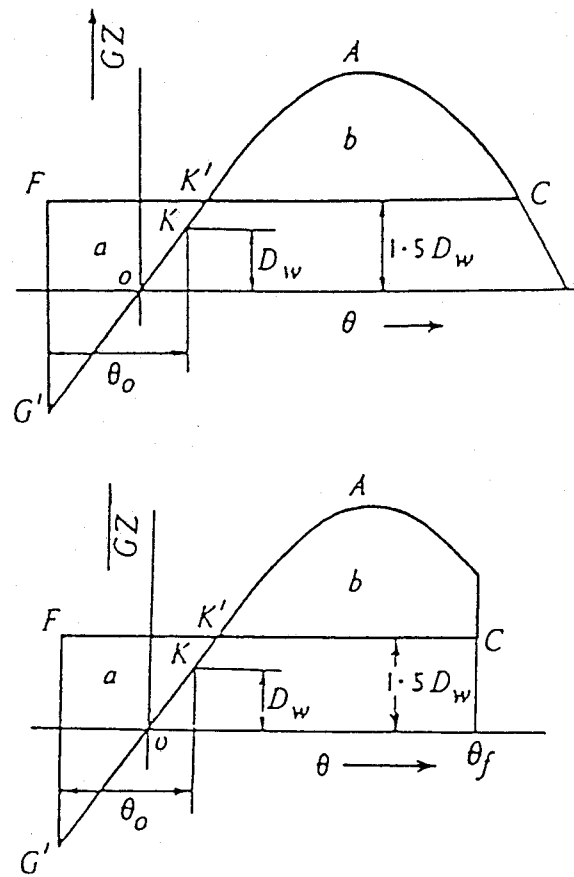


Fig.1-1 Concept of Japanese weather criterion⁴⁾

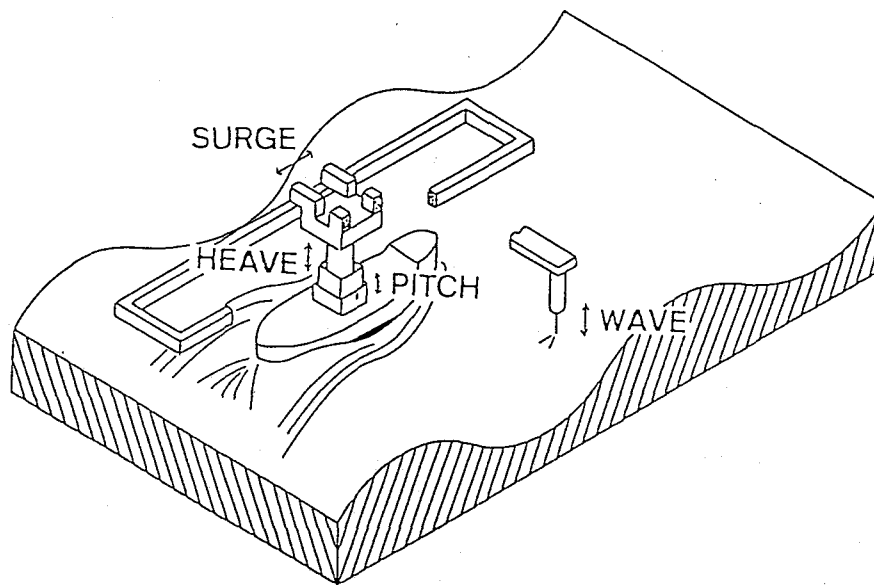


Fig.2-1-1 General arrangement for surf-riding model experiments

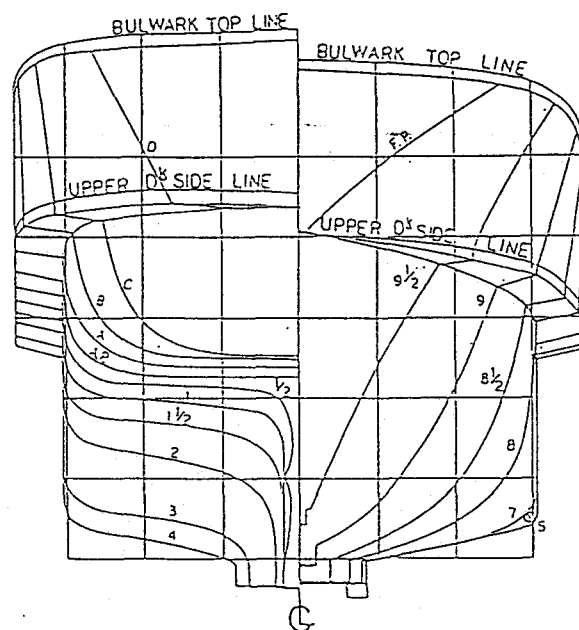


Fig.2-1-2 Body plan of the coastal trawler

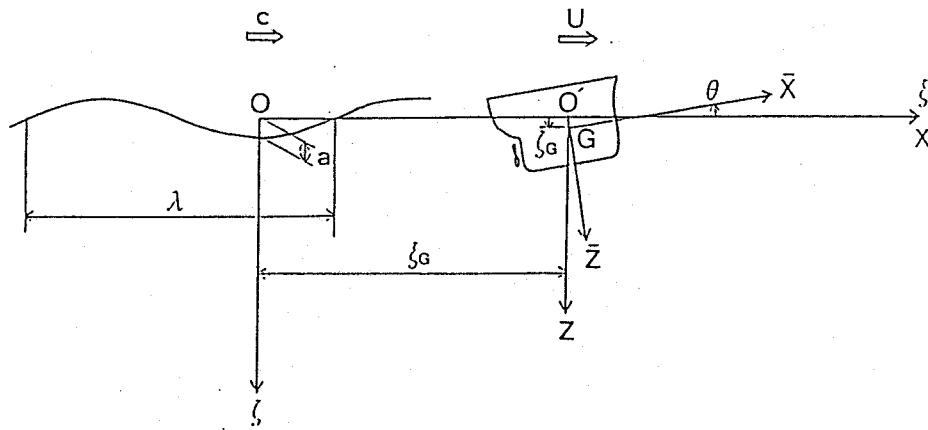


Fig.2-1-3 Coordinate systems

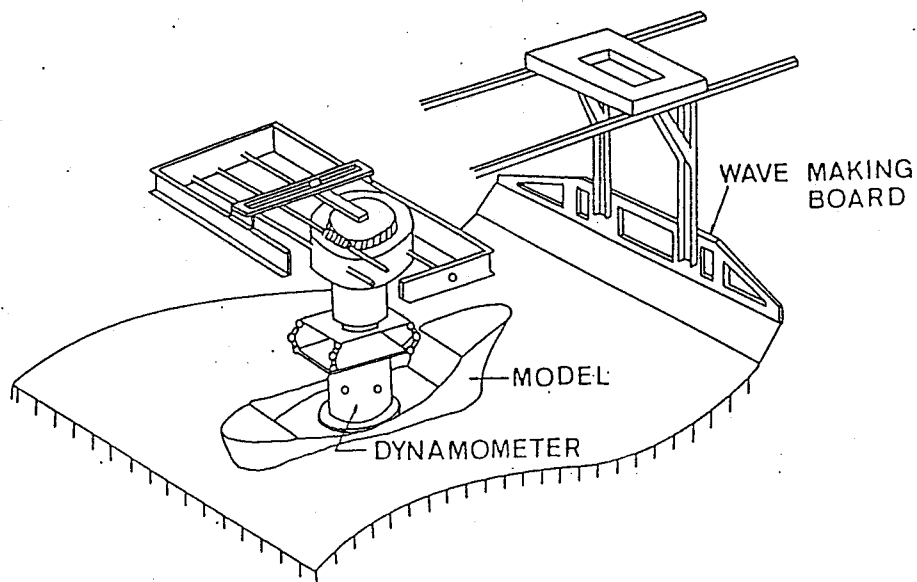


Fig.2-1-4 General arrangement for captive model experiments

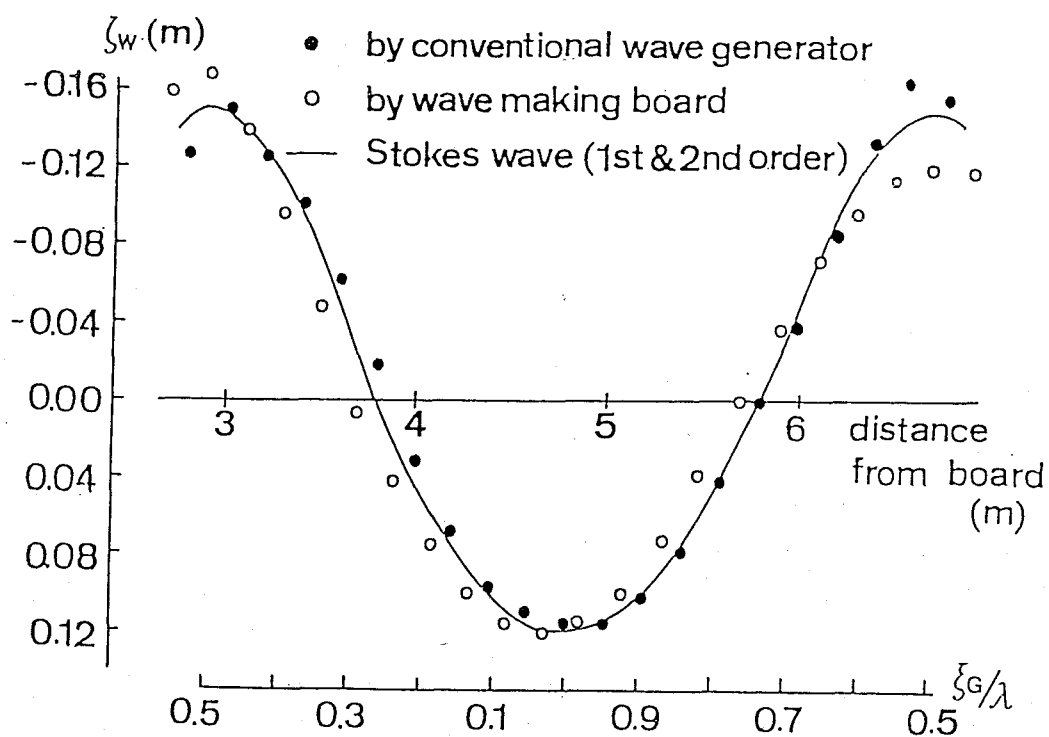


Fig.2-1-5 Incident wave profile

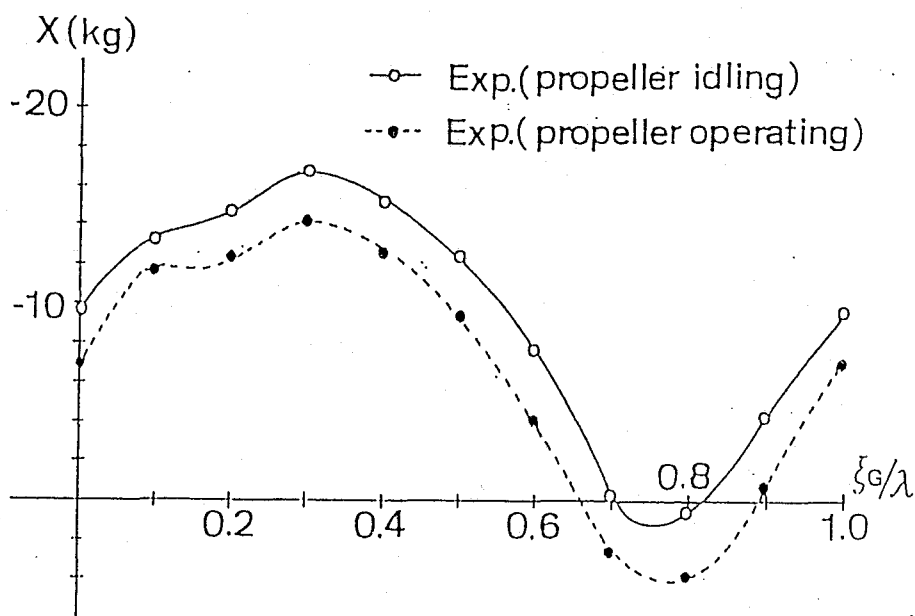


Fig.2-1-6 Longitudinal force measured in following sea ($a/\lambda = 1/28$, $\lambda/L = 1.69$)

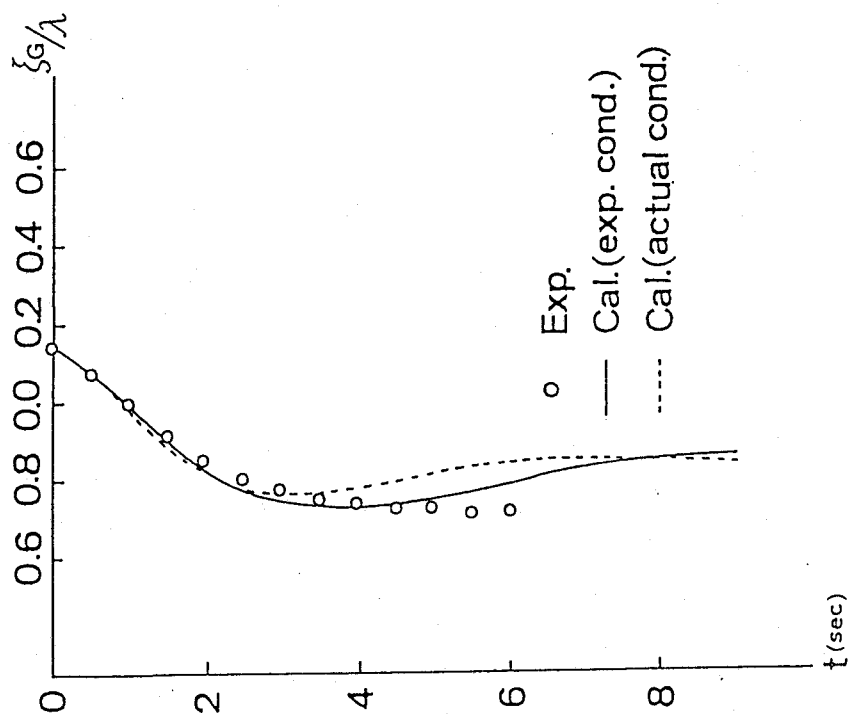


Fig.2-1-7 Time history of surf-riding
($a/\lambda = 1/28$, $\lambda/L = 1.69$, propeller idling)

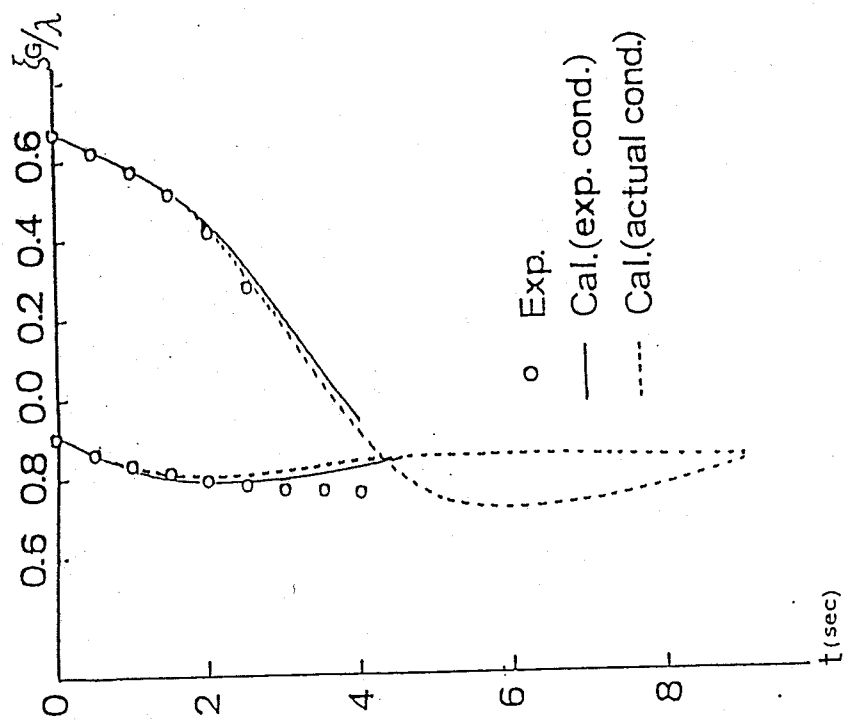


Fig.2-1-8 Time history of surf-riding
($a/\lambda = 1/28$, $\lambda/L = 1.69$, propeller idling)

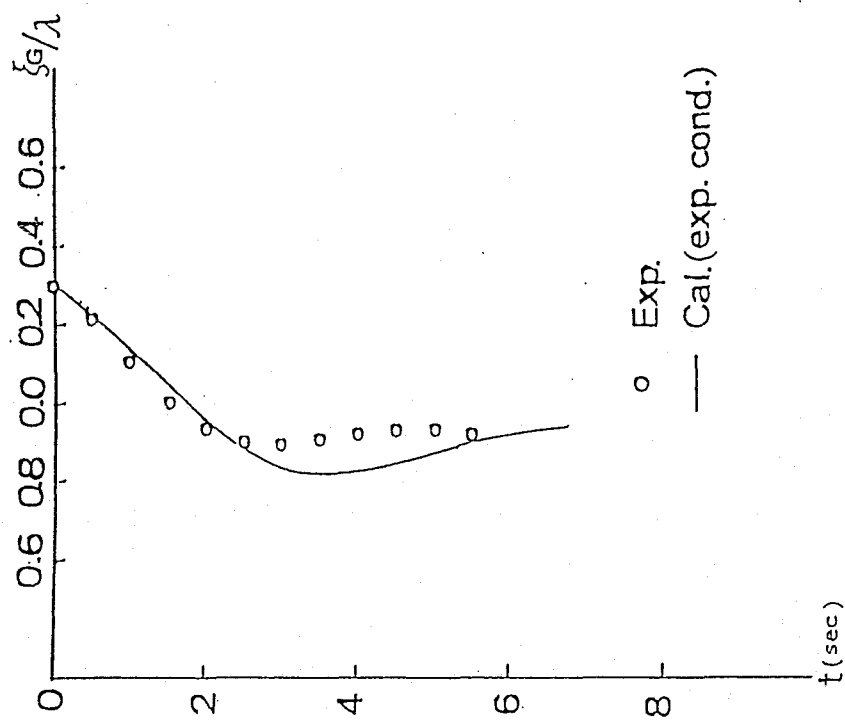


Fig.2-1-9 Time history of surf-riding
($a/\lambda = 1/28$, $\lambda/L = 1.69$, propeller operating)

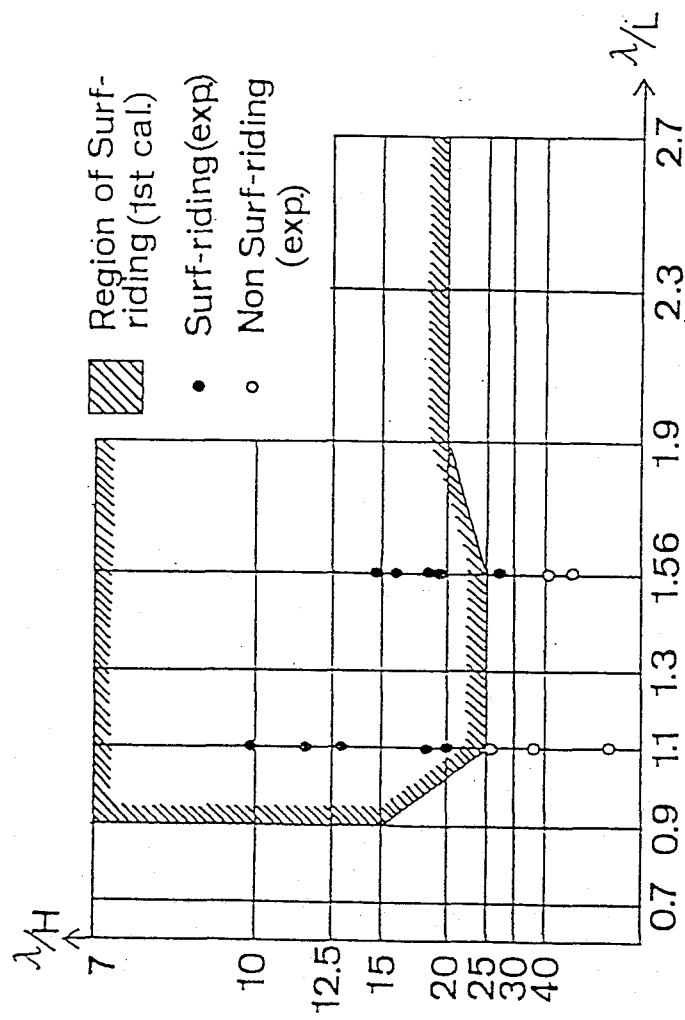


Fig.2-1-10 Diagram indicating the possibility of surf-riding

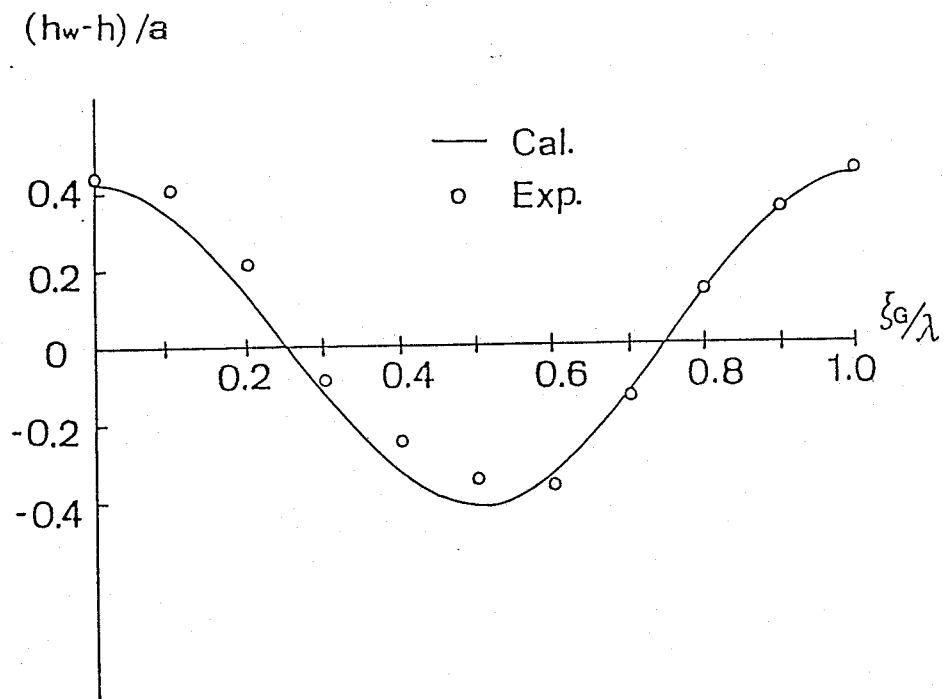


Fig.2-2-1 Sinkage in following sea ($a / \lambda = 1/28$, $\lambda / L = 1.69$)

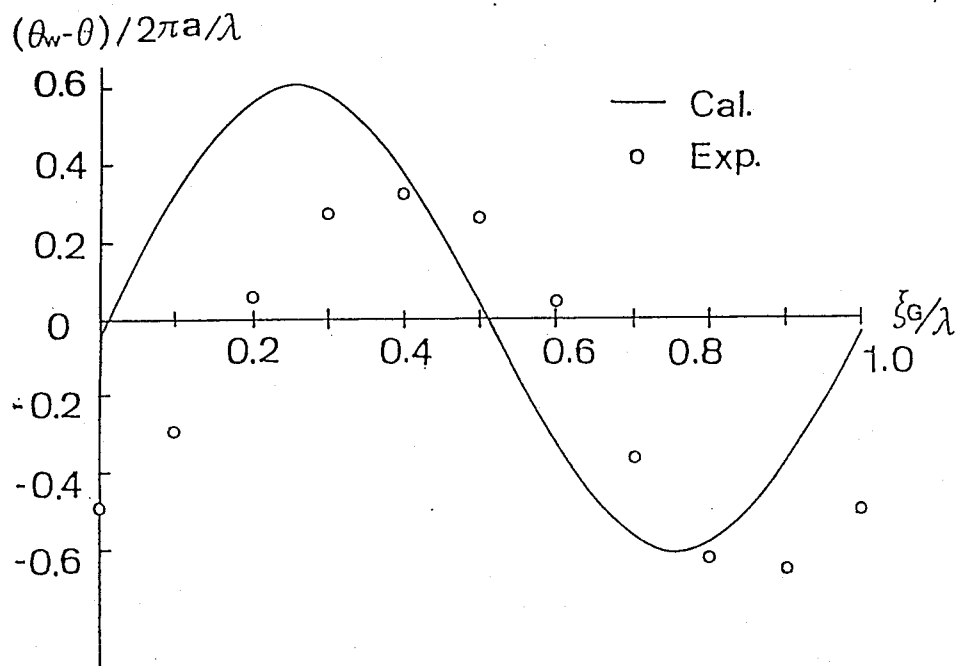


Fig.2-2-2 Trim in following sea ($a / \lambda = 1/28$, $\lambda / L = 1.69$)

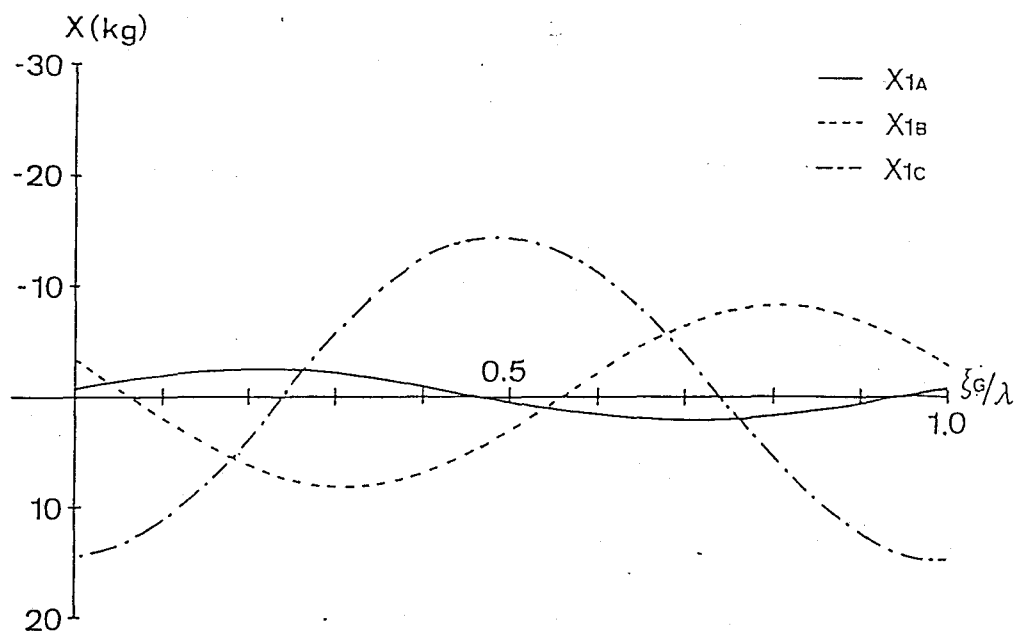


Fig.2-2-3 Components of longitudinal force; X_1 (calculated value)

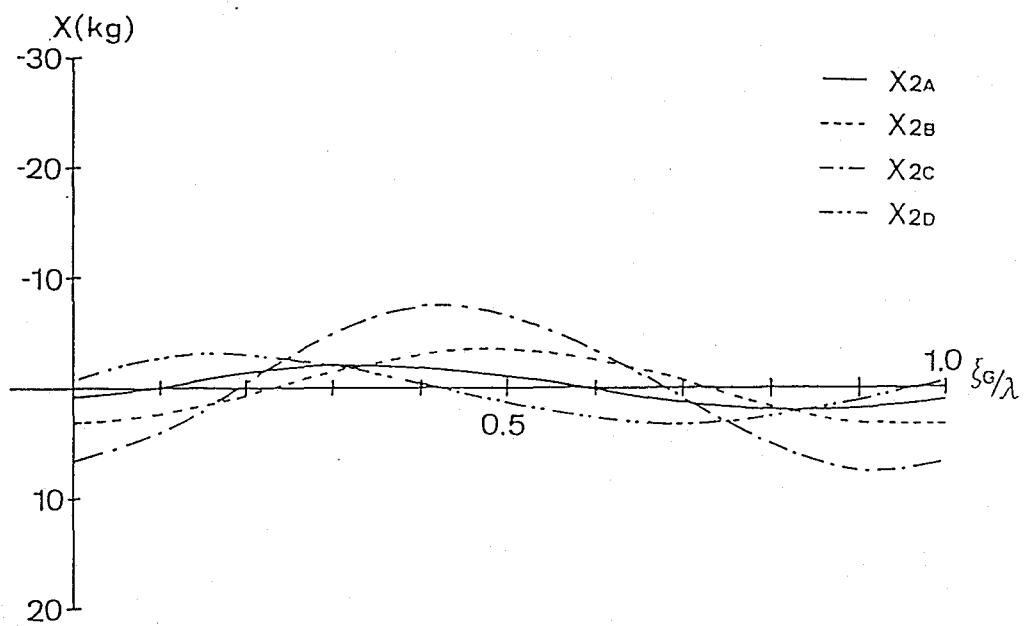


Fig.2-2-4 Components of longitudinal force; X_2 (calculated value)

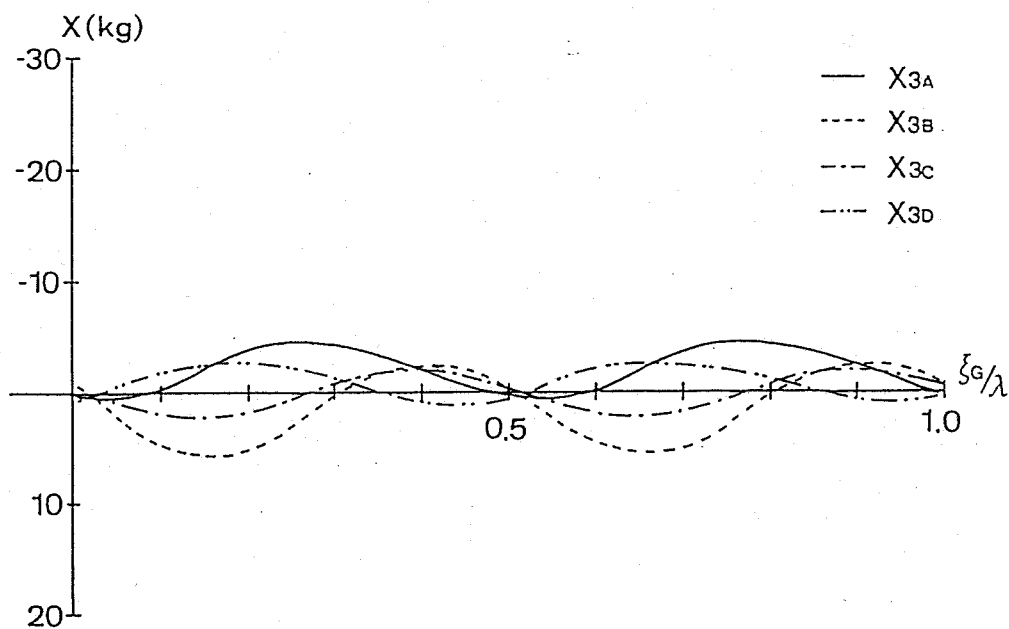


Fig.2-2-5 Components of longitudinal force; X_3 (calculated value)

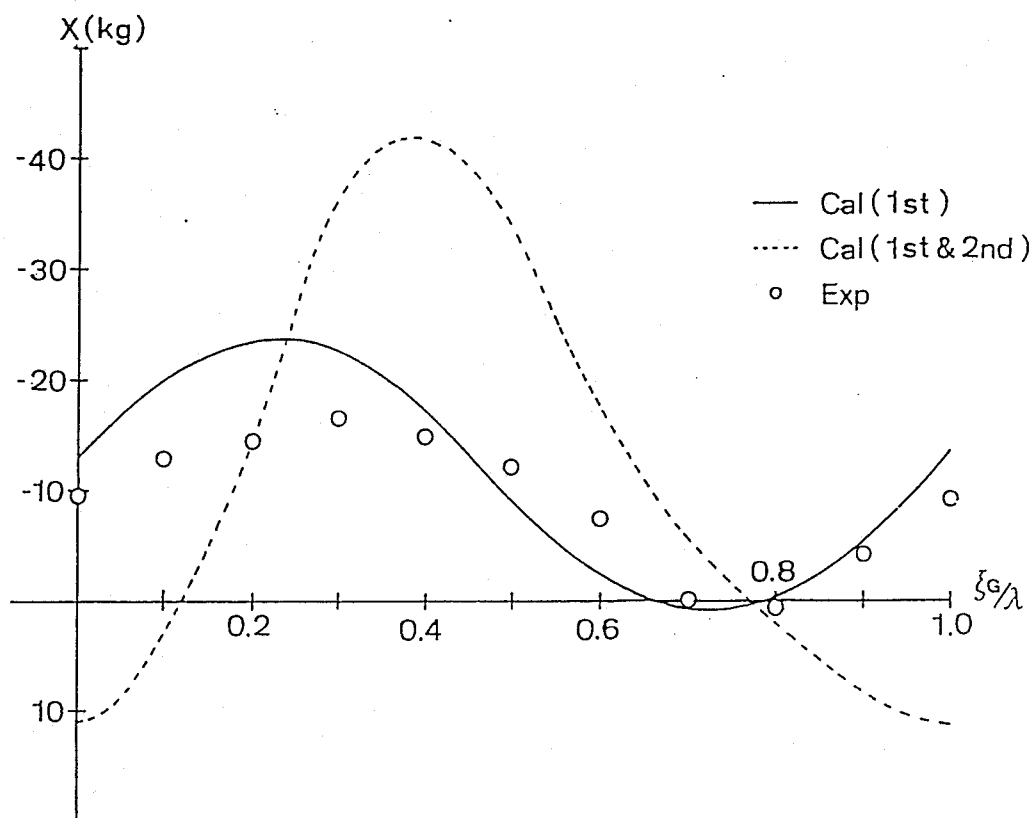


Fig.2-2-6 Longitudinal force in following sea, captive model experiment and theoretical calculation
 $(a/\lambda = 1/28, \lambda/L = 1.69, F_n = 0.55)$

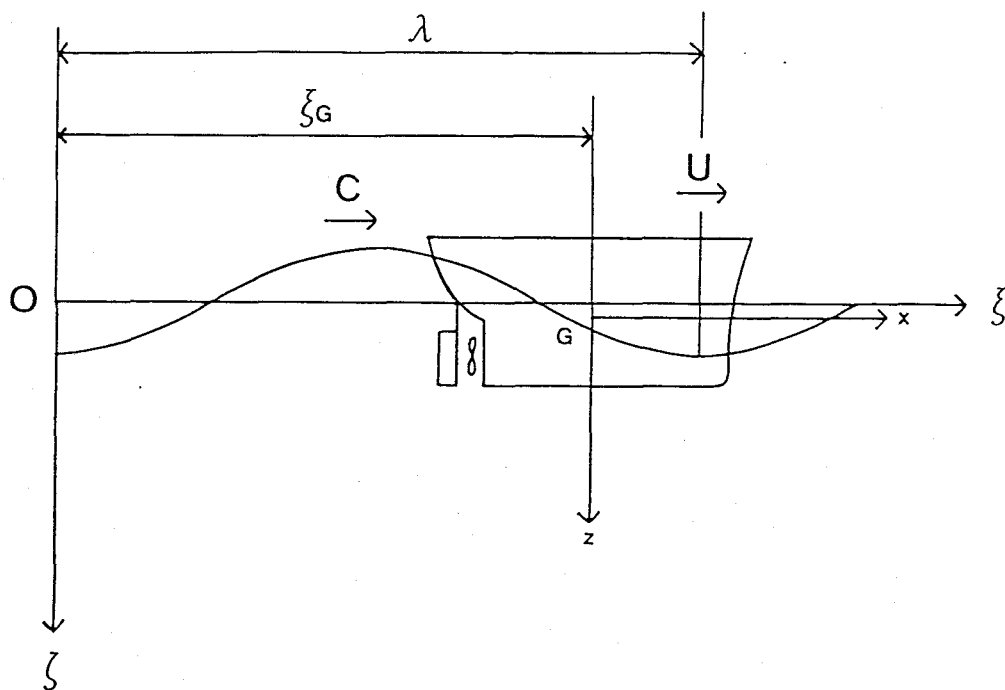


Fig.2-3-1 Coordinate systems

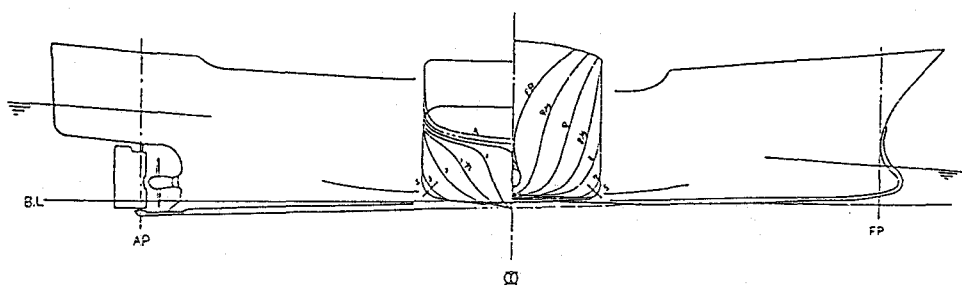


Fig.2-3-2 Lines of the offshore trawler

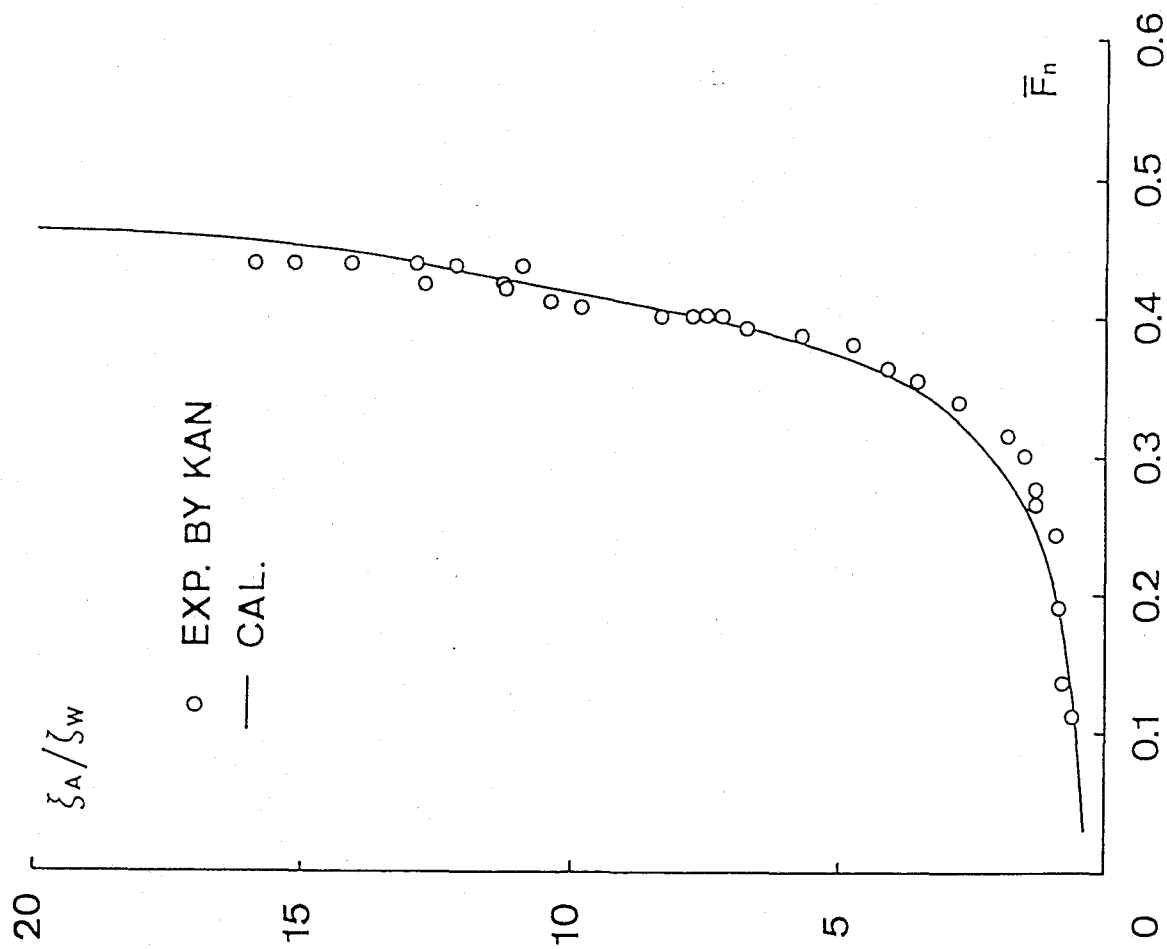


Fig.2-3-4 Surging amplitude ($\lambda/L=1.5$, $H/\lambda=1/40$)

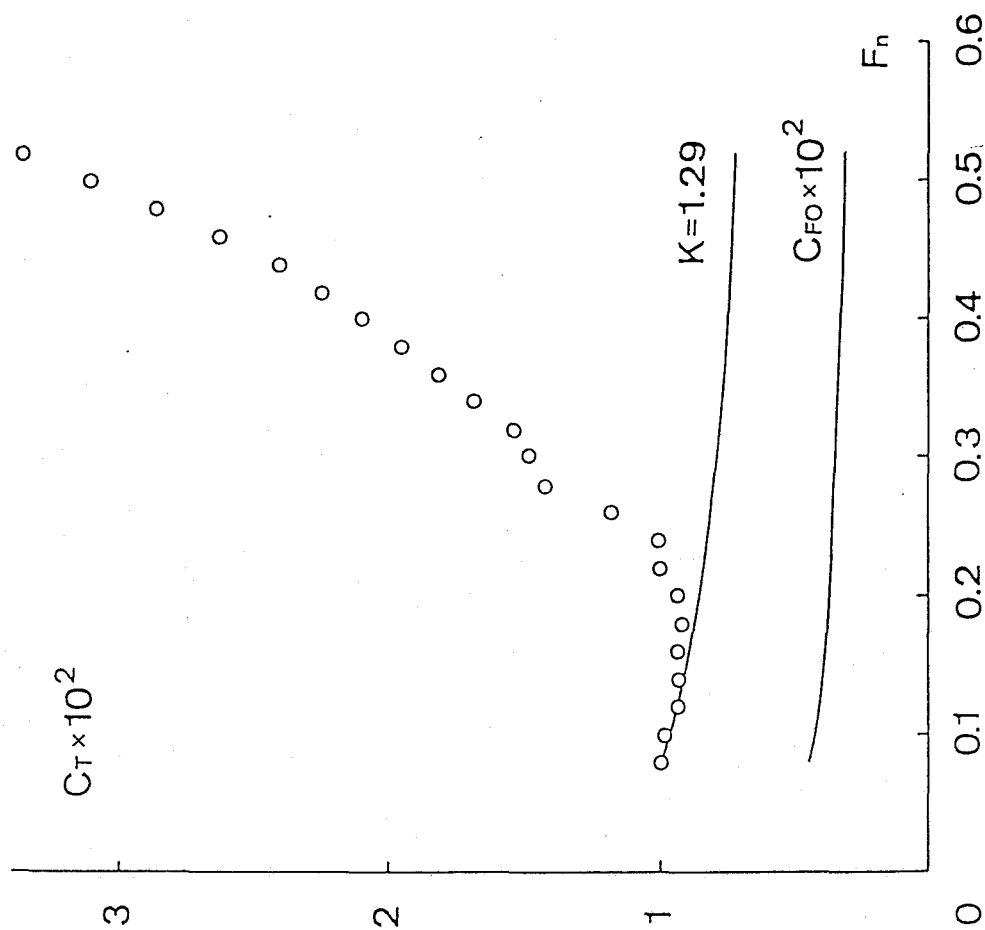


Fig.2-3-3 Total resistance coefficient in still water

$$(C_T = R / (1/2 \rho U^2 S))$$

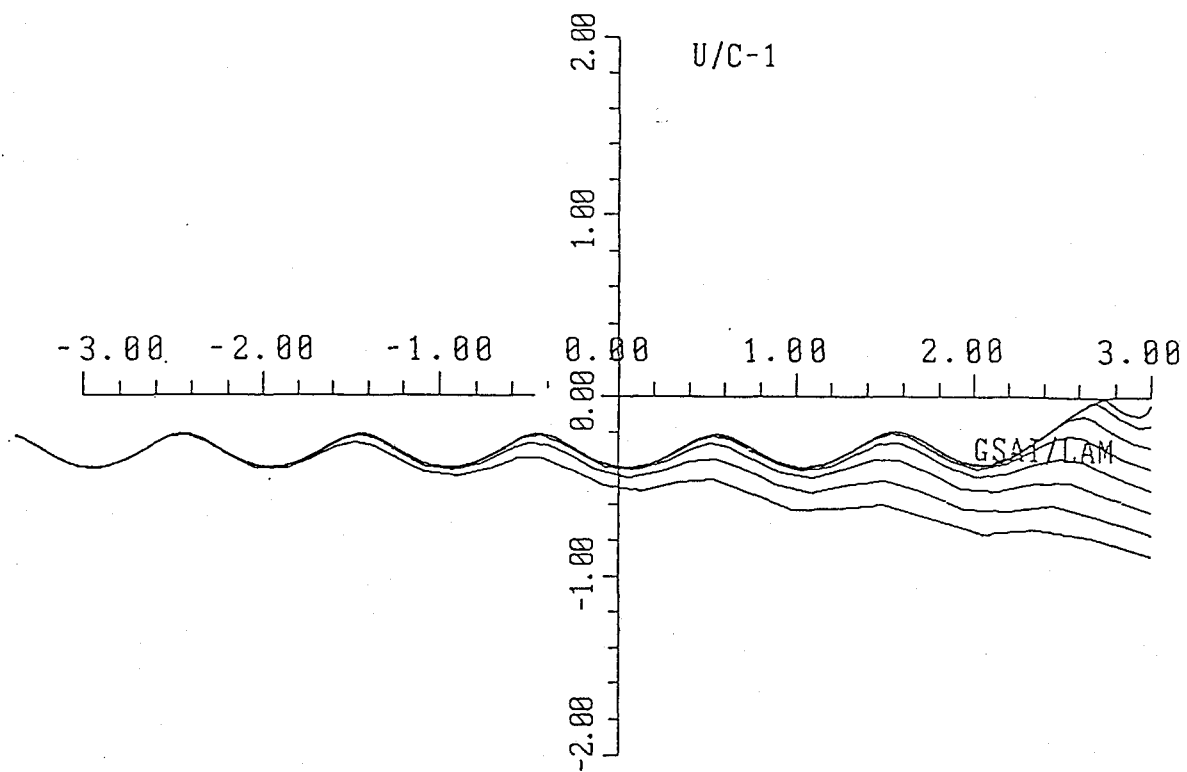


Fig.2-3-5 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.2846$)

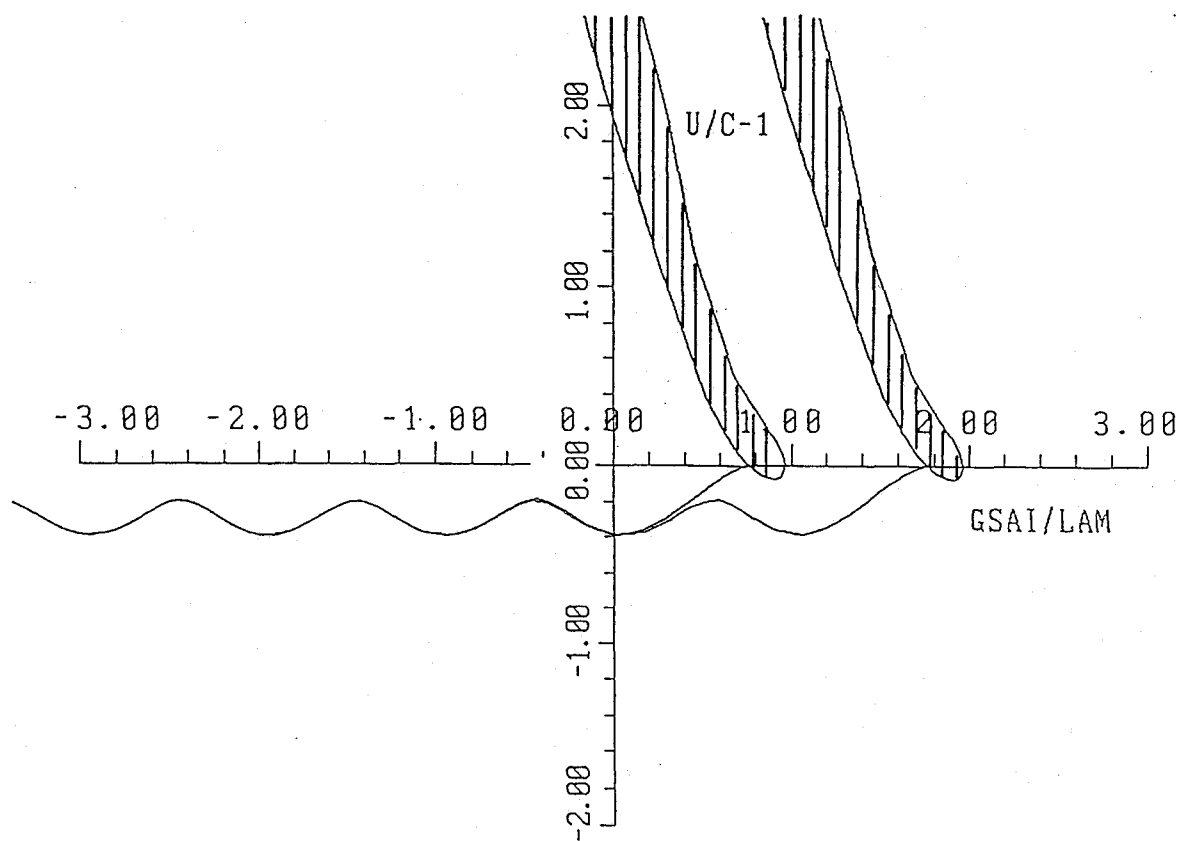


Fig.2-3-6 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.2866$)

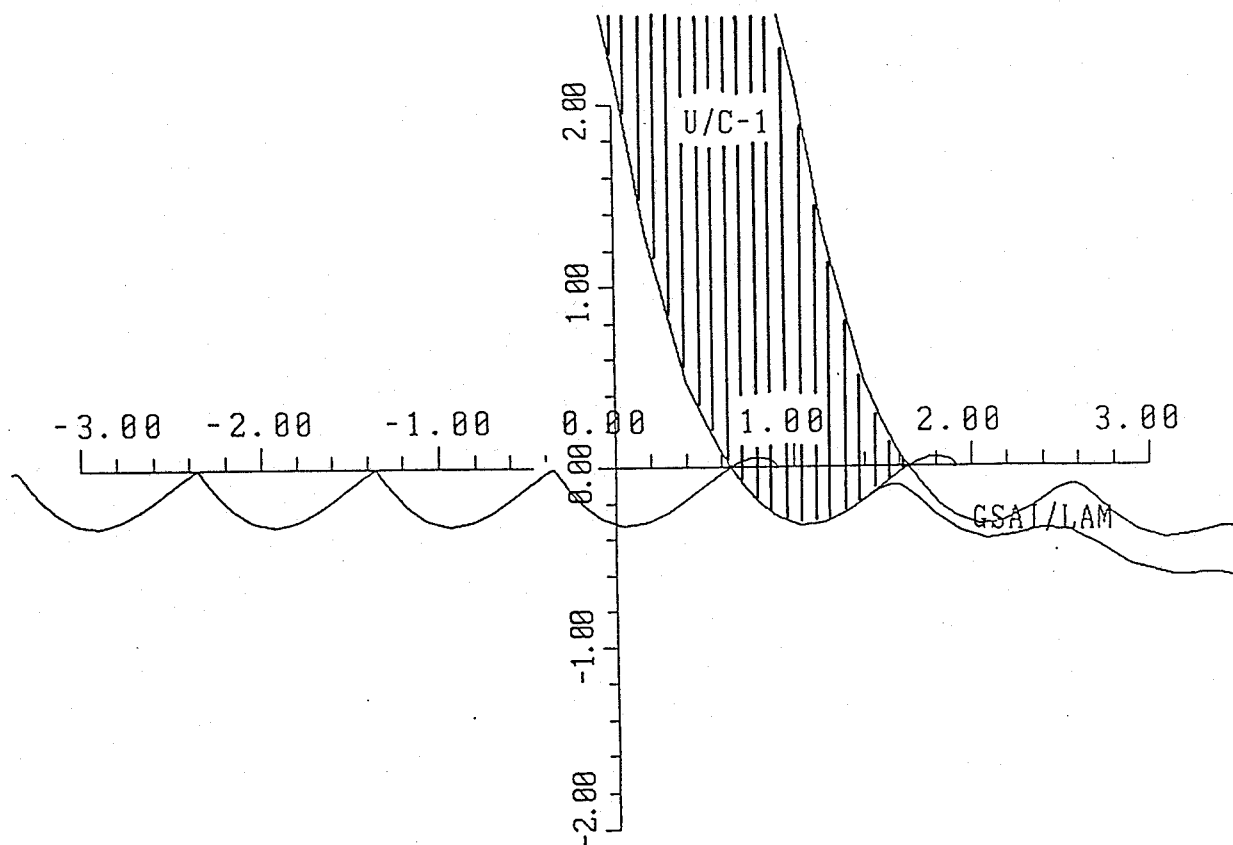


Fig.2-3-7 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.3397$)

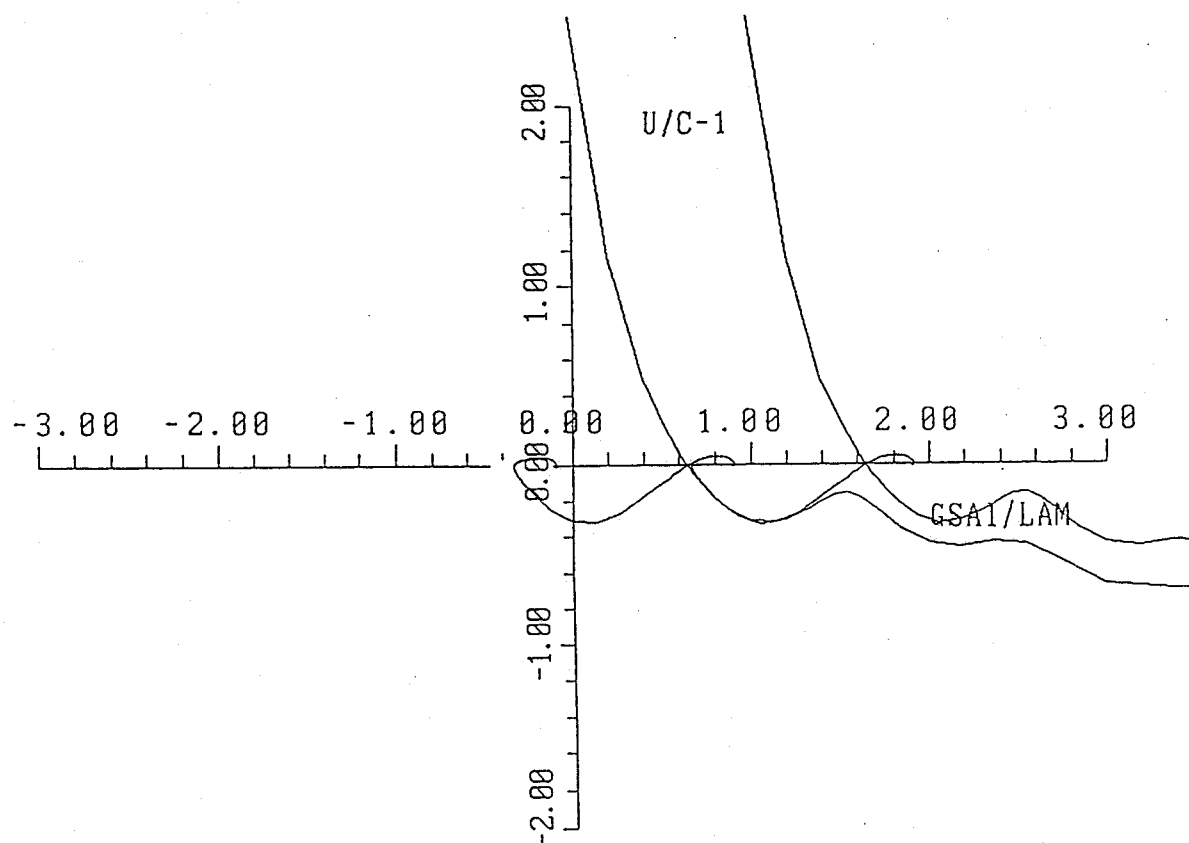


Fig.2-3-8 Phase trajectories ($H/\lambda=0.1$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.3416$)

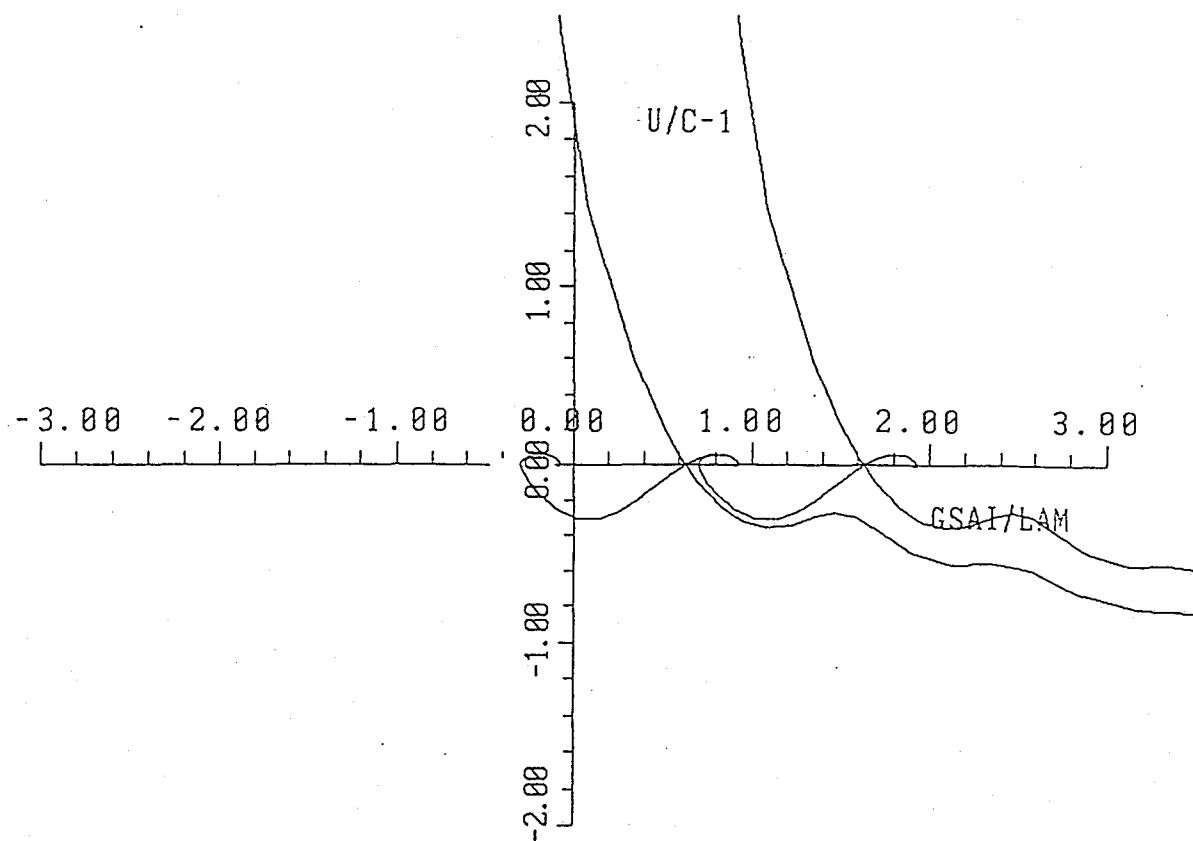


Fig.2-3-9 Phase trajectories ($H/\lambda = 0.1$, $\lambda/L = 1.0$, $Fr = 0.3500$)

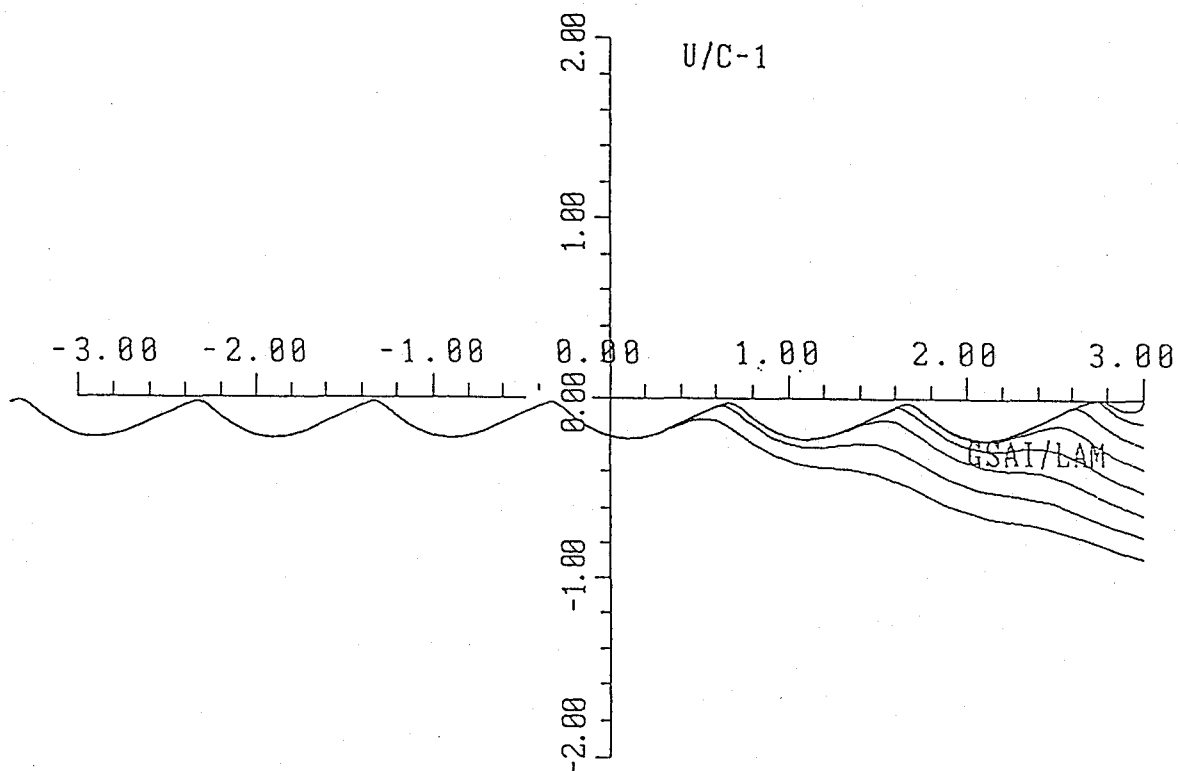


Fig.2-3-10 Phase trajectories ($H/\lambda = 0.050$, $\lambda/L = 1.0$, $Fr = 0.35$)

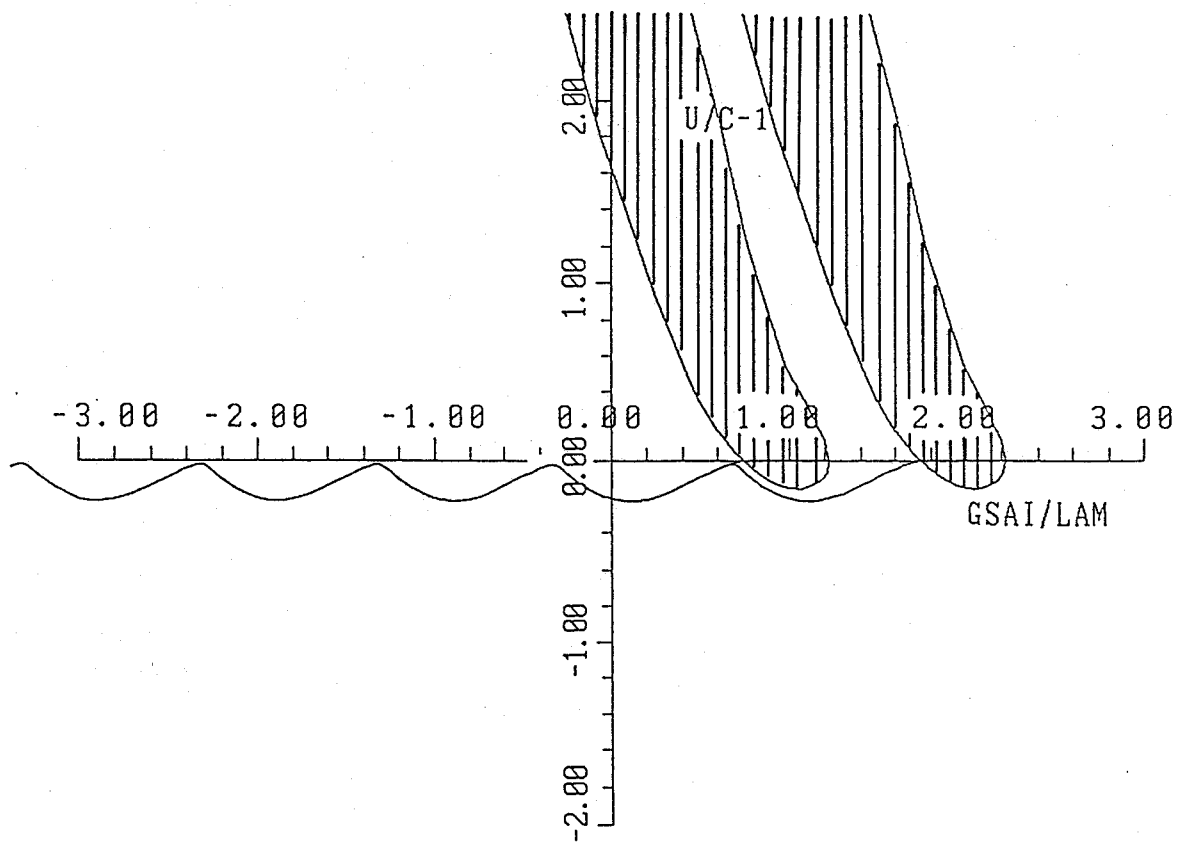


Fig.2-3-11 Phase trajectories ($H/\lambda=0.051$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.35$)

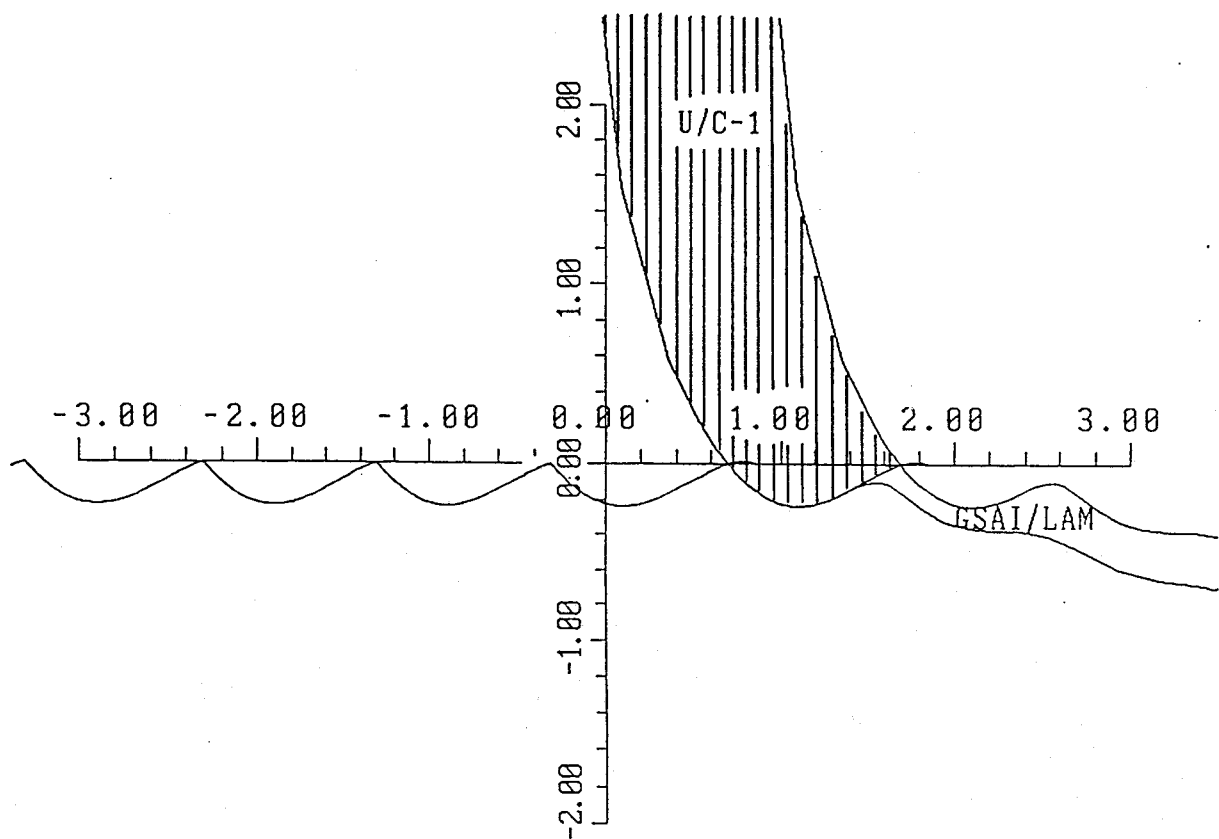


Fig.2-3-12 Phase trajectories ($H/\lambda=0.059$, $\lambda/L=1.0$, $F_n=0.35$)

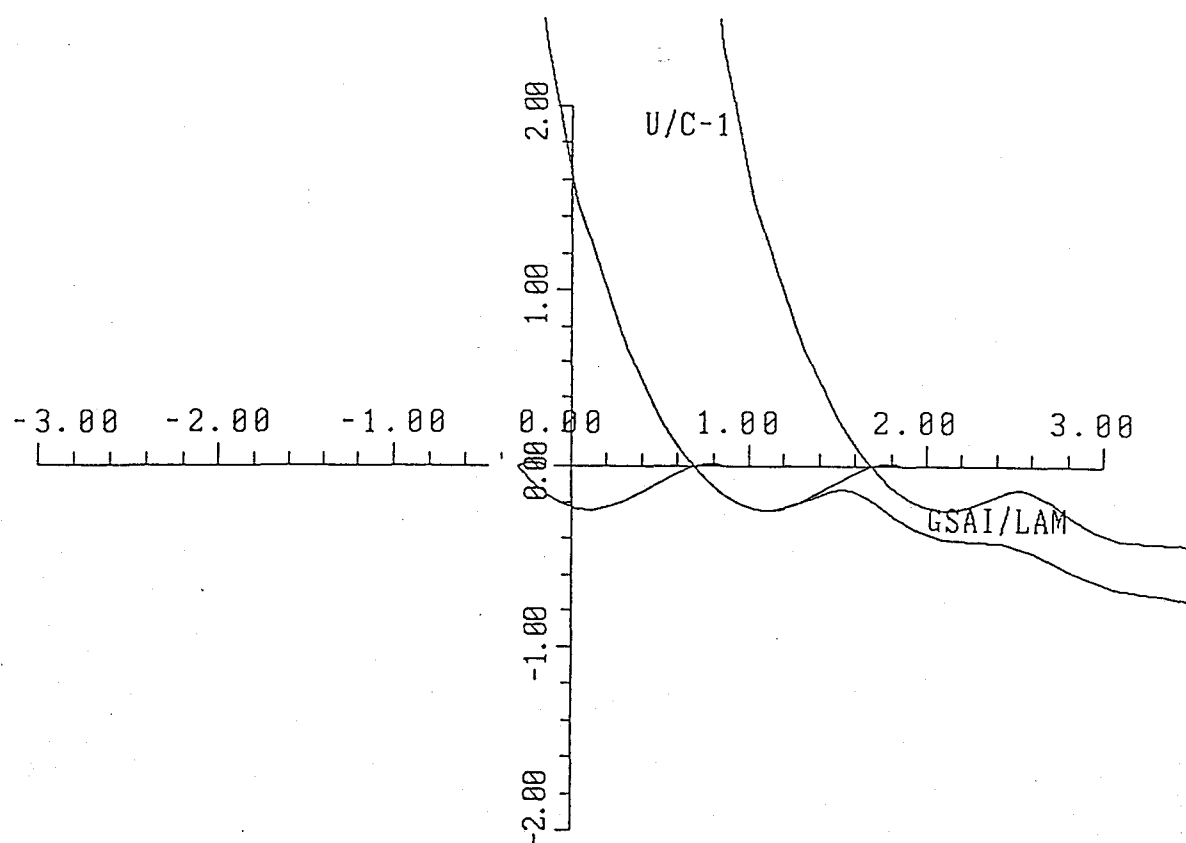


Fig.2-3-13 Phase trajectories ($H/\lambda = 0.060$, $\lambda/L = 1.0$, $F_n = 0.35$)

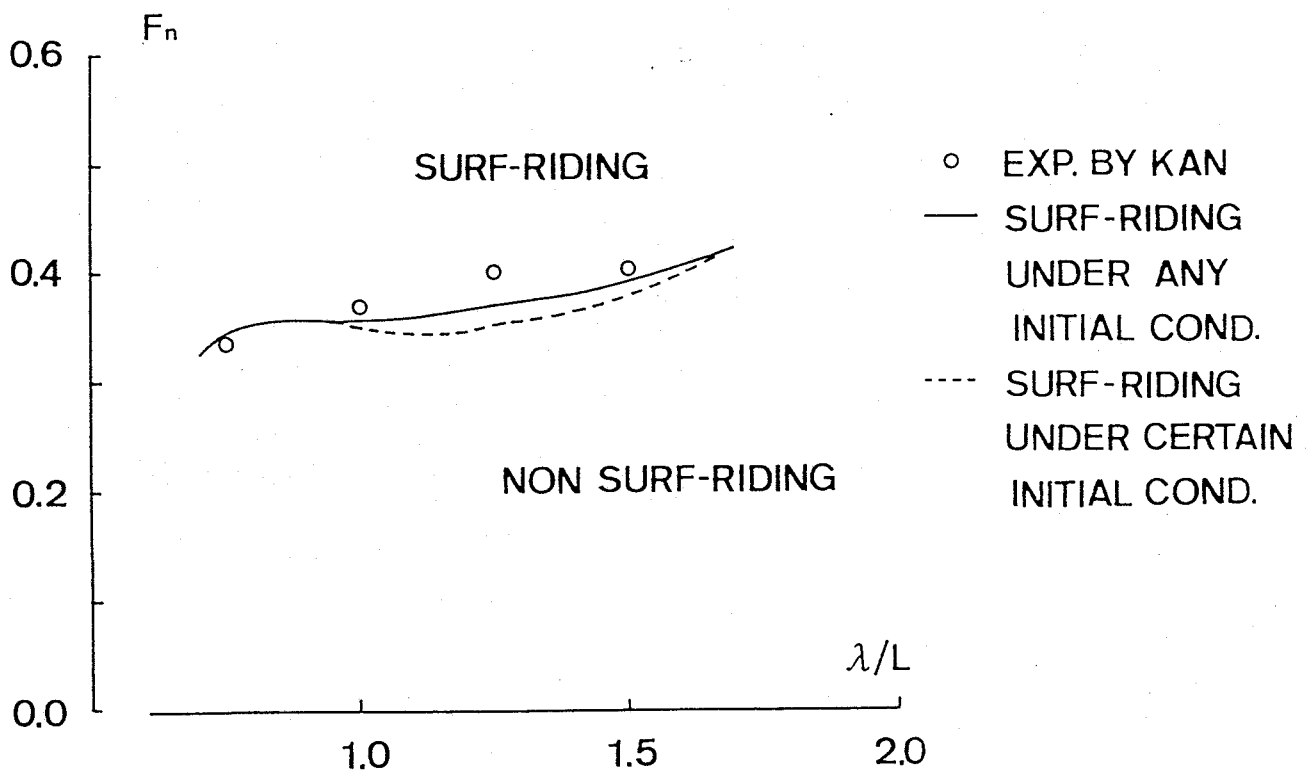


Fig.2-3-14 Critical velocity for surf-riding ($H/\lambda = 1/20$)

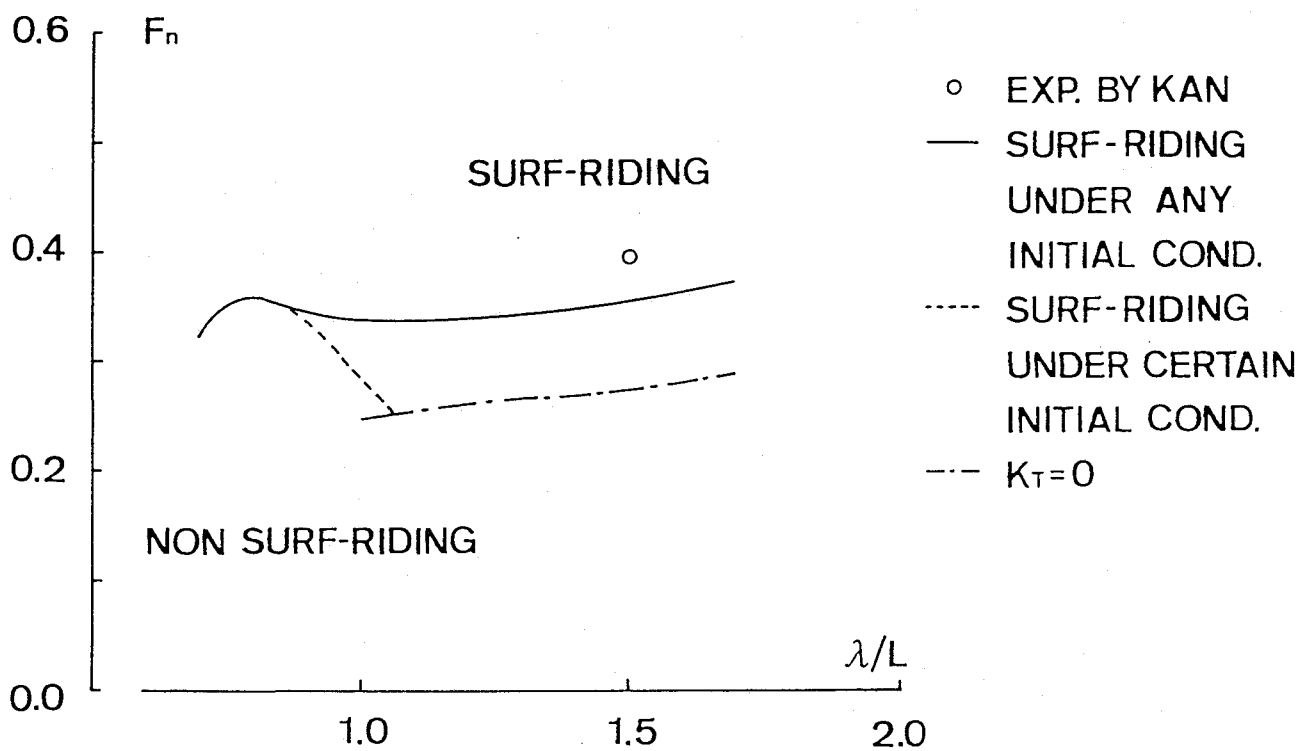


Fig.2-3-15 Critical velocity for surf-riding ($H/\lambda = 1/10$)

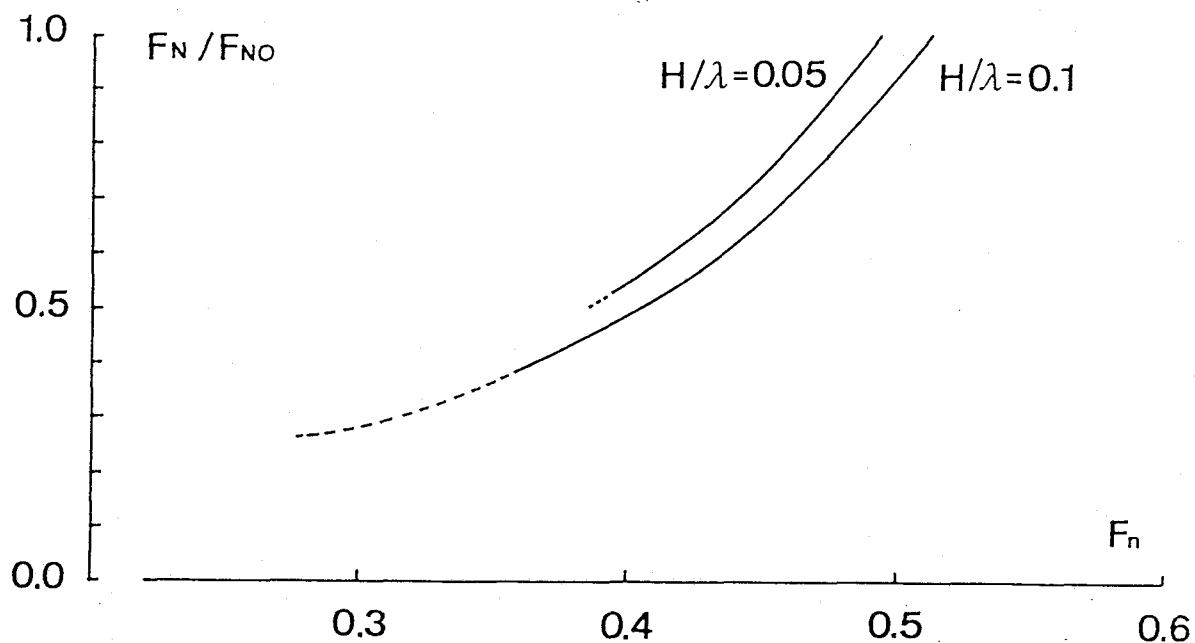


Fig.2-3-16 Normal force of rudder under surf-riding condition
 ($\lambda/L=1.5$; dotted lines represent the surf-riding under certain initial conditions and F_{N0} means normal force of rudder in still water for the same Froude number.)

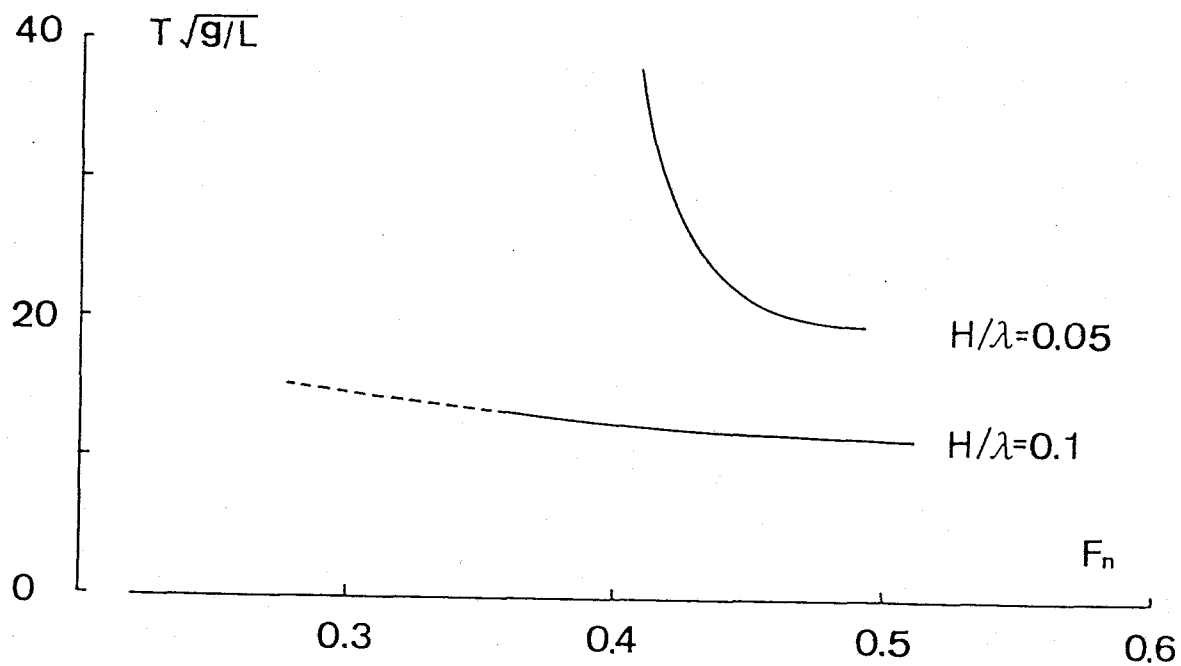


Fig.2-3-17 Surging period under surf-riding condition
 ($\lambda/L=1.5$; dotted lines represent the surf-riding under certain initial conditions)

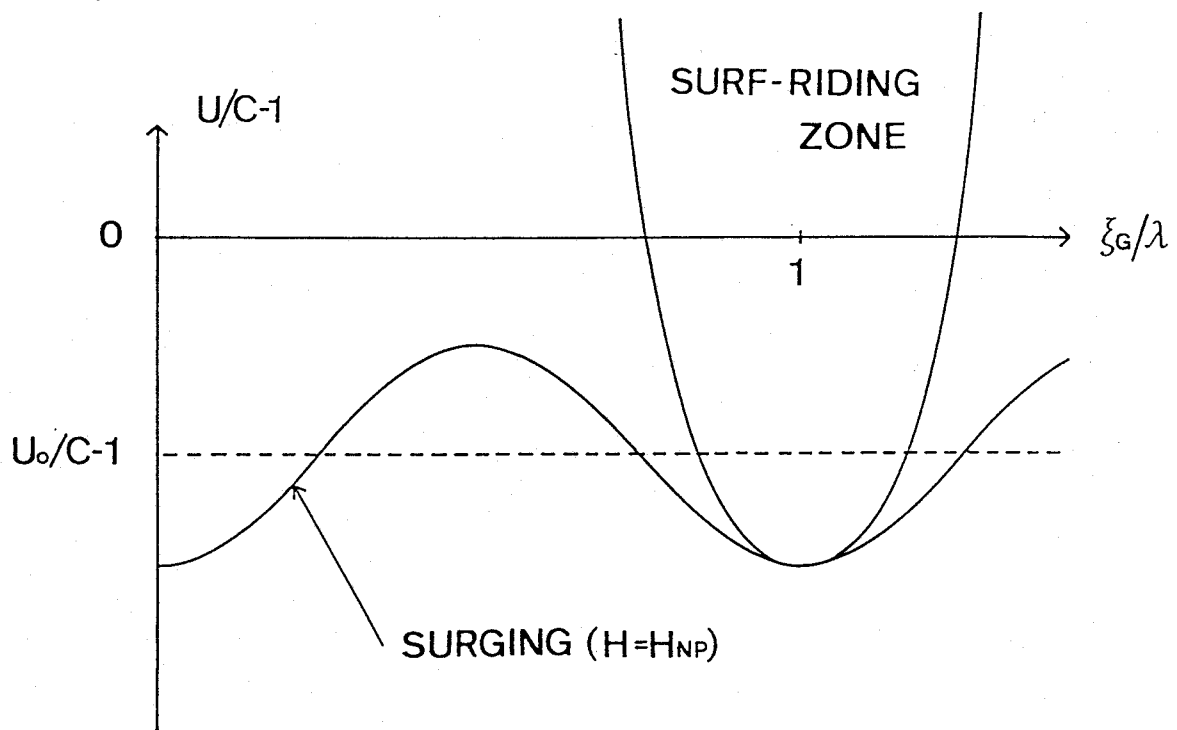


Fig.2-4-1 Explanatory sketch for the relation between surf-riding zone and surging trajectories ($H_{NP} \geq 0$)

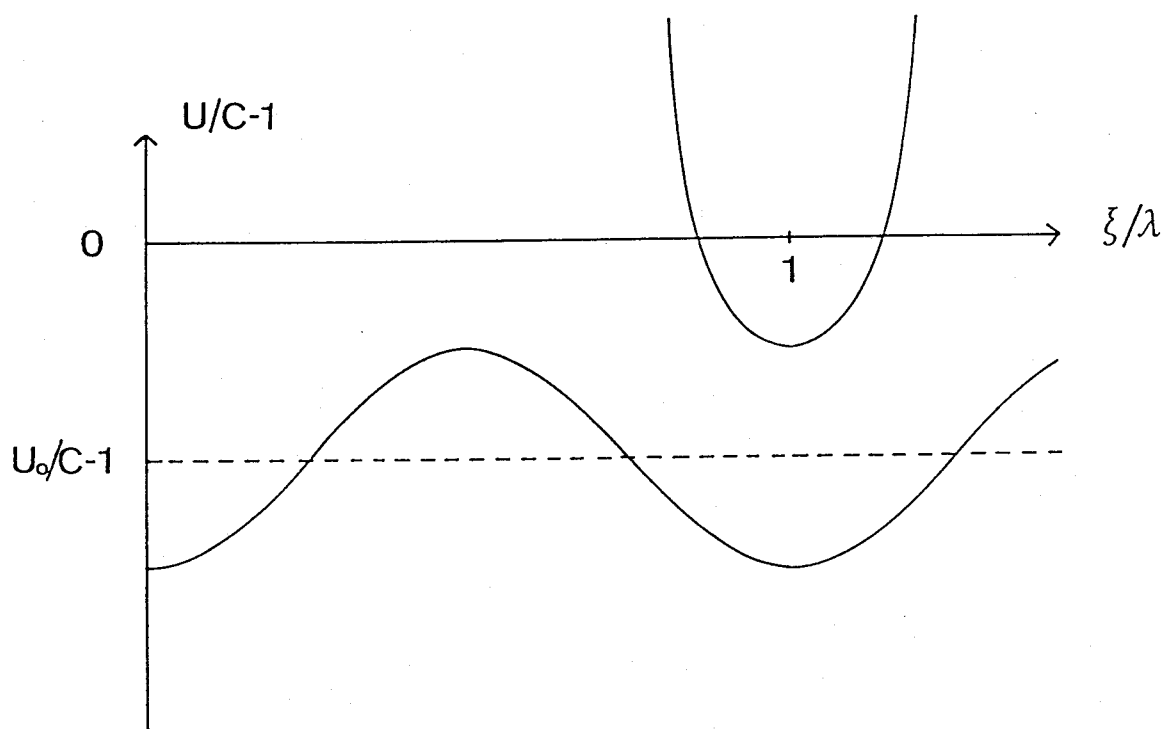


Fig.2-4-2 Explanatory sketch for the relation between surf-riding zone and surging trajectories ($H_{NP} < 0$)

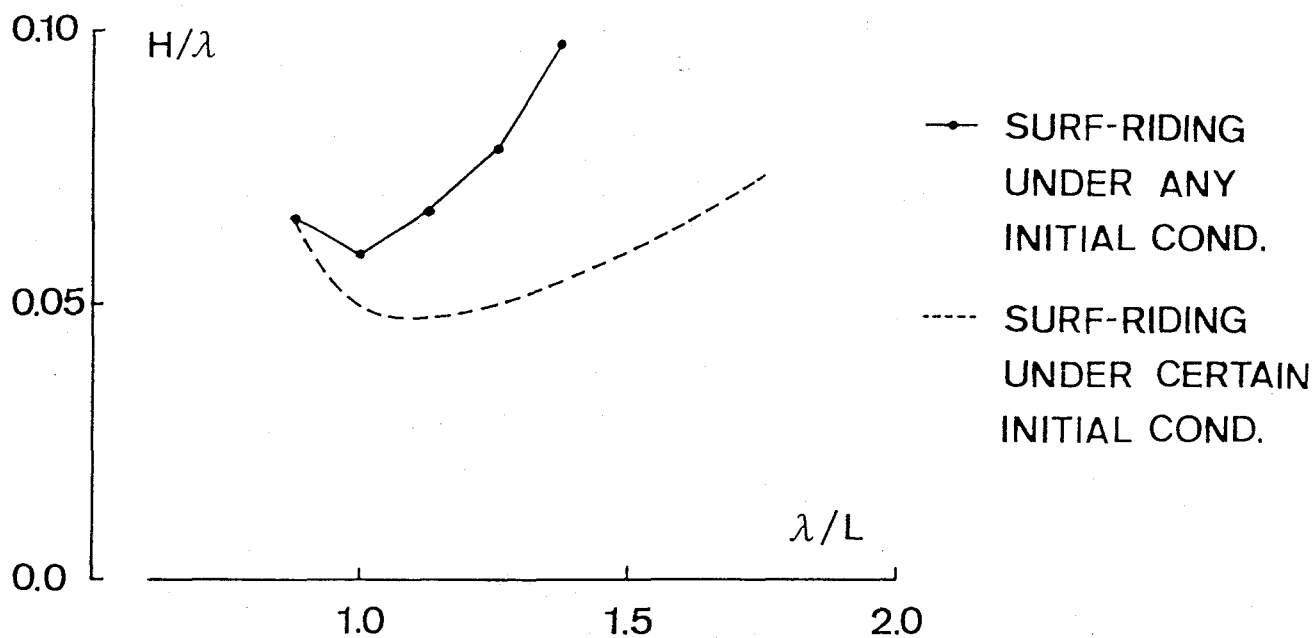


Fig.2-4-3 Critical wave steepness for surf-riding ($F_n=0.35$)

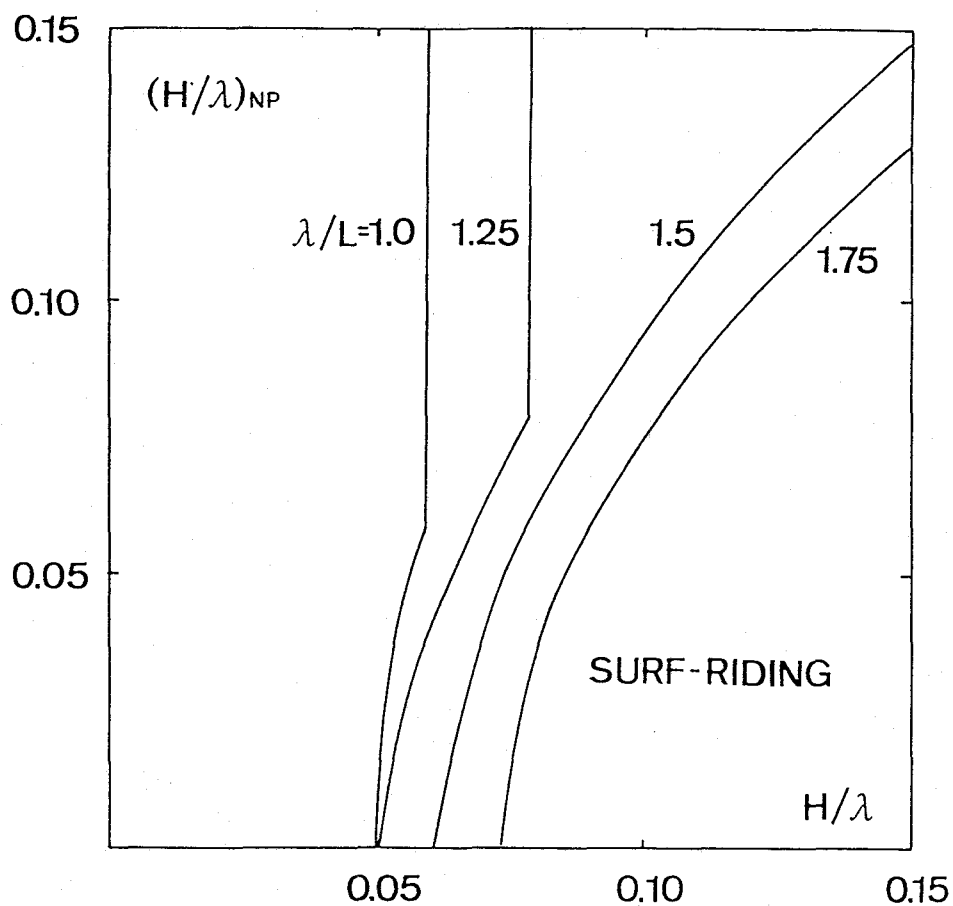


Fig.2-4-4 Critical steepness of the preceding wave for surf-riding ($F_n=0.35$)

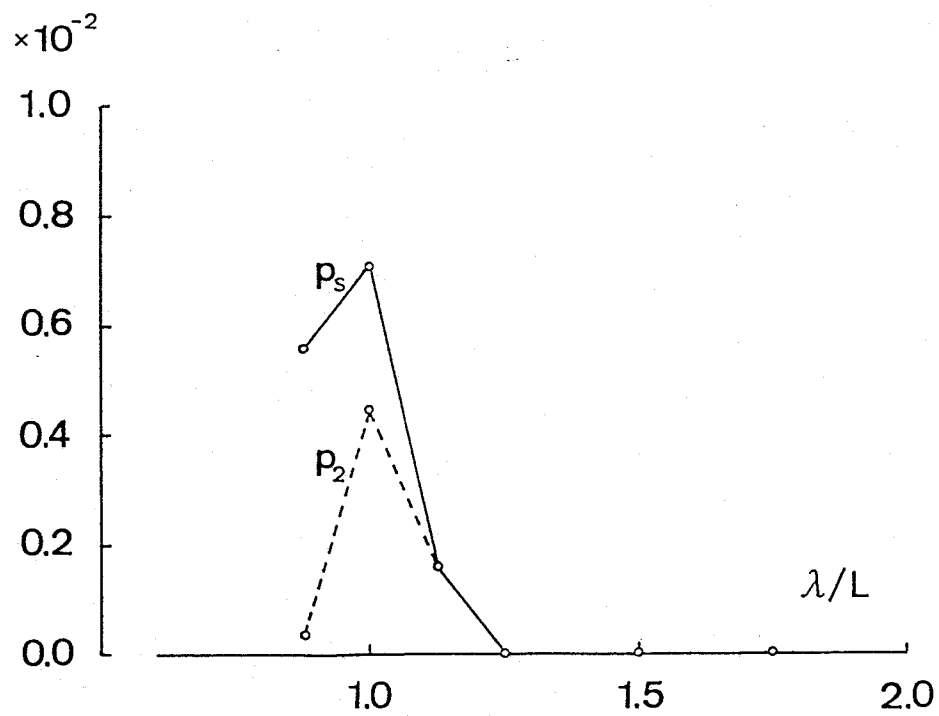


Fig.2-4-5 Conditional probability of surf-riding (Beaufort No.4)

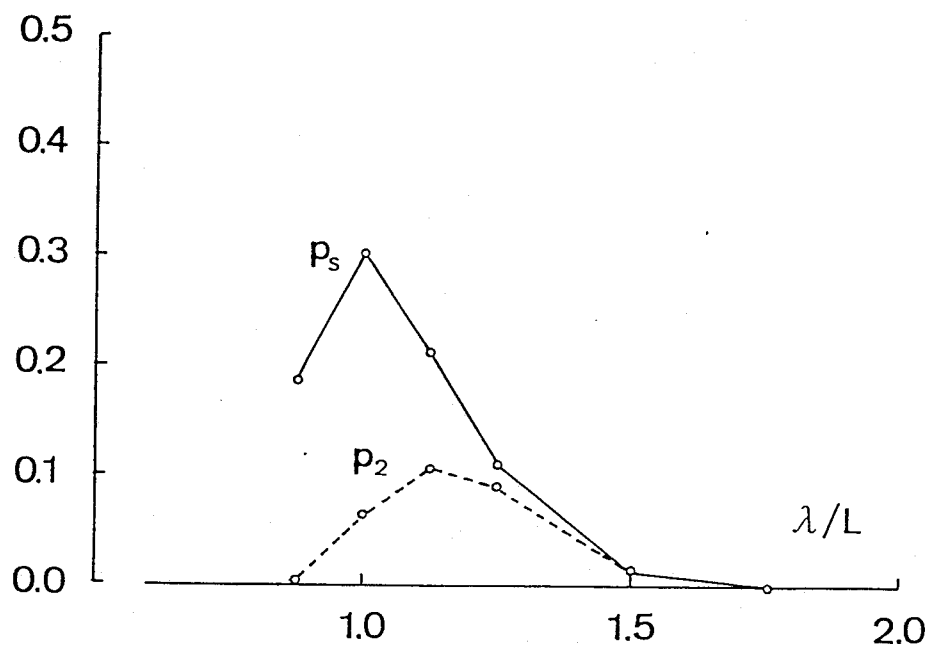


Fig.2-4-6 Conditional probability of surf-riding (Beaufort No.5)

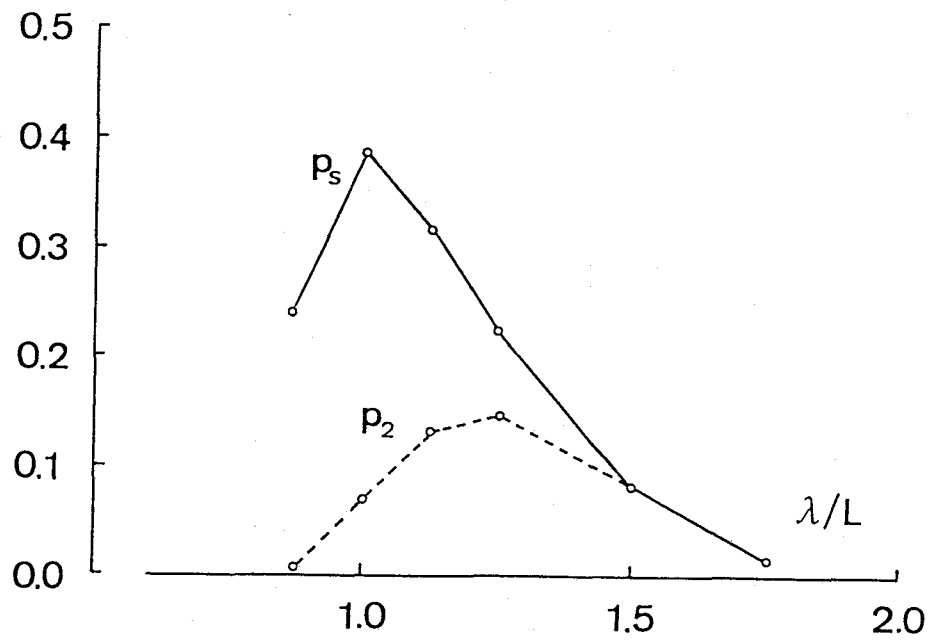


Fig.2-4-7 Conditional probability of surf-riding (Beaufort No.6)

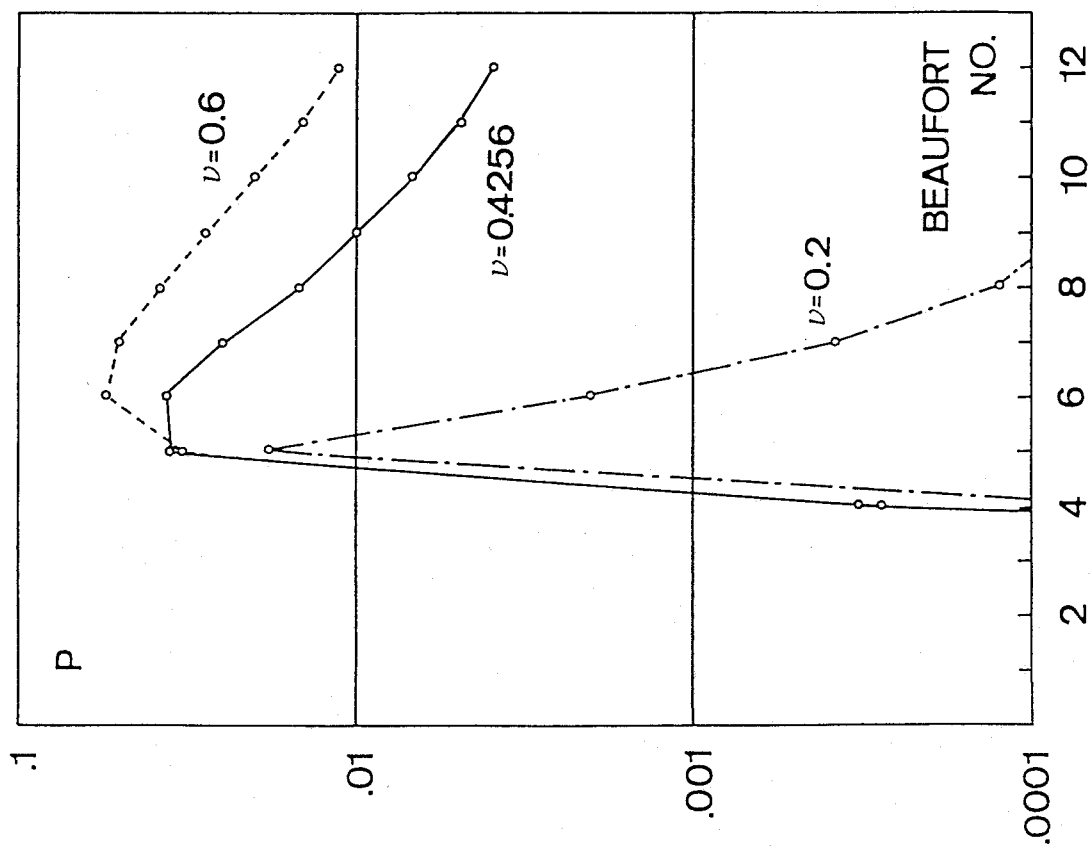


Fig.2-4-8 Probability of surf-riding ($F_n = 0.35$)

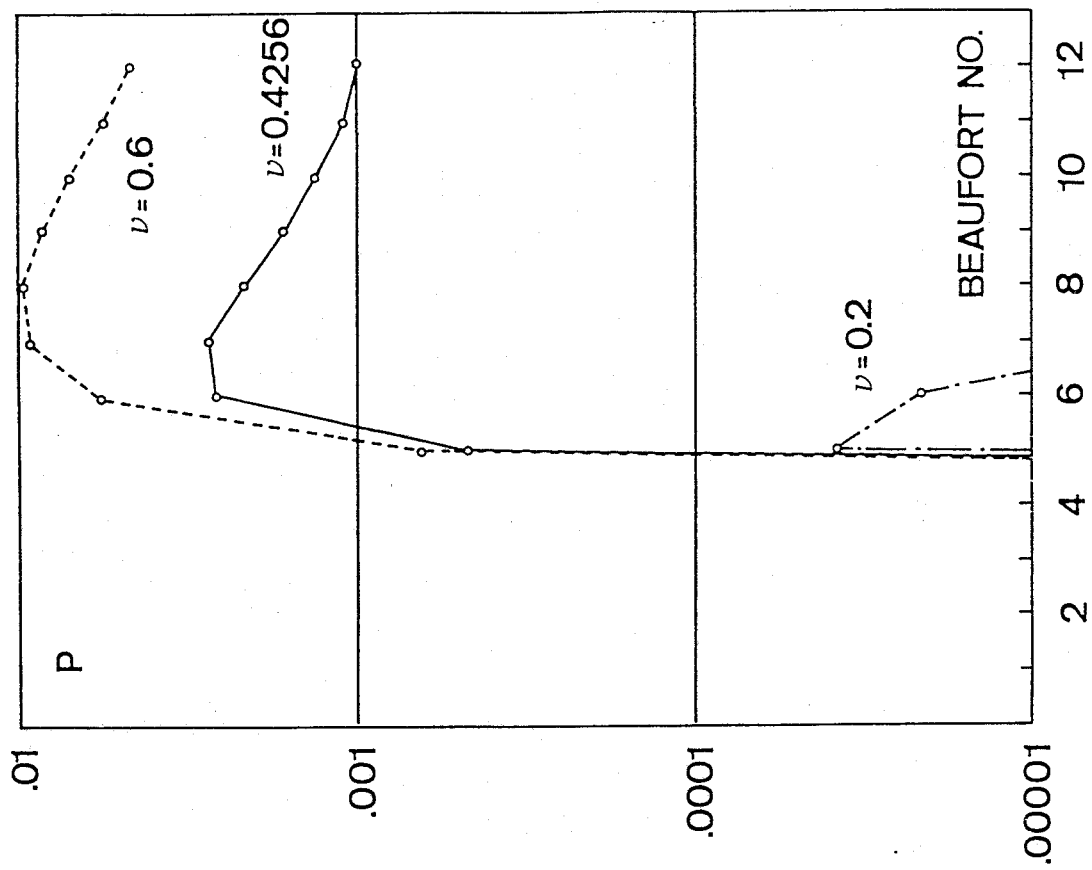


Fig.2-4-9 Probability of surf-riding ($F_n = 0.30$)

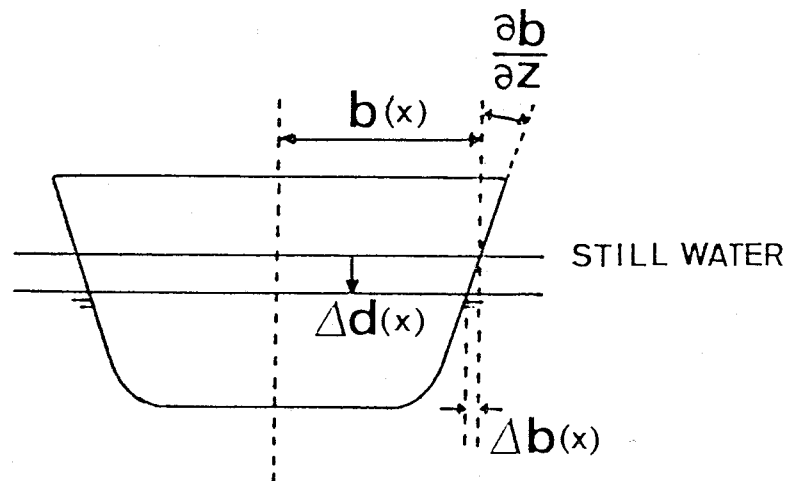


Fig.3-1-1 Hull section in longitudinal wave

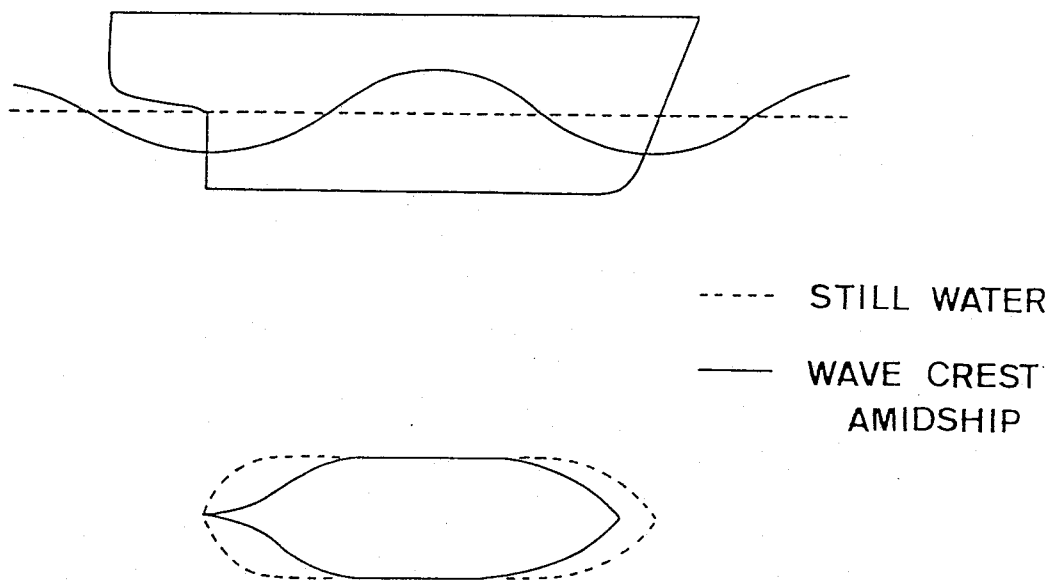


Fig.3-1-2 Change in water plane due to wave

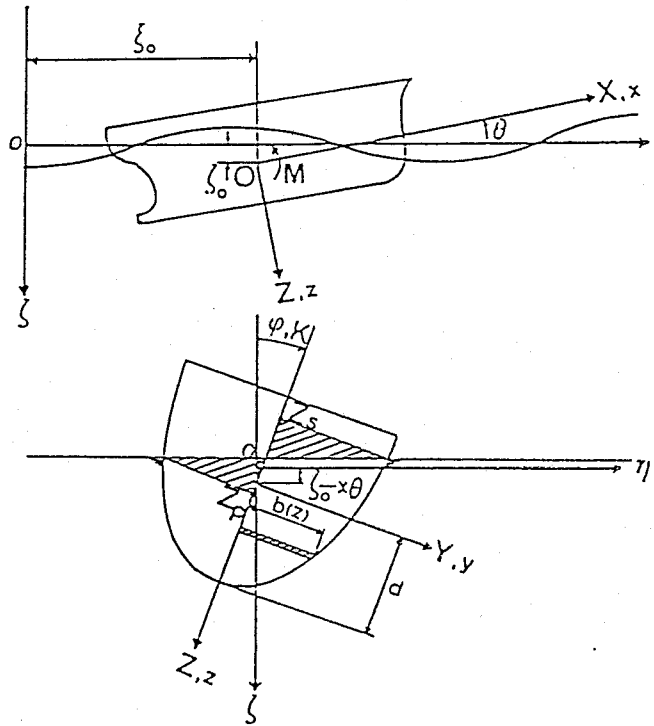


Fig.3-1-3 Coordinate systems

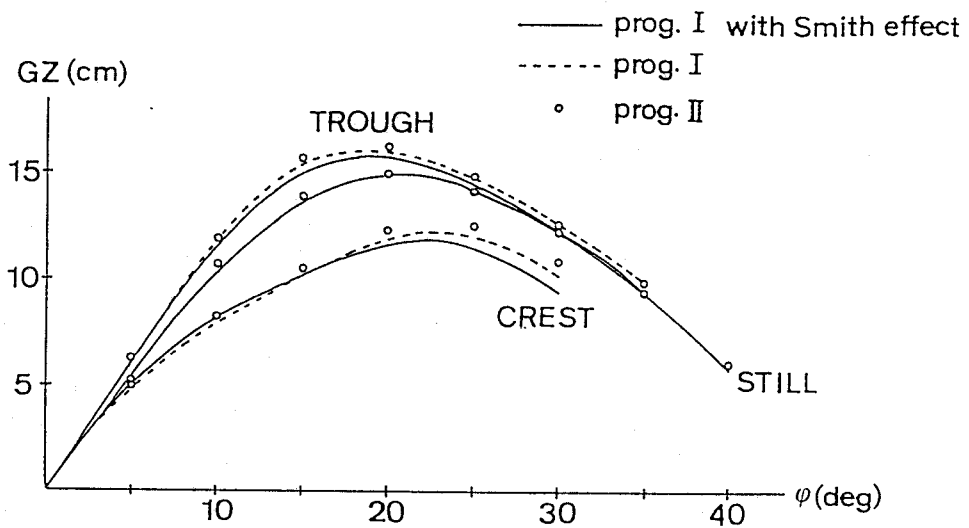


Fig.3-1-4 Righting arm calculated by two computer programs for a Japanese small fishing vessel ($H/\lambda=1/20$, $\lambda/L=1.0$)

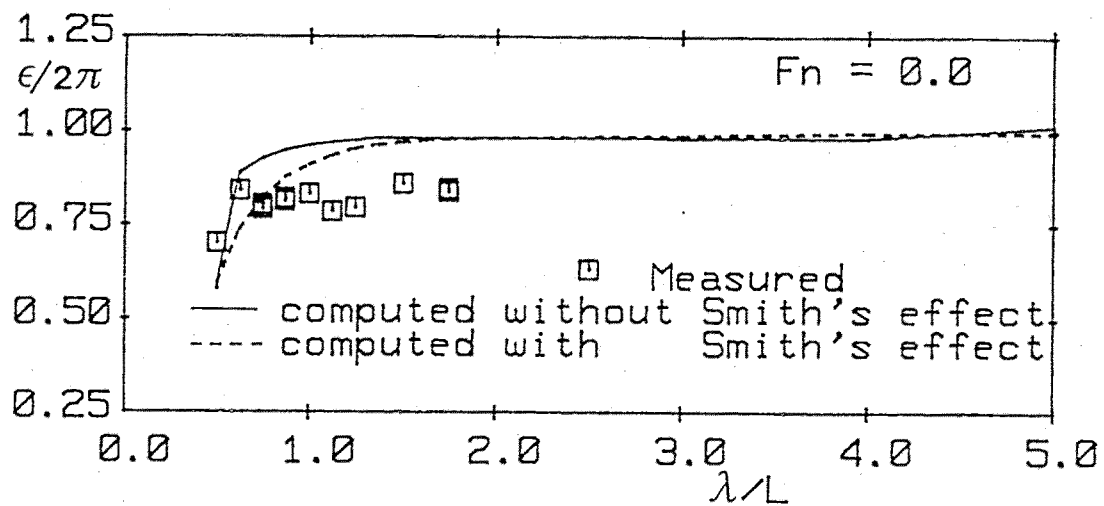
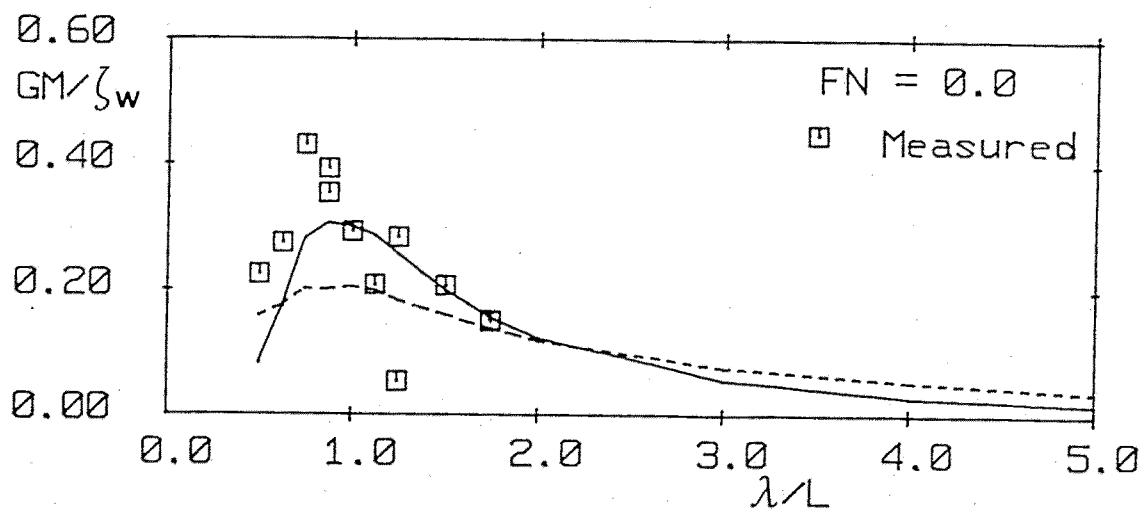


Fig.3-1-5 Change in GM due to regular waves

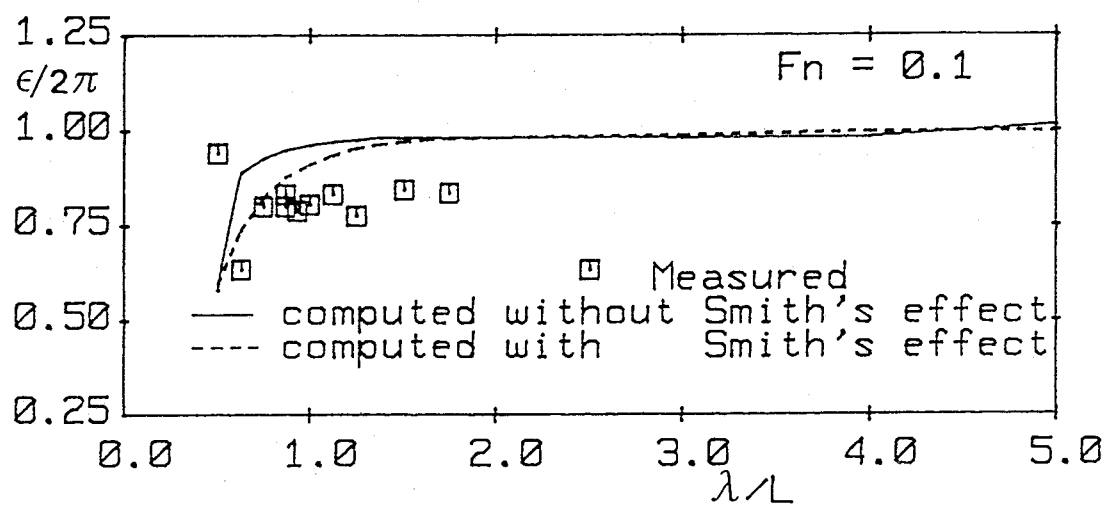
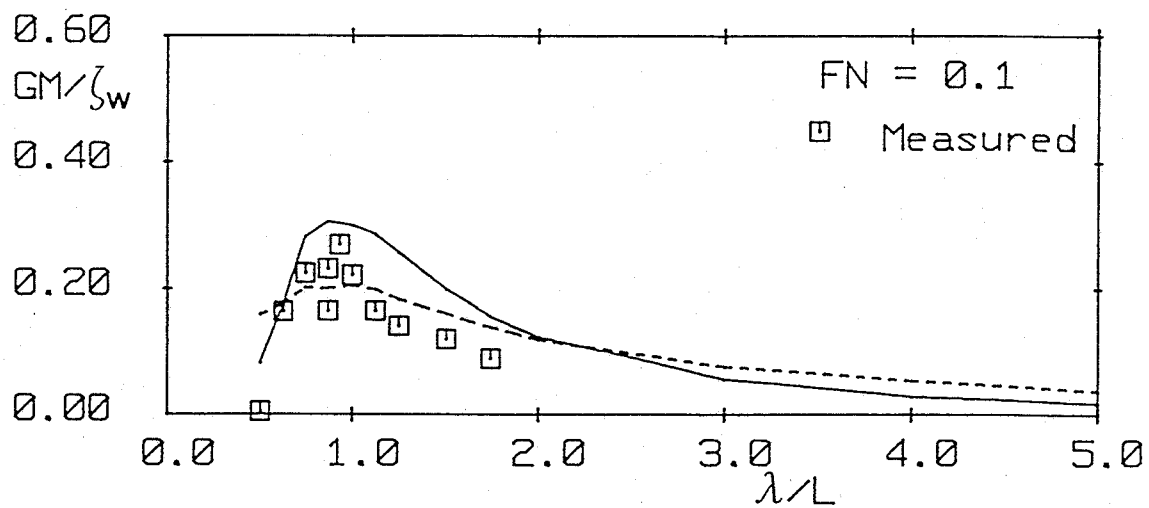


Fig.3-1-6 Change in GM due to regular waves

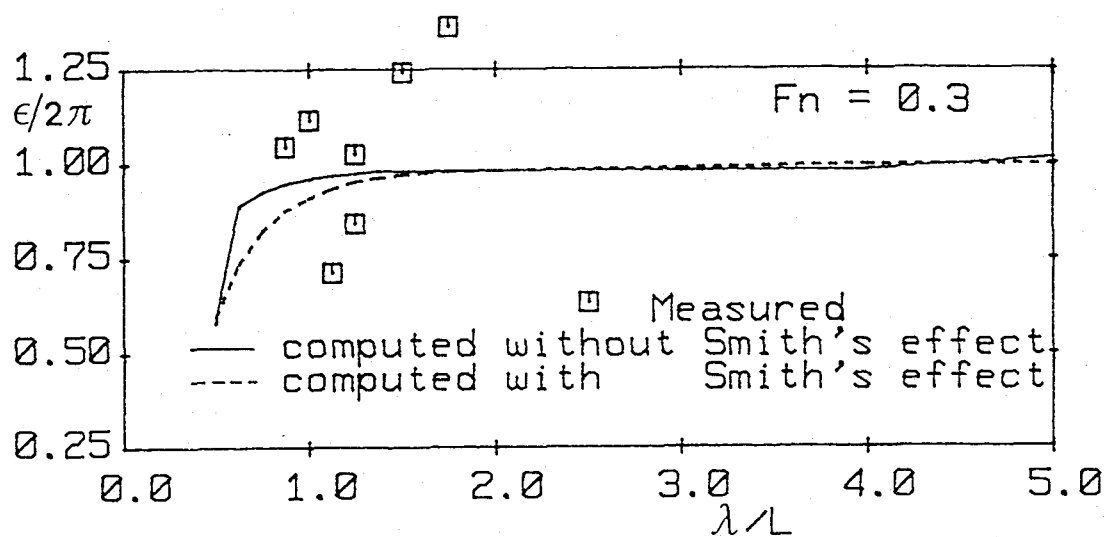
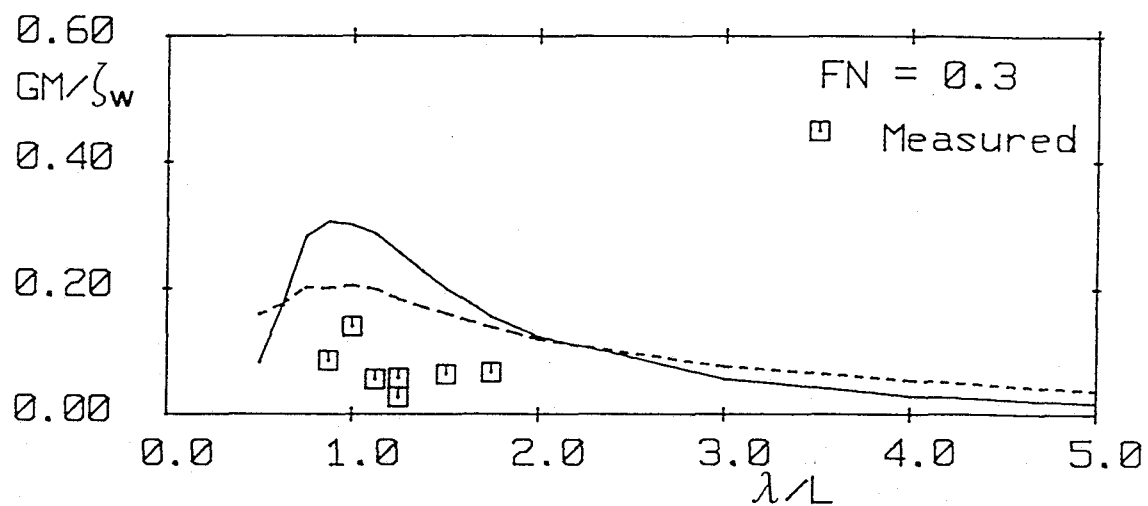


Fig.3-1-7 Change in GM due to regular waves

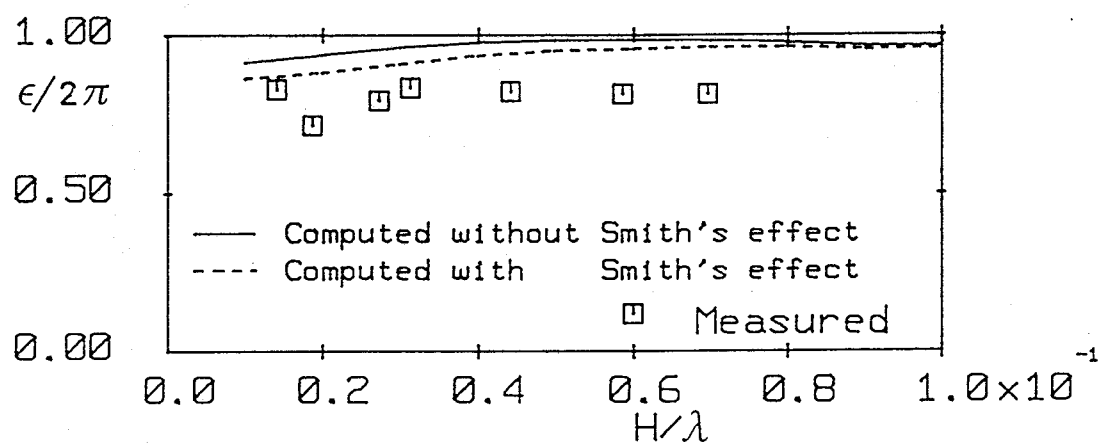
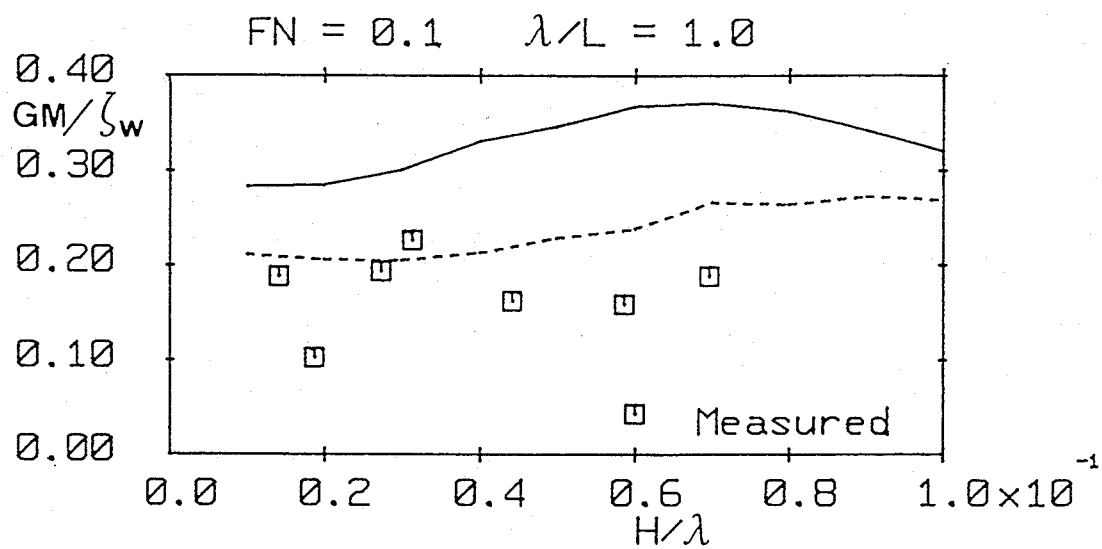


Fig.3-1-8 Change in GM due to regular waves

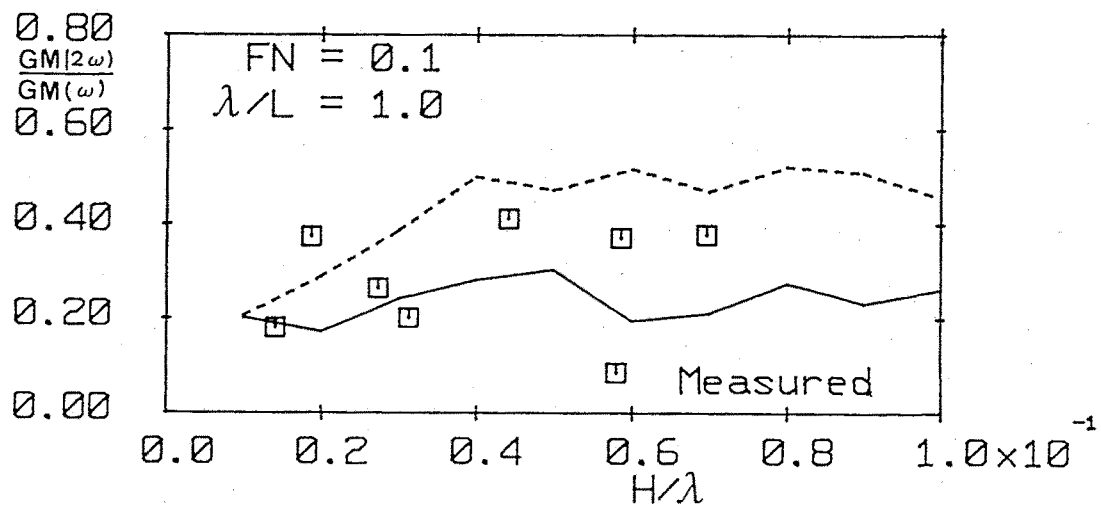
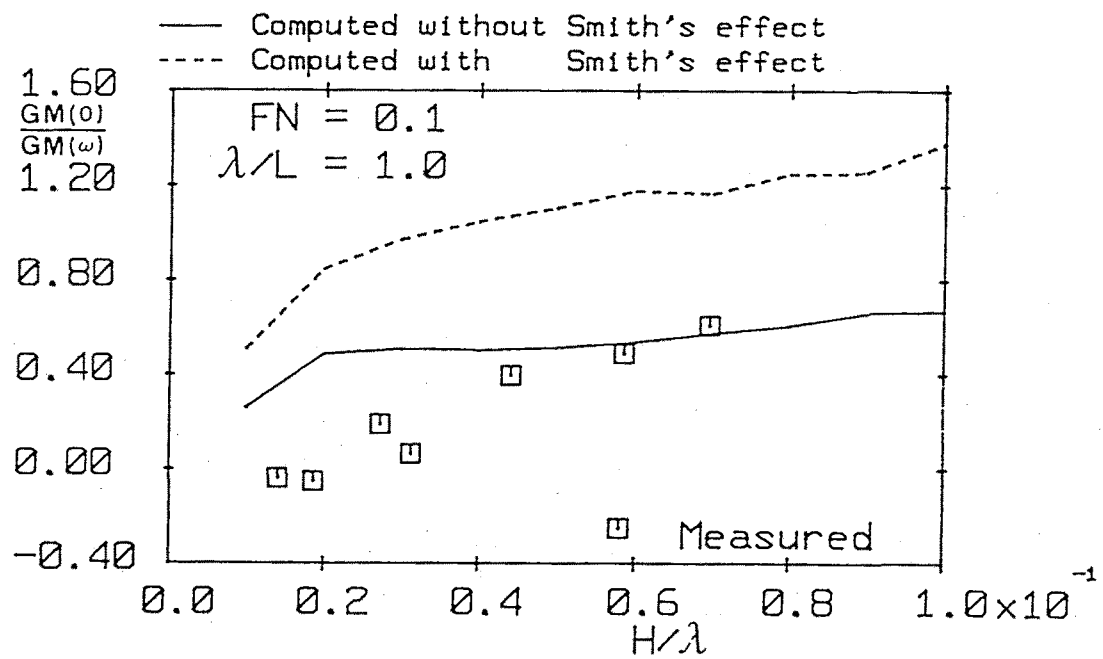


Fig.3-1-9 Higher order components of change in GM due to regular waves

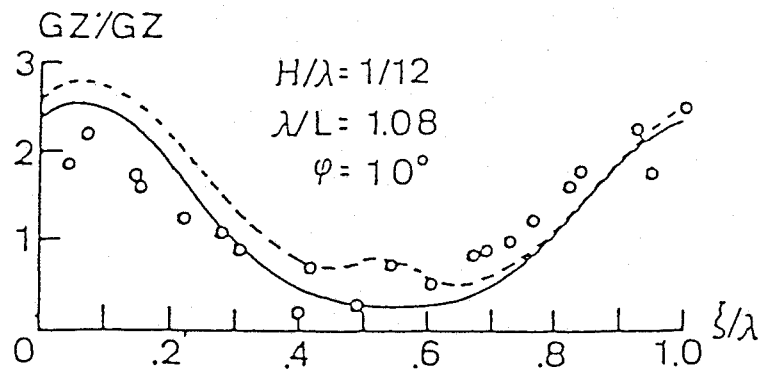


Fig.3-1-10 Change in righting arm with relative position of model to wave

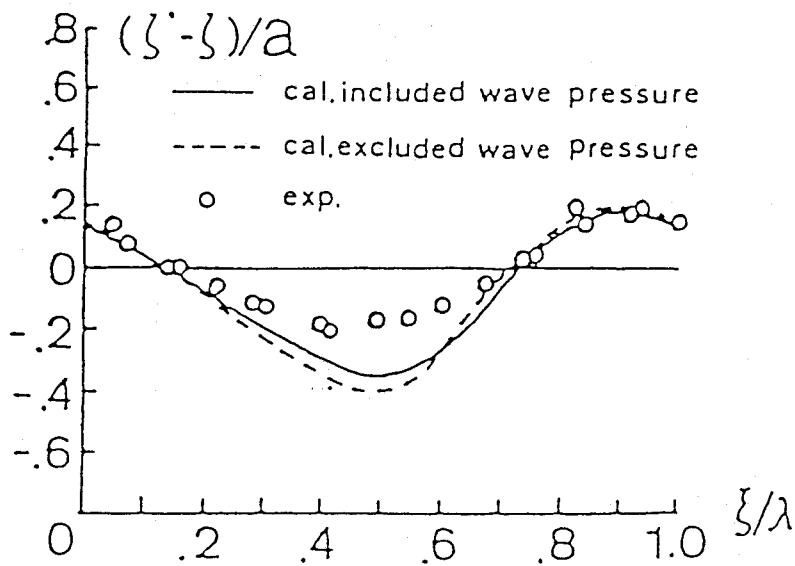


Fig.3-1-11 Change in sinkage with relative position of model to wave

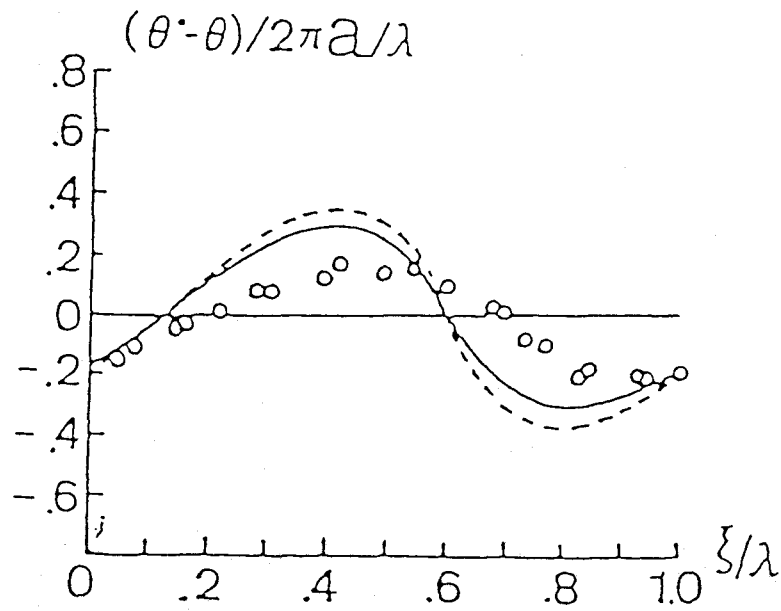


Fig.3-1-12 Change in trim with relative position of model to wave

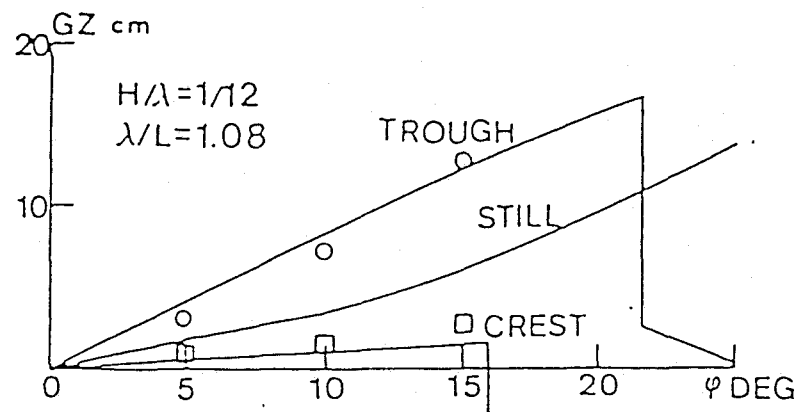


Fig.3-1-13 Righting arm of model at wave crest and trough

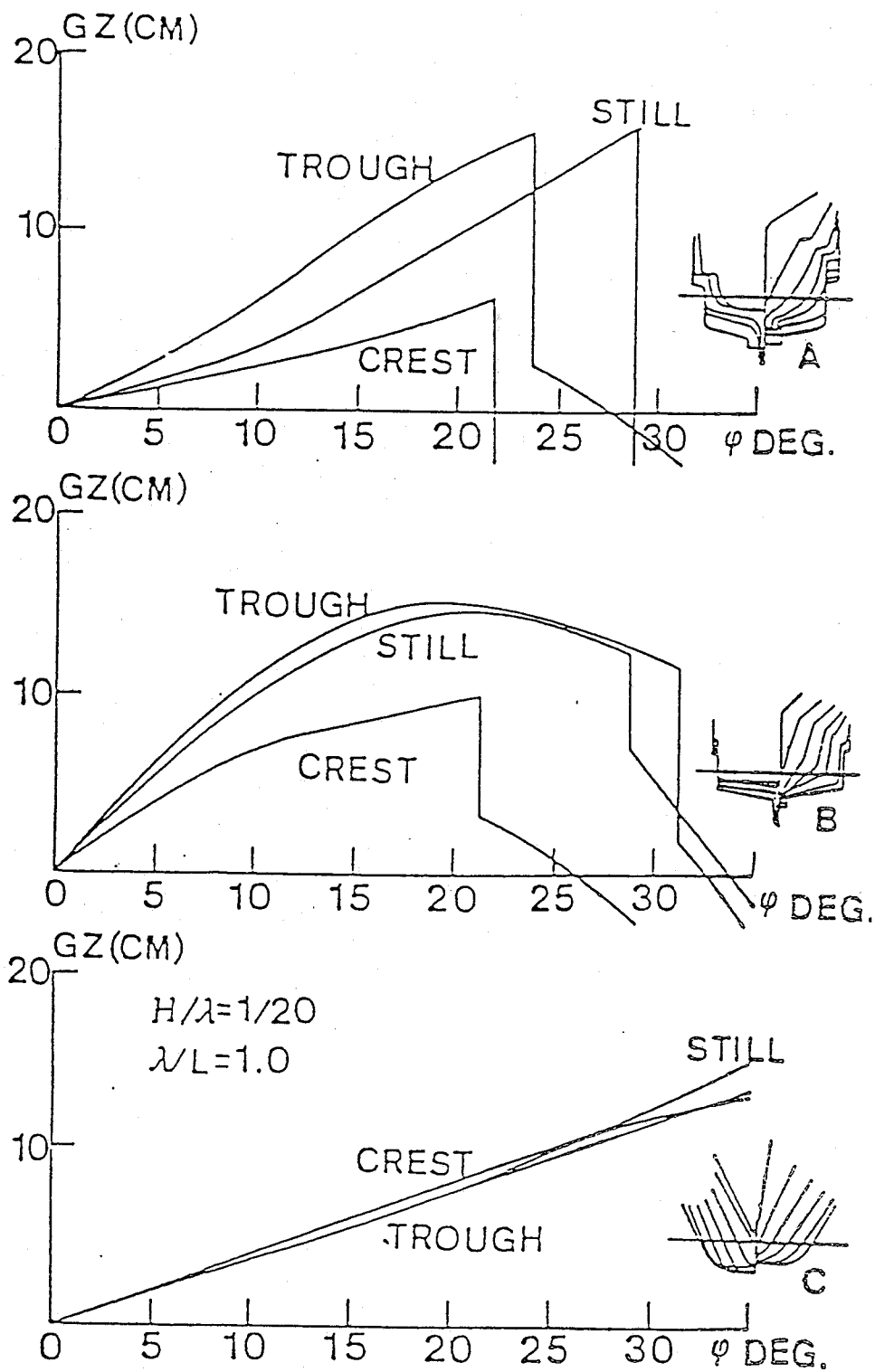


Fig.3-1-14 Righting arm of several ships at wave crest and trough

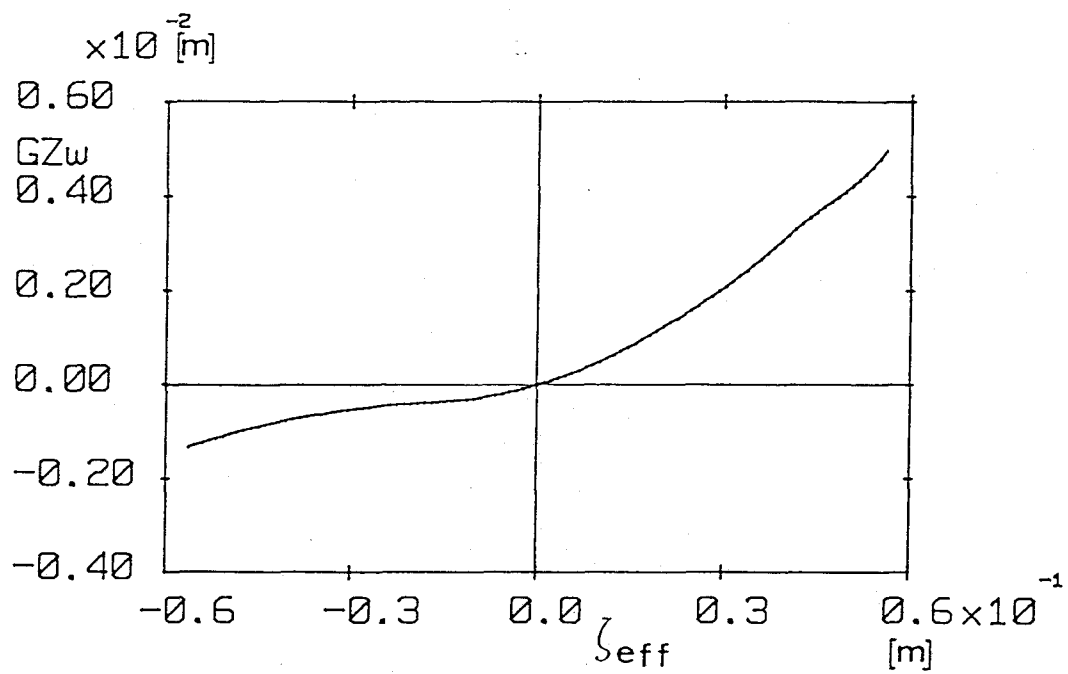


Fig.3-2-1 Calculated stability in effective wave (model scale, $\phi=10^\circ$)

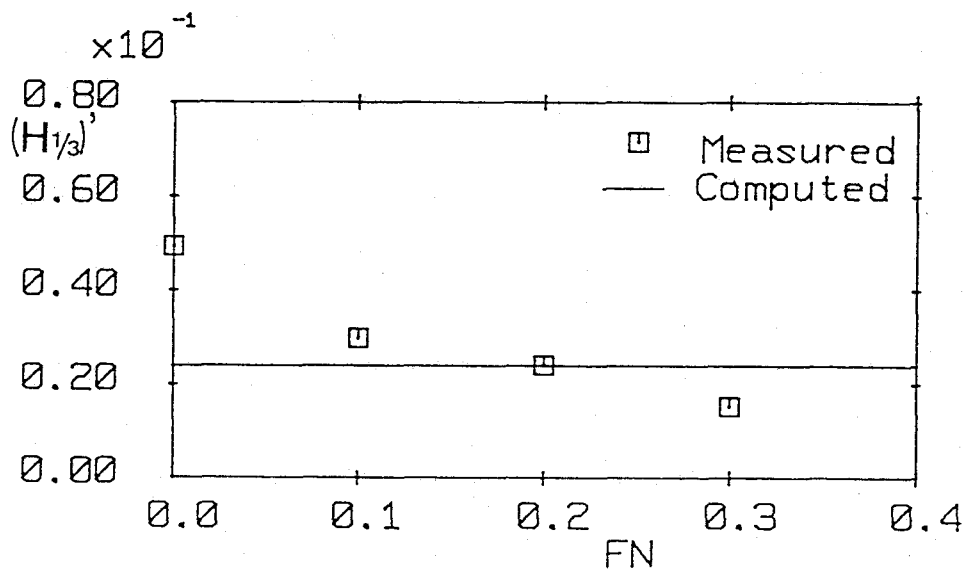


Fig.3-2-2 Significant amplitude of change in righting arm ($\phi=10^\circ$)

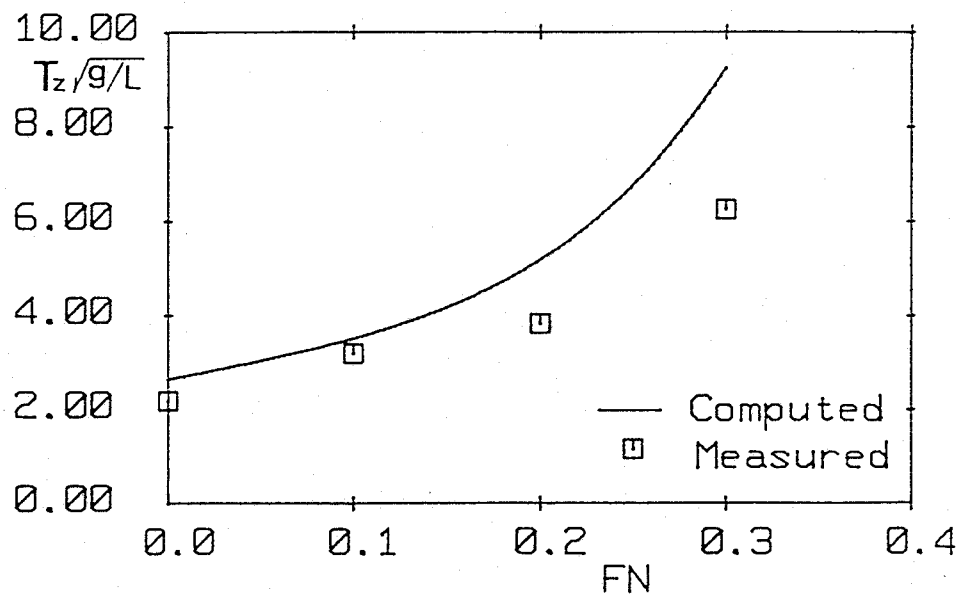


Fig.3-2-3 Zero crossing periods of change in righting arm ($\phi=10^\circ$)

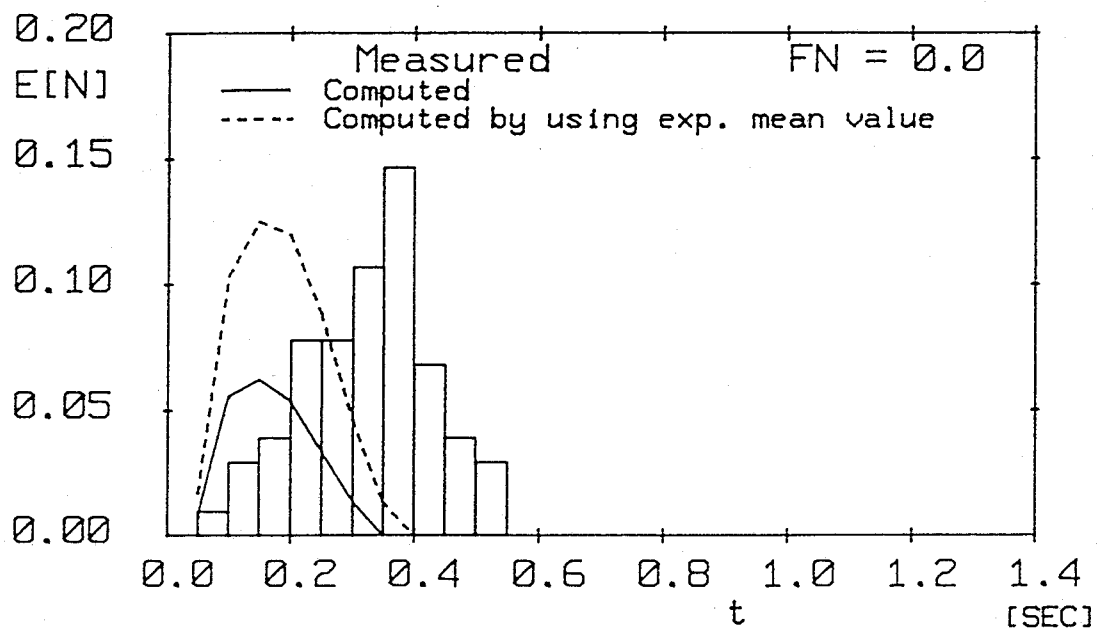


Fig.3-2-4 Expected number of stability loss intervals (model scale)

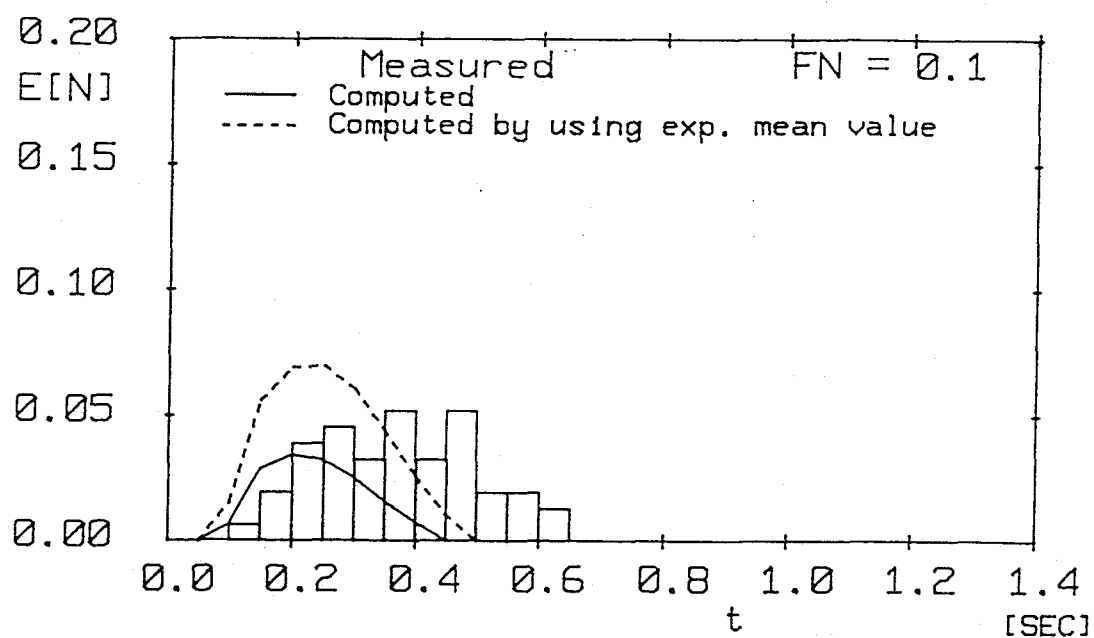


Fig.3-2-5 Expected number of stability loss intervals (model scale)

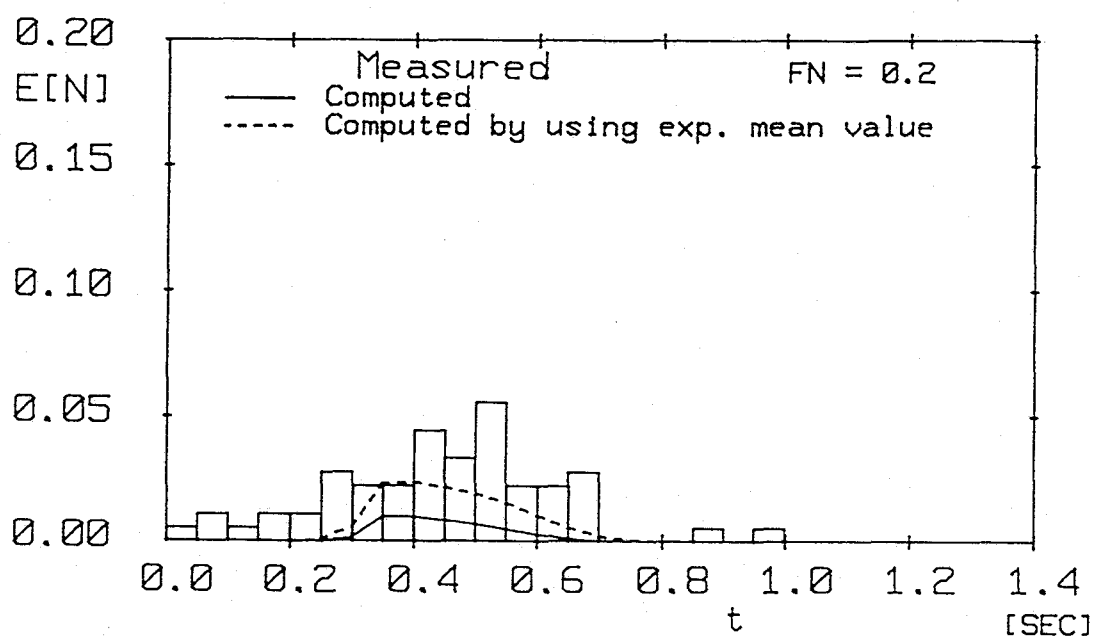


Fig.3-2-6 Expected number of stability loss intervals (model scale)

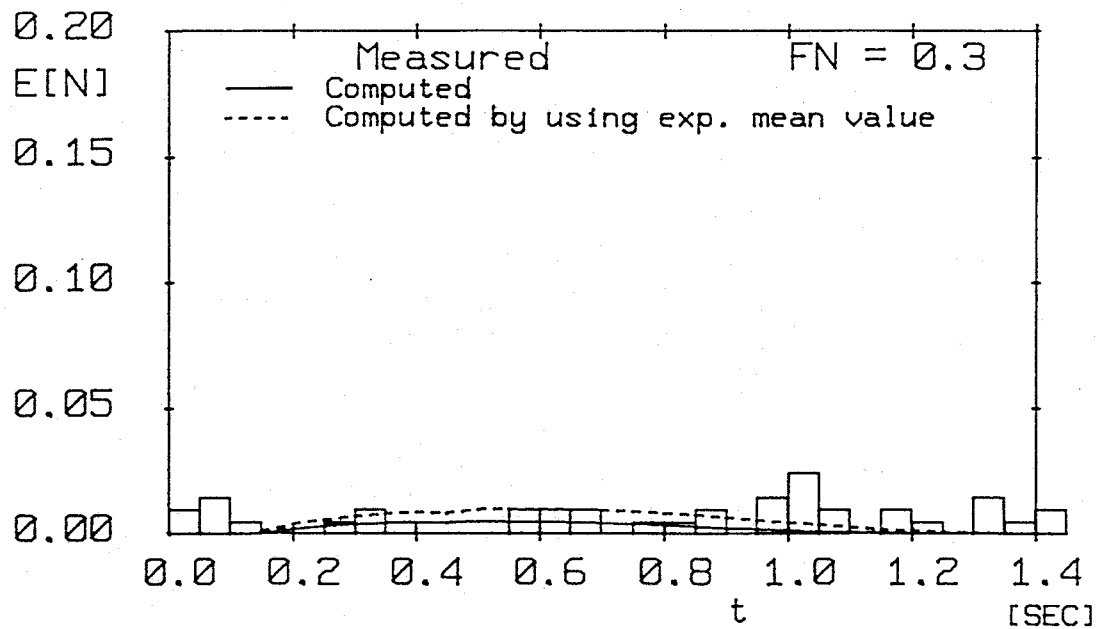


Fig.3-2-7 Expected number of stability loss intervals (model scale)

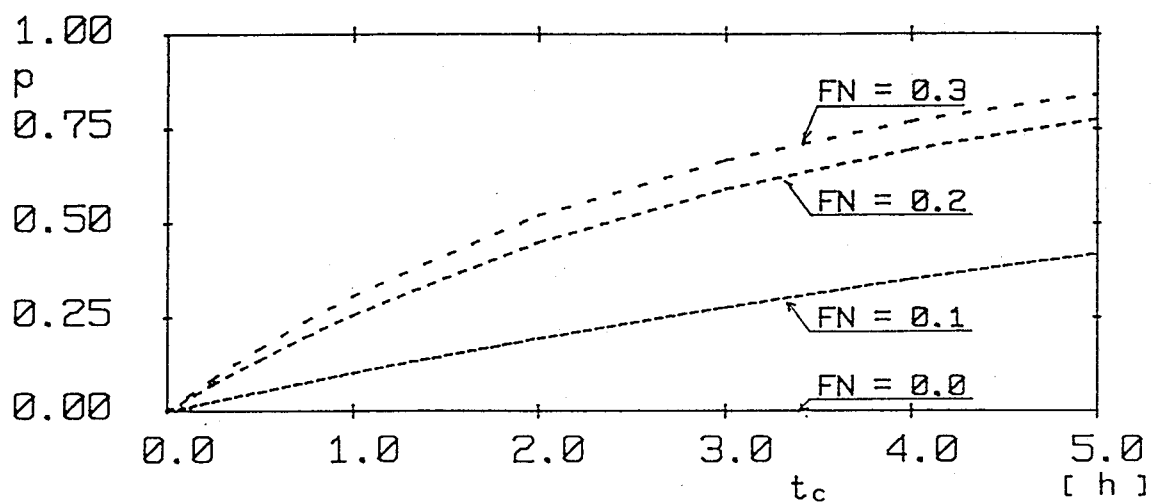


Fig.3-2-8 Calculated probability of capsizing based on the GDR & Polish concept (model scale)

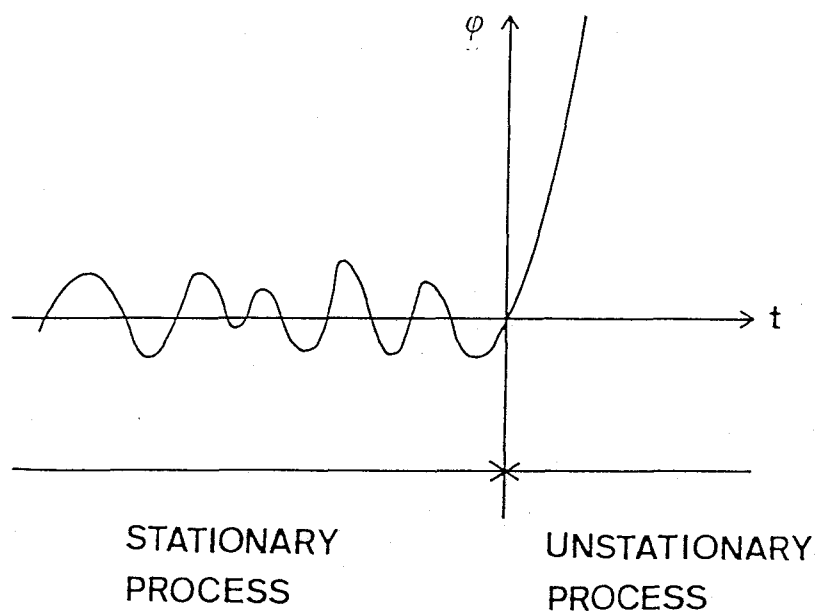


Fig.3-3-1 Scheme of capsizing

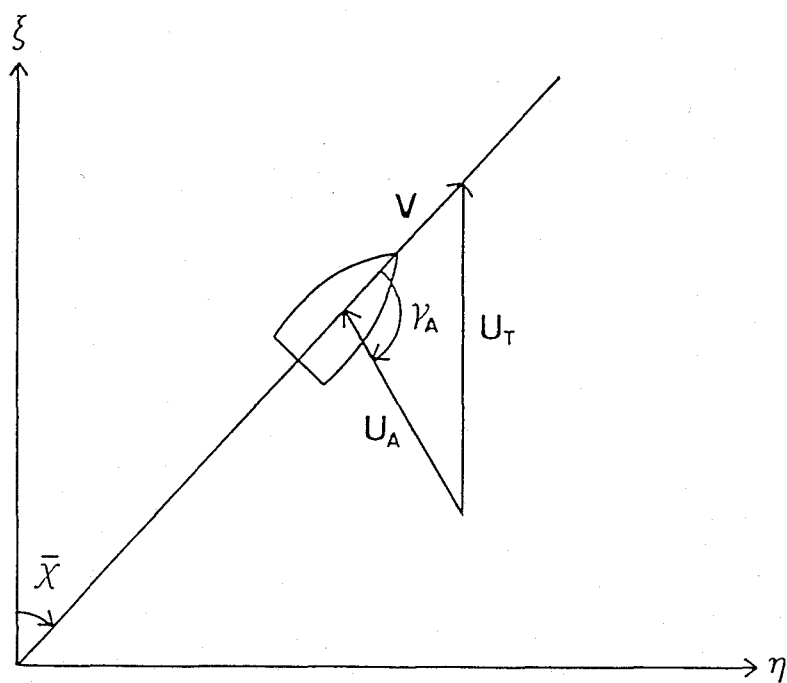


Fig.3-3-2 Apparent wind

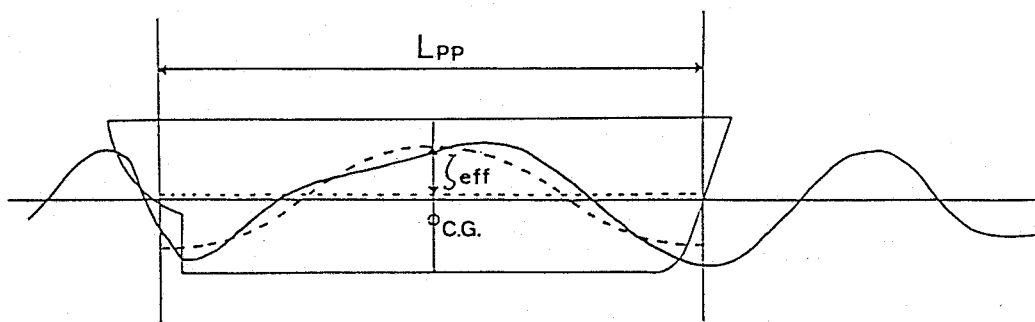


Fig.3-3-3 Effective wave concept

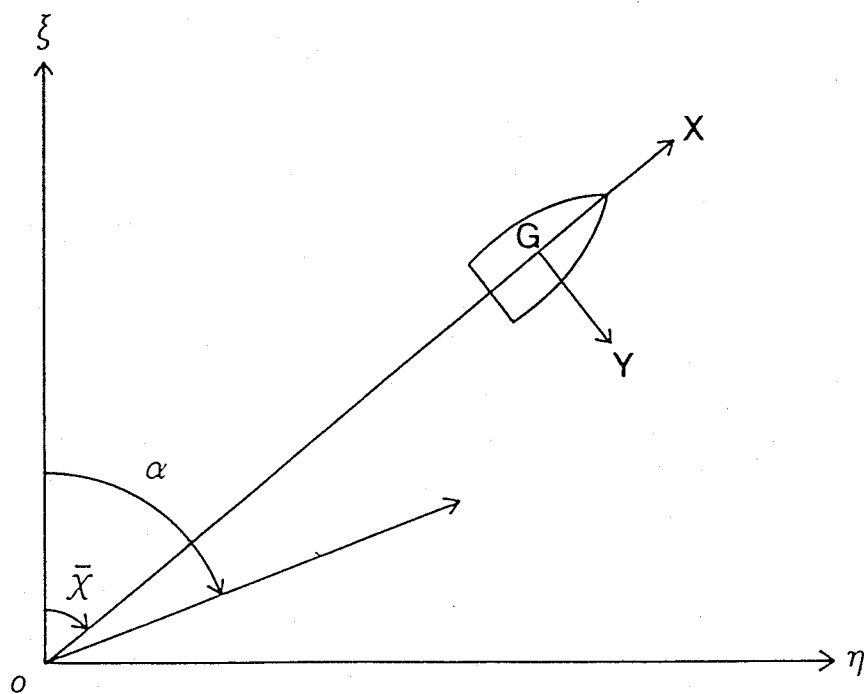


Fig.3-3-4 Coordinate systems

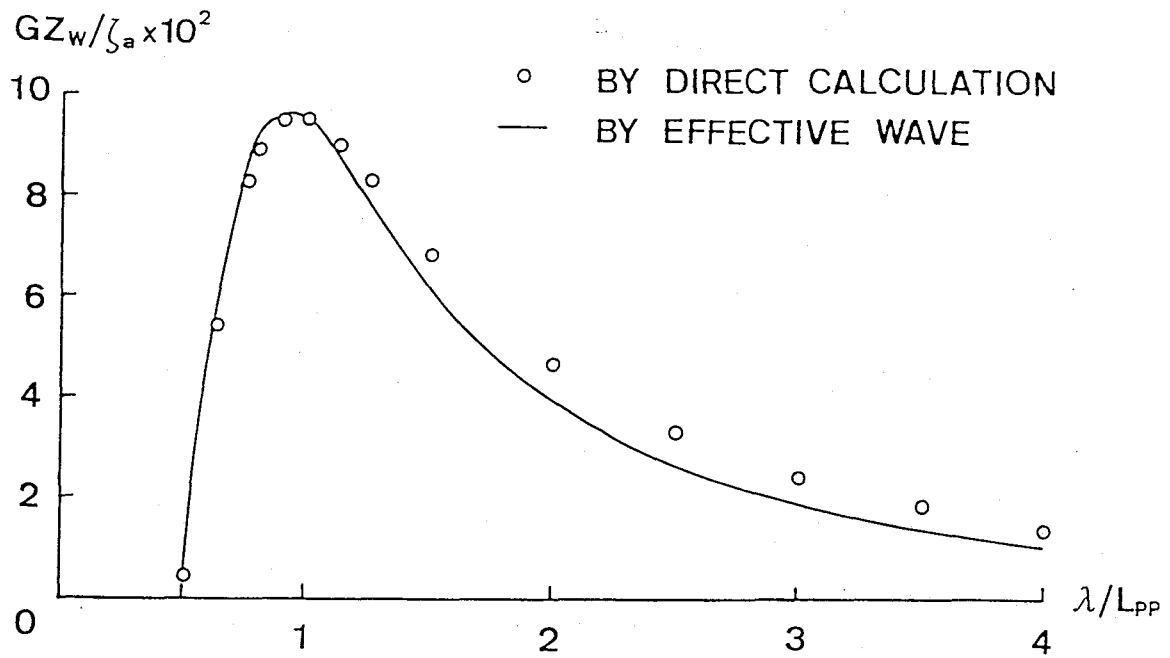


Fig.3-3-5 Loss of stability for a Japanese drift netter
($H/L_{\phi\phi}=0.05$, $\chi=0$, $\phi=30^\circ$, wave crest at C.G.)

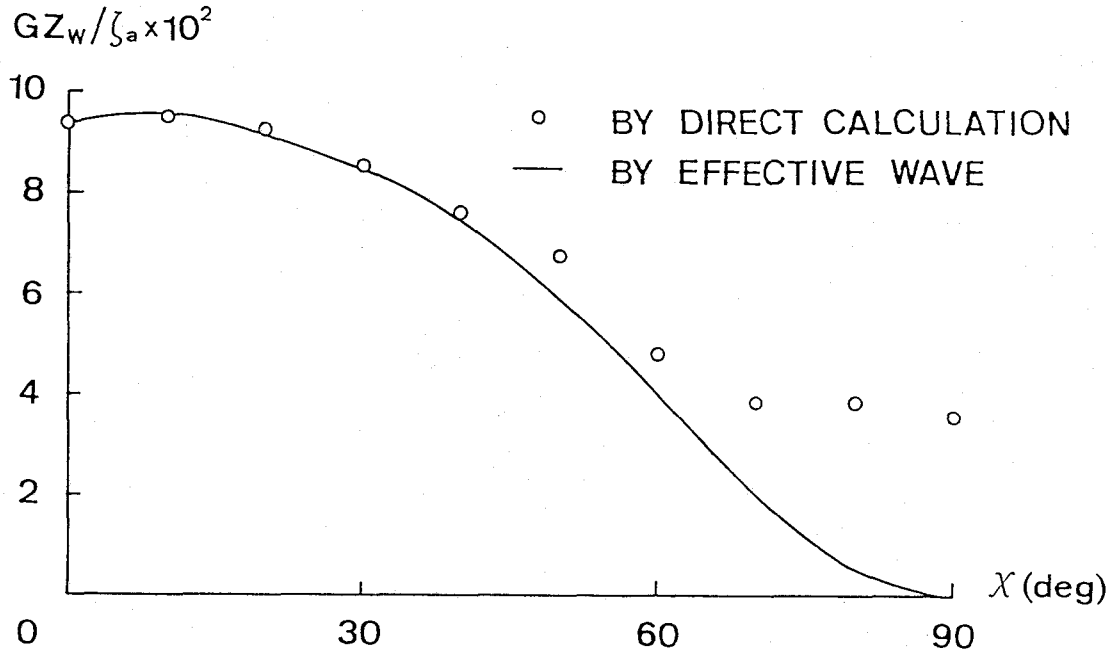


Fig.3-3-6 Loss of stability for a Japanese drift netter
($H/L_{\phi\phi}=0.0866$, $\lambda/L_{\phi\phi}=1.0$, $\phi=30^\circ$, wave crest at C.G.)

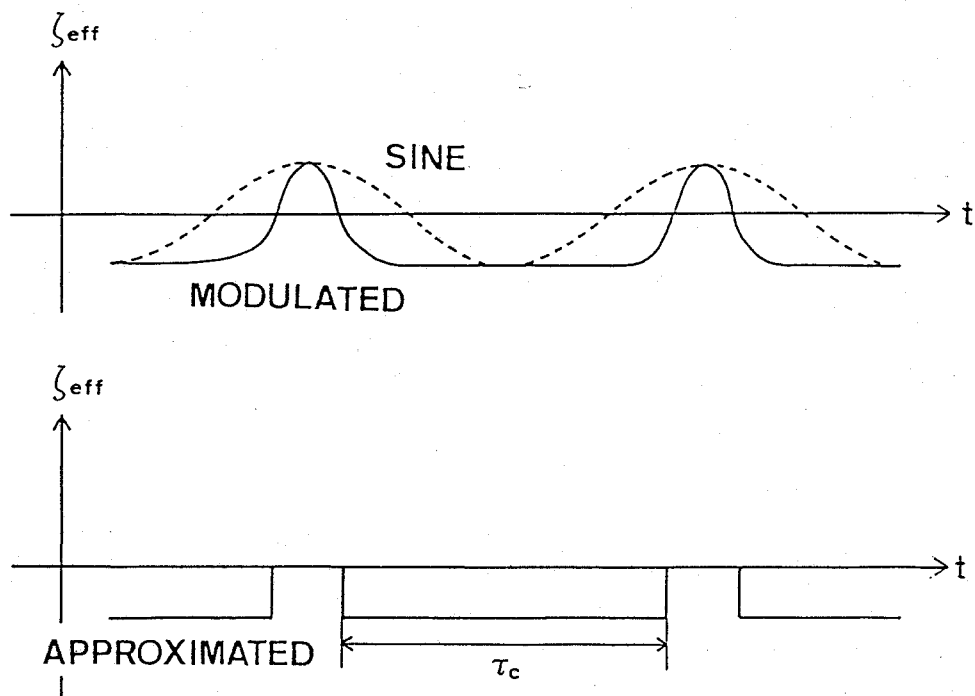


Fig.3-3-7 Approximation of change in the effective wave

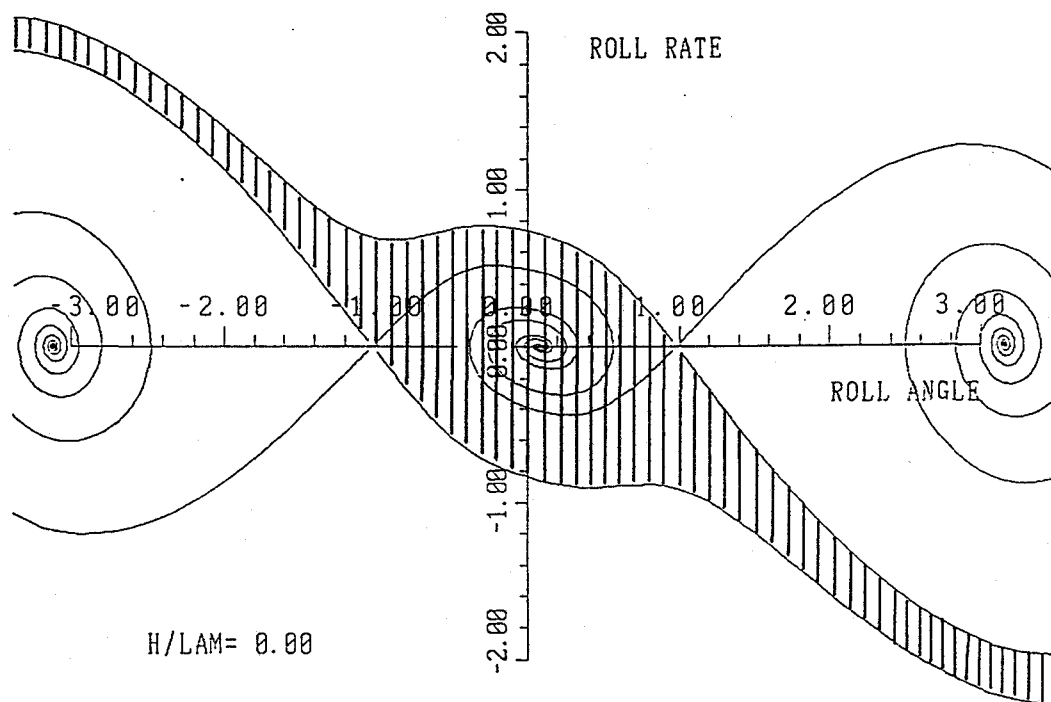


Fig.3-3-8 Safe domain for the coastal trawler
 ($\zeta_{eff}/L_{wp}=0.00, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3$)

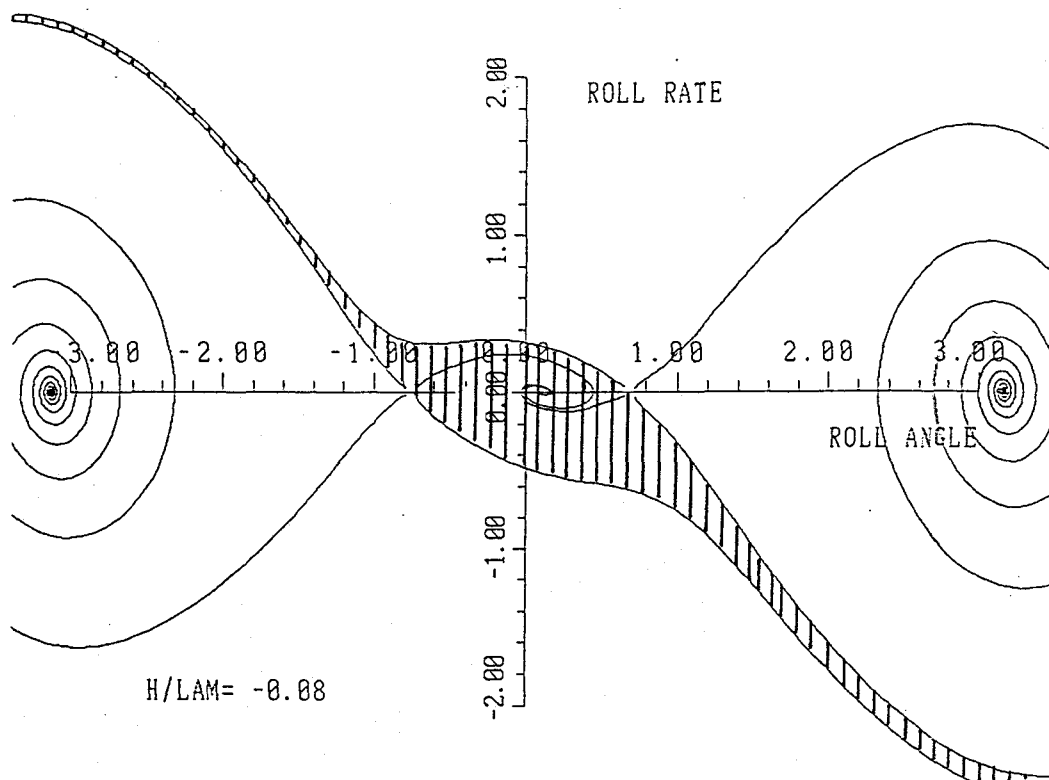


Fig.3-3-9 Safe domain for the coastal trawler
 $(\zeta_{eff}/L_{op}=0.04, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3)$

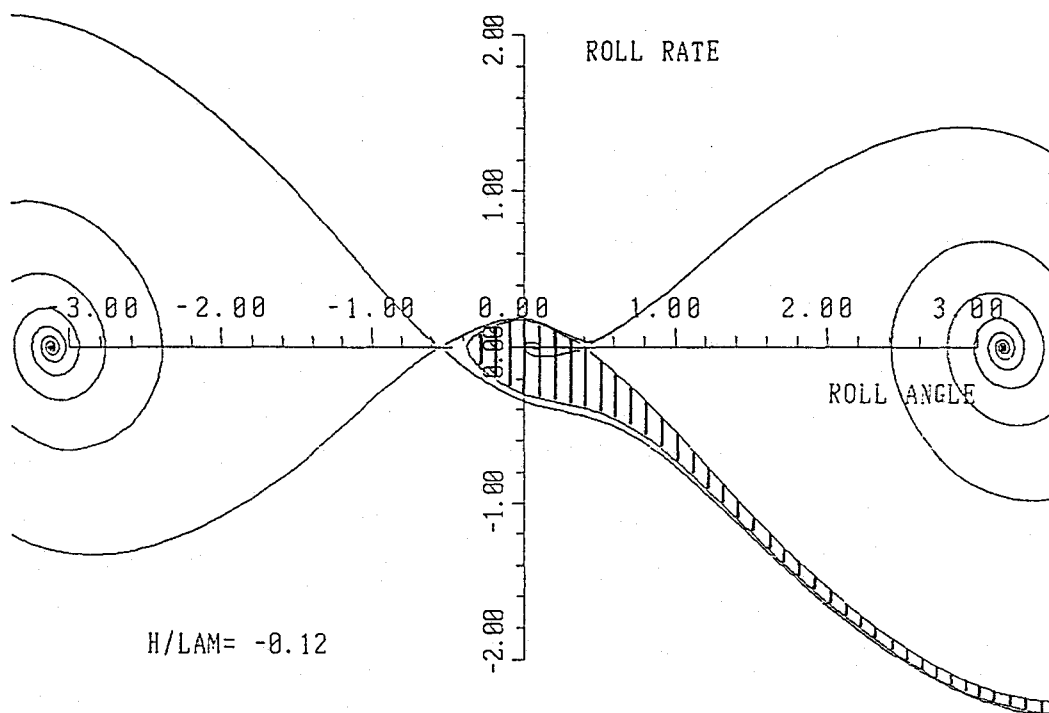


Fig.3-3-10 Safe domain for the coastal trawler
 $(\zeta_{eff}/L_{op}=0.06, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3)$

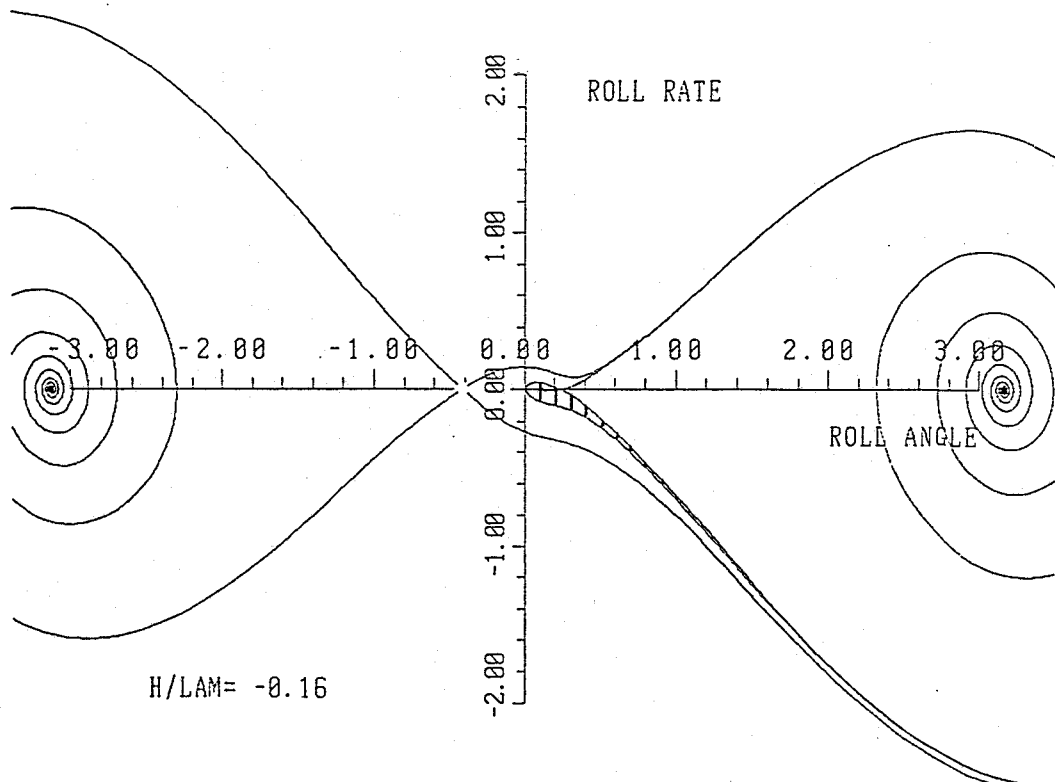


Fig.3-3-11 Safe domain for the coastal trawler
 $(\zeta_{eff}/L_{pp}=0.08, U_T=20\text{m/sec}, \chi=30^\circ, F_n=0.3)$

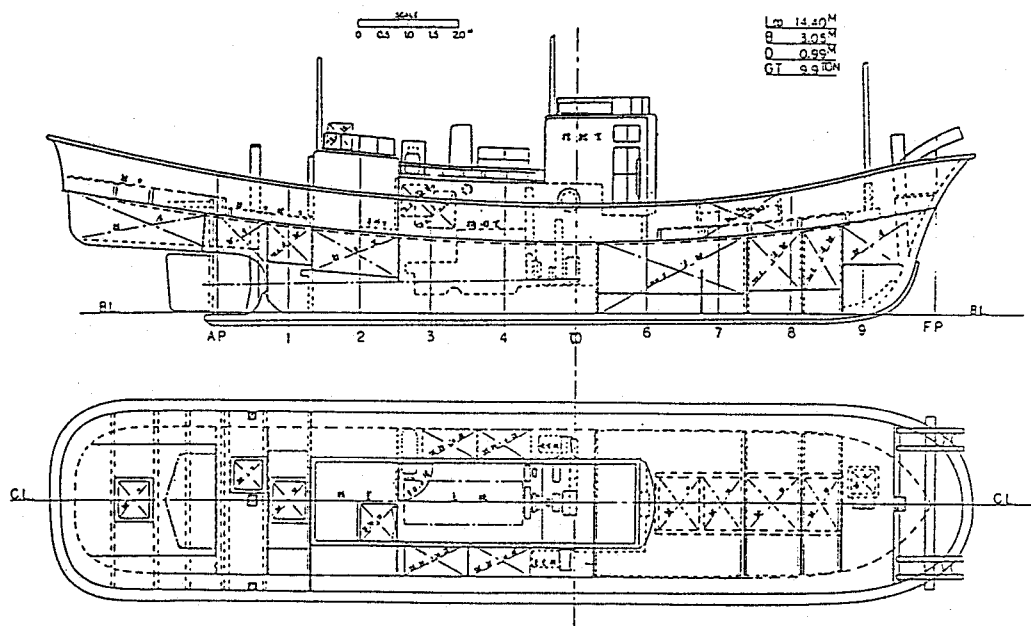


Fig.3-3-12 General arrangement of the coastal trawler

- SHORT CRESTED SEA (S.C.)
- LONG CRESTED SEA (L.C.)
- SIMULATION FOR L.C.

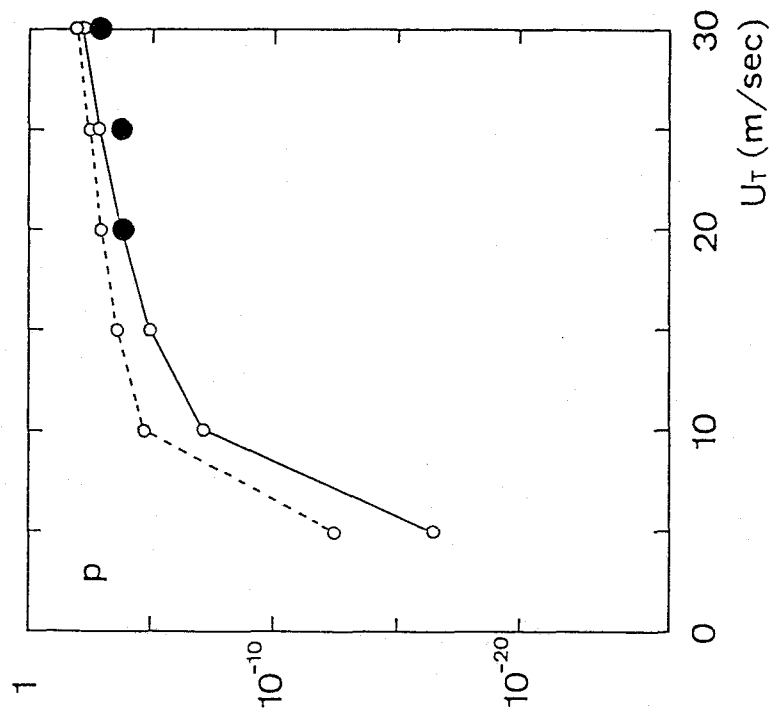


Fig.3-3-13 Probability of capsizing when a ship meets a zero cross wave ($\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

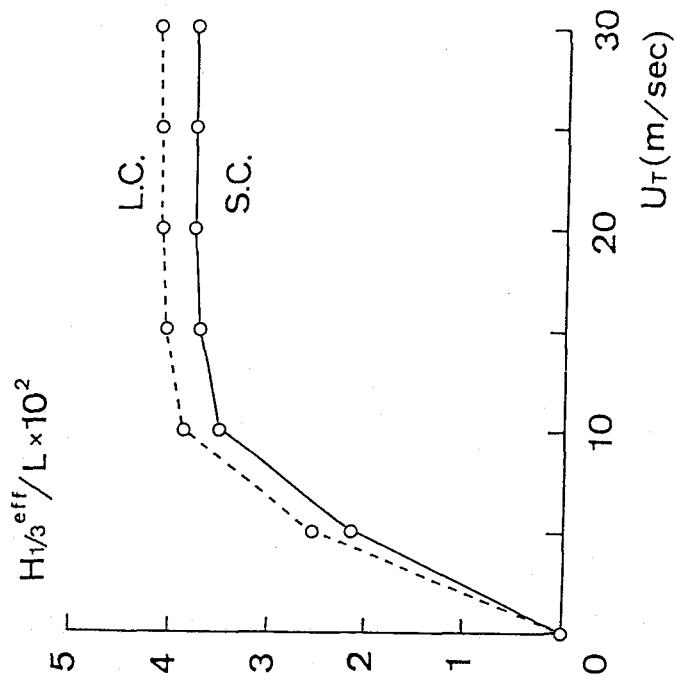


Fig.3-3-14 Significant height of effective wave ($\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

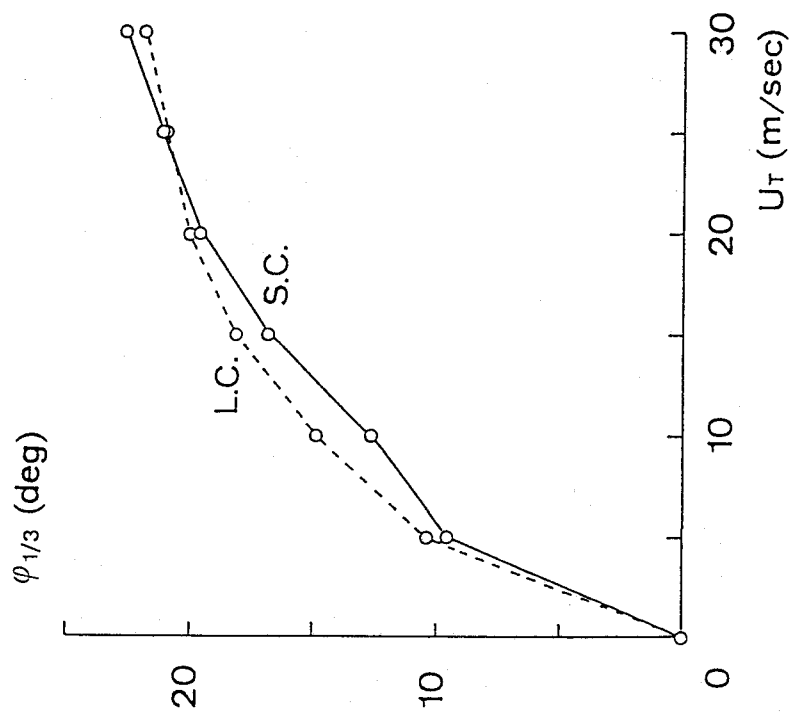


Fig.3-3-15 Significant roll amplitude ($\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

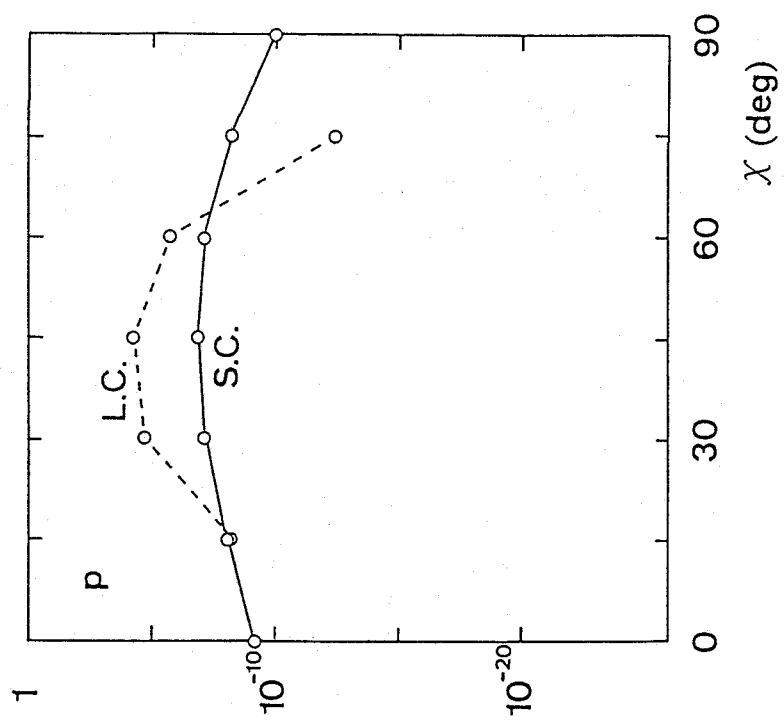


Fig.3-3-16 Probability of capsizing when a ship meets a zero cross wave ($U_\tau=10\text{m/sec}$, $F_n=0.3$)

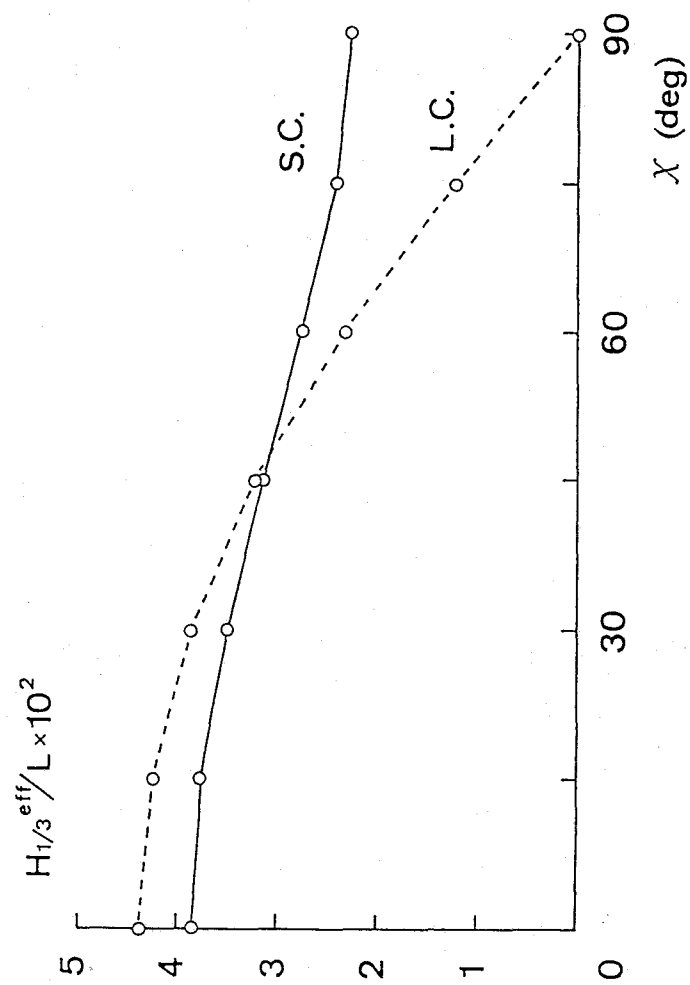


Fig.3-3-17 Significant height of effective wave ($U_r=10\text{m/sec}$, $F_n=0.3$)

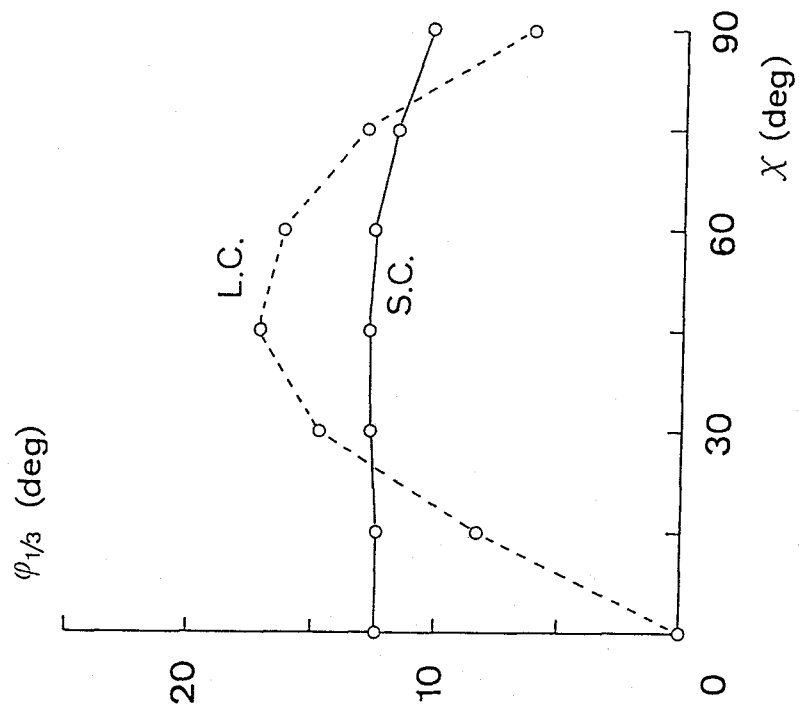


Fig.3-3-18 Significant roll amplitude ($U_r=10\text{m/sec}$, $F_n=0.3$)

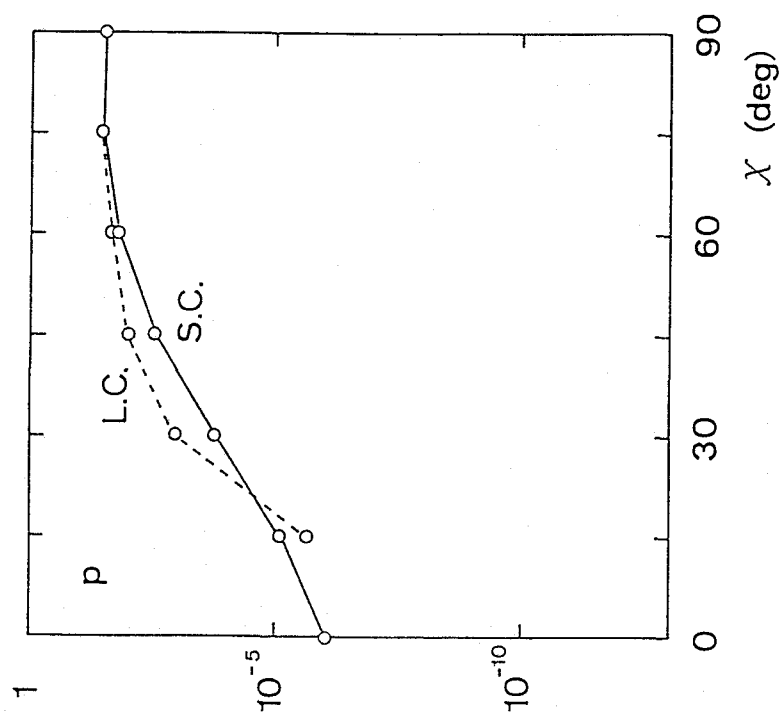


Fig. 3-3-19 Probability of capsizing when a ship meets a zero cross wave ($U_r=20\text{m/sec}$, $F_n=0.3$)

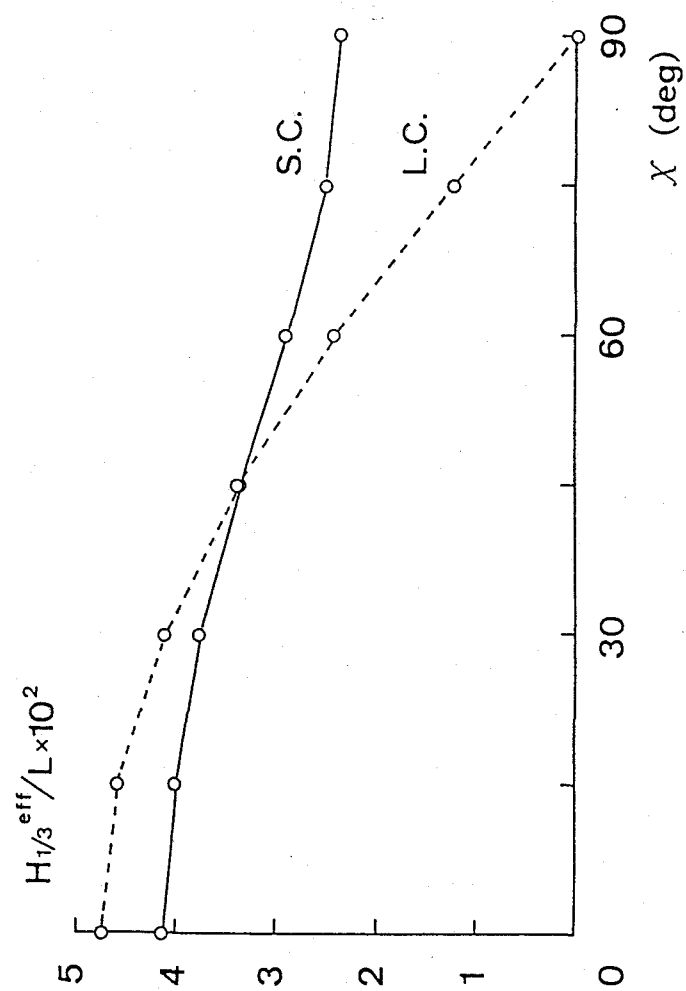


Fig. 3-3-20 Significant height of effective wave ($U_r=20\text{m/sec}$, $F_n=0.3$)

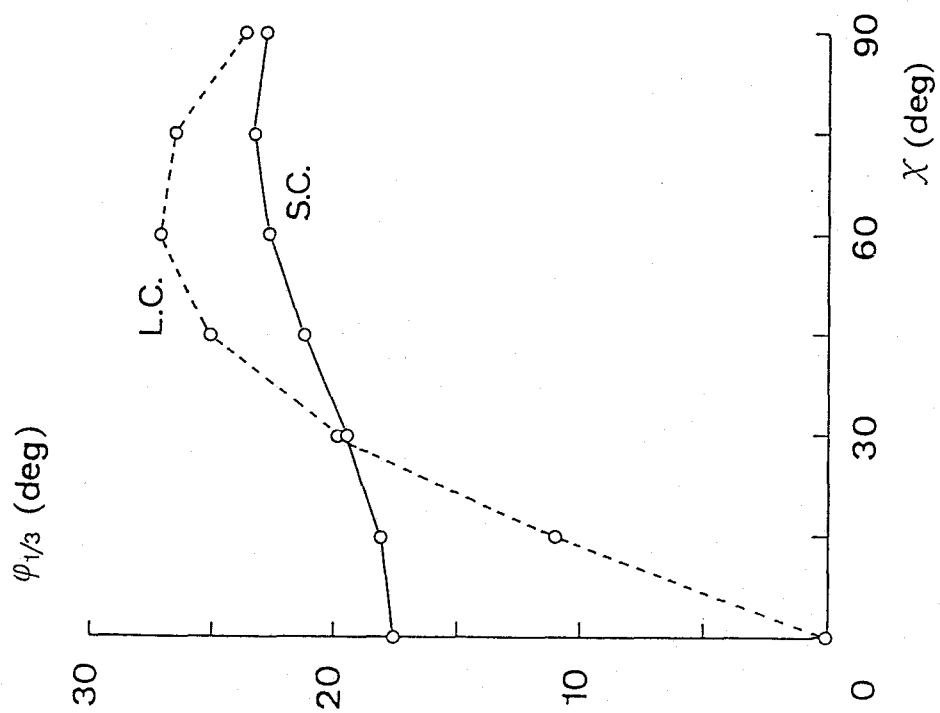


Fig.3-3-21 Significant roll amplitude ($U_T=20\text{m/sec}$, $F_n=0.3$)

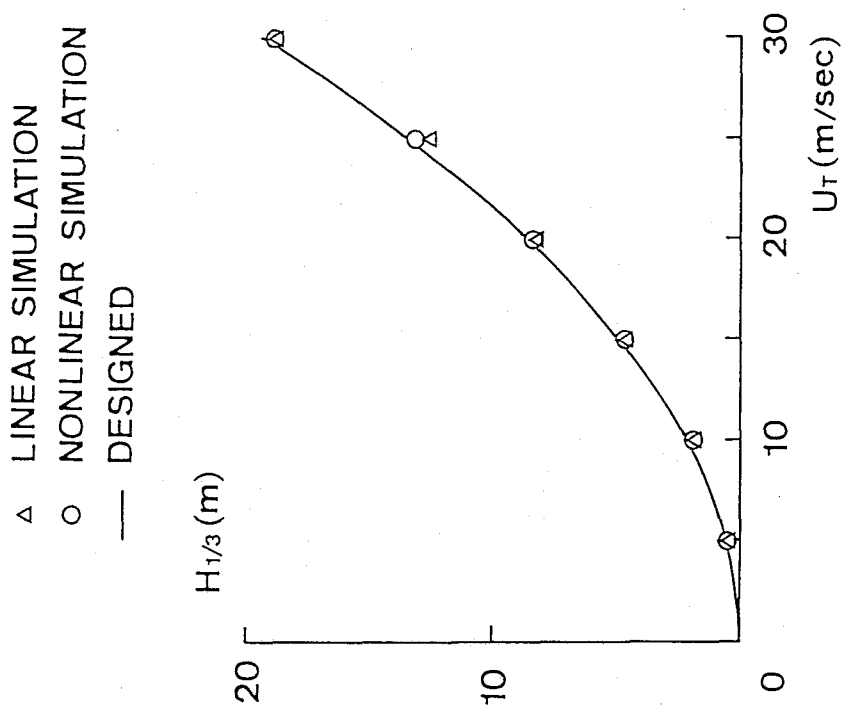


Fig.3-4-1 Significant wave height

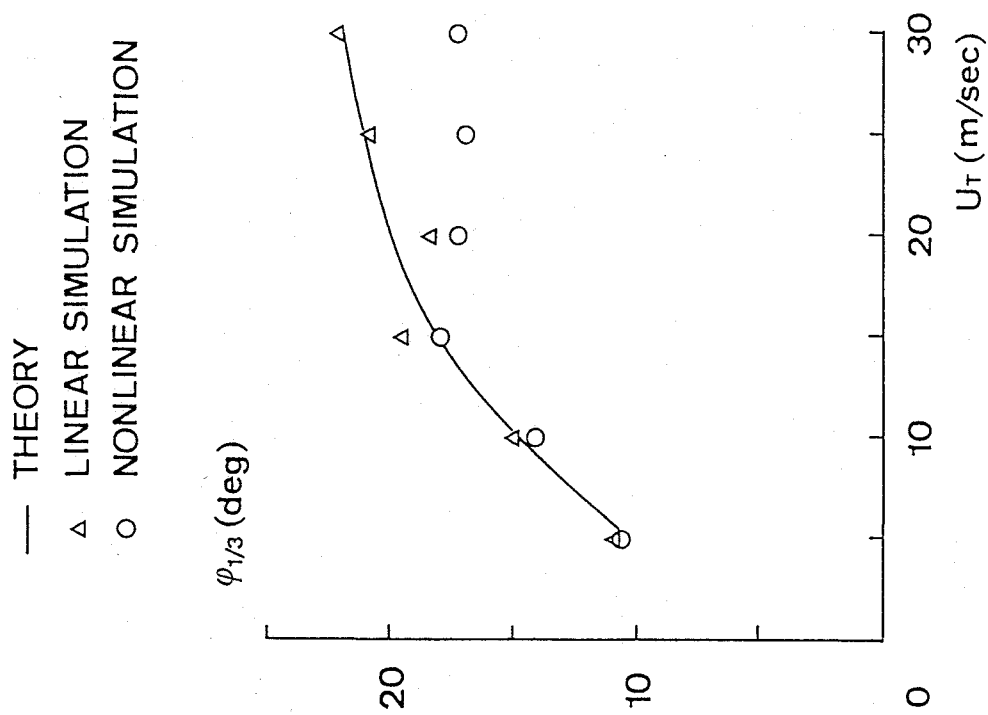


Fig.3-4- 3 Significant amplitude of roll angles
 ($\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

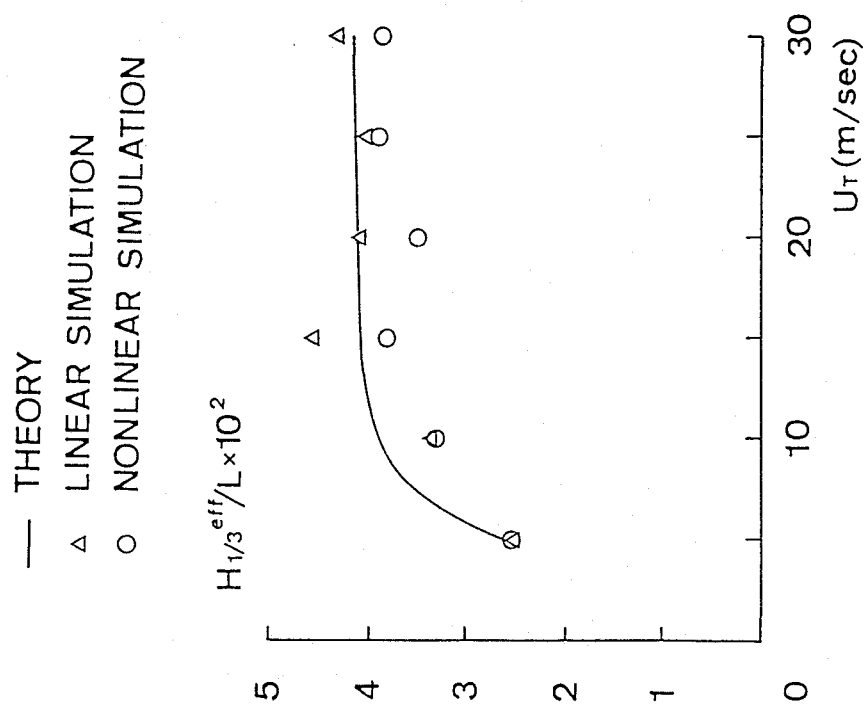


Fig.3-4- 2 Significant height of effective waves
 ($\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

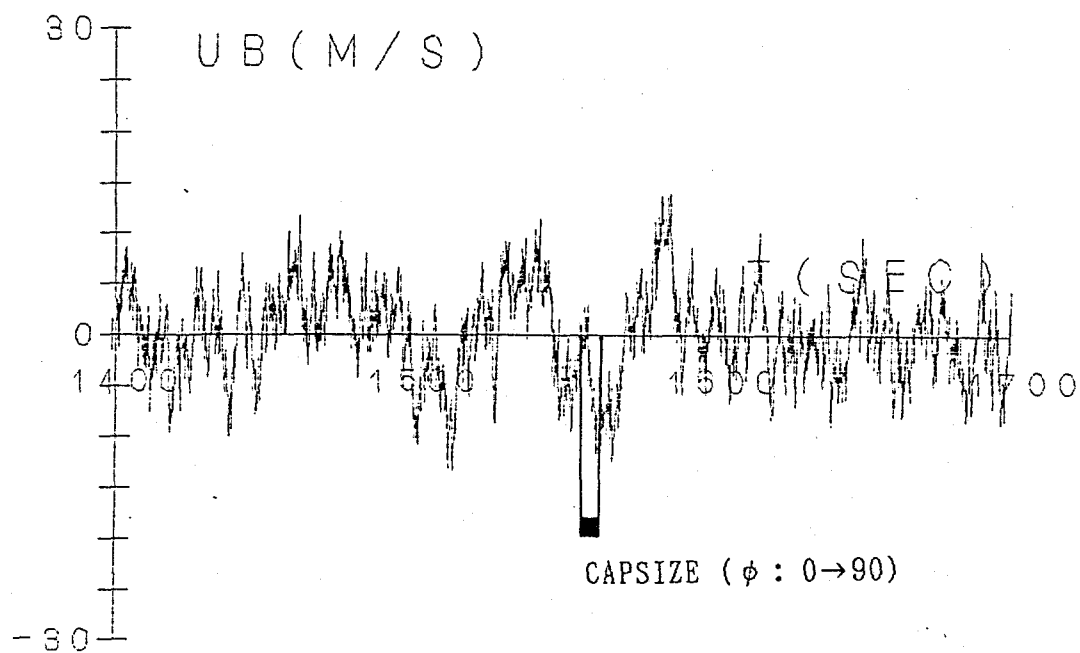


Fig.3-4- 4 Computed fluctuating wind velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

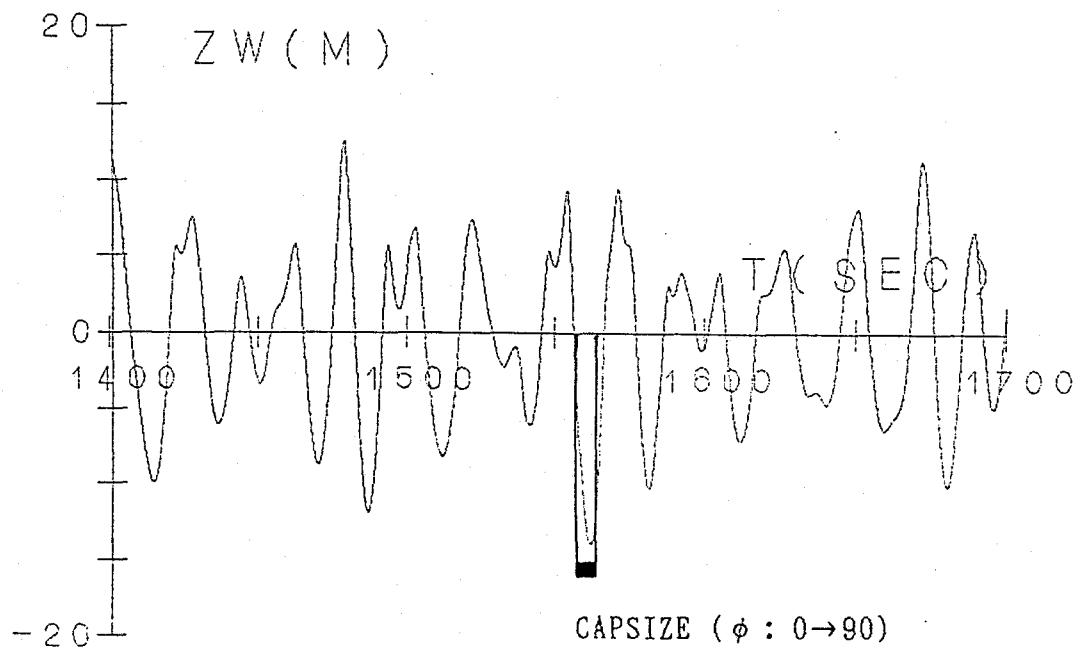


Fig.3-4- 5 Computed encounter waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

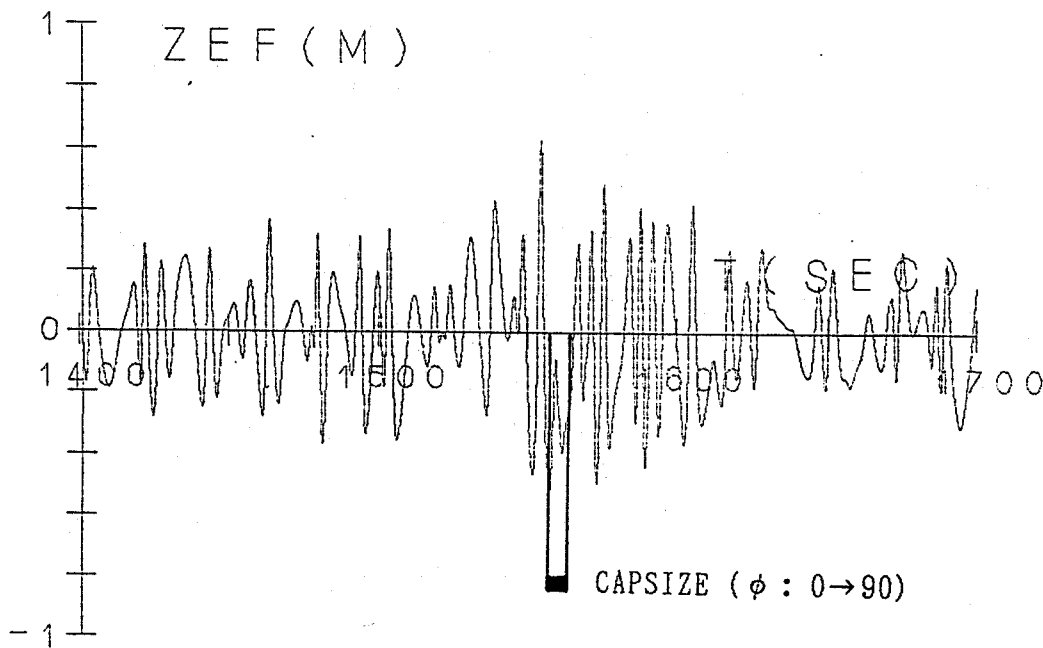


Fig.3-4- 6 Computed encounter effective waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

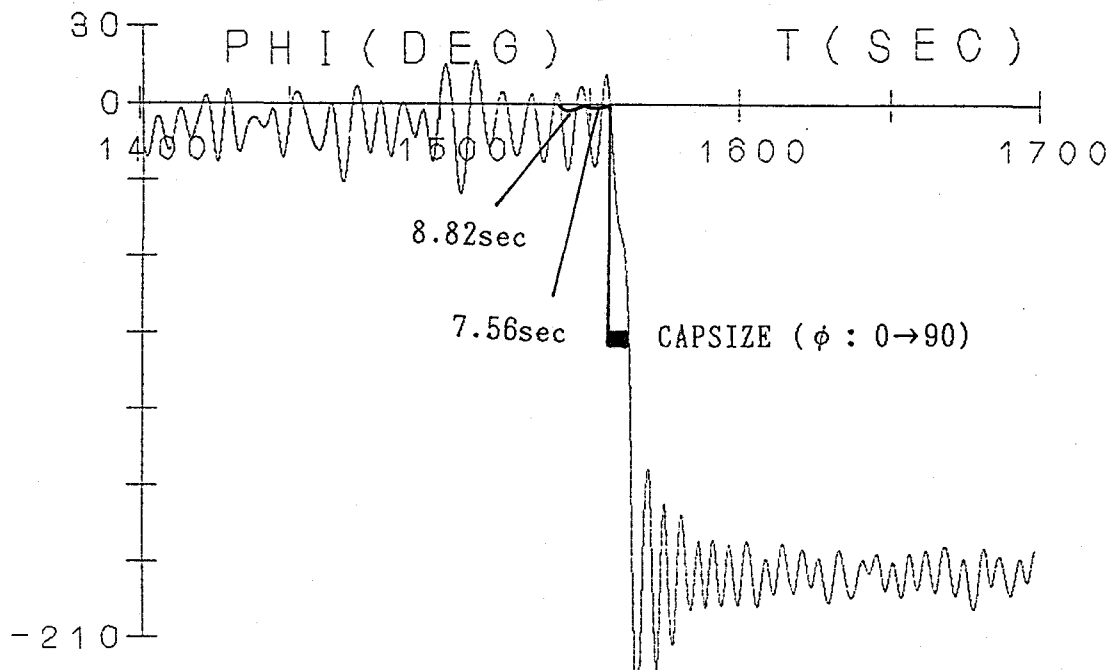


Fig.3-4- 7 Computed roll motion
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

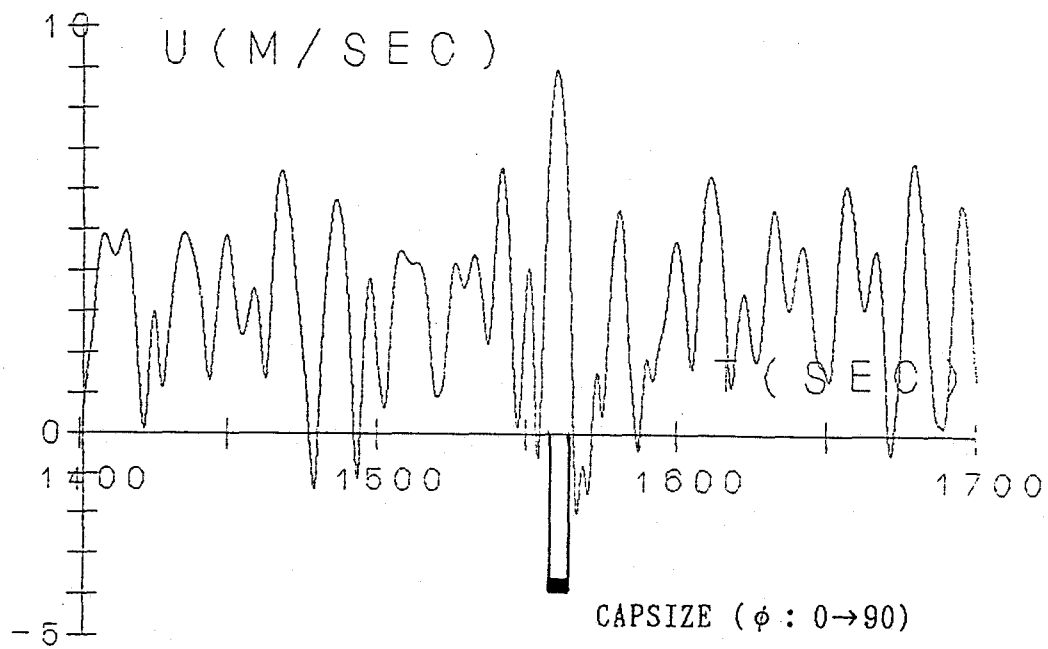


Fig.3-4- 8 Computed surge velocity
 (long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

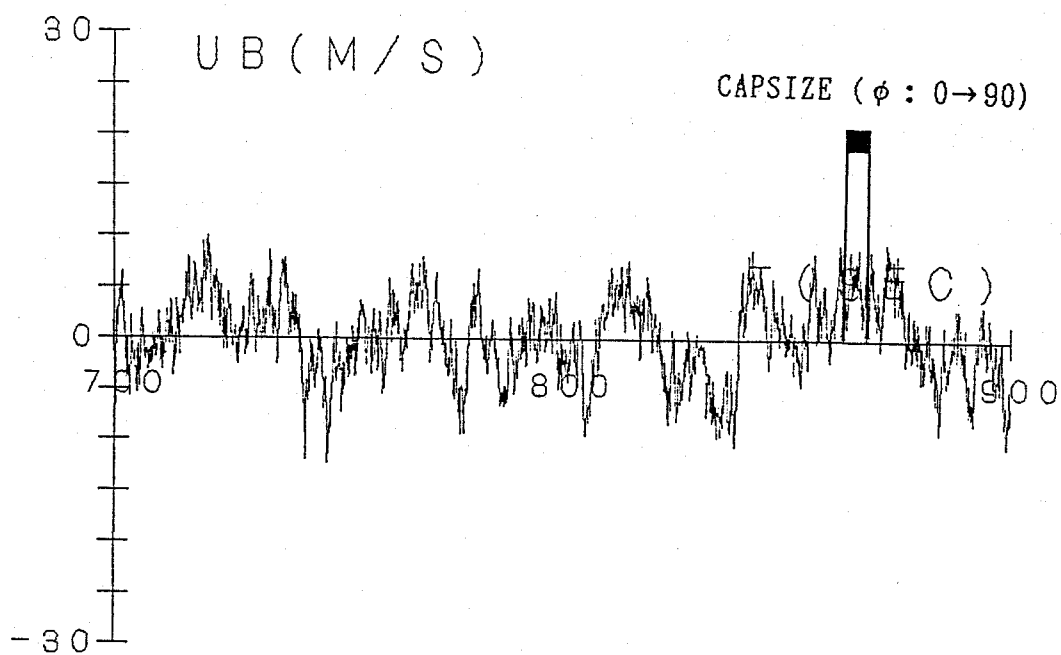


Fig.3-4- 9 Computed fluctuating wind velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

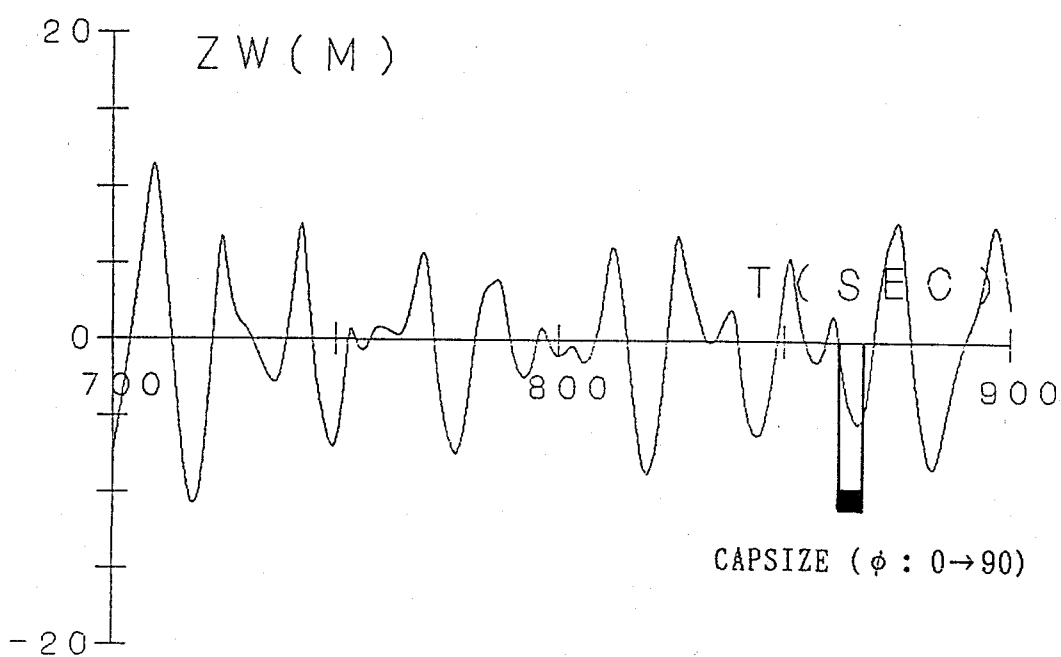


Fig.3-4-10 Computed encounter waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

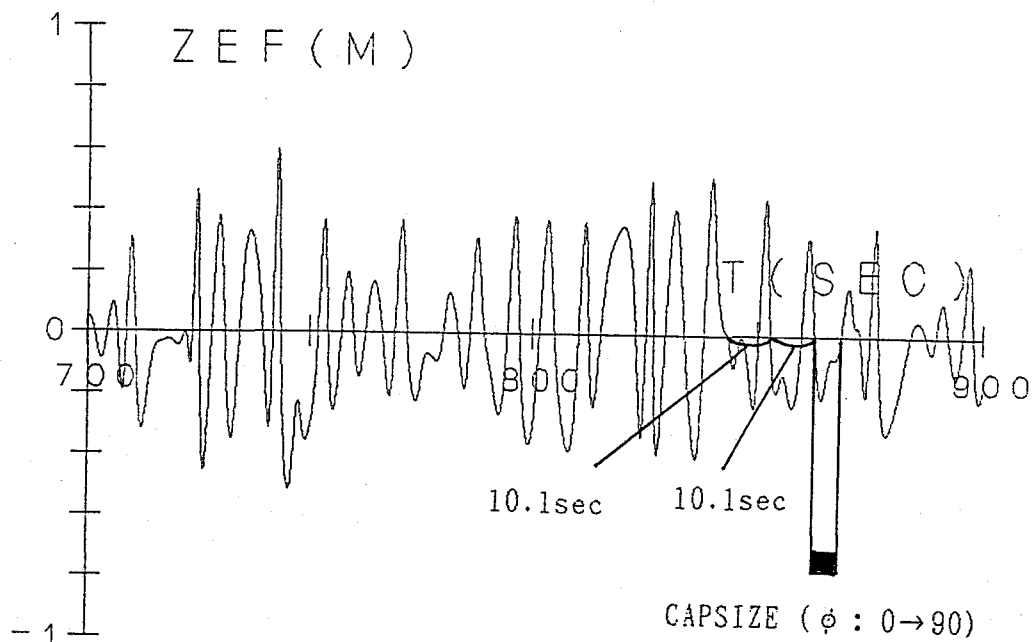


Fig.3-4-11 Computed encounter effective waves
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

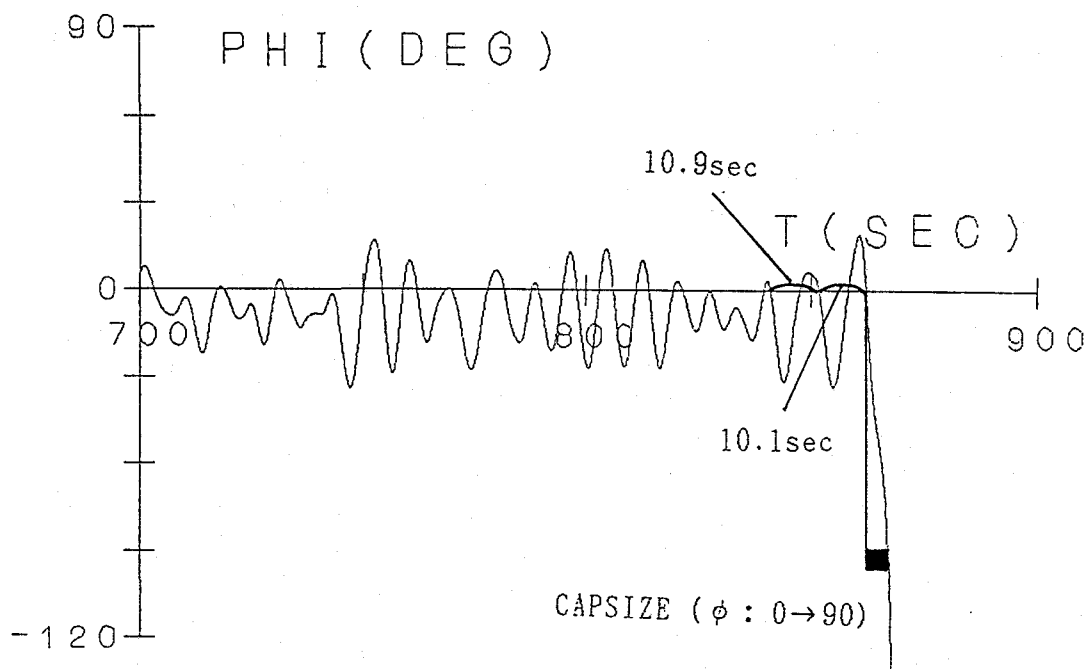


Fig.3-4-12 Computed roll motion
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

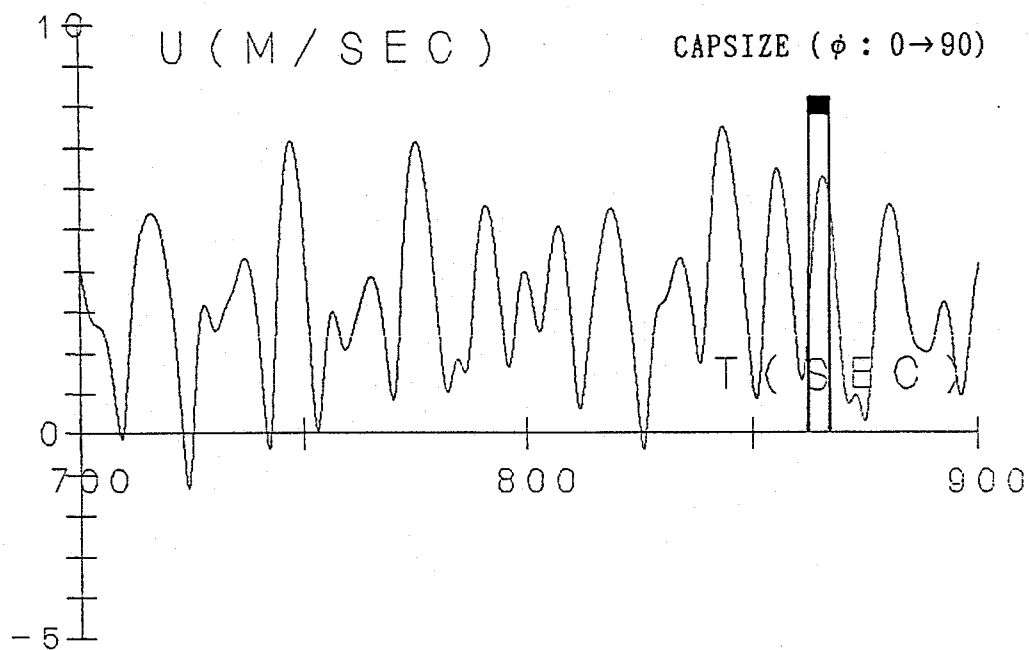


Fig.3-4-13 Computed surge velocity
(long crested sea, $U_T=30\text{m/sec}$, $\chi=30^\circ$, $F_n=0.3$)

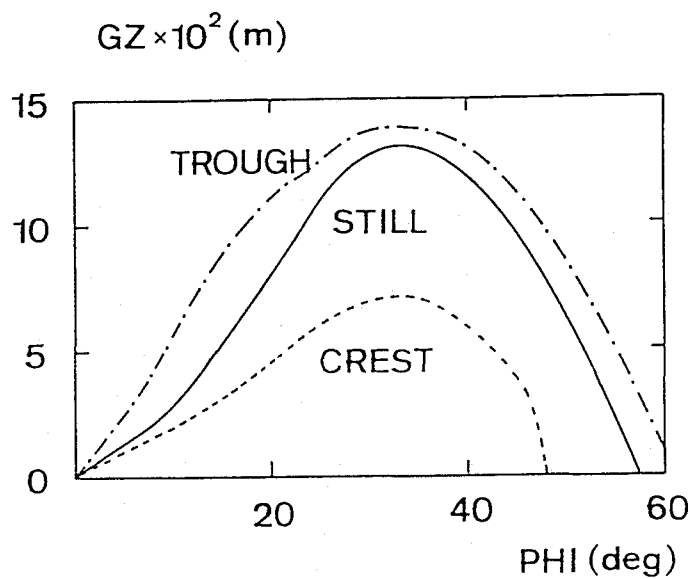


Fig.3-4-14 Righting lever curve of the trawler
(in still water & in waves whose $H/\lambda=1/20$, $\lambda/L=1.0$)