

日本船舶振興会昭和52年度補助事業
“船舶の構造・性能に関する基礎的研究”

研究資料 No.291

第161研究部会
船舶の波浪中性能推定の精度向上と
その実証に関する研究
報 告 書

昭和53年3月

社 団 法 人
日 本 造 船 研 究 協 会

昨年度に引き続き 4 カ年計画の第 3 年度として、(1)船体の横揺れ減衰力の推定精度向上に関する研究、(2)波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究の 2 テーマを柱に研究を行った。

(1)では、横揺れ減衰力に関する基礎的研究として、船体表面上に生ずる変動圧力の測定、横揺れ時の船体近傍の流場の計測と理論計算との比較並びに発散波と減衰力の測定、小アスペクト比平板を取付けた場合の強制横揺れ実験と振動平板単独の流体力実験結果との比較検討、ビルジキールに働く直圧力の計測と横揺れ減衰係数に対するビルジキールの影響の検討、特異点法による流体力並びに流場の計算、非線形減衰項時系列解計算と横揺れとの相違の検討、ビルジキール有無の場合の貨物船型の強制及び自由横揺れ試験、幅船長比を系統的に変えた模型強制横揺れ実験、大角度不規則強制横揺れ試験、(2)では、波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究として、コンテナ船型の軽荷状態における船速低下の実験並びにプロペラレーシング等の実験データを求め、波浪中船速低下の推定計算法の検討、高速コンテナ船模型を用い、軽荷状態における波浪中の抵抗試験並びに自航試験を行い、これらの結果をとりまとめたものである。

はしがき

本報告書は日本船舶振興会の昭和52年度補助事業「船舶の構造・性能に関する基礎的研究」の一部として、日本造船研究協会が第161研究部会においてとりまとめたものである。

本研究部会の委員は次のとおりである。

第161研究部会委員名簿

(敬称略、順不同)

部会長	中村彰一（大阪大学）	田才福造（九州大学）
委員	福田淳一（九州大学） 高木幹雄（九州大学） 藤野正隆（東京大学） 伊田力（東京大学） 平山次清（横浜国立大学） 姫野洋司（大阪府立大学） 高石敬史（船舶技術研究所） 相原和樹（三菱重工業） 小林正典（三井造船） 岩井清（日立造船） 山上順雄（川崎重工業） 永松秀一（住友重機械工業） 篠原喜代美（函館ドック） 池田洋（檜崎造船） 伊藤譲（造船技術センター） 川崎豊彦（大阪商船三井船舶）	元良誠三（東京大学） 竹沢誠二（横浜国立大学） 田中紀男（大阪府立大学） 内藤林（大阪大学） 池田良穂（大阪府立大学） 渡辺巖（船舶技術研究所） 藤井齊（三菱重工業） 田崎亮（石川島播磨重工業） 高木又男（日立造船） 富山毅（日本鋼管） 山崎芳嗣（佐世保重工業） 日下幹生（大阪造船所） 松田耕（臼杵鉄工所） 日笠則明（日本海事協会）

目 次

1. 緒 言	1
2. 船体の横揺れ減衰力の推定精度向上に関する研究	3
2.1 横揺れ減衰力に関する基礎研究	3
2.1.1 横揺れ時の船体表面変動圧力	3
(1) 実験及び解析	3
(2) 結果及び考察	3
2.1.2 船体近傍の相対流速	4
(1) 流速計算法	5
(2) 相対流速の計測結果と考察	7
(3) まとめ	7
2.1.3 大角度横揺れ時の減衰力	13
(1) 発散波の波形計測	13
(2) 甲板線没水後の減衰力	13
(3) 高速時に現われる非線型性	14
(4) まとめ	15
2.1.4 横揺れ時に対するビルジキール効果の検討	21
(1) 紡錘体に取り付けられた小アスペクト比平板に加わる直圧力計測実験	21
(2) コード方向圧力分布計測実験	24
2.1.5 ビルジキールに働く直圧力の計測	40
(1) まえがき	40
(2) 実験及び解析	40
(3) 解析結果	41
(4) 前進速度を有する場合の横揺れ減衰係数に対するビルジキールの影響	41
(5) 結論	42
2.1.6 特異点法による二次元物体まわりの流場の計算	47
(1) まえがき	47
(2) 計算法と精度	47
(3) 流体力	47
(4) 流速分布	47
(5) 結論	48
2.1.7 非線形横揺れ減衰力を含む横揺れの統計的取扱い	51
(1) まえがき	51
(2) 計算	51
(3) 計算結果	51
(4) まとめ	53

2. 2 横揺れ減衰力及び横揺れ運動に関する模型実験	65
2. 2. 1 貨物船模型の横揺れ試験	65
(1) 強制・自由横揺れ試験	65
(2) 横揺れ減衰力の推定法	65
(3) 推定値と実験値との比較	68
(4) まとめ	68
2. 2. 2 数式船型による系統的模型船の強制横揺れ実験	75
(1) 供試模型、実験状態	75
(2) 実験結果及び考察	75
(3) まとめ	77
2. 2. 3 大角度不規則強制横揺れ試験	83
(1) 解析法	83
(2) 実験法	84
(3) 結果の考察	85
3. 波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究	95
3. 1 波浪中における船速低下に関する模型実験	95
3. 1. 1 実験の目的	95
3. 1. 2 供試模型船及び試験状態	95
3. 1. 3 試験範囲	95
3. 1. 4 実験結果及び考察	95
(1) 船速低下	95
(2) 自航要素	96
(3) 船体運動	96
(4) プロペラのスラスト・トルク等の変動の計測記録例	96
(5) プロペラの没水深度とプロペラ特性	96
(6) プロペラのトルク・回転数の変動とプロペラレーシング	96
3. 1. 5 まとめ	97
3. 2 コンテナ船の軽荷状態における波浪中推進性能に関する模型実験	104
3. 2. 1 はじめに	104
3. 2. 2 模型船、プロペラ	104
3. 2. 3 試験状態	104
3. 2. 4 実験結果について	105
(1) 正面規則波中抵抗試験結果	105
(2) 正面規則波中自航試験結果	105
(3) 船速低下計測の実験結果	105
(4) 相対変位計測の実験結果	106
3. 2. 5 実験結果に対する考察	106
3. 2. 6 まとめ	107

3. 3	主機特性を考慮したプロペラ負荷変動について	116
3. 3. 1	はじめに	116
3. 3. 2	計算方法	116
3. 3. 3	実験結果との比較	118
3. 3. 4	まとめ	118
4.	結 言	120

1. 緒 言

波浪中において船舶が受ける波浪圧力や波浪荷重を正確に推定し、これに耐える安全な船体を合理的に設計することや、荒れた海面において海水の打ち込み、プロペラレーシング、大きい動搖や加速度、波浪の衝撃など、船の運航にとって危険な状況を避けながら最適の航法を行うなど、船舶の設計と運航の両面から船の安全と合理的な運航を図るため、波浪中における船体応答の諸性能を、船種、船型、運航状態、海象気象条件に対して精度よく推定する必要がある。

船体の動搖及び波浪中の抵抗増加や船速低下の推定は、各種の耐航性能の要素の決定に極めて重要な因子であり、また波浪外力の推定に対しても直接大きな影響を及ぼすが、船体動搖のうち横搖れ及び波浪中の抵抗増加や推進性能に関しては、粘性影響、三次元影響、非線形影響等が複雑であり、現在の段階では充分に解明されているとは言い難い、このため、これらの問題の究明は、船の抵抗推進、運動、構造強度、運航など各方面から強く要望されている。

本研究では、1)横搖れ減衰力の正確な推定法の確立、2)波浪中における抵抗増加と船速低下の研究を行い、これらの問題の究明を図るとともに、波浪中の諸性能を実船に適用する手段を確立するため、3)波浪中の危険回避の限界設定に必要な耐航性基準の確立の研究と、4)実船の運航状況の調査を行う。

以上のような目的で、昭和52年度は前年度に引き続き、次のような研究を実施した。

1. 船体の横搖れ減衰力の推定精度向上に関する研究

(1) 横搖れ減衰力に関する基礎研究

大阪府立大では、ビルジキールにより船体表面上に生ずる変動圧力に対する前進速度の影響を調べるため、回転壜円体模型を用いて変動圧力の計測を行った。また、横搖れ減衰力に対する粘性影響を調べるため、ルイスフーム断面の二次元模型を用いて、横搖れ時の船体近傍の流場を計測し、理論計算値との比較を行った。更に、大角度横搖れ時の横搖れ減衰力の性質を調べるため、平板及びSeries 60、 $C_B = 0.60$ 船型船体中央断面の二次元模型について、大角度横搖れ時の発散波及び減衰力の計測を行い、非線型性について検討を加えた。

東大では、ビルジキールの効果に関する基礎研究として、紡錘体模型に3種類の小アスペクト比平板を取付け、航走中強制横搖れ実験を行ない、昨年度実施した振動平板単独の流体力計測実験の結果と比較し、同時にこの平板のコード方向の圧力分布を計測し、両者の相違を検討した。

九大応力研では、貨物船の実用船型に取付けたビルジキールに働く直圧力の計測を航走中強制横搖れ試験により行い、昨年度までに実施した実用船型の強制横搖れ試験結果を含めて、前進速度がある場合の横搖れ減衰係数に対するビルジキールの影響について検討を行った。また、ビルジキールをつけたルイスフームの二次元断面について、特異点法により横搖れ時の流体力ならびに流場の計算を行い、発散波の振幅比に関して実験結果との比較を行った。

日立造船技術研究所及び船研では、昨年度に引き続き非線型の横搖れ減衰項をもつ時系列解の計算例を増すと共に、最少偏差法で用いた等価線型減衰項による時系列解を求め、非線型減衰項による横搖れとの相違を検討した。

(2) 横搖れ減衰力及び横搖れ運動に関する模型実験

大阪府立大では、九大応力研で用いた貨物船船型と相似の模型船を用いて、横搖れ軸の位置を2種類に変化させ、ビルジキール付き及びなしの場合について強制横搖れ試験を行い、また揚力成分を調べるために低周波数での自由横搖れ試験を行い、横搖れ減衰力の成分分離による推定法の検討及びそれに基づく推定値との比較を行った。

船研では、昨年度の実験に用いた数式船型と相似の形状を持ち、幅船長比を系統的に変化させた模型について

強制横揺れ実験を行い、横揺れ減衰力に対する幅、吃水及び前進速度の影響を調べた。更に実用船型として鉱石専用船の模型についても強制横揺れ実験を行い、数式船型による実験結果との対応を調べた。

横浜国立大ではSR108コンテナ船の模型を用いて、横揺れ振幅一定及び横揺れ角速度振幅一定の過渡強制横揺れ試験、ならびに実海面での大角度横揺れをシミュレートした不規則強制横揺れ及び横揺れ角速度振幅一定の不規則強制横揺れ試験を行い、それぞれの場合の等価線型減衰係数及び附加質量係数について検討を加えた。

2. 波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究

三菱重工業長崎研究所では、昨年度と同じSR108コンテナ船型の模型船を用いて、軽荷状態を対象に主機特性を模擬した自航試験装置を用い、規則波中及び不規則波中における船速低下に関する模型実験を実施すると共にプロペラレーシング等に関する実験資料を求め、軽荷状態における波浪中船速低下の推定計算法を検討した。

阪大では、昨年度と同じ高速コンテナ船の模型船を用いて、軽荷状態を対象に正面規則波中における船速一定の抵抗試験及び自航試験を回転数一定制御方式とモータトルク一定制御方式での船速低下計測の自航試験を実施し、同時にプロペラ位置における相対水位の計測を行い、軽荷状態における抵抗増加、推進性能、プロペラ負荷変動について検討を加えた。また、主機特性を考慮したプロペラ負荷変動の推定計算法を示すと共に、コンテナ船模型船による常用状態における回転数一定制御及びモータトルク一定制御の場合の実験結果と比較した。

2. 船体の横揺れ減衰力の推定精度向上に関する研究

2.1 横揺れ減衰力に関する基礎研究

2.1.1 横揺れ時の船体表面変動圧力

ビルジキールにより船体表面上に生ずる変動圧力は前進速度の影響を受けて変化すると考えられる。この現象を調べるために、50年度に回転楕円体を用いて、変動圧力の計測を行ない¹⁾、その結果、変動圧力の分布形及び圧力値が前進速度の増加と共に変化し、同成分による横揺れ減衰力が減少する可能性のあることが判った。本年度は、この追加実験として、前進速度の若干異なった場合について変動圧を計測した。

(1) 実験及び解析

供試模型は L/B が 5 { L ; 船長 = 1.5 m, B ; 船幅 } の回転楕円体であり、Fig 2.1.1 に示すように船底に幅 b_{BK} が 10 mm、長さ l_{BK} が 600 mm のビルジキールを取り付けた。変動圧力の計測は S.S.4 の断面位置にうめ込んだ小型圧力センサーによった。圧力計の取付け状態を Fig 2.1.2 に示す。

解析にあたっては、計測された圧力の記録から横揺れ角 $\theta = 0$ 、すなわち、横揺れ速度が最大となる瞬間の圧力値 P^+ 、 P^- を読み取り、その圧力差 $P' (= P^+ - P^-)$ を無次元化して圧力係数 C_p' ($= 2 P' / \rho (\Gamma \theta_0 \omega)^2$ 、ただし、 Γ は横揺れ軸からビルジキールまでの距離、 θ_0 は横揺れ振幅、 ω は横揺れ円周波数) を求めた (Fig 2.1.3 参照)。

(2) 結果及び考察

圧力係数 C_p' の計測結果を Fig 2.1.4 に示す。縦軸は圧力係数 C_p' であり、横軸は b_{BK} で無次元化したビルジキールから計測点までの距離 S である。前進速度が無い場合の結果は、昭和 50 年度の実験結果¹⁾と比較的よく一致している。前進速度があると C_p' は停止時に比べかなり減少する傾向を示す。

この結果から考えて、ビルジキールによる成分のうち、船体表面圧力成分は前進速度があると若干減少する傾向を示すと考えられる。一方、ビルジキールの直圧力成分は揚力効果により若干増加するので、ビルジキール全体の効果としてはそれほど大きな前進速度影響を受けないと思われる。

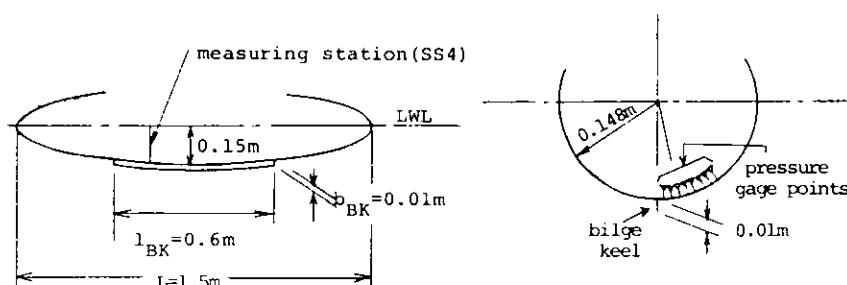


Fig 2.1.1 Ellipsoid model with bilge keel.

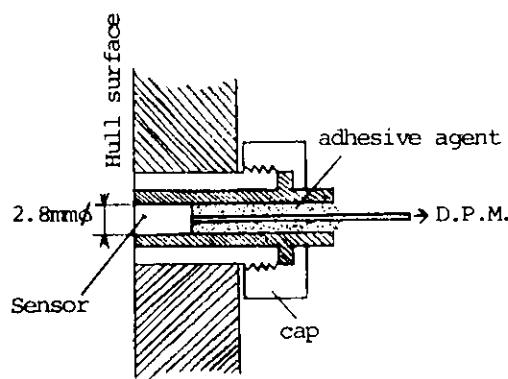


Fig. 2.1.2 Sketch of pressure sensor.

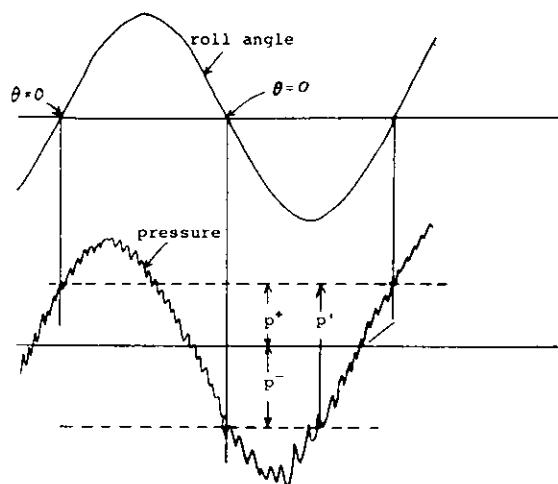


Fig. 2.1.3 Sample of recorded pressure.

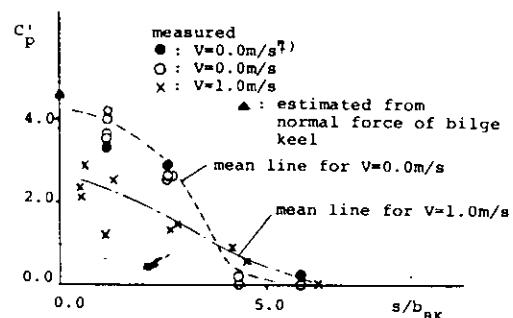


Fig. 2.1.4 Effect of advance speed on surface pressure created by bilge keel.

2.1.2 船体近傍の相対流速

横揺れ減衰力には粘性の影響が非常に大きく、理論的取り扱いは非常に困難である。この粘性影響を調べるためにも船体近傍の粘性流場の様子を知ることが必要であるが、従来この種の実験はほとんど行われていなかった。ここでは、2次元模型を用いて、横揺れ時の船体近傍の流場を計測した結果とボテンシャル理論による計算値及びストokes近似による理論値との比較を行ってみた。

(1) 流速計算法

(a) ポテンシャル理論による計算

自由表面のある場合及び無い場合について、ポテンシャル理論を用いて船体近傍の流速を計算した。計算方法としては、前者を Ursell - 田才法²⁾で、また後者については近似的に無限流体中で一様回転する Lewis form cylinder でおきかえて理論計算を行った。

まず、Ursell - 田才法による計算方法について述べる。0点周りに $\theta = \theta_0 \cos(\omega t + \gamma)$ で横揺れする Lewis form cylinder について考える。このとき、速度ポテンシャル ϕ は

$$\phi = \left(\frac{\theta \zeta}{\pi \omega} \right) (\Phi_{dc} \cos \omega t + \Phi_{ds} \sin \omega t) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.1)$$

となる。ここで $\bar{\zeta}$ は進行波の振幅を表す。船体表面上では $\alpha = 0$ となり（但し、ルイス変換を $Z/M = \zeta + a_1/\zeta + a_3/\zeta^3$ とし、 $\zeta = i e^{\alpha} e^{-i\theta}$ とする。）、表面上での速度ポテンシャルは、

$$\Phi_{\alpha=0} = \left(\frac{\theta \bar{\zeta}}{\pi \omega} \right) (\{\Phi_{dc}\}_{\alpha=0} \cos \omega t + \{\Phi_{ds}\}_{\alpha=0} \sin \omega t) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.2)$$

となり、 $\{\Phi_{dc}\}_{\alpha=0}$ 、 $\{\Phi_{ds}\}_{\alpha=0}$ は各々次式となる。

$$\{\Phi_{dc}\}_{\alpha=0} = \Phi_{c0} + \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m} \{\Phi'_{2m}\}_{\alpha=0} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.3)$$

$$\{\Phi_{ds}\}_{\alpha=0} = \Phi_{s0} + \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m} \{\Phi'_{2m}\}_{\alpha=0} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.4)$$

(2.1.2)式の速度ポテンシャルをガース方向に微分すると表面上流速の接線方向成分 u_{pt} が求まる。

$$u_{pt} = - \left[\frac{\partial \phi}{\partial S} \right]_{\alpha=0} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.5)$$

故に、表面上の相対流速 u_{rt} は

$$u_{rt} = u_{pt} - u_{st} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.6)$$

ここで、 u_{st} は表面の運動速度の接線方向成分を表す。

次に無限流体中で一様回転する Lewis form cylinder の周りの流速の求め方について述べる。解法は Milne-Thomson の著書³⁾に従うこととし、Boundary function は次式となる。

$$\begin{aligned} 2i\Psi &= B(\zeta) = -i\omega M Z \bar{Z} \\ &= -i\omega M^2 \left(\zeta + \frac{a_1}{\zeta} + \frac{a_3}{\zeta^3} \right) \left(\frac{1}{\zeta} + a_1 \zeta + a_3 \zeta^3 \right) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.7) \end{aligned}$$

$$B_1(\zeta) = -i\omega M^2 \left\{ \frac{a_1(1+a_3)}{\zeta^2} + \frac{a_3}{\zeta^4} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.8)$$

ゆえに、任意点 (α , θ) での流速は

$$\begin{aligned} -u + iv &= B'_1(\zeta) / i'(\zeta) \\ &= -2\omega M \frac{K + iN}{A} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.9) \end{aligned}$$

ここで、A, K, Lは各々次式となる。

$$A = e^{10\alpha} + \alpha_1^2 e^{5\alpha} + 9 \alpha_3^2 e^{2\alpha} + 2 \alpha_1 (e^{4\alpha} - 3 \alpha_3) e^{4\alpha} \cos 2\theta - 6 \alpha_3 e^{6\alpha} \cos 4\theta$$

.....(2.1.10)

$$K = -2 \alpha_3 e^{5\alpha} \cos 5\theta + (e^{7\alpha} \alpha_1 (1 + \alpha_3) - 2 \alpha_1 \alpha_3 e^{3\alpha}) \cos 3\theta \\ + (\alpha_1^2 (1 + \alpha_3) e^{5\alpha} + 6 \alpha_3^2 e^{2\alpha} - 3 \alpha_1 \alpha_3 (1 + \alpha_3) e^{3\alpha}) \cos \theta$$

$$N = 2 \alpha_3 e^{5\alpha} \sin 5\theta + (e^{7\alpha} \alpha_1 (1 + \alpha_3) - 2 \alpha_1 \alpha_3 e^{3\alpha}) \sin 3\theta \\ + (\alpha_1^2 (1 + \alpha_3) e^{5\alpha} + 6 \alpha_3 e^{2\alpha} + 3 \alpha_1 \alpha_3 (1 + \alpha_3) e^{3\alpha}) \sin \theta$$

.....(2.1.11)

船体表面上では、 $\alpha = 0$ として(2.1.9)式を求めるべき。

上記の2つの方法で船体表面上の相対流速を計算した結果をFig. 2.1.5、Fig. 2.1.6に示す。同図では、船体表面上の各点における流速の接線方向成分を表面に垂直に立てた座標に表した。Ursell-田才法による結果は自由表面の影響を受けて、周波数によって若干変化している。(2.1.9)式による値は、水面付近を除くとUrsell-田才法による値と比較的近い値を与えており、このことは、船体表面上の流速は自由表面の影響を無視して計算しても水面付近を除けば妥当な値を与えることを示している。また船体表面以外の近傍の流速分布を求める上でも自由表面を無視した(2.1.9)式は簡単に扱うことができる。以下外部の流速を求めるには(2.1.9)式を用いた。

Fig. 2.1.7には、ビルジ部での相対流速と運動速度($= r \theta$)との比 f の計算結果を示す。横軸は面積係数 σ である。 f の値は、 σ が0.8付近ではほとんど1であるが、 σ の増加と共に増加する傾向を示している。 $\sigma = 1$ (矩形断面)ではボテンシャル理論上、流速は無限大となるはずであるが、今回の計算ではLewis formを用いているため有限値となっている。図中には、ビルジキールの効果を考える時、ビルジ部での增速率を実験的に求めた結果⁴⁾も示しているが、この値とボテンシャル計算値には大きな差がある。この差は、船体近傍の粘性流場の影響によるものとも考えられ、船体近傍の境界層について研究する必要があると思われる。そこで、船体近傍の流場をホットワイヤーで計測し、計算結果と比較することにする。その結果については次節に述べる。

(b) ストークス近似による境界層内速度分布の計算法

船体近傍の粘性流場の様子を知るために、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad(2.1.12)$$

を解く必要がある。ここで、 x 、 y は船体表面上ガース方向及び鉛直外向き方向の座標であり、 u 、 v は各々 x 、 y 方向の速度を表す。振動問題では両式左辺第2、3項の慣性項を無視する場合が多く、(2.1.12)式の x 方向の方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad(2.1.13)$$

となる。同式は慣性項を無視しているので、一種のストークス近似と言える。今、上式で圧力勾配を無視し、境界条件として、 $y = 0$ で $u = U_0 \cos \omega t$ 、 $y = \infty$ で $u = 0$ を用いると u は次式となる。⁵⁾

$$u = U_0 e^{-ky} \cos(\omega t - ky) \quad(2.1.14)$$

ここで、 $k = (\omega / 2\nu)^{1/2}$ である。上式は、平板が振動する場合または円柱が中心軸まわりに振動する場合の厳密解である。(2.1.4)式が圧力勾配のある場合にも、ある程度実験値といい一致を示すと言われている⁶⁾ことが

ら、同式を船体表面近傍の流場に適用してみることとする。同式の U_0 は船体表面上各点でのボテンシャル理論による流速の計算値の振幅を代入し、これと船体近傍でのボテンシャル計算値と matching すると船体表面近傍の任意の位置での相対流速の表面に平行な成分 $u_r(y)$ は、

$$u_r(y) = u_{P1}(y) - u_{P1}(0) e^{-ky} \cos(\omega t - ky) \dots \dots \dots \quad (2.1.15)$$

上式中の $u_{P1}(y)$ は船体近傍のボテンシャル理論による、船体表面と平行な流速の計算値である。(2.1.15)式の流速分布と実験値との比較は次節で述べる。

(2) 相対流速の計測結果と考察

以下では、ホットワイヤーを用いて2次元船体近傍の流場を計測した結果と前節で述べたボテンシャル理論による計算値及びストークス近似解との比較を述べる。

(a) 計測法

2次元船体模型を空气中で強制横揺れさせ、船体近傍の流速を熱線流速計を用いて計測した。自由表面位置には剛体壁を設けている(Fig 2.1.8 参照)。熱線流速計取付けのために船体に開けた穴の影響を除くため、熱線流速計のプローブは Fig 2.1.9 に示すような L字型のものを用い、 α 方向の流れについてのみ流速を計測した。

熱線流速計の特性は外部の温度によっても変化するので、キャリブレーションは極力頻繁に行うこととし、船体から十分離した所に熱線流速計を置き、横揺れ周波数 ω を変化させて行った。船体の影響が無い事を確かめるため、船体の無い場合のキャリブレーションを行い、その結果が船体の有無によらずほぼ一致することを確かめた。キャリブレーションの結果を Fig 2.1.10 に示す。流速としては横揺れ角 $\theta = 0$ 、すなわち、横揺れ速度が最大の時の瞬時値をとった。出力は速度にはほぼ比例しているが、この曲線の形状は外部の気温によって大きく変化する。

(b) 計測結果と計算値との比較

Fig 2.1.11 にホットワイヤーの出力波形を示す。計測は、 θ が $-\theta_0$ から $+\theta_0$ の間、すなわち、例えば Fig 2.1.11 の a から b までの間で行った。流速の計測結果及び計算結果との比較を Fig 2.1.12 ~ Fig 2.1.14 に示す。縦軸は流速であり、横軸には船体表面からの垂直距離をとっている。流速はいずれも $\theta = 0$ での瞬時値である。

Fig 2.1.12 に示すビルジの上流及び Fig 2.1.13 に示すビルジ部での流速分布は、船体のごく近傍ではストークス近似解によく一致し、ある程度離れるとボテンシャル計算値に一致している。境界層の厚さもストークス近似から得られるのと同様に円周波数 ω が大きいほど薄くなる傾向を示している。このようにストークス近似解が実際の流れとよく一致することから、こうした点ではストークス近似で摩擦抵抗力を十分精度よく推定し得ることが判る。一方、Fig 2.1.14 に示すビルジ部の下流の、負の圧力勾配の領域では、船体表面のごく近傍の速度勾配 du_r/dy がかなり小さな値を示しており、明瞭な剥離とは断定できないものの、かなりそれに近い状態となっているようである。

(3) まとめ

横揺れる船体近傍の流場を熱線流速計を用いて計測し、ボテンシャル理論による計算値及びストークス近似による値と比較検討した。その結果、船体近くの粘性流場は、負の圧力勾配の大きい所を除いてストークス近似でよく表現でき、境界層の外部はボテンシャル計算値と比較的よく合うことが判った。

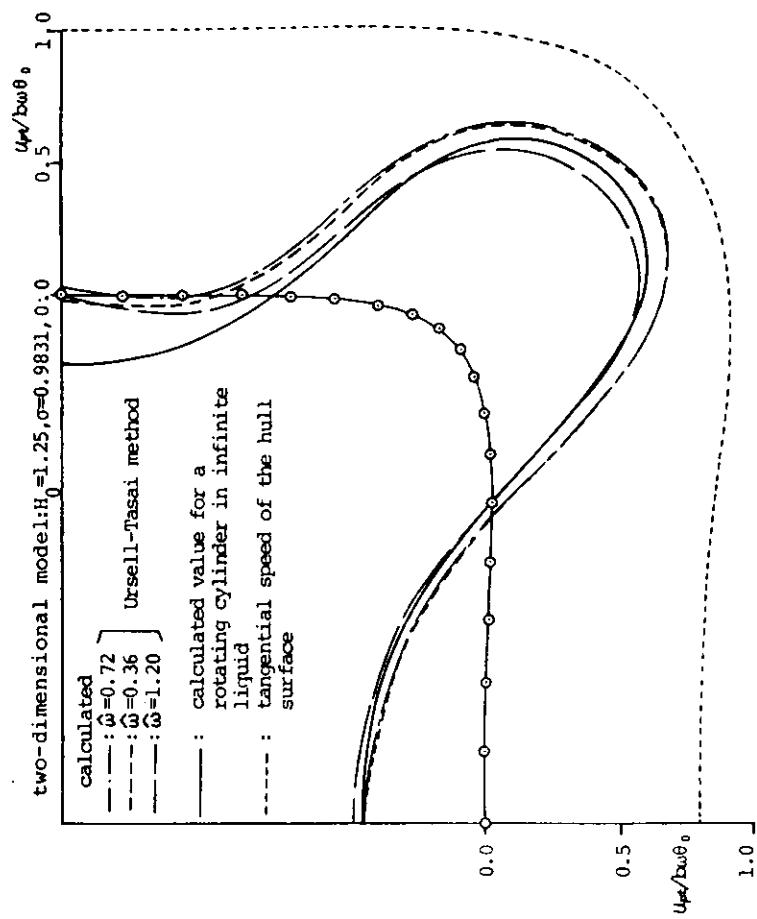
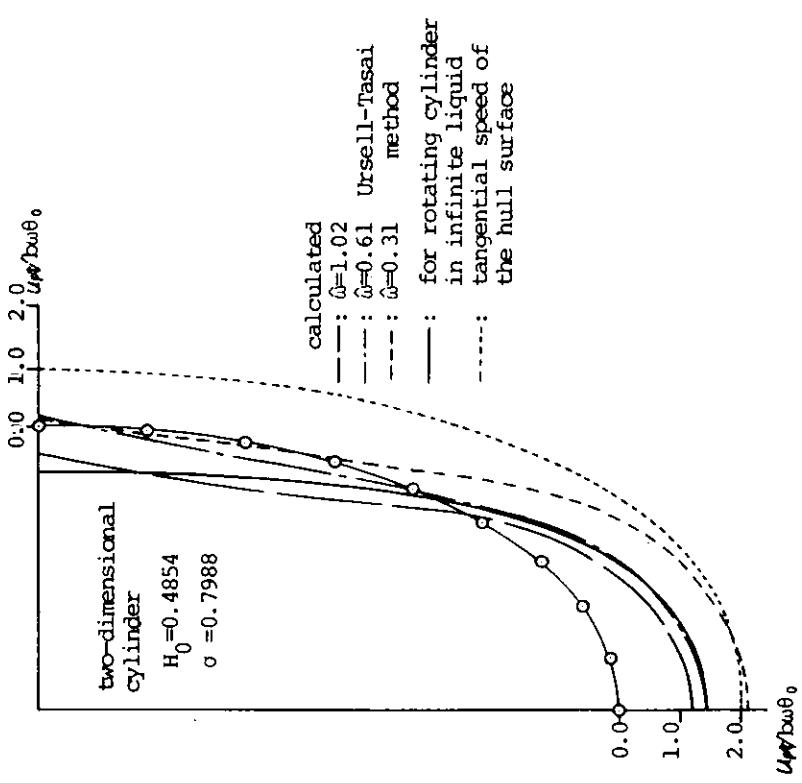


Fig. 2.1.6 Velocity distribution on hull surface.

Fig. 2.1.5 Velocity distribution on hull surface.

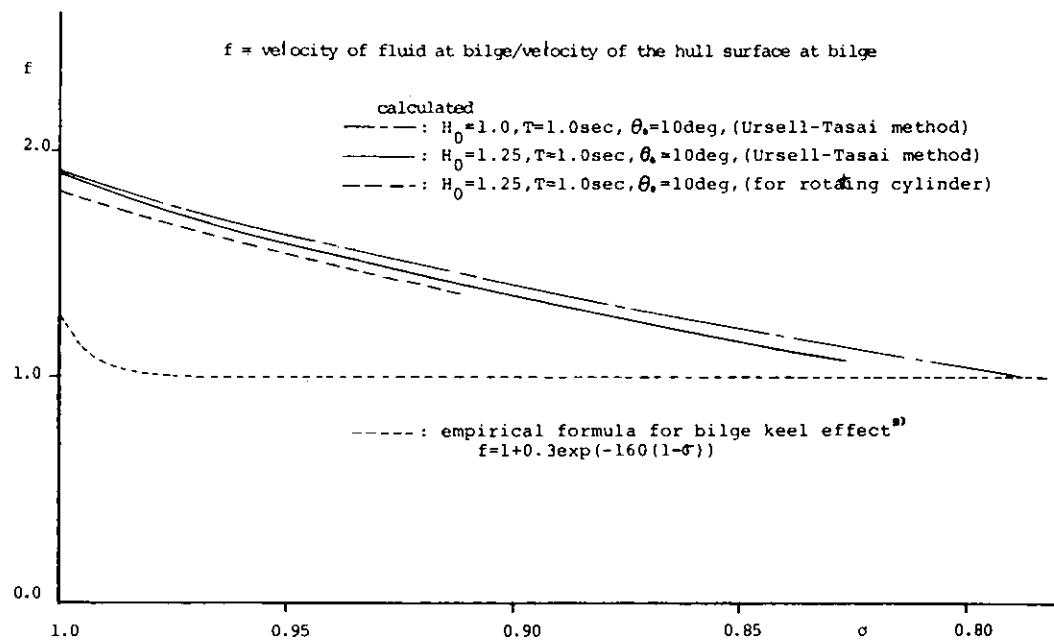


Fig. 2.1.7 Velocity increase at bilge.

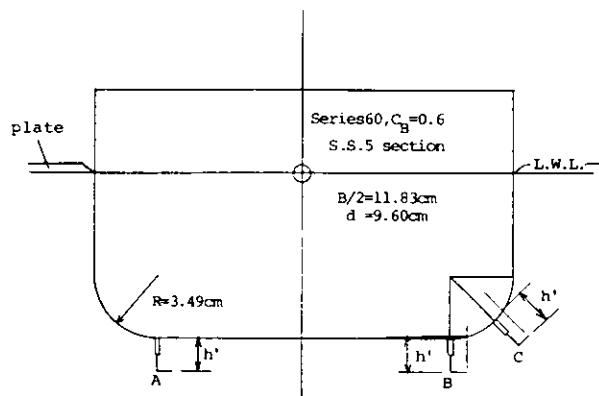


Fig. 2.1.8 Measuring points of velocity.

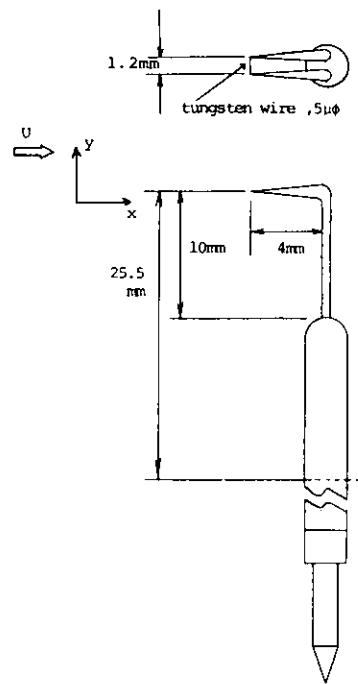


Fig. 2.1.9 Sketch of hot wire.

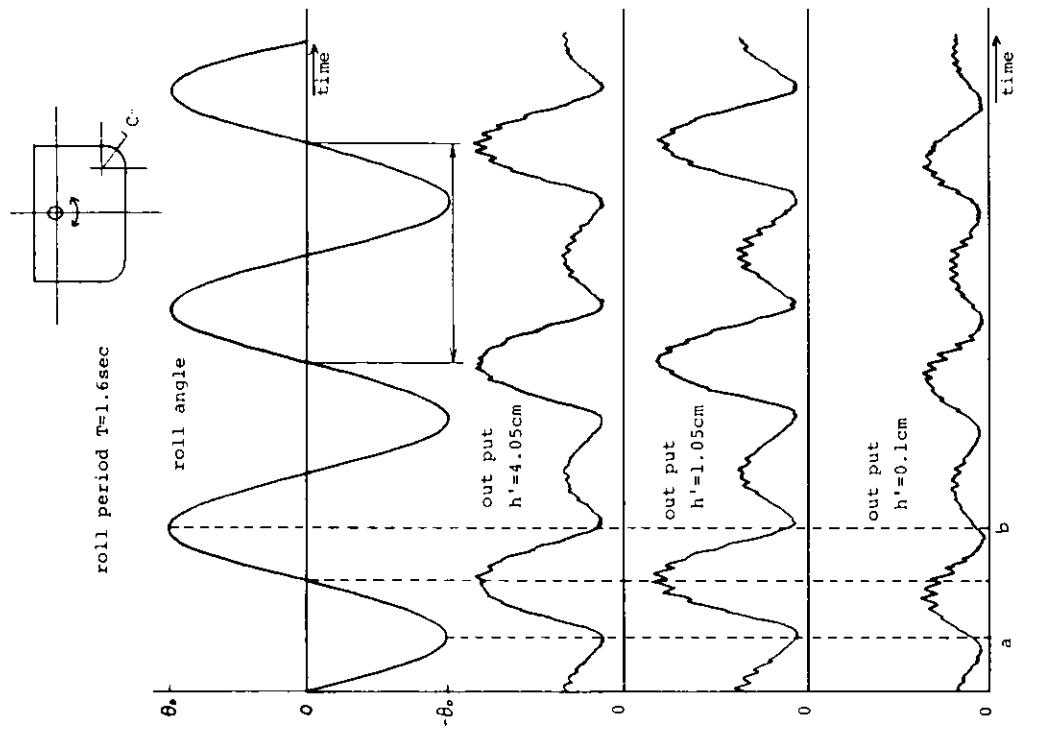


Fig. 2.1.11 Out put of hot wire.

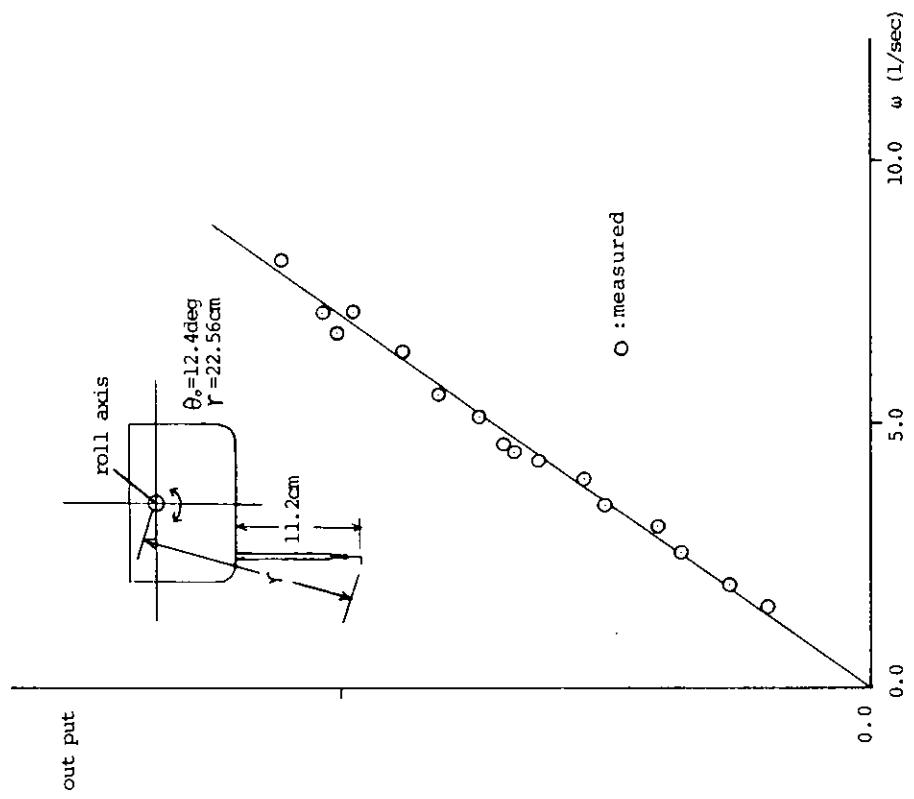


Fig. 2.1.10 Calibration of hot wire.

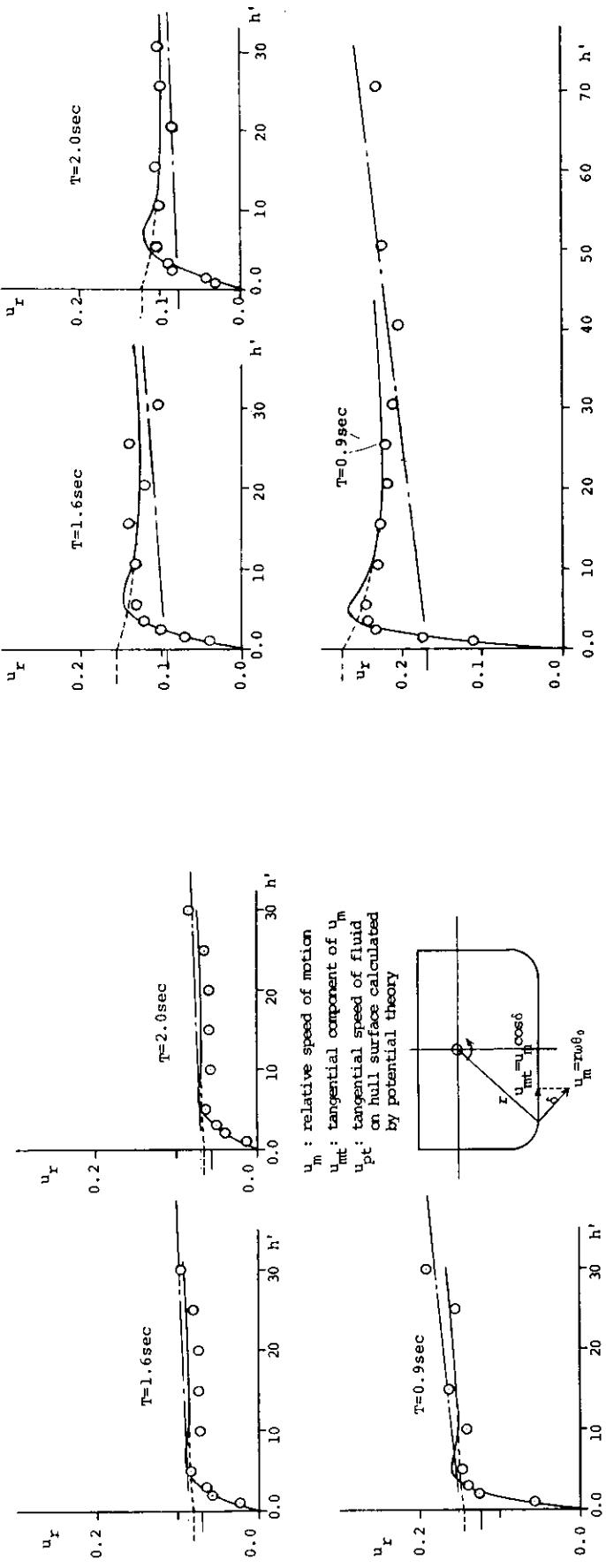
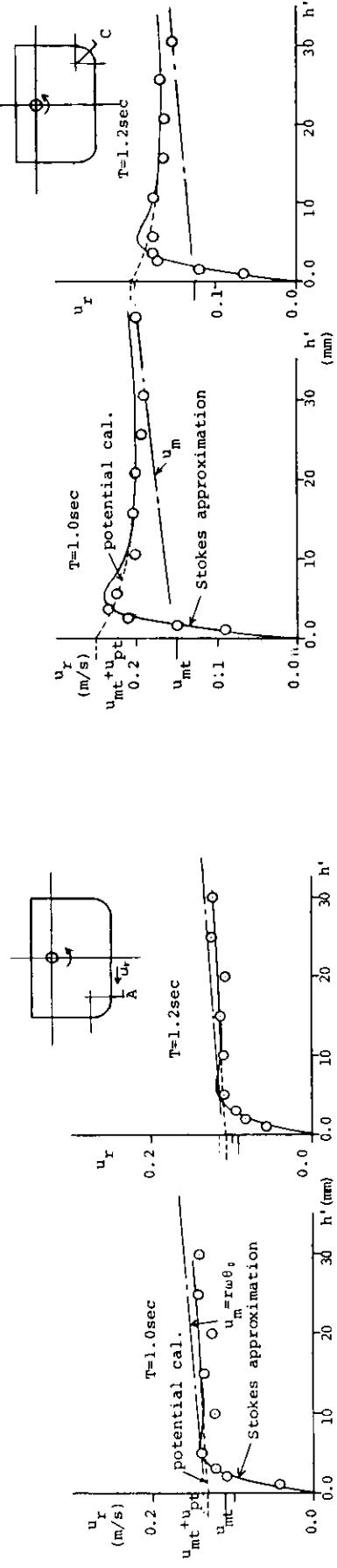


Fig. 2.1.12 Velocity distribution near hull.

Fig. 2.1.13 Velocity distribution near hull.

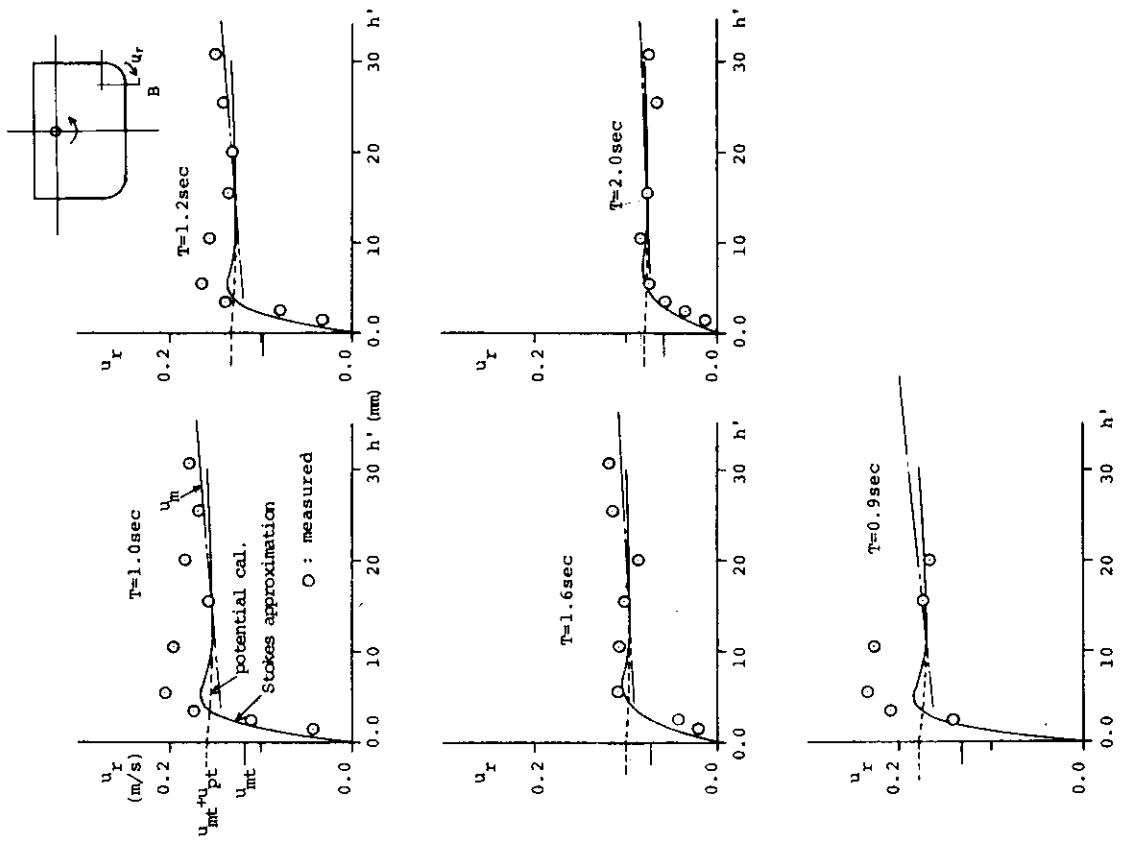


Fig. 2.1.14 Velocity distribution near hull.

2.1.3 大角度横揺れ時の減衰力

大角度横揺れ時に船体に働く横揺れ減衰力は、船の転覆等を考える上でも重要であるが、従来の研究例は少ない。元良他⁷⁾は甲板縁が没水するような大振幅横揺れ時の減衰力を強制横揺れ法で計測しており、減衰力が急激に大きくなることを指摘している。ここでは、大角度横揺れ時の横揺れ減衰力の性質を調べるために2次元模型を用いて、大角度横揺れ時の発散波の計測及び減衰力を計測した結果について述べる。

(1) 発散波の波形計測

供試模型は平板及び Series 60, $C_B = 0.6$ 船 SS-5 断面模型の2隻で、主要目を Table 2.1.1 に示す。波の計測には容量式波高計を用いた。解析には、波高の平均値を直接記録から読みとる方法(A法)、フーリエ解析し、その第1項のみとする方法(B法)及び同じくフーリエ解析し、1~4項までとり等価波高をとる方法(C法)の3方法を用いた。

Fig 2.1.15 には平板模型による波形の計測結果を示す。横揺れ角 θ_0 が小さい $\theta_0 = 6.08^\circ$ では波形は正弦波に近いが、 $\theta_0 = 14.64^\circ$ と大角度になると若干高次の成分が現われ、波形がくずれている。しかし、Fig 2.1.16 に示すように前述の A、B、C 法で解析した波高を横揺れ振幅ベースに整理すると、かなりの大角度までポテンシャル理論値とよく一致し、非線型性も現われていない。

Fig 2.1.17 には Series 60, $C_B = 0.6$ 船 SS-5 断面模型について計測した波形を示す。 θ_0 が 10° 程度でも波頂の鋭い波形になっており、正弦波からはずれており、大角度 ($\theta_0 = 24^\circ$) ではさらに複雑な波形となっている。

Fig 2.1.18 に示す A、B、C 各法による \bar{A}_R の解析結果を見ると θ_0 が 10° の場合には波形の中の高次成分も比較的少ないため、A、B、C 各法の解析結果にもそれほど大きな差はない、ポテンシャル計算値とも比較的よく一致している。一方、 θ_0 が 24° と大角度になると波形の中の高次成分が非常に大きくなり、A、B、C 各法による結果に大きな差が見られるが、このうち C 法による結果はポテンシャル計算値と比較的よく一致している。すなわち、波形には高次成分の影響が強く現れているが、等価波高とすればポテンシャル計算値とよい一致を示しており、かつ、その波高は横揺れ振幅にはほぼ比例しており、これは菱田の研究による結論⁸⁾とも一致している。

(2) 甲板縁没水後の減衰力

(a) 減衰力の計測結果

前述のように、横揺れ振幅が大きくなり甲板縁が没水するようになると横揺れ減衰力が急激に大きくなると言わ
れている。⁷⁾ ここでは、甲板縁が没水したことによる効果を調べるために主眼を置くこととし、他の成分が極く小
さくなるように吃水下は半円形の断面形状とした (Fig 2.1.19 参照)。実験は、ブルワーク (高さ 1 cm) 付きの
場合とブルワーク無しの場合について各々行った。

計測された減衰力の結果を Fig 2.1.20 及び Fig 2.1.21 に示す。減衰係数の算出にあたっては、横揺れモーメントの波形が非常に複雑な形状の場合もあるので、計測したモーメントから一揺れ間の損失エネルギーを求め、これから無次元等価減衰力係数 \hat{B}_{44} を求めた。Fig 2.1.20 には横揺れ振幅による減衰力の変化を示す。横揺れ減衰力は、甲板縁がかなり没水する θ_0 が $24^\circ \sim 25^\circ$ 付近から急増する傾向が見られ、この傾向はブルワークの有無によらない。このことは元良他の実験結果⁷⁾とも一致している。

Fig 2.1.21 には横揺れ周波数の影響を示す。周波数がある程度大きくなると減衰力は周波数の増加と共に減少する傾向があり、この傾向もブルワークの有無によらない。また、周波数が高くなると減衰力にブルワークの有無による差が無くなる傾向が見られる。

(b) 一揺れ間の減衰モーメントの変化

前述のように、甲板縁が没水すると減衰力が急増することが実験から判ったが、これがどのような原因による

ものかを知るためには、一揺れの間に減衰モーメントがどのように働くかを調べておく必要があると思われる。試みに、計測された横揺れモーメントから復元モーメント及び慣性モーメントを差し引いた結果を Fig. 2.1.22 及び Fig. 2.1.23 に示す。ただし、復元モーメントは傾斜試験によって求めた復元モーメント曲線を用い、慣性モーメントは小振幅の自由横揺れ時の周期から係数を求めて推定した。実線が実験値の平均線であり、Fig. 2.1.22 はブルワーク付きの場合、Fig. 2.1.23 はブルワーク無しの場合である。モーメントの傾向は周波数によって異なり $\hat{\omega}$ が 0.389 では揺れ始めに減衰力が非常に高くなり、その後減少して揺れ止まり直前に再び小さな極大値を持つが、一方、 $\hat{\omega}$ が 0.796 と周波数が大きくなると減速時の θ が 10° 付近でも極大値を持つ傾向を示す。しかし、これらの傾向はブルワークの有無にはよらないようである。このように減衰モーメントに極大値が現われる原因としては、甲板縁またはブルワーク端での造渦、造波現象や甲板上の遊動水の効果などが考えられる。このうち、造渦、造波現象については、揺れ始め、揺れ止まり付近では、甲板縁またはブルワーク端の運動速度自体が非常に小さいので、それほど大きな効果を持つとは考えにくい。そこで、以下は甲板上の遊動水に注目し、それが減衰力にどの程度の効果を及ぼすかを簡単なモデルを使って計算してみるととする。

(c) 甲板上の遊動水のモデル計算

遊動水のモデルを考えるために先だち、甲板上の遊動水を観察してみた。その一例を Fig. 2.1.24 に示す。同じ横揺れ角 θ でも揺れ始め側 ($\theta = \theta_0 \rightarrow 0^\circ$) と揺れ止まり側 ($\theta = 0^\circ \rightarrow \theta_0$) とでは、甲板上の水の量及び状態が異なるため、水に働く重力によるモーメント及び慣性モーメントが一揺れの間に仕事をする結果となり、横揺れ減衰力となることとなる。

この遊動水の効果を次のようにして簡単に計算してみた。まず、一揺れ間の各々の横揺れ角 θ における遊動水の位置及び水量を観測（カメラ撮影及び目視観察）から求め、それぞれの瞬間の水を近似的に三角形状の剛体として扱い、それに働く重力によるモーメント及び慣性モーメントを計算した。ただし、甲板縁またはブルワーク端が没水している時には、静止水面と実際の水面とに差があるため、その差による復元モーメントも考慮した。この遊動水のモデルを図示すると Fig. 2.1.25 のようになる。ただし、遊動水が運動している時の計算は行っていない。このモデル計算の結果は Fig. 2.1.20 ~ Fig. 2.1.23 の各図に破線で示している。Fig. 2.1.20 及び Fig. 2.1.21 から判るように計算値と実験値は定性的によく似た傾向を示している。また、Fig. 2.1.22、Fig. 2.1.23 に示す一揺れの間の減衰モーメントについても揺れ始め側及び揺れ止まり側の極大値の傾向も、このモデルは比較的よく表わしているように思われる。しかし、周波数の高い時に揺れ止まり側の $\theta = 10^\circ$ 付近に実験値に現われる極大値は、今回のモデル計算では現われず、移動する水の効果等を考える必要があると思われる。以上の実験及び計算から、甲板縁が没水するような大振幅横揺れ時の減衰力では、甲板上の遊動水が比較的大きな効果を持つ可能性があることが判った。

(3) 高速時に現われる非線型性

昨年度、S R108 1 軸コンテナ船模型 ($L = 1.75\text{ m}$) の強制動搖試験を行い、その結果、小振幅横揺れの減衰力は従来の実験結果と同じく高速時に非線型性が減少していくが、横揺れ振幅が 20° 以上の大振幅横揺れ時の減衰力には明らかな非線型性が現れることが判った。⁹⁾ 本年度もこの現象を実験的に確かめるため、Series 60 $C_s = 0.8$ 船 ($L = 1.8\text{ m}$) の強制横揺れ試験を行った。船体にはビルジキールは付けていないが舵は付いている。結果を Fig. 2.1.26 に示す。 θ_0 が 15° 以下の小振幅の減衰力は前進速度の増加と共に非線型性が若干減少するが、高速時の大振幅横揺れ時の減衰力にはやはり非線型性が現れている。今後、高速時の大振幅横揺れ減衰力の非線型性について調べる必要があると思われる。

(4) まとめ

大角度横揺れ時の減衰力について、主に実験的に調べて一応次の結論を得た。

- (i) 大角度横揺れ時の発散波の波形には高次成分の影響が見られるが、等価波高にするとボテンシャル理論による計算値とよく合う。
- (ii) 甲板縁が没水するような大振幅横揺れの減衰力では、甲板上の遊動水の効果が大きい可能性がある。
- (iii) 高速寺の小振幅横揺れの減衰力は非線型性が少ないが、大振幅横揺れの減衰力には非線型性が強く現われる。

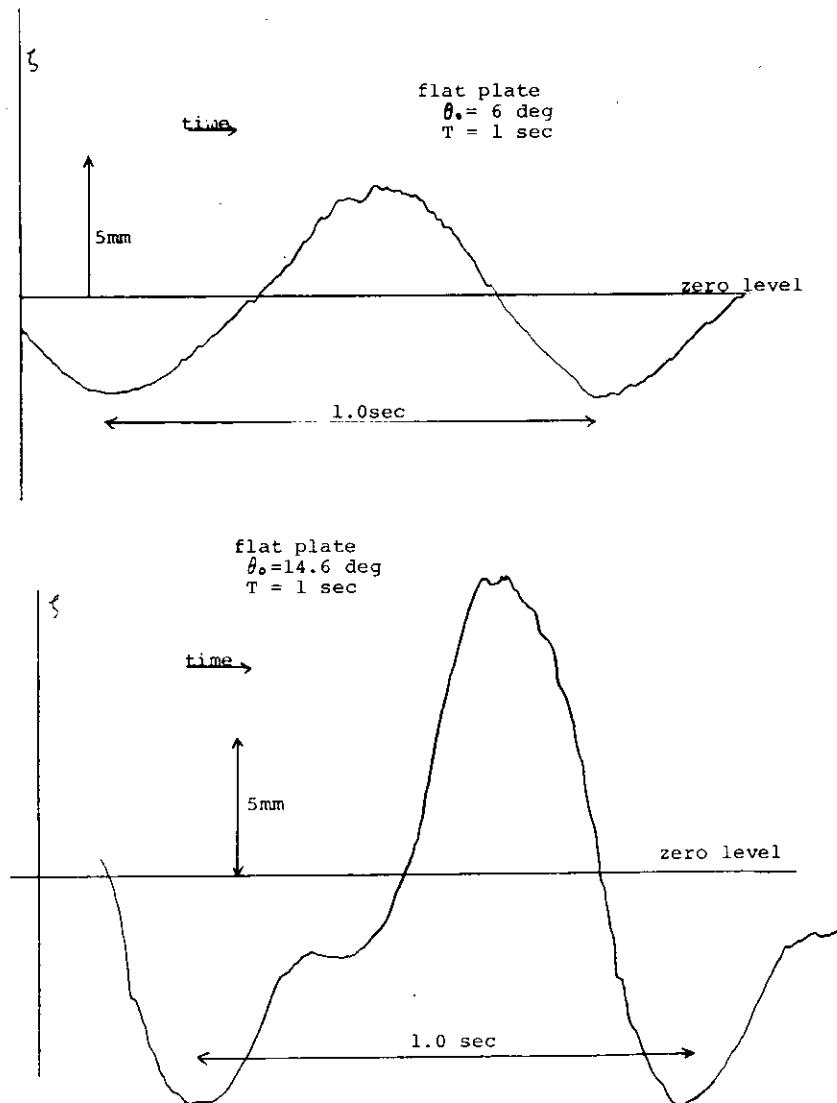


Fig. 2.1.15 Wave profile.

Table 2.1.1 Particulars of models

	L	B	d	σ
Flat plate	0.8m	0.005m	0.2m	1.0
Series60, $C_B=0.6$ S.S.5 section	0.8m	0.237m	0.096m	0.977

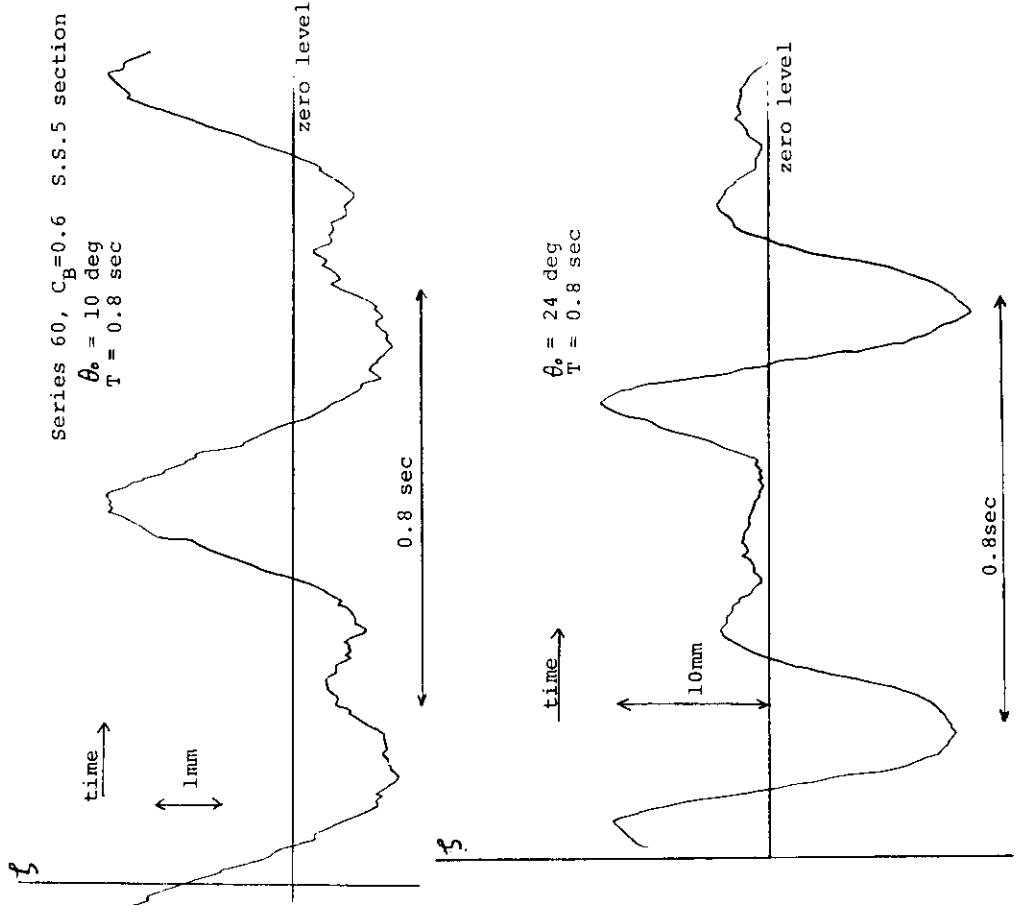


Fig 2.1.16 Wave amplitude.

Fig 2.1.17 Wave profile.

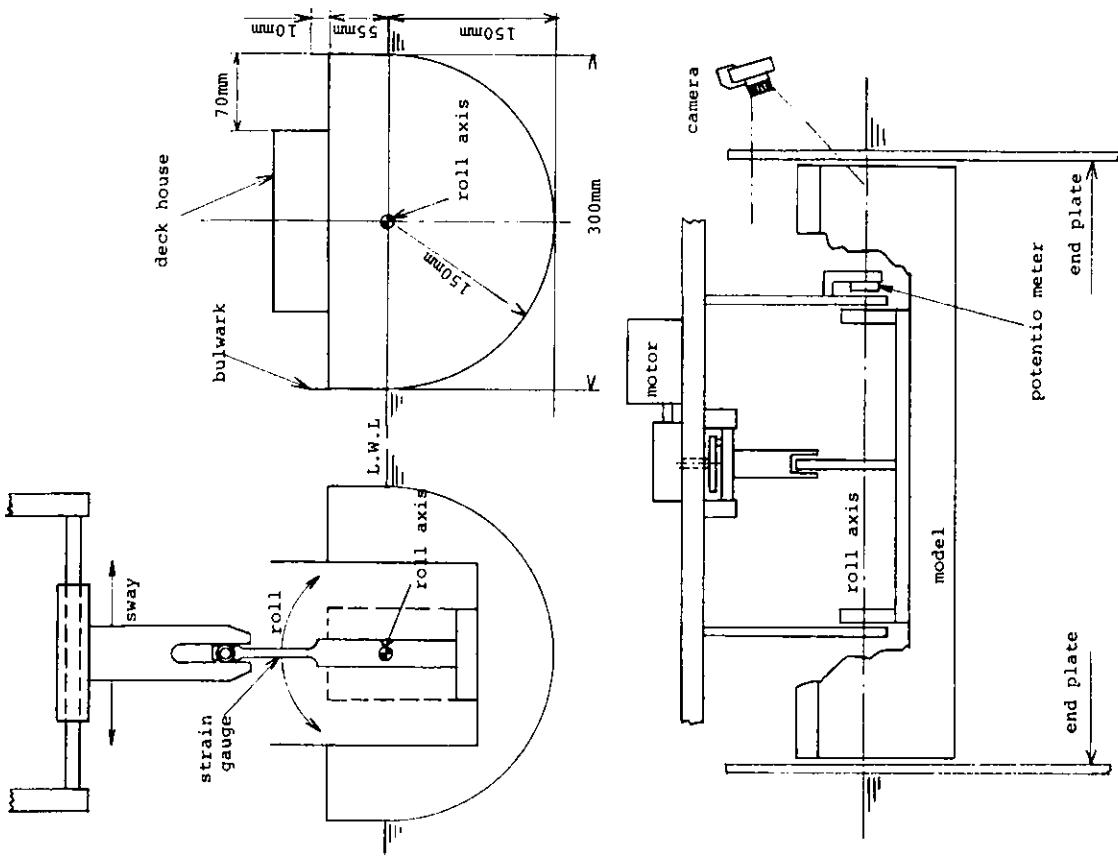
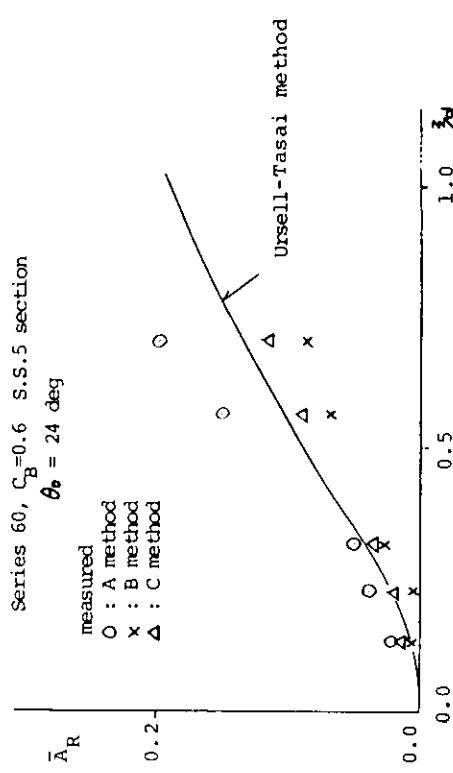
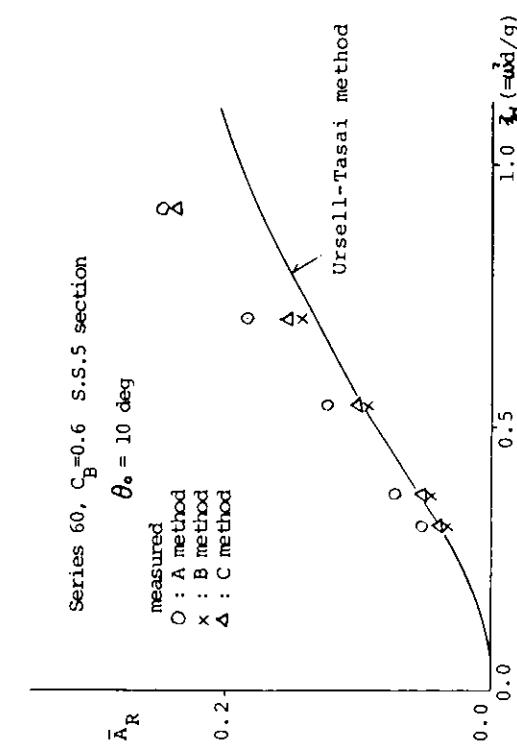


Fig. 2.1.18 Wave amplitude for rolling two-dimensional cylinder.

Fig. 2.1.19 Schematic view of test condition.

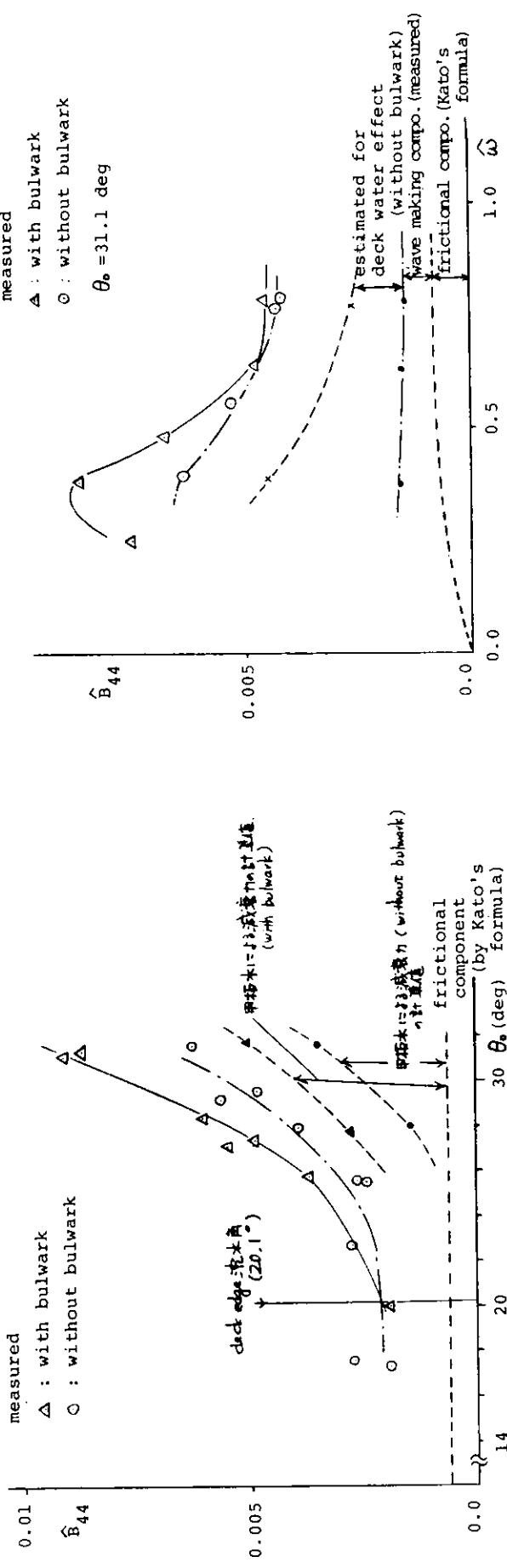


Fig. 2.1.20 Roll damping coefficient \hat{B}_{44} at large amplitude.

Fig. 2.1.21 Roll damping coefficient \hat{B}_{44} at large amplitude.

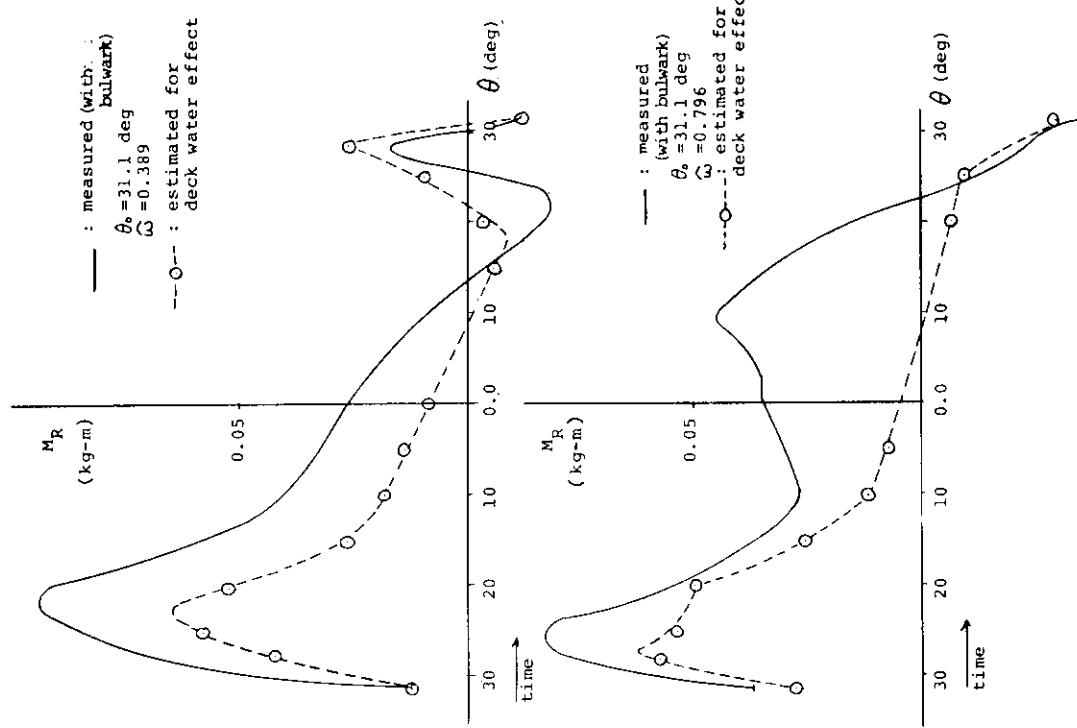


Fig. 2.1.22 Roll damping moment at large amplitude.

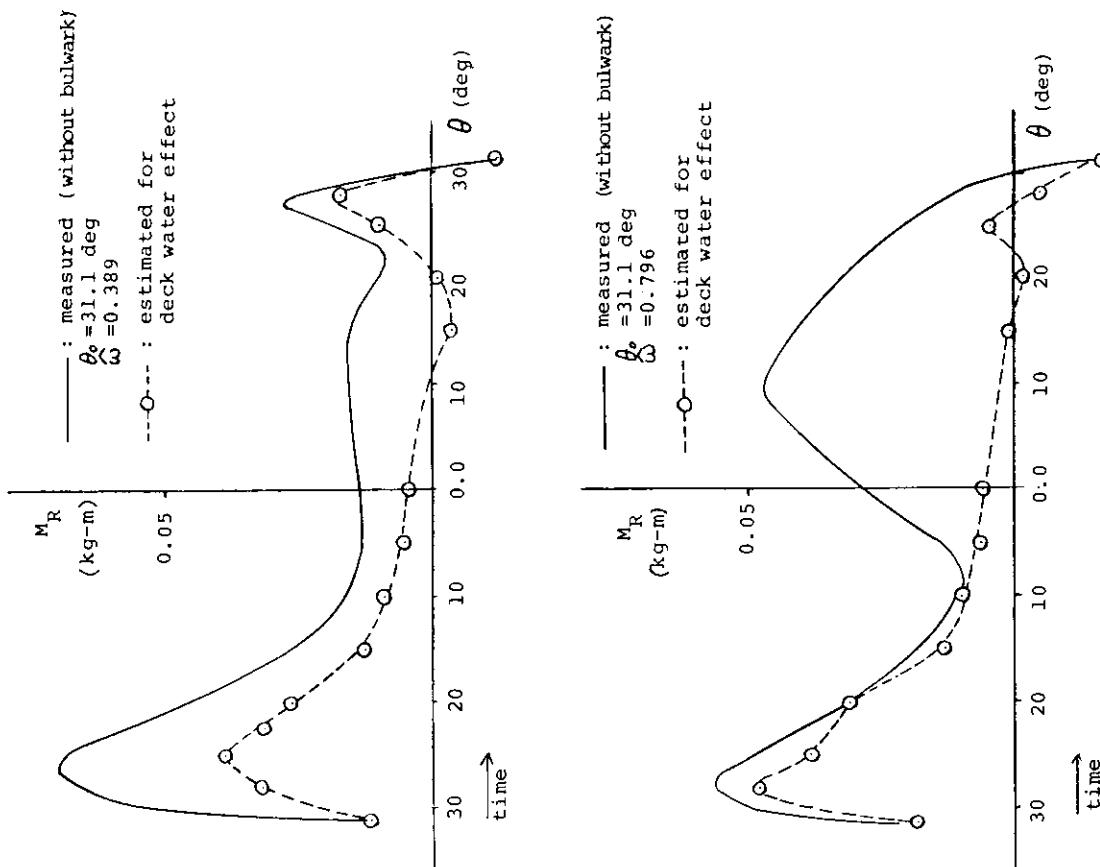


Fig. 2.1.23 Roll damping moment at large amplitude.

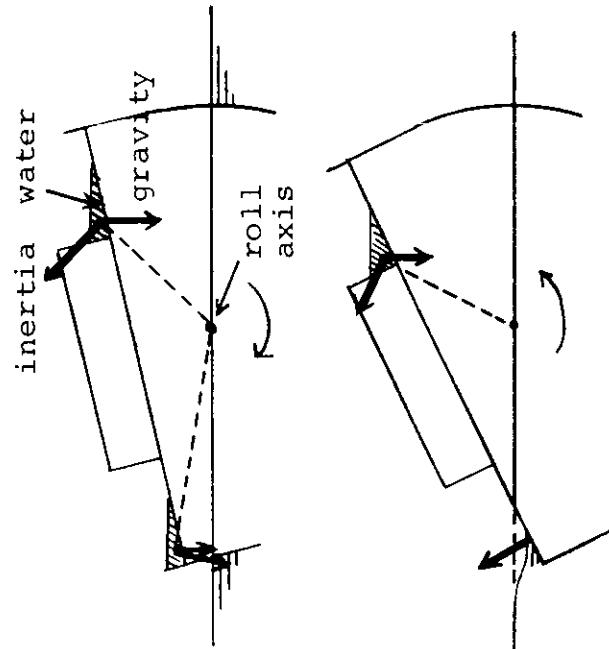


Fig 2.1.25 Models of deck water.

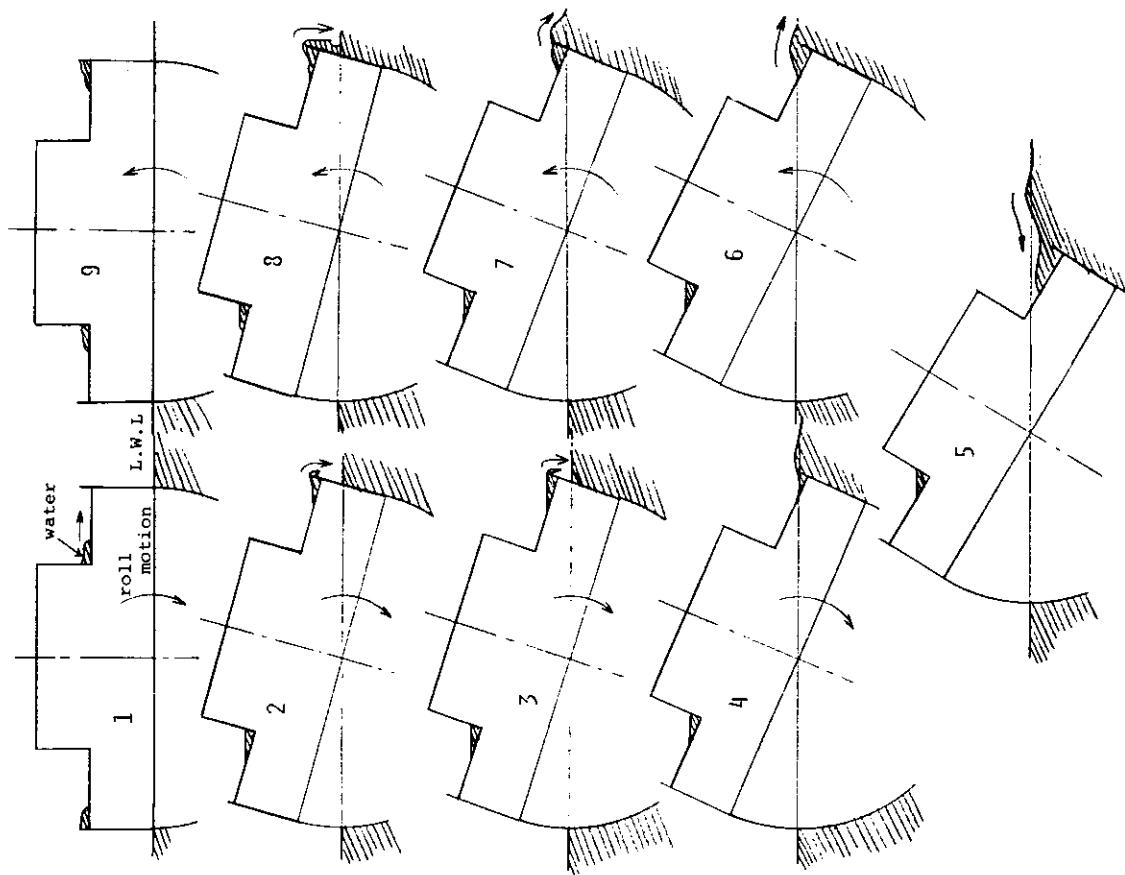


Fig 2.1.24 Water on deck.

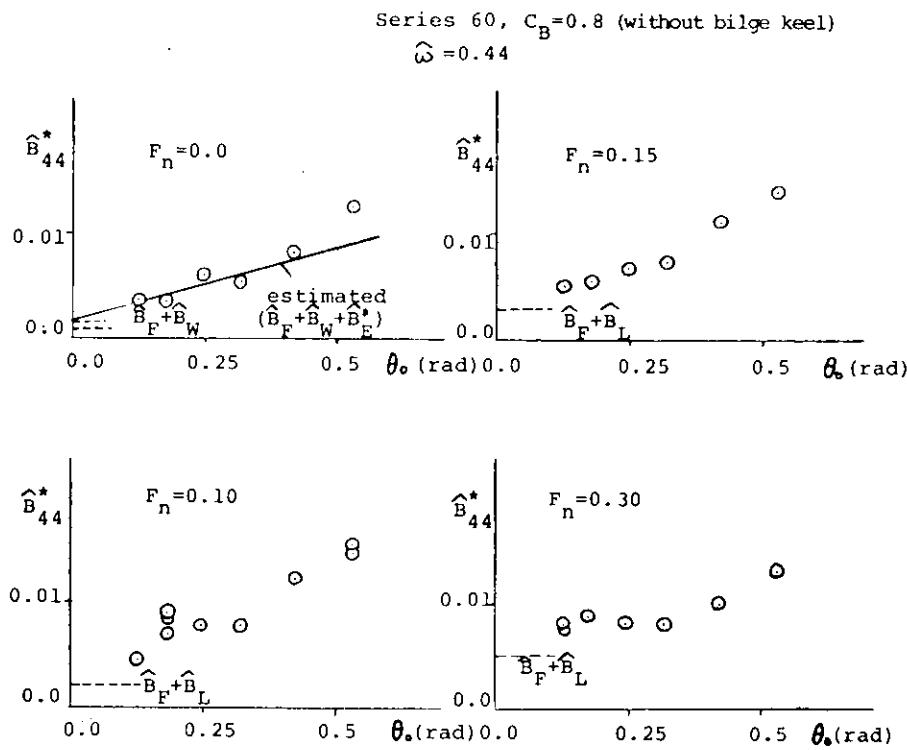


Fig. 2.1.26 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^*

2.1.4 横揺れに対するビルジキール効果の検討

昨年度までにビルジキールを小アスペクト比振動平板として取り扱い、同平板に加わる流体力について研究を続けてきた。

そこで、本年度は紡錘体に3種類の小アスペクト比平板を取り付け、航走中強制横揺れ実験を行い、振動平板単独の流体力実験結果と比較検討をした。

また、同時にコード方向の圧力分布を計測して、両者の違いを検討した。

(1) 紡錘体に取付けられた小アスペクト比平板に加わる直圧力計測実験

紡錘体の平行部真下に1枚の小アスペクト比平板を取り付けた状態(以下 Center と呼称)と中心線より45°の対称位置に2枚の平板を取り付けた状態(以下 Side と呼称)の2状態について実験を行った。

実験方法は、Fig 2.1.27 に示す如く前後2本のガイドにより紡錘体を半沈没状態に支持し、横揺れ以外の運動及び船速増加に伴う沈下を拘束して強制動搖させた。

平板は前後2点の支持部(Fig 2.1.28)をカンチ・レバーでささえ、船体と平板とのすき間は鏡像の仮定が成り立つよう小さくしてある。直圧力はこのカンチ・レバーの歪ゲージより検出した。

実験状態は、湯浅による振動平板単独実験^{10) 11)}と比較するため湯浅の実験状態とはほぼ同一のものとした。それを Table 2.1.2 に示す。

(a) 実験解析

平板に作用する流体力を湯浅の表示方法¹¹⁾に従い次の如く表わせると仮定した。

$$F = C_m \rho \nabla \dot{Z} + \frac{1}{2} C_L \alpha \rho S U \dot{Z} + \frac{1}{2} C_A \rho S \dot{Z} | \dot{Z} | \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2.1.16)$$

但し ℓ : 平板の長さ

b : 平板の幅

$$\nabla = -\frac{1}{2} \pi b^2 \ell$$

$$S = b \ell$$

運動を $Z = a \sin(\omega t)$ としたとき等価線型の考え方により、(2.1.16)式は

但し、 c_{st} は

$$C_{d\ell} = \frac{3\pi}{8} C_{\ell\alpha} - \frac{U}{\alpha w} + C_\alpha$$

と表わすことができる。

一方、実験で計測された直圧力（平板の慣性力を含む）をA-D交換し、パーティカル・ジャイロによる運動を基準にフーリエ解析し、主項のみを取って計測された直圧力を

と表わす。

これは、位相差 ϵ を用いれば、

とも書くことができる。

そこで(2.1.17)式、(2.1.18)式より、 C_m 、 C_{st} は次の如く求まる。

但し、 m ：平板の質量

(b) 実験結果

実験結果を C_m 、 C_{dt} 共にアスペクト比 ($A.R. = b/\ell$)、 a/b ごとにまとめ、Reduced frequency の逆数 $1/K(2U/\omega\ell)$ を横軸に図示した。

これらの実験値を振動平板単独実験による結果と比較するにあたって、振動平板単独実験では左右揺れさせているが、本実験では、0点（船体中心線と水面と交わる点、Fig. 2.1.27 参照）まわりに横揺れさせているために

- (1) 代表振幅をどこで評価すべきか。
 (2) 鏡像の効果をどのように見積もあるか。

という点が、本実験の結果と振動平板単独実験結果とを関連づける上で重要なことが予想された。

そこで、(イ)については実際に流体にふれている平板の幅 b の中央の位置 ($b/2$) の振幅を代表振幅として用い、(ロ)の鏡像については、単純に垂直剛体壁に関する鏡像をとった場合と紡錘体断面が円であるため、円に関する鏡像を考えた場合と比較してみた。

このような鏡像のとり方の相違によって実験結果を比較すべき振動平板単独実験の結果に現われる相違は、アスペクト比によるのは従で、ピリオド・パラメータの違いによる差が主である。

(1)の点については、当初本実験の実効のアスペクト比は幾可形状に基づくアスペクト比の2倍とし、代表振幅をビルジキールの根元での振幅をとっていたが、上述のように実際に流体にふれているビルジキールの幅bの中央での運動振幅を代表振幅としたときの相違がFig. 2.1.29, 2.1.30に示されている。

この図で□■印等はビルジキールの根元の運動振幅を代表振幅として C_{d1} を求めたものであり、実線は同じく根元の運動振幅によって決められるピリオド・パラメータに相当する振動平板の C_{d1} である。

なお、ここで実線はアスペクト比を2倍としたものである。（この値の比較については、先の中間報告で報告したもの¹²⁾を参照）

一方、○●印等は幅bの中央での運動振幅を用いて求められた C_{d1} であり、一点鎖線と点線は、振幅aとしては幅bの中央での値を使い鏡像効果をそれぞれ垂直剛体壁に対する鏡像および円に関する鏡像で評価したときの振動平板の C_{d1} である。

これによれば、全体的には運動振幅として幅bの中央での値をとる方が、振動平板単独実験結果との関連性が良いことがわかる。

以後、この方法で全実験結果を解析してFig. 2.1.29からFig. 2.1.50に示した。

図中記号は、全図を通してFig. 2.1.29に示すものと同一である。また、

— — — 湯浅による振動平板単独実験結果のうち、アスペクト比が本実験でのアスペクト比の2倍でbの中央でのaをとったときの平均線

— — — 湯浅による振動平板単独実験結果のうち、円に関する鏡像を考え、bの中央でのaをとる補正を行ったものの平均線

として示してある。

これらの C_{d1} 、 C_m の平均線は、湯浅の振動平板単独実験結果を a/b に関する二次式によって補間を行い求めたものである。

なお、円に関する鏡像を見込んだ平板の幅は、紡錘体半径をr、平板のスパンの幅をbとすると

$$\text{円鏡像を見込んだ平板の幅} = b + r \left(1 - \frac{r}{r+b} \right) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.21)$$

で求まる。

(i) 等価全抗力係数 C_{d1} について

C_{d1} の実験結果をFig. 2.1.29からFig. 2.1.39に示す。これらの図より以下のようなことがわかった。

(1) 全般を通じて停止時 ($1/K = 0$) の値が振動平板の実験値を上まわっており、翼端からの渦の影響と思われる非線型性が平板単独のものより大きく現われるものと考えられる。

(2) a/b が小さい場合において、前進速度の増加とともに単独振動平板の実験値には揚力による急激な立ち上がりを示していたが、その効果は本実験では顕著に見られなかった (Fig. 2.1.33, 2.1.34)。

(3) $A.R. = 0.04$ の場合を除いて、 $1/K$ 全般にわたって本実験の値が振動平板の実験値を上まわっている。

これは船体があることによって引き起こされる境界層等の影響によって現われるものではないかと考えられる。従ってアスペクト比が大きくなるとその影響は小さくなり、 $A.R. = 0.04$ の場合にはより平板単独のものに近づいていると思われる。

(4) $A.R. = 0.04$ の場合に他のアスペクト比の場合に見られなかった、CenterとSideとの値に違いが現われ、Sideの方がCenterの値を上まわっている (Fig. 2.1.37, 2.1.38, 2.1.39)。これは平板によ

って起こされる造波の効果が Side の場合の C_{dL} に加わっているものと推定される（これに関しては、現在計算中である）。

(ii) (1)～(4)に述べたような問題点はあるが、紡錘体につけられた平板に作用する等価全抗力係数 C_{dL} の値は、鏡像を正しく評価し、代表振幅を平板中央の位置でとることにより振動平板単独実験より得られた C_{dL} の値とほぼ一致する。従って、小アスペクト比振動平板に関する実験及び計算によって紡錘体につけられた平板に作用する C_{dL} は、ほぼ推定できることがわかった。

(ii) C_m について

C_m の実験結果を Fig. 2.1.40 から Fig. 2.1.50 に示す。図に示す C_m の値は、平板の中央の位置における振幅による修正のみを行い、鏡像に対する修正は行っていない。

C_m については、明らかな周波数の影響が見られ、いずれの状態においても本実験の結果は単独平板の C_m より小さくなっているが、ほぼ同じ傾きで $1/K$ の増大と共に減少している。

この周波数の影響はアスペクト比が小さいほど顕著に現われ、周期が長いほど低めの値を示し、負の値にまでなっている。しかし、この件はアスペクト比が大きくなるにつれて小さくなってしまい、周波数による差異はなくなる傾向にある。

ここで (2.1.19) 式に示した運動と力の位相差 ϵ の一例を Fig. 2.1.51 に示す。この図より、力の位相は運動よりほぼ $\pi/2$ 遅れており、加速度項の値は非常に小さな値となっていることがわかる。そのため、わずかな流場の変化によっても C_m が大きく左右されるものであると言える。

また、Fig. 2.1.52 に直圧力のタイム・ヒストリーの一例を示すが、フーリエ解析の結果、 $\sin 3\omega t$ の成分の寄与が小さくなく、紡錘体に付けた平板にかかる流体力を (2.1.16) 式の如く簡単なモデルで正確に評価することはできないと思われる。

(2) コード方向圧力分布計測実験

Fig. 2.1.28 に示したように、アスペクト比 0.04 の場合のみ圧力計 (ST 研究所製、PM25-01, PM10-01) を平板に取り付けて、直圧力計測と同時に圧力分布の計測も行った。

解析は正圧、負圧の差をもって変動圧力とし、この変動圧力が、

$$\Delta P = \Delta P_1 \cos \omega t + \Delta P_2 \sin \omega t \quad \dots \quad (2.1.22)$$

と表わせると仮定して、フーリエ解析により求め、 $\rho |\dot{Z}|^2_{max}$ で無次元化した。

なお、静水圧変化は自由表面の変化の影響は無視して加速度成分より差し引くことにより取り除いた。

実験結果は、コード方向の圧力分布の速度成分を Fig. 2.1.53, 2.1.54 に、加速度成分を Fig. 2.1.55, 2.1.56 に示す。

ここでは、振幅 $\theta = 17.19^\circ$ 、周期 $T = 1.5 \text{ sec}, 2.5 \text{ sec}$ の場合のみを示すが、他の振幅の場合もほぼ同一の傾向を示している。

変動圧力の分布は、前進速度 $U = 0.0$ の場合でも前後対称にはならず、船体及び自由表面等の影響による流れ場の複雑さを示している。これは、特に加速度成分に著しい。

変動圧力は、前進速度の増加に伴い減少していく傾向が見られるが、湯浅の実験結果に現われた速度成分の前線での揚力による急激な立ち上がりは現われず、わずかな立ち上がりを見せるだけである。

これは、 C_{dL} のグラフが示す如く前進速度の増加に伴って C_{dL} の値が立ち上がる傾向が小さいということを説明している。

Table 2.1.2 実験状態

A. R.	0.0 2	0.0 3	0.0 4
θ (deg)	8.59	11.46	17.19
T (sec)	1.5	2.0	2.5
U (m/s)	0.0	0.2	0.4

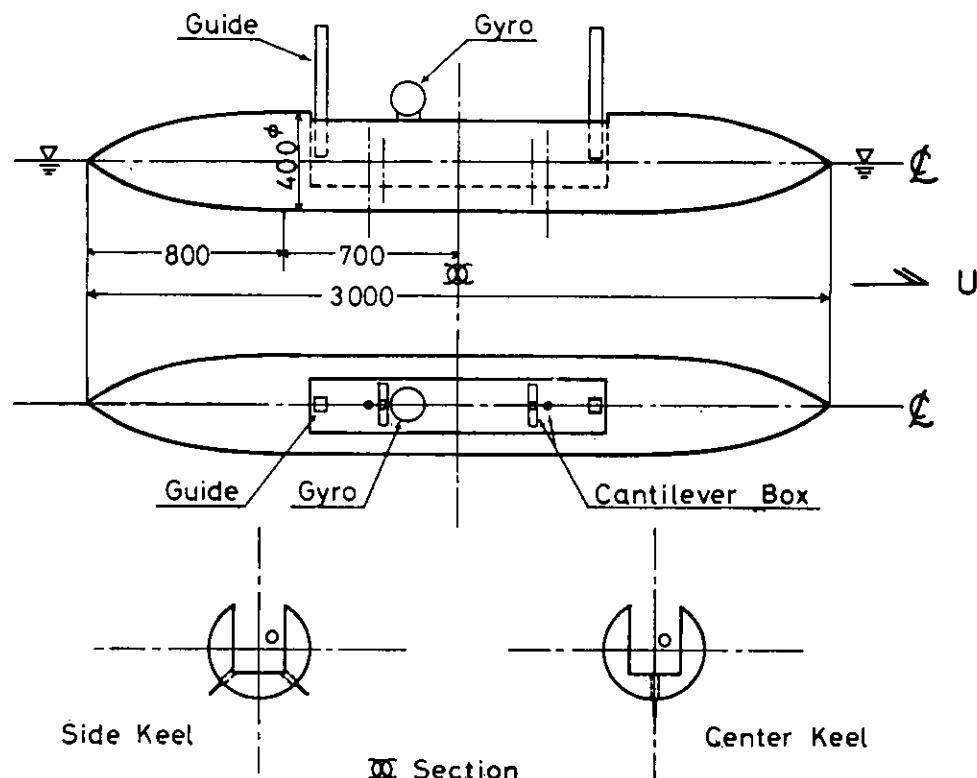


Fig. 2.1.27

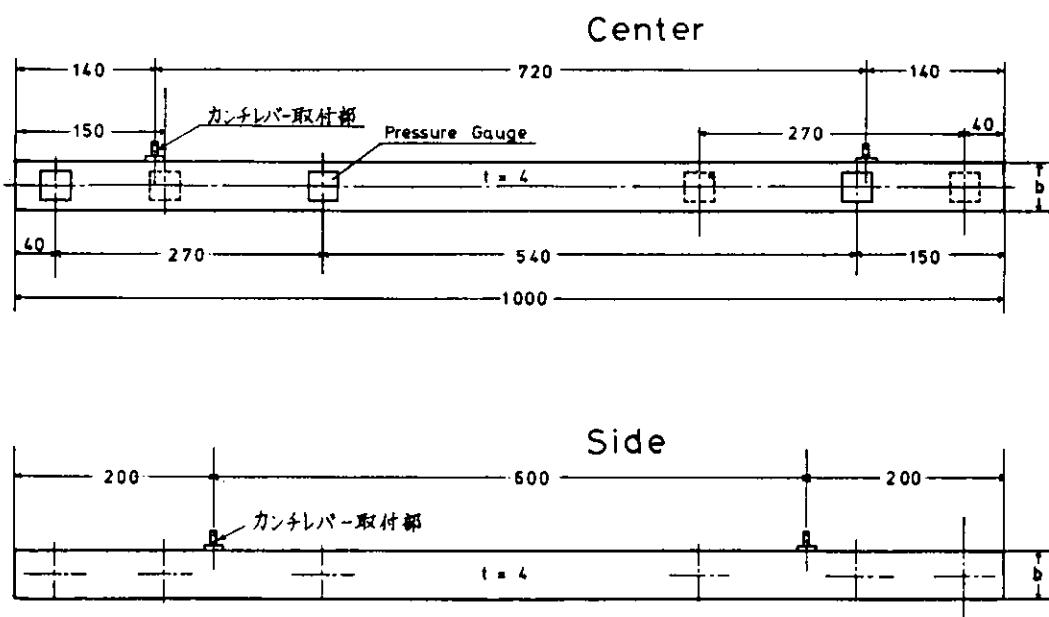


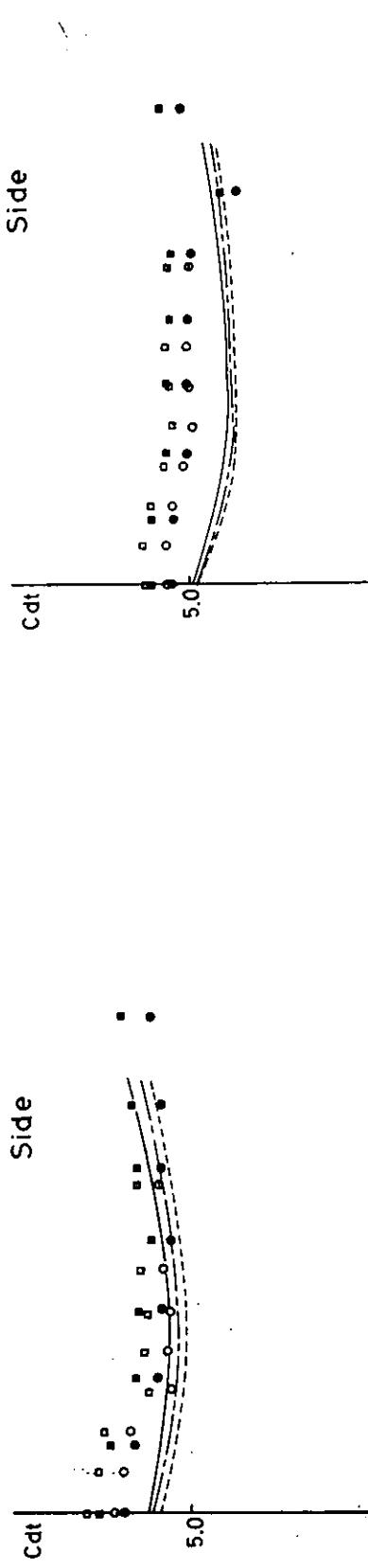
Fig. 2.1.28

b	
40	with Pressure Gauge
30	without P.G.
20	without P.G.

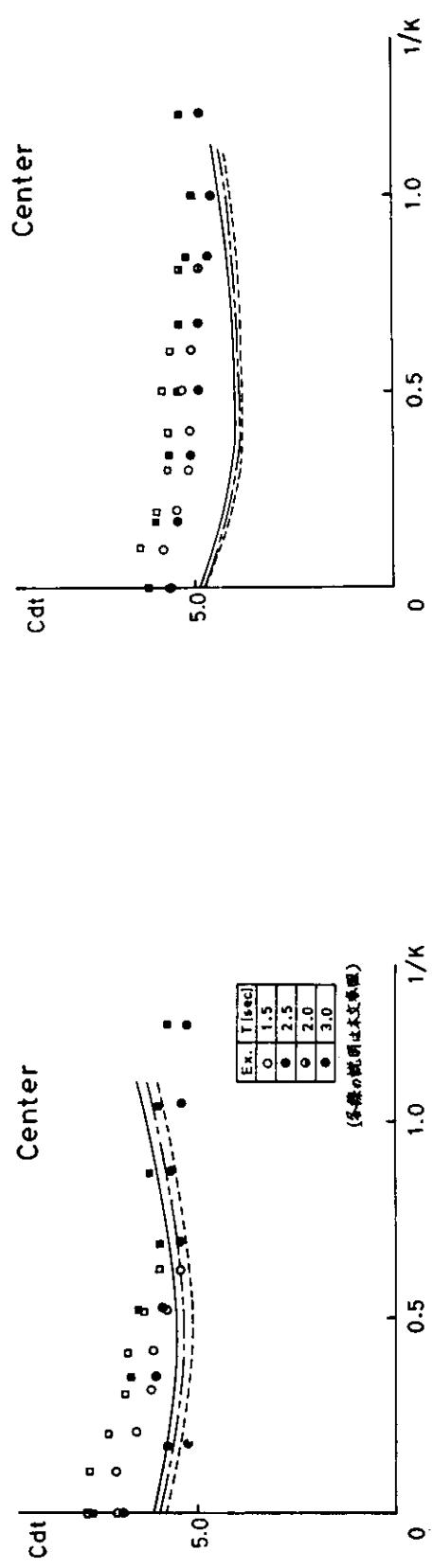
Fig. 2. 1. 30

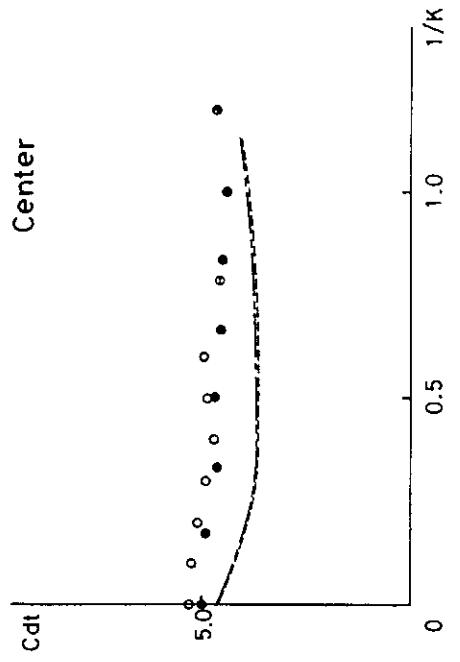


Fig. 2. 1. 29



$A.R. = 0.02 \quad \alpha/b = 3.15$





$A.R. = 0.02 \quad a/b = 3.675$

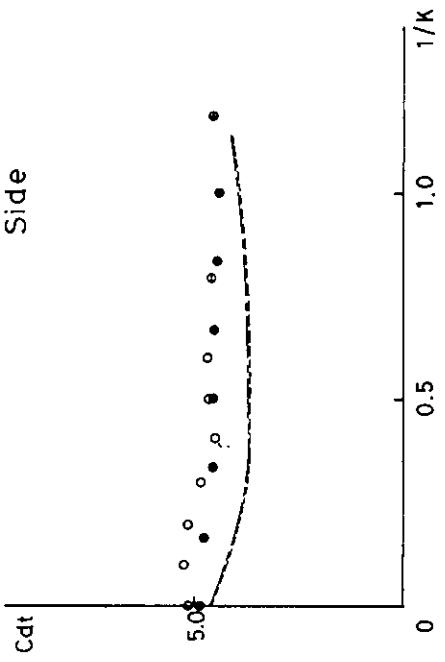
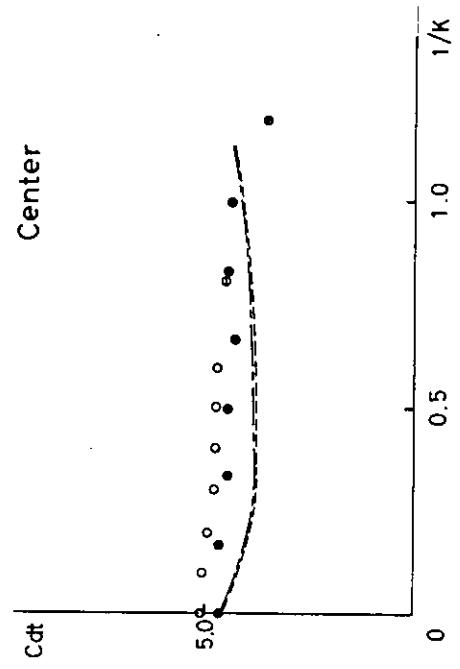


Fig. 2. 1. 31



$A.R. = 0.02 \quad a/b = 4.2$

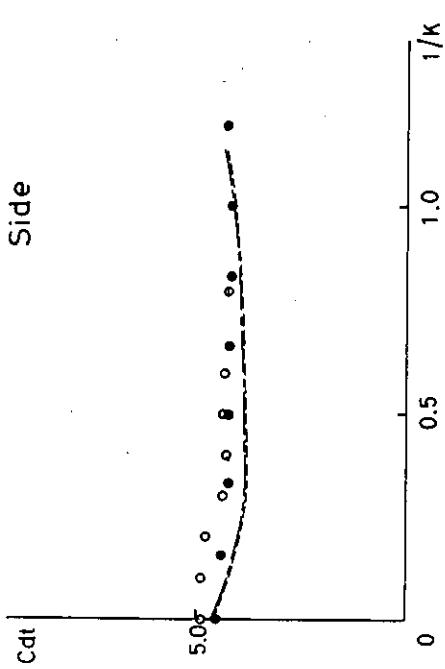


Fig. 2. 1. 32

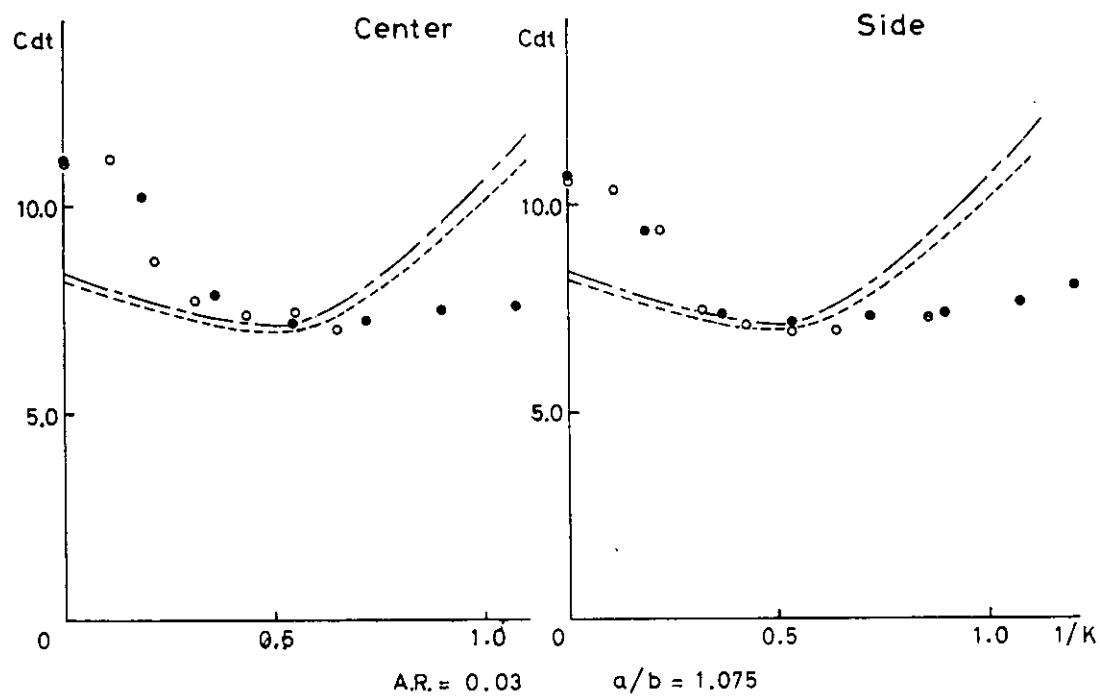


Fig. 2. 1. 33

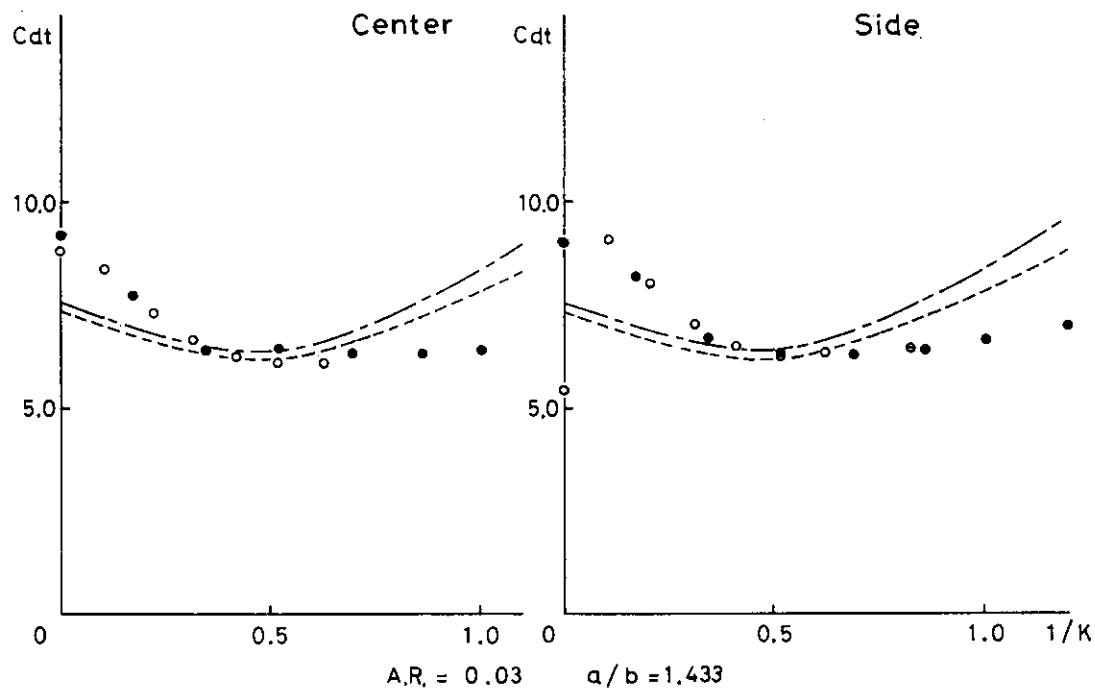


Fig. 2. 1. 34

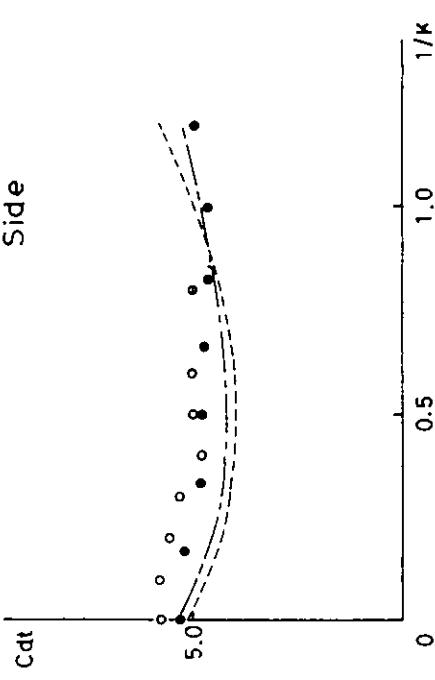
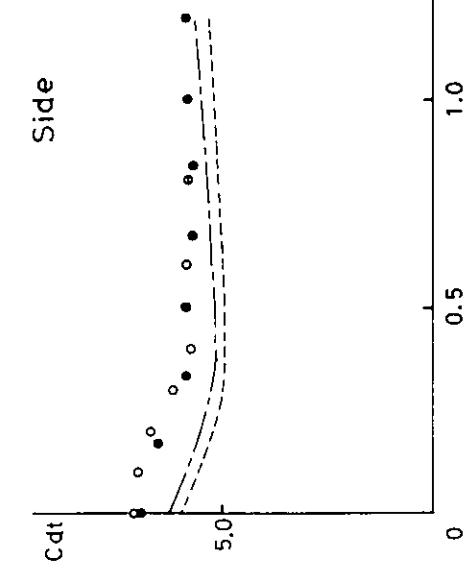
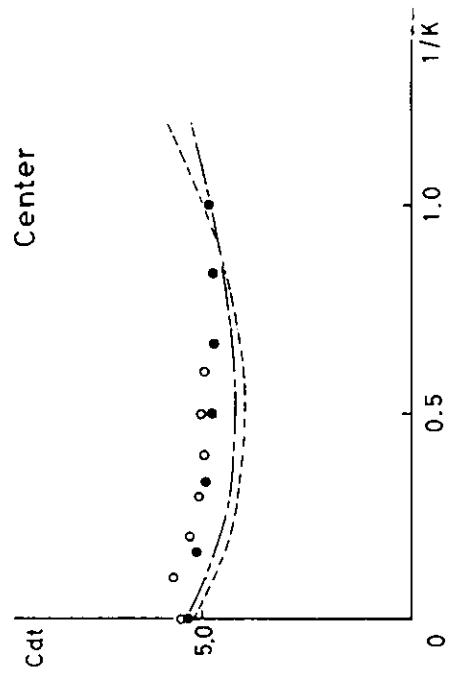
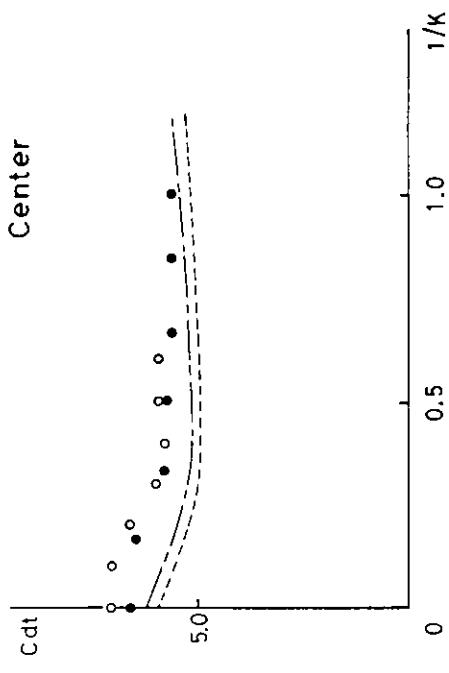


Fig. 2. 1. 35

Fig. 2. 1. 36

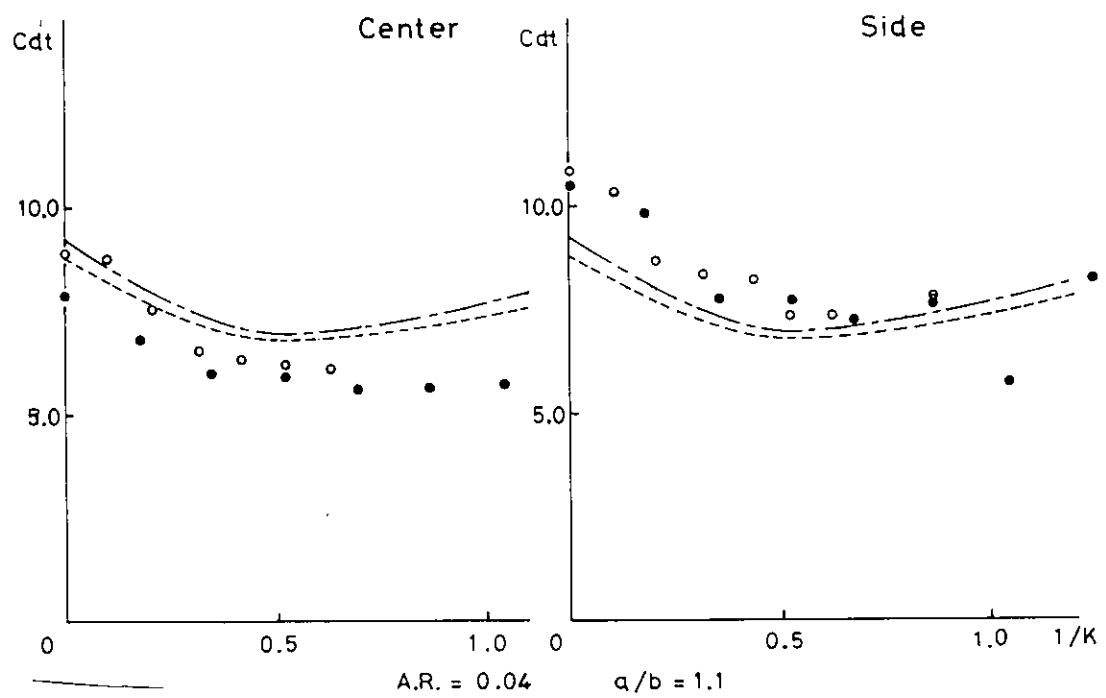


Fig 2. 1. 37

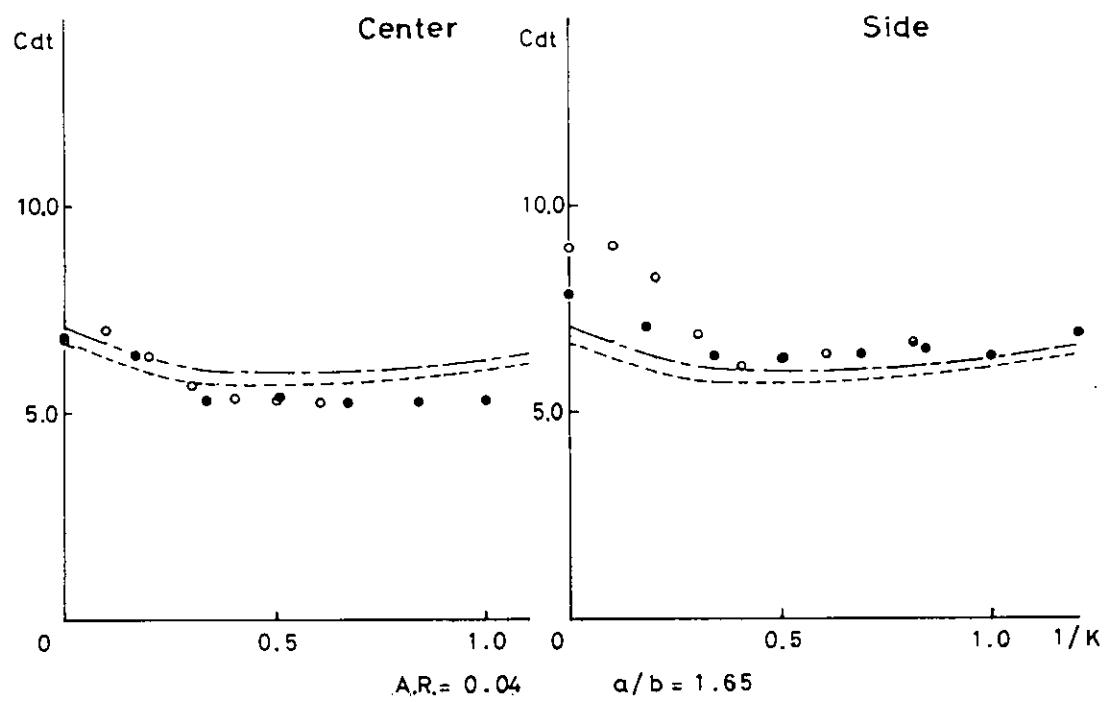


Fig 2. 1. 38

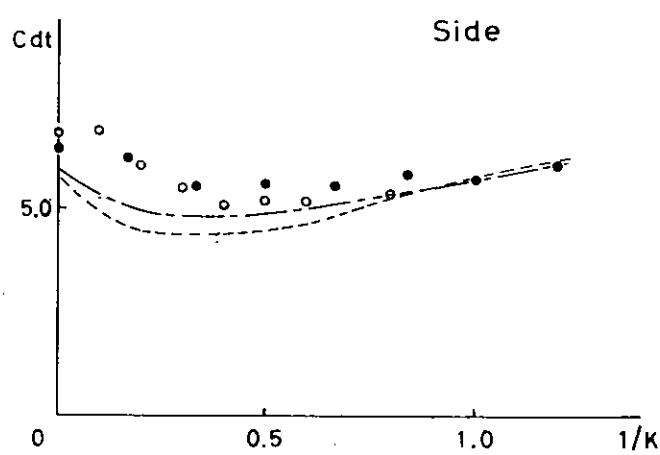
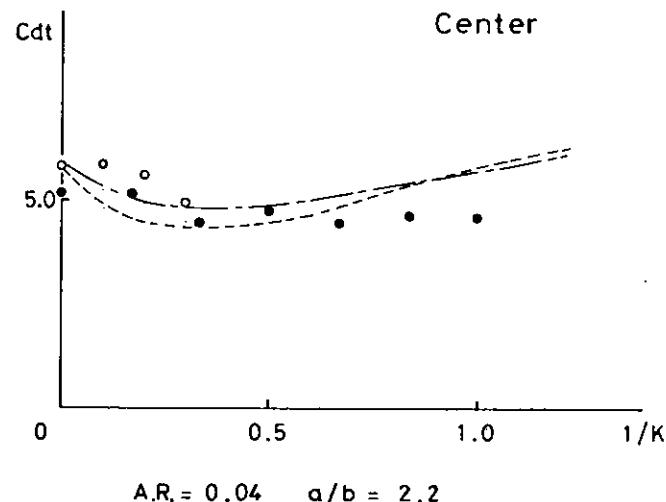


Fig. 2. 1. 39

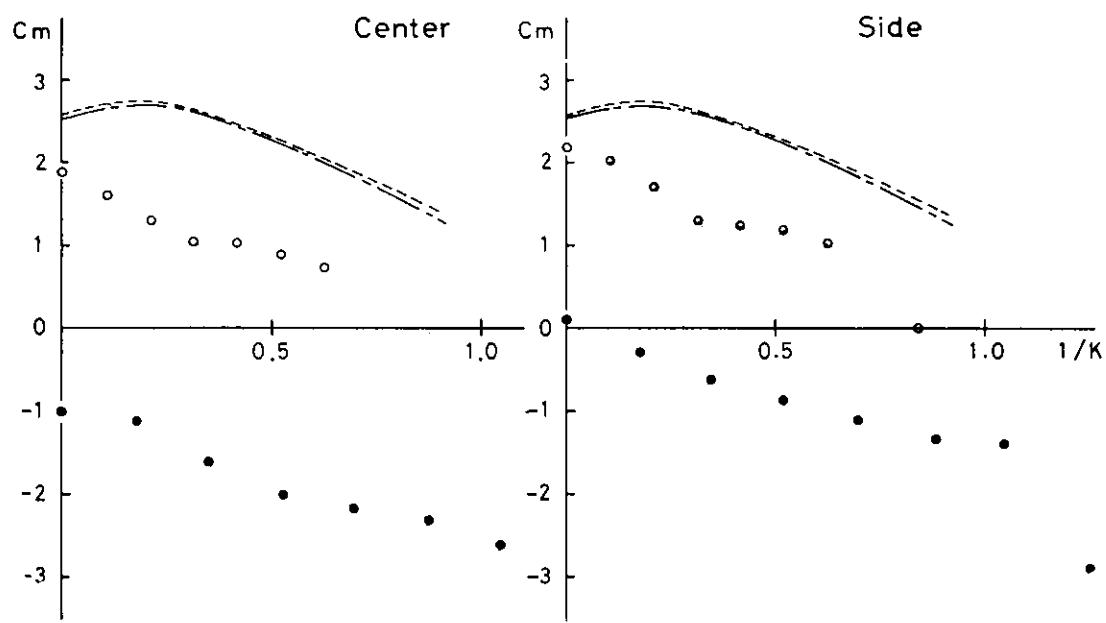


Fig. 2. 1. 40

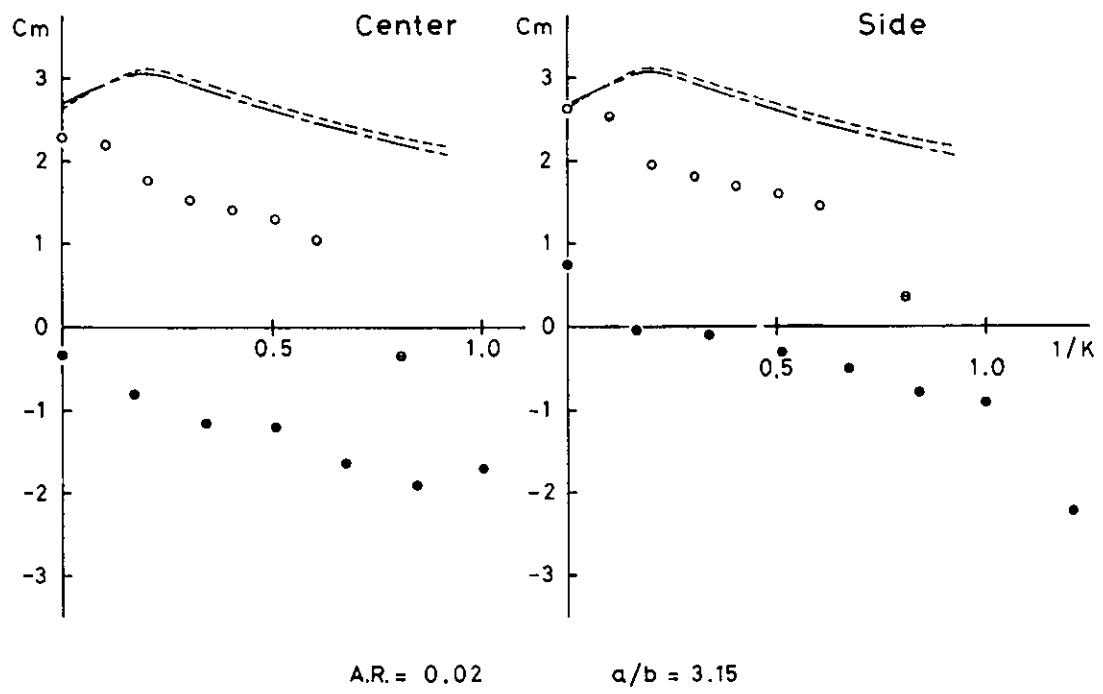


Fig. 2. 1. 41

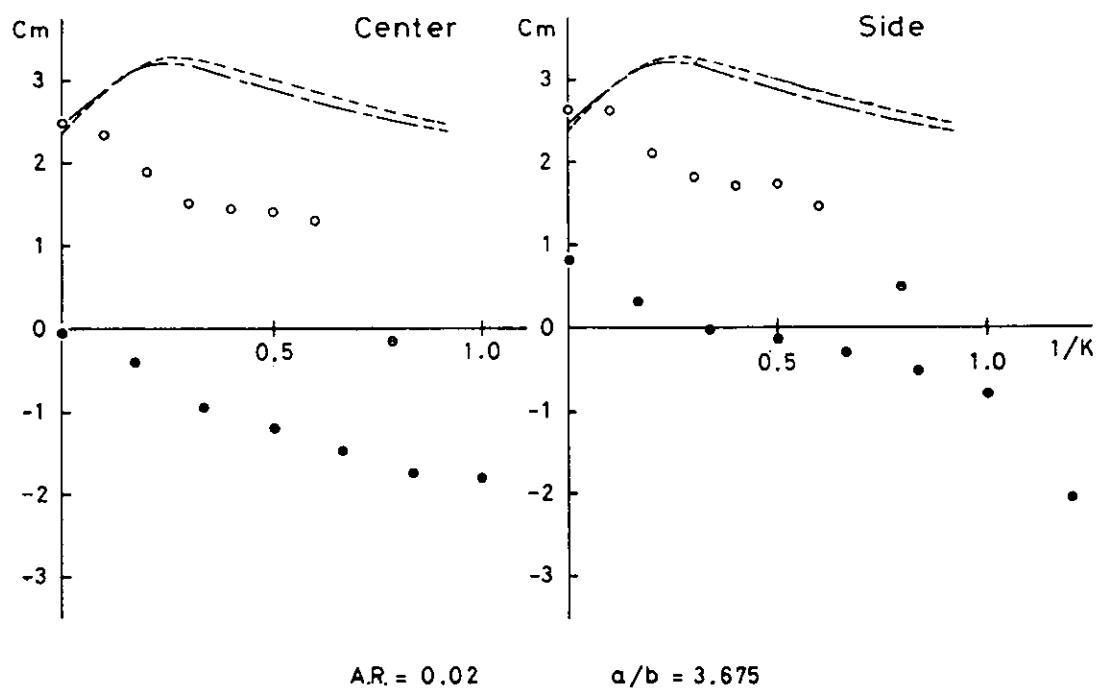


Fig. 2. 1. 42

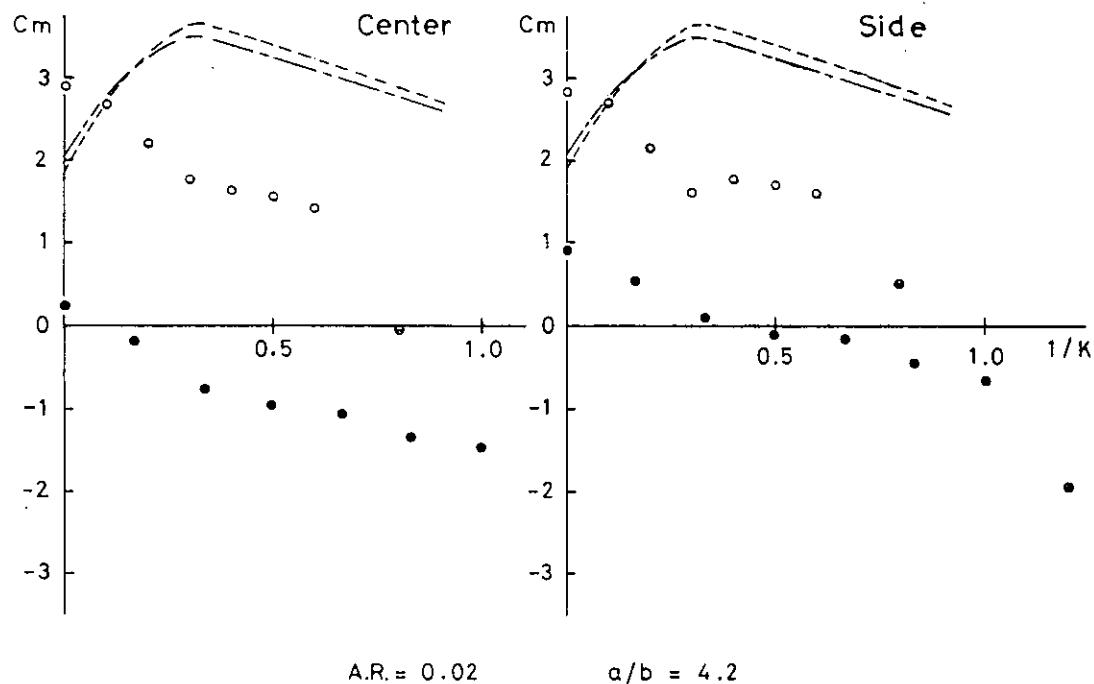


Fig. 2. 1. 43

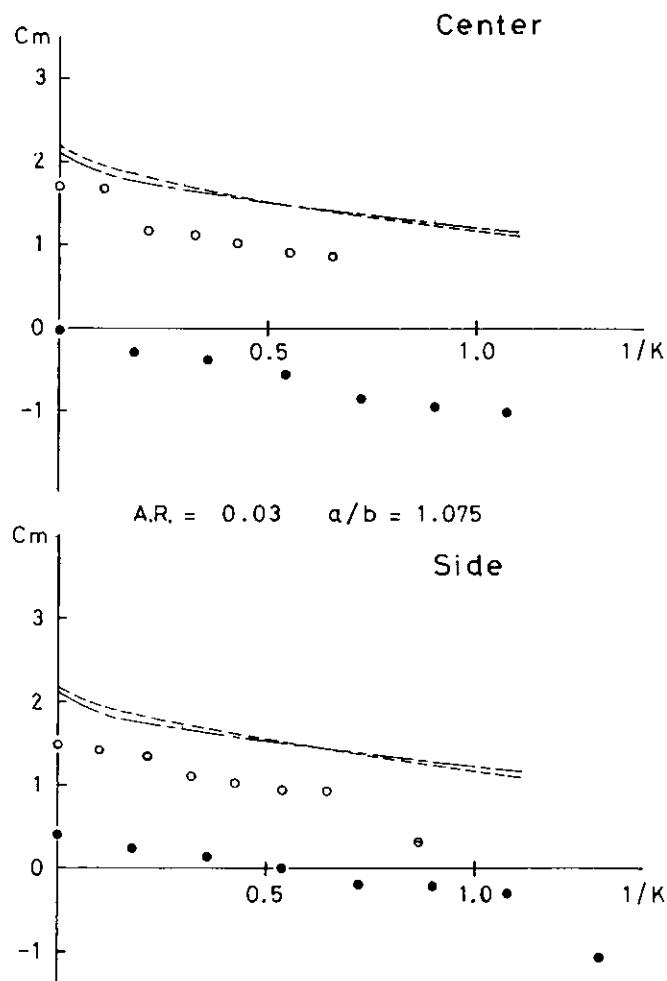


Fig. 2. 1. 44

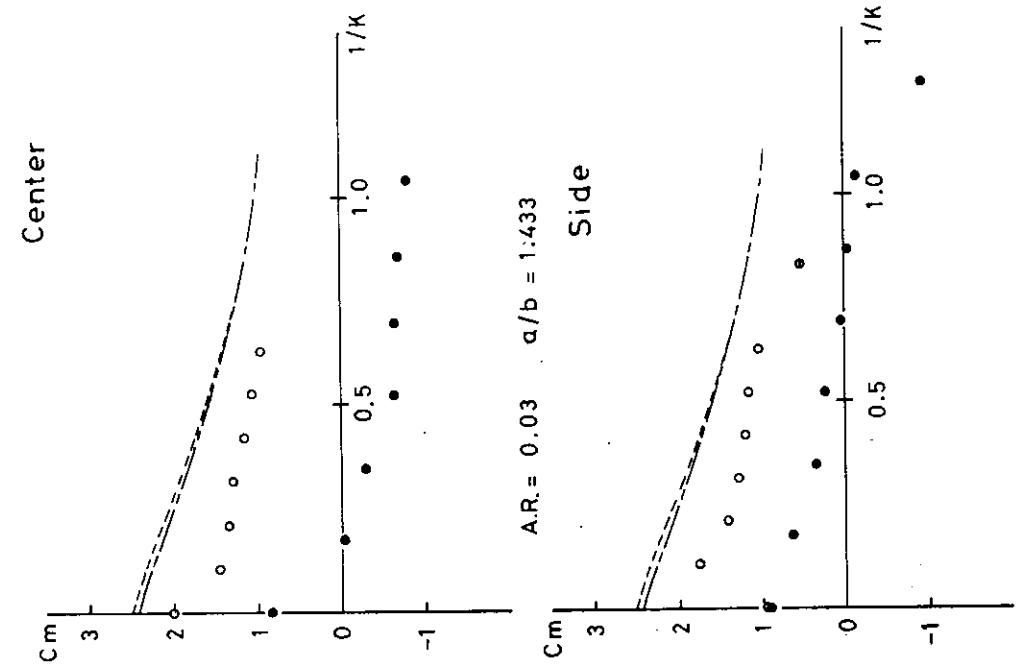


Fig. 2. 1. 45

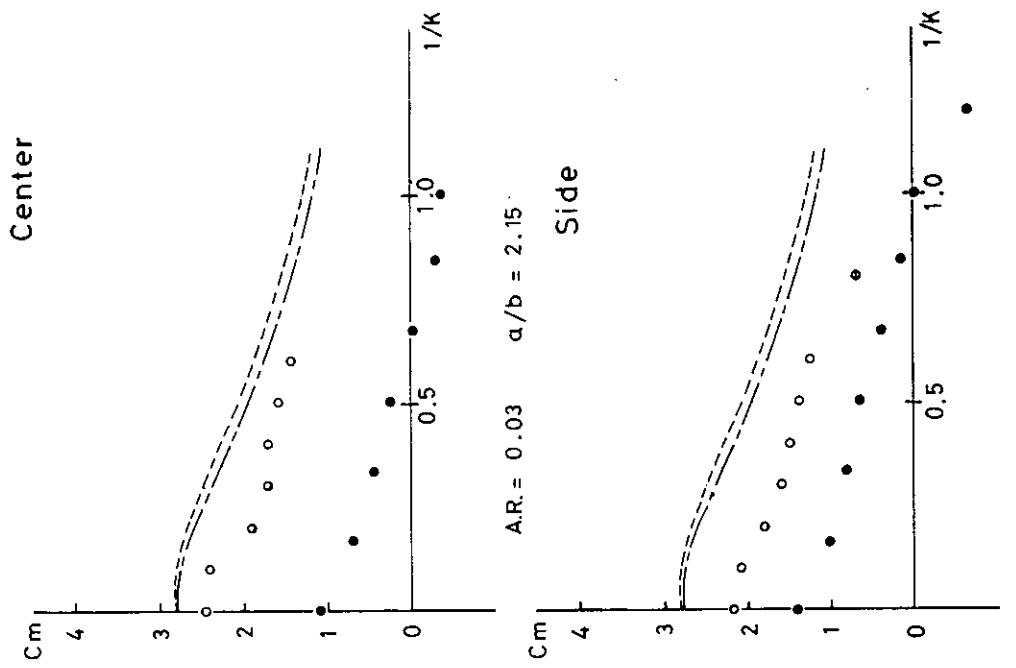


Fig. 2. 1. 46

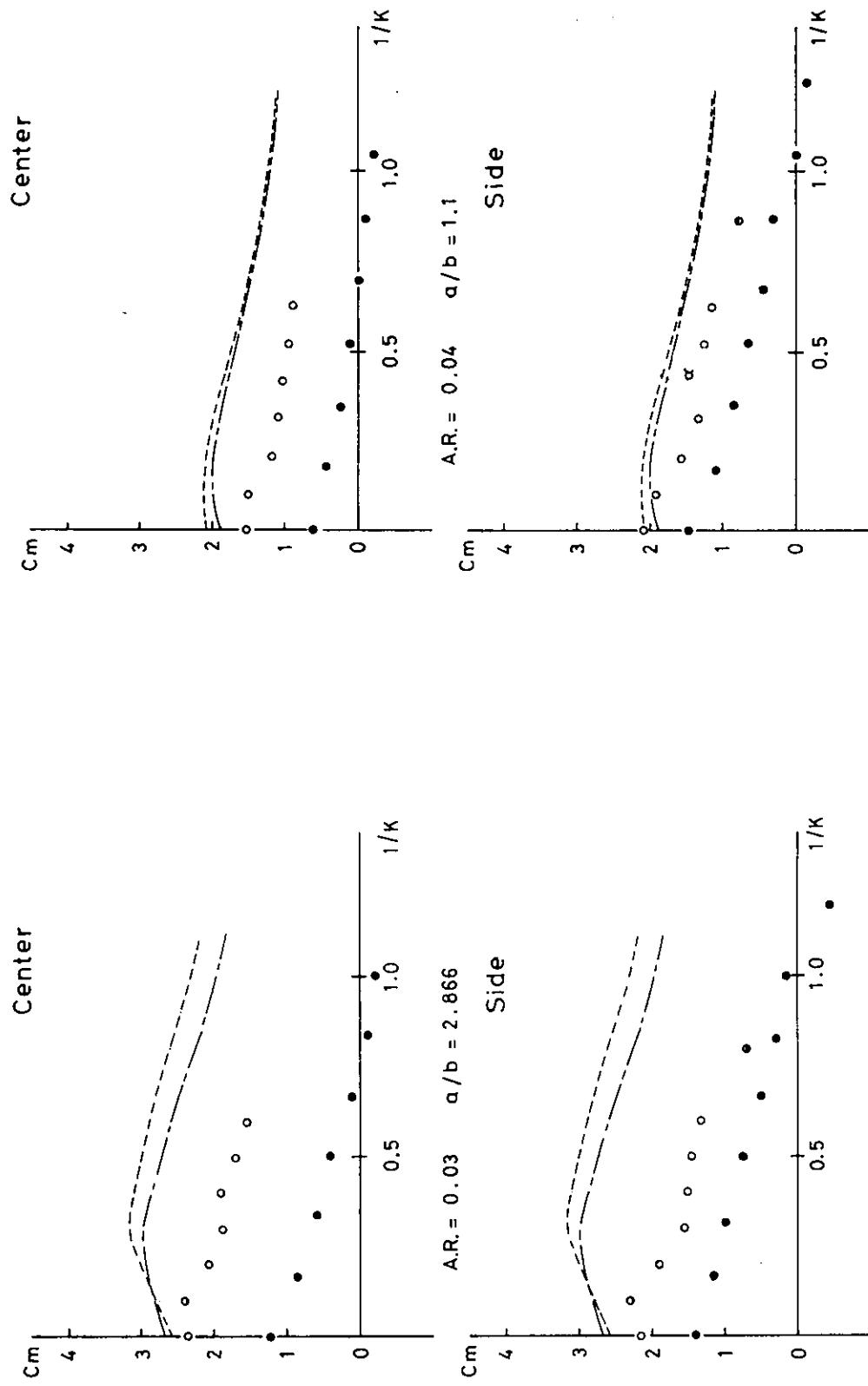


Fig. 2. 1. 47

Fig. 2. 1. 48

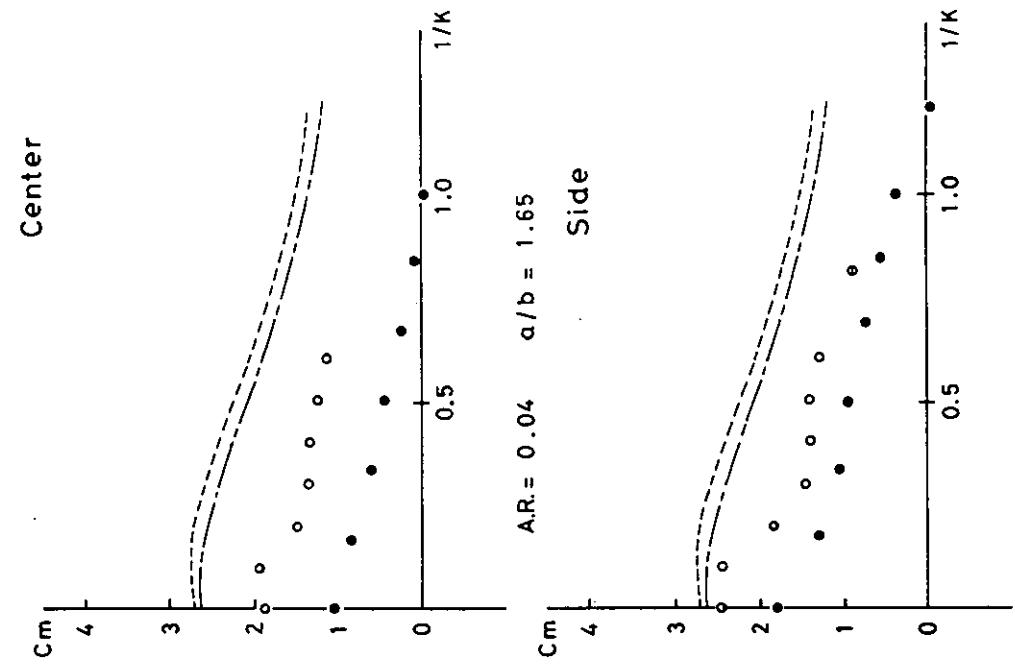


Fig. 2. 1. 49

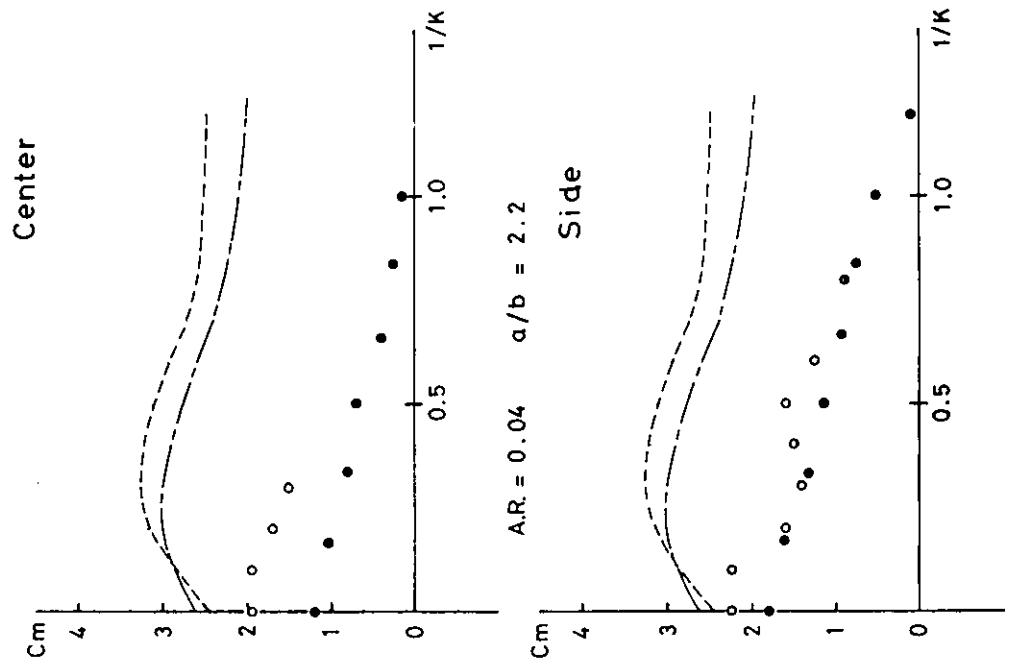


Fig. 2. 1. 50

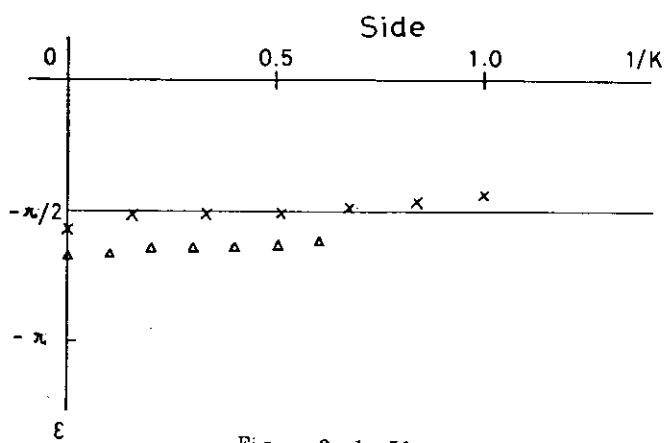
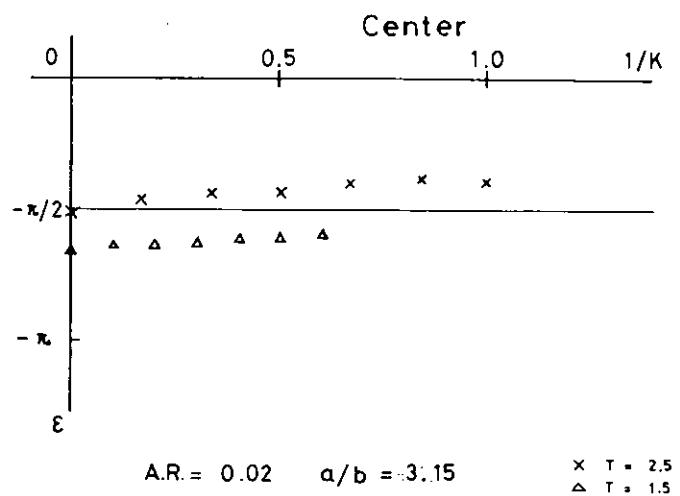


Fig 2. 1. 51

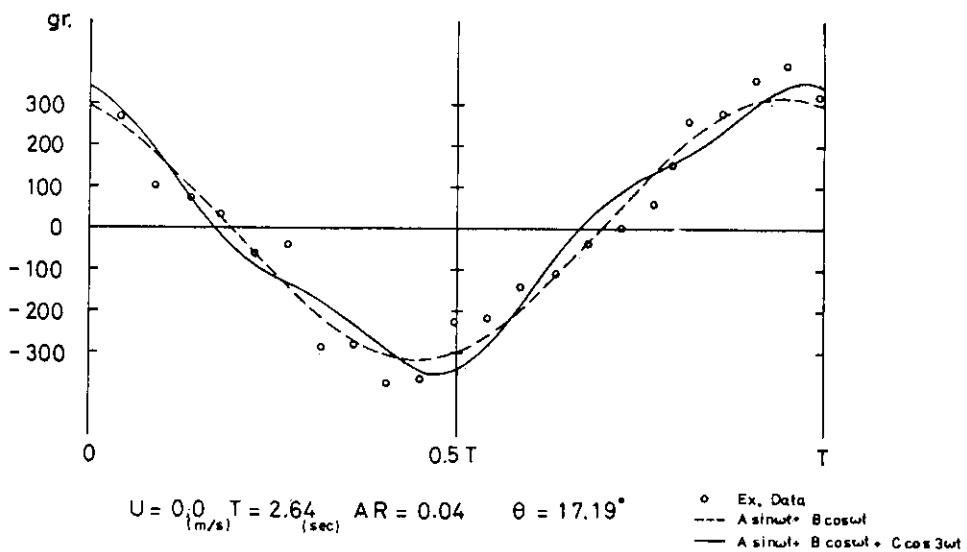


Fig 2. 1. 52

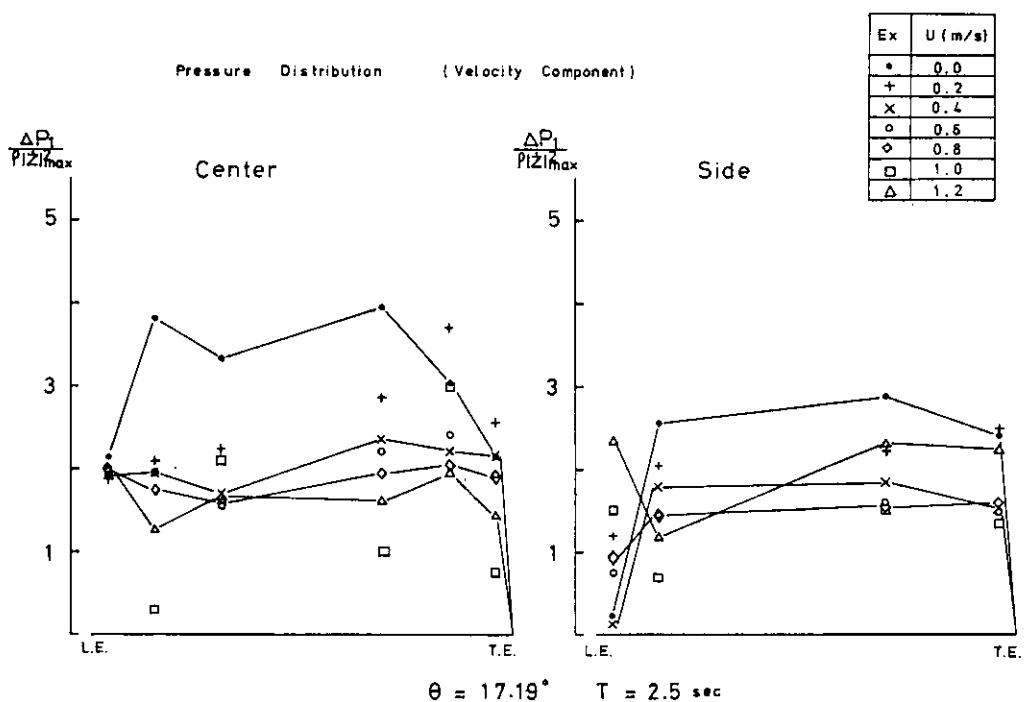


Fig. 2. 1. 53

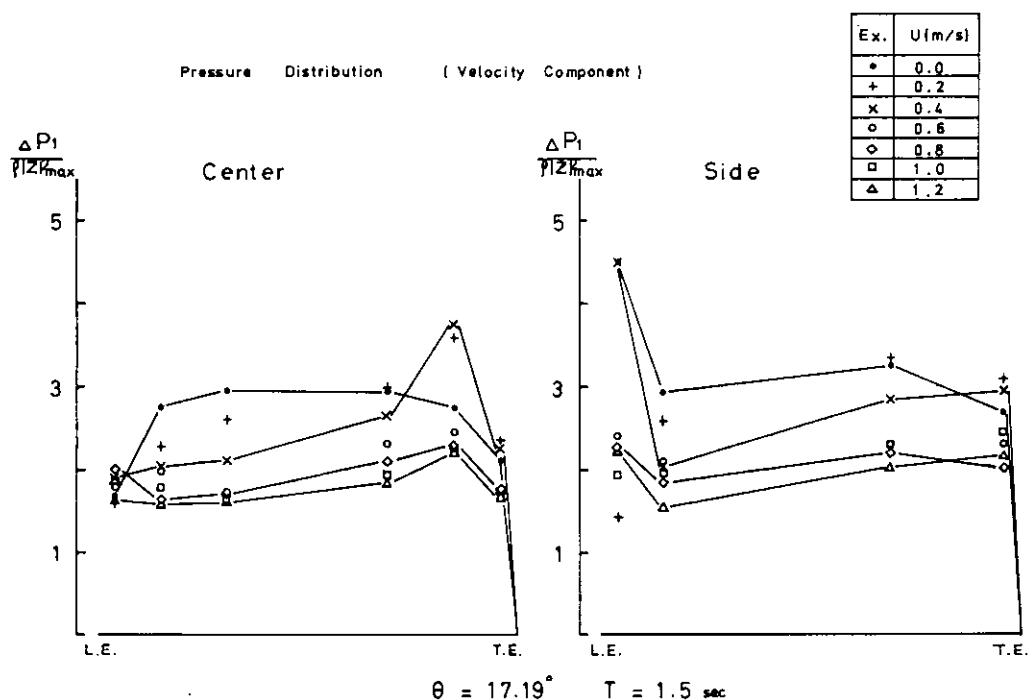


Fig. 2. 1. 54

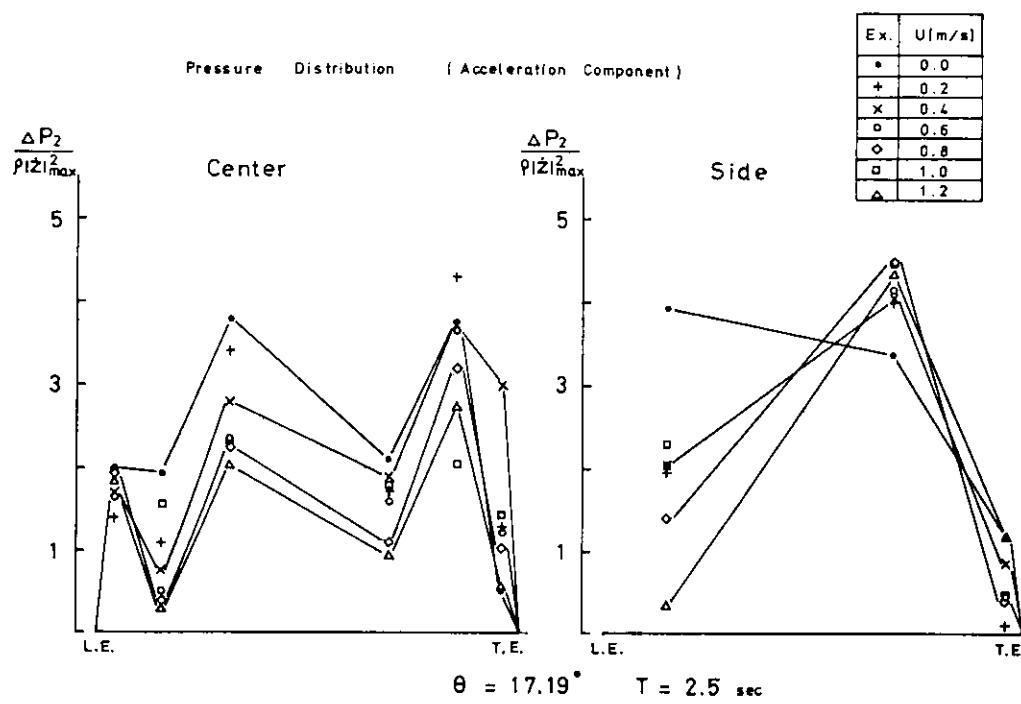


Fig. 2. 1. 55

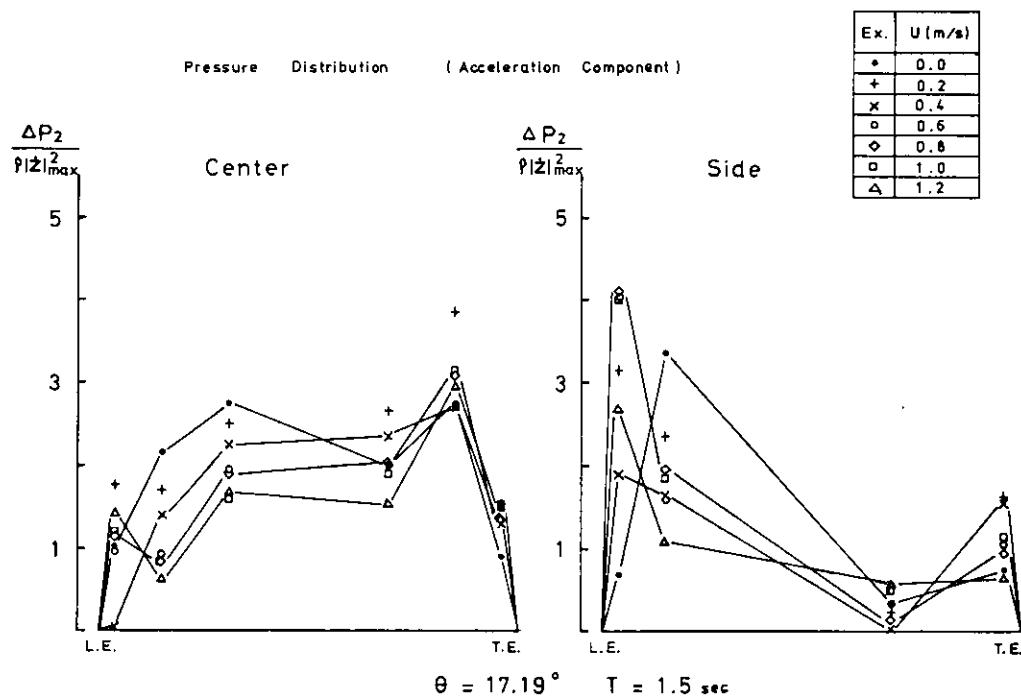


Fig. 2. 1. 56

2. 1. 5 ピルジキールに働く直圧力の計測

(1) まえがき

昨年度は断面係数 $\sigma = 1.0$ 、半幅吃水比 $H_0 = 1.25$ のルイスフーム断面の二次元模型船に取り付けたピルジキールに働く直圧力の計測を行った。その結果、ピルジキールを取り付けた断面形状が矩形に近い場合でもピルジキールに働く抗力は振動平板に働く抗力の実験式^{13) 14)}によって、ほぼ推定できることが明らかになった。¹⁵⁾

今年度は前進速度がある場合のピルジキールに働く直圧力を求めるため、実用船型に取り付けたピルジキールに働く直圧力の計測を行った。その結果、前進速度がある場合、ピルジキールに働く直圧力は前進速度がない場合の直圧力よりも大きくなることが判明した。最後に昨年度実施した実用船型の強制横揺試験結果と今年度のこれらの実験結果から前進速度がある場合の横揺減衰係数に対するピルジキールの影響の検討を行った。

(2) 実験及び解析

実験に用いた実用船型は、昨年度、強制横揺試験を実施した貨物船型の3m模型である。ピルジキールは長さ $\ell_{BK} = 75\text{cm}$ 、幅 $b_{BK} = 0.8\text{cm}$ の大きさで、Fig 2.1.57に示すようにこのピルジキールを5等分割し、船首側(b_F)、中央(b_M)及び船尾側(b_A)の3枚のピルジキールに働く直圧力を計測を行った。計測方法は昨年度と同じく、船体に穴をあけ2本のアームでそれぞれのピルジキールを支持している。これらのアームは船体内部に設置してあるロードセルに直結している。

今、 j 番目のピルジキールに働く直圧力を F_j ($j = F, M, A$) とすると F_j は次式で表わされるとする。

$$F_j = C_m \rho \nabla \dot{x} + \frac{1}{2} C_d \rho S \dot{x} |\dot{x}| \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.23)$$

但し、 C_m : 付加質量係数

C_d : 抗力係数

ρ : 水の密度

∇ : ピルジキールの体積

S : ピルジキールの面積 ($= \ell_{BK} \cdot b_{BK}$)

x : ピルジキールの変位 ($= \phi_A + R$)

ϕ_A : 横揺振幅

R : 回転中心からピルジキールまでの距離

ℓ_{BK} : 5等分割ピルジキール長さ ($= 15\text{cm}$)

b_{BK} : ピルジキール幅 ($= 0.8\text{cm}$)

船体が正弦運動している時、(2.1.23)式の第2項を等価線型におきかえると

$$F_j = \omega^2 \cdot C_m \cdot \rho \nabla \phi_A R \sin \omega t + \frac{4}{3\pi} \omega^2 C_d \rho S \phi_A^2 R^2 \cos \omega t \quad \dots \dots \quad (2.1.24)$$

となる。

一方、実験で求まった F_j をフーリエ解析を行うと次式となる。

$$F_j = F_{j0} \sin (\omega t + \epsilon_j) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.25)$$

(2.1.24)式と(2.1.25)式より

$$C_m = - \frac{F_{jx} \cos \epsilon_j}{\omega^2 \rho \nabla \phi_A R} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.26)$$

$$C_D = - \frac{F_{jx} \sin \epsilon_j}{\frac{4}{3\pi} \omega^2 \phi_A^2 R^2 \rho S} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.27)$$

となる。

但し、抗力係数 C_D の中には前進速度影響による揚力成分¹⁶⁾も含まれている。

(3) 解析結果

実験は Table 2.1.3 に示す如く前進速度を $F_n = 0.15, 0.20, 0.25$ の 3 種類、横搖振幅を $\phi_A = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ の 3 種類、動搖周波数を 12 種類変化させて行った。湯浅・他によると小アスペクト比の振動平板の抗力係数 C_D は reduced frequency の逆数 ($2V/\omega \cdot \ell_{BK}$) でうまく整理できると述べている。

そこで、本解析結果もこの方法に従って、抗力係数 C_D を reduced frequency の逆数 ($2V/\omega \cdot \ell_{BK}$) に対して整理し、Fig 2.1.58 ~ 2.1.60 に示す。また、これらの実験値を最小自乗近似法により 3 次曲線で表わして、それぞれのグラフに示している。この近似において、船速零の場合の抗力係数は振動平板の近似式¹⁴⁾ の値と一致させている。これら 3 次曲線で近似した時の係数をまとめて Table 2.1.4 に示している。

Fig 2.1.58 は横搖振幅 $\phi_A = 5^\circ$ の場合の抗力係数の値である。抗力係数 C_D は $C_{DF} > C_{DM} > C_{DA}$ と船首側に近いほど大きくなっている。また、Middle(C_{DM}) 及び Aft(C_{DA}) は前進速度の影響をさほど強く受けず、実験点はばらついていないのに対し、Fore (C_{DF}) は $F_n = 0.25$ の実験値が他の低速 ($F_n = 0.15, 0.20$) の実験値より高くなっている。 C_{DM} 及び C_{DA} は reduced frequency の逆数 ($2V/\omega \cdot \ell_{BK}$) が大きくなるにつれて減少し、前進速度零の時の値より小さくなっている。それに対し、 C_{DF} は逆に $2V/\omega \cdot \ell_{BK}$ が大きくなるにつれて増加している。

Fig 2.1.59 は横搖振幅 $\phi_A = 10^\circ$ の場合の抗力係数 C_D である。 $2V/\omega \cdot \ell_{BK}$ に対する C_D の傾向は先の $\phi_A = 5^\circ$ の場合と全く同じであるが、全般に抗力係数 C_D は小さくなっている。

Fig 2.1.60 は横搖振幅 $\phi_A = 15^\circ$ の場合の抗力係数 C_D である。横軸 $2V/\omega \cdot \ell_{BK}$ に対する C_D の傾向は $\phi_A = 5^\circ, 10^\circ$ の場合と同様であるが、抗力係数 C_D は $\phi_A = 5^\circ, 10^\circ$ の場合よりも全般に小さくなっている。また、 C_{DM}, C_{DA} の値は $2V/\omega \cdot \ell_{BK}$ が大きくなるにつれて $\phi_A = 5^\circ$ の場合ほど減少せず、横軸に対して一定値に近づいている。

実験値から求めた全抗力係数の総加平均値 $C_{Dmean} = (C_{DF} + C_{DM} + C_{DA})/3$ (図中の +印) は横軸 $2V/\omega \cdot \ell_{BK}$ に対してほぼ一定値となっている。しかしながら、船速零の時の値よりもすべて大きくなっているので、ビルジキールに働く抗力は前進速度の影響を考慮する必要がある。

(4) 前進速度を有する場合の横搖れ減衰係数に対するビルジキールの影響

横搖れ減衰係数 B_{44} は次の 7 成分の加え合せにより表わされると仮定する。

$$B_{44} = B_F + B_E + B_L + B_W + B_N + B_P + B_{BKW} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.28)$$

但し

B_F : 裸殻の摩擦成分

B_E : 裸殻の造渦成分

B_L : 裸殻の揚力成分

- B_w : 裸船の造波成分
 B_N : ピルジキールの直圧力成分
 B_P : ピルジキールの船体表面圧力成分
 B_{BKW} : ピルジキールの造波成分

通常の船型に付いたピルジキールの造波成分は全横揺減衰成分のうちの微小量であるから、これを無視して以後の推論を行う。

前進速度零の場合の横揺減衰係数の成分分離は大阪府大で詳しく調べられ、その推定式もできている。¹⁷⁾ また、前進速度がある場合も B_N 及び B_P の 2 成分を除く 4 成分に関して速度影響の修正係数を考慮している。¹⁸⁾ B_N 及び B_P の 2 成分に関して、前進速度がある場合、 B_N は増加し、 B_P は逆に減少するので、全体として ($B_N + B_P$) は船速零の場合の推定値でよいとしている。¹⁸⁾ そこで、 ($B_N + B_P$) に関して前進速度影響について検討した。

ピルジキールの造波成分は小さいとして無視するとピルジキールの直圧力成分と船体表面影響成分の和 ($B_N + B_P$) はピルジキールを付けた状態での強制横揺試験結果から裸船の強制横揺試験結果¹⁹⁾ を差し引くことによって求められる。これらの実験値を Fig. 2. 1. 61 ~ 2. 1. 63 に示す。ただし、これらの無次元化は次のとおりである。

$$\hat{B}_N, \hat{B}_N + \hat{B}_P = \frac{B_N, B_N + B_P}{\rho \nabla B^2} \sqrt{B/2g}$$

また、同図に ($\hat{B}_N + \hat{B}_P$) に関する大阪府大の推定式 (前進速度 $V = 0$) の値²⁰⁾ を実線で前節で求めた B_N の実験式の値を点線で示す。

実験点と大阪府大の推定式 ($V = 0$) の実線とを比較すると横揺振幅 ϕ_A が大きくなるほど、また、前進速度が大きくなるほど、両者の一致は悪くなっていることが判る。従って、前進速度がある場合のピルジキール効果に関して、速度影響を考慮する必要があるように思われる。

次に実験点の値から点線の値を差し引いた値がピルジキールの船体表面圧力成分 B_P であるが、前進速度零 ($V = 0$) の場合よりも B_N が大きくなっている。

(5) 結論

貨物船型に取り付けたピルジキールに働く直圧力の計測ならびに強制横揺試験結果から次のことが明らかになった。

- (イ) 分割したピルジキールに働く抗力係数 C_D は一様でなく、船首側に近いほど大きくなっている。また、船尾側の抗力係数 C_{DA} は $2V/\omega \cdot b_{BK}$ が大きい領域で、船速零の時の値よりも小さくなっている。
- (ロ) 分割したピルジキールの抗力係数の平均値 $C_D mean$ は船速零の時の値よりも大きくなっている。
- (ハ) ピルジキールの直圧力成分にピルジキールの船体表面圧力成分を加え合せた成分 ($B_N + B_P$) は船速の影響が多少存在する。
- (ニ) 船速がある場合は船速がない場合より B_N は増加し、 B_P は減少する。

Table 2.1.3 実験状態

	横 摆 角	前進速度	周 波 数
強制横揺試験 (Full load)	$\phi_A = 5^\circ$	$F_n = 0.15$	$\hat{\omega} = 0.3$
	10°	0.20	~ 1.4
	15°	0.25	

Table 2.1.4 抗力係数の3次曲線近似

	a	b	c	d
$\phi_A = 5^\circ$	Fore	4.83	6.484	-1.665
	Middle	4.83	4.009	-1.448
	Aft	4.83	2.636	-1.124
	Mean	4.83	4.626	-1.511
$\phi_A = 10^\circ$	Fore	3.62	3.885	-0.772
	Middle	3.62	2.468	-0.839
	Aft	3.62	1.585	-0.633
	Mean	3.62	2.640	-0.683
$\phi_A = 15^\circ$	Fore	3.25	3.548	-0.676
	Middle	3.25	1.415	-0.482
	Aft	3.25	0.898	-0.331
	Mean	3.25	2.242	-0.632

$$C_D = a + b \frac{V}{\omega} + c \left(\frac{V}{\omega}\right)^2 + d \left(\frac{V}{\omega}\right)^3$$

$$\frac{V}{\omega} = 2V/\omega \cdot \ell_{BK}$$

$$\ell_{BK} = 15 \text{ cm}$$

$$Cb = 0.7119, L = 3.00m$$

$\ell_{B.K.all} = 0.75m (\ell_{B.K.} = 0.15m, b_{B.K.} = 0.008m)$

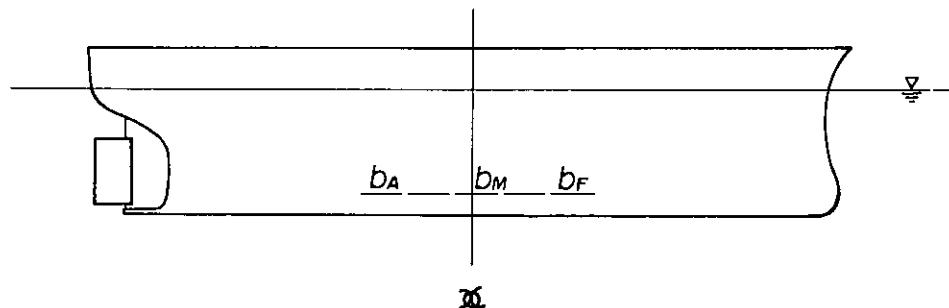


Fig 2.1.57 分割ビルジキールの配置図

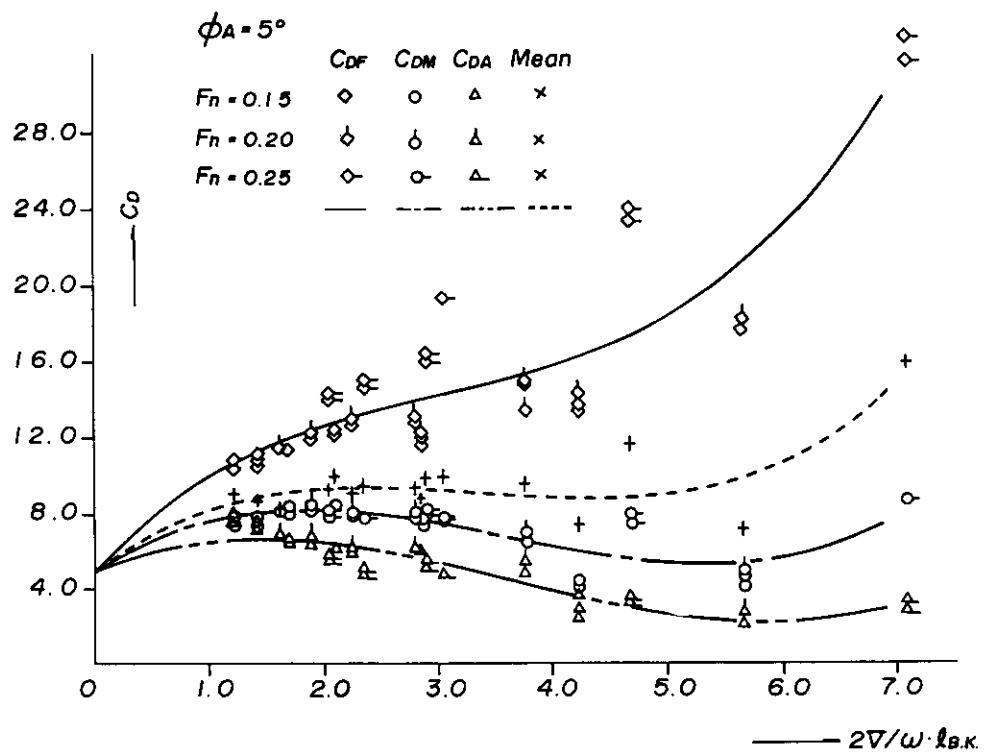


Fig. 2. 1. 58 抗力係数 ($\phi_A = 5^\circ$)

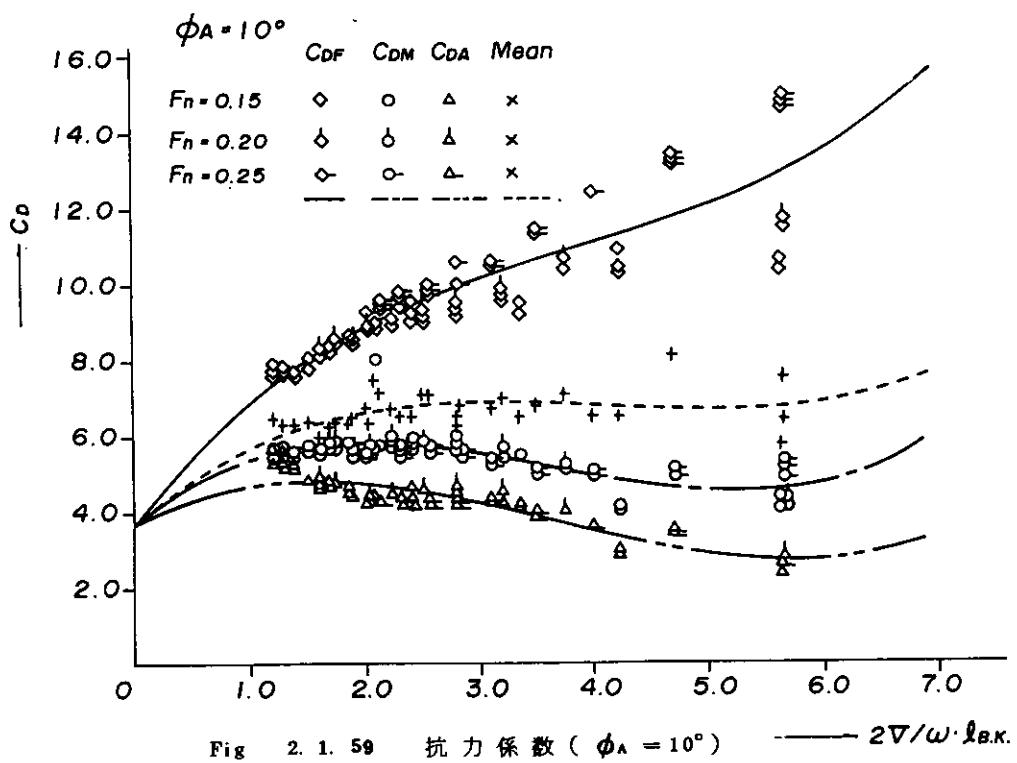


Fig. 2. 1. 59 抗力係数 ($\phi_A = 10^\circ$) ————— $2V/\omega \cdot l_{B.K.}$

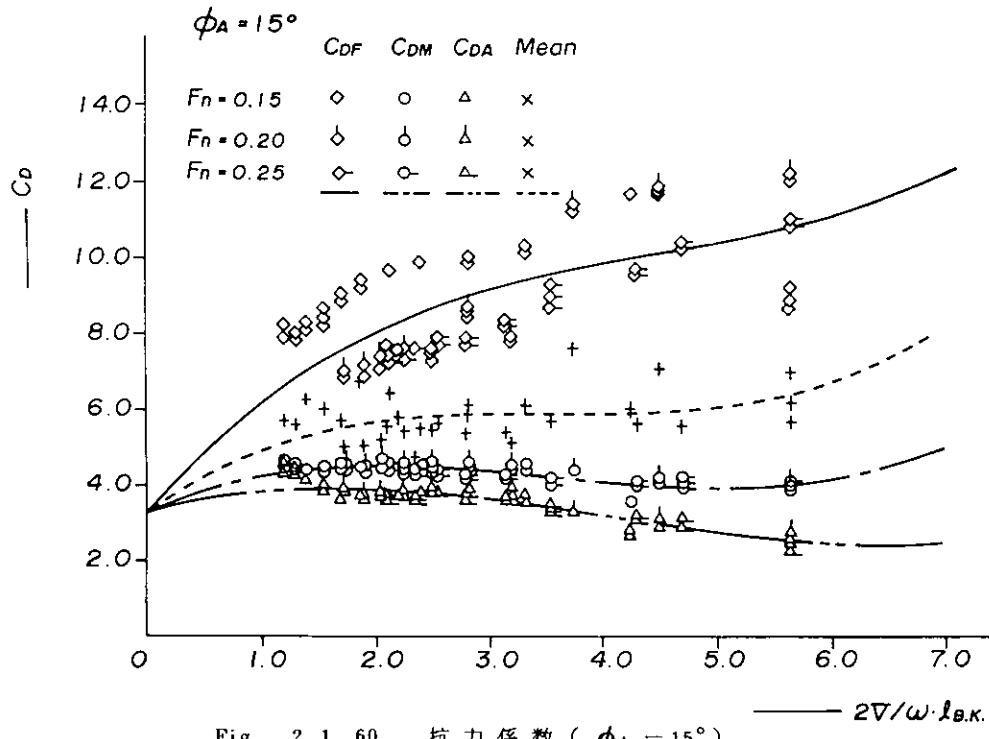


Fig. 2. 1. 60 抗力係数 ($\phi_A = 15^\circ$)

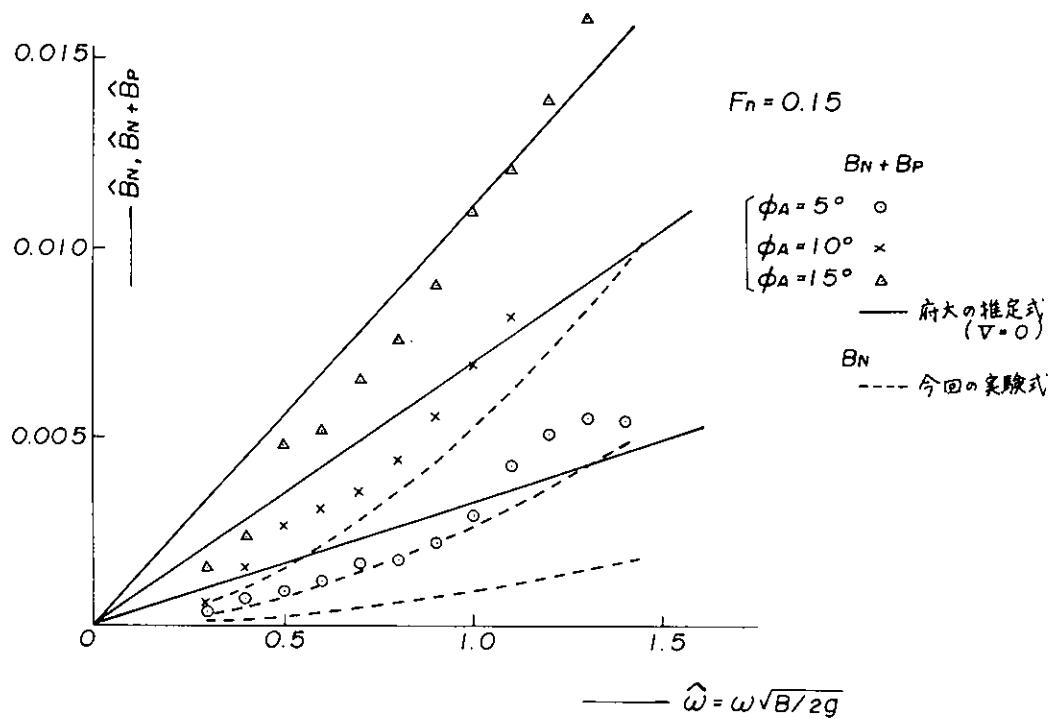


Fig. 2. 1. 61 ピルジキール効果 ($F_n = 0.15$)

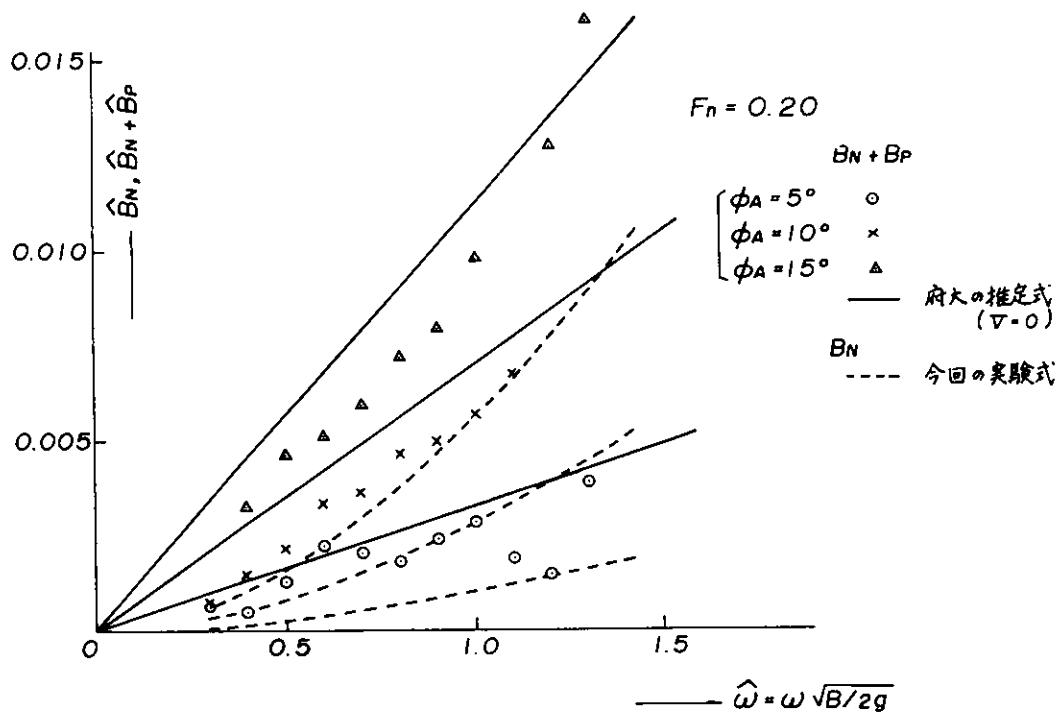


Fig. 2. 1. 62 ピルジキール効果 ($F_r = 0.20$)

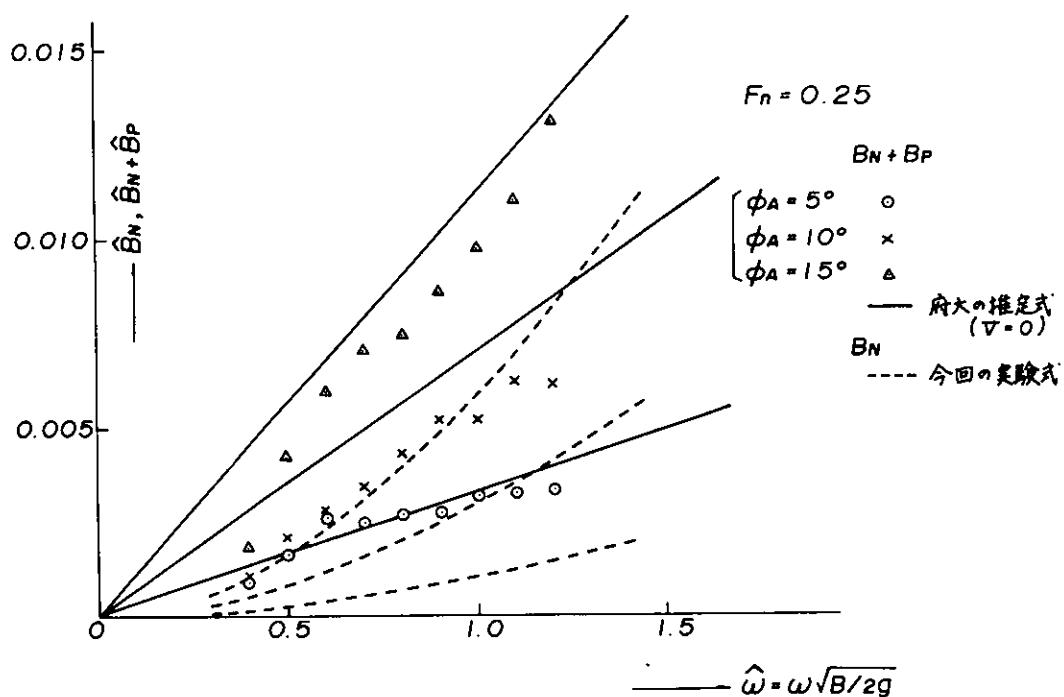


Fig. 2. 1. 63 ピルジキール効果 ($F_r = 0.25$)

2.1.6 特異点法による二次元物体まわりの流場の計算

(1) まえがき

二次元物体まわりの流れの様子を知ることは、横搖減衰係数の成分分離等、減衰係数を推定する上で種々と役立つものと思われる。大阪府大は Ursell-Tasai の級数展開法で、ルイス・フォーム断面周りの流場の計算を行っている。²¹⁾ 今回、同じような計算を特異点法を用いて数値計算を行ってみた。

特異点法を用いると、物体断面形状にとらわれる必要がない上に物体表面上ばかりでなく、流体中の任意の位置での圧力ならびに流速が容易に求めることができるという長所がある。従って、任意断面形状の応用計算例としてルイス・フォーム断面にビルジキールを付けた状態の流体力ならびに流場の計算を行った。流体力の発散波の振幅比に関しては実験結果との比較を行った。

(2) 計算法と精度

船体表面上の点 Q での Source の線分布強さを $\sigma(Q)$ とすると流体内部の任意の点 P での速度ポテンシャルは次式で表わされる。

$$\phi(P) = \int_C \sigma(Q) \cdot G(P, Q) ds(Q) \quad (2.1.29)$$

従って、点 P での圧力ならびに流速は次式で求まる。

$$P(P) = -\frac{\alpha}{\alpha_t} \phi(P) \quad (2.1.30)$$

$$V(P) = -\frac{\alpha}{\alpha_s} \phi(P) \quad (2.1.31)$$

今回、計算に用いた断面形状は断面係数 $\sigma = 1.0$ 、半幅、吃水比 $H_0 = 1.25$ のルイス・フォーム断面である。まず、裸船の状態の計算で片側 $N = 20$ 、30、及び 40 分割した場合の数値計算精度を Table 2.1.5 に示す。 $N = 20$ で誤差 1% 前後であり、実用上、十分な精度をもつものと思われる。

次に Fig 2.1.64 に示すように、裸船の上に幅 $B/40$ 、厚さ $B/400$ （実験状態に相当）のビルジキールを付け、その先端部ならびに取付け部をなめらかにした形状について数値計算を行った。その数値精度を Table 2.1.6 に示す。但し、カッコ内の数字は裸船の分割数を示している。当然のことながら、分割数を多くすると計算精度は向上し、このビルジキールを付けた状態に関しては $N = 98$ の分割数で解は収束したものと思われる。以下に示す結果は裸船については分割数 $N = 40$ 、ビルジキール付きでは $N = 98$ の分割数の数値計算によるものである。

(3) 流体力

発散波の振幅比に関して実験値²²⁾ と比較したのが Fig 2.1.65 である。ビルジキールのない場合、実験値と計算値はよく合っていると言える。ビルジキールの付いた場合、この断面形状では実験値ならびに計算値共に裸船の状態よりも大きくなっている。計算値は $\phi_A = 5^\circ$ の実験値と比較的よく合っている。しかし、横搖振幅が大きく $\phi_A = 10^\circ$ の場合、計算値よりも実験値が大きくなっている。後者の場合はビルジキールの幅の数倍もの振幅でビルジキールを動搖させたことになり、微小振幅のポテンシャル理論が適応できるとは思われない。

次に参考のためにビルジキールを付けた状態の付加慣性モーメント係数を Fig 2.1.66 に示す。有限要素法で瀬戸・山本が示している²²⁾ ように、付加慣性モーメントは裸船の状態よりも 1 割強ほど全動搖周波数にわたって増加している。

(4) 流速分布

断面係数 $\sigma = 1.0$ 、半幅・吃水比 $H_0 = 1.25$ のルイス・フォーム断面及びその断面に幅 $b_{BK} = B/40$ （実験

状態において $B = 40 \text{ cm}$ の模型、 $b_{BK} = 1 \text{ cm}$ (相当) のビルジキールを付けた状態の流速分布をそれぞれ Fig. 2.1. 67, 2.1. 68 に示す。図は $\phi = 0$ の瞬間における流速分布で、船体表面の接線方向の流速を法線方向の距離で表示したものである。内側から船体表面及び船体表面から、 $B/40, 2B/40, 5B/40, 10B/40$ それぞれ離れた場所での接線方向の流速分布である。

裸殻の場合 (Fig. 2.1. 67)、ビルジ部で流速が大きく増速され、 $\omega\phi \propto \frac{B}{2}$ よりも大きくなっている。このビルジ部の大きな流速は船体表面から離れるにつれて拡散し、 $5B/40$ 付近では船底部を除きなめらかな分布となっている。

横搖周波数が大きくなるとビルジ部の最大流速は小さくなることが、これまでの計算でわかっている。²⁴⁾

ビルジキールのある場合 (Fig. 2.1. 68)、船体表面上ではビルジキール取付け位置で、接線方向の流速が零となり、ビルジキールが流体を遮断していることがよく判る。次に船体表面から $B/40$ (ビルジキールの幅と同じ) ほど離れた場所での流速分布は、ビルジキール取付け近傍で非常に大きく増速されている。更に船体表面から離れるとビルジキール付近の大きな流速分布は拡散して、 $5B/40$ では裸殻の場合の流速分布とはほぼ同じになっている。ビルジ部付近を除く船側及び船底部では船体表面上の流速分布はビルジキールの有無にかかわらず、ほぼ同じ流速分布をしていることが判る。これらの結果よりビルジキールが流体に影響を及ぼすのはビルジキール近傍の極くかぎられた領域であるように思われる。

(5) 結論

ビルジキールを付けた二次元断面についての特異点法による計算結果より次のことが言える。

- (イ) 横搖振幅の小さい場合には、この方法によって求められたビルジキールの付いた場合の発散波の振幅比は実験値と大略一致する。しかしながら、横搖振幅が大きくなると計算値と実験値との差は大きい。
- (ロ) 付加慣性モーメントは計算した周波数範囲において、裸殻の場合よりも増加する。
- (ハ) ビルジキールを付けた状態での流速分布は、船体表面上ではビルジキール近傍で接線流速は零となり、船体表面から離れるとビルジキール先端近傍で接線流速は大きく増速されている。しかし、ビルジキールの幅の4~5倍程度、船体表面から離れた場所では裸殻の状態とほぼ同じ流速分布となっている。

Table 2.1.5 裸殻の計算精度

$N \backslash KT$	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4
20	1.0126	1.0106	1.0088	1.0083	1.0083	1.0087	1.0095	-
30	-	1.0032	-	-	-	1.0030	-	-
40	1.0014	1.0010	1.0008	1.0008	1.0009	1.0011	1.0014	1.0014

Table 2.1.6 ビルジキールの付いた場合の計算精度

$N \backslash KT$	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4
42 (20)	0.9599	0.9625	0.9668	0.9688	0.9697	0.9699	0.9697	0.9687
98 (40)	1.0060	1.0011	1.0002	1.0002	1.0005	1.0007	1.0010	1.0009

() 内は裸殻の分割数

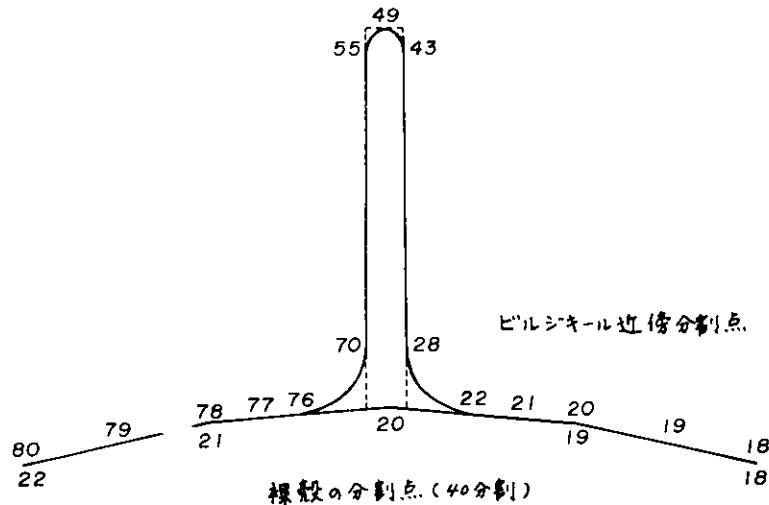


Fig. 2. 1. 64 ビルジキール近傍の分割点

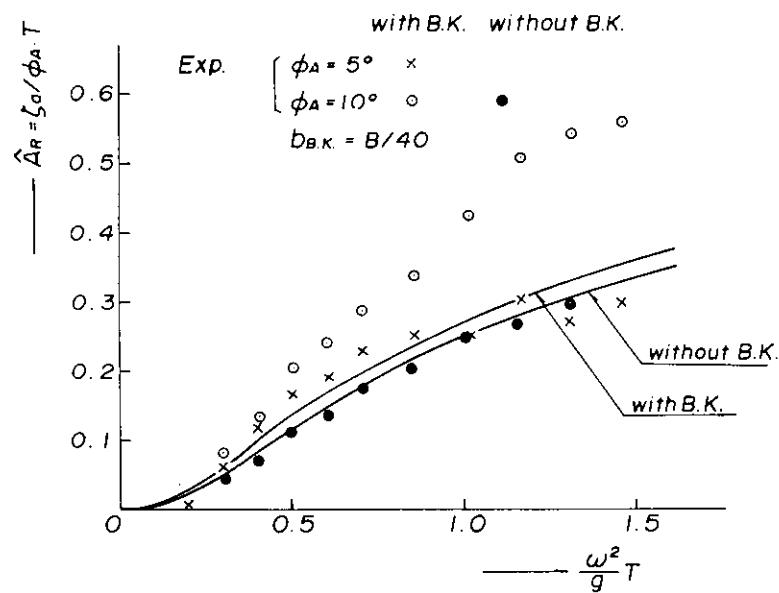


Fig. 2. 1. 65 発散波振幅比

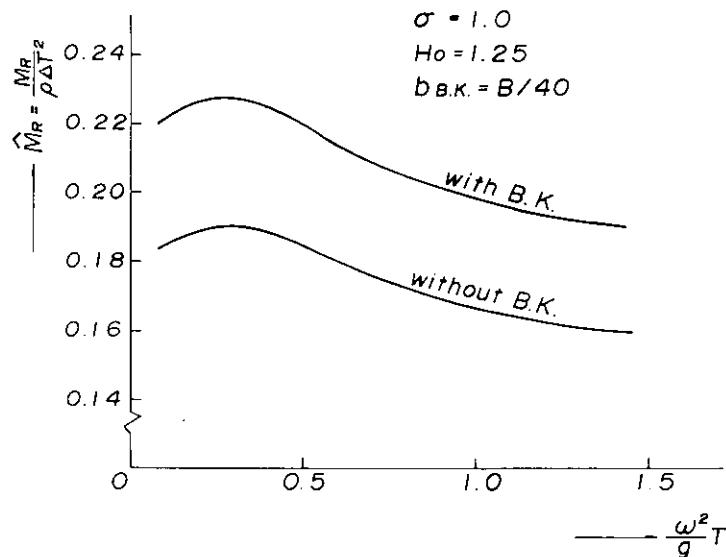


Fig. 2. 1. 66 付加慣性モーメント係数

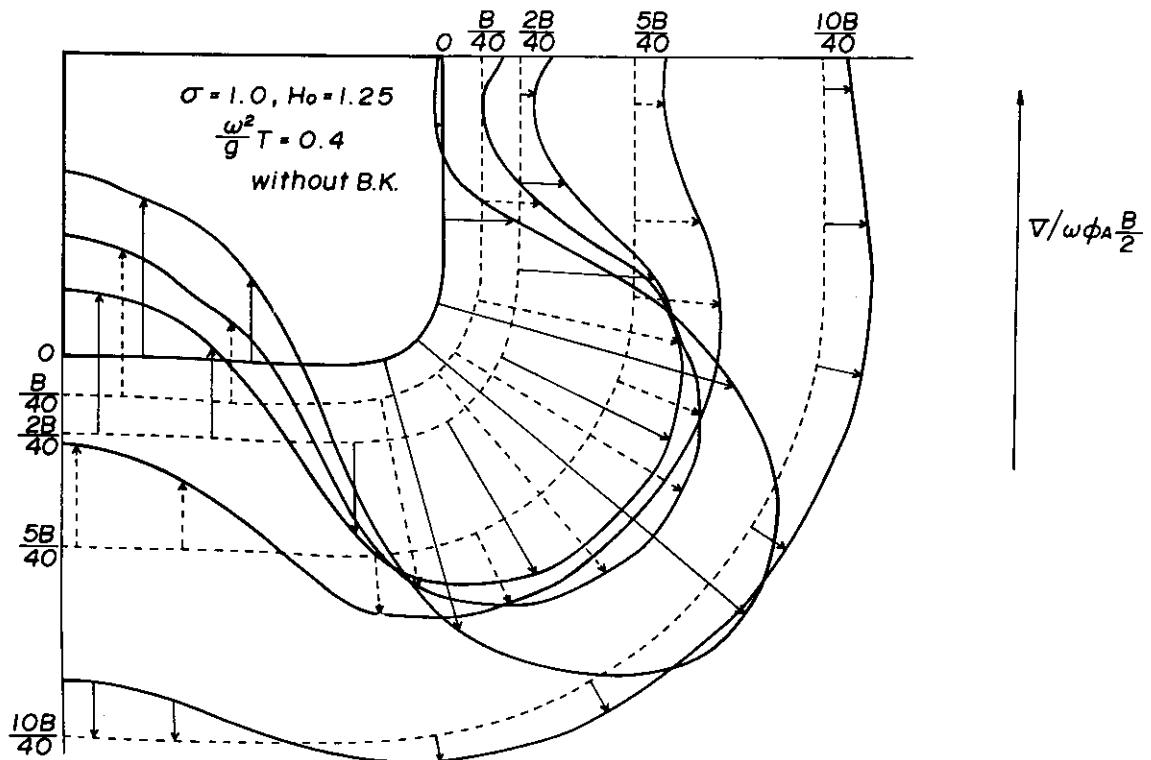


Fig. 2.1.67 流速分布(ビルジキール無)

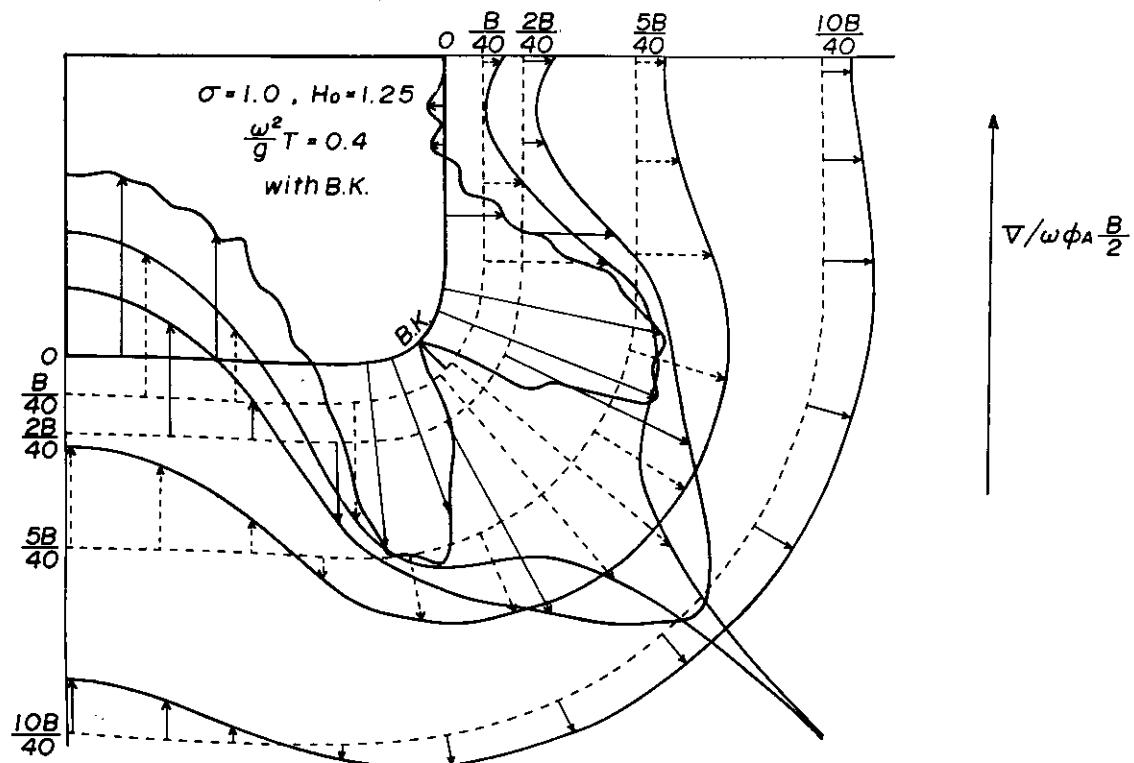


Fig. 2.1.68 流速分布(ビルジキール有)

2. 1.7 非線形横揺れ減衰力を含む横揺れの統計的取扱い

(1) まえがき

昨年度の研究では、非線形の横揺れ減衰項を含む運動方程式をルンゲ・クッタ・ギル法で解いた時系列解と最小偏 差法及び一定波高法による解とを比較検討した。

本年度は、非線形の横揺れ減衰項をもつ時系列解の計算例を増すとともに、最小偏差法で用いた等価線形減衰項を使用して時系列解を求め、非線形項による横揺れと最小偏差法で用いた等価線形項による横揺れとの相違を検討した。

(2) 計 算

計算の対象船としては昨年度と同じく、SR108の一軸高速コンテナ船（S7-175-1.0）を採用し、計算状態はフルード数（ F_n ）は0.150で、非線形度（ $\alpha = B_2 / B_{44}$ ；ただし、非線形の横揺れ減衰項を $B_{44} \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}|$ とする。）は18.6（s/rad）、波との出会い角は斜め追波の60°とした。SR108船の要目をTable 2.1.7に示す。

また、計算は次に示す4つの方法で行った。

- (a) 一定波高法；応答関数を求める際の波高を一律に10mとする方法。したがって、等価線形減衰係数 B_{44E} ²⁵⁾
(i) も波高10mに対応して求めている。
(応答関数と入射波のスペクトラムから統計諸量を計算する。)
- (b) 最小偏差法；入射波のスペクトラムが存在する周波数領域で、全体として非線形減衰項を用いた場合と等価 線形減衰項を用いた場合の運動の偏差の2乗の期待値が最小になるような等価線形減衰係数 B_{44E} ²⁶⁾ 及びそれに 対応する応答関数を求める方法。
(応答関数と入射波のスペクトラムから統計諸量を計算する。)
- (c) 非線形時系列法；非線形減衰項を含む運動方程式を用い、ルンゲ・クッタ・ギル法により運動の時系列を計算 し、この時系列を統計解析して統計諸量を求める方法。
- (d) 最小偏差時系列法；(c)の非線形減衰項の代わりに(b)の最小偏差法の等価線形減衰係数 B_{44E} ²⁶⁾ を用いて時系 列を計算し、この時系列を統計解析して統計諸量を求める方法。

入射波の時系列としては、昨年度に計算した例も含めて、平均波周期 T_w 、有義波高 H_w のL.S.S.C.波スペクトラ ムの不規則波で、次のような3種類、10時系列を採用した。

- (i) (T_w , H_w) = (13.1s, 11.5m) 4時系列
(ii) (T_w , H_w) = (11.7s, 9.2m) 3時系列
(iii) (T_w , H_w) = (10.3s, 7.1m) 3時系列

各時系列法の計算は、昨年度の報告書の「4.1.3 非線形の運動の時系列の計算とその統計解析」に基づいている。 ルンゲ・クッタ・ギル法のステップは0.1秒で計算し、各時系列とも1200秒間である。スペクトラム解析はSR 125の実測記録の統計数値解析を参考にしてサンプリングタイムを1秒とし、Qウィンドウを用い、(a)(b)の計算方法との比較に便利なようにラグ数は53（標準は約120）とした。また、極値の数列としてはRayleigh分布と比較 しやすいうように各Zero Cross間での最大振幅のみを取り、負の極大値、正の極小値などを無視し、また、同じ Zero Cross間に2つ以上の極大値、極小値があるときは、振幅の最大のもの以外は無視してしまい、時系列を狭 帯域的に修正して統計解析している。

なお、同じ種類の波の時系列間の差は、時系列の発生時の成分波のランダムな位相差の組の違いによる。

(3) 計 算 結 果

統計諸量は各時系列ごとに計算したが、各時系列間で差は小さかったので、以下特に断わらない限り各種類の波ご とに各時系列を平均化したもので、論じていくことにする。

(i) スペクトラム

Fig 2.1.69 に入射波スペクトラムを、 Fig 2.1.70 に出会い波スペクトラムを示した。多少、目標の I.S.S.C. スペクトラムとの差があるが、ほぼ目的のスペクトラムを持つ波が得られた。

Fig 2.1.71 に $(T_w, H_w) = (13.1s, 11.5m)$ の横揺れスペクトラム $S_R(\omega_e)$ を各時系列別に示した。これによると横揺れスペクトラムにおける各時系列による差は小さい。他の 2 つの種類の波に対する横揺れスペクトラムも時系列による差は同じように小さいので、各波に対する横揺れスペクトラムは 4 時系列または 3 時系列の平均で代表させることとした。

Fig 2.1.72 に (b) 最小偏差法と (c) 非線形時系列法の結果を、また Fig 2.1.73 に (c) 非線形時系列法と (d) 最小偏差時系列法の結果を示し、さらに Fig 2.1.74 に $(T_w, H_w) = (13.1s, 11.5m)$ の場合の各計算 (b), (c), (d) をまとめて示した。これらによると (b) と (d) の差が大きく、 (d) の最小偏差の時系列法のスペクトラムが、 (b) の最小偏差法のスペクトラムを正しく近似していないことがわかる。Fig 2.1.69 によると入射波の時系列のスペクトラムはほほよい近似をしているのに、 Fig 2.1.70 の出会い波では近似が悪くなっている、この影響も考えられるが、時系列法自体の近似の影響も大きいと思われる。そこで、非線形減衰項を用いた場合と最小偏差による等価線形減衰項を用いた場合の運動の差は、 (c) 非線形時系列法と (d) 最小偏差時系列法との比較で考えることとし、この比較から得られる結果を用いて、 (b) 最小偏差法の非線形運動に対する近似の程度を考えるのがよいと思われる。このような考え方で、 Fig 2.1.73 の (c), (d) を比較すると 3 種類の波に対し同じ傾向を示しており、非線形減衰項と最小偏差減衰項による横揺れスペクトラムの差はこの程度と思われ、最小偏差法では小さ目のスペクトラムを与えていることがわかる。

(ii) 有義両振幅と標準偏差

Fig 2.1.75 に $H_R \frac{1}{3}$ (両振幅の $\frac{1}{3}$ highest mean) と $H_R \frac{1}{10}$ (両振幅の $\frac{1}{10}$ highest mean) を示し、各計算方法間の比較のために、 Fig 2.1.76 に $C_{k1} = (c)/(a)$ と $C_{k2} = (c)/(b)$ を、 Fig 2.1.77 に $C_{k3} = (c)/(d)$ を示した。ここに示している $H_R \frac{1}{3}$ と $H_R \frac{1}{10}$ の時系列法 ((c), (d)) の値は直接に極値の値から求めているので、時系列によって多少のばらつきがあり、波の時系列による差が $H_R \frac{1}{3}$ と $H_R \frac{1}{10}$ に及ぼす影響の一端を知ることができる。

Fig 2.1.76 は、昨年度の研究において示したものに本年度の計算結果を付け加えたものであるが、本年度で付け加えた値は全体的に昨年度の値より低くて C_{k1} 、 C_{k2} の値を低くしている。しかし、定性的な関係は変らず C_{k2} の値はほぼ一定で、 (b) の最小偏差法による推定の方が、 (a) の一定波高法による推定の方より良いことがわかる。

次に実用的には、 (b) の最小偏差法を用いるわけであるが、これと直接、 (c) の非線形時系列法とを比べると時系列のばらつきによる誤差が入り、定量的な推定が難しくなるとともに、前述したように時系列法計算自体による近似の影響も入りやすいので、 (c) を計算したのと同じ時系列の波を用いて (d) 最小偏差時系列法により横揺れの時系列を計算し、比較してみた。この結果を示す Fig 2.1.77 によると $C_{k2} = (c)/(b)$ に比べて $C_{k3} = (c)/(d)$ のばらつきは小さくなっているが、まだ多少のばらつきがあり、統計的な考察が必要と思われる。ただし、これらの比は平均的にみると波によらずほぼ一定であり、修正量としては小さく、最小偏差等価線形項でも非線形項の横揺れをよく近似していることがわかる。

Fig 2.1.78、 Fig 2.1.79 に標準偏差 σ について各計算方法間の比較を示した。これによると全体的な性質を表わす標準偏差についてはばらつきも小さく、 $H_R \frac{1}{3}$ や $H_R \frac{1}{10}$ より推定しやすくなっている、 C_{k3} は約 1.05 となっている。しかし、非線形度などが異なった場合にもこの値となるかは、さらに検討が必要と思わ

れる。

(ii) 極値分布

Fig 2.1.80 ~ Fig 2.1.82 に 3 種類の波の出会い波と横揺れの極値の発生頻度（時系列の和）と、それらに対応した Rayleigh 分布曲線を示した。また、Fig 2.1.83 と Fig 2.1.84 に (T_w , H_w) で (13.1 s , 11.5 m) と (11.7 s , 9.2 m) の 1 時系列のみの発生頻度を示してみた。図中の N は極値の総数を示す。

これらによると、(c)非線形項と(d)最小偏差等価線形項との差は、「非常に大きな横揺れ」では(c)による方が少なく、それより小さく中位までの「やや大きな横揺れ」では(c)の方が多く、さらに小さな「やや小さな横揺れ」では(c)の方が発生頻度が少なくなっている。全体的に(c)非線形項の場合は、(d)最小偏差等価線形項に比べて、小さな横揺れは多少大きくなるが、非常に大きな横揺れでは逆に小さくなっていて、極値分布の形状は少し異なっている。この 2 つの分布について χ^2 検定を 5 % の有意水準で行ったところ、(T_w , H_w) = (13.1 s , 11.5 m) の 1 時系列と (11.7 s , 9.2 m) の 1 時系列及び (11.7 s , 9.2 m) の時系列の和で棄却され、他の時系列と他の波の各時系列の和は許容された。このことから、(d)は(c)をかなりよく近似していると思われる。

また、Rayleigh 分布についての χ^2 検定を 5 % の有意水準で行ったところ、出会い波はすべて許容されるのに対し、横揺れでは、各波の時系列の個々の約 1/3 が(c)(d)とも許容されるものの、その他の約 2/3 と各波毎の時系列の和はみな棄却されることがわかった。ただし、図でわかるように(c)(d)の時系列法の極値分布は Rayleigh 分布とそれほど離れているわけではなく、Rayleigh 分布の山より少し右のところで計算の方の極値が多いという傾向があり、Rayleigh 分布との関連がみられる。

(4) まとめ

非線形減衰項を含む横揺れ運動の統計的性質を求めるために、いくつかの近似計算を行ない比較検討した結果、次のようなことがわかった。

- i) 種々の有義波高を持つ不規則波中の非線形動揺の解析に、「(a)一定波高法（例えば一律に 10 m と定める）」を用いることには問題がある。それぞれの有義波高に対応した等価線形減衰係数を選ぶ必要がある。
- ii) 「(b)最小偏差法」は「(c)非線形時系列法」の有義両振幅と標準偏差をよく近似している。
- iii) (c)の非線形減衰項を用いた場合と(d)の最小偏差法の減衰項を用いた場合との運動の差は、スペクトラム、有義両振幅、標準偏差及び極値分布においては小さく、最小偏差法の減衰項を用いる方法は、非線形減衰項を用いる場合の運動をよく近似している。

以上によって、等価線形減衰係数の決定の一方法として最小偏差法を用いることができると思われるが、極値推定などになお検討すべき問題がある。

Table 2. 1. 7

項目	S 7-175 船	項目	S 7-175 船
L_{PP}	175.0 m	Δ	24742 t
B	25.4 m	Cb	0.5716
D	15.4 m	CD	0.970
d	9.5 m	KM	10.52 m
L_{PP}/B	6.89	GM	1.00 m
B/d	2.67	T_R	18.0 s
$\ell cd(\% L_{PP})$	1.417	K_L	0.24

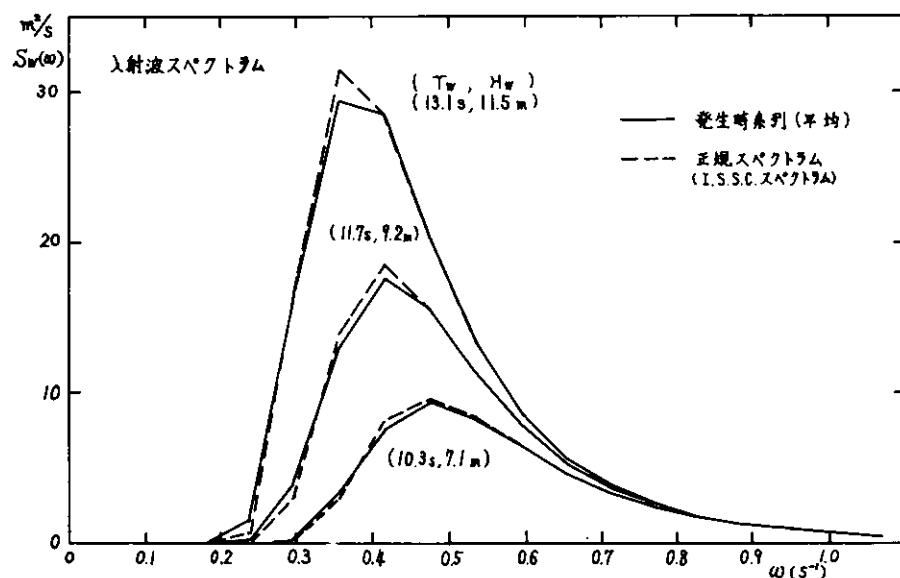


Fig. 2. 1. 69 入射波スペクトラム

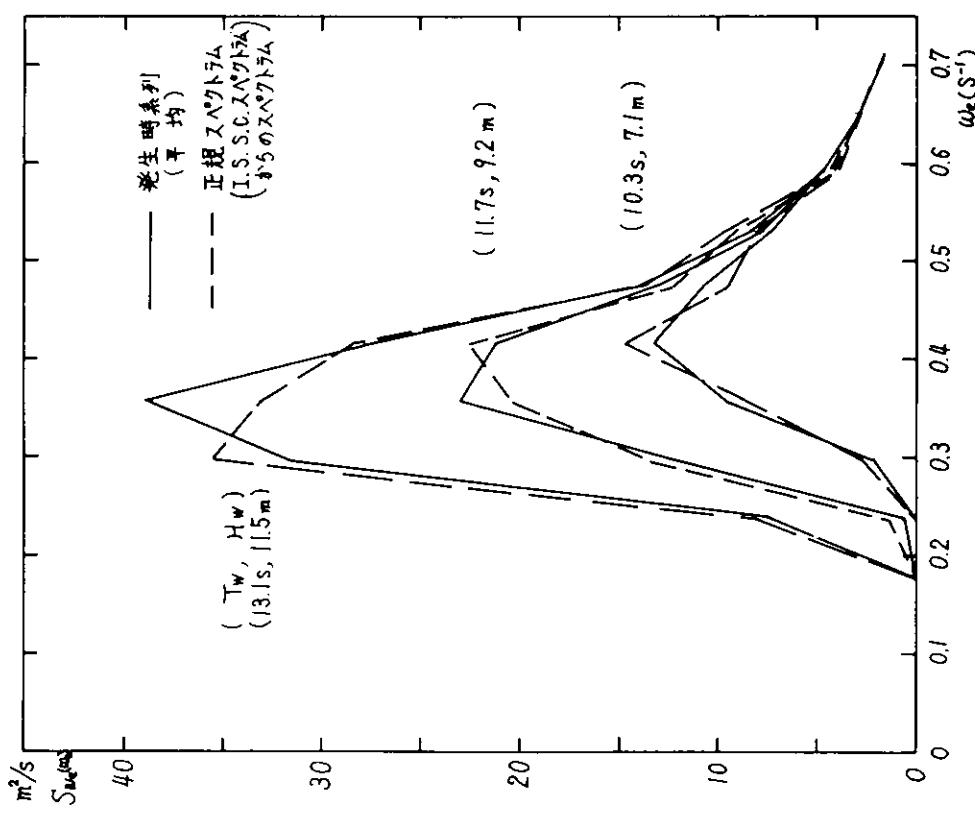


Fig. 2.1.70 出会波スペクトラ

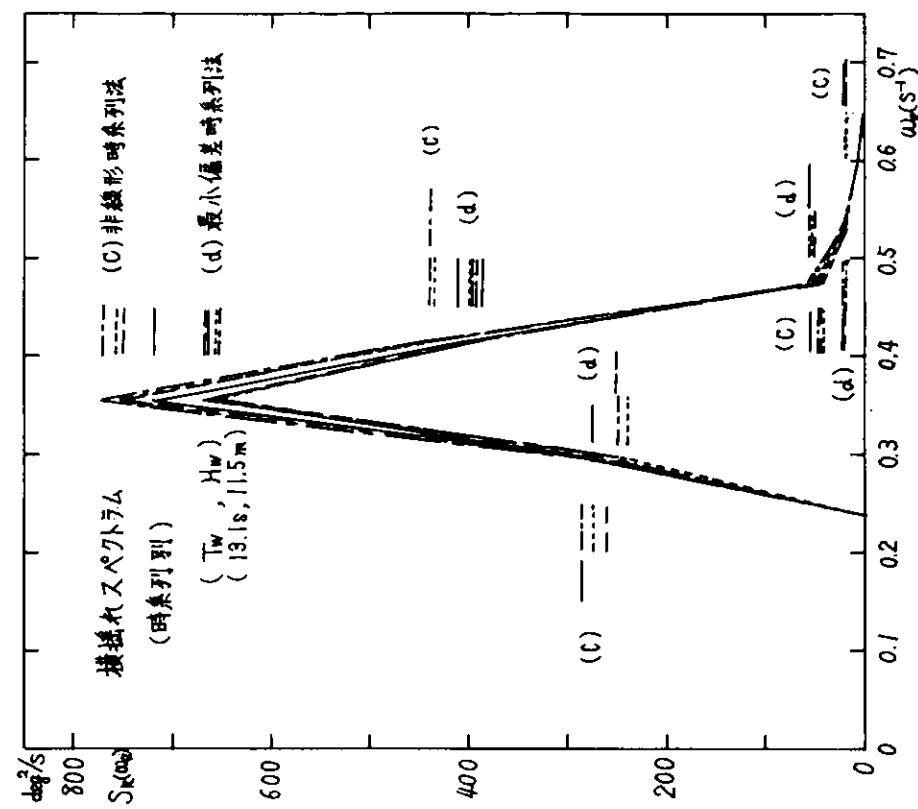


Fig. 2.1.71 S_{w_e} (w_e) [時系列別]

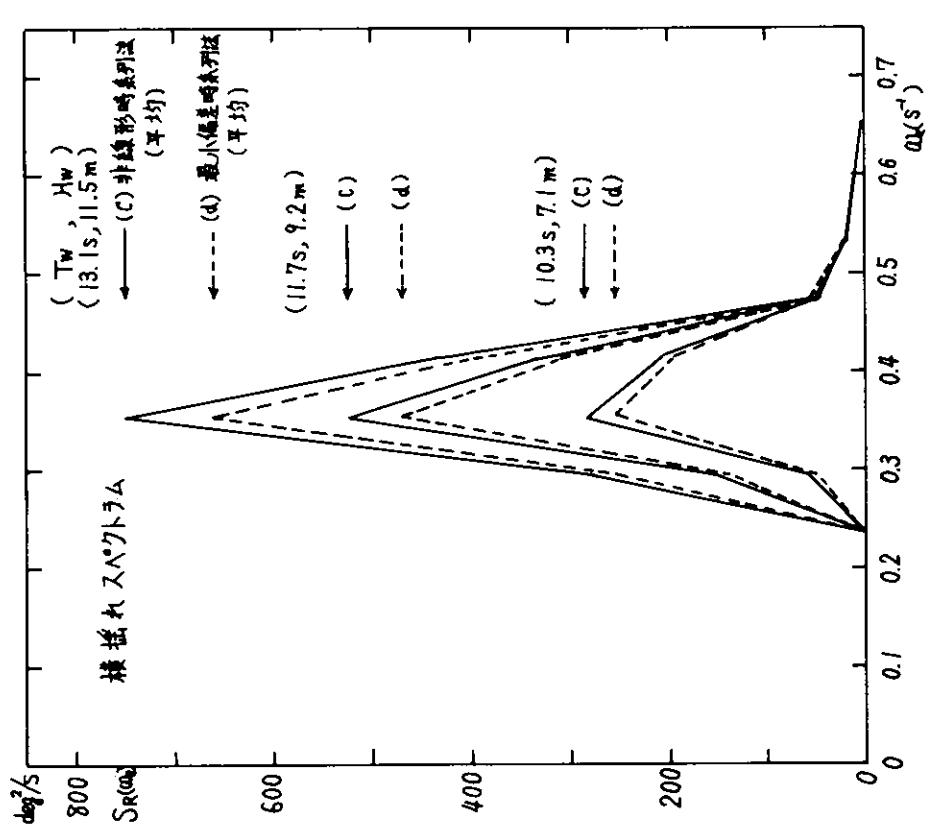


Fig. 2.1.73 $S_R(\omega_e)$ [$(b), (c)$]

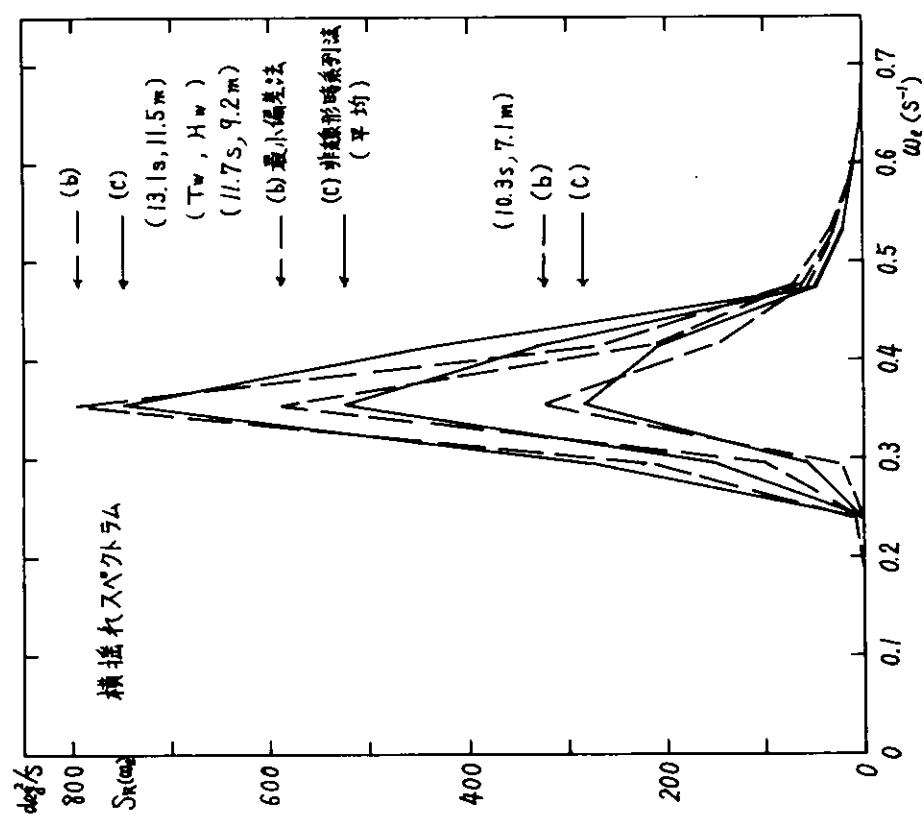


Fig. 2.1.72 $S_R(\omega_e)$ [$(b), (c)$]

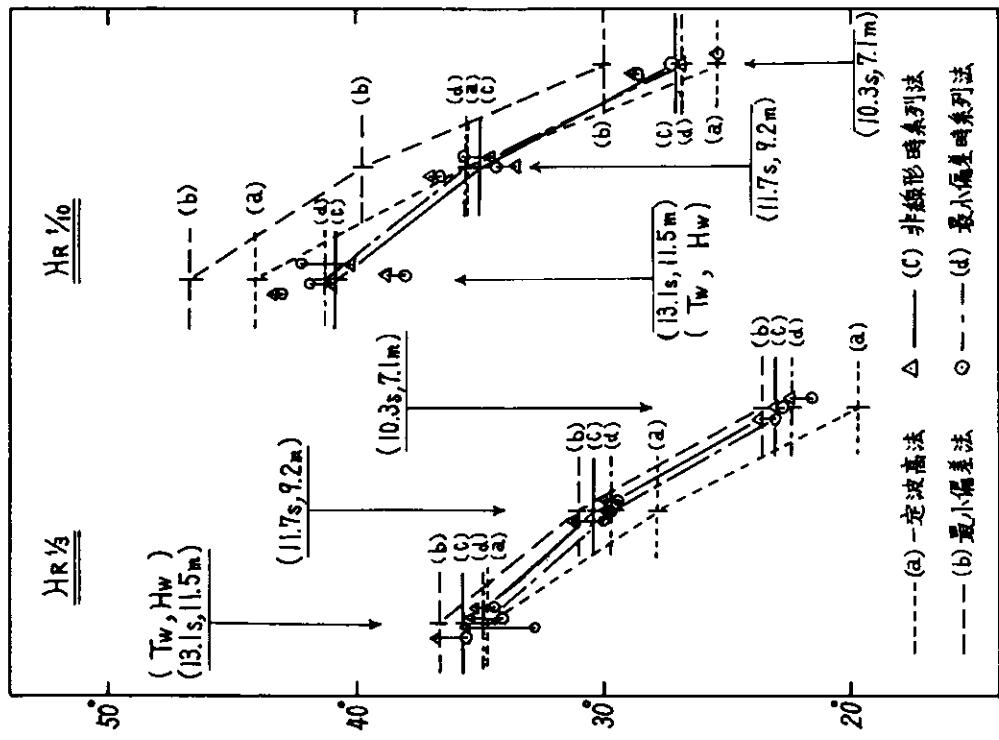


Fig. 2. 1. 75 H_s $H_s^{1/0}$

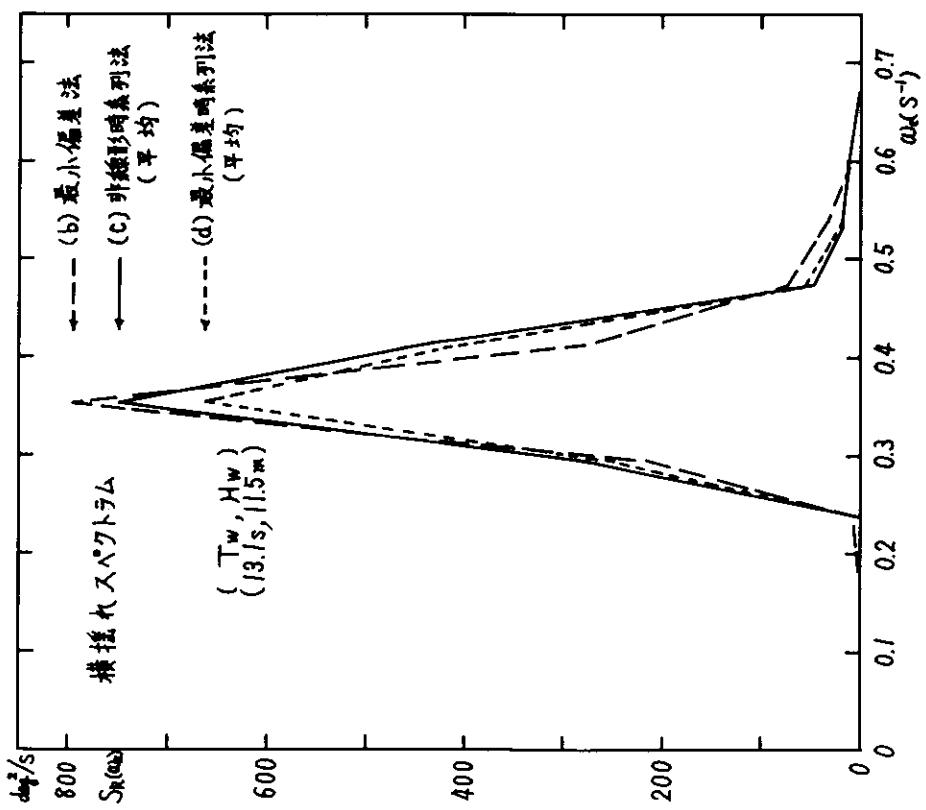


Fig. 2. 1. 74 $S_R(\omega_e)$ [(b), (c), (d)]

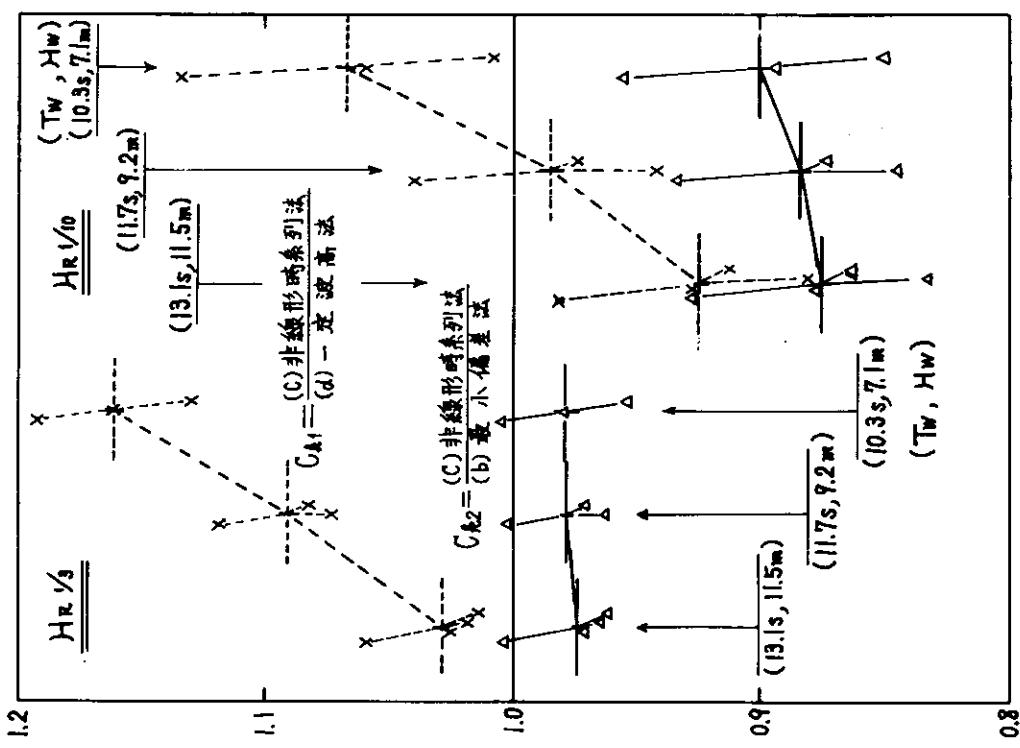


Fig 2.1.76 C_{k2} , C_{k3} [H_s/H_0 , H_s/H_0]

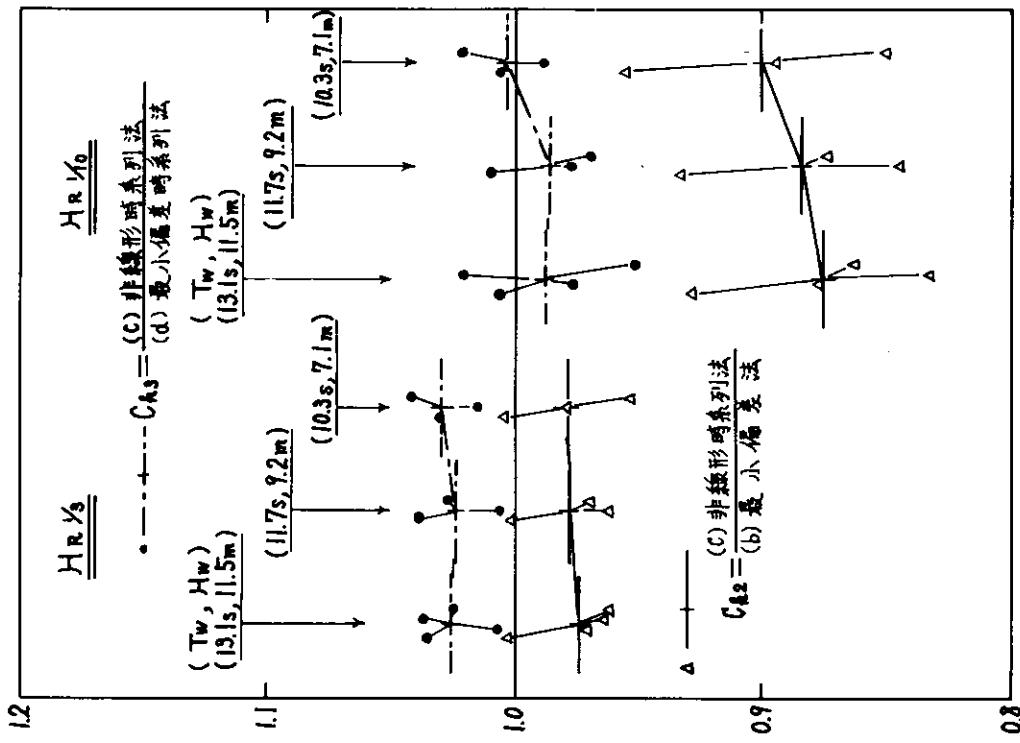


Fig 2.1.77 C_{k2} , C_{k3} [H_s/H_0 , H_s/H_0]

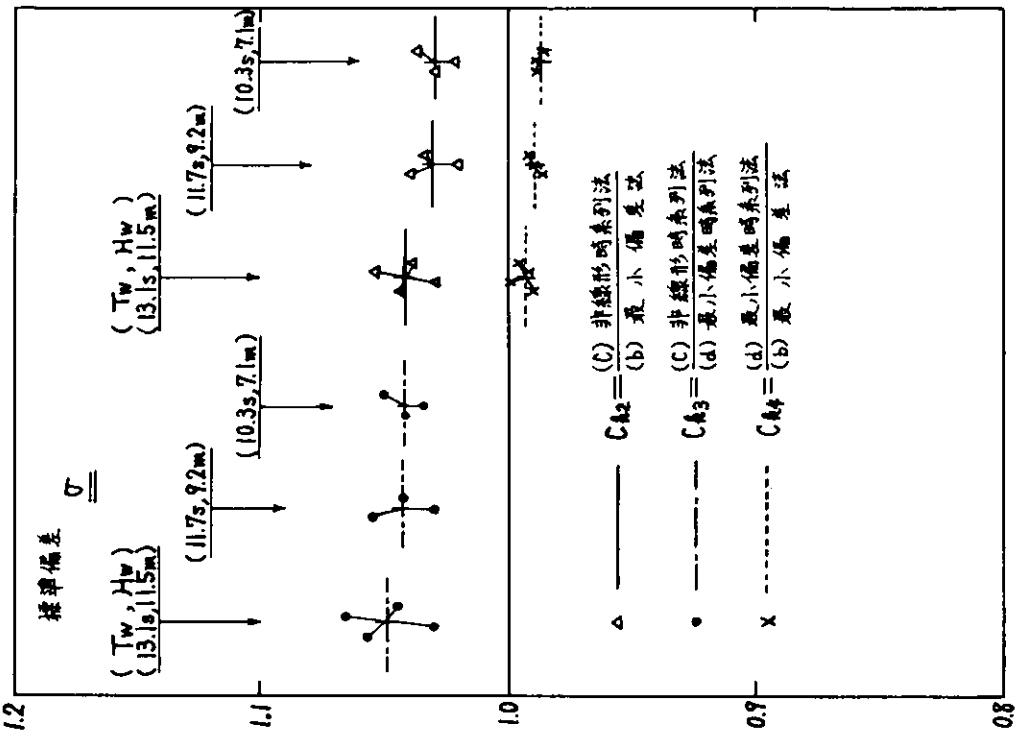


Fig 2.1.79 C_{k_2} , C_{k_3} , C_{k_4} (σ)

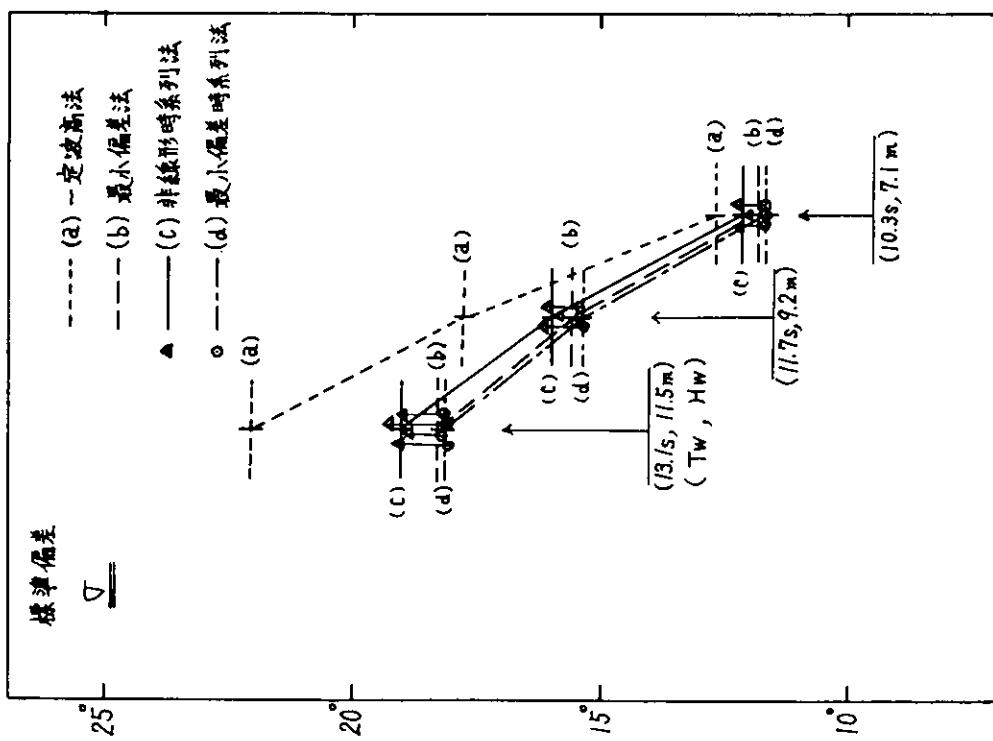


Fig 2.1.78 標準偏差 σ

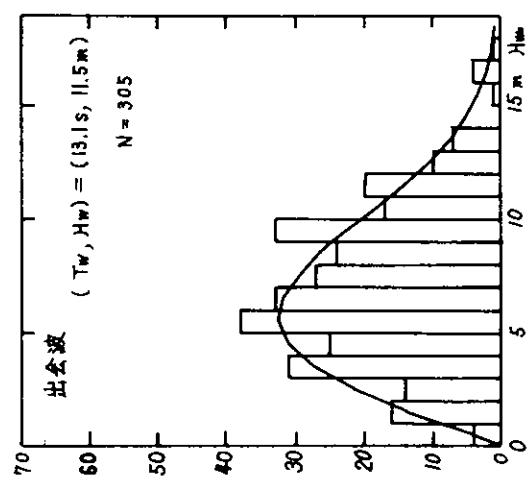


Fig. 2. 1. 80 (i) 出会波ヒストグラム

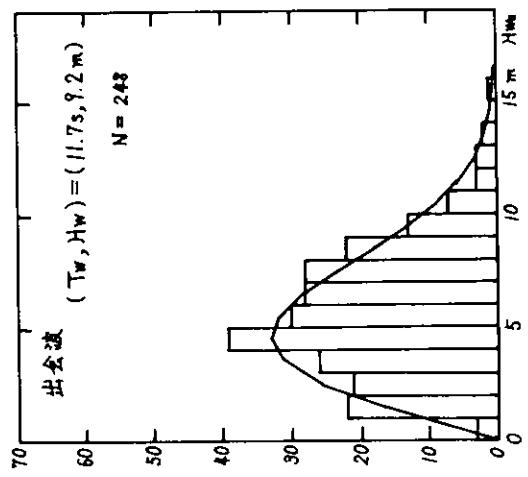


Fig. 2. 1. 81 (i) 出会波ヒストグラム

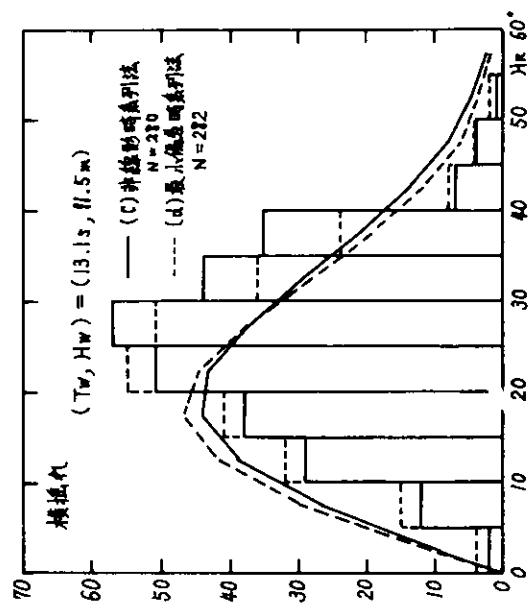


Fig. 2. 1. 80 (ii) 横擺れヒストグラム

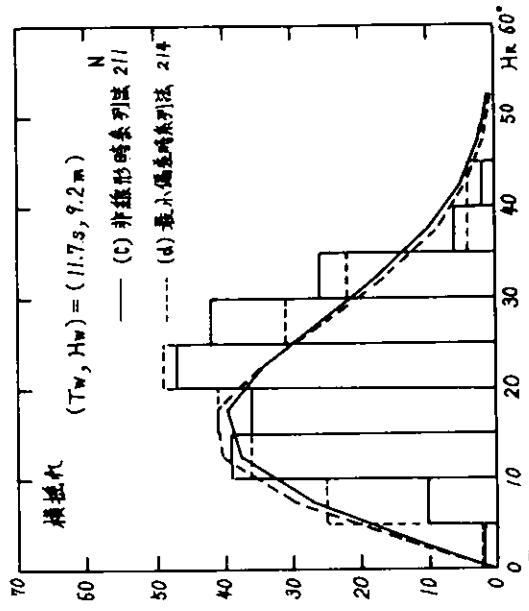


Fig. 2. 1. 81 (ii) 横擺れヒストグラム

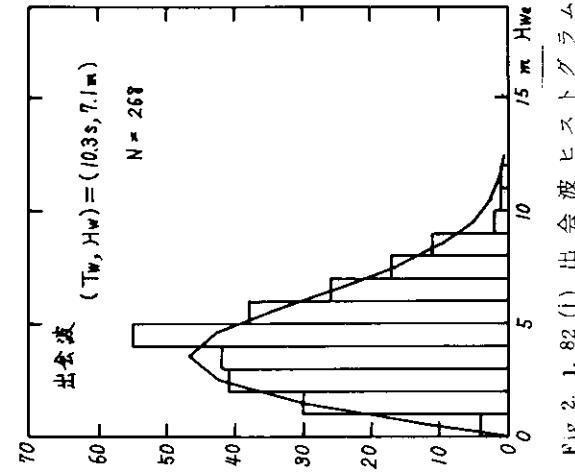


Fig. 2. 1. 82 (i) 出会波ヒストグラム

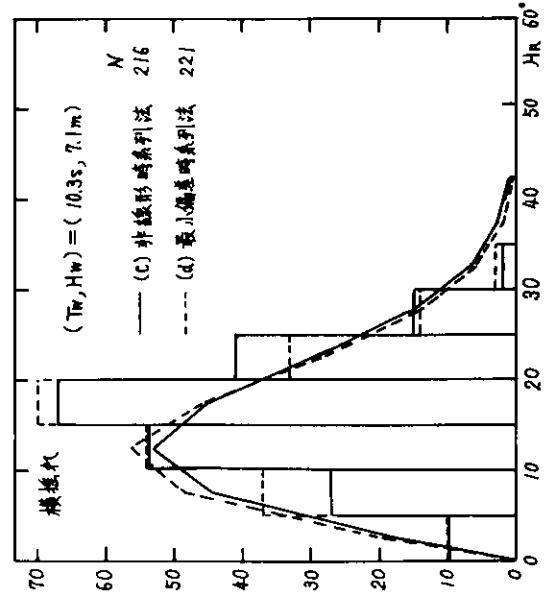


Fig. 2. 1. 82 (ii) 横揺れヒストグラム

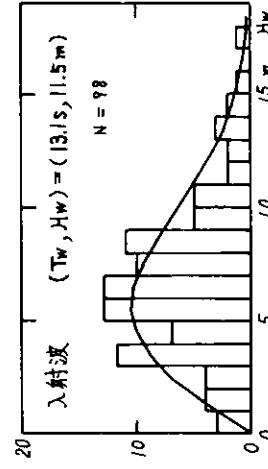


Fig. 2. 1. 83 (i) 入射波ヒストグラム

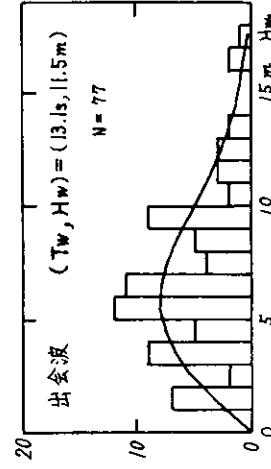


Fig. 2. 1. 83 (ii) 射波ヒストグラム

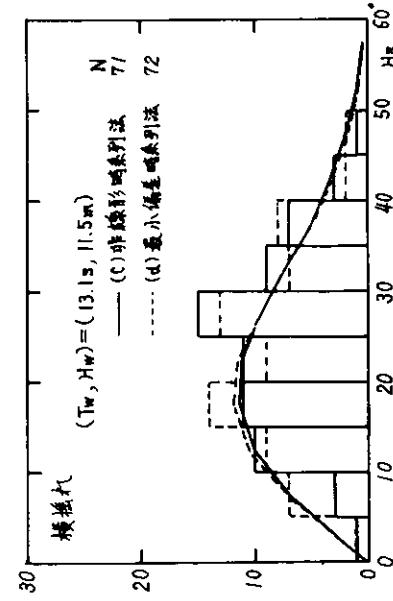


Fig. 2. 1. 83 (iii) 出会波ヒストグラム

Fig. 2. 1. 83 (iii) 横揺れヒストグラム

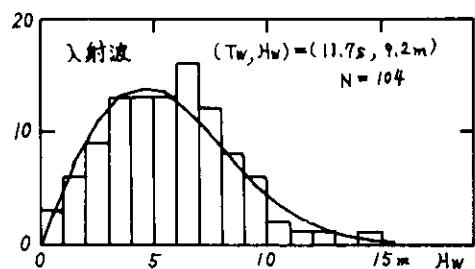


Fig. 2. 1. 84 (i) λ 射波ヒストグラム

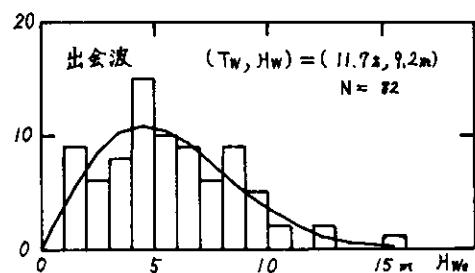


Fig. 2. 1. 84 (ii) 出会波ヒストグラム

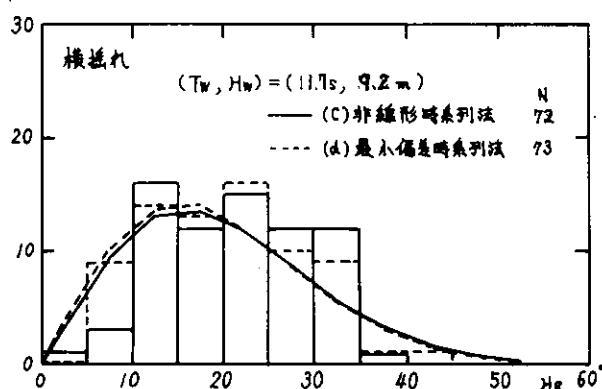


Fig. 2. 1. 84 (iii) 横揺れヒストグラム

参考文献

- (1) 日本造船研究協会第161研究部会：船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究報告書、研究資料No.257, (昭51.3)
- (2) 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(昭44.7)
- (3) Milne-Thomson : Theoretical Hydrodynamics, 5th Edition, Macmillan & Co. 1968, P 258.
- (4) 池田良穂、小松清、姫野洋司、田中紀男：横揺れ減衰力について—ピルシキールによる船体表面圧力効果—関西造船協会誌、第165号、(昭52.6), P 31.
- (5) 例えば、今井功：流体力学(前編)、裳華房、1973, P 291.
- (6) G.K. Batchelor : An Introduction to Fluid Dynamics.
- (7) 元良誠三、清水浩、錦戸輝夫：強制動搖法による大角度横揺れ減衰係数の測定について、造船協会論文集、第118号、(昭40.12), P 57.
- (8) 菊田敏夫：船舶の動搖造波抵抗に関する研究(その3、裸殻—2次元—の造波抵抗)、造船協会論文集、第86号。
- (9) 日本造船研究協会第161研究部会：船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究報告書、研究資料 No.275, (昭52.3)
- (10) 日本造船研究会第161研究部会：船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究報告書、研究資料 No.257, (昭51.3) 2.2.5節
- (11) 日本造船研究会第161研究部会：船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究報告書、研究資料 No.275, (昭52.3) 2.1.3節
- (12) 日本造船研究会第161研究部会中間報告書、SR-161-13-2 (昭52.12)
- (13) C.C. Shin & H.J. Buchanan : The drag on Oscillating Flat plates in liquids at low Reynolds number, J. E. M., vol 48, part 2, 1971.
- (14) 船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究、第161研究部会、昭和50年度報告書、第2.2.3節、研究資料 No.257, 昭和51年3月。
- (15) 船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究、第161研究部会、昭和51年度報告書、第2.1.4節、研究資料 No.275, 昭和52年3月。
- (16) 湯浅和昭、他：前進速度を有する小アスペクト比振動平板翼に作用する流体力について、日本造船学会論文集、第142号、1977。
- (17) 池田良穂、他：裸殻の横揺れ造渦減衰力について、日本造船学会論文集、第142号、1977。
- (18) 大阪府大：貨物船模型($C_b = 0.7119$ 、 $L = 2 m$)強制・自由横揺れ試験結果、SR-161-13-1, 1977.
- (19) 船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究、第161研究部会、昭和52年度報告書、第2.1.5節、研究資料 No.275, 昭和52年3月。
- (20) 大阪府大：実用船型の強制横揺れ試験結果、SR-161-9-1, 1977.
- (21) 大阪府大：SR-161昭和52年度研究中間報告、SR-161-12-1, 1977.
- (22) 船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究、第161研究部会、昭和50年度報告、第2.2.6節、研究資料 No.257, 昭和51年3月。
- (23) 錦戸秀幸、他：有限要素法による定常波動問題の基礎的研究、日本造船学会論文集、第136号、1974.

- 84 九大応力研：特異点法による二次元物体まわりの流場の計算例。SR-161-13-4, 1977.
- 85 D.E. Cartwright & M.S. Longuet-Higgins
[The statistical distribution of the maxima of a random function]
Proceedings of the Royal Society of London, Series A vol 237, 1956.
- 86 N.H. Jasper
[Statistical distribution patterns of ocean waves and of wave-induced Ship stresses and motions,
With engineering applications] Transactions of the Society of Naval Architects &
Marine Engineers, vol. 64, 1956.
- 87 Dr. M. K.Ochi & Miss. W.E. Bolton
[Statistics for Prediction of Ship Performance in a Seaway]
International Shipbuilding Progress, vol. 20, 1973. № 222, № 224, № 229.
- 88 岩井 清・宮本雅史：「不規則波中における最大横搖角について」
関西造船協会誌 第131号、昭和44年3月。
- 89 真鍋大覚：「不規則動搖の最大値に対する一考察」
造船協会論文集 第110号 昭和37年。
- 90 高木又男：「波浪による船内タンクの不規則応力推定法」
関西造船協会誌 第156号、昭和50年3月。
- 91 渡辺恵弘：「再び船体の最大曲応力の統計的推定について」
造船協会誌 第429号、昭和40年4月。
- 92 篠田仁吉：「船舶の横搖れの長期間における統計分布」
造船協会論文集 第110号、昭和37年。
- 93 山内保文：「波浪中船の応答特性の統計的解析に関する二、三の考察 — イムパルス応答の推定と非線型要素
のスペクトラム計算への影響」 造船協会論文集、第117号、昭和40年。

2.2 横揺れ減衰力及び横揺れ運動に関する模型実験

2.2.1 貨物船模型の横揺れ試験

(1) 強制・自由横揺れ試験

供試模型は、昨年度九大応力研で強制横揺れ試験が行われた貨物船模型 ($L = 3\text{ m}$)¹⁾ と相似の模型 ($L = 2\text{ m}$) であり、主要目を Table 2.2.1 に示す。横揺れ軸の位置はO点(静止水面高さ)及びG点($O G / d = 0.108$ 、ただしOGはG点がO点より下の場合が正)の2種類に変化させ、ビルジキール付き及び無しの場合について強制横揺れ試験を行った。また、揚力成分を調べるために、低周波数での自由横揺れ試験も実施した。

強制横揺れ試験の解析にあたっては、横揺れ角 $\theta = 0$ の瞬間のモーメントを読みとり、これを $\omega \theta_0$ で割って等価減衰係数を求めた。無次元係数 \hat{B}_{44}^* は、 $\hat{B}_{44}^* = B_{44} \sqrt{B/2\pi}/\rho \nabla B^2$ により求めた。ここで、B、 ∇ は各々船幅及び排水容積を表す。

Fig 2.2.1 は、 $F_n = 0$ 、ビルジキール無し、横揺れ軸はO点にある場合で、周波数ベースの結果である。Fig 2.2.2～Fig 2.2.4 は各々 $\hat{\omega} = 0.415, 0.500, 0.668$ の場合の前進速度影響を調べた結果である。ビルジキールを付けた場合と付けない場合の両方の結果を示しているが、ビルジキールの効果はあまり前進速度影響を受けないよう見える。Fig 2.2.5 は、 $F_n = 0$ で横揺れ軸はG点の場合である。図中には、九大応力研で行われた3m模型の結果¹⁾ も示してあるが、これはフーリエ解析で求められた結果の \hat{B}_{44} であり、今回の実験値との比較には注意を要する。 \hat{B}_{44}^* と \hat{B}_{44} は、減衰力が θ に比例するときは一致するが、減衰力が $\dot{\theta} |\dot{\theta}|$ に比例する場合には、 $\hat{B}_{44}^* = 3\pi \hat{B}_{44} / 8$ の関係がある。

Fig 2.2.6～Fig 2.2.9 には、フルード数 F_n が各々 0.15, 0.2, 0.25 で、周波数を変化させた場合の計測結果を示す。これらの図から裸船の減衰力が前進速度影響を受け、 $F_n = 0$ のときのものとかなり異なる傾向を示すことが判る。Fig 2.2.10 はフルード数が各々 0.0, 0.1, 0.2, 0.3においても横揺れ振幅を変化させて行った実験結果である。2.1.3節でも述べたように、高速時には小振幅では非線型性がほとんど見られないが、 θ_0 が 15° 以上の大振幅の実験値には非線型性が強くている。

Fig 2.2.11～Fig 2.2.12 には、揚力成分を求めるため行った低周波数での自由横揺れ試験の結果を示す。Fig 2.2.11 から低速域では、造渦成分が大きいが、高速になるとほぼ前進速度に比例して減衰力が増加することが判る。また、Fig 2.2.12 から横揺れ軸の位置が高いほど減衰力が大きいことも判る。

(2) 横揺れ減衰力の推定法

(a) 推定法概説

横揺れ減衰力を次式のように5つの成分に分離し、それぞれの成分の推定値を加え合わせて全横揺れ減衰力を推定した。それを無次元等価減衰力係数で表すと次式となる。

$$\hat{B}_{44} = \hat{B}_F + \hat{B}_E + \hat{B}_L + \hat{B}_W + \hat{B}_{BK} \quad \dots \quad (2.2.1)$$

上式において、 \hat{B}_F は摩擦成分、 \hat{B}_E は造渦成分、 \hat{B}_L は揚力成分、 \hat{B}_W は造波成分、 \hat{B}_{BK} はビルジキール成分であり、 \hat{B}_{BK} はさらに直圧力成分 \hat{B}_N と船体表面圧力成分 \hat{B}_S の2成分に分けることができる。以下、それぞれの成分の推定法を簡単に紹介する。

(i) 摩擦成分 \hat{B}_F

前進速度の無いときの加藤の推定式²⁾ に、田宮他³⁾ による前進速度影響を施して推定する。推定式をまとめると層流の場合、

$$\hat{B}_r = 0.834 S_r r_e^2 \omega^{0.5} \nu^{0.5} \left(1 + 4.1 \frac{U}{\omega L} \right) \frac{1}{\nabla B^2} \sqrt{\frac{B}{2g}} \quad (2.2.2)$$

上式の S_r , r_e は船体表面積及び平均半径であり、各々次式で与えられる。²⁾

$$S_r = L (1.7 d + C_B \cdot B) \quad (2.2.3)$$

$$r_e = \frac{1}{\pi} \{ (0.887 + 0.145 C_B) (1.7 d + C_B \cdot B) - 20G \} \quad (2.2.4)$$

ここで、 ω , L , B , ∇ , U はそれぞれ円周波数、船長、船幅、排水容積、前進速度を表す。

(ii) 造渦成分 \hat{B}_E

停止時の池田他の推定式⁴⁾に実験的に求めた前進速度影響の修正を行う。まず、造渦成分の前進速度影響の実験結果を Fig 2.2.13 に示す。同図からも判るように造渦成分は前進速度の増加と共に減少する。この減少は、非定常運動時の bluff body の抗力係数と定常時の抗力係数との差に起因するものと考えられる。すなわち翼の周りの流れは、 $1/K (= U/\omega L)$ が 0 の時は二次元の振動 bluff body の場合となり、 $1/K$ が ∞ では定常流中の小迎角時の状態に漸近するが、一般に定常の抗力係数より非定常の抗力係数の方が大きいので、造渦成分は $1/K$ の増加と共に減少することとなる。このことを実験的に確かめるためには、平板翼の場合について考えると判りやすい。Fig 2.2.13 には、東大で行われた平板翼の強制左右揺れ試験¹⁾ の結果の平均線を破線で示している。この結果を見ると、縦横比 (A, B) が大きいほど、また振幅比 (a/b) が小さいほど造渦成分の落ち込みが大きくなっている。前述のように考えると、 $1/K = 0$ の時の抗力係数は平板の場合、振幅比が小さいほど大きいので、振幅比が小さいほど造渦成分の落ち込みが大きくなる。また、 $1/K = \infty$ の定常抗力係数として、迎角が 90° のときの値が使えるとすると、その値は Fig 2.2.14 に示すように縦横比によって変化する。⁵⁾ すなわち、縦横比が大きいほど造渦成分の落ち込みが大きくなり、平板翼の実験結果と同じ傾向を示す。

一方、船体の場合の実験値は、 $1/K$ の増加と共に急激に減少している。これは、船体の場合には翼端が非常に丸いため、 $1/K$ が 0 での二次元剥離が前進速度の増加と共に急激に無くなるためと考えられる。Fig 2.2.13 に示した実験値より船体に対する造渦成分の前進速度影響を表す実験式を定めた。その結果、造渦成分は次式で推定される。

$$\hat{B}_E = \frac{8}{3\pi} \hat{B}_E^* = \frac{4Ld^4 \omega}{3\pi \nabla B^2} C_{R0} \times \frac{(0.04K)^2}{(0.04K)^2 + 1} \quad (2.2.5)$$

ここで、 C_{R0} は停止時 ($F_n = 0$) の造渦減衰力係数⁴⁾、 K は reduced frequency である。

(iii) 揚力成分 \hat{B}_L

湯室の推定式⁶⁾を若干改良した次の推定式を用いる。

$$\hat{B}_L = \frac{L d k_N \ell_0 \ell_R U}{2 \nabla B^2} \left(1 - 1.4 \frac{OG}{\ell_R} + \frac{0.7 OG^2}{\ell_0 \ell_R} \right) \sqrt{\frac{B}{2g}} \quad (2.2.6)$$

ここで ℓ_0 , ℓ_R はそれぞれ 0 点から代表迎角をとる点までの距離及び揚力の作用中心までの距離であり、 $\ell_0 = 0.3d$, $\ell_R = 0.5d$ と与えられる。 k_N は揚力微係数であり、湯室の推定式に倣い、操縦性で用いられる次式の簡易公式を用いて推定しうる。

$$k_N = \frac{2\pi d}{L} + \kappa (4.1 B/L - 0.045) \\ \kappa = \begin{cases} 0 & , C_M \leq 0.92 \\ 0.1 & , 0.92 < C_M \leq 0.97 \\ 0.3 & , 0.97 < C_M \leq 0.99 \end{cases} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2.2.7)$$

(2.2.6)式の右辺のカッコ内は横搖れ軸の位置による修正であり、以下のようにして導かれる。今、軸がG点にあるとすると、G点周りの横搖れはO点まわりの横搖れとO点の左右搖れに分解できる。そうすると、O点周りに横搖れする時の揚力による減衰モーメント M_L は

ここで、 M_{L0} はO点周りの場合の M_L 、 M_L は左右揺れによって生ずる横揺れ減衰力で、それぞれ次式のよう
における。

$$\left. \begin{aligned} M_L' &= \frac{1}{2} \rho S U k_N \ell_0 \ell_R \dot{\theta} \\ M_S &= \frac{1}{2} \rho S U k_N \Omega G \ell_S \dot{\theta} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2.2.9)$$

ここで、 ℓ_s は左右揺れ時に働く揚力中心と O 点との距離で、 $\ell_0 = \ell_s$ の関係がある。(2.2.8)式を(2.2.7)式に代入して

この関数形を基にして、一部係数を実験結果を参考にして修正して(2.2.5)式とした。

(iv) 造波成分 \hat{B}_w

前進速度が無い場合、造波成分は O S M 法等のポテンシャル理論により計算が可能である。前進速度影響については、昨年度行った 2 車吹出しを 2 個用いたモデル計算結果を参考にして、Fig 2.2.15 に示すように、 $\Omega (\omega U / g)$ が $1/4$ 付近に最大値 A_1 を持ち、 Ω が大きい所で一定値 A_2 となる関数形を適当に定め、多くの模型実験結果から A_1 、 A_2 の実験式を導いた。 A_1 、 A_2 を求めるにあたっては、摩擦、造渦、揚力成分を前述の方法で推定して差し引き、残りを造波成分と考えた。 A_1 、 A_2 の実験値を Fig 2.2.16、Fig 2.2.17 に示す。以上の結果をまとめると造波成分は次式で推定することができる。

$$\hat{B}_{w_0} = \frac{1}{2} \hat{B}_{w_0} \left[\left\{ (A_2 + 1) + (A_2 - 1) \tan h 20(Q - 0.3) \right\} + (2A_1 + A_2 - 1) \times e \times p \left\{ -150(Q - 0.25)^2 \right\} \dots \dots (2.2.11) \right]$$

$$A_{\text{p}} = 0.5 + \xi_4 e^{-1.0 - 2 \frac{\xi}{\delta_d}}$$

ただし、 $\xi_d = \eta^2 \frac{d}{a}$

(2.2.11)式において、 \hat{B}_{w_0} は、 $F_{w_0} = 0$ での造波成分であり、OSM法等により推定できる。

(M) ピルジキール成分 \hat{B}_{BK} ($= \hat{B}_N + \hat{B}_S$)

ピルジキール成分は、停止時の池田他^{7) 8)}の推定式を用いて求め、ここでは前進速度影響を考慮しなかった。停止時の同成分の推定法は次式のようになる。

$$\begin{aligned}\hat{B}_{BK} &= \frac{8}{3\pi} \hat{B}_{BK}^* = \hat{B}_N + \hat{B}_S \\ &= \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{r^2 \hat{\omega} \theta_0 t^2}{\nabla B^2} \left\{ r_{BK} C_D + \frac{d^2}{2} (-A C_P^- + B C_P^+) \right\} \dots \dots (2.2.14)\end{aligned}$$

上式中の t 、 A 、 B 、 C_P^- 、 C_P^+ 等については文献(8)を参照されたい。

(3) 推定値と実験値との比較

前節で述べた推定法による値と実験値との比較を Fig 2.2.1 ~ Fig 2.2.12 に示す。全般的に推定値と実験値との一致は良いようであるが、Fig 2.2.5 に示す停止時の裸船の推定値と実験値は一致がよくない。また、前進時の Fig 2.2.6 ~ Fig 2.2.9 についても実験値には $\hat{\omega} = 0.6 \sim 0.7$ 付近で大きな hollow が現われているが、推定値には現われていない。これは主に造波成分の推定式を作る際 Fig 2.2.15 に示すように、船首尾で発生する波の干渉を無視した結果と考えられる。このように裸船の場合については実験値と推定値に若干の差が見られるものの、ピルジキールが付いた場合について見ると、どのフルード数についても両者の一致は比較的よいようである。また、フルード数が大きいところでは揚力成分が比較的大きな成分を占めることも判る。Fig 2.2.10 に示す各フルード数での横揺れ振幅ベースの実験結果と推定値とを比較してみると、横揺れ振幅が 15° 以下ではフルード数が 0.2 程度までは両者がよく一致しているが、フルード数が 0.3 と高になると特にピルジキールを付けた場合の両者の一致が悪くなる。また、横揺れ振幅が 15° 以上の大振幅の場合には、2.1.3 (3) でも述べたように、前進速度のない場合の大振幅の場合には現われなかった。高次の非線型性が現われているようで、これらは今後の研究課題であろう。Fig 2.2.11 から判るように、揚力成分は(2.2.6)式で実用上十分な精度で推定できるようである。一方、Fig 2.2.12 の中の SR 98 タンカーのような幅広船の実験値は、他の船型とは異なる傾向を示し、今後浅吃水幅広船の揚力成分について調べる必要があると思われる。

(4) まとめ

貨物船模型の強制及び自由横揺れ試験を行い、推定値との比較を行った。その結果、裸船の場合には実験値と推定値の傾向が一部若干合わなかつたが、ピルジキールが付いた場合には実用上十分な精度で両者が一致した。裸船の場合の推定値と実験値との差は主に造波成分の推定法に問題があると考えられ、今後の研究が必要であると思われる。

参 考 文 献

- (1) 日本造船研究協会第161研究部会：船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究報告書
研究資料 №275, (昭52.3)
- (2) 加藤 弘：船の横揺れに対する摩擦抵抗について 造船協会論文集、第102号(昭33.2), P115.
- (3) 田宮 真、小村隆士：高速航走時の横揺特性、日本造船学会論文集、第132号(昭47.12), P159.
- (4) 池田良穂、姫野洋司、田中紀男：裸殻の横揺れ造渦減衰力について、日本造船学会論文集、第142号
(昭52.12), P54.
- (5) 加藤 弘：船の横揺れに対するビルジキールの効果について、日本造船学会論文集、第117号
(昭40.6), P93.
- (6) 湯室彰規、水谷郁夫：Anti-Rolling Finに関する研究②、石川島播磨技報、第10巻、第2号、
(昭45.3), P107.
- (7) 池田良穂、姫野洋司、田中紀男：横揺れ減衰力について—摩擦成分とビルジキールの直圧力成分—、
関西造船協会誌、第161号、(昭51.6), P41
- (8) 池田良穂、小松 清、姫野洋司、田中紀男：横揺れ減衰力について—ビルジキールによる船体表面圧力効果—
関西造船協会誌、第165号、(昭52.6), P31.

Table 2.2.1 Particulars of Model

length	L_{OA}	2.116m
	L_{pp}	2.00m
breadth	B	0.319m
depth	D	0.179m
draft	d	0.130m
displacement	∇	0.0592m ³
block coeff.	C_B	0.7119
midship coeff.	C_M	0.9905
bilge keel	b_{BK}	0.005m
	l_{BK}	0.25L _{pp}

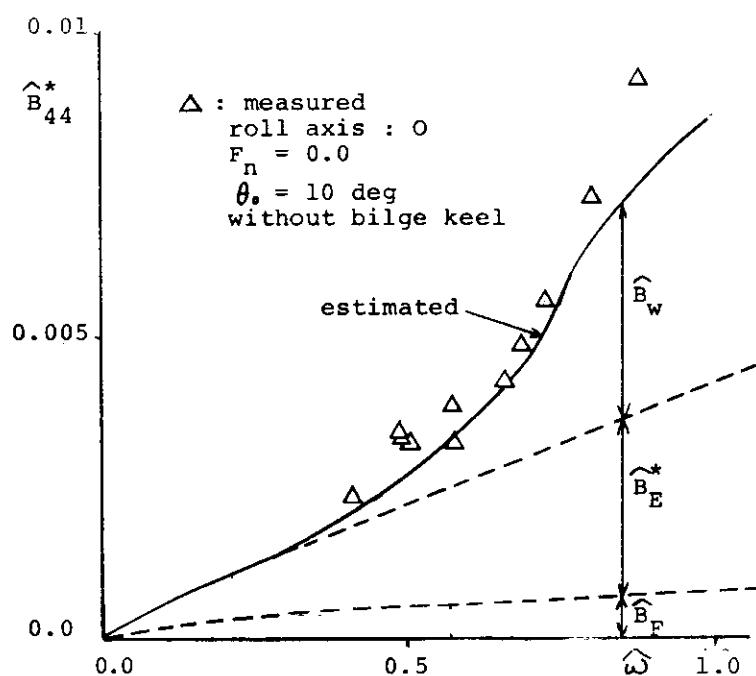


Fig 2.2.1 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at zero forward speed.

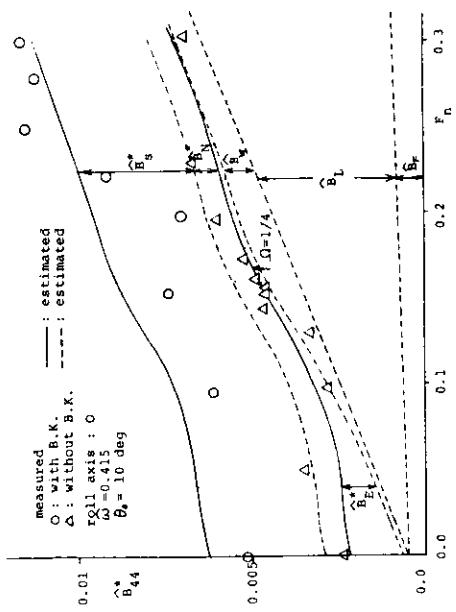


Fig. 2.2.2 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at forward speed.

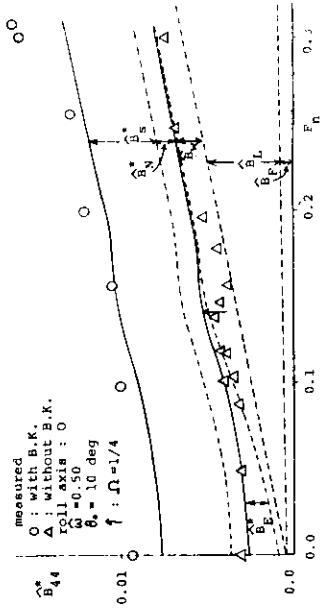


Fig. 2.2.3 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at forward speed.

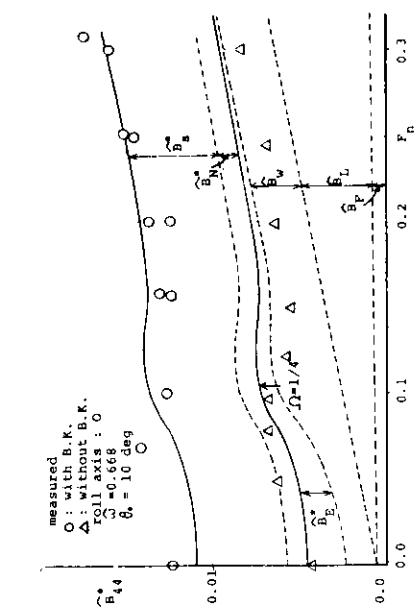


Fig. 2.2.4 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at forward speed.

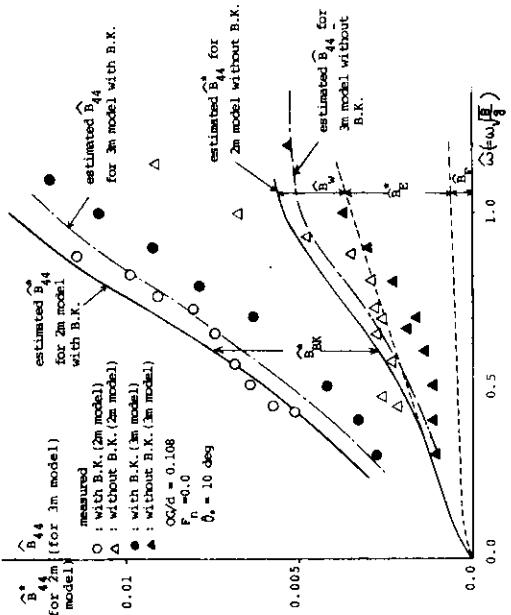


Fig. 2.2.5 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* , and \hat{B}_{44} at zero speed.

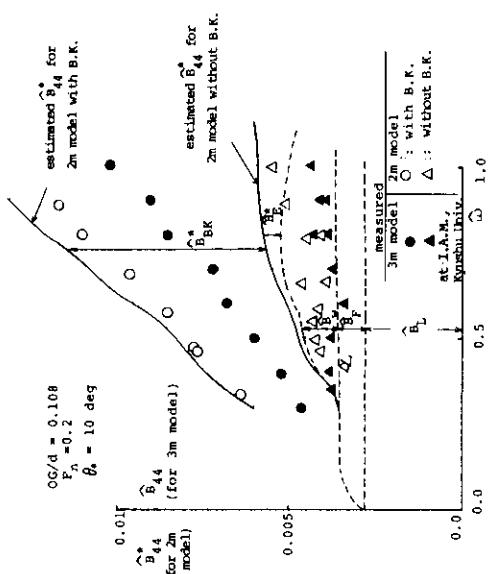


Fig. 2. 2. 6 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* an. \hat{B}_{44} at $F_n = 0.2$

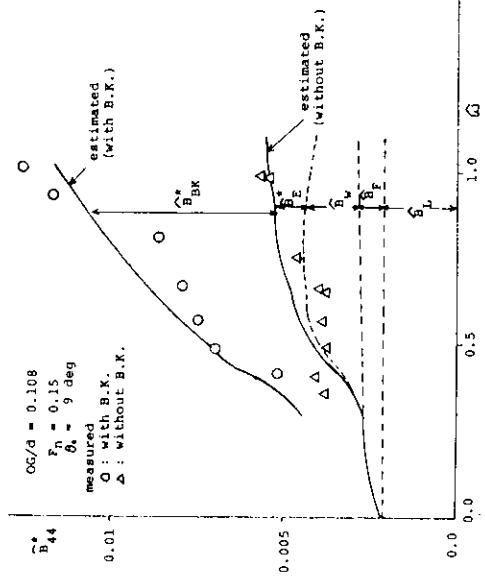


Fig. 2. 2. 7 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at $F_n = 0.15$

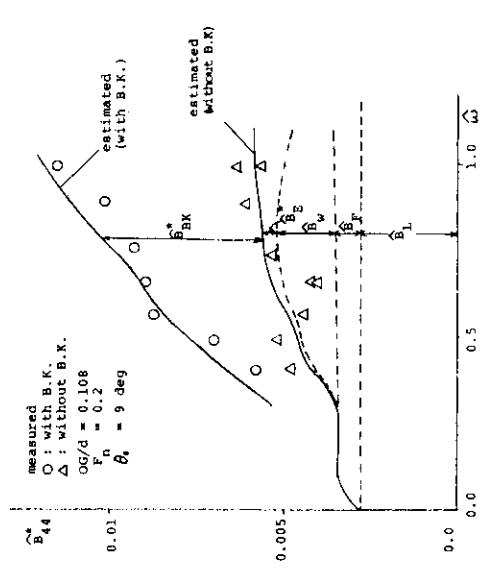


Fig. 2. 2. 8 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at $F_n = 0.02$

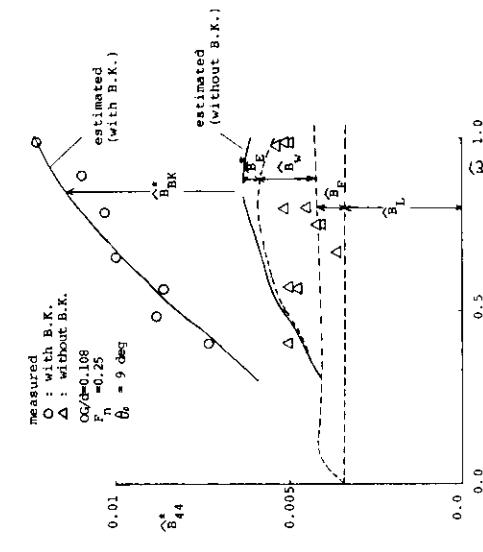
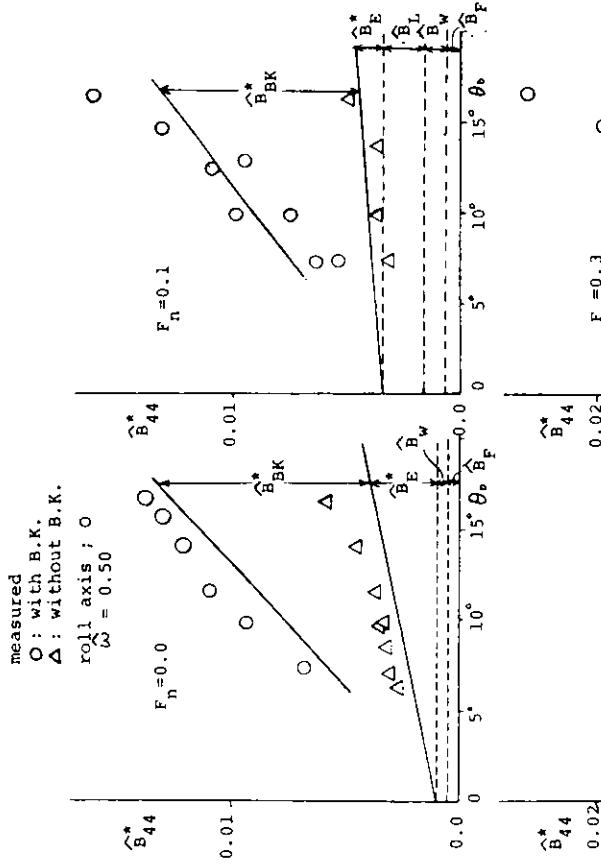


Fig. 2. 2. 9 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^* at $F_n = 0.25$



- 73 -

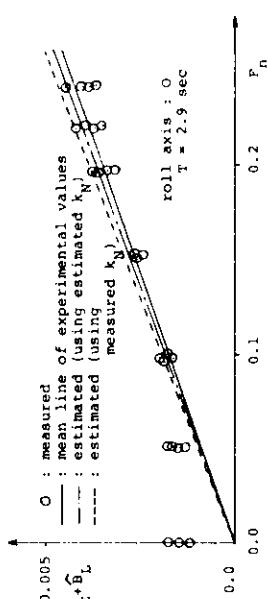


Fig. 2.2.11 Eddy making and lift components measured by free roll test at low frequency.

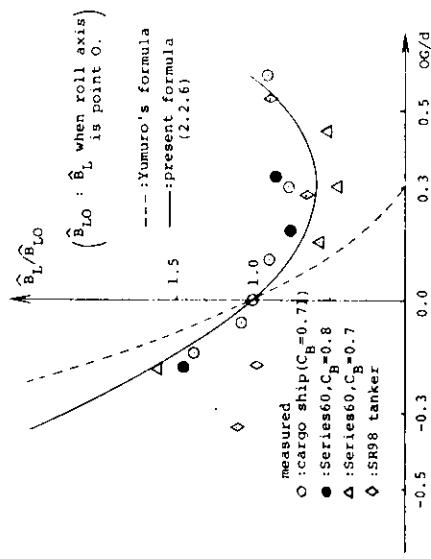


Fig. 2.2.12 Effect of roll axis on lift component of roll damping.

Fig. 2.2.10 Roll damping coefficient \hat{B}_{44}^*

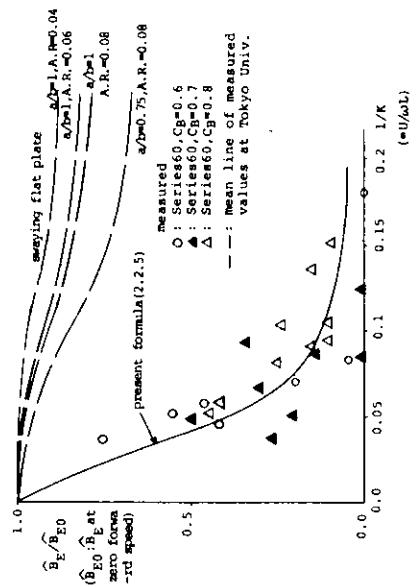


Fig. 2.2.13 Effect of advance speed on eddy making component of roll damping.

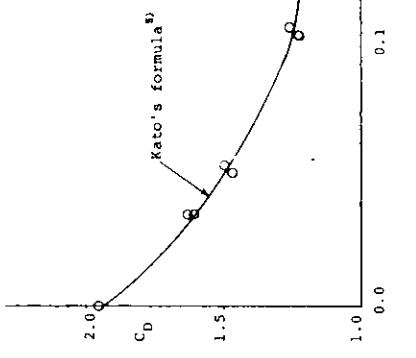


Fig. 2.2.14 Drag coefficient C_D of plat plate.

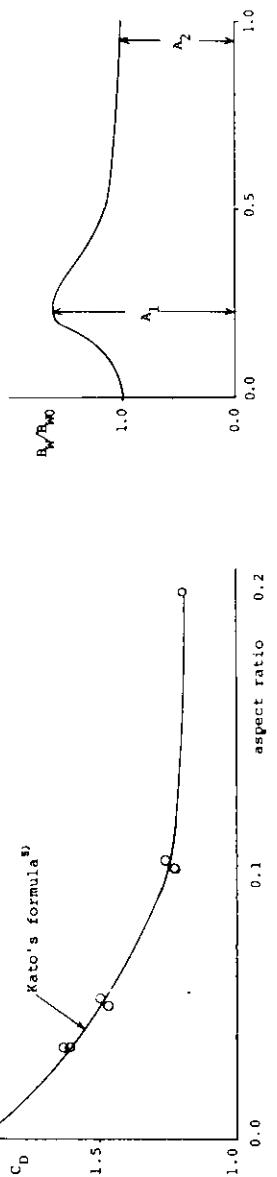


Fig. 2.2.15 Effect of advance speed on wave making component of roll damping.

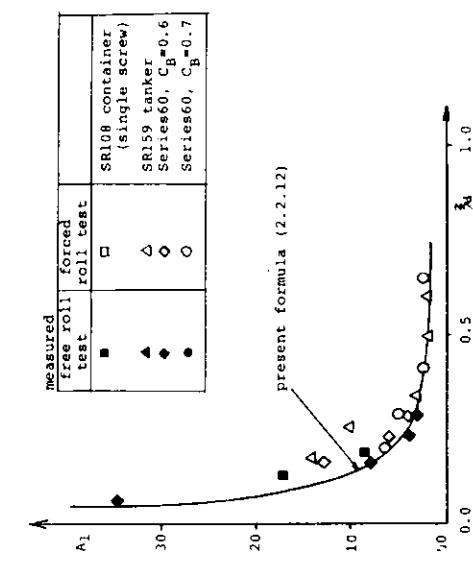


Fig. 2.2.16 A_1 value.

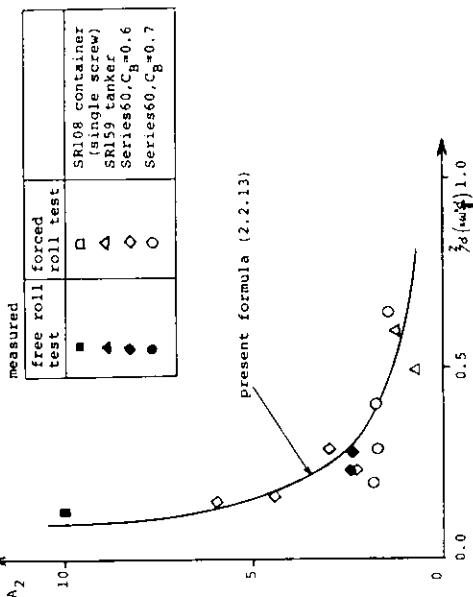


Fig. 2.2.17 A_2 value.

2. 2.2 数式船型による系統的模型船の強制横揺れ実験

昨年度は横揺れ減衰力と前進速度の関係ならびに船長方向の減衰力分布を調べるために、船を船長と吃水で代表される考え方で実験及び理論計算を行い、理論的推定法の検討を行った。そこで実験、計算結果は理論との対応上、幅の狭い船型についてのものであったので、実用船型のようにある程度幅の広い場合については、減衰力の傾向を推定するまでには至らなかった。

横揺れによる流体擾乱を考える場合、船体の幅方向の広がりの寄与は無視できない量であると考えられるので、船幅と減衰力あるいはその速度依存性の関係を調べておく必要がある。

本年度は、これらの点に着目して昨年度の数式船型と相似の形状を持ち、幅船長比 (B/L) を系統的に変えた模型について強制横揺れ実験を行った。また、実用船型についても実験を行い、数式船型による結果との対応を調べた。同時に昨年度提示した計算式が船速零の場合にも有意な値を与えることも考察した。

(1) 供試模型、実験状態

供試模型は数式船型 2 隻と鉱石専用船型の計 3 隻である。数式船型は、昨年度の実験に用いたものと幅・船長比が異なる相似船型であり、船体表面形状は次の式で表わされる。（ここで x 、 y 、 z は船体水線面中心に原点を持つ座標で、 x は船首尾方向、 y は横方向、 z は鉛直方向の座標である。）

$$y = \pm \left(\frac{B}{2} \right) \left\{ 1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{z}{T} \right)^2 \right\}$$

実用船型の一例として選んだ鉱石専用船船型は船長が 3 m の笠木山丸の模型でビルジキール付き、プロペラ無しの満載吃水状態である。使用模型の主要目等を Table 2.2.2 に示す。このうち、A、A'、B、B'、C、C' は数式船型であり、A'、B'、C' は各々 A、B、C の模型の吃水を深く沈めたものである。また、D は笠木山丸、E は SR108 の一軸コンテナ船型である。*印は昨年度に実験を行い既に報告済みであるが、本報告中でデータ参照を行った模型である。

実験装置はほぼ昨年度のものと同じであるが、横揺れモーメント検出部は模型の小型に合わせて容量の小さいものを本年度製作して使用した。

実験は前進速度がフルード数で 0 から 0.3 の間を、横揺れ周期は周波数で 0.1 から 1 Hz の間で行った。横揺れ振幅は 15° である。

(2) 実験結果及び考察

横揺れ減衰力の無次元周波数 $\frac{\nu^2 L}{2g}$ ($= \frac{\nu^2 L}{2g}$) に対する関係を Fig. 2.2.18 から Fig. 2.2.25 に示す。縦軸の C_D は単位横揺れ振幅 (rad) 当りの減衰力を $\frac{0.9}{2} L T^3$ で無次元化したものである。

本年度の実験結果 (Fig. 2.2.18、19、21、22、24) は前年度までの結果に比べて、全体的に周波数に対して、値の変動が激しいようである。これは本年度の模型では働く減衰力が小さいこと、ならびに水槽の側壁影響が混入してしまった結果と考えられるので、各図に示すような曲線で内挿を行った。これ以降のデータ整理には内挿値を用いている。

(a) 幅、吃水の影響

Fig. 2.2.18 ~ 23 に示す数式船型の実験結果からわかるとおり、減衰力に對し、幅、吃水は大きく影響を与える。

$2T/L = 0.107$ の B/L シリーズ A、B、C の結果 (Fig. 2.2.18 ~ 20) は $B/L = 0.12$ で最小となり、これより B/L の大きい船型 A ($B/L = 0.18$) 及び $B/L = 0.1$ の船型 C ではいずれも大きな減衰力が働く。一方、もう一つの $2T/L = 0.14$ の B/L シリーズ A'、B'、C' で、 B/L の小さい C' の場合に減衰力

が一番大きく、 B'/L になれば働く減衰力は急速に減少する点は前のシリーズの場合と同じであるが、更に B/L が大きくなつた C' の場合、減衰力は増加せず、ほぼ B' と同じである。

$2T/L$ の変化に対する減衰力の違いをみると、 B 、 B' あるいは C 、 C' の組では $2T/L$ の大きい B' 、 C' の方で減衰力は大きく、後に述べる理論計算とも一致する。ところが B/L の一番大きい A 、 A' の組では逆に $2T/L$ の大きい A' の方が減衰力が小さくなるという結果を示す。このよう B/L 、 $2T/L$ に対し減衰力は必ずしも単純な変化を示さないことがわかる。

この傾向を整理するために半幅、吃水比($B/2T$)を用いて実験点を配置してみたのがFig 2.2.26、27、28である。

この図では、 ξ_L が2.0、3.0、4.0の場合のみを示すが、この周波数は実際の船の固有周期の近傍の値に対応するものである。Fig 2.2.26の $\xi_L = 2.0$ の場合、 $B/2T$ の順にプロットすれば $B/2T = 1.2$ 付近で最小となる一つの曲線に実験値が整理されることがわかる。 $B/2T$ がこれより小さくとも大きくて減衰力は増加する。 $\xi_L = 3.0$ 、4.0(Fig 2.2.27、28)になつても2.0の時ほど単純ではないが、 $B/2T$ で概ね整理されるようである。 $B/2T$ でうまく整理されるということは横搖れ流場が幅、吃水双方の擾乱によって構成されることの反映と思われる。

次に、このような数式船型の傾向と実用船型のそれとの関係を考察する。Fig 2.2.24は鉱石専用船型(Model-D)の結果である。この模型はビルジキール付きの状態であり、直接、上述の数式船型の結果と比較することはできないが、これまでのビルジキールの効果に関する実験研究から、ビルジキールがなくなれば減衰力は半分近くに減少することが知られている。このことを考慮すれば数式船型の結果のうち、笠木山丸と対応する主要寸法比の船型の値と同じ程度の値となっていることがわかる。一方、コンテナ船型の結果は裸船状態での減衰力である(Fig 2.2.25)。この場合は直接対照することによって数式船型の結果とほぼ一致することがわかる。特に $B/2T$ で整理した図(Fig 2.2.26～28)に示したとおり、数式船型の結果で推定した結果と良く一致していることがわかる。

(b) 幅、吃水と速度影響の関係

前進速度によって減衰力がどうなるかを船速零の減衰力に対する比の形で表わし、仮に速度影響係数と名付ける。船速の有無によって流場はその性質を大きくえることは既に指摘されている所であり、単純な比でまとめるには問題は残るが、実用上の便宜のためにこの形で表現することにする。

Fig 2.2.29～34は各数式船型ごとの速度影響係数を $\xi_L = 2.0$ 、3.0、4.0について示したものである。船型によって速度影響がかなり異なることがわかる。すなわち、幅の狭い船型の速度影響は大きく、また周波数にも依存している。これが、幅が実用船型と同程度になると $F_n = 0.2$ 近くまでは速度依存性を持つもののそれ以上の速度ではあまり力は変化しないようになる。同時にこの傾向は周波数によらない。

吃水との関係でみると、吃水の深い場合(A' 、 B' 、 C')の方がいずれも船速影響係数は小さい。減衰力そのものは吃水が増せば増加する傾向にあるという事実を考えあわせれば、吃水が増すと減衰力の成分のうち、造波項のようなフルード数に関連した項の比重が小さくなることを示していると考えられる。

(c) 船速零の状態の薄い船に働く横搖れ減衰力の計算式

昨年度の報告では、前進速度がある場合の横搖れ減衰力の計算式及び計算結果を提示したが、前進速度零の場合の減衰力に関する言及が不足していた。ここで、先に提示した計算式で $V \rightarrow 0$ の極限を取れば、横搖れする平板の減衰力を近似的に与えることを示す。

減衰力の無次元値は実験値の整理に用いたものと同じであるが、昨年度用いたものとは少し異なつて次のよう

な定義である。

C_D の計算式は昨年度報告書記載の式から

$$\text{ただし、 } \Omega = \frac{\nu V}{g} , \quad \xi_L = \frac{\nu^2 L}{2g} , \quad a = \frac{2}{g L}$$

ここで $V \rightarrow 0$ とした時、 $\Omega \rightarrow 0$ 、 $a \rightarrow \frac{V^2}{2}$ になることに留意すれば、船速零の場合の C_D は容易に導かれる。

$$C_D = \frac{8\lambda}{\pi} \int_{-\xi_L}^{\xi_L} f_e(-\xi_1 \lambda) \pi_e(-\xi_1 \lambda) \int_{-\xi_L}^{\xi_L} \frac{1}{\sqrt{\xi_L^2 - m^2}} \left(\frac{\sin m}{m} \right)^2 dm$$

(2.2.17)

この時の流場が横揺れする平板まわりの流場の近似解になっていることも確かめられる。

計算で得られた C_D を Fig. 2.2.35 ~ 37 に示す。 $2T/L$ の増加に伴って急激に減衰力が増大することがわかる。実験値とは各々 Fig. 2.2.35 と 20、Fig. 2.2.36 と 23 が対応関係にある。これらの対比からわかるように、実験値とは必ずしも良く一致しているとはいえないようである。速度影響についても $2T/L$ が大きくなれば、影響係数が大きくなってしまう等、まだ理論の中に改良すべき点が残されている。

(3) まとめ

幅、吃水を変えた系統的模型船及び実用船型の強制横揺れ実験の結果、減衰力の大きさ、船速依存性等に関し、次のような知見を得た。

- (i) 減衰力は幅、吃水によって大きく変化する。これらによる変化は $B/2T$ をパラメータに選ぶと一つの曲線にまとめられる。
 - (ii) 減衰力は $B/2T$ が実用船型の取る値の付近で最小となる。それより大きくても小さくても減衰力は大きくなる。
 - (iii) 速度影響は幅によって異なった変化をする。また吃水が深い場合は速度影響は小さい。
 - (iv) 以上得られた数式船型の結果の多くは実用船型の裸殻に働く減衰力の結果と一致する。

本年度の実験により幅・吃水の効果の基本的性格を把握することができた。しかし、バласт状態のような $B/2T$ が今回の実験範囲を超えて大きい場合についてはデータが不足しているので、今後この方面的実験を行うこととした。同時に幅の効果も包含した前進速度影響の理論についても検討を進めることとした。

Table 2.2.2 供試模型船の主要寸

	Mathematical Model						Ore carrier	Container
	A	A'	B	B'	C*	C'*	D 1)	E 2)
L (m)	3.00	3.00	3.00	3.00	4.500	4.500	3.00	4.500
B (m)	0.540	0.540	0.420	0.420	0.450	0.450	0.493	0.653
T (m)	0.160	0.210	0.160	0.210	0.241	0.341	0.194	0.244
∇ (mt)	0.154	0.208	0.120	0.162	0.289	0.424	0.237	0.410
C_B	0.593	0.610	0.593	0.610	0.593	0.614	0.824	0.572
B/L	0.180	0.180	0.140	0.140	0.100	0.100	0.164	0.145
2T/L	0.107	0.140	0.107	0.140	0.107	0.151	0.130	0.108
B/2T	1.688	1.286	1.314	1.00	0.936	0.661	1.269	1.343

1) with B.K.

2) without B.K.

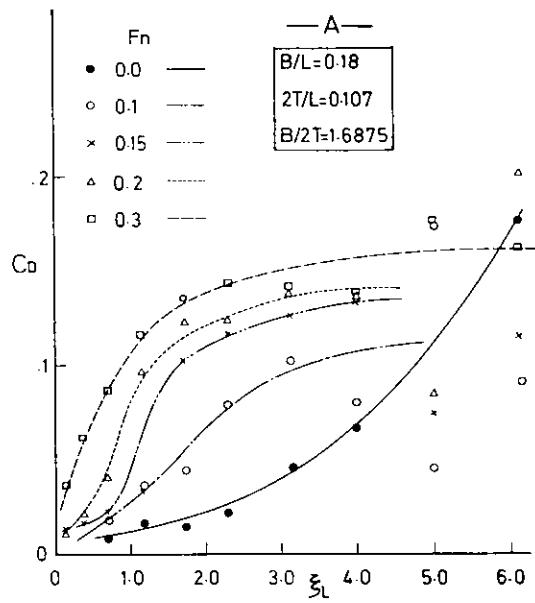


Fig. 2.2.18 数式船型 A の横揺れ減衰力

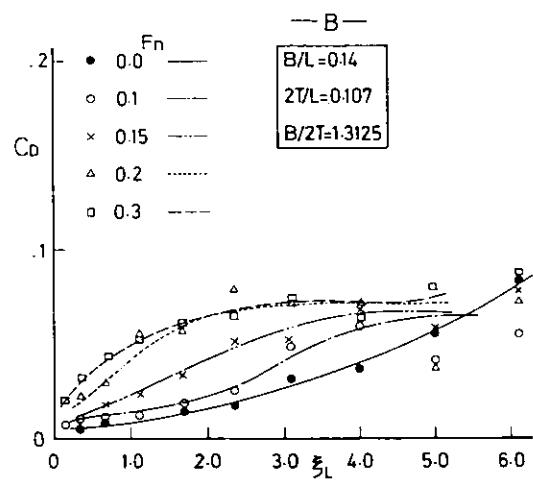


Fig. 2.2.19 数式船型 B の横揺れ減衰力

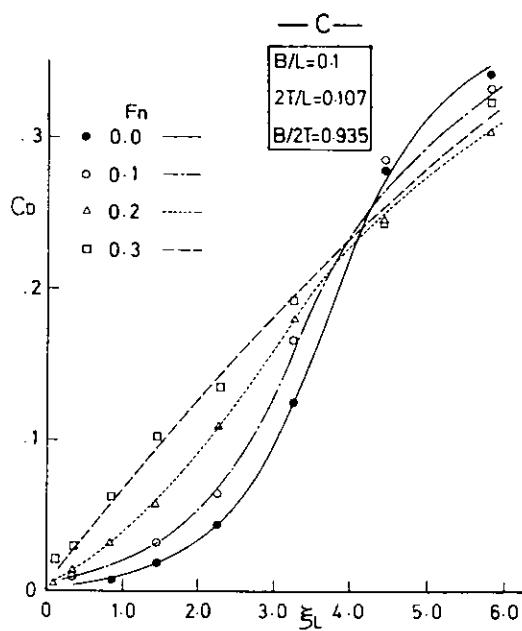


Fig. 2.2.20 数式船型 C の横揺れ減衰力

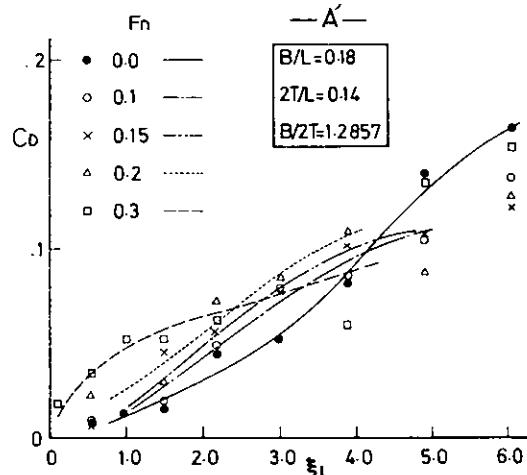
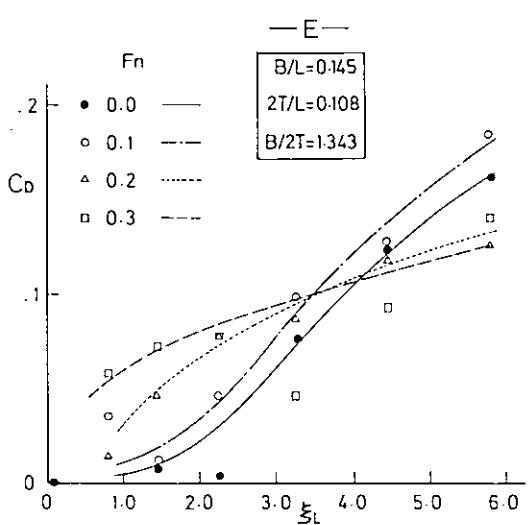
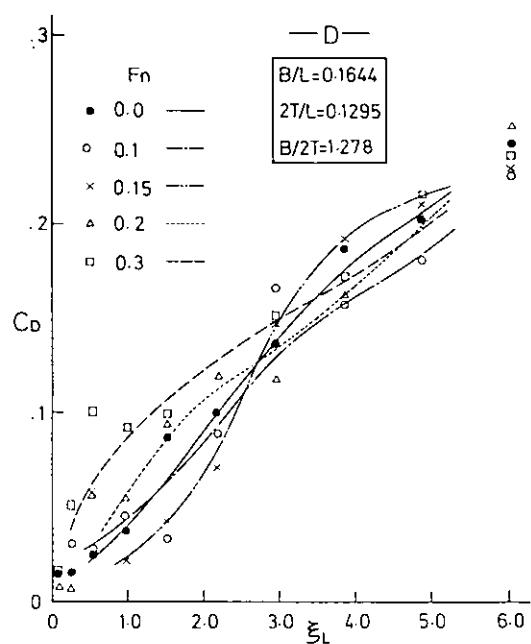
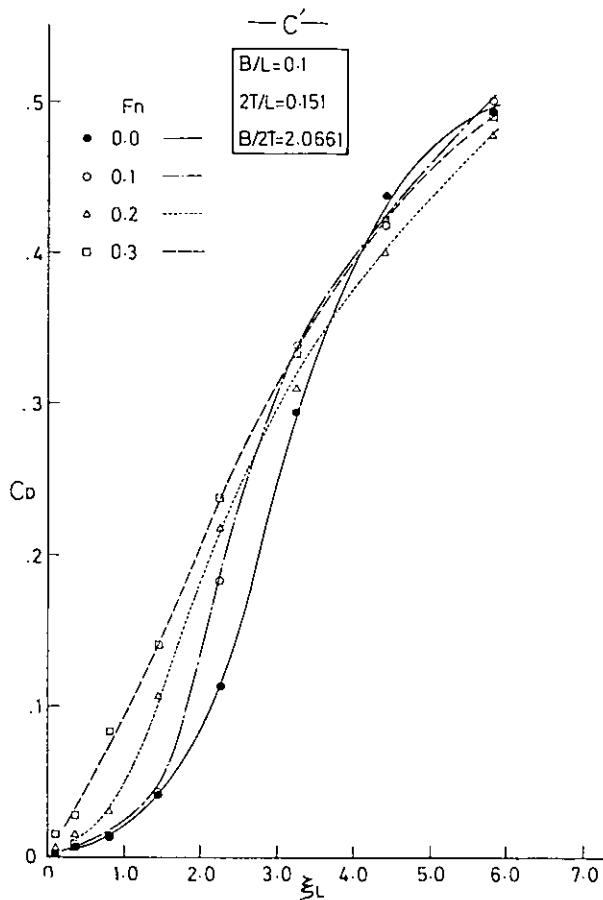
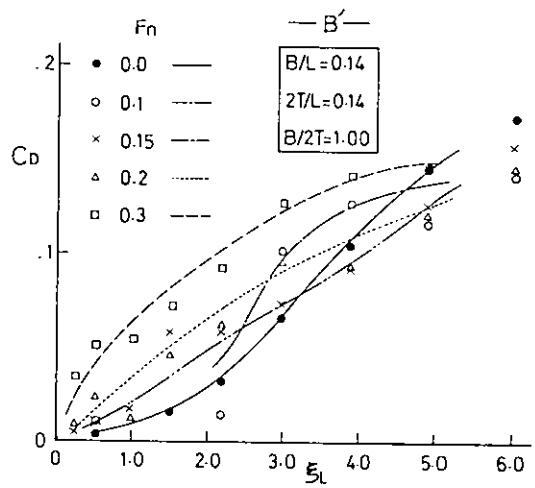


Fig. 2.2.21 数式船型 A' の横揺れ減衰力



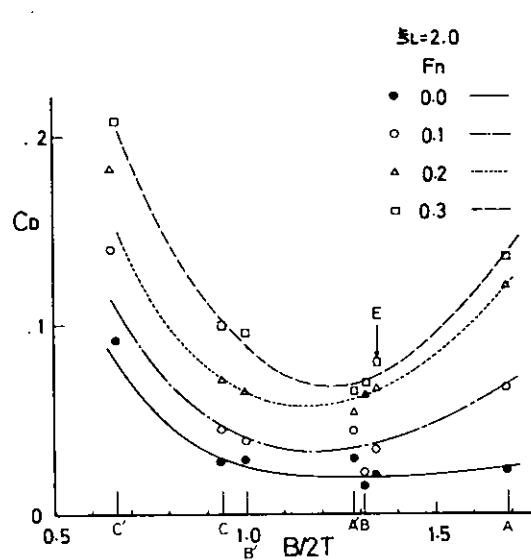


Fig. 2.2.26 横揺れ減衰力と $B/2T$ の関係(1)

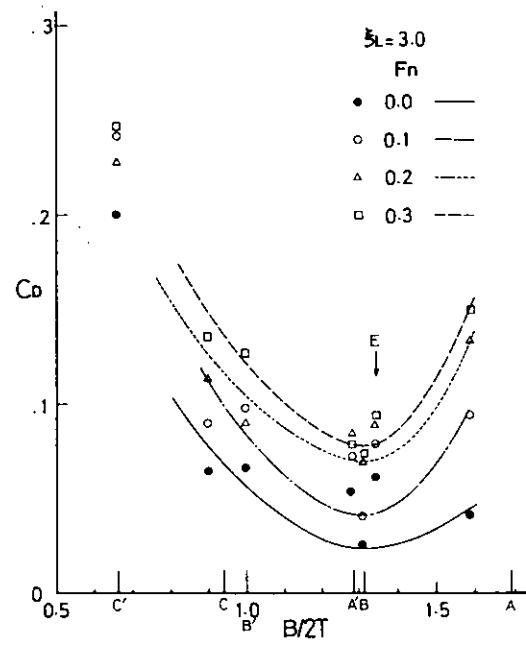


Fig. 2.2.27 横揺れ減衰力と $B/2T$ の関係(2)

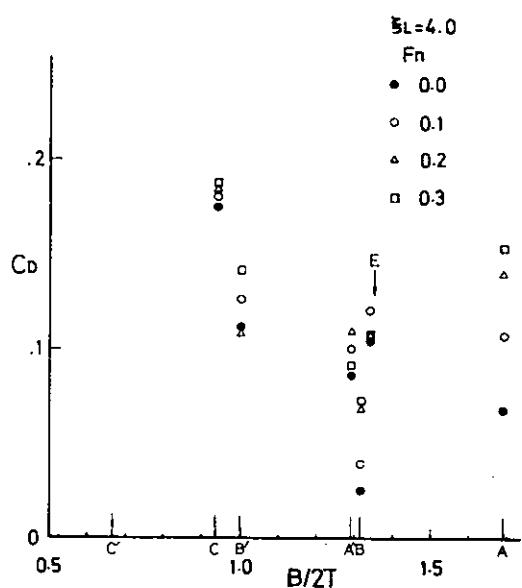


Fig. 2.2.28 横揺れ減衰力と $B/2T$ の関係(3)

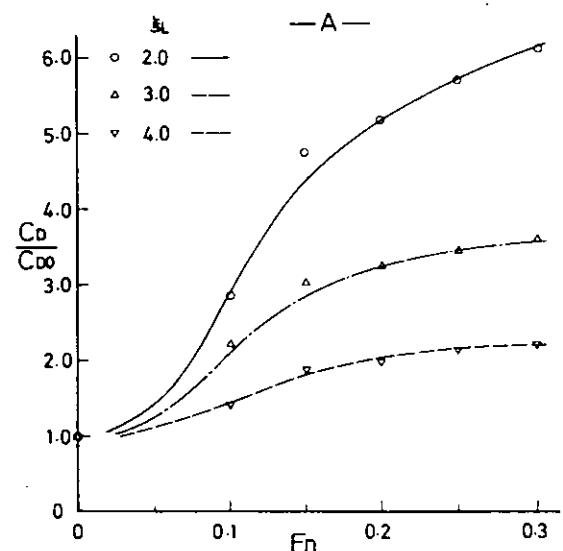


Fig. 2.2.29 速度影響係数 (Model-A)

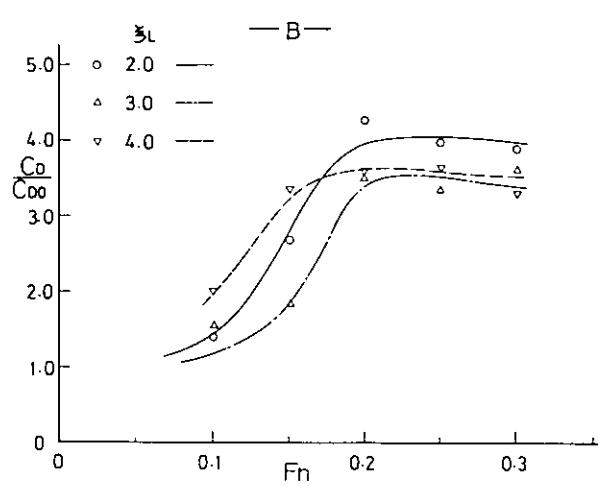


Fig. 2. 2. 30 速度影響係数 (Model-B)

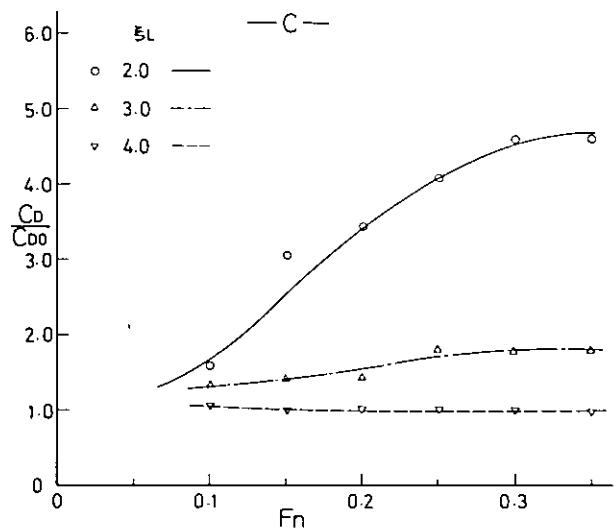


Fig. 2. 2. 31 速度影響係数 (Model-C)

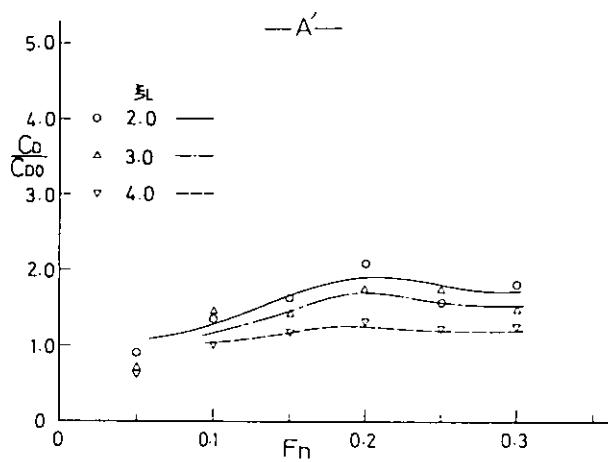


Fig. 2. 2. 32 速度影響係数 (Model-A')

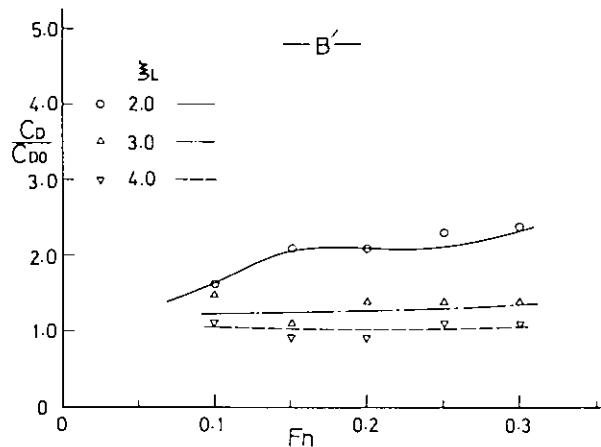


Fig. 2. 2. 33 速度影響係数 (Model-B')

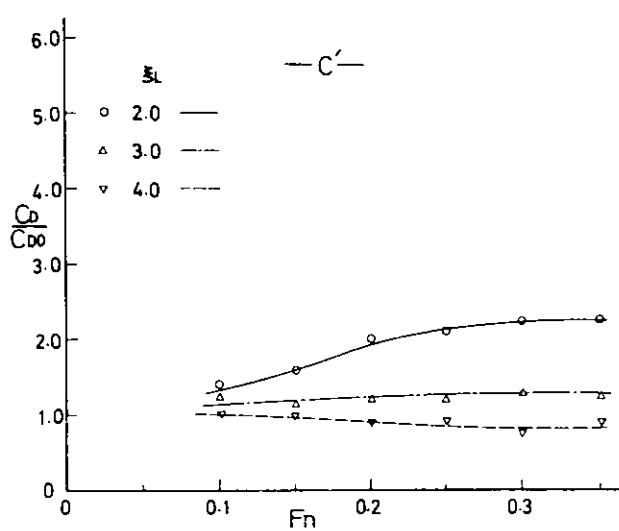


Fig. 2. 2. 34 速度影響係数 (Model C')

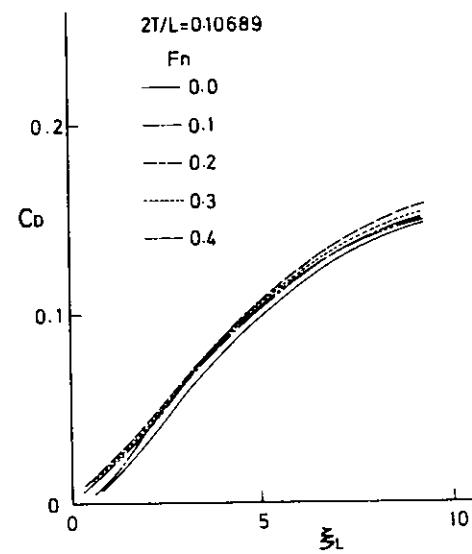


Fig. 2. 2. 35 理論計算 ($2T/L=0.10689$)

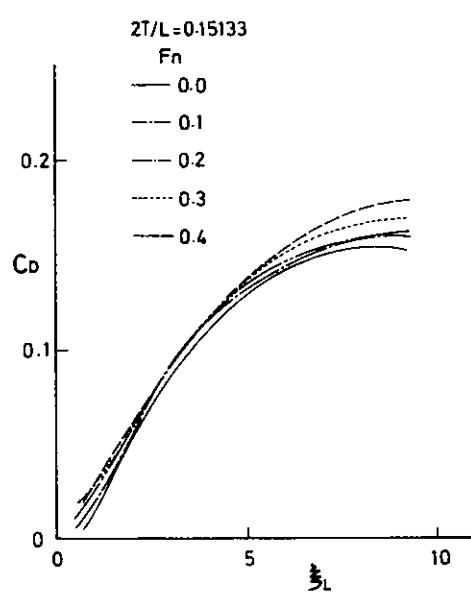


Fig. 2. 2. 36 理論計算 ($2T/L=0.15133$)

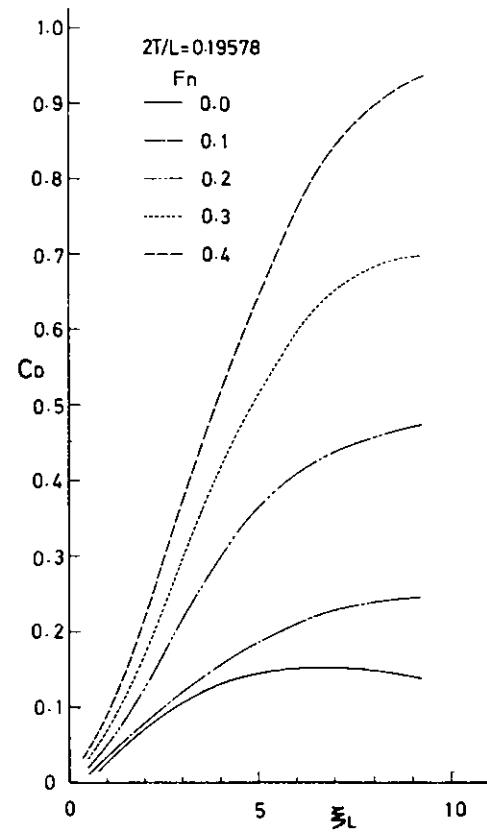


Fig. 2. 2. 37 理論計算 ($2T/L=0.19578$)

2. 2. 3 大角度不規則強制橫擺動試驗

(1) 解析法

本項では大角度までの過渡的及び不規則強制横揺れ試験を取扱っているが、その解析整理法は以下に記すように通常の等価線型解析法によっている。すなわち、等価線型横揺れ減衰係数及び附加質量係数が、過渡的、不規則横揺れ及び大角度横揺れ時にどのように変化するかを検討した。

強制横擺れ試験時にロールモーメントのみを測定し、その運動は線型 Pure Roll であると仮定すると、次式で表わされる。

いま、 $\phi = \phi_0 \exp(i\omega t)$ とすると、ロールモーメントには位相差 α があり、 $M = M_0 \exp(i\omega t + \alpha)$ のようになる。復原項 C_{44} を既知量とし、 ϕ 、 M を測定値であるとすると、慣性係数 A_{44} 、減衰係数 B_{44} は次式で求まる。

過渡強制横揺れ、不規則強制横揺れにこれらの式を機械的に適用すると ω ベースの特性曲線として A_{44} 、 B_{44} が得られる。具体的には $(M_0/\phi_0) \sin \alpha$ 、 $(M_0/\phi_0) \cos \alpha$ はロール角 ϕ を入力としロールモーメント M を出力とする周波数応答関数のサイン成分とコサイン成分であるので、この形で周波数応答関数を求めておき(2.219)式の演算を行うと便である。

見掛けの慣性係数 $A_{\text{見掛け}}$ は線型であるとされているので、以上の処理で何ら問題はない。

横揺れ減衰係数は非線型であるので、上式の仮定で得られた係数は等価線型減衰係数とみなされるものである。すなわち、次式のように B_{44} は ω 及び ϕ_0 によって変る。

(2.2.20) 式は二次近似、(2.2.21)式は三次近似の表現である。

不規則横揺れ時の等価線型減衰係数は B_0 を無視すると、次式で表わされる。

ここに σ_ϕ は不規則横揺れの角速度の標準偏差であり、 B_1 、 B_2 は規則的横揺れ時の係数である。この式は非線型減衰力 ($B_1 \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}|$) と等価線型減衰力 $B_{44} \dot{\phi}$ の差 δ の二乗の時間平均 $\bar{\delta^2}$ が最小になるようにして得られているので、この方法を最小偏差法という。

不規則強制横揺れ試験を行うと

によって算出した σ_{ϕ}^* 、あるいは直接 $\dot{\phi}$ の統計計算による $\sigma_{\dot{\phi}}^*$ を使って(2.2.22)式の関係を検証することができる。

不規則あるいは過渡強制横揺れ時に横揺れ角速度が最大値 $\omega\phi_0$ になった時点での減衰力は、規則的横揺れ時と同じ $\omega\phi_0$ での減衰力に等しいとする考え方もある。すなわち、次式の関係を得る

$$B_{4+} = B_1 + \frac{8}{3\pi} \omega \phi_0 \cdot B^2 = B_1 + \frac{8}{3\pi} \phi_0 \cdot B_2 \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2.2.25)$$

スイープ時間の長い過渡的強制横揺れ試験では、前年度報告などに示したようにこの仮定が成立するので、規則横揺れ試験から得られた B_{44} 、 B_1 、 B_2 にほぼ等しい値が過渡的試験から得られる。

本項では簡単のため、二次近似のみを考えることとし、次の無次元表示を使用する。

$$\hat{B}_{44} = \frac{B_{44}}{\rho \nabla B^2} \sqrt{\frac{B}{2g}}$$

$$\Delta B_1 = \frac{B_1}{\rho \nabla B^2} \sqrt{\frac{B}{2g}}$$

$$\wedge_{B_2} = \frac{B_2}{\partial \nabla B^2}$$

$$\hat{\omega} = \omega \sqrt{\frac{B}{2g}}$$

(2) 実験法

今年度は次の4種の試験法が試みられている。中でも(1) =一定の条件下での試験は特色あるものである。

(i) 過渡的強制横擺れ試験

(a) ϕ_0 =一定の場合

横揺れ角 ϕ のタイムヒストリー上で ϕ の振幅 (ϕ_0) が一定である場合で、横揺れ角のフーリエスペクトラムも振幅一定の台形状となる。Fig 2.2.38 にその例を示したが、過渡横揺れの長さが充分に長いと (2.2.25) 式が適用できる。したがって、得られる B_{44} の特性は Fig 2.2.39 のように高周波域で値が高い直線状となる。そして B_1 と B_2 がこの直線を表わす係数として得られる。なお、 B_1 は船速が一定ならばロール角の大きさに関係なく同じ値を与えると思われる所以、ロール角振幅の異なる実験値を同じ図にプロットすると、適確な B_1 を推定できる。

(b) $\omega \phi_0 = \phi_0$ =一定の場合

ロール角のタイムヒストリーを微分し、ロール角速度のタイムヒストリー $\phi'(t)$ を作るとその振幅が一定な運動はロール角速度振幅 $\phi_0 = \omega_0 \phi_0$ が一定である。実例を Fig. 2.2.40 に示したが、このような強制ロール試験を行うと (2.2.25) 式からわかるように得られる B_{44} は周波数軸に平行になる。その例を Fig. 2.2.41 に示した。この強制ロールの操作信号は装置の伝達関数を考慮してデジタルコンピュータで算出されたものをアナログに変換して使用している。

(1) ϕ_0 を種々に変化させて実験をすると、 $\hat{\phi}_0$ ベースに \hat{B}_{44} が求まるので、直線近似すると Fig 2.2. 42 のように B_1 と B_2 が求まる。 B_1 として $\phi = \text{一定}$ の実験から求めた値を使用すると 1 回の実験から B_2

が簡単に求まる。この場合、前提条件は $\omega \phi_0$ が一定であって、従来法のように $\dot{\phi}_0$ が一定なのではないことに注意せねばならない。当然 Fig 2.2.43 に示されているように $\dot{\phi}_0 = \text{一定}$ の場合との間には差が生じる。一方、ロール減衰係数はロール角速度に本質的に関係のある現象であるとすると、この方法から得られた値の方が正しいとも言える。

以上の過渡的強制動搖試験から得られた横揺れ減衰係数 B_1 、 B_2 を整理して、Fig 2.2.43 に横揺れ角 ϕ ベース、Fig 2.2.44 にフルード数 F_n ベースに示した。

なお、本項での模型船の試験状態は Table 2.2.18 に示されているように、SR108-S7 の常用状態であるので他所での実験結果と比較する際に注意されたい。

(ii) 不規則強制横揺れ試験

(a) 実海面での大角度ロールに類似させた場合

実船では、大角度横揺れ時は同調揺れであることが大部分であるので、ロール角のパワースペクトラムは横揺れ固有周波数をピーク周波数とした三角形状の狭帯域スペクトラムになる場合が多い。したがって、このような不規則強制ロールをさせた場合の B_{44} の実態値が実用上最も重要な意味を持つ。

大角度ロール時の実船試験データを参考にして、不規則ロール信号を作成した。例を Fig 2.2.45 に示した。ロール角速度の標準偏差 $\sigma_{\dot{\phi}}$ を算定するため、角速度のパワースペクトラム $S_{\dot{\phi}\dot{\phi}}(f)$ をタイムヒストリー $\dot{\phi}(t)$ を微分した角速度のタイムヒストリー $\dot{\phi}(t)$ を算定した後に算出している。なお、運動の大きさを知るために $\dot{\phi}(t)$ を統計解析して全振幅のヒストグラムも算出している。線型系の仮定に立つとロールアングルとロールモーメントのクロススペクトラムとロールアングルのオーツスペクトラムから、ロールモーメントとロールアングルの周波数伝達関数が求まり、(2.2.19)式の演算から A_{44} 、 B_{44} を周波数の関数として求め得ることは過動的試験の場合と全く同様である。

具体例を Fig 2.2.46 として示したが、過渡動搖の場合と異なりばらつきが大きい。これは $\dot{\phi}_0$ が成分周波数によって異なるので当然の傾向である。この図での B_{44} の平均値は不規則ロールでの B_{44} の代表値である(2.2.22)式の値を与えると思われる。測定値としての $\sigma_{\dot{\phi}}$ と B_{44} から Fig 2.2.47 のようにして(2.2.22)式が成立すると仮定した時の B_1 、 B_2 が逆算できる。

このようにして得られた B_{44} 、 B_1 、 B_2 などを既に得られているこれらの値を比較するのが本論の主旨的目的の一つである。

(b) $\omega \phi_0 = \dot{\phi}_0 = \text{一定}$ の場合

過渡強制ロールの場合と同様に、不規則強制ロールでもパワースペクトラム上で角速度振幅 $\dot{\phi}_0$ がほぼ一定の場合が考えられる。本論ではそのような場合も試みている。その例を Fig 2.2.48 に示したが、この図からもわかるようにパワースペクトラム上での $\dot{\phi}_0 = \text{const.}$ の状態は過渡強制ロールの場合ほどうまくは実現できなかったので、 $\dot{\phi}_0 = \text{一定}$ という前提での解析は無理であると考え(ii)-(a)と同様に $\sigma_{\dot{\phi}}$ を基準にして考え、主として(2.2.22)式に基づく解析を行った。

不規則強制横揺れ試験から得られた \hat{B}_1 、 \hat{B}_2 の値を Fig 2.2.43、44 に追加して記入した。

(3) 結果の考察

大角度不規則及び過渡的強制ロール試験による。

本論の実験結果は Fig 2.2.44 及び Fig 2.2.43 の \hat{B}_1 、 \hat{B}_2 の図に集約されている。これらの図から得られるロールダンピング係数に関する結論を以下に列記する。

A) 過渡的強制ロールに試験から得られた結果

- a) \hat{B}_1 は F_n (フルード数) に比例するとして説明することができる。
- b) \hat{B}_2 はロール角の増大にともない小さくなる傾向がある。
- c) フルード数が大きくなるにつれて b) の傾向は少なくなり、高速時には \hat{B}_2 はロール角に無関係であると考えてもよい。
- d) $\omega \phi_0 = \text{一定}$ 、すなわち、ロール角速度振幅一定の条件下の実験で得られた \hat{B}_1 はロール角振幅一定の条件下で得られた値とほぼ同じであった。
- e) $\omega \phi_0 = \text{一定}$ の実験から得られた \hat{B}_2 は $\phi_0 = \text{一定}$ の実験から得られた \hat{B}_2 と傾向的にも定量的にもほぼ一致する。

B) 不規則強制ロール試験から得られた結果

- a) 不規則強制ロールから得られる \hat{B}_{44} の値は各成分周波数に対する値はばらつきが大であるが、これらの平均値は σ_{ϕ}^* に比例する一定の傾向を示す。すなわち、不規則ロールではロール角速度の標準偏差 σ_{ϕ}^* が基準量となり得ることがわかる。
- b) σ_{ϕ}^* ベースの \hat{B}_{44} のカーブから \hat{B}_1 、 \hat{B}_2 を推定することができる。
- c) 不規則ロールから得られた \hat{B}_1 は過渡ロールから得られた \hat{B}_1 と一致する。
- d) 不規則ロールでの \hat{B}_2 は過渡的ロールから得られた \hat{B}_2 とほぼ等しい。
- e) (2.2.22) 式の最小偏差法は不規則ロールのダンピング係数を定量的にもよく説明できる。

C) ロールの付加慣性係数

過渡的強制ロール、及び不規則強制ロール試験から得られるロールの付加慣性係数は、強制ロール角の振幅に関係なくほぼ一致し、線型の取扱いでよいことが再確認された。

Table 2.2.3 供試模型の要目と実験状態

Ship Form	SR-108-S7
L	2.000M
B	0.290M
D	0.176M
d	0.0971M
Trim	0M
C _b	0.559
▽	0.0315M ³
Rolling Period T (in Water)	1.245 sec
Rolling Frequency ω_{ϕ}	0.8032 sec ⁻¹
Nondimensional Rolling Freq. $\hat{\omega}_{\phi}$	0.6139
KM	0.1187M
GM	0.0216M
KG = d	0.0971M
K _{xx} /B in Water at $F_n = 0$	0.315
K _{xx} /B in Air	0.289

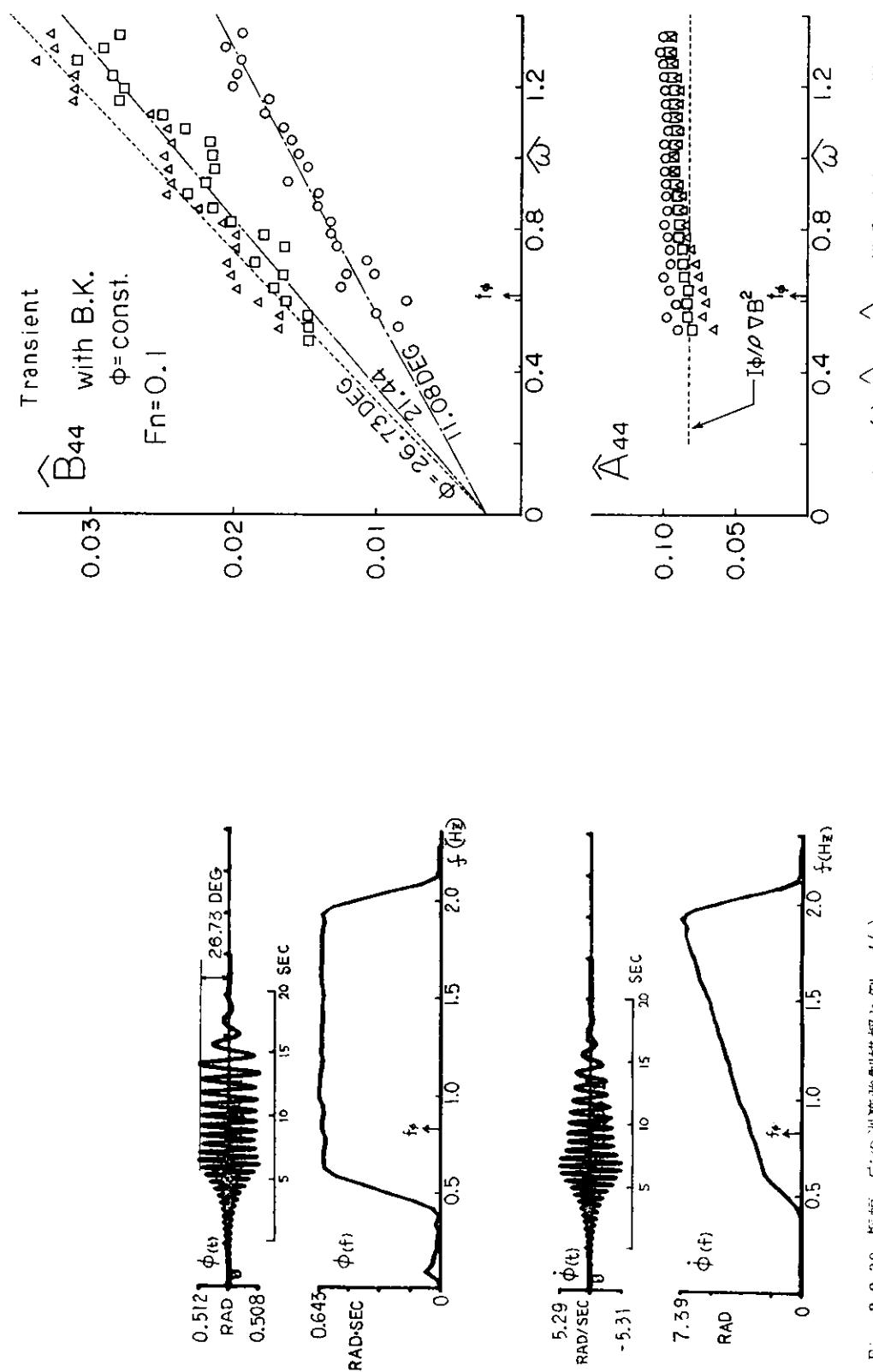


Fig. 2.2.38 振幅一定の過渡強制横揺れ例 $\phi(t) = \text{const.}$

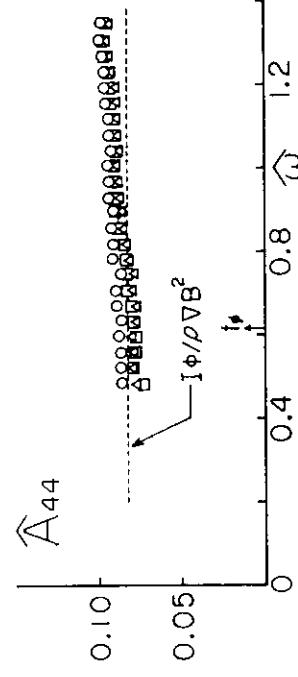
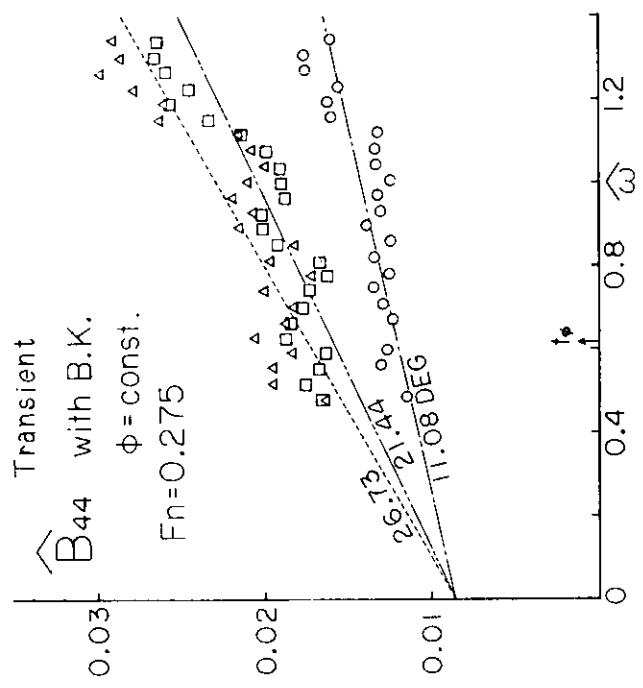
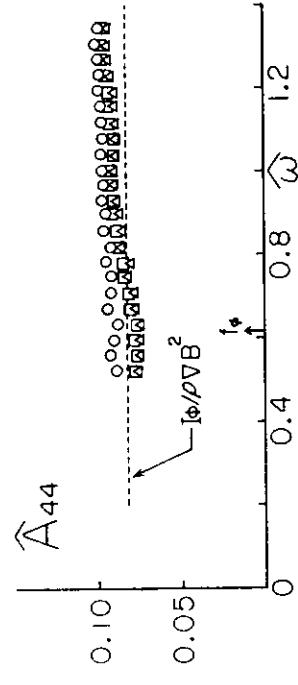
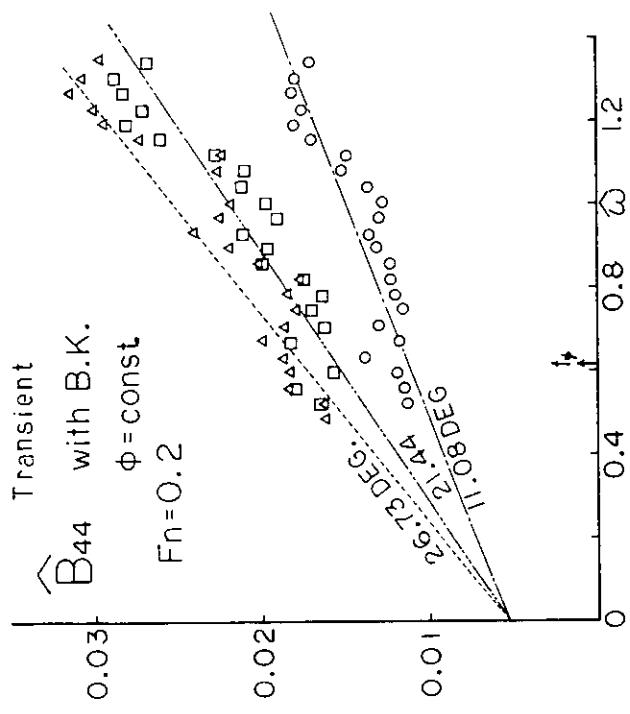


Fig. 2. 2. 39 (b) \hat{B}_{44} , \hat{A}_{44} , ω 横擺れ角振幅(C による影響)

Fig. 2. 2. 39 (c) \hat{B}_{44} , \hat{A}_{44} , ω 横擺れ角振幅(C による影響)

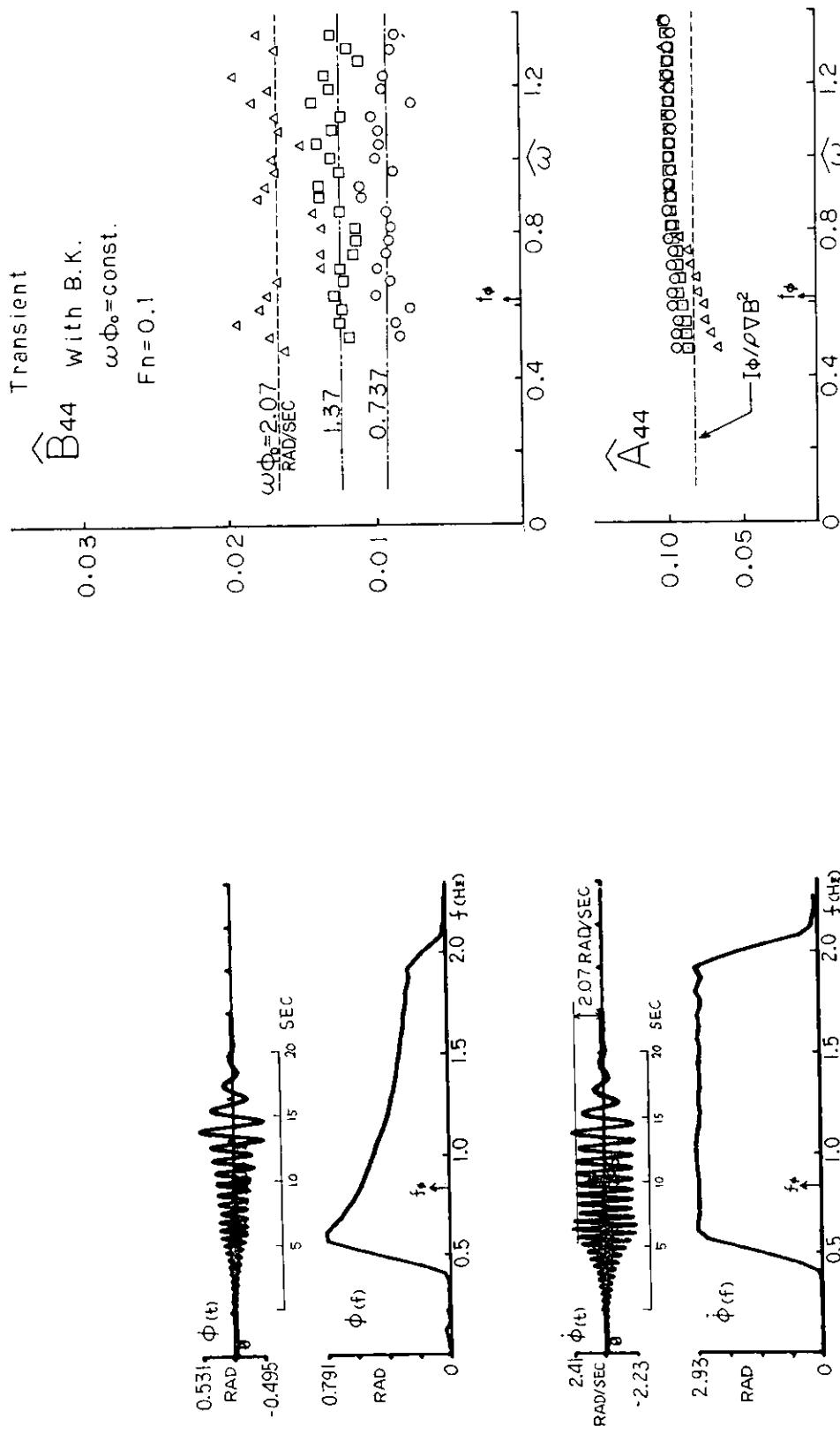


Fig. 2.2.40 速度振幅一定の過渡強制横擺れ例 $\omega\phi_0(t) = \text{const.}$
 Fig. 2.2.41 (a) \widehat{A}_{44} , \widehat{B}_{44} の横擺れ角速度振幅による影響

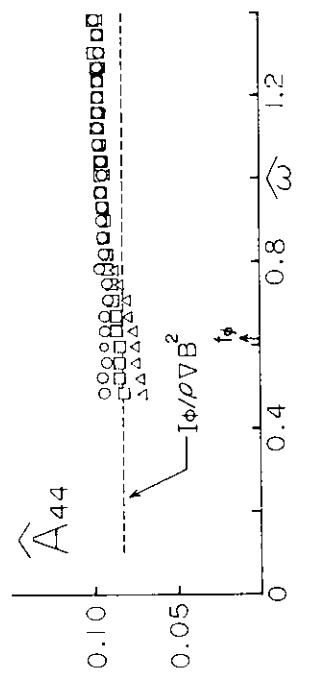
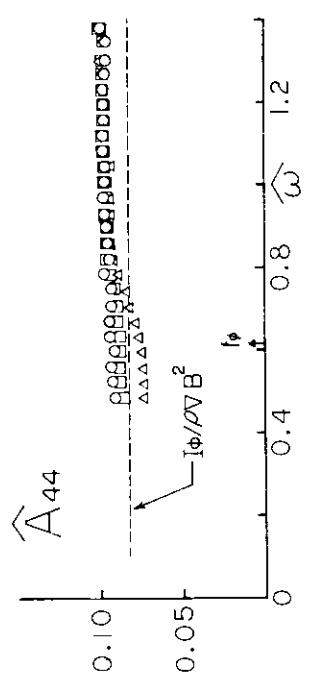
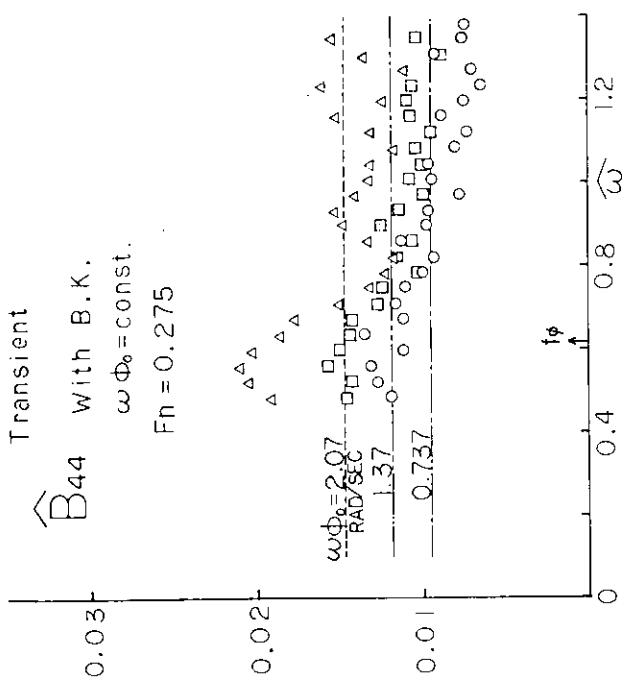
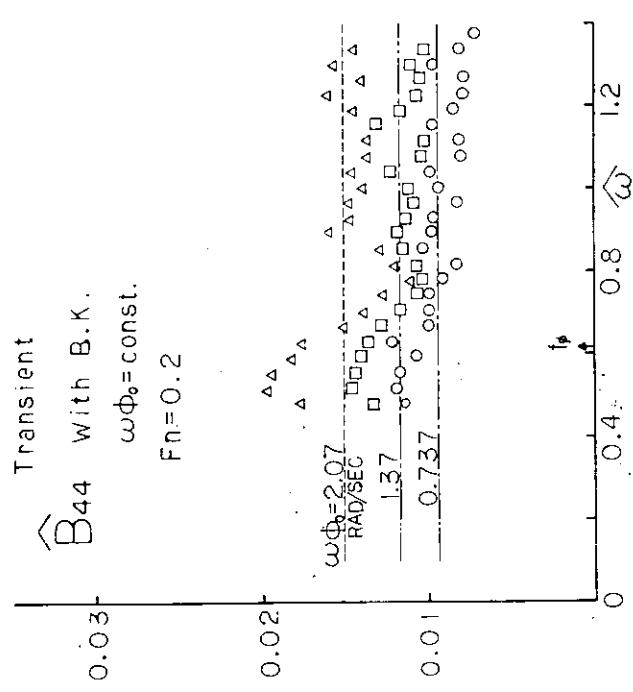


Fig. 2. 2. 41 (b) \widehat{A}_{44} , \widehat{B}_{44} の横振れ角速度振幅に及ぶ影響

Fig. 2. 2. 41 (c) \widehat{A}_{44} , \widehat{B}_{44} の横振れ角速度振幅に及ぶ影響

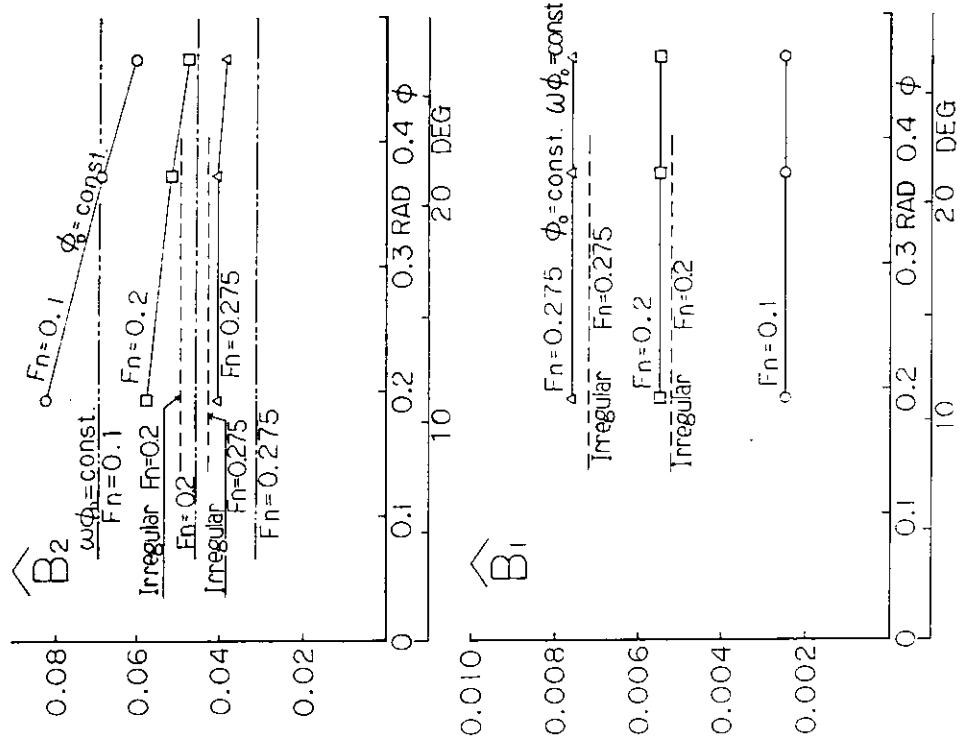
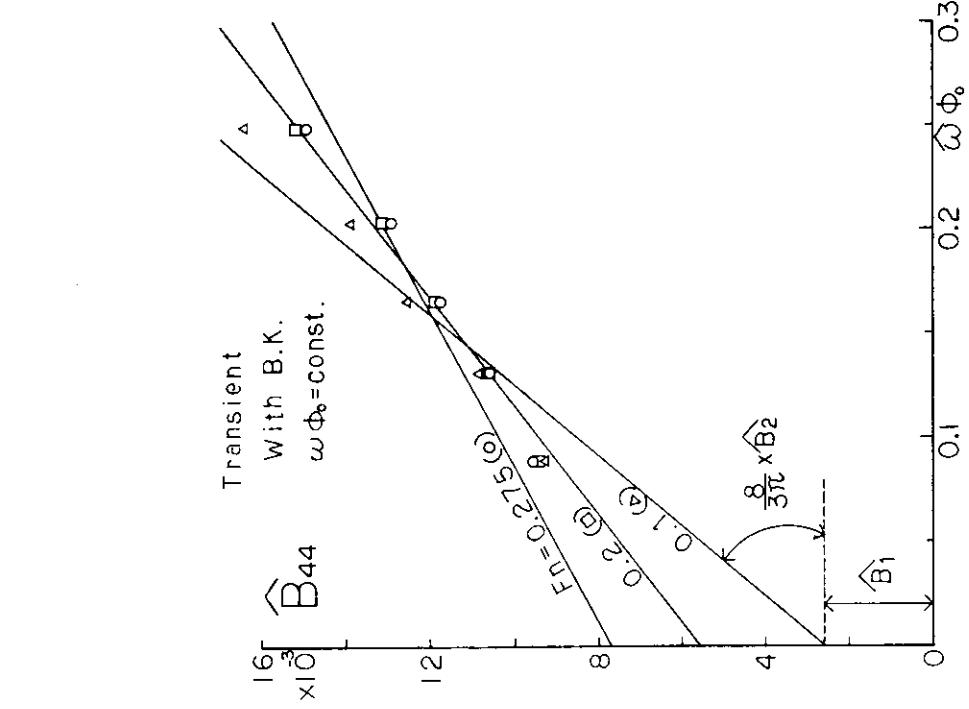


Fig. 2. 2. 42 速度振幅一定の過渡抑制横隔れによる等価線型減衰係数の推定（2次近似）

Fig. 2. 2. 43 \hat{B}_1 , \hat{B}_2 ; (2次近似) の横隔れ角振幅による影響

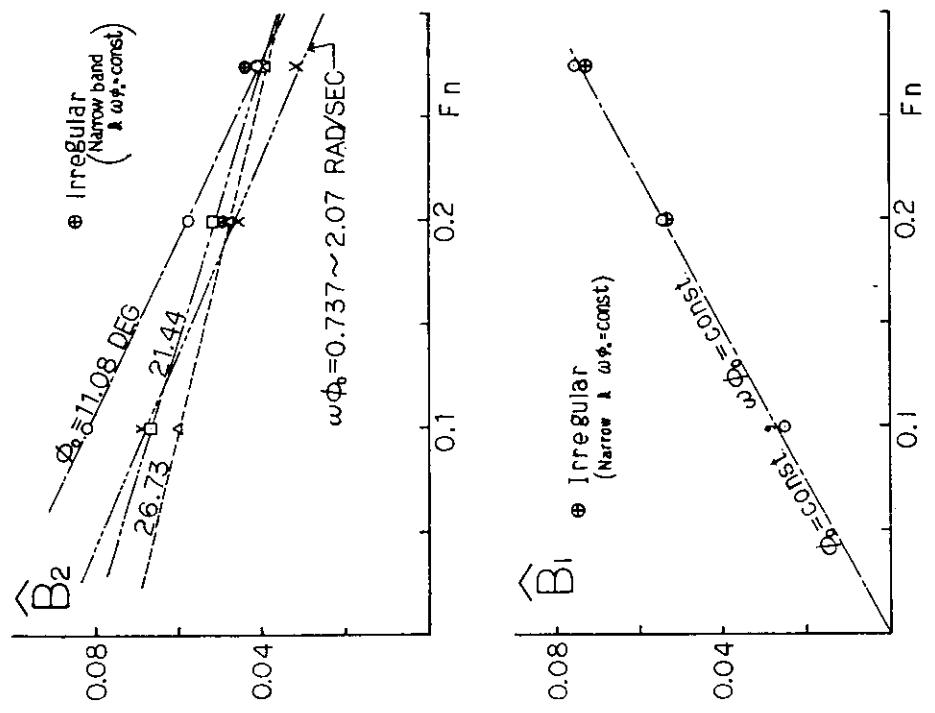


Fig. 2.2.44 \hat{B}_1 , \hat{B}_2 ; (2次近似) の船速による影響

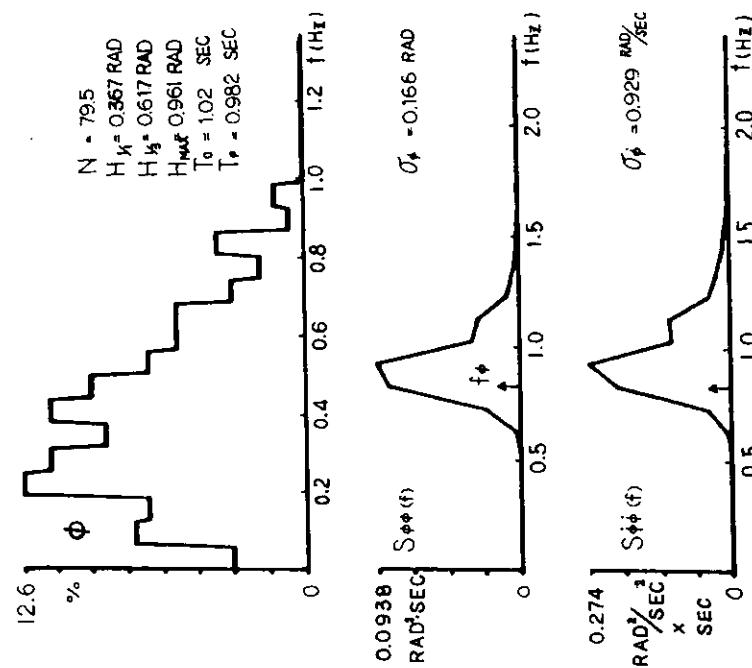


Fig. 2.2.45 実海面での大角度横揺れをシミュレーショントした
不規則強制横揺れの例

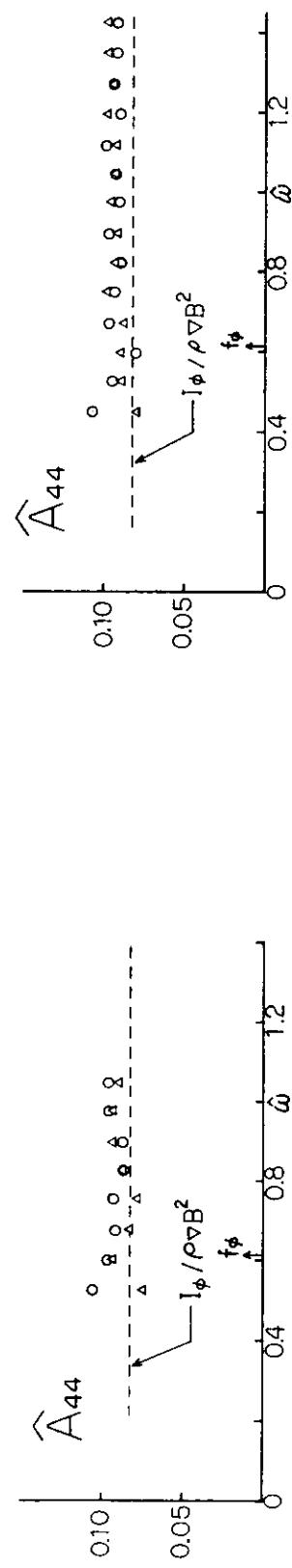
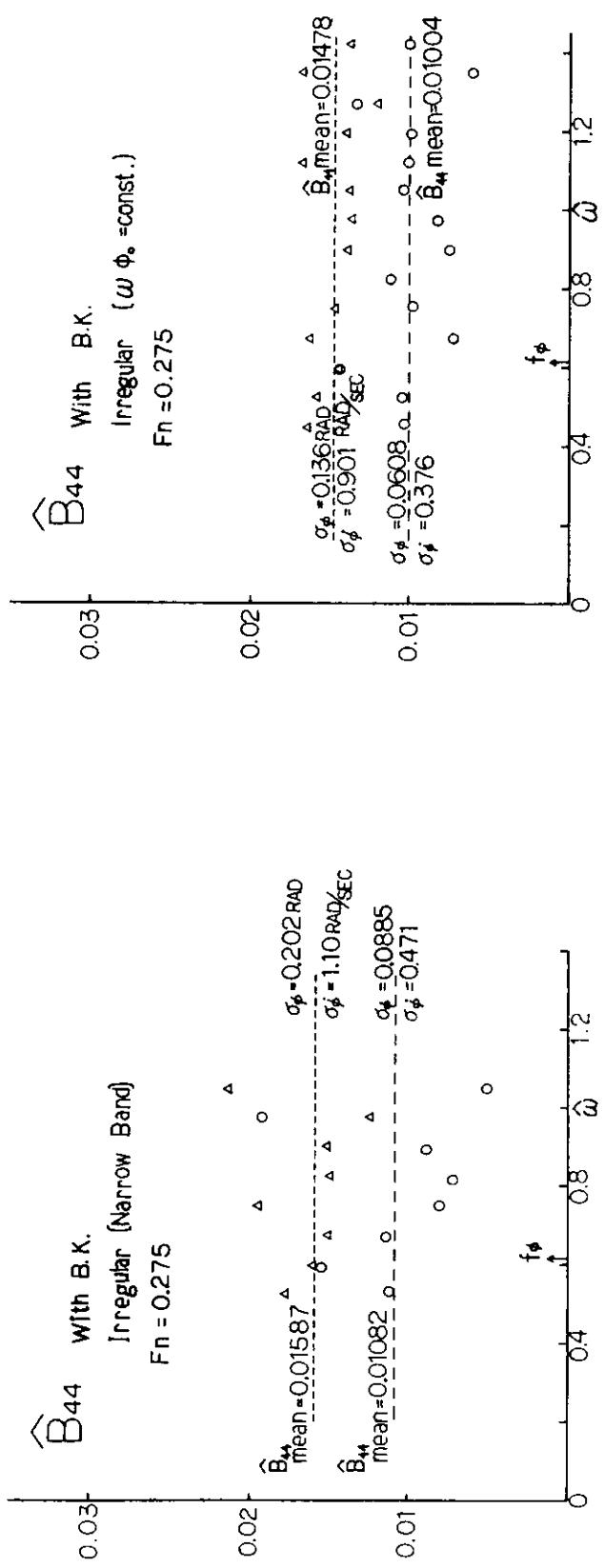


Fig. 2. 2. 46 (a) \hat{B}_{44} , \hat{A}_{44} ; 不規則横揺れ角速度の標準偏差 $\sigma_{\dot{\phi}}$ による影響

Fig. 2. 2. 46 (b) \hat{B}_{44} , \hat{A}_{44} ; 不規則横揺れ角速度の標準偏差 $\sigma_{\dot{\phi}}$ による影響

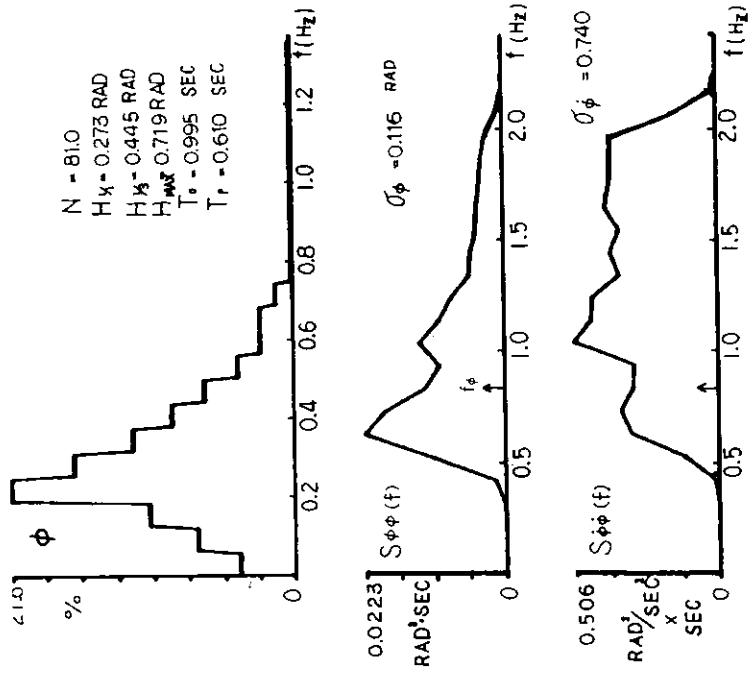
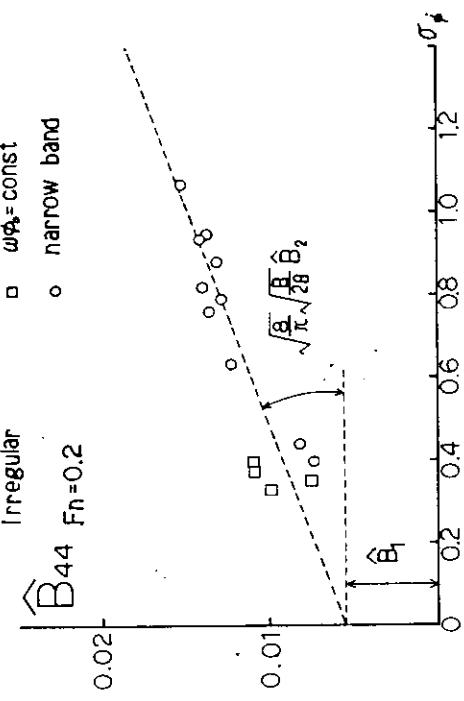
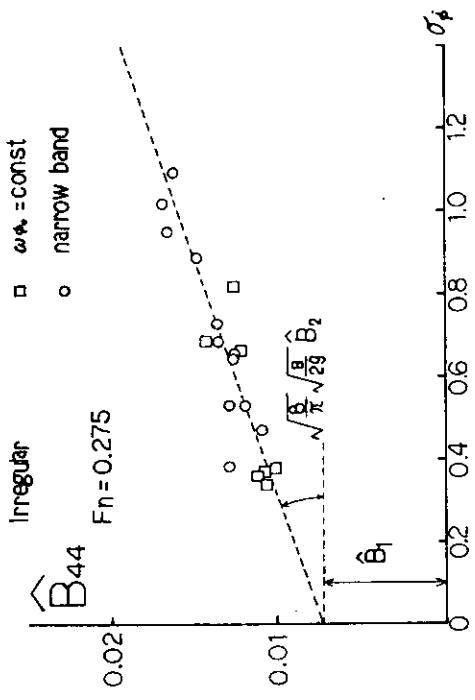


Fig. 2. 2. 47 不規則強制横揺れ試験から導值級型減衰係数 B_1 、 \hat{B}_2 の推定

Fig. 2. 2. 48 横揺れ角速度振幅一定の不規則強制横揺れ例

3. 波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究

3.1 波浪中における船速低下に関する模型実験

3.1.1 実験の目的

前年度は、SR108船型の満載状態を対象にして波浪中における船速低下に関する模型実験を実施し、船速低下の推定計算法について検討し、その適用性がある程度確認された。¹⁾

本年度は、同じ船型の軽荷状態を対象に主機特性を模擬した自航試験装置を用い、規則波中及び不規則波中において船速低下に関する模型実験を実施し、軽荷状態に対する波浪中船速低下の推定計算法を検討するための基礎資料を得るとともに、プロペラレーシングに関する現象に対する実験データも得て、船速低下を考慮した耐航性能諸要素の推定法検討のための資料とすることとした。なお、水槽試験は三菱重工業㈱長崎研究所耐航性能水槽で実施した。

3.1.2 供試模型船及び試験状態

1軸コンテナ船SR108船型の1/50縮尺、 $L = 3.5\text{ m}$ の木製模型船を供試模型船として用いた。また、模型プロペラも想定実船の1/50縮尺のものを用いた。

試験状態は、0.985% LPP Aft trimであり、GM及び横搖固有周期の実船対応値はそれぞれ2.8 m及び1.07 secとした。供試模型船及びプロペラの要目をTable 3.1.1及びTable 3.1.2に示す。

3.1.3 試験範囲

試験範囲をTable 3.1.3に示す。本試験では、主機特性模擬自航装置を使用して、トルク一定の場合を主に、規則波中及び不規則波中における試験を実施した。船速低下の計測にはかなり長い航走距離が必要であるので、水槽の長さ方向に模型船が航走できるよう、波方向は正面迎波と直横波の2種とした。

3.1.4 実験結果及び考察

(1) 船速低下

規則波中及び不規則波中における船速低下の計測結果をFig 3.1.1に示す。規則波中における計測結果は波長ベースに、不規則波中における計測結果は有義波高ベースに整理した。

規則波中における船速低下は、 $\lambda/L = 1.0$ 付近で大きく、波高が $h_w/L = 1/50$ の場合、平水中船速の約70%程度の船速となっている。また、不規則波中における船速低下は、海象が厳しくなるほど大きくなっている。ビューフォート10相当の海象では、平水中船速の約75%程度になっている。

軽荷状態に対する波浪中の船速低下の推定計算法に関しては、波浪中抵抗増加の推定、自航要素の取扱い、プロペラ特性の取扱いなど種々検討すべき事項が多い。ここでは、参考計算値として満載状態において用いたと同様な推定計算法、すなわち、

- I) 波浪中における抵抗増加は丸尾の方法でSlender bodyの仮定による計算法で推定する。
- II) 波浪中における自航要素は平水中における値と同じとする。
- III) プロペラ特性は、平水中静止時の没水深度における特性を用いる。

という取扱いの下に計算した値を図中に示している。本船型に対しては、このような大まかな取扱いによる計算法でもある程度船速低下の推定が可能であることがわかるが、他の船型に対しては必ずしも同様なことが言えるとは限らず、軽荷状態における船速低下の推定法についてはさらに検討が必要である。

(2) 自航要素

規則波中及び不規則波中における自航要素の解析結果を Fig. 3.1.3 に示す。各点異なる船速のまま波長あるいはビットフォートをベースに整理した。なお、実線は各実験点の船速と同じ船速の平水中自航要素の値である。波浪中における伴流係数や推力減少率は、平水中における値よりやや小さくなっている。特に船体運動の大きい波長範囲ではかなり小さな値となっているようである。

(3) 船体運動

規則波中及び不規則波中における船体運動の計測結果を計算値と比較して Fig. 3.1.4 及び Fig. 3.1.5 に示す。船体運動の計算の際には、船速は計測値を用いている。いずれの応答も計算値と実験値の一一致度は良好である。

(4) プロペラのスラスト・トルク等の変動の計測記録例

船速低下の実験において計測したプロペラのスラスト・トルク・回転数の変動とプロペラ位置における波面との相対運動のアナログ記録の例を Fig. 3.1.6 に示す。主機特性模擬自航装置の制御モードとしてはトルク一定の場合について、規則波中及び不規則波中における代表例を示している。これらの図には、波浪中航走時の上記諸量の変化の様子だけでなく、静止時の零点及び平水中航走時の記録も併せて示している。プロペラレーシングに関連した現象は、このようなアナログ記録によって諸量の変化の様子をよく把握することが必要である。

(5) プロペラの没水深度とプロペラ特性

平水中においてプロペラの没水深度を変更した単独試験の結果を Fig. 3.1.7 に示す。没水深度 $I/D = 0.7$ 付近からスラスト定数 K_T 及びトルク定数 K_Q が I/D の減少とともにほぼ直線的に減少している。

Fig. 3.1.6 に示したような波浪中試験のアナログ記録から、プロペラの没水深度、スラスト・トルク・回転数の瞬間値を読み取り、没水深度 I/D ベースにプロットした図を Fig. 3.1.8 に示す。実験データは各点スリップ比も異なっているはずであり、また、自航装置の特性も含んでいるので、このような整理の仕方には問題はあるが、先に示した平水中特性との対応を大まかに調べてみるためにプロットしてみた図である。

Fig. 3.1.8 の左図回転数制御をした場合のものであるが、 I/D が小さくなると回転数がやや増加しており、制御が必ずしも十分でないことを示している。スラストは $I/D = -0.5$ (プロペラ全露出) の場合は零になるはずであり、 $I/D = 0.7$ 付近から $I/D = -0.5$ に向ってほぼ直線的に減少している。また、Fig. 3.1.8 の右図はトルク制御した場合であるが、 I/D が小さくなると回転数が増加してもトルク一定には保ち得ず、 I/D の減少とともにトルクも減少している。

(6) プロペラのトルク・回転数の変動とプロペラレーシング

荒天中において船尾の波面に対する相対運動が大きくなり、プロペラ翼の一部が水面上に露出して空転するようになると、プロペラのトルク・回転数が大きく変動するようになる。この現象をプロペラレーシングと称している。プロペラレーシングは、これまで主機設計の面からは負荷変動と制御の問題として取扱われている。しかしながら、耐航性の立場からは、主機特性の細部までは立入らずにタービン主機及びディーゼル主機それについて平均的な特性を仮定しておいて、レーシングが主機に与える影響の程度を、耐航性の分野で比較的容易に推定可能なプロペラ没水深度の変化、プロペラ吸収トルク・回転数の変化という形で評価し、それらを用いてレーシングの判定条件を設定することができるならば、船型計画の際や波浪中における操船指針あるいは Weather routing の研究に大いに役立つものと考えられる。

今回のような模型実験が実船のプロペラレーシングをどの程度シミュレートできているのかを調べるには、巨視的には次のような観点から検討すればよいと考えられる。

- i) プロペラ及び主機の平均作動点（馬力・回転数の平均値）
- ii) トルク・回転数の変動幅

iii) トルク減少と回転数増加の位相関係

Fig 3.1.9 は規則波中におけるプロペラの没水深度の変化とスラスト・トルク・回転数の変動幅を示した図であり、Fig 3.1.10 は同様に不規則波中におけるそれらの変動幅を示した図である。Fig 3.1.10 よりビューポート 7 相当の海象になると、プロペラは $I/D = 0.17$ するようになり、このとき回転数変動は 10 %程度、トルク変動は 20 %程度、船速低下は 10 %程度となっている。このあたりがいわゆるプロペラレーシングに近い状態ではないかと考えられる。

プロペラレーシングに関する実船計測データは必ずしも多くはないが、それらと模型実験との対応についてはまだ十分調査できておらず、今後さらに検討が必要である。また、プロペラレーシングの判定条件についての検討も今後の課題として残されている。

3.1.5 まとめ

1 軸コンテナ船 SR108 船型の軽荷状態を対象にして、船速低下に関する模型実験を実施し、船速低下の推定法やプロペラレーシングに関する考察を行った。

軽荷状態に対する波浪中船速低下の推定計算法に関しては、ここでは自航要素やプロペラ特性についてかなり大きな取扱い方で計算を行い、船速低下の推定がある程度可能であることがわかったが、他の船型に対しては必ずしも同様なことが言えるとは限らず、今後さらに検討が必要である。

プロペラレーシングに関しては、これまでほとんど水槽試験が実施されていなかったが、今回の試験によってプロペラレーシングに関連した現象をある程度把握することができた。今後さらにこの種の水槽試験を実施して実験的な調査を行うとともに、シミュレーション計算も実施して解析・検討を進める必要がある。また、プロペラレーシングの問題は荒天時の操船法とも関連するので、水槽試験やシミュレーション計算だけでは解決できない面があり、実船計測データの収集と解析が望まれる。

参考文献

- (1) S R I 6 1 研究部会 昭和 51 年度報告書 第 3.1 章 研究資料 №275 昭和 52 年 3 月

Table 3.1.1 Principal Particulars of the Model

Items	Load condition	Ballast cond.
Length betw. P.P.	LPP	3.500 m
Breadth mld.	B	508.0 mm
Draft	d _m	125.4 mm
Trim	t/L	0.985 %
Displacement	Δ_a	116.8 kg
Block coeff.	C _b	0.5275
Midship coeff.	C _m	0.9546
Water plane coeff.	C _w	0.6303
Position of C.G.	l _{c b}	51.954 %
Height of C.G.	K _G	160.0 mm
Metacentric height	G _M	55.5 mm
Radius of gyration	K _{y/L}	0.256
Propeller immersion	I/D	0.5532
Rolling period	T _r	1.51 sec
Appendages	Bilge keels Rudder	

Table 3.1.3 Test Ranges and Condition

(1) Test in Regular Waves

Wave Length Series	
Prime mover control mode	Speed in still water F_n
Constant Revolution	0.25 (Vm=1.465 m/s)
Constant Torque	1/50 (hw=7 cm)

Wave Height Series

Wave Height Series	
Prime mover control mode	Speed in still water F_n
Constant Torque	0.25 (Vm=1.465 m/s)

(2) Test in Irregular Waves

Wave length λ/L	
Wave height h_w/L	1/70 ($h_w=5.0$ cm)
	1/100 ($h_w=3.5$ cm)

Table 3.1.2 Principal Particulars of the Propeller

Items	D	P	A _e /A _d	Z	Direction of turning
Diameter	130.00 mm				
Pitch	130.00 mm				
Expanded area ratio	0.652				
Number of blades	5				
Direction of turning	Right				

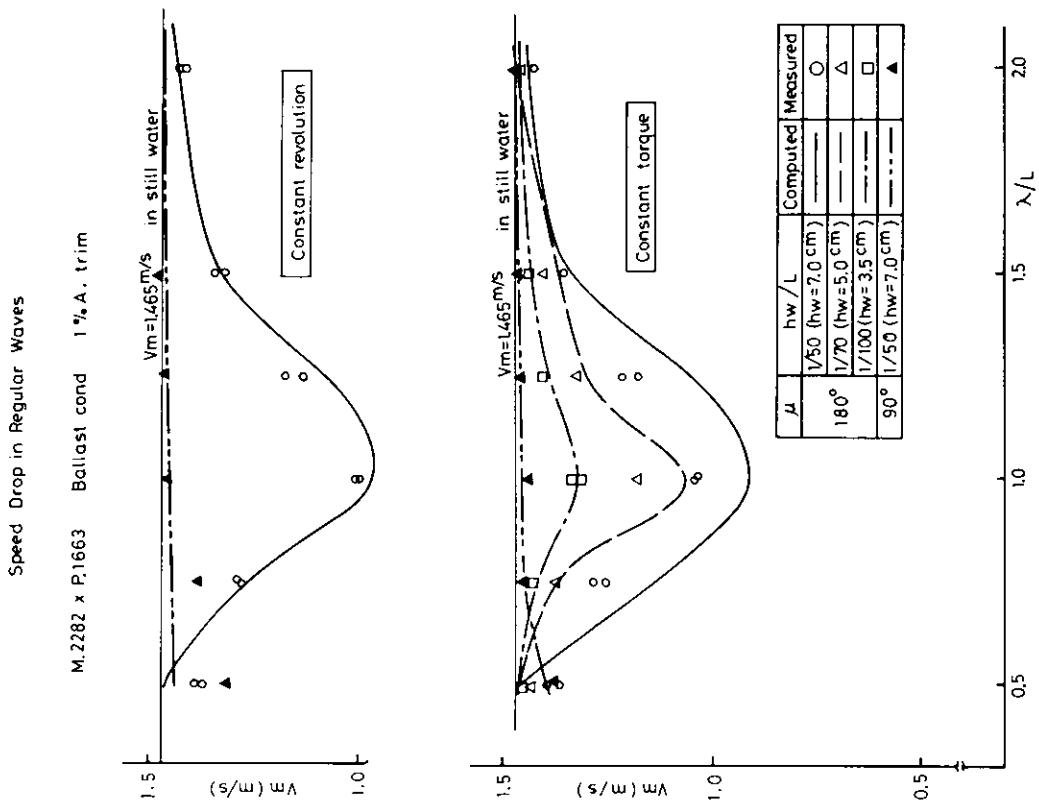


Fig. 3. 1. 1 Speed Drop in Regular Waves

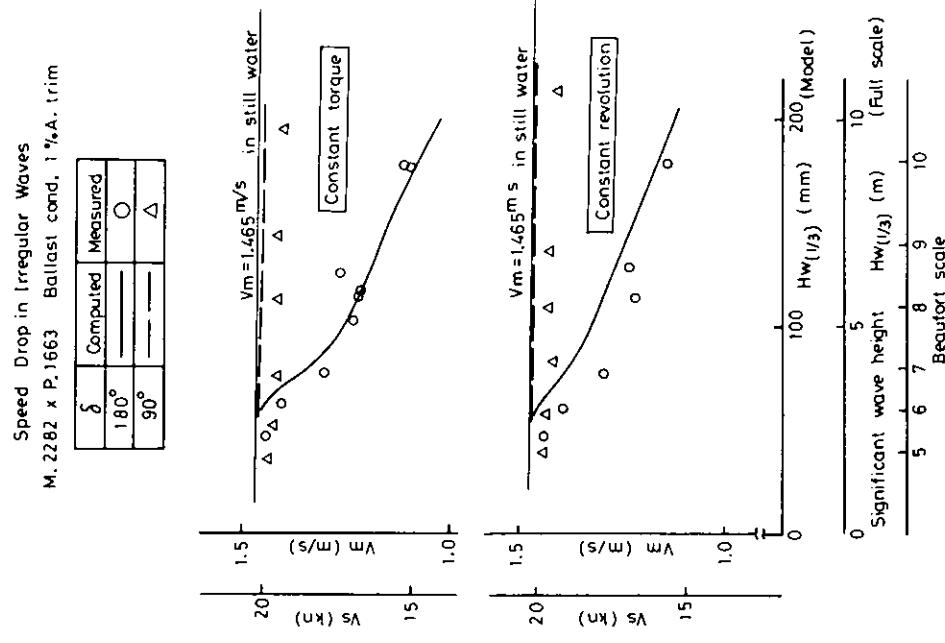


Fig. 3. 1. 2 Speed Drop in Irregular Waves

M 2262 x P 1663 Ballast cond. 1% A. trim

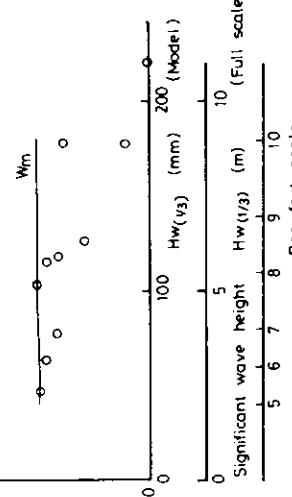
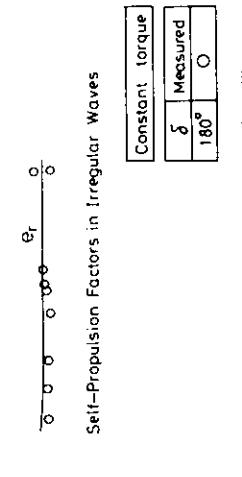
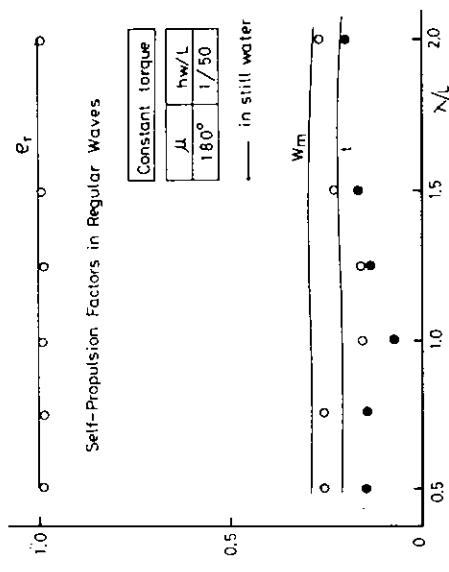


Fig. 3.1.3 Self-propulsion Factors in Waves

M 2262 x P 1663 Ballast cond. 1% A. trim

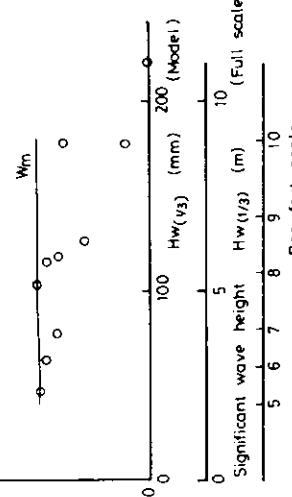
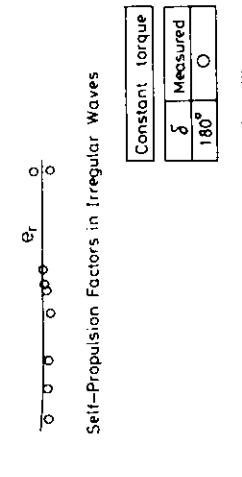
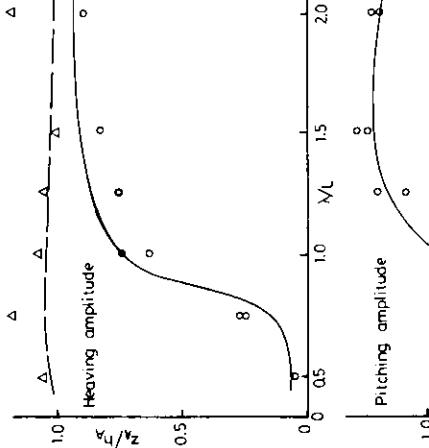


Fig. 3.1.4 Ship Motion in Regular Waves

M 2282 x P 1663 Ballast cond. 1% A. trim

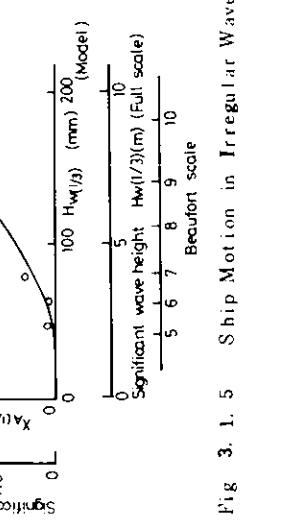
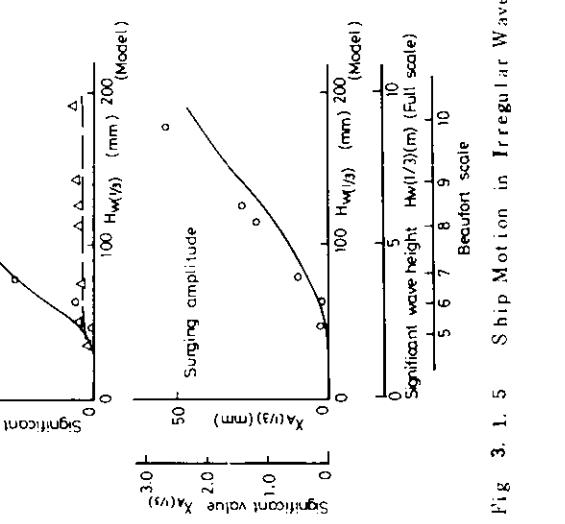
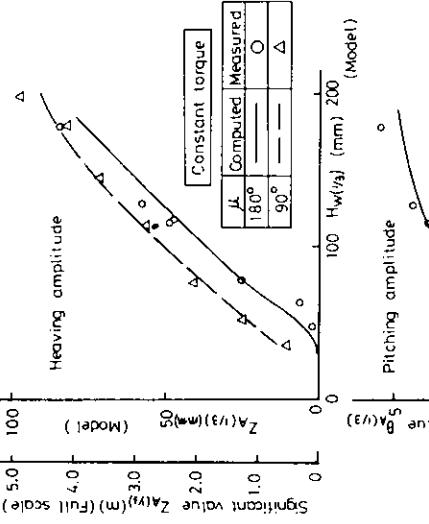
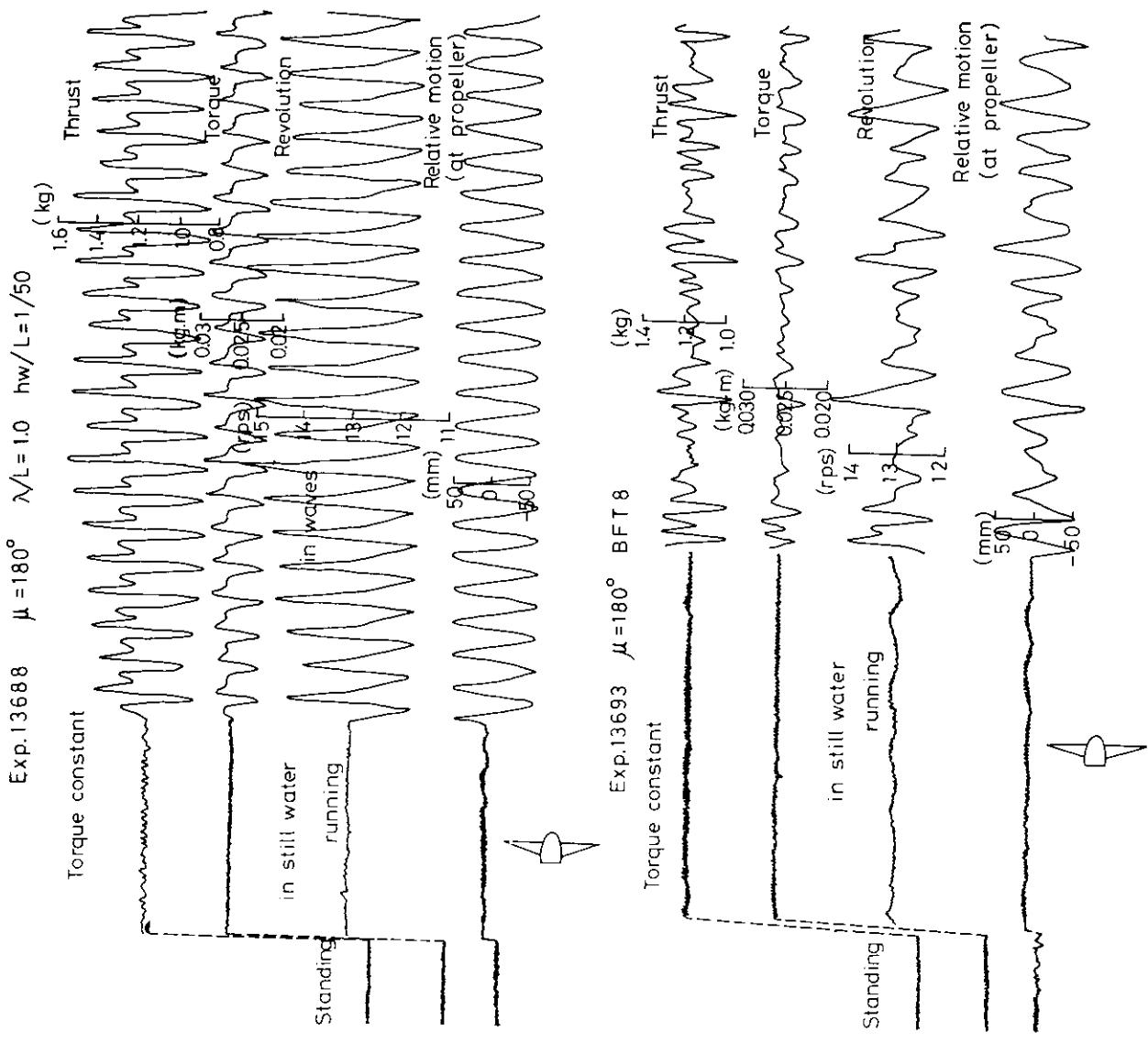


Fig. 3.1.5 Ship Motion in Irregular Waves



-101-

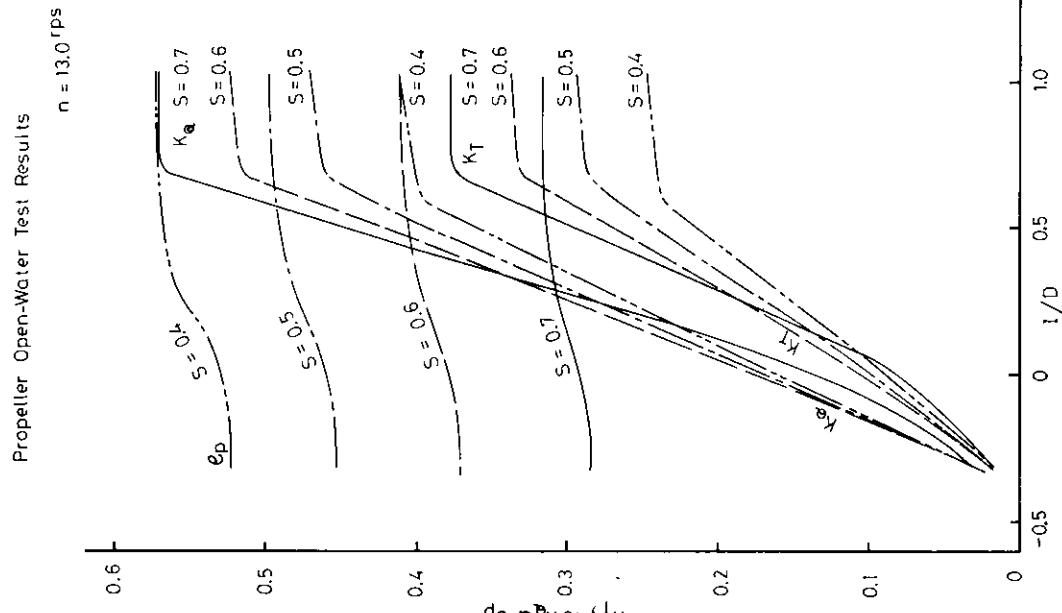


Fig. 3.1.6 Monitor Record of Thrust, Revolution, and Relative Motion

Fig. 3.1.7 Propeller Open-Water Test Results

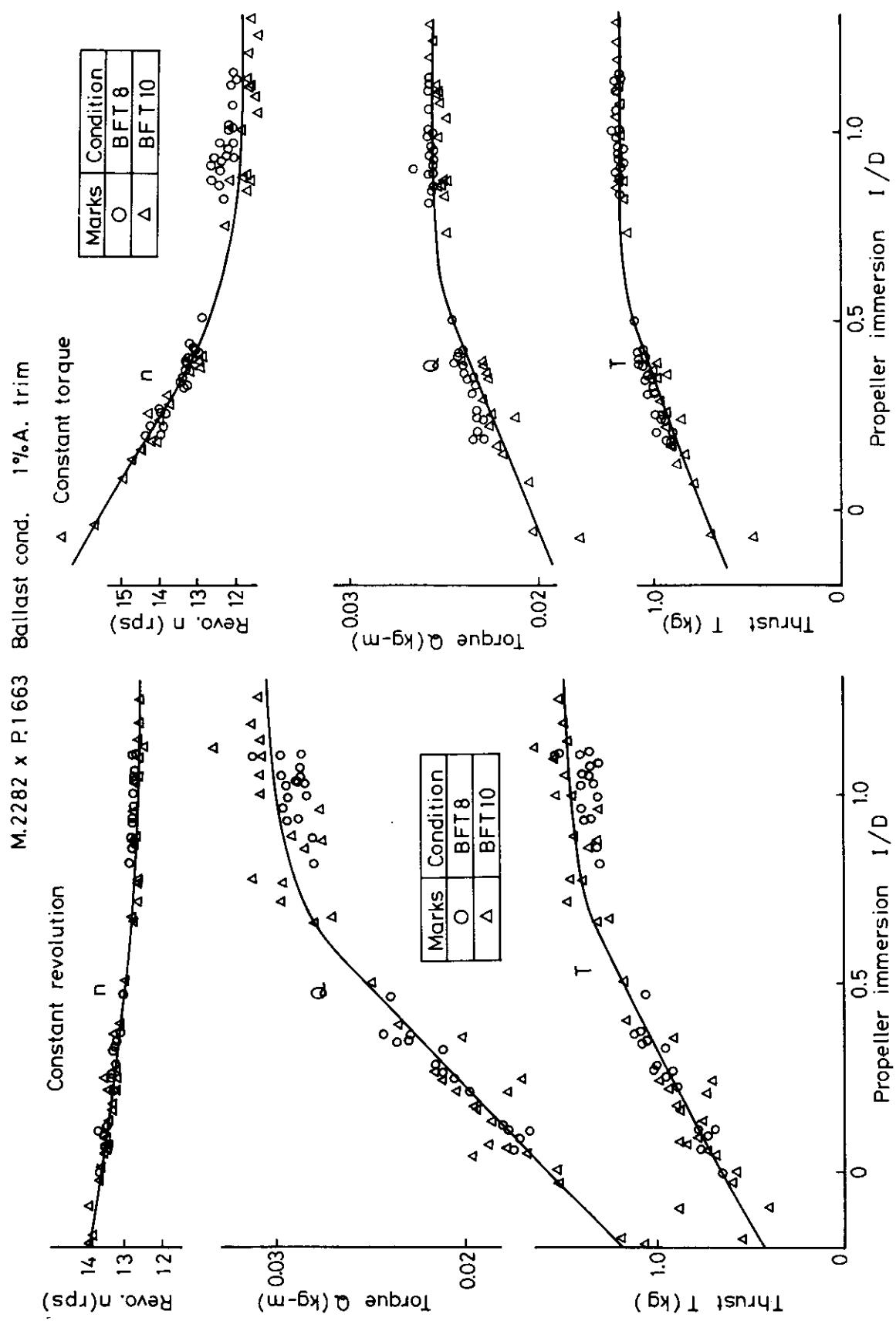


Fig. 3.1.8 Instantaneous Values of Thrust, Torque and Revolution for Propeller Immersion

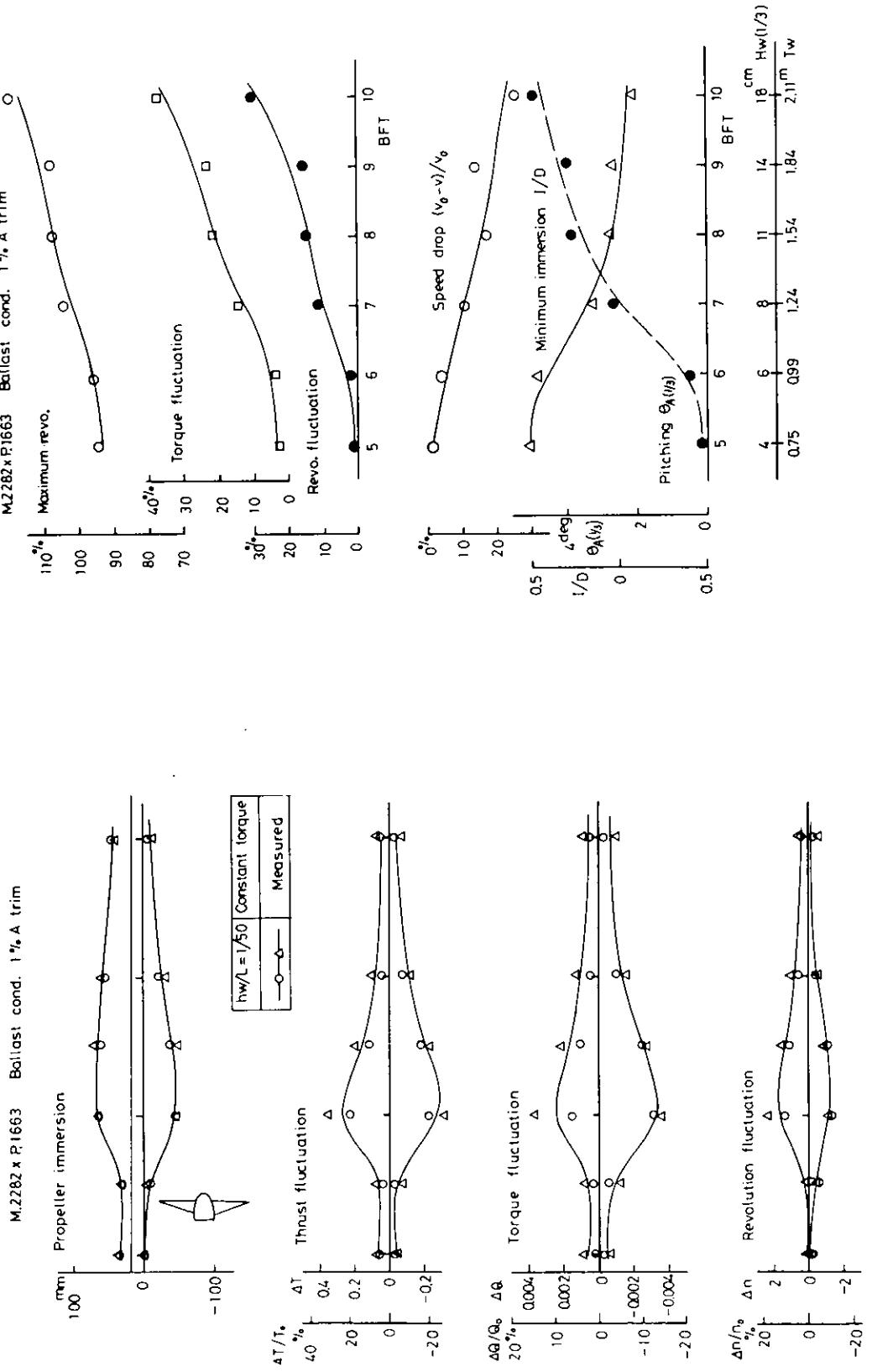


Fig. 3.1.9 Torque and revolution fluctuation in regular Waves

Fig. 3.1.10 Torque and revolution in irregular Waves

3.2 コンテナ船の軽荷状態における波浪中推進性能に関する模型実験

3.2.1はじめに

軽荷状態で波浪中を船舶が航行する場合に生ずる種々の問題についての検討は、満載あるいは常用状態などの場合に比較して少ない。軽荷状態であるがゆえに簡単にプロペラが露出したり、船首船底が露出したりする非線型的な要素を多分に持つために実験結果の解析の方法すらまだ十分に定まっているとは言い難い状態である。今年度は、高速コンテナ船について、軽荷状態における波浪中の推進性能に関する調査研究を行ったがその結果を報告する。

3.2.2 模型船、プロペラ

使用した模型は、阪大で従来から使われてきた高速コンテナ船模型であり軽荷状態の要目をTable 3.2.1に示す。

Table 3.2.1

L_{PP} (m)	4.00	∇ (m ³)	0.1709
B (m)	0.5847	C_B	0.568
d_F (m)	0.1079	c_{cb}	3% L_{PP} (aft)
d_A (m)	0.1698	K_G (m)	0.190
d_X (m)	0.1389	K_{yy}	0.255 L_{PP}
Trim (m)	0.0519		

使用したプロペラは、直径 $D = 2$ R = 0.15 m、ピッチ比 $p = 1.00$ 、翼数 $Z = 5$ のものである。模型船が静止している場合のプロペラチップと静止水面との距離 h_0 は、

$$h_0 = 0.013 \text{ m} \quad (I_0 / R = 1.17, I_0 : \text{静止時のプロペラ中心の浸水深度}) \text{ である。}$$

3.2.3 試験状態

実施した実験は、波浪中抵抗試験、自航試験と波浪中船速低下の実験で、試験状態及び計測項目をTable 3.2.2に示す。

Table 3.2.2

	F_n	S_w	λ/L	Measuring items	Note
Resistance test	0.0	$L/50$ (8cm)	0.5	Resistance, Pitch, heave, surge	gravity type
	0.15		1		
	0.20		2.5	wave	
Self-propulsion test	0.15	$L/50$ (8cm)	0.5	Propeller thrust, torque, revolution,	revolution constant mode
	0.20		1	pitch, heave, surge, wave	
	0.25		2.5		
Speed drop test	0.25 ↓	$L/50$ (8cm)	0.5	Propeller thrust, torque, revolution, wave	revolution constant mode engine torque constant mode
			1	Pitch, heave, surge, speed	
			2.5		

更に軽荷状態においては、プロペラレーシングが重要な現象として出てくるが、これはプロペラの浸水深度が大きな影響を及ぼすことが知られている。そこでプロペラ中心の真横 8 cm と 24 cm の位置におけるプロペラと水面との相

対水位を抵抗線型の相対水位計を用いて計測した。この実験はTable 3.2.2に示した実験とは別途に実施したが、その試験状態をTable 3.2.3に示す。

Table 3.2.3

	V	λ/L	S_w	Measuring items	Note
in still water	0.6 m/s t 1.9 m/s	/	/	水面の盛り上り量 (内側)、(外側)	Without propeller
in regular head wave	$F_n = 0.20$	0.5	$L/50$ (8cm)	relative motion	Without propeller
		t			
		2.5			

3.2.4 実験結果について

(1) 正面規則波中抵抗試験結果

Fig 3.2.1に上下揺、Fig 3.2.2に縦揺、Fig 3.2.3に前後揺の無次元振幅値を示す。実線は、O.S.M.による計算結果である。Fig 3.2.4に抵抗増加量の無次元値を示す。抵抗増加の計算値はGerritsmaの方法で求めたものである。本実験に用いた高速コンテナ船の常用状態における抵抗増加の実験値と計算値は良い一致を示したが、軽荷状態では実験値の方がピーク付近で大きな結果を与えていた。

(2) 正面規則波中自航試験結果

Fig 3.2.5に上下揺、Fig 3.2.6に縦揺、前後揺の無次元振幅値を示す。船体運動について抵抗試験と自航試験の結果にはほとんど差がみられない。なお、Fig 3.2.3、Fig 3.2.6の前後揺の計算値は、外力としてFroude-Kriloff-Forceのみを考えて求めたものである。

Fig 3.2.7、Fig 3.2.8、Fig 3.2.9にプロペラの推力、トルク、回転数増加量を示す。なお、以前常用状態で船速を維持した実験も実施しているが、その時の駆動モーター及び制御装置と今回使用したものとは違うものであるので図中に常用状態の結果は併記していない。Fig 3.2.10、Fig 3.2.11に推力変動、トルク変動の両振幅を示す。 $\lambda/L = 1.0$ 付近における変動量は極めて大きな値を示している。

(3) 船速低下計測の実験結果

実験は、平水中を $F_n = 0.25$ の速度で航走するのに必要な回転数あるいは主機トルクを維持し、その時の船速低下量を計測するものである。駆動モータを回転数一定の制御と主機トルク一定の制御をした場合の実験結果である。Fig 3.2.12に上下揺、Fig 3.2.13に縦揺、前後揺の無次元振幅値を示す。図中に示した計算値は船速低下後の速度における値である。また、図中フルード数 F_n の値の横に示してある↓印は速度低下計測の実験を意味する。回転数一定の場合と主機トルク一定とでは、平均船速は若干変わっているが、船体運動はほとんど変わらないことがわかる。

Fig 3.2.14に船速低下量の実験値と計算値(実線)を示す。図中点線、1点鎖線は、昨年度常用状態で実施した船速低下計測の実験結果¹⁾の平均線を示す。Fig 3.2.15に上記の実験時に計測されたプロペラの回転数、推力、トルク増加量と計算値(実線)を示す。図中に常用状態における実験値の平均線も共に示している。船速低下量、プロペラの推力、トルク、回転数の増加量ともに常用状態の場合に比較して計算値と実験値の一致はよくない。

Fig 3.2.16、Fig 3.2.17、Fig 3.2.18に推力、トルク、回転数変動の両振幅を示す。図中に常用状態での実験値の平均線とプロペラ中心における前後方向の流入速度変動から求めた計算値(実線)を示す。実際は、

$\lambda/L = 0.7 \sim 1.5$ の間でかなりのプロペラレーシングをおこしているために、常用状態や計算値と合わないのは当然なことである。

(4) 相対変位計測の実験結果

Fig 3.2.19 に平水中を航走した場合のプロペラ中心の真横の水面盛り上り量を計測した結果を示す。この場合、プロペラは装備していない。図中に文献(2)に出てる盛り上り量の推定式より得られた結果も併記してある。外側(B点)で計測された結果は、トリム、シンケージの量を、内側(A点)で計測された結果は、盛り上り量とトリム、シンケージが合わさったものが計測されていると考えられる。推定式は、比較的よく実験値を説明し得ている。Fig 3.2.20 に $F_n = 0.20$ で波浪中を航走した場合のプロペラ没水深度の変化を示す。実線は、プロペラ位置における相対運動の計算値から求めたものである。 I/R が 1.0 より小さくなつた場合にプロペラチップが水面より露出していることになる。図中の実験点は、内側の水位計の計測結果を使用したものである。

3.2.5 実験結果に対する考察

軽荷状態における波浪中の推進性能で問題となるものの一つとしてプロペラレーシングがある。そこで自航状態におけるレーシングを次のように考えてみることにした。模型静止時のプロペラチップと水面との距離を h_0 、平水中をある速度で航走した場合の水面の盛り上り量を δh とする。この状態でのプロペラ中心から水面までの距離を I_s とすると、 R をプロペラ半径とし

$$I_s = h_0 + \delta h + R \quad (3.2.1)$$

$$\therefore I_s/R = 1 + \frac{h_0 + \delta h}{R} \quad (3.2.1')$$

となる。

相対運動は、このまわりで起きているとし、それを $r = r_a e^{i\omega t}$ とする。波浪中航走時のプロペラ中心から水面までの距離を I とすると

$$I = I_s - r = h_0 + \delta h + R - r$$

$$\therefore \frac{I}{R} = 1 + \frac{h_0 + \delta h}{R} - \frac{r}{R} \quad (3.2.2)$$

となる。ゆえに

$$\left(\frac{I}{R}\right)_L = 1 + \frac{h_0 + \delta h}{R} - \frac{r_a}{R} \leq \frac{I}{R} \leq 1 + \frac{h_0 + \delta h}{R} + \frac{r_a}{R} = \left(\frac{I}{R}\right)_H \quad (3.2.3)$$

となり、この(3.2.3)式で示されている不等号の範囲が Fig 3.2.20 に示されているものである。ある限界値 $(I/R)_c$ から自由表面の影響が出ると考えると、推力、トルクの瞬時値は、 I/R の瞬時値と図 1 に示すような関係にあることが知れている。直線 OA の勾配を a とし

$$\delta I = (I/R)_c - (I/R)_L \quad (3.2.4)$$

とおくと

$$A(T/T_\infty) = a \cdot \delta I \quad (3.2.5)$$

T_{∞} は十分没水深度がある場合の推力値である。すると推力変動 AT は

$$d\mathbf{T} = \mathbf{a} + \partial \mathbf{I} \cdot \mathbf{T}_\infty$$

で与えられる。この量を Fig. 3.2.20 に示した (I/R) の変化の実験結果を使って求めた結果が Fig. 3.2.21 に推力変動の実験値と比較して示してある。トルクについても同様の方法で求めたものが Fig. 3.2.22 である。

この量だけで実験結果と合っている。この量がいわゆるレーシングによって生ずる変動成分であるが軽荷状態では、この量が極めて卓越した成分になっていることがわかる。前後方向の流入速度変動によって生ずる変動成分も破線で示してあるが、この成分とレーシングの成分をどのように合成するかが残された問題である。

3.2.6 基本部

高速コンテナ船模型の軽荷状態における波浪中の抵抗、自航試験の結果 などのうちを点が判明した。

- 1) プロペラの推力、トルク、回転数の変動は、常用状態の場合に比べて $\lambda/L = 0.7 \sim 1.5$ の間で非常に大きい。この原因是、プロペラが水面より露出することによる。
 - 2) レーシング時の各変動量は、波浪中におけるプロペラの没水深度の変動を知ることによって推定することができる。
 - 3) 波浪中におけるプロペラ没水深度の変動を知るためには、平水中航走時の水面盛り上り量を考慮する必要がある。
 - 4) 船速低下は、常用状態の場合ほど計算値と実験値の一一致はよくない。これはプロペラ露出によってプロペラ特性の諸係数の値が変化するためと考えられる。

参 考 文 献

- (1) SR161 研究資料 № 275
(2) SR125 研究資料 № 211 , 第2章 4頁(2.1.2)式

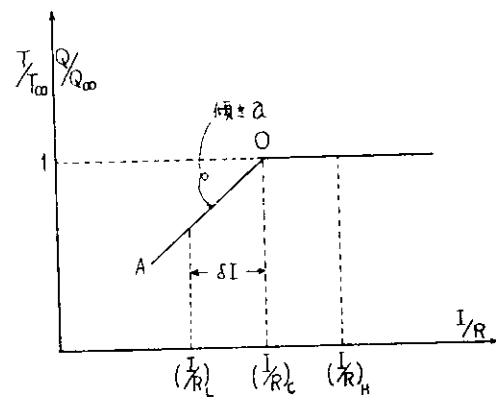


図 1.

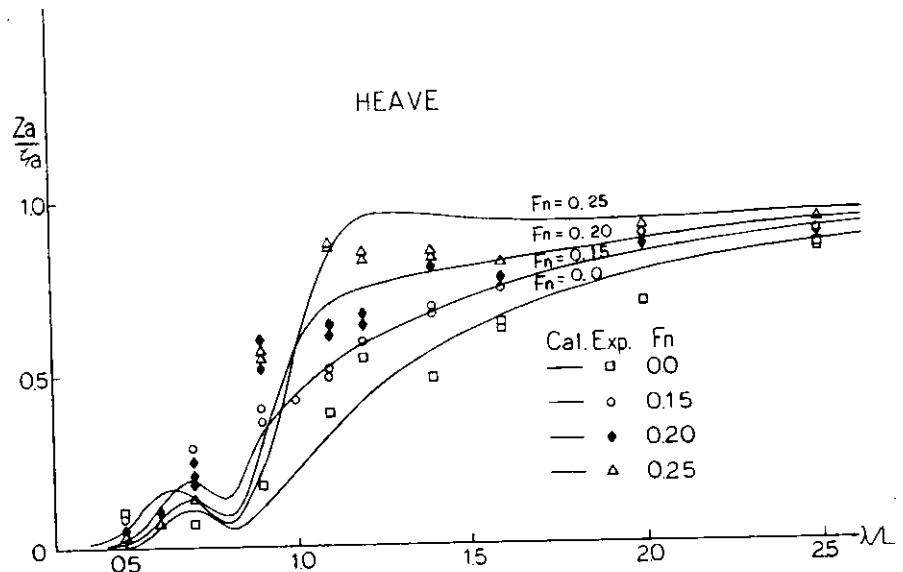


Fig. 3. 2. 1

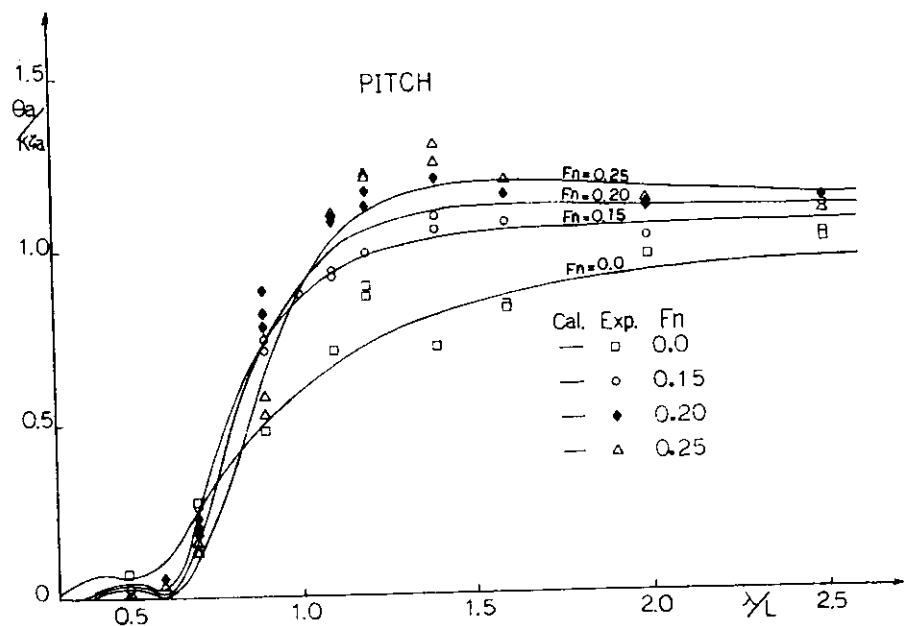


Fig. 3. 2. 2

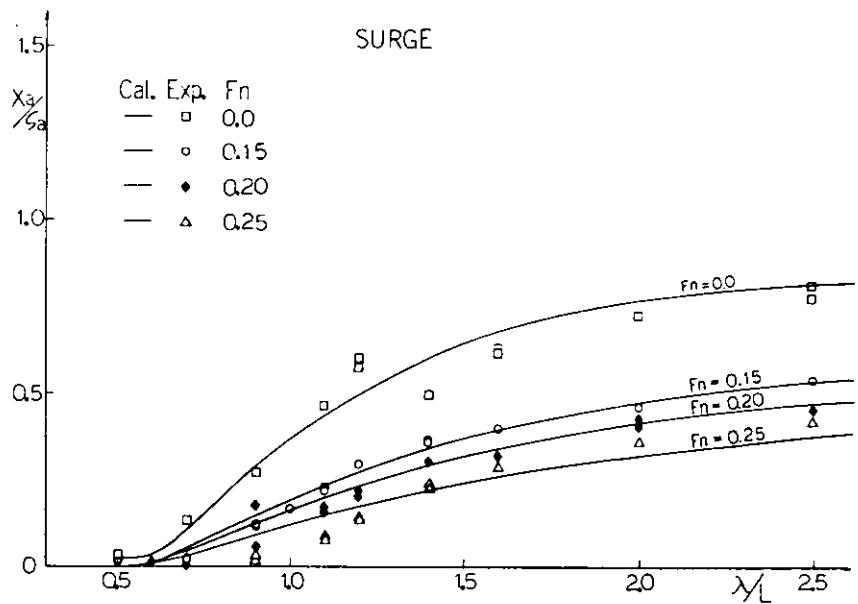


Fig. 3.2.3

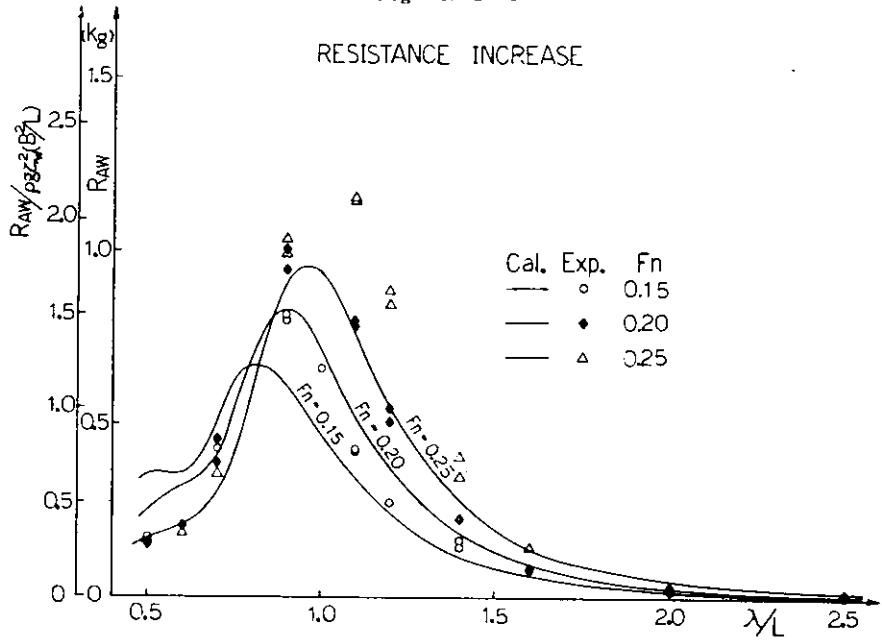


Fig. 3.2.4

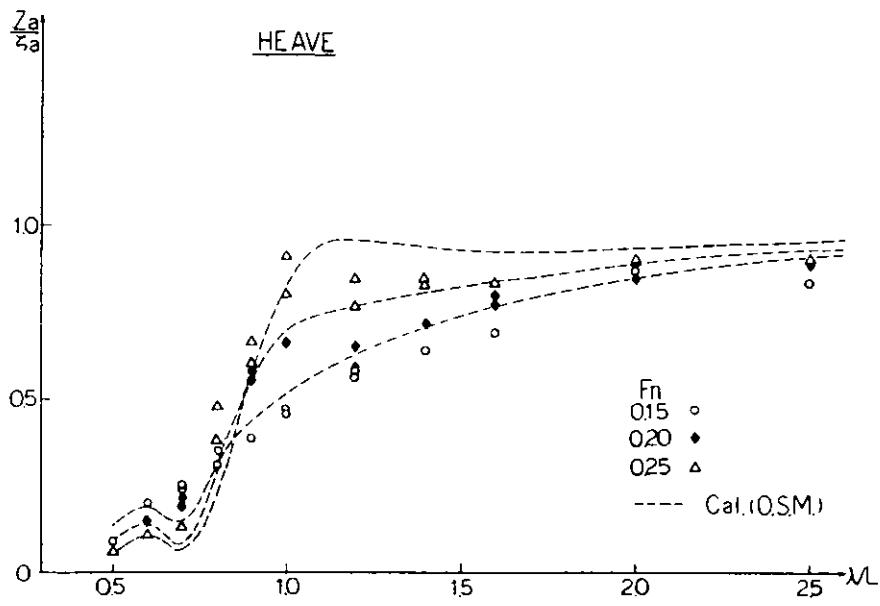


Fig. 3.2.5

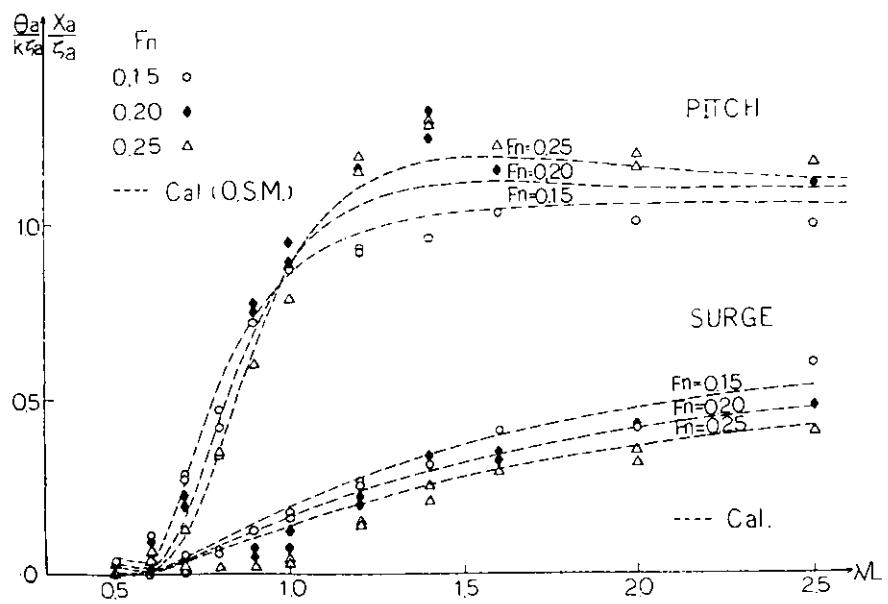


Fig. 3. 2. 6

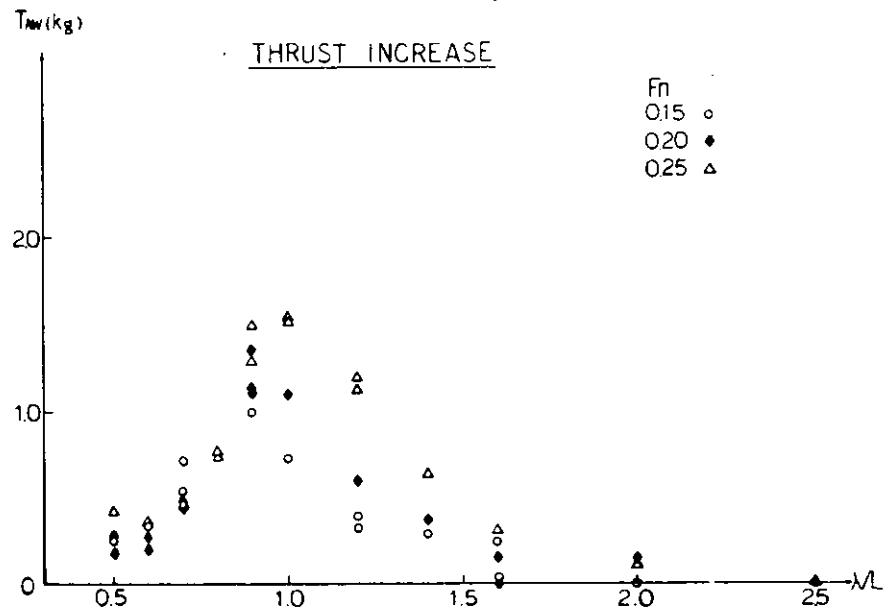


Fig. 3. 2. 7

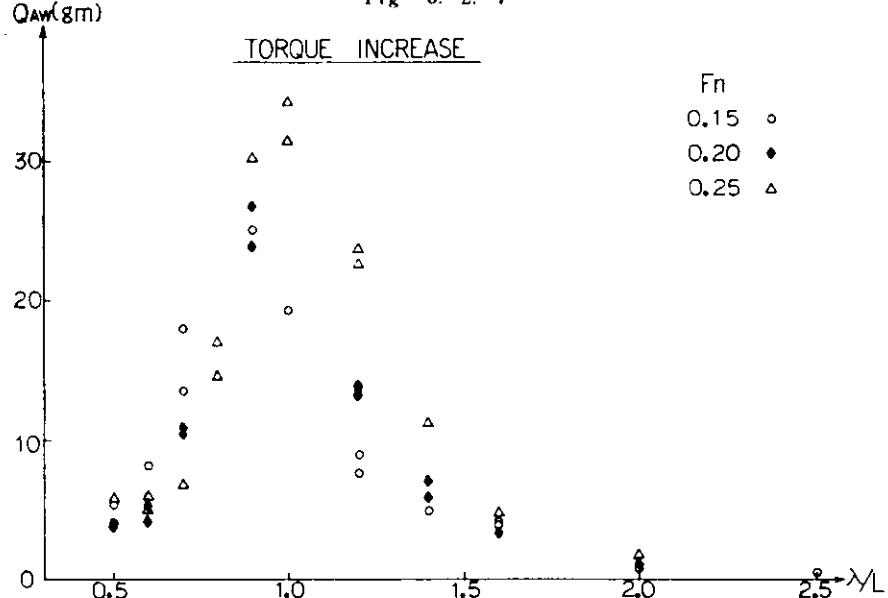
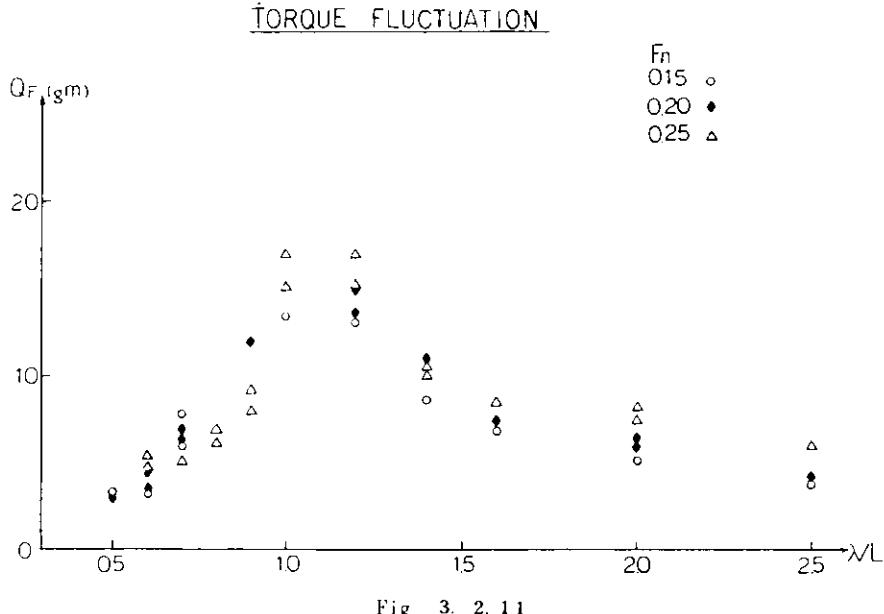
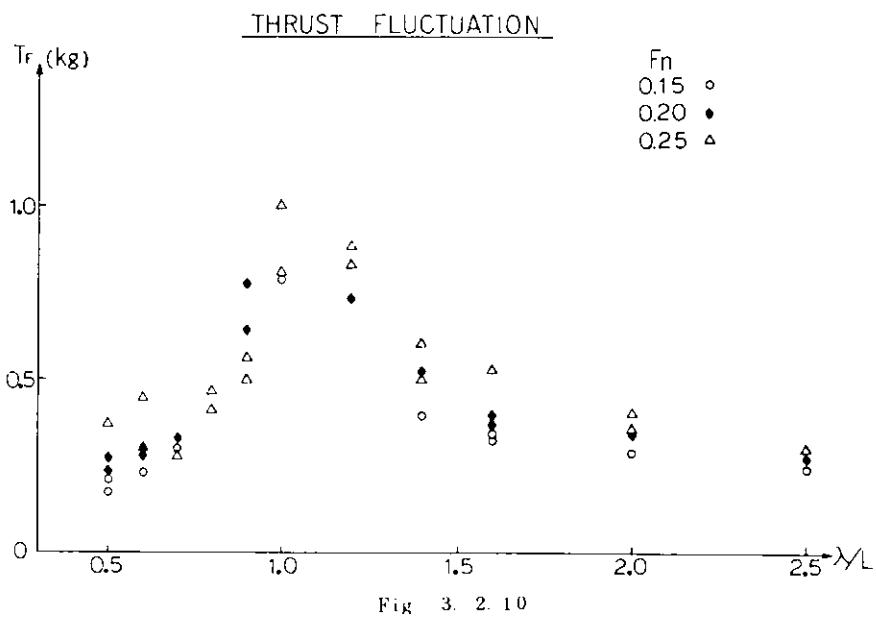
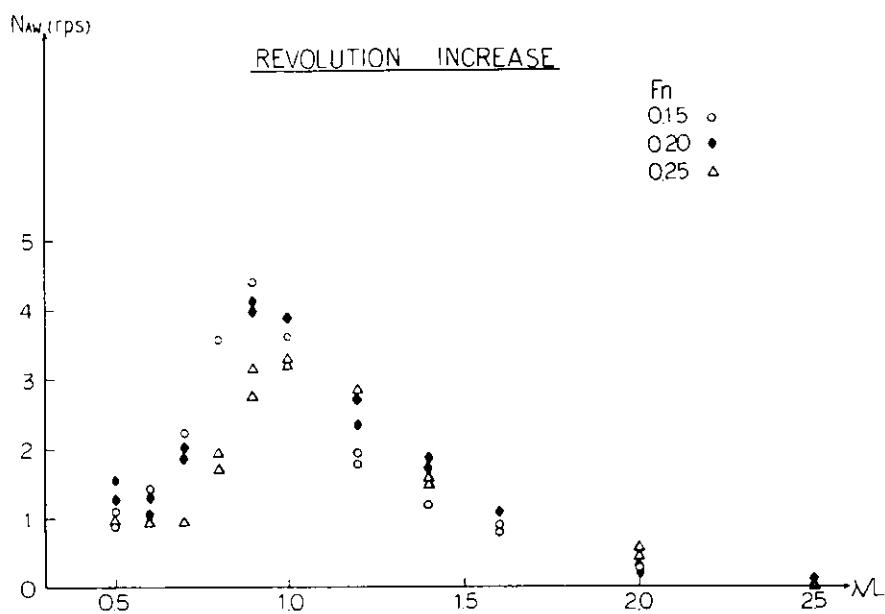


Fig. 3. 2. 8



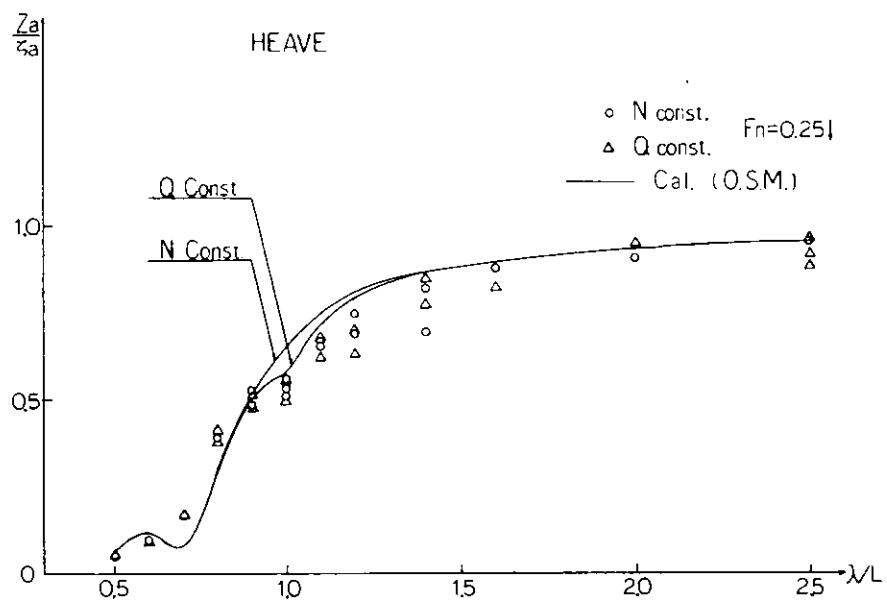


Fig. 3. 2. 12

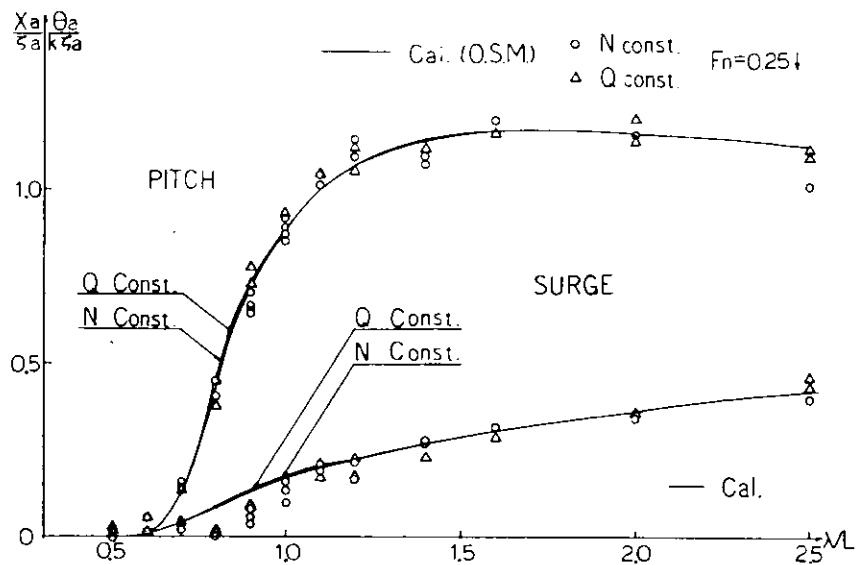


Fig. 3. 2. 13

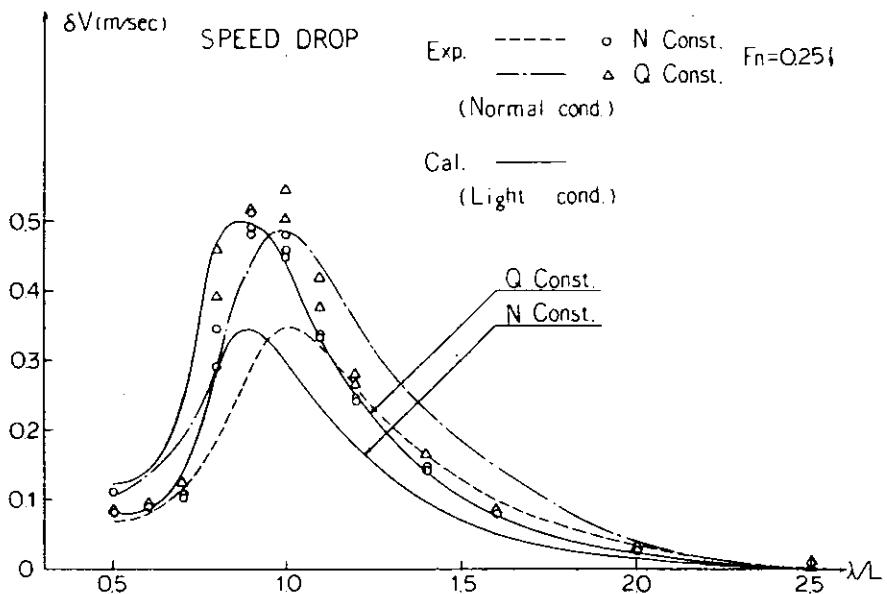


Fig. 3. 2. 14

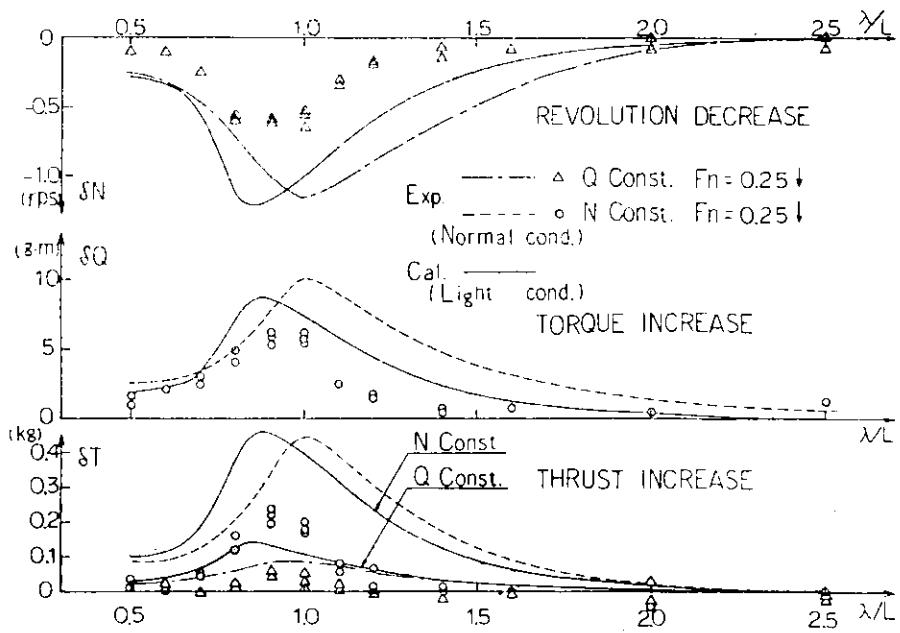


Fig. 3.2.15

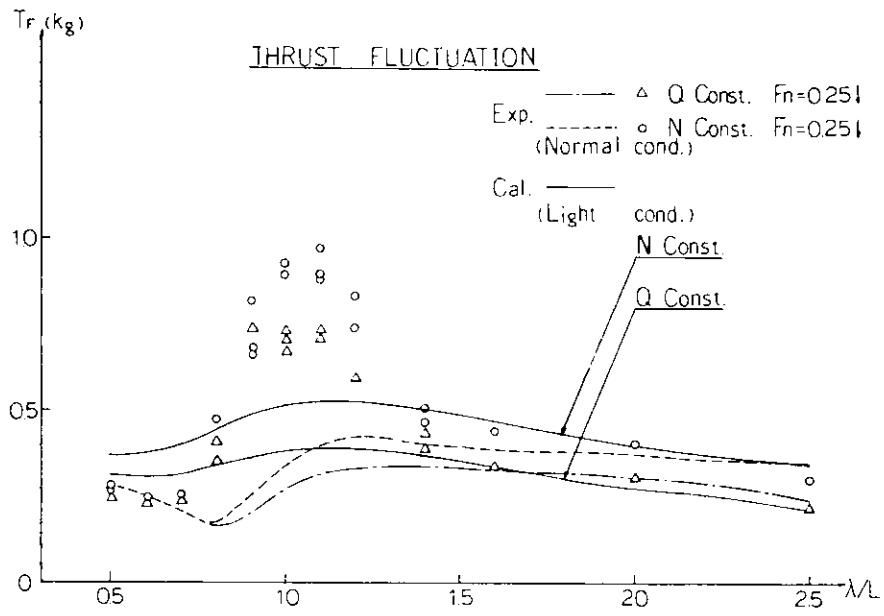


Fig. 3.2.16

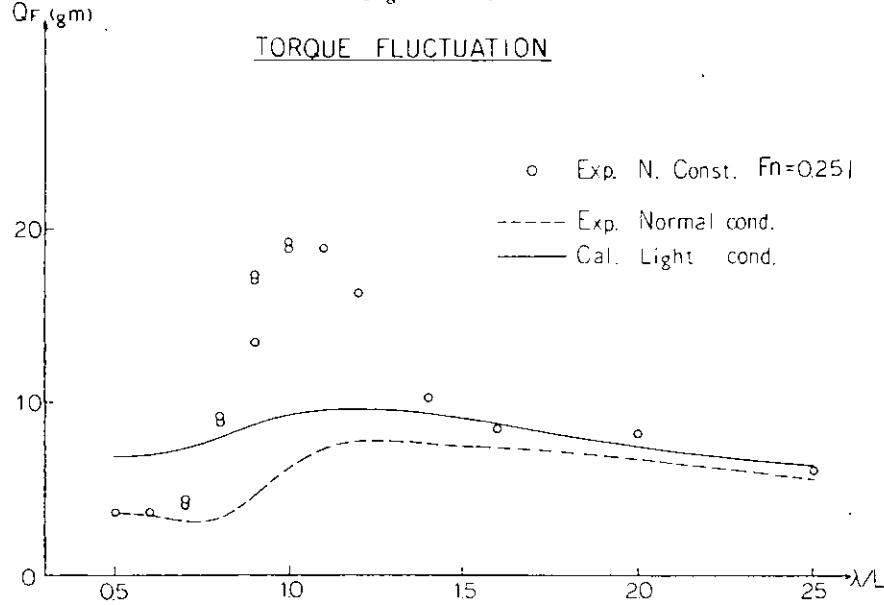


Fig. 3.2.17

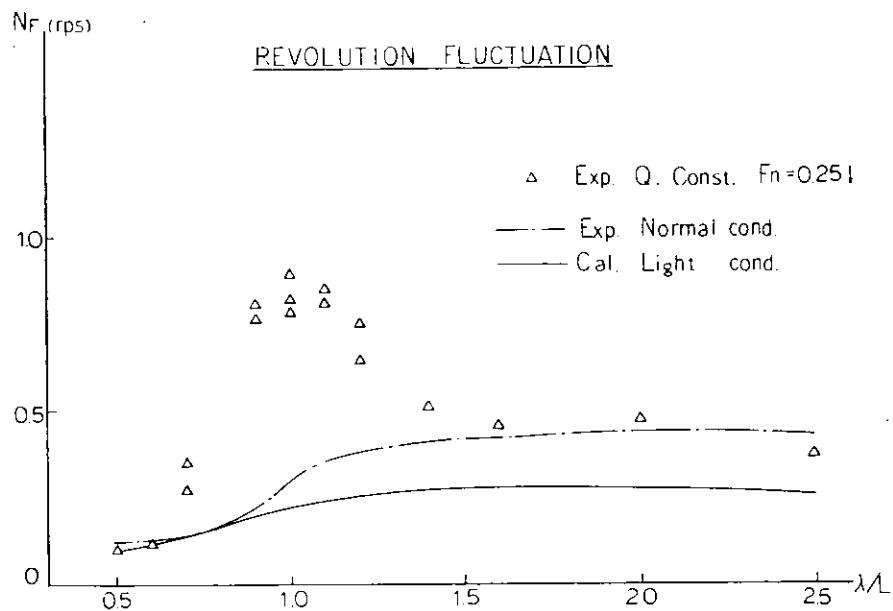


Fig. 3. 2. 18

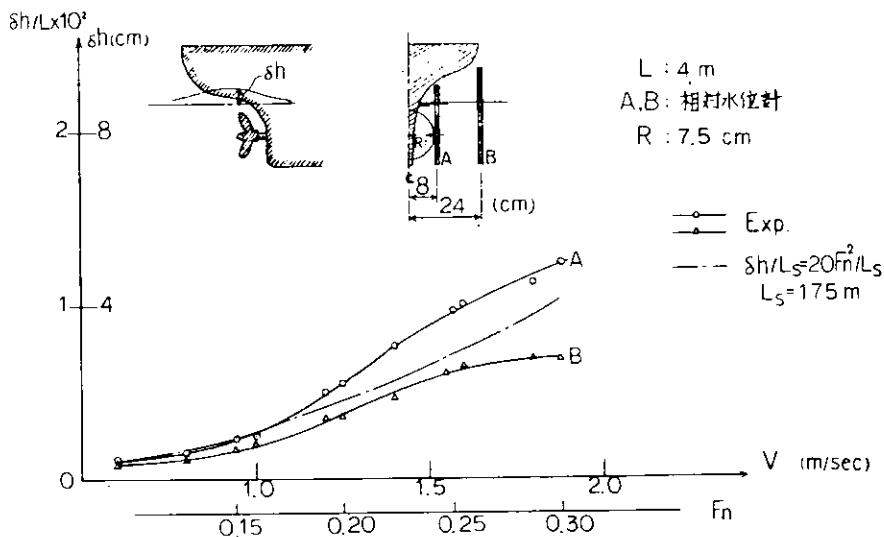


Fig. 3. 2. 19

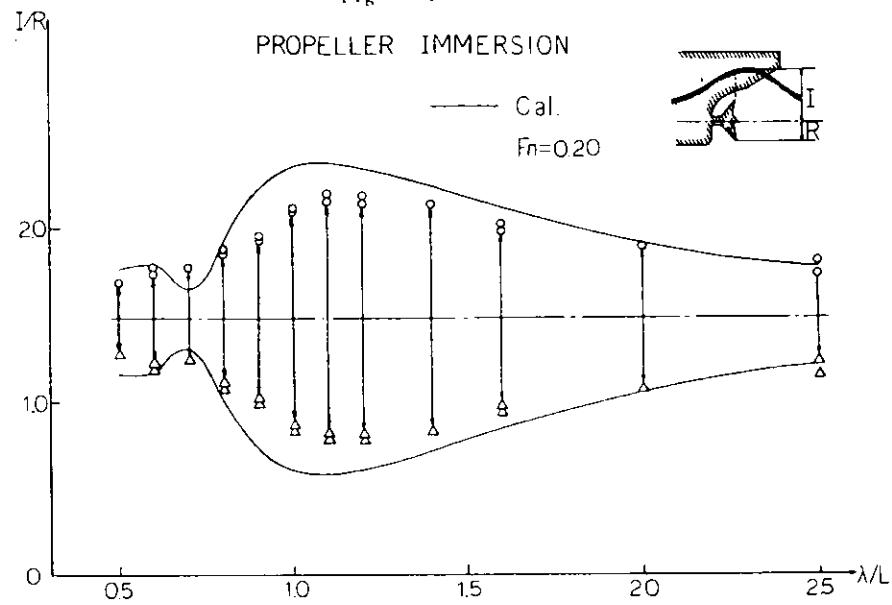


Fig. 3. 2. 20

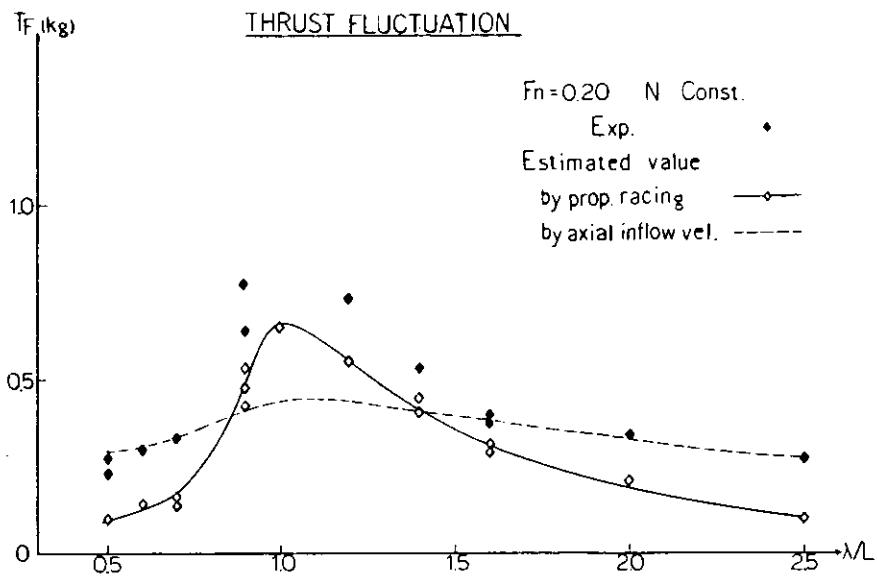


Fig 3.2.21

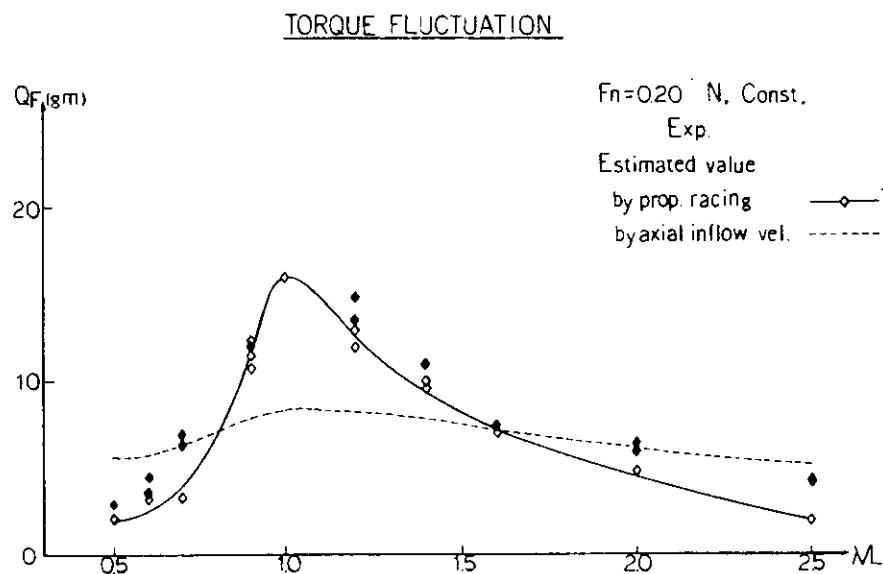


Fig 3.2.22

3.3 主機特性を考慮したプロペラ負荷変動について

3.3.1 はじめに

波浪中におけるプロペラ負荷変動は、主機（模型実験の場合は、駆動モータ）特性の影響を受けることが知られている。そこで、主機特性を考えた場合の負荷変動の計算方法を示すと共に、回転数一定制御をかけた場合と主機トルク一定制御をかけた場合の実験結果を示し、主機特性が負荷変動にどのように影響するかを明らかにする。

3.3.2 計 算 方 法

主機回転数変動を η_e 、プロペラ回転数変動を η_p 、主機トルク変動を q_e 、プロペラトルク変動を q_p とし、主機側に対する負荷側の減速比を r とする。

主機系の回転運動方程式は、回転慣性モーメントを I とし、摩擦による項を無視すると

となる。ただし、 $[q_p]_e$ は、プロペラトルク変動の主機側への換算値を示し、

で与えられる。

ここで、 P_{QN} 、 P_{QU} 及び以下に出てくる P_{TN} 、 P_{TU} は、プロペラの特性を示すパラメータであり、プロペラの要目と作動状態が知れれば求めることができる。¹⁾ また、 u はプロペラ中心における前後方向の流速変動を示す。

主機特性を示す1つのパラメータとして

で与えられる E_{2N} を用いると(3.3.1)式の方程式は、

となる。

E_{QN} は、機関の性能曲線（ $Q - N$ 曲線）の定常点近傍の微分係数として求められる。ここで、

$$T = \frac{2\pi I r^2}{g (P_{QN} - r^2 E_{QN})} \quad K = \frac{P_{QU} \cdot r}{P_{QN} - r^2 E_{QN}} \quad \left. \right\} \quad (3.3.5)$$

とおくと上記の微分方程式は、

$$T \ddot{P}_e + \dot{P}_e = -K_u \quad (3.3.6)$$

となる。これは、一次系の微分方程式であり、この解の振幅部は、

$$\begin{aligned} \eta_e]_{amp} &= \frac{-K_u}{\sqrt{1+(\omega T)^2}} \\ &= -\frac{P_{QU} \cdot r}{\sqrt{1 + \left\{ \omega \cdot \frac{2\pi r^2}{g(P_{QN} - r^2 E_{QN})} \right\}^2}} \cdot u]_{amp} \quad \dots \dots \dots (3.3.7) \end{aligned}$$

で与えられる。

(3.3.7)式右辺の $u]_{amp}$ は、船尾プロペラ面への流入速度変動振幅であるが、この計算においては、船体による入射波の擾乱の影響を考慮した結果¹⁾ を用いている。この結果より、プロペラ回転数変動 η_p は

$$\eta_p = \frac{1}{r} \eta_e = -\frac{K}{r \sqrt{1+(\omega T)^2}} \cdot u \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots (3.3.8)$$

プロペラ推力変動 t_p は

$$t_p = P_{TU} \cdot u + P_{TN} \cdot \eta_p \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots (3.3.9)$$

プロペラトルク変動 q_p は

$$q_p = P_{QU} \cdot u + P_{QN} \cdot \eta_p \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots (3.3.10)$$

主機トルク変動 q_e は(3.3.3)式でそれぞれ求められる。

以上のことを Block diagram で示すと Fig. 3.3.1 のようになる。

さて以下、各制御方式に応じた変動を考える。

(1) 回転数一定制御の場合

この制御方式の場合は、 $\eta_e = \eta_p = 0$ で Fig. 3.3.1 によると $\Delta q_e = 0$ であり、 $q_e = [q_p]_e$ となる。

この場合は(3.3.7)式中の E_{QN} 値に $-\infty$ を代入すれば求められる。

(2) 主機トルク一定制御の場合

この制御方式の場合は $q_e = 0$ で、 $\Delta q_e = [q_p]_e$ である。この場合は、上式中の E_{QN} 値に -0 を代入すれば、この制御方式に対応した各種変動量が求められる。

(3) 馬力一定制御の場合

この制御方式の場合は、馬力一定になるように E_{QN} 値を各状態ごとに変化させて計算すれば求められる。しかし、機関の平均的作動点における馬力一定曲線の接線勾配を E_{QN} として求めれば、おむね馬力一定の条件を満たした結果が得られる。

以上の諸結果は、時定数 T を無視(すなわち、回転慣性モーメントを無視)し、減速比 $r = 1$ とした場合に文献(1)の結果と一致する。

また、 E_{QN} 値と主機関の性能との関係については、SR 16.1 の報告書(2)に示した「各制御方式の相互関係」の項で述べたことが、変動の問題でもそのまま当てはまる。

なお、不規則波中の実験との比較のための計算は、上式中で求められた結果より線型重ね合わせにより与えられた不規則波中の各種変動量の有義値を求めた。

3.3.3 実験結果との比較

Fig. 3.3.2 に回転数一定制御及び主機トルク一定制御時の正面規則波中におけるプロペラ推力及び主機トルクの変動量の実験値と計算値との比較を示す。縦軸に変動振幅のなまの値と平水中における各値に対する比との両者を示す。回転数一定制御時には、短波長領域での実験値と計算値との一致はよくないが、それ以外ではよく合っていると言える。主機トルク一定制御時は回転数一定制御時よりも実験値と計算値との一致はよい。また、主機トルク一定制御であってもプロペラトルク変動が少ないながらある。これは実験値がないので計算値だけを示している。馬力一定制御時のプロペラ推力、トルク、回転数と主機トルクの各変動量については、計算値のみを図中に示してある。Fig. 3.3.3 に不規則波中における各変動量の有義値を有義波高に対して示す。規則波中の実験結果と同様に回転数一定制御時の方が計算値と実験値との差が大きい。各変動量の有義値は、有義波高とほぼ直線的比例関係にあることがわかる。しかし、有義波高が大きくなると、文献(1)で述べているように回転数一定制御方式の場合、プロペラ推力、トルクの各変動振幅の有義値は、有義波高に対する直線的比例関係より大きい方へずれてくることがわかる。

なお、計算では $r = 2$ であり、回転慣性モーメントは駆動モータの量が支配的であるので使用モータのカタログ数値 $25 \text{ Kg} \cdot \text{cm}^2$ を用いた。

3.3.4 まとめ

以上の結果、次のことがわかった。

- 1) 主機特性を示す1つのパラメータ E_{qN} 値と、回転慣性モーメントを考慮することによって、負荷変動は計算と実験の比較的よい一致が得られる。
- 2) 船尾における流速変動については、船体による入射波の擾乱を考慮する必要がある。
- 3) 主機トルク一定制御時に回転数変動は最も大きく、回転数一定制御時にトルク変動は最も大きい。

参考文献

- (1) 中村彰一、内藤林、井上隆一：波浪中におけるプロペラ単獨特性と負荷変動について
関西造船協会誌第159号（昭和50年12月）
- (2) SR161研究資料No.275：船舶の波浪中性能推定の精度向上とその実証に関する研究（昭和52年3月）

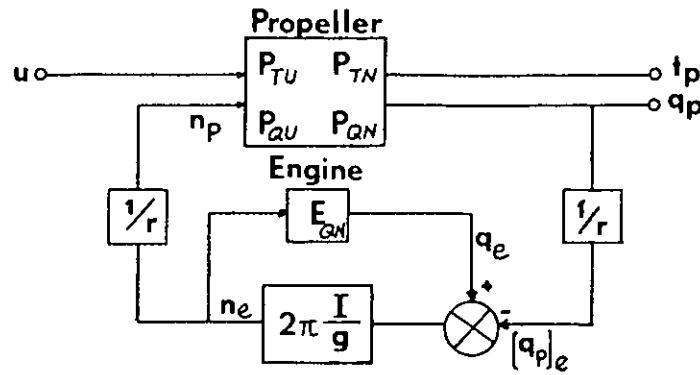


Fig. 3. 3. 1

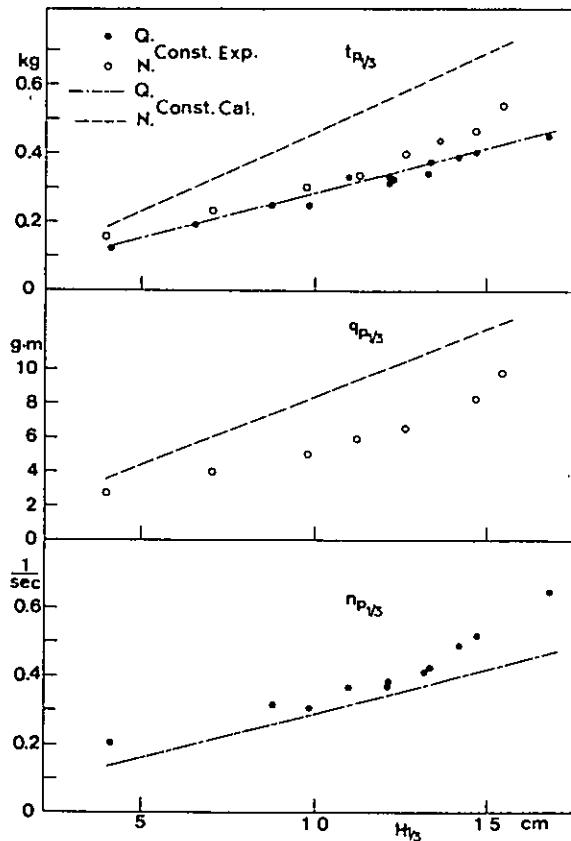


Fig. 3. 3. 2

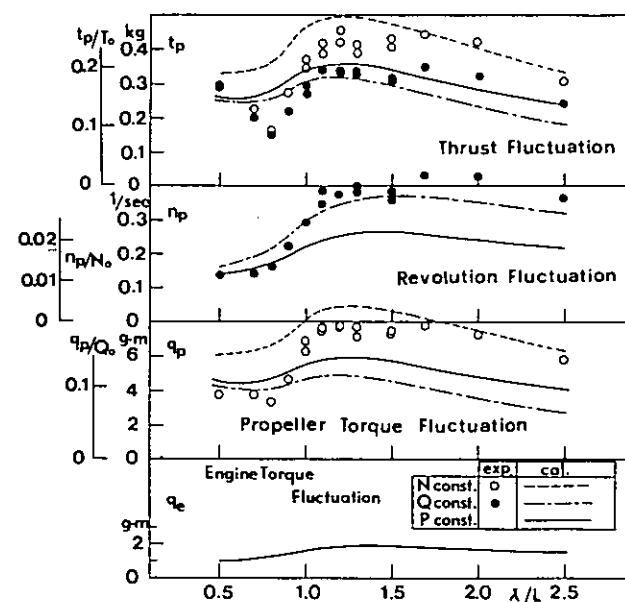


Fig. 3. 3. 3

4. 結 言

本研究は、昭和50年度より4年計画で実施されており、本年度はその第3年目として、船舶の波浪中性能の推定精度向上のために大きな問題となっている横揺れ減衰力の推定法及びその非線型性の取扱い、波浪中における抵抗増加及び船速低下の適確な推定法の確立に重点を置き、昨年度に引き続き模型実験及び理論計算により研究が進められ、所期の成果が得られた。

来年度は、本研究の最終年度として、過去3年間に実施してきた実験データの整理検討及び未解析データの解析を行うと共に、必要な補足実験及び推定法の精度確認実験を行い、横揺れ減衰力の推定法と波浪中における船速低下及び推進性能の推定法に関する取りまとめを行うことにしている。