

日本船舶振興会昭和51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.275

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52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2年度として、1) 船体の横揺れ減衰力の精度向上の研究、2) 波浪中における抵抗増加および船速低下の研究、および3) 危険回避の限界設定に必要な耐航性基準の研究の3テーマを柱として研究を行なった。

1) では、ビルジキールのない場合の横揺れ過減衰力の実験と推定式の検討、ビルジキールによって生ずる船体表面圧力の計測と推定式の検討、小アスペクト比振動平板に作用する流体力の実験と理論計算との比較、横揺れ減衰力に対するビルジキールの影響をみる実験と推定式の検討、実用船型の強制横揺れ試験、横揺れ減衰力の船長方向分布についての実験、および不規則並びに過渡強制横揺と規則強制横揺との比較実験、2) では、主機特性を考慮した波浪中の船速低下の実験と理論計算値との比較検討、正面波中における速度低下に関する実験と理論との比較、およびプロペラの没水深度を変えた不規則波中のプロペラ単独試験と理論との対比、3) では、非線形ロール減衰項を含む船体横動揺の統計解析および船体強度関係の耐航性要素に関する限界速度計算を行ない、これらの結果をとりまとめたものである。

日本船舶研究会 第161研究部会 委員会報告書

本報告書は日本船舶振興会の昭和51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、日本船舶研究協会が第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)
	元良誠三(東京大学)	藤野正隆(東京大学)
	竹沢誠二(横浜国立大学)	伊田力(東京大学)
	田中紀男(大阪府立大学)	平山次清(横浜国立大学)
	内藤林(大阪大学)	姫野洋司(大阪府立大学)
	池田良穂(大阪府立大学)	高石敬史(船舶技術研究所)
	渡辺巖(船舶技術研究所)	相原和樹(三井重工業)
	藤井一齊(三井重工業)	小林正典(三井造船)
	田崎亮(石川島播磨重工業)	岩井清(日立造船)
	高木又男(日立造船)	山上順雄(川崎重工業)
	富山信毅(日本钢管)	永松秀一(住友重機械工業)
	山崎芳嗣(佐世保重工業)	篠原喜代美(函館ドック)
	日下幹生(大阪造船所)	池田洋(横崎造船)
	松田耕(白杵鉄工所)	伊藤讓(造船技術センター)
	岡本忠毅(かもめエンジニアリング)	川崎豊彦(大阪商船三井船舶)

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

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 裸殻の横揺れ粘性減衰力 ($F_n=0$ の場合)	3
2.1.2 ピルジキールによって生じる船体表面圧力	6
2.1.3 小アスペクト比振動平板に作用する流体力	8
2.1.4 横揺れ減衰力に対するピルジキールの影響	15
2.1.5 貨物船船型の強制動搖試験による横揺れ減衰力の計測	17
2.2 横揺れ減衰力及び横揺れ運動に関する模型実験	71
2.2.1 横揺れ減衰力の成分に関する模型実験	71
2.2.2 横揺れ減衰力の船長方向分布に関する模型実験	75
2.2.3 不規則並びに過渡強制横揺による横揺減衰力に関する模型実験	80
3. 波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究	128
3.1 波浪中における船速低下に関する模型実験	128
3.2 波浪中の推進性能に関する模型実験	138
4. 危険回避の限界設定に必要な耐航性基準の研究	151
4.1 非線形ロール減衰項を含む船体横動搖の統計解析	151
4.2 限界速度計算	155
5. 結 言	170

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51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

大阪府立大では、各種二次元模型を用いて強制横搖れ試験を行い、前進速度がない場合の裸殻の粘性減衰力に対する動搖周波数及び振幅の影響を調べ、これを基に造渦減衰力の推定法を求めた。また二次元模型を用いてビルジキールによって生ずる船体表面圧力を計測し、ビルジキール近傍の変動圧力の分布形状、圧力係数値を調べると共に、これによる横搖れ減衰力の推定法を求めた。更にビルジ半径がビルジキールの効果に及ぼす影響についても実験的に調査した。

東大では、ビルジキールの効果に関する基礎研究として、3種類の小アスペクト比の平板について強制振動をさせつつ前進させた場合の平板に働く横力を計測し、死水域モデルと揚力面理論とを重ね合わせた方法で推定した計算値と比較した。またこの平板のコード方向の圧力分布を計測し、揚力面理論による値との比較検討も行った。

九大応力研では、ルイスフォーム断面の二次元模型を用い、横搖れ減衰力に対するビルジキールの効果について、圧力分布の運動との位相差に対するビルジキールの幅の影響、表面圧力に対する相対流速の影響、ビルジキールによる造波率及びビルジキールに働く直圧力に関する実験を行った。またビルジキールの幅を変化させた場合の全横搖れ減衰係数を強制横搖れ試験により求めた。更に、貨物船船型の模型船を用いて強制横搖れ試験を行い、横搖れ減衰力を計測し、従来から計測してきた鉱石運搬船、タンカー、コンテナ船舶型についての横搖れ減衰力の実験値との比較を行った。

(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、実用船型の横搖れ減衰力の資料を得るために、1軸コンテナ船型と Series 60, $C_B = 0.7$ 船型の模型船による強制横搖れ試験を行った。コンテナ船型については大角度横搖れについても実験を行い、Series 60, $C_B = 0.70$ 船型については造波減衰成分に対する前進速度影響と揚力による減衰力成分を調査するため広い周波数領域について実験を行った。

船研では、1軸コンテナ船型について横搖れ減衰力及びその船長方向分布に対する前進速度、横搖振幅及びビルジキール等附加物の影響を調べる模型実験、数式船型について減衰力の船長方向分布の詳しい調査及び横搖れ

減衰力に対する前進速度、喫水の影響の調査を目的とした模型実験を行うと共に、非定常翼としての船体の作る造波理論に基づく計算を行い、実験値と比較した。

横浜国立大では、コンテナ船及び鉱石運搬船の模型を用いて、過渡強制動搖試験を行い、広い範囲にわたっての周波数ベースの横揺れ減衰係数を求め、この結果と規則強制横揺れ及び不規則強制横揺れ試験による結果との比較を行った。

2. 波浪中における抵抗増加及び船速低下の研究

三菱長崎研究所では、コンテナ船の模型を用いて、実船の主機特性模擬自航装置による規則波中及び不規則波中における船速低下計測実験を実施すると共に、波浪中船速低下の推定計算プログラムを作成し、これによる推定計算値と実験値との比較を行った。

阪大では、コンテナ船の模型を用いて、回転数一定制御方式とトルク一定制御方式の自航試験を、正面規則波中、平水中過負荷状態及び正面不規則波中について実施し、船速低下及び推力、トルク、回転数、馬力の計測を行うと共に、主機特性を考慮した船速低下の計算法について検討を加えた。また、プロペラの没水深度を変えた場合の不規則波中プロペラ単独試験を行い、その結果をスペクトル解析し考察を行った。

3. 危険回避の限界設定に必要な耐航性基準の研究

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形横揺れ減衰項を含む場合の横動搖運動方程式の統計処理について、非線形度を変えた数値計算を行い検討を加えた。また1軸高速コンテナ船について、垂直剪断力、水平剪断力、水平曲げモーメント、捩りモーメント、変動水圧の強度関係の項目を耐航性要素とする限界速度計算を行い、更に横揺れ等価線形減衰項の限界速度に対する影響についても調査した。

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 裸殻の横揺れ粘性減衰力 ($F_n = 0$ の場合)

横揺れ減衰力の中で粘性減衰力の占める割合は非常に大きく、これがボテンシャル理論と実験値とが合わない大きな原因とされている。以下では、前進速度が無い場合 ($F_n = 0$) の横揺れ造渦減衰力の性質を、主に2次元模型の実験結果から調査し、その推定法を作った。

(1) 2次元模型による強制横揺れ試験

各種2次元模型を用いて強制横揺れ試験を行い、造渦減衰力成分の周波数及び振幅影響を調べてみた。解析は、横揺れ角 $\theta = 0$ 、すなわち横揺れ速度が最大となる瞬間のモーメント M_R を読みとり、 $B_{44}^* (= \frac{M_R}{\theta_0 \omega})$ を出し、さらに無次元係数 $\hat{B}_{44}^* (= \frac{B_{44}^*}{\rho d l^2 \sqrt{\frac{B}{2g}}})$ を算出した (*は $\theta = 0$ での瞬時値を表す)。造渦減衰力成分 \hat{B}_E^* のみの性質を調べるため、造波成分 \hat{B}_W^* は Ursell - 田才法、摩擦成分 \hat{B}_F^* は加藤の推定式で推定できるものとし、残りをすべて造渦成分 \hat{B}_E^* と考えることとする。すなわち

$$\hat{B}_{44}^* = \hat{B}_W^* + \hat{B}_F^* + \hat{B}_E^* \quad (2.1.1)$$

模型の主要目は Table 2.1.1 に示す。Fig 2.1.1 ~ Fig 2.1.3 に \hat{B}_E^* の周波数影響を示す。この図から \hat{B}_E^* がほぼ周波数に比例することが分り、造渦減衰モーメント M_{RE} は横揺れ周波数の2乗に比例するとしても良さそうである。造渦減衰モーメントへ及ぼす横揺れ振幅の影響を調べるために、横揺れ振幅を変化させて強制動揺試験を行った。結果を Fig 2.1.4 ~ Fig 2.1.13 に示す。これらは船体中央断面でビルジ半径 R を系統的に変えた場合 (Fig 2.1.4 ~ Fig 2.1.7) と、Series 60 CB 0.6 船の各種断面 (Fig 2.1.8 ~ Fig 2.1.13) での実験結果であるが、いずれの場合も \hat{B}_E^* は横揺れ振幅 θ_0 に比例していると見なす事ができそうである。すなわち、裸殻の横揺れ造渦減衰モーメントは、横揺れ角速度 $\dot{\theta}$ の2乗に比例するとしても実用上は十分と思われる。ビルジキールに見られるような period parameter の影響が、ほとんど見られないことは、裸殻の造渦減衰力の推定法を作る上で非常に好都合である。

(2) 造渦減衰力の推定式

定常の抗力係数に倣って、横揺れ減衰係数 C_R を次式の様に定義する。

$$C_R = \frac{M_R}{\frac{1}{2} \rho d^4 L \dot{\theta} \dot{\theta}} \quad (2.1.2)$$

ここで、 d 、 L は各々、吃水、船長を表す。前述の実験結果から、 C_R は船型のみの関数として取り扱い、その推定式を導く。

横揺れ造渦減衰力は、船体近傍で発生する剝離渦によるものであるから、まずこの渦について考えてみる。発生した渦の様子を大きく分けると、船体中央部断面の様にビルジ部でそれぞれ渦が発生し、計2個の渦が生ずるもの、および船首断面の様に平板に近いものや船尾形状の様に船底部から1個の渦が発生するものとに分けることができる。以後、前者を2点剝離の場合、後者を1点剝離の場合と呼ぶこととする。この渦の様子を想像してみたのが Fig 2.1.14 である。(I) 箱船の場合はエッジ部で2つの強い渦が発生し、(II) ビルジ半径が大きくなるに従い渦の発生点も次第に遅れ、渦の強さも弱くなる。さらにやせていくと、(III) $H_0 = 1$ の時は、 $\sigma = \pi/4$ で剝離による渦の発生は無くなり粘性減衰力は摩擦成分のみとなる。(IV) $H_0 < 1$ の場合は船側に弱い渦が1個、(V) $H_0 > 1$ の場合は船底に1個発生すると考えられるが、渦の強さは弱く実用上はあまり問題にならないと考えられる。さらに船型がやせてくると、(VI) 船尾断面形状となり、船底部で発生した剝離渦が船体を覆う様になるが、この場合は、渦が強くても断面形状によってはモーメントのレバーが小さくなり、必ずしも大きな横揺れ減衰力を生ずるとは限らない。(VII ~ VIII) $H_0 \ll 1$ の場合は、船底部に強い渦が

生じ、これにより大きな横揺れ減衰力が生ずる。

このように発生した剝離渦が船体表面に圧力変動を生じさせ、これが横揺れ減衰力となる。この圧力分布を2点剝離の場合、1点剝離の場合について各々簡単なモデルを採用して仮定することとする。

剝離位置を推定することは、理論的にも実験的にも非常に難しいので、次の様に仮定しておく。2点剝離の場合は、ビルジサークルの端で剝離し、1点剝離の場合は船底で剝離するとする（Fig 2.1.15 参照）。圧力の分布形は1次式又は2次式の簡単な関数形とし、仮定した分布形を図示すると Fig 2.1.16 の様になる。いずれも1次式の場合を図示しており、2点剝離の場合にはビルジサークル内に働く正圧を無視している。1点剝離のうち、船尾形状の様な断面では、モーメントレバーの算出が困難となるため、 $\alpha = 0.5$ すなわち三角形断面についてまず考えてみることとする。仮定した圧力を積分すると減衰モーメントが求められ、2点剝離、1点剝離それぞれの場合について次式となる。

$$M_{RE} = L d^2 \left\{ \left(1 - \frac{R}{d} \right) \left(1 - \frac{OG}{d} - \frac{R}{d} \right) + \left(H_0 - \frac{R}{d} \right)^2 \right\} P \quad (2.1.3)$$

$$M_{RE} = L \cdot d^2 \left(1 - \frac{O_G}{d} - \frac{1}{2} \cdot H_0^2 \right) \cdot P \quad (2.1.4)$$

但し、 $100/d \ll 1$ 。Rはビルジ半径を表わす。Pは、剝離点前後の正圧 P^+ 、負圧 P^- の差で決まるもので、圧力分布を1次式とした時、 $P = \frac{1}{3}(P^+ - P^-)$ となる。

(2.1.4)式の形を、三角形断面以外の1点剝離の場合について応用するため修正係数 f_2 を考えて、次式とする。

$$M_{RE} = L \cdot d^2 \left(1 - \frac{OG}{d} + f_2 H_0^2 \right) P \quad (2.1.5)$$

Pは造渦減衰力が $\dot{\gamma}$ の2乗に比例するという実験結果から

$$p = \frac{1}{2} \rho r^2 |\dot{\theta}| \dot{\theta} C_p \quad (2.1.6)$$

とする。ここで r は回転軸から剥離点までの距離を表わす。

2点剰離の場合の(2.1.3)式と、1点剰離の場合の(2.1.5)式を1つの式にして

$$M_{RE} = \frac{1}{2} \rho r^2 (\dot{\theta} + \dot{\phi}) L d^2 \left\{ \left(1 - f_1 \frac{R}{d} \right) \left(1 - \frac{O_G}{d} - f_1 \frac{R}{d} \right) + f_2 \left(H_0 - f_1 \frac{R}{d} \right)^2 \right\} C_p \quad (2.1.7)$$

ここで f_1 は、単に 2 点距離で 1, 1 点距離で 0 となるように選べばよい。推定式を簡単にするため、 f_1 を σ のみの関数として

$$f_1 = \frac{1}{2} [1 + \tanh \{ 2.0 (\sigma - 0.7) \}] \quad (2.1.8)$$

f_2 は $\sigma = 0.5$ で $f_2 = -0.5$ の条件を満足させて

$$f_2 = \frac{1}{2} (1 - \cos \pi \sigma) - \sin^2 \pi \sigma \quad (2.1.9)$$

ピルジ半径 R は、次の近似式を用いる。

$$R/d = 2\sqrt{\frac{H_0(\sigma-1)}{\pi - 4}} \quad (2.1.10)$$

ただし、Rがd又はB/2より大きくなると上式は意味をなさなくなるので、

$$\begin{aligned} H_0 \geq 1, \quad R/d > 1 \quad \text{では} \quad R/d = 1 \\ H_0 < 1, \quad R/d > H_0 \quad \text{では} \quad R/d = H_0 \end{aligned} \quad \} \quad (2.1.11)$$

とする。

(2.1.7)式の C_p について述べる。この C_p は渦発生点付近の局部的な速度分布や速度勾配に大きく影響されると考えられる。そこで渦発生点付近での增速率を表わすパラメタとして、剝離点でのlocal velocityと断面上での平均流速との比 γ を考えてみる。local velocityとしては近似的に断面上の最大流速をとること

とし、簡単のためにこれを無限流体中で定常回転するルイス断面上の最大流速で代用することとする。断面形状としては、重心(回転軸)以下の断面を考えて流速を出すこととする。

断面上の流速は

$$V = \left(r_1 + \frac{2M}{H} \sqrt{A^2 + B^2} \right) \dot{\theta} \quad (2.1.12)$$

$$\text{ただし, } M = \frac{b}{1 + \alpha_1 + \alpha_3}$$

$$\begin{aligned} H &= 1 + \alpha_1^2 + 9\alpha_3^2 + 2\alpha_1(1 - 3\alpha_3)\cos 2\theta_1 - 6\alpha_3 \cos 4\theta_1 \\ A &= -2\alpha_3 \cos 5\theta_1 + \alpha_1(1 - \alpha_3)\cos 3\theta_1 + \{(6 - 3\alpha_1)\alpha_3^2 + (\alpha_1^2 - 3\alpha_1)\alpha_3 + \alpha_1^2\} \cos \theta_1 \\ B &= -2\alpha_3 \sin 5\theta_1 + \alpha_1(1 - \alpha_3)\sin 3\theta_1 + \{(6 + 3\alpha_1)\alpha_3^2 + (3\alpha_1 + \alpha_1^2)\alpha_3 + \alpha_1^2\} \sin \theta_1 \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

$\theta_1, \alpha_1, \alpha_3$ は各々ルイス偏角、ルイスのパラメタ。

$$r_1 = \sqrt{\{(1 + \alpha_1)\sin \theta_1 - \alpha_3 \sin 3\theta_1\}^2 + \{(1 - \alpha_1)\cos \theta_1 + \alpha_3 \cos 3\theta_1\}^2}$$

横揺れ軸から断面表面までの距離 r_1 が最大の位置で V が最大になると仮定すると、 θ_1 は

$$\theta_1 = 0 \quad \text{または} \quad \frac{1}{2} \cos^{-1} \frac{\alpha_1(1 + \alpha_3)}{4\alpha_3} \quad (2.1.14)$$

前者は 1 点剣離の場合にあたり、後者は 2 点剣離の場合にあたる。実際の計算では、2つの θ_1 について r_1 を計算し、 r_1 が大きい方の θ_1 をとる。この計算では、断面形状としてルイスフォームを採用しているため、面積係数 σ が 1 に近づくとルイス近似自体が悪くなる。 σ が 1 に近い所では、造渦減衰力も大きいので、この誤差は無視できず、これを修正しておく必要がある。修正係数 f_s を速度 V にかけて

$$V_{\max} = f_s \left(r_{\max} + \frac{2M}{H} \sqrt{A^2 + B^2} \right) \dot{\theta} \quad (2.1.15)$$

とする。 f_s はビルジ半径を系統的に変化させた実験 (Fig 2.1.4 ~ Fig 2.1.7) より

$$f_s = 1 + 4 \cdot \exp \{-1.65 \times 10^5 \times (1 - \sigma)^2\} \quad (2.1.16)$$

とする。

平均流速 V_{mean} は、断面上各点の運動速度から

$$\begin{aligned} V_{\text{mean}} &= r_{\text{mean}} \cdot \dot{\theta} \\ r_{\text{mean}} &= 2d \left(1 - \frac{OG}{d} \right) \sqrt{\frac{H_0 \sigma}{\pi}} \end{aligned} \quad (2.1.17)$$

(2.1.15), (2.1.17) 式よりパラメタ γ は

$$\gamma = \frac{V_{\max}}{V_{\text{mean}}} = \frac{\sqrt{\pi} f_s}{2d \left(1 - \frac{OG}{d} \right) \sqrt{H_0 \sigma}} \left(r_{\max} + \frac{2M}{H} \sqrt{A^2 + B^2} \right) \quad (2.1.18)$$

2 次元模型の実験結果から C_p を算出し、 γ で整理してみたのが Fig 2.1.17 であり、この図から C_p の実験式として

$$C_p = \frac{1}{2} \{ 0.87 e^{-\gamma} - 4 e^{-0.187\gamma} + 3 \} \quad (2.1.19)$$

とした。(2.1.19) 式を (2.1.17) 式に代入して、造渦減衰モーメントが求められ、 C_R および等価線型減衰係数 B_E は各々次式となる。

$$C_R = \left\{ \left(1 - f_1 \cdot \frac{R}{d} \right) \left(1 - \frac{OG}{d} - f_1 \cdot \frac{R}{d} \right) + f_2 \left(H_0 - f_1 \cdot \frac{R}{d} \right)^2 \right\} \left(\frac{r_{\max}}{d} \right)^2 C_p \quad (2.1.20)$$

$$B_E = \frac{4}{3\pi} P L d^4 \omega \theta_0 C_R \quad (2.1.21)$$

(3) 計算結果及び実験値との比較

前述の推定法で実用船型の各断面の C_R を推定した結果を Fig 2.1.18, Fig 2.1.19 に示す。Fig 2.1.18 は Series 60 CB 0.6 船の計算結果で、各断面の 2 次元模型での実験結果も示しているが、船尾で若干値が高い他は比較的一致は良さそうである。船尾部で推定値と実験値に差が見られるのは (2.1.9) 式の f_2 の関数形に若干問題があるためと思われる。Fig 2.1.19 には各種船型の推定結果を示す。船が肥えると、船体中央部の効果が非常に大きくなる事が分る。

各断面での推定結果をストリップ法的に加え合わせて 3 次元船体の減衰力を推定した結果と模型実験結果との比較を Fig 2.1.20, Fig 2.1.21 に示す。Fig 2.1.20 は SR1081 軸コンテナ船の結果で、横軸には横揺れ振幅 θ_0 をとっている。Fig 2.1.21 は Series 60 CB 0.7, 1.8 m 模型の結果で、横軸には周波数をとっている。いずれの場合も、定性的にも定量的にも比較的良い一致が得られた。

(4) まとめ

2 次元模型の実験を行い、横揺れ造渦減衰力の性質を調べ、それを基礎として造渦減衰力の推定式を作り、模型実験結果と比較した。その結果、横揺れ振幅の影響、周波数影響についても模型実験結果とよく一致する結果が得られた。今後、修正係数 f_2 を模型実験と合う様に改めていく必要があると思われる。

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 No.257 (昭 51.3)

2.1.2 ピルジキールによって生じる船体表面圧力

昨年度に引き続き 2 次元模型を用いてピルジキールによって生ずる船体表面圧力を計測し、その推定式を作った。またピルジ半径がピルジキールの効果に及ぼす影響も実験的に調査した。

(1) 実験概要

実験は、2 種類の 2 次元模型について行った。主要目は Table 2.1.2 に示す。自由表面の影響を除くため、船体は自由表面に対して鉛直にセットしており、静止水面での鏡像を満足させるために吃水位置に平板で境界を設けた。横揺れ軸を 0 点（吃水）とし、強制横揺れさせ、表面圧力は小型圧力センサーを用いて計測した。

(2) 実験結果

解析は、計測された変動圧力から、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 を読みとり $C_p (= 2P/\rho(r\theta_0\omega)^2)$ を算出した。ただし、 r 、 θ_0 、 ω は各々回転中心からピルジキールまでの距離、横揺れ振幅、横揺れ円周波数である。計測点を Fig 2.1.22 に示す。各計測点で計測した C_p を、周波数ベースで示したのが Fig 2.1.23, Fig 2.1.24 である。図から C_p は周波数によらず一定として良さそうである。船体上の圧力分布を図示すると Fig 2.1.25, Fig 2.1.26 となる。ピルジキール前方の正圧は、ピルジキールから離れるに従い単調に減少しているが、後方の負圧はある程度の距離までは一定値を保ち、それから減少していく様に見える。period parameter ($\frac{\pi r \theta_0}{b_{BK}}$) の影響（振幅影響）は、ピルジキール背後の負圧に明瞭に表われている。一方、前方の正圧には、この影響は見られない。

(3) 推定法

ピルジキールにより生ずる船体表面圧力による横揺れ減衰力の推定法について述べる。

まず圧力分布を仮定する必要がある。ピルジキール前方の正圧は、ピルジキールから離れるに従い単調に減少していることから、これを 1 次式で仮定し、吃水及び船体中心線上で 0 とする。ピルジキール後方の負圧は実験から台形形状の様であり、分布の長さを period parameter で整理してみると Fig 2.1.27 となる。この実験結果から、負圧域の長さ S を period parameter の 1 次式として、次式とすることもできるが、

$$S/b_{BK} = 0.4 \left(\frac{\pi r \theta_0}{b_{BK}} \right) + 2.6 \quad (2.1.22)$$

(b_{BK} ; ピルジキールの幅)

ここでは推定式を簡単にするため、分布形を長さ S_0 の一定値分布とし、 S_0 は (2.1.22) と合圧力が等しくなる様に

$$S_0/b_{BK} = 0.3 \pi r \theta_0 + 1.95 b_{BK} \quad (2.1.23)$$

とする。ただし、ここで台形分布 S の半分までが一定値分布であるとしている。

ピルジキール直前の正圧値 C_p^+ は、 period parameter の影響を受けず、ほぼ一定値となる。Fig 2.1.28 には各種断面での C_p^+ の値を示しているが、この図から

$$C_p^+ = 1.2 \quad (2.1.24)$$

と仮定した。ピルジキールの直前、直後の圧力差が直圧力と一致しなくてはならないので、昨年度の報告書¹⁾の直圧力の式からピルジキール直後の圧力係数 C_p^- は

$$|C_p^-| = 2.25 \frac{b_{BK}}{\pi r \theta_0} \div 1.2 \quad (2.1.25)$$

となる。

断面は、Fig 2.1.29 に示す様にピルジサークルを 4 分円で置き換えた単純な断面形を採用する。同図には仮定した圧力分布形も示している。これを積分するとピルジキールによる船体表面圧力による減衰力の等価線型減衰係数 \hat{B}_S は

$$\hat{B}_S = \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{L \cdot r^2 \hat{\omega} \theta_0}{2 \Delta B^2} \int_{SG} C_p \cdot \ell \cdot dS_G \quad (2.1.26)$$

$$\begin{aligned} \int_{SG} C_p \cdot \ell \cdot dS_G &= d^2 [(|C_p^-| \{ (m_3 + m_4) m_8 - m_7^2 \} \\ &\quad + C_p^+ \{ \frac{1}{3} \cdot \frac{m_4^3}{H_0 - 0.215 m_1} + \frac{1}{6} \cdot \frac{(1-m_1)^2 (2m_3 - m_2)}{1 - 0.215 m_1} \\ &\quad + m_1 (m_3 m_6 + m_4 m_5) \})] \end{aligned} \quad (2.1.27)$$

ただし、 S_G 、 L 、 ℓ は各々ガース長さ、船長、各点でのモーメントレバー。 $m_1 = R/d$ 、(R ; ピルジ半径)、
 $m_2 = OG/d$ 、 $m_3 = 1 - m_1 - m_2$ 、 $m_4 = H_0 - m_1$

$$m_5 = \frac{0.414 H_0 + 0.0651 m_1^2 + (-0.382 H_0 - 0.0106) m_1}{(H_0 - 0.215 m_1)(1 - 0.215 m_1)},$$

$$m_6 = \frac{0.414 H_0 + 0.0651 m_1^2 + (-0.382 - 0.0106 H_0) m_1}{(H_0 - 0.215 m_1)(1 - 0.215 m_1)},$$

$$m_7 = \begin{cases} \frac{\pi}{4} m_1 & (S_0 > \frac{\pi}{4} R) \\ 0 & (S_0 \leq \frac{\pi}{4} R) \end{cases}, \quad m_8 = m_7 + n \cdot m_1$$

$$n = \begin{cases} 0.414 & (S_0 > \frac{\pi}{4} R) \\ \sqrt{2} (1 - \cos(S_0/R)) & (S_0 \leq \frac{\pi}{4} R) \end{cases}, \quad r = \sqrt{ \{ b - (1 - \frac{\sqrt{2}}{2}) R \}^2 + \{ d - (1 - \frac{\sqrt{2}}{2}) R \}^2 }$$

$$R = \begin{cases} 2d \sqrt{\frac{H_0(\sigma-1)}{\pi-4}} & (R < d, R < \frac{B}{2}) \\ d & (H_0 \geq 1, R/d > 1) \\ B/2 & (H_0 \leq 1, R/d > H_0) \end{cases}$$

最後に、ビルジ半径が非常に小さい場合の修正について述べる。ビルジ半径が非常に小さくなると、ビルジをまわる流れが大きくなり、ビルジキールの効果も大きくなることが予想される。この効果を考慮するため、ここではビルジキールに当たる流速が、ビルジキールの運動速度 $r\dot{\theta} \circ f_4$ 倍になると想定し、 f_4 を実験から決定することとする。 f_4 は簡単のため σ のみの関数とし、系統的にビルジ半径を変化させた実験結果から次式とした。

$$f_4 = 1 + 0.3 e^{-160(1-\sigma)} \quad (2.1.28)$$

この f_4 は、横揺れ速度 $v (= r\dot{\theta})$ および period parameter に施す。

ビルジキールの効果の推定法を最後にまとめておく。ビルジキールによる横揺れ減衰力の等価線型減衰係数 \hat{B}_{BK} は、直圧力成分による \hat{B}_N と船体表面圧力による \hat{B}_S から成り、次の様になる。

$$\hat{B}_{BK} = \hat{B}_N + \hat{B}_S = \frac{8}{3\pi} - \frac{r^2 \omega \theta_0 f_4^2}{4B^2} \{ r b_{BK} \ell_{BK} C_p + \frac{1}{2} \int_{S_G} C_p \cdot \ell \cdot dS_G \} \quad (2.1.29)$$

ここで、 $C_D = 225 \frac{b_{BK}}{\pi r \theta_0 f_4} + 2.4$, $C_p^+ = 1.2$,

$$|C_p^-| = 22.5 \frac{b_{BK}}{\pi r \theta_0 f_4} + 1.2 \quad (2.1.29) \text{ 式中の積分には (2.1.27) 式を用いる。}$$

(4) 推定結果及び実験値との比較

まずビルジキールの効果に及ぼす σ の影響を推定してみる。Fig 2.1.30(a) は、 $H_0 = 1.25$ の断面の σ を種々変化させた場合のビルジキールの効果を示したものである。ビルジキールの幅を増すと、いずれの場合も減衰係数 \hat{B}_{BK} は増加している。 σ が 1 に近い程、小さなビルジキールでも大きな減衰力を発生させることができ、肥えた船型小さなビルジキールでよい。と言う従来の説とも符合している。Fig 2.1.30(b) には、直圧力成分 \hat{B}_N と船体表面圧力成分 \hat{B}_S の割合を示す。肥えた船型では、船体表面圧力成分が大きく、やせた船では直圧力成分が大部分を占める。

次に 2 次元模型船にビルジキールを付け、強制横揺れ試験を行って減衰力を計測した結果と、推定値との比較を行う。結果は、ビルジキールを付けた場合の実験値から、ビルジキールを付けない場合の実験値を差し引き、これをビルジキールによる効果として示した。Fig 2.1.31 ~ Fig 2.1.33 は系統的にビルジ半径を変化させた場合である。破線は、修正係数 f_4 を考慮しない場合で、 f_4 を考慮した推定値は実線で示してある。

Fig 2.1.34, Fig 2.1.35 は Series 60 船の SS5 断面、SS7 断面の結果である。SS5 の断面になると $f_4 = 1$ である。SS7 断面の結果で分るように振幅の影響もよく表わせているようである。

Fig 2.1.36, Fig 2.1.37 には三次元船に適用した例を示す。計算は 2 次元の推定値をビルジキールのある断面について長さ方向に積分した。周波数影響、横揺れ角度影響共に実験値との一致はほぼ良さそうである。

(5) まとめ

昨年度に引き続き、ビルジキールによって生ずる船体表面圧力を計測し、その結果を基礎にその推定式を作った。この推定式とビルジキールの直圧力の推定式を合わせた推定値と府大で行った実験と比較したところ、比較的良い一致が得られた。

参考文献

- 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)

2.1.3 小アスペクト比振動平板に作用する流体力

昨年度ビルジキールの効果の基礎研究として、小アスペクト比振動平板に作用する流体力を計測した。即ち、最大流入角一定とした時の流体力計測・振幅一定とした時の流体力計測・紡錘体についてビルジキールに作用す

る流体力の計測を行った。その結果、

- 1) スパン長の5倍程度没水されれば自由表面影響は考えなくてもよい。
- 2) 振幅一定として流体力を整理すべきである。
- 3) 紡錐体についてのビルジキールに作用する流体力は、小アスペクト比振動平板に作用する流体力とはほぼ一致している。

という結論を得た。

そこで本年度は、3種類のアスペクト比の平板について実験を行うとともに、死水モデルと揚力面理論計算とを重ね合わせた方法で流体力を推定した計算値と実験値を比較した。その結果両者の一致は必ずしも良好ではなかったので、コード方向の圧力分布を計測して、揚力面理論による計算と比較した。

(1) 小アスペクト比振動平板に作用する流体力の評価

小アスペクト比振動平板に作用する流体力をどのように評価するのが合理的であるかを検討してみる。前進速度Uを有する場合を取り扱う振動翼理論(1)では、

$$F = C_m \rho \nabla \dot{x} + \frac{1}{2} C_L \alpha \rho S U \dot{x} \quad (2.1.30)$$

C_m : 付加質量係数 $C_L \alpha$: 揚力係数(減衰係数)

ρ : 水の密度 S : $b \cdot \ell$

∇ : $\frac{1}{4} \pi b^2 \ell$ U : 一様前進速度

x : 横方向変位 \cdot : 時間微分

b : スパン長さ ℓ : コード長さ

の如く考えているが、前進速度 $U = 0$ の場合に対して、2次元振動平板についての Morrison の考えに従って(2)

$$F = C_m \rho \nabla \dot{x} + \frac{1}{2} C_d \rho S \dot{x} |\dot{x}| \quad (2.1.31)$$

C_d : 抗力係数

の如く考えるのが妥当であろう。

ところで、小アスペクト比振動平板については、(2.1.30)式のように流体力を仮定した揚力面理論計算値では実験値を説明出来ない。これは、Tipから流出する自由渦の影響——これは2次元振動平板の抗力に対応する——が大きいためと考えられるので、ここでは、

$$F = C_m \rho V \dot{x} + \frac{1}{2} C_L \alpha \rho S U \dot{x} + \frac{1}{2} C_d \rho S \dot{x} |\dot{x}| \quad (2.1.32)$$

の如く、付加慣性力・揚力・抗力の三成分から成っていると仮定する。

(2) 次元解析(3)

流体力(F)は、前進速度(U)・振動周波数(ω)・振動振幅(a)・平板のコード長さ(ℓ)・平板のスパン長さ(b)・水の密度(ρ)・水の動粘性係数(ν)により決定すると考えられる。つまり、

$$F = f(U, \omega, a, \ell, b, \rho, \nu) \quad (2.1.33)$$

と表わせる。次元解析法では

$$F = K \cdot U^\alpha \cdot \omega^\beta \cdot a^\gamma \cdot \ell^\delta \cdot b^\epsilon \cdot \rho^\zeta \cdot \nu^\eta \quad (2.1.34)$$

として、基本単位である質量[M]、長さ[L]、時間[T]で整理して、 $\alpha, \beta, \dots, \eta$ の関係を定める。具体的に書くと、

$$[MLT^{-2}] = [LT^{-1}]^\alpha [T^{-1}]^\beta [L]^\gamma [L]^\delta [L]^\epsilon [ML^{-3}]^\zeta [L^2 T^{-1}]^\eta \quad (2.1.35)$$

であるから、[M]・[L]・[T]に関して整理すれば、

$$1 = \varsigma$$

$$1 = \alpha + \gamma + \delta + \varepsilon - 3\zeta + 2\eta$$

$$-2 = -\alpha - \beta - \eta$$

という関係を満足しなければならないので、結局、

$$\frac{F}{\frac{1}{2} \rho U^2 \ell b} = f \left(\frac{\omega \ell / 2}{U}, 2\pi \frac{a}{b}, \frac{b}{\ell}, \frac{U \ell}{\nu} \right) \quad (2.1.36)$$

となる。即ち、流体力の無次元量は Reduced Frequency ($k = \frac{\omega \ell / 2}{U}$)・Period Parameter ($2\pi a/b$)・Aspect Ratio ($A.R. = b/\ell$)・Reynolds Number ($R_n = U\ell/\nu$) の 4 つの無次元量の関数となる。ところで R_n については、振動平板に関する Shin・Buchanan の報告⁽⁴⁾から（この場合の代表速度は $a\omega$ をとっている）、 $R_n > 250$ の時、 C_d は R_n に依らないということを考慮に入れて、今回の実験も $R_n > 1000$ としたので、流体力に対する R_n の影響はないと考えられる。

また、振動平板に流入する流体の最大流入角 β は、

$$\beta = \tan^{-1} (a \omega / U) = \tan^{-1} \left(2 \cdot \frac{\omega \ell / 2}{U} \cdot \frac{a}{b} \cdot \frac{b}{\ell} \right) \quad (2.1.37)$$

のように 3 つの無次元量で表わせる。

(3) 横力計測実験及び実験解析

長さ 1 m、アスペクト比 0.04・0.06・0.08 の矩形平板を、自由表面から 6 b 以上没水させて、（Table 2.1.3）のような実験状態で強制振動させつつ前進させ、（Fig 2.1.38）のような方法で横力を計測した。データレコーダに記録されたアナログ記録を 1 周期当たり 60 点サンプリングして A.D. 変換を施した後、フーリエ解析により次のようにして C_m ・ C_{dt} （(3.1.38) 式）を求めた。

即ち、正弦運動している場合、等価線型の考え方から

$$C_{dt} = C_d + \frac{3\pi}{8} \frac{U}{a\omega} C_L a \quad (2.1.38)$$

$$(= C_d + \frac{3\pi}{16} \frac{b}{a} \frac{\ell}{b} \frac{2U}{\omega \ell} C_L a)$$

で C_{dt} を定義すれば、(2.1.32) 式は、

$$F = -C_m \rho \nabla a \omega^2 \sin \omega t + \frac{4}{3\pi} C_{dt} \rho s a^2 \omega^2 \cos \omega t \quad (2.1.39)$$

と書ける。一方、計測された周期的に変動する流体力を、

$$F = -A \sin \omega t + B \cos \omega t \quad (2.1.40)$$

と記述するときの係数 A, B はフーリエ解析で求められるので、 C_m ・ C_{dt} は

$$C_m = \frac{A - A' - m}{\rho \nabla a \omega^2}, \quad C_{dt} = \frac{3\pi (B - B')}{4 \rho s a^2 \omega^2} \quad (2.1.41)$$

（但し、本実験では自由表面から 6 b 以上没水させるために円断面棒で支持しているので、あらかじめ支持棒のみで計測を行いその時の値を A' ・ B' として、支持棒に作用する流体力を差し引いている。また、m は平板の質量である。）

として求まる。

前進速度 0 の時は (2.1.32) 式から $C_L a$ の項が無くなるので、 C_{dt} が丁度 C_d に一致する。また、参考までにデジタルデータと当てはめ曲線の様子を (Fig 2.1.39) に示しておく。

実験結果は、 $U = 0$ の場合の C_d ・ C_m と a/b の関係を (Fig 2.1.40), (Fig 2.1.41) に、 a/b 一定の時の $1/k$ (Reduced Frequency の逆数) と C_{dt} ・ C_m の関係を $a/b = 0.5$ で $b/\ell = 0.04 \sim 0.08$ に

については (Fig 2.1.42)・(Fig 2.1.44) に, $a/b = 1.0$ で $b/\ell = 0.04 \cdot 0.06 \cdot 0.08$ について (Fig 2.1.43)・(Fig 2.1.45) に各々示す。

これらの結果から次のようなことがわかった。

- イ) $U = 0$ の場合, C_d は 2 次元振動平板の場合とはほぼ同一の傾向⁽²⁾・(4) であり, a/b が大となると減少して, 一様流中での C_d ($= 2$) に漸近する。また, C_m はポテンシャル計算では 1 となるが Keulegan らの実験⁽²⁾と同様に 1 よりもかなり大きな値となり, 3 近くにもなった。その理由としては, 運動方向が逆転する際に平板背後についていた流体が追いつかれて加速度成分としての流体力が作用するものと考えられる。
- ロ) 一定の a/b に対して, 前進速度が増加する ($1/k$ が増加することに相当する) と, $C_d t$ は一度減少してから増加する傾向を示し, アスペクト比 (b/ℓ) が大きいほどその減少は著しかった。これは, b/ℓ が大きいほど Tip から流出する自由渦の影響が小さくなるためと考えられる。また, C_m は前進速度が増加すると一様に減少する傾向を示している。

(4) 流体力係数の推定

(2.1.32) 式の C_d , C_{La} , C_m の推定の方法として, C_d については Riabouchinsky の死水モデルを適用させ, C_{La} , C_m については小アスペクト比振動翼に関する Lawrence の方法で計算してみる。

(i) C_d の推定 —— Riabouchinsky モデルの適用 (5)・(6) ——

一様流に垂直に平板をおいた場合, 平板背後に死水域が出来るものとする。この死水域の圧力 p_1 とすれば流れの無限上流での圧力 p_0 に比べ, 現実の流れにおいては, $p_1 < p_0$ となっており, 死水域が無限後方までつづく Kirchhoff のモデルでは定量的説明は不十分であった。そこで, Roshko のモデル・Riabouchinsky のモデル・Wagner の出戻りジェットモデル等が考えられた。これらの中で Riabouchinsky のモデルは, 死水の領域を指定すると C_d が決定し, その関係は振動平板の a/b と C_d の関係に対応出来ると考えられる。このモデルでは実在流体の粘性の効果を第 2 の仮想平板で説明しており, 平板間隔 (h) を指定すると C_d が決定する。つまり, α を媒介変数として,

$$\frac{h}{b} = \frac{E(\cos \alpha) - \sin^2 \alpha K(\cos \alpha)}{\sin^2 \alpha + E(\sin \alpha) - \cos^2 \alpha K(\sin \alpha)} \quad (2.1.42)$$

$$C_d = 2 \frac{1 + \sin \alpha}{1 - \sin \alpha} \frac{E(\sin \alpha) - \cos^2 \alpha K(\sin \alpha)}{\sin^2 \alpha + E(\sin \alpha) - \cos^2 \alpha K(\sin \alpha)} \quad (2.1.43)$$

$$\text{但し, } K(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta}} \quad (\text{第1種完全楕円積分})$$

$$E(x) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{第2種完全楕円積分})$$

と表わせる。媒介変数 α に対する抗力係数 C_d , 死水域の長さ h/b , 無限上流での圧力と平板背後の圧力差 ($p_0 - p_1$) / ρq_a^2 (但し q_a は無限上流での一様流速) の値を (Table 2.1.4) に示す。また (Fig 2.1.46) には, h/b に対する C_d を図示してある。図中 $1/Nst$ は $2\pi h/b$ の値である。

三次元矩形平板の実験によって得られた C_d の値を Riabouchinsky モデルで説明するために必要な h/b を (Fig 2.1.46) を利用して読みとり, 実験時の a/b に対してプロットしたのが (Fig 2.1.47) の丸印の点である。これら丸印の点を a/b に関する線型表示で近似したのが同図中の直線である。すなわち,

$$\frac{h}{b} = 0.263 \frac{a}{b} + 0.104 \quad (2.1.44)$$

となつた。

(ii) $C_{L\alpha} \cdot C_m$ の推定—— Lawrence の方法による計算 (7),(8) ——

Reissner によって示された誘導速度に関する積分方程式をスパン方向に重み積分して計算する方法で、右手直交座標系を用いて、主流方向に x 軸・スパン方向に y 軸・翼面と鉛直方向に z 軸をとり、速度ポテンシャルは一様流速 U で無次元化しておくと、翼面上での z 方向誘導速度は

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \iint_{R_a+R_w} \frac{\partial x}{y-\eta} \left(1 + \frac{r}{x-\xi}\right) d\xi d\eta \quad (2.1.45)$$

但し、 $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$

R_a : 翼面上 , R_w : 自由渦面上

で与えられる。境界条件として、無限上流で擾乱がなく、翼面上で翼をよぎる流れがなく、後縁で Kutta の条件を満足するものとする。圧力分布はスパン方向に積分して、

$$\frac{dL}{dx} = \int_{-\frac{b}{2\ell}}^{\frac{b}{2\ell}} \frac{dL}{ds} dy = \int_{-\frac{b}{2\ell}}^{\frac{b}{2\ell}} 2\rho U^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + ik\phi \right) dy \quad (2.1.46)$$

但し、 $ds = dx dy$

として計算する。このようにして計算した圧力分布の加速度成分を (Fig 2.1.48) に、速度成分を (Fig 2.1.49) に示す。次に、圧力分布をコード方向に積分して揚力の加速度・速度成分から $C_m \cdot C_{L\alpha}$ を求めて Reduced Frequency (k) に対してプロットしたのが (Fig 2.1.50) ・ (Fig 2.1.51) である。

これらのグラフから、アスペクト比が小さい場合は、 $C_m \cdot C_{L\alpha}$ はともに Reduced Frequency に依らないといえる。

(iii) $C_{dt} \cdot C_m$ の推定

C_{dt} は次のように推定した。まず C_d については (i) の方法で推定する。 $C_{L\alpha}$ については (ii) の結果の Reduced Frequency に依存しないという性質から、定常の時 ($\omega = 0$) の値 ($C_{L\alpha} = \frac{\pi}{2} \cdot \text{Aspect Ratio}$) を用いる。これらの値から (2.1.38) 式で定義した C_{dt} を推定する。また、 C_m についても Reduced Frequency に依存しないという性質から、あらかじめ各アスペクト比について計算しておけばよい。以上のように考え、まず、 C_m 、 $C_{L\alpha}$ の推定値を (Fig 2.1.42) から (Fig 2.1.45) に実線で示す。次に、 C_{dt} の推定値を (Fig 2.1.42) ・ (Fig 2.1.43) に示す。これらのグラフから以下のことがわかる。

- 1) このモデルでは $1/k$ の値の増加にともなう C_{dt} の減少を説明出来ないが、減少後の増加の傾向は、 $C_{L\alpha}$ を考慮することで説明出来る。
- 2) C_m の計算値はアスペクト比が 0 に近づくと 2 次元振動平板の理論値 1 に近づくが、実験値はこれをはるかに越える値である。一方、前進速度が大となる ($1/k$ が大となることに相当する) と実験値は計算値に漸近していく。これは、 $1/k$ の増加に伴い、振動平板周りの流れ場が、微少振動を仮定した揚力面理論で考えているような流れ場に近づいていることを示していると考えられる。

(5) 圧力分布の計測

Period Parameter 一定の条件の下では、Reduced Frequency の減少に伴い、 C_{dt} は一度減少してから増加し、 C_m は一様に減少していた。これらの傾向を確かめるとともによりよい流体力学モデルを考えるために、小アスペクト比振動平板のコード方向圧力分布を計測した。これを揚力面理論による計算値と比較して考察を加える。

アスペクト比 0.08 ($\ell = 1000 \text{ mm}$, $b = 80 \text{ mm}$, $t = 4 \text{ mm}$) のアルミ製矩形平板の前縁から 40・310・850 (mm) の 3 カ所に圧力計 (ST 研究社製, PM-25-01; Pmax = 0.1 (kg/cm)) を (Fig 2.1.52) の

如く貼り付け、自由表面から 480 mm(6 b) 水中に入れ、速度 U で直進させつつ垂直に振幅 a・周期 T で振動させて圧力を計測した。実験状態は (Table 2.1.5) に示す。

振動平板の変動圧力の正圧側・負圧側の圧力差 p は、流体力を (2.1.32) 式のように仮定したのと同様に

$$p = p_1(\dot{x}) + p_2(\ddot{x}) \quad (2.1.47)$$

のよう、振動速度・振動加速度両成分に分離出来るとすれば、(i) 圧力のタイムヒストリーを記録して、

$\dot{x} = 0$ の時の値から加速度成分を、 $\ddot{x} = 0$ の時の値から速度成分を直接読みとれる。(直接読み取り法)

(ii) 実験は単一周期運動であるので、圧力差 p は

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\omega t \quad (2.1.48)$$

と表わせるから、速度・加速度の主成分 a_1 ・ b_1 は

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\omega}{\pi} \int_0^T \cos \omega t \cdot p dt \\ b_1 &= \frac{\omega}{\pi} \int_0^T \sin \omega t \cdot p dt \end{aligned} \quad (2.1.49)$$

のよう計算出来る。(フーリエ解析)

以上の 2 つの方法で実験解析した例を (Fig 2.1.53) に示す。これから、どちらの解析方法を用いても、速度成分については大差を生じないものの、加速度成分については直接読みとり法の方がバラツキがあった。これはデータに含まれるノイズが読み取り値に直接影響を及ぼすためである。そこで、以下ではフーリエ解析(1 周期 100 点サンプリング)して (Fig 2.1.54) から (Fig 2.1.60) までに速度成分を、(Fig 2.1.60) から (Fig 2.1.67) までに加速度成分をそれぞれ示す。

一方、Lawrence の方法によって圧力分布を計算した結果は、スパン方向に積分した値であったので、スパン方向に梢円分布を仮定して変動圧力差を計算してみた。つまり、Lawrence の方法で計算した値を L' とすると、

$$L' = \frac{1}{2 \rho U^2} \frac{dL}{dx} \quad (2.1.50)$$

であったが、長さはコードの $1/2$ で無次元化していたことを考慮に入れる、スパン中央での圧力を dL/ds とかくとすれば、

$$\frac{dL}{ds} = \frac{4}{\pi b} \rho U^2 L' \quad (2.1.51)$$

により計算出来る。よって振幅 a (m) の時の圧力は、

$$p = \frac{4a}{5\pi b} \rho U^2 L' \quad (2.1.52)$$

として求まる。この値を用いて、(Fig 2.1.54) から (Fig 2.1.67) までに計算値として実線で示す。

これらの結果から次のことがわかった。

イ) 前進速度に増加に伴い、変動圧力差の速度成分は前縁付近では増加するが、それ以外の場所では徐々に減少しており、ある一定値 ($p_1(\dot{x})/\rho |\dot{x}|_{max}^2 \approx 1.0 \sim 1.5$) に漸近していく。このことは変動圧力差の振動速度に対する非線形成分が前進速度の増加により減少することを示していると考えられる。

ロ) 前進速度の増加に伴い、変動圧力差の加速度成分は前縁付近から徐々に計算値に近づいていくが、このことは流れが前縁付近から徐々に Tip から流出する自由渦の影響を受けなくなつて、微少擾乱を仮定した揚力面理論で考えるような流場に近づいていくことを示していると考えられる。

(6) 考 察

小アスペクト比振動平板に作用する横方向流体力の計測実験及びコード方向圧力分布実験を行い以下のことが明らかになった。

- 1) 一定の a/b の下では Reduced Frequency の逆数 $1/k$ の増加(周期一定ならば前進速度の増加に相当する)に伴い C_{dt} が一度減少してから増加する傾向であった(例えば Fig 2.1.43)。このことはコード方向圧力分布の実験において、前進速度の増加に伴い、前縁付近以外では、変動圧力差の無次元量($p_1(x)/\rho |\dot{x}|_{max}^2$)がほぼ一定な値に近づいて減少していくが、前縁付近では増加していくという結果(例えば Fig 2.1.56)を考慮して次のように考えれば一応説明がつく。即ち、 $1/k$ の増加に伴い C_d が減少して一定の値に漸近するが、 C_{dt} の $C_{L\alpha}$ による成分は、(2.1.38)式が示すように、 $C_{L\alpha}$ が一定とすると、直線的に増加するから、結局、 C_{dt} は一度減少してから増加するということになる。
- 2) 一定の a/b の下では $1/k$ の増加に伴い C_m が一様に減少して、 Lawrence の方法による計算値に漸近していた(例えば Fig 2.1.44)が、このこともコード方向圧力分布実験において、変動圧力差 p の加速度成分が、 $1/k$ の増加に伴い前縁付近から徐々に Lawrence による計算値に近づいて行くことから説明出来る。このことは、振動平板周りの流れ場が、前進速度の増加に伴い、微少擾乱で仮定した流れ場に近づくが、有限振幅であるために Tip から自由渦を放出する影響がコード方向の後方に行くほど顕著に表われるためと考えられる。

以上のイ)・ロ)の結果のうち、ビルジキールの減衰効果に関しては、1)の結果が重要である。つまり、ビルジキールの減衰効果が前進速度にあまり依存しないのは、振動平板の抗力としての流体力成分の減少と振動翼としての揚力の成分の増加とが互いに打ち消し合っているためであろう。

References

- 1) 例えば、Bisplinghoff, R. L., Ashley, H. and Halfman, R. L., Aeroelasticity, Addison-Wesley, 1955.
- 2) 例えば、Keulegan, G. H. and Carpenter, H. L., "Forces on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid," Journal of Research of the National Bureau of Standard, Vol. 60, No. 5, R.P. 2857, 1958.
- 3) 抜山大三, 「次元解析の理論と応用」, 共立出版社。
- 4) Shin, C. C. and Buchanan, H. J., "The Drag on Oscillating Flat Plates in Liquids at Low Reynolds Number," Journal of Fluid Mechanics, vol. 48, part 2, pp. 229-239, 1971.
- 5) Riabouchinsky, D., "On Steady Fluid Motions with Free Surface," Proc. London Math. Soc. 19, pp. 206-215, 1920.
- 6) McNown, J. S., "Drag in Unsteady Fluid," Proc. IX Int. Cong. Appl. Mech. (Brussels), 1957.
- 7) Reissner, E., "On the General Theory of Thin Airfoils for Non-Uniform Motion," NACA TN. 946, 1944.
- 8) Lawrence, H. R., and Gerber, E. H., "The Aerodynamic Forces on Low Aspect Ratio Wings Oscillating in an Incompressible Flow," JAS, vol. 9, No. 11, pp. 764-781, 1952.

2.1.4 横揺れ減衰力に対するビルジキールの影響

(1) まえがき

横揺れ減振効果の中で最も効力の大きいビルジキールについて、次の4種類の実験を行った。

- (a) 圧力分布の位相差に対するビルジキール幅の影響
- (b) 表面圧力に対する相対流速の影響
- (c) ビルジキールの造波率
- (d) ビルジキールに働く直圧力

これらの実験結果を報告する。

(2) 実験

実験に用いた模型船は Fig 2.1.6.8 に示すような断面係数 $\sigma = 1.0$ 、幅吃水比 $H_0 = 1.25$ のルイスフォーム断面を有する長さ 1.45 m の二次元模型船である。模型船の中央部に 10 個所 (B1, B2, B3, B4, B5, S1, S2, S3, S4, S5) に圧力ゲージを設置し、ビルジキールの幅 b_{BK} を 5 種類 ($b_{BK} = 0, 5, 10, 15, 20 \text{ mm}$) 変化させて、圧力と運動との位相差に対するビルジキール幅の影響を調べた。

また、ビルジキールが船体まわりの流速にどのような影響を与えるかを調べるために、圧力ゲージ B_2 と同じ位置に熱線流速計（カノマックス製）を取り付けて、流れの乱れの様子を調べた。

ビルジキールの造波率は二次元模型船から 5 m 離れた位置にサーポ式の水位計を設置し、強制横揺れ時に発生する進行波の振幅の計測を行った。

ビルジキールに働く直圧力は Photo 2.1.1 に示すような特製のロードセルを船体内部に取り付け (Photo 2.1.2)，その先端に長さ $\ell_{BK} = 150 \text{ mm}$ のビルジキールを取り付けて (Photo 2.1.3)，このビルジキールに働く直圧力を計測した。

最後に、ビルジキールの幅を変化させた時の全横揺れ減衰係数の値を強制横揺れ試験から求めた。

(3) 圧力と横揺れ運動との位相差に対するビルジキールの影響

横揺れ運動を

$$\phi = \phi_A \sin \omega t \quad (2.1.53)$$

とした時、圧力ゲージによって計測される圧力を

$$P = P_{all} = \sin(\omega t + \epsilon') \quad (2.1.54)$$

$$\text{但し}, \quad P_{all} = \{(P_a + P_o)^2 + P_v^2\}^{1/2}$$

P_a : 加速度と同位相成分

P_v : 速度と同位相成分

P_o : 变動静水圧

で表示する。

一方、船体まわりの流速分布と圧力との関係を調べるために (2.1.54) 式から変動静水圧 P_o を差し引いた P_a , P_v による圧力の位相差 ϵ' を求めめる。

$$P' = P_a \sin \omega t + P_v \cos \omega t \\ = \sqrt{P_a^2 + P_v^2} \sin(\omega t + \epsilon) \quad (2.1.55)$$

$$\epsilon = \tan^{-1} \frac{P_a}{P_v} \quad (2.1.56)$$

この方法に従って、計測された一周期毎の圧力をフーリエ解析して、 ϵ の値を求める Fig 2.1.6.9 ~ Fig 2.1.7.3 に示す。

ビルジキールに最も近い B_1 , S_1 の圧力はビルジキールのない場合でも、 B_1 と S_1 の間にはすでに位相差があらわれている。更にビルジキールの幅 (b_{BK}) を大きくしていくと、その差は動揺周波数と共に大きくなっている。従って、このようなビルジサークルの小さい肥大化した断面では、ビルジサークルが一種のビルジキールの役目をはたしていると云える (Fig 2.1.69)。

さらにビルジキールの位置から離れた B_2 , S_2 の位置では低周波数ではビルジキールの有無にかかわらず同じ位相差であるけれど、動揺周波数が高くなると船底側の圧力と船側の圧力の間に位相差があらわれて、ビルジキールの幅が大きくなるほど、その差は大きくなっている。特にそのビルジキールの影響は船底側で大きくなっている (Fig 2.1.70)。

B_3 , S_3 の位置ではビルジキールの影響はほとんどみられず、高周波数領域でわずかに影響があらわれて船底側では負方向に、船側では正方向に位相がづれている (Fig 2.1.71)。

B_4 , S_4 の位置において、船底では $b_{BK} \leq 15\text{mm}$ のビルジキールは B_4 の位置にはほとんど影響をあたえず、 $b_{BK} = 20\text{mm}$ のビルジキールがこの位置にまで影響をおよぼし、位相を変化させている。一方、船側では位相差にはらつきがみられ、明確な傾向はみられない。これは水面近くのための不安定な領域と思われる (Fig 2.1.72)。

ビルジキールから最も遠く離れた B_5 では $b_{BK} = 20\text{mm}$ の幅のビルジキールもほとんど影響をあたえていないで、ビルジキール無しの場合とほとんど同じ傾向を示している。しかし、船側 S_5 では $b_{BK} \geq 15\text{mm}$ の幅のビルジキールが影響をあたえ、 $b_{BK} \leq 10\text{mm}$ の場合とは異った位相差を示している。

次にビルジキールが船体の回りの流速にどのような影響をあたえるか、 B_2 の位置において熱線流速計で計測した流れの模様を Fig 2.1.74 に示す。上の記録はビルジキール無しの状態、下は $b_{BK} = 10\text{mm}$ の場合の同一運動周期の記録である。ビルジキール無しの場合、一周期 T_ϕ のうち、 $t = T_\phi/2$ と $t = T_\phi$ の時に合計 2 回、流速にピークが現われているのに対し、ビルジキール有りの場合、 $t = T_\phi/4$ の時にのみ現われて、その位相も 90° ずれている。さらにその記録の模様から、流れの乱れが大きくなっている。この乱れは圧力の上にもあらわれていて、圧力がこれらの流速と密接な関係にあることがわかる。先に調べた圧力の位相と、この流れの位相とをみると、Fig 2.1.70 に示されるように圧力計から求めた位相は $b_{BK} = 0$ と $b_{BK} = 10\text{mm}$ の場合の間には 25° 位の差しか認められず、流れの記録から求めた 90° と大きな差がある。これは圧力から求めた場合、一周期毎にフーリエ解析したのに対し、流れの記録がらみると、半周期毎に流れが変化しているからである。

(4) ビルジキールの造波率

先の圧力計測と同時にビルジキールによる造波率の計測を行った。その結果を Fig 2.1.75 に示す。その無次元化は次の通りである。

$$\hat{A}_R = \zeta_a / \phi_A \cdot T \quad (2.1.57)$$

但し、 ζ_a : 進行波の振幅

ϕ_A : 横揺れ角

T : 船の吃水

昨年度の報告¹⁾では、裸殻状態における造波率はボテンシャル理論と非常に良く一致することがわかっている。Fig 2.1.75 からもわかるようにビルジキールの幅を大きくすると散波の振幅比 \hat{A}_R は線型理論で求めた裸殻の状態の \hat{A}_R より大きくなっている。この結果より、ビルジキールの造波率は無視できない量である。

(5) ピルジキールの抗力係数

Photo 2.1.1 のロードセルにより検出した、ピルジキールに働く直圧力をフーリエ解析を行い、基本円振動数 ω の速度と同位相成分 F_D を次の如く抗力係数 C_D を求めた。

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D \cdot U_{\max}^2 \cdot b_{BK} \ell_{BK} \quad (2.1.58)$$

但し、 $U_{\max} = \omega R \phi_A$

R : 回転中心よりピルジキールまでの距離

b_{BK} : ピルジキールの幅

ℓ_{BK} : ピルジキールの長さ

$$\therefore C_D = F_D / \frac{1}{2} \rho U_{\max}^2 \cdot b_{BK} \cdot \ell_{BK} \quad (2.1.59)$$

パラメータ $U_{\max} \cdot T\phi / 2 b_{BK}$ を横軸にとり、(2.1.59)式の抗力係数 C_D を Fig 2.1.76 に示す。

この図表からもわかるように、断面形状が矩形に近い場合でも、Keulegan & Carpenter の値を用いて Shin & Buchanan が示した近似式²⁾ならびに府大の推定式³⁾によってほぼ表わされることが判明した。しかしながら、横揺れ振幅が大きい場合 ($\phi_A = 10^\circ, 15^\circ$) には、これらの推定式よりも小さい値となっている。

(6) 横揺れ減衰係数

ピルジキールの幅 b_{BK} が変化した場合、模型船の全横揺れ減衰係数 \hat{B}_{44} を Fig 2.1.77 に示す。これらの値は長さ 1.45 m の二次元模型船を用いて、大水槽で行った値と、二次元水槽で行った値を図示している。大水槽で求めた値 \hat{B}_{44} は完全な二次元状態とは云えないが、傾向ならびに \hat{B}_{44} の値の大きさには十分有効である。ピルジキールの幅 b_{BK} が大きくなると全運動周波数にわたって \hat{B}_{44} は増加している。

参考文献

- 1) 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 2.2.6 節、研究資料 No.257 昭和 51 年 3 月。
- 2) C. C. Shin & H. J. Buchanan : The drag on oscillating flat plates in liquids at low Reynolds number, J. F. M., vol. 48, part 2, 1971
- 3) 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。

2.1.5 貨物船船型の強制動揺試験による横揺れ減衰力の計測

(1) まえがき

これまでに鉱石運搬船船型、タンカー船型およびコンテナー船型の 3 種類の船型について強制動揺試験を行い、それぞれの横揺れ減衰力を調べてきた。これらの船型の他に貨物船船型の横揺れ減衰力を調べると、ほぼ現在の大型船の横揺れ減衰力の特徴を把握することが可能となる。

こういう見地から、今回、貨物船船型の強制横揺れ試験を行い、他の船型の横揺れ減衰力との比較を行った。

(2) 供試模型船

供試模型船は Fig 2.1.78 に示す如く、実船の 1/46 の縮尺相似模型で Table 2.1.6 に船体主要目を、Table 2.1.7 に船体各断面の寸法をそれぞれ示す。

(3) 実験状態

プロペラの作動は横揺れ減衰力に影響があると思われるが、今回の実験ではプロペラは取付けていない。

また舵は取付けてある。

横揺れ振幅および前進速度は次の通りである。

$$\text{横揺れ振幅 } \phi_A = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$$

$$\text{前進速度 } F_n = 0, 0.15, 0.20, 0.25$$

(4) 実験結果

横揺れ減衰係数の無次元表示は、次の通りである。

$$\hat{B}_{44} = \frac{B_{44}}{\rho A B^2} \sqrt{B/2g} \quad (2.1.60)$$

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

但し、 ρ ：水の密度 A ：排水量

B ：船幅 g ：重力加速度

ω ：円振動数 B_{44} ：横揺れ減衰モーメント

横軸に動揺周波数 $\hat{\omega}$ をとり横揺れ減衰係数を Fig 2.1.79 ~ Fig 2.1.86 に示す。

(a) ピルジキール無しの状態

裸船状態の横揺れ減衰力は小さく、実験値にばらつきがみられるけれど、全般的に横揺れ振幅に関してはほぼ線型である。また、前進速度がある場合、横揺れ減衰係数は低周波数領域において増加する傾向にある。しかし、高周波におけるそれは、ほとんど前進速度の影響を受けていない。

(b) ピルジキール有りの状態

この場合、先のピルジキール無しの状態と異なり、横揺れ振幅に対して横揺れ減衰係数は非線型となって現われる。横揺れ減衰係数に対する前進速度の影響は、高周波数領域ではほとんど現われていないのに對し、低周波数領域では大きく現われて裸船状態の場合と同様に、前進速度が増加すると共に横揺れ減衰係数は増加している。

(5) 横揺れ減衰係数に対する船型影響

これまでに強制動揺試験法によって求めた鉱石運搬船船型、タンカー船型およびコンテナー船型の横揺れ減衰係数^{1), 2), 3)}と、今回の貨物船船型の横揺れ減衰係数の値を比較して、横揺れ減衰係数に対する船型の影響を調べてみた。

その比較方法として、多くの実験点を簡単な3個の係数で表示する下記の方法に従って行った。

横揺れ減衰係数を次の三次式で表示する⁴⁾。

$$\begin{aligned} B_{44} \dot{\phi} &= B_1 \dot{\phi} + B_2 |\dot{\phi}| \dot{\phi} + B_3 \dot{\phi}^3 \\ &\doteq (B_1 + \frac{8}{3\pi} \omega \phi_A B_2 + \frac{3}{4} \omega^2 \phi_A^2 B_3) \dot{\phi} \end{aligned} \quad (2.1.61)$$

$$\therefore \hat{B}_{44} = \hat{B}_1 + \frac{8}{3\pi} \hat{\omega} \phi_A \hat{B}_2 + \frac{3}{4} \hat{\omega}^2 \phi_A^2 \hat{B}_3 \quad (2.1.62)$$

$$\text{但し, } \hat{B}_1 = \frac{B_1}{\rho A B^2} \sqrt{B/2g} \quad \hat{B}_3 = \frac{B_3}{\rho A B^2} \sqrt{2g/B}$$

$$\hat{B}_2 = \frac{B_2}{\rho A B^2}$$

二次式近似の場合

$$\widehat{B}_{44} = \widehat{B}_1 + \frac{8}{3\pi} \omega \phi_A \widehat{B}_2 \quad (2.1.63)$$

となる。

今回の貨物船船型の強制横揺れ試験結果を(2.1.62), (2.1.63)式で表示すると Fig 2.1.83 ~ Fig 2.1.86 の実線と点線の如くなる。横揺れ振幅の小さい場合、この表示方法は多少問題があるけれど、ほぼ全実験点を表示している。

他の船型に対しても同様の解析を行い、前進速度が零($F_n = 0$)の場合の横揺れ減衰係数の値を Fig 2.1.87 に、また前進速度のある場合、(2.1.60)式、(2.1.61)式の表示による各係数の値をそれぞれ Table 2.1.8 および Table 2.1.9 に示す。また比較のため各船型の主要目を Table 2.1.6 に示す。

前進速度が零($F_n = 0$)の場合、横揺れ減衰係数は低周波数領域で船型の影響が強くあらわれて、船型が肥大化するほど横揺れ減衰係数(\widehat{B}_{44})は大きくなっている。しかし、高周波領域では明瞭な影響はみられない。

参考文献

- 1) 波浪外力に関する水槽試験、第131研究部会、昭和47年度報告書、第2.1節、研究資料No.176、昭和48年3月。
- 2) 波浪外力に関する水槽試験、第131研究部会、昭和48年度報告書、第2.1節、研究資料No.192、昭和49年3月。
- 3) 波浪外力に関する水槽試験、第131研究部会、昭和49年度報告書、第2.1節、研究資料No.213、昭和50年3月。
- 4) 高木幹雄、田中福造：横運動方程式の流体力について、西部造船会報、第46号、1973。

Table 2.1.1 Principal dimensions of model

No.	Model	L m	B m	d m	Δ m^3	C_B	H_o	σ	Roll axis
A	R=0	10.8	0.28	0.112	0.02509	-	1.25	1.0	0
B	R=1 cm	0.8	0.28	0.112	0.02501	-	1.25	0.997	0
C	R=2 cm	0.8	0.28	0.112	0.02495	-	1.25	0.995	0
D	R=3 cm	0.8	0.28	0.112	0.02475	-	1.25	0.988	0
2 dlm. cylinder									
G	SS 8 1/2	0.8	0.185	0.192	0.02321	-	0.4854	0.799	0
H	SS 7	0.8	0.398	0.193	0.0549	-	1.036	0.893	0
I	SS 5	0.8	0.236	0.096	0.01775	-	1.2318	0.977	0
J	SS 1 1/2	0.8	0.343	0.192	0.03163	-	0.8895	0.5927	0
K	SS 1 1/4	1.0	0.193	0.1248	0.01228	-	0.777	0.5414	0
L	SS 3/4	1.0	0.151	0.144	0.00933	-	0.5235	0.4299	0
M	SR108 Container (single)	1.75	0.254	0.095	0.0241	0.572	-	-	0
N	Series60 C _B 0.7	1.8	0.257	0.1028	0.0331	0.7	-	-	0

R : Bilge radius

Table 2.1.2 Principal dimensions of models

No.	Model	L m	B m	d m	Δ m^3	H_o	σ	B.K. $(m \times m)$
A		0.5	0.25	0.1	0.0123	1.25	0.985	0.005X0.5
B	R= 1 cm	0.8	0.28	0.112	0.02501	1.25	0.997	0.015X0.5
C	R= 2 cm	0.8	0.28	0.112	0.02495	1.25	0.9945	0.010X0.8
D	R= 3 cm	0.8	0.28	0.112	0.02479	1.25	0.988	0.010X0.8
E	Series60 C _B 0.6 SS 5	0.8	0.237	0.096	0.01775	1.232	0.977	0.010X0.8
F	Series60 C _B 0.6 SS 7	0.8	0.398	0.193	0.0549	1.036	0.893	0.008X0.8

Table 2.1.3 実験状態
振幅(a) 周期(T) 速度(U)

a (cm)	2.0	4.0	6.0	8.0	10.0
T (sec)	1.5	2.0	3.0	4.0	
U (m/s)	0.0	0.4	0.6	0.8	1.2

Table 2.1.4 $a = Cd, h/b, (P_0 - P_1)/\rho q_0^2$ relations of Riabouchinsky model.

a	Cd	$\frac{h}{b}$	$\frac{P_0 - P_1}{\rho q_0^2}$
0	0.880		0
10	1.252	17.524	0.210
20	1.810	3.926	0.520
30	2.690	1.483	1.000
40	4.183	0.667	1.800
50	6.989	0.315	3.274
60	13.163	0.143	6.464
70	31.079	0.055	15.582
80	128.952	0.012	64.824
90		0	

Table 2.1.5 実験状態
振幅(a), 周期(T), 速度(U)

a (cm)	6.0	8.0	10.0			
T (sec)	1.5	2.0	2.5			
U (m/s)	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0

Table 2.1.6. 模型船主要寸法

	鉱石運搬船	タンカー船	コンテナー船	貨物船
船長 L _{pp} (m)	3.00	3.00	3.00	3.00
船幅 B (m)	0.493	0.4719	0.4354	0.47826
吃水 d (m)	0.194	0.1828	0.1628	0.19565
排水量 △ (kg)	233.4	220.57	121.608	199.84
C _B	0.8243	0.8519	0.5717	0.7119
C _P		0.8564	0.5894	0.7189
C _g	0.9975	0.9946	0.9700	0.9905
C _w		0.9031	0.7108	0.8109
メタセンタハイド \overline{GM} (m)	0.050	0.06077	0.0170	0.02174
$\overline{\alpha}_B$ (m)	0.089	0.09930	-0.0425	-0.025
$\overline{\alpha}_F$ (m)				0.048
\overline{KB} (m)				0.1026
縦環動半径 K _L (m)	0.2356L _{pp}	0.2494L _{pp}	0.239L _{pp}	0.2172L _{pp}
横環動半径 K _B (m)	0.2602B	0.2513B	0.382B	0.3240B
ビルジキール幅 DB.K (m)	0.0070			0.0076
ビルジキール長 ℓ _{B,K} (m)	0.25L _{pp}	0.25L _{pp}	0.25L _{pp}	0.25L _{pp}
L _{pp} /B	6.085	6.357	6.890	6.272
B/d	2.541	2.581	2.674	2.444

Table 2.1.7 船壳断面形状

S.S.N ₀	S _x /S ₀	B _x /B ₀	T _x /d
-0.217	0.0009	0.00001	0.0022
-0.109	0.0142	0.1626	0.1556
0.0	0.0279	0.2191	0.2111
0.25	0.0643	0.3360	1.0000
0.50	0.1632	0.4399	"
0.75	0.2560	0.5353	"
1.00	0.3489	0.6226	"
1.50	0.5314	0.7753	"
2.00	0.6972	0.8944	"
2.50	0.8297	0.9681	"
3.00	0.9217	0.9981	"
4.00	0.9952	1.000	"
5.00	1.0000	1.000	"
6.00	1.0000	1.000	"
7.00	1.0000	1.000	"
7.50	0.9443	1.000	"
8.00	0.8110	0.9234	"
8.50	0.5953	0.7236	"
9.00	0.3586	0.4538	"
9.25	0.2521	0.3243	"
9.50	0.16650	0.2058	"
10.00	0.0432	0.0	0.9363
10.065	0.0278	0.0	0.8714
10.130	0.0	0.0	0.0

Table 2.1.8 三次式近似の場合の係数

F_n	COEFF.	鉱石運搬船	タンカー船	コンテナー船	貨物船
0	$\triangle B_1$	0.00308	0.00209	0.00082	0.00061
	$\triangle B_2$	0.03262	0.04168	0.03690	0.04908
	$\triangle B_3$	0.12170	0.03877	0.08474	0.08994
0.10	$\triangle B_1$	0.00359	0.00316		
	$\triangle B_2$	0.04110	0.04453		
	$\triangle B_3$	0.07783	0.03581		
0.15	$\triangle B_1$		0.00344	0.00374	0.00242
	$\triangle B_2$		0.04254	0.02531	0.03755
	$\triangle B_3$		0.05524	0.09835	0.08755
0.20	$\triangle B_1$				0.00332
	$\triangle B_2$				0.03551
	$\triangle B_3$				0.05226
0.25	$\triangle B_1$			0.00628	0.00389
	$\triangle B_2$			0.02125	0.04033
	$\triangle B_3$			0.03567	0.02206
0.275	$\triangle B_1$			0.00671	
	$\triangle B_2$			0.01402	
	$\triangle B_3$			0.05097	

Table 2.1.9 二次式近似の場合の係数

F_n	COEFF.	鉱石運搬船	タンカー船	コンテナー船	貨物船
0	$\triangle B_1$	0.00193	0.00161	0.00006	0
	$\triangle B_2$	0.05667	0.05180	0.05563	0.06999
0.10	$\triangle B_1$	0.00281	0.00272		
	$\triangle B_2$	0.05975	0.05387		
0.15	$\triangle B_1$		0.00276	0.00286	0.00156
	$\triangle B_2$		0.05696	0.04702	0.05785
0.20	$\triangle B_1$				0.00282
	$\triangle B_2$				0.04752
0.25	$\triangle B_1$			0.00571	0.00368
	$\triangle B_2$			0.0321	0.04548
0.275	$\triangle B_1$			0.00596	
	$\triangle B_2$			0.02851	

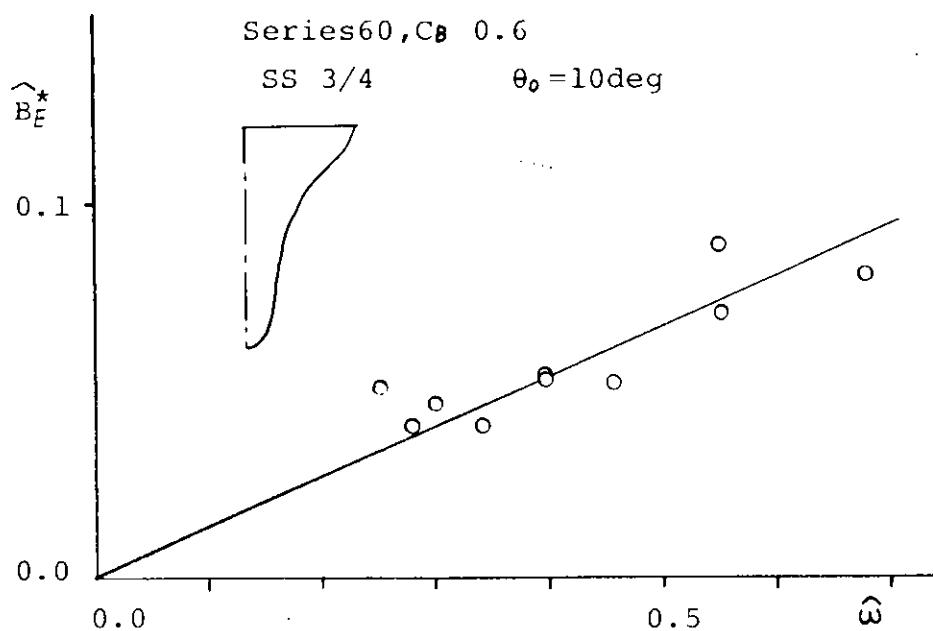


Fig 2.1.1 Damping Coefficient \hat{B}_E^*
(Eddy making component)

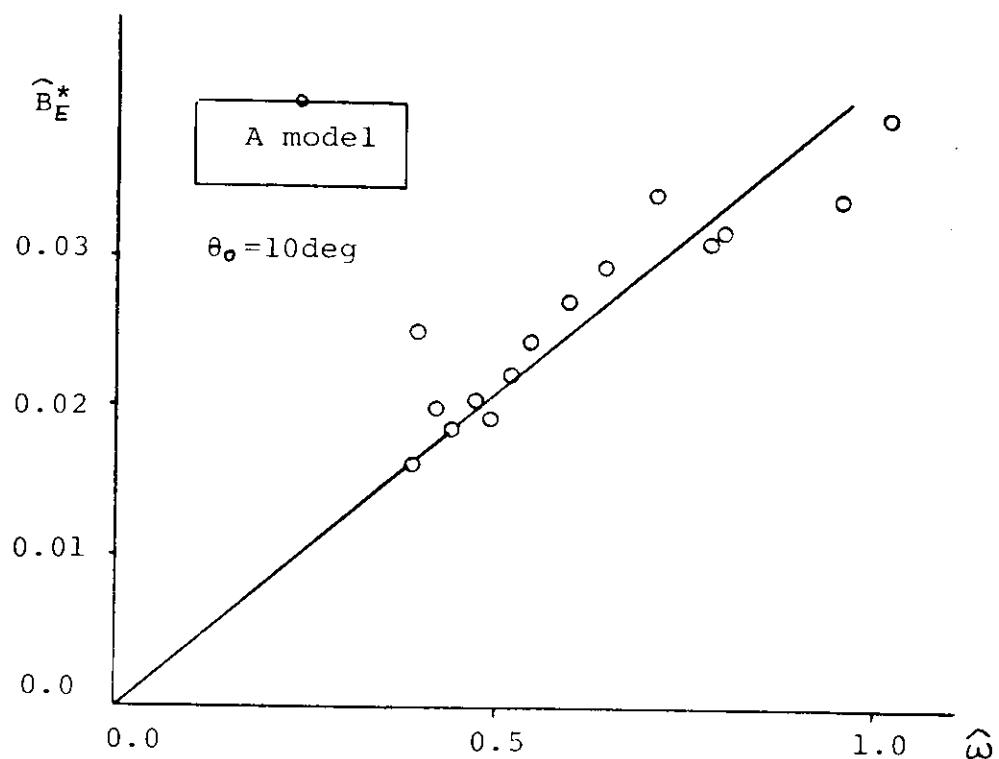


Fig 2.1.2 Damping Coefficient \hat{B}_E^*
(Eddy making component)

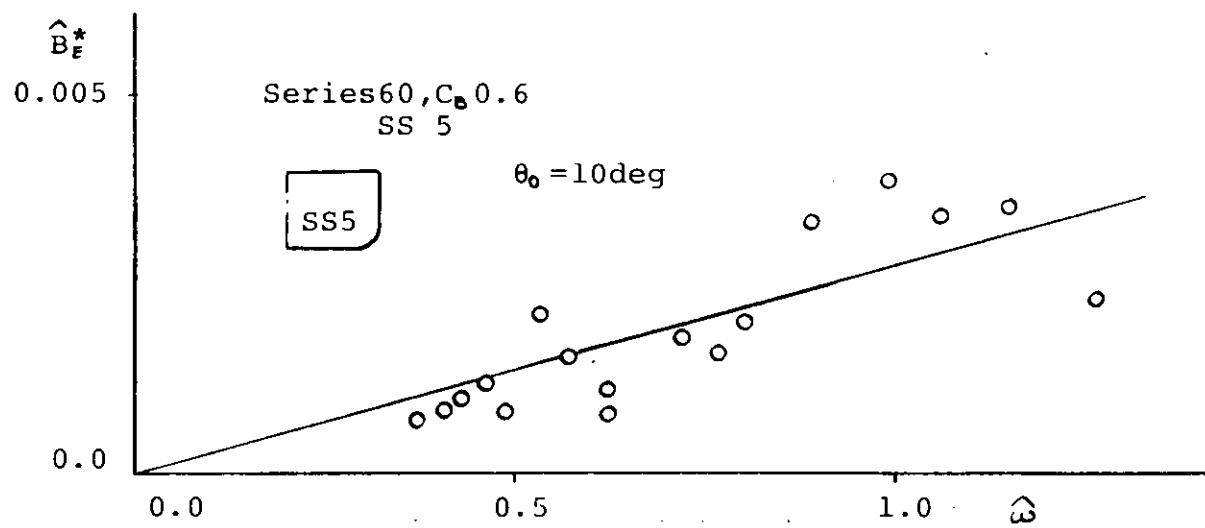


Fig 2.1.3 Damping Coefficient \hat{B}_E^*
(Eddy making component)

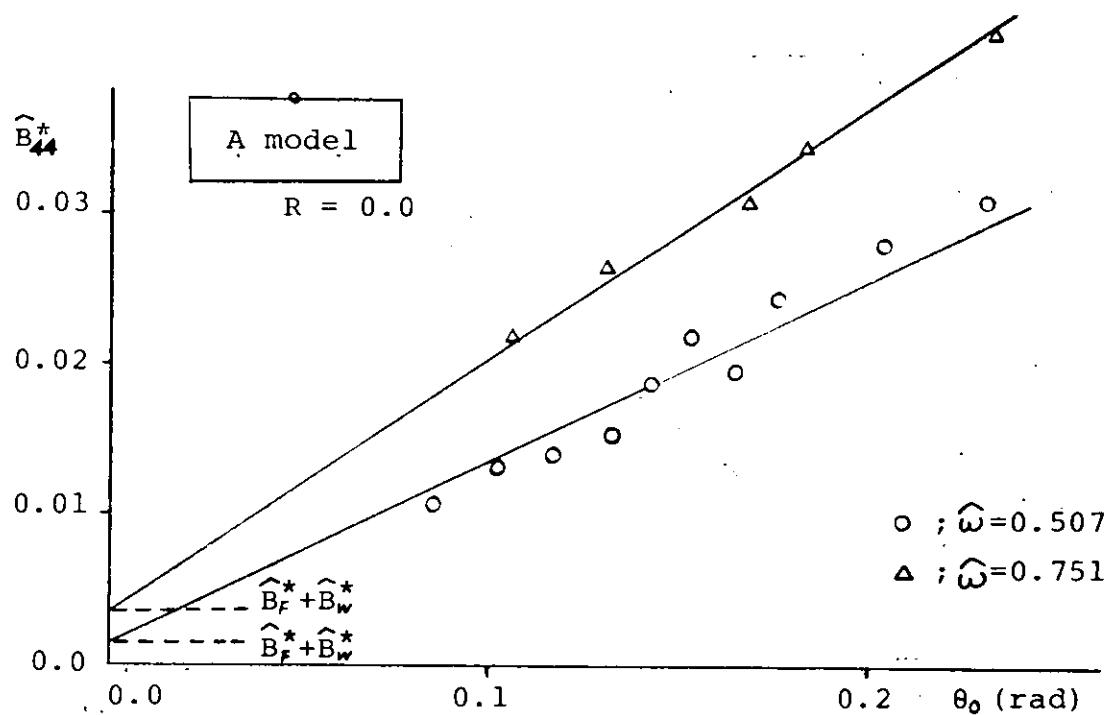


Fig 2.1.4 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

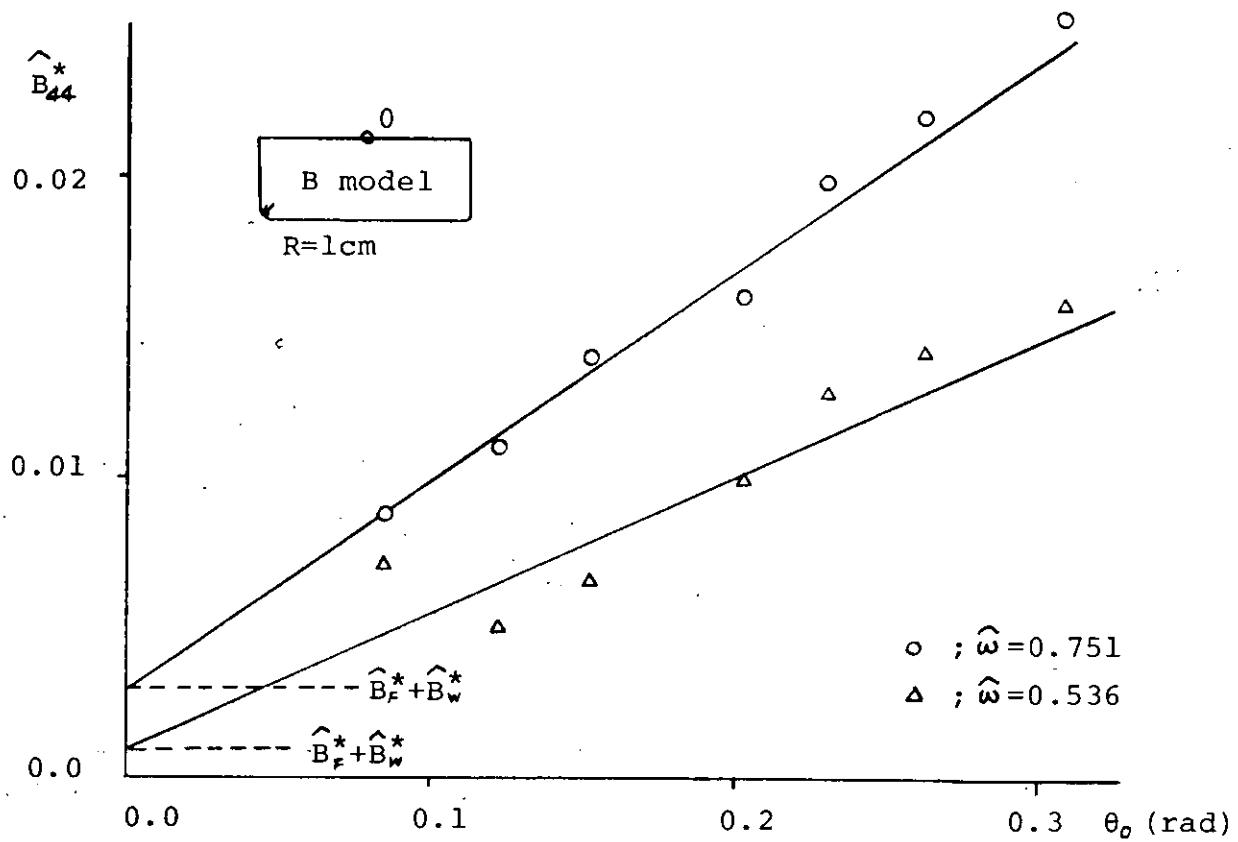


Fig 2.1.5 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

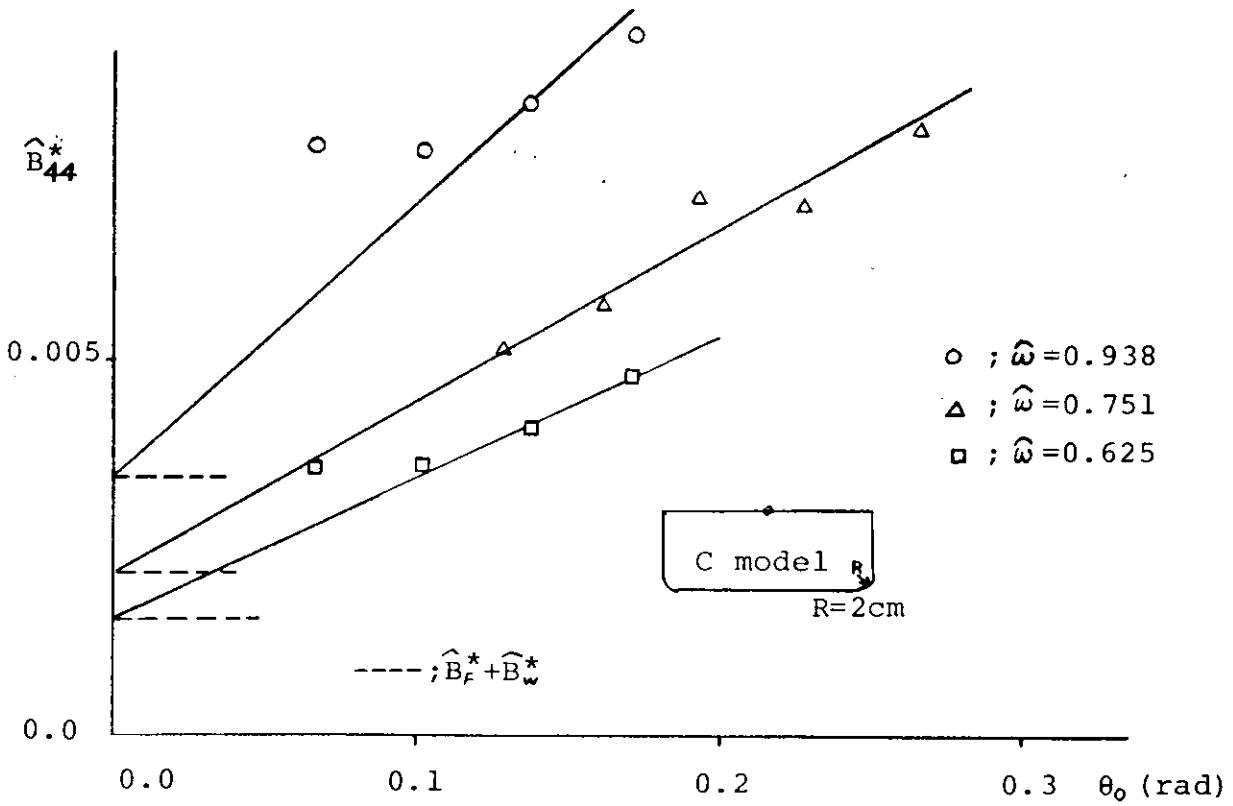


Fig 2.1.6 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

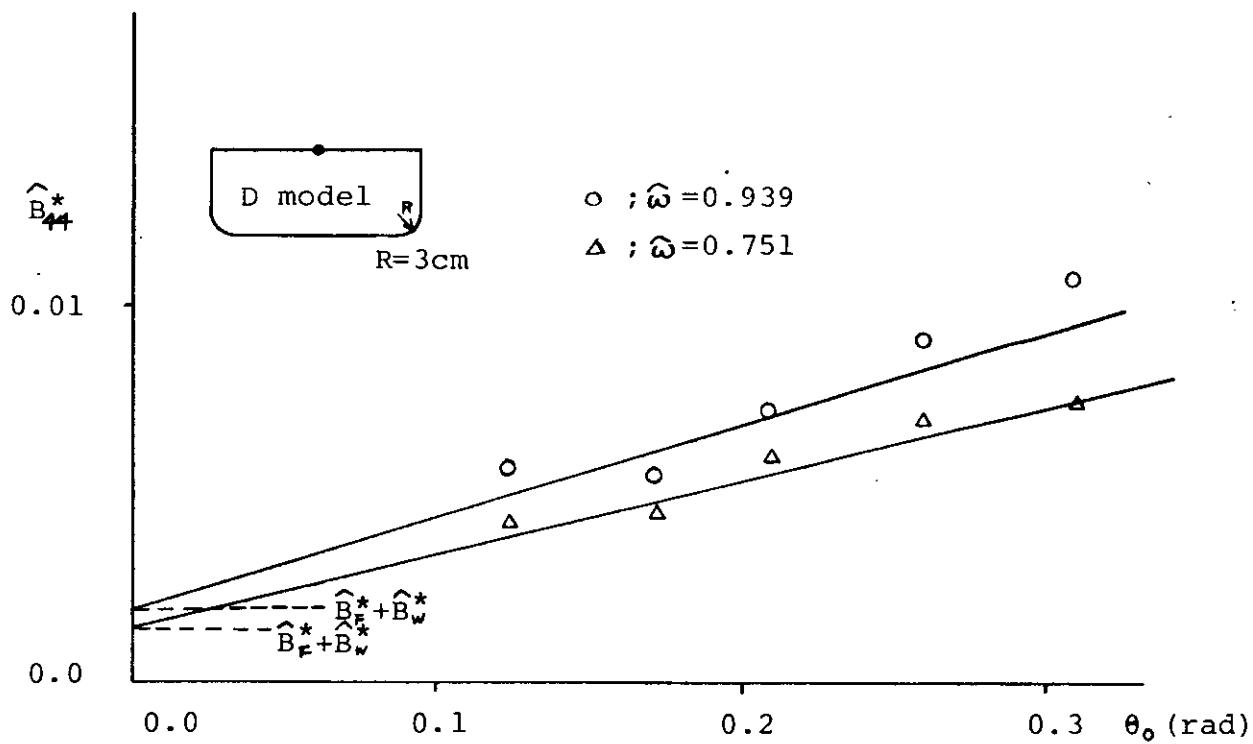


Fig 2.1.7 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

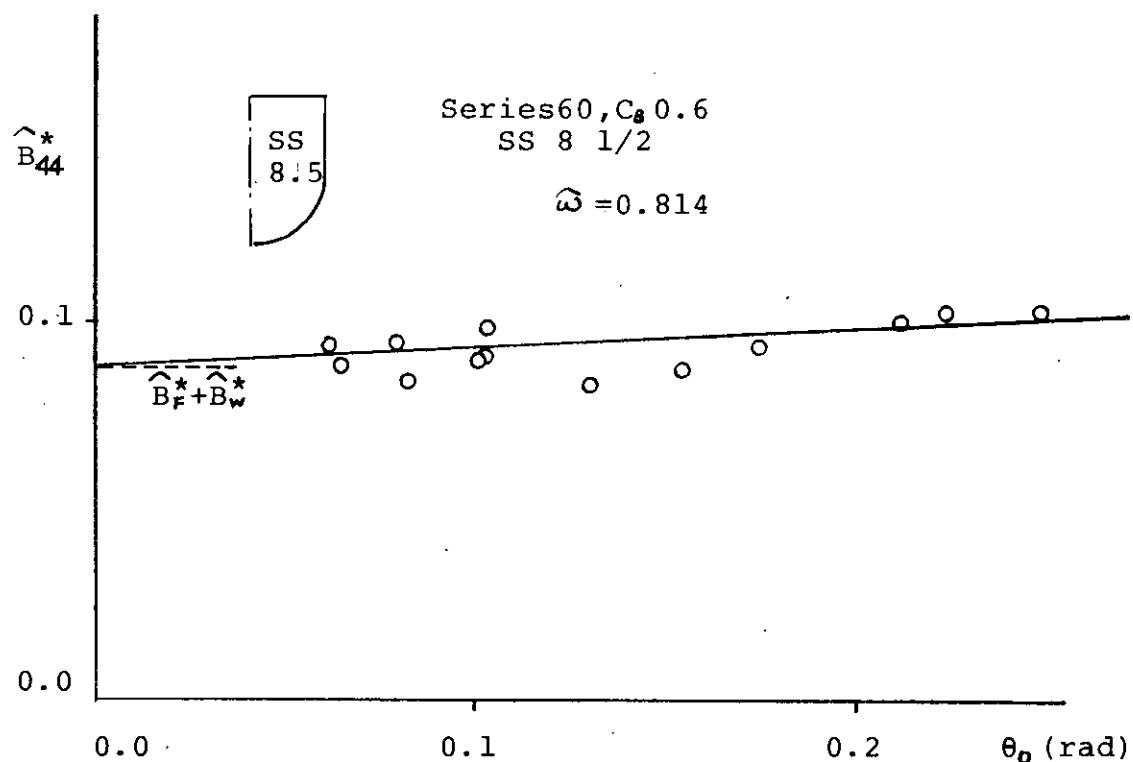


Fig 2.1.8 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

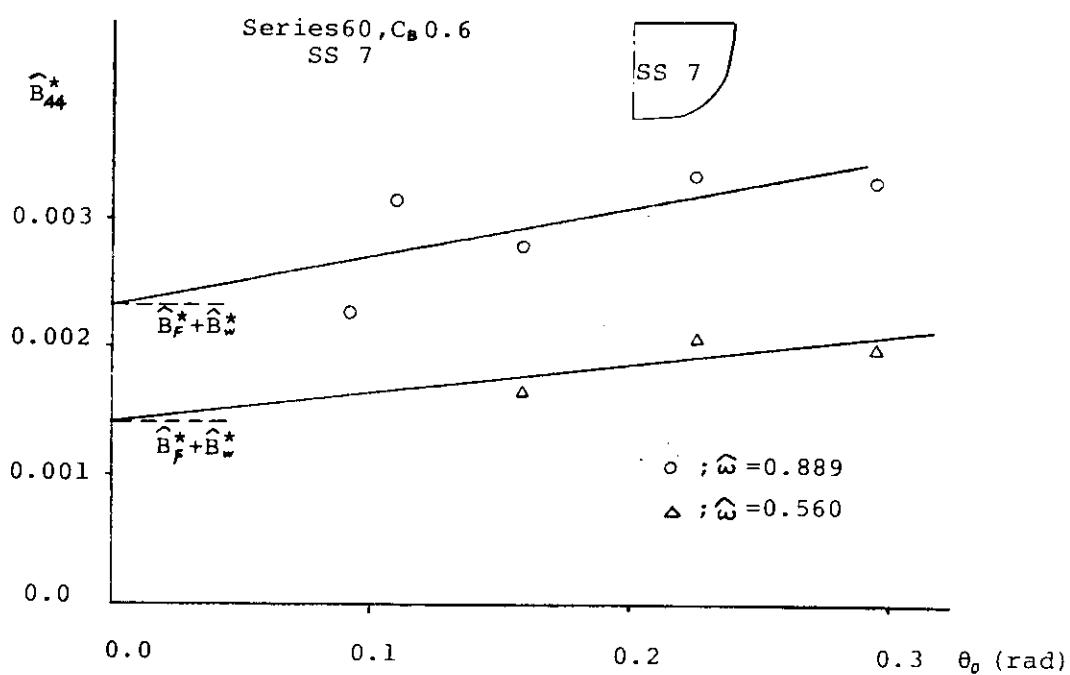


Fig 2.1.9 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

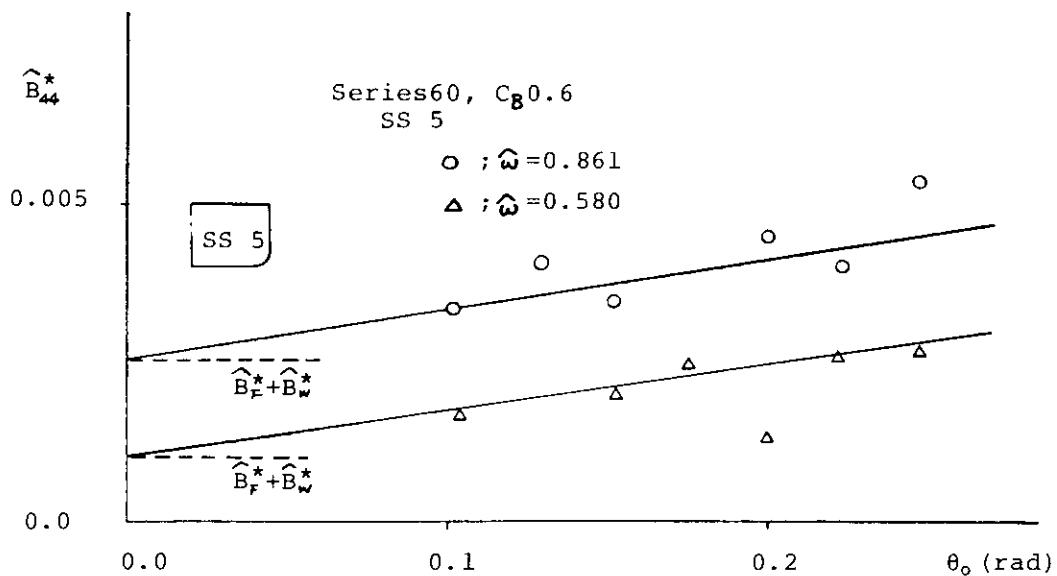


Fig 2.1.10 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

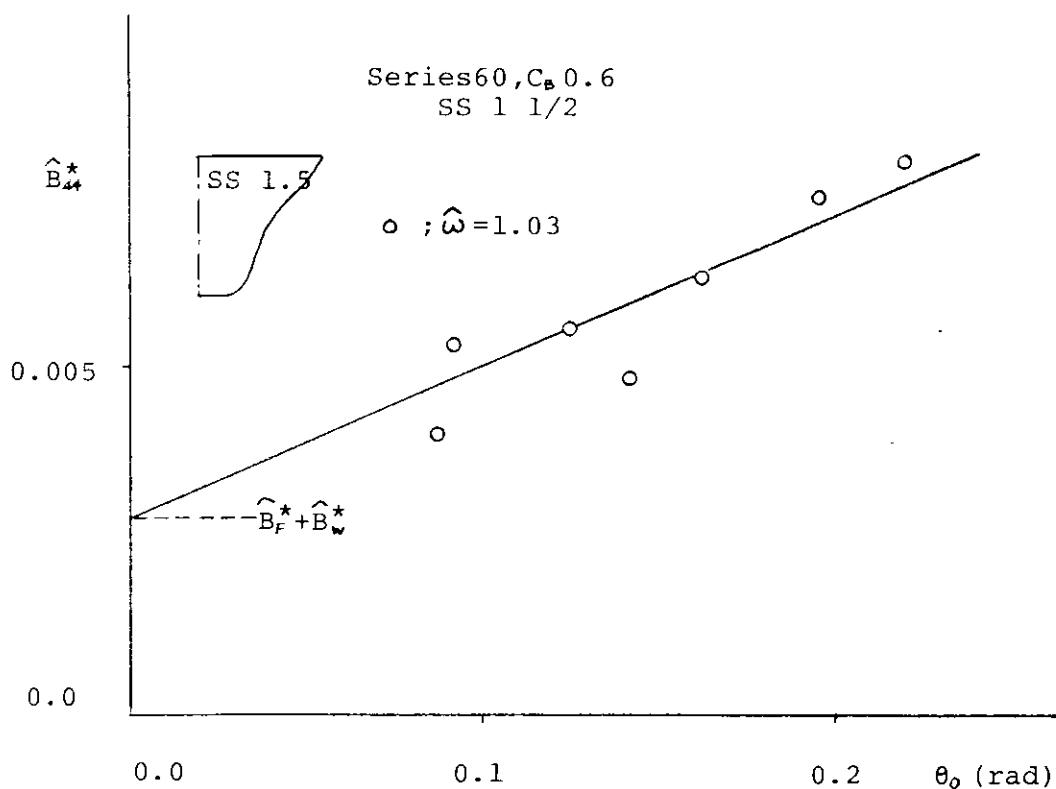


Fig 2.1.11 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

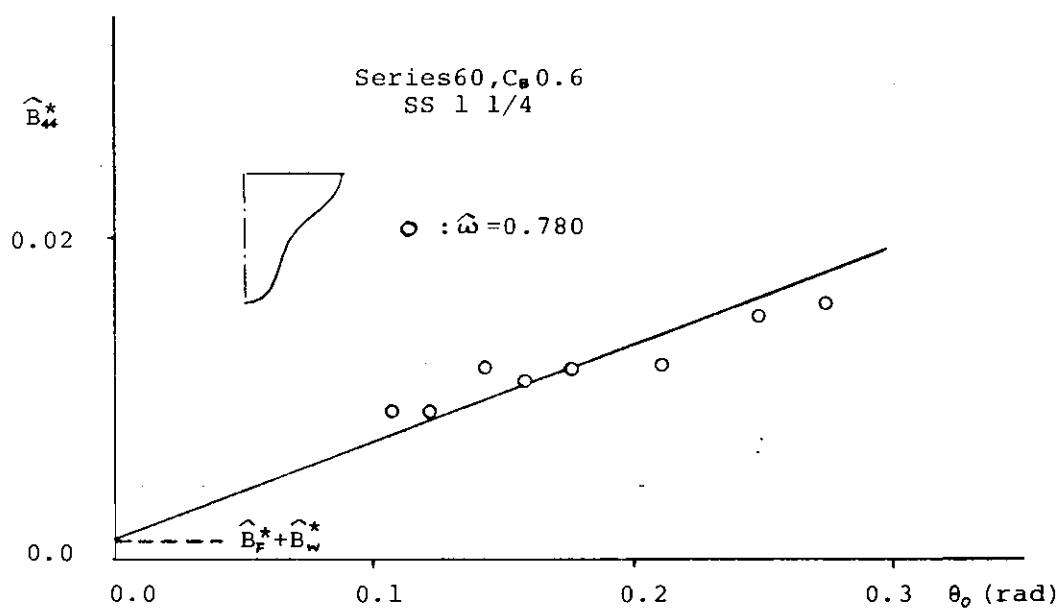


Fig 2.1.12 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

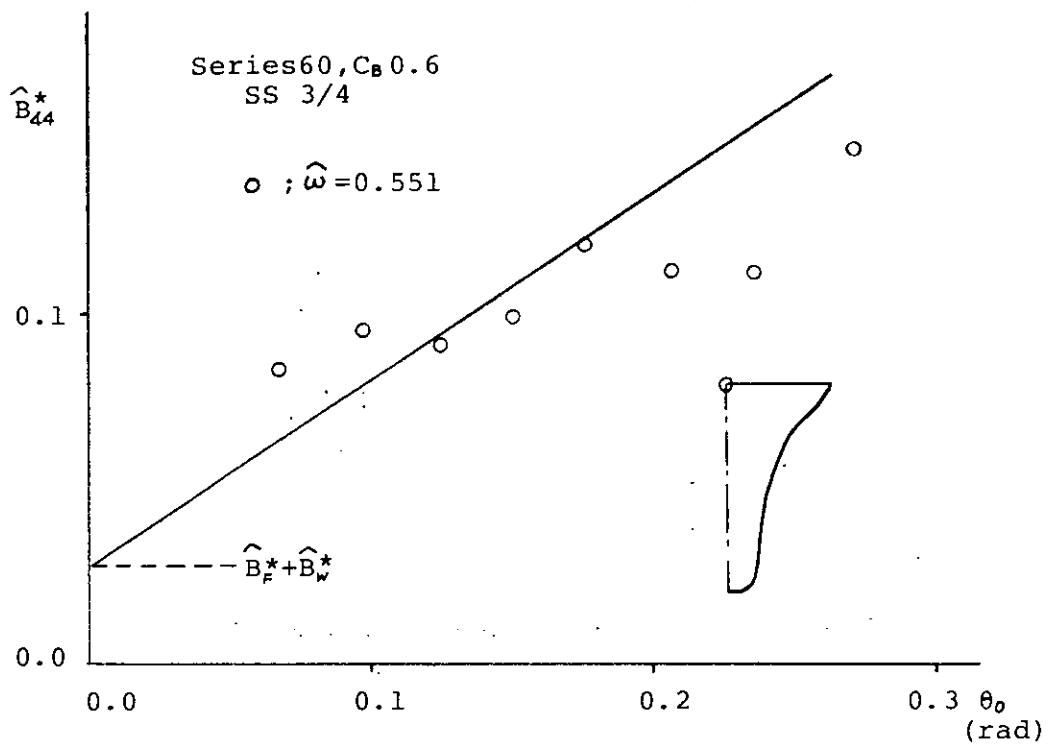


Fig 2.1.13 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^*

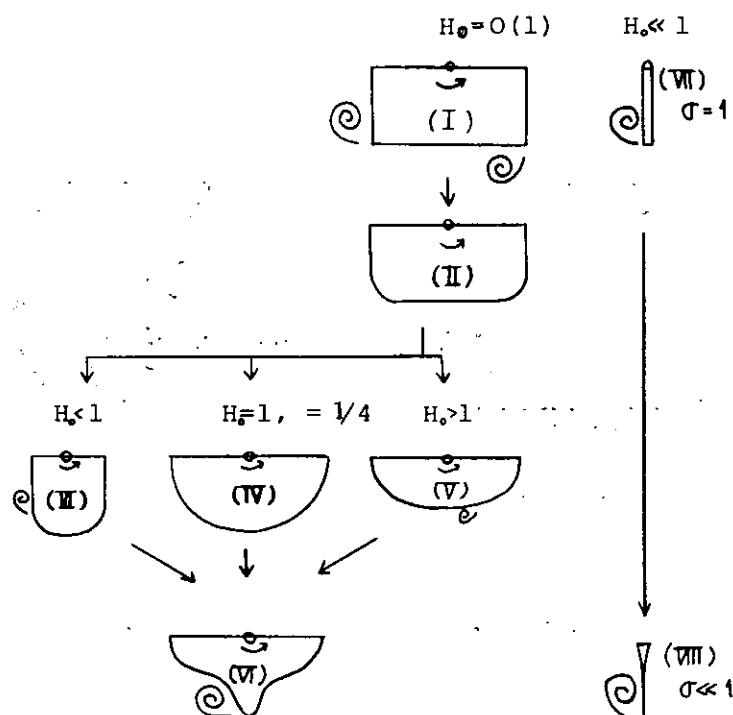


Fig 2.1.14 Eddies near hull

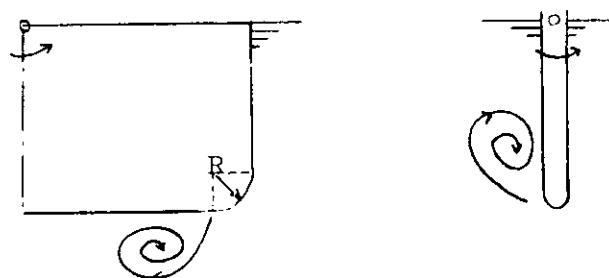


Fig 2.1.15 Location of separation

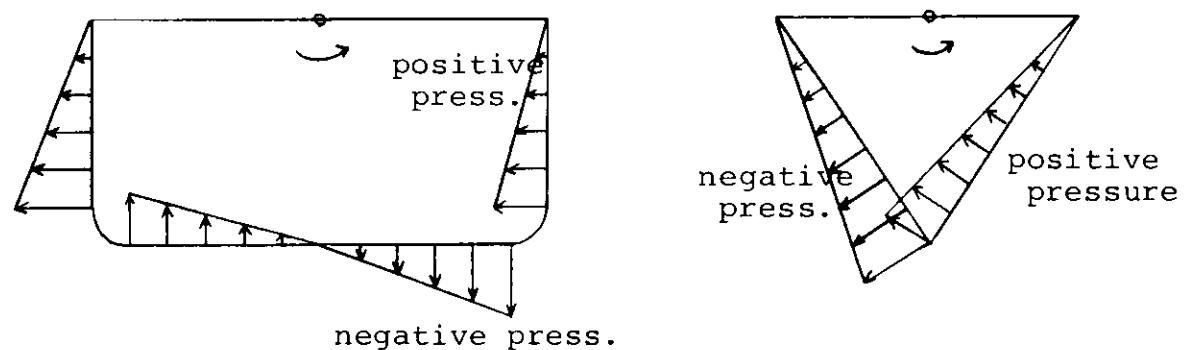


Fig 2.1.16 Pressure Distribution at $\theta=0\text{deg}$

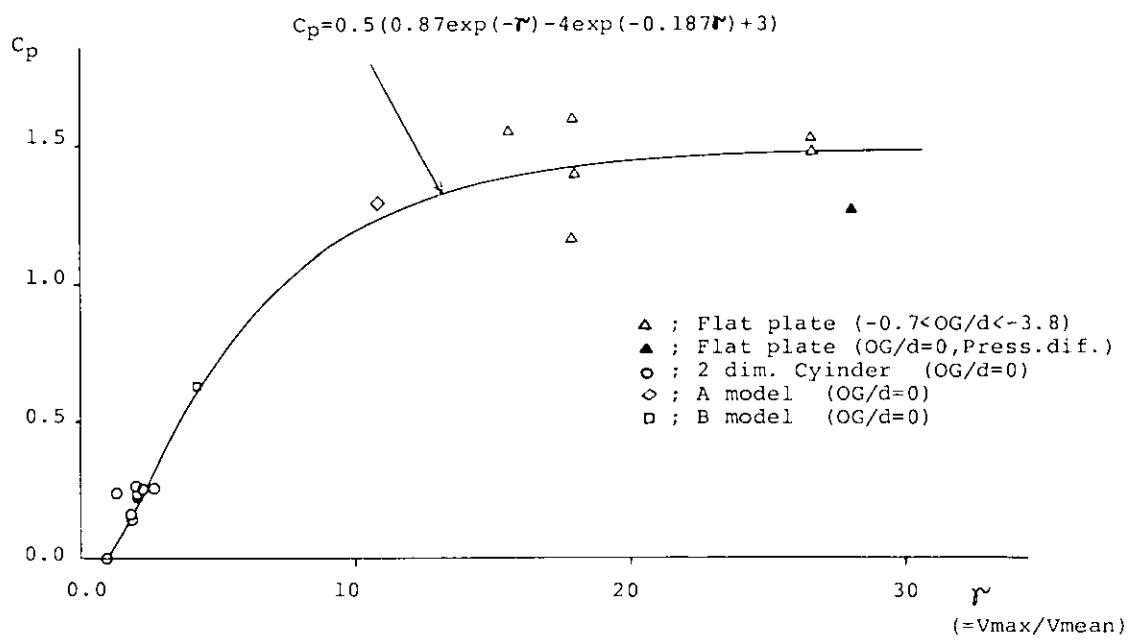


Fig 2.1.17 $C_p - \Gamma(V_{max}/V_{mean})$ Curve

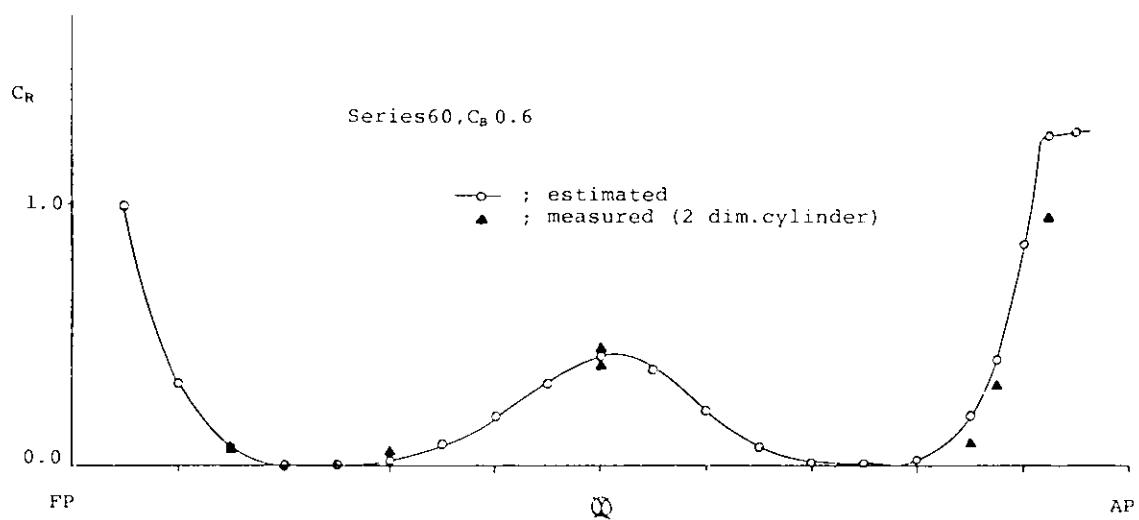


Fig 2.1.18 C_R Distribution (series60,C_B0.6)

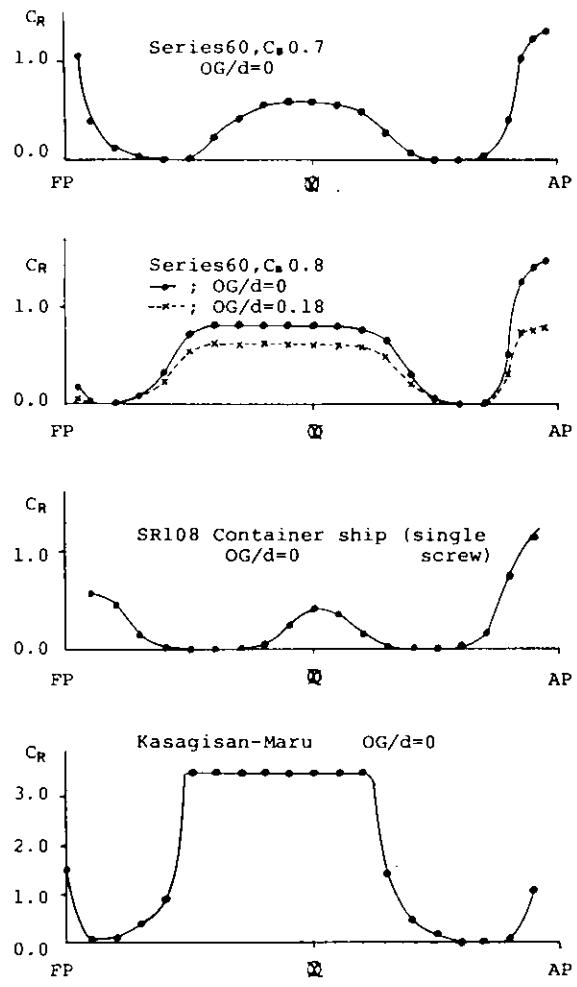


Fig 2.1.19 C_R Distribution

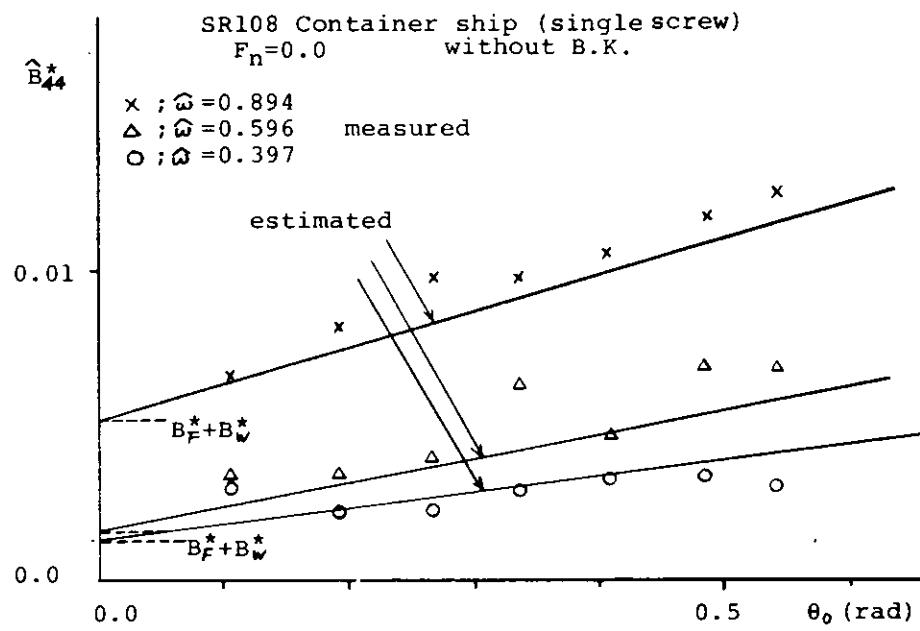


Fig 2.1.20 Damping Coefficient B_{44}^*

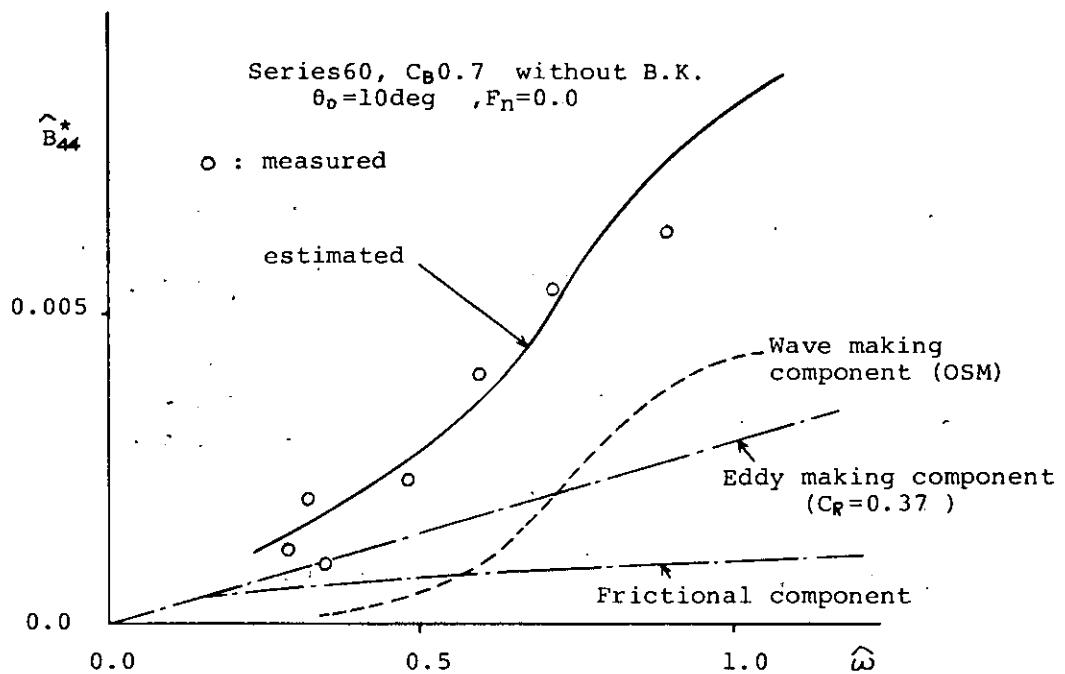


Fig 2.1.21 Damping coefficient \hat{B}_{44}^*

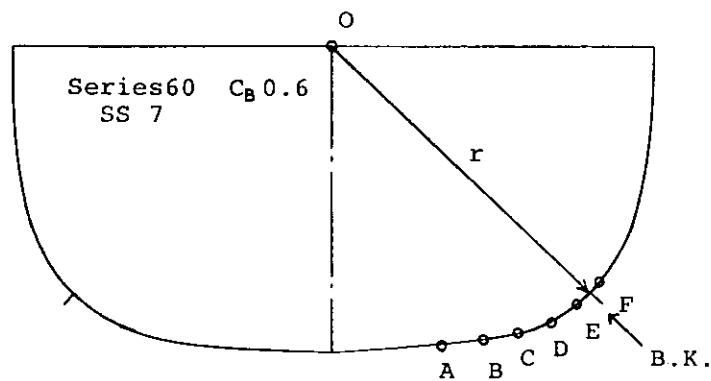
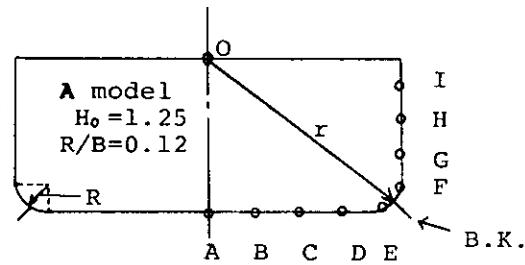


Fig 2.1.22 Pressure sensors arrangement

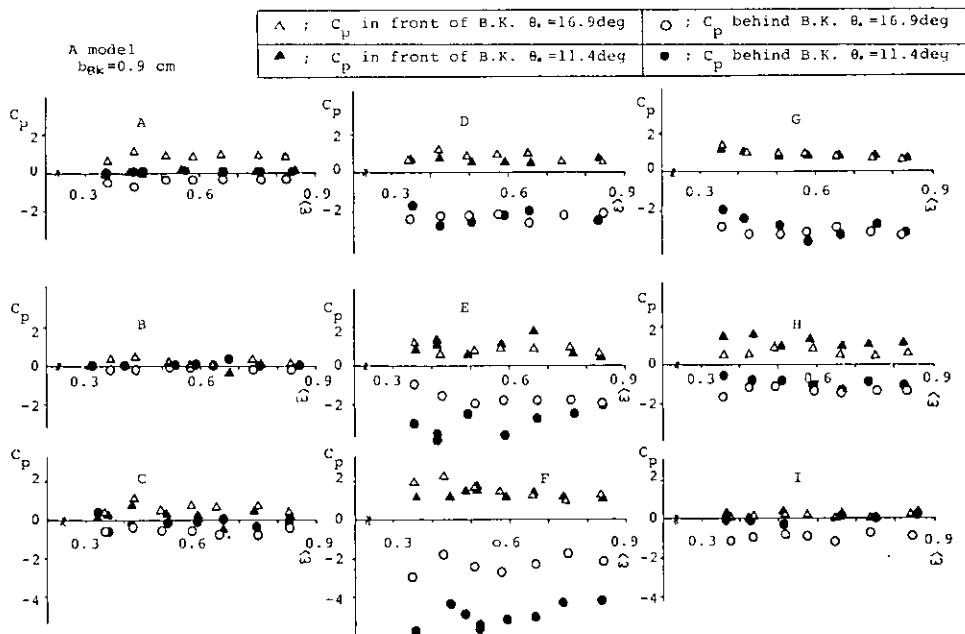


Fig 2.1.23 Pressure Coefficient C_p on ship surface (A model)

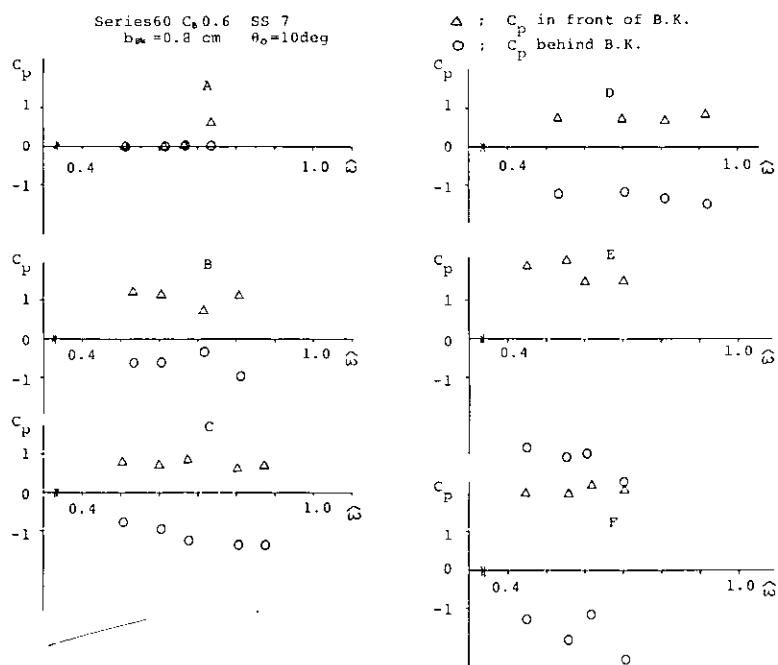


Fig 2.1.24 Pressure Coefficient C_p on ship surface (Series60 $C_b = 0.6$ SS 7)

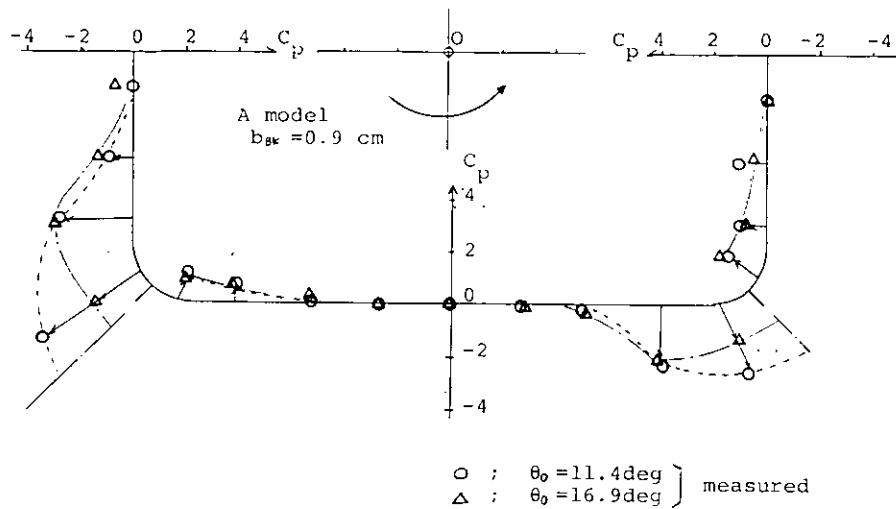


Fig 2.1.25 Pressure distribution due to B.K.
(A model , $b_{BK} = 0.9 \text{ cm.}$)

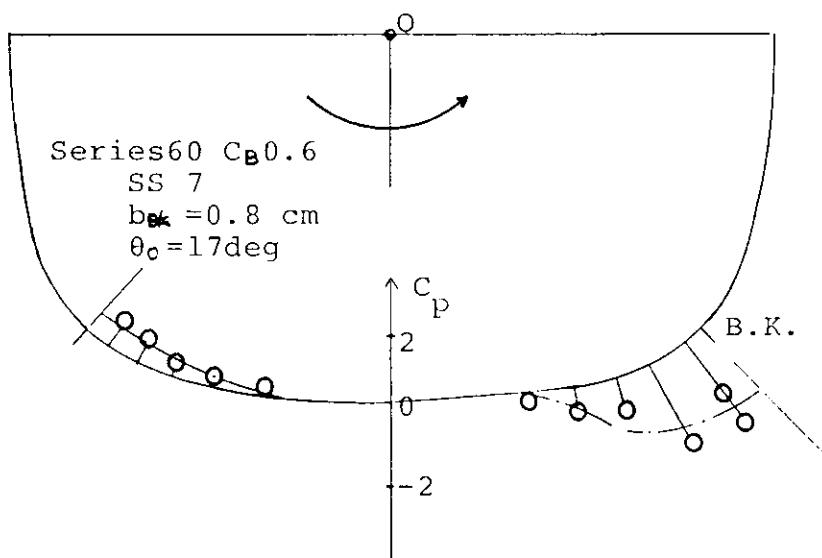


Fig 2.1.26 Pressure distribution due to B.K.
(series60 $C_B 0.6$ SS 7 , $b_{BK} = 0.8 \text{ cm}$)

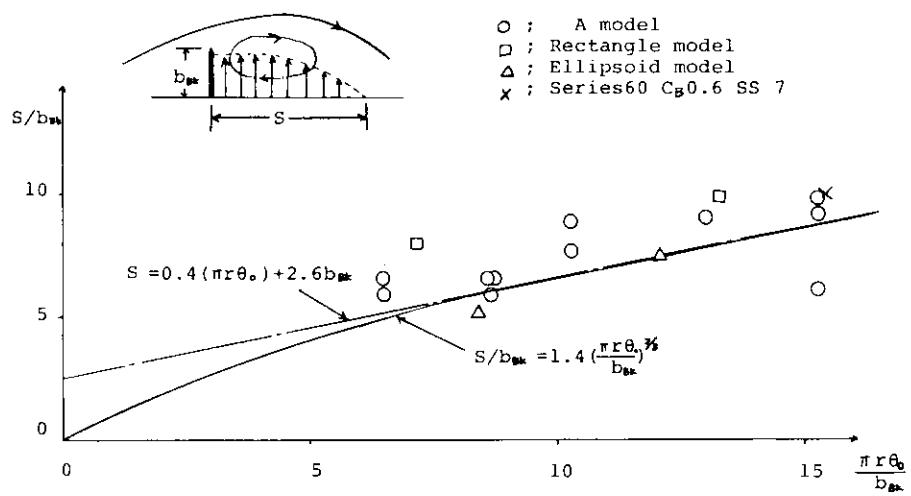


Fig 2.1.27 Distribution length of negative pressure

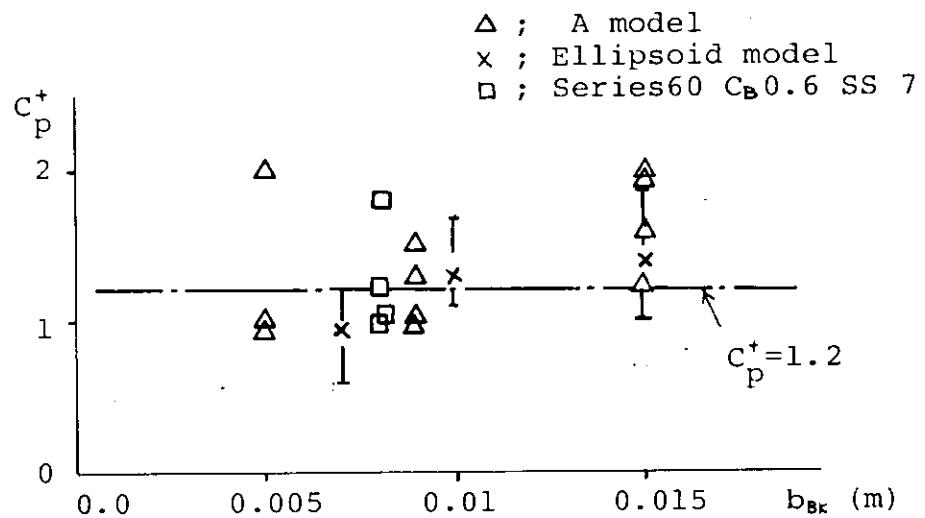


Fig 2.1.28 Pressure Coefficient C_p^+ in front of B.K.

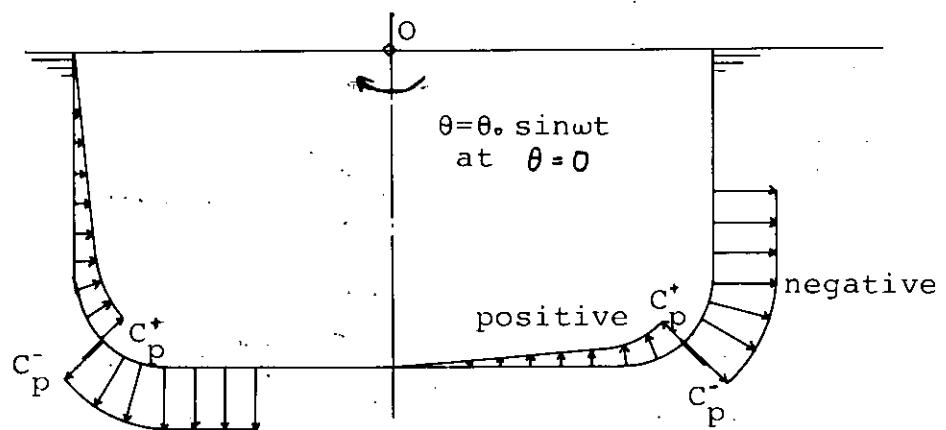


Fig 2.1.29 Pressure distribution

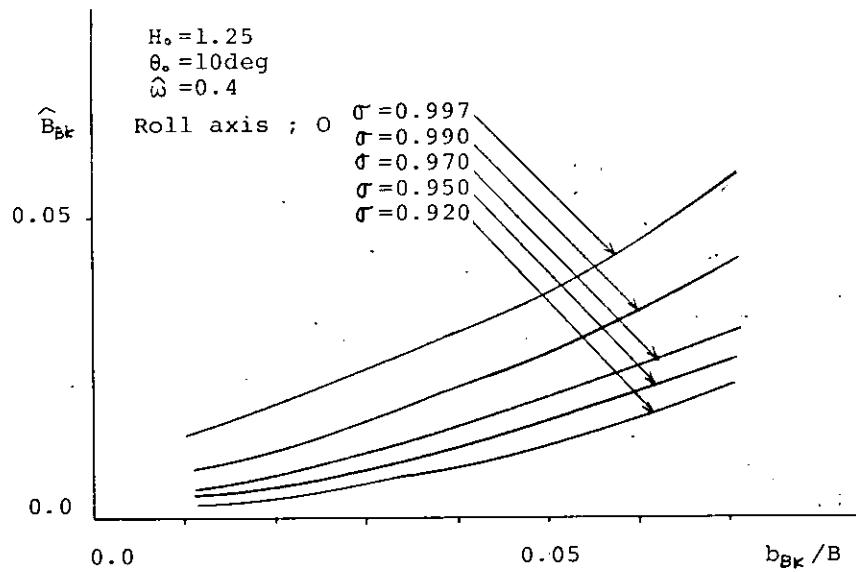


Fig 2.1.30(a) Damping Coefficient \hat{B}_{BK} of B.K. (estimated)

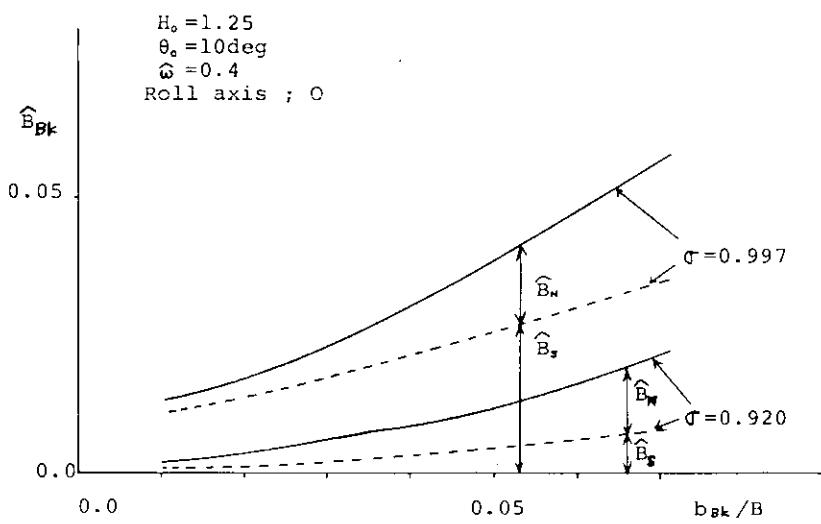


Fig 2.1.30(b) Normal force & Surface pressure effect of B.K.
(estimated)

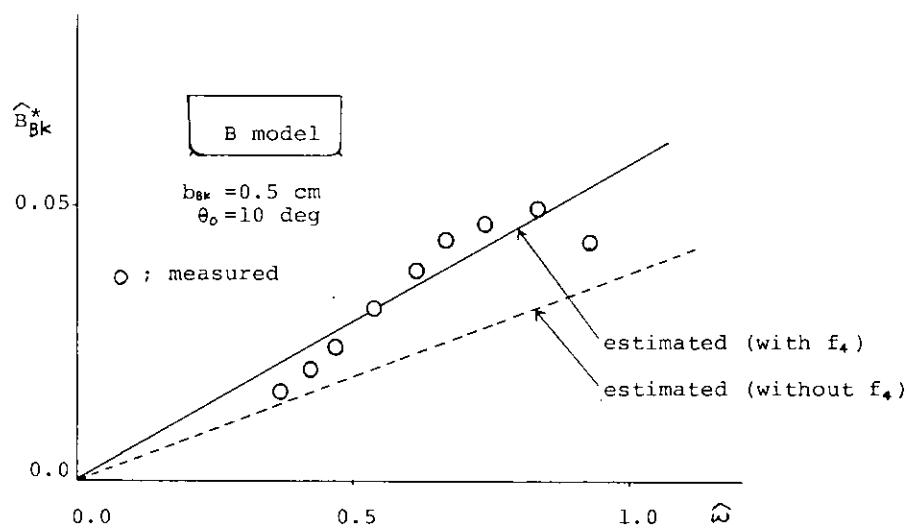


Fig 2.1.31 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

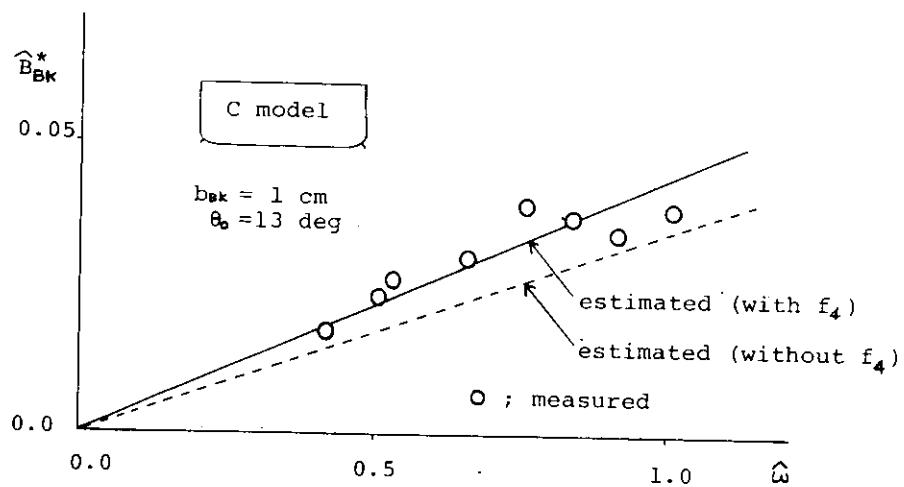


Fig 2.1.32 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

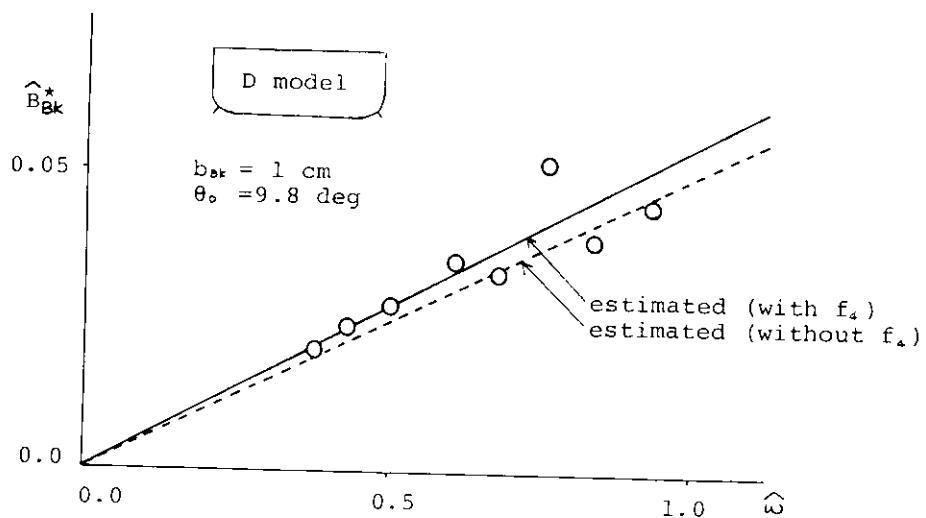


Fig 2.1.33 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

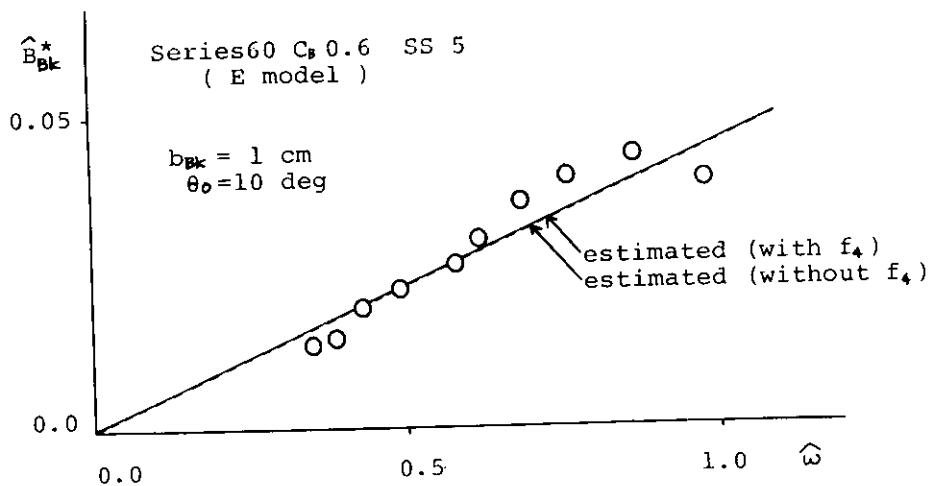


Fig 2.1.34 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

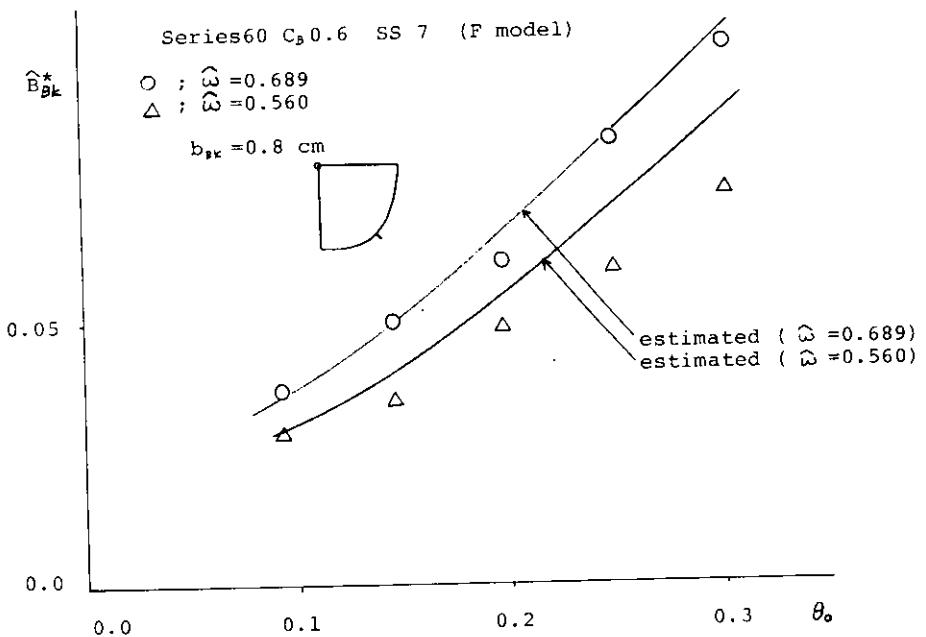


Fig 2.1.35 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

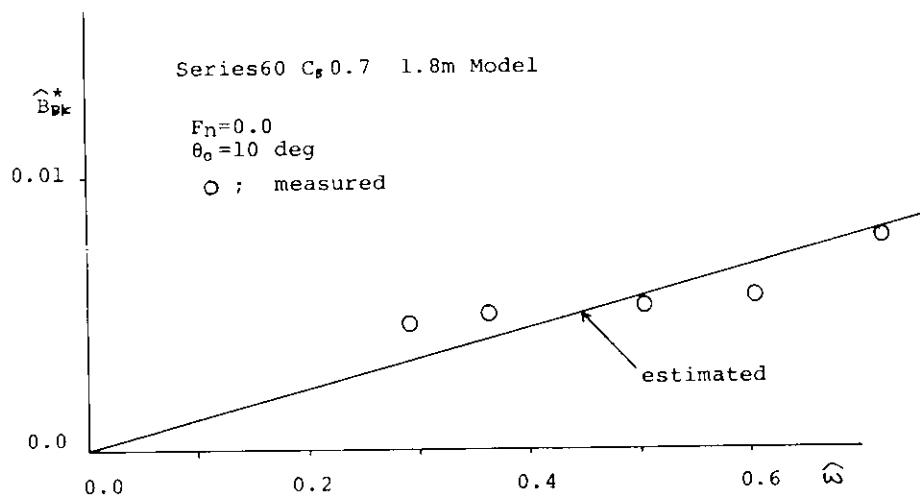


Fig 2.1.36 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

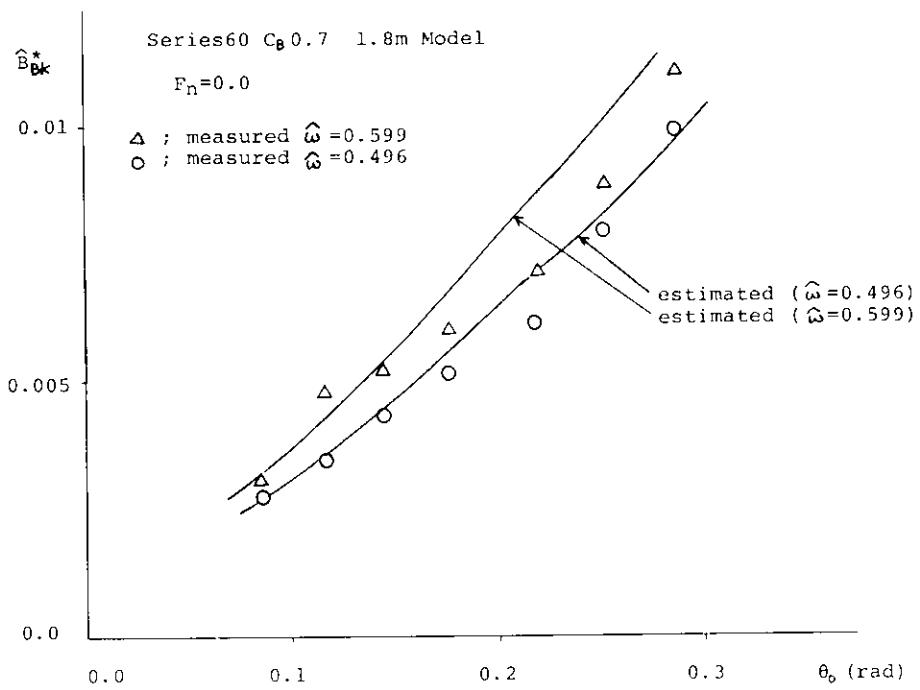


Fig 2.1.37 Damping Coefficient \hat{B}_{BK}^* of B.K.

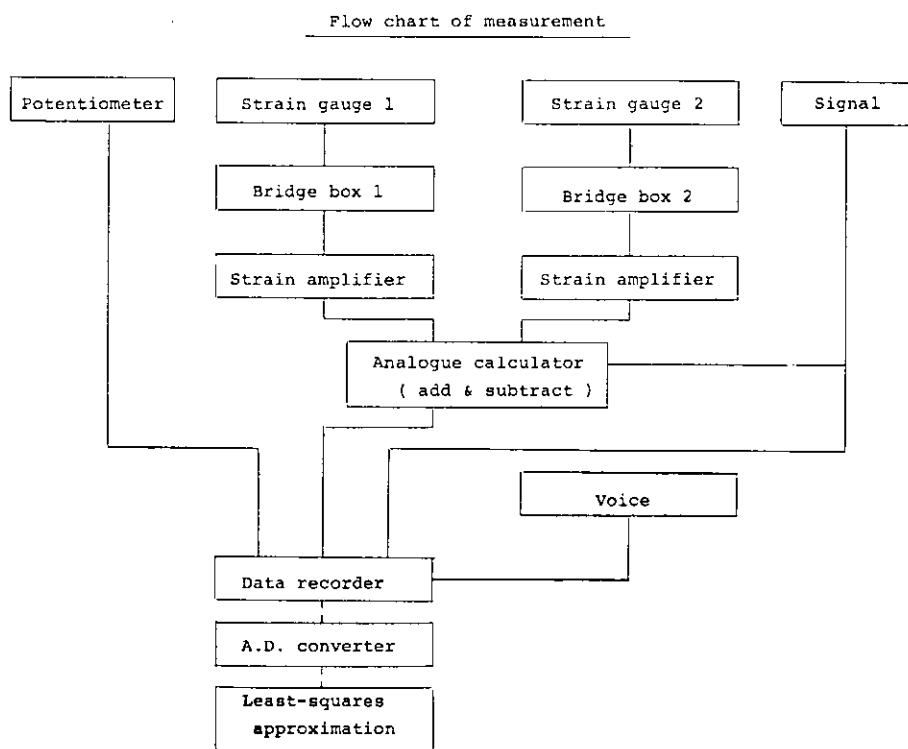


Fig 2.1.38

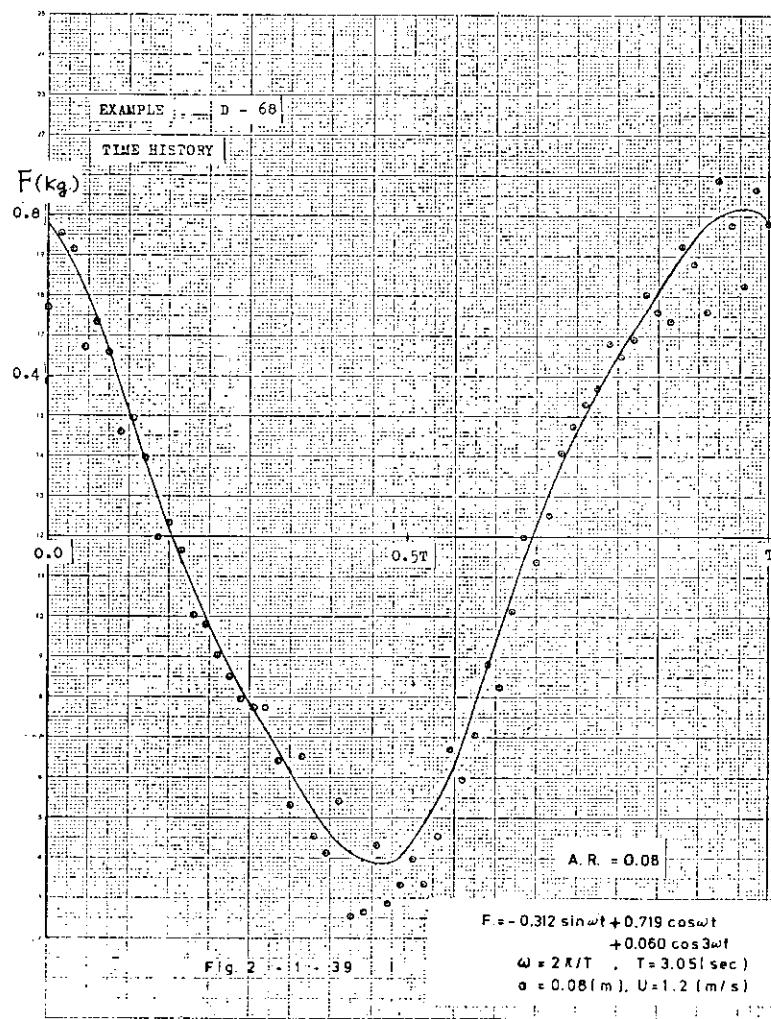


Fig 2.1.39

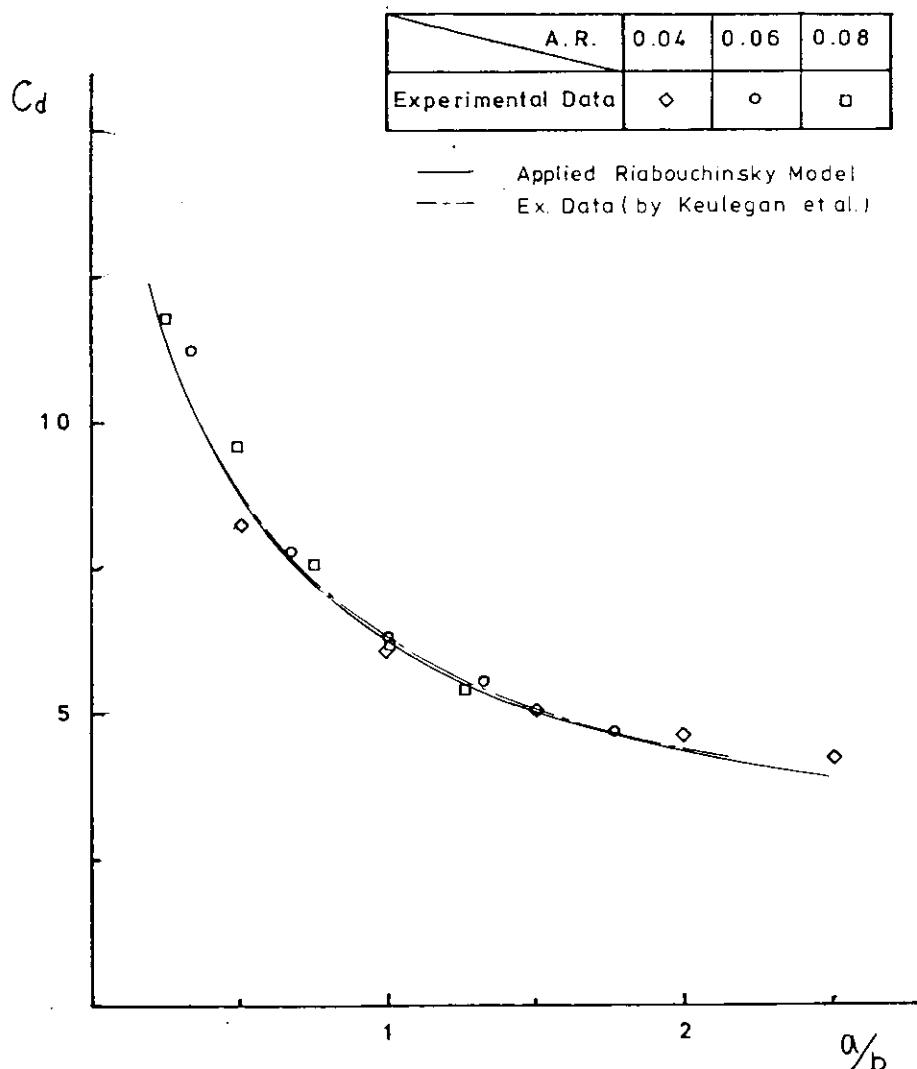


Fig 2.1.40 $U = 0$ $C_d = a/b$

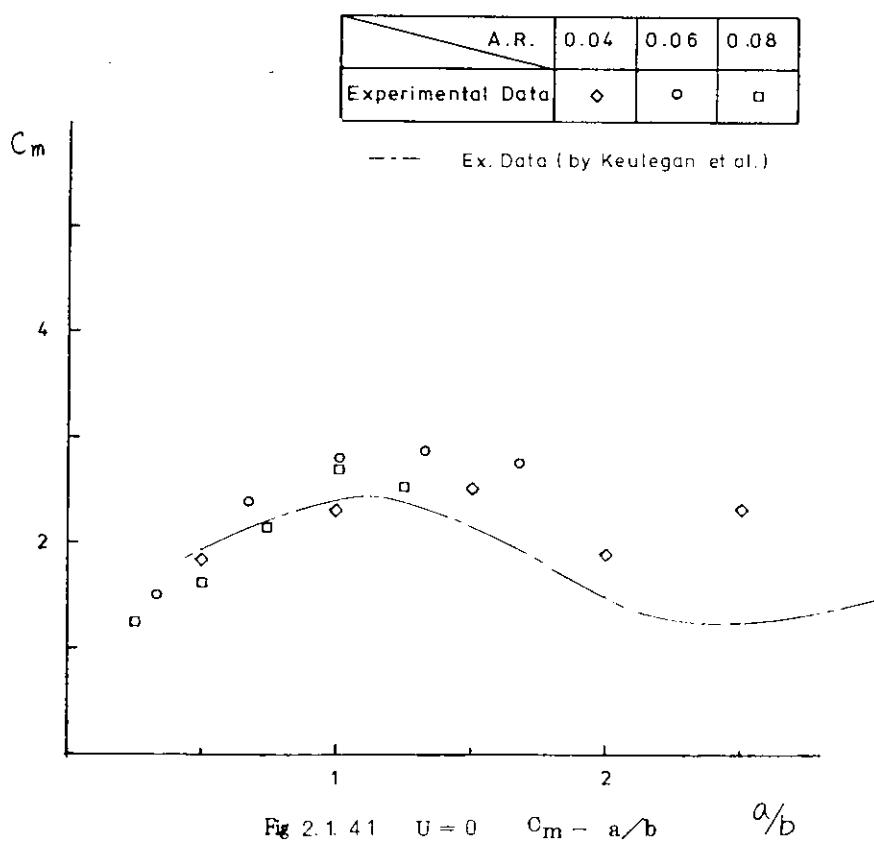
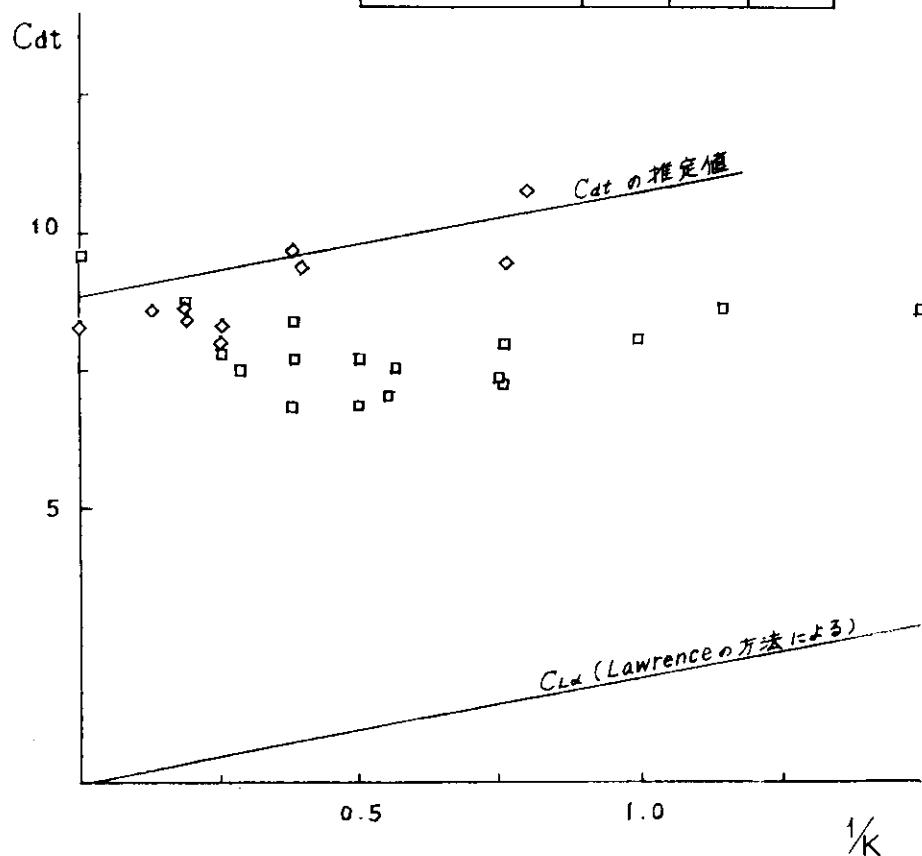
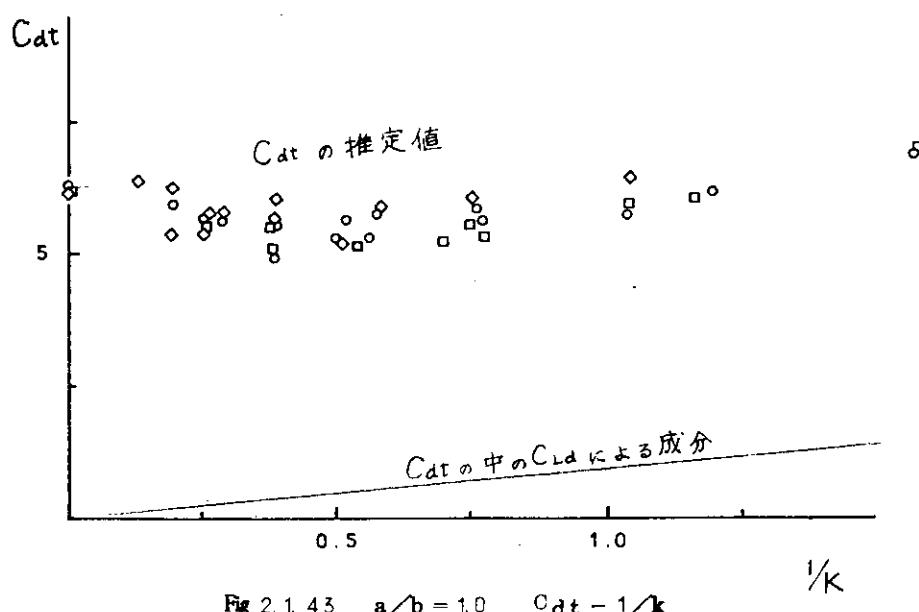


Fig 2.1.41 $U = 0$ $C_m = a/b$

A.R.	0.04	0.06	0.08
Experimental Data	◊	○	□



A.R.	0.04	0.06	0.08
Experimental Data	◊	○	□



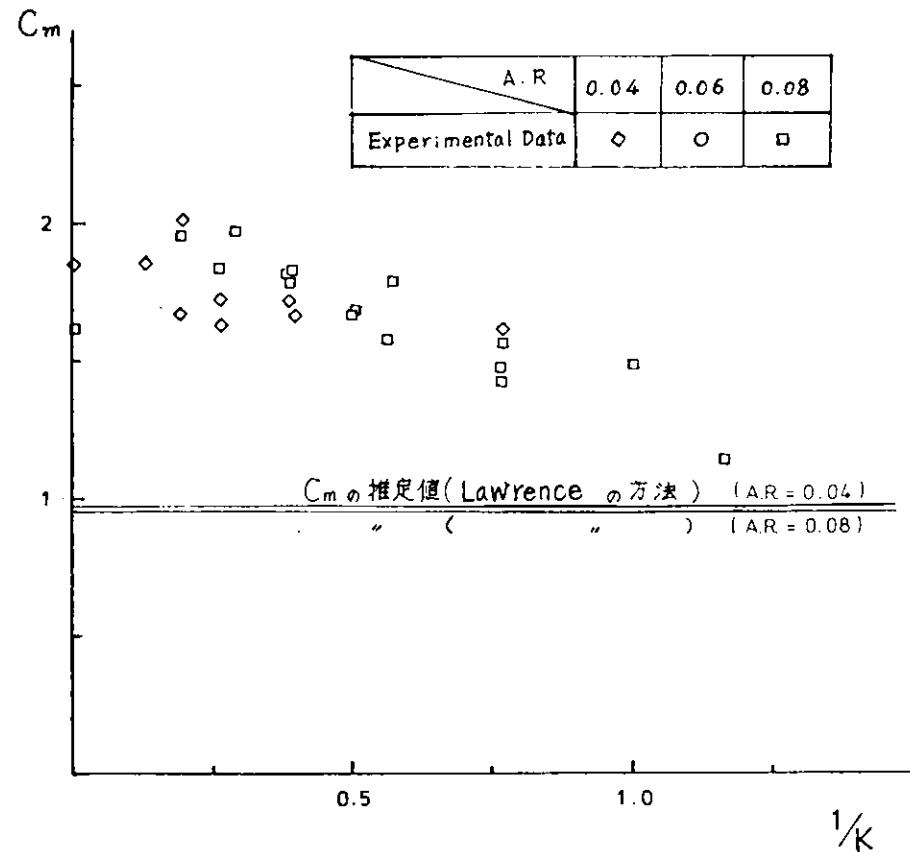


Fig 2.1.44 $a/b = 0.5$ $C_m - 1/k$

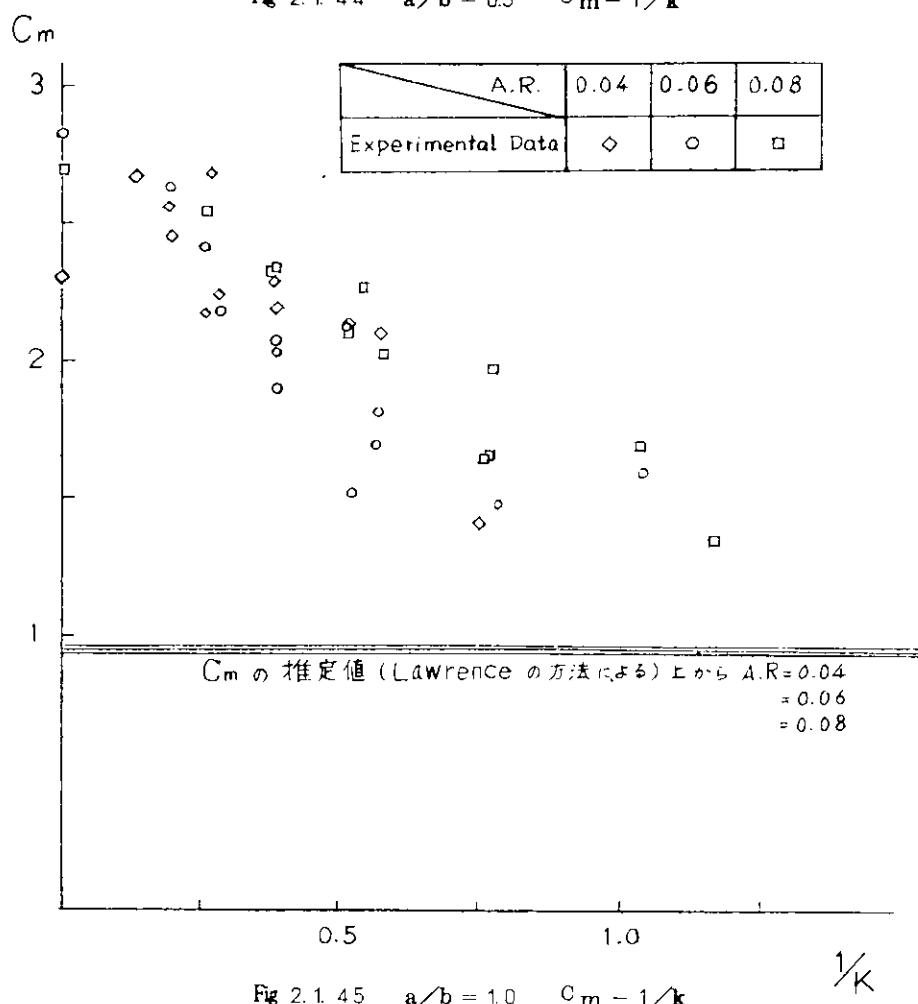


Fig 2.1.45 $a/b = 1.0$ $C_m - 1/k$

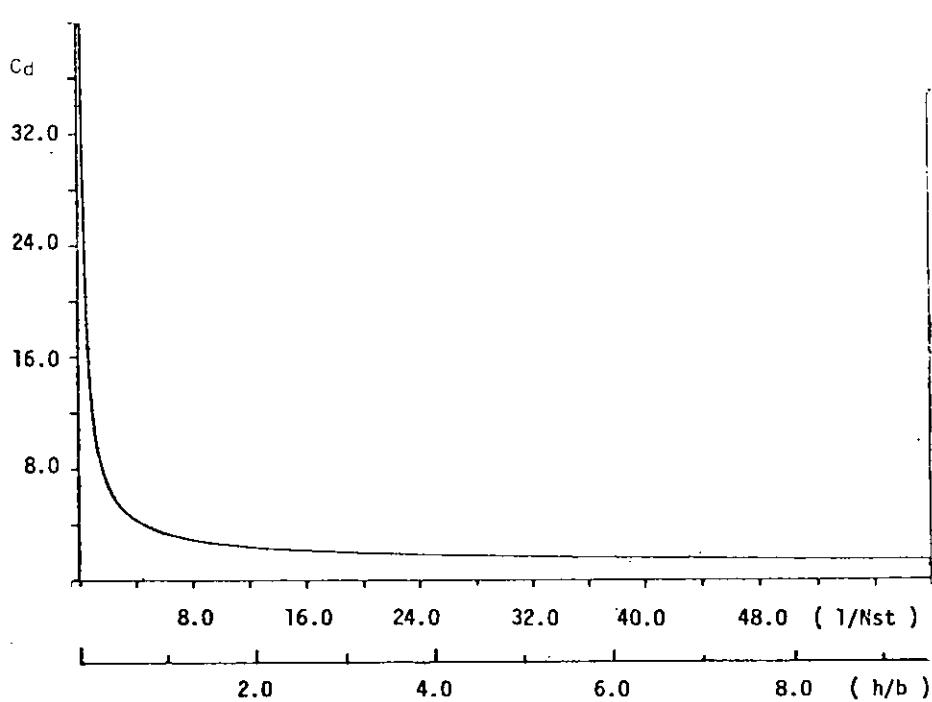


Fig 2.1.46 $C_d - h/b$ relation of Riabouchinsky model

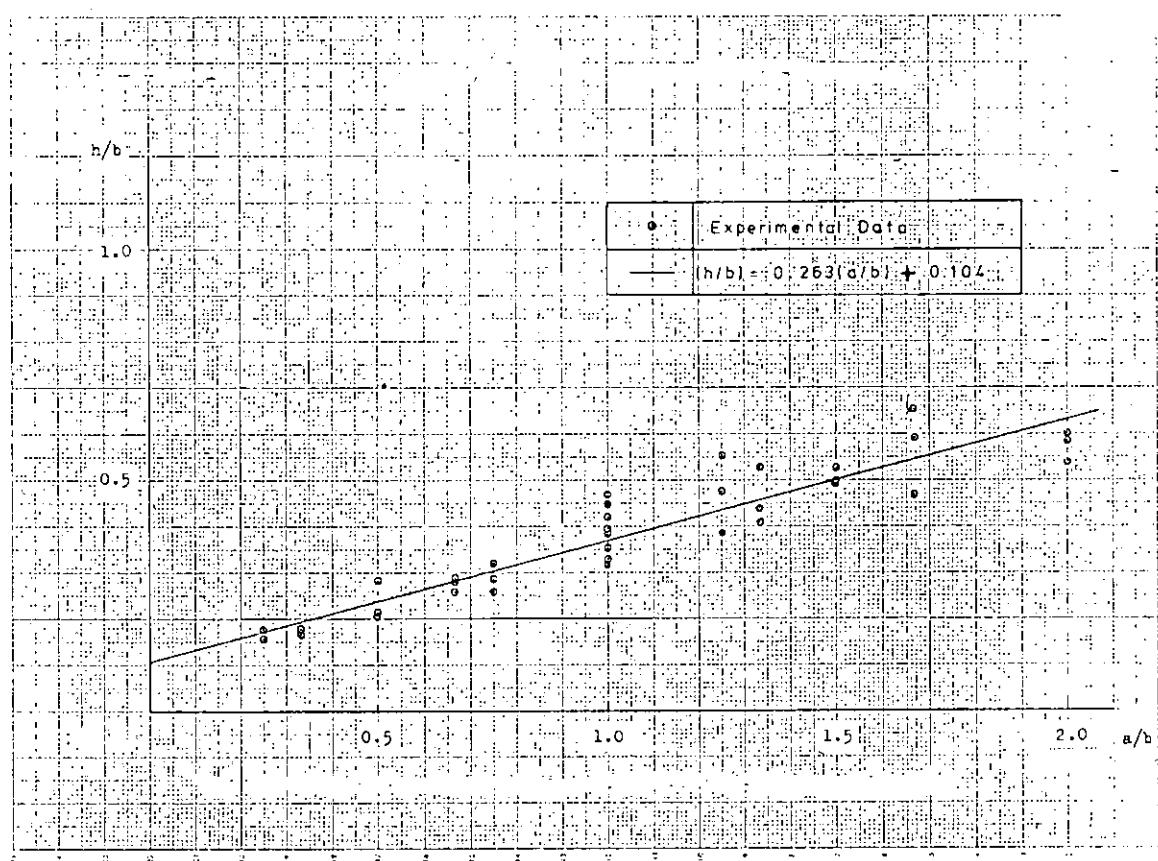


Fig 2.1.47 Riabouchinsky Model の h/b と、振動平板の a/b の対応

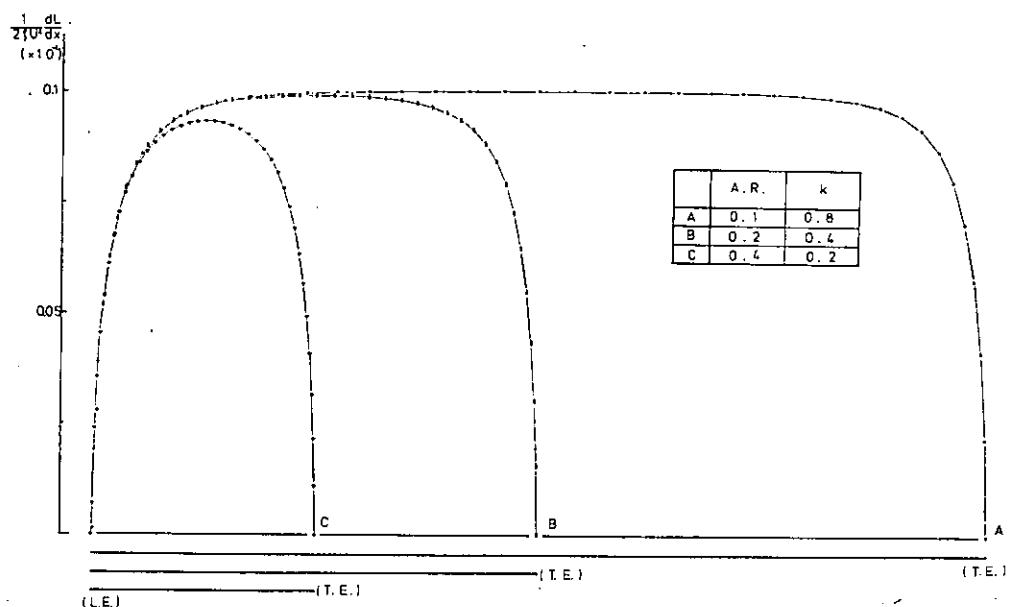


Fig 2.1.48 Pressure Distribution
(加速度成分)

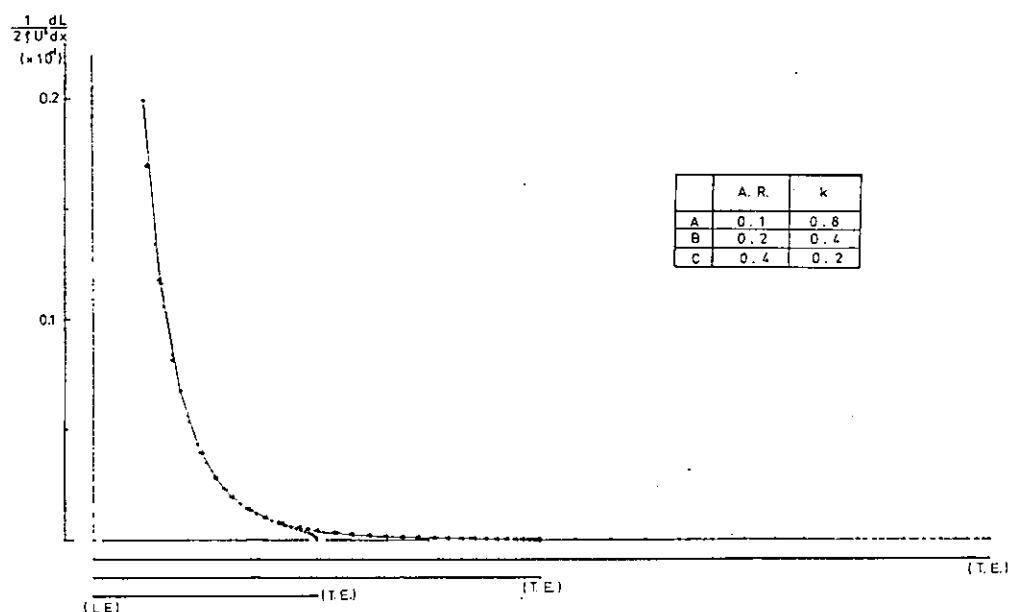


Fig 2.1.49 Pressure Distribution
(速度成分)

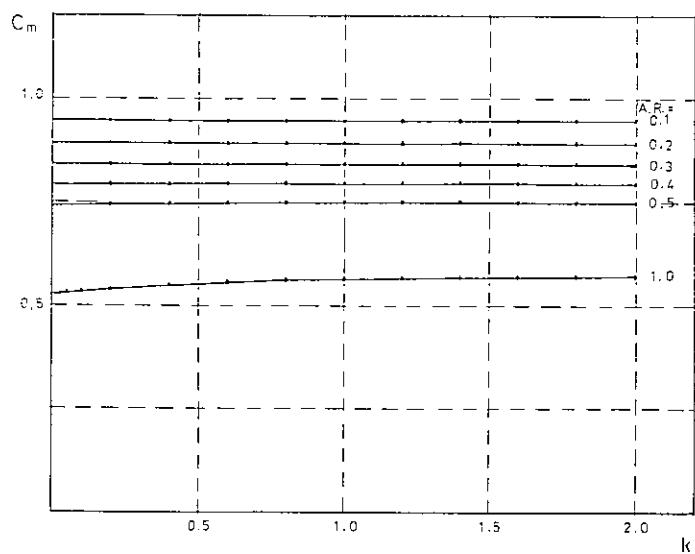


Fig 2.1.50 $C_m - k$ relations

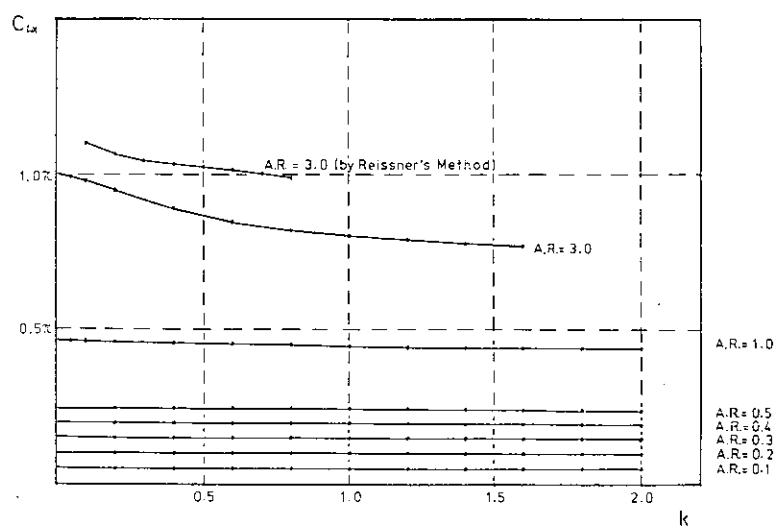


Fig 2.1.51 $C_{L_a} - k$ relations

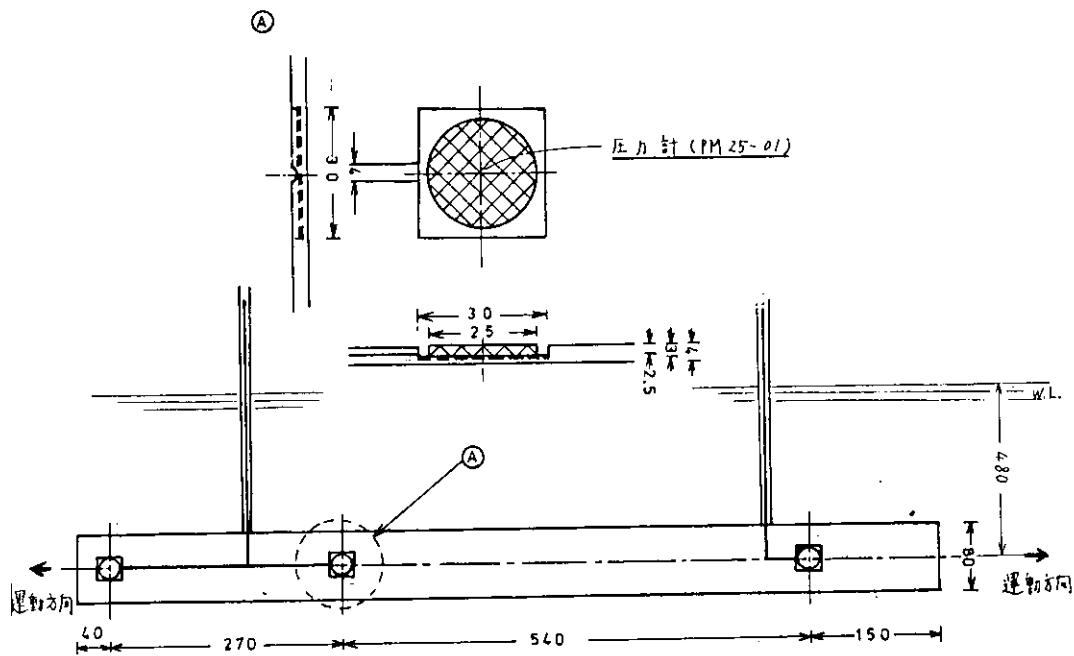


Fig 2.1.52 圧力計取付概略図

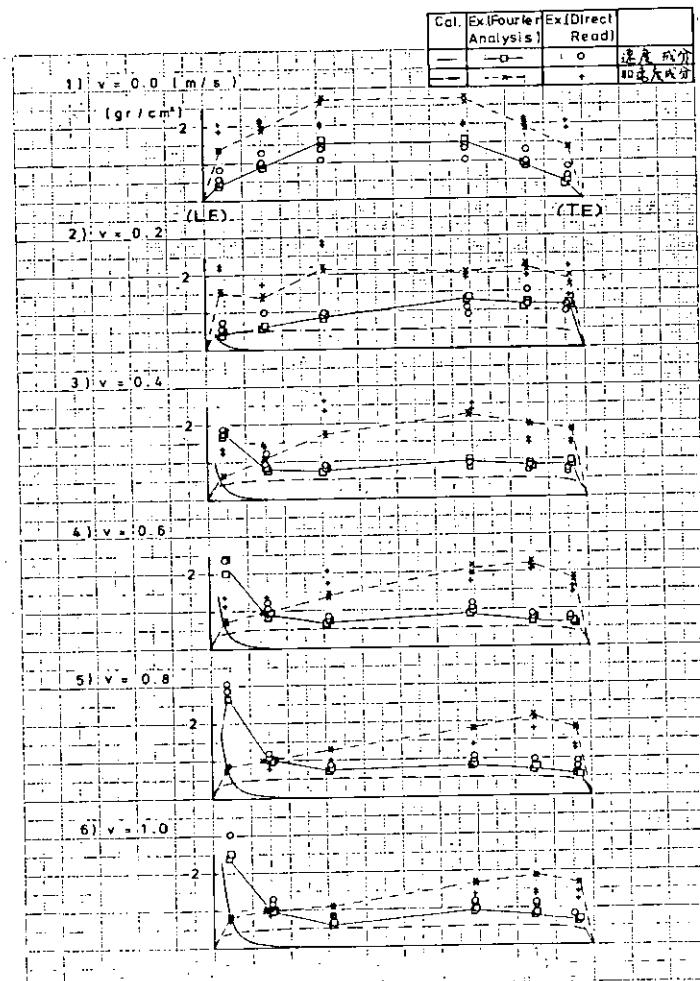


Fig 2.1.53 $a = 1.0 \text{ (cm)}$ $T = 2.5 \text{ (sec)}$
Chordwise Load Distribution

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.159
B	x	0.4	0.318
C	o	0.6	0.477
D	◊	0.8	0.637
E	□	1.0	0.796

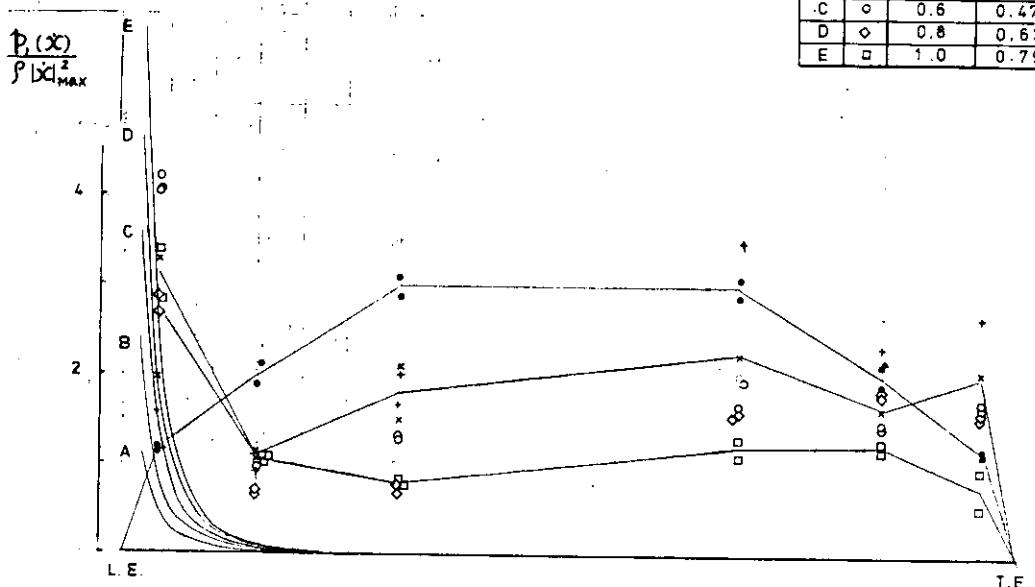


Fig 2.1.54 Pressure Distribution ($a = 0.06, T = 2.5$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.159
B	x	0.4	0.318
C	o	0.6	0.477
D	◊	0.8	0.637
E	□	1.0	0.796

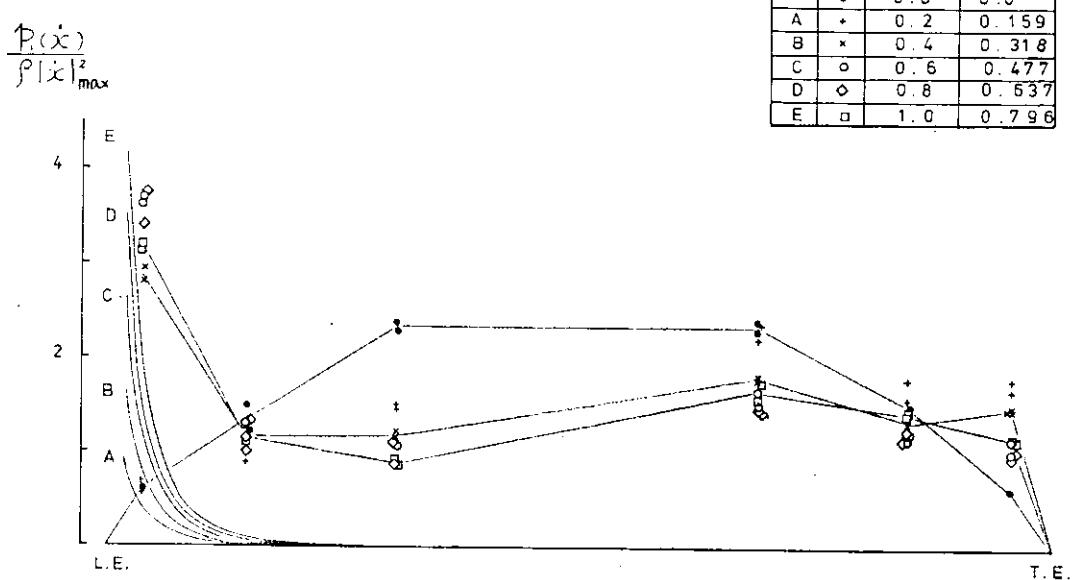


Fig 2.1.55 Pressure Distribution ($a = 0.08, T = 2.5$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.159
B	x	0.4	0.318
C	o	0.6	0.477
D	◊	0.8	0.637
E	□	1.0	0.796

$$\frac{P_i(x)}{\rho |x|_{\max}^2}$$

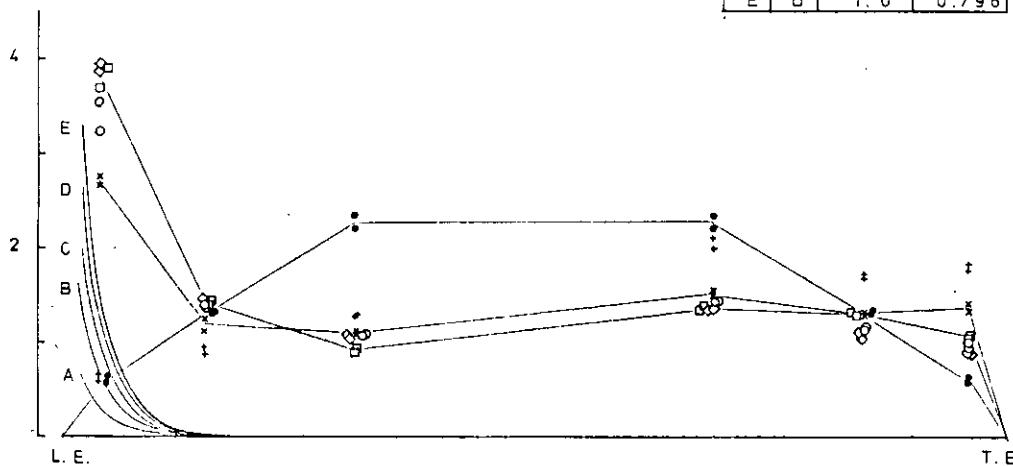


Fig 2.1.56 Pressure Distribution. ($a = 0.10$, $T = 2.50$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.127
B	x	0.4	0.255
C	o	0.6	0.382
D	◊	0.8	0.509
E	□	1.0	0.637

$$\frac{P_i(x)}{\rho |x|_{\max}^2}$$

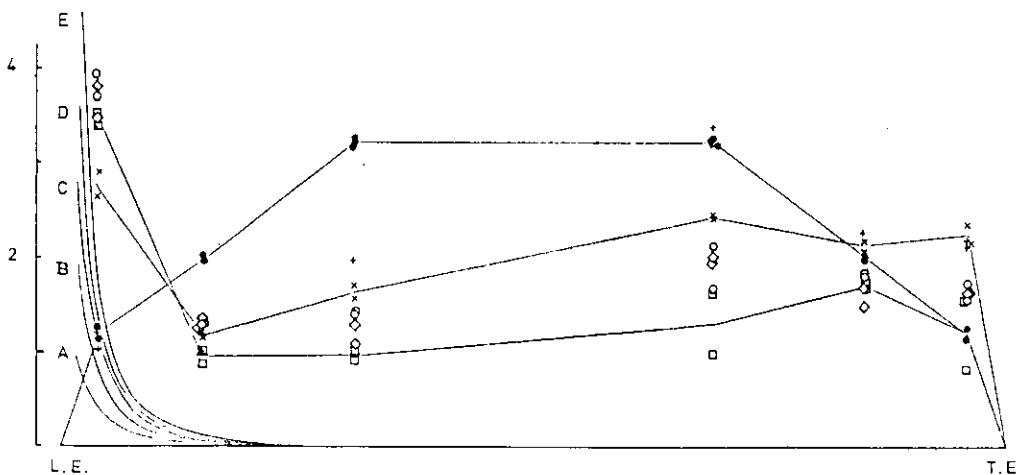


Fig 2.1.57 Pressure Distribution ($a = 0.06$, $T = 2.0$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	•	0.0	0.0
	+	0.2	0.127
B	x	0.4	0.255
C	o	0.6	0.382
D	◊	0.8	0.509
E	□	1.0	0.637

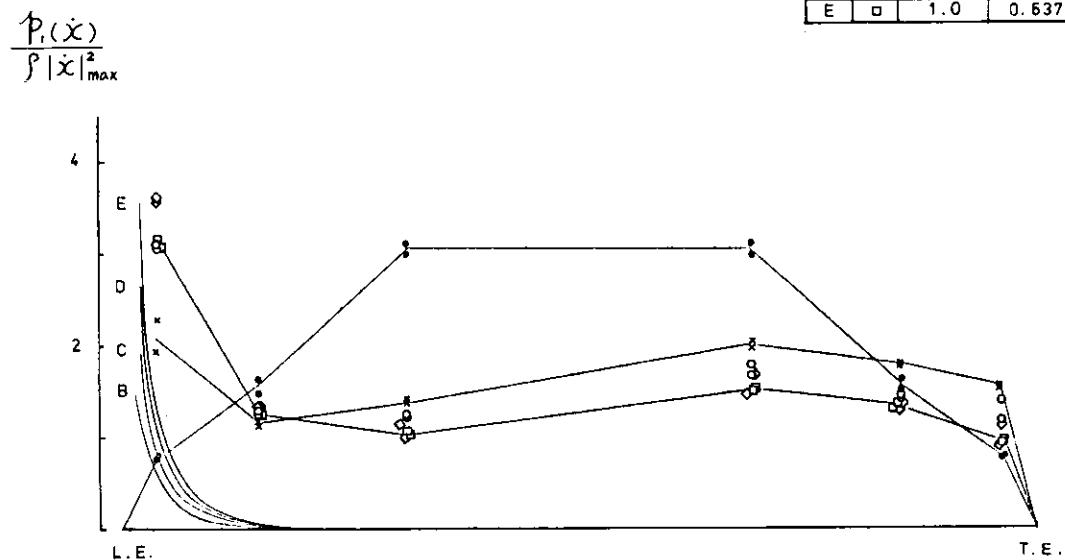


Fig 2.1.58 Pressure Distribution ($a = 0.08$, $T = 2.0$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.127
B	x	0.4	0.255
C	o	0.6	0.382
D	◊	0.8	0.509
E	□	1.0	0.637

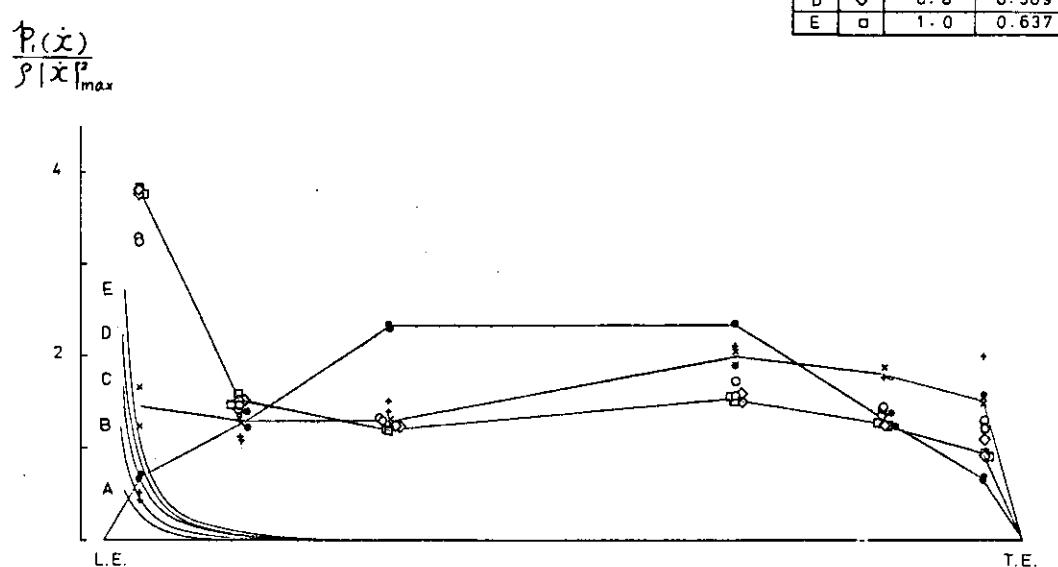


Fig 2.1.59 Pressure Distribution ($a = 0.10$, $T = 2.0$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	$1/k$
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.096
B	x	0.4	0.191
C	o	0.6	0.287
D	◊	0.8	0.382
E	□	1.0	0.477

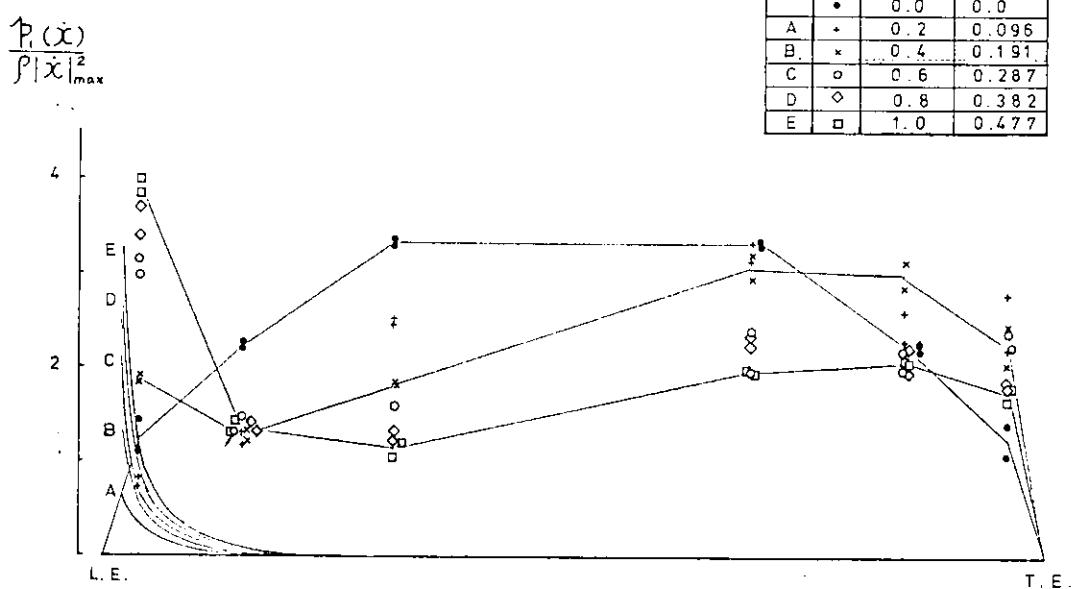


Fig 2.1.60 Pressure Distribution ($a = 0.06$, $T = 1.5$)
速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	$1/k$
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.159
B	x	0.4	0.318
C	o	0.6	0.477
D	◊	0.8	0.632
E	□	1.0	0.796

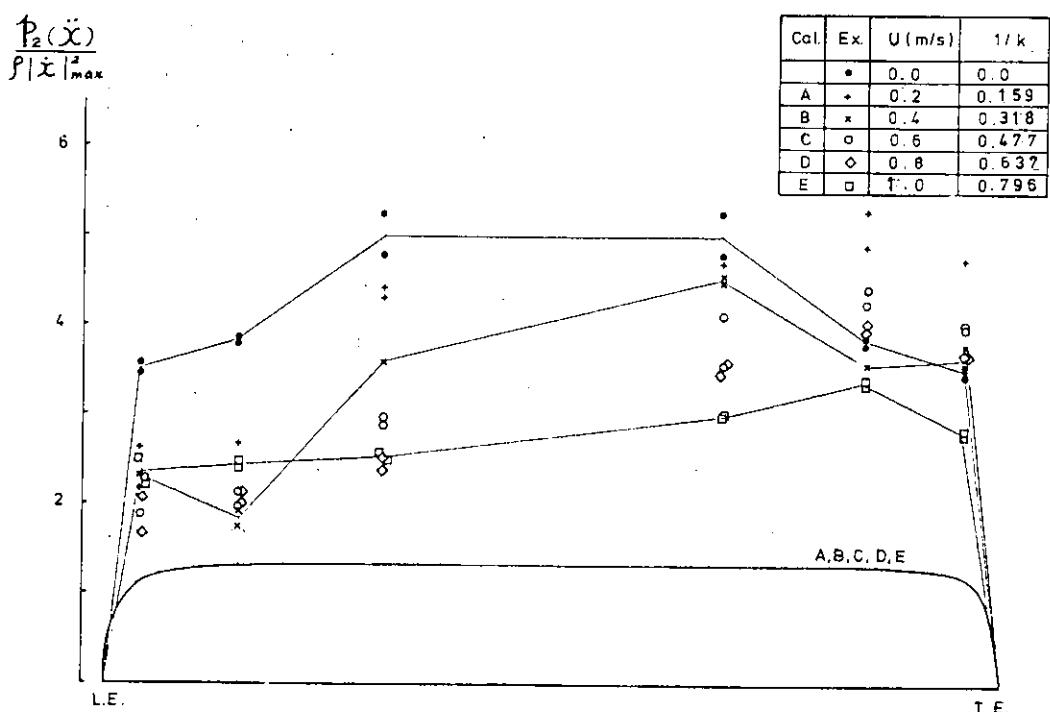


Fig 2.1.61 Pressure Distribution ($a = 0.06$, $T = 2.5$)
加速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	*	0.0	0.0
A	+	0.2	0.159
B	x	0.4	0.318
C	o	0.6	0.477
D	◊	0.8	0.637
E	□	1.0	0.796

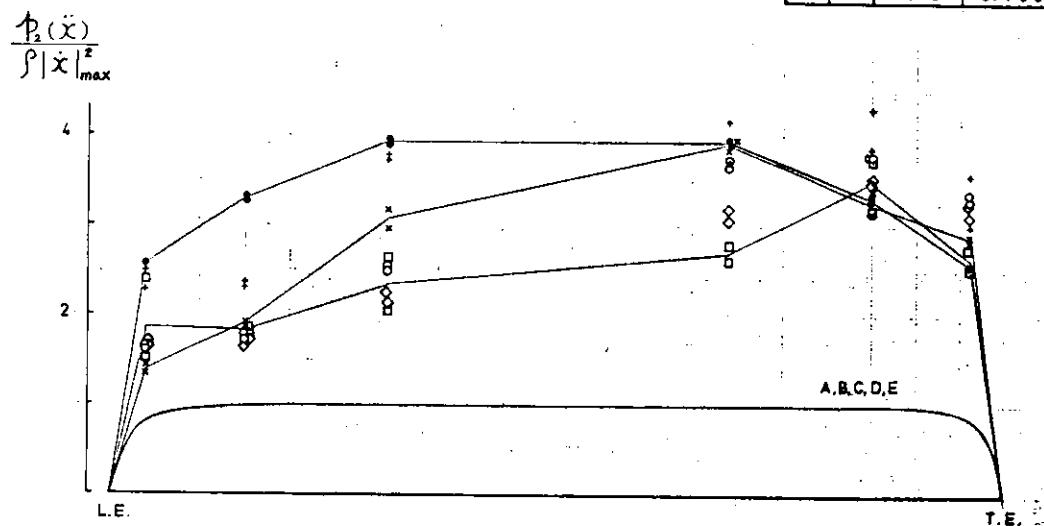


Fig 2.1.62 Pressure Distribution ($a = 0.08$, $T = 2.5$)

加速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	1/k
	*	0.0	0.0
A	+	0.2	0.159
B	x	0.4	0.318
C	o	0.6	0.477
D	◊	0.8	0.637
E	□	1.0	0.796

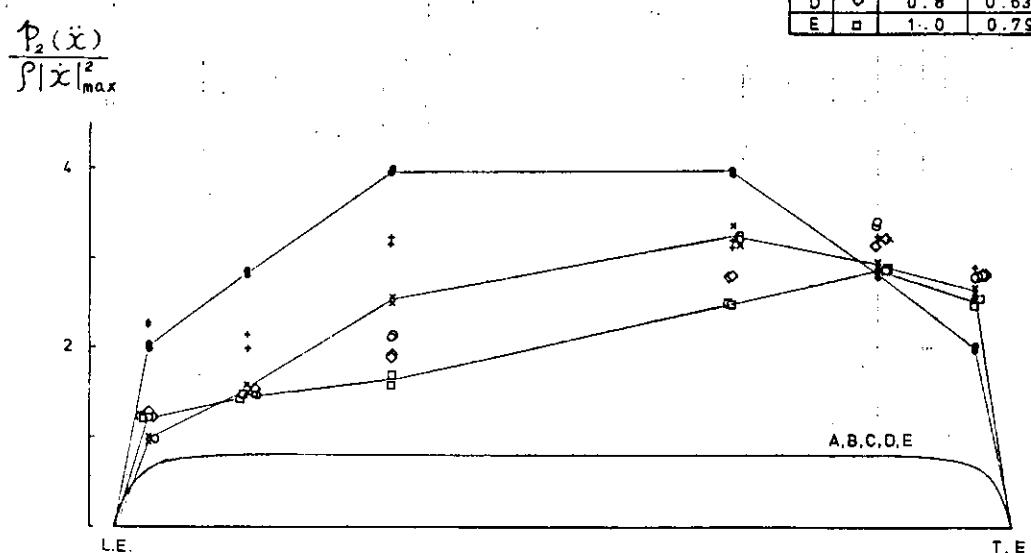


Fig 2.1.63 Pressure Distribution ($a = 0.10$, $T = 2.5$)

加速度成分

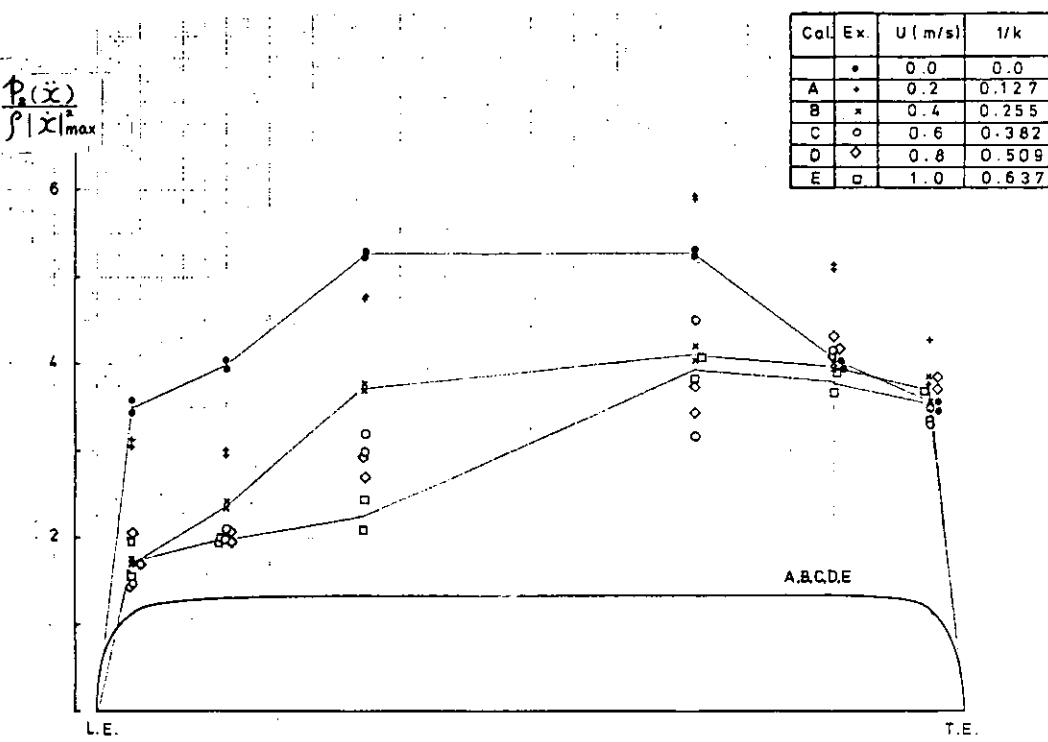


Fig 2.1.64 Pressure Distribution ($a = 0.06$, $T = 2.0$)
加速度成分

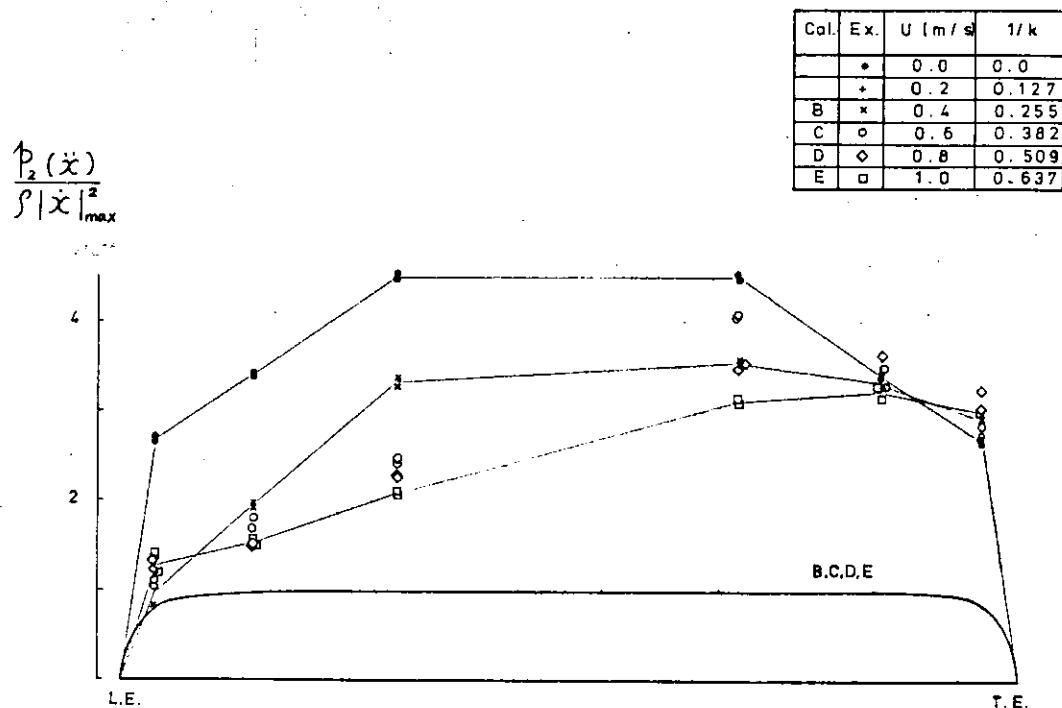


Fig 2.1.65 Pressure Distribution ($a = 0.08$, $T = 2.00$)
加速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	$1/k$
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.127
B	x	0.4	0.255
C	o	0.6	0.382
D	◊	0.8	0.509
E	□	1.0	0.637

$\frac{P_2(x)}{\rho |x|^2_{max}}$

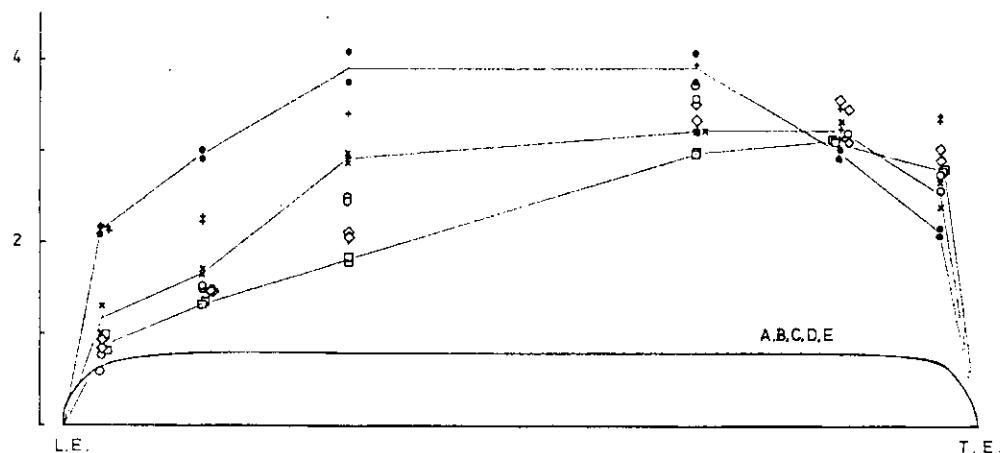


Fig 2.1.66 Pressure Distribution ($a = 0.1$, $T = 2.0$)
加速度成分

Cal.	Ex.	U (m/s)	$1/k$
	•	0.0	0.0
A	+	0.2	0.096
B	x	0.4	0.191
C	o	0.6	0.287
D	◊	0.8	0.382
E	□	1.0	0.477

$\frac{P_2(x)}{\rho |x|^2_{max}}$

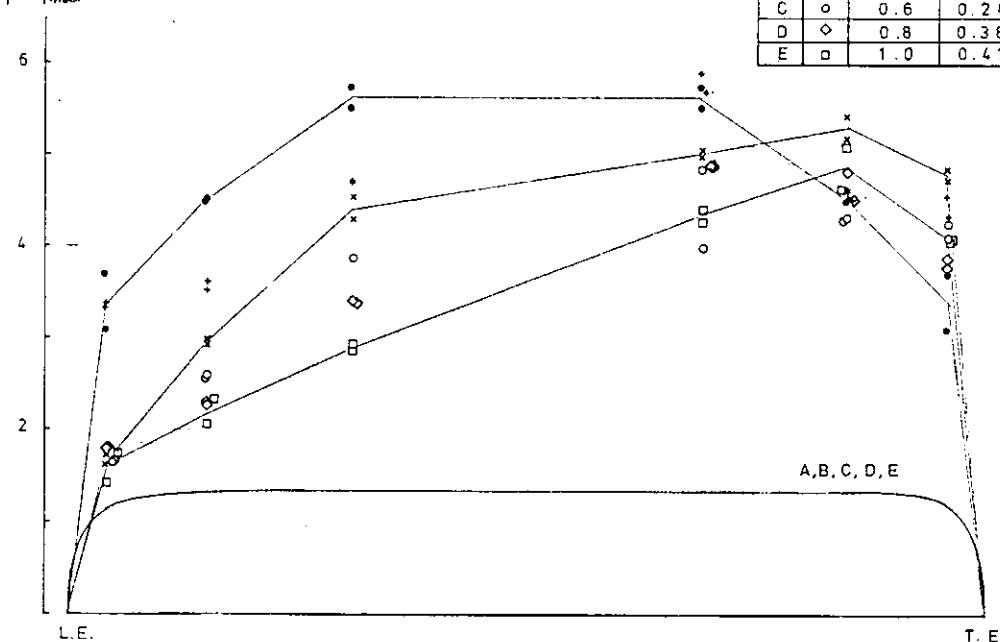


Fig 2.1.67 Pressure Distribution ($a = 0.05$, $T = 1.5$)
加速度成分

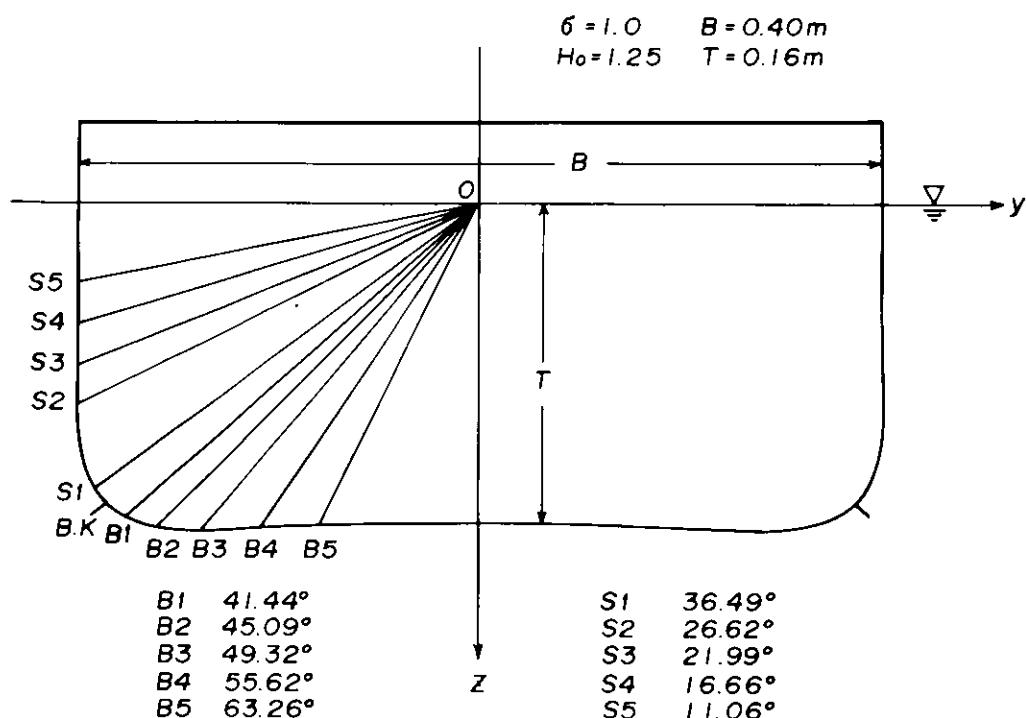


Fig. 2.1.68 模型断面図

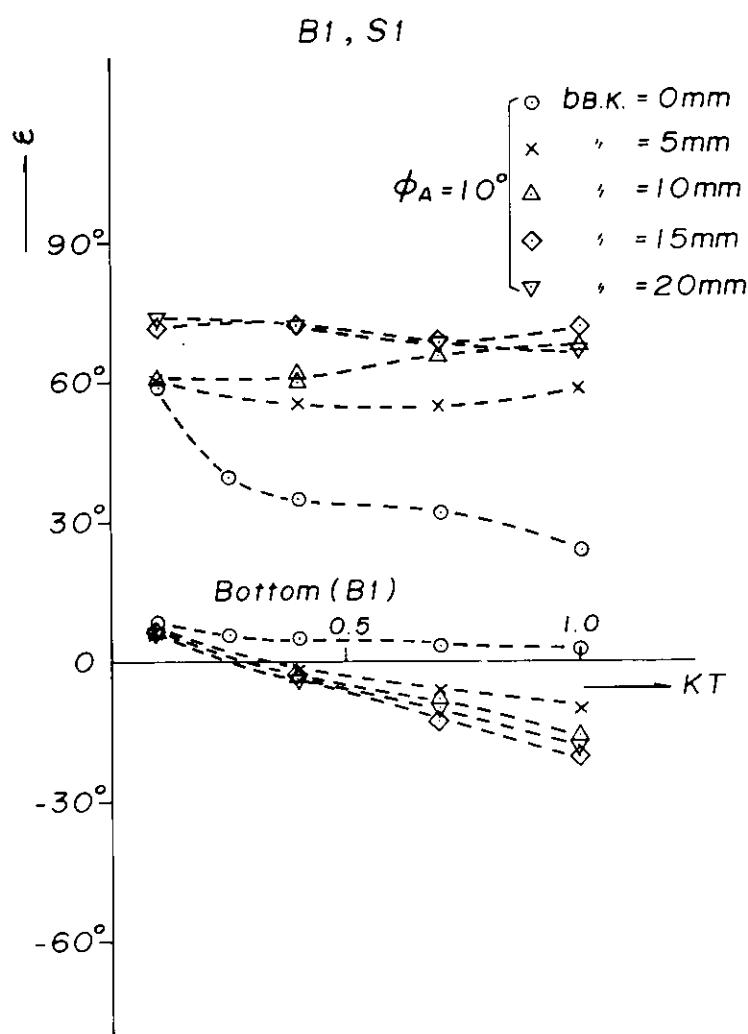


Fig. 2.1.69 圧力と運動との位相差 (B1, S1)

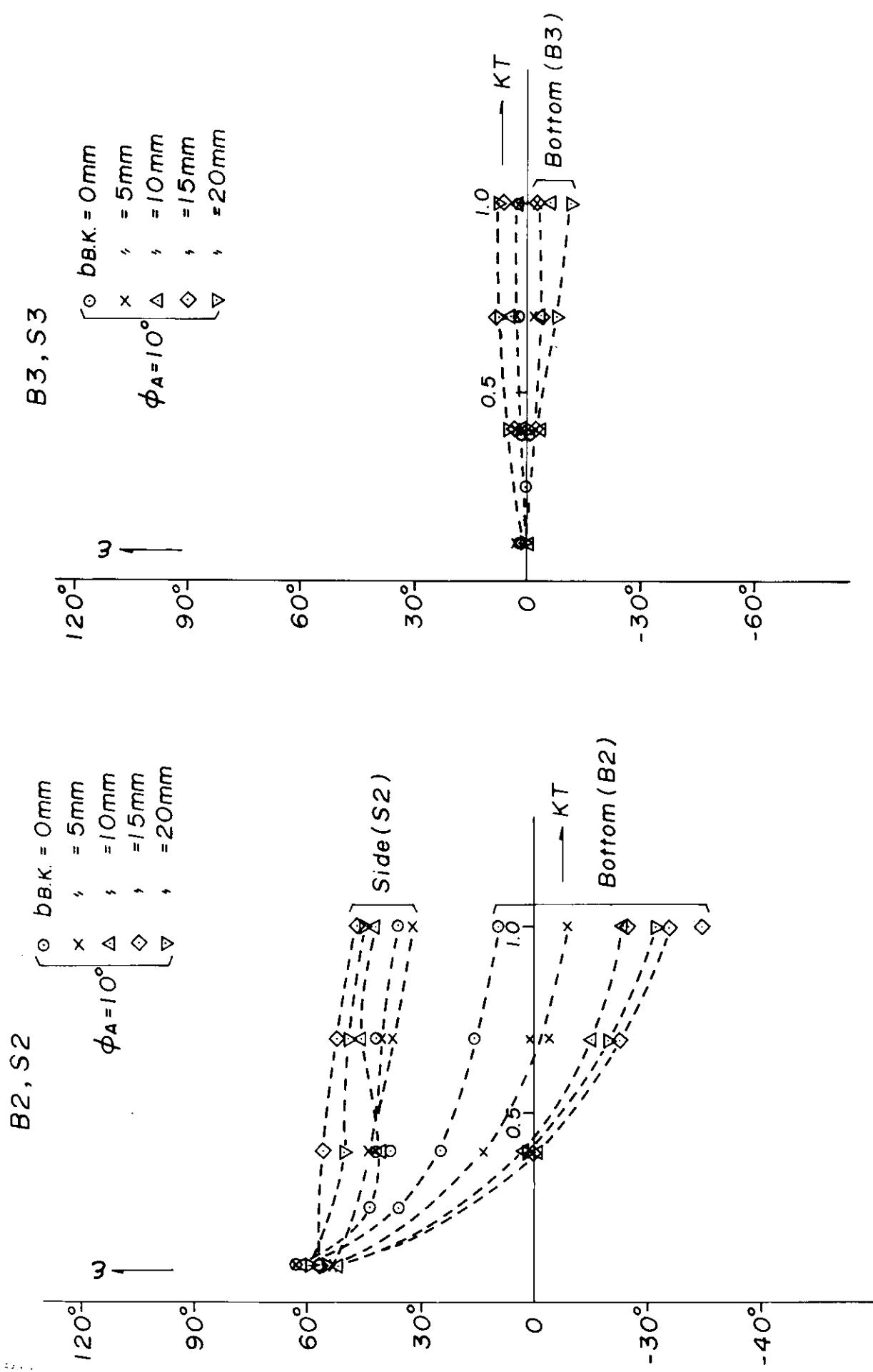
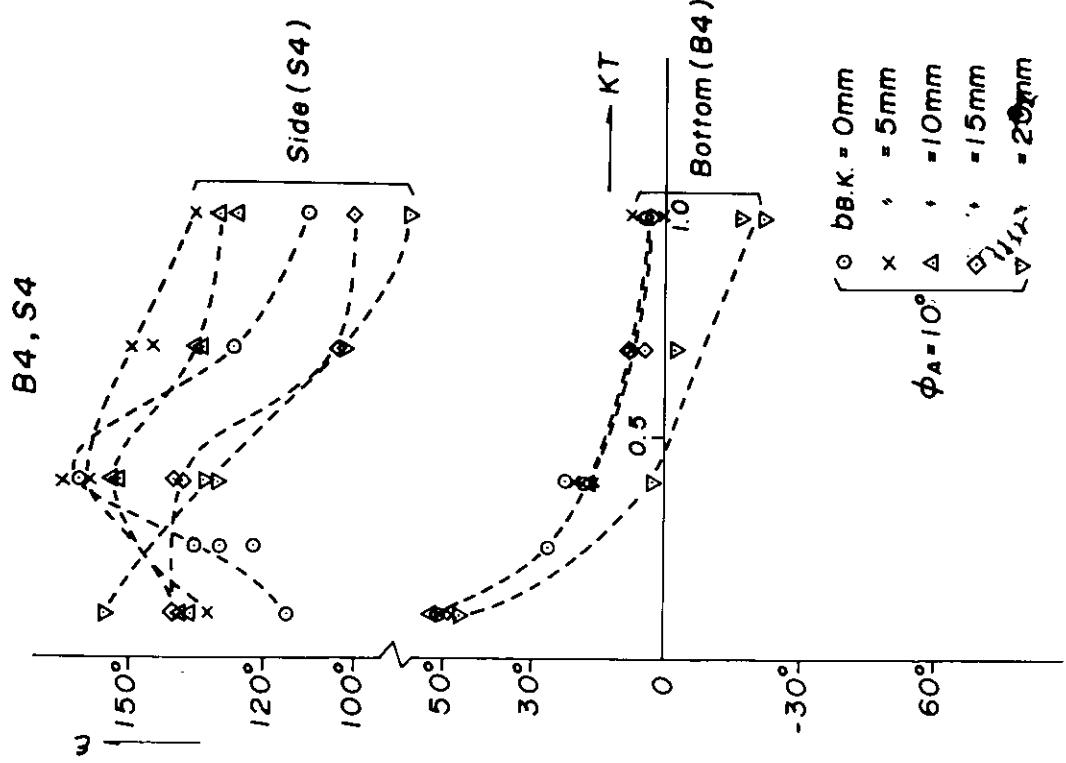
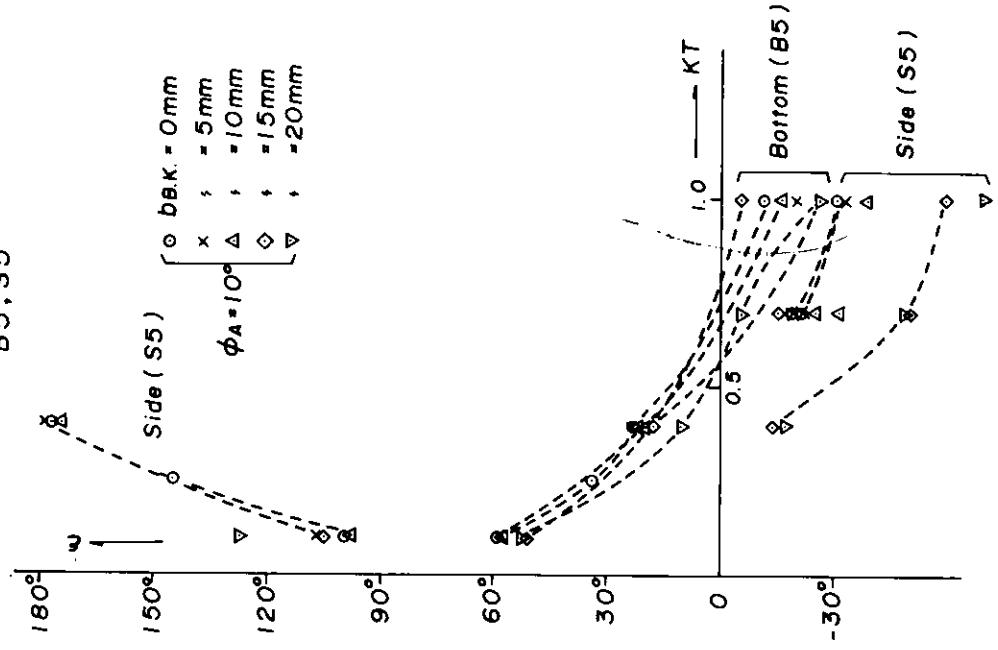


Fig. 2.1.70 壓力と運動との位相差 (B2, S2)

Fig. 2.1.71 壓力と運動との位相差 (B3, S3)



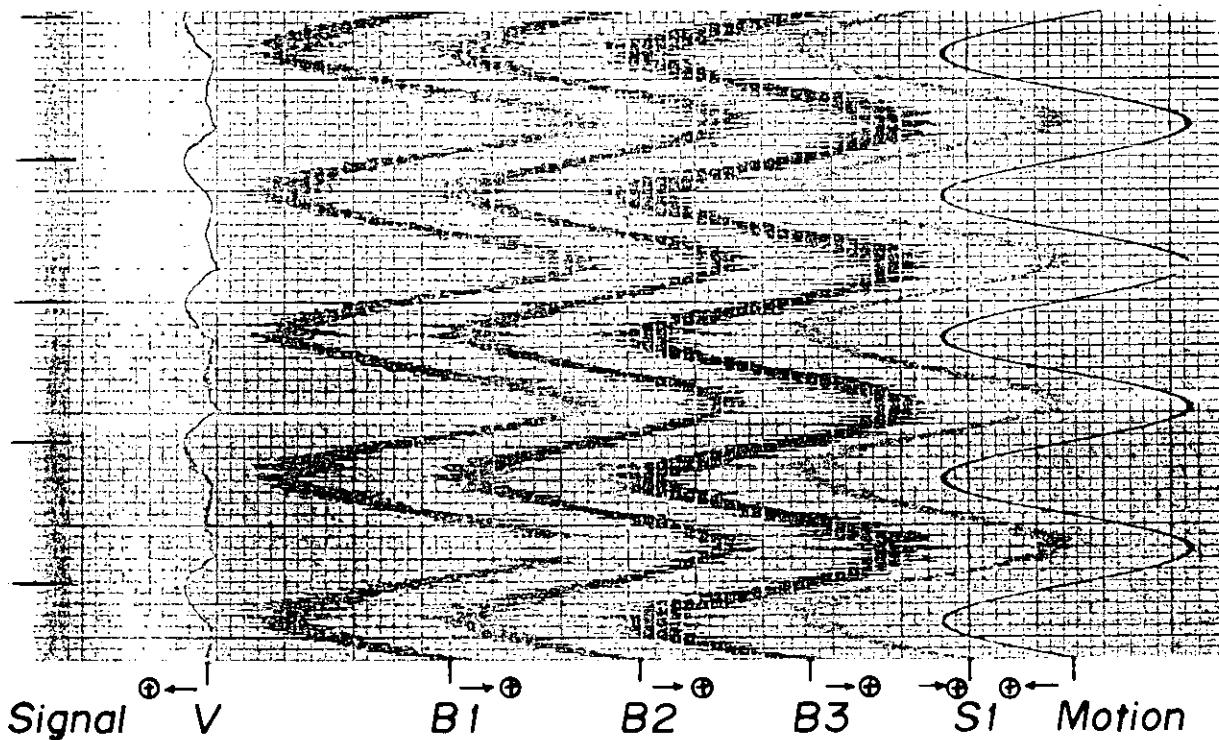
B4, S4



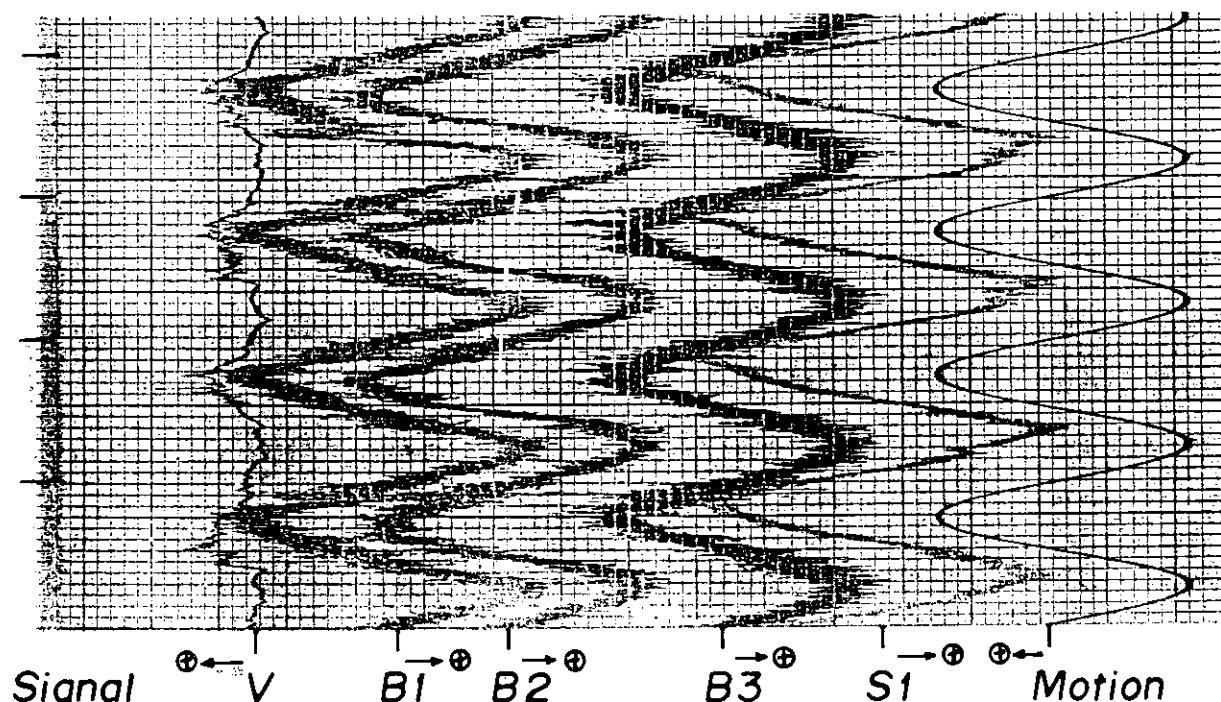
B5, S5

Fig. 2.1.72 壓力と運動との位相差 (B4, S4)

Fig. 2.1.73 壓力と運動との位相差 (B5, S5)



$$b_{B.K.} = 0, \phi_A = 10^\circ, T_\phi = 1.269 \text{ sec}, \xi_d = 0.40$$



$$b_{B.K.} = 10 \text{ mm}, \phi_A = 10^\circ, T_\phi = 1.269, \xi_d = 0.40 \text{ sec}$$

Fig 2.1.74 流速の記録例

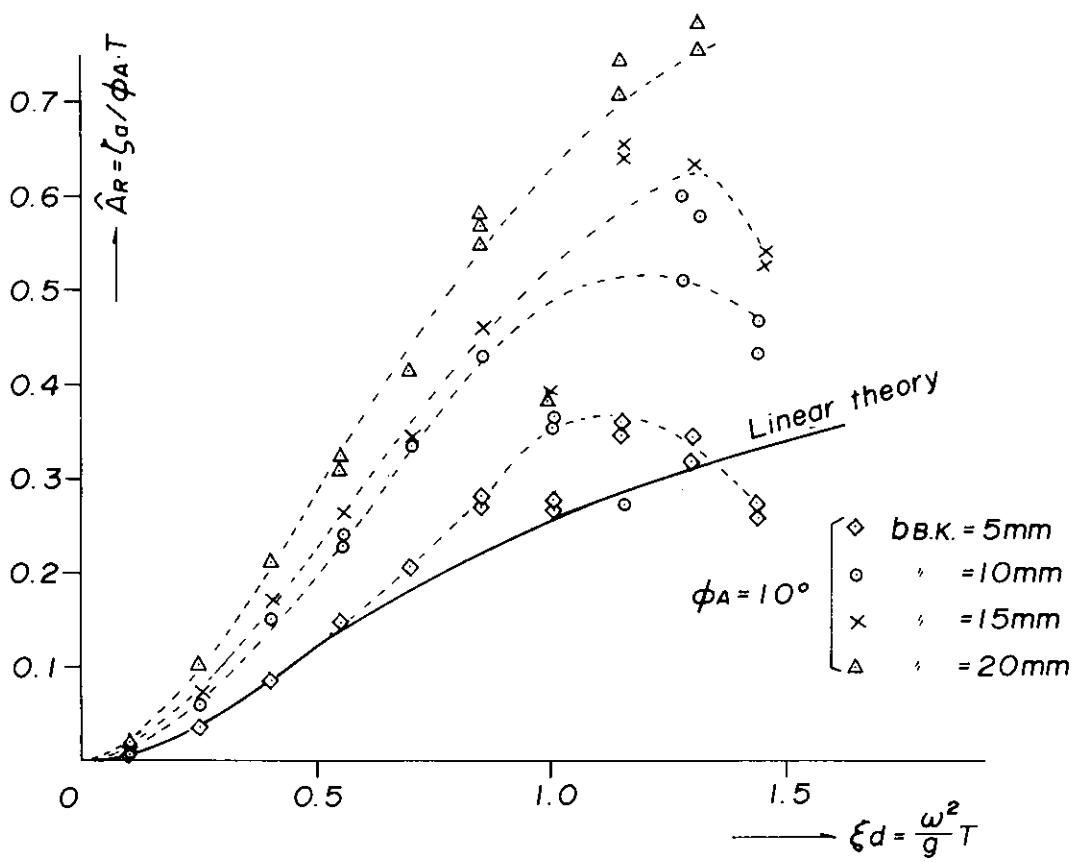


Fig. 2.1.75 ピルジキールによる造波率

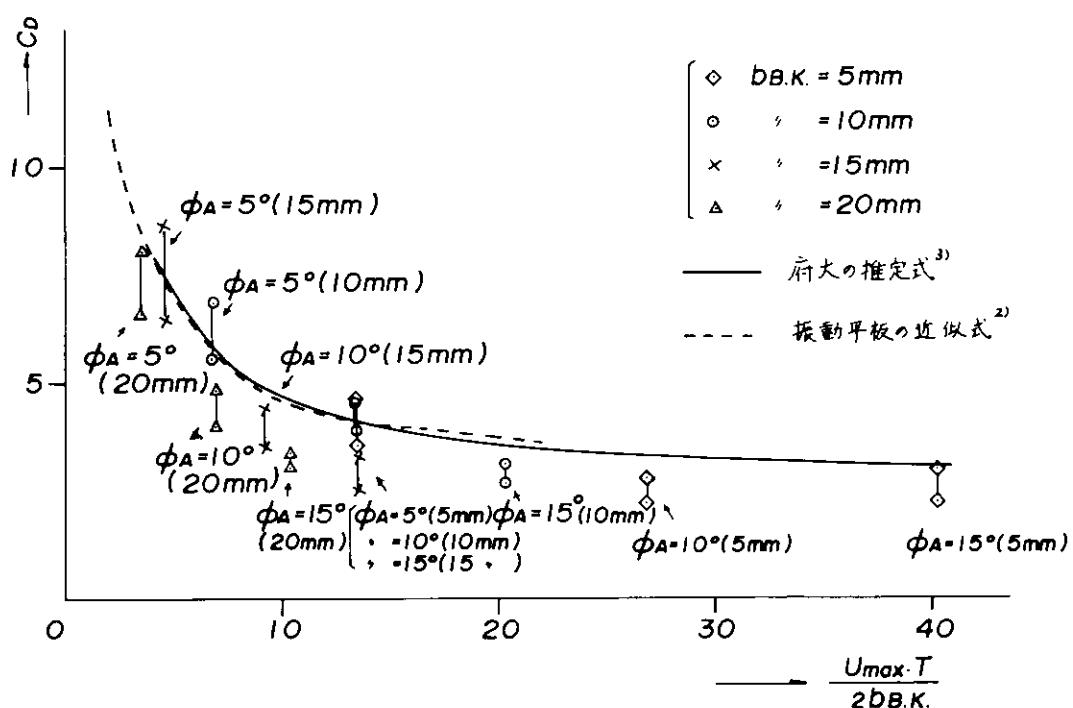


Fig. 2.1.76 ピルジキールの抗力係数

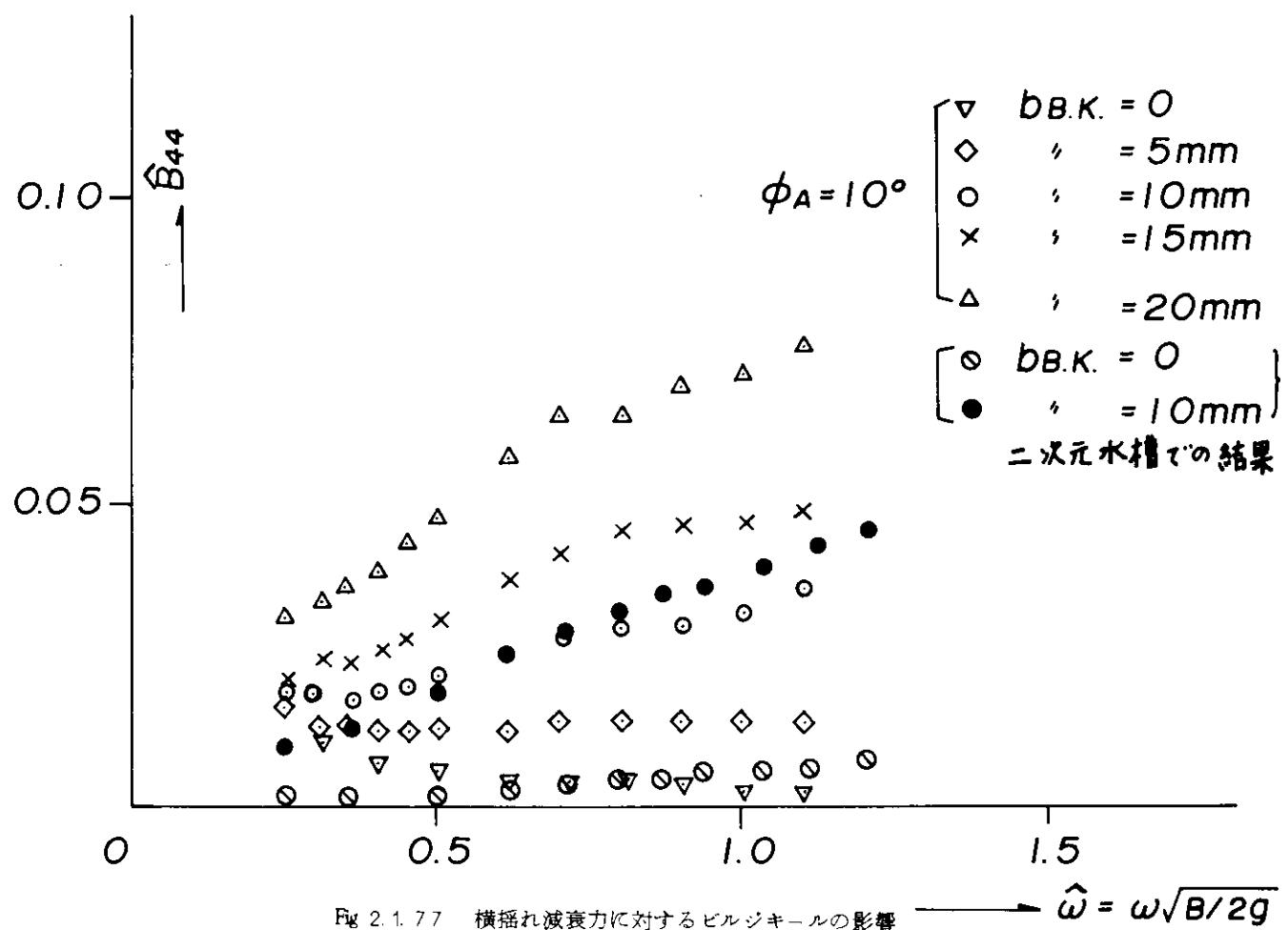


Fig. 2.1.77 横揺れ減衰力に対するビルジキールの影響

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

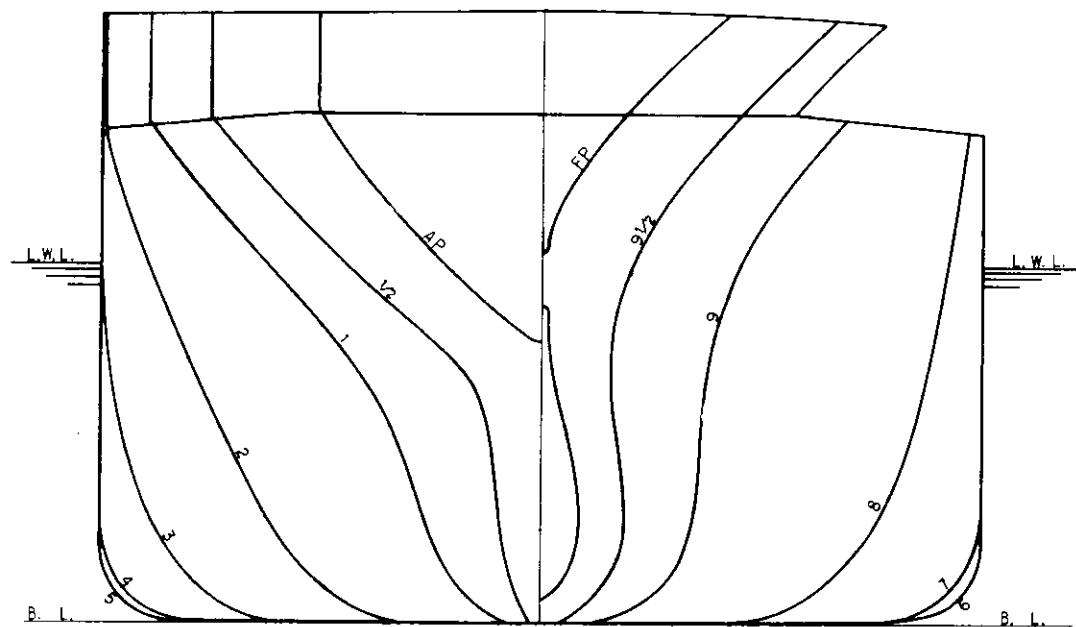


Fig. 2.1.78 正面図

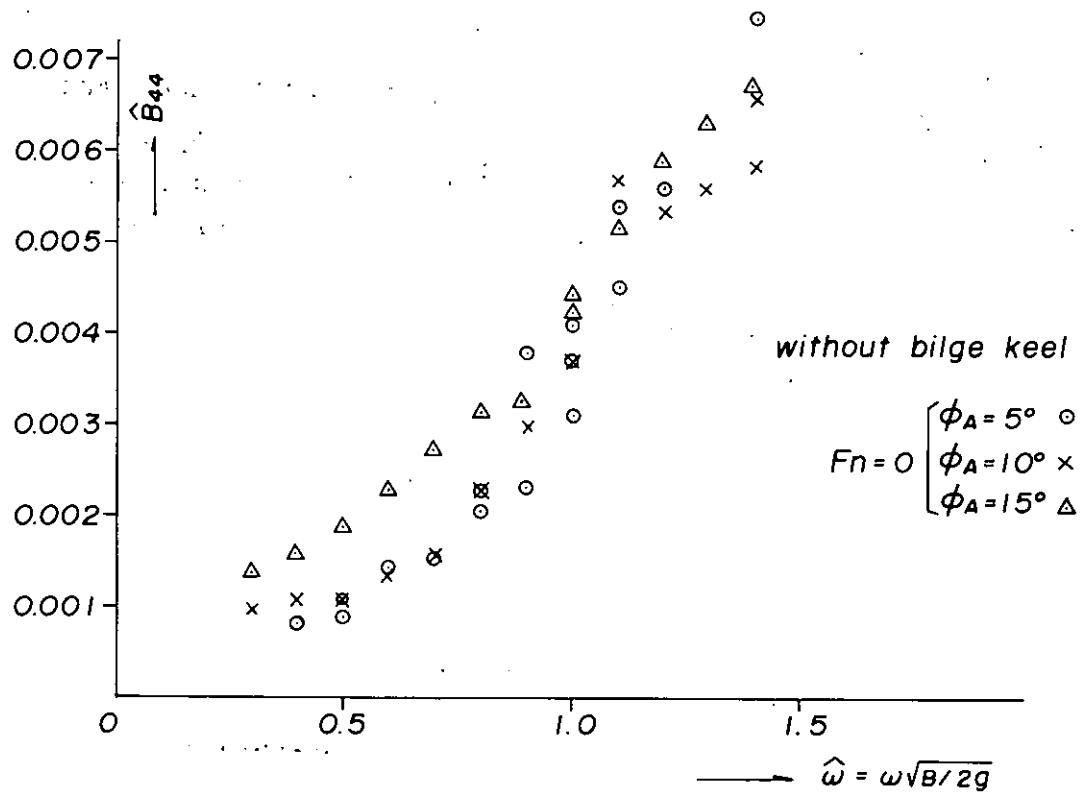


Fig 2.1.79 裸船の横揺れ減衰係数 ($F_n = 0$)

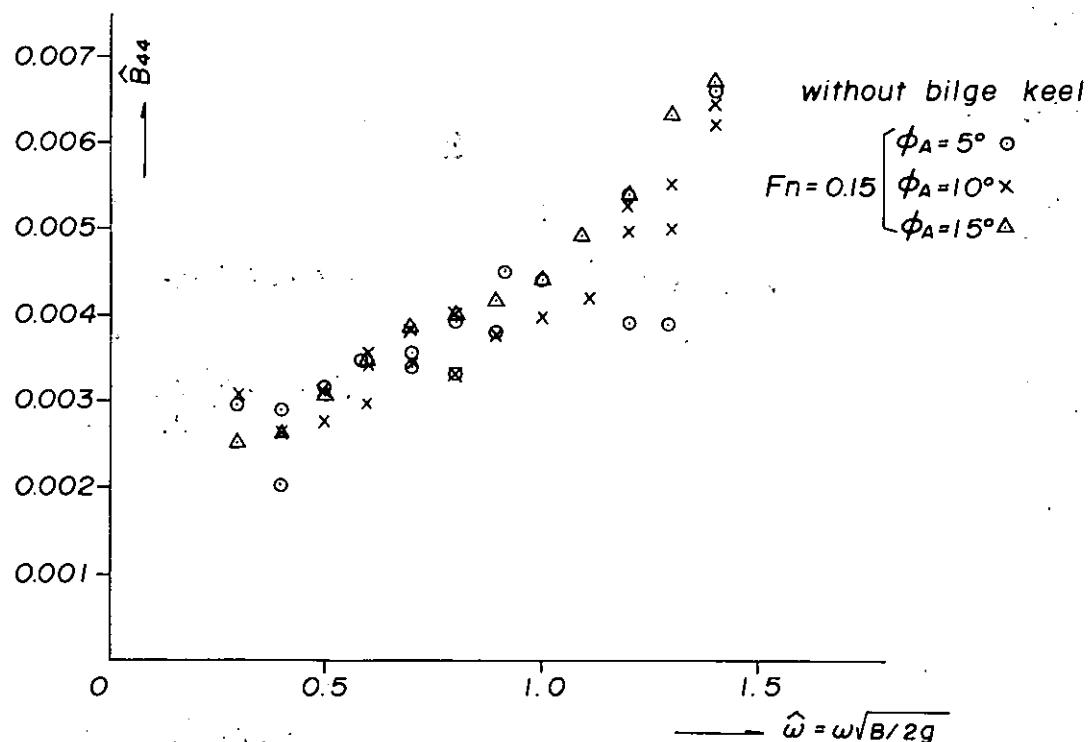


Fig 2.1.80 裸船の横揺れ減衰係数 ($F_n = 0.15$)

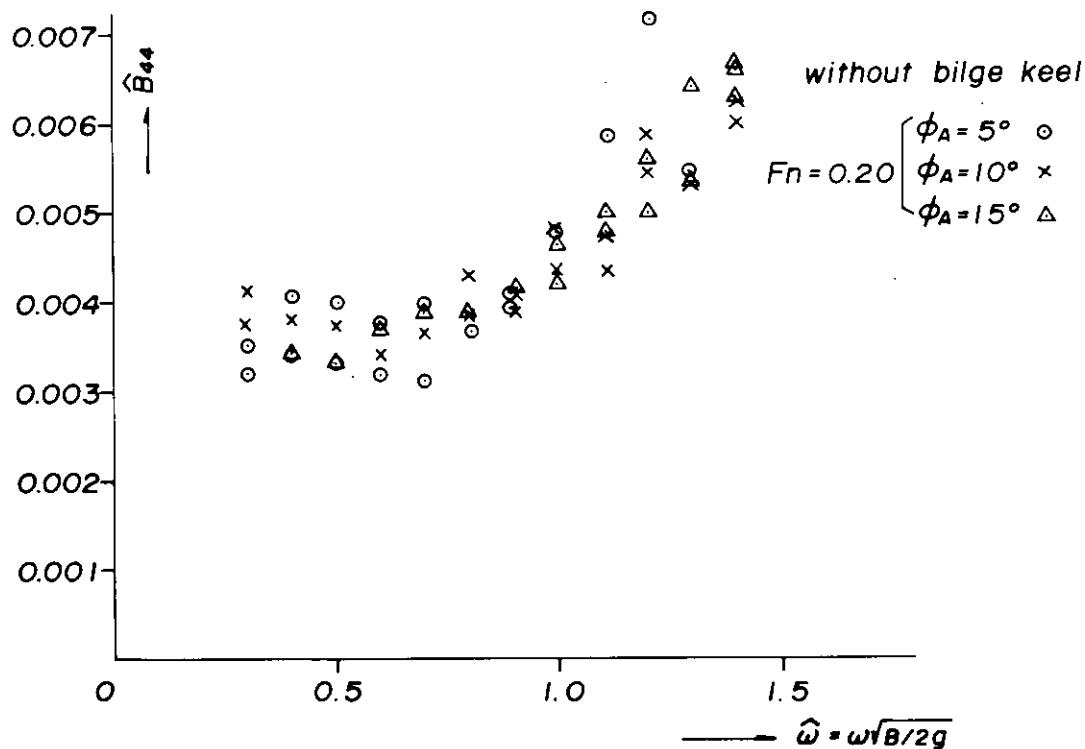


Fig. 2.1.81 裸船の横揺れ減衰係数 ($Fn = 0.20$)

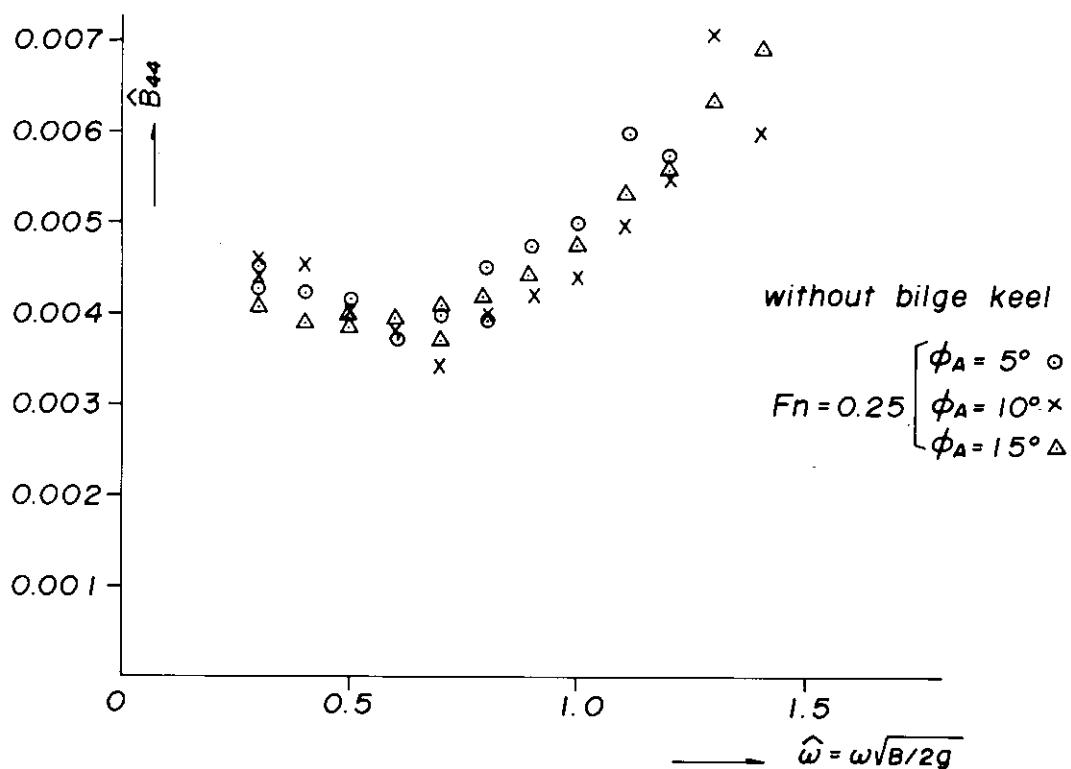


Fig. 2.1.82 裸船の横揺れ減衰係数 ($Fn = 0.25$)

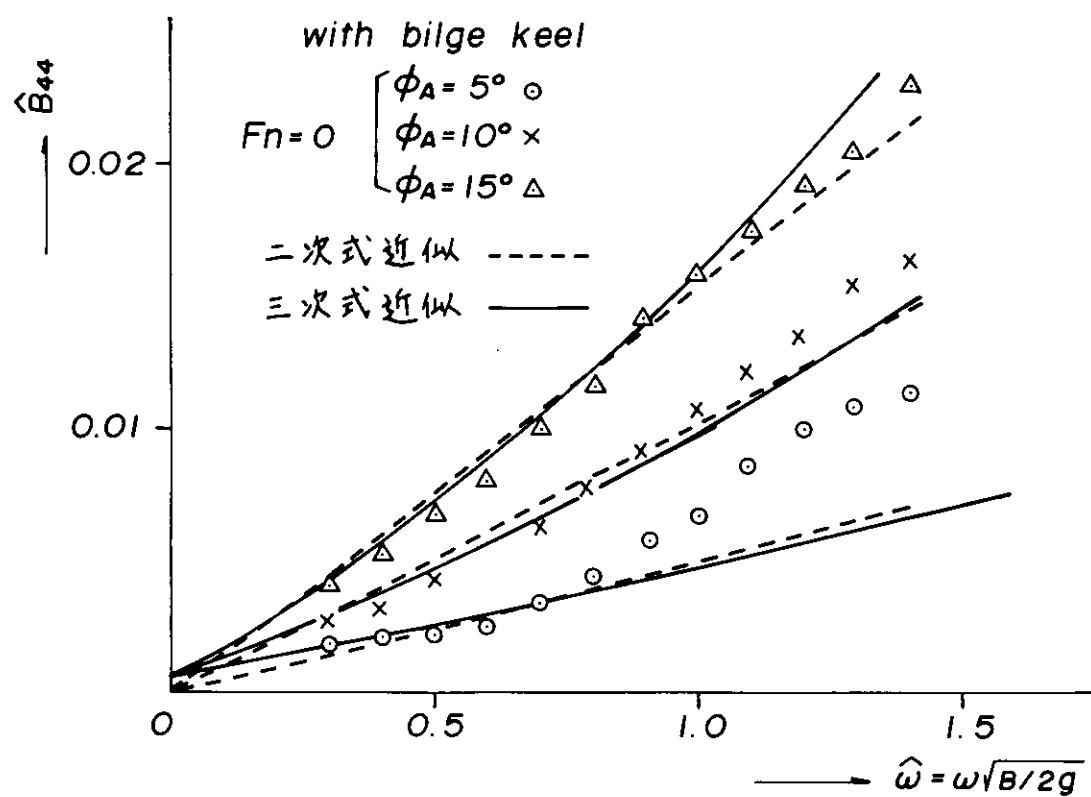


Fig 2.1.83 横揺れ減衰係数 ($Fn = 0$)

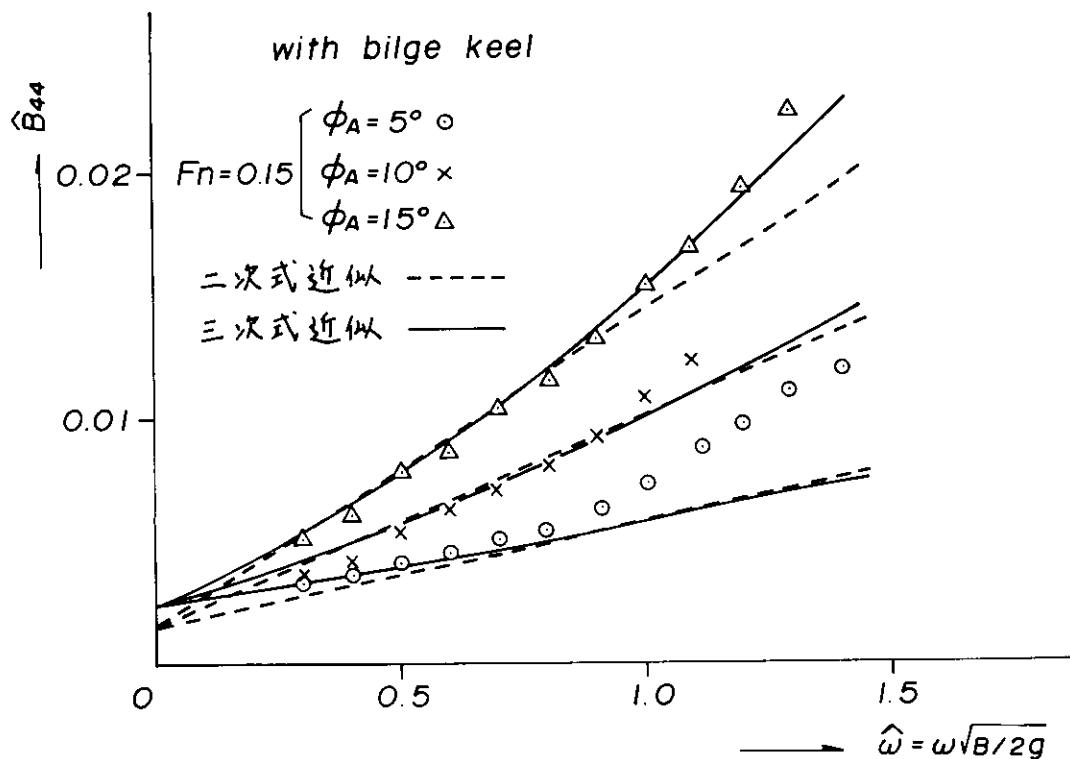


Fig 2.1.84 横揺れ減衰係数 ($Fn = 0.15$)

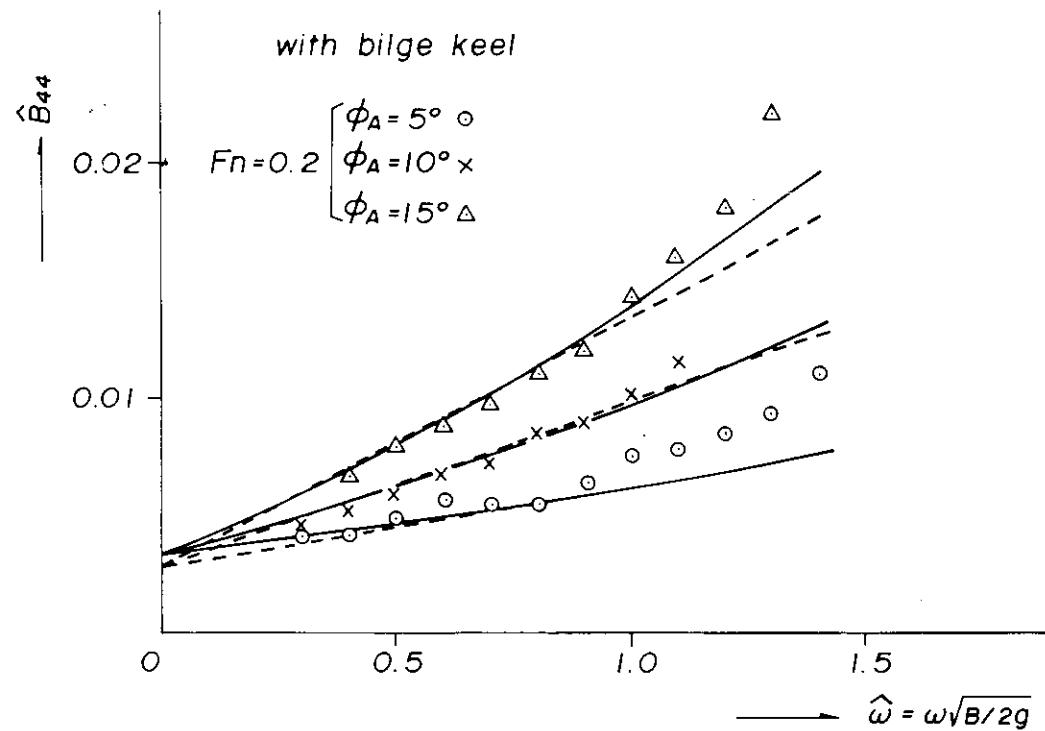


Fig 2.1.85 横揺れ減衰係数 ($F_n = 0.20$)

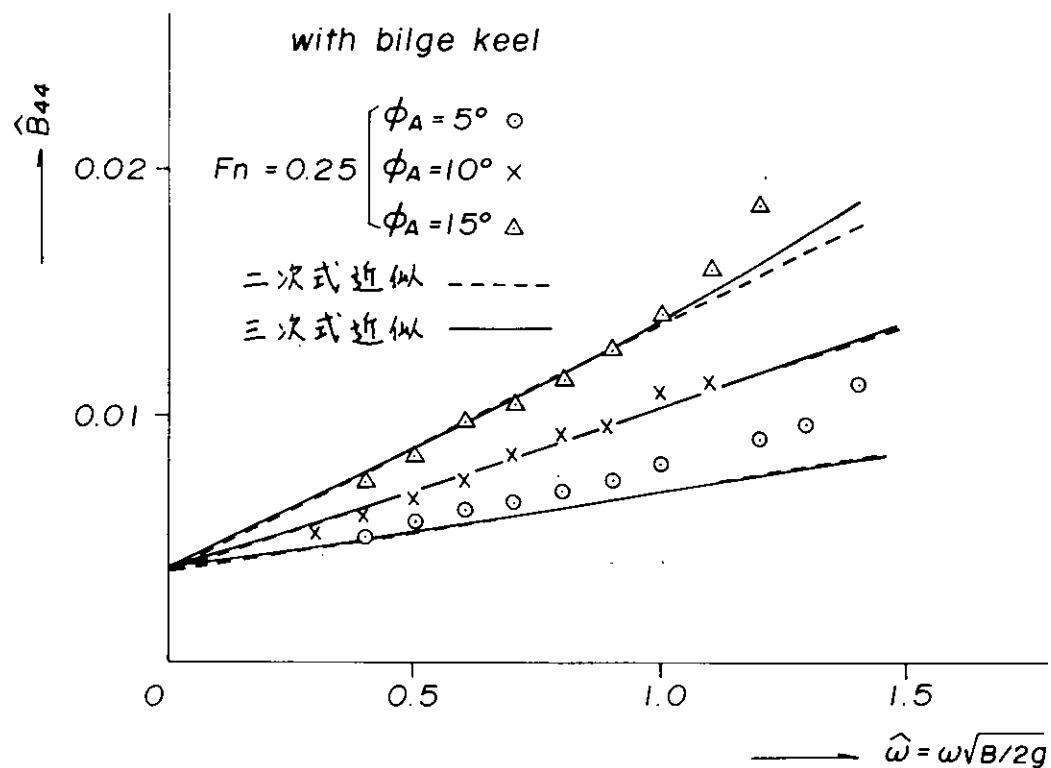


Fig 2.1.86 横揺れ減衰係数 ($F_n = 0.25$)

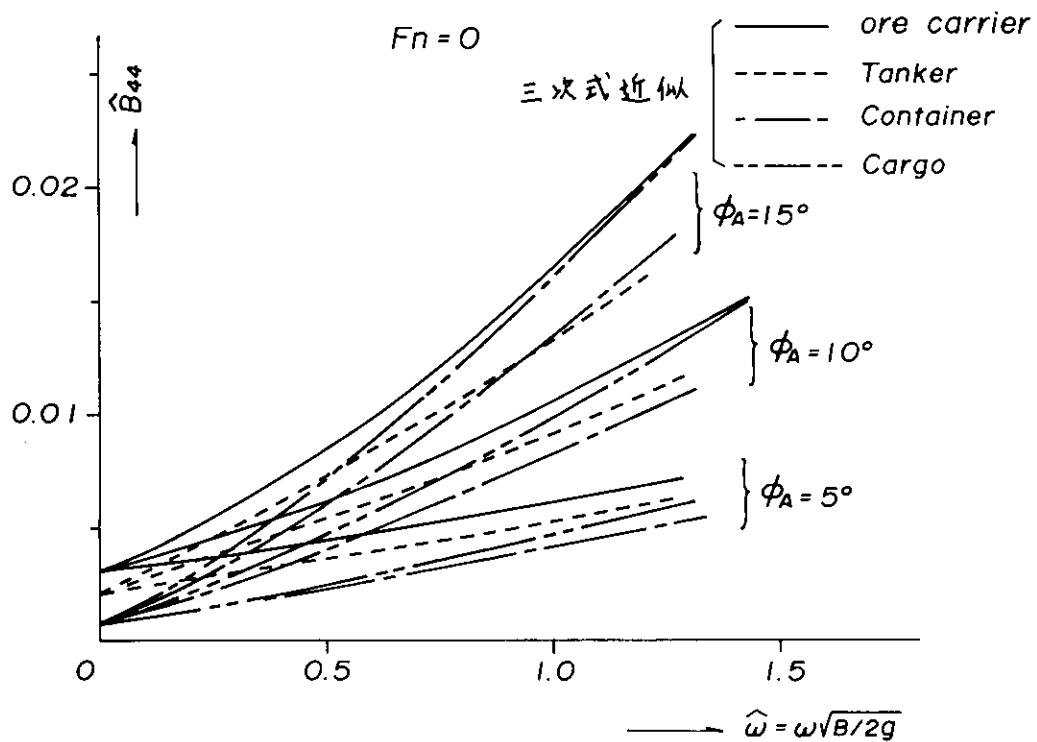


Fig. 2.1.87 横揺れ減衰係数に対する船型影響

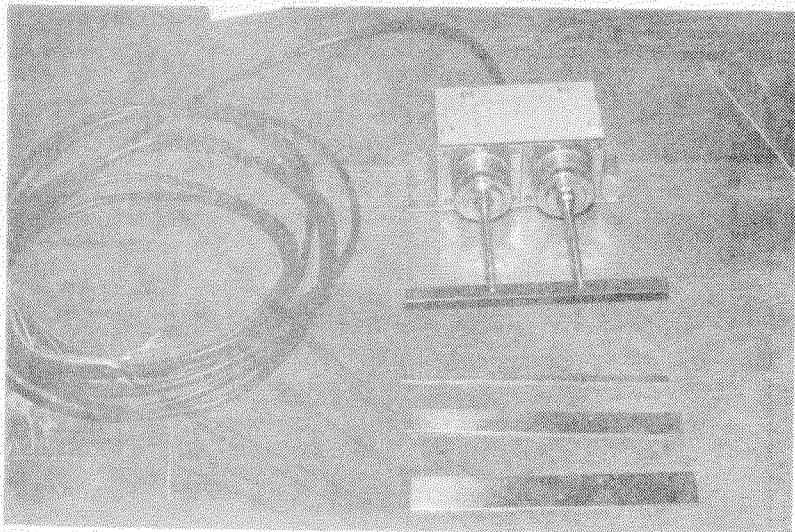


Photo 2.1.1 ロードセル

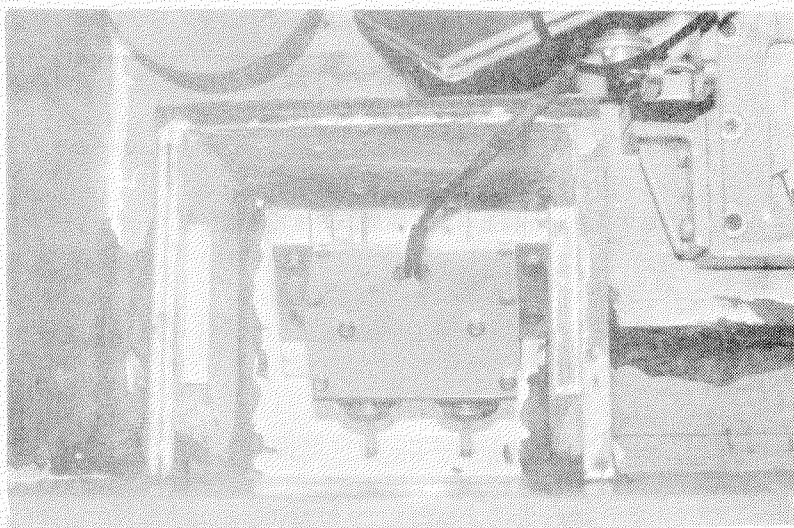


Photo 2.1.2 船体内部設置状態

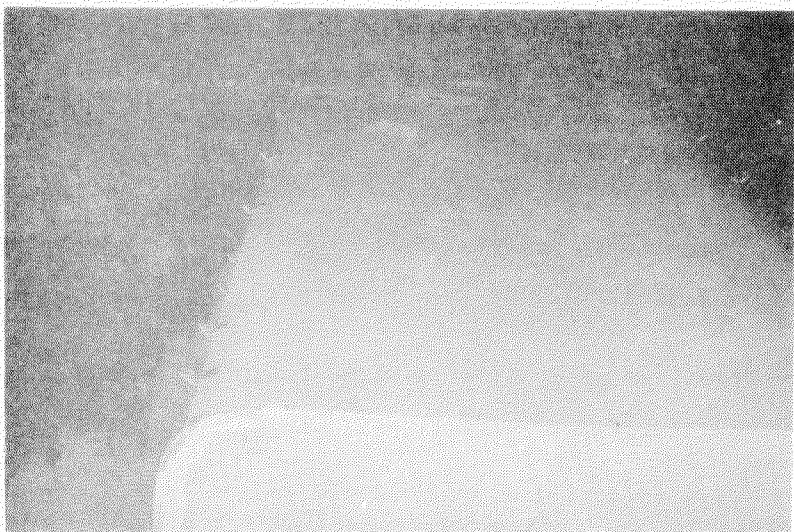


Photo 2.1.3 ピルシキール設置状態

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 横揺れ減衰力の成分に関する模型実験

昨年度に引き続き、実用船型の横揺れ減衰力のデータを得るために、SR108 1軸コンテナ船と Series 60 CB 0.7 船の強制横揺れ試験を行った。SR108 1軸コンテナ船については大角度横揺れについても実験を行い、Series 60 CB 0.7 船については造波成分の前進速度影響と揚力成分を調査するため、広い周波数領域について実験してみた。

(1) 強制横揺れ試験結果

解析は、横揺れ角 $\theta = 0$ 、すなわち横揺れ速度が最大の瞬間の横揺れモーメント M_R^* を読みとり、減衰係数 B_{44}^* を

$$B_{44}^* = \frac{M_R^*}{\omega \theta_0} \quad (2.2.1)$$

として算出した。無次元係数 \hat{B}_{44}^* は

$$\hat{B}_{44}^* = \frac{\hat{B}_{44}^*}{\rho A B^2} \sqrt{\frac{B}{2g}} \quad (2.2.2)$$

各成分毎の詳しい解析については後述することとして、まず実験結果を示す。Fig 2.2.1, Fig 2.2.2 は各々 Series 60 CB 0.7 船の $F_n = 0$ と $F_n = 0.2$ の場合の結果である。前進速度があると \hat{B}_{44}^* の値は高くなるが、ビルジキールが付いた場合と付かない場合の差は、前進速度の影響をほとんど受けていないようである。Fig 2.2.3 は $F_n = 0$ 時の横揺れ振幅の影響を見たものである。Fig 2.2.4 は裸船の前進速度影響を調べたもので、 $\Omega (= \frac{\omega U}{g}) = \frac{1}{4}$ 付近で極大値を持ち、前進速度が高くなると、周波数の低い場合の結果と大略平行になってくる傾向が見られる。Fig 2.2.5, Fig 2.2.6 には SR108 1軸コンテナ船の結果を示す。大角度横揺れになると、前進速度が高くても非線形性が現われているようである。横揺れ振幅は、デッキが若干没水するとここまで行った。

(2) 横揺れ造波減衰力の前進速度影響

造波成分の基礎的な性質を知るために、非常に簡単なモデルを考え、理論計算を行った。運動を船首、船尾におかれた 2 個の doublet (doublet 間の間隔 = 2 h) でおき換えて考える。(Fig 2.2.7 参照)

Doublet は水面から f の深さにあり、Sway の速度を $v_0 \cos \omega t$ とすると、速度ポテンシャル φ は次式となる⁴⁾。

$$\varphi = a^3 \varphi_0(0, -h, -f) + b^3 \varphi_0(0, h, -f) \quad (2.2.3)$$

$$\begin{aligned} \varphi_0(0, h, -f) &= -\frac{i U_0}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} k \cdot \exp[-k(z+f) + ik\{(x-h)\cos\theta + y\sin\theta\}] \cos\theta dk \\ &\quad - \frac{i v_0}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} k \cdot \exp[-k(z+f) + ik\{(x-h)\cos\theta + y\sin\theta\}] \sin\theta dk \\ &\quad - \frac{i U_0}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} k \cdot F(k, \theta) \exp[-k(f-z) + ik\{(x-h)\cos\theta + y\sin\theta\}] \cos\theta dk \\ &\quad - \frac{i v_0}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} k \cdot G(k, \theta) \exp[-k(f-z) + ik\{(x-h)\cos\theta + y\sin\theta\}] \sin\theta dk \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

ここで、 U_0 は前進速度、 a , b は doublet によって作られる球の半径。 $F(k, \theta)$, $G(k, \theta)$ は自由表面条件を満足させるための未定関数である。また関数は、すべてその実部を取るものとする。

自由表面条件は、水面の高さを η 、Rayleighによる無限少抵抗の比例係数を μ とすると、次式で表わせる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2U_0 \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} + U_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + g \frac{\partial}{\partial z} + \mu \frac{\partial}{\partial t} - \mu U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi = 0 \quad (2.2.5)$$

上式から、(2.2.4)式の未定関数 $F(\mathbf{k}, \theta)$ 、 $G(\mathbf{k}, \theta)$ を決定する。

周期運動については(2.2.4)式の第2、4項のみを考えればよいから、これを改めて φ とする。

発生する波の持つエネルギーの時間平均 E_W は

$$E_W = \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{\mu \rho}{T} \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\varphi \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z})_{z=0} dx dy dz \quad (2.2.6)$$

となり、これを計算すると

$$E_W = \frac{1}{8} \pi \rho v_0^2 \frac{\omega}{L^3} \{ (a^3 + b^3)^2 \Phi_C + (a^3 - b^3)^2 \Phi_S \} \quad (2.2.7)$$

$$\begin{aligned} \{\frac{\Phi_C}{\Phi_S}\} &= \frac{1}{\lambda^6 \Omega} \int_0^{\theta_1} \left[\left(1 - \frac{1}{C_1} \right) (C_2 - C_1)^3 \exp \left\{ - \frac{2f}{L} \cdot \frac{C_2 - C_1}{2\lambda^2 \cos^2 \theta} \right\} \right] \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \left\{ \frac{C_2 - C_1}{4\lambda^2 \cos \theta} \right\} \\ \sin^2 \left\{ \frac{C_2 - C_1}{4\lambda^2 \cos \theta} \right\} \end{array} \right\} \\ &\quad + \left(1 + \frac{1}{C_1} \right) (C_2 + C_1)^3 \exp \left\{ - \frac{2f}{L} \cdot \frac{C_2 + C_1}{2\lambda^2 \cos^2 \theta} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \left\{ \frac{C_2 + C_1}{4\lambda^2 \cos \theta} \right\} \\ \sin^2 \left\{ \frac{C_2 + C_1}{4\lambda^2 \cos \theta} \right\} \end{array} \right\} \end{aligned}$$

$$\times \text{sign} \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \times \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} d\theta \quad (2.2.8)$$

$$C_1 = \sqrt{1 + 4\Omega \cos \theta} \quad , \quad C_2 = 1 + 2\Omega \cos \theta \quad , \quad \Omega = \frac{U_0 \omega}{g}$$

$$\lambda = \frac{U_0}{\sqrt{gL}} \quad , \quad L = 2h$$

$$\theta_1 = \begin{cases} \pi & \left(\frac{1}{4\Omega} \geq 1 \right) \\ \pi - \cos^{-1} \frac{1}{4\Omega} & \left(\frac{1}{4\Omega} < 1 \right) \end{cases} \quad , \quad \text{sign}(x) = \begin{cases} 1 & (x > 0) \\ -1 & (x < 0) \end{cases}$$

横揺れの場合を考えると、 $v_0 = r_0 \cdot \theta_0 \cdot \omega$ となり、 E_W がすべて横揺れ減衰力によるものと近似的に仮定すると、次式が導かれる。

$$B_{44} = \frac{\pi \rho r_0^2 \omega}{4L^3} \{ (a^6 + b^6) \cdot F_B(f/L, \lambda, \Omega) + 2a^3 b^3 F_I(f/L, \lambda, \Omega) \} \quad (2.2.9)$$

$$\left. \begin{aligned} F_B(f/L, \lambda, \Omega) &= \Phi_C + \Phi_S \\ F_I(f/L, \lambda, \Omega) &= \Phi_C - \Phi_S \end{aligned} \right\} \quad (2.2.10)$$

(2.2.9)式の右辺カッコ内の第1項は、2つのdoublet それぞれ単独による造波減衰力の和であり、第2項は2つのdoublet の干渉による造波減衰力である。以後、第1項は基本項、第2項を干渉項と呼ぶことにする。また、(2.2.9)式から分るとおり、造波減衰力は前進時と後進時で全く違いがないという結果となっている。

(2.2.8)式を数値積分して B_{44} を算出する。被積分関数は $\frac{1}{4\Omega} \leq 1$ の範囲において、 $\theta = \theta_1$ で $\frac{1}{C_1}$ で

ルート分の1の特異性を持っているので、 θ_1 の近傍 ($\epsilon \ll 1$) では次の様な近似解法を用いる。

$$\begin{aligned}\Phi_c &= \frac{1}{\lambda^6 \Omega} \int_{\theta_1 - \epsilon}^{\theta_1} \frac{2^{12}}{C_1} \exp(-8 \cdot \frac{f}{L} \cdot \frac{\Omega^2}{\lambda^2}) \cos^2(-\frac{\Omega}{2\lambda^2}) \sin \theta \sqrt{1 + 1/4\Omega^2} \Omega^7 d\theta \\ &= \frac{\Omega^{5.5}}{4\lambda^6} \left(1 - \frac{1}{16\Omega^2}\right)^{3/4} \exp(-8 \cdot \frac{f}{L} \cdot \frac{\Omega^2}{\lambda^2}) \cos^2(-\frac{\Omega}{2\lambda^2}) \sqrt{\epsilon} \quad (2.2.11)\end{aligned}$$

Φ_s についても同様である。他の領域ではシンプソン法により数値積分する。

前進速度が無い場合、すなわち $\lambda = 0$ の時は、(2.2.5)式の自由表面条件において $U_0 = 0$ として計算すると Φ_c, Φ_s は次式となる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_c \\ \Phi_s \end{array} \right\} = 16 k_0^3 \exp\left(-\frac{2f k_0}{L}\right) \int_0^\pi \sin^2 \theta \left\{ \begin{array}{l} \cos^2\left(\frac{k_0 \cos \theta}{2}\right) \\ \sin^2\left(\frac{k_0 \cos \theta}{2}\right) \end{array} \right\} d\theta \quad (2.2.12)$$

数値計算例の1例を Fig 2.2.8 に示す。この図より、横揺れ造波減衰力の基本的性質は、主に基本項により決まる事が分る。前進速度の影響を見てみると、 Ω が大略 0.2 以下では前進速度が無い場合と等しく、 $\Omega = 0.2$ 付近から急激に大きくなり、 $\Omega = 0.25$ 付近では減衰力の増加は見られなくなる。さらに前進速度が大きくなると周波数にもよるが若干減少した後一定値に近づく傾向が見られる。

計算との比較のために、深さを部分的に変化させた平板を用いて強制横揺れ試験を行った。平板の形状を Fig 2.2.9 に示す。平板を利用したのは、造波成分を他の成分に較べて大きくでき、かつ深さの船長分布を変化させることにより造波能力の船長分布を種々変化させ得るという利点があるからである。実験結果を Fig 2.2.10 ~ Fig 2.2.14 に示す。揚力成分の推定値を1点鎖線で示すがこれは斜航試験で求めた揚力微係数 k_N を用いて推定したものである。造波成分の計算にあたり、doublet の強さは前進速度が無い場合の OSM による横揺れ造波減衰係数 B_{wo} の計算値と一致する様に決定した。造渦成分は前進速度の増加と共に減少することを考慮に入れて図を見ると、今回の理論計算の結果は実験値の傾向をよく表わしていると言える。

Fig 2.2.15 には Series 60 C_B 0.7 船の結果との比較を示す。横揺れ減衰力のうち造波成分 \hat{B}_{wo} の傾向を調べるために、摩擦成分は加藤・田宮の方法^{1) 2)} で差し引き、揚力成分は斜航実験で求めた揚力係数を用いて推定し差し引いた。図中の計算値は、試みに前述の理論を適用してみたものであって Doublet の強さは、 $F_n = 0$ で OSM の計算値 \hat{B}_{wo} と一致する様に決めてあり、Doublet 間の干渉は無視してある。 $\Omega = \frac{1}{4}$ 付近で極大をもち、前進速度が大きいと一定値に近づく傾向などはよく合っているといえる。今後、この理論計算で確かめられた造波減衰力の前進速度影響の基本的な性質をふまえて、造波抵抗の推定式を組み立ててみたい。

(3) 揚力による横揺れ減衰力

昨年度の報告では、湯室の方法³⁾ に倣った揚力による減衰力成分の推定法を示し、この成分が意外に大きな割合を占める事を実験的にも示した。しかし、この方法は定常状態での揚力をそのまま横揺れに応用したもので、さらに実験的な検証が必要とされていた。ここでは、定常の揚力を計測し、推定法に用いた揚力微係数と比較すると共に、横揺れ減衰力の内の揚力成分を実験で取り出す方法を考え、実験を行ってみた。

まず、斜航実験結果について説明する。この実験の目的は、定常の場合の揚力の吃水方向の作用点および揚力微係数の式(2.2.13)をチェックすることにある。船体はヒールを自由にしておき、斜航させた時のヒール角を計測して揚力を求めた。Fig 2.2.16 は揚力の作用点を求めるため回転軸を変化させて実験した結果で、供試模型は Series 60 C_B 0.7, 1.8m 模型である。OG は吃水より回転軸までの距離で、鉛直下向きを正としている。図から分る通り、OG/d = 0.3 付近でヒール角が逆転しており、定常の場合の揚力の作用中心がこの付近である事が分る。この値は、湯室らが用いた仮定とも一致している。

湯室では、揚力微係数 k_N として操縦性で用いられる次式を採用している。

$$k_N = k \pi + K (4.1 B/L - 0.045) \quad (2.2.13)$$

$$k = \frac{2d}{L} , \quad K = \begin{cases} 0 & (C_{\infty} \leq 0.92) \\ 0.1 & (0.92 < C_{\infty} \leq 0.97) \\ 0.3 & (0.97 < C_{\infty} \leq 0.99) \end{cases}$$

一方、本実験では横傾斜モーメント M_{θ} ($= W \cdot GM \cdot \theta_0$) から k_N を次式で求めた。

$$k_N = \frac{M_{\theta}}{\frac{1}{2} \rho S V^2 \ell_0} \quad (2.2.14)$$

ここで、 ℓ_0 、 S 、 V は各々モーメントのレバー、投影面積 ($= L \cdot d$)、前進速度を表わす。 ℓ_0 については、Fig 2.2.16 から $\ell_0 = 0.3d$ という結果が得られているのでこれを用いる。

実験で得られた k_N と、(2.2.13)式による k_N の値を比較したのが Table 2.2.2 である。やせた船では推定値が高くなっているが、やせていてもバルブが付いていると一致は比較的良い。一方肥えた船ではバルブが付いた船の場合に推定値が低い傾向にある。

次に、揚力による横揺れ減衰力成分の計測結果について述べる。前進時の裸船の横揺れ減衰力は、摩擦成分、造波成分、造渦成分、揚力成分の4つから成ると考えられる。造渦成分は前進速度が大きくなると減少していく、すべて揚力成分に移項していくと考え、摩擦成分は加藤-田宮の方法で推定して差し引くとすると、問題は造波成分をいかにして取り除くかということになる。昨年度はその1つの試みとして、自由表面を板で覆って横揺れ実験を行い、粘性各成分を取り出してみた。Fig 2.2.17, Fig 2.2.18 は同じ方法で行った Series 60 $C_B 0.8$, 1.8m 模型の結果である。揚力成分の推定値は次式で求められる。

$$B_{44} = \frac{1}{2} \rho S V \ell_1 \cdot \ell_0 \cdot k_N \quad (2.2.15)$$

ここで、 ℓ_1 は代表速度をとる点までのレバーで $\ell_1 = 0.5d$ としている。

また、 k_N には実験値を用いている。前進速度が大きい所では、造渦減衰力は非常に小さくなっていると考えられ、揚力成分と摩擦成分で推定した値と実験値との一致も比較的よいようである。

造波成分を取り除くもう1つの方法として、横揺れ周波数を非常に小さくして、他の成分に比して造波成分が無視できるようにして実験する方法が考えられる。その結果を Fig 2.2.19 に示す。供試模型は(1)で用いた Series 60 $C_B 0.7$, 1.8m 模型である。計測値自体が小さいため実験値にバラツキも大きいが、造渦成分の無視できる前進速度が大きい所では推定値と比較的良い一致をしている。

これらの実験結果及び推定値との比較から、定常での揚力理論を用いて横揺れ減衰力のうちの揚力による成分を推定することもできるのではないかと思われる。

(4) まとめ

横揺れ減衰力の前進速度影響を調べるために、造波成分及び揚力成分について研究した。造波成分については doublet を2個おいた単純な理論計算を行い、前進速度影響の定性的な性質を調べた。この結果を実験と比較した結果、定性的にはよい一致が得られた。今後この定性的な性質を基にし、造波成分の推定法を組み立てていくつもりである。

揚力成分については、斜航実験の結果から、その推定法の基礎となる定常の揚力係数 k_N に未だ問題があることが分った。また、横揺れ減衰力成分の中の揚力成分を実験的に取り出す方法を考え、試してみた。その結果、前進速度が有る時、揚力成分の占める割合が非常に大きいこと及び k_N に実験値を用いれば、横揺れ減衰力のうちの揚力成分を比較的良い精度で推定しうることを示した。

参考文献

- 1) 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）
- 2) 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）
- 3) 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）
- 4) 菊田敏夫：船舶の動揺造波抵抗に関する研究（その六），造船協会論文集，第87号

2.2.2 横揺れ減衰力の船長方向分布に関する模型実験

横揺れ減衰力については、横揺性能の耐航性能に占める重要度にもかかわらず、不明な点が少くない。ここでは、航走中の船舶に働く横揺減衰力と速度の関係及び減衰力の船長方向の分布を調べることを中心にして、更にビルジキール等附加物の効果、喫水の影響及び横揺振幅との関係についての情報も得られるような実験を行った。用いた模型はコンテナ船型及びその単純化した船型としての数式船型の二種類である。

(1) 供試模型・実験方法

(a) 供試模型船の概要

供試模型船は、Fig 2.2.20, Table 2.2.3に示す通り、SR-108のコンテナー船型と、数式船型の二隻である。数式船型は前後、左右について各々対称となっており、水線面は船体中央を頂点とする放物線、断面は標準喫水線を頂点とする8次式であらわされている。Body planをFig 2.2.21に示す。

船体は船長方向の減衰力分布が計測できるように、所定の断面で分割した後、検力計(Fig 2.2.23参照)を介して連結してある。検力計は標準喫水面の中心軸まわりのモーメントのみ感ずるよう取付けた。また切断箇所は約5mmの間隔を設けて接触のおそれがないようにすると同時に防水用のゴムベルトを張りめぐらした。ゴムベルトには十分な余裕をもたせ計測に影響を与えないように配慮した。

(b) 強制横揺装置、検力計

本実験に用いた強制横揺装置をFig 2.2.22に示す。サーボモーターの出力をスチールベルトを経由して船体横揺を起し、この時の反力を横揺中心軸に取り付けた磁歪管のひずみとして検出する方式である。駆動信号は低周波発信器からの正弦波信号を用いた。

船体分割箇所に取り付けた検力計はFig 2.2.23に示すとおり、直交した四本の柱が振られた時に生ずる歪を抵抗線歪の形で検出する方式である。

(c) 計測項目、解析方法

計測対象となった項目は船全体に働く減衰力と各所定の船体部分毎の減衰力である。計測される磁歪管出力及び検力計出力には慣性力、復原力成分等が含まれているため、この中から減衰力成分のみ取り出す必要がある。このため計測された出力信号をAD変換し、計算機によりFourier解析を施した。

各船型毎の計測項目は下記の通りである。

(i) コンテナ船型

- (イ) 横揺れ角
- (ロ) 船全体に働く横揺れモーメント
- (ハ) $S_q \cdot S_t$ より前方の船体に働く横揺れモーメント
- (ニ) $S_q \cdot S_t$ より後方の船体に働く横揺れモーメント

(ii) 数式船型

- (イ) 横揺れ角

- (口) 船全体に働く横揺れモーメント
 (イ) $S_q \cdot S_t 8 \frac{1}{2}$ より前方の船体に働く横揺れモーメント
 (乙) $S_q \cdot S_t 7$ より前方の船体に働く横揺れモーメント
 (ホ) $S_q \cdot S_t 5$ より前方の船体に働く横揺れモーメント
 (ヘ) $S_q \cdot S_t 5$ より後方の船体に働く横揺れモーメント
 (ト) $S_q \cdot S_t 3$ より後方の船体に働く横揺れモーメント
 (ガ) $S_q \cdot S_t 1 \frac{1}{2}$ より後方の船体に働く横揺れモーメント

ただし、(ヘ)、(ト)、(ガ) の計測は船体の進行方向を前後逆転させて、(ホ)、(乙)、(ヘ) と同一の計測断面で計測を行った。

(2) 実験状態

実験ケースを Table 2.2.4 に示す。コンテナ船型については、減衰力、及びその船長方向分布に対する船速、横揺振幅及びビルジキール舵等附加物の影響を調べることを目的とした。数式船型の場合には、減衰力分布をより詳細に調べることを第一に、更に加えて減衰力に及ぼす船速、喫水の影響も調べることとした。

実験は船舶技研 400 m 水槽において実施した。実験中の装置、模型船の様子を Fig 2.2.4 に示す。

(3) 実験結果

計測データの Fourier 解析した一例を Fig 2.2.25, 26 に示す。横揺角は高調波の少い正弦運動であるが、磁歪管出力 (TOTAL MOMENT) では高調波成分の混入がみられ、各断面でのモーメントも同様である。この原因は駆動機構のガタによるものと思われ、今後の実験では補修、整備の必要があろう。しかし基本周波数の振幅は他に比して顕著なのでデータ処理上支障にはならなかった。

得られた減衰力の結果を Fig 2.2.27 以降に示す。減衰力の速度 (フルード数) に対する変化が明瞭となるよう横揺周波数 f (HZ) 每に記号を変えて、示した。減衰力は $Kg \cdot m/\deg$ と言う次元を持ったまま表示されているが、速度に対する関係はいわゆる B_{ff} 等と同じである。(ただし図中では、 $Kg \cdot m$ と表示されている。)

(a) コンテナ船に働く横揺減衰力

コンテナ船模型については、横揺角振幅 10° でビルジキール・舵等附加物の有る場合と無い場合及び附加物の有る状態で振幅 15° の場合を示した。この三状態につき、船体全体に働く減衰力 (図中 TOTAL D. Mt) を Fig 2.2.27, 28, 29 に示す。各図共データのちばりがある上に、速度に対する点数に精緻がある等比較しにくいが、定性的にはいずれの状態でも、通常模型の横揺固有周波数附近の周波数では速度と共に減衰力の増加傾向を示し、それよりも高い周波数領域では速度に対し、フラットかあるいは幾分減少傾向を示すようである。

横揺角振幅による減衰力の違いは Fig 2.2.27 と 29 を比較すればわかるが、今回の実験では有意の差は見られない。この点はより精度に配慮した実験の結果に待つことにしたい。

ビルジキール及び舵の効果については Fig 2.2.27 と 28 より、その有無によって働く減衰力に大きな差の生ずることがわかる。周波数にかかわらず、附加物の有る状態では無い状態より 40 % 程度大きい減衰力が働いている。この差は船体部分毎の減衰力をみると更に明瞭になる。Fig 2.2.30, 31, 32 に示すのはそれぞれ、SS 7 より前部の船体に働く減衰力、SS 3 より後部の船体に働く減衰力及びその間の中央部船体に働く減衰力である。各図共、上段に附加物の装着された標準状態の結果を、下段にはそれらを取り去った状態での結果を示してある。

前部船体に働く減衰力は附加物の有無にはあまり関係ないようである。これはこの部分の船体には附加物がないことを考えれば当然の結果であろう。減衰力の速度、周波数に対する関係では、船全体のそれと比較

して、高周数領域での速度に逆比例する減少傾向がきわだっている。後に述べる数式船型の結果と比較しても、コンテナ船型の船首部形状と関連した特有な現象が起っているのではないかと想像される。一方通常の横搖固有周波数を含む低周波数域では他の断面、船型と同一の傾向を示す。

後部船体に働く減衰力は、この部分についている舵の着脱がビルジキールと同時に行われたためか、上下の図の間に差が生じている。いずれの図でも速度と共に力の増大する傾向を示しており、しかも前部船体の場合と異なり、高周波域でも減少する傾向を示さないようである。附加物をとりさってもこの増加する傾向はなくならず、増加が緩やかになる程度である。このことは舵による寄与が思った程ではないこと、高周波数域でも増加する性質は船尾部本体に起因するらしいことを示している。

ビルジキールはほぼSS 3/4からSS 6の間に装着されているのであるが、この部分の減衰力がビルジキールの有無によってどう変るか示したのがFig 2.2.32である。この部分の力は直接計測されないので、船全体の減衰力から先に述べた前、後部の力を差引いて求めた。図によればビルジキールをつけると減衰力は約二倍の力になることがわかる。また力の大きさは速度によってあまり変化しないフラットな傾向を示している。

(b) 数式船型

数式船型の実験では横搖振幅は 10° 一定とし、コンテナ船とほとんど同じ喫水状態（標準喫水）で、計測部船体が前部になる場合（前向）と後部になる場合（後向）の各断面に働く減衰力と、喫水を10cm深くして船全体に働く減衰力を計測した。

船体全体に働く横搖減衰力をFig 2.2.33から35に示す。Fig 2.2.33と34は前向、後向の場合であるから本来は同じ結果を与えるべきであるが、今回の実験では定性的に同じ傾向を示すに留まっている。実験値は若干のチラバリはあるものの、速度、周波数に対する関係はコンテナ船の場合よりも明瞭である。すなわち、周波数が約0.6 Hz以下では速度と共に増大するが、これより高い周波数域では速度によっては変化しない傾向がみられる。この傾向はコンテナ船でもみられたもので、数式船型という単純化された船型でも通常の船型と同様な現象が生じていることを推察させる。喫水を深くした場合を浅い場合と比較すると、喫水が深くなるにつれて減衰力は急激に増大することがわかる。減衰力に及ぼす喫水の影響は少くともこの種の船型では無視し得ぬものであることを示す。ただし通常の船体形状について結論を下すためには、データの集積が必要であろう。深喫水の場合でも減衰力の速度依存性はほぼ同様であるが、速度によらず一定の減衰力を与える周波数域がより低周波側に拡がるような傾向がみえる。

先に示した通り、コンテナ船の喫水と数式船型の標準喫水はほぼ等しく選んである。船長も同じであるから、船長/喫水比は二つの船型とも同程度であるが、二つの場合の減衰力を比較すると、数式船型の値はコンテナ船型のビルジキールのある場合に近い結果となっている。数式船型の船体は裸殻に相当するものであるから、むしろビルジキール無しの場合に近いと思われるが、このような結果が得られたのは幅、断面、形状の寄与が異なるためであると推察される。

(c) 各断面での減衰力

数式船型は3切断面（内1つは船体中央）に検力計を設けたが、前後を入れ換えて実験を行ったので船体の5断面において減衰力を測定したことになる。この断面において求められる減衰力は、そこから端部（APもしくはFP）までの船体に働く減衰力の累積に他ならない。Fig 2.2.36から41に示すのは各計測断面における減衰力である。

船体前半部に働く減衰力（Fig 2.2.36）と船体後半部に働く減衰力（Fig 2.2.37）をみると、周波数、速度に対して両者共ほぼ同じ傾向を示している。又定量的にみても同じかあるいは後半部が大き目であるという結果が示されているが、この点は同時に計測している船全体の減衰力が前半部を計測した時と後半部の場合とに差があるのでこれだけでは定量的な結論は下せない。速度に対する変化は、ほぼ周波数0.6 Hzを

境にそれよりも低い領域では速度と共に減衰力の増加がみられ、それよりも高い領域では逆に減少する傾向を示している。この速度に対する依存性の様子は、他の断面での計測例でも同じである。特にFig 2.2.3.8と3.9に示す減衰力は、コンテナ船でも同じ断面位置で計測がなされているので、両船型間の比較が可能である。

SS 7より前部の船体に働く減衰力はコンテナ船の場合、速度の増大につれて急激に減少する傾向を示していたのであるが、数式船型の場合は減少傾向が緩やかである。この減少傾向の差は、船首部付近の形状の違いに起因するものと思われる。

SS 3より後部での減衰力は数式船型の場合は、他の断面での計測結果と類似の速度、周波数依存性を示し、コンテナ船にみられた様な高周波域でも増大するような傾向はみられない。これは船尾部形状が両船型で大きく違うことを考慮すれば、当然のように思われる。いずれにせよ實際上問題となる自由横搖周波数の付近では、コンテナ船型、数式船型同じ傾向を示しているので、数式船型の結果から実用船型に作用する減衰力の基本的性質は推測できるであろう。

(d) 減衰力の船長方向分布

船体の船長方向に関する減衰力分布を数式船型の場合について求めてみる。そのためには(c)に示した各断面での減衰力のうち、隣り合う断面での差を求めればよい。このようにして求めた分布形状をFig 2.2.4.2から4.6に示す。分布の計算にあたっては実験データのバラッキの影響を避ける意味で、フェアリングした結果を用いた。縦軸の m_d は次の様に定義してある。ある船体部分に働く減衰力を M_d ($\text{kg}\cdot\text{m}/\deg$) とすれば、

$$m_d = M_d \left(\frac{L}{L_s} \right)$$

である。（ L ：船長、 L_s ：測定断面間の船体部分の長さ）この場合も縦軸の単位表示にあたっては($/\deg$)の部分が省略されている。

図は周波数を固定し、速度をいくつか選んで分布形状と速度の関係を中心に表示してある。

速度がゼロの場合は、前後対称の分布形状が得られる筈であるが、必ずしもそうなっていない。しかし、SS 3あるいはSS 7まで端部として眺めれば、その面積は、前後ほぼ等しいので、分布は対称に近い形でしかも前後端に減衰力の集中している形になっていることがわかる。速度の増大につれて分布の形状に変化が生じてくる。低速域でみられる前部のピークが次第に低くなり、その分が船体中央部への分布量の増加となっていく。周波数が变っても速度との関係はあまり变りがないようである。

(4) 花岡の理論に基づく計算との比較

実験データの考察から減衰力に対する速度依存性はその分布形状に至るまで顕著であることがわかった。これを理論的に説明できるようにすることは重要な課題だと思われる。そのための試みとして花岡の反対称流場に関する三次元理論を横搖流場に応用し、減衰力成分の推定を行った。この理論の基本的構想は、船体を薄くかつ細長い翼と仮定し、その作る波による減衰と振動翼としての減衰が横搖れ減衰力を構成するとするものである。

船体をFPを前縁とする翼と考え、自由表面を鏡像面で近似した時、横搖れする船体の表面上及びそれを含む平面で誘起される横方向流速 $v(\xi, 0, \zeta)$ は

$$v(\xi, 0, \zeta) = v_1(\xi) v_2(\zeta)$$

と分解すれば、

$$v_1(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \phi_1(E) e^{-i\omega(\xi-E)} dE$$

$$v_2(\zeta) = \frac{2\bar{\varphi}\omega\lambda}{\pi^2} \int_{-1}^1 \frac{\zeta'}{\sqrt{1-\zeta'^2}} \left\{ 1 - \sqrt{1-\zeta'^2} \ln \left(\frac{1+\sqrt{1-\zeta'^2}}{\zeta'} \right) \right\} \frac{d\zeta'}{\zeta-\zeta'}$$

とあらわされる。

一方、薄い船が定常調和振動している場合、そのまわりの圧力場は、花岡の導いたミッチャル型のボテンシャルにより、船体中心面を含む平面上での横方向流速 $v(\xi, 0, \zeta)$ がわかれば、一意に定まる。すなわち圧力と同等な加速度ボテンシャル $\phi(\xi, \zeta)$ は

$$\phi(\xi, \zeta) = \int_{-\infty}^0 d\zeta' \int_{-\infty}^{\infty} v(\xi, 0, \zeta') J(\xi, \zeta; \xi', \zeta') d\xi'$$

で与えられる。(文献 1) 参照)

これから圧力は簡単に導びかれ、さらに圧力から横搖運動に対する流体力の寄与を計算することができる。このようにして求めた横搖減衰力(モーメント)は $\frac{\rho}{2} L T^2 V^2$ (L ; 船長, T ; 奥水, V ; 船速)で無次元化した値 C_d の形で

$$C_d = -\frac{\lambda^2 \bar{\varphi} \omega}{\pi^2} \int_0^\infty d\eta \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{\sqrt{m^2 + n^2}} \left(\frac{\sin 2m}{m} \right) f_S(m, n\lambda) H_S(m, n\lambda) dm$$

$$+ \frac{2\lambda^2 \bar{\varphi} \omega}{\pi^2 K} \left\{ \int_{b_1}^{b_2} + \int_{b_3}^{b_4} \right\} \frac{(m + \omega)^2}{\sqrt{m^2 - a(m)^2}} \left(\frac{\sin 2m}{m} \right) f_e(a(m)\lambda) H_e(a(m)\lambda) dm$$

$$+ \frac{4\lambda^2 \bar{\varphi} \omega}{\pi^2 K} \left\{ - \int_{-\infty}^{b_1} + \int_{b_2}^{b_3} + \int_{b_4}^\infty \right\} \frac{(m + \omega)^2 (m + 2\omega)}{\sqrt{a(m)^2 - m^2}} \left(\frac{\sin 2m}{m} \right)^2 f_e(a(m)\lambda) H_e(a(m)\lambda)$$

と書ける。

減衰力の計算にあたっては、更に若干の近似化と計算に便利な形式への変換を行ったが、その詳細は文献²⁾に譲る。

計算で得られる C_d は無次元化の際 $\frac{\rho}{2} L T^2 V^2$ を用いるため速度の影響の現われ方が通常の無次元量と少し異なる。この点を考慮して、Fig 2.2.47, 48 には、今回の実験に用いた数式船型の場合の有次元の減衰力($Kg \cdot m / deg$)に換算した値を表示した。

図中矢印で示した点はいわゆる $\Omega = \frac{1}{4}$ となる点でこの近傍では減衰力は発散してしまう。

Fig 2.2.27 に示す計算値は奥水 $T = 0.2405 m$ の場合に相当する。対応する数式船型の実験結果(Fig 2.2.33)と比較すると、実験値の半分の大きさながらも速度に対する変化は良く一致している事がわかる。計算値はむしろコンテナ船のビルジキールの無い場合に近いようである。Fig 2.2.28 に示したのは $T = 0.3405 m$ の場合である。この状態でも速度依存性は実験結果(Fig 2.2.35)によく合っているが、値の大きさは計算値は実験値の 20% 程度である。定量的には不十分であるが、定性的には、理論値と実験値が一致したということは、本理論の根底をなす、「非定常翼としての船体の作る造波」という考え方が、横搖流場に有効であることを示唆していると考えられる。

(5) 結 言

コンテナ船型、数式船型を用いて航走時の横搖減衰力及びその船長方向・分布を実験により求めた。その結果

- (a) 橫搖減衰力の速度依存性は低周波数域と高周波数域で違った傾向を示す。低周波数域では速度と共に増大するが、高周波数域では変化しないか減少の傾向を示す。この速度依存性は、両船型とも同じである。

また、ビルジキール等の附加物があってもこの傾向は保持される。

- (b) 減衰力は低速域では船首、尾部に主として作用するが、速度が増大するにつれて、船体中心部に作用する量が増す。また、コンテナ船型と散式船型では、その分布形状は船尾部分を除き、速度に対し同じ様な変化をすると思われる。
- (c) ビルジキール、舵等附加物の有る場合、減衰力は約二倍になる。舵による寄与はあまり大きくないが、ビルジキールの効果が大きいためである。
- (d) 奔水を深くすると減衰力は急激に増大する。

参考文献

- 1) 高石、渡辺、吉野；「横搖減衰力に対する船速影響について」 28回船研研究発表会講演集
(1976年12月)
- 2) I. Watanabe 「On the Effect of the Forward Velocity on the Roll Damping Moment」
Papers of Ship Research Institute (to be published)

2.2.3 不規則並びに過渡強制横搖による横搖減衰力に関する模型実験

(1) まえがき

船体運動の予測は、船舶の安全および船体強度の面からも重要であり、近年ストリップ法の発達により精度良く求めることができるようになった。

しかしながら、造波のみを考えた横搖減衰力成分の計算は、実験値でかけはなれた値をとり、横搖の予測は計算値と合わない。これは流体力成分中の造波減衰成分に比べ粘性影響の大きい造過抵抗成分が他の運動と比べ大きな割合を占めているためと考えられる。さらにビルジキールの作用についても必ずしも明らかになっていいるとは云い難い。

これらの理論的研究は進みつつあるが、実験より横搖減衰成分を求め、その値を船体の横運動の予測に用いているのが現状である。

海洋波中の船体横搖の予測は、海洋波に含まれる周波数について、一定前進速度をもつ船体の周波数応答を求めなければならない。横搖の周波数応答特性は、狭帯域性を示すが、同調付近の周波数応答を求めるにせよ、今までの規則強制動搖法により求めるなら、実験を何回もくりかえすことになる。また不規則並びに過渡強制横搖と規則強制横搖によるものとの比較を行った実験は、まだ行われていない。

ここでは横搖に対して、今まで船体縦運動に用いられてきた過渡強制動搖法⁴⁾を用い、特に大角度横搖に注目し、あえて広い範囲にわたって周波数ベースの横搖減衰係数を数種の船速について求めた。この結果と規則強制横搖の結果を比較し、さらに不規則強制横搖を行い、横搖減衰係数を求め、三様の方法の比較を行った。

また過渡横搖は、その性質から横搖れによる発散波を集中させることができ、絶対値の小さい横搖の発散波高を、集中させることにより大きくすることで精度よく造波減衰成分を求めることができると思われ、これについても実験を行った。

(2) 装置

大角度横搖(約30°)ができる、さらにパックラッシュの少いもの。高周波域においても周波数特性が一定であり大トルク(2Hzで動トルク5kg-m)出力が可能であることを考えて、Photo 2.2.1 の様な装置とし、Exp 2 より使用した。

なお Exp 1 ではモータトルクをタイミングベルト、タイミングブーリを介して、大きくした装置を使用し

ている。

また Exp 1 では Yawing Motion 固定であるが、Exp 2 では多少 Yawing Motion が出る固着方法となっている。

(3) 模型船の要目

異種船型として(Table 2.2.1)に示す2つのモデルを使用した。ただし、SR-108 船型は高速コンテナ船型の1/87.5 モデル、笠木丸山は鉱石運搬船の1/123.5 モデルである。又、水中の横慣動半径は Free Roll によるものである。

(4) 使用した信号

(a) 規則信号

(b) 過渡信号

i) 大略の集中を考えたもので掃引時間の異なるもの。横搖角のスペクトラムは右下りとなっている。

(4種)(Exp 2)

ii) 横搖角スペクトラム一定となるものであり掃引時間の異なるもの。(4種)(Exp 2)

iii) Exp 1 に使用したもの。(1種)

(c) 不規則信号

横搖角スペクトラムが一定となるもの。(180秒)

(5) 変化させたパラメータ

(a) 強制横搖信号。

(b) 船型。

(c) 横搖角。

(d) ピルジキール有無。

(e) 前進速度。ただし $F_n = 0$ の時は、水槽の長手方向に直角にモデルをセットしている。

(6) 解析方法

Pure Roll の運動方程式は以下のように書ける。

$$a_{37} \ddot{\theta} + a_{38} \dot{\theta} + a_{39} \theta = m \quad (2.2.16)$$

また $\theta = \theta(t)$, $m = m(t)$ の Fourier 変換を $\Theta = \Theta(\omega)$, $M = M(\omega)$ とし、変換対を矢印でむすび

$$\theta(t) \longleftrightarrow \Theta(\omega) \quad m(t) \longleftrightarrow M(\omega) \quad (2.2.17)$$

と表わす。

(a) 線型の場合

通常の定義とは逆ではあるが伝達関数として $T(\omega) = M(\omega)/\Theta(\omega)$ をとると、 a_{37} , a_{38} , a_{39} が ω のみの関数のときは

$$a_{38}(\omega) = \frac{1}{\omega} \operatorname{Im}\{T(\omega)\} \quad (2.2.18)$$

$$a_{37}(\omega) = [\operatorname{Re}\{T(\omega)\} - a_{39}] / \omega^2 \quad (2.2.19)$$

(ただし、 $\operatorname{Im}\{Z\}$, $\operatorname{Re}\{Z\}$ は複素数 Z の実数部虚数部を示す)

最も簡単な線型運動方程式について考えてみる。 a_{37} , a_{38} , a_{39} が ω によらない定数であるとき、 $\theta = \theta_0 \cos \omega_0 t$ なる規則強制横搖を行ったときの横搖モーメントを $m = m_0 \cos(\omega_0 t + \epsilon)$ とすれば、(2.2.18) は、

$$a_{38} = \frac{m_0 \sin \epsilon}{\theta_0 \omega_0} \quad (2.2.20)$$

と書けることに対応する。ただし ϵ は横揺角と横揺モーメントの位相差である。

(b) 非線型減衰項を含む場合

非線型減衰項は、フルード数、横揺角、ビルジキール etc のパラメータとなると考えられる。しかしフルード数一定、横揺角スペクトル一定の、十分に掃引の長い過渡強制実験の場合には、 $\theta = \theta(\omega, t)$ として

$$a_{38} \dot{\theta} = (B_1 + B_2 |\dot{\theta}|) \dot{\theta} \quad (2.2.21)$$

を考えれば、 a_{38} は田才¹⁾によるものと同様に、等価線型的に

$$a_{38} \leftarrow B_1^{\nabla} + B_2^{\nabla} \omega \quad (\text{ただし } B_2^{\nabla} = \frac{8}{3\pi} \theta_0 \cdot B_2 \sqrt{\frac{B}{2g}}) \quad (2.2.22)$$

と表現できるものと考えられる。

従って、

$$a_{38}(\omega, t) \dot{\theta} \leftarrow (B_1^{\nabla} + B_2^{\nabla} \omega) \dot{\theta} \quad (2.2.23)$$

と考えることができる。

(c) 非線型復原項のみを含む場合

SR-108 および笠木山丸の実験的に求めた復原力曲線を Fig. 2.2.49 に示す。これによれば SR-108 は 25° までほぼ線型の復原項をもつが、笠木山丸は非線型性の強い形状となっている。

非線型復原項を

$$a_{39} \theta = (k_1 + k_3 \theta^2) \theta \quad (2.2.24)$$

と表わし、 k_1, k_3 は ω に独立な項であると考えれば、(2.2.16) より、

$$\begin{aligned} a_{37} \dot{\theta} + a_{38} \dot{\theta} &= m - a_{39} \theta \\ &= m - (k_1 \theta + k_3 \theta^3) \\ &= m' \end{aligned} \quad (2.2.25)$$

なるタイムヒストリー上での演算を行ってから横揺角と横揺モーメントの伝達関数をとって考えれば、同様にして a_{38} は求められ、 a_{37} も

$$a_{37} = \operatorname{Re} \{ M'(\omega) / \Theta(\omega) \} / \omega^2 \quad (2.2.26)$$

より求まる。

ただし、 $m'(t) \leftrightarrow M'(\omega)$

また (2.2.24) 式を等価線型化すれば、時間ベースの線型化により

$$a_{39}^{\nabla} = k_1 + \frac{2}{3} k_3 \theta_0^2 \quad (2.2.27)$$

又、角度ベースの線型化により

$$a'_{39} = k_1 + \frac{1}{2} k_3 \theta_0^2 \quad (2.2.28)$$

を得るから、振幅一定の過渡強制横揺の場合に上式は便利である。

(d) 不規則強制動揺の解析

横揺角と横揺モーメントのクロススペクトラムを $S_{\theta m}(\omega)$ とすると、伝達関数 $H(\omega)$ は

$$H(\omega) = S_{\theta m}(\omega) / S_{\theta}(\omega) \quad (S_{\theta}(\omega) \text{ は横揺角スペクトラム})$$

で与えられる。よって前述と同様に伝達関数の実部、および虚部を取り出すことにより、等価線型化された意味での減衰係数を求めることができる。

(7) 実験について

Fig 2.2.50～51にExp 1, Exp 2の実験状態を示す。またFig 2.2.52に発散波高を測定した例を示す。但し波高計はMid ship 側方103mに設置してある。

(a) 規則強制横揺実験について

Fig 2.2.53に過渡強制横揺との比較を示す。さらに(Exp 2)においては過渡強制より求めた減衰係数 \tilde{a}_{ss} 中にプロットしてある。これらは一周期のデータをとり、フーリエ係数を計算することにより求めた。

グラフより見て横揺角一定のときの過渡強制横揺実験により求めた減衰係数と、規則強制横揺実験より求めたものの値の一致はよいようである。

(b) 過渡強制横揺実験について

(i) Sweep Time 影響 (SR-108)

過渡強制は非定常現象であるので Sweep Time の影響があると考えられるため、 Sweep Time (3, 4.4, 8.5, 13秒)の信号を作成し、実験を行った。これより求まる無次元減衰係数 \tilde{a}_{ss} ($= a_{ss} \sqrt{B/2g} \cdot 1/(\rho \nabla B^2)$) をビルジキール有無 (Fig 2.2.54～55)について示す。その下に無次元見掛質量 \tilde{a}_{ss} ($\equiv a_{ss} \cdot 1/\rho \nabla B^2$) を示す。これらは横揺角の最大を 15° でおさえたので、横揺スペクトル振幅は異なる (Fig 2.2.56(a))。

スペクトルがほぼ一定となっている周波数範囲 ($\tilde{\omega} = 0.3 \sim 1.2$, $\tilde{\omega} = \omega \sqrt{B/2g}$) では、ビルジキール無し (Fig 2.2.55) には Sweep Time の違いによって、 \tilde{a}_{ss} に大きな差はみとめられないが、ビルジキール有り (Fig 2.2.54) の場合に有意な差が生じているようである。しかし Fig 2.2.56(a) の下図で見ると Sweep Time 3秒のものは、伝達関数の位相差から見ると減衰成分は他の Sweep Time のものよりも多大大きいように思われる。いづれにせよ、横揺スペクトル振幅の値と同じにして比較を行わないとわからないが、同一スペクトル振幅で Sweep Time の極端に短いものは、横揺角の絶対値が他のものと比べ大きくなるので、復原項の非線型性の影響、表面摩擦影響も他の Sweep Time のものと異なってくるので、これらの差が更に顕著になるものと考えられる。

以上のことより、 \tilde{a}_{ss} の値については Sweep Time の影響は通常はそれほど大きくないようであり、これはスペクトルの素成波が意味をもつことを示しているので重要な結果である。ここでは解析の精度および過渡応答の特性より Sweep Time 13秒のものを (Exp 2) で使用している。

また無次元見掛け質量の Sweep Time 影響に関しては、ビルジキール無し (Fig 2.2.55) の場合には $\tilde{\omega}$ ($= \omega \sqrt{B/2g}$) < 0.7 でのばらつきが大きく、 Sweep Time 3秒の値が大きい。 $\tilde{\omega} > 0.7$ については、ビルジキールの有無にかかわらず一定となっている。

(ii) 横揺角影響

横揺角影響を SR108 船型、笠木山丸について調べた。SR-108 型については実験を 2 回にわけて行った。(Exp 1) では SR-108、比較的小角度の 10° (Fig 2.2.57), 15° (Fig 2.2.58) 以上 BK 付 10° (Fig 2.2.59) 15° (Fig 2.2.60) BK 無し (Exp 2) では大角度の 15° (Fig 2.2.61), 20° (Fig 2.2.62), 25° (Fig 2.2.63) 以上 BK 付、(Fig 2.2.64) にフルード数 0.0 のときのビルジキールの有無による減衰係数の変化を示す。図中の計算値は文献²⁾による。

笠木山丸については、 15° (Fig 2.2.65), 20° (Fig 2.2.66) を示す。ただし笠木山丸にはビルジキールは付いていない。

Fig 2.2.64 よりビルジキールの無い場合、横揺角度影響は小さいことがわかる。さらに同図の下より、ビルジキールの無い時の方が高周波で無次元見掛け質量 \tilde{a}_{ss} に角度影響が大きく出ることがわかり、

$\tilde{\omega} > 0.8$ では横揺角大なる方が \tilde{a}_{37} が小さくなる傾向が表われている。

また, Fig 2.2.67, Fig 2.2.68, Fig 2.2.69 を比べると, ピルジキール付きの場合には横揺角が大きくなるに従い \tilde{a}_{38} が大きくなるのがわかる。

(Exp 1) の Fig 2.2.58 と (Exp 2) の Fig 2.2.61 の \tilde{a}_{38} の大きさが多少異なるのは実験状態が異なる (Table 2.2.5) ことと, 船体を塗りなおした事による影響が表われたためと思われる。しかし, (Fig 2.2.58) (Fig 2.2.61) の \tilde{a}_{38} の $\tilde{\omega}$ に対する傾きは同じになるようと思われる所以, 非線型の減衰成分については, 等しいと考えられる。

さらに (Exp 2) で行った笠木山丸についての実験の横揺角のスペクトルは, Fig 2.2.56(b) に示されるように $0.3 < \tilde{\omega} < 1.2$ でほぼ一定であるにもかかわらず SR-108 とは異なり \tilde{a}_{38} は右下りの傾向となっている。

ただし, 笠木山丸は 20° 横揺時には甲板に水が上る状態であった。

(III) 船速影響

Fig 2.2.61, Fig 2.2.62, Fig 2.2.63 に横揺角一定の時の SR108 船型のフルード数影響を示す。これより船速增加に伴ない, \tilde{a}_{38} が増加することがわかる。

笠木山丸については Fig 2.2.65, Fig 2.2.66 に示す。SR108 船型に比べそれほどはっきりと船速影響は現われない。

また (Exp 1) の Fig 2.2.70, Fig 2.2.71 に Free Roll から求めた減衰係数と, $d\theta = a\theta_m + b\theta_m^2$ より求めた線型および非線型減衰係数 a , b を示した。

(IV) 船型影響

これまでの例でわかるように減衰係数は船型によって大きく変り, 笠木山丸では右下りの傾向となっている。

(c) 過渡強制横揺による発散波について

Fig 2.2.52 に示すように, 3 次元モデル 108 船型 B・K なしにおいて, 船体中央部より $1.03 m$ はなれた所に容量式波高計を設置し, Fig 2.2.72 のような横揺スペクトラムをもち, 大略の集中を考えた過渡横揺を行い, それより発散波高を求め造波減衰力を求めたのが Fig 2.2.73 である。

図に示されるように, 船体中央断面の O.S.M. による造波減衰係数と計測によるものとの集中 $0m$ のものを除いて可成り一致しているのは興味深い。

これより, 横揺抵抗のうち線型項と考えることのできる造波減衰項についていえば, $\omega > 0.4$ で Sweep Time の影響をうけないと考えることができそうである。

(d) 不規則強制横揺実験について

不規則強制横揺による横揺角パワースペクトラムを Fig 2.2.74(a), Fig 2.2.74(b) に示す。小さな凹凸を無視すれば SR-108 船型の場合についてはやや右さがり, 笠木山丸については, ほぼ一定になっていると考えられる。

Fig 2.2.74(a), Fig 2.2.75 では全振幅 13° ほど Fig 2.2.74(b) では全幅 20° 程度の有義横揺角をもつ。

また, Fig 2.2.76 に示されるように不規則強制横揺についてもピルジキール有無による影響が大きくあらわれ Fig 2.2.75 の位相差にもそれが現われている。

不規則強制横揺と過渡強制横揺の結果 (Fig 2.2.61) (Fig 2.2.77) を比較してみると, 横揺角フーリエスペクトルとパワースペクトラムは直接比較できるものではないが, 過渡横揺 15° の横揺減衰係数は不規則強制横揺 (有義値 13°) の上限にはほぼ平行してならんでおり, 傾向的にはほぼ一致するものと思われる。

笠木山丸についても同様に, パワースペクトラムの凹凸を考慮に入れながら, Fig 2.2.66, Fig 2.2.78 を

比べることにより SR-108 船型のときと同様な結果が導けるようである。

以上の事から、ある横揺角の統計的代表値、例えば横揺角有義値に対応する一定横揺角スペクトラムをもつ過渡強制横揺における減衰係数を求めることにより不規則強制横揺の結果を推定することが可能であると思われる。

(9) ま と め

ここでは、初めての試みである大角度過渡強制横揺れを行なう事により、規則強制横揺と不規則強制横揺による減衰係数の関係づけの可能性を主として実験的に考察し、肯定的な結果を得た。また、装置を含めた実験方法の確立も1つの目的であったが、ほぼ達成したものと考えている。今後は更に大角度の実験を行ない、復原力の非線形性を考慮して、不規則波中での船体運動に如何に過渡強制により得た結果をとり入れていくかを考察する予定である。

参 考 文 献

- 1) 高木幹雄、田才福造：横運動方程式の流体力について、西部造船会々報、第46号、昭和48年8月
- 2) 藤井 齊、高橋 雄：強制動搖法による横方向運動方程式の係数の測定結果、日本造船学会論文集130号
- 3) 元良誠三 他：強制動搖法による大角度横揺減衰係数の測定について、造船学会論文集100号
- 4) 竹沢誠二 他：船体縦運動における過渡応答法による船型試験、造船学会論文集130号

Table 2.2.1 Principal dimensions of model

	Series60 C_B 0.7	SR108 (single)
L	1.8 m	1.75 m
B	0.257 m	0.254 m
d	0.1028 m	0.095 m
Δ	0.0331 m^3	0.0241 m^3
C_B	0.7	0.572
C_D	0.986	0.970
B.K.	0.0054mX0.63m	0.0045mX0.4375m
Roll Axis	O	O

Table 2.2.2 Lift Coefficient k_N

Model	2L/d	C_D	C_B	k_N (estimated)	k_N (measured)
Series60 C_B 0.6	0.1067	0.977	0.6	0.483	0.343
Series60 C_B 0.7	0.114	0.986	0.7	0.520	0.440
Series60 C_B 0.8	0.1231	0.994	0.8	0.562	0.574
SR108 (single)*	0.1086	0.970	0.572	0.506	0.493
SR108 (twin)*	0.0333	0.980	0.5613	0.400	0.413
SR98 tanker*	0.1188	0.9948	0.8021	0.583	0.680
SR158 tanker	0.1208	0.9903	0.8019	0.571	0.603

* With bulbous bow.

Table 2.2.3 模型船の主要目

Model	Container	Mathematic
Length L (m)	4.5	4.5
Breadth B (m)	0.653	0.450
Draft T (m)	0.244	0.2405
Displ. (m)	0.4103	0.2886
L/B	6.891	10.0
L/T	18.443	18.711
C_B	0.5723	0.5926
C_P	0.5900	0.6667
C_m	0.9700	0.8889
* Roll freq. (Hz)	0.348	

*) in the free running condition

Table 2.2.4 実験ケース

(1) Container model

Amp.	Fn, Froude no.	f: Freq. of roll.(Hz)						
	Fn	0.0	.10	.15	.20	.25	.30	.35
10deg	f	.05	.10	.15	.20	.25	.30	.35
		.45	.50	.60	.70	.80	.90	
15deg	Fn	0.0	.10	.20	.30			
	f	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70
10deg*	Fn	0.0	.10	.20	.30			
	f	.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70

* naked hull (appendages removed)

(2) Mathematical model

draft T (m)	Roll Amp = 10 deg.	Fn	0.0	.10	.15	.20	.25	.30	.35
0.2405	f		.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70
			.80	.90					
0.2405	f		.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70
			.80	.90					
0.3405	f		.00	.10	.15	.20	.25	.30	.35
			.10	.20	.30	.40	.50	.60	.70

Table 2.2.5 供試模型の要目

	SR - 108 (高速航行)		笠木山丸(鉛石連報船)
	Exp 1	Exp 2	
L pp	2,000 ^m		2,000 ^m
B	0.290 ^m		0.329 ^m
D	0.176 ^m		0.186 ^m
d	0.1971 ^m		0.130 ^m
Trim	0.0		0.0
C _b	0.559		0.825
v	0.0315 ^{m³}		0.07041 ^{m³}
Rolling period	1.287 ^{sec}	1.243 ^{sec}	3.250 ^{sec}
KM	0.1187 ^m	0.1187 ^m	0.1328 ^m
GM	0.0216 ^m	0.0216 ^m	0.0053 ^m
K _{xx} /B	0.325	0.313	0.358
K _{yy} /B	0.292	0.276	0.319
APPENDAGE	BILGE KEEL		
	Breadth	0.00514 ^m	K _{yy} 空中・横揺動半径
	Total length	0.500 ^m	K _{xx} 水中・横揺動半径
	Length Fore	0.225 ^m	
	Length Aft	0.275 ^m	
	RUDDER		

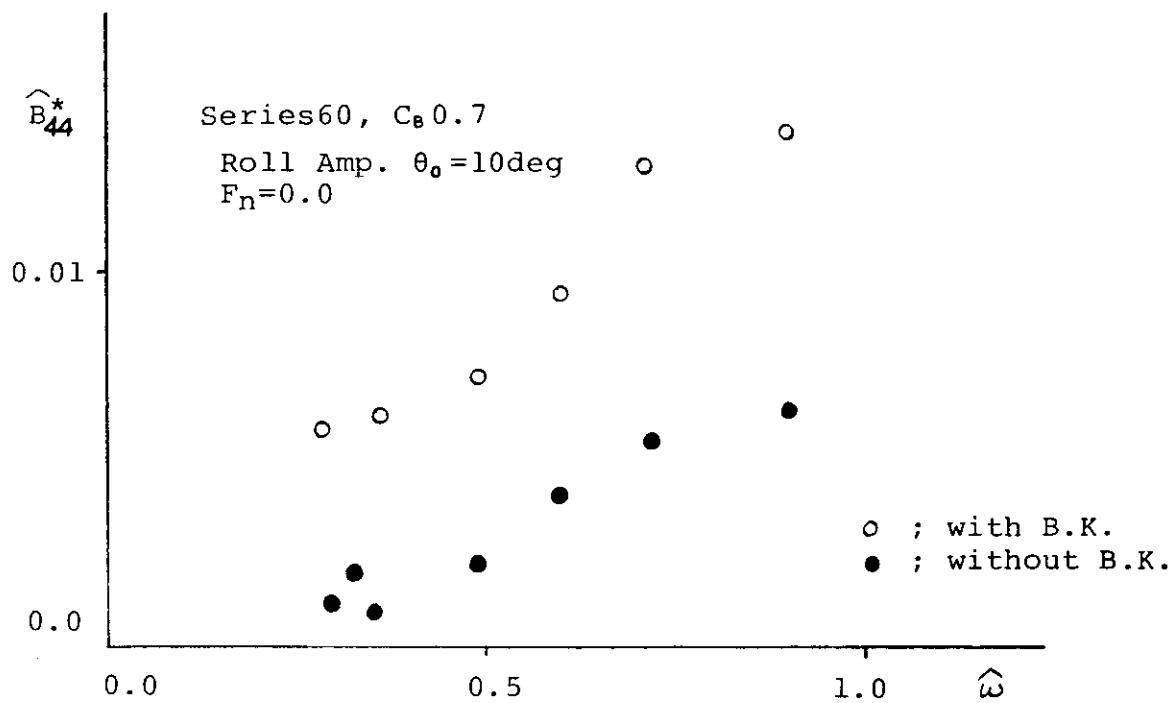


Fig 2.2.1 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^* at $F_n=0.0$

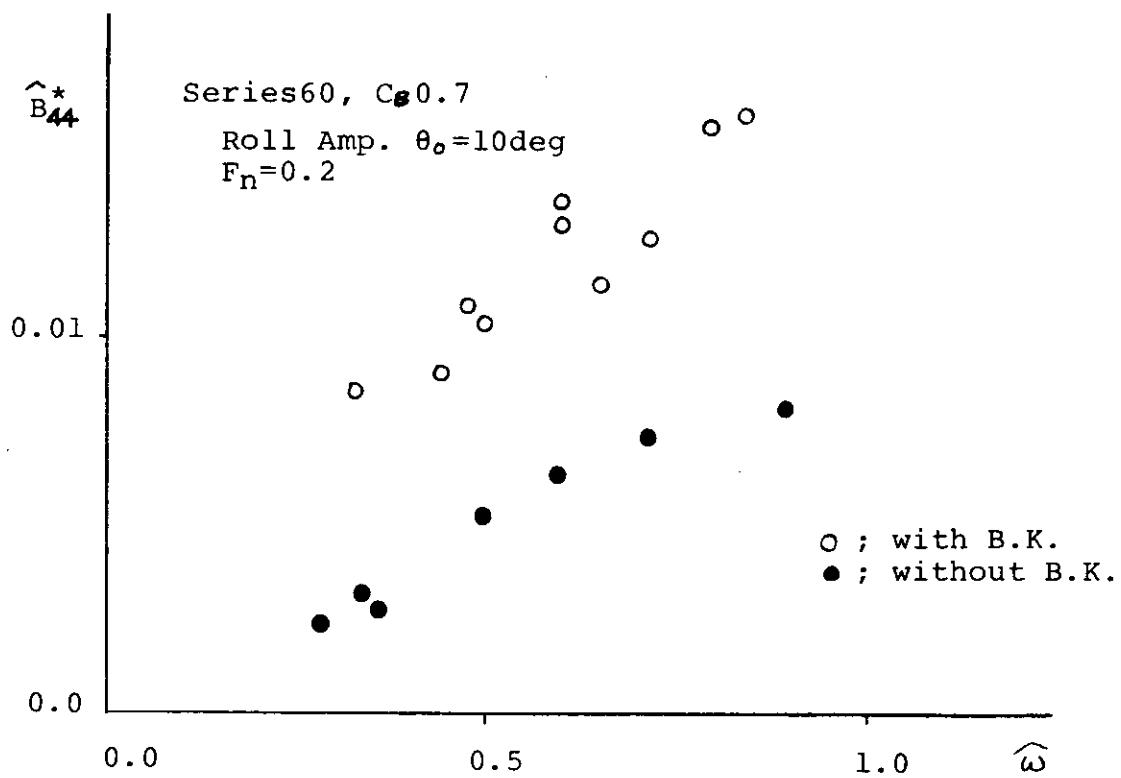


Fig 2.2.2 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^* at $F_n=0.2$

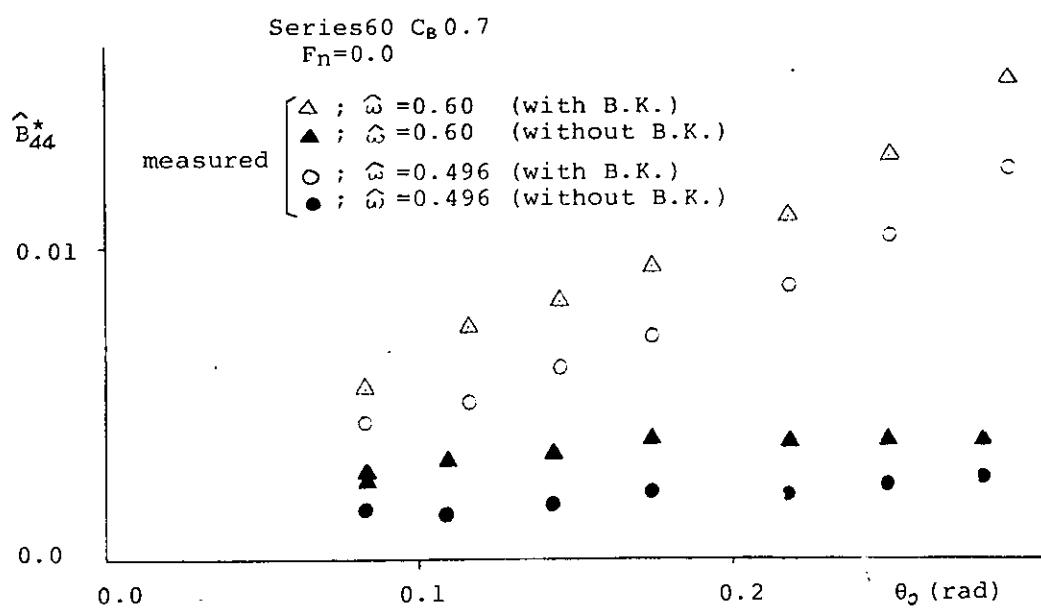


Fig 2.2.3 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^* at $F_n=0.0$

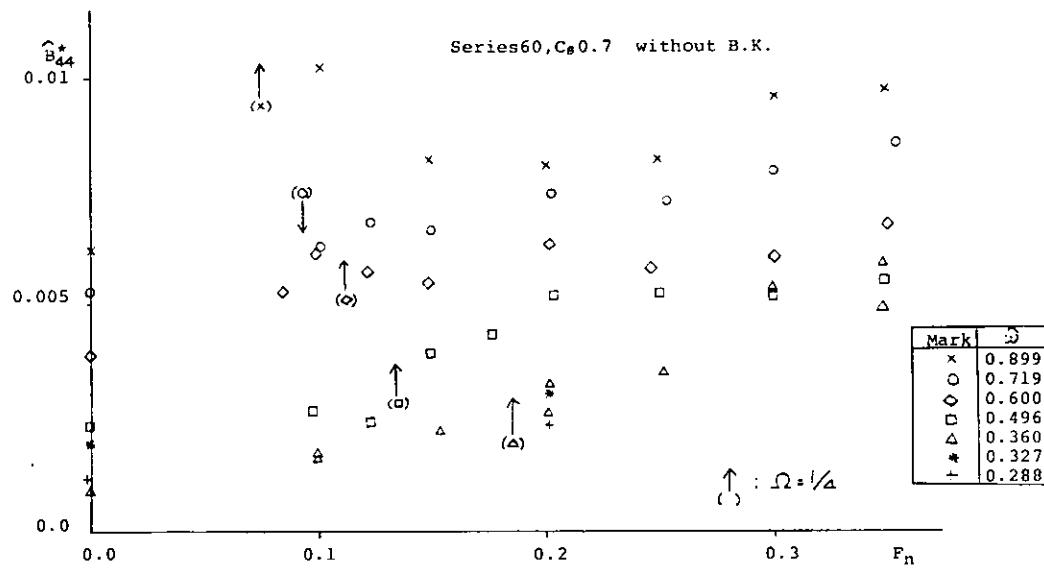


Fig 2.2.4 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^* at forward speed.

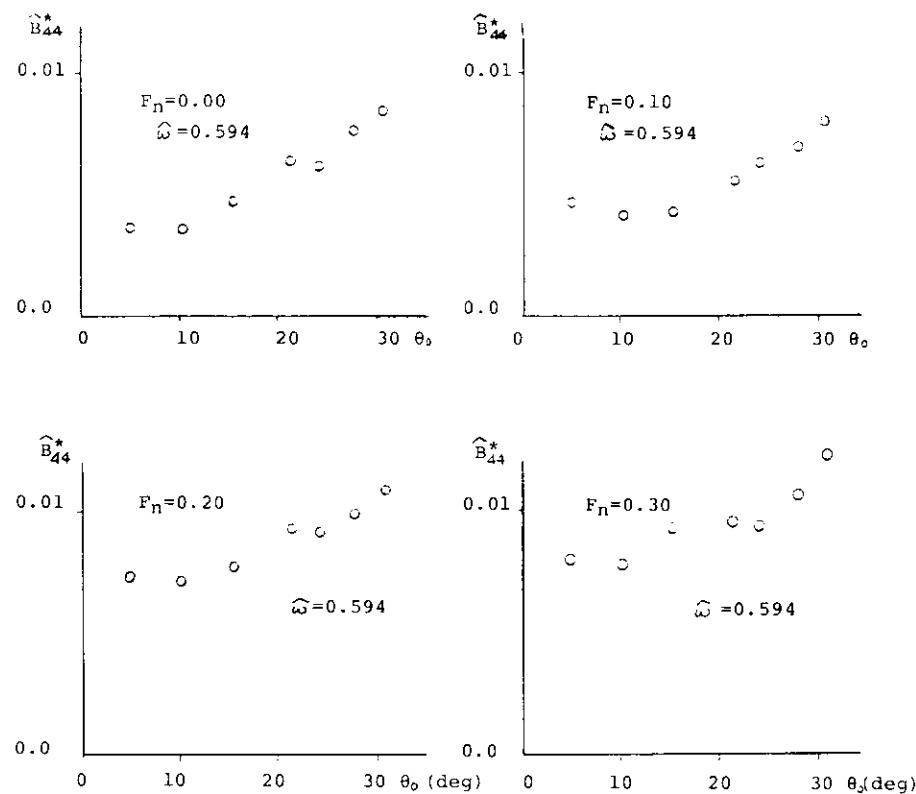


Fig 2.2.5 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^* at large Amp.
SR108 Container ship (single) with B.K.

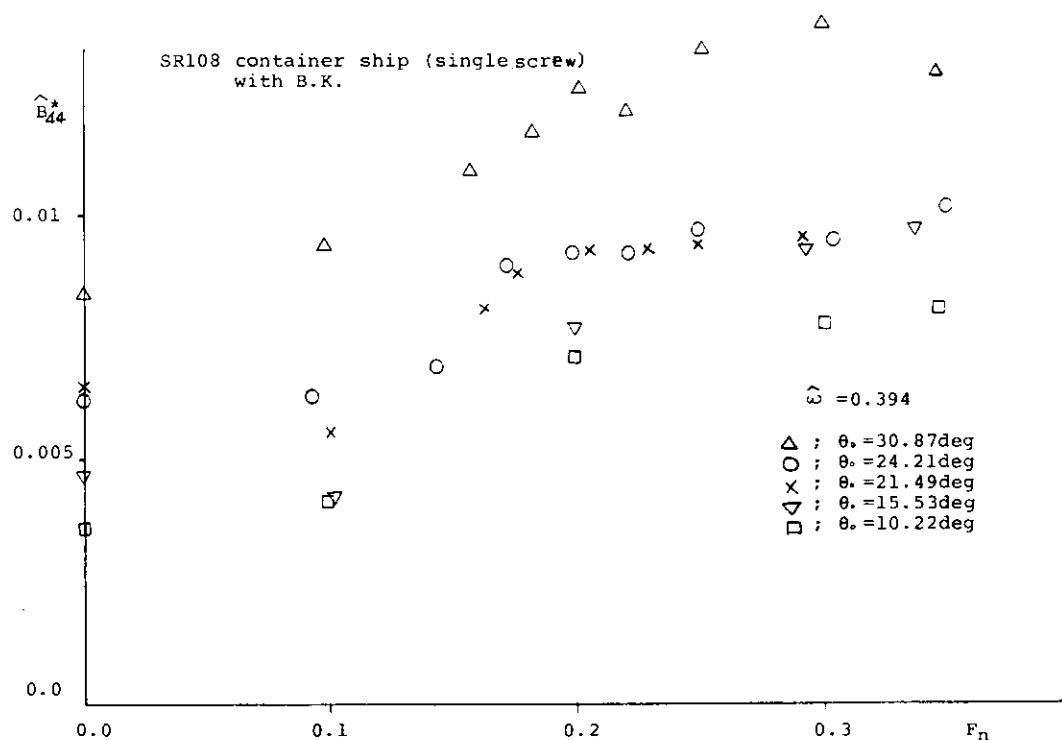


Fig 2.2.6 Damping Coefficient \hat{B}_{44}^* at large roll amp.

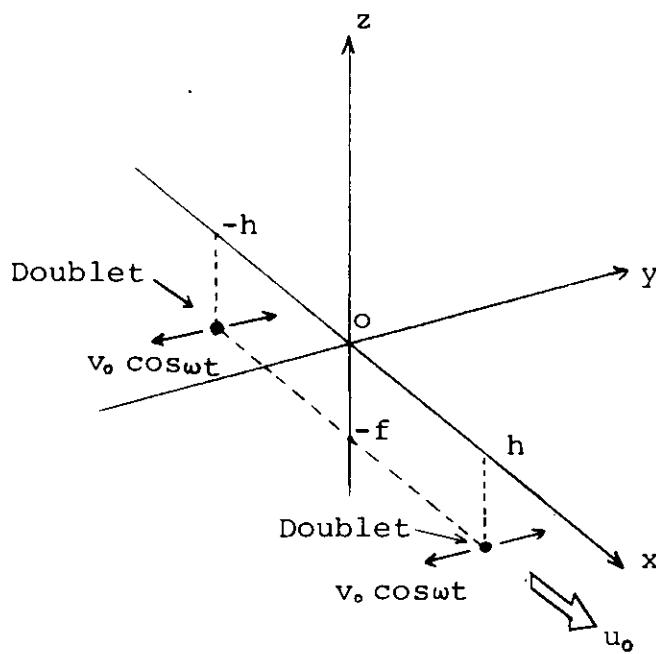


Fig 2.2.7 Coordinate system

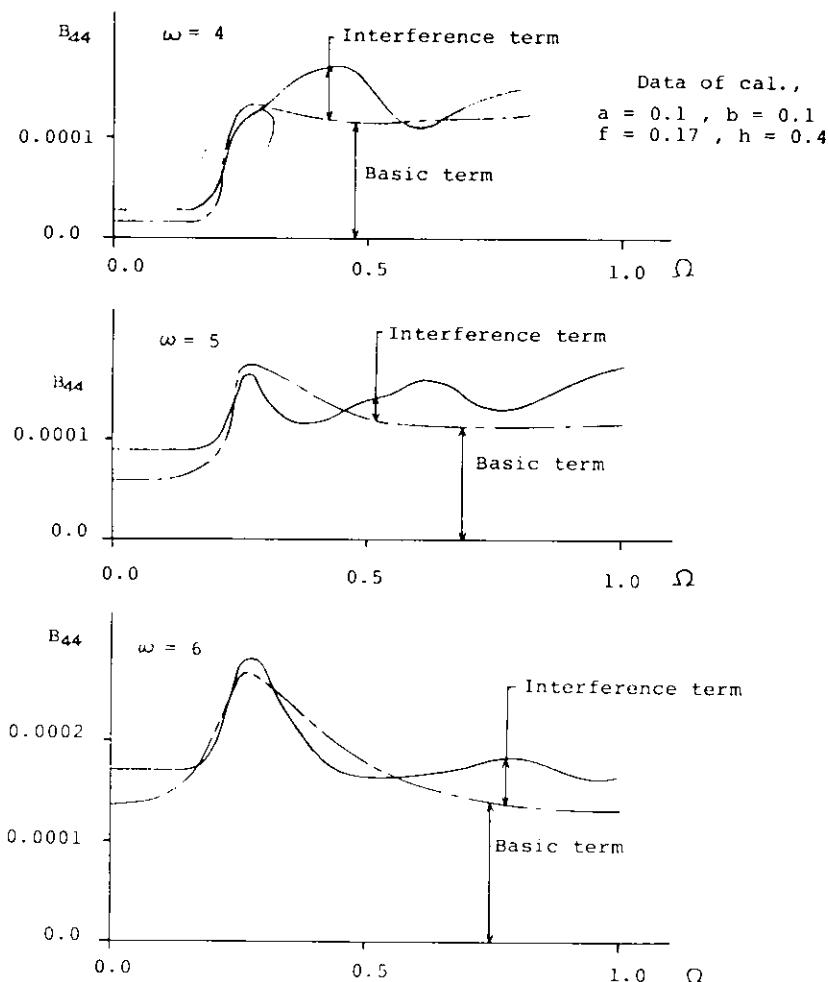
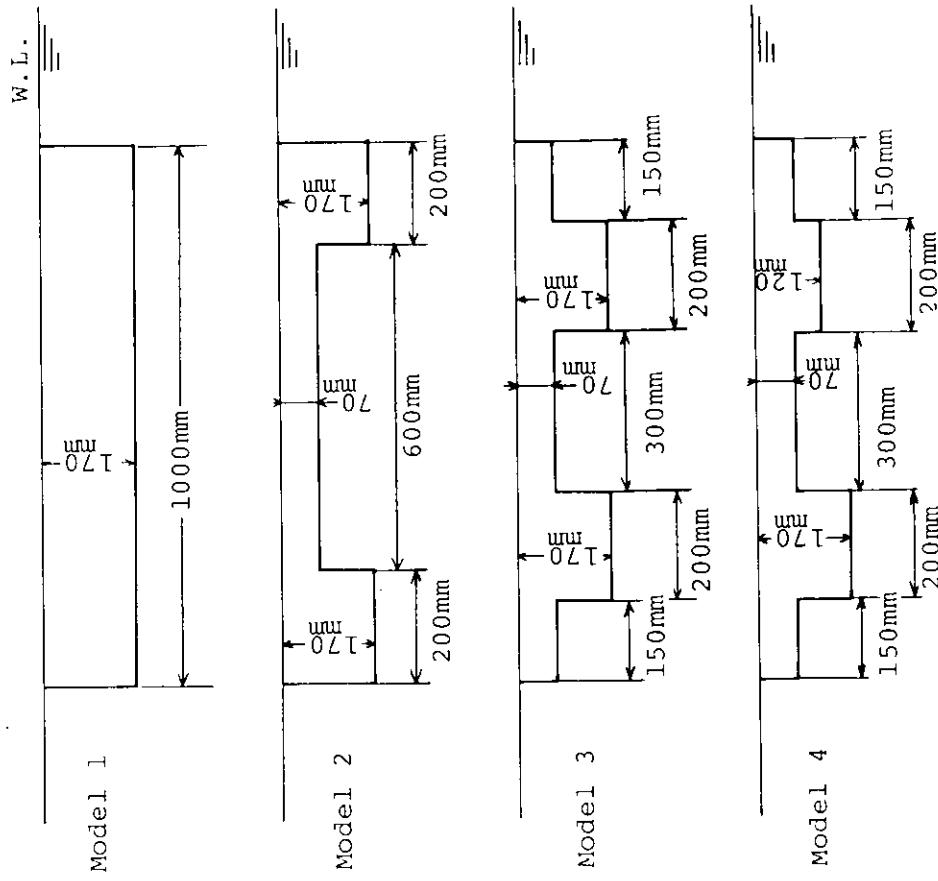


Fig 2.2.8 Example of present calculation
wave making damping.



-92-

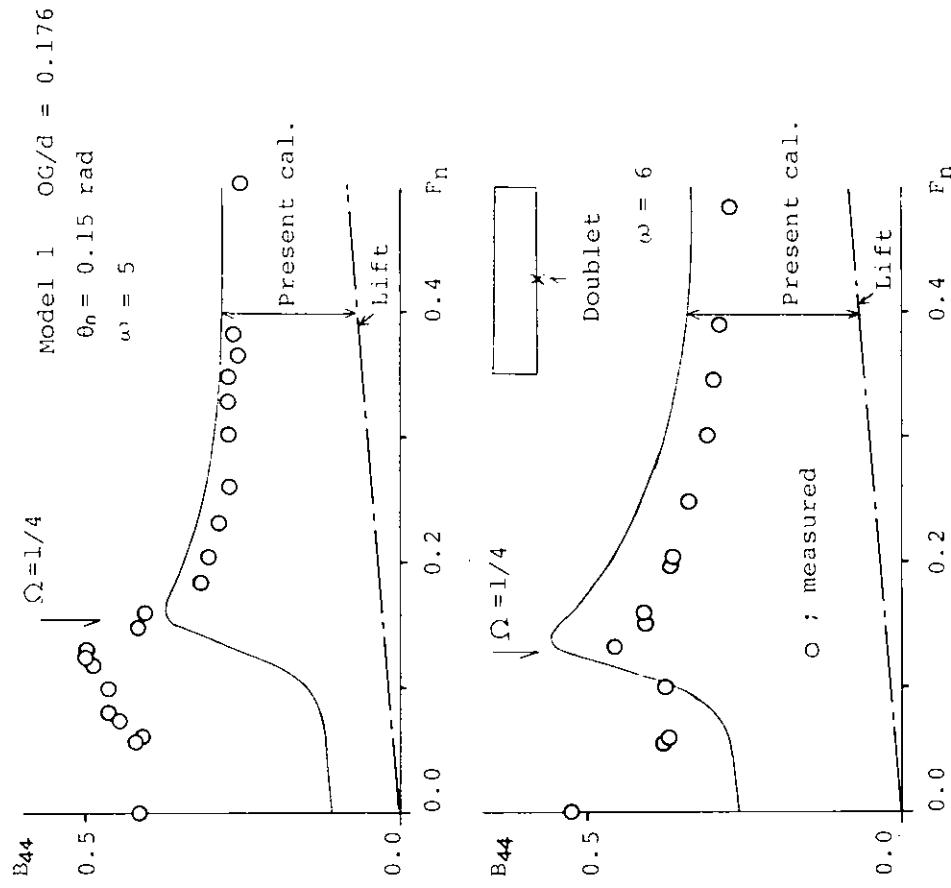
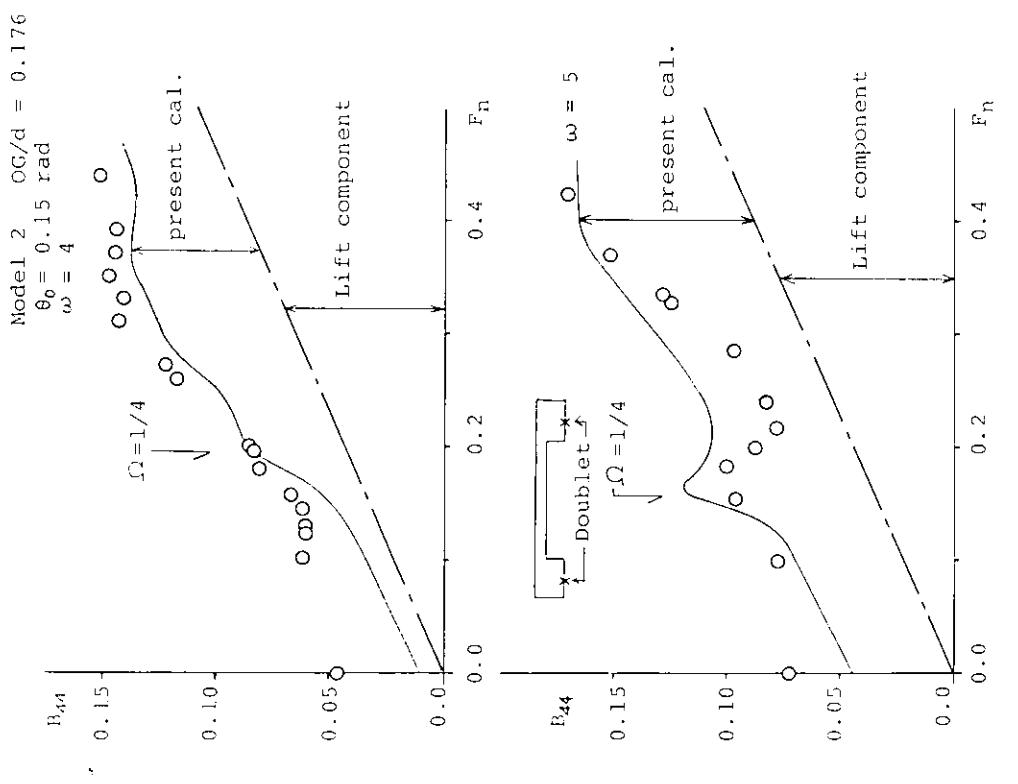


Fig 2.2.9 Profiles of flat plates.
(breadth = 5mm)

Fig 2.2.10 Damping Coefficient B_{44} of Model 1



-93-

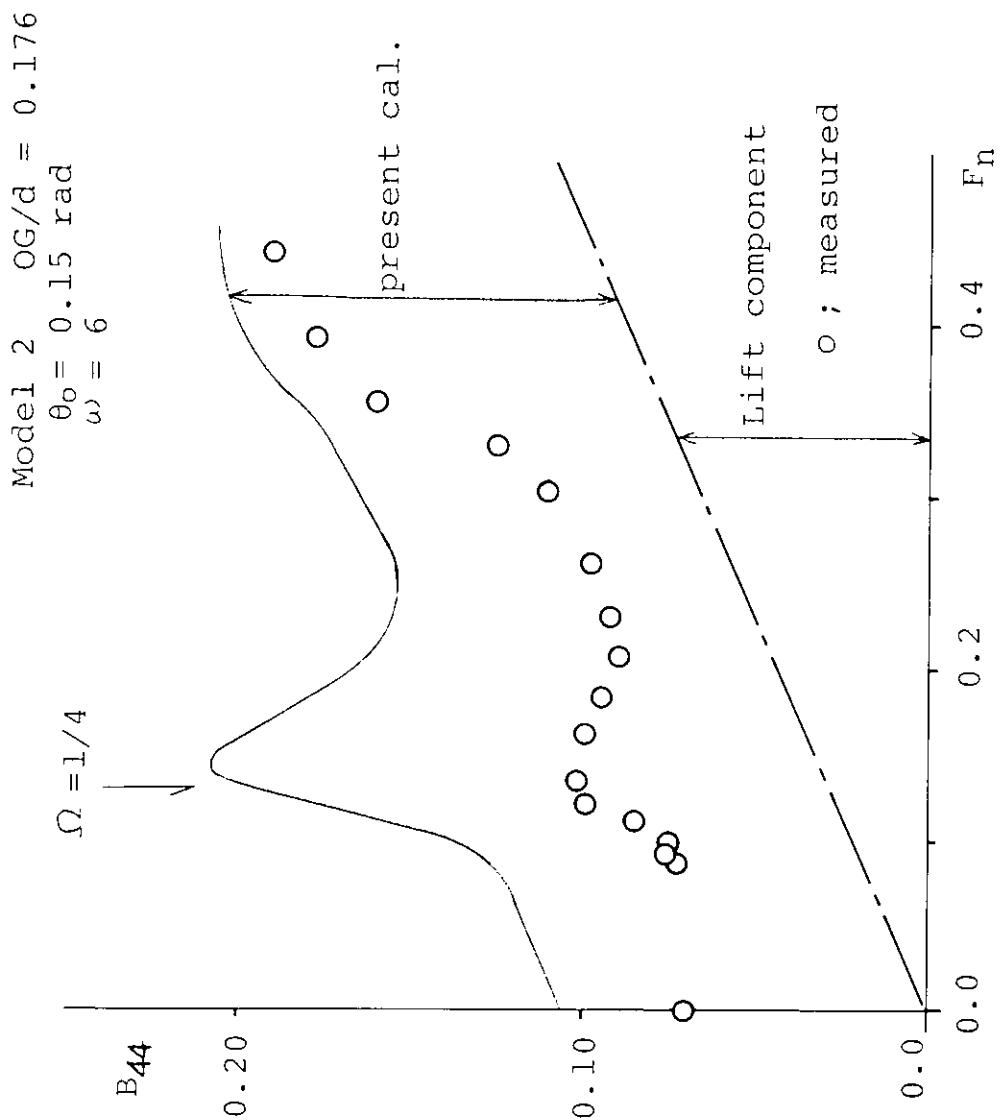
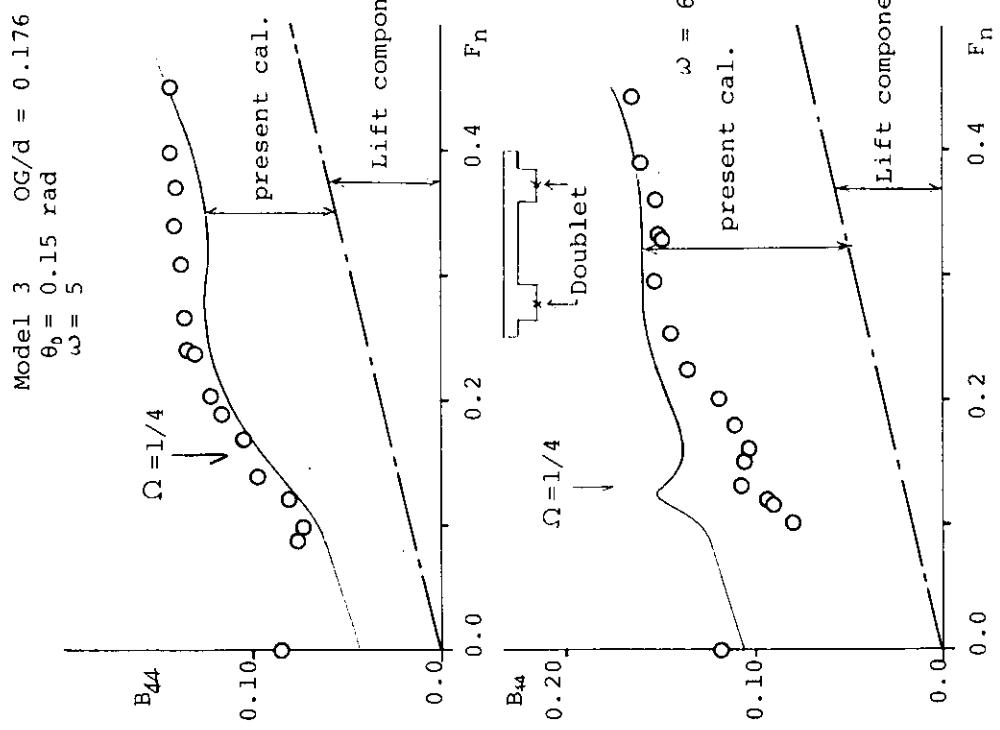


Fig 2.2.11 Damping Coefficient B_{44} of Model 2

Fig 2.2.12 Damping Coefficient B_{44} of Model 2



-94-

Fig 2.2.13 Damping Coefficient B_{44} of Model 3

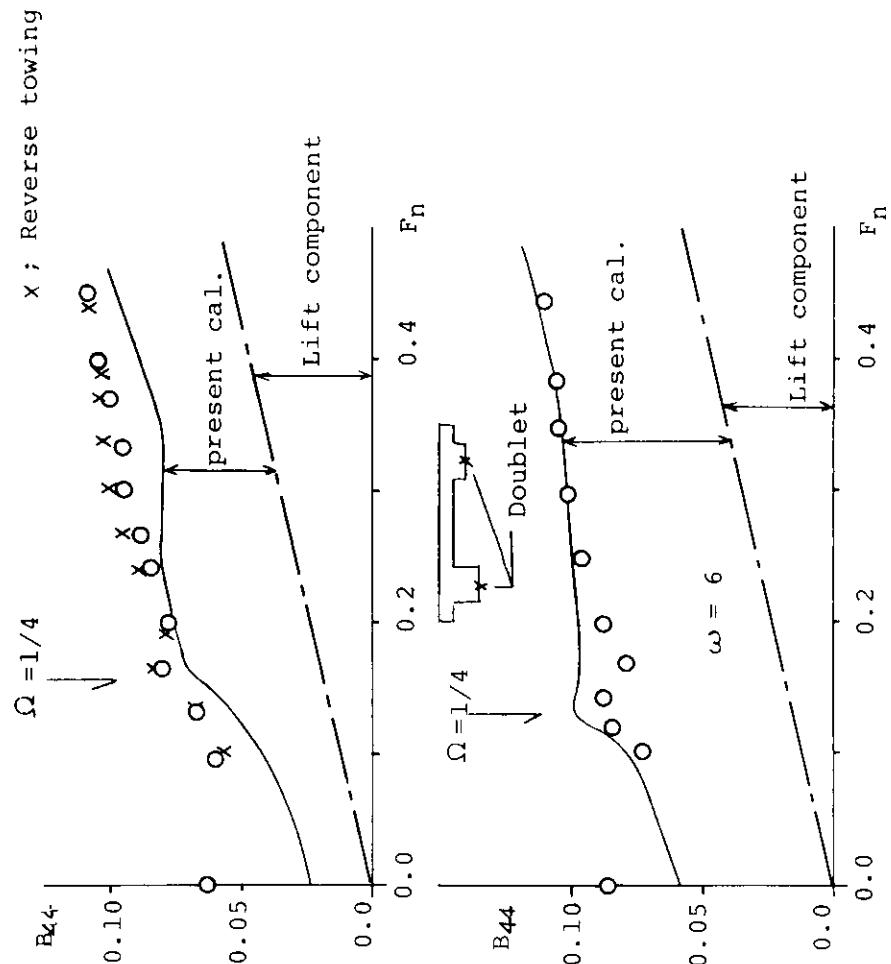


Fig 2.2.14 Damping Coefficient B_{44} of Model 4

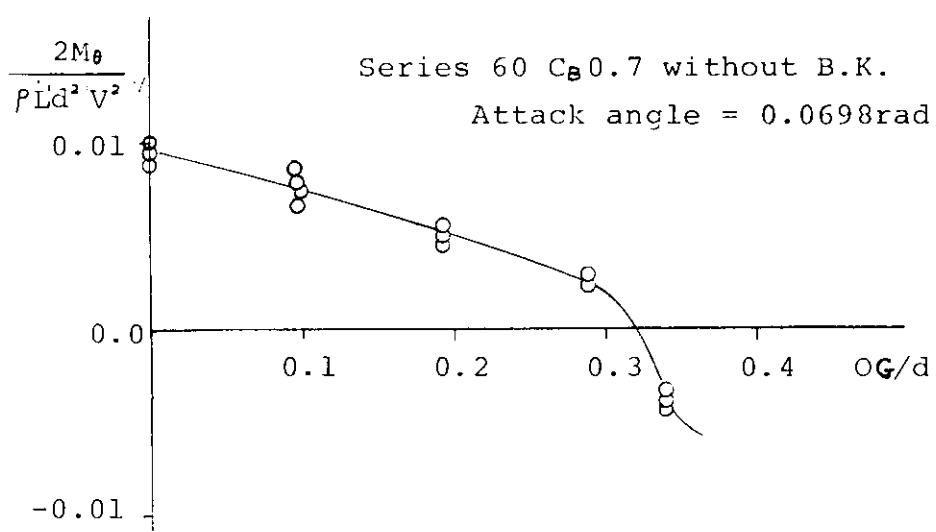
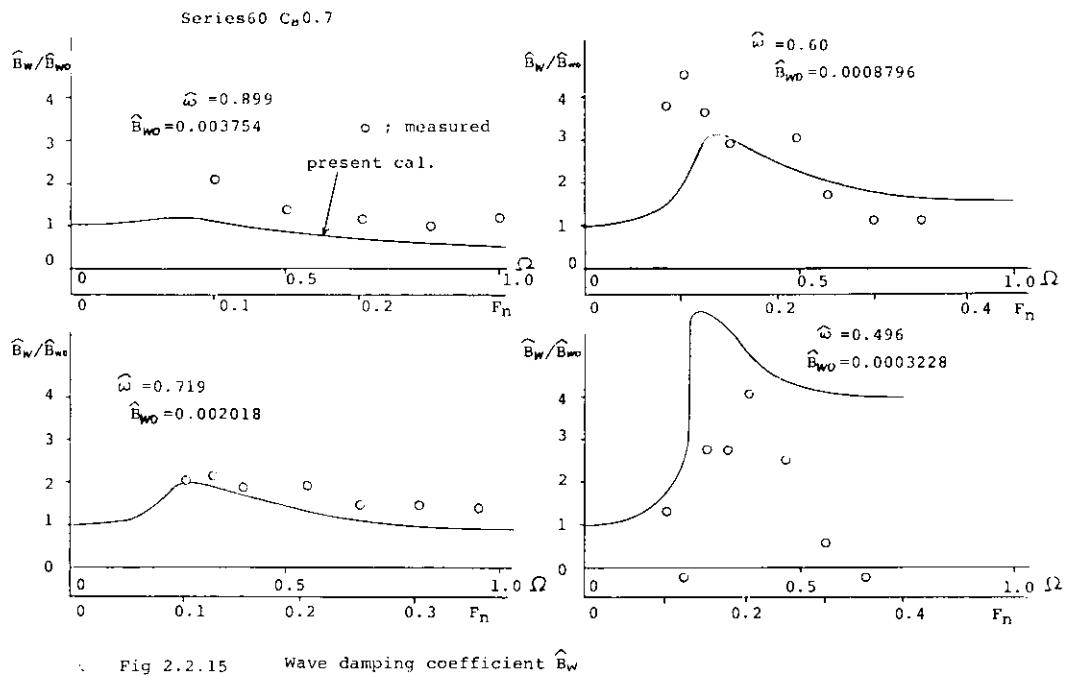


Fig 2.2.16 Heel moment in oblique towing

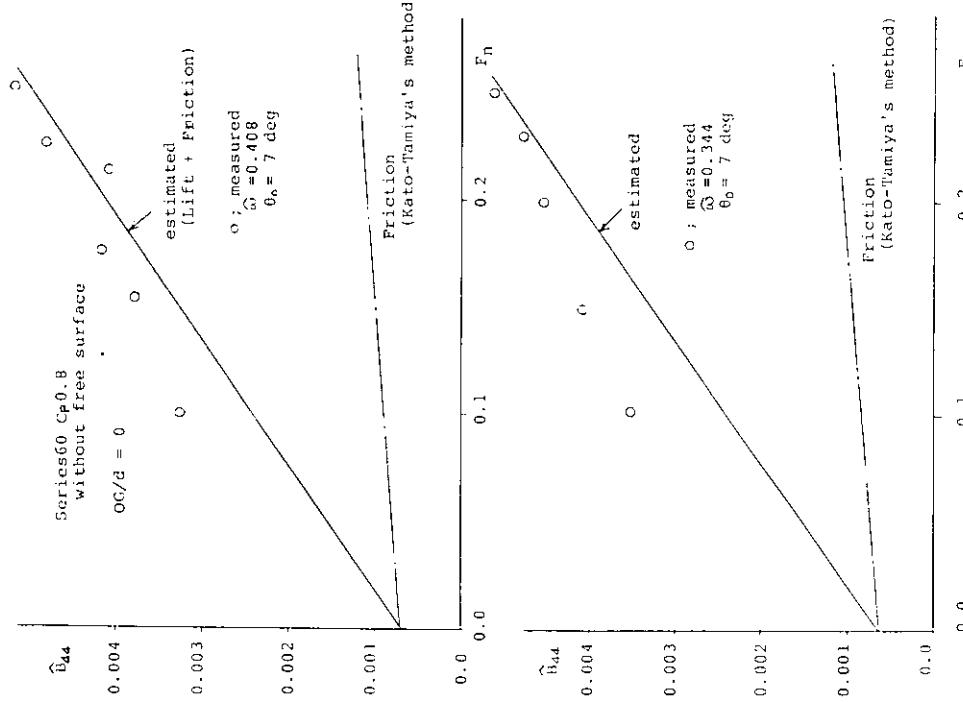
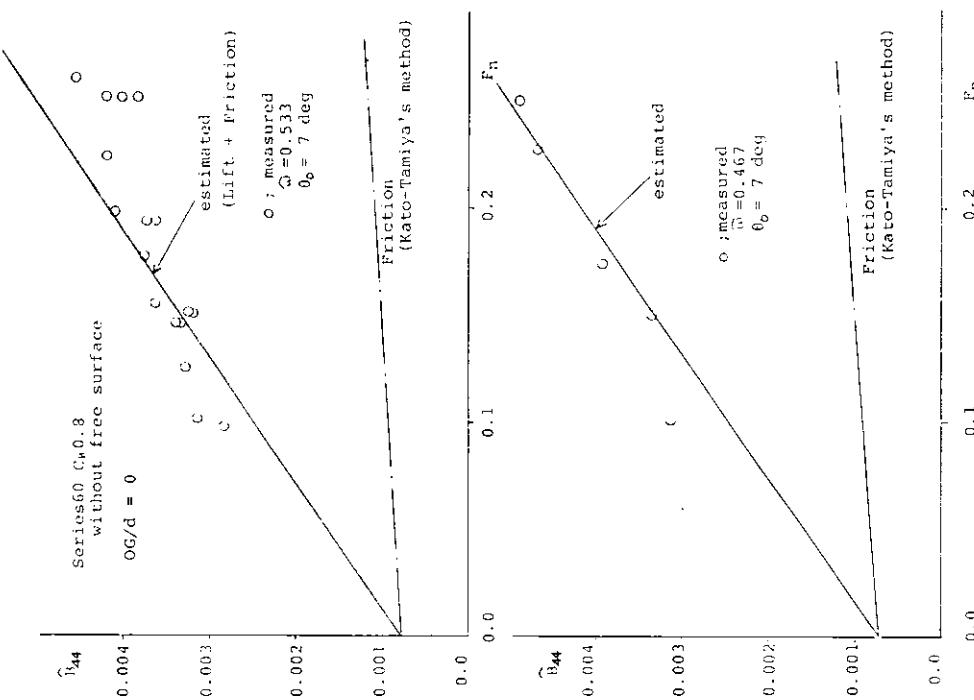


Fig 2.2.17 Damping Coefficient \hat{B}_{d4} due to lift component

Fig 2.2.18 Damping Coefficient \hat{B}_{d4} due to lift component.

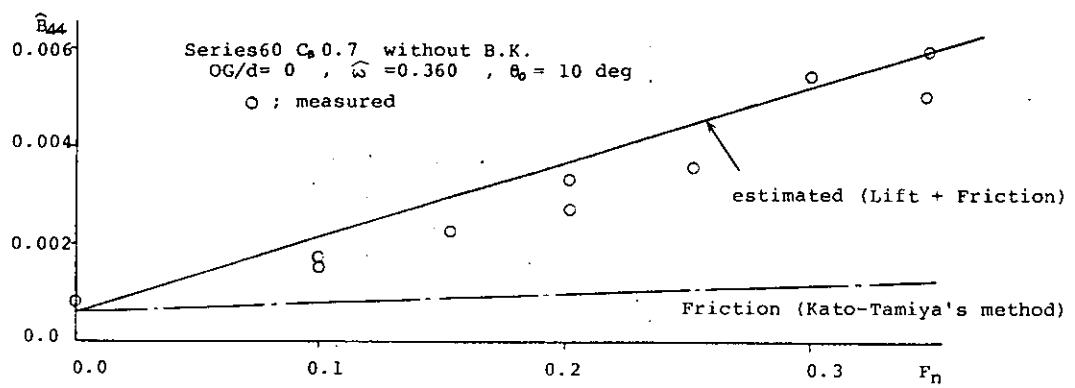
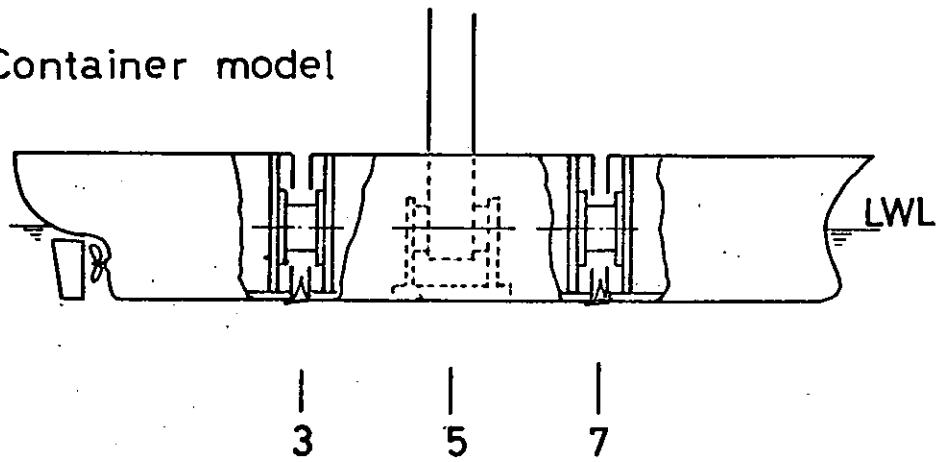


Fig 2.2.19 Damping Coefficient \hat{B}_{44} at low frequency.

(1) Container model



(2) Math. model

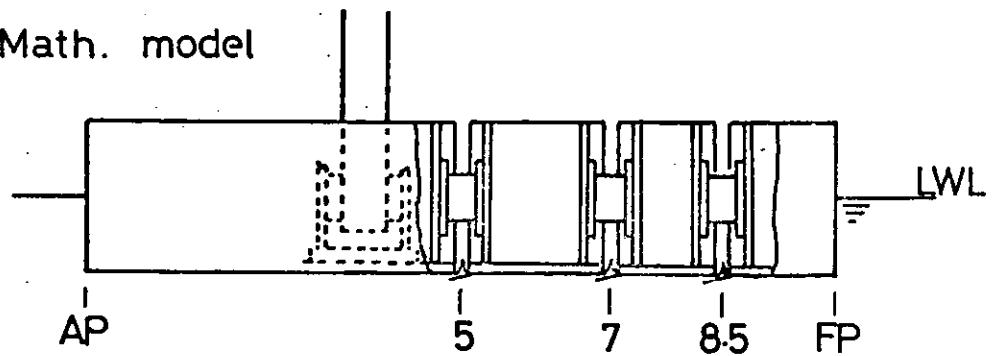


Fig 2.2.20 供試模型船

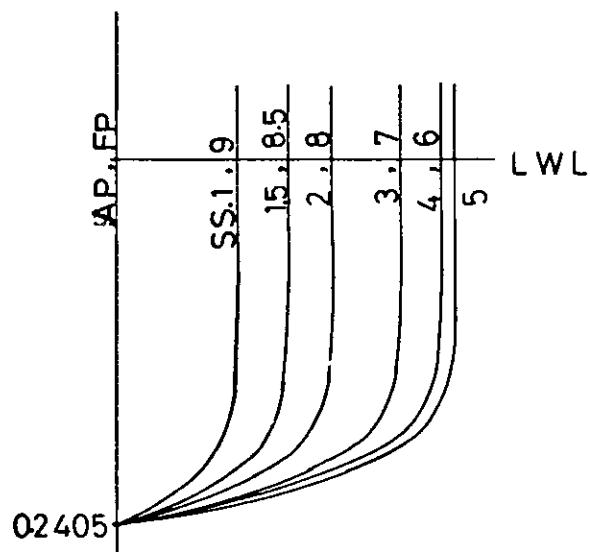


Fig 2.2.21 數式船型の Body plan

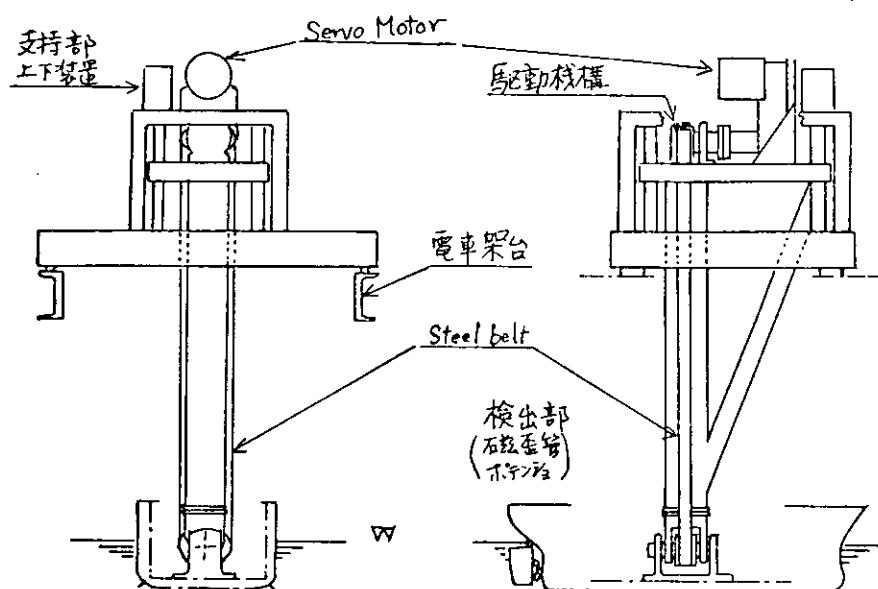


Fig 2.2.22 強制動搖装置

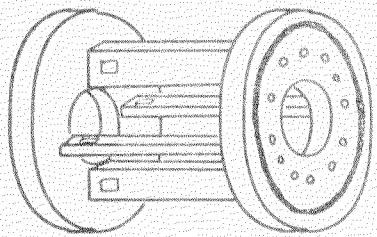


Fig. 2.2.23 檢力計

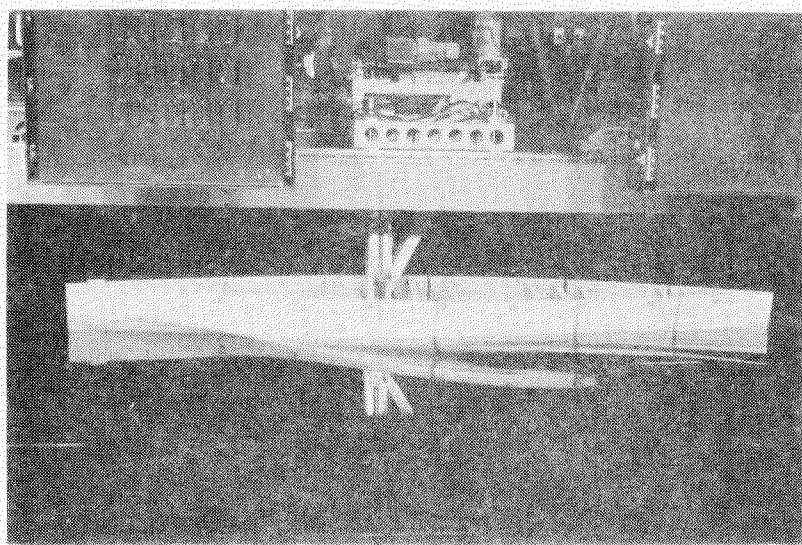


Fig. 2.2.24

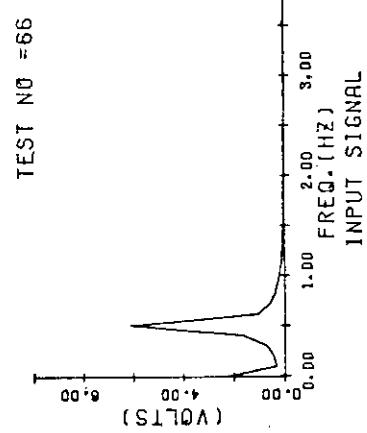


Fig 2.2.25 計測値のフーリエ解析例 ($f = 0.5 \text{ Hz}$)

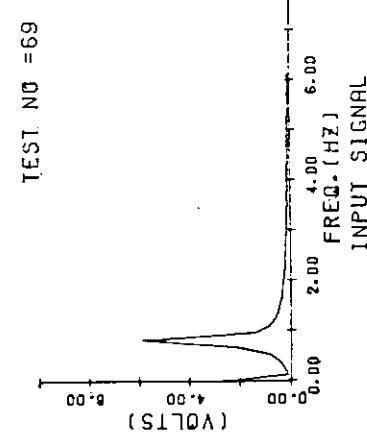


Fig 2.2.26

計測値のフーリエ解析例 ($f = 0.7 \text{ Hz}$)

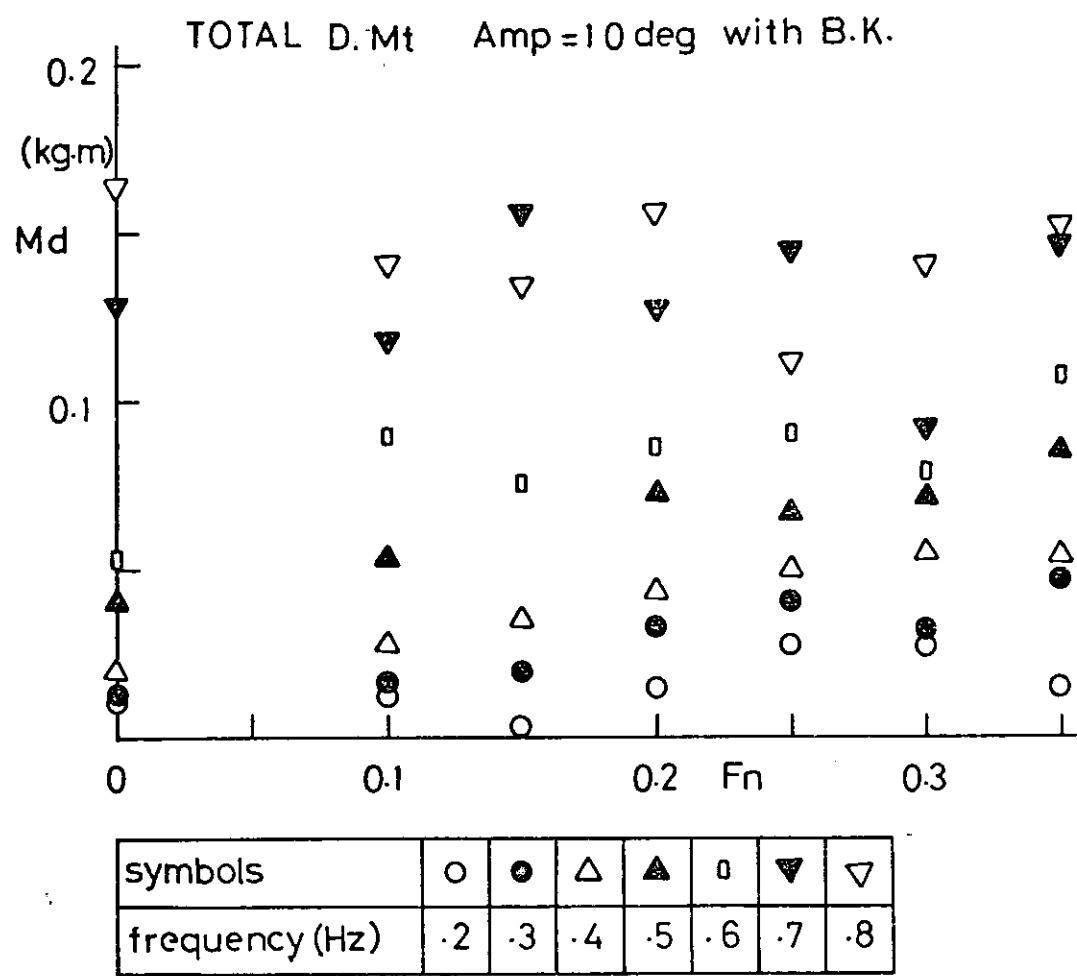


Fig. 2.2.27 コンテナ船型の横揺減衰力(1)

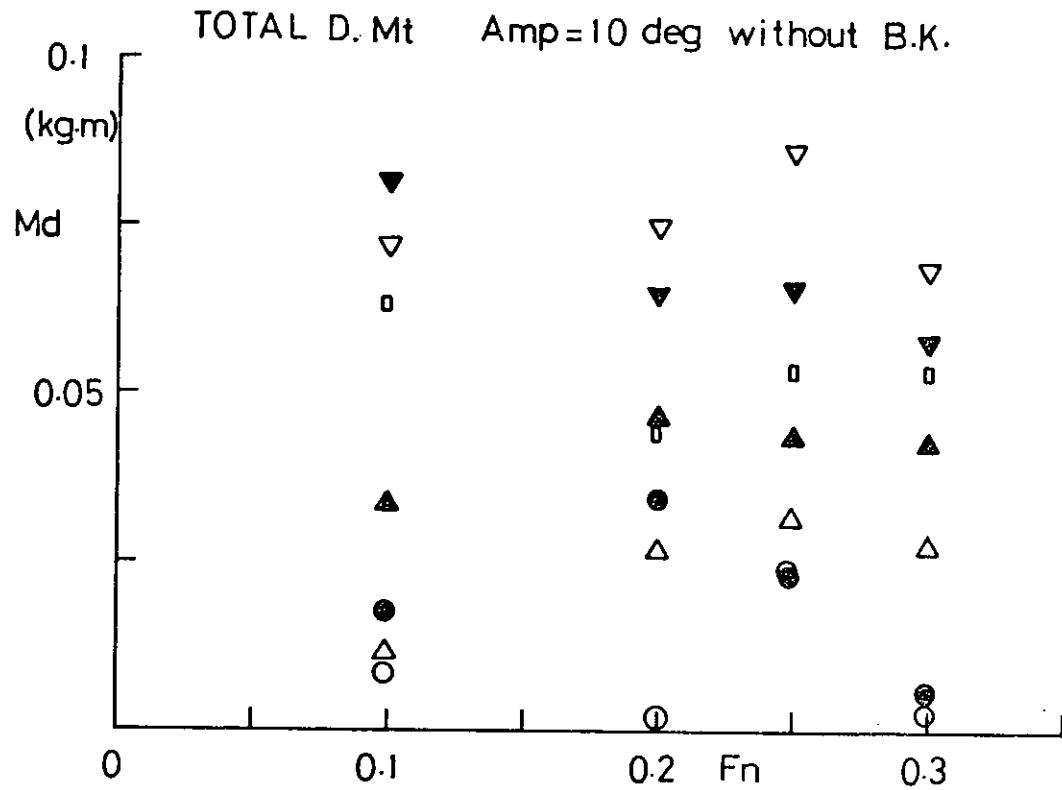


Fig. 2.2.28 コンテナ船型の横揺減衰力(2)

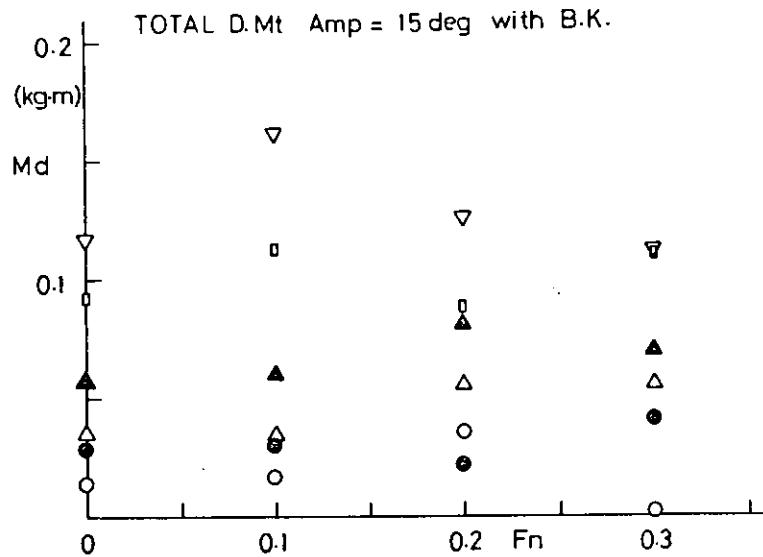


Fig 2.2.29 コンテナ船型の横搖減衰力(3)

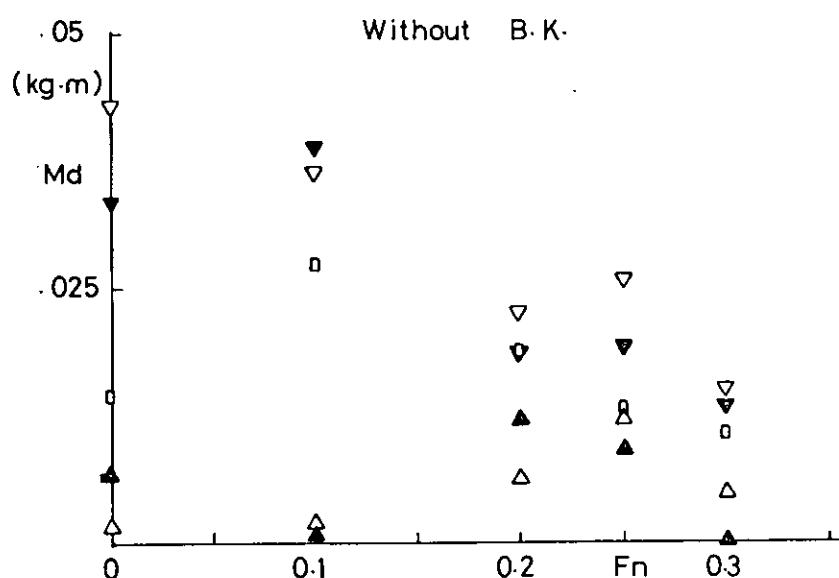
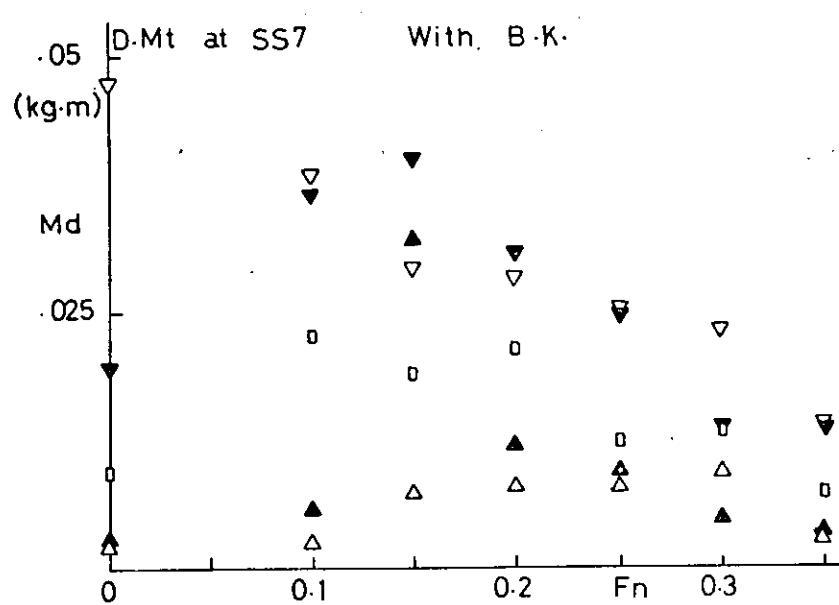
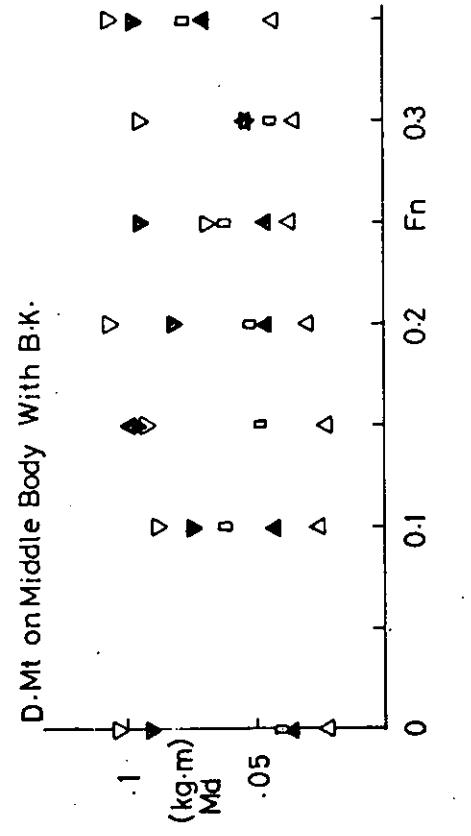


Fig 2.2.30 前部船体の横搖減衰力(コンテナ船型)

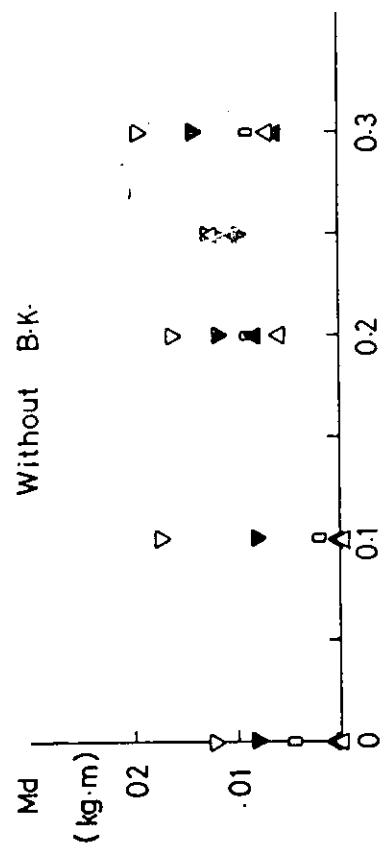
Fig. 2.2.51 後部船体の横振減衰力 (コンテナ船型)



D.Mt at SSS With B.K.



Without B.K.



With B.K.

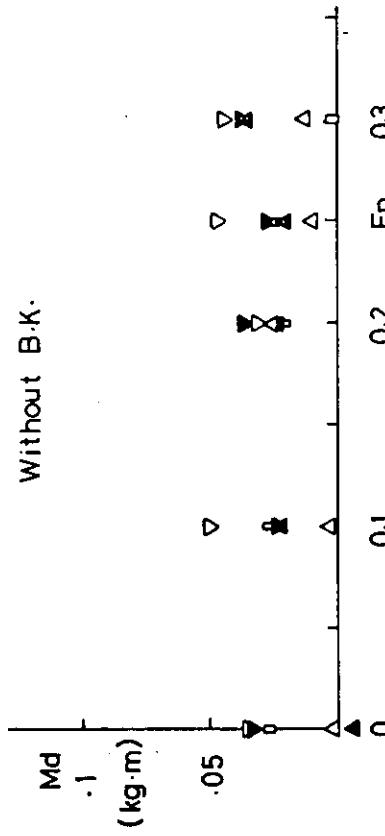


Fig. 2.2.52 中間部船体の横振減衰力 (コンテナ船型)

Fig. 2.2.52 中間部船体の横振減衰力 (コンテナ船型)

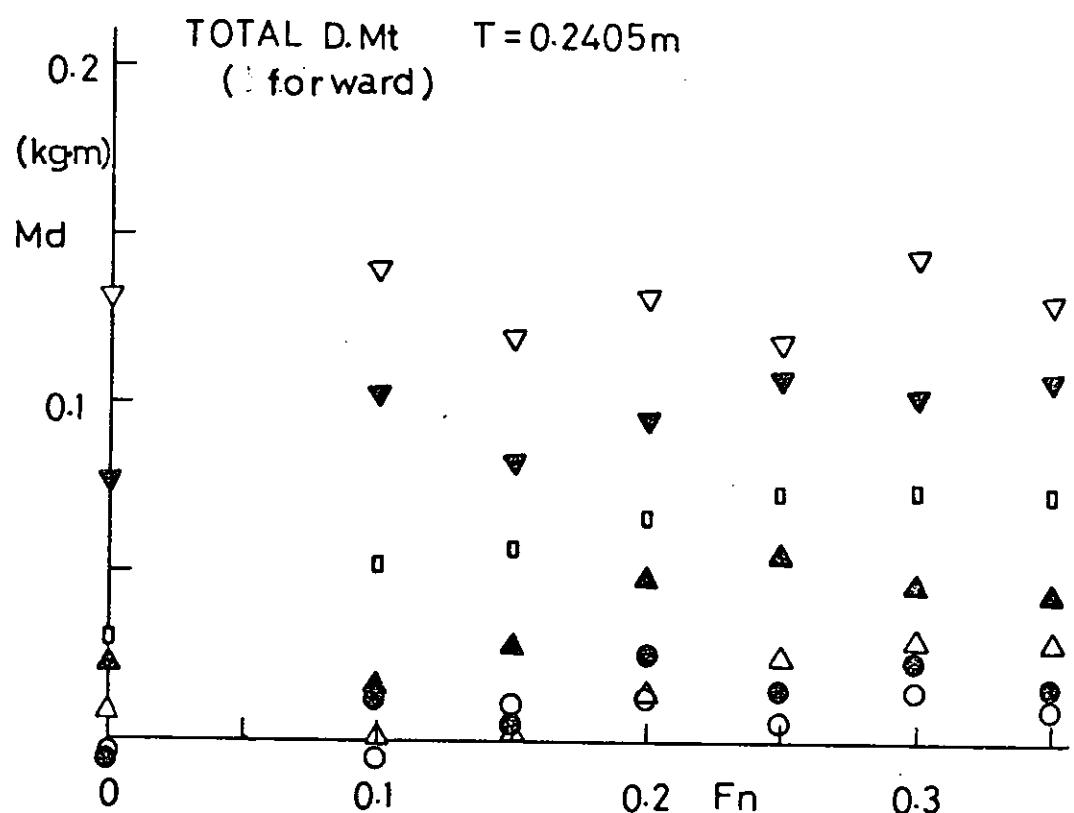


Fig. 2.2.33 数式船型の横搖減衰力(1)

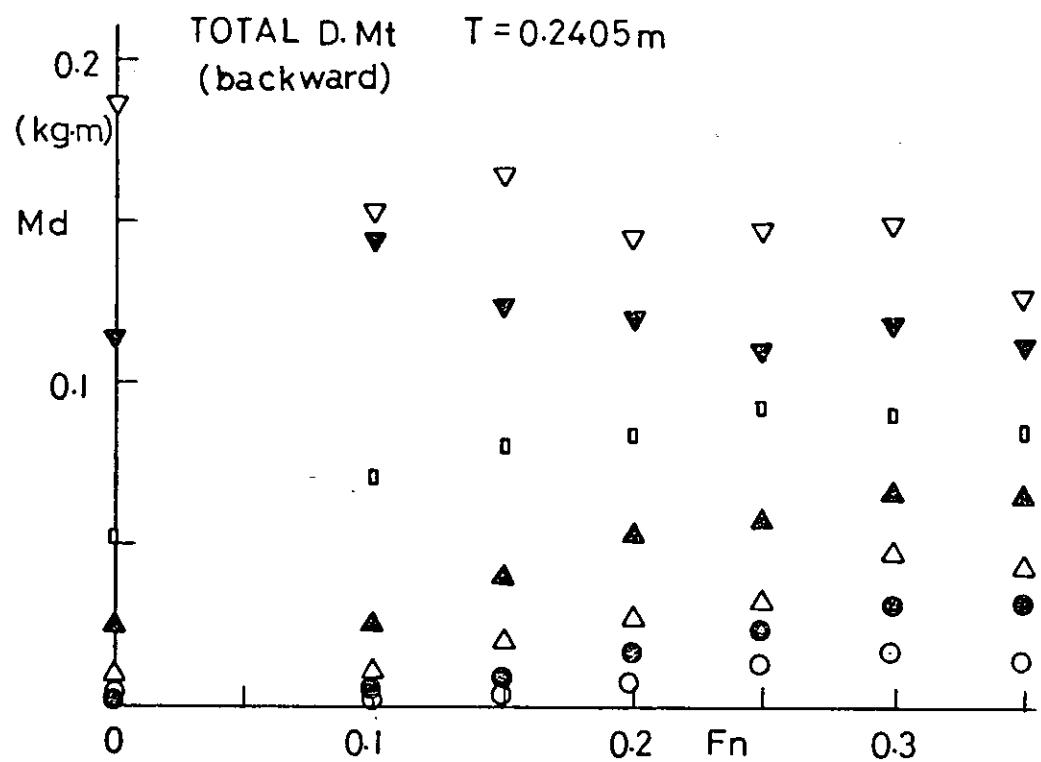


Fig. 2.2.34 数式船型の横搖減衰力(2)

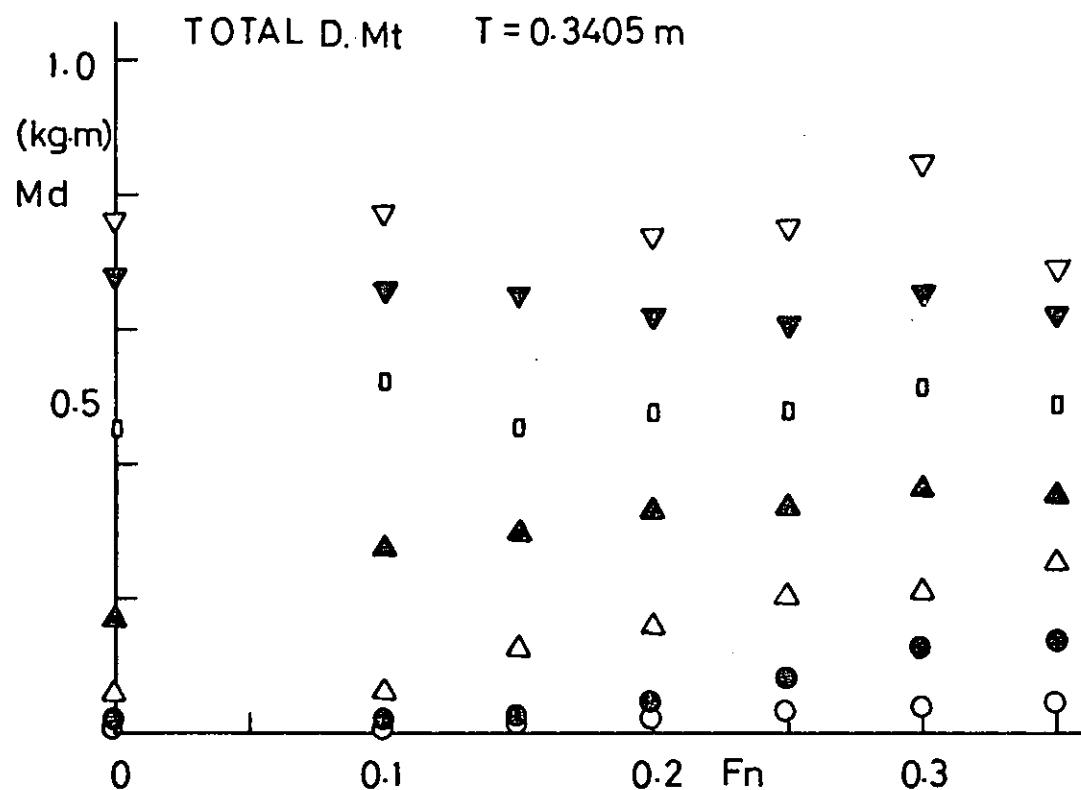


Fig 2.2.35 数式船型の横搖減衰力 (3)

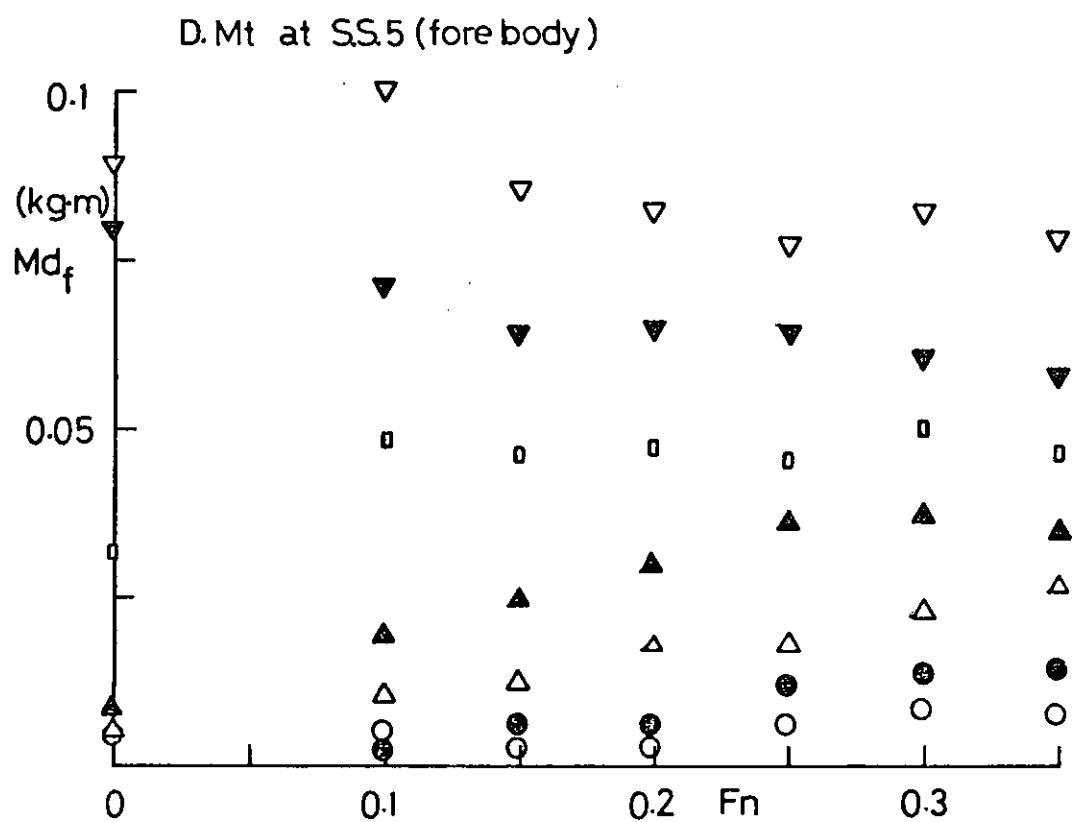


Fig 2.2.36 前半部船体の横搖減衰力 (数式船型)

D. Mt at SS.5 (aftbody)

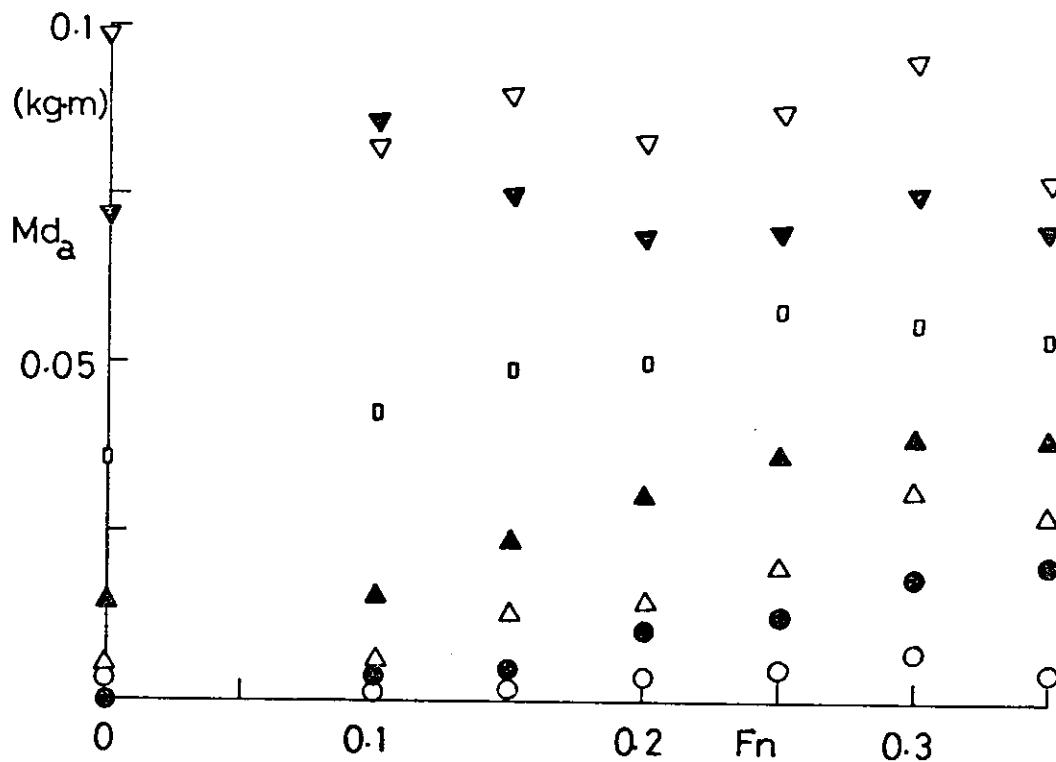


Fig. 2.2.37 後半部船体の横搖減衰力(数式船型)

D. Mt at SS.7

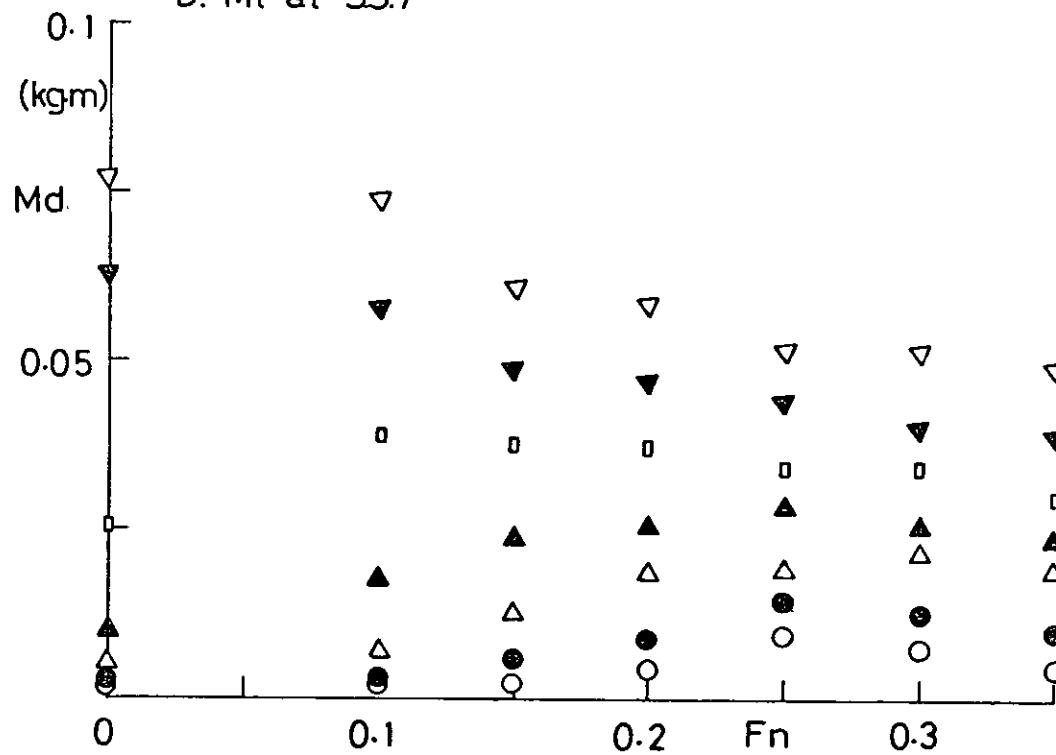


Fig. 2.2.38 SS.7における横搖減衰力(数式船型)

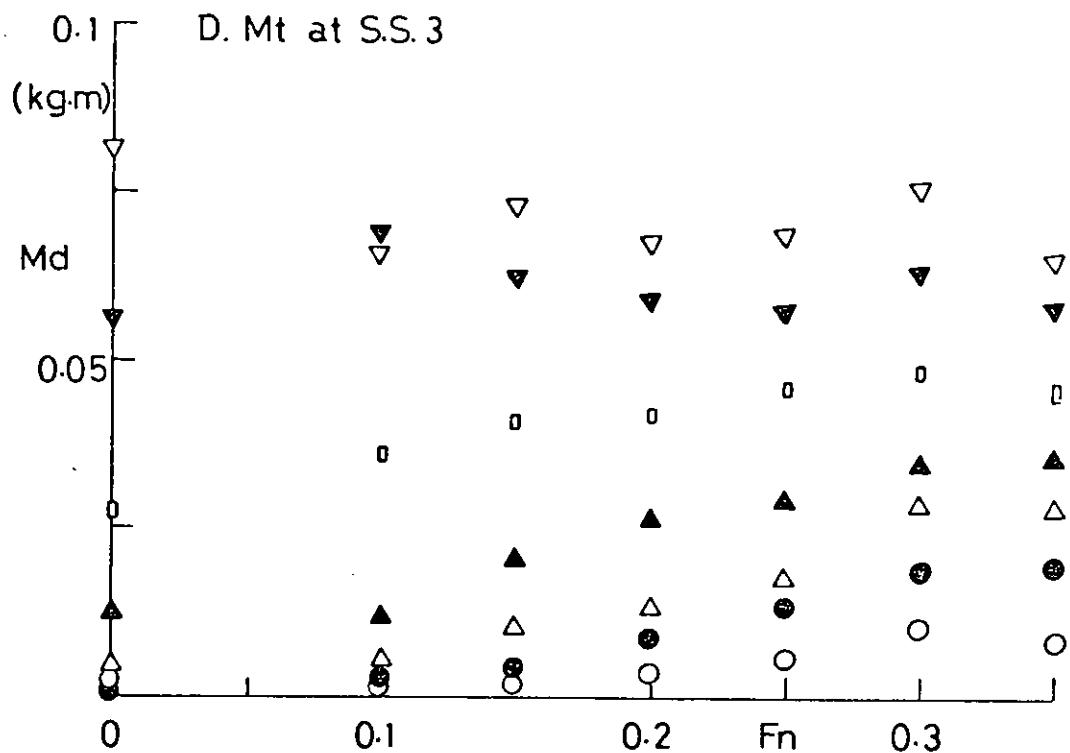


Fig. 2.2.3.9 SS 3における横搖減衰力(数式船型)

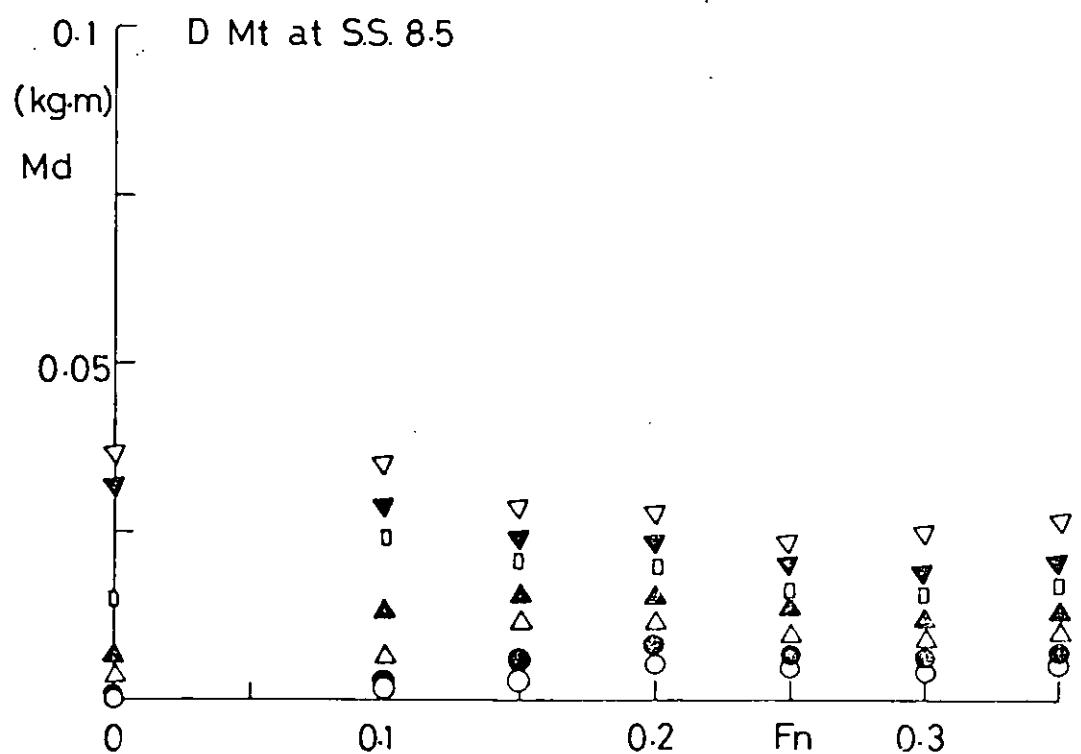


Fig. 2.2.4.0 SS 8.5における横搖減衰力(数式船型)

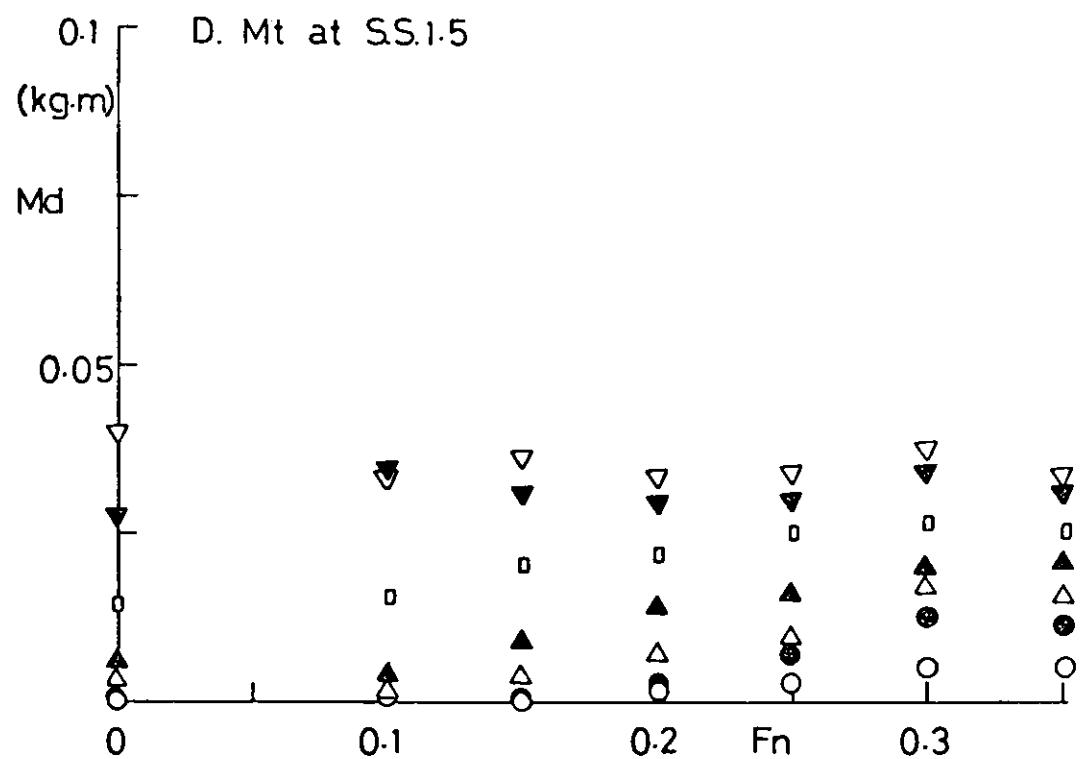


Fig. 2.2.41 S.S.1.5における横搖減衰力(数式船型)

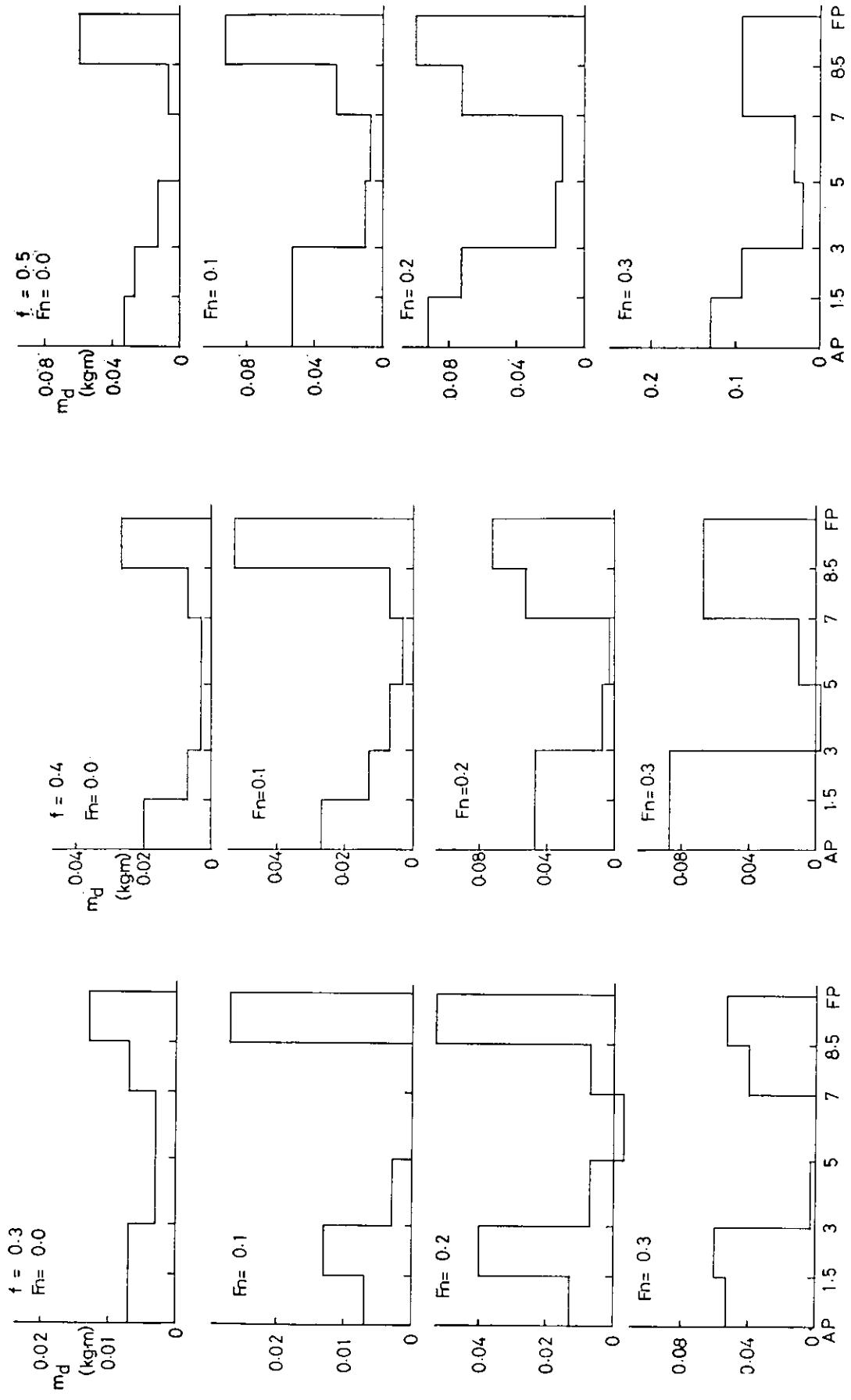


Fig. 2.2.42 減衰力の船長方向分布(数式船型)(1)

Fig. 2.2.43 減衰力の船長方向分布(数式船型)(2)

Fig. 2.2.44 減衰力の船長方向分布(数式船型)(3)

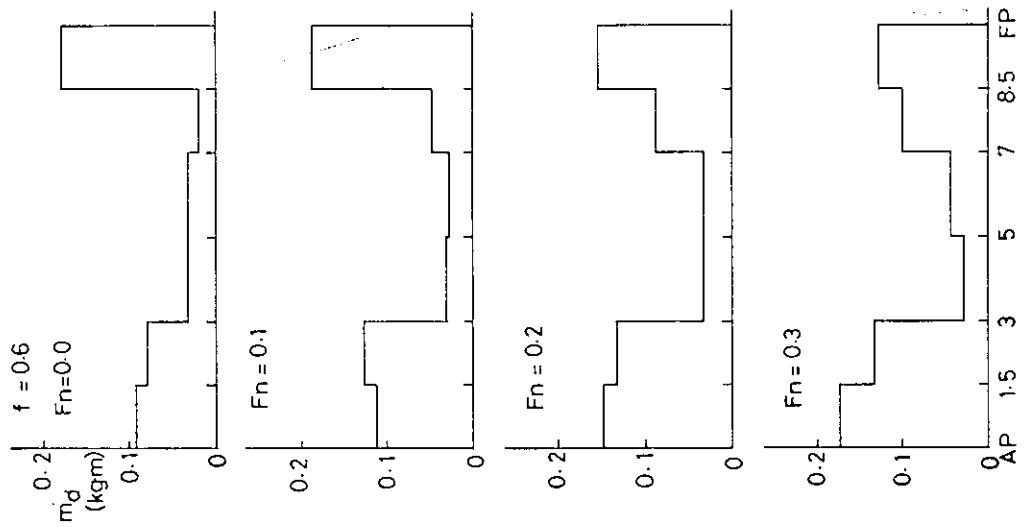


Fig. 2.2.45 減衰力の船長方向分布(数式船型)(4)

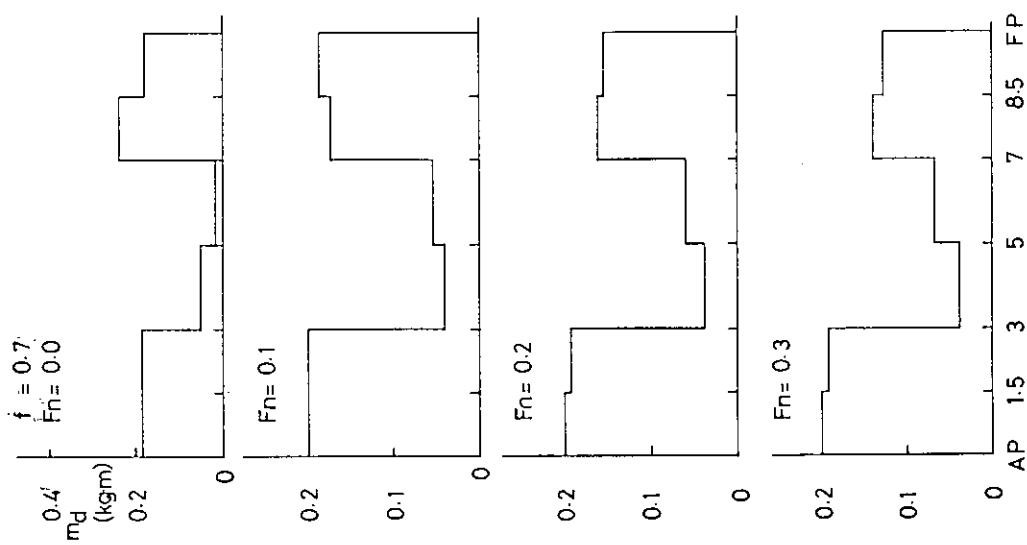


Fig. 2.2.46 減衰力の船長方向分布(数式船型)(5)

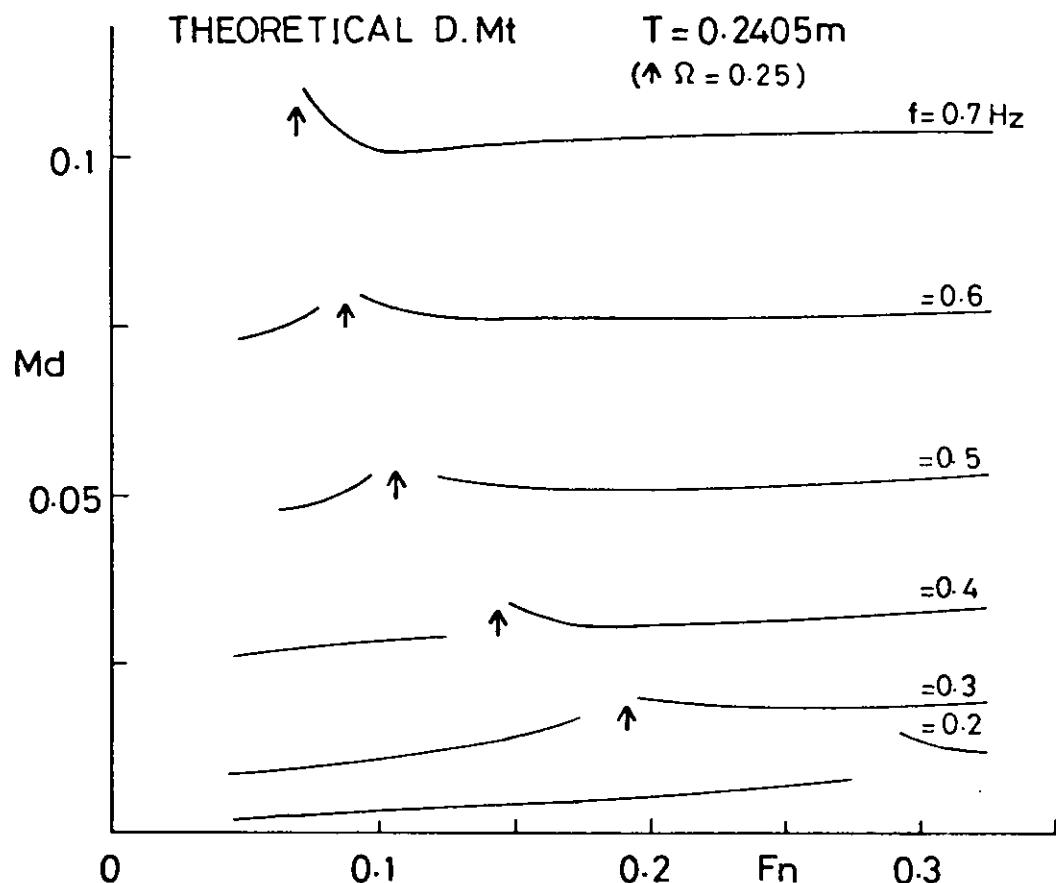


Fig. 2.2.47 横搖減衰力の理論計算値(1)

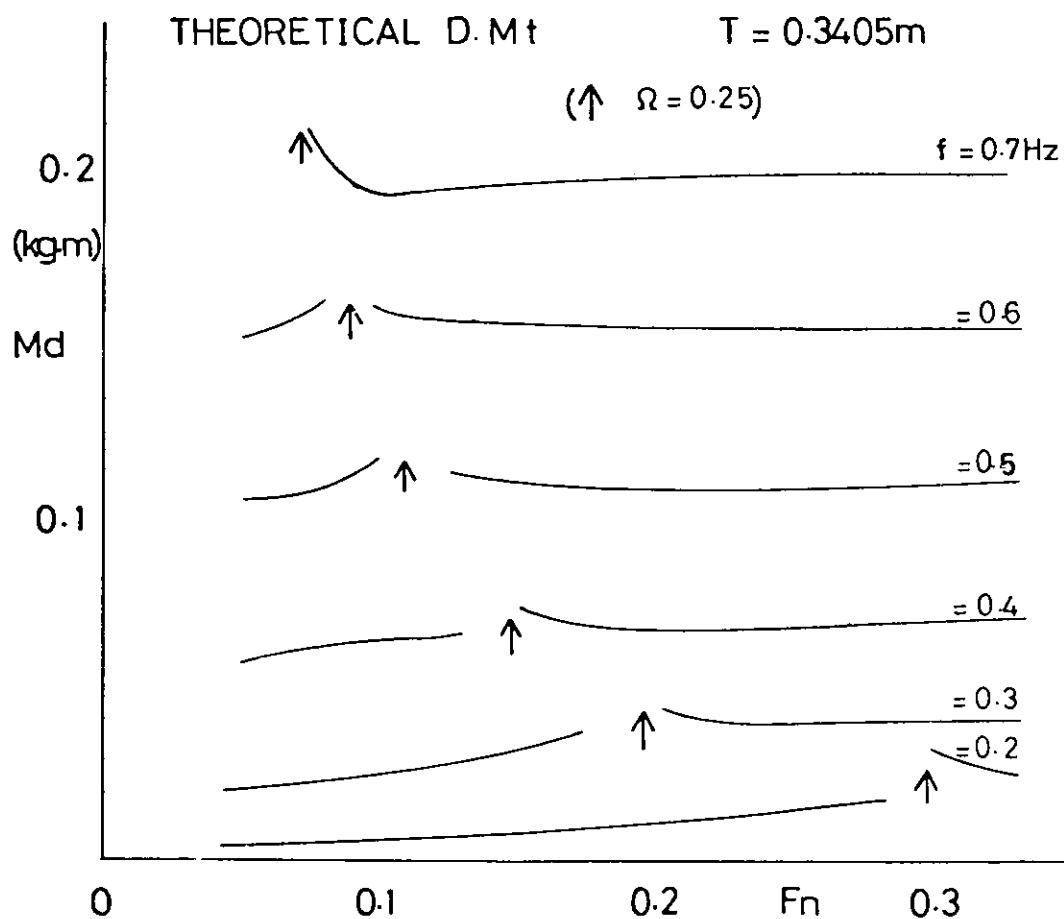


Fig. 2.2.48 横搖減衰力の理論計算値(2)

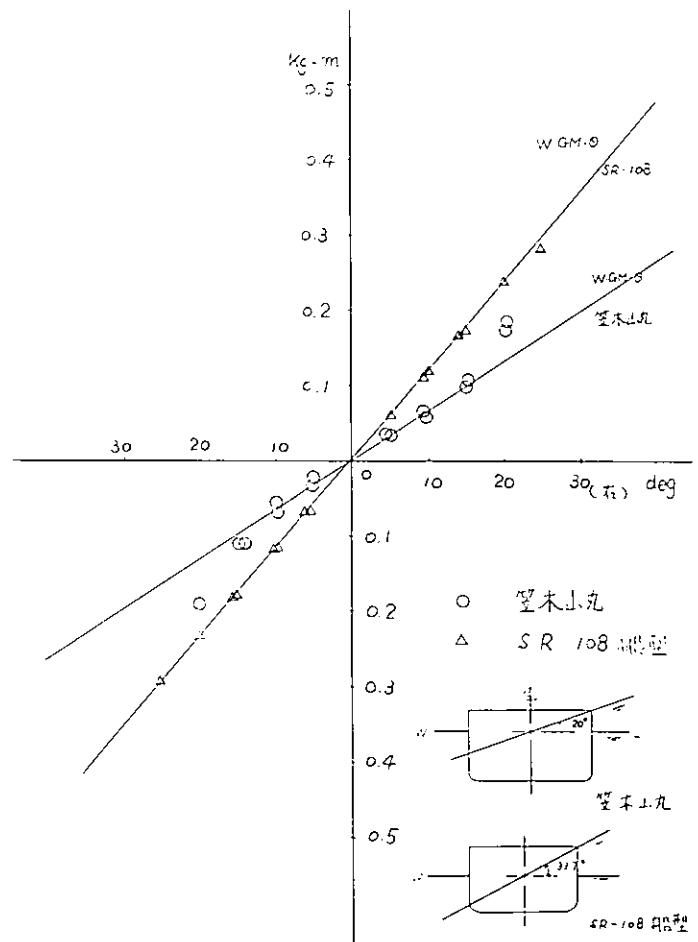


Fig. 2.2.49 復原力曲線

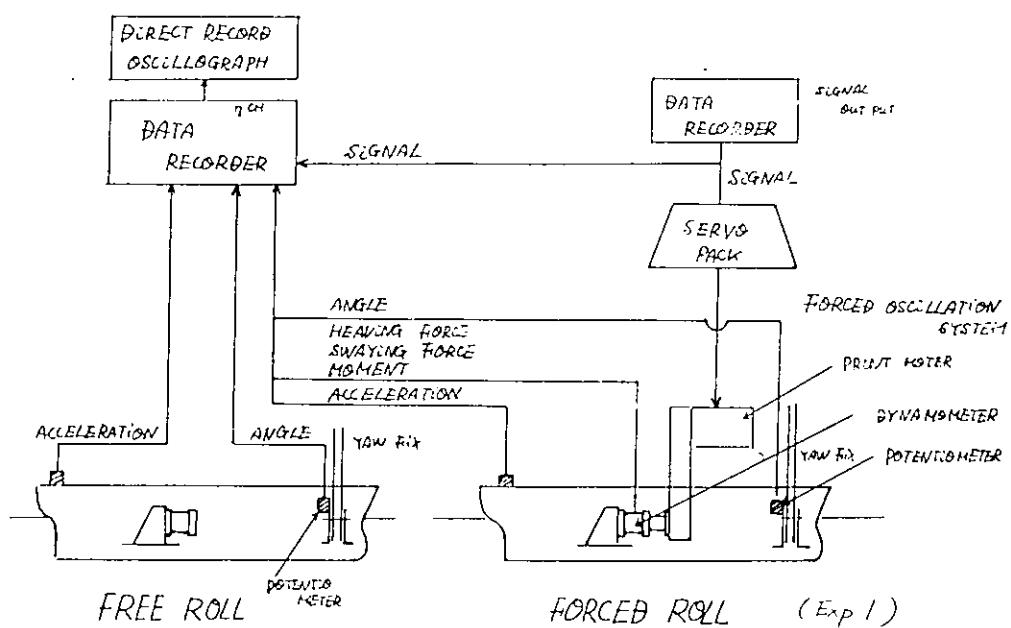


Fig. 2.2.50

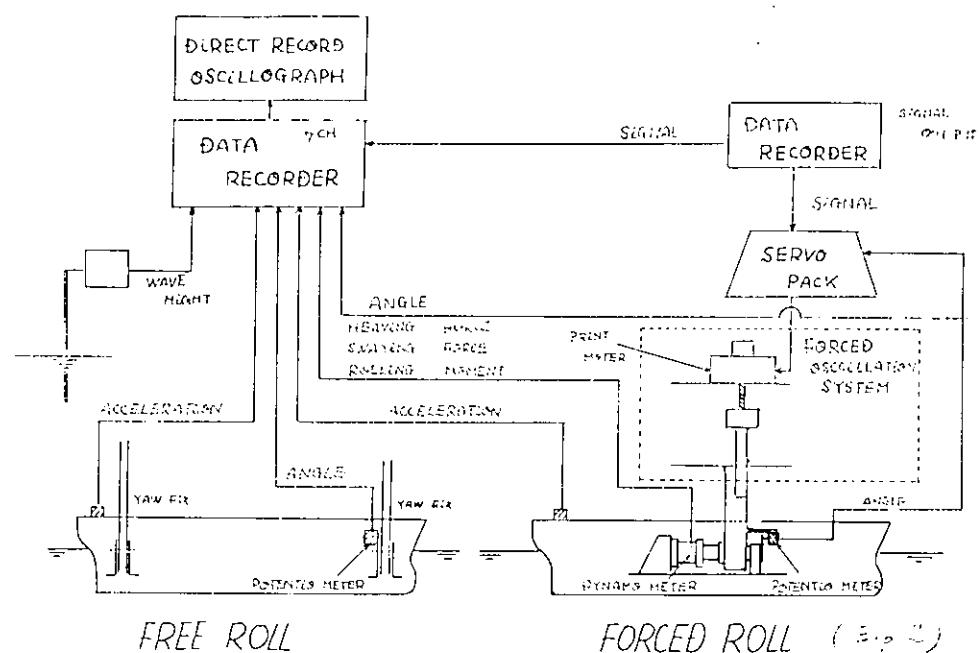
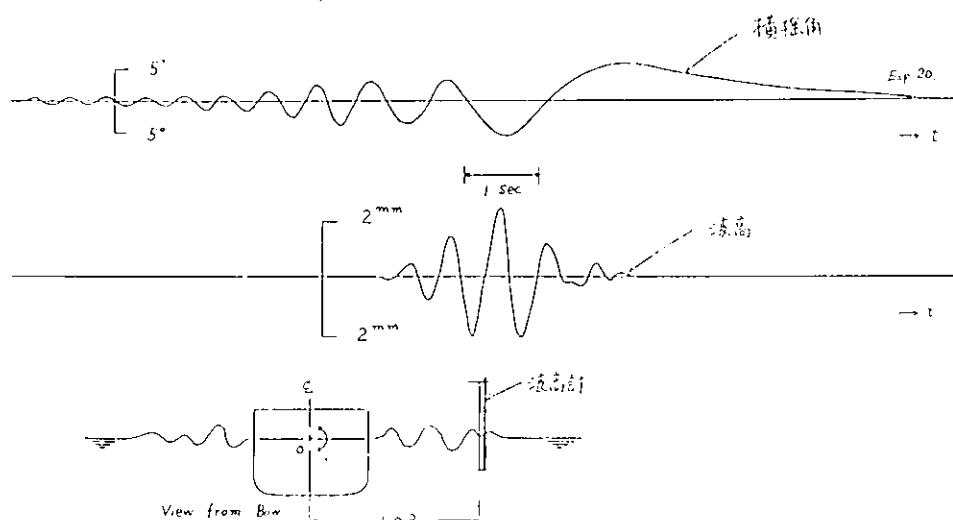


Fig. 2.2.51



過渡強制横傾角と発散波記録例 ($f_m=0.0$)
（船速 3-14 节）

Fig. 2.2.52

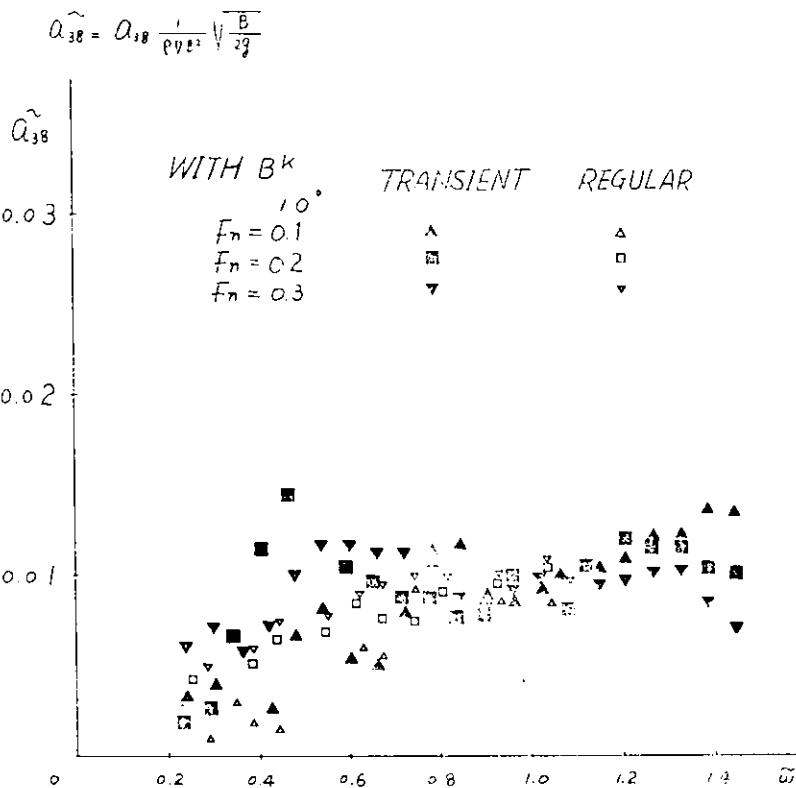


Fig 2.2.53

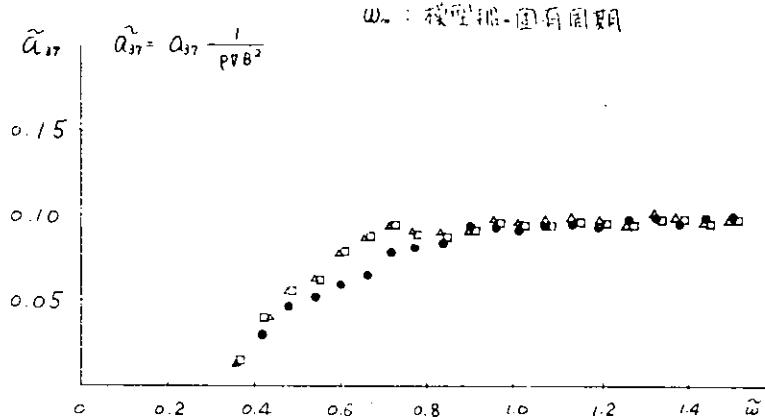
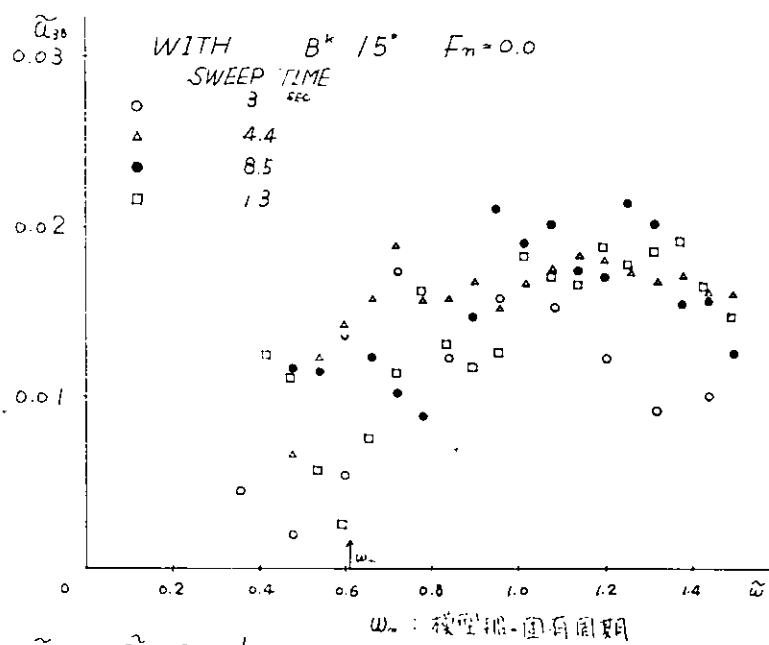


Fig 2.2.54

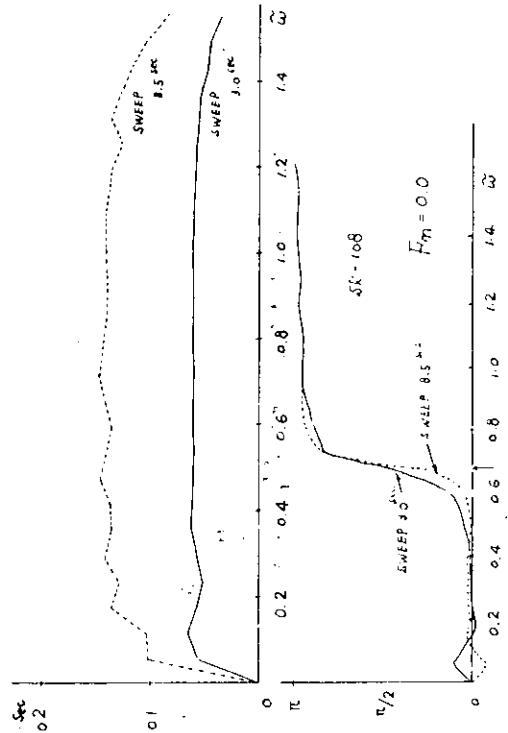
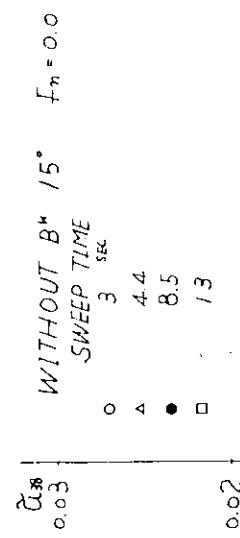


Fig 2.2.56 (a)

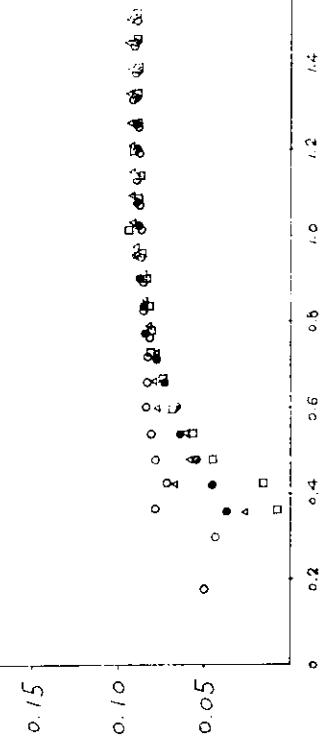
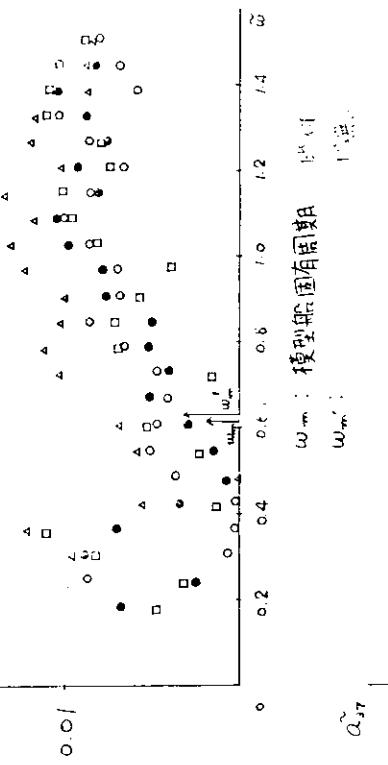


Fig 2.2.55

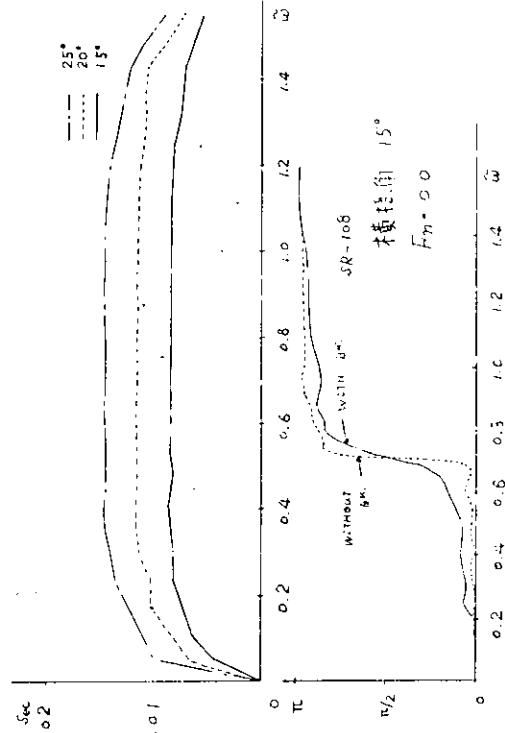


Fig 2.2.56 (b)

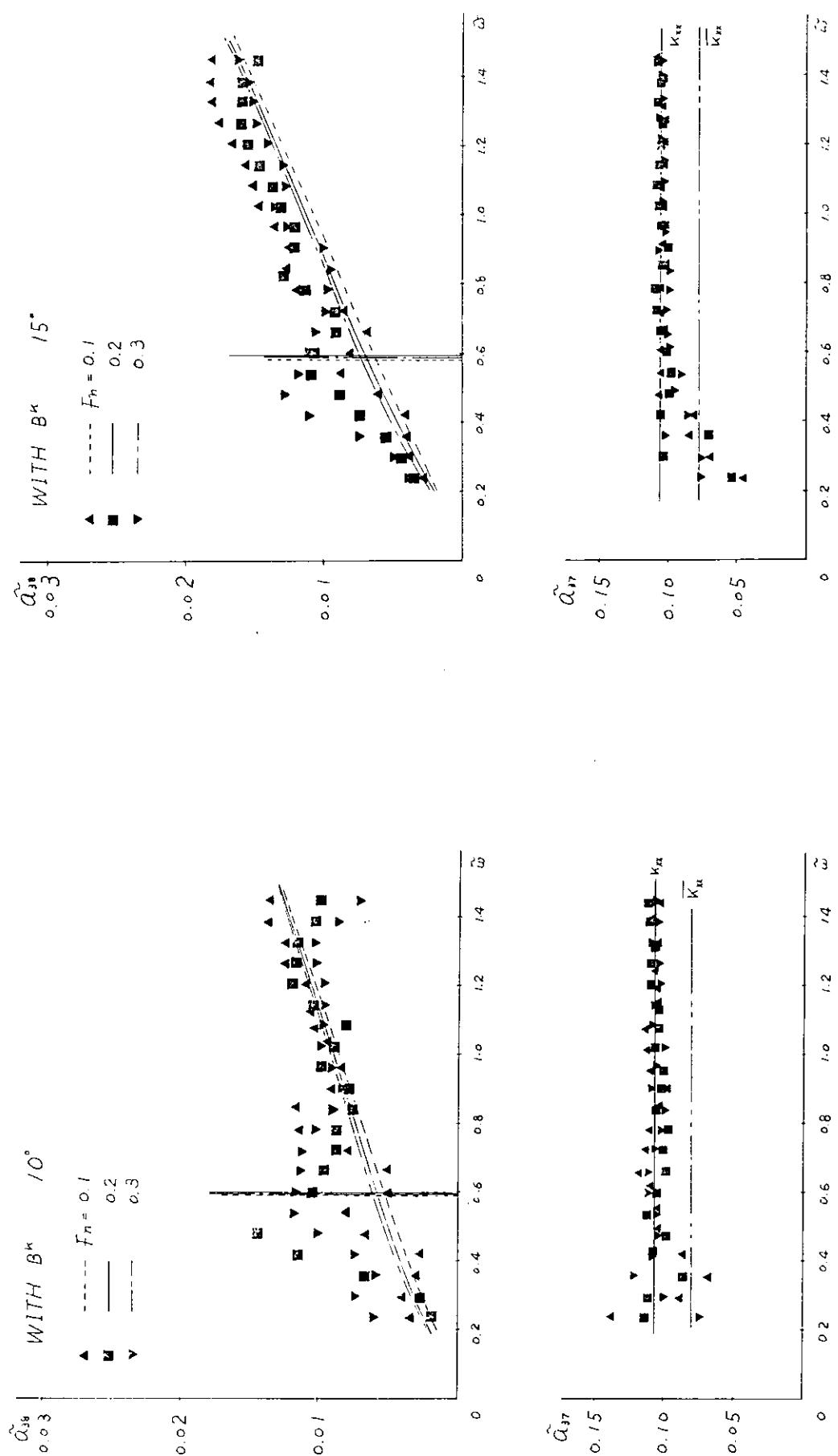


Fig 2.2.57

Fig 2.2.58

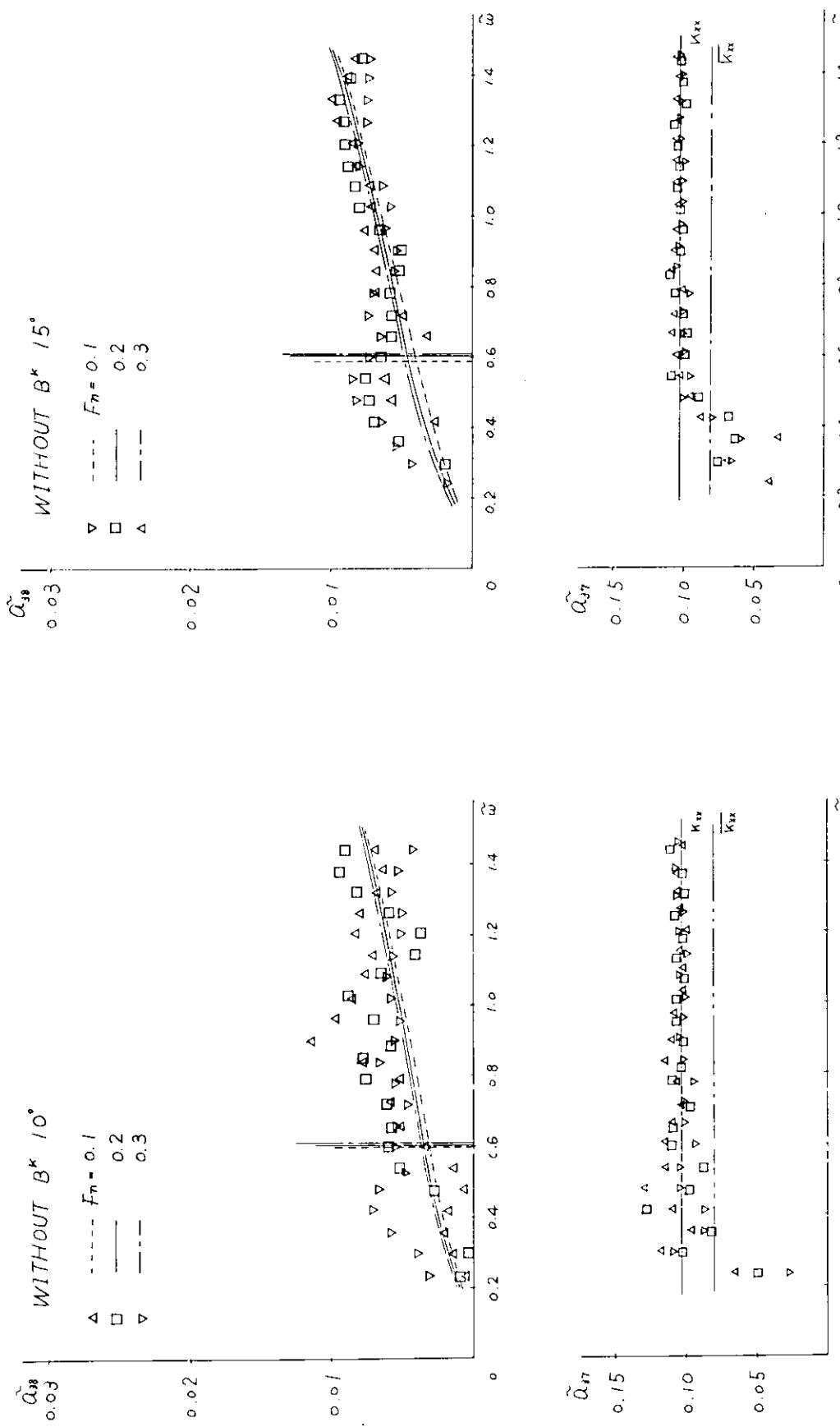


Fig 2.2.59

Fig 2.2.60

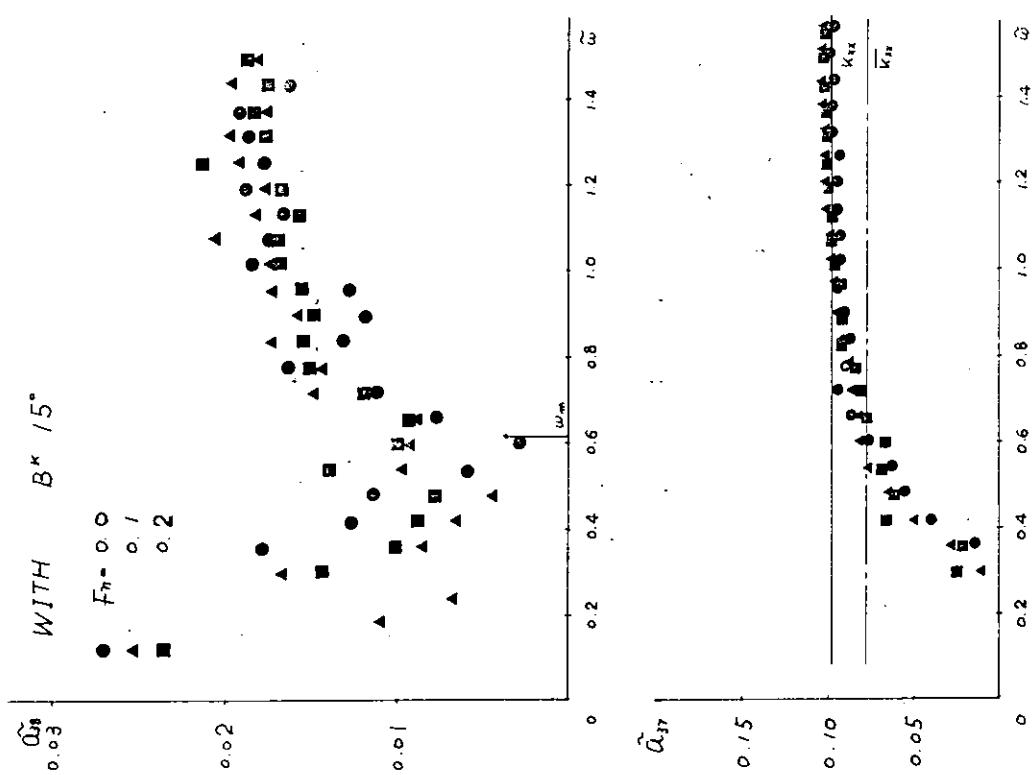


Fig 2.2.61

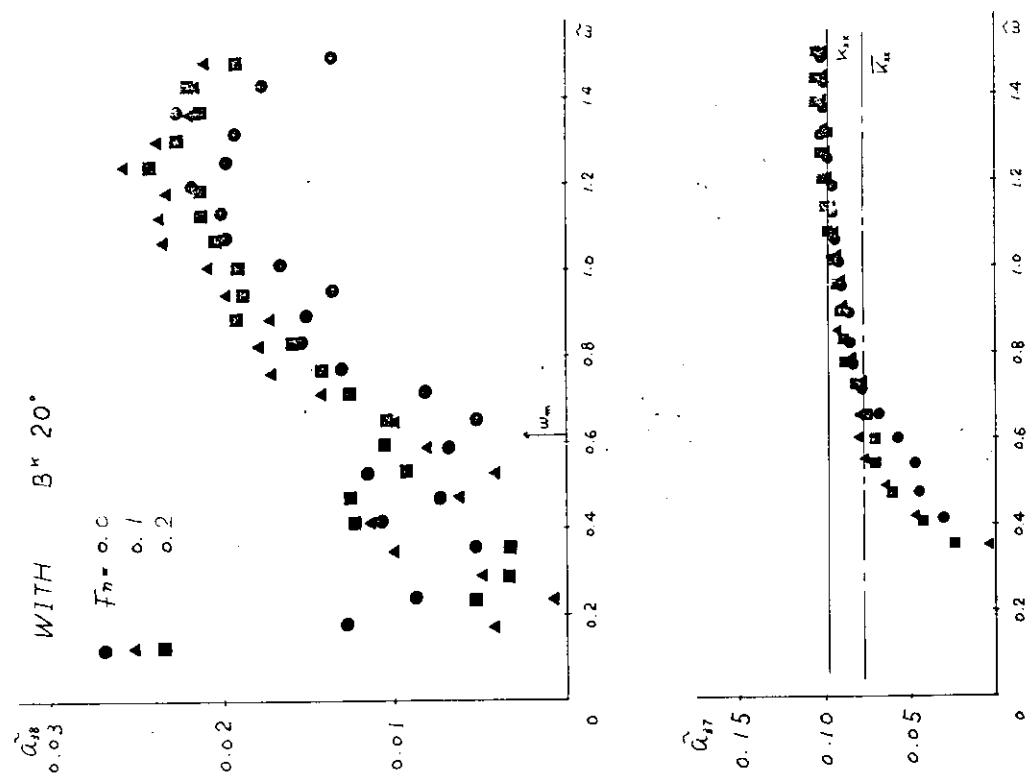


Fig 2.2.62

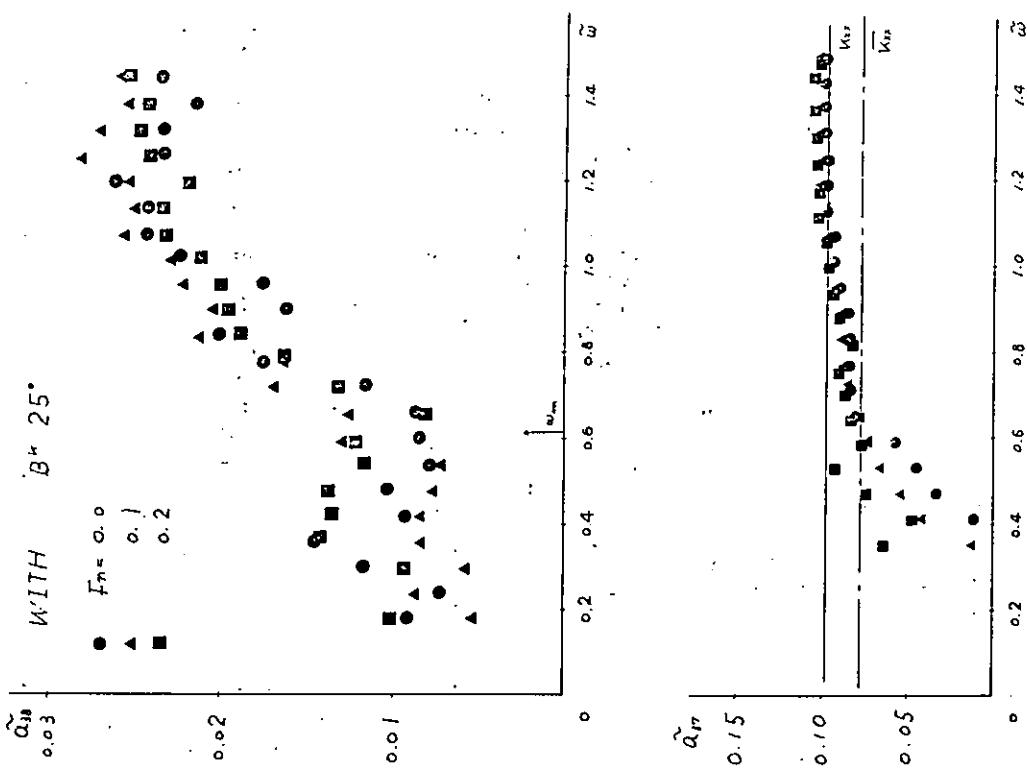


Fig 2.2.63

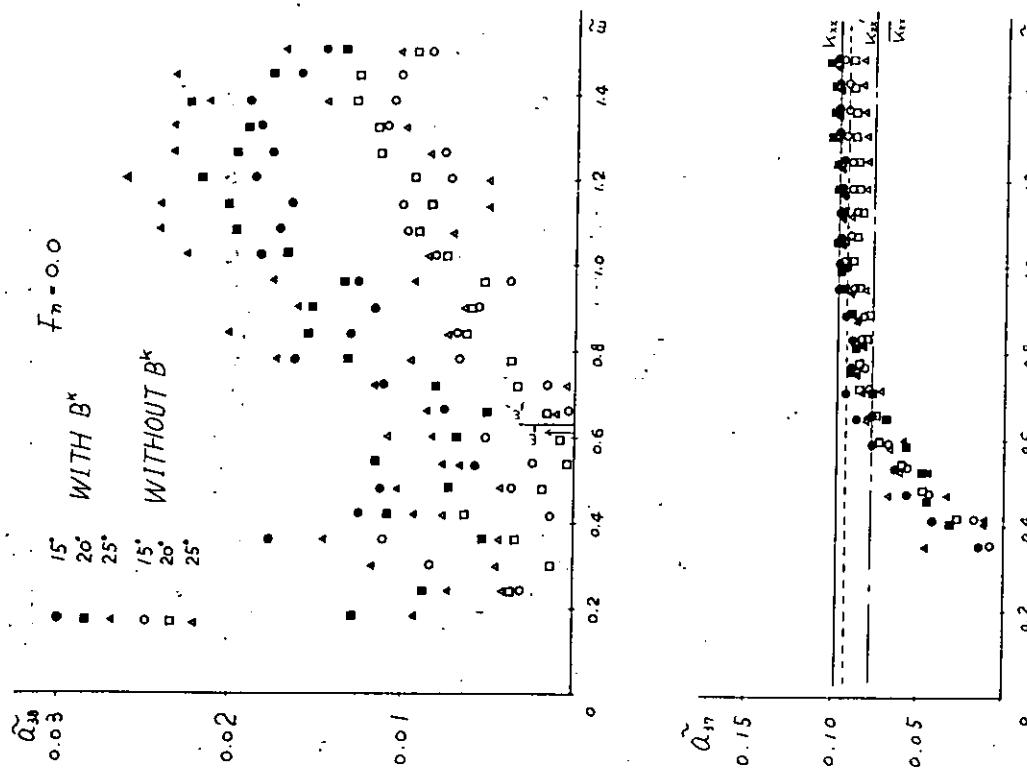


Fig 2.2.64

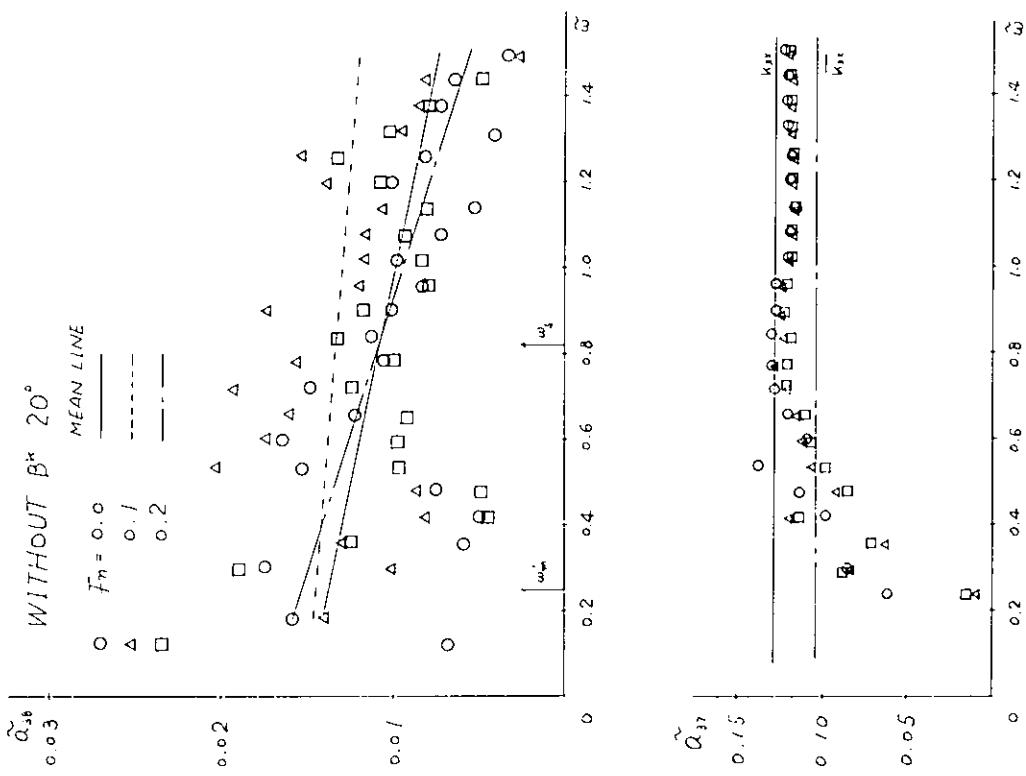
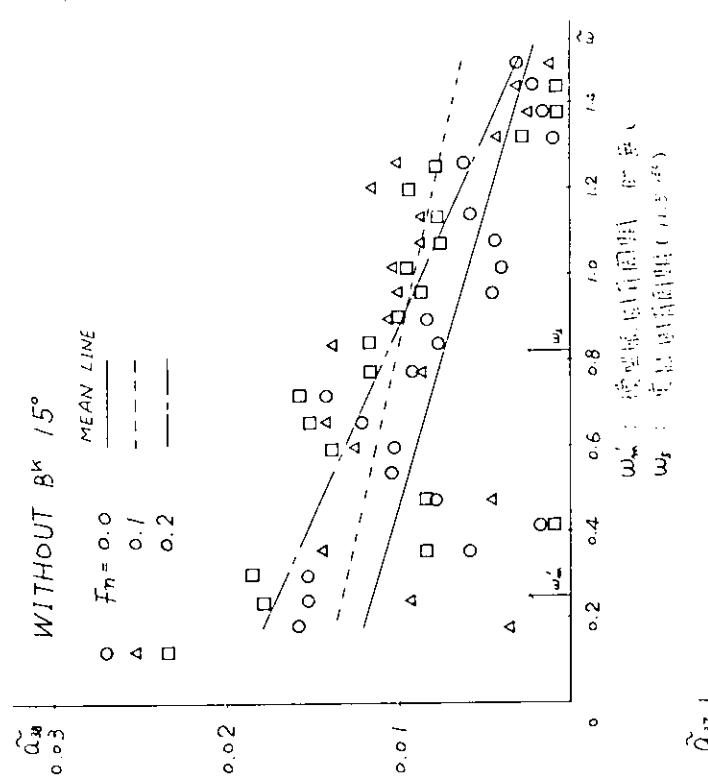


Fig 2.2.65

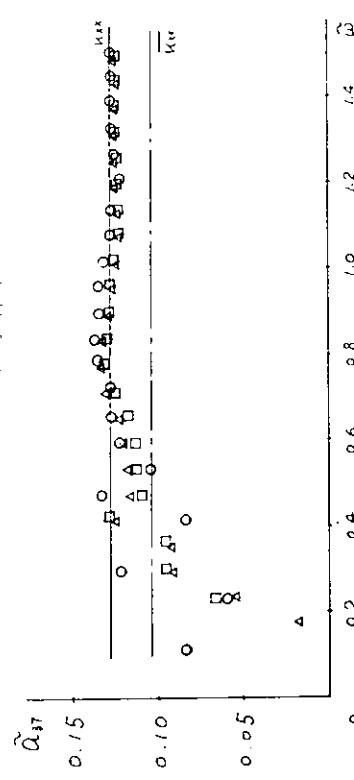
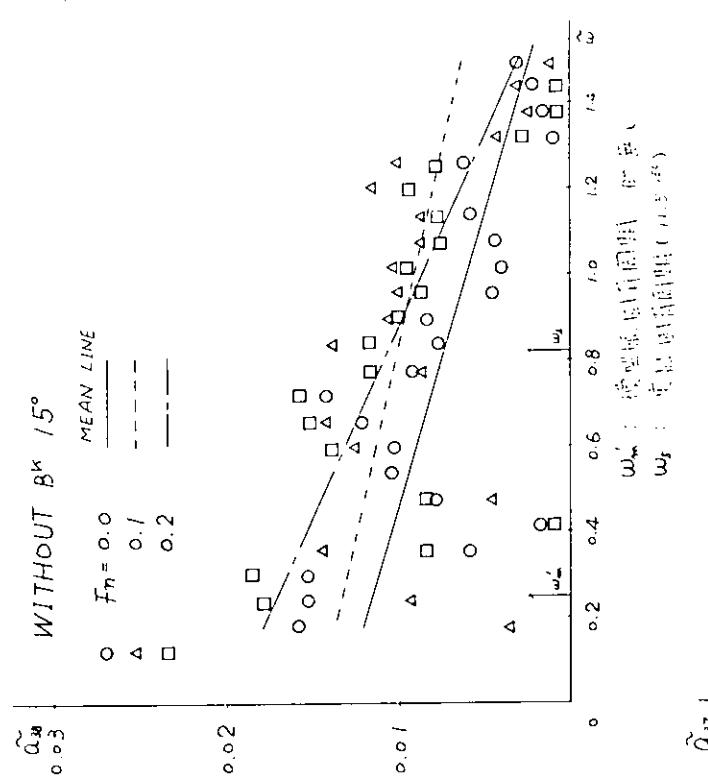


Fig 2.2.66

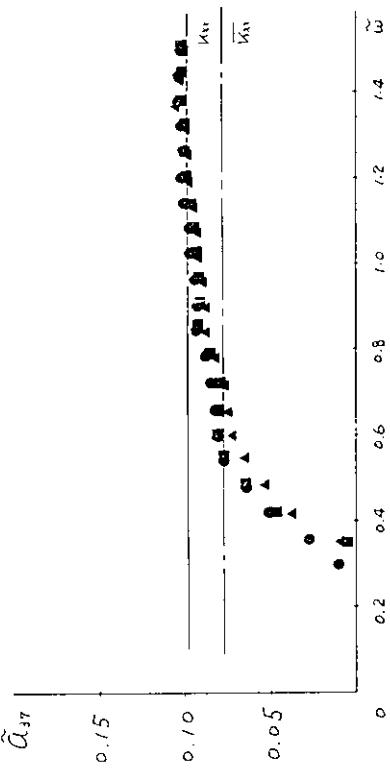
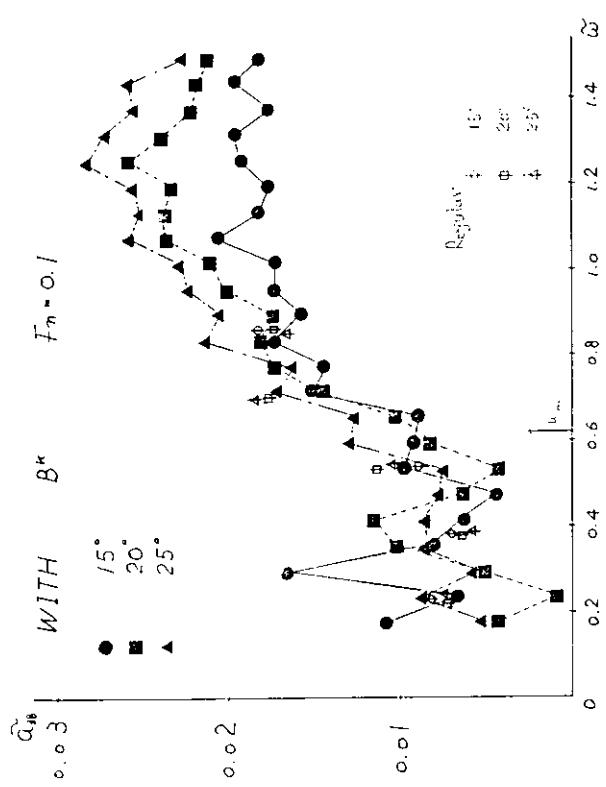
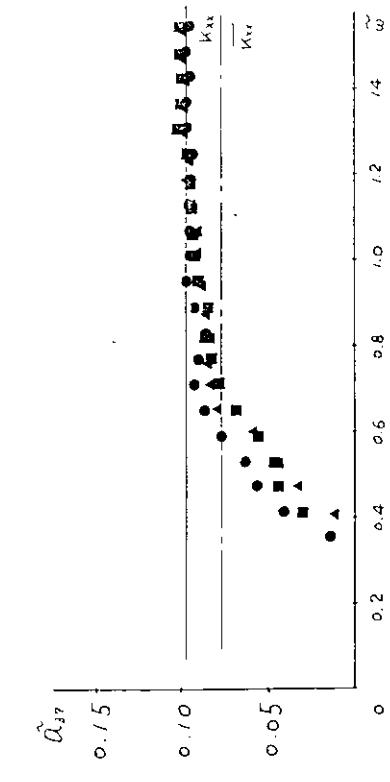
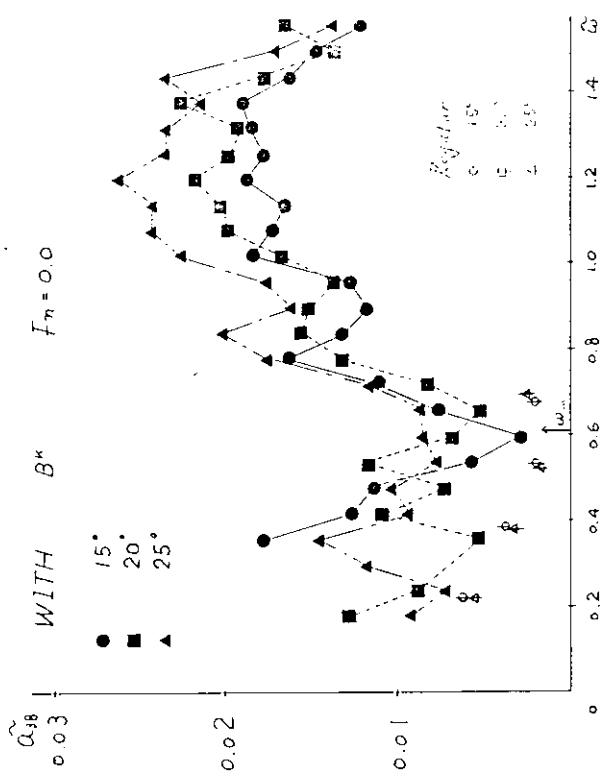


Fig. 2.2.67

Fig. 2.2.68

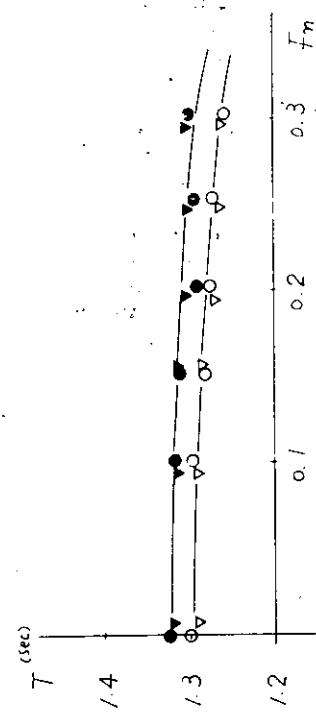
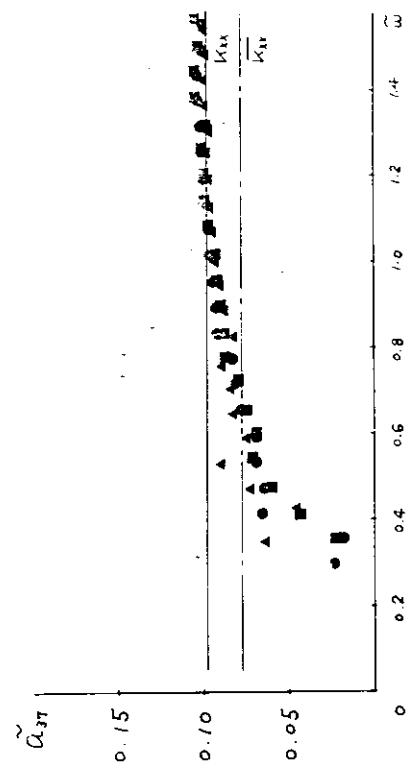
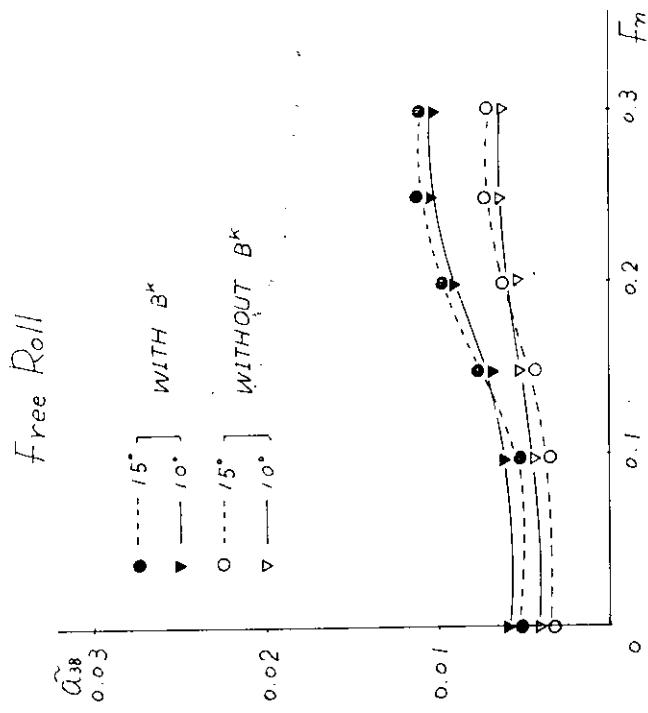
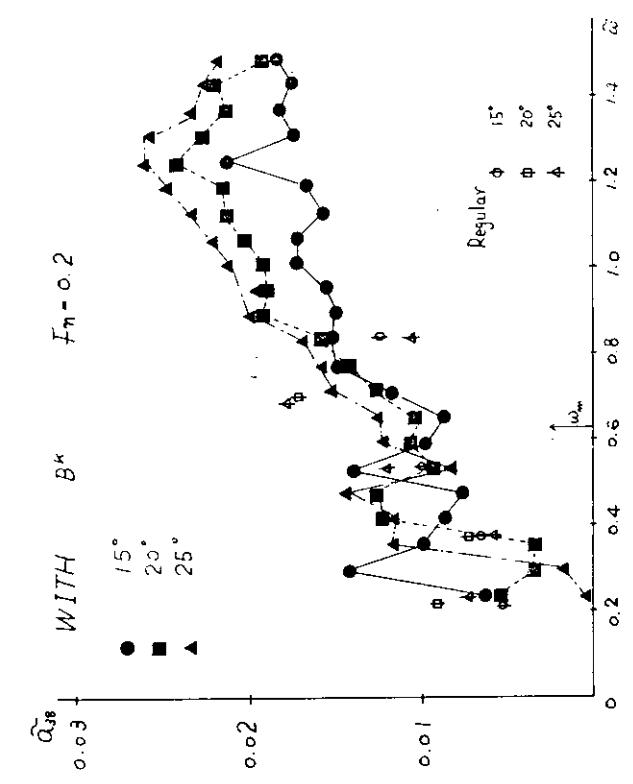
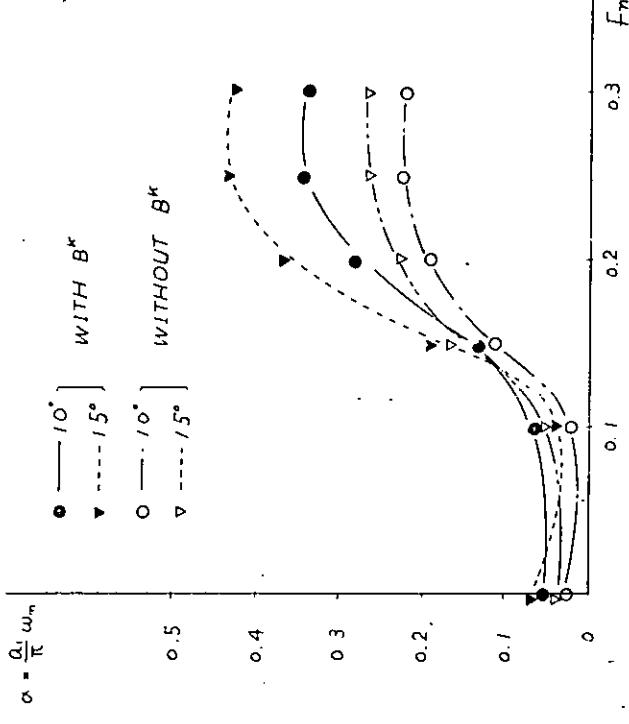
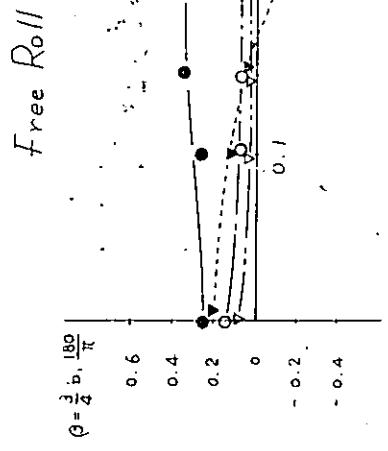


Fig 2.2.69

Fig 2.2.70



- 123 -

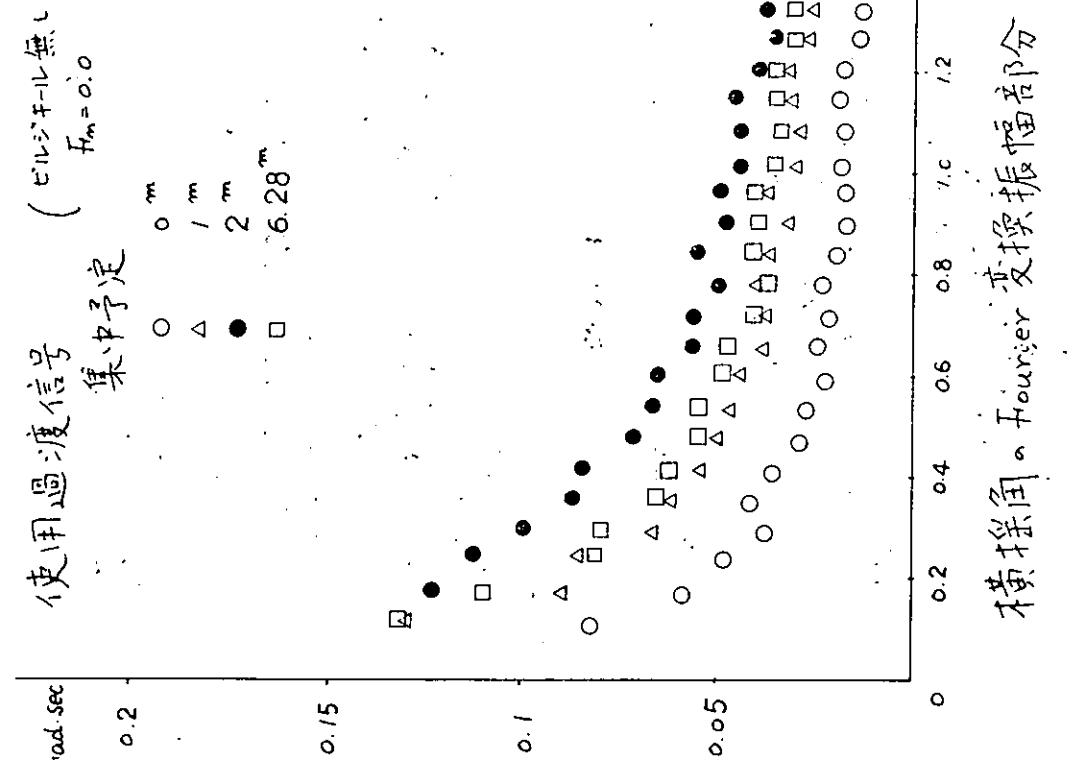


Fig 2.2.71

Fig 2.2.72

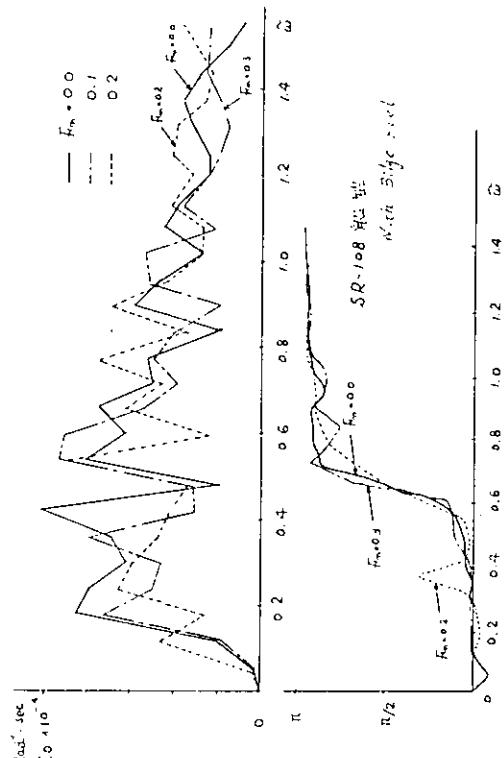


Fig 2.2.74 (a)

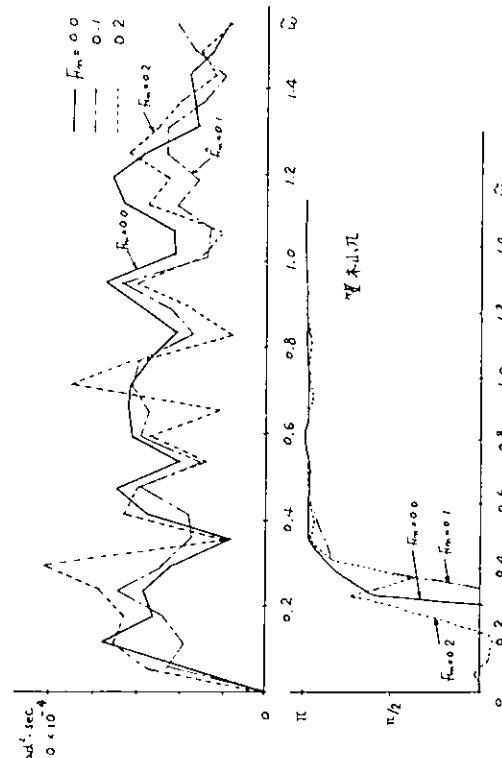


Fig 2.2.74 (b)

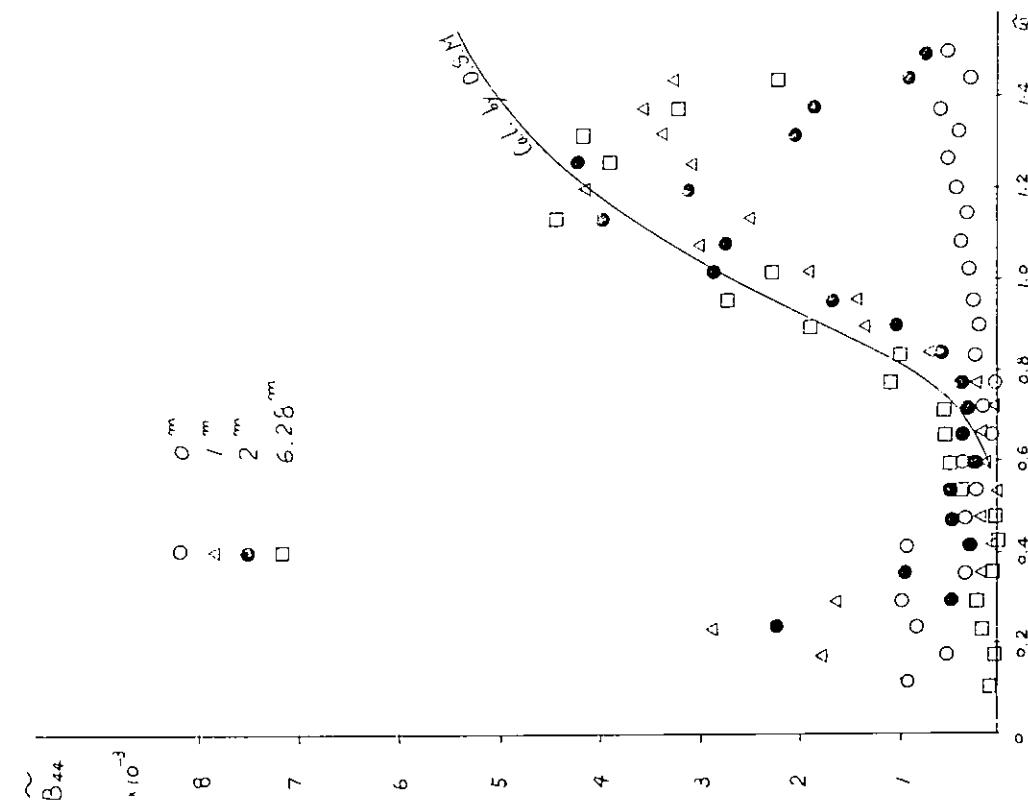


Fig 2.2.73

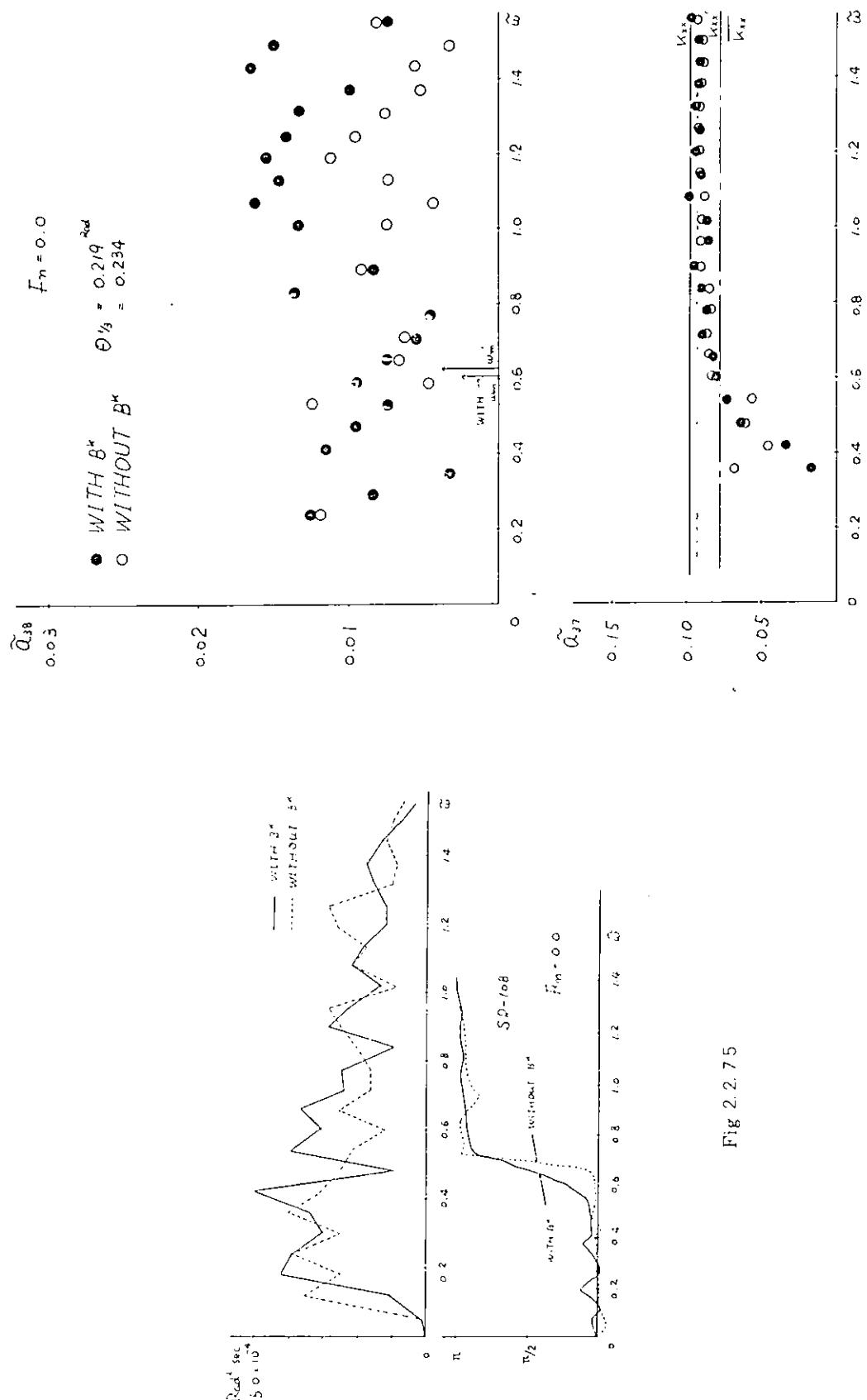
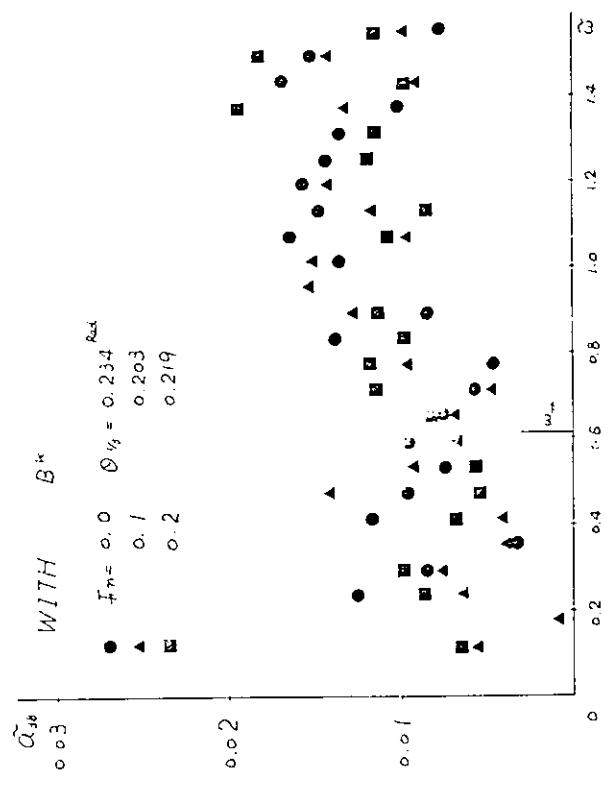


Fig 2.2.75

Fig 2.2.76



- 126 -

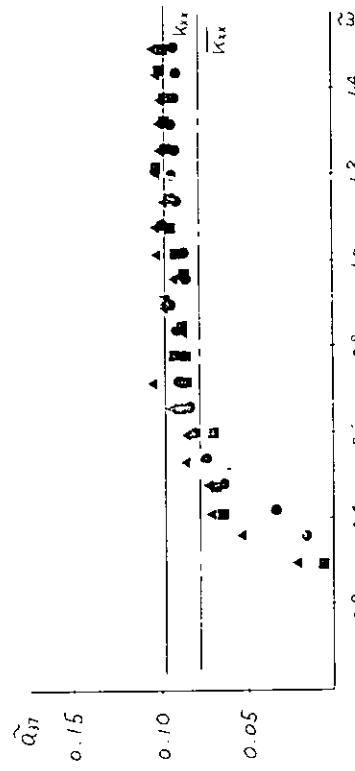


Fig 2.2.77

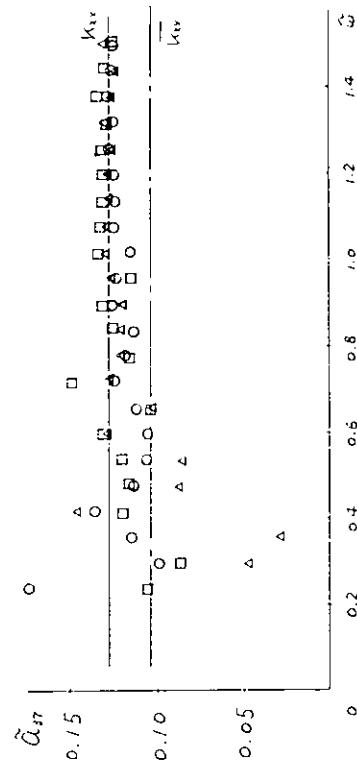
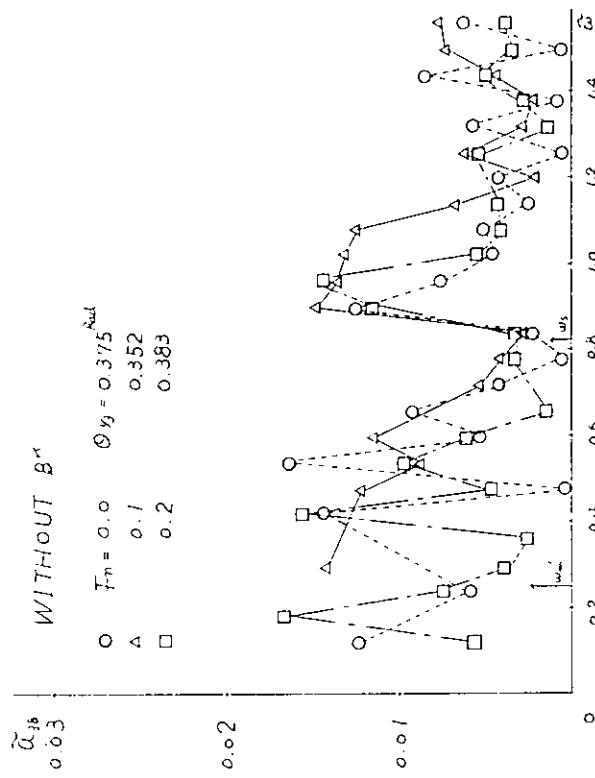


Fig 2.2.78

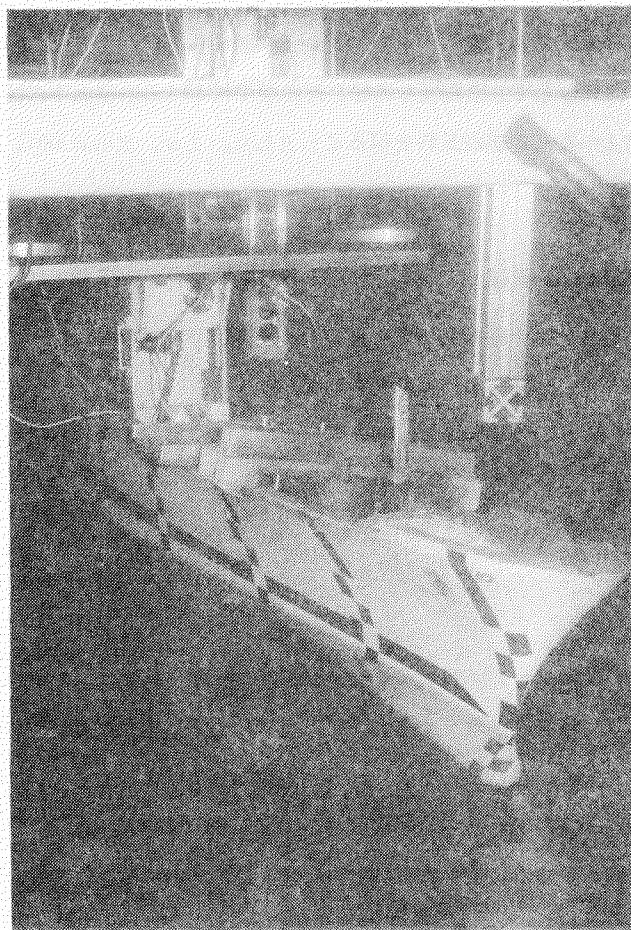


Photo 2.2.1

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 試験の目的

1軸コンテナ船SR108船型を対象として、波浪中における船速低下の計測を実施した。

SR108船型について、これまでに斜波中抵抗試験¹⁾(SR125, 昭和49年度), 斜波中自航試験²⁾

(SR161, 昭和50年度)を実施し、波浪中抵抗増加および波浪中自航要素などの諸性質がある程度明らかになってきたので、次段階の研究として主機特性も考慮した波浪中における船速低下に関する研究を実施し、波浪中船速低下計算法の精度向上のための基礎資料を得ることとした。なお、水槽試験は、三菱重工業(株)長崎研究所の耐航性能水槽で実施した。

3.1.2 供試模型船および試験状態

供試模型船として、1軸コンテナ船SR108船型の1/50縮尺, $L_{pp} = 3.5\text{m}$ の木製模型船を用いた。供試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、Full load even keelとし、GMおよび横揺れ周期は実船対応値で、それぞれ1mおよび1.85 secに調整した。

模型船および模型プロペラの主要目をTable 3.1.1～3.1.2に示す。

3.1.3 試験範囲

試験範囲をTable 3.1.3～3.1.5に示す。実船の主機としては、現在タービン主機、ディーゼル主機に大別され、その主機特性について単純な表現をすることは適当ではないかも知れないが、タービン主機の場合は馬力一定に近く、ディーゼル主機の場合はトルク一定に近いと言われている。そこで、本試験では主機特性模擬用自航装置を使用して、トルク一定の場合を主に規則波中および不規則波中における試験を実施した。また、船速低下の計測にはかなり長い航走距離が必要があるので、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え波と真横波の2種とした。

3.1.4 試験方法

造波された波が到着する前に模型船をモデルポイントで自航させ、その時のプロペラ回転数、トルクのいかを一定に保つように主機特性模擬自航装置で制御をかけ、この状態での諸計測を終了してから波浪中に進入するようとする。波浪中に進入して船速が低下し始め、一定船速になったと判断された時に船速やその他の諸計測をする。船速は、模型船の航走距離と航走時間を計測することにより、算出する方法を用いた。

船体方位は、模型船用Auto-pilot装置を用いて保持したが、横波状態の場合は、横漂流も許容した。なお、今回の試験に使用した主機特性模擬自航装置の制御方式のブロックダイヤグラムをFig. 3.1.1に示す。主機特性模擬自航装置を設計するためには、実船主機の静特性、動特性を定性的定量的に明らかにし、主機の各要素を考慮して設計するのが本筋ではあるが、本装置では、その使用目的などを考えて負荷トルクを入力、プロペラ回転数を出力とした場合の入出力関係が実船主機の動作と一致すれば、実船主機を模擬しているものとした。

3.1.5 船速低下計算法

船速低下の推定計算法をブロック図にしてFig. 3.1.2に示す。この計算法は水槽試験成績、実船プロペラ特性、Correlation dataをもととした推力一致法による実船馬力計算法³⁾をベースとしている。すなわち、船速、

浪および風の条件が与えられれば、その時に船体に作用する全抵抗が算出でき、推力減少率を介して、その船速で航走するのに必要なプロペラが発生すべき推力が求められる。さらに自航要素、プロペラ単獨特性などから、その時のプロペラ回転数、馬力、トルクが求められる。主機特性の条件によってこれらのうちのいずれかが平水中における値と等しくなるような船速をくり返し計算によって求める。なお、この計算の主な計算仮定を次に示す。

- (1) 波による抵抗増加は、船体運動に基づく成分と船首部における波の反射による成分とに二成分の和として表されると考え、藤井、高橋の方法⁴⁾により計算する。
- (2) 波浪中における自航要素は、平水中における値と同一とする。ただし、平水中における値と異なる値を用いても計算できる。
- (3) 波浪中におけるプロペラ単獨特性、模型船と実船の Correlation factor は平水中における値と同一である。

3.1.6 試験結果

(1) 船速低下

規則波中における船速低下の計測結果を、波長ベースに計算値と比較して Fig. 3.1.3～3.1.5 に示す。いずれの場合も、計算値と実験値との一致度はかなり良好である。また、トルク一定の制御をかけた場合は、プロペラ回転数が低下するために、回転数一定の場合より、船速低下量が大きい。不規則波中における船速低下の計測結果を Fig. 3.1.6 に示す。正面迎波状態では、計算値と実験値とは大体一致しているが BFT 7 あたりから実験値の方が計算値より船速低下量がやや大きくなっている。これは、海象が厳しくなるにしたがって船体運動が激しくなり、計算では全く考慮されていない、プロペラ特性の変化などの影響によるものと考えられる。真横波状態では、実験値の方が計算値よりかなり大きな船速低下量となっている。これは、方位を波に対して 90° に保っているため横漂流をして航走しており、Rolling の影響や操舵の影響も含まれているためと考えられる。

(2) 自航諸量

船速低下計測試験で、波浪中におけるスラスト、トルク、回転数の平均値の平水中における値からの変化量を求め無次元係数として Fig. 3.1.7～3.1.9 に示す。

これらの図から、トルク一定および回転数一定の制御の場合の様相がわかる。トルク一定の場合に若干トルクが変化している点も見られるが、トルク一定、回転数一定の両場合とも制御は大体良好である。

スラストの増加量は、回転数一定の場合の方がトルク一定の場合より大きく、特に抵抗増加が大きい領域ほど増加量が大きい。

(3) 自航要素

トルク、スラスト、プロペラ回転数の計測結果から、自航要素を求めた結果を Fig. 3.1.10～3.1.12 に示す。解析結果は、船速にかかわらず、波長あるいは海象をベースに整理した。また、実線および破線の曲線は、各実験点の船速と同じ船速の平水中における自航要素の値である。

推進器効率比 e_r は、波長や船速による変化が非常に小さい。その値は、平水中における値より小さめであり、ほぼ 1 に等しくなっている。

伴流係数 W_m は、逆に平水中における値と同じかやや大きな値を示している。

推力減少率 t は、平水中における値と同じかやや小さい値を示している。また、他の自航要素に比べて、波長や船速による変化が若干大きい。

(4) 船体運動

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. 13～3. 1. 15に示す。船体運動の計算の際には船速として実験値を用いている。

Heaving 振幅は、正面迎波状態において計算値が実験値より大きめの値を示している。これは、本船型に関してこれまでにも現れていた傾向であるが、その原因は明確でない。

Pitching 振幅は、計算値は逆に実験値よりやや小さい値を示している。Surging 振幅は計算値の方が実験値より若干大きくなっている。

3.1.7 まとめ

波浪中船速低下の推定計算プログラムを作成するとともに、主機特性模擬自航装置を用いた船速低下計測試験を実施して、実験値との比較検討を行った。その結果をまとめると次のようになる。

- (1) 波浪中船速低下推定計算プログラムによる計算値は、実験値と大体一致する。
- (2) トルク一定の場合は回転数一定の場合より大きな船速低下量を示す。
- (3) 波浪中船速低下推定計算法の推定精度を向上させるためには、波高が高い領域における計算法の検討が必要である。

〔参考文献〕

- 1) 日本造船研究協会第 125 研究部会：超高速コンテナ船の耐航性に関する研究報告書、研究資料No.211, (昭50.3)
- 2) 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)
- 3) K. Taniguchi : Model - Ship Correlation Method in the Mitsubishi Experimental Tank, 造船協会論文集 第133号, (1963)
- 4) 藤井斉, 高橋雄：肥大船の波浪中抵抗増加推定法に関する実験的研究、日本造船学会論文集第 137 号, (1975)

Table 3.1.1 Principal particulars of model

Items		
Length betw. P.P	Lpp	3.500 m
Breadth mld.	B	508.0 mm
Draft	d	190.0 mm
Trim	t	0
Displacement	Δ_a	193.57 kg
Block coeff.	Cb	0.5725
Midship coeff.	Cm	0.9700
Water plane coeff.	Cw	0.7107
Position of C.G	Icb	51.454 %
Height of C.G	KG	190.3 mm
Metacentric height	GM	19.6 mm
Radius of gyration	Kyy/Lpp	0.24
Radius of gyration	Kxx/B	0.34
Rolling period	T _φ	2.62 sec
Appendages		Bilge keels Rudder

Table 3.1.2 Principal particulars of propeller

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

Table 3.1.3 Range of test in regular waves (Wave length series)

Kind of control	Speed in still water F_n	Wave height h_w/L	Wave direction μ	Wave length λ/L
Constant revolution	0.25 ($V_m=1.465 \text{ m/s}$)	$1/50$ ($h_w = 7 \text{ cm}$)	180°	$0.5 \sim 2.0$
			180°	$0.5 \sim 2.0$
			90°	$0.5 \sim 2.0$

Table 3.1.4 Range of test in regular waves (Wave height series)

Kind of control	Speed in still water F_n	Wave direction μ	Wave length λ/L	Wave height h_w/L
Constant torque	0.25 ($V_m=1.465 \text{ m/s}$)	180°	0.5	$1/30$ ($h_w = 11.7 \text{ cm}$)
			1.0	$1/70$ ($h_w = 5.0 \text{ cm}$)
			1.5	$1/100$ ($h_w = 3.5 \text{ cm}$)

Table 3.1.5 Range of test in irregular waves

Kind of control	Speed in still Water F_n	Wave direction	Beaufort number	
Constant revolution	0.25 ($V_m=1.465 \text{ m/s}$)	180°	5 ($H_w = 4 \text{ cm}$ $T_w = 0.75 \text{ sec}$)	
			6 ($H_w = 6 \text{ cm}$ $T_w = 0.99 \text{ sec}$)	
		180°	7 ($H_w = 8 \text{ cm}$ $T_w = 1.24 \text{ sec}$)	
Constant torque		180°	8 ($H_w = 11 \text{ cm}$ $T_w = 1.51 \text{ sec}$)	
		90°	9 ($H_w = 14 \text{ cm}$ $T_w = 1.81 \text{ sec}$)	
			10 ($H_w = 18 \text{ cm}$ $T_w = 2.11 \text{ sec}$)	

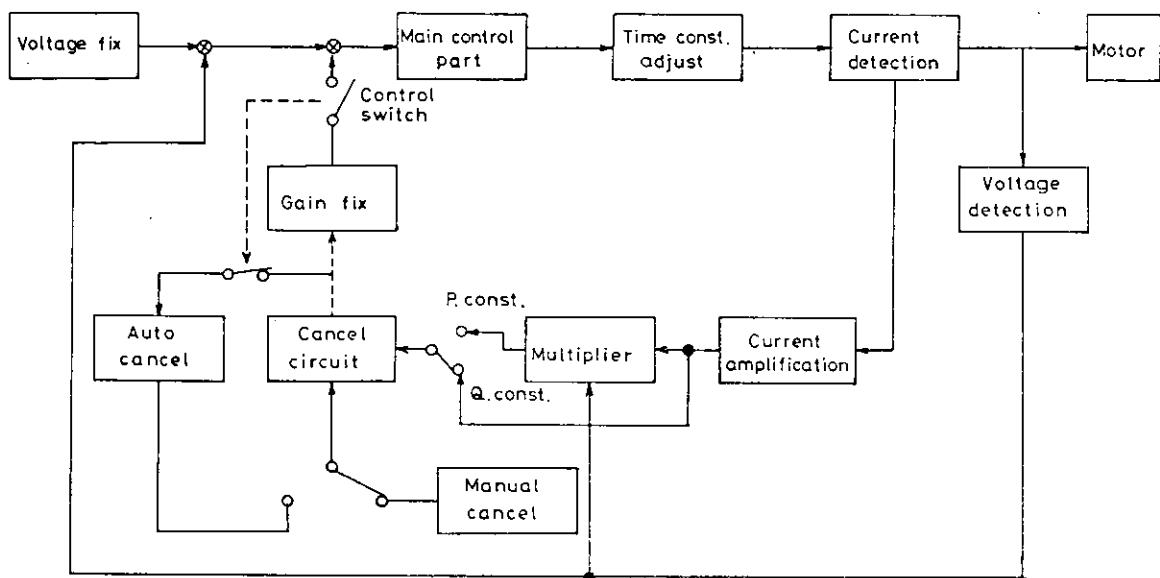


Fig. 3.1.1 Block diagram of controller of engine simulated self-propulsion apparatus

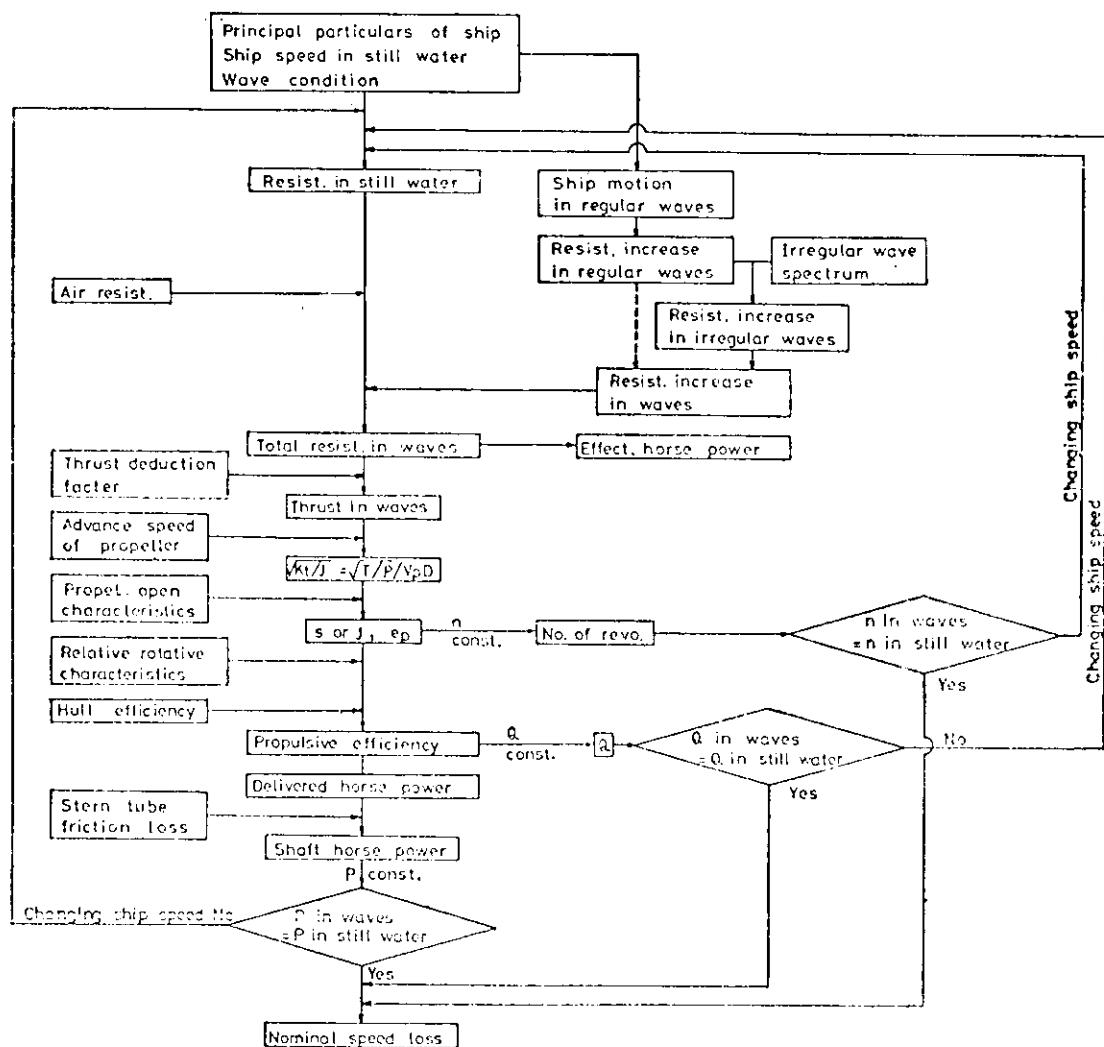


Fig. 3.1.2 Flow chart of calculation of speed drop

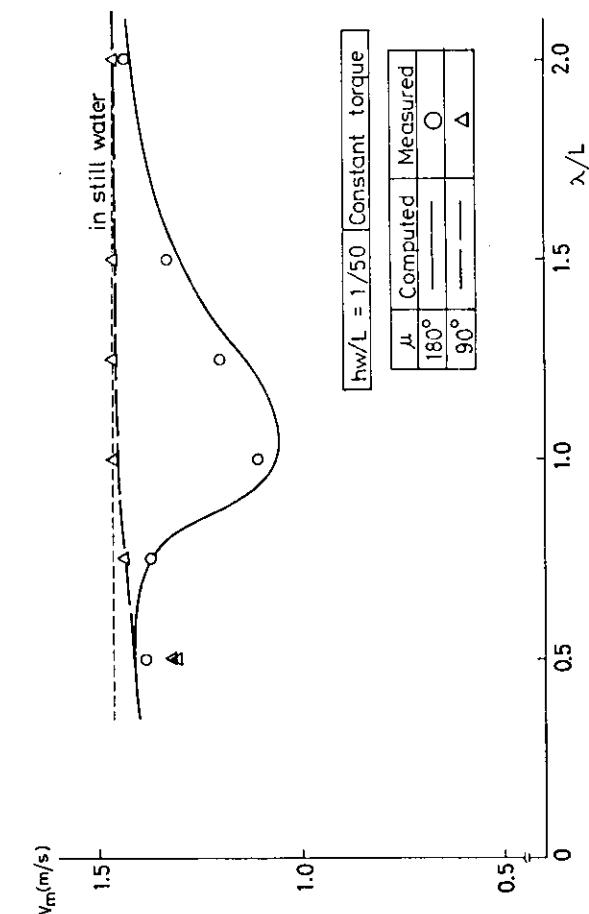


FIG. 3, 1, 3 Speed drop in regular waves (constant torque)

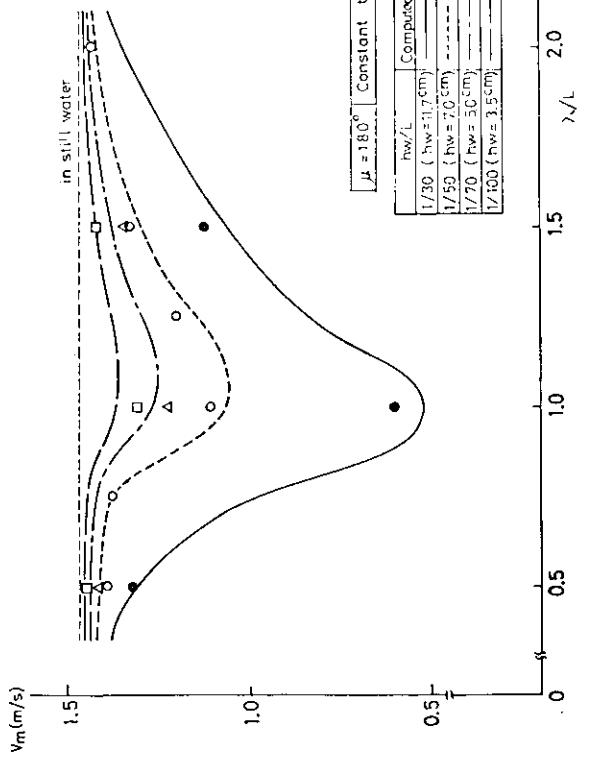


FIG. 3, 1, 5 Speed drop in regular waves (constant torque)

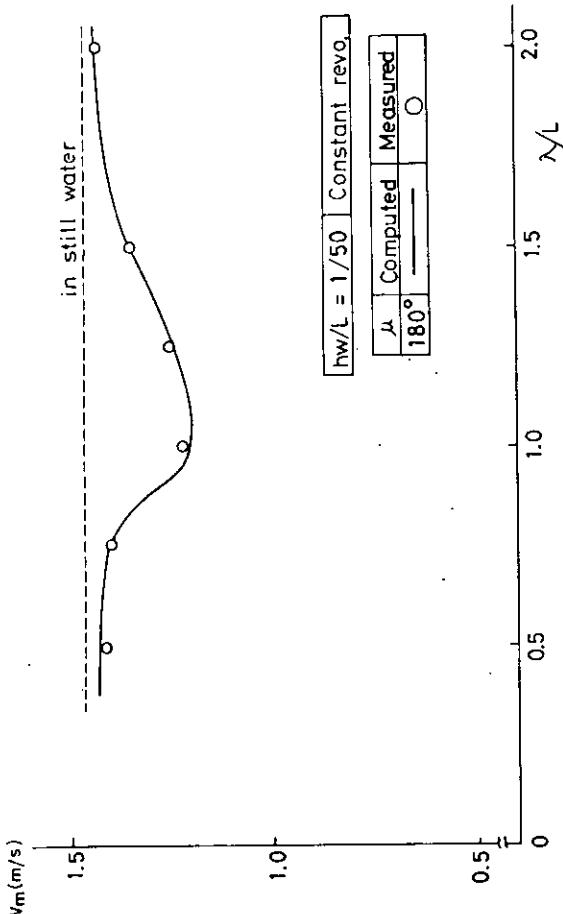


FIG. 3, 1, 4 Speed drop in regular waves (constant revolution)

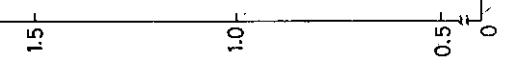


FIG. 3, 1, 5 Speed drop in irregular waves (constant torque)

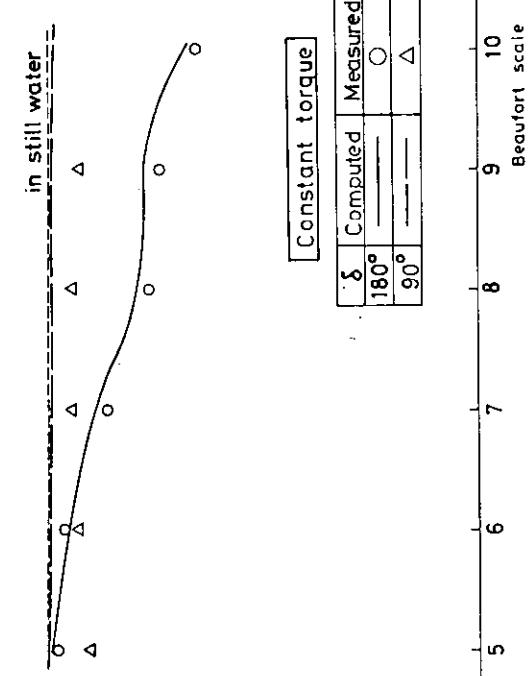


FIG. 3, 1, 6 Speed drop in irregular waves (constant torque)

Fig. 3.1.7 Increase of thrust, torque and revolution in irregular waves (Constant torque)

hw/L = 1/50 (Constant torque)

μ	Marks
180°	O
90°	△

Constant torque

δ	Marks
180°	O
90°	△

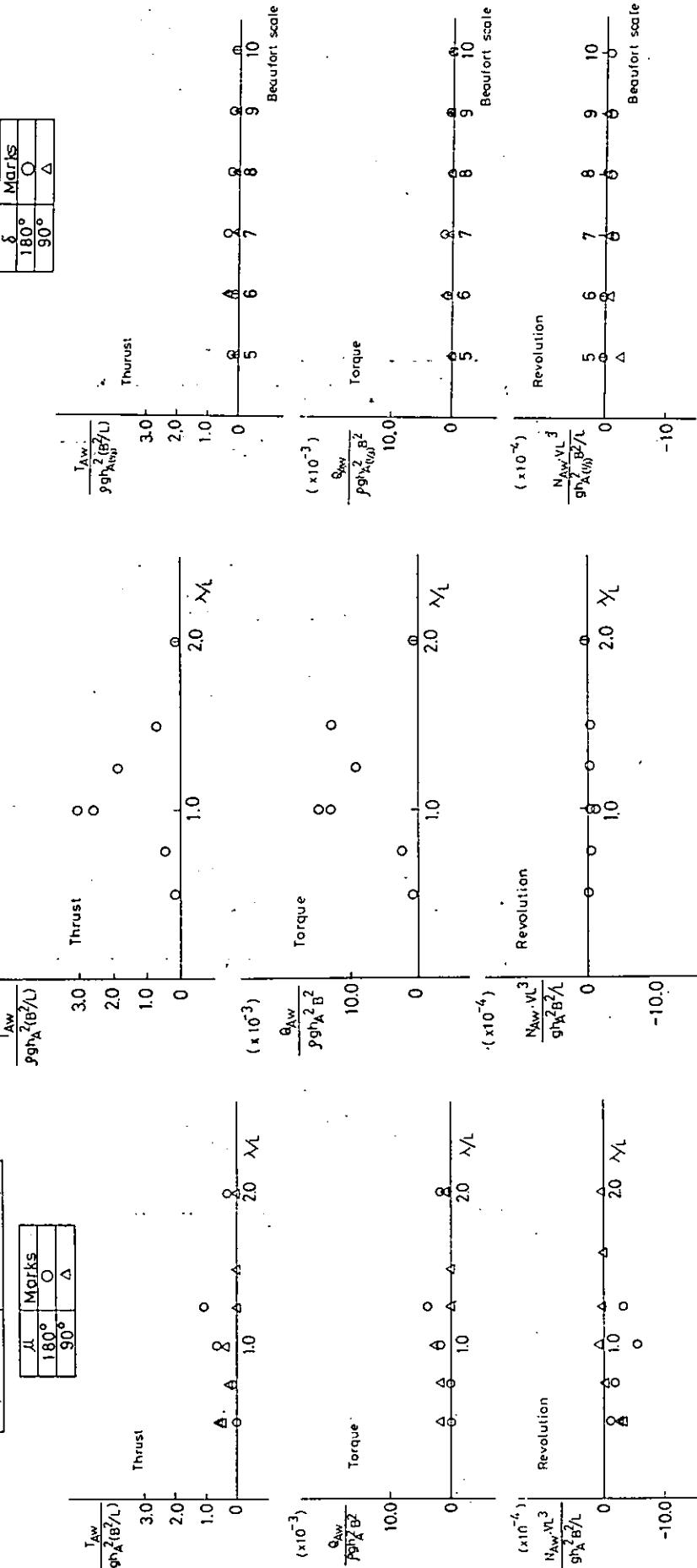


Fig. 3.1.7 Increase of thrust, torque and revolution in irregular waves (Constant torque)

Fig. 3.1.8 Increase of thrust, torque and revolution in regular waves (Constant revolution)

Fig. 3.1.9 Increase of thrust, torque and revolution in irregular waves (Constant torque)

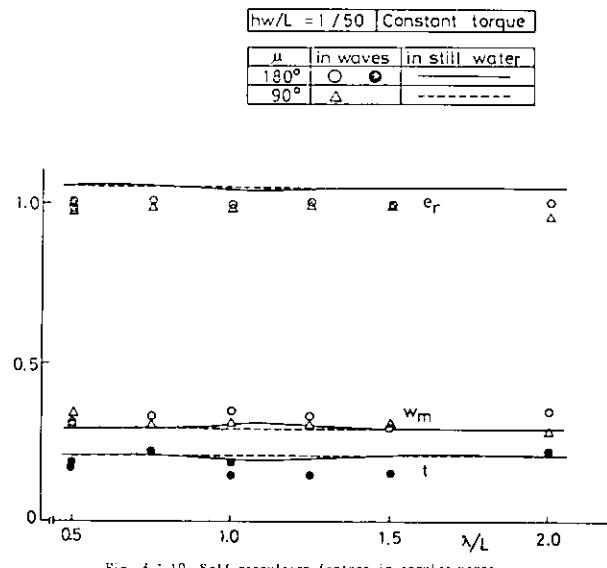


Fig. 3.1.10 Self-propulsion factors in regular waves

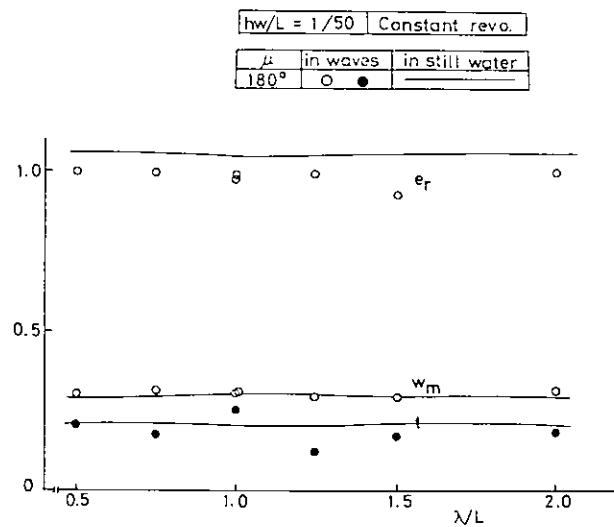


Fig. 3.1.11 Self-propulsion factors in regular waves

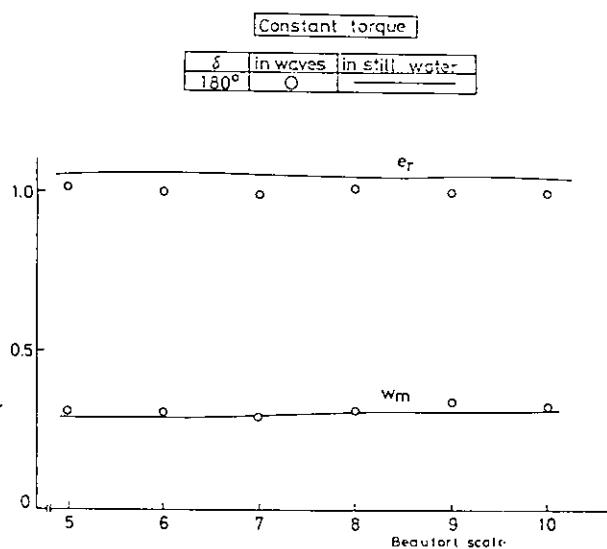


Fig. 3.1.12 Self-propulsion factors in irregular waves

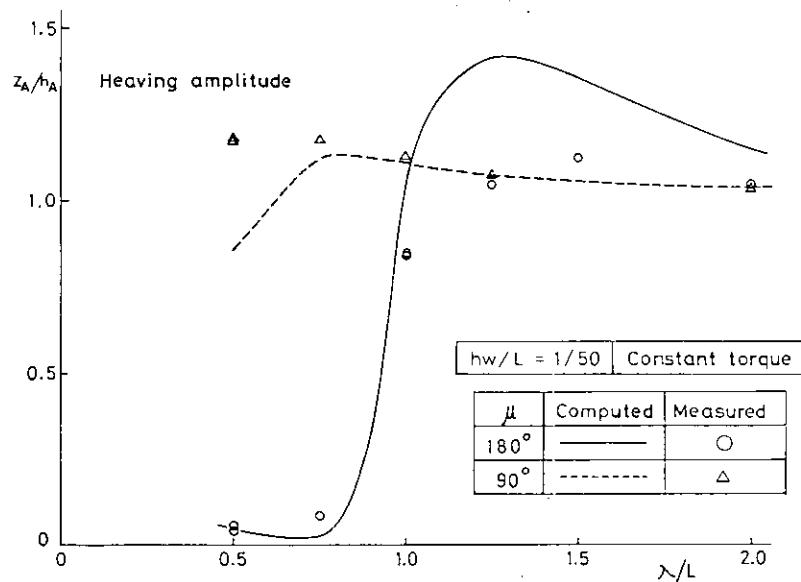


Fig. 3.1.13 Ship motion in regular waves (Heaving)

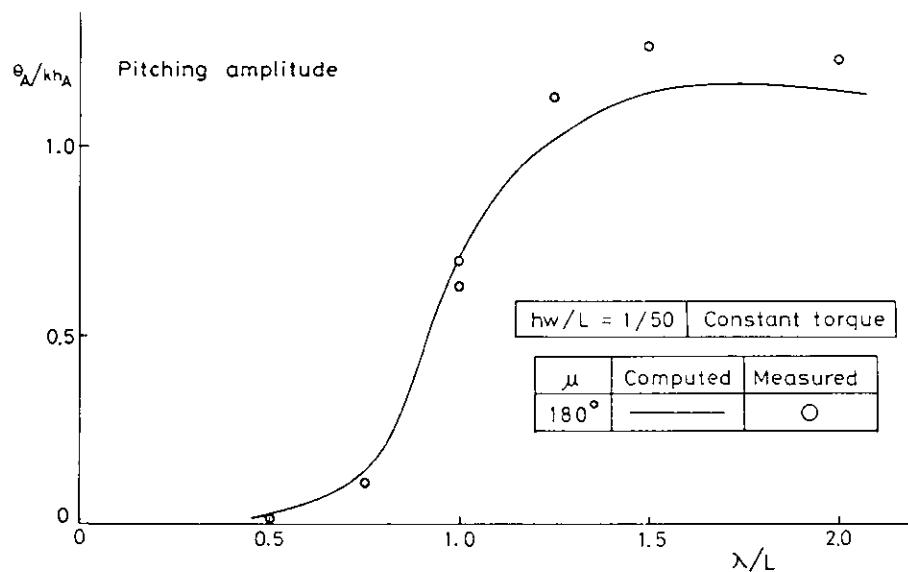


Fig. 3.1.14 Ship motion in regular waves (Pitching)

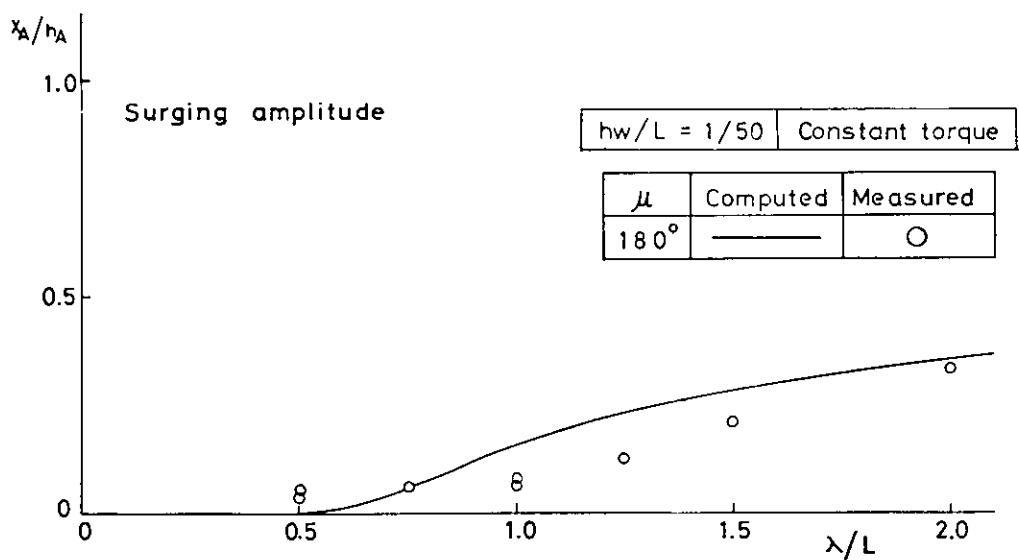


Fig. 3.1.15 Ship motion in regular waves (Surging)

3.2 波浪中の推進性能に関する模型実験

3.2.1 正面波中における速度低下

波浪中を航行する船舶の Nominal Speed Loss は、船体運動などに基づく抵抗増加にその原因があるが、搭載主機の特性によっても Speed Loss の大きさに違いがある。今回、搭載主機をいろいろな型で簡単化し速度低下などについて検討を加えてみた。なお、回転数一定制御方式とトルク一定制御方式の場合についても、各種の実験を行い、計算と比較してみた結果も併せて報告する。

(1) 模型実験

供試模型は、SR125 の研究、及び昨年度の実験に使用した $L_{pp} = 4 \text{ m}$ の 1 軸高速コンテナ船型で、使用プロペラは、直徑 $D = 0.15 \text{ m}$ 、ピッチ比 $p = 1.00$ のものである。^[1] 実験は、平水中を $F_n = 0.25$ の速度で航行するのに必要な回転数、あるいはトルクを維持して、次の 3 種類の実験を行った。

- a) 正面規則波中の自航試験；波長は、 $\lambda/L = 0.5 \sim 2.5$ の範囲に変化させ、波高は、 $L/50 = 8 \text{ cm}$ 一定である。
- b) 平水中における過負荷自航試験；過負荷量 δR_0 は、 $0.2 \text{ kg} \sim 1.6 \text{ kg}$ ($\delta R_0 / R_0 = 0.14 \sim 1.11$, R_0 : 平水中抵抗) まで変化させた。
- c) 正面不規則波中の自航試験；不規則波の平均波周期は、ほぼ 1.25 sec と一定に保ち、有義波高 $H_1/3$ を $4 \text{ cm} \sim 17 \text{ cm}$ の間で変化させた。波スペクトルは同じ型のものである。

上記の各実験毎に、速度、推力、トルク、回転数、馬力を計測した。なお今回の実験用に新しく製作した波浪中自航試験用制御器の制御方式の概略を Fig. 3.2.1 に示す。

(2) 計算の方法

プロペラの発生推力とトルクは、そのプロペラの前進速度と回転数によって決まるから、ある速度 V_s 、ある回転数 N_0 で作動している時の推力、トルクを $T_0(V_s, N_0)$, $Q_0(V_s, N_0)$ とする。ある微少速度変化 δV_s 、微少回転数変化 δN があったとする。その時の推力 $T(V_s + \delta V_s, N_0 + \delta N)$ 、トルク $Q(V_s + \delta V_s, N_0 + \delta N)$ を、高次の項を無視して次のように表わす。

$$T(V_s + \delta V_s, N_0 + \delta N) = T_0(V_s, N_0) + \frac{\partial T}{\partial N} \cdot \delta N + \frac{\partial T}{\partial V} \cdot \delta V_s \quad \dots \quad (3.2.1)$$

$$Q(V_s + \delta V_s, N_0 + \delta N) = Q_0(V_s, N_0) + \frac{\partial Q}{\partial N} \cdot \delta N + \frac{\partial Q}{\partial V} \cdot \delta V_s \quad \dots \quad (3.2.2)$$

右辺、第 2、第 3 項の $\partial T/\partial N$, $\partial T/\partial V$, $\partial Q/\partial N$, $\partial Q/\partial V$ は、プロペラ単独特性から決まる定数であり次のように与えられる。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial T}{\partial V} & \frac{\partial T}{\partial N} \\ \frac{\partial Q}{\partial V} & \frac{\partial Q}{\partial N} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho D^2 (bDN_0 + 2cV_s) & \rho D^3 (2aN_0 + bV_s) \\ \rho D^3 (eDN_0 + 2fV_s) & \rho D^4 (2dDN_0 + eV_s) \end{bmatrix} \quad \dots \quad (3.2.3)$$

ここで、 a, b, c, d, e, f は、プロペラ単独特性の K_T , K_Q 曲線を、前進常数 J の 2 次式で、

$$K_T = a + bJ + cJ^2, \quad K_Q = d + e \cdot J + fJ^2 \quad \dots \quad (3.2.4)$$

と近似した場合の係数である。

次に平水中の伴流係数 W_0 、推力減少係数 t_0 は、簡単のために波浪中も変化ないと考える。船の速度を V_0 とすると $V_s = V_0(1 - W_0)$ となるし、船の微少速度変化を δV とすると $\delta V_s = \delta V(1 - W_0)$ となる。

以下、簡単化して

$$\frac{\partial T}{\partial V} = P_{TV}, \quad \frac{\partial T}{\partial N} = P_{TN}, \quad \frac{\partial Q}{\partial V} = P_{QV}, \quad \frac{\partial Q}{\partial N} = P_{QN}$$

と表現することにする。

(a) 回転数一定制御の場合

この制御の場合の諸値には、サフィックス n を付けることとする。この場合(3.2.1), (3.2.2)式の右辺に $\delta N = 0$ を代入すると

$$T_n = T_0 + P_{TV} \cdot \delta V_n (1 - W_0), \quad Q_n = Q_0 + P_{QV} \cdot \delta V_n (1 - W_n) \quad \dots \dots \dots (3.2.5)$$

となる。速度 V_0 で平水中を航走している場合の船の抵抗を R_0 , $V_0 + \delta V_n$ の速度で平水中を航走した場合の抵抗を R , また、この $V_0 + \delta V_n$ の速度で波浪中を航走した場合の抵抗増加を δR とする。定常な速度 $V_0 + \delta V_n$ においては

$$T_n = \frac{R + \delta R}{1 - t_0} = \frac{R_0}{1 - t_0} + P_{TV} \cdot \delta V_n (1 - W_0)$$

の関係より

$$\delta V_n = \frac{R - R_0 + \delta R}{(1 - t_0)(1 - W_0)P_{TV}} \quad \dots \dots \dots (3.2.6)$$

で速度低下が与えられる。

これをトライアルアンドエラー方式で計算する。この δV_n が求まれば(3.2.5)式より推力、トルク増加は、次式で求められる。

$$\delta T_n = T_n - T_0 = P_{TV} \cdot \delta V_n (1 - W_0), \quad \delta Q_n = Q_n - Q_0 = P_{QV} \cdot \delta V_n (1 - W_0) \quad \dots \dots \dots \\ \dots \dots \dots (3.2.7)$$

この場合の馬力増加は、

$$P_n = K N Q = K N_0 (Q_0 + \delta Q_n), \quad K = \frac{2\pi}{75}$$

より

$$\delta P_n = K N_0 P_{QV} \cdot \delta V_n (1 - W_0) = K N_0 \cdot \delta Q_n \quad \dots \dots \dots (3.2.8)$$

で与えられることになる。過負荷自航試験の場合は、(3.2.6)式の δR に過負荷の値を代入すればよい。

(b) トルク一定制御の場合

この制御の場合の諸値には、サフィックス q を付けることとする。この場合(3.2.2)式に

$$Q(V_s + \delta V_s, N_0 + \delta N) = Q_0(V_s, N_0) \quad \dots \dots \dots (3.2.9)$$

を代入すると

$$\delta N_q = -\frac{P_{QV}}{P_{QN}} \cdot \delta V_q (1 - W_0) \quad \dots \dots \dots (3.2.10)$$

が成り立つ。

これを(3.2.1)式に代入すると

$$T_q = T_0 + (P_{TV} - \frac{P_{TN} \cdot P_{QV}}{P_{QN}}) \cdot \delta V_q (1 - W_0) \quad \dots \dots \dots (3.2.11)$$

となり、前と同様にして δV_q は、

$$\delta V_q = \frac{R - R_0 + \delta R}{(1 - t_0)(1 - W_0)P_{TV}(1 - \frac{P_{TN} \cdot P_{QV}}{P_{TV} \cdot P_{QN}})} \quad \dots \dots \dots (3.2.12)$$

となる。(3.2.10)式と(3.2.12)式が同時に満たされるように計算すればよい。

この δV_q が求まれば、推力増加は

$$\delta T_q = P_{T_N} \left(1 - \frac{P_{T_N} \cdot P_{Q_V}}{P_{T_V} \cdot P_{Q_N}} \right) \delta V_q (1 - w_o) \quad (3.2.13)$$

として求められる。この制御方式の場合、馬力は

$$P_q = K N Q = K Q_o (N_o + \delta N_q)$$

で与えられ、馬力減少 δP_q は

$$\delta P_q = -K Q_o \frac{P_{Q_V}}{P_{Q_N}} \delta V_q (1 - w_o) = K Q_o \cdot \delta N_q \quad (3.2.14)$$

として求められる。過負荷自航試験の場合は、(3.2.12)式の δR に過負荷の値を代入すればよい。

(c) 馬力一定制御の場合

この制御の場合の諸値には、サフィックス p を付ける。馬力 P は

$$P = K N Q = K (N_o + \delta N_p)(Q_o + \delta Q_p) \quad (3.2.15)$$

ここで、馬力一定の条件は、 $P = K N Q = K Q_o N_o$ より

$$N_o \cdot \delta Q_p + Q_o \cdot \delta N_p + \delta Q_p \cdot \delta N_p = 0 \quad (3.2.16)$$

が条件となる。一方、トルク増加は

$$\delta Q_p = P_{Q_N} \cdot \delta N_p + P_{Q_V} \cdot \delta V_p (1 - w_o) \quad (3.2.17)$$

で与えられるから、これを(3.2.16)式に代入すると

$$N_o \cdot P_{Q_N} \delta N_p + N_o P_{Q_V} \delta V_p (1 - w_o) + Q_o \cdot \delta N_p + P_{Q_N} \cdot \delta N_p^2 + P_{Q_V} \cdot \delta N_p \cdot \delta V_p (1 - w_o) = 0 \quad (3.2.18)$$

となる。船の速度 $V_o + \delta V_p$ においては

$$\frac{R + \delta R}{1 - t_o} = \frac{R_o}{1 - t_o} + P_{T_N} \cdot \delta N_p + P_{T_V} \cdot \delta V_p (1 - w_o) \quad (3.2.19)$$

が成り立つから

$$\delta V_p = \frac{R - R_o + \delta R - P_{T_N} \cdot \delta N_p (1 - t_o)}{(1 - t_o)(1 - w_o) P_{T_V}} \quad (3.2.20)$$

となり(3.2.18)式と(3.2.20)式が同時に成り立つように δV_p と δN_p を決定すればよい。

これを実際に計算するには

$$\frac{\delta Q_p}{\delta N_p} = \alpha \quad (3.2.21)$$

で与えられるパラメータ α を用いるとよい。この α は、各々の波長に對して違った値を持つ。以上によって δV_p , δN_p が求まれば、次式によつて推力増加も求められる。

$$\delta T_p = P_{T_N} \cdot \delta N_p + P_{T_V} \cdot \delta V_p (1 - w_o) \quad (3.2.22)$$

(d) Arbitrary Mode の場合

(a), (b), (c) で述べたような特別な制御をかけてない場合は、次のように考える。この場合は、サフィックス a を付ける。また、次のようなパラメータ β を導入する。

$$\frac{\delta Q_a}{\delta N_a} = \beta \quad (\delta Q_a = \beta \delta N_a) \quad (3.2.23)$$

トルク増加の式

$$\delta Q_a = P_{Q_N} \cdot \delta N_a + P_{Q_V} \cdot \delta V_a (1 - w_o)$$

式(3.2.23)式を代入すると

$$\delta N_a = \frac{P_{qv}}{\beta - P_{qn}} \cdot \delta V_a (1 - w_0) \quad \dots \quad (3.2.24)$$

となる。これと(3.2.19)式の δN_p , δV_p を δN_a , δV_a と考え、(3.2.24)式を代入すると

$$\delta V_a = \frac{R - R_o + \delta R}{(1 - t_o)(1 - w_0)(P_{tv} + \frac{P_{tn} \cdot P_{qv}}{\beta - P_{qn}})} \quad \dots \quad (3.2.25)$$

となる。

以上の結果より、推力増加、馬力増加 δT_a , δP_a は

$$\delta T_a = (P_{tv} + \frac{P_{tn} \cdot P_{qv}}{\beta - P_{qn}}) \cdot \delta V_a (1 - w_0),$$

$$\delta P_a = N_o \cdot \delta Q_a + Q_o \cdot \delta N_a + \delta Q_a \cdot \delta N_a \quad \dots \quad (3.2.26)$$

で与えられることになる。

$\beta \rightarrow -\infty$ とするとトルク一定制御の場合となり、 $\beta \rightarrow -\infty$ とすると回転数一定制御の場合となる。

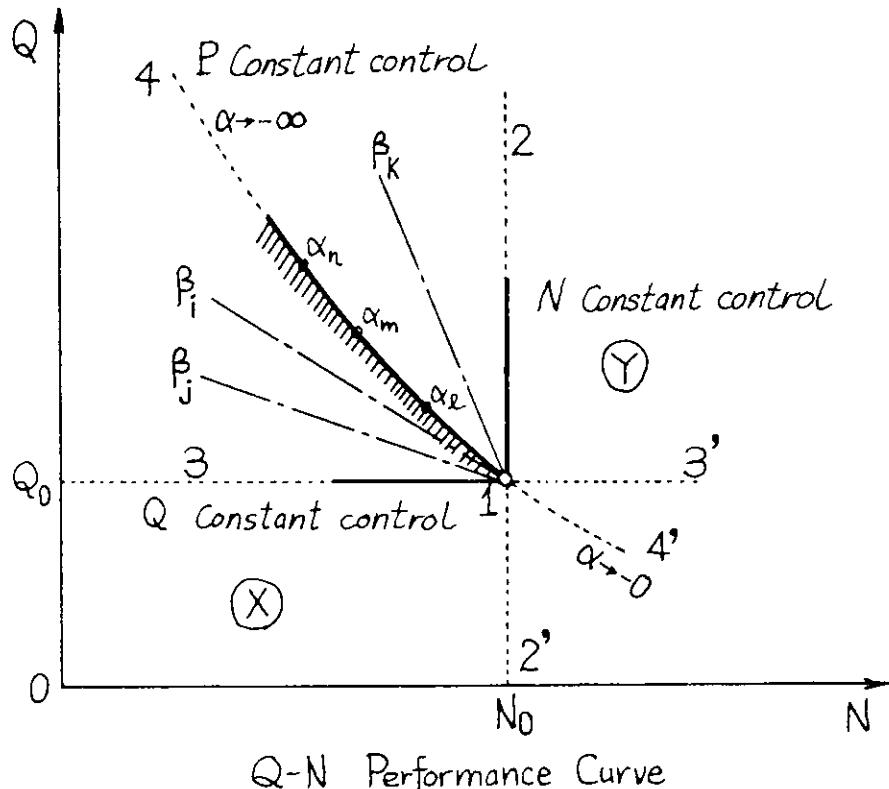
また、上記で求められた δQ_a と δN_a に、馬力一定の条件を付けると、 β が変化して馬力一定制御の結果が得られる。

計算に当って平水中の抵抗は、実験値を使って $R = A V^2$ と近似し、波浪中の抵抗増加は、Gerritsmaによる計算値を使い、その内挿によって対応する速度の抵抗増加量を求めた。波浪中抵抗増加の計算結果は、文献[1]に報告されている。

(3) 各制御方式の相互関係について

前節で述べた4つの方式の相互関係がどのようにになっているかを図的にまとめてみると次のようになる。

(下図参照)



図は、主機のトルク一回転数曲線(Q-N図)と考えてよい。

ある回転数 N_0 、トルク Q_0 で平水中を航走しているとする。その場合の作動点を図中 1 として示してある。この図で、 $1 \sim 2$ 、 $1 \sim 2'$ は、回転数一定制御の場合、 $1 \sim 3$ 、 $1 \sim 3'$ はトルク一定制御の場合、 $1 \sim 4$ 、 $1 \sim 4'$ は、馬力一定制御の場合に各々対応する。しかるに、 $1 \sim 2'$ 、 $1 \sim 3'$ 、 $1 \sim 4'$ に相当する場合は、波浪中で速度が平水中より大きくならないかぎり不可能であり、現実的には起り得ない。結局、回転数一定制御の場合は、 $1 \sim 2$ の線上を動き、トルク一定制御の場合は、 $1 \sim 3$ の線上を動き、馬力一定制御の場合は、 $1 \sim 4$ の線上を動くことになる。

さて馬力一定制御の場合に考えた(3.2.2.1)式の α は、何を意味するだろうか。この α は(3.2.1.8)式を満足する δQ_p 、 δN_p から求められるから、 $1 \sim 4$ の曲線上どこで作動しているかを示すパラメータであることがわかる。 $4 \sim 4'$ の曲線は、 $QN = Q_0 N_0$ で表わされるから、点 1 における α 値は

$$\alpha \Big|_{\text{点 } 1} = \lim_{\delta N_p \rightarrow 0} \frac{\delta Q_p}{\delta N_p} = \frac{\partial Q}{\partial N} \Big|_{N=N_0} = -\frac{Q_0}{N_0} = -0.00354 \dots \quad (3.2.27)$$

(kg - m - sec)

で与えられる。これは、点 1 における $Q - N$ 曲線の接線勾配である。

平水中のトルク、回転数から簡単に決められるこの α 値を用いれば、馬力一定制御の場合の計算は、許容できる範囲で馬力一定の条件を満たして容易に計算することができる。また、 $1 \sim 4'$ の曲線上は、動くことないので結局 α は、

$$\alpha \leq -0.00354 = -\frac{Q_0}{N_0} \dots \quad (3.2.28)$$

となる。

次に Arbitrary Mode の場合の(3.2.2.3)式で示した β 値は、 $Q - N$ 曲線の図中に示すような直線の勾配であるが、結局機関の特性を表現するようなパラメータである。 β の値を次のような範囲をつけて考えてみる。

$$-\infty \leq \beta \leq 0 \dots \quad (3.2.29)$$

すると、 $\beta = -0$ の場合は、トルク一定制御を表現し、 $\beta = -\infty$ の場合は、回転数一定制御を表現することになり、馬力一定の条件を付けながら β を変えて計算すれば馬力一定制御を表現することになる。

結局この Arbitrary Mode の β 値をいろいろ変化させることで種々の制御方式に対応した速度低下などを計算することができる。

なお、図中、斜線を施してある側に $Q - N$ の作動点がある場合は、馬力が減少し、反対側にある時は、馬力が増加する。図中 ⑧、⑨ の領域に、 $Q - N$ 曲線の作動点が移動する場合(β 値が正の値をもつ時)については、機関の安定性の問題にもかかわってくるようであるから、ここでは論じない。

(4) 実験結果との比較、検討

Fig 3.2.2(1), 3.2.2(2) に回転数一定制御の場合の実験値と計算値を示す。トルク増加、馬力増加は、実験値の方が若干大きいが、速度低下、推力増加は、実験値と計算値はよく合っているといえる。Fig 3.2.3(1), 3.2.3(2) にトルク一定制御の場合の結果を示す。この場合もよく合っている。速度低下はトルク一定制御の方が大きい。なお、図中横軸の右端に書いてある数値は、平水中 $F_n = 0.25$ の時の諸値である。平水中の場合に比較してどれ位増減しているかがわかる。Fig 3.2.4 に実験値はないが馬力一定制御の場合の各値の増減結果を示す。Fig 3.2.5(1), 3.2.5(2) に Arbitrary Mode で、パラメータ β を種々変化させた場合の計算結果を示す。(3)で述べたことが図で示されたことになる。回転数、あるいはトルクに一定制御をかけた場合に、速度低下、推力増加、馬力増加、減少の上限あるいは、下限を与えることがわかる。 β が -0.00354 に近い、 $\beta = -0.004$ の場合、計算結果は、馬力一定制御の場合とほとんど違わない。

このことは、馬力一定制御をかけた場合の計算は、機関の Q-N 曲線の平均的作動点における微分係数がわかれば Arbitrary Mode の計算法により許容できる範囲内の違いで簡単に計算できることを示している。Fig 3.2.6 に過負荷自航試験結果と計算結果を示す。比較的よく実験結果と合っているが、負荷の量が大きくなると実験値と計算値の差が大きくなることがわかる。

Fig 3.2.7 に正面不規則波中における自航試験時に発生させた代表的な波スペクトラムを示す。Fig 3.2.8 にその実験結果及び計算値を有義波高を横軸にして示してある。正面規則波中の実験結果と同様にトルク一定制御の場合の方が大きな速度低下をきたす。Fig 3.2.9, 3.2.10, 3.2.11 に(1)で述べた 3 種類の実験結果より推力一致法で求めた自航要素の解析結果を示す。図中破線で示してあるのは、 $F_n = 0.25$ の平水中自航要素の値である。プロペラ単独効率 η_0 が平水中の値より減少している。速度を維持する実験解析から求められた自航要素と平水中の自航要素の相違ほど大きな相違はない。

(5) まとめ

以上の結果をまとめると、次のような結論が得られる。

- (a) 波浪中における Nominal Speed Loss は、搭載主機（模型の場合は、使用モーター）の特性によって違いがある。回転数一定制御とトルク一定制御を比べると、トルク一定制御の方が大きな速度低下をきたす。
- (b) 回転数一定制御の場合、平水中の値に比べ、推力、トルク、馬力ともに増加し、その増加量は、各種制御方式の上限を与える。
- (c) トルク一定制御の場合、平水中の値に比べ、回転数、馬力は減少し、推力は微増する。その減少量、増加量は、各種制御方式の下限を与える。
- (d) Arbitrary Mode で述べた β 値を種々変化させることで任意の制御方式に対応する速度低下等を容易に計算することができる。
- (e) 実機のトルク一回転数曲線（いわゆる性能曲線）の定常運転附近の微分係数がわかれば、その実機に見合った速度低下を計算することができる。

3.2.2 不規則波中におけるプロペラ単独時のレーシング実験

規則波中におけるプロペラ単独時のレーシングは、一部を除いて比較的容易に変動波形を計算することができ、その結果は、よく実験結果を説明し得るものになっている。⁽²⁾ その変動波形は、波の粒子速度変動によるものと没水深度が変化することによる自由表面の影響との両者が重ね合わされたものである。不規則波中の場合、前者だけの影響を計算するのは、波のスペクトラムから簡単に求められる。⁽³⁾ 一方、後者だけの影響については、その波形は非線型であり、スペクトラム計算は複雑である。⁽⁴⁾ また、その両者が単独で計算し得ても、不規則波中の場合、簡単に重ね合わさるわけにはいかない。ここでは、プロペラの没水深度を変化させた不規則波中プロペラ単独試験を行い、その結果をスペクトラム解析し、前記の理論を参照にしつつ考察を行ってみた。

(1) 模型実験

使用した模型プロペラは(2)に示してある 5 翼の高速コンテナ船用のプロペラである。（ $D = 2 \text{ m}$, $R = 0.15 \text{ m}$, ピッチ比 $p = 1.00$ ）

プロペラオーブンポートを次の 6 種類の没水深度の状態に固定してプロペラ単独試験を行った。

I_o / R (水面からプロペラ中心までの距離/プロペラ半径) = 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 2.5 である。回転数は 1.0 rps, 前進速度は $V = 0.6 \text{ m/sec}$, 前進常数は $J = 0.4$ である。

不規則波は、有義波高 7.3 cm, 平均波周期 1.41 sec 位のものを発生させた。

(2) 実験結果とその考察

Fig 3.2.12 (1), 3.2.12 (2) に波及び、推力、トルク、回転数の変動のスペクトラム解析結果を各 I_0/R に応じて示す。この図から次のようなことがわかる。

(a) 没水深度が浅い $I_0/R = 0.8$ や、深い $I_0/R = 2.5$ の場合の推力、トルク、回転数変動のスペクトラムは、波スペクトラムと似た形になっている。

$I_0/R = 2.5$ のような深い状態の場合、負荷変動に寄与するのは、波の粒速度変動であり、その形は波スペクトラムによく似ているものであるから、没水深度が深い場合、負荷変動スペクトラムの形が、波スペクトラムによく似ていることはうなづける。

一方、没水深度が極めて浅い $I_0/R = 0.8$ のような場合、負荷変動に大きなウェイトを占めてくるのは、没水深度変化によるものである。

プロペラの負荷変動に及ぼす没水深度の影響が右図のように、ある没水深度 (I/R_B)_B より現れてくると考えると、深度が浅い場合、負荷(図の場合推力)は、PP''の線上で変動すると考えられる。

I/R は、波高から一義的に決定されるから PP''の傾きが知れれば負荷変動は、より一義的に決められる。

すなわち、波スペクトラムをある定数倍するような形で負荷変動スペクトラムが求められる。そのためには、波スペクトラムと深度が浅い場合の負荷変動スペクトラムが似た形になると考えられる。

(b) $I/R = 1.2, 1.4, 1.6$ などの場合、スペクトラムの形は、波スペクトラムなどに比べて広帯域なものになって、高低周波成分がかなり出てくることがわかる。

これは、前図で (I/R_B)_B なる没水深度影響が出てくる折点を、ひんぱんに通過するために、非線型の影響が強く出てきて、そのためには、そのために高低周波数成分が相対的に卓越してくると考えられる。このような傾向は、[4]に述べられた整流波形のスペクトラム解析を行った理論的傾向と同一傾向を示すものである。

以上で述べた中に、回転数変動の件は触れていない。本実験に用いたモーターには、一応、回転数一定制御が施されているが、古いもので十分でない。そのためには回転数もかなり変動している。しかし、低周波数成分については、トルク変動があるにもかかわらず回転数変動が出ていないのは、それなりに制御がかかっているからである。

なお、レーシングのような非線型な現象に回転数変動を合理的に考慮できうるまでになつてないのが現状であるが、回転数変動が入ると回転数変動を考慮しない場合に比べて推力、トルク変動が小さくなることは変わりはない。この実験結果を説明し得るような計算が次に必要となろう。

[参考文献]

- (1) SR125研究資料No.211：超高速コンテナ船の耐航性に関する研究 昭和50年3月
- (2) SR161研究資料No.257：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51年3月
- (3) 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
- (4) 内藤林、中村彰一：レーシング時のプロペラ単獨特性及び負荷変動について
昭和51年11月 関西造船協会秋季講演会

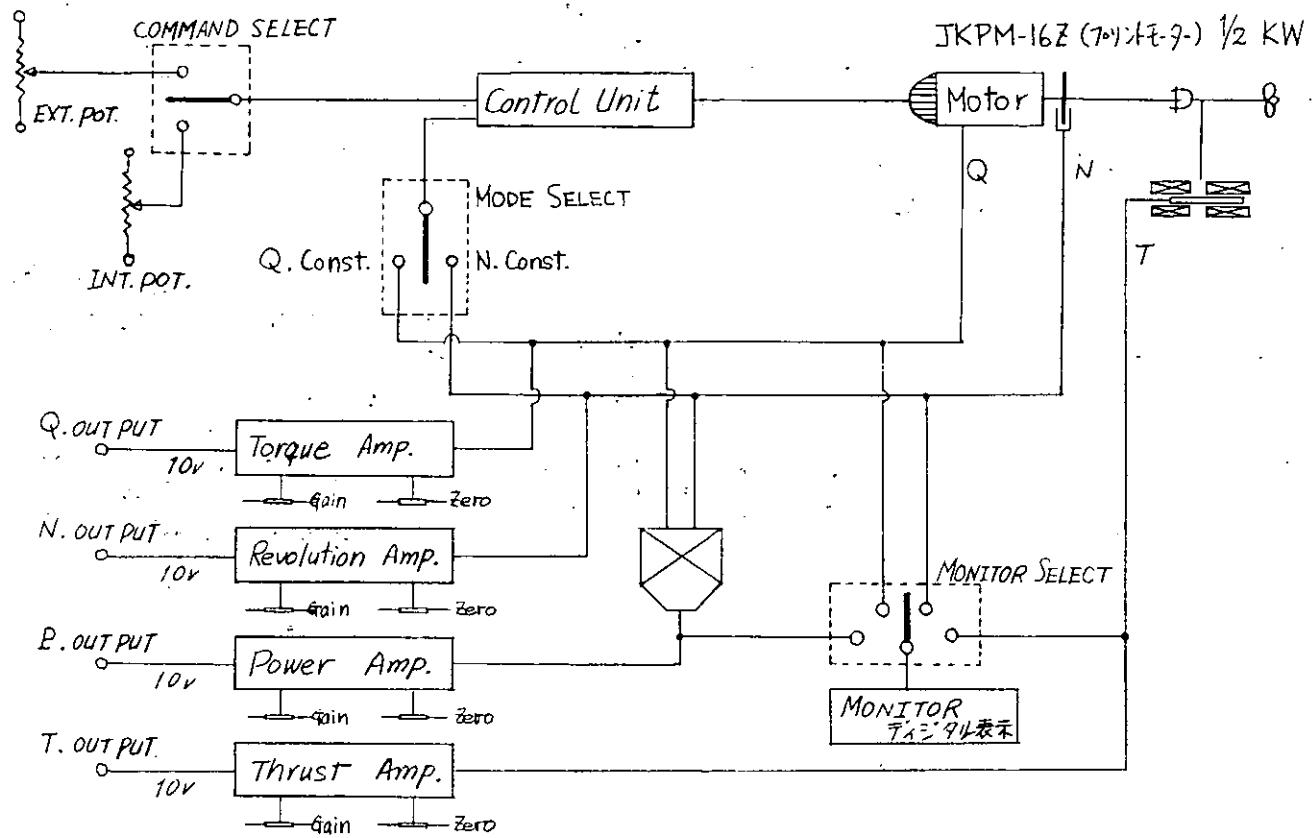


Fig 3. 2. 1 Block Diagram of Self-propulsion Apparatus Controller

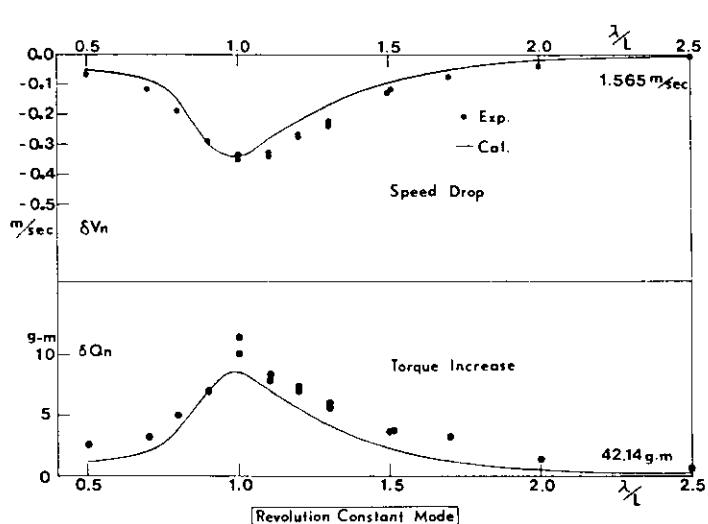


Fig 3.2.2 (1)

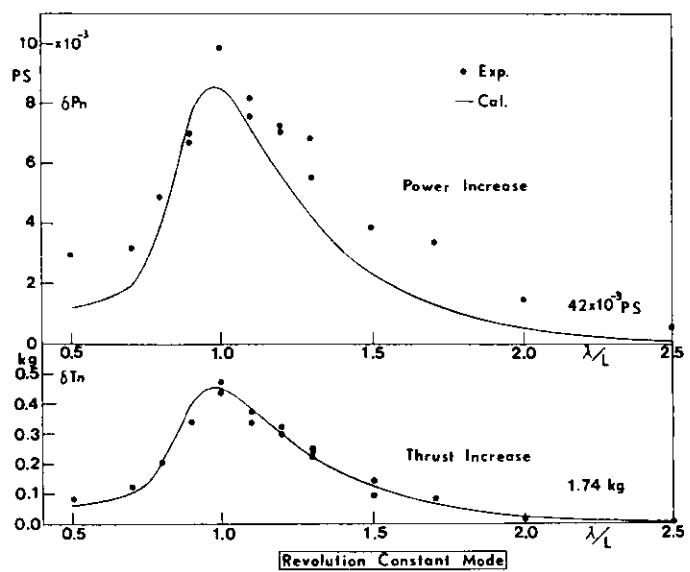


Fig 3.2.2 (2)

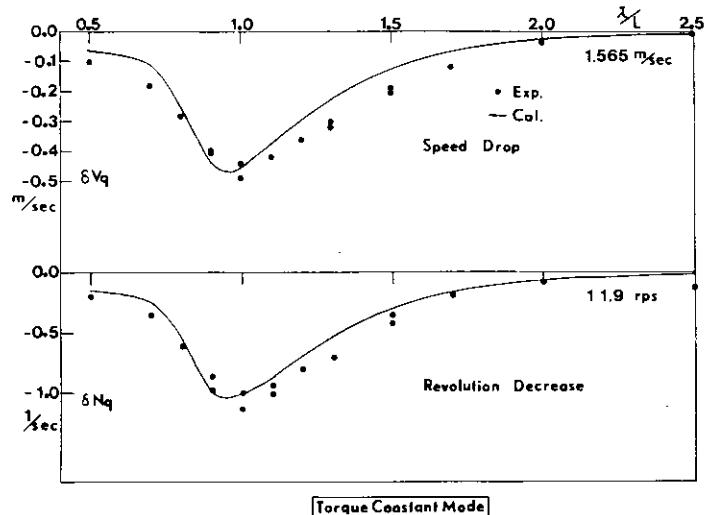


Fig 3.2.3 (1)

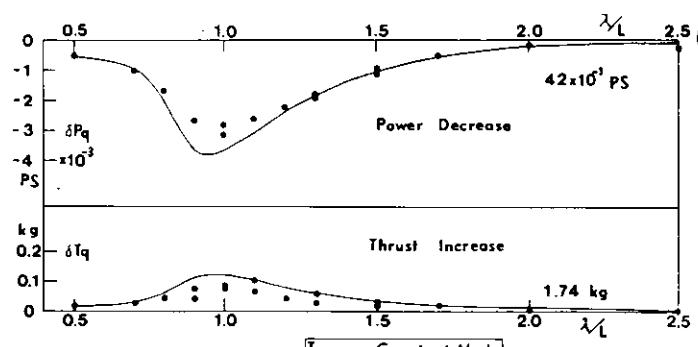
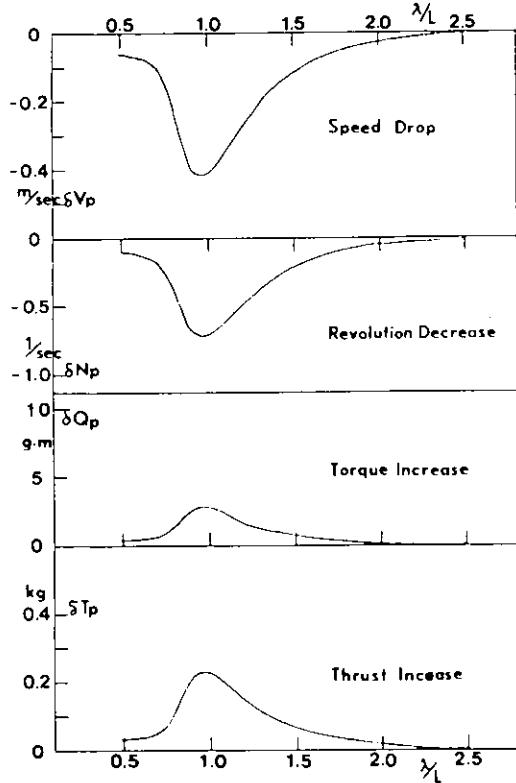
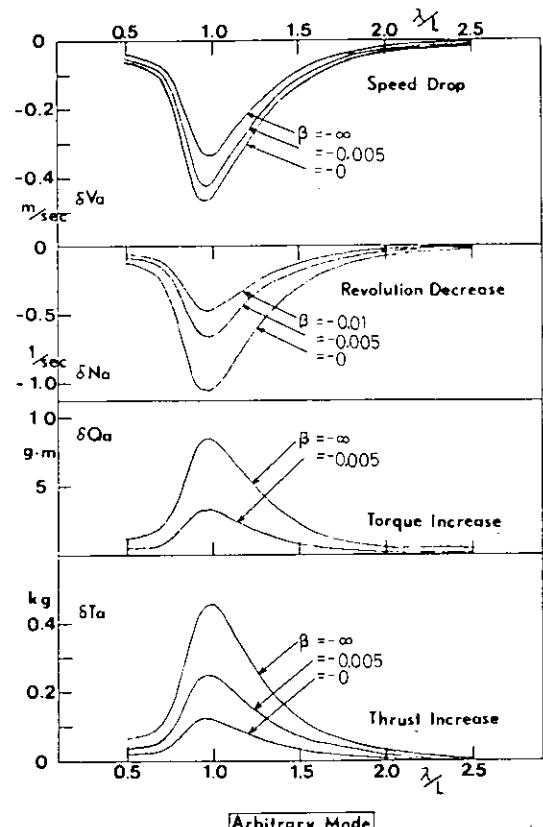


Fig 3.2.3 (2)



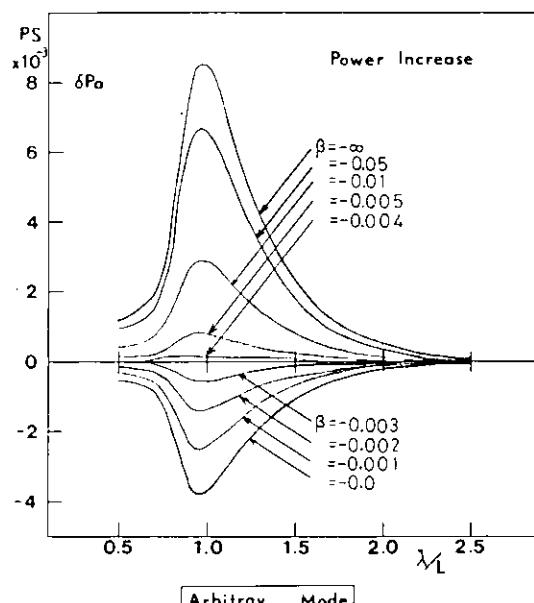
Power Constant Mode

Fig 3. 2. 4



Arbitrary Mode

Fig 3. 2. 5 (1)



Arbitrary Mode

Fig 3. 2. 5 (2)

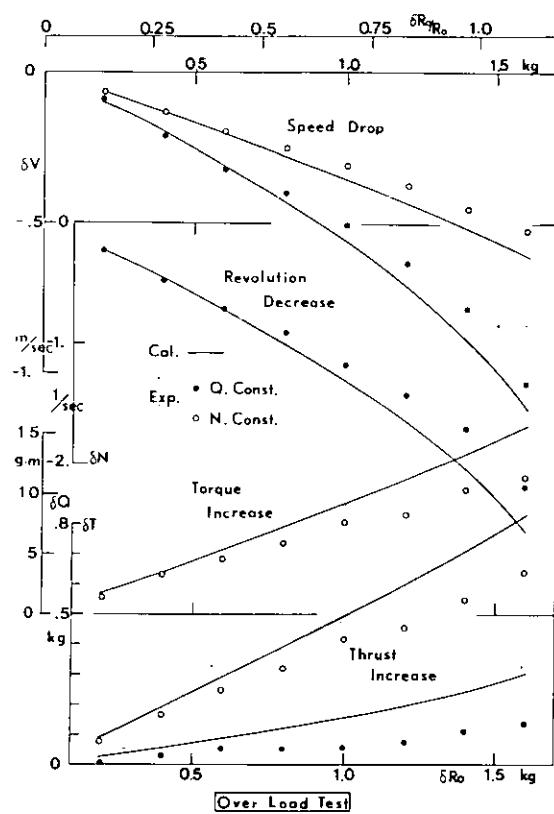


Fig 3. 2. 6

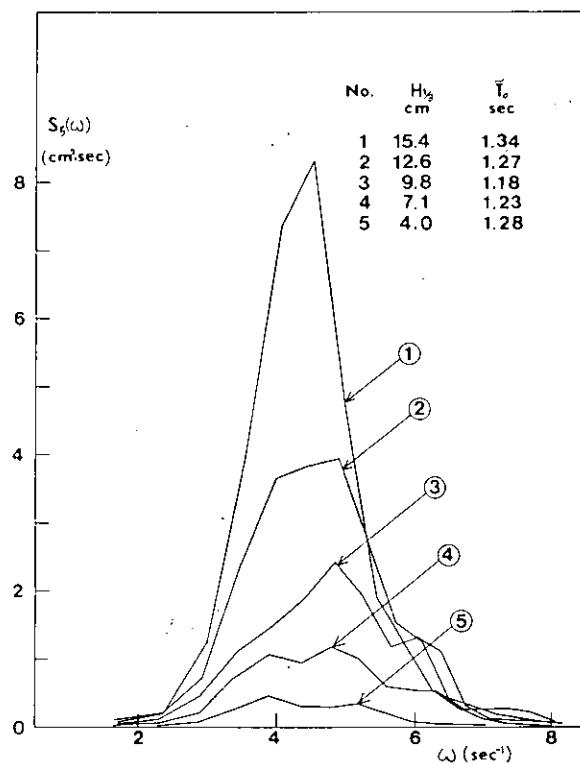


Fig 3. 2. 7 不規則波のスペクトラム

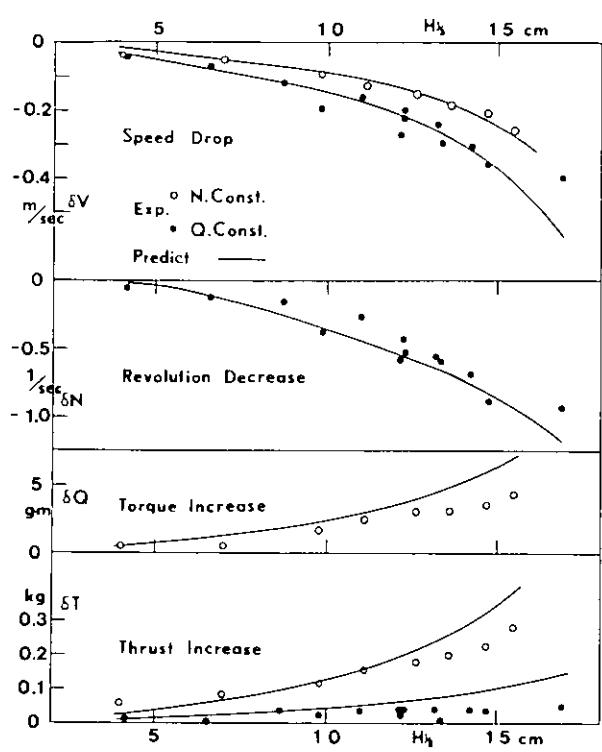


Fig. 3.2.8 正面不規則波中の速度低下，回転数減少，トルク増加，推力増加

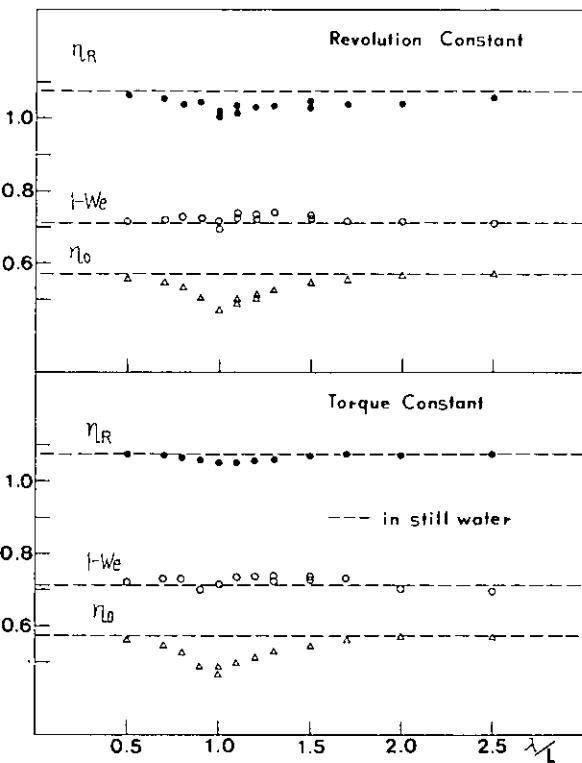


Fig. 3.2.9 正面規則波中の自航要素

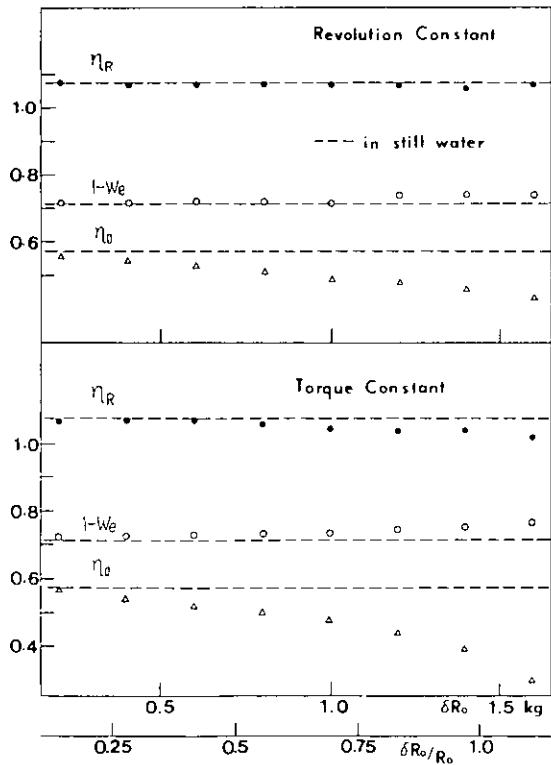


Fig. 3.2.10 過負荷自航試験の自航要素

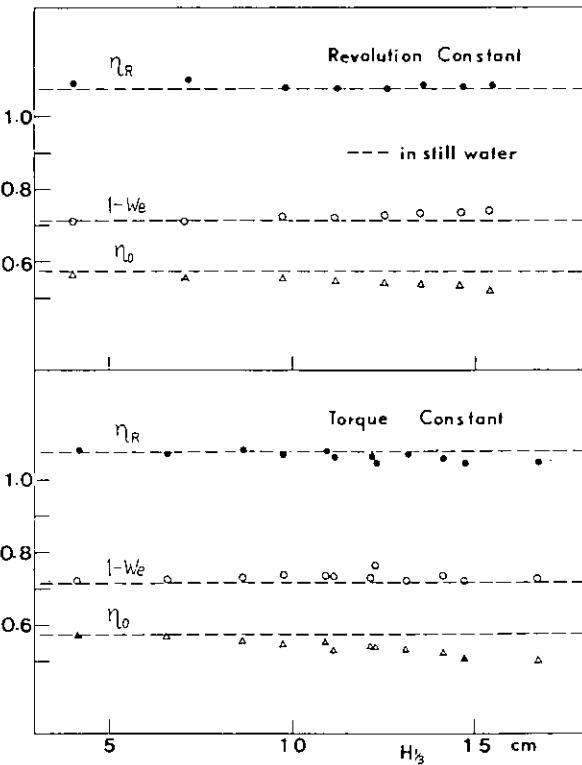


Fig. 3.2.11 正面不規則波中の自航要素

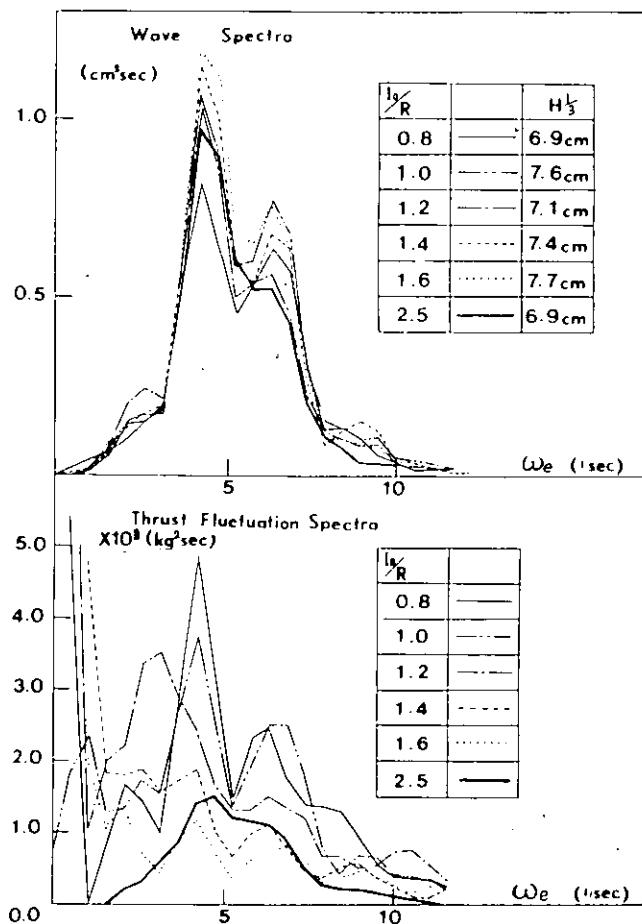


Fig 3. 2. 12 (1)

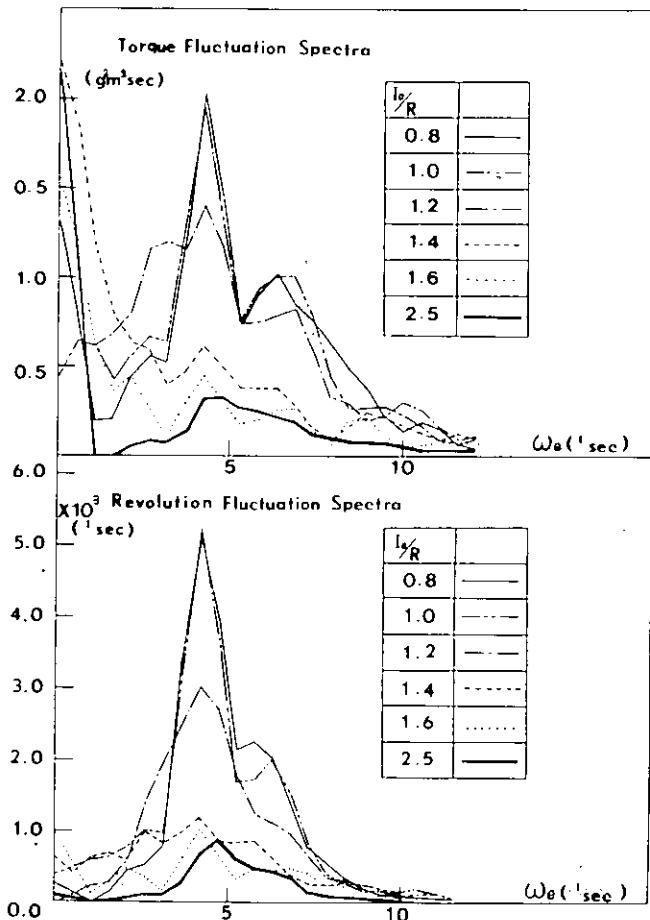


Fig 3. 2. 12 (2)

4 危険回避の限界設定に必要な耐航性基準の研究

4.1 非線形ロール減衰項を含む船体横動揺の統計解析

4.1.1 はしがき

前年度、船舶の耐航性能の計算におけるロール減衰項の非線形性の取扱いに関して、ロール角速度の二乗に比例する減衰項を含む運動方程式の統計処理に、新しい計算方法を試み、従来の計算方法と比較を行なった。

今年度は、これらの計算方法による差が、ロール減衰項の非線形性の強弱の度合によって、どのように変化するかを調べるために、非線形度を変えた計算を行なった。

さらに、これらの近似的統計処理の計算方法の精度の比較検討のために、ルンゲ・クッタ・ギル法によって非線形の運動の時系列を計算し、この時系列の統計解析を行なって、これを厳密値とみなし、各方法の計算値と比較した。

尚、計算に使用した船型は、要目をTable 4.1.1 に示すような一軸高速コンテナ船(S7-175-1.0)でSR125 研究部会で用いられた船型である。

4.1.2 非線形度の影響について

(1) 計算方法

計算に用いている方法は、前年度報告書の4.2.2項に述べているように、ロールの減衰項の近似式(4.1.1)を、各周波数毎に(4.1.2)式のように近似する「一定波高による等価線形減衰係数 $B_{44E}^{(1)}$ 」を用いる方法(以下「一定波高法」と称する)と、入射する波のスペクトルに関して、全周波数領域で、非線形項と等価線形項との各運動方程式の偏差の二乗の期待値(4.1.3)式を最小にする(4.1.4)式で、減衰項を近似する「最小偏差による等価線形減衰係数 $B_{44E}^{(2)}$ 」を用いる方法(以下、「最小偏差法」と称する)との、二方法である。

$$D(B_{44}, B_2, \dot{\phi}) = B_{44} \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}| \approx B_{44E} \dot{\phi} \quad (4.1.1)$$

$$B_{44E}^{(1)} = B_{44} + \frac{8}{3\pi} \omega \phi_A B_2 \quad (4.1.2)$$

$$E[\delta^2] = E[(|B_{44} \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}||^2) - B_{44E}^{(1)} \dot{\phi} |^2] \quad (4.1.3)$$

$$B_{44E}^{(2)} = B_{44} + \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sigma_{\phi} B_2 \quad (4.1.4)$$

但し、 ϕ ：ロール変位、 $\dot{\phi}$ ：ロール角速度

ϕ_A ：ロール振巾、 ω ：角周波数

σ_{ϕ} ：ロール角速度の分散

B_{44} , B_2 , B_{44E} ：ロール減衰係数

(2) 計算状態

非線形性の強弱の度合を(非線形項の係数)と(線形項の係数)との比、 $\alpha = B_2 / B_{44}$ で、表わす事にし、フルード数 F_n との関係をみてみると、九大応力研のSR125 研究部会の実験結果では、(F_n , α)表示で、(0.00, 111.2), (0.15, 18.6), (0.25, 6.4), (0.275, 5.4) となっている。このように、前年度における(F_n , α)=(0.275, 5.4)の計算例は、非線形性の弱い場合に相当しているので、さらに、非線形度 $\alpha=20, 100, \infty$ の場合についても計算を行なった。但し、フルード数の変化に伴なう種々の影響を除くために、フルード数は $F_n=0.275$ とし、ロール減衰項の B_2 , B_{44} の値だけをTable 4.1.2 に示すように、適当に変化させて計算している。

入射不規則波は、I. S. S. C. 波スペクトルとし、(平均波周期 T_w , 有義波高 H_w) 表示で (8 s, 10 m), (10 s, 10 m), (12 s, 10 m), (6 s, 5 m), (8 s, 5 m), (10 s, 5 m) を採用し、出会い角は 180°(向波), 0°(追波) で 30° 毎とした。

又、一定波高法の一定波高としては、有義波高 H_w を用いて計算している。

(3) 計算結果

一定波高法と最小偏差法による差は、スウェイ、ヨウにはほとんど現われないので、ロールの有義両振巾 H_R に関する計算結果だけを Fig 4.1.1 ~ Fig 4.1.14 に示す。まず、Fig 4.1.1 と Fig 4.1.2 にて、両計算方法による有義両振巾 H_R を非線形度 α 及び、出会い角 χ 別にて、平均波周期 T_w をベースにして示してある。次に、 $C_{HR} = (\text{一定波高法による } H_R^{(1)}) / (\text{最小偏差法による } H_R^{(2)})$ を、Fig 4.1.3 ~ Fig 4.1.10 にて、 α 及び T_w 別にて、 χ のベースで示し、Fig 4.1.11 ~ Fig 4.1.14 にて、 χ 及び (T_w , H_w) 別にて、 $1/\alpha$ のベースで示してみた。

(4) 考察

両計算方法による H_R の差の絶対量は、大体、 T_w が大きいほど大きくなる傾向があるが、 $\chi = 60^\circ$ では、必ずしもそう言いきれない。 C_{HR} に関しては、 T_w による影響が大きく、 H_w による影響は小さい。そして、非線形度 α の影響は、Fig 4.1.11 ~ Fig 4.1.14 よりわかるように、X によても、また、 T_w によっても変化しており、少し複雑である。ただ、 H_R の絶対量の大きい $\chi = 60^\circ$ では、ほぼ直線に近く、(T_w , H_w) による影響も小さくなっている。両計算方法の差の推定がしやすい様相を示している。

しかしながら、全般的にみると非線形度が強いほど、両計算方法による差が大きく、最小偏差法の値から一定波高法の値を推定するのは難しく、また、後述するように最小偏差法の方が一定波高法よりも非線形解に近いと推定されるので、最小偏差法による計算をする方がよいと考えられる。

4.1.3 非線形の運動の時系列の計算とその統計解析

(1) 計算方法

非線形ロール減衰項を含む運動方程式から、運動の時系列を計算するために、次のような近似的な方法によった。

ロール角速度の二乗に比例する減衰項を含む、船体横運動方程式を、(4.1.5) ~ (4.1.7) 式のように、角周波数 ω に依存する係数を含む二階微分方程式で、近似表示する事にする。

$$f_1(t, \omega) = A_{22}(\omega) \times \ddot{\eta} + B_{22}(\omega) \times \dot{\eta} + A_{24}(\omega) \times \dot{\phi} + B_{24}(\omega) \times \dot{\psi} \\ + A_{26}(\omega) \times \ddot{\psi} + B_{26}(\omega) \times \dot{\psi} + C_{26}(\omega) \psi - F_\eta(t) = 0 \quad \dots \dots \dots (4.1.5)$$

$$f_2(t, \omega) = A_{42}(\omega) \times \ddot{\eta} + B_{42}(\omega) \times \dot{\eta} + A_{44}(\omega) \times \dot{\phi} + B_{44}(\omega) \times \dot{\psi} \\ + B_2(\omega) \times \dot{\phi} | \dot{\phi} | + C_{44}(\omega) \times \phi + A_{46}(\omega) \times \ddot{\psi} + B_{46}(\omega) \times \dot{\psi} \\ + C_{46}(\omega) \times \psi - M_\phi(t) = 0 \quad \dots \dots \dots (4.1.6)$$

$$f_3(t, \omega) = A_{62}(\omega) \times \ddot{\eta} + B_{62}(\omega) \times \dot{\eta} + A_{64}(\omega) \times \dot{\phi} + B_{64}(\omega) \times \dot{\psi} \\ + A_{66}(\omega) \times \ddot{\psi} + B_{66}(\omega) \times \dot{\psi} + C_{66}(\omega) \times \psi - M_\psi(t) = 0 \quad \dots \dots \dots (4.1.7)$$

但し、 η : Sway 運動, ϕ : Roll 運動, ψ : Yaw 運動

F_η : Sway 力, M_ϕ : Roll モーメント, M_ψ : Yaw モーメント

$\dot{\eta}$: $d\eta/dt$

これらの(4.1.5)～(4.1.7)式において、 ω を固定し、波浪外力と波浪モーメントの $F\eta(t)$, $M_\phi(t)$, $M\psi(t)$ に、周期 $T = 2\pi/\omega$ の規則波によるものを考えれば、よく用いられる規則波の運動方程式になる。ここで計算しようと考えている時系列計算においては、 $F\eta(t)$, $M_\phi(t)$, $M\psi(t)$ は、入射してくる不規則波の時系列に基づく、不規則な時系列であり、係数を定める ω も固定ではない。この運動方程式系の各係数の ω による変化は非常に大きく、代表的なある値 ω_0 に対応する定係数 $A_{22}(\omega_0)$ 等を採用してしまっては、ロール減衰項の差による運動の相違を見い出すのは難しくなると思われる。しかし、非線形かつ周波数によって変化する係数の微分方程式を正しく解くのは、非常に困難であるので、今回は、次に述べるような近似的方法によった。

まず、等価線形減衰項による運動と非線形減衰項による運動との間には、大きな差はない仮定する。そして、考えている入射不規則波の時系列(4.1.8)に対する「等価線形減衰項による運動」の時系列を、入射不規則波のスペクトル $S(\omega)$ と、最小偏差法等より求められる応答関数 $A_i(\omega)$ とを線形重ね合せにより、(4.1.9)式の形で計算する。

$$Y(t) = \int_0^\infty \cos[\omega t + \delta(\omega)] \sqrt{2S(\omega)} d\omega \quad \dots \quad (4.1.8)$$

$$\begin{aligned} \eta(t) &= \int_0^\infty A\eta(\omega) \cos[\omega t + \epsilon\eta(\omega) + \delta(\omega)] \sqrt{2S(\omega)} d\omega \\ \dot{\eta}(t) &= \int_0^\infty A\dot{\eta}(\omega) \cos[\omega t + \epsilon\dot{\eta}(\omega) + \delta(\omega)] \sqrt{2S(\omega)} d\omega \\ \ddot{\eta}(t) &= \int_0^\infty A\ddot{\eta}(\omega) \cos[\omega t + \epsilon\ddot{\eta}(\omega) + \delta(\omega)] \sqrt{2S(\omega)} d\omega \end{aligned} \quad \dots \quad (4.1.9)$$

このようにして求めた各時刻 t における $\eta(t)$, $\dot{\eta}(t)$ 等を線形化 ($B_{44}(\omega) = B_{44E}(\omega)$, $B_2 = 0$) した(4.1.5)～(4.1.7)式の左辺の $f_i(\omega, t)$ に代入し、各 $f_1(\omega, t)$, $f_2(\omega, t)$, $f_3(\omega, t)$ の各々について、 ω の関数と考える。この $f_i(\omega, t)$ を零にする ωt 、零にならなければ絶対値を最小にするような ωt を見つけ出し、この ωt に対応する各係数 $A_{22}(\omega t)$ 等を時刻 t における係数として用いる事にした。尚、 $f_i(\omega, t)$ を零にする ωt が 2 つ以上あるときは、直前の時刻 $t - \Delta t$ の $\omega t - \Delta t$ に最も近い ωt を採用する。

上記のようにして時刻 t 毎に定まる時間変化の係数 $A_{22}(\omega t)$ 等を非線形減衰項 ($B_2 \neq 0$) の計算にも採用して、ルンゲ・クッタ・ギル法(数値計算法)により、連成方程式(4.1.5)～(4.1.7)を解き、運動の時系列を求める。

この運動の時系列を統計解析し、統計諸量を、一定波高法と最小偏差法による結果と比較する。以下、この方法を時系列法と称する事にする。

(2) 計算状態

船型は SR125 コンテナ船で、船速としては非線形度 ($\alpha = B_2 / B_{44}$) 18.6 のフルード数 $F_n = 0.15$ を、出会い角としては、ロール動揺の大きい斜め追波 60° を採用している。

入射不規則波の時系列には、I.S.S.C. 波スペクトルを有する長波頂不規則波の時系列で、 $(T_w, H_w) = (13.1 \text{ s}, 11.5 \text{ m})$ を 2 時系列、 $(11.7 \text{ s}, 9.2 \text{ m})$ を 1 時系列、 $(10.3 \text{ s}, 7.1 \text{ m})$ を 1 時系列の計 4 時系列を用いている。

比較する計算結果としては、次の 3 種類のものを考えた。

- (a) 一定波高解；前項の $B_{44E}^{(1)}$ を用いる一定波高法の結果で、一定波高として、一律に 10 m を採用している。

(b) 最小偏差解：前項の $B_{44E}^{(2)}$ を用いる最小偏差法の結果

(c) 時系列解：今回の時系列法より得られた結果で、非線形減衰項を採用している。

尚、時系列法の時系列の統計解析は、サンプリング間隔1秒で1,200秒間を時間領域で統計解析している。

(3) 計算結果と考察

Fig 4.1.15 に、ロールの $\frac{1}{3}$ 有義両振巾 H_R と $\frac{1}{10}$ 有義両振巾 H_R を示し、Fig 4.1.16 に $C_{k_1} = ($ 時系列解一定波高解) と $C_{k_2} = ($ 時系列解／最小偏差解) を示してある。また、時系列法に用いた入射波及び出会波の時系列のスペクトラムと、目標としているスペクトラムとの比較を (T_w, H_w) = (13.1 s, 11.5 m) の1時系列に関して、Fig 4.1.17 に示した。

Fig 4.1.15 によると3つの解による差がよくわかり、 H_R では、(a)一定波高解、(b)最小偏差解、(c)時系列解の順に大きくなっている。それに対して、 H_R では順序も入れかわり H_R ほどはっきりした傾向はみられない。次に、Fig 4.1.16 をみると、 H_R については(b)最小偏差解が(c)時系列解を非常によく近似しており、また H_R についても、 $C_{k_2} = 0.94$ のほぼ一定の比率になっており定量的な推定を可能にしていると考えられる。(a)一定波高解では、 H_R で $C_{k_1} = 1.06 \sim 1.19$ 、 H_R で $C_{k_1} = 0.98 \sim 1.13$ となっており、(c)時系列解の推定は難しい。

4.1.4 結 言

以上の研究により、非線形ロール減衰項を含む統計解析の計算方法について、次のような事が明らかになった。

- (1) 一定波高法と最小偏差法との差に関する非線形性の度合の影響が明らかになった。
- (2) 一定波高法と最小偏差法との差に関する波の平均周期有義波高の影響が明らかになった。
- (3) 時系列解と一定波高解、最小偏差解とを比較する事により、非線形のロール運動推定に最小偏差法が、一律の一定波高を用いる一定波高法より、精度がよく、より合理的であることがわかった。
- (4) 最小偏差法を用いる場合、ロール動揺の $\frac{1}{3}$ 有義両振巾 H_R に関しては、非常によい近似値を与えるが、 $\frac{1}{10}$ 有義両振巾 H_R では数値高目の値を与える事がわかった。

4.2 限界速度計算

4.2.1 はしがき

SR125研究部会に於いて、一軸高速コンテナ船(S7-175-1.0)について、上下加速度、左右加速度、スラミング、海水打込み、プロペラ露出、横揺れ角、垂直曲げモーメント等を耐航性要素とする限界速度計算を行なった。ここでは、更に垂直剪断力、水平剪断力、水平曲げモーメント、捩りモーメント、変動水圧の強度関係の耐航性要素に関する限界速度計算を行なった。

耐航性要素の限界値とその判定基準については、数多くの研究がなされているが、特に強度関係に関しては、未だ、非常に多くの問題が残されており、はっきりした限界値と判定基準は得られていない。今回の計算においては、これらの限界値、判定基準に関する議論はさて、現状のルールの基準値を採用した場合に、限界速度がどのような様相を呈しているか概観するための一資料として計算してみた。

また、前節で考えた最小偏差法を用いた場合に、限界速度にどのような影響が表われるか調べるために、ロール減衰項を変えた計算を、横揺れ角と左右加速度に関して行なった。

4.2.2 強度関係の耐航性要素に関する限界速度

(1) 計算方法と計算状態

SR125研究部会で行なった方法と全く同じである。ロール減衰項に関しても同じで、一定波高を一律に10mとした一定波高法によっている。各風力階級に対応する風速、平均波周期、波高についても同じである。限界発生確率 q_{crit} には、強度関係ということで、先の波浪垂直曲げモーメントと同じ、約東京～ロスアンゼルス片道に相当する $q_{crit} = 10^{-6}$ を採用し、限界値としては、以下のような値を採用してみた。また、本来は船長分布を考慮しなければならないのであるが、変動水圧以外は、単純に船体中央部について計算している。

(a) 波浪垂直剪断力

NKルールの波浪中剪断力 F_{wmax} の(4.2.1)式と指定された船長方向分布より、その船体中央における値 $F_{wmax}/2$ を用いた。

$$F_{wmax} = 0.0618 LB (0.6 + 0.7) L^{1/3} (\text{ton}) \quad 150m < L \leq 250m \quad (4.2.1)$$

(b) 波浪水平剪断力

関係面積比(仮称)=(船体の断面において垂直剪断力を受ける部材の対抗面積と水平剪断力を受ける部材の対抗面積との比)が、各剪断力の限界値の比に等しいと仮定すると、コンテナ船では、この関係面積比がほぼ1.0に等しいので、垂直剪断力の限界値と同じ値を用いた。

(c) 波浪水平曲げモーメント

NKルールには基準が示されていないのでLR(ロイド)ルールD345の(4.2.2)式と指定された船長方向分布より、その船体中央における値 $HWBM$ を用いた。

$$HWBM = 0.044 L^2 B \quad (\text{ton-m}) \quad (4.2.2)$$

(d) 波浪捩りモーメント

LR(ロイド)ルールD345の(4.2.3)式と指定された船長方向分布より、その船体中央における値 T を用いた。

$$T = \exp(-0.00295L) \times \frac{LB^3 CT}{10000} \left(1.75 + 1.5 \frac{\epsilon}{D} \right) (\text{ton-m}) \quad (4.2.3)$$

ϵ ; 船のベースラインと剪断中心との距離 (m)

C_T ; $1.32 - 4.34 C_W + 7.89 C_W^2$ で $0.165 + 0.95 C_B$ 以上をとる必要はない。

(e) 変動水圧

NK ルールにより、Fig 4.2.1 に示すような値を用いた。これに関しては、比較的変動水圧の大きい SS 8½ で、水線付近、ビルジ付近と船底で計算を行なった。

以上の限界値及び限界状態における有義両振幅 Script を Table 4.2.1 に示してある。

(2) 計算結果と考察

計算結果を Fig 4.2.2 ~ Fig 4.2.5 に示すが、この中に示されていない(a) 垂直剪断力はすべて安全範囲(c) 変動水圧の水線付近のビューフォート 8, 9, 10 とビルジ部、船底部はすべて危険範囲にある。

この結果によると、剪断力については、垂直、水平とも、ほとんど安全の範囲に入っている。それに対して水平曲げモーメント、振りモーメントと変動水圧では、危険範囲が大きく、参考に付け加えた以前の垂直曲げモーメントの Fig 4.2.6 の危険範囲を考え合せると、ほとんど全域が危険範囲に入ってしまう。これらの現象は、一つには、LR ルールの両モーメントに対する個々の基準が比較的低いのと、東京～ロス間で 1 回という安全を重視した限界発生確率を採用している事にも要因があるが、本来は、種々の力・モーメントが合成された応力で考えるべき所を、単純に力・モーメントの成分に分解して基準を与えていた所に要因があると考えられ、いちがいに、現状の船が危険という事ではない。この点は十分に注意すべき所であり、この様な計算を意味あるものにするためには、限界値や限界発生確率などの判定基準を、合理的に明確にしておく必要がある。

4.2.3 ロール等価線形減衰項の限界速度への影響について

(1) 計算方法

ロール減衰項に関して、最小偏差法を採用した場合には、等価線形減衰項の $B_{44} E^{(2)}$ が、入射してくる波のスペクトル (T_W, H_W) によって変化するため、一定波高法の場合と次のような所が違ってくる。

短波頂不規則波の波スペクトルの各方向の成分スペクトルを (4.2.4) 式のように仮定すると、入射してくる波スペクトルの有義波高に関係なく、一律に一定波高を採用する一定波高法を用いた場合は、短波頂不規則波中の応答の標準偏差 $R_S^{(1)}$ は、長波頂不規則波中の応答の標準偏差 $R_L^{(1)}$ によって (4.2.6) 式で近似できる。

$$\begin{aligned} [f_0(\omega, \chi, T_W \sim H_W)]^2 &= \left(\frac{2}{\pi}\right) \cos \chi^2 [f_1(\omega, T_W \sim H_W)]^2 ; -\frac{\pi}{2} \leq \chi \leq \frac{\pi}{2} \\ &= 0 \quad ; \text{ その他} \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

$$[f_1(\omega, T_W \sim H_W)]^2 = 0.11 \omega_1^{-1} (\omega/\omega_1)^{-5} H_W^2 \exp \left\{ -0.44 \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^{-4} \right\} \quad (4.2.5)$$

$$\begin{aligned} [R_S^{(1)}(\theta, T_W \sim H_W)]^2 &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty [f_0(\omega, \chi, T_W \sim H_W)]^2 [A^{(1)}(\omega, \theta - \chi, H_0)/H_0]^2 d\omega d\chi \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left(\frac{2}{\pi}\right) \cos^2 \chi \int_0^\infty [f_1(\omega, T_W \sim H_W)]^2 [A^{(1)}(\omega, \theta - \chi, H_0)/H_0]^2 d\omega d\chi \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left(\frac{2}{\pi}\right) \cos^2 \chi [R_L^{(1)}(\theta - \chi, T_W \sim H_W, H_0)]^2 d\chi \quad (4.2.6) \end{aligned}$$

ここで、 T_w ：平均波周期

H_w ：有義波高

θ ：船の針路と入射波との角度

$A^{(1)}$ ：一定波高 H_0 による $B_{44E}^{(1)}$ を用いた時の応答振幅

しかし、最小偏差法を用いた場合では、(4.2.7)式のように、各方向成分の波スペクトルに対応した $B_{44E}^{(2)}$ によって計算される長波頂不規則波中の応答の標準偏差 $R_L^{(2)}$ で近似される。

$$\begin{aligned} [R_S^{(2)}(\theta, T_w \sim H_w)]^2 &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty [A^{(2)}(\theta, \theta - \chi, T_w \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos \chi \cdot H_w, \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos \chi \cdot H_w)]^2 d\omega d\chi \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [R_L^{(2)}(\theta - \chi, T_w \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos \chi \cdot H_w, \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos \chi \cdot H_w)]^2 d\chi \end{aligned} \quad (4.2.7)$$

ここで、 $A^{(2)}$ ；($T_w, \sqrt{2/\pi} \cos \chi \cdot H_w$) に対する $B_{44E}^{(2)}$ を用いた時の応答振幅

尚、一定波高法の場合において、一律の波高 H_0 でなく、各方向成分の波スペクトルに対応した波高（たとえば H_w 等）を一定波高として採用する場合には、最小偏差法と同じく(4.2.7)式の近似となる。

(2) 計算状態

計算法による比較のために、ロール減衰項の影響が表われやすい「横揺れ」と「SS 8%」の左右加速度（重力成分を含む）について、限界速度の計算を行なった。限界値 χ_{crit} と限界発生確率 q_{crit} 等は、SR 125 研究部会の時と同じ値を採用して、横揺れで、 $\chi_{crit} = 22.2^\circ$, $q_{crit} = 10^{-3}$ 、左右加速度では、 $\chi_{crit} = 0.6 g$, $q_{crit} = 10^{-3}$ を用いている。

又、海象状態としては、ロール減衰項による差が明確になるように、相当荒い状態の(T_w, H_w)=(1.3.1 s, 1.1.5 m)の波(ビューフォート 10 の代表的成分波)を選んでいる。

尚、一定波高法の結果は SR 125 研究部会で計算したものであり、一定波高として一律に 10 m を採用している。

(3) 計算結果

両計算方法による限界速度の結果を Fig. 4.2.7 と Fig. 4.2.8 にて、ロール動揺の短波頂不規則波中の応答標準偏差 R_S (degree) と有義波高 H_w (m) との比 R_S/H_w をフルード数 F_n 別に Fig. 4.2.9 ~ Fig. 4.2.11 に示す。又、Fig. 4.2.12 ~ Fig. 4.2.17 には、ロール動揺の長波頂不規則波中の応答標準偏差 R_L (degree) と有義波高 H_w との比を、方向成分波の波高別に示してある。

(4) 考察

Fig. 4.2.7 と Fig. 4.2.8 の限界速度をみてみると、横揺れ及び左右加速度とも、一定波高 10 m の一定波高法では、全体的にロール減衰が大きく、最小偏差法に比べて、危険側の計算になっている事がわかる。この二方法の差の程度を更に詳しく表わしたのが R_S/H_w 表示の Fig. 4.2.9 ~ Fig. 4.2.11 であり、低速域で、つまり非線形度の強い所で、差が目立っている。

これらの差を生ずる原因は、Fig. 4.2.12 ~ Fig. 4.2.17 でわかるように、最小偏差法では、方向成分波の不規則波の有義波高が、小さい時に、ロール減衰の効きは小さく、横揺れの R_L/H_w はかなり大きくなるので、これらの重ね合せの結果は、有義波高に対応したロール減衰項を用いずに、波高に関して単純に線形重ね合せる一定波高法の結果に比べて、大きく横揺れする事にある。

4.2.4 結 言

以上の研究により、限界速度に関して次のような事がわかった。

- (1) 現状のルールの基準値を用いた場合の強度関係の限界速度の様相がわかった。また、現状のルールの基準値を単純に用いると危険範囲が、水平モーメント・捩りモーメント・変動水圧で、非常に大きい事がわかった。
- (2) ロール減衰項の影響に関して、一律に一定波高10mを用いる一定波高法は、最小偏差法に比べて、危険範囲が小さくなる結果を示し、航行に対して危険側の計算になっている事がわかった。この傾向は、非線形性の強い低速ほどはっきりしている。

参 考 文 献

- 1) 福田淳一他；「波浪中の船体に働く垂直剪断力の設計値推定」日本造船学会論文集136号(1974)
- 2) 永元隆一他；「波浪中で船体が受ける横剪断力、横曲げモーメントおよび捩りモーメントの計算」
日本造船学会論文集132号(1971)
- 3) 新開明二；「波浪中の船体に働く水平曲げモーメントの設計値推定」 日本造船学会論文集140号
(1975)
- 4) 新開明二；「波浪中の船体に働く垂直曲げモーメントの設計値推定」 日本造船学会論文集138号
(1975)
- 5) 福田淳一他；「波浪中の船体運動と船体表面に働く変動水圧及び横強度に関する理論計算」
日本造船学会論文集129号(1971)
- 6) 福田淳一他；「波浪荷重の長期分布推定法」 日本造船協会誌448号(1966)
- 7) 福田淳一他；「船体波浪荷重の設計値推定について」 日本造船学会誌549号(1974)
- 8) 福田淳一他；「波浪中の船体に働く変動水圧の設計値推定」 日本造船学会論文集138号(1975)
- 9) 北沢孝宗他；「コンテナ船の波浪中での限界速度」 日本造船学会論文集138号(1975)

Table 4.1.1 Principal Particulars

Items	S 7 175	Items	S 7 175
L _{pp}	175.0 m	△	24742 t
B	25.4 m	C _b	0.5716
D	15.4 m	C	0.97
d	9.5 m	K _M	10.52 m
L/B	6.89	G _M	1.00 m
B/d	2.67	T _R	18.0 s
I _{cd} (%L _{pp})	1.417	K _L	0.24

Table 4.1.2

α	5.43	20	100	∞
B ₄₄	0.021	0.00575	0.00115	0.0
B ₂	0.114	0.1149	0.1151	0.1153

Table 4.2.1

耐航性要素	限界値 x_{crit}	有義両振巾 S_{crit}
(a) 垂直剪断力	977 (ton)	814 (ton)
(b) 水平剪断力	977 (ton)	814 (ton)
(c) 水平曲げモーメント	34200 (ton-m)	28500 (ton-m)
(d) 振りモーメント	8540 (ton-m)	7120 (ton-m)
(e) 変動水圧(水頭) (水線)	5.5 (m)	4.6 (m)
(船底・ビルジ部)	2.0 (m)	1.6 (m)

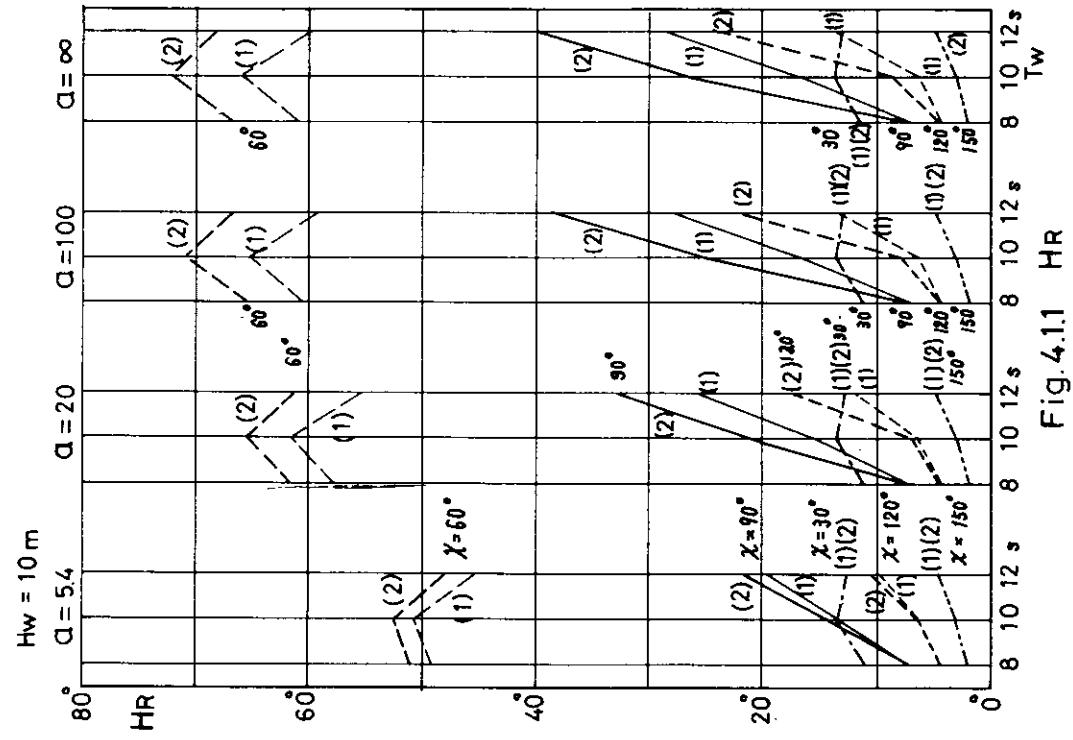


Fig. 4.11 HR

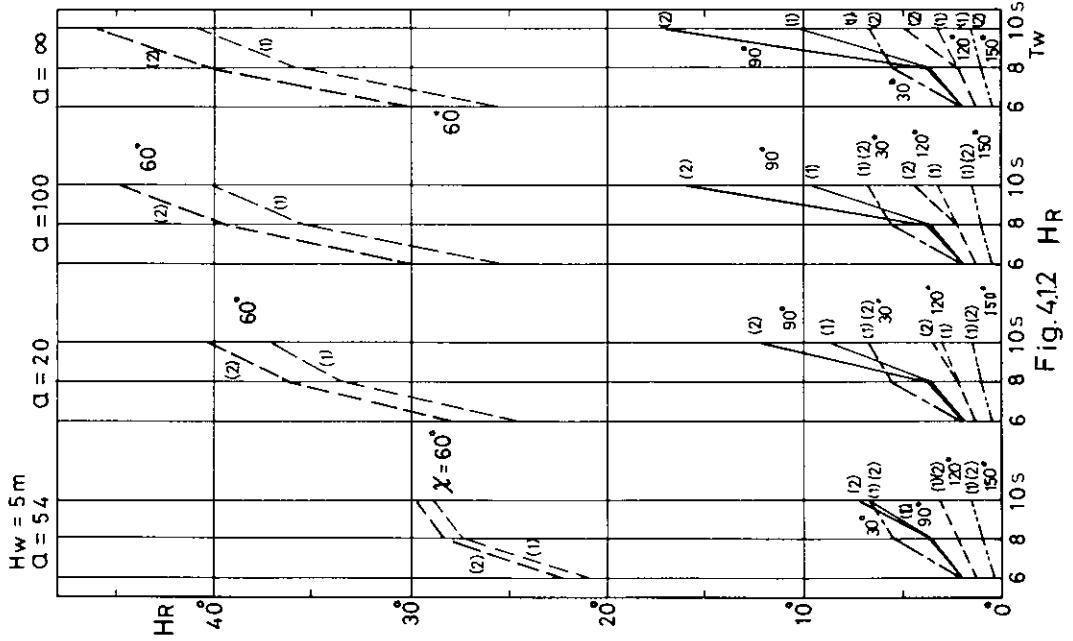


Fig. 4.12 HR

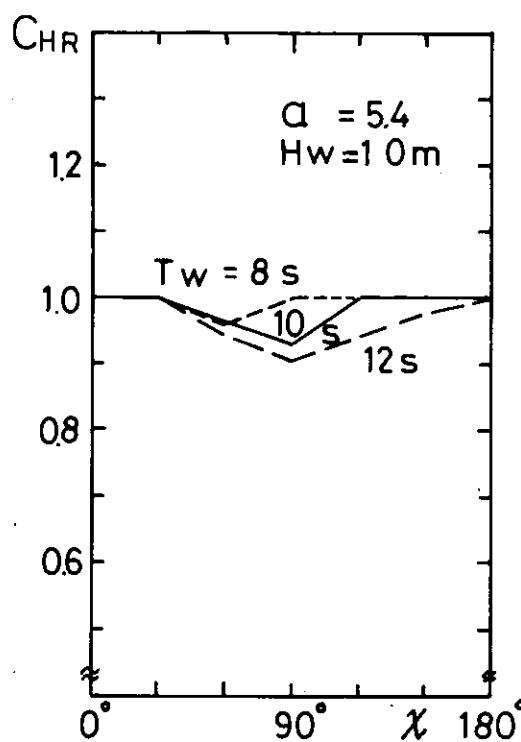


Fig. 4.1.3 C_{HR}

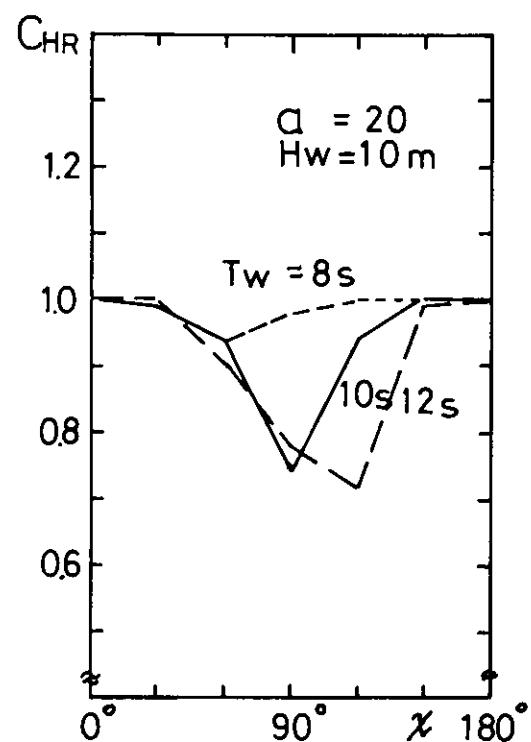


Fig. 4.1.4 C_{HR}

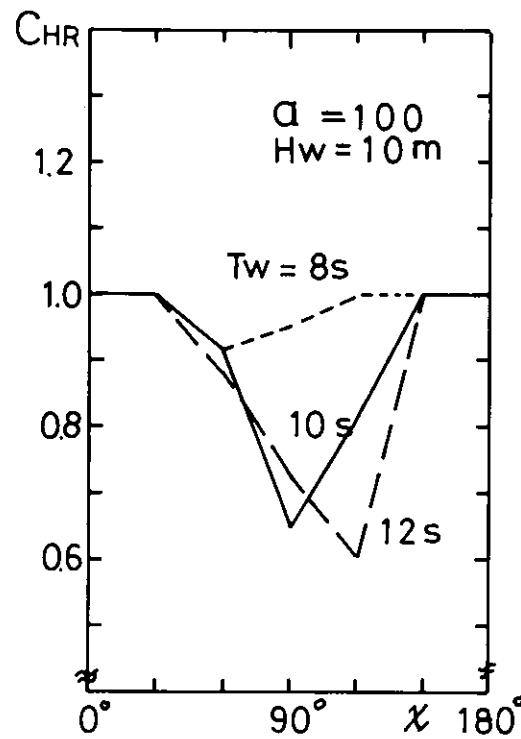


Fig. 4.1.5 C_{HR}

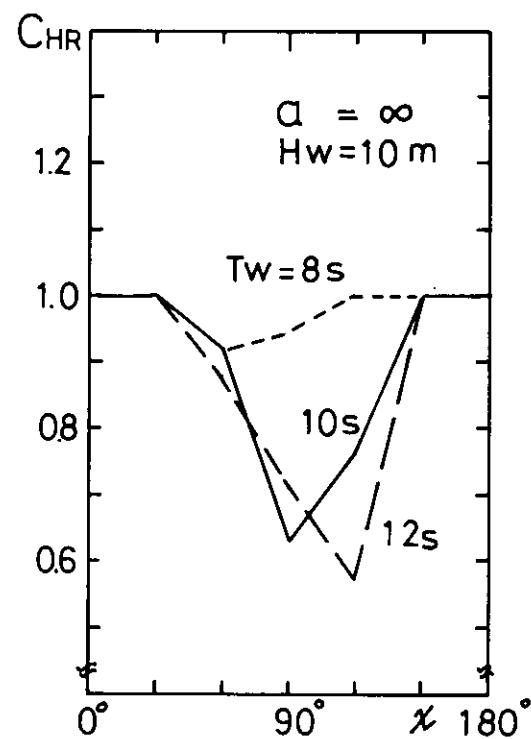


Fig. 4.1.6 C_{HR}

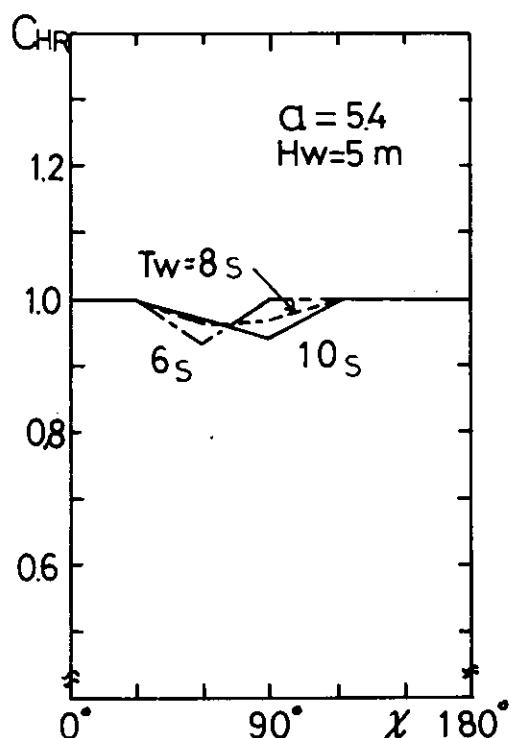


Fig.4.1.7 C_{HR}

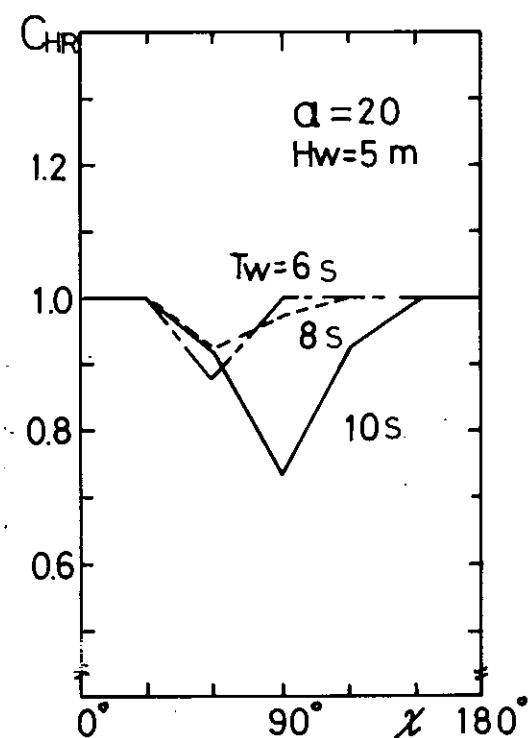


Fig.4.1.8 C_{HR}

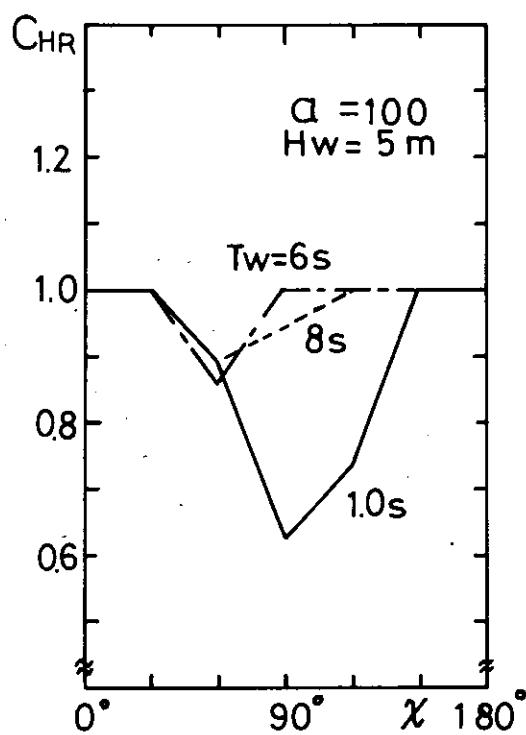


Fig 4.1.9 C_{HR}

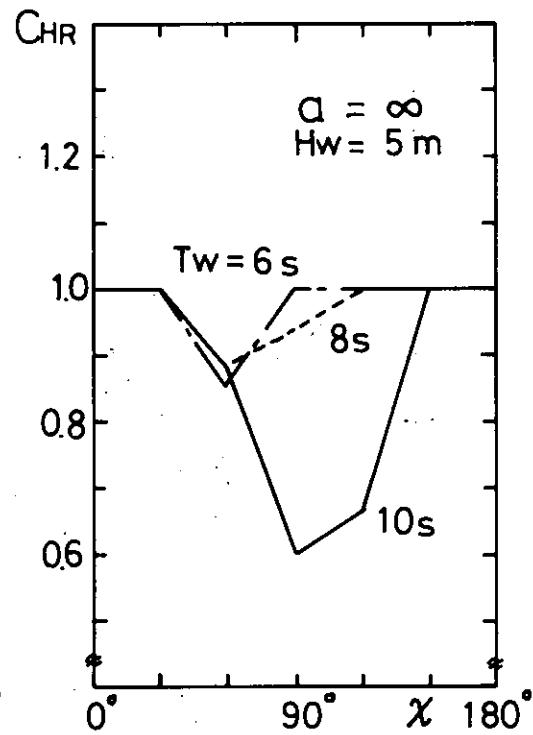


Fig 4.1.10 C_{HR}

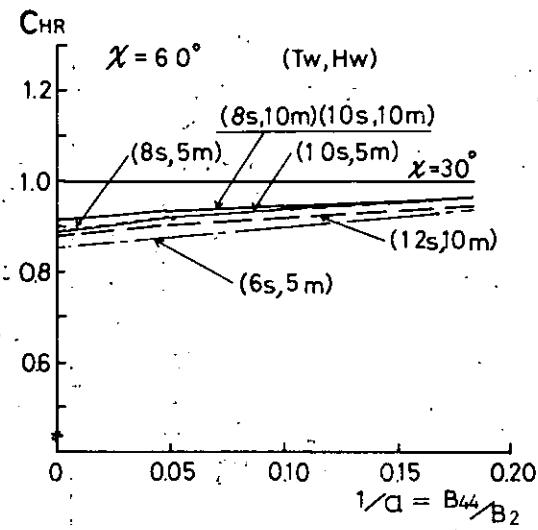


Fig. 4.1.11 C_{HR}

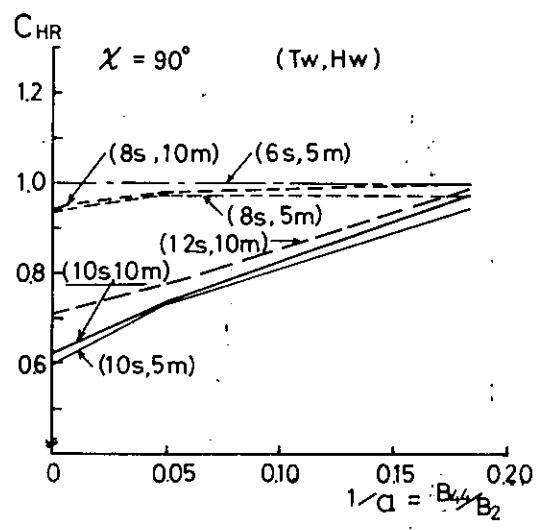


Fig. 4.1.12 C_{HR}

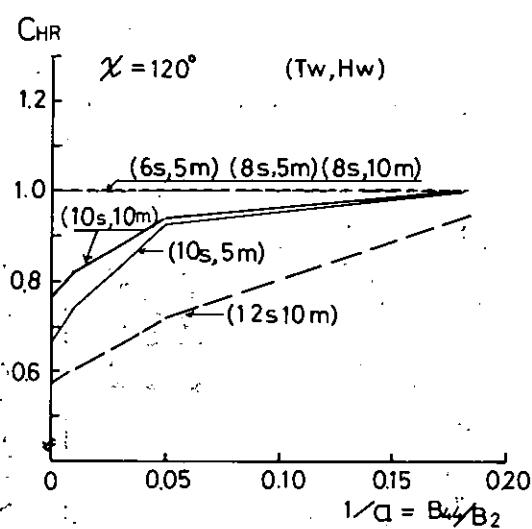


Fig. 4.1.13 C_{HR}

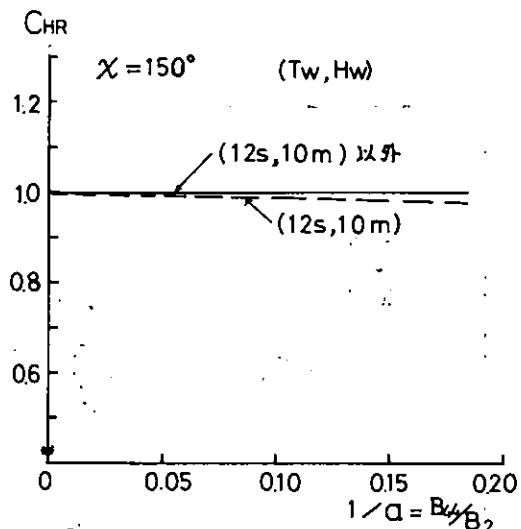


Fig. 4.1.14 C_{HR}

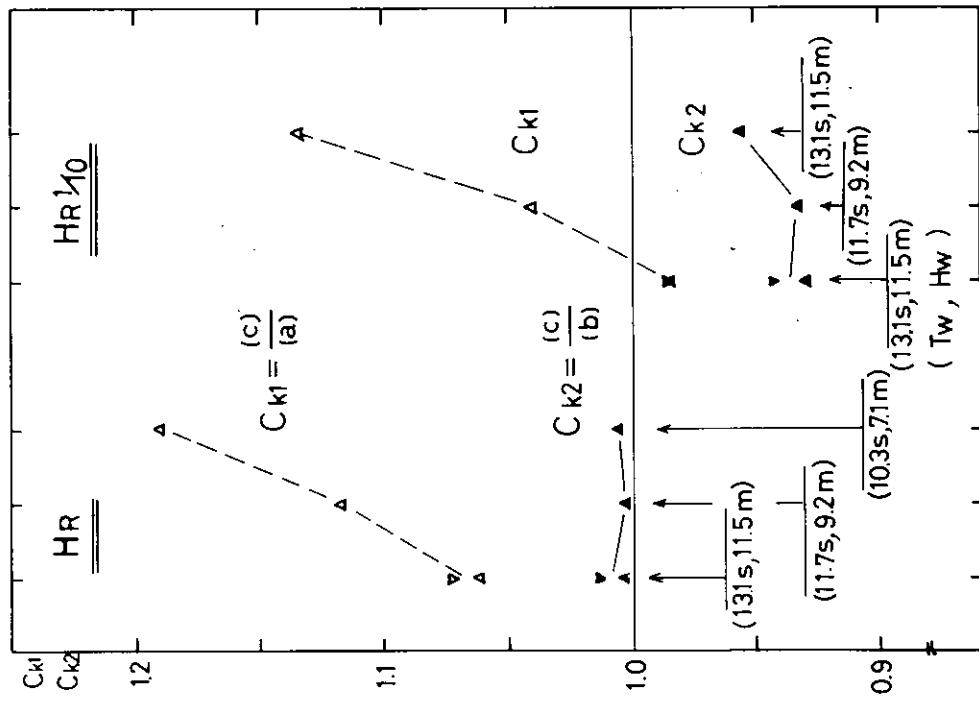


Fig. 4.1.16 C_{k1},C_{k2}

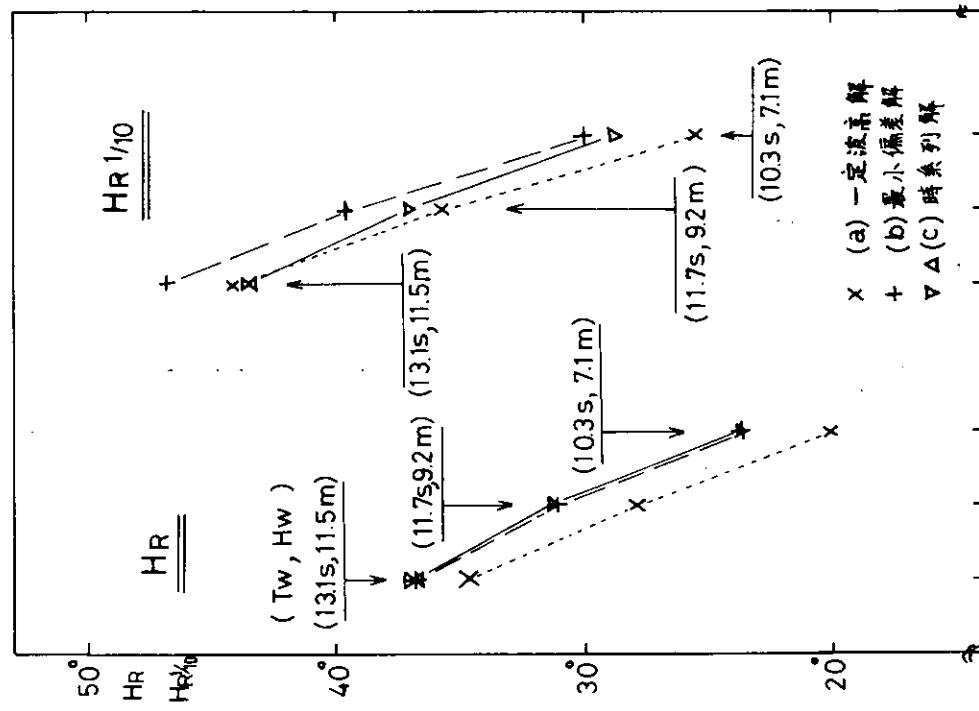


Fig. 4.1.15 HR, HR1/10

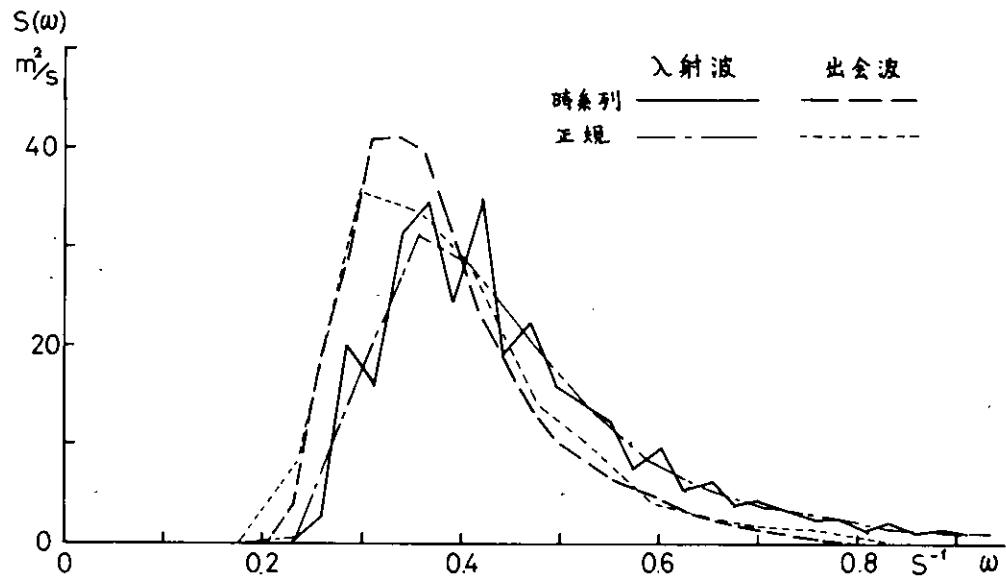


Fig. 4.1.17 WAVE SPECTRUM

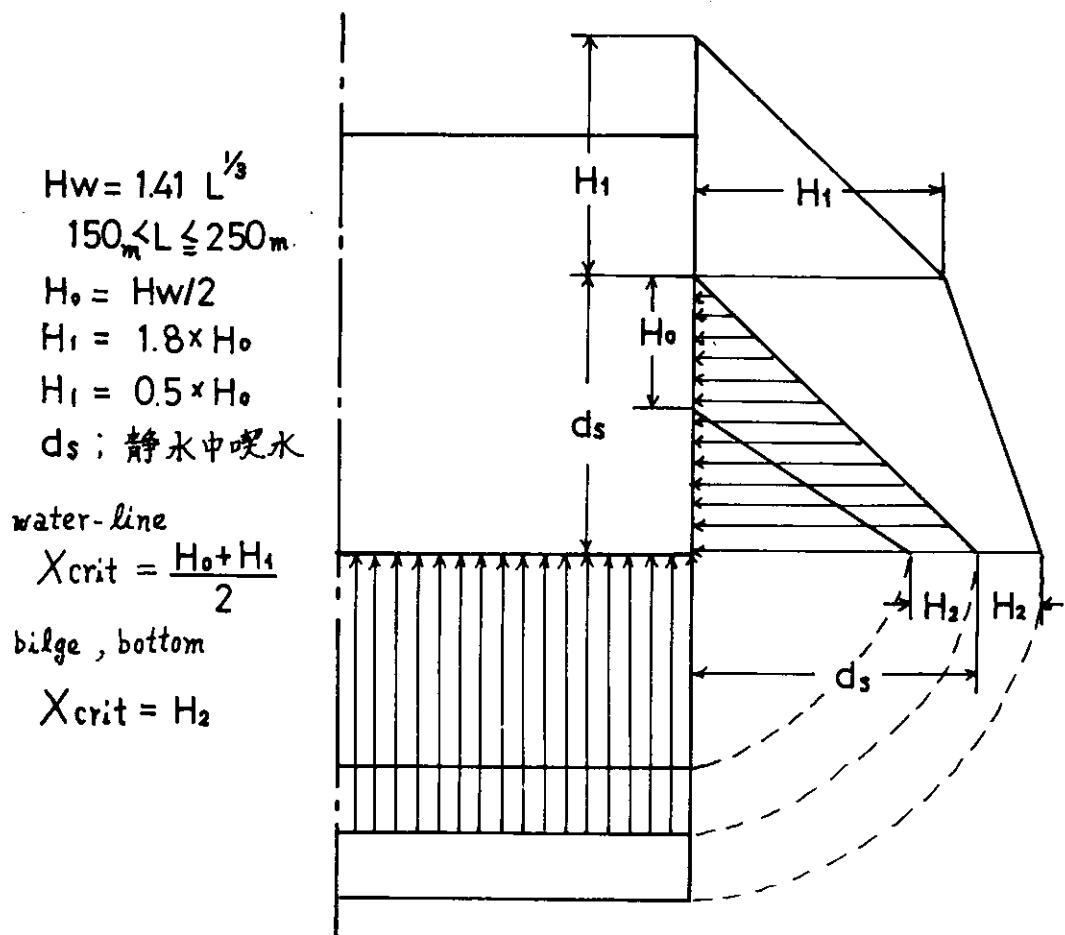


Fig. 4.2.1 変動水圧

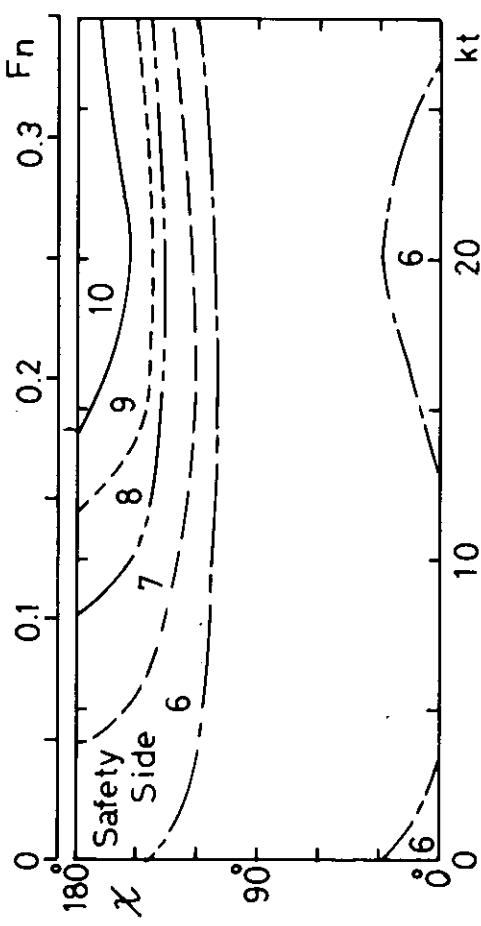


Fig. 4.24 Critical Ship Speed
(d) Torsional Moment

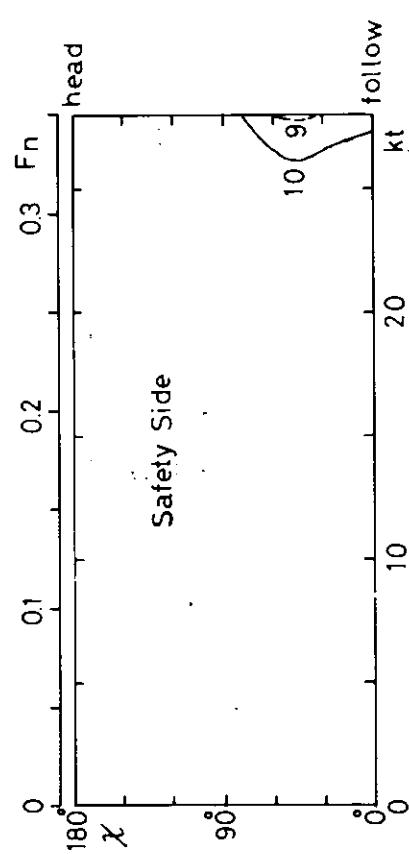


Fig. 4.22 Critical Ship Speed
(b) Lateral Shearing Force

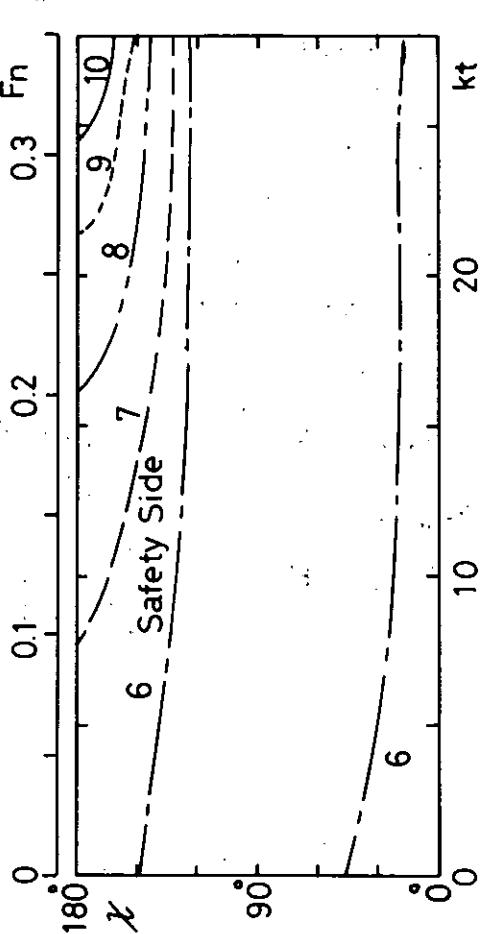


Fig. 4.23 Critical Ship Speed
(c) Lateral Bending Moment

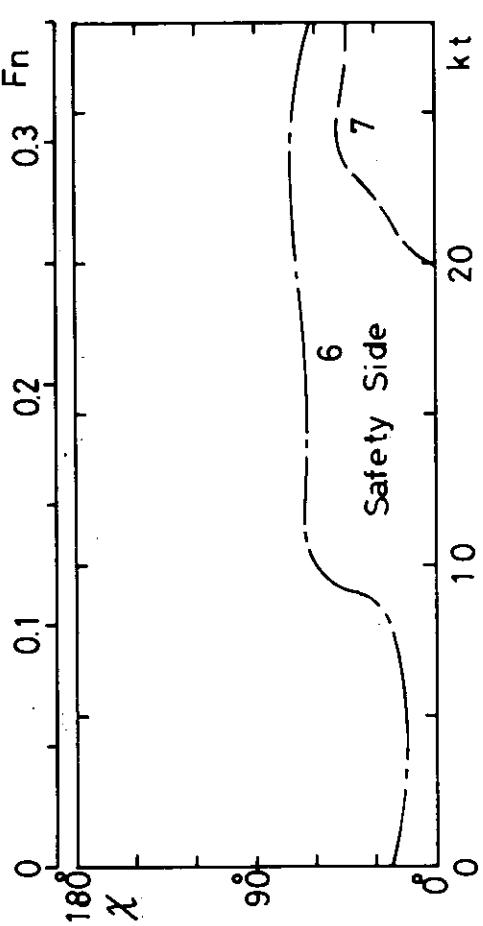


Fig. 4.25 Critical Ship Speed
(e) Pressure at s.s. $\frac{1}{2}$ water-line

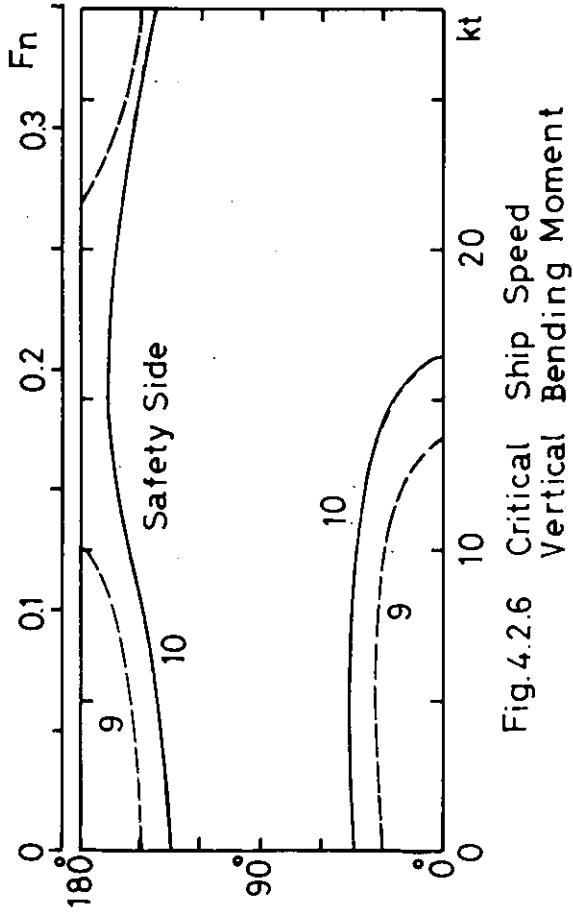


Fig. 4.2.6 Critical Ship Speed Vertical Bending Moment

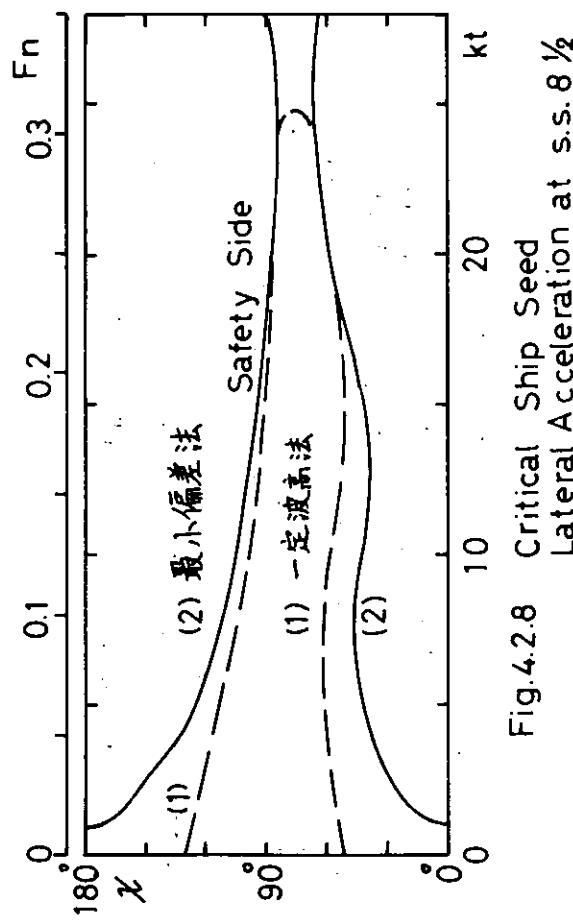


Fig. 4.2.8 Critical Ship Seed Lateral Acceleration at s.s. 8 1/2

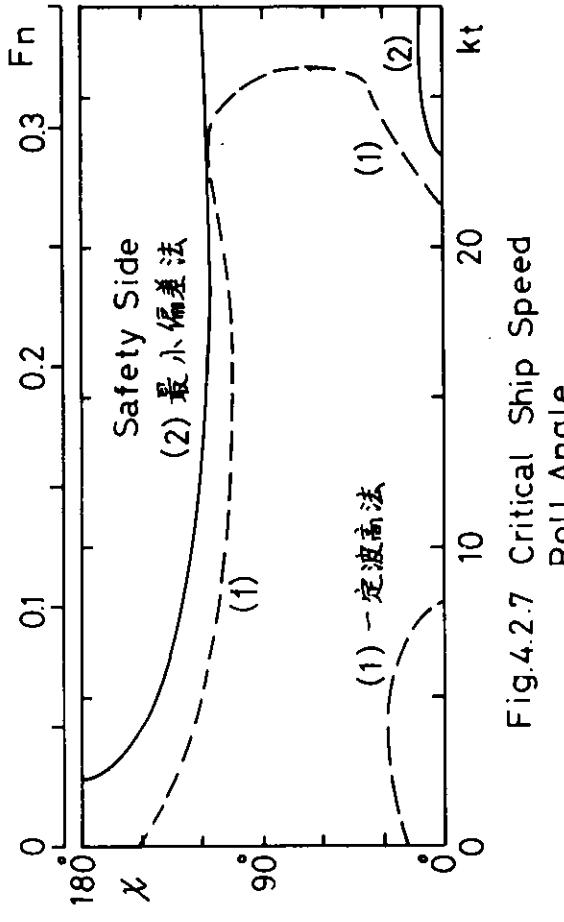


Fig. 4.2.7 Critical Ship Speed Roll Angle

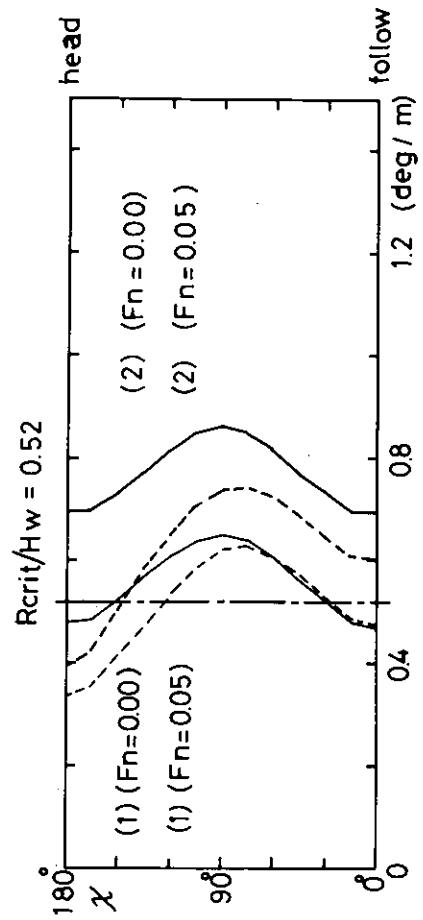
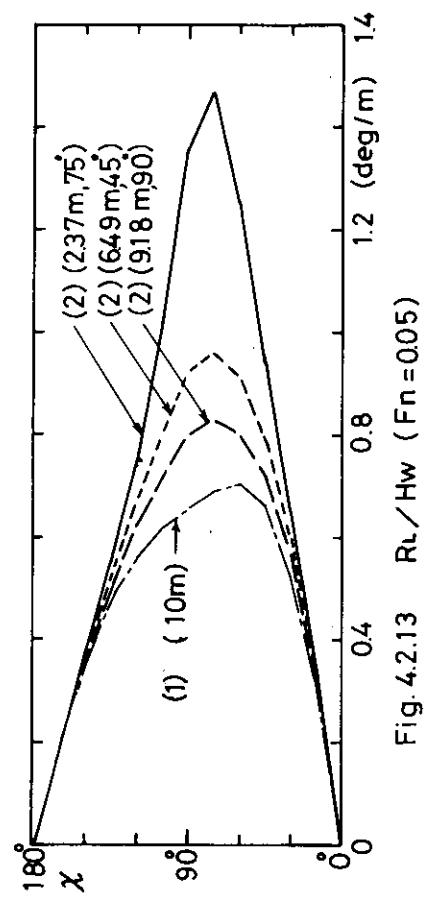
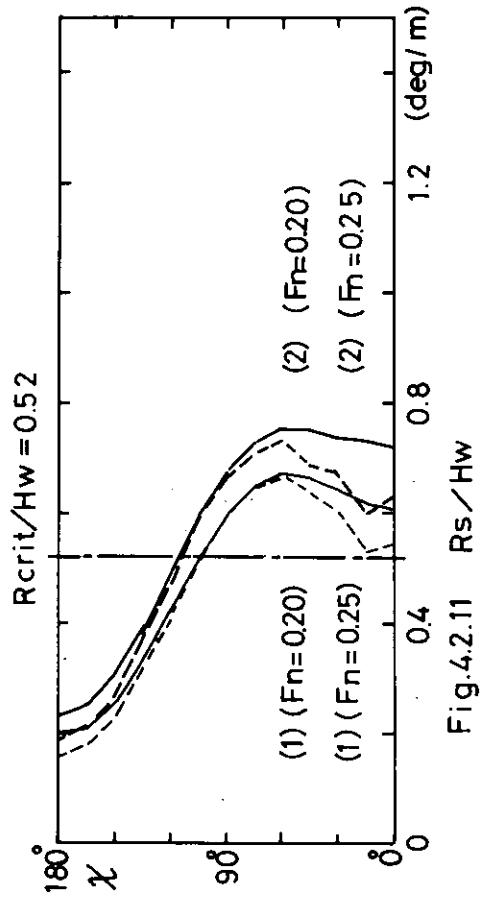
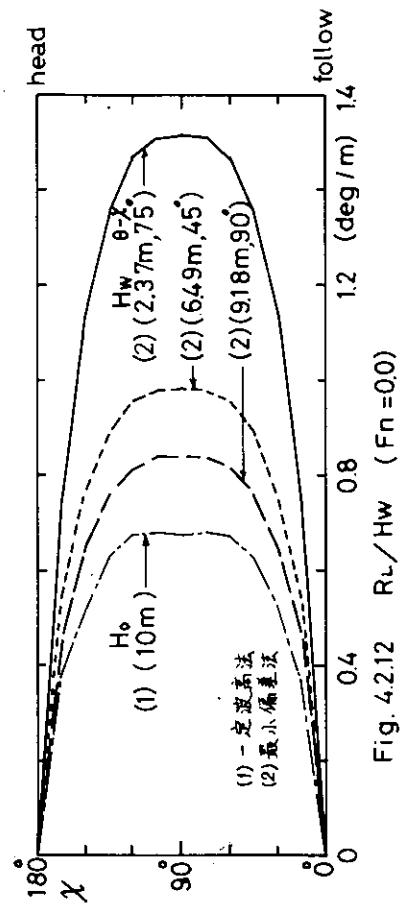
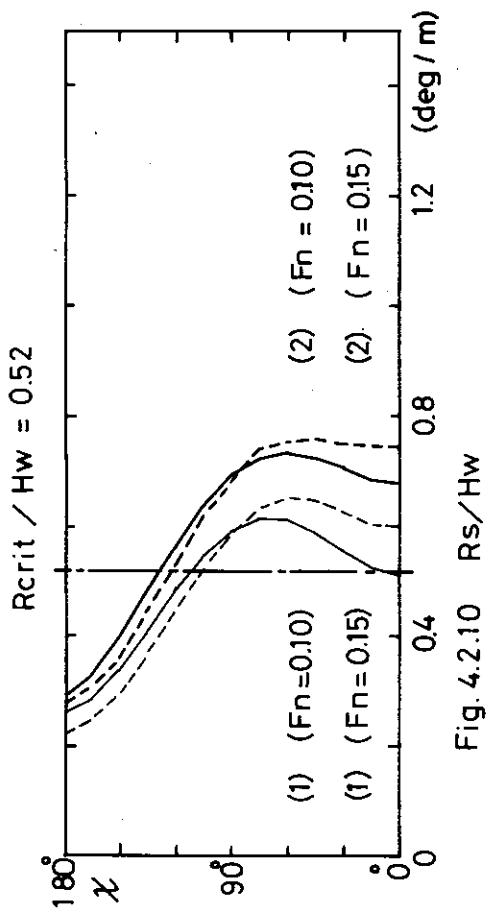


Fig. 4.2.9 R_s/H_w



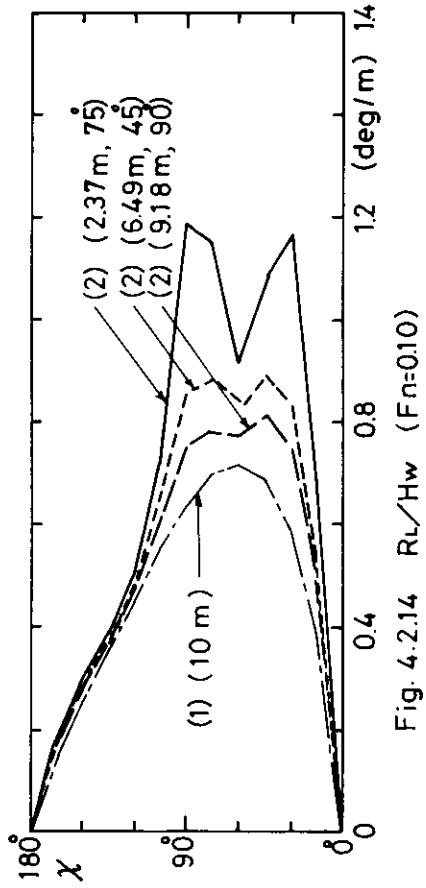


Fig. 4.2.14 R_L / H_w ($F_n = 0.10$)

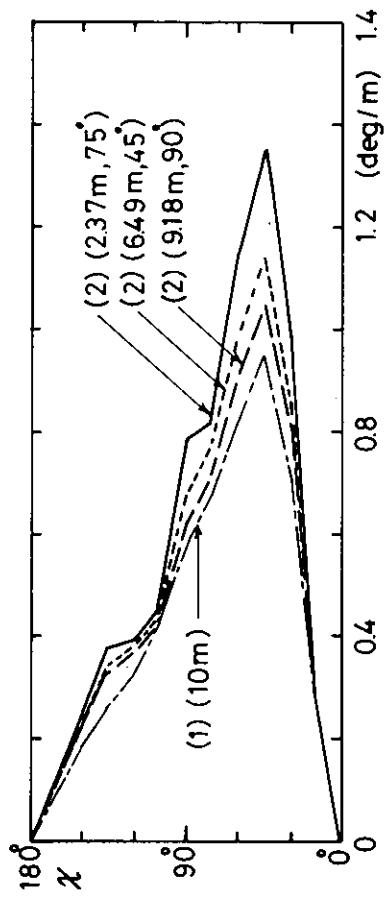


Fig. 4.2.16 R_L / H_w ($F_n = 0.20$)

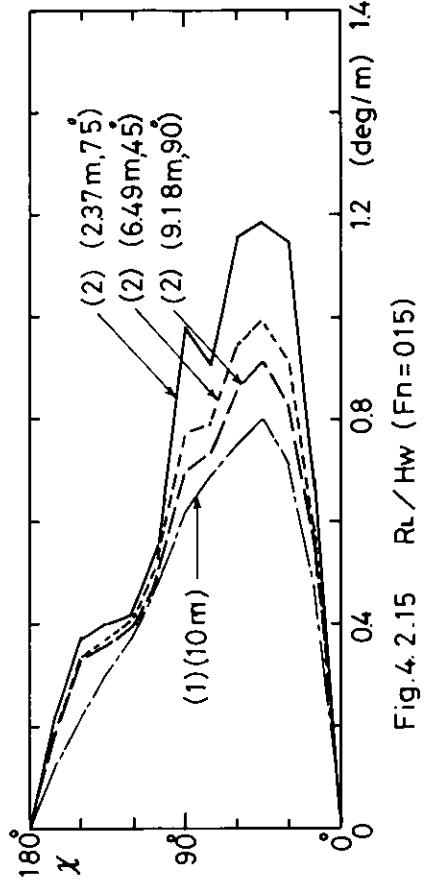


Fig. 4.2.15 R_L / H_w ($F_n = 0.15$)

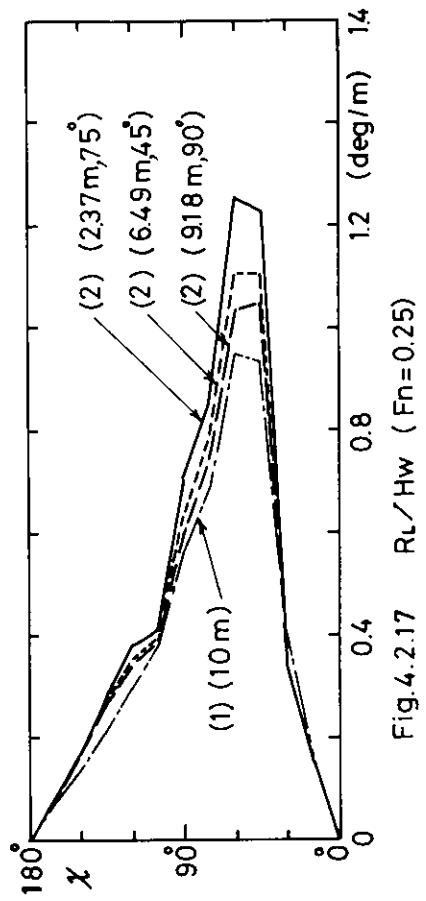


Fig. 4.2.17 R_L / H_w ($F_n = 0.25$)

5. 結 言

本研究は、昭和50年度より4年計画で実施される予定であり、本年度はその第2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形性の取扱い、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、かなりの成果が得られた。

来年度はこれらの研究を更に発展させ、横揺れ減衰力については、造波成分に対する前進速度影響、揚力成分やビルジキールの効果についてのより適確な推定法について検討を加えると共に、数式船型で主要寸法比を変化させた系統的模型試験を行い、横揺減衰力に対する主要寸法の影響を調べる予定である。

波浪中における船速低下の問題については、軽荷状態を対象に実船の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の計測実験を行うほか、船速状態でのプロペラレーシングの実験データを求め、更に実船の主機特性のプロペラ負荷変動に及ぼす影響についてシミュレーション計算による調査を行うことにしている。