九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

波浪中の船のまわりの非定常波紋の解析と船体動揺理論

大楠, 丹
九州大学応用力学研究所 : 教授

安永, 誠
九州大学応用力学研究所 : 文部技官

https://doi.org/10.15017/4743679

出版情報：應用力學研究所所報. 57, pp.563-576, 1982-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

波浪中の船のまわりの非定常波紋の解析と船体動揺理論

大楠　丹[†]　安永　誠[‡]

概　要

波浪中を航走する船のまわりに生じる非定常波形を計測，解析する実験法を提案し，それによって得られた結果に基づき，船体動揺理論及び波浪中抵抗増加の理論の問題点を指摘した．

Key words: Radiation wave, Diffraction wave, Wave analysis, Damping force, Added resistance

1. まえがき

船の波浪中抵抗増加は，船が波浪を乱すことによって生ずる造波抵抗である．したがって船がまわりにつくる波紋の形や，その高さと密接なつながりがある．したがって船の波浪中の推進性能の正しい推定，ひいては，その改良には，波浪中の抵抗増加の現象が正しく理解され，その推定が精度良く行われねばならない．ある船型の波浪中抵抗増加の機構を理解し，抵抗増加の大きさを知るための理論は，抵抗増加の原因となる船がそのまわりにつくる波紋を正しく推定するものでなくてはならないのである．短い波の場合，肥大船の船首からの反射波による抵抗増加が大きいとされていくつかの理論[1)2)]が提案されているが，このような考え方は実際にそのような反射波が存在することが確認されてはじめて検証されるであろう。また，抵抗増加に対する粘性の影響や Wave breaking 効果（静水中の造波抵抗については存在することが示されている）は，抵抗増加の測定のみによっては明らかにされないであろう．

一方，船が航走しながら，船首揺や横揺する時に作用する流体力は，粘性の影響を強く受けると考えられているが，例えば造波減衰力や粘性減衰力を分離し測定し，各々について理論との比較を行うことは今まで殆んど不可能であった．これらの流体力に対しては，船の前進速度の影響も大きく，その程度について造波減衰力，粘性減衰力について別々に明らかにされなくてはならないことは言うまでもない．

これらの問題の解決には，波浪中を航走する船のまわりにできる定常波紋はもとより非定常波紋を計測，解析することが最も有効である．本報告においては，このような非定常波紋の計測，及び解析の技術を示し，その技術を応用して，波浪中を前進し動揺する船がつくる波の特性を実験的に明らかにし，波紋から直接求められた減衰力係数や，波浪中抵抗増加の値を示し，種々の問題点について論ずる．

† 九州大学教授，応用力学研究所
‡ 九州大学文部技官，応用力学研究所

2. 船のまわりの非定常波紋の解析

模型船が規則波中を一定の速度 V で進行するとする．座標軸 O—xyz は，船の平均位置とともに前進する．xy 面は図1に示すように静止水面と一致し，z 軸は鉛直上方にとる．この座標系内の点（x, y）における波は，一般に次式で表わされる．

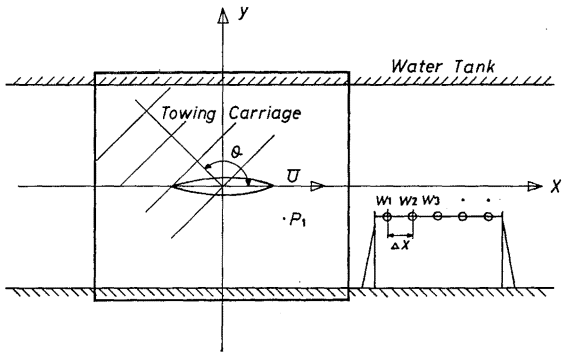

図 1

$$\begin{aligned}\zeta(x,y,t) &= \zeta_0(x,y)\\ &\quad+\zeta_c(x,y)\cos(\omega t+\varepsilon)\\ &\quad+\zeta_s(x,y)\sin(\omega t+\varepsilon)\\ &\quad+\zeta_a\cos(\omega t+k\,x+\varepsilon)\end{aligned}\tag{1}$$

ここで右辺第1項は，定常波で船が一定速度で静止水面を走るときにつくる波に一致するはず（その他の非定常波との非線型な相互作用がないとすれば）のものである．第2項と第3項は，船の表面における反射や，船の動揺にもとづく，入射波の攪乱を表わすものである．最後の項は攪乱を受けない入射波であり，座標系 O—xyz では出会い振動数 ω であり，例えば原点における入射波を $\zeta_a\cos(\omega t+\varepsilon)$ とする．k は入射波の波数である．もし $\zeta(x,y,t)$ が，入射波が存在せず（したがって (1) 式の最後の項は存在しない）船にあるモードの強制動揺をあたえた時の Radiation Wave であれば，$\zeta_a\cos(\omega t+\varepsilon)$ は，そのモードの船の動揺を示すものとする．

波 $\zeta(x,y,t)$ は，ω の Higher harmonics をふくむ可能性があるが，それらは後述する計測データ処理法によって除かれるはずである．

船より離れた場所では ζ_c と ζ_s は一般に次の式で表わされることが知られている．

$$\begin{aligned}&\zeta_c(x,y)-i\,\zeta_s(x,y)\\ &=\frac{2\omega}{g}\left[\int_{-\pi/2}^{\theta-\pi/2}-\int_{\pi/2}^{\theta+\pi/2}\right](1+k_1/k\cdot\Omega\cos\theta)\times H_1(\theta)k_1\\ &\times\frac{\exp(-i\,k_1\,x\cos\theta-i\,k_1\,y\sin\theta)}{\sqrt{1-4\,\Omega\cos\theta}}\,d\theta\end{aligned}$$

$$+\frac{2\omega}{g}\int_{\Theta-\pi/2}^{\Theta+\pi/2}(1+k_2/k\cdot\Omega\cos\theta)H_2(\theta)k_2$$

$$\times\frac{\exp(-ik_2x\cos\theta-ik_2y\sin\theta)}{\sqrt{1-4\Omega\cos\theta}}d\theta+O\left(\frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}}\right)\qquad(2)$$

ただし

$$k_{1,2}=\frac{g}{V^2}\frac{1-2\Omega\cos\theta\pm\sqrt{1-4\Omega\cos\theta}}{2\cos^2\theta}$$

$$k=\omega^2/g,\quad \Omega=V\omega/g,\quad \Theta=\tan^{-1}(y/x)$$

である.

(2) 式は，船のまわりの非定常波紋が，種々の方向 θ に進む2次元波（今後素成波と呼ぶ）の重ね合せで表わされることを示しており，各方向 θ に波数の異なる2つの素成波が存在することがわかる．それらの素成波の複素振幅のうち船型，速度，周波数に依存する部分が $H_i(\theta)(i=1,2)$ と表わされている.

船が，Regular Head Waves 中を走る時の $H_i(\theta)$ が知られると，その時の抵抗増加 ΔR は次式であたえられる.

$$\Delta R=4\pi\rho\left[\int_{\alpha_0}^{\pi/2}-\int_{\pi/2}^{\pi}\right]\times\frac{|H_1(\theta)|^2k_1(k_1\cos\theta+k)}{\sqrt{1-4\Omega\cos\theta}}d\theta$$

$$+4\pi\rho\int_{\alpha_0}^{\pi}\frac{|H_2(\theta)|^2k_2(k_2\cos\theta+k)}{\sqrt{1-4\Omega\cos\theta}}d\theta\qquad(3)$$

ここで $\alpha_0=\cos^{-1}(1/4\Omega)$.

また振幅 Y の，あるモードの強制動揺を船にあたえた時の $H_i(\theta)$ が知られれば，その動揺モードの減衰力係数 B_{jj} は次式であたえられる.

$$B_{jj}=\frac{8\pi\rho}{Y^2\omega}\left[\int_{\alpha_0}^{\pi/2}-\int_{\pi/2}^{\pi}\right]|H_1(\theta)|^2\cdot k_1/\sqrt{1-4\Omega\cos\theta}\,d\theta$$

$$+\frac{8\pi\rho}{Y^2\omega}\int_{\alpha_0}^{\pi}|H_2(\theta)|^2\cdot k_2/\sqrt{1-4\Omega\cos\theta}\,d\theta\qquad(4)$$

波浪中を前進する模型船のまわりの波動を計測し，$\zeta_c(x,y)$ と $\zeta_s(x,y)$ を求め，波紋の特性を示す $H_i(\theta)$ を実験的に求めることが本報告の非定常波解析の目的である．$H_i(\theta)$ が得られると (3) 及び (4) 式によって波紋から直接に抵抗増加や減衰係数の実験値が得られることになる.

もし，y が一定の線上（模型船の前進コースから一定距離だけ離れた線上）で $\zeta_c(x,y),\zeta_s(x,y)$ の分布が計測できたとすると，それをフーリェ変換することによって

$$H_1(\theta)=\int_{-\infty}^{\infty}\{\zeta_c(x;y)-i\zeta_s(x;y)\}\times e^{ik_1x\cos\theta}\,dx$$

$$\times\frac{g\varepsilon}{4\pi\omega}\sin\theta\cdot\exp\{i\cdot sgn(\cos\theta)\times k_1 y|\sin\theta|\}/(1+k_1/k\cdot\Omega\cos\theta)+0(1/y) \tag{5}$$

$$H_2(\theta)=\int_{-\infty}^{\infty}\{\zeta_c(x;y)-i\zeta_s(x;y)\}\times e^{ik_2x\cos\theta}\,dx$$

$$\times\frac{g}{4\pi\omega}\sin\theta\cdot\exp(i\cdot k_2 y|\sin\theta|)/(1+k_2/k\cdot\Omega\cos\theta)+0(1/y) \tag{6}$$

が得られる．ただし

$$\varepsilon=\begin{cases}1 & : H_1(\theta)=H_1(-\theta)\ \text{の場合}\\ sgn\,[\cos\theta\cdot\sin\theta] & : H_1(\theta)=-H_1(-\theta)\ \text{の場合}\end{cases}$$

何らかの方法によって ζ_c, ζ_s の分布が計測されたとしても，一般に水槽側壁の反射によって，$x=-X$ 以後のデータは計測によっては得られないであろう．したがって (5) 及び (6) の波形は $-\infty<x<-X$ では計測データを用い，それ以後の波形を

$$\zeta_c-i\zeta_s\sim A_1\frac{e^{i\bar{k}_1x}}{\sqrt{|x|}}+A_2\frac{e^{i\bar{k}_2x}}{\sqrt{|x|}} \tag{7}$$

で近似し，そのフーリェ変換を実施することにする．ただし $A_i(i=1,2)$ は複素数であり，

$$\bar{k}_{1,2}=g/V^2(1+2\,\Omega+\sqrt{1+4\,\Omega})/2$$

である．(7) 式は，y に比べて $|x|$ が大きい場合の漸近波形を表わしており，X が十分大きければ $x<-X$ では波形が漸近波形で近似できるとした．なお A_i は $x=-X$ 付近での計測波形に (7) 式が適合するように選ぶ．なお水槽側壁からの反射によってある長さに ζ_c 及び ζ_s の計測が可能になるのは $\Omega>1/4$ の場合であることは注意すべきである．

3. 非定常波の計測

図1のように $y=$一定の線上に並べたいくつかの波高計 ($W1, W2, \cdots\cdots WN$) によって，船が作る波を計測する．波浪中を前進する船の場合にはそれぞれの波高計による記録は，当然のことながら (1) 式右辺の最後の項をふくんでいる．この記録から後述する手法によって，(1) 式最後の入射波を差しひくことができたとする．

波高計は水槽長手方向に等間隔 Δx で水槽にとりつける．各々の波高計 W_j の記録において，時間 $t_j(j=1,\cdots\cdots N)$ を，それぞれ船の中央部が各波高計の位置を通りすぎる瞬間から計測するとする．時間 t_1 に関して船の動揺あるいは船体中央部の出会い波の上昇が $\zeta_a\cos(\omega t_1+\varepsilon)$ と表わすことができるとすれば，この動揺あるいは出会い波の上昇は j 番目の波高計の時間 t_j で計測した場合，$(j-1)\Delta x/V\cdot\omega$ だけ位相が進んでいる．したがって波高計 W_j による計測記録を $\zeta_j(y,t_j)$ とすると

$$\zeta_j(y,t_j)=\zeta_0(-Vt_j,y)$$
$$+\zeta_c(-Vt_j,y)\cos\{\omega t_j+\varepsilon+(j-1)\Delta x/V\cdot\omega\}$$

$$+\zeta_s(-Vt_j, y)\sin\{\omega t_j+\varepsilon+(j-1)\Delta x/V\cdot\omega\} \tag{8}$$

と表わすことができる.

$t=t_1=t_2=\cdots\cdots t_N=-x/V$ とすると

$$\begin{aligned}\zeta_j(y,-t)=&\zeta_0(x,y)\\&+\zeta_c(x,y)\cos\{\omega t+\varepsilon+(j-1)\Delta x/V\cdot\omega\}\\&+\zeta_s(x,y)\sin\{\omega t+\varepsilon+(j-1)\Delta x/V\cdot\omega\}\end{aligned} \tag{9}$$

となる. N ケの記録 $\zeta_j(y,t)$ を用いて, 3つの未知量 $\zeta_0(x,y),\zeta_c(x,y),\zeta_s(x,y)$ が求められることは明らかである. すなわち $\zeta_j(y,t)$ は, 座標系 O—xyz 内の同一点における, 種々の動揺の位相（あるいは波との出会いの位相）の異った時点における波の上昇となっており, そのデータから, その波の定常部, 振幅, 位相すなわち ζ_0,ζ_c,ζ_s が求められるわけである. 精度の良い ζ_0,ζ_c,ζ_s を求めるためには, 波高計相互の位相差 $\Delta x/V\cdot\omega$ があまり小さかったり, あるいは $n\pi$ にちかいのは都合が悪く, 例えば8本の波高計を用いる時は, $\Delta x/V\cdot\omega=360°/8$ あるいは $720°/8$ のように選ぶことが望ましい.

計測データから入射波をとり除く方法は次のようなものである. 船が波高計にさしかかる十分前には, 波高計は入射波のみを記録している（$\Omega>1/4$）. この記録を, 例えば数波長分とり, それを ω を基本周波数としてフーリェ級数に展開する. 船が波高計に近くなり, その記録が船による攪乱をふくむようになった時点における, このフーリェ級数の示す値が, 船による攪乱がない場合の入射波になっていると考え, 波高計の記録からさしひく.

船を走らせない状態で, ある時点の入射波がそれより前の記録のフーリェ級数による外挿とどの程度一致するかを確認する実験を行ってみた. 時間が経つ程, その一致度は徐々に悪くなる. 例えば10秒程度の時間の経過にともない2～3％ぐらい外挿との不一致が生じる. この比較的大きい差は一般に入射波と同一の波長を有しており, とくに $\theta=\pi$ 方向に伝わる $k_2(\pi)$ の波の解析精度に影響を及ぼすであろう.

4. 解析例 I (Sway, Yaw 及び Roll)

供試模型として図2に Body Plan を示す前後対称の船型（$L_{pp}=1.5$ m）を用い Forced Sway, Forced Roll 及び Forced Yaw Test を行い波紋を計測するとともに流体力の計測も実施して波紋から得られる減衰係数と比較した.

波高は7本の波高計を用い $Y=0.5$ m の位置で計測した. Sway, Roll 及び Yaw の振幅はそれぞれ 2 cm, 10° 及び 2.5° である.

波の計測結果を解析して得られた ζ_c(cos component) 及び ζ_s(sin component) の分布の一例が図3に示されている. この例は船首揺, 周期 0.65 秒, 前進速度は $F_N=0.15$ の場合である. 波の変位は船首の動揺振幅で無次元化されており, 横軸は船長を単位としている. 横運動の場合は, 波形は船の左右で反対称であり船の後方では波高が0に近くなっている. このようにして得られた波形を解析して素成波の $H_i(\theta)$ を求め, (4) 式によって減衰係数を計算し, 力の計測によって得られたそれとを比

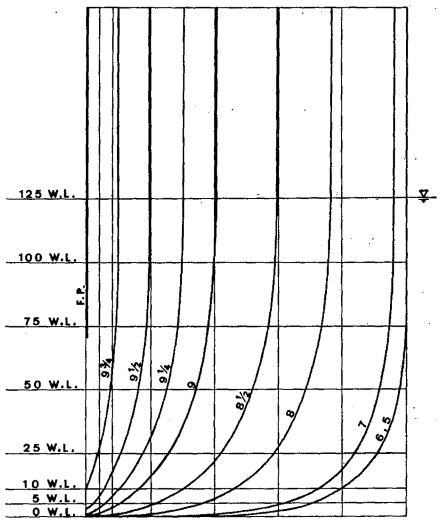

図 2

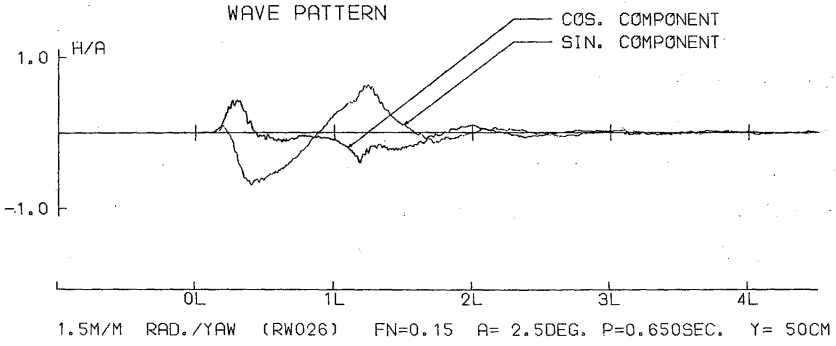

図 3

較したのが図4～10である．なお $\overline{B_{jj}}$ は j モードの減衰係数 B_{jj} の無次元値で以下のように定義されている．

$$\overline{B_{22}} = B_{22}/(M\sqrt{g/L_{pp}}), \quad \overline{B_{44}} = B_{44}/(MB^2\sqrt{g/L_{pp}})$$
$$\overline{B_{66}} = B_{66}/(ML_{pp}^2\sqrt{g/L_{pp}}) \tag{10}$$

ただし $j=2$: Sway, $j=4$: Roll, $j=6$: Yaw のモードであり，M は模型船の質量，B は幅である．

図4，5，6は横揺の減衰係数である．白丸は流体力の計測から得られた値，丸十字は波形の計測から得られた造波減衰係数で両者の差は，造波以外の原因による減衰力の大きさを示していると考えられる．本模型船にはビルジキールを取り付けていないが，この場合でも粘性の横揺減衰に及ぼす影響の大きさがうかがえる．これらの図で実線はストリップ法のあたえる減衰係数であり，ストリップ法のあた

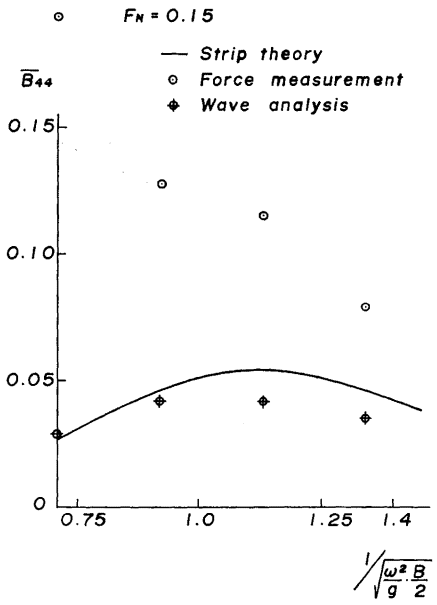
FN = 0.15
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
B44
0.15
0.10
0.05
0
0.75
1.0
1.25
1.4
1/√(ω²·B/g·2)

図　4

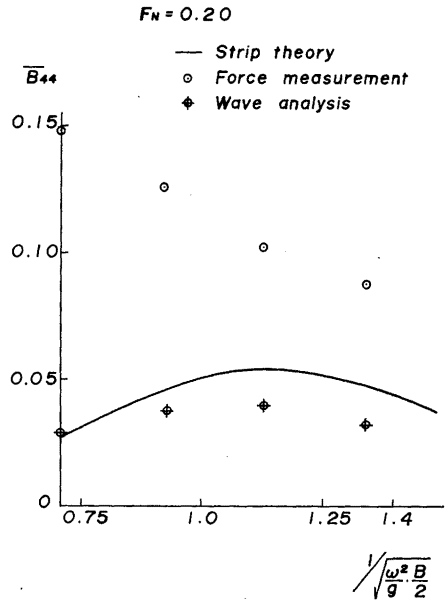
FN = 0.20
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
B44
0.15
0.10
0.05
0
0.75
1.0
1.25
1.4
1/√(ω²·B/g·2)

図　5

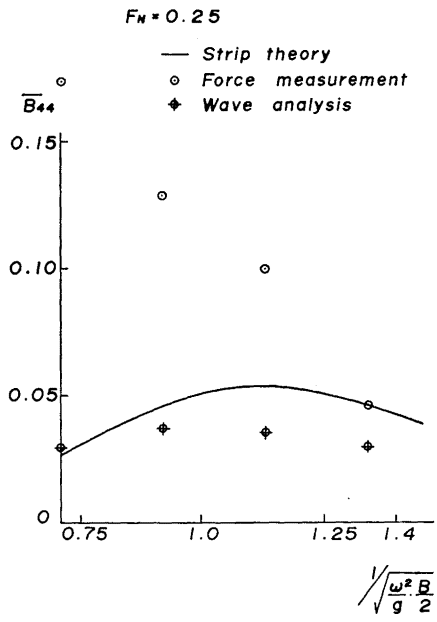
FN = 0.25
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
B44
0.15
0.10
0.05
0
0.75
1.0
1.25
1.4
1/√(ω²·B/g·2)

図　6

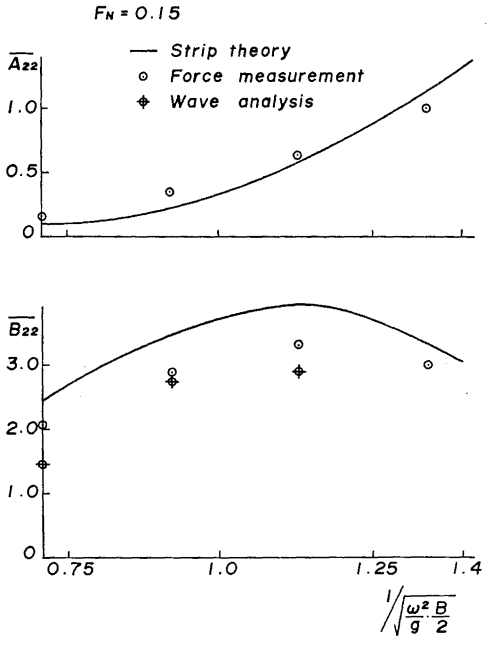
FN = 0.15
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
A22
1.0
0.5
0
B22
3.0
2.0
1.0
0
0.75
1.0
1.25
1.4
1/√(ω²·B/g·2)

図　7

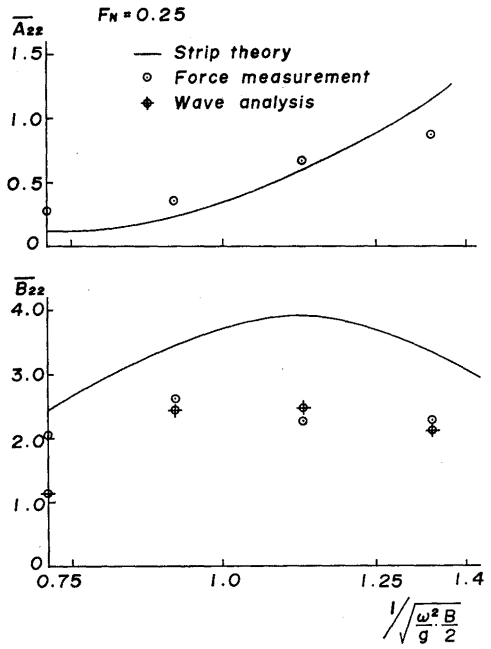
$F_N = 0.25$
$\overline{A_{22}}$
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
1.5
1.0
0.5
0
$\overline{B_{22}}$
4.0
3.0
2.0
1.0
0
0.75
1.0
1.25
1.4
$1/\sqrt{\frac{\omega^2 B}{g\ 2}}$

図 8

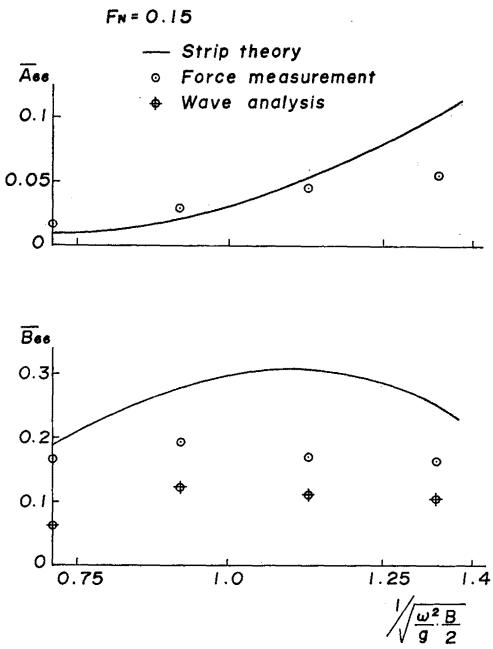
$F_N = 0.15$
$\overline{A_{66}}$
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
0.1
0.05
0
$\overline{B_{66}}$
0.3
0.2
0.1
0
0.75
1.0
1.25
1.4
$1/\sqrt{\frac{\omega^2 B}{g\ 2}}$

図 9

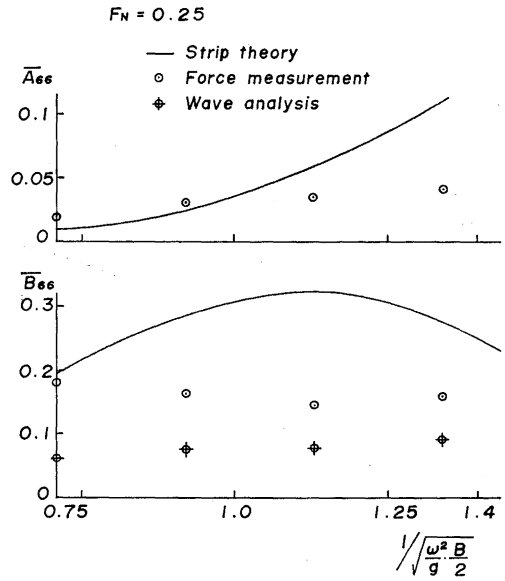
$F_N = 0.25$
$\overline{A_{66}}$
Strip theory
Force measurement
Wave analysis
0.1
0.05
0
$\overline{B_{66}}$
0.3
0.2
0.1
0
0.75
1.0
1.25
1.4
$1/\sqrt{\frac{\omega^2 B}{g\ 2}}$

図 10

える横揺減衰係数は前進速度の影響をふくまないので全ての図で同一の曲線となっている．この曲線と白丸の比較から，横揺減衰力のうち造波にもとづく部分はストリップ法で実用十分の精度で推定できると考えられる．特に低速で周波数が高い場合は推定精度が良く，周波数が低く高速になるにつれて悪くなる．この事実はストリップ法の基本的仮定から導かれる推定に一致する．造波減衰係数に対する前進速度影響は僅かであるが存在し，同一周波数では高速である程小さくなる．

図7と8は Sway に関する同様な比較である．ここには付加質量係数 $\overline{A_{22}}$ も示されている．このモードの場合，造波減衰以外の減衰力はほとんどないが，理論値との比較で前進速度影響が存在し，同一周波数で高速程係数が小さくなることがわかる．

図9と10は Yaw に関する同様な比較である．この場合，造波以外の原因による減衰力が予想外に大きく，ストリップ法による造波減衰の推定は非常に精度が悪い．この傾向は従来知られている実験結果[3)4)]よりは大きく，粘性の影響をふくめて今後の研究に待つ必要があろう．

波形の解析の結果を波紋の構造をあたえる $H_i(\theta)$ のレベルで理論と比較したものが図11～15である．

船より遠方の波動の理論計算には，Troesch[4)] のあたえた Sway, Yaw, Roll する細長船の Far

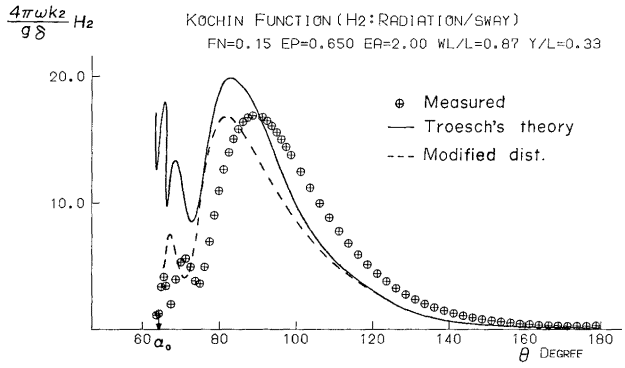

図　11

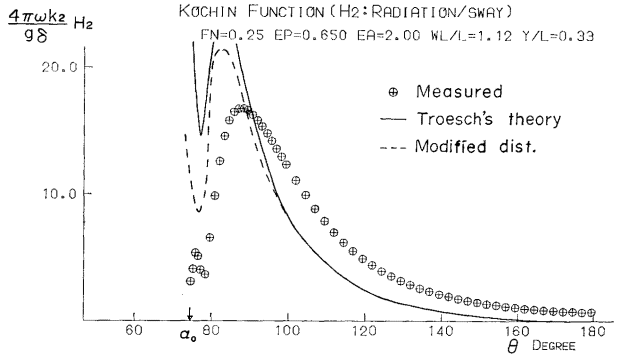

図　12

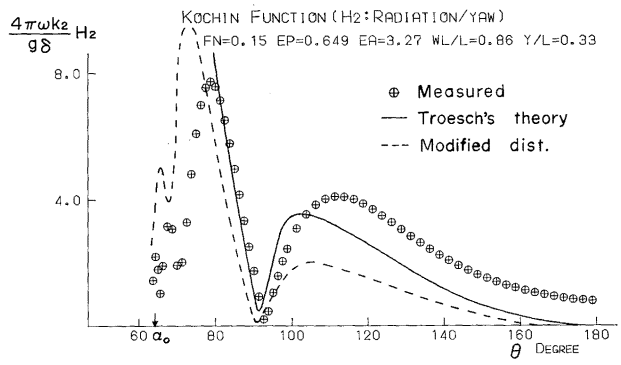

図 13

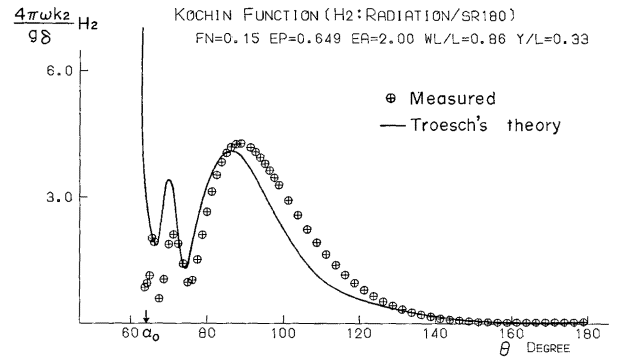

図 14

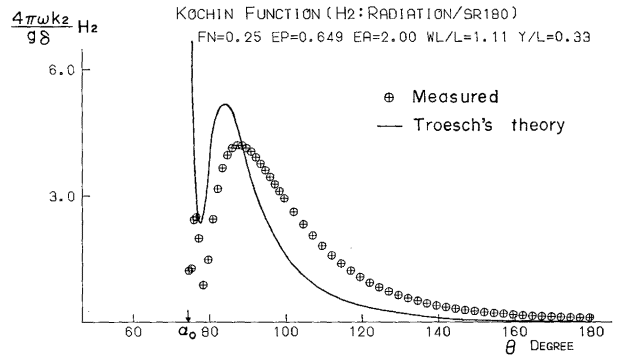

図 15

field のポテンシャルを用いた．すなわち船より遠方の波動は船体中心上に分布する y 方向の 2 重吹き出しで表現され，その分布は

$$\delta(x)\overline{A_s}(x)e^{i\varepsilon_s(x)} \tag{11}$$

に比例する．ここで $\delta(x)$ は船が各モードの動揺をする時，座標 x の船体断面の動揺の振幅を示し，$\overline{A_s}(x)\cdot e^{i\varepsilon_s(x)}$ は Sway, Yaw の場合，座標 x の断面が単位振幅の Sway をする時，流体運動を2次元的と考えて y 方向に伝わる波の振幅と位相である．Roll の場合は断面が Roll する時のそれである．

したがって $H_i(\theta)$ は次式であたえられる．

$$H_i(\theta)=-\frac{g}{4\pi\omega}\cdot\frac{k_i\sin\theta}{k}\times\int_{-L/2}^{L/2}\delta(x)\overline{A_s}(x)e^{i\varepsilon_s(x)}e^{ik_ix\cos\theta}\,dx \tag{12}$$

図14, 15 は Roll の場合の $H_i(\theta)$ の理論値と実験値の比較であるが，$\theta=\alpha_0$ の極く近傍を除き，両者の一致は良く，特に図14 ではそれが顕著である．このことは，図4～6におけるストリップ法の造波減衰力を推定する精度が高いことが偶然ではなかったことを示している．

図11～13 では理論値と実験値の差が $\theta=\alpha_0^0\sim 90°$ で大きく図13 の Yaw の場合はそれが目立っており図9～10 で問題となったストリップ法の精度の悪さはここに原因がある．これは，船首近くの波が理論で推定されるものよりはるかに小さいことを物語っており，Sway, Yaw に対する細長船理論の適用が不適当であること，船首の波がくずれて小さくなることなどによることが推定され，今後さらに研究が必要である．船首尾の2重吹き出しの分布の強さを，人為的に小さくなだらかな変化にして計算すると点線が得られ $\theta=\alpha_0$ 近くで計算値が実験値に近くなることからも，理論における船首付近の取り扱いに何らかの問題があることがうかがえる．

5. 解析例 II (Diffraction による抵抗増加)

肥大船が比較的短い波長の波の中を走る時の抵抗増加は無視することができず，この原因は船首からの入射波の反射であり，その計算には特別の理論が必要であるとされている[1)2)]．そこで模型船の運動を拘束し，短波長の波の中を航走させ反射波による抵抗増加を計測するとともに，反射波 (Diffraction Wave) の計測を実施し，反射波を求め比較してみた．

模型船は Series-60, $C_b=0.80$ のものである．なお $L_{pp}=2.0$ m である．

結果が図16と17に示されている．黒い印が波形から直接求めた抵抗増加であり，白い丸印は力の計測によって求めた抵抗増加である．両者の計測では模型船の運動を拘束しているから Diffraction Wave にもとづく抵抗増加である．実線は藤井と高橋の式[1)]にもとづく，短波長時の反射波を考慮した抵抗増加の値である．この波長領域では船はほとんど動揺しないので反射波のみの抵抗増加の理論値と考えて良い．鎖線は参考のために示した，4.6 m の長さの模型船の運動を拘束しない場合の抵抗増加である．

まず気が付くが，直接波から得られた抵抗増加が力の計測によって求めたそれより，短波長領域でずい分小さいことである．もしこれが事実であるとすれば，力の計測から得られた大きい抵抗増加を説明するべく開発された船首からの反射にもとづく抵抗増加の理論は必要がないことになる．

この点を確かめるために短波長域における肥大船からの反射波の構造を波形解析によって調べてみた．

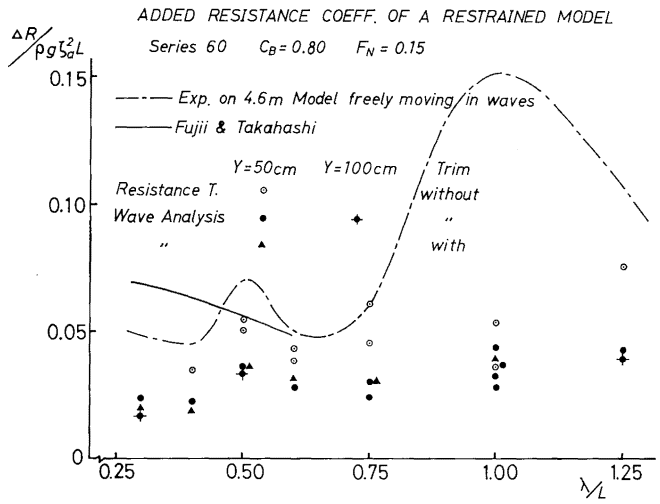

図 16

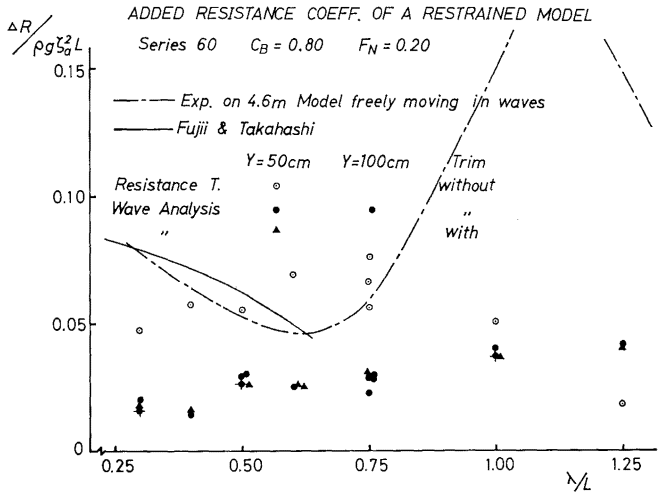

図 17

図18, 19 がそれである. これらの図はタンカーの模型 (L_{pp}=2 m, C_b=0.817) を, 入射波中を運動を拘束して航走させ, Diffraction Wave を計測, 解析して $H_2(\theta)$ を求めたものである. 図には入射波の波長と船長の比 λ/L=0.6, 1.0 の二つの場合の結果が示されている.

次に $H_2(\theta)$ の理論値を足達と丸尾の細長船理論[6)7)] を用いて計算した. Head Sea 中を船が走る時の Diffraction Wave は Far field において船の中心上の吹き出し分布

$$\sigma(x)\cdot \mathrm{Exp}\, i(\omega t+\bar{k}_2 x) \tag{13}$$

で表わすことができる. この $\sigma(x)$ は, 次の Volterra 型の積分方程式

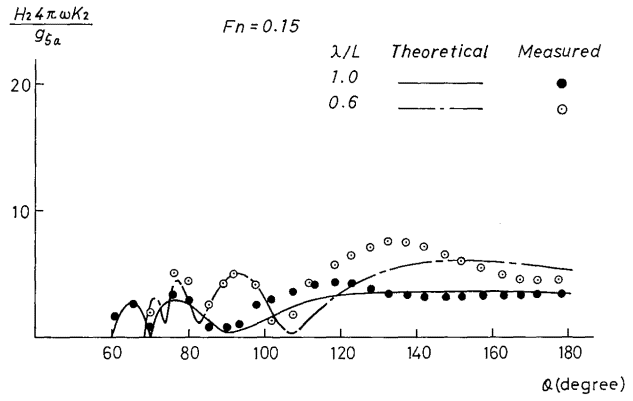

図　18

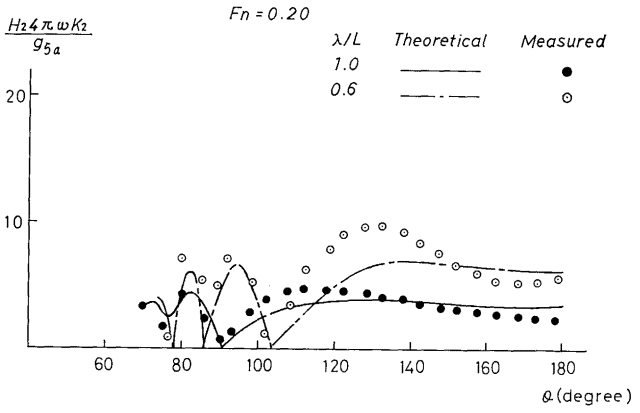

図　19

$$\sqrt{\frac{\bar{k}_2}{2\pi(1+2\Omega)}}\,e^{-i\pi/4}\int_x^{L/2}\frac{\sigma(\xi)}{\sqrt{x-\xi}}\,d\xi$$

$$+\left(\frac{1}{2\sqrt{2}}-\frac{1}{4\pi E(x)}\right)\sigma(x)=\frac{ig}{4\pi\omega_0} \tag{14}$$

の解としてあたえられる．ただし

$$E(x)=\int_C \bar{k}_2\,r(s)\exp\{i\bar{k}_2 Z(s)\}ds \tag{15}$$

であり，$r(s)$ は座標 x の断面の周囲 C 上に分布する Helmholtz wave source の強さで次の積分方程式の解として各断面であたえられる．

$$\pi\bar{k}_2\,r(s)-\int_C \bar{k}_2 r(s)\frac{\partial G}{\partial N}ds=\frac{\partial}{\partial N}\exp\{\bar{k}_2 Z(s)\} \tag{16}$$

ここで G は2次元の Helmholtz 方程式，線型の自由表面条件，radiation 条件を満足するグリーン

関数であり，N は断面の外向法線方向，$Z(s)$ は断面周囲の点の Z 座標である．

このようにして求められた $\sigma(x)$ を用い $H_j(\theta)(j=1,2)$ は

$$H_j(\theta)=\int_{-L/2}^{L/2}\sigma(x)\exp(ik_j x\cos\theta)dx \tag{17}$$

であたえられる．

求められた $H_2(\theta)$ の理論値が図 18 と 19 に曲線で示されている．$\lambda/L=0.6$ においても細長船理論にもとづいて計算された反射波の構造は，肥大船の反射波のそれとほとんど一致することがわかる．したがって短波長域における反射波にもとづく抵抗増加は肥大船の場合でも，細長船理論で推定できると考えられる．($H_1(\theta)$ は非常に小さく抵抗増加への寄与は無視できる)．この事実は，再び肥大船の短波長域における抵抗増加の計算に，特別な理論は必要なく細長船理論で十分であることを物語っている．波形解析の例は 1 つであって，もっと解析例を増やしてこの点に関して研究する必要がある．

6. むすび

非定常波紋の計測によって，船の動揺の減衰係数及び短波長域の抵抗増加については種々の問題点があることが判明した．これらの問題点は波紋の解析によってはじめて明らかにされたことであり，さらに波形解析それ自身によって，理論の是正されるべき点（例えば波紋の構造のどの部分で理論の推定が間違っているか）等，問題の解決への道が示唆されると考えられる．今後解析例を増やすとともに理論の改善をはかりたい．

本研究を遂行するにあたり，当研究所，稲田勝技官の協力を得た．また本稿の準備には，中村昌彦助手，横林晴美さんに多くの協力を仰いだ．深く感謝する次第である．

参考文献

1) 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，137 号 (1975)．
2) Faltinsen, O. M., Minsas, K. & et al.: Prediction of Resistance and Propulsion of a Ship in a Seaway, 13th ONR Symposium (1980).
3) 高木幹雄，田才福造：横運動方程式の流体力係数について，西部造船会々報，第 46 号 (1973)．
4) SR 125：超高速コンテナー船の耐航性に関する研究，研究資料 No. 211，日本造船研究協会 (1975)．
5) Troesch, A. W.: Forward Speed Effects on the Sway, Roll and Yaw Motion Coefficient, No. 208, NAME Report, University of Michigan (1978).
6) 足達宏文：向い波の中を航走する船の受ける力の計算，日本造船学会論文集 143 号 (1978)．
7) 丸尾 孟，佐々木敬文：向い波の中の細長い物体に働く波圧について，日本造船学会論文集，136 号 (1974)．

(昭和 57 年 5 月 31 日 受理)