

非常に長い中央平行部を持つ船型の波形解析について

足 達 宏 之*

On Some Experimental Results of a Ship with Extremely Long-Parallel Middle-Body

By
Hiroyuki ADACHI

Abstract

The intensive investigation into ship waves was performed on both short S-201 ($L=3.5$ m) and long S-201 ($L=23.5$ m), extremely long slender-ship. Some interesting results of experiments on an extremely long slender-ship are obtained. It was shown that the first-order wave-making theory could not explain the peculiar behaviors of the waves generated by a long slender-ship. This new finding will lead to a new field in the wave-making theory.

Intensive investigation into the waves far behind a ship revealed that the waves near the body differed from the waves away from the body. And the rate of decay of waves was much larger than that theoretically anticipated. The results of experiments on the shorter model suggested that there may be some effect of wakes on the wave pattern far behind a body. Also the longer model suggested that the existence of the extremely long parallel body strongly affected the wave pattern near the body.

Some researchers expected theoretically the peculiar behaviors of waves created by a long slender body. But there have not been experimental evidences. This paper will provide some important evidences for the theories.

In appendixes the full explanation for the longitudinal cut method is given together with the method for the second order truncation correction.

記 号 表

- 1) x, y 座標軸は Fig. 1 に示す
- 2) 長さの無次元値は, S-201 船型の半船長 $L/2=l$ を基準とする
- 3) $C_x = \frac{R_T}{1/2\rho V^2 L^2}$ 全抵抗係数
- 4) $C_w = \frac{R_W}{1/2\rho V^2 L^2}$ 造波抵抗係数
- 5) $2\pi[A^*(\theta)]^2 = \frac{2}{\pi}(\nu l) \sin \theta \tan \theta$
 $\left| \int_{-\infty}^{\infty} \zeta(x, y) e^{i\nu l \sec \theta x} dx \right|^2$

上記の Amplitude Function を使用すれば造波抵抗

は次の式で与えられる

$$C_w = \int_0^{\pi/2} [A^*(\theta)]^2 d\theta$$

- 6) $\zeta(x, y)$ 船長 L で無次元化された波高
- 7) $\nu = \frac{g}{V^2}$: g : 重力加速度 V : 船速

1. 緒 言

船の造波抵抗を波形解析によって求める試みがいくつか提案され、船型試験水槽において実際に利用されるようになった。しかし、一般的な傾向として、船体より離れた位置で計測された船の波を利用する波形解

* 推進性能部 原稿受付：昭和48年5月11日

析は従来の方法による造波抵抗（船体に相当すると考えられる平板の摩擦抵抗と、船体が三次元的であるための修正を船の全抵抗から差し引いたもの）よりかなり小さな量を与えることが多く、当初期待されたほど船型試験解析には利用されていない。また、波形解析によって得られる種々の物理量についても、実測された波によるものと理論によるものとの定量的な差が大きいので、船型についての細かい検討を波形解析を利用して行なうことは現在の所あまりうまく行っていないように見える。

実測された波による造波抵抗が従来の方法によるものより少な目に計算され、また、理論と定量的な差が大きいこと等についていろいろ論議されているが、まだ決定的な説明はなされていない。この問題は船の抵抗成分の分離の問題とも関連しており、これからは非とも解決されねばならない問題の一つであろう。

波形解析の基礎となっている理論は、適当ないくつかの仮定の下に問題を線型化したものであるから、自ずと実際の問題とは著しく異なる様相を示すことは確かである。実測された船の波と線型化された造波抵抗理論により計算される波とがどのように異なるのかを知ることは理論の精度を知る上にも、また、実際の物理現象を把握する上にも重要なことである。著者は、ここ数年、試験水槽で波形解析を行ってきたが、船の造る波の観察を通じて、線型理論による船の波と実際観測された波の性質を明らかにしておく必要を感じ、これまで行なったいくつかの興味ある実験結果を検討してみた。

2. 実験計画および模型船

2.1 実験計画

著者は、INUID S-201 理論船型を使用して波形解析を試みた際に、船の造る波についてその基礎的な性質を調べた¹⁾。船体の近傍で観測した波形および船体より遠く離れた所で観測した波形について、線型化された造波抵抗理論による波形との比較を行なったのである。この時、船体によって造られた波の減衰について興味深い現象を観察した。すなわち、線型化された造波抵抗理論では船によって造られた波は船体から遠く離れた領域では、船の形によらず $X^{-1/2}$ の割合で減衰するとされているが、S-201 船型が実際に水槽に造った波は $X^{-1/2}$ より強い割合で減衰し、さらに減衰は Froude 数（船速）に強く依存していることを見た。

S-201 船型の実測された波は船首部分から生じる波

と船尾部分から生じる波とが干渉したものであるために現象は複雑なものであると考えられる。この複雑さを取り除くためと、また、船首部による波と船尾部による波とを分離できるかどうかの可能性を検討するために、S-201 船型を中央より二つに分離し、その間に非常に長い平行部分を挿入した船型につき実験を行なうことを計画した。長い平行部分を船首部と船尾部との間に入れることにより近似的に船首部のみによる波を観測することが可能であるとしたのである。もし、このようにして作られた船の波が S-201 船型の船首部のみによる波として良いのなら、S-201 船型の実測の全波形より船首部による波を差し引いて船尾部による波を得ることができ、いくらかの考察を加えることが可能になると考えられる。しかし、この試みについては詳しい解析がなされていないので今回の報告には述べることができない。

また、分離された船首部の波を利用して船首バルブの効果についても調べることは可能である。これについては一部報告²⁾されているが詳しい解析については、船尾波のものとともに次の機会に述べたい。

2.2 模型船

原型として INUID S-201 船型 (Length=3.5m) をとり、これを船体中央で分割し、船体中央断面と同じ断面形状を持つ平行部 (Length=20.0m) を挿入した船型を作った。これを ES-201 (Elongated S-201) と呼ぶことにする。

INUID S-201 船型は次のような吹き出し分布に対応する船型である。

$$m(x, y, z) = ax \quad -1 \leq x \leq 1, y = 0, \\ -0.1 \leq z \leq 0, a = 0.8 \quad (1)$$

INUID は静止自由表面 ($z=0$) を剛体面として、一様な x 軸の正の方向に流れる流れの中に吹き出し分布 $m(x)$ を置いた時に生じる流線を求めることにより得られる。

Table 1 に模型船の主要目を、Photo 1 に ES-201 船型を示す。

模型船には Station $9\frac{1}{2}$ に Stud を 1.0mm の高さに 10mm 間隔で植えて乱流促進を行なっている。

2.3 実験

S-201, ES-201, とともに抵抗試験を行なった。S-201 の場合は Trim Free の状態で行なった。ES-201 の実験も Trim Free の状態で行なったが、長い船体のために Trim Fix の状態と同じであった。

Table 1 Model Particulars

	S-201	ES-201
Length between Perpendiculars	L 3.5 m	23.5 m
Breadth at Midship	B 0.4303 m	0.4303 m
Draft at Midship	T 0.3430 m	0.3430 m
Displacement volume	V 0.276 m ³	2.602 m ³
Wetted Surface area	S 2.543 m ²	20.407 m ²

Note: ES-201 is composed of S-201 and 20 m parallel middle body with the same section as that of midship of S-201.

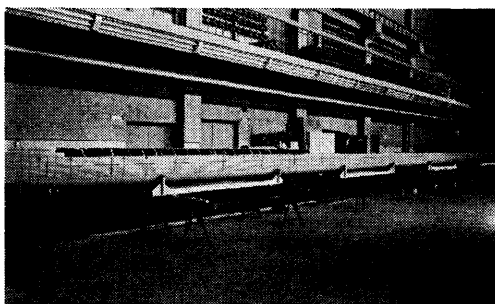


Photo 1 ES-201 Model

波形の計測は抵抗試験と同時に容量型波型計を使用して行なわれた。Fig. 1 に波形計測の概要を示す。計測された波形を使って、Longitudinal Cut Method によって波形解析を行なった。この方法では有限長さの波形記録の場合には Truncation Correction (打ち切り修正) をしなければならない。Longitudinal Cut Method と Truncation Correction については Appendix A および C に述べられている。

3. 実験結果

3.1 抵抗試験結果

S-201 および ES-201 の抵抗試験結果を Fig. 2 お

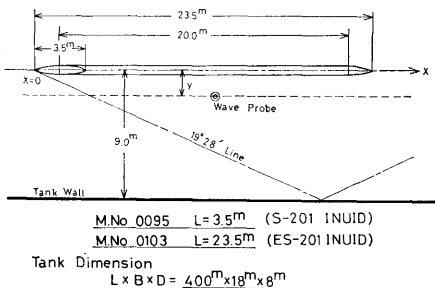


Fig. 1. Test geometry

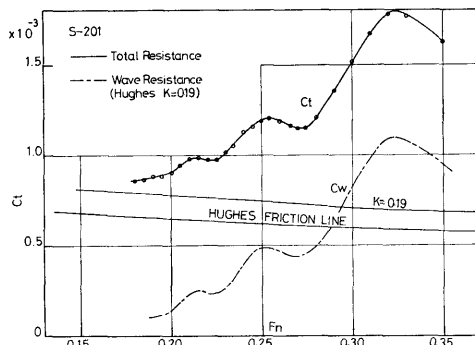


Fig. 2 Resistance curves of S-201

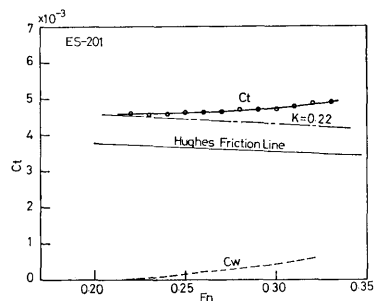


Fig. 3 Resistance curves of ES-201

よび Fig. 3 に示す。ES-201 の抵抗試験解析は Reference Length として S-201 と同じ長さ (L=3.5m) をとった。全ての長さに関する量はこの長さで無次元化されている。

ES-201 船型の抵抗は大部分が粘性によるものであり、造波に基づくものは非常に小さい割合をしめているにすぎない。

3.2 波形解析結果

Longitudinal Cut Method による波形解析を S-201

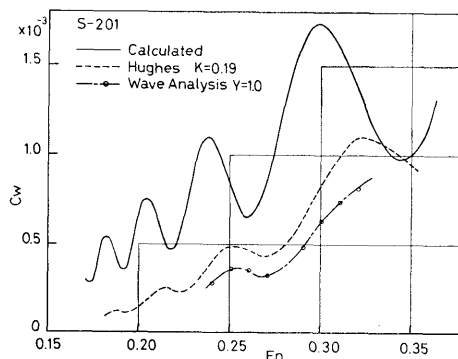


Fig. 4 Wave resistances of S-201

および ES-201 船型について行なった。Fig. 4 に S-201 の各種の造波抵抗係数を示す。Hughes の方法による造波抵抗係数は Form Factor $K=0.19$ として求めてある。S-201 に対する計算された造波抵抗は、INUID S-201 に対応する吹き出し分布 (2.2 の (1) 式で与えられている) によるものである。理論値と計測された値の違いは大きい。この船型については Stream Line Tracing による方法は妥当ではないように思われる。少なくとも第一次近似理論をなんらかの修正 (例えば粘性修正, 位相修正等⁹⁾) を行なうことなしにこの船型に適用できそうにない。S-201 船型の場合は船首波と船尾波との両波系が干渉したものが観測され、船尾波は水の粘性影響を受けているので現象として複雑であると考えられる。

ES-201 船型については長い平行部を越えて船尾部に到達する前に波形の計測を打ち切れれば、一応船尾部による波の影響のない波形が計測される。このようにして計測された波形を使って波形解析を行なった結果を Fig. 5 に示す。この図において、計算された造波抵抗係数は INUID S-201 に対応する吹き出し分布 (2.2 の (1) 式) の船首波に対応する波による造波抵抗である。計算された造波抵抗は実測された造波抵抗に比べ $F_n=0.23\sim 0.33$ で 2 倍強の因子を持っている。傾向としてはこの速度範囲ではほぼ一定の因子を持っている。この傾向は S-201 船型の場合と違っている。Fig. 4 に見られるように S-201 船型の場合は徒来から指摘されてきたように、低速側で理論値と実測値との差が大きく、高速側で差は小さくなっている。このことは ES-201 船型では低速と高速であまり差が無いことから考えると船尾の波のふるまいが S-201 船型の場合高速側と低速側で異なっていることを示唆する。後に船の造る波について調べる際にこの問題にもう一

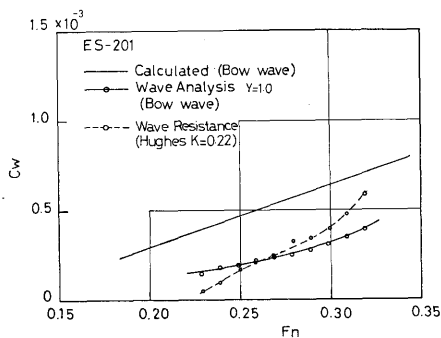


Fig. 5 Wave resistances of ES-201

(162)

度戻ってみる。

次に振幅関数 (船の波のエネルギー Spektrum) の形で波形解析結果をみる。Fig. 6 に S-201 船型について理論振幅関数と実測波形から計算されたものを示す。また、Fig. 7 に ES-201 船型についても同様な振幅関数の比較を示す。いずれの場合も実測値による振幅関数は理論値よりも小さい。Appendixes で示されるように実測波形による振幅関数は Energy

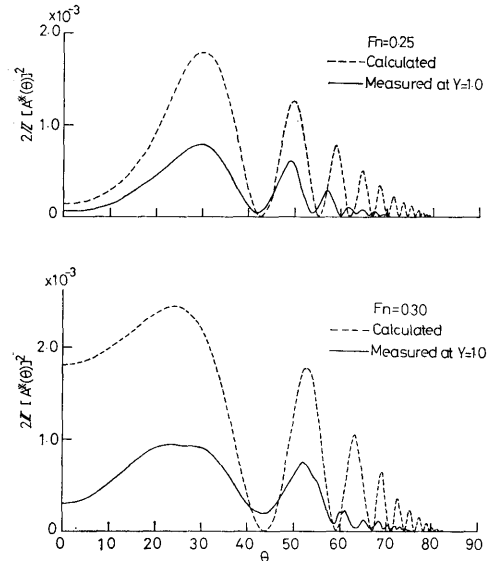


Fig. 6 Amplitude functions of S-201

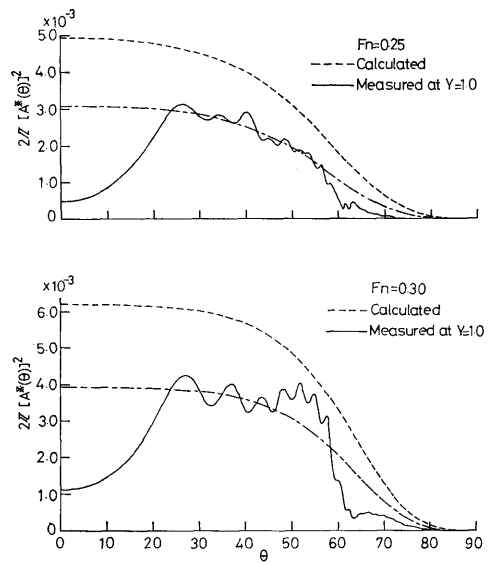


Fig. 7 Amplitude functions of ES-201

Spectrum として正しいと考えても良いので、これらの図は多くのことを示唆しているように見える。

ES-201 船型の場合について振幅関数を詳しく検討してみよう。特徴的なのは θ の小さな領域で実測された振幅関数が極端に理論値から離れ小さな値をとっていることである。 θ が大きな所では定性的に実測値と理論値は合っている。波のエネルギー・スペクトラムの意味から考えるに θ の小さな領域ではこの θ に対応する周波数の波が非常に小さいことになる。もし Fig. 7 において実測の振幅関数が θ が小さいとき一点鎖線のようになっているとすると、この振幅関数は定性的に理論値と θ の至る所で合うようになる。 θ の小さな領域で振幅関数が小さくなっているような理論船型であれば、Longitudinal Cut Method による波形解析は実測値を理論値の定性的な一致を与えると考えられる。

ES-201 船型の場合 Fig. 7 の一定鎖線のような振幅関数であるべきなのが、何らかの原因で実線のように実際観測された値になってしまったと考えられよう。 θ の小さい所で実測振幅関数が小さな値となることについては S-201 船型でも同じである。何らかの原因で船の波に対して destructive effect が存在しているのではないかと思われる。

Longitudinal Cut Method では船体中心線よりいくらか離れた線上で波を計測しており、また、計測された波の記録は船首より十分離れている。もし長い船体の存在による destructive effect があるならば、この効果は θ の小さい、すなわち Transverse Waves (波の波頂線が船の進行方向と直角をなして進行する波) に対して非常に強く現われているはずである。実際に観測した波については Fig. 7 に見られるよう θ の小さい所の Amplitude Function の値が小さい。この効果は ES-201 船型の実験における速度範囲 $F_n = .22 \sim .32$ では同じように現われており、波長には依っていないように見える。(船の長さに対して波長は非常に小さい)

ES-201 船型に比べて非常に短い S-201 船型においても、その振幅関数は θ の小さい所で小さくなっている。ES-201 船型の場合が長い船体の存在による影響であるなら、S-201 船型の場合は船体の後に続く長い Wake の影響とでも言えよう。この問題はさらに理論的な吟味が必要であろう^{4),5)}。

Fig. 6, 7 では計測位置を一定にし、速度を変化したときの振幅関数の例を示したが、Fig. 8 では ES-201 で速度を一定にし、計測位置を変化させた例を

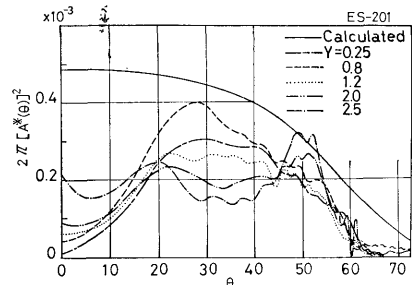


Fig. 8 Variation of amplitude functions with Y at $F_n=0.25$

示す。振幅関数の形は Y の小さな所では θ の小さな所での振幅関数の値が小さくなっているが、 Y が大きくなるにしたがい θ の小さな所の振幅関数の値が次第に増し、 θ の大きな所の振幅関数の値は減少する傾向を見せる。計測位置 Y が小さい時、ES-201 の実測振幅関数は θ の小さい時、理論値と大きく異なるが、 θ の大きな所ではほぼ理論値に近い形をしている。しかし Y が大きくなるにしたがって、このような関係はくずれ、理論値と形が異なってくる傾向を示している。このことより比較的計測位置 Y の小さい、船体に近い所の波は θ (周波数 $\omega = v \sec \theta$) の小さな所を除き定性的に理論値と近く、船体より遠くなるにしたがい、理論値と形が似なくなることがわかる。Fig. 9 には Longitudinal Cut Method で計算された造波抵抗係数 C_w が異なる計測位置 Y に対してプロットしてある。 C_w で見ると計測位置による変化は少ないようである。しかし Spectrum の特性には大きな違いがあることに注意しなければならない。船体の近傍の領域と遠い領域で船の造る波の Spectrum が異なることは波形解析を行なう上で種々な問題を提起するであろう。たとえば ES-201 船型の場合について言えば、計測位置 Y の小さい所の波の Spectrum が理論値と定性的に良い一致を示すことから考えると、波形から特異点分布

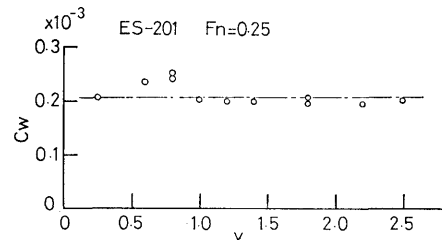


Fig. 9 Variation of wave resistances with Y at $F_n=0.25$

を逆に求める時、できるだけ船体に近い所の波形記録を使用するのが良いと言えよう。しかし、この場合には θ の小さい所の波の振幅が小さくなっていると考えられるので何らかの補正をしてやる必要がある。 Y の大きな時の Spectrum は理論値と異なる傾向があるので、この時、波形から特異点分布を求めようとするとき Y の小さな時のものとは異なるものになるであろう。

4. 計測された波の性質

これまで見てきたように、実測された波の Energy Spectrum は線型化された造波抵抗理論では説明が難しい現象をいろいろ含んでいた。船の造る波の性質を詳しく調べることで、理論的な結果と実際との違いを知ることができよう。

水の粘性の影響が船体の極く近傍に限られ、水面を伝播して行く波に対する粘性の影響が大きくないとすると、線型理論により計算される船の波は、船体より遠く離れた領域では近似的に次のように表わすことができる (Appendix B)。

$$\zeta(x, y) = \frac{H_w}{\sqrt{\nu|X|}} \cos[\nu X + \varepsilon] \quad (2)$$

実際の船において少なくとも船体から遠く離れた領域では波の形は (2) 式のようになっていると考えられる。しかし S-201 船型を使って波の性質を調べた結果、波の減衰について (2) 式のように $X^{-1/2}$ ではなく、より強い減衰を示した¹⁾。しかも、減衰係数 p (線型理論では $p = -1/2$) は速度に無関係ではなく、造波抵抗曲線の hump-hollow と密接な関係のあることが見いだされた。Fig. 10 に S-201 船型の実測された波の減衰係数 p の速度による変化を示す。この図を見ると船首から出る波と船尾から出る波の干渉の具合により減衰係数が変化しているように見える。干渉が最大となる速度で減衰係数 p は $-1/2$ に近くなり、

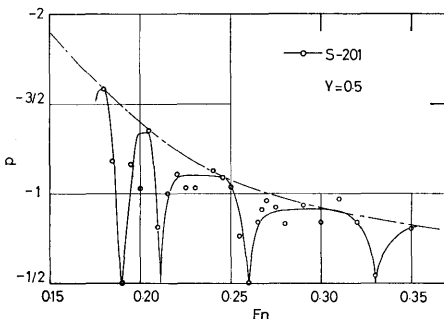


Fig. 10 Decaying factors of S-201

干渉が最小となる速度周辺では減衰係数 p は $-1/2$ より離れる傾向を示している。減衰係数は船の造る波の波長が短い速度域では大きく、波の波長が長い速度域では小さくなるのがわかる。

この例のように低速では船の造る波は船体より遠く後方に離れた領域では (2) 式のような波では表わされないことがわかる。高速になるにしたがい、すなわち船体に比較して波長が長くなるにしたがい船の造る波は (2) 式で表わされるようになる。このことは 3.2 で述べた S-201 船型の場合、高速側で造波抵抗値が線型理論によるものに近くなるという事実とは無関係ではないであろう。第一次近似の造波抵抗理論は $\nu = g/U^2 = 0(1)$ と仮定し摂動法で自由表面条件を線型化しているものであるから、船長に比べ相対的に船の波の波長が大きくなる速度では $\nu = 0(1)$ の仮定は十分満足されると考えられる。

4.1 ES-201 の計測波形

Appendix B で示されるように線型理論で表わされる漸近波形は、位相、振幅、波長および減衰特性等によって特徴づけられる。これらの量について実測波形と理論波形との比較を行なう。ES-201 の実験結果は船首部による波が主として観測されるので、粘性影響の少ない船首部波の物理的性質がはたして線型理論によって説明されるかどうかを検討するためにも理論波形との比較は興味深いものであろう。

Fig. 11 に実測された波についての Wave contour を示す。Kelvin 波形 (図中に太い点線で示される) と定性的に良い一致を示している。Fig. 12 には、S-201 と ES-201 の実測波形の比較が示されている。ES-201 船型の波の単純さが良く理解される。この両波形の差は近似的に S-201 船型の船尾部による波を与えると考えられる。S-201 船型による後続波形は船尾波の存在のために、ES-201 の波よりずいぶん大きくなっており、また船体より遠く離れても安定している。また Fig. 13 に (1) 式による吹き出し分布による波系の船首波と ES-201 の実測波との比較を示すが、その違いは大きい。定量的な一致は望むべくもないが、定性的な波の性質についても線型理論による波と実測の波とが異なるようなので、これらの点につき比較を行なうこととする。

後続波形は、位相、振幅、波長、および減衰特性により特徴づけられるので、これらの量について実測の波形を調べることにする。

始めに位相と波長について調べて見る。Appendix B

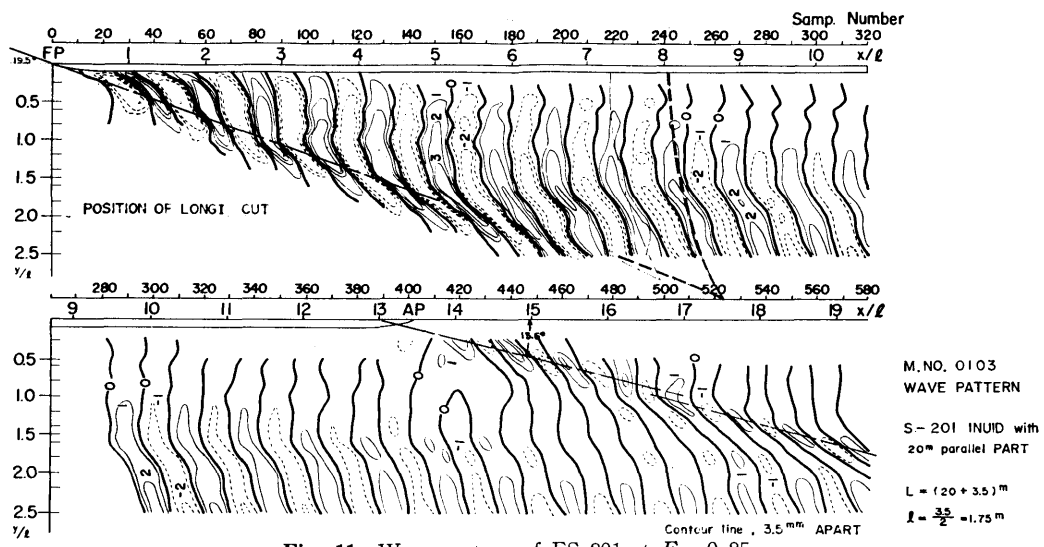


Fig. 11 Wave contour of ES-201 at $F_n=0.25$

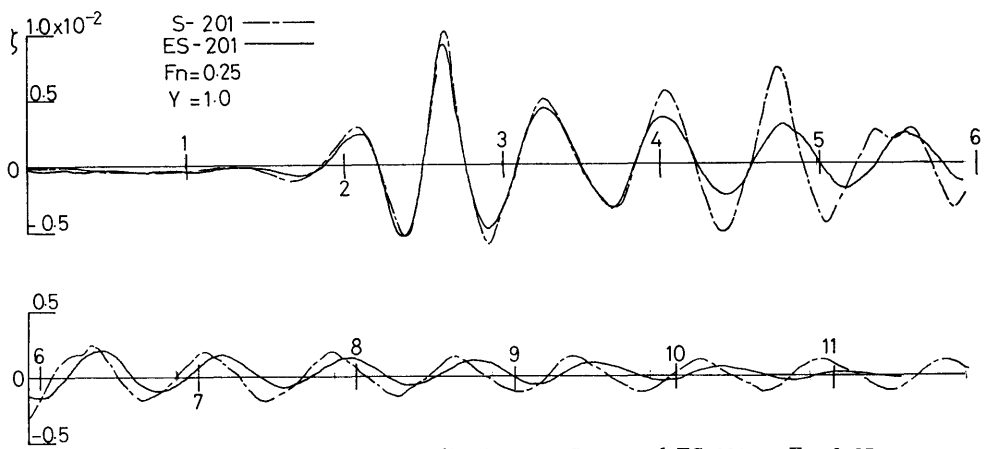


Fig. 12 Comparison of wave profiles between S-201 and ES-201 at $F_n=0.25$

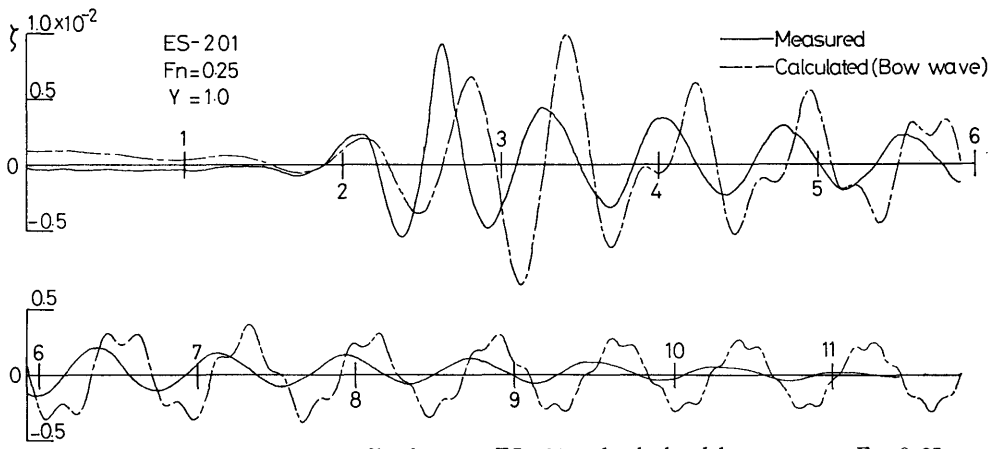


Fig. 13 Comparison of wave profiles between ES-201 and calculated bow-waves at $F_n=0.25$

の結果より、造波源より遠く離れた領域では、計測位置 Y に対して波源よりの距離が大きい場合、Transverse Wave だけが観測され、計測される波の位相は、 $\delta(=Y/X)$ の2乗の項まで考慮すると、

$$\epsilon(\delta) = -\frac{\nu\delta^2}{2}X + \frac{\pi}{4} + \beta(\delta) \quad (3)$$

と表わされる、 $\beta(\delta)$ は船型に固有な初期位相である。(3)式の意味するところは、 $\beta(\delta)$ が δ の小さな時ほぼ一定とすると、実測される波の位相 $\epsilon(\delta)$ は、次のような cosine 波

$$\cos\left\{\nu X + \frac{\pi}{4} + \beta(\delta)\right\} \quad (4)$$

の位相と $-(\nu\delta^2/2)X$ だけの位相の差があることを示す。または、周波数 (波長) が $\nu(1-\delta^2/2)$ と変化していると考えても良い。Fig. 14 に $\epsilon(\delta)$ を X に対して示す。この $\epsilon(\delta)$ はほぼ $(\nu\delta^2/2)X$ と平行になっていると言える。

初期位相

$$\gamma(\delta) = \frac{\pi}{4} + \beta(\delta) \quad (5)$$

が実測した波の位相 $\epsilon(\delta)$ に $-(\nu\delta^2/2)X$ の補正を行なうことにより求める。Fig. 15 にこのようにして求めた初期位相 $\gamma(\delta)$ を速度 (F_n 数) に対してプロットしたものを示す。S-201 船型の船首波の初期位相は船首を原点とするとき $\pi/4$ であるから、ES-201 の初期位相は約 $(2/5)\pi$ (約 0.2 Wave length) だけ進んでいることになる。(Fig. 13 で実測波形は約 0.2 Wave length 進んでいる。)

次に、ES-201 の後続波形の振幅特性について見てみる。振幅は次のように変化することが線型理論より知られる

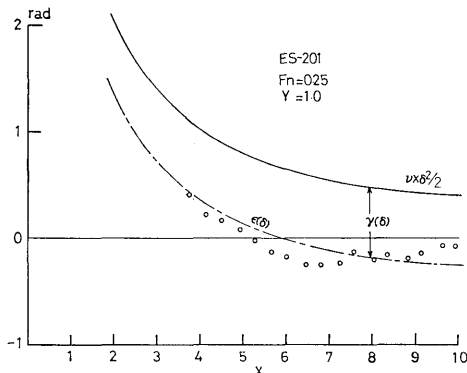


Fig. 14 Measured phase $\epsilon(\delta)$ of ES-201 at $F_n=0.25$

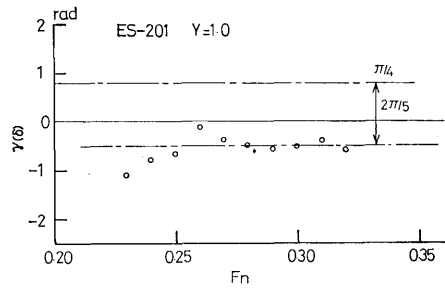


Fig. 15 Initial phase $\gamma(\delta)$ of ES-201

$$H_w(\delta) = \zeta_0(\delta) \cdot \left(1 + \frac{\delta^2}{4}\right) \quad (6)$$

$\zeta_0(\delta)$ は $|\delta| \ll 1$ のときほぼ一定値をとると考えると $H_w(\delta)$ は(6)式のように変化する。 $X = \text{const}$ となるようにすると(6)式は H_w の Y 方向の変化を与える。Fig. 11 の Wave contour で太い点線で示される線上で $H_w(\delta)$ の変化を調べると Fig. 16 のようになる。実測された H_w は $H_w \propto Y$ のように値が増している。この図からわかるように、船体の極く近傍になるにしたがい振幅は急速に小さくなっている。あたかも長い平行部の近くでは波が小さくされてしまっているかのようである。

最後に波の減衰特性について調べてみよう。線型理論では漸近波形は $X^{-1/2}$ で減衰する。ES-201 船型による波について X 方向の減衰をみると Fig. 17 のようになっている。この場合 S-201 と異なり減衰係数は速度には依存していないように見える。しかし減衰は $X^{-1/2}$ よりはるかに大きい $X^{-1.34}$ を示している。Fig. 10 には S-201 船型の実測の波の減衰係数が示されているが速度に強く依存していることがわかる。し

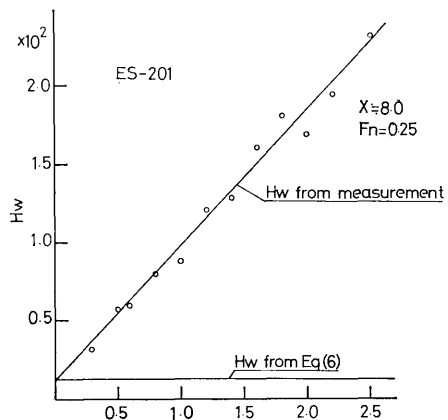


Fig. 16 Variation of wave amplitudes with Y at $F_n=0.25$

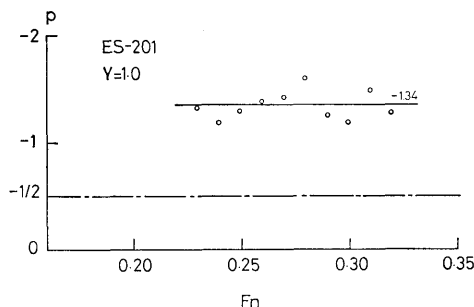


Fig. 17 Decaying factors of ES-201

かも高速側（波長が長い）になるにしたがい減衰係数は理論的な値 $-1/2$ に漸近している。これらの点が長い ES-201 船型との大きな相異点となっている。船体の存在による destructive effect があると S-201 のように短い船型に対しては高速になるにしたがい波長が長くなるのでこの効果は少なくなる。船体の後に続く長い Wake による destructive effect もあるであろうが、固体表面をもつ ES-201 のように強くはないと考えられる。ES-201 の場合、高速 ($F_n \geq 0.32$) でも船長に比べると波長は非常に短かいので船体の存在による destructive effect は大きくなるのであろう。

3.2 でも少しふれたが ES-201 の波の強い減衰について、波の Energy Spectrum との関係を見ると (Fig. 7 あるいは Fig. 8) 周波数 $\omega = \nu$ ($\theta = 0$ に対応) の近傍の Spectrum の値が非常に少なくなっていることに気がつく、これは Fig. 16 に示されたように船体の近傍で波の振幅が急速に小さくなり、しかも X 方向には強い減衰を受けていることと無関係ではないであろう。

ES-201 船型の実測波形の現象は、線型化された第一近似の造波抵抗理論では全く説明できないものを多く含んでいることがわかった。これと同じような現象について S-201 の場合で報告したが、船尾波の存在および Wake zone のためにはっきりした考察を加えることができなかった。ES-201 についての考察により理論と実際の現象の間の基本的な差がはっきりしたと思われる。

$$\zeta(x, y) = -\frac{U}{g} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{z=0}$$

$$= \frac{1}{4\pi^2 \nu} \int_s \sigma(S) dS \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} \frac{\kappa \cos \theta dk}{\kappa \cos^2 \theta - \nu} \cdot \exp [k \{ \zeta + i(x - \xi) \cos \theta + i(y - \eta) \sin \theta \}] \quad (\text{A-3})$$

となる。

(A-2)式の Green 関数の表現の方法により、Havelock Type, Michell Type 等のポテンシャルが定義される⁶⁾。

5. あとがき

非常に長い Slender-body が定常航走している際の船の近傍に生ずる波の挙動について調べ、これまでの造波抵抗理論では説明し難い現象のいくつかを紹介した。これらの問題に明快な解答が与えられれば、抵抗分離の問題についても、いくらかの進歩が期待される。また低速時の造波抵抗の問題にも何らかの解決がやはり期待されるのではないだろうか。長い船体の存在による destructive effect が固体表面の条件であるなら、船の後方に続く Wake zone は自由表面の条件であり、ES-201 および S-201 の波の問題について同じような destructive effect が考えられるので波形解析を合理的に行なう上にも上記の諸問題の解決が待たれる。

Appendix A

Longitudinal Cut Method について

線型化された第一近似の造波抵抗理論によると、船体を表わす特異点分布 $\sigma(s)$ が与えられたとき、速度ポテンシャルは

$$\phi(x, y, z) = -\frac{1}{4\pi} \iint_s \sigma(\xi, \eta, \zeta) G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS \quad (\text{A-1})$$

となる。ここで

$$G = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{\nu}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} \frac{dk}{\kappa \cos^2 \theta - \nu}$$

$$\times \exp [k \{ z + \zeta + i(x - \xi) \cos \theta + i(y - \eta) \sin \theta \}] \quad (\text{A-2})$$

$\nu = g/U^2$ g : 重力加速度, U : 船速

$r_1^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2$

$r_2^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z + \zeta)^2$

積分路 C は $\cos \theta \geq 0$ にしたがって特異点 $\nu \sec^2 \theta$ の上または下を迂回するものを取る。

速度ポテンシャル ϕ が与えられた時、船により造られる波は

Havelock Type の Potential の Green 関数は

$$G = -\frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2} - \frac{2\nu}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \int_0^{\infty} \frac{m \cos^2 \theta \cdot \cos m(z + \zeta) + \nu \sin m(z + \zeta)}{m^2 \cos^4 \theta + \nu^2} e^{-m|z(\theta)|} dm \\ + 4\nu \int_{-\pi/2}^{-\pi/2+\theta} \sec^2 \theta \cdot e^{\nu(z+\zeta) \sec^2 \theta} \sin \{ \nu \sec^2 \theta \cdot \chi(\theta) \} d\theta \quad (\text{A-4})$$

ここで

$$\chi(\theta) = (x - \xi) \cos \theta + (y - \eta) \sin \theta \\ \theta = \tan^{-1} \frac{\xi - x}{y - \eta}$$

Michell Type の Potential の Green 関数は

$$G = -\frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2} + \frac{4\nu}{\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{t \exp(-|y - \eta| \sqrt{t^2 + m^2})}{\sqrt{t^2 + m^2}} \frac{\nu t \cos t(z + \zeta) + m^2 \sin t(z + \zeta)}{m^4 + \nu^2 t^2} \cdot \cos m(x - \xi) dt dm \\ + 4 \int_0^{\nu} \frac{m \exp \{ m^2 / \nu (z + \zeta) - |y - \eta| m \sqrt{1 - m^2 / \nu^2} \}}{\nu \sqrt{1 - m^2 / \nu^2}} \cdot \cos m(x - \xi) dm \\ - 4 \int_{\nu}^{\infty} \frac{m e^{m^2 / \nu (z + \zeta)}}{\nu \sqrt{m^2 / \nu^2 - 1}} \sin \{ m(x - \xi) - |y - \eta| m \sqrt{m^2 / \nu^2 - 1} \} dm \quad (\text{A-5})$$

となる。(A-4)式で第3項, (A-5)式では第4項が船体より離れた所における自由波を与える項である。

Havelock Type および Michell Type の Potential による波はそれぞれ次のようになる

Havelock Type の波系

$$\zeta(x, y) = \frac{1}{4\pi} \int_s \sigma(S) dS \left[-\frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2+\theta}^{\pi/2} d\theta \cos \theta \int_0^{\infty} dm \frac{m^2 \cos^2 \theta \cdot \cos m\xi + \nu m \sin m\xi}{m^2 \cos^4 \theta + \nu^2} e^{-m\chi(\theta)} \right. \\ \left. + \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{-\pi/2+\theta} d\theta \cos \theta \int_0^{\infty} dm \frac{m^2 \cos^2 \theta \cdot \cos m\zeta + \nu m \sin m\zeta}{m^2 \cos^4 \theta + \nu^2} e^{m\chi(\theta)} \right. \\ \left. + 4\nu \int_{-\pi/2}^{-\pi/2+\theta} d\theta \sec^3 \theta e^{\nu \sec^2 \theta \cdot \zeta} \cos \{ \nu \sec^2 \theta \cdot \chi(\theta) \} \right] \quad (\text{A-6})$$

Michell Type の波系

$$\zeta(x, y) = -\frac{1}{4\pi^2} \int_s \sigma(S) dS \left[-4 \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dm \frac{mt \exp(-|y - \eta| \sqrt{t^2 + m^2})}{\sqrt{t^2 + m^2} (m^4 + \nu^2 t^2)} (\nu t \cos \zeta t + m^2 \sin \zeta t) \sin m(x - \xi) \right. \\ \left. - 4\pi \int_0^{\nu} dm \frac{m^2 \exp(m^2 / \nu \cdot \zeta - |y - \eta| m \sqrt{1 - m^2 / \nu^2})}{\nu^2 \sqrt{1 - m^2 / \nu^2}} \sin m(x - \xi) \right. \\ \left. - 4\pi \int_{\nu}^{\infty} dm \frac{m^2 e^{m^2 / \nu \cdot \zeta}}{\nu^2 \sqrt{m^2 / \nu^2 - 1}} \cdot \cos \{ m(x - \xi) - |y - \eta| m \sqrt{m^2 / \nu^2 - 1} \} \right] \quad (\text{A-7})$$

(A-3), (A-6) および (A-7) は全て同じものを表わすことは明らかである。Newman⁷⁾ は (A-3) の表現を使って Longitudinal Cut Method によるエネルギー Spektrum を求めた。(A-6) または (A-7) 式を使っても本質的には Newman の求めた結果と異なることはあり得ないが, Spektrum の構成に少しの違いが見られる。

(A-6), (A-7) 式で与えられる波の Fourier Spectrum について比較してみる。船の進行方向に平行な線上に

おける波の Fourier Transform は

$$F(\lambda; y) = \int_{-\infty}^{\infty} \zeta(x, y) e^{i\lambda x} dx \quad (\text{A-8})$$

で定義される。上式の演算を Havelock および Michell Type の波につき行なう。

Havelock Type の波の Fourier Spectrum

(A-6) 式を次のように分けて書くことにする

$$\zeta(x, y) = \zeta_I(x, y) + \zeta_J(x, y) \quad (\text{A-9})$$

ここで

$$\zeta_I(x, y) = \frac{\nu}{2\pi} \int_s \sigma(S) dS \left[-\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cdot \cos \theta \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{sgn} \{ x + \alpha(\theta) \} \right] \right. \\ \left. \times \int_0^{\infty} dm m \frac{m \cos^2 \theta \cos m\zeta + \nu \sin m\zeta}{m^2 \cos^4 \theta + \nu^2} e^{-m\chi(\theta)} \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos \theta \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{sgn}\{x + \alpha(\theta)\} \right] \\
& \times \int_0^\infty dm \cdot m \frac{m \cos^2 \theta \cos m\zeta + \nu \sin m\zeta}{m^2 \cos^4 \theta + \nu^2} e^{m\lambda(\theta)} \quad (A-10)
\end{aligned}$$

また

$$\begin{aligned}
\zeta_f(x, y) = & \frac{\nu}{2\pi} \iint_s \sigma(S) dS \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \sec^3 \theta \cdot e^{\nu\zeta \sec^2 \theta} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{sgn}\{x + \alpha(\theta)\} \right] \\
& \times [e^{i\nu \sec \theta [x + \alpha(\theta)]} + e^{-i\nu \sec \theta [x + \alpha(\theta)]}] \quad (A-11)
\end{aligned}$$

ここで

$$\alpha(\theta) = -\xi + (y - \eta) \tan \theta \quad (A-12)$$

ζ_l , ζ_f はそれぞれ局部波および自由波と呼ばれる。
(A-9)式の Fourier Transform は

$$F(\lambda; y) = F_l(\lambda; y) + F_f(\lambda; y)$$

で与えられる。 F_l , F_f はそれぞれ局部波および自由波の Fourier Transform である。

自由波の Fourier Transform は次のようになる。

$$\begin{aligned}
F_f(\lambda; y) = & \iint_s \sigma(S) e^{i\lambda\xi} \left[\frac{\lambda^2}{\nu \sqrt{\lambda^2 - \nu^2}} \exp\{\lambda^2/\nu \cdot \zeta + i\lambda(y - \eta) \sqrt{\lambda^2/\nu^2 - 1}\} \right. \\
& + \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{\sqrt{1+t^2}}{\lambda + \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \\
& + \frac{i}{2\pi} \int_{0,\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) + i\lambda(y-\eta)t} \\
& \left. + \frac{i}{2\pi} \int_{0,\nu}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \right] dS \quad \lambda > \nu \\
= & \iint_s \sigma(S) e^{i\lambda\xi} \left[\frac{i\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda + \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \right. \\
& \left. + \frac{i\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \right] dS \quad 0 < \lambda < \nu \quad (A-13)
\end{aligned}$$

局部波の Fourier Transform は次のようになる。

$$\begin{aligned}
F_l(\lambda; y) = & \iint_s \sigma(S) e^{i\lambda\xi} \left[-\frac{i\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda + \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \right. \\
& - \frac{i\nu}{2\pi} \int_{0,\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) + i\lambda(y-\eta)t} \\
& - \frac{i\nu}{2\pi} \int_{0,\nu}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \\
& + \frac{i\lambda}{2\pi} \int_{0,\infty}^{\infty} \frac{dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp\{\nu\zeta \sqrt{1+t^2} + i\lambda(y-\eta)t\} \\
& \left. + \frac{i\lambda}{2\pi} \int_{0,\nu}^{\infty} \frac{dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp\{\nu\zeta \sqrt{1+t^2} - i\lambda(y-\eta)t\} \right] dS \quad \lambda > \nu \\
= & \iint_s \sigma(S) e^{i\lambda\xi} \left[-\frac{i\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda + \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \right. \\
& - \frac{i\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \sqrt{1+t^2}}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} e^{\nu\zeta(1+t^2) - i\lambda(y-\eta)t} \\
& \left. + \frac{i\lambda}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp\{\nu\zeta \sqrt{1+t^2} - i\lambda(y-\eta)t\} \right] dS \quad 0 < \lambda < \nu \quad (A-14)
\end{aligned}$$

全波系の Fourier Transform は

$$F(\lambda; y) = \frac{i}{2\pi} \iint_s \sigma(S) e^{i\lambda\xi} \left[\int_{0,\infty}^{\infty} \frac{\lambda dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp\{\nu\zeta \sqrt{1+t^2} + i\lambda(y-\eta)t\} \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \int_{0^{\infty}} \frac{\lambda dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp \{ \nu \zeta \sqrt{1+t^2} - i\lambda(y-\eta)t \} \\
& - 2\pi^2 i \frac{\lambda^2}{\nu \sqrt{\lambda^2 + \nu^2}} \exp \{ \lambda^2/\nu \cdot \zeta + i\lambda(y-\eta) \sqrt{\lambda^2/\nu^2 - 1} \}] dS \quad \lambda > \nu \\
F(\lambda; y) = & \frac{i}{2\pi} \int_s \sigma(S) e^{i\lambda \xi} dS \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp \{ \nu \zeta \sqrt{1+t^2} - i\lambda(y-\eta)t \} \quad 0 < \lambda < \nu
\end{aligned} \tag{A-15}$$

となる。(A-15)の $\lambda > \nu$ の式の大カツコの第1項および第2項、および(A-15)の $0 < \lambda < \nu$ の式は $y \rightarrow \infty$ のとき指数的に減小する。これらの項は局部波の影響である。Havelockの自由波(A-13)式には局部波(A-14)に打ち消されるものを含み、自由波のみではエネルギースペクトルに y に依存する項が出てくる。

Michell Typeの波系についても同様の変換を考慮してみる。

Michell Typeの波のFourier Spectrum (A-7)式を次のように分けて書くことにする。

$$\zeta(x, y) = \zeta_{u1}(x, y) + \zeta_{i2}(x, y) + \zeta_f(x, y) \tag{A-16}$$

ここで

$$\begin{aligned}
\zeta_{u1}(x, y) = & -\frac{i}{2\pi^2} \int_s \sigma(S) dS \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dm \frac{mt \exp(-|y-\eta| \sqrt{t^2+m^2}) (\nu t \cos m\zeta + m^2 \sin m\zeta)}{\sqrt{t^2+m^2} (m^4 + \nu^2 t^2)} \\
& \times \{ e^{im(x-\xi)} - e^{-im(x-\xi)} \}
\end{aligned} \tag{A-17}$$

$$\begin{aligned}
\zeta_{i2}(x, y) = & -\frac{i}{2\pi} \int_s \sigma(S) dS \int_0^{\nu} dm \frac{m^2 \exp \{ m^2/\nu \cdot \zeta - |y-\eta| m \sqrt{1-m^2/\nu^2} \}}{\nu^2 \sqrt{1-m^2/\nu^2}} \{ e^{im(x-\xi)} - e^{-im(x-\xi)} \}
\end{aligned} \tag{A-18}$$

$$\begin{aligned}
\zeta_f(x, y) = & \frac{1}{2\pi} \int_s \sigma(S) dS \int_{\nu}^{\infty} dm \frac{m^2 e^{m^2/\nu \cdot \zeta}}{\nu^2 \sqrt{m^2/\nu^2 - 1}} [\exp \{ im(x-\xi) - i(y-\eta) m \sqrt{m^2/\nu^2 - 1} \} \\
& + \exp \{ -im(x-\xi) + i(y-\eta) m \sqrt{m^2/\nu^2 - 1} \}]
\end{aligned} \tag{A-19}$$

ζ_{u1} , ζ_{i2} は局部波, ζ_f 自由波である。(A-19)のFourier Transformは

$$F(\lambda; y) = F_{u1}(\lambda; y) + F_{i2}(\lambda; y) + F_f(\lambda; y)$$

となる。

ここで

$$\begin{aligned}
F_f(\lambda; y) = & i \int_s \sigma(S) e^{i\lambda \xi} \frac{\lambda^2 \exp(\lambda^2/\nu \cdot \zeta + i\lambda|y-\eta| \sqrt{1-\lambda^2/\nu^2})}{\nu \sqrt{\lambda^2 - \nu^2}} dS \quad \lambda > \nu \\
= & 0 \quad 0 < \lambda < \nu
\end{aligned} \tag{A-20}$$

$$\begin{aligned}
F_{u1}(\lambda; y) = & \int_s \sigma(S) e^{i\lambda \xi} \left[-\frac{i\lambda}{2\pi} \int_{0^{\infty}} \frac{dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp \{ \lambda \zeta \sqrt{1+t^2} + i\lambda(y-\eta)t \} \right. \\
& \left. - \frac{i\lambda}{2\pi} \int_{0^{\infty}} \frac{dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp \{ \lambda \zeta \sqrt{1+t^2} - i\lambda(y-\eta)t \} \right] dS \quad \lambda > \nu \\
= & \int_s \sigma(S) e^{i\lambda \xi} \left[-\frac{i\lambda}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{\lambda - \nu \sqrt{1+t^2}} \exp \{ \lambda \zeta \sqrt{1+t^2} - i\lambda(y-\eta)t \} \right. \\
& \left. - i \frac{\lambda^2 \exp \{ \lambda^2/\nu^2 \cdot \zeta - |y-\eta| \lambda \sqrt{1-\lambda^2/\nu^2} \}}{\nu \sqrt{\nu^2 - \lambda^2}} \right] dS \quad 0 < \lambda < \nu
\end{aligned} \tag{A-21}$$

$$\begin{aligned}
F_{i2}(\lambda; y) = & 0 \quad \lambda > \nu \\
= & i \int_s \sigma(S) e^{i\lambda \xi} \frac{\lambda^2 \exp \{ \lambda^2/\nu \cdot \zeta - |y-\eta| \lambda \sqrt{1-\lambda^2/\nu^2} \}}{\nu \sqrt{\nu^2 - \lambda^2}} dS \quad 0 < \lambda < \nu
\end{aligned} \tag{A-22}$$

全波系のFourier Transformは(A-15)に一致する。この場合、Michellの自由波はエネルギースペクトルに y に依存する項を与えない。

Havelock Type および Michell Type の Wave system において定義される Free Wave と Local Wave はそれぞれ異なる Fourier Spectrum を持つことは明

らかである。このことは両者において Free Wave と Local Wave は合同ではないから当然である。しかし Total Wave については合同であるから Total Wave の Fourier Spectrum は同じになる。実際に水槽で観測される波は Total Wave であるので (A-15) の形で Fourier Spectrum が計算される。しかし、ある与えられた船型に対応する特異点分布 $\sigma(S)$ によって、理論的に計算された波を利用して、Fourier Spectrum を求めるときは、Havelock Type の波を使うか Michell Type の波を使うかで、Fourier spectrum の形が少し異なってくるので注意する必要がある。Havelock Type の自由波のみを使って Fourier Spectrum を求めると高周波成分に誤差がでてくる。Michell Type の Local Waves によるものを計算しておくことにより、(A-15) 式における y の影響 (局部波) を推定できる。

Appendix B

船の造る波の漸近的性質¹⁾

Longitudinal Cut Method による波形解析には無限に長い波形記録を必要とする。しかし現実には有限な長さの記録しか得ることができない。このため Longitudinal Cut Method には波形の打ち切り修正を必要とするが、そのために波形打ち切り点付近の船の造る波の性質を知ることが必要である。

船体表面上あるいは船体内にある分布面 S に分布された特異点 $\sigma(S)$ で船体が表わされるとする。この特異点分布 $\sigma(S)$ による造波特性は次の振幅関数

$$\begin{aligned} H(\nu \sec^2 \theta, \theta) &= \iint_S \sigma(S) \exp[\nu \sec^2 \theta \{\zeta \\ &\quad - i(\xi \cos \theta + \eta \sin \theta)\}] dS \\ &= P(\theta) + iQ(\theta) \end{aligned} \quad (\text{B-1})$$

で表わされる。船体の十分後方における自由波は

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= \frac{\nu}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cdot \sec^3 \theta [H(\nu \sec^2 \theta, \theta) \\ &\quad \times \exp\{i\nu \sec^2 \theta (x \cos \theta + y \sin \theta)\} \\ &\quad + \tilde{H}(\nu \sec^2 \theta, \theta) \\ &\quad \times \exp\{-i\nu \sec^2 \theta (x \cos \theta + y \sin \theta)\}] \end{aligned} \quad (\text{B-2})$$

ただし \tilde{H} は H の共役複素関数を表わす。

(B-2)式は $y/|x| < (1/2\sqrt{2})$ のとき $\nu R \gg 1$ ($R^2 = x^2 + y^2$) であれば、次のような漸近式で表わされる。

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= \nu \sqrt{\frac{2}{\pi |f''(\theta_1)|}} \text{Re} \left[H(\theta_1) \right. \\ &\quad \times \exp \left\{ i f(\theta_1) + i \frac{\pi}{4} \right\} \Big] \sec^3 \theta_1 \\ &\quad + \nu \sqrt{\frac{2}{\pi |f''(\theta_2)|}} \text{Re} \left[H(\theta_2) \right. \\ &\quad \times \exp \left\{ i f(\theta_2) - i \frac{\pi}{4} \right\} \Big] \sec^3 \theta_2 \end{aligned} \quad (\text{B-3})$$

ここで

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \nu R \sec^2 \theta \cdot \cos(\theta - \Theta) \\ f''(\theta) &= (1 - 2 \tan^2 \theta) \cdot f(\theta) \\ \tan \theta_1 \Big\} &= \frac{1}{4} (-\cot \Theta \pm \sqrt{\cot^2 \Theta - 8}) \\ \tan \theta_2 \Big\} & \end{aligned}$$

$|\cot \Theta| = \frac{1}{\delta} \gg 1$ を仮定し、 $O(\delta^4)$ の項を無視すると

$$\begin{aligned} \tan \theta_1 \Big\} &\doteq -\delta \\ \tan \theta_2 \Big\} &\doteq -1/2\delta + \delta \end{aligned}$$

となる。また $f(\theta)$ 等については

$$f(\theta_1) \doteq \nu x(1 - \delta^2), \quad f(\theta_2) \doteq \nu x \left(\frac{1}{4\delta} + \frac{\delta}{2} \right)$$

$$f''(\theta_1) \doteq \nu x \left(1 - \frac{5}{2} \delta^2 \right),$$

$$f''(\theta_2) \doteq \nu x \left(-\frac{1}{8\delta^3} + \frac{1}{2\delta} + \delta \right)$$

となり、(B-3)は次のように近似される。

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &\doteq \nu \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{(1 + \delta^2/4)}{\sqrt{\nu|x|}}} \text{Re} \left[H(\theta_1) \right. \\ &\quad \times \exp \left\{ i\nu x \left(1 - \frac{\delta^2}{2} \right) + i \frac{\pi}{4} \right\} \Big] \cdot \sec^3 \theta_1 \\ &\quad + \nu \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{2\sqrt{2}\delta\sqrt{y}}{\sqrt{\nu(1-4\delta^2)}}} \text{Re} \left[H(\theta_2) \right. \\ &\quad \times \exp \left\{ i\nu x \frac{1}{4\delta} (1 + 2\delta^2) - i \frac{\pi}{4} \right\} \Big] \cdot \sec^3 \theta_2 \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

さらに

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &\doteq \nu \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\nu|x|}}} \text{Re} \left[H(\delta) \exp \left\{ i\nu x + i \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ &\quad + \nu \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{2\sqrt{2}y^{3/2}}{\sqrt{\nu x}}} \text{Re} \left[H \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \right. \\ &\quad \times \exp \left\{ i\nu x \frac{1}{4\delta} - i \frac{\pi}{4} \right\} \Big] \end{aligned} \quad (\text{B-5})$$

船体から遠く離れた所では高周波の成分は大きくないと考えられるので、漸近波は (B-4) より

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= \nu \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{1 + \delta^2/4}{\sqrt{\nu|x|}}} \text{Re} \left[H(\delta) \right. \\ &\quad \times \exp \left\{ i\nu x \left(1 - \frac{\delta^2}{2} \right) + i \frac{\pi}{4} \right\} \Big] \end{aligned} \quad (\text{B-6})$$

と表わされるであろう。(B-1)式より $H(\delta)$ は

$$H(\delta) = P(\delta) + iQ(\delta) \\ = \sqrt{P^2(\delta) + Q^2(\delta)} \exp\{i\beta(\delta)\}$$

ここで $\beta(\delta) = \tan^{-1}\{Q(\delta)/P(\delta)\}$

と表わされるから(B-6)式は

$$\zeta(x, y) = \nu \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sqrt{P^2(\delta) + Q^2(\delta)}}{\sqrt{\nu|x|}} \left(1 + \frac{\delta^2}{4}\right) \\ \times \cos\left\{\nu x \left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right) + \frac{\pi}{4} + \beta(\delta)\right\} \quad (\text{B-7})$$

となる。

$$H_w(\delta) = \nu \sqrt{\frac{2}{\pi}} \{P^2(\delta) + Q^2(\delta)\}^{1/2} \left(1 + \frac{\delta^2}{4}\right) \quad (\text{B-8})$$

$$\varepsilon(\delta) = -\nu x \frac{\delta^2}{2} + \frac{\pi}{4} + \beta(\delta) \quad (\text{B-9})$$

と書くと(B-7)式は

$$\zeta(x, y) = \frac{H_w(\delta)}{\sqrt{\nu|x|}} \cos(\nu x + \varepsilon(\delta)) \quad (\text{B-10})$$

と表わされる。

以上により船の造る波の漸近的な性質は、振幅(B-8)、位相(B-9)周波数および減衰特性 $X^{-1/2}$ で特徴づけられることがわかる。

振幅関数 $P(\delta)$, $Q(\delta)$ が δ の小さいときゆるやかな変化をするとき、 $P^2(\delta) + Q^2(\delta)$ および $\beta(\delta)$ は $\delta \ll 1$ のときはば一定値をとる。そのとき(B-8)、(B-9)式により、 $H_w(\delta)$ と $\varepsilon(\delta)$ の変化を $\nu l = 8$, $y/l = 1$ ($l = L/2$, L : 船長) で、 x の異なる値で計算してみると **Table 2** のようになる。振幅の変化は非常に小さいが、位相の変化は無視できない。Longitudinal Cut Method における打ち切り修正は δ がある大きさを持つとき、(B-10)式で $\varepsilon(\delta) = \text{const}$ としたものより(B-7)式の方がより修正誤差が少なくなることが期待される。 δ の大きさによつて位相が変化する例を見てみる。**Fig. 18** に理論波形の $\varepsilon(\delta)$ を示す。この図は特異点分布が $m(x) = ax + bx^3$ に対応する M-8 船型の波につき $\varepsilon(\delta)$ を求めたもので、この場合、初期位相は $\pi/4$ となっており、当然なことながら、線型理論の波の性質を保持している。

船の十分後方の自由波の特性は、振幅、位相、および減衰特性の計測可能な物理量で特徴づけられることより、現実の波と理論の波の特性を比較することにより線型化された造波理論をチェックすることができる。

(172)

Table 2 Variation of Phase and Amplitude with X

\bar{X}	δ	Phase $K_0 L / 4 \cdot \bar{X}$ (rad)	Amplitude $\zeta_0(1 + \delta^2/4)$
4	0.25	1.0	1.0156 ζ_0
10	0.10	0.4	1.0025 ζ_0
16	0.062	0.25	1.0009 ζ_0
20	0.05	0.2	1.0006 ζ_0

Note $\bar{X} = \frac{2x}{L}$

$$\delta = \frac{Y}{X} \quad Y = \frac{L}{2}$$

ζ_0 : Wave Amplitude

$K_0 L = 16$ corresponding Froude Number

$F_n = 0.25$

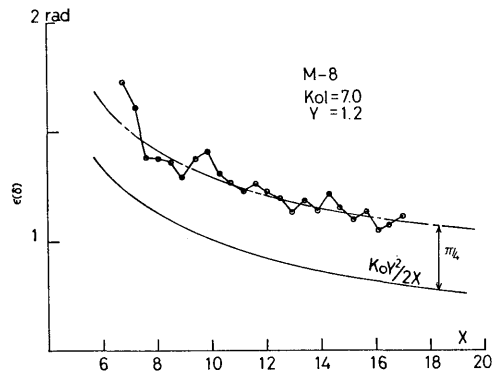


Fig. 18 Measured phase $\varepsilon(\delta)$ of M-8 at $K_0 l = 7.0$

Appendix C

打ち切り修正の方法について⁸⁾

Longitudinal Cut Method においては無限長さの波形記録を必要とするが、現実の問題として、水槽内で計測される船の波の記録は有限であるために打ち切り修正を行なう必要がある。船の波を船体より十分後方で測定したとすると、測定打ち切り点より後方の波は、波の漸近的な性質より

$$\zeta(x, y) \sim \frac{H_w}{\sqrt{\nu|x|}} \cos(\nu x + \varepsilon) \quad (\text{C-1})$$

ここで H_w および ε は定数

と表わされる。 H_w と ε がそれぞれ一定値とするためには $|x_m|$ (計測打ち切り点) が波形を記録している位置 y に比べて非常に大きくなければならない。この x_m と y との比 $\delta = |y/x_m|$ の自乗が無視できな

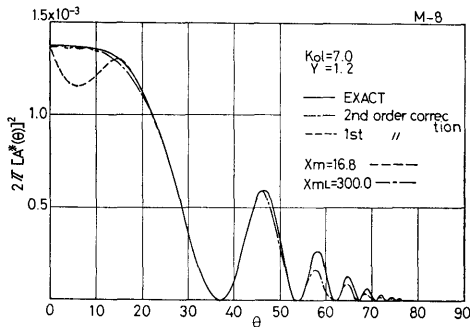


Fig. 19 Comparison of amplitude functions between 1st and 2nd order truncation corrections

い時、漸近波形は

$$\zeta(x, y) \sim \frac{H_w(\delta)}{\sqrt{\nu|x|}} \cdot \cos \left[\nu x \left(1 - \frac{\delta^2}{2} \right) + \frac{\pi}{4} + \beta(\delta) \right] \quad (C-2)$$

と表わされる。 $H_w(\delta)$, $\beta(\delta)$ は δ により大きく変化しないが、位相の修正量 $\nu(x\delta^2/2)$ は通常計測される (x_m , y) に対しては無視できない量である。Fig. 19 に打ち切り修正として (C-1) と (C-2) 式を使用した場合の Energy Spectrum の比較を行なった。1st order correction は (C-1) 式を使ったものであり、2nd order correction は (C-2) 式を使用したものである。その違いは明らかである。すなわち (C-1) 式による修正では $\theta < 20^\circ$ での修正が十分ではなく、(C-2) 式を使うべきことが理解される。(C-2) 式の位相は周波数 ν に対して $\left(1 - \frac{\delta^2}{2} \right) \approx 1$ の修正を必要とすることを意味するので、 θ の小さい領域での修正を表わしていることがわかる。なお Fig. 19 の計算に使われた波形は Havelock type の自由波によるものであるので、厳密な値に対して高周波の領域で誤差がでている。

この例のように θ の小さな時、振幅関数の値が大きくなるような場合には、波形打ち切り点 (x_m) を非常に大きくとり (C-1) 式を使うか、または (x_m) がそれほど大きくとれないときは (C-2) 式を使って打ち切り修正を行なう必要がある。しかし振幅関数が θ の小さなとき、小さな値しかとらない時には (C-1) 式による打ち切り修正でも十分である。なぜならば (C-2) 式による打ち切り修正は θ の小さい時にきいてくるから、 θ の小さな値で振幅関数が本来小さければ修正量もまた少ないことが期待されるからである。次にこのことを S-201 の実験からの例で見てみる。Fig. 20 に打ち切り点を大きく変化したときの Energy Spectrum を示す。 $\theta \approx 0$ で Energy Spectrum が小さいので (C-1)

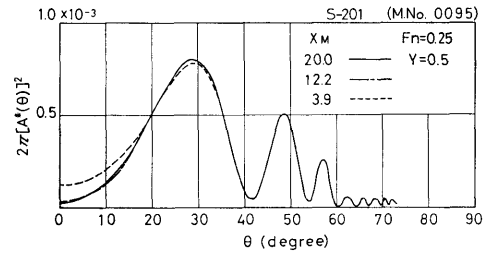


Fig. 20 Comparison of amplitude functions among differently truncated points

による修正で十分であることを示している。

Longitudinal Cut Method による波形解析は以上で見るように。理論的な計算方法においては問題がないことが理解される。Local Wave による誤差は、すべての波形解析に共通な問題であるので、Longitudinal Cut Method ではこの方法に固有な問題点 (打ち切り修正) が解決されれば問題が無いことになる。打ち切り修正に (C-2) 式を使用することにより δ がある程度大きくても実用上の誤差は非常に小さくなり、ほとんど打ち切り修正の誤差は Longitudinal Cut Method では問題ではなくなることが期待される。

参考文献

- 1) 田中, 足達, 尾股: INUID 相似模型による波形解析の研究, 造船学会論文集 128号 1970年 pp. 221~231.
- 2) 足達宏之: 船首バルブの波形解析, 船研講演概要第18回 1971年 pp. 144~147.
- 3) T. Inui: Study on Wave-Making Resistance of Ships, 60th Anniversary Series, Soc. Nav. Arch. Japan. Vol. 2, 1957.
- 4) 丸尾孟, 早寄和幸: 一樣な伴流による波の変形について, 造船学会論文集 132号 1972年 pp. 51~62
- 5) O.M. Faltinsen: Wave Forces on a Restricted Ship in head-sea waves, Doctor-Thesis University of Michigan Ann. Arbor, Michigan 1971.
- 6) 花岡達郎: 定常造波抵抗理論の基礎問題, 造船学会論文集89号 1951年 pp. 15~21.
- 7) J. N. Newman: The Determination of Wave Resistance from Wave Measurements along a Parallel Cut, International Seminar on Theoretical Wave Resistance, Ann Arbor, Michigan 1963.
- 8) 足達宏之: Newman-Sharma 法における打ち切り二次修正, 船研講演概要第16回 1970年