(昭和 54 年 5 月 日本造船学会春季講演会において講演)

船体各部から発生する素成波の伝播特性に 及ぼす局所流の影響

正員 中 村 重 郎* 正員 乾 崇 夫**
正員 梶 谷 尚**

Local Non-Linear Free Surface Effects for Hull Generating Elementary Waves

by Shigero Nakamura, *Member* Takao Inui, *Member*
Hisashi Kajitani, *Member*

Summary

The local non-linear free surface effects acting upon hull generating elementary waves are surveyed. Through the simplification of the exact free surface condition, the basis of the non-linear theory, the low speed theory and the linear theory is characterized.

A non-linear wave theory developed as an extension of the geometrical optics is presented. The propagation of elementary waves generated on the hull from bow through stern is numerically traced. The non-linear effects integrated along the passage of waves in the non-uniform double body flow are discussed.

Based upon the asymptotical expression for free waves far rear the ship where the remained non-linear effects are taken into account, wave resistance is evaluated for an Inuid model. Less prominent humps and hollows of the calculated wave resistance coincide fairly well with the towing test results within the moderate Froude numbers.

1 緒 言

船体造波の問題で従来広く用いられてきた線形理論は、自由表面条件を線形化して得られた理論であるが近年にいたって、その重大な欠陥が指摘されるようになった¹⁾。すなわち自由表面条件の線形化は、結果として船の排除効果が波の発生伝播に与える影響を無視していることが明らかになった。粘性の影響を度外視しても、実験から得られる造波抵抗係数曲線は、薄い船から有限の幅を有する船になるに応じて、線形理論による予測よりはるかに小さいハンプホローを示し、横波成分が著しく小さくなることが知られている²⁾。線形理論の枠内に止まり、これを補正する形で実際とのギャップを埋めようとする試み³⁾は以前にもかなりなされてきたが、この種の手段にはおのずと限界があり、設計者が意図するおりの造波干渉を起こさせ、波の少ない船型を求める理論としては不十分である。

歪座標を用いたり、特別の座標変換によって実際の非線形な造波場（物理空間）を線形な薄い船の場合（思考空

間）に写像させて考えるものとして Guilloton 法⁴⁾が、また、波の表示は線形波動の重ね合わせとするが、振幅決定の過程に自由表面条件の非線形項の影響を取り入れる、馬場、丸尾の低速造波理論⁵⁾があげられる。これらは線形性のもたらす利便さを保持してなお非線形影響を含ませようとするものであるが、波形の非線形性を表わしていない点がどう影響するか問題である。

著者らは先に屈折率が連続して変化する媒質内の光波を扱う幾何光学の考えを基礎に、局所流の影響を考慮した新しい造波理論の展開を試みた⁷⁾。船体まわりの局所流は低速においては二重模型流れであるとし、船首波と船尾波が伝播の過程で受ける“ゆがみ”を明らかにし、局所影響を含む造波抵抗算定式を提案した。さらに幅シリーズの3隻の Inuid 模型 M6, M7, M8 の造波抵抗を求め船幅の増大とともに強くなる非線形影響が、中低速において実験結果ともかなりよく対応することが明らかとなった。

船のつくる波は巨視的には船首尾からのみ発生しているように見え、事実低速においては船首尾端の形状が波および造波抵抗を決定する要因となるが、実際には船体の各位置から出る波が寄せ集まって上記のように見える。

* 日立造船(株)本社造船基本設計部

** 東京大学工学部

この意味からすれば上記の造波抵抗算定法は、船体各部から出る波に船首尾波に対する局所影響を適用したことになる近似的な処理といえる。

本研究は船体各部から出る波の伝播特性を3隻のなかで最も幅の広い M8 について求め、造波に対するより精確な局所非線形影響を考察したものである。

2 非線形自由表面条件

厳密な自由表面条件から出発し、その簡略化の過程を通して船体造波における局所非線形影響の物理的意味を考察する。一定速度 U_0 で進む船に座標系をおき、船長船尾方向に x 軸を、鉛直上方に z 軸、これらに直角に y 軸をとり、船による自由表面の変形を $z=\zeta(x, y)$ 、船体まわりの流速を $U(u, v, w)$ (u は一様流 U_0 を含む) とすると自由表面上の物理的条件・運動学的条件から、

$$U_0^2/2 = g\zeta + P/2 \quad (1)$$

$$\zeta_x \cdot u + \zeta_y \cdot v - w = 0 \quad (2)$$

ただし $P = u^2 + v^2 + w^2$, suffix x, y は偏微分を表わす。(1) 式を x, y で微分 (2) 式に代入して ζ_x, ζ_y を消去すると厳密な自由表面条件式が得られる。

$$2gw + u \cdot P_x + v \cdot P_y + w \cdot P_z = 0, \quad (\text{on } z = \zeta) \quad (3)$$

(3) 式はこのままでは解くことがむずかしいので、物理的特性をなるべく生かした形での簡略化をはかる。問題を低速に限り、自由表面の変位が微小であると仮定すれば、船体周りには二重模型流場 $U_r(u_r, v_r, w_r)$ が形成され、(3) の係数では $2g > u > v > w$ の順に小さくなり $w \cdot P_z$ や、第2、第3項の $w \cdot w_x, w \cdot w_y$ は省略してよいと考えられる。これより低速の自由表面条件式が得られる。

$$gw + u^2 u_x + uv(u_y + v_x) + v^2 v_y = 0, \quad (\text{on } z = \zeta) \quad (4)$$

(4) 式で v を無視し、 u はほぼ U_0 で代表できるとす

Fig. 1 Comparison of (u, ζ) and $(w, \zeta_x, -u_x)$

Fig. 2 Comparison of v on lateral line ($x/l = -0.45, z/l = -0.04$)

れば、従来の線形自由表面条件式が得られる。

$$gw + U_0^2 u_x = 0, \quad (\text{on } z = 0) \quad (5)$$

著者の一部は、かつて船体近傍の流速・波高を実測し (1) 式、(5) 式の条件が現実にとどの程度成り立つものか、また横方向の流速 v を計測し、(5) 式を満たす線形理論による計算値とどの程度合うかを検討した^{8), 9)} (Fig. 1, 2, $U = U_0$)。著者らは

(1) Fig. 1 によって自由表面条件の線形化は許される仮定である。

(2) Fig. 2 における v の実測結果が理論と異なる原因は自由表面条件の線形化以外に帰すべきである。

と結論したが、これは重大な過ちであった。Fig. 1 のような比較で仮に ζ/l (実測) と $-(k_0 l)^{-1} \cdot u/U$ (実測)、あるいは $\partial/\partial x (\zeta/l)$ (実測) と w/U (実測) が一致したとしても、船体排除効果による局所流の曲がりの影響はかくれて explicit には出てこない。すなわち Fig. 1 の比較でこれらが一致したからといって線形化の仮定が許されるとするのは早計であった。(必要条件ではあっても十分条件ではなかった。) 速度場 (u, v, w) も波形 $(\zeta, \partial\zeta/\partial x)$ もすべて同じ場所での実測値と理論値とを比較して、その一致の程度を調べる必要がある。この意味では Fig. 1 よりも Fig. 2 の比較法の方がより正しい情報を与えるものといえる。当時われわれは自由波成分に対する船体の排除効果は船型を表わす特異点分布で十分表現されていると考え、線形理論と実流場との不一致はそれ以外の原因 (例えば line integral) によるものと考えていた。しかしその後、堤・日下らの研究により、line integral の影響の本質があきらかになると同時に、排除効果が直接、(4) 式の第3、4項によ

って造波の機構そのものに影響すること、

線形条件の (5) 式では排除効果がまったく無視されていることを再認識するにいたった。

ここで上記の論文ならびにこれに続いて発表した論文における誤りを指摘しておく。

文献 8: 高次船型の流場解析 (造論 135 号, 1974, 5 頁, 下から 16 行目)

現在の造波抵抗理論が実際の造波現象を必らずしも十分忠実に再現しえない主たる理由は, 少なくとも自由表面条件の線形化にあるのではなく, その原因は他に求めるべきである。

文献 9: Velocity Field Measurements Applied for Analysis of Ship's Wave-Making Singularities (10th ONR Symp. 1974, p.554 left col., 4 lines from below)

The main reasons why the present theory of wave making resistance cannot necessarily give the enough explanation to the actual wave making phenomenon should not be attributed at least to the linearization of free surface conditions

文献 10: 局所流を考慮した航走波の解析 (造論 138 号, 1975, 40 頁, 上から 2 行目)

線形化された 2 種類の自由表面条件は実流場においてほぼ正しく成立している。

文献 11: Hull Form Design, Its Practice and Theoretical Background (ISWR, 1976, p.178, left col. 12 lines from below)

Same with Ref. 9

もとに戻って (4) 式を満足する解を求める。速度成分を二重模型流速と波動項に分け ($u=u_r+u', \dots$), Ogilvie¹²⁾ が示した低速での波の属性を入れて簡略化すると,

$$g(w+w') + u_r^2(u_{rx}+u'_x) + 2u_rv_r(u_{ry}+u'_y) + v_r^2(v_{ry}+v'_y) = 0, \quad (\text{on } z=\zeta_r) \quad (6)$$

ダッシュを削り, 既知の項を右辺に移すと,

$$\begin{aligned} gw + u_r^2u_x + 2u_rv_ru_y + v_r^2v_y \\ = -g(w_r + u_r^2u_{rx} + 2u_rv_ru_{ry} + v_r^2v_{ry}) \\ = g \cdot D(x, y), \quad (\text{on } z=\zeta_r) \end{aligned} \quad (7)$$

ただし

$$D(x, y) = (\zeta_r \cdot u_r)_x + (\zeta_r \cdot v_r)_y \quad (8)$$

$$\zeta_r = (U_0^2 - u_r^2 - v_r^2)/2g \quad (9)$$

馬場ら⁵⁾ および Newman¹³⁾ が導いた式が得られ, これは低速造波理論 (Low Speed Wave Resistance Theory) の出発点となる式である。

さらに線形理論の立場まで簡略化してみる。(4) 式で新記号 $v(u, v, w) \rightarrow v(U_0+u', v', w') \rightarrow v(U_0+u, v, w)$ を用いると,

$$gw + 1/2 \cdot (\overline{U_0+u} \cdot \partial/\partial x + v \cdot \partial/\partial y) \cdot (\overline{U_0+u^2+v^2}) = 0 \quad (10)$$

すなわち

$$\begin{aligned} g \cdot w + U_0^2 \cdot u_x + 2U_0u \cdot u_x + u^2 \cdot u_x + 2\overline{U_0+u} \cdot v \cdot u_y \\ + v^2 \cdot v_y = 0, \quad (\text{on } z=\zeta) \end{aligned} \quad (11)$$

従来の線形理論を適用するため, 上式の第 1, 2 項に含まれる波動項のみを残し他を二重模型の流速 (u_r, v_r) で近似すると,

$$\begin{aligned} g \cdot w + U_0^2 u_x = -U_0^2 u_{rx} - 1/2 \cdot (\overline{2U_0+u_r} \cdot \partial/\partial x \\ + v_r \cdot \partial/\partial y) (u_r^2 + v_r^2) \\ - w_{rz}/2 \cdot (2u_r + u_r^2 + v_r^2), \quad (\text{on } z=0) \end{aligned} \quad (12)$$

となり丸尾の準線形的取扱いの式と一致する。

局所非線形影響を含む自由表面条件は (4) 式, (7) 式であって, これらの式の左辺第 3, 4 項, つまり船の排除効果を無視すれば線形理論の非斉次問題としての (12) 式が得られる。馬場は (7) 式から出発したが造波抵抗を求める段階で結果的に上記排除効果を省略したため, (12) 式と同じ解を得た。(12) 式を満足する波動の造波機構には局所流の影響は含まれておらず, 線形な解に非線形項のもつ量的影響を加えた形で問題が処理されている。このように非線形問題を線形化して扱う場合, 物理特性がそこなわれないかどうかよく検討しておく必要がある。

3 幾何光学からみた造波現象

船体造波の非線形現象, とくに波の伝播特性は幾何光学の考えでよく説明できる。排除効果のない均一流場では, 一つの波 (素成波) は規則正しい一定の波長で直線的に伝播するが, 局所流があると波の屈折が起こる。定常の波動関数 $\phi(x, y, t)$ の振幅を $A(x, y)$, 位相を $\varphi(x, y)$, k_0 を基本波数として次のように表わし,

$$\phi(x, y, t) = A(x, y) \cdot \exp[ik_0\{ct + \varphi(x, y)\}] \quad (13)$$

媒体の不均一度を $n(x, y)$ とした波動方程式,

$$\partial^2 \phi / \partial t^2 = c^2 / n^2 \cdot \nabla^2 \phi \quad (14)$$

に代入すると

$$\begin{aligned} k_0^{-2} \cdot \Delta A + ik_0^{-1} \{2(\nabla A \cdot \nabla \varphi) + A \Delta \varphi\} \\ - A \{(\nabla \varphi)^2 - n^2\} = 0 \end{aligned}$$

k_0 が大きいとき, すなわち低速では幾何光学におけるアイコナル方程式 ($\nabla \varphi^2 = n^2(x, y)$ が得られる¹⁴⁾。(13) 式で $\omega = k_0 c$ とし ϕ の周期項を分離 $\phi = \exp(i\omega t) \cdot \Phi$ と書けば, (14) 式は時間に依存しない Schrödinger の波動方程式

$$\{\nabla^2 + k_0^2 n^2(x, y)\} \Phi(x, y) = 0 \quad (15)$$

となる。このとき $n(x, y)$ は場所に応じてゆっくり変化する二重模型流場に対応する。 $n(x, y) = 1$ のときは均一流場の波の伝播を与える。

3.1 線形波動場

均一流場での波動は Helmholtz の式で与えられる,

$$\{\nabla^2 + k_0^2\} \phi(x, y) = 0 \quad (16)$$

船の波は重力による表面波であり, 水平に伝播するとする。このとき $\phi(x, y, z)$ を速度ポテンシャルとし, 変数分離で $\phi = \phi_1(x, y) \cdot \phi_2(z)$ とおくと, $\Delta\phi = 0$ より,

$$\left[\left\{ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + k_0^2 \right\} + \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_0^2 \right\} \right] \times \phi_1(x, y) \cdot \phi_2(z) = 0 \quad (17)$$

これより

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y) &= \exp\{ik_0\varphi(x, y)\} \\ &= \exp\{ik_0(x \cos \theta + y \sin \theta)\} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\phi_2(z) = \exp(k_0 z) \quad (19)$$

(18), (19) 式を線形自由表面条件 (5) 式に代入すると,

$$(ik_0 \cos \theta)^2 \phi(x, y, z) + g/U_0^2 \cdot k_0 \phi(x, y, z) = 0 \quad (20)$$

あるいは $k_0 = g/U_0^2 \cdot \sec^2 \theta = K_0 \sec^2 \theta$, これより素成波の速度ポテンシャルは A を振幅として,

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &= A \cdot \exp[K_0 \sec^2 \theta \\ &\quad \{z + i(x \cos \theta + y \sin \theta)\}] \end{aligned} \quad (21)$$

全体として,

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A(\theta) \exp[K_0 \sec^2 \theta \\ &\quad \times \{z + i(x \cos \theta + y \sin \theta)\}] d\theta \end{aligned} \quad (22)$$

3.2 非線形波動場

局所流がある場合は (15) 式の波動方程式が支配する。このとき $\phi = \phi_1(x, y) \cdot \phi_2(x, y, z)$ とおくと,

$$\begin{aligned} \left\{ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + k_0^2 n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right. \\ \left. - k_0^2 n^2(x, y) \right\} \phi_1(x, y) \cdot \phi_2(x, y, z) = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

$\phi_2(x, y, z)$ の解として次のようにおく,

$$\phi_2(x, y, z) = \exp[k_0 \cdot n(x, y) \cdot z] \quad (24)$$

Schrödinger の場を満足する $\phi_1(x, y)$ の位相関数 $\varphi(x, y)$ がわかったとすれば,

$$\phi_1(x, y) = \exp\{ik_0\varphi(x, y)\} \quad (25)$$

これらを (23) 式に代入,

$$\begin{aligned} k_0 n^2 - k_0 [\nabla\varphi]^2 - 2iz(\varphi_x n_x + \varphi_y n_y) \\ - z^2 n^{3/2} (\nabla n)^2 = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

$n(x, y)$ は slowly varying であるから $n \gg n_x, n_y$ とすると,

$$n^2(x, y) = (\nabla\varphi)^2$$

速度ポテンシャルは,

$$\phi(x, y, z) \equiv \exp[k_0(|\nabla\varphi|z + i\varphi)] \quad (27)$$

これを非線形の自由表面条件式 (4) に代入, 最低次の項のみをとると,

$$k_0 = g|\nabla\varphi|/(u_r\varphi_x + v_r\varphi_y)^2 = g\sqrt{\varphi_x^2 + \varphi_y^2}/(v_r \cdot \nabla\varphi)^2 \quad (28)$$

$\nabla\varphi/|\nabla\varphi|$ は波頂線に垂直な方向の単位ベクトルで, $(v_r \cdot \nabla\varphi)/|\nabla\varphi|$ は二重模型流場 v_r の波頂に直角の成分となるから, これを V_{rn} と表わすと局所波数は,

$$k = k_0 n(x, y) = k_0 |\nabla\varphi| = g/V_{rn}^2 \quad (29)$$

波頂線が x 軸となす角を γ とすれば $V_{rn} = u_r \sin \gamma - v_r \cos \gamma = c_p$ (位相速度) となって, 局所波数が局所流速で決まることがわかる。

このように連続の条件, 波動方程式, 自由表面条件式から, 自由波の解の形式 (27) 式が求められ, Ursell の仮定が得られることがわかる。 $v_r(u_r, v_r)$ は船のはるか後方で一様流 $(U_0, 0)$ となり, そこの位相関数を φ_∞ と記せば, 波の屈折, 伸縮はなく, 速度ポテンシャル ϕ_∞ は漸近的に次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \varphi_\infty(x, y) &= x \sin \gamma_\infty - y \cos \gamma_\infty \\ k_\infty &= g/(U_0 \sin \gamma_\infty)^2 \\ |\nabla\varphi| &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \phi_\infty(x, y, z) &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A(\theta_0) \exp[k_\infty \{z + i(x \sin \gamma_\infty \\ &\quad - y \cos \gamma_\infty + \varepsilon)\}] d\theta_0 \end{aligned} \quad (31)$$

ここに $A(\theta_0)$ は素成波 θ_0 が発生時に有していた波振幅, また均一流場では $r(x, y, \theta_0) = r_0(\theta_0) = \pi/2 + \theta_0$ となる。

(31) 式は形式においては線形理論と同じであるが, 局所流があるときは, 波の伝播とともに, 波頂傾斜 $r(x, y, \theta_0)$ や位相 $\varphi(x, y, \theta_0)$ に特性曲線に沿う, 通過残存効果が起こるため異なってくる。局所影響は単に船体まわりのみでなくはるか後方に及ぶのであって, 写像や歪座標で線形理論の波模様を局所流の部分だけ歪ませただけでは通過残存効果はでてこない。

4 解 析

船体各部から発生する素成波の伝播特性を計算し, ケルビンパターンおよび造波抵抗を算定し実測と比較する。これらの解析を通して船体造波における局所非線形影響を考察する。

4.1 供試船型

解析は単純 Inuid 船型 M6, M7, M8 のうち, 最も幅の広い M8 について行なった。本船型の等価特異点分布は次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} 4\pi m(\xi', \zeta') &= -2.50105\xi' + 2.28210\xi'^3 \\ -1(\text{FP}) &\leq \xi' \leq 1(\text{AP}) \\ -0.08 &\leq \zeta' \leq 0 \end{aligned} \quad (32)$$

4.2 波動伝播特性

船体まわりには二重模型流場が形成され, この局所流中を波が伝播するとして, 波頂線の変化, 波動エネルギーの伝播軌跡を求めた。計算は S.S. 10(FP), $7^{1/2}$, 5, $2^{1/2}$, 0(AP) から出る素成波について行なった。結果を Fig. 3a~3e に示す。図には線形理論による伝播特性も

Fig. 3a Elementary wave with crest angle from
FP (M 8)

Fig. 3b Do from SS 7¹/₂

Fig. 3c Do from SS 5

Fig. 3d Do from SS $2\frac{1}{2}$

Fig. 3e Do from AP

示す。船首横波は外方にずれ、波頂線は x 軸方向に傾斜している。同様の傾向は船尾波にもみられる。しかし、これらの中間から発生する素成波については逆の傾向がみられる。

4.3 ケルビン波

局所波数は局所流速で決まるので、波動エネルギー伝播曲線に沿って位相を計算した。局所流を無視した場合は各素成波のもつ波長は一定で規則正しい配列の位相面が現われ、ケルビン波と呼んでいる。これに対し局所流がある場合は一つの素成波でも、伝播の過程で波長が変化し等間隔とならないため、ゆがんだケルビン波が得ら

れる。その模様を横波成分について Fig. 4a~4c に示す。これらの図からも船首波が外方に、中間波が内側にくることがわかる。Fig. 5 は実測波紋と船首波のケルビン波（山谷）の比較図である。局所流の影響を考慮した非線形ケルビン波が実測の八字波とよく合っていることがわかる。

4.4 造波特性

局所非線形影響を含む自由波の速度ポテンシャルは、(31) 式の形で漸近表示されることがわかった。造波抵抗を求めるには船固有の振幅関数を知る必要がある。本解析では船の造波特異点について次のように考え造波抵抗

Fig. 4a Deformed Kelvin pattern from FP ($M 8, K_0 L = 12$)

Fig. 4b Do from SS 5

Fig. 4c Do from AP

Fig. 5 Measured wave contours and calculated Kelvin patterns

を求めた。はるか後方の船の波は (31) 式の線形なパターンであり、船体からここにいたるまでは波動エネルギー保存則が成立つと考えられる。とすれば局所影響を受けたこれらの波は、結局はるか後方の線形な波のパターンに必要とされる波動エネルギーが波源で供給されていることになる。すなわち (31) 式に漸近する線形な自由波の速度ポテンシャル ϕ_F を考えると、

$$\begin{aligned} \phi_F = & -4 \int_{-l}^l \int_{-t}^0 m(\xi, \zeta) d\xi d\zeta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{K_0}{\sin^2 \gamma_\infty} \\ & \cdot \exp[K_0 \bar{z} + \zeta / \sin^2 \gamma_\infty] \\ & \cdot \sin \left[\frac{K_0}{\sin^2 \gamma_\infty} \{ (x - \xi) \sin \gamma_\infty - y \right. \\ & \left. \cdot \cos \gamma_\infty + \varepsilon(\theta_0, \xi) \} \right] d\theta_0 \end{aligned} \quad (33)$$

ここで $\gamma_\infty = \gamma_\infty(\theta_0, \xi)$ の逆関数を用いると (以下 ∞ を略), $\theta_0 = H(\gamma, \xi)$, $d\theta_0 = [dH(\gamma, \xi)/d\gamma] d\gamma$, 変数変換 $\gamma = \pi/2 + \theta$ を行なうと $d\theta_0 = [dH(\gamma, \xi)/d\theta] d\theta$, (33) 式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_F = & -4 \int_{-l}^l \int_{-t}^0 m(\xi, \zeta) d\xi d\zeta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{dH(\theta, \xi)}{d\theta} \\ & \cdot K_0 \sec^2 \theta \cdot \exp(K_0 \bar{z} + \zeta \sec^2 \theta) \\ & \cdot \sin[K_0 \sec^2 \theta \{ x - \xi \cos \theta + y \sin \theta \\ & + \varepsilon(\theta, \xi) \}] d\theta \end{aligned} \quad (34)$$

(34) 式には、各素成波が伝播過程で受けた通過残存効果に基づき、素成波重み関数 $dH(\theta, \xi)/d\theta$ と位相差関数 $\varepsilon(\theta, \xi)$ を含んでいる点が線形理論と異なる。これまでは (34) 式で $H(\theta, \xi)$, $\varepsilon(\theta, \xi)$ の ξ による変化は小さいとして船首尾位置での関数を適用していた⁷⁾。今回これらの ξ による変化を考察した。Fig. 3 から得た $dH(\theta, \xi)/d\theta$ を Fig. 6a に、線形非線形ケルビン波の比較から得た $\varepsilon(\theta, \xi)$ を Fig. 6b に示す。ただし線形ケルビン波も船体表面から出るとして位相差を求めた。

4.5 振幅関数と造波抵抗

(34) 式の速度ポテンシャルから自由波を求め重率振幅関数を求めた (Fig. 7a, b)。比較のため図には、線形

Fig. 6a Weighting function for elementary waves (M8)

Fig. 6b Function of phase shift for elementary waves (M8)

理論による結果、船首尾波に対する非線形影響を適用した結果、および N-S 法による実測波形解析結果も示した。今回の方法は実測波形の解析結果に近く、横波も目立たなくなっていることがわかる。船首尾波の重み関数を適用した結果と今回の方法とでは、いくらか今回の方が実測に近いといえるかも知れない。さらに造波抵抗係数を求めた (Fig. 8)。今回の結果が $F_n = 0.3$ 以下で水槽試験結果に近いことがわかる。本計算には、船尾にお

Fig. 7a Weighed amplitude functions
(M8, $K_0L=12$)

Fig. 7b Do (M8, $K_0L=14$)

Fig. 8 C_w - F_n Curves (M8)

ける粘性影響は含まれておらず、もし粘性影響を考慮すればさらに実測に近づくことが期待される。なお $F_n > 0.3$ 以上で、実験結果と異なってくるのは本理論が波長の短い幾何光学的特性に根ざしたものであるため適用範囲は低速に限られるものと考えられる。

5 結 言

(1) 厳密な自由表面条件式の簡略化の過程を通じて、定常造波における局所非線形影響を考察し、船自身の排除効果が自由表面条件を介して造波の非線形性を招くことを指摘した。

(2) 幾何光学の考えを基に、低速における船の非線形造波の説明を試みた。

(3) 船体各部から発生する素成波の伝播特性を計算し波の“ゆがみ”を明らかにし、造波特性に影響する素成波重み関数、位相差関数を求め、局所影響を考慮した造波抵抗曲線を求め、 $F_n < 0.3$ において、実測結果と比較的良好一致をみた。

本研究を実施するにあたって、第4章の計算は高橋雅之・宮本 篤両工学士に担当していただいた。また本研究は一部文部省の科研費に、計算は東大大型計算機によった。関係各位に厚くお礼申しあげます。

参 考 文 献

- 1) Inui, T. : Introductory Remarks, Int. Seminar on Wave Resistance (ISWR), Tokyo (1976).
- 2) 乾 崇夫, 梶谷 尚 : 単純船型の船首波波形解析, 日本造船学会論文集, 124 号 (1968).
- 3) 茂里一祐, 乾 崇夫, 梶谷 尚 : 船側波形による造波特性解析とその船型計画への応用, 日本造船学会論文集, 132 号 (1972).
- 4) Gadd, G.E. : Wave Resistance Calculations by Guilloton's Method, TRINA, Vol.115 (1973).
- 5) Baba, E. and Takekuma, K. : A Study on Free Surface Flow around Bow of Slowly Moving Full Forms, JSNA Japan, Vol. 137 (1975).
- 6) Maruo, H. : Wave Resistance of a Ship with Finite Beam at Low Froude Numbers, Bulletin of Fac. of Eng., Yokohama National University, Vol. 26 (1977).
- 7) Inui, T. and Kajitani, H. : A Study on Local Non-Linear Free Surface Effects in Ship Waves and Wave Resistance, Schiffstechnik, Bd 24 (1977).
- 8) 北沢孝宗, 乾 崇夫, 梶谷 尚 : 高次船型の流場解析, 日本造船学会論文集, 135 号 (1974).
- 9) Kitazawa, T., Inui, T. and Kajitani, H. : Velocity Field Measurements Applied for Analysis of Ship's Wave-Making Singularities, 10th ONR Symp. Cambridge (1974).

- 10) 岡村英邦, 乾 崇夫, 梶谷 尚: 局部流を考慮した航走波の解析, 日本造船学会論文集, 138 号 (1975).
 - 11) Inui, T. and Kajitani, H. : Hull Form Design, Its Practice and Theoretical Background, ISWR, Tokyo (1976).
 - 12) Ogilvie, T.F. : Wave Resistance : The Low Speed Limit, The U. of Michigan (1968).
 - 13) Newman, J.N. : Linearized Wave Resistance Theory, ISWR, Tokyo (1976).
 - 14) Born, M. : Optik, Springer Verlag, Berlin (1933).
-