(昭和 50 年 11 月日本造船学会秋季講演会において講演)

局部流を考慮した航走波の解析

正員 岡 村 英 邦* 正員 乾 崇 夫**
正員 梶 谷 尚**

Analysis of Ship Waves Propagating on a Non-Uniform Flow

by Hidekuni Okamura, *Member* Takao Inui, *Member*
Hisashi Kajitani, *Member*

Summary

The distortion and the outward convection of the bow wave pattern due to the disturbance velocity of the ship hull itself is studied based upon the Ursell's wave trace theory.

The flow line of wave energy for each elementary wave is traced and local changes of both the wave length and the wave crest line are calculated to give eventually the Kelvin's ship wave pattern.

The local variation in wave amplitudes is considered in relation to the conservation law of wave energy.

Results are applied to the analysis of the bow wave pattern of the car ferry "SHIRETOKO" at $F_n=0.258$.

The analysis indicates that ;

- (1) Subject to the local disturbance velocity of the existing hull, each elementary wave propagates with convection changing its flow direction and amplitude.
- (2) The Kelvin pattern calculated on the double model flow yields the deformed but more realistic wave feature.
- (3) The analyzed bow wave pattern of "SHIRETOKO" gives a good agreement with the measured.
- (4) The present analysis suggests the necessity of introducing the local dependencies of the wave phase and amplitude. The current wave analysis assuming the linear propagation of ship waves must be reexamined.

1 航走波の伝播と基礎流場

波形解析・流場解析を通して、船が存在するときの実際の波動流場と、これに対応する理論モデルとを詳細に比較すれば、非粘性の仮定が現実にはほぼ成り立つとされる船首波の伝播領域において、なお、両者間に無視できないズレがあることが認められる。とくにこのズレの影響は、最適船型を計画する場合に顕著に現われてくるため、東大水槽では、各種の実験・解析手段に訴え、実流場の船体造波機構の解明をめざすと共に、その結果を船型計画の理論補正にフィードバックさせることに努めてきた。

実際、船首(自由)波について、在来の線型理論では説明しにくい実測波形の特徴¹⁾をあげると、次の3点に要約される。(一例として単純 Inuid 船型²⁾ M-8 の波紋の比較を Fig.1 に示す。)

- (1) 実測波紋は、ほぼ船の半幅だけ外方に押し出され、かつ位相が前進する。
- (2) 波頂線 (wave crest line) がかなりねている。
- (3) 横波 (transverse wave) は目立たない。

* 日立造船(株)本社第一造船基本設計部

** 東京大学工学部

また先頃行った高次船型の流場解析の結果⁹⁾は示唆に富むものであった。

(4) 線型化された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。

(5) 船体まわりの横方向流速成分を、ポテンシャル流場の観点から考察すると、特異な挙動があることが認められる。船側での力学的条件を満足するよう、つまり実測流場に合わせるよう、理論解を定めても、そのすぐ外側(船体側からみて)の波動流場では理論と実際の間に、ズレが生じてくる。

とくに(5)は、実際の波動流場を、在来の線型理論を前提とした境界値問題として扱うことに疑問を懐かせる。つまり、これまでの線型造波抵抗理論の構造に見直しをすべき点があることを示唆したものと考えられる。ただ上述の理論解析では、自由表面を貫通した水上船について、流体を完全に囲む自由表面上の境界面が考慮されていなかった。このため、線型理論の範囲で、いわゆる、線積分を含む最も厳密な形でのポテンシャル流場⁴⁾を求め、その合事実性を検討すると同時に、上記(1)~(5)の特徴を説明しうる新しい考え方について、その可能性を問うてきた。

結局、在来の線型理論は、船の波の伝播に関して、船体の存在を無視した理論であったといえる。線型理論では一様流における素解(Green関数)を求め、船体各部の形状または特異点密度に応じて重ね合わせているが、船体が実在する流場では、船体まわりに局部流が生じ、航走波(後続自由波)はこの中を伝播すると考えられる。その結果波長も、波頂線の位置方向も、ひいては波動エネルギーの伝播方向も、基礎流場の影響を受けて刻々と変化することが予想される。

今回、船体のまわりには、double model flowがあると見做し、船首波がこの基礎流場を伝播すると考えることによって、前記実測波紋の特徴をかなりよく表現できる見通しが得られたので考察結果を報告する。以下この小論では、問題を波動の伝播に限り、局部不均一流がある場合の波動の位相面の变化と振幅の変化を考察する。さらにその結果を、日本沿海フェリー(株)所属のフェリー「しれとこ丸」の航走波に適用した結果について述べる。

2 Ursell の波形伝播モデル

1960年、F. Ursell¹⁰⁾は、ゆっくりと変化する不均一な基礎流場(basic flow)での定常波の伝播を運動学的に考察しており、その結果は重力波としての船の波に適用できる。Ursellは、非粘性流と微小波高を前提とし、かつ基礎流場は鉛直方向の速度成分を無視できる平面流であるとし、大要以下に示す伝播理論を展開している。

Fig. 2 上図に示すよう、 xy 面を自由表面とし、定常進行する波と共に移動する動座標系のもとで、場所の関数である基礎流場 $\mathbf{v}$ の成分を $U(x, y)$, $V(x, y)$ とし、波の波頂線(詳しくは等位相線)が満たすべき条件について考える。波はもちろん、波頂線に垂直の方向(以下射線と呼ぶ)にその位置で決まる波長つまり波数 $k(x, y)$ に依存した位相速度 $C_p\{k(x, y)\}$ で伝播する。この進行波が定常波として、静止してみえるためには、

$$C_p\{k(x, y)\} = U(x, y) \cdot \sin \tau(x, y) - V(x, y) \cdot \cos \tau(x, y) \quad (1)$$

また、相隣る波頂線の間隔は、その位置の局部的波数に応じて、屈折の法則が成立つとすると、

$$\frac{\partial}{\partial n} \tau(x, y) = -\frac{1}{k(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial s} k(x, y) \quad (2)$$

ここに $\tau(x, y)$ は波頂線の点 P における接線 s が x 軸となす角である。さらに群速度を C_g とし、深水重力波の関係、

$$C_p\{k(x, y)\} = \sqrt{\frac{g}{k(x, y)}} = 2 \cdot C_g\{k(x, y)\} \quad (3)$$

を用いて、波頂線と基礎流場の関係を求めると、

$$F_1(x, y, \tau) \cdot \frac{\partial \tau}{\partial x} + F_2(x, y, \tau) \cdot \frac{\partial \tau}{\partial y} = F_3(x, y, \tau) \quad (4)$$

ここに、

$$F_1(x, y, \tau) = U(x, y) - C_g\{k(x, y)\} \cdot \sin \tau \quad (5)$$

$$F_2(x, y, \tau) = V(x, y) + C_g\{k(x, y)\} \cdot \cos \tau \quad (6)$$

$$F_3(x, y, \tau) = -\cos \tau \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial x} \cdot \sin \tau - \frac{\partial V}{\partial x} \cdot \cos \tau \right) - \sin \tau \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial y} \cdot \sin \tau - \frac{\partial V}{\partial y} \cdot \cos \tau \right) \quad (7)$$

基礎流場 $v(U, V)$ とその微係数が既知であれば $C_p(k)$, $C_g(k)$ も既知となり, (4) 式は $r(x, y)$ についての 1 階偏微分方程式となる。その特性曲線は, 明らかに

$$\frac{dx}{F_1} = \frac{dy}{F_2} = \frac{dr}{F_3} \quad (8)$$

で与えられ, 波源 (Fig. 2 上図では原点) に生じた初期値としての各素成波 r_0^{*1} が, それ以後どのように変化するかを追跡することができる。そして特性曲線は, それぞれの初期値をもつ素成波の波動エネルギーの伝播軌跡を示すことになる。波動エネルギーの伝播方向を α とすれば次式のようになる。

$$\tan \alpha = dy/dx = (V + C_g \cdot \cos r) / (U - C_g \cdot \sin r) \quad (9)$$

Fig. 2 上図は, これを模式的に説明しており, $P(x, y)$ での波動エネルギーは射線方向に群速度で進むが, basic flow によって結局は, 両者の合成方向 $-\alpha$ に流れていく。

平行一様流の中の波の伝播は, 上記の特別な場合である。一様流を U_0 とすれば $U = U_0$, $V = 0$, それらの微係数は 0 となって, (8), (9) 式は

$$\frac{dx}{1 + \cos^2 r} = \frac{dy}{\sin r \cdot \cos r} = \frac{dr}{0} \quad (10)$$

$$\tan \alpha = \sin r_0 \cdot \cos r_0 / (1 + \cos^2 r_0) \quad (11)$$

$r_0 = \theta + 90^\circ$ を (11) 式に代入すると,

$$\tan \theta = -\cot \alpha \cdot (1 \mp \sqrt{1 - 8 \tan^2 \alpha}) / 4 \quad (12)$$

(10) 式より, 1 つの素成波は初期値 r_0 を一定に保持して一直線上を伝播していくことがわかる。また (12) 式は従来のケルビン波における素成波とその伝播方向の関係に完全に一致し, Ursell の波動伝播モデルが, 在来 of 線型理論を含む, より一般的な理論であることがわかる。

このような伝播モデルの有意性を調べるため, 船首に発生した各素成波の伝播の模様を計算してみた。さきに波紋図を示した M-8 船型の場合を, Fig. 2 下図および Fig. 3 に示す。2 重模型近似の基礎流場は (13) 式の中心面特異点分布²⁾,

$$m(\xi, \zeta) = -2.50105 \xi + 2.2821 \xi^3 \quad (13)$$

$$(-1 \leq \xi \leq 1, -0.08 \leq \zeta \leq 0)$$

から求めた。また初期値 r_0 は, 波の発生点 (この場合は船首) における船体表面の傾き α_0 が上乘せとなり, 素成波 θ とは $r_0 - \alpha_0 = \pi/2 + \theta$ の関係をもつ。M-8 については平均的な水線入角 $\alpha_0 = 15.1^\circ$ を用いた。

両図より波形が外方に押しだされ, かつ波頂線がねてくることがわかる。従来ずっと内側を伝播すると考えられていた横波成分が, 外側に移っていくこともみてとれよう。なお図中 $\theta = 0^\circ$ の波が船体にくいこんでいるのは, 初期値 15.1° の選び方が数値解法上適切でなかったことに起因しており, 理論的には, ずっと船体表面に沿って伝播することがわかっている。

3 局部流による位相面の変化

船体自身がその周囲に造った攪乱流場のため, 実流場における波の等位相面としての Kelvin pattern も当然変わってくるはずである。(2) 式を線素表示 ∂s , ∂n から ∂x , ∂y に変換して表わすと,

$$\frac{\partial}{\partial x}(k \cos r) + \frac{\partial}{\partial y}(k \sin r) = 0 \quad (14)$$

すなわち自由表面に波数ベクトル $\mathbf{k}(-k \cdot \sin r, k \cdot \cos r)$ を定義すれば, $\text{rot } \mathbf{k} = 0$ が波面全体にわたって成り立つことを Ursell は示している。したがって, 2 点 A, B 間のベクトル $\mathbf{k}$ についての線積分は積分路によらず, A, B 間の波の位相差を表わすことになる。つまり波の位相面を表わす wave potential $W(x, y)$ が存在する^{*2}。 $\overrightarrow{AB}$ の線素ベクトルを $d\mathbf{t}$ とすれば $W(x, y)$ は,

$$W(x, y) = \int_A^B \mathbf{k} \cdot d\mathbf{t} \quad (15)$$

その微分は波数ベクトルを与える。

*1 r_0 は Havelock の定義による素成波 $\theta (< 0)$ と $r_0 = \theta + 90^\circ$ の関係にある。

*2 Whitham (1960) も同時に $W(x, y)$ の存在を指摘し⁶⁾, phase function と呼んでいる。しかし同様の考えはすでに Landau & Lifshitz (1954) が“アイコナル⁷⁾”と名づけ, 発表している。

$$\partial W/\partial x = -k \cdot \sin \tau, \quad \partial W/\partial y = k \cdot \cos \tau \quad (16)$$

等位相線に沿う $W(x, y)$ は当然一定値となる。

$$W(x, y) = \int_A^B \left(-k \cdot \sin \tau \cdot \frac{dx}{ds} + k \cdot \cos \tau \cdot \frac{dy}{ds} \right) ds = C \quad (17)$$

局部流による船首波の位相面 (xy 面だけについていえば位相線) がどう変わるかをみるため、船首での波の位相を零とし、各特性曲線に沿う位相面 $\tilde{p}(x, y)$ を求めると、

$$\tilde{p}(x, y) = \int_0^P g \cdot \sin(\tau - \alpha) / (U \cdot \sin \tau - V \cdot \cos \tau)^2 \cdot dt \quad (18)$$

ここで $\tilde{p}(x, y) = n\pi/2$ ($n=0, 1, 2, \dots$) を満足する曲線群は局部流における Kelvin pattern を与える。

そこで前出の Inuid 船型 M-8 について、特性曲線群に沿う位相面を計算し、2次の補間法によって等位相面を求めた (Fig. 5)。従来の Kelvin pattern (Fig. 4) との対比から局部流の影響がよくわかる。とくに transverse wave の伝播に及ぼす影響が大きく、低 θ の横波が、線型理論では予想もできない程、外方に伝播し、最も外側を伝播する素成波は、線型理論における値 $\theta = 35^\circ 16'$ より低い波となること、この横波と八字波を区分する素成波は僅かずつ場所に依りて変わることが、図および計算から明らかである。

なお考察の都合で後回しになったが、Fig. 5 のもつ別の重要な意味として、波動エネルギーの伝播密度にふれておきたい。これは次章での考察事項であるが、(8) 式の解として示される特性曲線群は、すでに Fig. 2 に示したように、それぞれの初期値をもつ各素成波の波動エネルギーが伝播していく軌跡線である。伝播過程においても波動エネルギーの保存則が成り立つとすれば、相隣る特性曲線にはさまれた波動エネルギーには連続の条件が成立すると考えられる。平易に言えば、伝播の道幅が広がるに応じて、波動エネルギーを蓄える振幅が小さくなることになる。実流場の波の特徴である (3) は、著者の一部が長年懐き続けてきた疑問であり、また船首波解析に基づく1つの結果⁸⁾でもあった。低 θ での波動伝播面が、このように diverge することによって横波が目立たなくなったものと考えられる。横波減衰の事実、最近の運輸省船舶技術研究所の精密な波形解析⁹⁾ によって一層明らかにされ、さらに足達等の研究¹⁰⁾ もある。主原因がいずれにあるかは今後の研究にまづ他はないが、上記の推測も充分合理性をもつものと思われる。

4 波動エネルギーの伝播と振幅

4.1 均一流れでの波動エネルギーと振幅

Ursell の wave flow model など、局部流での波の位相面の実体はかなり明確になったが、波高の過渡的变化と、波の発生時における振幅関数との関連はよくわからない。結局、従来の線型理論からの推論を拡張していくことを試みる。

平行一様な流れ U_0 における3次元波は Havelock の考えに従い、任意の方向 θ に進む2次元波 η_θ

$$\eta_\theta = a_\theta \cdot \sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda_\theta} \cdot R \cdot \cos(\Theta - \theta) \right\} \quad (19)$$

の重ね合わせであると考えられる。ここに a_θ , λ_θ は振幅、波長、 R , Θ は Fig. 6 に示す極座標である。同図より、 θ 方向の波数 k_θ と $K_0 = g/U_0^2$ を利用して、

$$2\pi/\lambda_\theta = k_\theta = g/C_p^2 = K_0 \sec^2 \theta \quad (20)$$

3次元波 $\zeta(R, \Theta)$ は、たとえば次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \zeta(R, \Theta) &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A(\theta) \cdot \sin \{ K_0 R \sec^2 \theta \cdot \cos(\Theta - \theta) \} d\theta \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A(\theta) \cdot \sin \{ K_0 R \cdot F(\theta) \} d\theta \end{aligned} \quad (21)$$

よく知られているように、波源から離れた $K_0 R$ の大きいところでは、(21) 式に漸近展開が適用でき、

$$\zeta(R, \Theta) = \zeta_1(R, \Theta) + \zeta_2(R, \Theta) \quad (22)$$

$$\zeta_1(R, \Theta) = \sqrt{2\pi/K_0 R F''(\theta_1)} \cdot A(\theta_1) \cdot \sin \{ K_0 R \cdot F(\theta_1) + \pi/4 \} \quad (23)$$

$$\zeta_2(R, \Theta) = \sqrt{-2\pi/K_0 R F''(\theta_2)} \cdot A(\theta_2) \cdot \sin \{ K_0 R \cdot F(\theta_2) - \pi/4 \} \quad (24)$$

ここに θ_1 , θ_2 は位相関数 $F(\theta)$ の停留値で $F'(\theta) = 0$ より、

$$\tan \theta_i = -\cot \Theta \cdot (1 \mp \sqrt{1 - 8 \tan^2 \Theta})/4 \quad i=1, 2 \quad (25)$$

一樣な流れでは、(12) 式から明らかなように $\alpha = \theta$ 、1つの素成波 θ について、一定の θ が対応する。すなわち (25) 式を変形して、

$$\tan \theta = -\frac{1}{2} \cos \theta \cdot \sin \theta / \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \cos^2 \theta \right) \quad (26)$$

を得る。これは Kelvin pattern の (27) 式

$$\left. \begin{aligned} x &= (2n\pi + \pi/2) \cdot \cos \theta \cdot (2 - \cos^2 \theta) / K_0 \\ y &= -(2n\pi + \pi/2) \cdot \sin \theta \cdot \cos^2 \theta / K_0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

を満足する (x, y) について、

$$\tan \alpha = dy/dx = y/x \quad (28)$$

としても (26) 式は得られる。このように一樣流では特性曲線が波源より直線状に伸びる。この時波動エネルギーはどのように伝播するのであろうか。

Kelvin pattern の1つの等位相線に沿って、線素 ds を選び、この ds 間の素成波の変化 $d\theta$ との関係調べると (Fig. 7),

$$ds = \sqrt{\left(\frac{dx}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dy}{d\theta} \right)^2} d\theta \quad (29)$$

(27) 式より $dx/d\theta$, $dy/d\theta$ を求め、(29) 式に代入すると、

$$ds = \frac{2n\pi + \pi/2}{K_0} \cdot (1 - 3 \sin^2 \theta) \cdot d\theta \quad (30)$$

つぎに漸近表示式 (23), (24) の各位置での波形の振幅を $h(x, y, \theta)$ とすれば、

$$h^2(x, y, \theta) \cdot ds = \frac{2\pi \cdot A^2(\theta)}{K_0 R \cdot F''(\theta)} \cdot ds \quad (31)$$

よく知られた次の関係 (32), (33) と (30) から、

$$F''(\theta) = \sec^3 \theta \cdot (\cos \theta + 4 \tan \theta \cdot \sin \theta) \quad (32)$$

$$\tan \theta = -\tan \theta / (1 + 2 \tan^2 \theta) \quad (33)$$

$$h^2(x, y, \theta) ds = \frac{2\pi \cos^2 \theta}{K_0} A^2(\theta) d\theta = \lambda_\theta \cdot A^2(\theta) d\theta \quad (34)$$

を得る¹¹⁾。(34) 式のもつ物理的意味を推量すると次のようになる。

(a) 素成波 θ の微小スペクトル帯間にある波動エネルギーは定常波の場合、一定値 $1/2 \cdot \rho g \lambda_\theta \cdot A^2(\theta) d\theta$ である。伝播曲線上、任意の位置では、 $1/2 \cdot \rho g \cdot h^2(x, y, \theta) \cdot ds$ の形で保存されている。

(b) Havelock の定義による素成波振幅関数 $A(\theta)$ は、波動勢力が波源より一波長 λ_θ だけ進んだ位置での振幅を与える形で定義されている。

以上は、一樣流でのエネルギーの伝播を漸近展開の立場から説明したものである。Fig. 7 斜線部は $\theta \sim \theta + d\theta$ 間のエネルギーが両特性曲線に囲まれて伝播することを示す。距離 R の増加とともに波頂線素 ds が直線的に増加し、したがって波高は $1/\sqrt{R}$ で減衰する。この場合、波頂線 ds に垂直な射線方向、つまり波長 λ_θ は変化していないことに注意しておかねばならない。

4.2 不均一流場での波動エネルギーと振幅

不均一流場では、1つの特性曲線上でも波長つまり局所的な波数 k_θ が変化し、いわば wave crest line に垂直な方向に、局所的不均一流に応じた波長の伸縮が起る。結局波動エネルギーは wave crest の幅 ds と、これに垂直な、波の進行方向の群速度 C_g (C_g はその位置の基礎流場の性状で決まる) で規定された一定領域内に保存されていると考えられる。

振幅 A_0 の2次元波について、波頂に沿う幅 b_0 と一波長 λ_0 に囲まれる矩形領域の波動エネルギー E_0 は

$$E_0 = 1/2 \cdot \rho g \cdot b_0 \lambda_0 A_0^2$$

で与えられ、伝播の途中、波頂幅 b 、波長 λ になった場合、これに対応する振幅 A は、エネルギーを E_0 に保つように調整される。すなわち、

$$E_0 = 1/2 \cdot \rho g b_0 \lambda_0 A_0^2 = 1/2 \cdot \rho g b \lambda A^2 \quad (35)$$

さらに λ の代りに k 、波源における波数 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ を用いて、

$$A = A_0 \cdot \sqrt{\frac{b_0}{b} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}} = A_0 \sqrt{\frac{b_0}{b} \cdot \frac{k}{k_0}} \quad (36)$$

結局、3次元波の不均一流での場所に依存した振幅（波高包絡線） $h(x, y, \theta_0)$ は、

$$h(x, y, \theta_0) = h_u(x, y, \theta_0) \cdot A_0(\theta_0) = \sqrt{\lambda_{\theta_0}} \cdot A_0(\theta_0) \cdot \sqrt{\frac{k(x, y)}{k_0} \cdot \frac{d\theta_0}{ds}} \quad (37)$$

すなわち、波の発生時にもった、不変量としての振幅 $A_0(\theta_0)$ が局部不均一流の影響を受けて、特性曲線に沿った $h_u(x, y, \theta_0) \cdot A_0(\theta_0)$ なる過渡的な振幅関数を形成し、これに前章の位相面が乗って波形は伝播すると考えられる。

Fig. 8 は、このような考えで、波源 (FP) における単位振幅の波が、以後どのように振幅 $h_u(x, y, \theta_0)$ を変化させるかを M-8 の $K_0L=12$ について求め、均一流における結果とを比較したものである。線型均一流の結果で $\theta_0=35^\circ16'$ にある発散は1次近似のみを図示したためで、本質的な意味はない。同様のことは不均一流の計算にも現われるはずであるが、数値処理のため明確には現われていない。

5 船首波解析への応用例

前章までで、局部流を考慮に入れた波形の位相、振幅の変化を漸近的な意味で考察し、波紋推定の条件は全て整った。今回の解析が、実際のどの程度有効かを確認する意味で高速フェリー「しれとこ丸」の船首波解析を試みる。主要目を Table 1 に示す¹²⁾。

解析にあたり、同船の基礎流場 double model flow を知る必要がある。これは Hese-Smith 法で容易に求まるが、計算時間がかかりすぎるため、幅長比がほぼ同じの前記 M-8 (中心面の多項式特異点分布を有し2重模型流場は解析表示となっている) で代用することとし、その船首波を推定する。結局船首波は、sin 波と cos 波から成るとし、船首波振幅関数を $S_F(\theta)$, $C_F(\theta)$ とすれば、波高 $\zeta_F(x, y)$ は漸近的につぎの式で表わされる。

$$\zeta_F(x, y) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \{S_F(\theta) \cdot \sin \tilde{p}(x, y) + C_F(\theta) \cdot \cos \tilde{p}(x, y)\} d\theta \quad (38)$$

ここに

$$\tilde{p}(x, y) = \int_0^{p(x, y)} \frac{g}{\{C_p(\xi, \eta)\}^2} \cdot \{\sin \gamma(\xi, \eta) d\xi - \cos \gamma(\xi, \eta) d\eta\} \quad (39)$$

$$\zeta_F(x, y) = \sum_{i=1}^2 h_u(x, y, \theta_i) \cdot [S_F(\theta_i) \cdot \sin \{\tilde{p}(x, y) \pm \pi/4\} + C_F(\theta_i) \cdot \cos \{\tilde{p}(x, y) \pm \pi/4\}] \quad (40)$$

本研究では、波の発生問題についての考察をしていないため、直接推定は諦め、模型船による計測波紋の船首波を解析し前記振幅関数 $S_F(\theta)$, $C_F(\theta)$ を求めた。得られた $S_F(\theta)$, $C_F(\theta)$ を基に、(40) 式から波紋を計算し、実測波紋との対比を行った。 $S_F(\theta)$, $C_F(\theta)$ の決定は $x=\infty \sim A.P.$ 間に広がる波高が全体として実測波高に合うよう最小2乗法で近似する。具体的な式の展開は紙面の都合で割愛するが、原理はこれまでの船首波解析と同じである。ただ従来は各特性曲線上毎に、その上に現われてくる2つの素成波（実際には $S(\theta)$, $C(\theta)$ 合わせて4個）振幅関数を求めていたのを、全部まとめて処理する点異なる。

Fig. 10 上は 5m 模型による計測波紋図である。この波紋図に、diverging wave に該当する特性曲線 $\theta_0=25^\circ \sim 75^\circ$ を重ね、この曲線に沿った wave profiles を図示したのが Fig. 9 の実線である。上述の方法で $S_F(\theta)$, $C_F(\theta)$ を決定したのち波高を計算し（同図破線）、波紋にしたのが Fig. 10 の下図である。解析波紋が AP 後方でも実測波紋とかなりよく一致していることがわかる。なお求めた $S_F(\theta)$, $C_F(\theta)$ については、これと対比すべき局部流での理論曲線がないので割愛する。

6 結 言

本研究の結果、次のことが明らかになった。

- (1) 船による航走波は、船自身がその周囲に起す局部流の影響を受け、歪曲して伝播する。
- (2) 局部流を2重模型流場で近似し、伝播波形の位相面・振幅の局所的变化を求めた。実測波形の特徴はこれによって、ほぼ全面的に説明することができる。
- (3) 従来の船型理論は、波の伝播について、船の存在を無視した理論である。従って、線型理論による各種の波形解析、船型計画法は一度見直しをする必要があると考えられる。

本研究の後半「しれとこ丸」の解析は、日本海難防止協会における航走波委員会（委員長田宮 真教授）で行われ、模型船による波紋計測および図化は三鷹の船舶技術研究所（田中 拓・足達宏之両氏担当）で実施されたものである。また計算の一部は東大大型計算機によった。解析には一部渡辺勝世工学士の協力を得た。ご援助いた

だいた機関および関係各位に厚くお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 梶谷 尚：造波抵抗理論における船型の2次近似，造船協会論文集，第118号（1965）。
- 2) 乾 崇夫，梶谷 尚，成田秀明，茂里一紘：単純船型の波形解析——肋骨線形状の影響，日本造船学会論文集，第126号（1969）。
- 3) 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，第135号（1974）。
- 4) 日下祐三，乾 崇夫，梶谷 尚：自由表面条件を考慮した船型の等価特異点分布とくに線積分効果について，昭和50年秋季造船三学会連合講演会にて発表。
- 5) Ursell, F: Steady Wave Patterns on a Non-Uniform Steady Fluid Flow, J. of Fluid Mech., Vol. 9 (1960).
- 6) Whitham, G.B.: A Note on Group Velocity, J. of Fluid Mech., Vol. 9 (1960).
- 7) ランダウ・リフシッツ：理論物理学教程，流体力学2，東京図書（1970）。
- 8) 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，第124号（1968）。
- 9) 足達宏之：非常に長い中央平行部をもつ船型の波形解析について，船舶技術研究所報告，第10巻，第4号（昭和48年7月）。
- 10) 足達宏之：長い中央平行部による船首波の干渉について，日本造船学会論文集，第135号（1974）。
- 11) Kajitani, H.: Wave Resistance Obtained from Photogrammetrical Analysis of the Wave Pattern, Int. Seminar on Theoretical Wave Resistance, Univ. of Michigan, Vol.1 (1963).
- 12) 日本造船研究協会：外洋フェリーの性能に関する調査報告，第6基準研究部会（昭和48年3月）。

Fig. 1 Wave Patterns of Model M-8

Fig. 2 Diagram for Propagation of Waves

Fig. 3 Propagation of Elementary Waves

Fig. 4a Kelvin Wave Pattern (1)

Fig. 4b Kelvin Wave Pattern (2)

Fig. 5a Deformed Kelvin Wave Pattern (1)

Fig. 5b Deformed Kelvin Wave Pattern (2)

Fig. 6

Fig. 7 Propagation of Wave Energy

Fig. 8 Envelopes of Unit Waves

Table 1 Principal Particulars of SHIRETOKO

G. T.	7,874.60 T
D. W.	3,264.45 t
LoA	153.55 m
L _{pp}	143.25 m
B	22.80 m
D	8.00 m
d	5.70 m
Δ_f	10,349.77 m
B/L _{pp}	0.161 m
B/d	4.000 m
C _B	0.544 m
V _s (Service)	20.30 Kn
V _s (Trial)	22.78 Kn
Fn (Service)	0.280
Fn (Trial)	0.314
Engine	10 000 P ³ x 2

Fig. 9 Wave Profiles on Characteristic Lines (SHIRETOKO)

Fig.10 Wave Patterns of SHIRETOKO