

(昭和 54 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

船体表面条件を厳密化した低速造波抵抗理論

正員 下 村 芳 弘* 正員 北 沢 孝 宗**
正員 乾 崇 夫*** 正員 梶 谷 尚***

The Low Speed Wave Resistance Theory Imposing Accurate Hull Surface Condition

by Yoshihiro Shimomura, *Member* Takamune Kitazawa, *Member*
Takao Inui, *Member* Hisashi Kajitani, *Member*

Summary

The low speed wave resistance theory developed by Baba⁴⁾ and Maruo⁵⁾ seems to be a promising theory to predict the wave resistance of conventional ships, because it includes the nonlinear effect of the free surface condition. The wave resistance curves calculated by the low speed theory, however, have large humps and hollows, and they do not agree with the measured⁷⁾⁻¹⁰⁾.

In this paper, a refinement of the low speed theory is discussed by imposing the more accurate hull surface condition. The wavy source distribution added to satisfy the hull surface condition is obtained numerically, and the wave resistance, the hull side wave profiles and the velocities around the hull surface are evaluated. The results coincide fairly well with the measured values, especially the humps and the hollows of the calculated wave resistance curves are remarkably reduced.

It is ascertained that the added source distribution plays an important role to improve the low speed wave resistance theory, in spite that its strength is one-order smaller than that of the double model source.

1 緒 言

定常造波問題において船体表面条件と自由表面条件の両方を線形化したThin Ship Theoryは、簡潔な理論であるがその適用範囲が限られている。この古典的な理論を脱却して境界条件の非線形性を考慮した理論を組み立てる努力がここ 20 年余り多くの研究者によって続けられてきた¹⁾。船体表面条件については乾の研究²⁾以来多くの研究が発表されてきた。最近では日下³⁾が詳細な数値計算を行ない、波と船体との干渉を考慮すれば実測値に近い造波抵抗の計算値が得られることを示した。一方、1976年に開催されたISWRを機に、従来の造波抵抗理論において計算値と実測値とのgapを生ずる主因は自由表面条件の非線形項にあることが認識された。以来、自由表面条件の非線形性に着目した理論展開を押し進める努力が活発である。これらのうち、馬場⁴⁾によって提唱され丸尾⁵⁾によって検討されたLow Speed Theory (以下 L. S. T. と略す) は、主に波の発生に対する

自由表面条件の非線形性の影響を取り入れた理論であるといえよう。肥大した船型の造波抵抗について 2, 3 の良好な計算結果が報告されており^{6), 7)}、この理論の有効性が論じられている。一方、中村ら⁸⁾は波の伝播における局所流の影響について論じ、自由表面条件の非線形性のうちで L. S. T. では考慮されていない項が造波に大きな影響を及ぼすことを示唆している。これらの経緯をふまえ、本論文では L. S. T. を出発点として船体表面条件と自由表面条件の両方の高次 (非線形) 項を考慮した理論について検討する。

L. S. T. では Froude 数が零の極限の、波のたたない流場に相当する double model flow を基礎流場とし、これに波動流場を重ね合わせることによって船体を囲む流場が表現できると仮定する。さらにこの波動流場の満足すべき自由表面条件を、船の速度を微小パラメーターとして線形化し流場を定式化している。さて、L. S. T. による造波抵抗曲線には数値計算法の相違によって hump-hollow が顕在化したりしなかったりする⁹⁾。これに対し、解析的な取り扱いが可能な半没水球を例に取って L. S. T. における造波抵抗の算定法の検討が行なわれた¹⁰⁾。その結果、自由表面上に特異点を分布させこれら

* 住友重機械(株)

** 日立造船(株)技術研究所

*** 東京大学工学部

の特異点がもたらす造波成分を有限な領域で積分する方法によれば、厳密解に良く一致する造波抵抗値が得られることが明らかにされた。ところがこの方法で計算した造波抵抗曲線は大きな hump-hollow をもち実験値とかけ離れており^{7),9),10)}, L. S. T. では実際の現象を十分に表現できないのではないかと疑問を投げかけた。

本研究では特に船体表面条件に着目し¹⁾, 波と船体との干渉を表わすいわゆる diffraction の項を L. S. T. に取り入れることによって、二つの境界条件の高次の項を考慮した理論を定式化する。造波抵抗、振幅関数、船側波形および船体まわりの流速について計算結果と実験結果の詳細な比較を行ない、本理論の有効性と問題点について論ずる。

2 Wavy potential の定式化

2.1 境界条件

Velocity potential を次のように仮定する。

$$\Phi_{\text{total}} = \phi_r + \phi \quad (1)$$

ここで ϕ_r : basic double model potential

ϕ : thin layer wavy potential

座標系を Fig. 1 のようにとるとき、馬場⁴⁾は低速で ϕ の満たすべき条件が次のようになることを示した。

$$[L] \quad \phi_{xx} + \phi_{yy} + \phi_{zz} = 0, \quad \text{in } z < 0 \quad (2)$$

$$[F] \quad \frac{1}{g} \left[\phi_{rx} \frac{\partial}{\partial x} + \phi_{ry} \frac{\partial}{\partial y} \right]^2 \phi + \phi_z = D(x, y), \quad \text{at } z=0 \quad (3)$$

ここで

$$D(x, y) = \frac{\partial}{\partial x} (\zeta_r \phi_{rx}) + \frac{\partial}{\partial y} (\zeta_r \phi_{ry}), \quad \text{at } z=0 \quad (4)$$

$$\zeta_r = \frac{1}{2g} (U^2 - \phi_r^2_x - \phi_r^2_y) \quad (5)$$

$$[R] \quad \phi = \begin{cases} O(1/\sqrt{x^2+y^2}) & \text{for } x \geq 0 \\ o(1/\sqrt{x^2+y^2}) & \text{for } x < 0 \end{cases}, \quad \text{as } x^2+y^2 \rightarrow \infty \quad (6)$$

このとき船体表面条件は次のように書ける。

$$[H] \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on the hull surface} \quad (7)$$

ここで, n : outward normal

2.2 Green 関数を用いた wavy potential の表現

北沢⁷⁾は境界条件(2)~(7)を満たす wavy potential ϕ は, Havelock の source potential, G を Green 関

数として採用することにより次式のように表わせることを示した。

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{1}{4\pi} \iint_F DG dx dy \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_S \phi G_n ds \\ & - \frac{1}{4\pi g K_0} \int_L (\phi G_x - \phi_x G) dy \\ & + \frac{1}{4\pi g} \iint_F \left\{ \left[\phi_{rx} \frac{\partial}{\partial x} + \phi_{ry} \frac{\partial}{\partial y} \right]^2 \right. \\ & \left. - U^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \phi G dx dy \end{aligned} \quad (8)$$

ここで, S : 船体表面, F : 船体内部を除く静止自由表面, L : S と F との交線, $K_0 = g/U^2$

また G は

$$G_{xx} + K_0 G_z = 0, \quad \text{at } z=0 \quad (9)$$

を満足している。船体内部には斉次の線形自由表面条件を満足する流場を考え、船体表面上での法線方向の流速差を source の強さ σ としておけば、式(8)は source 分布のみによって

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{1}{4\pi} \iint_F DG dx dy \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma G ds \\ & - \frac{1}{4\pi K_0} \int_L \sigma \cos(x, n) dy \\ & + \frac{1}{4\pi g} \iint_F \left\{ \left[\phi_{rx} \frac{\partial}{\partial x} + \phi_{ry} \frac{\partial}{\partial y} \right]^2 \right. \\ & \left. - U^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \phi G dx dy \end{aligned} \quad (10)$$

と書ける。式(10)において、第1項を波の発生を表わす項とみるならば、第2項は発生した波と船体との干渉を表わすいわゆる diffraction の項であり、第3項は解の静止喫水線上での特異性を表わす項である。また、第4項は波の伝播に対する局所流の影響を表わす項である。これは式(3)の自由表面条件は波が basic double model flow という局所流の上を伝播することを表わしているのに対し、Havelock の wave source potential は一様流中を伝播する波を表現しているために、その差が自由表面上の特異点分布という形で表われたものである。次節で述べるように繰り返し計算によれば形式的には第4項も含んだ解が求められるが、局所流による波の屈折については線形 Green 関数の重ね合わせでは十分な表現式とはいえない。ところで、式(10)の右辺第1項のみを考慮したのがこれまでの L. S. T. である。

2.3 繰返し計算による解法

式(10)の σ を定めれば解は定まるが、式(10)は右辺第4項の被積分関数中に複雑な微分演算を含んでいるので直接的な方法では解けない。そこで、まず第4項を無

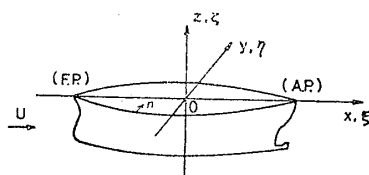


Fig. 1 Coordinate system

視して第1次近似解を求め、繰り返し計算によって厳密解を求める方法について述べる。

第1次近似解 ϕ_1 は次のように書ける。

$$\begin{aligned}\phi_1 = & -\frac{1}{4\pi} \iint_F DG dx dy \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma_1 G ds \\ & - \frac{1}{4\pi K_0} \int_L \sigma_1 \cos(x, n) G dy \quad (11)\end{aligned}$$

ϕ_1 は次の境界条件を満足する必要がある。

$$\begin{aligned}[F_1] \quad & \left(\frac{1}{K_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \phi_1 \\ & = D(x, y), \text{ at } z=0 \quad (12)\end{aligned}$$

$$[H_1] \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial n} = 0, \text{ on } S \quad (13)$$

ϕ_1 には局所流の影響は含まれていない。式 (13) より σ_1 は次の積分方程式を解くことによって求まる。

$$\begin{aligned}-\frac{\sigma_1}{2} + \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma_1 \frac{\partial G}{\partial n_f} ds - \frac{1}{4\pi K_0} \int_L \sigma_1 \cos(x, n) dy \\ = \frac{1}{4\pi} \iint_F D \frac{\partial G}{\partial n_f} dx dy, \text{ on } S \quad (14)\end{aligned}$$

ここで f は field point を表わす。

式 (14) は第2種 Fredholm 型積分方程式である。船体表面を要素分割し、各 panel 上の σ_1 を一定値として式 (14) を連立方程式に置き換えれば、 σ_1 を数値的に解くことができる。

さて、第 k 近似解 ϕ_k は次のように書ける。

$$\begin{aligned}\phi_k = & -\frac{1}{4\pi} \iint_F DG dx dy \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma_k G ds \\ & - \frac{1}{4\pi K_0} \int_L \sigma_k \cos(x, n) G dy \\ & + \frac{1}{4\pi g} \iint_F \left\{ \left[\phi_{rx} \frac{\partial}{\partial x} + \phi_{ry} \frac{\partial}{\partial y} \right]^2 \right. \\ & \quad \left. - U^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \phi_{k-1} G dx dy \quad (15)\end{aligned}$$

σ_k は次の積分方程式を解くことによって求まる。

$$\begin{aligned}-\frac{\sigma_k}{2} + \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma_k \frac{\partial G}{\partial n_f} ds \\ - \frac{1}{4\pi K_0} \int_L \sigma_k \cos(x, n) \cdot \frac{\partial G}{\partial n_f} dy \\ = \frac{1}{4\pi} \iint_F \left(D - \frac{1}{g} \left\{ \left[\phi_{rx} \frac{\partial}{\partial x} + \phi_{ry} \frac{\partial}{\partial y} \right]^2 \right. \right. \\ \quad \left. \left. - U^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \phi_{k-1} \right) dx dy \quad (16)\end{aligned}$$

このような展開によって形式的には ϕ_2 より局所流の影響が含まれる。

3 数 値 計 算

本論文では、第1次近似解 ϕ_1 のみを求めた。また、

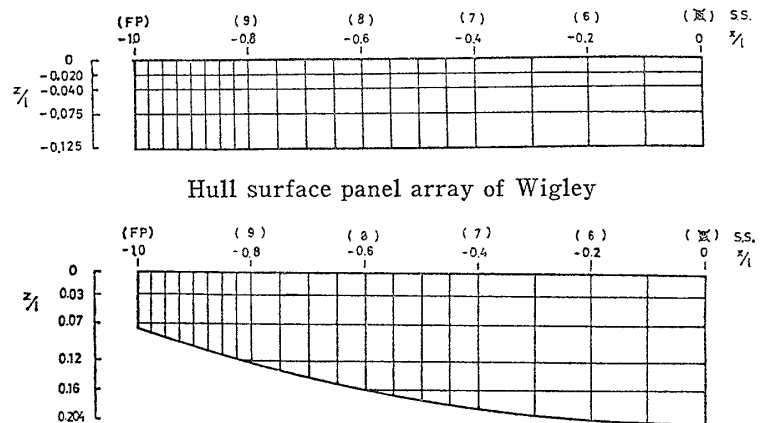


Fig. 2 Hull surface panel array of M8

ϕ_1 を求めるにしても膨大な計算量を必要とするため、以下の見地に立ち簡略化を行なった。

(1) diffraction の影響の中では、船首波と船体前半部との干渉が最も重要な部分をしめると考えられる。→船体表面条件は船体前半部のみ解くこととする。すなわち、流場を次の source 分布で表現する。

basic double model potential

船体(全)表面上の double model source

wavy potential

{ 自由表面上の wavy source D
前半部船体表面上の wavy source σ

(2) Line Integral の影響については目下¹¹⁾によって検討されており、造波への影響は小さいと考えられる。

→式 (11) の Line Integral (右辺第3項) は無視する。

供試模型として Wigley ($L/B=10$) と M8 ($L/B=6.3$) を取り上げた。どちらも entrance angle の小さい理論船型であり、単純船型と呼ばれる船首尾端から大きな波を発生する船型である。

数値計算に際しては、前半部船体を約 160 (Fig. 2), 自由表面を約 700 の panel に分割し諸量を計算した。自由表面上の各 panel の D 値は panel の4隅の D 値の平均をもって代表させ、船体表面条件は船体表面 panel の中心点で合わせた。また、Green 関数の計算法については Appendix A に記す。

4 計算結果と考察

4.1 自由表面上の D 分布と船体表面上の wavy source σ

Fig. 3 に式 (4) より求めた Wigley と M8 の D 分布を示す。M8 の分布域は Wigley の分布域に比べ広がっており、特に FP より後方の負領域が後ろに伸びた形となっている。また両者とも、FP において急激に正負が変化する分布となっている。L. S. T. ではこの D の分布形の相違が、船型間の造波特性の相違を表現するもの

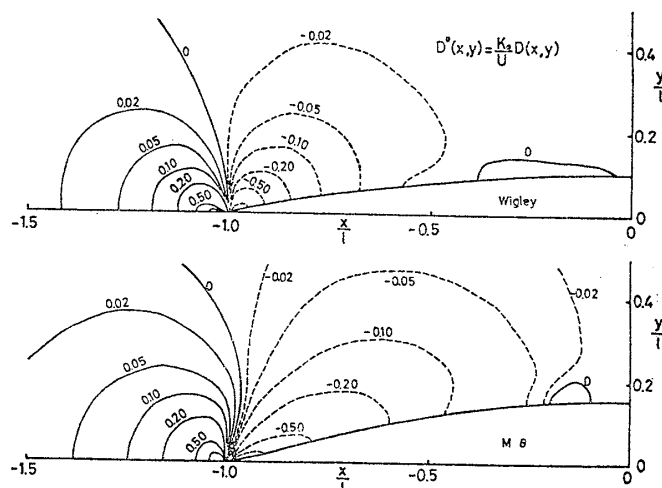


Fig. 3 Contour of $D^*(x, y)$ -value of Wigley and M8

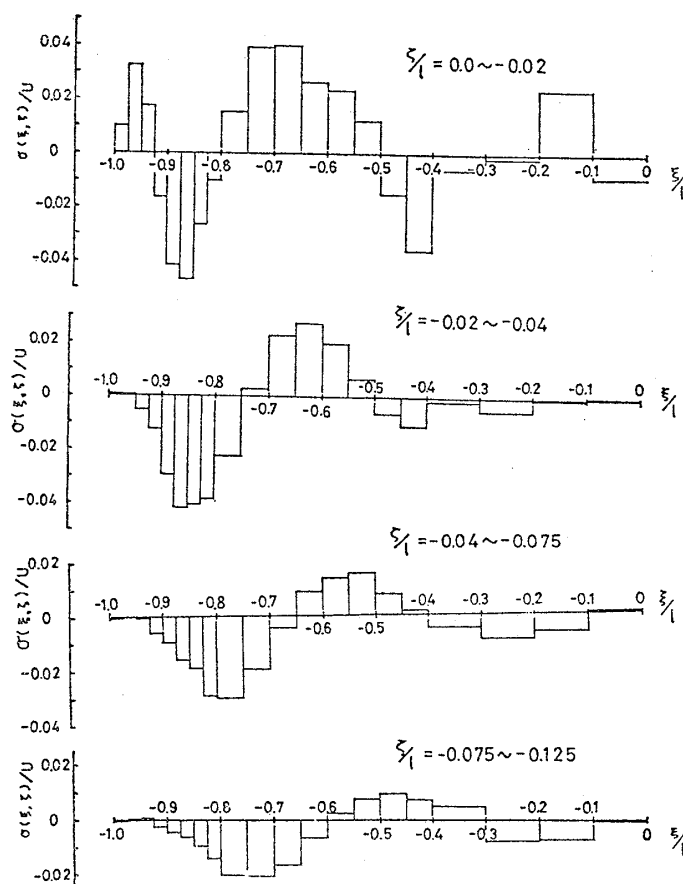


Fig. 4 Distribution of added source to the hull surface (Wigley, $K_0 L = 21$, $F_n = 0.2182$)

となる。

船体表面に付加される added wavy source の一例を Fig. 4 (Wigley, $F_n = 0.2182$) に示す。added source が正負に渡り振動していること、自由表面に近い層ほど付加量が多いことがわかる。Fig. 5 には、速度をパラメータにとって added source の速度による変化の様子を示

す。速度が増す ($K_0 L$ が小さくなる) につれて波長が伸び、船首部での付加量が大きくなっている。このことから、added source が流場に対応した有意な解として得られていることがわかる。また Fig. 6 に示すように、この added source は付加量の一番多い喫水の浅い層で、基礎流場を形成している double model source のたかだか 20% 程度の量である。

4.2 振幅関数と造波抵抗

自由表面上の特異点 D と船体表面の added wavy source σ とを用いて振幅関数を計算した (計算式は Appendix B 参照)。Fig. 7 に Wigley の $F_n = 0.236$ ($K_0 L = 18$)、Fig. 8 に M8 の $F_n = 0.25$ ($K_0 L = 16$) の重率振幅関数を示す。なお、L. S. T. の計算は自由表面上の D を有限な領域で積分する方法によった。Wigley では $F_n = 0.236$ が L. S. T. による造波抵抗曲線の hump の位置である。本法と L. S. T. とを比較すると次のことがいえる。

- (1) 本法による振幅関数は全般に減衰しており、この傾向は特に θ の低い波において顕著である。
- (2) 位相に関しては両者はほぼ同一とみなせる。
- (3) L. S. T. の結果が周期的に 0 になるのに対し、本法ではこのような傾向はない。

船首波と船尾波の造波干渉には θ の低い波 (横波成分) が強く影響すると考えられるので、本法によれば L. S. T. の造波抵抗曲線の hump-hollow が緩和されるものと予測される。また、振幅関数の位相がほぼ同一であることから、本法と L. S. T. の造波抵抗曲線の位相もほぼ同一となることが予測される。M8 の結果についても Wigley の場合と同様なことがいえる。波形解析による造波抵抗値と抵抗試験による造波抵抗値とに差があることが知られているので、ここでは定量的な比較まではできないが、本法による振幅関数は全般に渡って L. S. T. による結果よりも減衰しており、波形解析の結果に近づく方向にある。

Wigley および M8 の造波抵抗値をそれぞれ Fig. 9, Fig. 10 に示す。振幅関数から予測されたように、本法の結果は hump-hollow が減衰し、 $F_n < 0.25$ の低速域で実測値と良く一致している。振幅関数の結果と考え合わせれば hump-hollow は L. S. T. と同一とみることができよう。これらのことは、Wigley, M8 の結果に共通していえることであり、本法と L. S. T. との一般的な関係と類推される。

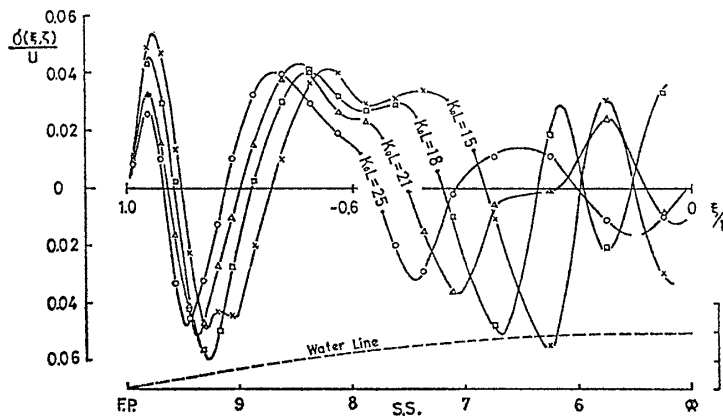


Fig. 5 Comparison of added source to the hull surface panel according to the velocity (Wigley, $\zeta/l = 0.0 \sim -0.02$)

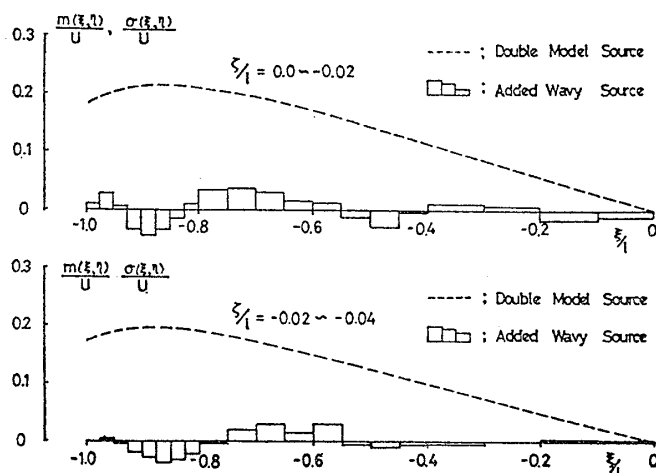


Fig. 6 Hull source distributions of Wigley ($K_0L=25$, $F_n=0.20$) は $y/l=0.15$, $z/l=-0.03$ (l : 半船長) で,

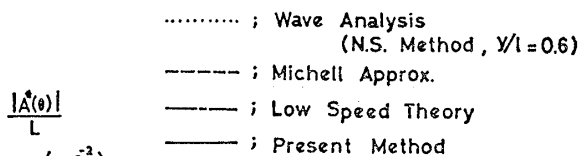


Fig. 7 Comparison of weighed amplitude function (Wigley, $K_0L=18$, $F_n=0.2357$)

- (1) 本理論による結果は従来の L. S. T. による結果よりも一様に波動の振幅が小さく、実測側に近いものとなっている。
- (2) 船首に最も近い部分での変動を比較すると、実

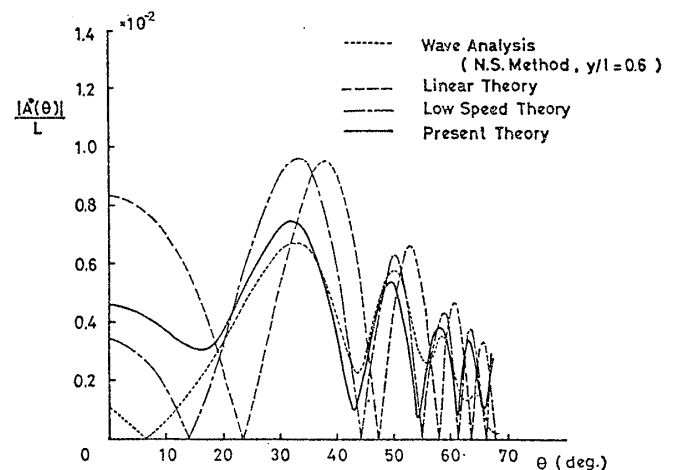


Fig. 8 Comparison of weighed amplitude function (M 8, $K_0L=16$, $F_n=0.25$)

4.3 船側波形

Wigley と M 8 の船側波形の計算例をそれぞれ Fig. 11, Fig. 12 に示す。この結果は計算時間を少なくおさえるために船体前半部領域の D と σ_1 を用いて計算したものである。(ただし基礎流場である double model 成分 ζ_r は船体全表面の source を用いて計算した。) 本法による結果は振幅が全般に渡って減衰しており実測の傾向に近づいている。これは船体と波との干渉の影響を累積して受ける後方ほど顕著である。しかし船尾付近では粘性による減衰の効果も考えられよう。また本法では船首部に現われる第 1 波の波頭が過小評価となっている点が注目される。

4.4 流速分布

今回得られた解をさらに細部まで検討するため (特に船体まわりの局所流による波動伝播特性の影響について検討するため), 船体まわりの流速分布を 5 孔管を用いて計測し計算値と比較した。従来、低速域での流場計測の例はほとんどなかったが、計測結果は 5 孔管の精度上の問題もなく安定したものが得られた。Wigley を供試模型として $F_n=0.20$ で u および v を比較した結果をそれぞれ Fig. 13, Fig. 14 に示す。流速計測を行なった位置

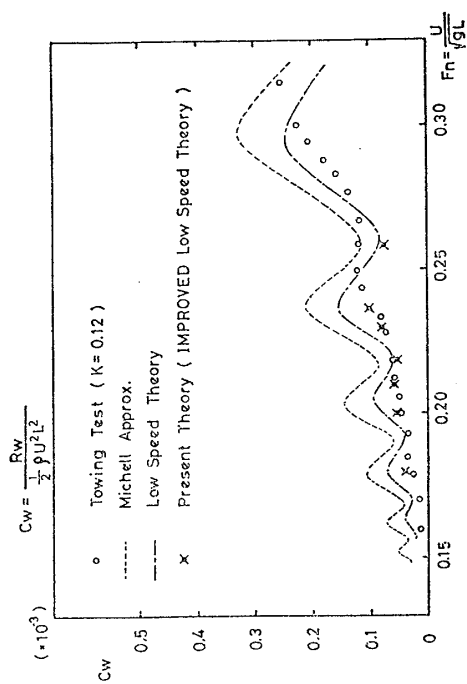


Fig. 9 Comparison of wave making resistance of Wigley

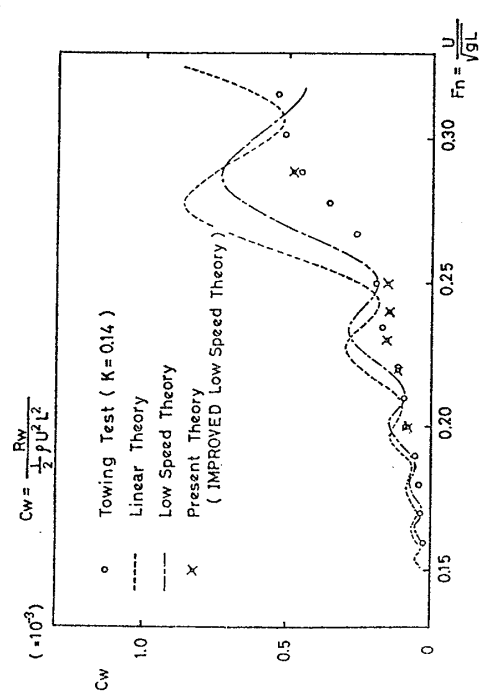


Fig. 10 Comparison of wave making resistance of M8

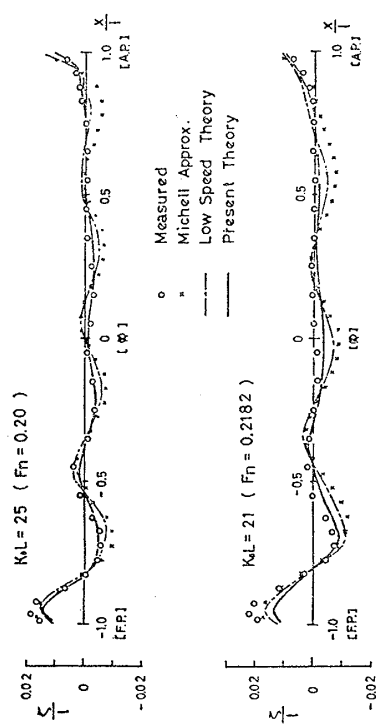


Fig. 11 Hull side wave profiles of Wigley

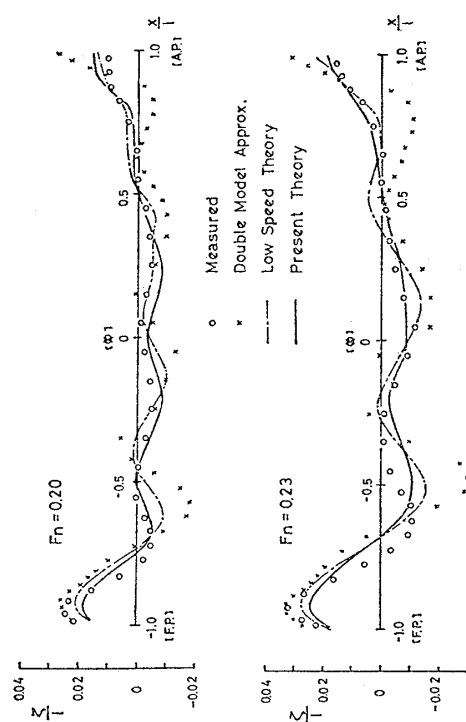


Fig. 12 Hull side wave profiles of M8

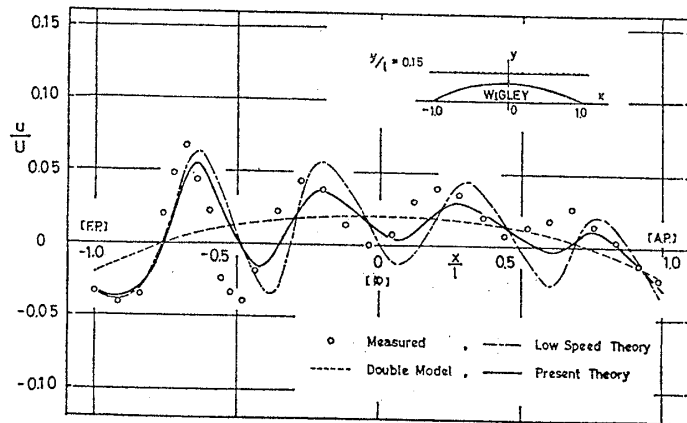


Fig. 13 Distribution of perturbation velocity component: u along x -line (Wigley, $F_n=0.20$: $y/l=0.15$, $z/l=-0.03$)

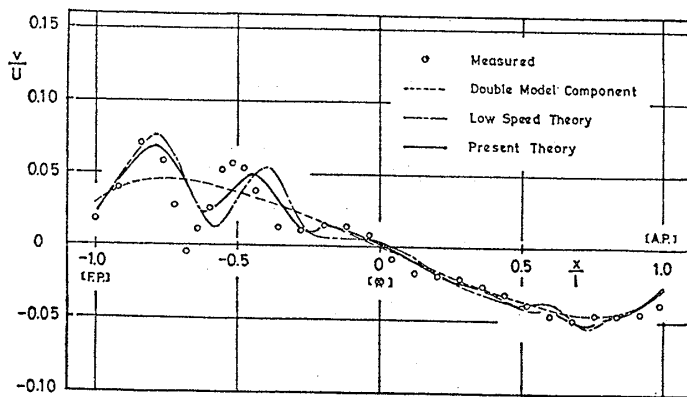


Fig. 14 Distribution of perturbation velocity component: v along x -line (Wigley, $F_n=0.20$: $y/l=0.15$, $z/l=-0.03$)

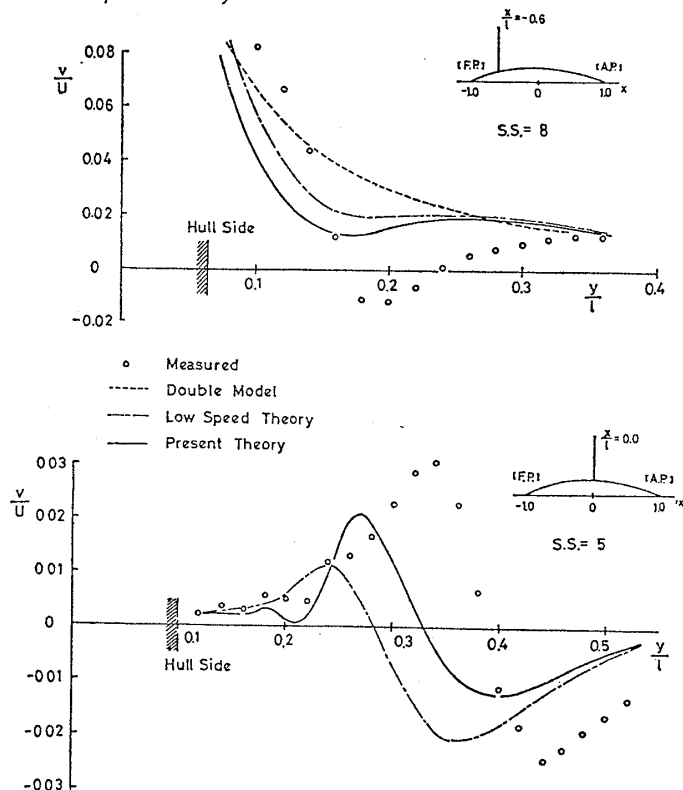


Fig. 15 Distribution of perturbation velocity component: v along y -line (Wigley, $F_n=0.20$: $z/l=-0.03$)

測値の方が激しい。

- (3) 本理論の位相は従来の L. S. T. とほぼ同一であり、実測値はこの両者より前方に shift している。

Fig. 15 には y 方向の 2 line (s. s. 5 と s. s. 8) 上での v の比較を示す。実測値は理論値よりも一様に外側に shift しており、従来の L. S. T. による結果と実測値との shift 量はほぼ船の半幅に一致している。本理論の結果は L. S. T. の結果を改善し実測値に合致する方向にあるが、依然として位相の shift はうずめきれない。これは今回の計算が波動伝播における局所流の項 (式(10)の右辺第 4 項) を無視したためであり、発生した波が basic double model flow 中を伝播していく現象を充分表現しきれなかったためと考えられる。

5 結 言

Low Speed Theory を線形境界値問題として定式化し、wavy potential が船体表面条件を満足する改良理論を導いた。2 隻の単純船型を供試模型として計算値と実験値とを比較し本理論の特性を明らかにした。得られた結論を以下に要約する。

- (1) 船体表面条件を厳密化した本理論は、造波抵抗、振幅関数、船側波形、流速分布のいずれにおいても従来の Low Speed Theory を大幅に改善するものである。
- (2) これは、本理論が船体表面条件を厳密化したことにより、波と船体との干渉の影響を考慮しているためと考えられる。
- (3) 船体に付加される wavy source は量的には小さいが、従来の Low Speed Theory の造波抵抗曲線の hump-hollow を緩和し実測値に近づける。
- (4) 今回の計算は第 1 次近似の理論によるものであり、波の伝播に関する局所流の影響については説明しきれなかった。今後この影響も考慮した第 2 次以降の高次近似の検討が必要であると考えられる。また今回の計算は計算時間を節約するため、問題の最も大きな部分をしめている船体前半部のみの改良を行なったが、船体後半部についても改良の必要があると考えられる。

本研究における実験は東大船型試験水槽で行ない、水槽職員の御助力をいただいた。また、数値解析にあたっては東京大学大学院 高橋雅之氏に一部協力していただいた。これらの方々に厚く御礼申し上げる。さらに本研究の構想について御示唆をいただいた日立造船(株)技術研究所の高木又男氏にも厚く御礼申し上げるしだいである。

数値計算は東京大学大型計算機センターの HITAC 8700/8800 を使用した。また本研究は一部文部省科学研究費によったことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 高木又男：造波抵抗理論概説，関西造船学会誌，第165号(1977)。
- 2) Inui, T. : Study on Wave-Making Resistance of Ships, 60 th Anniversary Series, The Society of Naval Architects of Japan (1957)。
- 3) 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——特に線積分効果について——，日本造船学会論文集，第138号(1975)。
- 4) Baba, E. : Wave Resistance of Ships in Low Speed, Mitsubishi Technical Bulletin, Mitsubishi Heavy Industries, Ltd., No.109 (1976)。
- 5) Maruo, H. : Wave Resistance of a Ship with Finite Beam at Low Froude Numbers, Bulletin of Faculty of Engineering, Yokohama National Univ., 26 (1977)。
- 6) Baba, E. and Hara, M. : Numerical Evaluation of a Wave Resistance Theory, Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Berkeley (1977)。
- 7) Kitazawa, T. and Tanaka, H. : Wave Resistance of a Full Ship in Medium Speed, Journal of the Kansai Society of Naval Architects No.170 (1978)。
- 8) 中村重郎，乾 崇夫，梶谷 尚：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，日本造船学会論文集，第145号(1979)。
- 9) Maruo, H. and Suzuki, K. : Wave Resistance of a Ship of Finite Beam Predicted by the Low Speed Theory, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, No.142 (1977)。
- 10) Inui, T. et al. : Evaluation of Low Speed Theory by Waves and Wave Resistance Calculations of Simple Bodies, Study on Local Non-Linear Effect in Ship Waves, International Joint Research Report 1977 (1978)。
- 11) Kusaka, Y. : On the Contribution of Line Integral to the Wave Resistance of Surface Ships, ISWR (1976)。
- 12) 松井政博，北沢孝宗：二重模型近似についての考

察，JTTC 第一部会資料 (Oct. 1974)。

Appendix A

Green 関数は次の二つの表示 (G^+ , G^-) を適宜使い分けた。

$$G^+ = -\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + H^+ \quad (\text{A-1})$$

$$H^+ = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \text{P. V.} \int_0^\infty \frac{k \exp[k\{(z+\zeta)+i\tilde{\omega}\}]}{k-K_0 \sec^2 \theta} dk + 2K_0 i \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^2 \theta \times \exp[K_0 \sec^2 \theta \{(z+\zeta)+i\tilde{\omega}\}] d\theta \quad (\text{A-2})$$

$$G^- = -\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + H^- \quad (\text{A-3})$$

$$H^- = \frac{2K_0}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^2 \theta \text{P. V.} \int_0^\infty \frac{\exp[k\{(z+\zeta)+i\tilde{\omega}\}]}{k-K_0 \sec^2 \theta} dk + 2K_0 i \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^2 \theta \times \exp[K_0 \sec^2 \theta \{(z+\zeta)+i\tilde{\omega}\}] d\theta \quad (\text{A-4})$$

ここで

(x, y, z) : field point, (ξ, η, ζ) : singular point

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

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

$$\tilde{\omega} = (x-\xi) \cos \theta + (y-\eta) \sin \theta$$

式(A-2), (A-4) の第1項の二重積分は積分指数関数を用いて計算した¹²⁾。また，特異点の遠方では次の近似式を用いた。

$$G \sim -\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + 4K_0 i \times \int_{-\pi/2+\theta}^{\pi/2} \sec^2 \theta \exp[K_0 \sec^2 \theta \{(z+\zeta)+i\tilde{\omega}\}] d\theta \quad \text{for } y \geq \eta \quad (\text{A-5})$$

$$\sim -\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + 4K_0 i \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2+\theta} \sec^2 \theta \exp[K_0 \sec^2 \theta \{(z+\zeta)+i\tilde{\omega}\}] d\theta \quad \text{for } y < \eta \quad (\text{A-6})$$

ここで $\Theta = \tan^{-1}\{(y-\eta)/(x-\xi)\}$

Appendix B

第1次近似の解による船体の無限後方での漸近波の振幅関数は次式のように表わせる。

$$C(\theta) + iS(\theta) = \frac{g}{\pi U^3} \sec^3 \theta \left[- \iint_F d\xi d\eta D(\xi, \eta) \times \exp\{iK_0 \sec^2 \theta (\xi \cos \theta + \eta \sin \theta)\} + \iint_S ds \sigma_1(s) \exp\{K_0 \zeta \sec^2 \theta + iK_0 \sec^2 \theta (\xi \cos \theta + \eta \sin \theta)\} \right] \quad (\text{B-1})$$

従来の L. S. T. は式 (B-1) の右辺第1項のみを取ったものである。造波抵抗 R_W は

$$R_W = \pi \rho U^2 \int_0^{\pi/2} |C(\theta) + iS(\theta)|^2 \cos^3 \theta d\theta \quad (\text{B-2})$$

のように書ける。