

波浪による定常流体力に関する研究

正員 柏 木 正* 正員 大 楠 丹*

Study on the Wave-Induced Steady Force and Moment

by Masashi Kashiwagi, *Member* Makoto Ohkusu, *Member*

Summary

Recently calculation formulae for the wave-induced steady sway force and yaw moment were derived by Kashiwagi in the same fashion as Maruo's added-resistance formula; the only unknown in these formulae is the Kochin function equivalent to the ship-generated progressive waves far from the ship. This paper presents a new method of computing the Kochin function. It is based on the unified slender-ship theory and thus able to incorporate rationally the 3-D and forward-speed effects on the longitudinal source distribution representing ship's disturbance in the far field. Thus there is no need to displace downward the vertical position of source distribution; the pragmatic treatment of which has been used in a conventional strip method to weaken the two-dimensionally determined singularities. The depthward displacement has also been said to ensure the convergence of the infinite integral in the added-resistance formula. This paper shows that the infinite integral can be evaluated precisely with singularities placed on the free surface in terms of only the Fourier-series coefficients of the longitudinal source distribution.

Computations are performed and compared with existing data for SR108 container ship and a blunt ship. Except for the underprediction of the added resistance in shorter wavelength region of head-sea conditions, the new method agrees well with experiments for all angles of incidence, and thus improves considerably upon the strip method.

1. 結 言

最近、正面向い波中だけでなく、斜波中での船舶の波浪中推進性能に研究の目が向けられている。斜波中では、従来から知られている抵抗増加だけでなく、波浪による定常横力、定常回頭モーメントも働き、これらは船の斜航や回頭運動を引き起こすので、それを抑えるために、通常は操船者やオートパイロットによって当舵がとられる。その結果、斜航、回頭運動、及び当舵による副次的な抵抗増加が発生するので、斜波中での総合的な船舶推進性能を研究するためには、波浪中抵抗増加だけでなく、定常横力、定常回頭モーメントを精度良く推定できることが不可欠であ

る。

前進速度がない場合には、丸尾の漂流力理論¹⁾、Newmanによる漂流モーメントの理論²⁾に基づき、3次元境界要素法による厳密計算が現在ではかなり一般的に行われるようになっており、計算値と実験値との一致度も良好である。

一方、前進速度がある場合には、これまで波浪中抵抗増加の研究のみが数多く行われてきた。これは、向い波中では抵抗増加が大きくなり、船速低下を算定する上で重要であるという造船工学的理由によると思われるが、もう一つの理由として、定常横力、定常回頭モーメントに関しては、丸尾の抵抗増加理論³⁾⁴⁾のように、運動量保存則に基づいた厳密な理論計算式が与えられていなかったことが考えられよう。しかしこれに関しても、最近フーリエ変換法を用いた新しい解析法が柏木⁵⁾によって示され、抵抗増加公式と同様に、船体から遠方における波振幅関数 (Kochin 関数) だけから計算できる式が与えられた。それに基づいた3次元積分方程式法⁶⁾による数値計算も、既に岩下⁷⁾によっ

* 九州大学応用力学研究所

原稿受理 平成5年1月11日

春季講演会において講演 平成5年5月19, 20日

て試みられたが、まだ精度の点で信頼性に欠け計算時間も莫大であることを考えると、3次元積分方程式法では定常流体力の詳細な検討はまだ難しいと思われる。

正面向い波中での抵抗増加に関しては、これまでの研究は実用的観点からのものが殆どであり、Kochin 関数はストリップ法的に求められている⁹⁾。そのため、3次元影響や前進速度影響が合理的に考慮されておらず、計算値は短波長域では実験値より小さく、動揺の同調点付近では実験値より大きくなる。この不一致を補正するために、藤井・高橋法⁹⁾として知られている実験的修正係数や、Kochin 関数を求める際に特異点の位置を水面下に沈めるという経験的工夫¹⁴⁾が導入されてきた。斜波中あるいは追い波中での抵抗増加に関しては、ストリップ法によって Kochin 関数を求めること自体疑問が持たれるし、抵抗増加の細かい特性については不明確な部分が多いように思われる。

本研究では、Kochin 関数を決定する際に Newman¹⁰⁾, Scлавounos¹¹⁾によって開発された unified theory を適用する。Unified theory は細長船理論ではあるが、3次元影響や前進速度影響が合理的に考慮でき、且つ計算時間の点で実用的でありながら問題の本質を議論できる信頼性の高い方法である。

数値計算は、抵抗増加に関して最も実験結果の多い SR108 コンテナ船と、運動を拘束した状態での定常横力、定常回頭モーメントの詳細な実験が行われている肥大船型⁹⁾について行い、実験値及びストリップ法による計算値と比較することによって、新しい計算法の妥当性について論じている。

2. 定常流体力の計算式のまとめ

波浪による定常流体力のうち、抵抗増加については有名な丸尾の公式⁹⁾がある。丸尾による抵抗増加公式の導出は、最終結果のエレガントさに反してかなり複雑であるが、最近、柏木⁹⁾によってフーリエ変換を用いた新しい解析法が示され、抵抗増加だけでなく、定常横力、定常回頭モーメントも船体から遠方での波振幅関数（以下では Kochin 関数と言う）だけから計算できるコンパクトな式が導かれた。本論文は式の導出ではなく、その実用的な数値計算法に関するものであるが、後の説明のために計算公式を以下に整理する。

座標系は Fig. 1 のように考える。船は x 軸の正方向に一定速度 U で前進しながら入射波を散乱させ、6自由度の微小動揺をすると仮定する。入射波の振幅を A 、円周波数を ω_0 、波数を $k_0 (= \omega_0^2/g, g$ は重力加速度) とし、出会い角 χ は追波を $\chi=0^\circ$ 、向い波を $\chi=180^\circ$ と定義する。この時、出会い円周波数は $\omega = \omega_0 - k_0 U \cos \chi$ で与えられる。流体は非粘性、非回転と仮定し、その速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z; t)$ をつぎのように表す。

$$\Phi = U[-x + \phi_s(x, y, z)] + \text{Re}[\phi_u(x, y, z)e^{i\omega t}] \quad (1)$$

$$\phi_u = \frac{gA}{i\omega_0} \{ \phi_0(x, y, z) + \phi(x, y, z) \} \quad (2)$$

$$\phi_0 = e^{-k_0 z - ik_0 y \sin \chi} \cdot e^{i\ell x}, \quad \ell = -k_0 \cos \chi \quad (3)$$

$$\phi = \phi_r(x, y, z) - \frac{\omega\omega_0}{g} \sum_{j=1}^6 \left(\frac{\xi_j}{A} \right) \phi_j(x, y, z) \quad (4)$$

(1) 式の Re 及び後で用いる Im はそれぞれ複素数表示の実数部、虚数部を表す。 ϕ_s は定常の攪乱速度ポテンシャル、 ϕ_0 は入射波の速度ポテンシャル、また非定常攪乱項のうち、 ϕ_r は scattered ポテンシャル、 ϕ_j ($j=1\sim 6$) は j モードの radiation ポテンシャルを表す。ここで $j=1\sim 3$ は surge, sway, heave, $j=4\sim 6$ は roll, pitch, yaw を意味し、 ξ_j はその複素振幅である。

以上のような非定常流場内で、 x 軸の負方向に働く抵抗増加 R_{Aw} 、正の y 軸方向に働く定常横力 $\bar{Y}$ 、 z 軸まわりの定常回頭モーメント $\bar{N}$ はそれぞれ次式で計算できる。

$$\begin{aligned} \frac{R_{Aw}}{\rho g A^2} = & \frac{1}{4\pi k_0} \left[-\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right] \{ |C(k)|^2 + |S(k)|^2 \} \\ & \times \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 - k^2}} k dk - \frac{1}{2} \cos \chi \cdot \text{Im}[H(k_0, \chi)] \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{-\bar{Y}}{\rho g A^2} = & \frac{1}{4\pi k_0} \left[-\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right] \\ & \times \text{Im}\{2C(k)S^*(k)\} \nu dk \\ & - \frac{1}{2} \sin \chi \cdot \text{Im}[H(k_0, \chi)] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{N}}{\rho g A^2} = & \frac{1}{4\pi k_0} \left[-\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right] \text{Re}\{C'(k)S^*(k) \\ & - C^*(k)S'(k)\} \nu dk - \frac{1}{2} \sin \chi \cdot \text{Re}[H'(k_0, \chi) \\ & + \frac{1}{k_0} \left(\tau + \frac{k_0 \cos \chi}{K_0} \right) H(k_0, \chi)] \end{aligned} \quad (7)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \frac{1}{g} (\omega + kU)^2 = K + 2k\tau + \frac{k^2}{K_0} \\ K &= \frac{\omega^2}{g}, \quad \tau = \frac{U\omega}{g}, \quad K_0 = \frac{g}{U^2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

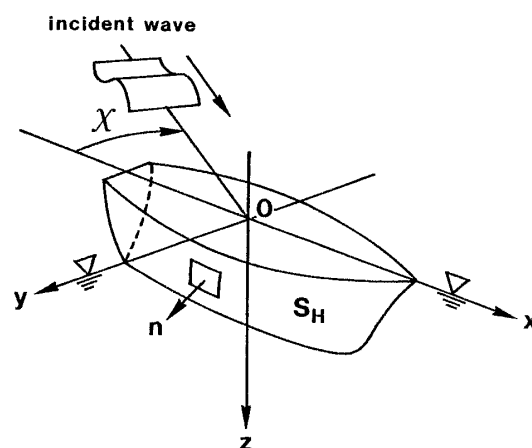


Fig. 1 Coordinate system

$$\left. \begin{matrix} k_1 \\ k_2 \end{matrix} \right\} = -\frac{K_0}{2} \{1 + 2\tau \pm \sqrt{1 + 4\tau}\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{matrix} k_3 \\ k_4 \end{matrix} \right\} = \frac{K_0}{2} \{1 - 2\tau \mp \sqrt{1 - 4\tau}\} \quad (10)$$

$\tau > 1/4$ では(10)式の k_3, k_4 は複素数となり、この時(5)～(7)式の k に関する積分範囲は $k_3 = k_4$ として連続すると考える。また $C(k), S(k)$ は Kochin 関数のうち、船の左右対称成分、反対称成分をそれぞれ表し、これは(4)式によって、つぎのように成分分離した形に表すことができる。

$$\left. \begin{aligned} C(k) &= C_7(k) - \frac{\omega\omega_0}{g} \sum_{j=1,3,5} \left(\frac{\xi_j}{A} \right) C_j(k) \\ S(k) &= S_7(k) - \frac{\omega\omega_0}{g} \sum_{j=2,4,6} \left(\frac{\xi_j}{A} \right) S_j(k) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ここで

$$\left. \begin{matrix} C_j(k) \\ S_j(k) \end{matrix} \right\} = \iint_{S_H} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) \times e^{-\nu z + i k x} \begin{Bmatrix} \cos(y\sqrt{\nu^2 - k^2}) \\ \sin(y\sqrt{\nu^2 - k^2}) \end{Bmatrix} dS \quad (12)$$

すなわち、船体の没水表面 (S_H) 上での非定常速度ポテンシャルの値 ϕ_j が求めれば計算できる。ただし、(11)式中の動揺振幅 ξ_j/A は、運動方程式を解いた後に与えられる複素数であり、(12)式の法線方向は、Fig. 1 に示すように船体から外向きを正とする。

(5)～(7)式のそれぞれ第2項は、入射波と船体による攪乱との干渉に起因する項で、 $H(k_0, \chi)$ は $C(k) + iS(k)$ において $k = k_0 \cos \chi$, $\sqrt{\nu^2 - k^2} = k_0 \sin \chi$ を代入した関数、また C^*, S^* は C, S の複素共役、 C', S' は C, S の k に関する微分値、 $H'(k_0, \chi)$ は $C' + iS'$ において $k = k_0 \cos \chi$, $\sqrt{\nu^2 - k^2} = k_0 \sin \chi$ を代入した関数を表している。

ところで(5)、(6)式の右辺第2項に関連して、エネルギー保存則からつぎの関係式が導ける。

$$\text{Im}[H(k_0, \chi)] = \frac{1}{2\pi} \left[-\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right] \times \{ |C(k)|^2 + |S(k)|^2 \} \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 - k^2}} dk \quad (13)$$

これを(5)式に代入した式が従来から計算に用いられている丸尾の抵抗増加公式⁹⁾である。(13)式は数値計算で満たされるべき関係式であるが、以下に述べる細長船理論のような近似計算法では厳密に満たされることは期待できない。本論文では結局、丸尾の抵抗増加公式と同様に(13)式を(5)、(6)式に代入した後、数値計算を行っている。

3. 新しい Kochin 関数の計算法

原理的には3次元特異点分布法⁹⁾などによって(12)式の“厳密”な計算を行えばよいが、現状では計算時間が多くかかり、精度的にも信頼性に欠ける。そこで本論文では3次元影響、前進速度影響を合理的に取り入れることができ、比較的簡便に計算できる理論として知られている

Newman¹⁰⁾, Sclavounos¹¹⁾ による unified theory に基づいた計算方法を提案する。

Unified theory は細長船理論であるので、 x 軸に直角的な横断面内での2次元境界値問題の解が基本となる。これは、radiation 問題に対してはストリップ法と同じく

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi_j &= 0 \\ \frac{\partial \phi_j}{\partial z} + K \phi_j &= 0 \quad \text{on } z=0 \\ \frac{\partial \phi_j}{\partial N} &= N_j + \frac{U}{i\omega} M_j \quad \text{on } S_H \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

と表せる。ただし $j=1$ の surge は higher order として計算しないので $j=2 \sim 6$ である。また N は $y-z$ 平面内での法線を表し、 N_j はその j 方向成分、 M_j は前進速度影響を表す m-term¹⁰⁾ の細長体近似で、実際には定常攪乱ポテンシャル ϕ_s の寄与を無視し、 $M_2 = M_3 = M_4 = 0$, $M_5 = N_3$, $M_6 = -N_2$ と計算する。

また unified theory の diffraction 問題では、 ϕ_7 の x 軸方向の支配的な変動項は(3)式の ϕ_0 と同じく、 $\exp(i\ell x)$ と仮定し、 $\phi_7 = \phi(x; y, z) \exp(i\ell x)$ と表したときの ϕ に対して

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \ell^2 \right) \phi &= 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} + k_0 \phi &= 0 \quad \text{on } z=0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial N} &= -\frac{\partial}{\partial N} e^{-k_0 z - ik_0 y \sin \chi} \quad \text{on } S_H \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

を考える。この船体表面境界条件式は y について対称な成分と反対称な成分から成っているから、それぞれに対応する解を、 ϕ^s, ϕ^A と表し、全ての出会い角に対して特異性が現れないように工夫して解かれているものとする¹²⁾。

細長船理論では、Kochin 関数は外部解から求められ、(12)式は次のように近似計算される。

$$C_j(k) = \int_L Q_j(x) e^{ikx} dx \quad (16)$$

$$S_j(k) = \int_L D_j(x) e^{ikx} dx \quad (17)$$

(16)、(17)式の積分は船首から船尾までで、 $Q_j(x), D_j(x)$ は外部解における x 軸上の線状吹き出し強さ、及びダブルット強さを表す。

Unified theory では、 $Q_j(x)$ は内部解と外部解のマッチングによって得られる次の積分方程式を解くことによって決定される。

$$Q_7(x) + \frac{1}{\pi} \sigma_7(x) \mathcal{L}_D(Q_7; x) = \sigma_7(x) e^{i\ell x} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} Q_j(x) + \frac{i}{2\pi} \{1 - \sigma_3(x)/\sigma_3^*(x)\} \mathcal{L}_R(Q_j; x) \\ = \sigma_j(x) + \frac{U}{i\omega} \bar{\sigma}_j(x) \quad (j=3, 5) \end{aligned} \quad (19)$$

ここで $\mathcal{L}_D, \mathcal{L}_R$ はそれぞれ diffraction 問題、radiation 問題における3次元影響、前進速度影響を表す項で、次のよ

うに表せる。

$$\left. \begin{matrix} \mathcal{L}_D \\ \mathcal{L}_R \end{matrix} \right\} = Q_j(x) \left\{ \begin{matrix} h(\chi) \\ 0 \end{matrix} \right\} - \int_L Q_j(\xi) \frac{d}{d\xi} F(x-\xi) d\xi \quad (20)$$

ただし $h(\chi)$ は、2次元解の出会い角依存性に関する3次元修正項で、文献12)の(53)式で与えられ、 $F(x-\xi)$ は文献11)の(43)～(46)式で与えられる核関数である。

また(18)、(19)式の右辺は、(14)、(15)式の解から計算される2次元Kochin関数であり、次式で与えられる。

$$\sigma_7 = \int_{c_H} \left(\frac{\partial \phi^S}{\partial N} - \phi^S \frac{\partial}{\partial N} \right) e^{-k_0 z} \cos(k_0 y \sin \chi) ds \quad (21)$$

$$\sigma_j = \int_{c_H} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial N} - \phi_j \frac{\partial}{\partial N} \right) e^{-Kz} \cos(Ky) ds \quad (j=3, 5) \quad (22)$$

$$\bar{\sigma}_3=0, \quad \bar{\sigma}_5=\sigma_3 \quad (23)$$

(17)式のダブルレット強さ D_j に関しては、unified theoryでは、反対称波成分に対する3次元修正項はhigher orderとして無視できるので、対称波成分の(18)、(19)式に対応する式は簡単化され、

$$D_7(x) = \mu_7(x) e^{iLx} \quad (24)$$

$$D_j(x) = \mu_j(x) + \frac{U}{i\omega} \bar{\mu}_j(x) \quad (j=2, 4, 6) \quad (25)$$

ただし

$$\mu_7 = \int_{c_H} \left(\frac{\partial \phi^A}{\partial N} - \phi^A \frac{\partial}{\partial N} \right) e^{-k_0 z} \sin(k_0 y \sin \chi) ds \quad (26)$$

$$\mu_j = \int_{c_H} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial N} - \phi_j \frac{\partial}{\partial N} \right) e^{-Kz} \sin(Ky) ds \quad (j=2, 4, 6) \quad (27)$$

$$\bar{\mu}_2 = \bar{\mu}_4 = 0, \quad \bar{\mu}_6 = -\mu_2 \quad (28)$$

となる。しかし文献12)で論じたように、 $\nu^2 - k^2 = 0$ となる k 、すなわち定常流体力の積分範囲の端点 k_j ($j=1 \sim 4$) の近傍では、上式は良い近似とは言えない。この場合には、2次元解を厳密な(12)式における速度ポテンシャル ϕ_j の近似解として代入した

$$\mu_7 \approx \int_{c_H} \left(\frac{\partial \phi^A}{\partial N} - \phi^A \frac{\partial}{\partial N} \right) e^{-\nu z} \sin(y \sqrt{\nu^2 - k^2}) ds \quad (29)$$

を用いる。具体的には $\sqrt{\nu^2 - k^2} < k_0 \sin \chi$ に対しては(29)式を、 $k_0 \sin \chi < \sqrt{\nu^2 - k^2}$ に対しては(26)式を用いることにした。

ところで(11)式の動揺複素振幅 ξ_j/A は運動方程式を解くことによって与えられるが、運動方程式の係数である付加質量、減衰力係数、波浪強制力には unified theory によって3次元影響が考慮されているので、動揺振幅にも implicit な形で3次元影響、前進速度影響が考慮されていることを付言しておく。

4. ストリップ法による Kochin 関数の計算法

抵抗増加の計算における従来の Kochin 関数の計算法は、殆ど全てがストリップ法に基づいている⁹⁾が、長い研究の歴史を反映していろいろな実用計算法が提案され、それ

らには微妙な違いがある。その中で、(16)、(17)式における線状特異点分布の軸を水面下に少し沈める方法が一般的であるが、その沈める量の決め方は理論的ではなく、実験値と一致するように決められたりしている。線状特異点の位置を水面下に沈めるということは、ストリップ法による2次元特異点強さを弱めることに相当するが、これは、unified theory による計算法では、(18)、(19)式中の3次元影響によって自動的に且つ合理的に計算される。

そこで、unified theory による計算値と3次元影響を含まない計算値とを比較するためには、ストリップ法による線状特異点分布の軸も $z=0$ の x 軸としておくべきである。この時、radiation 問題は(14)式と全く同じであるから、特異点強さは(19)式、(25)式の右辺と同じになり、

$$Q_j(x) = \sigma_j(x) + \frac{U}{i\omega} \bar{\sigma}_j(x) \quad (j=3, 5) \quad (30)$$

$$D_j(x) = \mu_j(x) + \frac{U}{i\omega} \bar{\mu}_j(x) \quad (j=2, 4, 6) \quad (31)$$

である。一方、ストリップ法での diffraction 問題は、相対運動の仮定によって radiation 問題に置き換えられ、船体表面境界条件式は

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial N} \approx k_0 [N_3 + i \sin \chi N_2] e^{-k_0 z_s + iLx} \quad (32)$$

と近似される。ただし入射波の代表流速は $y=0, z=z_s$ の値とした。

支配方程式、自由表面条件式も波向きに関係なく radiation 問題と同じであると考えてるので、(32)式より

$$Q_7(x) = k_0 e^{-k_0 z_s} \sigma_3(x) e^{iLx} \quad (33)$$

$$D_7(x) = i k_0 \sin \chi e^{-k_0 z_s} \mu_2(x) e^{iLx} \quad (34)$$

と計算される。

以上のようにして線状特異点強さを決め、それを(16)、(17)式に代入して計算する方法を本論文ではストリップ法と呼ぶことにする。なお(11)式中の動揺振幅の計算は、従来のストリップ法(N. S. M.)による計算法と全く同じである。

5. 抵抗増加公式の無限積分計算法

抵抗増加の計算式(5)は、 k に関する無限積分を含んでいるが、従来の計算法がそれを正確に行っているかは疑問である。通常は前節で述べたように、線状特異点分布の位置を水面下 ($z=z_0$) に沈めることによって Kochin 関数の計算(16)、(17)式に $\exp\{-\nu(k)z_0\}$ の項を付加し、無限積分の収束を保証している。

しかし、細長船理論の成り立ちから考えると、特異点の位置は $z=0$ とすべきである。その場合でも、船首尾で特異点の強さがゼロであれば、以下のように無限積分は精度良く計算することができる。

その計算法の説明には次の積分を考えれば十分であろう。

$$R = \int_{-\infty}^{\infty} |C(k)|^2 \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 - k^2}} k dk = R_A + R_B \quad (35)$$

$$R_A = \int_{-\infty}^{\infty} |C(k)|^2 \left\{ \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 - k^2}} - 1 \right\} k dk \quad (36)$$

$$R_B = \int_{-\infty}^{\infty} |C(k)|^2 k dk \quad (37)$$

Kochin 関数は(16)式の線状分布とするが、船長の半分の $L/2$ で無次元化され

$$C(k) = \int_{-1}^1 q(\xi) e^{ik\xi} d\xi \quad (38)$$

の如く表されているとする。上式で $q(\xi)$ がなめらかな関数である場合には、Riemann-Lebesgue の定理によって、 k が大きい時 $C(k) = O(1/k)$ となるので、(36)式の R_A は数値的に積分可能である。そこで R_B について考える。一般の船に対して成り立つ $q(\pm 1) = 0$ の場合には(38)式を部分積分することができ

$$C(k) = \frac{i}{k} \int_{-1}^1 q'(\xi) e^{ik\xi} d\xi \quad (39)$$

と表せるから、(38)、(39)式を(37)式に代入すると

$$\begin{aligned} R_B &= \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-1}^1 i q'(x) e^{ikx} dx \int_{-1}^1 q^*(\xi) e^{-ik\xi} d\xi \\ &= \int_{-1}^1 q'(x) e^{ikx} dx \int_{-1}^1 \frac{q^*(\xi) e^{-ik\xi}}{\xi - x} d\xi \end{aligned} \quad (40)$$

を得る。ここで、 $x = \cos \theta$, $\xi = \cos \vartheta$ と変数変換し、 $q(\pm 1) = 0$ を考慮して $q(x)$ を次のようなフーリエ正弦級数で表す。

$$q(\xi) e^{ik\xi} = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\vartheta \quad (41)$$

この時、(40)式の ξ に関する特異積分は翼理論¹³⁾と同様に

$$\int_{-1}^1 \frac{q^*(\xi) e^{-ik\xi}}{\xi - x} d\xi = -\pi \sum_{n=1}^{\infty} b_n^* \cos n\theta \quad (42)$$

と処理できるので、最終的には(41)式のフーリエ級数の係数 b_n だけを用いて次のように計算することができる。

$$R_B = -\frac{\pi^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} [n|b_n|^2 + \kappa \operatorname{Im}(b_n b_{n+1}^*)] \quad (43)$$

積分範囲の下限 κ が大きい時には(41)式の項数を多く取らなければならないが、(43)式の計算は(37)式の数値積分に比べはるかに容易であり、精度的にも優れていることが期待できる。

なお以上の計算法は、反対称成分の $S(k)$ に対しても全く同様に成り立つ。また、(6)式の定常横力、(7)式の定常回頭モーメントの無限積分に対しても同じような解析的取扱いが可能と思われるが、本論文では抵抗増加の計算に対してのみ本節の方法を適用し、定常横力、回頭モーメントは強引に数値積分を実行した。

6. 計算値と実験値との比較

6.1 SR108 コンテナ船の抵抗増加

最初に、これまで数多くの研究が行われてきた正面向い波中での抵抗増加の計算値を Fig. 2~Fig. 4 に示す。計算はエネルギー関係式(13)を(5)式の第2項に代入した式で

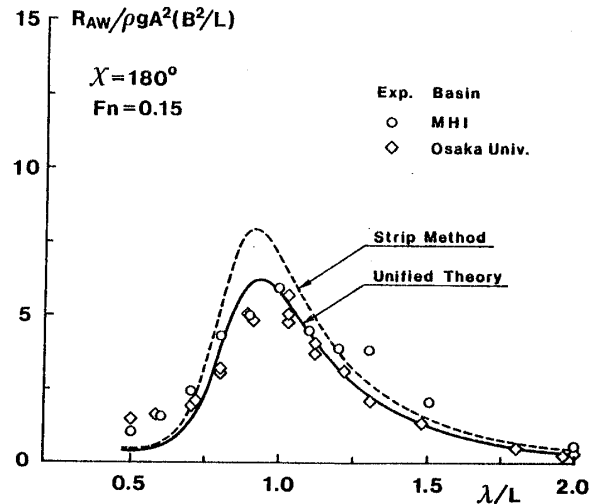


Fig. 2 Added resistance of SR108 container ship in head sea ($\chi=180^\circ$) at $Fn=0.15$

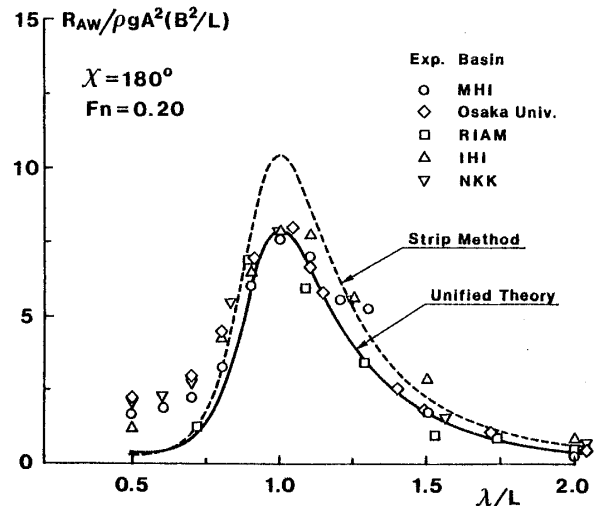


Fig. 3 Added resistance of SR108 container ship in head sea ($\chi=180^\circ$) at $Fn=0.20$

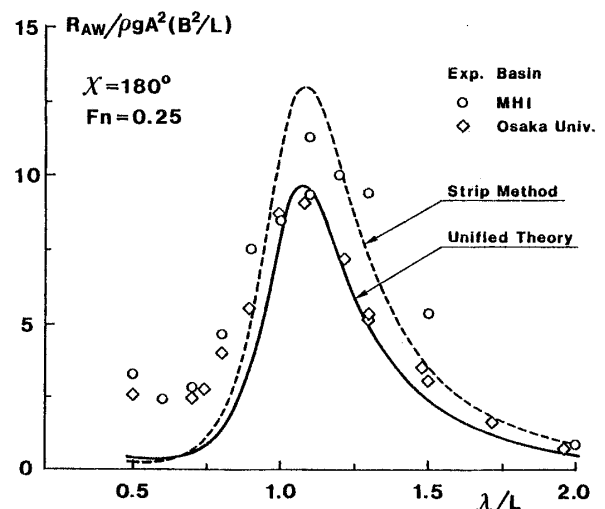


Fig. 4 Added resistance of SR108 container ship in head sea ($\chi=180^\circ$) at $Fn=0.25$

行った。実線が unified theory によって Kochin 関数を求めた結果であり、点線は第4節で述べたストリップ法による結果を示している。ストリップ法による Kochin 関数の計算では、unified theory との比較が目的であるから、線状特異点を水面下の適当な位置に沈めるという従来の手法は用いていないことを強調しておく。Fig. 2 はフルード数 (F_n) が 0.15, Fig. 3 は 0.2, Fig. 4 は 0.25 に対する結果であり、実験値は文献 14)~17) から読み取ってプロットした。ストリップ法の結果は、特異点位置を $z=0$ としているにもかかわらず、従来から言われているほど過大な推定値¹⁴⁾とはなっていないことに注目したい。本論文での特異点強さの決め方が文献 14) に示された方法と厳密には異なるので断言はできないが、前節で示した無限積分の計算方法の違いが理由として考えられる。

いずれにしても、ストリップ法の結果はピーク値を大きめに推定しているが、unified theory による計算結果は実

験値と良く一致している。ただフルード数が高くなると、やや小さめの推定値を与えるようであり、また短波長域では、実験値の方が明らかに大きい。この短波長域での差に関しては、本論文の計算が細長船理論に基づいているので、船首部からの波の反射による抵抗増加成分が含まれていないことによる。これを考慮するには、 x 軸方向への波の反射問題を高次項ではあるが解くか、藤井・高橋による修正法⁹⁾、またはそれと類似の方法¹⁸⁾¹⁹⁾を用いる必要がある。

Figs. 5, 6 はそれぞれ $\chi=150^\circ, 120^\circ$ の斜め向い波中に対する結果を文献 14) に示されている実験値と比較しているが、ストリップ法による推定値は悪くはない。一方、unified theory による推定値は正面向い波中の場合と同様、フルード数が高くなるにつれて小さめの値を与えるようであるが、実験値には碎波による抵抗成分など、計算に考慮されていない成分があることを考えると妥当な結果であると言えよう。

Figs. 7, 8 には斜め追い波状態での結果を示しているが、向い波中での値に比べ、抵抗増加は非常に小さい。細かく見ると短波長ほど値が大きく、フルード数の高い方が抵抗増加も大きくなっているが、unified theory による計算値はこれらの傾向を捉えることができています。また斜め追い波状態では、図中に下向き矢印で示した位置で $\tau=1/4$ となるが、その近傍では船によって造られる波紋の形状が急激に変化する。ストリップ法の結果は $\tau=1/4$ の近傍で、実験値には見られないような変動を示しているが、Kochin 関数の計算から抵抗増加の積分まで consistent な方法で

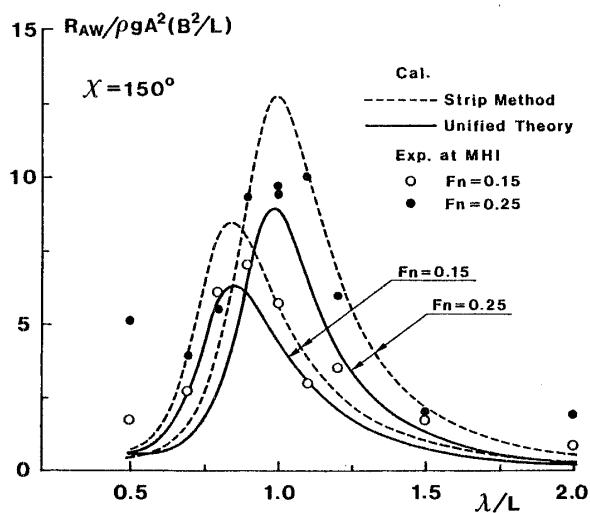


Fig. 5 Added resistance of SR108 container ship in oblique bow sea ($\chi=150^\circ$) at $F_n=0.15, 0.25$

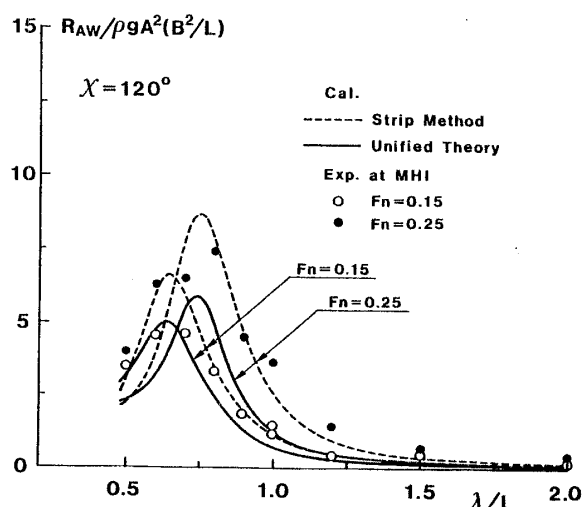


Fig. 6 Added resistance of SR108 container ship in oblique bow sea ($\chi=120^\circ$) at $F_n=0.15, 0.25$

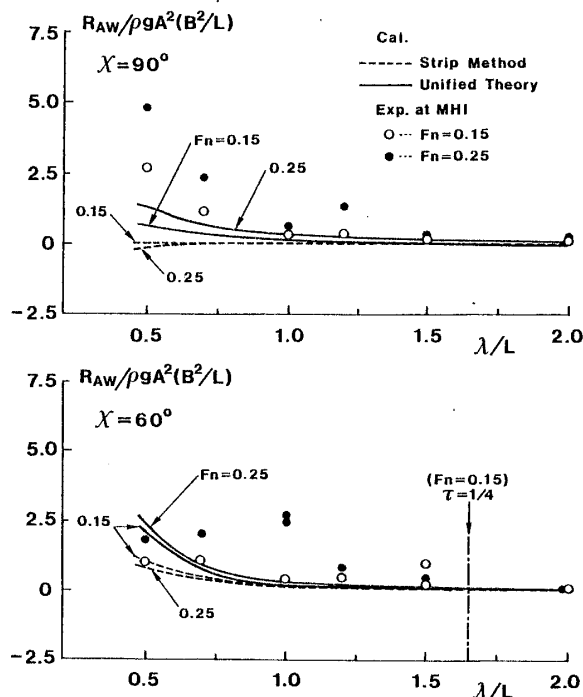


Fig. 7 Added resistance of SR108 container ship in beam and quartering sea ($\chi=90^\circ, 60^\circ$) at $F_n=0.15, 0.25$

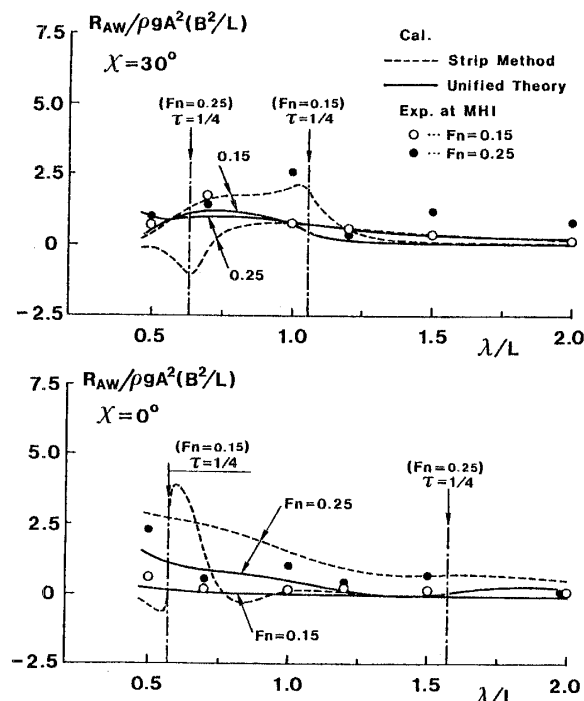


Fig. 8 Added resistance of SR108 container ship in following sea ($\chi = 30^\circ, 0^\circ$) at $Fn = 0.15, 0.25$

計算する unified theory では急激な変動はなく、妥当な推定値を与えている。

以上のように、本論文で示した unified theory による計算法は、全ての波向きに対して安定した、実験値に近い結果を与えている。しかし抵抗増加は積分の結果であるから、(11)式に示された各モードの Kochin 関数、動揺の複素振幅が正しく推定されているとは必ずしも言えない。一例として Figs. 9, 10 には $Fn = 0.25$ の場合の heave, pitch の振幅を文献 14) に示された実験値と比較している。Unified theory による計算値は、 $\chi = 60^\circ$ を除いて必ずしも実験値と一致しているとは言えず、むしろストリップ法の結果の方が実験値に近い。しかし、2次元漂流力がそうであるように²⁰⁾、浮体動揺の位相差が定常流体力の値を支配していると予想すれば、Figs. 9, 10 の結果と抵抗増加推定法としての unified theory の優位性とは矛盾していないと考えられる。なぜなら、Sclavounos²¹⁾ によって示されているように、unified theory による運動の位相差の計算値は、ストリップ法よりも格段に実験値と良い一致を示しているからである。

6.2 肥大船の定常流体力

波浪による定常横力、定常回頭モーメントに関する実験データは、抵抗増加に比べると極めて少ない。その中で、文献 7) に示されている肥大船型に対する実験データは、短波長 ($\lambda/L = 0.3, 0.5, 1.0$) 域で運動拘束時のものであるが、あらゆる波向きに対する詳細なものである。そこで、diffraction 問題に対する定常流体力の計算法を検証するために、その実験結果と比較する。

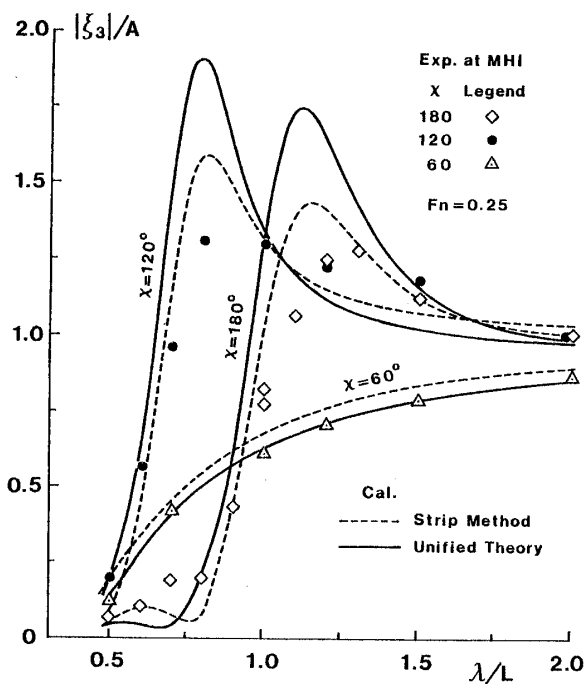


Fig. 9 Heaving amplitude of SR108 container ship at $Fn = 0.25$

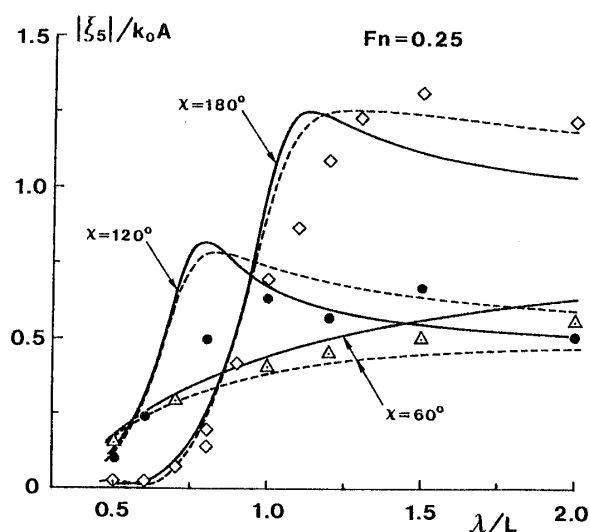


Fig. 10 Pitching amplitude of SR108 container ship at $Fn = 0.25$

Fig. 11 に抵抗増加, Fig. 12 に定常横力, Fig. 13 に定常回頭モーメントの結果を示してあり、フルード数はどれも 0.2 である。短波長域での抵抗増加に関しては、SR108 コンテナ船の実験値との比較でも述べたように、向い波中では unified theory, ストリップ法ともに船首部分からの波の反射が考慮されていないので、計算値は実験値よりかなり小さい。しかし、斜め追い波中での実験値と unified theory の計算値との対応は比較的良い。一方ストリップ法は、 $\tau = 1/4$ となる出会い角付近で実験値には見られない急激な変化をしており、信頼性に欠ける。

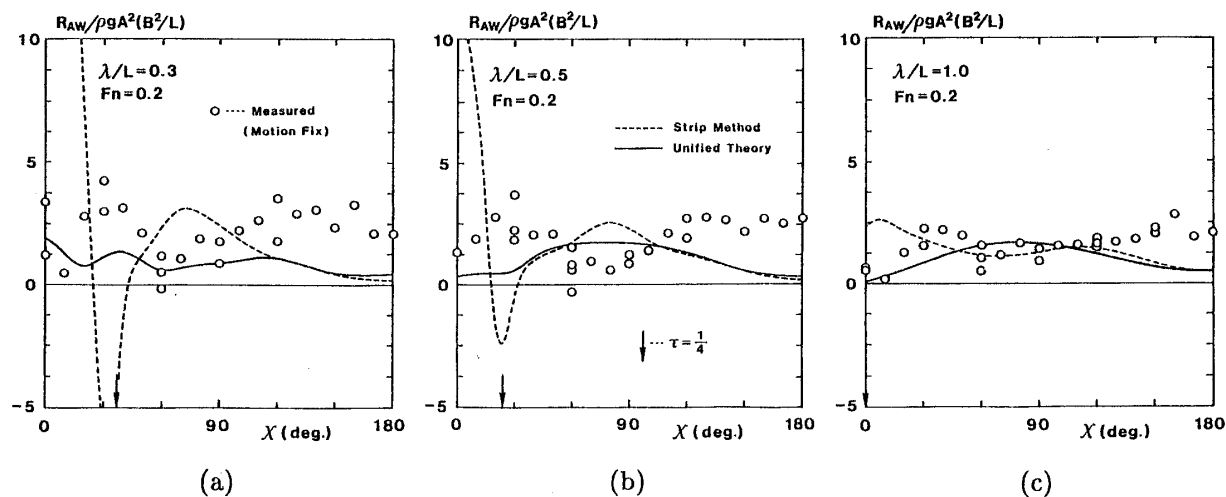


Fig. 11 Added resistance at $F_n=0.2$ versus incident angle (motions fixed)
[(a) $\lambda/L=0.3$, (b) $\lambda/L=0.5$, (c) $\lambda/L=1.0$]

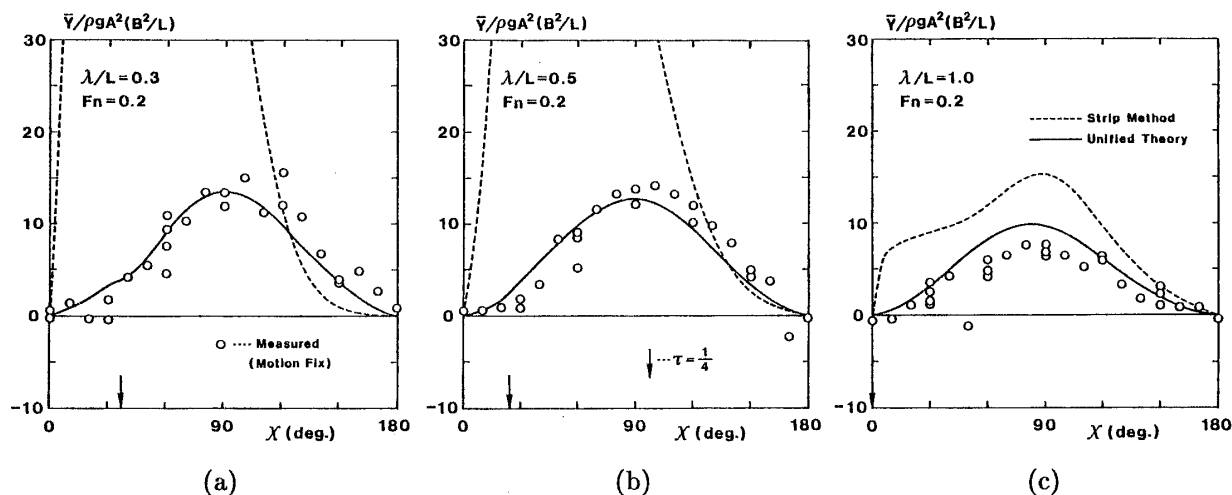


Fig. 12 Steady sway force at $F_n=0.2$ versus incident angle (motions fixed)
[(a) $\lambda/L=0.3$, (b) $\lambda/L=0.5$, (c) $\lambda/L=1.0$]

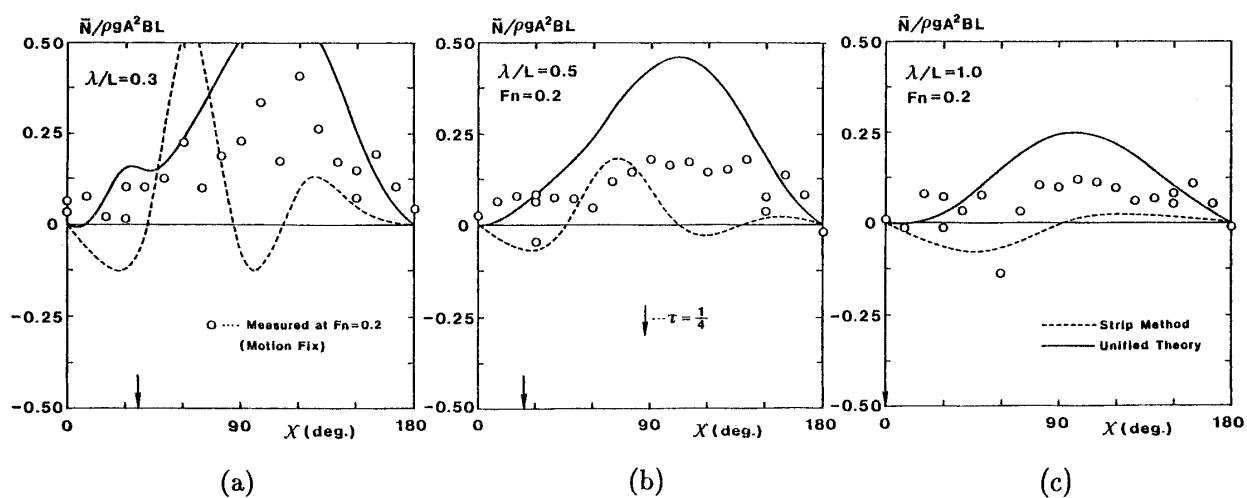


Fig. 13 Steady yaw moment at $F_n=0.2$ versus incident angle (motions fixed)
[(a) $\lambda/L=0.3$, (b) $\lambda/L=0.5$, (c) $\lambda/L=1.0$]

定常横力に対する unified theory の結果は非常によく実験値と一致しており、ストリップ法の結果、文献 7) に示された 3 次元特異点分布法による結果が実験値と大きくかけ離れていることは対照的である。

定常回頭モーメントに関しては、unified theory は少し大きめの推定値となっているが、傾向的には良さそうである。前進速度なしの場合の 3 次元境界要素法による“厳密”計算との比較¹²⁾でも、unified theory の計算値は定常横力について良く一致していたが、定常回頭モーメントについては少し違いがあったので、今回の $Fn=0.2$ に対する実験値との比較でも同じ傾向にあるとすることができる。

7. 結 言

前進速度がある場合でも、波浪による定常横力、定常回頭モーメントは、波浪中抵抗増加の計算と同様に Kochin 関数だけから計算できる⁹⁾ので、本論文では unified theory によって Kochin 関数を求める新しい計算方法を提案した。また、抵抗増加公式における無限積分の計算方法に関して、従来のように線状特異点の位置を水面下に沈めて収束を早めるという人為的操作をすることなく、精度良く積分を行うための解析的方法を示した。更に Kochin 関数から抵抗増加、定常横力、定常回頭モーメントを同時に計算し、既存の SR108 コンテナ船、並びに肥大船型の実験データ⁷⁾と比較した。

その結果を総合すると、unified theory に基づく新しい計算法は、全ての波向きに対して安定した結果を与え、実験値との一致度も良好であると言える。ただ unified theory は細長船理論であるから、船首部分からの波の反射の影響が考慮されていないため、短波長域での抵抗増加の計算値は実験値より小さい。従ってその影響を何らかの方法で修正する必要がある。一方、比較のため、Kochin 関数をストリップ法によって求めるという従来の計算法も試みたが、向い波中では unified theory の結果と大きく変わらない妥当な値を与えるものの、追い波中では $\tau=1/4$ となる時の近傍で計算値が大きく変化するなど信頼性に欠けることがわかった。

なお本研究は、SR208 研究部会（速力試運転時の波浪影響修正法に関する研究、部会長 竹沢誠二横浜国立大学教授）における理論計算法の開発の一部として行われたことを付記し、有益な議論をしていただいた研究部会の委員の方々に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Maruo, H.: The Drift of a Body Floating on Waves, J. of Ship Res., Vol. 4, No. 3(1960), pp. 1-10
- 2) Newman, J. N.: The Drift Force and Moment on Ship in Waves, J. of Ship Res., Vol. 11, No. 1, (1967), pp. 51-60
- 3) Maruo, H.: Wave Resistance of a Ship in Regular Head Seas, Bulletin of Faculty of Eng., Yokohama National Univ., Vol. 9, (1960), pp. 73-91
- 4) Maruo, H.: Resistance in Waves, Researches on Seakeeping Qualities of Ships in Japan, Soc. of Naval Arch. of Japan, Ann. Series Vol. 8, Chap. 5, (1963), pp. 67-102
- 5) Kashiwagi, M.: Calculation Formulas for the Wave-Induced Steady Horizontal Force and Yaw Moment on a Ship with Forward Speed, Rep. of Res. Inst. for Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 37, No. 107, (1991), pp. 1-18
- 6) 岩下英嗣, 大楠丹: 特異点法による波浪中を航走する船に作用する流体力の研究, 日本造船学会論文集, 第 166 号, (1989), pp. 187-205
- 7) 岩下英嗣, 伊東章雄, 岡田哲男, 大楠丹, 高木幹雄, 溝口純敏: 斜波中を航走する肥大船に働く波力について, 日本造船学会論文集, 第 171 号, (1992), pp. 109-123
- 8) 大楠丹, 小林正典: 波浪中抵抗増加の計算法, 日本造船学会運動性能研究委員会第 1 回シンポジウムテキスト第 3 章, (1984), pp. 37-59
- 9) 藤井斉, 高橋雄: 肥大船の波浪中抵抗増加に関する実験的研究, 日本造船学会論文集, 第 137 号, (1975), pp. 132-137
- 10) Newman, J. N.: The Theory of Ship Motions, Adv. Appl. Mech., Vol. 18, (1978), pp. 221-283
- 11) Sclavounos, P. D.: The Diffraction of Free-Surface Waves by a Slender Ship, J. of Ship Res., Vol. 28, No. 1, (1984), pp. 29-47
- 12) Kashiwagi, M.: Added Resistance, Wave-Induced Steady Sway Force and Yaw Moment on an Advancing Ship, Ship Technology Res., Vol. 39, No. 1, (1992), pp. 3-16
- 13) Newman, J. N.: Marine Hydrodynamics, MIT Press, (1977), pp. 180-188
- 14) 高橋雄: 波浪中抵抗増加の実用的推定法とその船型計画への応用, 西部造船会々報, 第 75 号, (1987), pp. 75-95
- 15) 中村彰一, 細田龍介, 内藤林: コンテナ船の波浪中推進性能に関する研究 (第 1 報), 関西造船協会誌, 第 156 号, (1975), pp. 31-43
- 16) 経塚雄策, 大楠丹, 稲田勝: Short Crested Wave 中の船体運動と抵抗増加について, 九州大学応用力学研究所所報, 第 63 号, (1987), pp. 205-214
- 17) 山本修: 規則波中抵抗増加の近似計算法, 関西造船協会誌, 第 201 号, (1986), pp. 19-29
- 18) Faltinsen, O. M., Minsaas, K. J., Liapis, N. and Skjodal, S. O.: Prediction of Resistance and Propulsion of a Ship in a Seaway, Proc. of 13th Symp. on Naval Hydrodyn., Tokyo, (1980), pp. 505-529
- 19) Ohkusu, M.: Added Resistance of Blunt Bow Ships in Very Short Waves, 関西造船協会誌, 第 202 号, (1986), pp. 39-42
- 20) 菅 信: 二次元造波理論, 三次元造波理論, 日本造船学会第 2 回耐航性に関するシンポジウムテキスト第 2 章, (1977), pp. 17-40

- 21) Sclavounos, P.D. : The Unified Slender-Body Theory : Ship Motions in Waves, Proc. of 15th Symp. on Naval Hydrodyn., Hamburg, (1985), pp. 177-192
-