

喫水線上の船型の影響を考慮した 波浪中抵抗増加の計算

— 第2報: 短波長入射波の場合 —

升也 利一*

Calculation of the added resistance in waves taken into
account of the effects of the above water hull forms
-2nd report: Formula under the assumption of the short wave length-

Toshikazu MASUYA

*独立行政法人 水産総合研究センター 水産工学研究所
National Research Institute of Fisheries Engineering,
Fisheries Research Agency

Abstract

Following the previous paper [1], another simple estimation method of the added resistance in waves to take into account of an above water hull form is proposed. The present method is formulated making use of the slender ship assumption, the incident wave length is short as comparable as a ship beam. The latter assumption is different from that of the previous long wave length approximation method and it can simplify the formula of the resistance in waves presented in previous paper like as that of Maruo and Ishii [2].

The calculation results of added resistance in waves for the modified Wigley mathematical hull forms showed remarkable difference between the wall sided hull and the flared hull. And the computation results of present method have same tendency of the experiments by Journée[3] or that of the previous long wave approximation method. The peak values of the added resistance in waves are overestimated in high Froude number case, but the wave-length ratio of the peak values are corresponding to the experiments.

1 緒言

前報[1]では、入射波長が船長と同程度という長波長入射波の仮定の下で、計算式を誘導し数式船型に対する計算結果を示した。本論文では引き続き、入射波波長が船幅と同程度という短波長入射波を仮定した場合の計算法の定式化を示し、前報と同じJournéeの数式船型[3]に適用した数値計算結果について報告する。

前報の定式化では、見掛け上高次となるsurgeの影響を含めてはいるが、長波長入射を仮定した場合には、短波長領域で顕著に現れる船首反射波による抵抗増加成分を十分には表すことができない。また、沿岸漁船など高速の漁船では、向い波の中では出会い周波数が極めて高くなるため、本論文で用いる短波長入射波の仮定は、漁船にはより適した計算法になるものと期待される。

以下では、理想流体を仮定し、流場を速度ポテンシャルによって表すことができるとして記述を進める。

2 大波高向い波中抵抗増加の簡易推定式

2.1 大波高波浪中抵抗の推定式

座標系をFig.1のようにとり、船の長さを L 、幅を B 、喫水を d と書き、 ε を $\varepsilon \ll 1$ の微小量とすると、船は $B/L = O(\varepsilon)$ 、 $d/L = O(\varepsilon)$ となる細長船とする。 g を重力加速度、 U を船の前進速度、 ω を入射波角周波数、 $K_0 (= g/U^2)$ を定常造波の波数、 $K (= \omega^2/g)$ を入射波の波数、 $\omega_e (= \omega + UK)$ を出会い角周波数、 $K_e (= \omega_e^2/g)$ を出会い波波数、 $T_e (= 2\pi/\omega_e)$ を出会い周期、 $\Omega_e (= \omega_e U/g)$ を出会い角周波数に対する花岡のパラメータとする。船の前進速度と入射波波長 λ に関するパラメータは、 $K_0 L = O(1)$ 、 $KL = O(\varepsilon^{-1/2})$ 、即ち $\lambda/L = O(\varepsilon)$ と仮定する。これらの仮定から、 $K_e L = O(\varepsilon^{-1})$ となる。入射波は大振幅規則波の向い波とし、波振幅 ζ_a は $\zeta_a/d = O(1)$ 、波浪中の動揺は $\xi_j(t)$ ($j=1$:surge, $=3$:heave, $=5$:pitch)と書き、 $\xi_1/d = O(1)$ 、 $\xi_3/d = O(1)$ 、 $\xi_5 L/d = O(1)$ と仮定する。また、以下の記述において、特に注釈を付けない場合には、 $\bar{\quad}$ は複素共役をとる演算を表すものとする。

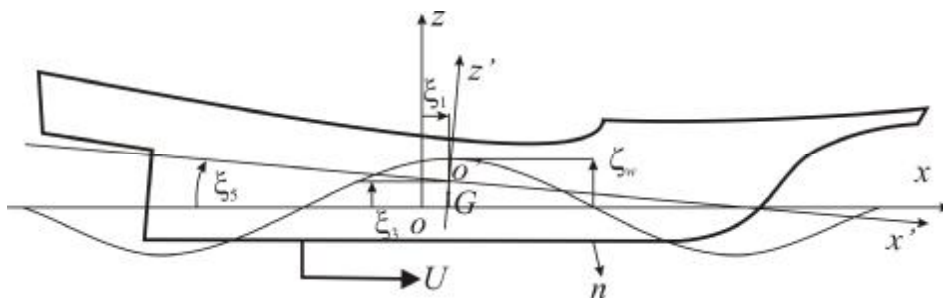


Fig. 1 Coordinate systems and variable definitions

自由表面条件は線形化するが、船体表面条件は時々刻々の船体没水部形状に対して考える。入射波の波の山が船体中央に来た時を位相の規準にとると、入射波波面 ζ_w は次式で表される。

$$\zeta_w(x; t) = \text{Re}[\zeta_a e^{i(Kx + \omega_e t)}] \quad (1)$$

対応する入射波の速度ポテンシャルは次式で表される。

$$\phi_w(x, z; t) = \text{Re}\left[i \frac{\zeta_a g}{\omega} e^{K(z+ix) + i\omega_e t}\right] \quad (2)$$

流場の周期性から、波浪中の船体抵抗を求める推定式は、 $\varepsilon_n(k) = \text{sgn}(n\omega_e - Uk)$ 、 $\kappa_{en}(k) = (n\omega_e - Uk)^2 / g$ と置くと、次のように書ける[1]。

$$R = \sum_{n=0}^{\infty} R_n + R_w \quad (3)$$

$$R_0 = \frac{\rho}{\pi} \int_{K_0}^{\infty} |H_0(k)|^2 \frac{k^2}{\sqrt{k^2 - K_0^2}} dk \quad (4)$$

$$R_n = -\frac{2}{\pi} \rho \int_{-\infty}^{\infty} |H_n(k)|^2 \frac{\varepsilon_k \kappa_{en}(k)}{\sqrt{\kappa_{en}^2(k) - k^2}} k dk, \quad (n \geq 1) \quad (5)$$

$$R_w = -\frac{2}{\pi} \rho K \int_{-\infty}^{\infty} |H_1(k)|^2 \frac{\varepsilon_k \kappa_{e1}(k)}{\sqrt{\kappa_{e1}^2(k) - k^2}} dk \quad (6)$$

(5), (6)式の積分では、分母の根号内が負となる積分範囲は除くものとする。 H_n は周波数領域の Kochin 関数に相当する量で、前報[1]と同様に n 次の Kochin 関数と呼ぶ。 n 次の Kochin 関数は、外部解の n 次の吹出し密度 Σ_n によって次式のように表される。

$$H_n(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_n(x) e^{-ikx} dx \quad (7)$$

(4)~(6)式では未定となっている n 次の Kochin 関数は、短波長入射波の仮定の下に、次章において具体的な計算法を述べる。

なお、(4)式の R_0 については、前報[1]で考察した通りであり、通常の実用船型に対して定量的な精度の推定値を与えるとは考え難い。この項については、別報[4]において没水体近似を用いた数値計算により、その定性的な性質を検討しているため、ここではこれ以上触れない。

2.2 大波高向い波中抵抗増加の簡易推定式

本節では、短波長仮定の下で導かれた丸尾-石井の簡易化公式[2]に相当する大波高に対する方法を導く。前節で述べた仮定から、 $\varepsilon_k \sim 1$ 、 $\kappa_{en}(k) \sim n^2 K_e$ と近似される

ので, (5), (6)式については,

$$R_n = -\rho \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_n(k)|^2 k dk \quad (8)$$

$$R_w = \rho K \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_1(k)|^2 dk \quad (9)$$

と近似される。(7)式を(8), (9)式に代入すると, Fourier 積分定理から次式が得られる。

$$R_n = -i\rho \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \bar{\Sigma}_n(x) dx \quad (10)$$

$$R_w = \rho K \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Sigma_1(x)|^2 dx \quad (11)$$

前報[1]と同様に, 本論文においても R_0 を除く(3)式第 2, 3 項のみを取り上げ, 大波高向い波中の抵抗増加と呼び R_{AW} で表す。即ち, R_{AW} を,

$$R_{AW} = \sum_{n=1}^{\infty} R_n + R_w = -i\rho \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \bar{\Sigma}_n(x) dx + \rho K \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Sigma_1(x)|^2 dx \quad (12)$$

と定義し, 次章以降では(12)式に含まれる Σ_n の具体的な計算法について考える。

3 短波長入射波に対する吹出し密度

3.1 速度ポテンシャル

本章では, 船体周囲の流場を短波長入射波に対する細長体理論に従って定式化し, 吹出し密度の近似計算式を求める。内部問題を考える領域を $x/L = O(1)$, $y/L = O(\varepsilon)$, $z/L = O(\varepsilon)$, 外部問題を考える領域を $x/L = O(1)$, $y/L = O(1)$, $z/L = O(1)$ と定義する。これより, 積分変数でもある x 軸に射影した素成波の波数 k は $k = O(1)$ となる。内部問題では, これらの仮定により y , z 方向の偏微分によってオーダーの変化を生じる。

$$\frac{\partial}{\partial y} = O(\varepsilon^{-1}), \quad \frac{\partial}{\partial z} = O(\varepsilon^{-1}) \quad (13)$$

短波長入射波の仮定から, 時間に関する微分については, 流場の全域に渡ってオーダーの変化を生じる。

$$\frac{\partial}{\partial t} = O(\varepsilon^{-1/2}) \quad (14)$$

以上の仮定を用いると, 内部問題における支配方程式は 2 次元 Laplace 方程式で近似される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{in } z \leq \zeta_r \quad (15)$$

線形自由表面条件は,

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - 2U \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial x} + U^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (16)$$

であるが、最低次の項のみとり、条件を適用する境界も後に定義する実波面 ζ_r として、次の式で表す。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = \zeta_r \quad (17)$$

船体表面外向きに立てた法線ベクトルを $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3)$ 、長さ方向の重心位置を x_G 、 j モード運動に対する船体と流体との相対速度を V_j 、

$$V_1(t) = -U - \dot{\xi}_1, \quad V_3(t) = \dot{\xi}_3 - (x - x_G) \dot{\xi}_5, \quad V_7(t) = i\omega \zeta_a e^{-ikx} \quad (18)$$

と書くと、船体表面条件は次式で表される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = V_1 n_1 + V_2 n_3 + V_7 n_7 \quad \text{on } C(t) \quad (19)$$

ここで、diffraction 問題に対応する法線成分 n_7 を次式のように定義する。

$$n_7 = (in_1 + n_3) e^{Kz} \quad \text{on } C(t) \quad (20)$$

(19)式の船体表面条件は運動モード毎に次のように表し、

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \sum_{j=1,3,5} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \quad \text{on } C(t) \quad (21)$$

船体表面上で次のような条件を満たす単位速度ポテンシャル ϕ_j ($j=1,3,7$)

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n_j \quad \text{on } C(t) \quad (22)$$

を導入すると、 ϕ_j は V_j 、 ϕ_j を用いて次のように表される。

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = V_j \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \quad \text{on } C(t) \quad (23)$$

(15)、(17)式を満たす時間領域の速度ポテンシャル ϕ_j は、 $r_0 = \sqrt{y^2 + z^2}$ 、 $\theta = \tan^{-1}(y/z)$ と置くと、多重極展開法では対称流場に対して次のように表される[5]。

$$\begin{aligned} \phi_j(y, z; t) = & \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \sigma_{jm}(t) \frac{\cos 2m\theta}{r_0^{2m}} - \frac{1}{g} \frac{d^2 \sigma_{jm}(t)}{dt^2} \frac{1}{2m-1} \frac{\cos(2m-1)\theta}{r_0^{2m-1}} \right\} \\ & + \int_{-\infty}^t \sigma_{j0}(\tau) d\tau \int_0^{\infty} e^{-lz} \cos(l y) \sin[\sqrt{gl}(t-\tau)] \sqrt{\frac{g}{l}} dl \end{aligned} \quad (24)$$

ここで、 σ_{jm} ($m=0,1,2,\dots,\infty$) は、(18)式の船体表面条件によって決められる係数である。高木[5]によれば、流体運動が定常状態に達したとき、(24)式は次のように展開される。

$$\phi_j(y, z; t) = \text{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \phi_{jn}(y, z) e^{in\omega t} \right] \quad (25)$$

$$\phi_{jn}(y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sigma_{jn,m} \varphi_{n,m}(y, z) \quad (26)$$

ここで $\varphi_{n,m}$ は,

$$\varphi_{n,0}(y, z) = \frac{1}{\pi} \lim_{\mu \rightarrow +0} \int_0^{\infty} \frac{e^{-lz} \cos(ly)}{l - n^2 K_e + i\mu} dl \quad (27)$$

$$\varphi_{n,m}(y, z) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{r_0^{2m}} + \frac{n^2 K_e \cos(2m-1)\theta}{2m-1 r_0^{2m-1}} \right\}, \quad (m \geq 1) \quad (28)$$

高木[5]によれば, m, n を有限個の M, N で打ち切り, $M \times N = k \times l$ となるように 1 周期を k 分割, 断面上で境界条件を合わせる点を l 個取ること, (27)~(28)式を解くことが出来る。

特異点分布法を用いる場合には, 次のように考えることができる。今, 船体と流体との相対速度 V_j が既知であるとして, 次のような Fourier 級数に展開する。

$$V_j(t) = \text{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} V_{jn} e^{in\omega_e t} \right] \quad (29)$$

$$V_{jn} = \int_{-\infty}^{\infty} V_j(t) e^{-in\omega_e t} dt \quad (30)$$

このとき, (26)式の ϕ_{jn} が満たすべき船体表面条件は, $n_j, (j=1,3,7)$ を運動方向に対する広義の法線ベクトルの成分として, 次のように書ける。

$$\frac{\partial \phi_{jn}}{\partial n} = V_{jn} n_j \quad \text{on } C(t) \quad (31)$$

ϕ_{jn} は特異点分布法を用いるとき, 次のように表される。

$$\phi_{jn}(y, z; t) = \int_{C(t)} \left(V_{jn} n_j - \phi_{jn} \frac{\partial}{\partial n} \right) G_n dc \quad (32)$$

G_n は次式で与えられる。

$$G_n(y, z; y', z') = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{r}{r'} \right) - \lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-lz} \cos(l\bar{y})}{l - n^2 K_e + i\mu} dl \quad (33)$$

ここで, $\bar{y} = y - y', \bar{z} = z + z', \tilde{z} = z - z', r = \sqrt{\bar{y}^2 + \tilde{z}^2}, r' = \sqrt{y'^2 + z'^2}$ である。

G_n は点吹出しの速度ポテンシャルであるが, 断面の没水形状は時々刻々変化するため, これを断面外周上の位置によって定義することは難しい。そこで次のように考える。まず, (32)式の $C(t)$ を M 分割し, 分割された要素上で ϕ_{jn} は一定値を取るものとする。要素をその端点 $(y_m, z_m), (y_{m+1}, z_{m+1})$ を結ぶ線分で近似して $C(t)$ を多角形で表す。このとき,

$$y_{m+1/2} = \frac{1}{2}(y_m + y_{m+1}), \quad z_{m+1/2} = \frac{1}{2}(z_m + z_{m+1}),$$

$$G_{n,m} = G_n(y, z; y_{m+1/2}, z_{m+1/2}), \quad dc_m = \sqrt{(y_{m+1} - y_m)^2 + (z_{m+1} - z_m)^2} \quad (34)$$

と置けば、 ϕ_{jn} の m 番目の要素上の値 $\phi_{jn,m}$ を用いて(32)式は次のように表される。

$$\phi_{jn} = \lim_{M \rightarrow \infty} \sum_{m=1}^M \left(V_{jn,m} n_{jm} G_{n,m} - \phi_{jn,m} \frac{\partial}{\partial n_m} G_{n,m} \right) dc_m \quad (35)$$

(35)式を(25)式に代入すれば、特異点分布法による速度ポテンシャルの表現が得られる。このとき、 M を有限個に止めて近似すれば、高木と同様に物体表面と動揺の一周を $k \times l$ 個に分割することによって、原理的には(33)式を解くことができる。このようにして得られる ϕ_{jn} は、(24)式の多重極展開法による ϕ_{jn} に一致する。従って、抵抗計算に必要な $\sigma_{jn,0}$ の値を n 次の ϕ_{jn} だけから直接求めることが可能である。

しかしながら、多重極展開法を用いる場合と同様に、物体形状によっては、あるいは動揺中に断面が離水し、 $\phi_{jn,m}$ が連続的な値とならないような場合には、求解が不可能になると考えられる。そこで、ここでは上述したような(24)式の時間領域の速度ポテンシャルを基に、(25)式の定常速度ポテンシャルを求める方法ではなく、流場が定常状態に達しているとして、時間領域の境界値問題に定常速度ポテンシャルを当てはめる方法を用いる。

まず、流場は周期的であるので、単位速度ポテンシャル φ_j を次のように Fourier 級数展開する。

$$\varphi_j = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{jn} e^{in\omega_e t} \quad (36)$$

ここで、 n 次の単位速度ポテンシャル ψ_{jn} は、船体表面上で次の境界条件を満たすものとする。

$$\frac{\partial \psi_{jn}}{\partial n} = n_j \quad \text{on } C(t) \quad (37)$$

(36)式では、級数の初項を ψ_{j0} ではなく、 ψ_{j1} から始めているが、これは時間領域の速度ポテンシャルから出発して得られる(25)式の定常速度ポテンシャルが $n=1$ を初項としていることによる。

(36)式を(16)式に代入し高次の項を省略すると、 n 次の単位速度ポテンシャル ψ_{jn} に対して、次の自由表面条件が得られる。

$$n^2 K_e \psi_{jn} - \frac{\partial}{\partial z} \psi_{jn} = 0 \quad \text{on } z = \zeta_r \quad (38)$$

時々刻々の没水断面に対して、(15)式の支配方程式と、(17), (37), (38)式の境界条件を満足する ψ_{jn} は、時刻 t において次のように表される。

$$\psi_{jn} = \int_{C(t)} \left(n_j - \psi_{jn} \frac{\partial}{\partial n} \right) G_n dc \quad (39)$$

(39)式の ψ_{jn} は、断面の外周曲線 $C(t)$ が時々刻々変化するため、時間に依存する速度ポテンシャルであり、 G_n が持つ角周波数成分 $n\omega_e$ 以外に、断面形状の変化による変動が含まれる。

(39)式の単位速度ポテンシャルは、公表されているプログラム[6], [7]で容易に求めることが出来る。そのポテンシャルは(32)式のように時間に関して連続的ではないが、所用の境界条件を満足しており ψ_{jn} として用いることが可能である。

また、 ψ_{jn} は本来外部解との接合によって確定されるべきものであるが、冒頭に述べた短波長の条件下では、外部解との接合条件は単に放射条件を与えるに過ぎないことが知られている[8]。従って、 ψ_j , ($j=1,3,7$)は、(15), (17)式と放射条件を満足し、時刻 t において(37)式の船体表面条件を満たす2次元ポテンシャルになる。

3.2 吹出し密度

(39)式の単位速度ポテンシャル ψ_{jn} に対応する断面の Kochin 関数は、

$$h_{jn} = \int_{C(t)} \left(n_j - \psi_{jn} \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-n^2 K_e(z-iy)} dc \quad (40)$$

与えられる。しかし、前節で述べたように断面形状 $C(t)$ も時々刻々変化するので、 h_{jn} が直ちに n 次の Kochin 関数となるわけではない。断面形状の変化を考慮して、 n 次の Kochin 関数は次式で計算される。

$$H_{jn} = \frac{1}{T_e} \int_{-T_e/2}^{T_e/2} \left(\sum_{m=1}^{\infty} V_{jm} h_{jm} \right) e^{-in\omega_e t} dt \quad (41)$$

これを用いると、内部解の n 次の吹出し密度は次式で計算される。

$$\sigma_{jn} = \frac{1}{2\pi} H_{jn} \quad (42)$$

3.3 マッチング

3.1 節で述べたように、本論文で用いた短波長の仮定の下では、3次元影響は高次となるため、前報[1]の(38)式に示した2つの接合条件の内、第2式の3次元影響を含む条件は省略され、第1式の条件だけが負荷される。その結果、 j モード運動に対する外部解の吹出し分布 Σ_{jn} が決定される。

$$\Sigma_{jn}(x) = \sigma_{jn}(x) \quad (43)$$

外部解全体の吹出し分布 Σ_n は次式で得られる。

$$\Sigma_n(x) = \sum_j \Sigma_{jn}(x) \quad (44)$$

Σ_n を(12)式に代入すると、大波高向い波中の抵抗増加が求められる。

4 数式船型に対する数値計算

4.1 吹出し密度の計算法

前章までの定式化を基に、数式船型に対する数値計算を行った。船体没水部の取り扱いには前報と同様に、 $C(t)$ を次式で定義される相対水位 ζ_r より下の断面とした。

$$\zeta_r(x;t) = -\{\zeta_3 - (x - x_G)\zeta_5 - \zeta_a e^{ikx}\} e^{i\omega_r t} + \zeta_s(x) \quad (45)$$

ここで、 ζ_s は平水中の定常航走波、 ζ_j は j モードの船体動揺の複素振幅、 z_r は相対水位である。2.1 節に記した短波長の仮定の下では、本来であれば(45)式には船体による造波成分を加えなければならないが、今回は数値計算の煩雑を避けるため省略した。定常航走波による船側波形 ζ_s は、前報と同様に、小林等[9]の実験式を用いて推定した。小林等の実験式は次のように表される。

$$\zeta_s(\xi) = 0.75 \frac{BL}{L_E} F_n^2 \cos \frac{2\pi(1-\xi)}{7.2F_n - 0.78} e^{0.35(\xi-1)} - (0.0025F_n + 0.005)L \cos \frac{\pi\xi}{2} \quad (46)$$

ここで、 L は船長、 l は半船長 ($l = L/2$)、 b は半幅であり、 $\xi = x/l$ とし、 F_n は Froude 数、 L_E は水線面のエントランス長さである。

波面下の時々刻々の相対喫水を d_r とすると、 σ_n は相対喫水 d_r のパラメータとして表される。相対喫水 d_r は、 d を静止時の喫水とするとき次式で与えられる。

$$d_r(x;t) = z_r(t) + d = -\{\zeta_3 - x_b \zeta_5 - \zeta_a e^{ikx}\} e^{i\omega_r t} + \zeta_s(x) + d \quad (47)$$

漁船のような複雑な船型に対して 2 次元の定常動揺問題を正確に解くには特異点分布法を用いる必要がある。今回は、断面の船底からブルワークトップまでを 30 等分した喫水に対する吹出し分布を予め求めておき、(40)式の計算に必要な時々刻々の喫水に対する吹出し分布は、その線形補間によって計算した。(41)式の積分は、前報と同様に出会い周期を 100 分割した時間刻みで行った。また吹出し分布の x 方向の偏導関数は上流差分によって求めた。

入射波の波長、波振幅によっては、(41)式の一周期の積分中に船底の露出や甲板の冠水を起こす場合が想定される。前者に関しては前報[1]と同様に吹出し分布をゼロと置けばよいが、甲板冠水を生じる場合には、打ち込み水の取り扱いが難しい。計算上は没水体として取り扱うことが考えられるが、実船ではブルワークを持つものが多く、また打ち込んだ水は船体が浮上してからも甲板上に滞留、流動すると考えられるた

め、実際に生じる現象を再現する計算,あるいは計算モデルの開発は容易ではない。前報[1]の計算結果から, $L/H=25$ の場合には船首付近で甲板冠水や船底露出が起るため, 今回の計算では $L/H=100, 50, 33$ の場合についてのみ数値計算を行った。

4.2 Modified Wigley 船型に対する数値計算

前報[1]と同様に, Journée[3]の modified Wigley 船型 Type-A, Type-E について数値計算を行った。Table1とFig.2に両船型の主要目と正面線図を示す。Table1において, L は船長, B_w は水線幅, d は喫水, D は深さを表している。Type-AとType-Eは喫水線下の船体形状は同一であるが, Type-Aが喫水線上を垂直舷側としているのに対して, Type-Eにはフレアが付されている。また両船型とも前後対称船である。

この船型については, 木原ら[10]によってストリップ法の推定精度が十分ではないことが示されているため, 本論文でも前報と同様に, heaveとpitchの船体運動をJournéeのレポートから実験結果を読み取り計算に用いた。このことから, 今回の計算では(39)式の数値ポテンシャルは $j=3,5$ の場合のみ考慮し, $j=1$ については省略した。

Froude数0.2の場合について, 大波高波浪中抵抗増加の計算結果をFig.3に示す。横軸は波長船長比 λ/L , 縦軸は次式で表される抵抗増加係数 K_{AW} である。

$$K_{AW} = \frac{R_{AW}}{4\rho g \zeta_a^2 (B^2/L)} \quad (48)$$

Fig.3, 4に, Journéeの実験値, 前報の長波長近似による推定値と本計算法の推定

Table 1 Principal dimensions of the two type modified Wigley hull forms

Hull Type	L	B_w	d	D
A, E	1	0.1	0.0625	0.125

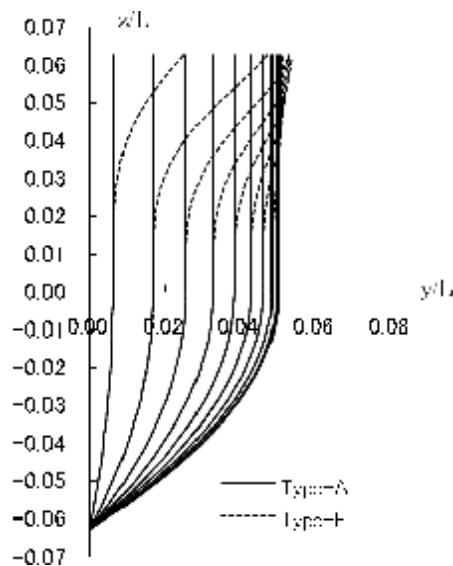


Fig. 2 Body plans of two type modified Wigley hull forms

値を比較した結果を示す。長波長近似では抵抗増加のピークを与える波長船長比が実験値より短波長側に推定されていたが、本計算法ではほぼ実験値と一致している。しかし、ピーク値そのものは過大推定となっており、このような傾向は丸尾・石井の簡易化公式[2]にも見られることから、本計算法も同様の傾向を持つものと考えられる。

Fig.5には、Froude数 $F_n = 0.2$ 、 $L/H = 33$ の場合の本計算法と長波長近似[1]による Type-A 船型に対する吹出し分布を示す。図の凡例中の σ_{1r} 、 σ_{1i} は以下のように無次元化した1次の吹出し分布の実部と虚部を示している。

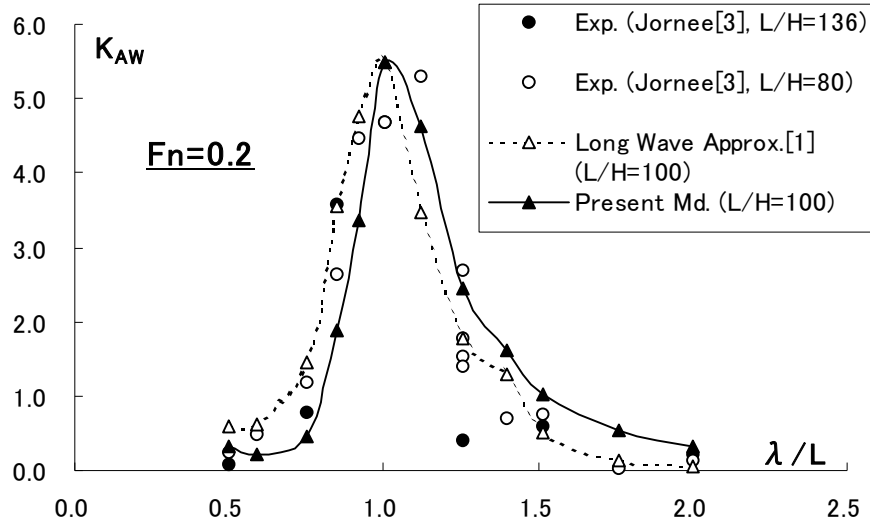


Fig.3 Comparison of the predicted added resistance between the present method, experiments by Journée[3] and the long wave approximation[1] at Froude number 0.2

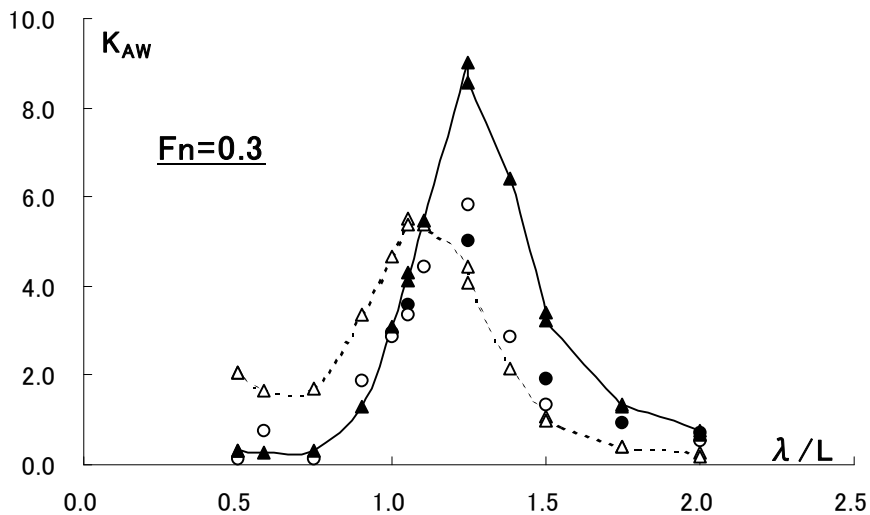


Fig.4 Comparison of the predicted added resistance between the present method, experiments by Journée[3] and the long wave approximation[1] at Froude number 0.3

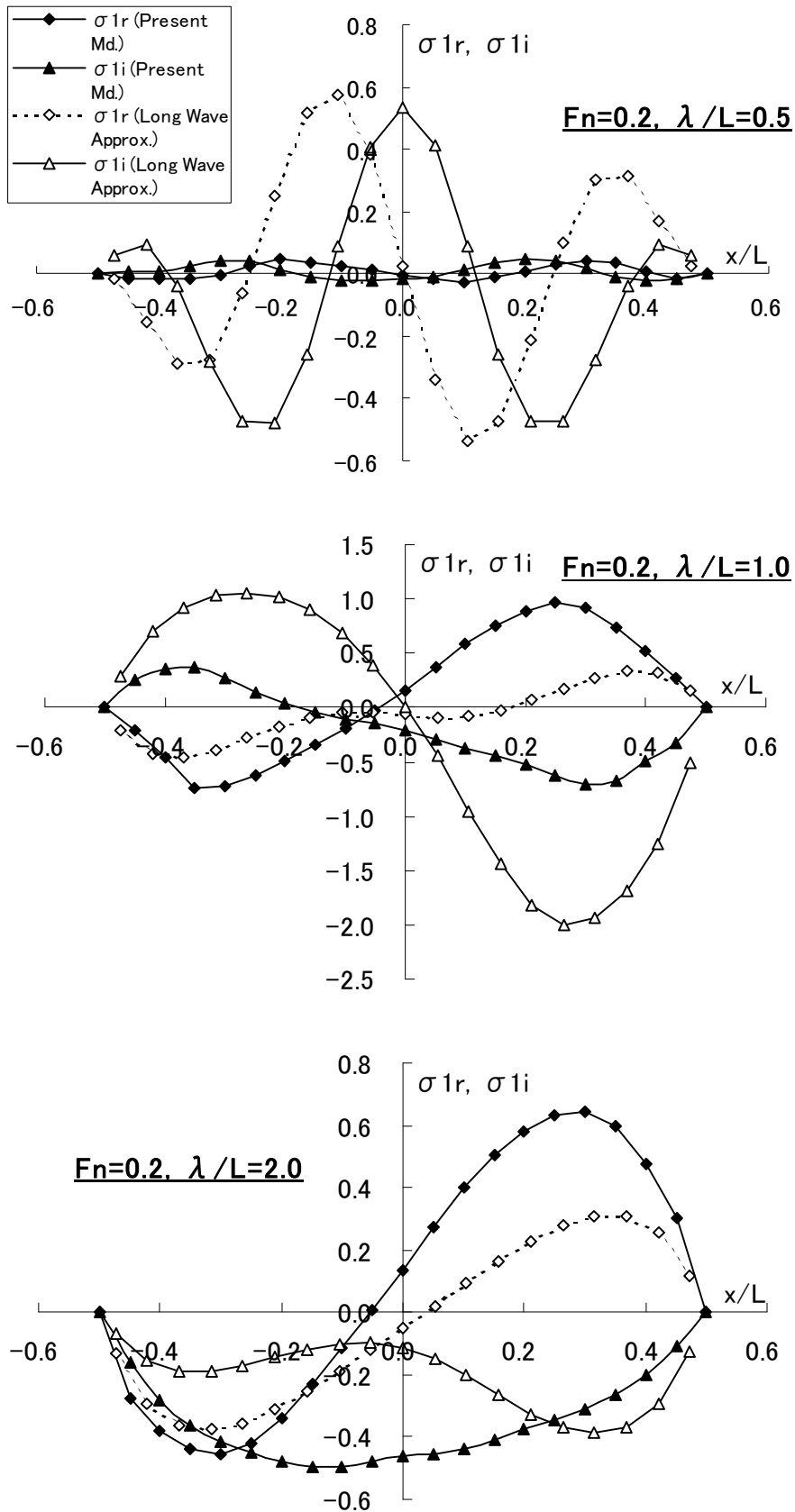


Fig.5 Comparison of the 1st order line source distributions between the present method and the long wave approximation

$$\sigma_{lr} = \operatorname{Re} \left[\frac{\sigma_1}{1/2\omega_e \zeta_a b} \right], \quad \sigma_{li} = \operatorname{Im} \left[\frac{\sigma_1}{1/2\omega_e \zeta_a b} \right] \quad (49)$$

Fig.5 では、波長の短い $\lambda/L = 0.5, 1.0$ の場合には定量的にも定性的にも両者は大きく異なっているが、より長波長の $\lambda/L = 2.0$ の場合には、両者の傾向が一致してくる様子がわかる。本計算法では、出会い周期によって船体近傍の流場が変化し、その影響が吹出し分布に反映されるのに対して、長波長近似の場合には船型と流体との相対運動速度にのみ依存するため、両者の間に大きな差異を生じたと考えられる。

Fig.6 には Type-A 船型と Type-E 船型の船長波高比を変化させた場合の大波高波浪中波浪中抵抗増加の推定結果を示す。長波長近似の場合と傾向は一致しており、喫水線上の船型が影響を与える大波高では、フレア付きの Type-E 船型の方が抵抗増加量の大きいことがわかる。

このことは、次に(50)式として再録する前報[1]の(38)式

$$\sigma_n(x) = \frac{1}{T_e} \int_{-T_e/2}^{T_e/2} \left\{ V_x \frac{\partial}{\partial x} A(x;t) + V_z B_w(x;t) \right\} e^{-in\omega_e t} dt \quad (50)$$

から、 n 次の吹出し分布 σ_n が、時々刻々の船体没水横断面積 $A(x;t)$ の船長方向勾配 $\partial A/\partial x$ と、水線幅 $B_w(x;t)$ に依存することからも、予想される結果である。

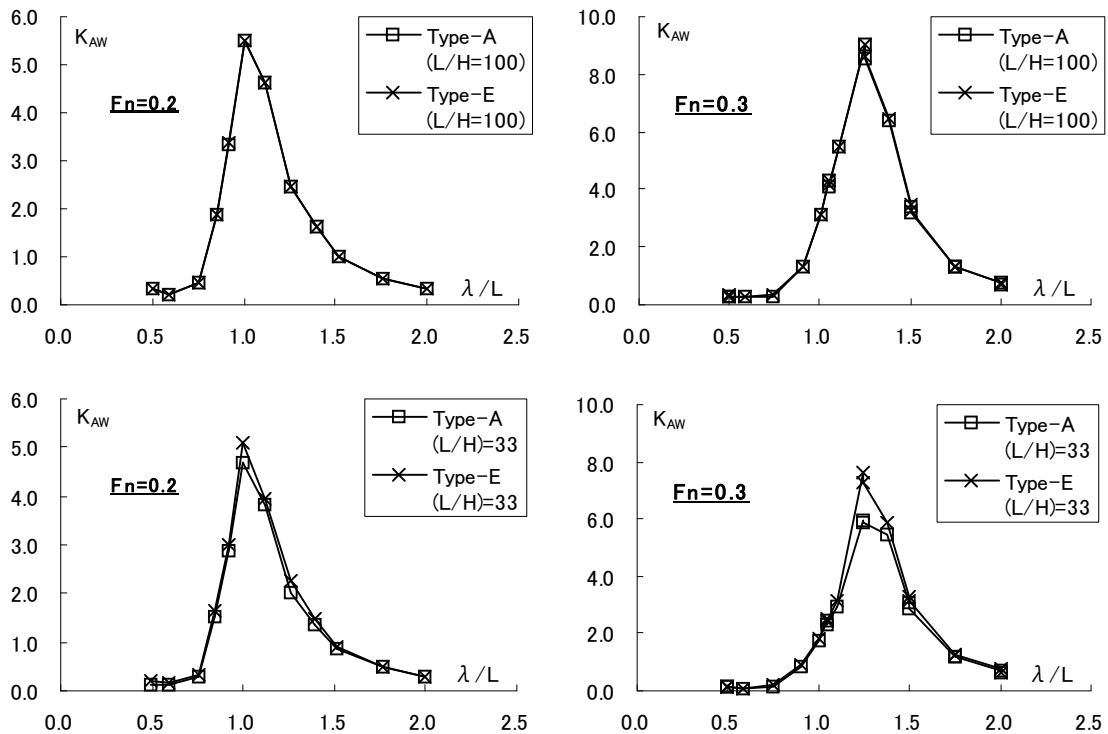


Fig.6 Comparison of added resistance in waves between type-A hull and type-E hull

このことから、波浪中の抵抗増加を低減するためには、喫水線上の船型の容積と幅を小さくすれば良いことがわかり、抵抗性能面だけで言えば米駆逐艦 DDG-1000 Zumwalt 級に採用された Wave Piercer Tumblehome 船型が最も望ましいと言える。

5 結言

本論文では、ストリップ法に準ずる短波長の仮定を用いて、前報よりも大波高波浪中抵抗増加の計算式を簡単化したが、吹出し分布の計算では断面喫水を変化させながら2次元動揺問題を解く必要から、逆に計算時間は著しく増加した。また、造波抵抗に相当する抵抗成分についての推定には依然として問題が残っており、何らかの補完的手段を講ずる必要があるが、この成分の存在は計算結果の検証を行うための実験結果の解釈をも困難にしている。

本計算法による推定結果は、前報[1]で述べた長波長近似式において、高 Froude 数で抵抗増加のピーク値を与える波長船長比が、実験値に比べて短波長側に推定されるという問題は解消されたものの、抵抗増加量そのものは高 Froude 数で過大評価となった。前報[1]に記した長波長近似と比較した場合、本論文で述べた短波長近似の最大の利点は、本文(5), (6)式の波数 k に関する数値積分が不用になることである。波数 k に関する積分が収束するためには、吹出し分布の関数形に Riemann-Lebesgue の補助定理[13]から要請される制約があり、その制約条件は一般的な船では満足されない場合が多い。このため、数値積分を収束させるために、吹出し分布を水面下に下げるなどの処置が必要となるが、このことは波長や波向きによっては抵抗増加の推定量に大きな影響を与えることが高木[14]によって示されている。一方で、短波長近似の場合には、定式化の段階で波数 k に関する積分は収束するものとして処理されているため、それが妥当であるか否かとは別として、数値積分の収束が困難になるというような数値計算の実際面での問題は生じない。

波浪中の抵抗増加は、波浪中の全抵抗から平水中の全抵抗を差し引いて求められるが、これは流場の線形性を仮定した取り扱いである。前報で述べた通り、大波高中では水面の条件を線形化してもなお、抵抗成分を平水中の造波抵抗と波浪中の抵抗増加のような明確な分離は不可能であるから、少なくとも物理的には、このような扱いは適切とは言えない。本来ならば R_0 を含む(14)式的全項が与える値と波浪中の全抵抗を比較するのが妥当であるが、本計算法も含めて一般的には R_0 の推定計算には大きな誤差が予想されるため、そのような比較も困難である。このような事情から、今後は検証のための実験法についても、並行して検討を進める必要がある。

漁船の喫水線上船型改良の一例として、刺網漁船の船首部喫水線上に取り付けた楔状の付加物によって波浪中の抵抗増加が2割程度低減されるという実験結果が得

られており[15], その結果を基にして延縄漁船の改造が行われ, 現在実操業下における検証が進められている[16], [17]。刺網漁船の模型試験については, 非定常波形解析も追加実施しており, 本計算法用の船型データも作成済みであるので, 結果が纏まり次第報告したいと考えている。

前報[1]及び本論文で見たように, 短波長抵抗増加の計算式は長波長抵抗増加の短波長極限として得られ, 長波長の吹出し分布は短波長の吹出し分布の長波長極限として得られる。従って, 短波長の吹出し分布と長波長の抵抗計算式を組み合わせれば, 短波長域から長波長域まで推定可能な挿間法が得られるものと考えられる。このような方法が実用的に有効であることは, 丸尾の挿間理論(Interpolation theory)[11], [12]に代表される細長船理論からも予想される場所である。次報では, このような波長に制約されない挿間計算法と, その与える結果について報告する予定である。

謝辞

本論文で示した数値計算の一部は農林水産研究情報総合センターの高速クラスタ演算システムを使用して行った。システムの使用に当たり, 農林水産研究情報総合センター 服部伸二氏, 関弘美氏, 倉嶋明子氏から種々有益なご指導を戴きました。ここに記して謝意を表する次第です。

参考文献

- [1] 升也利一: 喫水線上の船型の影響を考慮した波浪中抵抗増加の計算—第1報: 長波長入射波の場合—, 数理水産科学, **6**, (2008), pp.40-57.
- [2] 丸尾孟, 石井昭良: 簡易化公式による向い波中抵抗増加の計算, 日本造船学会論文集, **140**, (1976), pp.136-141.
- [3] Journée, J. M. J.: Experiments and calculations on four Wigley hullforms, Delft University of Technology, (*Report/Ship Hydrodynamic Laboratory*; **909**), (1992).
- [4] 升也利一: 大波高向い波中の造波抵抗について, 数理水産科学, **11**, (2011), pp..
- [5] 高木健: 大振幅動揺する船舶に働く流体力の計算(第1報)—船体横断面に働く流体力—, 日本造船学会論文集, **160**, (1986), pp.131-140.
- [6] J.W. Bedel, C.M. Lee.: Numerical calculation of the added mass and damping coefficients of cylinders oscillating in or below a free surface, NSRDC, Rept.3551, (1971).
- [7] (社)日本造船学会海洋工学委員会性能部会編: 実践浮体の流体力学【前編】—動揺問題の数値計算法—, 成山堂書店, (2003)

- [8] Ogilvie, F., Tuck, E. O.: A rational strip theory of ship motions: Part I, University of Michigan, Rept. **013**, (1969).
- [9] 小林正典, 他: 船舶の耐航性に関する理論計算プログラム(その1. 理論計算式), 三井造船技報, **82**, (1973), pp.18-51.
- [10] 木原一, 内藤林: 大振幅動揺する細長船に働く非線形流体力に関する研究—波浪中抵抗増加に及ぼす水面上船型の影響—, 関西造船協会誌, **230**, (1998), pp.185-195.
- [11] 丸尾孟: 前進速度の無い船体動揺に対する細長船理論の改良, 試験水槽委員会第II部会資料, (1969).
- [12] Maruo, H.: An improvement of the slender body theory for oscillating ships with zero forward speed, Bulletin of Faculty of Engineering, Yokohama National University, **19**, (1970), pp.45-56.
- [13] 今井功: 応用超関数論 I, 東京図書, (1981).
- [14] 高木健: 波浪中における抵抗増加, 定常横力及び回頭モーメントの近似計算法, 関西造船協会誌, **216**, (1991), pp.121-128.
- [15] 升也利一: 省エネ省コスト化に向けた刺網漁船の設計適正化, 平成22年度沿岸漁業現場対応型技術導入調査検討事業報告書, (2010).
- [16] 運上賢逸: 小型鋼製はえ縄(きちじ)漁船を対象とした推進性能向上の装備, 平成22年度省エネルギー技術導入実証化事業報告書, (2011).
- [17] 升也利一: 延縄漁船の省エネ改造について, 平成23年度水産工学会学術講演会講演要旨集, (2011), pp.25-28.

受付日 2011年7月28日 受理日 2011年11月15日

著者略歴

1983 横浜国立大学工学部船舶海洋工学科卒業
 1986 東京大学大学院工学系研究科船舶工学専門課程修士課程修了
 1986 水産庁 水産工学研究所 漁船工学部 船体性能研究室
 1995 同上 漁船工学部 主任研究官
 1997 同上 漁船工学部 海洋測器研究室長
 1998 同上 漁業生産工学部 船体研究室長
 2010 同上 漁業生産・情報工学部 漁船工学グループ 船体研究チーム長
 2011 同上 漁業生産工学部 漁船工学グループ 主幹研究員
 研究対象: 船舶・海洋構造物の造波問題, 水棲生物の音響散乱モデル
 所属学会: 日本船舶海洋工学会, 日本水産工学会, 数理水産科学会