(昭和 48 年 5 月日本造船学会春季講演会において講演)

斜波中における船体抵抗増加に関する研究

正員 細 田 龍 介*

The Added Resistance of Ships in Regular Oblique Waves

by Ryusuke Hosoda, *Member*

Summary

A method for calculating the added resistance of ships in regular oblique waves was developed, based upon Maruo's theory. It is assumed that the velocity potential of fluid motions around the ship's hull is obtained from the conception of strip method. In order to determine the strength, position and phase of the hydrodynamic singularities which represent a two-dimensional ship's section heaving, swaying and rolling, Isolated Singularity Method is used.

Numerical calculations of the added resistance in regular oblique waves were performed using digital computer. It is shown that the calculated results of resistance increases coincide fairly well with the experimental results in regular oblique waves, and that the effect of lateral motions on the added resistance in oblique waves is almost negligible.

1 緒 言

現在、波浪中の船体抵抗増加に関しては、丸尾の理論^{1),2),3)}に基づいて正面規則波中における抵抗増加の計算が行なわれるのが一般である^{4),5),6)}。しかし、斜波中における抵抗増加に関しては、理論的な取扱いの煩雑さ、あるいは実用的には正面向い波の状態が過酷かつ重要であるという理由から確立された計算法はなく、また近似計算もなされていないと言える。実験的には、設備あるいは実験技術等の面から斜波中における抵抗試験は行なわれず、自由航走模型を用いた自航試験を実施してプロペラの推力増加を求め、実船所要の馬力推測を行なうのが通常であろう。しかし、実際海面における馬力増加の短期分布あるいは船速低下の推測を理論的に行なうためには、斜波中における船体抵抗増加を理論的に求めておく必要がある。

本論文では、抵抗増加の一般式は丸尾³⁾によって与えられているものとする。また、抵抗増加の計算に必要な H 関数は、船体中心面上の適当な位置に置かれた流体力学的特異点の分布によって求められるとする。その際、流体力学的特異点の強さは strip theory の仮定に基づき船体断面と流体との船体断面に平行な相対速度成分によって定まり、無限遠方における進行波振幅比が二次元蔽密値と一致するように特異点の強さ、位相および深さ方向の位置を定める⁷⁾。

抵抗増加の計算は、Ordinary Strip Method (O. S. M.) によって計算された船体運動を用いて、SR 108 1 軸コンテナ船 ($L/B=6.89$) を対象に行ない、計算結果と角水槽における自航試験より得られたプロペラの推力増加^{8),9)}との比較を試みるとともに抵抗増加成分について検討を行なって斜波中における船体運動と抵抗増加との関連について調べる。

2 基礎的仮定および座標系

2.1 基礎的仮定

1) 抵抗増加の計算には、細長体の仮定のもとに線形自由表面条件を満足する速度ポテンシャルを用いて求められた丸尾の公式を用いる。

2) 速度ポテンシャルは、船体断面と流体との、その断面に平行な相対速度成分によって二次元的に定まると

* 大阪府立大学工学部

Fig. 1 Coordinate system

よび x_0 軸のまわりの回転角をそれぞれ φ, θ および ψ とすれば、これらはそれぞれ船体の横揺角、縦揺角および船首揺角を表わす。入射波は空間固定座標の X 軸の正の方向に進行するものとする。以上のように表わすと座標系間の関係は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x &= X \cos \chi + Y \sin \chi - Vt \\ y &= -X \sin \chi + Y \cos \chi \\ z &= Z \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} x' &= (x - x_G) \cos \psi \cos \theta + (y - y_G) \sin \psi \sin \theta + (z - z_G - h_G) \sin \theta \\ y' &= (x - x_G) (\cos \psi \sin \theta \sin \varphi - \sin \psi \cos \varphi) \\ &\quad + (y - y_G) (\sin \psi \sin \theta \sin \varphi + \cos \psi \cos \varphi) + (z - z_G - h_G) \cos \theta \sin \varphi \\ z' &= (x - x_G) (\cos \psi \sin \theta \cos \varphi - \sin \psi \sin \varphi) \\ &\quad + (y - y_G) (\sin \psi \sin \theta \cos \varphi + \cos \psi \sin \varphi) + (z - z_G - h_G) \cos \psi \cos \varphi + h_G \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

船体運動としては微小振幅の振動運動を考えているから、

$$\begin{aligned} \cos(\psi, \theta, \varphi) &\doteq 1 \\ \sin(\psi, \theta, \varphi) &\doteq (\psi, \theta, \varphi) \end{aligned}$$

とおけば、

$$\left. \begin{aligned} x' &= (x - x_G) + (y - y_G)\psi + (z - z_G - h_G)\theta \\ y' &= -(x - x_G)\psi + (y - y_G) + (z - z_G - h_G)\varphi \\ z' &= (x - x_G)\theta - (y - y_G)\varphi + (z - z_G) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

3 船体断面の境界条件および特異点の基準表示

まず、特異点を求めるのに必要な船体断面と流体との相対速度を求める。船体運動と船体を囲む流体の運動は周期運動であるから、速度ポテンシャルは、

$$\Phi(X, Y, Z; T) = \phi(x', y', z'; t)$$

物体の境界が水面をも含めて、

$$F(X, Y, Z; T) = f(x', y', z')$$

で表わされるとすれば、物体表面においては、

$$\frac{\partial F}{\partial T} + \frac{\partial \Phi}{\partial X} \frac{\partial F}{\partial X} + \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \frac{\partial F}{\partial Y} + \frac{\partial \Phi}{\partial Z} \frac{\partial F}{\partial Z} = 0 \quad (4)$$

ここで,

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial T} &= \frac{\partial f}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial y'} \frac{\partial y'}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial T} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial X} \frac{\partial F}{\partial X} + \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \frac{\partial F}{\partial Y} + \frac{\partial \Phi}{\partial Z} \frac{\partial F}{\partial Z} &= \frac{\partial \phi}{\partial x'} \frac{\partial f}{\partial x'} + \frac{\partial \phi}{\partial y'} \frac{\partial f}{\partial y'} + \frac{\partial \phi}{\partial z'} \frac{\partial f}{\partial z'}\end{aligned}$$

を考慮して (4) 式を変数変換すれば

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x'} + \frac{\partial x'}{\partial T} \right) \frac{\partial f}{\partial x'} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y'} + \frac{\partial y'}{\partial T} \right) \frac{\partial f}{\partial y'} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z'} + \frac{\partial z'}{\partial T} \right) \frac{\partial f}{\partial z'} = 0 \quad (5)$$

ただし, $\partial/\partial T$ の微分は空間固定座標に関して行なわれることを意味する。(5) 式の $\partial x'/\partial T$, $\partial y'/\partial T$ および $\partial z'/\partial T$ は (1), (3) 式を用いて,

$$\left. \begin{aligned}\frac{\partial x'}{\partial T} &= -V - \dot{x}_G + \dot{\psi}(y - y_G) - \phi \dot{y}_G - \theta(z - z_G - h_G) + \theta \dot{z}_G \\ \frac{\partial y'}{\partial T} &= -\dot{\psi}(x - x_G) + V\psi + \dot{x}_G\psi - \dot{y}_G + \dot{\phi}(z - z_G - h_G) - \varphi \dot{z}_G \\ \frac{\partial z'}{\partial T} &= \dot{\theta}(x - x_G) - V\theta + \theta \dot{x}_G - \dot{\phi}(y - y_G) + \varphi \dot{y}_G - \dot{z}_G\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

ここで, 流体運動の速度ポテンシャル ϕ を, 入射波の速度ポテンシャル ϕ_w , 波面の変形を考慮に入れた船体の対称運動による排水量変化を表わす速度ポテンシャル ϕ_1 , 船体の船長方向の任意断面の対称運動による速度ポテンシャル ϕ_2 , および船体の船長方向の任意断面の反対称運動による速度ポテンシャル ϕ_3 に分け

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_w \quad (7)$$

とおく。

船体表面の方程式を

$$f(x', y', z') = y' - y_s(x', z')$$

と表わし, (7) 式に合わせて (5) 式を分解すると

$$-\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x'} + \frac{\partial \phi_w}{\partial x'} + \frac{\partial x'}{\partial T} \right) \frac{\partial y_s}{\partial x'} + \frac{\partial \phi_1}{\partial y'} - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z'} \right) \frac{\partial y_s}{\partial z'} = 0 \quad (8)$$

$$-\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x'} \right) \frac{\partial y_s}{\partial x'} + \frac{\partial \phi_2}{\partial y'} - \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial z'} + \frac{\partial \phi_w}{\partial z'} + \frac{\partial z'}{\partial T} \right) \frac{\partial y_s}{\partial z'} = 0 \quad (9)$$

$$-\left(\frac{\partial \phi_3}{\partial x'} \right) \frac{\partial y_s}{\partial x'} + \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial y'} + \frac{\partial \phi_w}{\partial y'} + \frac{\partial y'}{\partial T} \right) - \left\{ \frac{\partial \phi_3}{\partial z'} + \dot{\psi}(y - y_G) - \varphi \dot{y}_G \right\} \frac{\partial y_s}{\partial z'} = 0 \quad (10)$$

ただし, (9) 式において $\partial z'/\partial T$ から横揺による速度成分の項を除き, (10) 式に移してある。

いま, 船体が細長体であると仮定し, x 方向の微分演算 $\partial/\partial x$ は, y, z 方向の微分演算 $\partial/\partial y, \partial/\partial z$ に比較して, 船体の細長比のオーダーであるとして, (8), (9) および (10) 式を簡単にすれば

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial y'} - \frac{\partial \phi_1}{\partial z'} \frac{\partial y_s}{\partial z'} = \frac{\partial x'}{\partial T} \frac{\partial y_s}{\partial x'} \quad (11)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial y'} - \frac{\partial \phi_2}{\partial z'} \frac{\partial y_s}{\partial z'} = \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z'} + \frac{\partial z'}{\partial T} \right) \frac{\partial y_s}{\partial z'} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial y'} - \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial z'} + \dot{\psi}(y - y_G) - \varphi \dot{y}_G \right) \frac{\partial y_s}{\partial z'} = - \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial y'} + \frac{\partial y'}{\partial T} \right) \quad (13)$$

ここで, 波面の変形を考慮するために, 花岡¹⁰⁾に従って z' 軸の基準面を波面にとって, その座標を z'' とすれば

$$z' = z'' - z_w$$

ただし, $z = z_w$ は波面の方程式である。従って, 船体は近似的に

$$y_s(x, z) = y_s(x', z') + \frac{\partial y_s}{\partial z'}(z - z') \quad (14)$$

となる。従って (6) 式を考慮して周期成分の必要なオーダーのもののみを残せば,

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial y} = -V \frac{\partial^2 y_s}{\partial x \partial z}(x\theta - z_G + z_w) \quad (15)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial y} - \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \frac{\partial y_s}{\partial z} = \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z} + x\dot{\theta} - V\dot{\theta} - \dot{z}_G \right) \frac{\partial y_s}{\partial z} \quad (16)$$

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial y} - \frac{\partial \phi_3}{\partial z} = - \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial y} + V\psi - x\dot{\psi} - \dot{y}_G \right) + \dot{\varphi} \left(y - z \frac{\partial y_s}{\partial z} \right) \quad (17)$$

以上の式によって二次元境界値問題での境界条件が明確になった。ただし以上の誘導にあたり、波面の変形を考慮するときは、 $\partial \phi_w / \partial z$ と $\partial z_w / \partial T$ が等価であることを考慮している。上式が O. S. M. と異なる点は (15) 式に示される排除効果を含んでいることである。

(15), (16) および (17) 式は船体表面に分布させた吹出し分布によって解くことができる。しかしながら、そのような分布を用いて抵抗増加を計算することは極めて困難であるから、これを船体中心面上の 1 点に集中させる。最終的に抵抗増加の計算に用いる特異点分布の計算法は次章に示すが、とりあえず基本形を求めておき、これに修正係数を乗ずる方法を用いると比較に便利であるから、ここでは誘導を簡単にするため thin ship の仮定を用いて基本形を定めておく。

Thin ship の仮定に従えば (15), (16) 式および (17) 式は、

$$\left[\frac{\partial \phi_1}{\partial y} \right]_{y=0} = \mp V \frac{\partial^2 y_s}{\partial x \partial z} (x\theta - z_G + z_w) \quad (18)$$

$$\left[\frac{\partial \phi_2}{\partial y} \right]_{y=0} = \pm \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z} + x\dot{\theta} - V\dot{\theta} - \dot{z}_G \right) \frac{\partial y_s}{\partial z} \quad (19)$$

$$\left[\frac{\partial \phi_3}{\partial y} \right]_{y=0} = - \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z} + V\psi - x\dot{\psi} - \dot{y}_G \right) - \dot{\varphi} z \frac{\partial y_s}{\partial z} \quad (20)$$

ただし、(18), (19) 式の複号は船体中心面に関して両舷の船体表面に分布させる吹出しの符号を表わす。従って、(18), (19) 式は船体中心面上に吹出しを分布させることによって満足でき、その和は (18) および (19) 式を z 方向に積分することによって、

$$\sigma = \frac{1}{2\pi} \left[b \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z} + x\dot{\theta} - V\dot{\theta} - \dot{z}_G \right) - V \frac{\partial b}{\partial x} (x\theta - z_G + z_w) \right] \quad (21)$$

となる。またその位置は、とりあえず丸尾³⁾にならい、

$$d = rT, \quad r = A/2bT \quad (22)$$

とする。ただし、 T は断面の吃水、 b は断面の半幅、 A は断面積を表わし、 r は断面積係数である。

一方 (20) 式は、船幅方向に軸を持つ二重吹出しで表わしうることを示しており、その和は

$$M = -\frac{1}{2\pi} C_3 T^2 \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial y} - x\dot{\psi} + V\psi - \dot{y}_G \right) + \frac{1}{2\pi} C_3 T \dot{\psi} \left(\frac{1}{2} b^2 - h_G T + \frac{1}{2} T^2 \right) \quad (23)$$

と書ける。ただし、 C_3 はゆるやかな動揺を仮定して、二次元蔽密値の $\omega \rightarrow 0$ に対する付加質量と一致するように定め

$$C_3 = \{ (1 - a_1)^2 + 3a_3^2 \} / (1 - a_1 + a_3)^2 \quad (24)$$

で表わされ、 a_1, a_3 は Lewis 断面表示に伴う係数である。またその位置は対称運動の場合にならって、

$$d = rT, \quad r = A/2bT$$

とする。

4 孤立特異点法による特異点分布と基準表示の修正

対称運動の場合については、特異点分布あるいは基準表示の修正についてすでに報告されている⁷⁾ので、ここでは結果のみを示すと、吹出しおよび二重吹出しは、

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= -\frac{1}{2\pi} b \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z} + x\dot{\theta} - \dot{z}_G + V \frac{\partial z_w}{\partial x} \right) \\ m_x &= \frac{1}{2\pi} b V (x\theta - z_G + z_w) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

となり、修正係数は

$$\left. \begin{aligned} A_z &= |\sigma| \cdot \pi / z_a \omega_e b \\ \mu_z &= \frac{H_0}{\xi_B \cdot r} \log \frac{2\pi \xi_B \sigma}{\bar{A}_H^* (z_a \omega_e b)} \\ \delta_z &= \text{Tan}^{-1} (\sigma_s / \sigma_c) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

ただし、 H_0 は断面の半幅/吃水比、 $\xi_B = \frac{\omega_e^2}{g} b$ を表わし、 $\bar{A}_H^*$ は Ursell-田才法によって得られる $\bar{A}_H$ の二次

元蔽密値, また σ_c および σ_s は σ の実部および虚部を表わしている。

船体が反対称運動するときは, 二次元船体断面を Fig. 2 のように表わし, x 軸を静止水面に一致させ, y 軸は鉛直下向きを正とする。

船体断面の中心線上の点 $(0, d_s)$ に水平横方向に軸を持つ二重吹出しを置き, その強さを,

$$m_c e^{i\delta y} = m_c + i m_s$$

とする。単位強さの二重吹出しに対する流線関数を

$$S(x, y; 0, d_s) = S_c(x, y; 0, d_s) + i S_s(x, y; 0, d_s) \quad (27)$$

とすれば

$$S(x, y; 0, d_s) = \frac{y-d_s}{r_1^2} + \frac{y+d_s}{r_2^2} + 2KI_c \quad (28)$$

$$\left. \begin{matrix} r_1 \\ r_2 \end{matrix} \right\} = \sqrt{x^2 + (y \mp d_s)^2} \quad (29)$$

$$I_c = \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{e^{-u(y+d_s)} \cos ux}{u - K + i\mu} du \quad (30)$$

ただし, μ は Rayleigh の仮想摩擦係数, $K = \omega_e^2/g$ である。(30) 式の計算はすでに前田¹¹⁾によって示されているから, ここでは前田の計算法に従うと

$$I_c = \text{sgn}(x) [\{ E_c \cos K|x| + (E_s - \pi) \sin K|x| \} e^{-K(y+d_s)} - i\pi e^{-K(y+d_s)} \cos K|x|] \quad (31)$$

となり, E_c および E_s は指数積分によって求められる。

左右動の場合, 船体表面上における境界条件は,

$$\psi = -y$$

であるから, 船体断面の形状を決定する流線の式は,

$$\left. \begin{matrix} \psi_c = -y = m_c(0, d_s) S_c(x, y; 0, d_s) - m_s(0, d_s) S_s(x, y; 0, d_s) \\ \psi_s = 0 = m_c(0, d_s) S_s(x, y; 0, d_s) + m_s(0, d_s) S_c(x, y; 0, d_s) \end{matrix} \right\} \quad (32)$$

(32) 式を用いて流線関数の fitting を行ない, 二重吹出しの強さ m_c および m_s を決定することができる。しかし, 孤立特異法を用いて船体表面上のすべての点で (32) 式を満足させることは不可能である。また, 計算法をできるだけ簡略化する意味から, 船体表面上の代表的な点での境界条件を満足するように m_c および m_s を決定する。船体表面上の代表的な点として, 船体断面の中心線上船底

$$(x, y) = (0, T)$$

の点をとることにすれば

$$\left. \begin{matrix} m_c = \frac{-TS_c(0, T; 0, d_s)}{S_c^2(0, T; 0, d_s) + S_s^2(0, T; 0, d_s)} \omega_e Y_a \\ m_s = \frac{T \cdot S_s(0, T; 0, d_s)}{S_c^2(0, T; 0, d_s) + S_s^2(0, T; 0, d_s)} \omega_e Y_a \\ m_{ts} = \sqrt{m_c^2 + m_s^2} \end{matrix} \right\} \quad (33)$$

ただし, Y_a は左右動揺の振幅を表わす。従って, この m_{ts} の振幅の二重吹出しによって生ずる進行波の振幅比は,

$$\bar{A}_s = 2\pi |m_{ts}| K \xi_d e^{-K d_s} \quad (34)$$

となる。ここで $\bar{A}_s$ の蔽密値として田才の方法によって計算された値¹²⁾を $\bar{A}_s^*$ とすれば, この $\bar{A}_s^*$ と (34) 式の $\bar{A}_s$ が一致するように d_s を決定すればよい。

$$d_s = \frac{1}{K} \log \frac{2\pi |m_{ts}| K \xi_d}{\bar{A}_s^*} \quad (35)$$

(33) 式および (35) 式を連立させて解けば, 二重吹出しの強さ m_c , m_s およびその深さ d_s を求めることができる。計算は逐次近似を行なって解くことができる。

一方, 船体断面が横揺するときにも, やはり船体が薄い船であると仮定することによって同様の取扱いが可能となる。その結果, 船体断面上における境界条件は

$$\psi = -\frac{1}{2}(x^2 + y^2) \quad (36)$$

Fig. 2

であるから、(32)式の左辺にこの境界条件を代入すると

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{2}(x^2+y^2) &= m_c(o, d_s) S_c(x, y; o, d_s) - m_s(o, d_s) S_s(x, y; o, d_s) \\ o &= m_c(o, d_s) S_s(x, y; o, d_s) + m_s(o, d_s) S_c(x, y; o, d_s) \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

となり、これが横揺をする船体断面の形状を決定する式である。ここで、船体断面上の代表的な点として、中心線上船底 (o, T) を選び、この点において(37)式を満足するような二重吹出しの強さおよび位置を決定すればよい。(37)式より

$$\left. \begin{aligned} m_c &= \frac{-\frac{1}{2} T^2 S_c(o, T; o, d_s)}{S_c^2(o, T; o, d_s) + S_s^2(o, T; o, d_s)} \omega_c \varphi_a \\ m_s &= \frac{\frac{1}{2} T^2 S_s(o, T; o, d_s)}{S_c^2(o, T; o, d_s) + S_s^2(o, T; o, d_s)} \omega_c \varphi_a \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

ただし、 φ_a は横揺振幅である。従って(33)式の第3式を用い

$$m_{tR} = \sqrt{m_c^2 + m_s^2} \quad (33)'$$

とすれば、この二重吹出しによって生ずる進行波の振幅比は、

$$\bar{A}_R = 2\pi |m_{tR}| K \xi_d e^{-K d_R} \quad (39)$$

となる。ここで、左右揺の場合と同様に田才の方法による $\bar{A}_R$ の蔽密値 $\bar{A}_R^{*12}$ を用いて、 $\bar{A}_R$ が $\bar{A}_R^*$ と一致するように二重吹出しの深さを求めると

$$d_R = \frac{1}{K} \log \frac{2\pi |m_{tR}| K \xi_d}{\bar{A}_R^*} \quad (40)$$

(38)式と(40)式を連立させて m_c, m_s および d_R を求めればよい。

このようにして求めた孤立特異点の強さ m_c, m_s および d_s, d_R を用いて基準表示に対する修正を行ない、修正係数の形として抵抗増加の計算に用いる。断面の上下動の場合については(26)式に示しているが、左右揺、横揺の場合についても全く同様に考えればよい。すなわち、

1) 二重吹出しの強さに対する振幅修正： A_y, A_φ

(33)、(36)式と(25)式より、左右揺に対しては、

$$A_y = m_{ts} \left/ \frac{\pi}{2} C_3 T^2 \right. \quad (41)$$

横揺に対しては

$$A_\varphi = m_{tR} \left/ \frac{\pi}{2} C_3 T^2 \right. \quad (42)$$

2) 二重吹出しの位置に対する位置修正： μ_y, μ_φ

(35)、(40)式と(22)式より、左右揺に対しては、

$$\mu_y = \frac{1}{K \gamma T} \log \frac{2\pi |m_{ts}| K \xi_d}{\bar{A}_s^*} \quad (43)$$

横揺に対しては、

$$\mu_\varphi = \frac{1}{K \cdot \gamma T} \log \frac{2\pi |m_{tR}| K \xi_d}{\bar{A}_R^*} \quad (44)$$

3) 二重吹出しの船体断面の動揺に対する位相修正： δ_y, δ_φ

(33)、(33)'式より、左右揺、横揺に対して、それぞれ

$$\delta_y = \tan^{-1}(m_s/m_c) \quad (45)$$

$$\delta_\varphi = \tan^{-1}(m_s/m_c) \quad (46)$$

5 抵抗増加近似計算

5.1 H関数の計算

抵抗増加の計算に必要なH関数は

$$H(\kappa, \alpha, t) = \int_S \bar{\sigma}(x, y, z; t) \exp\{\kappa z - i\kappa(x \cos \alpha + y \sin \alpha)\} ds(x, y, z)$$

で与えられる。ここに $s(x, y, z)$ は船体表面、 $\bar{\sigma}(x, y, z; t)$ は船体表面上の特異点分布を表わす。特異点分布を船体中心面上に集中させて船長方向に線状に分布する吹出しと二重吹出しで表わすことにすれば、基準面は、

$$y=0$$

となり、また船体の各断面では特異点は平均吃水位置に集中しているため

$$ds(x, y, z) \doteq dx$$

とすることができる。

従って、

$$\begin{aligned} H(\kappa, \alpha, t) = & \int_L \sigma(x, 0, -d_H; t) \exp(-\kappa d_H - i\kappa \cos \alpha \cdot x) dx \\ & + i\kappa \cos \alpha \int_L m_x(x, 0, -d_{mx}; t) \exp(-\kappa d_{mx} - i\kappa \cos \alpha \cdot x) dx \\ & + i\kappa \sin \alpha \int_L m_y(x, 0, -d_{my}; t) \exp(-\kappa d_{my} - i\kappa \cos \alpha \cdot x) dx \end{aligned} \quad (47)$$

ここに、 σ は吹出し、 m_x は船長方向に軸を持つ二重吹出し、 m_y は船幅方向に軸を持つ二重吹出しの船長方向の分布を表わす。 d_H, d_{mx}, d_{my} は吹出し、二重吹出しの深さ位置を示す。

(47)式の計算に必要な特異点はすでに求められており対称運動の場合(25)式より、 $y=0, z=-d_H$ において、吹出し分布は

$$\sigma(x, 0, -d_H; t) = \frac{b}{2\pi} \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial z} + \dot{\theta}_x - \dot{z}_G + V \frac{\partial z_w}{\partial x} \right) \quad (48)$$

二重吹出しは、(25)式より、 $y=0, z=-d_{mx}$ において、

$$m_x(x, 0, -d_{mx}; t) = \frac{b}{2\pi} V (\theta_x - z_G + z_w) \quad (49)$$

反対称運動の場合、(23)式より $y=0, z=-d_{my}$ において

$$m_y(x, 0, -d_{my}; t) = \frac{-1}{2\pi} C_3 T^2 \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial y} - x \dot{\psi} + V \psi - \dot{y}_G \right) + \frac{1}{2\pi} C_3 T \dot{\psi} \left(\frac{1}{2} b^2 - h_G T + \frac{1}{2} T^2 \right) \quad (50)$$

空間固定座標の X 軸方向に入射波が伝播するとすれば入射波の速度ポテンシャルは、 $y=0, z=-d$ の副波面において、

$$\phi_w = i\zeta_a \frac{\omega}{k} \exp[-kd + i\{kx \cos \chi - (kV \cos \chi - \omega)t\}] \quad (51)$$

船体運動を正弦運動であるとして次のように表わす。

$$\left. \begin{array}{ll} \text{上下揺} & z_G = z_a e^{i(\omega_s t + \varepsilon_z)} \\ \text{縦揺} & \theta = \theta_a e^{i(\omega_s t + \varepsilon_\theta)} \\ \text{左右揺} & y_G = y_a e^{i(\omega_s t + \varepsilon_y)} \\ \text{船首揺} & \psi = \psi_a e^{i(\omega_s t + \varepsilon_\psi)} \\ \text{横揺} & \varphi = \varphi_a e^{i(\omega_s t + \varepsilon_\varphi)} \end{array} \right\} \quad (52)$$

ただし、添字 a は振幅を表わし、 ε はそれぞれの動揺の波に対する位相である。

(51)、(52)式を(48)、(49)式および(50)式に代入すれば、

$$\sigma = \frac{b}{2\pi} [i\omega_e x \theta_a e^{i\varepsilon_\theta} - i\omega_e z_a e^{i\varepsilon_z} + i\omega_e \zeta_a e^{-k(d_H - ix \cos \chi)} + iV k \cos \chi \zeta_a e^{-k(d_H - ix \cos \chi)}] e^{i\omega_s t} \quad (53)$$

$$m_x = \frac{b}{2\pi} V [x \theta_a e^{i\varepsilon_\theta} - z_a e^{i\varepsilon_z} + \zeta_a e^{-k(d_H - ix \cos \chi)}] e^{i\omega_s t} \quad (54)$$

$$\begin{aligned} m_y = & \frac{-1}{2\pi} C_3 T^2 [i\omega_e x \psi_a e^{i\varepsilon_\psi} + V \psi_a e^{i\varepsilon_\psi} - i\omega_e y_a e^{i\varepsilon_y} + \omega_e \zeta_a \sin \chi e^{-k(d_s - ix \cos \chi)}] e^{i\omega_s t} \\ & + \frac{i}{2\pi} C_3 T \omega_e \varphi_a e^{i\varepsilon_\varphi} \left(\frac{1}{2} b^2 - h_G T + \frac{1}{2} T^2 \right) e^{i\omega_s t} \end{aligned} \quad (55)$$

ただし、 d_H, d_s, d_R はそれぞれ上下揺、左右揺、横揺に関する特異点深さを表わす。従って H 関数は時間項を省いて表わすと

$$H(\kappa, \alpha) = \frac{i}{2\pi} \omega_e \int_L b [x \theta_a e^{i\varepsilon_\theta} - z_a e^{i\varepsilon_z} + \zeta_a e^{-k(d_H - ix \cos \chi)}] e^{-\kappa(d_H - ix \cos \alpha)} dx$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{i}{2\pi} \kappa \cos \alpha V \int_L b [x \theta_a e^{i\epsilon\theta} - z_a e^{i\epsilon\theta} + \zeta_a e^{-k(d_H - ix \cos \alpha)}] e^{-\kappa(d_H - ix \cos \alpha)} dx \\
& + \frac{i}{2\pi} \kappa \sin \alpha \int_L C_3 T^2 [\omega_e \chi \psi_a e^{i\epsilon\phi} - V \psi_a e^{i\epsilon\phi} + i \omega_e y_a e^{i\epsilon\psi} - \omega \zeta_a \sin \chi e^{-k(d_s - ix \cos \alpha)}] e^{-\kappa(d_s - ix \cos \alpha)} dx \\
& - \frac{1}{2\pi} \omega_e \varphi_a \kappa \sin \alpha \int_L C_3 T \left(\frac{1}{2} b^2 - h_G T + \frac{1}{2} T^2 \right) e^{i\epsilon\varphi} e^{-\kappa(d_R - ix \cos \alpha)} dx
\end{aligned} \quad (56)$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} \kappa \cos \alpha &= m \\ \kappa &= \frac{(m + \kappa_0 \Omega)^2}{\kappa_0} = \kappa' \\ \kappa \sin \alpha &= \kappa_0 \sqrt{\left(\Omega + \frac{m}{\kappa_0} \right)^4 - \frac{m^2}{\kappa_0^2}} = m_1 \\ \kappa_0 &= g/V^2, \quad \Omega = V \omega_e/g \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

とおけば,

$$\begin{aligned}
H(m) &= \frac{i}{2\pi} (\omega_e + mV) \int_L b [x \theta_a e^{i\epsilon\theta} - z_a e^{i\epsilon\theta} + \zeta_a e^{-k(d_H - ix \cos \alpha)}] e^{-\kappa(d_H - imx)} dx \\
& - \frac{1}{2\pi} m_1 \int_L C_3 T^2 [\omega_e \chi \psi_a e^{i\epsilon\phi} + V \psi_a e^{i\epsilon\phi} + \omega_e y_a e^{i\epsilon\psi} + i \omega \zeta_a \sin \chi e^{-k(d_s - ix \cos \alpha)}] e^{-\kappa(d_s - imx)} dx \\
& - \frac{1}{2\pi} m_1 \omega_e \varphi_a \int_L C_3 T \left(\frac{1}{2} b^2 - h_G T + \frac{1}{2} T^2 \right) e^{i\epsilon\varphi} e^{-\kappa(d_R - imx)} dx
\end{aligned} \quad (58)$$

この H 関数を実部と虚部に分けて $|H(m)|^2$ を求めることが必要である。そこで次の積分を定義する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_c}{I_s} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_z b e^{-\kappa' \mu_z T} \frac{\cos(mx + \delta_z)}{\sin(mx + \delta_z)} dx \\ \frac{J_c}{J_s} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_z b x e^{-\kappa' \mu_z T} \frac{\cos(mx + \delta_z)}{\sin(mx + \delta_z)} dx \\ \frac{K_{cc}}{K_{cs}} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_z b e^{-\kappa' \mu_z T} \frac{\cos(kx \cos \chi)}{\sin(mx + \delta_z)} dx \\ \frac{K_{sc}}{K_{ss}} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_z b e^{-\kappa' \mu_z T} \frac{\sin(kx \cos \chi)}{\sin(mx + \delta_z)} dx \\ \frac{L_c}{L_s} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_y C_3 T^2 e^{-\kappa' \mu_y T} \frac{\cos(mx + \delta_y)}{\sin(mx + \delta_y)} dx \\ \frac{M_c}{M_s} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_y C_3 T^2 x e^{-\kappa' \mu_y T} \frac{\cos(mx + \delta_y)}{\sin(mx + \delta_y)} dx \\ \frac{N_{cc}}{N_{cs}} &= \frac{\sin \chi}{2\pi} \int_L A_y C_3 T^2 e^{-(k + \kappa') \mu_y T} \frac{\cos(kx \cos \chi)}{\sin(mx + \delta_y)} dx \\ \frac{N_{sc}}{N_{ss}} &= \frac{\sin \chi}{2\pi} \int_L A_y C_3 T^2 e^{-(k + \kappa') \mu_y T} \frac{\sin(kx \cos \chi)}{\sin(mx + \delta_y)} dx \\ \frac{P_c}{P_s} &= \frac{1}{2\pi} \int_L A_\varphi C_3 T \left(\frac{1}{2} b^2 - h_G T + \frac{1}{2} T^2 \right) e^{-\kappa' \mu_\varphi T} \frac{\cos(mx + \delta_\varphi)}{\sin(mx + \delta_\varphi)} dx \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

(59)式中の $A_z, A_y, A_\varphi, \mu_z, \mu_y, \mu_\varphi, \delta_z, \delta_y, \delta_\varphi$ はいずれも基準表示による特異点表示を孤立特異点法を用いて修正する修正係数である。 $|H(m)|^2$ の計算に当って、 m_1 は α に関して奇関数となることを考慮すると、(55)式を用いて

$$\begin{aligned}
|H(m)|^2 &= (\omega_e + mV)^2 \{ (I_c^2 + I_s^2) z_a^2 + (J_c^2 + J_s^2) \theta_a^2 + (K_{cc}^2 + K_{cs}^2 + K_{sc}^2 + K_{ss}^2 - 2 K_{cc} K_{ss} + 2 K_{cs} K_{sc}) \zeta_a^2 \\
& - 2 (I_c J_c + I_s J_s) z_a \theta_a \cos \epsilon_{\theta z} + 2 (I_c J_s - I_s J_c) z_a \theta_a \sin \epsilon_{\theta z} + 2 (J_c K_{cc} - J_c K_{ss} + J_s K_{cs} + J_s K_{sc}) \theta_a \zeta_a \cos \epsilon_\theta \\
& + 2 (J_c K_{cs} + J_c K_{sc} - J_s K_{cc} + J_s K_{ss}) \theta_a \zeta_a \sin \epsilon_\theta - 2 (I_c K_{cc} - I_c K_{ss} + I_s K_{cs} + I_s K_{sc}) z_a \zeta_a \cos \epsilon_z \\
& - 2 (I_c K_{cs} + I_c K_{sc} - I_s K_{cc} + I_s K_{ss}) z_a \zeta_a \sin \epsilon_z \} + m_1^2 [\omega_e^2 (M_c^2 + M_s^2) \phi_a^2 + V^2 (L_c^2 + L_s^2) \psi_a^2 \\
& + \omega_e^2 (L_c^2 + L_s^2) y_a^2 + \omega_e^2 (P_c^2 + P_s^2) \varphi_a^2 + \omega^2 (N_{cc}^2 + N_{ss}^2 + N_{cs}^2 + N_{sc}^2 - 2 N_{cc} N_{ss} + 2 N_{cs} N_{sc}) \zeta_a^2 \\
& + 2 \{ \omega_e V (L_c M_c + L_s M_s) \phi_a^2 + \omega_e^2 (L_c M_c + L_s M_s) \phi_a y_a \cos \epsilon_{\phi y} + \omega_e^2 (L_s M_c - L_c M_s) \phi_a y_a \sin \epsilon_{\phi y} \\
& + \omega_e^2 (M_c P_c + M_s P_s) \phi_a \varphi_a \cos \epsilon_{\phi \varphi} + \omega_e^2 (M_c P_s - M_s P_c) \phi_a \varphi_a \sin \epsilon_{\phi \varphi} + \omega_e V (L_c^2 + L_s^2) \phi_a y_a \cos \epsilon_{\varphi y} \\
& + \omega_e V (L_c P_c + L_s P_s) \phi_a y_a \cos \epsilon_{\phi y} + \omega_e V (L_c P_s - L_s P_c) \phi_a \varphi_a \sin \epsilon_{\phi \varphi} + \omega_e^2 (L_c P_c + L_s P_s) y_a \varphi_a \cos \epsilon_{\varphi \varphi} \}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +\omega_e^2(L_cP_s-L_sP_c)y_a\varphi_a\sin\varepsilon_{\phi\varphi}-\omega_e\omega(M_cN_{cs}+M_cN_{sc}-M_sN_{cc}+M_sN_{ss})\psi_a\zeta_a\cos\varepsilon_{\phi} \\
& +\omega_e\omega(M_cN_{cc}-M_cN_{ss}+M_sN_{cs}+M_sN_{sc})\psi_a\zeta_a\sin\varepsilon_{\phi} \\
& -\omega V(L_cN_{cs}+L_cN_{sc}-L_sN_{cc}+L_sN_{ss})\psi_a\zeta_a\cos\varepsilon_{\psi}+\omega V(L_cN_{cc}-L_cN_{ss}+L_sN_{cs}+L_sN_{sc})\psi_a\zeta_a\sin\varepsilon_{\psi} \\
& +\omega_e\omega(L_cN_{cs}+L_cN_{sc}-L_sN_{cc}+L_sN_{ss})y_a\zeta_a\cos\varepsilon_y+\omega_e\omega(L_cN_{cc}-L_cN_{ss}+L_sN_{cs}+L_sN_{sc})y_a\zeta_a\sin\varepsilon_y \\
& -\omega_e\omega(P_cN_{cs}+P_cN_{sc}-P_sN_{cc}+P_sN_{ss})\varphi_a\zeta_a\cos\varepsilon_{\varphi}+\omega_e\omega(P_cN_{cc}-P_cN_{ss}+P_sN_{cs}+P_sN_{sc})\varphi_a\zeta_a\sin\varepsilon_{\varphi}
\end{aligned} \tag{60}$$

ただし, $\varepsilon_{\theta z}=\varepsilon_{\theta}-\varepsilon_z$, $\varepsilon_{\psi y}=\varepsilon_{\psi}-\varepsilon_y$, $\varepsilon_{\phi\varphi}=\varepsilon_{\phi}-\varepsilon_{\varphi}$, $\varepsilon_{y\varphi}=\varepsilon_y-\varepsilon_{\varphi}$ である。

5.2 抵抗増加計算式

斜波中における抵抗増加計算式は, 丸尾³⁾によれば,

$$\begin{aligned}
R_{AW}=2\pi\rho\left\{\left[\int_{-\pi/2}^{-\alpha_0}+\int_{\alpha_0}^{\pi/2}-\int_{\pi/2}^{3\pi/2}\right]|H_1(\kappa_1,\alpha)|^2\frac{\kappa_1(\kappa_1\cos\alpha-k\cos\chi)}{\sqrt{1-4\Omega\cos\alpha}}d\alpha\right. \\
\left.+\int_{\alpha_0}^{2\pi-\alpha_0}|H_1(\kappa_2,\alpha)|^2\frac{\kappa_2(\kappa_2\cos\alpha-k\cos\chi)}{\sqrt{1-4\Omega\cos\alpha}}d\alpha\right\}
\end{aligned} \tag{61}$$

で表わされる。ここで(57)式と同様の変数変換を行なうと,

$$\left. \begin{aligned} \kappa_i\cos\alpha &= m \quad (i=1,2) \\ \kappa_i &= \frac{(m+\kappa_0\Omega)^2}{\kappa_0} \quad (i=1,2) \\ m &= \frac{\kappa_0}{2} \frac{1-2\Omega\cos\alpha\pm\sqrt{1-4\Omega\cos\alpha}}{\cos\alpha} \\ H(\kappa_i,\alpha) &= H(m) \quad (i=1,2) \end{aligned} \right\} \tag{62}$$

となるから, 抵抗増加計算式は,

$$R_{AW}=2\pi\rho\left[-\int_{-\infty}^{m_3}+\int_{m_4}^{m_2}+\int_{m_1}^{\infty}\right]\frac{(m+\kappa_0\Omega)^2(m-k\cos\chi)}{\sqrt{(m+\kappa_0\Omega)^4-\kappa_0^2m^2}}|H(m)|^2dm \tag{63}$$

と書き改められる。ただし, (63)式の右辺分母の根号内が負となる範囲は積分から除かねばならない。この範囲は

$$(m+\kappa_0\Omega)^4-\kappa_0^2m^2=0$$

より, この式の根を m_1, m_2, m_3, m_4 とおけば,

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_1}{m_2} &= \frac{\kappa_0}{2}(1-2\Omega\pm\sqrt{1-4\Omega}) \\ \frac{m_3}{m_4} &= \frac{\kappa_0}{2}(1+2\Omega\pm\sqrt{1+4\Omega}) \end{aligned} \right\} \tag{64}$$

従って, (64)式右辺の根号内の正負によって積分範囲が異なる。

1) $\Omega > \frac{1}{4}$ のとき,

(62)第3式より積分範囲は

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\pi/2}^{-\alpha_0}d\alpha + \int_{\alpha_0}^{\pi/2}d\alpha - \int_{\pi/2}^{3\pi/2}d\alpha &= -\int_{\infty}^{\kappa_0\Omega}dm + \int_{\kappa_0\Omega}^{\infty}dm - \int_{-\infty}^{m_3}dm + \int_{m_3}^{-\infty}dm \\ \int_{\alpha_0}^{2\pi-\alpha_0}d\alpha &= -\int_{\kappa_0\Omega}^{m_4}dm + \int_{m_4}^{\kappa_0\Omega}dm \end{aligned} \right\} \tag{65}$$

となるから, 結局積分範囲は

$$-\infty < m < m_3, \quad m_4 < m < \infty \tag{66}$$

となる。

2) $\Omega \leq \frac{1}{4}$ のとき

(62)第3式の右辺の根号内は負とならない。従って,

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\pi/2}^{\pi/2}d\alpha - \int_{\pi/2}^{3\pi/2}d\alpha &= -\int_{\infty}^{m_1}dm + \int_{m_1}^{\infty}dm - \int_{-\infty}^{m_3}dm + \int_{m_3}^{-\infty}dm \\ \int_0^{2\pi}d\alpha &= -\int_{m_2}^{m_4}dm + \int_{m_4}^{m_2}dm \end{aligned} \right\} \tag{67}$$

となり, 結局積分範囲は(66)式の範囲の他に

$$m_4 < m < m_2 \tag{68}$$

を付け加えねばならない。これらの結果より抵抗増加計算式は(63)式のようになる。

5.3 抵抗増加成分および D 係数

抵抗増加の無次元化表示を K_{AW} とすれば、

$$K_{AW} = R_{AW} / \rho g \zeta w^2 (B^2/L) \\ = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\alpha^2} \left[\int \right] \frac{(2F_n m' + \omega_L)^2 (m' - \pi/p \cos \chi)}{\sqrt{(2F_n m' + \omega_L)^4 - 4 m'^2}} |H(m')|^2 dm' \quad (69)$$

ただし、 $\alpha = B/L$, $\omega_L = \sqrt{\frac{2\pi}{p}} - \frac{2\pi}{p} F_n \cos \chi$, $p = \lambda/L$, $m' = L/2 m$

ここで、

$$S(m') = \frac{(2F_n m' + \omega_L)^2 (m' - \pi/p \cos \chi)}{\sqrt{(2F_n m' + \omega_L)^4 - 4 m'^2}} \quad (70)$$

とおけば

$$K_{AW} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\alpha^2} \sum_{i=1}^{25} \left\{ \left[\int \right] S(m') |H(m')|_i^2 dm' \right\} \quad (71)$$

と表わすことができ、抵抗増加を船体運動、入射波等の影響を表わす成分の和の形に分離できる¹³⁾。その結果、

$$K_{AW} = D_{HH} z_0^2 + D_{PP} \theta_0^2 + D_S + D_{Hc} z_0 \cos \varepsilon_z + D_{Hs} z_0 \sin \varepsilon_z + D_{Pc} \theta_0 \cos \varepsilon_\theta + D_{Ps} \theta_0 \sin \varepsilon_\theta + D_{HPC} z_0 \theta_0 \cos \varepsilon_{\theta z} \\ + D_{HPS} z_0 \theta_0 \sin \varepsilon_{\theta z} + D_{YY} \phi_0^2 + D_{SW} y_0^2 + D_{RR} \varphi_0^2 + D_A + D_{Yc} \phi_0 \cos \varepsilon_\phi + D_{Ys} \phi_0 \sin \varepsilon_\phi + D_{Sc} y_0 \cos \varepsilon_y \\ + D_{Ss} y_0 \sin \varepsilon_y + D_{Rc} \varphi_0 \cos \varepsilon_\varphi + D_{Rs} \varphi_0 \sin \varepsilon_\varphi + D_{YSc} \phi_0 y_0 \cos \varepsilon_{\phi y} + D_{YSs} \phi_0 y_0 \sin \varepsilon_{\phi y} + D_{YRc} \phi_0 \varphi_0 \cos \varepsilon_{\phi \varphi} \\ + D_{YRs} \phi_0 \varphi_0 \sin \varepsilon_{\phi \varphi} + D_{SRc} y_0 \varphi_0 \cos \varepsilon_{y \varphi} + D_{SRs} y_0 \varphi_0 \sin \varepsilon_{y \varphi} \quad (72)$$

ただし、添字 0 は船体の動揺振幅の波振幅による無次元化表示である。(72)式より、船体運動および入射波の抵抗増加に対する寄与を調べることができる。右辺各項の係数を D -係数と呼び、各々は

$$\left. \begin{aligned} D_{HH} &= \frac{1}{2\pi} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (I_c^2 + I_s^2) dm' \\ D_{PP} &= \frac{\pi}{2p^2} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (J_c^2 + J_s^2) dm' \\ D_S &= \frac{1}{2\pi} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (K_{cc}^2 + K_{cs}^2 + K_{sc}^2 + K_{ss}^2 - 2 K_{cc} K_{ss} + 2 K_{cs} K_{sc}) dm' \\ D_{Hc} &= -\frac{1}{\pi} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (I_c K_{cc} - I_c K_{ss} + I_s K_{cs} + I_s K_{sc}) dm' \\ D_{Hs} &= -\frac{1}{\pi} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (I_c K_{cs} + I_c K_{sc} - I_s K_{cc} + I_s K_{ss}) dm' \\ D_{Pc} &= \frac{1}{p} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (J_c K_{cc} - J_c K_{ss} + J_s K_{cs} + J_s K_{sc}) dm' \\ D_{Ps} &= \frac{1}{p} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (J_c K_{cs} + J_c K_{sc} - J_s K_{cc} + J_s K_{ss}) dm' \\ D_{HPC} &= -\frac{1}{p} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (I_c J_c + I_s J_s) dm' \\ D_{HPS} &= \frac{1}{p} \int (2F_n m' + \omega_L)^2 s(m') (I_c J_s - I_s J_c) dm' \\ D_{YY} &= \frac{\pi \alpha^{-2}}{8 p^2} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (M_c^2 + M_s^2) dm' + \frac{\pi \alpha^{-2}}{8 p^2} F_n^2 \int m_1'^2 s(m') (L_c^2 + L_s^2) dm' \\ &\quad + \frac{\pi \alpha^{-2}}{8 p^2} \omega_L F_n \int m_1'^2 s(m') (L_c M_c + L_s M_s) dm' \\ D_{SW} &= \frac{\alpha^{-2}}{8 \pi} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (L_c^2 + L_s^2) dm' \\ D_{RR} &= \frac{\pi \alpha^{-2}}{8 p^2} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (P_c^2 + P_s^2) dm' \\ D_A &= \frac{\alpha^{-2}}{4 p} \sin^2 \chi \int m_1'^2 s(m') (N_{cc}^2 + N_{cs}^2 + N_{sc}^2 + N_{ss}^2 + 2 N_{cs} N_{sc} - 2 N_{cc} N_{ss}) dm' \\ D_{Yc} &= -\frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4 p} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} \omega_L \int m_1'^2 s(m') (M_c N_{cs} + M_c N_{sc} - M_s N_{cc} + M_s N_{ss}) dm' \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{2p} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} F_n \int m_1'^2 s(m') (L_c N_{cs} + L_c N_{sc} - L_s N_{cc} + L_s N_{ss}) dm' \\
D_{Ys} &= \frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4p} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} \omega_L \int m_1'^2 s(m') (M_c N_{cc} - M_c N_{ss} + M_s N_{cs} + M_s N_{sc}) dm' \\
& + \frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4p} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} F_n \int m_1'^2 s(m') (L_c N_{cc} - L_c N_{ss} + L_s N_{cs} + L_s N_{sc}) dm' \\
D_{Sc} &= -\frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} \omega_L \int m_1'^2 s(m') (L_c N_{cs} + L_c N_{sc} - L_s N_{cc} + L_s N_{ss}) dm' \\
D_{Ss} &= \frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} \omega_L \int m_1'^2 s(m') (L_c N_{cc} - L_c N_{ss} + L_s N_{cs} + L_s N_{sc}) dm' \\
D_{Rc} &= -\frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4p} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} \omega_L \int m_1'^2 s(m') (P_c N_{cs} + P_c N_{sc} - P_s N_{cc} + P_s N_{ss}) dm' \\
D_{Rs} &= \frac{\alpha^{-2} \sin \chi}{4p} \sqrt{\frac{2\pi}{p}} \omega_L \int m_1'^2 s(m') (P_c N_{cc} - P_c N_{ss} + P_s N_{cs} + P_s N_{sc}) dm' \\
D_{YSc} &= \frac{-\alpha^2}{4p} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (L_c M_c + L_s M_s) dm' + \frac{\alpha^{-2}}{2p} \omega_L F_n \int m_1'^2 s(m') (L_c^2 + L_s^2) dm' \\
D_{Yss} &= \frac{\alpha^{-2}}{4p^2} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (L_s M_c - L_c M_s) dm' \\
D_{YRc} &= \frac{\pi \alpha^{-2}}{4p} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (M_c P_c + M_s P_s) dm' + \frac{\pi \alpha^{-2}}{2p^2} \omega_L F_n \int m_1'^2 s(m') (L_c P_c + L_s P_s) dm' \\
D_{YRs} &= \frac{\pi \alpha^{-2}}{4p} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (M_c P_s - M_s P_c) dm' + \frac{\pi \alpha^{-2}}{2p^2} \omega_L F_n \int m_1'^2 s(m') (L_c P_s - L_s P_c) dm' \\
D_{SRc} &= \frac{\alpha^{-2}}{4p} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (L_c P_c + L_s P_s) dm' \\
D_{SRs} &= \frac{\alpha^{-2}}{4p} \omega_L^2 \int m_1'^2 s(m') (L_c P_s - L_s P_c) dm'
\end{aligned}$$

6 数値計算例および検討

6.1 修正係数の計算結果

Fig. 3 に左右揺の場合の孤立特異点法による基準表示の修正係数 A_y, μ_y, δ_y の計算例を $\gamma=0.7, 0.9; H_0=0.6, 1.0, 1.4$ の組合せについて示す。左右揺の場合、振幅修正 A_y は動揺の周波数によってあまり変化せず、 ξ_d の大きい所でわずかに大きくなる傾向がみられる。

Fig. 4 に横揺の場合の修正係数 $A_\phi, \mu_\phi, \delta_\phi$ を図示する。横揺の場合、振幅修正 A_ϕ は断面形状によってかなり値が異なることがわかる。

反対称運動の場合、振幅修正係数がいずれも基準表示に比べてかなり小さい。これは、基準表示においてはゆるやかな動揺を仮定して特異点を決定しているためと考えられる。これらの結果から、横運動は抵抗増加に対して大きく寄与しないことが予想される。

6.2 斜波中抵抗増加計算例

斜波中抵抗増加の数値計算は、SR 108 1軸コンテナ船、 $L/B=6.89$ を対象に $F_n=0.2, \chi=180^\circ, 150^\circ, 120^\circ, 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ, 0^\circ, \lambda/L=0.5, 0.7, 0.9, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 2.0$ の状態について実施した。また同じ状態について、基準表示による特異点分布を用いた計算も行なった。

Fig. 5 に斜波中抵抗増加の計算値を実線で示す。図中、黒丸印は船研角水槽において行なわれた自航試験⁹⁾による推力増加である。また、Vossers 等⁹⁾が行なった Series 60 船型による系統試験において求められた推力増加より、 $C_B=0.56, L/B=6.89, L/d=20.6$ の計算状態に対応する推力増加を読み取り図中に白丸印で示す。また、 $\chi=180^\circ$ の正面向け波中における抵抗増加の実験値を破線で示してある。これらの図より次のことがわかる。向い波の状態 ($90^\circ < \chi \leq 180^\circ$) においては、計算値と実験値は定性的にも定量的にも比較的よく一致している。しかし、横波および追い波の状態 ($0^\circ \leq \chi \leq 90^\circ$) においては、波長に対する変化の傾向は定性的には似ているが、数量的には良い一致が得られない。特に $\chi=30^\circ, 0^\circ$ の場合、 $\lambda/L=0.5 \sim 1.0$ の波長の短い部分において計算値が実験値に比べてかなり高くなっている。この原因として、理論的には抵抗増加成分のうち、船体表面に

Fig. 3 Coefficients of Modification for Swaying Motion

Fig. 4 Coefficients of Modification for Rolling Motion

おいて入射波が反射されることによる成分 D_S が追い波状態で大きくなることが考えられる。また、斜波中における自航試験は、理論の展開のもとになっている仮定とかなり異なった状態で行なわれていることである。すなわち、理論においては、斜波中における横方向の漂流はないものと考え、また、船体の平均針路と船体重心の平均航跡が波向角に一致する。しかし、実験においては、船体重心の航跡が波向角と一致するように操舵されている。さらに斜波中における船体運動の波に対する位相差が計算値と実験値で差のあることが考えられる。以上のような相違が抵抗増加にどのような影響を及ぼすか正確に把握することは困難である。しかし、もし影響があるとすれば横運動の大きい横波あるいは斜追い波の状態において大きくなると考えられる。以上のような理由により、現状では斜波中抵抗増加の理論計算値と実験結果の厳密な比較は困難である。斜波中抵抗増加全体としては、理論に基づく数値計算結果は定性的、定量的に概ね満足しうるものと考えられる。

6.3 抵抗増加成分の寄与

Fig. 6 に、抵抗増加 D 係数の波長に対する変化の様子を示す。 D 係数は (73) 式に示されているが、 D 係数の中には数値的に非常に小さいものもあるので、図には比較的大きなものを示す。

Fig. 7 に、抵抗増加成分を図示する。抵抗増加成分についても D 係数と同様に寄与の小さいものは省略する。

Fig. 6, Fig. 7 より、全般的には、上下揺、縦揺の縦運動が抵抗増加に対して支配的であり、横運動の寄与はあまり大きくないことがわかる。横運動の D 係数のうち、 D_{YY} , D_{SW} , D_{RR} , D_{YR} , D_{SR} は波長の短い部分においてかなり大きな値となるが、動揺が小さいために抵抗増加への寄与は非常に小さい。横運動全体としての寄与を調べるために、縦運動だけによる抵抗増加を Fig. 5 に点線で示す。この図からも横運動の抵抗増加に対する寄与が一般に小さいことが判明した。このような結果は、従来経験的あるいは実験的な面から横運動の抵抗増加に対する寄与は小さい、とされている事柄に理論的支持を与えるものである。

船体表面において入射波が反射されることによる抵抗増加成分 D_S は追い波の状態においてかなり大きな

Fig. 5-1

Fig. 5-2

Fig. 5-3

Fig. 5 Comparison of Calculated Resistance Increase in Regular Oblique Waves

り、 $\chi=0^\circ$ においては抵抗増加の大部分を占めている。この D_s が追い波状態で正の大きな値をとることは一見不合理のように思われるのでその原因について検討を行なった。抵抗増加計算式は(61)式より、

$$R_{AW} = 2\pi\rho \left\{ \left[\int_{-\pi/2}^{-\alpha_0} + \int_{\alpha_0}^{\pi/2} - \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \right] |H_1(\kappa, \alpha)|^2 \frac{\kappa_1(\kappa_1 \cos \alpha - k \cos \chi)}{\sqrt{1-4\Omega \cos \chi}} d\alpha \right. \\ \left. + \int_{\alpha_0}^{2\pi-\alpha_0} |H_1(\kappa_2, \alpha)|^2 \frac{\kappa_2(\kappa_2 \cos \alpha - k \cos \chi)}{\sqrt{1-4\Omega \cos \chi}} d\alpha \right\}$$

で与えられる。この式において、 $k \cos \chi$ に関連する項が概略漂流力に、そして $\kappa_2 \cos \alpha$ に関連する項が非定常造波抵抗に対応する。いま $\cos \chi=1$ とした場合、上式から明らかなように、負の抵抗を与えるものは $k \cos \chi$ に関連する項と $\kappa_2 \cos \alpha$ のうち、 $\pi/2 \leq \alpha \leq 3\pi/2$ の積分によるもののみである。 $\int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\alpha$ による寄与は一般に小さいから、漂流力による項は明らかに入射波の方向によって力の方向が変化し、物理的直観を裏付けている。一

Fig. 6-1

Fig. 6-2

Fig. 6-3

Fig. 6-4

Fig. 6-5

Fig. 6-6

Fig. 6 D-Coefficients of Resistance Increase

方、前進速度が 0 の場合には、抵抗増加への寄与は第 2 項のみとなり、この場合には $\kappa_2 \cos \alpha$ による項も、前後対称船を考えれば H_1 の対称性から入射波の方向によって符号が変化し合理的な結果を与える。

さて、入射波の反射による抵抗増加であるが、この場合には船体運動は拘束されているので漂流力に対応する項は小さい (Havelock の理論によれば 0 となる)。一方、非定常造波抵抗は、前進速度が上昇するとともにその比重が $\kappa_1 \cos \alpha$ の項に移り、これによる抵抗は常に正であり、前進を妨げる方向の力となる。本理論においては、船体を表わす流体力学的特異点に波面の変化による排除効果を考慮しているため、丸尾理論における基準表示を用いた場合より非定常造波抵抗が大きく、正の大きな D_S を与えたものと考えられる。参考のために、丸尾理論によって D_S に対応する項を求めると Fig. 8 に示すようになり、本理論による値よりかなり小さい。いずれが適当であるかは正確な実験結果がないので直ちに判断できない。

6.4 基準表示による抵抗増加計算例

本研究においては、船体を表わす流体力学的特異点の決定には孤立特異点法を用い、基準表示に対する修正係

Fig. 7-1

Fig. 7-2

Fig. 7-3

Fig. 7-4

Fig. 7 Components of Resistance Increase

数の形とした。斜波中抵抗増加の計算に関して基準表示の修正に対して孤立特異点法を適用することの妥当性を検討するために、基準表示によって特異点を決定し抵抗増加の計算を行ない、修正を施した計算値、あるいは実験値との比較を Fig. 5 に一点鎖線で示す。図より明らかなように、正面規則波中においては、 $\lambda/L=0.5\sim0.7$ の波長の短い部分における改良が目立っている。斜波中においては、基準表示による計算結果は非常に特異な変化を示す。これは横運動の特異点分布を基準表示を用いて表わしたことの影響が現われており、孤立特異点法の適用が妥当であることを裏付けるものであると考えられる。また、大きく波打つ傾向は、横運動の波に対する位相差の計算値が振幅のように実験値と一致しないためと思われる。

7 結 言

丸尾理論に基づいて斜波中における船体抵抗増加に関する理論計算の一方法を示し、数値計算を行なった結果次の事柄が明らかとなった。

- 1) 基準表示において用いられている流体力学的特異点の求め方は、ゆるやかな動揺を仮定しているために動

Fig. 8

本研究を遂行するに当たり、終始激励と熱心な指導を賜った、大阪大学工学部中村彰一教授、日立造船株式会社技術研究所高木又男博士に心から感謝の意を表したい。また、数値計算に関して、日立造船株式会社技術研究所雁野昌明氏、大阪府立大学工学部姫野洋司講師、大阪大学工学部斎藤公男助手のご助力に負う所大である。終りに臨んで以上の方々に謝意を表する。なお、本研究の一部は SR 108, SR 125 研究部会および文部省科学研究費による研究として実施したものであることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 丸尾 孟：波浪中の船体抵抗増加に関する研究（第1報），造船協会論文集第101号，（昭和32年8月）。
- 2) 丸尾 孟：波浪中の船体抵抗増加に関する研究（第2報），造船協会論文集第108号，（昭和35年12月）。
- 3) 丸尾 孟：Resistance in Waves, Researches on Seakeeping Qualities of Ship in Japan, Chap. 5, 造船協会60周年記念叢書, Vol. 8, (昭和38年)。
- 4) 中村彰一，新谷 厚：数学船型の規則波中における船体運動と抵抗増加，造船協会論文集第118号，（昭和40年12月）。
- 5) 藤井 齊，高橋 雄：正面規則波中における抵抗増加，三菱重工技報，第4巻，第6号，（昭和42年11月）。
- 6) Beck, R.F. : The Added Resistance of Ships in Waves, MIT Report, No. 67-9.
- 7) 高木又男，細田龍介，島崎春子：波浪中の抵抗増加の計算に関する一改良，関西造船協会誌，第141号，（昭和46年9月）。
- 8) 高石敬史：波浪中の運動性能に関する模型実験，SR 108, 昭和45年度報告書資料, No. 110, (昭和46年3月)。
- 9) Vossers, G., Swaan, W. A., Rijken, H. : Experiments with Series 60 Model in Waves, T. S. N. A. M. E., Vol. 68, (1960)。
- 10) 花岡達郎：波浪中の船の運動と造波抵抗理論，造船協会論文集第98号，（昭和31年2月）。
- 11) 前田久明：任意船型に及ぼす波の強制力について，日本造船学会論文集第126号，（昭和44年12月）。
- 12) 田才福造，高木又男：規則波中の応答理論および計算法，耐航性に関するシンポジウム，第1章，日本造船学会，（昭和44年7月）。
- 13) 中村彰一：耐航性の諸要素，耐航性に関するシンポジウム，第4章，日本造船学会，（昭和44年7月）。