(昭和 48 年 11 月日本造船学会秋季講演会において講演)

斜行中の船体にはたらく流体力について

正員 不 破 健*

Hydrodynamic Forces Acting on a Ship in Oblique Towing

by Takeshi Fuwa, *Member*

Summary

The objective of this paper is to afford a more rational method of calculation for hydrodynamic forces on a ship in manoeuvring motion. Applying the slender body theory and extending the Barche's method to a ship form associated with free vortex layers which represent 3-dimensional separation vortices, the problem can be reduced to some 2-dimensional problems. More precise hull form or ship condition can then be taken into consideration for hydrodynamic force calculation. The author calculates by this method normal force coefficient C_N and moment coefficient $C_{m\infty}$ for various ship models, and compares the calculated results with tank test results. These comparisons affirm the validity of this method. He also measures the pressure distribution on a ship hull in steady oblique towing, the results of which show a good agreement with those of potential flow calculation except in small region located at lee side and aft part of the ship.

1 緒 言

船体の大型化・肥大化に伴ない、船の操縦性能が一つの限界に近づきつつあり、従来のように運動学的に試験するだけでなく、その特性を船型要素ヘフィールド・バックして検討する必要性が増大している^{1,17)}。模型実験から運動方程式の諸係数を定め運動特性を検討する研究は数多く、Rotating Arm あるいは、P. M. M. による精力的な実験の結果、船体形状と操縦性能の関係、制限水路の影響等は、ある程度解明されているが、流れ場の複雑さや、実船と模型との相関などの問題のため、これらも半ば定性的な議論に留まっている。操縦運動には粘性の影響が支配的であり、流れ場も高レイノルズ数領域の問題であるが、この方面の研究も緒についたばかりの段階であり、操縦運動の流体力学的な機構に立入った研究は散見される程度にすぎない²⁻⁴⁾。井上が Kármán-Bollay 流の小縦横比翼理論に基づく計算式を発表して以来多くの研究がなされ、運動も計算され多くの成果をあげている^{4,5)}。しかし、これはもともと平板翼に対するものであり、船体へ拡張する際に実験的な修正係数を必要とする難点もあり細かい船型要素を考慮することはできない。それ以降、粘性抵抗の研究の発展に伴ない流れ場に対しても実験的に解明が進み、また細長体理論等も適用され理論的にも扱われるようになった⁶⁻⁸⁾。本論文は、さらに細かい船型要素を加味し、理論的にも整理された形の計算法をつくり出す事を目的に、新しいアプローチにより斜行中の船体にはたらく流体力を考察したものである。

2 記 号

L, B, d : 船の主要寸法	ζ : 単位内面の複素表示 ($=re^{i\theta}$)
A_{Σ}, C_{Σ} : 中央横断面積および同係数	$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$: 直交座標の単位ベクトル
x, y, z : 直交座標系	ϵ : 細長比 ($=A_{\Sigma}/L^2$)
X, Y, Z : 拡大された直交座標系 (近場)	B : 船体表面
$x, R, \theta ; x', R', \theta'$: 円柱座標系	F : 自由渦面
χ : 横断面内の複素表示 ($=y+iz$)	S : 剥離線

* 船舶技術研究所

- C : 船体横断面を周る積分路
 C' : 渦対をまわる積分路
 $\vec{n}$: 法線ベクトル
 $\vec{\tau}$: 剥離線の接線ベクトル
 $\vec{\delta}$: 剥離線の陪法線ベクトル
 $\vec{b}^*$: $\vec{b}$ の2次元面内ベクトル
 $\vec{N}$: 2次元法線ベクトル
 U, V : 前進運動および横運動の速度
 β : 横流れ角
 ρ : 流体の密度
 φ : 3次元速度ポテンシャル
 ϕ : 2次元速度ポテンシャル
 f_1, f_2 : 単位前進運動および横運動による複素速度ポテンシャル
 f : 全体としての複素速度ポテンシャル
 Φ_2, Φ_3 : Cross flow および渦対による擾乱速度ポテンシャル
 V_n : 物体表面の法線速度
 $\vec{v}$: 流速ベクトル
 p : 圧力
 $\vec{\omega}$: 渦度ベクトル
 $\vec{r}_{PQ}$: 位置ベクトル
 p_+, p_- : 自由渦層上下面の圧力
 $\Delta \vec{v}_n, \Delta \vec{v}_t$: 自由渦層上下面の法線速度および接線速度の差
 M : 写像のパラメータ数
 a_n : 写像の係数
 c_n : 係数 (Tuck の方法)
 b_0 : 3次元修正項 (Tuck)
 a_{mn}, d_m : 係数 (Barche の方法)
 A_n : 被積分関数 (Barche)
 α : $\vec{R}$ の偏角 (Fig. 2 参照)
 $\theta_{10}, \theta_{20}, \theta_1, \theta_2, x_0, x_\infty$: 積分範囲を示す定数
 R^* : $x'=x$ 面内の R'
 $\bar{R}$: $x'=x$ 面内の距離
 ω_n^* : $x'=x$ 面内の渦度
 λ : 定数
 r_i, δ_i : 渦対の強さおよび間隔
 Y, N, Y_s, N_s : 二重模型 (理論), および船体に対する全体としての横力およびまわりのモーメント
 $Y(x)$: $x=x$ 断面までの横力
 $I_2(x), I_3(x)$: 運動量計算で用いる積分値
 C_p : 圧力係数 $\left(= \frac{p}{\frac{1}{2} \rho U^2} \right)$
 C_N : 垂直力係数 $\left(= \frac{Y_s}{\frac{1}{2} \rho U^2 L d} \right)$
 $C_{m\Omega}$: まわりのモーメント係数 $\left(= \frac{N_s}{\frac{1}{2} \rho U^2 L^2 d} \right)$
 C_m : 文中で用いる $C_{m\Omega}$
 $C_{m\beta}$: C_m の β に対する微係数
 $C_{N\beta}$: C_N の β に対する微係数
 s : 渦発生位置を示すパラメータ (Fig. 8 参照)
 $h, h', \Delta L$: (Fig. 8 参照)
 $I_{v.p.}$: 渦対のもつ運動量
 J_y : 3次元修正係数 (井上の式)
 e : 付加質量比 (井上)
 $\bar{e}$: 実験的修正係数 (井上)
 κ : 係数 (井上)
 h : 縦横比 $(=2d/L)$
 t : トリム量

3 流れ場のモデル化

操縦運動を扱うときは簡単のため造波現象は無視できると仮定する事が多い。その場合には、ポテンシャル流として扱う限り、d'Alembert の背理が成り立ち、定常運動中には偶力以外の流体力を受けない。このように、操縦運動で重要な役割を演ずる横力 (Lateral Force) が伴流に由来することは明らかであり、伴流の取り扱い、モデル化が中心的な課題となる。伴流のモデルとしては死水モデルが不連続流の理論として広く知られているが、船体まわりの流れ場の実験的研究によれば、その主要な部分はビルジ渦等の3次元剥離渦である⁸⁾。この

Fig. 1 座標系

渦と三角翼の前縁剥離渦、ミサイル等の後流渦との類似性に着目して NACA 型のモデルで伴流を表わし、自由表面を鏡像面とすれば、流れ場は二重模型が無限流体中を平面運動する状態に相当する。流体を完全流体とし、伴流を表わす自由渦層以外で非回転とすれば、そこでは速度ポテンシャル φ が存在して、Laplace の方程式

$$[L]: \nabla^2 \varphi = 0 \quad (1)$$

が成り立つ。境界条件としては (Fig. 2, Fig. 4 参照),

- 1) 物体表面条件 [B]

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = V_n \quad \text{on } B \quad (2)$$

- 2) 自由渦層の条件 [F]

$$p^+ = p^-, \vec{\omega} = \vec{n} \times \Delta \vec{v}_t, \Delta \vec{v}_n = 0 \quad \text{on } F \quad (3)$$

- 3) 無限遠の条件 [∞]

$$\vec{v} \rightarrow 0 \quad \text{at } \infty \quad (4)$$

- 4) 剥離線の条件 [S]

$$\vec{v} \cdot \vec{b} = 0, \vec{b} = \vec{n} \times \vec{\tau} \quad \text{on } S \quad (5)$$

である。すなわち、無限遠方では物体運動による攪乱がなく流体が静止し [∞], 物体表面を通過する流体部分がない [B]。そして自由渦面で、圧力が連続で接線速度の不連続が渦度に対応し渦層を垂直によぎる流れがないとの力学的・運動学的条件 [F] の他に Helmholtz の渦定理等の一連の非粘性流における渦定理も成り立つと仮定する。また自由渦は物体表面の境界層が剥離して生ずるものであり、剥離線 S は物体表面 B と自由渦面 F との交線である。剥離線が自由渦の発生位置を示し、そこにおける流出条件が自由渦を規定し揚力を定めることから、剥離線が翼理論における後縁に対応し、その条件は Kutta の条件に相当するものと考えられる。この流出条件は、物体表面に沿って剥離線を横切る流れが存在しない事で表わされ [S] となる。

4 解法および簡略化

原理的には、このようにモデル化した流れ場を、このままの境界値問題として、あるいは変形により積分方程式として解くことができる。しかし、実際には、船体形状の複雑さ、および自由渦層の存在が、解くことをほとんど不可能にしている⁹⁾。そこで細長体の仮定を用いて簡略化を試みる。まず、流れをポテンシャル流として伴流の存在しない場合を条件 [B] と [∞] のもとで解き、次に自由渦を付加して条件 [F] および [S] を満足させれば十分である。第 1 段階のポテンシャル流の問題を 3 次元 Laplace の方程式 [L] の境界値問題として、細長体理論を適用する¹⁰⁻¹²⁾。その際、細長体の仮定を使えば、あらかじめ前進運動と横運動とに分けて扱い、必要に応じて重畳することができる。細長体理論は特異摂動法を用いるが、第 1 次近似では近場 (Near Field) の問題が横断面内の 2 次元流の問題に帰着し、遠場 (Far Field) の解は x 軸上の特異点分布で表わされる。Matching を行えば、双方の解が完全に定まり、必要であれば、Composite Solution も構成することができる。Tuck の方法に従えば、等角写像を用いて、近場の第 1 次近似解が完全な形で容易に求められる¹³⁾。すなわち、 $x = x$ 断面において複素変数を用いて、

$$\chi = y + iz, \zeta = re^{i\theta} \quad (6)$$

$$\chi = \sum_{n=1}^M a_n \zeta^{3-2n} \quad (7)$$

とすれば、単位速度の前進運動による複素速度ポテンシャルは

$$f_1 = c_0 \log a_1 \zeta - \sum_{n=1}^{M-1} \frac{c_n}{2n\zeta^{2n}} + b_0 \quad (8)$$

ここで

$$c_n(x) = \sum_{\nu=1}^M (3-2\nu) a_\nu(x) [a'_{\nu+n}(x) + a'_{\nu-n}(x)] \quad (9)$$

$$b_0(x) = -\frac{1}{2} c_0(x) \log(L^2 - 4x^2) + \frac{1}{2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{c_0(x) - c_0(\xi)}{|x - \xi|} d\xi \quad (10)$$

ただし' は x による微分を表わす。横運動もほぼ同様にして

$$f_2 = a_1 \left(\zeta + \frac{1}{\zeta} \right) \quad (11)$$

横流れ角 β に応じて前進速度 U , 横流れ速度 V が定まり全体としての速度ポテンシャルは

$$f = Uf_1 + Vf_2 \quad (12)$$

$$\phi = R_e \{f\} \quad (13)$$

となる。

Fig. 2 Barche の方法

をはかる。自由渦の存在しない場合には、菅が吹き出し分布で Barche の方法を用いて解いている¹⁴⁾。自由渦がある場合に Barche の方法を拡張して用いると次のようになる (Fig. 2 参照)。物体表面上の点 P における自由渦層による誘起速度は、

$$\vec{v}(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_F \frac{\vec{\omega}(Q) \times \vec{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_Q = \frac{1}{4\pi} \int_{x_0}^{x_\infty} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\vec{\omega}(Q) \times \vec{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} R' d\theta' dx' \quad (15)$$

となる。ここで

$$\vec{r}_{PQ} = \vec{i}(x-x') + \vec{j}(R \cos \theta - R' \cos \theta') + \vec{k}(R \sin \theta - R' \sin \theta') \quad (16)$$

$$r_{PQ} = \{(x-x')^2 + R^2 + R'^2 - 2RR' \cos(\theta - \theta')\}^{1/2} \quad (17)$$

細長体の仮定により点 $P(x, y, z)$ について

$$y, z \ll x, \quad -L/2 \leq x \leq L/2 \quad (18)$$

点 $Q(x', y', z')$ は自由渦層上を x_0 から x_∞ まで変化するが、 $x_\infty \rightarrow \infty$ のとき被積分関数が x_∞^{-2} で減少するから有限な x_∞ で考え最後に $x_\infty \rightarrow \infty$ の極限をとれば良い。自由渦層の成因から考えて

$$z' = O(d), \quad y' = O(L\beta) \quad \therefore R' \ll L \quad (19)$$

である。さらに F は定常な自由渦層であるから渦線と流線が一致し、 $\vec{\omega}(Q) = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ とするとき

$$\omega_1 \gg \omega_2, \omega_3 \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \vec{\omega}(Q) \times \vec{r}_{PQ} &= \vec{i}\{\omega_2(R \cos \theta - R' \cos \theta') - \omega_3(R \sin \theta - R' \sin \theta')\} \\ &\quad + \vec{j}\{\omega_3(x-x') - \omega_1(R \sin \theta - R' \sin \theta')\} + \vec{k}\{\omega_1(R \cos \theta - R' \cos \theta') - \omega_2(x-x')\} \\ &\equiv \vec{i}A_1 + \vec{j}A_2 + \vec{k}A_3 \end{aligned} \quad (21)$$

とおき、被積分関数を Barche の方法に従って変形する。

$$\frac{A_n R'}{r_{PQ}^3} = \frac{a_{n0} + a_{n1}(x-x') + a_{n2}(x-x')^2 + \dots}{\{d_0 + d_1(x-x') + d_2(x-x')^2 + \dots\}^{3/2}} \quad (22)$$

Order Check を行なうと、

$$\vec{v}(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{x_0}^{x_\infty} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\vec{i}A_1 + \vec{j}A_2 + \vec{k}A_3}{r_{PQ}^3} R' d\theta' dx' \approx \frac{1}{4\pi} \int_{\theta_{10}}^{\theta_{20}} \frac{2(a_{10}\vec{i} + a_{20}\vec{j} + a_{30}\vec{k})}{d_0} d\theta' \quad (23)$$

ここで $\theta_1 = \theta_1(x')$, $\theta_2 = \theta_2(x')$, $\theta_{10} = \theta_{10}(x)$, $\theta_{20} = \theta_{20}(x)$

また $R^* = R'(x, \theta')$, $\omega_n^* = \omega_n(x, R^*, \theta')$ として

$$\left. \begin{aligned} a_{10} &= \{\omega_2^*(R \cos \theta - R' \cos \theta') - \omega_3^*(R \sin \theta - R' \sin \theta')\} R^* \\ a_{20} &= -\omega_1^*(R \sin \theta - R' \sin \theta') R^* \\ a_{30} &= \omega_1^*(R \cos \theta - R' \cos \theta') R^* \\ d_0 &= R^2 + R^{*2} - 2RR^* \cos(\theta - \theta') \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

そして、 $a_{10} \ll a_{20}, a_{30}$ であるから

$$\begin{aligned} \vec{v}(P) &\approx \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_{10}}^{\theta_{20}} \frac{a_{20}\vec{j} + a_{30}\vec{k}}{d_0} d\theta' \\ &\approx \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_{10}}^{\theta_{20}} \frac{-\vec{j}(R \sin \theta - R^* \sin \theta') + \vec{k}(R \cos \theta - R^* \cos \theta')}{R^2 + R^{*2} - 2RR^* \cos(\theta - \theta')} d\theta' \end{aligned} \quad (25)$$

従って、点 $P(x, R, \theta)$ における誘起速度は $x' = x$ 断面における渦度 $\vec{\omega}(Q)$ の x 成分 ω_1 によるものを考えれば良い。Fig. 2 において

$$\left. \begin{aligned} \bar{R} = \bar{P}Q &= \{R^2 + R^{*2} - 2RR^* \cos(\theta - \theta')\}^{1/2} \\ R^* d\theta' &= dS \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Fig. 3 Vortex Model

Fig. 4 剥離線とその条件

とすると

$$\vec{v}(P) = \frac{1}{2\pi} \int_F \frac{\omega_1 dS \vec{R} \{-\vec{j} \sin \alpha + \vec{k} \cos \alpha\}}{R^2} = \frac{1}{2\pi} \int_F \frac{\omega_1 (-\vec{j} \sin \alpha + \vec{k} \cos \alpha)}{R} dS \quad (27)$$

となり、2次元渦度による誘起速度として理解しやすい形をとる。このように細長体の仮定を用いて、自由渦層も2次元的な扱いに帰着することができる。このとき境界条件 $[B]$, $[\infty]$, $[F]$ は明らかに対応する2次元の条件に帰着するから、 $[B]$ に関しては、鏡像の位置にも渦を配置すれば満足され、束縛渦を考える必要はなくなる (Fig. 3)。剥離線の条件 $[S]$ について検討すれば、近場において法線 $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ は

$$n_x = O(n_x), \quad n_y = O(n_y/\epsilon), \quad n_z = O(n_z/\epsilon) \quad (28)$$

また、剥離線は限界流線の包絡線であるから⁶⁾、その接線ベクトル $\vec{\tau}$ は、

$$\left. \begin{aligned} \vec{\tau} &= \lambda(U+u, v, w), \quad \frac{1}{\lambda^2} = (U+u)^2 + v^2 + w^2 \\ U &\gg u, v, w \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

従って

$$\begin{aligned} \vec{b} &= \vec{n} \times \vec{\tau} = \lambda [\vec{i} \{n_y w - n_z v\} + \vec{j} \{n_z (U+u) - n_x w\} + \vec{k} \{n_x v - n_y (U+u)\}] \\ &\approx \lambda \{ \vec{j} n_z U - \vec{k} n_y U \} \equiv \vec{b}^* \end{aligned} \quad (30)$$

とおけば、 $\vec{b}^*$ は Y - Z 面内にある。この面内における物体に対する法線を $\vec{N} = (N_Y, N_Z)$ とするとき、 $\epsilon \rightarrow 0$ の極限では、 $n_Y \rightarrow N_Y$, $n_Z \rightarrow N_Z$ であるから

$$\vec{b}^* \cdot \vec{N} = U \lambda (n_Z N_Y - n_Y N_Z) \rightarrow 0 \quad \epsilon \rightarrow 0 \quad (31)$$

このことから、 $\vec{b}^*$ は Y - Z 面内の物体形状に対する接線である。従って、剥離線の条件 $[S]$ は、2次元的な淀み点となる条件であり、この場合も2次元剥離点の条件と一致することが分かる。 $[F]$ は渦度が流体粒子とともに移送されれば満足されるから、2次元問題は簡単に扱える形となる。

流れ場が定まったとき、流体力を計算する方法としては運動量則から求める方法が簡便で精度も得やすい。厚さ dx の横切した流体部分 (slub) を考え、Green の定理、Gauß の定理を適用し細長体の仮定を用いると、横力 $Y(x)$ は、

$$\begin{aligned} \frac{dY(x)}{dx} &= \oint_C p N_Y dl = \oint_C \left[-\frac{\rho}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi \right] N_Y dl \\ &= -\rho UV \frac{d}{dx} \oint_C \Phi_2 N_Y dl - \rho U \frac{d}{dx} \oint_{C+C'} \Phi_3 N_Y dl \\ &\equiv -\rho UV \frac{dI_2(x)}{dx} - \rho U \frac{dI_3(x)}{dx} \end{aligned} \quad (32)$$

となり、攪乱流のもつ2次元面内の Y 方向の運動量変化から求められる¹⁵⁾。全体としての流体力は、船長方向に積分をすれば得られ、横力およびモーメントは、

$$Y = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dY(x)}{dx} dx = \left[-\rho UV I_2(x) - \rho U I_3(x) \right]_{-L/2}^{L/2} = -\rho U I_3(L/2) \quad (33)$$

$$N = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dY(x)}{dx} x dx = -\rho U \frac{L}{2} I_3(L/2) + \int_{-L/2}^{L/2} \{ \rho U V I_2(x) + \rho U I_3(x) \} dx \quad (34)$$

Fig. 5 運動量積分と積分路

すなわち、横力は後端における渦による運動量から、モーメントは Cross flow および渦による運動量の積分値と後端における渦成分とから成る。ただし、各位置における渦による流れの運動量は物体表面積分と渦対自体のもつ運動量とに分けて考えられる (Fig. 5 参照)。

$$I_3(x) = \oint_{C+C'} \Phi_3 N_Y dl = \oint_C \Phi_3 N_Y dl + \oint_{C'} \Phi_3 N_Y dl$$

$$= \oint_C \Phi_3 N_Y dl + \sum_{i=1}^{N'} r_i \delta_i \quad (35)$$

5 計算モデル

結局、流れ場は次のような手順で計算される。まず、物体まわりのポテンシャル流を計算し、3次元剥離線を推定する。この剥離線から自由渦が流出し伴流を形成する。船首から順々に横断面内の流れ場を考えるが、剥離線と断面との交点が2次元剥離点である。この点において、接線速度を上流で形成された既存の渦層の誘起速度とポテンシャル流の成分とから計算する。その接線速度を打ち消し、淀み点となるように、この断面で新たに発生する渦の強さが決定される。この段階で、横断面内の流れ場が完全に定まり、速度、圧力あるいは運動量などが求まる。各渦点の位置における流速を計算し、次の断面での位置を定める。順次この操作をくり返し、船尾に達すれば、全体の流れ場が決まり、流体力とそのモーメントが計算される。このモデルの特徴は、細長体理論の適用によって肋骨線形状がそのまま取り入れられるところにある。また、一般のストリップ法では、流れ場は各断面それぞれに決定され、他の部分の影響を受けないが、このモデルでは、matching による3次元修正項の他に渦を通して上流の流れ場の影響が考慮される。

船型は Lewis form で近似し、係数を船長方向に多項式で補間して表す。限界図形から逸脱する場合は面積係数で補正を行なっている。剥離線は3次元境界層の剥離に対する考察から定められるべきであるが、種子田の実験によれば斜行時の剥離の様態は大局的な状況・船体形状で規定されるので⁸⁾、簡単のため Fig. 6 に示す操作でビルジ部分に仮定した。ただし、このモデルは下流側にのみ渦を置いたため、直進時にも横力が生ずる。こ

Fig. 6 Assumed Separation Point

れを避けるために、横流れ角の小さな範囲では剥離線を Keel line にとっている。もちろん誘導抵抗を考えるとときは両舷に渦を配置する必要がある。具体的には、Cross flow が上流側に淀み点をもたない限界を目安にして $\beta \leq 5^\circ$ の範囲であるが、種子田の実験でもその付近で上流側の渦が消滅する⁸⁾。横断面は不等間隔に21断面入力し、補間後は40等分して計算している。自由渦層は有限個のポテンシャル渦でおきかえ、その個数や変

Fig. 7 計算に用いた流れのモデル

Fig. 8 渦発生位置のパラメータ S

形の状態により数種類のモデルを検討したが、実際の計算では Fig. 7 に示す巻き込みを考えないものを用いている。この場合、各断面での渦発生位置が自由度として残るが、Fig. 8 の検討からこれを表わすパラメータ $s=0.1\sim0.05$ 程度とし、最終的には実験値との比較により選定している。

6 実 験

斜行中の船体にはたらく流体力を計測するため、2回にわたり、東大運動性能水槽で模型実験を行なった。まず、練習船の模型（青雲丸：航海訓練所練習船）で三分力試験と圧力分布の計測を行なった。その結果、パラメータ s を適当に選んだ計算モデルで実験値を十分説明できることが確かめられたので、一般性を検証するために、船型を変え、状態を変化させて三分力を計測した。供用模型の主要目を Table 1 に、Body Plan を Fig. 9 と Fig. 10 に示す。青雲丸は一般船型、Series 60 は肥大船型の例として取り上げたものである。実験状態等を Table 2 と Table 3 に示す。三分力は、片持梁—差動トランスによる検力計で、また圧力分布は、アクリル製

Table 1 Particulars of Models

NAME	$L \times B \times d$ (m)	
SEIUN MARU	$2.5 \times 0.381 \times 0.138$	Fig. 9
S 60-1	$2.0 \times 0.308 \times 0.123$	Fig. 10, Series 60, $C_B=0.80$ (4214WB-4)
SPHEROID	$2.0 \times 0.308 \times 0.154$	$L/B=6.5$

Table 2 Experiment Condition (Total Force Measurement)

	V_S (m/s)	F_n	R_n	β	TRIM
SEIUN MARU	0.5	0.101	1.09×10^6	$0^\circ \sim 20^\circ$	Even Keel
S 60-1	0.4	0.090	0.61×10^6		Even Keel $\pm 10\%$ & $\pm 30\%$ of Draft
SPHEROID					Even Keel

Table 3 Pressure Distribution Measurement

MODEL	SEIUN MARU With Horizontal End Plate (3m $\times$ 1.4m)	
VELOCITY	1.8m/s	1.5m/s
R_n	3.44×10^6	2.86×10^6
DRIFT ANG. β	$0^\circ, \pm 1^\circ, \pm 2^\circ, \pm 5^\circ, \pm 10^\circ, \pm 15^\circ, \pm 20^\circ$ ($\oplus$ BACK, $\ominus$ FACE)	
HOLE POSITION	S.S. : 1, 2, 3, 5, 7, 8, 9 θ : Every 5deg. TOTAL 94 POINTS	

Even Keel Condition, Without Turbulent Stimulator

1 Run : 1-Vel. 1-Ang. 1-S. Station

SEIUN MARU

S60-1 Series 60, $C_B=0.80$ (4214WB-4)

Fig. 9 青雲丸

Fig. 10 Series 60 $C_B=0.8$

の鏡像板を取り付けた模型の船体にあけた静圧孔からビニール管で半導体圧力計にみちびいて計測された。

7 実験値と計算値との比較検討

Fig. 11 と Fig. 12 には、船型による実験値の変化を β に対する C_N および C_m の曲線として描く。Flachsbart による平板に対する風洞実験の結果⁴⁾も同時に示すが、船型が平板と回転楕円体の中間の特性をもつ事がはっきりとあらわれている。全般的にみれば、船型は平板に近い挙動を示し、端部形状の影響の大きさが程が推察される。船型同志の差異は、舵角～角速度曲線における不安定ループの存否にみられるほどドラスティックではないが、この領域においても明瞭にみとめられる。肥大船型は β の小さい範囲で $C_{N\beta}$ が小さく、 $C_{m\beta}$ が大きい進路不安定傾向を示す。一般船型では C_N の β に対する非線型性が顕著で平板に近い傾向にある。回転楕円体は C_m が大きく、 C_N の小さい典型的な不安定傾向を示し、 $C_m \sim \beta$ 曲線の曲率も逆で平板と好対照である。Fig. 13 と Fig. 14 にトリム状態による変化を示す。全般的に変化は小さいが、 C_m からは船首トリムで不安定、船尾トリムで安定化の傾向がうかがえる。ただ、 C_N の傾向が平板翼と逆の傾向を示すのが注目される。Fig. 15～Fig. 21

Fig. 11 船型による変化 ($C_N \sim \beta$) Fig. 12 船型による変化 ($C_{m\beta} \sim \beta$) Fig. 13 トリムによる変化 ($C_N \sim \beta$)

Fig. 14 トリムによる変化 ($C_{m\beta} \sim \beta$)

Fig. 15 Pressure Distribution

Fig. 16 Pressure Distribution

Fig. 17 Pressure Distribution

Fig. 18 Pressure Distribution

Fig. 19 Pressure Distribution

Fig. 20 Pressure Distribution

Fig. 21 Pressure Distribution

に圧力分布の計測結果を示す。2通りの船速で実験したが、 C_p において有意の差が、ほとんどみとめられなかった。完全な二重模型でない点を考慮する必要があるが、定性的な結果としては妥当なものと思われる。この計算モデルには粘性の作用による損失に対する考慮がないので、圧力分布の理論値としてはポテンシャル流に対するものを計算し同時に示した。図中の Inner Solution は近場の解であり、Composite Solution も計算している。全般的にみれば、実験値は Composite Solution によって比較的良く説明されている。船体後半部および下流側に圧力の回復しない部分がみうけられ、伴流域と推定される。また、S.S. 1 で一致が良くないが、この場合には Lewis form で十分に船体形状が表現されていない事も原因していると思われる。Composite Solution が近場の解より実験値と良い一致を示すが、この事は奥野等により指摘され、漸近展開の立場から説明がなされている¹⁶⁾。しかし、完全な解の第1次近似との視点からみれば、遠場の解、Outer Solution を通して高次の項の影響が Composite Solution に加味され、近場である船体表面においても良い近似を与えるものと考えられる。

青雲丸の実験結果を説明するように、パラメータ s を $s=0.05$ と定め計算モデルを完結した。次に、Series

60 等の実験値, 井上の実験値と比較し, その一般性の検討を行なった。 C_N については, β に対する非線型特性も良く表現され実験値との一致も良好であるが, C_m は不十分であることが判明したので, 改良を行ない, その結果, 一応の汎用性が確認された。

C_N の β に対する非線型性は次のように考察される。自由渦の変形を考えていないので, 渦対のもつ運動量

$$I_{v.p.} = \sum_{i=1}^N \rho r_i \delta_i \quad (36)$$

のうち, β の変化に応じて r_i だけが変わる。Cross flow の大きさは V に比例し, $V = \sin \beta \approx \beta$, そして自由渦の位置も V に比例して速さかるので

$$V \propto \sum_{i=1}^N \frac{r_i}{V r_i} \quad \therefore r_i \propto V^2$$

このように, 渦の強さ, 運動量, ひいては横力が V^2 に比例する傾向をもつ。この成分は Newton の抵抗則による項に対応し, 井上の式では C_m によって係数 κ を乗じ加算される。本モデルでは, 上述のように, 船型の変化ともども一層自然な形で表現される。

C_m は, いわゆる Munk モーメントと渦による成分とから成るが, このうち渦によるものは, 多くの場合, 安定側に作用する。その絶対量は Munk モーメントに比べて小さく, 高々 10% 程度である。また近場の解は, 3次元修正項が, 断面内で一定値をとり横力に寄与せず, 結局, 2次元考察によるものと一致する。この値は, 3次元計算値に比べて大きくなる事が知られており, C_m 不一致の大きな原因と考えられる。井上の式においても, 同一寸法の楕円体で計算した値を用いて, 3次元修正を施し, また, 付加質量比 e を大きく目に, 0.25 程度にとり, 全体で $(1-e)J_0 \approx 0.7$ ぐらいの係数を乗じている。さらに, 実験的な修正係数 $\bar{\epsilon}$ を考え, 縦横比により, 0.7~0.8 を乗ずる。この最後の修正は, 自由渦による安定化に対応するものと思われる。Fig. 22 と Fig. 23 は種々の方法で C_m を計算したものである。このうち Composite Solution を用いる方法が最も合理的にこの修正量を扱ったものと思われる。井上の3次元修正も, これと似たような物理的な意味をもつが, Fig. 22 の場合は実験値よりかなり小さくなる。Composite Solution による C_m は, ポテンシャル流として圧力積分で求められた値であり, C_m の場合は端部の影響が大きく, 精度は保証されない。事実, Inner および Outer Solution に比べてだいぶ小さい値になる。これに対して, 遠場の解は Lagally の定理から, 近場の解は Lewis form の形状係数から, 運動量則を用いて計算したもので簡便であり, 端部も丸めて考慮される。このようなことから, 工学的な立場に立って, C_m としては近場の解と遠場の解の平均値に渦による成分を付加して求め, Composite Solution と同じような意味をもつものとみなした。このような方法で C_N, C_m を計算し, 実験値と

Fig. 22 $C_{m\alpha}$ の計算法による差異 (青雲丸)

Fig. 23 $C_{m\alpha}$ の計算法による差異 (S60-1)

Fig. 24 実験値と計算値との比較 (回転楕円体)

Fig. 25 実験値と計算値との比較 (青雲丸)

Fig. 26 実験値と計算値との比較 (S60-1)

Fig. 27 実験値と計算値との比較 (船首トリム 30%)

Fig. 28 実験値と計算値との比較 (船尾トリム 30%)

Fig. 29 実験値と計算値との比較 (井上教授の実験)

Fig. 30 実験値と計算値との比較
(井上教授の実験)

り、Lewis form の近似では、ビルジ部分が丸くなることもあり十分な結果が得られなかった。この種の船型は、剥離線が一意に定まるから、写像のパラメータ数を増すか、Schwarz-Christoffel 変換を用いる等の改良を行えば、むしろ良い結果が期待できる。

以上のように、船型あるいは、状態を変化させた場合でも、このモデルの計算値によって、その特性を良く表現でき、一応の汎用性が検証された。もちろん、高次の項の計算を行ない近似を高めれば、かなりの改良が期待されるが、第1次近似の範囲においても、渦層のモデルの改良、圧力の領域で Composite Expansion をつくる事などは、検討の余地がかなり残っている。また、統一的に、Matched Asymptotic Expansion の手法が適用できれば、一層整理された形にできる。今回は当初渦層の巻き込みを念頭においていたため、Barche の方法を用い、一貫性に欠けた感も強い。いずれにせよ、井上の式とは異ったアプローチにより、実験係数など意味の曖昧なものは極力さけ、また、ある意味では、その物理的意味を明確にした、この計算モデルは、さらに細かい流体力学的な機構に対する検討が必要になるとと思われる将来のこの分野における研究への一段階として、十分意味をもつものと考えられる。

8 結 言

細かい船型要素まで、操縦運動中の流体力計算に組み入れることを目的として、流れ場のモデル化を行ない、自由渦まで含めた形で細長体理論を適用した。このようなアプローチで設定した計算モデルで計算を行ない、水槽実験の結果と比較・検討し、これにより流体力が一層適切な形で表現されることを検証した。さらに、斜行中の船体まわりの圧力分布計測を行ない、ポテンシャル流の計算値と比較した結果、伴流域など一部を除いて、よく一致することが確かめられた。

本研究は、操縦運動における流体力学的異常現象の報告¹⁷⁾に啓発されて着手し、水槽実験の結果を説明し得る計算モデルを得た段階で一区切りとしてまとめたものである。これを通し、流体现象のむつかしさを改めて知り、研究の積み重ねの必要性を痛感した次第である。

引用した井上の式に関し、井上正祐教授からご指摘、ご教示を賜った。ここに厚くお礼申し上げます。

最後に、ご指導いただいた、元良誠三教授、別所正利教授、藤野正隆助教授に心からの謝意を表します。また、実験遂行にご協力いただいた、東大運動性能水槽の諸氏、ならびに労苦を伴にした、谷村仁司氏および堀場伸氏、さらに、暖かいご配慮を賜った、船舶技術研究所、山内保文所長、横尾幸一郎長はじめ皆様に深く感謝いたします。なお、数値計算・データ処理には、東京大学大型計算機センターの HITAC 5020, 5020 E を使用しました。

参 考 文 献

- 1) 日本造船学会：第2回操縦性シンポジウムテキスト (1970)。

ともに Fig. 24~Fig. 30 に示す。Fig. 24 は回転楕円体に対するもので、剥離線を $\theta_s=130^\circ$ として計算した C_N は実験と良く一致する。また、この場合は、3次元計算により C_m が求まる。Fig. 25, Fig. 26 は青雲丸と Series 60 の結果であるが、 C_N については、井上式に比べ良い結果を示す。Fig. 27 は船首トリム、また Fig. 28 は船尾トリム状態の比較である。本方法による計算値は平板から類推される結果と異った傾向を示すが実験値とはほぼ一致する。これはトリムによって水線面下の船体形状が大きく変化し、流れ場も平板からの拡張では不十分であるが、本方法では、船体形状を入力し直して計算しているため比較的良く表わされるものと思われる。ただし、この場合には、渦層は船底に平行に流れるとしてモデル化しているが、とくに流れの変化の大きい船尾トリムの場合にはさらに検討する必要がある。Fig. 29 と Fig. 30 は井上の実験に対する計算値を示す。I-5 の模型は肋骨線形状が丸い船で、実験値は、本方法による計算値とも良く一致する。一方 I-2-15 は柱状船であ

- 2) 菅 信, 花岡達郎: 旋回性に及ぼす浅水影響の計算, 造船協会論文集第 115 号 (昭和 39 年 6 月).
- 3) Hennig, G.: Eben Umströmung von Querschnitten mit Wirbelpaar und Querkraftteilung infolge Schräganströmung an Körpern mit kleinem Seitenverhältnis, Schiffbauforschung 9 (1970).
- 4) Inoue, S.: On the turning of ships, Memoirs of the Faculty of Eng. Kyushu Univ. (1956).
- 5) 井上正祐 外: 平水中の船の旋回航跡について, 西部造船会々報第 37 号 (昭和 43 年).
- 6) 田 古 里, 馬場 外: 肥大船船尾ビルジ渦に関する実験的研究, 日本造船学会論文集第 123 号 (昭和 43 年 6 月).
- 7) 田古里哲夫: 船底彎曲部付近から発生する渦, 造船協会誌第 450 号 (1967).
- 8) 樋子田定俊, 天本 肇: 船の剥離渦 (I), (II), 九大応力研報第 27 号, 29 号 (昭和 42, 43 年).
- 9) Brard, R.: Vortex Theory for Bodies Moving in Water, 9th Symp. on Naval Hydrodynamics, Paris (1972).
- 10) 丸尾 孟: 向い波の中の船体運動に対する細長体理論の応用, 造船協会論文集第 120 号 (昭和 41 年 12 月).
- 11) Van Dyke, M.: Perturbation Methods in Fluid Mechanics, Academic Press (1964).
- 12) Ogilvie, T. F.: Singular perturbation Problems in Ship Hydrodynamics, Report of Dept. of Naval Arch. & Mar. Eng. Univ. of Michigan No. 096 (1970).
- 13) Tuck, E. O. & Kerczek, C. V.: Streamlines and Pressure Distribution on Arbitrary Ship Hulls at Zero Froude No., J. of Ship Res. Vol. 12, No. 3 (1968).
- 14) 菅 信: 船体まわりの流れの計算, 日本造船学会論文集第 128 号 (昭和 45 年 12 月).
- 15) Ashley & Landahl: Aerodynamics of Wings and Bodies, Addison-Wesley (1965).
- 16) 奥野武俊, 姫野洋司: 漁船の船体表面圧力分布に関する研究, 昭和 47 年度秋季造船三学会連合講演会.
- 17) 元良誠三 外: 異常現象を伴う船の操縦性の一解析, 日本造船学会論文集第 128 号 (昭和 45 年 12 月).