

渦システムによる造波グリーン関数を導入した 定常揚力面の数値解析 (その2)

—抗力成分の算定—

正員 堀

勉*

A Numerical Analysis of Steady Lifting Surface Problems
by Proposal of Green Function Considering Wave Generation
Caused by Vortex System (2nd Report)
—An Evaluation on Components of the Drag Force—

by Tsutomu Hori, *Member*

Summary

In this paper, components of the drag force which acts on the hydrofoil are evaluated by momentum theorem taking account of the wave generation and the trailing vortices. Then, it is possible to compute the total drag without the interference of induced drag and wave-making resistance as far as vortex model has normal image system which satisfies the rigid wall conditions at the free surface.

Also, it was shown that the lifting line approximation for calculating wave-making resistance is not valid in the case of low speed by using of wave amplitude functions of lifting surface. And, asymptotic behavior of wave pattern generated by vortex system at the high speed is analyzed. As a result, flow field is represented by inverse image system and above-mentioned approximation is useful for the limiting case of high speed.

1. 緒 言

水中翼に作用する流体力を推定する理論的な手法としては、古くは丸尾¹⁾、山本²⁾、西山^{3),4)}らの先達によって、揚力線理論に線型造波理論的な立場から自由表面影響を考慮した形で取り扱われてきた。それによって幾つかの貴重な知見がもたらされ、その自由表面影響についても定性的にはかなりの部分で解明されてきた感がある⁵⁾。一方、更に定量的な議論に立ち入るべく、中武・安東・片岡ら^{6),7)}はランキン・ソース法を用いた数値解法を示し、最近では Hwangbo・茂里・土井⁸⁾によって、船と翼から生ずる波の干渉を考慮した同様な数値解も報告されている。一方、Li⁹⁾は馬蹄形渦によるグリーン関数を用いて揚力面を解いた結果を報告した。このような状況の中、先に著者¹⁰⁾も定常揚力面の数

値解析法として、Liとは異なる立場から揚力面を格子状の渦輪で離散表記^{11),12)}することにより、核関数に渦システムによる造波グリーン関数を導入して解析する手法を提案し、実際に揚力に及ぼす自由表面影響について計算した。しかしながら、高速航走時には、揚力のみならず造波抵抗も重要になると推察され、それと誘導抵抗との干渉の度合いについても検討しておく必要があると考える。

以上の状況に鑑み、本報告では翼に作用する流体力として、自由表面を伴う場合の抗力成分について運動量定理に基づいて検討し、正鏡像渦を考慮した流場では、誘導抵抗と造波抵抗が干渉することなく算定できることを示す。また、高速域におけるグリーン関数の漸近挙動を明らかにするとともに、抗力成分に占める造波抵抗の割合や揚力線近似の適用の可否について、自由波の振幅関数のレベルから考察したので、その結果についても報告し、諸賢の批判を仰ぐ次第である。

2. 運動量定理による抗力成分の算定

水中翼に作用する抗力成分を運動量定理に基づいて求

* 長崎総合科学大学 情報科学センター

原稿受理 平成7年6月29日

秋季講演会において講演 平成7年11月16, 17日

め、自由表面影響を考慮した際の誘導抵抗と造波抵抗の算定式について考える。座標系および無次元化は、前報¹⁰⁾と同様とし、Fig. 1 に示すように、静水面上に座標原点 o を配し、一様な流れ方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸、これらと右手系で直交するよう右舷方向に y 軸を取ったデカルト座標系を用い、物理量は全て、翼弦長 c 、一様流速 U 、流体密度 ρ を規準に無次元化して扱う。このとき、翼の没水深度を f 、迎角を α とする。

実際、同図に示すような領域に運動量定理を適用し、翼面 A_H に作用する水平面内の流体力 F を求めると、

$$F = - \iint_{A_H} p n dA = \iint_{A_V + A_F + A_\infty} (q_n q + p n) dA \quad (1)$$

となり、式中の n は境界に立てた単位法線ベクトルであり、流体領域内に向かうものとする。ここに、随伴渦面 A_V は自由渦面だから、その上下で圧力差 $p^{(+)} - p^{(-)}$ を生じないし、法線流速 q_n もゼロである。また、自由表面 A_F では、明らかに $p = q_n = 0$ であるから、検査面 A_V, A_F 上での積分は消失し、結局、上下流、左右舷、底面に亘る検査面 A_∞ の運動量の出入りによって、流体力 F が決定されることになり、 x 方向の抗力成分について書くと、

$$F_x = \iint_{A_\infty} \left\{ q_n (1 + \phi_x) - \left(\kappa_0 z + \phi_x - \frac{\phi_x^2 + \phi_y^2 + \phi_z^2}{2} \right) n_x \right\} dA \quad (2)$$

のようになる¹³⁾。ただし、式中の ϕ は攪乱速度ポテンシャル、 κ_0 は波数である。ここに、検査面 A_∞ の5面を、それぞれ無限遠方を取れば、自由波と随伴渦が残る下流検査面 A_D のみが寄与することになり、流場の連続条件や水面変位に関する若干の計算の後、抗力成分は2次の流体力として生ずることになり、

$$F_x = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} [\phi_y^2 + \phi_z^2 - \phi_x^2]_{x \rightarrow \infty} dy dz + \frac{1}{2\kappa_0} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_x^2 \Big|_{z=0} dy \quad (3)$$

によって算定できる¹³⁾。式中の第2項が水面変位の影響を表わしていることから、積分は静止水面以下の下流検査面 A_{D_0} について行なえばよい。ここに、攪乱ポテンシャル ϕ を

$$\phi = \phi_r + \phi_w \quad (4)$$

のように、剛壁条件を満たす渦成分 ϕ_r と波動成分 ϕ_w に分離して表記する。ただし、 ϕ_r については $x \rightarrow \infty$ では翼面渦の影響は消失し、随伴渦のみに支配されるから、 yz 面内の2次元運動となり、 x 方向の速度成分 ϕ_{r_x} は生じない。よって、 ϕ_r は連続条件として

$$\nabla_y^2 \phi_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi_r = 0 \quad (\text{on } A_{D_0}) \quad (5)$$

のような2次元のラプラス方程式を満たすことになる。

したがって、 $x \rightarrow \infty$ の下流検査面 A_{D_0} で、 ϕ_r と ϕ_w を分解して(3)式を書き直すことにより、 F_x は、

$$F_x = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} (\phi_{r_y}^2 + \phi_{r_z}^2) dy dz + \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} (\phi_{r_y} \phi_{w_y} + \phi_{r_z} \phi_{w_z}) dy dz + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} (\phi_{w_y}^2 + \phi_{w_z}^2 - \phi_{w_x}^2) dy dz + \frac{1}{2\kappa_0} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{w_x}^2 \Big|_{z=0} dy \quad (\text{for } x \rightarrow \infty) \\ \equiv F_{x_1} + F_{x_2} + F_{x_3} + F_{x_4} \quad (6)$$

となる。ここに、第1項が誘導抵抗、第3、4項が造波抵抗、第2項が両者の干渉成分を表わす。

まず、 $F_{x_3} + F_{x_4}$ について考える。式中の波動ポテンシャル ϕ_w は $x \rightarrow \infty$ では局部攪乱波の影響が消失することから、その漸近挙動が、後続自由波の振幅関数 $C(\theta), S(\theta)$ を介して、

$$\phi_w \sim - \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \{ C(\theta) \sin(\kappa_0 \tilde{w} \sec^2 \theta) - S(\theta) \cos(\kappa_0 \tilde{w} \sec^2 \theta) \} e^{\kappa_0 z \sec^2 \theta} d\theta \quad (7)$$

但し、 $\tilde{w} = x \cos \theta + y \sin \theta$

のように記述できる。そこで、Parsevalの等式などを用いて A_{D_0} 上の積分を実行することにより、 $F_{x_3} + F_{x_4}$ は周知

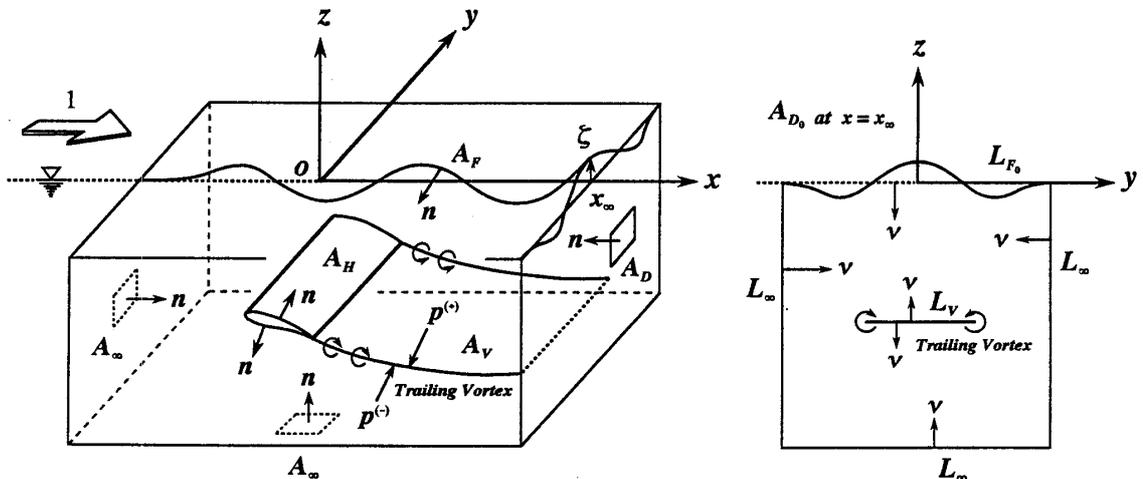


Fig. 1 Coordinate system and control surface applying the momentum theorem around hydrofoil

のように,

$$F_{X_3} + F_{X_4} = \frac{\pi}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \{C(\theta)^2 + S(\theta)^2\} \cos^3 \theta d\theta \\ \equiv F_{X_w} \quad (8)$$

で算定される造波抵抗 F_{X_w} として求まる¹³⁾.

次に, F_{X_1} については Newman の教科書¹⁴⁾ にある無限流体中の場合に倣って, 渦成分に関する 2 次元の連続条件 (5) 式とガウスの発散定理を用いることにより, Fig. 1 の右側に示す下流検査面 A_D での面積分が,

$$2F_{X_1} = \iint_{A_D} \nabla_2 \cdot (\phi_r \nabla_2 \phi_r) dA = - \int_{L_v + L_{r_0} + L_w} \phi_r \frac{\partial \phi_r}{\partial \nu} dl \\ = - \int_{L_v} (\phi_r^{(+)} - \phi_r^{(-)}) \frac{\partial \phi_r}{\partial z} dy + \int_{L_{r_0}} \phi_r \frac{\partial \phi_r}{\partial z} dy \\ - \int_{L_w} \phi_r \frac{\partial \phi_r}{\partial \nu} dl \quad (9)$$

のように, 周囲の線積分に変換して書き表わすことができる。式中の ∇_2 は, $\nabla_2 = \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$ で定義される yz 面内での 2 次元的な勾配演算子, ν は同じく yz 面内で立てた流体領域に向かう法線ベクトルであり, 第 1 項に現われる上添字の (+), (-) は, それぞれ渦面の上面, 下面での値を示す。ここに, 第 2 項は ϕ_r が正鏡像渦を考慮しており, 静水面 L_{r_0} 上では, 剛壁条件

$$\left. \frac{\partial \phi_r}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (10)$$

を満足するからゼロとなり, 第 3 項の L_w 上での積分は, 攪乱流の遠方での減衰挙動により消失するから, 結局, 第 1 項の随伴渦面 L_v 上の積分のみで表わされることになる。ここに, 渦成分による攪乱ポテンシャル ϕ_r を,

$$\phi_r = \phi_{r-I} + \phi_{r-II} \quad (11)$$

のように, 翼面渦による没水成分 ϕ_{r-I} と水面に関する正鏡像を表わす ϕ_{r-II} に分離して表記する。このとき, 鏡像項 ϕ_{r-II} については L_v 上でのポテンシャルの跳躍を生じないのに対し, 没水項 ϕ_{r-I} については, 上下面間での跳びがそのダブルレット密度に相当し $\phi_{r-I}^{(+)} - \phi_{r-I}^{(-)} = \Gamma(y)$ となることから, (9) 式の F_{X_1} は, 翼幅を b として,

$$F_{X_1} = -\frac{1}{2} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \Gamma(y) \left. \frac{\partial \phi_{r-I}}{\partial z} \right|_{z=-f}^{z=-\infty} dy \\ - \frac{1}{2} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \Gamma(y) \left. \frac{\partial \phi_{r-II}}{\partial z} \right|_{z=-f}^{z=-\infty} dy \\ \equiv F_{X_{r-I}} + F_{X_{r-II}} \quad (12)$$

のように, 翼固有の誘導抵抗 $F_{X_{r-I}}$ と, 水面の正鏡像効果による $F_{X_{r-II}}$ の和で求め得ることが分かる。ここに, 両項はそれぞれ随伴渦強さのスパン方向分布 $\Gamma(y)$ と後流渦面上での吹き降り速度の $\frac{1}{2}$ の積から求められ, 後者は半無限長の随伴渦による後縁での吹き降ろしに相当することから, 翼断面における Kutta-Joukowski の定理に基づく抗力をスパン方向に積分することによって求まる誘導抵抗を表わすことになる。

一方, 干渉成分の F_{X_2} についても同様な手法を適用することにより,

$$F_{X_2} = \iint_{A_D} \nabla_2 \cdot (\phi_w \nabla_2 \phi_r) dA = - \int_{L_v + L_{r_0} + L_w} \phi_w \frac{\partial \phi_r}{\partial \nu} dl \\ = - \int_{L_v} (\phi_w^{(+)} - \phi_w^{(-)}) \frac{\partial \phi_r}{\partial z} dy + \int_{L_{r_0}} \phi_w \frac{\partial \phi_r}{\partial z} dy \\ - \int_{L_w} \phi_w \frac{\partial \phi_r}{\partial \nu} dl \quad (13)$$

となり, 第 1 項は随伴渦面上で波動ポテンシャル ϕ_w に跳びがないことから消失し, 第 2 項は F_{X_1} と同様, 渦成分に対する正鏡像効果により, また第 3 項は, やはり遠方での減衰挙動により共に消失する。結果として

$$F_{X_2} = 0 \quad (14)$$

となり, 少なくとも渦成分が剛壁条件を満たす限り, 誘導抵抗と造波抵抗の干渉による抵抗成分は存在しないことが分かる。

以上により, 水中翼に作用するポテンシャル的な抗力は, (12) 式と (8) 式の単純和により,

$$F_X = [F_{X_{r-I}} + F_{X_{r-II}}]_{Eq.(12)} + F_{X_w}]_{Eq.(8)} \\ \equiv F_{X_r} + F_{X_w} \quad (15)$$

によって算定することができ, 改めて $F_{X_{r-I}} + F_{X_{r-II}}$ で表わされる誘導抵抗を F_{X_r} , 造波抵抗を F_{X_w} と記したものである。一方, 造波抵抗に誘導抵抗の鏡像成分を加えた $F_{X_{r-I}} + F_{X_w}$ は, 水面影響による抵抗成分として捉えることもできる。

3. 高速域における波動場と造波抵抗

高速域におけるグリーン関数の漸近挙動について検討することにより, 渦システムによって生成される波動場の解析的な表現と造波抵抗の算定式を導く。

3.1 誘導速度場

渦の軸方向ベクトルを $t_r = t_r i + t_r j$ とするとき, 正鏡像モデルによる渦点 $(\xi, \eta, -f)$ のグリーン関数の高速での挙動は, 前報¹⁰⁾ で求めた自由波成分において $k = k_0 \tan^2 \theta$ なる変数変換を施すことにより,

$$G_i \underset{x_0 \rightarrow 0}{\sim} -4 t_r \operatorname{Re} \left[\int_0^\infty e^{-k\tilde{f} + i\tilde{x}\sqrt{k_0 k}} \cos k\tilde{y} dk \right] \\ \underset{x_0 \rightarrow 0}{\sim} -4 t_r \frac{\tilde{f}}{\tilde{y}^2 + \tilde{f}^2} \quad \left. \begin{array}{l} \tilde{x} = x - \xi \\ \tilde{y} = y - \eta \\ \tilde{f} = f - z \end{array} \right\} \quad (16)$$

のように, 横渦の後流での漸近挙動は x については $\sqrt{k_0}$ だけ高次となって, yz 面内での z の負軸向きダブルレットによって表わされる 2 次元流場となる。一方, 高速域では流場の表記として揚力線的な取り扱いが許されるから, その循環分布を $\Gamma(\eta)$ とするとき波動ポテンシャル ϕ_w の漸近形は, 翼端で $\Gamma\left(\pm \frac{b}{2}\right) = 0$ であることを考慮すれば,

$$\begin{aligned}\phi_w &\sim \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \Gamma(\eta) G_i]_{t_\eta=1} d\eta \\ &\sim \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{d\Gamma(\eta)}{d\eta} \tan^{-1}\left(\frac{f}{\bar{y}}\right) d\eta\end{aligned}\quad (17)$$

となり、後流では $2\Gamma(\eta)$ なる強さの逆鏡像渦のスパン方向分布から流出する随伴渦による2次元的な渦運動を表わす。

そこで、逆鏡像モデルの場合のグリーン関数 G_{ii} の漸近形¹⁰⁾ について検討すると、

$$\begin{aligned}G_{ii} &\sim -4\sqrt{\kappa_0} \operatorname{Im} \left[\int_0^\infty \left\{ t_\varepsilon \sin k\bar{y} + it_\eta \sqrt{\frac{\kappa_0}{k}} \cos k\bar{y} \right\} \right. \\ &\quad \left. \times e^{-kf + i\bar{x}\sqrt{\kappa_0 k}} \frac{dk}{\sqrt{k}} \right]\end{aligned}\quad (18)$$

となり、横渦成分は縦渦成分より $\sqrt{\kappa_0}$ だけ高次となるから、高速極限では省略できる形となり、鏡像モデルの選択によって異なる形式を取る。ただし、これを矩形状 ($\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$, $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$) に周回積分することにより、渦輪のポテンシャルを形成してみると、

$$\begin{aligned}G_{Ring} &= \oint_c G_{ii} ds \\ &\sim 2\kappa_0 (\bar{x}_1^2 - \bar{x}_2^2) \left(\frac{\bar{y}_1}{\bar{y}_1^2 + f^2} - \frac{\bar{y}_2}{\bar{y}_2^2 + f^2} \right) = \oint_c G_i ds \\ &\quad \text{但し, } \left. \begin{aligned} \bar{x}_j &= x - \xi_j \\ \bar{y}_j &= y - \eta_j \end{aligned} \right\} (j=1, 2)\end{aligned}\quad (19)$$

のように、 yz 面内では相反する向きの y 軸方向のダブルレットの対によって表現されることになり、(16)式の正鏡像モデルに対する G_i を積分した場合と等価になる。

3.2 波 動 場

前節の考察に基づき、(18)式で表わされる逆鏡像モデルの流場 G_{ii} より生ずる波の漸近形は、

$$\begin{aligned}\zeta_{ii} &= - \left. \frac{\partial G_{ii}}{\kappa_0 \partial x} \right]_{z=0} \\ &\sim 4t_\varepsilon \int_0^\infty e^{-kf} \sin k\bar{y} dk = 4t_\varepsilon \frac{\bar{y}}{\bar{y}^2 + f^2}\end{aligned}\quad (20)$$

となり、縦渦のみに支配され、後流では一定値を取ることが分かる。

そこで実際の波動場を計算することを考える。前報¹⁰⁾ で得た逆鏡像モデルの G_{ii} から生ずる波傾斜の高速極限は、

$$\begin{aligned}\frac{\partial \zeta_{ii}}{\partial x} &\sim - \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left[\int_{-\pi}^{\pi} (t_\eta \cos \theta - t_\varepsilon \sin \theta) d\theta \right. \\ &\quad \left. \times \int_0^\infty e^{-kf + ik(\bar{x} \cos \theta + \bar{y} \sin \theta)} k dk \right] \\ &= \left\{ \nabla \times \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) t_r \right\}_{z=0} \cdot \mathbf{k} \\ &\quad \text{但し, } \left. \begin{aligned} r &= \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + (z+f)^2} \\ r' &= \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + (z-f)^2} \end{aligned} \right\}\end{aligned}\quad (21)$$

によって求められ、縦横両渦成分からの寄与がある。一方これは、造波グリーン関数 G_{ii} を考慮しない逆鏡像モデル¹⁵⁾ の渦成分による z 方向成分 $w_r]_{z=0}$ に等しく、波面の

運動学的条件の成立を示す。このことは、その流場が渦成分によって $u_r]_{z=0}=0$ を満たすことから、グリーン関数を付加することなく高速極限での自由表面条件 $[F]_{\kappa_0=0}$

$$\left. \frac{\partial}{\partial x} \left(u_r + \frac{\partial G_{ii}}{\partial x} \right) \right]_{z=0} = 0\quad (22)$$

を自動的に満たすことから分かる。

(21)式の関係を用いて、渦点に対する波動場 ζ_{ii} を、逆鏡像モデルを用いて解析表示すると、

$$\begin{aligned}\zeta_{ii} &\sim 2 \int_{-\infty}^x \left(t_\eta \frac{\partial}{\partial x} - t_\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{1}{r'} dx \\ &= 2 \left\{ t_\eta \frac{1}{r'} + t_\varepsilon \frac{\bar{y}}{\bar{y}^2 + f^2} \left(1 + \frac{\bar{x}}{r'} \right) \right\} \\ &\equiv \zeta_{ii_1} + \zeta_{ii_2}\end{aligned}\quad (23)$$

のように、横渦による ζ_{ii_1} と縦渦による ζ_{ii_2} の和で表わされる。ここに、上下流での漸近挙動を調査すると、

$$\begin{aligned}\zeta_{ii} &\sim 2t_\eta \frac{1}{|\bar{x}|} + t_\varepsilon \frac{\bar{y}}{\bar{x}^2} \\ &\sim 4t_\varepsilon \frac{\bar{y}}{\bar{y}^2 + f^2}\end{aligned}\quad (24)$$

のように、上流では両渦成分とも減衰するのに対し、下流では縦渦の寄与が残り、グリーン関数の高速極限から導いた(20)式の結果と符合することが分かる。

これを用いて有限長な渦糸について考える。まず、横渦成分 (渦長: $\delta\eta = \eta_2 - \eta_1$) の波は、

$$\begin{aligned}\int_{\eta_1}^{\eta_2} \zeta_{ii_1} d\eta &= 2t_\eta \ell \log e \left\{ \frac{\bar{y}_1 + \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}_1^2 + f^2}}{\bar{y}_2 + \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}_2^2 + f^2}} \right\} \\ &\sim \frac{2t_\eta \delta\eta}{|\bar{x}|}\end{aligned}\quad (25)$$

となって上下流ともに $\frac{1}{|\bar{x}|}$ で減衰する。一方、縦渦成分 ($\delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$) については、

$$\begin{aligned}\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \zeta_{ii_2} d\varepsilon &= 2t_\varepsilon \frac{\bar{y}}{\bar{y}^2 + f^2} \left\{ \bar{x}_1 + \sqrt{\bar{x}_1^2 + \bar{y}^2 + f^2} \right. \\ &\quad \left. - (\bar{x}_2 + \sqrt{\bar{x}_2^2 + \bar{y}^2 + f^2}) \right\} \\ &\sim t_\varepsilon \frac{\bar{y} \delta\varepsilon}{|\bar{x}_1 \bar{x}_2|} \\ &\sim 4t_\varepsilon \frac{\bar{y} \delta\varepsilon}{\bar{y}^2 + f^2}\end{aligned}\quad (26)$$

となって、上流では減衰するのに対し、下流では一定値となり、その漸近挙動が異なることが分かる。なお、ここに得られた渦糸の波の漸近形は、それぞれ(24)式の渦点の場合を渦長倍した結果となっている。

ここで、(26)式において渦糸の端点をそれぞれ $\xi_1 = \xi_r$, $\xi_2 \rightarrow \infty$ とすることにより、翼後縁から流出する随伴渦に対応する半無限長の縦渦による波 Ξ は、

$$\begin{aligned}\Xi &= 2t_\varepsilon \frac{\bar{y}}{\bar{y}^2 + f^2} \left\{ \bar{x}_r + \sqrt{\bar{x}_r^2 + \bar{y}^2 + f^2} \right\} \\ &\quad \text{但し, } \bar{x}_r = x - \xi_r\end{aligned}\quad (27)$$

となって、後縁から測った座標 \bar{x}_r が分かれば計算できる。ここに、その上下流での漸近挙動は、

$$\begin{aligned} \Xi &\sim -t_\xi \frac{\hat{y}}{\hat{x}_T} \\ &\sim 4t_\xi \frac{\hat{x}_T \hat{y}}{\hat{y}^2 + f^2} \end{aligned} \quad (28)$$

となつて、上流では減衰するのに対し、下流での波高は \hat{x}_T に関して線型的に発達することが分かる。

3.3 造波抵抗

造波抵抗の算定に際しては、2章で検討したように誘導抵抗との成分分離が可能な正鏡像モデルを採用することになる。その場合、単位強さの渦対による自由波の振幅関数 A_{Gi} は、グリーン関数の漸近挙動¹⁰⁾ に左右対称条件を付加することにより、

$$A_{Gi}(\theta) = -8i\kappa_0 t_\eta \sec^4 \theta e^{-\kappa_0 f \sec^2 \theta + i\kappa_0 \xi \sec \theta} \times \cos(\kappa_0 \eta \tan \theta \sec \theta) \quad (29)$$

のように求まり、横渦成分 t_η から生ずる。実際、区分的な渦輪 c_j の重量として揚力面の振幅関数 $A(\theta) (= C(\theta) + iS(\theta))$ を表記すると

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \left[\Gamma_j \oint_{c_j} A_{Gi}(\theta) ds \right] \quad (30)$$

のようになり、片舷の渦格子 $\frac{N}{2}$ 個に亘る総和を取ったものである。一方、(30)式を1本の揚力線に集約した場合は、 $t_\eta=1$ としてセミ・スパンに亘って積分することにより、

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\frac{b}{2}} \Gamma(\eta) A_{Gi}(\theta) d\eta \quad (31)$$

によって求め得る。ここに、 $\xi=0$ と置けば y 軸上の揚力線の場合に対応し、西山の結果⁴⁾ に一致する。この近似は、高速において合理性を持ち得、その漸近形を求めると、

$$A(k) \sim_{\kappa_0 \rightarrow 0} -\frac{2i}{\pi\kappa_0} k^2 e^{-\kappa f + i\xi/\kappa_0 k} \int_0^{\frac{b}{2}} \Gamma(\eta) \cos k\eta d\eta \quad (32)$$

のようになり、やはり ξ に関しては $\sqrt{\kappa_0}$ だけ高次となる。

この場合の造波抵抗 F_{X_w} は、(8)式の漸近表示として、 $A(k)$ を用いて

$$F_{X_w} \sim_{\kappa_0 \rightarrow 0} \frac{\pi\kappa_0^2}{2} \int_0^\infty \frac{|A(k)|^2}{k^3} dk \quad (33)$$

によって算定できる。実際、これに(32)式を代入し、積分の順序を交換することにより、 F_{X_w} は

$$\begin{aligned} F_{X_w} &\sim_{\kappa_0 \rightarrow 0} -\frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \Gamma(y) dy \\ &\quad \times \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \Gamma(\eta) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\int_0^\infty e^{-2\kappa f} \sin k\hat{y} dk \right) d\eta \\ &= \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \Gamma(y) \left. \frac{\partial \phi_{r-II}}{\partial z} \right]_{z=-f} dy \\ &= -2F_{X_{i-II}} \\ &\quad \text{但し, } \left. \frac{\partial \phi_{r-II}}{\partial z} \right]_{z=-f} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{d\Gamma(\eta)}{d\eta} \frac{\hat{y}}{\hat{y}^2 + 4f^2} d\eta \end{aligned} \quad (34)$$

として得られ、正鏡像項 ϕ_{r-II} の随伴渦による後流渦面上での誘導速度の z 成分と循環分布 $\Gamma(\eta)$ のスパン方向積分

で表記される。したがって、超高速域での造波抵抗 F_{X_w} は、(12)式の第2項 $F_{X_{i-II}}$ と比較することにより、鏡像項による抗力の逆符号の2倍の値を取ることから、 Γ の没水渦に対して 2Γ の逆鏡像渦を配した場合の誘導抵抗と等価であり、2次元の場合と異なり随伴渦が流出するため、ゼロにはならない。このことは、(17)式に示す誘導速度場の漸近形が教える通りであつて、ここでの流場には元々 Γ の正鏡像渦が存在することから、対応する速度場は差し引き強さ Γ の逆鏡像を配することによって実現できることになり、 Γ 分布は、逆鏡像モデルの揚力面を解くことにより求め得る。

一方、 F_{X_w} は(33)式より明らかに正值を取ることから、鏡像項のみによる抗力 $F_{X_{i-II}}$ は負となつて推力を生じることになり、それによる没水渦面上への誘導速度は平均的に吹き上げとして作用することが分かる。

4. 数値計算結果及び考察

本章では、2章で展開した自由表面下での抗力成分の分離を数値的に確認することを目的とした計算を $\Lambda=2$ の矩形翼を対象に実施し、アスペクト比に対する依存性を把握するため、併せて $\Lambda=6$ の場合についても行なう。

数値解析に当っては、前報¹⁰⁾ と同様、翼面を N 個の格子状の渦輪で表現し、分割にはコード、スパン方向ともに端部ほど細分化できるセミ・サークル方式を用いた。このとき、境界条件その他は全て線型化の仮定が許されるものとするれば、翼面上での境界条件式は、

$$[H] \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \left[\Gamma_j \oint_{c_j} \left\{ w_r + \frac{\partial G_i}{\partial z} \right\}_{z=-f} ds \right] = -\alpha \quad (35)$$

のように離散表記することができ、これを各パネル c_j のコントロール・ポイントで満足させるように渦輪の強さ Γ_j を解けばよい。ここに、中括弧内は渦系特異点による誘導速度の z 方向成分であり、 w_r は正鏡像を考慮した渦成分、 $\frac{\partial G_i}{\partial z}$ は造波グリーン関数¹⁰⁾ による波動成分を表わし、それぞれ(4)式の ϕ_r と ϕ_w に対応する。一方、翼後縁での Kutta 条件は、後縁パネルの渦輪と等しい強さの随伴渦を流出させることによって成立させる。ただし、その誘導速度や波動による変形は考慮しないものとするれば、随伴渦は縦渦となつて $\frac{\partial G_i}{\partial z}$ の項を生じない。

実際、抗力 F_x は、得られた Γ 分布を(15)式に用いることにより、 $\rho U^2 c^2$ ベースの無次元値として計算される。これを $\frac{1}{2} \rho U^2 S$ (S : 翼面積) を規準に測つた通常の意味での抗力係数 C_D や迎角 α の自乗に対する微係数 $C_{D\alpha^2}$ に換算するには、アスペクト比 Λ の矩形翼に対して、

$$\left. \begin{aligned} C_D &= \frac{2}{\Lambda} F_x \\ C_{D\alpha^2} &= \frac{dC_D}{d\alpha^2} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

のようにすればよい。ただし、本論でいう C_D は、誘導抵抗 C_{D_i} と造波抵抗 C_{D_w} の和で得られるポテンシャル的な抗力

を意味し、流体の粘性に起因する抗力は含まない。

4.1 抗力に及ぼす自由表面影響

Fig. 2は、アスペクト比 $\Lambda=2$ の矩形翼に作用する抗力の特徴について検討した結果である。計算は、没水深度 $f=0.1, 0.25, 0.5, 1.0, 1.5$ の5状態について行ない、弦長を規準にしたフルード数 $F_n \left(= \frac{1}{\sqrt{k_0}} \right)$ ベースに置点した。格子分割は、浅深度域を含めて扱うことから、全て 6×12 分割の計72パネルで行なった。

(a)が抗力 C_D に対する結果であり、左側の縦軸には無限流体中の誘導抵抗 C_{D_∞} との相対比で自由表面影響を表わし、右側のそれには(36)式で定義した $C_{D_{a^2}}$ を示している。これらの結果から、抗力に及ぼす自由表面影響のフルード数に対する依存性については、低速でピーク値を取るものの、高速では前報¹⁰⁾で示した揚力 C_L のようにボトム値を取ることもなく一様に高速極限での一定値に収束することが分かる。また、没水深度に対しては、深度が浅くなる程、ピーク値と高速での漸近値との幅が広がって、自由表面影響を顕著に受け、そのピークを取るフルード数については、深度が浅くなるにつれてより低速側で生じることも、揚力値¹⁰⁾について述べたことと同様である。

一方(b)は、 $\frac{C_D}{C_L^2}$ に対する結果であり、図中、一点鎖線で示すが、揚力線理論による結果 $\frac{1}{\pi\Lambda}$ であり、対応する本論での無限流体中の数値解もこれに一致する。これを見ると、フルード数1の辺りでピークを取るものの、 C_D のカーブと同様、高速域ではボトム値を取ることも速やかに

一定値に収束する。また、速度域に依らず没水深度が浅いほど $\frac{C_D}{C_L^2}$ 値は大きく得られ、自由表面影響によって翼の流力性能が劣化することが分かる。ただし、フルード数 $F_n \leq 0.5$ の低速側では、逆に深度が浅い方がこの値が小さく、無限流体時よりも下がることから、正鏡像効果によって翼の流力性能が向上することになる。

Fig. 3は、前図(b)と同様な $\frac{C_D}{C_L^2}$ について、アスペクト比の高い $\Lambda=6$ の翼について、西山⁴⁾の計算値や実験値と比較し本計算法の妥当性を検証したものであり、高速域を対象に深度の深い $f=1.5, 1.0, 0.5$ の場合の結果である。ここに、西山の計算は揚力線理論的な取り扱いで、スパン方向に7個の標点を取って行なわれた。まず、両者の無限流体中の値を見ると、本論の結果が理論値の $\frac{1}{\pi\Lambda}$ にほぼ等しく得られているのに対し、西山の結果は多少高目の値を示しており、本論の結果は、揚力面が高精度に解かれていることを示している。自由表面影響を考慮した場合については、深度の深い $f=1.5$ の場合については、両解析法の一致度も、また◆で示す実験値との対応も良好である。また、それより深度の浅い $f=1.0$ や 0.5 の場合についても、フルード数が $2 \leq F_n \leq 6$ の速度域では、若干本論の結果が大き目に生ずるものの、両者の結果は概ね一致しているが、浅い $f=0.5$ の場合については、それより低速側や高速側では、両者の結果は離れる傾向にある。ただし、両解法の無限流体時の精度が異なることもあって、これ以上の議論は差し控える。

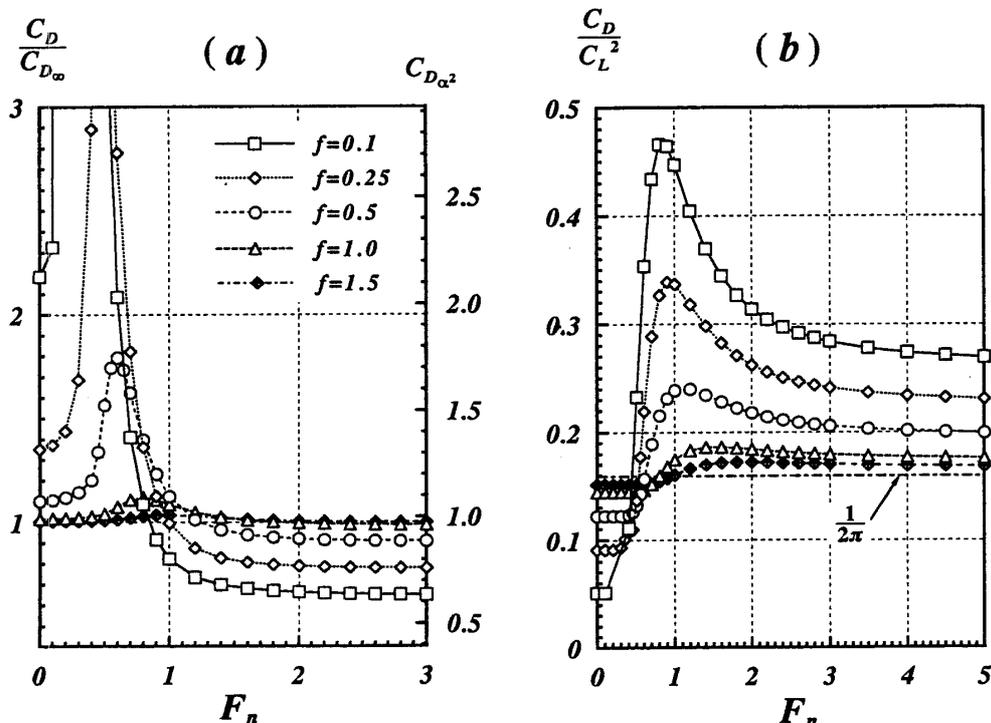


Fig. 2 Drag forces of rectangular wing with $\Lambda=2$ versus Froude's number for the various submerged depth in the division of 6×12 [(a) C_D , (b) $\frac{C_D}{C_L^2}$]

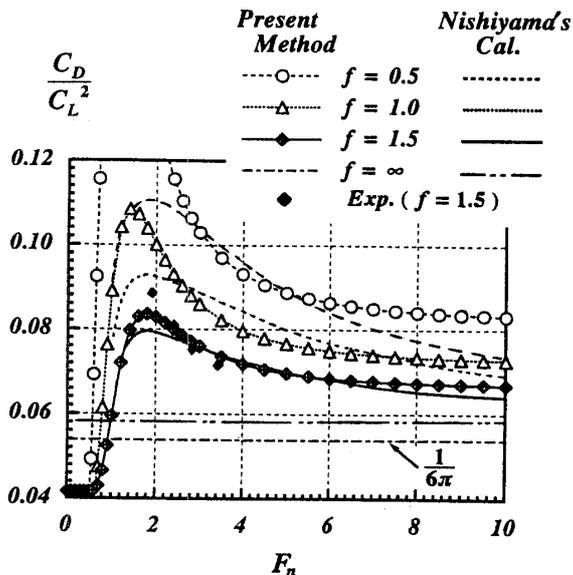


Fig. 3 Comparison of $\frac{C_D}{C_L^2}$ calculated by present method and Nishiyama's one versus Froude's number for the rectangular wing with $\Lambda=6$ in the case of $f=0.5, 1.0, 1.5$

4.2 抗力の成分々離

Fig. 4 は、 $\Lambda=2$ の翼について Fig. 2(a)に示したフルード数 F_n ベースの抗力係数 C_D を成分毎に分離して表記したものであり、没水深度は $f=0.25$ である。これを見ると、正鏡像成分による誘導抵抗 $C_{D_{i-II}}$ は、フルード数全域に亘って負となって推力を生じており、誘導抵抗そのものは水面影響を考慮することにより減ぜられることが分かる。一方、造波抵抗 C_{D_w} は常に正值として生じ、高速域では確かに(34)式に示すように誘導抵抗の鏡像成分 $C_{D_{i-I}}$ の逆符号の2倍程度に得られている。結果として、両者の和 $C_{D_{i-I}} + C_{D_w}$ を水面影響による抵抗成分として捉え、それは高速域では差し引き逆鏡像分の誘導抵抗を生じるのに対し、低速域では推力を生じることになる。西山^{(3),(4)}は、これを造波抵抗と呼んでいるようである。

Fig. 5 は、同じく深度 $f=0.25$ について、フルード数ベースの平均吹き降しを成分に分離して示したものであり、結果は、 $x \rightarrow \infty$ における随伴渦面上での単位迎角当りの w_i 分布をスパン方向に亘って平均したものである。この図からも、正鏡像成分による誘導速度 w_{i-II} は吹き上げとして作用しており、全速度域に亘って没水渦による吹き降し w_{i-I} を減少させることが分かり、やはりピークは $F_n=0.5$ 辺りで生じている。

一方、Fig. 6 は、誘導抵抗に対する検討を、同じく $\Lambda=2$ の翼について行なったものであり、(a)は後縁パネルの渦糸強さに相当する循環 Γ 分布、(b)は Fig. 5 と同様、後流渦面上での吹き降し w_i 分布のフルード数 F_n に対する依存性を示す。結果は全て迎角 α に対する傾斜を取ったもの

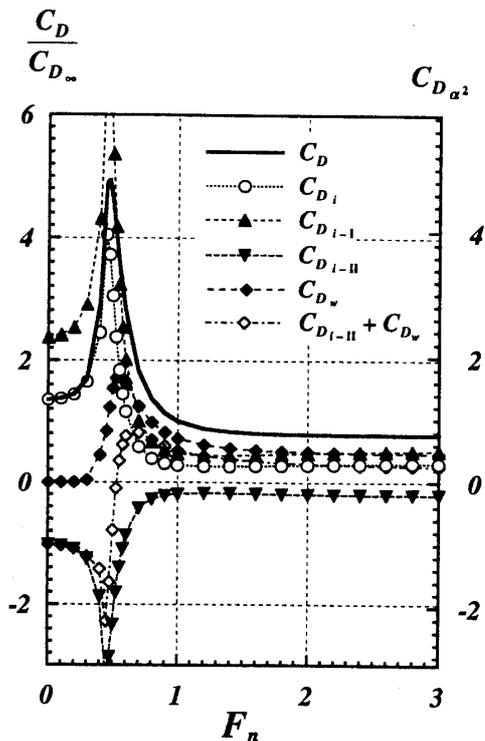


Fig. 4 Components of drag C_D of rectangular wing with $\Lambda=2$ versus Froude's number in the case of $f=0.25$

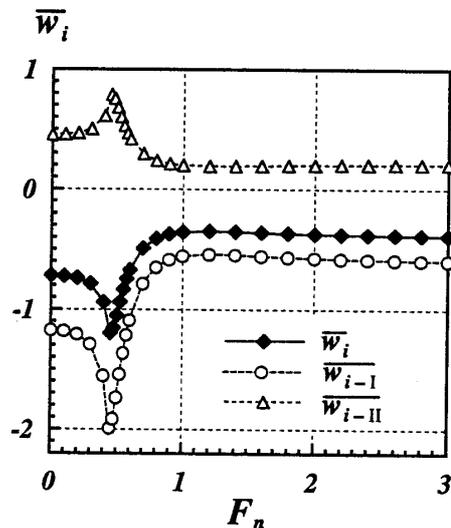


Fig. 5 Components of the down-wash \bar{w}_i averaged over span on the trailing vortex at far-downstream for the rectangular wing with $\Lambda=2$ versus Froude's number in the case of $f=0.25$

であり、深度 $f=0.25$ の場合である。また、(a)、(b)の積として得られる(c)の結果 $-\Gamma w_i$ はスパン方向の誘導抵抗成分の分布を示すものであり、それぞれ(a)の積分値が揚力⁽¹⁰⁾に、(c)の積分値が誘導抵抗に相当する。図中、太実線で示したものが水面の影響を考慮しない無限流体中の

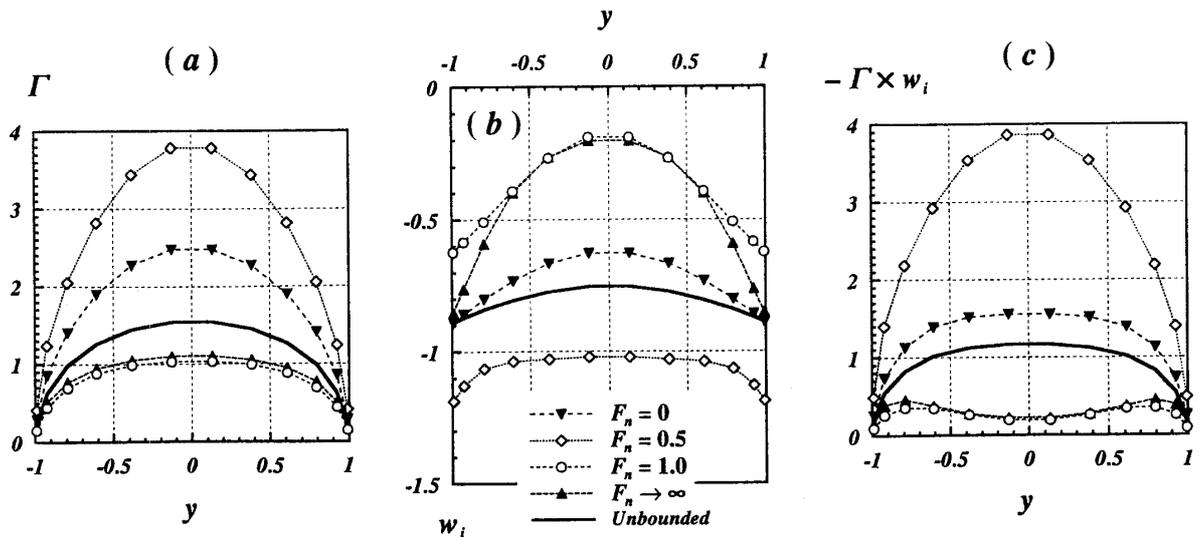


Fig. 6 Dependency of some spanwise distributions upon the Froude's number for the rectangular wing with $\Lambda=2$ in the case of $f=0.25$ [(a) circulation Γ , (b) down-wash w_i , (c) profile induced drag $-\Gamma w_i$]

場合であり、(a)、(b)、(c)どの場合についても、この無限流体時を挟んでその絶対値は低速側では大きく、高速側では小さく得られている。また $F_n \rightarrow \infty$ の高速極限での分布は、(21)式に示したように、グリーン関数を考慮することなく逆鏡像渦を考慮した揚力面を解いた結果であり、どの場合も概ね $F_n=1$ の場合と等しく得られていることから、 $F_n=1$ 程度で、これら分布形状もほぼ高速極限値に漸近している様子が現われている。一方、剛壁近似が成立する低速極限 $F_n=0$ と $F_n=0.5$ の場合は、かなりの差が生じており、この辺りで生成波の波長が翼弦長と同程度になることもあって自由表面影響が顕著であることが分かる。これらの結果から、自由表面影響によって、(a)の Γ 分布については無限流体時の楕円分布から、(b)の w_i 分布については、スパン方向に一定であるというそれぞれの極小誘導抵抗の条件から逸脱する様子がよく分かり、その傾向はやはり低速域で顕著である。

4.3 造波抵抗

Fig. 7 は、Fig. 4 に示した全抗力 C_D のうち、造波抵抗 C_{Dw} の占める割合を百分率でフルード数 F_n ベースにプロットしたものであり、(15)式の結果から、その残りが誘導抵抗成分 C_{Di} となる。

この図から、速度域によらず、没水深度が浅いほど明らかに造波抵抗の占める割合は大きくなり、その傾向はアスペクト比が大きいほど強まるようである。また、その割合は翼弦長ベースのフルード数が1の辺りで最も大きくなり、そのピークを取るフルード数は、深度が浅くなるほど低速側に移動することが分かった。実際、ピーク時で見ても、(a)に示す $\Lambda=2$ の翼では $f=0.5$ で50%に達するのに対し、(b)の $\Lambda=6$ では、深度の深い $f=1.5$ の場合でピーク時には全抗力の50%を造波抵抗が占めることとなり、 f

$=0.1$ の場合には、線型自由表面条件の仮定そのものにも議論の余地があるものの、ここでの計算上では95%に達する。したがって、誘導抵抗の占める割合については、これと全く逆の傾向のことが云えるわけである。また、同図の右端に記す \rightarrow は、それぞれの没水深度に対する高速極限値を示したものであり、(21)式に示す逆鏡像モデルを採用した場合の Γ 分布 (Fig. 6(a) に $\cdots\blacktriangle\cdots$ で示す) を使って、(34)式によって造波抵抗を計算したものである。この結果から、 $\Lambda=2$ の場合は、同図の右端に当る $F_n=5$ 程度的高速域で、 \rightarrow が示す値にほぼ漸近していることが分かる。一方、 $\Lambda=6$ の場合についても同様な収束傾向であるが、アスペクト比が高くなった影響により、特に深度が深い場合には $F_n=5$ ではまだ完全には収束しておらず、更にもう少し低い造波抵抗値に漸近する様子が現われている。

Fig. 8, 9 は、 $\Lambda=2$ の翼について、高速域での波動場の状況を鳥瞰図と等高線図の形にして検討した結果であり、図に示す ζ は、単位迎角当りの波高を示す。計算は、フルード数 $F_n=5$ の場合については横渦によるグリーン関数¹⁰⁾ を、 $F_n \rightarrow \infty$ については3.2節に示した渦糸による漸近解を用いて計算した結果である。有限な $F_n=5$ と高速極限の波動場は、ともに翼後流 $|y| < 1$ で平坦に窪んだ似通った波高分布が見られ、高速域での特徴を捉えている。ただ、 $F_n=5$ の場合に比べて $F_n \rightarrow \infty$ の高速極限では、翼端に相当する $y = \pm 1$ 付近の線上で波が急峻に生ずるようで、翼端から生ずる強い随伴渦による影響と考えられる。Fig. 10 に、これらフルード数による波動場の差異を、切断波形で比較した結果を示す。(a)の縦切断波形を見ると、 $x=1$ 程度の下流までは、フルード数による波高 ζ の相違は生じないものの、それより下流に行くにしたがって、有限な $F_n=5$ では

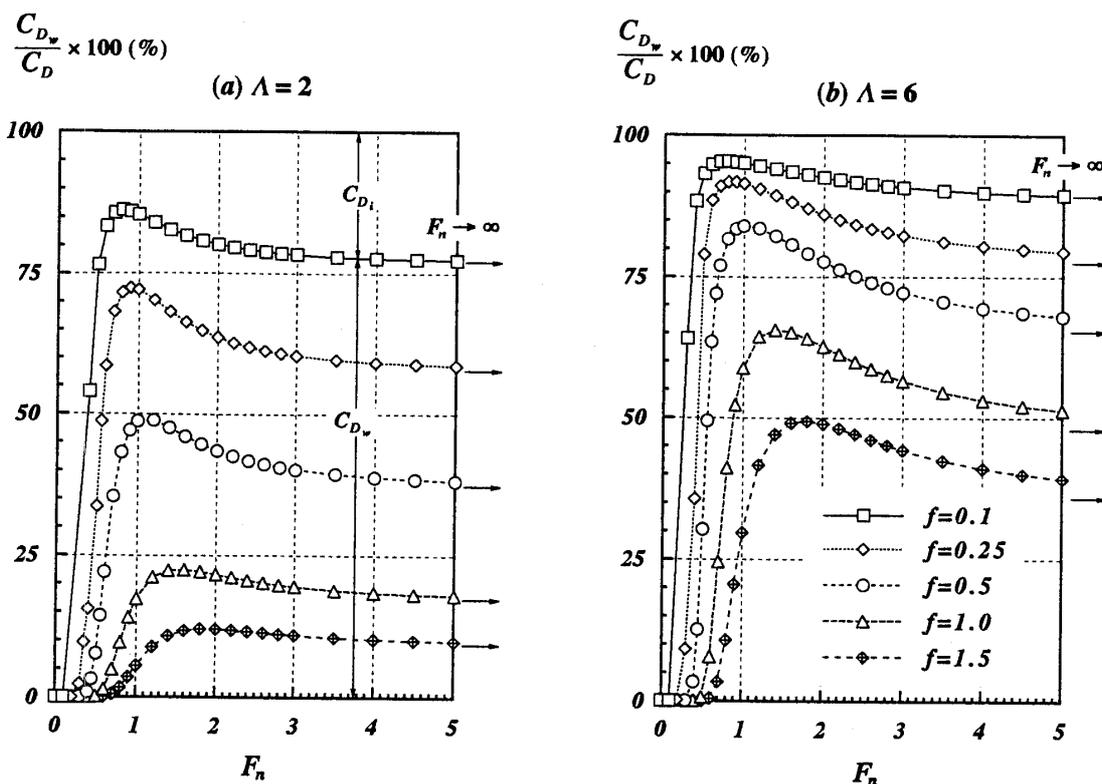


Fig. 7 Share of wave-making resistance C_{Dw} relative to the total drag C_D for the various submerged depth on rectangular wings [(a) $\Lambda=2$, (b) $\Lambda=6$]

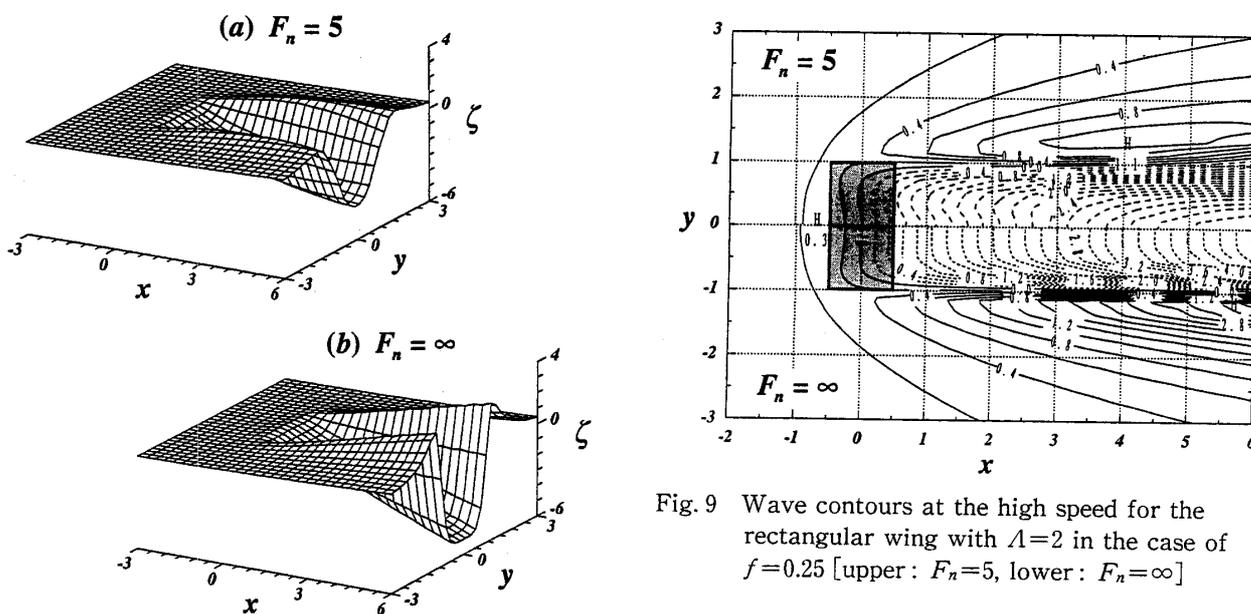


Fig. 8 Bird's-eye view of Wave pattern at the high speed for the rectangular wing with $\Lambda=2$ in the case of $f=0.25$ [(a) $F_n=5$, (b) $F_n=\infty$]

Fig. 9 Wave contours at the high speed for the rectangular wing with $\Lambda=2$ in the case of $f=0.25$ [upper: $F_n=5$, lower: $F_n=\infty$]

波動的な影響 ($\frac{\lambda}{2} \approx 78.6$) が現われるのに対し, $F_n=\infty$ では(28)式に示すように随伴渦による波高がに関して線型的な発達をするため, $y=0$ や $y=1.2$ の場合については幾分差が生じてくるが, $y=3$ 程度の外側になると, 波高値その

ものが減衰することから, その差も殆ど生じないことが分かる。一方, (b)の横切断波形は, やはり y の負値側に置点した $F_n=\infty$ の方が, 下流側ほど $y=\pm 1.2$ の付近で波が急峻に得られており, Fig. 8, 9 で見られた状況を表わしている。

次に, Fig. 11 は, 造波抵抗を渦格子による揚力面で計算したものの $C_{Dw-surface}$ と, Fig. 6(a) に示した後縁パネルのダブレット密度で測った循環分布を有する揚力線で近似して

求めた場合 $C_{Dw, fine}$ の差異について検討したものである。結果は、常に揚力線近似を施した造波抵抗値の方が大きく得られるようであり、その揚力面に対する差を全抗力に対する相対誤差を ϵ_{Dw} として、

$$\epsilon_{Dw} = \frac{C_{Dw, fine} - C_{Dw, surface}}{C_D} \times 100 \quad (37)$$

によって示したものである。同じく (a) が $\Lambda=2$, (b) $\Lambda=6$ の翼に対する結果であるが、どちらの場合もフルード数 $F_n \geq 2$ の高速域では、深度が極端に浅い $f=0.1$ の場合を含めても、その誤差は3%以内に収まるようであり、揚力線近似によって十分造波抵抗値を推定できることが分かる。しかし、フルード数が $F_n < 2$ の低速域では様相が異なり、深度が深く $f \geq 1.0$ の場合には $\Lambda=2$ で2%以下、 $\Lambda=6$

でも8%以下に収まり、どうか揚力線近似が妥当性を持つものの、それより浅い場合には誤差は10%を遙かに越えるようであり、最早揚力線近似による造波抵抗値は無力となることが分かる。ここで、アスペクト比の影響について、もう少し細かく見てみると、高速域では $\Lambda=6$ の方がより誤差が小さく容易に理解できるが、低速域の誤差は逆に $\Lambda=2$ の方が小さく得られているのは、低アスペクト比の場合、Fig. 7(a)でも示したように、全抵抗 C_D に比して造波抵抗 C_{Dw} そのものが小さいことから、 C_D に対する相対誤差としてプロットした結果であると考えられる。

一方、Fig. 12 は $\Lambda=2$ の翼を対象に、自由波の振幅関数の絶対値 $|A(\theta)| (= \sqrt{C^2 + S^2})$ を(30)式を用いて計算し、素

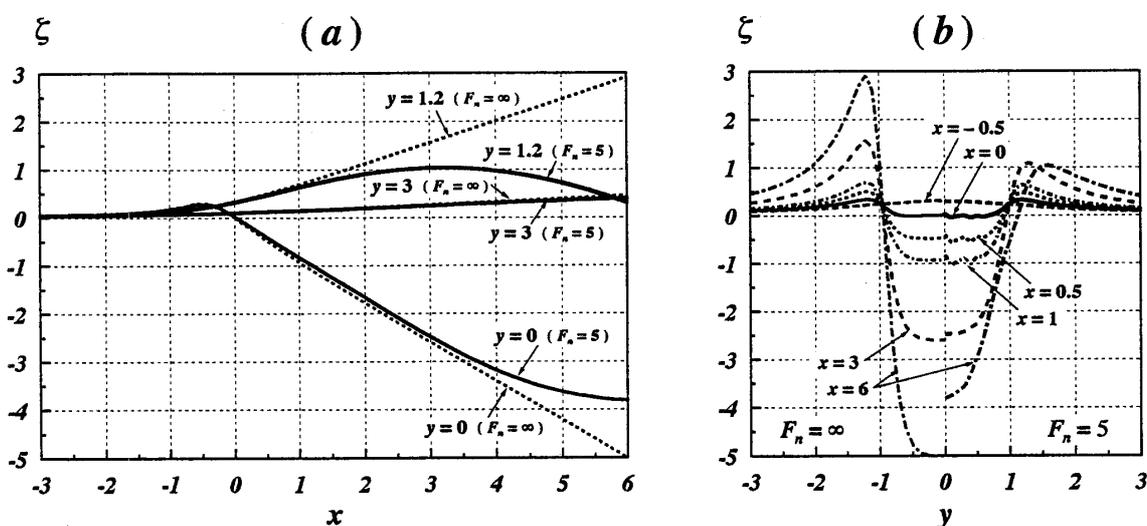


Fig. 10 Wave profiles at the high speed in comparison between $F_n=1$ and $F_n=\infty$ for the rectangular wing with $\Lambda=2$ in the case of $f=0.25$ [(a) Longitudinal cut, (b) Transverse cut]

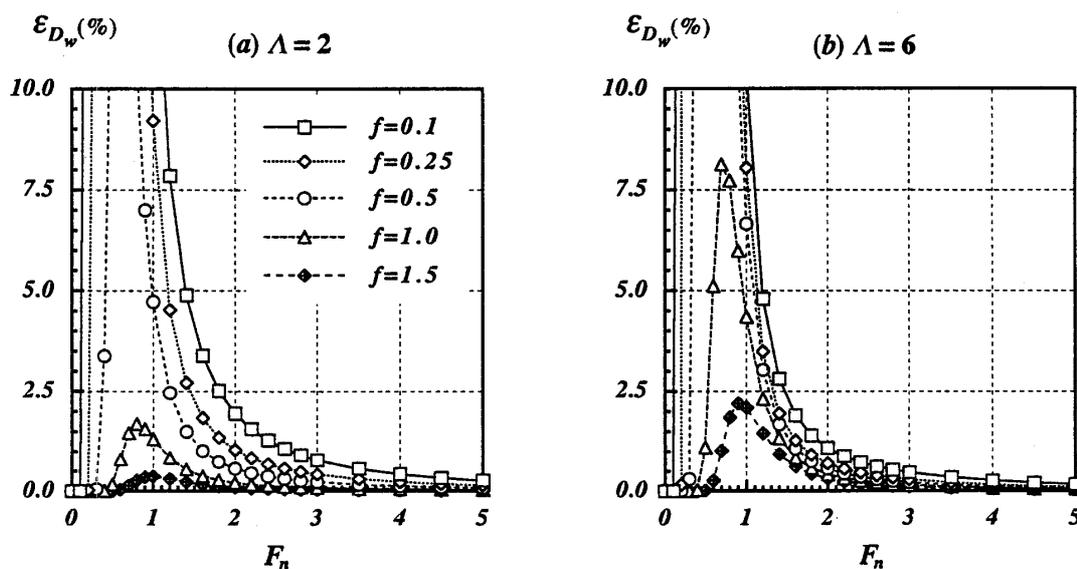


Fig. 11 Error due to the approximation of lifting line on the calculating wave-making resistance C_{Dw} of lifting surface for the various submerged depth in the case of rectangular wings [(a) $\Lambda=2$, (b) $\Lambda=6$]

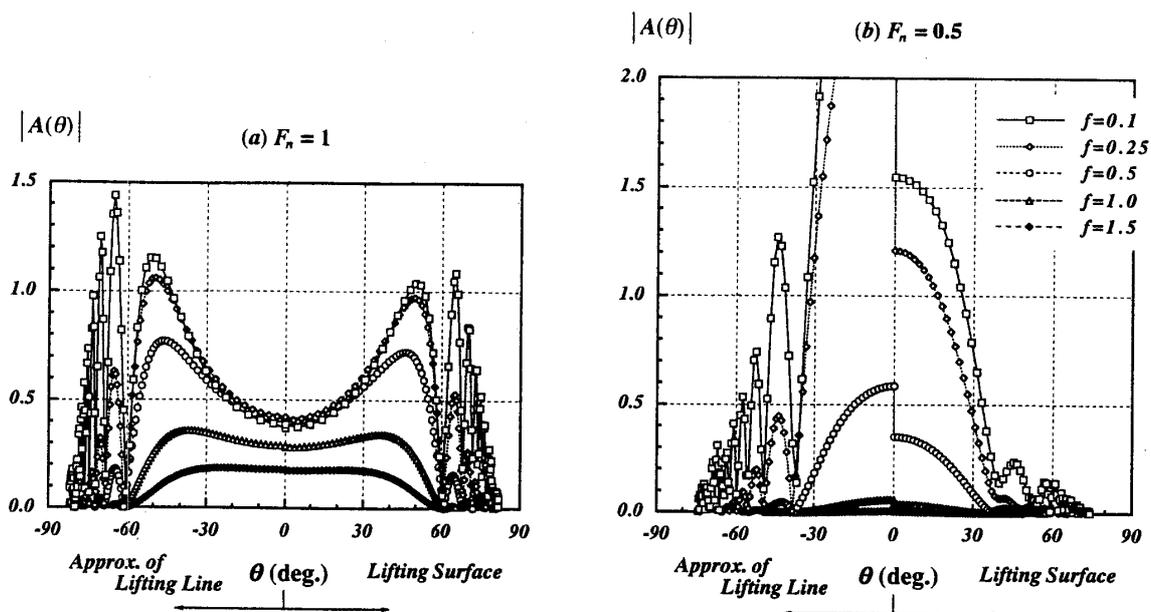


Fig. 12 Wave amplitude functions $|A(\theta)|$ of the rectangular wing with $\Lambda=2$ in comparison between lifting surface and lifting line for the various submerged depth [(a) $F_n=1$, (b) $F_n=0.5$]

成波の伝播方向 θ ベースにプロットしたものであり、単位迎角当たりの値を示す。また、波動場の左右対称性により θ に関して偶関数となることから、 θ の正值側に渦格子法を用いた揚力面による $|A(\theta)|$ を、負値側に(31)式で計算した揚力線に集約した場合を示しており、没水深度は、それぞれ5状態について計算した。この図から、(a)の $F_n=1$ の場合、生成波の波長が長い ($\frac{\lambda}{2}=\pi\approx 3.1$) こともあり、どの深度域についても、揚力面と揚力線近似によるそれは、概ね同程度に得られている。特に、 $\theta=0$ 近傍の横波の一致度は良好であり、深度が浅くなった場合、その横波成分が縮退して結果が $\theta=0$ 付近でスリ鉢状となって、 $\theta\geq 50^\circ$ の縦波成分を揚力線近似が多少大き目に推定する程度であり、この程度のフルード数では揚力線近似が結構有効であることが分かる。しかしながら、(b)の $F_n=0.5$ の場合となると、その半波長が翼コードよりも短くなる ($\frac{\lambda}{2}=\frac{\pi}{4}\approx 0.79$) こともあって、コード方向の Γ 分布を無視し、1本の揚力線に集約する近似は成立せず、特に深度 f が浅い場合には、同一のスケールの図面に収まらないほど過大評価してしまうようである。また、縦波成分の変動も激しくなり、低速域での造波特性の推定に対して揚力線近似が破綻する様子が分かる。なお、速度域(a)、(b)によらず、深度 f が浅くなるほど、縦波成分の影響が顕著になることは、通常の没水体の波の特性と合致するものである。

5. 結 言

本論では、自由表面下にある水中翼に作用する抗力成分について運動量定理に基づいた解析を行なうとともに、矩形翼を対象に揚力面問題を解き、抗力成分に占める造波抵

抗の割合や揚力線近似の適用可能性等について論じたところ、次のような結論を得た。

i) 運動量定理に基づく解析の結果、剛壁条件を満たす正鏡像渦を考慮した流場では、誘導抵抗と造波抵抗が干渉しないことを示した。

ii) 渦成分によるグリーン関数の漸近形に対する検討から、高速極限における波動場が逆鏡像モデルによって表現されることを示した。また、その漸近的な造波パターンが、 $F_n=5$ 程度の高速時の場合を良好に近似する様子を、数値計算により確認した。

iii) 抗力を成分々離して検討したところ、正鏡像効果による誘導抵抗成分は、フルード数全域に亘って負となり推力を生じることから、それと造波抵抗の和で表わされる水面影響による抵抗成分は、高速域では逆鏡像分の誘導抵抗を生じるのに対し、低速域では推力を生じることが分かった。また、全抗力に占める造波抵抗の割合は、深度が浅いほど、またアスペクト比が高いほど大きくなることを示した。

iv) 揚力面の造波抵抗を、自由波の振幅関数のレベルから論じ、生成波の波長が翼弦長に比して短い低速域では、深度が浅くなると揚力線近似が破綻することを示した。ただし、高速域の造波抵抗算定においては、没水深度に拘わらず、揚力線近似は有効であることも分かった。

本稿を閉じるに臨み、高速極限での造波抵抗の挙動につきまして、貴重なご意見を戴きました防衛大学校 機械システム工学科 教授 鈴木勝雄先生に心よりお礼申し上げます。なお、本研究の一部は造船学術研究推進機構からの交

付金を受けて行なわれ、数値計算は長崎総合科学大学 情報科学センターの NEC-EWS 4800/330 の C コンパイラを用いて実施したことを付記し、関係各位に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 丸尾 孟：水中翼に及ぼす水面の影響に就いて，造船協会論文集，第 86 号（前編 Jun. 1953），pp. 43～58.
- 2) 山本善之：General Theory of Wave Motion Due to a Moving Body, 8 th International Congress on Theoretical and Applied Mechanics (1952), 山本善之先生論文選集, pp. 279～286.
- 3) 西山哲男：全没揚力面の定常理論，造船協会論文集，第 115 号（Jun. 1964），pp. 10～20.
- 4) 西山哲男：水中翼の一般揚力線理論とその応用，造船協会論文集，第 116 号（Dec. 1964），pp. 1～12.
- 5) 鈴木勝雄：高速艇の流体力学（その 2），§ 2.2.1 水中翼の流体力学，「高速艇と性能」シンポジウム・テキスト，日本造船学会（Jun. 1989），pp. 63～65.
- 6) 中武一明，川越忠彦，片岡克己，安東 潤：水中翼に働く流体力の計算，西部造船会々報，第 76 号（Aug. 1988），pp. 1～13.
- 7) 片岡克己，安東 潤，小田耕吉，中武一明：3次元タンデム水中翼の性能について，西部造船会々報，第 86 号（Aug. 1993），pp. 13～26.
- 8) Hwangbo, S. M., 茂里一紘，土井康明：Numerical Investigation on Wave Reduction by Wings Attached to Hull, 日本造船学会論文集，第 177 号（Jun. 1995），pp. 41～48.
- 9) Li, B.: A Numerical Method for Calculation Hydrodynamic Characteristics of a Hydrofoil with Arbitrary Planform, 5 th International High-Speed Surface Craft Conference, Southampton (May 1986), pp. L 1～L 16.
- 10) 堀 勉：渦システムによる造波グリーン関数を導入した定常揚力面の数値解析，日本造船学会論文集，第 175 号（Jun. 1994），pp. 31～45.
- 11) 花岡達郎：プロペラ理論と揚力面理論，船舶技術研究所報告，第 14 巻，第 5 号（Sept. 1977），pp. 335～348.
- 12) 経塚雄策，堀 勉，小寺山 亘：水中揚力体に加わる非定常流体力について（第一報：翼単独の場合），日本造船学会論文集，第 167 号（Jun. 1990），pp. 43～53.
- 13) 堀 勉：斜航する船の波に対する横切断波形解析法について—1 枚の横切断波形を用いた Fourier 変換法の提案—，附録 A. 運動量定理による造波横力公式の導出，関西造船協会誌，第 212 号（Sept. 1989），pp. 36～39.
- 14) Newman, J. N.: Marine Hydrodynamics, § 5.10 Induced Drag, The MIT Press (1977), pp. 197～200.
- 15) 安東 潤，片岡克己，中武一明：超高速域における Rankine Source 法について，西部造船会々報，第 84 号（Aug. 1992），pp. 1～10.