

横行式翼列推進器の開発研究

(課題番号09355035)

平成9年度～平成12年度科学研究費補助金（基盤研究(A)(2)）研究成果報告書

平成13年3月

研究代表者 池 畑 光 尚
(横浜国立大学工学研究科教授)

横浜国立大学附属図書館



10996487



は し が き

本研究は、和船の櫓にヒントを得て考案した全く新しい船舶推進装置である。鉛直に水中に立てた4枚の翼板を斜めに角度をつけて横行させれば揚力が発生して、進行方向に推進するスラストを得ることができる。連続してスラストを得るためには、横行を左行と右行と交互に繰り返す。この際、翼板の角度は左行と右行とで反転させる必要がある。翼板が両端に達したとき、左右の横行方向の反転と同時に翼板の角度の切り換えを行うので、衝撃的振動が起こるという欠点がある。研究の主眼は、効率の向上とこの往復動時の振動の軽減の2点にあった。研究成果は、満足いくものではなかったが、効率が80%に達する可能性もあることを確かめることができたことと、振動軽減に対する方策に目途が立ったことが、収穫であった。以下に次の項目順に概要を報告する。

1. 横行式翼列推進器のメカニズム
2. 横行式翼列推進器の単独性能
3. 横行式翼列推進器の理論解析
4. 横行式翼列推進器による模型船自航試験

研究組織

研究代表者：池畑光尚（横浜国立大学工学研究科教授）

研究分担者：甲斐 寿（横浜国立大学工学部助教授）

（旧姓 山崎）

研究経費

平成9年度	:	6,600,000 円
平成10年度	:	4,700,000 円
平成11年度	:	4,700,000 円
平成12年度	:	4,500,000 円
計		20,500,000 円

横浜国立大学附属図書館



10996487

1. 横行式翼列推進器のメカニズム

まず、最初に製作した1号機（旧型器）の見取図を、Fig.B.1に示す。この旧型器は、横行送りが角ねじだったため、横行中にビビリ振動が発生した。さらに翼板の調整台詳細図を、Fig.B.2に示す。Fig.B.3に翼板の開き角の反転のしくみの説明図を示してある。見て分るとおり、反転の起動力はバネ式なので、反転時に大きな衝撃力が働き、振動がそれに続いて発生して、計測した推力と横力に振動雑音がのってしまい、S/N比を格段に悪くした。

旧型器のこれらの欠陥を取り除くために、Fig.B.4に示す新型器に改造した。横行の送りをボールねじに取り換えてビビリ振動をなくした。翼板の開き角の調整をステッピングモーター方式に切り換えた。反転時の衝撃力と振動は減少したことはしたが、半分程度にとどまっただけで、今一つ物足りなかった。原因は、横行の左右切換をリミットスイッチの信号により瞬時に行う事にあったようだ。本年度サーボモーターを使ったソフト・スタート、ソフト・ストップの制御方式に横行も開き角の反転も改造することを試みている。結果は改善の方向を見せたが、効果の程は未だ定かでない。

Fig.B.5.1に円弧断面翼板の図を示す。なお、Fig.B.6に単独試験時の運転コントロールと計測を自動化するためのパソコンシステム配線図を示す。推力と横力の計測は3分力計を使用した。

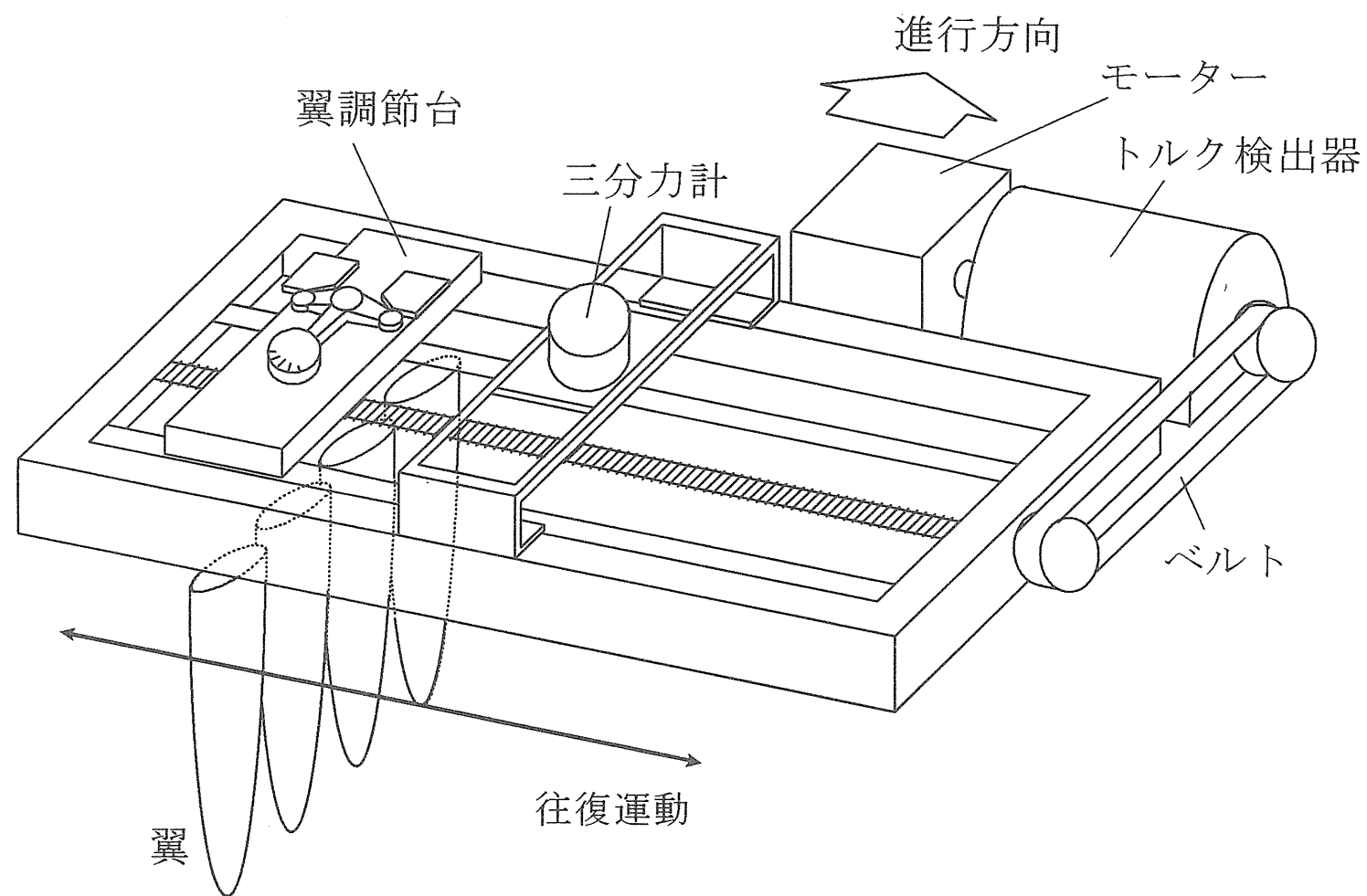


Fig. B. 1 実験装置概略図 (旧型器)

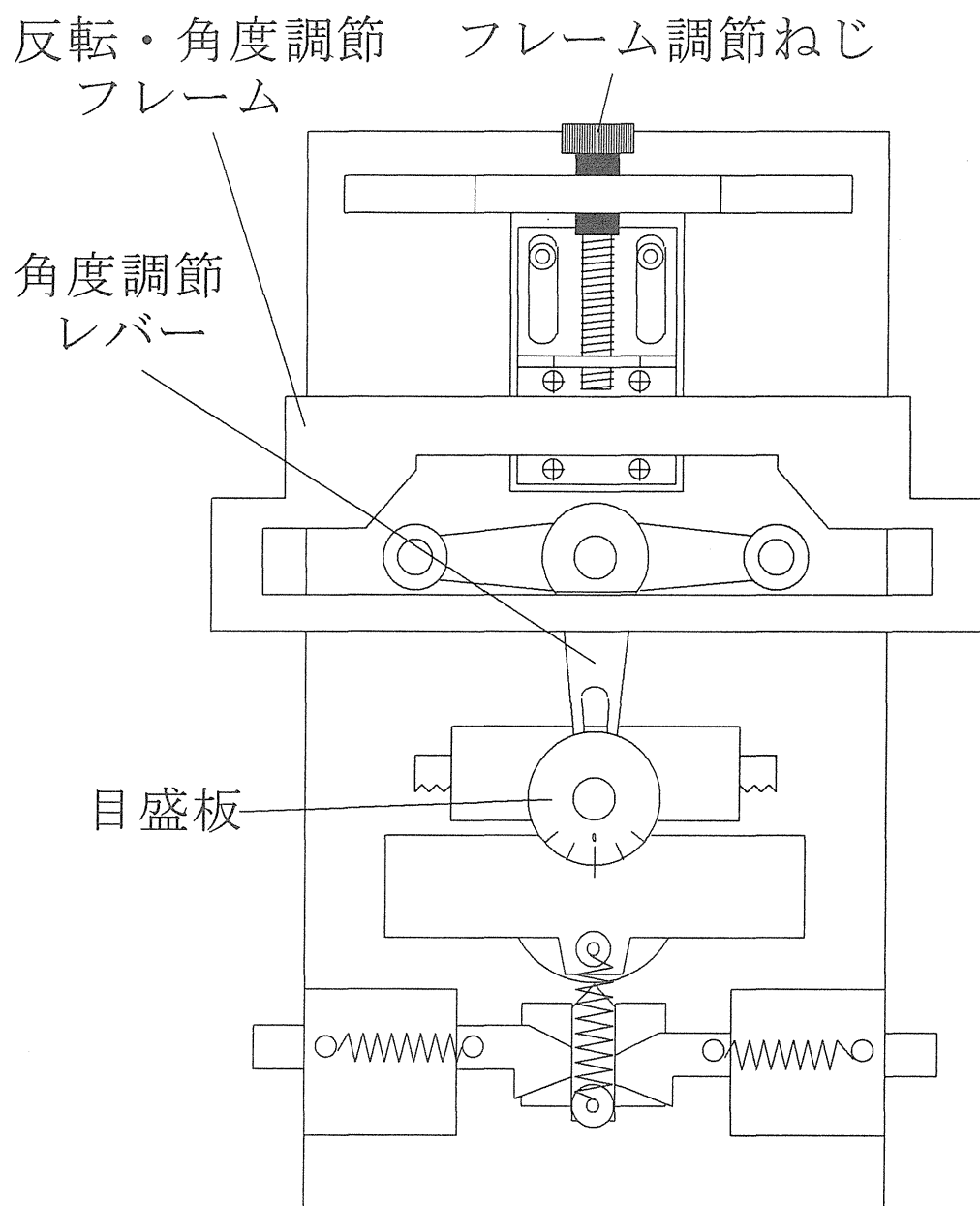


Fig. B. 2 翼調節台詳細図 (旧型器)

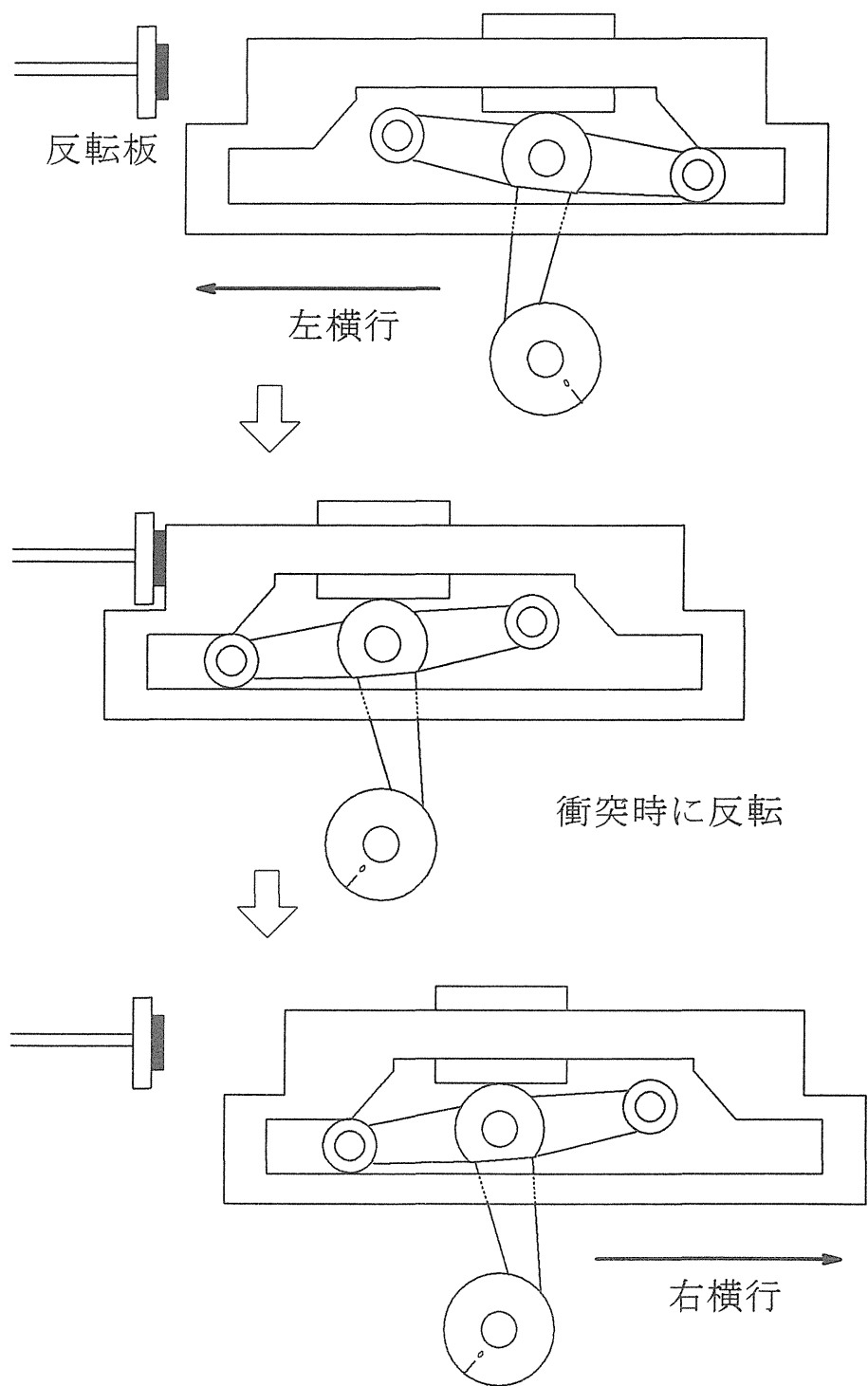
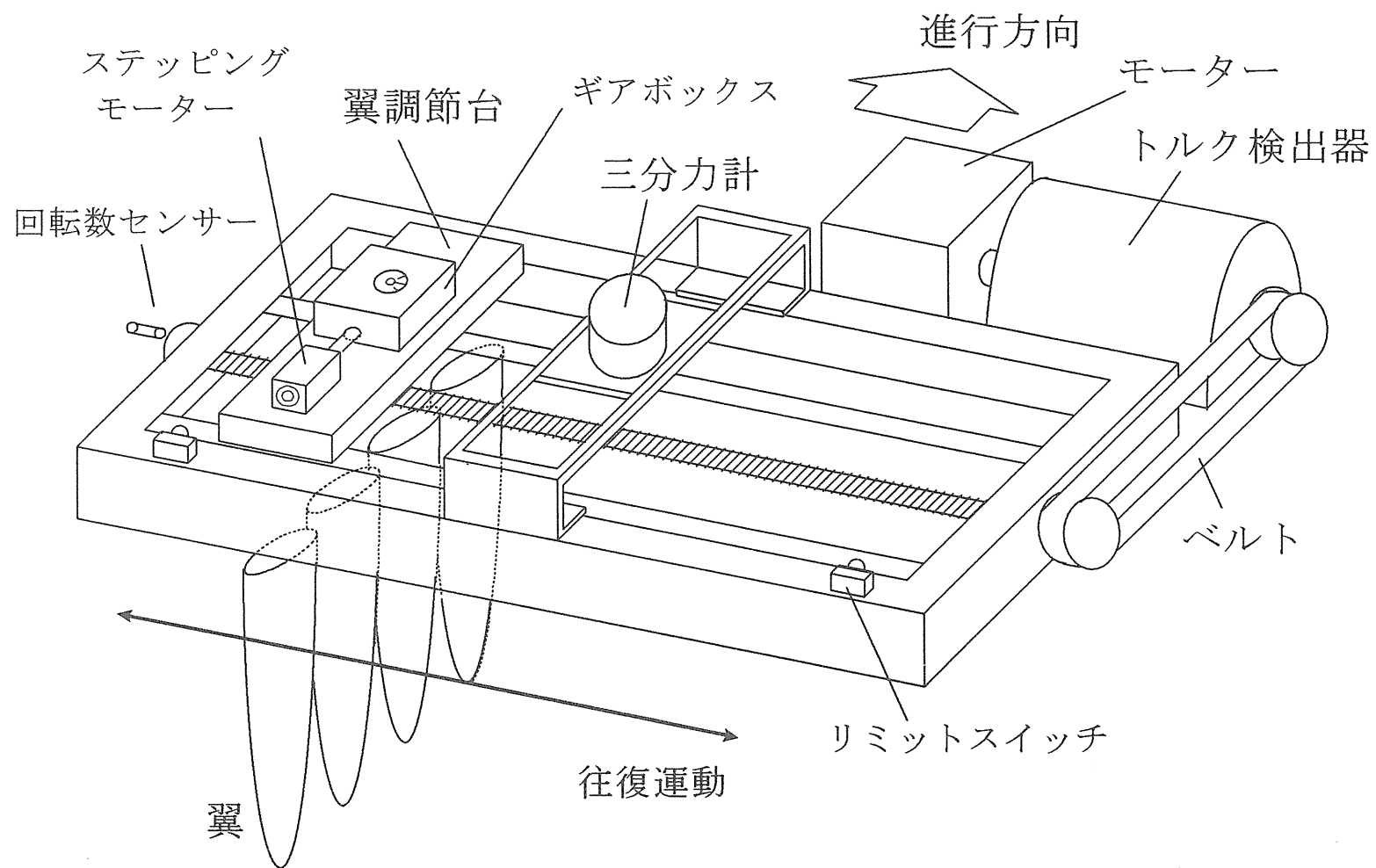
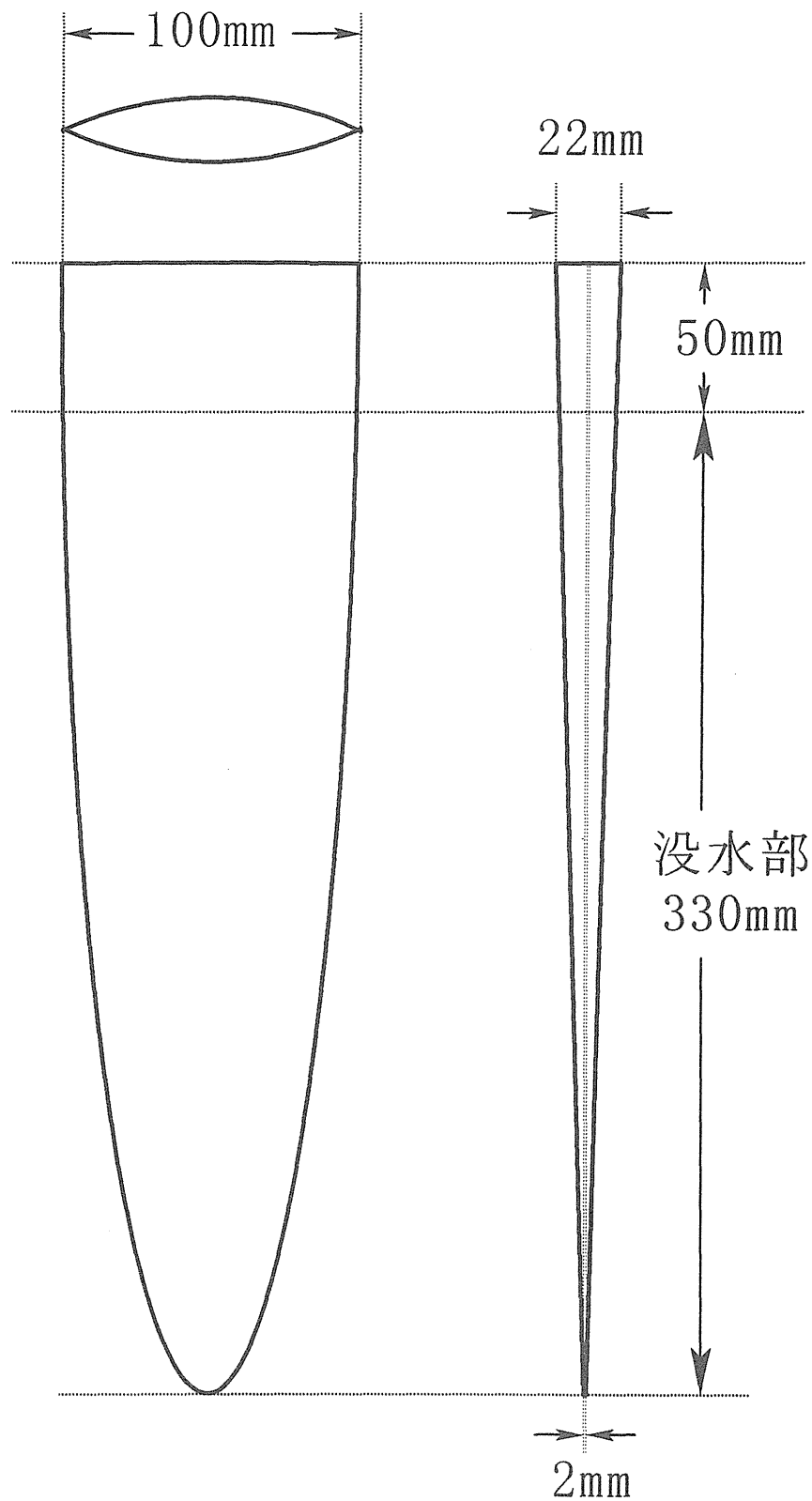


Fig. B. 3 反転のしくみ (旧型器)

Fig. B. 4 実験装置概略図 (新型器)





長軸76cm, 短軸10cmの半楕円形アルミ削りだし

Fig. B. 5. 1 翼板概略図 (Blade A)

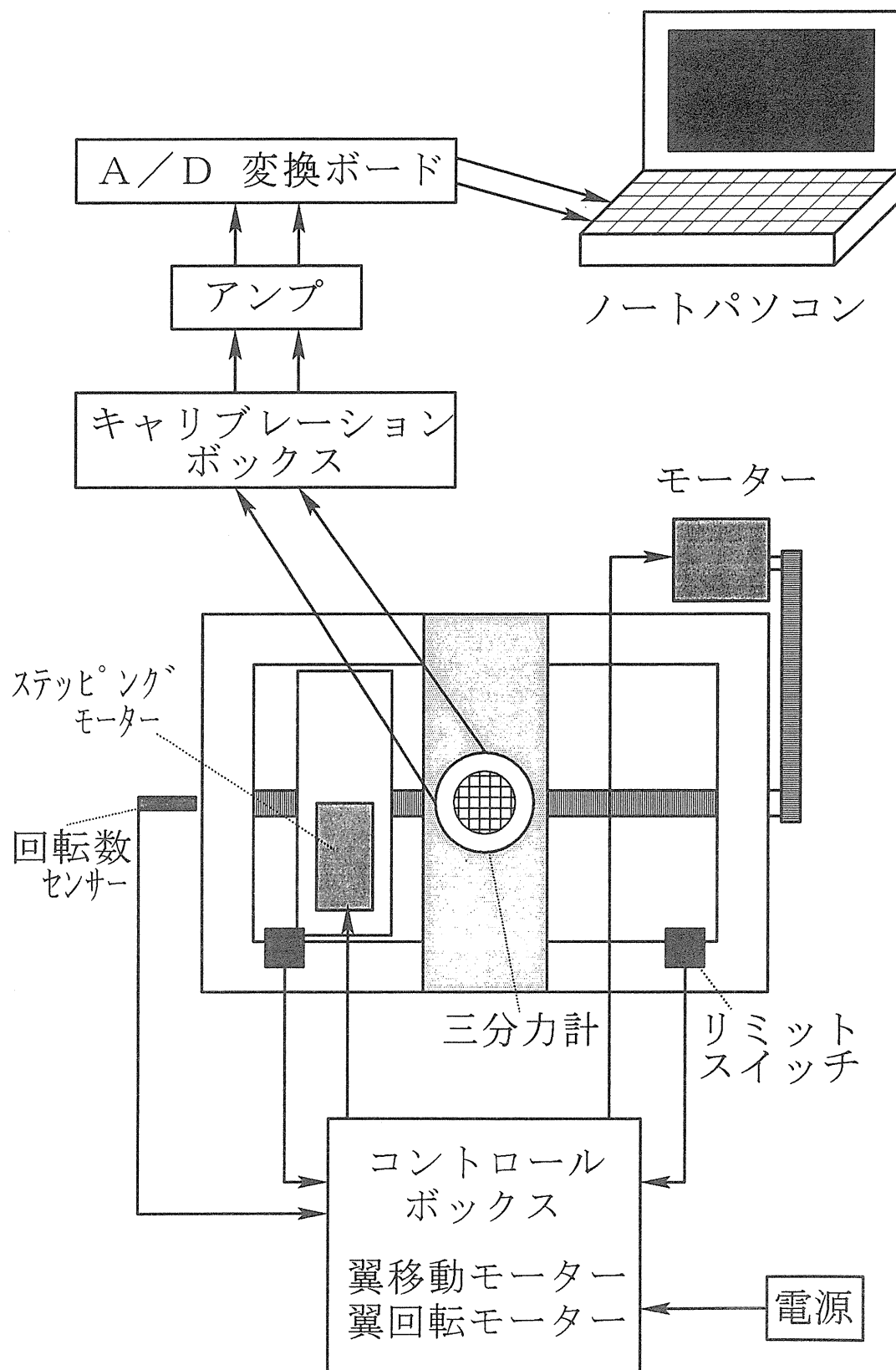


Fig. B.6 単独試験装置配線図 (新型器)

2. 横行式翼列推進器の単独性能

Fig.B.10 に翼板の断面図を用いて推力、横力発生のおくみを示す。
次に、計測量とその解析値である各係数の算式を 13 頁に示す。
Fig.E.1.7 に、1 号機（旧型器）の単独性能曲線図を示す。
開き角 30 度、横行速度 0.200m/s で、効率は 0.3 に達していない。
Fig.E.1.8 に、1 号機（旧型器）の単独性能曲線図を示す。
開き角 40 度、横行速度 0.183m/s で、効率は 0.5 に達している。
Fig.G.1.12 に、2 号機（新型器）の単独性能曲線図をしめす。
開き角 20 度、横行速度 0.200m/s で、効率は 0.65 に達している。
Fig.G.1.23 に、2 号機（新型器）の単独性能曲線を示す。
開き角 30 度、横行速度 0.275m/s で、効率は 0.75 に達している。
Fig.G.1.30 に、2 号機（新型器）の単独性能曲線を示す。
開き角 40 度、横行速度 0.250m/s で、効率は 0.75 に達している。
Fig.G.3.4 に、2 号機（新型器）の効率比較図を示す。
横行速度 0.25m/s の場合である。最高効率は開き角 40 度の 0.75 である。
次に、翼断面をエアロfoilにした翼板を 2 種（NACA0012 断面と NACA631012 断面）を作り 2 号機で単独試験を行い効率向上を目指した。Fig.B.3 に NACA631012 翼型翼板の図面と、Fig.B.4 に翼型 3 種の比較図を示す。
Fig.L.3.29 に、翼板 1 枚の場合の 3 種翼型翼板の効率比較を示す。NACA0012 断面翼板が最高の 0.8 を越える効率を出した。Fig.L.3.30 は揚抗比の比較である。NACA0012 が断然良い。ところが、4 枚翼板にすると、Fig.L.3.63~64 に示すように円弧断面が 1 番良く、エアロfoil断面は 2 種とも劣っている。何故 4 翼になるとエアロfoil断面が悪くなるのか今後の課題である。

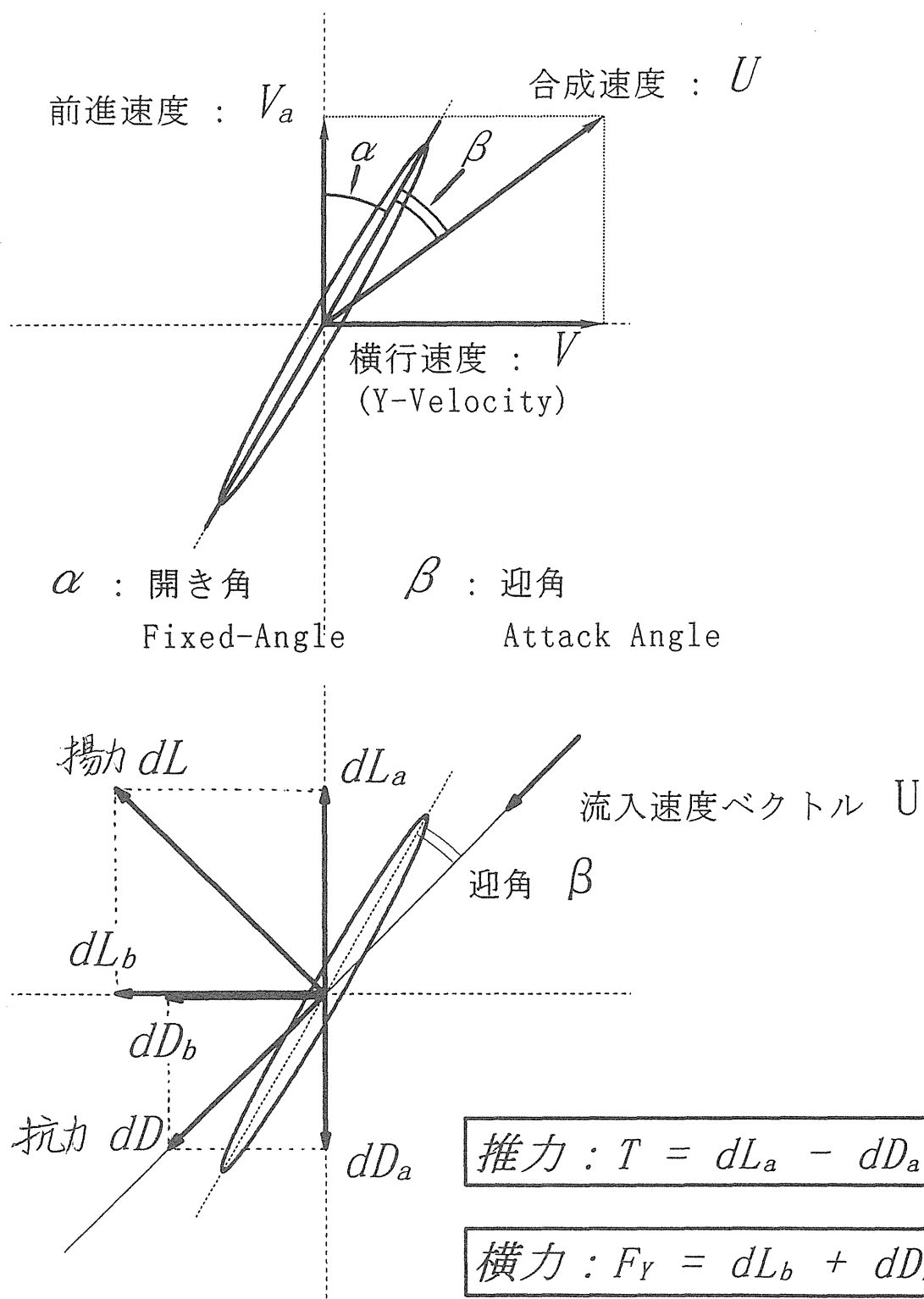


Fig. B. 10 推力発生のおくみ

各係数の算出

先ほど求めた推力 $T(kg)$ 、横力 $F_Y(kg)$ 、前進速度 $V_a(m/s)$ の実験値と、開き角 $\alpha(deg.)$ 、駆動軸回転数 $n(r.p.s.)$ 、翼面積 $S(m^2)$ という設定条件、及び水温と Table B.1 より求めた水の密度 $\rho(kg \cdot s^2/m^4)$ から以下のようにして各係数を算出する。

$$\text{推力 : } T \text{ (kg)} \qquad \text{横力 : } F_Y \text{ (kg)}$$

$$\text{前進速度 : } V_a \text{ (m/s)} \qquad \text{翼面積 : } S \text{ (m}^2\text{)}$$

$$\text{駆動軸ピッチ : } P \text{ (m)} \qquad \text{開き角 : } \alpha \text{ (deg.)}$$

$$\text{駆動軸回転数 : } n \text{ (r.p.s.)} \qquad \text{水の密度 : } \rho \text{ (kg} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4\text{)}$$

$$\text{横行速度 : } V = nP \text{ (m/s)}$$

$$\text{前進率 : } J = \frac{V_a}{V}$$

$$\text{推力係数 : } C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho V^2 S}$$

$$\text{横力係数 : } C_{F_Y} = \frac{F_Y}{\frac{1}{2}\rho V^2 S}$$

$$\text{推横比 : } \frac{C_T}{C_{F_Y}}$$

$$\text{推進効率 : } \eta = \frac{C_T J}{C_{F_Y}}$$

$$\text{アタックアングル : } \beta = 90^\circ - \alpha - \frac{180^\circ}{\pi} \arctan \frac{V_a}{V}$$

$$\text{揚力 : } L = T \sin(\alpha + \beta) + F_Y \cos(\alpha + \beta)$$

$$\text{抗力 : } D = F_Y \sin(\alpha + \beta) - T \cos(\alpha + \beta)$$

$$\text{揚力係数 : } C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho(V^2 + V_a^2)S}$$

$$\text{抗力係数 : } C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho(V^2 + V_a^2)S}$$

$$\text{揚抗比 : } \frac{L}{D}$$

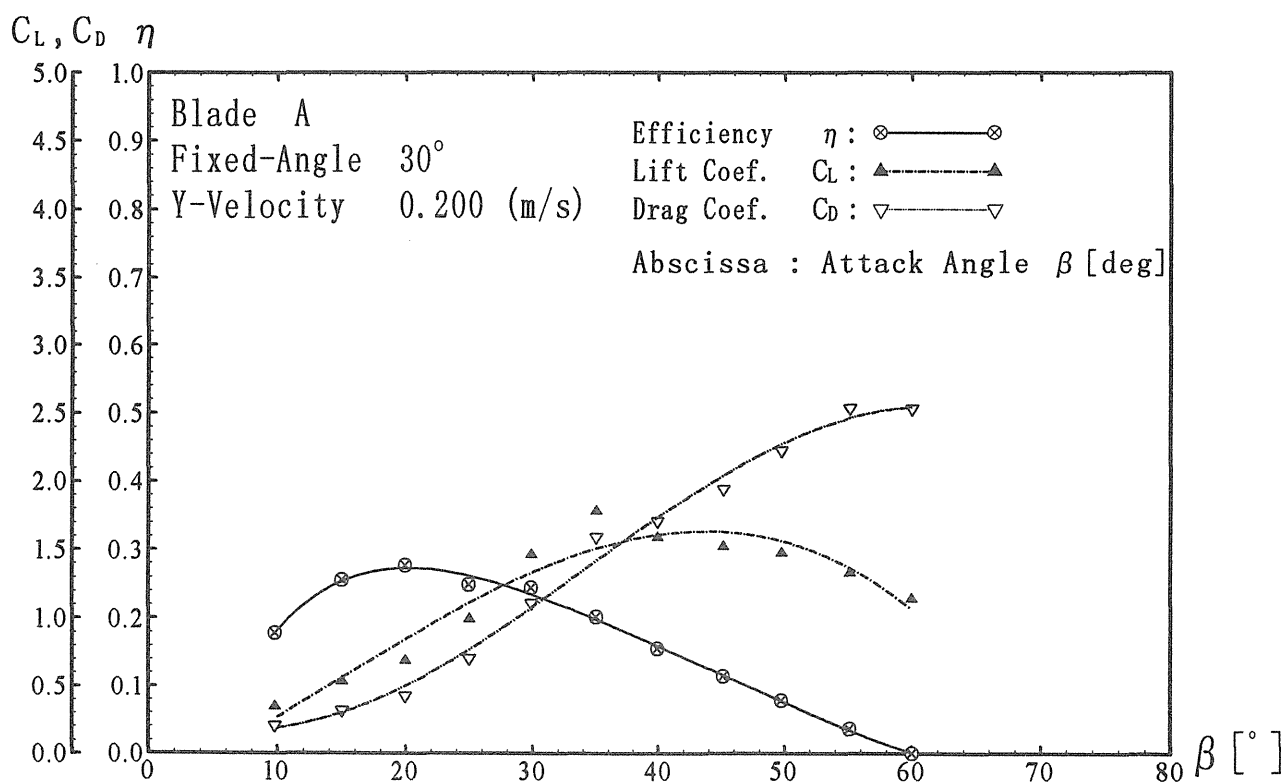
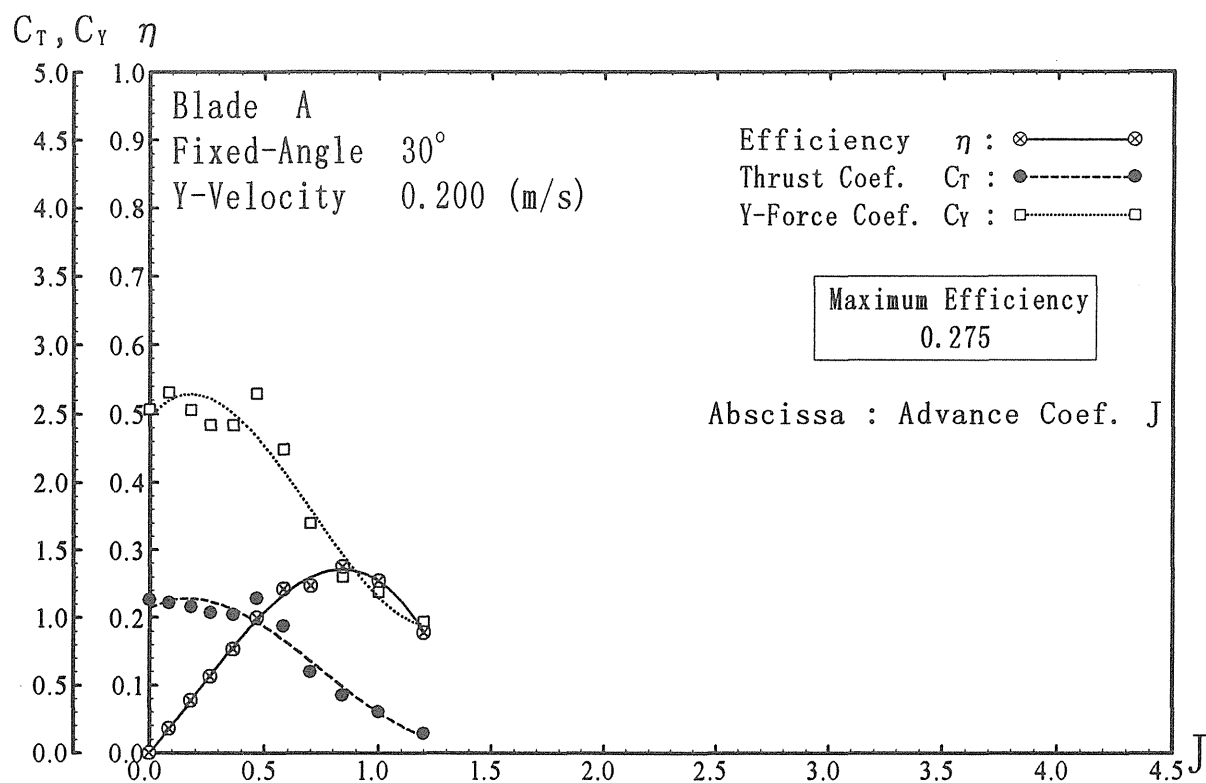


Fig.E.1.7 Comparison of Coefficients

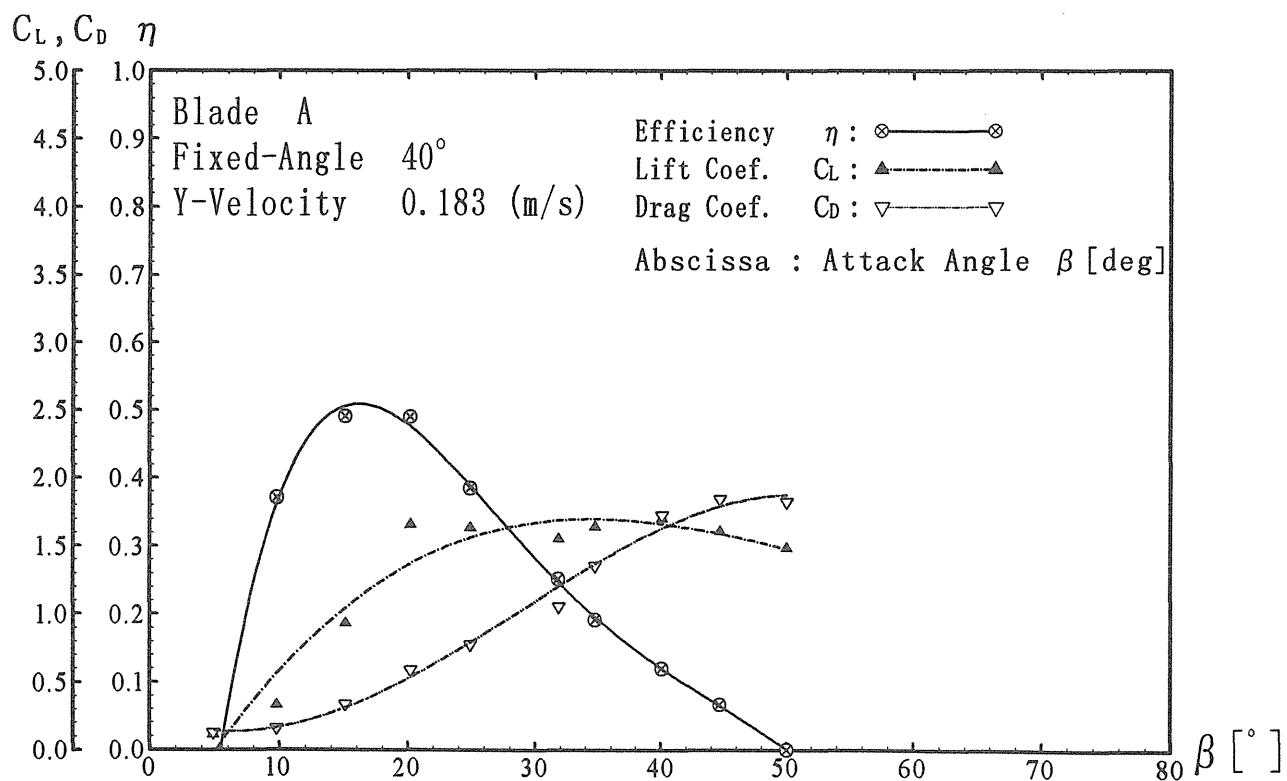
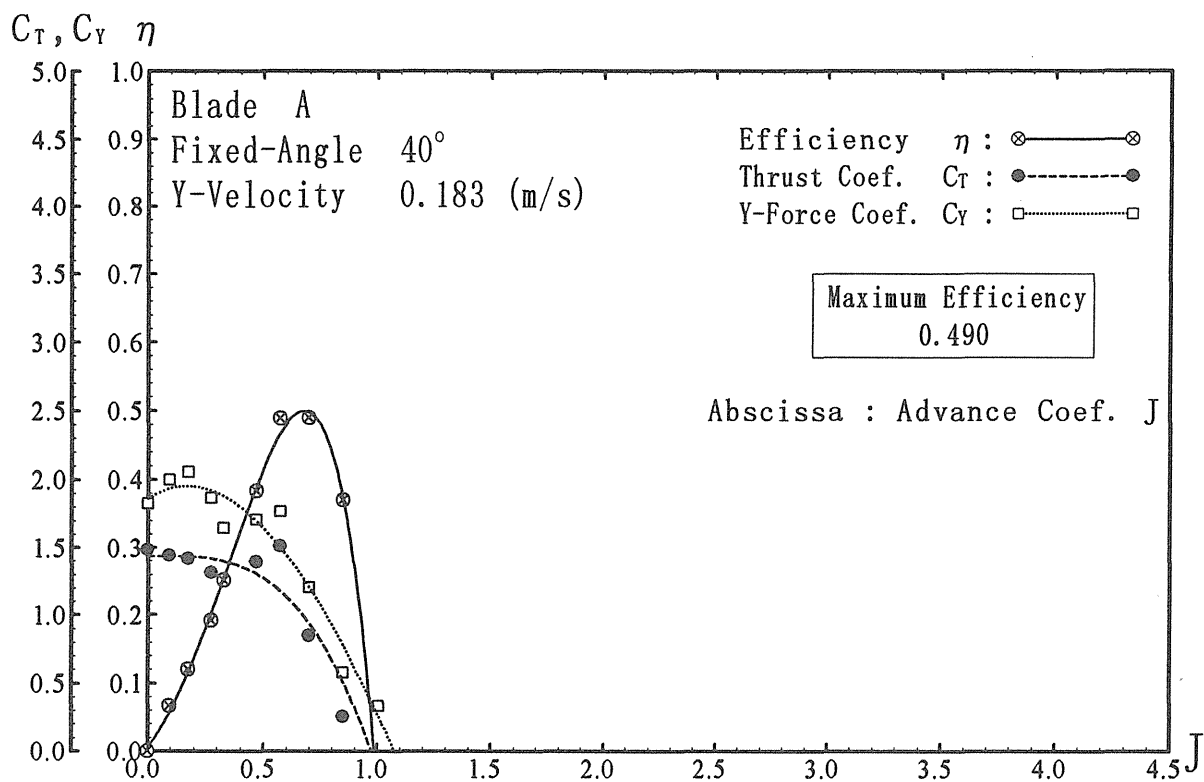


Fig.E.1.8 Comparison of Coefficients

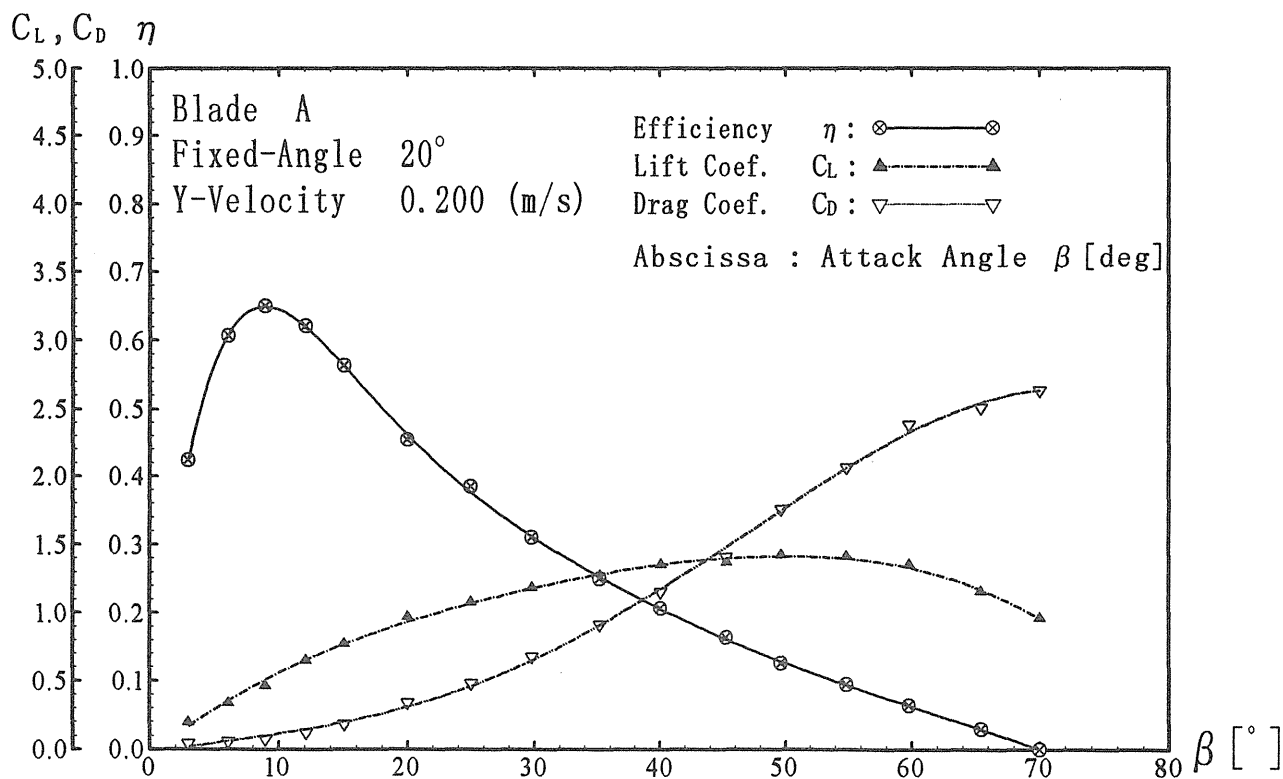
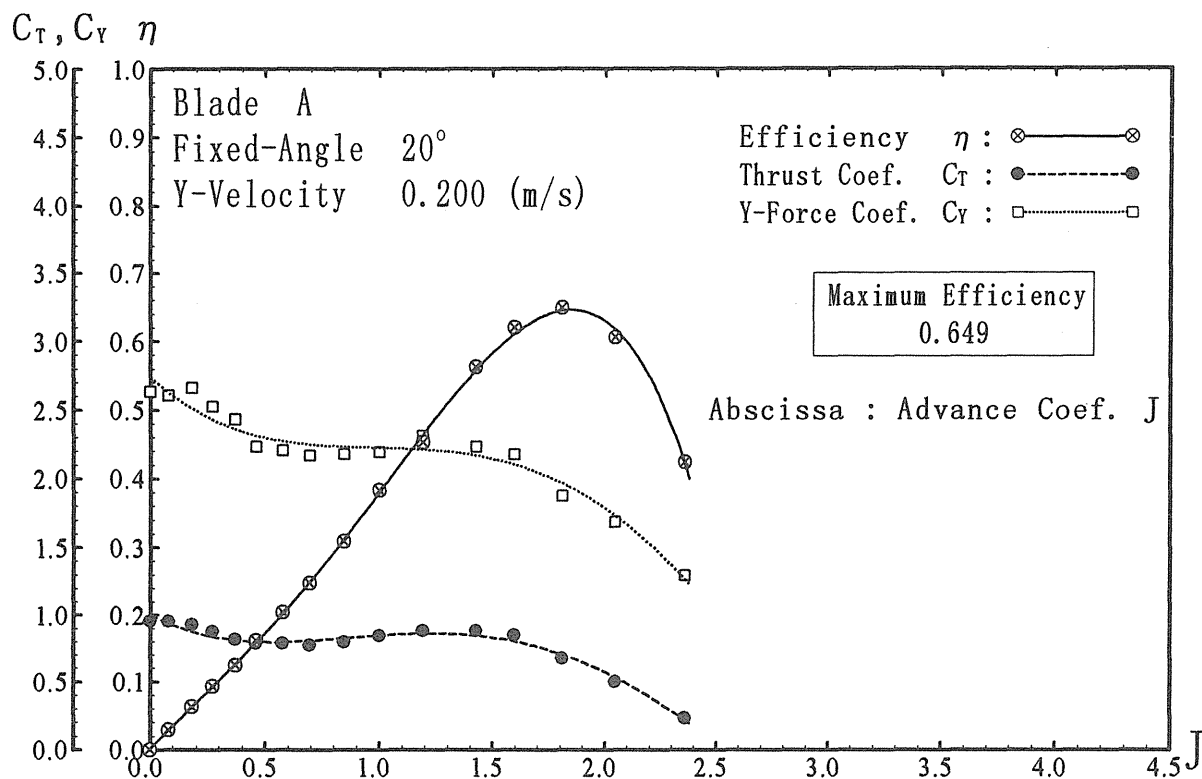


Fig.G.1.12 Comparison of Coefficients

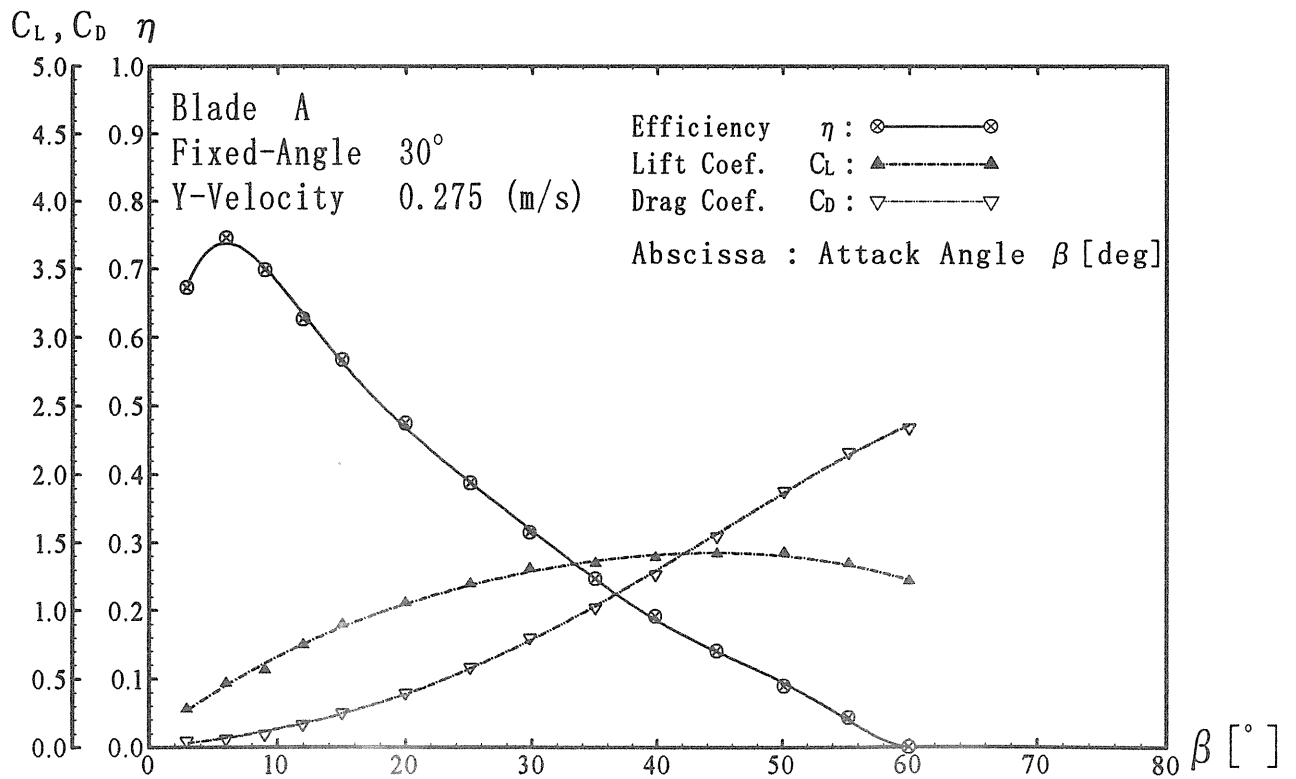
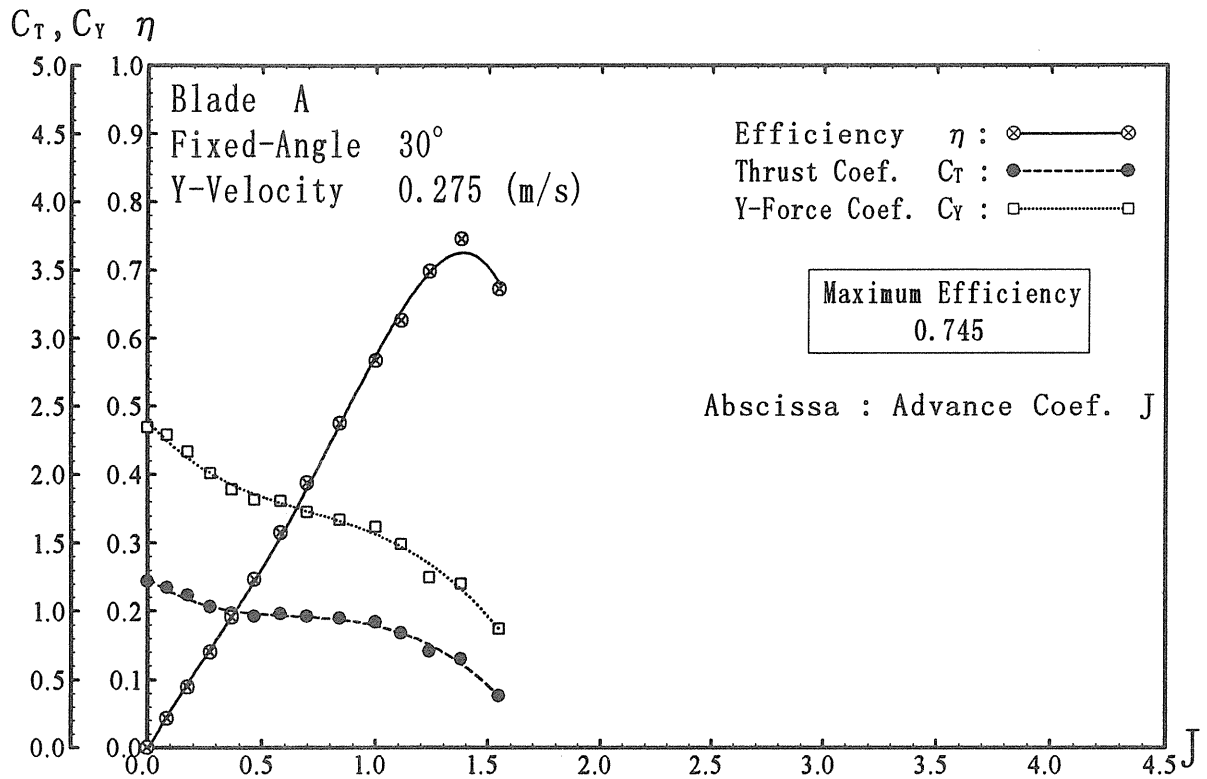


Fig.G.1.23 Comparison of Coefficients

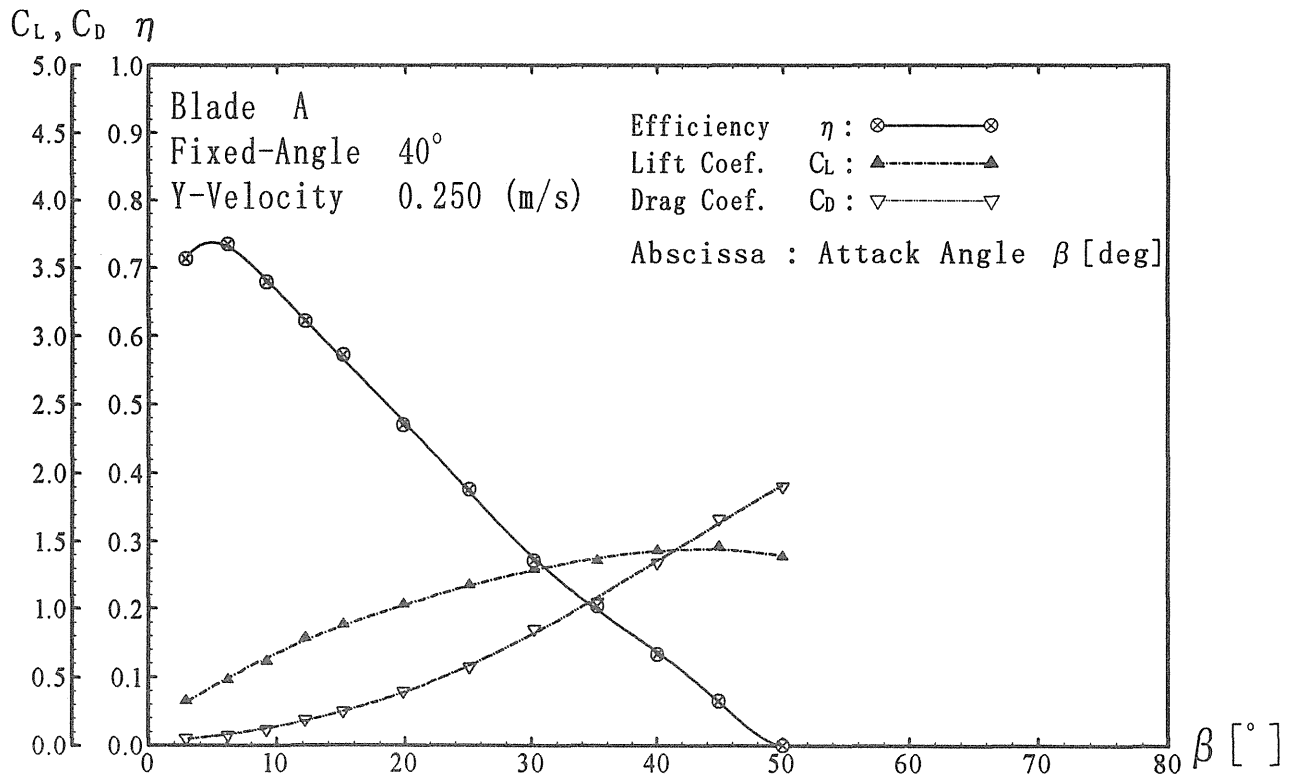
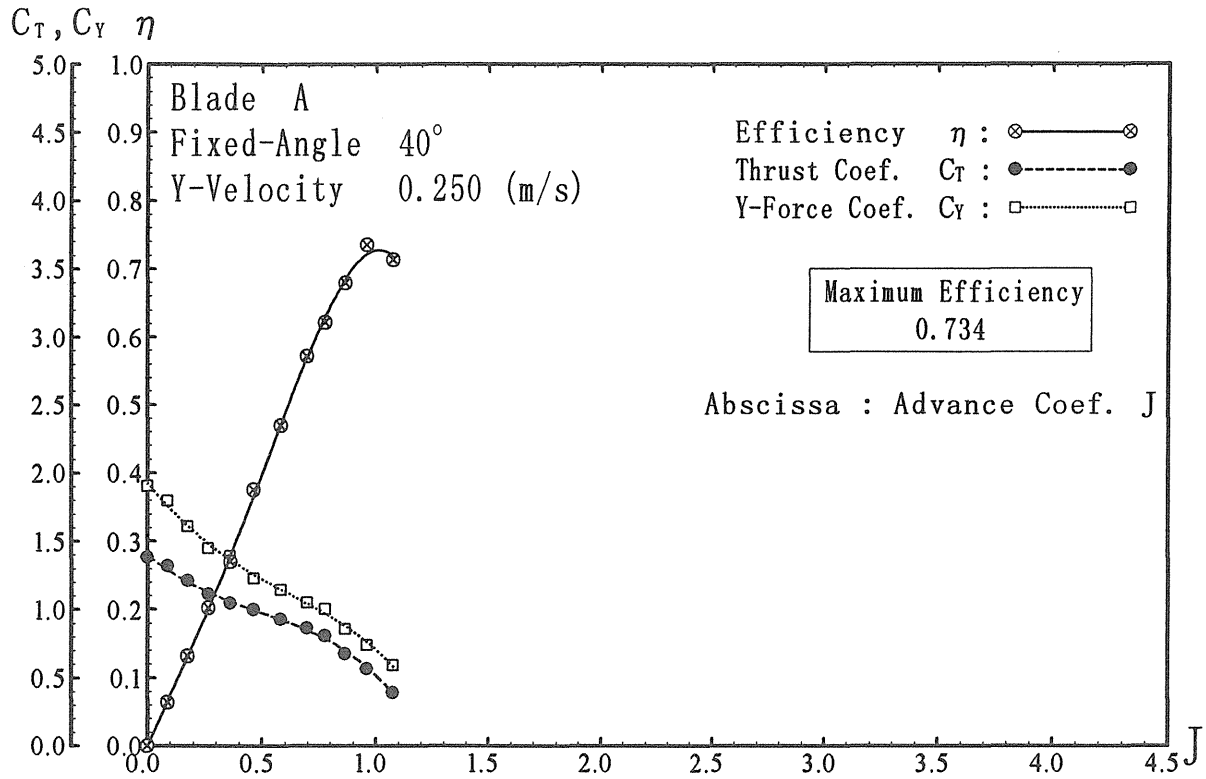


Fig.G.1.30 Comparison of Coefficients

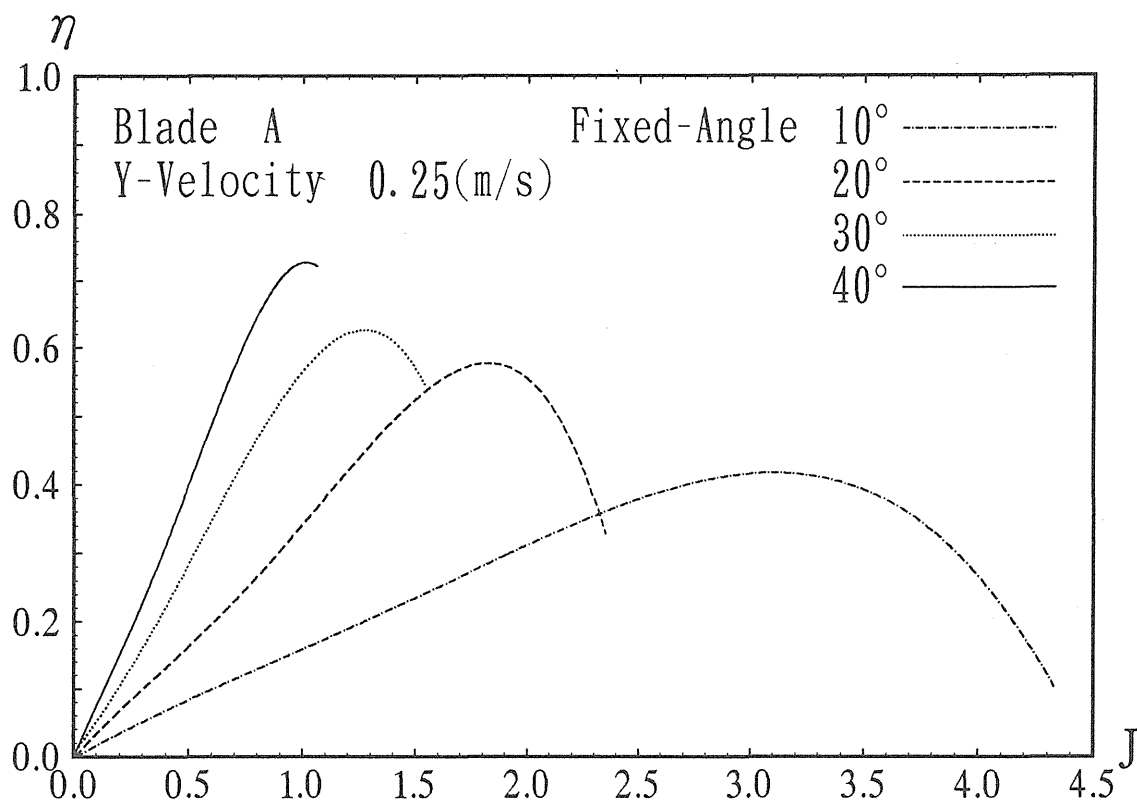


Fig. G. 3.3 Comparison of Efficiency

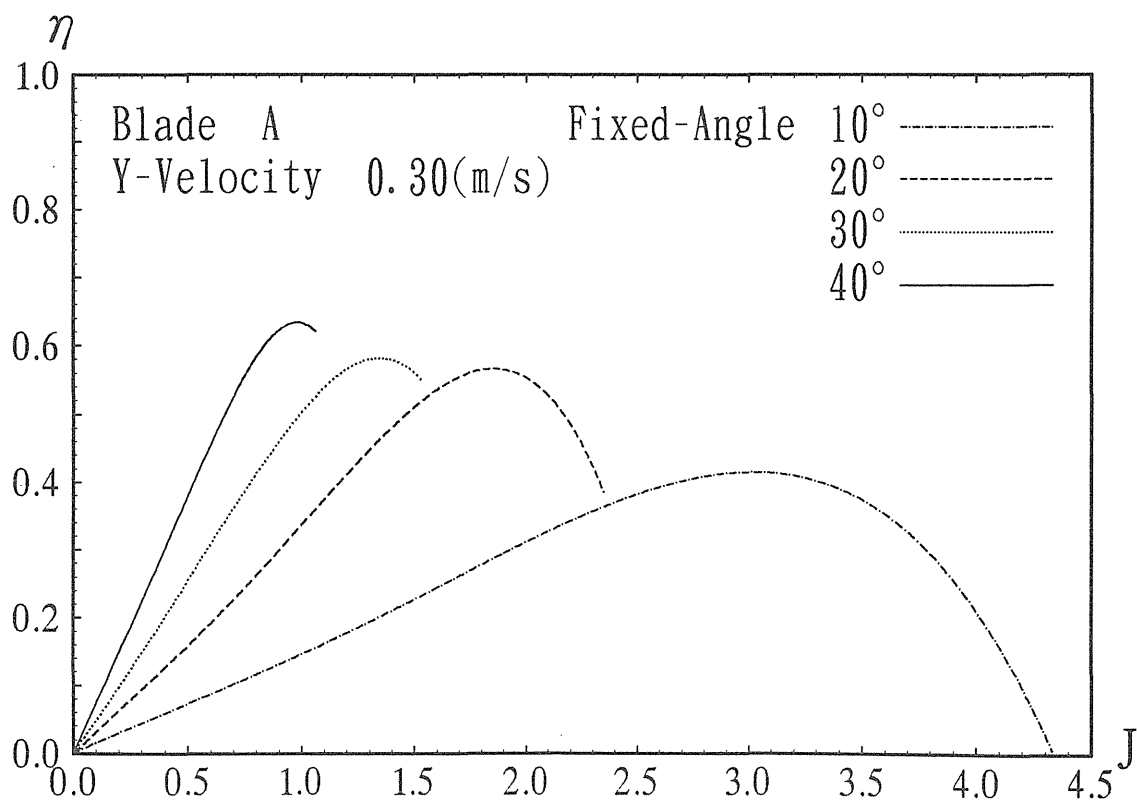


Fig. G. 3.4 Comparison of Efficiency

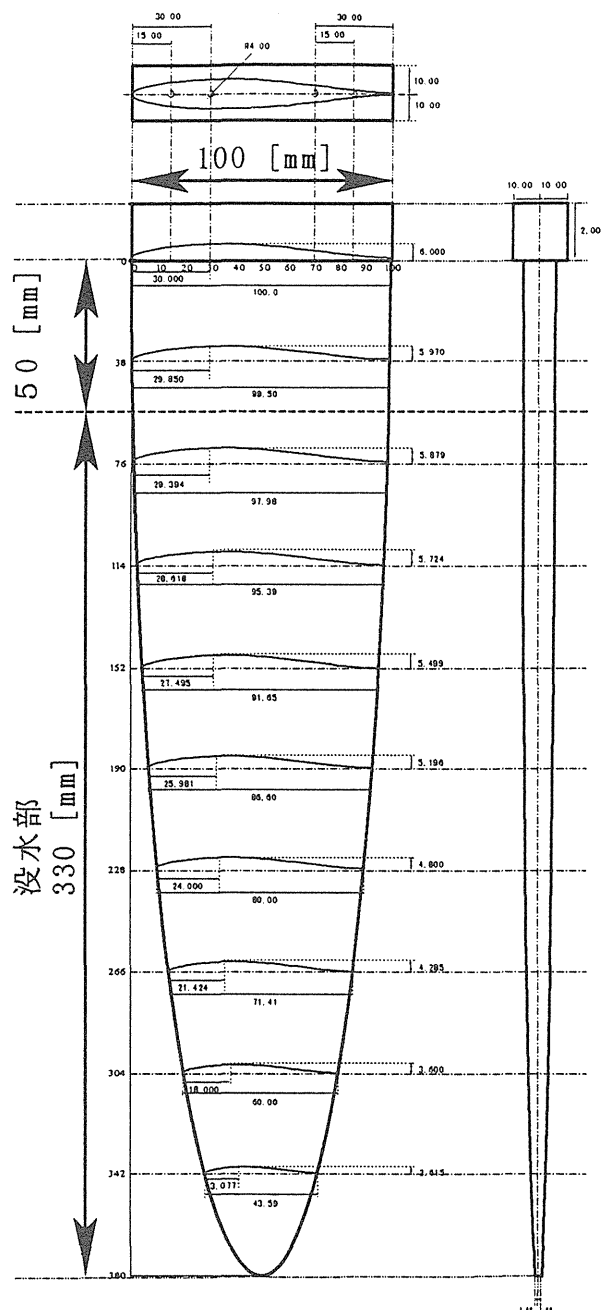


Fig. B.3 NACA63₁012翼型翼板

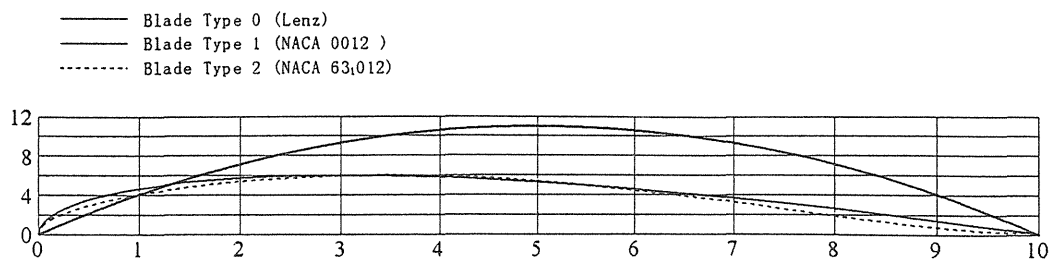


Fig. B.4 各翼型断面形状

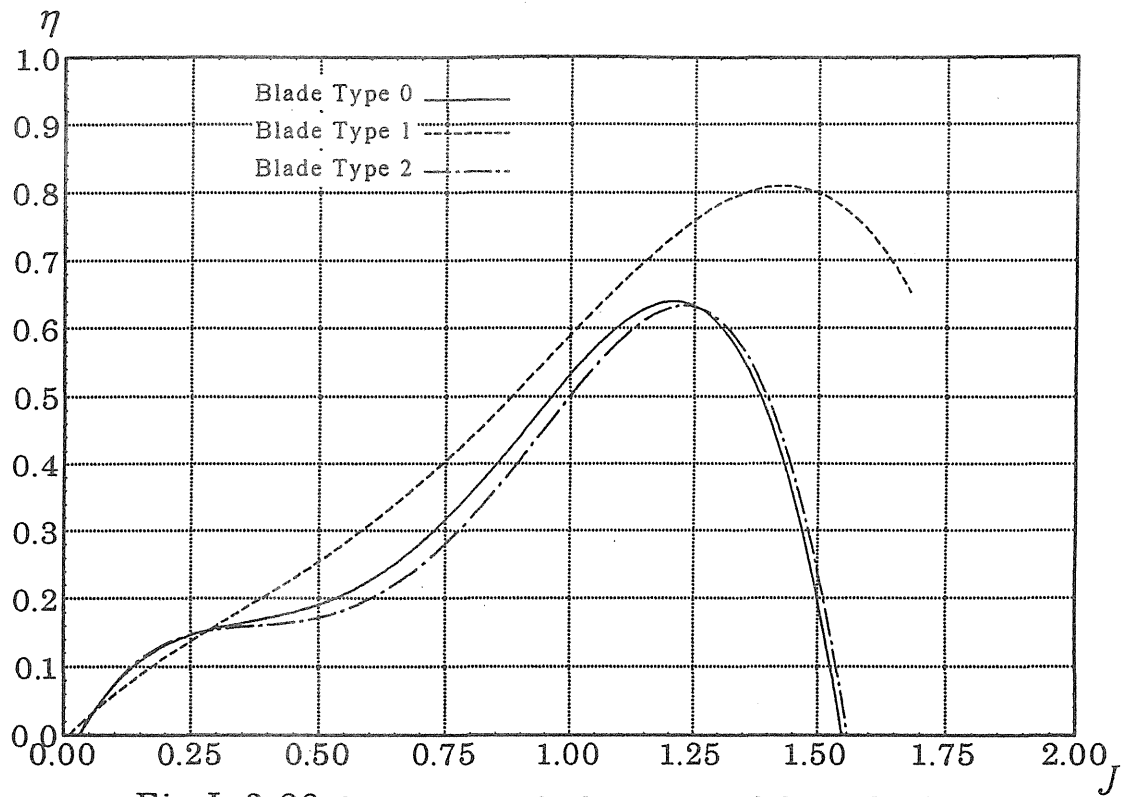


Fig.L.3.29 Comparison of η between each lateral velocities
1 Blade, $\alpha=30$ [deg.], $V=0.325$ [m/s]

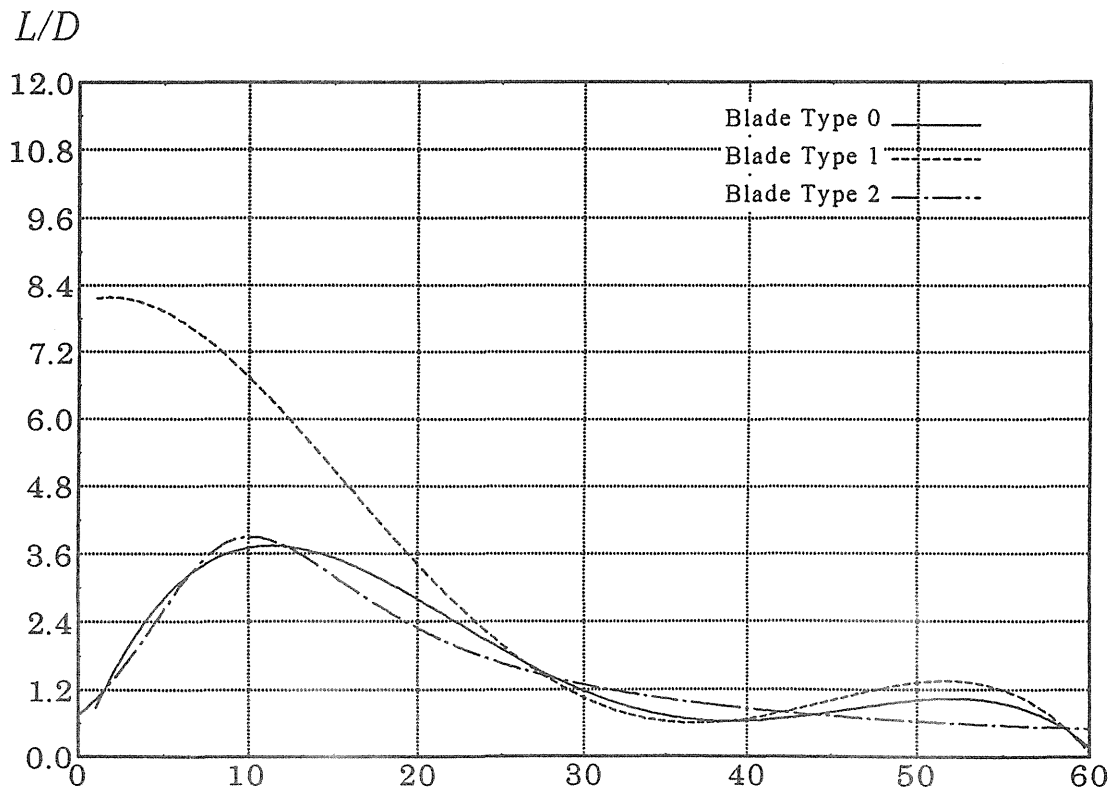


Fig.L.3.30 Comparison of L/D between each lateral velocities β [deg.]
1 Blade, $\alpha=30$ [deg.], $V=0.325$ [m/s]

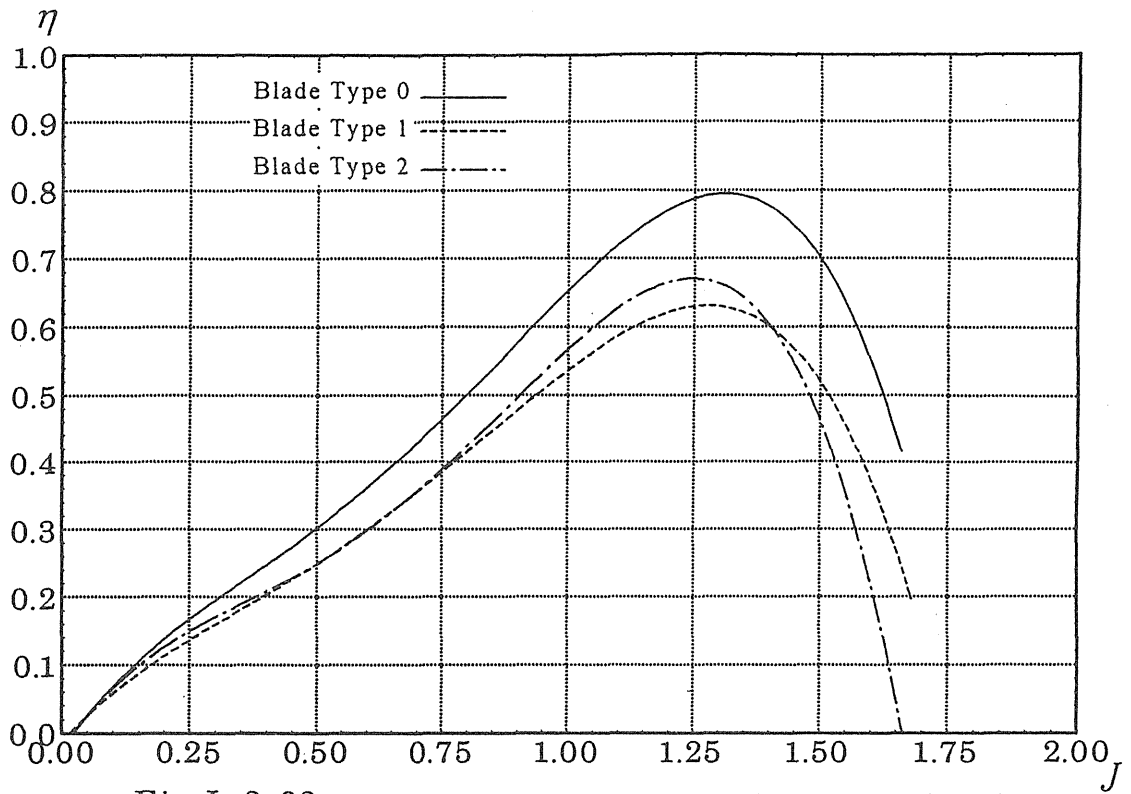


Fig.L.3.63 Comparison of η between each lateral velocities
4 Blade, $\alpha=30$ [deg.], $V=0.200$ [m/s]

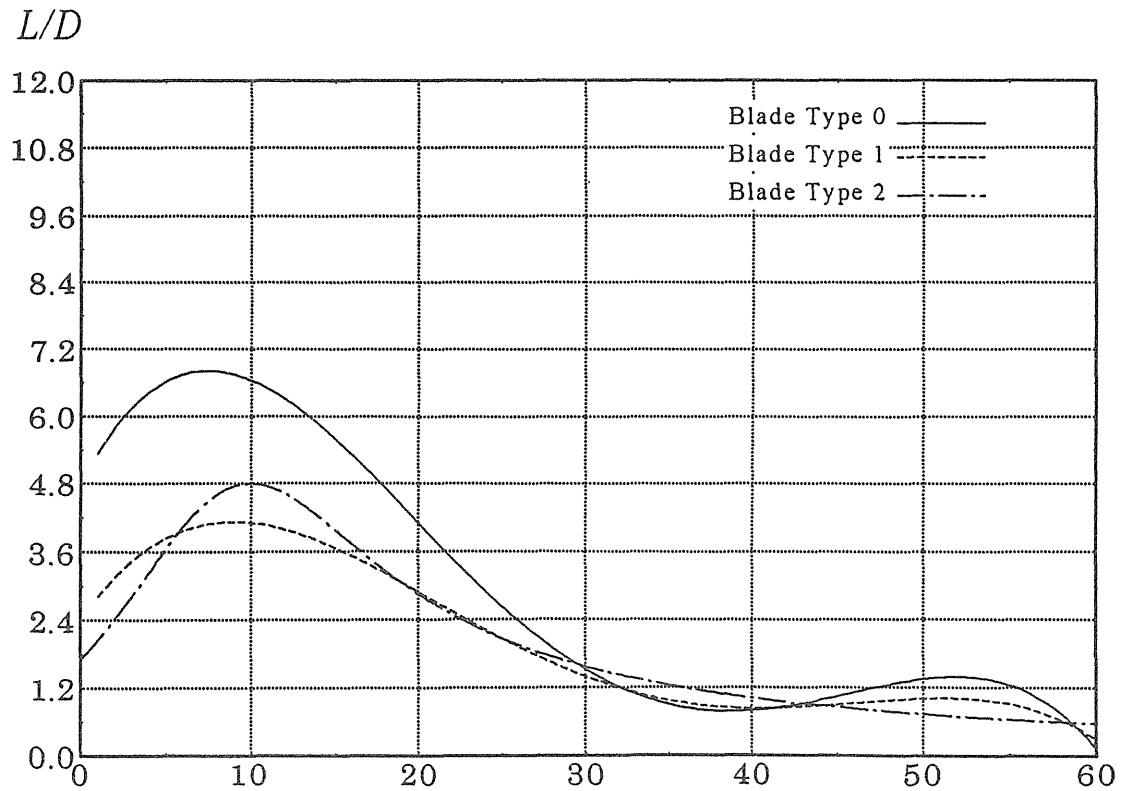


Fig.L.3.64 Comparison of L/D between each lateral velocities β [deg.]
4 Blade, $\alpha=30$ [deg.], $V=0.200$ [m/s]

3. 横行式翼列推進器の理論解析

第3章 理論

3.1 定式化

横行式翼列推進器はその推進原理が揚力であるので解析方法としては揚力体の解析に有用かつ計算の容易なサーフェイパネル法を用いる。この方法は計算領域の境界に未知の要素を分布させ、これを境界条件のもとに積分方程式をたてこれを解きその未知要素を求める境界要素法的一种である。流体力学ではその未知量に速度ポテンシャルを用いるが、本研究では攪乱速度ポテンシャルを用いて定式化を行う。

3.1.1 座標系及び計算領域・モデル化

本研究で用いる座標系を Fig.3.1 に示す。座標系は推進器の進行方向を基準とした右手系の直交座標系を採用し、静水面上の翼中心を原点として、後方に x 軸、進行方向右手に y 軸を取る。

開き角 β は翼を z 軸周りに回転させることで表現しこれに横行速度と迎角 α から必要な前進速度を計算する。

また本研究において想定される計算領域を Fig.3.2 に示す。翼表面を S_B 、後流渦面を S_W 、翼を囲む面を S_∞ で表す。そして $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ をこれらの境界面上の境界面に囲まれた領域 V に向かう単位法線ベクトルとする。

前述のように横行式翼列推進器では翼の軌跡がジグザグになるため、それに伴ってできる後流渦面の形状も Fig.3.3 に示すようにジグザグに折れ曲がった形となる。本来この折れ曲がった部分では翼がなめらかに回転するため後流渦面はなめらかになっているはずだがここでは簡単のために角を持って折れ曲がっていると仮定し、さらに横行する幅を超えないものとした。また実際には反転する際に大きな渦を発生しているがそれらもここでは考慮に入れないものとする。

また、横行式翼列推進器では時々刻々後流渦面と翼との位置が変化するため、非定常の扱いを必要とするが、ここでは簡単のため時間ごとに後流渦面内の循環強さが一定であるとする準定常モデルを用いた。

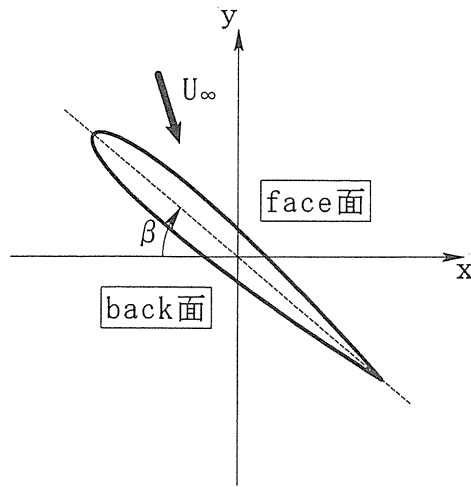


Fig. 3.1 Coordinate System

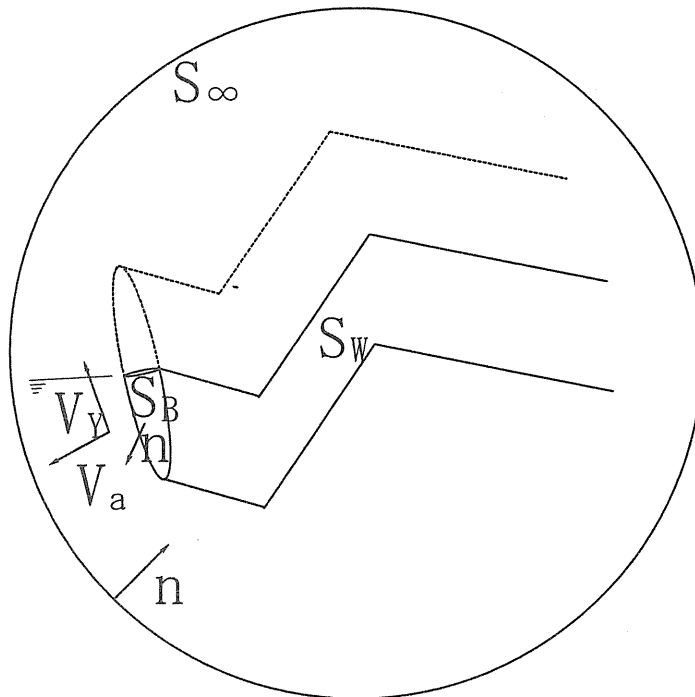


Fig. 3.2 Calculating domain

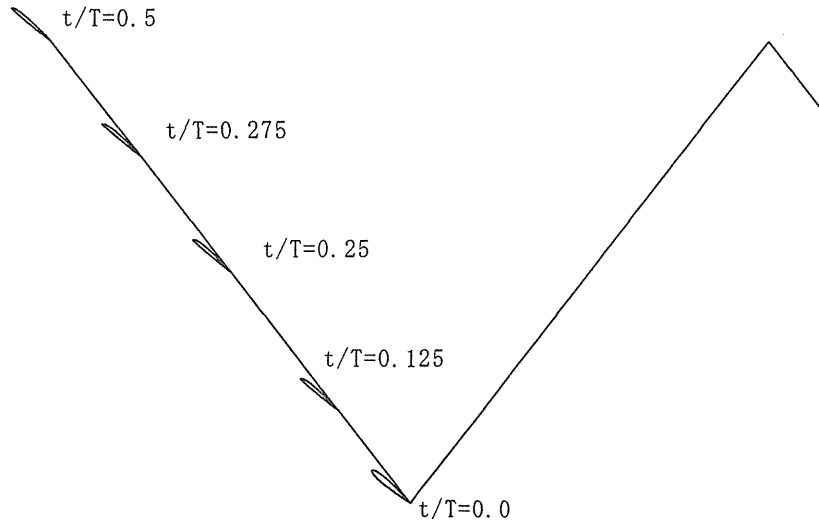


Fig. 3.3 Wake and Wing

3.1.2 支配方程式

非粘性・非回転・非圧縮の流場を仮定すると流場内のすべての場所において速度ポテンシャル Φ が存在する。 $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ をそれぞれ x, y, z 方向を表す単位ベクトルとし、 ∇ を、

$$\nabla \equiv \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.1)$$

で、定義される演算子であるとする Φ について以下の式が成立する。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.2)$$

(3.2) は Laplace の方程式と呼ばれ、流体の連続条件を表している。さらに Φ が無限遠方における速度ポテンシャル ϕ_∞ と翼による攪乱ポテンシャル ϕ の和で表されると仮定する。すなわち

$$\Phi = \phi_\infty + \phi \quad (3.3)$$

このとき ϕ についても Laplace の方程式が成り立ち、

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (3.4)$$

となる。本研究では (3.4) を本研究における流場の支配方程式とする。

3.1.3 境界条件

(3.4) 式の解を求めるため以下のような境界条件を考える。

1. 運動学的境界条件

翼面は1つの固体境界面であるので翼表面上での法線方向速度 U_n は0となり流れは翼表面 S_B に沿う。すなわち

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -\vec{U}_\infty \cdot \vec{n} \quad (3.5)$$

$\frac{\partial}{\partial n}$ は境界面における法線方向微分を表す。

2. 無限遠方における境界条件

無限遠方において船体による攪乱速度は0となる。

$$\nabla \phi \rightarrow 0 \quad for \quad S_\infty \rightarrow \infty \quad (3.6)$$

3. 後流渦面における境界条件

揚力体の後方には渦面が生じる。後流渦面 (wake) の厚さは0であり、後流渦面を横切る速度の変化及び圧力の変化は無いものと仮定する。ただしポテンシャルの連続性からポテンシャルの変化は存在しここでは準定常モデルとして扱うために後流渦面を横切るポテンシャルの変化は翼周りの循環と同じになり、また各時刻ごとに後流渦面上で一定である。

$$\Delta p^{back} - p^{face} = 0 \quad on \quad S_w \quad (3.7)$$

$$\Delta \phi = \phi^{back} - \phi^{face} = \Gamma = const. \quad at \quad t = t \quad on \quad S_w \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial n} = \left(\frac{\partial \Delta \phi}{\partial n} \right)^{back} - \left(\frac{\partial \Delta \phi}{\partial n} \right)^{face} = 0 \quad on \quad S_w \quad (3.9)$$

4. Kutta の条件

先のとがった揚力体の計算を行うときには流れが翼の後縁をまわりこまないという Kutta の条件を考える必要がある。本研究では翼後縁における face 面と back 面の圧力が等しいという方法を用いる。すなわち

$$\Delta p = p^{back} - p^{face} = 0 \quad on \quad trailing \quad edge \quad (3.10)$$

3.1.4 積分方程式

翼の内部領域に仮想的な速度ポテンシャル ϕ' を考え、Green の定理を用いると (3.4) 式の解は Green 関数 $G(p, q)$ を用いて以下のような積分方程式の解 [B] となる。

$$4\pi E_p \phi_p = \iint_{S_B} \left\{ (\phi_q - \phi'_q) \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_q} - \left(\frac{\partial \phi_q}{\partial n_q} - \frac{\partial \phi'_q}{\partial n_q} \right) G(p, q) \right\} dS \\ + \iint_{S_W} \left\{ \Delta \phi_q \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_q} - \frac{\partial (\Delta \phi_q)}{\partial n_q} G(p, q) \right\} dS \\ + \iint_{S_\infty} \left\{ \phi_q \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \phi_q}{\partial n_q} G(p, q) \right\} dS \quad (3.11)$$

ただし

$p(x_p, y_p, z_p)$: q より誘導された攪乱速度ポテンシャルを計算する点

$q(x_q, y_q, z_q)$: 境界面上の特異点

$\frac{\partial}{\partial n_q}$: q における法線方向微分係数

であり、 E_p は p の位置によって以下のように決まる定数である。

$$E_p = \begin{cases} \frac{1}{2} & p \text{ が境界面上にあるとき} \\ 1 & p \text{ が流体領域 } V \text{ 内にあるとき} \\ 0 & p \text{ が流体領域 } V \text{ 外にあるとき} \end{cases}$$

このとき (3.11) 式は S_B 上に強さ $\phi - \phi'$ の二重吹き出しと $\frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{\partial \phi'}{\partial n}$ の吹き出し、 S_W 上に強さ $\Delta \phi$ の二重吹き出しと強さ $\frac{\partial \Delta \phi}{\partial n}$ の吹き出しを、そして S_∞ 上には強さ ϕ の二重吹き出しと強さ $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ の吹き出しをそれぞれ分布させたことと等価である。 V' 内の速度ポテンシャル ϕ' は物理的な意味を持たないのでここでは扱いが容易な $\phi' = 0$ をとり、境界条件を考えると (3.11) 式は以下になる

$$4\pi E_p \phi_p = \iint_{S_B} \left\{ (\phi_q) \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \phi_q}{\partial n_q} G(p, q) \right\} dS \\ + \iint_{S_W} \Delta \phi_q \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_q} dS \quad (3.12)$$

ここで鏡像を考慮したグリーン関数

$$G(p, q) = \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \quad (3.13)$$

を考えると (3.12) 式は以下になる。

$$4\pi E_p \phi_p = \iint_{S_B} \left\{ (\phi_q) \frac{\partial}{\partial n_q} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \frac{\partial \phi_q}{\partial n_q} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right\} dS$$

$$+ \iint_{S_W} \Delta\phi_q \frac{\partial}{\partial n_q} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) dS \quad (3.14)$$

ただし r は 2 点 p, q 間の距離であり r' は点 q の静水面に対する鏡像点 q' と p との距離である。さらに、ここでは p を S_B 上に置くことによって速度ポテンシャル ϕ_q を求めるので $E_p = \frac{1}{2}$ として結局

$$2\pi\phi_p = \iint_{S_B} \left\{ (\phi_q) \frac{\partial}{\partial n_q} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \frac{\partial\phi_q}{\partial n_q} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right\} dS \\ + \iint_{S_W} \Delta\phi_q \frac{\partial}{\partial n_q} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) dS \quad (3.15)$$

を得る。

3.2 離散化

積分方程式 (3.15) を数値的に解くために次の手順で離散化を行う。

(1) 翼表面 S_B を face 面及び back 面をそれぞれ chord 方向に N 分割、span 方向に M 分割すなわち $N_B = 2 \times M \times N$ 個、後流渦面 S_W を下流方向に N_W 分割、span 方向に M_W 分割の四辺形パネルに分割する。

(2) 各四辺形パネル上での変数 $\phi, \Delta\phi$ はパネルの中心における値で代表され、パネル内の分布は一定とする。

(3) 後流渦面上での $\Delta\phi$ は翼後縁部のパネルにおける face side と back side における ϕ の差で近似し、両パネルの圧力が等しくなるまで反復計算を行ってその値を変化させる。

以上の方法によって式 (3.15) は以下のように離散化される。

$$\sum_{j=1}^{N_B} (\delta_{ij} - C_{ij} - C'_{ij}) \phi_j - \sum_{m=1}^{M_W} (W_{im} + W'_{im}) \Delta\phi_m = \\ \sum_{j=1}^{N_B} (B_{ij} + B'_{ij}) (\vec{U}_\infty \cdot \vec{n}_j) \quad (3.16)$$

ただし、

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \text{ のとき} \\ 1 & i = j \text{ のとき} \end{cases} \quad (3.17)$$

$$C_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{r_{ij}} \right) dS_j \quad (3.18)$$

$$C'_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{r'_{ij}} \right) dS_j \quad (3.19)$$

$$B_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \left(\frac{1}{r_{ij}} \right) dS_j \quad (3.20)$$

$$B'_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \left(\frac{1}{r'_{ij}} \right) dS_j \quad (3.21)$$

$$W_{im} = \sum_{k=1}^{N_W} \frac{1}{2\pi} \iint_{S_k} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{r_{ik}} \right) dS_k \quad (3.22)$$

$$W'_{im} = \sum_{k=1}^{N_W} \frac{1}{2\pi} \iint_{S_k} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{r'_{ik}} \right) dS_k \quad (3.23)$$

r_{ij} は i 番目の計算点と j 番目のパネルとの距離であり、 r'_{ij} は i 番目の計算点と j 番目のパネルの静水面に対する鏡像点との距離である。

(3.18) 式～(3.23) は i 番目の計算点に対する j 番目のパネルからの影響の度合いを表すため、影響係数と呼ばれている。(3.17) 式の解 $\phi, \Delta\phi$ を精度良く求めるためにはこの影響係数を精度良く求める必要がある。

一般にこの影響係数の計算は Gauss の積分公式を用いて数値積分を行うことによって求められるが、これには膨大な計算時間を要する。一方で Morino によって影響係数の解析的近似解が示され、これを用いることにより計算時間を大幅に短縮することができる。

[C]

こうして求められた (3.17) 式を連立させると翼表面上における攪乱速度ポテンシャル ϕ についての線形代数方程式が得られる。このとき得られる方程式は N_B 個であるが一方で未知数 $\Delta\phi$ の分だけすなわち M_W 個の方程式が不足となり、このままでは解くことができない。しかし Morino による Kutta の条件式

$$\Delta\phi = \phi^{back} - \phi^{face} \quad \text{at trailing edge} \quad (3.24)$$

を用いることにより $\Delta\phi$ を翼後縁のポテンシャルの差として表し未知数を N_B 個に減らすことができる。

(3.24) 式を考慮に入れると ϕ に関する連立方程式 (3.17) は行列を用いて以下のように表せる。

$$[A]\vec{x} = \vec{b} \quad (3.25)$$

ただし、

$$A_{ij} = \begin{cases} \delta_{ij} - C^*_{ij} & i \text{ が翼後縁のパネルでないとき} \\ \delta_{ij} - C^*_{ij} + W^*_{im} & i \text{ が翼後縁 } face \text{ 側のパネルのとき} \\ \delta_{ij} - C^*_{ij} - W^*_{im} & i \text{ が翼後縁 } back \text{ 側のパネルのとき} \end{cases} \quad (3.26)$$

$$x_i = \phi_i \quad (3.27)$$

$$b_i = \sum_{j=1}^{N_B} B^*_{ij} \cdot (\vec{U}_\infty \cdot \vec{n}_j) \quad (3.28)$$

であり、ここで

$$C^*_{ij} = C_{ij} + C'_{ij} \quad (3.29)$$

$$B^*_{ij} = B_{ij} + B'_{ij} \quad (3.30)$$

$$W^*_{ij} = W_{ij} + W'_{ij} \quad (3.31)$$

である。

3.3 Kutta の条件の反復計算

以上のようにして求まった (3.25) 式を解けば (3.17) 式の解 ϕ 及び $\Delta\phi$ が求まるが、Morino による Kutta の条件式 (3.24) 式では大迎角時や厚翼の場合等 3 次元性が強い場合には良い結果を与えないことが指摘されており、これを改善するために (3.24) 式を用いて得た解を初期値として圧力条件 (3.10) 式を収束条件として Newton-Raphson 法 [F] を用いて反復計算を以下のように行う。 まず (3.25) 式を $\Delta\phi_m$ が既知となったので (3.17) 式の $\Delta\phi_m$ の項を右辺に移項する。

$$\sum_{j=1}^{N_B} (\delta_{ij} - C^*_{ij}) \phi_j = \sum_{j=1}^{N_B} (B^*_{ij}) (\vec{U}_\infty \cdot \vec{n}_j) + \sum_{m=1}^{M_W} (W^*_{im}) \Delta\phi_m \quad (3.32)$$

以下 K+1 回目の計算時の連立方程式を行列で表すと

$$[A'] \vec{x} = \vec{b}' \quad (3.33)$$

となる。ここで

$$A'_{ij} = \delta_{ij} - C^*_{ij} \quad (3.34)$$

$$x_i = \phi_i \quad (3.35)$$

$$b'_i = B_i + \sum_{m=1}^{M_W} (W^*_{im}) \Delta\phi_m \quad (3.36)$$

ただし

$$B_i = \sum_{j=1}^{N_B} B_{ij}^* \cdot (\vec{U}_\infty \cdot \vec{n}_j) \quad (3.37)$$

また Δp を翼後縁における擾乱ポテンシャルの差 $\Delta\phi$ の関数であるとすれば

$$\Delta \mathbf{p} = \mathbf{f}(\Delta\phi) \quad (3.38)$$

と表すことができ、 $k+1$ 回目の計算で用いる $(\Delta\phi)^{(k+1)}$ は Newton-Raphson 法を用いて以下のように表される。

$$(\Delta\phi)^{(k+1)} = (\Delta\phi)^{(k)} - \mathbf{J}^{-1} \mathbf{f}(\Delta\phi)^{(k)} \quad (3.39)$$

$$(\Delta\phi)^{(k+1)} = (\Delta\phi)^{(k)} - \mathbf{J}^{-1}(\Delta \mathbf{p})^{(k)} \quad (3.40)$$

ここで \mathbf{J} はヤコビアン行列で

$$J_{i,j} = \frac{\partial(\Delta p_i)}{\partial(\Delta\phi_j)} \quad (3.41)$$

であるが、離散化された関数である Δp_i の微分値は、通常以下のように求められる。

$$f'(x) \simeq \frac{f(x+h) - f(x)}{h} \quad (3.42)$$

しかしここでは $f(x+h)$ にあたる $\Delta p_i(\phi+h)$ に当たるものがわかっていない。
そこで

$$\frac{\partial(\Delta p_i)}{\partial(\Delta\phi_j)} \simeq \frac{\Delta p_i^{(\alpha)} - \Delta p_i^{(k)}}{\Delta\phi_j^{(\alpha)} - \Delta\phi_j^{(k)}} \quad (3.43)$$

とし、以下のようにして $\Delta p_i^{(\alpha)}$ を求める。 i 番目の翼後縁パネルの $\Delta p_i^{(\alpha)}$ を求めるのには $j=i$ のとき

$$\Delta\phi_j^{(\alpha)} = (1 - \alpha)\Delta\phi_j^{(k)} \quad (3.44)$$

$j \neq i$ のとき

$$\Delta\phi_j^{(\alpha)} = \Delta\phi_j^{(k)} \quad (3.45)$$

$$\alpha = 0.01 \quad (3.46)$$

として新しく \vec{b}' を求める。すなわち

$$b'_i = B_i + \sum_{m=1}^{M_W} W_{i,m}^* \Delta\phi_m^{(\alpha)} \quad (3.47)$$

として (3.33) 式を解き、そのときの i 番目の翼後縁パネルの $\Delta p_i^{(\alpha)}$ を計算する。これを M_W 回繰り返すことによってすべての $\Delta p_i^{(\alpha)}$ が求まるので $J_{i,j}$ が以下のように決まる。

$$J_{i,j} = \frac{\Delta p_i^{(\alpha)} - \Delta p_i^{(k)}}{-0.01 \Delta \phi^{(k)}} \quad (3.48)$$

これによって (3.40) 式を用いれば $\Delta \phi_i^{(k+1)}$ が求まる。さらにここで得られた $\Delta \phi_i^{(k+1)}$ を用いて (3.33) を再び解く。

このときの \vec{b}' は

$$b'_i = B_i + \sum_{m=1}^{M_W} W_{i,m}^* \Delta \phi_m^{(k+1)} \quad (3.49)$$

ϕ_i を求めそこから $\Delta p_i^{(k+1)}$ を求める。ここで $\Delta p_i^{(k+1)} \simeq 0$ ならば計算をうち切り、そうでない場合は (3.40) を再び用いて反復計算を続行する。

3.4 流体力の計算

離散化された積分方程式 (3.16) 式を解くことにより得られた翼表面上の攪乱速度ポテンシャルから翼に働く流体力を求める。

まず得られた攪乱速度ポテンシャルを微分することによって流速を求めるが、ここでは境界条件式 (3.15) 式から翼に沿う速度成分だけを考えればよい。またこの攪乱速度ポテンシャルは離散的な値で与えられているためここでは物体表面に沿って二次関数となっていると仮定した柳沢の方法 [D] を用いた。

翼表面での流速がわかればベルヌーイの定理を用いて翼に働く圧力を次式により求められる。

$$p - p_\infty = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 - \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (3.50)$$

従って圧力係数は

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = 1 - \frac{u^2}{U_\infty^2} \quad (3.51)$$

となる。さらに圧力の前進方向成分を積分することにより推力の圧力成分が、また横行方向成分を積分することにより横力の圧力成分を求められる。推力係数 C_T , 横力係数 C_Y を圧力係数を用いて表すと以下ようになる

$$C_{T_p} = \frac{T_p}{\frac{1}{2} \rho V_y^2 S} = \frac{1}{S} \iint_{S_B} C_p n_x dS \cdot \frac{U_\infty^2}{V_y^2} \quad (3.52)$$

$$C_{Y_P} = \frac{F_{y_p}}{\frac{1}{2}\rho V_y^2 S} \frac{1}{S} \iint_{S_B} C_p n_y dS \cdot \frac{U_\infty^2}{V_y^2} \quad (3.53)$$

これに粘性摩擦による影響を考慮するために Prandtl-Schlichting の相当平板の摩擦抵抗の公式を用いて求めた摩擦成分を足し合わせる。すなわち

$$C_T = C_{T_P} - C_{T_f} \quad (3.54)$$

$$C_Y = C_{Y_P} + C_{Y_f} \quad (3.55)$$

となる。また推進効率 η は前進率 J を $J = \frac{V_a}{V_y}$ として

$$\eta = \frac{C_T}{C_Y} J \quad (3.56)$$

となる。

さらに翼としての性能を調べるための揚力及び抗力は

$$C_L = \{C_T \sin(\alpha + \beta) + C_Y \cos(\alpha + \beta)\} \frac{V_y^2}{U_\infty^2} \quad (3.57)$$

$$C_D = \{C_Y \sin(\alpha + \beta) - C_T \cos(\alpha + \beta)\} \frac{V_y^2}{U_\infty^2} \quad (3.58)$$

と表せる。

第4章 計算結果

4.1 概要

本来横行式翼列推進器では前後方向に並べた4枚の翼が左右に横行する作りとなっているが、翼間干渉を考慮に入れないで済む翼1枚のモデルとして数値計算を行いその結果と実験値の比較、また時系列による圧力変化の様子を検証する。

4.2 計算対象翼型

本研究では「エアロfoilブレードによる横行式翼列推進器の性能改善に関する研究」[29]で導入され、成功が報告されているNACA0012翼型を計算対象とした。

NACA0012翼型は

$$\frac{y_{\pm}}{c} = 5\frac{t}{c} \left\{ 0.29690\sqrt{\frac{x}{c}} - 0.126\frac{x}{c} - 0.3516\left(\frac{x}{c}\right)^2 + 0.2843\left(\frac{x}{c}\right)^3 - 0.1015\left(\frac{x}{c}\right)^4 \right\} \quad (4.1)$$

という式で最大翼厚比 $\frac{t}{c} = 0.12$ とした翼型で、横行式翼列推進器としては必須であるキャンバー無しすなわち対称翼型である。

翼の平面形状はアスペクト比の楕円翼である。

翼断面図を Fig.4.1 に、平面形状を Fig.4.2 に示す。

4.3 パネル分割

4.3.1 翼表面の分割方法

翼表面の分割については chord 方向に均等分割・cos 分割・前縁部のみを細かく分割したタイプ・そして halfcos 分割などがあげられるが、少ない分割数で精度の高い計算を行うためには前縁部と後縁部において、細かく中央部では粗めな分割の行われる分割法が

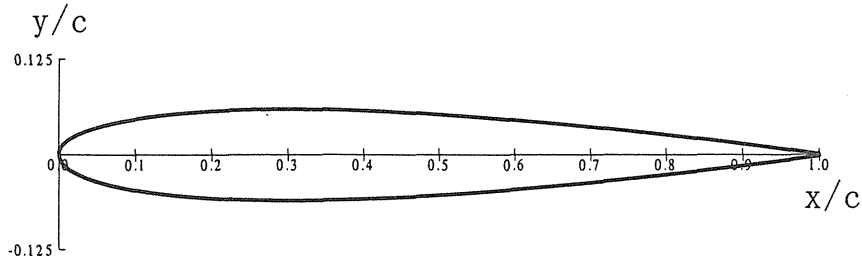


Fig. 4.1 Section shape of NACA0012

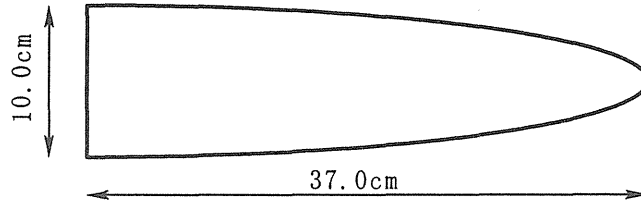


Fig. 4.2 Wing shape

望ましい。しかし \cos 分割では後縁部の分割が細くなり過ぎ、翼表面の流速を求める際に数値微分が不安定となり大きく乱れてしまう。そこで本研究においては halfcos 分割をベースに後縁部を少し細かく分割する分割方法を採用することとした。

翼を n 分割するとき、計算式は以下の通りである。

$$\frac{x(i)}{c} = \begin{cases} 1.0 - \cos\left(\frac{i-1}{n-2} \frac{\pi}{2}\right) & i \leq n-3, i = n-1, n+1 \\ \frac{x(n-3)+x(n-1)}{2} & i = n-2 \\ \frac{x(n-1)+x(n+1)}{2} & i = n \end{cases} \quad (4.2)$$

一方 span 方向に対しては翼端部が細かく分割できる halfcos 分割を採用する。また楕円翼では翼端部のパネルが三角形となってしまうが、本研究で用いる Morino の解析解では三角形パネルを計算できないため翼先端部を 1% 切り落としている。分割数は chord 方向に 20 分割 span 方向に 16 分割とした。

4.3.2 後流渦面の分割

通常のまっすぐな wake を持つ翼における定常状態の計算では wake の下流方向の分割数は意味を持たず、wake をどこでうち切るかによってのみ計算結果に違いが現れるが、ここで比較に用いる計算では、chord の 20 倍の長さまでとした。

一方本研究における wake は折れ曲がっているため、あらかじめ十分な周期分（長さ）の wake を必要としている。Fig.4.3 に wake の周期と計算結果の収束履歴を示す。

ここでは wake の長さを 5 周期分とした。

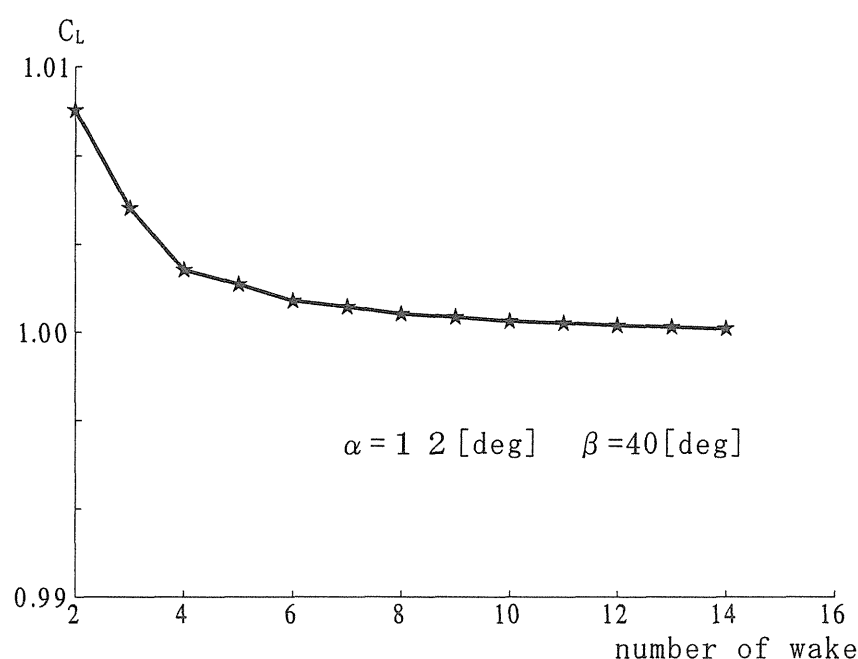


Fig. 4.3 Relation of C_L and Number of Wake

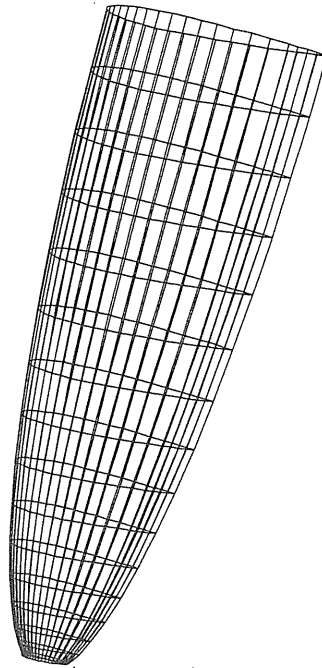
最終的に用いた翼分割図を Fig.4.4、Fig.4.5 にしめす。

4.4 時間ステップについて

本研究では準定常モデルを用い、各時刻ごとの推力及び横力を Simpson 則を用いて積分することによって力積をもとめ、そこから平均の力を求めている。

計算時の時間ステップの幅は小さいにこしたことはないが、計算にかかる時間が大きくなってしまい実用的ではない。

Fig.4.6 に半周期に対する分割数と計算結果の収束状況を示す。



span:16 chord:20 spaces

Fig. 4.4 Panel Arrangement of Wing

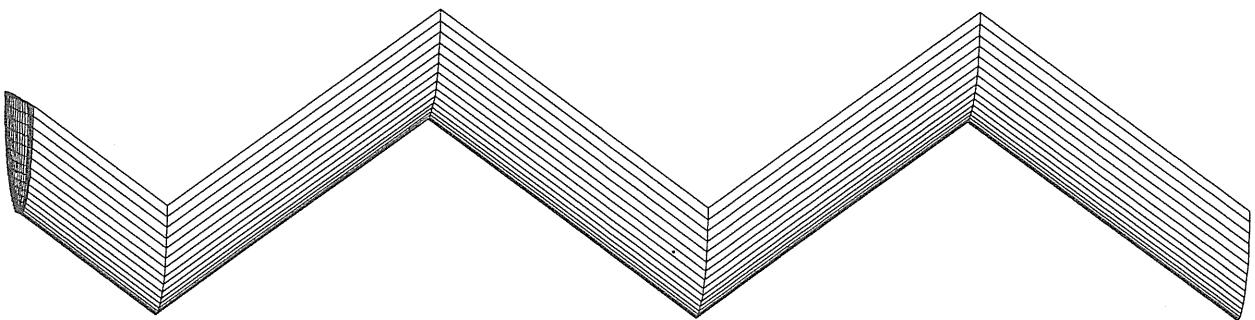


Fig. 4.5 Panel Arrangement of Wake

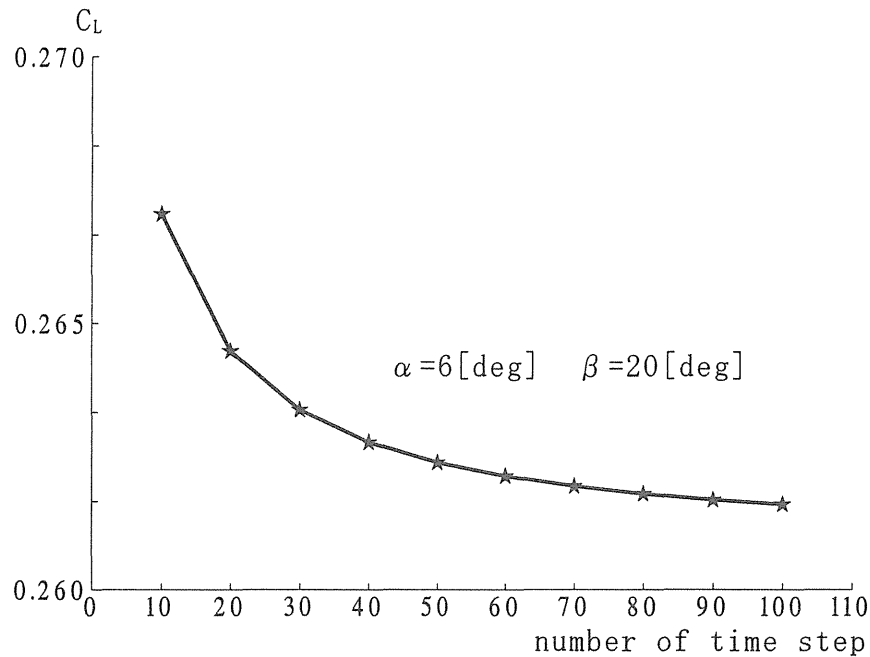


Fig. 4.6 Relaton of C_L and Dividing Number of Half Period

収束には 80 分割程度必要であることがわかるが、変化量は非常に微少な量であるので本研究では 20 分割を採用する。

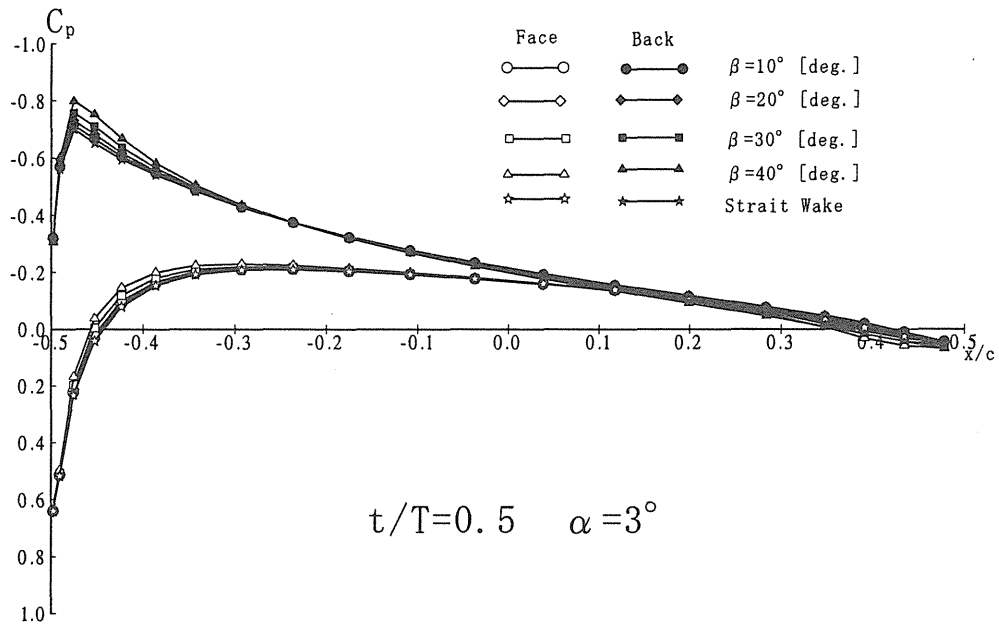
4.5 圧力分布

Fig.4.7～Fig.4.22 に翼の chord 方向での圧力分布の時間変化を示す。翼根部では正圧、負圧ともに時間変化に伴って前縁部で増加するが、後縁部の圧力はほとんど変化が見られない。

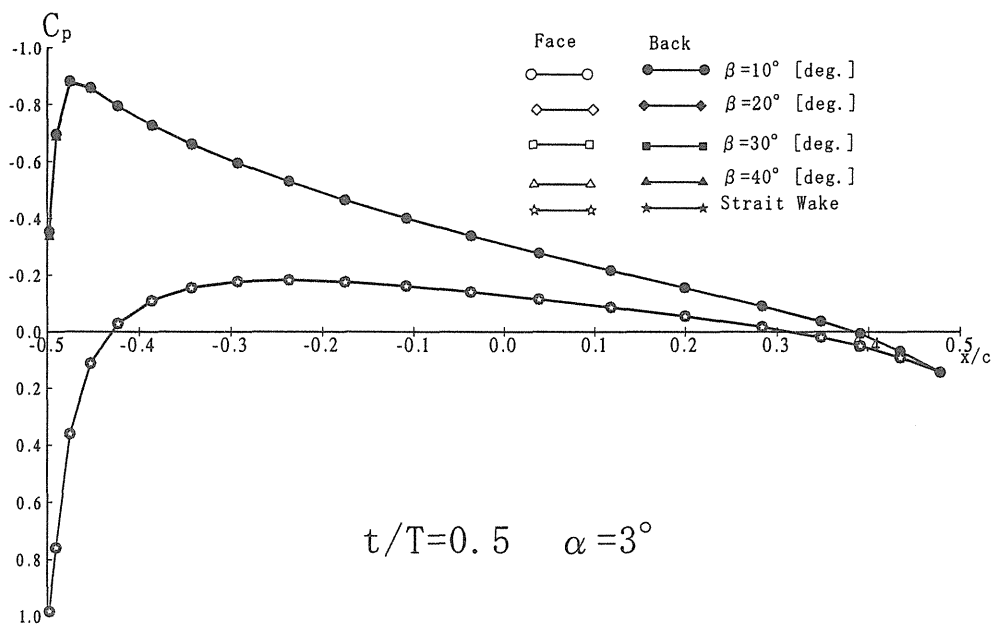
一方翼端部では back 面前縁部では負圧が一時的に増大され、そのピークは次第に前縁部に近づきながら最終的な値まで減少する。face 面でも同様な動きが見られるがこのときのピークの位置は後方に移動している。face 面後部では負圧が増加している。さらに翼後縁部での圧力は次第に負側へと変化していくことが本計算でわかった。

各迎角での時刻 $t/T=0.5$ における圧力分布と直進翼の圧力分布の比較を Fig.4.23～Fig.4.26 に示す。

翼根部ではどの開き角でも直進翼の圧力分布とほぼ一致しているのに対し翼端部ではより開き角が大きい場合ほど翼前縁部 face 側 back 側とも負側に動いていく。また翼端後縁部での直進翼との差が大きくなっていることがわかる。

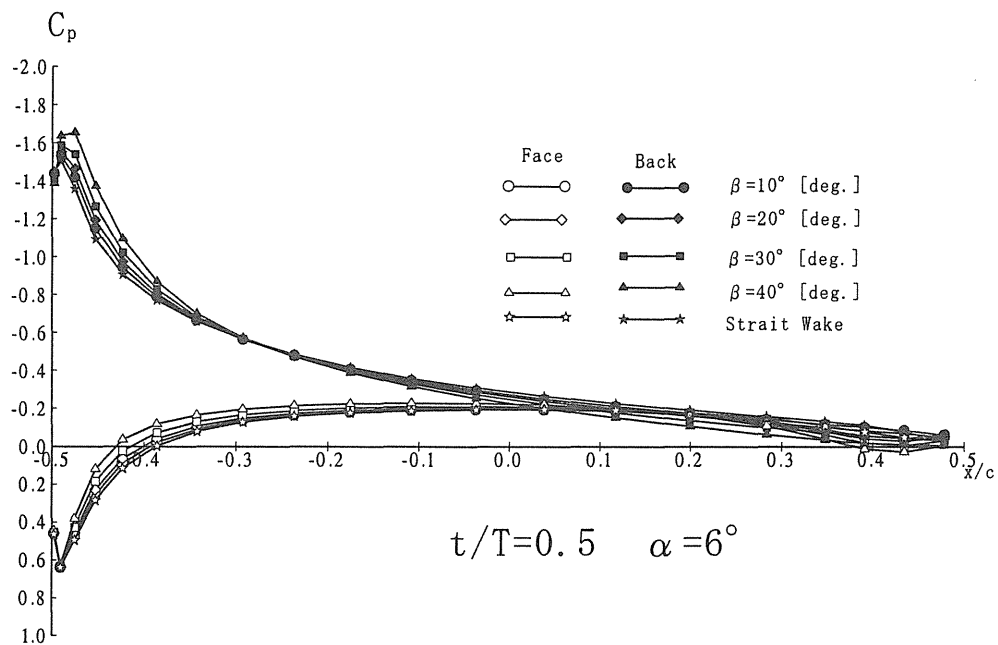


b) C_p at Tip of Wing

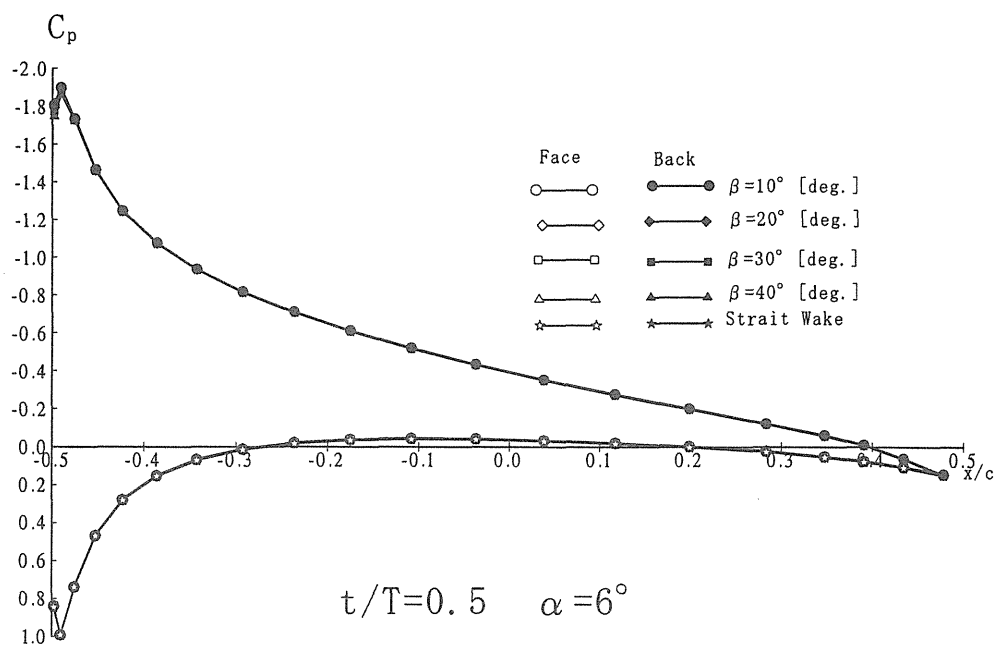


a) C_p at Root of Wing

Fig. 4.23 Comparison of pressure coefficients ($\alpha = 3^\circ$)

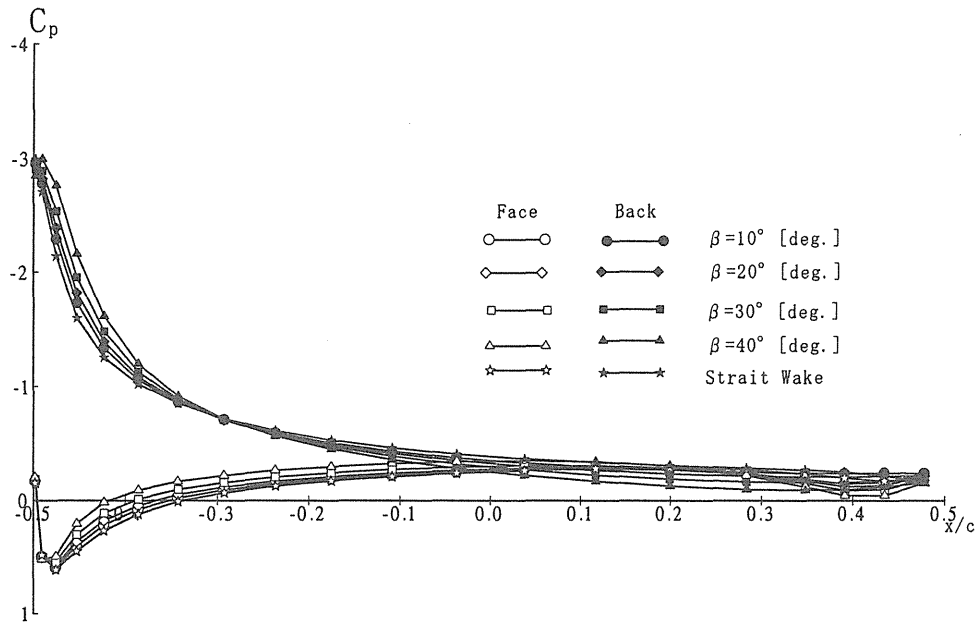


b) C_p at Tip of Wing



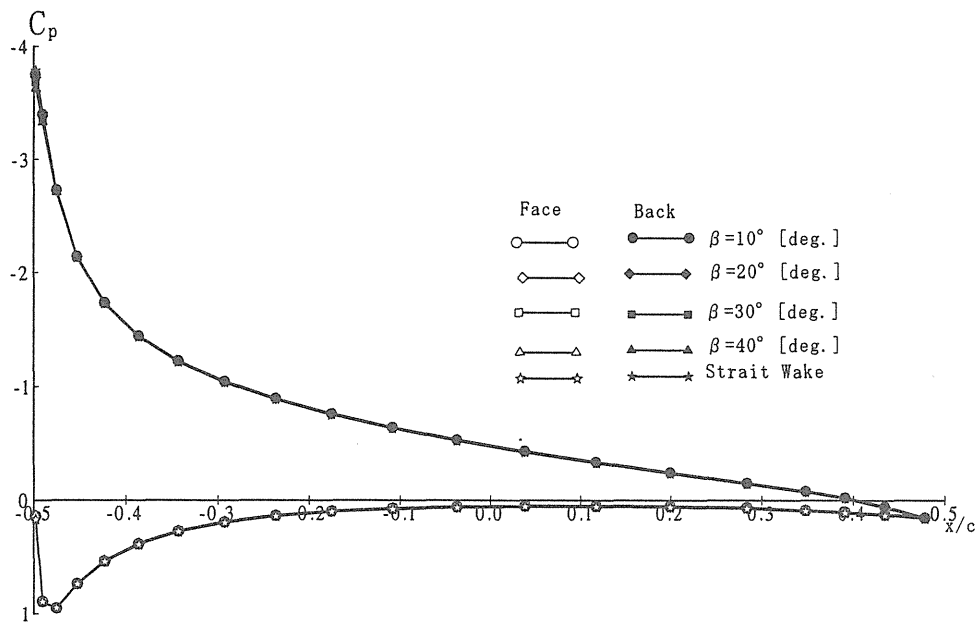
a) C_p at Root of Wing

Fig. 4.24 Comparison of pressure coefficients ($\alpha = 6^\circ$)



$t/T=0.5 \quad \alpha=9^\circ$

b) C_p at Tip of Wing



$t/T=0.5 \quad \alpha=9^\circ$

a) C_p at Root of Wing

Fig. 4.25 Comparison of Pressure Coefficients ($\alpha = 9^\circ$)

4.6 揚力及び抗力

圧力分布の積分結果である揚力と抗力の時間変化の様子を Fig.4.27, Fig.4.28 に示し、迎角に関する変化を Fig.4.33～Fig.4.40 にしめす。揚力は反転直後に大きな値を示し直後に大きく落ち込んだ後、時刻とともに増加傾向をしめし、圧力抵抗は反転直後に低い値を取りその後いったん上昇してから減少傾向を示しながらともにある一定値に漸近する。この一定値は開き角 10 度において通常のまっすぐに wake を伸ばした計算結果と一致し、開き角が大きくなるに従って離れている。また、反転直後の衝撃的な力も開き角が大きいほど大きい。

4.7 推力と横力

本計算法を用いて求められた推力及び横力の圧力成分の時間変化を Fig.4.29～Fig.4.32 に示す。横力は右行時と左行時で、正負が反対となるが、本研究では横力の平均値としては絶対値を取ったものとしている。

両力とも反転後にいったん落ち込み、その後ある一定値へと漸近していくが、揚力・抗力ほど大きな衝撃力は発生していない。また、開き角が大きなものほど、wake からの影響を受けて漸近するのが遅くなっているのがわかる。

4.8 特性曲線

Fig.4.33～Fig.4.40 に本計算で得られた効率、推力と横力、揚力と抗力と、1998 年度の本学における実験値（横行速度 0.2m/sec 及び 0.3m/sec）との比較図を示す。

開き角 10 度では、推力・横力ともに実験値に比べて大きな値となっているが開き角が大きくなるに従って実験値と一致してくる特に横力は開き角 20 度でほぼ一致している。両横行速度とも開き角 30 度がもっともよい一致を見せるが開き角 40 度では高迎角の部分で推力が一致しなくなっている。

開き角 10 度が実験値と大きく離れているが、これは本研究はポテンシャル理論を用いているために横行、反転時に発生する渦を十分にシミュレートできていないためと考えられる。また開き角の小さい場合パネル法で得意とする低迎角域は、実験では高速領域となり、正確な計測が難しいことも原因の一つと考えることができる。

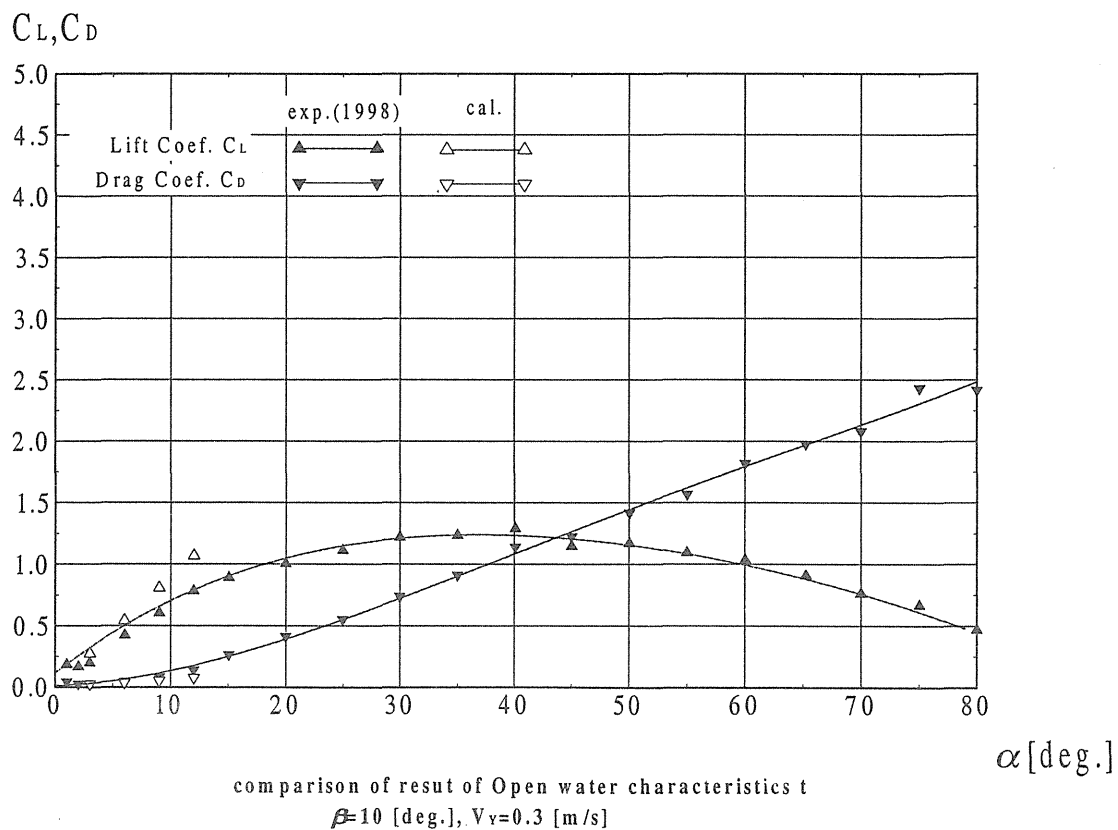
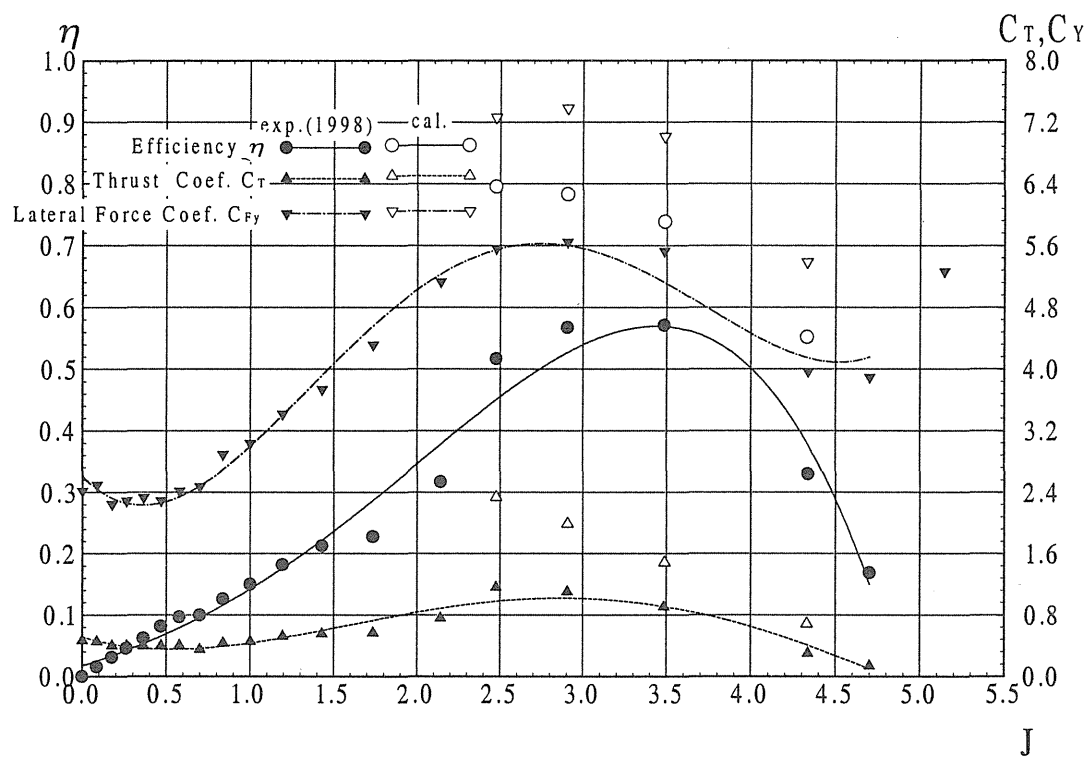


Fig. 4.37 Comparison of Coefficients

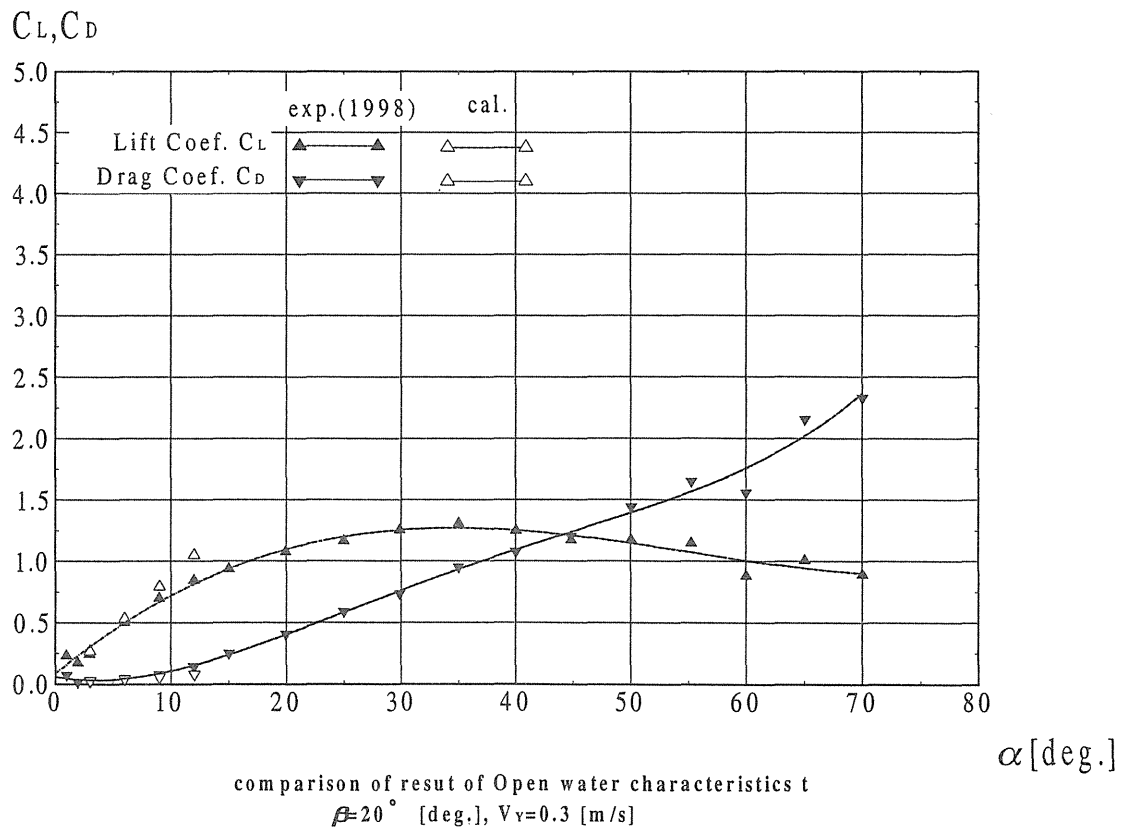
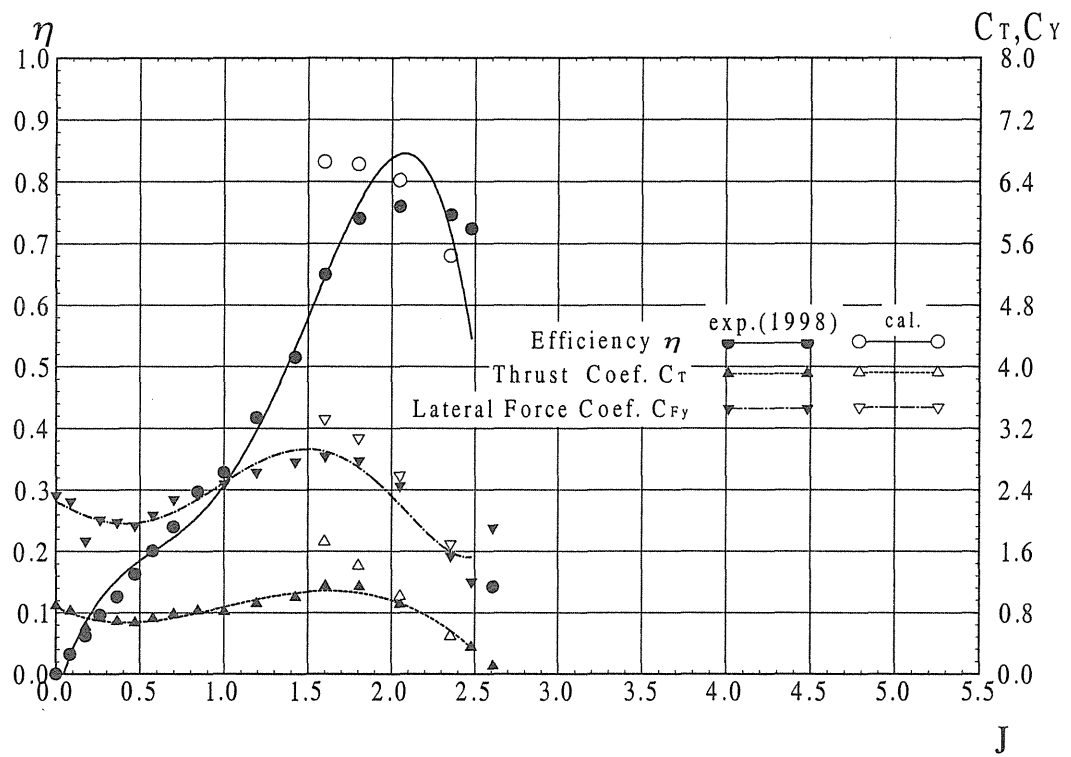


Fig. 4.38 Comparison of Coefficients

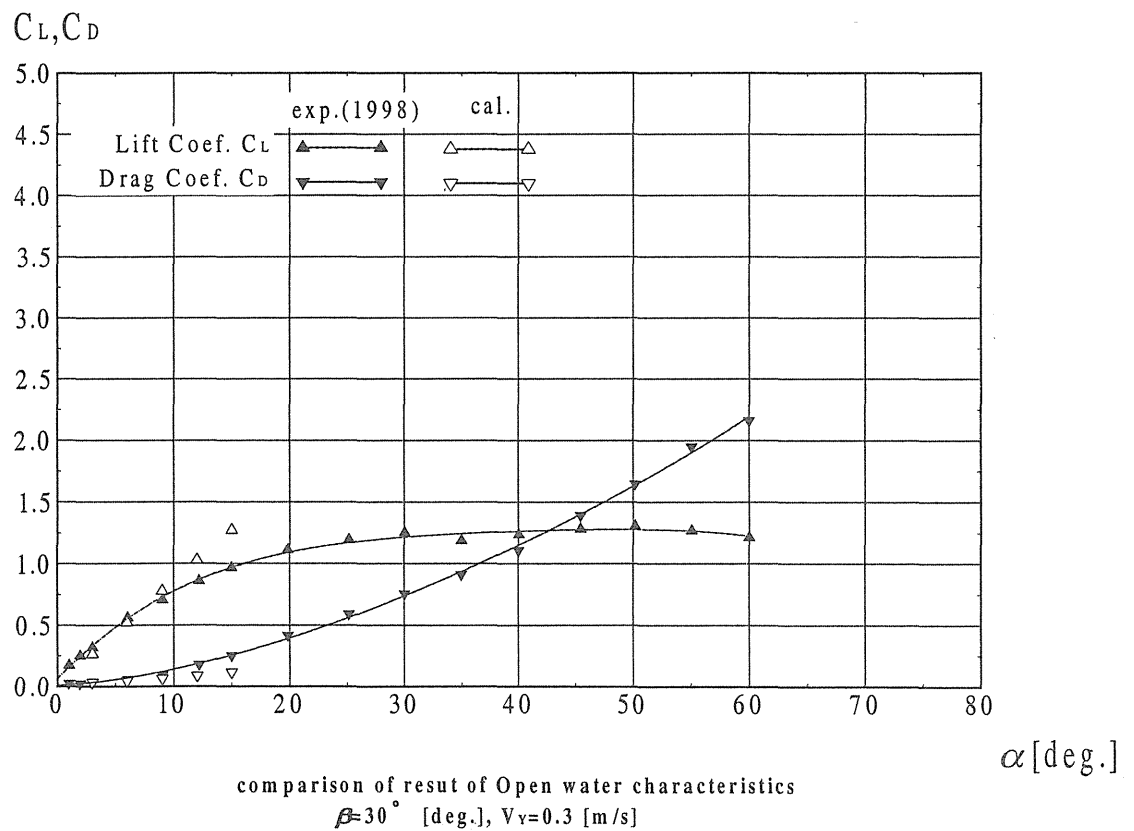
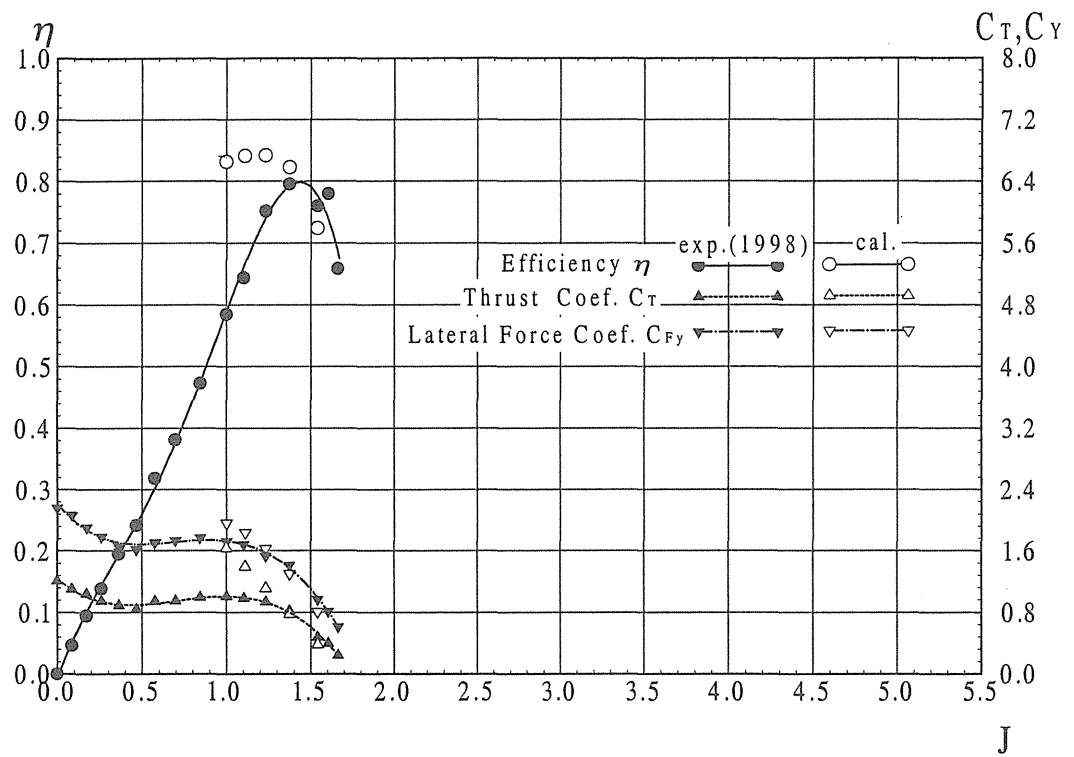


Fig. 4.39 Comparison of Coefficients

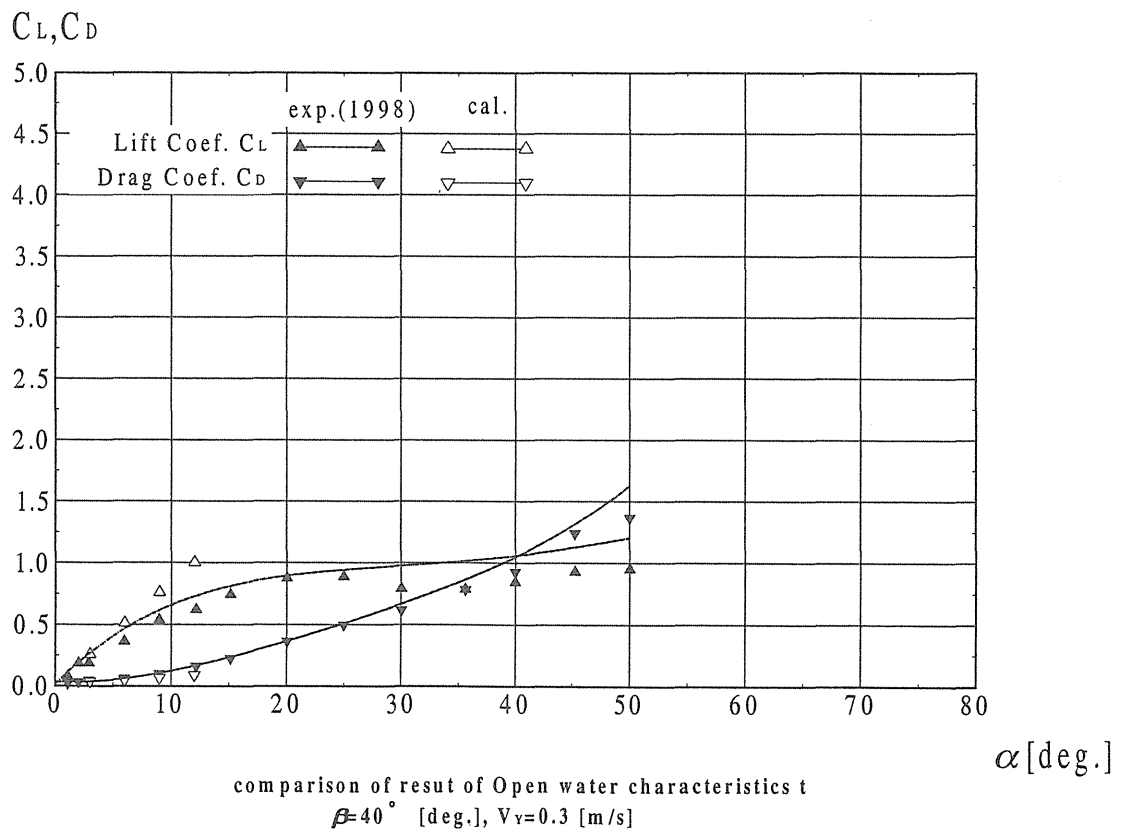
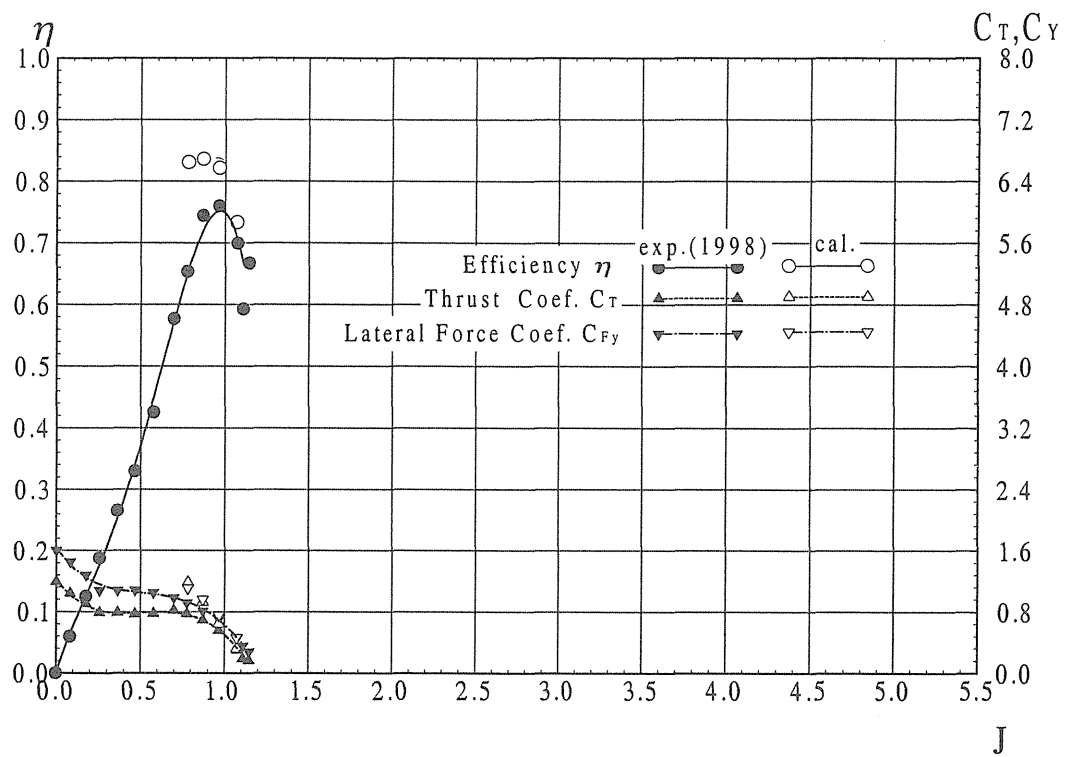


Fig. 4.40 Comparison of Coefficients

4. 横行式翼列推進器による模型船自航試験

第3章 解析方法

3.1 解析方法概要

本実験では、三分力検出器からの出力をアンプ、A/D変換器を通してコンピュータに取り入れデジタル値で記録し、それより推進器の性能を表す各係数を計算することにより解析を行った。

A/D変換後の記録データは非常に膨大な量になるため、反転部分の衝撃値のカット、平均値計算は解析プログラムを使用、また各種係数の計算、実験値の当てはめ及びグラフの作成は解析ソフトにより行った。

検出器からの出力はアンプを通して増幅されるわけであるが、その際A/D変換器の定格入力電圧が5Vであること、およびモーター回転数が低く開き角が小さいときに比べ回転数が高く開き角が大きいときの方が各検出値が高い値にであることを見越してアンプの出力電圧を設定する必要がある。また実験データに一貫性を持たせるためアンプの倍率を常に一定にし、実験中に変更しないことが望ましいと思われる。

推進器の前進速度として曳引台車の対地速度を用いた。これは周波数カウンターボードを通して読み取り、整定した値を推進器の前進速度とした。

3.2 推力と横力

本実験では三分力検出器により推進器と取り付け器の間に働く、推進器前進方向およびこれに垂直な方向の力を計測する。これをそれぞれ推力、横力と見なした。ここで、推力は推進器を前進させる力である。横力は翼が流体を漕ぐための力である。言い換えれば推進器が翼を横行させる為に生じた力である。よってこれらの推力、横力を計測すれば、翼が流体にした仕事および推進器が翼にした仕事ができる。これにより本推進器の推進器効率を求めることができる。この効率はプロペラの場合単独状態に於ける推進器効率に相当する。

3.5 各係数の算出

3.5.1 単独性能試験

単独性能試験より推力 $T(kg)$ 、横力 $F_Y(kg)$ 、前進速度 $V_a(m/s)$ の実験値と、開き角 $\beta(deg.)$ 、駆動軸回転数 $n(r.p.s.)$ 、翼面積 $S(m^2)$ という設定条件、及び水温と Table.A.3 より求めた水の密度 $\rho(kg \cdot s^2/m^4)$ から以下のようにして各係数を算出する。

推力 : $T(kg)$ 横力 : $F_Y(kg)$ 推進器の前進速度 $V_a(m/s)$
翼面積 : $S(m^2)$ 駆動軸ピッチ : $P(m)$
駆動軸回転数 : $n(r.p.s.)$ 水の密度 : $\rho(kg \cdot s^2/m^4)$

$$\text{横行速度 : } V = nP (m/s)$$

$$\text{前進率 : } J = \frac{V_a}{V}$$

$$\text{推力係数 : } C_{T_o} = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho V^2 S}$$

$$\text{横力係数 : } C_{F_Y} = \frac{F_Y}{\frac{1}{2}\rho V^2 S}$$

$$\text{単独推進器効率 : } \eta_{op} = \frac{C_{T_o} J}{C_{F_Y}}$$

3.5.2 抵抗試験

抵抗試験より全抵抗 $R(kg)$ 、前進速度 $U(m/s)$ の実験値、模型船長 $L_m(m)$ 、模型船浸水面積 $S_m(m^2)$ 、アウトリガー長 $L_o(m)$ 、アウトリガー浸水面積 $S_o(m^2)$ 及び水温と Table.A.3 より求めた水の密度 $\rho(kg \cdot s^2/m^4)$ 、動粘性係数 ν から以下のようにして各係数を算出する。

全抵抗 : $R(kg)$ 前進速度 : $U(m/s)$

船長 : $L(m)$ 浸水面積 : $S(m^2)$

添え字は主船体を m、アウトリガーを o とする。

レイノルズ数 : R_n 水の密度 : $\rho(kg \cdot s^2/m^4)$ 動粘性係数 : ν

$$\text{レイノルズ数 : } R_n = \frac{UL}{\nu}$$

$$\text{全抵抗係数 : } C_t = \frac{R}{\frac{1}{2}\rho U^2 (S_m + S_o)}$$

Schoenherr の公式より

$$\text{摩擦抵抗係数の初期値} : C_f = \frac{0.4631}{(\log_{10} R_n)^{2.6}}$$

初期値を Schoenherr の乱流式に代入し Raphson 法により

$$\frac{0.242}{\sqrt{C_f}} = \log_{10}(R_n \times C_f)$$

$$\text{摩擦抵抗} : R_f = \frac{1}{2} \rho U^2 S C_f$$

$$\text{剰余抵抗} : R_r = R - R_{fm} - R_{fo}$$

$$\text{剰余抵抗係数} : C_r = \frac{R_r}{\frac{1}{2} \rho U^2 S}$$

3.5.3 自航試験

自航試験より推力 $T(kg)$ 、横力 $F_Y(kg)$ 、模型船の前進速度 $U(m/s)$ 、駆動軸回転数 $n(r.p.s.)$ の実験値と、開き角 $\beta(deg.)$ 、翼面積 $S(m^2)$ という設定条件、及び水温と Table.A.3 より求めた水の密度 $\rho(kg \cdot s^2/m^4)$ から以下のようにして各係数を算出する。

$$\begin{array}{lll} \text{推力} : T (kg) & \text{横力} : F_Y (kg) & \text{模型船の前進速度} : U(m/s) \\ \text{翼面積} : S (m^2) & \text{駆動軸ピッチ} : P (m) & \text{伴流率} : w \\ \text{駆動軸回転数} : n (r.p.s.) & \text{水の密度} : \rho (kg \cdot s^2/m^4) & \end{array}$$

$$\text{横行速度} : V = nP (m/s)$$

$$\text{推力係数} : C_{T_s} = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho V^2 S}$$

推力一致法より、自航試験時の J 、及び伴流中における推進器の前

前進速度 V_a を読み取る。

$$\text{船後推進器効率} : \eta_b = \frac{C_{T_s} J}{C_{F_Y}}$$

$$\text{伴流係数} : 1 - w = V_a / U$$

抵抗試験の結果から、模型船の前進速度が等しいときの抵抗値 R を読み取る。

$$\text{推進効率} : \eta_{sp} = \frac{EHP}{DHP} = \frac{RU/75}{F_Y V/75}$$

第4章 実験結果及び考察

4.1 実験結果

4.1.1 単独試験

単独試験結果により得られたデータを前章に従って解析した結果を Fig. B.1 の各グラフ(以降、基本図と呼ぶ)に、その解析した値を Table B.1 に示す。それぞれの基本図はある開き角と横行速度のグラフである。横軸に前進率をとり、推力係数、横力係数及び推進効率を表すことによって、推進器としての単独性能を評価することを目的とした図である。これは最小二乗近似を利用し最適と思われる関数を用いて当てはめを行っている。

ひとつの開き角に対して、各横行速度における推力係数を最小二乗近似したものを Fig. B.2 に示す。

4.1.2 抵抗試験

抵抗試験結果により得られたデータを前章にしたがって解析した結果を Fig. C.1、解析した値を Table C.1 に示す。Fig. C.1 は、全抵抗係数と剰余抵抗係数のグラフである。横軸にフルード数、縦軸に全抵抗係数と剰余抵抗係数を表す。また Fig. C.2 は横軸に模型船の前進速度、縦軸に全抵抗値を示したものである。これは3回同じ条件で計測したものを最小二乗近似で表したものである。

4.1.3 自航試験

単独試験と自航試験において各検出器から得られたサンプリングデータのタイムヒストリーを Fig. D.1 に示す。いずれも推力、横力の時間による変化を表したものである。開き角、迎角、横行速度が近いものを選び比較している。黒色のグラフが推力、赤色が横力であり、緑色の部分は翼の反転の衝撃をカットし解析に用いた部分である。自航試験結果から得られたデータを前章に従って解析した結果を Fig. D.2 に、解析した値を Table D.1 に示す。Fig. D.2 はある開き角における推進効率 η_{sp} 、船後推進器効率 η_b 、単独試験より求められた単独推進器効率 η_{op} を表し横軸に前進率をとっている。推進器の流入速度 V_a と模型船の前進速度 U より有効伴流係数 V_a/U のグラフを開き角別に表したものを Fig. D.3 に示す。これは横軸にフルード数、縦軸に伴流係数をとり開き角別の伴流の傾向が見られる。また、Fig. D.4 に迎角の変化を示す。横軸を前進率、縦軸を迎角とし前進率による迎角の違いがわかるグラフとなっている。

4.2 考察

4.2.1 単独性能試験

昨年度の確認のために単独試験を行った結果、効率の面では全体的に今年度のほうが低く、最大効率は0.607となった。推力係数、横力係数、効率の傾向は似ていて、効率は迎角が 9° から 12° のあたりでピークとなりそこから迎角が小さくなるにつれて効率が下がっている。また、自航試験のために推進器の進行方向を逆に設定してから、開き角に関わらず横行速度が $0.15[\text{m/s}]$ のときは昨年度と比べて推力が低く横行速度が大きいため効率が低くなっている。

4.2.2 自航試験

横行速度が同じでも開き角が小さい方が模型船の前進速度は大きくなることがわかる。これは開き角による迎角の違いによるものである。開き角によって前進率 J が変わってくるのは、*Fig. D.3.1*、*Fig. D.3.2*、*Fig. D.3.3*に表した伴流係数が関係していると思われる。伴流率を $1 - V_a/U$ とすると20度では0.8以上、30度では0.7~0.8、40度では0.4~0.6となっていることが今回行った実験で前進率に差が生じた原因の一つではないだろうか。また、推進効率 η_{sp} が船後推進器効率や単独推進器効率よりも大きく出た結果に関しても伴流の影響があると思われる。推進効率は $\eta_{sp} = \eta_b \eta_h$ で表され η_h は船殻効率と呼ばれるもので $\eta_h = (1 - t)/(1 - w_e) = (R/T)/(V_a/U)$ で表される。本実験で考えられる船殻効率は*Fig. D.2.1.1*~*Fig. D.2.3.5*からわかるとおり約0.8~5.0となった。この値は通常では1.0~1.5となることからやはり船殻効率にも流入速度 V_a や伴流の影響が出ていると言える。

推進器の横行速度が $0.32[\text{m/s}]$ までしか出せないのも模型船の最高前進速度は $0.38[\text{m/s}]$ となった。自航試験では模型船の抵抗が大きいため推進器による推力が大きく、単独試験での推進器による推力の最大値にほぼ等しくなっている。これは自航試験で今回の実験で出た以上の前進率を出ないことを意味する。また、迎角のグラフからわかるように、翼の失速角が 20° なのに対して自航試験での迎角はほぼ 20° 以上となっている。これは単独試験で最大効率が迎角 9° から 12° のあたりで出たことも考えると、やはり単独試験時に最大効率を発揮した前進率での自航試験は本研究に用いた模型船、推進器では不可能であると言える。

今回の実験では、 L_{pp} が4mの模型船を用いたがこの模型船が大きい上にアウトリガーを取り付けたため抵抗が大きくなり、この推進器はそれ以上の推力を出すことが出来ないため今回の模型船と推進器の組み合わせは適当ではなかったといえる。しかし、推進器の重量を考えると排水量の大きい模型船でなければならず、翼による模型船のローリング・ヨーイングを考慮するとアウトリガーを付けざるを得なかったのである。よって、今後推進器の改良が求められる。推進器自体の軽量化、反転時の振動による影響を除くために反転前後で迎角が緩やかに変化するように横行速度を制御するなど、抵抗の小さい船に対応した推進器としての発展も可能であると思われる。

また、翼の横行による模型船のローリング・ヨーイングを軽減させるために、翼を互い

違いに反対向きに横行させる、あるいはこの推進器を並列に設置しお互いの反対方向に横行させるなどの工夫が必要となるだろう。

4.2.3 アウトリガーに関する考察

今回の実験で使用したアウトリガーは、模型船のローリングを防ぐという点ではロール角が $1.3^{\circ}\sim 1.5^{\circ}$ に抑えられ良い結果になったと思われる。しかし、計算、作製の容易さから形状を長方形にしたことは抵抗を増大させ、アウトリガーが発生させる波は船後の伴流や推進器効率に悪く影響したとも考えられる。アウトリガーの形状を流線型にする、ビームをもっと長くし推進器に後流が影響しないようにする等、改良の余地があった。本研究に用いたアウトリガーの形状は *Fig. A.3*、*Fig. A.4*、*Photo. 3* に表される。

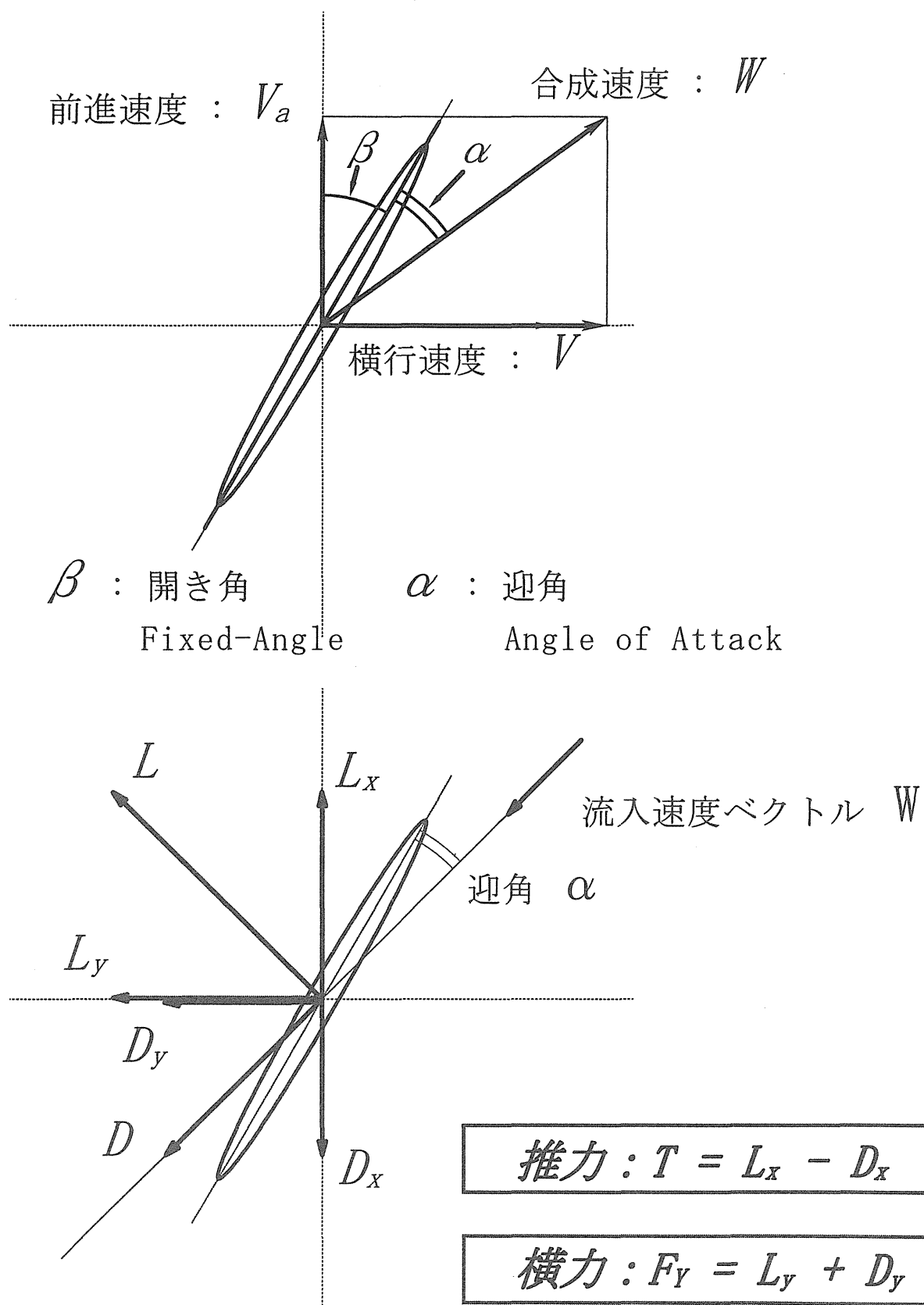


Fig.A.1 推力発生のおくみ

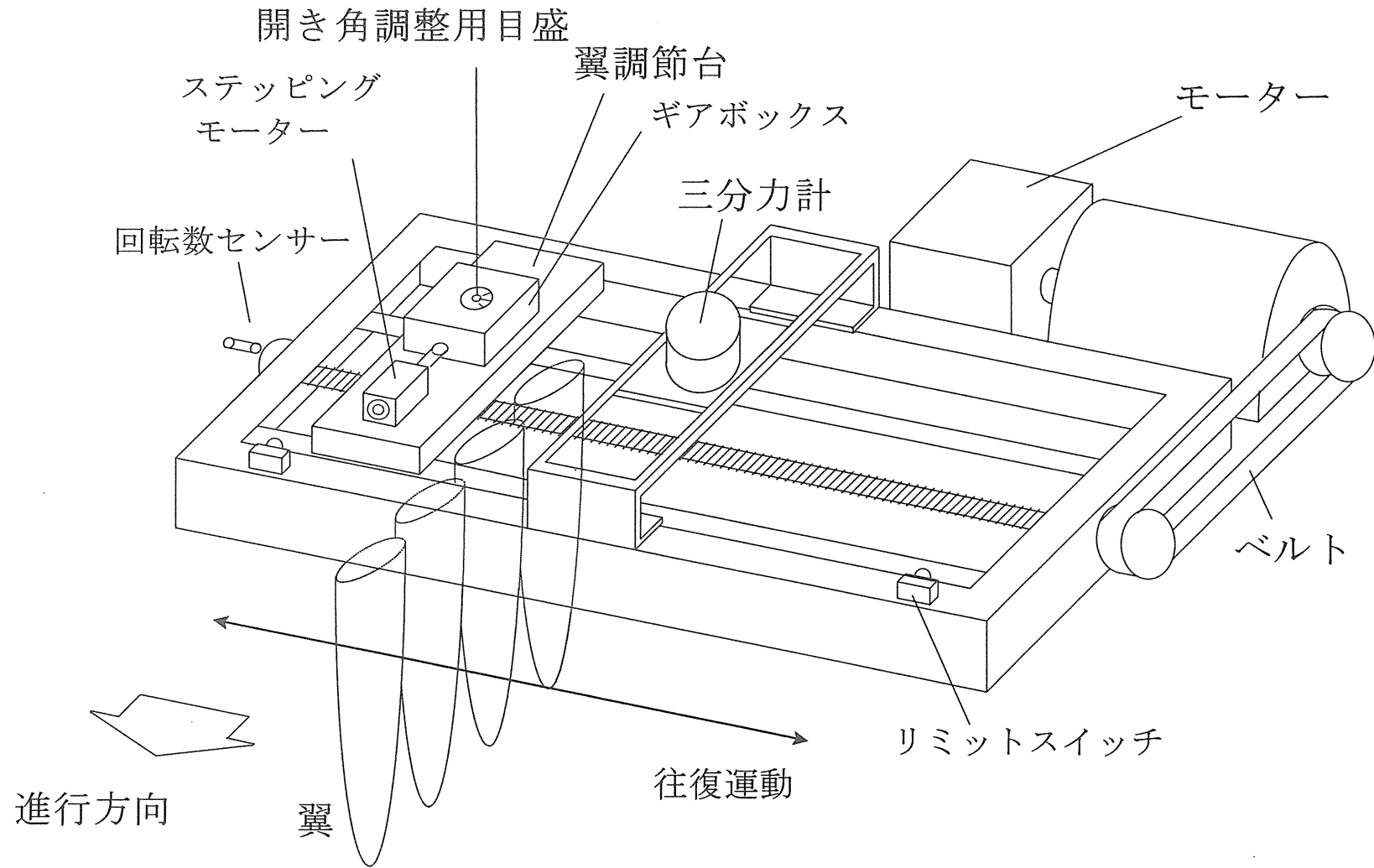


Fig.A.2 横行式翼列推進器概略図

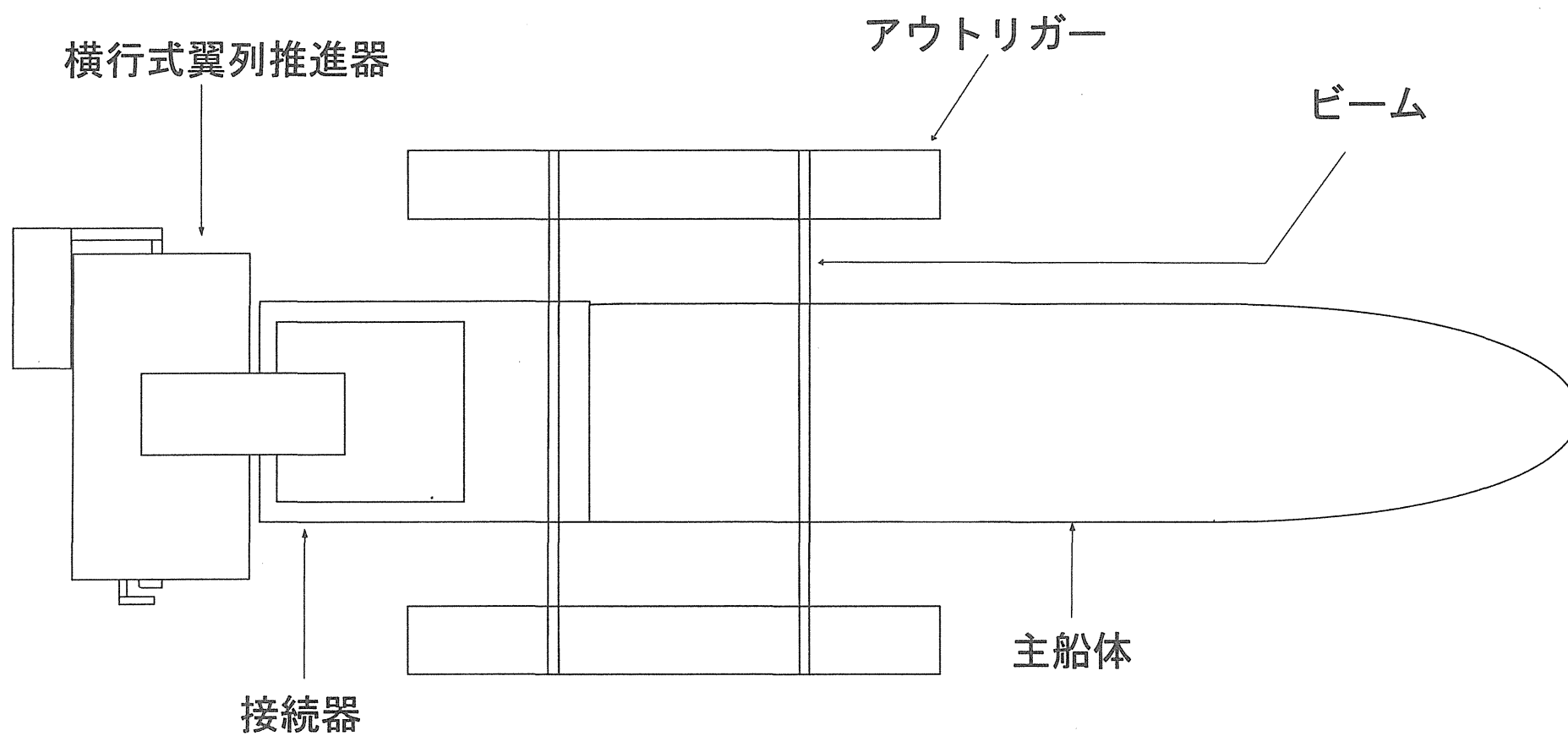


Fig. A. 3 模型船概略図

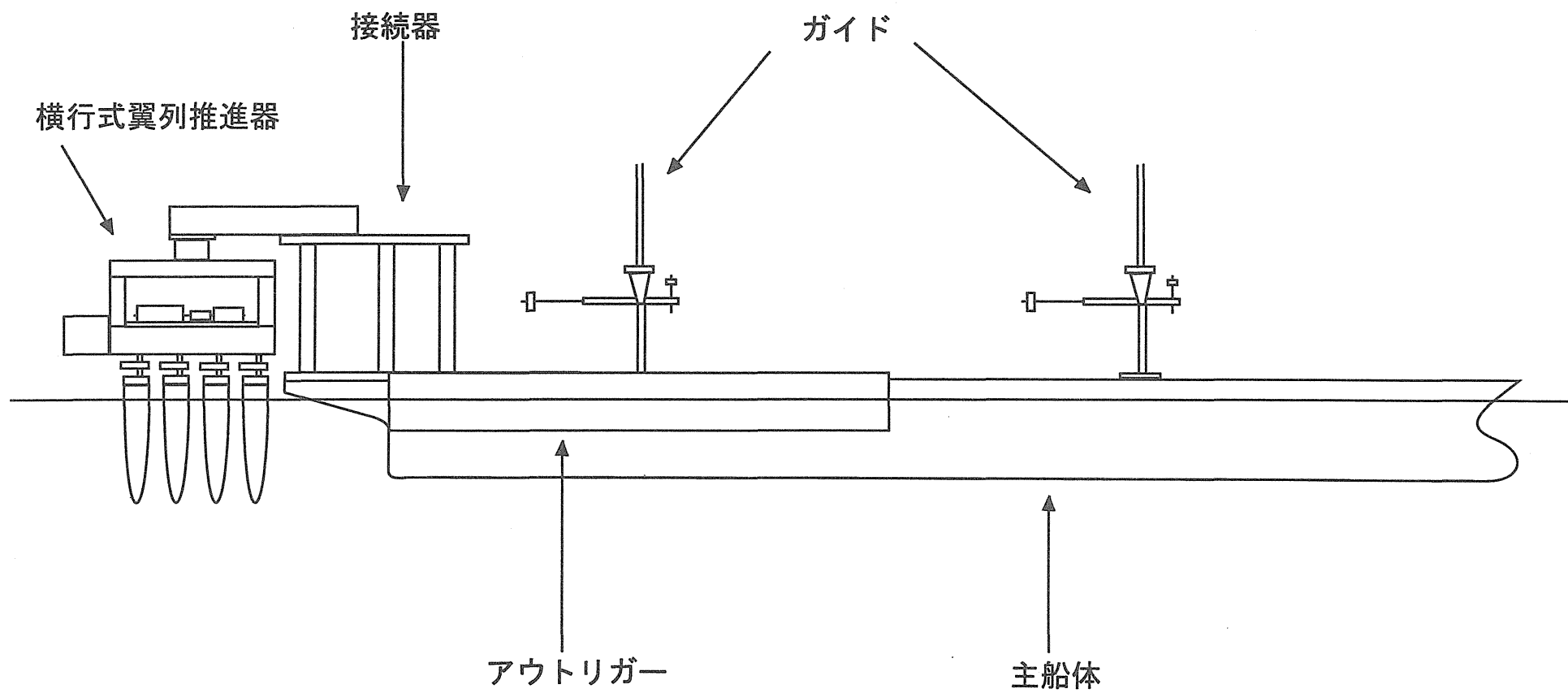


Fig. A. 4 模型船側面図

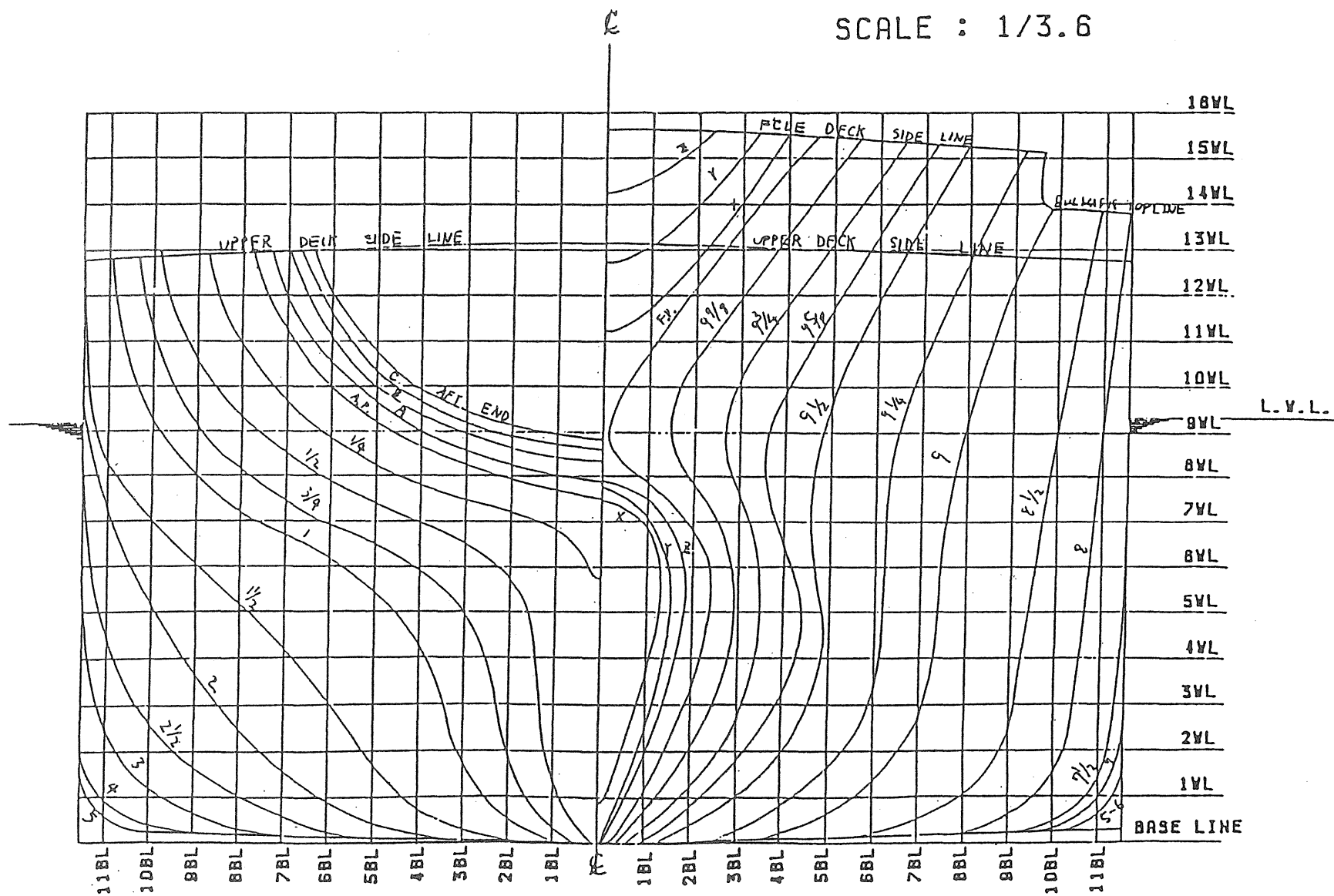


Fig. A. 5 線図

Table A.1: 模型船主要目

LENGTH BETWEEN PERPENDICULARS (垂線間長)	$L_{pp}(m)$	4.000
LENGTH AT DESIGNED LOAD WATER LINE (計画満載吃水線長)	$L_{WL}(m)$	4.116
BREADTH (全幅)	$B(m)$	0.666
DEPTH (深さ)	$D(m)$	0.350
DRAFT (吃水)	$d(m)$	0.268
VOLUME OF DISPLACEMENT (排水容積)	$V(m^3)$	0.557
WETTED SURFACE (浸水面積)	$S(m^2)$	4.123
BLOCK COEFFICIENT (方形係数)	C_b	0.780
PRISMATIC COEFFICIENT (柱形係数)	C_p	0.794
MIDSHIP SECTION COEFFICIENT (中央横断面係数)	C_m	0.982
WATER PLANE COEFFICIENT (水線面係数)	C_W	0.897
L_{pp}/B	6.009	
B/d	2.484	

Table A.2: アウトリガー主要目

LENGTH OF OUTRIGGER (全長)	$L(m)$	1.600
BREADTH (全幅)	$B(m)$	0.200
DEPTH (深さ)	$D(m)$	0.180
DRAFT (吃水)	$d(m)$	0.100
LENGTH OF BEAM (ビーム長)	$e(m)$	0.700

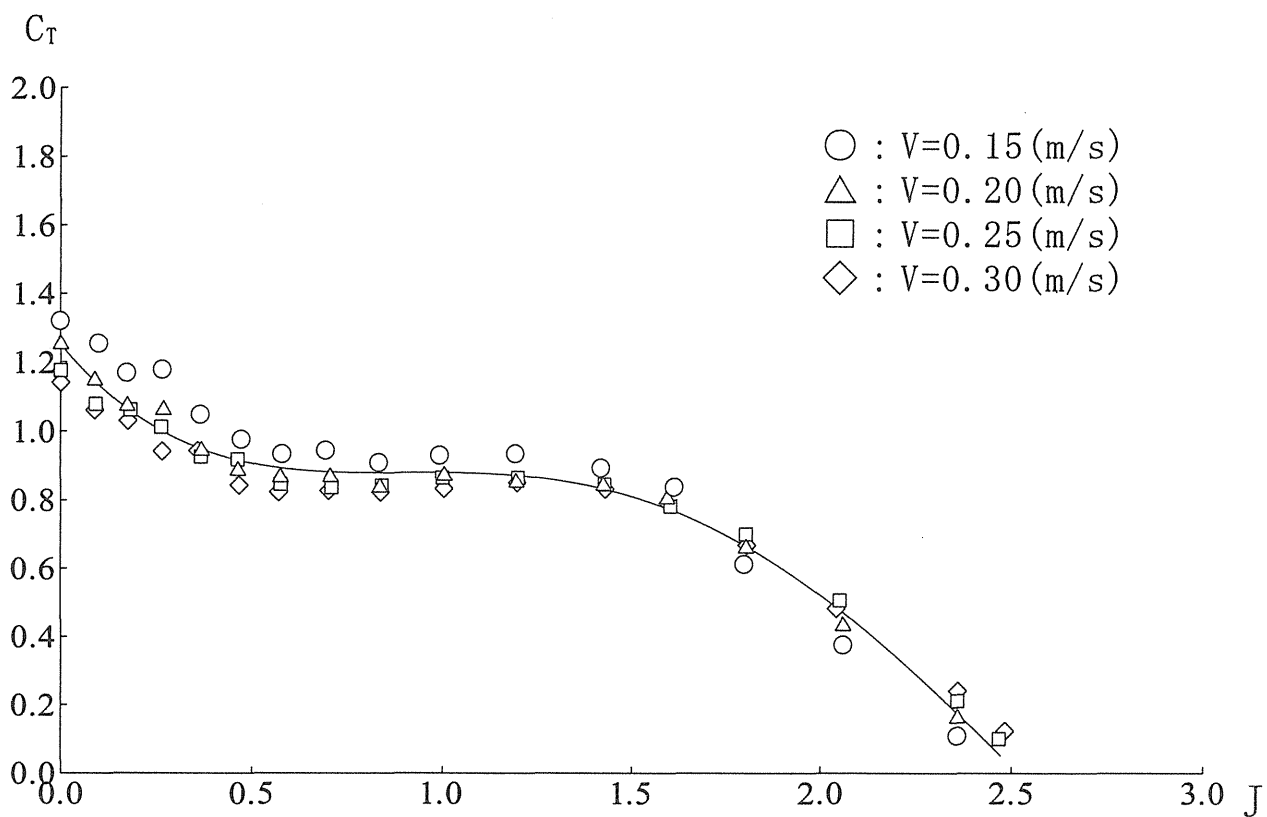


Fig.B.2.1 J- C_T $\beta=20[\text{deg.}]$

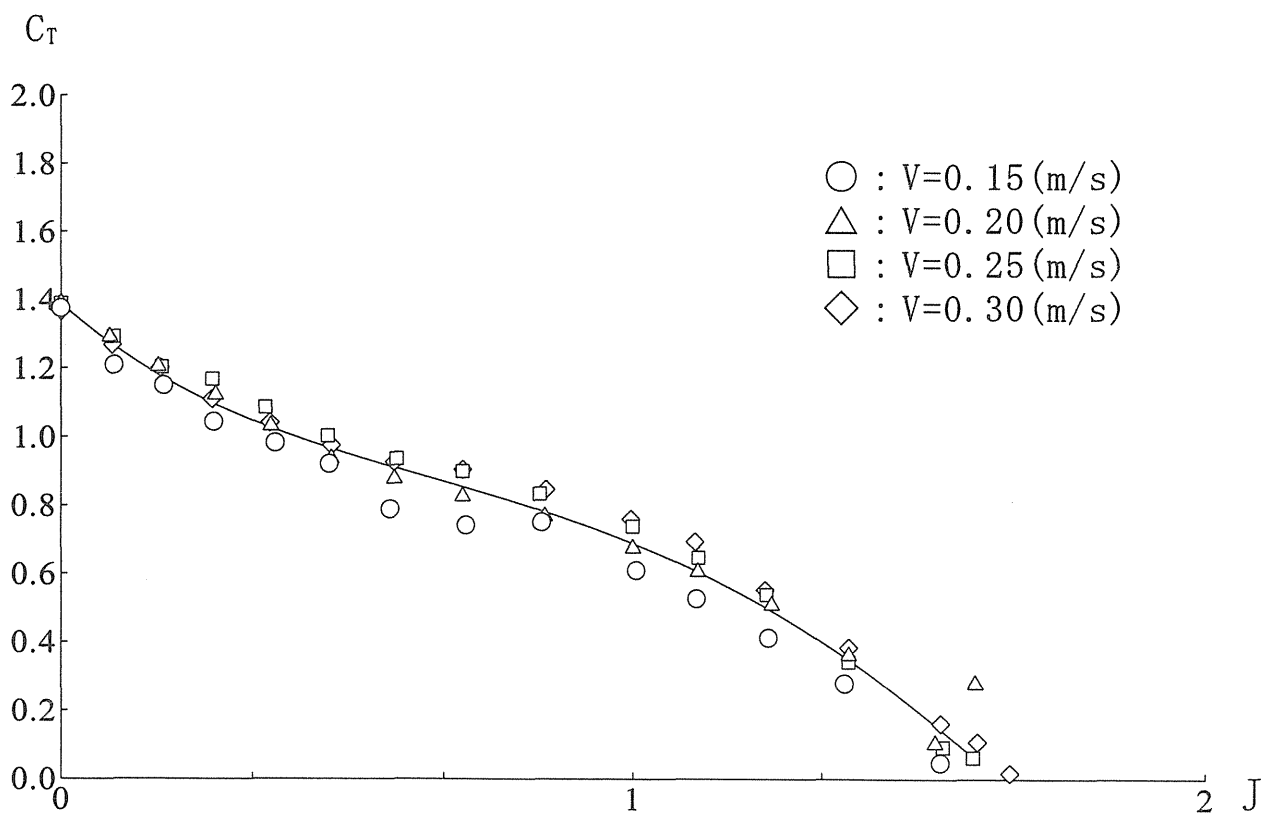


Fig.B.2.2 J- C_T $\beta=30[\text{deg.}]$

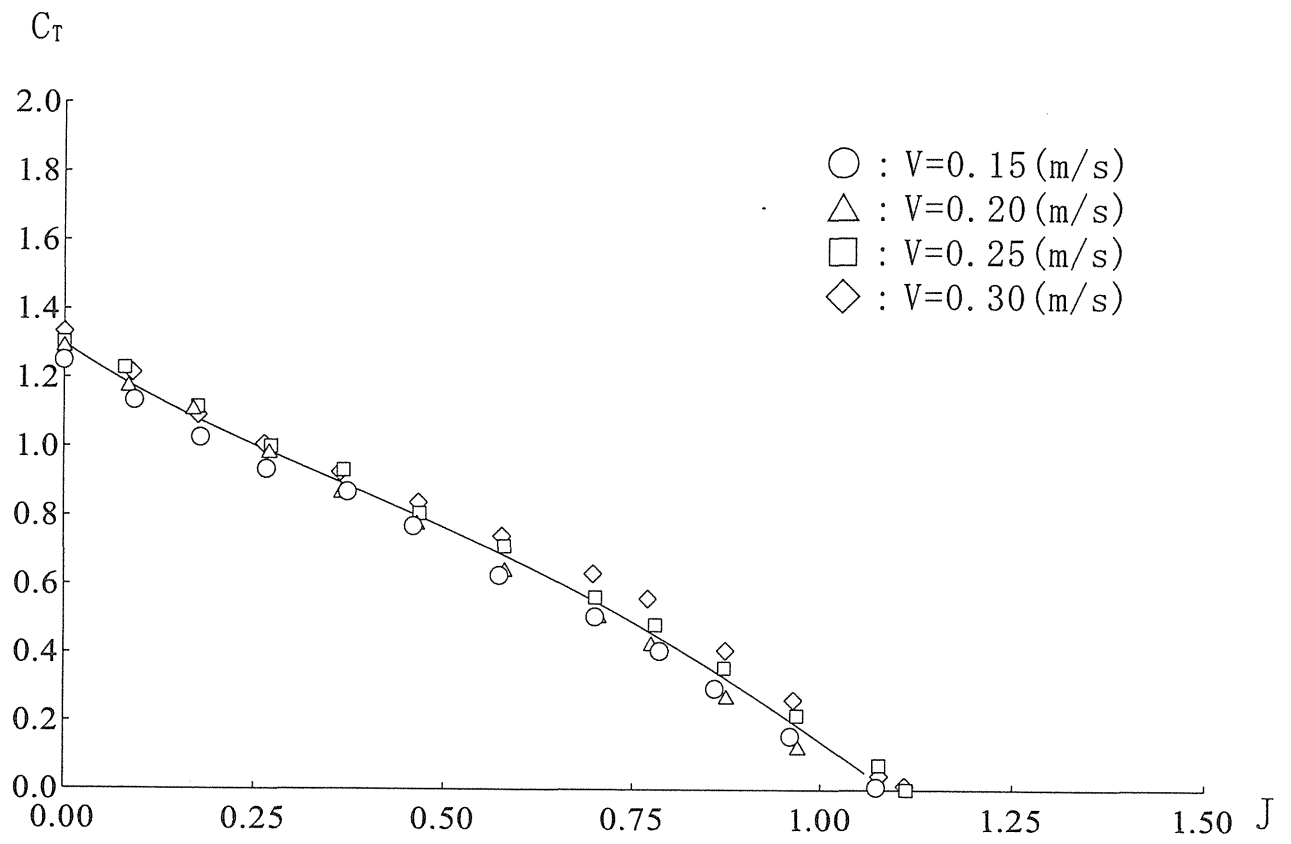


Fig.B.2.3 J- C_T $\beta=40$ [deg.]

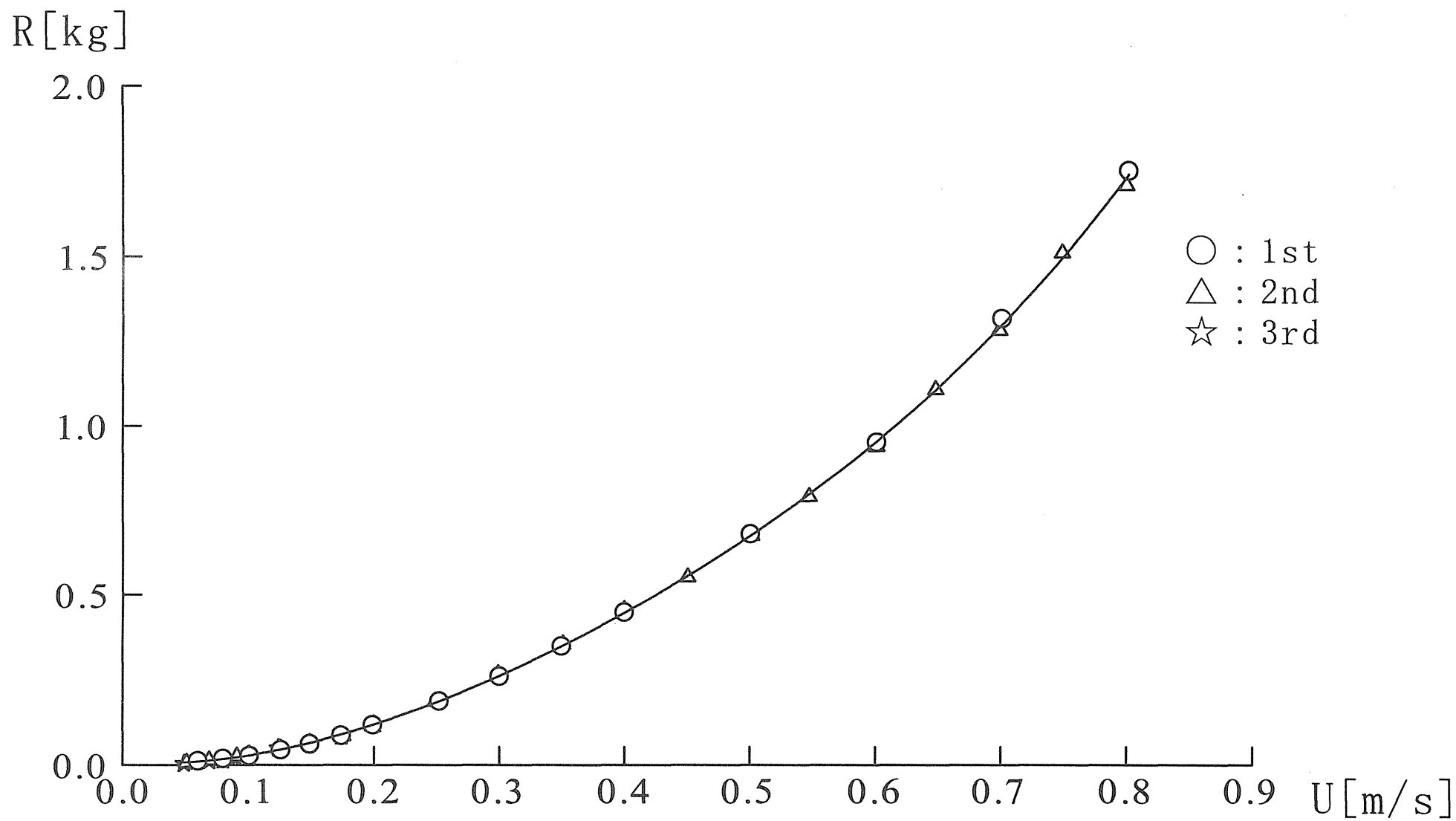


Fig.C.2 Result of resistance test

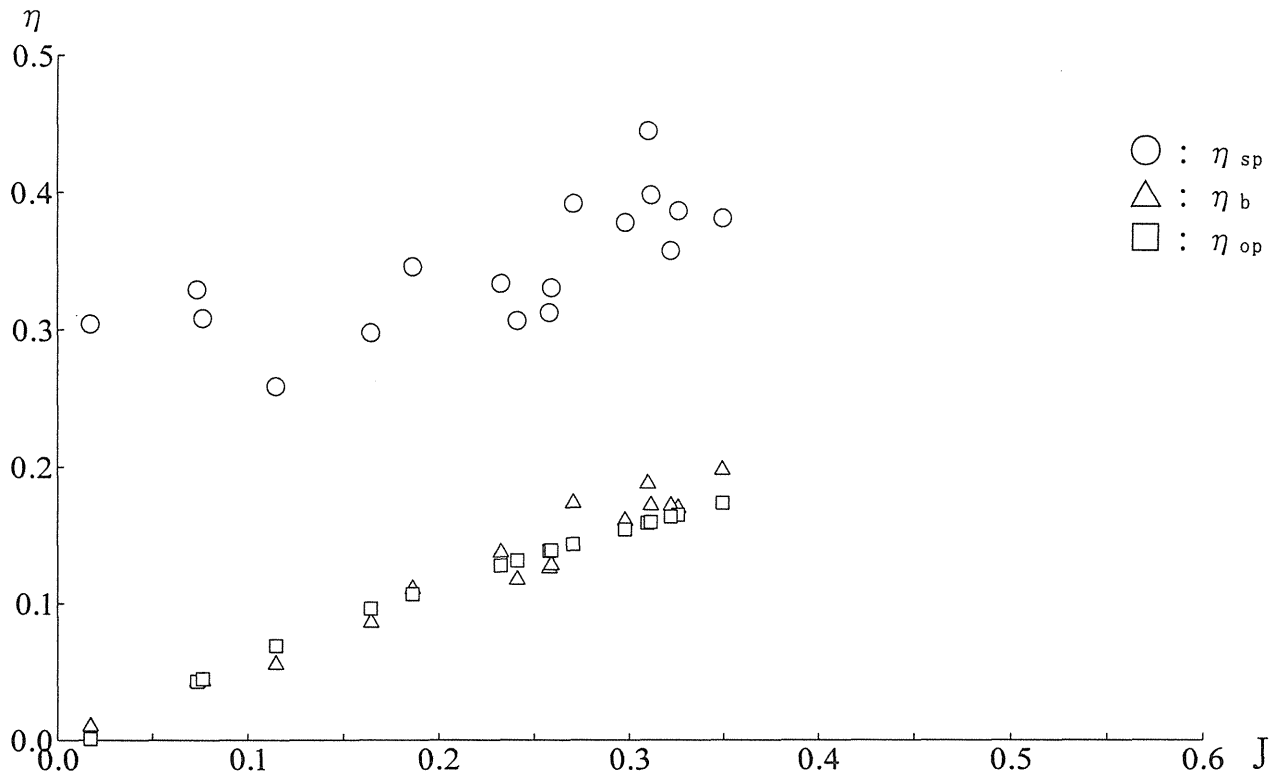


Fig.D.2.2.6 Comparison of Efficiency in 6th exp, $\beta=30[\text{deg.}]$

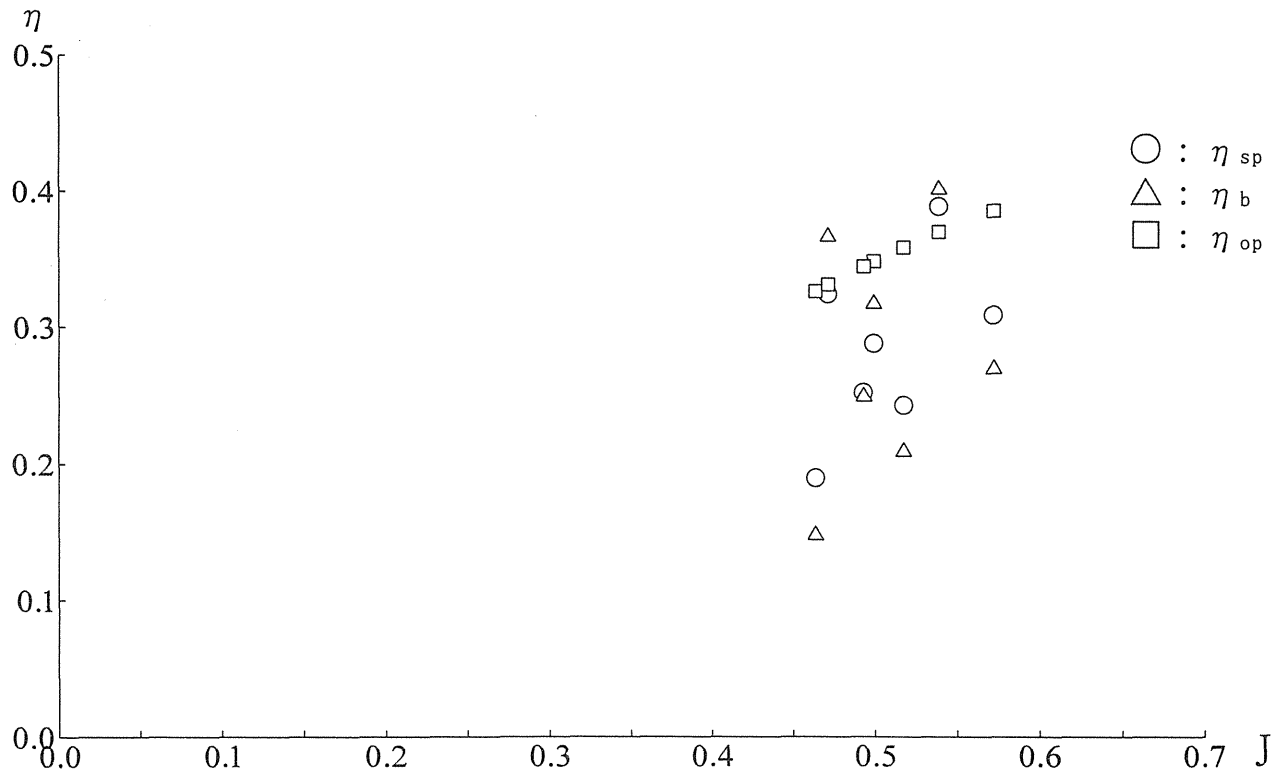


Fig.D.2.3.1 Comparison of Efficiency in 1st exp, $\beta=40[\text{deg.}]$

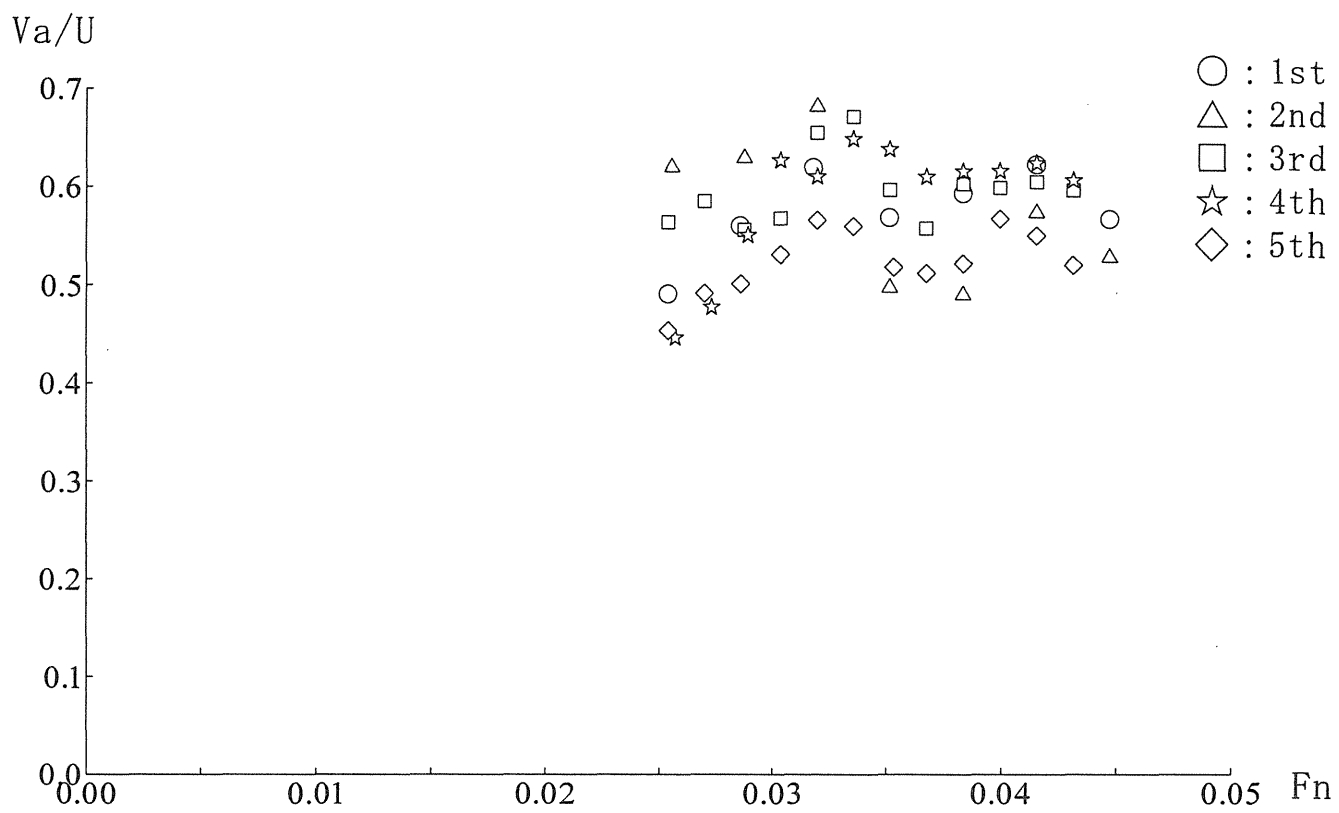


Fig.D.3.3 Effective Wake Factor, $\beta=40[\text{deg.}]$