表面渦格子法を用いたプロペラ定常特性解析

正員 山 崎 寿* 正員 池 畑 光 尚*

Numerical Analysis of Steady Open Characteristics of Marine Propeller by Surface Vortex Lattice Method

by Hisashi Yamasaki, *Member* Mitsuhsa Ikehata, *Member*

Summary

The applications of surface vortex lattice method to marine propellers are considered. The surface vortex lattice method based on general vortex lattice method is possible to simulate a lifting body including thickness and volume effects by distributing horse-shoe vortices on the surface of the body.

The advantages of this method compared to other lifting body theory are the facts that it is easy to simulate a trailing vortex wake geometry behind propeller and that the Kutta-condition is satisfied automatically by convecting the trailing vortices.

The geometry of the wake can be calculated by iterative procedure starting from the linear wake model and all vortices are convected to new positions step by step with a small time interval. In this paper, the propeller open characteristics, pressure distribution on the blade and the geometry of the wake concerning to three type propellers have been calculated by the present method. The results of these calculations are good agreements with experiment or other theoretical calculation results.

1. 緒 言

ここ数年、船用プロペラに対する渦格子法を代表とする揚力面理論の発達が目覚ましく、定常や非定常問題^{1),2)}のみならず、その簡便さと汎用性の故に相互干渉問題³⁾やキャピテーション問題⁴⁾にも様々な研究成果が報告されている。

一方、最近の船用プロペラに対しての特殊化、低振動、低騒音化の要求に伴い、それらに対する解析手法の高精度化が必要とされ、薄翼のプロペラ翼のみを対象にして考えられていた揚力面理論に代り、電子計算機の高速化も手伝って、更に実際の状態を正確に反映できる揚力体理論に基いたパネル法と呼ばれる方法が使用されるようになってきた。この方法の最大の利点は翼厚の影響やボスの形状等、揚力面理論では扱うことができなかった物体形状までかな

り忠実に表現でき、その結果圧力分布等の局所的な物理量まで精度良く計算できると予想されることにあり、翼面上圧力を精度良く得ることができれば、流弾性的な問題や強度問題についても更に精度良く解析が可能になるであろう。現在報告されている代表的な船用プロペラへのパネル法の応用例としては、境界要素法の直接法を用いた凌^{5),6)7)}、直接速度場から問題を解いた小山⁸⁾、そして航空機の分野で発達した Morino 法⁹⁾を用いた星野¹⁰⁾である。これらは攪乱速度ポテンシャル, doublet, source を物体表面上に置いたものであるが、今まで実験や設計チャートの無いような特殊なプロペラの後流渦形状の設定等に難点があると思われる。プロペラの後流渦形状の影響は石井等¹¹⁾の報告にもあるように翼面上の圧力分布のみならず、その積分値である単独特性値までいくらかの影響を与えることがわかっている。三次元的に複雑な船用プロペラの後流渦をうまくシミュレートするためには石井等が行った方法と同様に後流渦をそのまま渦で表現することが最も簡単で物理的な思考にも一致すると考えられる。3次元物体を揚力体として表現し、その周りの流場や、その物体に働く流体力をシミュレートするには翼両面上及び後流に渦を分布させることが最も実際の現象と適合していると考えられる。このような

* 横浜国立大学工学部

方法は航空機分野では計算例が幾つか見られ、Woodward¹²⁾, Maskew¹³⁾, Miranda¹⁴⁾はそれぞれ翼の上下面に渦を分布させ翼胴結合体に対して良好な結果を得ている。しかし、それらを舶用プロペラのような3次元的に複雑な形状を持つ物体へ適用するには無理があると思われる。舶用プロペラに応用した例は未だ見られない。本報告では揚力面理論で十分に培われた技術をそのまま受け継ぐことが可能なように、従来の渦格子法において平均矢高面上に渦格子を配置していた考え方を翼表面上に拡張することによって問題を解き、数種の舶用プロペラについて計算を行い、この方法の適用性を検討した。

本方法のカテゴリーは揚力面渦格子法のそれとほとんど同じであるので、今までに使われてきた渦格子法に対する幾つもの技術を取入れることが可能である点が有利である。

本報告では表面渦格子法の舶用プロペラへの応用の第1段階として、渦格子法の基本的な思想に立ち戻り、最も単純な計算モデルを用いて本手法の可能性を確かめた。

2. 問題の定式化

翼が定常で流体中を運動する時、翼の上下面には連続に分布した spanwise vortex と chordwise vortex が、そして後流中には trailing vortex が生成される。渦保存の定理より、簡単に chordwise vortex 及び trailing vortex の渦強さは spanwise vortex の渦強さに関連づけた表現が可能である。現在舶用プロペラに使われている渦格子法による計算例はこの考え方を基にしており、特にその応用には Kerwin¹⁾の例が最も有名である。

揚力面渦格子法では翼の平均矢高面上にキャンバ効果を表す離散馬蹄渦と排除厚の効果を表す吹出しを配置し、吹出しの強さは薄翼近似の考え方から決定される。

一方、本報告で用いる表面渦格子法は離散馬蹄渦を翼表面上に置き、この離散的に配置した渦によりキャンバの影響だけでなく翼厚による排除厚の影響をも表現させる。従って、従来の前述した考え方を踏襲すれば、表面上に配置した離散化された spanwise vortex の強さのみを未知数とすることができる。

今、考えている物体表面上の i 番目のコントロールポイントに於ける境界条件は以下の通りである。

$$\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}_i = 0 \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{V}_i$ は考えている i 番目のコントロールポイントに流入する速度ベクトル、 $\mathbf{n}_i$ はこの点に於ける単位法線方向ベクトルである。流入速度ベクトル $\mathbf{V}_i$ は非攪乱速度成分 $\mathbf{V}_{iu}$ と生成された馬蹄渦によって誘導される速度 $\mathbf{V}_{ig}$ の和であるので、

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_{ig} + \mathbf{V}_{iu} \quad (2)$$

と表される。

(1), (2)式より、以下の式が導かれる。

$$\mathbf{V}_{ig} \cdot \mathbf{n}_i = -\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{V}_{iu} \quad (3)$$

渦分布によって誘導される速度 $\mathbf{V}_{ig}$ は、従来の渦格子法の手法¹⁾を用いることによって、未知数である翼面上に離散的に分布させた spanwise vortex Γ_{nm}^B と Γ_{nm}^F によって表され、(3)式は以下の様に書き換えられる。

$$\sum_{k=1}^K \left[\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \Gamma_{nm}^B \cdot \left(u_{inm}^{B-}(k) + \sum_{n_w=2}^{N_w} u_{inu}^{Bw}(k) \right) \right] + \sum_{k=1}^K \left[\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \Gamma_{nm}^F \cdot \left(u_{inm}^{F-}(k) + \sum_{n_w=2}^{N_w} u_{inu}^{Fw}(k) \right) \right] = d_i \quad (4)$$

ここで、

$$d_i = -\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{V}_{iu} \quad (5)$$

(4)式は単位強さを持つ各離散馬蹄渦で渦から誘導される法線方向速度を行列の要素とする $2 \times N \times M$ の連立方程式となる。

K : プロペラ翼数

M : 半径方向分割数

N : 翼弦方向分割数

N_w : 後流分割数

Γ_{nm} : (n, m) 番目の spanwise vortex の強さ

u_{inm}^B : i 番目のコントロールポイントに於ける (n, m) 番目の単位強さを持つ ring vortex からの法線方向誘導速度成分

u_{inm}^F : i 番目のコントロールポイントに於ける (n, m) 番目の単位強さを持つ trailing vortex からの法線方向誘導速度成分

B, F : 各々back side, face sideを示す

従来の渦格子法では、1/4~3/4 弦長法により微小なパネルのコード方向長さの1/4の位置に spanwise vortex を、3/4の位置にコントロールポイントを配置させるが、今回の表面渦格子法では分割した各パネルの前縁に離散渦を配置し、パネル中央にコントロールポイントを置いた。こうした配置の場合、翼の前縁において翼の上下面の渦が重なってしまい、試算結果の良いものを得ることができなかった。従って、Fig. 1に示すように翼の前縁から $\alpha \cdot C$ の距離を空けて2つの渦を配置するようにした。ただし、 C は翼断面における翼弦長であり、 α は微小な定数である。

また、通常使われるプロペラ翼の様に、後縁が尖った形状となる翼に於いては後縁付近で翼の厚みが無くなるために、反対側の面に配置された渦の影響が強くなり過ぎて精度の良い解が得られないことが判った。今回これを避ける

Fig. 1 Arrangement of Surface Vortex Lattice Model

Fig. 2 Coordinate System of Propeller

ために次の条件を満たす微小パネルは Fig. 1 の後縁付近に示すような一部を揚力面で置き換えるようなモデルを用いた。この条件は翼厚の薄くなる翼端においても適用される。

$$\frac{b}{a} < \beta \quad (6)$$

a は上面側の spanwise vortex とコントロールポイントとの距離、 b は考えている上面の微小パネルに対して反対下面側の spanwise vortex と上面側コントロールポイントとの距離である。また、 β は定数でその値は 4.2 に示す値とした。

翼端付近にこの条件が課せられれば、翼素全体が揚力面となることがあり、翼厚の影響を取入れるため、この翼素には吹出しを分布させた。

3. 船用プロペラへの応用

Fig. 2 に示すような座標系を用い、プロペラは X 軸の負方向に進むとして、実際の計算ではプロペラは座標系に固定し、後流渦を移動させるものとする。

3.1 プロペラ翼面及びプロペラ後流渦モデル

3.1.1 プロペラ翼面

プロペラ翼面は凌¹⁵⁾によって示された式を用いて表し、face 側と back 側の面を各々翼弦方向に N 個、半径方向に M 個とし、総計 $2 \times K \times M \times N$ の微小パネルに分割する。翼弦方向は等間隔分割とし、半径方向は星野¹⁰⁾が用いた以下に示すような方法を採用した。

$$r_m = \frac{1}{2}(r_t + r_h) - \frac{1}{2}(r_t - r_h) \cos \alpha_m \quad (7)$$

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{for } m=1 \\ \frac{(2m-1)\pi}{2(M+1)} & \text{for } m=2, 3, \dots, M+1 \end{cases} \quad (8)$$

Fig. 3 Flow Chart of Present Calculation

ここで、 r_m は半径方向分割位置、 r_t は半径方向 tip までの距離、 r_h はボス半径である。但し、 r_t は以下の式で定めた。

$$r_t = \frac{(r - r_h)(4M+1)}{4M+2} \quad (9)$$

3.1.2 プロペラ後流渦

湯浅等¹⁶⁾によって後流渦の半径位置やピッチ分布をプロペラ翼と同じにとった、いわゆる線形渦モデル（以下クラシカルウエークと呼ぶ）が広い荷重度の範囲でプロペラ特性に対して十分適用が可能であることが報告されている。また、同文献ではプロペラ後流流速分布についてはクラシカルウエークよりもこれに縮流を考慮したデフォームドウエークの方がより良く実験結果と合うことも報告されている。

本報告では後流渦形状についての実験データが無いプロペラや将来特異な形状を持つようなプロペラに対してもシミュレーション計算を可能にするため、反復計算を行う初期の形状については人為的な操作が不要なクラシカルウ

エークモデルを用いることにする。後流渦のシミュレーションは Fig. 3 に示すような反復計算によって行われる。

まず第1ステップでクラシカルウエークモデルの状態では系全体の渦分布及びその強さから離散化した後流渦の各点で誘導速度を求め、ある時間間隔後の位置を(10)式より計算し、後流渦を移動させる。

$$P_w^{(N+1)} = P_w^{(N)} + V_w \cdot \Delta t \quad (10)$$

$$V_w = (V_a + V_x, V_r, 2\pi n r + V_\theta) \quad (11)$$

ここで、 $P_w^{(N)}$ は N time step における後流渦の節点座標、 V_w の各成分は軸方向、半径方向、円周方向を示し、 V_x , V_r , V_θ は渦分布から求められる誘導速度成分で、 n はプロペラ回転数である。また Δt は後流渦を移動させる時間間隔で、以下の式で決定される。

$$\Delta t = \frac{1}{n \cdot N_w} \quad (12)$$

(10)式のように第1ステップにあった後流渦を新しい位置に対流させ、更に翼後縁から新しい trailing vortex を配置する。第2ステップ以降の計算はこうした経過によって求められた後流渦の配置方法が実行され、各ステップで計算されるプロペラのスラストが収束するまで反復される。また、自由渦の配置については、chordwise vortex は翼面上に置き、tip vortex は Kerwin や石井¹⁸⁾ が行ったような翼

面からの剥離現象についてのモデル化はせず、翼面上に沿って配置し、翼の幾何ピッチで後流中に流した。

3.2 翼面上圧力分布及び特性計算

3.2.1 翼面上圧力分布

翼面上圧力分布は非撓乱速度 V_{iu} で無次元化し、湯浅⁹⁾ に従い以下の様な方法で求めた。プロペラ翼面 back 側のコントロールポイント i において Bernoulli の定理を適用すれば、

$$C_{PB} = 1 - \frac{V_i^{B^2}}{V_{iu}^2} \quad (13)$$

$$V_i^B = |V_i^B| + \{(\Gamma_{nm}^{Bb} + \Gamma_{n+1,m}^{Bb}) / (4 \cdot \delta s)\} \quad (14)$$

同じ様に face 側では

$$C_{PF} = 1 - \frac{V_i^{F^2}}{V_{iu}^2} \quad (15)$$

$$V_i^F = |V_i^F| - \{(\Gamma_{nm}^{Fb} + \Gamma_{n+1,m}^{Fb}) / (4 \cdot \delta s)\} \quad (16)$$

となる。ここで、 V_i^B , V_i^F は各々 back 側, face 側における流入速度ベクトルを Γ_{nm}^{Bb} 及び Γ_{nm}^{Fb} は束縛循環、 δs は微小パネルの span 方向の平均長さを示す。

3.2.2 プロペラ特性計算

プロペラに働くスラスト T , トルク Q は前項で求めた各微小パネルに働く圧力を総和し摩擦抵抗成分を加えることにより求めた。

$$T = K \sum_{i=1}^{N_s} P \cdot n_{xi} \cdot \Delta S_i + F_r \quad (17)$$

$$Q = K \sum_{i=1}^{N_s} P \cdot (n_{yi} \cdot z_i - n_{zi} \cdot y_i) \Delta S_i + F_\theta \quad (18)$$

ここで、 ΔS_i は各微小パネルの面積、 (n_{xi}, n_{yi}, n_{zi}) は単位法線方向ベクトル成分、 (x_i, y_i, z_i) は考えているパネル上のコントロールポイントの座標、また F_r, F_θ は摩擦抵抗成分によるもので以下に示す Thwaites の方法で形状影響を考慮した Prandtl-Schlichting の摩擦抵抗係数 C_f から求められる。

$$C_f = \left(1 + \frac{t_{\max}}{C}\right) \cdot \frac{0.455}{(\log_{10} Re)^{2.58}} \quad (19)$$

ここで、 $t_{\max}$ は各翼断面に於ける最大厚さを Re は各翼素の弦長と平均流入速度を用いたレイノルズ数である。

4. 計算結果

4.1 3次元矩形状翼

計算手法の精度確認のために Johnson¹⁷⁾ によってパネル法の幾つかの計算例が報告されているアスペクト比=2, 翼厚比=11.1, 迎角=5.73 deg. の矩形状翼型を計算の対象とした。分割は翼弦方向に12, スパン方向に8分割とし、 $2y/b = 0.125, 0.875$ の翼断面上について計算を行った。

その結果を Fig. 4 に示す。本図には表面渦格子法による計算結果と比較のための Morino 法を基に作成した電算プログラムにより得られた結果も併せて示した。前縁付近を除いて両結果は定量的に一致しており、最も簡単な矩形状翼について本方法の妥当性が確かめられた。

Fig. 4 Pressure Coefficients of Boeing TR17
(Attack Angle=5.73 deg. Asp. Ratio=2.00)

Table 1 Principal Particulars of Propellers

Propeller Type	CP	HSP	DTRC4119
Diameter (m)	0.300	0.300	0.3048
Boss ratio	0.2133	0.2133	0.200
Pitch ratio	0.95(const)	0.944(0.7R)	1.084(0.7R)
Exp. Area ratio	0.65	0.70	
Angle of rake	6.00	-3.03	0.00(const.)
B-T ratio	0.0442	0.04961	
Number of blades	5	5	3
Blade section	MAU	SRI-B(mod.)	NACA66a=.8

Fig. 5 Arrangement of Surface Vortex Lattice System for CP

Fig. 6 Arrangement of Surface Vortex Lattice System for HSP

Fig. 7 Arrangement of Surface Vortex Lattice System for DTRC4119

4.2 船用プロペラ

今回計算を行った船用プロペラは3種類で、Table 1に示す要目を持つものである。通常型として練習船青雲丸の conventional propeller(以下 CP)、そして最近使用頻度が高くなった highly skewed propellerとして同じく青雲丸の HSP¹⁹⁾を、またピッチの高いプロペラとして DTRC 4119を試計算の対象とした。

Fig. 5, 6, 7にそれぞれ翼面分割の様子を示す。3種のプロペラ共翼弦方向に $N=12$ 分割、半径方向に $M=10$ 分割とした。尚、ボスは本報告では計算の対象として含まれていない。また、翼厚が薄くなった場合、一部を揚力面近似させるが、CP及びHSPについては $\beta=1.035$ で翼弦方向が $0.917\text{chord}(n=12)$ 、半径方向が $0.968(m=9)$ 以上を、DTRC 4119については $\beta=1.025$ で翼弦方向が $0.917\text{chord}(n=12)$ 、半径方向が $0.938(m=10)$ 以上をその対象としている。

4.2.1 青雲丸 CP, HSP

本手法による CP 及び HSP の前進率 $J=0.66$ における翼面上圧力分布の計算結果を CP については $r/R=0.3, 0.7, 0.8$ を Fig. 8~10, HSP については $r/R=0.7, 0.8$ を Fig. 11~12 に示す。

本図には凌の境界要素法による計算の結果⁷⁾も比較のため示す。

Fig. 8, 9, 10 に示す CP の圧力分布については両者の結果は定性的に一致している。 $0.3R$ については本方法の計算値は前縁から後縁にかけて、翼弦全体的に大きくなっており、前縁付近においては両計算の差は著しくなっている。全体的に差が表れているのは凌による計算がプロペラボスを含めて計算しているのに対し本方法では考慮されてい

Fig. 8 Pressure Distribution on CP (0.3R)

Fig. 9 Pressure Distribution on CP (0.7R)

Fig. 10 Pressure Distribution on CP (0.8R)

いことにあると思われ、ボスが無いことにより翼根部付近の流れが実際の流れに比べて小さいと考えられる。今後ボスの影響も含めて調査したいと思う。また前縁付近において圧力が過大になるのは他の半径位置や他のプロペラにおける計算の結果にも同じ様な現象を示すことから、今回の本方法特有のものであると思われる。現在考えられる理由としては、前縁に最も近い、上下に配置した渦間の特異性による影響と、上下面の境界（前縁と後縁）を不連続とし

Fig. 11 Pressure Distribution on HSP (0.7R)

Fig. 12 Pressure Distribution on HSP (0.8R)

て取り扱っているため、渦強さの大きい前縁において精度の良い渦分布が求まっていないことが挙げられる。

特異性の影響については、後縁は揚力面で近似が可能であるが、前縁ではその近似は不可能であり、3次元離散渦法で扱われている core を含めた渦をモデルとして使う必要がある。また、前後縁で渦分布を不連続として扱っていることについては、今後連続分布として扱えるようにしたい。0.7R については、前縁付近を除いて定量的に両計算結果は合致しているが、より翼厚が薄くなる 0.8R については FACE 側の圧力が低く山型の分布となっている。これは 0.7R では定量的にも良い値を得られたことから考えて翼厚が薄くなった分、渦の特異性による影響が強くなったと思われる。Fig. 11, 12 に示す HSP については定性的には両者は合っているようであるが定量的に満足できる結果は得られなかった。この現象は以前著者らが揚力面渦格子法を使って、大きなスキュー角を持つプロペラに対して計算を行った結果と定性的に同じで、tip に近づくほど実際の値と大きくずれていくようである。これはこのようなプロペラに対しては前述した圧力分布を求める計算方法に無理があると考えられ、今後本手法を使用する上で改良を要する点である。

Fig. 13 に CP の後流渦シミュレーションの結果を示す。後流渦については石井等¹¹⁾が詳細な報告をしているの

Fig. 13 Distribution of Blade Wake Pitch Angle for CP

で、本計算結果を当文献による実験結果と比較することにした。図の縦軸は後流渦のピッチ角を示し、文献¹¹⁾から、以下の式で表されるものとする。

$$\beta_T = \arctan\left(\frac{V_a + V_x}{2\pi nr + V_\theta}\right) \quad (20)$$

実験を行っている点が $X/R=0.4$ 及び 1.0 であるので計算結果もその点で示すのが最良であるが、3次元的な補間計算には時間を要するので、本報告では半径方向における補間はせずに軸方向の補間のみを行ってその誘導速度を用いた。

本図からもわかるように、本計算結果は若干の差はあるものの実際の現象を良く捕らえており、 $0.3R \sim 0.7R$ 付近までは後流渦のピッチは翼の幾何ピッチよりも大きく、ボスに近い $0.2R$ 付近及び $0.7R$ 以上では小さくなっている。これは、翼端から流出する渦によって翼端間から発生する渦が後方へ押し流されることを意味している。

Fig. 14, 15 に CP, HSP のプロペラ単独特性を示す。CP, HSP 共に実験値と良好な一致を得ている。但し、高荷重度では計算値を下回り、石井¹⁸⁾の報告にもあるようなチップボルテクスの剥離モデルを考える必要があると思われる。

4.2.2 DTRC 4119

ピッチ比の高いプロペラとして DTRC 4119 プロペラを選んだが、このプロペラについては Jessup²⁰⁾ が LDV によって詳細な計測を行っているので、その結果も併せて示す。

Fig. 16, 17, 18 に前進率 $J=0.833$ における半径位置 $r/R=0.3, 0.7, 0.9$ の圧力分布の計算結果を示す。Fig. 16 に示す

Fig. 14 Open Water Characteristics for CP

Fig. 15 Open Water Characteristics for HSP

Fig. 16 Pressure Distribution on DTRC4119 (0.3R)

Fig. 17 Pressure Distribution on DTRC4119 (0.7R)

Fig. 18 Pressure Distribution on DTRC4119 (0.9R)

Fig. 19 Distribution of Blade Wake Pitch for DTRC4119

Fig. 20 Open Water Characteristics for DTRC4119

$0.3R$ では負圧側が実験値に比べ大きく出しており、この原因は前述の CP でも考察したボスの影響であると予想される。

Fig. 17 に示す $0.7R$ では計算値は実験値とかなり良好な結果を得ている。

Fig. 18 の $0.9R$ では定性的、定量的にも両者の間にかなりの差が生じている。これは翼が薄くなったことによって特異性が強くなったこと及びチップボルテックスモデル設定が良くなかったことが主な原因であると考えられる。

Fig. 19 に後流渦のピッチ分布を示す。本図は縦軸に P/D (ピッチ比) をとり、 $X/R=0.328, 0.95$ で計算を行った。計算方法は (20) 式でピッチ角を求めた方法と同様な方法をとった。 $X/R=0.328, 0.95$ 共に定性的には実験値と計算値は合っているが、定量的には差が大きいと思われる。前節でも述べたように後流渦のピッチは翼端から出る渦によって強く影響されられると思われるが、本計算において翼端から流出される渦の強さが精度良く計算されていないと考えられる。

Fig. 20 に単独特性を示す。

スラスト係数は $J=0.5$ 以上の高前進率で定量的にも実験値と良く合っているが、トルク係数は全域で低い値を取っている。この原因として、前述した高ピッチでのチップボルテックスの評価不足が挙げられる。また摩擦抵抗の算出に当たっては式 (19) を用いており、実際の値よりも過小評価しているものと思われる。

5. 結 論

揚力面渦格子法を拡張して物体表面上に渦格子を分布させる表面渦格子法を 3 種の船用プロペラに適用してみた結果、以下のことがわかった。

1. 通常型プロペラについては単独特性、翼面上圧力分布共に他の揚力体理論による計算結果と比べて前縁付近を除いてほとんど差がないことがわかった。
2. ハイリースキュードプロペラについては積分値である単独特性では実験値と良い一致を示したが、圧力分布では他の計算結果と定量的な差を生じた。ハイリースキューの場合の圧力分布計算の方法に問題があることがわかった。
3. 高ピッチプロペラでは、Fig. 16, 17 の圧力分布では実験値とかなり合うところまで行っているが、その単独特性ではトルク係数が実験値に比べて低すぎるということがわかった。これは後流渦のシミュレーションを行なうだけでなく石井¹⁸⁾が行なったような自由渦の剥離現象も取入れることの必要性及び摩擦抵抗算出の改善を示唆しているのかもしれない。

以上、強い特異性を持つ離散渦を特異点に選んだ本方法でも通常型プロペラに対して前縁付近を除けば十分満足できる結果が得られることが分ったが、渦の特異性が強くなる

前縁付近や更に特殊なプロペラ及び薄い翼を持つプロペラに対しても適用が可能なように改良することを今後の課題としたい。

終わりにあたって、本研究に対して懇切なるご指導とご教示を賜った横浜国立大学工学部鈴木和夫助教授及び岡田功技官に感謝申し上げます。また、計算を手伝って頂いた大学院生、水谷直樹君にお礼申し上げます。尚、本研究の数値計算には IBM パワーステーション 320 H を利用した。

参 考 文 献

- 1) Kerwin, J. E. Lee, C. S.: Prediction of Steady and Unsteady Marine Propeller Performance by Numerical Lifting-Surface Theory, SNAME, 86, (1978) pp. 218-253
- 2) 池畑光尚, 安藤正裕, 丸尾 孟: 渦格子揚力面モデルによる調和伴流中のプロペラ非定常特性解析, 日本造船学会論文集, 第 153 号 (1983)
- 3) 湯浅 肇: プロペラ/ダクトシステムの Vortex Element Method による数値解析, 日本造船学会論文集, 第 147 号 (1980)
- 4) 石井規夫: プロペラキャビテーションの 3 次元数値解析, 日本造船学会論文集, 第 170 号 (1991)
- 5) 凌志浩, 佐々木康男, 高橋通雄: 境界要素法の直接法によるプロペラまわりの三次元流れ解析 (第 1 報: 均一流中の計算), 日本造船学会論文集, 第 157 号 (1985)
- 6) 凌志浩, 佐々木康男, 高橋通雄: 境界要素法の直接法によるプロペラまわりの三次元流れ解析 (第 2 報: 定常な船尾伴流中), 日本造船学会論文集, 第 159 号 (1986)
- 7) 凌志浩, 佐々木康男, 高橋通雄: 境界要素法の直接法によるプロペラまわりの三次元流れ解析 (第 3 報: 翼面圧力分布に関する理論計算と模型実験の比較), 日本造船学会論文集, 第 160 号 (1986)
- 8) Koyama, K., Kakugawa, A. and Okamoto, M.: Experimental Investigation of Flow around a Marine Propeller and Application of Panel Method to the Propeller Theory, 16th Symposium on Naval Hydrodynamics, Berkley 1986
- 9) Morino, L., Chen, L. T. and Sciu, E. O.: Steady and Oscillatory Subsonic and Supersonic Aerodynamics around Complex Configurations, AIAA Journal Vol. 13, March 1975
- 10) Hoshino, T.: Hydrodynamic Analysis of Propellers in Steady Flow Using a Surface Panel Method, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 165, 1989 pp. 55-70
- 11) 石井規夫, 井手敏治: プロペラ後流渦と揚力面の数値解析, 日本造船学会論文集, 第 160 号, 1986
- 12) Woodward, F. A.: An Improved Method for the Aerodynamic Analysis of Wing-Body-Tail Configurations in Subsonic and Supersonic Flow, Part 1 Theory and Application, Part 2 Computer Program Description, NASA CR-2228 May, 1973

- 13) Maskew, B.: Numerical Lifting Surface Methods for Calculating the Potential Flow about Wings and Wing-Bodies of Arbitrary Geometry, Ph.D. Thesis, Department of Transport Technology, Loughborough University of Technology, Leicis, England, 1972
 - 14) Miranda, L. R.: Extended Applications of the Vortex Lattice Method, Vortex Lattice Utilization NASA SP-405 May, 1976
 - 15) 凌志浩：境界要素法を用いた船用プロペラの流力特性に関する研究，学位論文，昭和 63 年 5 月
 - 16) 湯浅 肇，石井規夫，上入佐光：プロペラ後流に関する一考察，三井造船技報，第 117 号，昭和 58 年 1 月
 - 17) Johnson, F. T.: A General Panel Method for the Analysis and Design of Arbitrary Configurations in Incompressible flows, NASA CR-3079, May, 1980
 - 18) 石井規夫：チップボルテックスのプロペラ性能に及ぼす影響について，日本造船学会論文集，第 168 号，1990
 - 19) 日本造船研究協会第 183 研究部会：船尾振動・騒音の軽減を目的としたプロペラ及び船尾形状の研究，資料 No. 358 (1983)
 - 20) Jessup, S. D.: An Experimental Investigation of Viscous Aspects of Propeller Blade Inflow, The Catholic University of America, Desertation for PHD, 1989
-