

(昭和 60 年 5 月 日本造船学会春季講演会において講演)

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)

正員 凌 志 浩* 正員 佐々木康夫*
正員 高橋通雄*

Analysis of Three-Dimensional Flow around Marine Propeller by Direct Formulation
of Boundary Element Method
(1st Report : in Uniform Flow)

by Zhihao Ling, *Member* Yasuo Sasaki, *Member*
Michio Takahashi, *Member*

Summary

In recent years, the propeller's fatigue fracture at the blade's root of motorcar carriers and refrigerated cargo carriers has become an important problem awaiting to be solved. On the other hand, the use of the highly skewed propeller for the reduction of ship vibration and noise leads to the strength problem of propeller. With such technical background, an accurate method for the calculation of the pressure distribution acting on the surface of the propeller blade has been needed.

This paper presents the direct formulation of boundary element method for the analysis of three-dimensional flow around the marine propeller which is expected to be a more accurate method than the lifting surface theory. The present method is applied to the analysis of flowfields around the rectangular wing, conventional propeller and highly skewed propeller. The result is compared with that of the lifting surface theory, and the usefulness of the present method is verified.

記号

本報告で使用する記号の意味は下記の通りである。

(x, y, z) : プロペラに固定した直交動座標系
(Fig.1 参照)

x_m^a, y_m^a, z_m^a : m 番目の境界要素の節点 a における
 x, y, z 座標

$x_m(\zeta_1, \zeta_2), y_m(\zeta_1, \zeta_2), z_m(\zeta_1, \zeta_2)$: m 番目の境界要素
内の x, y, z 座標

$(x_1, y_1, z_1), (x_2, y_2, z_2), (x_3, y_3, z_3)$: 三角形境界要素の
頂点の座標

(x, r', θ) : プロペラに固定した円柱動座標系
(Fig.1 参照).

(ζ_1, ζ_2) : 境界要素の局所座標系

a : 後流渦面 S_W のピッチ角 β_W を決
定する常数

A : 縦横比

C : コード長さ

C_P : 無次元圧力係数

\hat{C}_P : P 点における境界の立体角

D : プロペラ直径

e_x, e_y, e_z, e_θ : 単位ベクトル (Fig.1 参照)

e_1, e_2 : 単位ベクトル (Fig.2 参照)

F_z, F_y : 鉛直・水平側力

I : ロータルピ

J : プロペラの前進係数

K_T : スラスト係数

K_Q : トルク係数

M_z, M_y : 水平面・垂直面偶力

MR, MC : 計算モデルの幅方向 (半径方向)・
弦方向の分割数

M : 境界 S_A の要素総数

N : 境界 S_A の節点総数

$N^a(\zeta_1, \zeta_2)$: I 節点 J 次のアイソパラメトリック
要素の節点 a に対する内挿関数

$n(\alpha, \beta, \gamma)$: 流体内部に向けて立てた単位法線ベ
クトル

* (財)日本海事協会技術研究所

- P : 圧力
 P_∞ : 無限遠方の圧力
 Q : トルク
 r : 点 $P(x, y, z)$ と点 $Q(x_1, y_1, z_1)$ 間の距離
 r_i : 節点 i と Γ_m 上の点の距離
 R : プロペラ半径
 S_A : プロペラ表面
 S_W : 後流渦面
 S : 計算モデルの全境界面 (閉曲面)
 T : スラスト
 V : プロペラ前進速度
 $\vec{V}(u, v, w)$: 絶対速度ベクトル
 $\vec{W}(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$: 相対速度ベクトル
 α : 仰角
 β_r' : 半径 r' におけるプロペラ翼素の face line のピッチ角
 β_W : 後流渦面 S_W のピッチ角
 Γ_m : 境界要素 m の面素
 η : プロペラ効率
 $\vec{\lambda}$: 単位ベクトル (Fig. 2 参照)
 ϕ : 速度ポテンシャル
 ϕ_+ : Back 面後縁における速度ポテンシャル
 ϕ_- : Face 面後縁における速度ポテンシャル
 $\Delta\phi$: 後流渦面 S_W における上下面での速度ポテンシャルの差
 ϕ_m^a : m 番目の境界要素の節点 a における速度ポテンシャル
 ϕ_i : 節点 i における速度ポテンシャル
 ρ : 密度
 Ω : プロペラ回転角速度

1 緒 言

自動車専用運搬船, 冷凍運搬船などのうち, 高速船型を有する船舶に用いられているピッチ比が 0.8 以上の Conventional Propeller (以下 CP と略記する) では, 翼根部 0.3R 近傍に疲労に基づくき裂発生損傷が生じる傾向があり, この種の CP の航洋中における翼発生応力の正確な把握が必要となっている^{1), 2)}。一方, 船尾振動の主起振源であるプロペラ起振力低減を目的として, 近年多用され始めた Highly Skewed Propeller³⁾ (以下 HSP と略記する) についても, その翼強度評価に関連して, より正確な翼応力分布の把握が急がれている。このような背景から, 翼強度評価の第一段階として, 荷重である CP, HSP 各々の翼圧力分布を精度よく解析する

ことが急務となってきた。

現在, 船用プロペラの理論は, 主に境界要素法の直接法における基礎積分方程式^{4), 5)} (厚翼理論) に対して, 翼の厚みを無限にゼロに近づくように, 翼を囲む積分境界を変形させたときに得られる揚力面の積分方程式に関するいわゆる揚力面理論である。揚力面理論は薄翼理論であるため, 直接翼厚を含んだ形で Back 面および Face 面の速度分布を求め, 運動方程式より圧力分布を得ることができない。したがって, 圧力分布と流体力の計算には, Kutta-Joukowski の定理や等価 2次元翼の概念などを適用した 2次元近似が行われ, かつ, 前縁吸引力による補正も考慮する必要がある。また, 揚力面の積分方程式は比較的強い特異性をもつため, その解法である mode function法^{6)~11)}または discrete-function法^{12)~15)}を採用したとき, 翼端部や前縁近傍の解の精度を上げるための工夫が重要になる^{16), 17)}。一方, 境界要素法の直接法 (以下 BEM と略記する) は厚翼理論であり, vortex lattice 法と同様大スキュー, レーキなど複雑なプロペラ幾何形状への適用および後流渦の幾何形状の自由設定が容易で, しかも, 2次元近似を行うことなく三次元解を直接求めることができる。このほか, BEM はプロペラ・舵・船尾および自由表面間の干渉問題, 船舶航洋中の船体運動により発生する非周期的な伴流分布に関する非定常問題への定式化も他の方法と比較して容易である。この方法の欠点は, mode function 法と比較して大規模計算を必要とし, 計算時間が長いことである。

本報では, 上記のように精度の高い 3次元流れ解析が可能と期待される BEM を, 3次元翼に適用したときの前縁近傍における解の収束性の検討, 船用プロペラ (CP, HSP) への適用および菅井の方法⁸⁾との比較などについて報告する。

2 問題の定式化およびプロペラ性能の計算

問題の定式化に際し, 次の 2つの仮定を設ける。

- 仮定 i) 流れは非粘性でプロペラに固定した動座標系に対して広義の非圧縮 (時間的・空間的に密度が一定) ポテンシャル流れである。
- ii) プロペラの後流渦面 S_W は, 条件『後流渦面 S_W では上下面の圧力差がないことから, 渦面上下の平均流速と渦線が平行, すなわち, 流れは S_W の法線方向速度成分を持たない』を満足するように繰り返し計算により求めるべきであるが, ここでは, 簡単のため, 各半径 r' におけるプロペラ翼素の face line のピッチ角 β_r' , および前進係数 J により決定されるピッチ角 β_W からなるらせん面上にあると仮定する。なお, β_W は次式のように

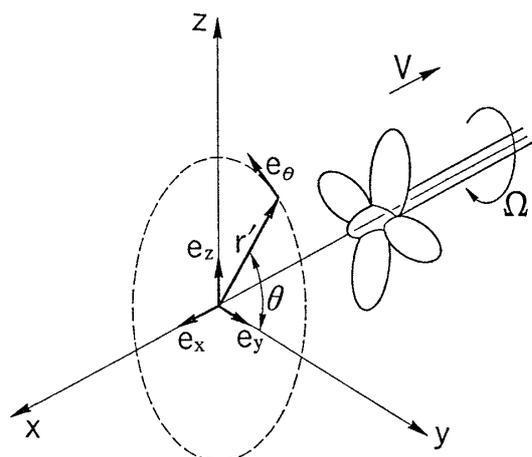


Fig. 1 Coordinate System

定義した。

$$\beta_W = \tan^{-1} [a \{ \tan \beta_r' + JD / (2\pi \sqrt{y^2 + z^2}) \}] \quad (1)$$

また、本報告の計算では

$$\left. \begin{array}{l} a = 0.45 \text{ (CP)} \\ 0.50 \text{ (HSP)} \end{array} \right\} \quad (2)$$

とした。

プロペラが x 軸の負の向きに角速度 Ω で回転しながら、 x 軸の負の方向に速度 V で直進しているものとする (Fig. 1 参照)。このとき、絶対速度ベクトル $\vec{V}(u, v, w)$ に対して、プロペラに固定した直交動座標系 (x, y, z) に関する速度ポテンシャル ϕ を次式のように定義すると

$$\vec{V} = \nabla \phi(x, y, z) \quad (3)$$

広義の非圧縮性の仮定により連続方程式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

となる。結局問題は次の境界条件の下で (4) 式を解くことに帰着する。

境界条件 1 流れはプロペラ表面 S_A に沿っている。すなわち S_A 上で

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial n} &= (-V e_x - \Omega r' e_\theta) \cdot \mathbf{n} \\ &= (-V e_x + \Omega z e_y - \Omega y e_z) \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (5)$$

が成立する。ここで、 \mathbf{n} は S_A 上で流体内部に向けて立てた単位法線ベクトル、 $e_x, e_y, e_z, e_\theta, r'$ はそれぞれ単位ベクトルおよび x 軸まわりの回転半径である (Fig. 1 参照)。

境界条件 2 後流渦面 S_W の上下面でのポテンシャルの差 $\Delta \phi$ は流線に沿って一定の値を保つ、その値は翼の後縁における ϕ の連続性より

$$\Delta \phi = \phi_+ - \phi_- \quad (6)$$

として求められる。ここで ϕ_+ および ϕ_- はそれぞれ翼の Back 面および Face 面の後縁部要素の最後節点における ϕ の値である (0 次要素を用いるときは、後縁に隣接する要素の ϕ 値から外挿により後縁における ϕ

値を求める)。またプロペラの場合、ここで述べる後縁における条件のみでは、後流渦の位置が正しく仮定されていないために、Kutta の条件を満足する解を得ることができない¹⁸⁾。そのため、 $\Delta \phi$ を未知数として、直接探索法であるシンプレックス法¹⁹⁾により、Kutta の条件が満足されるまで繰り返し計算を行う必要がある。なお、Kutta の条件として、後縁で翼の face 面と back 面の圧力が等しくなるという条件を採用する。

境界条件 3 流れは無限遠方で静止しており、かつ開領域の Green の公式の成立条件により

$$\phi = 0 \quad (7)$$

となる。

以上のように定式化された問題で、境界 S_A, S_W に対して直接 Green の公式を適用するか、または、ポテンシャル問題に対する重みつき残差法を用いて、重み関数に基本解 $1/r$ を採用することにより、次の ϕ に関する第 2 種の Fredholm 型積分方程式を得る。

流れの領域内の点 $P(x, y, z)$ に対して

$$4\pi\phi(P) = \iint_S \left[\phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] dS \quad (8)$$

S_A 上の点 $P(x, y, z)$ で

$$\begin{aligned} \hat{C}_P \phi(P) - \iint_{S_A} \phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS - \iint_{S_W} \Delta \phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ = \iint_{S_A} (V e_x + \Omega r' e_\theta) \cdot \mathbf{n} \frac{1}{r} dS \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 $S = S_A + S_W$ (S_A : プロペラ境界面、 S_W : 後流渦面)、また、境界 S 上の任意点を $Q(x_1, y_1, z_1)$ とするとき、各記号の意味は次の通りである。

$$r = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}$$

$$r' = \sqrt{y_1^2 + z_1^2}$$

\hat{C}_P : P 点における境界の立体角、境界が P 点において連続な接平面をもつ場合には $\hat{C}_P = 2\pi$ となる。

\iint : 積分の CAUCHY の主値を意味する。

なお、(9) 式において、翼を囲む境界 S_A に対して、翼の厚みが無限にゼロに近づくように S_A を変形させ、さらに厚み方向に関して微分すると、(9) 式が揚力面理論における積分方程式になる⁵⁾。

次に、運動方程式より圧力を求める式を誘導する。 $V = \text{const.}$, $\Omega = \text{const.}$ のとき流れは動座標系に対して定常のため、ポテンシャル流の仮定により、運動方程式から圧力 P を求めるためのロータルピ I に関する次の関係式が導かれる。

$$\begin{aligned} I &= P/\rho + gz + (u+V)^2/2 + (v-\Omega z)^2/2 \\ &\quad + (w+\Omega y)^2/2 - \Omega^2(y^2+z^2)/2 \\ &= \text{const.} \end{aligned} \quad (10)$$

(10) 式を使って無次元圧力係数 C_P 、スラスト $T(-F_x)$ 、トルク $Q(M_x)$ 、鉛直側力 F_z 、水平側力 F_Y 、水平面偶

力 M_x および垂直面偶力 M_Y は、それぞれ動座標系に対する相対速度 \vec{W} およびプロペラ境界面 S_A の外向き単位法線ベクトル $\mathbf{n}=(\alpha, \beta, \gamma)$ を使い、次のように表示することができる。

$$\vec{W}=(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})=(u+V, v-\Omega z, w+\Omega y) \quad (11)$$

$$C_P=(P-P_\infty)/\frac{\rho}{2}[V^2+\Omega^2(z^2+y^2)] \\ =1-|\vec{W}|^2/[V^2+\Omega^2(z^2+y^2)] \quad (12)$$

$$T=\iint_{S_A} P\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_x dS \quad (13)$$

$$Q=\iint_{S_A} P(\beta z-\gamma y) dS \quad (14)$$

$$F_z=\iint_{S_A} -P\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_z dS \quad (15)$$

$$F_Y=\iint_{S_A} -P\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_y dS \quad (16)$$

$$M_x=\iint_{S_A} P(\alpha y-\beta x) dS \quad (17)$$

$$M_Y=\iint_{S_A} P(\gamma x-\alpha z) dS \quad (18)$$

3 境界要素法による離散化

境界面 S_A, S_W を要素分割したあと (S_A の要素総数を M , 節点総数を N とする), I 節点 J 次のアイソパラメトリック要素により要素 m における曲面 $\Gamma_m \in S_A$ 内の座標 $x_m(\zeta_1, \zeta_2)$, $y_m(\zeta_1, \zeta_2)$, $z_m(\zeta_1, \zeta_2)$ およびその上のポテンシャル $\phi_m(\zeta_1, \zeta_2)$ を内挿関数 $N^a(\zeta_1, \zeta_2)$ で内挿する。すなわち

$$\left. \begin{aligned} x_m(\zeta_1, \zeta_2) &= \sum_{a=1}^I N^a(\zeta_1, \zeta_2) x_m^a \\ y_m(\zeta_1, \zeta_2) &= \sum_{a=1}^I N^a(\zeta_1, \zeta_2) y_m^a \\ z_m(\zeta_1, \zeta_2) &= \sum_{a=1}^I N^a(\zeta_1, \zeta_2) z_m^a \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\phi_m(\zeta_1, \zeta_2) = \sum_{a=1}^I N^a(\zeta_1, \zeta_2) \phi_m^a \quad (20)$$

ただし, $x_m^a, y_m^a, z_m^a, \phi_m^a$ はそれぞれ m 番目の要素の節点 a における x, y, z 座標および ϕ の値, $N^a(\zeta_1, \zeta_2)$ は内挿関数で, 有限要素法における局所座標系 (ζ_1, ζ_2) に関する I 節点 J 次の形状関数である。なお, 本報告の計算では, 3 節点三角形要素を採用し, (9) 式左辺第 2 項および第 3 項の主値積分については, 解析解を使用するため, ポテンシャル ϕ の内挿は 0 次要素を, そのほかはすべて一次要素を用いた。したがって, 一次要素のとき, 局所座標系 (ζ_1, ζ_2) は三角形の面積座標となり, 三頂点の座標 (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) および (x_3, y_3, z_3) を用いて次式のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1 &= (2A_1^0 + b_1x + a_1y)/2A' \\ \zeta_2 &= (2A_2^0 + b_2x + a_2y)/2A' \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

ここで, $i=1, 2; j=2, 3; k=3, 1$ に対して

$$\begin{aligned} a_i &= x_k - x_j \\ b_i &= y_j - y_k \\ 2A_i^0 &= x_j y_k - x_k y_j \\ 2A' &= b_1 a_2 - b_2 a_1 \end{aligned}$$

である。また, 形状関数 $N^a(\zeta_1, \zeta_2)$ は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} N^1(\zeta_1, \zeta_2) &= \zeta_1 \\ N^2(\zeta_1, \zeta_2) &= \zeta_2 \\ N^3(\zeta_1, \zeta_2) &= 1 - \zeta_1 - \zeta_2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

一方, 0 次要素 ($J=0$) のとき, 要素節点は図心であり ($I=1$), したがって, 要素総数は節点総数に等しく ($M=N$), 形状関数 $N^1(\zeta_1, \zeta_2)$ は 1 となる。(20) 式の近似により, プロペラ表面 S_A 上の ϕ の値は各節点上の ϕ_i によって決定される。また, ϕ_i は (9) 式を次のように離散化し, ϕ_i に関する連立一次方程式を解くことによって求めることができる。

まず (9) 式で点 P が節点 i のとき, 要素 m の面素 Γ_m に関する面積分を考える。左辺第 2 項の積分は (20) 式より次のように表示される。

$$\iint_{\Gamma_m} [N^1(\zeta_1, \zeta_2) \cdots N^I(\zeta_1, \zeta_2)] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r_i} \right) dS \cdot \begin{pmatrix} \phi_m^1 \\ \vdots \\ \phi_m^I \end{pmatrix} \quad (23)$$

ここで r_i : 節点 i と Γ_m 上の点の距離。

この Γ_m に関する面積分は解析的または数値的に積分することができる。左辺第 3 項の積分は, $\Delta\phi$ が (6) 式で与えられることに注意し (プロペラの場合, $\Delta\phi$ は後縁における圧力に関する Kutta の条件より決定される), また, 後流渦面 S_W のらせん長さを有限な長さで近似することによって (たとえばプロペラ直径の n 倍), 積分を行うことができる。右辺の積分はプロペラの幾何形状より決まる単位法線ベクトル \mathbf{n} を代入して左辺の 2 つの積分と同様に積分を行う。以上のように離散化された (9) 式の各項を整理すると次式を得る。

$$\hat{C}_i \phi_i + [H_{i1} \cdots H_{iN}] \cdot \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_N \end{pmatrix} = b_i \quad (24)$$

ただし

$$b_i = \iint_{S_A} (V\mathbf{e}_x + \Omega r' \mathbf{e}_\theta) \cdot \mathbf{n} \frac{1}{r_i} dS \quad (25)$$

なお, (24) 式の $[H_{i1} \cdots H_{iN}]$ は (9) 式の左辺第 2 項および第 3 項に対して上述の離散化を行うことによって求められる。 S_A 上の各節点について (24) 式が得られ, 各節点に関する式を一つにまとめると次のような $\Phi^T = [\phi_1 \cdots \phi_N]$ に関する連立一次方程式を得る。

$$\mathbf{H} \Phi = \mathbf{b} \quad (26)$$

プロペラ翼間の形状の相似性により, 実際は係数マトリックス \mathbf{H} の代わりに, 大きさ $(N/\text{翼数}) \times (N/\text{翼数})$ の

係数マトリックスを持つ連立一次方程式を解く。(26)式により各節点における ϕ_i が求まると、解 Φ 、節点座標および (19), (20) 式より S_A 上の任意点における

$$\frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial y}, \frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial y}$$

は

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \zeta_1} \cdot \frac{\partial y}{\partial \zeta_2} - \frac{\partial \phi}{\partial \zeta_2} \cdot \frac{\partial y}{\partial \zeta_1} \right) / D_{et} \quad (27)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \zeta_1} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta_2} - \frac{\partial \phi}{\partial \zeta_2} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta_1} \right) / D_{et} \quad (28)$$

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \left(\frac{\partial z}{\partial \zeta_1} \cdot \frac{\partial y}{\partial \zeta_2} - \frac{\partial z}{\partial \zeta_2} \cdot \frac{\partial y}{\partial \zeta_1} \right) / D_{et} \quad (29)$$

$$\frac{\partial z}{\partial y} = \left(\frac{\partial z}{\partial \zeta_1} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta_2} - \frac{\partial z}{\partial \zeta_2} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta_1} \right) / D_{et} \quad (30)$$

となる。ここで

$$D_{et} = \frac{\partial x}{\partial \zeta_1} \cdot \frac{\partial y}{\partial \zeta_2} - \frac{\partial y}{\partial \zeta_1} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta_2} \quad (31)$$

次に、(11) 式の相対速度 \vec{W} は次式より求まる (Fig. 2 参照)。

$$\vec{W} = \frac{\partial \phi}{\partial \vec{x}} + b\vec{e}_2 + \frac{\partial \phi}{\partial n} \vec{n} + V\vec{e}_x - \Omega z\vec{e}_y + \Omega y\vec{e}_z \quad (32)$$

ここで

$$\frac{\partial \phi}{\partial \vec{x}} = \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2\right]} \vec{e}_x + \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{\frac{\partial z}{\partial x}}{\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2\right]} \vec{e}_z \quad (33)$$

$$\vec{\lambda} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2\right]} \vec{e}_y + \frac{\frac{\partial z}{\partial y}}{\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2\right]} \vec{e}_z \quad (34)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \vec{y}} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \vec{\lambda} \quad (35)$$

TANGENT PLANE OF S_A AT NODE i

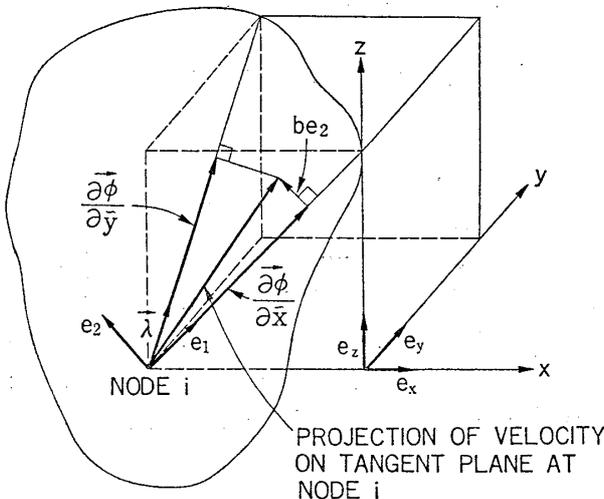


Fig. 2 Velocity Components at node i

$$b = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \vec{y}} \cdot \vec{\lambda} - \frac{\partial \phi}{\partial \vec{x}} \cdot \vec{\lambda} \right) / \vec{e}_2 \cdot \vec{\lambda} \quad (36)$$

なお、上式で $\frac{\partial \phi}{\partial \vec{x}} (\frac{\partial \phi}{\partial \vec{y}})$ は速度ポテンシャルの $\vec{e}_1(\vec{\lambda})$ 方向の微分を意味する。また、 $\vec{e}_1(\vec{\lambda})$ は節点 i の接平面上にあり、その XY -平面上の成分が $\vec{e}_x(\vec{e}_y)$ に平行でかつ同じ向きを持つような単位ベクトルである。したがって、(32) 式の右辺第1項と第2項の和は絶対速度ベクトル \vec{V} の接平面上の成分を意味し、右辺第3項は絶対速度ベクトル \vec{V} の法線方向成分を意味する。

以上の離散化により三次元翼およびプロペラまわりの流れを解析した。

4 矩形翼 (NACA 65010) の計算結果と考察

図示していないが、仰角 0° 、縦横比 $A=5$ の矩形翼のとき、BEM による中央部の弦方向圧力分布は、2次元翼のそれと数パーセントの誤差内で一致した。仰角 $\alpha=4^\circ$ のときの計算結果を Table 1, Fig. 3 に示す。図中 MR, MC はそれぞれ幅方向および弦方向の分割数を示す。Fig. 3 より、弦方向分割数の増加に従って、前縁

Table 1 Lift slope of rectangular wing (NACA 65010, $A=1$ & 5)

ASPECT RATIO A	LIFT SLOPE $2\pi A / (2 + \sqrt{A^2 + 4})$	VORTEX LATTICE ¹⁷⁾ (1 ELEMENT MODEL)	PRESENT (BEM)
1		1.483	1.625
5		4.254	4.213

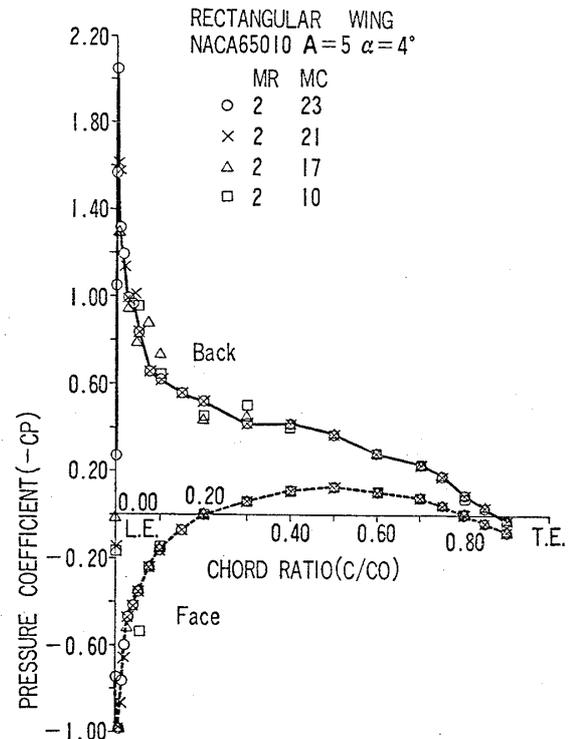


Fig. 3 Chordwise pressure distributions at mid-span of Rectangular Wing

部も含めて、計算値が収束に向かうことが理解される。なお、図示していないが、翼端部における弦方向圧力分布についても同様な収束傾向を示す。また、幅方向の分割数 $MR=2$ に対して、 MR を増加しても、同一場所における圧力は変わらないことを確認した。

5 プロペラの計算結果と考察

計算例として選んだプロペラは練習船青雲丸の CP および HSP で²⁰⁾、要目を Table 2 に示す。Fig. 4, Fig. 5 にそれぞれ CP, HSP の計算モデルの要素分割投影図を示す (半径方向分割数 $MR=7$, 弦方向分割数 $MC=10$, 節点総数 $N=1017$, 要素総数 $M=1890$)。なお、計算モデルでは、閉曲面を構成する必要から、ボス部の

Table 2 Principal particulars of model propellers

Type	CP	Tip Unloaded HSP
Diameter of Propeller	3 600mm	
Pitch Ratio (Mean)	0.950	0.920
Expanded Area Ratio	0.650	0.700
Boss Ratio	0.1972	
Number of Blades	5	
Blade Thickness Ratio	0.0442	0.0496
Mean Blade Width Ratio	0.2465	0.2739
Skew Angle	10.5°	45.0°
Rake Angle	6.0°	-3.03°
Blade Section	MAU	Modified SRI-B
Material	AIBC3(Ni-Al-Bronze)	

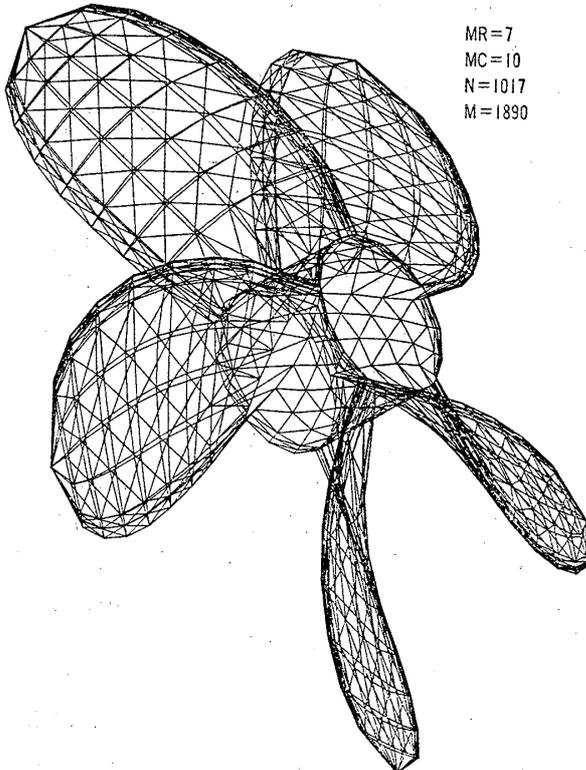


Fig. 4 Mesh division of conventional propeller

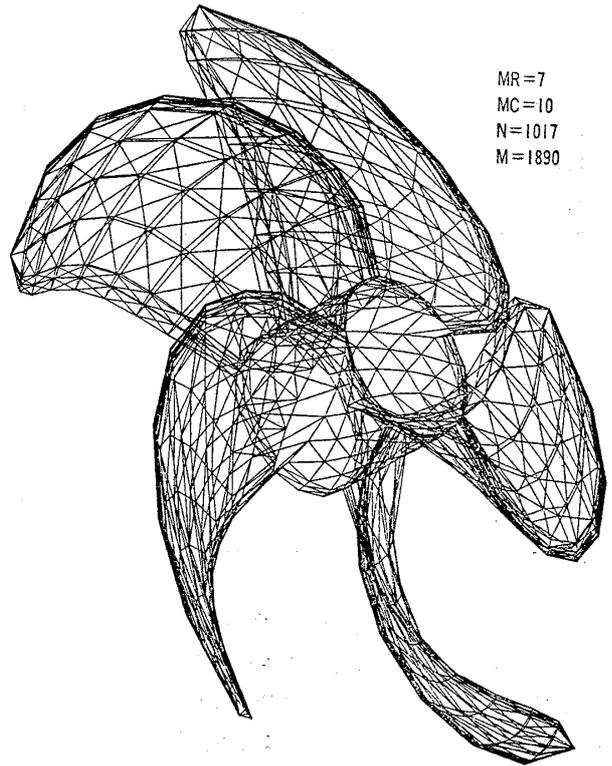


Fig. 5 Mesh division of highly skewed propeller

前後に回転円体を付加しているが、Fig. 4, Fig. 5 では煩雑を避けるため、回転円体の部分を図示していない。

5.1 プロペラパフォーマンス

Table 3~Table 6 にそれぞれプロペラ前進係数 $J=0.6578$ および 0.4 における BEM, 菅井⁹⁾, 小山¹¹⁾ の各計算方法による CP, HSP のパフォーマンスを示す。なお、各計算とも粘性は考慮されていない。また、BEM による解析では後流渦の長さをプロペラ直径の 5 倍と仮定して計算を行った。これらの表から、各計算方法は互いにより対応を示すと考えられる。

Table 3 Comparison of propeller performance calculated by various methods (CP, $J=0.6578$)

CP, $J=0.6578$	PRESENT	SUGAI ⁹⁾	KOYAMA ¹¹⁾
THRUST CO. K_T	0.208	0.207	0.215
TORQUE CO. K_Q	0.0301	0.0295	0.0314
EFFICIENCY η	0.726	0.735	0.718

Table 4 Comparison of propeller performance calculated by various methods (CP, $J=0.4$)

CP, $J=0.4$	PRESENT	SUGAI ⁹⁾	KOYAMA ¹¹⁾
THRUST CO. K_T	0.328	0.349	0.333
TORQUE CO. K_Q	0.0429	0.0454	0.0440
EFFICIENCY η	0.487	0.489	0.481

Table 5 Comparison of propeller performance calculated by various methods (HSP, $J=0.6578$)

HSP, $J=0.6578$	PRESENT	SUGAI ⁸⁾	KOYAMA ¹¹⁾
THRUST CO. K_T	0.187	0.193	0.205
TORQUE CO. K_Q	0.0270	0.0271	0.0298
EFFICIENCY η	0.725	0.746	0.720

Table 6 Comparison of propeller performance calculated by various methods (HSP, $J=0.4$)

HSP, $J=0.4$	PRESENT	SUGAI ⁸⁾	KOYAMA ¹¹⁾
THRUST CO. K_T	0.304	0.324	0.300
TORQUE CO. K_Q	0.0381	0.0404	0.0383
EFFICIENCY η	0.508	0.510	0.498

5.2 プロペラ翼面上の圧力分布

Fig. 6~Fig. 9にそれぞれプロペラ前進係数 $J=0.6578$ と $J=0.4$ のときの CP および HSP の翼面上圧力分布を示す。比較のため、菅井⁹⁾による計算も併記した。これらの図から次のことがいえる。

(1) 両計算法による圧力分布形は、直進3次元翼の場合²¹⁾と同様、ボス部および翼先端部を除き、概ね近い形状を示す。しかし、圧力の大きさについては、必ずしも一致していない。

(2) 翼端部では、菅井の計算結果と比較して、BEM の計算結果は Back 面で圧力が低く、Face 面で圧力が高い、したがって揚力も大きい。この違いは翼端部での流れが3次元性の強い流れ場になっているためと思われる (Fig. 10~Fig. 17 参照)。

(3) ボス部近傍では、菅井の計算結果と比較して、BEM の計算結果は Back 面の前縁で負圧が大きく、また、弦方向の全長にわたり揚力も大きい。菅井の計算モデルでは、ボスの存在を無視しているのに対し、BEM では Fig. 4, Fig. 5 に示すように、ボスが計算モデルの中に含まれている。したがって、ボス部における両計算結果の違いは、計算モデルにおけるボスの存在の有無に関係していると思われる。

(4) 0.3850 R~0.7950 R の間では、菅井の計算結果と比べて、BEM の計算結果は Back 面の前縁部で概ね圧力が低く、前・後縁部を除く Back 面では圧力が高い。また、Face 面では、前縁部を除き圧力が高い傾向を示す。

(5) CP (スキュー角 10.5°, レーキ角 6°) およびスキュー角、レーキ角がさほど大きくない HSP (スキュー角 45°, レーキ角-3.03°) の両計算モデルについては、相互のプロペラ形状の違いによる BEM の圧力分布と菅井の圧力分布の違いは認められなかった。

5.3 プロペラ翼面上の速度分布

Fig. 10~Fig. 17 にそれぞれプロペラ前進係数 $J=0.6578$ ($\Omega=163.5$ rpm, $V=6.4535$ m/s) と $J=0.4$ ($\Omega=70.0$ rpm, $V=1.68$ m/s) のときの CP および HSP の翼面上速度分布を示す。これらの図は、プロペラ軸に垂直な面への投影図で、矢印の向きは速度の投影と同じ向きを持ち、その長さは速さに等しい。また、絶対速度の矢印長さのスケールは、相対速度のその3倍にしてある。なお、図中各三角形要素の頂点はプロペラ軸心を中心とする同心円上にあり、したがって、三辺のうちの一辺は同心円の弦になっている。速度分布図 Fig. 10~Fig. 17 から次の(1)~(6)のことがいえる。

速度分布の一般傾向

(1) Fig. 10, 12, 14 および 16 に示す Face 面と Back 面の絶対速度分布を比較すると、円周接線方向の速度成分の向きが Face 面と Back 面で逆になっている。この速度成分の向きの違いがプロペラの揚力発生原因になっている。また、ボス部を除く翼面上では、Face 面の速度と比べて、Back 面の速度は半径方向内向きの傾向がより強い。ボス部では逆の傾向を示す。

(2) プロペラ前縁部において、Face 面では、流れが概ね半径方向外向きである。一方、該部における Back 面では概ね内向きである。この傾向は特に翼端部において強い。

(3) Fig. 11, 13, 15 および 17 に示す $J=0.6578$ と $J=0.4$ の相対速度分布を比較すると、 $J=0.4$ のとき半径方向内向きの傾向がより強い。

CP と HSP の比較

(4) 翼端部において、CP の Face 面および Back 面の流れは、Face 面の前縁を除き、両翼面とも半径方向内向きである (Fig. 10, 12)、一方、該部における HSP の Face 面の流れは外向きであり、Back 面では内向きである (Fig. 14, 16)。また Fig. 11, 13, 15 および 17 に示す相対速度分布から、翼端部の Back 面では CP の流れと比較して、HSP の流れは3次元性の傾向がより強いことが理解される。

(5) 0.4839 R~0.7950 R 間では、Back 面後縁を除き、CP, HSP の流れはともによく似た半径方向内向きの傾向を示す (Fig. 10, 12, 14, 16)。なお、Fig. 10, 12, 14 および 16 に示す絶対速度分布の Back 面後縁における CP と HSP の流れの違いは、他の位置と比較して、この位置で CP と HSP の幾何形状が相対的に大きく異なっているためと思われる。

(6) 0.2 R~0.4839 R 間のボス部では、CP と HSP はよく似た流れを示す。これはこの部分において、CP と HSP の幾何形状がよく似ていることから、この結果は当然の帰結と思われる。

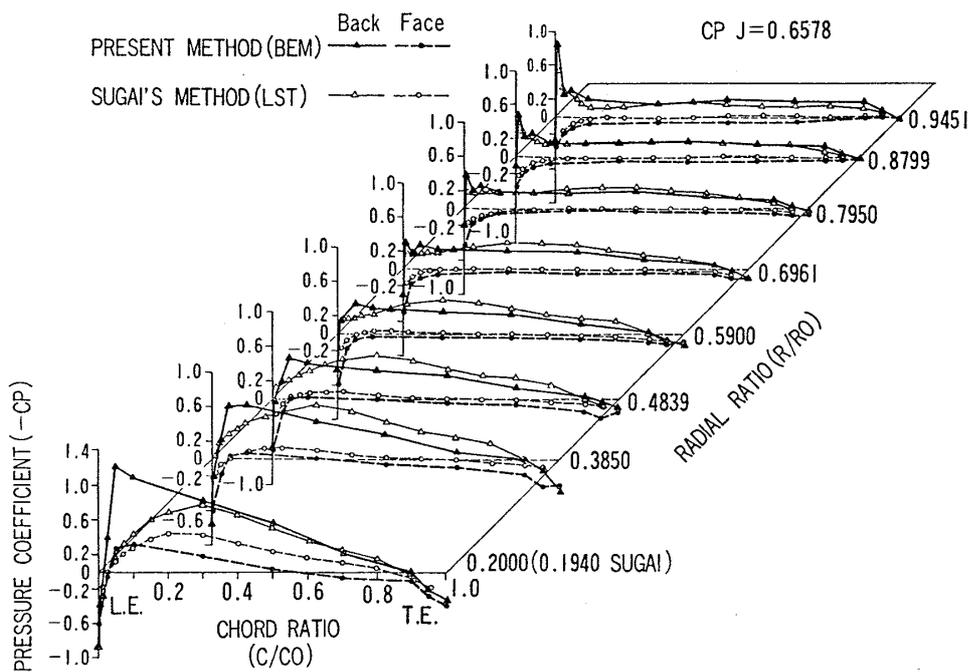


Fig. 6 Pressure distributions of CP blade with $J=0.6578$

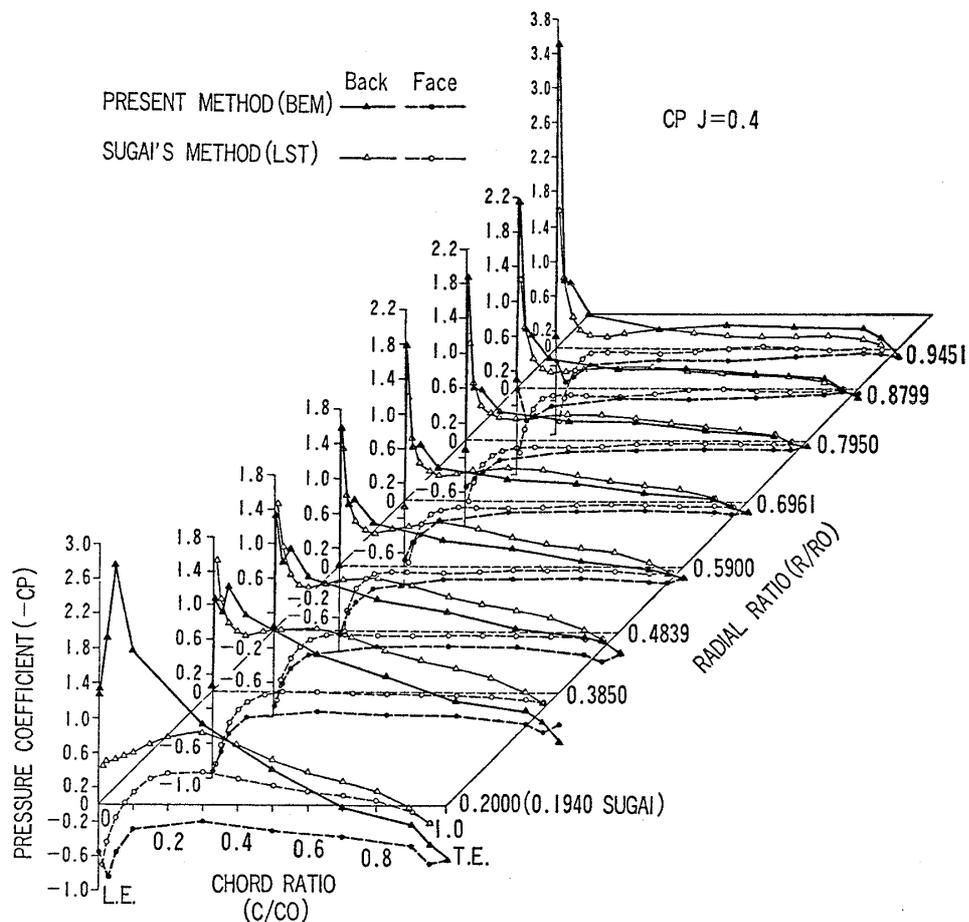


Fig. 7 Pressure distributions of CP blade with $J=0.4$

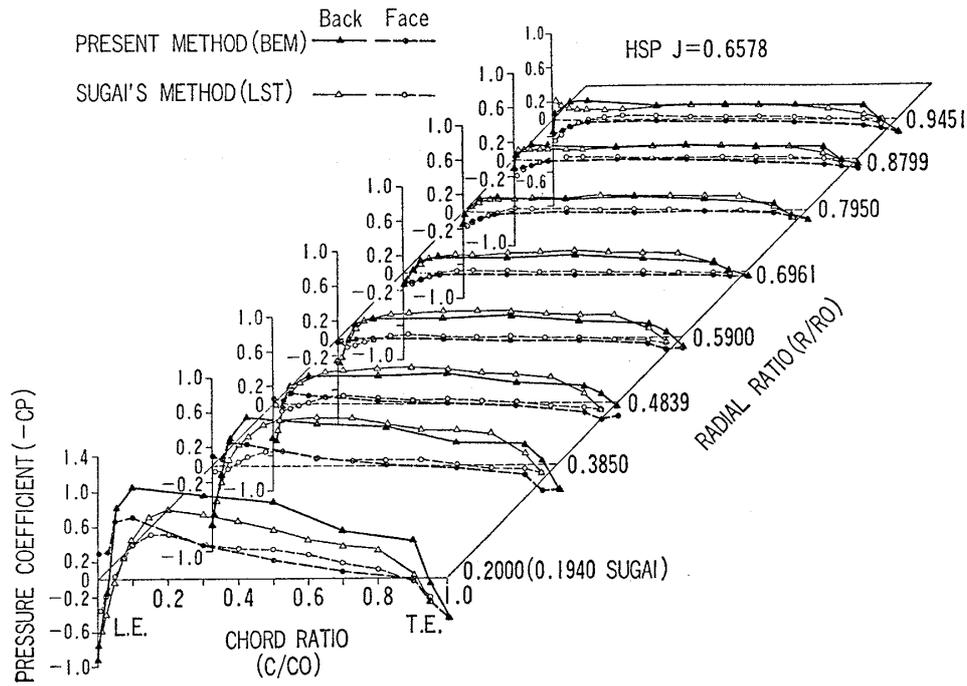


Fig. 8 Pressure distributions of HSP blade with $J=0.6578$

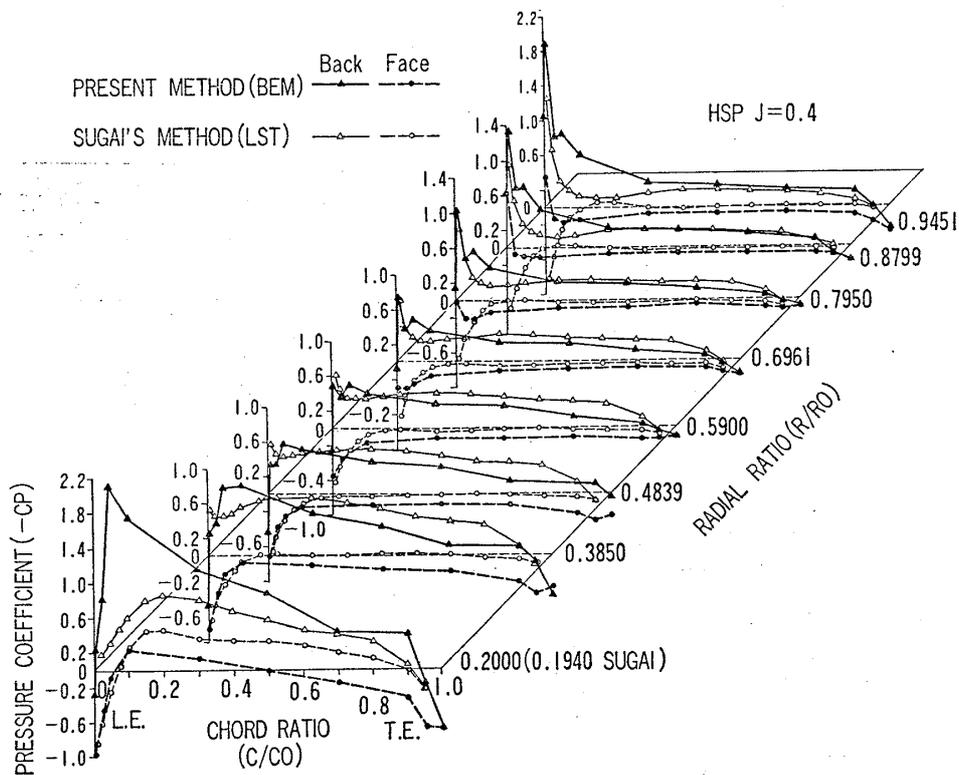


Fig. 9 Pressure distributions of HSP blade with $J=0.4$

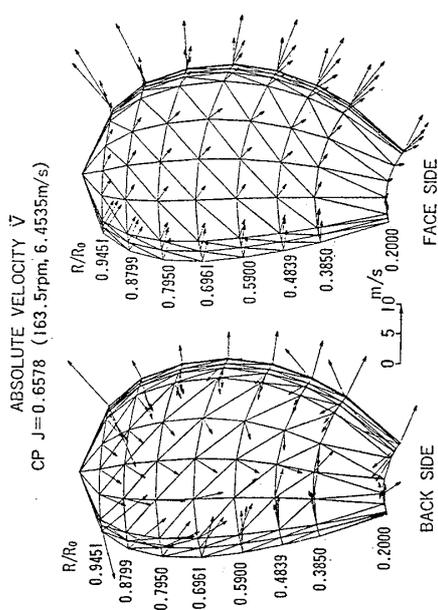


Fig. 10 Absolute velocity distributions of CP blade with $J=0.6578$ (163.5 rpm, 6.4535 m/s)

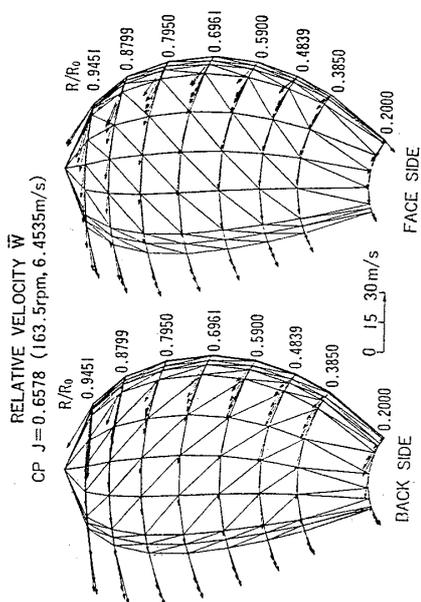


Fig. 11 Relative velocity distributions of CP blade with $J=0.6578$ (163.5 rpm, 6.4535 m/s)

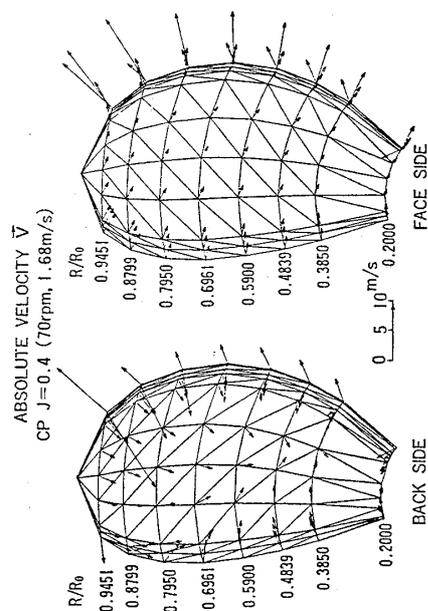


Fig. 12 Absolute velocity distributions of CP blade with $J=0.4$ (70.0 rpm, 1.68 m/s)

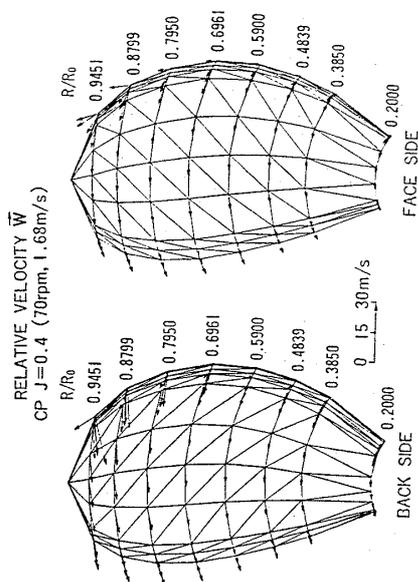


Fig. 13 Relative velocity distributions of CP blade with $J=0.4$ (70.0 rpm, 1.68 m/s)

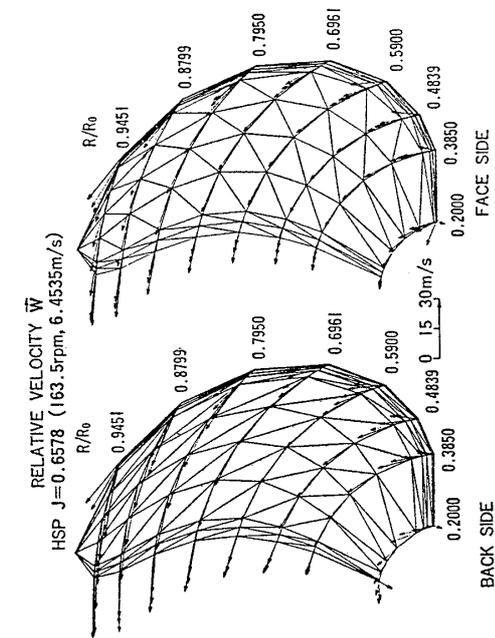


Fig. 15 Relative velocity distributions of HSP blade with $J=0.6578$ (163.5 rpm, 6.4535 m/s)

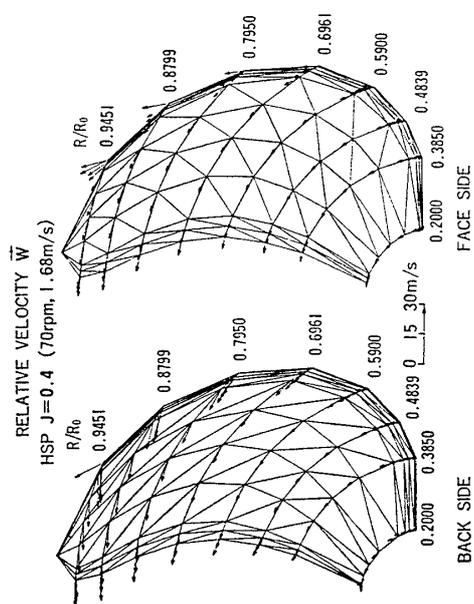


Fig. 17 Relative velocity distributions of HSP blade with $J=0.4$ (70.0 rpm, 1.68 m/s)

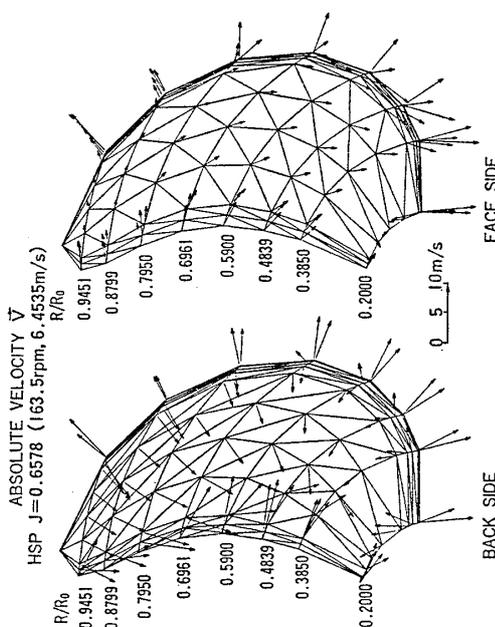


Fig. 14 Absolute velocity distributions of HSP blade with $J=0.6578$ (163.5 rpm, 6.4535 m/s)

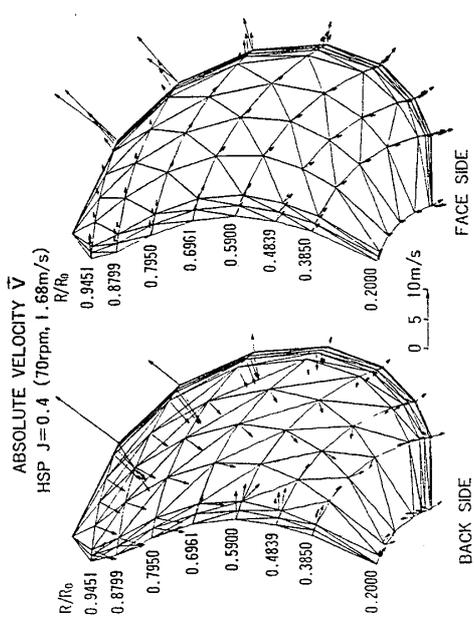


Fig. 16 Absolute velocity distributions of HSP blade with $J=0.4$ (70.0 rpm, 1.68 m/s)

6 結 論

本報において、厚翼理論に基づいたプロペラに対する BEM 解析の定式化、本解析法による 3 次元翼の前縁近傍における解の収束性の検討、さらに、船用プロペラ (CP と HSP) への本解析法の適用および菅井の方法との比較などを行った。その結果、次の結論を得た。

(1) プロペラまわりの 3 次元流れに対し、厚翼理論に基づく BEM の直接法を適用することにより、プロペラ翼面における 3 次元ポテンシャル分布を求めることができた。

(2) 3 次元矩形翼の前縁部に注目して、弦方向要素分割の異なる 4 種類の分割モデルに対して BEM 解析を行った結果、弦方向分割数の増加に従って、圧力係数分布の計算値が収束に向かうことが数値的に確認できた。

(3) BEM と菅井の方法による翼面上圧力分布を比較検討した結果、ボス部および翼先端部を除き、両者が概ね近い圧力分布形状を示した。また、揚力を同一とした場合、プロペラの両端部および両縁部を除いたプロペラ中心部における圧力の絶対値は、BEM の結果が菅井の結果より大きくなった。なお、両計算法のボス部および翼前縁部における圧力分布の違いは、BEM モデルがボスを含むなど、該部における 3 次元幾何形状を直接的に評価しているためと考えられる。

(4) ボス部を除く翼面上の絶対速度および相対速度は CP, HSP とともに Face 面に対し、Back 面では半径方向内向きの傾向が強く、ボス部では逆の傾向を示した。また、半径方向 $0.484 R \sim 0.795 R$ の間では Back 面後縁を除き、CP, HSP とともによく似た速度分布傾向を示している。Back 面後縁における CP と HSP の速度分布の違いは、プロペラ幾何形状の相違が該部で顕著なためと考えられる。なお、相対速度分布はプロペラ前進係数が小さくなると、CP, HSP とともに半径方向内向き傾向が強くなった。

本報で採用した HSP の計算モデルは、スキュー角 45° 、レーキ角 -3.03° であり、CP 計算モデルのスキュー角 10.5° 、レーキ角 6° と比較して、さほど大きな差がないため、均一流中での計算結果では、CP と HSP の違いが大きく現われなかった。現在、スキュー分布、レーキ分布およびピッチ分布を系統的に変化させたときの均一流中における計算を行い、これらのパラメータがプロペラ特性に及ぼす影響について検討中である。これと平行して回流水槽による確認実験を行っている。また、船舶航洋中の船体運動により発生する非周期的な伴流分布に関する非定常問題や、プロペラ・舵・船尾および自由表面間の干渉問題への計算プログラムの拡張を行

っているため、それらの結果については次報以降にて報告したい。

以上、BEM の直接法によるプロペラまわりの 3 次元流れ解析の手法は、幅広い応用範囲があり、船尾振動に対するプロペラ起振力の解析、船尾・プロペラ・舵の最適設計およびプロペラまわりの境界層モデル化への寄与などに使用できる。これらの問題については今後の検討課題としたい。

終りにあたって、本研究の遂行にあたり、ご懇篤な御指導と御鞭撻を賜った東京大学 乾崇夫名誉教授、東京大学 加藤洋治教授に厚く御礼申し上げます。また、種々ご討議戴いた船舶技術研究所 高橋肇推進性能部長および関係各位に深く感謝致します。なお、本研究の実施に際し、終始ご鞭撻戴いた当会星野次郎常務理事、田代新吉技術研究所所長に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 井野幸雄, 多田羅豊: プロペラ翼損傷解析, 日本海事協会誌, No. 187 (1984).
- 2) 馬場宣裕, 井野幸雄, 佐々木康夫: 航洋中の自動車運搬船における実船計測及びプロペラ翼の強度, 日本船用機関学会誌, 第19巻, 第7号(1984).
- 3) 凌 志浩, 佐々木康夫: ハイリースキュードプロペラと標準プロペラにより誘起されるプロペラ起振力および船体振動に関する実船比較試験, 日本造船学会 論文集, 第151号 (1982).
- 4) Morino, L., CHEN, L. T. and Suci, E. O.: Steady and Oscillatory Subsonic and Supersonic Aerodynamics around Complex Configurations, AIAA Journal, Vol. 13, No. 3 (1975).
- 5) Morino, L.: A General Theory of Unsteady Compressible Potential Aerodynamics, NASA CR-2464 (1974).
- 6) Hanaoka, T.: Hydrodynamics of an Oscillating Screw Propeller, 4th Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, (1962).
- 7) Yamazaki, R.: On the Theory of Screw Propellers in Non-Uniform Flows, Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University, Vol. 25 (1966).
- 8) 菅井和夫: 船用プロペラに関する研究, 日本造船学会論文集, 第128号 (1970).
- 9) 小山鴻一: 新しい方法によるプロペラ揚力面の数値的解析, 日本造船学会論文集, 第132号(1972).
- 10) 波多野修次, 南方潤三, 山崎正三郎: 揚力線及び揚力面理論によるプロペラ性能の推定, 西部造船学会会報, 第49号 (1975).
- 11) 小山鴻一: 不均一流中のプロペラ揚力面の実用計算法と計算例, 日本造船学会論文集, 第137号 (1975).
- 12) 花岡達郎: プロペラの基礎理論-III (discrete loading function 法によるプロペラ揚力面の二つの解法), 船舶技術研究所報告, 第14巻, 第6

- 号 (1977).
- 13) Kerwin, J.E. and Lee, C.S.: Prediction of Steady and Unsteady Marine Propeller Performance by Numerical Lifting-Surface Theory, Transaction of Society of Naval Architects and Marine Engineers, Vol. 86 (1978).
 - 14) 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).
 - 15) 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).
 - 16) 小山鴻一: 船用プロペラにおける翼端特異性に関する研究 (第1報), 日本造船学会論文集, 第145号 (1979).
 - 17) 市川輝雄: Vortex Lattice 法の基礎についての考察, 日本航空宇宙学会誌, 第29巻, 第327号 (1981).
 - 18) 海老原正美: 物体表面に沿う流速を未知関数とする積分方程式による三次元非圧縮ポテンシャル流れの新しい定式化, 日本航空宇宙学会誌, 第31巻, 第354号 (1983).
 - 19) 渡部 力, 名取 亮, 小国 力: 第3版 数値解析と FORTRAN, 丸善, 1983, 633~655.
 - 20) 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), 37~53.
 - 21) 中武一明, 垣野内勉, 森山文雄, 山崎隆介, 等価2次元翼に関する研究, 日本造船学会論文集, 第156号 (1983).