

# 簡便なパネル法による非定常プロペラキャビテーションの計算

正員 金丸 崇\*      正員 安東 潤\*\*

Calculation of Unsteady Cavitation on a Marine Propeller Using a Simple Surface Panel Method

by Takashi Kanemaru, *Member*      Jun Ando, *Member*

## Summary

This paper presents a calculation method for the unsteady cavitating propeller problem. The method is based on a simplified surface panel method "SQCM" which satisfies the Kutta condition easily. Hess and Smith type source panels are distributed on the propeller and cavity surface. Discrete vortices are distributed on the camber surface according to Lan's QCM (Quasi-Continuous vortex lattice Method). The boundary conditions to determine these singularities are the constant pressure condition on the cavity surface and the zero normal velocity condition on the propeller and camber surface. In the unsteady problem, we give the modified normal velocity instead of zero normal velocity at the end of camber surface in order to satisfy the Kutta condition exactly. The cavity shape in each radial section is determined so that the zero normal velocity condition is satisfied.

In the present method, a cavity length for each radial section is given first. Then the singularities and the cavity shapes are determined. These steps are repeated until both constant pressure condition and normal velocity condition are satisfied on the cavity surface. Next, the cavity length is corrected in order that the opening at the cavity end will get closer to the target value. By using the corrected cavity length, the calculation is repeated from the beginning. These steps are repeated until the opening at the cavity end agrees with the target value in each section. In this method, constant pressure condition is satisfied including cross flow velocity because its effect is not small near the tip of a propeller blade.

The variation of cavitation patterns, cavity shapes, cavity area and cavity volume in wake are calculated for two kinds of propellers. Good agreements are obtained between the calculated results and the experimental data.

## 1. 緒 言

船用プロペラは通常、船尾伴流中で作動するため、プロペラ翼面上に発生するキャビテーションの発生範囲および体積は時々刻々変動する。このような非定常キャビテーションは船体振動の原因のひとつであり、非定常キャビテーションを発生しているプロペラによって船尾に誘起される変動圧はキャビティ体積の時間に関する2階微分値に比例する。従って、キャビテーションによるプロペラ起振力を精度良く推定するためにはキャビティ体積の時間変化を正確にシミュレートする必要がある。

理論計算による推定法としては、揚力面理論などの線形理論に基づく方法が広く用いられているが、線形理論は翼厚、キャビティ厚さを近似した理論であるため、キャビティ体積まで精度良く求めることは難しい。一方、キャビティ形状を

厳密に取り扱うことができるパネル法などによる非線形キャビテーション理論は、キャビティ体積の有効な推定法に成り得ると考えられる。パネル法によるキャビテーションの計算例としては2次元定常問題から数えると既に多くの論文が発表されており、Kinnas et al.<sup>1)</sup>、Kim et al.<sup>2)</sup>は非定常プロペラ問題まで適用している。しかし、公表された文献中ではキャビティ厚さ、体積およびこれらの時間変動の検証までは行っておらず、計算の有効性が確認されていない。また、パネル法を用いた計算であっても、キャビティ表面の流れは半径一定の周方向に沿うという仮定の下、2次元的に取り扱われているものが一般的であり、キャビティ表面流れの3次元性が考慮されているとは言い難い。キャビテーション試験による計測結果<sup>3)4)5)</sup>によると、翼端部ではキャビティがかなり厚くなり3次元流れの影響が無視できないことが知られている。

著者らは最近、SQCMと名付けた簡便なパネル法を用いて、シートキャビテーションの範疇でキャビティ表面流れを3次元的に取り扱うキャビテーション計算法を開発した。この方法を定常プロペラ問題に適用したところ、キャビティ表面流れを3次元的に取り扱う効果を示すとともに、キャビテーションパターンやキャビテーション状態のプロペラ性能について妥当な結果を得た<sup>6)</sup>。そこで、本研究では定常プロ

\* 九州大学大学院工学府

\*\* 九州大学大学院工学研究院

ペラキャビテーション計算法を非定常プロペラ問題に拡張する。さらに、本計算法を用いて青雲丸I世の通常型プロペラおよびハイスキュープロペラに発生するキャビテーションを計算し、得られた計算結果を実験値と比較して本計算法の妥当性を検討する。

## 2. 計算法

### 2.1 SQCMによる非定常プロペラ性能解析の概要

SQCMとは、翼のキャンパー面上に揚力面理論の一種であるLan<sup>7)</sup>のQCM(Quasi-Continuous Vortex Lattice Method)に従って、渦格子とコントロールポイントを配置し、さらに翼表面にはHess and Smith法<sup>8)</sup>による吹出しを配置して、キャンパー面と翼表面で垂直速度がゼロという条件から渦強さと吹出し強さを求める方法である。SQCMは毎田らにより非定常問題<sup>9)</sup>に拡張されたがその基本的な考え方は、キャンパー面のQCMを非定常QCMに置き換えることである。

翼数 $K$ 、直径 $D$ のプロペラが、非粘性、非圧縮性の無限流体中で前進速度 $V_A$ 、回転角速度 $\Omega (= 2\pi n)$ 、 $n$ は毎秒回転数で運動している場合を考える (Fig.1)。 $x$ 軸をプロペラ回転軸に一致させ、 $x$ 軸上の任意の点に原点 $o$ を取る。そして $z$ 軸を鉛直上向きに、 $y$ 軸をプロペラ固定座標系 $o-xyz$ が右手系になるように設定する。流体がプロペラへ流入する速度 $V_A$ は $x$ 軸の正方向を向き、プロペラは後方より見て時計回りに回転している。流場の計算はこのプロペラ固定座標系にて行うが、プロペラに働く力、モーメントの計算に際しては空間固定座標系 $O-XYZ$ を導入し、 $X$ 軸は $x$ 軸に一致し、 $Y$ 軸および $Z$ 軸は時刻ゼロ、すなわち回転角 $\theta$ がゼロのとき、 $y$ 軸、 $z$ 軸に一致するものとする。

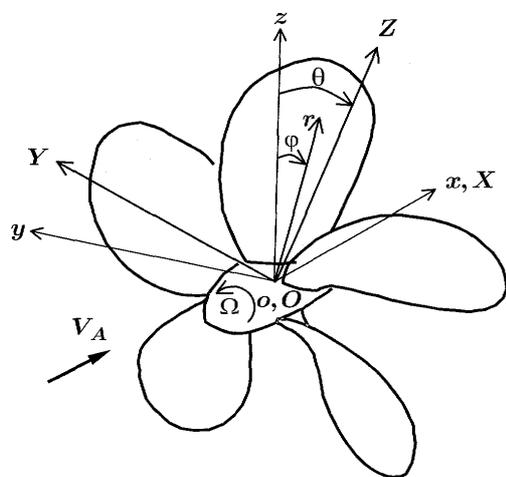


Fig.1 Coordinate systems of propeller

さらに、計算の便宜上、プロペラ固定の円筒座標系 $o-xr\phi$ を導入する。このとき、直交座標系 $o-xyz$ と円筒座標系 $o-xr\phi$ の関係は以下ようになる。

$$x = x, \quad y = -r \sin \phi, \quad z = r \cos \phi \quad (1)$$

ただし、

$$r = \sqrt{y^2 + z^2}, \quad \phi = \tan^{-1}(-y/z)$$

であり、 $\phi$ はプロペラ後方より見て反時計回りの方向である。なお、SQCMの非定常プロペラ問題の適用については文献<sup>9)10)</sup>に詳しく述べられている。

流入速度ベクトルを $\vec{V}_I$ 、QCMに基づく渦による誘導速度ベクトルを $\vec{V}_\gamma$ 、Hess and Smith法に基づく吹出しによる誘導速度ベクトルを $\vec{V}_m$ とすると、合速度ベクトル $\vec{V}$ は、次式で表される。

$$\vec{V} = \vec{V}_I + \vec{V}_\gamma + \vec{V}_m \quad (2)$$

通常のSQCMにおける境界条件は、翼表面またはキャンパー面のコントロールポイントにおける法線方向単位ベクトルを $\vec{n}$ とすると、次式で与えられる。

$$\vec{V} \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{on Blade and Camber Surface (except T.E.)} \quad (3)$$

$$\vec{V} \cdot \vec{n} = V_N \quad \text{at T.E.}$$

ここで、 $V_N$ はKutta条件を満足させるためキャンパー面後縁に与える補正速度である。

プロペラ翼表面の圧力 $p(t)$ は、次式で表される非定常ベルヌーイの式より計算する。

$$p(t) - p_0 = -\frac{1}{2} \rho \left( |\vec{V}|^2 - |\vec{V}_I|^2 \right) - \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (4)$$

ただし、

$p_0$  : 基準となる静圧、 $\rho$  : 流体密度、

$\phi$  : 攪乱速度ポテンシャル、 $t$  : 時間

翼表面上の圧力係数 $C_{pn}$ は次式で表される。

$$C_{pn} = \frac{p(t) - p_0}{\frac{1}{2} \rho n^2 D^2} \quad (5)$$

翼表面の圧力が求まればプロペラに働く力は圧力積分によって求めることができる。プロペラの前進係数 $J$ 、推力係数 $K_T$ およびトルク係数 $K_Q$ は、次のような式で定義される。

$$J = \frac{V_A}{nD}, \quad K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}, \quad K_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5} \quad (6)$$

## 2.2 キャビテーション計算法

### 2.2.1 キャビテーション計算法の概要

本論文ではシートキャビテーションを取り扱うため、キャビティ表面を圧力一定（飽和蒸気圧）と仮定する、いわゆる自由流線理論の考え方に従う。これは、キャビティ表面パネル上のコントロールポイントにおいて圧力一定条件と法線方向速度をゼロとする物体表面条件の2つの境界条件を同時に満足させようとするものである。一方、キャビテーションが発生していない翼面上には、物体表面条件(3)式を課すため、混合境界値問題となる。

さて、キャビテーション数は実験値との比較のため、基準速度にプロペラ回転数  $n$  とプロペラ直径  $D$  を用いた代表キャビテーション数  $\sigma_n$  を用いる。

$$\sigma_n = \frac{p_0 - p_v}{\frac{1}{2} \rho n^2 D^2} \quad (7)$$

ここで、 $p_v$  は飽和蒸気圧である。キャビティ表面の接線速度  $V_T$  と  $\sigma_n$  の間には以下のような関係が成り立つ。

$$V_T = \sqrt{|\vec{V}_I|^2 + \sigma_n n^2 D^2 - 2 \frac{\partial \phi}{\partial t}} \quad (8)$$

定常問題の場合、圧力一定の条件は接線速度一定の条件に置き換えられる。ところが、非定常問題の場合、(8)式に示されるように非定常ベルヌーイの式に基づく攪乱速度ポテンシャルの時間微分項が含まれるため、キャビティ表面で満たすべき接線速度が一定とはならず、取り扱いが複雑となる。

また、本論文では一般に計算結果への影響が小さいとして無視されているキャビティ表面の半径方向流れ（以下、cross flow）も定常問題<sup>6)</sup>と同様に考慮する。Fine<sup>11)</sup>は文献中の一部で cross flow を考慮した計算を行い、その影響は無視できるほど小さいと結論づけているが、著者らの定常問題における計算結果<sup>6)</sup>では、cross flow の影響は大きく、翼端付近では cross flow の考慮の有無でキャビティ厚さがかなり異なるという結果が得られている。なお、Yuasa<sup>12)</sup>もキャンバー面上の渦格子と線吹出しを用いた3次元的な計算を行い、同様の結果を得ている。

キャビテーションのモデル化においては、キャビティ先端および後端に対して注意が必要である。シートキャビティの先端は層流剥離点または乱流遷移点に一致すべきであるため、粘性流計算を行ってその位置を知る必要があるが、これは必ずしも容易ではない。さらに、非定常問題の場合、厳密にはキャビティ発生点が時々刻々変動すると考えられるが、このような取り扱いはキャビティ形状の収束を困難にする。本論文では計算の安定も考慮し、定常問題<sup>6)</sup>と同様にキャビティ発生位置として適当な値を指定することにする。キャビ

ティ後端についても定常問題<sup>6)</sup>と同様に半閉鎖型モデルを用いることにする。ただし、キャビティ後端の開き幅は安定な計算が実現する範囲で十分小さく与える。従って、本論文におけるキャビティ長さ、面積等の計算結果は閉鎖型モデルのそれらとほぼ一致する。

### 2.2.2 キャビテーション問題の取り扱い

ここでは、SQCM を用いたキャビテーション問題の計算法について述べる。

#### 【手順 I】

半径方向各断面 ( $\mu$ ) においてキャビティ長さ  $l_\mu$  を仮定して与え、各断面のキャビティ表面上で接線速度  $V_T$  ((8)式) が満足されること、キャビティが発生していない翼表面およびキャンバー面を貫く流れが無いことを境界条件として吹出し分布および渦分布を求める。定常問題<sup>6)</sup>ではキャビティ表面を cosine 分割としたが、本論文では計算の安定を重視し、キャビティ表面を等分割とした。翼表面については定常問題<sup>6)</sup>と同様に、部分キャビテーションの場合は翼前縁 (L.E.) からキャビティ発生位置  $l_{D\mu}$  まで、および  $l_\mu$  から翼後縁  $c_\mu$  までを cosine 分割とし (Fig.2)、スーパーキャビテーションの場合も翼前縁から  $l_{D\mu}$  までを cosine 分割とする (Fig.3)。また、キャンバー面は、吹出しパネルを配置するキャビティ表面または翼表面の上下面の中心に配置する。

まず、キャビティ表面上での接線速度条件は以下のように表される。

$$\frac{\Phi_{\mu v} - \Phi_{\mu v-1}}{\Delta s_{\mu v}} = V_T \quad (9)$$

ここで、 $\Phi_{\mu v}$  および  $\Phi_{\mu v-1}$  はそれぞれ  $v$  および  $v-1$  番目のキャビティ表面パネルの中心位置における翼まわりの流れを表す速度ポテンシャル、 $\Delta s_{\mu v}$  は  $v$  および  $v-1$  番目のキャビティ表面パネルの中心位置間距離を表す (Fig.2 および Fig.3 参照)。cross flow を考慮した場合、キャビティ表面上の流速は次式となり、

$$V_T = \sqrt{V_{Cx}^2 + V_{Cr}^2 + V_{C\phi}^2} \quad (10)$$

ただし、 $V_{Cx}, V_{Cr}, V_{C\phi}$  :

キャビティ表面における速度ベクトルの円筒座標系表示各成分  
キャビテーションは cross flow 成分  $V_{Cr}$  を含めた3次元流れの方向に発生する。ところが、(9)式では cross flow が考慮されていないため、(9)式によるキャビティ表面の流速は

$$V_T = \sqrt{V_{Cx}^2 + V_{C\phi}^2} \quad (11)$$

を満足するに過ぎず、(10)式が満足されない。そこで、本論文では(9)式の  $V_T$  の代わりに接線速度を次式で与える。

$$V'_T = \sqrt{V_T^2 - \beta(r)V_{Cr}^2} \quad (12)$$

ここで、 $\beta(r)$  は  $V_{Cr}$  の考慮の度合を示す係数である<sup>6)</sup>。よって(9)式は次式に置き換えられる。

$$\frac{\Phi_{\mu v} - \Phi_{\mu v-1}}{\Delta s_{\mu v}} = V'_T \quad (13)$$

本計算法に依れば、境界条件は2次元的に取り扱うという簡便さを保ったまま、(10)式が満足される結果が得られる(ただし、 $\beta(r)=1$ の場合)。(8)式および(12)式より、 $V'_T$  は次式に纏められる。

$$V'_T = \sqrt{|\vec{V}_I|^2 + \sigma_n n^2 D^2 - 2 \frac{\partial \phi}{\partial t} - \beta(r)V_{Cr}^2} \quad (14)$$

$V_{Cr}$  は未知数であるため、(13)式は収束解を得るための繰り返し計算を要するが、次の【手順Ⅱ】で述べる、キャビティ表面で物体表面条件を満足させるための繰り返し計算と並行させて行うことで計算時間の短縮を図る。すなわち、 $V'_T$  とキャビティ形状は同時に収束させる。

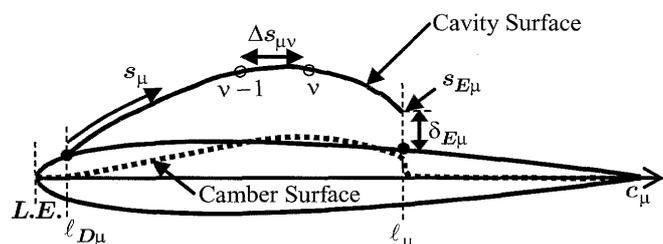


Fig.2 Model of partially cavitating section

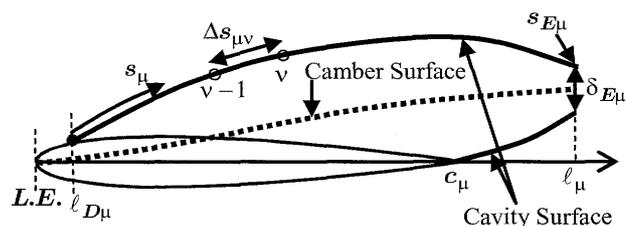


Fig.3 Model of supercavitating section

キャビティ表面以外の翼表面およびキャンバー面の境界条件はキャビテーションがない場合の SQCM と同様に物体表面条件(3)式を満足させる。(3)式および(13)式より構成される連立方程式を解いて特異点分布が求められる。

【手順Ⅱ】

【手順Ⅰ】で求めた特異点分布を用いてキャビティ表面の各パネル上での流速を求めた場合、キャビティ表面における物体表面条件は満足されていないので、キャビティ表面の各

位置でパネルが流れの向きに沿うように再配置する。本計算法において完全な3次元解を求めるためには、接線速度条件に加え、この物体表面条件も3次元的に取り扱う必要がある。しかし、これは容易ではない上、キャビティ形状の収束を難しくする恐れもあるため、定常問題と同様にキャビティ表面流れのうち、周方向成分にのみパネルに沿わせる。キャビティ厚さを  $h$  とすると、流れがキャビティ表面に沿うという条件は Kinnas et al.<sup>1)</sup>によって次式のように与えられている。

$$V'_T \frac{\partial h}{\partial s} + \frac{\partial h}{\partial t} = V_{Cx} n_x + V_{C\phi} n_\phi \quad (15)$$

(15)式を離散化すると  $h$  について次式が得られる。

$$h_{\mu v}(t) = \frac{V_{Cx} n_x + V_{C\phi} n_\phi + \frac{V'_T}{\Delta s_{\mu v}} h_{\mu v-1}(t) + \frac{h_{\mu v}(t - \Delta t)}{\Delta t}}{\frac{V'_T}{\Delta s_{\mu v}} + \frac{1}{\Delta t}} \quad (16)$$

ここで、 $s_\mu$  はキャビティ先端からキャビティ表面上に沿う距離 (Fig.2 および Fig.3 参照)、 $n_x$ 、 $n_\phi$  はキャビティ表面パネルの法線方向単位ベクトルの円筒座標系表示  $\vec{n}(n_x, n_r, n_\phi)$  における  $x$  成分、 $\phi$  成分を表す。なお、キャビティ後端における開き幅  $\delta_{E\mu}$  は(16)式によるキャビティ後端の厚さとして得られる。

【手順Ⅲ】

【手順Ⅰ】および【手順Ⅱ】をキャビティ形状および  $V_{Cr}$  が変化しなくなるまで繰り返す。

【手順Ⅳ】

キャビティ形状が収束したら、【手順Ⅱ】で得られるキャビティ後端の開き幅  $\delta_{E\mu}$  と目標開き幅  $\delta_{ET\mu}$  を比較し、 $\delta_{E\mu}$  が  $\delta_{ET\mu}$  に近づくようキャビティ長さ  $l_\mu$  を調節する。具体的には次式を用いる。

$$l_\mu^{(n+1)} = l_\mu^{(n)} + w(\delta_{ET\mu} - \delta_{E\mu}) \quad (17)$$

ここで、 $n$  は繰り返し計算回数、 $w$  は適当な重み係数である。目標開き幅  $\delta_{ET\mu}$  は、キャビティ後端で安定した形状が得られる範囲で十分小さく与える。

なお、 $l_\mu$  がコード長  $c_\mu$  付近になると計算が困難となるので、(16)式の結果、 $l_\mu$  が

$$0.98c_\mu \leq l_\mu \leq 1.05c_\mu \quad (18)$$

に位置する場合は強制的に

$$l_\mu = 0.98c_\mu \quad (19)$$

で与え、(16)式により  $l_\mu$  が  $1.05c_\mu$  を超える十分な開き幅を有した場合に、その断面をスーパーキャビテーションモデルに移行させる。

【手順V】

半径方向のすべての断面で

$$\left| \ell_{\mu}^{(n+1)} - \ell_{\mu}^{(n)} \right| \leq 0.01c_{\mu} \quad (20)$$

が満足されるまで、【手順I】～【手順IV】のステップを繰り返す。

【手順VI】

すべての断面で(20)式が満たされたら、最終的なキャビティ形状が決定し、圧力分布、推力、トルク等を計算する。ただし、推力、トルクを求める圧力積分は、キャビティ表面ではなく、キャビティに覆われている翼表面で圧力係数が $-\sigma_n$ とみなして計算する。

3. 計算例

計算対象プロペラには、工藤らの実験<sup>5)</sup>との比較のため青雲丸I世の通常型プロペラ (CP) および同ハイスキュープロペラ (HSP) を採り上げた。実験は船舶技術研究所 (現: 海上技術安全研究所) にてレーザー光散乱法<sup>4)</sup>とLASER-CCD法<sup>5)</sup>により、伴流中キャビティの3次元形状が計測されている。Table 1に各プロペラの主要目を示す。伴流分布は実験<sup>5)</sup>に従い Fig.4 のように与え、前進速度は1回転中の平均スラスト係数 $K_T$ が実験と一致するように決定した。

Table 1 Principal particulars of propellers (Seiun-Maru-I)

NAME OF PROPELLER	CP	HSP
DIAMETER (m)	0.22095	0.2200
NUMBER OF BLADE	5	5
PITCH TARIO AT 0.7R	0.95	0.944
EXPANDED AREA RATIO	0.650	0.700
HUB RATIO	0.1972	
RAKE ANGLE (DEG.)	6.0	-3.03
BLADE SECTION	MAU	Modified SRI-B

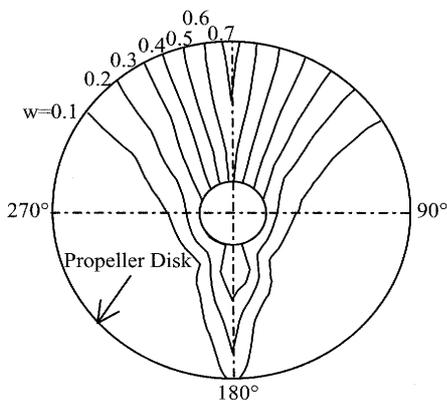


Fig.4 Axial wake velocity distribution

なお、キャビティ発生点 $l_{D\mu}$  (Fig.2 および Fig.3 参照) および(17)式における $\delta_{ET\mu}$ は定常問題<sup>6)</sup>に従い、次式で与えた。

$$l_{D\mu} = 0.01c_{\mu} \quad (21)$$

$$\delta_{ET\mu} = 0.01l_{\mu} \quad (22)$$

なお、計算例では翼端近傍でのみ発生するキャビテーションを取り扱い、翼根の cross flow が影響を及ぼすキャビテーションは発生しないため、(12)式中の $\beta(r)$ は、次式で与えた。

$$\beta(r) = 1 \quad (23)$$

キャビテーションが翼根近くにまで及ぶ問題を取り扱う場合は、ハブのモデル化を行わない限り定常問題<sup>6)</sup>と同様に翼根で $\beta(r) = 0$ となる関数で与える必要がある。また、時間刻み幅 $\Delta t$ は次式で与え、

$$\Delta t = \Delta\theta / 360.0 / n \quad (24)$$

1 タイムステップあたりの翼角度 $\Delta\theta$ は2.5度とした。

Fig.5 に計算におけるパネル分割を示す。分割数は翼表面またはキャビティ表面のフェイスおよびバック面をコード方向に計 30 分割 (部分キャビテーションの場合、前縁 $\sim l_{D\mu}$ : 3 分割、 $l_{D\mu} \sim l_{\mu}$ : 15 分割、 $l_{\mu} \sim c_{\mu}$ : 12 分割、スーパーキャビテーションの場合、前縁 $\sim l_{D\mu}$ : 3 分割、 $l_{D\mu} \sim c_{\mu}$ : 15 分割、 $c_{\mu} \sim l_{\mu}$ : 12 分割)、キャンバー面はコード方向に 31 分割とした。なお、翼表面は cosine 分割、キャビティ表面は等分割を採用している。定常問題<sup>6)</sup>ではキャビティ後端部の形状を厳密に計算するためキャビティ表面も cosine 分割としているが、計算の安定度は特異性が出にくい等分割の方が優れる。非定常計算では計算の安定を考慮し等分割とした。なお、キャビティ後端付近の局所的な部分を除けば分割方法の違いが計算結果に及ぼす影響は小さい。また、翼端の局所的なキャビティを精度良く計算するため、半径方向は cosine 分割を適用し 20 分割とした。また、パネルの分割法上、 $l_{\mu} = 0$  とはできないため、キャビティが発生しない場合は最小キャビティ長さ $l_{\mu} = 0.03c_{\mu}$ を与える。ただし、この場合、その断面 $\mu$ はノンキャビとして取り扱い、 $l_{D\mu} \sim l_{\mu}$ にも(3)式を課す。Fig.5 はすべての断面でキャビテーションが発生していない場合のパネル分割を示しているため、 $l_{D\mu} \sim l_{\mu}$ のパネル (15 分割) が前縁付近に密集した状態となっている。なお、ハブは考慮していない。

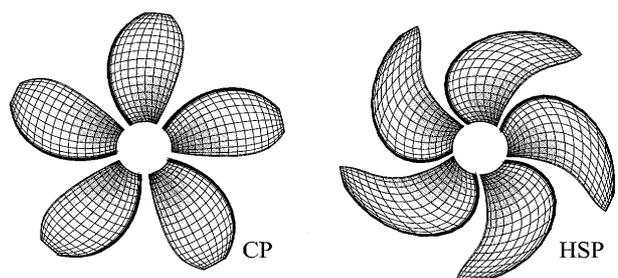


Fig.5 Panel arrangements for Seiun-Maru-I propellers (Non-Cav)

Fig.6およびFig.7にCPおよびHSPの各翼角度におけるキャビテーションパターンを実験のスケッチ<sup>5)</sup>と併せて示す。本計算法によって得られた翼角度に伴うキャビティ領域の変化は実験結果とよく一致している。プロペラ翼前縁に着目すると、一部、計算値が実験結果より翼根側から発生する場所が見られるが、(21)式で仮定したキャビティ発生点が翼根側では前縁に寄り過ぎていたためと考えられる。なお、HSPではCPと異なり、翼端からではなく  $r/R=0.7\sim 0.9$  付近でキャビティの発生が始まるが、本計算でこの現象がある程度表現できている。また、HSPの20.0degの実験値で見られるようにキャビティが翼根側に垂れ下がるようなキャビテーションパターンは本計算法のパネル分割法上、表現が困難である。

Fig.8およびFig.9にCPおよびHSPのキャビティ形状をLASER-CCD法による結果<sup>5)</sup>と併せて示す。また、cross flowを考慮しない場合、すなわち、キャビティ表面の境界条件に(9)式を適用した場合の計算結果も併せて示す。CPの場合、cross flowを考慮した場合としない場合で結果の差異が小さく、その影響は小さいと考えられるが、HSPの場合、cross flowの影響を考慮しない計算では翼端付近でキャビティが小さくなり、cross flowを考慮することでキャビティ長さ、厚さとも実験値に近い結果が得られている。このことから、HSPにおいては特にキャビティ流れの3次元性の考慮が重要であることが分かる。

Fig.10およびFig.11にCPおよびHSPについて計算で得られたキャビティ表面の圧力分布を示す。また、図中に満たすべき圧力係数であるキャビテーション数も示す。CPの場合、cross flowを考慮しない場合でもキャビティ表面の圧力が満たすべき圧力をおおよそ満足しており、3次元流れの影響が小さいと考えられる。なお、キャビティ後端付近で圧力一定条件の満足度が低下しているが、これは本計算ではキャビティ表面をコード方向に等分割としているため、キャビティ形状の変化が大きな後端付近でパネルが粗くなり、(13)式の精度が低下するためである。定常問題<sup>6)</sup>と同様にコード方向にcosine分割とすることでキャビティ後端における計算精度は向上するが、計算の安定度は低下する。なお、圧力計算((4)式)の際にはポテンシャル値の差分ではなく、通常のSQCM<sup>9)</sup>と同様の方法で誘導速度を計算していることに注意されたい。一方、HSPにおいてcross flowを考慮しない場合、キャビティ後端に限らず圧力条件が満足されないが、cross flowを考慮することでかなり改善されていることが分かる。

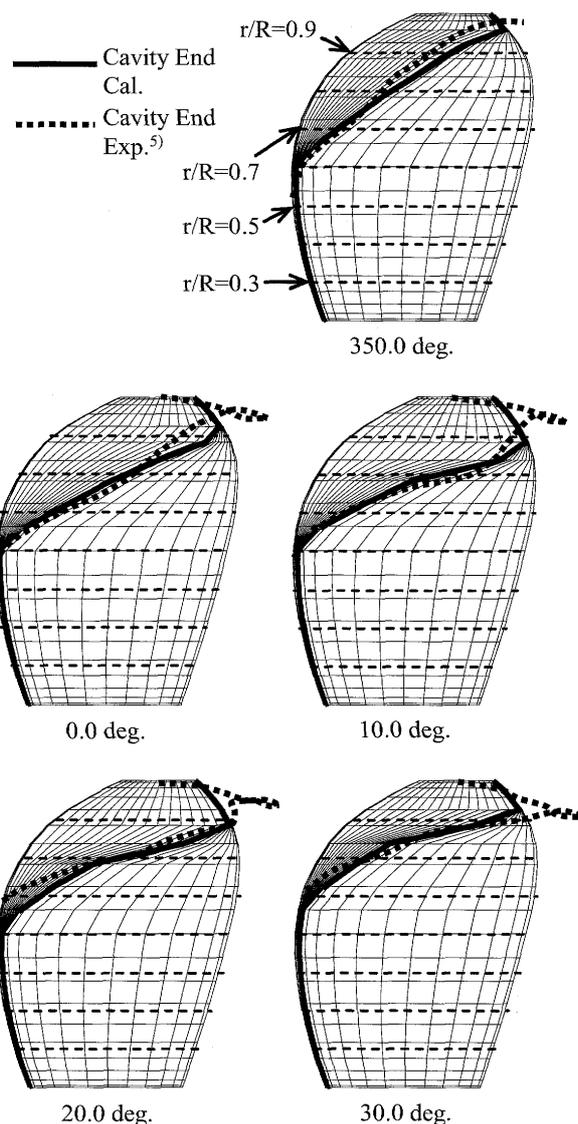


Fig.6 Cavitation patterns (CP,  $K_T=0.207$ ,  $\sigma_n=3.06$ )

Fig.12およびFig.13に本計算法で得られたCP、HSPのキャビティ面積、およびキャビティ体積の変化をそれぞれの実験値<sup>5)</sup>と比較して示す。また、cross flowを考慮しない場合の計算値も併せて示す。cross flowを考慮した計算結果はキャビティ面積、体積ともCP、HSPの実験で見られる変化を定量的、定性的によく表現できていることが分かる。HSPについてはcross flowを考慮しない場合、キャビティ面積、体積を過小にするが、cross flowを考慮することにより、キャビティ面積、体積とも実験値に近い結果が得られていることが分かる。体積のピーク位置における2階の時間微分値は工藤ら<sup>5)</sup>に倣って5点中央差分で求めると、CPで $-1.11\text{m}^3/\text{sec}^2$  (at 7.5deg)、HSPで $-0.62\text{m}^3/\text{sec}^2$  (at 40.0deg)となり、実験値<sup>5)</sup>(CPで $-2.01\text{m}^3/\text{sec}^2$  (at 10.0deg)、HSPで $-0.33\text{m}^3/\text{sec}^2$  (at 30.0deg))ほど顕著ではないが

HSPの方が小さくなるという傾向が得られている。

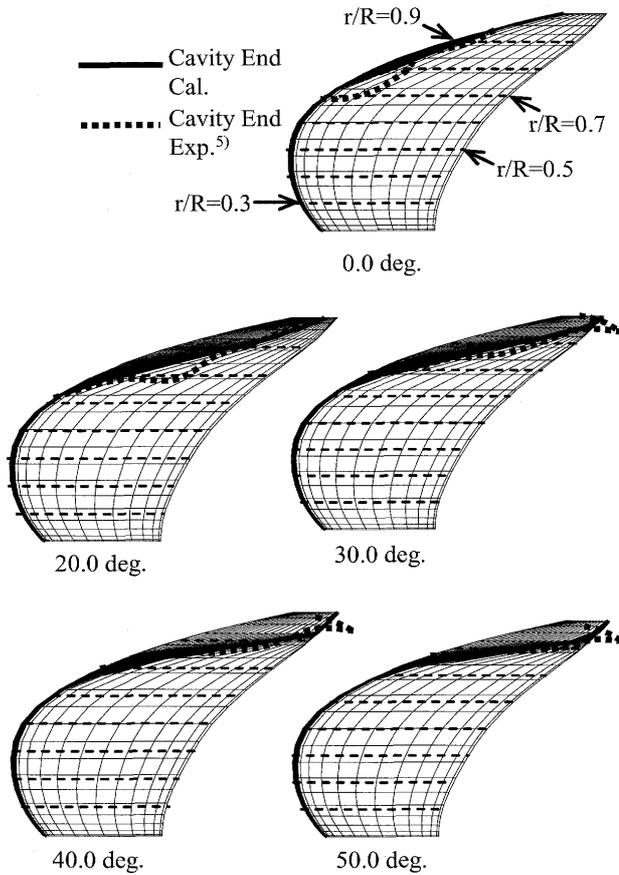


Fig.7 Cavitation patterns (HSP,  $K_T=0.201$ ,  $\sigma_n=2.99$ )

4. 結 言

本論文では、簡便なパネル法である SQCM を用いて非定常プロペラに発生するシートキャビテーションを計算する方法を示した。接線速度条件に、定常問題<sup>6)</sup>と同様、cross flow 成分を考慮し、且つ安定した計算を実現した。本計算法を用いて青雲丸 I 世の通常型プロペラ、およびハイスキュープロペラの 2 種類のプロペラについてキャビティ形状、面積、体積およびこれらの時間変動を計算し、実験値<sup>5)</sup>と比較した結果、次のことが確認された。

- 1) cross flow まで考慮した本計算法により、翼端付近で局所的に発生するキャビテーションパターンやキャビティ形状について妥当な結果が得られた。特に、ハイスキュープロペラについては通常プロペラに比べて cross flow の考慮が極めて有効であることが分かった。

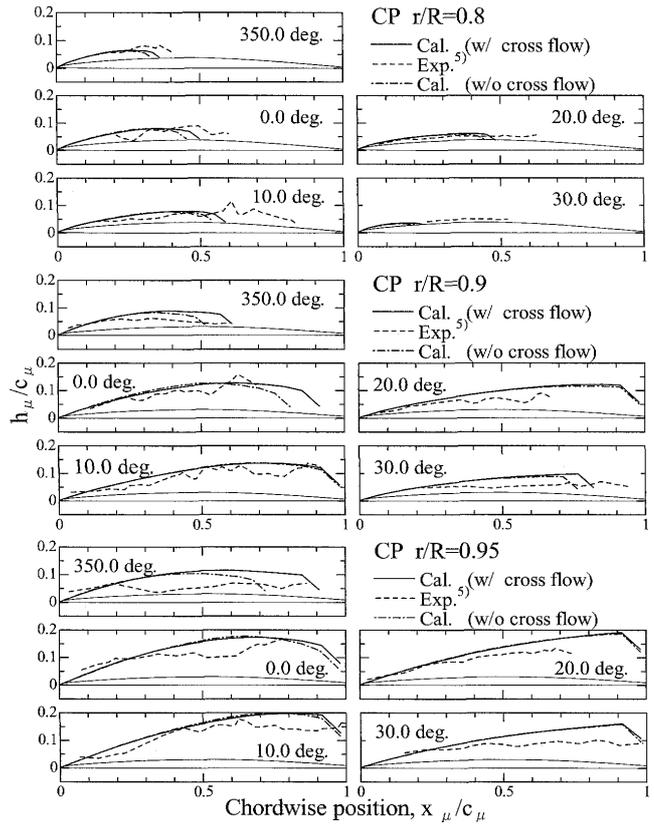


Fig.8 Cavity shapes (CP,  $K_T=0.207$ ,  $\sigma_n=3.06$ )

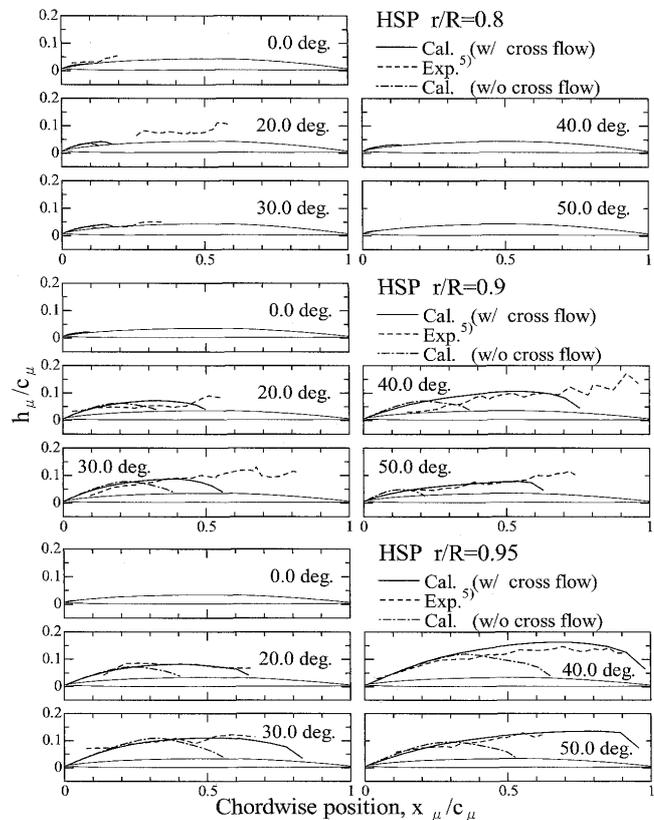


Fig.9 Cavity shapes (HSP,  $K_T=0.201$ ,  $\sigma_n=2.99$ )

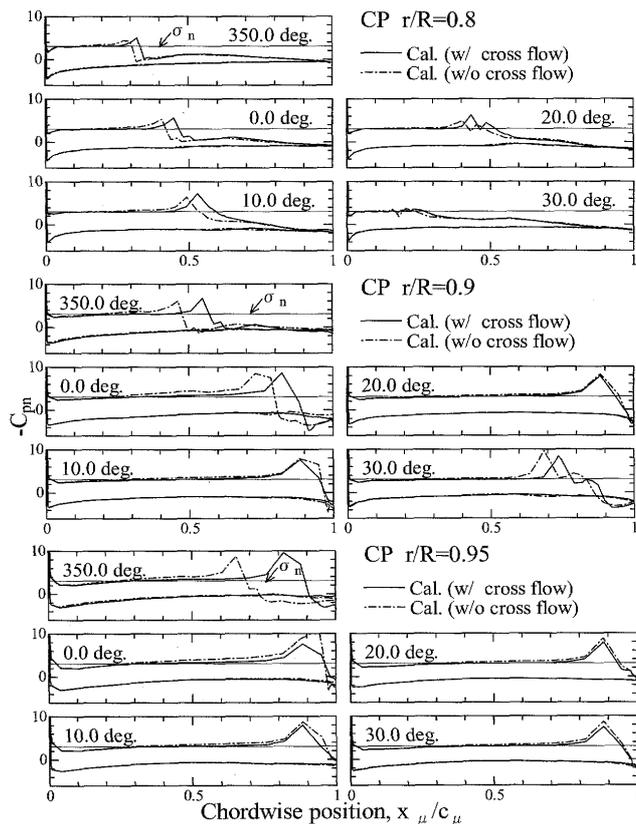


Fig.10 Pressure distributions (CP,  $K_T=0.207$ ,  $\sigma_n=3.06$ )

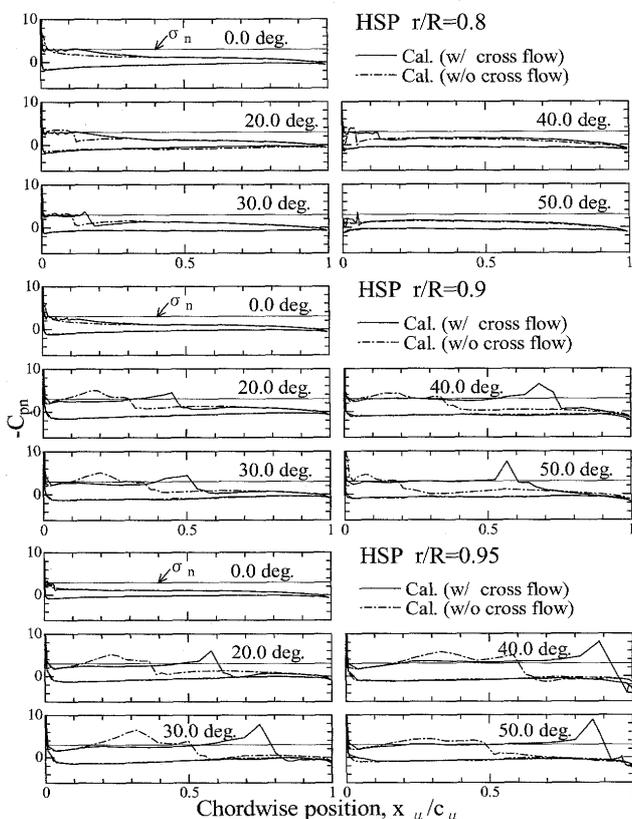


Fig.11 Pressure distributions (HSP,  $K_T=0.201$ ,  $\sigma_n=2.99$ )

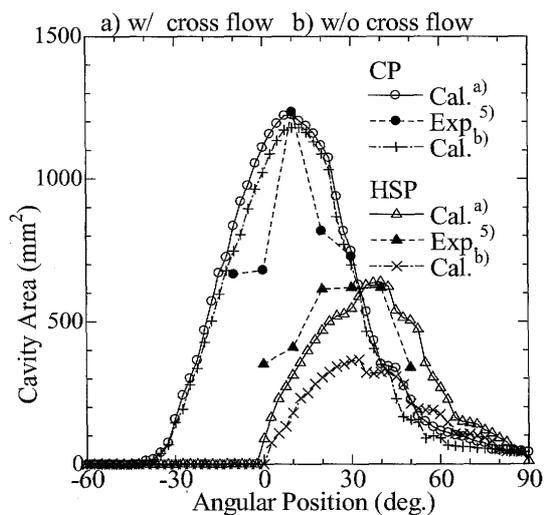


Fig.12 Variations of cavity area

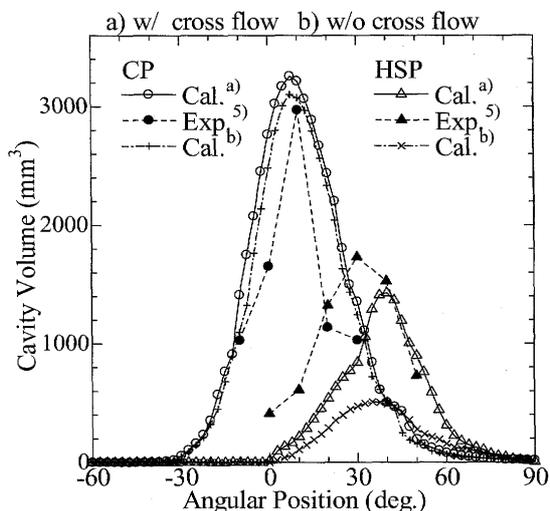


Fig.13 Variations of cavity volume

2) 本計算法により、通常プロペラおよびハイスキュープロペラのキャビティ面積、体積について定性的、定量的に妥当な結果が得られた。また、キャビティ面積、体積の時間変動についてそれぞれのプロペラの特性を表現できることが分かった。

今後は、本計算法を船尾変動圧力の計算に適用することでSQCMによる非定常キャビテーション計算の有用性を確認したい。なお、本論文ではキャビティ発生点の位置を仮定したが、正確には境界層計算により決めるべきであり、キャビティ発生点の理論的推定等も今後の課題としたい。

## 参考文献

- 1) Kinnas, S.A. and Fine, N.E. : A Numerical Nonlinear Boundary Element Method for the Analysis of Unsteady Propeller Sheet Cavitation, Proceedings of 19th Symposium on Naval Hydrodynamics, Seoul, pp.717-733, 1992.
- 2) Kim, Y.-G., Lee, C.-S. and Suh, J.-C. : Prediction of Unsteady Performance of Marine Propellers with Cavitation Using Surface-Panel Method, Proceedings of 21st Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim, pp.913-929, 1996.
- 3) 右近良孝, 黒部雄三 : レーザー光を利用したプロペラ翼面上のキャビティ厚み分布の計測, 船舶技術研究所報告, 第19巻, 第1号, 船研報告, pp.1-12, 1982.
- 4) 黒部雄三, 右近良孝, 小山鴻一, 牧野雅彦 : 青雲丸の実船対応キャビテーション試験, 船舶技術研究所報告, 第20巻, 第6号, 船研報告, pp.395-429, 1983.
- 5) 工藤達郎, 右近良孝, 黒部雄三, 谷林英毅 : 模型プロペラ翼面上に発生するキャビティ形状の計測, 日本造船学会論文集, 第166号, pp.93-103, 1989.
- 6) 金丸崇, 安東潤 : 簡便なパネル法による定常プロペラキャビテーションの計算, 日本船舶海洋工学会論文集, 第7号, pp.157-169, 2008.
- 7) Lan, C.E. : A Quasi-Vortex-Lattice Method in Thin Wing Theory, Journal of Aircraft, Vol. 11, No. 9, pp.518-527, 1974.
- 8) Hess, J.L. and Smith, A.M.O. : Calculation of Nonlifting Potential Flow about Arbitrary Three Dimensional Bodies, Journal of Ship Research, Vol. 8, No. 2, pp.22-44, 1964.
- 9) 毎田進, 安東潤, 中武一明 : 簡便なパネル法による非定常プロペラ性能解析, 日本造船学会論文集, 第182号, pp.71-80, 1997.
- 10) 金丸崇, 安東潤 : 後流渦の変形を考慮した非定常プロペラ性能解析, 日本船舶海洋工学会論文集, 第6号, pp.267-279, 2007.
- 11) Fine, N.E. : Nonlinear Analysis of Cavitating Propellers in Nonuniform : Ph.D. Thesis, M.I.T., Cambridge, Mass., 1992.
- 12) Yuasa, H. : Application of the Vortex Lattice Method to the Three Dimensional Theory of a Cavitating Propeller, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 156, pp.69-81, 1984.