2次元翼のシート・キャビテーションまわりの流場構造

学生員	Л	並	康	剛*	正員	加	藤	洋	治**
正員	11	П		**		前	Ħ	귀	**

Structure of Flow Field around Sheet Cavity on Foil Section

by Yasutaka Kawanami, *Member* Hiroharu Kato, *Member* Hajime Yamaguchi, *Member* Masatsugu Maeda

Summary

Flow fields around stable short sheet cavities are experimentally investigated for two foil sections. One is burst type whose leading edge separation bubble is long and significantly affecting the flow structure around the foil even in non-cavitating condition. The other is non-burst type whose separation bubble is short. Cavity shape and velocity distribution around the foil are measured in detail in both cavitating and non-cavitating condition using a Laser Doppler Velocimeter. Time-averaged velocity and turbulence distributions are investigated near the cavity surface and in the wake of the cavities. The conclusions can be summarized as follows:

(1) The cavity generated on the burst type foil is much thicker than that on the non-burst type foil. The cavity shape of the burst type foil strongly correlates with the shape of the separation bubble in non-cavitating condition. The cavity of the non-burst type foil is more unstable than that of the burst type foil. This is due to the difference in the separation bubbles in non-cavitating condition.

(2) The boundary layer separated near the foil leading edge affects the flow structure on the cavity surface for both foils. As the cavity becomes unstable, the turbulence intensity increases on the cavity surface and the time-mean velocity decreases.

(3) The flow structure behind the cavity is completely different between the burst type and non-burst type foils. In the case of the formar, the cavity does not affect the time-averaged velocity and widen the turbulence distribution. This is because the cavity of this foil consists of a cluster of bubbles that grow and collapse in the long separation bubble. As the cavity on non-burst type foil grows, on the other hand, the velocity and momentum loss increases rapidly and the turbulence distribution becomes wider having two peaks. This is considered to be due to the U-shape vortices shed from the cavity. From those studies it is clear that the cavity flow modeling should be made in different ways for the two types of foil.

記号表

C…翼コード長 *α*…迎角 *U*∞…一様流速

* 東京大学大学院工学系研究科

** 東京大学工学部

原稿受理 平成7年1月10日 春季講演会において講演 平成7年5月17,18日 \bar{u} …主流方向の時間平均流速 u'…主流方向流速の変動成分 σ …キャビテーション数 R_e …一様流速と翼コード長による Reynolds 数 δ_d …境界層排除厚さ δ_m …境界層運動量厚さ H_{12} …形状係数 (= δ_d/δ_m) δ_{cav} …キャビティ長さ i_e …キャビティ長さ (平均値) Sd…キャビティ長さの標準偏差

1. 緒 言

キャビテーションという複雑な現象を理論的・数値的に 解析するため,現在まで様々なアプローチがなされてきた。 キャビテーション流場を非粘性流と考えるか,粘性流と捉 えるか。また,現象を定常理論で処理するか,あるいは非 定常理論を用いるかなどである。キャビテーション流場は, 本質的に粘性と非定常性の卓越する流れであると考えられ るが,非粘性・定常理論でもキャビテーションの特徴をよ く捉えることができ,これはまた簡便な方法でもある¹⁾²⁾³⁾。

キャビテーション流場を解析するにあたっては、どのよ うな解析方法を用いるにせよ,まずキャビティそのものを モデル化する必要がある。部分キャビテーション翼の理論 において現在広く行われているモデルは、気膜モデルと気 泡モデルに大別することができる¹⁾²⁾。気膜モデルの多くは 自由流線理論を援用・拡張して用いており、現在では境界 要素法で解かれることが多い。したがって、定常・非粘性 の仮定を採用しているものがほとんどであるが、シート・ キャビティの気膜をシャープに捉えることができ,また, 計算時間も少なくてすむという利点がある。一方、気泡モ デルは圧縮性の Navier-Stokes 方程式を用いた有限差分 解法がその基礎となっており、キャビティ自体の存在は流 体のボイド率として表現される。これは、クラウド・キャ ビティのような非定常現象を表現するには非常に強力な方 法であり、また粘性の効果をも取り入れているので、シー ト・キャビティ後流部のように複雑な渦運動を伴う流場の 解析にも有用である4。さらに、流れの中に存在する気泡核 の影響を考慮できるのも大きな利点の一つである。しかし 一方で、計算時間が長くなり、また、計算自体が不安定に なり易いという欠点もある。

気膜モデルの構築においては、キャビティ前縁・後縁を どのように表現するかが最も重要であり、かつ難題であ るい。特にキャビティ後縁では気膜が気泡群に分裂し、クロ ワッサン型の渦となって巻き上げられているのがみられ る。同じ気膜モデルでも、この後縁の扱いによっていくつ かのタイプに分類されている。まず、キャビティ後縁が閉 じているとする閉塞形がよく用いられるが、これは多分に 経験的なモデルである5%。また、開放形モデルを改良した もので、キャビティ前半部の形状をTransient Flow Model によって求め, Rayleigh の式に従う単一気泡の崩 壊過程を追うことによってキャビティ後縁位置を決定する モデルが提案されている⁷。このモデルは, separation bubble が leading edge 付近で再付着するいわゆる non-burst type の場合には実測とよく一致する結果を与えるが, burst type (separation bubble が翼の leading edge 付近 で再付着できない場合)では両者の結果は一致せず、計算 のキャビティの方が小さくなる。また、キャビティ後流の 流線を適当な関数形で与え,実験と一致する結果を得よう

とするモデルも研究されている8)9)。

筆者らの研究室では, 翼特性がキャビテーションに及ぼ す影響を明らかにするため, burst type と non-burst type の翼型に発生するシート・キャビティ後流の境界層特性を 実験的に調べた¹⁰⁾¹¹⁾。その結果, シート・キャビテーション の理論的予測には, その周辺流場に関する詳細な知見が必 要であり, かつキャビティのモデル化にあたっては, キャ ビティの発生する翼自体の境界層特性を無視することがで きないとの結論に達した。

そこで今回は、シート・キャビテーション状態について さらに詳しい実験データを得るために、より多くのキャビ テーション数での測定を行った。また、キャビティ界面で の流速、乱れ度およびキャビティ形状を計測し、キャビテ ィ形状とその周辺の流場との関係を考察した。

2. 実験装置および実験条件

実験には東京大学舶用プロペラキャビテーションタンネ ル翼型用試験部を用いた。試験部は縦 600 mm, 横 150 mm の矩形断面で,長さは 1000 mm である。供試翼模型は burst type の MAU 0.8R (MESK) (翼厚比 6%の camber を持つ翼型。以下,MAU 0.8R Foil と称する) および nonburst type の E. N. Foil (翼厚比 8%の上下対称翼)とし, ともにコード長 C=150 mm,アスペクト比1のアルミニ ウム製の模型である。Fig.1 に,各翼型の断面形状を示す。

流速および乱れ度の測定には、日本科学工業社(株)製の dual beam mode 前方散乱型 He-Ne ガスレーザー・ドップ ラー流速計(L.D.V)を用いた。レーザーの信号をフォト マルで増幅し、トランジェント・コンバータ(理研電子(株) 製 TCDC-8K)に記憶したものを結果として出力する。ま た逆流をも精度良く測定するため、周波数シフタを用いて いる。周波数シフタの周波数は、1 MHz,500 kHz の2種 類を適宜使い分けた。トランジェント・コンバータのサン プリング・タイムは、2 msec で、全サンプル数は1点の計 測につき 8192 個とした。従って、1 点あたりの計測時間は



約16秒となる。データを解析する際,L.D.Vがドロップ・ アウトしたときの信号(ホールド信号)は1個の信号とみ なす処理を行っている。E.N.Foil, MAU 0.8R Foil を合 わせた総測定点数は約1000点程度であるが,そのほとんど の測定点では,ホールド信号を1個の信号とみなした場合 にもサンプル数は7500個前後確保されており,8192個の データを用いた時の平均流速との差は0.2%未満である。 なお,乱れ度は,流速の変動分のr.m.s値を一様流速で無 次元化し%で表したものを用いている。

実験時の翼迎角は E. N. Foil が $a=4.19^\circ$, MAU 0.8R Foil が $a=4.12^\circ$ であった。一様流速は各翼型とも $U_{\infty}=8.0$ m/sec とした。従って, 翼のコード長 C と一様流速 U_{∞} を 基準とした Reynolds 数は $Re=1.5\times10^\circ$ である。測定は各 翼型とも非キャビテーション状態1ケース,キャビテーション状態3ケースの計4ケースとし,キャビテーション状態 がっては目視によるキャビティ長さを2つの翼型で出来るだ け一致させるようにキャビテーション数を設定した。キャ ビテーション状態の計測では、回流水の空気含有率が大気 圧下での飽和量の20%以下となるように注意した。また、 各計測点では、時間平均流速が最大となる方向を主流方向 とみなし、その方向のみの測定を行った。実際は、キャビ ティ界面もしくは翼面の接線方向であると考えてよい。各 翼型の測定断面とキャビテーション数(σ) を Table.1 に 示す。

さらに、タンネル固有の乱れ度を計測したところ、 U_{∞} = 8.0 m/sec で 0.7%程度であったが、トランジェント・コン バータの回路自体にも U_{∞} =8.0 m/sec に対して

Table.1 Measured Sections in Experiment

(a) E.N.Foil

σ%C	1	5	10	15	20	25	27	30	35	50	75	100
1.23	0	\bullet	\bullet		0		0			0	0	0
1.03	0				\bullet				0	Ô	0	0
0.87	0				\bullet					0	0	0
2.49 No-Cavi.	0	0	0				0		0	0	0	0

0%C	0.7	5	10	15	20	25	27	30	35	50	75	100
1.38	0	۲			0		0			0	0	0
1.01	0	٠		٠	\bullet				0	0	0	0
0.84	0	٠	\bullet	•	\bullet					0	0	0
3.16 No-Cavi.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

(b) MAU 0.8R Foil

Cavitating Region

0.15~0.20%のゆらぎがあることがわかっており、実際の タンネル内の乱れ度はこれよりも低いと考えてよい。

3. キャビティ形状

Fig.2にキャビティ形状の測定結果を,Fig.3にはキャ ビティ厚さを示す。縦軸はコード長 C で無次元化してあ り,また Fig.2に↑で表したのは,各キャビテーション数 における平均キャビティ長さを写真解析によって求めたも のである。キャビティ長さとしては,2次元性の最も良い



Fig. 2 Experimental Cavity Shape

70

Sd/C



Fig. 3 Cavity Thickness

と考えられるミッド・スパンでの値を採用している。また 各点でのキャビティ厚さは, L. D. V のビームを界面に近づ け目視で測定したものであり、これもミッド・スパンでの 値である。L.D.Vが備え付けてある微動装置の精度は 0.05 mm であるが, 目視による誤差は安定なキャビティ前 半部で±0.1 mm, 不安定な後半部では±0.2 mm 程度であ ると考えられる。また大規模な渦運動が起こっているキャ ビティ後縁では目視による計測は不可能であるため、図中 にはキャビティ後縁の形状は示されていない。キャビティ は, E. N. Foil に比べて MAU 0.8R Foil のほうが, かなり 厚くなっている。またキャビティ長さの対応するキャビテ ーション数での形状どうしを比較すると、その後縁よりも むしろ前縁での相違が顕著である。MAU 0.8R Foil の場合 には、合わせて、非キャビテーション状態の separation bubble の大きさも示してある (時間平均流速のピーク点を もって, separation bubble の外縁とした)。これをみると, separation bubbleの外縁とキャビティ界面がほぼ一致し ていることがわかり,キャビティの大きさが separation bubble の大きさに強く影響されていることがわかる。

また、それぞれのキャビテーション数について、写真解



Fig. 4 Standard Deviation vs. Mean Cavity Length Nondimensionalized by Chord Length

析により求めた平均のキャビティ長さ(le)とその標準偏 差 (Sd)の関係を Fig. 4 に示す。non-burst type 翼型(E.N. Foil) の Sd は σ =0.87 で急激に増加し、シート・キャビテ ィの長さが大きく変動する。これに比べて burst-type 翼型 (MAU 0.8R Foil) の場合は Sd がキャビティ長さにほぼ比 例して増加している。separation bubble は、上流から流れ てきた微小な気泡核が目に見えるだけの大きさに成長する 時間と低圧とを与える格好の場所であるといえるが, burst type では separation bubble の内部にトラップされた気 泡核が成長し、結合して気膜をつくる前に後流に放出され るのに加えて, separation bubble 自体も安定しているた め、キャビティ長さの変動が小さいと考えられる。一方 non-burst type の場合は, separation bubble が再付着して いるため、成長した気泡核はその内部をみたし気膜を構成 する。シート・キャビティが、もともと安定であった separation bubble を押し広げるようにして成長するため不安 定になり、burst type に発生するキャビティに比べ長さの 変動が激しいと考えられる。Fig.5は、代表的なキャビティ の写真であり、E.N. Foil が σ =1.03, MAU 0.8R Foil が $\sigma=1.01$ の場合である。これをみると実際にも、E.N.Foil のシート・キャビティが比較的透明な気膜であるのに対し, MAU 0.8R Foil ではそのような気膜状の部分はキャビテ ィ前縁側の極く小さい領域に限られており、キャビティ後 半の大部分は白濁した気泡群となっているのが観察され る。

以上の結果からわかるように、キャビティ長さを一定に 保っても翼に発生する separation bubble が short-bubble であるか、burst して long-bubble になっているかによっ て、キャビティ厚さが大きく変化しており、翼の境界層特 性の問題を離れては、シート・キャビティのモデル化につ いての議論は成り立たないといえる。 Flow ----



Side View



(a) E.N.Foil



Side View



Top View (b) MAU 0.8R Foil



4. 時間平均流速,乱れ度

4.1 非キャビテーション状態

まず非キャビテーション状態における E. N. Foil の実験 結果と、積分法による境界層計算¹²⁾¹³⁾の結果を比較する。 Fig. 6 に示したのは境界層排除厚さ δ_a 、運動量厚さ δ_m お よび形状係数 $H_{12}(=\delta_a/\delta_m)$ である。100%C 位置で多少の ずれがみられるものの、両者の結果は良く一致している。 境界層排除厚さをみると、計算結果には、3%C 付近で層流 から乱流への遷移がみられ、separation bubble が burst せ ずに再付着している様子がうかがえる。いったん乱流に遷 移したあと、運動量厚さは trailing edge に向かって単調に 増加している。また、形状係数は H_{12} =1.4~1.6 であり、完 全に発達した乱流の値となっている。

MAU 0.8R Foil の場合は, short-bubble の E. N. Foil と は異なり積分法による計算が不可能であるため,境界層排 除厚さ,運動量厚さ,形状係数の実験結果のみを Fig.7 に 示す。境界層排除厚さは翼の leading edge 側で大きく立ち 上がっており,この部分では E. N. Foil の場合に比べて数 十倍にもなっている。排除厚さが極小となる 30%C 付近が 再付着点と考えられるが,その長さだけをとってみても, E. N. Foil の場合に比べて格段に長く,いわゆる long separation bubble となっているのがわかる。運動量厚さは, 30%C 位置より上流側で排除厚さと逆に値が小さくなってい る。これは, Fig.8 に示す 5%C 位置における速度分布と乱



Fig. 6 Comparison of Boundary Layer Characteristics between Experimental and Calculated Results in Non-Cavitating Condition; E. N. Foil

れ度分布にみられるように、burst type 翼型特有の大規模 な separation bubble が発生しており、その内部では平均 的に負の流速もみられることが原因である。なお、Fig.8の +印は乱れ度の計測結果であり、横軸の数値を10倍したも のが%で表した乱れ度である。30%Cより下流側では、排除





厚さ、運動量厚さともに trailing edge まで増加し続ける。 また、形状係数は $H_{12}=1.2\sim1.6$ とほぼ一定であり、E.N. Foil と同様、完全に発達した乱流であると判断できる。こ れよりも上流側では、排除厚さ、運動量厚さの結果から容 易に予想されるように、形状係数はの値は非常に大きくな っており、3%C 位置では $H_{12}=30$ となっている。

4.2 キャビテーション状態

すべての計測は、比較的安定なシート・キャビテーショ ン状態で行った。各翼型の実験における最小のキャビテー ション数(E. N. Foil: σ =0.87, MAU 0.8R Foil: σ =0.84) は、周期的なクラウド・キャビティの放出が起こる直前の ものである。

ここでは、各翼型について時間平均流速と乱れ度分布の 計測結果を、〇シート・キャビティ界面に接触する測定断 面、〇キャビティ後流の測定断面、に分けて示す。

4.2.1 キャビティ界面

E. N. Foil の 5%C, 10%C, 15%C 位置における時間平均 流速を Fig. 9 に, 乱れ度分布を Fig. 10 に示す。比較を容易 にするため, 縦軸は局所のキャビティ厚さで無次元化して ある。Fig. 9 の ↑ は, それぞれのキャビテーション数につい て, 流体の圧力が蒸気圧に等しいときの流速を Bernoulli の定理から計算したものである。なお, σ =1.23 の場合は 15%C 位置がキャビティ後縁よりも下流になるので, Fig. 9, Fig. 10 の(c)には σ =1.03 と 0.87 の 2 ケースの計測結 果のみを示してある。

まず時間平均流速はキャビティ界面に近付くにつれて増 加している。これは、一様流中に置かれた翼型まわりの流 れのポテンシャル成分であると考えることができる。いず



Fig. 8 Time-Averaged Velocity and Turbulence Intensity Distribution in Non-Cavitating Condition; MAU 0.8R Foil, 5% Chord Station

れの条件でも、キャビティ界面近傍の流速は蒸気圧に相当 する流速にほぼ一致している。しかし、細かくみると σ = 1.23 と 1.03 の 2 ケースでは界面での流速は Bernoulliの 定理から求められた流速よりも遅い。これは粘性の影響で あろうと考えられる。これに対して σ =0.87 の場合は逆に 実験値の方が大きくなっているのは、キャビティ界面の変 動が激しく、Bernoulliの定理の非定常項が効いてくるた めではないかと思われる。また、キャビテーション数が下 がるにつれて界面近傍で減速するという傾向がみられる。 ビームが界面に接触すると、ホールド信号が増加したり、 信号自体が得られず結果として異常値が出力されることが ある。しかし、前述のように本実験では、界面から十分に 離れた計測点と同様ホールド信号が 500 個程度であること から、ビームが界面に接触していることはないと判断して よい。

一方,乱れ度は界面の近傍で急激に増大し主流の乱れ度 の2~3倍になっている。また,キャビティ界面上を下流方 向に進むに従って乱れ度は増加していることがわかる。

同様に, Fig. 11, Fig. 12 は MAU 0.8R Foil の 5%C, 10% C, 15%C 位置における時間平均流速と乱れ度である。Bernoulli の定理から計算される流速と実験値との関係は,先 に述べた E. N. Foil の場合と同じであるが,高いキャビテ ーション数における計測の最大流速と蒸気圧に相当する流 速の差が大きい。これは,この翼型のキャビティが気膜状 になっておらず, separation bubble 内部の微小な渦構造 の中で気泡が成長しているような気泡群キャビティである ことのあらわれであろう。なお, σ =1.38 のキャビティ後縁 位置が約 10%C であるため Fig. 11, Fig. 12 の(c)は σ =



Fig. 9 Time-Averaged Velocity Distributions near Cavity Surface; E. N. Foil



日本造船学会論文集 第177号



Fig. 11 Time-Averaged Velocity Distributions near Cavity Surface; MAU 0.8R Foil



1.01, 0.84 のデータのみとなっている。E. N. Foil の場合と 同じように界面付近で乱れ度が増加し, σ =1.01, 0.84 の2 ケースでは,時間平均流速が減速する領域がみられる。ま た,MAU 0.8R Foil の場合は乱れ度のピークが E. N. Foil の2倍程度となっている。10%C位置における乱れ度で σ =1.38 の場合(図中◇印)だけ界面から離れた部分での値 が大きくなっているが,これはちょうどキャビティ後縁位 置であり,非定常性の強い部分であることが原因であろう。 また,5%Cのデータを非キャビテーション状態と比較する と,界面での乱れ度はほとんど一致しており,比較的安定 なキャビティ前縁側では separation bubble 外部の乱れ度 はキャビティの影響を受けていないことがわかる(Fig. 13)。これは、キャビティ形状のところで,burst type の翼 型について述べたことから説明できる結果である。

以上のように、burst type, non-burst type の翼型とも キャビティ界面での乱れ度は増加し、キャビティが不安定 になるにつれて時間平均流速が減少するという傾向がみら れる。MAU 0.8R Foil の計測結果のところで述べたよう に、separation bubble 外縁部の乱れ度とキャビティ界面 での乱れ度はほぼ一致して増加しており、層流剝離した境 界層が separation bubble やキャビティの変動の影響を受 けながら、界面上を下流に流されていくことを示している と考えられる。また、キャビテーション数が減少するにつ れて、キャビティ界面上で平均流速が減速する領域が現れ、 特にキャビティ後縁側で乱れ度が増加しているのは、キャ ビティ界面の時間的な変動の影響が支配的になるためであ ると推測される。

これらのことから、キャビティ界面での流れは、翼の leading edge で発達した境界層流れの特徴を引き継いで おり、加えてキャビティ界面の変動の影響をも受けた流れ



Fig. 13 Turbulence Intensity Distributions at 5% Chord Station; MAU 0.8R Foil

4.2.2 キャビティ後流

E. N. Foilの50%C, 75%C, 100C位置での計測結果を Fig. 14, 15 に示す。縦軸はコード長 C で無次元化してあ る。参考のため、Fig. 15の75%C位置のデータ(b)には、 Klebanoff の計測した平板上の乱流境界層の乱れ度を示し てある (図中▲印, Re~107)。平板上の乱流境界層の乱れ 度に比べ、キャビティ後流の乱れ度の分布は高さ方向の分 布がより高いものとなっている。また、非キャビテーショ ン状態で翼面にピークを持っていた乱れ度は、キャビテー ションが発生すると翼面から離れた位置に複数のピークを 持つようになる。このピークが最も顕著に現れているのは, キャビティ後縁に最も近い 50%C でのデータであり, 翼面 から離れた方のピークはキャビティ最大厚さにほぼ比例し て翼面から離れる方向ヘシフトしていく。このピークは, シート・キャビティ後縁で剪断層の巻き込みによって生じ たクロワッサン型の渦が、キャビティ厚さより上まで達し たとき主流に取り込まれて下流に流されてくることによっ て形成されると考えられる。このように、キャビティ後流 では大規模な渦構造の発生による強い撹乱が生じており、 時間平均流速の分布も Fig. 14 にみられるように、キャビ テーション数の減少にともなって境界層厚さが急激に増加 し、その分布形状も大きく変化している。

Fig. 16 は境界層排除厚さ,運動量厚さおよび形状係数で ある。キャビテーション数が減少し、キャビティが成長す るに従ってキャビティ後流における流量,運動量の欠損は 増加しており、特に $\sigma=0.87$ の場合、trailing edge での境 界層排除厚さはコード長の2%にも達している。このこと から、シート・キャビティとその後流境界層の関係がいか に強いものであるかがわかる。前述のように時間平均流速 の分布形状は大きく変化しているが、形状係数は非キャビ テーション状態よりもやや減少(キャビテーション数によ らずほぼ一定)した乱流の値となっており、キャビティ後 流の非定常な渦運動によって生じた運動量欠損の増加が、 流量欠損の急激な増加をも上回っていることを示唆してい る。これは、後述するように non-burst type 翼型に発生す るキャビティ後流の特徴である。

キャビティ厚さと後流の排除厚さとの関係を調べるため に、排除厚さを各キャビテーション数におけるキャビティ 最大厚さで無次元化したものを Fig. 17 に示す。 σ =1.23 の 場合を除いて他の2ケースはほとんど一致していることが わかる。 σ =0.87 の場合がクラウド・キャビテーション発生 の直前であることを考えると、キャビティ最大厚みで無次 元化された排除厚さとキャビテーション数の間に、Fig. 18 のような関係があることが予想される。シート・キャビテ ーションが発生し、ある程度まで成長すると、その後流に おける排除厚さはコード長 Cとキャビティ最大厚さ δ_{cav} のみの関数となり、この関係はクラウド・キャビテーショ 76







Fig. 15 Turbulence Intensity Distributions in Cavity Wake Region; E. N. Foil



Fig. 16 Experimental Boundary Layer Characteristics in Cavitating Condition; E. N. Foil



Fig. 17 Displacement Thickness Nondimensionalized by Maximal Cavity Thickness; E. N. Foil



Fig. 18 Displacement Thickness Nondimensionalized by Maximal Cavity Thickness vs. Cavitation Number; E. N. Foil

ンに移行する寸前まで維持される。緒言においてキャビティ・モデルを構築する際、キャビティ後流をいかにモデル 化するかが重要であると述べた。もし、E. N. Foil のような non-burst type の翼型についてキャビティ後流の境界層排 除厚さが簡単に推定できれば、キャビテーションを発生し た翼の特性の推定が容易になる。ここでは、本計測の結果 を下記のような実験式にまとめた。

 $\delta_d = \delta_{cavm} \{ 0.85(x/C)^2 - 0.45(x/C) + 0.20 \}$

[E. N. Foil]

 $\delta_{cavm} \ge \sigma$ の関係が知れていれば、上式のような関係を用いて σ のみからシート・キャビテーション発生時における後流の境界層排除厚さを求めることができる。

次に, MAU 0.8R Foil の 50%C, 75%C, 100%C 位置で の計測結果を Fig. 19, Fig. 20 に, 排除厚さ, 運動量厚さお よび形状係数を Fig. 21 に示す。non-burst type の E. N. Foil の場合と異なり,時間平均流速,従って排除厚さ等が 非キャビテーション状態とほとんど同じであるということ



日本造船学会論文集 第177号







Fig. 20 Turbulence Intensity Distributions in Cavity Wake Region; MAU 0.8R Foil

2次元翼のシート・キャビテーションまわりの流場構造



Fig. 21 Experimental Boundary Layer Characteristics in Cavitating Condition; MAU 0.8R Foil



 $\delta_d = C \{ 0.047 (x/C)^3 - 0.049 (x/C)^2 \}$

+0.019(x/C)+0.0015

[MAU 0.8R Foil]

のような実験式をたてることができる。また,形状係数は ややばらついているものの1.2~1.6の間におさまってお り, non-burst typeのE.N.Foilの場合にみられたような 非キャビテーション状態との明確な差は認められない。

乱れ度も非キャビテーション状態で既に、2つのピーク を持って分布している。しかし、E.N. Foil の場合と同様に キャビテーションが発生すると、翼の厚さ方向に広く分布 するようになる。先にも述べたように、separation bubble が burst している場合には、気泡群が成長・結合して気膜を つくるまえに後流に放出される。このため、burst type の 翼型に発生するシート・キャビティが後流の時間平均流速 に与える影響は long-separation bubble によるものと類 似していると考えられるが、その一方で気泡の成長・崩壊 による変動分の影響が乱れ度分布に現れたものと推測され る。

このように burst type の翼型と non-burst type の翼型 ではその後流の特徴に大きな違いがあり、この計測結果は 従来区別されていなかった。2種の翼型のキャビティ・モ デルを別々に取り扱う必要があることを示している。

5. 結 言

境界層特性の異なる2つの翼型に発生するシート・キャ ビティの周辺流場およびキャビティ形状を計測し,以下の ような結果を得た。

(1) キャビティ形状 (特に厚さ) は, burst type と non-burst type では大きく異なる。burst type の場合,そ の形状は非キャビテーション状態の separation bubble に よってほぼ決定される。これに対して, non-burst type で は, separation bubble よりは遥かに大きいものの, burst type のキャビティに比べて薄いものになっている。また burst type と non-burst type ではキャビティの安定性に 大きな違いがあり, non-burst type の方がキャビティの変 動が激しい。これは,それぞれの翼型に発生する separation bubble の性質が異なるためである。

(2) キャビティ界面付近の流れは, bust type と nonburst type を問わず, いずれも翼の leading edge で発達し た境界層の特徴を引き継いだ流れとなっている。また, キ ャビティ界面が不安定になるにつれて界面での乱れ度は増 加し,時間平均流速は減少する。

(3) キャビティ後流は, burst type と non-burst type の翼型では,その境界層特性が全く異なっている。burst type の場合には,キャビティが発生しても流速分布はほと

んど変化せず,乱れ度の分布のみが広くなる。これは,こ の翼型に発生するキャビティが,基本的に大きな separation bubble の中で気泡が成長・収縮する気泡群キャビティ であるためと考えられる。一方, non-burst type の場合に はキャビティの成長に伴って,速度・運動量の欠損が非常 に大きくなり,乱れ度分布も広くなって非キャビテーショ ン状態ではみられなかったピークを持つようになる。これ は、キャビティによってクロワッサン型の大規模渦が放出 されるようになるためと考えられる。すなわち,キャビテ ィのモデル化にあたって,従来は区別されていなかった2 つの翼型を全く別個に扱う必要がある。

参考文献

- H. Kato: Recent advances in cavitating foil research, Proc. Intern. Conf. Hydrodynamics, Wuxi, China, (1994), pp. 80-89.
- 加藤洋治:キャビテーション(増補版), 槇書店, (1990).
- 山口 ー: キャビテーション理論,第3回舶用プロ ペラに関するシンポジウム,日本造船学会,(1987), pp. 95-134.
- A. Kubota, H. Kato, H. Yamaguchi: A new modeling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section, J. Fluid Mech. Vol. 240, (1992), pp. 59-96.
- J. Kerwin, S. A. Kinnas, M. B. Wilson and J. McHugh: Experimental and analytical techniques for the study of unsteady propeller sheet cavitation, 16th Symp. Naval Hydrodynamics, Berkeley, California, (1986).
- 6) J.S. Uhlman: The surface singularity method applied to partially cavitating hydrofoils, 5th

Lips Propeller Symp., Drunen, The Netherland, (1983).

- H. Yamaguchi, H. Kato: On application of nonlinear cavity flow theory to thick foil sections, Second International Conference on Cavitation, IMechE, (1983), pp. 167-174.
- S. A. Kinnas, N. E. Fine: A numerical nonlinear analysis of the flow around two- and threedimensional partially cavitating hydrofoils, J. Fluid Mech. Vol. 254, (1993), pp. 151-181.
- H. Lemonniar, A. Rowe: Another approach in modeling cavitating flows, J. Fluid Mech. Vol. 195, (1988), pp. 557-580.
- 10) H. Yamaguchi, H. Kato, T. Komura, M. Maeda and A. Oshima: Measurement of the flow field downstream of a sheet type cavity using LDV, Laser Doppler Velocimetry and Hot Wire/Film Anemometry, (1985), pp. 29-38.
- 11) 久保田晃弘,加藤洋治,山口 一,前田正二その他: キャビテーション後方流場の乱流構造一乱流境界層 における気泡の影響,キャビテーションに関するシ ンポジウム(第4回); (1985), pp. 89-98.
- 12) H. Yamaguchi, H. Kato, A. Sugatani, A. Kamijo, T. Honda and M. Maeda: Development of marine propellers with better cavitaion performance (3rd report: pressure distribution to stabilize cavitaion), J. Soc. Nav. Archi. Japan, Vol. 164, (1988), pp. 28-42.
- 13) H. Yamaguchi: "Hydrodynamic characteristics of a two-dimensional foil or cascade in steady incompressible uniform flow with boundary layer effects taken into account", Internal software, (1988).