

宇宙航空研究開発機構研究開発資料

JAXA Research and Development Memorandum

翼端漏れ渦キャビテーションのキャビテーション数/迎え角
依存性について

吉田 義樹

2014年2月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

翼端漏れ渦キャビテーションのキャビテーション数/迎え角 依存性について*

吉田 義樹^{*1}

On Cavitation Number /Angle of Attack of Tip Leakage Vortex Cavitation^{*}

Yoshiki YOSHIDA^{*1}

1. 緒言

インデューサのキャビテーション不安定の一要因が、翼端漏れ渦キャビテーション(tip leakage vortex cavitation)の後縁と下流に位置する隣接翼の翼前縁との干渉であることが、実験とキャビテーションCFDから明らかとなっている。図1に、Shimagakiら^[1]がPIVで観察したインデューサの翼端漏れ渦付近の流れの状況を示す。翼端隙間から漏れ出した漏れジェットがroll upし、翼端のケーシング付近に渦度の高い領域があり、その上流側に軸方向流れとの剪断によるReynolds stressが高い部分が広がっていることが分かる。また、Taniら^[2]のキャビテーションCFDによれば、図2に示すように翼端漏れ渦キャビテーションが下流に位置する翼の前縁付近の高圧部に近づいた時に、図3に示すようにキャビティが崩壊(α :void fractionが負勾配)することにより、velocity divergence($GT_{rev} = \nabla \cdot \mathbf{u}$)が負(これは流体力学的には“吸い込み”を意味する)となり、このために次の翼への迎え角(angle of attack)が正(約5 deg.)から負(0 deg. 以下)となって、次翼では翼負荷(揚力)が減少し(圧力面と負圧面の圧力差が小さくなり)、翼端漏れ渦キャビテーションが抑制される(変動する)ことが、インデューサにおけるキャビテーション不安定の原因であると考察されている。

一方、3次元インデューサのキャビテーション不安定の発生域をマップで示すと、図4に示すようにその発生限界が翼端でのキャビテーション数(σ_t)/迎え角(α)で“区分け”出来ることがWatanabeら^[3]によって提示されている。これらの関係から、2次元単独翼の翼前縁キャビテーション(leading edge cavitation)の長さ(L)が線形理論では σ/α で整理できる^[4]ように、翼端漏れ渦キャビテーションの様相も σ/α によって整理できる相似則があるのではないかと推論される。

本報告では、単独翼の翼端漏れ渦キャビテーションの初生キャビテーション数(σ_i)と迎え角(α)の関係について考察し、 $\sigma_i/\alpha = \text{const}$ となることを簡単なモデルで証明する。また、低流量での逆流旋回流がある場合と、高流量での逆流旋回流がない場合の超同期旋回キャビテーションの様相の相違について、Appendixに説明を加える。

* 平成25年12月20日受付(Received 20 December 2013)

*1 宇宙輸送ミッション本部 宇宙輸送系推進技術研究開発センター

(Space Transportation Propulsion Research and Development Center, Space Transportation Mission Directorate)

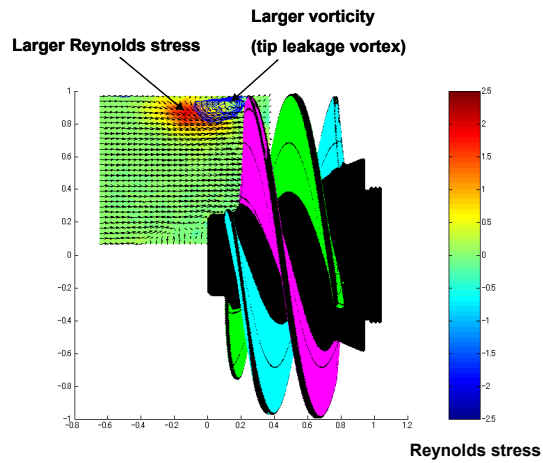


Fig. 1 Visualization of inducer inlet with PIV showing tip leakage vortex from [1]

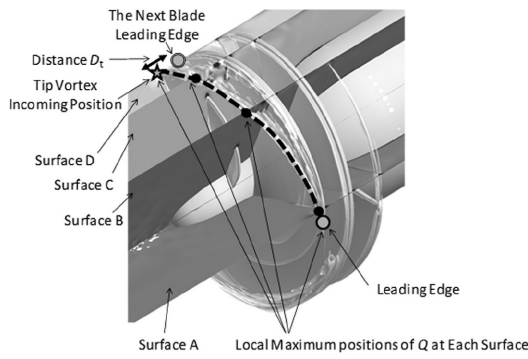


Fig. 2 Visualization of inducer inlet with CFD showing tip leakage vortex from [2]

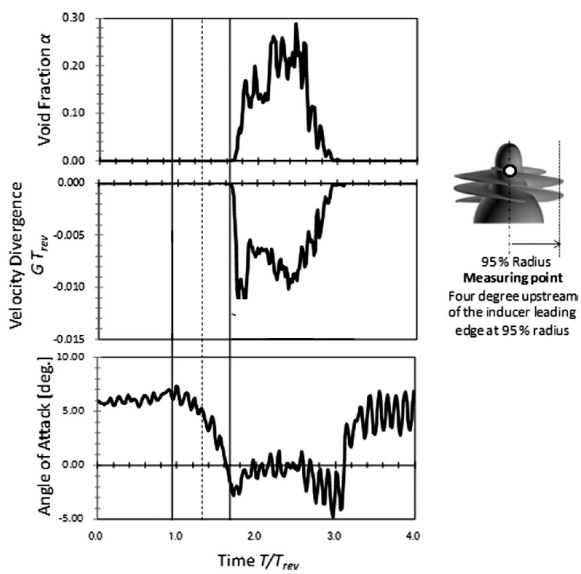


Fig. 3 Time histories of void fraction, velocity divergence, and angle of attack upstream of the leading edge from [2]

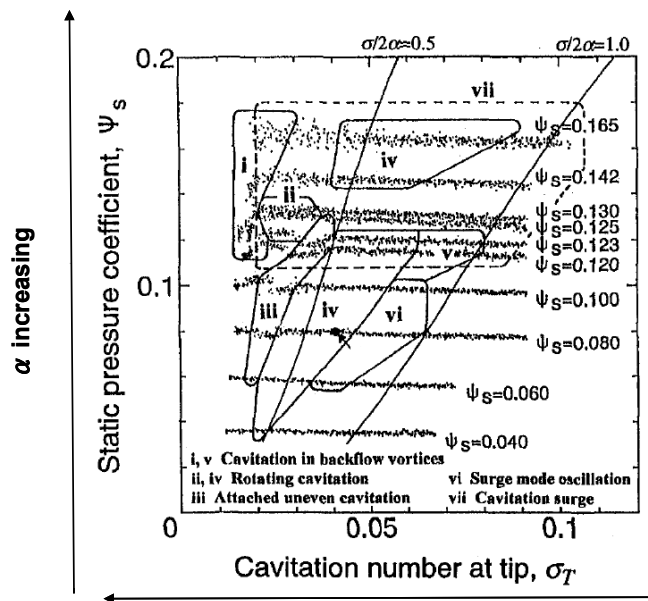


Fig. 4 Onset region of various cavitation instabilities basically depended on $\sigma_T/2\alpha$ from [3]

2. 翼端隙間を持つ単独平板翼での実験結果の概説

筆者が単独平板翼の翼端漏れ渦キャビテーションの観察^[5]を行った時、キャビテーションの発生形態が図5に示すような四種(Region I ~ IV)に区分出来、その発生マップ(図6(a))を描くと、その発生領域の境界はほぼ直線となり、概略 $\sigma/\alpha = \text{const}$ と考えても良さそうであった[この時、図6(a)の翼端漏れ渦キャビテーション(tip leakage vortex cavitation)の初生が、図6(b)の翼前縁キャビテーション(leading edge cavitation)の初生より早いことに注意]。また、負圧面スパン中央の翼前縁キャビテーションの長さ L は、2次元単独翼の理論^[4]どおり σ/α で整理できるものであった(図6(b))。また、図7にこの実験の σ/α (deg.)=0.2, 0.25, 0.33 の場合の翼端漏れ渦キャビテーションの様相を3ケースずつ示すが Region I, II, III の各々について、 σ/α が同じであればキャビテーションの発生状況が非常に似通ったものになっていることが分かる^[6]。

図6(a)の結果について、3章に示す簡単なモデルにより、翼端漏れ渦キャビテーションの初生について検討した結果、迎え角(α)と翼端漏れ渦の集積した渦コアの円面積(πa^2)の間に、 $\alpha/a^2 = \text{const}$ の関係があれば翼端漏れ渦キャビテーションの初生(σ_i)は $\sigma_i/\alpha = \text{const}$ と考えられることが分かった。次章では、これらの関係について、簡単なモデルと細長物体近似を用いた理論解析で説明することにする。

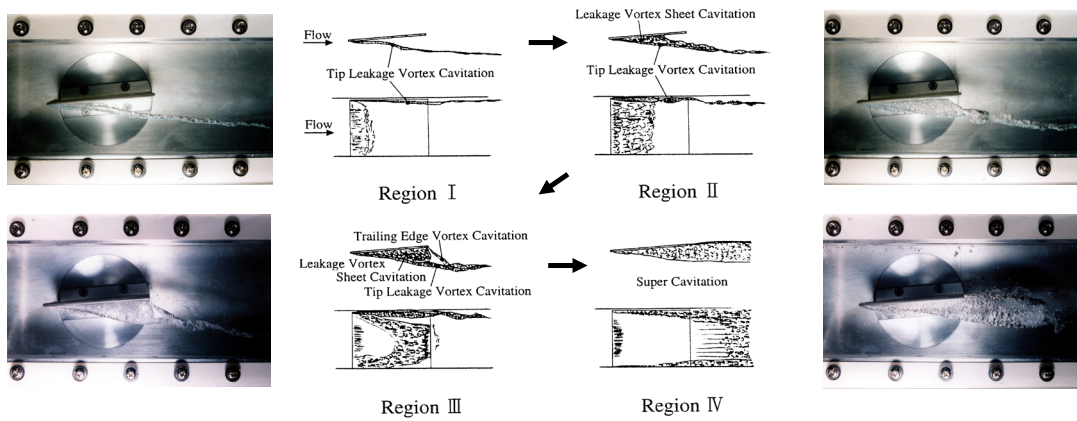
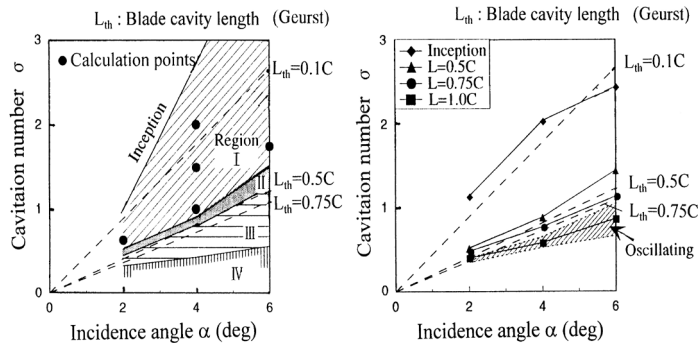


Fig. 5 Cavitation form of tip leakage vortex cavitation from [5]



(a) Cavitation maps showing 4 regions

(b) Cavity length of blade cavitation

Fig. 6 Cavitation map of (a) tip leakage vortex cavitation and (b) cavity length of leading-edge blade cavitation from [5]

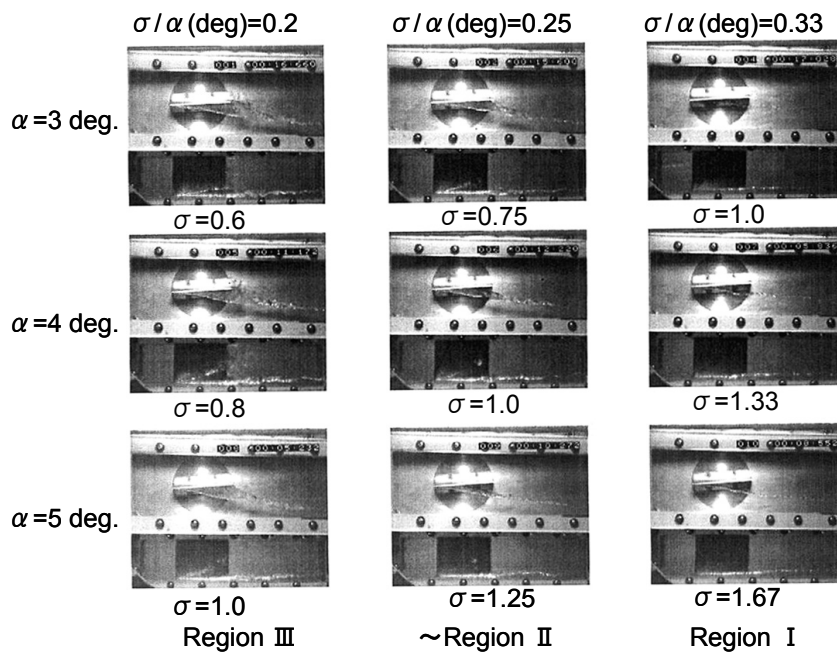
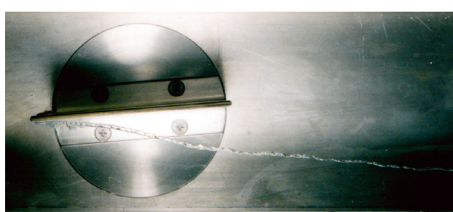
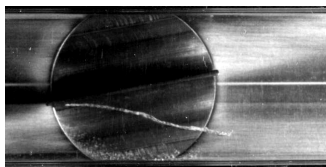


Fig. 7 Comparison of tip leakage vortex cavitation at various conditions of cavitation number σ / angle of attack α from [6]

余談ではあるが、図8に図5の実験の場合と相似な単独翼に発生する翼端漏れ渦キャビテーションの初生について、作動流体の違いによる差異を示す^[7]。図8(a)は作動流体が水の場合で、温度は $T=293\text{K}$ ($C=90\text{mm}$, $\alpha=6\text{deg.}$)、図8(b)は高温とした液体窒素の場合で、温度は $T=89\text{K}$ ($C=48\text{mm}$, $\alpha=10\text{deg.}$)である。水の場合は、翼端漏れ渦キャビテーションが一度初生すると、渦のコア部に円筒状のキャビテーションが発生し、糸を牽くように捻れながら“長く”伸びて消滅しない(実験装置の窓の制限から2コード以上は確認できてない)が、液体窒素では図8(b)の写真に示すように、水の場合より細いキャビテーションがほぼ1コード位の長さで突然消滅し、水の場合のように下流まで長く伸びることはなかった。これと同じ傾向は Watanabe ら^[8]の、熱力学的効果を考慮した翼端漏れ渦キャビテーションの理論解析にも現れており、キャビテーションの熱力学的効果は翼端漏れ渦キャビテーションにも現れると考えて良い。



(a) in water ($T=293\text{K}$, $C=90\text{mm}$, $\alpha=6\text{deg.}$)



(b) in liquid nitrogen ($T=89\text{K}$, $C=48\text{mm}$, $\alpha=10\text{deg.}$)

Fig. 8 Comparison of tip leakage vortex cavitation between (a) in water and (b) in liquid nitrogen from [7]

3. 翼端漏れ渦キャビテーションの解析モデル

図9に示すように一様流速 U の中に迎え角 α で翼端隙間 τ を持つ単独平板翼を考え、細長物体近似^[9]を用いて2次元のクロスプレーンで渦の形成を考える。

計算方法の詳細は文献[9]を見ていただきたいが、以下にこの計算方法について簡単に述べると、翼端隙間の圧力差 Δp ($\Delta p = p_p$ (翼圧力面圧力) $- p_s$ (翼負圧面圧力) と仮定する) によって、漏れジェットが $U_j = (2\Delta p / \rho)^{1/2}$ で翼端隙間から噴出し、漏れジェットと主流の間の剪断層に時間 Δt に循環 $\Gamma = U_j^2 \cdot \Delta t / 2$ が翼端のコーナから自由渦(これを一つの渦点とする)として流出するとする。翼前縁 ($S=0$) から翼後縁 ($S=C$, C :コード) までクロスプレーンが一様速度 U で移動すると考えると、このクロスプレーンが翼前縁から翼後縁に達するまでに翼端隙間から自由渦が順次流出し、roll upして行く。そして、循環の総和 ($\Sigma \Gamma$) は $\Sigma \Gamma / UC = C_L / 2$ となる (C_L :揚力係数, 平板翼の場合 $C_L = 2\pi \sin \alpha \approx 2\pi \alpha$)。なお、これは平板翼の束縛渦 ($Lift / \rho U$) が、翼端隙間で全て自由渦として流出すると考えても導かれる。図10に迎え角をパラメータとして $\alpha = 2 \sim 6 \text{ deg.}$ の場合で、クロスプレーンが $S=0.5C$ (=翼弦の1/2), $S=1.0C$ (=翼弦) の場合の渦点の集積と巻き上がりを図示したものを示す。迎え角 α の大きいほど、翼端隙間から遠くにあり、かつ渦点の巻き上がった集積円は大きくなっている。

一方、仮定として $S=C$ のクロスプレーン内にこの総循環 $\Sigma \Gamma$ と同じ循環を持つ、半径 a の円内に渦度 ω が一様に分布する Rankin 渦を考えると、 $\Sigma \Gamma = \pi a^2 \omega$ であり、円の中心の最小圧力 p_{\min} は、

$$\frac{p_{\min} - p_{\infty}}{\rho} = - \left[\frac{\Sigma \Gamma}{2\pi a} \right]^2 = - \frac{U^2 C^2 \alpha^2}{4a^2} \quad \text{----- (1)}$$

と表せる. $p_{\min}=p_v$ (飽和蒸気圧) を初生と考えて, 初生キャビテーション数 σ_i を考えると,

$$\sigma_i = \frac{1}{4} C^2 \left(\frac{\alpha}{a} \right)^2 \quad \left(\cong \frac{1}{4} \left(\frac{C}{a\pi} \right)^2 C_L^2 \right) \quad \text{----- (2)}$$

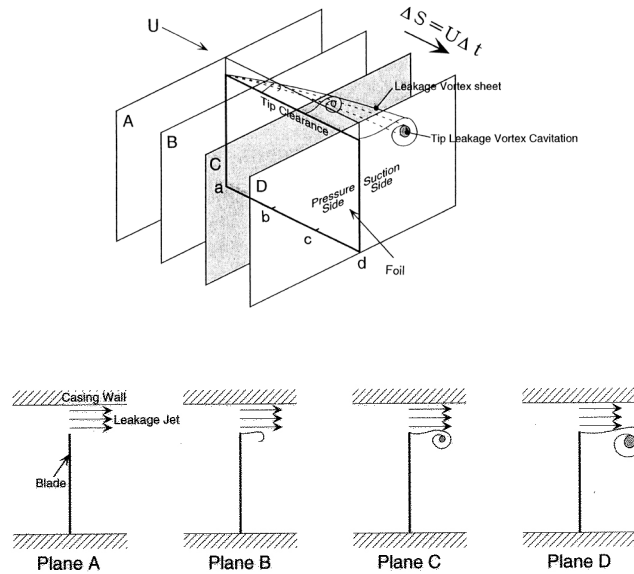


Fig. 9 Correspondence of 3D steady flow with tip leakage vortex to 2D unsteady cross-flow on plane A~D from [9]

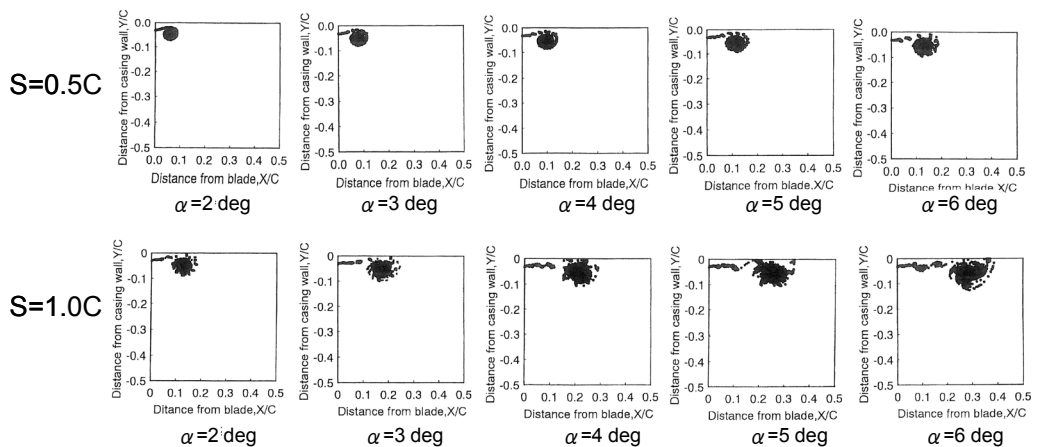


Fig. 10 Shed vortex from tip clearance and rolled-up vortex core on cross-plane at several angles of attack from [6]

従って, 式(2)より渦点の集積した渦のコア (半径 a) の面積 (πa^2) が迎え角 α に比例関係にあれば, σ_i / α は一定となり, 初生キャビテーション数が迎え角に比例する. (注: この関係は Rankin 渦でなく

Burgers 渦と考えても同じ結論になる。)

そこで、先の Chen ら^[9], Higashi ら^[5]の解析モデルで、キャビテーションを考慮しないで、迎え角 α と渦コアの面積 ($\pi a^2/C^2$, a : 渦コアの半径) の関係を調べた結果を図11に示す。図より、渦のコアの面積は迎え角 α にほぼ比例関係にあることが分かる。この関係と式(2)により σ_i/α は一定となり、初生キャビテーション数は迎え角に比例することになる。

また説明は略すが、翼端漏れ渦キャビテーションの軌跡が翼となす角度(x/z : 主流方向(z)に対して翼端隙間から遠のく距離(x))は、 $C_L^{0.5}$ (or $\alpha^{0.5}$: $C_L=2\pi\sin\alpha$) に比例することが、Chen ら^[7]によって導かれており、実験的に Chen らは、 $\frac{x}{z}=0.46\times\sqrt{C_L/2}$ としている。

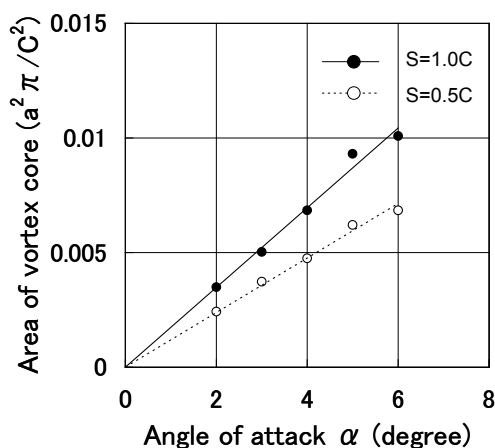
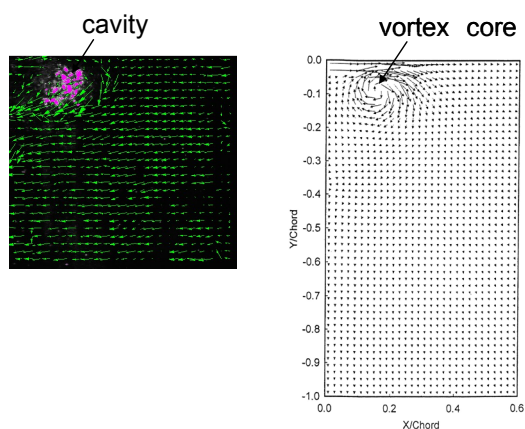


Fig. 11 Relation of area of vortex core to angle of attack

なお、キャビテーションの初生後に成長するキャビテーション気泡が渦コア部の循環に与える影響は非常に興味のある所である^{[10][11]}。図12に実験で PIV によって図9に示したクロスプレーンの断面で観察した渦のコア部に発生したキャビティ気泡(図のピンク色の部分が気泡群である)を示す^[12]。この図より渦コアの中心にキャビティ気泡が発生していることが分かる。初生後成長するキャビテーション気泡が渦コア部の循環に与える影響に関して、岡林ら^[11]によって CFD(DNS)で解析されている。代表例を図13に示すが、キャビテーション発生後では、「渦コア部の旋回速度および渦度は拡散するのではなくコア部だけで減少する傾向がある」ことが明らかにされている。



(a) Visualization with PIV

(b) Calculation result

Fig. 12 Comparison of tip leakage vortex on cross-plane between (a) visualization with PIV and (b) calculation result from [12]

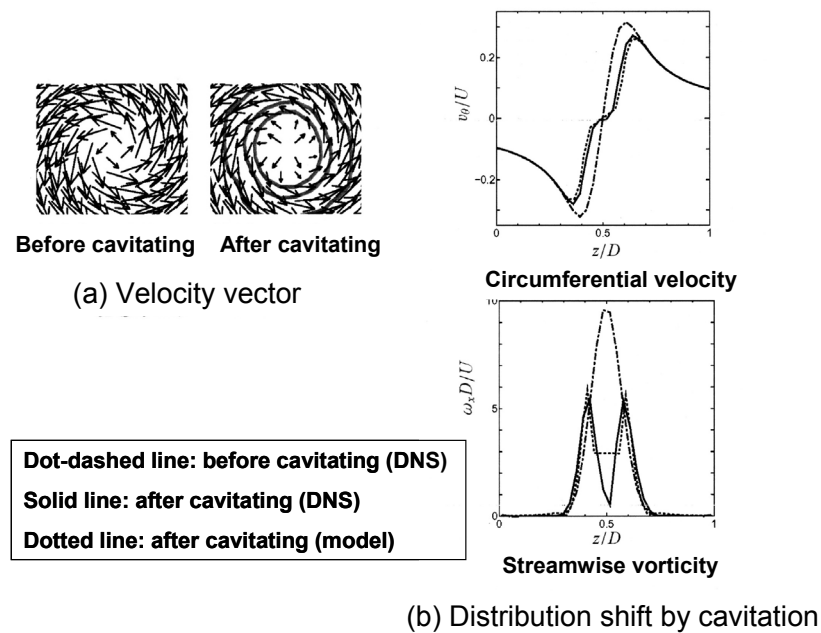


Fig. 13 Distribution shift by cavitation (a) velocity vector and (b) circumferential velocity and streamwise vorticity from [11]

4. 楕円翼の翼端渦キャビテーションとの類似性

翼型を持つ楕円翼の翼端渦キャビテーションに関する研究は、渦キャビテーションの基礎研究として、実験的、理論的に数多く研究されている。古くは McCormick (1962)^[13]が 初生キャビテーション数 (σ_i) は迎え角 (α) と Reynolds 数 (Re) の関係にあり、 $\sigma_i \approx \text{const} \times \alpha^m Re^n$ (その後、 $m \approx 1.4$, $n \approx 0.35$) となる関係が示されている。渦キャビテーションの初生は水のクオリティ、境界層と渦のコア半径の関係、翼の束縛渦の分布等にも関係するとされており話は複雑化しているが、その後の研究をレビューした形で、図14に示すように最近では $\sigma_i = \text{const} \times C_L^2 Re^n$ ($n \approx 0.4$) の形にほぼ収束しているようである。^[14] これは、翼性能と初生キャビテーション数を関係づける Scaling Law として Reynolds 数を除いて、本報告で導出した式 (2) と類似しており、本報告で対象としたケーシング隙間の漏れジェット流れによって発生する翼端漏れ渦キャビテーションと、船舶のスクルーのような自由端である翼端渦キャビテーションのように、流れの境界条件 (ケーシングがある場合は、クロスプレーン上では流体力学的には境界条件は鏡面となる) に違いがあるにも係わらず、両者が同じ様な表現になっている点を筆者は非常におもしろく、興味深く感じる。

5. 結言

以上の考察から、翼端漏れ渦が集積する渦コアの面積は迎え角と比例関係にあり、これにより翼端漏れ渦キャビテーションの初生がキャビテーション数/迎え角によって整理できることが分かった。このことが、図4に示した3次元インデューサのキャビテーション不安定の発生域を示すマップがキャビテーション数/迎え角=const によって分けられる理由の一つであると考えている。Q.E.D.

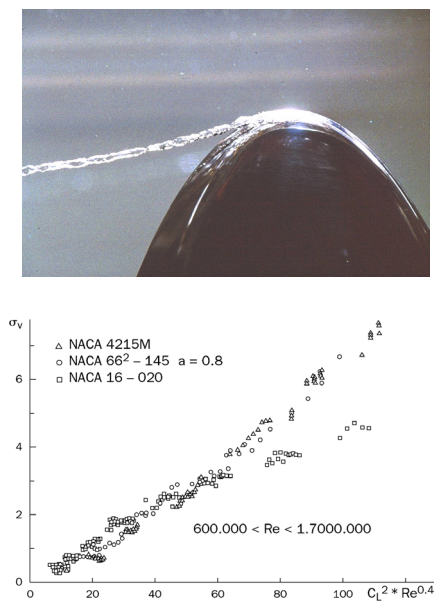


Fig. 14 Relation of cavitation number σ_v vs. $C_L^2 \cdot Re^{0.4}$ in tip vortex cavitation from [14]

参考文献

- [1] Shimagaki, T., Watanabe, M., Hashimoto, T., Hasegawa, S., Yoshida, Y., and Nagaura, K., 2007, "Observation of Rocket Engine Turbopump Inducer Internal Flow with PIV," The 7th PIV International Symposium PIV2007, Rome, Italy, September 11-14.
- [2] Tani, N., Yamanishi, N., and Tsujimoto, Y., 2012, "Influence of Flow Coefficient and Flow Structure on Rotational Cavitation in Inducer," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 134, pp.021302-1-021302-13.
- [3] Watanabe, S., Sato, K., Tsujimoto, Y., and Kamijo, K., 1999, "Analysis of Rotating Cavitation in a Finite Pitch Cascade Using a Closed Cavity Model and a Singularity Method," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 121, pp.834-840.
- [4] Geurst, J. A., 1959, "Linearized Theory for Partial Cavitated Hydrofoils," Int. Shipbuilding Progress, Vol. 6, No. 60, pp. 369-384.
- [5] Higashi, S., Yoshida, Y., and Tsujimoto, Y., 2002, "Tip Leakage Vortex Cavitation from the Tip Clearance of a Single Hydrofoil," JSME International Journal, Series B, Vol. 45, No. 3, pp. 662-671.
- [6] 村山雅弘, 2000, "振動翼の翼端漏れ流れに生じるキャビテーションの研究", 大阪大学卒業研究, または Murayama, M., Yoshida, Y., and Tsujimoto, Y., 2006, "Unsteady Tip Leakage Vortex Cavitation Originating From the Tip Clearance of an Oscillating Hydrofoil," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 128, pp.421-429.
- [7] 新井山一樹, 長谷川 敏, 渡邊光男, 吉田義樹, 渡邊 聡, 尾池 守, 2010, "翼端漏れ流れに生じる渦キャビテーションの熱力学的効果", 第 88 期日本機械学会流体工学部門講演会論文集, No.10-16, No.1213, pp.351-352, 2010.10.30-31, 米沢
- [8] Watanabe, S., Furukawa, A., Yoshida, Y., and Tsujimoto, Y., 2009, "Analytical Investigations of Thermodynamic Effect Cavitation Characteristics of Sheet and Tip Leakage Vortex Cavitation," Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009, Paper No.40, Aug. 17-22, 2009, Ann Arbor, Michigan, USA.

- [9] Chen, G. T., Greitzer, E. M., Tan, C. S., and Marbel F. E., 1991, "Similarity Analysis of Compressor Tip Clearance Flow Structure," ASME J. of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 260-271.
- [10] Watanabe, S., Seki, H., Higashi, S., Yokota, K., and Tsujimoto, Y., 2001, "Modeling of 2-D Leakage Jet Cavitation as a Basic Study of Tip Leakage Vortex Cavitation," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 123, pp. 50-56.
- [11] 岡林希依, 太田貴士, 梶島岳夫, 2008, "キャビテーションと乱流渦の相互作用", 混相流研究の進展3, pp. 1-8.
- [12] 阿部 守, 2003, "主流中に噴出するクロスフローウォールジェットに発生するキャビテーションの観察", 大阪大学修士論文
- [13] McCormick, B. W., 1962, "On Cavitation Produced by a Vortex Trailing From a Lifting Surface," ASME J. Basic Engineering, September, pp. 369-379.
- [14] Maines B. H., Arndt R. E. A., 1997, "Tip Vortex Formation and Cavitation," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 413-419.

APPENDIX

最後に、本文図4(図A-1に同じ図を再録する^[A-1])のキャビテーションマップで $\psi_s=0.130$ 付近を境に、IV: 旋回キャビテーションの発生領域が上下に二分されていることに触れておく。この領域では $\psi_s=0.130$ ($\phi=0.075$)前後で狭い領域ではあるが、キャビテーション数 $\sigma=0.03$ 以上で非定常キャビテーション現象が現れない範囲がある。これを正確に言うと、このマップを作る上で測定データとしているインデューサ入口の圧力変動に超同期旋回キャビテーションの旋回周波数である明瞭な旋回速度比 $\omega/\Omega=1.1\sim 1.2$ の圧力変動周波数が現れないという事象である。この上下の領域の代表例として、 $\psi_s=0.165$ ($\phi=0.060$)と、 $\psi_s=0.080$ ($\phi=0.088$)の圧力変動周波数分析結果を図A-2に示す^[A-1]。各々の特徴は、 $\psi_s=0.165$ では高いキャビテーション数から広範囲に卓越する周波数($\omega/\Omega=1.2-1.1$)が現れ、キャビテーション数の低下に伴って周波数はやや低下するが、軸回転数の同期周波数(f_n)に近づく前に、この卓越した周波数は消滅する。一方、 $\psi_s=0.080$ では f_n に極めて近くまで周波数は低下して行き III: 同期旋回キャビテーションに移行する。この時の多点圧力センサーの変動圧力をベースとしたキャビテーションの発生領域をインデューサの翼(3枚)に対して示した図を図A-3に示す^[A-2]。低流量($\psi_s=0.160$)ではキャビティは翼間に入らず翼の前縁からスロートまでに発生し(これは、低流量では翼間スロート部が既にインデューサ出口の圧力までに上昇していることによる)、主に上流に向かって発生領域を拡げるようにその大きさが変化し、赤破線で示すように回転方向と同じ方向にその変化の様相が移動するように見える(このことから超同期“旋回”キャビテーションと呼ばれている)。一方、高流量($\psi_s=0.080$)では漏れジェットに発生するキャビテーションとして上流にもキャビテーションは発達するが、主に漏れ渦キャビテーションとして翼に沿った下流方向に伸長し、流路の翼間のスロートを完全に塞ぐような形でキャビティが伸縮しており、先と同様この様相が軸回転方向に移動して行くように見える。

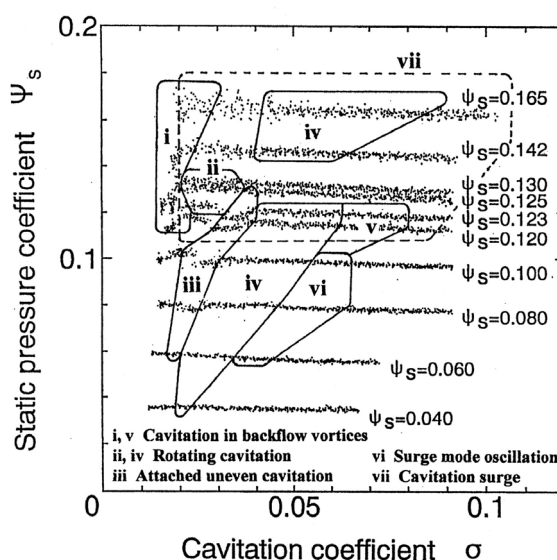


Fig. A-1 Cavitation map of inducer cavitation instabilities from [A-1]

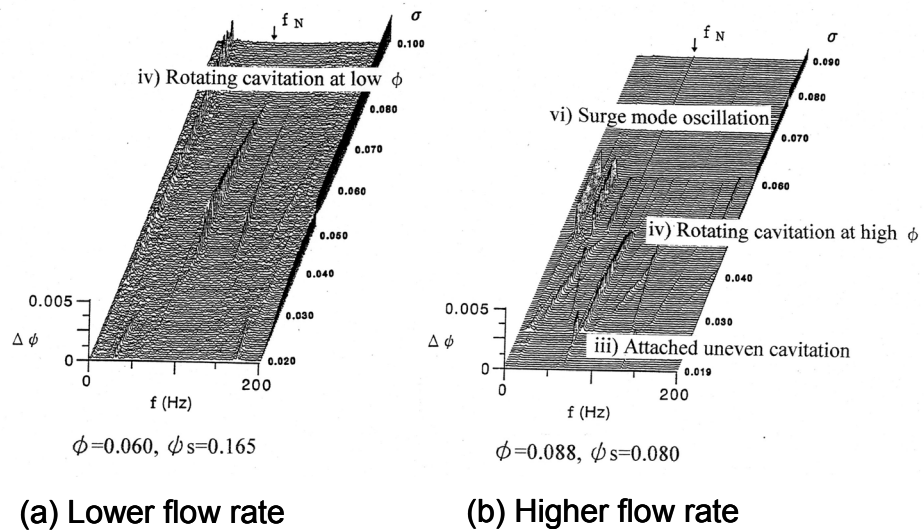


Fig. A-2 FFT analyses of unsteady pressure at inducer inlet for (a) lower flow rate and (b) higher flow rate from [A-1]

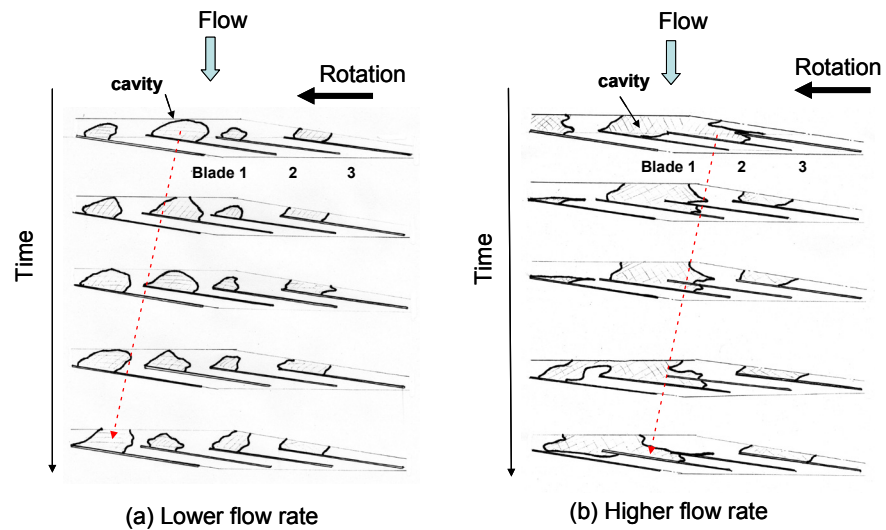


Fig. A-3 Propagation of super-synchronous rotating cavitation for (a) lower flow rate ($\psi_s=0.160$, $\phi=0.065$, $\sigma=0.05$, $\omega/\Omega=1.19$) and (b) higher flow rate ($\psi_s=0.080$, $\phi=0.088$, $\sigma=0.04$, $\omega/\Omega=1.13$) from [A-2]

これらの流量差のキャビテーションの様相の差を模式的に描いた図A-4で説明すると、高流量の場合は移動するキャビテーションの塊は、tip leakage vortex cavitation (もしくはtip leakage cavitation) と leading edge cavitation の大小の移動であり、低流量の場合には、主に逆流旋回流の中に発生する tip leakage vortex cavitation in back flow (vortex cavitation caused by back flow ではない)の大小が移動していると言える。その裏付けとして、図A-5にインデューサの ϕ - ψ 特性と、図A-6に逆流旋回流

のonsetの検知のために行った、インデューサ上流直近と配管上流の差圧 (Δp) を示す。この測定データのプロットが、実線で示す管路摩擦損失による2次曲線から離脱する流量が、逆流旋回流のonset流量である。 $\phi = 0.075$ より低流量ではインデューサ上流には逆流旋回による圧力上昇が認められ、onset流量は $\phi = 0.075$ と分かる。またこの流量を境に図A-5の $\phi - \psi$ 特性の勾配にも若干の変化が認められる。そして、これは最初に述べたとおり図A-1の超同期旋回キャビテーションの発生域が2分される流量に相当する。

以上より $\phi_s = 0.130$ ($\phi = 0.075$) 付近は、インデューサは丁度逆流旋回流がonsetする流量であり、この場合翼端付近の流れは、漏れジェット(軸方向)と逆流旋回流(周方向)がせめぎ合う形で極めて不安定な流れ(異なる流れのパターンの境界になっているという意味)となり、図A-3に示したような異なるパターンの超同期旋回キャビテーションの境界になるという意味で、明瞭な定常振動的な超同期旋回キャビテーションの発生がなくなるものと考えられる。また、このことから、翼端漏れ渦キャビテーションをコントロール出来るケーシングトリートメントが旋回キャビテーションの抑制に効果があることが分かる。Q.E.D.

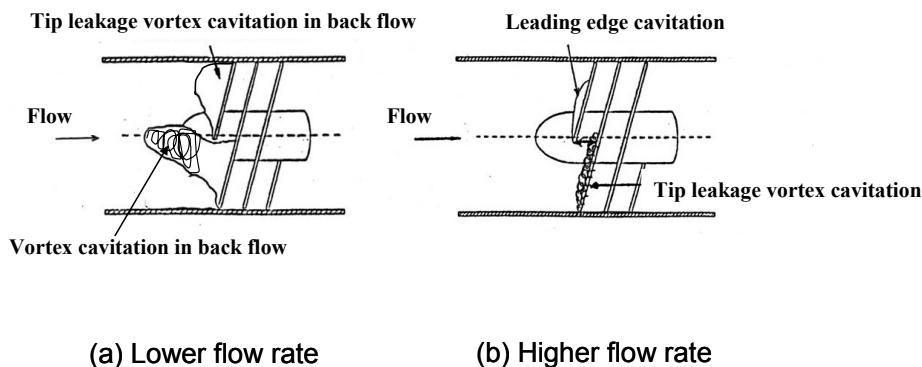


Fig. A-4 Schematic of various cavitations in cavitating inducer at (a) lower flow rate and (b) higher flow rate

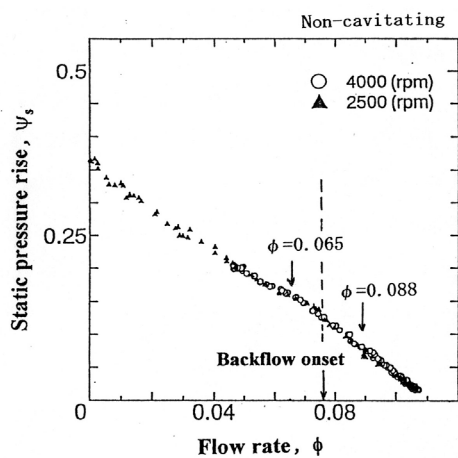


Fig. A-5 Static pressure performance under non-cavitating

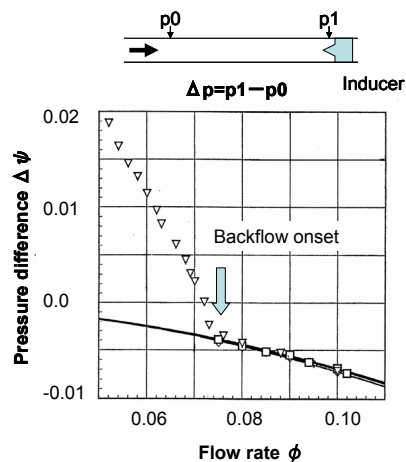


Fig. A-6 Onset of backflow at $\phi = 0.075$ based on pressure difference between inducer inlet pressure (p_1) and upstream (p_0)

APPENDIX 参考文献

- [A-1] Tsujimoto, Y., Yoshida, Y., Maekawa, Y., Watanabe, S., and Hashimoto, T., 1997, "Observation of Oscillating Cavitation of an Inducer," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 775-781.
- [A-2] 前川康和, 吉田義樹, 辻本良信, 上條謙二郎, 1997, "旋回キャビテーション発生下でインデューサに作用する非定常翼間圧力分布と非定常流体力", 日本機械学会論文集(B編), Vol. 63, No. 605, pp. 132-138.
- [A-3] 蔵原和裕, 片岡 大, 横田和彦, 辻本良信, 1998, "インデューサ入口に生じる逆流旋回流と渦構造に関する研究", 日本機械学会論文集(B編), Vol. 64, No. 622, pp. 1667-1674.

