Title	数値解析によるターボポンプにおけるキャビテーション不安定現象に関する研究
Author(s)	安, 炳辰
Citation	大阪大学, 2013, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/27536
rights	
Note	

博士学位論文

数値解析によるターボポンプにおけるキャビテーション不安定現象に関する研究

安 炳辰

2013年1月

大阪大学大学院工学研究科
機械工学専攻

博士学位論文

数値解析によるターボポンプにおける キャビテーション不安定現象に関する研究

安 炳辰

2013年1月

大阪大学大学院工学研究科
機械工学専攻

目次

第1章

緒言

1.1 キャビテーションに関する研究の概要

液体の流れ場の圧力が飽和蒸気圧より低くなる領域で蒸気泡が生じる現象をキャビテーション（cavitation，空洞現象）と呼ぶ．この相変化現象は温度の上昇に起因した沸騰とは異なり，圧力低下が原因になって発生し，条件によっては常温でも起こりうる．キャビテーションが工学上の問題として最初に取り上げられたのは1894年に行われたイギリスの駆逐艦 HMS Daring 号の試運転の際である．当時，設計最高速度（27kn）に至らなかった原因として推進器の背面に形成されたキャビティ（cavity, 空洞）が指摘され，この現象はキャビテーションと名づけられた [1]．その後，液体を取り扱うターボ型流体機械（以下からターボ機械と呼ぶ）の高速化と共にキャビテーションによる問題も増し，世界各地で好ましくない現象として活発に研究が行われてきた．しかしながら，キャビテーションは液体の相変化を含んだ乱流現象なので，非常に複雑かつマイクロ秒オーダーの超高速現象である．そのため，超高速観測法が発達し始めた1970年頃からようやくキャビテーションの実態が認識されるようになった [2].

キャビテーションによる悪影響はターボ機械の性能を劣化させること以外にも，キャビティが崩壊する時に生じる高い圧力波による固体表面の壊食（エロージョン，erosion）や振動及び騒音などが取り上げられる．また，流れの条件によってキャビテーションの様子とそれが及ぼす影響も大きく変わる．キャビテーションは蒸気泡の発生状況により4つに分類する場合が多い [3]：バブルキャビテーション（bubble cavitation），シートキャビテーション（sheet cavitation），クラウドキャビテーション（cloud cavitation），ボルテックス

キャビテーション（vortex cavitation）．バブルキャビテーションは，ほぼ球形のキャビテーション気泡群が主流に乗って流れながら成長・崩壊する現象であり，翼の表面に付着して見えるシート状のキャビテーションはシートキャビテーションと呼ばれる．クラウドキャビテーションは，小さなキャビテーション気泡群が多数集まってストロボで見ても雲状に見える現象であり，壊食や高い騒音を引き起こす危険性が大きい特徴がある．また，キャビテーションが翼端渦など，渦のコア部に発生する現象はボルテックスキャビテーションと呼ばれる．さらに，シートキャビティの長さにより，それが翼背面上（翼負圧面上）でつぶれる場合である部分キャビテーション（partial cavitation）と，それが翼後縁より下流に伸びる場合であるスーパキャビテーション（super cavitation）に分けられる [4]．多様な形態で現れるキャビテーションが持つ動特性は，特に圧力ー流量特性が右下がりの安定的な運転特性をもつターボ機械においても，局所または系全体の流量あるいは圧力が振動する異常現象であるキャビテーション不安定現象（cavitation instabilitiy phenomenon）を引き起こす主な原因となる．そのため，ターボ機械の分野では本研究の主題でもあるキャビテーション不安定現象に関する研究が活発に行われている．ターボ機械におけるキャビテーション不安定現象に関しては，次節で詳細に述べる．

上述したようにターボ機械に発生するキャビテーションは好ましくない現象として扱われ，関連研究もキャビテーションによる悪影響の抑制や制御に焦点が当てられてきた．一方，キャビテーションの特性が明らかになるにつれて，その高圧・高速・高温の性質を有効に利用するための研究も様々な分野で盛んに行われるようになった．超音波または高圧水の噴流により生じられるキャビテーションを利用した洗浄技術は，眼鏡などのレンズから半導体 [5] などの洗浄に至るまで広く用いられている．化学分野と医学分野ではキャビティが崩壊する際に発生する高温・高圧波を用いた有機化合物分解 [6] やがんの治療 [7] など，キャビテーションに関する研究はその有害性から有効利用に至るまで幅広い観点で研究が行われている．

1.2 ターボポンプにおけるキャビテーション不安定現象

近年，ターボ機械の小型化かつ軽量化の傾向に伴って高速化が進んでおり，キャビテーションが引き起こす問題も増え続けている．このような傾向により，キャビテーションを伴う流れでの作動を前提とした設計は珍しくなく，キャビテーションが主な原因となって

発生する流体機械の異常振動現象であるキャビテーション不安定現象の解明，制御また回避などに関わる研究は工学上重要なテーマとなっている．

キャビテーション不安定現象が問題となっているターボ機械の典型として，液体燃料や酸化剤を扱うロケットエンジンのターボポンプに装着されるインデューサ（inducer）が知られている．インデューサとは，ターボポンプの吸い込み性能を向上させるため，主羽根車の上流側に設けられる軸流羽根車である．この装置は，主羽根車の入口圧力を上昇させることで主羽根車でのキャビテーション発生を防ぐ．しかし，極めて高い吸い込み性能が要求されるロケットエンジンの特性上，インデューサ自体で生じるキャビテーションは不可避であり，発生したキャビティの非定常体積変動は局所的のみならず推進システム全体のキャビテーション不安定を引き起こす場合がある．

インデユーサに生じるキャビテーションが引き起こすキャビテーション不安定現象として旋回キャビテーション（rotating cavitation）とキャビテーションサージ（cavitation surge）が良く知られている [4]．まず，旋回キャビテーションは，キャビテーションを伴った旋回失速（rotating stall）と呼ばれる現象である．旋回失速はターボ機械を失速点付近の大きな衝突角で運転した場合に，翼間失速領域が周方向に羽根車回転数の何割かの速度で伝播する現象である．インデューサにキャビテーションが生じた場合にも，キャビテーション領域が見かけ上，旋回失速と同じように羽根車の周りを回転する異なった現象が発生する．旋回キャビテーションと呼ばれるこの現象は，インデューサ内部に生じるキャビティの非定常体積変動が二次元的な翼負荷変動や軸振動などを引き起こす局所不安定現象の典型である．一方，キャビテーションサージは，インデューサ内部に生じるキャビティの非定常体積変動と管路システムの動特性が連成し，システム全体に圧力変動や流量変動をもたらすシステム不安定現象であり，軸方向の1次元的な軸振動を引き起こす．旋回失速とサージは，ターボ機械の揚程ー流量曲線の勾配が右上がりの高負荷条件で運転される場合に発生するのに対し，旋回キャビテーションとキャビテーションサージは，その勾配が明確に右下がりの安定運転特性を持つ場合にも発生するので，設計の段階で予測しにくい現象である．実際に 1999 年に起きた H-II ロケット 8 号機の打ち上げ失敗の主な原因は，液体水素ターボポンプのインデューサに発生した逆流渦を伴なう旋回キャビテーションと，旋回キャビテーションとポンプシステム間の相互作用で増幅した流体振動によるインデューサの破損であると報告されている [8]．

Brennen や辻本らは，翼列におけるキャビテーションによる動特性を支配するパラメー

ターとしてキャビテーションコンプライアンス（cavitation compliance）とマスフローゲインファクタ（mass flow gain factor）を用いて線形安定解析を行い，キャビテーション不安定現象の定性的な解釈を試みている[9][10][11]．以下に旋回キャビテーションとキャビテーションサージの発生条件を定性的に理解するために，キャビティ周りの流れの変動に対するそのパラメーターが持つ意味に関して文献[4]に基づき述べる．

翼1枚当り，単位スパン当りのキャビテーションの体積 V_c を翼列ピッチ h の2乗と翼スパン長さ（= 1）で無次元化して a で表し，準静的に考えて衝突角 α_1 とキャビテーション数 σ_1 の関数であると仮定すれば次式のように表される．

$$a(\sigma_1, \alpha_1) \equiv V_c/(h^2 \times 1) \tag{1.1}$$

ここで，キャビテーション数 σ_1 は

$$\sigma_1 \equiv \frac{p_1 - p_v}{\frac{1}{2}\rho W_1^2} \tag{1.2}$$

のように定義される．このとき，相対速度 δW_1，入口圧力 δp_1 及び衝突角の変化 $\delta\alpha_1$ によるキャビティ体積の変化 δV_c は次のように表される．

$$\delta V_c = h^2\Big[\frac{\partial a}{\partial \sigma_1}\Big(\frac{\partial \sigma_1}{\partial W_1}\delta W_1 + \frac{\partial \sigma_1}{\partial p_1}\delta p_1\Big) + \frac{\partial a}{\partial \alpha_1}\delta\alpha_1\Big] \tag{1.3}$$

ここで，$M \equiv \partial a/\partial\alpha_1$ はマスフローゲインファクタ（mass flow gain factor）で，ポンプの入口流量の変動に対するキャビティ体積変化率を表す．$K \equiv -\partial a/\partial\sigma_1$ はキャビテーションコンプライアンス（cavitation compliance）で，ポンプ入口圧力変動に対するキャビティ体積変化率を表す．通常，衝突角 α_1 が増えればキャビティ体積 a も増えるので $M > 0$，圧力 p_1 が増えればキャビティ体積が減少するので $K > 0$ となる．

ここで，キャビティ周りの流れの変動に対する $M > 0$，$K > 0$ の場合ついて定性的に考える．流量が僅かに増えた場合，衝突角 α_1 が減少し，$M > 0$ であるのでキャビティ体積 a は減少する．このとき，減少した体積を埋めるため，上流側の流量がさらに増大する．すなわち，$M > 0$ であれば流量の増大がさらに流量の増大をもたらし，流れを不安定化させる．一方，入口圧が増加した場合を考えると $K > 0$ であるので，キャビティ体積が減少する．このとき体積減少を埋めるべく周囲の流体がキャビティに向かって加速され，キャビティ付近の圧力は低下する．すなわち，$K > 0$ であればキャビティ体積変化は圧力変化を緩和するように作用し，変動に対する安定化の効果を持つ．

したがって，キャビテーションサージは，$M > 0$ のもつ不安定化の効果が $K > 0$ のもつ安定化の効果を上回ったときに生ずる1次元的な不安定現象であり，旋回キャビテーションは，$M > 0$ のもつ不安定効果によって生ずる2次元的な不安定現象であるとされている．

1.3 キャビテーション流れにおける数値解析とモデル

液体ロケットエンジンの高性能化と安全のため，キャビテーション不安定現象の予測と抑制は不可欠である．しかし，実験で翼列内部流れを計測すること，実際の作動流体である液体水素や液体酸素を用いることは安全性やコストの観点で困難である．一方，線形理論解析及び特異点法を行ってキャビテーション不安定の発生条件やその周波数を予測する研究も試みられているが [10][11][12]，キャビテーション流れは強い非定常性を伴なう現象なので，数値シミュレーションによる現象の解明が期待されている．

先に述べたように，キャビテーションは液体中の微小な気泡核が急激に成長，収縮，消滅する相変化を含んだ乱流現象なので，気泡の体積変動の時間スケールは流れ場の時間スケールに比べて非常に小さく，気泡と流れ場の空間スケールも大きく異なる．また，バブル，シート，クラウド，渦などの多様な形態で現れ，強い非定常性を伴うことが多い．さらに，翼列に生じるキャビテーション不安定現象は旋回キャビテーション，交互翼キャビテーション，キャビテーションサージなど，様々なモードが観察されている．そのため，現状では，水による実験結果との比較により妥当性が検証された多様な非定常キャビテーションに対応できる数値計算法を用い，実際の作動流体による性能を予測することが最も現実的であると考えられる．そこで，キャビテーションの物理モデルと数値シミュレーション手法の進展が工学的に重要なテーマと位置づけられており，研究が続けられている．

初期の計算では，空洞モデルにポテンシャル流れ解析（特異点法またはパネル法）を組み合わせ，界面（自由流線）を追跡する方法が用いられた [13][14]．この方法はマクロな定常流れあるいは時間平均流れにおけるキャビティ形状や圧力分布，また揚力・抗力などの定量的評価のために有用な方法である．しかし，キャビティ領域の後端の閉じ方の影響，合体や分裂の取り扱いの困難，3次元への拡張が簡単でないこと，気体と渦との相互作用の解析ができないことなど，多くの問題点がある．

1990年代から Navier-Stokes 方程式に基づいてキャビテーション流れを気液二相流として解析する数値シミュレーションが行われるようになり，現在のところキャビテーション

数値解析法の主流となっている．実際の流体機械に対して気泡を十分に解像する数値計算を行うためには相当な計算負荷がかかり，まだ現実的ではない．また，気相と液相が共存する流れ場では圧縮率の変化が大きいなどの困難がある．したがって，Navier-Stokes 方程式に基づくキャビテーション流れの解析を行うためには，キャビテーション流れを表現するための数学モデルや適切な計算手法が必要となる．

キャビテーションモデルは主として，多数の微小な気泡を含んだ二相流体を 1 つの混合物とみなして各相間の速度差を考えない一流体モデル（均質媒体モデル，擬似単相媒体モデル）と，気相と液相の各々に関する基礎式を連立させて解析を行う二流体モデルに大別される [15][16]．また，一流体モデルは蒸気相の生成項の表現方式により，状態方程式モデル（Barotropic model），気泡力学モデル（Bubble dynamics model），相変化モデル（Phase change model）に分類される．二流体モデルについては，蒸気相と液相間の速度差を考慮し，各々の運動を解くとともに，完全な Rayleigh-Plesset モデルを解く試みや，気泡力学モデルを低ボイド率領域にのみ適用し，気泡力学モデルの適用が不適当である高ボイド率領域を界面捕獲法（Leve set 法など）により表現する Hybrid model が提案されている．しかしながら，計算の安定性や計算負荷の観点から，特に実機ポンプモデルへの適用は非現実的である．気泡の成分としては，蒸気，不凝縮ガス，これらの混合の他に空洞近似もある．キャビテーションの成長と減衰の表現についても，気泡力学方程式（膨張と収縮），相変化（蒸発と凝縮），あるいはガスまたは空洞の吹き出しなど，多様である．また，液相と気相が共存する流れ場では圧縮率の変化が大きいなど数値解析する上で困難な問題が多く，数値解析を行うためには，キャビテーション流れを表現するための数学モデルと適切な計算手法の構築が必要となる．

1.4 研究の概要

翼列のキャビテーション流れでは，翼間ごとに不均一なキャビティ領域が移動する旋回キャビテーションと，キャビティの体積変動が管路系と相互作用して激しい流量変動や圧力変動を引き起こすキャビテーションサージが知られている．前者は翼列内の局所的不安定現象であり，後者は輸送系のシステム不安定現象に分類される．キャビテーション数の減少につれて旋回キャビテーションが発生してからキャビテーションサージが現れる傾向が多くの実験結果から報告されており [17][18][19]，キャビテーションサージは旋回キャビ

テーションの延長上にある現象とも言われるなど [18]，両者は密接な関係があると考えられるが，その因果関係や遷移過程について未だ明確な説明はない．一方，インデューサ内部の非定常キャビティ体積変動のみならず，管路系システムの動的特性が連性して発生する不安定現象の実験的，理論的また数値的な解析は容易ではない．線形理論解析 [9][11] は，微小擾乱を仮定してキャビテーション不安定の発生条件や周波数を予測しているが，キャビテーションが持つ強い非定常特性を調べるためには数値解析が適切であると考える．しかし，キャビテーションサージの数値解析のためには複雑な要素で構成される管路系内部の非定常流れを取り扱わなければならないので，大規模な数値計算になり，実用的ではない．

以上により，本研究は，システム不安定現象の解析に関する管路系応答モデルを取り入れることにより，ターボポンプのインデューサにおける局所不安定のパターンを明らかにし，さらにシステム不安定への遷移過程を解明することで，キャビテーションサージの予測手法を提案することを目的として行った．そのため，3 種類の流量条件に対する液体ロケットエンジン用ターボポンプのインデューサの翼端領域を単純化した厚みのない平板翼列における旋回キャビテーション流れ場の応答特性を調査する．まず，流量一定の条件で旋回キャビテーションを再現し，キャビテーションサージへの遷移を示唆する指標を探索する．次に，予測された指標を周波数とする正弦的な強制流量変動を旋回キャビテーション流れ場に与え，その応答特性を調べることでキャビテーションサージ発生の予測手法としての可能性を確認する．最後に，管路系内部流れを簡便な 1 次元モデルで近似した可変流量条件を計算領域の流入条件として取り入れ，キャビテーションサージの再現を行い，サージの予測手法の有効性を検証する．

本研究は，翼列におけるキャビテーション不安定現象の解析であるので，個々の気泡運動やその周りの流れ場を捉えることを目的とはしない．さらに，キャビテーション特性をスパン方向に変化させた簡略な 3 次元解析の結果は，実験的に確認されている 0 次モードについては 2 次元解析と一致すること，またその挙動には 3 次元性の影響は小さいことが確認されている [20]．また，キャビテーションサージはインデューサとケーシング間の漏れによる逆流を伴なうという報告があるが [17]，本研究の目的はキャビテーションサージ流れ場の特性を調べることではなく，旋回キャビテーションからサージモードへ移行する指標となる特定のモードを調べることである．したがって，本研究で対象とする旋回キャビテーションやキャビテーションサージは 2 次元解析によって基本的に理解することができると考えられる．

本論文は次のように構成されている．

第2章では，非定常キャビテーション流れ場を解析するために用いた数値解析法について述べる．

第3章では，翼周りのキャビテーション流れの実験結果を参照し，本研究で用いられるキャビテーションモデルの有効性と，乱流モデルが数値計算結果に与える影響を調べる．

第4章では，非定常キャビテーションの伝播に関する一般的な特徴を見い出すために，翼列における旋回キャビテーション挙動の数値解析を行う．実機でよく用いられている3または4枚のような少ない数の翼列には周期性による影響が強く現れ，非定常キャビテーションの伝播に関する一般特性を把握しにくい．そのため，翼数を増やすことで周期性による影響を低減させた翼列に対する検討を行い，キャビテーションの伝播特性を明らかにする．

第5章では，キャビテーション数の低下につれて旋回キャビテーションからキャビテーションサージへ遷移する傾向に着目し，流量一定の流入境界条件を設けた流れ場で再現された旋回キャビテーション流れを解析し，旋回モードとは別に，キャビテーションサージへの遷移を示唆する指標を調べる．

第6章では，第5章で予測した指標の周波数で変動する強制流量変動を旋回キャビテーション流れ場に与え，その応答特性を調べることにより，サージ発生の予測方法としての可能性を確認する．

第7章では，第5章で抽出したキャビテーションサージへの遷移を示唆するモードと第6章で実施した応答解析が，サージそのものをシミュレートしなくてもサージを予測できる手法として有効であるかを検証する．そのため，翼列流れの状況に応じて流量が変動する簡便な1次元モデルで管路システムを近似した流入境界条件を用いた研究を行う．

第8章では，得られた結果を総括する．

第 2 章

キャビテーション流れの数値計算法

2.1 基礎方程式

2.1.1 支配方程式

本研究で用いられる全ての変数は翼弦長 C，代表速度 u_∞ 及び液相密度 $\rho_{l\infty}$ で無次元化される．流れ場は等温であると仮定する．

流体は Fig. 2.1 のように液相と気相の均質体として仮定する．ここで，ボイド率 α は球形気泡の半径 R と数密度 n を用いて表している．均質を仮定した流体密度 ρ はボイド率を用いて $\rho = (1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g$ となり，気相の質量 ρ_g を無視すると，液相の質量と気相の体積で決まる．したがって，液相体積率 $f_l\,(= 1-\alpha)$ を用いて $\rho = f_l\rho_l$ と表すことができる．液相体積率を用いた流体の質量保存式は次式のようになる．

$$\frac{\partial f_l\rho_l}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_l f_l u_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{2.1}$$

液相密度を基準値と変動に分離 $(\rho_l = 1 + \rho_l')$ すると，

$$\frac{Df_l}{Dt} + f_l\left(\frac{1}{1+\rho_l'}\frac{D\rho_l'}{Dt} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right) = 0 \tag{2.2}$$

となる．ここで，気相の密度変動は非常に小さい $(\rho_l' \ll 1)$ ものとし，さらに密度変動を圧力変動に変換するときに等エントロピーの関係式を使うと，$D\rho_l'/Dt = M^2 Dp/Dt$ になる．これは液体に弱圧縮性の効果を考慮する低マッハ数近似 [23][24] であり，質量保存式は次式のように近似される．

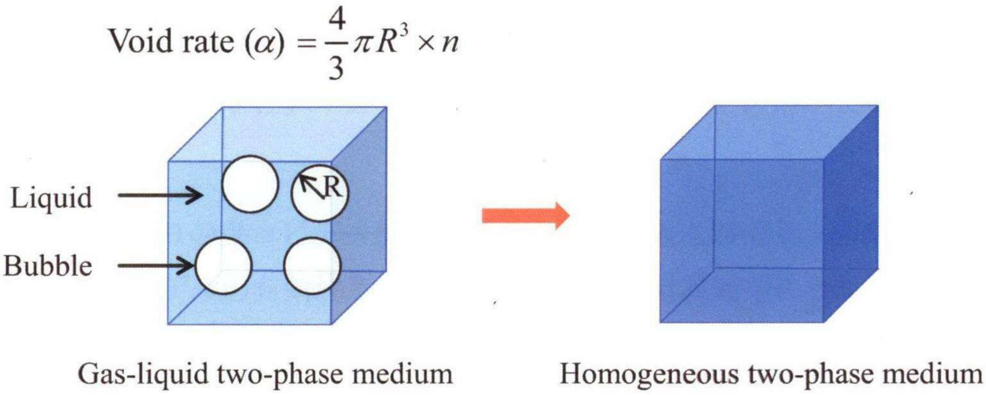


Fig. 2.1: Assumption of two-phase fluid as homogeneous medium

$$\frac{Df_l}{Dt} + f_l\left(M^2\frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right) = 0 \tag{2.3}$$

導入したマッハ数 M（$= u_\infty/c$, c は音速）は低マッハ数近似の指標であり，全領域で一様に設定する．

液相体積率 f_l を考慮し運動方程式は次のように表される．

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{f_l}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \left(\frac{1}{Re} + \frac{1}{Re_T}\right)\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{2.4}$$

式中の u_i は速度の x_i 方向成分, レイノルズ数 Re は $Re = Cu_\infty/\nu_l$ とする．ここで，ν_l は液相の動粘性係数である．また，$Re_T = \rho_l Cu_\infty/\mu_T$ の μ_T は渦粘性係数を表す．本計算の対象は非定常現象を含むが，2 次元計算であるから LES は適さず，現時点ではキャビテーション乱流モデルが確立されていないので，ν_T の計算のためには単相流れに対する Baldwin-Lomax モデル [25] を用いてレイノルズ平均流れの数値計算を行う．

2.1.2　キャビテーションモデル

翼列における旋回キャビテーションやキャビテーションサージなどの不安定現象を議論することを考慮すると，キャビテーションモデル及び数値計算法は，個々の気泡運動やその周りの流れ場を捉える気泡の動力学におけるスケールではなく，キャビテーションモデル及び数値計算法は非定常流れ場の時空間スケールで構成する必要がある．上記の背景から，次式のような沖田・梶島による湧き出し型キャビテーションモデル [22][26] を用いる．

$$\frac{Df_l}{Dt} = \left\{C_g(1 - f_l) + C_l f_l\right\}(p - p_v) \tag{2.5}$$

ここで，C_g，C_l は経験的定数であり，p は流体の圧力，p_v は蒸気圧力を表す．このモデルは，液相体積率 f_l の時間変化が圧力差の関数となる Chen-Heister[27] モデルと類似であるが，$f_l = 1$ の場合に $p < p_v$ になってもキャビティが発生しない問題を修正したものである．さらに，圧力変動に対する密度の時間変化の敏感度を表すモデル定数をキャビティの状況により次のように分けて設定する．キャビティが発生・成長する $p < p_v$ の場合には $C_g = 1000$，$p < p_v$ となってキャビティが収縮・消滅する場合には $C_g = 100$ とし，いずれの場合にも，$C_l = 1$ である．これらは角柱周りの実験データを参照して決定したものであり [26]，本研究のために最適化されたものではない．また，蒸気圧力 p_v は次式のようにキャビテーション数を指定することで与えられる．

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2}\rho_l u_\infty^2} \tag{2.6}$$

ここで，p_∞ は流出境界から十分下流に固定された基準圧力である．

2.2　境界条件

キャビテーション流れでは，渦が流出境界を通過する場合に加え，流下したキャビティが境界近傍で崩壊する場合もあるため，不自然な圧力波の反射を防ぐ適切な流入・流出境界条件を設定する必要がある．そのため，圧力に関する擬似的な輸送方程式を用いて境界上での圧力を与える方法 [28] に対し，沖田らが低マッハ数近似された圧縮性流れに拡張した流入・流出境界条件 [26][22] を導入する．以下にその概要を述べる．

境界を通過する方向を x，輸送速度を $\overline{U}$ とすると，圧力に関する近似的な輸送方程式 [28]

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \overline{U}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{2Re}\omega^2 \tag{2.7}$$

となる．この式の右辺の渦度 ω による拡散効果を無視し，圧力勾配項を流れによる成分 (I) と音響による成分 (C) に分離 $\partial p/\partial x = [\partial p/\partial x]^I + [\partial p/\partial x]^C$ すれば

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\overline{U}\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^I - (\overline{U} \pm \frac{1}{M})\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^C \tag{2.8}$$

となる．$[\partial p/\partial x]^I$ は，拡散項も考慮した速度場の対流条件

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U}_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{Re}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}x_j \tag{2.9}$$

に関連づけられる [28]．これは運動方程式 (2.4) と整合していなければならないので，流れに起因する項は

$$\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^I = -f_i(u_j - \overline{U}_j)\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{2.10}$$

となる．音響項では，領域外へ流出する成分（流入境界では $-x$ 方向，流出境界では $+x$ 方向）は，式 (2.10) を使って

$$\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^C = \frac{\partial p}{\partial x} - \left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^I \tag{2.11}$$

で評価すればよい．一方，領域外から流入する成分については無反射のために 0 とおくが，流出境界側では十分遠方 L_∞ における圧力を基準圧 p_∞ として固定するために，圧力勾配項を残す．以上より，流出境界における圧力は，流入境界では

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\overline{U}\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^I - \left(\overline{U} - \frac{1}{M}\right)\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^C \tag{2.12}$$

流出境界では

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\overline{U}\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^I - \left(\overline{U} + \frac{1}{M}\right)\left[\frac{\partial p}{\partial x}\right]^C + \left(\overline{U} - \frac{1}{M}\right)\frac{p - p_\infty}{L_\infty} \tag{2.13}$$

と，時間進行計算において陽的に与えられる．なお，本計算では L_∞ は計算領域の主流方向長さ，p_∞ はゼロとした．以上の境界条件の計算では，全て計算領域内の差分ステンシルを使用する．

2.3 数値計算法

非定常流れの数値計算法は，物理成分を格子の中心に，反変成分をスタガード位置（staggered arrangement）に配置するコロケート格子（collocated grid）を用いた非圧縮流れに対する部分段階法（fractional step method）法を基礎とする [29]．式 (2.4) の対流項と粘性項（和を F_i で表す）には 2 次精度 Adams-Bashforth 法を適用する．部分段階速度 (fractional step velocity) u^F は

$$u_i^F = u_i^{(n)} + \frac{\Delta t}{2}\left[3F_i^{(n)} - F_i^{(n-1)}\right] \tag{2.14}$$

となる．n は時間ステップ数，Δt は時間刻みである．対流項には修正上流差分法 [30] を用いる．例えば，2 次元の場合の u の対流項に対する 3 次精度の上流化は

$$\left[u_j\frac{\partial}{u}\partial x_j\right]_{i+\frac{1}{2},j} \sim \left[\overline{\overline{u}^x\delta_x u}^x + \overline{\overline{v}^x\delta_y u}^y\right]_{i+\frac{1}{2},j} + \frac{1}{4}\left[h_x^3|u|\delta'^4_x u + h_y^3|\overline{\overline{v}^x}^y|\delta'^4_y u\right]_{i+\frac{1}{2},j} \tag{2.15}$$

となる．また，対流項は 4 次精度中心差分法で近似される．

後述の方法で圧力を求めてから，u_i^F にその勾配を追加して（これ以降は $\delta_k q$ は q に対する x_k 方向の 2 次精度中心差分）

$$u_i^{(n+1)} = u_i^F - \Delta t \frac{1}{f_l^{(n)}} \delta_i p^{(n+1)} \tag{2.16}$$

で時間進行が完了する．

式 (2.16) を式 (2.3) に代入して導かれる圧力方程式は，時間差分を 3 ステップ法（2 次精度），空間差分を 2 次精度中心差分とおくことにより，次のように離散化される．

$$\begin{aligned}\frac{Df_l}{Dt} + f_l^{(n)}\Big\{M^2\Big(\frac{3p^{(n+1)} - 4p^{(n)} + p^{(n-1)}}{2\delta t} + u_j^{(n)}\delta_j p^{(n+1)}\Big) \\ + \delta_j u_j^F - \Delta t \delta_j\Big(\frac{1}{f_l^{(n)}}\delta_j p^{(n+1)}\Big)\Big\} = 0\end{aligned} \tag{2.17}$$

上式は緩和法によって収束計算される．本研究では Jacobi 法により収束計算を行う．

液相体積率 f_l に関する時間進行は 2 段階で半陰的に行われる．あらかじめ

$$f_l^P = f_l^{(n)} + \Delta t\{C_g(1 - f_l) + C_l f_l\}^{(n)}(p^{(n)} - p_v) \tag{2.18}$$

で陽的に予測しておく．$f_l^P < 1$（かつ，$f_l^{(n)} < 1$ のときには時間外挿 $f_l^{P'} = 3f_l^{(n)} - 3f_l^{(n-1)} + f_l^{(n-2)}$ に対しても $f_l^{P'} < 1$）でキャビティがあると予測されたら，式 (2.17) の結果を用いて式 (2.5) 右辺から

$$f_l^F = f_l^{(n)} + \Delta t\{C_g(1 - f_l) + C_l f_l\}^{(n)}(p^{(n+1)} - p_v) \tag{2.19}$$

とおく．$f_l^P \geq 1$ ならば $f_l^F = 1$ とする．次に

$$f_l^{(n+1)} = f_l^F - \Delta t u_j^{(n+1)} \delta_j f_l^F \tag{2.20}$$

で対流の寄与が加えられる．なお，$f_l = 0$ のとき，式 (2.17) の第 2 項が 0 となり，圧力方程式として意味をなさなくなるため，f_l には下限 $f_{l_{min}} = 0.1$ を設定する．

以上の手続きにより，新たな時間ステップでの流れ場 $p^{(n+1)}$，$u_i^{(n+1)}$ 及び $f_l^{(n+1)}$ が得られ，これを繰り返すことによってキャビテーションによる相変化を含む非定常流れが計算される．

本計算手法の特徴は，液相体積率の時間変化項である式 (2.17) 左辺第 1 項に式 (2.19) を用いることで，キャビティの膨張・収縮が陰的に算出される点である．

第3章

乱流モデルが非定常キャビテーション流れに与える影響の検討

本章では，本研究で用いられるキャビテーションモデルの有効性と乱流モデルの効果を調べるために行った数値解析について述べる．

ターボ機械内のキャビテーション流れは一般的に3次元非定常乱流現象であるが，本研究では計算負荷がより低い実用的な試みとして2次元キャビテーション流れ場における数値解析を行った．キャビテーションと乱流現象が相互作用する時空間スケールは多様であり，キャビテーションを考慮したRANS（Reynolds-averaged numerical simulation）のための流れ場の平均化やLES（Large-eddy simulation）のためのフィルター操作の手法はまだ確立されていない．計算結果の非定常性は弱くなると予測されるが，2次元におけるLESは意味がないので．現段階ではRANSモデルが適合であると判断し，単相の定常流れを数値解析するためによく用いられるBaldwin-Lomaxモデル [25] を採択した．

3.1 計算の概要

計算対象はClark-Y 11.7%型の2次元単独翼まわりの非定常キャビテーション流れである．計算領域はFig. 3.1に示されている．計算領域全体の大きさは$10C \times 10C$であり，C型格子を用いて格子数240×90で分割し，一般曲線座標系を設定する．翼前縁より$4C$だけ離れた上流側に流入境界，翼後縁より$5C$だけ離れた下流側に流出境界を設ける．翼まわりにおける格子の詳細な様子はFig. 3.2に示されている．x軸に対して翼弦がなす角は

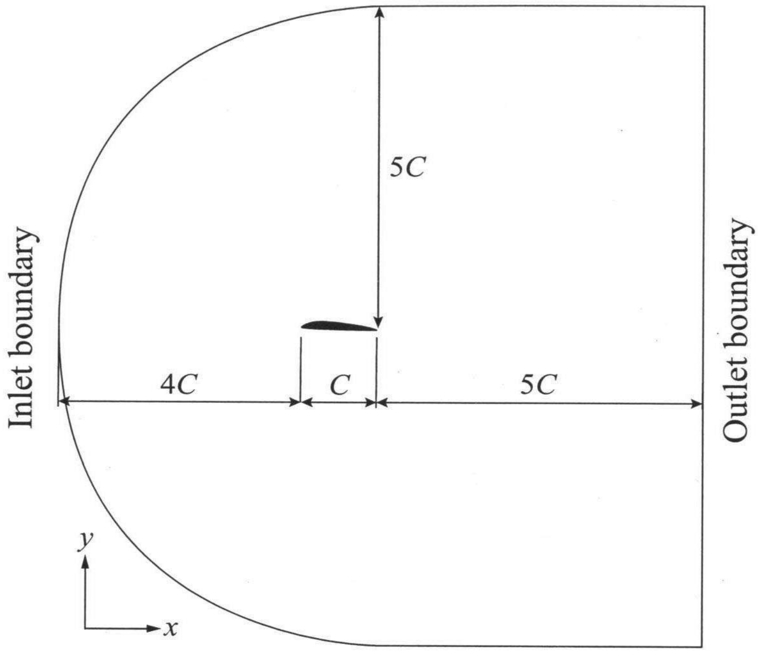


Fig. 3.1: Computational domain around a 2D Clark-Y 11.7% hydrofoil (applied C-type grid system)

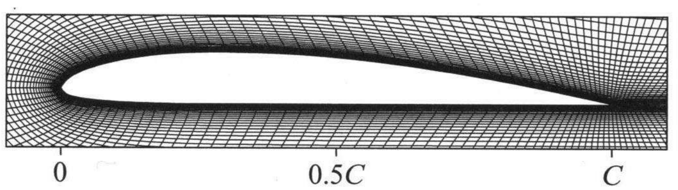


Fig. 3.2: Grid around a 2D Clark-Y 11.7% hydrofoil

約 2° で固定されており，流入角を変更させることで 2 つの迎え角 $\alpha = 2°$ と $\alpha = 8°$ を設定する．翼弦長 C と流入速度 u_{in} に基づいたレイノルズ数は $Re = 6 \times 10^5$ である．

境界条件としては，流入境界に一様流入速度と圧力勾配ゼロの条件を，上下の直線部に速度勾配ゼロ及び圧力勾配ゼロを与える．また，流出境界には速度勾配ゼロとし，圧力はゼロで固定する．翼面には滑りなし条件を与える．

用いられるキャビテーションモデルは次式に示されている沖田・梶島による湧き出し型

キャビテーションモデル [26] である．

$$\frac{Df_l}{Dt} = \{C_1(1-f_l) + C_0\}(p - p_v) \tag{3.1}$$

ここで，C_1 と C_0 はモデル定数で $C_1 = 1000$，$C_0 = 1$ として設定する．モデル定数が小さな値では時間応答が鈍く，大きな値では時間的振動が大きくなるが，大局的な流れ場には本質的な差はない [27]．

数値計算法はコロケーション格子（collocated grid）を用いた非圧縮性流れに対する部分段階方法（fractional step method）に基づく [29]．式 (2.4) の対流項と粘性項（和を F_i で表す）には 2 次精度 Adams-Bashforth 法を適用する．対流項は QUICKEST[31]，粘性項は 2 次精度中心差分法，圧力項と連続の式には後退オイラー法を用いて離散化する．

3.2 結果及び考察

乱流モデルを用いる場合（以下，乱流モデル適用の場合と称）と乱流モデルを用いない場合（以下，乱流モデル非適用の場合と称）の数値計算を行い，その結果を実験結果 [32] と比較する．

3.2.1 揚力係数 C_L と抗力係数 C_D における乱流モデルの効果

迎え角 $\alpha = 2°$ と $8°$ におけるキャビテーション数 α を変数とする数値計算を行い，得られた揚力係数 C_L と抗力係数 C_D を実験結果 [32] と比較する．実験結果は黒い実線，数値計算における乱流モデル適用の場合は赤の三角，乱流モデル非適用の場合は青の四角で表す．

Figure 3.3 は，迎え角 $\alpha = 2°$ の場合におけるキャビテーション数 σ を変数とする揚力係数 C_L を示している．この場合，$\sigma = 1.2$ 以上の単相流れの場合と比べ，$\sigma = 1.2$ 以下になってキャビテーションが発生しやすい条件になるほど，数値解析結果の実験結果とのずれは大きくなる傾向はあるが，乱流モデルの適用有無にかかわらず，定性的な傾向は実験結果とほぼ一致している．特に，キャビテーションによって失速が起こる直前に揚力が上昇する特徴が再現されている．

Figure 3.4 は，迎え角 $\alpha = 2°$ の場合におけるキャビテーション数 σ を変数とする抗力係数 C_D を示している．$\sigma = 1.2$ 以上の単相流れの場合，実験結果に比べて抵抗が低く評価されている．これは，摩擦応力を評価するための粘性低層と乱流層で構成される 2 層モデル

が定量的な不確実性を内包しているからであると考えられる．しかし，キャビテーションによる摩擦抵抗の増加は定性的に再現されている．

Figure 3.5 と Fig. 3.6 は，各々迎え角 $\alpha = 8^\circ$ の場合におけるキャビテーション数を変数とする揚力係数 C_L と抗力係数 C_D を示している．Fig. 3.5 の揚力係数 C_L の結果から，失速し始めるキャビテーション数が実験結果 $\sigma = 1.2$ より数値解析結果 $\sigma = 2.0$ の方が高いことが分かる．この差は，計算と実験における計算領域の大きさや境界条件の不一致に起因した結果であると考えられる．迎え角が大きい場合に失速し始める値の実験とのずれは大きくなるが，この場合にも揚力係数が失速直前に上昇する定性的な特徴は再現されている．Fig. 3.6 に示されている抗力係数 C_D の結果を確認してみると，乱流モデル非適用の場合，$\sigma < 1.5$ で抗力係数はキャビテーション数の低下とともに減少している．特に，キャビテーション数 $0.7 < \sigma < 1.5$ の範囲では，キャビテーション数に対する抗力係数の増減の傾向が乱流モデル適用の場合と反対になっており，この範囲は，乱流モデル非適用の場合に揚力係数が低評価されている範囲と一致している．この傾向は，Fig. 3.7 の瞬時の流れ場に現されているように，乱流粘性の不在によって発生した非定常大規模の剥離が原因であると考えられる．

以上の結果は，乱流モデルを適用した場合の方がより実験結果に適合する結果になることを示している．しかし，Baldwin-Lomax モデルには非定常キャビテーション流れの物理的な特性が考慮されていないことに注意しなければならない．

3.2.2　圧力係数 C_p の比較

失速の直前に揚力のピークが現われる現象を解明するために，翼面に沿う圧力係数の分布を調べる．

Figure 3.8 は，迎え角が 8° の場合，乱流モデル非適用の場合における 3 つのキャビテーション数に対する翼表面に沿う圧力係数 C_p の分布

$$C_p = \frac{p - p_{in}}{\frac{1}{2}\rho_l u_\infty^2} \tag{3.2}$$

を示しており，Fig. 3.9 は乱流モデル適用の場合の圧力係数の分布を示している．$-C_p$ の最大値は乱流モデル非適用の場合に約 2.3，乱流モデル適用の場合には約 2.5 である．これはキャビテーション数の定義から，キャビテーション数がこの値より小さくなった場合にキャビテーションが生じることを意味する．言い換えれば，$-C_p$ は σ より大きくならない

ことを意味し，この制限は揚力係数の減少を示唆する．しかし，Fig. 3.5 に示されているようにキャビテーション数が 3 から 2 に減少することにしたがって，揚力係数はすこし増加している．このような傾向は，キャビテーション数とほぼ同じ値の $-C_p$ の領域の拡張により，シートキャビテーションが伸びて翼の吸入側の他の部分で $-C_p$ が増加することにより説明することができ，Fig. 3.9 の方が Fig. 3.8 より明確に現されている．一方，Fig. 3.8 では，$-C_p$ 分布が吸入側の全領域において波形のように現されている．この現象は Fig. 3.7-(a) に現されているように，乱流モデル非適用の場合に発生する非定常大規模のクラウドキャビテーションと剥離が原因であると推測される．したがって，Fig. 3.5 に示されている 2 つの計算結果は類似であるように見えるが，揚力係数のピーク特性が現われる原因は本質的に異なる．

3.2.3 乱流モデルによる非定常性

Figure 3.10 は，迎え角 $\alpha = 8°$，キャビテーション数 $\sigma = 3.0$ の単相流れにおける乱流モデル適用の場合と非適用の場合の揚力係数の時間変動を示している．乱流モデル非適用の場合，揚力係数は非定常になるが，時間変動のパターンから完全に不規則的な変動ではないことが分かる．一方，乱流モデル適用の場合には予測した通りに揚力係数が定常になる．

Figure 3.11 は迎え角 $\alpha = 8°$ とキャビテーション数 $\sigma = 0.6$ における揚力係数の時間変動を示している．乱流モデル適用の場合と非適用の両方の場合に，揚力係数はスパイクパターンが現われており，その値は時間平均値と比べて著しく大きいことが分かる．特に，乱流モデル非適用の場合には，非現実的な大きいマイナスのピークが現われる．しかし，このようなスパイク状の変動による影響は時間平均的には無視される．スパイク以外，Baldwin-Lomax モデルによる揚力係数はほぼ一定であるが，乱流モデル非適用の場合は揚力係数が変動する．これは，大規模な剥離による短時間の揚力係数の減少を示唆している．

以上の揚力係数のスパイク状変動と平坦な非定常パターンの結果から，Baldwin-Lomax モデルを用いることにより非定常特徴の再現性が改善されることを確認した．

3.3 まとめ

本研究で用いられているキャビテーションモデルの有効性と，乱流モデルが数値計算の結果に与える影響を調べるため，Clark-Y 11.7%単独翼まわりの 2 次元非定常キャビテーショ

ン流れにおける数値解析を行った.

その結果，乱流モデルの採用の有無にかかわらず，失速の直前に現われる揚力係数のピークが現われる特徴を再現することができた．この現象は部分キャビテーションの長さに関連付けられる翼表面に沿う圧力係数分布の結果から説明することができる．また，乱流モデル適用の場合が非適用の場合より，その傾向が顕著になった．揚力係数の時間変動の結果から，非現実的なスパイク状の変動が乱流モデルを適用することにより減少された．しかし，本質的に非定常である部分キャビテーションの非定常性も弱くなる問題が残る.

以上の結果から，RANS を使用することで数値解析結果が実験結果により近付くことが分かった．しかし，このモデルには非定常キャビテーション流れに含まれる物理現象が考慮されていないので，その結果が単純に Baldwin-Lomax モデルの妥当性を示唆することではない．したがって，非定常キャビテーション流れを定量的に再現するためには，3 次元性と非定常性の考慮が必要であると考えられる.

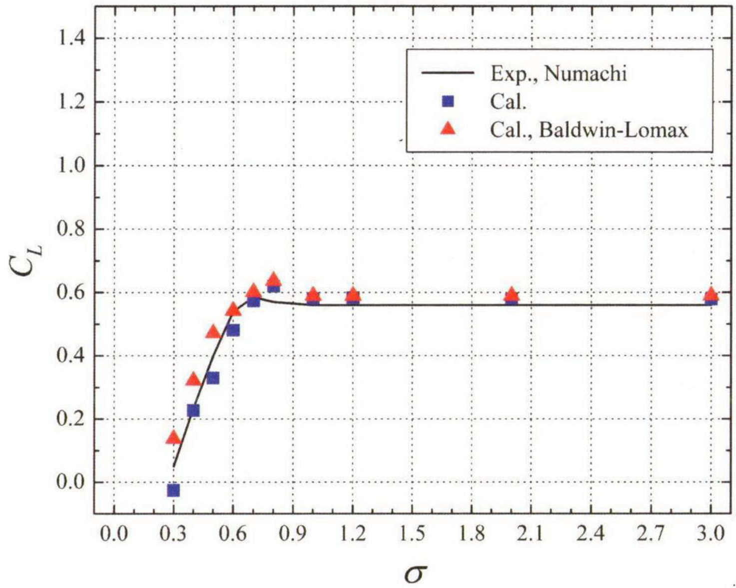


Fig. 3.3: Variations of lift coefficients C_L as function of cavitation number σ at $\alpha = 2°$

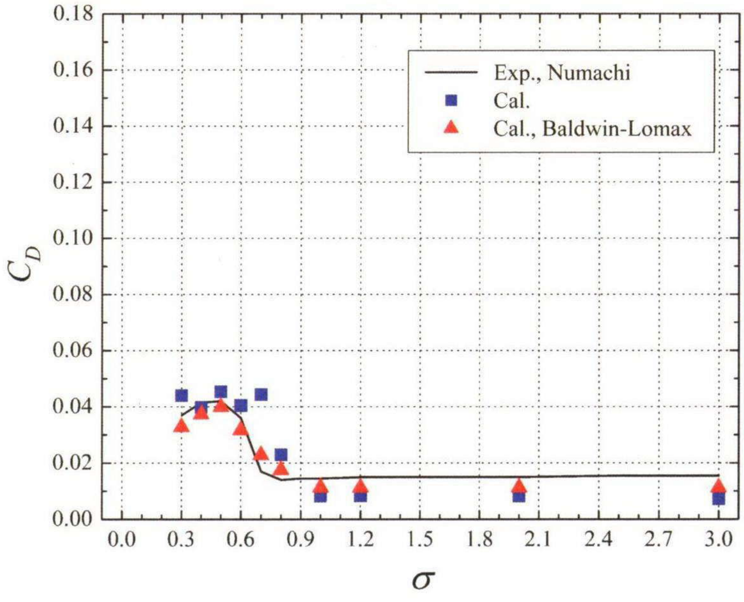


Fig. 3.4: Variations of drag coefficients C_D as function of cavitation number σ at $\alpha = 2°$

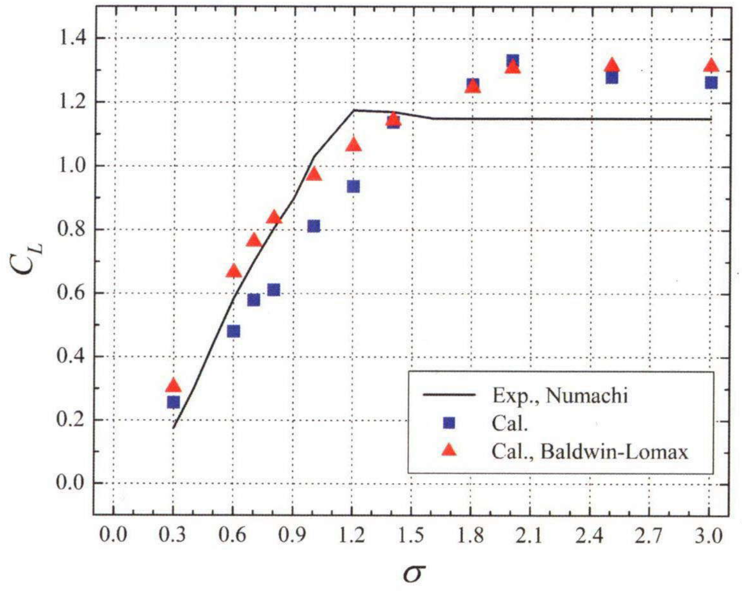


Fig. 3.5: Variations of lift coefficients as function of cavitation number at $\alpha = 8°$

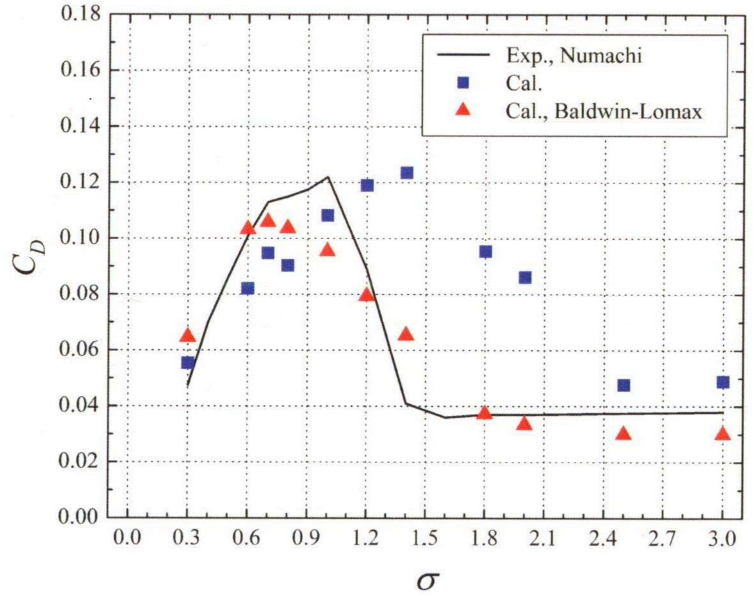
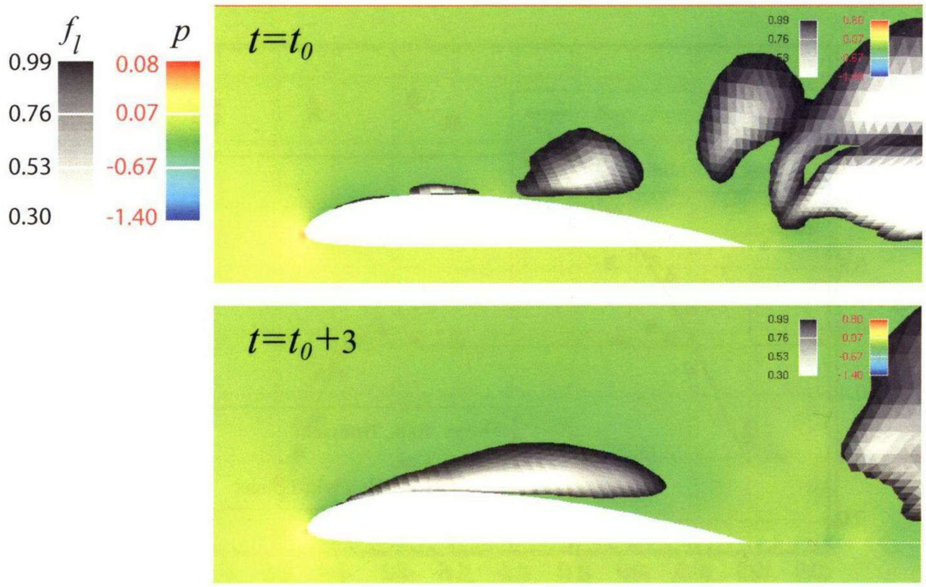
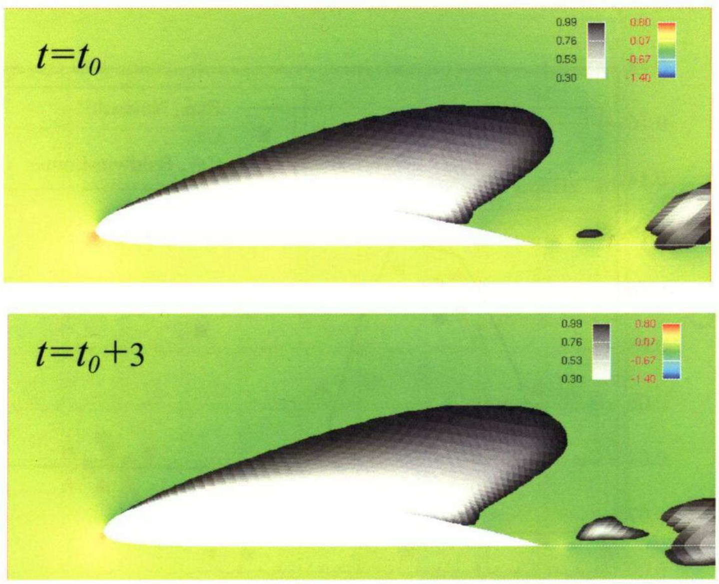


Fig. 3.6: Variations of drag coefficients as function of cavitation number at $\alpha = 8°$



(a) without turbulence model



(b) with Baldwin-Lomax model

Fig. 3.7: Instantaneous cavitating flows field at σ = 0.8° and α = 8°

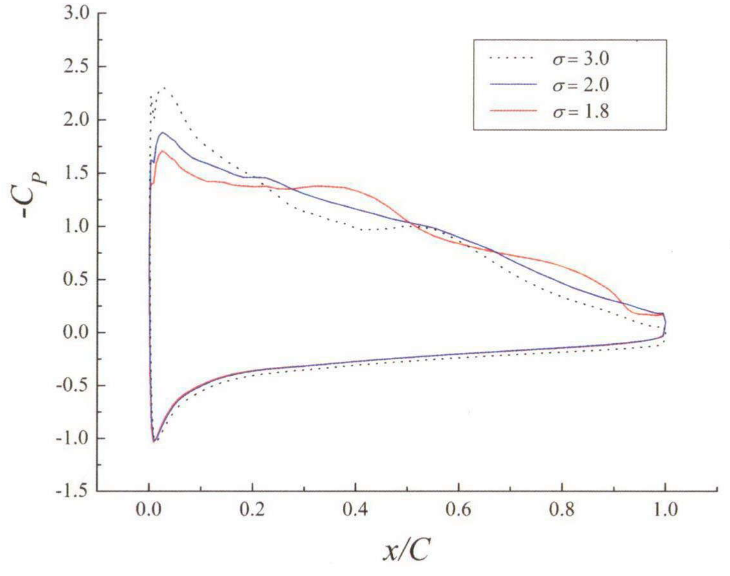


Fig. 3.8: Comparisons of pressure coefficient around a hydrofoil without the turbulence model at $\alpha = 8^\circ$

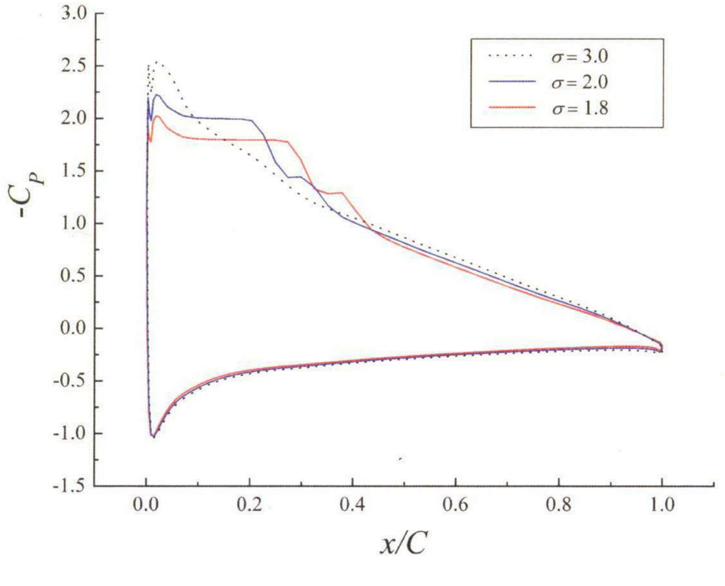


Fig. 3.9: Comparisons of pressure coefficient around a hydrofoil with the turbulence model at $\alpha = 8^\circ$

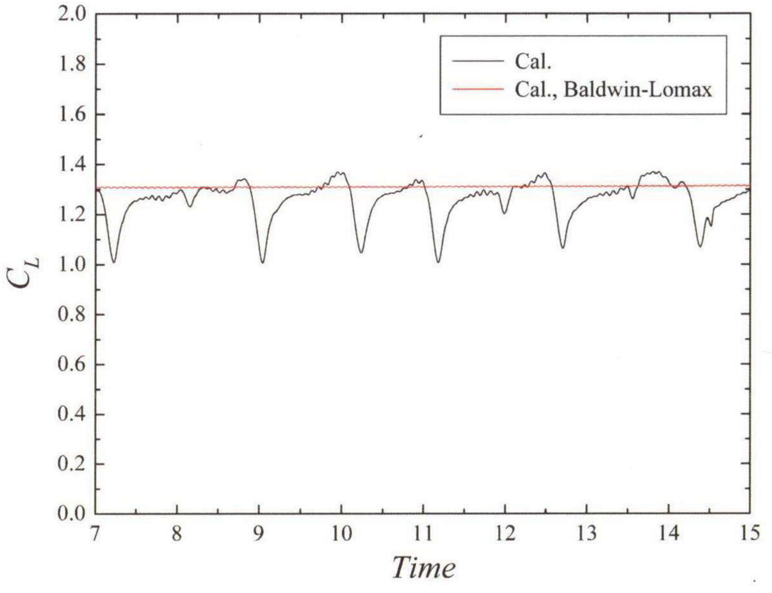


Fig. 3.10: Time evolution of lift coefficients at $\alpha = 8°$ and $\sigma = 3.0$

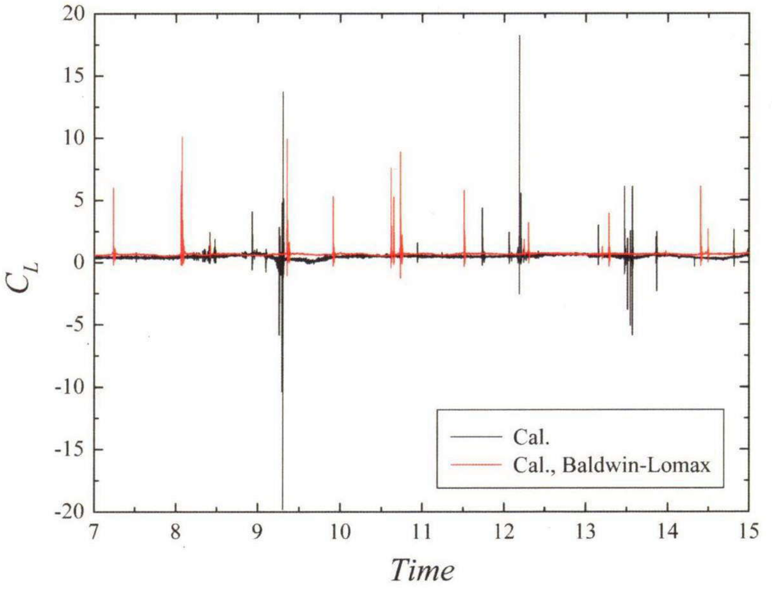


Fig. 3.11: Time evolution of lift coefficients at $\alpha = 8°$ and $\sigma = 0.6$

第 4 章

旋回する部分キャビテーションの一般性

4.1 計算の概要

緒言で記述したように，非平衡で非定常なキャビテーションは，流体機械の性能低下や材料損傷を引き起こし，深刻な問題の原因になる可能性が高い．特に，旋回キャビテーションに伴なう軸振動はロケットエンジンの開発段階で指摘されており [33]，また，最も危険なシステム不安定現象であるキャビテーションサージは旋回キャビテーションと関連付けられる現象であると考えることもできる [18].

ロケットエンジンでは，国産 H-IIA ロケットの LE-7A は翼枚数 3，欧州宇宙機関 Ariane の Vulcain や米国 Space Shuttle Main Engine(SSME) は翼枚数 4 のインデューサを採用している．したがって，従来の実験や解析は 3，4 枚の翼列を基本としている．しかし，Fig. 4.1

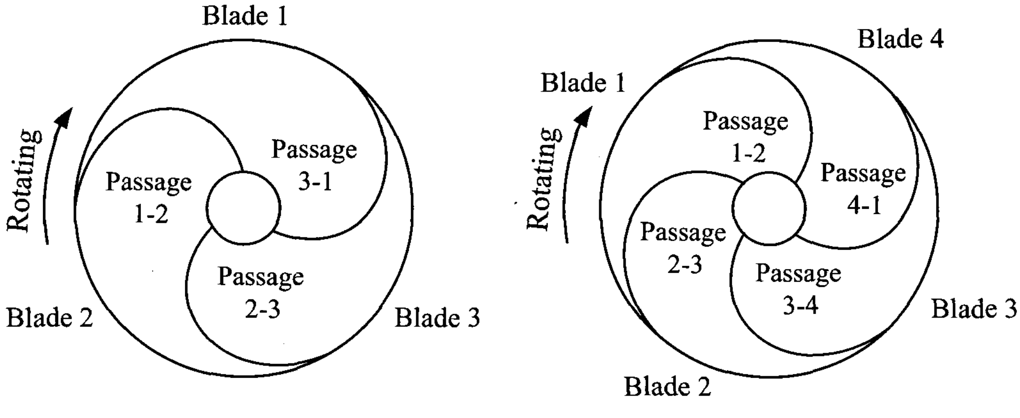


Fig. 4.1: 3-blades (left) and 4-blades (right) inducer of turbo-pump in rocket engine

のような少ない枚数では周期性の影響が強いため，非同期キャビテーションの挙動を一般的に論じることが難しい．例えば，Fig. 4.1 左の 3 枚では流路 Passage 3-1 のインデューサ回転方向の 1 つ隣の流路 Passage 2-3 は逆向きに 2 つ目である．また，Fig. 4.1 右の 4 枚ではインデューサ回転方向に関わらず 2 番目の流路は同一で，同時に回転対称位置でもある．そのため，ある流路に発達したキャビテーションが影響を与える方向と，次に顕在化する流路の関係を把握することは容易でない．

そこで本章では，2 次元翼列における非定常キャビテーション挙動の普遍性を見いだすことを目的として，3，4 枚の翼列に見られる周期性の影響を低減するため，より大きな枚数について検討する．まず，素数である 5, 7, 11 枚の場合について調べる．一方，偶数としては，6, 8 枚の場合について，交互翼キャビテーションの現れ方を観察する．以上により，非定常キャビテーションの伝播に関する一般特性を明らかにすることができる．

4.1.1 計算条件

インデューサの翼端領域を簡略化し，Fig. 4.2 のような N 枚の厚みのない平板翼列における 2 次元キャビテーション流れを計算の対象とする．翼列ピッチ h に対する翼弦長 C の弦節比は $C/h = 2.0$，食い違い角 β は 71.4° とする．各流路は 160 × 40 の H 型格子で分割し，一般曲線座標を設定する．また，これを翼列周方向 y に接続することで計算領域を作成する．N 枚の翼を B.1, B.2,⋯, B.N と表し，翼間の流路については B.1, B.2 の間を P.1-2 のように表示する．周方向（y 方向）の両端には周期条件を設定するので境界周期性により最後は P.N-1 となる．翼前縁より 4C だけ上流側に流入境界，翼後縁より 5C だけ下流側に流出境界を設ける．流入境界では一様速度，流出境界では対流流出とし，特に非物理的な圧力反射を避ける方法 [26] を採用する．このとき，十分下流 L_∞ での圧力 p_∞ を固定することになる．翼面では滑りなし条件を与える．

4.2 結果及び考察

まず，迎え角 $\alpha = 3°$ に対し 3 種類のキャビテーション数 $\sigma = 0.2, 0.3, 0.6$ を扱う．さらに，計算条件を $\sigma = 0.6$ に固定して迎え角 $\alpha = 3°, 6°, 9°$ の影響もみる．ただし，σ は下流側の基準圧力 p_∞ に関連する計算条件であり，各 α 値について，揚程は異なるので上流側圧力で定義するキャビテーション数は等価ではない．以上，5 条件を計算対象とする．これ以

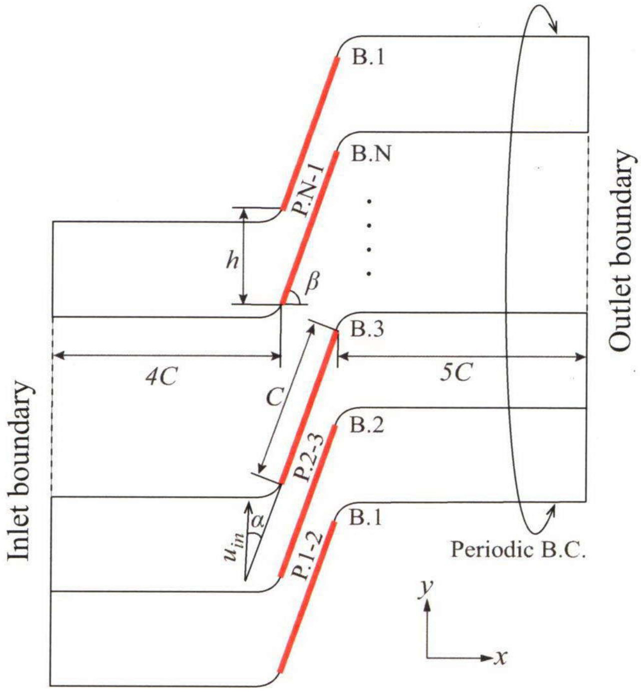


Fig. 4.2: Computational domain including cascade

降，例えば $\sigma = 0.6, \alpha = 3^\circ$ を Case $\sigma.6-\alpha3$ のように計算条件を表示する．他の条件は同じである．

まず，初期値として一様流れを与えて時間進行し，指定した α 値に対して，単相の条件で十分に発達させた流れ場を得る．その後，α 値によりキャビテーション条件を設定し，さらに時間進行してから十分に発達した非定常流れ場を観察する．

Table 4.1 に奇数枚数，偶数枚数に分けて結果を要約しておく．全ての翼枚数について，Case $\sigma.6-\alpha3$ では小さいキャビティが各翼の負圧側前縁付近に均等に発生した．これらは振動し旋回するが，その振幅は非常に弱く,「準定常・均等」と見なすことができるので，Table 4.1 では割愛している．$N = 4, 6$ を除いて，最もキャビテーション数の低い Case $\sigma.2-\alpha3$ 以外の 3 ケースでは，キャビティの規模や移動速度は条件によって異なるが，定性的な振る舞いはほとんど同じである．

Table 4.1: Summary of cavity transfer patterns

Number of blades N	Case σ.2-α3 σ=0.2, $\alpha = 3°$	Case σ.3-α3 σ=0.3, $\alpha = 3°$	Case σ.6-α6 σ=0.6, $\alpha = 6°$	Case σ.6-α9 σ=0.6, $\alpha = 9°$
3	Quasi-Steady Asymmetric	Rotating +1, −2 (0.86)	Rotating +1, −2 (0.94)	Rotating +1, −2 (1.15)
5	Rotating (long period) +1, −4 (2.95)	Rotating +3, −2 (0.66)	Rotating +3, −2 (0.78)	Rotating +3, −2 (0.96)
7	Rotating (long period) +4, −3 (3.73)	Rotating +5, −2 (0.52)	Rotating +5, −2 (0.63)	Rotating +5, −2 (0.79)
11	Rotating (long period) +3, −8 (4.27)	Rotating +3, −8 (0.26)	Rotating +3, −8 (0.29)	Rotating +3, −8 (0.36)
4	Rotating (long period) +1, −3 (3.69)	Quasi-Steady Even	Alternate ±2 (1.53)	Rotating (long period) +3, −1 (3.58)
6	Oscillating Pair	Rotating Pair +4, −2 (0.43)	Rotating Pair +4, −2 (0.47)	Rotating Pair +4, −2 (0.59)
8	Rotating (long period) +3, −5 (4.76)	Rotating +3, −5 (0.38)	Rotating +3, −5 (0.43)	Rotating +3, −5 (0.52)

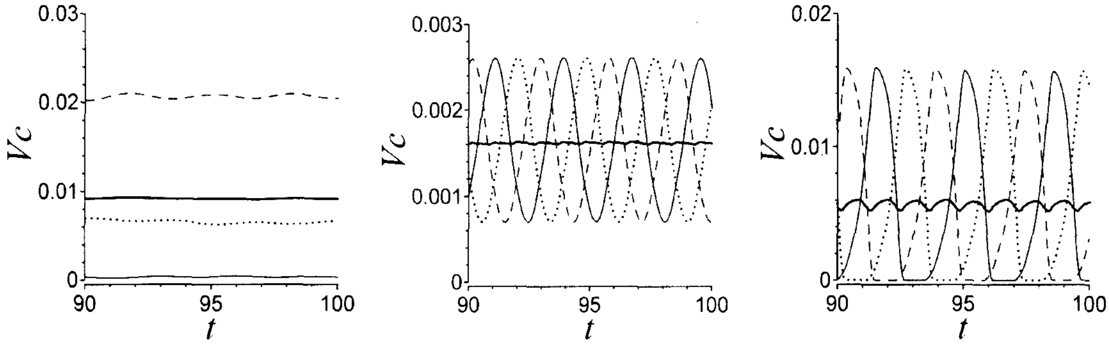
Numbers, +n (and −m), indicate the order of appearance and the numbers in parentheses denote T/N.

4.2.1 3枚及び4枚の翼列における非定常流れ

既往研究でも扱われている翼枚数に関して，まず3枚に対する結果を示す．Fig. 4.3は各翼間のキャビティ体積 V_c の時間変化である．準定常・均等となるCase σ.6 − α3に対して，σ を下げたCase σ.3 − α3では弱い旋回キャビテーションが観察される（以上は図示省略）．さらにCase σ.2 − α3では不均一な準定常状態になる．このとき，キャビテーションが発生している翼を観察すると，キャビティ領域は後縁まで達しており，スーパーキャビテーションの状態にある．一方，$\sigma = 0.6$ を固定して α を上げたCase σ.6 − α6では旋回キャビテーションとなる．さらにCase σ.6 − α9ではキャビティ体積が激しく変化し，その波形も歪む．

翼枚数3においては，非定常状態では V_c が最大となる流路は，いずれの場合も翼列の回転と同じ方向に移動している．そのため，これらは前回り旋回キャビテーションと識別される．Tabel 4.1では，これを回転方向に1と表示しているが，3枚の翼列では前方に1枚目は後方に2枚目でもあるので，同じ欄に2も併記している．キャビテーションの移動速度は V_c の変化が大きいほど小さい．また，旋回キャビテーションが観察される場合は全て部分キャビテーションである．

旋回キャビテーションとなるCase σ.3 − α3及び σ.6 − α6ではいずれの翼間にもキャビ



Case σ.2-α3　Case σ.6-α6　Case σ.6-α9

Fig. 4.3: Influence of σ and α on time evolution of cavitation volume in each passage of 3-blades cascade (solid lines: P.1-2; dash lines: P.2-3; dot lines: P.3-1; bold lines: average)

ティが存在するが，Case $\sigma.6-\alpha 9$ ではキャビティが消失する流路もある．Fig. 4.3 中の太線はキャビティ体積の全翼間の平均値を表している．この平均値は時間的にほとんど変化していない．ただし，迎え角が大きい Case $\sigma.6-\alpha 9$ では変動がみられ，流路系全体での不安定が示唆される．

Figure 4.4 は，旋回キャビテーションが観察される場合について，気相体積率と速度ベクトルの時間変化をもとに，伝播の様子を考察し模式的に表したものである．キャビティ近傍の矢印は，時間平均流からのずれを示している．ある時刻において，B.2 の負圧側に発達したキャビティがあるとする（Fig. 4.4 左）．これが減衰するときに誘起される流れにより，背後の B.3 に対する流れ角（速度ベクトルと翼面がなす角度）が増し，新たなキャビティができる（Fig. 4.4 中）．しかし，その前に B.1 で発達しつつあったキャビティが最大となる．すなわち，現象の伝播は後回り (B.2 → B.3)，最大キャビティの発生は前回り (B.2 → B.1) に観察される．

Figure 4.5 はその典型例として，Case $\sigma.6-\alpha 6$ において，実線で各翼間のキャビティ体積 V_c，破線で各翼の前縁 0.1C だけ上流の点における流れ角 α_{local} の時間変化を表している．図中に楕円で示すように，ある翼にキャビティが発達すると，回転方向と逆向きの翼間の流れ角を増加させる．その意味で，現象の伝播は点線の矢印のように後回りである．しかし，Fig. 4.4 で説明したように，最大キャビティが見られる翼間をたどると一点鎖線の矢印のようになる．この発生順を前回りに数えれば ‘+1’ であるが，後回りに数えれば ‘-2’ となる．

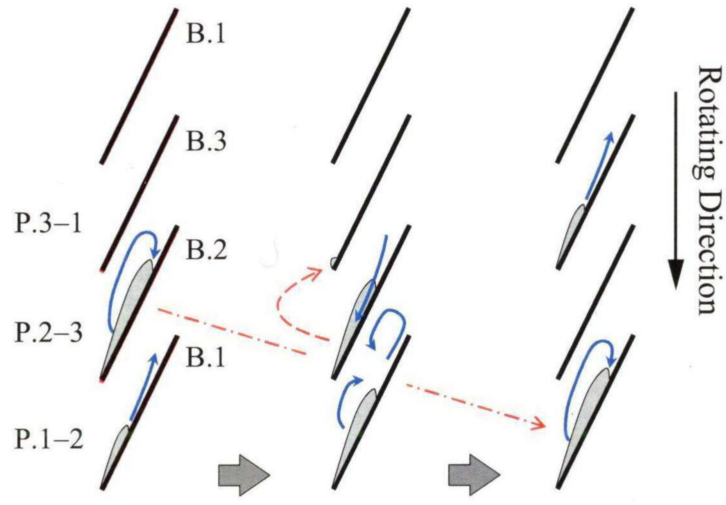


Fig. 4.4: Typical pattern of cavity propagation (solid lines: flow; dash lines: trigger; dash-dot lines: transfer)

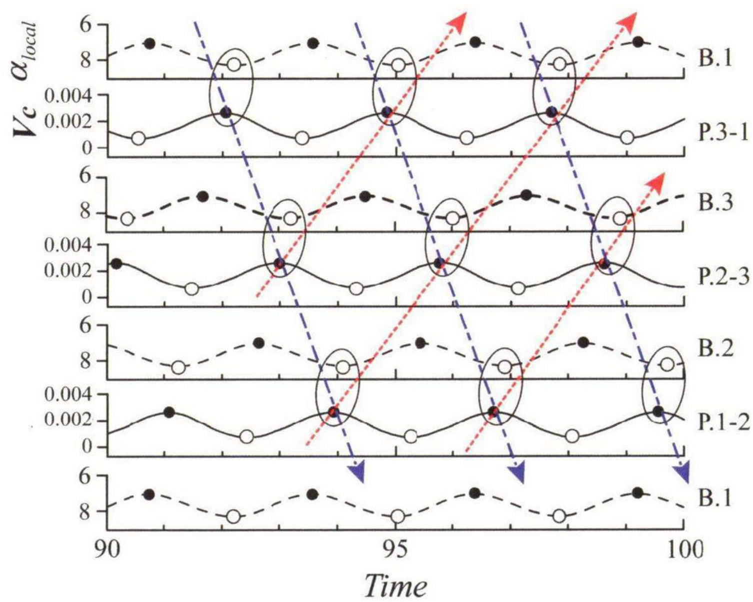


Fig. 4.5: Time evolutions of local flow angle (dash lines) and cavity volume (solid lines) in each passage of $N = 3$; Case $\sigma.6 - \alpha6$)

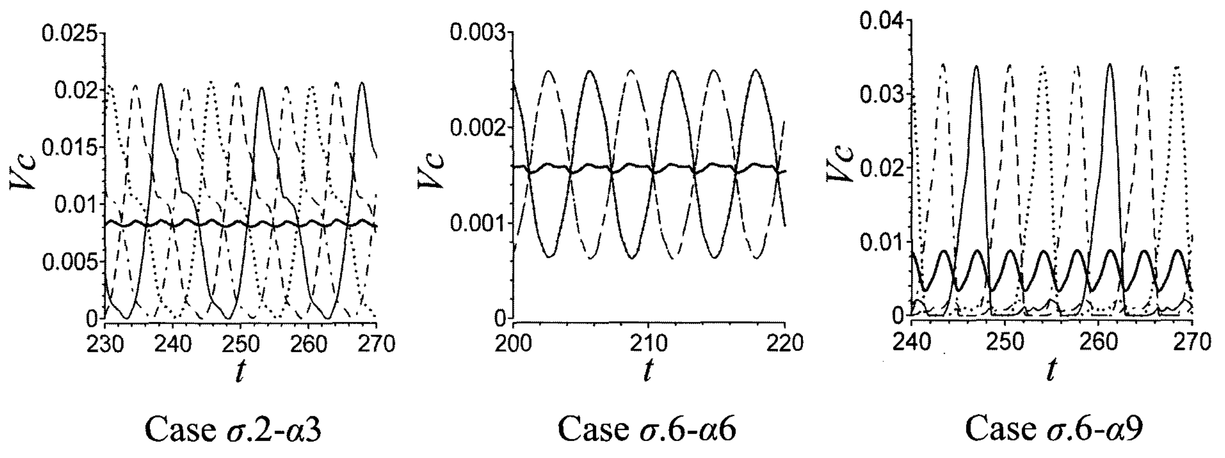


Fig. 4.6: Influence of σ and α on time evolution of cavitation volume in each passage of 4-blades cascade (solid lines: P.1-2; dash lines: P.2-3; dot lines: P.3-4; dash-dot lines: P.4-1; bold lines: average)

Figure 4.5 で，ある時刻において，2 本の点線，1 本の 1 点鎖線が通過していることが分かる．伊賀ら [34] の 2 つの情報が伝播しているという表現は，Fig. 4.5 の点線に対応しており，われわれの結果に整合している．

次に 4 枚の翼列における結果を示す．Fig. 4.6 は各翼間のキャビティ体積 V_c の時間変化である．Case $\sigma.3-\alpha3$ の場合，$\sigma.6-\alpha3$ と同じく準定常均等となる．

一方，α をやや大きくした Case $\sigma.6-\alpha6$ では非定常交互翼キャビテーションが発生する．以上の傾向は，Fortes-Patella ら [35] により観察された結果と一致している．σ を下げた Case $\sigma.2-\alpha3$，α を上げた Case $\sigma.6-\alpha9$ では，気相が消失する流路が現れるほど変動が大きく，特に後者では V_c の全翼間での平均値も大きく変動し，システムとしての不安定が示唆される．

ただし，4 枚翼における交互翼とは，1 枚おき (±2 枚) を意味するのか，回転翼列に対応させれば対向位置 (±180°) を意味するのか，判別しがたい．以上，3 及び 4 枚の翼列に対しては，既往研究 [34][35] と整合する結果が得られた．しかし，少数の翼では周期性の影響が強く，普遍的な傾向を結論づけることは困難であることも認識された．

4.2.2 素数枚数の翼列における非定常流れ

周期性の影響を低減して非定常キャビテーションの一般性を見出すため，より大きな素数の翼枚数での結果を比較する．Table 4.1 をみると，$N = 3, 5, 7$ については，Case $\sigma.3-\alpha3$, $\sigma.6-\alpha6$, $\sigma.6-\alpha9$ のときのキャビテーションの移動に関して共通性がある．すなわち，ある翼間にキャビテーションが発達して，次に発達する翼間は前回りには相対的に '+1'(N=3), '+3'(N=5), '+5'(N=7) であるが，後回りには全て '-2' である．

以上，Table 4.1 及び Fig. 4.4, Fig. 4.5 から，翼枚数 N=3, 5, 7 については，キャビティは後回り側に隣接する '-1' の流れ角に影響を及ぼすが，移動先は相対的に '-2' である．3 枚翼の場合に前回り '+1' と見える旋回キャビテーションも，このように解釈すれば普遍性がある．

Table 4.1 では，さらに大きな素数である N=11 のときには，部分キャビテーションを示す場合に '-2' という相関が見られない．これは．翼枚数が増加したことにより，複数のキャビテーションが同時に旋回していることによるものである．その判定法については，4.2.4 節で議論する．

なお，Case $\sigma.2-\alpha3$ では，$N = 5, 7, 11$ に関しては，非常に長い周期で変動するようになる．その波形は，N=4 における同条件（Fig. 4.6 左）に似ているが，N が大きいほど複雑になる．一方，不均一で準定常な状態（Fig. 4.3 左）は，N=3 という少数枚数の翼列に限られるようである．

4.2.3 偶数枚数の翼列における非定常流れ

さらに多い偶数枚において交互翼のモードが安定的に存在しうるかという問題も残る．そこで，6 枚翼，8 枚翼に対する結果を検討する．翼枚数 6 については，回転翼列の対向位置に相当する 2 枚ずつ（すなわち，B.1 と B.4, B.2 と B.5, B.3 と B.6 の 3 組のペア）に強い相関が見られる．Case $\sigma.2-\alpha3$ については，3 組のキャビティの大きさが不均一となり，上記のペアで交互にキャビティ体積が大きくなるが，旋回することはない．一方，Case $\sigma.3-\alpha3$, $\sigma.6-\alpha6$, $\sigma.6-\alpha9$ については，3 組のペアが旋回する．移動に注目すると，'-2' という相関が強いという意味で N=3, 5, 7 と同傾向である．一方，ペアで発生する点に注目すると，N=4 の影響を残している．また，N=6 の観察により，N=4 で見られた「交互」とは，1 枚おきではなく，回転翼列に対応させれば対向位置を意味するものと解釈できる．

Table 4.2: Number of cavity propagating lines

Number of Blades N	Trigger M_{-1}	Basic M_{-2}	Forward M_{+1}
3	2	1	1
5	3	1	2
7	4	1	3
8	5	2	3
11	7	3	4

翼枚数8では，もはや交互翼に同時にキャビテーションは見られず，旋回キャビテーションのみとなる．すなわち，N=4, 6では同時に存在したペアのキャビティは，N=8では発生時間にわずかのずれを生じ，旋回する．換言すれば，ペアのモードは少ない偶数枚数の時に存在しうる特有の現象である．

4.2.4　旋回する部分キャビテーションの一般特性

部分キャビテーションが旋回するN=3, 5, 7, 8, 11におけるCase σ.3 – α3, σ.6 – α6及びσ.6 – α9について，一般特性をTable 4.2に要約し，Fig. 4.7にはN=3, 5, 8について伝播の様子を表す．Fig. 4.7では，影響が伝わる‘-1’を破線，基本モードである‘-2’を実線，さらに前回り‘+1’を一点鎖線をそれぞれ用いて，負圧側のキャビティが最大となる翼（•）を結んでいる．Fig. 4.7のように最大キャビティが発生する翼を上述の3種類の線で結び，Table 2のように3種類の線がある時刻に翼列を通る数を数えると，次のような法則性を見いだすことができる．

(i) $M_{-1} = M_{-2} + M_{+1}$が成立する．

(ii) 翼Iに最大キャビティが発生すると，後回りに2枚目への移動は，翼Iから数えてM_{-2}番目の最大キャビティの発生に対応する．すなわち，同時に旋回しているキャビテーションの数はM_{-2}であると判定できる．

Table 4.2でまとめられる現象は，M_{+1}の超同期旋回，M_{-1}の亜同期旋回現象として観察され，M_{-2}はその結果としての移動のモードと解釈できる．

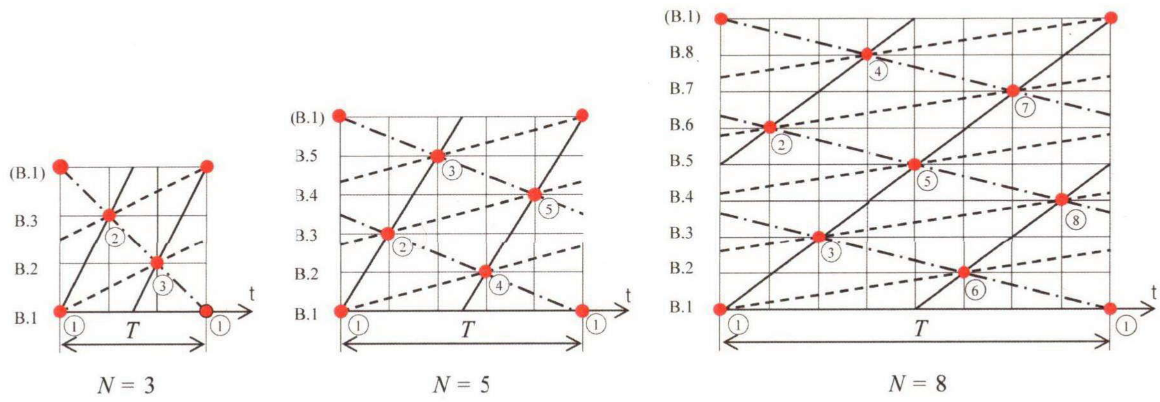


Fig. 4.7: Chart for propagations of maximum cavitation(●): trigger ('-1', dash lines), basic mode ('-2 ', solid lines) and forward rotation ('+1 ', dash-dot lines)

以上の視点で翼枚数3を見直すと，伝播する情報[34]の数に相当するものがM_{-1}である．Fig. 4.7に見られるようにN=3では前回り'+1'と基本モード'-2'はそれぞれ逆方向に同一の翼を結んでいる．

4.2.5 旋回する部分キャビテーションの周期

Fig. 4.8は，ひとつの翼間に発生するキャビテーションの周期Tを翼枚数Nで除したT/Nを縦軸，Nを横軸として表し，非定常な部分キャビテーションとなる3条件を比較したものである．なお，$N = 4$の場合の周期はFig. 4.8の縦軸のスケールとは大きく異なり，ここでは省略する．

翼枚数が奇数の場合，3条件ともT/NはNに対して直線的に減少する．以上より，部分キャビテーションが旋回する条件ではキャビティの移動速度が一定ではなく，Nが大きく周期性が弱まるほど，また，個々のキャビテーションの時間スケールが長くなる大規模キャビテーションほど，周期Tは長くなる．翼枚数が偶数の場合，翼枚数が増えると交互翼から旋回へのモードに移行する．なお，$N = 6$と$N = 3$のTはほぼ一致していることから，$N = 6$は$N = 3$が2つ組み合わされたものとも解釈することができる．しかし，$N = 8$では，$N = 4$の組合せではなく，奇数枚数の特性に近づく．このような周期性の解析からも，ペアのモードは少ない翼枚数で特徴的な現象であるといえる．

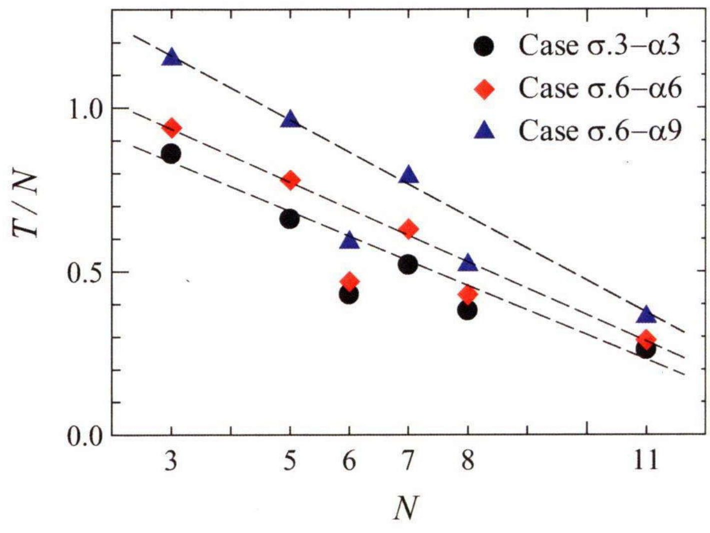


Fig. 4.8: Period of rotating cavitation

4.3　まとめ

液体燃料ロケットエンジンインデューサの翼端領域を想定して，2次元平板翼列内におけるキャビテーション流れの数値シミュレーションを行った．特に，翼枚数を素数及び偶数に分けて，それぞれ増加させたときの振る舞いに注目した．既存のインデューサは3枚または4枚の翼で設計されており，実機で多翼が採用された例はない．これに対して本研究の動機は，3枚または4枚の翼列で観察されている非定常性とは何であるのかを理解し，今後の設計のための基礎的知見を得ることである．

まず，迎え角及びキャビテーション数の変化によって，3枚または4枚の翼列について観察されている定常及び非定常キャビテーション流れの特徴的な発生パターンを再現できた．このことは，本研究で用いられた数値解法により，非定常キャビテーション流れの様々な条件下における発生パターンの違いが定性的に再現されている．

全ての翼枚数について，部分キャビテーションが旋回する際に

(1) 発達したキャビテーションは，回転方向と逆向きの隣接翼 ‘-1’ に対する流れ角を増加させることにより，次のキャビテーションを誘起する

(2) それが発達するまでの間に，別の翼間に発達しつつあったキャビティが次に最大サイズになる

(3) その順序としては ‘-2’ の後回りが基本的である

という一般性が明らかになった．これにより，周期性の顕著な少数翼における特殊性についても，多翼において複数の旋回キャビティがある場合についても，統一的に説明できる．一方，スーパーキャビテーションが発生する場合の周期は非常に長く，不均一な定常状態や交互翼モードになるのも周期性の影響が大きい少数翼の特徴であることも明らかになった．

旋回する部分キャビテーションに関しては，影響が伝わる‘-1’，基本モードである‘-2’，さらに前回り‘+1’を示す線図を作成し，ある瞬間にそれぞれの線が通る数を数えると，一般的な法則性が見い出された．一般性の式を用いることで，同時に前周りに旋回しているセルの数を知ることができ，軸の振れ回りの予測にも有用であると考えられる．また，後ろ回りに旋回しているセルの数も検出すれば，同時に系内に伝播している波の数を知ることができる．つまり，伝播している情報の全てが分かれば，不安定化しそうな変動モードを予知できると考えられる．さらに，この式に旋回の周期 T を加味すれば，旋回キャビテーションの時間スケールを普遍的に記述できる．

本計算の結果から，ペアを形成しない場合には，T/N は翼枚数 N に対して直線的に減少することが分かった．ただし，T はキャビテーション数 σ と迎え角 α によって異なり，大きなキャビティが発生するほど長くなる．したがって，例えば平均キャビティ長のような指標により，T を一般的にまとめることができると思われる．しかし，計算や実験での結果を用いた整理は予測には使えないので，現段階では見送るべきであると考える．また，本研究では，ピッチを一定としたまま翼枚数を増やす場合を扱った．一方，外径を固定してピッチを狭くする形での翼枚数の変更も考えられる．さらに，スーパーキャビテーションとなる場合への移行の過程，あるいは上記の知見の適用範囲を明確にする必要がある．以上の事項は，旋回キャビテーションのさらなる一般性を見い出すための今後の課題とする．

第 5 章

翼列におけるキャビテーション不安定：流量一定条件

第 5 章から第 7 章までは，旋回キャビテーションからキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標を見い出し，キャビテーションサージの予測手法を提案するために行った研究について述べる．

本章では，通常，キャビテーション数の低下とともに旋回キャビテーションからキャビテーションサージに遷移する傾向が現れることに着目し [18]，流量一定の流入境界条件で再現される旋回キャビテーション流れ場からキャビテーションサージへ遷移を示唆する指標を見つけるために行った研究について述べる．

5.1 計算の概要

計算対象と条件は第 4 章で扱ったこととほぼ同じである．ただし，計算対象は Fig. 5.1 のように 3 枚の翼列とする．また，第 4 章の結果から旋回キャビテーションが再現される迎え角 $\alpha = 6^\circ$ に対し，流量一定の条件を施した計算を行う．

結果を表すために用いる流量係数，圧力係数またキャビティ体積率は以下のように定義される．まず，流量係数 ϕ は

$$\phi = u_a/u_t \tag{5.1}$$

のように定義する．Fig. 5.2 - (a) に示されているように，u_a は流入速度の軸方向（x 方向）速度，u_t (= $3hf_n$) は翼列の周方向（y 方向）速度であり，ここで，翼列の回転周波数 f_n は

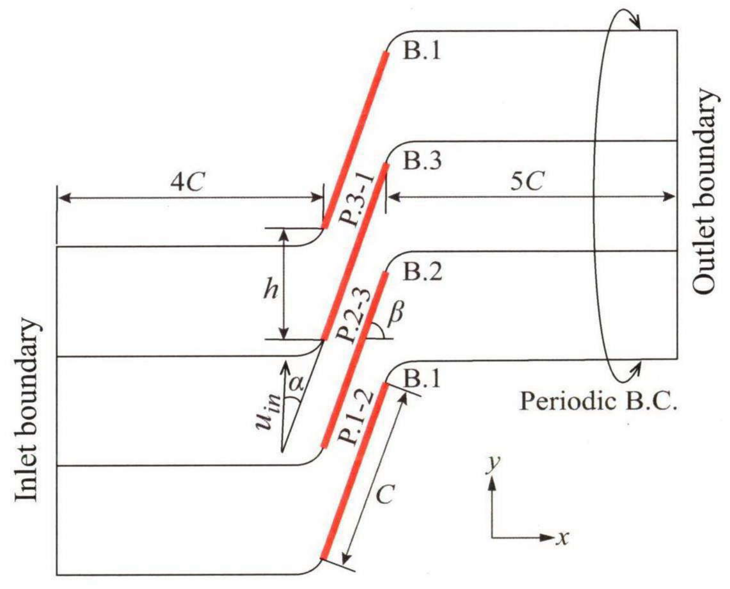


Fig. 5.1: Computational domain including 3-blades cascade (H-type grid)

0.65 である．圧力係数 C_p は次式のように定義する．

$$C_p = \frac{\bar{p}_{out} - \bar{p}_{in}}{\rho_l u_t^2} \tag{5.2}$$

Figure 5.2 - (b) に示されているように，$\bar{p}_{in}$ と $\bar{p}_{out}$ は各々入口と出口境界での面積平均圧力である．次式のように定義するキャビティ体積率を用いてキャビティ体積を表す．

$$\begin{aligned} TCVR\,(\text{Total Cavity Volume Rate}) &= V_{c,\,total}/V_{total} \\ LCVR\,(\text{Local Cavity Volume Rate}) &= V_{c,\,local}/V_{local} \end{aligned} \tag{5.3}$$

全体キャビティ体積率 $TCVR$ は全体流路の体積 V_{total} に対する全体キャビティ体積 $V_{c,\,total}$ の比を表し，局所キャビティ体積率 $LCVR$ は各流路の体積 V_{local} に対する各流路でのキャビティ体積 $V_{c,\,local}$ の比である．ただし，翼間流路（全縁と後縁の間）におけるキャビティ体積と流路体積だけを用いる．Fig. 5.2 - (b) に示されているように，例えば，流路 P.2-3 での局所キャビティ体積率は $LCVR$ P.2-3 のように表す．

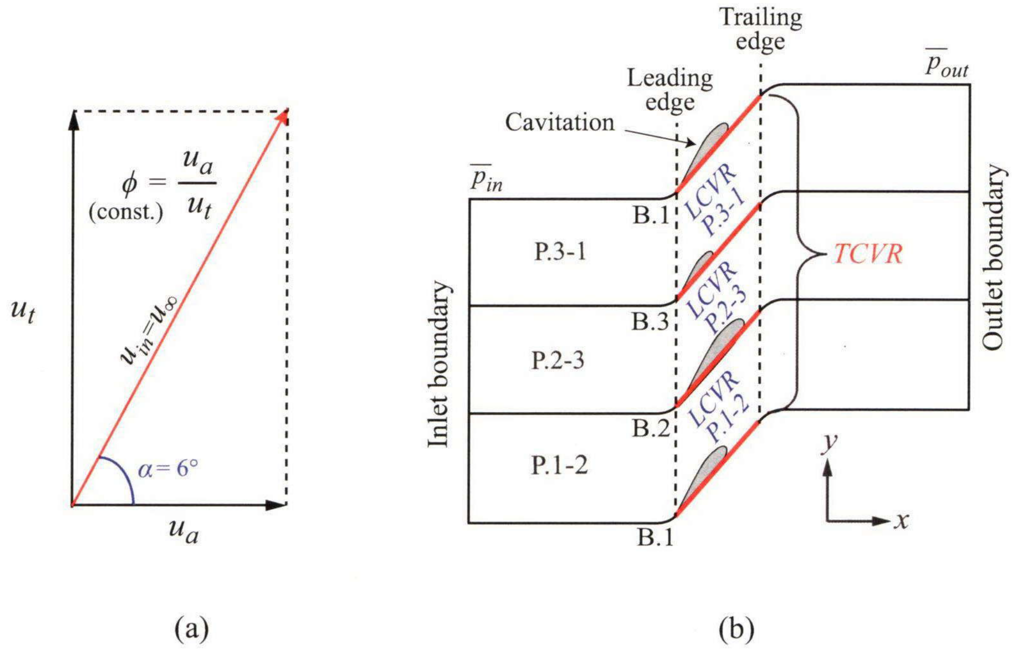


Fig. 5.2: Schematic for each coefficient definition; (a) flow coefficient (b) pressure coefficient and cavity volume rate

5.2　結果及び考察

5.2.1　キャビテーション数の変化にしたがう流れ場の推移

Figure 5.3 は，迎え角 $\alpha = 6°$ における，キャビテーション数 σ を変数とする圧力係数 C_p を示している．実線は C_p の時間平均値であり，非定常の場合の最大値と最小値は上下のバーで表す．単相流れの条件からキャビテーション数を下げると圧力係数の低下とともに，微弱であるが各流路でのキャビティ体積変動が同期して変動するキャビテーション（weak-synchronized oscillating cavitation）モードから準定常非対称キャビテーション（quasi-steady symmetric cavitation）モードになり，$\sigma = 0.75$ 以下からは旋回キャビテーション（rotating cavitation）モードに移る．旋回キャビテーションモードになると σ の低下とともに C_p の減少が大きくなり，その非定常性も強くなる．しかし，$\sigma = 0.52$ の場合には C_p 変動の非定常性がほぼなくなることが分かる．さらにキャビテーション数が低下すると C_p の時間変動幅は急に最大値まで増加してから小さくなる．

Figure 5.4 は，旋回キャビテーションが発生した場合におけるキャビティ体積率の時間変

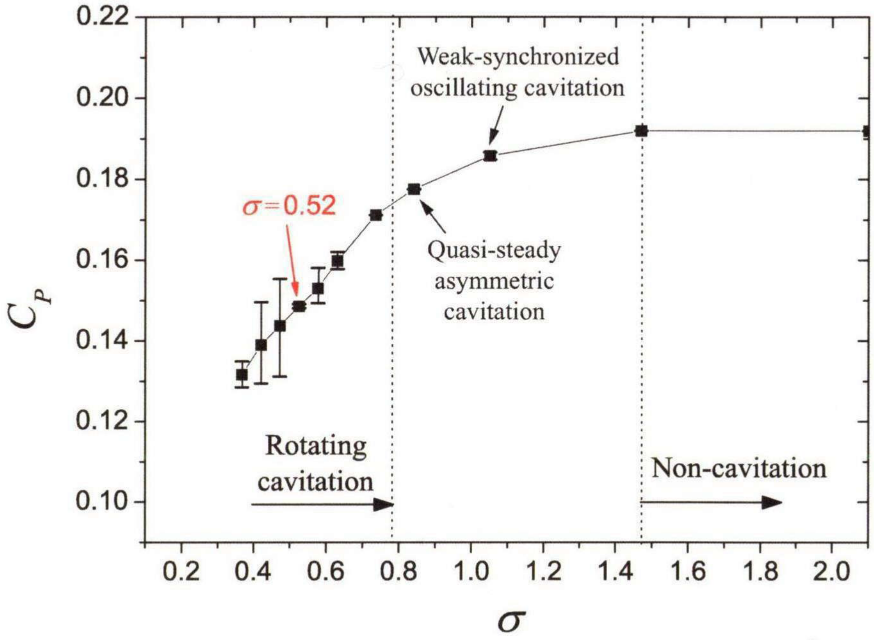


Fig. 5.3: Pressure coefficient C_p as a function of the cavitation number σ at the angle of attack $\alpha = 6°$

動を示している．各キャビテーション数における全体キャビティ体積率 $TCVR$ の時間変動は局所キャビティ体積率 $LCVR$ との変動スケールの差が大きいので，Fig. 5.5 に $TCVR$ のみの結果を示しておく．キャビテーション数の低下とともに増加しつつあった局所キャビティ体積率 $LCVR$ の時間変動幅と全体キャビティ体積率 $TCVR$ は $\sigma = 0.58$ から $\sigma = 0.52$ に低下しても $TCVR$ に増加はほとんどなく，$LCVR$ の時間変動幅は $\sigma = 0.73$ の場合のようにほぼなくなる．しかし，$\sigma = 0.52$ からさらにキャビテーション数が低下すると，$TCVR$ は著しく増え，また，$LCVR$ の時間変動幅は結果の中で最大値まで急に増加する．各キャビテーション数 σ に対する局所キャビティ体積率 $LCVR$ の時間変動の結果から，Fig. 5.3 に示した C_p 変動の非定常性の強さは局所キャビティ体積変動に伴ない現れることが分かる．一方，$TCVR$ の時間変動幅は $LCVR$ のそれに比べて微弱であるが，$LCVR$ の時間変動に応じて変動していることが分かる．4.2.3 節で詳述するが，この $TCVR$ の微弱な時間変動にはキャビテーションサージへの移行を示唆する重要な指標が潜んでいる．

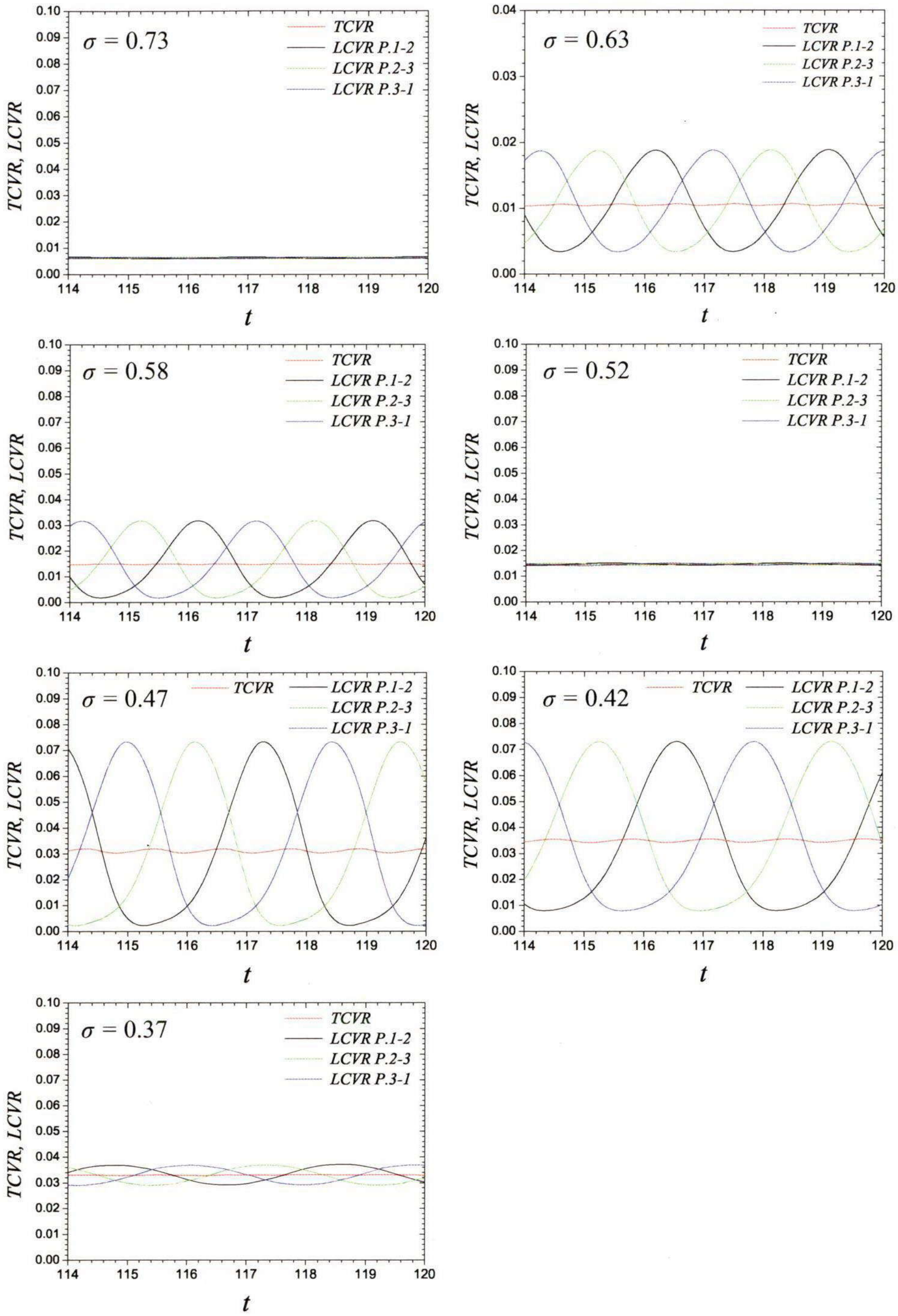


Fig. 5.4: Time evolution of cavity volume rate in case of rotation cavitation mode

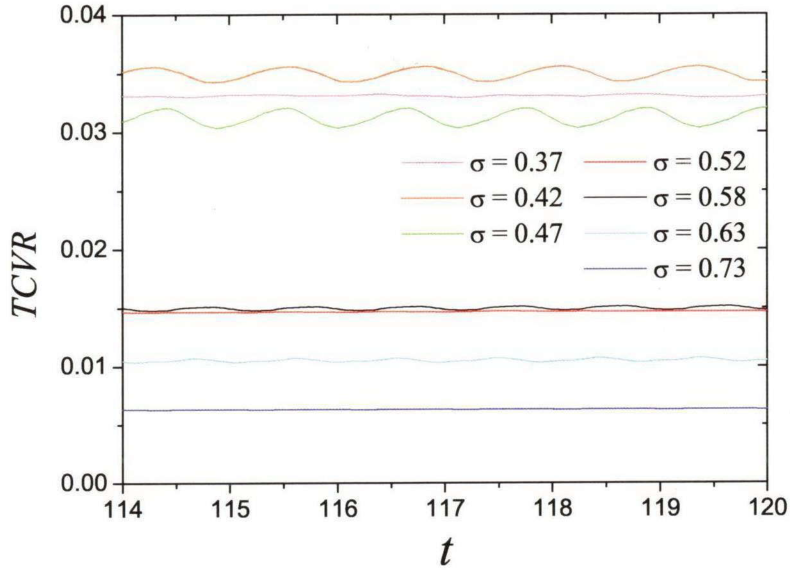


Fig. 5.5: Time evolution of *TCVR* for each cavitation number

5.2.2 局所キャビティ体積率 *LCVR* の周波数解析

Figure 5.6 は，旋回キャビテーションが発生した場合における局所キャビティ体積 *LCVR* の時間変動に対する周波数解析の結果を示している．第4章で述べたように，全ての結果における最大キャビティ体積が現れる流路の順序は P.1-2→P.3-1→P.2-1 であるので，キャビティ体積の回転方向が翼列の回転方向と同一である前周り旋回キャビテーションモードになっている．したがって，旋回キャビテーション周波数 f_{rot} は，翼列に固定した相対座標系における *LCVR* の時間変動周波数 f_{osc} に翼列の回転周波数 f_n を加えることで静止系から見た値である．Fig. 5.7 に $\sigma = 0.63$ の場合を例として，*LCVR* の周期を f_{osc}，f_{prop} 及び f_n を用いて表しておく．また，キャビティ体積が最大になる流路の伝播周期は翼列に固定した相対座標系における伝播周波数（Propagating frequency）f_{prop} を用いて表されている．全ての結果で最大振幅の周波数は旋回キャビテーション周波数であり，その調和周波数以外の特徴的なモードは見られない．一方，Fig. 5.8 に示しているように旋回キャビテーション周波数は $\sigma = 0.52$ までほぼ一定 $f_{rot} \approx 1.5f_n$ であるが，その以下になるとキャビティ体積の増大とともに $f_{rot} \approx 1.4f_n$ まで減少している．得られた前回り旋回キャビテーションの周波数は，液体ロケットのインデューサで観測される超同期旋回キャビテーションの周波数 [37] に近い周波数であることが分かる．

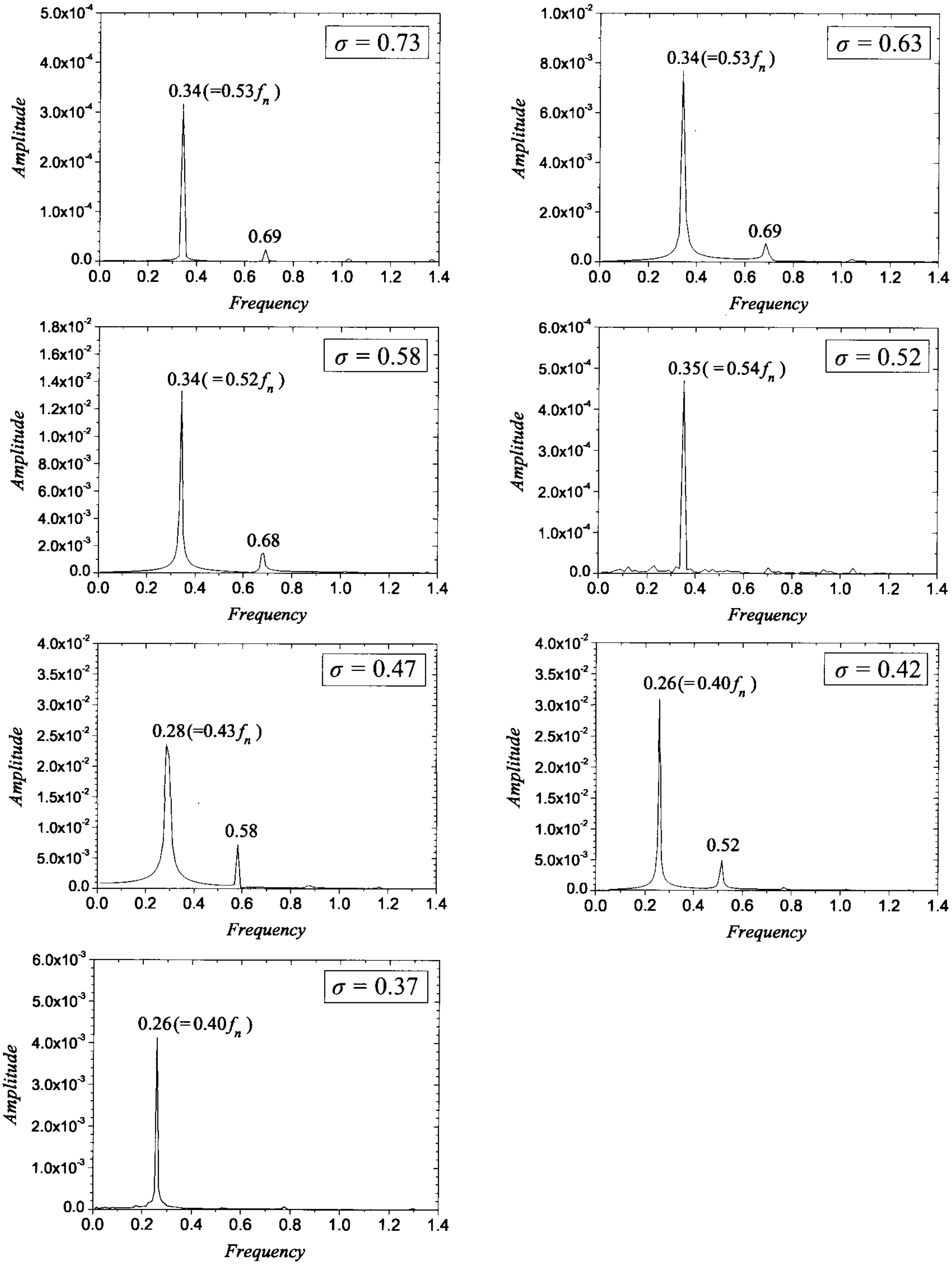


Fig. 5.6: Frequency analysis of *LCVR* in case of rotation cavitation mode

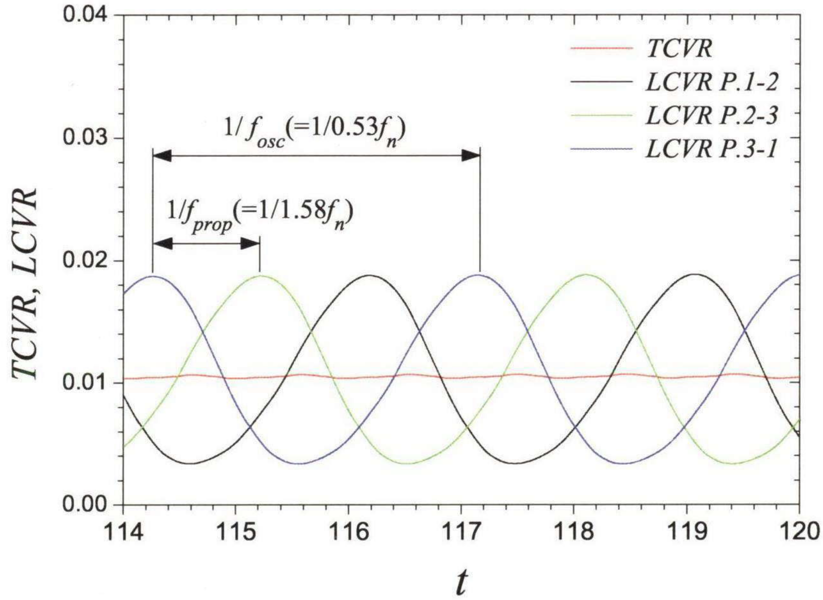


Fig. 5.7: Cavity volume rate and fluctuating period at $\sigma = 0.63$

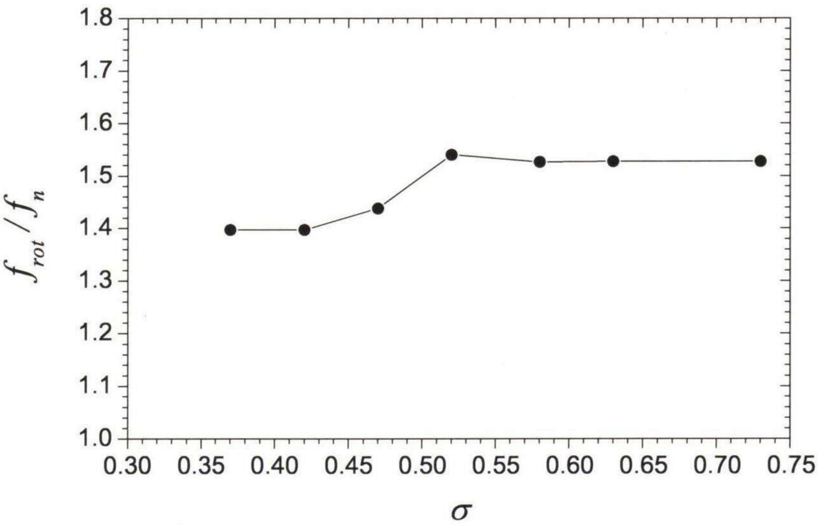


Fig. 5.8: Relation between cavitation number and rotation cavitation frequency

5.2.3 全体キャビティ体積率 $TCVR$ の周波数解析：キャビテーションサージへの遷移の指標

局所キャビティ体積率 $LCVR$ の時間変動の周波数を調べた結果，キャビテーションサージへの遷移を示唆するような周波数は見つからなかった．旋回キャビテーションからキャビテーションサージへ遷移すると各流路におけるキャビティ体積変動の位相差はなくなり，同期したキャビティ体積変動に伴なう激しい流量変動や圧力変動が発生することに着目し，全体キャビティ体積変動の周波数解析を行う．

Figure 5.9 は，旋回キャビテーションが発生した場合における全体キャビティ体積 $TCVR$ の時間変動に対する周波数解析の結果を示している．全ての結果における最大振幅の周波数は各局所キャビティ体積率 $LCVR$ が最大に現われる伝播周波数 f_{prop} と一致している．一方，キャビテーション数 σ =0.63, 0.52, 0.37 の場合には，他のケースには見られない低周波数帯が存在していることが分かる．とくに σ =0.52 の場合には，翼列の旋回周波数の約 0.18 倍の低い周波数が伝播周波数 f_{prop} の振幅に近い 2 つ目の振幅の周波数として顕在しており，それを中心とした低周波数帯 0.09 ~ 0.21（$=0.14f_n \sim 0.32f_n$）はキャビテーションサージに伴なう流量及び圧力変動の周波数範囲 $0.1f_n \sim 0.4f_n$ に含まれている [4]．Fig. 5.10 の $TCVR$ の時間変動を確認すると長い周期の変動を確認することができる．管路系の内部流れの動特性が旋回キャビテーションに潜んでいるこの低周波数帯のある周波数に近づき，全体キャビティ体積変動と連成し共振することで旋回キャビテーションモードから激しい流量や圧力変動に伴なうキャビテーションサージモードに移行すると考えられる．低周波数帯で最大振幅の周波数から 3 つ目の振幅までの周波数 $f_{id,1st} = 0.12$, $f_{id,2nd} = 0.09$ 及び $f_{id,3th} = 0.21$ を旋回キャビテーションからキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標周波数（indicator frequency）f_{id} として予測する．静止系における伝播周波数 $f'_{prop}(= f_{prop} + f_n)$ に対する予測した各指標周波数の比 f_{id}/f'_{prop} は，$f_{id,1st}/f'_{prop} = 0.069$, $f_{id,2nd}/f'_{prop} = 0.054$, $f_{id,3th}/f'_{prop} = 0.123$ であり，全体キャビティ体積変動に潜んでいる低周波数帯の周波数成分は旋回モードの周波数に比べて非常に小さいことが分かる．

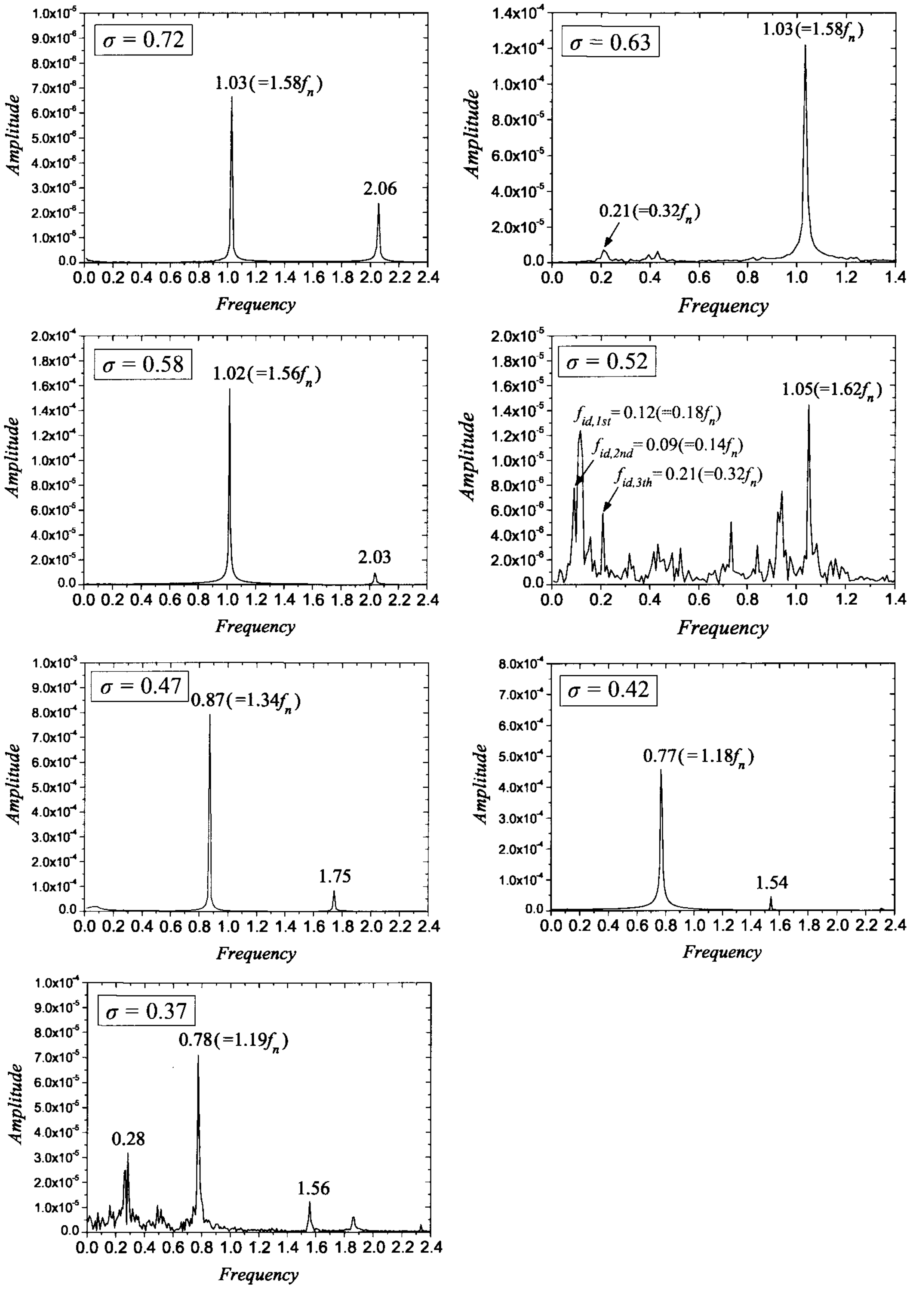


Fig. 5.9: Frequency analysis of $TCVR$ in case of rotation cavitation mode

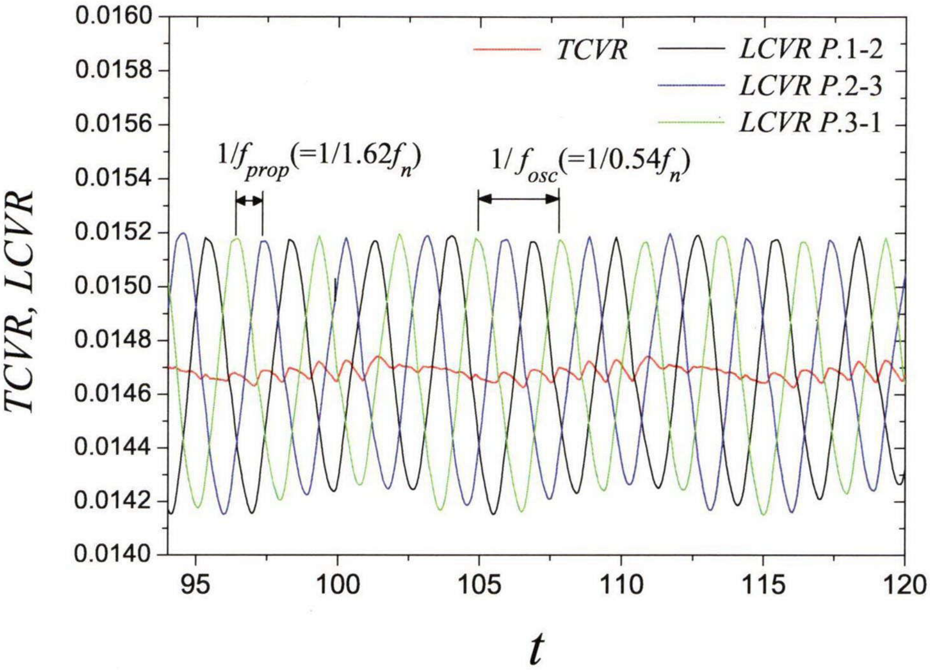


Fig. 5.10: Time evolution of cavity volume rate for each cavitation number at σ = 0.52

5.3　まとめ

流量一定の流入境界条件を設定し，キャビテーション数を変数とした計算を行い，旋回キャビテーションからキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標を探索するための計算を行った．

流量を一定として与えたので，キャビテーション数の低下にも激しい流量や圧力変動を伴なうキャビテーションサージの再現までは予想した通り至らなかったが，旋回キャビテーション流れ場を調べることで，キャビテーションサージに伴なう流量変動や圧力変動の周波数範囲に含まれる低周波数帯を見い出すことができた．見い出された低周波数帯は全体キャビティ体積変動に潜んでおり，低周波数帯の中の最大振幅から 3 つ目の振幅までの周波数が旋回キャビテーションからキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標であると考えられる．

キャビテーションサージ発生の指標として予測された低周波数モードと旋回キャビティ体積変動との関連性をさらに調べることで，流量一定の単純な境界条件を設けた数値計算からシステム不安定であるキャビテーションサージが予測できることを期待する．

第 6 章

翼列におけるキャビテーション不安定：強制流量変動条件

第 5 章では，旋回キャビテーションにおける全体キャビティ体積の時間変動からキャビテーションサージの発生周波数範囲に含まれる低周波数帯を見い出し，その中の 3 つの周波数が旋回キャビテーションからキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標周波数であると予測した．本章では，予測した指標周波数で流量が強制的に変動する条件を流入条件として旋回キャビテーション流れ場に与え，その応答特性を調べることにより，この一方向方法のサージ発生の予測手法としての有効性を確認する．

6.1 計算の概要

計算対象は，キャビテーション数の低下に伴いキャビティ体積が大幅に増加する直前の条件であるキャビテーション数 $\sigma = 0.63$，迎え角 $\alpha = 6°$ における旋回キャビテーション流れ場とする．他のパラメーターは第 5 章と同一である．

流入境界には流れの軸方向（x 方向）速度 u_a を次式のような正弦関数として与える流量変動条件を組み込む．

$$u_a = u_{\infty,x} + a\sin\left(2\pi f_g t\right) \tag{6.1}$$

ここで，$u_{\infty,x}$ は代表速度 u_∞ の x 方向成分，a は振幅，f_g は周波数である．振幅 a は流量一定の場合の 5% を与える．流量変動周波数 f_g は，第 5 章でキャビティ体積の時間変動を周波数解析した結果（Fig. 5.6 と Fig. 5.9 を参照）から 5 種類を選ぶ．その 5 種類の周波数

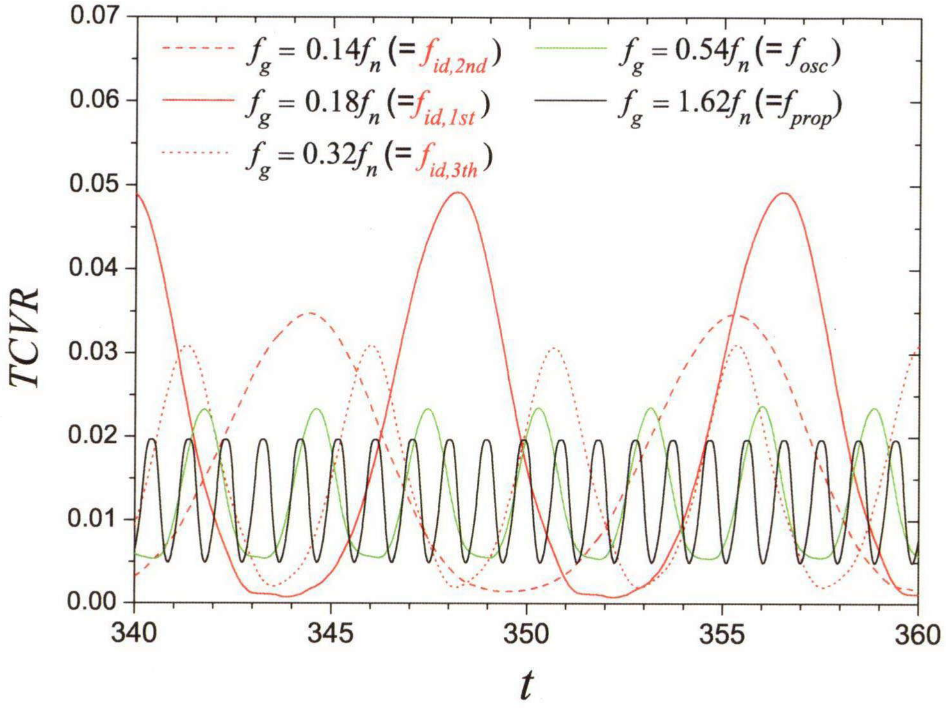


Fig. 6.1: Time evolution of $TCVR$ at each forcing mode of inflow fluctuation

は，全体キャビティ体積率 $TCVR$ の時間変動に潜んでいる低周波数帯の最大振幅の周波数 $f_{id,1} = 0.12(= 0.18 f_n)$，2 つ目の振幅の周波数 $f_{id,2} = 0.09(= 0.14 f_n)$，3 つ目の振幅の周波数 $f_{id,3} = 0.21(= 0.32 f_n)$，各流路における局所キャビティ体積率 $LCVR$ の時間変動周波数 $f_{osc} = 0.35(= 0.54 f_n)$，各流路における局所キャビティ体積率 $LCVR$ が最大に現われる伝播周波数 $f_{prop} = 1.05(= 1.62 f_n)$ である．ただし，全ての流量変動周波数は回転座標系における値である．

6.2　結果及び考察

6.2.1　流量変動に対するキャビティ体積の応答特性

Figure 6.1 は選択した 5 種類の周波数で流量が変動する条件を旋回キャビテーション流れ場に与えた場合における全体キャビティ体積率 $TCVR$ の時間変動を示している．各々緑と黒の実線で表されている局所キャビティ率 $LCVR$ の変動周波数 f_{osc} と伝播周波数 $f = f_{prop}$

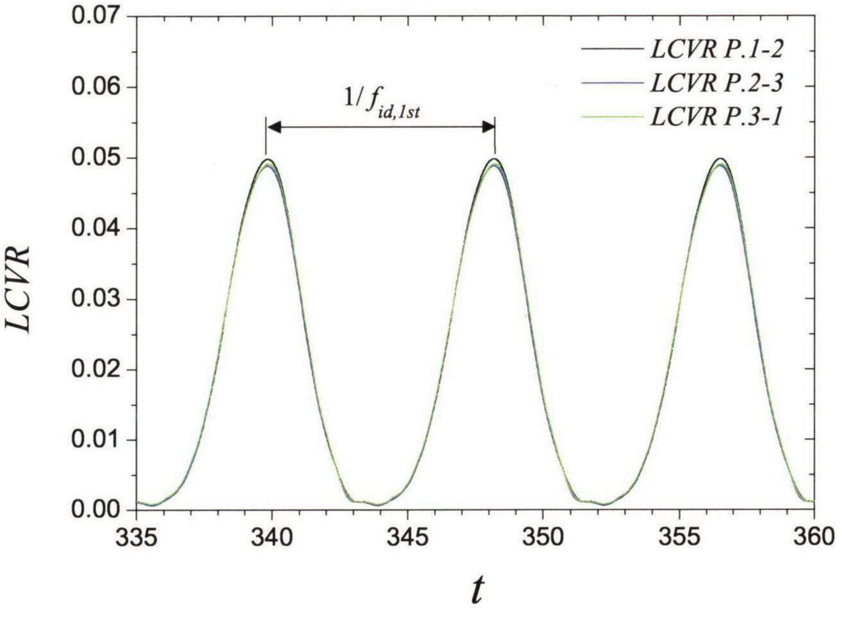


Fig. 6.2: Time evolution of local cavity volume rate for inflow fluctuation with $f_{id,1st}$

を流量変動周波数f_gとして与えた場合に比べ，各々赤の破線，実線及び点線で表されている旋回キャビテーションの全体キャビティ体積の変動から見い出した低周波数 $f_{id,1st} = 0.12$, $f_{id,2nd} = 0.09$，$f_{id,3th} = 0.21$ を流量変動周波数として与えた場合に *TCVR* の時間変動幅が顕著に大きくなり，その振動幅の大きさは $f_{id,1st}$, $f_{id,2nd}$, $f_{id,3th}$ の順になっていることが分かる．この結果は，予測した指標周波数で流量が変動すればキャビティ体積変動は敏感に反応し，共振する可能性を示唆している．

Figure 6.2 は，流量変動周波数として指標周波数 $f_{id,1st}$ を与えた場合の局所キャビティ体積率 *LCVR* の時間変動を示している．各流路における *LCVR* の時間変動周波数は与えた流量変動周波数に一致しており，各 *LCVR* の時間変動には位相差がなく，その振幅はほぼ一定であることが分かる．したがって，全体キャビティ体積率が大きくなり，この結果は実際にキャビテーションサージが発生した場合に現れる特徴と同じ傾向を表している [17][19].

一方，Fig. 6.3 と Fig. 6.4 は，各々流量変動周波数として $f_{id,2st}$ と $f_{id,3th}$ を与えた場合の局所キャビティ体積率 *LCVR* の時間変動を示している．各 *LCVR* の時間変動は流量変動周波数として $f_{id,1st}$ を与えた場合と異なり，わずかであるが位相差ができ，その振幅も変わっ

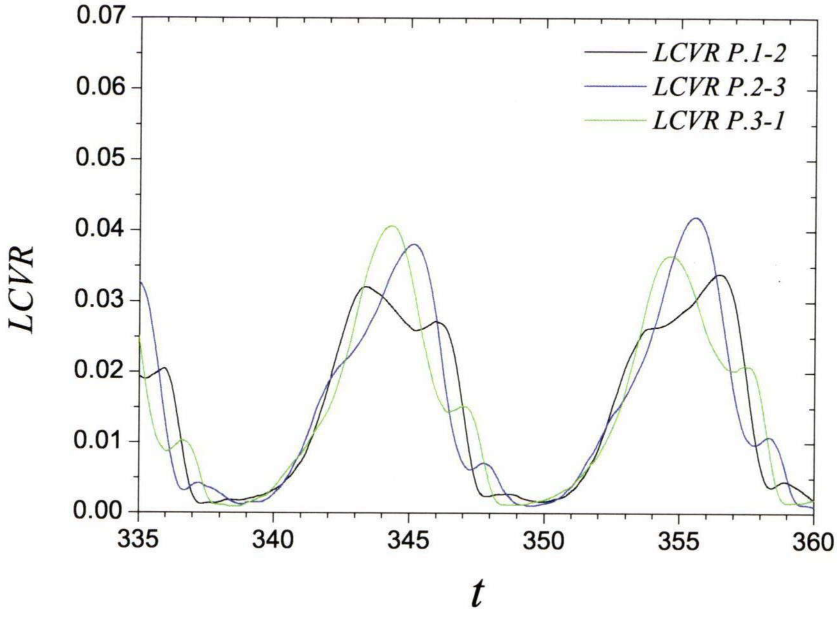


Fig. 6.3: Time evolution of local cavity volume rate for inflow fluctuation with $f_{id,2nd}$

ていることが分かる．そのため，全体キャビティ体積率も $f_{id,1st}$ を与えた場合より小さくなる．また，流量変動周波数がより小さい $f_{id,2nd}$ を与えた方が，旋回キャビテーションにより近いキャビティ体積変動の挙動を示している．

Figure 6.5 は流量変動周波数として f_{osc} を与えた場合の局所キャビティ体積率 $LCVR$ の時間変動を示している．各 $LCVR$ は与えた流量変動周波数で時間変動しているが，その振幅に周期性が強く現われ全体キャビティ体積は大きくならない．

Figure 6.6 は f_{prop} を流量変動周波数として与えた場合の局所キャビティ体積率 $LCVR$ の時間変動を示している．この場合は，流量変動周波数として $f_{id,1st}$ を与えた場合と同じように，各 $LCVR$ の時間変動周波数は f_{prop} であり，位相差がなく，その振幅はほぼ一定であるにもかかわらず，Fig. 6.1 に示されているように全体キャビティ体積率の変動幅は結果の中で一番小さい．その理由は第4章で述べたように，キャビティが十分に発達するまでは時間がかかるが，流量変動が速い場合にはそれができないからであると考えられる．

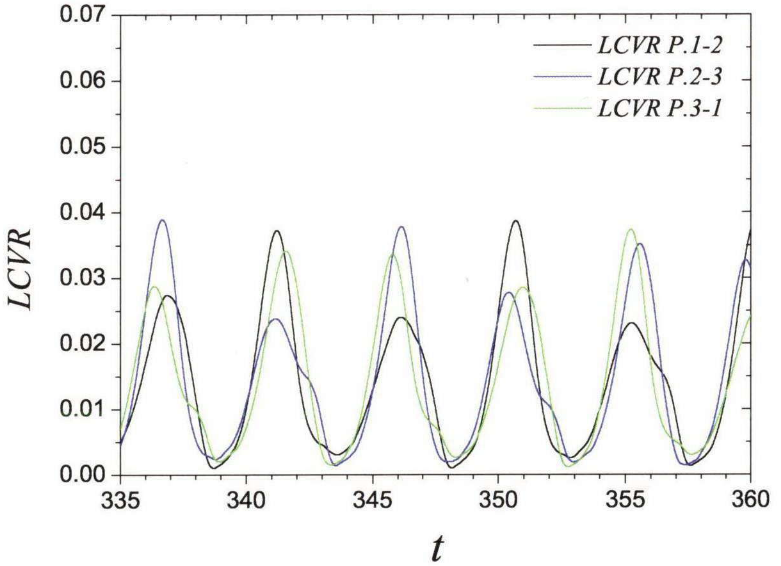


Fig. 6.4: Time evolution of local cavity volume rate for inflow fluctuation with $f_{id,3th}$

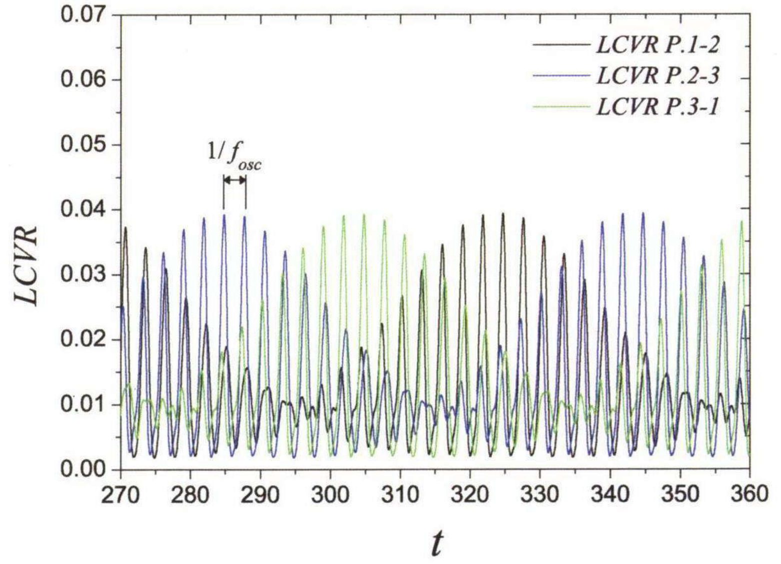


Fig. 6.5: Time evolution of local cavity volume rate for inflow fluctuation with f_{osc}

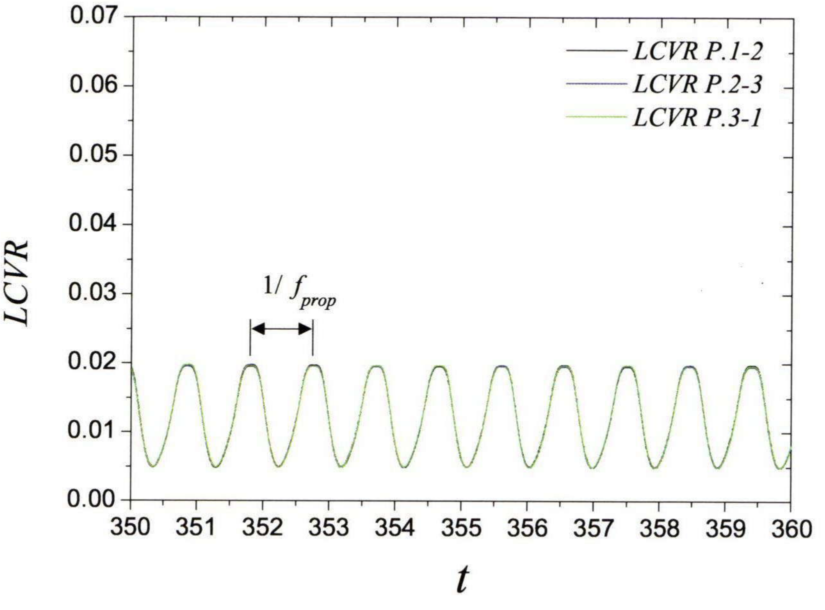


Fig. 6.6: Time evolution of local cavity volume rate for inflow fluctuation with f_{prop}

6.3　まとめ

本章では，流量変動を強制的に与え，それに対する応答特性を調査する一方向方法を用い，流量変動に対するキャビテーション流れ場の応答特性を調べた．その結果，旋回キャビテーションからキャビテーションサージへの遷移を示唆する低周波数帯の指標周波数で流量が変動する条件を旋回キャビテーション流れ場に与えると各翼間流路でのキャビティ体積は同期またはわずかな位相差の非同期変動し，キャビティ体積変動の振幅は他のケースに比べて顕著に大きくなった．この結果は，実際にキャビテーションサージが発生した際の流れ場の定性的な特徴を良く表している．

以上より，キャビティ体積変動が管路系の内部流れと連成し共振する可能性の高い周波数を予測し，その周波数の強制流量変動を与える手法は，管路系を考慮せずにインデューサ内部のキャビテーション流れ場だけを調べることでキャビテーションサージを予測できると考えられる．

次章では，第5章と本章で提案した指標周波数の探索及び強制流量変動を用いたキャビテーションサージの予測手法の妥当性を検証するための計算を行う．

第 7 章

翼列におけるキャビテーション不安定：管路系内部流れのモデル化

第 5 章では旋回キャビテーションの体積変動に潜んでいるキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標周波数を探索し，第 6 章では探索した指標周波数で流量が変動する条件を強制的に旋回キャビテーション流れ場に与え，その応答特性を調べることにより，キャビテーションサージの予測手法としての可能性を確認した．本章では，第 5 章と第 6 章を通して提案した旋回キャビテーション流れ場からキャビテーションサージを予測する手法の検証を行う．

7.1　計算の概要

キャビテーションサージはシステム全体に激しい流量と圧力変動を伴なう不安定現象なので，複雑な管路系内部の非定常流れを取り扱う数値計算は膨大なスケールになり実用的ではない．そのため，管路系内部流れを 1 次元に単純化したモデルを採択し，流入境界条件として取り込むことで，翼列内部で発生するキャビティ体積変動に応じて流量が変動可能な条件を設けた数値計算を行う．

ポンプシステムは Fig. 7.1 のようにタンクとパイプを含んだ管路系とインデューサを想定する．管路系は 1 次元パイプとして簡略化し，その内部の流れは非定常ベルヌーイの式を用いてモデル化する．このパイプの出口である断面 2 は，2 次元インデューサの翼端領域を簡略化した翼列の計算領域 Fig. 5.1 の流入境界に繋がる．管路系の内部流れのモデル

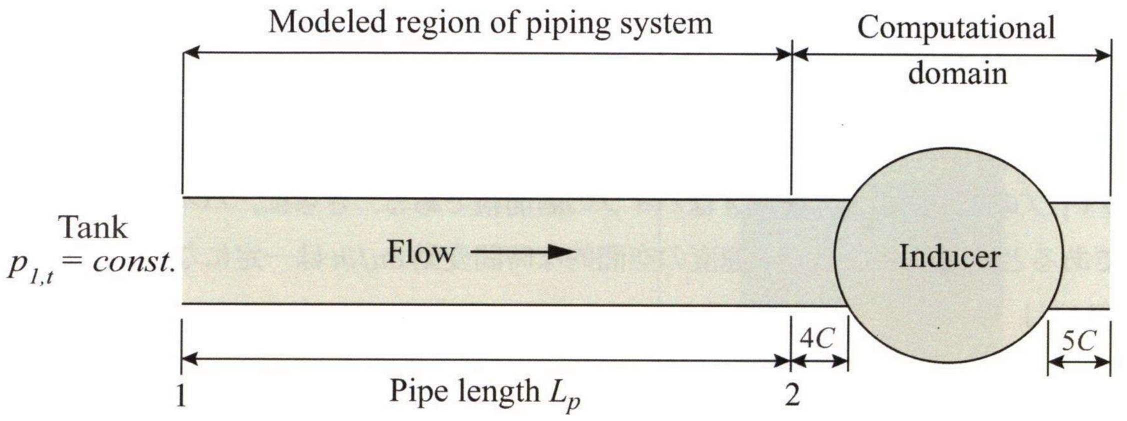


Fig. 7.1: Schematic of pumping system including a tank and a pipe

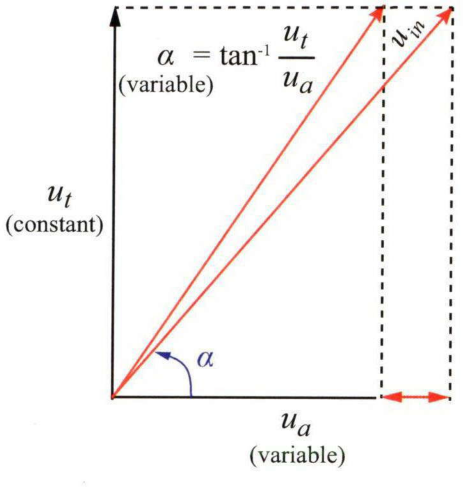


Fig. 7.2: Schematic of flow coefficient

化は伊賀ら [36] が施した方法と類似である．しかし，本研究では翼とケーシングの間の漏れによる逆流やパイプの形状による影響を排除するため，計算領域の流入境界である断面 2 での予旋回は存在しないと仮定する．したがって，Fig. 5.1 における流入境界の y 方向の速度，つまり Fig. 7.2 に示したように翼列の周方向速度 u_t は一定で迎え角 α は流入流れの軸方向 (x 方向) 速度に関する関数になる．

管路系の内部流れのモデル化は非定常ベルヌーイの式を用いて以下のように導かれる．まず，パイプの入口断面 1 と出口断面 2 の間で重力による影響を排除すると，非定常ベル

ヌーイの式は次式のように表される．

$$\int_1^2 \frac{\partial u}{\partial t} ds + \frac{1}{2}\left(u_2^2 - u_1^2\right) + \frac{1}{\rho}(p_2 - p_1) + \int_1^2 \frac{\tau}{p}\frac{l_c}{A} ds = 0 \tag{7.1}$$

簡略化のため，式(7.1)の4つ目の項による粘性損失は無視する．ここで，τは粘性摩擦応力，l_cはパイプの周方向長さ，またAはパイプの断面積である．さらに，パイプ内の流体は非圧縮であると仮定することで，速度の空間的な時間変動$\partial u/\partial t$は一定になる．したがって，式(7.1)は

$$L_p\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_p + \frac{1}{2}u_2^2 + \frac{1}{\rho}p_2 = \frac{1}{2}u_1^2 + \frac{1}{\rho}p_1 \tag{7.2}$$

になり，管路系のパイプ内の流れは最終的に次式のようにモデル化され，4次精度のルンゲクッタ法を用いて陽的に求められる．

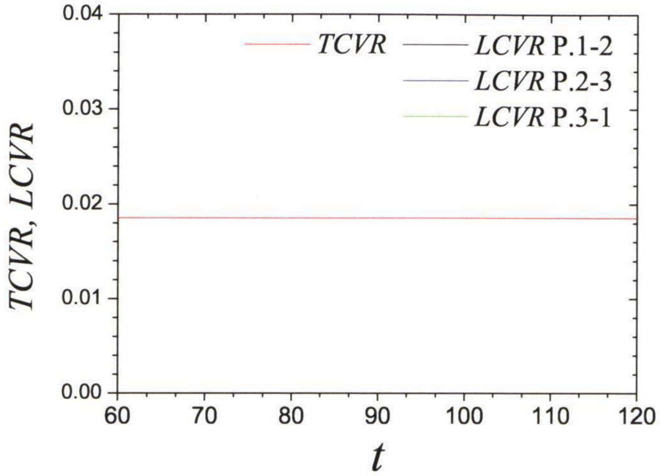
$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_p = \frac{1}{L_p}\left\{\frac{1}{\rho}P_{1,t} - \left(\frac{1}{2}\bar{u}_2^2 + \frac{1}{\rho}\bar{p}_2\right)\right\} \tag{7.3}$$

ここで，L_pはパイプの長さ，$\bar{u}_2$と$\bar{p}_2$は各々断面2での面積平均速度と圧力を表している．また，$P_{1,t}$はタンクとパイプが繋がる断面1での全圧$P_{1,t} = p_1 + \rho u_1^2/2$であり，定数として与えられる．全圧$P_{1,t}$は，単相の定常流れ場における迎え角$\alpha = 5°$の場合の流量係数と同じ値$\phi = 0.241$になるように設定する．パイプの長さ$L_p$は，伊賀ら[36]の研究でサージが発生した場合である$L_p = 20C$を目安として，管路系での質量が大きく加速を受けにくい場合の比較のために$L_p = 500C$を設定する．

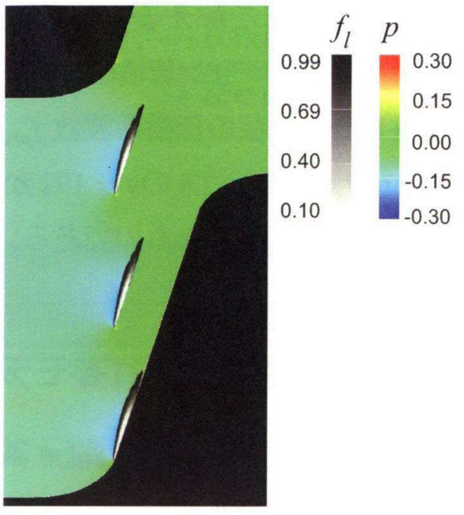
7.2 結果及び考察

7.2.1 流量一定，$\sigma = 0.42$，$\alpha = 5°$

まず，比較のために流入一定の境界条件で，キャビテーション数$\sigma = 0.42$，迎え角$\alpha = 5°$の場合の計算を行った．Fig. 7.3-(a)はキャビティ体積率の時間変動を示しており，各翼間流路でキャビティの局所体積率$LCVR$の時間変動と全体キャビティ体積率$TCVR$は準定常状態で，その値は両方ともに約0.019である．その液相体積率f_lと圧力の流れ場の様子はFig.7.3-(b)のようであり，各翼間流路でほぼ同じ体積の部分キャビテーションが準定常的に発生していることが分かる．



(a) Time evolution of cavity volume rate



(b) Cavitation flow field

Fig. 7.3: Time evolution of cavity volume rate and flow field generated quasi-steady partial cavitation on steady inflow ($\sigma = 0.42$, $\alpha = 5°$, $TCVR$ and $LCVR \approx 0.019$)

7.2.2　管路系内部流れをモデル化した流入条件：$L_p = 500C$

前節で行った計算と同じパラメータで管路系のパイプの内部流れをモデル化した流入境界条件を組み込んだ計算結果について述べる．まず，パイプ内部の質量が加速を受けにくい条件であるパイプの長さ $L_p = 500C$ の結果を示す．

Figure 7.4 はキャビティ体積率の時間変動を示している．各翼間流路での $LCVR$ が $t = 70$ 付近から変動し始め，一定の位相差を保ちながらその振幅が一定の旋回キャビテーション流れ場になっている．このモードに移ると $TCVR$ が増加するが，$LCVR$ と比べてその振幅は微小である．この結果は，第 5 章で行った流量一定の流入条件を与えた場合に似ている．

Figure 7.5 はキャビティ体積変動の周波数解析を行った結果である．ここで，第 4 章で述べたようにキャビティ体積の回転方向が翼列の回転方向と同一である前周り旋回キャビテーションモードになっているので，局所キャビティ体積率 $LCVR$ における旋回キャビテーション周波数 f_{rot} は，翼列に固定した相対座標系における $LCVR$ の時間変動周波数 f_{osc} に翼列の回転周波数 f_n を加えることで静止系から見た値に換算される．また，全体キャビティ体積率 $TCVR$ における伝播周波数 f_{prop} も旋回キャビテーション周波数 f_{rot} のように，翼列

の回転周波数 f_n を加えることで静止系から見た値に換算される．$LCVR$ の結果（a）には旋回キャビテーション周波数 f_{rot} とその調和周波数が現われており，$TCVR$ の結果（b）にはキャビティ体積の伝播周波数 f_{prop} だけが最大振幅の周波数で現われている．

Figure 7.6 は Fig. 7.4 の $t = 192$ から $t = 200$ までの結果で，キャビティ体積変動とその周波数をまとめて示したものである．

7.2.3　管路系内部流れをモデル化した流入条件：$L_p = 20C$

本節ではパイプの長さを $L_p = 20C$ に短くし，パイプの内部の質量が大きく加速を受ける場合の結果を示す．

Figure 7.7 はキャビティ体積率の時間変動を示している．各局所キャビティ体積率 $LCVR$ の結果から旋回キャビテーションが発生していることは分かるが，パイプが長い場合 $L_p = 500C$ とは異なり $LCVR$ の振幅に非定常性が強くなり，時間の経過とともに振幅が増加している．また，全体キャビティ体積率 $TCVR$ の時間変動の振幅も $LCVR$ の振幅の増加にしたがって大きくなっている．

Figure 7.8 はキャビティ体積変動の周波数解析を行った結果である．$LCVR$ の結果（a）から $L_p = 500C$ の場合とは異なり，$LCVR$ の時間変動は各 $LCVR$ の変動周波数 f_{osc} 以外にそれより低い周波数と高い周波数が混在していることが分かる．一方，$TCVR$ の結果（b）にはキャビティ体積の伝播周波数 f_{prop} より低い周波数 0.07 が支配的であることが分かる．

Figure 7.9 は Fig. 7.7 の $t = 170$ から $t = 195$ までのキャビティ体積変動とそれに相当する周期をまとめたもので，この結果に示されているように $TCVR$ の支配的な周波数は $TCVR$ の長い時間変動として顕著に現されている．また，$TCVR$ 変動の支配周波数 0.07 は翼列の回転周波数に対して約 $0.11f_n$ であり，この周波数は実際にキャビテーションサージが発生するときの周波数帯 $0.1f_n \sim 0.4f_n$ に含まれている [4]．静止系における伝播周波数 f'_{osc}（$= f_{osc} + f_n = 2.09f_n$）との比 $0.11f_n/f'_{osc}$ は約 0.053 である．この結果は，第 5 章から得られた伝播周波数に対する指標周波数の比を調べた結果から，2 つ目の振幅の指標周波数との比である 0.054 に近い．したがって，全体キャビティ体積変動に潜んでいる低周波数帯の 2 つ目の周波数が与えた管路系の特性と連成することで全体キャビティ体積が著しく変動するようになったと考えられる．

Figure 7.10 は，全キャビティ体積率と流量係数 ϕ，圧力係数 C_p また迎え角 α の時間変動を示している．赤線は $L_p = 20C$，黒線は $L_p = 500C$ の場合の結果を表している．$L_p = 500C$

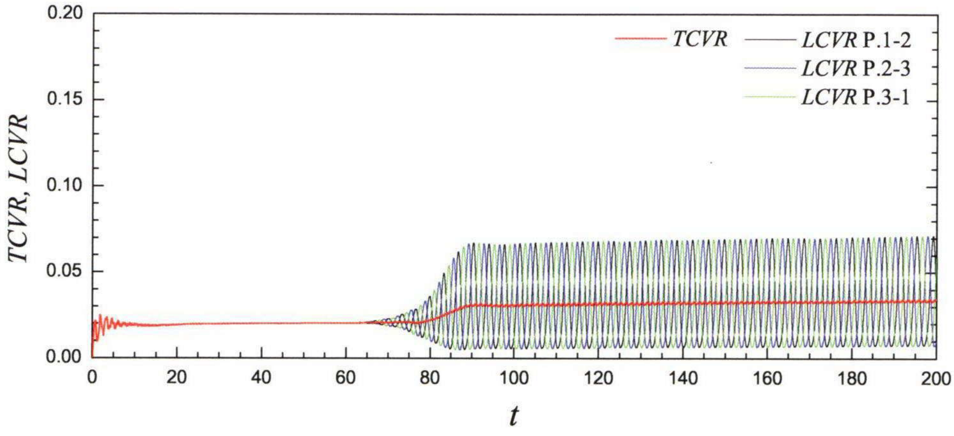
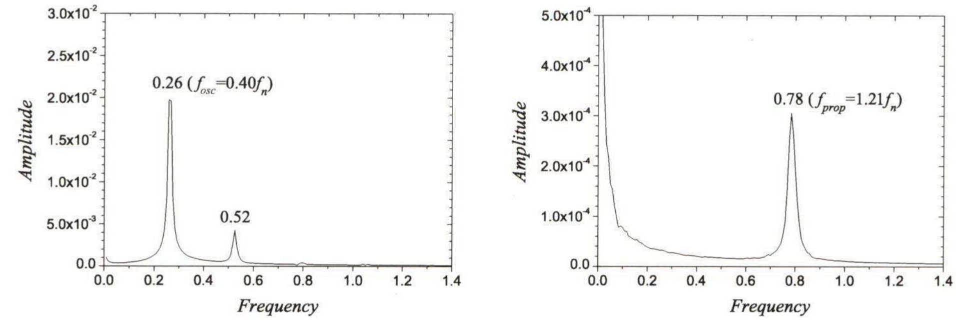


Fig. 7.4: Time evolution of cavity volume rate (ϕ_{ini} = 0.241, σ = 0.42, L_p = 500C)



(a) *LCVR*　　(a) *TCVR*

Fig. 7.5: Frequency analysis of cavity volume rate (ϕ_{ini} = 0.241, σ = 0.42, L_p = 500C)

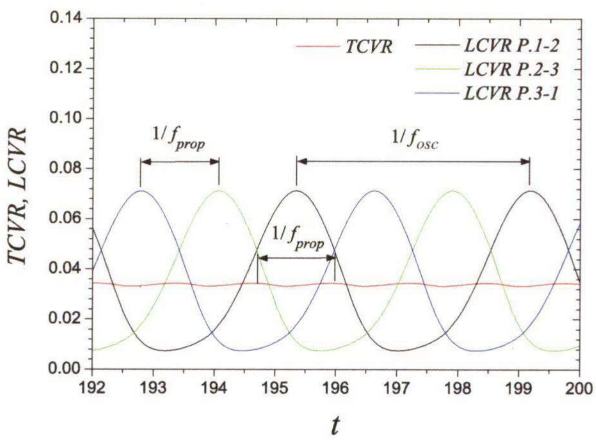


Fig. 7.6: Cavity volume rate and fluctuating period (ϕ_{ini} = 0.241, σ = 0.42, L_p = 500C)

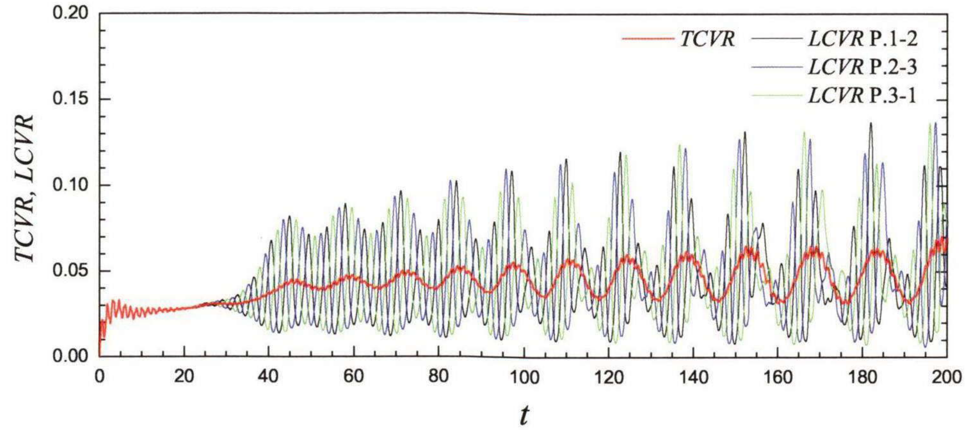
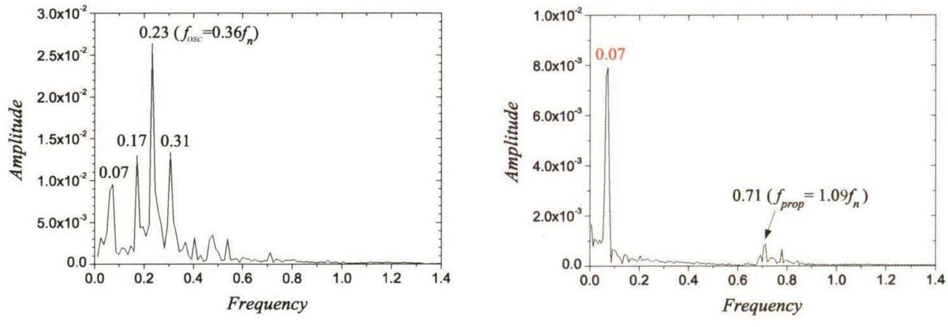


Fig. 7.7: Time evolution of cavity volume rate ($\phi_{ini} = 0.241$, $\sigma = 0.42$, $L_p = 20C$)



(a) *LCVR*　　(a) *TCVR*

Fig. 7.8: Frequency analysis of cavity volume rate ($\phi_{ini} = 0.241$, $\sigma = 0.42$, $L_p = 20C$)

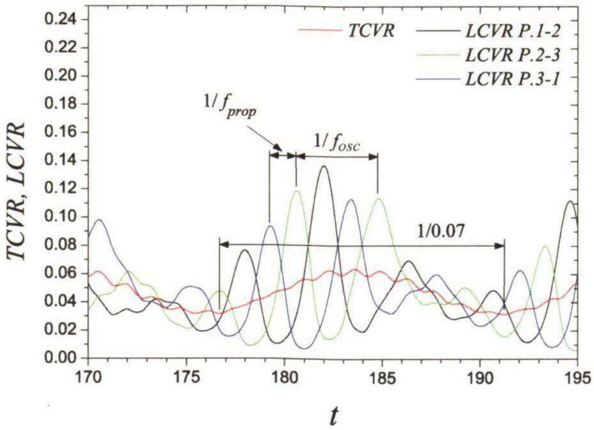


Fig. 7.9: Cavity volume rate and fluctuating period ($\phi_{ini} = 0.241$, $\sigma = 0.42$, $L_p = 20C$)

の場合，Fig. 7.7 から確認したように t = 70 付近から旋回キャビテーションの発生とともに，$TCVR$ と C_p に振幅が一定である高周波変動が現れる．しかし，ϕ や α には旋回キャビテーション発生による特徴的な変化は見れず，線形的な変化だけを確認することができる．

一方，パイプを通過する流れの慣性による影響が強い $L_p = 20C$ の結果を確認すると，C_p 変動の高周波成分に加え，全体キャビティ体積率 $TCVR$ に現れた $0.11f_n$ の低周波数の振動の振幅が増加していることが分かる．ϕ と α に関しても，$L_p = 500C$ の場合には見られなかった $0.11f_n$ の低周波数成分の変動が観察される．キャビテーション発生に伴う低周波数の流量変動及び激しい圧力変動は，キャビテーションサージが発生した流れ場の定性的な特徴を表している．

本節の結果から，第5章で旋回キャビテーションの全体キャビティ体積変動を探索することで見い出した低周波数帯に含まれているモードが管路系の動的特性と連成することで旋回キャビテーションからキャビテーションサージに遷移することが確認された．

7.3　まとめ

翼列内部で発生するキャビティ体積変動に応じて流量が変動する境界条件を設定することにより，システム不安定であるキャビテーションサージを再現することができ，旋回キャビテーションモードからキャビテーションサージモードへの遷移を示唆する指標とその過程が次のように明らかになった．

翼列を旋回する全体キャビティ体積変動に潜んでいる特定のモードが管路系の流量変動と連成し共振することによりキャビテーションサージに遷移する．また，キャビティ体積の旋回モードの周波数に対するキャビテーションサージ周波数の比は流入条件が変わってもほぼ一定であった．

本研究で提案したキャビテーションサージの指標を予測する手法を用い，適切にモデル化された管路系を含んだ解析対象に対する指標の検証を行うことは，設計段階でインデューサ内部のキャビテーション流れ場を調べることでキャビテーションサージ発生を予測し，また，回避する方法として応用されることが期待される．

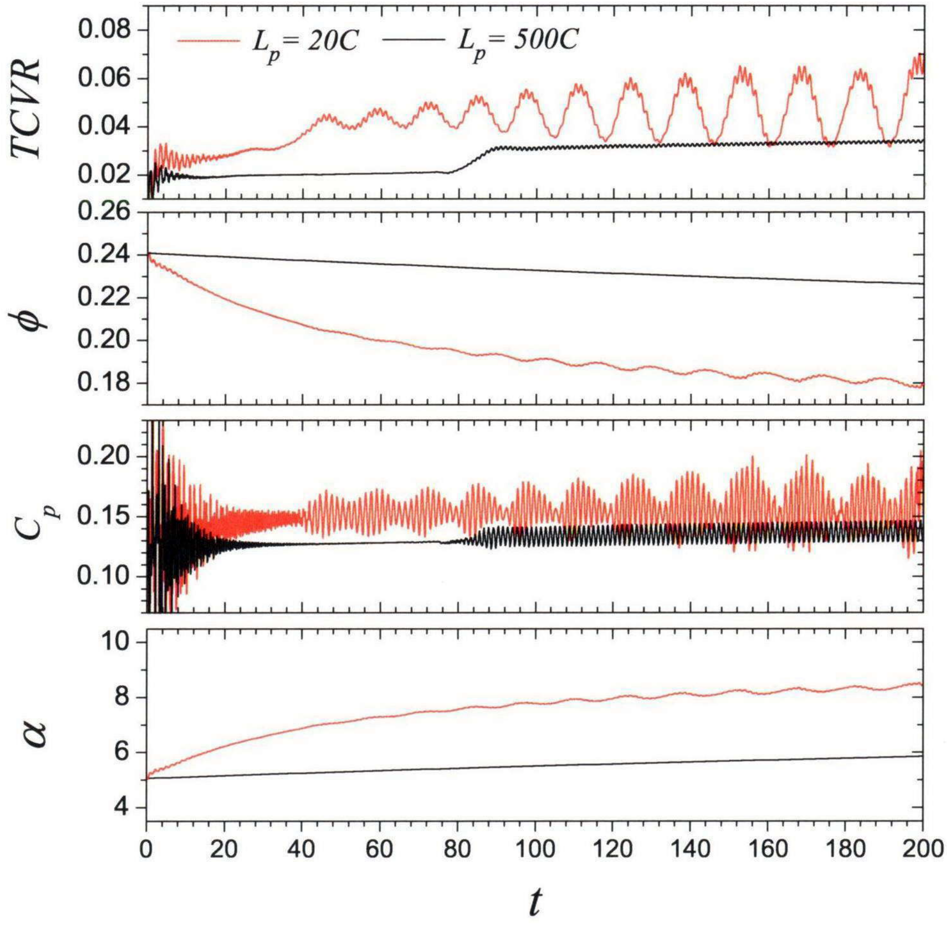


Fig. 7.10: Time evolution of total cavity volume rate $TCVR$, flow rate coefficient ϕ and pressure coefficient C_p, angle of attack α for $L_p = 20C$ *and* $500C$ ($\phi_{ini} \approx 0.241$, $\sigma = 0.42$)

第8章

結言

翼列内部で生じる旋回キャビテーションからシステム不安定であるキャビテーションサージへの遷移を示唆する指標を解明にすること，また，その結果に基づき旋回キャビテーション流れ場に強制流量変動を与えることでキャビテーションサージを予測する新たな方法を提案することを目的として数値解析を行った．キャビテーションモデルは沖田・梶島[22][26]のモデルを用い解析対象は3種類の流入境界条件を組み込んだ翼列周りの非定常キャビテーション流れとした．得られた成果は以下のようにまとめられる．

第3章では，翼周りのキャビテーション流れの実験結果を参照し，本研究で用いられたキャビテーションモデルの有効性と，乱流モデルが数値計算結果に与える影響を示した．

第4章では，翼列における非定常キャビテーション挙動の普遍性を見いだすために，実機に広く用いられている少ない枚数の翼列に現れる強い周期性の影響を翼の枚数を増やすことで低減させた条件で計算を行った．その結果，実機のインデューサで観察されている定常及び非定常キャビテーション流れの特徴的な発生パターンを再現することができ，全ての翼枚数について部分キャビテーションが旋回する際の普遍性が明らかになった．旋回する部分キャビテーションに関しては，影響が伝わる‘-1’，基本モードである‘-2’，さらに前回り‘+1’を示す線図を作成し，ある瞬間にそれぞれの線が通る数を数えることで，一般的な法則性が見いだされた．これに旋回の周期Tを加味すれば，旋回キャビテーションの時間スケールを普遍的に記述することができる．

第5章では，キャビテーション数の低下とともに旋回キャビテーションからキャビテーションサージに遷移する現象に着目し[18]，流量一定の単純な境界条件を設けた数値計算

からシステム不安定であるキャビテーションサージの予想方法を構築するための計算を行い，その結果，旋回モードとは別に，サージに移行すれば顕在化すると考えられているモードを検出できることを示した。そのモードの周波数帯はキャビテーションサージの発生周波数範囲に含まれている．

第6章では，第5章でキャビテーションサージの発生周波数範囲に含まれる低周波数成分に注目し，その周波数で変動する流量条件を流入条件として与え，それに対するキャビティ体積の応答特性を調べる一方向的な方法を用いた数値解析を行った．その結果，予測した指標周波数を含む低周波数帯の周波数を与えた場合，各翼間流路でのキャビティ体積が同期して変動し，キャビティ体積変動の幅は他のケースと比べて顕著になった．このような傾向は，実際にキャビテーションサージが発生した際の特徴と定性的に一致する [17][19] ことから，サージ発生の予測手法としての有効性を確認した．以上の結果は，旋回するキャビティの全体体積変動に潜んでいる特定のモードが管路系の特徴と連成・共振することによりキャビテーションサージへ遷移し，その周波数が遷移の指標になることを示唆している．また，試みた一方向方法がキャビテーションサージの予測方法として応用できる可能性を確認した．

第7章では，第6章で提案した一方向方法によるキャビテーションサージの予測方法の妥当性を検証するために行った．キャビテーションサージは激しい流量変動及び圧力変動を伴なうシステム不安定であるので，キャビテーションサージを再現するためにはインデューサ内部の流れの状況に応じて流量が変動できる流入境界条件が必要である．そのために管路系の内部流れを非定常ベルヌーイ式でモデル化し，流入境界条件として組み込むことで旋回キャビテーションモードからキャビテーションサージモードへ移行するモードを再現することができた．その遷移の指標と過程は次のように明らかになった．翼列を旋回するキャビティの全体体積変動に潜んでいる特定のモードが管路系の流量変動と連成・共振することによりキャビテーションサージへ遷移する．また，キャビティ体積の旋回周波数に対するサージ周波数の比は流入条件が変わってもほぼ一定である．

本研究は，ターボポンプの翼列における旋回キャビテーション流れからキャビテーションサージへの遷移過程を初めて明らかにしたものであり，困難な実験や高負荷の計算によってサージを再現しなくても予測できる手法を提示した点で，液体燃料ロケットエンジンなどの開発の高度化及び低コスト化に寄与できるものである。

付録 A

一般曲線座標における解析手法

ここでは，解析手法の一般曲線座標系における取り扱いについて述べる．

A.1 基礎方程式

デカルト座標 x_i での速度成分を u_i, 一般曲線座標 ξ^j での速度の反変成分を $U^j\,[=\beta^j_i u_i]$ とする ($\beta^j_i = \partial\xi^j/\partial x_i$)．また，座標変換のヤコビアンを $J\,(=|\partial x_i/\partial\xi^j|)$ で表す．よって，一般曲線座標における支配方程式はそれぞれ次のようになる．

液相の質量保存式

$$\frac{Df_l}{Dt} + f_l\Big[M^2\frac{Dp}{Dt} + \frac{1}{J}\frac{\partial(JU)^j}{\partial\xi^j}\Big] = 0 \tag{A.1}$$

運動方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{J}(JU)^j\frac{\partial u_i}{\partial\xi^j} = -\frac{1}{f_l}\frac{\partial\xi^k}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial\xi^k} + \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial\xi^k}\Big(J\beta^k_j\tau_{ij}\Big) \tag{A.2}$$

ここで，τ_{ij}（デカルト座標成分表示）は

$$\tau_{ij} = \frac{1}{Re}\Big(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \delta_{ij}\frac{1}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\Big) \tag{A.3}$$

である．

キャビテーションモデル

$$\frac{Df_l}{Dt} = \Big[C_g(1-f_l) + C_l f_l\Big](p - p_v) \tag{A.4}$$

$$\text{ただし，}\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U^j\frac{\partial}{\partial\xi^j}$$

本研究では，物理成分を格子中心に反変成分をスタガード位置に配置するコロケート格子を用いるため，次のように直角座標の速度成分は反変速度成分を格子中心に補間してから逆変換をすることにより求められる．

$$u_i = \frac{1}{J}\frac{\partial x_i}{\partial \xi^j}\overline{JU^j}^{\xi^j} \tag{A.5}$$

逆に，直角座標の速度成分から反変速度成分を求めることはせず，対流項と粘性項のみ直角座標で計算し，それを変換してから補間したものを反変速度の対流項と粘性項として与えた．したがって，反変速度の運動量保存式を記述すれば次のようになる．

$$\frac{\partial (JU)^j}{\partial t} = -\frac{1}{f_l}J\beta_i^j\beta_i^k\frac{\partial p}{\partial \xi^k} + \overline{\beta_i^j\left[-(JU)^k\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} + \frac{\partial}{\partial \xi^k}(J\beta_j^k\tau_{ij})\right]}^{\xi^j} \tag{A.6}$$

A.2 境界条件

ξ^k 方向の輸送速度を $\overline{U}^k$ とすると対流流出条件は次のようになる．

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{J}\overline{JU}^k\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} = \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial \xi^k}\left(J\beta_j^k\tau_{ij}\right) \tag{A.7}$$

よって，式 (A.2)，(A.7) より次式を得る．

$$\frac{1}{f_l}\frac{\partial \xi^k}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial \xi^k} = -\frac{1}{J}[(JU)^k - \overline{JU}^k]\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} \tag{A.8}$$

この逆行列を解けば，物理量定義点における $\partial p/\partial \xi^k$ が求められるが，今求めたいのは反変速度定義点である流出面（ξ 一定面）における $\partial p/\partial \xi^k$ である．反変速度に対する対流流出条件は，

$$\frac{\partial (JU)^j}{\partial t} = +\overline{\beta_i^j\left[-\overline{JU}^k\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} + \frac{\partial}{\partial \xi^k}(J\beta_j^k\tau_{ij})\right]}^{\xi^j} \tag{A.9}$$

となり，式 (A.6)，(A.9) より次式を得る．

$$\frac{1}{f_l}J\beta_i^j\beta_i^k\frac{\partial p}{\partial \xi^k} = -\overline{\beta_i^j\left[-(JU)^k\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} + \overline{JU}^k\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k}\right]}^{\xi_j} \tag{A.10}$$

これから境界における $\partial p/\partial \xi^k$ が求められるが，反変速度定義点では U^k が同一点上にないため連立方程式をうまくたてられない．したがって，容易に計算できるようにするには境界で格子の直交性を仮定することが適当であると考え，本研究では格子生成時に流入流出境界で格子が直交するように格子作成を行った．

したがって，流入流出境界における圧力を表せば次のようになる．

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\overline{U}\Big[\frac{\partial p}{\partial \xi}\Big]^I - \Big(\overline{U} \pm \frac{\beta^\xi_x}{M}\Big)\Big[\frac{\partial p}{\partial \xi}\Big]^C \tag{A.11}$$

音響項では，領域外へ流出する成分（流入境界では $-\xi$ 方向，流出境界では $+\xi$ 方向）は式 (A.11) を使って $[\partial p/\partial\xi]^C = \partial p/\partial\xi - [\partial p/\partial\xi]^I$ で評価すればよい．一方，領域外から流入する成分については無反射のためにゼロとおくが，流出境界側では十分遠方 L_∞ における圧力を基準圧 p_∞ として固定するために，圧力勾配項を残す．以上より，境界における圧力は，流入境界では

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\overline{U}\Big[\frac{\partial p}{\partial \xi}\Big]^I - \Big(\overline{U} - \frac{\beta^\xi_x}{M}\Big)\Big[\frac{\partial p}{\partial \xi}\Big]^C \tag{A.12}$$

流出境界では

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\overline{U}\Big[\frac{\partial p}{\partial \xi}\Big]^I - \Big(\overline{U} + \frac{\beta^\xi_x}{M}\Big)\Big[\frac{\partial p}{\partial \xi}\Big]^C \tag{A.13}$$

$$-\Big(\overline{U} - \frac{1}{M}\Big)\frac{p - p_\infty}{L_\infty} \tag{A.14}$$

と，時間進行計算において陽的に与えられる．以上の境界条件の計算では，全て計算領域内の差分ステンシルを使用する．

A.3　数値計算法

非定常流れの数値計算法は，コロケート格子による非圧縮流れ解法 [38] を基礎とする．式 (A.2) の対流項と粘性項（和を F_i で表す）には 2 次精度 Adams-Bashforth 法を適用する．部分段階速度は

$$\widetilde{u}_i = u_i^{(n)} - \frac{\Delta t}{2}\left[3F_i^{(n)} - F_i^{(n-1)}\right] \tag{A.15}$$

となる．n は時間ステップ数，Δt は時間刻みである．対流項には修正上流差分法 [30]

$$U^k\frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} \simeq \frac{1}{J}\Big[\,\overline{(JU)^k\delta_k u_i}^{\,k} + \frac{1}{4}|(JU)^k|\delta'^4_k u_i\,\Big] \tag{A.16}$$

を用いる．δ_k と $\overline{}^k$ はそれぞれ ξ^k 方向の中心差分と対称な補間であり，$\pm1/2, \pm3/2, \cdots$ のステンシルを用いる．δ'^4_k はステンシル $\pm1, \pm2, \cdots$ の差分である．式 (A.16) は，一般曲線座標系で適切な 4 次精度中心差分 [38] に 4 階数値粘性を加えたもので，3 次精度上流差分となる．粘性項は 4 次中心差分法で近似される．

後述のように圧力を求めてから，$\widetilde{u}_i$ にその勾配を追加して（これ以降は δ_k は 2 次精度中心差分）

$$u_i^{(n+1)} = \widetilde{u}_i - \Delta t \frac{\beta_i^k}{f_l^{(n)}} \delta_k p^{(n+1)} \tag{A.17}$$

で時間進行が完了する．

式 (A.17) を式 (A.1) に代入して導かれる圧力方程式は，時間差分を 3 ステップ法，空間差分を 2 次精度中心差分とおくことにより，次のように離散化される．

$$\begin{aligned}\frac{Df_L}{Dt} &+ f_L{}^{(n)}\Big\{M^2\Big(\frac{3p^{(n+1)} - 4p^{(n)} + p^{(n-1)}}{2\Delta t} + U^{k(n)}\delta_k p^{(n+1)}\Big)\\ &+ \frac{1}{J}\delta_k \widetilde{JU}^k - \frac{\Delta t}{J}\delta_k\Big(\frac{J\beta_j^k\beta_j^l}{f_L{}^{(n)}}\delta_l p^{(n+1)}\Big)\Big\} = 0\end{aligned} \tag{A.18}$$

ただし $\widetilde{JU}^k$ は式 (A.15) の部分段階速度から変換されたものである．上式は緩和法によって収束計算される．

液相体積率 f_l に関する時間進行は 2 段階で半陰的に行われる．あらかじめ

$$f_l^P = f_l^{(n)} + \Delta t\{C_g(1-f_l) + C_l f_l\}^{(n)}(p^{(n)} - p_v) \tag{A.19}$$

で陽的に予測しておく．$f_l^P < 1$（かつ，$f_l^{(n)} < 1$ のときには時間外挿 $f_l^{P'} = 3f_l^{(n)} - 3f_l^{(n-1)} + f_l^{(n-2)}$ に対しても $f_l^{P'} < 1$）でキャビティがあると予測されたら，式 (A.18) の結果を用いて式 (A.4) 右辺から

$$f_l^* = f_l^{(n)} + \Delta t\{C_g(1-f_l) + C_l f_l\}^{(n)}(p^{(n+1)} - p_v) \tag{A.20}$$

とおく．$f_l^P \geq 1$ ならば $f_l^* = 1$ とする．次に

$$f_l^{(n+1)} = f_l^* - \Delta t U^{k(n+1)}\delta_k f_l^* \tag{A.21}$$

で対流の寄与が加えられる．

以上の手続きにより，新たな時間ステップでの流れ場 $p^{(n+1)}, u_i^{(n+1)}$ および $f_l^{(n+1)}$ が得られ，これを繰り返すことによって非定常流れが計算される．

付録 B

Baldwin-Lomax model

運動方程式（式 2.4）の中のレイノルズ数 Re_T（$= \rho_l C u_\infty / \mu_T$）の渦粘性係数 μ_T を計算するため，単相流れにおける Baldwin-Lomax model[25] が使用された．このモデルは，レイノルズ平均流れ場の情報だけを用いて μ_T を計算する 0 方程式モデルであり，小さな流体塊がその運動量を保持したまま移動できる距離を意味する混合長 l_{mix} を用いて表される（混合長モデル）．

渦粘性係数 μ_T は内層における渦粘性係数 μ_{T_i} と外層における渦粘性係数 μ_{T_o} に分けて表現される．

$$\mu_T = \begin{cases} \mu_{T_i}, & y \le y_m \\ \mu_{T_o}, & y > y_m \end{cases} \tag{B.1}$$

ここで，y_m は $\mu_{T_i} = \mu_{T_o}$ になる y の最小値である．μ_{T_i} と μ_{T_o} は以下のように定義される．

内層：

$$\mu_{T_i} = \rho l_{mix}^2 |\omega| \tag{B.2}$$

$$l_{mix} = \kappa y \left[1 - e^{-y^+/A_o^+} \right] \tag{B.3}$$

外層：

$$\mu_{T_o} = \rho \alpha C_{cp} F_{wake} F_{Kleb} (y; y_{max}/C_{Kleb}) \tag{B.4}$$

$$F_{wake} = \min \left[y_{max} F_{max}; C_{wk} y_{max} U_{dif}^2 / F_{max} \right] \tag{B.5}$$

$$F_{max} = \frac{1}{\kappa} \left[\max \left(l_{mix} |\omega| \right) \right] \tag{B.6}$$

ここで，$|\omega|$ は渦度の大きさ

$$|\omega| = |\partial v/\partial x - \partial u/\partial y| \tag{B.7}$$

であり，y^+ は壁座標である．また，F_{kleb} は Klebanoff の intermittency 関数

$$F_{kleb}(y;\delta) = \left[1 + 5.5\left(\frac{y}{\delta}\right)^6\right]^{-1} \tag{B.8}$$

の境界層厚さ δ を y_{max}/C_{Kleb} に差し替えた関数であり，y_{max} は $l^2_{mix}|\omega|$ が最大値になる y である．U_{dif} は境界層における u の最大値であり，自由せん断層においては，$y = y_{max}$ での u と自由せん断層内の最大速度との差である．モデル定数は以下のようである．

モデル定数：

$$\left.\begin{array}{lll} \kappa = 0.40, & \alpha = 0.0168, & A_o^+ = 26 \\ C_{cp} = 1.6, & C_{Kleb} = 0.3, & C_{wk} = 1 \end{array}\right\} \tag{B.9}$$

付録 C

Clark-Y 11.7%翼形状

Table. C1: Clark-Y 11.7% hydrofoil profile

x	0	1.25	2.5	5	7.5	10	15	20	30
Y_o	3.5	5.45	6.5	7.9	8.85	9.6	10.69	11.36	11.7
Y_u	3.5	1.93	1.47	0.93	0.63	0.42	0.15	0.03	0

x	40	50	60	70	80	90	95	100
Y_o	11.4	10.52	9.15	7.35	5.22	2.8	1.49	0.12
Y_u	0	0	0	0	0	0	0	0

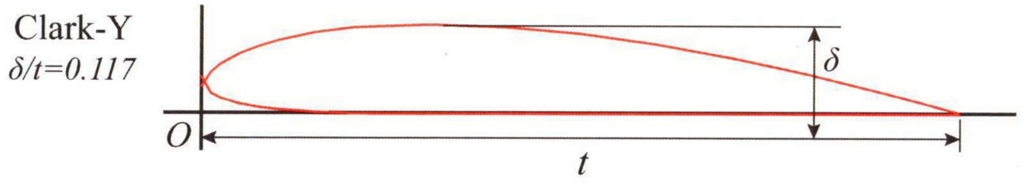


Fig. C1: Clark-Y 11.7% hydrofoil

参考文献

[1] 山崎卓爾，キャビテーション工学，(1978). p. 16-17，日刊工業新聞社.

[2] 大場利三郎，“キャビテーションの研究の展望”，日本機械学会論文集B編，Vol. 63, No. 611 (1997)，pp. 2264-2268.

[3] 加藤洋治（編著），新版キャビテーション，(1999)，p. 5，槇書店.

[4] Brennen, C. E. (著)，辻本良信 (訳)，ポンプの流体力学，(1998)，大阪大学出版会.

[5] 辻村学，“キャビテーションの半導体精密洗浄への応用”，噴流工学，Vol. 14，No. 2, (1997)，pp. 21-25.

[6] 掛川晃彦，横山裕，渡辺貴之，川村隆文，前田正二，山口一，阿久津好明，影本浩，“キャビテーション・ジェットによる有機化合物の分解に関する基礎研究”，日本機械学会年次大会講演論文集，No. 3，(2002)，pp. 261-262.

[7] 梅村晋一郎，川畑健一，弓田長彦，西垣隆一郎，梅村甲子郎, “超音波による音響化学活性物質の局所活性化とがん治療への応用”，応用物理，Vol. 62，No. 3，(1993)，pp. 269-272.

[8] 宇宙開発委員会技術評価部会，H-Ⅱロケット8号機打上げ失敗の原因究明及び今後の対策について，(2000)，文部科学省.

[9] Brennen, C. E. and Acosta, A. J., “The Dynamic Transfer Function for a Cavitating Inducer”, *Transaction of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 98, No. 2, (1976), pp. 182-191.

[10] 辻本良信，上條謙二郎, 吉田義樹，“インデューサの旋回キャビテーションの解析”，日本機械学会論文集B編，Vol. 58，No. 551，(1992)，pp. 2052-2059.

[11] Tsujimoto, Y., Kamijo, K. and Brennen, C. E., "Unified Treatment of Flow Instabilities of Turbomachines", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 3, (2001), pp. 636-643.

[12] Watanabe, S., Sato, K., Tsujimoto, Y. and Kamijo, K., "Analysis of Rotating Cavitation in a Finite Pitch Cascade Using a Closed Cavity Model and a Singularity Method", *Transaction of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 121, No. 4, (1999), pp. 834-840.

[13] Kinnas, S. A. and Fine, N. E., "A Numerical Nonlinear Analysis of the Flow Around 2-D and 3-D Partially Cavitating Hydrofoils", *Transaction of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 254, (1993), pp. 151-181.

[14] 梅田直哉，安東潤，中武一明，"簡便なパネル法による２次元部分キャビテーションの計算"，キャビテーションに関するシンポジウム（第９回），(1997)，pp. 143-146.

[15] 日本混相流学会 編，混相流用語辞典，(1996)，コロナ社.

[16] 日本ターボ機械協会，CFD によるターボ機械のキャビテーション予測方法の高度化プロジェクト最終成果報告書，(2011)，pp. 168-169.

[17] Kamijo, K., Shimura, T. and Watanabe, M., "A Visual Observation of Cavitating Inducer Instability", *Technical Report of National Aerospace Laboratory*, (1980), TR-598T.

[18] 渡邊光男，長谷川敏，島垣満，橋本知之，中村憲明，永浦克司，吉田義樹，"キャビテーション現象の可視観察"，宇宙航空研究開発機構研究開発報告，(2007)，JAXA-RR-06-035.

[19] 吉田義樹，"ターボ機械における対称性の破れ"，機械の研究，Vol. 56，No. 7，(2004)，pp. 764-772.

[20] 渡辺聡，横田和彦，辻本良信，"インデューサの旋回キャビテーションの三次元解析：第１報，有限スパン翼列モデルを用いた線形解析"，日本機械学会論文集Ｂ編，Vol. 61，No. 591，(1995)，pp. 3900-3907.

[21] 沖田浩平，"数値シミュレーションによる非定常キャビテーション流れの解析に関する研究"，大阪大学博士論文，(2001).

[22] 沖田浩平，梶島岳夫，“翼まわりの非定常キャビテーション流れの数値シミュレーション”，日本機械学会論文集B編，Vol. 61，No. 591，(2002)，pp. 3900-3907.

[23] 稲垣昌英，安倍賢一，近藤継男，“弱い圧縮性を考慮したウィンドスロップ現象の数値解析”，第11回数値流体力学シンポジウム講演論文集，(1997)，pp. 111-112.

[24] 稲垣昌英，村田收，安倍賢一，近藤継男，“低マッハ数流れにおける流体共鳴音の数値解析法”，日本機械学会論文集B編，Vol. 66，No. 649，(2000)，pp. 2274-2281.

[25] Baldwin, B. S. and Lomax H., “Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows”, *AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting*, Paper 78-257, (1978).

[26] Okita, K., and Kajishima T., “Numerical Investigation of Unsteady Cavitating Flow Around a Rectangular Prism”, *Proceedings of the 4th JSME-KSME Thermal Engieering Conference*, Vol. 2, (2000), pp. 571-576.

[27] Chen, Y. and S. D. Heister, “Two-phase modeling of cavitated flows”, *Computers & Fluids*, Vol. 24, No. 7 (1995), pp. 799-809.

[28] 宮内敏雄，店橋護，鈴木基啓，“DNSのための流入・流出条件”，日本機械学会論文集B編，Vol. 60，No. 571，(1994)，pp. 813-821.

[29] 梶島岳夫，乱流の数値シミュレーション，(1997)，養賢堂.

[30] 梶島岳夫，“非圧縮流れのための上流補間法”，日本機械学会論文集B編，Vol. 60，No. 578，(1994)，pp. 3319-3326.

[31] Leonard, B. P., “A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation”, *Computer Method in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 19, (1979), pp. 59-98.

[32] 沼地福三郎，角田賢治，千田一郎，“既存翼型6個のキャビテーション性能”，日本機械学会論文集B編，Vol. 17，No. 60，(1951)，pp. 1-5.

[33] 上條謙二郎，吉田稲，“LE-7液酸ポンプインデューサの試作研究”，日本機械学会論文集B編，Vol. 57，No. 544，(1991)，pp. 4023-4028.

[34] Iga, Y., Nohmi, M., Goto, A. and Ikohagi, T., "Numerical analysis of cavitation instabilities arising in the threeblade cascade", *Transaction of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 126, No. 3, (2004), pp. 419-429.

[35] Fortes-Patella, R., Coutier-Delgosha, O., Perrin, J. and Reboud, J.L., "Numerical model to predict unsteady cavitating flow behavior in inducer blade cascades", *Transaction of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 2, (2007), pp. 128-135.

[36] Iga, Y., Nishitanaka, H., and Yoshida, Y., "Numerical Analysis of Influence of Pipe Length on Cavitation Surge", *Proceedings of the 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference*, (2011), pp. 571-576.

[37] Hashimoto, T., Yoshida, M., Watanabe, M., Kamijo,. K . and Tsujimoto, Y., "Experimental Study on Rotating Cavitation of Rocket Propellant Pump", *Journal of Propulsion and Power*, Ser. B, Vol. 12, No. 4 (1997), pp. 488-494.

[38] 梶島岳夫，太田貴士，岡崎和彦，三宅裕，"コロケート格子による非圧縮流れの高次差分解析"，日本機械学会論文集 B 編，Vol. 63，No. 614，(1997)，pp. 3247-3254.

関連発表文献

論文（邦文）

1. “二次元直線翼列において旋回する部分キャビテーションの一般性”
   梶島岳夫，安炳辰，岡林希依，太田貴士，
   日本機械学会論文集 B 編，Vol. 75，No. 756，(2009-8)，pp. 66-73.

論文（英文）

1. “Transition from Rotating Cavitation to Cavitation Surge in a Two-Dimensional Cascade”
   An, B. and Kajishima, T.,
   Journal of Fluid Science and Technology，掲載予定（No. 12-0402）

講演論文（国際会議）

1. “Generality of Rotating Partial Cavitation in Two-Dimensional Cascade”
   An, B., Kajishima, T. and Okabayashi, K.,
   Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation (CAV2009)，Michigan, USA，USB media No. 90，(2009-8).

2. “Influence of Flow Rate Fluctuation on the Rotating Cavitation Flows through Two-Dimensional Cascade”
   An, B., Okabayashi, K. and Kajishima, T.,
   Proceedings of 2010 International Conference on Pumps and Fans (ICPF2010)，Hangzhou, China，CD-ROM No. 17，(2010-10).

3. “Discussion of the Influence of Turbulence Models on Unsteady Cavitation Flows”
An, B. and Kajishima, T.,
Proceedings of WIMRC the 3nd International Cavitation Forum 2011, Warwick, England, USB media No. IIA-1, (2011-7).

4. “A Prediction Method of Cavitation Surge by Response Analysis of Flow Rate Fluctuation in a Two-Dimensional Cascade”
An, B. and Kajishima, T.,
Proceedings of the 8th JSME-KSME Thermal and Fluids Engineering Conference (TFEC7), Incheon, Korea, USB media No. GSF26-015 (2012-3).

5. “Numerical Analysis of Cavitating Flow Field with Flow Rate Fluctuation Model in a Two-Dimensional Cascade”
An, B. and Kajishima, T.,
Proceedings of the 8th International Symposium on Cavitation (CAV2012), Singapore, USB media No. 257, (2012-8), pp. 965-970.

講演論文（国内学会）

1. “二次元翼列におけるキャビテーション不安定流れの解析”
安炳辰，梶島岳夫，岡林希依，太田貴士，
日本流体力学会年会 2008 講演論文集，神戸，(2008-9)，pp. 139.

2. “二次元翼列のキャビテーション流れに対する流量変動の影響”
安炳辰，岡林希依，梶島岳夫，
第 87 期日本機械学会流体工学部門講演会 講演論文集，名古屋，No. 09-8，(2009-11)，pp. 371-372.

3. “二次元翼列における流量変動に対する旋回キャビテーション流れ場の応答特性”
安炳辰，岡林希依，梶島岳夫，
日本混相流学会年会講演会 2010 講演論文集，浜松，(2010-7)，pp. 416-417.

4. “二次元翼列における流量変動に対する応答解析によるキャビテーションサージ発生予測法の検討”
安炳辰，岡林希依，梶島岳夫，
第 15 回キャビテーションに関するシンポジウム 講演論文集，大阪，CD-ROM No. OS2-5，(2010-11).

5. “二次元翼列における流量変動モデルを用いたキャビテーションサージの数値解析”
安炳辰，梶島岳夫，
第 16 回キャビテーションに関するシンポジウム 講演論文集，金沢，USB media No. S1-10，(2012-11),

謝辞

本研究は，著者が大阪大学大学院 工学研究科 機械工学専攻 マイクロ機械科学部門 流体物理学領域に在学中，梶島 岳夫 教授の御指導のもとで行ったものであります．梶島 岳夫 教授には，2005 年度に著者が交換留学生として来日してから本論文を仕上げる現在に至るまで，専攻分野の知識だけではなく，人格的にも多くのことを学ばさせて頂きました．また，多方面で不足な著者を信頼し導いて頂いたのは大きな励ましになり，研究を続けることが出来ました．この場を借りて梶島 岳夫 教授に心より感謝を申し上げ，尊敬の意を表します．

また，大阪大学大学院 工学研究科 機械工学専攻 田中 敏嗣 教授，矢野 猛 教授には，御多忙の中，副査をお引き受け頂き，本論文に対する丁寧な御校閲及び的確な御指摘を頂きました．改めて心より御礼申し上げます．

大阪大学大学院 工学研究科 機械工学専攻 竹内 伸太郎 准教授，大森 健史 博士には，御助言を頂くだけでなく，研究に向き合う姿勢と熱意を学ばさせて頂きました．両者のさらなる研究の進展を期待しながら，ここに心より御礼申し上げます．

福井大学大学院 工学研究科 機械工学専攻 太田 貴士 博士には，日本留学生活の前半期，丁寧な御指導と御助言を頂きました．研究の遂行において貴重なものになりました．心より御礼申し上げます．

著者の恩師でありながら日本留学の大先輩である韓国国立昌原大学校 機械工学科 申 柄録 教授には，長い間お世話になっており，留学生活の全般に渡り多数の御助言と暖かい励ましの御言葉を頂きました．この場を借りて，心より感謝と尊敬の意を表します．

東北大学 流体科学研究所 伊賀 准教授，青山学院大学 理工学部 機械創造工学科 姜 東赫 博士には，本研究に関する多数の有益な御助言を頂きました．両者との御討論は本研究の遂行において有益なものでした．心より御礼申し上げます．

水力実験室の多くの方々から，多大な御支援及び御協力を頂き，誠にありがとうございます．中でも宇宙航空研究開発機構 岡林 希依 博士から多大な御協力を頂きました．また，

研究に関する数多くの議論を通して多くのことを学びました．改めて御礼申し上げます．西島製作所のDaniel Fuentes del Rio博士及び博士前期課程 伊藤 あずさ 氏には，国際論文の校訂に御手数をお掛けしました．心より御礼申し上げます．研究室生活全般に種々のご便宜をくださいました元技術専門職員 北田 義一 氏に，この場を借りて深謝の意を表します．本論文の校訂に多大な御協力をして頂いた博士後期課程 宮内 優 氏に心より御礼申し上げます．また，同じ留学生として研究室生活を共にした博士後期課程 韓 昌和 氏に感謝します．

留学生活にあたり，忘れない思い出を共有したBae Woori氏，Ham Hyunju博士，Jo Ikkyun氏，Jung Kwangwon氏，Lee Bongyeon博士，Lee Donghun博士，Lee Hoon氏，Lee Hyojoon氏，Oh Kyounggun氏，Park Chanyong氏，Park Dahl氏，Park Dohyun博士，Park Jooshin博士，Park Jungmin氏，Park Sangin氏，Park Yongchan博士，Ryan・Ling御夫婦，Shin Hyeoncheol氏, Yi Hyejin氏，Yoon Seoksang博士，Yun Joonggeon氏各位に深く感謝致します．

ホストファミリー 栄 隆志・留美子 御夫婦，田中 修子 氏には，日本に関する数多くの有益なことを教えて頂き，長い間お世話になりました．心より感謝致します．

日本留学生活の期間，千里ニュータウンバプテスト教会の皆様のお祈りのお陰様で，私の信仰が守られ深くなることが出来ました．中でも家族のように過ごした韓国人グループのBack Inchuel, Chang Jinhyon, Choi Jaeil, Hah Junghwan, Jeon Hyeongu, Kim Chanho, Kim Dongju, Kim Jongpil， Kim Sungdeok, Kim Wonjoon, Lee Jaehong, Mok Jongkyun, Moriguchi Gina, Park Hojin, Shim Mihye, Ueno Namkyung皆様と御家族に改めて心より感謝致します．

本研究の遂行にあたり，文部科学省より国費留学生として採用され，経済的に支えて頂きました．改めて関係各位に謝意を表します．

最後に，現在まで無条件の愛で私を支えてくれた家族と，いつもそばで応援してくれた妻Hyeeunに感謝と愛の心を伝え，本論文の締めくくりと致します．

（主は私の羊飼い．私は乏しいことがありません．詩篇23：1）

2013年1月

安 炳辰