

博士課程学位論文

両吸込み渦巻ポンプのキャビテーションと
振動に関する研究

2011年9月

佐藤 利行

目次

第一章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	従来の知見と研究	2
1.2.1	ポンプにおけるキャビテーションの概要	2
1.2.2	キャビテーション流れ解析に関する研究	5
1.3	研究目的	9
1.3.1	研究目的	9
1.3.2	研究対象	9
第二章	数値解析手法	12
2.1	乱流モデル	12
2.1.1	$k-\varepsilon$	14
2.1.1	SST (Shear Stress Transport)	16
2.1.3	LES (Large Eddy Simulation)	18
2.2	キャビテーション数学モデル	20
2.2.1	体積分率	22
2.2.2	Rayleigh-Plesset モデル	22
2.3	基本方程式	23
2.4	Clark-Y 翼周りのキャビテーション解析	25
2.4.1	解析対象と目的	25
2.4.2	解析範囲と格子	26
2.4.3	解析条件	28
2.4.4	境界条件	28
2.4.5	検討項目	29
2.4.6	CFD コードの選定	31
2.4.7	格子数による比較	35
2.4.8	乱流モデルによる比較	39
2.4.9	周波数特性の検討	46
2.5	まとめ	49
第三章	両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象	50
3.1	対象ポンプ概要と解析形状	50
3.2	実験装置および方法	53
3.3	解析条件	55

3.4	バッフルからの渦キャビテーションの発生と振動	58
3.4.1	設計流量におけるキャビテーション	59
3.4.2	高流量域でのキャビテーション	68
3.5	羽根車入口付近の逆流渦キャビテーション	73
3.6	負圧面上のシートキャビテーション	79
3.7	キャビテーション発生の不均衡性	82
3.8	まとめ	87
第四章	キャビテーションサージ	88
4.1	キャビテーションサージのサージング周波数	88
4.1.1	キャビティ体積の算出方法	88
4.1.2	流量と圧力とキャビティ体積の振動波形	89
4.2	渦キャビテーション発生時のサージング周波数	92
4.3	逆流渦キャビテーションおよび シートキャビテーションのサージング周波数	95
4.4	まとめ	97
第五章	結論	98
5.1	Clark-Y型翼周りのキャビテーション解析	98
5.2	両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション	99
5.3	キャビテーションサージの特性	100
	参考文献	101
	謝辞	106

第一章

序論

1.1 研究背景

ターボポンプは、内部を流れる作動流体にエネルギーを与える流体機械であり、様々な用途において幅広く活用される汎用機器である。工学の分野において長い歴史を持つターボポンプであるが、近年の技術の進歩は著しく、振動・騒音問題や新たな使用環境に対応するため、更なる研究・開発が進められている。しかしながら、元来からある複雑な機構に加えて更なる性能向上の追及の結果、古典的な形状でありながら現在も深刻化する問題をいくつも抱えている。例えば、キャビテーションや不安定特性は、ポンプ全体もしくは装置全体の破損につながる致命的なものである。これらの現象の解明を目指して以前より実験的手法を主とした研究が活発に行われてきたが、近年のコンピュータの高性能化・低価格化に伴い汎用数値流体解析コードの多様化も目覚しく発展しており、これらポンプが抱えている諸問題に対し新たな知見の提供を可能としている。

キャビテーションは、高速で流れる液体中の圧力の低い部分が飽和蒸気圧まで低下して気泡が生まれ、成長した圧力の回復に伴って短時間につぶれて消滅する現象である。この現象は流体を扱う機械にとって非常に厄介な現象であり、ポンプをはじめとするターボ機械の小型高速化に対する最大の障害となっている。工学的な立場からは、キャビテーション流れの構造や不安定現象の解明が重要であり、多くの知見が蓄積されてきているもののその詳細については、まだ未解明の部分が残されている。そのため、ターボポンプを扱うにあたってはキャビテーション現象を回避した運転環境下での使用を余儀なくされているのが現状である。このような課題に応えるために20年ほど前から、実験では得ることが困難なキャビテーション流れを数値解析により取得しようとする試みが始められている。

1.2 従来の知見と研究

1.2.1 ポンプにおけるキャビテーションの概要

液体の静圧が飽和蒸気圧近くまで低下すると、液体中には気化により多数の気泡が発生する。このような流動に伴う液体の気化現象をキャビテーションと言う。ポンプ内部に発生するキャビテーションはその作動環境に応じて渦キャビテーション、シートキャビテーションなど数種類に分類されるが、基本的な現象は上記の通りである。キャビテーションを支配する流れの主要パラメータは、式 (1.1) に示す様に一様流の静圧と飽和蒸気圧との差 $p_\infty - p_v$ および一様流の流速 U_∞ で、これらのパラメータからなる式 (1.2) の無次元量 σ をキャビテーション係数といい、これを用いて翼のキャビテーション性能を比較することができる。

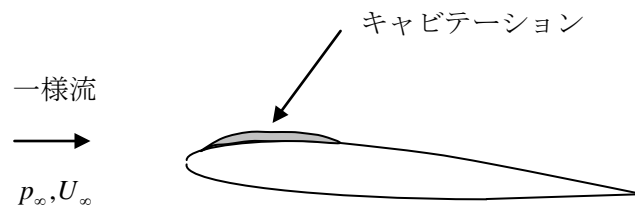


Fig.1.1 Cavitation around a blade

$$p = p_\infty - \frac{1}{2} \rho (u^2 - U_\infty^2) \quad (1-1)$$

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (1-2)$$

ポンプでは低い吸込圧での運転時、定格よりも大きな流量で使用すると、キャビテーションが発生する。Fig.1-2 はポンプの吸込側から吐出までの静圧変化を模式的にしめたものである。吸込側管路の静圧は羽根車入口付近でもっとも低くなり、式 (1-3) のように表すことができ、この圧力が低くなることでキャビテーションが発生する。この圧力差のヘッド表示を有効吸込ヘッド NPSH (Net positive Suction head) と言い、これによってポンプの吸込性能が評価される。

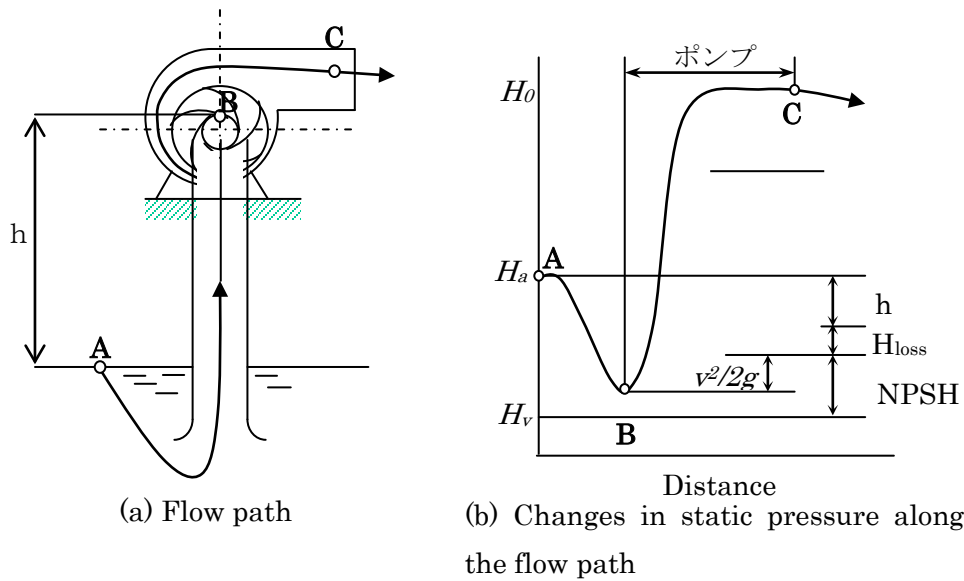


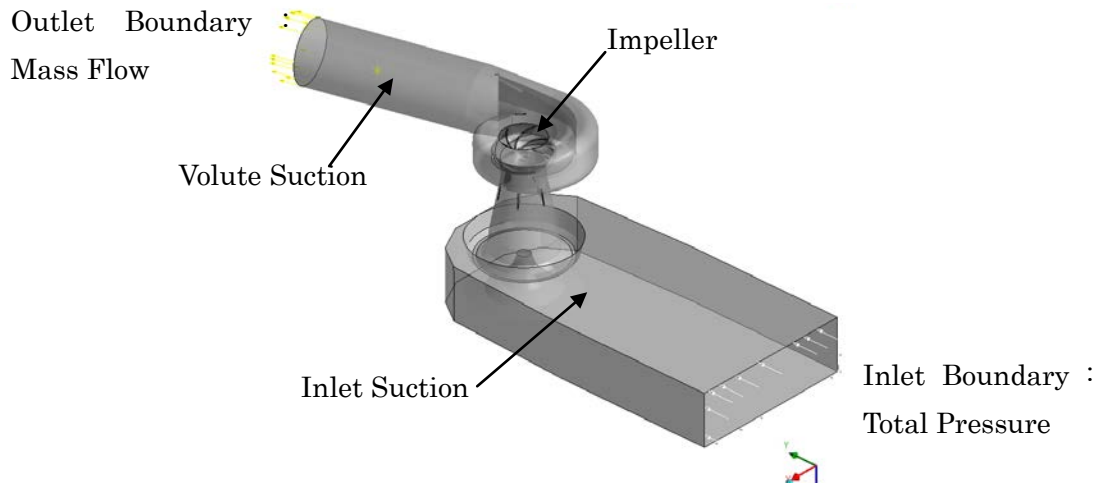
Fig.1.2 Pressure changes and NPSH during pump operation

$$NPSH = H + \frac{1}{2g}v^2 - h_v \quad (1-3)$$

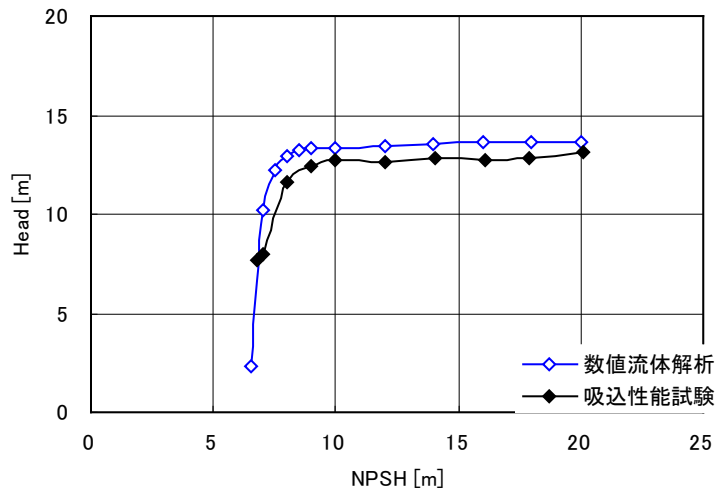
ここで、

$$H = H_a - h - \frac{1}{2g}v_2^2 - h_{loss} \quad (1-4)$$

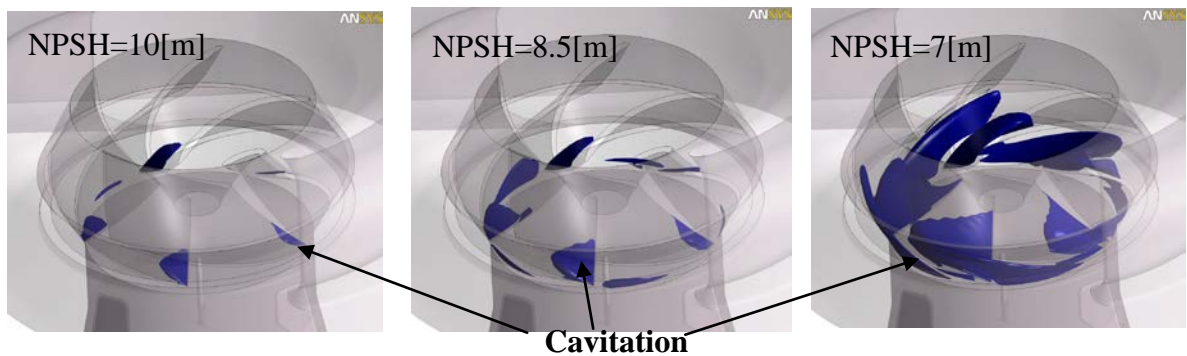
ポンプの性能試験の一つに吸込性能試験がある。これはポンプの回転速度と流量を一定とし、NPSHを小さくしたとき、いつキャビテーションが発生し、ポンプの全揚程、効率および軸動力などがどのように変化するかを調べるものであり、これからポンプのキャビテーション初生点や性能変化の開始点がわかる。キャビテーションの初生点は計測上識別が難しく性能もほとんど変化しないため、現状はポンプの揚程低下点（通常、正常運転時の3%低下点）を用いることが多い。一方、キャビテーションの初生については先述のように測定上認識困難であるため、数値流体解析によって初生点を調べる方法⁽¹⁾もとられている。Fig.1-3は斜流ポンプにキャビテーション解析を適用し吸込み性能を予測した例である。



(a) Flow Channel Geometry and Boundary condition using cavitaion analysis



(b) Analysis Result and Experiment result



(c) Status of Cavitation occurrence (CFD results)

Fig.1-3 Cavitation prediction analysis for Mixed Pump

1.2.2 キャビテーション流れ解析に関する研究

水力機械を扱うメーカーにとって、キャビテーションによる諸問題は技術的に大きな障害となっている。流体機械中に発生したキャビテーションは、ポンプの性能低下、振動・騒音の発生、キャビテーション壊食の原因となり、流体機械の信頼性を著しく低下させる。このためキャビテーションの発生や、流体機械の性能に対する影響を予測することは極めて重要であり、従来から実験的研究のみならずCFD (Computational Fluid Dynamics) を用いての研究も行われている。数値解析によるキャビテーションのモデル化は、1980年代後半に巨視的な単層流れを記述するNS方程式をベースにいくつか提案されている。

現在提案されている数学モデルは気泡モデル⁽²⁾⁽³⁾と均質媒体モデル⁽⁴⁾の2種に大別される。前者はキャビティ内の多重スケール構造を反映させてミクロな気泡粒子群で近似する手法で、古くは1960年代にJohnsonら⁽⁵⁾は、ポテンシャル流れ場中の気泡核の追跡とその体積変化を連成させ、初期気泡径と初生位置の関係を数値的に解明している。その後、1980年代後半にこの考え大幅に発展させたKubotaら⁽⁶⁾の本格的なキャビテーション流れ解析が提唱された。一方、後者は格子スケール以下の構造を平均化して気液二相からなる混合密度で擬似単相化手法である。キャビティ内を死水モデルで近似し、キャビティ内圧を一定と仮定する自由流線理論に基づくポテンシャル解析の取り扱いは、1950年ごろから数多く行われてきており、特にスーパーキャビテーション流れに対してはかなり良い近似として多くの優れた成果を挙げてきている。均質媒体モデルの発想はこの考え方の帰着であると考えられる。すなわち、キャビティ表面は自由流面としてではなく密度の跳びが大きい物質界面として、またキャビティ内は単なる空洞状態ではなく気液混合の状態として考えることにより、より実在的なキャビティの巨視的な扱いになると考えられる。この考え方を発展させたのが90年代に提唱されたバロトロピー性を仮定した媒体モデルである。

どちらのモデルも近似モデルである以上、その有効性の検証が重要となってきた。これらのモデルは基本的なキャビテーション流れに適用されることが多くFig. 1-4は井小萩ら⁽⁷⁾による平板翼列周りの非定常キャビテーション結果の一例で、典型的なリエントラントジェットに起因するキャビティのBreak-off現象を見ることができる。ポンプの運転範囲はキャビテーション性能により左右されることがある。低流量域での運転では、キャビテーションの発生に伴いポンプの性能低下が発生し、このような条件下では、「旋回チョーク」、「チョークトサージ」などの不安定現象も併発することがあり。実験や三次元CFD解析を用いた流れ場解析により、発生メカニズム解明といった多くの研究が行われている。Fig. 1-5は辻本ら⁽⁸⁾による旋回キャビテーションの発生を解析した例である。またキャビテーション発生に伴い羽根車やケーシングで引き起こされるキャビテーション損傷に関する研究⁽⁹⁾は、これまで実験的アプローチにより発生部位および規模の評価方法や予測方法が報告されてきた。キャビテーションのCFD解析技術の向上が著しい今日においては、CFD解析結果よりこれらの予測を行う方法の確立もなされてきた。Fig.1-6にキャビテーション解析による壊食予測結果の一例を示す。これらの研究に関する調査研究の成果をまとめたものと

して、「TSJG001 ポンプのキャビテーション損傷の予測の評価」が発刊されており、国内外のキャビテーション損傷に関する評価指針として、ポンプ設計に際し実用的に参照できる最新の指針と考えられている。（東京工業高等専門学校 機械工学科 齊藤 純夫，日本機械学会 講演会教材 水力機械に発生する非正常現象 ‘ポンプのキャビテーション損傷’（2009.10.30）より）

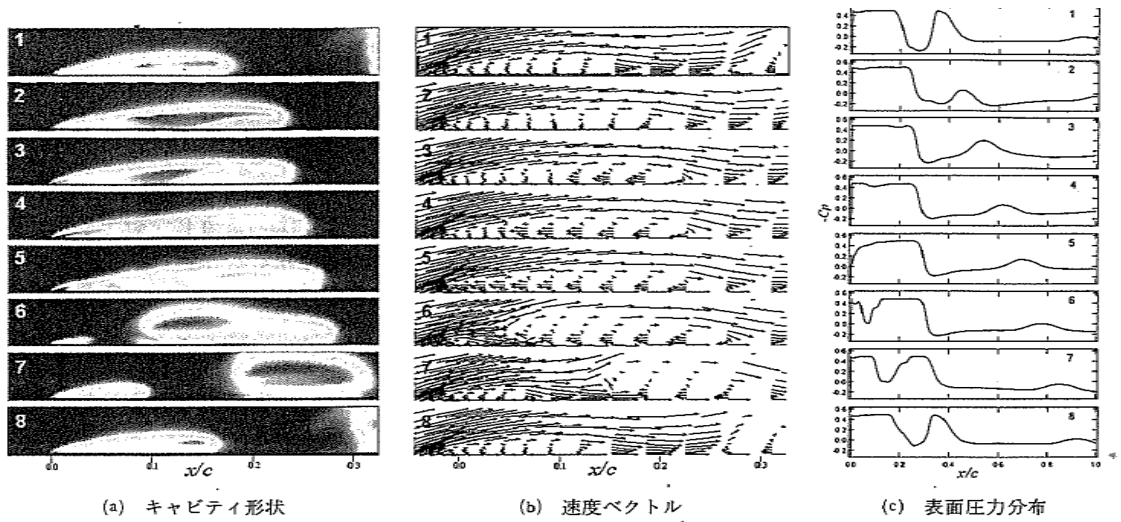


Fig 1-4 Cavity Break-off phenomenon of Plate cascade

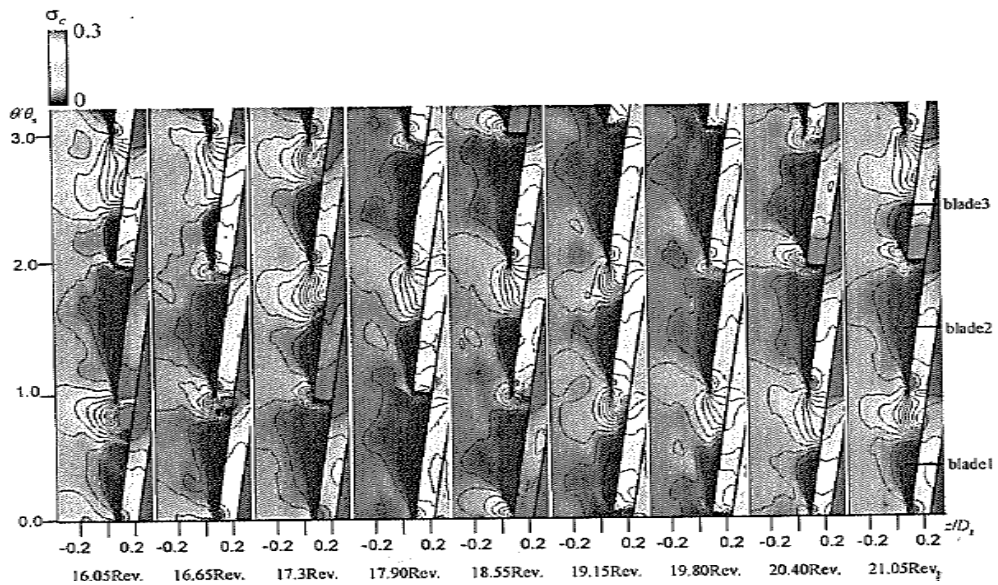


Fig 1-5 Pressure distribution at rotating cavitation

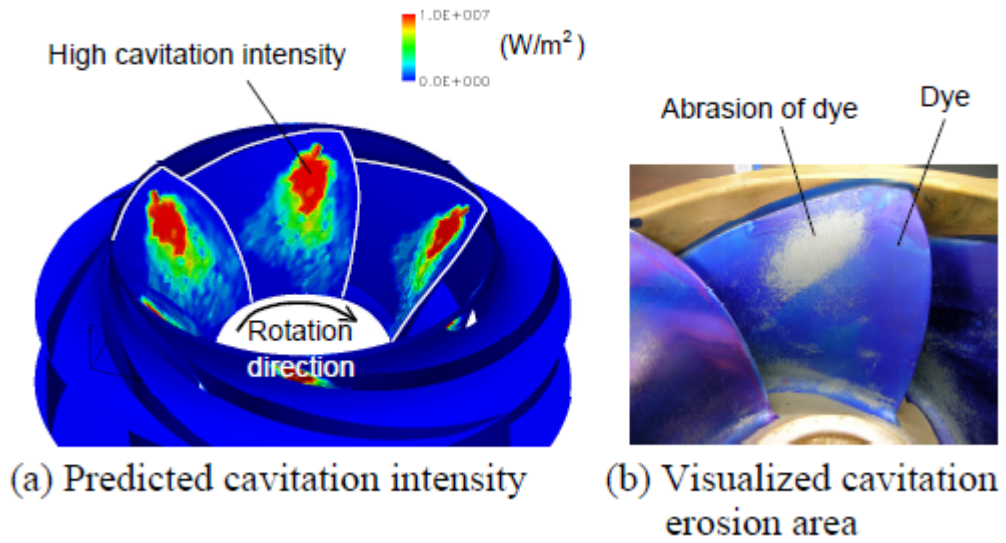


Fig 1-6 Predicted area of high cavitation intensity and experimental area of actual cavitation erosion

(The 11th of International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery February 26 - March 02, 2006, Honolulu, Hawaii)

一方, 汎用流体解析コードの殆どはキャビテーションモデルを搭載しており、これを使用してターボ機械の開発・設計を実施しているのが現状である。そのため, 各ソフトベンダで同一モデルを用いてキャビテーション解析しそれを評価した結果が報告⁽⁹⁾されている。Fig1-7~Fig1-9 にベンチマークに使用した機器およびその結果の一部を示す。

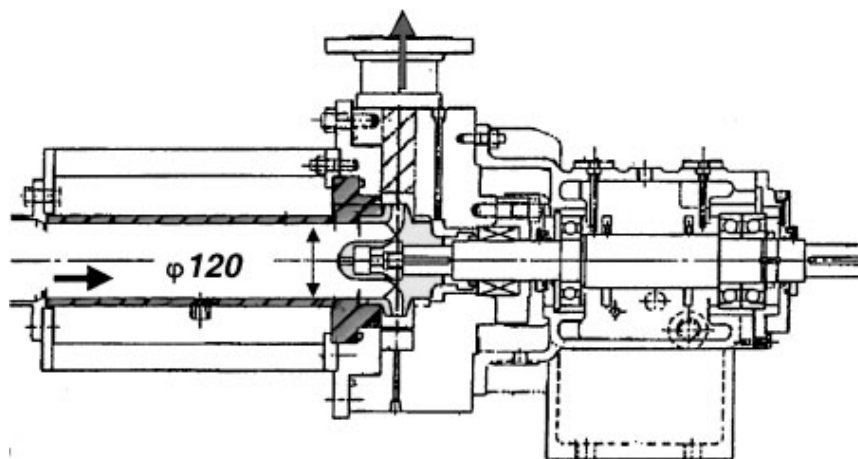


Fig 1-7 The double-volute centrifugal pump that was tested

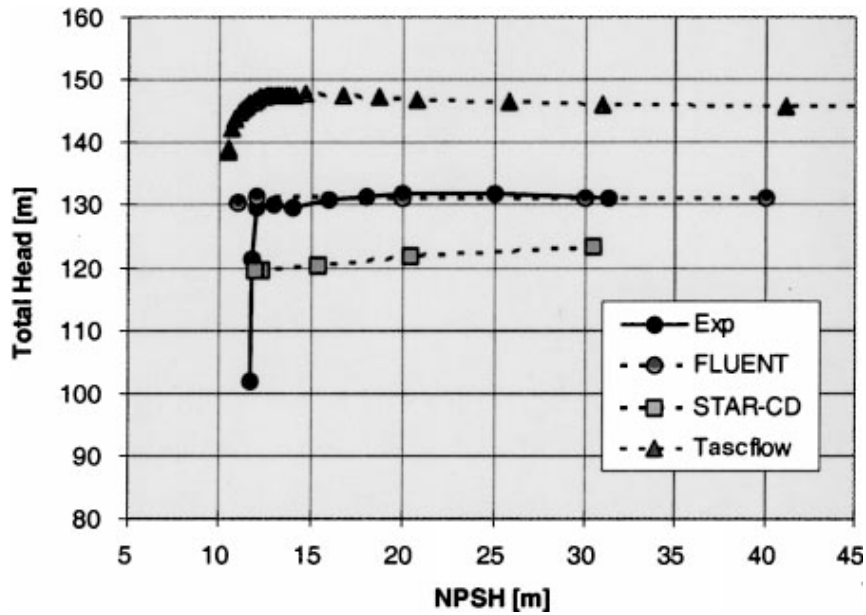


Fig 1-8 Head drop predicted by the codes (FLUENT, STAR-CD, and CFX-Tascflow), as compared to measurements.



Fig 1-9 Comparison of cavity prediction by the various codes.

(International Journal of Rotating Machinery, 9(3): 163–170, 2003)

しかしながら、キャビテーションに伴う振動に関する研究例は少なく、その現象の把握は進んでいない。また、キャビテーションと連成した振動や騒音の予測は極めて複雑であり、実用的な予測法の確立は簡単ではない。近い将来に壊食も含めたキャビテーション状態の水力機械の性能予測が多くのユーザーに享受されることを期待するものである。

((株) 荏原製作所 能見基彦 日本機械学会 講演会教材 水力機械に発生する非定常現象 ‘キャビテーションの CFD 解析’ (2009.10.30) より抜粋)

1.3 研究目的

1.3.1 研究目的

流体機械中に発生したキャビテーションは、ポンプの性能低下、振動・騒音の発生、キャビテーション壊食の原因となり、流体機械の信頼性を著しく低下させる。このためキャビテーションの発生や、流体機械の性能に対する影響を予測することは極めて重要であると考えられる。本研究の目的は、こうしたポンプに悪影響を及ぼす様々なキャビテーション形態を数値解析によりその挙動を解明することにある。また、本研究の目的のために先ず、はじめに汎用数値流体解析コードの精度検証を実施し、これを基に研究対象のポンプについて数値流体解析を実施した。具体的には、渦キャビテーション/逆流渦キャビテーション/シートキャビテーションのそれぞれの挙動とそれに伴うキャビテーションサージについて数値解析により検討・考察するものである。

1.3.2 研究対象

本研究では、Fig. 1-10 に示すような需要の多い両吸込み渦巻きポンプを研究対象に取り上げる。このポンプで発生するキャビテーション形態は一般に以下の三種に分類される(Fig. 1-11)。また、それらの発生域を簡単に Fig. 1-12 に示す。

(1) バッフルからの渦キャビテーション

吸込み流路末端（バッフル）から下流に伸びる渦キャビテーションである。これは吸込み流れと共に羽根車に流入し、羽根車に達している可能性があり、特に設計流量付近で発生する。

(2) 逆流渦キャビテーション

インペラの負圧面からマウスリングに伸びる渦キャビテーションであり、特に低流量時に発生する。

(3) インペラの負圧面のシートキャビテーション

これはキャビテーション係数の低下と共に羽根前縁から後縁に向かって発生領域を拡大し、設計点以下の流量域に発生する。キャビテーション係数が低い条件では後端部が乱れ、縦渦状のキャビテーションを伴う場合がある。

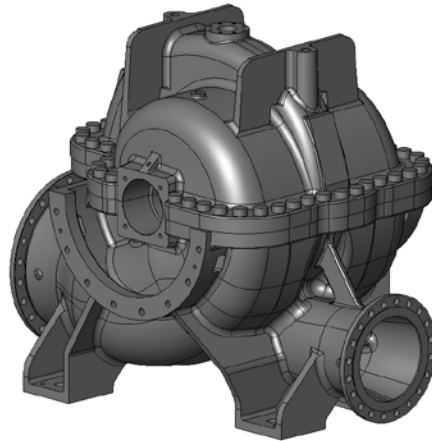
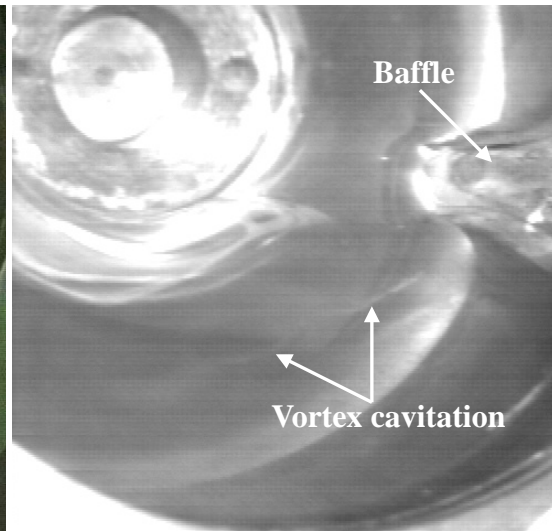


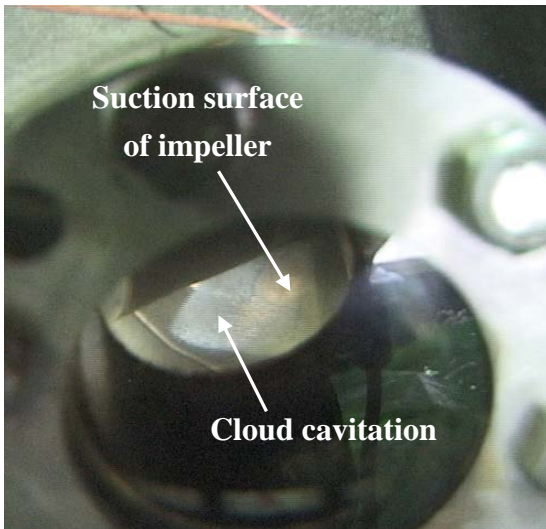
Fig. 1-10 Schematic diagram of the analysis object's structure



(2) Reverse vortex cavitation



(1) Vortex cavitation



(3) Cloud cavitation

Fig.1-11 Cavitation form of double-suction volute pump

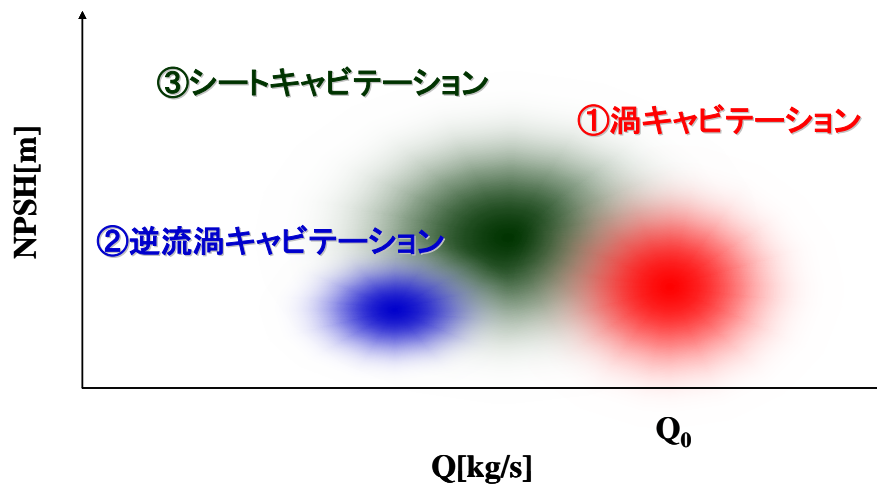


Fig. 1-12 Generation area of the three kind of cavitation

第二章

数値解析手法

数値解析は詳細な現象把握には非常に有効な手法として知られている。しかしながら、数値解析はあくまでも模擬実験であり実現象とは異なる点があることを忘れてはいけない。その為にも、数値解析においてどのような特徴を持った支配方程式から数値的な解が得られているのかは、数値解析を行う前の重要な準備である。ここでは、今回の数値解析で重要と考えられる項目について示す。

流体解析を行う上でも重要な乱流モデルではあるが、ここでは標準 $k-\epsilon$, SST および LES の乱流モデルについて示す。また、今回のキャビテーション解析では Rayleigh-Plesset Modal に基づいて気泡の挙動は数値的に解かれるのでこれについても示す。

2.1 乱流モデル

工学への利用を目的とした数値流体解析の解析対象は乱流領域である事が一般的である。乱流領域において流れは複雑な挙動をし、この乱流現象を数値解析上で表現する事が困難である。このような場合、乱流によって生じる応力を速度勾配に比例すると仮定するような乱流モデルを導入した解析手法が普及している。Fig. 2-1 に代表的な乱流モデルの種類を示す。大別すると、レイノルズ平均法 (RANS)、格子平均法 (LES)、及び直接法(DNS) に分けられる。RANS は数値流体解析の支配方程式における変数を時間平均値と変動値に分け、支配方程式をアンサンブル平均して解く手法である。LES は NS 方程式を空間的に平均しモデル化するものであり、大きい渦は三次元 NS 方程式を解いて直接シミュレーションし、残りの SGS (Sub-Grid Scale) の小さい乱れだけ統計的に処理するものである。また、モデル化に伴う誤差は計算格子を細かくすれば小さくなる。速度を平均成分と変動成分に分け、NS 方程式に代入したときにレイノルズ応力が現れた形となる。DNS は NS 方程式にモデルを全く用いないため、最も正確な予測が可能であるが、計算時間が膨大となる。このうち、計算負荷の関係から工学の分野で広く用いられている手法がレイノルズ平均法である。

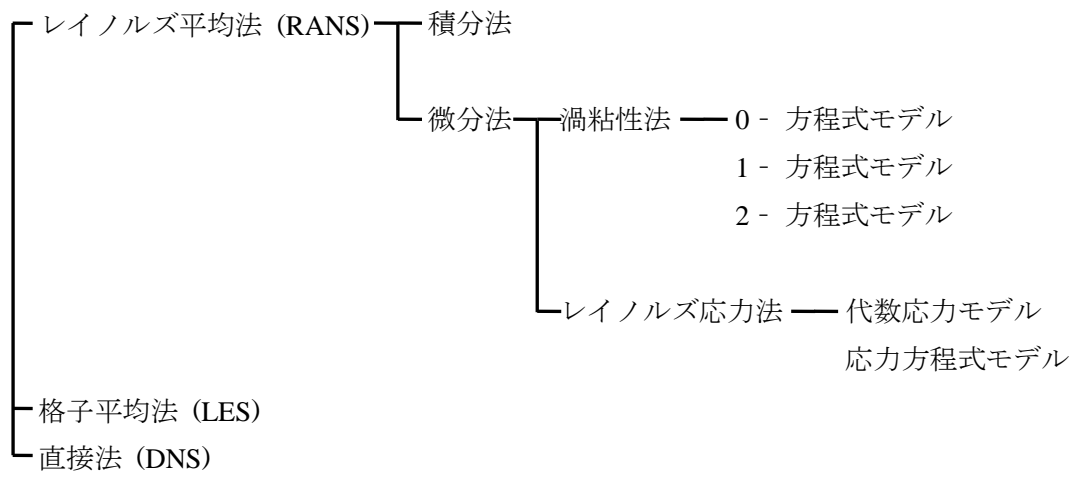


Fig. 2-1 Turbulence Model

2.1.1 k - ε モデル

標準 k - ε 乱流モデルは、乱流エネルギー k から特性速度を、粘性散逸の大きさ ε を利用して間接的に特徴長さを求めるモデルである。先に導入したレイノルズ応力 $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ を次のようにおいたものである。

$$\rho \overline{u'_i u'_j} = -\mu \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-1)$$

このとき運動方程式は次のように書き直すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{U}_j \overline{U}_i) = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu_{eff} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + \rho f_i \quad (2-2)$$

実効粘性 μ_{eff} は層流の時の分子運動による粘度 μ と乱流粘性係数 μ_t の和で表される。

$$\mu_{eff} = \mu_t + \mu \quad (2-3)$$

乱流粘性係数 μ_t は、乱流速度スケール V_t と乱流長さスケール l_t によって

$$\mu_t = \rho c_{\mu} l_t V_t \quad (2-4)$$

と表される。ここで V_t は乱流エネルギー k を用いて

$$V_t = \sqrt{k} \quad (2-5)$$

である。

標準 k - ε 乱流モデルにおいては乱流の散逸率 ε として次のように定義する。

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_t} \quad (2-6)$$

乱流粘性係数を乱流エネルギー k およびその散逸率 ε を用いて書き直すと、次のようになる。

$$\mu_t = \frac{C_{\mu} \rho k^2}{\varepsilon} \quad (2-7)$$

乱流エネルギー k は輸送方程式,

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \overline{U}_j k)}{\partial x_j} = \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \rho \varepsilon \quad (2-8)$$

により与えられ、 k の散逸率 ε は輸送方程式,

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{U_j \varepsilon})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (c_1 P_k - \rho c_2 \varepsilon) \quad (2-9)$$

により与えられる。ここで,

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (2-10)$$

$$\Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad (2-11)$$

また,生成項 P_k は次のように表される。

$$P_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \quad (2-12)$$

つまり,

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \quad (2-13)$$

係数の値としては格子乱流やチャンネル乱流などの基礎実験データをもとに推奨されている,下記の値を用いる。

$$C_1=1.44, \quad C_2=1.92, \quad \sigma_k=1.0, \quad \sigma_\varepsilon=1.3, \quad C_\mu=0.09$$

標準 $k-\varepsilon$ モデルは線形渦粘性モデルに位置し、これらのモデルの主な欠点として

- (1) よどみ点付近 (歪速度の大きな領域) での乱流エネルギーの過剰生成
- (2) 旋回流れ,流線曲がりへの感度が無い
- (3) 非等方乱流が表現できない

これらを克服するために非線形渦粘性モデルが数多く発表されている。ここではこれらのうち,RNG $k-\varepsilon$ モデルについて説明する。

RNG $k-\varepsilon$ モデルは,繰り込み群 (Re-normalization Group) の方法を用いて乱れ場を観察した結果 (Yakhot-Orszag,1986) を反映し、結果的に標準モデルの ε の式に付加項: \mathfrak{R}

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{U_j \varepsilon})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (c_1 P_k - \rho c_2 \varepsilon) - \mathfrak{R} \quad (2-14)$$

ここで,

$$\mathfrak{R} = \nu S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (2-15)$$

表され,これにパデ近似を適用すると

$$\mathfrak{R} = \frac{c_\mu S^3 (1 - S/S_0) \varepsilon^2}{1 + \beta S^3} \frac{1}{k} \quad (2-16)$$

となり、係数は下記の値を使用する.

$$S = k \varepsilon^{-1} (S_{ij} S_{ij} / 2)^{1/2}, S_0 = 4.38, \beta = 0.012$$

2.1.2 SST (Shear Stress Transport)

SST (Shear Stress Transport) モデルは $k-\omega$ モデルを元に更に改良したMenterの $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport) モデルである. 壁近傍ではWilcoxの $k-\omega$ モデルを, 境界層外層の後流領域では標準的な $k-\varepsilon$ モデルをブレンドして使用し乱流せん断応力の輸送効果を考慮している. SSTモデルは多くの圧縮性乱流場に対して検証が行われており, $k-\varepsilon$ や $k-\omega$ モデルより優れた予測精度を有するといわれている. SSTモデルの支配方程式^[12]を以下に示す.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial x_j} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho \omega k \quad (2-17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (2-18)$$

ここで, 式 (2-1) は k 輸送方程式, 式 (2-2) は ω 輸送方程式である. 式中の各値は以下の式で表される.

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 k, SF_2)} \quad (2-19)$$

$$F_1 = \tanh\left(\arg_1^4\right) \quad (2-20)$$

$$\arg_1 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y} \cdot \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2}\right) \quad (2-21)$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega 2}\omega}\nabla k\nabla\omega, 1.0\times 10^{-10}\right) \quad (2-22)$$

$$F_2 = \tanh\left(\text{arg}_2^2\right) \quad (2-23)$$

$$\text{arg}_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta'\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (2-24)$$

$$\alpha_3 = F_1\alpha_1 + (1-F_1)\alpha_2 \quad (2-25)$$

$$\beta_3 = F_1\beta_1 + (1-F_1)\beta_2 \quad (2-26)$$

$$\sigma_{k3} = F_1\sigma_{k1} + (1-F_1)\sigma_{k2} \quad (2-27)$$

$$\sigma_{\omega 3} = F_1\sigma_{\omega 1} + (1-F_1)\sigma_{\omega 2} \quad (2-28)$$

各係数の値は $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_2 = 0.075$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$, $\beta' = 0.09$, $\sigma_{k1} = \sigma_{k2} = 2$, $\sigma_{\omega 1} = 2$, $\sigma_{\omega 2} = 1/0.856$ となる。

F_1 はブレンド関数を表し, $F_1 = 1$ のときに $k-\omega$ モデル, $F_1 = 0$ のときに $k-\epsilon$ モデルに帰着するようになっている。 F_2 は1のとき境界層流を, 0のとき自由せん断層流となる関数を表す。

2.1.3 LES (Large Eddy Simulation)

LES モデルはグリッド・スケールとサブグリッド・スケールに分けて乱流を解く解法である。大きな渦はグリッド・スケールで解き、格子サイズ以下の小さな渦はサブグリッド・スケールで解く。サブグリッド・スケールは小さな渦の粘性効果を考慮することでモデル化している。RANS モデルよりも乱流渦のモデル化の影響が小さい為に LES は非定常性の強い流れ場に有効である。しかしグリッド・スケールで大きな渦を格子によって直接解く為に格子を細かくする必要があり、その分計算時間がかかる。グリッド・スケールの支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-29)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i \quad (2-30)$$

ここに、 $\bar{u}_i (i=1,2,3)$ は x_i 方向の格子スケール流速成分、 \bar{p} は格子スケールの静圧である。 f_i は解析に用いる座標系の運動に対応する慣性力である。すなわち、静止座標系に対しては

$$f_i = 0 \quad \text{for } i = 1, 2, 3 \quad (2-31)$$

一方、角速度 Ω で回転する回転座標系に対しては、

$$f_1 = \Omega^2 x_1 + 2\Omega \bar{u}_2; f_2 = \Omega^2 x_2 - 2\Omega \bar{u}_1; f_3 = 0 \quad (2-32)$$

ここに、座標系の回転軸 x_3 軸であると仮定している。

本計算において、サブグリッド・スケールは Dynamic モデルを用いた。Dynamic モデルは標準 Smagorinsky において定数として取扱っているモデル定数を流れ場で逐次最適化することにより、標準 Smagorinsky の短所を補う。標準 Smagorinsky の小さな渦をモデル化した粘性係数の式を以下に示す。

$$\mu_{SGS} = \rho \min(l_{mix}, f_\mu C_S \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2-33)$$

$$l_{mix} = \kappa y_{wall} \quad (2-34)$$

$$f_{\mu} = \left(1 - \exp(-\tilde{y}/A), \sqrt{1 - \exp\left[-(\tilde{y}/A)^3\right]} \right) \quad (2-35)$$

$$F_2 = \tanh(\text{arg}_2^2) \quad (2-36)$$

さらに, Dynamicモデルでは定数 C_S をモデル定数 $C_{dynamic}(x_1, x_2, x_3, t)$ として取り扱う.

2.2 キャビテーション数学モデル

キャビテーション解析において現在提案されている数学モデルは均質媒体モデルと気泡モデルに大別される。

均質媒体モデルは、気体を非常に密度の小さい液体というようにキャビテーションを擬似単相流と仮定し、Fig.2-2 に示すような圧力 P と密度 ρ の関係を示す Barotropic な均質媒体の状態方程式が導入されている。

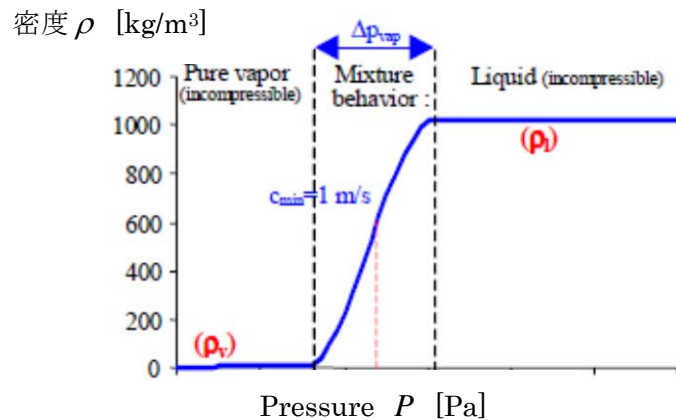


Fig.2-2 The barotropic state law

また、混合流体の圧力 P と密度 ρ の関係は局所ボイド率 α を用いて以下のように表される。

$$\rho = (1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_v$$

α : ボイド率

ρ_l : 液体の密度 , ρ_v : 蒸気の密度

一方、気泡モデルはキャビテーション流れを気泡核から発生した多数のキャビテーション気泡で構成される気泡流とみなしたモデルである。気泡流の解法については、二相流のVOF法 (Volume-of-Fluid Method)、キャビティ気泡追跡法、水と気泡の混合流体の密度を得るために Rayleigh-plesset の運動方程式を流れの式と連成させて解く方法等がある。気泡モデルを Fig. 2-3 に示す。

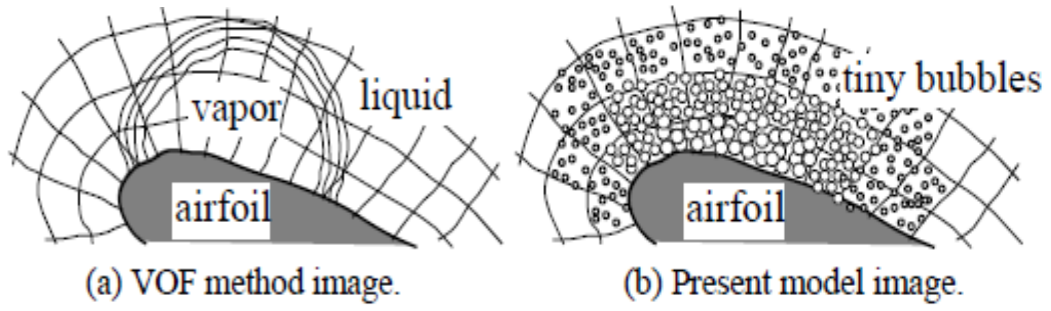


Fig.2-3 Schematic pictures of cavitation models

2.2.1 体積分率

キャビテーションは固定半径を持つ球形の蒸気泡の存在で表される。これらの泡は流体に含まれる不凝縮性気体粒子上に形成される。従って、キャビテーション流れには3つの構成要素、不凝縮性気体 (g)、液相 (l)、蒸気相 (v) が存在する。不凝縮性ガスの質量分率は一定であり、流体によく混合されているものと仮定する。この仮定により、液相と不凝縮性気体は単一の体積分率 f_{lg} に組み合わせることができる。この体積分率はスカラー輸送方程式で計算される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{lg} f_{lg}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_{lg} U_j f_{lg}) = \xi_l - \xi_v \quad (2-37)$$

ここで ρ_{lg} は不凝縮性気体及び液相を合わせた密度であり、 U_j は速度ベクトル、 ξ_l は液相のソース (凝縮している蒸気領域)、 ξ_v は蒸気相のソース (蒸発している液相) である。液相のソース項 ξ_l は次のように記述できる。

$$\xi_l = \frac{3\rho_v}{r_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|(P - P_v)|}{\rho_l}} \operatorname{sgn}(P - P_v) \begin{cases} 50 f_g f_{lg} \rightarrow P < P_v \\ 0.01 f_v \rightarrow P > P_v \end{cases} \quad (2-38)$$

ここで ρ_v は蒸気相の密度、 r_b は泡の平均半径、 P_v は液体の蒸気圧力、 P は局所圧力、 ρ_l は液体密度、 f_g は不凝縮性気体の体積分率、 f_v は蒸気相の体積分率である。体積分率 f_{lg} が計算された後、混合物の密度が計算される。この密度を使って、連続、運動量、その他のスカラー方程式が処理される。この体積分率の値は、泡を含む局所液体体積の割合を示す。

2.2.2 Rayleigh-Plessetモデル

単一気泡の膨張収縮の運動 (気泡の半径 r の変化) を記述したRayleigh-Plesset の式

$$r \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)^2 = \frac{P_b - P}{\rho_l} - \frac{4\nu_l}{r} \frac{\partial r}{\partial t} - \frac{2S}{\rho_l r} \quad (2-39)$$

(ρ_l は液相の密度、 ν_l は液相の動粘度) において、粘性の影響、表面張力 S 及び高次の時間微分項を無視し、気泡内圧力 P_b が蒸気圧 P_v であると仮定すると、

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \sqrt{\frac{2(P_v - P)}{3\rho_l}} \quad (2-40)$$

を得る。式(2)は $P < P_v$ となるときに気泡の半径 r が増加することを表す。式(2-40)において、平方根を展開して主要項のみを採用し、液相体積分率 f_l の変化率の式に改めると、

$$\frac{\partial f_l}{\partial t} = \frac{1 - f_l}{\rho_l r} (P - P_v) \quad (2-41)$$

となる。

式(3)は $P < P_v$ となるときにはキャビティ領域は膨張し、逆に $P > P_v$ となるときには収縮するというを示している。Chen^[2]らは気液二相流体を密度 ρ の均質流体として、式(2-41)に類似した

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = C(P - P_v) \quad (2-42)$$

となる式によってキャビテーションの発生・成長及び縮小・崩壊を表現した。式(2-41)と式(2-42)を比較すると、後者における定数 C は気泡半径 r に依存する。

2.3 基礎方程式

前述で示したキャビテーションモデルにおいて以下のような基礎方程式を用いて解く。

基礎方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \quad \text{質量保存式} \quad (2-43)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad \text{運動量保存式} \quad (2-44)$$

$$\frac{\partial f_v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j f_v) = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v} \quad \text{VOF輸送方程式(ガス)} \quad (2-45)$$

$$\frac{\partial f_l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j f_l) = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} \quad \text{VOF輸送方程式(液体)} \quad (2-46)$$

ここで、

ρ	: 密度	添字	
t	: 時刻	v	: 気相
P	: 圧力	l	: 液相
f	: 体積率		
m	: 質量		
x_i, x_j	: 各座標軸の方向		
U_i, U_j	: 各座標軸方向の速度ベクトル成分		

キャビテーション解析の場合、通常流体解析で使用する質量保存式、運動量保存式に加え、式(2-45)、(2-46)に示すVOF輸送方程式が付加されている。式(2-45)、(2-46)中の f はそれぞれの流体が各要素を占める体積率を示し、 $f_v + f_l = 1$ となる。また、この値は同時にキャビテーション強度を示し、密度や粘性係数などの物理量はこの体積率により決まることになる。空

気に密度 ($f_v = 1$), 或いは液体 ($f_l = 1$)間の領域での物性値 ϕ の扱いは体積率 f を用いて式 (2-47) によって表され, 更にキャビテーションの発生の条件としては式 (2-48) が与えられる.

$$\phi = \phi_l f_l + \phi_v f_v \quad (2-47)$$

$$P < P_{cri} \quad (2-48)$$

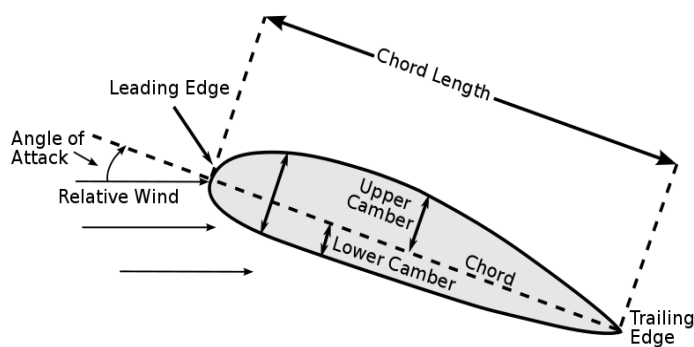
ここに, P は圧力, P_{cri} は主流温度における液体の飽和蒸気圧である.

2.4 Clark-Y翼周りのキャビテーション解析

2.4.1 解析対象と目的

本研究では実験結果が多数発表されているClark-Y(11.7%) 翼型を適用対象とし、計算コード/格子数や乱流モデルの選定基準について検討を実施するものである。翼形状概略をFig. 2-4に構成座標値をTable. 2-1に示す。

Table.2-1 Coordinate value of Clark-Y



- 翼型 : Clark-Y(11.7%) 翼型
- 翼弦長 : 100[mm]
- 翼幅 : 1 [mm]
- 抑え角 : 3 [°]
- 翼弦 : 前縁と後縁とを結ぶ線分
- 翼弦長 : 翼弦の長さ
- 迎角 : 一様流の方向と翼弦とのなす角
- キャンバー : 翼弦と中心線の差

x	y upper	y lower
0	3.5	3.5
1.25	5.45	1.93
2.5	6.5	1.47
5	7.9	0.93
7.5	8.85	0.63
10	9.6	0.42
15	10.52	0.15
20	11.36	0.03
30	11.7	0
40	11.4	0
50	10.52	0
60	9.15	0
70	7.35	0
80	5.22	0
90	2.8	0
95	1.49	0
100	0.12	0

Fig.2-4 Overview Of Clark-Y Blade

2.4.2 解析範囲と格子

翼型の翼弦長は $d=100[\text{mm}]$ であり, 翼幅が $1[\text{mm}]$ (2次元解析), 計算領域は入口側と出口側に $5d$ ずつ, 上下方向に $2d$ ずつ延長した. Fig. 2-5に解析領域概略図を示す. 格子に関しては, 一般にRANS系の乱流モデルを使用する場合, 壁面から第一層目の距離 y^+ は $20 \leq y^+ \leq 100$ の範囲を推奨としている. 本解析において特性流さを弦長, 代表速度を 8 m/s , 水の動粘性係数を 1.0×10^{-6} とするとレイノルズ数は

$$\text{Re} = \frac{L \times V}{\nu} = \frac{0.1 \times 8}{1.0 \times 10^{-6}} = 8.0 \times 10^5$$

となる.

$$\text{壁面摩擦速度 } V_* \text{ は } \tau_0 = \rho V_*^2 \quad (2-49)$$

$$\text{で計算される. 一方 } \tau_0 \text{ は, } \tau_0 = D/L = C_f \frac{\rho U^2}{2} \quad (2-50)$$

表される.

$$\text{よって (2-49), (2-50) 式より, } V_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{C_f}{2}} U \quad (2-51)$$

平均流速 8 m/s の流れの場合 Fig. 2-6 より摩擦係数 C_f は 5.0×10^{-2} 程度であり (2-51) 式を計算すると

$$V_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{C_f}{2}} U = \sqrt{\frac{0.05}{2}} \cdot 8 = 1.2649 \text{ m/s}$$

となる. 本解析の標準格子として y^+ 値を 20 と設定すると

$$y^* = \frac{V_* y}{\nu} \leq 20$$

$$y \leq \frac{\nu}{V_*} 20 = \frac{1.0 \times 10^{-6}}{1.2649} 20 = 1.5812 \times 10^{-5} \text{ m} = 1.5812 \times 10^{-2} \text{ mm}$$

程度の寸法の壁面距離のメッシュサイズが必要であることがわかり, これに基づき Fig. 2-7 に示す標準格子を作成した.

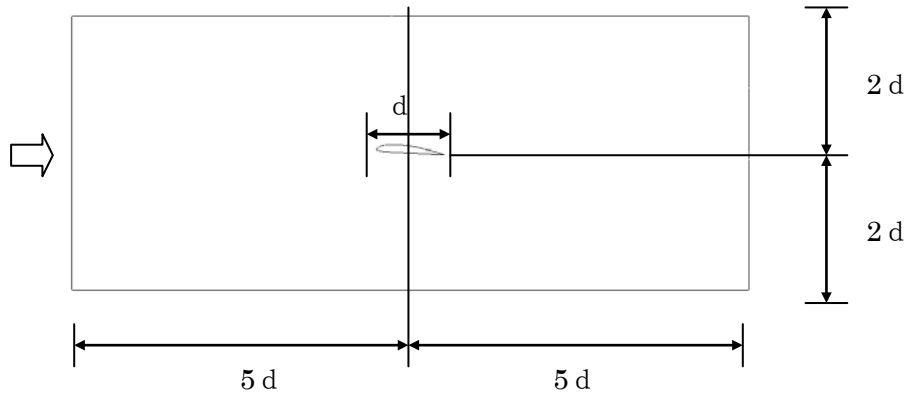


Fig. 2-5 Clark-Y(11.7%) 翼型 解析範圍

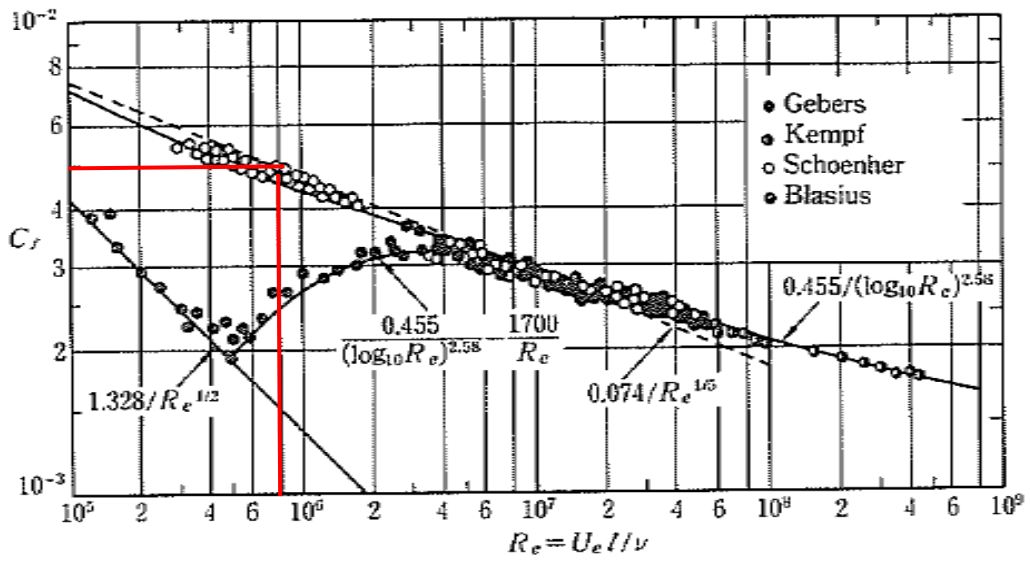


Fig. 2-6 Coefficient of friction drag (Flat smooth surface)

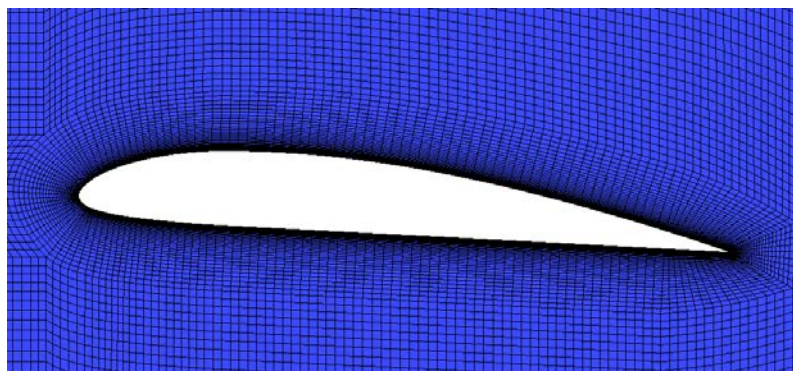


Fig. 2-7 Standard mesh

2.4.3 解析条件

対象流体は水とし，迎え角 $a=3^\circ$ と $a=6.97^\circ$ の条件について解析を実施した．物性値については，水蒸気 25[°C]，水 25[°C]を使用．初期条件の体積分率はすべて水とする．

キャビテーションモデルにRayleigh-Plessetを使用する場合，キャビテーション泡の核生成域における気液平均径は $2e^{-6}$ [m]，飽和蒸気圧を 3170[Pa]とした．

2.4.4 境界条件

境界条件は，入口に速度境界，出口を圧力境界とし，解析領域のスパン方向を対称境界，上下面を壁境界とした．出口境界条件は静圧 15000[Pa]から 45000[Pa]までの範囲で 12 ケースの評価を行い，時間刻み幅 Δt は 10^{-4} [s]とし，それぞれ 0.5[s]まで計算した．表 2-2 に境界条件，Fig.2-8 に境界条件設定概要を示す．

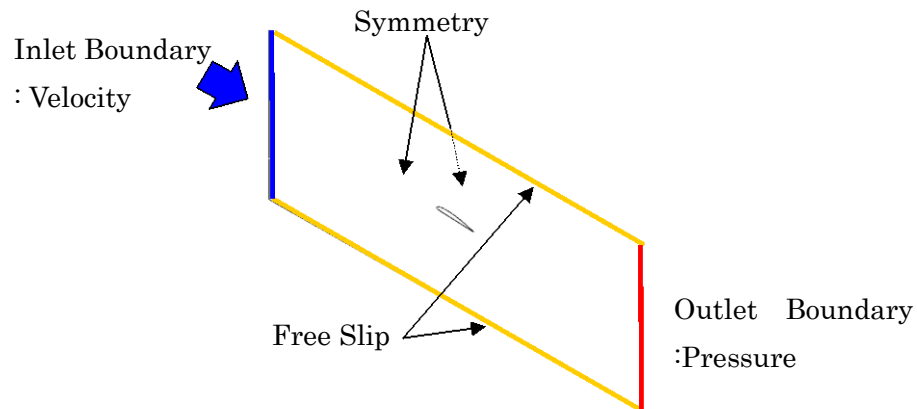


Fig.2-8 Boundary condition

Table 2-2 Value of Boundary Condition

	境界条件	
入口	流速	8[m/s]
出口	静圧	15000~45000 [Pa]
スパン方向	対称境界	—
上下面	壁境界	Free slip

2.4.5 検討項目

キャビテーションを支配する流れの主要なパラメータは、静圧と飽和蒸気圧との差 $P - P_v$ 及び一様流の流速 U である。キャビテーションの発生の度合を示す係数として、キャビテーション係数 (σ) がある。キャビテーションはキャビテーション係数が小さいほど激しく発生しやすく、翼の性能が低下する。

キャビテーション係数に対する抗力係数及び揚力係数は、種々の翼のキャビテーション性能を比較することができる。これにより翼の揚力と抗力に及ぼすキャビテーションの影響を表すことが可能である。Fig. 2-9 に翼に働く力の定義を示す。

キャビテーション係数 σ 、抗力係数 C_D と揚力係数 C_L は下記のように定義される。

$$\text{キャビテーション係数 } \sigma = \frac{P - P_v}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (2-52)$$

$$\text{抗力係数 } C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} \quad (2-53)$$

$$\text{揚力係数 } C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} \quad (2-54)$$

ここで

P : 静圧

P_v : 水の飽和蒸気圧

ρ : 水の密度

U : 一様流の流速

A : 翼面積 (翼幅 \times 翼弦長)

D : 抗力

L : 揚力

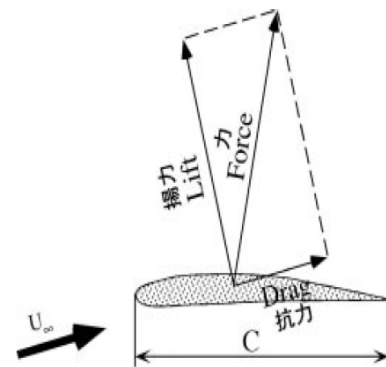

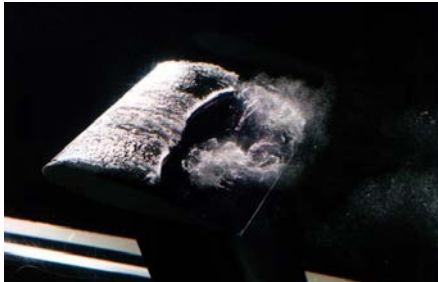
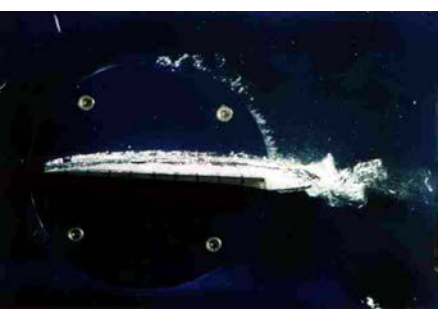


Fig. 2-9 Definition of Lift and Drag

水の密度 $\rho = 997$ [kg/m³] , 水の飽和蒸気圧 $P_v = 3170$ [Pa] である。

本研究において、迎え角 $\alpha = 3^\circ$ については上記の揚力係数および抗力係数比較し迎え角について実験値との比較を行う。また、対象となる翼については表 2-3 に示すようなキャビテーション形態があり、この諸キャビテーション形態についても考察する。特にクラウドキャビテーションについては迎え角 $\alpha = 6.97^\circ$ における低周波について実験との比較を実施する。

Table.2-3 キャビテーション発生形態⁽²³⁾

キャビテーション形態	キャビテーション発生様子	概要
シートキャビテーション		<p>シートキャビテーションは綺麗な膜状になる。キャビテーションの体積変化が小さく、騒音や振動も小さいのが特徴。</p>
シート+クラウドキャビテーション		<p>シートキャビテーションが大きく発達するとこの状態になる。シートキャビテーションの全体または一部が千切れて後方に流れそれが潰れる。</p>
スーパーキャビテーション		<p>翼全体をキャビティが覆い、キャビティの長さが翼の流れ方向の長さよりも長い状態をいう。ほぼ定常で比較的安定しているので性質の良いキャビテーションである。</p>

2.4.6 CFD コードの選定

現在汎用数値流体コードは数多くあり、それぞれのコードの理論的なものは8割程度共通しているが、離散化法や数学モデル化法などにコードの特徴が現れている。そのため製品開発においてこれらの解析コードをどのように選択し業務に適用していくかを検討することは重要事項と考える。

汎用数値流体コードの比較については、精度はもちろんのことロバスト性・解析コストも考慮に入れる必要があると考える。多種ある数値流体解析コード選択の指針として、自動車業界が1997年発刊した「市販 CFD ソフトの性能比較紹介—空気解析とエンジン筒内流動解析—」は自動車業界のみならず汎用数値流体解析コードを実務で使用するものにとっては非常に有意義なものとなっている。こうした動きはターボ機械を扱うメーカーにも浸透し2007年にターボ機械協会の「ポンプ吸込水槽模型試験法に関する調査・研究分科会」ではポンプ吸水槽の流れ解析についてベンチマークを実施し報告されている。キャビテーション解析でも現在「キャビテーションコンソシアム」により汎用数値流体解析コードについて評価をしている最中である。

著者はこれまで汎用数値流体コードに20年前よりSTAR-CD、10年ほど前の2002年よりターボ機械の性能評価解析を目的にANSYS/CFX (Tascflow) を使用してきている。また近年では解析専任者が使用する高度な解析コードに加え設計者が簡易に使用できる汎用数値流体解析コードも増えてきている。そこで本項では著者が使用していたSTAR-CDとANSYS/CFXおよび簡易流体コードであるCfdesignを選択しこれらのキャビテーション解析精度について比較検討した。表2-4にそれぞれのCFDコードに対するキャビテーションモデル化手法の特徴を示す。

Table. 2-4 Features of Cavitation model method

	ANSYS/CFX	STAR-CD	CFdesign
キャビテーション 数学モデル	Rayleigh-Plessetモデル	Rayleigh-Plessetモデル	体積分率
仮定	①液体と蒸気間の滑り速度をゼロと仮定 ②均質多相流モデルとして実装	①温度一定 ②液体及び蒸気の密度一定	①不凝縮性ガスの質量分率一定 ②流体によく混合されていると仮定
基礎方程式	①質量保存式 ②運動量保存式 ③VOF輸送方程式	①質量保存式 ②運動量保存式 ③VOF輸送方程式 ④Barotropic状態方程式	①スカラー輸送方程式
解析形態	定常解析／非定常解析	定常/非定常解析	定常解析／非定常解析

比較解析にあたって、格子に Fig2-7 に示す標準格子を適用し、乱流モデルは標準 $k-\epsilon$ モデルでは剥離現象を精度よく解けない等の問題があるため共通に評価できる $k-\epsilon$ /RNG モデルとした。

Fig.2-10 に CFD コードの相違による解析結果と実験結果を抗力係数で比較したもの、Fig.2-11 に揚力係数で比較したものを示す。解析は非定常解析であり図中のプロット点は非定常解析結果を算術平均して求めた値である。CFdesign においては、抗力係数・揚力係数ともに圧力の変化に伴う変動を捉えているが実験値との差は大きいが、開発初期の検討段階で相対比較検討に使用する分には十分活用できる精度であると考えられる。一方、ANSYS-CFX と STAR-CD においては、抗力係数及び揚力係数に大きな差は見られない。また、揚力係数では何れの解析コードでも実験値より早く減少する傾向が見られる。揚力は翼面の圧力を面積積分した値を流れ方向の垂直成分に分解したものでキャビテーション発生とともに減少する。Fig.2-12 に $\sigma=1$ の時のキャビテーション発生状況を示したもので、図より $\sigma=1$ の時点 ANSYS/CFX, STAR-CD とともにシートキャビテーションが発生していることがわかる。一方、実験における揚力係数の値はほぼキャビテーションの発生しない値であり、このことから各解析コードではキャビテーション発生初生を早く見積もる傾向はあるが、シートキャビテーション形態は問題なく解析可能であるといえる。次にキャビテーション係数を低くしていくとキャビテーション形態はシートキャビテーションからクラウドキャビテーションへと移行する。Fig.2-13 に $\sigma=0.68$ の ANSYS/CFX と STAR-CD のボイド率と圧力の解析結果を示す。両コードともにシートキャビテーションから発達したクラウドキャビテーションを捉えていることが解かる。更にキャビテーション係数を低くするとその形態はスーパーキャビテーションへ移行することになる。Fig.2-14 に $\sigma=0.3$ の時のボイド率分布を示す。両コードにおいてスーパーキャビテーションの様子を捉えていることが解かる。

以上より、汎用数値流体解析コードではシートキャビテーションからスーパーキャビテーションまでの形態を解析可能であることがわかった。従って、キャビテーション解析においては数値流体解析コードによる優劣はつけ難く解析の目的、解析の対象によって選択することが望ましいと言える。本研究においてはターボ機械を解析対象にしており、前述のように ANSYS/CFX はターボ機械の性能評価に使用していることを考慮にいれて、今後のより詳細な評価・検討については ANSYS/CFX を主に実施する。

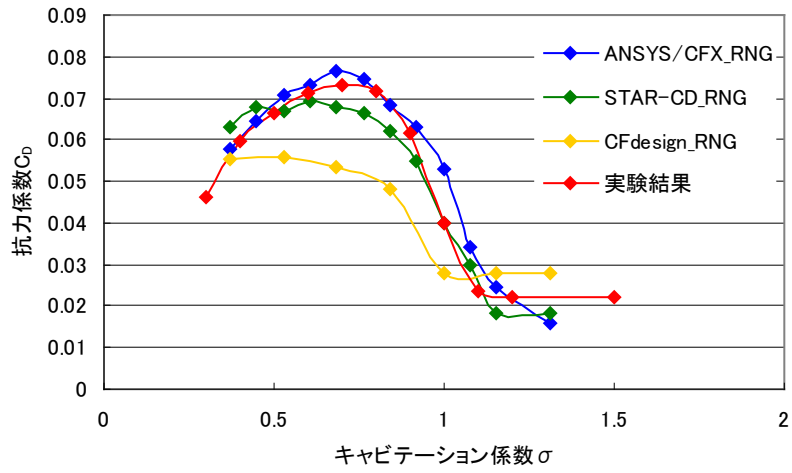


Fig. 2-10 : CFDコードの相違による解析結果と実験結果の比較 (抗力係数 C_D)

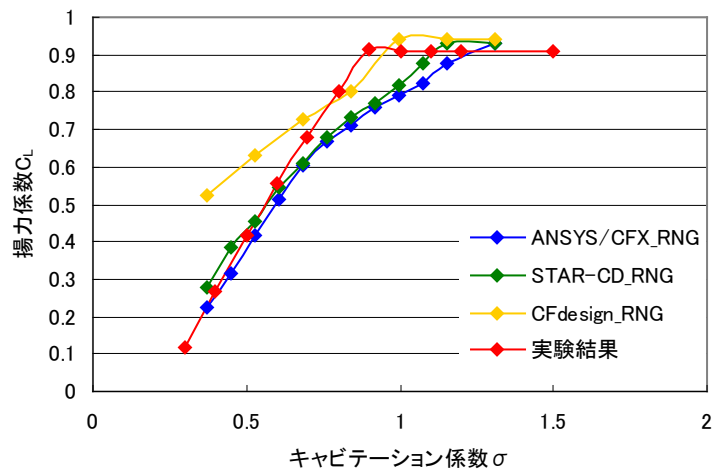


Fig. 2-11 : CFDコードの相違による解析結果と実験結果の比較 (揚力係数 C_L)

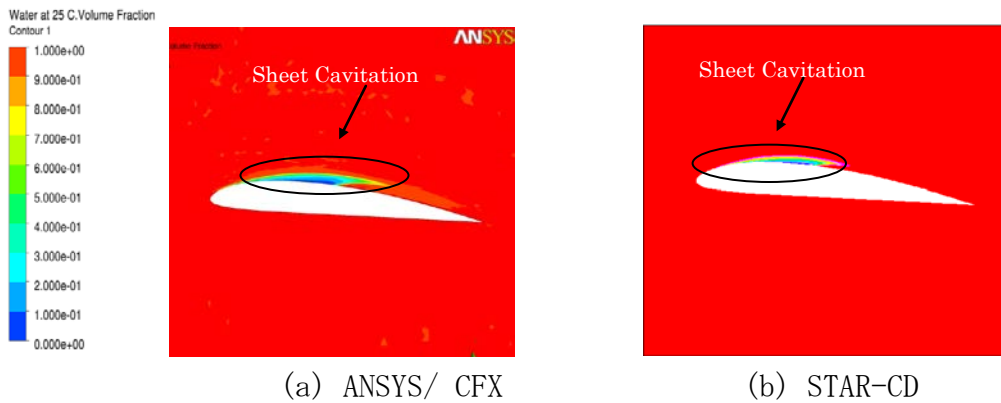
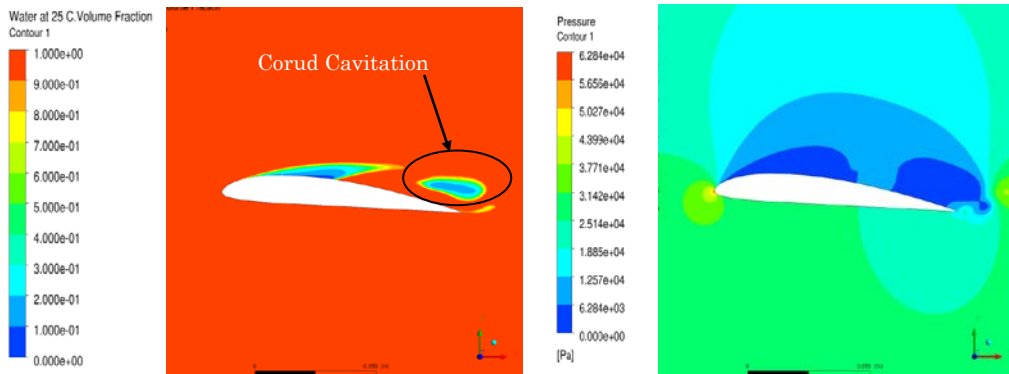
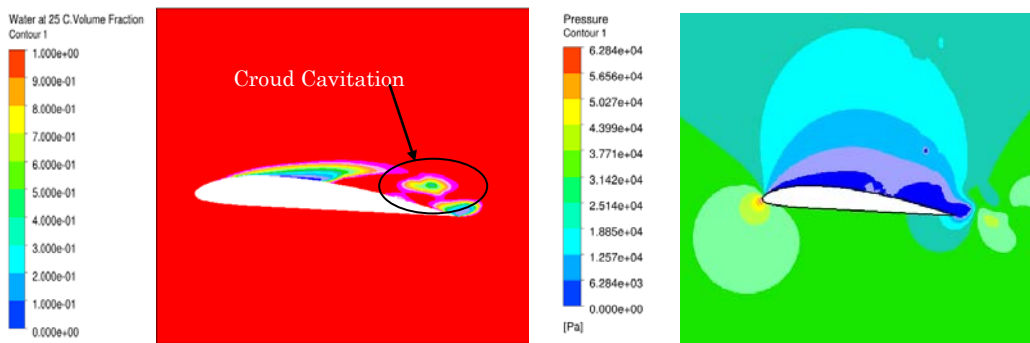


Fig. 2-12 Distribution of Void fraction at $\sigma = 1.0$

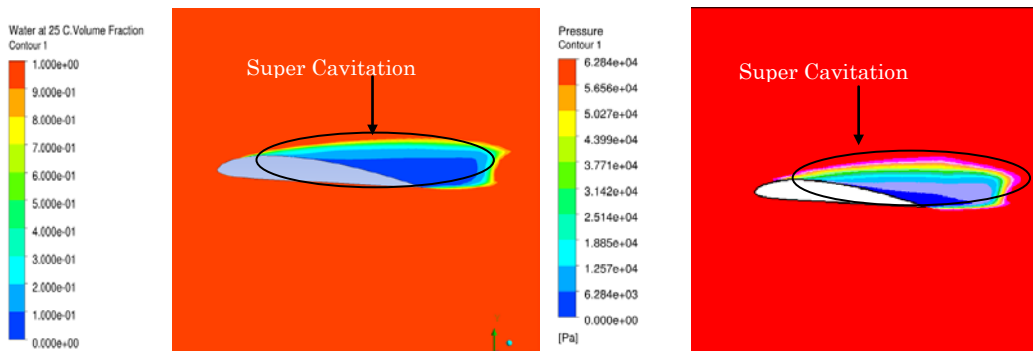


(a) ANSYS/CFX Results



(b) STAR-CD Results

Fig. 2-13 Distribution of Void fraction and Presure at $\sigma = 0.68$



(a) ANSYS/CFX

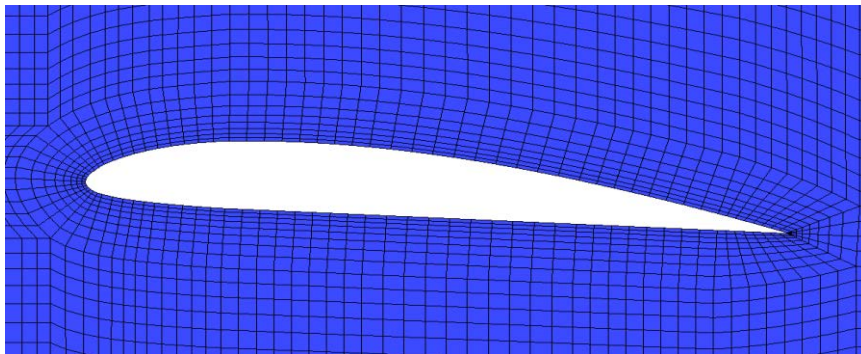
(b) STAR-CD

Fig. 2-14 Distribution of Void fraction at $\sigma = 0.3$

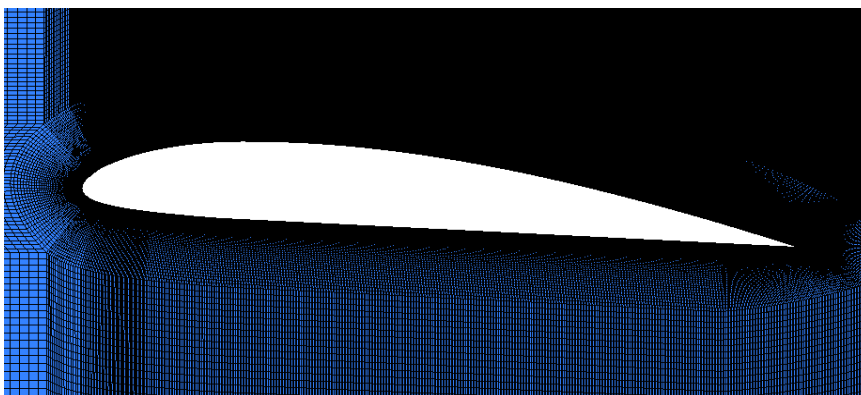
4.4.7 格子数による比較

近年製品開発の要望として短期開発/高性能化が揚げられ,製品設計の開発段階では数値解析を主に実施される解析主導型設計が昨今主流になってきている. 従って, 数値流体解析においても短時間で解を導くことが要求されている. 数値流体解析において精度と解析時間はトレードオフの関係にあると考えられる. 精度を主眼においた研究では,乱流モデルもより高度な LES を使用しそれに見合った格子が要求され解析時間も膨大になる. 一方, 開発初期段階において検討する場合にはそれほど精度は要求されることはなく,その概要が解かればよいこともあるため乱流モデルも RANS を中心とした解析体系が多く使用される.

本項では,こうした背景を考慮して格子によるキャビテーション解析の感度を検討する. 比較格子は前述の標準の格子に加え, 開発初期の解析を目的とした粗い格子と研究開発を目的とした細かい格子を作成し解析を実施した. Fig. 2-15 本研究で使用した粗い格子および細かい格子を示す. 格子数は粗い格子が約 3 万 ($y^+ \approx 200$), 細かい格子が約 93 万 ($y^+ \approx 1$) である. この細かい格子は乱流モデルを LES で計算する場合の格子とし, SST では, 粗い格子と標準の格子で比較した. 以下, 粗い格子を格子 1, 標準格子を格子 2, 細かい格子を格子 3 と記す. 解析コードに ANSYS/CFX を用い, 格子数の違いにおいて, 格子 1 と格子 2 を比較対象とした. 乱流モデルは ANSYS 推奨の SST を適用した.



(a) Course mesh(Mesh1)



(b) Fine mesh(Mesh3)

Fig. 2-15 Grid Status

Fig. 2-16 に格子数の相違による解析結果と実験結果を抗力係数で比較した結果、Fig. 2-17 に揚力係数で比較した結果を示す。Fig. 2-16 より、抗力係数に関してはキャビテーション係数 $\sigma = 0.68 \sim 0.84$ の間で違いが見られ、最も差の大きい $\sigma = 0.68$ では 13.2[%]程度解析値に差が見られた。一方、Fig. 2-17 の揚力係数に関しては格子数による顕著な差はほとんど見られなかった。そこで、抗力係数で最も差の大きかった $\sigma = 0.68$ を対象に、抗力の違いを考察した。Fig. 2-18 に抗力の時刻歴変化結果を示す。図より、格子 2 の方が大きい変動を示している。キャビテーションの発生、消失は抗力・揚力に影響を与え、それにより圧力変動を伴うものであり、この場合圧力場をいかに正確に解くことができるかが問題となる。一般に、格子数を増やすと解析精度は向上するといわれており本キャビテーション解析においてもその傾向があることが言える。圧力場が正確に解けない場合、当然の事ながらキャビテーション発生の状況も相違すると考えられる。Fig. 2-19 にボイド率を比較した結果を示す。キャビテーション係数が小さい場合キャビテーション形態はシートキャビテーション、大きい場合スーパーキャビテーションになる。これら 2 つの形態は振動も伴わない安定的なキャビテーションであるため格子の粗密に関係なく同程度の解析結果があらわれている。しかしながら、クラウドキャビテーション発生領域においては格子 1 ではシートキャビテーションが発達しきれず、その結果キャビテーションの分裂・崩壊の現象が解析できないことがわる。従って、キャビテーションによる振動を予測するためには最低限標準メッシュ程度の格子解度が必要である。

本解析において、もう一つ特徴的なものが Fig. 2-16 に示す様に実験では見られない抗力の低下があることである。この傾向は格子 1 および格子 2 についても同様の傾向が見られるが、格子を細かくすることでその傾向が緩和されていることもわかる。本現象が発生するのは概ねクラウドキャビテーションが発生する領域であり、使用した乱流モデルに解析の限界がある可能性があると考えため、本現象の考察については次項の乱流モデルによる比較で詳細を考察することとする。

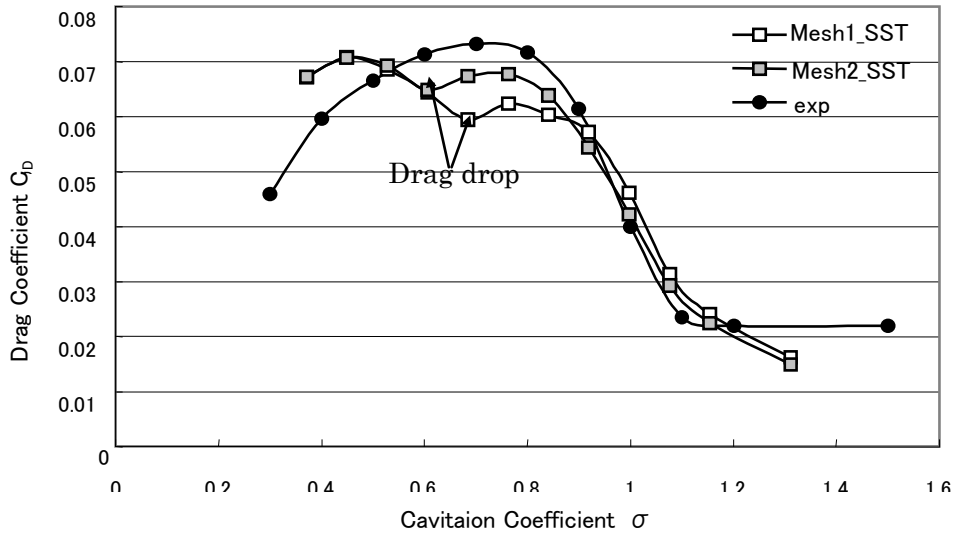


Fig. 2-16 Comparison between analysis result and experiment result by the difference in number of the lattices (Drag C_D)

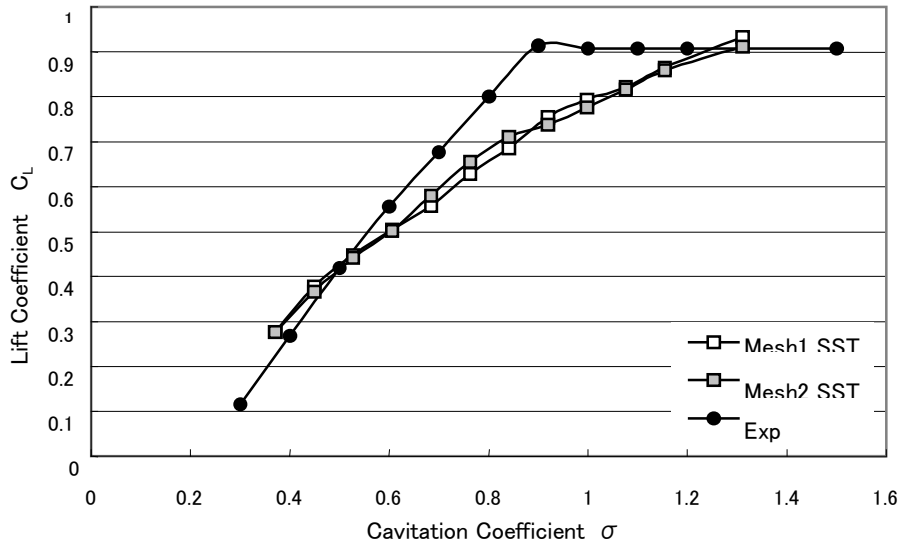


Fig. 2-17 Comparison between analysis result and experiment result by the difference in number of the lattices (Lift C_L)

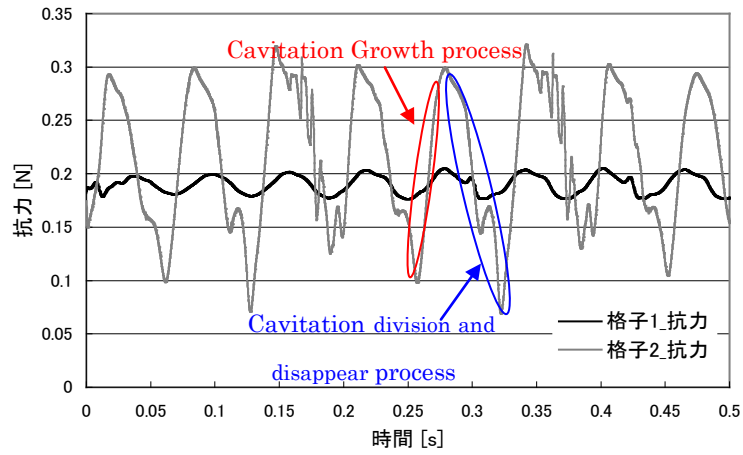
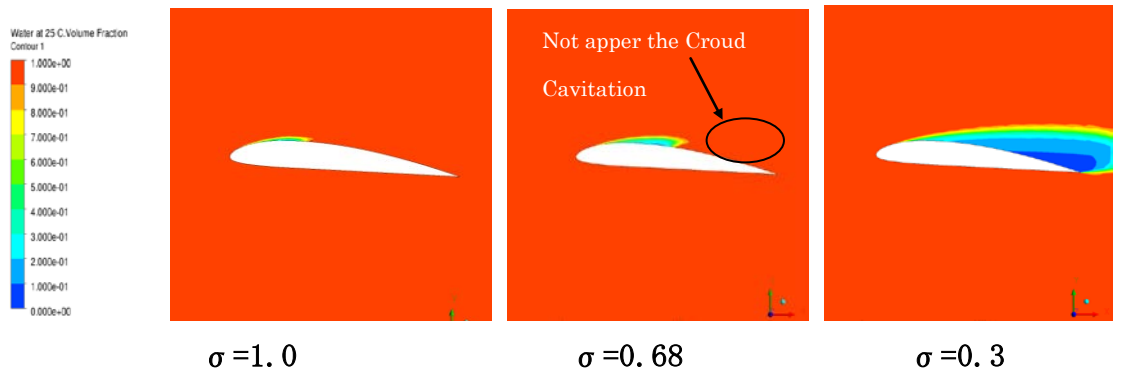
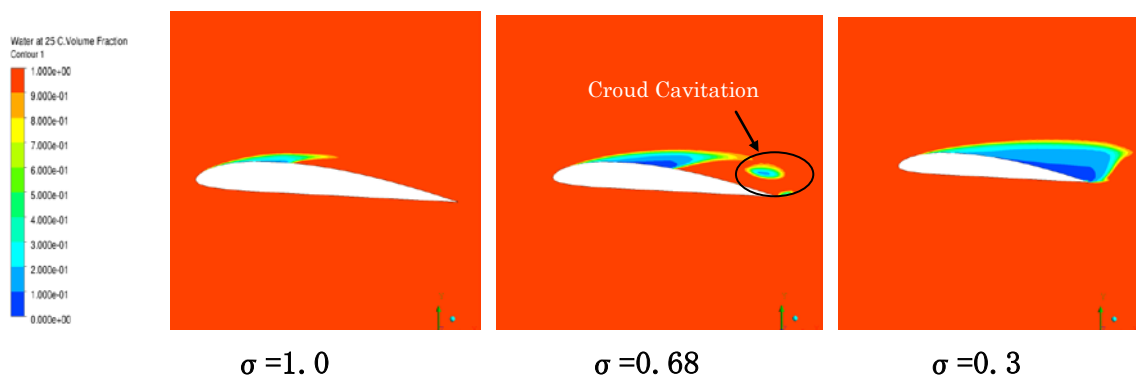


Fig. 2-18 Time evolution of the drag



(Division and disappear process)

(a) Distribution of Void fraction (Mesh 1)



(Division and disappear process)

(b) Distribution of Void fraction (Mesh 2)

Fig.2-19 Comparison of Course mesh Results and Standard mesh Results
(Distribution of Void fraction)

4.4.8 乱流モデル間の比較

乱流を対象とした数値計算法として、従来レイノルズ平均モデル (RANS ; Reynolds Averaged Navier-Stokes) が用いられている。これに対して近年、非定常解法である Large Eddy Simulation (LES) や Detached Eddy Simulation (DES) にキャビテーションモデルを用いる方法が散見されるようになった。そこで本項では乱流モデルの相違によるキャビテーション解析精度について考察する。解析に使用した格子は標準格子とし、乱流モデルをRANS系の $k-\epsilon$, RNG, SSTを選択した。また、LESについては詳細な流れ場を解くことが可能であると予想されるが、格子3のような非常に細かい格子が要求されること、更にそれに伴い解析時間刻み ΔT を小さくとる必要があることを考慮に入れると、解析に要する時間が膨大になってしまうことから、本項での検討では前項で検討した際に揚力が最も事件との誤差がある $\sigma=0.98$ の点についてのみ検討した。

Fig. 2-20 に乱流モデル (RANS) の相違による解析結果と実験結果を抗力係数で比較したものの、Fig. 2-21 に揚力係数で比較した結果を示す。揚力に関しては各モデルともに大きな差異は無いものの、抗力ではモデルに差が見られる。 $k-\epsilon$ は他の2モデルに比較すると多少誤差が大きく、RNG モデルが実測値と最も良好な一致を示し、格子解像度を上げた格子による LES モデルを使用することで揚力係数の実験値に近くなることが解かった。また、 $k-\epsilon$ モデルと SST モデルはともに $\sigma=0.6$ 付近で抗力の減少が見られる。これは、項目 2-1-2 で示したように SST モデルにおいては、境界層後方は標準型の $k-\epsilon$ モデルに切り替わるブレンド型の乱流モデルを使用している。このことより SST モデルでのキャビテーション解析においてはキャビテーション発生領域を $k-\epsilon$ で解析しているため同様の傾向になると考えられる。Fig. 2-22 は $\sigma=0.6$ の各モデルのキャビテーション発生状況と抗力の時刻歴変化を示したものである。キャビテーションの発生状況は時刻歴変化グラフの瞬時位置①～③に対応するもので、 $k-\epsilon$ /SST モデルでは抗力の変動は殆ど見られず、従ってキャビテーションの形態もほぼシートキャビテーションの状態になっている。キャビテーション係数を下げると一般的にシートキャビテーション～クラウドキャビテーション～スーパーキャビテーションと移行すると考えられ、 $\sigma=0.6$ でシートキャビテーションになるとは考え難い。そこで $\sigma=0.6$ について STAR-CD の RNG モデルで同様の解析を実施した。その結果を Fig. 2-23 に示す。図より STAR-CD においては ANSYS/CFX の RNG の結果同様に抗力の変動も見られ、シートキャビテーションの末端よりキャビテーションが分離していくことがわかった。従って、 $\sigma=0.6$ の場合の抗力低下 (シートキャビテーション化) は ANSYS/CFX の $k-\epsilon$ /SST モデルに置ける特異な現象であると考えられる。

一方 RNG モデルや STAR-CD/SST モデルの場合、抗力は周期的な変動を持つことが Fig. 2-22, 2-23 よりわかる。この周期は翼面に発生するキャビテーションの生成から消滅までの周期であると推測される。また、当周期の中に抗力が瞬時に上昇/低下する現象も見られる。この抗力の瞬時の変化は分断されたクラウドキャビテーションの消滅による圧力の上昇が起因しているものと考えられる。

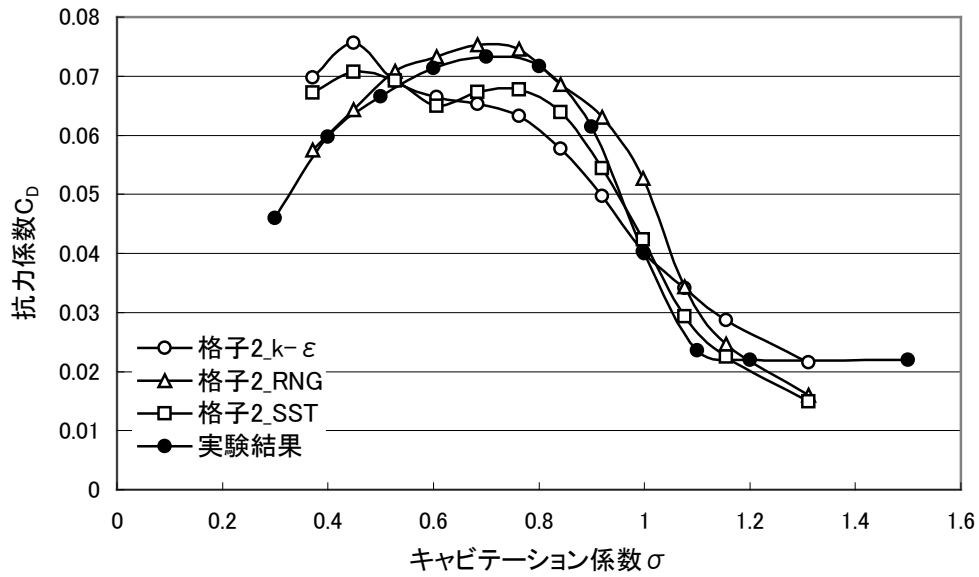


Fig.2-20 Comparison between analysis result and experiment result by the difference in CFD cord (Drag)

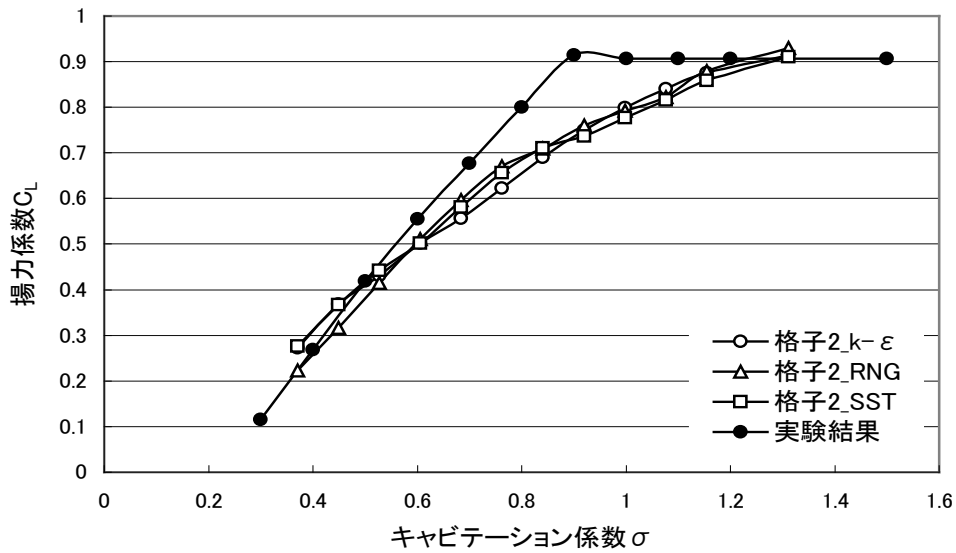


Fig.2-21 Comparison between analysis result and experiment result by the difference in CFD cord (Lift)

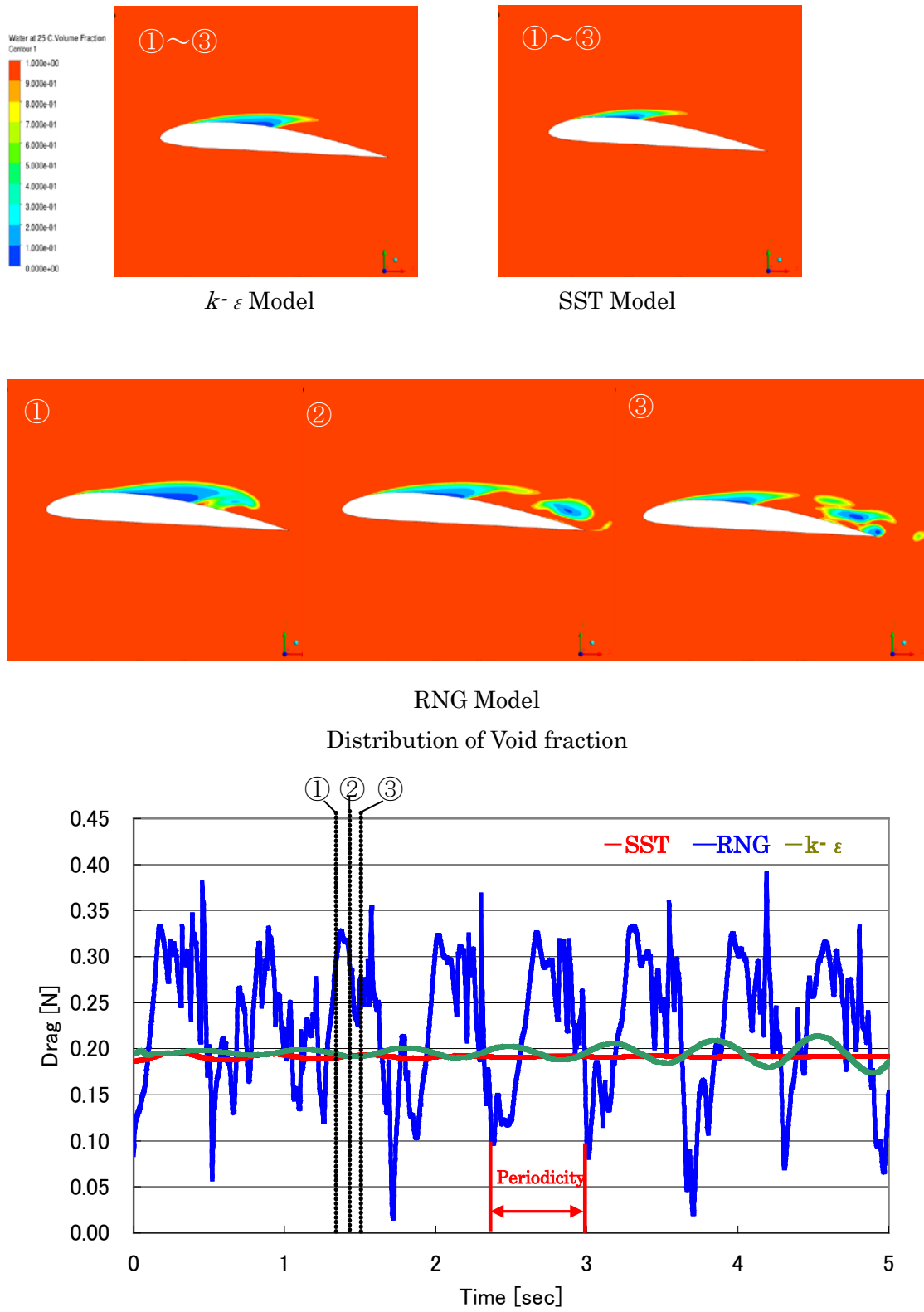


Fig.2-22 Cavitation conditions and time history of drag($\sigma=0.6$)

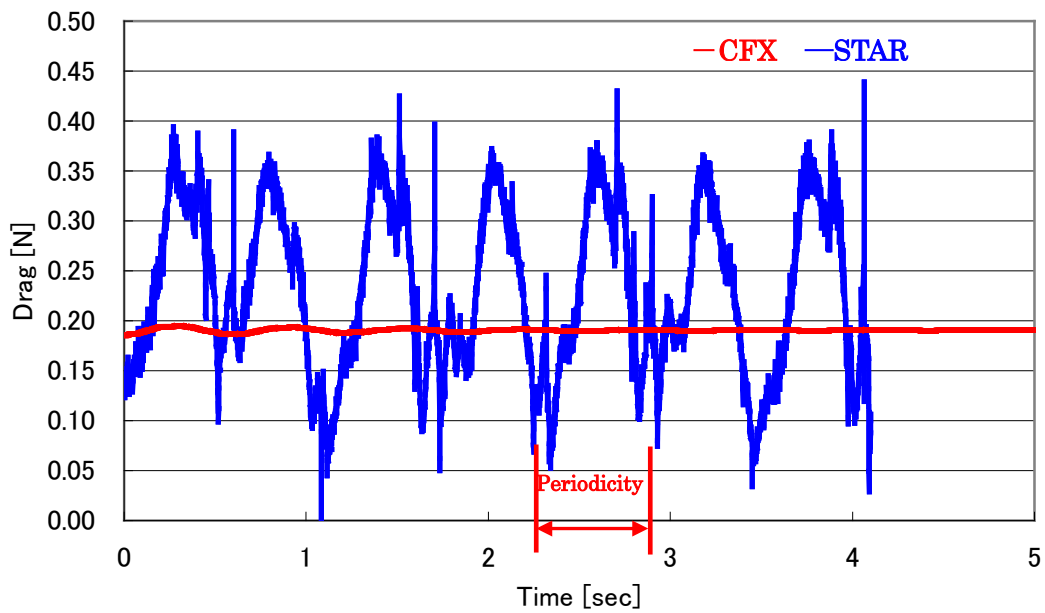
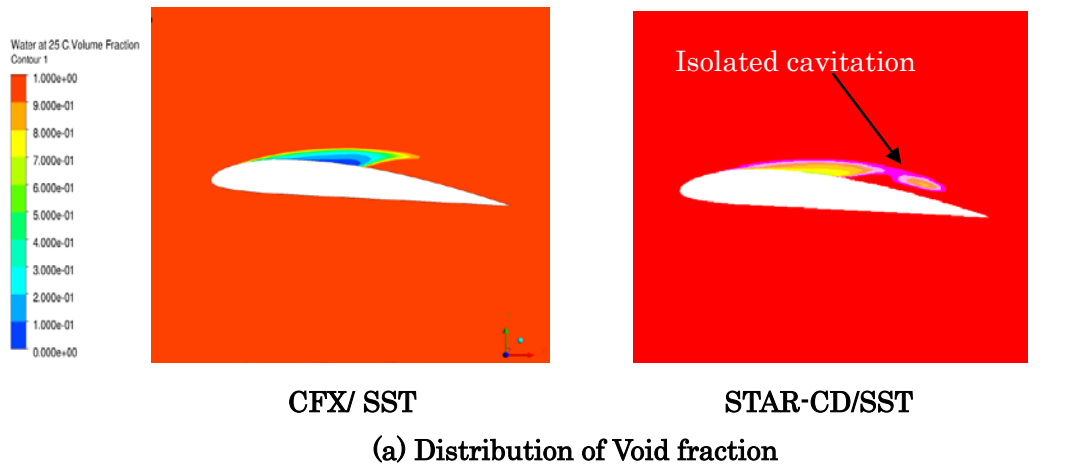


Fig.2-23 Comparison of STAR-CD/SST Results and CFX/ SST Results

次に LES での解析について考察する。LES モデルを使用した解析を実施する場合、乱流固有の性質である不安定性が、しばしば流れ場に大きな影響を与え、最終的に発散してしまうケースも少なくない。キャビテーション現象では、キャビテーターが崩壊することにより圧力の急激な上昇をとまることが知られており、流れ場としては非常に強い不安定性があると言える。このような流れ場を LES モデルで解析する場合、解析的に不安定になることが予想される。そこで、先ず始めに標準格子を用いた LES キャビテーション解析を実施し大まかな状況を把握することとした。Fig.2-24,25 は抗力係数・揚力係数について実験値および RNG モデルで解析した結果を示したもので、抗力係数に関して LES モデルは RANS 系モデルの RNG モデル同様実験値と良好な一致を得ることができる。また、揚力係数に関しては RNG モデルでは $\sigma=1.2$ から徐々に低下する傾向にあるのに対し、LES では $\sigma=0.9$ 付近に多少ではあるが改善が見られた。

Fig.2-26 は詳細格子（格子 3）を使用して ANSYS/CFX /LES Dynamic model によりキャビテーション解析をした結果と RNG モデルの解析結果を比較した図である。RNG モデルではキャビティを大きな塊として捕らえているが、LES モデルでは格子解像に即したキャビティが発生していることがわかる。このことは、Fig.2-27 に示す流れ状況を示すベクトル図にもあらわれている。すなわち LES モデルでは格子解像に即して微細な渦が発生している一方 RNG モデルでは後方に伸びた大きな渦しか解析できないことがわかる。また Fig.2-28 に示す様に、RNG モデルと LES モデルではキャビティの発生ポイントが異なることもわかった。これらの結果から、RANS と LES の実験結果との差は、このような現象の捉え方の相違によるものと考えられる。

従って、細かい格子と乱流モデルに LES を適用することで、詳細なキャビテーション現象予測が可能となると考える。

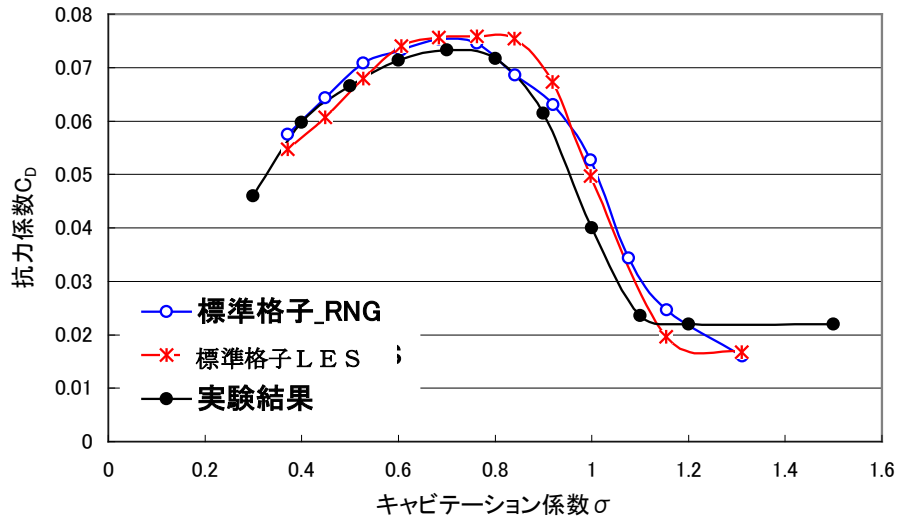


Fig.2-24 Comparison of experimental results and LES results (Drag)

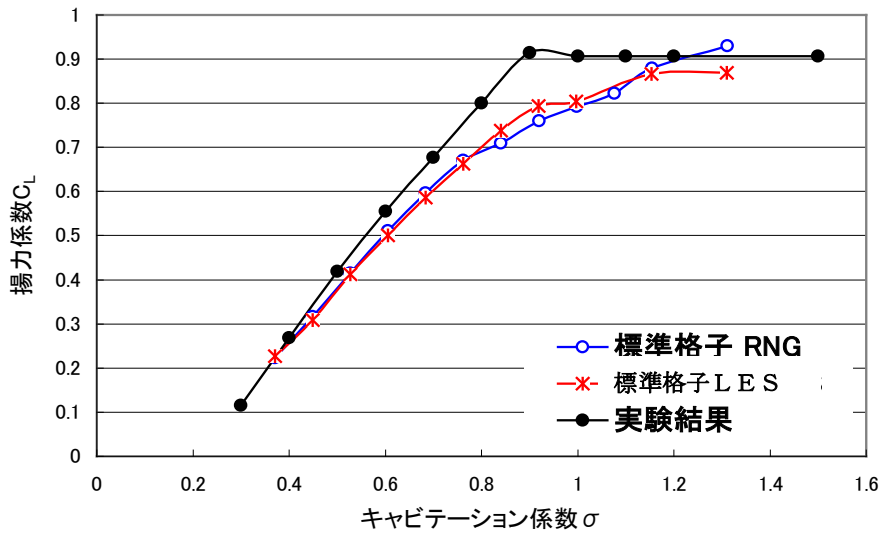


Fig.2-25 Comparison of experimental results and LES results (Lift)

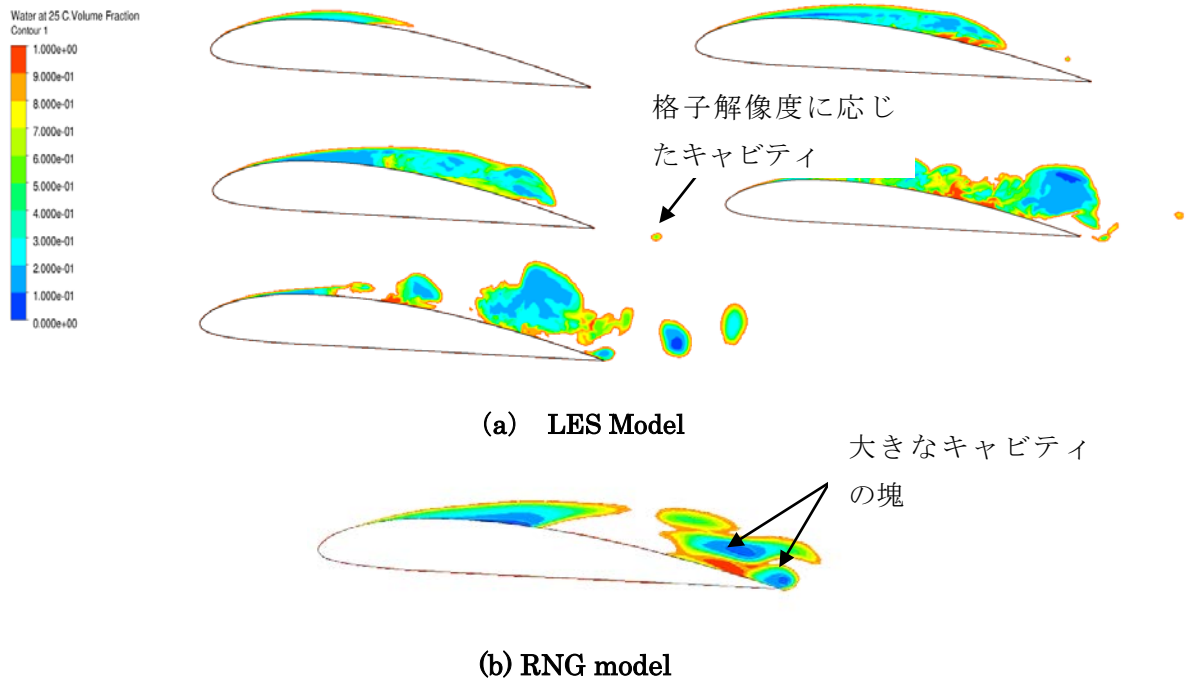


Fig.2-26 Comparison of cavitation region (LES/RNG)

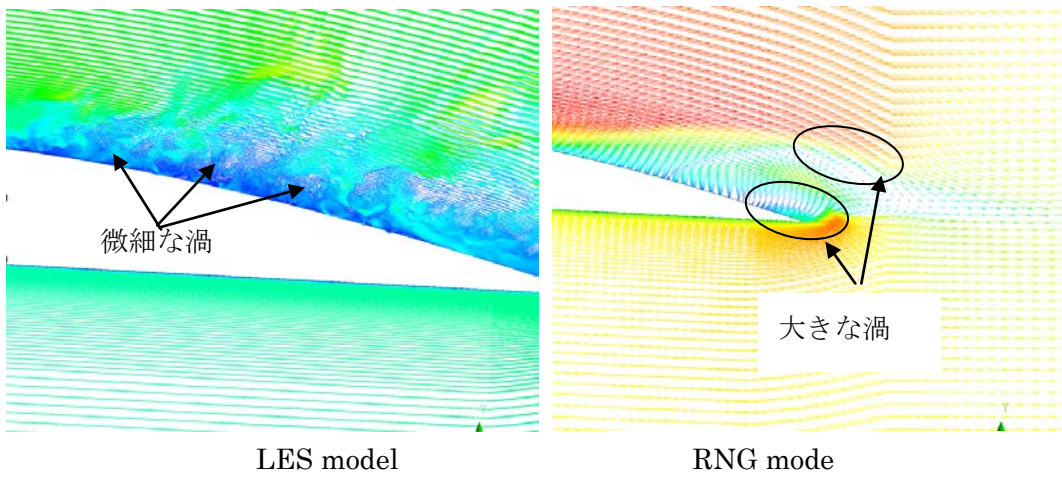


Fig.2-27 Comparison of velocity vector

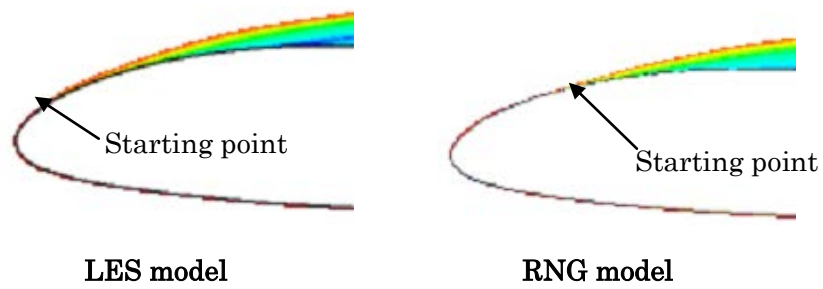






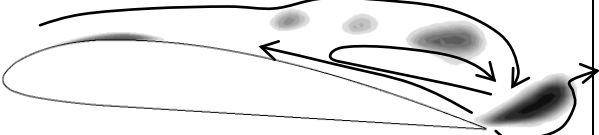
Fig.2-28 Starting point at cavitation

4.4.9 周波数特性の検討

前項では抗力に周期的な変動が見られ,これはクラウドキャビテーションの発生から消滅までの周期であると述べた.本項ではこの現象を更に詳しく調べるとともに実験結果との比較結果を記載する.

表 2-5 に本研究により解かったキャビテーション発生状況を示す. この結果は,これまで報告されている,翼型の非定常キャビテーションに関する研究^[4]と同様な挙動であり,汎用数値流体コードでも,このようなマクロ的なキャビテーションを良く捉えることが可能であると考える.

Table.2-5 The Cavitation outbreak situation

	キャビテーション発生様子	概要
1		翼上面の低圧領域にシートキャビティが発生する.
2		1の現象が大きくなるとこれにより剥離渦が発生.
3		剥離渦が後方へ流れることで,翼末端部までキャビティが押し出される. その影響でリエントラントジェットが発生し,翼前面まで伸びる.
4		リエントラントジェットにより,1で生成されたキャビティが後方に押し出される.
5		リエントラントジェットが更に伸びるとシートキャビティを分断していき,結果シートキャビティが消滅し,1に戻る.

変動周期の精度を検討するために、翼角 $\alpha = 6.97^\circ$ 、流速 $u=10, 12.5, 15\text{m/s}$ 、キャビテーション係数 $\sigma=0.96$ の条件でキャビテーション解析を実施した。解析コードを ANSYS/CFX、格子はこれまで評価してきた標準格子、乱流モデルは SST モデルとした。Fig. 2-29 に翼面に働く時刻歴変化を示す。各流量ともに一定周期で振動していることがわかる。この周期は先述したキャビテーションの生成から消滅までの周期と考えられる。そこで、この力の変動を高速フーリエ変換し、その結果を実験値と比較した。その結果を Fig. 2-30 に示す。実験では流速が増加するに従いピーク振動周波数が増加する。この傾向は本解析においても同様な傾向を示し、そのピーク周波数値もほぼ実験値と等しくなることがわかったが、流速 $u=15\text{m/s}$ では実験では 2.5 [Hz] 付近で 2 つのピーク周波数が現れるが、解析では同様な結果は得ることができなかった。

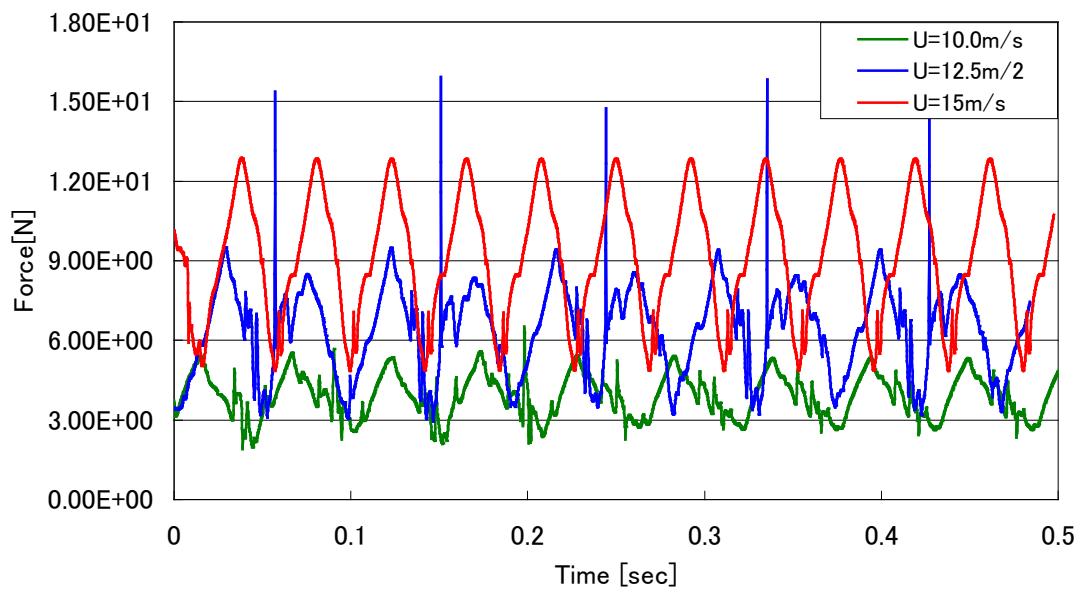
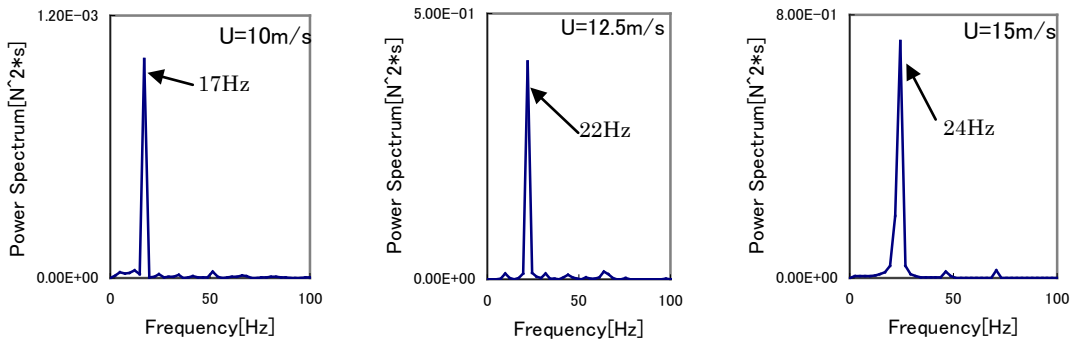
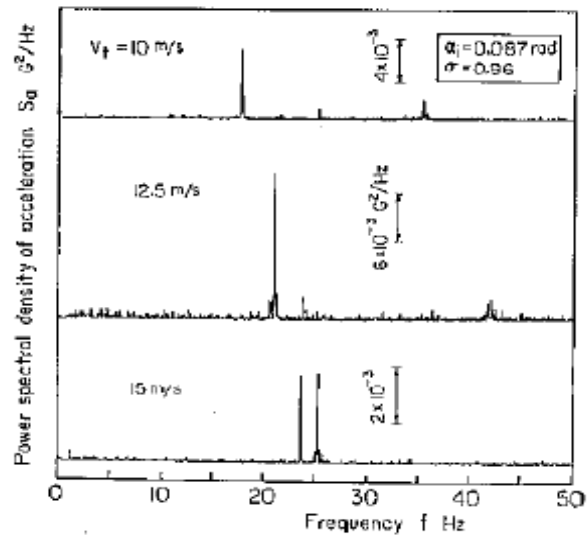


Fig.2-29 Time history of Force



(a) FFT Results of CFD



(b) Experiments Results

Fig.2-30 Comparison of experimental data and analysis

2.5 まとめ

本章において Clark-Y 型翼周りのキャビテーション解析を実施した結果以下知見を得た。

- (1) Clark-Y(11.7%) 翼型については, CFD による非定常解析において, キャビテーション形態として以下の 3 種類の現象が捉えられた.
 - (a) シートキャビテーション
 - (b) シート+クラウドキャビテーション
 - (c) スーパーキャビテーションこれらの現象は翼周りにかかる圧力が大きく関与し, キャビテーションの発生, 消滅を引き起こす.
- (2) 格子数は標準格子数 (壁関数 y^+ ; $20 \leq y^+ \leq 100$) 以上を必要とする.
- (3) 汎用数値流体解析を使用する場合, 同一乱流モデルを使用してもコードによってはキャビテーション現象の傾向そのものが相違する場合がある. 従って, 実際のターボ機械のキャビテーション解析に適用する場合, 十分な事前検討が必要である.
- (4) LES モデルは格子解像度を上げることで詳細な検討ができる反面, 安定的に解析ができない場合も多い. 本研究では標準格子を用いて LES モデルでのキャビテーション解析を実施した結果実験値との良好な一致を見た. 従って, LES モデルにおいても全ての解析ケースで詳細な格子を必要とするわけではなく, その解析の目的に応じて粗格子の解析を実施しても工学的には意味のある結果が得られる.
- (5) キャビテーションに伴う振動の検討をした結果, キャビテーションの生成から消滅までの一連の状態を RANS 系の乱流モデルを使用しても再現でき, その周波数は実測値とよく一致する.

以上よりキャビテーション解析について, 形状及び解析の目的, 用途に応じた乱流モデルの選定が必要であると考えらる.

第三章

両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション

本研究で取扱う両吸込み渦巻きポンプには，第一章で説明したように崩壊圧が激しい三種のキャビテーション形態があり，汎用熱流体解析コード ANSYS-CFX のキャビテーションモデル: Rayleigh-Plesset Model を用いた数値解析から発生機構や崩壊過程の可視化を行った．また，キャビテーション不安定現象であるキャビテーションサージおよびキャビテーション発生の不均衡性についても数値的に捉えることができた．

3.1 対象ポンプ概要と解析形状

研究対象のポンプは比速度 305,羽根枚数 6 枚の両吸込み渦巻きポンプである． Fig. 3-1 に本研究の対象とした両吸込み渦巻きポンプの概略を表 3-1 仕様を示す．また， Fig.3-2 に対象ポンプの流路部の概要を示す．本対象は構造上対称であるため 1/2 モデルを使用する．計算領域は灰色部分の吸込みケーシング，赤色部分の羽根車，青色部分の吐出しポリユートから構成されている．まず，吸込みケーシングから流体が流れ込み，羽根車へと流れていく．その時に，吸込みケーシングに設置されているバップルにより流れが塞ぎ止められ，羽根車方向へと向きを変えられる．その後，羽根車から吐出しポリユートへ流れていく．流れの向きを変える役割を持つバップルを Fig. 3-3 に示す．このバップルは渦キャビテーションの発生に密接に関係している．また， Fig. 3-4 に羽根車から吐出しポリユートへと繋がる流路を示す．

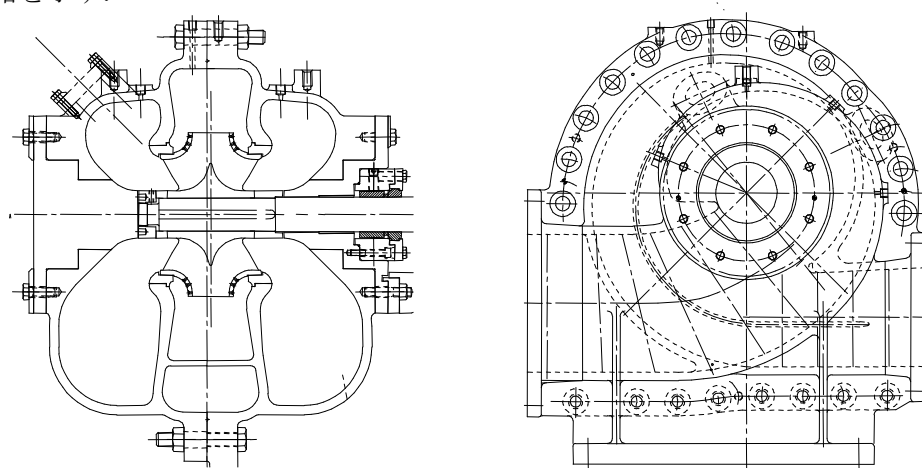
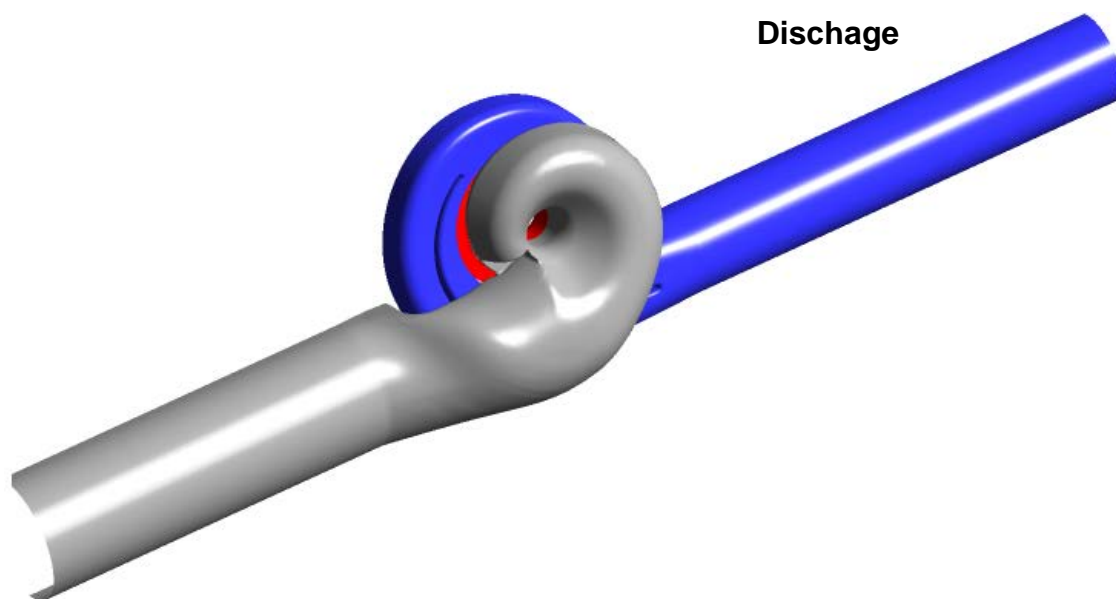


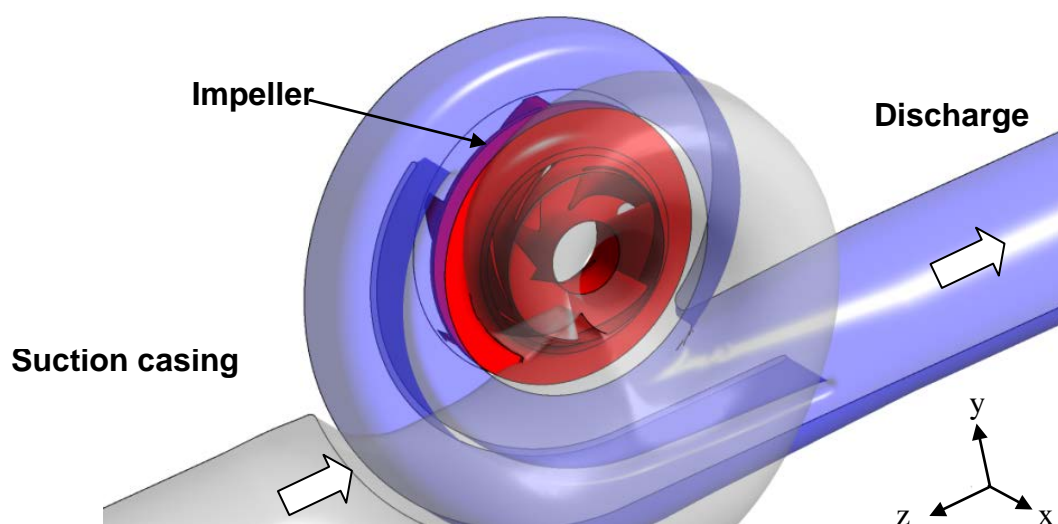
Fig.3-1 Overview of Double volute pump

Table.3-1 Pump Specifications

吸込口径	270	[mm]
吐出口径	193	[mm]
流量	12.78	[m ³ /min]
回転速度	1800	[min ⁻¹]
全揚程	25	[m]
羽根車外径	305	[mm]



(a) Overview of flow passages



(b) Flow passages around the impeller

Fig. 3-2 Analysis object

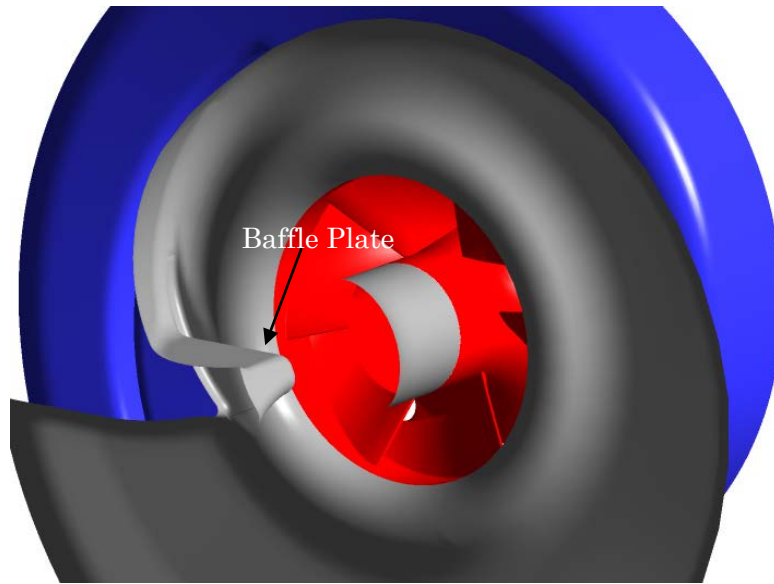


Fig. 3-3 Baffle Plate

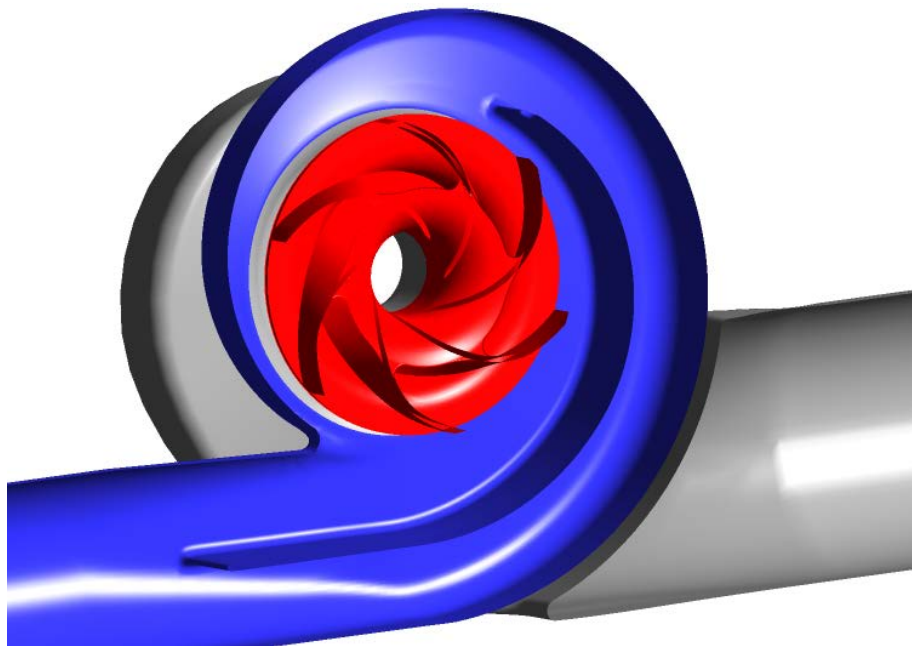


Fig. 3-4 Flow passages at the discharge part

3.2 実験装置および方法

Fig.3-5 に本研究に使用した実験装置の概略図を示す。実験装置は両吸込み渦巻きモデルポンプ、モータ、加速度センサ、騒音計、高速度カメラ、チャージアンプ、音響・振動集録モジュールおよびPCにより構成される。本節では、渦キャビテーションに起因する騒音にのみ注目するため、設計点流量においてバツフルからの渦キャビテーションのみが発生するようにバツフルの形状を設計したモデルポンプを使用した。モデルポンプの羽根車外径は30 [cm] で、羽根枚数は6枚、回転速度は1800 [rpm] である。ポンプ内部におけるキャビテーションの発生および崩壊の様子を観察するためのアクリル製の窓を設置した。窓から高速度カメラにより撮影を行う。高速度カメラは騒音計よりもやや後方に設置し、キャビテーションの発生と崩壊の様子を厳密に観測するために使用する。騒音系に関しては、ポンプより発生する騒音を騒音計により計測を行う。振動系に関しては、加速度センサをポンプケーシング表面に取り付けることで振動を計測する。振動は二箇所計測を行い、圧力変動に伴う振動の伝播が最も良好な点で計測する。振動計測により取得したデータはチャージアンプを介し、また騒音計測データは直接音響・振動集録モジュールへと伝達される。この集録モジュールは全四箇所計測された騒音および振動データを同時にPCへと取り込み、周波数解析等を行う。実験では、流量を設計点流量（以下100%Q）に固定し、NPSHを様々に変化させ各種計測を行った。Fig.3-6 に実験結果と設計流量での性能予測結果を示す。

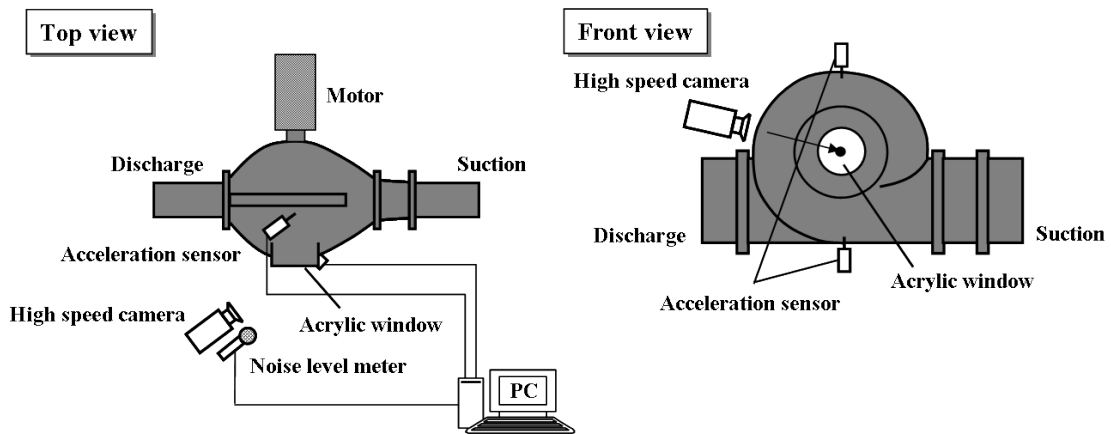


Fig.3-5 Experiment facility

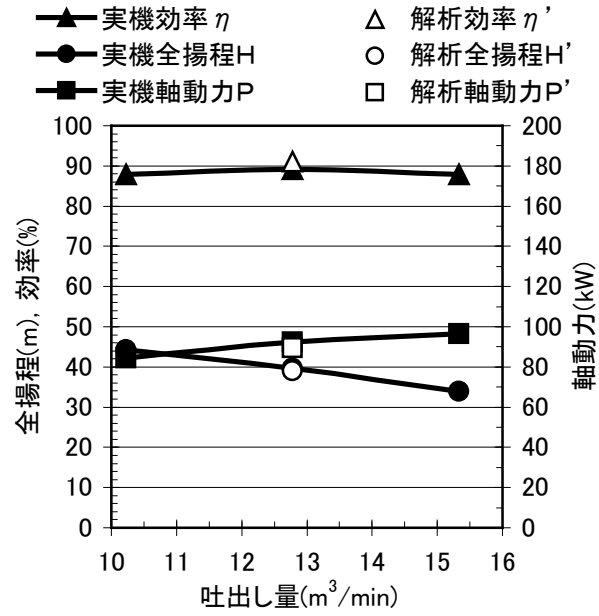
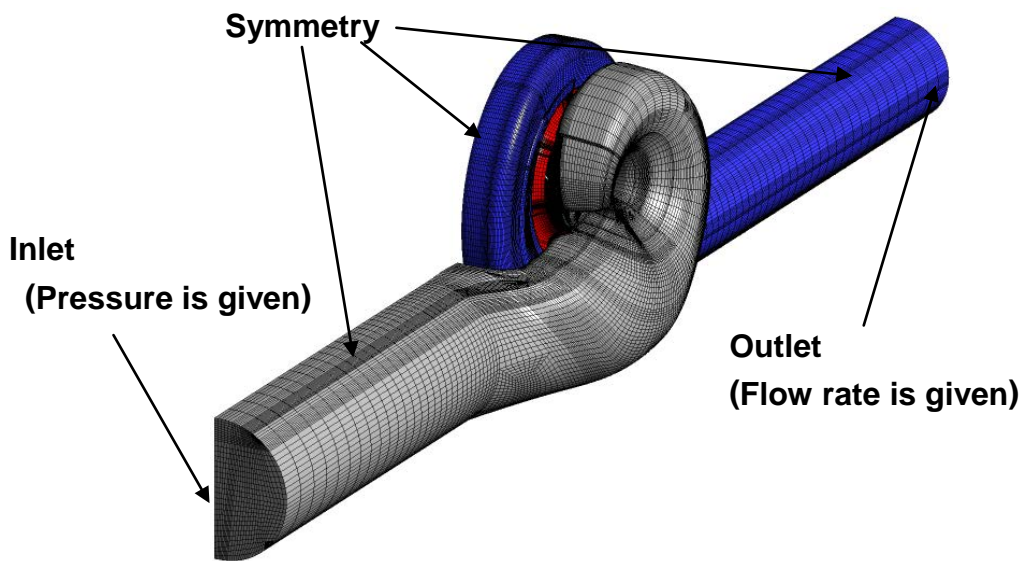


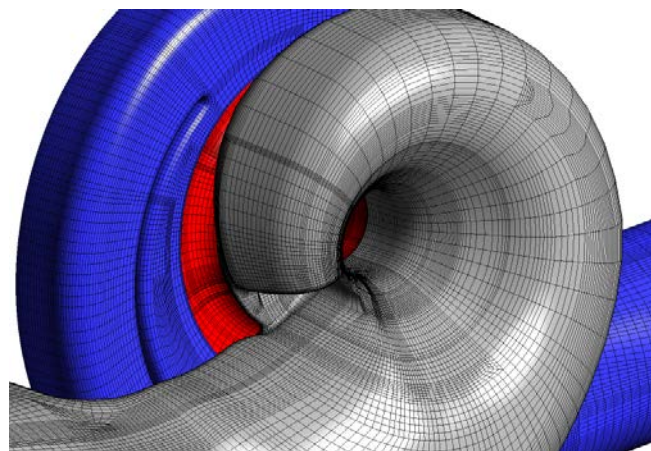
Fig.3-6 Comparison between experiment and analysis result

3.3 解析条件

Fig. 3-7 に計算格子及び境界条件を示す．計算格子は全て六面体格子を用いており，各ドメインの要素数はTable 3-2 に示すとおりである．境界条件では入口に圧力，出口に流量，対称面に対称境界を用いる．今回の計算では，バッフル付近において流れが乱れると考えられるため，格子を多く設置した．Fig. 3-8 に羽根車の格子を示す．この羽根車は回転しており，渦キャビテーションを各羽根の前縁で切ると考えられ，キャビテーション崩壊が起こると思われる羽根車前縁付近に格子を多く配置した．なお，羽根車面上において，壁面からの最初の格子まで（第一格子点）の間隔は y^+ が 4~150 程度である．また解析条件をTable 3-3 に示す．



(a) Overview

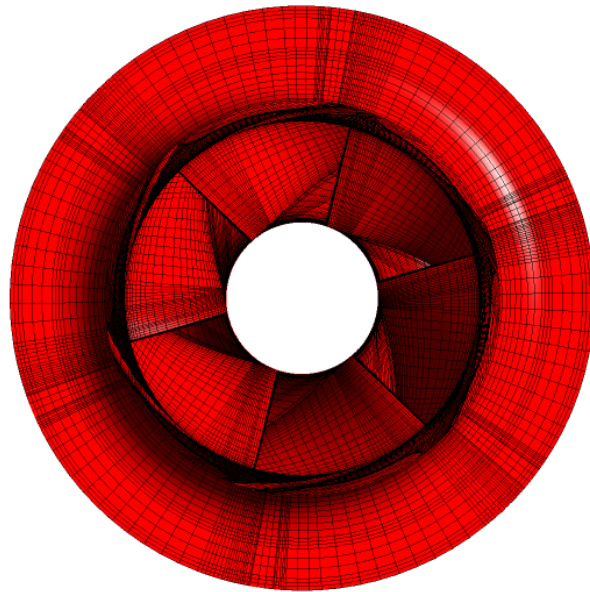


(b) Close-up of around the impeller

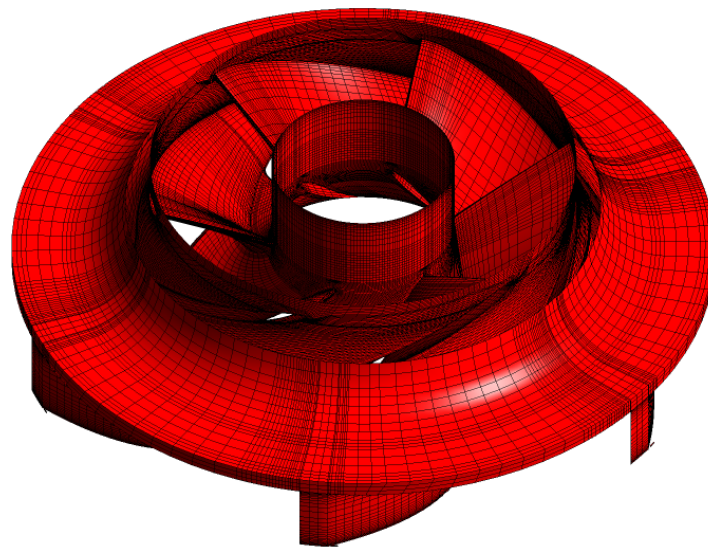
Fig. 3-7 Calculation grids (Boundary conditions)

Table 3-2 Number of elements in each domain $\times 10^4$

Suction Casing	41
Impeller	51
Discharge	32
Total	126



(a) Front view



(b) Overview

Fig. 3-8 Calculation grid of the impeller

Table 3-3 Calculation conditions

Number of blades	6
Rotational speed	1800 [rpm]
Saturation pressure	3171 [Pa]
Interface between static system and rotational system	Transient rotor stator
Multiphase flow model	Water, Water vapor
Cavitation model	Rayleigh-Plesset
Turbulence model	SST, LES
Advection scheme	High resolution
Transient scheme	Second order backward Euler
Time width	1 degree rotation of the impeller (9.26×10^{-5} [s])

3.4 バッフルからの渦キャビテーションの発生と振動

本研究の対象となる両吸込み渦巻きポンプはポリュートタイプであり、本タイプのポンプの特徴としては適度の予旋回を与えることで羽根車入口流れを一様にできることが可能である一方、Fig.3-9に示すようなポリュートの舌端部（バッフル）の背後から生じる渦と、その中に生じるキャビテーションが問題になる。そのため、近年では Fig.3-10 に示すような入口流路について数値流体解析を使用してバッフルからのキャビテーションが発生しないような設計をするのが一般的である。しかしながら、このバッフル背後からの旋回流の評価についてはバッフル形状そのもの影響と回転する羽根車からの両者からの総合的な流れ場によって決まるため吸い込みケーシング部単体の解析からはキャビテーションの発生有無を数値流体解析から判断するのは精度的に不十分であると言える。そこで、本研究では対象とするポンプの全体系でキャビテーションについて考察する。

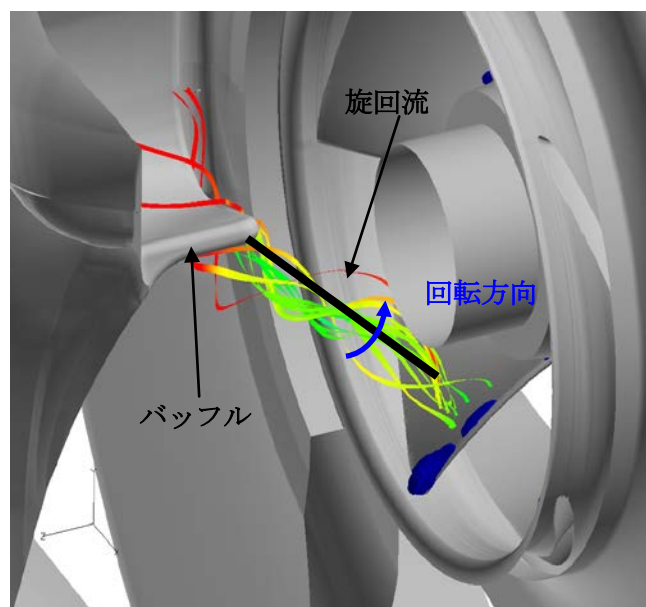


Fig.3-9 Vortex extending from the baffle

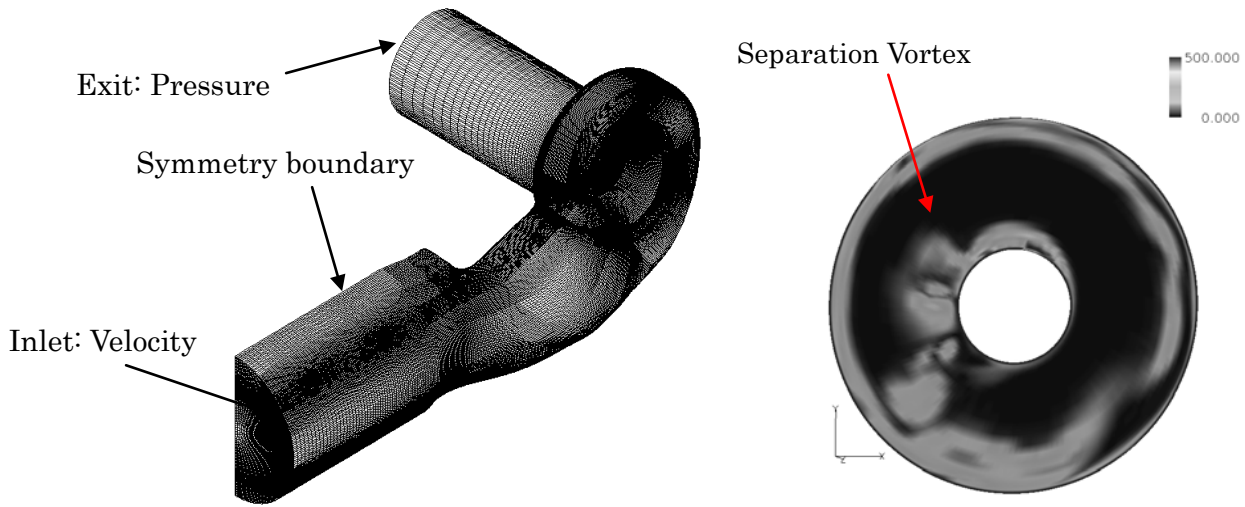


Fig.3-10 CFD Analysis of suction casing

3.4.1 設計流量におけるキャビテーション

Fig.3-11 に実験より確認された渦キャビテーション発生領域を示す。図において、縦軸 N は無次元化表示された NPSH であり、横軸は流量である。●印は渦キャビテーションが発生していることを示し、×印は渦キャビテーションが発生していないことを示す。今回の計算において、100% Q での渦キャビテーションの現象を把握するため、渦キャビテーションが発生しない $N = 1.0$ 及び渦キャビテーションが発生する $N = 0.25$ での非定常解析を行う。時間刻みは羽根車 1 度回転分とし、計算時間は羽根車 6 回転分とする。

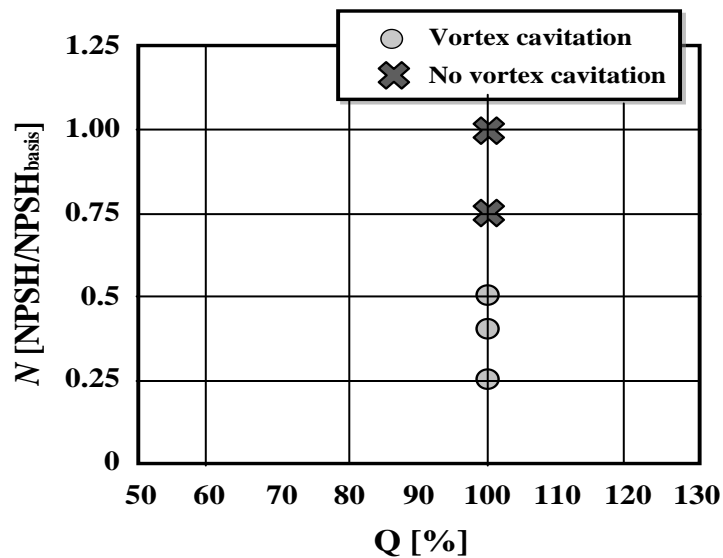


Fig. 3-11 Measurement on generation of vortex cavitation at four NPSH conditions

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

渦キャビテーションの発生を数値的に捕捉できたかどうかを確認するため、Fig. 3-12 にボイド率等値面を示す。水と空気の混合状態でボイド率 0.5 は白濁した状態で可視可能と考えられるため、本報告ではボイド率を 0.5 と設定した。 $N = 1.0$ において、キャビテーション領域が全く出現していないことが分かる。一方、 $N = 0.25$ のボイド率 0.5 の結果を見ると、渦キャビテーションの発生を捉えており、そのキャビテーションは羽根車まで届いている。渦キャビテーションが $N = 1.0$ では発生せず、 $N = 0.25$ で発生する事は Fig. 3-11 の実験結果と一致する。

Fig. 3-13 に吸込みケーシングからの流線を示す。 $N = 1.0, 0.25$ の両方とも旋回流が発生し、羽根車まで達している。この旋回流は主流とバッフルからの流れによって発生している。また旋回流の部位の圧力及びその周囲の圧力を確認するため、Fig. 3-14 に A-A 断面の圧力分布を示す。この圧力は吐出圧力で除して無次元化した値であり、このとき飽和蒸気圧は $N = 1.0$ では 0.007、 $N = 0.25$ では 0.010 となる。 $N = 1.0, 0.25$ のどちらにおいても旋回流が存在する領域の圧力が低くなっていることが確認できる。 $N = 1.0$ では吸込圧力が高い為、この低圧部が飽和蒸気圧を下回らず、渦キャビテーションが発生していない。しかし、 $N = 0.25$ では低圧部は飽和蒸気圧の値で一定となっており、渦キャビテーションが発生していると考えられる。

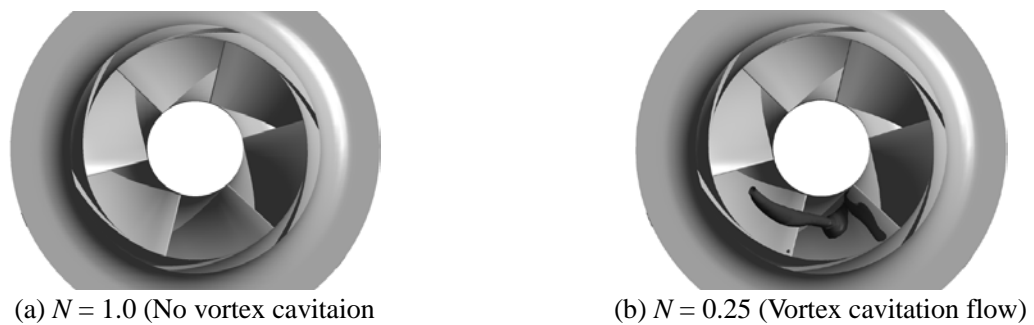


Fig. 3-12 Comparison between non-cavitation and vortex

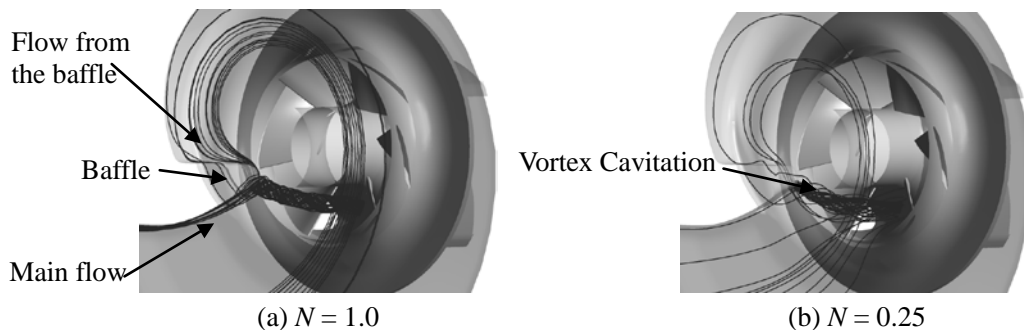


Fig.3-13 Streamlines through the baffle

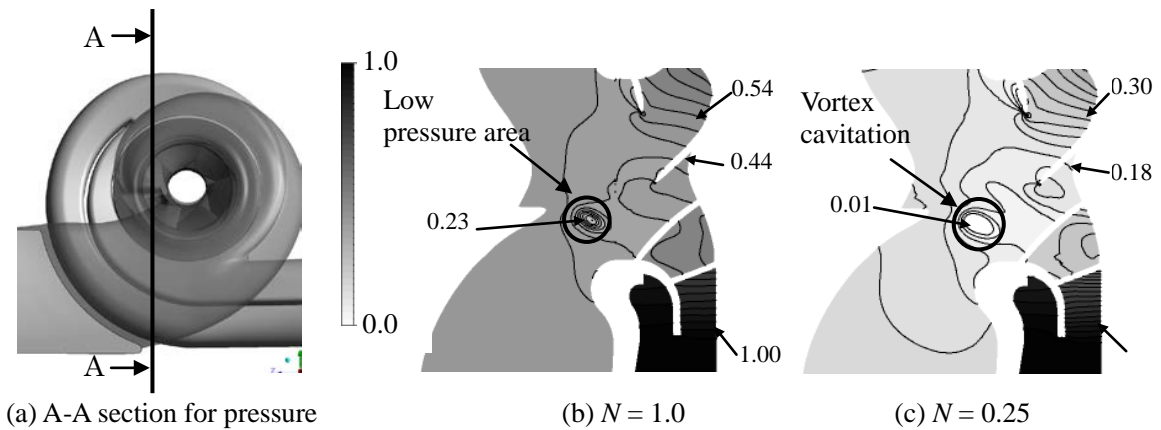


Fig. 3-14 Pressure contours in

キャビテーション現象の特徴の一つはキャビテーション崩壊時に急激な圧力上昇を伴うことである。そこで、解析においても本現象が再現されているかどうかを把握する為、羽根車に作用する力の時刻歴変化を観察した。その結果を Fig. 3-15 に示す。横軸の回転角度は羽根車 6 周目の回転角度、縦軸は羽根車に作用する回転軸(X 軸)方向の力である。図は羽根車 1 周分のサンプリングデータである。N=1.0, 0.25 の両ケースに羽根枚数分の変動が確認され、これは羽根車と吐出ケーシングの干渉による変動と考えられる。また、N=0.25 ではこの変動に加え力の急激な変動も捉えられている。これは渦キャビテーションが引き起こす圧力変動に起因するものと推測される。また、グラフは右肩下がりの傾向を示しており、これは低周波の振動が解析で確認されそれに起因するものと考えられる。次に、極値である丸で囲んだ点の渦キャビテーションに注目する。ここで、Fig. 3-16 に回転角度 θ の定義を示す。観測対象羽根車前縁を初期位置 0° としており、Fig. 3-13 で極値に当たる $\theta = 289^\circ, 307^\circ$ 等は図に示す位置である。

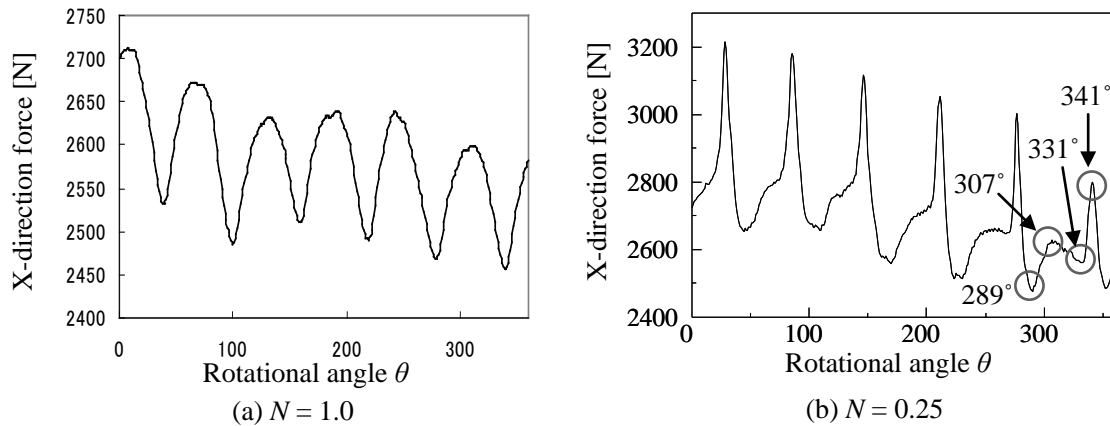


Fig. 3-15 X-direction force on the impeller

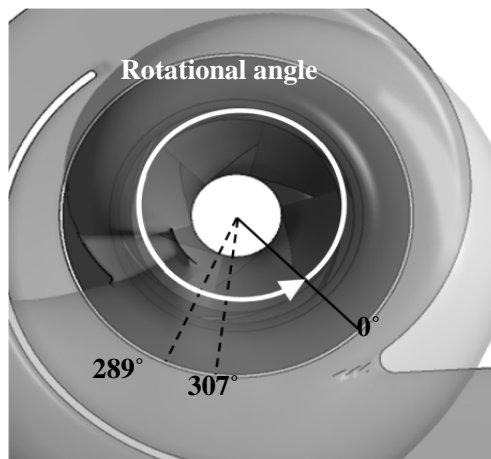


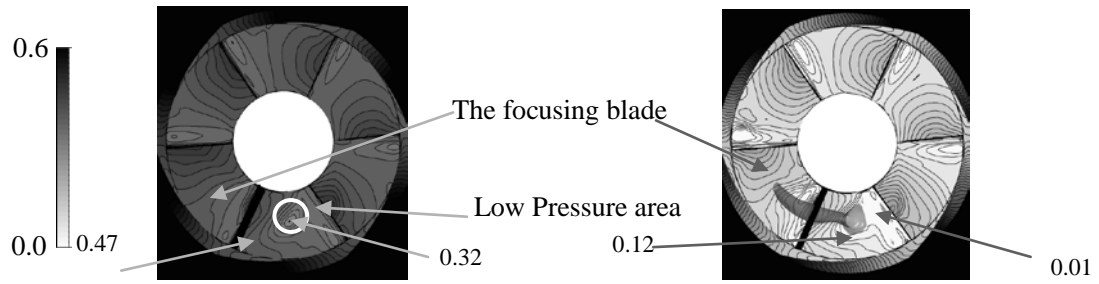
Fig. 3-16 Definition of rotational angle θ

Fig. 3-17 に羽根が渦キャビテーションを通過する際の羽根車負圧面の圧力分布を示す。この圧力は Fig.3- 14 と同様に無次元化された値である。

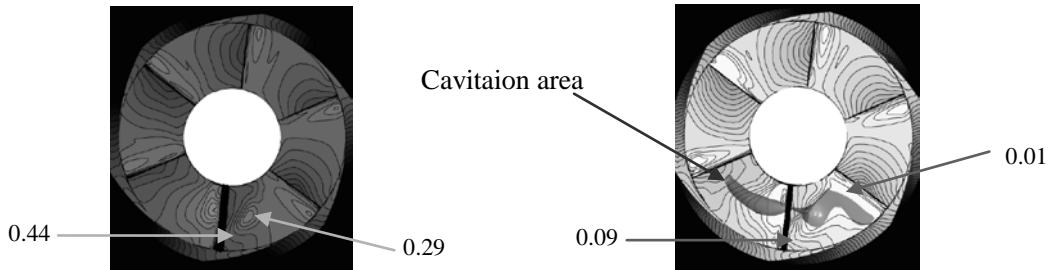
$N = 1.0$ の結果を見ると、低圧部があるが渦キャビテーションは発生しておらず、この低圧部を羽根が通過しても、圧力は急激には上昇していない。 $N = 0.25$ は、渦キャビテーション付近の圧力が低くなっていることが確認できる。 $\theta = 289^\circ$ では渦キャビテーションが羽根に分断される前の状態であり、圧力は上昇していない。 $\theta = 307^\circ$ では羽根が近づくことによ

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

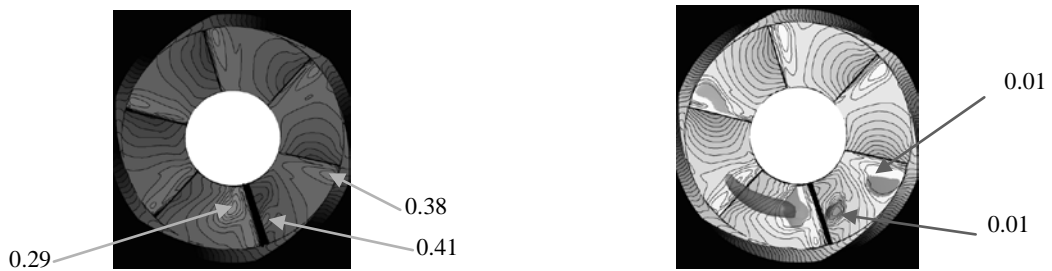
て渦キャビテーションが細くなっており，この後分断されることが分かる．しかし，この時点でも未だ圧力が高くなっていない． $\theta = 331^\circ$ では分断された渦キャビテーションは分断した羽根に付着しており，分断された渦キャビテーションの一部は一つ前方の羽根の負圧面に残存している． $\theta = 341^\circ$ では負圧面に残存したキャビテーションが崩壊した直後であり，圧力が急激に高くなり，羽根先端まで圧力上昇の領域が広がっている．これは、キャビテーションの崩壊に伴う圧力上昇を数値流体解析で捕らえているものと考えられる．



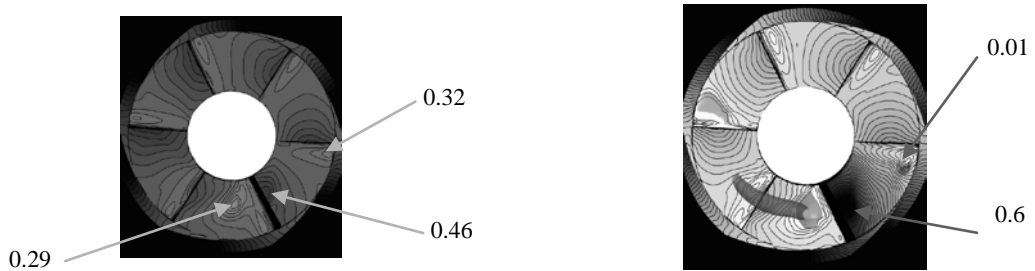
(a) Before a blade cuts the vortex cavitation ($\theta = 289^\circ$)



(b) While a blade is cutting the vortex cavitation ($\theta = 307^\circ$)



(c) Before the cavitation collapses on the preceding blade surface ($\theta = 331^\circ$)



(d) After the cavitation collapses on the preceding blade surface ($\theta = 341^\circ$)

Fig. 3-17 Pressure contours on the suction surface of the impeller (Left : $N = 1.0$, Right : $N = 0.25$)

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

Fig. 3-18 は吸込ケーシングで計測した振動加速度を周波数解析した結果を示す。縦軸および横軸は振動加速度および周波数である。N=1.0 およびN=0.25 とともに180[Hz]にピークがある。また渦キャビテーションが発生するN=0.25 のピークの加速度の方が約2倍程度大きいこともわかる。これは渦キャビテーションが発生する場合、ポンプのケーシングの加速度は2倍程度強く振動していることを示している。騒音はケーシングが振動することで発生するので、N=1.0 のときには確認されなかったキャビテーション騒音がN=0.25 の場合発生したのは、この振動の強さの差によるものだと考えられる。本実験のモデルポンプのNz成分は180[Hz]である。またFig. 3-15 において、N=0.25 で渦キャビテーションが発生していることが確認されている。よって周波数解析によって得られた180[Hz]は、6枚の羽根が渦キャビテーションを各々通過することで渦キャビテーションが崩壊することに伴う圧力変動がポンプケーシングを振動させていることに起因しているものと考えられる。一方、渦キャビテーションが発生していないN=1.0 において180[Hz]の振動加速度にピークが現れるのは、6枚羽根の羽根車が回転することによって引き起こされるポンプ内部の圧力変動が原因と考えられる。そこで本研究では、ポンプ内部の詳細な流れ場を把握するために、数値解析を行った。数値解析では振動を算出する代わりに、振動と密接に関係のあるポンプ内部の圧力変動により現象の把握を行う。

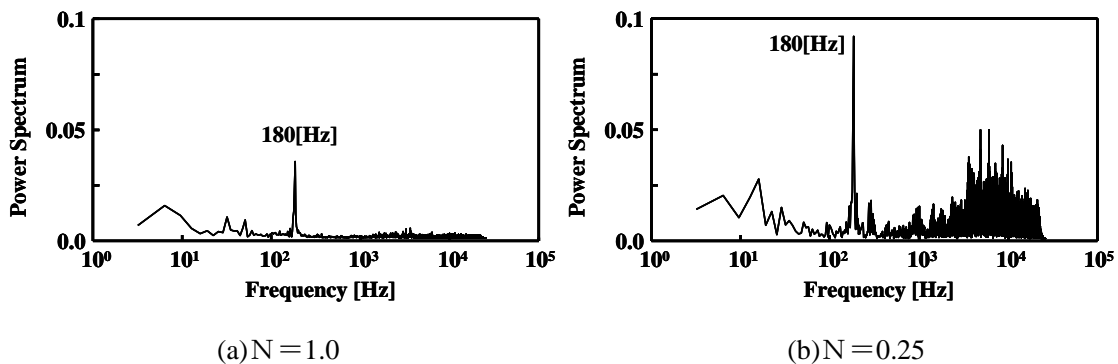


Fig. 3-18 FFT analysis of vibration acceleration at Casing (Experiment)

Fig. 3-19 のA点はポンプ内部における圧力データ取得点を示す。Fig. 3-20 の(a) および(b) はN=1.0 およびN=0.25 の測定点における3周分の圧力変動およびその圧力を周波数解析した結果を示す。N=1.0 の圧力変動グラフの縦軸および横軸はそれぞれ圧力および羽根車回転角度を示す。また、N=0.25 の周波数解析結果のグラフの縦軸および横軸はそれぞれスペクトル強度および周波数を示す。前述したように、N=1.0 では渦キャビテーションは発生しない。しかし、圧力変動グラフは周期的に振動しており、かつ周波数解析結果よりその振動はポンプのNz成分である180[Hz]であることも確認された。この圧力変動は、測定点の真下を6枚の羽根車が回転していることで発生するポンプ自体に起因する圧力変

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

動であると考えられる。一方、 $N=0.25$ の圧力変動グラフでは急激な圧力変動が発生していることがわかる。また周波数解析結果からポンプの Nz 成分である $180[\text{Hz}]$ の変動であることも確認された。これは、6枚の羽根が各々渦キャビテーションを通過することに伴う急激な圧力変動が吐出ポリュームまで伝播していることを捉えていると考えられる。また、 $N=0.25$ の周波数解析結果より $360[\text{Hz}]$ にもピークがあることがわかる。これはFig. 3-21に示す様に測定点Aは羽根車の後流にあるため図 (a) のように、羽根車が通過する度に起こる圧力変動いわゆるBlade Passing Frequency の現象を顕著に感知する場所である。一方、バップルからの渦キャビティが羽根車により分断され消滅し圧力が上昇する場合、この圧力は (b) のようにパルス波のようになると考えられる。したがって測定点Aでは(a) (b) の両方の波形が異なり (c) のようになる。(a)の波形は正弦波敵であるが(b)は正弦波から大きくずれており多数の高周波成分が含まれる。その結果としてFig. 3-20 (b)では多数の強い高周波成分が現れたものとする。

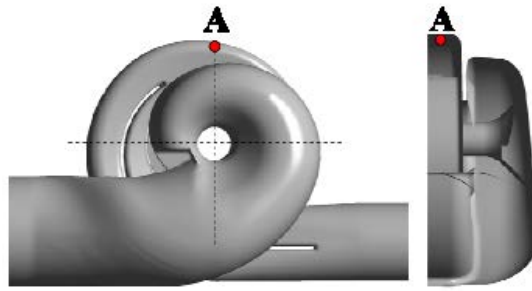
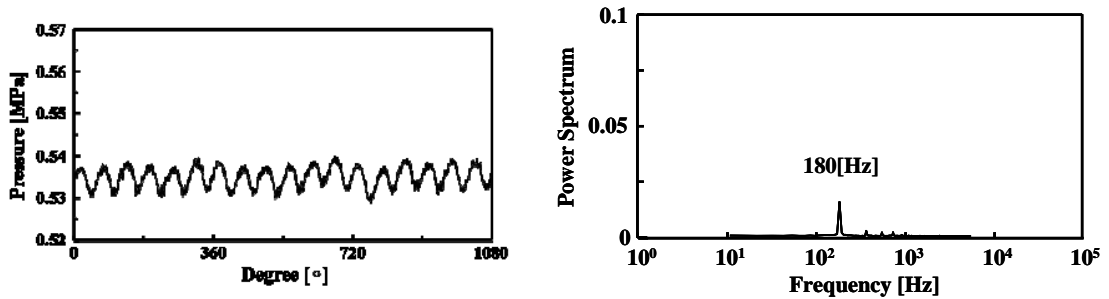
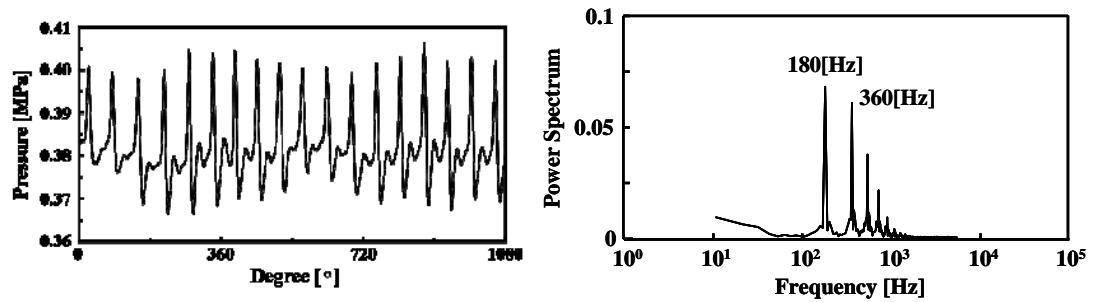


Fig.3-19 Measurement point

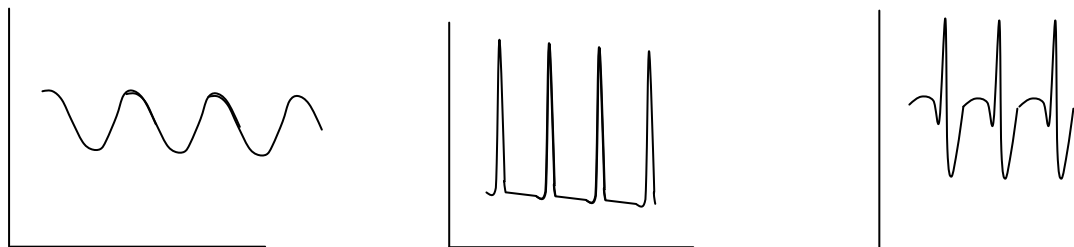


(a) N=1.0



(b) N=0.25

Fig.3-20 FFT analysis of pressure fluctuation at inside Casing (Calculation)



(a) Blade Passing Frequency at point A

(b) Pulse frequency ceased by Cavitation disappearance

(c) The combined pressure at point A

Fig.3-21 Pressure of Monitor Point A

3.4.2 高流量域でのキャビテーション

高流量域においては、圧力面前縁の低圧域およびシュラウド壁面にキャビティが発生する。本研究の両吸込み渦巻きポンプでも、Fig. 3-22 に示すようにバップルからの渦キャビテーションと共にこれら二つの発生位置にキャビティが確認できる。Fig. 3-23 は $127\%Q$ の計算結果である。圧力面に発生するキャビテーションは迎え角が負となる為に生じ、シュラウド壁面に発生するキャビテーションはシュラウド壁面の曲率が大きいためにより発達する局所的な低圧域に生じる。キャビテーション係数の低下に伴って 1kHz 以上の周波数帯のスペクトルが増加し、キャビテーションの発生が増大していることが確認できる。また $N=0.6$ 以下から 180 Hz のスペクトルも増加しており、渦キャビテーションの崩壊圧によりその発生が確認できる。しかし $N=0.42$ においては 180 Hz のスペクトルが低下していることが確認できる。これは渦キャビテーションが急に発生しなくなったとは考え難く、渦キャビテーションは発生しているものの崩壊が行われていないと考えられる。この渦キャビテーションの特異な不崩壊現象のメカニズムは数値解析により以下のように考えられる。

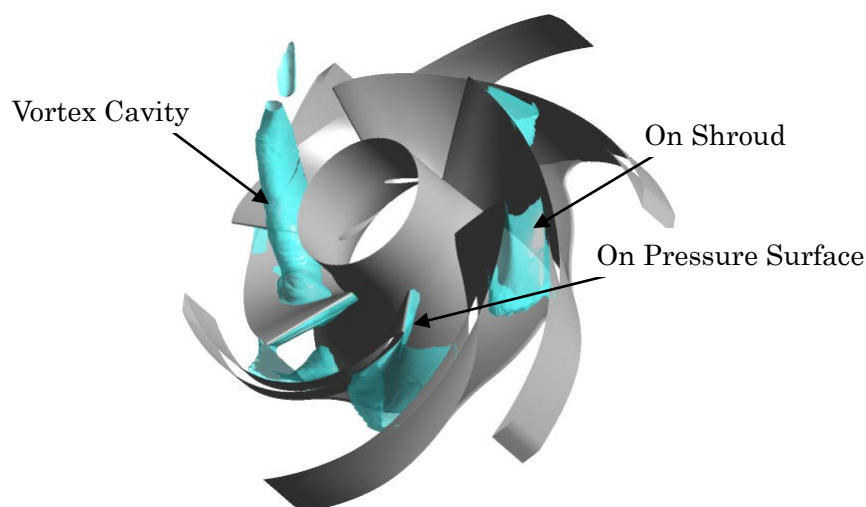


Fig. 3-22 高流量域に発生するキャビテーションの様子

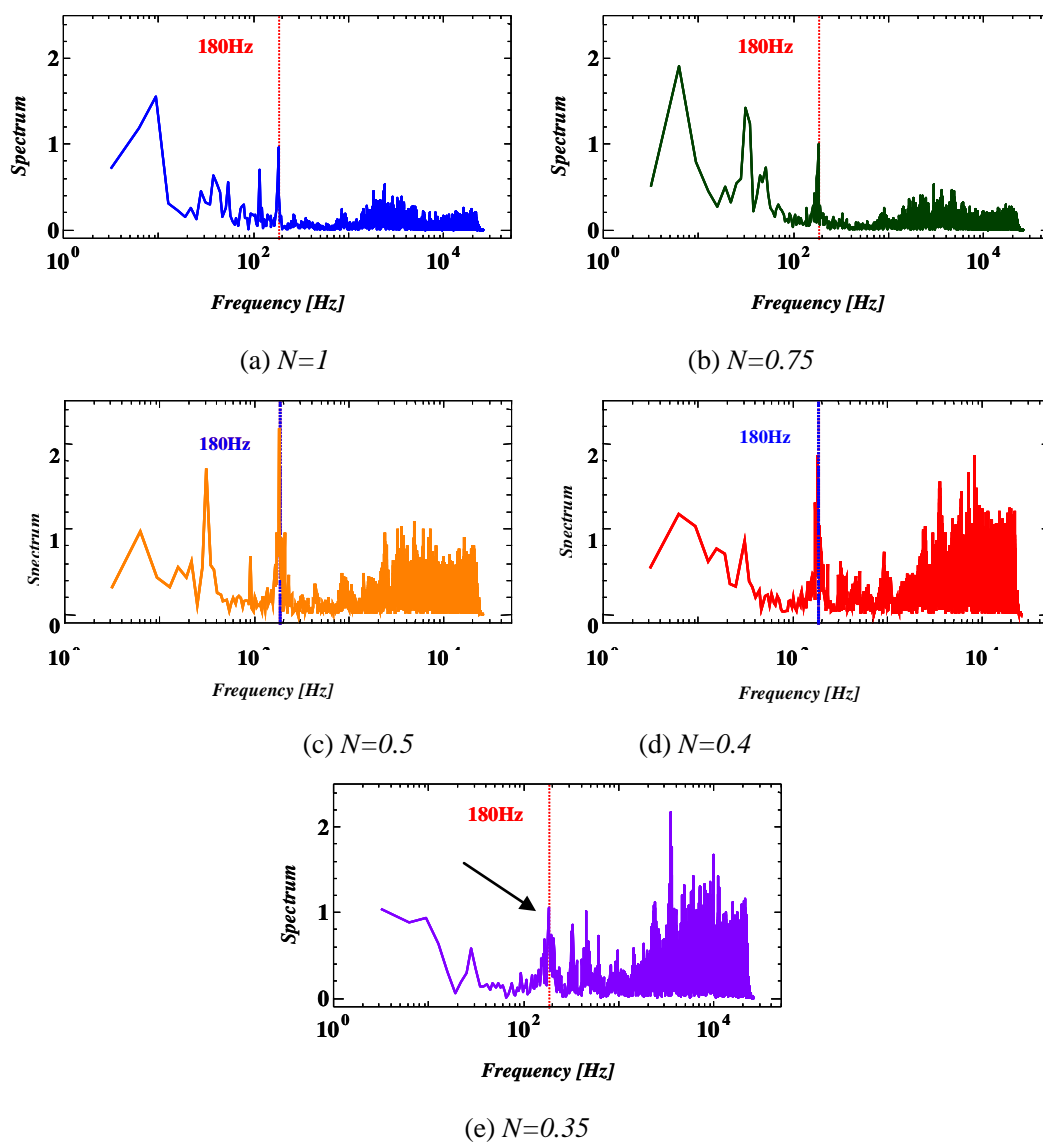


Fig. 3-23 FFT result of the vibration acceleration of each inlet casing of the cavitation coefficient at $127\%Q$ (Experiment)

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

まず羽根負圧面上の圧力およびボイド率の時刻暦を Fig. 3-24 に示す. 結果は $127\%Q$ であり, グラフの各波形の色は Fig.3-23 に対応したキャビテーション係数に対応している. またボイド率は負圧面上に残存キャビティが存在する $N = 0.5, 0.4, 0.35$ の三つのみを表示している. 渦キャビテーション崩壊時の崩壊圧は $N = 0.5, 0.4$ のみ確認できる. $N = 0.35$ においては最も高いボイド率を示しており, この場合も負圧面上に残存キャビティが存在することが確認できるが崩壊圧は確認できない.

次に数値解析による $N=0.35$ の可視化結果を Fig. 3-25 に示す. 残存キャビティはシュラウド側へ流動し, シュラウド壁面のキャビティと合体するのが確認できる. Fig.3-26 は翼面上の圧力を設計流量 $100\%Q$ と過大流量 $127\%Q$ で比較したものである. 渦キャビティが翼前縁で分断された瞬間翼の圧力は $100\%Q$, $120\%Q$ 共に同様な傾向を示している. 一方, 渦キャビティ分断後, $100\%Q$ は圧力勾配はシュラウドからハブへ, $127\%Q$ の場合ハブからシュラウドへと移行することがわかる. 流れの特性として圧力の高いほうから低い方に流れることを考慮すると, 分断キャビティは $100\%Q$ の場合崩壊する位置で崩壊せずにシュラウドに発生したキャビティに吸収されたと考えられる. 定常的に発生するシュラウド壁面のキャビティに収まったことで, 3.4.1 節に示した渦キャビテーションの崩壊による圧力上昇が発生しなかったといえる.

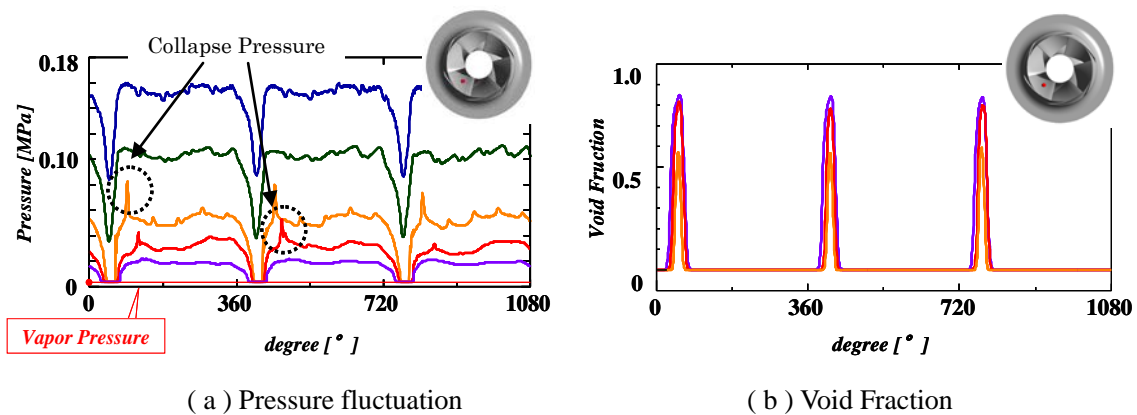
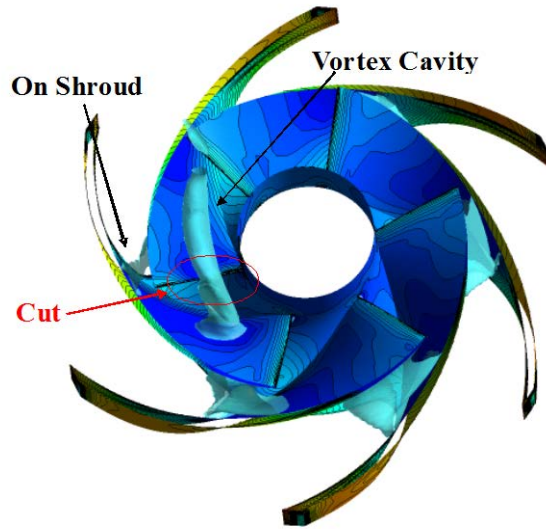
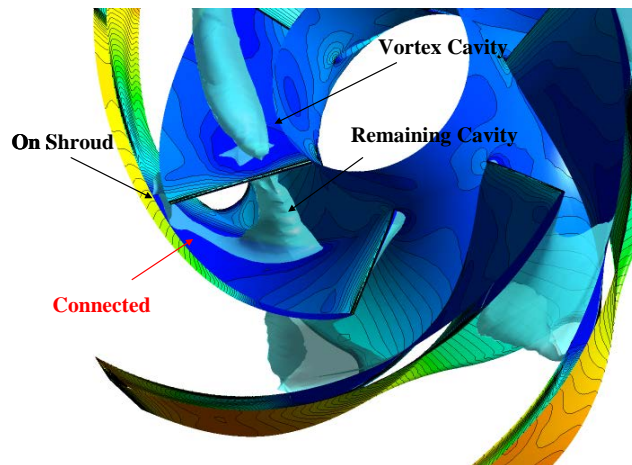


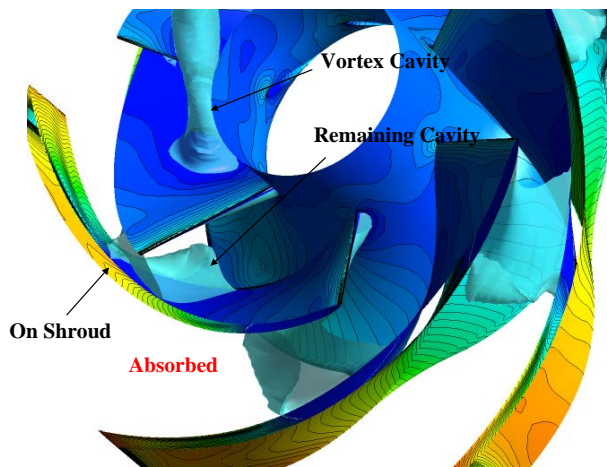
Fig. 3-24 $127\%Q$, 各キャビテーション係数における羽根負圧面上の圧力変動およびボイド率 (Calculation, 羽根回車三回転分)



(a) The vortex cavity is cut by the blades (0°)



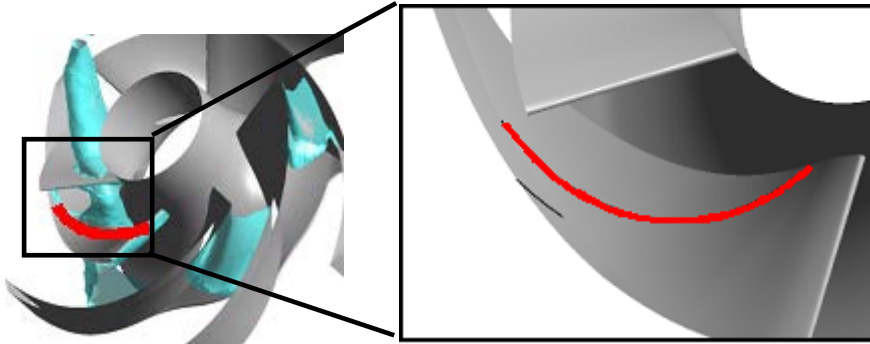
(b) The remaining cavity was connected with the cavity on the shroud (+ 20°)



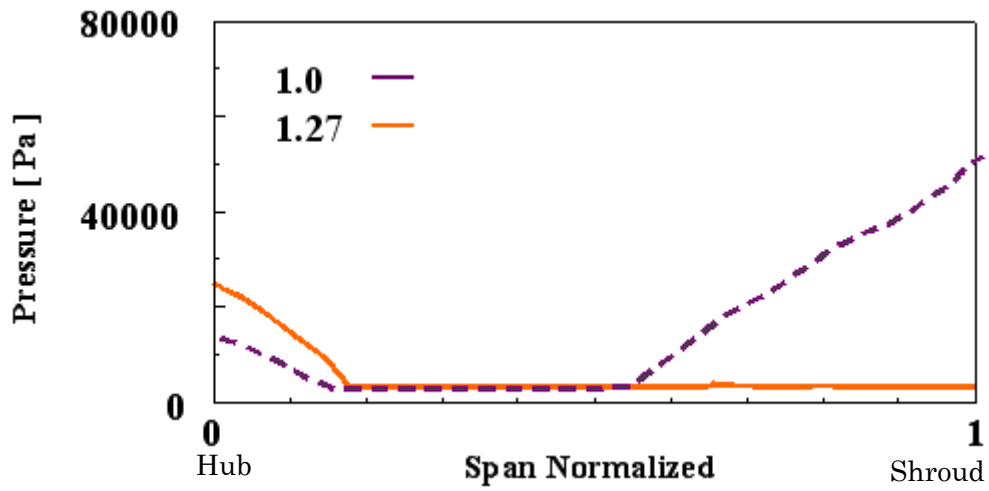
(c) The remaining cavity was absorbed to the cavity on the shroud (+ 60°)

Fig. 3-25 The process of the non-collapse phenomenon and pressure distribution

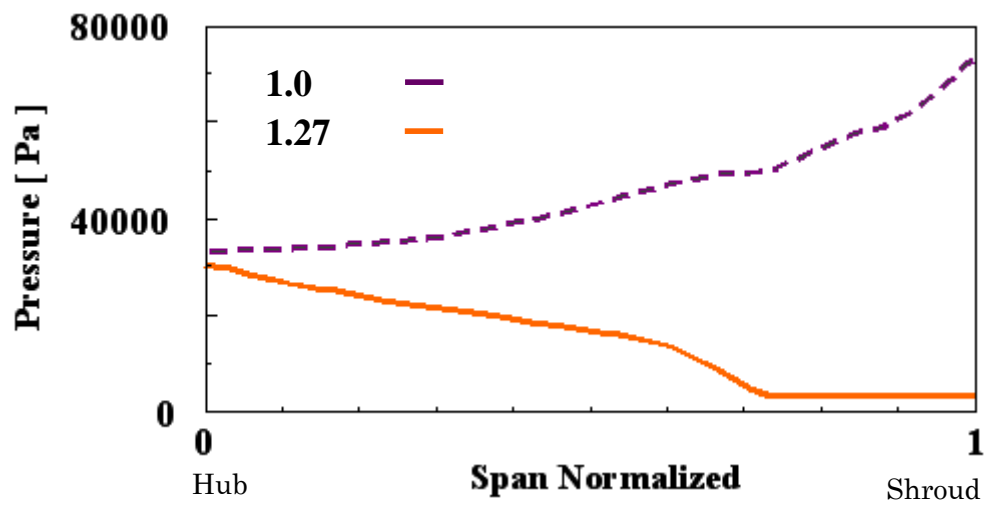
第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象
 (127%Q, $NPSH=7$)



(a) Pressure monitoring position



(b) Blade surface pressure at the time of the cavitation division



(c) Blade surface pressure after the cavitation division

Fig. 3-26 Comparison of the blade surface pressure (127%Q, $N=0.35$)

3.5 羽根車入口付近の逆流渦キャビテーション

低流量における逆流の影響は羽根車入口のシュラウド壁面に顕著に見られる。Fig. 3-27 に示す子午面流線から逆流が確認できる。羽根車付近には旋回により角運動量が与えられる為にハブ側から半径方向の力が生じる。低流量では羽根車への主流の流入量が小さくなり、その半径方向の影響が大きくなり逆流が生じる。羽根車内では、シュラウド側の羽根前縁において逆流の影響を受ける為に、そこで渦糸が発生してその渦端は羽根車入口に逆流する。Fig.3-28 に $60\%Q, N=0.25$ の解析結果を示す。渦糸の渦コアで飽和蒸気圧を下回ると逆流渦キャビテーションが発生する。しかし、この非定常的な発生機構は未解明である。数値解析結果から逆流渦キャビテーションの発生および崩壊過程は以下のように考えられる。

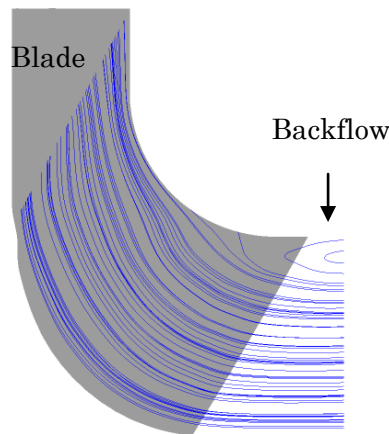


Fig. 3-27 シュラウド壁面における逆流の様子(子午面流線)

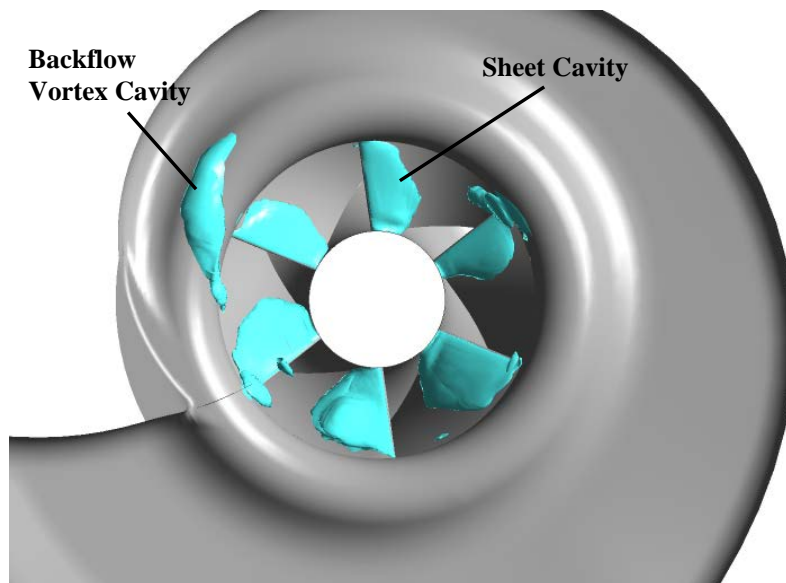


Fig. 3-28 逆流渦キャビテーション発生の様子(ボイド率 0.1 の等値面)

逆流渦キャビテーションは各羽根の負圧面上に発生する渦糸に起因して発生する。逆流

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

渦キャビテーションの発生は非定常ではあるが、渦糸の発生、すなわち筒状の低圧領域の発生は常に各羽根の負圧面上で確認できる。Fig. 3-27 に示した逆流渦キャビテーション発生時の圧力分布を Fig. 3-29 に示す。低圧領域が各羽根の負圧面上から発生し、その末端は羽根車回転と反対方向に流れている様子が確認できる。この低圧領域は羽根車の回転に同期する。したがって常に発生する渦糸が、何らかの影響でその回転力が大きくなった時に飽和蒸気圧を下回った渦コアより逆流渦キャビテーションが発生すると考えられる。そこでその影響因子を特定する為に、逆流渦キャビテーションが発生する周方向位置の特定を行って、その発生位置と関係のある因子を特定する。

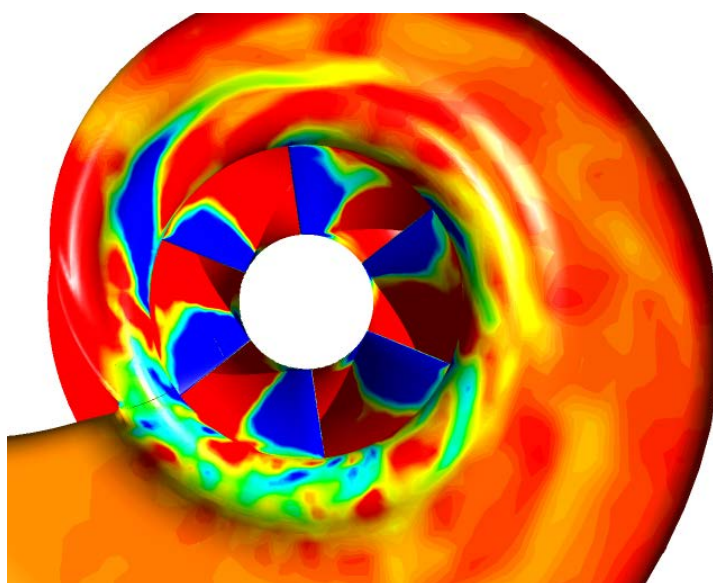


Fig. 3-29 逆流渦キャビテーション発生時の低圧領域

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

まず発生位置の特定を試みた。特定方法は、Fig. 3-30 のように周方向に等間隔の六点でのボイド率を数値解析結果から算出する。その結果を Fig. 3-31 に示す。Monitor4 におけるボイド率が最も高いことが確認できる。またボイド率が0以外の値をもつときは、まさにキャビティが通過していることを示しており、Monitor4 ではボイド率の高いキャビティ、すなわち高い崩壊圧を引き起こす主要なキャビティが二度通過していることがわかる。Monitor4 においてボイド率が高いときの逆流渦キャビテーションの様子は Fig. 3-27 に示している。Monitor4 において大きな逆流渦キャビテーションの発生が確認できる。この逆流渦キャビテーションが前後の位置のMonitor3 およびMonitor5 で確認されないということは、逆流渦キャビテーションが Monitor3 から Monitor4 の間において発生して、Monitor4 から Monitor5 の間において崩壊しているといえる。

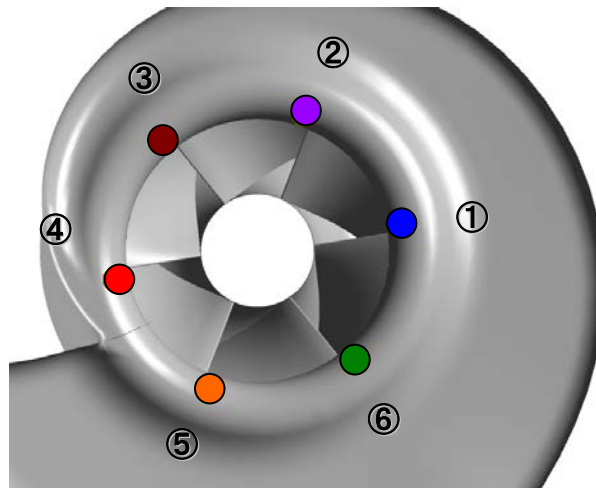


Fig. 3-30 ボイド率の測定点

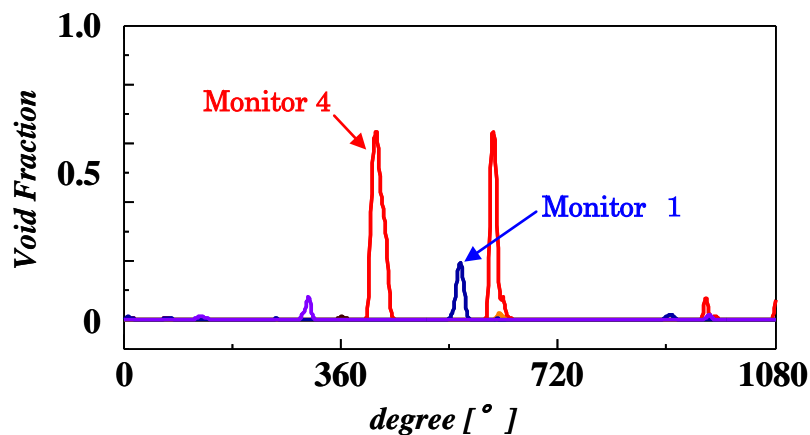


Fig. 3-31 各測定点におけるボイド率の時刻暦結果(60%Q, N=0.25)

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

さらに低流量である $50\%Q$, $N=0.3$ の条件における, 逆流渦キャビテーションの様子を Fig. 3-32 に示す. この場合, $60\%Q$ よりも逆流渦キャビテーションが多く発生する. また各測定点のボイド率の時刻暦結果を Fig. 3-33 に示す. $60\%Q$ の結果と同様な Monitor4 に加えて, Monitor1 のキャビティが通過する頻度は比較的多いことがわかる. したがって, 逆流渦キャビテーションの発生位置は Monitor1 および Monitor4 付近であると推測される.

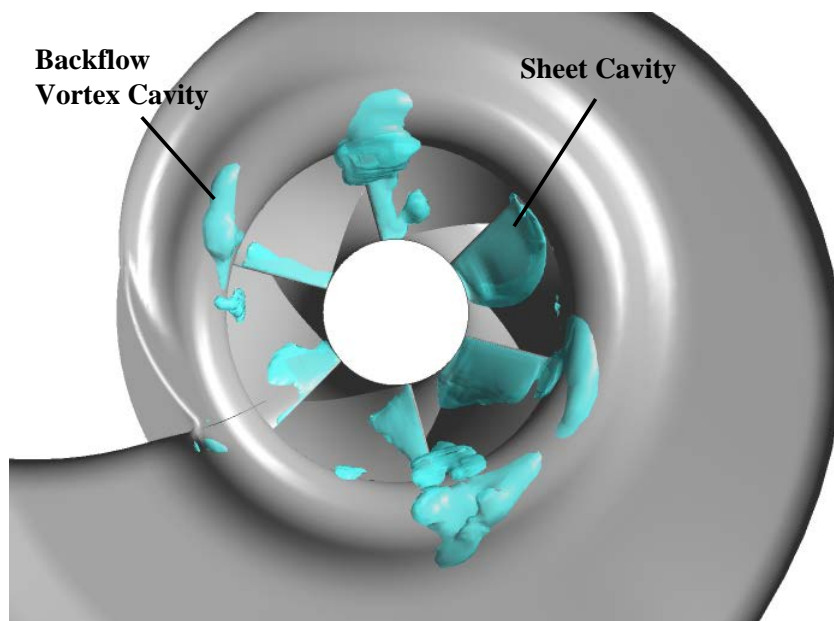


Fig. 3-32 $50\%Q$, $N=0.25$ における逆流渦キャビテーション発生の様子
(ボイド率 0.1 の等値面)

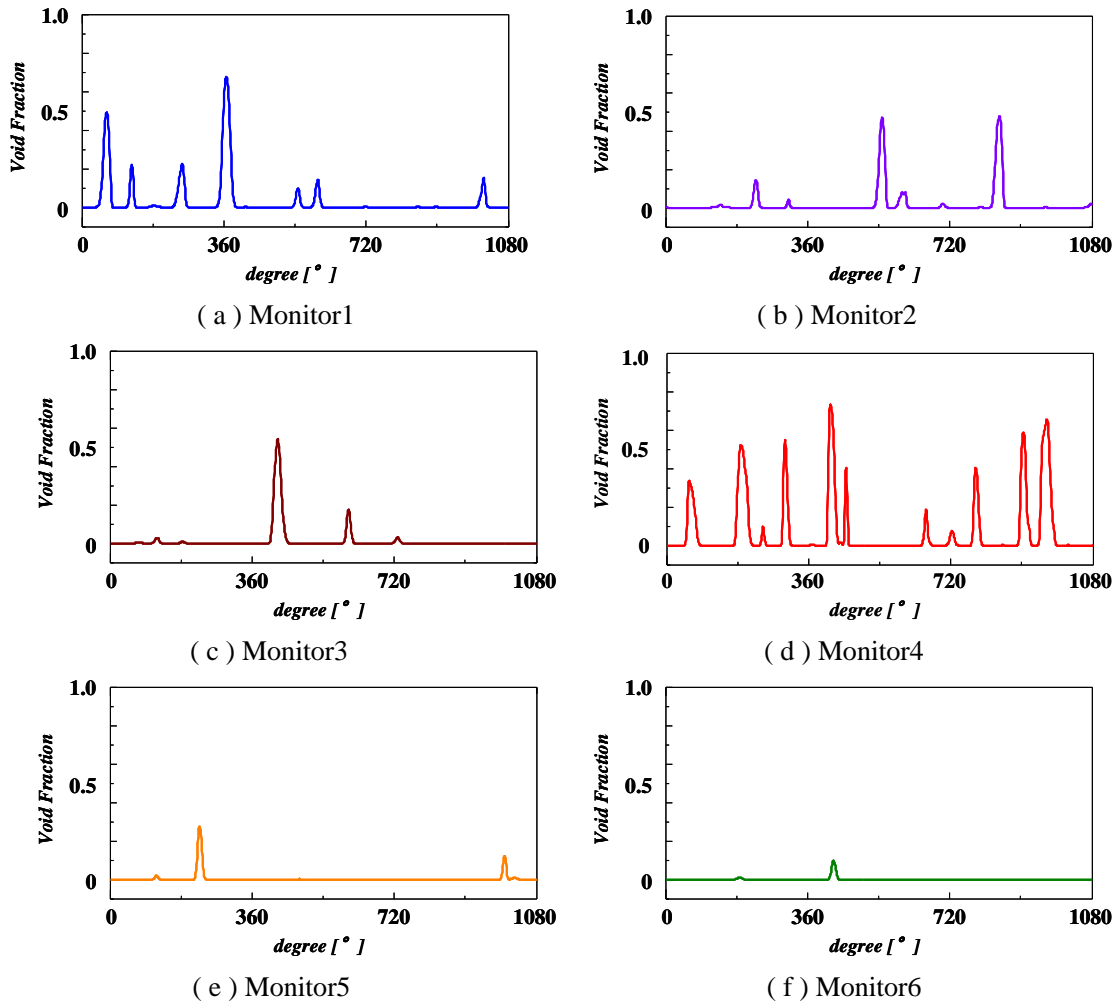


Fig. 3-33 各測定点におけるボイド率の時刻暦結果(50%Q, $N=0.25$)

第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

次に、逆流渦キャビテーションの発生位置と関係のある因子の特定を試みた。Fig. 3-34 に設計流量における周方向位置の流量を示す。グラフ中に示す①～⑥の番号は Fig. 3-30 の各測定点を表している。Fig. 3-34 から、周方向において流量が不均衡であることが確認できる。また Monitor1 および Monitor4 の付近で流量の極小値をとる。それぞれの極小値は Fig. 3-35 の×に示す位置であり、ここを渦糸の発生位置として、その渦端が羽根車回転の後方に流れる為に Monitor1 および Monitor4 において逆流渦キャビテーションが発生したと考えられる。したがって、逆流渦キャビテーションの発生および流量には関係があり、流量が小さくなる位置で渦糸が発生して、その羽根車回転の後方に逆流渦キャビテーションが伸びるといえる。

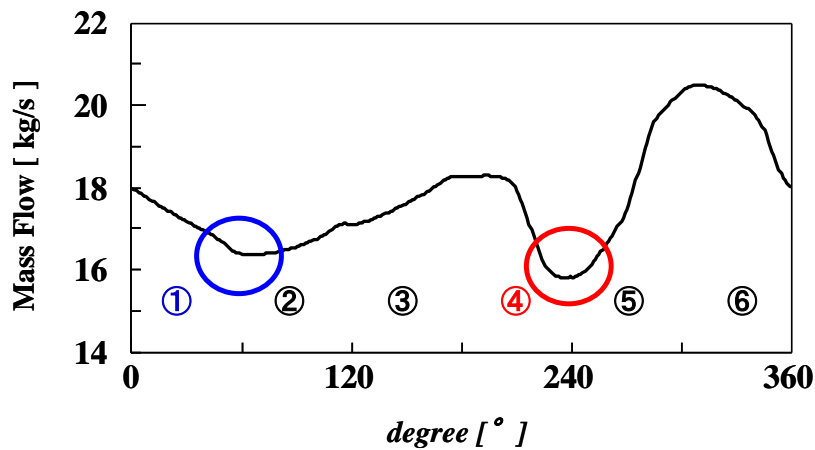


Fig. 3-34 周方向位置における流量の不均衡性(100% q_Q)

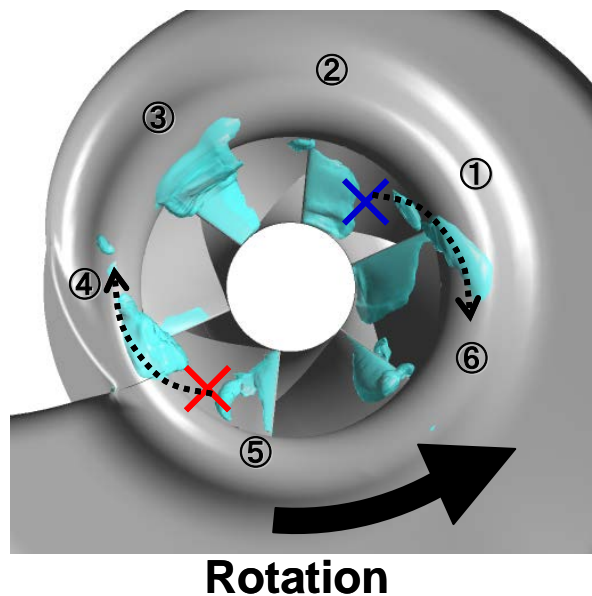
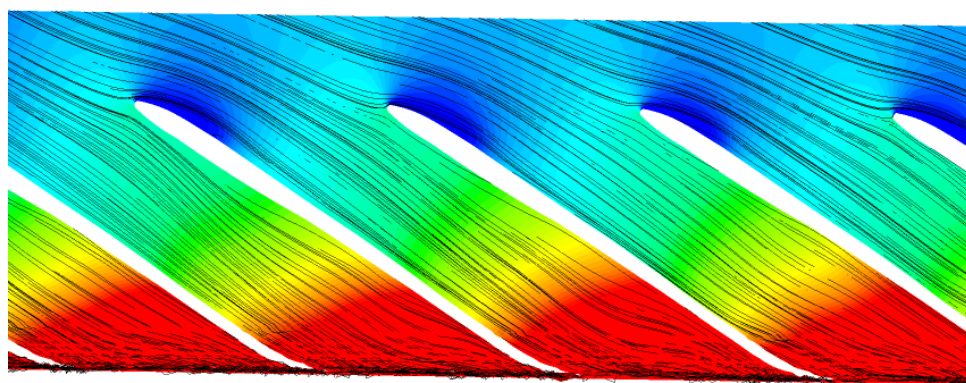


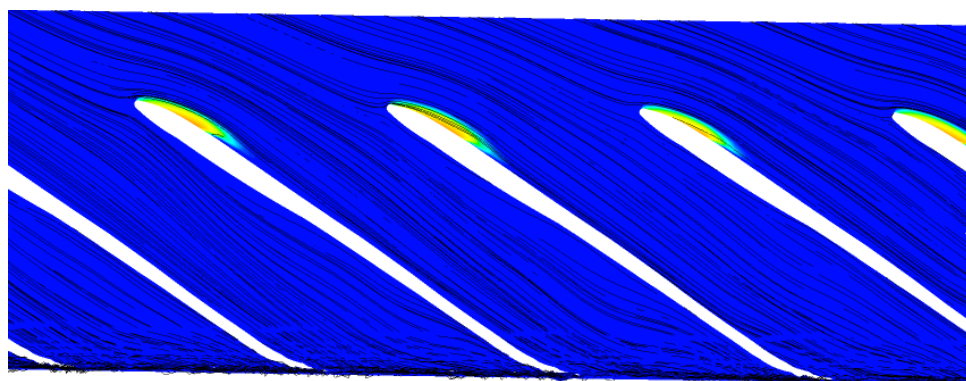
Fig. 3-35 周方向位置における流量の不均衡性と渦キャビテーション発生位置

3.6 負圧面上のシートキャビテーション

特に設計点以外の流量域において羽根入口流れと入口角度が一致せず迎え角が大きくなるときに、負圧面の剥離域に膜状にシートキャビテーションが発生する。Fig. 3-36 (a)に示すように流線は羽根前縁から剥離しており、その為に流線が羽根前縁で大きな曲率をもつと剥離域は極低圧になる。そして、剥離域ではキャビテーションが発生する(b)。またシートキャビテーションは三種類のキャビテーション形態の中で最も発生領域が広範囲である為に、他のキャビテーション形態と同時に発生する場合がある。Fig. 3-37にはシートキャビテーションが単独で発生する場合(a)、渦キャビテーションと同時に発生する場合(b)、逆流渦キャビテーションと同時に発生する場合(c)をそれぞれ示している。

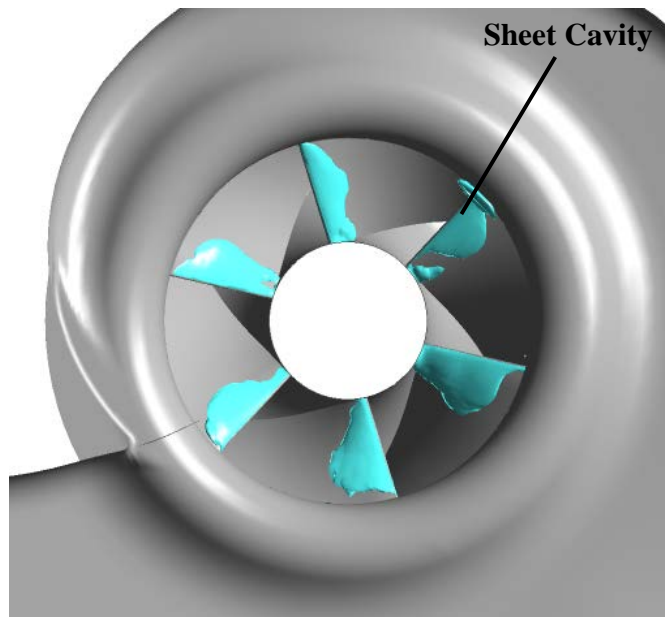


(a) Pressure

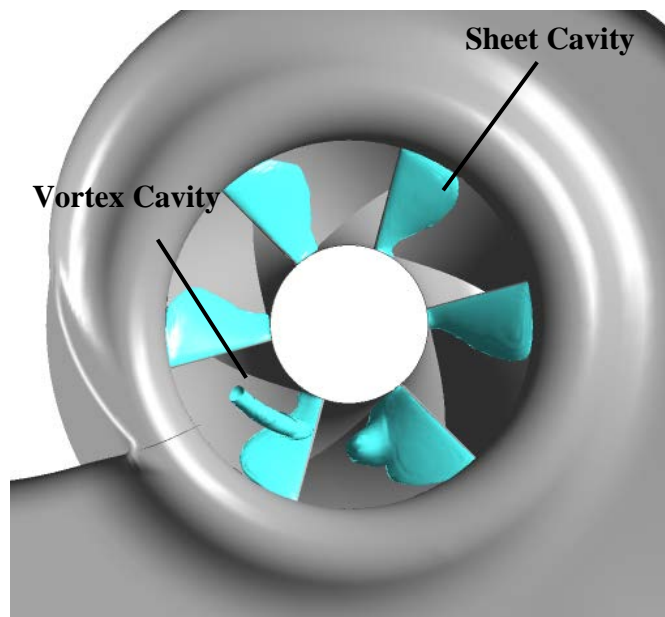


(b) Void Fraction

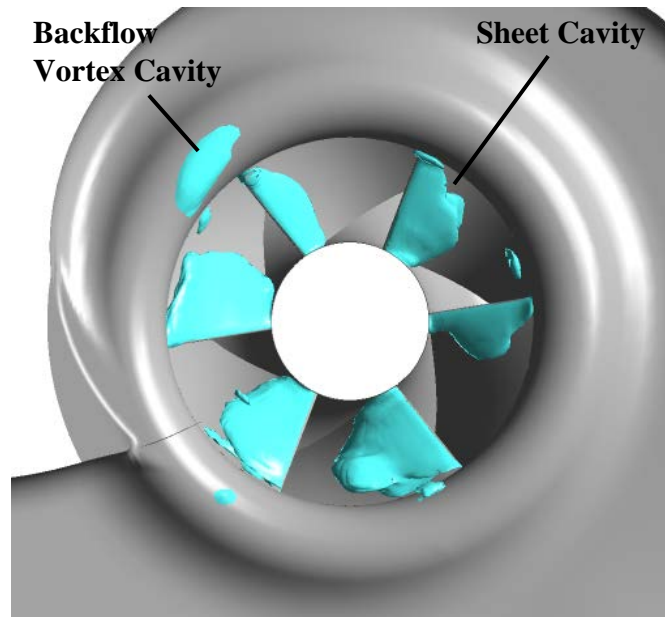
Fig. 3-36 翼列断面におけるボイド率分布および圧力分布(スパン方向 0.5, 60%Q)



(a) Sheet Cavity ($60\%Q$, $N=0.35$)



(b) Sheet Cavity and Vortex Cavity ($80\%Q$, $N=0.25$)



(c) Sheet Cavity and Backflow Vortex Cavity ($60\%Q$, $N=0.25$)

Fig. 3-37 シートキャビテーション発生の様子

3.7 キャビテーション発生の不均衡性

キャビテーションの発生は流量（速度）、圧力と密接な関係が有る。本研究の両吸込み渦巻きポンプは吸込み流路がポリュート型であるため、3.4節 Fig.3-34 に示す様に流れの不均衡が生じている。従って、各羽根車に生じるキャビテーション発生量も不均一になると考えられる。Fig.3-38 に 127% Q 時におけるのキャビテーション発生状況を示す。また、周方向位置におけるそれらの発生量を Fig. 3-39 に示す。Fig. 3-39 の番号は Fig. 3-38 の番号の周方向位置に対応している。各流路によってキャビテーションの発生量が異なることがわかる。この不均衡性は時間的な変化は小さく、空間的に一定である。このキャビテーションの不均衡性のメカニズムは数値解析により以下のように考えられる。

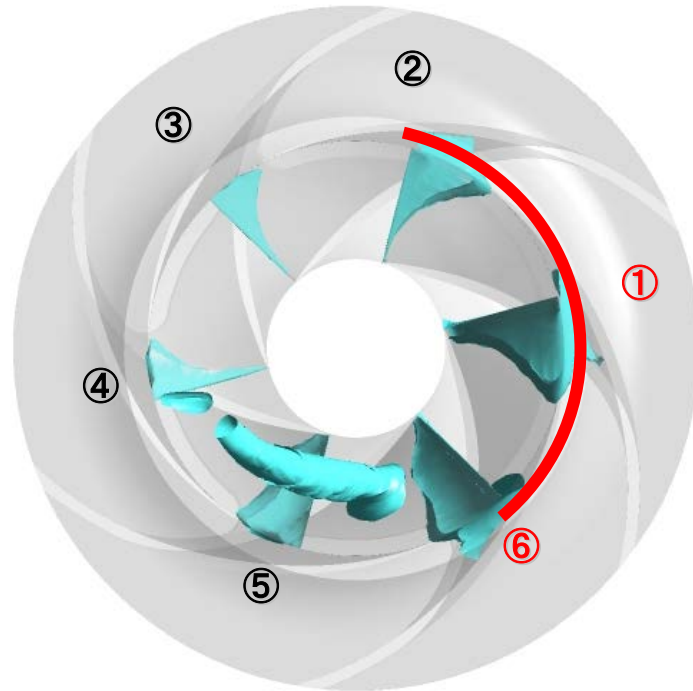


Fig. 3-38 羽根車内の各流路におけるキャビテーションの不均衡性(羽根は透過性あり)

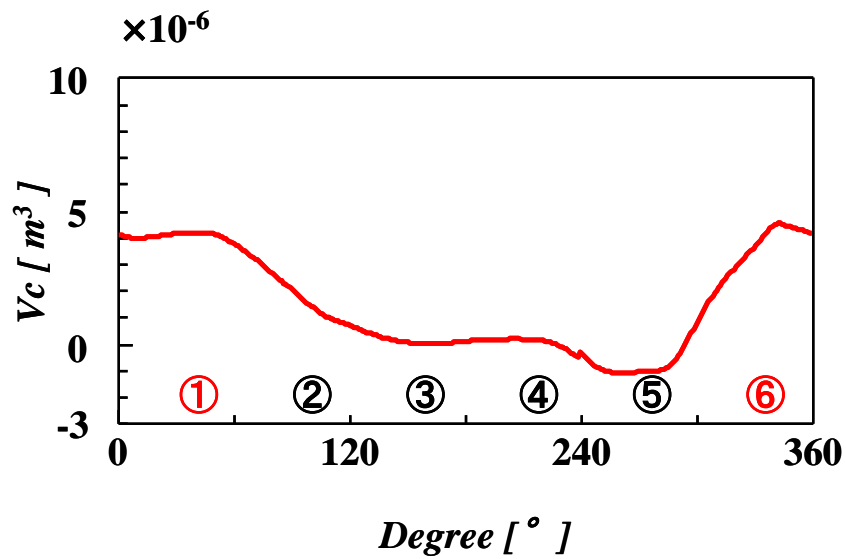
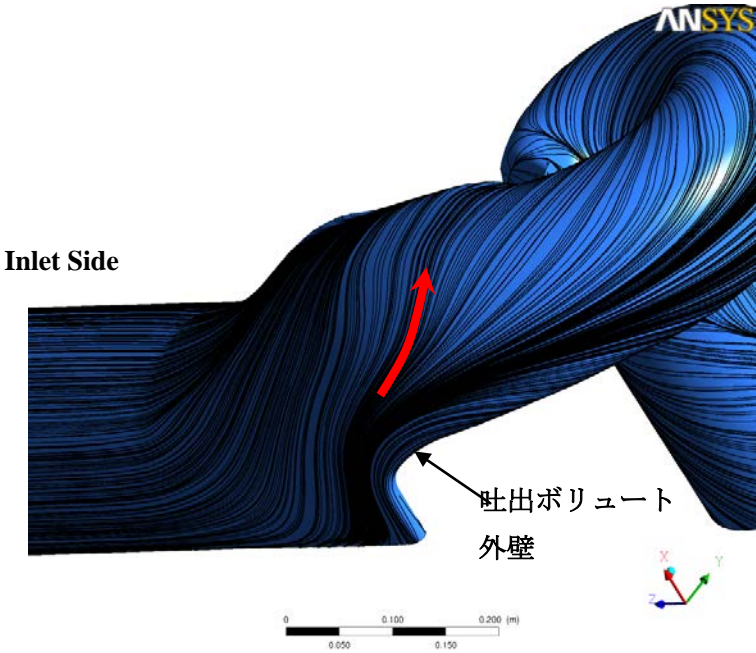


Fig. 3-39 羽根車内の各流路におけるキャビティ体積

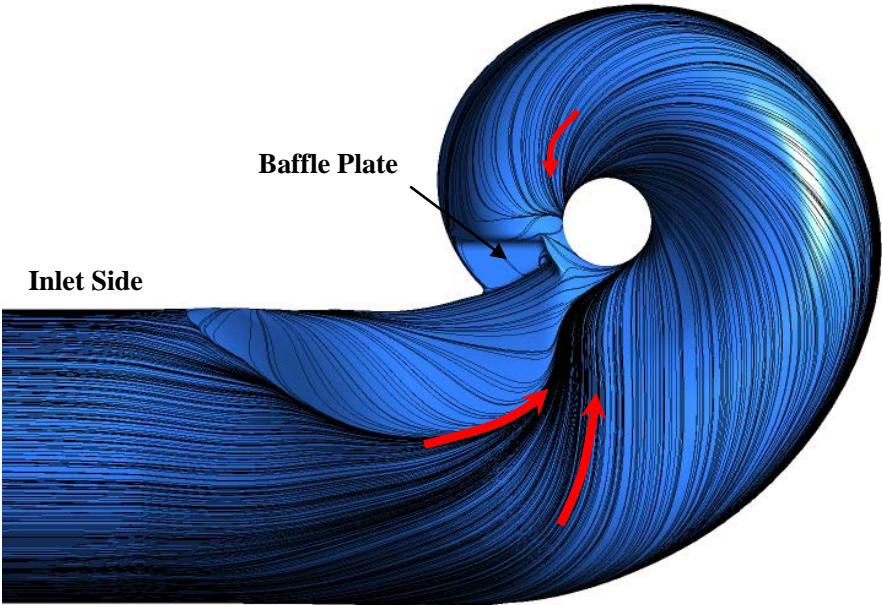
第三章 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション現象

吸込みケーシングの限界流線を Fig. 3-40 に示す。下部 (a) では吐出ポリユートとの干渉位置で強い上方流れが発生していることがわかる。この流れと主流方向の流れが合流し羽根車に入っていくことになる。前面 (b) よりこの合流流れの位置で流線が密になっており、この流線が密な位置は、3.4 節の Fig. 3-34 で示した周方向位置における流量が極大値をとる位置と一致する。また背面 (c) ではバッフル側と反対の流線が密であり、この流れはシュラウド壁面に沿って羽根車に入ってくる。この流れの偏りは、3.1 節に示したバッフルからの旋回流および吸込みケーシング形状による予旋回流の影響と考えられる。

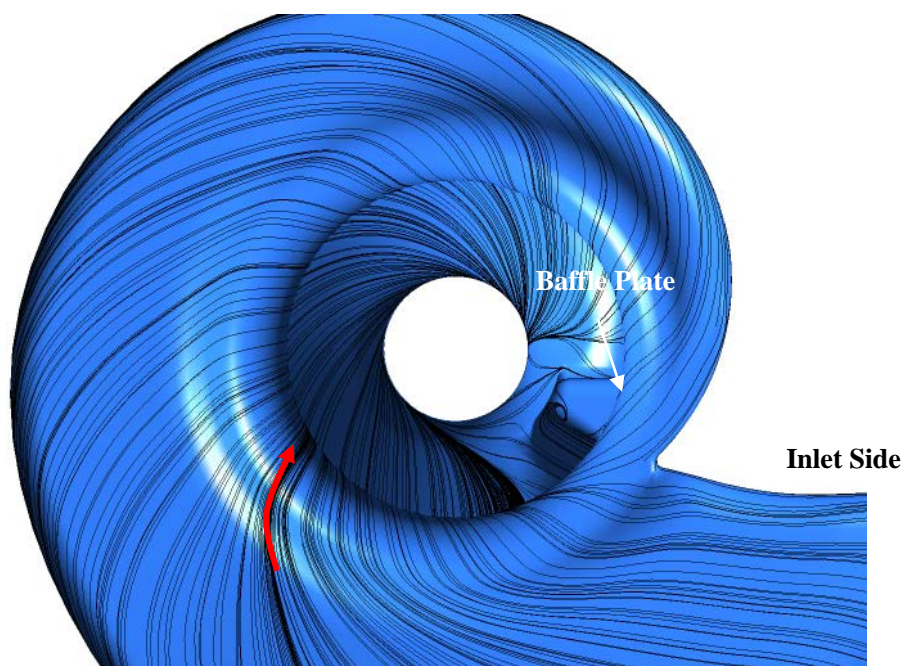
Fig. 3-41 にシュラウド壁面付近における羽根間断面の相対速度分布を示す。図中の番号は Fig. 3-38 の番号の周方向位置に対応している。Fig. 3-38 および Fig. 3-41 から、相対速度の大きいほどキャビテーションの発生量が多いことがわかる。したがって、相対速度が大きい流路では圧力が下がる為にキャビテーションの発生量が大きくなるといえる。また、相対速度が大きい周方向位置は Fig. 3-37(c) で示したシュラウド壁面へ流入する流線が密な位置と一致する。このことから、吸込みケーシング形状に起因する各流路に流入する流れの不均衡性が、キャビテーションの不均衡性を引き起こしたといえる。



(a) Under view



(b) Front View



(c) Back view

Fig. 3-40 吸込みケーシングの限界流線

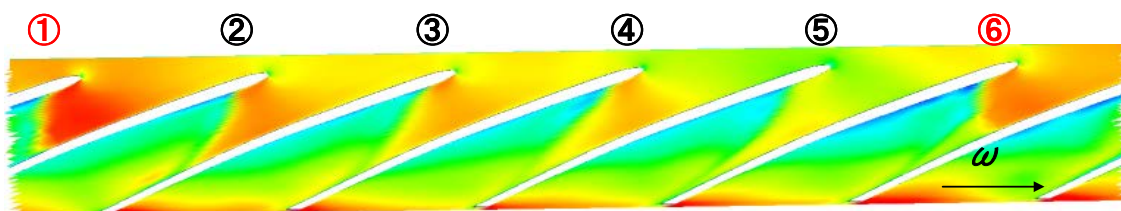


Fig. 3-41 シュラウド壁面付近における羽根間断面の相対速度分布

3.8 まとめ

汎用熱流体解析コードを用いた数値解析を行った結果、三種のキャビテーション形態の発生、キャビテーション発生の不均衡性について得た知見は以下の通りである。

- (1) バッフルからの渦キャビテーションの発生と振動
 - バッフルから羽根負圧面まで渦キャビテーションが到達した場合、各羽根がそれを通る度に分裂して負圧面上にキャビティが残存する。そのキャビティは負圧面後縁の高圧域に流動されることで崩壊する。

- (2) 羽根車入口の逆流渦キャビテーション
 - 低流量域においてシュラウド側の逆流の影響により各羽根の負圧面上に渦糸が発生すると逆流渦キャビテーションが発生し、またその渦端は羽根車入口に逆流することが確認された。
 - 逆流渦キャビテーションの発生および流量には関係があり、流量が小さくなる位置で渦糸が発生して、その羽根車回転の後方に逆流渦キャビテーションが発生するといえる。
 - 吸込みケーシング形状により流量の不均衡性が生じる為に、逆流渦キャビテーションの発生位置は固定される傾向にある。

- (3) シートキャビテーション
 - 流入角および入口角の不一致で生じた剥離域でシートキャビテーションが発生し、他のキャビテーション形態と同時に発生することが確認された。

第四章

キャビテーションサージ

4.1 キャビテーションサージのサージング周波数

内部圧力変動の周期性は、キャビティ崩壊に伴う崩壊圧の周期性のほかに、キャビテーションの不安定現象による圧力変動の周期性が加わる。その為に、内部圧力変動の周期性によりキャビテーション形態の種類を識別するのは困難になる。そこで本節ではキャビテーションの不安定現象の旋回キャビテーションおよびキャビテーションサージの内、キャビテーションサージのサージング周波数についての基本的な特性を明らかにした。

サージング周波数はキャビテーション係数の低下に伴って低くなることが知られている。しかし流量係数や迎角等を変化させると、サージング周波数の低下の傾向が異なる。したがってサージング周波数とキャビテーション係数は一意的ではないといえる。サージング周波数の低下は、キャビテーション係数の低下によるキャビティの発達がそのばね定数を低下させるからであると考えられているが、キャビティの発達とサージング周波数の関係を詳細に示した事例は未だない。本研究では流量係数やキャビテーション係数の変化に関係なく、サージング周波数はキャビティ体積と直接的な関係があることが数値解析から得られた。

4.1.1 キャビティ体積の算出方法

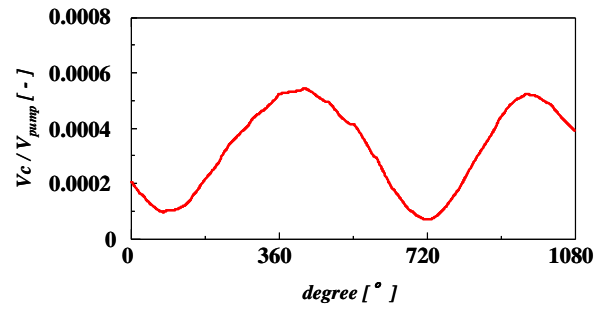
まず数値解析によるキャビティ体積の算出方法について説明する。これは純粋な気泡のみの体積を算出することを目的としている。キャビティはボイド率 (Void Fraction) に分布をもつ為に、キャビティ体積を算出するには以下の方法を用いて換算した。

任意の計算領域に対するボイド率の体積荷重平均値を計算する。その平均値にその計算領域の体積を乗することで、計算領域内の純粋な気泡のみの体積が算出できる。したがって、計算領域を要素ごとに分割することで、要素ごとのキャビティ体積として算出することも可能である。本研究においても、発生位置が異なるキャビテーション形態が同時に発生している場合であっても種類別にキャビティ体積を算出することが可能であった。具体的には、逆流渦キャビテーションおよびシートキャビテーションが同時に発生した場合に、それぞれのキャビティ体積を分類して評価した。

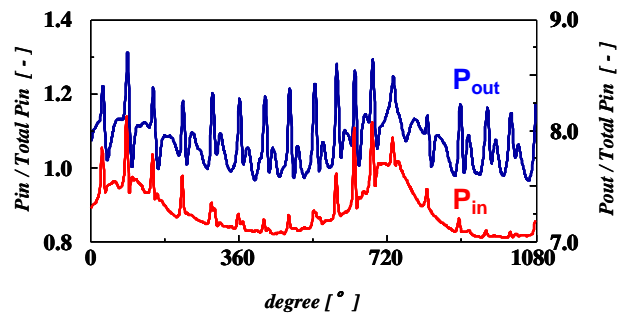
4.1.2 流量と圧力とキャビティ体積の振動波形

設計流量において渦キャビテーションが発生するとき、数値解析結果にキャビテーションサージが確認された。100%Q, NPSH=5 よび乱流モデルLESの計算条件下におけるサージ発生時のキャビティ体積 V_c , 上流圧力 P_1 および上流流量 Q_1 の羽根車三回転分の時刻暦の計算結果をFig. 4-1 に示す。それぞれポンプ体積(全計算領域), 設計流量および入口全圧により無次元化されている。キャビティ体積は上流圧力と逆位相で変動し, 上流流量とは微分の関係により $\pi/2$ の位相差をもつことがわかる。これよりキャビティ体積および圧力の変動は強い負の相関があるといえる。また上流圧力のサージング周波数は約 21 Hzであり, キャビティ体積の平均値は $3.06 \times 10^{-5} \text{ m}^3$, これに対する変動成分は約 65%であった。

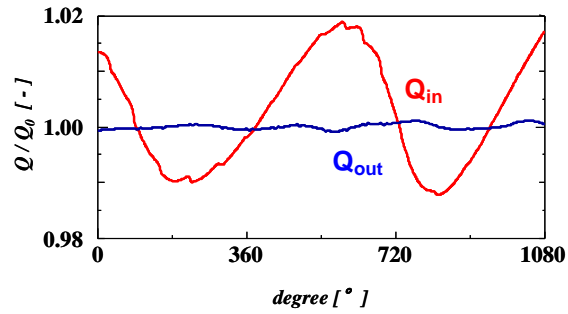
次に低流量において逆流渦キャビテーションとシートキャビテーションが同時に発生するときも、数値解析結果にキャビテーションサージが確認された。60%Q, NPSH=5 および乱流モデルLESの計算条件下におけるサージ発生時のキャビティ体積 V_c , 上流圧力 P_1 および上流流量 Q_1 の羽根車三回転分の時刻暦の計算結果をFig. 4-2 に示す。キャビティ体積は全体積, 逆流渦キャビティ体積およびシートキャビティ体積の三つを示している。全体積と上流流量および圧力の関係は渦キャビテーション発生時と同様な傾向が見られる。しかしそれを分類してみると, 逆流渦キャビテーションおよびシートキャビテーションのキャビティ体積は互いに逆位相の関係にあることが確認できる。これはキャビティの全体積の振動は全ポンプシステムにより決まる規則性のある振動波形を有するが, 逆流渦キャビテーションの発生は3章に示したように発生原因の渦糸による為に流れに依存した不規則な発生機構であるから, 全体積および逆流渦キャビテーションのキャビティ体積の差の埋め合わせるようにシートキャビテーションのキャビティ体積が振動していると考えられる。



(a) Cavity Volume/ Pump Volume

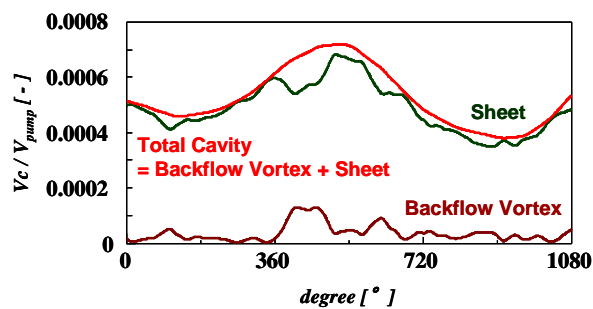


(b) Inlet, Outlet Pressure/ Total Inlet Pressure

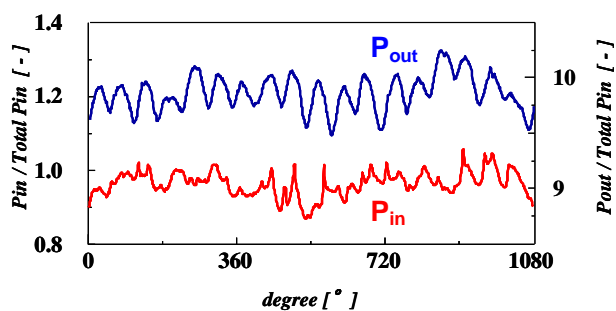


(c) Inlet, Outlet Massflow / Massflow at Design Point

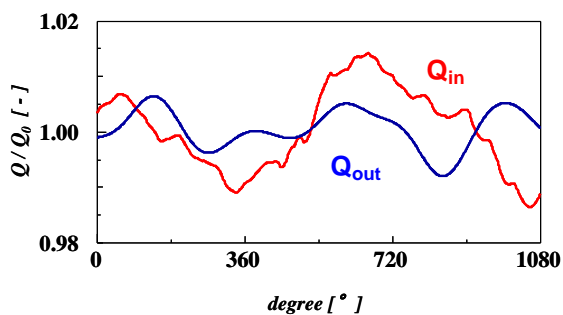
Fig. 4-1 渦キャビテーション発生時におけるキャビテーションサージの振動波形(羽根回転車三回転分)



(a) Cavity Volume/ Pump Volume



(b) Inlet, Outlet Pressure/ Total Inlet Pressure



(c) Inlet, Outlet Massflow / Massflow at Design Point

Fig. 4-2 逆流渦キャビテーション発生時におけるキャビテーションサージの振動波形(羽根回車三回転分)

4.2 渦キャビテーション発生時のサージング周波数

設計流量付近における渦キャビテーション発生時の、キャビテーションサージについて考える。Fig. 4-3 にサージング周波数および渦キャビテーションのキャビティ体積の平均値の関係を示す。一般にキャビテーションサージ周波数は式(4-1)のように表される。式よりサージ周波数は入口管長さとキャビテーションコンプライアンスの積の平方根に逆比例することがわかる。本研究では入口管長さを一定として解析を実施し、この場合のキャビテーションサージ周波数の検討をした。Fig.4-3 よりサージング周波数はキャビティ体積の平均値の平方根と逆比例の関係にあることがわかる。このときの近似線は (4-2)式の通りであった。ここでキャビテーションコンプライアンス k は $k = \partial V_c / \partial p$ であり、 $k \propto V_c$ の関係がある。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot k}} \quad \dots (4-1)$$

$$f_0 = \frac{0.11}{\sqrt{V_c}} \quad \dots (4-2)$$

したがって、渦キャビテーション発生時のサージング周波数は流量および吸込みヘッドではなく、キャビティ体積と直接的な関係があるといえる。またキャビテーション係数の低下がキャビティ体積の減少を引き起こした為に、間接的にキャビテーション係数はサージング周波数と関係をもつと考えられる。

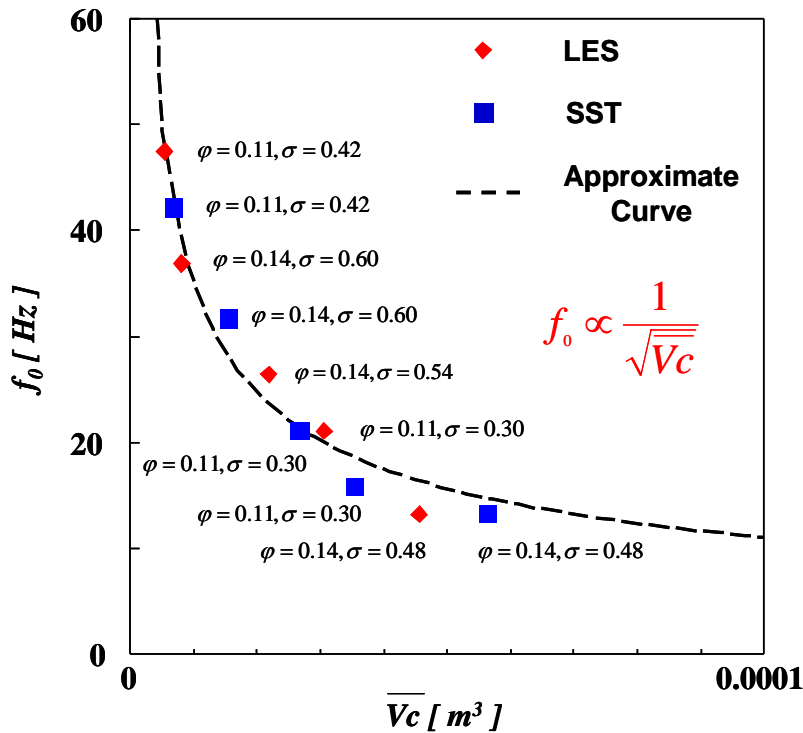


Fig. 4-3 渦キャビテーションにおけるサージング周波数とキャビティ体積の平均値の関係

第四章 キャビテーションサージ

次に、(4-1)式中の k を一定とし入口管長さに対するサージ周波数の関係について Fig.4-4 に示す3種類の異なる入口管長さについて解析を実施し検討した。解析条件は設計流量点で渦キャビテーションが発生する $N=0.25$ とした。また、周波数分析をする場合のサンプリング数は羽根車が10周回転分の3600とした。解析の結果を Fig.4-5 に示す。図よりサージ周波数は管路の長さとは逆比例の関係があることがわかる。このときの近似線は、(4-3)式の通りであった。

$$f_0 = \frac{18.024}{\sqrt{L}} \quad \dots (4-3)$$

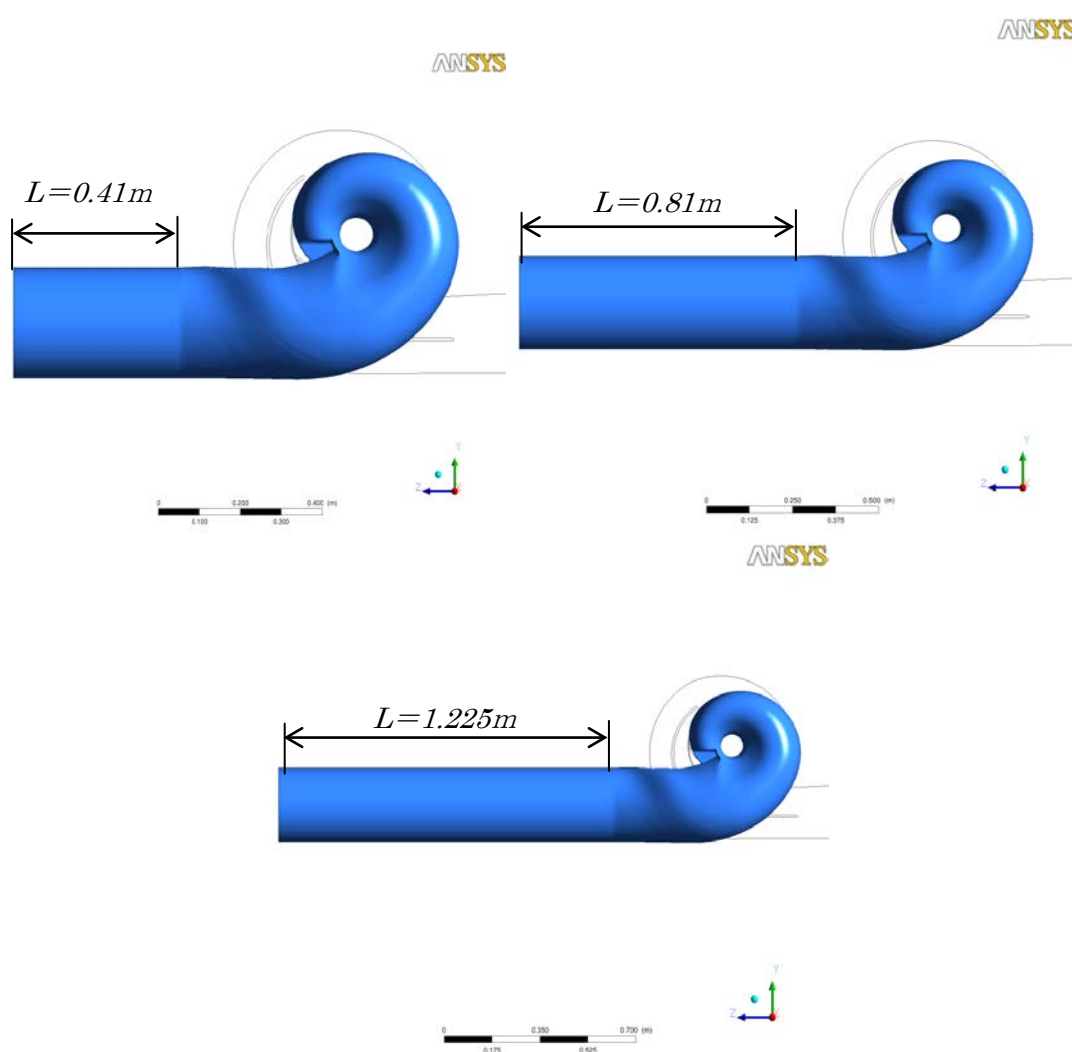


Fig.4-4 吸込み管路パラメータ

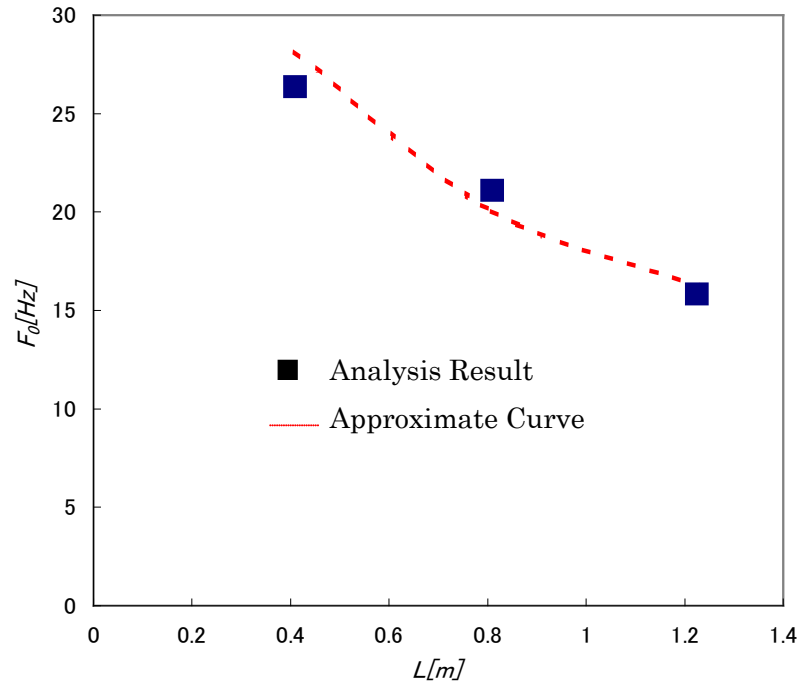


Fig.4-5 吸込み管路長さとサージ周波数の関係

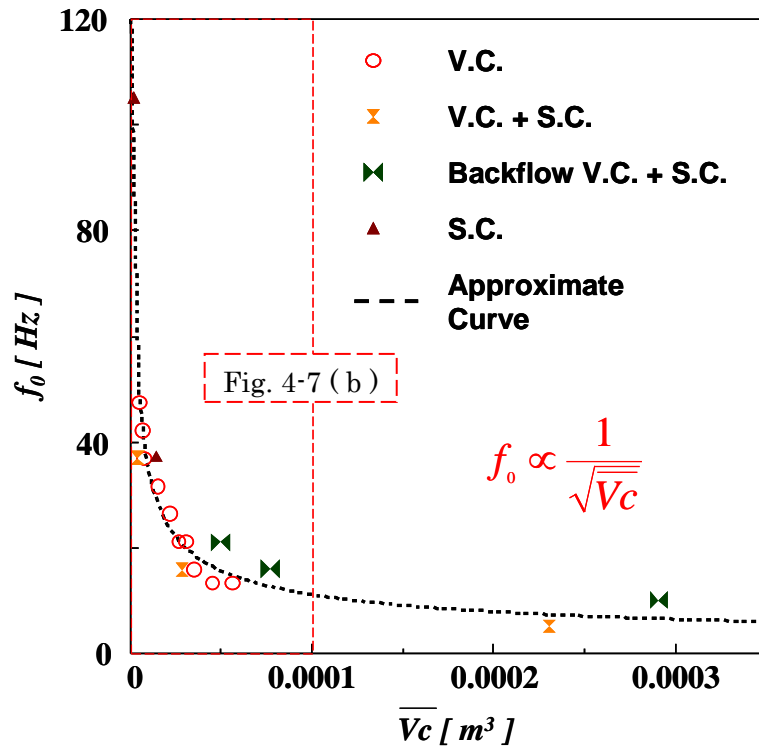
4.3 逆流渦キャビテーションおよびシートキャビテーションのサージング周波数

設計流量付近においては渦キャビテーションのみが発生するが、それ以外の流量域では他のキャビテーション形態、または他のキャビテーション形態が同時に発生する場合があります。そこで、キャビテーション形態を Table 4-1 のように分類して、サージング周波数およびキャビティ体積の平均値の関係を Fig. 4-6 に示す。図中の近似線は 4.1.1 節で算出した式 (4-1) である。Fig. 4-6 から、キャビテーション形態が異なっても、概ね近似曲線と一致する。したがって、サージング周波数およびキャビティ体積の平均値の関係はキャビテーション形態の種類によらず成立するといえる。

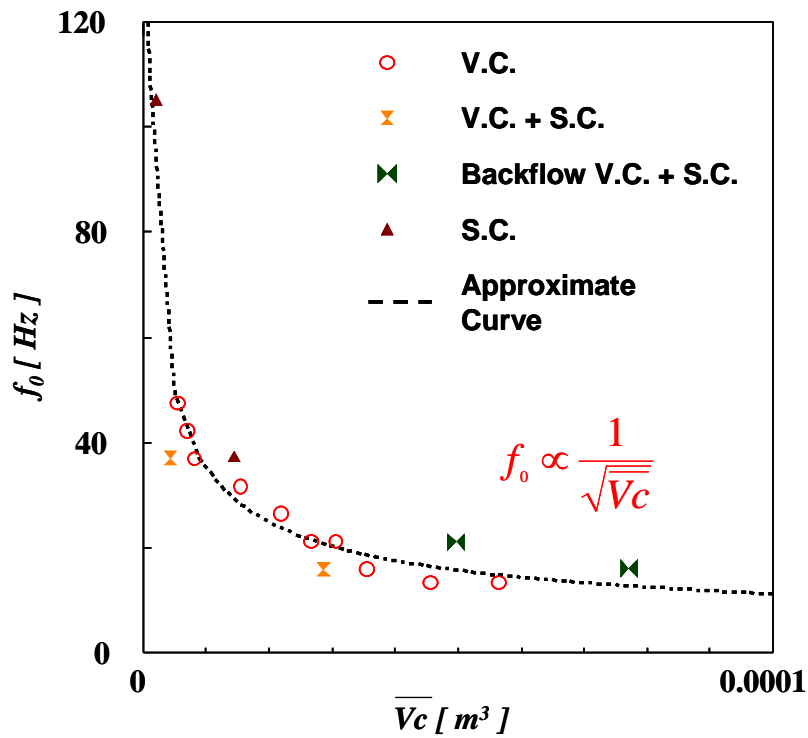
ここで誤差の原因としては二つ考えられる。一つはキャビテーション形態によって発生位置が異なる為に計算格子の解像度が異なり、キャビティ体積の算出において誤差が生じたと考えられる。二つ目はキャビティ体積の変動を平均化する際に、サンプリング数の不足等によって誤差が生じたと考えられる。

Table 4-1 キャビテーション形態の分類

Vortex Cavity (V.C.)	V.C. + S.C.	Backflow V.C. + S.C.	Sheet Cavity (S.C.)
-----------------------------	--------------------	-----------------------------	----------------------------



(a) Normal Scale



(b) Scale Up

Fig. 4-4 各キャビテーション形態におけるサージ周波数とキャビティ体積の平均値の関係

4.4 まとめ

- (1) キャビテーションサージ
 - 渦キャビテーション発生時において、キャビティ体積の変動に伴って上流流量および圧力が変動するキャビテーションサージが確認された。その体積は圧力と逆位相、流量と微分の関係にあった。
 - 逆流渦キャビテーションおよびシートキャビテーションが同時に発生する時に起きるキャビテーションサージは、キャビティの全体積の変動に伴って流量および圧力は変動するものの、それを逆流渦キャビテーションおよびシートキャビテーションに分類すると互いのキャビティ体積は逆位相の関係にあった。
- (2) サージング周波数はキャビテーション係数および流量係数に関係なく、キャビティ体積の平均値の平方根に逆比例し、さらに吸込み管路長さに逆比例の関係がある。またこの関係は、キャビテーション形態に依らない傾向があることを確認した。
- (3) これはサージング周波数とキャビティ体積に直接的な関係があることを示せたことで、サージング周波数からキャビティ体積を推定できる可能性を示唆した。

第五章

結論

本研究は振動加速度および音圧計測によりポンプ内に発生するキャビテーション形態の種類を特定することを目的に行っている。アプローチとして汎用熱流体解析コードの Rayleigh-Plesset Model を用いた数値解析を行い、三種のキャビテーション形態のそれぞれの特性について解明を試みた。その概要と結果は以下の通りである。

5.1 Clark-Y 型翼周りのキャビテーション解析

汎用数値流体解析を用いたキャビテーション解析の精度について考察した結果以下の知見を得た。

- (1) Clark-Y(11.7%) 翼型については、CFD による非定常解析において、キャビテーション形態として以下の 3 種類の現象が捉えられた。
 - (a) シートキャビテーション
 - (b) シート+クラウドキャビテーション
シートキャビテーションからクラウドキャビテーションに発達し、翼後縁からのリエントラントジェットによりキャビティを分断する傾向を捕らえることができた。
 - (c) スーパーキャビテーション
これらの現象は翼周りにかかる圧力が大きく関与し、キャビテーションの発生、消滅を引き起こす。
- (2) 格子数は標準格子数（壁関数 y^+ ； $20 \leq y^+ \leq 100$ ）以上を必要とする。
- (3) 汎用数値流体解析を使用する場合、同一乱流モデルを使用してもコードによってはキャビテーション現象の傾向そのものが相違する場合がある。従って、実際のターボ機械のキャビテーション解析に適用する場合、十分な事前検討が必要である。
- (4) LES モデルは格子解像度を上げることで詳細な検討ができる反面、安定的に解析ができない場合も多い。本研究では標準格子を用いて LES モデルでのキャビテーション解析を実施した結果実験値との良好な一致を見た。従って、LES モデルにおいても全ての解析ケースで詳細な格子を必要とするわけではなく、その解析の目的に応じて粗格子の解析を実施しても工学的には意味のある結果が得られる。

- (5) キャビテーションに伴う振動の検討をした結果、キャビテーションの生成から消滅までの一連の状態を RANS 系の乱流モデルを使用しても再現でき、その周波数は実測値とよく一致する。

5.2 両吸込み渦巻きポンプのキャビテーション

汎用熱流体解析コードの Rayleigh-Plesset Model を用いて、三種のキャビテーション形態を対象に数値解析を行った。そして、その一種である渦キャビテーションについては実験によるポンプケーシングの振動加速度計測および数値解析によるポンプ内の圧力変動の周波数比較によりその特性について確認した。その結果、渦キャビテーションの崩壊圧に 180 Hz の周期があること、また渦キャビテーションの崩壊圧がその周期性を失う場合があることは実験および数値解析で一致が確認できた。これらは数値解析の妥当性を裏付けるものであり、数値的な可視化によりそれぞれの現象メカニズムが明らかになった。

しかし渦キャビテーションの崩壊圧は局所的にも数十 kPa オーダであり、これまでのキャビテーション崩壊の研究結果の数 GPa オーダに比べると過小評価されていると考えられる。原因として計算条件は考えられるが、本研究で用いた汎用熱流体解析コードの Rayleigh-Plesset Model、流体の圧縮性および熱力学的特性の無視等の数学モデルにあると考えられる。その為、ミクロなキャビティの挙動については未だ高精度ではないといえる。したがって、汎用熱流体解析コードのキャビテーション解析において定量的な信頼は難しいものの、計算効率が高いという利点がある。その為にキャビテーション現象のような空間および時間スケールを考えると計算負荷の大きい数値解析の対象にも関わらず、モデルポンプを解析対象として多くのケースで数値解析を行い、いくつかの知見を得ることができた。実験による確認は必須と考えられれば、キャビテーション現象の可視化手段として数値解析を行うことは有効であるといえる。また本研究では周波数特性の結果を多用しているが、低周波特性はマクロな現象の周期であり、高周波特性はミクロな現象の周期と考えられ、低周波特性は実験との一致がいくつか確認できた。その為にマクロなキャビテーション現象については有効な解析方法であるといえる。

本手法により両吸込み渦巻きポンプ内に発生する三種のキャビテーション形態のそれぞれの発生機構および特性について考察した。そして以下の知見を得た。

渦キャビテーション

- バッフルからの渦キャビテーションは、バッフルから負圧面まで渦キャビテーションが到達した場合、各羽根がそれを通過する度に分裂させて負圧面上にキャビティが残存する。そのキャビティは負圧面後縁の高圧域に流動されることで崩壊する。
- 渦キャビテーションに伴う崩壊圧の周期は、羽根通過周波数 180 Hz である。しかし高流量域においてシュラウド壁面にキャビテーションが発達した場合はその周期性を失う。

逆流渦キャビテーション

- 羽根車入口の逆流渦キャビテーションは、低流量域においてシュラウド側の逆流の影響により各羽根の負圧面上に渦糸が発生すると逆流渦キャビテーションが発生し、またその渦端は羽根車入口に逆流することが確認された。
- 逆流渦キャビテーションの発生および流量には関係があり、流量が小さくなる位置で渦糸が発生して、その羽根車回転の後方に逆流渦キャビテーションが発生するといえる。
- その発生位置は、吸込みケーシング形状により流量の不均衡性が生じる為に固定される傾向にある

シートキャビテーション

- シートキャビテーションは、流入角および入口角の不一致により負圧面前縁の剥離域において発生し、他のキャビテーション形態と同時に発生する。

5.2 キャビテーションサージの特性

数値解析によりキャビテーションサージの基本的特性を確認した。

- サージング周波数はキャビテーション係数および流量係数に関係なく、キャビティ体積と直接的な関係を持ち、その平均値の平方根に逆比例する。またこの関係は、キャビテーション形態に依らない傾向にある。
- その関係性は、キャビテーション特性を含むポンプ系の固有振動数から理論的に明らかにした。またその理論式は、キャビティ体積の変動値よりも平均値に強く依存することが一次元動特性解析から確認された。
- キャビティ体積の変動値が大きい場合、サージング周波数はポンプ系の固有振動数と同時にさらに低い周波数を伴う可能性があることが一次元動特性解析から確認された。
- また逆流渦キャビテーションおよびシートキャビテーションが発生した場合は、互いのキャビティ体積が逆位相の関係にあることが確認された。

参考文献

- (1) Braisted, D. M. and Brennen, C. E. (1980) “Auto-Oscillation of Cavitating Inducers” In: Polyphase Flow and Transport Technology. American Society of Mechanical Engineers, New York, NY, pp. 157-166.
- (2) Brennen, C. “The Dynamic Behavior and Compliance of a Stream of Cavitating Bubbles”, Journal of Fluids Engineering, 95 (4). pp. 533-541. ISSN 0098-2202
- (3) Brennen, Christopher (1978), “Bubbly Flow Model for the Dynamic Characteristics of Cavitating Pumps”, Journal of Fluid Mechanics, 89 (2). pp. 223-240. ISSN 0022-1120
- (4) Ng, S. L. and Brennen, C., “ Experiments on the dynamic behavior of cavitating pumps”, Journal of Fluids Engineering, 100 (2). pp. 166-176. ISSN 0098-2202
- (5) S. L. Ceccio and C. E. Brennen, “Observations of the dynamics and acoustics of travelling bubble cavitation” Journal of Fluid Mechanics (1991), 233:pp. 633-660
- (6) C.E.Brennen,C.Meissner,E.Y.LO,G.S.Hoffman, “Scale Effects in the Dynamic Transfer Functions for Cavitating Inducers”, Journal of Fluids Engineering, 428/Vol.104,(1982)
- (7) Brennen, C. and Acosta, A. J., “The Dynamic Transfer Function for a Cavitating Inducer”, Journal of Fluids Engineering, 98 (2). pp. 182-191. ISSN 0098-2202
- (8) Brennen, C. and Acosta, A. J., “Theoretical, Quasi-Static Analysis of Cavitation Compliance in Turbopumps”, Journal of Spacecraft and Rockets, 10 (3). pp. 175-180. ISSN 0022-4650
- (9) 川井啓,伊賀由佳,小萩利明, “キャビテーションサージの振動特性に関する数値解析”, 日本機械学会年次大会講演論文集, 2006(2), pp.205-206, (2006-09-15)
- (10) 能見 基彦, 後藤 彰, 伊賀 由佳, 井小萩 利明, “遠心ポンプのキャビテーション流れ解析”, 流体力学部門講演会講演論文集, 2003, pp.68, (2003-09-18)
- (11) 風見 佑介, 伊賀 由佳, 橋本 知之, 島垣 満, 吉田 義樹, 井小萩 利明 “同期巡回キャビテーションのサージ的変動”, 一般社団法人日本機械学会講演論文集, 2008(43), pp. 201-202, (2008-03-15)
- (12) 伊賀 由佳, 橋爪 圭, 吉田 義樹, 井小萩 利明, “翼列キャビテーションサージの振動特性と脈動現象発生機構の解明”, 日本機械学会論文集. B編 74(741), pp. 1058-1067, (2008-05-25)

- (13) 伊賀 由佳, 橋爪 圭, 吉田 義樹, 井小萩 利明, “翼列キャビテーション流れにおける三種のサージ的振動現象”, 年次大会講演論文集 : JSME annual meeting 2008(2), pp.73-74, (2008-08-02)
- (14) 伊賀 由佳, 吉田 義樹, 井小萩 利明, “翼列のキャビテーション流れにおける熱力学的効果の数値解析”, 年次大会講演論文集 : JSME annual meeting 2007(2), pp.235-236,(2007-09-07)
- (15) 伊賀 由佳, 能見 基彦, 後藤 彰, 申 柄録, 井小萩 利明, “翼列翼まわりの二次元非定常キャビテーション流れの数値解析”, 日本機械学会論文集. B編 68(666), pp.368-374,(2002-02-25)
- (16) 岡村 共由, “ポンプのキャビテーション (損傷を中心として)”, ターボ機械協会, pp.1 - 12 ,(2006-11-22)
- (17) 岡村 共由, “ポンプのキャビテーション損傷, その発生機構, 事例, 予測と対策について”, ターボ機械協会第 68 回セミナー「ターボ機械基礎技術セミナー ポンプ編」—ポンプの障害事例と理論—, pp.1 - 13 ,(2005-11)
- (18) 岡村 共由, “キャビテーション実験計測の基礎”, ターボ機械 , 35 (5) , pp.282 - 288 , (2007-05)
- (19) 岡村 共由, “遠心ポンプの低流量域のキャビテーション”, ターボ機械 8, pp.556-563,(1980)
- (20) Motoyuki SAKODA ,Ryo YAKUSHIJI, Masatsugu MAEDA,Hajime YAMAGUCHI,
“MECHANISM OF CLOUD CAVITATION GENERATION ON A 2-D HYDROFOIL” ,
CAV2001:sessionA9.004
- (21) 山口 一, “キャビテーションに関する研究動向”, 日本造船学会誌 (819), pp.681-685, (1997-09)
- (22) 金野 祥久, 山口 一, 加藤 洋治, 前田 正二, “キャビテーション気泡群の崩壊挙動について”, 流体工学部門講演会講演論文集 2000, pp.219, (2000-09-08)
- (23) 23.山口 一, 加藤 洋治, 戸叶 白史, 前田 正二, “キャビテーション性能の優れたプロペラの開発_第 1 報キャビティ体積の少ないプロペラ”, 日本造船学会論文集 (158), 69-80, 1985-12
- (24) 加藤 洋治, 山口 一, 鴨野 博道, 小川 洋, 宮永 大, “シートキャビティの内部流れに関する研究(第 2 報)”, 日本造船学会論文集 (172), pp.247-256,(1992-12)
- (25) 吉原 敬一, 加藤 洋治, 山口 一, 宮永 大, “シートキャビティの内部流れに関する研究”, 日本造船学会論文集 (162), pp.61-70,(1987-12)

- (26) 右近 良孝, “海洋におけるキャビテーション”, 海上技術安全研究所報告 1(6), pp. 458, (2002-03-26)
- (27) 迫田 我行, 薬師寺 涼, 前田 正二, 山口 一, “二次元翼におけるクラウドキャビテーションの発生機構”, 流体工学部門講演会講演論文集 2000, pp.220, (2000-09-08)
- (28) 泉田 泰弘, 田宮 真, 加藤 洋治, 山口 一, “二次元翼型に発生するキャビテーションの研究” 日本造船学会論文集 (146), pp. 82-92, (1979-12)
- (29) 久保田 晃弘, 加藤 洋治, 山口 一, 前田 正二, “翼型に発生するクラウド・キャビテーションの非定常構造”, 日本造船学会論文集 (160), pp.78-92, (1986-12)
- (30) 川並 康剛, 加藤 洋治, 山口 一, 前田 正二, 中住 昭吾, “翼型に発生するクラウドキャビテーションの内部構造(所外発表論文等概要)”, 海上技術安全研究所報告 2(6), pp.503, (2003-03-24)
- (31) 谷村 正浩, 多賀谷 義典, 加藤 洋治, 山口 一, 前田 正二, 川並 康剛, “翼型のクラウドキャビテーションの発生機構とその制御”, 日本造船学会論文集 (178), PP. 41-50, (1995-12)
- (32) 薬師寺 涼, 山口 一, 川村 隆文, 前田 正二, 迫田 我行, “翼型の非定常キャビテーションと re-entrant jet の研究_実験と CFD によるアプローチ”, 日本造船学会論文集 (190), pp.61-74, (2001-12)
- (33) 山本 和義, “遠心ポンプのキャビテーションに伴う脈動現象_第 1 報, 現象の分類と振動特性”, 日本機械学会論文集. B 編 56(523), pp.636-643, (1990-03-25)
- (34) 山本 和義, “遠心ポンプのキャビテーションに伴う脈動現象_第 2 報, エネルギーの授受”, 日本機械学会論文集. B 編 56(523), pp. 644-650, (1990-03-25)
- (35) 山本 和義, “遠心ポンプのキャビテーションに伴う脈動現象_第 3 報, 現象の発生機構”, 日本機械学会論文集. B 編 58(545), pp.180-186, (1992-01-25)
- (36) 祖山 均, 伊藤幸雄, 市岡丈彦, 浦西和夫, 加藤洋治, 大場利三郎, “遠心ポンプにおける激しいキャビテーション壊食の発達過程 (第 1 報 顕著な上流キャビテータの影響)”, ターボ機械 18, pp.691-698, (1990)
- (37) 祖山均, 市岡丈彦, 伊藤幸雄, 加藤洋治, 大場利三郎, “遠心ポンプにおける激しいキャビテーション壊食の発達過程 (第 2 報 壊食破面の SEM 観察)”, ターボ機械 18, pp.699-707(2010-08-02)

- (38) 祖山均,伊藤幸雄,CAO S,大場利三郎,“遠心ポンプに激しい壊食をもたらす特異渦キャビテーションの高速写真観察”,ターボ機械 21,pp.215-219,(2010-08-10)
- (39) 祖山 均,岡村 共由,斎藤 純夫,加藤 洋治,大場 利三郎,“遠心ポンプに発生する高壊食性渦キャビテーションの観察”,日本機械学会論文集. B 編 59(560), pp.1140-1144, (1993-04-25)
- (40) 李 受人,祖山 均,外崎 昌志,浦西 和夫,加藤 洋治,井小萩 利明,大場 利三郎,“高比速度遠心ポンプにおける激しいキャビテーション壊食の発達過程”,ターボ機械 26(12), pp.722-729, (1998-12-10)
- (41) 祖山 均,李 受人,外崎 昌志,浦西 和夫,加藤 洋治,大場 利三郎,“高比速度遠心ポンプに生じる激しい壊食挙動の振動とノイズによる解明”,日本機械学会論文集. B 編 61(589), pp.3276-3281, (1995-09-25)
- (42) YOKOTA Kazuhiko,KURAHARA Kazuhiro,KATAOKA Dai,TSUJIMOTO Yoshinobu, J.ACOSTA Allan,“A Study of Swirling Backflow and Vortex Structure at the Inlet of an Inducer”,JSME international journal. Ser. B, Fluids and thermal engineering 42(3), pp.451-459, (1999-08-15)
- (43) Yoshinobu Tsujimoto, “Simple Rules For Cavitation Instabilities In Turbomachinery” ,CAV2001 : lecture.006
- (44) Yoshinobu Tsujimoto, “Cavitation Instabilities in Inducers” ,RTO-EN-AVT-143,pp8-1-8-26
- (45) Kazuyoshi Yamamoto, Yoshinobu Tsujimoto, “Backflow Vortex Cavitation and Its Effects on Cavitation Instabilities” International Journal of Fluid Machinery and Systems,Vol. 2, No. 1, (January-March 2009)
- (46) 山本 和義,辻本 良信,“逆流渦キャビテーションと不安定現象”,ターボ機械 37(6), pp.321-327, (2009-06-10)
- (47) 喬 向宇,堀口 祐憲,辻本 良信,“流量変動に対するインデューサ入り口逆流の応答”,ターボ機械 33(9),pp.577-585,(2005)
- (48) 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 58(551), pp.2052-2059, (1992-07-25)

- (49) 上条謙二郎,辻本良信,“高速ポンプインデューサの旋回キャビテーション (続報)”,ターボ機械 21(4),pp.227-233,(2010-8-10)
- (50) 上条謙二郎,“高速ポンプインデューサの旋回キャビテーション”,ターボ機械 20(4), pp.219-225,(1992)
- (51) 辻本 良信, 渡邊 聡, 堀口 祐憲,“翼および翼列のキャビテーション不安定 (その1 解析法とキャビテーションサージへの適用)”,ターボ機械 27(12),pp. 728-732,(1999-12-10)
- (52) 辻本 良信, 渡邊 聡, 堀口 祐憲,“翼および翼列のキャビテーション不安定 (その2 部分キャビテーション振動と遷移キャビテーション振動)”,ターボ機械 28(1), pp.42-48,(2000-01-10)
- (53) 辻本 良信, 渡邊 聡, 堀口 祐憲,“翼および翼列のキャビテーション不安定 (その3 交互翼キャビテーションと旋回キャビテーション)”,ターボ機械 28(2), pp.95-100,(2000-02-10)
- (54) 辻本 良信, 上条 謙二郎,“ターボ機械の不安定現象” ターボ機械 25(4), pp.205-215,(1997-04-10)
- (55) 陳 昌坤, NICOLET Christophe, 米澤 宏一, FARHAT Mohamed, AVELLAN Francois, 辻本 良信,“水圧管内の有限音速を考慮したドラフトチューブサージの1次元解析”,ターボ機械 37(4), pp.244-252,(2009-04-10)
- (56) 島田 正仁, 松本 洋一郎, 小林 孝,“クラウドキャビテーションの動力学とキャビテーションエロージョン”,日本機械学会論文集. B編 65(634), pp.1934-1941,(1999-06-25)
- (57) 島田 正仁, 松本 洋一郎, 小林 孝,“クラウドキャビテーションの崩壊挙動に及ぼす気泡核分布の影響”,日本機械学会論文集. B編 65(637),pp. 3002-3007,(1999-09-25)
- (58) 南 俊悟, 川口 恭司, 本間 哲夫,“うず巻ポンプのキャビテーションに関する実験”,日本機械学会誌 62(485),pp. 881-889,(1959-06-05)

謝辞

本論文は、著者が九州工業大学大学院情報工学研究科田中・涸脇研究室において、3年間の研究成果をまとめたものである。本研究の遂行にあたり、指導教員である九州工業大学情報工学部機械情報工学科教授田中和博先生には公私共に懇親なる御指導、御鞭撻を賜りました。社会人である小生は度々九州までは行けることが出来ずにいましたが、先生が関東に出張中にはお忙しい中時間を割いてもらい打ち合わせの機会を数多く持つていただきました。また、学生との交流の場も数々作っていただき生の学生の考えていることを知ることができ大変有意義な時間を頂きました。ここに、厚く御礼を申し上げます。

九州工業大学情報工学部機械情報工学科准教授涸脇正樹先生には、CFXコンソーシアムにおいて、学生中心の活動にも関わらず企業からの参加も企画され、その場での学生あるいは他企業の方との交流のなかで新しい知見を数多く発掘することができました。今後このような活動の継続を社会人として切に願うものであります。ここに、厚く御礼を申し上げます。

大阪大学基礎工学研究科辻本良信教授には、IAHR シンポジウム（ティミショアラ）で気にかけていただき、更に論文作成にあたって貴重なご助言と論文を提供していただきました。ここに、厚く御礼を申し上げます。

日立プラントテクノロジー研究開発本部土浦研究所長原孝英主任研究員、日立製作所日立研究所深谷征史主任研究員には、実験データの提供および論文に関するご助言を頂きました。ここに、厚く御礼を申し上げます。

また、同じ田中・涸脇研究室で卒業なさった大庭稔史さん、鶴田浩史さん、井上 朗さんには数々のお手数をおかけしました。ここに、厚く御礼を申し上げます。

また、公私に渡り様々なご指導、ご助言を頂きました研究室の諸先輩方、同社とともに製品開発をしてきた諸先輩方に心から感謝を申し上げます。

平成 23 年 6 月 10 日 佐藤 利行