

図・本館

遠心形ターボ機械羽根車内の圧力変動
に関する研究

| | |
|---------|---------|
| 名古屋大学図書 | |
| 和 | 1051201 |

長谷川 豊

目 次

| | |
|--------------------------|----|
| 第1章 緒 論 | 1 |
| 1. 1 ターボ機械羽根車に作用する流体力 | 1 |
| 1. 2 ポリユートケーシング内の流れと圧力分布 | 3 |
| 1. 3 定常半径推力 | 4 |
| 1. 4 非定常半径推力 | 5 |
| 1. 4. 1 非定常半径推力の理論解析 | 6 |
| 1. 4. 2 非定常半径推力の実験的研究 | 7 |
| 1. 5 半径推力の測定方法 | 9 |
| 1. 5. 1 直接測定法 | 9 |
| 1. 5. 2 圧力測定による方法 | 10 |
| 1. 6 羽根車内に生じるキャビテーション | 10 |
| 1. 7 本研究の目的と方法 | 11 |
| 第2章 遠心ポンプ羽根車に加わる変動流体力 | 14 |
| 2. 1 緒 言 | 14 |
| 2. 2 記 号 | 14 |
| 2. 3 実験装置および実験方法 | 15 |
| 2. 4 実験結果および考察 | 16 |
| 2. 4. 1 圧力波形分析 | 16 |
| 2. 4. 2 位相平均圧力分布 | 19 |
| 2. 4. 3 流体力 | 20 |
| 2. 5 結 言 | 22 |

| | | |
|---|-------|----|
| 第3章 遠心ポンプ羽根車に働く変動流体力への羽根枚数の影響 | ----- | 31 |
| 3.1 緒言 | ----- | 31 |
| 3.2 記号 | ----- | 31 |
| 3.3 実験装置および実験方法 | ----- | 32 |
| 3.4 実験結果および考察 | ----- | 34 |
| 3.4.1 変動圧力 | ----- | 34 |
| 3.4.2 変動流体力 | ----- | 36 |
| 3.5 結言 | ----- | 40 |
| | | |
| 第4章 遠心ポンプ羽根車入口流れとキャビテーションの発生 | ----- | 49 |
| 4.1 緒言 | ----- | 49 |
| 4.2 記号 | ----- | 49 |
| 4.3 実験装置および実験方法 | ----- | 50 |
| 4.3.1 速度と圧力の測定 | ----- | 51 |
| 4.3.2 キャビテーション発生の測定 | ----- | 51 |
| 4.4 実験結果を整理する式 | ----- | 52 |
| 4.4.1 羽根一枚当りの循環量 Γ とその無次元値 Γ' | ----- | 52 |
| 4.4.2 羽根面圧力に基づく初生キャビテーション係数 σ_{bi} | ----- | 52 |
| 4.5 実験結果および考察 | ----- | 53 |
| 4.5.1 羽根流路前の速度分布 | ----- | 53 |
| 4.5.2 羽根面上の圧力分布 | ----- | 54 |
| 4.5.3 キャビテーションの発生限界 | ----- | 55 |
| 4.5.4 σ_a と羽根負荷の関係 | ----- | 57 |
| 4.5.5 σ_a 羽根面圧力の関係 | ----- | 58 |
| 4.5.6 空気含有度と σ_a の関係 | ----- | 58 |
| 4.6 結言 | ----- | 59 |

| | |
|-------------------------------------|-----------|
| 第5章 遠心ポンプ羽根車入口の非定常圧力分布とキャビテーション発生限界 | -- 69 |
| 5.1 緒言 | ----- 69 |
| 5.2 記号 | ----- 69 |
| 5.3 実験装置および実験方法 | ----- 70 |
| 5.4 実験結果を整理する式 | ----- 71 |
| 5.5 実験結果および考察 | ----- 73 |
| 5.5.1 流路中央のハブ面圧力 | ----- 73 |
| 5.5.2 羽根面平均圧力 | ----- 73 |
| 5.5.3 圧力変動 | ----- 74 |
| 5.5.4 キャビテーション発生限界 | ----- 76 |
| 5.6 結言 | ----- 78 |
| 第6章 遠心ポンプ羽根車内のキャビテーションに及ぼす羽根枚数の影響 | ----- 88 |
| 6.1 緒言 | ----- 88 |
| 6.2 記号 | ----- 88 |
| 6.3 実験装置および方法 | ----- 89 |
| 6.4 実験結果および考察 | ----- 91 |
| 6.4.1 羽根面圧力の周期変動(周方向変化) | ----- 91 |
| 6.4.2 羽根面圧力の非周期変動 | ----- 91 |
| 6.4.3 キャビテーション発生限界に及ぼす圧力変動の影響 | ----- 92 |
| 6.5 結言 | ----- 94 |
| 第7章 結 論 | ----- 100 |
| 謝 辞 | ----- 103 |
| 参 考 文 献 | ----- 104 |

第 1 章 緒 論

1.1 ターボ機械羽根車に作用する流体力

近年、ロケット用の燃料ポンプに見られるように、ターボ機械の小型化、高速化にともない、とくに振動問題が工学的に重要視されるようになってきた^{(1)・(2)}。ターボ機械の振動問題は、他の回転機械と異なり、回転体の不釣合い振動などの機械的振動よりも流体による振動が支配的であり、従ってターボ機械の高速化は、おもに流体の持つエネルギー密度の増加により振動の増大をもたらす。

ターボ機械のうち、遠心ポンプは高圧を発生するため、流体的振動がとくに問題となる。遠心ポンプはあらゆる産業分野で使用されているため、ポンプの信頼性を向上させる上で、振動を防止および低減することが重要となる。

遠心ポンプに起因する振動は、その発生箇所により、ポンプ軸系の振動と、配管系の振動とに分けられる。前者は、機械的な不釣合いによる振動を別にすると、羽根車に働く流体力が主な発生原因となっており、後者は、ポンプ内部で発生する圧力および流速変動が外乱となって配管内流体系にもたらされる流体共振が主な原因となる^{(3)~(5)}。従って、後者はプラント設計上の問題であり、ポンプ設計においてはポンプ軸系の振動、すなわち羽根車に働く流体力が問題となる。

この流体力は半径方向と軸方向に分けられ、軸振動に影響を及ぼすのはおもに半径方向の流体力（半径方向推力もしくは半径推力）である。この半径方向推力は羽根車周囲の不均一圧力分布によって生じるもので、時間的に定常成分と非定常成分とに分けられる。

定常半径推力はおもに以下の原因によって発生する。

- (1-a) ポンプケーシングに生じる不均一圧力分布
- (1-b) 羽根車入口における不均一速度分布
- (1-c) ポンプケーシングに対する羽根車の静的な偏心⁽⁶⁾

遠心ポンプは軸流ポンプとは異なり、流体は羽根車から半径方向に流出するため、吐出し管もしくは多段ポンプの場合には次段の羽根車入口へ流体を導くための特別なケーシングが必要となる。このケーシングに沿って圧力の不均一が生じた場合、その圧力不均一が羽根車周囲に及び半径推力を生じる [(1-a)]。

ポンプ吸込部に入口ポリュートを設置した場合、羽根車入口に周方向への強い不均一速度分布を生じることがある。この場合、羽根車流路内には非軸対称な流れが発生し、半径推力を生じる原因となる [(1-b)]。

また、羽根付きディフューザ等のポンプケーシングに対して羽根車が静的に偏心して設置された場合にも、羽根車周囲に圧力不均一を生じ、時間的に定常な半径推力が羽根車に働く [(1-c)]。

一方、非定常半径推力は以下の原因によって発生し得る。

- (2-a) 部分流量運転時に、流れの剥離に基づいて発生する圧力変動
- (2-b) 羽根車の個々の羽根に加わる周期変動流体力
- (2-c) 羽根車の寸法誤差
- (2-d) ポンプの非定常運転

設計点よりも小さな流量（部分流量）でポンプを運転した場合、羽根流路低圧側に流れの剥離が生じ、この流れの剥離により羽根流路内に発生する圧力変動が、非定常な半径推力をもたらす [(2-a)]。この場合、剥離に基づく半径推力はランダムな周波数成分を持つ変動力となるが、旋回失速等を生じている場合には固有の低周波数成分を持つ。

羽根車の個々の羽根には、ポンプケーシング、とくにうず巻室の舌部やディフューザ羽根との相互干渉により周期的な変動流体力が加わる。この流体力の合力が零にならない場合に、羽根車回転数の正数倍の周波数で変動する半径推力が働く [(2-b)]。

以上の非定常半径推力は、羽根車の寸法に誤差が生じていない場合にも生じるものであるが、例えば、羽根車の羽根の取り付け角度もしくは羽根の寸法が個々に異なる場合には、各羽根に加わる流体力の合力は、非定常半径推力をもたらす [(2-c)]。この、半径推力はポンプ回転数と同じ周波数を持つため、「流体力学的不釣り合い」と呼ばれる。

また、ポンプ軸がケーシングに対して振れ回って回転している場合、ならびに、羽根車角速度および流量が動的に変化する場合にも半径推力の非定常成分が生じることが知られている⁽⁷⁾⁻⁽¹⁰⁾。

1.2 ポリユートケーシング内の流れと圧力分布

羽根車に働く半径推力とくに時間平均半径推力は、羽根車の寸法および取り付けの誤差を除くと、おもにポンプケーシングに沿う圧力分布の影響が支配的であり、羽根車入口流れの周方向不均一の影響はきわめて小さいとされている⁽¹¹⁾。ポンプケーシングのうちで、とくに広く用いられているポリユート（うず巻室）ケーシングは、半径推力のみならずポンプ全体としての性能とも密接な関連があるため、これまでにこれに関する多くの研究がある⁽¹²⁾⁻⁽¹⁸⁾。

ポリユートケーシングは、その全流路に沿って羽根車から流体が連続的に流入し各断面を通過する流量が異なるため、一般には、ポリユートの巻始めにおいて吐出し管への流路と分離する舌部から周方向に次第に断面積を増大させる。ポリユート断面内には、ポリユートに流入する流れの持つ半径方向速度成分により、一對のらせん状の二次流れが生じ、断面内の速度および圧力は不均一となることが Bowerman⁽¹³⁾、黒川⁽¹⁹⁾、Roco⁽²⁰⁾ らによって示されている。

ポリユートケーシング設計のための簡便な方法として、従来から広く用いられてきたものは、ポリユート各断面を通過する平均速度のみに注目し、これが一定となるように断面積を周方向への角度に比例させて増加させる方法がとられてきた（定速度型⁽¹⁴⁾）。

Iversen⁽¹⁵⁾ は、遠心ポンプにおいてこの定速度型のポリユートケーシング内の圧力分布と、羽根車に加わる半径推力をそれぞれ測定し、両者の関係を調べた。ポリユートケーシングに沿う圧力分布は、設計点流量付近ではほぼ均一となるが、流量が設計点を離れるにつれて圧力分布の不均一性が増大する。すなわち設計点よりも小さな流量（部分流量）の場合には、ポリユートに沿って減速流れとなるために、舌部からポリユート出口に向かい次第に圧力は増加するが、設計点よりも大きな流量（過大流量）の場合には、逆にポリユートに沿って流れの加速とそれに伴う圧力低下を生じる。Iversen は、ポリユート側壁において測定された圧力がポリユート流路幅方向に一定であると仮定して、羽根車出口部に加わる半径力を圧力分布の積分値から求め、半径推力の実測値との比較を行った。その結果、設計点流量近傍で極小値を取り、大流量側および低流量側に向かうにつれ増大する半径推力の流量にともなう変化が、ポリユート圧力分布の測定により、定性的、定量的に推定できることを明らかにした^{(6), (21)}。

1.3 定常半径推力

ポリュートケーシングの形状と遠心羽根車に働く半径推力の関係について Agostinelli⁽¹⁶⁾ は、ポリュート断面の周方向変化を経験的手法で設定することにより、定常半径推力を全流量範囲に渡って、定速度型のポリュートの場合よりも小さくできることを示した。また、ダブルポリュートケーシングについても実験を行い、半径推力の減少に対する有用性を証明した。これは、ポリュートを周方向に向い合わせに2つ設置したもので、それぞれのポリュートにおいて生じた圧力不均一が半径推力に及ぼす影響は相殺されるからである。Behiller⁽²²⁾ は、長方形断面を持つポリュートについて、その断面のアスペクト比および面積の周方向変化の仕方が、半径推力に及ぼす影響を調べ、その結果、遠心ポンプに用いられるような低比速度羽根車の場合には、半径推力はポリュート断面面積だけに支配され、断面の形状ならびにポリュート周端面の巻角の影響を受けないことを明らかにした⁽¹⁴⁾。

ポリュート舌部の形状および舌部と羽根車の隙間面積も、ポリュートポンプの半径推力に影響を及ぼす^{(16), (23)}。舌部の形状は、とくに舌部の周方向に対する角度が、ポリュート内部および吐出し管側に生じる流れの剥離領域の大きさに影響を及ぼし、舌部前後の圧力分布の変化を通して半径推力の違いとなって現れる。舌部の隙間面積もまた舌部前後の圧力分布に影響を及ぼし、隙間面積を増大させた場合、再循環流れの増加により舌部前後の圧力差が減少し、半径推力は減少する。

ポリュートポンプにおける時間平均の半径推力に対しては、以上に示したような実験的研究結果に基づき、数々の実験式が提案されている^{(14), (16), (22), (24)}。

一方、ポリュート内の静圧の周方向変化を求め、半径推力を見積るために、ポリュート内の流れをモデル化して、理論的に種々の解析がなされてきた。すなわち、ポリュート断面内の圧力および速度を一定と仮定し、壁面摩擦を考慮して解析したもの^{(15), (25)}、2次元の対数らせん形状を持つポリュートについて、ポリュート内の全圧を一定として等角写像により平板翼列に沿う流れに置き換えて解析したもの⁽²⁶⁾、ポリュートを2次元のくさび形流路に置き換えて解析したもの⁽²⁷⁾、羽根車出口とポリュート領域の間に舌部隙間に対応する環状領域を設け、両領域に対してそれぞれ流れのモデル化を行い、近似的に非粘性の運動方程式を解いたもの⁽²⁸⁾などがある。その他、有限要素法によりポリュート内の準三次元流れ解析を行ったもの⁽²⁹⁾もあるが、いずれの方法も、ポリュート内の圧力分

布や半径推力の実測結果との定量的な一致を得るまでには至っていない。

比較的大型の遠心ポンプにおいては、羽根車後流に羽根付きディフューザが設けられる（ディフューザポンプ）。ディフューザにより羽根車出口流れは減速されてポリュート内に流入するため、ポリュートに生じる圧力不均一は小さくなる。また、この圧力不均一は羽根車には直接影響を及ぼさないため、ディフューザの設置は半径推力の定常成分低減に関しては大きな効果がある⁽⁶⁾。

上述のように、遠心ポンプに加わる半径推力の定常成分は、おもに実験的研究の成果により、一般的なポンプ（ケーシング）形状および運転条件に対して、その大きさの見積りが可能となっており、その低減方法についても現在では種々の方法が確立されている。

1.4 非定常半径推力

ポンプに生じる半径推力の非定常成分に関しては、定常成分との関連だけでなく、ポンプ形状および運転条件の影響についても未だ十分には明らかにされていない。これは、非定常成分の測定が定常成分と比較して困難であるため、実験者およびポンプの種類によってその値が大きくばらつき、また、その発生機構が複雑であるため測定結果の評価が難しいことによる。

遠心ポンプ羽根車に非定常半径推力が働くのは、羽根車の内部および周囲に生じた非軸対称性流れが、ケーシングに対して時間的に変動している場合である。その原因として、羽根車のケーシングに対する相対運動にともなう干渉、ポンプ内流れの対称性を乱す流れの剥離、および羽根車の寸法誤差等が考えられる。

ポリュートもしくはディフューザ羽根のようなケーシングと遠心羽根車との間の相互干渉に類似した問題として、軸流流体機械における静翼列-動翼列間の干渉による非定常流れの研究が Kemp-Sears^{(29), (30)}をはじめ数多くなされている⁽³¹⁾⁻⁽³⁵⁾。

軸流機械において、相対運動する翼列間の流体力学的干渉に関する現象は、二つの領域に分けられる。一つはポテンシャル干渉であり、もう一つは後流干渉（粘性伴流干渉）である。翼まわりのポテンシャル流れによる速度勾配は、翼列の上流側および下流側に広がる。ポテンシャル干渉の生じる主要な機構について Parker⁽³⁶⁾ は、翼列が近接して配置されなかった場合に生じる流れの加速が、近接して置かれた翼表面において垂直方向に妨げられることであるとしている。粘性流体では、翼の下流には翼面境界層内の低速流体が

が流出し後流中に速度欠損を生じるとともに、随伴渦効果による非定常束縛渦の影響により後流のねじれが生じる^{(37)・(38)}。この速度場のひずみが下流に及ぼす影響を後流干渉と呼ぶ。

遠心ポンプにおける羽根車とケーシングの干渉も、ポテンシャル干渉と後流干渉とに分けて考えることができるが、羽根車に働く変動流体力を取り扱う場合には、主に羽根車に対する下流側ケーシングのポテンシャル干渉だけを考慮すればよいことが Imaichiら⁽³⁹⁾によって示されている。

ケーシングとの干渉により羽根車の個々の羽根には変動流体力が働くが、各羽根に働く流体力の合力が羽根車に大きな半径推力変動をもたらすのは、次の条件が満足された場合である。

$$k_c Z_c - k_i Z_i = \pm 1 \quad (1-1)$$

ここで、 Z_i は羽根車羽根枚数、 Z_c は舌部の数もしくはディフューザ羽根枚数であり、 k_c, k_i は正の整数である。この条件が満足された場合、回転数 N で回転する羽根車には $N \cdot k_i \cdot Z_i$ の周波数をもつ非定常半径推力が働くことになる。ただし、この条件は羽根車の羽根一枚に働く流体変動力のうち、羽根車羽根がケーシングの舌部もしくはディフューザ羽根の近傍を通過する周波数の $N \cdot Z_c$ 成分だけを考慮したものである。実際には、羽根車羽根に働く変動流体力には $N \cdot Z_c$ の調和成分も含まれているため、上記条件以外の場合にも羽根車には非定常半径推力が働くことになる。

1.4.1 非定常半径推力の理論解析

Kaminotoら⁽⁴⁰⁾ および Imaichiら⁽³⁹⁾ はポリュートケーシング壁と羽根車を渦分布に置きかえ、羽根車中心とポンプ吐出し口に吹き出しおよび吸い込みを与えて、特異点法により遠心羽根車とポリュートとの間のポテンシャル干渉の二次元解析を行った。その結果、羽根車に働く半径推力の定常成分については Stepanoff⁽¹⁴⁾、Biheller⁽²²⁾ の実験式と比較的よい一致がみられたが、非定常成分については実験結果との比較がなされておらず、定性的な結論を導くだけにとどまっている。Imaichiら⁽³⁹⁾ は羽根車羽根の循環量変化と、それにともない羽根後縁から放出される自由渦の影響も考慮しており、その際、羽根後縁に設定する条件の違いにより循環量変化の大きさが著しく異なることを示している。

解析で通常用いられる羽根後縁における無負荷の条件 (Kutta の条件) は、定常流れも

しくは干渉に伴う流れの変動周波数が小さく、しかも後縁の厚みが零と見なせる羽根に対しては、かなり正確に成立する。しかし、遠心羽根車において多く用いられる厚肉羽根には羽根車出口径で切り取られた羽根出口面が存在するため Kutta点を設置すべき位置が不明である。遠心羽根車内の定常ポテンシャル流れの解析においてしばしば用いられる手法として、羽根出口面下流の流体中に Kutta点すなわち後方よどみ点を設置するものがある。ただし、後方よどみ点の位置は、羽根周りの循環量の計算値が羽根車出口流れの測定によって求められる値と一致するように決められるものであり、循環量を推定するための計算手法とはなり得ない。また、流れの変動周波数が大きくなった場合には、厚みが零に近い羽根後縁においても負荷が存在するとした実験例^{(41)・(42)}がある。したがって、数値解析においては羽根後縁に与えるべき厳密な条件は未だ不明であり、ポテンシャル干渉により羽根車に働く非定常半径推力を数値解析から定量的に求めることは困難な状況にある。

1.4.2 非定常半径推力の実験的研究

遠心羽根車の非定常半径推力に関する実験的研究は、種々のケーシングに対して行われている^{(23)・(43)・(6)}。今市ら⁽²³⁾は、ポリユート形の遠心ポンプにおいて非定常半径推力を測定し、その振幅は定常推力の1/4～1/3に及ぶとした。また、測定された半径推力について周波数分析を行い、非定常成分がケーシングとの干渉による羽根枚数 Z に対応する Z 次成分以外に、羽根車回転数に対応する一次成分とランダム成分からなることを示している。このうちランダム成分は羽根車内に剥離を生じやすい低流量域で極めて大きくなった。

山口ら⁽⁴³⁾は、ポンプ比速度 217～465 ($\text{min}^{-1}, \text{m}^3/\text{min}$) のフランス形ポンプ水車ランナに作用する非定常半径推力の特性を実験的に研究している。ポンプ水車は、ポンプ運転時には羽根付きディフューザポンプとなるものであるが、その際に生じる非定常推力は小揚水領域で大きくなり、その主要な成分は回転数成分であるとした。また、キャビテーション発生による影響についても調べており、ランナ内に生じるキャビテーションが比較的少ない場合には、非定常推力はキャビテーション未発生状態とほぼ同一であるが、キャビテーション発達により揚程が急低下した状態ではキャビティの不安定な挙動の影響により非定常推力が増大することを示した。

川田⁽⁶⁾は比速度 254 ($\text{min}^{-1}, \text{m}^3/\text{min}$) の遠心羽根車をダブルポリユート型とディフューザ型のケーシングと組み合わせ、それぞれにおいて測定された非定常推力を比較してい

る。その結果、両ケーシングともに低流量域では定常推力よりも大きな非定常推力が発生しており、定格条件では定常・非定常推力はほぼ同レベルになる。非定常推力の主な周波数成分は、ダブルポリュートにおいては $N \cdot Z_i$ 成分とその高調波成分であり、ディフューザにおいては低サイクル成分 ($N/5 \sim N/10$) が支配的であった。ディフューザの場合には、これ以外に $N \cdot Z_i$ 成分および N 成分とそれらの高調波成分も測定されている。

以上に示した様なこれまでの測定結果は、測定対象となった羽根車およびケーシングにおける非定常半径推力に対しては有用な資料となり得るものである。しかし、実験者およびポンプの種類によって非定常半径推力の測定値が大きくばらついているため、一般的な羽根車、ケーシングを設計する際の資料として用いるには不十分である。測定される非定常半径推力がばらつく原因には、以下のようなものが考えられる。

- (3-a) 羽根車、ケーシングの流体力学的設計法の違い
- (3-b) ラビリンスシールの影響
- (3-c) 羽根車、ケーシングの寸法誤差
- (3-d) 測定方法の違いおよび測定精度

類似した仕様を持つ羽根車、ケーシングに対しても製造者により流体力学的設計方法が異なるため、例えば、羽根車およびディフューザの羽根形状の違いから低流量時において羽根車内およびディフューザ内に生じる剥離、失速の特性が変化し、非定常半径推力のランダム成分、低周波成分に影響が生じる [(3-a)]。

また、ポンプ軸シールとしてラビリンスシールを用いた場合には、ラビリンスシールによりポンプ軸に働く力（ラビリンス力）の影響を考慮する必要がある。このラビリンス力は、ポンプ軸に対して定常および非定常の半径力を及ぼし、その大きさは、ラビリンスシールの種類（軸方向型 or 半径方向型）、長さ、隙間、レイノルズ数およびポンプ軸の剛性等によって著しく変化することが知られている [(3-b)]⁽⁴⁴⁾。

半径推力の測定方法は、計測装置、計測技術および計測結果の処理技術の進歩にともない様々な改良がなされたため、とくに定常成分の測定精度はかなり向上した。しかし、非定常成分に関しては測定方法が十分には確立しておらず、測定方法および測定者によるばらつきが大きい [(3-d)]。

1.5 半径推力の測定方法

1.5.1 直接測定法

半径推力の測定に多く用いられる方法として、ポンプ軸たわみの測定^{(14)・(16)}と軸受けに加わる力の測定^{(22)・(43)}がある。前者において、近接プローブ等による軸たわみ量の測定精度を上げるには、軸の剛性を下げてたわみ量を大きくする必要がある。しかし、これはポンプ軸および羽根車の静的・動的な偏心をもたらし、あらたに半径推力発生の原因となるという問題を生じる。また、ベアリング隙間等の影響を受けるため、真の半径推力を精度良く測定することは比較的困難である。一方、軸受けに加わる力は、ひずみゲージを取り付けた特殊な装置により測定することができ、この方法は、前者と比較して測定系が複雑となるが、ベアリングの隙間等による影響が少ないため測定精度はよい。以上の2つの方法は、いずれも測定装置を静止系に設置し、ポンプ軸に働く半径推力を間接的に測定する方法である。半径推力をより直接的に測定する方法として、ポンプ軸にひずみゲージを取り付け、軸上に働く応力を測定することも可能である⁽⁵⁾。ただし、得られた信号の処理方法が非常に複雑であるため、軸応力の測定による方法は特殊な場合にのみ使用が可能である。

上記のいずれの方法を用いても半径推力の定常、非定常成分の測定は一応可能ではあるが、それらの測定結果は羽根車に働く真の半径推力とラビリンス力の合力であり、また、測定装置の持つ動的な特性を精度良く検定することが困難なため、非定常半径推力の測定結果には高い信頼性が望めない。これは、ポンプ軸の羽根車取り付け位置へ、既知の大きさと周波数を持つ動的荷重を加えることが難しい上に、測定装置が弾性効果を利用しているため、装置の共振にともなう誤差が生じるためである。

半径推力の非定常成分に関しては、測定のみならず測定結果の評価にも困難を伴う。これは、測定された非定常半径力がラビリンス等のシール部における半径力を含んでおり、羽根車に働く真の非定常半径推力の値を正確に見積ることが難しい上に、非定常半径推力の発生機構が複雑であることによる。従って、ケーシング形状および運転条件等が非定常半径推力に及ぼす影響を正確に把握し、その発生機構を解明するためには、半径推力の測定だけでなく、羽根車内およびケーシング内に生じる非定常流れを調べることも必要となる。

1.5.2 圧力測定による方法

遠心羽根車内およびその周囲の変動速度場を測定した実験例は少なく^{(45), (46)}，また，測定が困難であるため，ケーシングと羽根車の相互干渉に基づく速度変動を実験的に調べた研究は，著者が知る限りこれまで行われていない．一方，遠心羽根車内とその周囲の圧力変動については，いくつかの実験が行われている^{(6), (47)-(50)}．

川田⁽⁶⁾は，ディフューザ型およびダブルポリュート型の遠心ポンプにおいて，羽根車外周上のハブ面に圧力変換器を取り付けることにより，ケーシングの影響を受けて変動する羽根車出口圧力を測定し，定常半径推力の実測値との対応関係を調べた．飯野ら⁽⁴⁷⁾は羽根付きディフューザを持つ遠心ポンプにおいて，羽根車内の羽根面，ハブ面およびシュラウド面上にひずみゲージ式の圧力変換器を設置し圧力の変動成分を測定するとともに，圧力波形の周波数分析を行った．

これらの研究成果により，ケーシングの影響を受けて羽根車内に発生する圧力変動について，とくにその振幅および卓越周波数に関する知見が得られた．また，羽根車内の圧力変動の測定が，半径推力の定常成分発生機構を解明する上で有益であることも明らかにされた．しかし，非定常半径推力に関する考察は十分には得られていない．

1.6 羽根車内に生じるキャビテーション

キャビテーションは，液体の速度変化に伴う静圧の低下により気泡が発生する現象であり，ノズル，オリフィス内および軸対称物体周りの流れ場を対象とした基礎的実験により，キャビテーションの分類^{(51), (52)}，寸法効果⁽⁵³⁾⁻⁽⁵⁵⁾を始めとして，粘性，乱流変動および表面粗さの影響⁽⁵⁶⁾⁻⁽⁶²⁾等が明らかにされている．

また，遠心ポンプ羽根車内に発生するキャビテーションを取り扱った研究は，実験および理論解析によりこれまで数多く行われており，その結果，羽根車内におけるキャビテーションの発生量，発生箇所および発生の様相は，羽根枚数を含む羽根車形状の違いによって大きく異なり⁽⁶³⁾⁻⁽⁶⁷⁾，ポンプの運転条件や吸込流れによっても影響を受けることが知られている⁽⁶⁸⁾⁻⁽⁷¹⁾．また，羽根車内にキャビテーションが発生することにより，ポンプ性能の変化^{(72), (73)}，羽根車表面のエロージョン⁽⁶⁹⁾だけでなく，キャビテーションの不安定性に基づく羽根車内流れの変動が生じることも明らかにされている^{(68), (74)-(76)}．しかし，ポンプ吐出し側のケーシングと羽根車内のキャビテーションとの関係を明

らかにした研究はこれまでほとんど行われておらず、多くの実験においては、ケーシングの影響を無視するか、もしくはケーシングの影響が羽根車に作用しないように、羽根車出口下流部に特殊な工夫を施している。

ポリュートケーシングと遠心羽根車の相互干渉により羽根車にもたらされる非定常流れは、半径推力等の非定常流体力の発生と密接な関係があるだけでなく、ポンプ性能、キャビテーションおよび縮切流量近くでの羽根車内の逆流発生に影響を及ぼすことが知られている。しかし、これまでポリュートケーシングを伴う遠心羽根車において変動する流れ場、圧力場を測定した実験的研究は、特殊な一枚羽根遠心羽根車を対象とした上述の青木による研究⁽⁴⁹⁾があるだけで、複数の羽根を持つ一般の遠心羽根車については著者の知る限りこれまで報告されておらず、また、羽根車内に生じるキャビテーションとポリュートケーシングとの関係については、キャビテーション発生の不均一性が存在することを指摘するにとどまっている⁽²⁵⁾。

1.7 本研究の目的と方法

本研究においては、羽根車内の圧力変動が非定常推力に及ぼす影響について実験的に明らかにすることを目的の一つとした。非定常半径推力は種々の原因 [(2-a)~(2-d)] によって発生し得るが、本研究ではケーシングと羽根車のポテンシャル干渉による非定常半径推力 [(2-b)] を取り扱う。この非定常半径推力は羽根車の個々の羽根に加わる周期変動流体力を測定することにより、その合力として求めることができる。青木⁽⁴⁹⁾は、羽根枚数一枚の遠心ポンプに対して、羽根に加わる変動流体力を圧力測定により求めている。吸込側の固定シュラウド上に設置した圧力変換器により瞬時羽根間圧力分布を測定し、その測定点を通過する際の羽根面圧力分布を推定した。羽根面圧力分布を積分することにより羽根に働く流体力が求められる。また、シュラウド上の圧力測定点を周方向に多数設けることにより、ポリュートケーシングとの干渉により生じる、流体力の周方向への変化を調べた。固定シュラウド上の変動圧力を測定し羽根面圧力を推定する方法は、松永らによっても行われており、測定が比較的簡単であるが、測定対象となる羽根車が半開放型に限られる上に、羽根開放端隙間の影響により測定される圧力が羽根面上の圧力とは必ずしも一致しないという欠点を持つ。従って、本研究では羽根車上に測定点を設け、変動圧力を測定する。

変動圧力の測定方法としては、ひずみゲージを直接測定面上に貼り付ける方法⁽⁴⁷⁾と、測定面上に圧力検出孔を設け圧力導管により圧力信号を圧力変換器に導く方法が考えられる。前者は、変動圧力が圧力検出面に直接加わるため後者と比較して周波数応答性に優れるが、検査面積が大きくなり測定面上の局所の圧力を測定するには不向きであり、ゲージを貼り付けることにより測定表面形状が変化するという問題も生じる。また、貼り付け後のゲージ特性の検定が非常に難しいため、本研究では圧力検出孔による方法を採用する。ただしこの場合、圧力測定孔（圧力検出孔+圧力導管）の動特性、すなわち圧力導管を設けたことによる検出圧力の周波数応答性の低下が問題となる。圧力測定孔の動特性については、数多くの実験的、理論的な研究がなされており⁽⁷⁷⁾⁻⁽⁸¹⁾、これらの成果をもとに十分な周波数応答性が得られるように圧力測定孔の形状を決定した。

本研究では、ポリユートケーシング（うず巻室）を持つ遠心ポンプを対象とし、羽根車内の変動圧力の測定を行うことにより、ポテンシャル干渉に基づく非定常半径推力を明らかにするとともに、羽根車内の変動圧力がキャビテーション発生に及ぼす影響についても調べた。羽根車周りの非対称流れ場に基づき羽根面上にもたらされる周期圧力変動とキャビテーションの関連については、船舶用のプロペラを対象として数多くの実験的研究がなされている⁽⁸²⁾⁻⁽⁸⁴⁾。しかし、同様に非対称な流れ場を生じるうず巻室内で回転する遠心羽根車については、羽根面圧力の周期変動とキャビテーションとの関係を明らかにした研究はこれまで行われておらず、また、羽根流路内の乱流変動に基づく非周期圧力変動が羽根車内のキャビテーション発生に及ぼす影響についても明らかにされてはいない。

本論文は、うず巻室との相互干渉により羽根車内に生じる非定常圧力場を実験的に調べ、羽根車に働く非定常流体力および羽根車内におけるキャビテーション発生との関連を明らかにすることを目的とし、以下に詳述するような一連の研究を行った結果をまとめたものである。

第2章においては、供試ポリユートポンプ（うず巻ポンプ）の規定羽根車である7枚羽根羽根車について、羽根面上に発生する周期圧力変動を実験的に調べ、羽根面圧力分布を積分することにより羽根および羽根車に働く変動流体力を求めた。

第3章においては、3枚羽根羽根車について圧力変動と変動流体力を測定し、第2章の結果と比較するとともに、うず巻室内圧力分布を測定することにより、うず巻室と遠心羽根車の相互干渉に及ぼす羽根車羽根枚数の影響を調べた。

第4章においては、羽根車羽根枚数を3，7，9枚に変えた際の羽根車上流での速度分

布，羽根面上の圧力分布の流量による変化を実験的に調べ，この結果とキャビテーション初生との関係を明らかにした。

第5章においては，7枚羽根羽根車に発生する周期，非周期圧力変動により羽根面上にもたらされる圧力低下量を実験的に調べ，キャビテーション初生およびキャビテーション発生の際方向不均一との関連を明らかにした。

第6章では3枚羽根羽根車について第5章と同様の実験を行い，実験結果を比較することにより，キャビテーション初生に及ぼす羽根車羽根枚数の影響を羽根面上に生じる非周期圧力変動との関連において明らかにした。

2.1 緒 言

遠心ポンプの高速化および流量範囲の拡大に伴い、ポンプのうず巻室と羽根車の相互干渉によるポンプの性能および圧力変動への影響を明らかにすることがますます重要となってきた。この相互干渉により生じる非定常流れは、ポンプ性能、キャビテーションおよび締切り流量近くでの逆流の発生に影響を及ぼすだけでなく、変動流体力として振動、半径方向推力、変動トルクなどの発生に密接に関係するにもかかわらず、従来、羽根車において変動する流れ場、圧力場を測定した実験的研究は少なく、羽根付きディフューザを持つ遠心羽根車内の圧力変動成分を測定した飯野らの研究⁽⁴⁷⁾などがあるにすぎない。

また、遠心羽根車とうず巻室の干渉に関しては半径方向推力およびうず巻室圧力の測定に関する研究があり^{(12), (15), (23)}、また、二次元流れにおける数値解析も行われている。

本章では、7枚の羽根を持つ遠心ポンプ羽根車において前縁から後縁にわたる全弧面上の非定常圧力を測定し、その結果より種々の流量における羽根および羽根車に加わる変動流体力を明らかにした。

2.2 記 号

- a : 羽根先端から羽根板中心に沿った距離
- A_2 : 羽根車出口面積
- A_v : うず巻室断面積
- C_j : j 次の正弦フーリエ係数
- F_i : 羽根車に加わる半径方向推力ベクトル
- H : ポンプの全揚程
- l : 羽根板中心に沿った羽根長さ
- P : 測定点における位相平均圧力
- Q : ポンプ吐出し流量
- r : 測定点半径位置
- r_2 : 羽根車出口半径

- R : 半径方向推力ベクトルの無次元値 = $F_i / (\rho A_2 u_2^2)$
- T : ポンプ軸トルクおよび流体力のポンプ軸回りのモーメント
- u : 測定点の羽根車周速度
- Z : 羽根車羽根枚数
- α, α' : 時間平均半径方向推力の向き
- θ : 羽根車周方向位置 (図 2-1 (b) 参照)
- ν : 軸動力係数
- ν_b : 羽根に加わる流体力のモーメント係数 = $T_b / (\rho A_2 u_2^2 r_2)$
- ν_i : 羽根車に加わる流体力のモーメント係数 = $T_i / (\rho A_2 u_2^2 r_2)$
- ξ_j : フーリエ j 次成分の位相
- ρ : 水の密度
- ϕ : 流量係数 = $Q / (A_2 u_2)$
- ψ : 揚程係数 = $H / (u_2^2 / g)$

添字および演算子

- s : 吸込管内の状態
- 2 : 羽根車出口直後
- : 時間平均値
- Δ : 変動成分
- || : 絶対値

2.3 実験装置と実験方法

供試ポンプは口径が 150 mm, 比速度 $n_s = 284 \text{ (min}^{-1}, \text{m}^3/\text{min}, \text{m})$ の半径形で, 羽根車は 2 円弧形状の 7 枚羽根をもち, 羽根入口角, 出口角はそれぞれ $\beta_1 = 22^\circ 20'$, $\beta_2 = 25^\circ 18'$, 羽根厚さは $S = 10 \text{ mm}$ である [図 2-1(a)].

うず巻室の基準円直径は $370 \text{ mm} (= 1.194 D)$, その断面積の周方向変化は $dA/d\theta = 9.66 \text{ cm}^2/\text{rad}$ で一定である. 半径方向の運動量を見捨てた場合, うず巻室に沿う圧力が一定となる特性線は, $\psi/\phi = 5.03$ となる. 図 2-2 には, このうず巻室の特性線を実線で, Busemann⁽⁸⁶⁾ による羽根車の理論揚程曲線を破線で示す. 両者の交点 $\phi = 0.113$ がう

ず巻室と羽根車との適合流量である。なお、うず巻室舌部先端は半径 5 mm の丸みをもち、羽根車出口との半径距離は 37 mm (=0.239 r₂) と比較的大きい。

羽根車内の圧力の各測定点を図 2-1(b) に示す。圧力は羽根面上のハブ面から 15 mm の高さにおいて、羽根前縁から後縁近くにわたり 18 点、ハブ面上に流路中央の 4 点、それぞれ直径 1.0 mm の圧力検出孔を設けて測定した。これらの検出孔は直径 3 mm、長さ約 20 mm (ハブ面上の測定点の場合長さ 4.5 mm) の受圧室を介してハブ面に装着した半導体小型圧力変換器の受圧部と接続した。

各点の圧力測定は、羽根車が 256 回転する間、1 回転おきに 0.4 msec 間隔でサンプリングした。その際、1 回転ごとに発生するパルス信号により羽根車の回転と同期させた。図 2-1(b) は $\theta = 0$ における各圧力測定点の位置を示しており、低圧面測定孔を設けた羽根の後端の周方向位置がうず巻室舌部先端と重なる状態にある。同期用のトリガパルスはこの状態において発生する。羽根車 1 回転あたりのサンプリング点数は、ポンプ回転数に反比例し、 $N = 595 \text{ min}^{-1}$ において 252 (=7×36) 点となる。ポンプ流量は、 $\phi = 0, 0.039, 0.077, 0.116, 0.141$ (最高効率点), 0.155, 0.193, 0.224 に変えた。

2.4 実験結果および考察

2.4.1 圧力波形分析

羽根車出口近くにおける羽根面 (P9, S9)、ハブ面 (H4) 圧力の周期的変化を、図 2-3 に種々の流量に対して示す。縦軸には羽根車入口上流 約 2 D の位置における吸込管圧力の時間平均値 \bar{P}_s と位相平均圧力 P の差圧を無次元化した圧力係数 $C_p = (P - \bar{P}_s) / (\rho u_2^2 / 2)$ を取り、横軸にはトリガ信号発生位置を基準 ($\theta = 0$) とした位相 θ を取った (図 2-1(b) 参照)。

羽根車出口においては、3 つの測定点における圧力の時間平均値がほぼ等しく、羽根間の圧力勾配は小さい。また、圧力の周期的変化の傾向はいずれの測定点においてもうず巻室に沿う圧力分布と対応する。したがって、低圧面 (S9) と高圧面 (P9) の圧力波形は測定点の周方向位置が違うために位相が一致していないのがわかる。

$\phi = 0$ の場合も含めた低流量時には各測定点が舌部を通過した直後に圧力は最低となり、羽根車の回転にともない次第に上昇する。一方、大流量時には圧力は舌部直前で最小値、直後で最大値を取る。

圧力の周期的変化量を評価するために、位相平均による圧力波形の正弦フーリエ分析を行った。圧力波形 $C_p(\theta)$ は正弦フーリエ級数の j 次成分の係数を C_j 、その位相を ξ_j とすると、

$$C_p(\theta) = C_0 + \sum_{j=1}^{n/2} C_j \sin(j\theta + \xi_j) \quad (2-1)$$

となる。ここで、 $n=256 (= 2^8)$ を取り、 C_0 は圧力の時間平均値、 C_1 は圧力の周期的変化の振幅にほぼ対応する。

図2-4は、測定点P9、S9における圧力波形のフーリエ係数 C_j ($j=1,2,3$) およびその位相 ξ_j ($j=1,2,3$) を流量 ϕ の変化に対して示す。フーリエ係数 C_j は次数 j が高いほど小さくなり、したがって圧力波形は一次成分が支配的となる。係数 C_j ($j=1,2,3$) はうず巻室と羽根車の特性線が交わる流量 (図2-2参照) $\phi=0.113$ 近傍でいずれも最小となり、流量の増大、減少に伴ううず巻室圧力の不均一化によって増加する。測定点P9とS9の係数 C_j を比較した場合、各次数ともにほぼ一致しており、 $\phi=0.1$ 前後でわずかに高次成分に違いが見られるだけである。

1次成分の位相 ξ_1 は、うず巻室の適正流量を境として低流量側と大流量側で位相がおおよそ $2/3\pi$ 異なる。また、P9とS9における圧力波形の位相差は1次成分に関してはおおよそ $2/7\pi$ であり流量によらず一定である。この位相差は、P9とS9の羽根車上での周方向位置の違いとほぼ一致する。高次成分の位相も1次成分と同様に、流量の変化にともない $\phi=0.113$ 前後で大きく変化する。しかし、先に述べたように、うず巻室圧力の不均一に基づく圧力変化の波形は1次成分が支配的であり、高次成分に見られる位相差は、ただ舌部付近の圧力波形に影響するのみである。

うず巻室の圧力不均一および舌部通過に伴う圧力変動は先に述べた羽根車出口近傍だけでなく、上流にある羽根流路全域での圧力変化を生じることになる。図2-5(a)、(b)は、流量 $\phi=0.039$ と 0.224 において、羽根面およびハブ面上の各測定点の圧力波形から得られたフーリエ1次係数 C_1 とその位相 ξ_1 の分布を羽根先端から羽根の弧に沿って示す。

低流量時 ($\phi=0.039$ 、図2-5(a))には圧力波形のフーリエ1次係数 C_1 の値は入口から出口までの全域で高圧面の方が低圧面よりも大きく、高圧側で圧力変動の大きいことを示す。また、そこでの圧力変動は羽根先端 $a/l=0.0$ から下流に行くにつれて次第に増加し $a/l=0.65$ 付近で最大となり、後端近くではわずかに減少する。一方、低圧

面上での圧力変動は先端近く $a/l = 0.03$ において極大となるが、その後は減少し、ふたたび $a/l = 0.18$ から出口までほぼ直線的に増加している。

一方圧力波形の位相 ξ_1 は、羽根流路入口近傍 $a/l = 0.03 \sim 0.18$ において羽根高圧面と低圧面で大きく異なる。ここで同一半径上の高圧面と低圧面の周方向角度の差 $2/7\pi$ を考慮に入れると、羽根流路入口近傍の圧力変化は羽根前後でほぼ逆位相となる。これは、うず巻室圧力不均一の影響が上流の羽根入口まで及び、羽根車入口流れが周方向に不均一となるためである。例えば羽根流路出口が圧力の高い位置にあるとその流路の入口において流入量及び流入角度が減少し、低圧面側の圧力は低下することになる。さきに述べた羽根低圧面の先端近く ($a/l = 0.03$) で生ずる圧力振幅 C_1 の増大はこの入口流れの不均一によるもある。しかし、その下流 $a/l = 0.2$ 付近では、ほぼ逆位相を持つ羽根車出口圧力の変化により(互いに)相殺されて振幅 C_1 は減少する。一方、高圧面上では入口流れと羽根車出口圧力のそれぞれの不均一がもたらす圧力変化はほぼ同じ位相を持つため低圧面に比べて圧力振幅は増大する。流路中央の $a/l = 0.3 \sim 0.65$ の範囲では、同一半径上にある高圧面、低圧面およびハブ面上の圧力変化の1次位相はいずれも一致し、また流路に沿ってもほぼ一定となる。しかし、出口に近い $a/l > 0.65$ の範囲になると高圧面の1次位相は、低圧面に対し次第に遅れを生じ、羽根車出口での位相差は周方向位置の違い ($2/7\pi$) に達する。

流量を増して $\phi = 0.224$ にすると(図2-5(b))、圧力波形のフーリエ級数の1次係数 C_1 の値は $\phi = 0.039$ の場合に比べ、すべての測定点において著しく増大する。とくに入口近く ($a/l < 0.4$) において高圧面での C_1 の増加は、入口流れの周方向変化のため著しい。

一方、位相 ξ_1 は、入口直後において低圧面は高圧面に対して大きな位相遅れを持つが、低流量時の場合(図2-5(a))とは異なり、その位相遅れは下流に向かって次第に減少している。これは、大流量時には入口近傍の羽根低圧面上で流れの剥離を生じないためである。下流の $a/l > 0.8$ になると位相は逆転し、羽根出口では低圧面の位相が $2/7\pi$ だけ進むようになる。流路中央ハブ面上の圧力変化の位相は、流路に沿ってほぼ一定であり、羽根車入口の圧力が出口に対してわずかに位相遅れを持っている。

2.4.2 位相平均圧力分布

図2-6(a), (b)は流量 $\phi = 0.039$ および 0.224 における羽根面圧力分布形状の周期的変化を位相平均値を用いて示したものである。縦軸には圧力係数 C_p を取り、横軸には羽根車出口半径 r_2 との半径比 r/r_2 を取っている。なお、図中では羽根先端 ($r/r_2 = 0.568$) の圧力は高压面上の分布に含めてある。斜軸は羽根後端とうず巻室との相対位置に基づく位相 θ (図2-1参照) であり、同一羽根面上における結果を示すために、高压面上の圧力分布は位相を羽根間1ピッチ分 ($2/7\pi$) 進めて示してある。

流量が少ない $\phi = 0.039$ の場合 (図2-6(a))、各周方向位置においていずれも高压面と低压面の圧力差が小さく、羽根車仕事量の小さいことと対応している。羽根後端位置がうず巻室舌部と重なる $\theta = 0$ では、羽根先端近傍を除いて低压面圧力が高压側より増大し、とくに r/r_2 の大きい領域で圧力差が大きい。これは羽根後端がうず巻室舌部通過時 ($\theta \approx 0$)、低压面は舌部前の高圧部に面しており、一方高压面は舌部通過後の低压部に面しているからである。

なお、Lorettら⁽²⁵⁾ および Kamimotoら⁽⁴⁰⁾ の計算によれば、極めて低い流量の場合、羽根車内の流体はうず巻室圧力が周方向に上昇するにつれ減速し、うず巻室舌部近くにおいて完全に逆流することを示している。本実験の図2-6(a)の $\theta = 0$ の場合にも、羽根後端近傍において羽根車出口から羽根流路低压側への流れ込みが予測される。このことは、羽根先端近くで羽根に沿う圧力変化が極めて小さいことからある程度証明される。

θ の増大につれて羽根面上の圧力は高压面で高く、低压面で低下した分布を示すようになり、羽根両面の圧力差は $\theta = \pi/2$ において最大となる。この周方向位置において、羽根低压面の先端近傍 ($r/r_2 = 0.551$) の圧力が最低となることを考え合わせると、羽根流路への流入量は $\theta = \pi/2$ 近傍においてほぼ最大になることが予測される。

図2-6(b)は大流量時 ($\phi = 0.224$) の羽根面圧力分布を示す。低流量の場合とは異なり $\theta = 0$ では羽根に加わる圧力差が著しく増加している。この位置において、低压面上の圧力は $r/r_2 = 0.58 \sim 0.81$ の範囲でほぼ一定で半径方向の圧力上昇が生じていない。これは低压面に沿って流れの強い加速が存在し、圧力上昇が妨げられるためであると推察される。羽根位置 θ が増大するにつれ、羽根面に沿う翼面荷重は減少する。この流量における時間平均圧力分布は $\theta = \pi/2$ の分布とほぼ一致する。 $\theta = 3/2\pi$ では羽根両面の圧力差は著しく小さく、羽根先端においては高压面の方が圧力が低くなっているところがあり、この周方向位置では、羽根への流入角度は負になっていると考えられる。

2.4.3 流体力

図2-6に示す羽根面上の位相平均圧力分布から、羽根および羽根車に加わる流体力の変化を求めることができる。計算の簡単化のために、羽根面上の圧力のみが流体力として作用すると仮定し、流体摩擦力およびハブ、ケーシング上の圧力を無視した。さらに、羽根面圧力は羽根高さ方向に一定であると仮定すると、実験に用いた2次元羽根を持つ遠心羽根車においては、得られる流体力は半径方向および周方向の成分のみを持つことになる。

図2-7は、羽根車が一回転する間の、羽根一枚に加わる流体力のポンプ軸まわりのモーメント T_b の変化を示したもので、羽根が流体に対して行う仕事率の周方向変化と考えることもできる。横軸には羽根後端の位置 θ (図2-1(b)参照)を取り、縦軸にはモーメントを無次元化した $\nu_b = T_b / (\rho A_2 u_2^2 r_2)$ を取った。ただしモーメントの値は羽根車回転方向を負としてある。

低流量 $\phi = 0.039$ の場合には、 ν_b は舌部近傍において負の値を取り、これは図2-6(a)の圧力分布からも判るように羽根は流体から仕事をされることになる。舌部から離れるにつれモーメント ν_b は急増し、 $\theta = \pi/2$ で最大値を取った後ふたたび減少し、高圧面側に隣接する羽根後端が舌部を通過したのち、すなわち $\theta > 2\pi - 2/7\pi$ となると、高圧面圧力が急激に低下するため ν_b もまた急減する。

一方、うず巻室最適流量($\phi = 0.113$)を越える大流量($\phi = 0.141, 0.224$)の場合には、 $\phi = 0.039$ とは逆にモーメント ν_b は舌部近く($\theta = 0$)で最大値を取った後に θ の増加につれ減少する。ただし、舌部から離れた $\theta = \pi/2 \sim 3\pi/2$ の領域では流量の違いによる影響は少なく、おもに舌部近傍におけるモーメントがポンプ流量により変化する。

つぎに、羽根車全体に加わるモーメントについて考える。羽根車の各羽根にかかるモーメントが回転によっていずれも同じ変化をすると考えると、羽根車に加わるモーメントの時間平均値 $\bar{\nu}_i$ は $\bar{\nu}_i = Z \bar{\nu}_b$ (ここで Z は羽根枚数7、 $\bar{\nu}_b$ は ν_b の時間平均値)となる。図2-9は流量 ϕ に対する $\bar{\nu}_i$ の変化を示したもので、比較のために軸受け摩擦を差し引いたポンプ軸トルク ν も併せて表示した。

羽根面圧力を積分して求めたモーメント $\bar{\nu}_i$ は実測トルク ν よりも小さいが、流量変化に伴う両者の変化は同じ傾向を示す。この両者の値の違いはハブ、シュラウドの円板摩擦、羽根車流路内摩擦、羽根ごとの圧力分布の違いおよび羽根高さ方向への圧力不均一などによると考えられる。円板摩擦および流路内の摩擦について簡単な境界層の計算を行い $\bar{\nu}_i$ を補正すると、補正值 $\bar{\nu}_i'$ は ν とほぼ一致した。

今市ら⁽⁴⁾ および川田ら⁽⁵⁾ の測定によれば、羽根車に加わる動的流体力は回転数に対応する一次成分および回転数×羽根枚数 Z に対応する Z 次成分とランダム成分からなる。上述の羽根一枚のモーメント変動を $2/7\pi$ ずつ位相をずらして合成することにより羽根車に加わるモーメントの変動が得られるが、これは Z 次成分 ($Z=7$) に対応する。図2-8は $\phi=0.039, 0.141, 0.224$ において、羽根車が1ピッチ ($0 \leq \theta \leq 2/7\pi$) 回転するとき、羽根車に働くモーメントの変動分 $\Delta \nu_i$ を示したものである。

低流量および大流量の場合には $\Delta \nu_i$ はうず巻室舌部前後の大きな圧力差の影響を受け、羽根一枚のモーメントと同様に羽根の舌部通過時 ($\theta=0$) において低流量時には最小値、大流量時には最大値を取る。しかし、個々の羽根に働くモーメント変動分が打ち消し合うため、 ν_b に比べると $\Delta \nu_i$ の振幅は小さく、とくに大流量時 $\phi=0.224$ の場合にその傾向が顕著である。上述のモーメントと同様に、羽根面圧力の積分から求めた羽根車に加わる半径方向推力の結果を図2-10に示す。図には、半径方向推力ベクトル $R=F_i/(\rho A_2 u_2^2)$ の時間平均ベクトルの絶対値 R およびその方向 α 、 R の振幅 ΔR が示してある。時間平均半径推力 R および7次の変動成分の振幅 ΔR の値は、うず巻室の最適流量 $\phi=0.113$ 近傍でともに最小となり、それより大流量、低流量の場合は大きくなる。 ΔR と R の比は $\Delta \nu_i$ と ν_b の振幅比と同様に、低流量時に比較的大きくなる。図中の一点鎖線は Stepanoff⁽⁸⁷⁾ の実験式による半径方向推力の値であり R と比較すると、低流量側では両者はよく一致している。

平均半径方向推力の方向 α は、低流量時には舌部から羽根車回転方向に約50°、大流量時には反対方向に約70°となる。測定点P9, S9, H4の平均値を羽根車出口圧とし、周方向に積分することにより求めた推力の方向 α' を比較のために図2-10に示す。 α と α' の違いは主に羽根車から流出する半径方向の運動量が周方向に不均一となることにより生じると考えられるが、 R が小さい $\phi=0.113$ 近傍を除いて両者はほぼ一致する。

図2-11は半径方向推力の変動成分のリサージュ図形である。 $\phi=0.039$ および 0.224 の図形がともに y 方向に長い楕円形となっている。これは、各羽根後端が舌部を通過する際に羽根面圧力が急激に変動し、その羽根に加わる y 方向の流体力も大きく変化するためである。

2.5 結 言

うず巻室の影響を受けて変動する遠心ポンプ羽根車内の圧力を測定し、その圧力波形の解析から以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根車の位相平均圧力波形をフーリエ分析すると、羽根車内の圧力変動は回転数成分（1次成分）が支配的であり、圧力変動の大きさはフーリエ一次係数により評価できる。
- (2) 変動圧力の振幅は、流量がうず巻室の最適流量（ $\phi = 0.113$ ）をはずれるに従って増加する。このとき高圧面の振幅は低圧面よりも大きくなり、低流量時には羽根中間部の $a/l = 0.64$ 付近、大流量時には羽根入口直後 $a/l = 0.03$ で最大振幅が得られる。
- (3) 羽根車出口近傍における圧力変化はうず巻き室に沿う圧力分布にほぼ対応する。しかし羽根流路入口近傍の圧力変化は入口流れの周方向不均一等の影響を受けるため、その位相は羽根高圧面では進み、低圧面では遅れる。
- (4) 羽根一枚に加わる圧力のモーメントすなわち羽根一枚の仕事量は、舌部から離れた $\theta = \pi/2 \sim 3\pi/2$ の範囲では流量の違いによる影響は少ない。このため軸トルクの小さな低流量時には、羽根の仕事量は舌部近くで著しく減少し負の値を取ることがある。
- (5) 羽根車全体に加わる流体力の変動成分は大流量時よりも低流量時に比較的大きくなるが、その絶対値は羽根一枚の変動流体力に比較して極めて小さい。

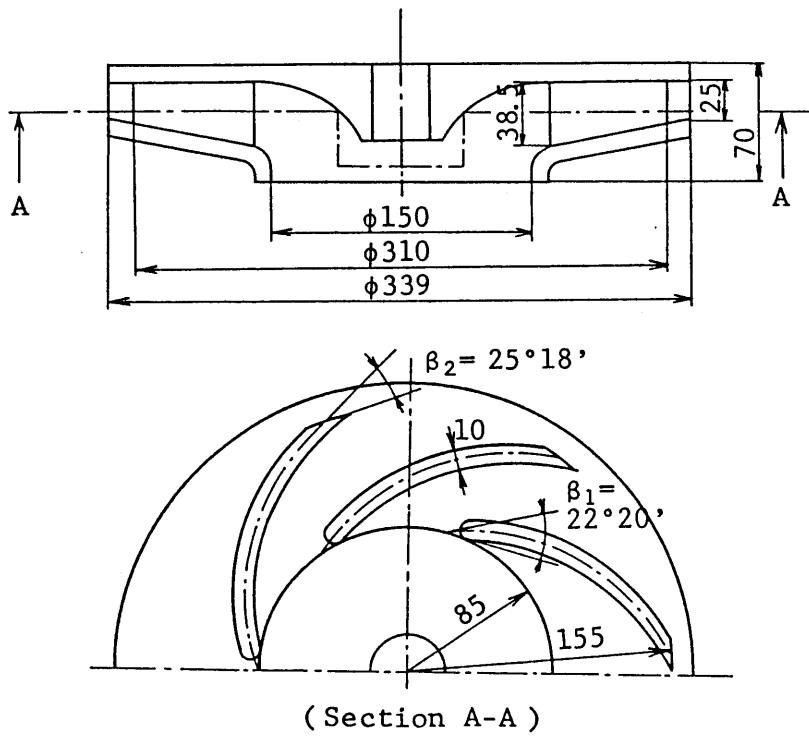


图2-1 (a) 羽根車形状

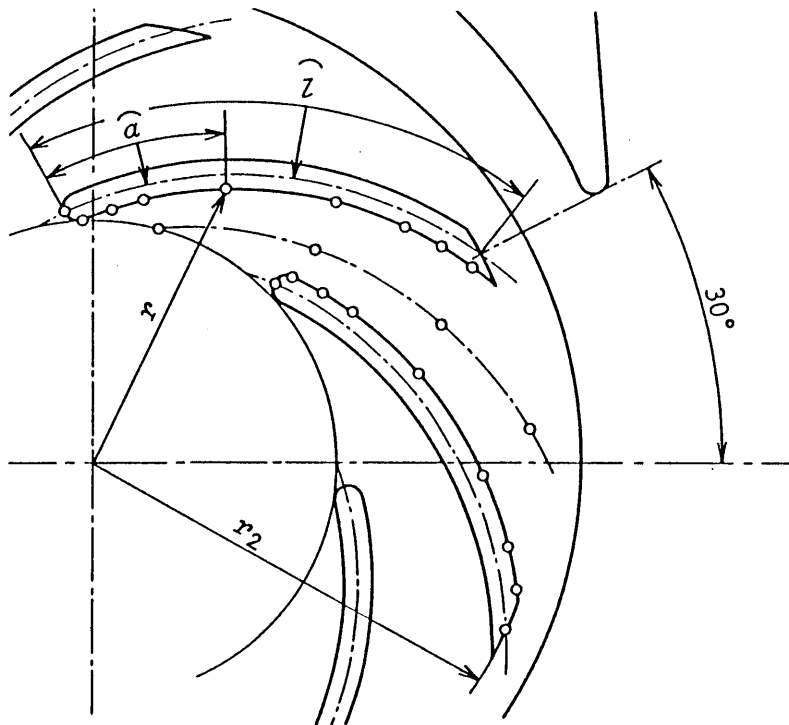


图2-1 (b) 羽根車压力测定点

表2-1 羽根車内圧力測定点

| No. | Pressure Side | | Suction Side | | Hub | |
|-----|---------------|---------|--------------|---------|---------|---------|
| | a/l | r/r_2 | a/l | r/r_2 | (a/l) | r/r_2 |
| 1 | 0 | 0.57 | 0 | 0.57 | -0.05 | 0.55 |
| 2 | 0.03 | 0.61 | 0.03 | 0.55 | 0.30 | 0.69 |
| 3 | 0.10 | 0.64 | 0.10 | 0.58 | 0.64 | 0.84 |
| 4 | 0.18 | 0.67 | 0.18 | 0.61 | 0.97 | 0.98 |
| 5 | 0.38 | 0.76 | 0.38 | 0.70 | | |
| 6 | 0.64 | 0.87 | 0.64 | 0.81 | | |
| 7 | 0.81 | 0.95 | 0.81 | 0.89 | | |
| 8 | 0.91 | 0.99 | 0.91 | 0.93 | | |
| 9 | 1 | 1 | 1 | 0.97 | | |

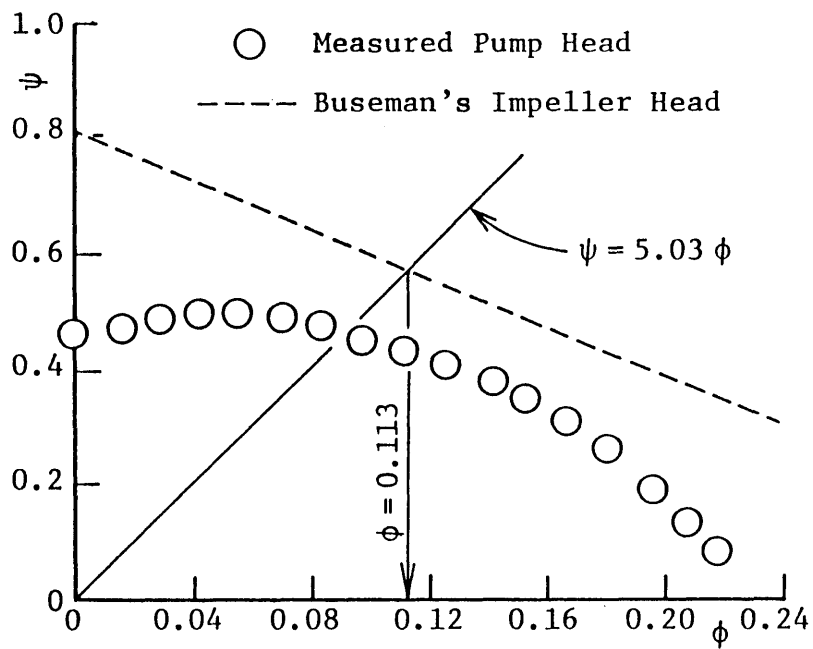


図2-2 うず巻室特性線

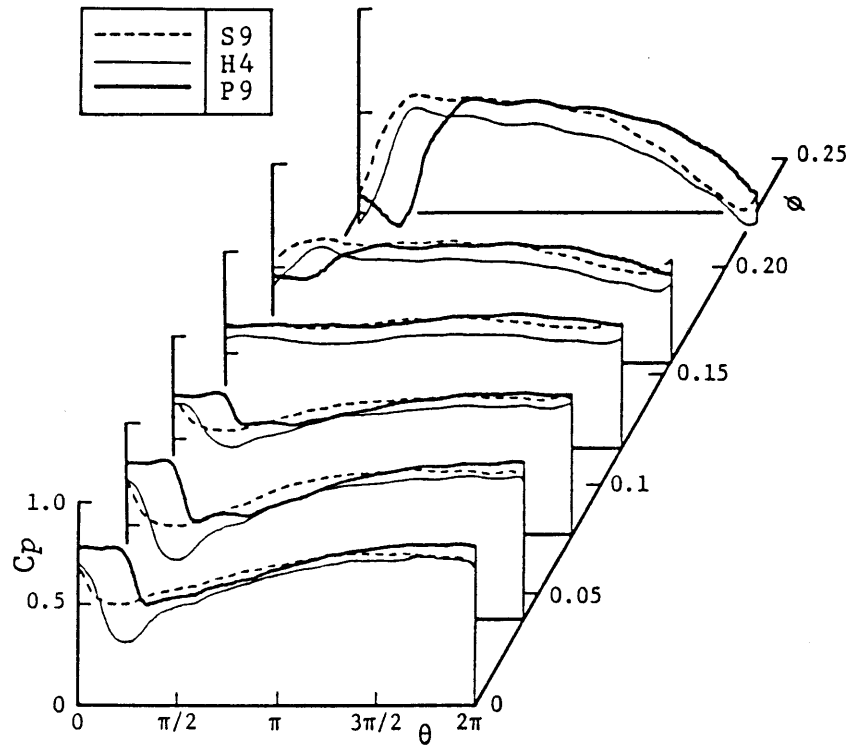


図2-3 羽根車出口圧力の周方向変化

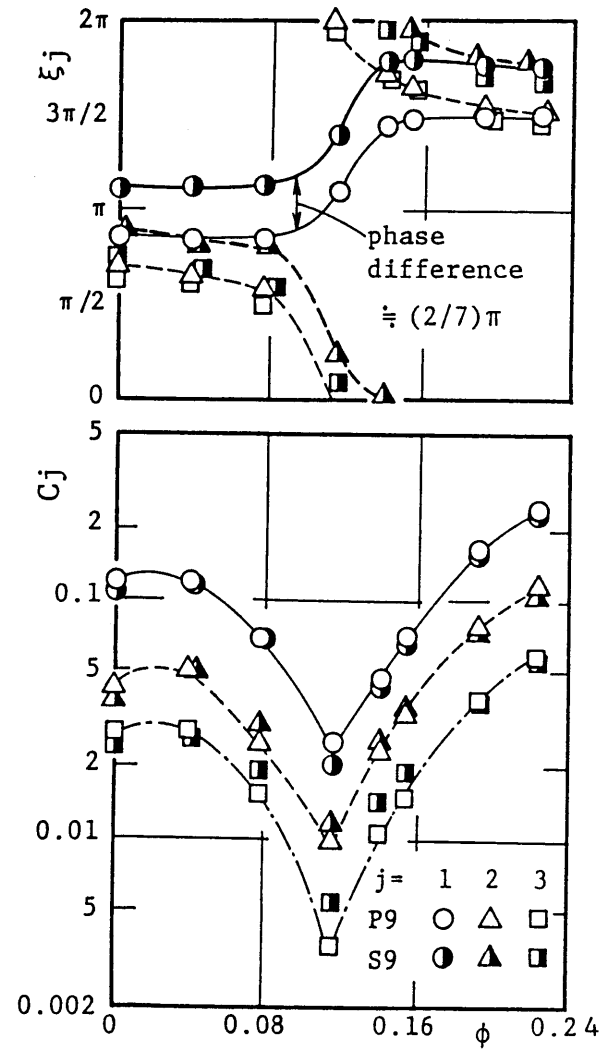
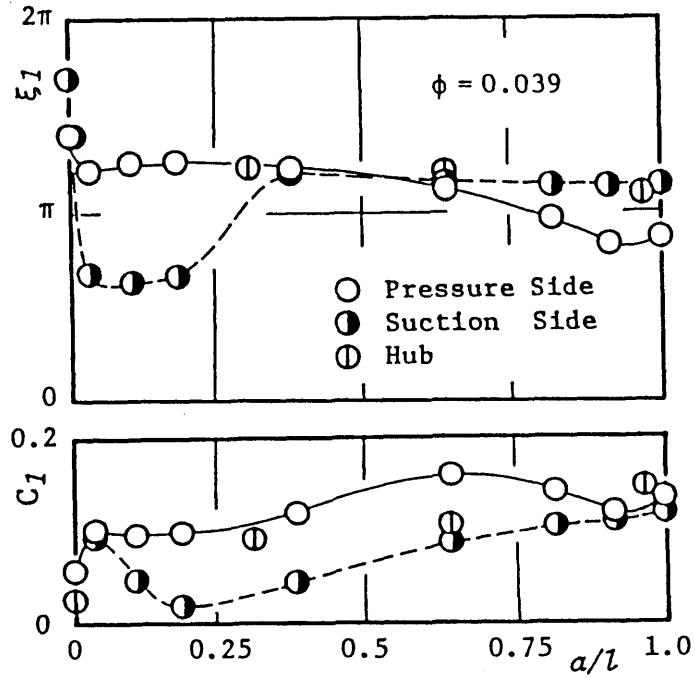
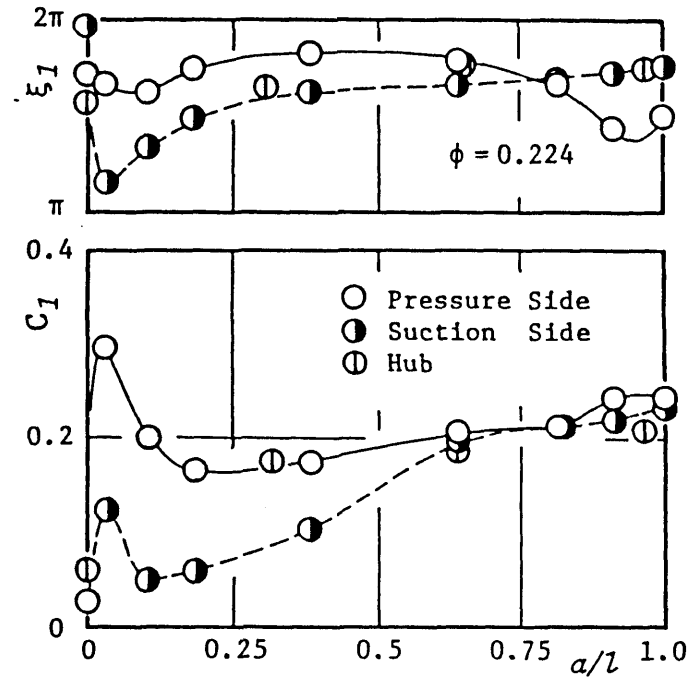


図2-4 低次フーリエ係数および位相の変化

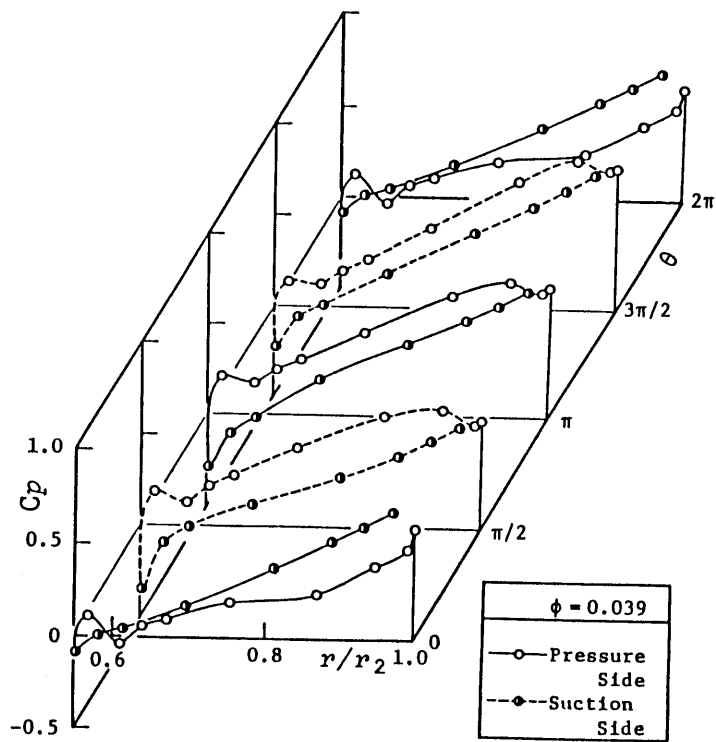


(a) $\phi = 0.039$

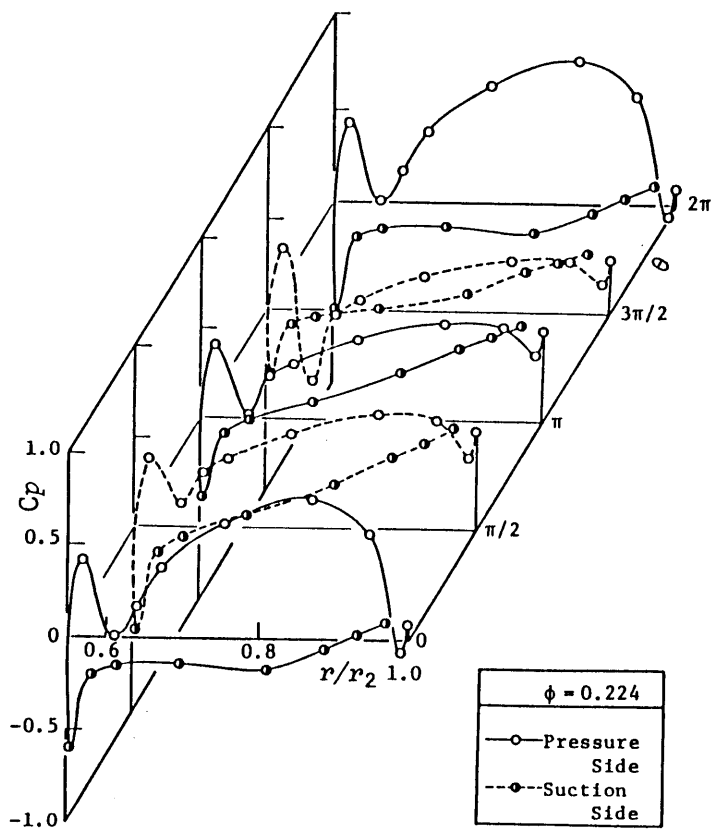


(b) $\phi = 0.224$

図2-5 一次フーリエ係数および位相の分布



(a) $\phi = 0.039$



(b) $\phi = 0.224$

图2-6 位相平均压力分布

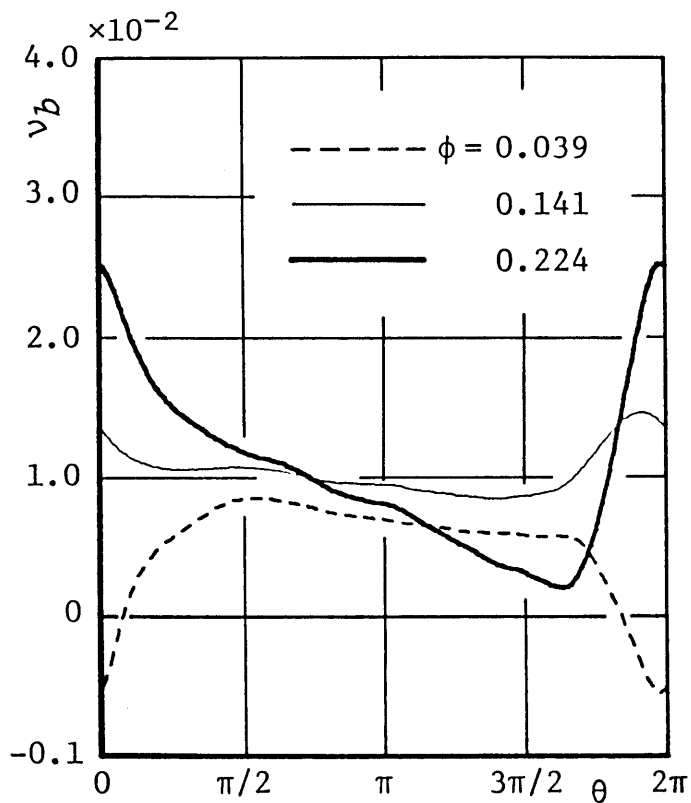


図2-7 羽根一枚に加わるモーメント変動

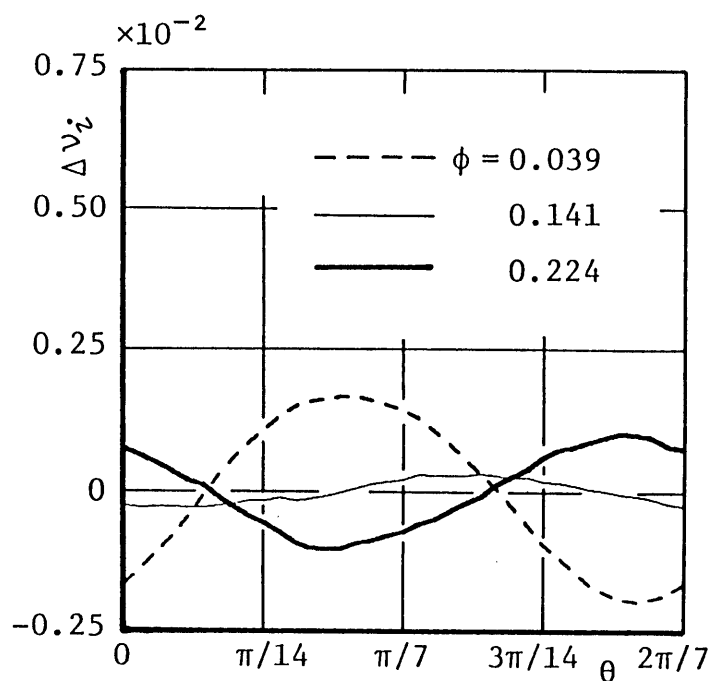


図2-8 羽根車に加わる変動モーメント（七次成分）

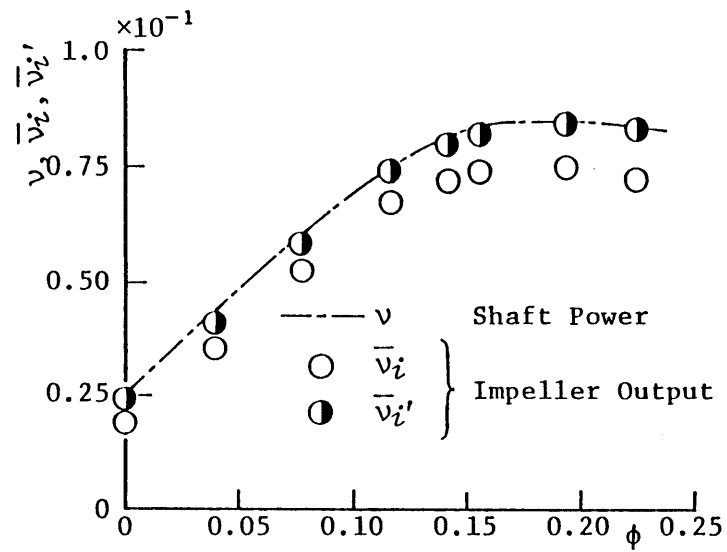


図2-9 羽根車に加わる時間平均モーメント

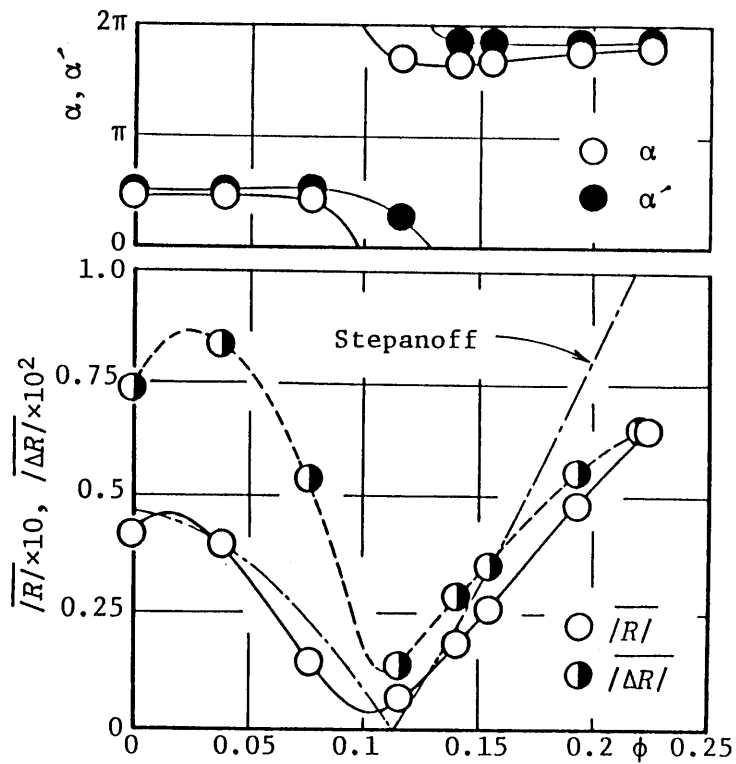


図2-10 半径方向推力

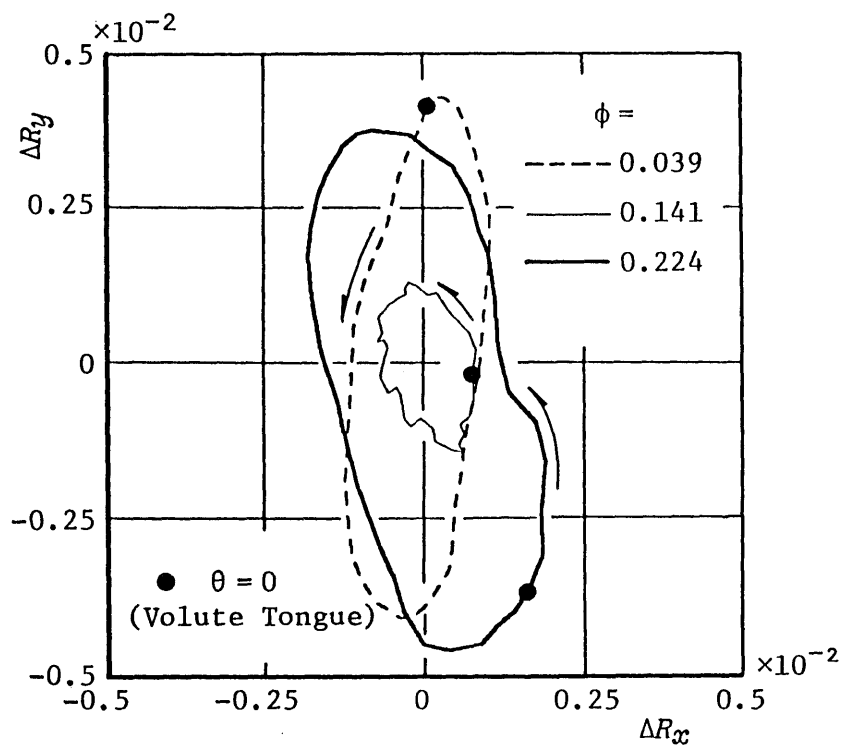


図2-11 半径方向推力の変動成分のリサーチ図形

3.1 緒 言

流体機械の高速化に伴い羽根車に働く流体力の変動を軽減することが重要となっている。このような羽根車に作用する流体力の動的な挙動に関する実験はこれまで、川田ら⁽⁶⁾による6～7枚羽根遠心ポンプの半径推力の変動成分の測定や、山口ら⁽⁸⁹⁾によるポンプ水車の過渡運転時を含めた動的加振力の測定等が行われている。しかし、流体力の発生原因となる個々の羽根面上の圧力変動を明らかにし、その結果から羽根車に働く流体力を考察したものは、一枚羽根遠心ポンプの羽根間圧力と変動半径推力の関係を実験的に調べた青木⁽⁴⁹⁾の研究および、2次元、準3次元遠心羽根車において特異点法を用いた数値計算結果^{(9)、(48)、(90)}があるにすぎない。

気液および固液二相状態の流体の搬送においてしばしば羽根枚数の少ない遠心羽根車が用いられている。これらのポンプでは羽根一枚当りの圧力負荷が大きく、かつ羽根車下流部に設けられたポリュートケーシングとの相互干渉によって羽根車に加わる流体力の変動成分は、羽根枚数が多い場合とは大きく異なることが予想される。

第2章において、シングルポリュートケーシング（以下、うず巻室とする）形の7枚羽根遠心ポンプにおいて羽根面上で測定した周期変動圧力を積分することにより（羽根枚数 Z ）×（羽根車回転数 N ）の周波数成分とその調和成分からなる羽根車に加わる変動流体力を求めた⁽⁸⁵⁾。

本章では、2章と同一のうず巻室に3枚羽根車を組み合わせてうず巻室圧力、羽根車内の圧力変動および変動流体力を測定し、規定の7枚羽根車の結果と比較することにより羽根車羽根枚数の影響を明らかにした。

3.2 記 号

- A_2 : 羽根厚みを含めた羽根車出口面積
- C_j : 位相平均圧力の j 次の正弦フーリエ係数
- F : 流体力ベクトル
- p : 測定点における静圧
- Q : ポンプ吐出し流量

R, R : 無次元の流体力ベクトルおよびその絶対値 $R = F / (\rho A_2 u_2^2)$

r, r_2 : 測定点半径位置および羽根車出口半径

T : 流体力のポンプ軸回りのモーメント

u, u_2 : 測定点および羽根車出口の羽根車周速度

Z : 羽根車羽根枚数

α : 時間平均半径推力の向き

θ : 測定点の周方向位置および羽根車の回転位相

ν : 流体力のモーメント係数 $= T / (\rho A_2 u_2^2 r_2)$

ξ_j : 位相平均圧力のフーリエ j 次成分の位相

ρ : 水の密度

ϕ : 流量係数 $= Q / A_2 u_2$

添字および演算子

b : 羽根に加わる流体力

i : 羽根車に加わる流体力

s : 吸込管内の状態

2 : 羽根車出口直後

$-$: 時間平均値

Δ : 変動成分

3.3 実験装置および実験方法

供試ポンプの形状および寸法を図3-1に示す。3枚羽根羽根車 ($Z=3$) の羽根形状は従来の7枚羽根羽根車 ($Z=7$) のものと同一である。図3-2は、 $Z=3, 7$ の羽根車を用いたポンプにおいて、吸込管と吐出し管とのヘッド差から求めたポンプ揚程を示している。縮切流量を除いて $Z=3$ の揚程が、 $Z=7$ より低い値を示しており、また $Z=7$ にはわずかに見られる揚程曲線の右上がり部分が $Z=3$ には現れない。図3-2中には、Busemann⁽⁸⁶⁾ による両羽根車の理論揚程曲線と併せてうず巻室特性線 ($\phi/\psi = 6.05$) も示されており、両者の交点における流量をうず巻室と羽根車の適合流量 ϕ_{opt} と定義する。羽根枚数 $Z=3$ の場合には適合流量は $\phi_{opt} = 0.074$ 、 $Z=7$ では $\phi_{opt} = 0.094$ となる。

なお、うず巻室は基準円半径が 185 mm (=1.194 r_2)，その断面積の周方向への変化割合は一定 (=9.66 cm²/rad)，舌部と羽根車との隙間は 37 mm (=0.239 r_2) である。

Z = 3 の羽根車内およびうず巻室内における圧力測定点を図 3-1 中に白丸で示す。羽根車内の圧力は、羽根面上にはハブ面から 15 mm の高さに 18 点，ハブ面上には羽根流路を周方向と半径方向に等分した位置に 12 点にそれぞれ直径 1 mm の圧力検出孔を設け，羽根車上に装着した圧力変換器により測定した。一方，ケーシング側壁のうず巻室基準円上に 12 点の検出孔を設け，うず巻室に沿う圧力分布も測定した。静止系における測定点の周方向位置 θ はうず巻室舌部を基準位置 ($\theta = 0$) とし，羽根車回転方向を正の方向とした。羽根車の回転位相は，低圧面測定孔を設けた羽根の後端の静止系に置ける周方向位置 θ で表した。

圧力測定時のポンプ回転数は 595 min⁻¹ で一定とし，ポンプ流量は $\phi = 0, 0.032, 0.064, 0.096, 0.101, 0.117, 0.128, 0.160$ に変化させた。

回転系において得られた圧力信号はスリップリングにより静止系に取り出し，羽根車回転の位相に合わせてサンプリングおよび平均処理を行った。平均処理の積算回数 M は 256 回とし，羽根車一回転の位相は 252 (=3 × 84) 点に離散化した。

羽根車 m 回転目にサンプリングした瞬時の圧力を $p_m(\phi, \theta)$ とすると，この圧力は位相平均処理により，時間平均値，羽根車の回転に同期した周期変動成分とそれ以外の変動成分とに分離され，式(3-1)によって表される。上述の各成分は式(3-1)の右辺第 1 項から第 3 項にそれぞれ対応する。

$$\begin{aligned} p_m(\phi, \theta) &= P(\phi, \theta) + p'_m(\phi, \theta) \\ &= \bar{P}(\phi) + \{P(\phi, \theta) - \bar{P}(\phi)\} + p'_m(\phi, \theta) \end{aligned} \quad (3-1)$$

ここで， $P(\phi, \theta)$ は次式で定義される位相平均圧力と呼ばれる値であり，

$$P(\phi, \theta) = (1/M) \sum_{m=1}^M p_m(\phi, \theta) \quad (3-2)$$

また時間平均圧力は式(3-2)を用いて，

$$\bar{P}(\phi) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} P(\phi, \theta) d\theta \quad (3-3)$$

で与えられる。

なお，変動圧力の非周期成分 $p'_m(\phi, \theta)$ は RMS 値を取り，次式によってその大きさ

を評価する。

$$P'(\phi, \theta) = \left[(1/M) \sum_{m=1}^M \{p_m(\phi, \theta) - P(\phi, \theta)\}^2 \right]^{1/2} \quad (3-4)$$

それぞれの圧力を無次元表示するために以下に示す圧力係数を導入する。

$$C_p(\phi, \theta) = \{P(\phi, \theta) - \bar{P}_s\} / (\rho u_2^2 / 2) \quad (3-5.a)$$

$$\bar{C}_p(\phi) = \{\bar{P}(\phi) - \bar{P}_s\} / (\rho u_2^2 / 2) \quad (3-5.b)$$

$$C_p'(\phi, \theta) = P'(\phi, \theta) / (\rho u_2^2 / 2) \quad (3-5.c)$$

$$\bar{C}_p'(\phi) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} C_p'(\phi, \theta) d\theta \quad (3-5.d)$$

ここで、 \bar{P}_s 、 u_2 はそれぞれポンプ吸込圧力の時間平均値と羽根車出口周速度である。位相平均によって得られた圧力波形 $C_p(\phi, \theta)$ は次式によりフーリエ分析され、羽根車一回転を基準とした周期変動の各次数の振幅 C_j および位相 ξ_j が評価できる。

$$C_p(\phi, \theta) = \bar{C}_p(\phi) + \sum_{j=1}^{\infty} C_j(\phi) \sin(j\theta + \xi_j) \quad (3-6)$$

3.4 実験結果および考察

3.4.1 変動圧力

羽根車回転に伴い羽根車内に生じる周期的な圧力変動はうず巻室の圧力と密接な関連を持つ。図3-3は、 $Z=3, 7$ のポンプに関して、吐出し流量が $\phi=0.032$ と 0.160 の場合のうず巻室に沿う圧力分布を羽根車出口圧と比較して示したものである。羽根車出口圧としては、羽根後端近傍の圧力とハブ面上の流路出口圧力を平均した値を用いた。うず巻室の圧力は前後の側壁において測定し、両者の値がいずれの周方向位置および流量においてもほぼ一致したため、両者の平均値を図中に示した。

$Z=7$ のポンプにおけるうず巻室の圧力は、羽根車から流出した流体の流路面積増大に伴う減速および遠心力の影響により羽根車出口圧よりも高くなるのに対して、 $Z=3$ においてはうず巻室と羽根車出口の圧力差は極めて小さく、 $Z=3$ では羽根流路出口直後の混合損失が $Z=7$ と比較して増大していると考えられる。

うず巻室圧力の周方向変化は、羽根車羽根枚数の違いに基づく羽根車流出角の変化の影

響により $Z = 3$ と 7 ではわずかに異なり、 $Z = 3$ では $Z = 7$ と比較して低流量 $\phi = 0.032$ においては圧力変化が舌部近傍に限られ、大流量 $\phi = 0.160$ においては圧力変化の振幅が大きくなっている。一方、羽根車出口圧力の周方向変化は $Z = 3$ 、 $\phi = 0.032$ の場合を除いてうず巻室圧力とほぼ一致した傾向を示す。低流量時、舌部近傍においてはうず巻室から羽根車流路への逆流が存在することが示されているが^{(25), (40)}、 $Z = 3$ の場合には流路幅が大きいいためその逆流の範囲が広くなり、その結果羽根車出口圧力が $\theta = 0 \sim \pi/2$ の領域で低い一定値を示すものと考えられる。

図3-4, 3-5は $Z = 3$ の羽根流路内における位相平均圧力 $C_p(\phi, \theta)$ の等値線を $(2/3)\pi$ ラジアン位の位相間隔で示したものである。 $\phi = 0.032$ の場合には等圧線はポンプ軸を中心にほぼ同心円上に分布しており、低流量時の羽根流路内では遠心力による圧力上昇の効果が支配的となっていることがわかる。うず巻室圧力の不均一分布による影響は舌部前後の羽根流路に顕著に現れ、舌部通過後の流路 (Location I) では、出口圧の低下とそれに伴う圧力勾配の減少が見られる。その結果、羽根車入口流れに関しては舌部通過後の流路への流入量が舌部通過前の流路を大きく上回る。 $\theta = (2/3)\pi, \pi, (4/3)\pi$ の羽根前縁付近では、羽根入口流れが高圧側から低圧側に回り込むことにより急激な圧力勾配を持つ低圧領域が存在するのに対し、 $\theta = 0$ では低圧領域が存在しないのはこの入口流れの周方向不均一の影響として説明ができる。

大流量 $\phi = 0.160$ になると、流路の低圧側と高圧側との圧力勾配が増大し等圧線は羽根面にほぼ垂直な方向を持つようになる。周方向位置 θ の増加 (Location I ~ III') につれ、各流路平均の出口圧及び流路に沿う圧力勾配は次第に減少する。なお、羽根流路入口圧力の回転に伴う変化は低流量の場合と同様に大きく、キャビテーション発生に影響を及ぼす羽根低圧側入口部の圧力低下は $\theta = (4/3)\pi \sim (5/3)\pi$ において最も少ないのがわかる。

図3-6は羽根流路内における周期圧力変動の大きさの分布をポンプ流量 $\phi = 0.032$ と 0.160 の場合に対して示したもので、(3-6)式により与えられるフーリエ係数の一次成分 C_1 の等値線で表した。係数 C_1 は羽根前縁と羽根流路出口において大きな値を取り、また流路高圧側の値が低圧側の値を上回る。これは、それぞれ羽根入口流れとうず巻室圧力の周方向不均一に起因するものであり、流入角変化の影響を受けにくい流路入口の中央部においては周期圧力変動の振幅は小さくなる。低流量の $\phi = 0.032$ と比較して大流量 $\phi = 0.160$ の場合の方が、羽根に対する相対流速が大きくなるため羽根前縁における圧力の周期変動が大きい。 $Z = 7$ の羽根車における周期圧力変動の大きさと比較した場合、低

流量，大流量ともに羽根入口低圧側で $Z = 3$ の方が大きな振幅を生じるが，その他の領域ではほぼ同じ傾向と大きさを示す。

図3-7は，羽根車の回転とは同期しない乱流変動等に基づく圧力変動の大きさを示したもので，(3-4)，(3-5)式で定義した圧力変動の非周期成分の実効値 $C_p(\phi, \theta)$ を回転周方向に平均した値 $\overline{C_p}(\phi)$ の低流量時 $\phi = 0.032$ における等値線である。低流量時には，剥離領域が形成される羽根入口低圧側において $\overline{C_p}$ は最大値を取り，下流に向かい次第に減少する。これは，羽根面上で剥離が生じた場合，剥離境界付近に発生する非定常渦および，不安定な剥離点位置の移動による羽根近傍の流れの変化が圧力変動を引き起こすものである。羽根低圧側入口部は圧力の周期変動の強度が比較的強い領域であるが，この領域においては $\overline{C_p}$ と C_1 の値はほぼ同レベルとなる。一方，羽根高圧側では，剥離点移動の影響により入口近傍においてのみ $\overline{C_p}$ が増大する。

$Z = 7$ の羽根車においても低流量時には，羽根入口近傍で流れは不安定となり $\overline{C_p}$ は比較的大きくなるが， $Z = 3$ の場合より小さく，羽根低圧側ではおよそ半分の値となる。

3.4.2 変動流体力

羽根面に沿った位相平均圧力及びそのポンプ軸回りのモーメントを積分することにより，羽根もしくは羽根車に加わる周期的に変動する力およびモーメントが求められる。図3-8は羽根枚数 $Z = 3$ の羽根車において羽根一枚に加わる変動モーメント ν_b の回転周方向変化を種々の流量に対して示したもので，比較のために $Z = 7$ の結果も図中に含めた。

$Z = 3$ と7の羽根車では， ν_b の平均値はいずれの流量においても大きく異なるが，その変動の様子には顕著な違いは見られず，うず巻室適合流量（ $Z = 3$ で $\phi_{opt} = 0.074$ ， $Z = 7$ で $\phi_{opt} = 0.094$ ）に対し低流量時および大流量時には，羽根後端が舌部を通過する $\theta = 0$ 近傍においてそれぞれ極小値，極大値を取る。ただし変動の振幅を比較すると， $\phi = 0.032$ では $Z = 7$ が， $\phi = 0.160$ では $Z = 3$ がともにわずかだけ大きくなっている。これは，羽根車出口のすべり係数の違いにより同一流量においてもうず巻室圧力分布が異なるためであると考えられる。すなわち，うず巻室に流入する流れが $Z = 3$ よりも大きな周速度成分持つ $Z = 7$ において，例えば低流量時にはうず巻室の圧力分布はより不均一となり，その結果羽根に加わるモーメントの変動量も大きくなる。

つぎに，羽根一枚のモーメント変動の位相をずらし羽根車の羽根 Z 枚数分だけ加え合わせると，羽根車に加わるモーメント変動を求めることができる。低圧面測定孔を設けた羽

根（図3-1参照， $k=0$ ）から回転方向に k 番目の羽根に加わるモーメント変動 ν_b^k をフーリエ展開して表すと次式となる。

$$\nu_b^k = (\nu_b)_0 + \sum_{j=1}^{\infty} (\nu_b)_j \sin \{j(\theta + 2\pi k/Z) + \xi'_j\} \quad (3-7)$$

ここで $(\nu_b)_0$ ， $(\nu_b)_j$ は0次および j 次のフーリエ係数， ξ'_j は j 次の位相である。羽根車に加わるモーメント $\nu_i = \sum_{k=1}^Z \nu_b^k$ は，上式より Z 次成分とその調和成分のみを持つので， $j = Zj'$ ($j' = 1, 2, \dots$) とすると，

$$\begin{aligned} \nu_i &= Z(\nu_b)_0 + Z \sum_{j'=1}^{\infty} (\nu_b)_{Zj'} \sin(Zj'\theta + \xi'Zj') \\ &= Z(\nu_b)_0 + \Delta\nu_i \end{aligned} \quad (3-8)$$

で表される。図3-9は，モーメントの変動成分に対応する式(3-8)の右辺第2項 $\Delta\nu_i$ を羽根車が $1/Z$ 回転する間の変化を示したものである。低流量および大流量においては， ν_i は羽根一枚のモーメント変動 ν_b と同様に，羽根後端が舌部近傍に通過する際に最小値，最大値をそれぞれ取るが， Z 次成分が支配的であるため変動波形は正弦波状になる。 $\Delta\nu_i$ の振幅は $Z=7$ よりも $Z=3$ の羽根車で大きく，とくに大流量時にはその違いが顕著に現れる。これは，うず巻室舌部と羽根車出口の隙間が比較的大きい場合（供試ポンプの隙間は $37 \text{ mm} = 0.239 r_2$ ），隙間流れによって舌部前後に生じるうず巻室内流れの不連続が緩和されるため，羽根車出口圧力は舌部通過時においても急激な変化を示さず，従って羽根車内に発生する圧力変動はそのフーリエ係数が次数の増加と共に指数的に急激に減少するためである。羽根1枚当りのモーメント変動 ν_b に対する羽根車のモーメント変動 $\Delta\nu_i$ の振幅比は羽根枚数および流量によって異なり， $Z=3$ の羽根車において低流量時 $\phi=0.032$ では約0.51，大流量時 $\phi=0.160$ では約0.61となり， $Z=7$ ではそれぞれ約0.28と0.13となる。

半径方向推力の変動を考える場合には，モーメント変動におけるスカラー量をベクトル量に置き換えて扱うことになる。図3-10は， $Z=3$ の羽根車回転座標系において，羽根($k=0$)に加わる流体力の大きさおよび方向の変化を流体力ベクトルの先端の軌跡により表したものである。ベクトルの起点は便宜上一定として，羽根入口から出口までの半径差の40% [$(r-r_1)/(r_2-r_1) = 0.4$]の位置に取ったが，これは時間平均流体力ベクトルの作用線と羽根板中心線の交点が流量の変化に関わらずほぼこの半径値を取ること

による。

図中の白丸は時間平均の流体力ベクトルの先端位置を示しており、ベクトルの向きは流量増大に伴い圧力羽根入口側から出口側へと変化し、 $\phi = 0.032$ と 0.160 では約 8° の違いが見られる。この流量に伴う方向の変化は、同一半径位置における羽根前後面の圧力差を圧力負荷としたとき、反りをもつ羽根面上における圧力負荷の分布形状変化による影響と考えるより、むしろ羽根に沿う圧力勾配が流量により変化したことによる影響であると考えられる。羽根車回転に伴う流体力ベクトルの変化は、その大きさに顕著に現れ、方向の変化はとくに大流量時においては小さい。また、流体力の作用点が流量変化の場合と同様に大きくは変化しないため、流体力の大きさの変化は図3-8に示されるモーメント変化と定性的に一致し、舌部近傍において急激な変化を示すものとなる。

いま $k=0$ に対応する羽根に加わる流体力変動と羽根車全体に加わる半径方向推力変動との関係は以下のようなになる。羽根に加わる変動流体力をフーリエ展開し j 次成分を羽根車回転系において次式で表す。

$$(F_b)_j^0 = A_j \exp(i j \theta) + B_j \exp(-i j \theta) \quad (3-9)$$

ここで i は虚数単位であり、複素平面はポンプ軸に垂直な座標平面に対応させてある。また、 A_j 、 B_j は j 次のフーリエ係数ベクトルである。したがって、羽根車に加わる半径方向推力は羽根車回転系に基づいて表示すると、

$$F_i = Z A_1 \exp(i \theta) + Z \sum_{j'=1}^{\infty} [A_{Zj'+1} \exp\{i(Zj'+1)\theta\} + B_{Zj'-1} \exp\{-i(Zj'-1)\theta\}] \quad (3-10)$$

上述の値を用いると静止系から見た流体力は、

$$\begin{aligned} F_i' &= A_i \exp(-i \theta) \\ &= Z A_1 + Z \sum_{j'=1}^{\infty} [A_{Zj'+1} \exp(i Z j' \theta) + B_{Zj'-1} \exp(-i Z j' \theta)] \end{aligned} \quad (3-11)$$

となる。すなわち、静止系において観測される半径方向推力の定常成分は、羽根車内に発生する圧力変動のうち、羽根車の回転周期に一致する一次成分に対応しており、半径方向

推力の変動成分は、羽根車羽根枚数を Z としたとき $(Zj' \pm 1)$ 次の圧力変動成分に対応する。

図3-11(a), (b) は $Z = 3, 7$ の羽根車における半径方向推力の時間平均の大きさ R と方向 α の流量にともなう変化を、羽根面圧力、羽根車出口圧力ならびにうず巻室圧力のそれぞれから求めた3つの値で示した(ここで $Z A_1 = R \exp(i \alpha)$)。なお、羽根面圧力から求められる半径方向推力に関しては、その変動幅も併せて示してある。

測定方法の異なる3つの R の値を比較すると、羽根面圧力、羽根車出口圧力から求めた結果は $\phi \geq 0.1$ においてはほぼ一致するが、低流量の $\phi = 0.05$ 前後において両者の違いが大きい。これは、低流量 $\phi = 0.05$ 前後においては羽根車入口近傍で流れの3次元性に基づき羽根高さ方向に圧力変化が存在するため、一定の羽根高さにおける羽根面圧力分布から求めた半径方向推力 R に誤差が生じるためであると考えられる。なお、羽根車の流入、流出運動量の大きな大流量において、羽根面圧力と羽根車出口圧力から求めた結果がいずれの羽根車においてもほぼ一致していることから、Adkinsら⁽⁷⁾が示しているように、羽根車の流入、流出運動量の周方向不均一が半径方向推力に及ぼす影響は時間平均値に関しては小さいと言える。一方、うず巻室から求めた半径方向推力 R は他の値とは異なるが、これはうず巻室基準円と羽根車出口との間には大きな半径距離があり、とくに $Z = 3$ の羽根車においては図3-3に示した様にうず巻室圧力と羽根車出口圧力の分布形状は必ずしも一致しないためである。

時間平均の半径方向推力の方向 α は、 R が小さな値を取るうず巻室の最適流量近傍を除くと、測定方法による値の変化は見られない。

$Z = 3, 7$ の羽根車における R, α を羽根面圧力から得られた値を用いて比較すると、 α に関しては羽根枚数の違いによる影響はほとんど見られないが、 R に関しては極小値を取る流量(≡うず巻室最適流量; 図3-2参照)が $Z = 3$ の羽根車では $Z = 7$ よりも低くなる。また締め切り流量を除く全ての流量範囲において $Z = 3$ の方が小さな R の値を示す。これは、羽根一枚に加わる流体力変動のうち羽根車回転周期を持つ成分(式(3-11)では A_1)が、図3-8からも判るように $Z = 3$ と7の羽根車では大きな違いがないため、それぞれ羽根枚数 Z 倍することにより得られる R の値は $Z = 3$ において小さくなる。また、Stepanoff⁽⁸⁷⁾の実験式にも示される通り、半径推力の大きさ R がポンプ揚程と比例関係にあり、 $Z = 3$ のポンプ揚程が $Z = 7$ よりも小さいことからこの結果はある程度推定できる。

半径方向推力の大きさの変動幅は、うず巻室最適流量から離れるにつれ低流量側，大流量側ともに増大するが，図3-9に示した羽根車のモーメント変動と同様に $Z=3$ における変動幅は $Z=7$ と比較し極めて大きく，低流量 $\phi=0.032$ ，大流量 $\phi=0.160$ では時間平均値 R に対してそれぞれ0.95，0.65の変動幅を持つ。なお，半径方向推力の変動成分も羽根枚数 Z 次成分が支配的であるため，両羽根車の変動幅比は， $Z=3$ における2，4次と， $Z=7$ における6，8次のそれぞれの周波数成分を持つ圧力変動の振幅比に関連することが判る。

3.5 結 言

3枚羽根遠心ポンプにおける圧力および圧力変動を測定し，うず巻室における圧力変化との関係を調べることにより以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根車出口とうず巻室舌部の間隔が広い場合，舌部付近においてうず巻室圧力に見られる急激な変化が羽根出口圧では緩和される。また，羽根流路内においては，羽根前縁と羽根流路出口近傍で周期圧力変動の振幅が大きくなる。
- (2) 変動流体力を正規枚数の7枚羽根の場合と比較した場合，羽根一枚に加わる流体力の変動量には大きな違いが見られないが，羽根車に加わる流体力の変動量は3枚羽根の場合に極めて大きい。これは羽根車内に発生する周期圧力変動が低次成分ほど大きいためである。

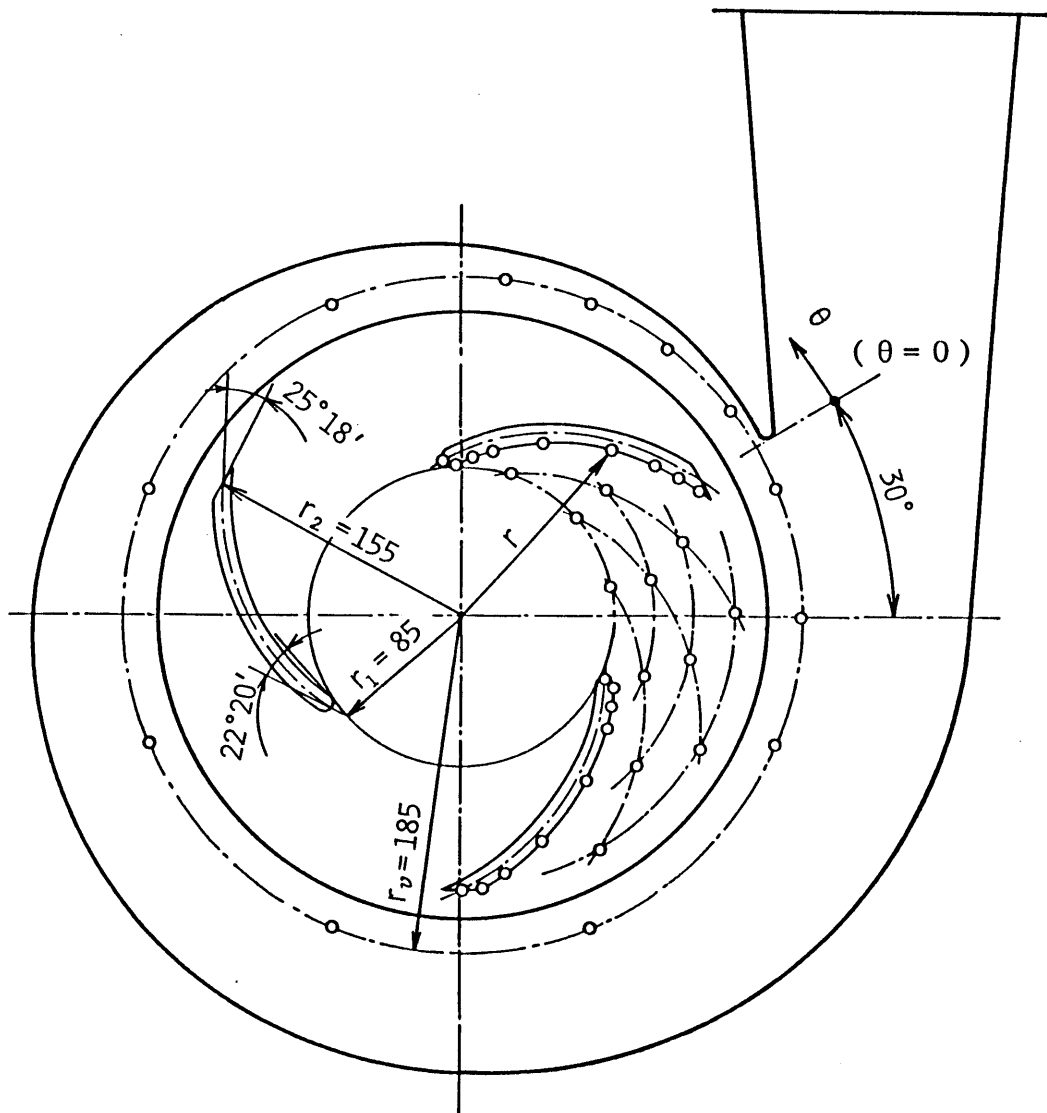


図3-1 羽根車とうず巻室形状

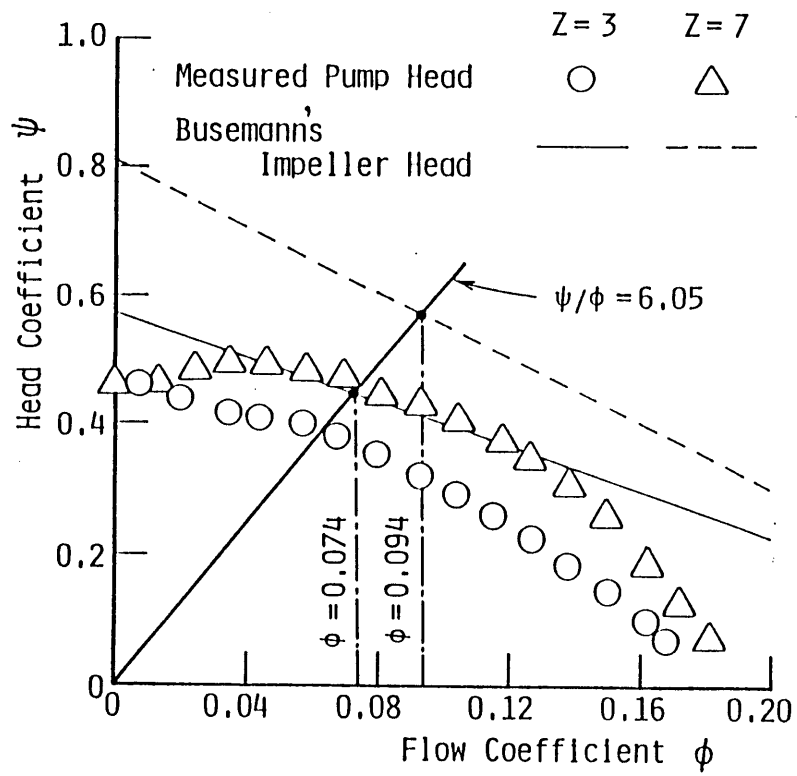


図3-2 ポンプ揚程曲線

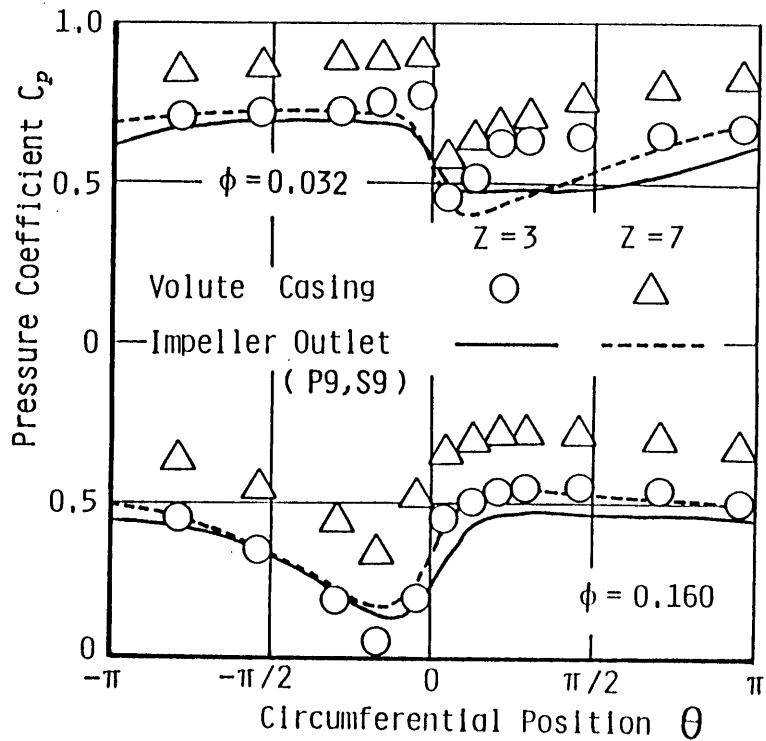


図3-3 羽根車出口とうず巻室圧力の周方向変化

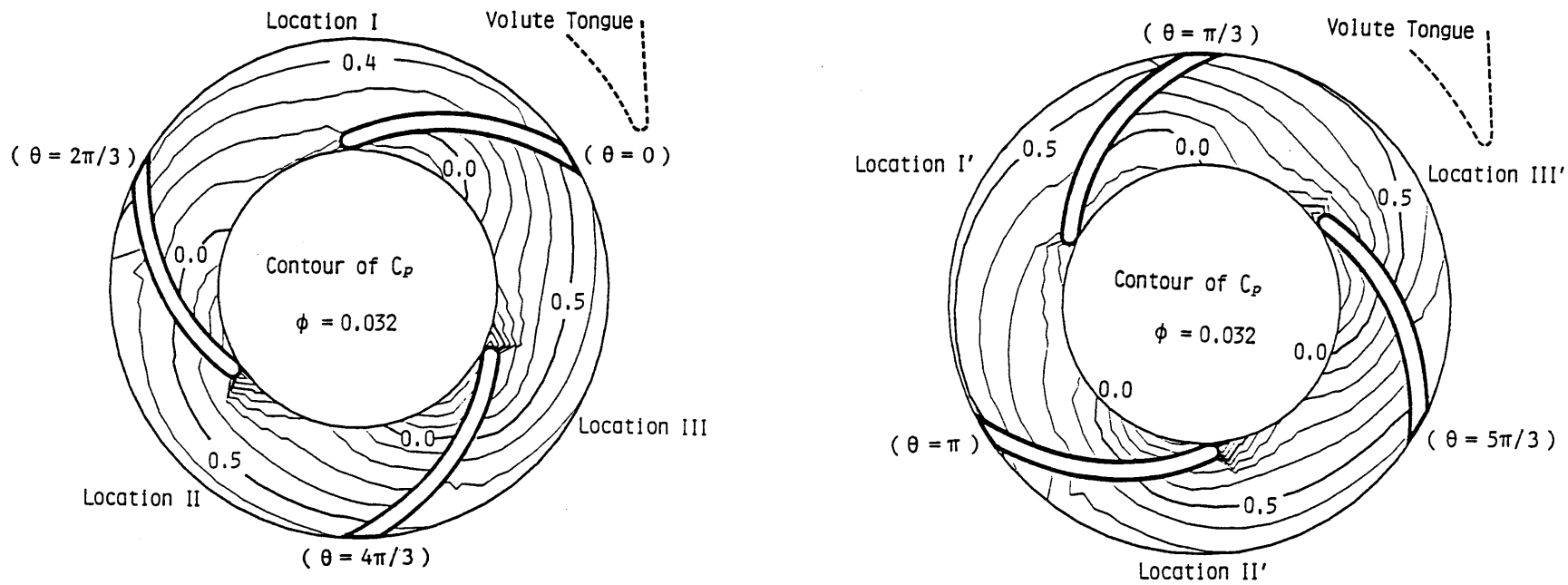


图3-4 羽根流路内等压分布 ($\phi = 0.032$)

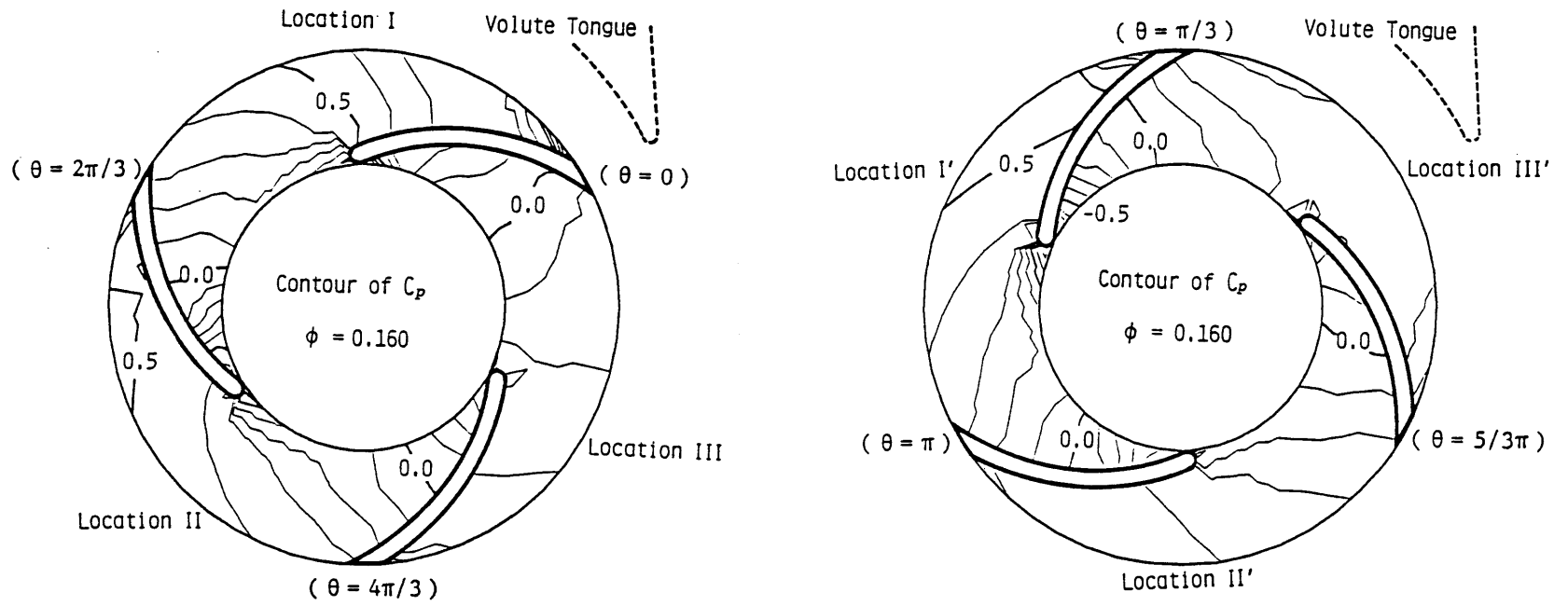


图3-5 羽根流路内等压分布 ($\phi = 0.160$)

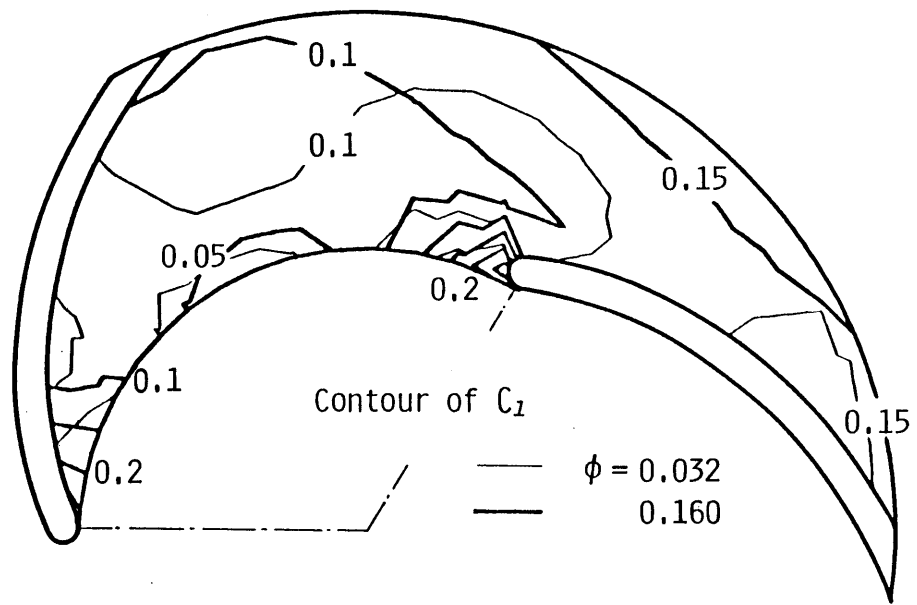


図3-6 フーリエ係数分布 ($j = 1$)

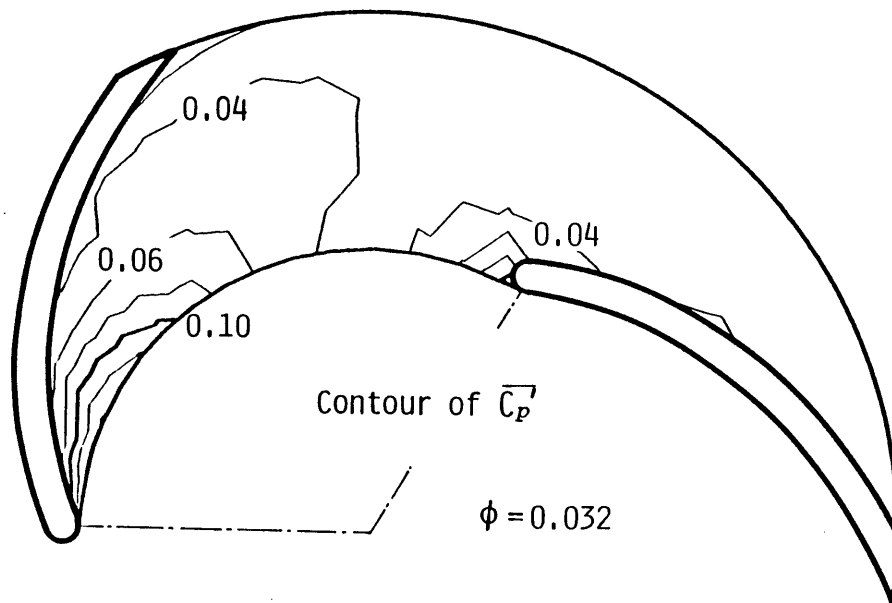


図3-7 非周期圧力変動のrms値分布

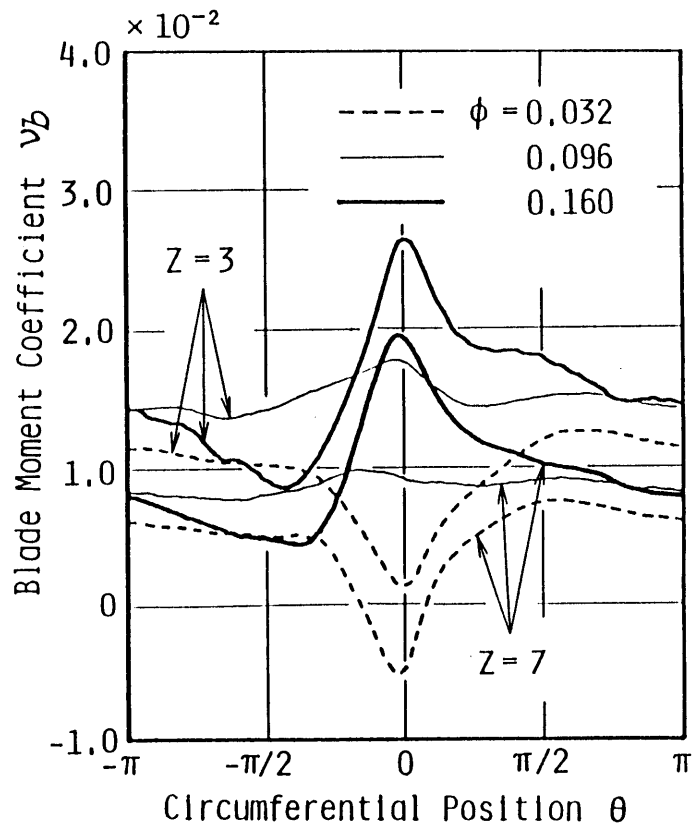


図3-8 羽根一枚に加わるモーメント変動 ($Z=3, 7$)

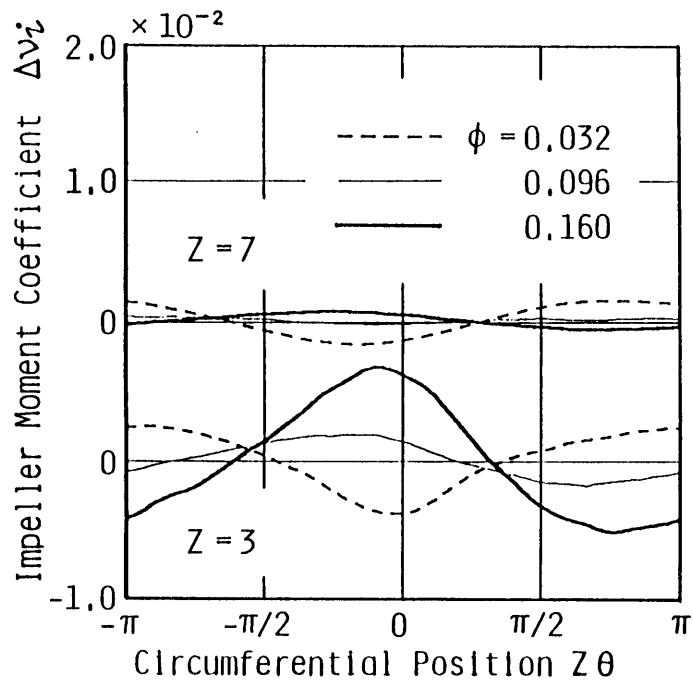


図3-9 羽根車に加わるモーメント変動 ($Z=3, 7$)

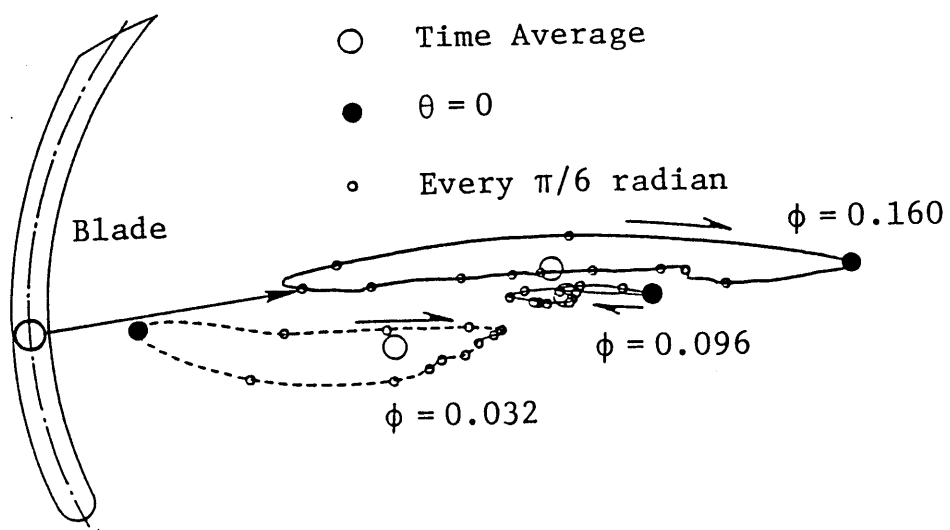
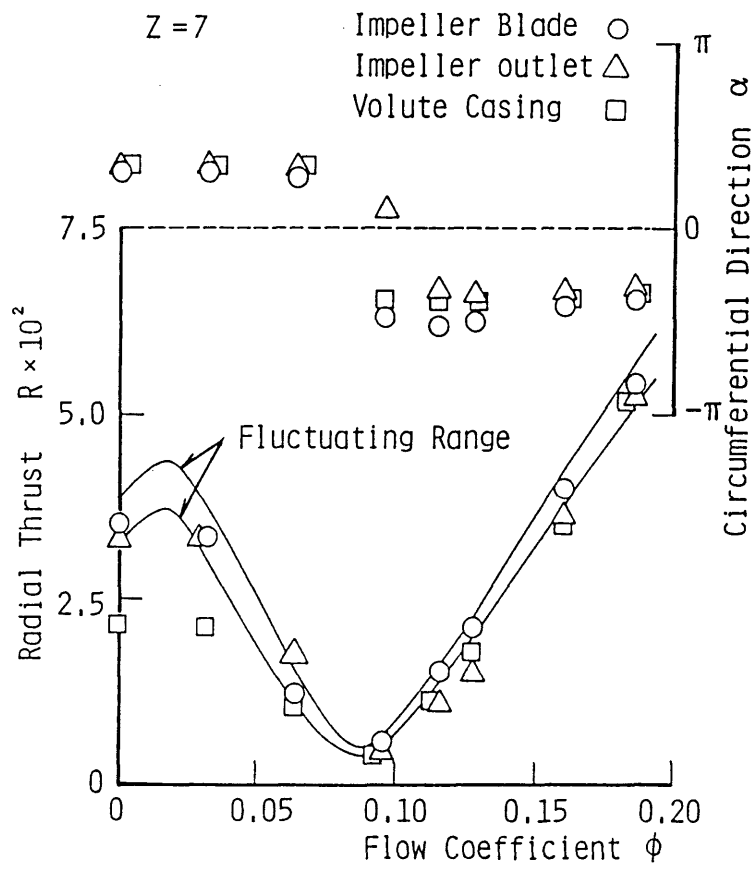
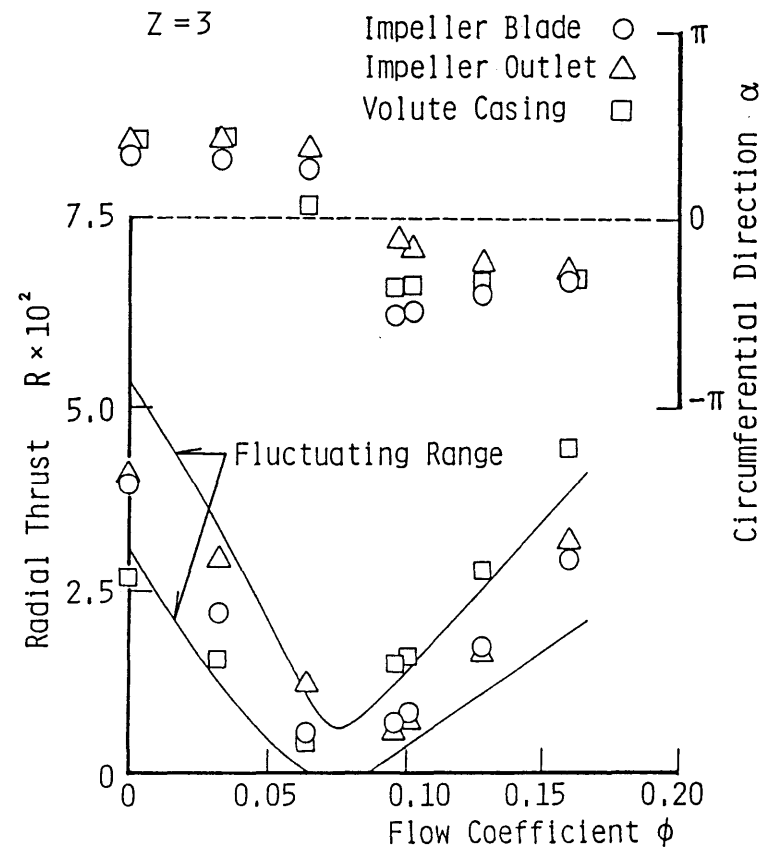


図3-10 羽根に加わる流体力変動



(b) Z = 7



(a) Z = 3

图3-11 半径方向推力

4.1 緒 言

ポンプの高速化に伴いその吸込性能の向上をはかることがますます重要視されるようになってきた。このキャビテーションはポンプの羽根車入口近傍の流動に大きく支配されるもので、その詳細を明らかにすることは重要な問題である。半径流うず巻ポンプにおいては流体が回転軸方向から半径方向に曲げられつつ羽根車流路に入るため、入口近傍での流れは非常に複雑になる。その解明はこのポンプの吸込性能改善に欠かせない問題であるが、不明な点が多い。従来からポンプのキャビテーション発生時の性能変化およびキャビテーション初生に関しては多くの研究がなされている。羽根入口近傍の流れとキャビテーションとの関係については、横山⁽⁹³⁾が種々の羽根先端の断面形状に対して羽根面上の圧力を測定し、キャビテーションの発生状況との関係を明らかにした。また、妹尾ら⁽⁷²⁾は羽根枚数を変えたときのキャビテーション性能に関し研究を行っている。しかしポンプの羽根面圧力やキャビテーションの初生を流入する相対流れとの関連で明らかにした研究はほとんどなく、羽根流路入口前の流れについてもまだ十分には明らかにされてはいない。

本章では、半径流形遠心ポンプにおいて、羽根車の羽根枚数をそれぞれ3, 7, 9枚に変えた際の羽根車上流での速度分布、羽根面上の圧力分布の流量による変化を検討し、これとキャビテーション初生との関係を明らかにしたものである。

4.2 記 号

a : 羽根先端から羽根板中心に沿った距離

A_1 : 羽根車入口面積 (羽根厚考慮なし)

A_s : 吸込管断面積

c : 絶対流速度

$\bar{c} = c/u$

p : 測定点の静圧

Q : ポンプ吐出し流量

r : 測定点半径位置

r_1 : 羽根車入口半径 (= 85 mm)

r_2 : 羽根車出口半径 (= 155 mm)

s : 羽根厚さ (= 10 mm)

u : 測定点の羽根車周速度

w : 相対流速度

$$\bar{W} = w / u$$

α / α_s : 使用水の空気含有度

Γ, Γ' : 羽根一枚当りの循環量およびその無次元値⁽⁹⁴⁾ [式(4-1)]

$$C_p : \text{圧力係数} = (p - p_s) / (\rho u_2^2 / 2)$$

$$\sigma_d : \text{消滅キャビテーション係数} = \text{NPSH} / (u_1^2 / 2)$$

$$\phi_1 : \text{流量係数} = Q / A_1 u_1$$

添字

m : メリジアン成分

u : 周方向成分

s : 吸込管内の状態

1 : 羽根車入口直前

2 : 羽根車出口直後

4.3 実験装置と方法

実験装置の概要を図4-1に示す。タンク内の水は吸込管を通過してポンプに入り、ポンプから吐出された水は吐出し管を通過して再びタンクに戻る。吸込管の長さは吸込管径の約18倍とした。ポンプ吐出し流量の測定は吸込管入口に設けた入口ノズルで行い、流量の調整はポンプ出口の調整弁で行った。ポンプの吸込圧力、吐出し圧力の測定は図4-1中の断面とで行った。

供試ポンプは口径が150mm、比速度 $n_s = 284$ (min^{-1} , m^3/min , m)の半径流うず巻ポンプである。羽根車の規定枚数は $Z = 7$ (図4-2)であるが、羽根枚数の影響を調べるため、さらに $Z = 3$ および9の羽根車を用いた。いずれの羽根車も羽根形状(二円弧形)、羽根入口角($\beta_1 = 22^\circ 20'$)、出口角($\beta_2 = 25^\circ 18'$)、羽根厚さ($s = 10$ mm)は同じである。

4.3.1 速度と圧力の測定

羽根入口前の速度測定は図4-3(a),(b)に示す半径 $r/r_1 = 0.86$ の円周上で複数個の点について行った。すなわち羽根枚数が $Z = 7$ および 9 の羽根車は、図4-3(a)-Iに示すように隣接の羽根間隔を8等分した点(B...L...M...N...B)に、また $Z = 3$ の羽根車においては、図4-3(b)に示すように不等間隔に10分割した点(B...L...ML...MN...N...B)に測定孔を設けた。そして、これら各孔に円筒形三孔ピトー管(管径 2.5 mm)を羽根車軸に平行に挿入し、その指示圧力をメカニカルシールを通して外部の静止系に取り出して速度を求めた。なお、羽根車に載せられたピトー管に対する流れは、羽根車回転方向と逆向きの大きな周方向成分を持っているため、シュラウド壁近傍を除く領域ではこの相対流れとピトー管軸のなす角度が十分に大きくなり、測定結果に対する入口流れの三次元性の影響は少ない。

また、羽根車入口直後の羽根面上の圧力は図4-3(a)-Iに示すようにハブ側、中央およびシュラウド側の3列上に設けた。測定は、ポンプの相似則が成立し、キャビテーション未発生領域にある回転数 $n = 600 \text{ min}^{-1}$ にて行い、流量は流量係数 $\phi_1 = 0.13, 0.26, 0.39$ に変えた。各羽根車を用いたポンプの最高効率は、 $Z = 7$ では $\phi_1 = 0.253$ において $\eta_{\max} = 0.70$ 、 $Z = 3$ では $\phi_1 = 0.222$ において $\eta_{\max} = 0.59$ 、 $Z = 9$ では $\phi_1 = 0.255$ において $\eta_{\max} = 0.67$ であった。

4.3.2 キャビテーション発生の測定

ポンプの吸込圧力は真空ポンプを用い吸込タンクの水面の圧力を変化させて調節した。キャビテーションの発生限界の判定は、ケーシングおよびシュラウドを透明にし、ストロボ照射により内部流れを観察すること、ならびに聴診器による発生音の聴取により行った。なおキャビテーションの発生に影響を及ぼす水中の空気含有量は、市水道から取水し24時間経過後に過飽和(大気圧下で $\alpha/\alpha_s \approx 1.25$)であるものを減圧脱気法により調整し、実験中は常に大気圧下で $\alpha/\alpha_s = 0.55$ を保つようにした。ポンプ回転数は相似則が確認された $n = 800 \sim 1000 \text{ min}^{-1}$ の範囲内とし、また水温は $283 \sim 293 \text{ K}$ の範囲に保った。

4.4 実験結果を整理する式

4.4.1 羽根一枚当たりの循環量 Γ とその無次元値 Γ'

羽根車入口における予旋回が存在しない場合に対し、羽根一枚当たりの循環量 Γ を、 $\Gamma = C_{u2} \cdot t_2$ で仮定する。ここで C_{u2} は羽根車出口における絶対速度の周方向成分、 t_2 は羽根車出口におけるピッチである。この Γ を羽根車出口周速度 u_2 と羽根弦長 l を用いて無次元化した比循環 Γ' は次式で表される。

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{u_2 l} = \frac{C_{u2}}{u_2} \frac{t_2}{l} \quad (4-1)$$

一方供試ポンプは密閉式であるので、全効率 η と水力効率 η_h がほぼ等しいとすると、揚程係数 ψ は、

$$\psi = \frac{H}{u_2^2 / g} = \frac{u_2 C_{u2} \eta_h}{u_2^2} \doteq \frac{C_{u2} \eta}{u_2} \quad (4-2)$$

したがって比循環 Γ' は次式で与えられる。

$$\Gamma' = \frac{\psi}{\eta} \frac{t_2}{l} \quad (4-3)$$

4.4.2 羽根面圧力に基づく初生キャビテーション係数 σ_{bi}

羽根面上の最低圧力 p_{min} が水の飽和蒸気圧 p_v に低下したときにキャビテーションが生じると仮定し、このときの吸込管内圧力を p_{si} とすると、最低圧力点における圧力係数 C_{pmin} は次のようになる。

$$C_{pmin} = \frac{p_{min} - p_{si}}{\rho u_2^2 / 2} = \frac{p_v - p_{si}}{\rho u_2^2 / 2} = \frac{p_v - p_{si}}{\rho u_1^2 / 2} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \quad (4-4)$$

また、初生時のキャビテーション係数を σ_{bi} とすると σ_{bi} は次のように書かれる。

$$\sigma_{bi} = \frac{p_{si} - p_v + \rho C_s^2 / 2}{\rho u_1^2 / 2} = \frac{p_{si} - p_v}{\rho u_1^2 / 2} + \left(\frac{A_1}{A_s} \right)^2 \phi_i^2 \quad (4-5)$$

したがって、壁面圧力の最低値 C_{pmin} から予測される初生係数 σ_{bi} の値は次式で与えられる。

$$\sigma_{bi} = \left(\frac{A_1}{A_s} \right)^2 \phi_1^2 - C_{pmin} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \quad (4-6)$$

4.5 実験結果と考察

4.5.1 羽根流路前の速度分布

図4-4(a)~(c)は羽根枚数 $Z = 7$ の羽根車において流量を変えたときの羽根流路入口上流の断面 $r/r_1 = 0.86$ における絶対速度の分布を示す。したがって、羽根車に対する相対流れは図4-4に示された絶対速度ベクトルに羽根車周速度を加えたものになる。流体は回転軸方向から流入し半径方向に曲げられるので、この測定半径位置はハブ面では半径方向への曲がりが終わった場所であり、シュラウド側では曲がり途中にある。流量の多い $\phi_1 = 0.39$ の場合、ハブ-シュラウド方向には速度の不均一は少なく、メリジアン速度 \bar{c}_m は羽根低圧側上流の位置Bで減少し、羽根高圧側上流の位置Mで増大しているのが見られる。ほぼ最高効率点に相当する $\phi_1 = 0.26$ では、羽根が速度分布に影響を及ぼし、メリジアン速度分布は不均一性を増している。とくに羽根低圧面に近いBにおいては、ハブ-シュラウド方向に速度こう配をもち、ハブ面近くではほとんどメリジアン成分を持たないのが分かる。しかし、羽根面から遠ざかるにつれてハブ-シュラウド方向の不均一は減少し、相対流れ上でみる羽根の上流点Nでは絶対流れはほぼ均一である。なお、 $\phi_1 = 0.39$ 、 0.26 の場合はともに絶対速度の周方向成分 \bar{c}_θ の向きが、羽根に近いB、Lと、羽根から離れたM、Nで反対である。これは羽根周りに生じる循環流の影響でB、Lにおいて羽根車回転方向とは逆の成分が与えられるためと、羽根厚みによる排除効果が上流に及んでいるためである。流量が減少して $\phi_1 = 0.13$ になると、メリジアン速度分布形状はほぼ $\phi_1 = 0.26$ の場合と同じ傾向をもつが、Bのハブ側では負のメリジアン成分が発生する。周方向速度成分 $\phi_1 = 0.39$ 、 0.26 とは異なり、シュラウドに近い領域では羽根車回転方向の成分を持ち、シュラウド側では予旋回が生じていることが分かる。

羽根枚数 $Z = 9$ の場合には、羽根流路前の速度分布形状は、 $\phi_1 = 0.39, 0.26, 0.13$ のいずれの流量においても、 $Z = 7$ の同一流量とほぼ同じ傾向を示す。しかし、羽根枚数が多いので羽根一枚当りの圧力負荷が減少し羽根による上流への影響が小さくなり、 $Z = 7$ に比べて速度分布のひずみは小さい。

図4-5は、羽根枚数 $Z = 3$ の場合の低流量時、 $\phi_1 = 0.13$ における速度分布を示す。 $Z = 7$ の同一流量に比べて、メリジアン速度の入口周方向の不均一は増し、羽根低圧面近くBでは内向きの大きな速度成分が生じている。これは、羽根間ピッチが大きいために羽根から離れた位置では羽根の影響を受けずに羽根流路に流入するが、羽根に近い位置では、羽根一枚当たりの圧力負荷が大きいために羽根周りの循環流の影響を強く受け、羽根低圧側への流れ込みが増すためである。一方、絶対速度の周方向成分 \bar{c}_θ は $Z = 7$ の同一流量に比べて大きく、かつハブ-シュラウド間では不均一が高まり、シュラウド側では羽根車回転方向に大きな速度をもっている。すなわち、ここでは強い予旋回が生じていることが分かる。

このように羽根枚数が少ない場合には、羽根流路に入る流れはその上流ですでに三次元性の強い流れになっているが、この結果は著者らの羽根車内部流れの可視化による観察結果⁽⁹⁵⁾と一致する。

図4-6は、 $Z = 3$ の場合の $\phi_1 = 0.39, 0.13$ における相対流速のベクトル表示である。流速は、ハブ-シュラウド方向に不均一であるので、両者の中央の位置における値をとっている。羽根中間のMLでは流量が変化しても相対流れ角 β の変化量は小さいが、羽根に近いNおよびB、Lでは β は大きく変化している。 $\phi_1 = 0.13$ の場合、LとBでの β は羽根角 β_1 とは大きく異なり、 $\beta < 0$ の領域が増大している。これより、羽根入口の低圧側に大きな渦領域(図4-6中の点線)が存在することが予測される。

4.5.2 羽根面上の圧力分布

図4-7は、羽根枚数 $Z = 7$ の場合において、羽根先端近傍の羽根面壁圧分布を示す。図4-7には、シュラウド、ハブおよびその中央に沿って測定した値を併記してある。 $\phi_1 = 0.39$ のように大きな流量では、異なる羽根高さに沿った測定値には相違がなく、先の羽根流路前の速度分布〔図4-4(a)〕と同様に、流れがハブ-シュラウド間でほぼ均一であることが分かる。この場合、流れのよどみ点はほぼ羽根の先端にあり、壁圧 C_p はこの極大値から羽根に沿って高圧面、低圧面ともに $a/s = 0.5$ における最低圧力まで急激に低下する。次に最高効率点に近い $\phi_1 = 0.26$ の場合を見ると、低圧面ではハブ面からの高さが変わると C_p の値も変化している。これは、羽根流路前 $r/r_1 = 0.86$ の断面における速度分布でも見られたハブ-シュラウド間の速度の不均一によるものである。速度の最も大きな(流れに対する迎え角の最も小さな)シュラウド側では圧力は急低下しているが、ハブ側

では圧力の低下は少なく、その下流における圧力回復も緩やかである。また高压面上では羽根高さ方向への圧力変化はなく、先の $\phi_1=0.39$ の場合と比べると、よどみ点が高压側へわずかに移動するため $a/s=0.5$ における圧力低下量は減少している。低流量の $\phi_1=0.13$ になると、低压面上では圧力 C_p の急低下は見られない。また羽根先端近傍では、両者ともに異なる羽根高さに対して異なる圧力分布を示し、入口流れがハブ-シュラウド間で均一でないことが分かる。入口での圧力負荷はシュラウド側で小さいが、その理由は図4-4(c)に見られるように、シュラウド近くで予旋回を生じて羽根に対する相対速度が減少し迎え角も小さくなるからである。

$Z=9$ の場合には、 $Z=7$ とほぼ同じ圧力分布形状になる。ただし、 $\phi_1=0.39$ では高压面上の $a/s=0.5$ における圧力低下量は、 $Z=7$ に比べてさらに大きくなる。これは、羽根枚数を増したために羽根一枚当りの圧力負荷が減少し、また羽根厚みによる流路閉そく率が大きくなり、高压面上の速度が増大したためである。

図4-8は、 $Z=3$ の羽根車において $\phi_1=0.39, 0.26$ の場合の羽根面圧力分布を示す。羽根枚数の減少により羽根一枚当りの圧力負荷は増大し、とくに $\phi_1=0.39$ の場合には、低压面上の圧力低下両はきわめて大きい。この場合は、羽根車の入口流路面積の増大により、そこでの流れはハブ-シュラウド間で不均一になる。したがって C_p の値も羽根高さ方向には一様でない。一方 $\phi_1=0.26$ の場合には、低压面上の圧力に大きな下が見られない。この理由は、先の羽根流路前の速度分布(図4-6)に示された渦領域が、羽根低压側に形成されるためである。

4.5.3 キャビテーションの発生限界

図4-9は羽根枚数 $Z=3, 7, 9$ の各羽根車に対して、流量 ϕ_1 を変えた場合の消滅キャビテーション係数 σ_d の変化を示す。羽根低压側に生じるキャビテーションに対して、羽根枚数 $Z=7$ の場合は、 $0.03 \leq \phi_1 \leq 0.4$ の範囲において消滅係数 σ_d はほぼ一定値を取る。この場合、キャビテーションの発生状況を観察すると、流量がほぼ $\phi_1 < 0.28$ の時には羽根先端の曲がり部が終わる位置(低压面上の $a/s=0.5$)より下流で、霧上に分散し流れとともに移動するキャビテーションがある厚みをもつ層をなして羽根面より生じている(C2キャビテーションとする)。しかし $\phi_1 > 0.28$ になると、 $a/s=0.5$ の下流でシート状の薄い層のキャビテーション低压面に付着して初生する(C1キャビテーションとする)。このようなキャビテーション発生状況の相違は、既述の羽根面上の圧力分布形状に対応す

る。流量が大きいときのシート状のキャビテーションの発生は、低圧面上 $a/s = 0.5$ における C_p の急低下の場合に見られ、 $\phi_1 < 0.28$ では C_p の急低下は $\phi_1 = 0.26$ のシュラウド側を除いて生じない。羽根枚数が $Z = 9$ の場合にも σ_d の値は、 $Z = 7$ とほぼ同様に大きな変化はない。この場合にもキャビテーションの発生状況は、流量の小さい領域 ($\phi_1 < 0.24$) では比較的厚い層の霧状に分散する C2 キャビテーションが観察され、流量を増すとシート状の C1 キャビテーションに変わる。このキャビテーション発生状況の変化に対する低圧面圧力分布の変化は $Z = 7$ の場合と同じである。

一方、羽根枚数が減少し $Z = 3$ になると羽根一枚当たりの仕事量が増すため、 σ_d の値は $Z = 7$ および 9 の場合より大きくなる。流量が $\phi_1 = 0.20$ 付近の状態ではその σ_d の値は小さくなる。キャビテーションの発生状況の観察によると、初生直後においては、 $\phi_1 < 0.30$ の流量域では流路入口の低圧側に生じる渦領域中において羽根から十分離れた位置でキャビテーションが発生する (C3 キャビテーションとする)。これに対し、 $\phi_1 > 0.30$ の大流量域ではハブ側の低圧面である厚さをもって霧状に分散した C2 キャビテーションが初生する。この初生の相違は図 4-8 における $\phi_1 = 0.26$ と 0.39 の圧力分布形状の違いに対応し、低流量では流路入口の渦領域の発生が羽根面上における圧力の低下を抑え σ_d の値を小さくするものと考えられる。

羽根入口角と流れの流入角との関係は、キャビテーションの発生に対して大きな要素となる。そこで、羽根流路前の速度分布測定結果から、流れに対する羽根の迎え角を求め、迎え角とキャビテーション発生限界との関係を求める。実際にキャビテーションが発生する羽根高さ (観察よりハブ面から羽根全高さのおよそ $1/3$) において得られる周方向の流入角の平均値 β_{in} を求め、迎え角 ($\beta_1 - \beta_{in}$) と σ_d の関係を求めると図 4-10 のようになる。迎え角 ($\beta_1 - \beta_{in}$) と流量係数 ϕ_1 との間にはほぼ線形の関係が成立するため、 σ_d の曲線は図 4-9 とほぼ同じ形状を示しており、 $Z = 7$ および 9 の場合には ($\beta_1 - \beta_{in}$) $< 5^\circ$ の領域において σ_d は最低となる。

流量の大きい場合には、羽根枚数 $Z = 7$ および 9 の羽根車において、羽根の高圧面にもキャビテーションが発生する。図 4-9 には、この高圧面のキャビテーション消滅係数も示してある。この場合には $Z = 9$ の σ_d は $Z = 7$ よりも大きく、いずれもシート状のキャビテーションの初生が見られた。

4.5.4 σ_d と羽根負荷の関係

図4-9で見たように、羽根枚数が変わると羽根一枚当たりの圧力負荷が異なるため、ポンプの消滅キャビテーション係数 σ_d も変化する。そこで羽根枚数の違いによる σ_d の変化を、羽根周りの循環量 Γ を用いて考察してみる。

羽根の高圧面と低圧面の圧力差 Δp は主流速度を U とした場合、 $\Delta p \propto \rho U \Gamma$ であり、低圧面における圧力低下量 $-\Delta p_s$ もこの羽根面の圧力差 Δp に比例すると考えると、 $-\Delta p_s \propto \rho U \Gamma$ となる。ここで主流速度 U には羽根車入口の相対速度をとると、半径流形うず巻ポンプにおいては

$$-\Delta p_s \propto \rho U \Gamma = \rho \Gamma u_1 (1 + \phi_1^2)^{1/2} \quad (4-7)$$

無次元化すると

$$-C_{ps} \propto \Gamma' (1 + \phi_1^2)^{1/2} \quad (4-8)$$

一方、古典的キャビテーション初生則によれば式(4-6)が成立し、 $\sigma_{bi} \equiv \sigma_d$ とすれば、最終的に、

$$\Gamma' \propto \frac{\sigma_d - (A_1/A_s)^2 \phi_1^2}{1 + \phi_1^2} = \sigma_d' \quad (4-9)$$

の関係を得る。

図4-11は羽根枚数 $Z = 3, 7, 9$ の各羽根車に対する σ_d'/Γ' の値を示す。 $Z = 7$ および9では、 ϕ_1 に対する σ_d'/Γ' はほぼ同一曲線上に乗っており、 $\phi_1 > 0.26$ の大流領域では σ_d'/Γ' はほぼ一定値をとる。一方、 $\phi_1 < 0.26$ では σ_d'/Γ' は左下がりの傾向をもつ。これは $Z = 7, 9$ の羽根車においては、羽根低圧面に発生するキャビテーションの形態が、薄いシート状のC1キャビテーションから、 ϕ_1 の減少につれて、厚みをもって霧状に分散し移動するC2キャビテーションに変わるためであると考えられる。一方、 $Z = 3$ に対する σ_d'/Γ' の曲線は $Z = 7, 9$ の曲線とは異なり、 $\phi_1 < 0.40$ の範囲で左下がりの傾向をもつ。 $\phi_1 = 0.30$ 付近で曲線の傾きが大きく変化しているが、この点もキャビテーション発生形態がC2からC3に変化する ϕ_1 にほぼ一致する。

比較のために図4-11には高松ら⁽⁶⁴⁾の実験結果に基づき求めた σ_d'/Γ' の値と ϕ_1 の関係も併記してある。羽根形状ならびにキャビテーション初生判定基準などが本研究とは異

なるため直接の比較はできないが、図4-11の結果より同一の羽根形状に対しては σ_d'/Γ' を用いると、羽根枚数が異なってもキャビテーションの初生を予測できることが分かる。

4.5.5 σ_d と羽根面圧力の関係

キャビテーションの古典的初生則によれば、液体内の局部最低圧力 p_{min} が液体の蒸気圧 p_v まで低下するとキャビテーションが初生するとしている。図4-12は、この p_{min} が羽根面上にあると仮定して、この初生則より計算される初生キャビテーション係数 σ_{bi} [式(4-6)] を、羽根枚数 $Z = 3, 7, 9$ の羽根車に対して、消滅キャビテーション係数 σ_d との比較で示したものである。 $Z = 7, 9$ の場合、シート状のC1キャビテーションが発生する流量域 ($Z = 7$ では $\phi_1 > 0.28$, $Z = 9$ では $\phi_1 > 0.24$) では σ_d と σ_{bi} はほぼ等しい。しかしそれ以下の流量域では、ほとんど $\sigma_d > \sigma_{bi}$ である。 $Z = 3$ ではとくに両者の差が大きい。これは $Z = 3$ の羽根流路では低圧側入口に渦領域が形成されるため、 p_{min} の点が羽根面上にはなく、かつそこで生じるキャビテーションの形態が異なるためである。

4.5.6 空気含有度と σ_d の関係

一般に、使用する水に含まれる空気量はキャビテーションの発生限界に対して影響を及ぼす。図4-13は、羽根枚数 $Z = 7$ および 3 の羽根車において、羽根低圧面に生じるキャビテーションに対し、空気含有度 α/α_s と消滅キャビテーション係数 σ_d の関係を示してある。 $Z = 7$, $\phi_1 = 0.39$ の場合には、 σ_d の値は α/α_s が減少するにつれてわずかに減少するが、 $\alpha/\alpha_s > 0.7$ ではほぼ一定となる。この流量条件のもとでは、羽根面に付着したシート状のC1キャビテーションが発生する。 $Z = 7$, $\phi_1 = 0.13$ においては羽根面近くに霧状に分散し流れとともに移動するキャビテーションが発生するのであるが、この場合にも $\alpha/\alpha_s < 0.75$ では σ_d はほぼ一定であり、それ以上では強い右上がりの傾向がみられる。一方、羽根入口低圧側の渦領域中にC3キャビテーションが見られる $Z = 3$, $\phi_1 = 0.13$ の場合には、 σ_d は空気含有度 α/α_s によらずほぼ一定である。

4.6 結 言

羽根枚数 $Z = 3, 7, 9$ 枚をもつ遠心ポンプ羽根車の羽根流路前の速度分布, 流路入口近傍の羽根面圧力分布, キャビテーションの発生限界を測定し, 以下のことがらを明らかにした.

- (1) ポンプ羽根入口の流れは羽根枚数7および9枚の羽根車において大流量時には, 入口断面内でほぼ均一になり, 羽根低圧面上の $a/s = 0.5$ においてハブ-シュラウド間で様に急激な圧力の低下を生じる. しかし, 低流量時には速度分布はハブ-シュラウド間で不均一となり, 低圧面の圧力分布には羽根高さ方向の不均一を生じる.
- (2) 羽根枚数3枚の羽根車においては, 低流量時には羽根流路入口の低圧側に渦領域が発生し, それによって羽根低圧面上の圧力の著しい低下は妨げられる.
- (3) 羽根車内に生じるキャビテーションの形態は入口の流動状態によって変化し, 羽根枚数 $Z = 7$ および9の場合の大流量時には低圧面に付着してシート状に発生するが, 流量を減ざると霧状に分散し流れとともに移動するある厚さをもつものになる. また $Z = 3$ の低流量では羽根面から離れ, 渦領域中で発生する.
- (4) 羽根枚数が変化したときのキャビテーションの発生限界は羽根一枚当たりの循環量 (比循環) を考慮することにより予測できる.

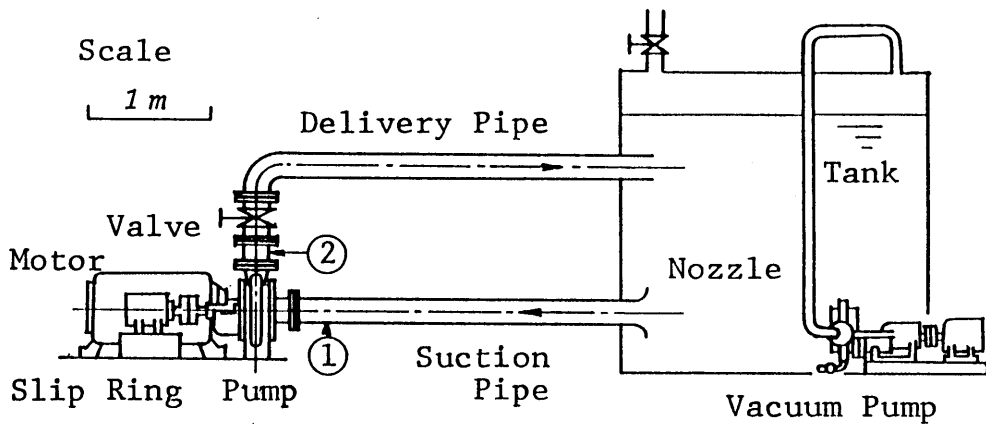


图4-1 实验装置概要

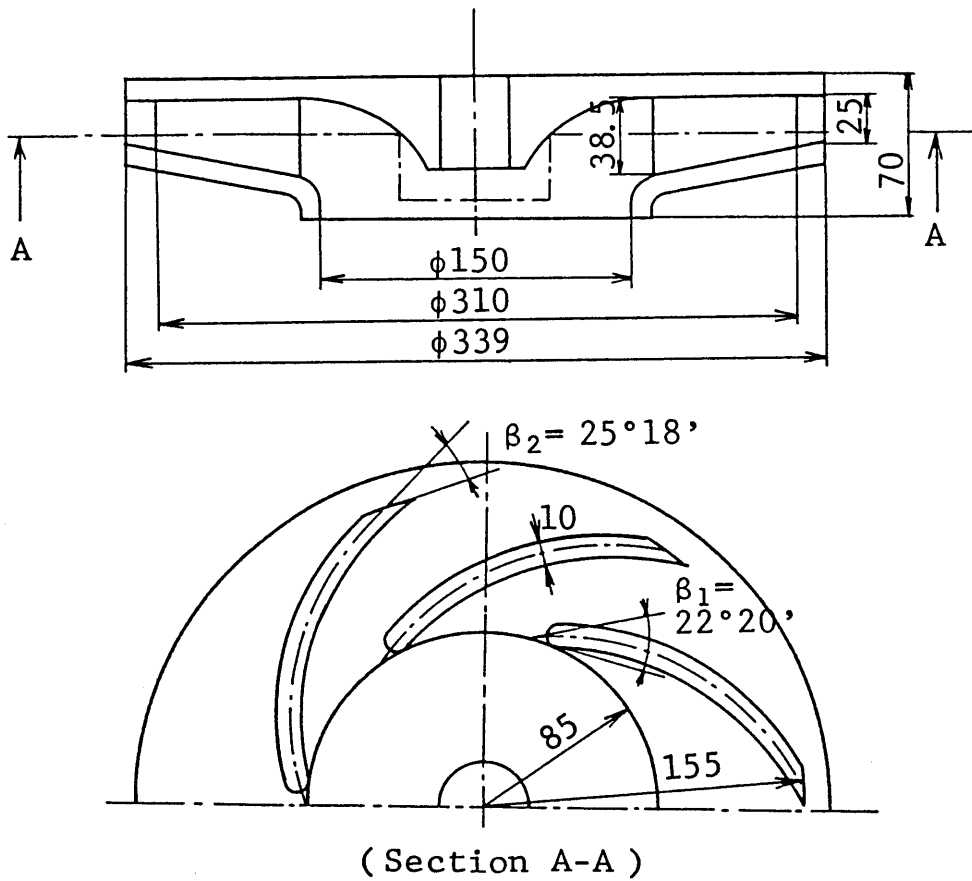
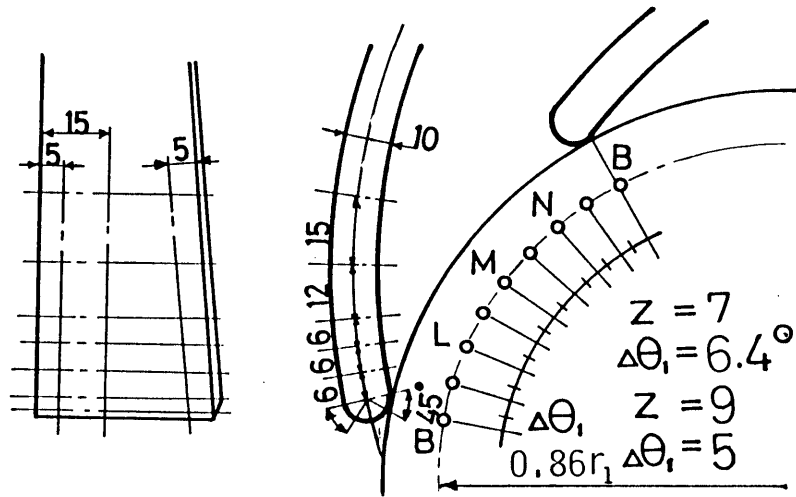
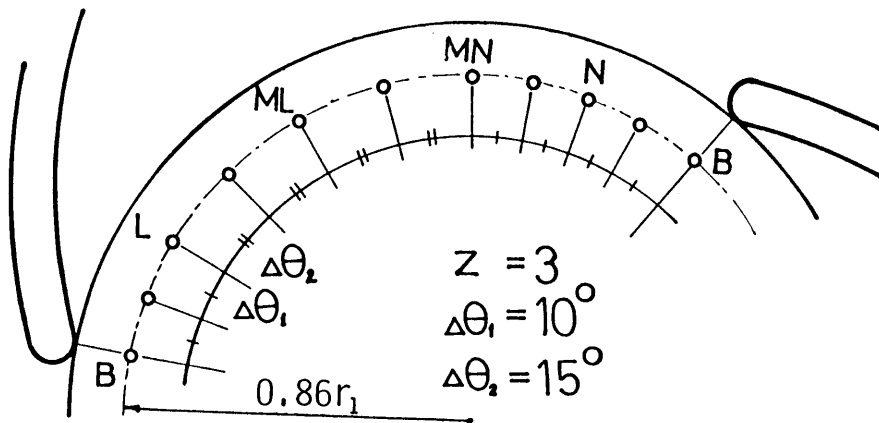


图4-2 羽根車形状

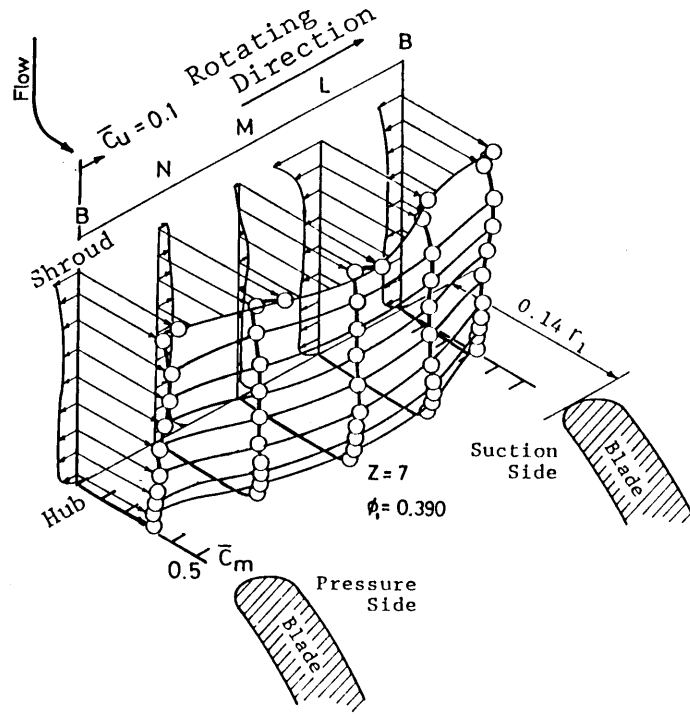


(a) $Z=7, 9$

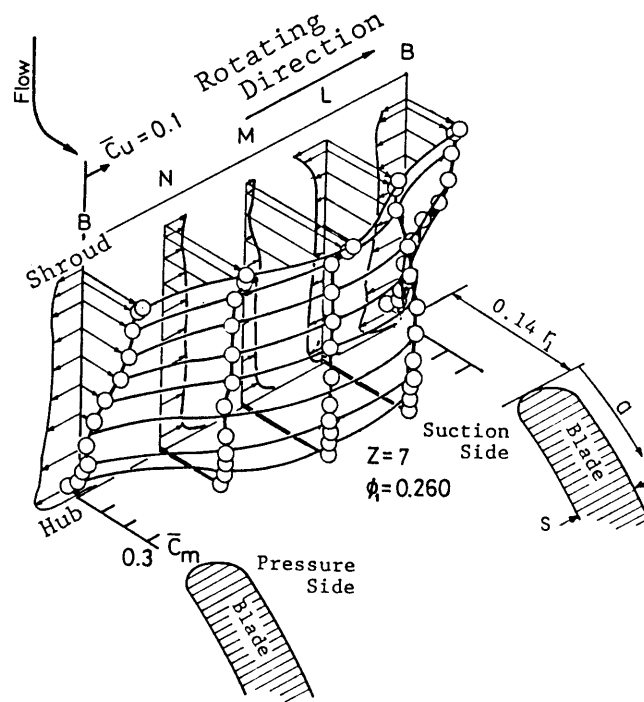


(b) $Z=3$

图4-3 测定点位置

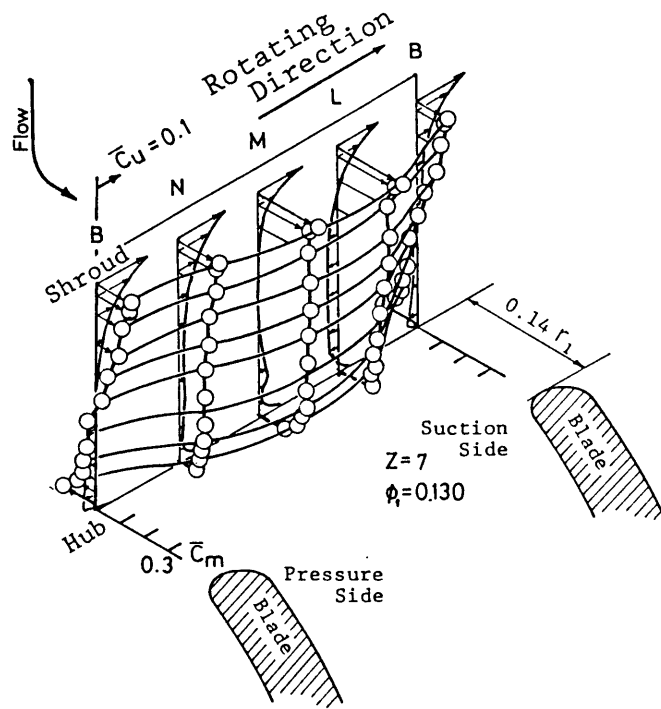


(a) $Z=7, \phi_1=0.39$



(b) $Z=7, \phi_1=0.26$

图4-4 速度分布



(c) $Z = 7, \phi_1 = 0.13$

图 4-4 速度分布

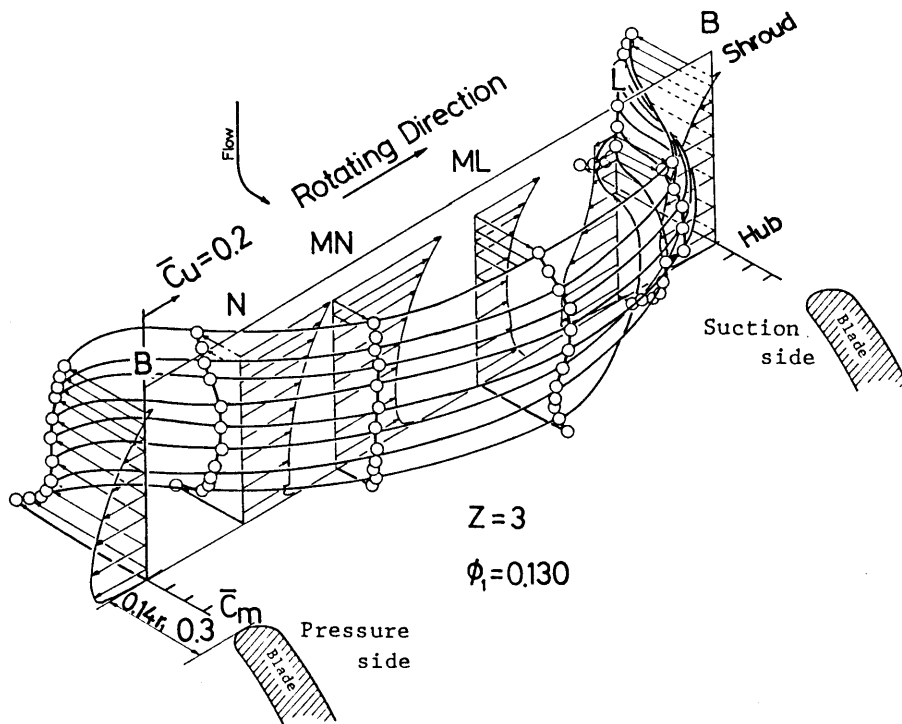


图 4-5 速度分布 ($Z = 3, \phi_1 = 0.13$)

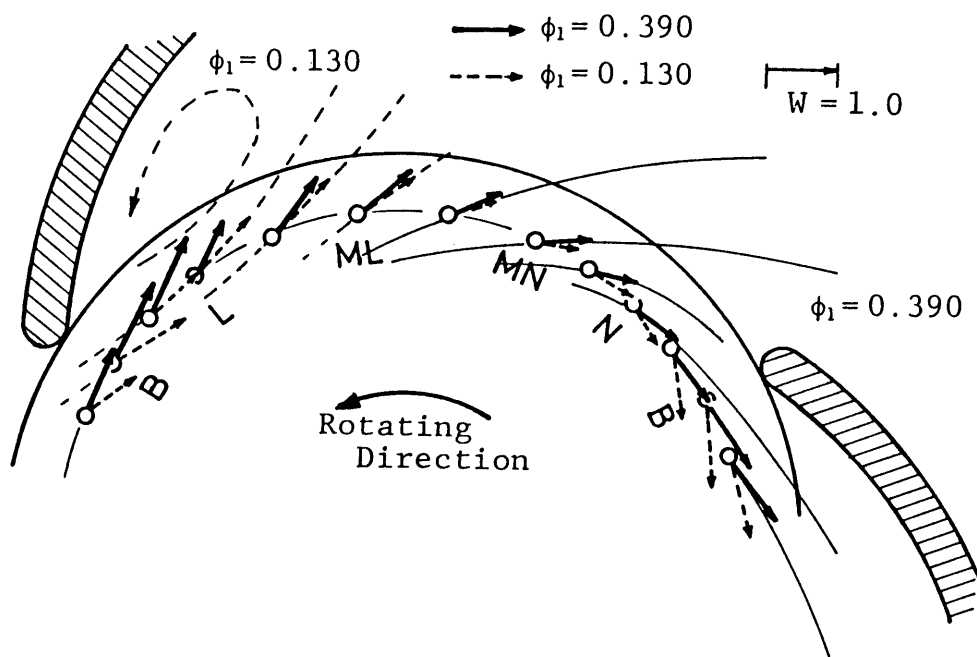


図4-6 相対速度ベクトル分布 ($Z=3$)

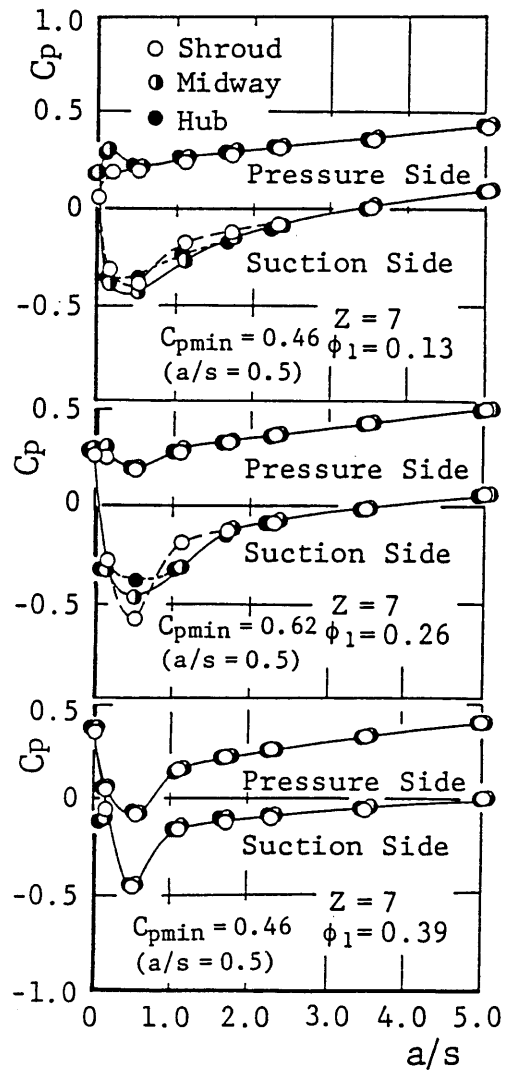


图4-7 羽根面压力分布 ($Z=7$)

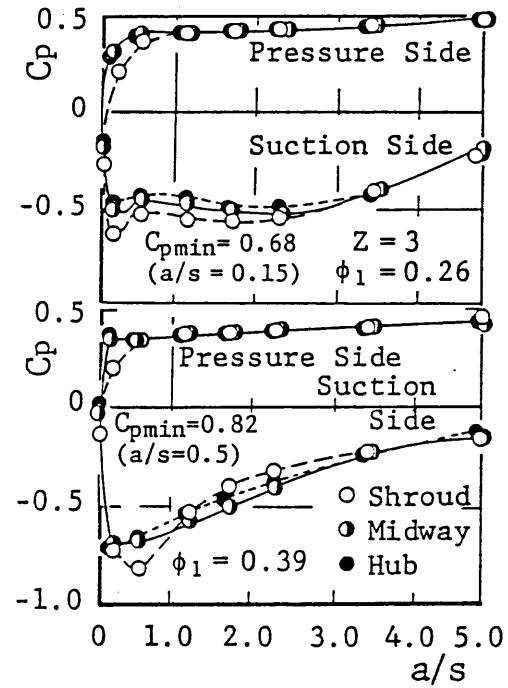


图4-8 羽根面压力分布 ($Z=3$)

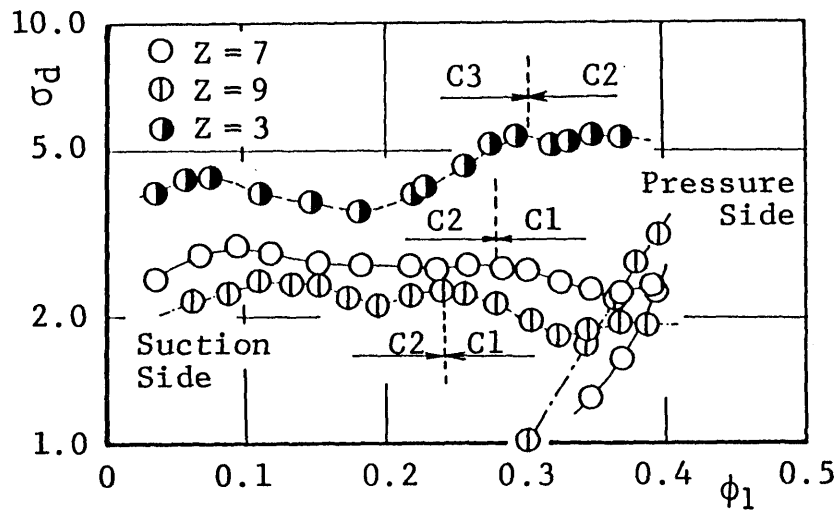


図4-9 キャビテーション発生限界

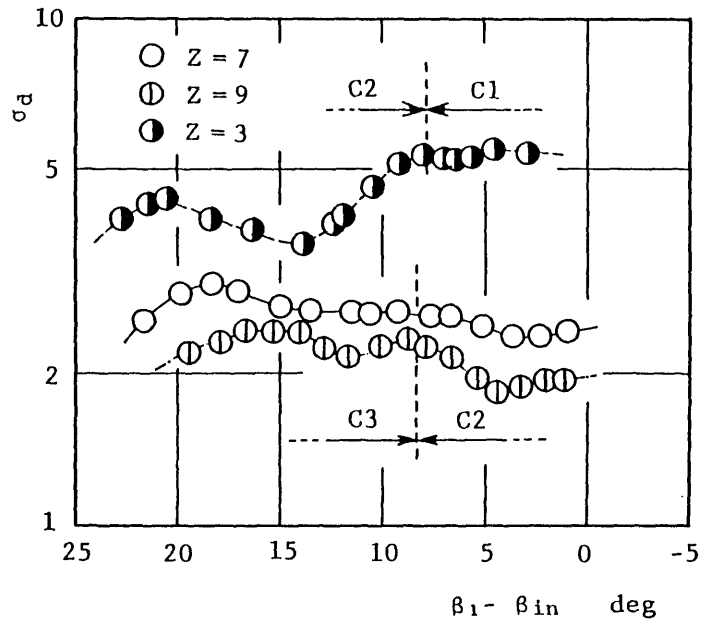


図4-10 羽根迎え角と σ_d の関係

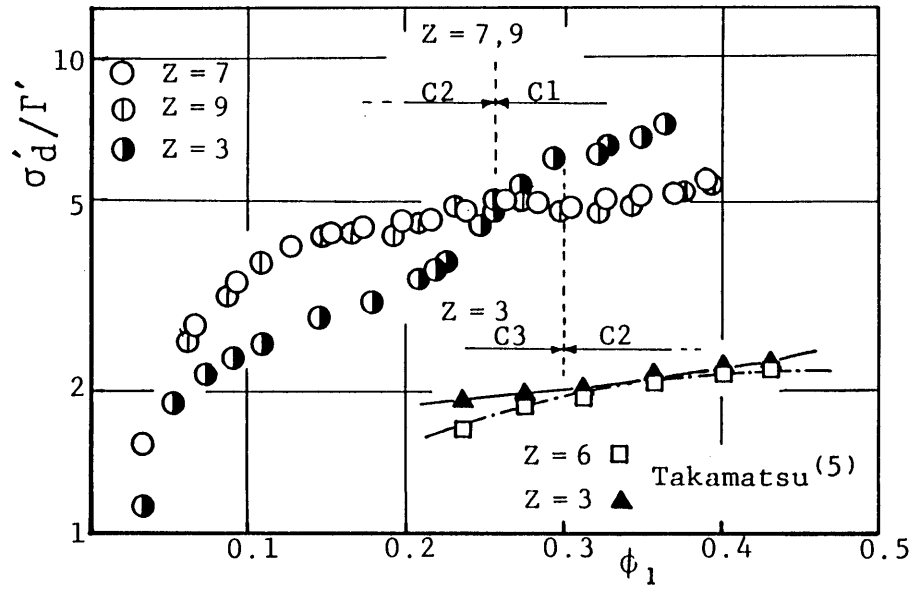


図4-11 羽根負荷と σ_d の関係

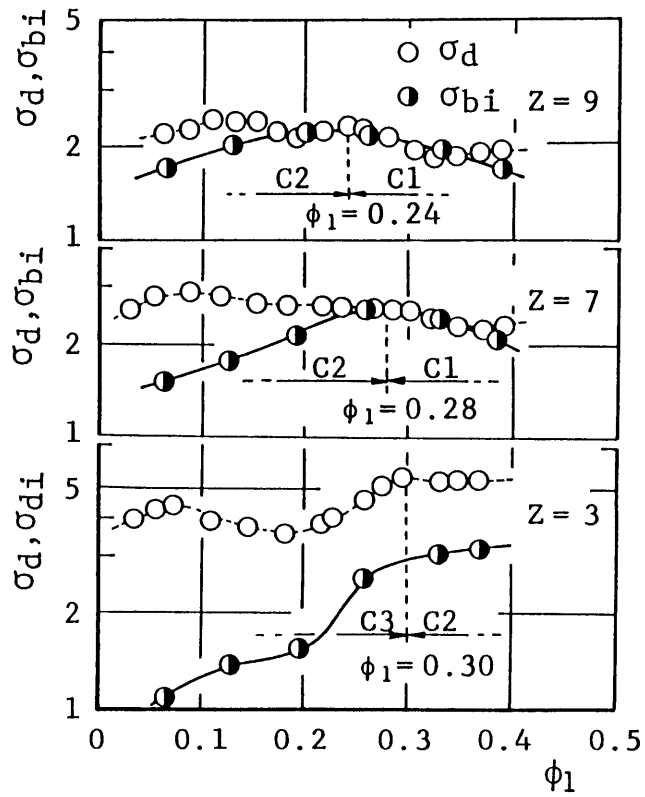


図4-12 羽根面圧力と σ_d の関係

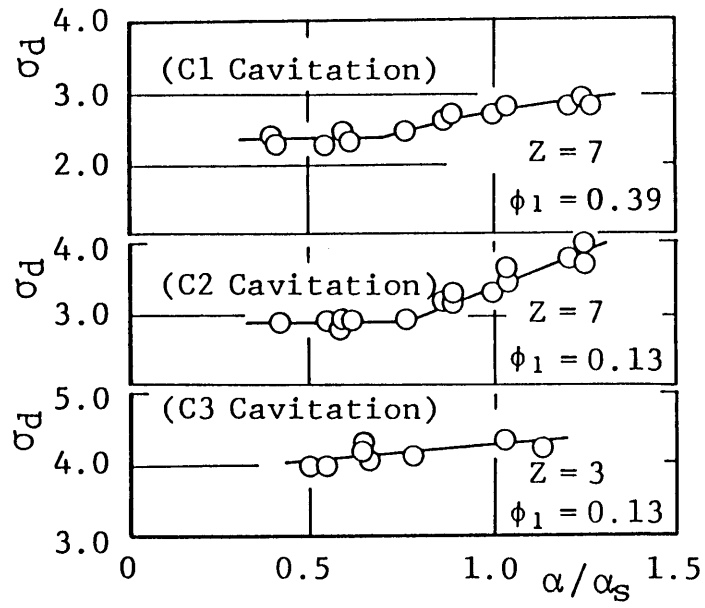


図4-13 空気含有度の影響

5.1 緒 言

広い流量範囲におけるポンプの性能および吸込性能向上のためには、ポンプ羽根入口近傍の流動を明らかにすることが重要である。とくに、設計点から離れた運転状態においては、うず巻室内の圧力不均一が生じ、その不均一圧力場を個々の羽根が通過するため、羽根流路内の流れに非定常性が大きくなり、そこでのキャビテーションの発生は極めて複雑になることが予想される。

遠心羽根車に関して、ケーシングとの相互干渉により羽根流路内に生じる非定常流れは、たとえば今市ら⁽⁹⁰⁾ およびLorettら⁽²⁵⁾ によりの解析的な研究がなされてきた。しかし、この非定常流れについての実験は極めて少なく、羽根付きディフューザを持つ遠心羽根車において、その羽根車上の圧力変動の振幅と位相の変化を調べた飯野らの研究⁽⁴⁷⁾ などがあるにすぎない。一方、ポンプうず巻室内の圧力不均一のため一回転ごとに変動する羽根面圧力とキャビテーション発生との関係を実験的に調べた研究は著者らの知る限りほとんどない。

本章では、4章⁽⁹¹⁾ と同じ遠心ポンプを用いて羽根面圧力およびハブ面圧力を羽根車相対系から連続測定することにより、回転周方向への圧力の周期的変化を調べ、これとキャビテーション発生との関係を明らかにした。

5.2 記 号

- a : 羽根先端から羽根板中心に沿った距離
- A_1 : 羽根車入口面積
- A_s : 吸込管断面積
- D : 吸込管直径 (= 150 mm)
- H : ポンプ揚程
- p : 測定点における瞬時の静圧
- Q : ポンプ吐出し流量
- r : 測定点半径位置

- r_1 : 羽根車入口半径 (= 85 mm)
- r_2 : 羽根車出口半径 (= 169.5 mm)
- s : 羽根厚さ (= 10 mm)
- u : 測定点の羽根車周速度
- α : 使用水の空気含有量
- α_s : 飽和空気含有量
- θ : 羽根車周方向位置 (図 5 - 3 参照)
- C_p : 圧力係数 (5 - 4 節参照)
- σ_d : 消滅キャビテーション係数 = $NPSH / (u_1^2 / 2g)$
- σ_i : 羽根面圧力に基づくキャビテーション係数 (5 - 4 節, (5 - 9) 式参照)
- ϕ : 流量係数 = $Q / (A_1 u_1)$
- ϕ_m : 最高効率点流量係数 (= 0.277)

添 字

- s : 吸込管内の状態
- 1 : 羽根車入口直前
- 2 : 羽根車出口直後

5.3 実験装置と方法

実験装置は 4 章で使用したものと同一で、供試ポンプは図 5 - 1 に示す羽根車をもち、口径が 150 mm、比速度 $n_s = 280 (\text{min}^{-1}, \text{m}^3 / \text{min}, \text{m})$ の半径流形である。羽根車は、二円弧形状の 7 枚羽根車で、羽根入口角、出口角はそれぞれ $\beta_1 = 22^\circ 20'$ 、 $\beta_2 = 25^\circ$ である。

羽根車入口直後の羽根面上の圧力は、図 5 - 2 に示すように羽根先端から種々の距離に直径 1.0 mm の測定孔を設けて求めた。一方、羽根流路の圧力を測定するために、流路中央の種々の半径位置のハブ壁面にも 1.0 mm の圧力測定孔を設けた。

測定孔内の指示圧力はハブ面に装着した半導体小型圧力変換器により電気信号に変換され、スリップリングを通して外部に取り出した。羽根車内の測定点とポンプケーシングとの相対位置の変化に伴い準周期的に変動する圧力を調べるため、外部に取り出された電気

信号は直流増幅器，A-D 変換器を経てマイクロコンピュータにより磁気ディスクにサンプリングした。

サンプリングを開始する基準位相角 ($\theta = 0$) は，図5-3に示すように測定対象となる羽根先端がポンプ最上部に位置する状態 ($0-Y$) とし，羽根車が一周する間に等間隔に14点サンプリングを行い，1150回転する間の圧力を測定した。圧力測定はポンプの相似則が成立し，かつキャビテーション未発生領域にある回転数 $n = 600 \text{ min}^{-1}$ にて行い，流量は最高効率点 $\phi_m = 0.277$ を基準に， $\phi/\phi_m = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00, 1.25, 1.45$ に変えた。

ポンプの吸込性能を調べるために，羽根面上もしくは羽根近傍において発生するキャビテーションの消滅点を測定した。キャビテーション消滅の確認は，ケーシングおよびシュラウドを透明にし，ストロボ照射により内部流れを観察することにより行い，ポンプ回転数 $n = 800 \text{ min}^{-1}$ において測定時間30秒内のキャビテーション発生頻度がストロボ照射の6shoot以下である状態，すなわち1.5%以下の発生状態を消滅として判定した。実験中はつねに水中の空気含有度を大気圧化で $\alpha/\alpha_s = 0.5$ に保ち，水温は288~293Kの範囲内に保った。

5.4 実験結果を表す式

羽根車上の壁面圧力 p は羽根車の回転に伴い準周期的に変動する。すなわちサンプリングされる圧力 p は，流量 ϕ ，位相角 θ ($0 \leq \theta \leq 2\pi$)，測定開始からの積算回転数 m ($1 \leq m \leq M$ ， M は全回転数) の関数として次式のごとく示される。

$$p_m(\phi, \theta) = P(\phi, \theta) + p'_m(\phi, \theta) \quad (5-1)$$

ここで P は圧力の位相平均であり， p'_m は P を基準にした変動量である。この位相平均圧力は，

$$P(\phi, \theta) = (1/M) \sum_{m=1}^M p_m(\phi, \theta) \quad (5-2)$$

で表される。一方，圧力 p が準定常的に変化すると考えた場合の圧力の時間平均値は，

$$\bar{P}(\phi) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} P(\phi, \theta) d\theta \quad (5-3)$$

となる。式(5-1)中の圧力変動 p'_m の大きさを評価するために、次式で定義される量 P' をとる。

$$P'(\phi, \theta) = \left[(1/M) \sum_{m=1}^M \{p_m(\phi, \theta) - P(\phi, \theta)\}^2 \right]^{1/2} \quad (5-4)$$

この値は角度 θ における圧力変動の標準偏差である。

羽根面上の瞬時圧力 p は、吸込平均圧力 \bar{P}_s とのヘッド差を羽根車出口周速度を用いて無次元し、次式で示される圧力係数 C_p で表す。

$$C_p = (p - \bar{P}_s) / (\rho u_2^2) \quad (5-5)$$

式(5-5)の圧力 p にさきに定義した時間平均 \bar{P} 、位相平均 P 、標準偏差の圧力係数 P' を代入すると、時間平均、位相平均および標準偏差の圧力係数 \bar{C}_p 、 C_p 、 C_p' が次式で定義される。

$$\begin{aligned} \bar{C}_p &= (\bar{P} - \bar{P}_s) / (\rho u_2^2) \\ C_p &= (P - \bar{P}_s) / (\rho u_2^2) \\ C_p' &= P' / (\rho u_2^2) \end{aligned} \quad (5-6)$$

一方、ハブ面圧力は位相平均圧力と時間平均圧力との差を無次元化して C_{Phub} で表す。

$$C_{Phub} = C_p(\phi, \theta) - \bar{C}_p(\phi) \quad (5-7)$$

羽根面上の瞬時の最低圧力 p_{min} が水の飽和蒸気圧 p_v に低下したときにキャビテーションが生じると仮定し、このときの吸込管内圧力を \bar{P}_{si} とすると、最低圧力点における瞬時の圧力係数 C_{pmin} は次のようになる。

$$C_{pmin} = \frac{p_{min} - \bar{P}_{si}}{\rho u_2^2 / 2} = \frac{p_v - \bar{P}_{si}}{\rho u_1^2 / 2} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \quad (5-8)$$

キャビテーション消滅判定基準と対応させるために、 C_{pmin} として各周方向位置に対してサンプリングした圧力データ 1150 点のうち低い方から 1.5 % すなわち 17 点目を採用し $C_{p1.5}(\phi, \theta)$ で表す。したがって、次式により羽根面圧力に基づくキャビテーション係数 $\sigma_i(\phi, \theta)$ が与えられる。

$$\sigma_i(\phi, \theta) = \frac{\bar{P}_{si} - p_v + \rho c_s^2 / 2}{\rho u_i^2 / 2} = -C_{p1.5} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 + \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \phi^2 \quad (5-9)$$

5.5 実験結果と考察

5.5.1 流路中央のハブ面圧力

図5-4は、流量を変えたときの羽根流路中央におけるハブ面圧力の回転周方向変化を半径位置 $r/r_2 = 0.5, 0.9$ について示す。縦軸には時間平均圧力からの偏差 C_{pHub} 、横軸には羽根流路入口中央点の周方向位置 θ がとられている。羽根車出口近傍の $r/r_2 = 0.9$ におけるハブ面圧力は、最高効率点 $\phi/\phi_m = 1.0$ ではほぼ一定となるが、流量比 $\phi/\phi_m = 0.5$ なる低流量および $\phi/\phi_m = 1.45$ なる過大流量では羽根車の回転に伴い周方向に大きく変化している。この低流量時と大流量時の C_{pHub} の周方向変化は互いに逆の傾向を示しており、その変化は Stepanoff⁽⁸⁷⁾、Worster⁽¹²⁾ らのうず巻室内の圧力と定性的に一致する。羽根流路入口 $r/r_2 = 0.5$ においても C_{pHub} は周方向に変化しているが、出口近傍と比較してその変化量の絶対値は小さくなっている。しかし同一の傾向を示す。このことより、羽根入口近傍の流れはうず巻室の圧力不均一の影響を受けて周期的に変化すると考えられる。

5.5.2 羽根面平均圧力

図5-5は羽根入口先端近傍の羽根面上における時間平均圧力 \bar{C}_p の分布を示す。低流量時、 $\phi/\phi_m = 0.25$ の場合には羽根低圧面で流れが大きく剥離し、またそれに伴い羽根車入口前で予旋回が生じるため相対流入速度は減少し、よどみ点圧力が小さくなり、羽根に加わる圧力負荷も小さくなっている。最高効率点 $\phi/\phi_m = 1.0$ では、圧力 \bar{C}_p は羽根先端近傍のよどみ点から低圧面上の $a/s = 0.4$ 近傍の最低圧力まで急激に低下し、その下流においては速やかに上昇しており、流れは大きな剥離を起こすことなく羽根面に沿って流れている。流量比 $\phi/\phi_m = 1.45$ の大流量時には流れに対する羽根の迎え角はほぼ零になり、高圧面上においても圧力の低下が見られ、圧力負荷は急激に減少する。

図5-6(a), (b)は羽根車が一回転するときの羽根面圧力の変化を羽根先端 ($a/s = 0.0$)、最低圧力点近傍 ($a/s = 0.5$) および最下流測定点 ($a/s = 4.1$) における位相

平均圧力 C_p を用いて示す。いずれの測定位置においても $\phi/\phi_m=0.5$ および 1.0 では C_p の周方向変化は少ないが、大流量 $\phi/\phi_m=1.45$ および低流量 $\phi/\phi_m=0.25$ においては C_p の変化は増大する。流量比 $\phi/\phi_m=0.25$ の場合、高圧面上の圧力 C_p は羽根後端がうず巻室舌部を通過する $\theta=0\sim 60^\circ$ (図5-3参照) で最低、 $\theta=180\sim 270^\circ$ で最大値を取るが、この変化はさきに図5-4で示したハブ面上の圧力 $C_{p_{hub}}$ とほぼ同じ周方向変化を示す。これに対して低圧面上では逆に $\theta=30^\circ$ 近傍で C_p は最大値を取る。流量比 $\phi/\phi_m=1.45$ の大流量の場合にも高圧面上の圧力はハブ面上の圧力と同じ変化の傾向を示し、低圧面上ではそれと逆の傾向を示している。羽根先端直後の $a/s=0.5$ で大きな圧力変化を生じるのは、羽根車が一回転する際の流入角度の変化が大きいためである。

図5-7(a),(b),(c)は羽根面上の位相平均圧力 C_p の分布形状をそれぞれ $\theta=51^\circ$, 206° , 309° の羽根位置に対して示す。低流量の $\phi/\phi_m=0.25$ の場合、羽根後端が舌部を通過する位置 $\theta=51^\circ$ (図5-3参照) においては羽根前半での圧力は高圧面と低圧面でほぼ同じ分布をとり、この位置においては羽根に対する流れの相対流入角度は小さいことが分かる。羽根位置 θ が増すにつれ羽根先端近傍の圧力負荷は増大し、 $\theta=206^\circ$ 近傍で最大となる。図5-7(b)の最高効率点流量 $\phi/\phi_m=1.0$ においては、羽根位置 θ による圧力分布形状の大きな変化は見られず、羽根流路内の流れの一回転あたりの変化が少ないことを示している。 $\phi/\phi_m=1.45$ の大流量になると〔図5-7(c)〕、圧力分布形状は羽根車の回転に伴い再び大きく変化する。羽根後端が舌部直前にある $\theta=309^\circ$ では、先端近くで高圧面の圧力が低圧面よりも低下し負の圧力負荷を生じているのが分かる。羽根車の回転によって羽根後端が舌部を通過すると圧力負荷は再び増大し、 $\theta=51^\circ$ 近傍で最大値をとる。

5.5.3 圧力変動

羽根面圧力は羽根車の回転に伴い周方向に変化するが、それ以外にも流れの剥離を含む乱流変動などの影響を受けるため、一周ごとに同一周方向位置で測定した圧力は一定でなく変動している。図5-8(a),(b)は式(5-4)および(5-6)で定義される圧力変動の標準偏差 C_p' の周方向変化を示す。流量および羽根面上の測定点位置は、位相平均圧力を示す図5-6(a),(b)と対応している。羽根面上の圧力変動 C_p' はいずれの測定点位置においても低流量で大きいですが、流量が増すにつれて減少する。これは、低流量の場合、羽根面上での剥離等により流れが不安定になるためである。またこの圧力変動は、羽根先

端近傍の $a/s=0.4\sim 0.5$ において最大となり、下流に行くにつれて減少して行く。いずれの測定位置でも、低流量時には、周方向に C_p が大きく変化しており、 $\phi/\phi_m=0.25$ でとくに顕著である。いま羽根面上の位置 $a/s=0.5$ についてみると、高圧面、低圧面ともに位相平均 C_p (図5-6(a),(b)) が極大値を取る周方向位置 θ で圧力変動 C_p は極小値を取り、逆に C_p が極小値を取る位置で C_p は極大値を取っているのが分かる。

圧力変動をさらに詳しく調べるために、図5-9(a),(b)には異なる流量に対して、 $a/s=0.5$ で求めた圧力偏差 $[C_{pm}(\phi, \theta) - C_p(\phi, \theta)]$ の確率密度分布を示す。図5-9(a)の $\phi/\phi_m=0.25$ においては、図5-8(a),(b)に見られるように、周方向位置 $\theta=45^\circ$ 近傍と $\theta=180^\circ$ 近傍では C_p , $\overline{C_p}$ の特性が大きく異なるため、 $-26^\circ < \theta < 77^\circ$ と $129^\circ < \theta < 231^\circ$ の領域に分け、それぞれの領域内での確率密度分布の平均値を区別して図中に示してある。横軸には各 θ における位相平均からの偏差を標準偏差 $\overline{C_p}$ で無次元化した値 $x = (C_p - \overline{C_p}) / \overline{C_p}$ を取り、縦軸には次式によって正規化された x の確率密度関数 (P.D.F.) $f(x)$ をとっており、したがって次式が成立する。

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 \quad (5-10)$$

図5-8(b)において高圧面での C_p が極大値をとる $\theta=45^\circ$ 近傍では、その圧力偏差の確率密度関数は $x = \pm 1.0$ に2つのピークを持ち、 C_p が極小値をとる $\theta=180^\circ$ 近傍においてはマイナス側にはピークがほとんど見られない。低圧面においても同様に C_p が極大となる $\theta=180^\circ$ 近傍で $x=1.4$, $x=-1.0$ に2つのピークを持ち、 C_p が極小となる $\theta=45^\circ$ 近傍では $x > 0$ の側に一つのピークを持つようになっている。

上述の確率密度分布の形状より、 $\phi/\phi_m=0.25$ の低流量時には羽根車入口近傍の流れは2種類の準安定状態の間を長い時間尺度で変動していることが知られる。これら2つの状態における羽根面圧力が大きく異なる場合には、確率密度分布は2つのピークを持ち C_p は大きな値を取るが、羽根面圧力があまり大きく変わらないばあいには、確率密度分布のピークは一つとなり圧力変動 C_p 小さくなる。

図5-9(b)は流量を増していったときの測定点 $a/s=0.5$ における圧力変動の確率密度分布の変化を示す。 $\phi/\phi_m \geq 0.50$ の流量に対しては、図5-8(a),(b)に見られるように θ に対する C_p の変化は小さいので $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ に対する平均値をとってある。羽根面上での剥離の発生および流量変動が予想される $\phi/\phi_m=0.50$ では、 $\phi/\phi_m=0.25$ と同様に確率密度分布のピークが平均値から大きくずれており、図中に破線で示した

Gauss分布と比較して著しくひずんでいる。しかし、流量の増大とともにこの分布のひずみは減少し、流れに対する平均迎え角がほぼ零になる大流量 $\phi/\phi_m=1.45$ では、高压面、低压面ともに Gauss分布とほぼ一致するようになる。

5.5.4 キャビテーション発生限界

図5-10は羽根低压側に生じるキャビテーションに対して、流量を変えた場合の消滅キャビテーション係数 σ_d の変化を示す。消滅係数 σ_d は $0.2 \leq \phi/\phi_m \leq 1.5$ の範囲においてほぼ一定値をとるが、 $\phi/\phi_m=1.0$ 付近で若干の不連続が見られる。この不連続はキャビテーション発生状況においても現れ、低流量側の $\phi/\phi_m < 1.0$ では低压面上の $a/s=0.5$ 近傍の最低圧力点付近より発生し、流れとともに移動するトラベリングキャビテーション（C2キャビテーションとする）が観察される。図5-11(a)は、 $\phi/\phi_m=0.61$ 、キャビテーション係数 $\sigma=2.4$ におけるこのC2キャビテーションを示している。一方、大流量側の $\phi/\phi_m > 1.0$ では、図5-11(b) ($\phi/\phi_m=1.50$, $\sigma=2.1$) に示されたフィクストキャビテーション（C1キャビテーションとする）が $a/s=0.5$ よりも下流において羽根面に付着して発生する。油膜法により羽根面上のほぼ同じ位置に剥離バブルが確認されていることから、この剥離バブル中にキャビテーションが発生していると考えられる。

さきに述べた羽根面圧力の測定結果から、キャビテーションの発生は羽根車周方向へ不均一性を持つことが考えられる。図5-12中には破線で、羽根低压側に発生するキャビテーションについて、消滅点近くでの発生の周方向範囲 θ および発生状況の観察結果を流量 ϕ/ϕ_m に対して示してある。図より、 $\phi/\phi_m < 0.45$ の低流量域ではキャビテーションの発生範囲はおよそ $90^\circ < \theta < 270^\circ$ すなわちポンプ羽根車の下半分（図5-3）に限定されるが、 $0.45 < \phi/\phi_m < 0.85$ では周方向にほぼ均一に発生する。 $\phi/\phi_m > 0.85$ になるとふたたびキャビテーションは周方向に不均一に分布し、その発生範囲はおよそ $45^\circ < \theta < 180^\circ$ である。この流量域では主にC1キャビテーションの発生が見られるが、流量がほぼ $\phi/\phi_m=1.0$ においてはキャビティ崩壊直前の $\theta=180^\circ$ でキャビティは羽根面からわずかに離れているのが観察された。

瞬時の羽根面圧力とキャビテーション発生限界との関連を調べるために、(5-9)式(5.4節)で定義された羽根面圧力に基づくキャビテーション係数 σ_i を導入する。キャビテーション消滅判定基準と対応させるために、瞬時の最低圧力として各周方向位置に対してサンプリングした圧力データのうち低い方から1.5%の値に当たる $C_{p1.5}(\phi, \theta)$

を採用する。低圧面上でのこの最低圧力の発生位置は、 $\phi/\phi_m \leq 1.0$ では $a/s = 0.43$ 、 $\phi/\phi_m \geq 1.25$ では $a/s = 0.50$ であった。キャビテーション係数 σ_i の等値線を図5-12中に実線で示す。低流量の $\phi/\phi_m < 0.5$ と大流量の $\phi/\phi_m > 0.9$ では σ_i の θ 方向への変化は大きく、それぞれ $\theta = 180^\circ$ 、 $\theta = 75^\circ$ で最大値をとるが中間の流量域では σ_i は θ 方向にほぼ一定となっている。これは図中に破線で示したキャビテーション発生領域と定性的に一致している。

図5-12において、各流量での係数 $\sigma_i(\phi, \theta)$ の $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ における最大値 $\sigma_i(\phi)_{\max}$ をとり、その変化を図5-10に実線で示す。C2キャビテーションが発生する $\phi/\phi_m < 1.0$ の領域では $\sigma_{i\max}$ と σ_d はほぼ一致するが、付着形のC1キャビテーションが発生する $\phi/\phi_m > 1.0$ では $\sigma_d < \sigma_{i\max}$ となる。これは、付着形キャビテーションの場合、その発生原因が層流剥離もしくは層流から乱流への遷移⁽⁹⁹⁾によるものであり、キャビテーション発生限界 σ_d は最低圧力ではなく、剥離点や遷移点における圧力と対応するためである。キャビテーション発生限界に及ぼす圧力変動の影響を示すために、図5-10中には(5-9)式の $C_{p1.5}(\phi, \theta)$ の代わりに位相平均 $C_p(\phi, \theta)$ の最小値を用いたキャビテーション係数 $\sigma_{i\max}'$ の変化も破線で示す。圧力変動の大きな低流量域においては $\sigma_{i\max}$ と $\sigma_{i\max}'$ には大きな違いがみられ、キャビテーション発生限界 σ_d は位相平均の最低圧力より得られた $\sigma_{i\max}'$ とはあまり一致しないのがわかる。

5.6 結 言

うず巻室を持つ遠心ポンプの羽根面圧力およびハブ面圧力の回転周方向への圧力の周期的変化および圧力変動，キャビテーションの発生限界を測定し，以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根車内の流動はうず巻室内圧力の影響を受け，規定をはずれた低流量と大流量時には，羽根面圧力および流路中央ハブ面圧力は回転方向の位置により変化する。羽根車入口近傍の羽根面圧力とハブ面圧力はその変化がほぼ同位相であるが，低圧面圧力の変化は逆位相となる。ハブ面圧力の周方向変化量は出口近傍 ($r/r_2=0.90$) で最も大きく，羽根面圧力の変化量は高圧面，低圧面ともに羽根先端近くの $a/s = 0.4 \sim 0.5$ で最大となる。
- (2) 羽根面上における圧力偏差の確率密度分布の結果より，低流量時には羽根車内の流動は2種類の準定常な流れの間を変動する。そして羽根先端近傍 $a/s=0.4\sim0.5$ における圧力変動量は著しく大きくなる。
- (3) 羽根車内のキャビテーションは羽根面圧力の周方向変化の影響を受け，低流量時および大流量時には，キャビテーション発生眼界近くにおいて周方向に不均一に分布する。このキャビテーションの分布する周方向範囲は圧力変動を考慮した羽根面圧力に基づくキャビテーション係数 σ_i を用いることにより予測できる。キャビテーション発生限界 σ_d は比較的低流量時 ($\phi/\phi_m < 1.0$) に発生するトラベリングキャビテーションに対しては σ_i の周方向最大値 $\sigma_{i\max}$ と一致するが，大流量時 ($\phi/\phi_m > 1.0$) に発生するフィクストキャビテーションに対しては $\sigma_{i\max} < \sigma_d$ となる。

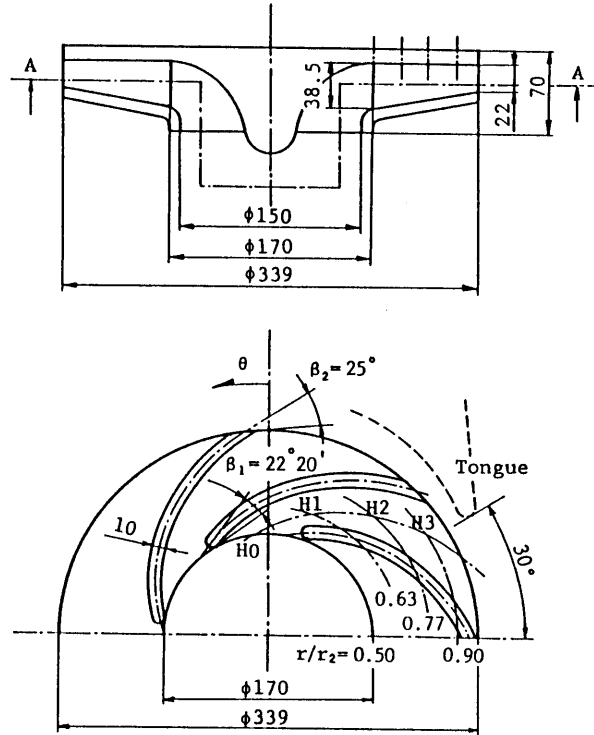


图5-1 羽根車形状

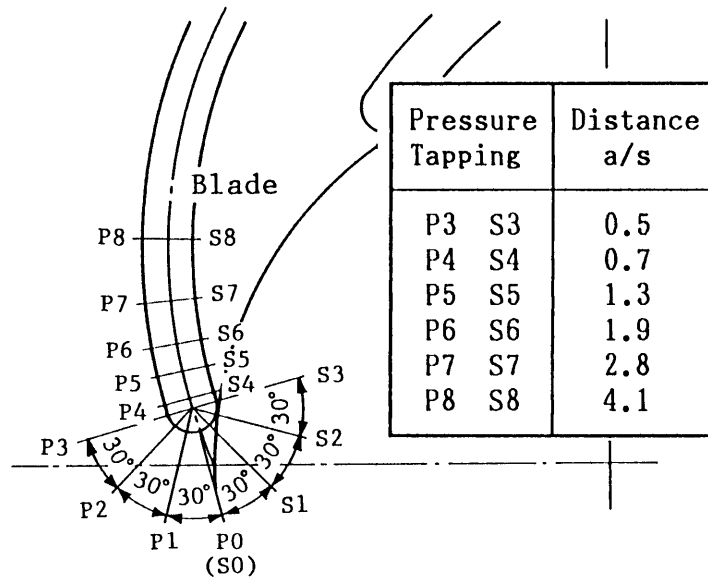


图5-2 测定点位置

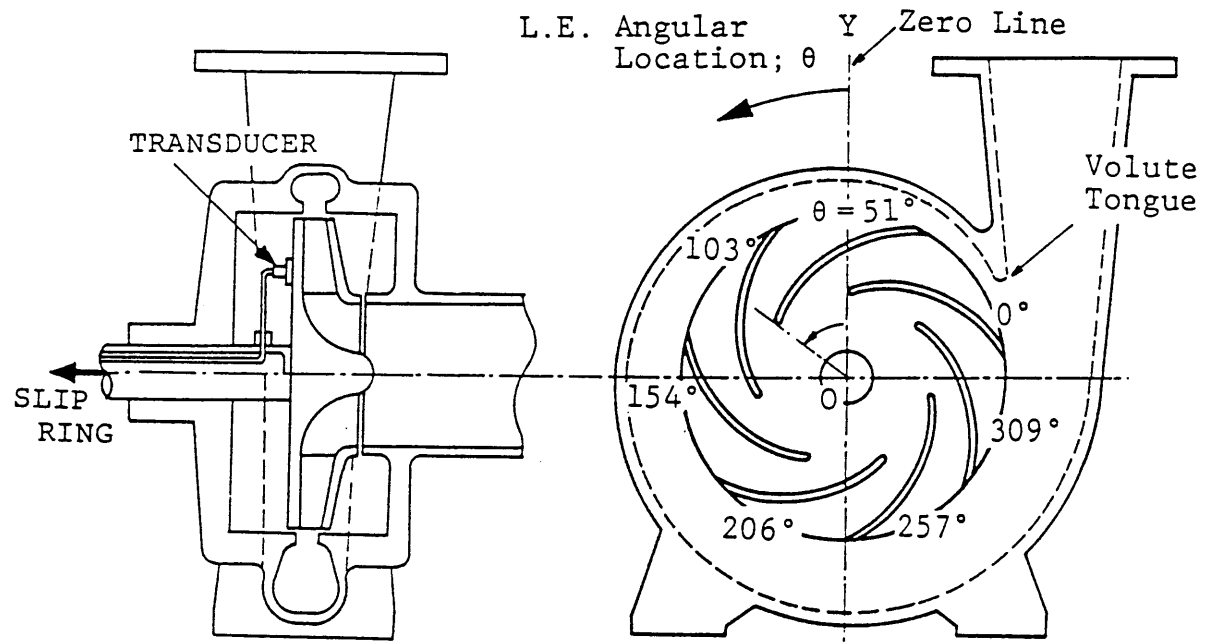


图5-3 周方向位置

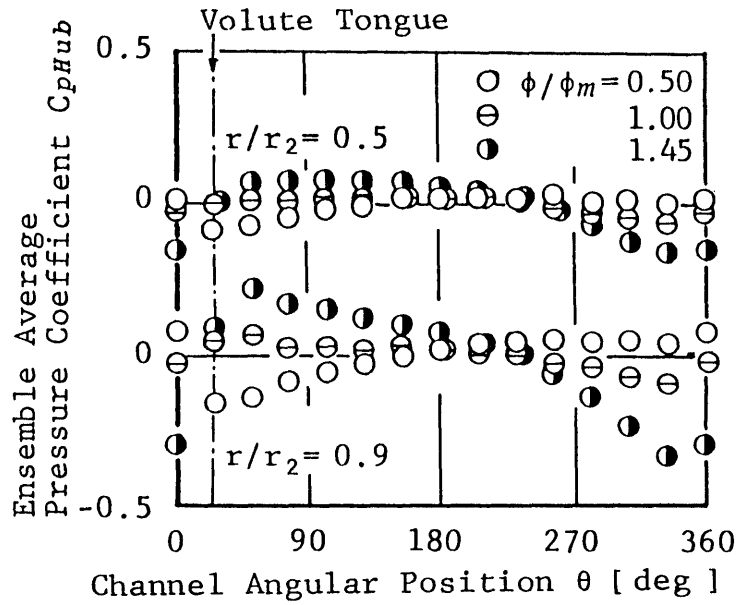


図5-4 ハブ面圧力の周方向変化

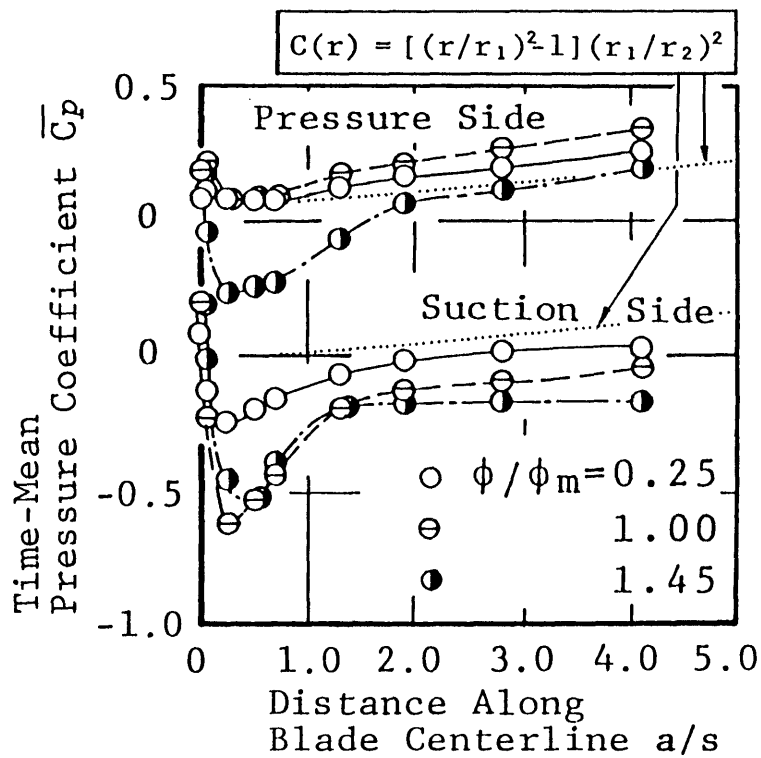
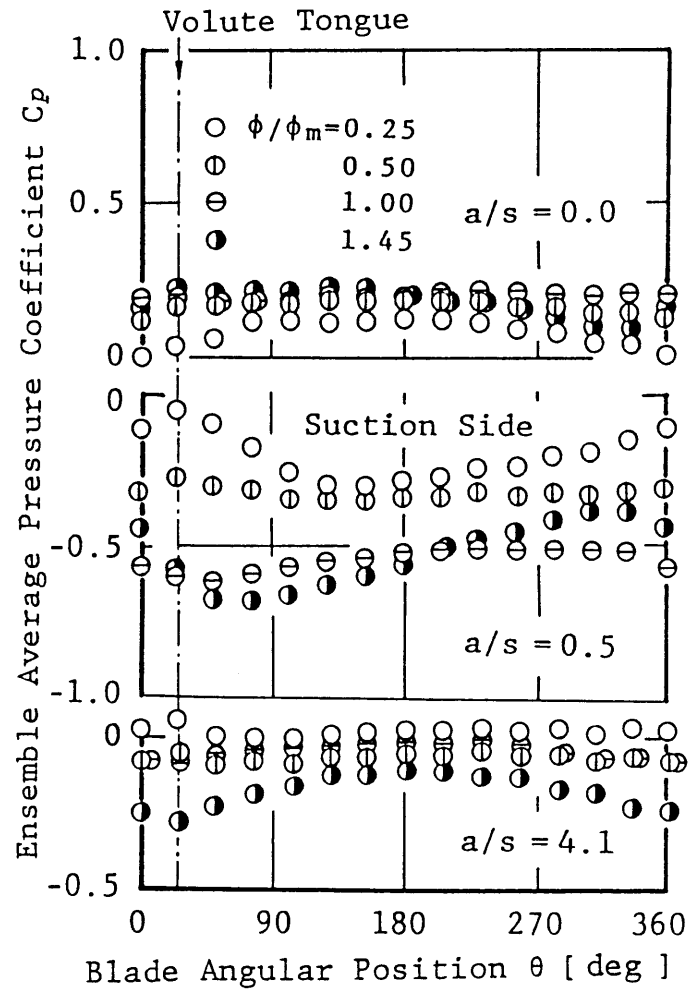
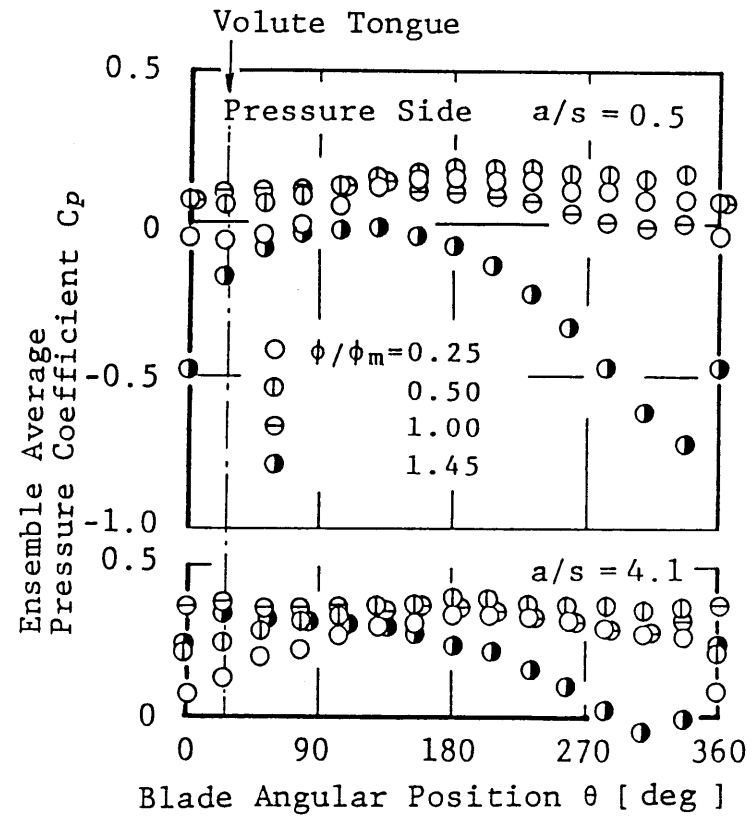


図5-5 羽根面上の時間平均圧力分布

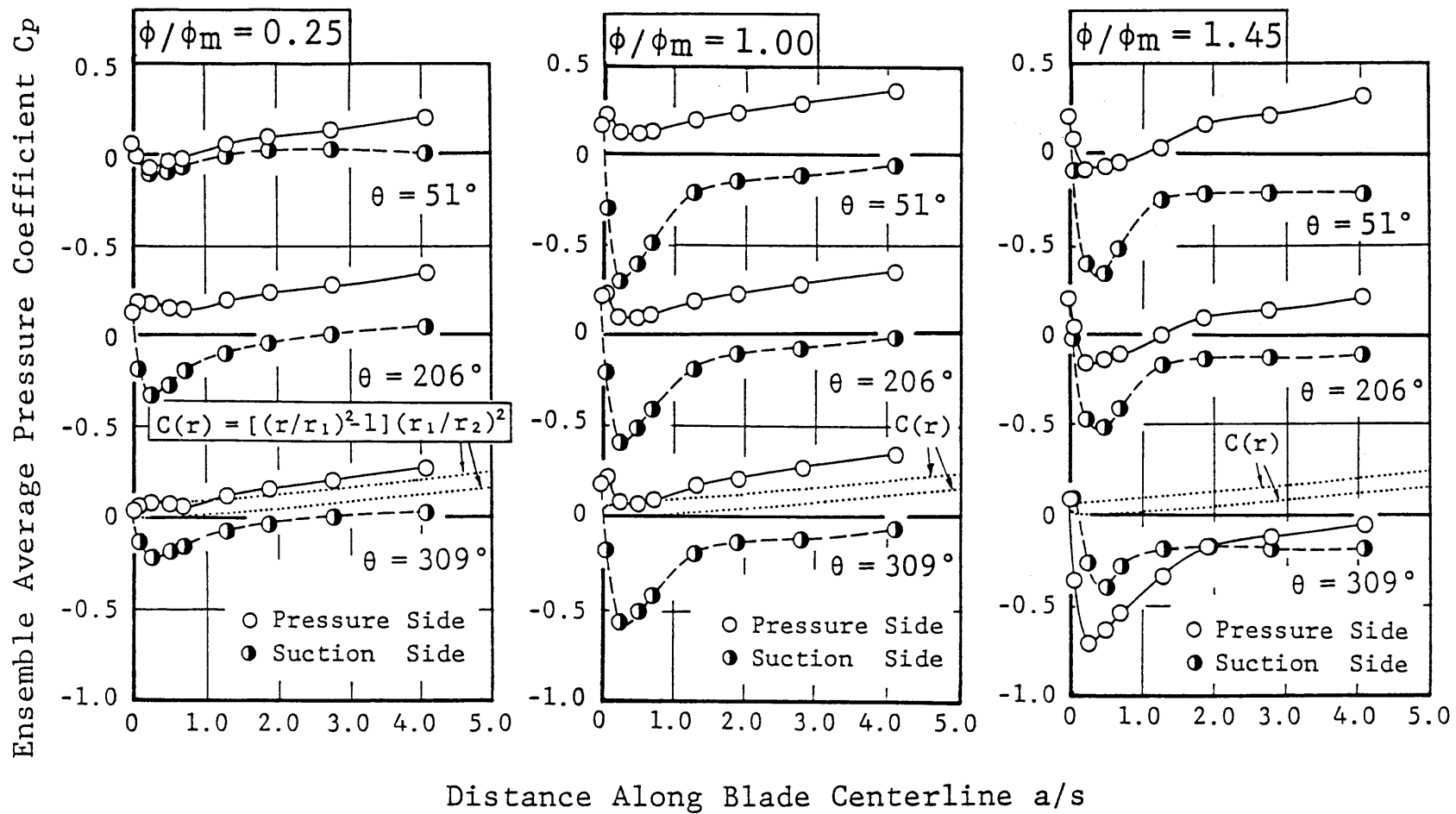


(a) 低圧側



(b) 高圧側

図5-6 羽根面圧力の周方向変化

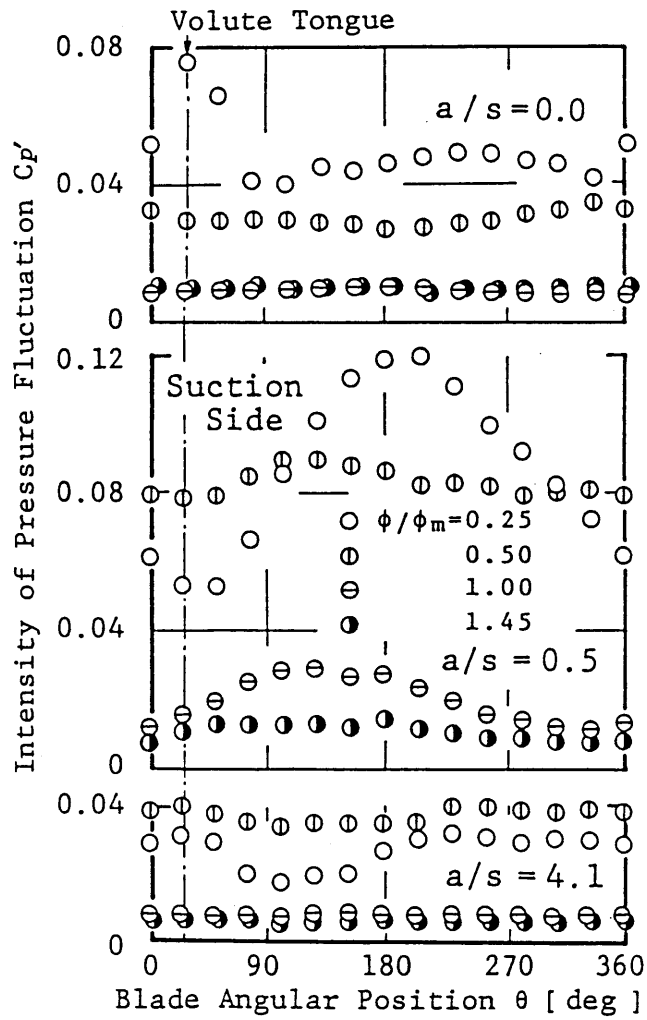


(a) $\phi/\phi_m = 0.25$

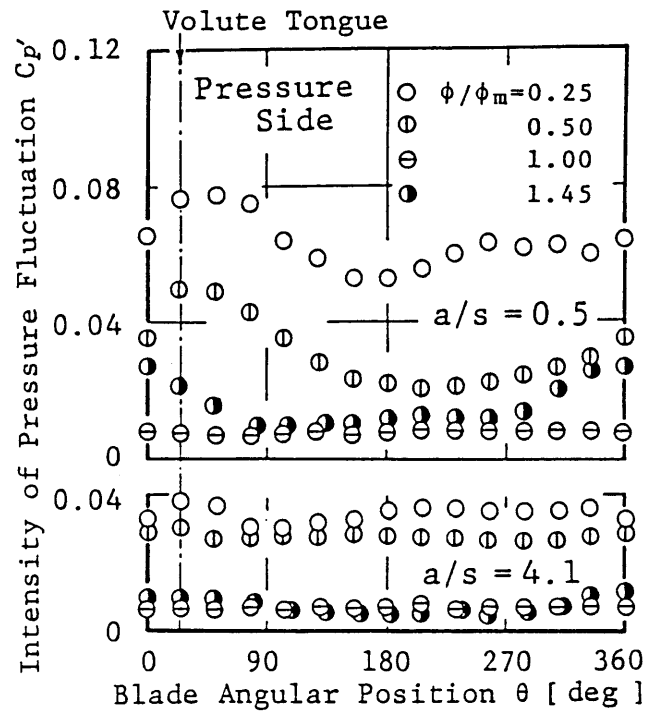
(b) $\phi/\phi_m = 1.00$

(c) $\phi/\phi_m = 1.45$

图5-7 位相平均压力分布

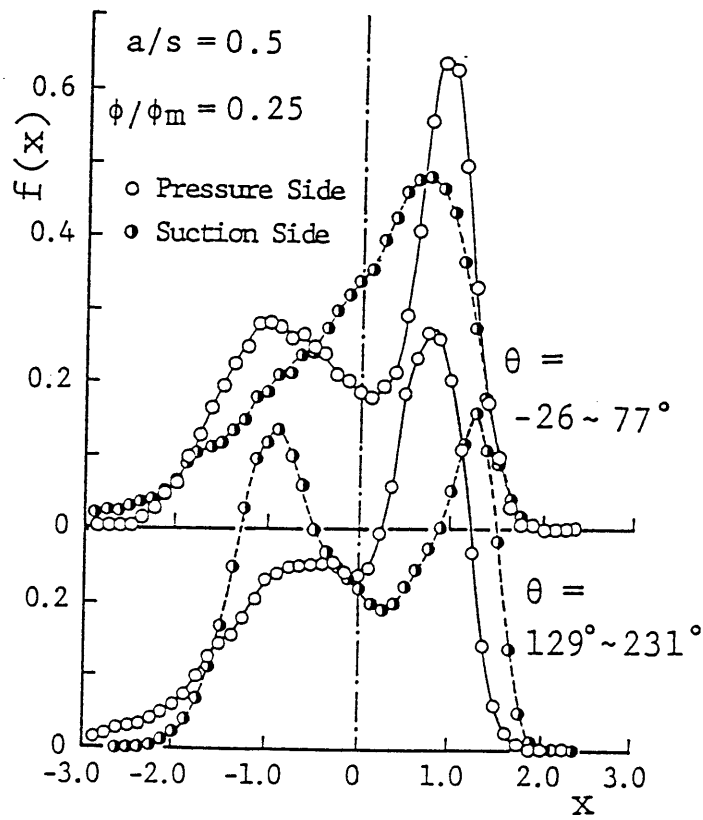


(a) 低圧側

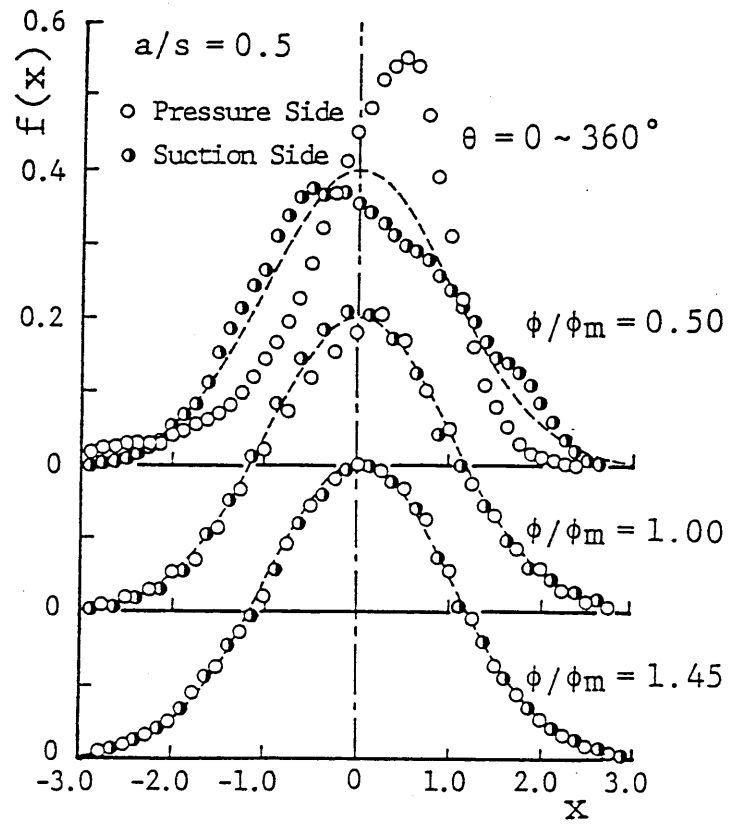


(b) 高圧側

図5-8 圧力変動



(a) $\phi/\phi_m = 0.25$



(b) $0.50 \leq \phi/\phi_m \leq 1.45$

图5-9 確立密度分布

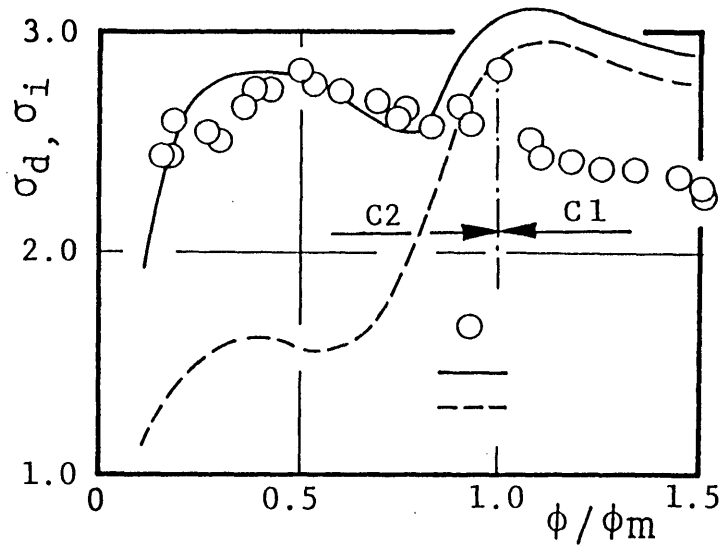


図5-10 キャビテーション発生限界と σ_i の関係

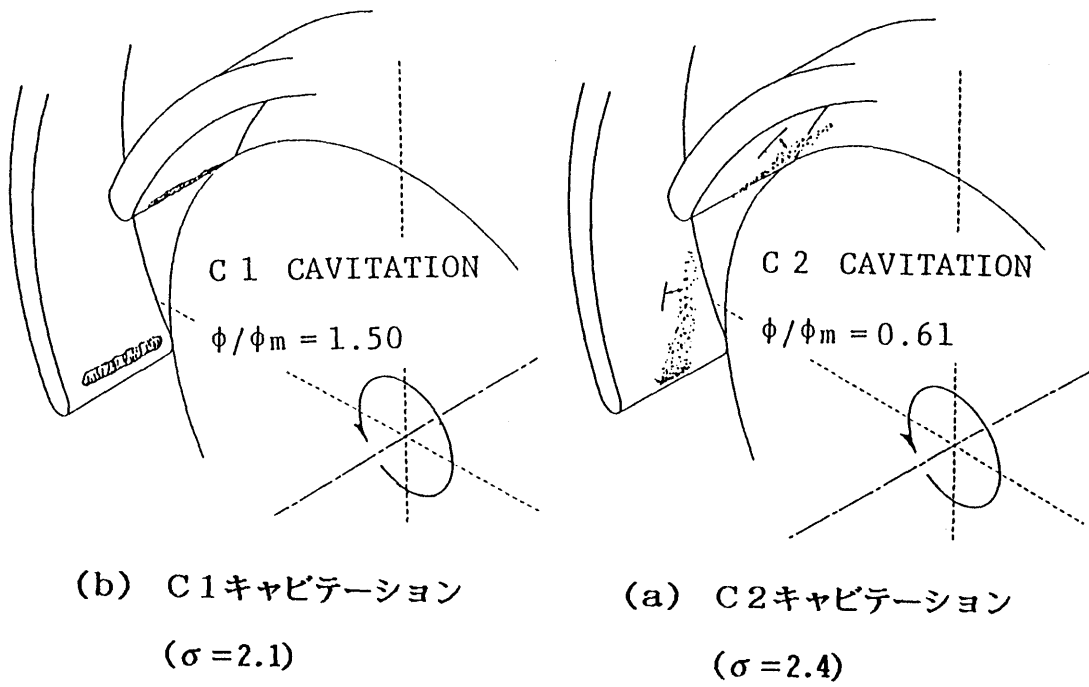


図5-11 キャビテーション発生の様相

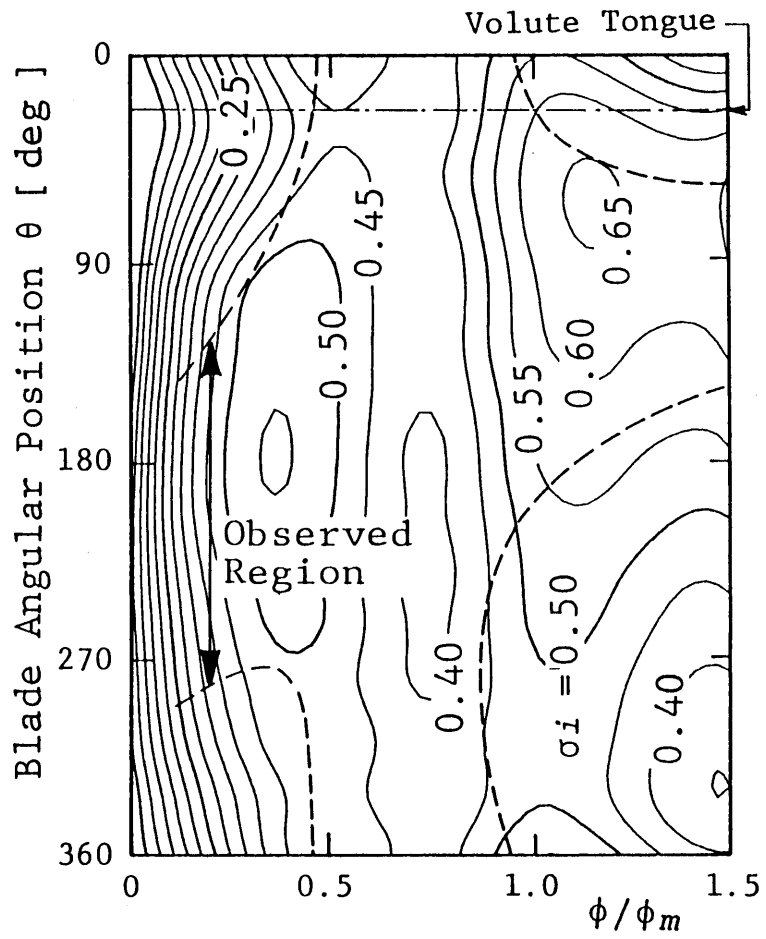


図5-12 キャビテーション発生時の周方向の不均一性

6.1 緒 言

うず巻ポンプは、一般に設計点流量において羽根車とうず巻室の特性が適合するようにつくられる。設計点から離れた運転状態においては、うず巻室に沿って圧力不均一が生じ、羽根車流路内および羽根車に流入、流出する流れは羽根車の回転にともない周期的に変動する^{(47), (90)}。羽根車とうず巻室を含めたケーシングとの間のこのような相互干渉は、羽根車に加わる半径方向推力だけでなく、羽根車に生じるキャビテーションにも影響することは知られている⁽²⁵⁾。5章では、7枚羽根を持つうず巻ポンプについて、キャビテーション発生時の周方向への不均一、およびキャビテーションの発生限界と羽根面上の圧力変動との関係を明らかにした⁽⁹⁶⁾。

しかし、羽根車羽根枚数が異なる場合、羽根車とうず巻室の干渉により羽根面上に生じる周期圧力変動は変化し⁽⁸⁸⁾、また圧力負荷の変化に基づき乱流変動による非周期圧力変動にも違いが生じることが予測される。羽根車羽根枚数とキャビテーションの関係については、4章において羽根面上の時間平均圧力の測定結果をもとに調べた。その結果、3枚羽根車の場合にはキャビテーション発生限界を表すキャビテーション係数と羽根面上に生じる時間平均圧力の最低値との間に大きな隔たりがあることが判明しており、その原因として羽根面圧力の変動成分の影響が考えられる。

本章では、3枚羽根車について測定した羽根車内の瞬時圧力とキャビテーション発生限界を7枚羽根車と比較することにより、キャビテーションに及ぼす羽根車羽根枚数の影響を圧力変動との関連に基づき明らかにする。

6.2 記 号

- a : 羽根先端から羽根板中心に沿う距離
- A_2 : 羽根厚みを含めた羽根車出口面積
- f : 確率密度関数
- F : 確率分布関数
- l : 羽根板に沿った羽根長さ

- p : 測定点における静圧
- Q : ポンプ吐出し流量
- r, r_2 : 測定点半径位置および羽根車出口半径
- u, u_2 : 測定点および羽根車出口の羽根車周速度
- Z : 羽根車羽根枚数
- θ : 測定点の周方向位置および羽根車の回転位相
- ρ : 水の密度
- σ_b, σ_d : キャピテーション係数〔式(6-7), (6-8)参照〕
- ϕ : 流量係数 = $Q/A_2 u_2$

添字および演算子

- s : 吸込管内
- 2 : 羽根車出口直後
- : 時間平均値
- Δ : 変動成分

6.3 実験装置および実験方法

供試ポンプの形状および寸法を図6-1に示す。羽根車の羽根形状は3枚羽根と7枚羽根羽根車では同一の二次元二円弧羽根を用いる。うず巻室断面の周方向変化割合から決定されるうず巻室特性線とBusemann⁽⁸⁶⁾による羽根車の理論揚程曲線の交点を両者の適合流量 ϕ_{opt} と定義すると、羽根枚数 $Z=3$ では $\phi_{opt}=0.074$ 、 $Z=7$ では $\phi_{opt}=0.094$ となる。

うず巻室内および $Z=3$ の羽根車内における圧力測定点を図6-1中に、 $Z=7$ の羽根車内の測定点を図6-2中に白丸で示す。羽根面上の圧力は、羽根面のハブから15mmの高さに18点、直径1mmの圧力検出孔を設け、羽根車上に装着した圧力変換器により測定した。一方、ケーシング側壁のうず巻室基準円($r=185$ mm)上に12点の検出孔を設け、うず巻室に沿う圧力分布も測定した。静止系における測定点の周方向位置 θ はうず巻室舌部を基準位置($\theta=0$)とし、羽根車回転方向を正の方向とした。羽根車の回転位相は、低圧面測定孔を設けた羽根の後端と舌部とのなす周方向角度 θ で表した。圧力測

定時のポンプ回転数は 595 min^{-1} とで一定し、キャビテーション未発生状態で行った。

回転系において得られた圧力信号はスリップリングにより静止系に取り出し、羽根車回転の位相に合わせてサンプリングおよび平均処理を行った。平均処理の積算回数 M は 256 回とし、羽根車一回転の位相は $252 (= 3 \times 84)$ 点に離散化した。

羽根車 m 回転目にサンプリングした瞬時の圧力を $p_m(\phi, \theta)$ とすると、この圧力は位相平均処理により、時間平均値、周期変動成分とそれ以外の変動成分とに分離され、式 (6-1) によって表される。上述の各成分は、瞬時圧力 p_m を次の (6-1) 式のように表すと、右辺第 1 項から第 3 項にそれぞれ対応する。

$$p_m(\phi, \theta) = \bar{P}(\phi) + \{P(\phi, \theta) - \bar{P}(\phi)\} + p'_m(\phi, \theta) \quad (6-1)$$

ここで、 $P(\phi, \theta)$ 、 $\bar{P}(\phi)$ は以下で定義される位相平均圧力と時間平均圧力である。

$$P(\phi, \theta) = (1/M) \sum_{m=1}^M p_m(\phi, \theta) \quad (6-2)$$

$$\bar{P}(\phi) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} P(\phi, \theta) d\theta \quad (6-3)$$

なお、変動圧力の非周期成分 $p'_m(\phi, \theta)$ の大きさは次式で表す RMS 値を取って評価する。

$$P'(\phi, \theta) = (1/M) \sum_{m=1}^M \{p_m(\phi, \theta) - P(\phi, \theta)\}^2 \quad (6-4)$$

それぞれの圧力に対応する圧力係数を以下に示す。

$$C_p(\phi, \theta) = \{P(\phi, \theta) - \bar{P}_s\} / (\rho u_2^2 / 2) \quad (6-5-a)$$

$$\bar{C}_p(\phi) = \{\bar{P}(\phi) - \bar{P}_s\} / (\rho u_2^2 / 2) \quad (6-5-b)$$

$$C'_p(\phi, \theta) = P'(\phi, \theta) / (\rho u_2^2 / 2) \quad (6-5-c)$$

ここで、 \bar{P}_s 、 u_2 はポンプ吸込圧力の時間平均値と羽根車出口周速度である。

6.4 実験結果および考察

6.4.1 羽根面圧力の周期変動（周方向変化）

図6-3(a),(b)は、 $Z = 3, 7$ のポンプに関して、設計点を離れた流量 $\phi = 0.032, 0.160$ におけるうず巻室の圧力分布と、羽根面圧力の回転周方向変化をそれぞれ時間平均圧力と位相平均圧力で示したものである。なお、羽根面上の各測定点は羽根先端から番号を付け（表6-1参照）、また、低圧面上の測定点には「S」（高圧面に「P」）を添える。図6-3(a)に示した羽根車出口圧力の曲線は、羽根後縁近傍の測定点 P9 と S9 の平均値であるが、この圧力は羽根車羽根枚数および流量によらずうず巻室圧力と同様な周方向変化を示す。一方、キャビテーションの初生点に近く、時間平均圧力が羽根面上で最低値を取る測定点 S2，およびその下流の S4 では、圧力変化の傾向、振幅がうず巻室とは異なる。これは、うず巻室の影響により羽根車に流入する流れが周方向に不均一となり、羽根に対する流入角が羽根車回転にともない周期変動するためである。羽根枚数が S2, S4の圧力変化に及ぼす影響は大流量時 $\phi = 0.160$ に大きく、 $Z = 3$ の方が $Z = 7$ よりも圧力振幅は大きくなる。

6.4.2 羽根面圧力の非周期変動

羽根面上に生じる圧力変動には、羽根車とうず巻室の相互干渉により発生する周期圧力変動 $[P(\phi, \theta) - \bar{P}(\phi)]$ と乱流変動等に基づく非周期性の圧力変動 p'_m が存在する。従って、羽根面上の測定点がある周方向位置で示した圧力値を記録し続けた場合、その値は一定ではなくある有限幅の範囲内に分布する。低圧面先端近傍の測定点 S2 において発生し得る圧力の範囲およびその度数分布が羽根の回転周方向位置により異なる様子を表すために、図6-4(a),(b),(c)は瞬時圧力 $p_m(\phi, \theta)$ の無次元値 $C_{pm}(\phi, \theta)$ の確率密度分布を $Z = 3, 7$ の羽根車に対して示す。確率密度関数 (P.D.F.) $f(C_p)$ は、白丸の位相平均値 $C_p(\phi, \theta)$ を中心とし上下 $4C_p(\phi, \theta)$ の範囲を表示した。図中の縦の一点鎖線は測定点 S2 の時間平均圧力を示している。

羽根車 $Z = 3$ の低流量 $\phi = 0.032$ の場合（図6-4(a)）、S2 における圧力の確率密度分布の形状、とくに非周期圧力変動の強度 C_p に対応する分布の幅は周方向位置 θ によって著しく変化する。図6-4(b)に示すように、 $Z = 7$ の場合も $Z = 3$ と同様に、低流量時には P.D.F. の形は強い非対称性を持ち、また非周期圧力変動の強さ C_p は周方向

に変化する。ただし C_p の周方向にわたる最大値は $Z = 3$ の方が $Z = 7$ に比較してかなり大きい。

$\phi = 0.160$ の大流量時 (図6-4(c)) には、ふたたび圧力の周期変動が大きくなる。羽根車流入角の増大にともない羽根入口における圧力変動の非周期成分は低流量時に比べて小さくなるが、その強さは周方向に変化しており、低流量 $\phi = 0.032$ の場合と同様に、 $C_p(\phi, \theta)$ の低下した周方向位置で $C_p(\phi, \theta)$ は最大となる。その結果、低流量および大流量の場合には、羽根面上に発生し得る最低圧力値の θ 方向の不均一は位相平均圧力から予想されるより大きくなる。図6-4(c)には $Z = 3$ の結果を示したが、 $Z = 7$ の場合には C_p は極めて小さくなり羽根面上に発生し得る最低圧力値は位相平均圧力の最低値にほぼ等しくなる。

6.4.4 キャビテーション発生限界に及ぼす圧力変動の影響

$Z = 3, 7$ の羽根車において実験より調べた羽根低圧側に発生するキャビテーション限界を羽根面圧力の測定結果と比較し、キャビテーション限界に及ぼす圧力変動の影響を考察する。

キャビテーションの実験は、圧力測定の実験とほぼ同じポンプ回転数 600 min^{-1} において、ストロボ照射により透明ケーシングおよびシュラウドを通して羽根車内を観察しポンプ吸込圧を調整することにより行った。圧力測定との比較を考えた場合、キャビテーション発生限界としてキャビテーションの完全な消滅状態を選ぶのは適当ではないため、ポンプ軸の回転に同期させたストロボ照射の 300 ショット内 (30 秒間) に、低圧面測定孔を設けた羽根面上におけるキャビテーションの発生が 1~3 ショット (0.33~1.0%) に低下した状態を便宜上発生限界と定義した。発生限界の実験結果の整理には、次式で定義されるキャビテーション係数を用いた。

$$\sigma_d = (\bar{P}_{sd} - p_0) / (\rho u_2^2 / 2) \quad (6-6)$$

ここで \bar{P}_{sd} , p_0 はそれぞれキャビテーション発生限界における吸込管内圧力と水の飽和蒸気圧である。

図6-5(a), (b)に σ_d の測定結果を白丸で示す。 $Z = 7$ と比較して、 $Z = 3$ における σ_d の値が極めて大きく、また流量にともなう σ_d の変化も大きくなっている。図中には、比較のために羽根低圧面上における時間平均圧力の最低値 $\bar{P}(\phi)_{\min}$ を無次元化した

$-\bar{C}_{p_{min}} = (\bar{P}_s - \bar{P}(\phi)_{min}) / (\rho u_2^2 / 2)$ の値を実線にて示した。Z = 7の大流量時を除いて $-\bar{C}_{p_{min}}$ と σ_d では、それらの値および流量にともなう変化の傾向が大きく異なっており、この差が圧力変動により羽根面上にもたらされる圧力低下の影響である。

いま、S2においてサンプリングされた M 個の非周期圧力変動成分 $p'_m(\phi, \theta)$ の内で最低値側から数えて F %に当たる値 p'_F を圧力変動による有効な圧力低下量とし、この量と圧力変動の強さ P' の間に、 $p'_F = -k P'(\phi, \theta)$ の関係が成り立つと仮定すれば、流量 ϕ 、周方向位置 θ の羽根面上における最低圧力 $P_{min}(\phi, \theta)$ は次式で与えられる。

$$P_{min}(\phi, \theta) = [P(\phi, \theta) - k P'(\phi, \theta)]_{min} \quad (6-7)$$

ここで、この最低圧力 $P_{min}(\phi, \theta)$ がある周方向位置 θ_0 において水の飽和蒸気圧 p_v にまで低下した時にキャビテーションが発生すると仮定すれば、限界キャビテーション係数は $P_{min}(\phi, \theta_0)$ を用いることにより、次式の圧力係数で表される。

$$\sigma_b(\phi, k) = \{\bar{P}_s - P_{min}(\phi, \theta_0)\} / (\rho u_2^2 / 2) \quad (6-8)$$

$k = 0, 2$ or $3, 4$ に対応する σ_b の流量に伴う変化を σ_d と比較するため同じ図6-5に示す。Z = 3およびZ = 7の低流量側においては、 $k = 3, 4$ のときの σ_b と限界キャビテーション係数の実測値 σ_d はほぼ一致しており、非周期成分 p'_m の確率分布 F が、 $k = 3 \sim 4$ の範囲において取る 0.1~1.0 %の値と、キャビテーション発生限界の判定に用いた条件とがほぼ一致することに対応している。

図6-6(a),(b)は、(6-7)式で与えられる羽根面上の最低圧力 $P_{min}(\phi, \theta)$ の回転周方向への変化を示したもので、横軸に周方向位置 θ 、縦軸に流量 ϕ を取り、 θ 方向への最低値 $P_{min}(\phi, \theta_0)$ との差を用いて等値線で表している。流量を変化させた場合、うず巻室の適合流量からはなれるにつれて $P_{min}(\phi, \theta)$ の θ 方向への変化は大きくなり、また、最低値を取る周方向位置 θ_0 は $\theta = 0 \sim \pi$ の範囲で移動する。

この最低圧力の周方向変化の影響を受けてキャビテーション発生も周方向に不均一になる。図6-6には、吸込圧力を $\bar{P}_{sx} = \bar{P}_{sd} - (0.1 \sim 0.2) (\rho u_2^2 / 2)$ まで低下させた状態でキャビテーションが観察された周方向範囲と、発生限界において観察された位置も併せて示してある。キャビテーションの発達により羽根面上の圧力分布等が変化するため、吸込圧力が \bar{P}_{sx} の場合の発生範囲は圧力測定の結果とは必ずしも一致していない。

6.5 結 言

3枚羽根遠心羽根車における圧力変動およびキャビテーション発生限界を測定し、7枚羽根の結果と比較することにより以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根前縁近傍の位相平均圧力は、設計点をはずれた流量においては羽根車入口流れの影響を強く受け、うず巻室圧力とは異なる周方向への変化を示す。3枚羽根と7枚羽根の位相平均圧力を比較した場合、周方向変化の振幅には大きな違いが見られず、時間平均値のみが異なる。
- (2) 羽根低圧側前縁に発生するキャビテーションの発生限界は、上記の周期圧力変動とともに、流れの不安定に基づく非周期圧力変動の影響を強く受ける。3枚羽根車においてはこの非周期圧力変動が大きいため、7枚羽根車と比較してキャビテーションが発生しやすい。

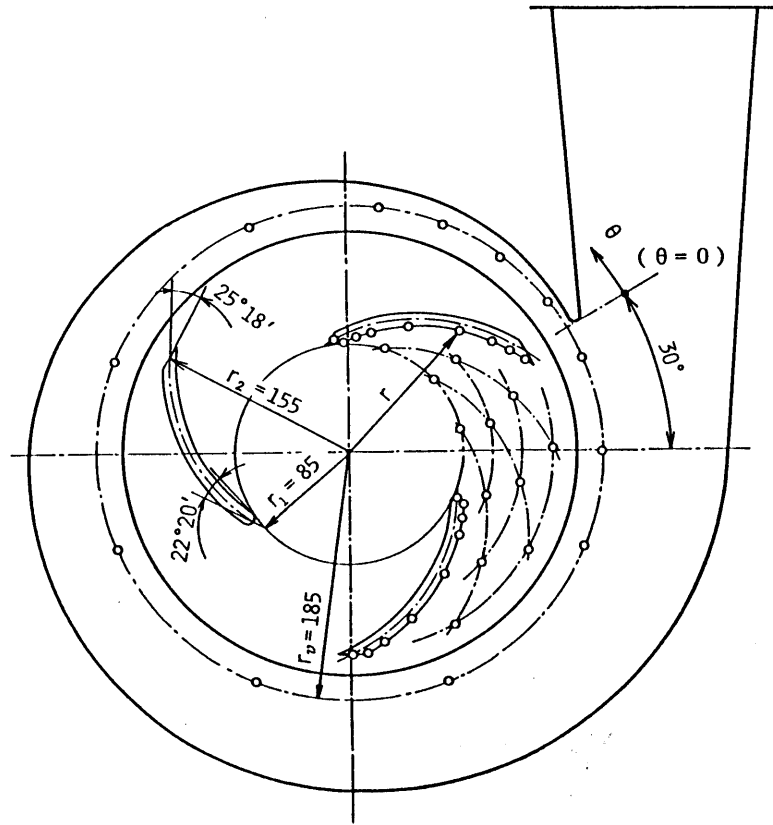
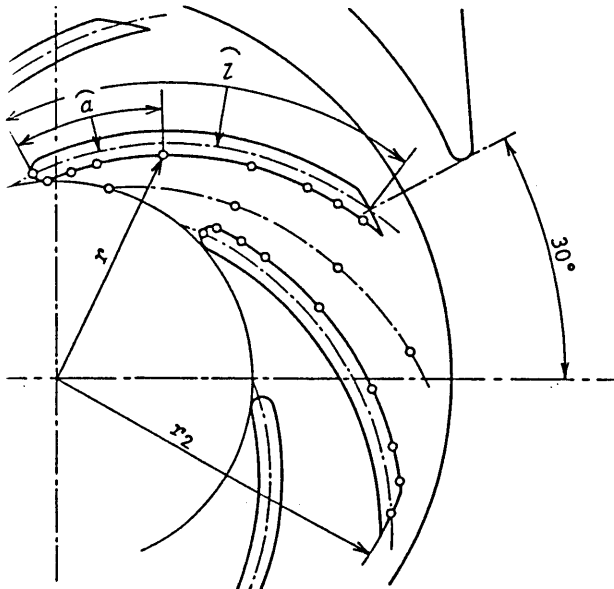


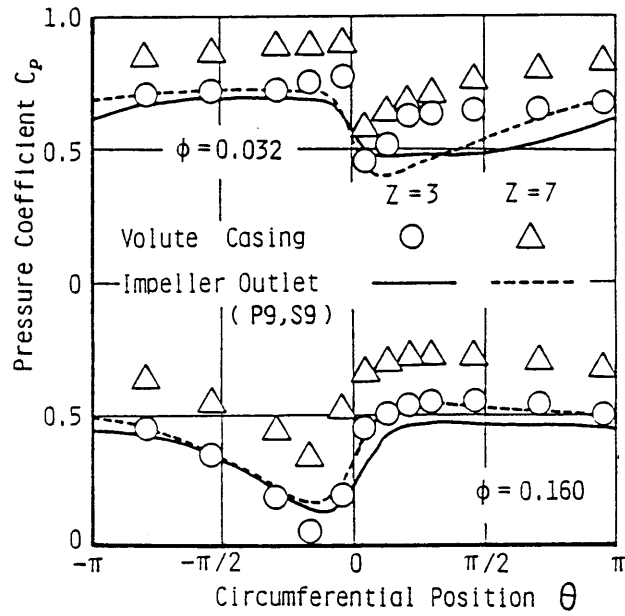
図6-1 ポンプ形状 (Z=3)

表6-1 羽根面圧力測定点

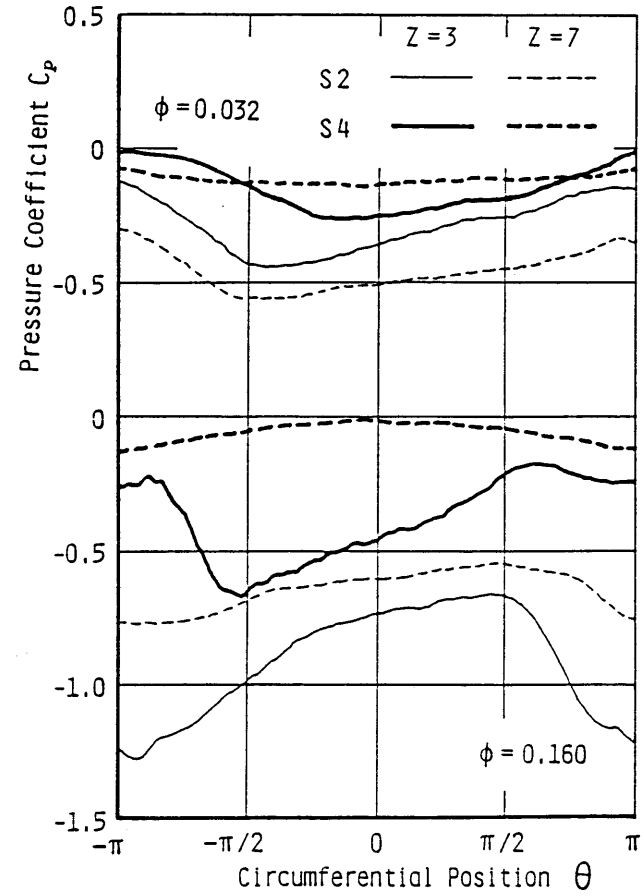


| No. | Pressure Side | | Suction Side | |
|-----|---------------|---------|--------------|---------|
| | a/l | r/r_2 | a/l | r/r_2 |
| 1 | 0 | 0.57 | 0 | 0.57 |
| 2 | 0.03 | 0.61 | 0.03 | 0.55 |
| 3 | 0.10 | 0.64 | 0.10 | 0.58 |
| 4 | 0.18 | 0.67 | 0.18 | 0.61 |
| 5 | 0.38 | 0.76 | 0.38 | 0.70 |
| 6 | 0.64 | 0.87 | 0.64 | 0.81 |
| 7 | 0.81 | 0.95 | 0.81 | 0.89 |
| 8 | 0.91 | 0.99 | 0.91 | 0.93 |
| 9 | 1 | 1 | 1 | 0.97 |

図6-2 羽根車内圧力測定点 (Z=7)

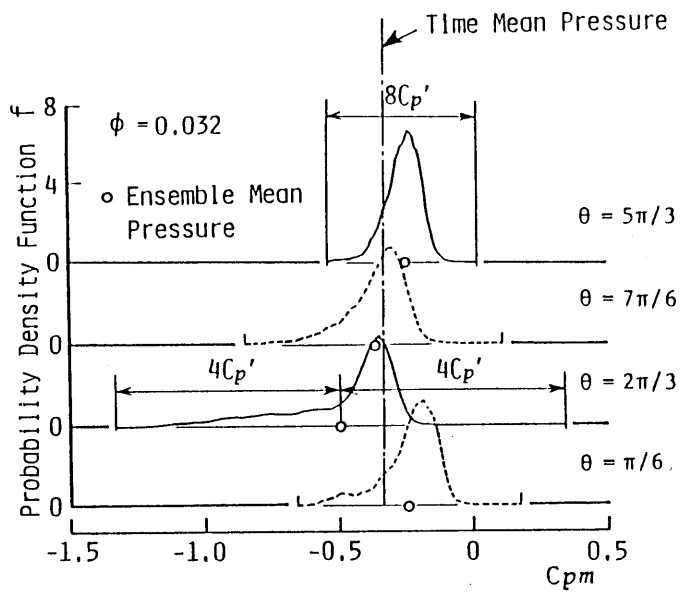


(a) 羽根出口近傍とうず巻室

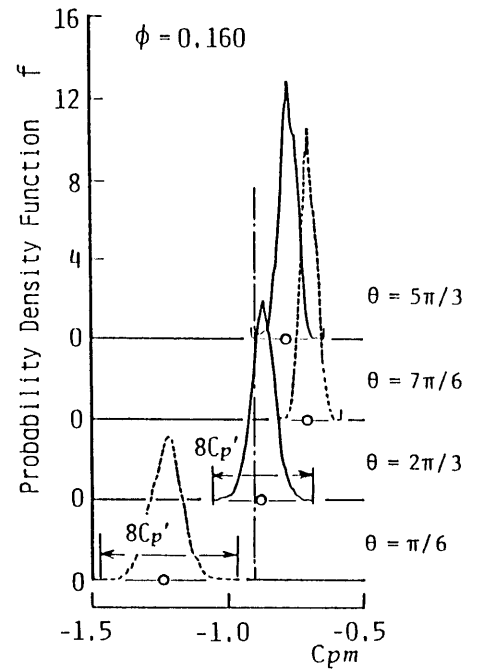


(b) 羽根入口近傍

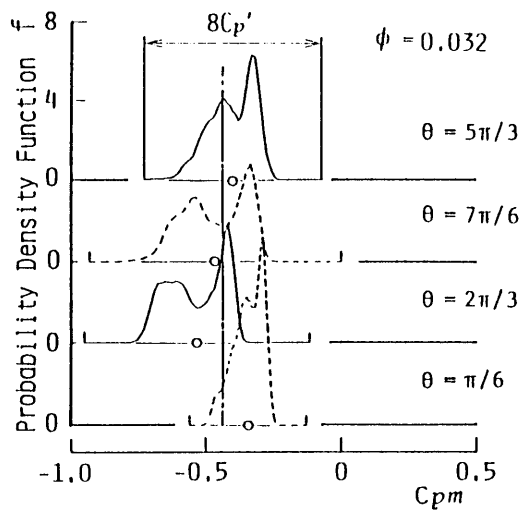
図6-3 羽根低圧面圧力の周期変動



(a) $Z=3, \phi=0.032$

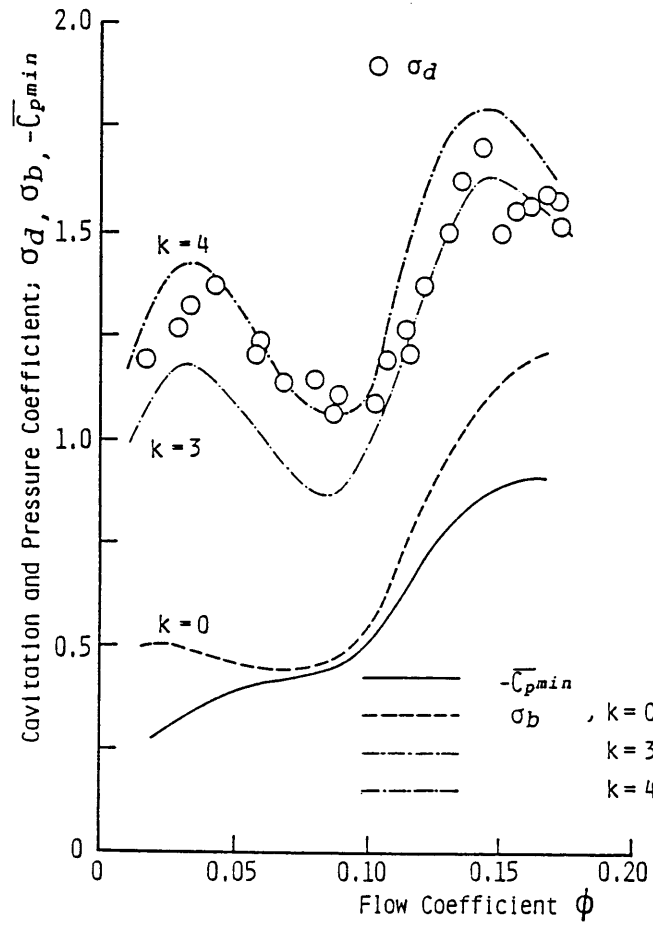


(c) $Z=3, \phi=0.160$

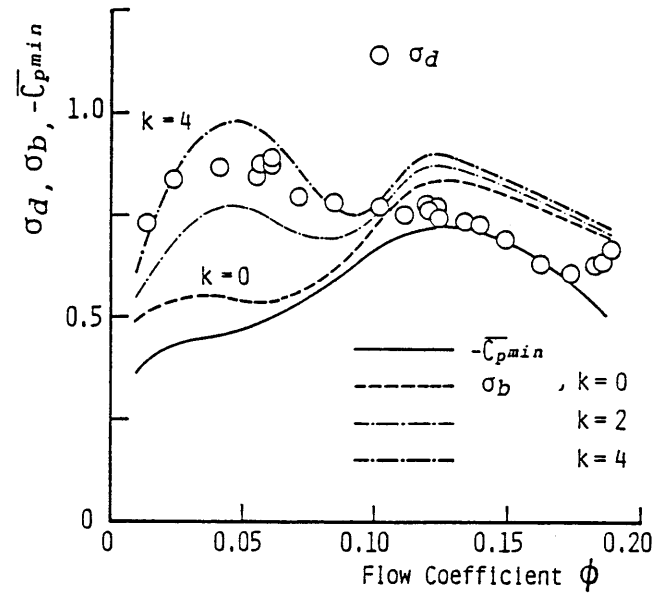


(b) $Z=7, \phi=0.032$

図6-4 非周期変動圧力の確率密度分布

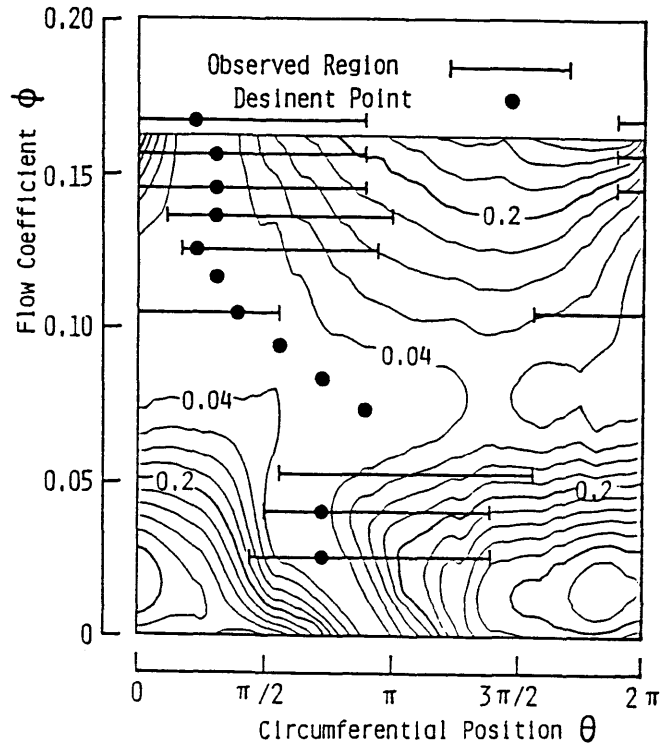


(a) $Z=3$

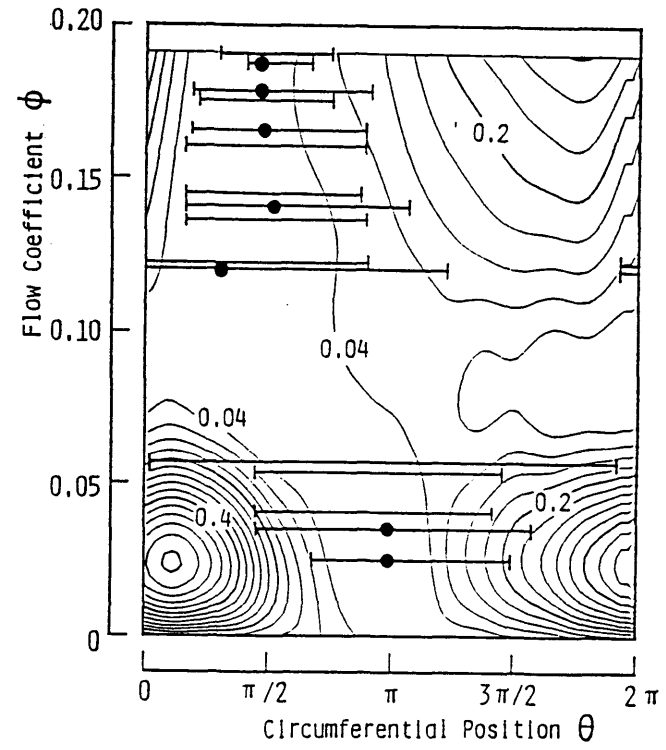


(b) $Z=7$

図6-5 キャビテーション発生限界 σ_d と圧力係数 σ_b



(a) $Z=3$



(b) $Z=7$

図6-6 $[P_{\min}(\phi, \theta) - P_{\min}(\phi, \theta_0)] / (\rho u_2^2 / 2)$ の等値線

うず巻室の影響を受けて変動する羽根車内の圧力を 7 枚羽根遠心羽根車について測定し、その圧力波形の解析から以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根車の位相平均圧力波形をフーリエ分析すると、羽根車内の圧力変動は回転数成分（1 次成分）が支配的であり、圧力変動の大きさはフーリエ一次係数により評価できる。
- (2) 変動圧力の振幅は、流量がうず巻室の最適流量（ $\phi = 0.113$ ）をはずれるに従って増加する。このとき高圧面の振幅は低圧面よりも大きくなり、低流量時には羽根中間部の $a/l = 0.64$ 付近、大流量時には羽根入口直後 $a/l = 0.03$ で最大振幅が得られる。
- (3) 羽根車出口近傍における圧力変化はうず巻き室に沿う圧力分布にほぼ対応する。しかし羽根流路入口近傍の圧力変化は入口流れの周方向不均一等の影響を受けるため、その位相は羽根高圧面では進み、低圧面では遅れる。
- (4) 羽根一枚に加わる圧力のモーメントすなわち羽根一枚の仕事量は、舌部から離れた $\theta = \pi/2 \sim 3\pi/2$ の範囲では流量の違いによる影響は少ない。このため軸トルクの小さな低流量時には、羽根の仕事量は舌部近くで著しく減少し負の値を取ることがある。
- (5) 羽根車全体に加わる流体力の変動成分は大流量時よりも低流量時に比較的大きくなるが、その絶対値は羽根一枚の変動流体力に比較して極めて小さい。

また、羽根車羽根枚数を 3 枚に変えた場合について、遠心ポンプにおける圧力および圧力変動を測定し、うず巻室における圧力変化との関係を 7 枚羽根羽根車の場合と比較して調べることにより以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根車出口とうず巻室舌部の間隔が広い場合、舌部付近においてうず巻室圧力に見られる急激な変化が羽根出口圧では緩和される。また、羽根流路内においては、羽根前縁と羽根流路出口近傍で周期圧力変動の振幅が大きくなる。
- (2) 変動流体力を正規枚数の 7 枚羽根の場合と比較した場合、羽根一枚に加わる流体力の変動量には大きな違いが見られないが、羽根車に加わる流体力の変動量は 3 枚羽根の場合に極めて大きい。これは羽根車内に発生する周期圧力変動が低次成分ほど大きいためである。

以上の結論から、遠心羽根車内にはうず巻室との相互干渉により非軸対称な流れ場がもたらされ、羽根面圧力は周期変動成分を持つことが明らかにされた。羽根面圧力変動とキャビテーション発生との関係を調べるために、その前段階として、供試ポンプの吸込性能を羽根車入口における時間平均流れ場との関連で調べた。羽根枚数 $Z = 3, 7, 9$ をもつ遠心ポンプ羽根車の羽根流路前の速度分布、流路入口近傍の羽根面圧力分布の時間平均量を測定するとともに、キャビテーションの発生限界を実験的に調べることにより、以下のことがらを明らかにした。

- (1) ポンプ羽根入口の流れは羽根枚数 7 および 9 枚の羽根車において大流量時には、入口断面内でほぼ均一になり、羽根低圧面上の $a/s = 0.5$ においてハブ-シュラウド間で一様に急激な圧力の低下を生じる。しかし、低流量時には速度分布はハブ-シュラウド間で不均一となり、低圧面の圧力分布には羽根高さ方向の不均一を生じる。
- (2) 羽根枚数 3 枚の羽根車においては、低流量時には羽根流路入口の低圧側に渦領域が発生し、それによって羽根低圧面上の圧力の著しい低下は妨げられる。
- (3) 羽根車内に生じるキャビテーションの形態は入口の流動状態によって変化し、羽根枚数 $Z = 7$ および 9 の場合の大流量時には低圧面に付着してシート状に発生するが、流量を減ざると霧状に分散し流れとともに移動するある厚さをもつものになる。また $Z = 3$ の低流量では羽根面から離れ、渦領域中で発生する。
- (4) 羽根枚数が変化したときのキャビテーションの発生限界は羽根 1 枚当たりの循環量（比循環）を考慮することにより予測できる。

つぎに、7 枚羽根車を持つうず巻室ポンプについて、羽根面圧力およびハブ面圧力の回転周方向への圧力の周期的変化および圧力変動を測定し、キャビテーションの発生限界との関係を調べることにより、以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根車内の流動はうず巻室内圧力の影響を受け、規定をはずれた低流量と大流量時には、羽根面圧力および流路中央ハブ面圧力は回転方向の位置により変化する。羽根車入口近傍の羽根面圧力とハブ面圧力はその変化がほぼ同位相であるが、低圧面圧力の変化は逆位相となる。ハブ面圧力の周方向変化量は出口近傍 ($r/r_2 = 0.90$) で最も大きく、羽根面圧力の変化量は高圧面、低圧面ともに羽根先端近くの $a/s = 0.4 \sim 0.5$ で最大となる。

- (2) 羽根面上における圧力偏差の確率密度分布の結果より、低流量時には羽根車内の流動は2種類の準定常な流れの間を変動する。そして羽根先端近傍 $a/s = 0.4 \sim 0.5$ における圧力変動量は著しく大きくなる。
- (3) 羽根車内のキャビテーションは羽根面圧力の周方向変化の影響を受け、低流量時および大流量時には、キャビテーション発生眼界近くにおいて周方向に不均一に分布する。このキャビテーションの分布する周方向範囲は圧力変動を考慮した羽根面圧力に基づくキャビテーション係数 σ_i を用いることにより予測できる。キャビテーション発生限界 σ_d は比較的低流量時 ($\phi/\phi_m < 1.0$) に発生するトラベリングキャビテーションに対しては σ_i の周方向最大値 $\sigma_{i,max}$ と一致するが、大流量時 ($\phi/\phi_m > 1.0$) に発生するフィクストキャビテーションに対しては $\sigma_{i,max} < \sigma_d$ となる。

羽根枚数の少ない羽根車内では、キャビテーションがきわめて発生しやすく、これは、羽根面上の時間平均圧力の測定によっては十分に説明できなかった。その原因を解明するために、3枚羽根遠心羽根車における圧力変動およびキャビテーション発生限界を測定し、7枚羽根の結果と比較することにより以下のことがらを明らかにした。

- (1) 羽根前縁近傍の位相平均圧力は、設計点をはずれた流量においては羽根車入口流れの影響を強く受け、うず巻室圧力とは異なる周方向への変化を示す。3枚羽根と7枚羽根の位相平均圧力を比較した場合、周方向変化の振幅には大きな違いが見られず、時間平均値のみが異なる。
- (2) 羽根低圧側前縁に発生するキャビテーションの発生限界は、上記の周期圧力変動とともに、流れの不安定に基づく非周期圧力変動の影響を強く受ける。3枚羽根車においてはこの非周期圧力変動が大きいため、7枚羽根車と比較してキャビテーションが発生しやすい。

謝 辞

本研究は昭和57年4月から平成元年5月にわたり、名古屋大学工学部機械学科第3講座水力実験室において、名古屋大学菊山功嗣教授のご指導のもとに行われたものである。本論文を結ぶにあたり、長年にわたって終始懇篤なご指導とご鞭撻を賜った菊山功嗣教授に対し、ここに謹んで感謝の意を表す次第であります。

また本研究に対する各種の有益なご教示、ご助言と本論文をまとめるに際し注意深いご検討をいただいた名古屋大学藤本哲男教授、ならびに中村育雄教授に対し、心より感謝の意を表します。

本論文は菊山功嗣教授、愛知工業大学村上光清教授および名古屋大学峯村吉泰教授ならびに名古屋大学朝倉栄次教務員との共同研究として、日本機械学会論文集などに公表した研究論文を中心としてまとめたものである。研究を遂行するにあたり、多くのご指導、ご助言を賜った村上光清教授および峯村吉泰教授、ならびに朝倉栄次教務員に対し深く謝意を表します。

大同工業大学西堀賢司助教授からは研究全般にわたって適切なお指導を賜りました。ここに深く感謝致します。

名古屋大学水力実験室の皆様からは、実験装置の製作にご尽力された村上初男技官、神田博邦技官（現在大同工業大学）をはじめとして多くの方々から多大のご援助をいただき、厚くお礼申し上げます。また、共同研究者として実験にご協力いただいた、名古屋大学大学院生前田太佳夫氏ならびに当時の卒論研究学生の諸氏に深く感謝致します。

最後に、本論文をまとめるにあたって、多くのご支援、ご協力をいただいた方々に厚くお礼申し上げます。

平成元年6月

参 考 文 献

- (1) Kamijo, K, Sogame, E. and Okayasu, A.,
"Development of Liquid Oxygen and Hydrogen Turbopumps for LE-5 Rocket Engine", J. Spacecraft and Rockets, Vol.19(1982), pp.226-231.
- (2) Kamijo,K. and Okayasu, A.,
"Design of LE-7 LOX Turbopump", Proc. 15-Th International Symposium on Space Technology and Science, 1986.
- (3) 佐野,
「ターボ形ポンプ配管系の圧力脈動に関する研究 第1報, 遠心ポンプ配管系の液柱の固有振動数に関する実験」, 日本機械学会論文集, 49巻, 440号,
(B編) (昭和58), pp. 828-836.
- (4) 佐野・石井,
「ポンプ圧力脈動とその低減」, エハラ時報, No.134, pp.2-9, 1986.
- (5) 佐野,
「ターボ形ポンプ配管系の圧力脈動に関する研究; 第4報, 遠心ポンプの等価管路および共振時の脈動振幅に及ぼすポンプの幾何学形状の影響」, 日本機械学会論文集, 52巻, 474号 (B編) (昭和61), pp. 578-584
- (6) 川田・神吉・川上,
「遠心ポンプ羽根車に作用する流体励振力に関する実験的研究 第1報, 羽根枚数・ケーシング形式の影響について」, 日本機械学会論文集, 49巻, 437号 (C編) (昭和58), pp. 31-38.
- (7) Adkins, D.R., Brennen, C.E.,
"Analyses of hydrodynamic radial forces on centrifugal pump impeller",
Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol.110, No.1(1988), pp. 20-28.
- (8) 正司・大橋,
「ふれまわって回転する遠心羽根車に働く流体力」日本機械学会論文集,
47巻, 419号 (B編) (昭和56), pp. 1187-1198.

- (9) 辻本・今市・友広・後藤,
「準三次元遠心羽根車の非定常トルクの解析」, 日本機械学会論文集, 50巻,
450号(B編)(昭和59), pp. 371-380.
- (10) 塚本・松永・秦・長野・米田,
「遠心ポンプ始動・停止時の過渡性能: 円形翼列理論による解析と準定常変化の
仮定の限界」, 日本機械学会論文集, 52巻, 475号(B編)(昭和61), pp.1291-1299.
- (11) Guelich, J.,
"Review of parameters influencing hydraulic forces on centrifugal
impellers", Proc. Inst. Mech. Eng., Vol.201, No.A3(1987), pp.163-174.
- (12) Worster, R. C.,
"The flow in volute and its effect on centrifugal pump performance",
Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol.177, No.31(1963), pp.843-875.
- (13) Bowerman, R.D. and Acosta, A.J.,
"Effect of the volute on performance of a centrifugal-pump Impeller",
Trans. ASME, Vol.79 ,No. 5(1957),pp.1057-1069.
- (14) Stepanoff, A.J.,
"Centrifugal and Axial Flow Pumps", (1957), p. 122, Jhon Wikey & Suns.
- (15) Iversen, H. W., Rolling, R. E., and Carlson, J. J.,
"Volute pressure distribution, radial force on the impeller, and volute
mixing losses of a radial flow centrifugal pump", Trans. ASME,
J. Engineering for Power, Vol.82, No.2(1960), pp. 136-144.
- (16) Agostinelli, A., Nobles, D., and Mockridge, C. R.,
"An Experimental investigation of radial thrust in centrifugal pumps",
Trans. ASME, J. Engineering for Power, Vol.82, No.2(1960), pp. 120-126.
- (17) Rüttschi, K.,
"Untersuchungen an Spiralgehäusepumpen verschiedener Schnellläufigkeit",
Sweiz. Archiv, Nr.2(1951), S. 33-46.

- (18) Roco, M. C., Addie, G. R., and Dennis, J.,
"Erosion of concentrated slurries in turbulent flow", J. of Pipelines,
Vol.4, No.3(1984), pp. 213-221.
- (19) 黒川,
「うず巻ケーシング内の流れに関する研究; 第1報 理論解析」,
日本機械学会論文集, 48巻, 43号 (B編) (昭和57), pp. 2188-2197,
- (20) Roco, M. C., Nair, P., and Addie, G. R.,
"Casing headloss in centrifugal slurry pumps", Trans. ASME,
J. Fluid Eng., Vol. 108, No. 4(1986), pp. 453-464.
- (21) Miline, A. J.,
"A comparison of pressure distribution and radial loads on centrifugal
pumps", Proc.Inst.Mech. Engrs., Fluid Machinery Committee,(1986),
pp.73-88.
- (22) Biheller, H. J.,
"Radial force on the impeller of the centrifugal pumps with volute,
semivolute, and fully concentric casings", Trans ASME,
J. Engineering for Power, Vol.87, No.3(1965), pp.319-323.
- (23) 今市・内田・白井,
「遠心ポンプの径方向推力に関する実験的研究」, 日本機械学会論文集, 37巻,
294号 (第2部) (昭和46), pp. 322-333.
- (24) Cherry, R. C.,
"A review of design analysis methods for a horizontal end suction
centrifugal pump", Proc. 8th Turbomachinery Symposium 1979, pp. 128-137.
- (25) Loret, J. A., Gopalakrishnan, S.,
"Interaction between impeller and volute of pumps at off-design
conditions", Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol.108, No.1(1986), pp.12-18.

- (26) Csanady, G T,
"Radial force in a pump impeller by a volute casing", Trans. ASME,
J. Engineering for Power, Vol.84, No.4(1962), pp.337-340.
- (27) 妹尾,
「ポンプうず形室における圧力分布の理論解析」, 日本機械学会論文集, 35巻,
278号(昭和44), pp. 2091-2098.
- (28) 黒川・天坂,
「うず巻ケーシング内の流れに関する研究 第2報 2次元対数らせん形状に対
する実験結果」, 日本機械学会論文集, 49巻, 448号(B編)(昭和58),
pp. 2735-2745.
- (29) Kemp, N. H., Sears, W. R.,
"Aerodynamic interference between moving blade rows", J. Aero. Sci.,
Vol. 20, No. 9(1953), pp. 585-597.
- (30) Kemp, N. H., Sears, W. R.,
"The unsteady forces due to viscous wakes in Turbomachinery",
J. Aero. Sci, Vol. 22, No. 7,(1955), pp. 478-483.
- (31) 安達・村上,
「運動する円柱の下流に置かれた翼にはたらく変動力」, 日本機械学会論文集,
41巻, 351号(昭和50), pp. 3145-3151.
- (32) 西山・船崎,
「振幅の大きい周期変動流におけるタービン動翼列の非定常応答」
日本機械学会論文集, 50巻, 454号(B編)(昭和59), pp.1476-1482.
- (33) 石原・船川,
「周期的ガストを浮ける翼に加わる空気力とその振動応答; 第1報 応力の評価
解析」, 日本機械学会論文集, 45巻, 397号(B編)(昭和54), pp.1213-1223.

- (34) 藤本・田中・石井・山口,
「はく離を伴うねじり振動翼の非定常空力特性 第1報, バブルを伴う場合」
日本機械学会論文集, 50巻, 460号(B編)(昭和59), pp.2862-2869.
- (35) 正司・大橋・田原,
「翼列の線形非定常解析(定常負荷のある場合の圧力, 揚力, モーメント)」
日本機械学会論文集, 51巻, 465号(B編)(昭和60), pp.1377-1383.
- (36) Parker, R.,
"Calculation of flow through cascades of blade having relative motion
and the generation of alternating pressures and forces due to
interaction effects", Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol.182, Pt.1, No.11(1967-
1968), pp.229-242.
- (37) Mitchell, N. A.,
"Nonaxisymmetric blade row interaction in axial turbomachine",
Trans. ASME, J. of Eng. for Power, Vol.103, No.1(1981), pp.201-209.
- (38) 安達・福定・高橋・中元,
「軸流送風機内の翼列干渉に関する一実験」, 日本機械学会論文集, 39巻, 327号
(昭和48), pp. 3357-3366.
- (39) Imaichi, K., Tsujimoto, Y., and Yoshida, Y.,
"A two-dimensional analysis of the interaction effects of radial
impeller in volute casing", Proc. 10th Symp. of I.A.H.R., Tokyo(1980),
pp. 635-647.
- (40) Kamimoto, G., Oshima, T., Mizutani, M., Mizutani, H.,
"Application of singularity method in turbomachinery", Proc. 10th Symp.
of I.A.H.R., Tokyo(1980), pp. 649-660.
- (41) Gostelow, J. P.,
"A new approach to the experimental study of turbomachinery flow
phenomena", Trans. ASME, J. of Eng. for Power, Vol.94, No.1(1977),
pp. 97-105.

- (42) Satranarayana, B. and Davis, S.,
"Experimental studies of unsteady trailing-edge condition",
AIAA Journal, Vol. 16, No. 2(1978), pp. 125-129.
- (43) 山口・三浦,
「ポンプ水車ランナに作用する半径方向加振力に関する研究
第1報, 加振力の全般特性及び構造的諸因子の影響についての実験的検討」
日本機械学会論文集, 47巻, 413号(昭和56), pp. 86-94.
- (44) Guelich, J., Jud, W., and Hughes, S. F.,
"Review of parameters influencing hydraulic forces on centrifugal
impellers", Proc. Inst. Mech. Eng., Vol.201, No.A3(1987), pp.163-174.
- (45) 松永,
「三次元変動水流の一計測法; 第1報, 測定用プローブの開発ならびに特性試験」,
日本機械学会論文集, 31巻, 231号(昭和40), pp.1653-1661.
- (46) 葛西・松永,
「三次元変動水流の一計測法; 第3報, 高速指圧相関法による実測例 - 軸流ポン
プ羽根車出口直後の瞬時三次元流れ」, 日本機械学会論文集, 33巻, 249号
(昭和42), pp.759-769.
- (47) 飯野・笠井,
「遠心羽根車とディフューザの干渉による非定常流れの解析」
日本機械学会論文集, 51巻, 471号(B編)(昭和60), pp. 3748-3753.
- (48) Abdel-Hamid, A. N.,
"Unsteady flow characteristics in a centrifugal compressor with vaned
diffuser", ASME. Paper , 87-GT-142(1987), p.8.
- (49) 青木,
「一枚羽根遠心ポンプの瞬時羽根間圧力分布と変動ラジアルスラスト」,
日本機械学会論文集, 50巻, 451号(B編)(昭和59), pp. 661-669.

- (50) 松永,
「開放形斜流ポンプ壁面の非定常圧力の分析」, 日本機械学会論文集, 44巻,
384号 (昭和53), pp.2707-2712.
- (51) Knapp, R. T., Daily J. W., and Hammit F. G.,
"Cavitation", McGraw-Hill, Inc.(1970).
- (52) Hammit, F. G.,
"Cavitation and multiphase flow phenomena", McGraw-Hill, Inc.(1980).
- (53) Holl, J. W., and Wislicenus, G. F.,
"Scale effects on cavitation", Trans. ASME, J. Basic Eng., Ser.D,
Vol.83(1961), pp.385-398.
- (54) Holl, J. W.,
"An effect of air content on the occurrence of cavitation", Trans. ASME,
J. Basic Eng., Vol.82, No. (1960), pp.941-946.
- (55) Raabe, J.,
"Scaling of cavitation inception with respect to size of cavity
referred to that of apparatus cavitating",
Proc. International Symp. on Cavitation Inception, ASME(1979),pp.39-49.
- (56) Arakeri, V. H.,
"Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth
bodies", J. Fluid Mech., Vol.68, Part 4(1975), pp.779-799.
- (57) Franc, J. P., Michel, J. M.
"Attached cavitation and the boundary layer; experimental investigation
and numerical treatment", J. Fluid Mech., Vol.154(1985), pp.63-90.
- (58) Casey, M. V.,
"The inception of attached cavitation from laminar separation bubbles on
hydrofoils", Paper Inst. Mech. Engrs., Cavitation Conference(1974),
pp.9-16.

- (59) Arndt, R. E. A. (The Pennsylvania State University), Ippen, A. T.
"Rough surface effects on cavitation inception",
Trans. ASME, J. Basic Eng., Vol. , No. (1968), pp.249-260.
- (60) Keller, A. P.,
"Cavitation inception measurement and flow visualization on axisymmetric bodies at two different free stream turbulence levels and test procedures", Proc. International Symp. on Cavitation Inception, ASME., (1979), pp.63-74.
- (61) 伊藤・大場,
「キャビテーションの初生に対するはく離泡の役割とその限界」,
日本機械学会論文集, 49巻, 447号 (B編) (昭和58), pp.2257-2264.
- (62) 伊藤・大場
「細管列状キャビテーションの初生機構」, 日本機械学会論文集, 49巻, 442号 (B編) (昭和58), pp. 1099-1107.
- (63) 横山,
「羽根枚数の異なるうず巻ポンプ羽根車のキャビテーション実験」,
日立評論, 44巻, 9号(昭和47), pp.1372-1374.
- (64) 高松・喜多・大熊・妹尾,
「羽根車の羽根半数の入口端切除がうず巻ポンプの吸込み性能に与える影響」,
日本機械学会論文集, 43巻, 369号 (第2部) (昭和52), pp.1765-1775.
- (65) 田端,
「低比速度ポンプのキャビテーション性能に対する配慮」, 電業社機械, 6巻, 1号 (昭和57), pp.26-30.
- (66) 大島・遠藤,
「吸込性能に及ぼす斜流羽根車入口径の影響」, エハラ時報, 127号 (昭和59), pp. 8-13.

- (67) 真下・安部・池田・藤田,
「入口出口間で羽根厚さを変えた羽根車を持つ小形うず巻ポンプの性能」,
設計製図, 19巻, 114号(昭和59), pp.308-315.
- (68) 窪田,
「低流量域におけるキャビテーションによる不安定性能」, ターボ機械, 6巻,
7号(昭和53), pp.403-409.
- (69) 岡村,
「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巻, 9号(昭和55)
pp.556-563.
- (70) 西沢・今村,
「両吸込渦巻ポンプの吸込流れについて」, ターボ機械, 14巻, 8号(昭和61),
pp. 435-443.
- (71) 村上・峯村・滝本,
「キャビテーション発生時のポンプ性能に及ぼす吸入空気の影響」,
日本機械学会論文集, 46巻, 401号(B編)(昭和55), pp. 9-17.
- (72) 妹尾・喜多・大熊・池田・高松,
「初期キャビテーションによるうず巻ポンプ特性の向上」, 日本機械学会論文集,
41巻, 350号(昭和50), pp. 2896-2903.
- (73) Pearsall, I.S.,
"Design of pump impeller for optimum cavitation performance",
Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 187(1973), pp.667-678.
- (74) 山本,
「ポンプにおけるキャビテーションに伴う不安定現象」, ターボ機械, 12巻,
5号(昭和59), pp. 292-298.
- (75) 川田,
「キャビテーション下の遠心ポンプ羽根車に作用する動的径方向推力」,
ターボ機械, 13巻, 11号(昭和60), pp.693-701.

- (76) Ng, S.L., and Brennen, C.,
「 Experiments on the dynamic behavior of cavitating pumps 」,
Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol. 100, No. (1978), pp.166-176.
- (77) 飯村・畑中,
「 圧力測定孔の周波数特性 」, 計測自動制御学会論文集, 11巻, 5号 (昭和50),
pp. 550-555.
- (78) 武藤・兼井,
「 複合管路内流体の共振および過渡現象 」, 日本機械学会論文集, 46巻, 402号
(B編) (昭和55), pp.254-260.
- (79) 松永・西・竹中,
「 変動圧力測定用制動管の動特性 」, 九州工業大学研究報告 (工学),
32巻 (昭和51), pp.47-52.
- (80) 市川・高山,
「 任意の位置に発信源のある油圧管路の動特性 」, 日本機械学会論文集, 39巻,
325号 (昭和48), pp.2807-2815.
- (81) 小宮,
「 圧力測定法 」, ターボ機械, 4巻, 9号 (昭和51), pp.551-557.
- (82) 星野,
「 レーザ光を利用したプロペラキャビテーションの計測システム 」,
三菱重工技報, 21巻, 3号 (昭和59), pp.472-478.
- (83) Kruppa, C. F. L.,
"On the relevance of cavitation inception tests with oscillating foils",
Proc. International Symposium on Cavitation, Sendai, Japan (1986),
pp.201-208.

- (84) Schen, Y. T, and Gowing, S.,
"Pressure measurement on an oscillating foil in fully wetted and cavitaing conditions", Proc. International Symposium on Cavitation, Sendai, Japan(1986), pp.95-102.
- (85) 菊山・長谷川・前田,
「遠心ポンプ羽根車内の圧力変動；(羽根車に加わる変動流体力)」,
日本機械学会論文集, 54巻, 504号(B編)(昭和63), pp.2038-2046.
- (86) Busemann, A.,
"Das Förderhöhenverhältnis radialer Kreiselpumpen mit logarithmisch-spiraligen Schaufeln", Ztschr. f. angew. Math. und Mech., Band 8, Heft 5 (1928), S. 372-384.
- (87) 文献(14)の p. 116.
- (88) 長谷川・菊山・前田,
「渦巻ポンプ羽根車に働く変動流体力への羽根枚数の影響」,
日本機械学会論文集(掲載予定).
- (89) 山口・伊藤,
「高落差ポンプ水車ランナ羽根の変動応力に関する実験的研究」,
日本機械学会論文集, 47巻, 413号(B編)(昭56), pp. 95-104.
- (90) 今市・辻本・吉田,
「渦形室と遠心羽根車の干渉の二次元解析」, 日本機械学会論文集, 48巻, 435号,
(B編)(昭57), pp. 2217-2226.
- (91) 菊山・村上・朝倉・長谷川,
「遠心ポンプ羽根車入口流れとキャビテーションの発生」, 日本機械学会論文集,
51巻, 472号(B編)(昭和60), pp. 4286-4294.
- (92) Kikuyama, K., Murakami, M., Asakura, E., Hasegawa, Y.,
"Effect of inlet pattern on cavitation inception of centrifugal Pump",
Bull. Japan Soc. Mech. Eng., Vol. 29, No.254(1986), pp. 2522-2528.

- (93) 横山,
「うず巻ポンプのキャビテーションに及ぼす羽根車羽根入口先端の形状の影響」,
日本機械学会誌, 62巻, 490号(昭34), pp. 1610-1617.
- (94) 堀江・大島,
「斜流ポンプのキャビテーションに関する実験的研究」, 日本機械学会論文集,
29巻, 201号(昭和38), pp. 868-877.
- (95) Murakami, M., Kikuyama, K., Asakura, E.,
"Velocity distribution in the impeller passage of centrifugal pumps",
Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol.102, No.4 (1980), pp. 420-426.
- (96) 菊山・峯村・長谷川・村上,
「遠心ポンプ羽根車入口の非定常圧力分布とキャビテーションの発生限界」,
日本機械学会論文集, 53巻, 493号(B編)(昭和62), pp. 2814-2823.
- (97) Kikuyama, K., Minemura, K., Hasegawa, Y., Asakura, E., Murakami, M.,
"Unsteady pressure distribution on the impeller blades of a centrifugal
pump-impeller operating off-design", ASME. Paper, 87-GT-144(1987), p. 8.
- (98) 菊山・峯村・村上・長谷川,
「遠心ポンプ羽根車内の非定常圧力分布とキャビテーションの発生限界」,
流体熱工学研究, 21巻, 2号(昭和61), pp. 47-52.
- (99) Arakeri, V.H. and Acosta, A. J.,
"Viscous effects in the inception of cavitation on axisymmetric bodies",
Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol. 95, No.4(1973), pp. 519-527.
- (100) Kikuyama, K., Hasegawa, Y.,
"Effect of pressure fluctuation on cavitation inception in three-blade
centrifugal pump impeller", ASME. Cavitation and Multi-phase Forum 1988,
FED-Vol. 64(1988), pp. 123-126.

- (101) 菊山・長谷川・前田,
「遠心ポンプ羽根車内のキャビテーションに及ぼすうず巻室の影響」,
ターボ機械沖繩講演会講演論文集(昭和63), pp. 114-119.