
ターボ機械の異常流動現象のパッシブコントロール

(課題番号 09555062)

平成9年度～平成11年度科学研究費補助金(基盤研究(B)(2))研究成果報告書

横浜国立大学附属図書館



10855755

平成12年5月

研究代表者 黒川 淳一
(横浜国立大学工学部教授)

研究組織および研究経費

研究組織

研究代表者：黒川淳一	(横浜国立大学工学部・教授)
研究分担者：松井 純	(横浜国立大学工学部・助教授)
今村 博	(横浜国立大学工学部・助手)
山本和義	(株式会社荏原総合研究所研究所・所長)
鈴木良治	(富士・フォイトハイドロ株式会社・課長)

研究経費

平成 9 年度	4,900 千円
平成 10 年度	4,500 千円
平成 11 年度	2,600 千円
計	12,000 千円

横浜国立大学附属図書館



10855755

研究発表

[1] 学会誌等

- (1) 黒川淳一, サンカル・ラル・サハ, 松井純, 今村博, Jグループを用いた斜流ポンプの不安定性能の抑制法の開発, 日本機械学会論文集 (B編), 66巻642号 (2000-2), pp.460-467.
- (2) Kurokawa, J., Saha, S. L., Matsui, J. and Kitahora, T., Passive Control of Rotating Stall in a Parallel-Wall Vaneless Diffuser by Radial Grooves, Trans. ASME, Jour. of Fluid Eng., Vol.122, 2000, pp.1-7.
- (3) 黒川淳一, 松井純, 北洞貴也, 宮部正洋, サンカル・ラル・サハ, 浅い放射溝を用いた羽根なしディフューザの旋回失速の抑制法, 日本機械学会論文集 (B編), 64巻620号 (1998-4), pp.1135-1141.

[2] 口頭発表

- (1) Kurokawa, J., Kajigaya, A., Matsui, J. and Imamura, H., Suppression of Swirl in a Conical Diffuser By Use of J-Groove, IAHR 20th Symposium, Aug. 6-9, 2000, Charlotte.
- (2) 梶谷彰, 黒川淳一, 松井純, 今村博, Jグループによる円錐ディフューザ旋回流の制御, 日本機械学会流体力学部門講演会講演論文集, 1999-8, 鳥取, pp.431-432
- (3) Kurokawa, J., Saha, S. L., Matsui, J. and Imamura, H., An Innovative Device to Suppress Performance Curve Instability in A Mixed-Flow Pump by Use of J-Groove, Proc. of the 3rd ASME/JSME Joints Fluids Eng. Conf., FEDSM-7200 (in CD-ROM) July 18-23, 1999, San Francisco.
- (4) 黒川淳一, 松井純, 北洞貴也, サンカル・ラル・サハ, 半径溝を用いた羽根付きディフューザの旋回失速の抑制法, 第39回ターボ機械協会宇部講演会講演論文集, 1997-11, pp.67-72.

[3] 出版物

該当出版物なし.

目次

1. 序言	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	1
1.3 研究の特色	2
2. 浅い放射溝を用いた羽根なしディフューザーの旋回失速の抑制法	3
2.1 緒言	3
2.2 実験装置および方法	4
2.3 実験結果の検討	5
2.3.1 旋回失速の特性	5
2.3.2 旋回失速の抑制	5
2.3.3 放射溝による性能低下と実用性	6
2.4 放射溝による旋回失速抑制機構の解明	10
2.4.1 理論的検討	10
2.4.2 実験との比較および旋回失速抑制メカニズム	12
2.5 結言	17
参考文献	18
3. 半径溝を用いた羽根付きディフューザの旋回失速の抑制法	19
3.1 緒言	19
3.2 実験装置および方法	20
3.3 実験結果の検討	22
3.3.1 羽根なしディフューザの旋回失速	22
3.3.2 羽根付きディフューザの旋回失速	22
3.3.3 旋回失速の抑制効果とそのメカニズム	23
3.3.4 放射溝による性能低下	23
3.5 結言	29
参考文献	30
4. Jグループを用いた斜流ポンプの不安定性能の抑制法の開発	31
4.1 緒言	31
4.2 Jグループによる旋回流抑制機構	32
4.3 ポンプの不安定性能および供試斜流ポンプ	33
4.4 実験結果と考察	36
4.4.1 供試ポンプの特性曲線	36
4.4.2 不安定性能に対するJグループの効果	36

4.4.3 不安定性能抑制のメカニズム.....	36
4.4.4 Jグループの寸法および装着位置の影響.....	37
4.4.5 壁面圧力変動の周波数分析.....	38
4.4.6 最適Jグループ寸法について.....	39
4.5 結言.....	47
参考文献.....	48
5. Suppression of Swirl in a Conical Diffuser By Use of J-Groove.....	49
5.1 Introduction.....	49
5.2 Mechanism of Suppressing Swirl by J-groove.....	50
5.3 Test Apparatus and Procedure.....	51
5.4 Results and Discussion.....	53
5.4.1 Velocity distribution.....	53
5.4.2 Pressure distribution along the wall and the groove flow.....	54
5.5 Conclusions.....	61
References.....	62

1. 序言

1. 1 研究背景

ターボ機械は成熟した機械であると言われて久しいが、未だに多くの異常流動現象が機械の運転範囲を狭め、振動・騒音を、そして時には故障や破損事故を引き起こしている。これらの現象の多くは、気体の圧縮性や水の飽和蒸気圧といった流体の物性あるいは共振などの自然現象に基づくものであり、避けて通ることはできない。これまでの精力的な研究の積重ねにより、これら異常流動現象の特性が解明されてきたので、最近では、その発生を予測する手法の開発、発生領域を回避するための運転法の改良、更に一步進んで異常流動現象を積極的に抑制するアクティブコントロール法の開発などが、ターボ機械研究の大きな流れとなっている。しかし、複雑な回避装置を更に付加することは、機械の効率低下を引き起こすだけでなく、新たな異常現象を引き起こすことにもなるので、再度研究の方向を見直す必要がある。すなわち、再度流れの本質に立ち戻り、流れ現象をうまく利用して異常流動現象をパッシブに抑制することを再検討すべきように思われる。

以上の考えの下に、申請者らは、単純な多数の半径方向溝（深さ 1~3 mm）の流れを利用して、ベーンレスディフューザに生じる旋回失速を完全に抑制できること、そしてまた、ポンプの軸スラストの大きさと方向を自由に制御できることを見出し、その成果を関連学会に報告した（機構論 No.96-15, 1996）。

さらに、この浅溝の流れの効果を理論的に詳細に検討した結果、上手に利用すれば、ターボ機械の多くの異常流動現象を抑制することが原理的に可能であるとの結論に達した。この浅溝はたいへん単純な構造であるにも拘わらず、その旋回抑制効果には顕著なものがあり、溝深さとともにその効果が増大する。しかも、すでに稼働中の機械に対しても簡単に適用できるなど、応用価値も高い。しかしその反面、旋回流れを抑制するため必然的に機械の効率を犠牲にすることになる。もしも、比較的少ない効率低下で多くの異常流動現象の抑制に顕著な効果があることが判明すれば、画期的なターボ機械技術になることが期待される。そのためには、実際の機械でこれらを実験的に検討することが必要になる。

1. 2 研究目的

ターボ機械の様々な異常流動現象のうち、ベーンレスディフューザの旋回失速、ベーン付きディフューザの旋回失速、羽根入口逆流に基づく低流量不安定特性（遠心、斜流、軸流）、ポンプの旋回キャビテーション、水車のドラフトサージなど、本質的に旋回流れに起因する異常流動現象を対象として、ケーシング壁に設けた単純な多数の浅い溝の流れによる角運動量欠損作用を利用して異常流動現象を抑制し、騒動、騒音、そして羽根の破損

などを防止することが、本研究の目的である。

流れ方向に圧力上昇あるいは圧力降下をともなう旋回流れ場において、ケーシング壁に流れ方向の浅溝を設けると、旋回速度を局所的に顕著に抑制できることが判明しているの
で、先ず初年度はベーン付きディフューザの旋回失速を、そして順次遠心・斜流および軸
流ポンプの入口逆流に基づく低流量不安定性能、旋回キャビテーション、水車のドラフト
サージに対して適用し、その抑制効果と、浅溝が機械の全体功率に及ぼす影響との関連を
実験的に評価する。

1. 3 研究の特色

多数の浅溝を用いてベーンレスディフューザの旋回失速を完全に抑制する方法は、申請
者らが独自に開発した方法であり（特許出願中）、従来の旋回失速制御法に比べて機構が
大変単純で損失も少なく、稼働中の機械にも簡単に適用できる。しかもこの方法は、詳細
な検討により、旋回流れを局所的に制御するのに極めて有効であることが理論的に解明さ
れたので、上記の例だけではなく、その他にも用途の飛躍的な拡大が期待できる。

本研究は、従来ターボ機械の運転範囲を狭めてきた異常流動現象を抑制することができ
る簡便な方法の効果を実証し、効率に及ぼす影響を総合的に評価しようとするものであり、
これによりターボ機械の更なる発展と用途の拡大、運転方法の簡素化など、多くの分野に
寄与するものと信ずる。また、従来異常現象を避けるために複雑化の一途をたどってきた
ターボ機械の開発の流れに対して、再度流れの本質に立ち返り、旋回流れの持つ角運動量
を如何に有効に制御しうるかという学術的な問題を提起するものでもある。

2. 浅い放射溝を用いた羽根なしディフューザの 旋回失速の抑制法*

2.1 緒言

羽根なしディフューザの旋回失速は、ポンプや送風機・圧縮機の安定な運転範囲を狭めるだけでなく、軸受けに深刻な損傷を与えるため、従来多くの研究がなされ^{(2.2)-(2.7)}、この不安定現象を抑制する方法が精力的に探求されてきた^(2.1)。しかし従来提案されている多くの方法は、複雑な機構を用いているため、製作上の問題あるいは全体効率の低下や故障を引き起こすことにもなる。そのため、旋回失速を抑制しうる単純な方法を確認することが、なお強く要求されている。

筆者の1人は、長年にわたり軸スラストに関する研究を行ってきたが、その過程で、側壁に設けた多数の放射状の溝が軸スラストの大きさを著しく制御できることを確認している^(2.8)。放射状の溝は、深さがわずか1mmから数mmと大変浅いにも拘わらず、旋回強さを著しく低下させることができるので、羽根なしディフューザに適用すれば、旋回失速が起こるような低流量域では、旋回失速を解消できる有力な方法の1つになり得ることが示唆される。

そこで本研究では、羽根なしディフューザの旋回失速を抑制する新たなかつ単純な方法を提案することを目的として、壁面上に設けた放射状の溝の効果を実験および理論の両面から明らかにする。なお、放射溝は必然的に水力損失を増加させることになるので、性能の低下に関しても実験的に検討を加えた。

* Kurokawa, J., *et al.*, Trans. ASME, Jour. of Fluid Eng., Vol.122, 2000, pp.1-7.

黒川淳一, 他4名, 日本機械学会論文集 (B編), 64巻620号 (1998-4), pp.1135-1141.

2.2 実験装置および方法

巡回失速に対する放射溝の有効性を実験的に検討するために、図 2.1 に示すような平行壁羽根なしディフューザ試験装置を用いた。中央の遠心羽根車は可変速モータにより駆動され、流量を広範囲に変化させるために補助送風機が上流に取り付けられている。

羽根なしディフューザは、内径 $r_i=125.5\text{mm}$ 、外径 $r_o=600\text{mm}$ で、ディフューザ幅 $b=18\text{mm}$ は羽根車出口幅 b_2 に等しい。羽根車は、半径 $r_2=125\text{mm}$ 、羽根出口角 $b_2=40^\circ$ 、羽根数 $z=20$ で、入口及び出口に金網を重ねて張ることにより断面速度分布のひずみを減らし、流れの軸対称性を改善している。本装置の特徴は、従来用いられてきた羽根なしディフューザに比べて、内外半径比が $r_o/r_i=4.78$ と、著しく大きいことである。

側壁上に設けられた放射溝は、幅 $w=10\text{mm}$ 、深さ $d=1$ または 3mm に固定して、その本数を $n=4$ から始めて巡回失速が全流量範囲で完全に抑制されるまで徐々に増やしていった。溝は周方向に等間隔に、ディフューザ入口から出口までの全長に設けたが、入口からの長さ $l=50, 70, 125\text{mm}$ の短い溝の場合についても検討した。

実験は、流量を徐々に低下させていったときのディフューザ流れの時間平均特性を 3 孔ピトー管で、また壁面静圧の時間変動をひずみ式圧力変換器（固有振動数 350Hz ）で測定した。羽根車の回転速度は 3000rpm であり、羽根車周速度 u_2 に基づくレイノルズ数は $Re \equiv u_2 r_2 / \nu = 3.3 \times 10^5$ である。 ν は動粘性係数である。

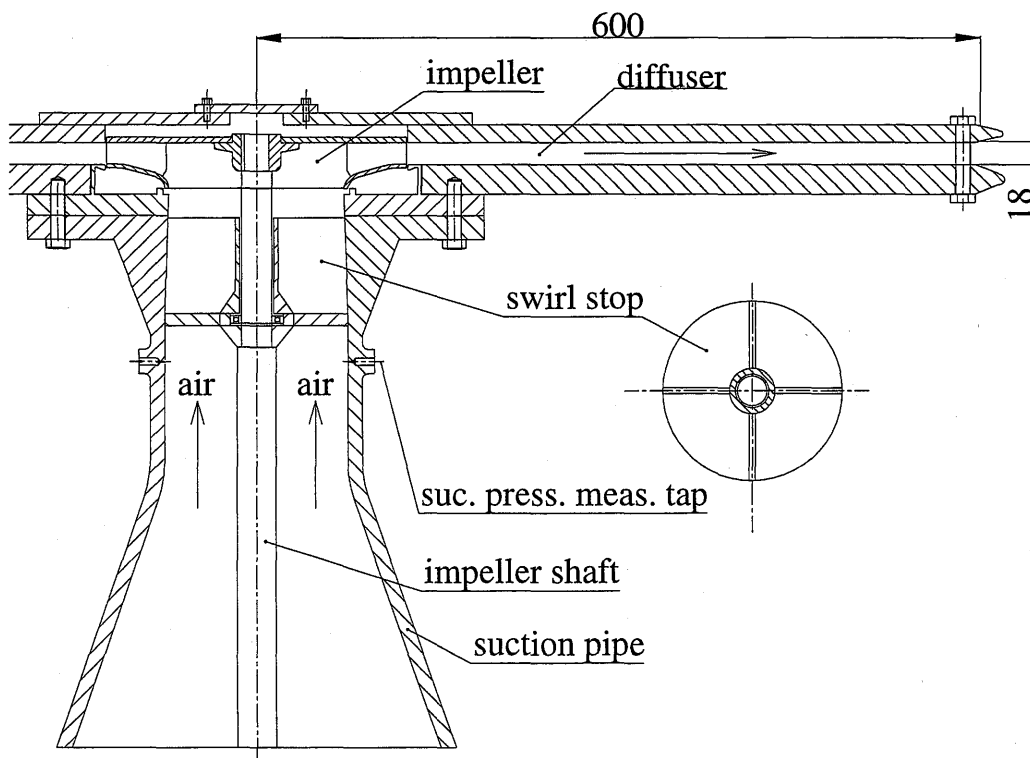


Fig. 2.1 Vaneless diffuser test stand

2.3 実験結果の検討

2.3.1 旋回失速の特性

本実験に用いられた装置の特徴は、従来用いられている羽根なしディフューザに比べて、半径比が $r_o/r_i=4.78$ と著しく大きいことである。このような大きな半径比の羽根なしディフューザでは、従来報告されていないような種々の興味深い旋回失速パターンが存在することを、既報^(2.6)に報告した。要約すると、従来用いられてきた $r_o/r_i < 2.5$ のディフューザでは、旋回失速の引き金となる壁面付近の三次元逆流^(2.2)が、流量の低下と共に発達してすぐにディフューザ出口に達するので、それ以上流量を低下させても、失速パターンが変化しないのに対して、大半径比のディフューザでは、逆流がなかなかディフューザ出口まで達しないので、その間に、様々な旋回失速パターンが現れる。

一例として、周方向から測った流れ角が $\alpha=14.5^\circ$ の場合、および最大の静圧変動が測定された $\alpha=8.4^\circ$ の場合に、半径比 $r/r_i=1.10$ で測定された壁面静圧の時間変動波形を図 2.2 に示す。流れ角は、半径方向速度および周方向速度の断面平均値 v_r , v_θ を用い $\alpha=\tan^{-1}(v_r/v_\theta)$ で定義している。図 2.2(a) では、セル数 2 の旋回失速が、また図 2.2(b) ではセル数 2 の旋回失速の上に周期の長いセル数 1 の旋回失速が重ね合わされ、2 つの旋回失速が共存して、最大の静圧変動を引き起こしている。このような半径比の大きなディフューザでは、従来の研究によるものよりも一般的な旋回失速の挙動が観測されることになる。

2.3.2 旋回失速の抑制

旋回失速を抑制する目的で、深さが 1mm あるいは 3mm の放射溝を平行壁ディフューザの上壁面あるいは両壁面に取り付け、その本数を 4 から 2 倍、4 倍と増やしていったときの壁面静圧変動の変化を測定した。

まずはじめに、深さ $d=3\text{mm}$ 、幅 $w=10\text{mm}$ に保ったまま溝本数 n を 4 から増やしていったところ、壁面静圧変動の振幅が顕著に低下し、旋回失速が発生する流量範囲も大きく低下した。しかし、全流量範囲で旋回失速を完全に抑えるには、 $n=32$ まで増加させる必要があった。一例として、溝がないとき最大変動圧力が測定された $\alpha=8.4^\circ$ の場合 (図 2.2(b)) の半径比 $r/r_i=1.10$ で測定された壁面静圧変動を、放射溝を取りつけない場合と比較して図 2.3 に示す。周期的な圧力変動が、放射溝によって完全に抑えられることが明瞭に示されている。

様々な溝を実験的に検討した結果、全流量範囲で旋回失速を完全に抑えることができた溝寸法 ($n \times d \times w$) は、片壁の場合 $32 \times 3\text{mm} \times 10\text{mm}$ そして両壁の場合 $32 \times 1\text{mm} \times 10\text{mm}$ であることが判明した。これより大きい寸法であれば、全流量範囲で旋回失速を完全に抑えることができる。

上記の放射溝が旋回失速を抑制する原因を検討するために、旋回失速を完全に抑制できた溝を取りつけた場合の半径比 $r/r_i=1.10$ における断面速度分布を、溝なしの場合と比較して図 2.4(a), (b) に示す。流量係数 $\phi \equiv Q/A_2 u_2$ (Q : 流量, A_2 : 羽根出口面積) が 0.62, の場合であり、 z は上壁からの距離である。図 2.4(b) によれば、半径速度 v_r は深さ 1mm の放射溝の存在により、両壁面付近で著しく増大し、また図 2.4(a) によれば周方向速度 v_θ

はほぼ流路幅全体に亘って (30~40) %程度も減少することが判る。また、片壁上の深さ 3mm の溝と両壁上の深さ 1mm の溝とで、ほぼ等しい効果を持つことが判明する。

長さの短い放射溝も実験したが、やはり巡回失速を抑制する効果が大変大きいことが判明した。例えば、片壁に $32n \times 3d \times 10w$ の寸法の溝を長さ 50mm で取りつけると、巡回失速の発生流量範囲は流れ角 $\alpha < 26^\circ$ から $\alpha < 7^\circ$ に著しく狭まり、その圧力脈動振幅も約半分に減少するなど、巡回失速を完全に抑制することは困難であったが、大変効果的であった。

2.3.3 放射溝による性能低下と実用性

放射溝の取り付けは、上記のように、流れの周速度を著しく減少させるため、必然的にターボ機械の性能低下を引き起こすことになる。しかし、周速度の低下は逆にディフューザの摩擦損失も減少させるため、両者の兼ね合いで正味の性能低下が定まる。これを明らかにするために、最も効果的な放射溝に対して、羽根車の上流と出口直後 $r/r_1=1.10$ における全圧から、羽根車性能および全体性能を求めたものが図 2.5 である。なお、ディフューザ出口の全圧は大気圧である。

図 2.5(a)より、放射溝による羽根出口直後での全圧損失の増加はおよそ $0.2 \times \rho u_2^2 / 2$ になることが判る。しかし図 2.5(b)によると、約 $0.1 \times \rho u_2^2 / 2$ は、ディフューザ流路で回復するので、溝による全圧損失の増加は結局 $\rho u_2^2 / 2$ の 10%程度であることが判明する。ここで、 $\phi=0.12$ 付近の最大圧力変動が生ずる流量では、損失増加が $\rho u_2^2 / 2$ の 5%程度の最小値を示すことが注目される。

以上のように、放射溝は羽根出口流れの周速度の低下、すなわち動圧損失を引き起こす。一般に、羽根出口流れの動圧が全圧上昇に占める割合は比速度の減少と共に低下する。例えば、比速度 220 [m, m³/min, rpm]^(2.9)の遠心羽根車の全圧に占める動圧の割合は約 20%であり、放射溝の取り付けにより周速度が 30%減少するとすれば動圧の 1/2 が失われるが、ディフューザ損失も動圧の 1/4 程度減少するので、結局放射溝による全圧損失の増加は全ヘッドの 5%程度になる。比速度の低い羽根車ほどその割合は小さくなるので、羽根なしディフューザの巡回失速が深刻な問題となる低比速度羽根車では、本方法は実用上大変有利な方法であると言える。

とくに送風機・圧縮機では、流量の低下とともに巡回失速からサージに突入することが多いので、必ずしも全流量範囲で巡回失速を抑制する必要はない。この場合、巡回失速の発生流量を低下させればよいので、溝本数はずっと少なくとも十分な効果が期待でき、全圧損失はさらに少なくなる。

また例えば、既製のターボ機械が巡回失速による振動や軸受けの破損を生じたような場合、ディフューザ部に放射溝を追加するだけで、巡回失速を完全に、あるいは脈動圧力の大きさと発生領域を著しく狭めることができる。この場合、深さ 1mm 程度の浅い溝をグラインダ加工するだけで十分効果が期待できる。

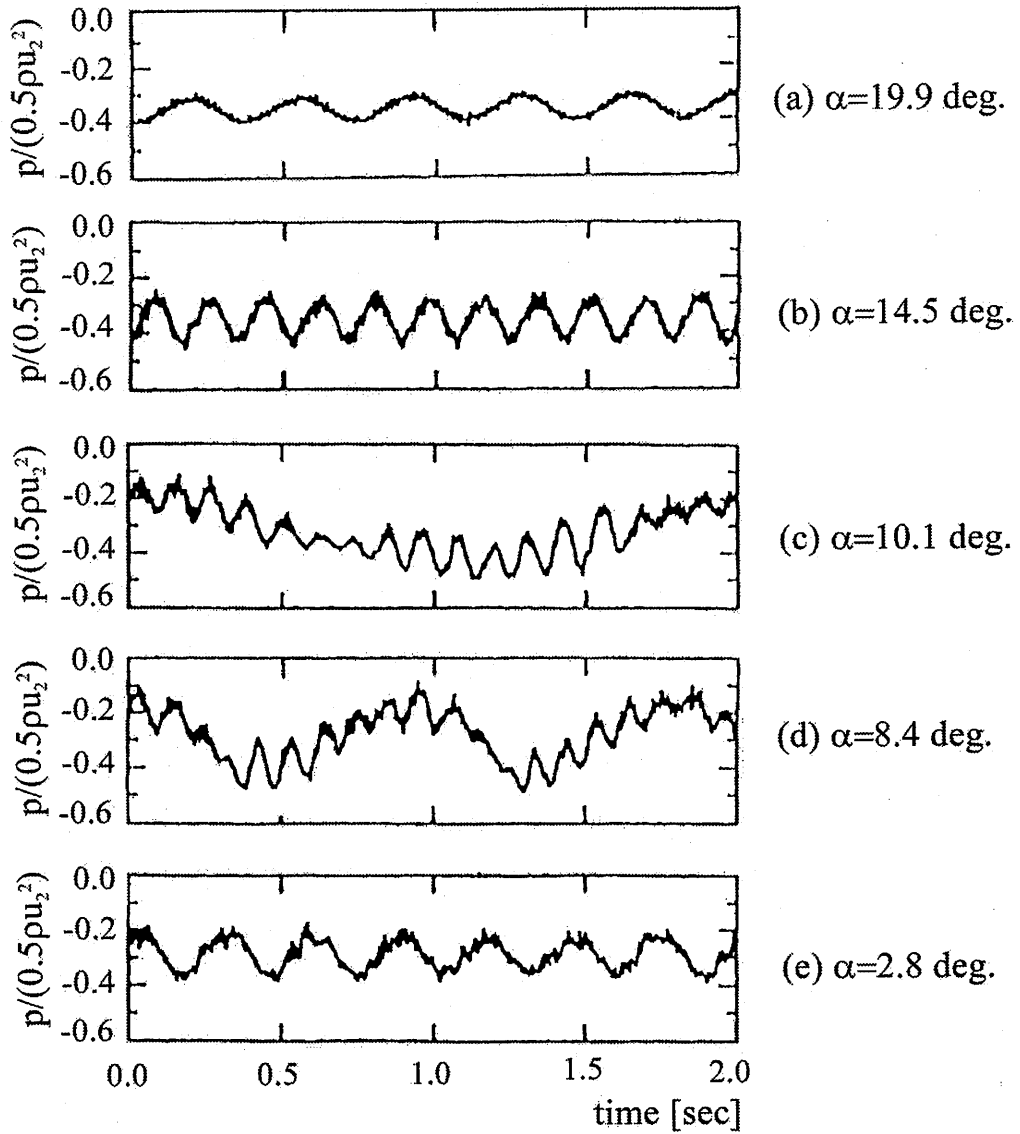


Fig. 2.2 Pressure fluctuations measured at $r/r_i=1.10$

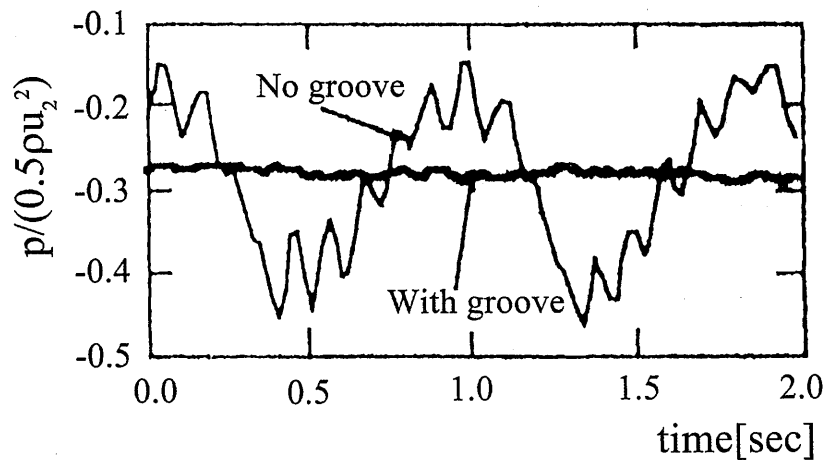
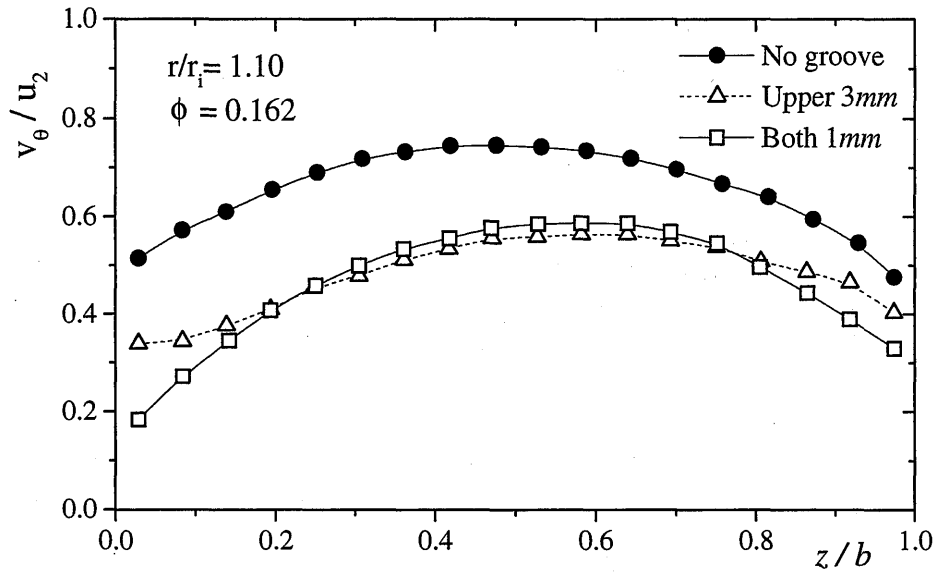
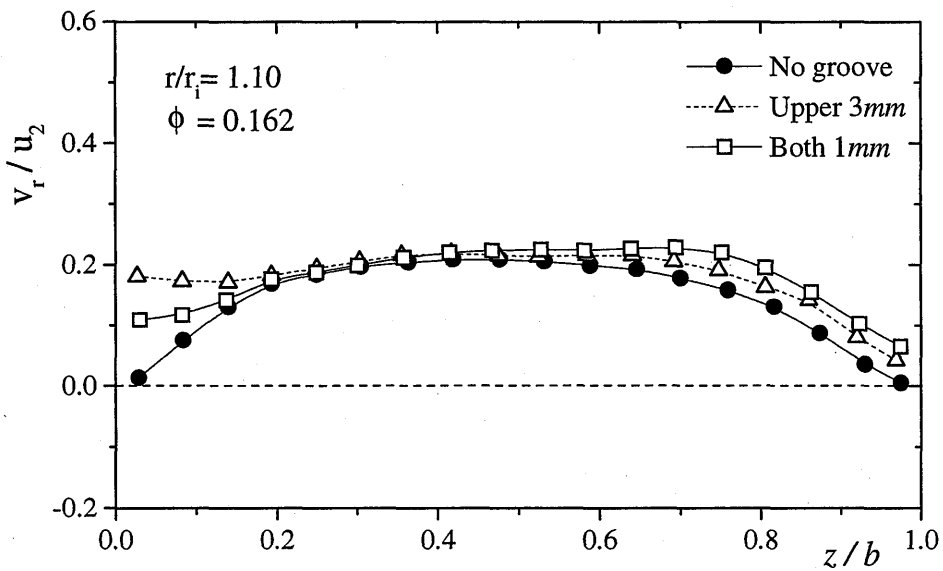


Fig. 2.3 Conspicuous effect of radial grooves (Groove dimensions: $32^{\circ} \times 3^d \times 10^w$, Upper wall)

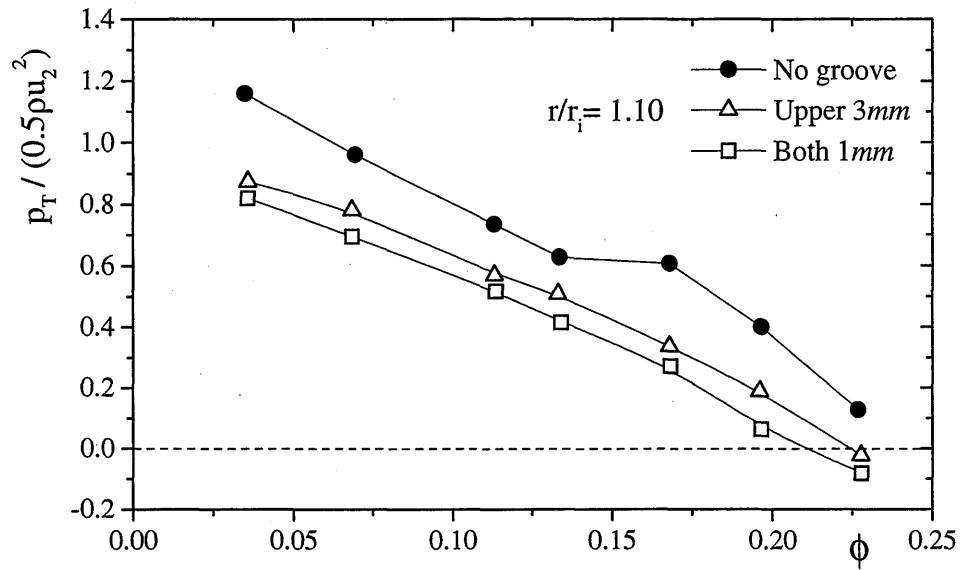


(a) Tangential velocity

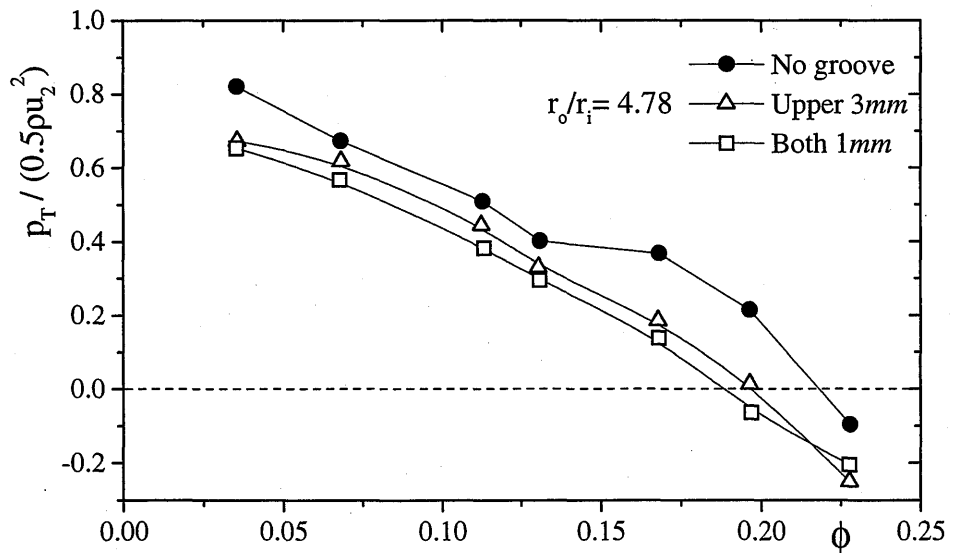


(b) Radial velocity

Fig. 2.4 Velocity profile in a vaneless diffuser channel ($r/r_i = 1.10$, $\phi = 0.162$)



(a) $r/r_i = 1.10$ (Downstream of impeller exit)



(b) $r/r_i = 4.78$ (Diffuser exit)

Fig. 2.5 Total pressure vs. flow rate coefficient ϕ

2.4 放射溝による旋回失速抑制機構の解明

2.4.1 理論的検討

旋回失速の抑制機構を解明するために、放射溝の有無による流れ特性の変化を理論的に検討する。解析の目的は溝による平均流れ特性の変化を検討することであるので、定常非圧縮性流れを対象として、断面平均速度の変化を解析する。

一般に旋回失速が発生する流量域では、半径方向速度 v_r が周方向速度 v_θ よりかなり小さいので、 $v_r \ll v_\theta$ の仮定の下に、図 2.6 に示すような流れ場に対して、角運動量、運動量の釣り合い式および連続の式を導くと、

$$d/dr [2\pi\rho r^2 b \overline{v_r v_\theta}] - \rho r \overline{v_\theta} (dQ_G/dr) = -4\pi r^2 \tau_\theta \quad (2.1)$$

$$dp/dr = \rho \overline{v_\theta}^2 / r \quad (2.2)$$

$$2\pi r b \overline{v_r} = Q \quad (2.3)$$

を得る。ここでバーは $z=0$ から $z=b$ までの断面平均値を、また二重バーは流量平均値を表し、 p は圧力、 τ_θ はせん断応力の周方向成分、そして Q および Q_G はそれぞれ主流および放射溝の流量である。なお、運動量の式(2.2)において積分 $\int v_\theta^2 dz$ は $(\int v_\theta dz)^2$ で近似しており、この近似による誤差は高々 2% 程度である。また、式(2.1)の左辺第 2 項は、旋回する主流が溝に入り込むとき失う角運動量欠損を表し、もし溝流れが主流に出ていくときにはこの項を 0 にする。

ここで、速度分布のひずみの大きさを表すひずみ度 $K' \equiv \overline{v_\theta} / v_{\theta \max}^{(2.9)}$ を導入すれば、式(2.2)の τ_θ は、

$$\begin{aligned} \tau_\theta &= C_f \rho v_{\max} v_{\theta \max} / 2 = C_f \rho (\overline{v_\theta} / K')^2 / 2 \cos \alpha \\ C_f &= 0.049 (v K' \sin \alpha / r \overline{v_\theta})^{0.184} / (\cos \alpha)^{0.816} \end{aligned} \quad (2.4)$$

と表現でき、ひずみ度 K' は、次式で与えられる^(2.9)。

$$K' \equiv \overline{v_\theta} / v_{\theta \max} = 0.88K, \quad K \equiv \overline{v_\theta} / v_\theta = 0.812 / \phi^{0.114} \quad (2.5)$$

一方放射溝の流れは、半径方向の圧力勾配により駆動され、壁面摩擦と釣り合うので、力の釣り合いは、

$$\begin{aligned} Adp &= \tau_\theta s dr, \\ \tau_\theta &= 0.108 \rho (Q_G / A)^2 (vA / Q_G d)^{0.25} \end{aligned} \quad (2.6)$$

と表される。ここに、壁面せん断応力 τ_θ は、図 2.6 の左下のような速度分布に対して溝の断面積 A と等価直径 s を用いて Blasius の式で表している。

以上の式(2.2)~(2.6)を式(2.1)に代入すれば、無次元周速度 $V_g \equiv \overline{v_\theta} / u_2$ の無次元半径 $R \equiv$

r/r_2 に関する常微分方程式,

$$\{\phi + a(V_\theta^2/R)^{4/7}\} R dV_\theta/dR = -V_\theta\{\phi + a(V_\theta^2/R)^{4/7}\} - b(\sin\alpha)^{0.184}(RV_\theta/\cos\alpha)^{1.816} \quad (2.7)$$

が得られる。ただし、 a および b は次式で与えられる。

$$a = 0.568Re^{1/7}(D^{12/7}W^{11/7}n)/(D+W)^{4/7}B_2K^{8/7}$$

$$b = 0.049/Re^{0.184}K^{0.186}B_2$$

ここに $D \equiv d/r_2$, $W \equiv w/r_2$, $B_2 \equiv b_2/r_2$ である。

もし溝が無ければ $a=0$ となるので、式(2.7)は解析的に解かれ、羽根車出口速度の解析解が以下のように求まる。

$$V_\theta = \frac{V_{\theta 2}}{R} \left\{ 1 + \frac{0.049(\sin\alpha_2/Re)^{0.184}V_{\theta 2}^{0.816}(R-1)}{\phi B_2(K'\cos\alpha_2)^{1.186}} \right\} \quad (2.8)$$

放射溝の効果は式(2.7)から決定されるが、その計算には $R=1.0$ における境界値 $V_{\theta 2}$ が必要である。 $V_{\theta 2}$ は羽根出口流れの周速度であるから、用いる羽根車特性から定まる。ここでは、放射溝が無い場合に $R=1.10$ で測定された以下の流れ角 α_3 の実験式 (図 2.8) から、式(2.9)により $V_{\theta 2}$ を与えることとする。

$$\alpha_3 = 78.3\phi \quad (R=1.10) \quad (2.9)$$

放射溝がある場合、溝内を中心に向かって流れる溝流れは、羽根車出口付近で外向きの主流と衝突・混合して、羽根出口流れの周速度を著しく低下させる。この混合の効果は上記の基礎式に考慮されていないので、別途境界値の変化として精度良く見積もる必要がある。そのために、主流と溝流れが図 2.6 に示す狭い検査領域 Δr の区間で混合してすぐ一様になると仮定すれば、半径比 $R=1+\Delta r/r_2$ における境界値 $V_{\theta 3}(\equiv \overline{v_{\theta 3}}/u_2)$ は、以下の角運動量の釣合い式から決定される。

$$\rho r_2 \overline{v_{\theta 2}} Q = \rho r_3 \overline{v_{\theta 3}} (Q + Q_{G2}) + 2 \int_{r_2}^{r_2+\Delta r} \pi r_2 \tau_\theta dr \quad (2.10)$$

$\Delta r/r_2$ の値は、0.1 から 0.02 まで変化させても $V_{\theta 3}$ に有意差は生じなかったため、 $\Delta r/r_2=0.05$ とした。

2.4.2 実験との比較および旋回失速抑制メカニズム

浅い放射溝の顕著な効果は、図 4(a)に示したように、主流の周方向速度 v_θ を大幅に低下させることである。そこで、理論の妥当性を確かめるために、半径比 $R=1.10$ および 1.64 における v_θ の測定値との比較を図 2.7(a) (b) に示す。溝なしの場合 (●) と両壁に深さ 1mm の溝を設けた場合 (□) そして上壁にのみ深さ 3mm の溝を設けた場合 (△) の 3 種類の比較を示している。

図 2.7(a) によれば、ディフューザ入口付近で、理論および実験ともに、放射溝により v_θ が全流量範囲にわたって顕著に低下し、しかも溝の効果は流量係数 ϕ の低下とともに増大することが判明する。また図 2.7(b) によれば、 $R=1.64$ では v_θ の減少は比較的小さい。

いずれの図においても、実験値には片壁上の 3mm の溝と両壁上の 1mm の溝の効果に大きな差異が見られないが、理論では両者に大きな差異がみられる。理論は断面平均流れを対象としているため、壁面付近の半径速度の局所的な急激な増大 (図 2.4(b)) による角運動量の偏りを考慮できないことが原因と考えられる。

放射溝による旋回失速の抑制のメカニズムを解明するために、放射溝による流れ角 α の変化を、 $R=1.10$ および 1.64 についてそれぞれ図 2.8(a) および (b) に、実測結果と比較して示す。放射溝の取り付けにより、理論・実験ともに α の顕著な増大が、全流量範囲にわたって一様に、しかもは局所的にではなくディフューザ全体にわたって見られる。これより、全ての流量範囲にわたって旋回失速を完全に抑制するには、平均流れ角を $7.5 \sim 8.5^\circ$ 増加させることが必要であることが判明する。

僅か 1mm あるいは 3mm 深さの浅い放射溝が流れ角を上述のように顕著に増大させる機構をより詳細に解明するために、実測値との良好な一致が得られた 3mm 深さの溝に対して、理論による検討を行う。まず羽根車出口付近における流れの混合の影響を除くために、式 (2.11) を無視した解析結果を求めたところ、 $R=1.10$ で全流量範囲にわたる α の増加は $3.5 \sim 4^\circ$ になった。すなわち、羽根出口直後の流れの混合は、放射溝の効果の約半分を占めることが判明した。

次に溝内の逆流の影響を見るために、逆流量を 0 にしたところ、 α の増加は図 2.8 に示されたものよりもかなり小さくなった。すなわち、流れ角 α の増加は、周速成分の著しい増加によるばかりではなく、半径方向速度、 v_r の増加にも大きく依存していることが判明した。

これをより明確に示すために、 $R=1.10$ における溝内の逆流量と羽根から流出する流量の比 Q_d/Q の流量係数 ϕ に対する変化を図 2.9 に示す。これより、例えば $\phi=0.05$ では僅か 3mm の深さの浅い溝内を流れる流量が、羽根から流出する流量の 40% 程度にも達することが判明する。実際には、図 2.4(b) に示したように、 v_r の増加が壁付近に限定されるので、壁付近の流れ角はさらに増大することになり、旋回失速の抑制効果はより顕著になる。

以上の結果より、放射溝の顕著な効果は、次の 2 つのメカニズムによって生じると結論される。その 1 つは、主流と溝流れの混合によるディフューザ入口での周方向速度の顕著な減少であり、もう 1 つは溝内の逆流による半径方向速度の顕著な増加である。両者の効果は流れ角を増加させる上で同じ重みの貢献をしている。溝が $d=1 \text{ mm}$ のように大変浅い場合でも、流れ角の増加は壁面付近で非常に大きく、全流量範囲にわたって旋回失速を

抑えることができる。

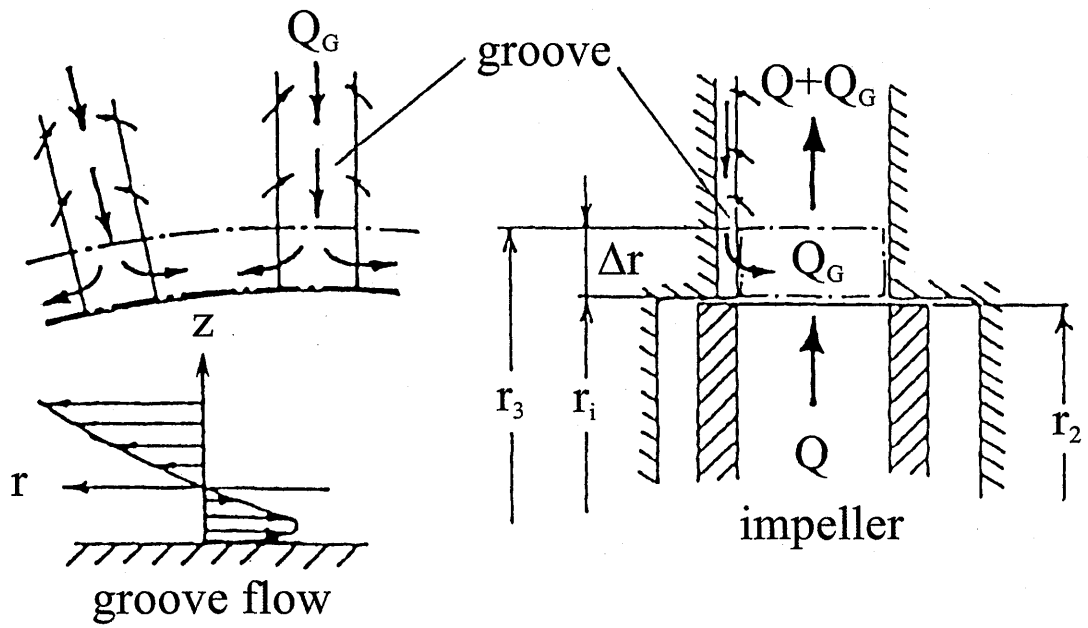
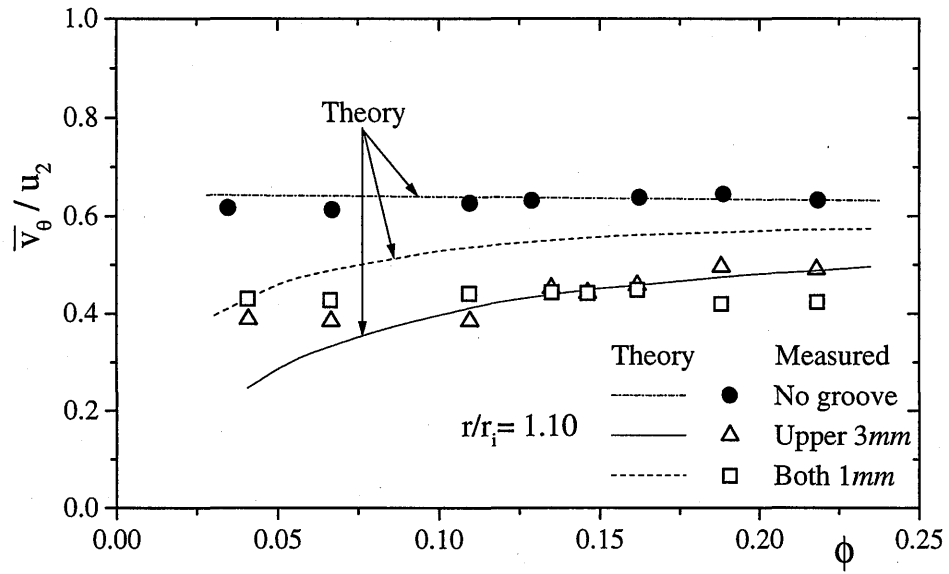
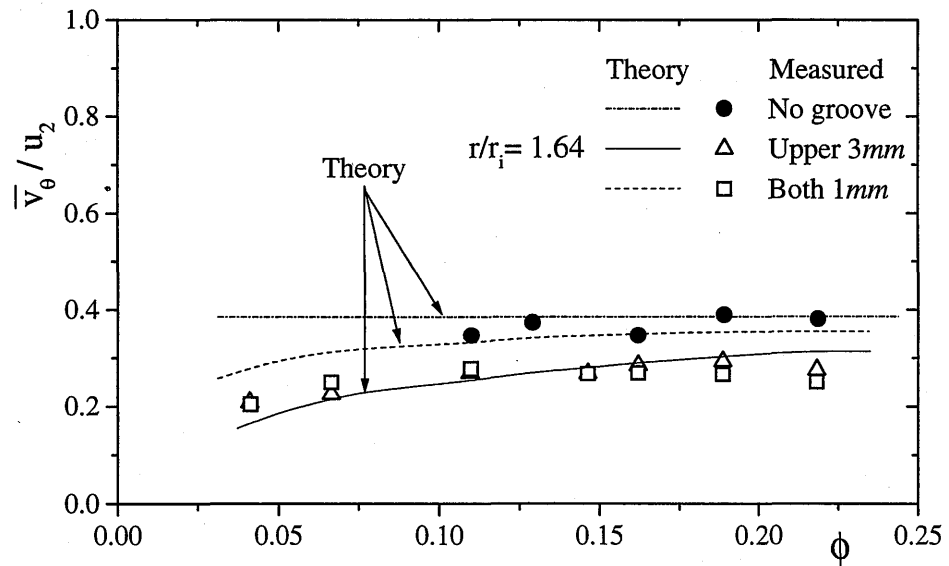


Fig. 2.6 Flow in the groove and the impeller exit



(a) $R = 1.10$



(b) $R = 1.64$

Fig. 2.7 Change in tangential velocity V_θ and comparison between theory and measurements

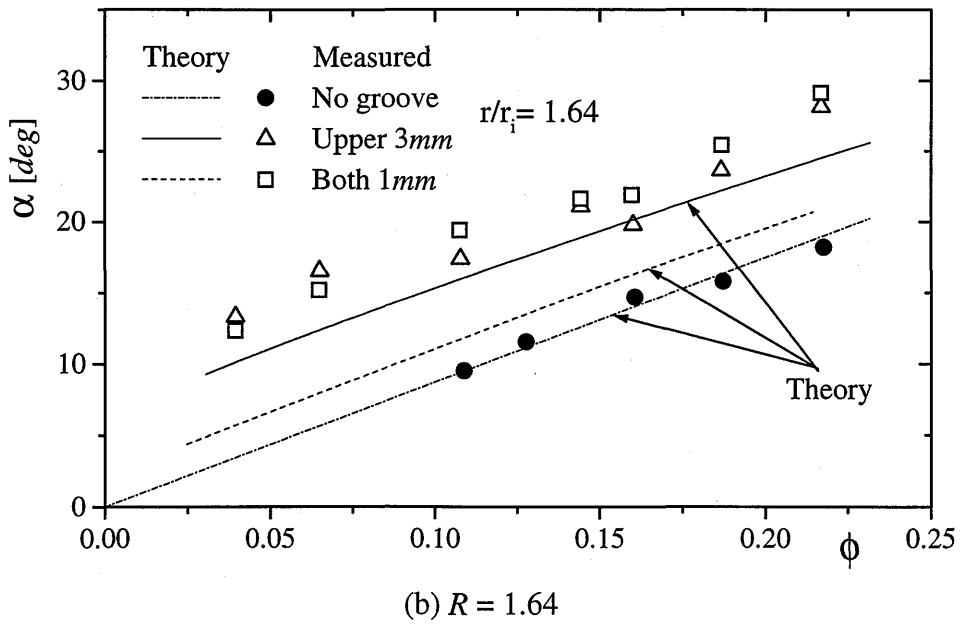
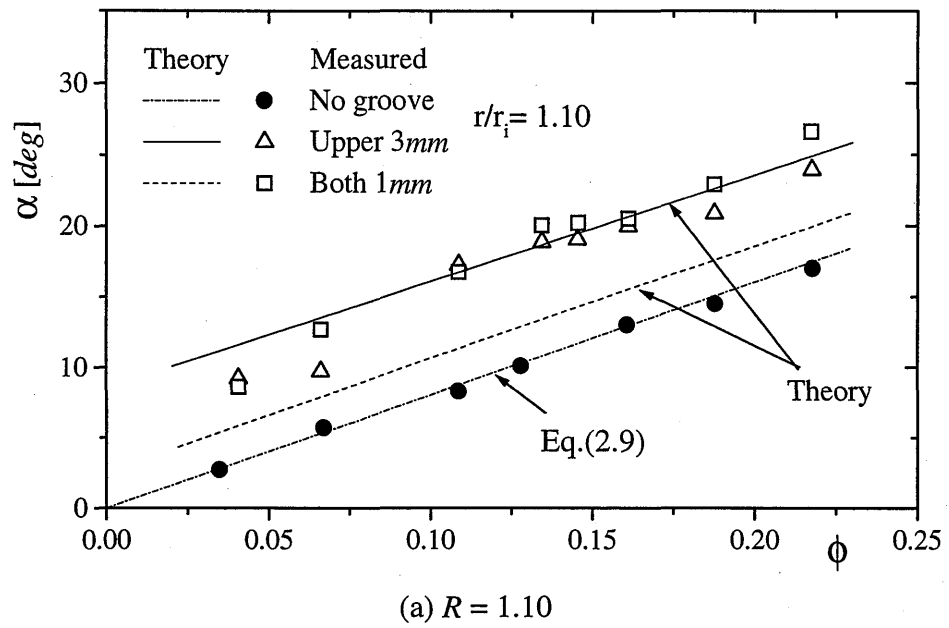


Fig. 2.8 Change in α and comparison with measurements

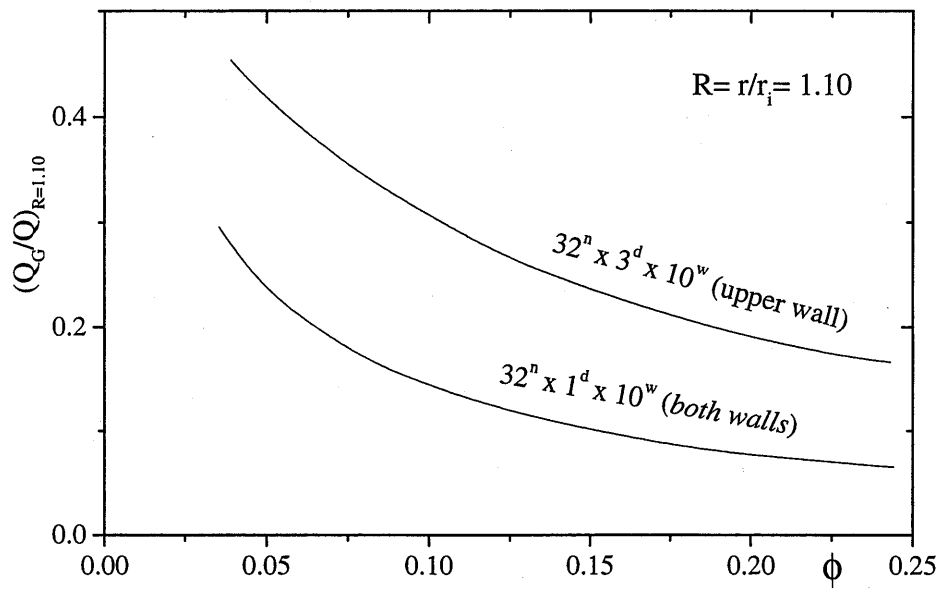


Fig. 2.9 Flow rate ratio of groove flow to main flow ($R=1.10$)

2.5 結言

羽根なしディフューザの旋回失速を抑制する目的で、放射状の溝を利用した新しい機構を提案し、その有効性を実験的・理論的に確認した。結論を要約すると以下ようになる。

- (1)ここに提案する放射溝は大変単純な形状にも拘わらず、流れ角を増加させる効果は顕著である。片側壁に $32n \times 3d \times 10w$ 、あるいは両壁に $32n \times 1d \times 10w$ の溝を取りつけることにより、全流量範囲で羽根無しディフューザ内の旋回失速を完全に抑制することが出来る。
- (2)放射溝による旋回失速の抑制のメカニズムは、以下の2つの効果によることが理論的に解明された。1つは、ディフューザ入口における主流と溝流れの混合による周方向速度の顕著な低下、もう1つは溝内の逆流による半径方向速度の顕著な増加であり、両者は流れ角の増加に対してほぼ等しい重みで寄与している。流れ角の増加は壁面付近で特に大きいので、両壁上の1mmの溝は片壁上3mmの溝とほぼ同程度の効果がある。
- (3)旋回失速を全流量域で抑制するには、 $7.5 \sim 8.5^\circ$ の流れ角の増大が必要であるが、放射溝は全流量域で一様に、かつ全域でもほぼ一様に流れ角を増大させる。
- (4)放射溝はディフューザ内で $\rho u_2^2/2$ の5~10%程度損失を増大させるが、損失の全圧上昇に対する割合は比速度が低いほど低下するので、旋回失速が深刻な問題となる低比速度羽根車では本方法は有効である。とくに旋回失速の発生領域を狭めるには、少ない溝数で十分効果があり、全圧損失もさらに少なくなる。

参考文献

- (2.1) Gleitzer, E.M., The Stability of Pumping System, *Trans. ASME, Ser. I*, 103 (1981), 193.
- (2.2) Jansen, W., Rotating Stall in a Radial Vaneless Diffuser, *Trans. ASME, J. Basic Engineering*, 86-4(1964), pp.750-758.
- (2.3) Senoo, Y. and Kinoshita, Y., Limits of Rotating Stall and Stall in Vaneless Diffuser of Centrifugal Compressors, *ASME Paper*, No. 78-GT-19(Apr.1978).
- (2.4) 鶴崎, 羽根無しディフューザの旋回失速に対するディフューザの幾何学的寸法の影響, *機論 B*, 59-566 (1993), pp.3133-3139.
- (2.5) 渡辺・有賀, 遠心羽根なしディフューザにおける旋回失速発生過程, *機論 B*, 59-565(1993), pp.2848-2853.
- (2.6) 辻本・吉田・森, ベーンレスディフューザの旋回失速の二次元非粘性解析に基づく研究, *機論 B*, 60-572 (1994), pp.1296-1301.
- (2.7) 松井・黒川・簗・広木・北洞, 半径比の大きなベーンレスディフューザにおける特異な旋回失速, *機論 B*, 64- 591(1995), pp.3842 -3847.
- (2.8) Kurokawa, J., Kamijo, K. and Shimura, T., Axial Thrust Behavior in LOX-Pump of Rocket Engine, *AIAA, J. Propulsion and Power*, 10- 2(1994), pp.244-250.
- (2.9) 黒川・甫出, 遠心羽根車出口の絶対流れの予測(第 1 報), *機論 B*, 50-459(1984), pp.2777-2783.

3. 半径溝を用いた羽根付きディフューザの 旋回失速の抑制法*

3.1 緒言

遠心形ターボ機械を低流量で運転すると、羽根付きあるいは羽根なしディフューザに旋回失速が生じ、機械の安定な運転範囲を狭めるだけでなく、軸受けに深刻な損傷を与えることがある。そのため従来羽根なしディフューザに関して多くの研究がなされ^{(3.2)-(3.5)}、羽根付きディフューザに関する最近研究が進んでいる^(3.6)。さらにこれを抑制する方法が精力的に探求されている^{(3.1),(3.7)}。しかし、従来提案されている多くの方法は複雑な機構を用いるため、コストを押し上げ、また全体効率の低下や故障を引き起こすことにもなる。旋回失速を抑制しうる単純な方法を解明することは、なお強く要求されている。

筆者の1人は、旋回流れ場において、深さがわずか1mmから数mmの放射状の溝を側壁に多数設ければ旋回強さを著しく制御できることを明らかにした^(3.8)。したがって、この放射溝を羽根付きあるいは羽根なしディフューザの側壁に取り付ければ、低流量時のディフューザ流れの旋回を押さえ、旋回失速を抑制できるのではないかとこの着想に至った。そこで前報^(3.9)では、羽根なしディフューザに応用した結果、旋回失速を全流量域に亘ってほぼ完全に抑制することができた。

引き続き本報では、羽根付きディフューザの旋回失速を対象として、壁面上に設けた放射溝の効果を実験的に検討する。なお、放射溝は必然的に水力損失を増加させることになるので、性能の低下に関する実験的に検討を加える。

* 黒川淳一，他3名，第39回ターボ機械協会宇部講演会講演論文集，1997-11，pp.67-72.

3.2 実験装置および方法

旋回失速に対する放射溝の有効性を実験的に検討するために、図 3.1 に示す様な平行壁羽根付きディフューザ試験装置を用いた。中央の遠心羽根車は可変速モータにより駆動され、流量を広範囲に変化させるための補助送風機が上流に取り付けられている。

羽根付きディフューザは、内径 $r_i=125.5\text{mm}$ 、外径 $r_o=315\text{mm}$ で、ディフューザ幅 $b=20\text{mm}$ は羽根車出口幅 b_2 に等しい。ディフューザ羽根は 13 枚で、図 3.2 に示すように、その入口半径比 $r_v/r_i=1.05, 1.10, 1.15$ と変化させ、また周方向からの取付け角 $\beta_v=8, 12, 16^\circ$ に変化させた。なお、図 3.2 中の*印は圧力測定点を示し、羽根間流路の中央で半径比 $r/r_i=1.06, 1.10, 1.18, 1.26$ に設けられている。羽根車は半径 $r_2=125\text{mm}$ 、羽根数 $z=8$ の放射羽根を持つ開放形羽根車で、羽根先端隙間は 1mm である。

側壁上に設けられた放射溝は、図 3.3 に示すように、放射状に等間隔に、平行壁流路の入口から案内羽根まで種々の寸法のものを取りつけた。溝幅 $w=3, 5, 10\text{mm}$ 、深さ $d=1, 3, 5\text{mm}$ に変化させ、旋回失速が全流量範囲で抑制し得る寸法を実験的に検討した。

実験は、空気流を用い、流量を徐々に低下させていったときのディフューザ流れの時間平均特性を 3 孔ピトー管で、また壁面静圧の時間変動をひずみ式圧力変換器（固有振動数 350Hz ）で測定した。羽根車の回転速度は 3000rpm であり、羽根車周速度 U に基づくレイノルズ数は $Re \equiv Ur/\nu = 3.3 \times 10^5$ である。

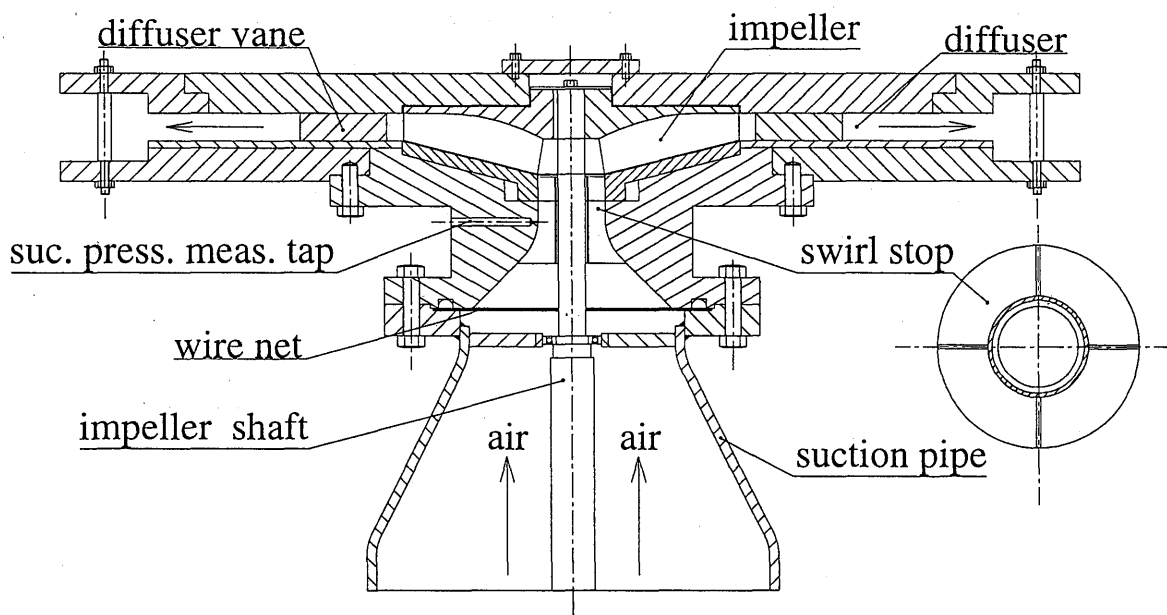


Fig. 3.1 Vaned diffuser test stand

3. 半径溝を用いた羽根付きディフューザの旋回失速の抑制法

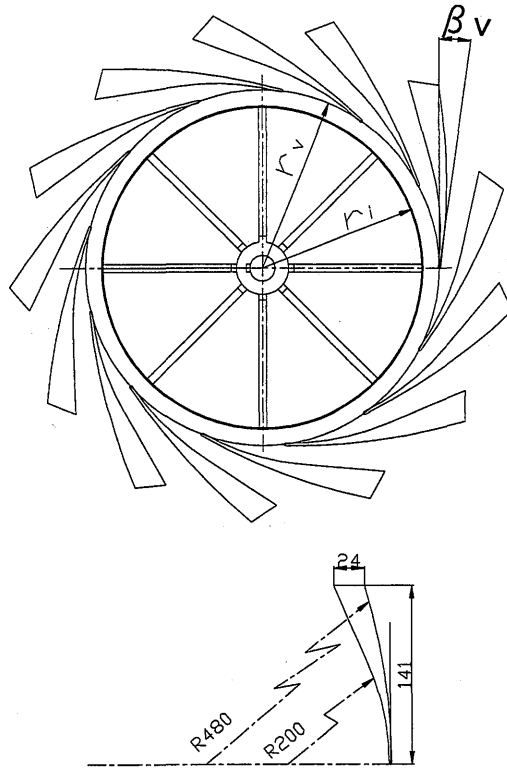


Fig. 3.2 Configuration of diffuser and vane

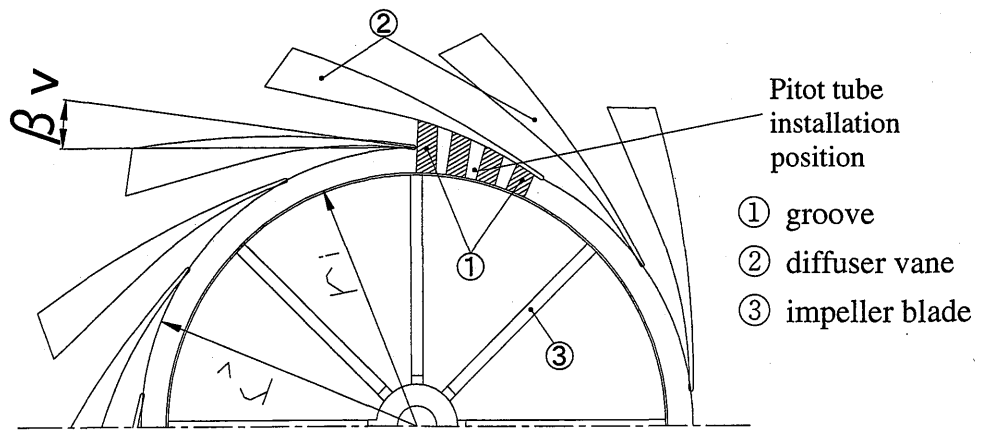


Fig. 3.3 Configuration of diffuser, vane and groove

3.3 実験結果の検討

3.3.1 羽根なしディフューザの旋回失速

先ずディフューザ羽根を取り去った状態での全圧特性を図 3.4 に示す。 $\psi (=2gH/U^2)$, $(=Q/A_2U)$ はそれぞれ圧力係数および流量係数である。

壁面圧力の測定結果によれば、図 3.4 に示す ϕ の全範囲において羽根なしディフューザの旋回失速が生じており、一例として、 $\phi=0.009$ および 0.04 における壁面圧力変動波形を図中に示す。 ψ 曲線には、 $\phi=0.02$ 付近に不連続なピークが見られるが、壁面失速の周期と振幅静圧変動の周波数分析によれば、この流量を境として、大流量側ではセル数 2、小流量側ではセル数 1 の旋回失速が生じていた。

羽根なしディフューザの旋回失速の周期及び脈動振幅は、それぞれ図 3.5 のようになる、周波数は $\phi=0.02$ を境として急激に変化するが、脈動振幅は流量と共に連続的にかつ緩やかに増大し、羽根周速に基づく動圧の 40% 程度にも達することが判る。

3.3.2 羽根付きディフューザの旋回失速

ディフューザに案内羽根を取りつくと、その角度が $\beta_v=8^\circ$ および 12° では旋回失速を生じたが、 $\beta_v=16^\circ$ では生じなかった。そこで $\beta_v=16^\circ$ の場合の全圧性能を、羽根なしの場合と比較して図 3.6 に示す。案内羽根前縁位置の半径比 r_v/r_i を変化させても全圧性能は殆ど変化せず、羽根なしの場合に比べて低流量域では却って低下している。また図より、案内羽根に無衝突で流入するのは $\phi=0.05$ 付近にあり、案内羽根の角度が $\beta_v=16^\circ$ とかなり大きい場合には、羽根付きにすると却って性能を低下させることが判る。この場合、羽根なしでは、前述のように全流量範囲において旋回失速が発生しているが、羽根付きディフューザでは旋回失速は発生していない。

一方、 $\beta_v=12^\circ$ および 8° の場合には、高流量域では羽根なしの場合よりもかなり高い全圧特性を示したが、案内羽根に旋回失速が発生する流量域では全圧が急低下を示した(後述)。 $\beta_v=12^\circ$ の場合の旋回失速による圧力変動の一例として、 $r_v/r_i=1.15$ に取り付けさせた案内羽根により引き起こされた壁面静圧変動の波形を図 3.7 に示す。流量係数が大きい(a) $\phi=0.066$ ではランダム変動が観察されるが、図 3.7(b) $\phi=0.030$ になると案内羽根の旋回失速に特徴的な三角波変動が観察され、さらに流量を絞った図 3.7(c) $\phi=0.010$ では旋回失速の周期が短くなる。この場合、圧力の平均値は負になるが、ピーク値はディフューザ出口圧力(大気圧)より高くなる。

半径比 $r/r_i=1.10$ における壁面静圧変動の周波数分析結果は図 3.8 のようになる。図 3.8(a) は最大レベルを示した周波数をプロットしたもので、流量係数 ϕ に対してほぼ直線的に低下することが判る。同図には旋回失速の発生範囲も示しており、ほぼ羽根取付け角 β_v によらず羽根先端位置 r_v/r_i によって決まること、そして羽根車出口と案内羽根との隙間が大の場合には旋回失速の発生流量範囲が著しく拡大することが判る。なお、 $\beta_v=16^\circ$ では、ランダム変動のみが観測された。

また無次元振幅は、図 3.8(b) より流量依存性が少ないが r_v が大きい程増大すること、そして変動振幅は図 3.8(c) より半径とともに急激に減衰し、半径比 1.5 以上では変動は殆

ど問題にならない。

3.3.3 旋回失速の抑制効果とそのメカニズム

放射溝を平行壁の上下両壁面に対称に取り付け、旋回失速が最も強く発生する $\beta_v=12^\circ$ に固定して、放射溝寸法（本数 $n \times$ 幅 $w \times$ 深さ d ）の数種類の組み合わせに対して、壁面静圧変動を調べた。

一例として、溝寸法 $39n \times 5w \times 3d$ および本数が倍の $78n \times 5w \times 3d$ の場合の $r/r_f=1.10$ で測定された壁面静圧変動の比較をそれぞれ図 3.9(a), (b)に示す。放射溝のない図 7と比較すれば放射溝の効果が明瞭になる。旋回失速の生じない大流量 $\phi=0.066$ では変動振幅は溝により著しく小さくなり、旋回失速が生ずる $\phi=0.030$ では周期変動は消失するが、なお大きなランダム変動が残っている。極低流量 $\phi=0.010$ になると $39n \times 5w \times 3d$ の溝では旋回失速を抑制しきれず、溝本数を倍にして初めて周期変動を抑制できることが判る。

実用問題としては、送風機・圧縮機では流量の低下とともに旋回失速からサージに突入することが多いので、必ずしも全流量で旋回失速を抑制する必要はない。その発生流量を低下できればよいので、少ない溝本数でも良好な効果が期待できる。ポンプでもミニマムフロアの制約から極低流量域まで抑制する必要性は少ない。また変動振幅が大きくとも、その周期性が抑制できれば繰り返し応力を避けられるので、有用性は大きい。

既報の結果^(3.8)によれば、羽根なしディフューザの旋回失速に対する放射溝の効果は、以下の2つのメカニズムから構成される。すなわち、第一は外向きに流れる主流と内向きに流れる溝流れの混合によるディフューザ入口での周方向速度の顕著な減少（30～40%にも達する）、第二は溝内の逆流による半径方向速度の顕著な増加である。両者の効果は流れ角を全流量範囲にわたって一様に、かつディフューザ全域にわたって増加させる上で同じ重みを持ち、浅い溝でも流れ角の増加は壁面付近で非常に大きいため、旋回失速を抑える。

3.3.4 放射溝による性能低下

放射溝は、流れの周速度を著しく減少させるため、必然的に性能低下を引起こす。これを明らかにするために、羽根車上流とディフューザ出口における全圧から、全圧性能を求めたものの一例を図3.10に示す。図3.10(a)の $\beta_v=12^\circ$ では、放射溝がない場合には $\phi=0.035$ 付近で旋回失速の発生により全圧の急低下が見られ、それ以下の流量では周期的な静圧変動が発生する。これに $78n \times 5w \times 3d$ の放射溝を取りつけると、ほぼ全流量域で旋回失速は抑えられ、旋回失速発生点以下の流量域では全圧性能が向上するが、 $\phi > 0.035$ では溝流れによる角運動量欠損作用のため、全圧が約3～8%低下する。また、強い旋回失速を生ずる図 3.10(b) $\beta_v=8^\circ$ の場合でも、締切流量付近を除けば旋回失速を抑制でき、全圧性能が向上している。しかし、旋回失速が生じない流量域では羽根付きディフューザよりも約8%程度全圧が低下しているが、羽根なしディフューザよりも約7%向上している。この全圧低下を無くすには、例えば旋回失速を感知して溝を出し入れできるような能動制御の採用も考えられる。

放射溝はこの全圧低下の代償として、圧力変動振幅を全流量範囲において著しく低下さ

せることができ、その様子を図 3.11 に示す。旋回失速の有無に拘わらず、 $78n \times 5w \times 3d$ の放射溝によって脈動振幅を約半分に低下させることが判明する。

放射溝は羽根出口流れの周速度を低下させるが、羽根出口流れの動圧が全圧上昇に占める割合は比速度の低下と共に低下し、比速度の低い羽根車ほどその割合は小さいので、旋回失速が深刻な問題となる低比速度羽根車では、本方法は有利な方法であると言える。

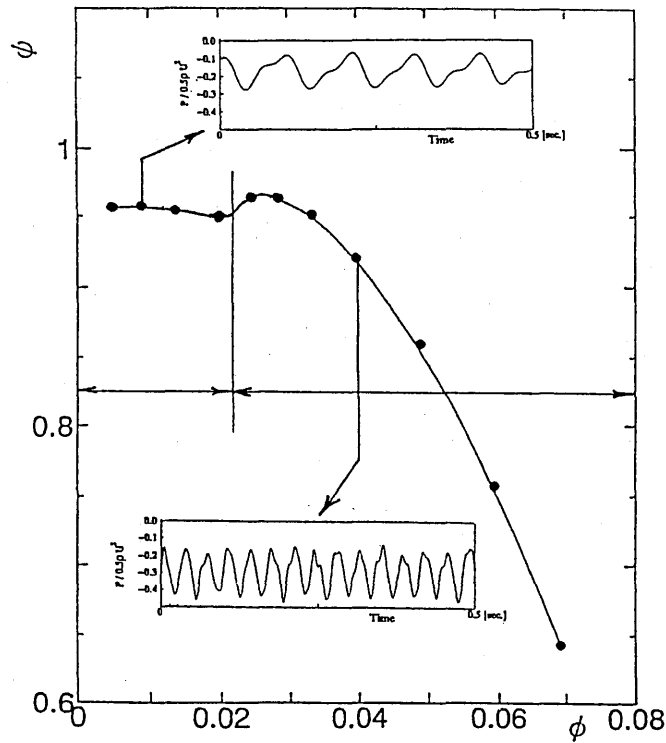


Fig. 3.4 Performance curve of vaneless diffuser

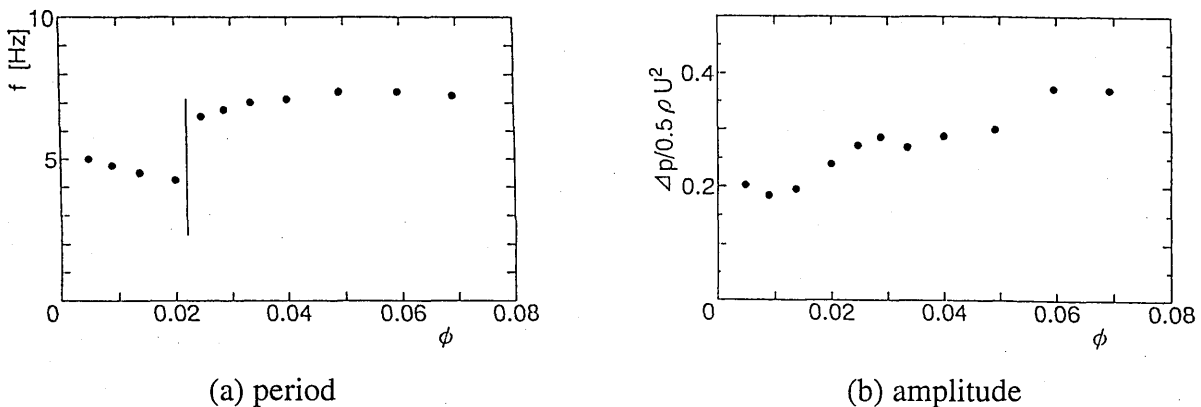


Fig 3.5 Period and amplitude of rotating stall of vaneless diffuser

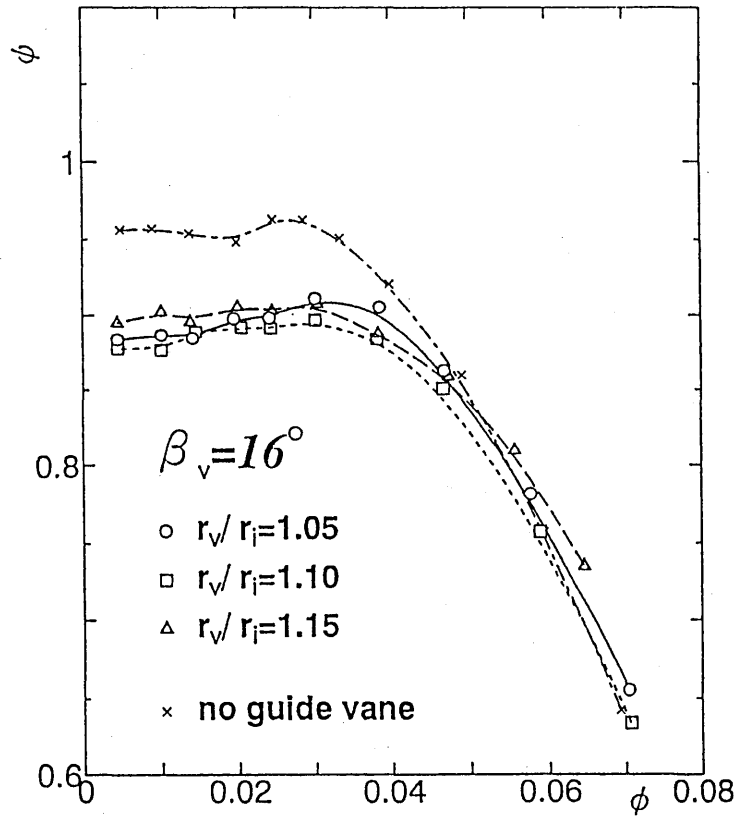


Fig. 3.6 Performance curve of vaned diffuser

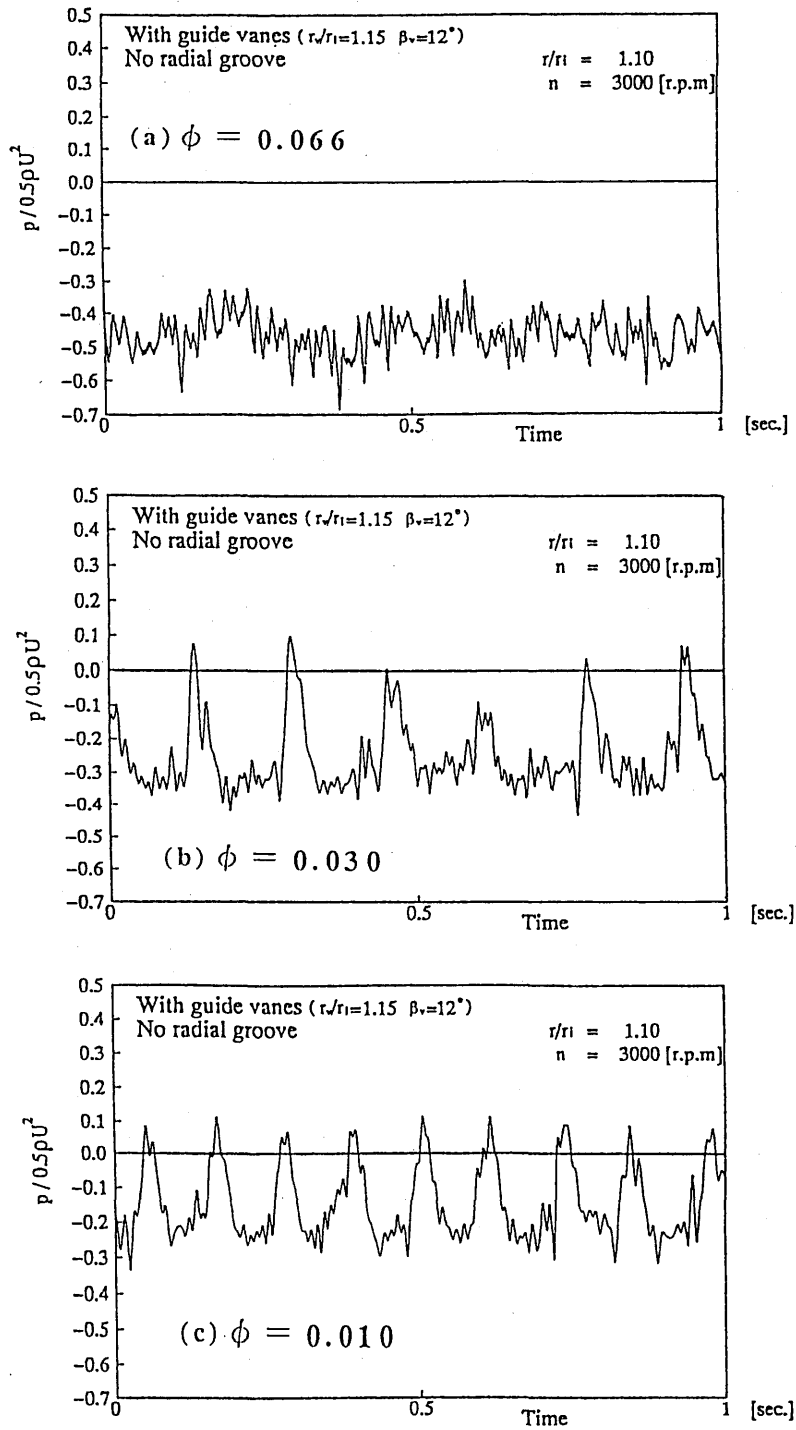
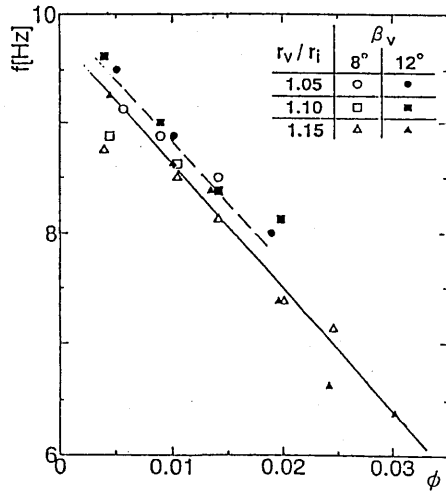
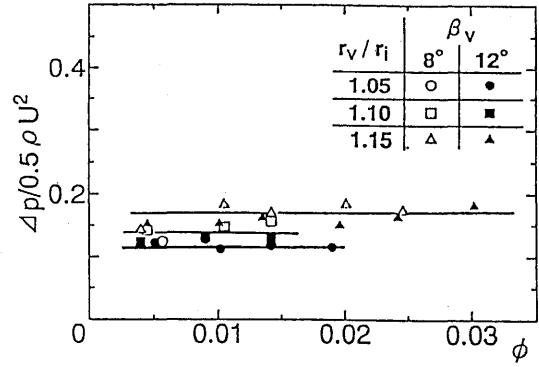


Fig. 3.7 Static pressure fluctuation on the wall

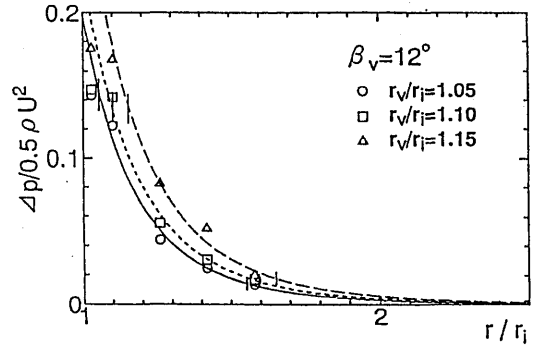
3. 半径溝を用いた羽根付きディフューザの旋回失速の抑制法



(a) period

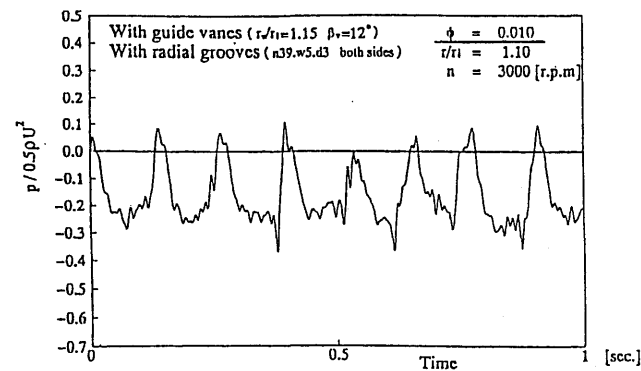
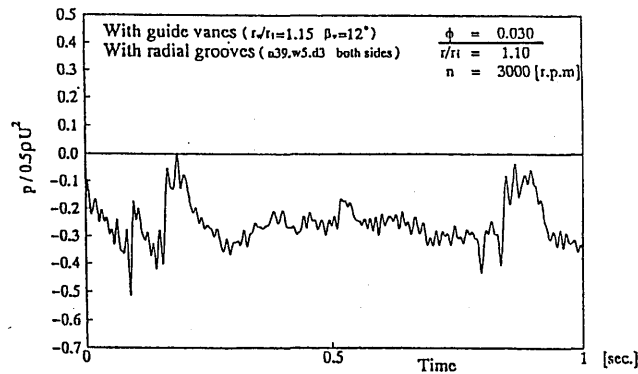
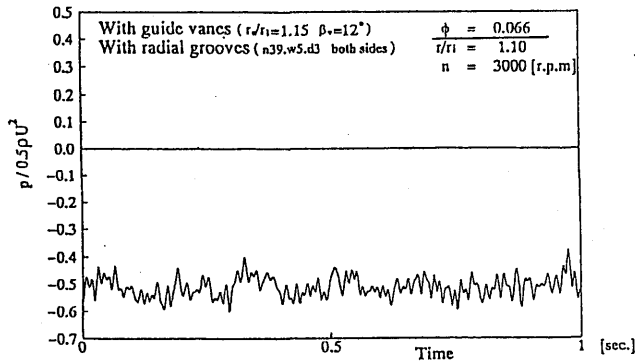


(b) amplitude

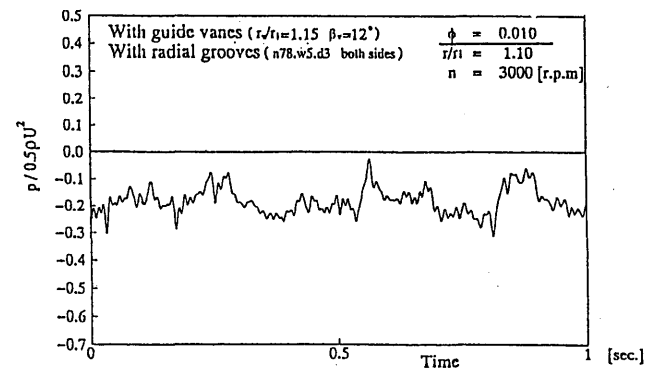
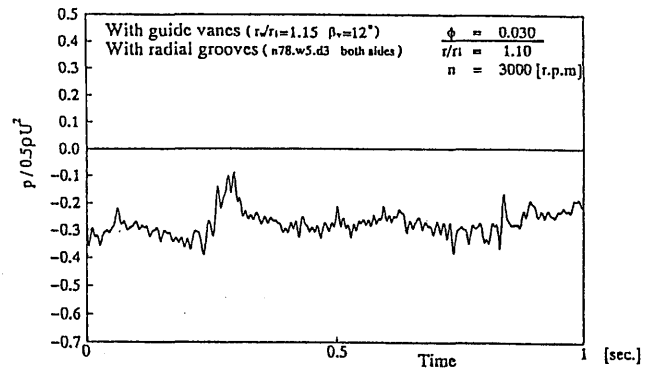


(c) reduction of amplitude in radial direction ($\phi=0.010$)

Fig. 3.8 Characteristics of rotating stall of vaned diffuser



(a) in case of $39^n \times 5^w \times 3^d$



(b) in case of $78^n \times 5^w \times 3^d$

Fig. 3.9 Suppression of rotating stall of vaned diffuser by use of radial groove

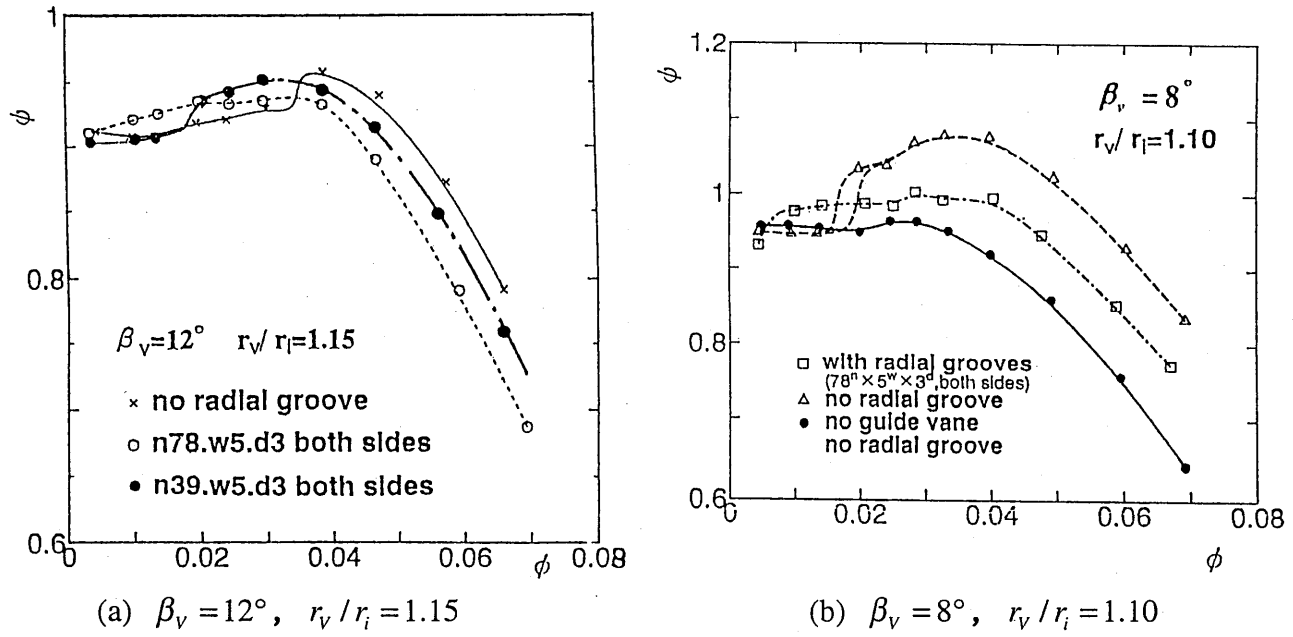


Fig. 3.10 Change of total performance of vaned diffuser by radial groove

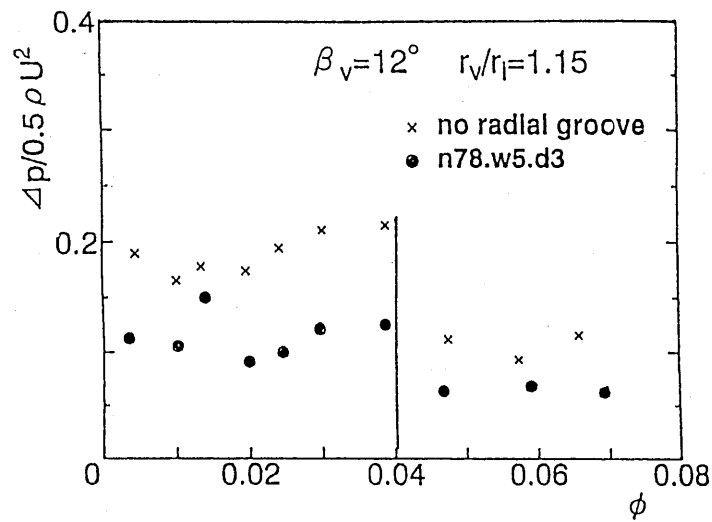


Fig. 3.11 Reduction of pressure fluctuation by radial groove

3.5 結言

- (1) ここに提案する放射溝は単純な形状にも拘わらず、旋回失速を抑制する効果は顕著であり、両側壁に $78n \times 5w \times 3d$ の放射溝を取りつけることにより、ほぼ全流量範囲で羽根付きディフューザの旋回失速を抑制することが出来、また全流量範囲で圧力変動の振幅を半分程度に減少させることが出来た。
- (2) 放射溝は全圧を 8%程度低下させるが、損失の全圧上昇に対する割合は比速度が低いほど低下するので、旋回失速が深刻な問題となる低比速度羽根車では本方法は有効である。
- (3) 旋回失速の発生領域を狭めるには、少ない溝数で十分効果があり、全圧損失もさらに少なくなる。この場合羽根なしにすると、測定した全流量域で旋回失速が発生していた。

最後に、本実験装置の製作にご援助戴いた日機装（株）の筒井俊明取締役、服部雅威氏、そして実験に協力された当時学生の管野裕之氏に深甚なる謝意を表する。

参考文献

- (3.1) Gleitzer, E.M., The Stability of Pumping System, *Trans. ASME, Ser. I*, 103 (1981), p.193.
- (3.2) Jansen, W., Rotating Stall in a Radial Vaneless Diffuser, *Trans. ASME, J. Basic Engineering*, 86-4(1964), pp.750-758.
- (3.3) Senoo, Y. and Kinoshita, Y., Limits of Rotating Stall and Stall in Vaneless Diffuser of Centrifugal Compressors, *ASME Paper*, No. 78-GT-19(Apr.1978).
- (3.4) 鶴崎, 羽根無しディフューザの旋回失速に対するディフューザの幾何学的寸法の影響, *機論 B*, 59-566 (1993), pp.3133-3139.
- (3.5) 松井・他 4 名, 半径比の大きなベーンレスディフューザにおける特異な旋回失速, *機論 B*, 64-591(1995), pp.3842-3847.
- (3.6) 吉田・他 3 名, 遠心羽根ベーン付きディフューザ系に生じる旋回失速, *機論 B*, 56-530(1990), pp.2991-3006.
- (3.7) 原田, 可変ディフューザ羽根付ノンサージ遠心圧縮機, *ターボ機械*, 24-10 (1996), pp.600-608.
- (3.8) Kurokawa, J., Kamijo, K. and Shimura, T., Axial Thrust Behavior in LOX-Pump of Rocket Engine, *AIAA, J. Propulsion and Power*, 10- 2(1994), pp.244-250.
- (3.9) Kurokawa, J., *et al.*, A New Passive Device to Control Rotating Stall in Vaneless and Vened Diffusers by Radial Grooves, *Proc. Int. Conf. on Fluid Eng.(ICFE '97, Tokyo)*, Vol. 2(1997), pp.1109-1114.

4. Jグループを用いた斜流ポンプの不安定性能の抑制法の開発*

4.1 緒言

ターボ機械の揚程曲線に、局所的な凹み、あるいは部分流量域で流量とともに揚程が増加する、いわゆる右上がり部分が存在すると、機械の運転中に激しい振動を伴うサージが発生することがある。このような揚程曲線は、右上がり不安定性能と呼ばれ、ポンプでは設計段階でこれを避けるための様々な考慮、例えば、羽根出口角をできるだけ小さくし、羽根枚数を減らすなどの工夫が行われるが、圧縮機ではサージラインよりも低流量側では運転不能となる。そのため、従来からサージを抑制して運転範囲を広げる方策が精力的に探究され、リングキャビティ^(4.1)、ケーシングトリートメント^(4.2)などの受動的な制御法や、ジェット吹出し^(4.3)などの能動的な制御法が提案されてきた。

しかしこれらの方法は、いずれも複雑な機構を必要とし、ターボ機械の全体性能を低下させるばかりでなく故障の原因にもなるので、出来るだけ簡便な方法で不安定性能を抑制できることが望ましい。

筆者らは、異常流動現象によって引き起こされるターボ機械の不安定性能は、特別な装置を用いず流れ自身の特性を利用して改善すべきであるという考えの下に、異常現象の抑制法を探究してきた。その結果、流れの旋回を制御して異常流動現象を抑制しうる新しい簡便な手法を見出し、これを羽根なしディフューザ^(4.4)、および羽根つきディフューザ^(4.5)の旋回失速に適用して、運転流量の全域で旋回失速を完全に抑制することに成功した。筆者らが提案する方法は、旋回流によって引き起こされる流れ場のケーシング壁に、圧力こう配の方向に平行な多数の浅い溝（以後Jグループと呼ぶ）を設けるものであり、原理的には旋回流に起因するあらゆる異常流動現象に対して適用可能である。

そこで本報告は、これまで設計者を悩ませてきた斜流ポンプの右上がり不安定性能に適用して、その効果を実験的に検討しようとするものである。この場合、不安定性能を解消できても最高効率が大幅に低下しては実用的でないので、最高効率をほとんど低下させずに不安定性能を解消できるかどうか重要になる。

なお、従来ターボ機械の異常流動現象に対しては現象毎に個別の抑制法や回避法が提案されてきたが、ターボ機械は流れの旋回を利用して流体との間にエネルギー授受を行う機械であるから、筆者らの方法はターボ機械の多くの異常流動現象に対して共通に適用し得る汎用的な抑制法となることが期待される。しかも旋回流の特性を利用するので、何ら特別な機構を必要とせず、既設の機械に対しても簡便に適用できる。

* 黒川淳一，他3名，日本機械学会論文集（B編）66巻642号（2000-2），pp.460-467.

Kurokawa, J., et al., Proc. of the 3rd ASME/JSME Joints Fluids Conf., FEDSM-7200(in CD-ROM), July 18-23, 1999, San Francisco.

4.2 J グループによる旋回流抑制機構

遠心羽根車の出口に設置される平行壁羽根なしディフューザあるいは羽根つきディフューザには、部分流量になると旋回失速が発生する。筆者らは既報において羽根なしディフューザの旋回失速を基礎的に検討し^(4.6)、さらに旋回失速を抑制すべく、深さ 1~3 mm の多数の放射溝 (J グループ) を平行壁ディフューザの両側壁に取り付ける方法を提案してその有効性を実証するとともに、その抑制機構を詳細に理論的に解明した^(4.4)。

その結果、深さわずか 1mm (流路幅の約 5%) の放射溝を 32 本取りつけると、溝内を高速ジェットが主流と反対方向に流れ、溝の流量が主流の 20~30%にも達すること、溝流れにより主流の旋回速度が約 60%に低下すること、そして主流の流れ角 (周方向からの角度) が全流量範囲で一様に約 8°増加することが明らかとなった。この 8°の半分、すなわち 4°は、溝流れが主流と混合する際に主流の角運動量を奪う効果、そして残りの 2~3°は溝内の逆流分だけ主流のメリジアン速度が増大する効果であることも明らかになった。

以上に示した様な J グループの驚くべき効果は、H-II ロケットの軸スラスト制御においても実証され、20,000rpm で回転する羽根車背面の流体がわずか 1mm の深さの放射溝により全く旋回しなくなることを理論的に明らかにした^(4.7)。

4.3 ポンプの不安定性能および供試斜流ポンプ

Hergt ら^(4.8)は、ディフューザポンプの不安定性能には2つのタイプがあることを明らかにしている。1つは設計流量の65%以下で羽根入口逆流により引き起こされるもので Part Load Whirl (PLW)と呼び、もう1つは設計流量の75%以上でディフューザ羽根の逆流により引き起こされ Full Load Instability (FLI)と呼んでいる。

筆者らは、後者 (FLI) はディフューザ羽根の旋回失速が原因であり、失速コアの到来とともに周期的に発生するディフューザから羽根車への強い逆流が、揚程の急低下を引き起こすことを明らかにした^(4.9)。また、斜流ポンプに生ずる不安定性能は前者 (PLW) によって引き起こされ、その原因は、羽根入口逆流によって引き起こされる主流の予旋回が理論揚程の急低下を引き起こすことを、実験的および数値的に解明した^(4.10)。

以上のことから、一般にディフューザ羽根における失速セルの旋回を抑えるか、あるいは/および羽根車入口逆流の旋回を抑えることができれば、ポンプの不安定性能を抑制できる筈である。Jグループが羽根つきあるいは羽根なしディフューザの旋回失速抑制に極めて有効であることは、すでに別報^(4.4)で報告した。そこで本報告では、羽根入口逆流に基づく不安定性能抑制の可能性について、既報^(4.10)で用いた斜流ポンプ装置を用いて、実験的に検討する。

図4.1は比速度 $n_s = 830$ [m, m³/min, rpm], 無次元比速度 $\omega = 0.33$ の斜流ポンプであり、羽根車外径は出口で 247mm 入口で 195mm, 先端すきまは 0.7mm で、羽根先端より 20mm 上流に十字型旋回止めが、また下流には7枚の案内羽根が取りつけてある。羽根車の羽根数は5枚、平均半径上での入口角 $\beta_{1m} = 21.0^\circ$, 出口角 $\beta_{2m} = 31.4^\circ$, 回転数 $n = 1460$ rpm での揚程 9m, 流量 9m³/min である。実験は羽根出口の平均半径 r_{2m} における周速 u_{2m} を用いたレイノルズ数 $Re = 2r_{2m}u_{2m}/\nu = 3.6 \times 10^6$ で行った。

ポンプ入口・出口の静圧は、それぞれ羽根入口から 61.5mm 上流及び 713mm 下流で測定し、入口・出口の断面流速分布は5孔ピトー管を用いて、図4.1に示す羽根入口チップ前方 7mm および出口後方 4mm にて測定した。

斜流ポンプの不安定性能は、羽根入口逆流の旋回に基づく理論揚程の低下によって引き起こされるので、これを抑制するためのJグループは、入口逆流の旋回速度を押さえる様に取り付けられればよい。そこで羽根車入口チップ付近のケーシング壁面上に、主流の圧力こう配の方向 (メリディアン方向) に多数の浅い溝を取り付け、その本数 $n \times$ 深さ d (mm) \times 幅 w (mm) \times 長さ l (mm) を種々変化させて実験した。なお、溝の方向として、羽根車の回転方向及び反対方向に羽根取付け角度分だけ傾斜した溝についても実験したが、その効果に特に差異は生じなかった。

溝は、ケーシング壁面上に短冊型に切った硬質ゴムの薄板を図4.2(a)に示す様に貼りつけ、板厚分だけ羽根車を軸方向に移動させ、羽根先端隙間を 0.7mm に保った。この場合、Jグループは壁面より板厚分だけ出張って取り付けられることになるが、実用に当たっては、ケーシング内面に溝を掘り下げることになると思われるので、ケーシング壁に図4.2(b)に示す様な深さ 4mm の凹みを加工し、その内面にゴム板を張りつけて溝を形成し、溝の上面がケーシング壁面と面一になる様にした実験も追加した。これら二種類の実験におい

て、測定結果にはあまり差異はなかった。

溝による流れの変化を調べるために、溝の底部および丘部の圧力の変化を、図 4.2(b)に示す静圧測定孔 No.0~4 により測定した。No.0 は溝のない位置、No.2 は羽根前縁に相当する。

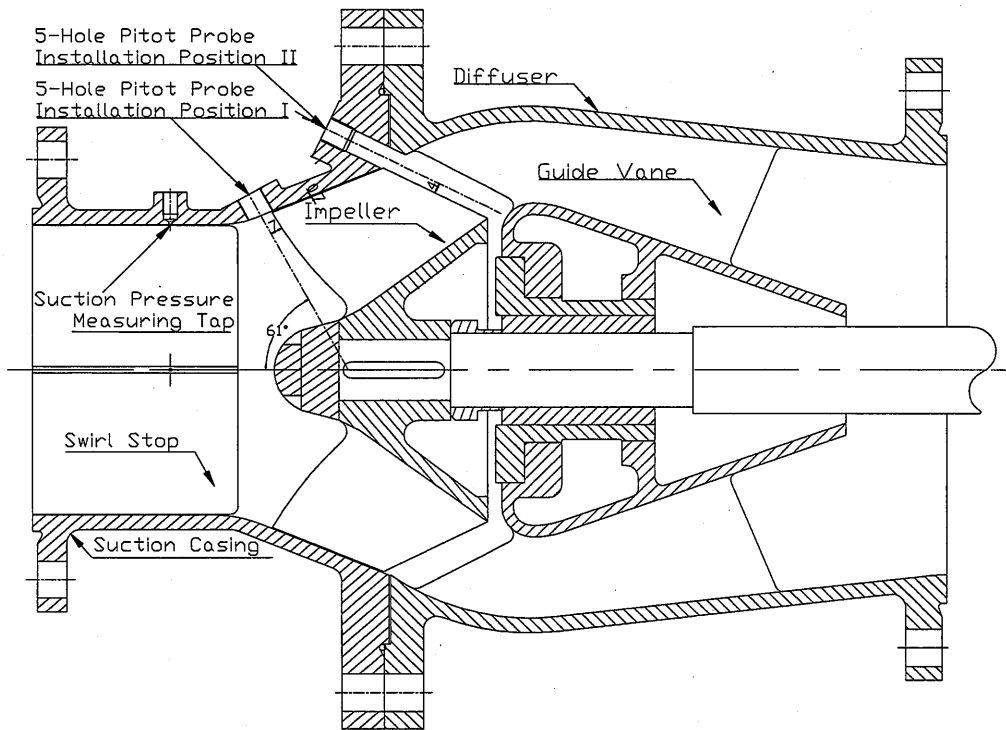
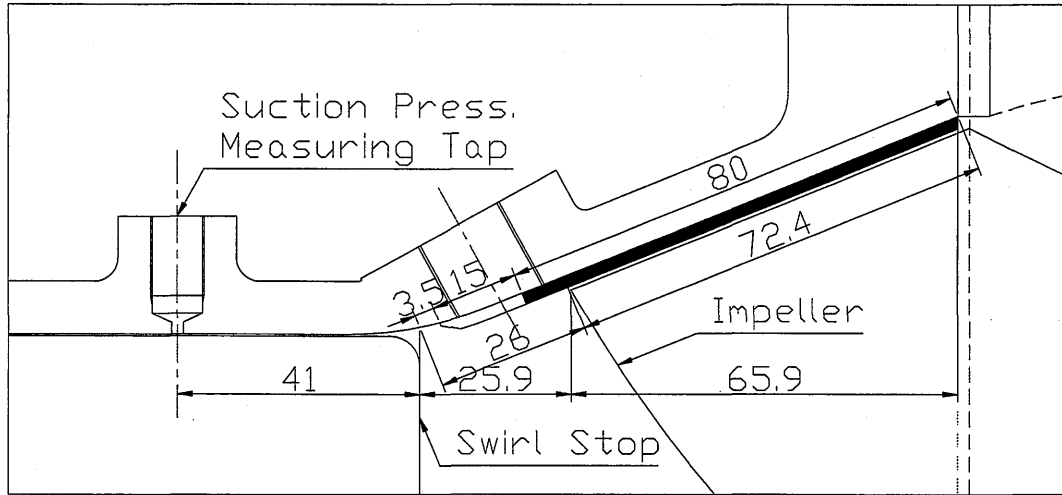
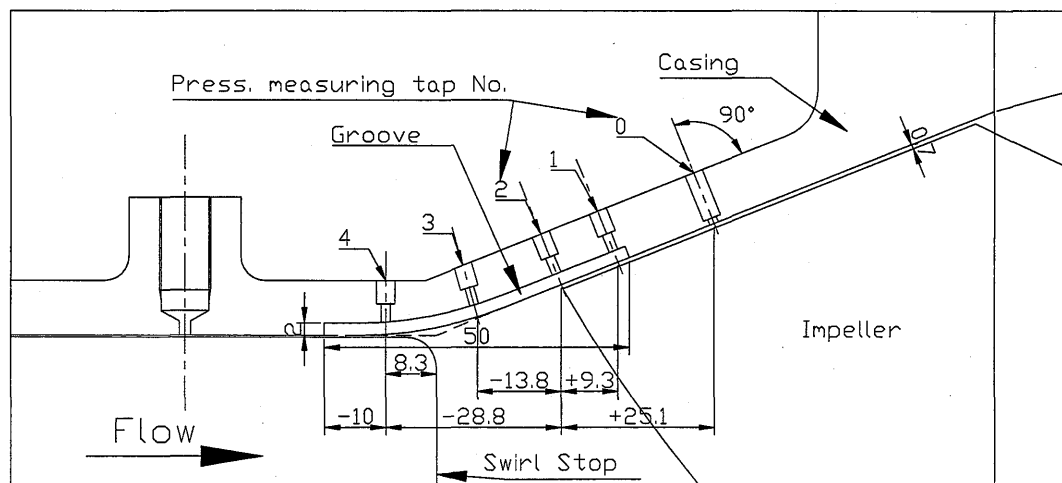


Fig. 4.1 Mixed flow pump tested ($n_s = 830$)



(a) Grooves formed on the surface of the casing wall



(b) Grooves formed under the surface of the casing wall

Fig. 4.2 Location of J-Groove on the inside casing wall

4.4 実験結果と考察

4.4.1 供試ポンプの特性曲線

図 4.3 は供試ポンプの揚程係数 ψ 、軸動力係数 τ 、効率 η を流量係数 ϕ に対してプロットしたものである。供試ポンプの揚程曲線（グループなし、○印）には、最高効率点（BEP）の約 60～65%の流量で右上がり不安定が発生しており、揚程が凹形に落ち込む流量範囲は BEP の 30～65%に亘っている。この範囲では軸動力曲線にも多少の凹みがあることから、羽根作用も低下していることが分かる。

4.4.2 不安定性能に対する J グループの効果

図 4.3 中には、J グループ装着時の特性曲線の変化も示している。羽根車入口付近のケーシング壁面に $28^{\circ} \times 4\text{mm}^d \times 5\text{mm}^w$ および、 $28^{\circ} \times 2\text{mm}^d \times 10\text{mm}^w$ （長さはいずれも $l=50\text{mm}$ ）の J グループをつけた場合の特性曲線をそれぞれ▽および□印で比較している。

グループのない○印と比較すると、▽の場合には不安定性能の多少の改善が見られるが、□では飛躍的な改善が見られ、不安定性能は全流量域で完全に消失し、しかも最高効率はほとんど影響を受けないばかりか、むしろ多少の向上さえ見られる。すなわち、J グループは不安定性能を解消し、もともと安定な運転領域では余分な水力損失を引き起こさないことを示している。

なお、▽と□では溝の断面積が等しく、幅と深さが異なるだけであるにも拘わらず、抑制効果は著しく異なり、溝幅大の方が効果はるかに大きい。これは、浅く広い溝の方が流路の水力半径が大で流路抵抗が小さくなるためであり、J グループの幅が不安定性能の抑制に重要な意味を持つことを示している。

4.4.3 不安定性能抑制のメカニズム

不安定性能に対する J グループの著しい抑制作用のメカニズムを解明するために、J グループのない場合および最も効果的な $28^{\circ} \times 2\text{mm}^d \times 10\text{mm}^w$ の J グループをつけた場合の羽根入口の断面速度分布の比較を図 4.4(a)および(b)に示す。図 4.3 に示したように不安定性能は BEP の 60～65%で発生し、揚程曲線には 30～65%の範囲に凹形の落ち込みが見られるので、速度分布の測定は、BEP 点付近 ($\phi/\phi_n=0.99$, ○印) および流量比 $\phi/\phi_n=0.73$ (□), 0.61 (△), 0.50 (▽), 0.21 (◇)で行った。黒塗り記号は J グループ装着時をあらわし、△と▲あるいは▽の▼の比較から、J グループの不安定抑制メカニズムを検討できる。

まず、J グループを装着しない場合について羽根入口流れを検討する。図 4.4(a)よりメリジャン速度 $v_m < 0$ となる羽根入口逆流が始まる流量は $\phi/\phi_n=0.61$ より多少高く、これは図 3 に示した不安定開始点とほぼ一致する。また図 4.4(b)よりこの逆流域は大きな旋回速度 v_{θ} を持つことがわかる。この場合、流れが旋回速度を持つ領域は、正流と逆流の流量和が 0 となる外周部の循環流領域ばかりでなく、その内周側の貫流領域にまで及び、その予旋回が理論揚程の急低下を引き起こす^(4.10)。

次に、J グループの有無による羽根入口流れの比較から、不安定性能の抑制メカニズムを検討する。不安定性能の開始点付近の $\phi/\phi_n=0.61$ ではグループなしの場合の流れが不安

定で大きな変動を伴っている（図 4.4 には時間平均値を示す）ので、流れの検討には $\phi/\phi_n = 0.50$ の場合が適していよう。 $\phi/\phi_n = 0.50$ の ∇ と \blacktriangledown を比較すると、図 4.4(a)から逆流域の大きさは J グループの装着によりかなり小さくなること、図 4.4(b)から周方向速度は J グループの装着により著しく減少することがわかる。この予旋回の減少が、不安定を抑えることになる。

以上の現象をさらに明瞭に示すために、J グループのない場合および最も効果的な $28^\circ \times 2\text{mm}^d \times 10\text{mm}^w$ の J グループを装着した場合の、ケーシング壁面に沿う軸方向の圧力変化を図 5 に示す。黒塗り記号は J グループ装着時の、溝の丘部の圧力を示している。孔番号は図 4.2(a)の測定孔番号に対応し、No.0 は下流側の溝のない部分、No.1~4 は溝部分に対応し、No.2 は羽根前縁、No.4 は上流側の旋回止め流路内に位置している。

図 4.5 によれば、No.0 の圧力係数 (\diamond, \blacklozenge) はともに流量係数 ϕ の減少に伴い滑らかに増大し、溝の有無によりほとんど差がないが、それ以外の測定点では不安定性能の開始とともに、溝の有無により急激な差異が生じている。とくに羽根先端付近の No.1 および 2 の圧力係数 (∇, \triangle) は逆流開始とともに急上昇するが、J グループ装着時 ($\blacktriangledown, \blacktriangle$) には、不安定開始点の前後でほとんど変化しない。この圧力の急上昇は、逆流域の旋回による遠心力が原因であり、圧力上昇域は揚程曲線の凹域とほぼ対応している。なお、BEP において No.1~4 の圧力係数はほとんど差がないことから、効果的な J グループの取り付け位置は、羽根入口付近の圧力上昇の低い領域に選定すればよいことがわかる。

次に、J グループ装着時の溝内の流れを検討するために、グループの底部と丘部の圧力の比較を図 6 に示す。No.3, 4 の圧力は全流量域でグループの有無による差が少ないが、No.1 ($\nabla, \blacktriangledown$) は流量の低下と共にグループの丘と底の圧力差が拡大し、No.2 ($\triangle, \blacktriangle$) も不安定の開始と共に大きな差異があらわれ、グループ内に強い流れが誘起されたことを示している。

図 4.6 でとくに重要な点は、グループ底部のメリジアン方向の圧力勾配であり、不安定が開始する $\phi = 0.135$ よりも大流量域では No.1~2 間のみで流れ方向に圧力が上昇するが、 $\phi < 0.135$ になると No.1~3 の範囲で主流方向に強い圧力上昇がおこり、これがグループ内に主流と逆方向の強い流れを誘起する。主流が旋回を持たなければ、グループ流れは単に漏れ損失を増大させるだけであり、 $\phi > 0.135$ では No.1~2 間に循環流を形成する。しかし、 $\phi < 0.135$ で主流が強い旋回を持つようになると、グループ内の逆流量が大変多くなり、これがグループから出て主流と混合する際、主流の角運動量を奪う。グループ流れは、No.3~4 間の圧力の低い部分に流出するので、逆流開始流量点付近で最も効果があり、予旋回を著しく抑制することになる。このことはまた、J グループが羽根のチップキャビテーションやインデューサの旋回キャビテーションに対しても抑制効果があることを予想させる。

4.4.4 J グループの寸法および装着位置の影響

J グループの最適な寸法および装着位置を定めるために、その本数 n 、深さ d (mm)、幅 w (mm)、長さ l (mm)、および装着位置として羽根先端からグループ始端までの距離 $-l$ および後端までの距離 $+l$ を種々変化させた。各寸法を変化させたときの特性曲線を図 4.7~4.10 に示す。グループ幅 w が小数点表示のものは、グループ間の仕切り壁の幅を一定

にしたもので、グループは末広がり形状になっており、その平均幅を表示している。

図 4.7 は J グループの長さ l のみを 0~51mm の範囲に変化させたときの比較を示し、 $l=32\text{mm}$ のとき不安定性能が全流量域で抑制され、しかも最高効率 η_{max} はグループなしのときと変わらないことが分かる。これより長いものは最高効率を減少させ、短いものは不安定性能を完全に抑制し得ないことから、グループの寸法 (n, d, w, l) には最適な組み合わせがあることが分かる。

図 4.8 はグループ深さおよび幅を変化させた場合を示し、深さ $d=4\text{mm}$ の場合、幅 $w=5\text{mm}$ では不安定はあまり改善されないが、幅を倍の 10mm にすると効きすぎて却って別な流量で不安定が僅かに出現するようになる。むしろ深さが半分の $d=2\text{mm}$ で完全に抑制される。

図 4.9 は、図 4.8 で抑制効果が低かった $w=5\text{mm}$ の場合について、その本数 n のみを増やした時の効果を示し、本数 32 から 64 にすることにより十分な抑制効果が得られ、 η_{max} の低下はほとんどないことがわかる。

図 4.10 はグループ装着位置の影響を示し、長いグループを下流の羽根間流路の方に長く取り付けると (\diamond および \square)、揚程曲線の安定性は得られるが η_{max} を減少させ、短いもの (∇) は十分な安定性が得られないことがわかる。結局 J グループの装着位置は、羽根先端をはさんで、上流側に $-l=20\sim 30\text{mm}$ 程度、下流側の羽根間流路には $+l=10\text{mm}$ 程度入った位置が適当である。

実用的な見地からは、J グループは深さが浅いほど、また本数が少ないほど利用価値が高いので、本実験範囲における最適グループ寸法は $d=2\text{mm}$, $l=40\text{mm}$, $w=10\text{mm}$, $n=28$ 程度であり、最適な装着位置は、羽根車入口チップの 30mm 程度上流から 10mm 程度下流までの位置に取り付ければよい。

4.4.5 壁面圧力変動の周波数分析

J グループは不安定性能の抑制に著しい効果があることが判明したが、回転流れ場にグループを装着することは、新たな変動流れを誘起する可能性がある。また、不安定を引き起こすもう 1 つの原因である旋回失速の有無についても確認しておく必要がある。そこで、羽根車出口および入口付近の壁面圧力変動を、半導体圧力変換器 (固有振動数 10kHz) を用いて測定した。

図 4.11(a) は、羽根車出口先端より 26mm 上流の羽根間流れにおける圧力変動の周波数分析結果の一例として、 $\phi/\phi_n=0.61$ の場合のグループの有無による差異を示し、変動圧力波形も示している。変動波形をみると、振幅はグループ装着時の方が 90% 程度に低下している。供試ポンプの羽根数 \times 回転数いわゆる NZ 変動は 122 であり、周波数分析結果には NZ およびその高調波が明瞭に見られるだけで、グループの有無による差異は大変少なく、また旋回失速は観察されない。BEP 点ではグループの有無による差異はさらに小さかった。

一方、羽根車入口先端より 9.3mm 下流で測定された静圧変動は、図 4.11(b) に示すように、グループ装着時の方が変動振幅が却って減少し、グループが脈動を抑える効果があることがわかる。これはグループが羽根入口逆流を抑制したためと考えられ、BEP 点では

グループの有無による脈動振幅の差異はほとんどなかった。

4.4.6 最適Jグループ寸法について

本研究は実用性を目指した研究であり、最適なJグループ寸法の判定基準を明確にしておく必要がある。そこでここでは、Jグループの（長さ、深さ、幅、本数）の数多くの組み合わせに対して得られた実験データから、一般性のある最適寸法の判定基準を抽出することを試みる。

Jグループは、その寸法が小さすぎると不安定性能の抑制が不十分になり、大きすぎるとグループ内の逆流量が多くなって最高効率を低下させる。そこで、Jグループの有効性の評価パラメータとして、以下の2つの指標を考える。

- (1) 揚程曲線の不安定度 : $(\Delta\psi)_{\text{groove}} / (\Delta\psi)_{\text{no groove}}$ [%]
 (2) 最高効率の低下量 : $(\eta_{\text{max}})_{\text{no groove}} - (\eta_{\text{max}})_{\text{groove}}$ [%]

ここに $\Delta\psi$ は不安定性能発生時の揚程係数の低下量である。上記2つの指標共に0になるようなグループが最適なグループ寸法を与える。

一方、Jグループの効果は、グループ深さより幅の方が影響感度が高く、上流長さの影響は小さいなど、（本数、幅、深さ、長さ）の各要素の影響は複雑である。これら各要素の影響感度に対する種々の検討から、得られた全データがほぼ一貫性のある傾向を示す指標として、以下のJグループ有効数（JE No.）を提案する。

$$\text{JE No.} = WR \times VR \times WDR \times DLDR \quad (4.1)$$

ここに、 WR 、 VR 、 WDR 、 $DLDR$ はそれぞれグループの幅比 ($=nw/2\pi r_{Gm}$, r_{Gm} : グループ中点の半径)、体積比 ($=nwdl/2\pi r_{im} l_b b_1$, r_{im} : 羽根入口の2乗平均半径, l_b : 羽根のメリジアン長さ)、幅・深さ比 ($=w/d$)、および下流長・深さ比 ($=+l/d$) である。

図4.12は、揚程曲線の不安定度および最高効率の低下量が、JE No.に対してどのように変化するかを示したものである。図12より、ともに0になるときのJE No.は

$$\text{JE No.} = 0.17 \quad (4.2)$$

で与えられることが分かる。JE No. ≤ 0.17 ではグループ内の逆流量が不足して入口予旋回を十分に抑制できなくなり、安定性が得られない。JE No. ≥ 0.17 では逆流量が大きすぎて最高効率が低下する。なお、測定の不確かさ解析を行ったところ、効率の不確かさは約2%であり、上記の最高効率の低下量は不確かさ範囲に入ってしまうが、測定された全ての η_{max} 値は合理的な一貫性のある傾向を示しているため、敢えて最適グループの判定指標として採用した。

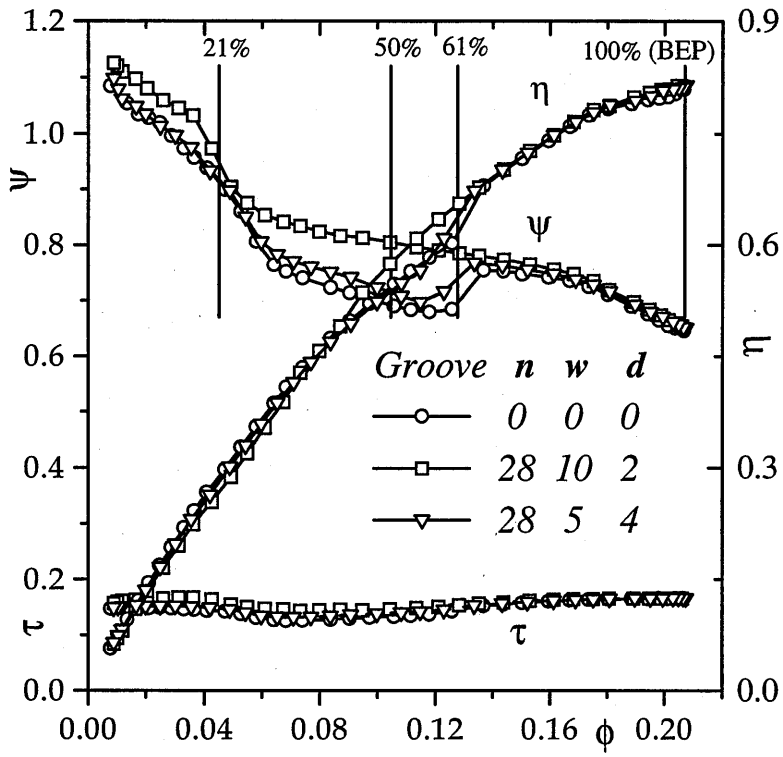
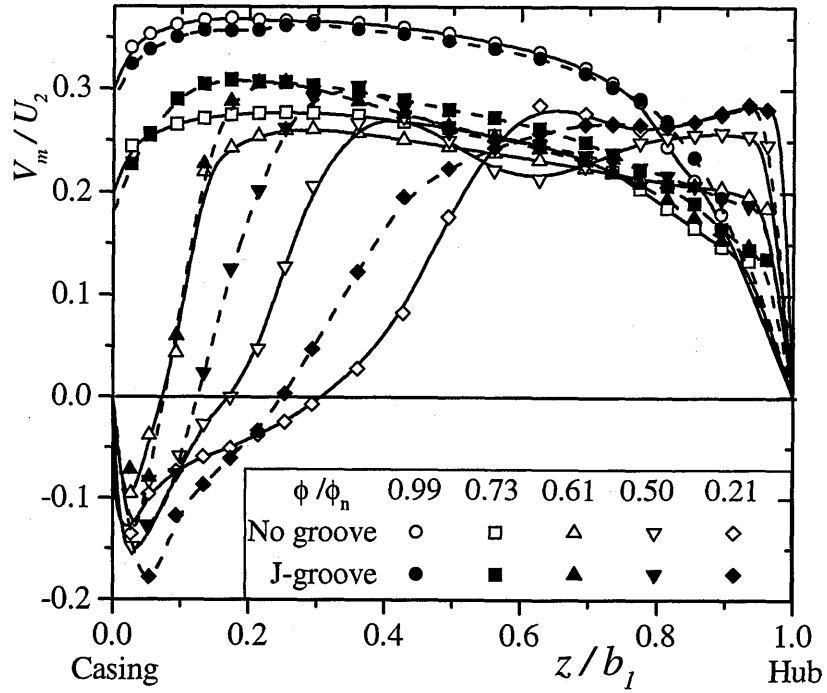
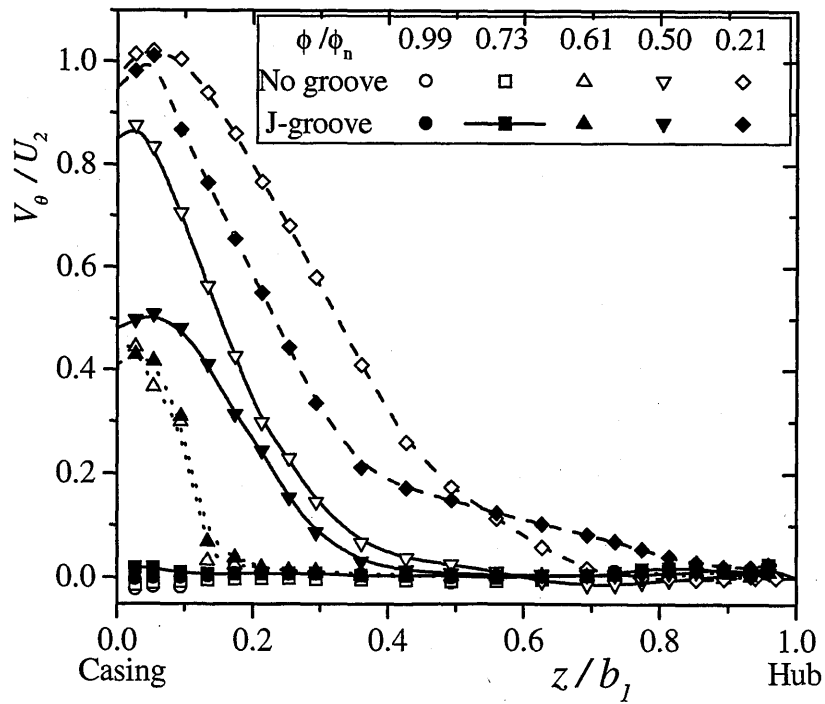


Fig. 4.3 Comparison of performance curves



(a) Meridional velocity component



(b) Tangential velocity component

Fig. 4.4 Velocity distributions at impeller inlet section

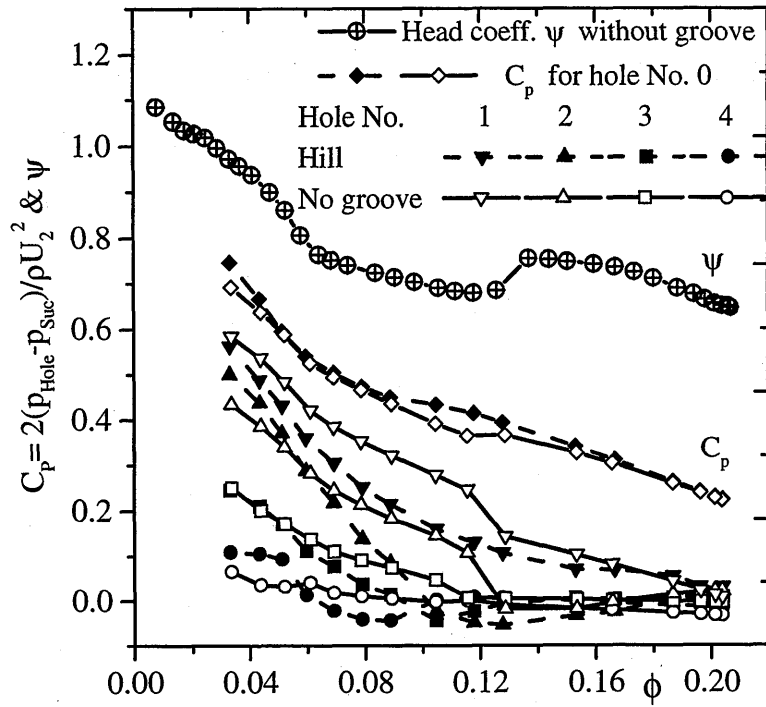


Fig. 4.5 Comparison of wall pressure at No. 1~4

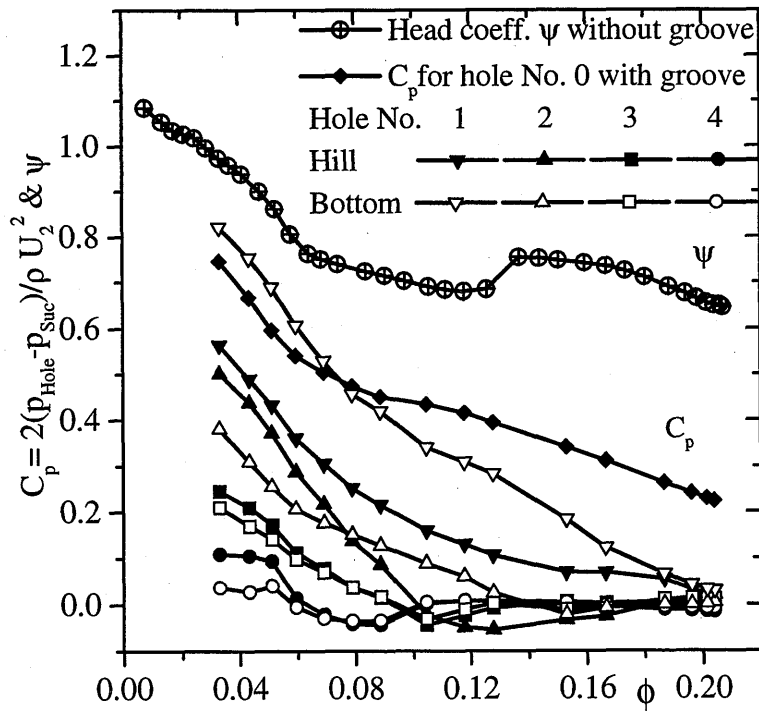


Fig. 4.6 Pressure changes at hill and bottom of groove

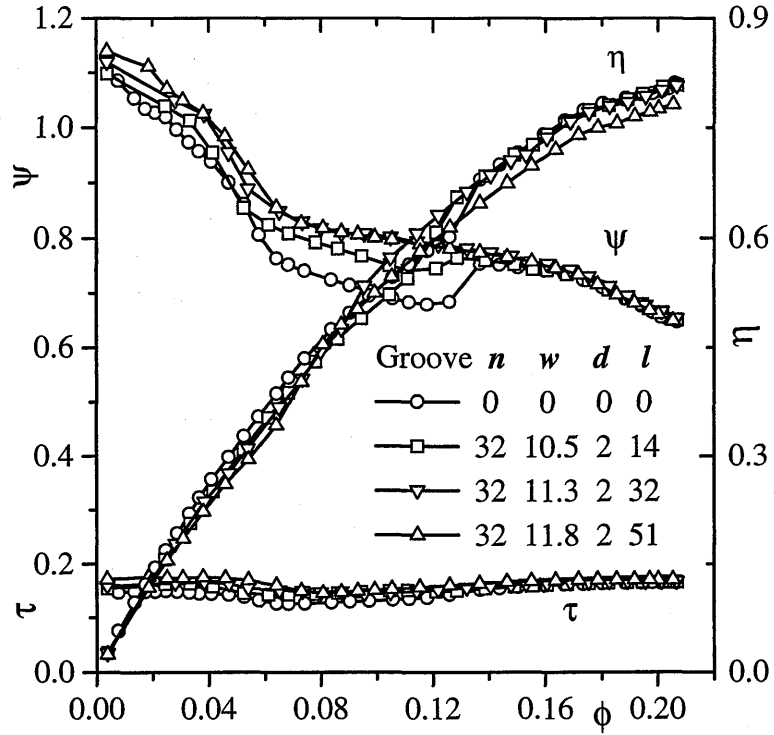


Fig. 4.7 Effect of groove length on instability

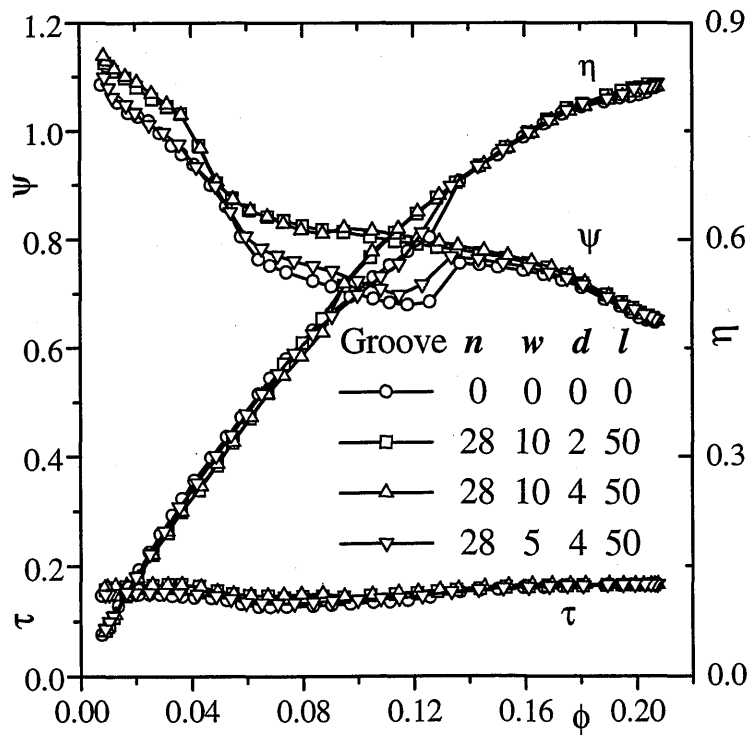


Fig. 4.8 Effects of groove depth & width on instability

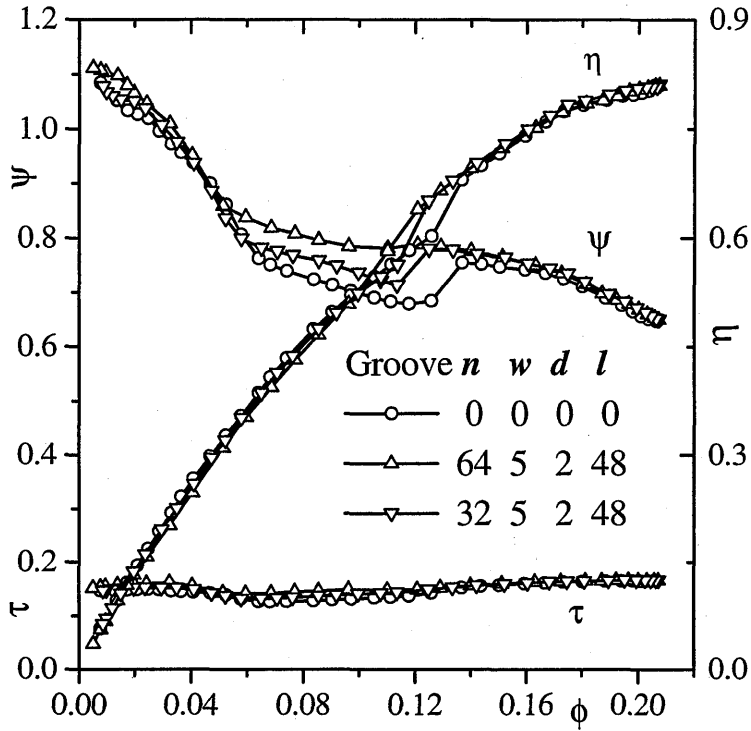


Fig. 4.9 Effect of groove number on instability

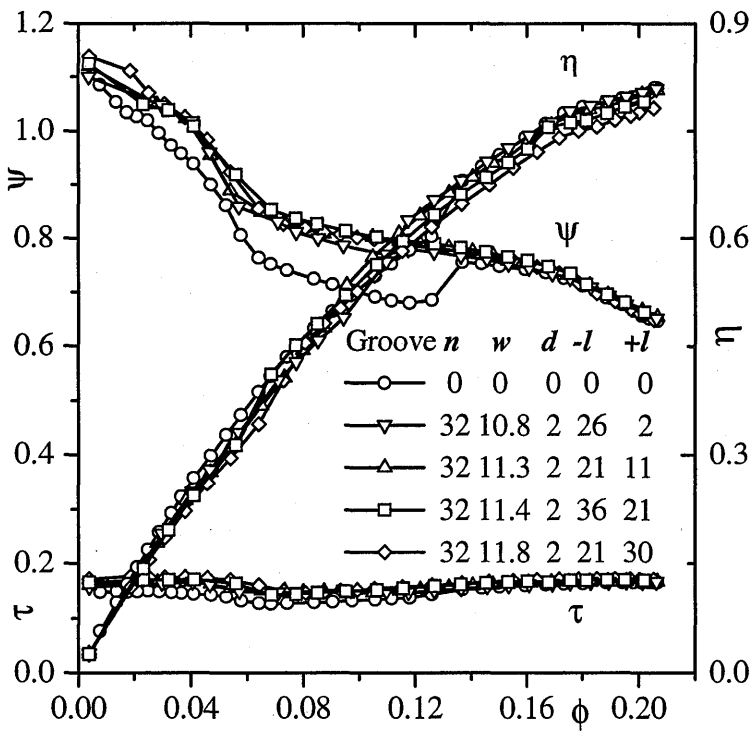
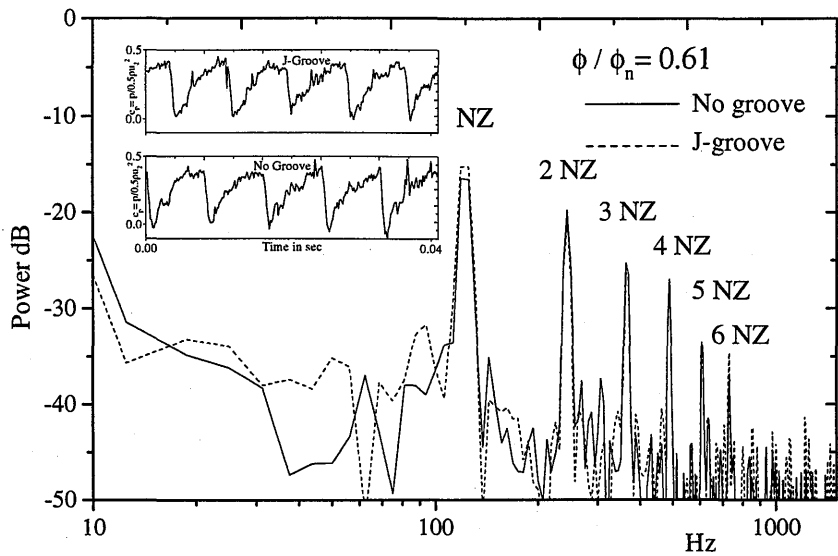
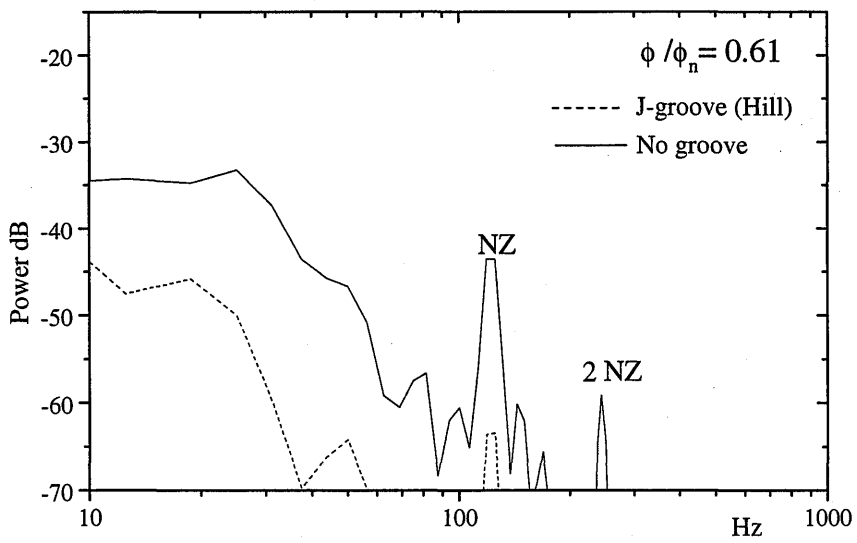


Fig. 4.10 Effect of groove location on instability

4. Jグループを用いた斜流ポンプの不安定性能の抑制法の開発



(a) 26 mm upstream of the impeller outlet tip



(b) 9.3 mm downstream of the impeller inlet tip

Fig. 4.11 Wall pressure fluctuations

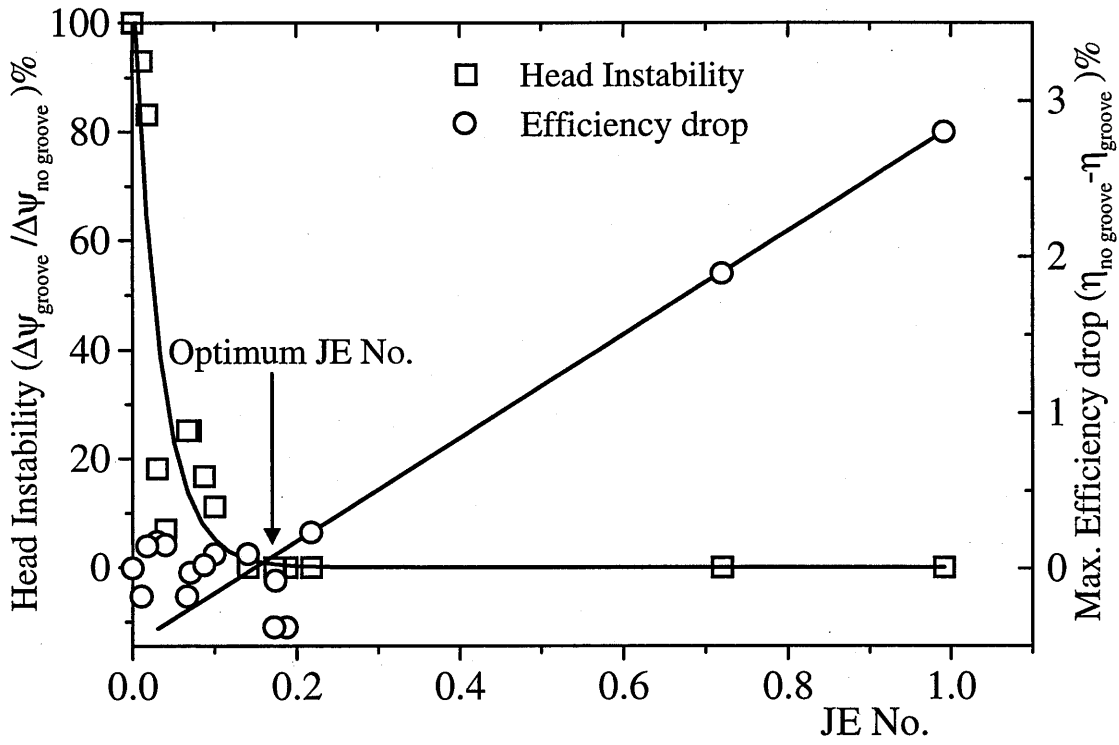


Fig. 4.12 Criteria of optimum J-groove dimension

4.6 結言

斜流ポンプの不安定性能を簡便に抑制し得る新しい方法を提案し、その効果を実験的に確認した。得られた結論を要約すると以下のようなになる。

- (1) 適当な寸法の J グループを用いれば、運転範囲の全域において、最高効率を低下させることなく、揚程曲線の右上がり不安定性能を抑制して安定な運転をすることが出来る。
- (2) J グループによる不安定性能抑制のメカニズムは以下のようなものである：不安定性能は羽根入口逆流の旋回により引き起こされ、グループ内に誘起される主流と反対方向の強い流れが羽根入口付近に流出して主流と混合する際、主流の角運動量を奪って、羽根入口逆流域の大きさおよび旋回強さを抑制し、理論揚程の低下を妨げる。
- (3) J グループの幅および羽根入口チップから下流側への長さが不安定抑制に対する感度が高く、これを考慮して最適な寸法および取り付け位置を与えるための“J グループ有効度”を提案した。この値を 0.17 程度に選定すれば、最高効率を低下させることなく不安定性能を全流量域で抑制できる。

本研究および既報の研究により、J グループはターボ機械の羽根付きおよび羽根なしディフューザの旋回失速、そして右上がり不安定性能を解消できる汎用的な抑制法であることが確認された。

本研究の遂行にあたり、(株) 荏原総合研究所の青木正則氏には実験装置の改造を、また(株) 日立製作所の岡村共由氏より貴重な示唆を頂いた。ここに記して各位に深甚なる感謝の意を表す。

参考文献

- (4.1) Greitzer, E.M., Trans. ASME, Ser. I, Vol. 103 (1981), pp.193-242.
- (4.2) Takata, H. and Tsukuda, Y., Trans. ASME, Jr. of Engineering for Power, Paper No. 76-GT-A (1977).
- (4.3) Goto, A., Trans. ASME, Jr. of Turbo-machinery, Vol. 116 (1994), pp.621-628.
- (4.4) 黒川・他4名, 機論B, 64-620 (1998-4), pp.1135-1141.
- (4.5) 黒川・他3名, ターボ機械協会39回講演会講演論文集 (1997), pp.67-72.
- (4.6) 松井・他4名, 機論B, 64-591 (1995), pp.3842-3847.
- (4.7) Kurokawa, J., Kamijo, K. and Shimura, T., AIAA, J. Propulsion and Power, 10-2 (1994), pp.244-250.
- (4.8) Hergt, P. and Starke, J., Proc. 2nd Int. Symp. (Texas A & M Univ.) (1985), pp.67-75.
- (4.9) 黒川, 機論B, 54-508 (1988-12), pp.3449-3456.
- (4.10) 黒川・他3名, ターボ機械, 23-2 (1995-2), pp.64-71.

5 . Suppression of Swirl in a Conical Diffuser By Use of J-Groove*

5 . 1 Introduction

In the part load operation of a Francis turbine, a vortex rope appears in the draft tube and causes pressure fluctuation. The pressure fluctuation becomes violent, when cavitation is induced in the vortex core (Nishi *et al.* 1982, Fisher *et al.* 1982). This phenomena is called as the draft tube surge, and often induces severe power swing in an electric generating system. To alleviate the pressure fluctuation and to develop an effective method of controlling and suppressing this anomalous phenomena, various attempts have been made (Grein 1980, Nishi 1996). An active control device such as air injection and a passive control device such as fins installed in the inlet cone of a draft tube are popular means. However, active devices demand complicated mechanisms; utilize additional machinery and eventually decrease the overall efficiency and reliability. Passive devices proposed so far also require additional apparatus such as fins or cylinder and tripod (Grein 1980) and eventually decrease the reliability.

The present authors have developed a very simple method of controlling and suppressing a swirl of rotational flow by use of shallow grooves machined on a casing wall. Radial shallow grooves of proper dimension mounted on a diffuser wall could suppress a rotating stall in a vaneless diffuser perfectly for the entire flow range, and the mechanism of suppressing a rotating stall was made clear theoretically (Kurokawa *et al.* 1997). This device could also suppress a performance curve instability characterized by a positive slope of head-capacity curve perfectly over the whole operating range of a mixed flow pump (Kurokawa *et al.* 1999). If the swirl strength of a runner outlet flow could be controlled and reduced in a Francis turbine, the draft tube surge might be suppressed. The above device should be effective to suppress a draft tube surge, as it is caused by the swirl of a runner outlet flow.

The present study is thus aimed to newly propose a very simple common passive device of suppressing a draft tube surge utilizing shallow grooves machined on the casing wall of a draft tube. The main concern is to reveal the possibility and the effect of shallow grooves on controlling and reducing the swirl strength of a runner outlet flow, and thus a steady rotational flow in a conical diffuser is measured using air flow instead of water flow in a draft tube.

As a strong flow is induced in the shallow grooves due to a pressure gradient, it is of key importance to provide the grooves parallel to the direction of the pressure gradient. Such shallow grooves machined parallel to the pressure gradient are termed as “**J-groove**”. Hereafter groove means J-groove.

* Kurokawa, J., *et al.*, IAHR 20th Symposium, Aug. 6-9, 2000, Charlotte.

5 . 2 Mechanism of Suppressing Swirl by J-groove

In a groove mounted parallel to the pressure gradient on a casing wall in the rotating flow field, a strong reverse flow is induced in the groove due to the pressure gradient of the main flow. This reverse flow makes the swirl of the main flow reduce considerably. Even though the groove is very shallow such as $h=1\text{mm}$, the increase in the main flow angle due to both the decrease of swirl velocity and the increase of radial velocity is significant.

Experimental findings and theoretical considerations(Kurokawa *et al.* 1997) revealed that the remarkable effects of J-groove are caused by the following two mechanisms; one is a remarkable decrease in tangential velocity at the diffuser inlet owing to mixing between the main flow and the groove reverse flow, and the other is a remarkable increase in radial velocity due to the groove reverse flow. Both effects have the same contribution to increase the flow angle.

5 . 3 Test Apparatus and Procedure

The present study is aimed to reveal the effect of J-groove on controlling the swirl strength in a divergent channel. For this purpose the swirling flow in a conical diffuser is studied using the test stand shown in Fig. 5.1. To produce a swirl flow an axial flow impeller is set at about $3.3d$ upstream of the diffuser inlet, where d ($=156$ mm) is the inlet pipe diameter. The supplemental blower is arranged at far upstream of the divergent channel to change the flow rate widely. At the downstream of the conical diffuser is connected a straight pipe of the length $4.0 d$. The angle of divergence α of the conical diffuser is 30° and the radius ratio of the inlet pipe to the outlet pipe is 1.96.

In order to control and suppress the swirl of the main flow, four kinds of shallow grooves are provided by attaching thin rubber plates of which thickness is equal to the groove height h over the whole wall of divergent channel as shown in Table 5.1. In the Grooves 1, 2 and 3 the groove sectional area $w \times h$ is kept constant.

In the Groove 4 the rubber plate attached has the dimension of $5 \text{ mm}^w \times 4 \text{ mm}^h \times 30^\circ$, and then the groove dimensions are $11.3 \text{ mm}^w \times 4 \text{ mm}^h \times 30^\circ$ at the inlet of the divergent channel and $26.9 \text{ mm}^w \times 4 \text{ mm}^h \times 30^\circ$ at the outlet.

The time-averaged velocity distributions at four sections including the inlet section A and the outlet section B indicated in Fig.5.1 are measured by traversing a 3-hole Pitot probe set perpendicular to the wall. The wall static pressure distribution was also measured at 5 points in the stream direction. The test Reynolds number $Re = \bar{v}_{z0} d / \nu$ based on the mean inlet axial velocity \bar{v}_{z0} and the inlet pipe diameter d is $(1.9\sim 3.1) \times 10^5$.

The swirl strength is evaluated by the swirl rate m defined by the following equation;

$$m = \int V_\theta V_z r^2 dr / \frac{d}{2} \int V_z^2 r dr \quad (5.1)$$

where, r , V_z and V_θ are the radius, the axial and tangential velocity components, respectively. The swirl rate in an actual draft tube takes the value of $(1.0\sim 2.0)$ (Nishi *et al.* 1982), when the draft tube surge occurs under the low cavitation number. Four kinds of swirl strength m are then selected to reveal the effect of J-grooves by changing the impeller speed from 0 to 1315 rpm and the mean axial velocity \bar{v}_{z0} from 18 to 29 m/s. The corresponding swirl strength measured at the inlet section A is $m_0 = 0, 0.64, 1.10$ and 1.88 in average.

Tab. 5.1 Dimensions of the J-groove tested

	width w [mm]	height h [mm]	length l [mm]	number n
Groove 1	5	4	288	30
Groove 2	10	2	288	30
Groove 3	20	1	288	10
Groove 4	11.3 26.9	4	288	30

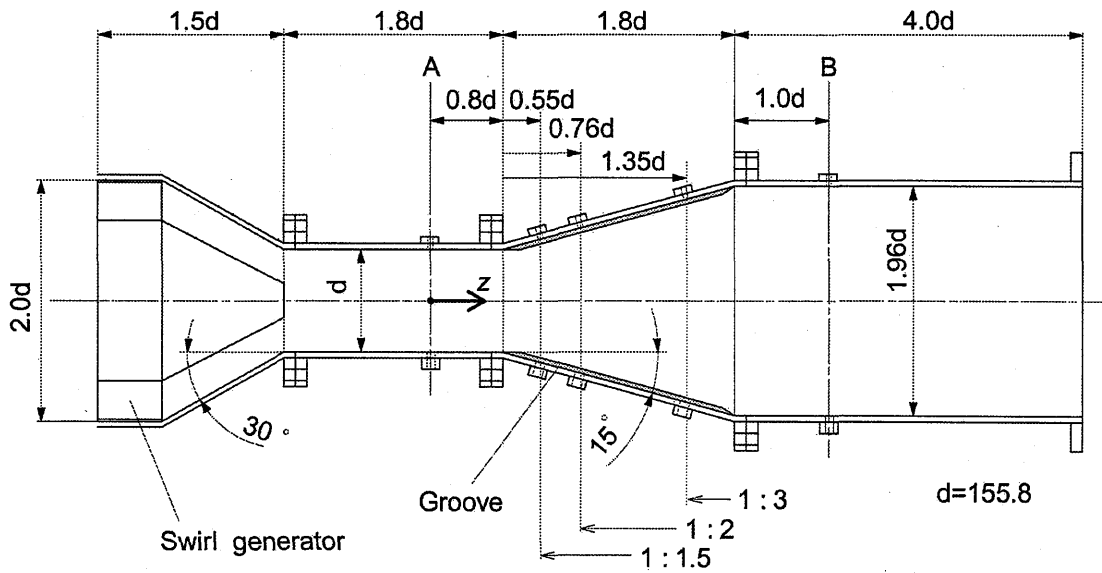


Fig. 5.1 Conical diffuser test stand

5 . 3 Results and Discussion

5.4.1 Velocity distribution

The measured velocity distributions in the inlet section A and the outlet section B are compared in Fig. 5.2 for the no swirl case ($m_0=0$). The velocity profiles of the grooved case is also compared. Though the 300 data obtained in 30 sec. were time-averaged for each plot, the scatter of the axial velocity data V_z in the outlet section is very large as shown in Fig. 5.2(b), which means that the outlet flow is unsteadily changing due to unsteady flow separation. To show the flow unsteadiness, the pressure fluctuation and the frequency analysis at the diffuser outlet section A is illustrated in Figs. 5.3(a) and (b). It is clearly seen that the peak frequency of 100 Hz is dominant in both figures. This fluctuation is observed through all measurements in the grooved case and the no groove case with swirl or no swirl, and might be caused by unsteady flow separation in a divergent channel.

When the swirl is given by the impeller, the velocity distribution in the inlet section changes remarkably as shown in Figs. 5.4(a) and (b) in the case of $m_0=0.64$. The velocity profiles is characterized by two regions; the forced vortex core with or without reverse flow around the center axis and the outer region with nearly constant tangential velocity. In the outlet section B a reverse flow appears in the central region of a forced vortex as shown in Fig. 5.4(b). In Figs. 5.4(a) and (b) is also compared the velocity profiles of the grooved cases. Figure 5.4(a) reveals that the inlet velocity profile changes little by the J-groove. Comparison of the tangential velocity of the no groove case with that of the grooved cases in Fig. 5.4(b) reveals that the swirl strength is reduced over the whole outlet section to about 70 % by the Groove 4, but it is little influenced by the Grooves 1, 2 and 3.

When the inlet swirl rate is increased to $m_0=1.10$, the effect of J-groove becomes more remarkable as shown in Figs. 5.5(a) and (b). Figure 5.5(b) reveals that the maximum swirl velocity decreases to about 60 % by the Groove 4, and 90 % by the Grooves 1 and 2, although the Groove 3 gives little influence on the swirl strength. Figure 5.5(b) also reveals that the peak axial velocity increases and the reverse flow region around the center axis becomes much larger by the Groove 4 in the outlet section, while the axial velocity profile changes little in the Grooves 1, 2 and 3.

With further increase in the inlet swirl rate to $m_0=1.88$, the J-groove effect becomes remarkable as shown in Figs. 5.6(a) and (b). The maximum swirl velocity drops to about 46 % by the Groove 4, and 78 % by the Groove 2. The Groove 1 ($n=30$) and 3 ($n=20$) have almost the same effect on the swirl suppression. These results reveal that the shallow but wide groove is much more effective than the deep but narrow groove, which is because the hydraulic radius of the former groove is larger than the latter. As for the reverse flow region around the center axis, the most effective groove, Groove 4, makes the reverse flow region wider but the other grooves do not increase the reverse flow region as shown in Fig. 5.6(b).

The distribution of static pressure for this case in the outlet section B is compared in Fig.

5.7. It is clearly seen that the static pressure becomes much more uniform over the whole outlet section than that of the no groove case due to a sudden drop of swirl velocity.

To reveal the J-groove effect on the flow unsteadiness, the pressure fluctuation and frequency analysis are illustrated in Figs. 5.8(a) and (b) for the Groove 4 in the no swirl case and the largest swirl case, respectively. As the Strouhal number $St = fd / \bar{V}_{z0}$ of a fluctuating pressure in a draft tube is in the range of (0.5~1.0) (Nishi *et al.* 1982), the frequency f of the pressure fluctuation is in the range of (60~180) Hz in the present case. In both figures the peak frequency is 100Hz, but this frequency is also observed in the case of no swirl as shown in Figs 5.8(a) and 3(a). Then the peak pressure fluctuations of 100Hz is not caused by the swirl of the main flow.

Comparison of Figs. 5.8(a) and (b) with Figs. 5.3(a) and (b) reveals that the amplitude of the pressure fluctuation is smaller in the grooved case. This suggests that the J-groove suppresses not only the swirl strength of the main flow but also the amplitude of the pressure fluctuation. The same results were obtained when suppressing a rotating stall in a vaneless and a vaned diffusers of a centrifugal impeller and also suppressing the performance curve instability of a mixed flow pump by use of the J-groove (Kurokawa *et al.* 1997, 1999).

5.4.2 Pressure distribution along the wall and the groove flow

The static pressure distribution along the diffuser wall is shown in Figs. 5.9(a) and (b) for the no swirl case and the largest swirl case, respectively.

Figure 5.9(a) reveals that the pressure recovers not only in the divergent channel but also in the downstream pipe in the no groove case. This reveals that a large separation occurs in the divergent channel and the separation zone elongates to the downstream pipe where significant pressure recovery is attained. It is also recognized that the Groove 4 gives higher pressure recovery in the diffuser channel than that of the no groove case. This implies that the groove of proper dimension is effective to suppress flow separation in a divergent channel. However, the maximum C_p value of each case lies in the range of 0.22~0.26 and is much lower than the attainable C_p value in the literature. From the literature (JSME, 1979), the maximum attainable C_p value of a conical diffuser of the same dimension attached with a downstream pipe is about 0.5 for the divergent angle of $\alpha=30^\circ$. This discrepancy might be because the length of the downstream pipe is so short that the separation zone does not reattach to the wall in the present case, resulting in a low pressure recovery.

From Fig. 5.9(b) it is revealed that the pressure drops considerably in the former half of the divergent channel and recovers gradually both in the latter half and in the downstream pipe. The groove flow is driven by the static pressure difference dp per a wall length ds along the wall. From the theoretical consideration, the driving force $wh dp$ of the groove flow balances with the wall friction force $\tau_w (w+2h)ds$, where τ_w is the wall shearing stress. Then,

$$\tau_w (w+2h)ds = wh dp, \quad \text{where } ds = dz / \cos(\alpha/2) \quad (5.2)$$

The groove flow is thus formed parallel to the main flow direction from the upstream to the downstream in the former half. But in the latter half of the divergent channel the groove flow is in the reverse direction from the downstream to the upstream. In this case the groove flow in the former half is much stronger forming a strong jet flow. At the minimum pressure point in the divergent channel two jet flows in the groove coming from the upstream and the downstream collide with each other and leave the groove. The effect of J-groove on suppressing a swirl is thus consists of two effects; one is to lose the angular momentum when entering into the groove and the other is to absorb the angular momentum from the main flow by mixing between the groove outlet flow and the main flow.

When the groove flow leaves the groove at the minimum pressure point, the far stronger jet from the upstream accelerates the main flow near the wall to the downstream direction as shown in the axial velocity distribution in Figs. 5.5(b) and 6(b). If the groove were elongated into the downstream pipe, the groove effect should become larger, since the pressure gradient in the downstream pipe can also be utilized. In Fig. 5.9(b) the static pressure decreases again in the downstream pipe, which might be caused by the decrease of the swirl strength.

The adoption of J-groove is necessarily accompanied with hydraulic loss. To determine the increase in hydraulic loss by the J groove, the mass-averaged total pressure is illustrated in Fig. 5.10. The increase in hydraulic loss created by the J-groove is seen to be very small and negligible.

To evaluate the groove effect totally on suppressing the swirl, the change of the swirl rate is calculated by using the swirl rate ratio $R_m = m/m_0$ of the outlet swirl rate to the inlet one. The R_m value of the no groove case increases in the flow direction in a divergent channel, and the groove effect can be evaluated by the relative value of the following swirl parameter;

$$\Delta R_m = \left(\frac{m}{m_0}\right)_{no-groove} - \left(\frac{m}{m_0}\right)_{grooved} \quad (5.3)$$

The swirl parameter ΔR_m represents the drop of the swirl rate by attaching the J-groove. The change in ΔR_m is plotted in Fig. 11 against the inlet swirl rate m_0 . It is clearly seen that ΔR_m takes a positive value in all cases of the groove, that is, all the grooves have positive effect on swirl suppression. The Groove 4 is seen to take a large ΔR_m value and has a considerable effect on swirl suppression. The effect rises with an increase of the inlet swirl rate m_0 and takes the constants value of 0.85 in the range of $m_0 > 1.1$, which means that the Groove 4 makes the swirl rate drop by about 85% of the inlet swirl rate. When the largest swirl rate of $m_0 = 1.88$ is given, the outlet swirl rate is $m = 2.65$ in the no groove case, and $m = 0.96$ in the case of Groove 4. Then the Groove 4 reduces the outlet swirl to 36% of the no-groove case.

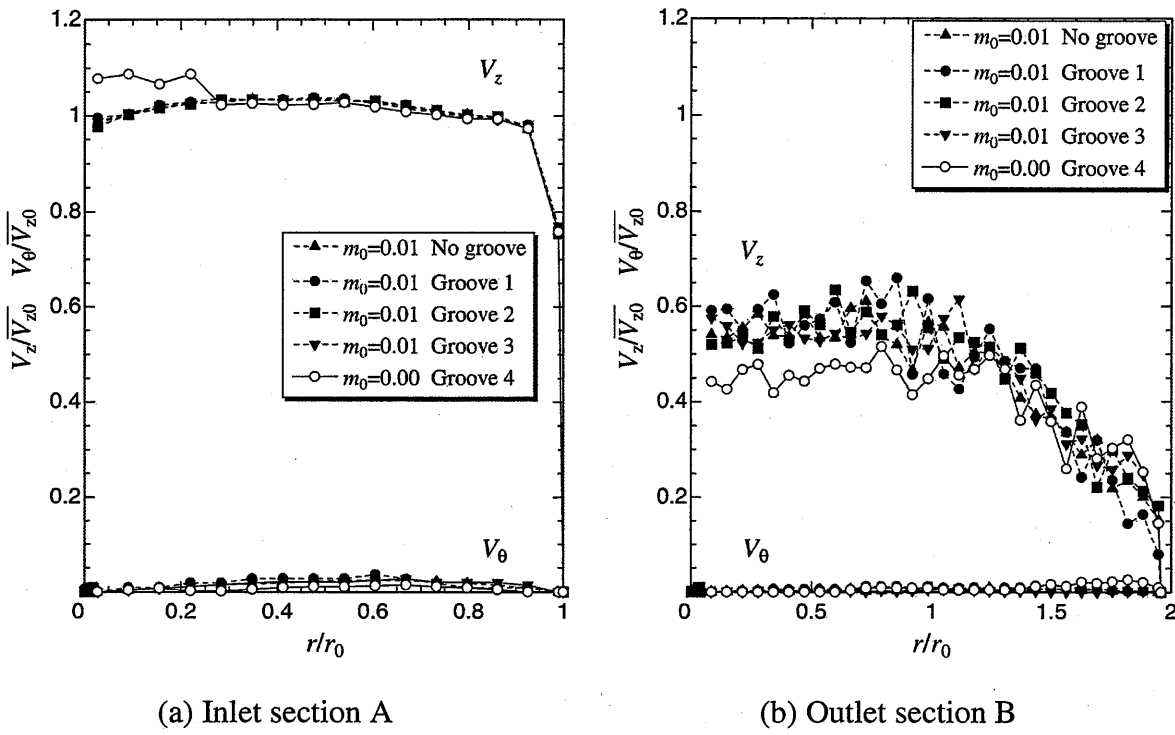


Fig. 5.2 Velocity distributions in the inlet and outlet sections of diffuser in the no swirl case ($m_0=0$)

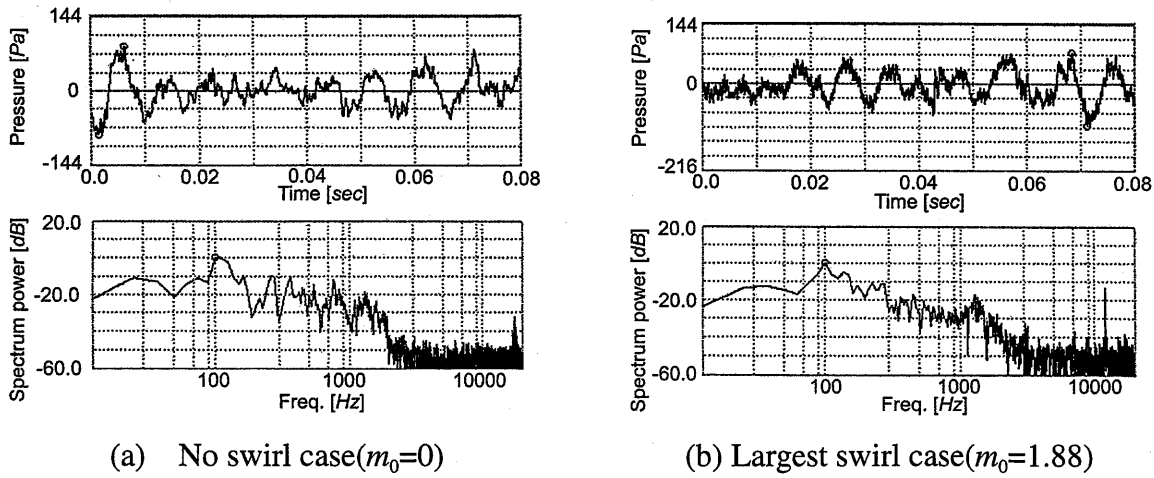


Fig. 5.3 Pressure fluctuation in the outlet section B in the case of no groove

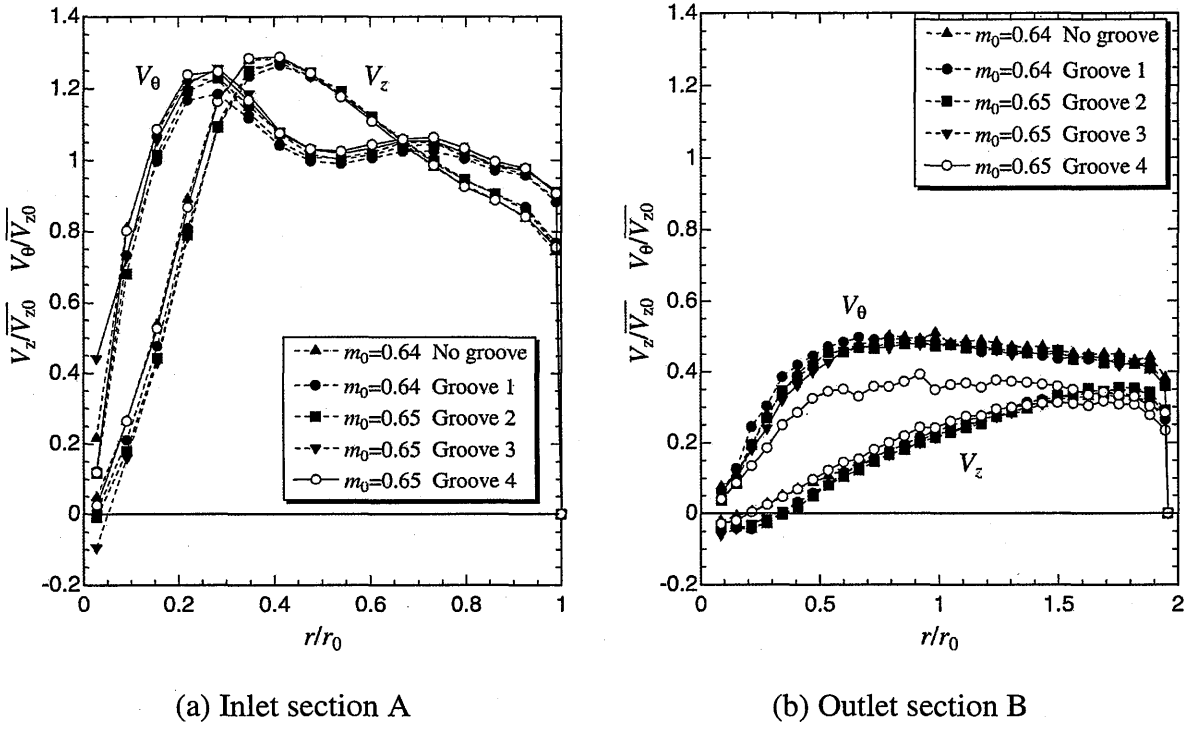


Fig. 5.4 Velocity distributions in the inlet and outlet sections of diffuser in the case $m_0 = 0.64$

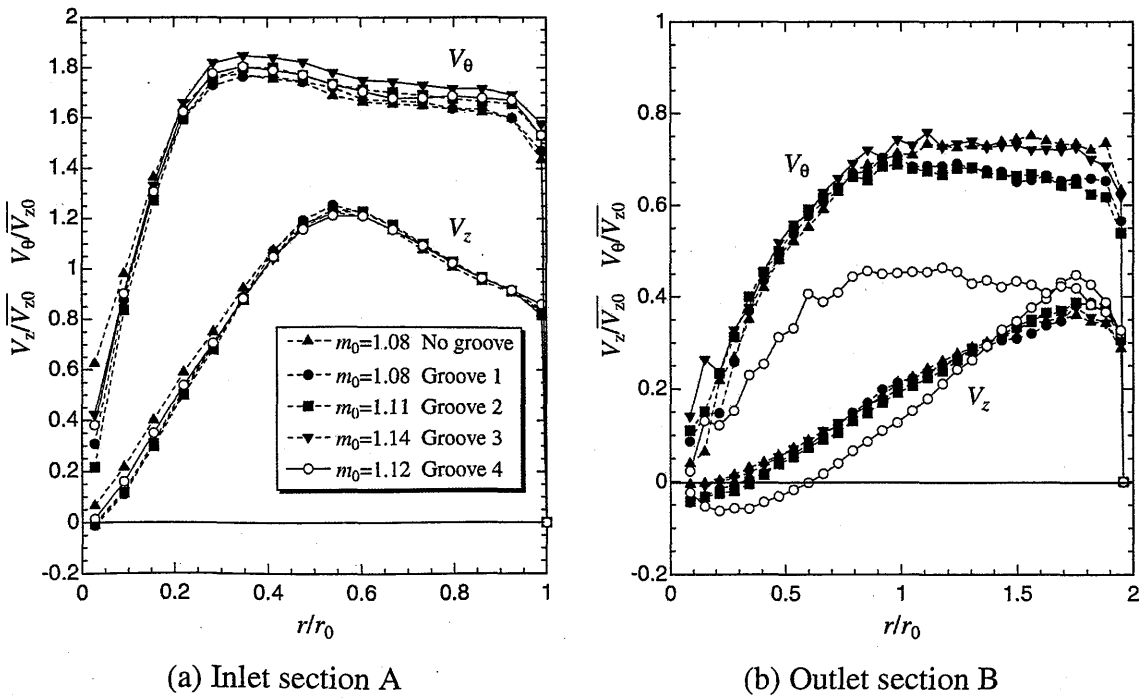


Fig. 5.5 Velocity distributions in the inlet and outlet sections of diffuser in the case $m_0 = 1.10$

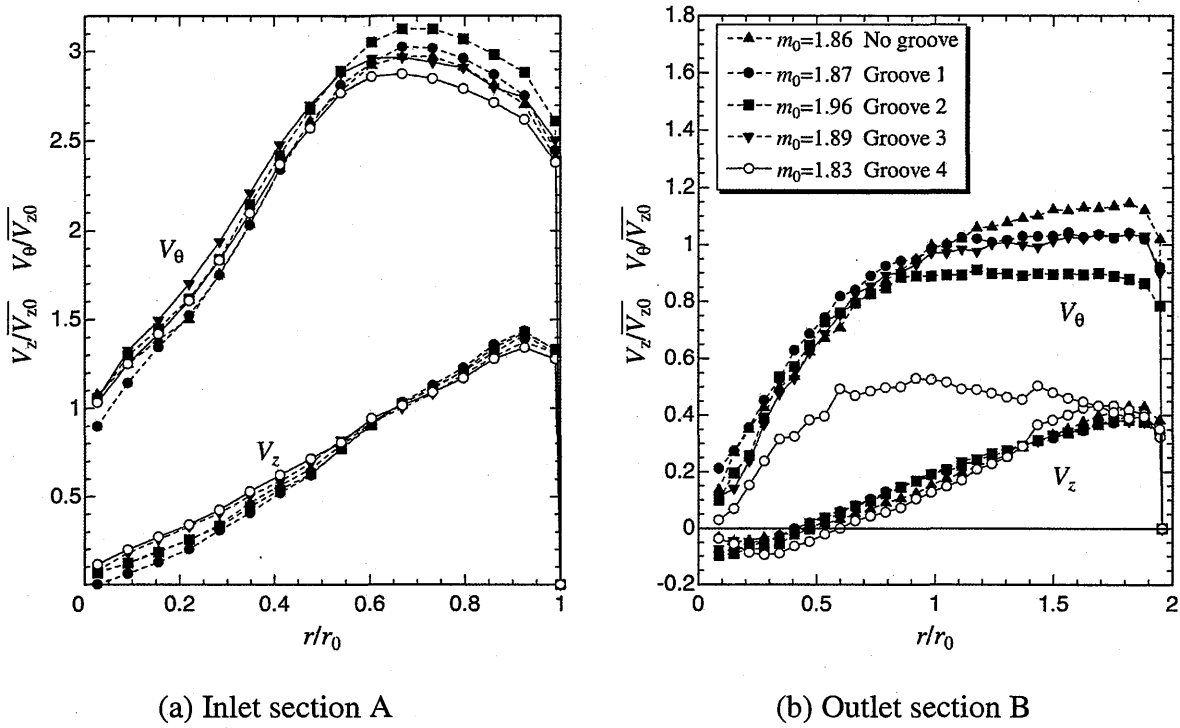


Fig. 5.6 Velocity distributions in the inlet and outlet sections of diffuser in the case $m_0 = 1.88$

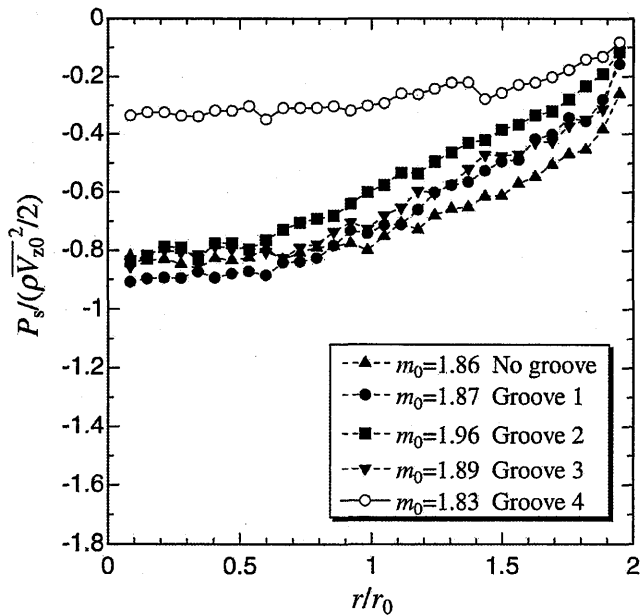


Fig. 5.7 Static pressure distribution in the outlet section ($m_0 = 1.88$)

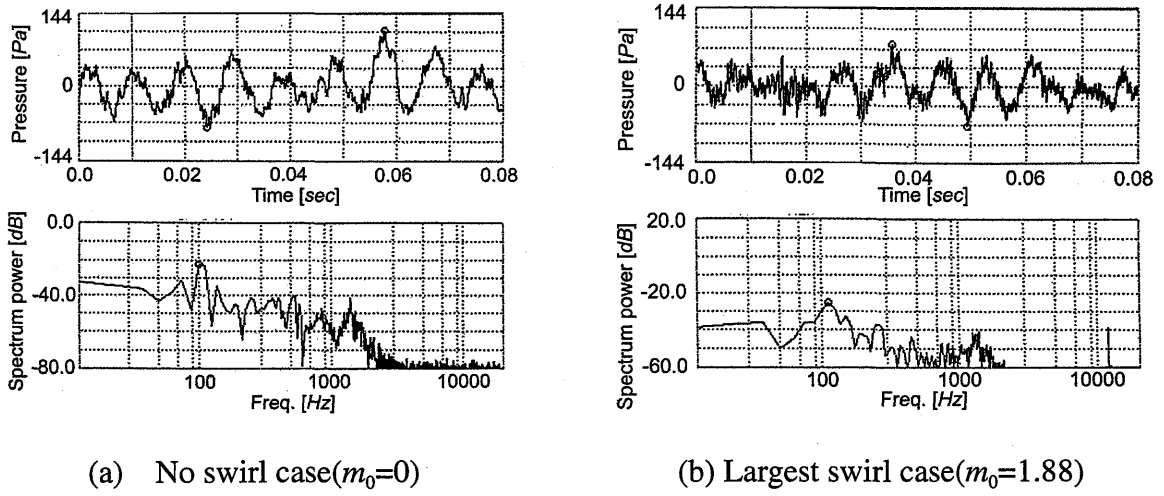


Fig. 5.8 Pressure fluctuation in the outlet section B in the case of Groove 4

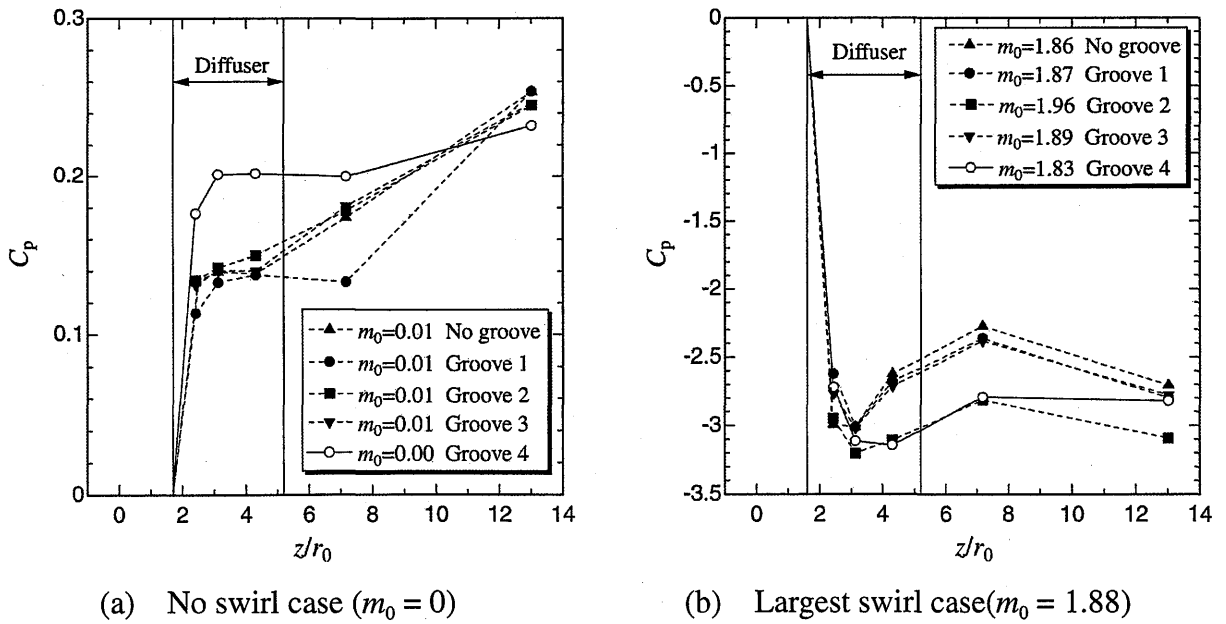


Fig. 5.9 Static Pressure distribution on the channel wall

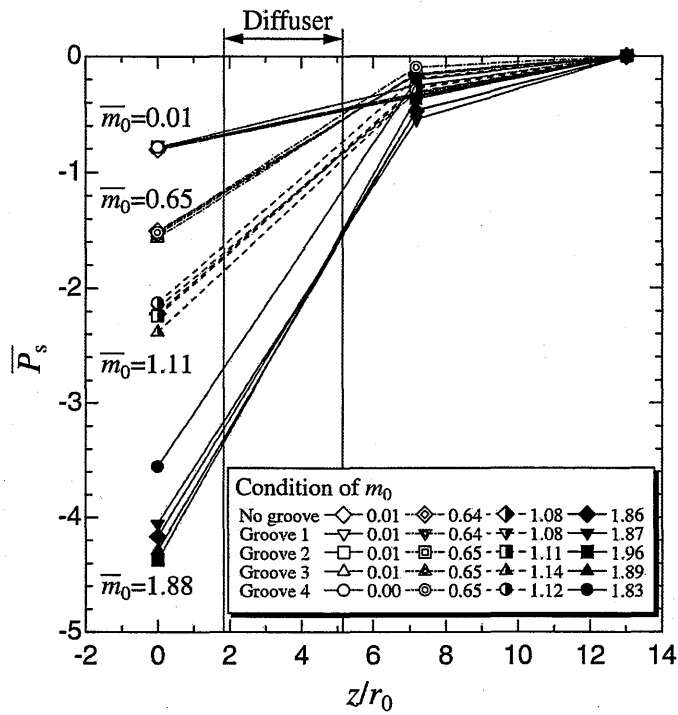


Fig. 5.10 Change of mass-averaged total pressure

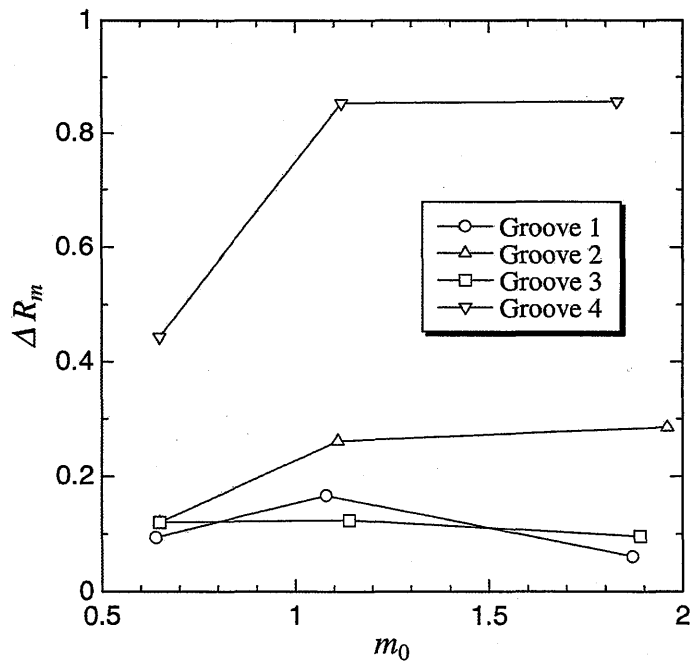


Fig. 5.11 Change of swirl parameter by J-groove

5.5 Conclusions

A new passive device using the J-groove is proposed to control and reduce the swirl in a conical diffuser of divergent angle 30° aiming to suppress a draft tube surge. Remarkable effect of suppressing a swirl is confirmed experimentally. The main results are summarized as follows;

- (1) The J-groove can reduce the swirl strength of a rotational flow in a conical diffuser considerably. The J-groove of adequate dimension can reduce the swirl rate by about 85% of the inlet swirl rate. In the largest swirl case $m_0=1.88$, the outlet swirl rate is reduced to about 36 % of the no-groove case. In this case, the groove effect on swirl suppression increases with an increase in the inlet swirl rate and becomes constant in the range of large swirl rate.
- (2) The additional hydraulic loss created by the J-groove is negligible.
- (3) The effect of J-groove is not only to reduce the swirl rate but also to reduce the amplitude of pressure fluctuation. Even if the groove dimension is relatively small, it has positive effect on swirl suppression and on reducing the pressure fluctuation.
- (4) The pressure distribution in the whole outlet section becomes much uniform due to the reduction of the swirl by the J-groove of adequate dimension.
- (5) The reverse flow region is formed in the outlet section in the case of no swirl, and the reverse flow region become larger by the J-groove.
- (6) A shallow but wide groove is more effective than a deep but narrow groove on suppressing a swirl rate of the main flow.
- (7) When the inlet flow has relatively large swirl, the wall pressure drops largely in the former half of the conical diffuser. The groove flow is driven by this pressure gradient and is in the downstream direction in the former half of the diffuser and in the upstream direction in the latter half. Both flows collide at the minimum pressure point and leave the groove forming a strong jet which accelerates the main flow near the wall.

References

- (5.1) Fisher, R. K., Palde, U. and Ulith, P., Comparison of Draft Tube Surging of Homologous Scale Models and Prototype Francis Turbines, *Proc. 10th IAHR Symposium* (Tokyo), Vol. 1(1982), pp. 541-556.
- (5.2) Grein, H., Vibration Phenomena in Francis Turbines: Their Causes and Prevention, *Proc. 10th IAHR Symposium* (Tokyo), Vol. 1(1982), pp. 527-539.
- (5.3) JSME, Fluid Resistance of Pipes and Ducts(in Japanese), *Japan Society for Mechanical Engineers*,(1979), pp.57-60.
- (5.4) Kurokawa, J., Saha, S. L., Matsui, J. and Kitahora, T., A New Passive Control of Rotating Stall in Vaneless and Vaned Diffusers By Shallow Grooves, *Proc. of JSME International Conference on Fluid Engineering*, Vol.2 (1997), pp.1109-1114.
- (5.5) Kurokawa, J., Saha, S. L., Matsui, J. and Imamura, H., An Innovative Device to Suppress Performance-Curve-Instability in a Mixed-Flow Pump by Use of J-Grooves, *Proc. 3rd ASME/JSME Joints Fluids Engineering Conference*(San Francisco), (1999), FEDSM-7200.
- (5.6) Nishi, M., Kubota, T., Matsunaga, S. and Senoo, Y., Study on Swirl Flow and Surge in an Elbow-Type Draft, *Proc. 10th IAHR Symposium* (Tokyo), Vol. 1(1982), pp. 557-568.
- (5.7) Nishi, M., Wang, X. M., Yoshida K. , Takahashi T. and Tsukamoto, T., An Experimental Study on Fins, Their Role in Control of the Draft Tube Surging, *Proc. 18th IAHR Symposium (Balencia)*, Vol. 2(1996), pp. 905-914.