

軸方向非一様流のもとにおける遠心圧縮機用 円周ディフューザの性能に関する実験的研究

三輪光砂*・池田英正**

An Experimental Study on the Performance of Radial Diffusers for Centrifugal Compressors under Axially Non-Uniform Flow

By

Kosa MIWA and Hidemasa IKEDA

Summary

An experimental study was made of the effect of axially non-uniform flow on the performance of radial diffusers for centrifugal compressors. The test diffusers are parallel-sided vaneless and vaned ones and the inlet flow pattern was varied using specially made test rig. Measurements were made of the flow pattern and pressure recovery in the diffusers and their performance was evaluated with following results;

- (1) Generally, the inlet distortion decreases rapidly toward downstream in the case of vaneless diffusers.
- (2) With the flow having velocity peak at axially middle of a diffuser, the decrease of the inlet distortion is relatively slow and the pressure recovery is poor in the case of vaneless diffusers.
- (3) The diffuser efficiency is the highest and the loss coefficient is the lowest for near-uniform inlet flow, however, the pressure recovery can be higher than that of uniform flow for some type of distorted flow in the case of both vaneless and vaned diffusers.
- (4) A vaned diffuser can give higher pressure recovery than that of a vaneless diffuser even under axially non-uniform inlet flow.
- (5) The secondary flow in vaned diffusers makes the circumferential distribution of the outlet total pressure high near the suction side of the vanes and, in some cases, reverses the axial distribution of total pressure between the inlet and outlet of the vanes.

1. ま え が き

遠心圧縮機において、流体に与えられた速度の圧力への変換は、回転翼車内およびそれを出たあとの円周ディフューザにおいて行なわれるが、一般に円周ディフューザの果す役割は少なくない。特にディーゼル機関の過給機やガスタービンに用いられる直線放射状翼車をもつ高圧力比遠心圧縮機においては、圧縮機入力

の約 50% が翼車出口の速度エネルギーとして与えられるため、円周ディフューザにおける効率のよい速度の圧力への変換が求められる。このことは多くの実験結果が示すように、回転翼車の効率は約 90% と高いにかかわらず、圧縮機全体の効率は約 80% に止まっていることからもうなずかれる。

円周ディフューザには各種形状のものがあるが、圧縮機軸に垂直な平行側壁をもち、その間に案内翼（以

* 機関開発部（現日立造船(株)） ** 機関開発部 原稿受付：昭和47年10月2日

下単に翼と記す)を設けたものが一般的である。しかし小形の圧縮機や広い流量範囲での作動を必要とするものでは、翼なしディフューザもしばしば用いられる。また翼付ディフューザにおいても、回転翼車出口と翼入口の間には必ず翼なし部を設け、その間において回転翼車出口の流れを一様化するとともに、翼車出口の速度が超音速の場合にはその間で流れを音速以下に減速することが行なわれる。

円周ディフューザの実験研究は、回転翼車を含めた圧縮機の実験の一部として行なわれる場合が少なくなく、この方法は目的が圧縮機の性能向上にある以上最も直接的で有効な手段である。しかしディフューザ入口の流れは当然回転翼車の影響を受け、円周方向の周期的な非正常性ととも、圧縮機軸方向に制御し得ない複雑な全圧、速度の分布をもつことが知られている。そのため円周ディフューザ自体の特性をしらべる目的で、入口流れをモデル化した理論解析ならびに実験が行なわれてきたが、それらは大略次のように分類される。

a. 翼なしディフューザ

- (i) 壁摩擦のみを考慮した1次元理論。
- (ii) 流れは入口において円周方向および軸方向(圧縮機軸方向の意味で、幅、高さなどの表現は半径方向の値と混同するおそれがあるので本文ではこの表現を用いる)に一様で境界層の発達を考慮した研究^{1,2)}。
- (iii) 軸方向に一様で円周方向に回転翼車羽根の後流を考慮した研究^{3,4)}。
- (iv) 円周方向に一様で軸方向の非一様性を考慮した研究⁵⁾。

b. 翼付ディフューザ

- (i) 円環翼列と2次元翼列との関連を求めた研究^{6,7)}。
- (ii) 翼間の流れをチャンネルフローとして取扱う研究^{8,9,10)}。

以上のうち、a. (iii) に関する研究から回転翼車羽根による周期的非一様流は、翼車を出てから比較的短い距離で一様化されることが明らかにされ、またその際の混合損失についても評価し得るに至っている。

軸方向の非一様流については軸に直角な渦度を取入れた理論⁵⁾が与えられ、それによって壁面におけるはく離現象が説明されているが、はく離はその理論では考慮されていない境界層の発達によっても説明し得るため、理論の実験的検証は得られていないと考えられ

る。一方、円周ディフューザにくらべより単純な直線ディフューザについても、入口非一様流の影響が取上げられたのは比較的新しく、この場合一様せん断流の非粘性理論によれば入口の非一様性は後流に向って増幅されるのに反し、実験では逆に一様化される傾向もしばしばみられる¹²⁾。また入口で複雑な非一様流を与えた場合の直線ディフューザの性能に対しては、定性的な説明を与え得るに止まっている¹³⁾。

上述のことから、一般にディフューザ内の非一様流は、粘性や乱流混合による渦度の減衰、境界層の発達をも考慮しなければ十分解明し得ないと考えられるのに対し、それらすべてを考慮した理論的取扱いはいきわめて困難であり、現状において実験的研究の有用性は少なくないと考えられる。また特に翼付ディフューザに対しては、それらを含めた理論解析の手段は全く見当たらないといってよい。よって本研究は、円周ディフューザ入口において軸方向に制御された各種の非一様流を与えて流れ模様の変化をしらべるとともに、その場合における翼なしおよび翼付ディフューザの性能を実験的に求めることを目的とした。

[記号]

- A: 流路面積
- b: ディフューザ軸方向幅
- C_f : 壁摩擦係数
- C_p : 圧力回復係数
- L: 角運動量
- M: 流量
- P: 全圧
- p: 静圧
- r: 半径
- V: 速度
- V_r : 半径方向速度
- V_θ : 周方向速度
- z: 軸方向距離
- α : 流れが切線方向となす角
- β : 翼中心線が切線方向となす角
- β_m : 翼弦中心で翼中心線が切線方向となす角
- η_D : ディフューザ効率
- θ : 円周方向角度
- κ : 比熱比
- ξ : 全圧損失係数
- ρ : 密度
- σ : 流れの非一様性を表わすパラメータ
- φ_m : ノズル翼取付角

〔添字〕

- 1: 入口
- 2: 中間
- 3: 出口
- : 平均値

2. 実験装置

円周ディフューザの実験において、入口で円周方向に一樣な旋回流を与える手段として、実機と同じ回転翼車を用いることはしばしば行なわれるが、装置が複雑化する。そのため本研究では別の実験に用いた軸

流円周ノズル翼を利用し、それにより得られる軸方向の旋回流を半径方向に変向して利用することにした。またディフューザ本体は過給機用のものを利用した。

実験装置の概要は 図-1 に示す。空気源からの空気は途中冷却器を通して2段の整流用金網を設けた整流筒に入り、図-2 に示す可変ノズル翼を通して流れを軸方向から半径方向に変える環状ダクトに導かれる。この環状ダクトおよびディフューザ入口部の詳細は図-3 に示す。環状ダクトを出た流れは一部が両わきから円周上片側3個ずつ設けられた放風弁, A, B を通って放風され、残りが供試ディフューザに入る。ディフュー

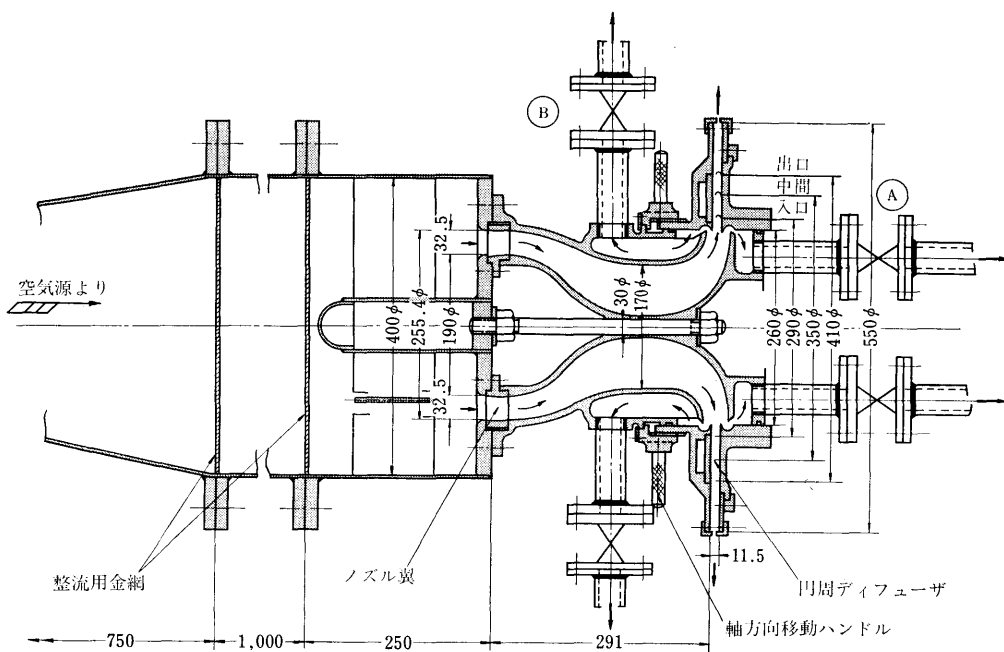


図-1 実験装置全体図 (単位 mm)

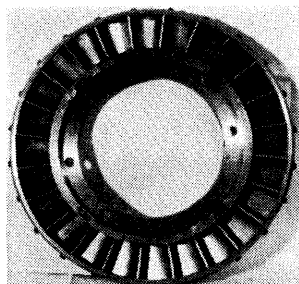


図-2 可変ノズル翼

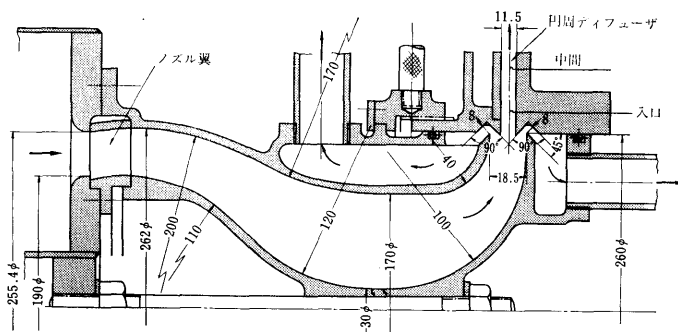


図-3 環状ダクトおよびディフューザ入口部詳細 (単位 mm)

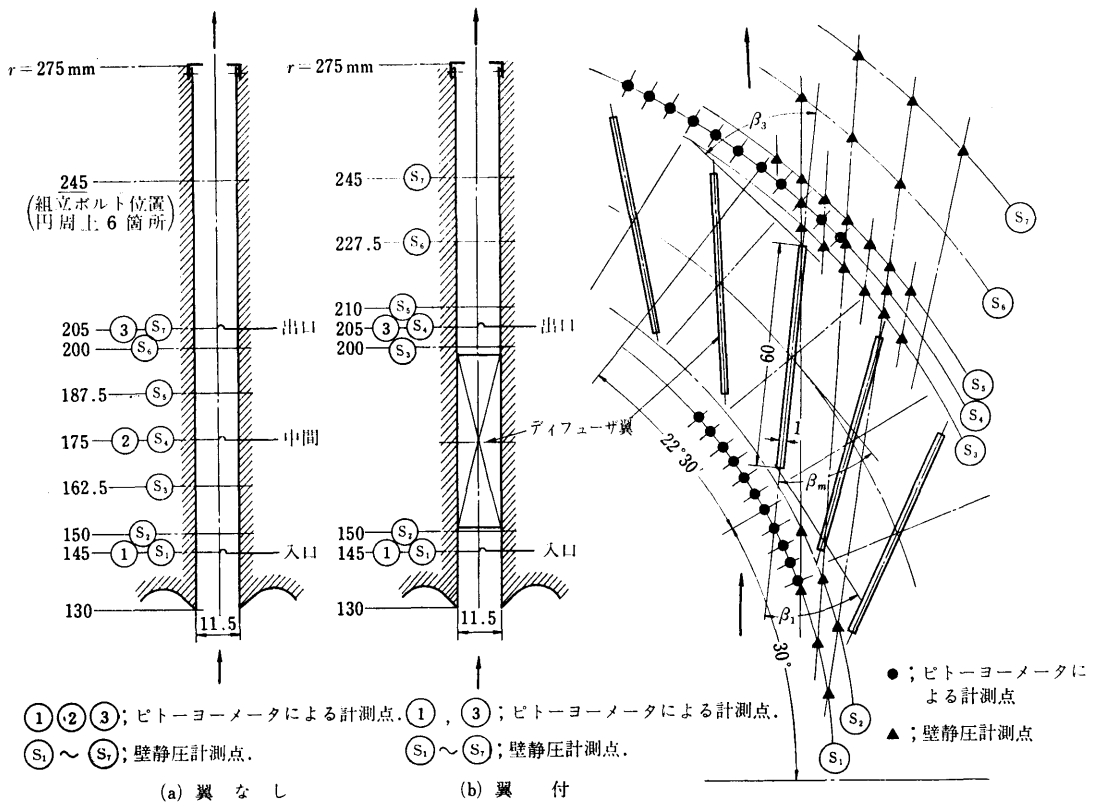


図-4 供試ディフューザおよび計測箇所

ーザ出口にはリング状の円周しぼりを設け、ディフューザ入口の圧力を高めてその部からの放風を容易ならしめた。

ディフューザ入口流れ模様の調整は、ノズル翼取付角の変化、供試ディフューザの軸方向位置の移動および上記環状ダクト出口とディフューザ入口間の放風量の調節により行なった。放風は直接大気中に放出するほか、必要に応じてルーツプロアで吸引した。

供試ディフューザは軸方向幅 11.5mm の平行側壁をもつ翼なしおよび翼付のもので、寸法、計測箇所は図-4 に示す。翼付のものは過給機用圧縮機の試験に用いたもので、図中の入口、出口はその際における計測点との関連で名付けた。本実験装置では平行側壁は出口よりさらに外周まで延長されているが、圧縮機の外径を小さくする要求からディフューザ外径もできるだけ小さいことが望ましいので、計測点は主として図中の出口に至るまでの間においてえらんだ。

翼付ディフューザにおける翼は図-5 に示すように厚さ 1mm の鉄板を Z 字型に曲げた直線翼で、枚数は

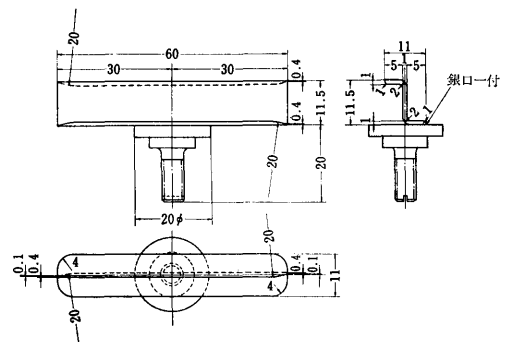


図-5 ディフューザ翼詳細 (単位 mm)

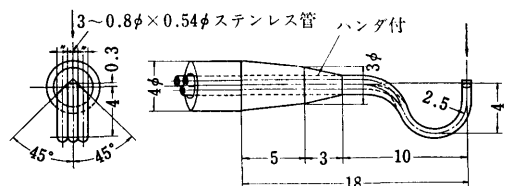


図-6 ピトーヨーメータのプロブ詳細 (単位 mm)

40, 片側にろう付された中央のボルトにより任意の角度に取付けることができる。翼の前後縁は図示のように整形してある。

ディフューザ内の流れの計測は、図-6に示すプローブをもつ3孔式ピトーヨーメータを軸方向にトラバースして行なった。取付位置は入口、出口において円周上120°おきに3ヶ所、中間1ヶ所であるが、それらの取付座をもつリングは円周方向に±20°回転できる。計測に当ってはプローブのそう入により流れが乱されることを少なくするため、計測時にはプローブを1個ずつそう入するようにした。

空気温度の計測はディフューザ入口、出口において熱電対により行なった。熱電対は外径2.5mmの管に収められてあり、そう入位置はピトーヨーメータによる計測位置から十分遠ざけた。

3. 予備実験

本実験に先立ち円周方向の一様性および軸方向流れ模様がどの程度制御できるかをしらべた。方法としてはピトーヨーメータによる測定のほか、側壁の流跡模様によった。

3.1 円周方向一様性の検査

翼なしディフューザにつき、円周方向3ヶ所でピトーヨーメータにより計測した結果を図-7に示す。この場合ディフューザは環状ダクト出口の中央に置き、放風弁は全閉している。図から円周方向①, ②では圧力、速度、角度とも比較的良好に一致しているが、③ではやや相違が大きいことが知られる。同様な実験を異なる条件のもとにおいても行なったが、傾向はほぼ同じであった。なお図中の圧力は以下の図を含めゲージ圧を示し、軸方向距離 z は上流側から下流側に向って計る。

上述のピトーヨーメータによる計測を全周にわたり詳細に行なうことは装置の構造および所要時間の点から困難のため、ディフューザ両側壁の内面に黒鉛とタービン油の混合物を塗り流跡を観察した。この実験はまた側壁付近の流れの方向やはく離の有無を知るのにも役立つと考えられた。

流跡模様の一例を図-8に示す。実験条件は図-7の場合とほぼ同じである。この結果から流れの方向を求めると、1~2°の読取誤差はあるが全円周にわたって上流側側壁について $\alpha_1=44\sim 48^\circ$, $\alpha_3=45\sim 47^\circ$, 下流側側壁について $\alpha_1=39\sim 44^\circ$, $\alpha_3=44\sim 49^\circ$ が得られ、全円周にわたりほぼ±3°

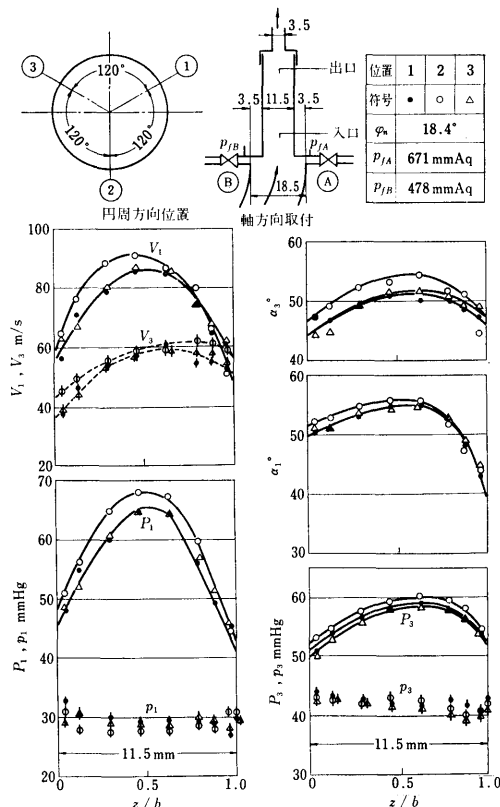
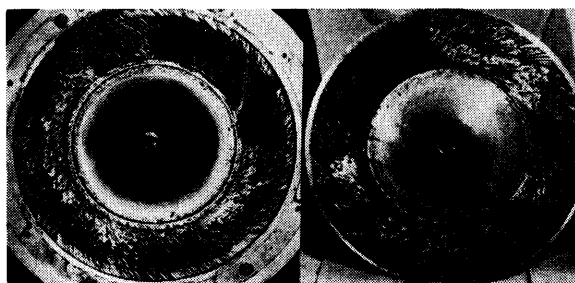


図-7 円周方向分布(その1)

以内に収まっていることが確認された。この結果はまた図-7の結果を支持している。

流跡模様は翼付を含め各種の条件についてしらべたが、いずれの場合も明白なはく離を認めることはできなかった。

円周方向の一様性を損なう原因としては、一つには流路の幾何学的寸法の不同を挙げ得るが、いまの場合それが大きな要因とは考え難く、流れの方向に圧力が上昇するディフューザ内の流れ自体に完全な中心対称



(a) 上流側 (b) 下流側
図-8 側壁の流跡模様(流れ模様は図-7相当)

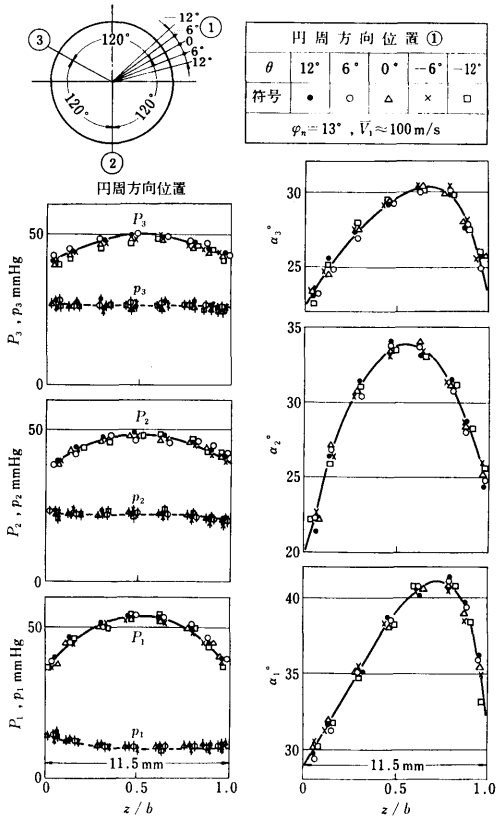


図-9 円周方向分布 (その2)

性を保つことを困難にする性質があると考えられる。このことは経験的な事実として予想し得ないことではなかったが、非一様な量が問題であり、上述の非一様な程度は本実験の目的に対し十分満足できるものとは思われなかったが、円周方向にある範囲で一様であれば一応の目的は達し得るであろう。そのため 図-7 の①付近において円周方向分布をしらべた結果を 図-9 に示す。図によるとその付近では円周方向にかなりよく一様性が保たれており、その後の実験はすべて円周上その範囲で行なった。

3.2 入口軸方向流れ模様の制御

あらかじめ計画した流れ模様は、ディフューザ入口において速度および全圧が軸方向に一様な流れ、中央部が高い流れ、側壁付近が高い流れの3種類で、角度については軸方向にできるだけ一様でかつ実際の圧縮機でみられる範囲をカバーすることであった。しかし実際に得られた流れは以下に述べるようになり異なるものとなった。

環状ダクト出口の流れ模様をしらべるため、翼なしディフューザの幅を 18.5 mm に広げ、その両側壁を環状ダクト出口の側壁に一致させて計測した結果を 図-10 に示す。図は全円周上等間隔に 6ヶ所で計測した場合を示すが、結果は比較的よく一致している。図からディフューザ入口で全圧は下流側側壁から約 1/4 のところが最も高く、角度は上流側から下流側に向って

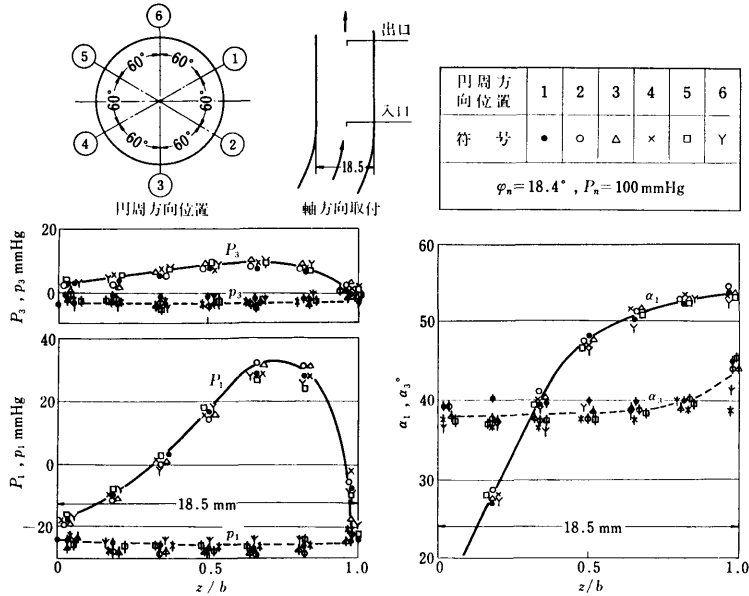


図-10 環状ダクト出口の流れ模様

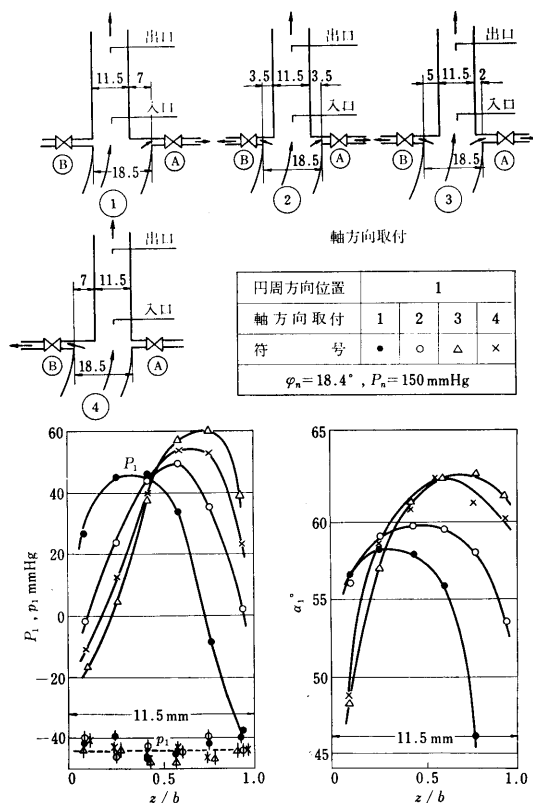


図-11 軸方向取付位置とディフューザ入口の流れ模様

急速に増加し、全圧が最高値を示す付近ではノズル翼からの流出角は 20° 付近にあるにもかかわらず 50° 以上に増加していることが知られる。またさらに破線で示すように、ディフューザ内では全圧、角度とも急速に一樣化されることが知られた。別に半径方向速度の減少により流れ角度を小さくする目的で、環状ダクトの出口幅を 28.5mm に増加した実験も試みたが、結果は上流側の全圧、角度の小さい領域が増加したのみで、角度の最大値はほとんど変化しなかった。またノズル翼取付角 φ_n を 18.4° から 13° に減らした実験においても、ディフューザ入口の流れ角度は平均して数度の減少に止まった。

次にディフューザ幅を 11.5mm にもどし、環状ダクトとの相対位置を種々に変えた結果を図-11 に示す。全圧、角度とも軸方向に大きく変化していること、全圧が最大の位置は上流側へも下流側へも移し得ること、角度はそれにつれて複雑に変化することなどが知

円周方向位置		1					
軸方向取付		2					
計測番号		1	2	3	4	5	
符 号		●	○	△	×	□	
放風弁	Ⓐ	開 度	全開	全閉	全開	全開	半
		P_{fA} mmAq	23	579	830	28	582
	Ⓑ	開 度	全開	全開	全閉	全閉	全閉
		P_{fB} mmAq	-25	-6.5	614	391	523
		$\varphi_n = 18.4^\circ$ $P_n = 100\text{mmHg}$					

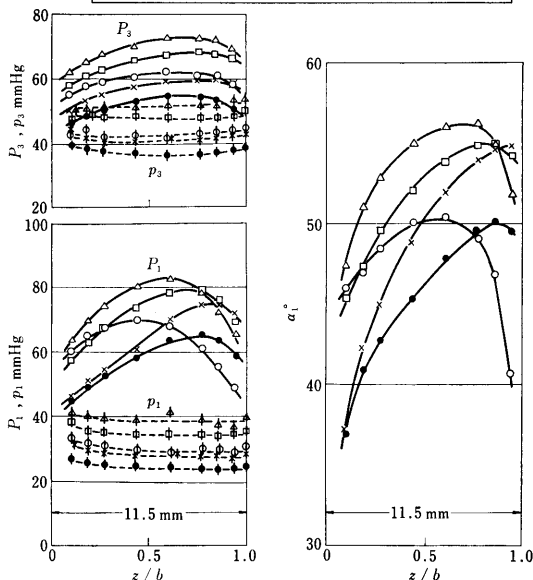


図-12 放風によるディフューザ入口の流れ模様の变化

られる。この実験ではディフューザ出口はそのまま大気に開放してあり、放風弁は適当に開閉しているが、ディフューザ入口は一般に負圧であるため、放風でなく逆に吸い込みになっている場合もある。

図-12 はディフューザ出口幅を 3.5mm にせばめ放風量を調節した結果を示す。ディフューザは環状ダクト出口の中央に設定してあるが、放風量の調節のみで全圧分布はかなり変化すること、また比較的一様な分布も得られることが判明した。したがって、以下の実験ではこの方式にディフューザの軸方向移動を加えて行なうことにした。また与える軸方向全圧分布は前述のように比較的一様な場合、中央付近が高い場合、側壁付近が高い場合であるが、最後の場合については上流側が高い場合、下流側が高い場合に分けて行なった。

上述のようにして得られた流れ模様を実際の遠心圧縮機ディフューザ内の流れと比較すると、全般的に角

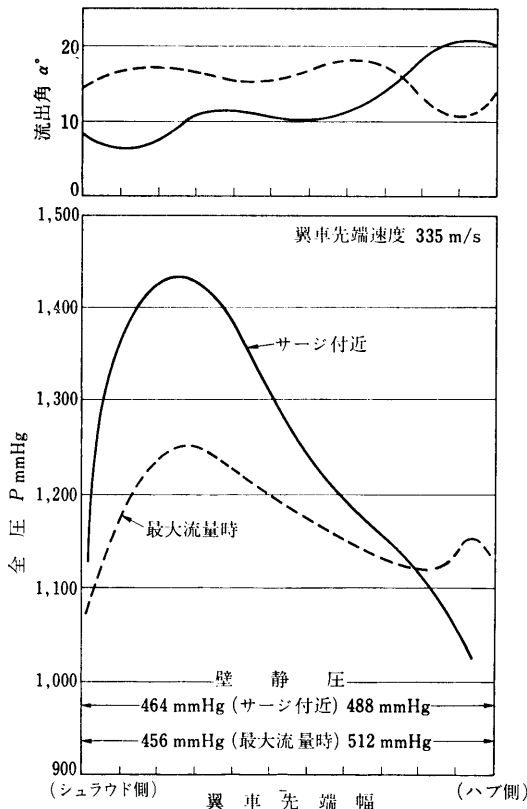


図-13 遠心圧縮機翼車出口流れ模様測定例 (文献7より)

度大きい、側壁付近の全圧、角度が小さいことは実機の場合と定性的に一致している。なお図-13は実機の測定結果の一例を示す。

5.1 末尾に述べるノズル翼を取去った直線放射状流の実験は、参考までに行なったものであるが、この場合には旋回流の場合にくらべはるかに容易に軸方向に一樣な全圧分布が得られた。

以上の実験において、ピトーヨーメータから算出した静圧はディフューザ中央部では比較的壁静圧に近いが、側壁付近では一般に両者の一致はよくない。特にプローブをそう入した反対側の上流側側壁付近では、ピトーヨーメータから算出した静圧はほとんど常に側壁に向かって上昇するが、これは壁の影響であることが確かめられた。したがって実験結果の整理に当っては壁静圧(両側壁で計測している場合はその平均値)を用いることとした。この点を含めピトーヨーメータの計測精度について検討した結果は付録Iに示す。別にプローブのそう入によりディフューザ内の流れ模様が変

化することも懸念されたが、この点については円周方向および半径方向に常時数点測定している壁静圧がプローブのそう入によりほとんど変化しないことにより、その影響は無視し得ると考えた。

4. 実験結果の整理法

実験結果からディフューザ性能を求めるに当り、ディフューザ内の流れは軸方向に大きな非一様性をもつため、平均値の取り方が問題になる。さらに翼付ディフューザでは翼出口における円周方向の非一様性も考慮しなくてはならない。

いま円周方向に一樣な流れを考え、軸方向速度を無視すれば、ディフューザを通る流量は次式で与えられる。

$$M = 2\pi r \rho \int V_r dz = 2\pi r \rho \int V \sin \alpha dz \quad (1)$$

ここで積分範囲は $0 \sim b$ であり、密度 ρ は軸方向に一定としている。

速度、角度の平均値の取り方には以下に示す3つの方法が考えられる。

(a) 単純平均 (算術平均)

速度の半径方向および円周方向成分の算術平均値を求め、それから角度の平均値を求める。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}_r &= \frac{1}{b} \int V_r dz = \frac{1}{b} \int V \sin \alpha dz \\ \bar{V}_\theta &= \frac{1}{b} \int V_\theta dz = \frac{1}{b} \int V \cos \alpha dz \\ \tan \bar{\alpha} &= \frac{\bar{V}_r}{\bar{V}_\theta} = \frac{\int V \sin \alpha dz}{\int V \cos \alpha dz} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(b) 運動量を合わせる方法

半径方向および円周方向の運動量が実際の流れのそれと等しくなる平均速度、平均角度を求める。すなわち半径方向運動量の一致から

$$M \bar{V}_r = 2\pi r \rho \int V_r^2 dz$$

円周方向運動量の一致から

$$M \bar{V}_\theta = 2\pi r \rho \int V_\theta V_r dz$$

(1)式と上の2式から

$$\left. \bar{V}_r = \frac{\int V^2 \sin^2 \alpha dz}{\int V \sin \alpha dz} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}_\theta &= \frac{\int V^2 \sin \alpha \cos \alpha dz}{\int V \sin \alpha dz} \\ \tan \bar{\alpha} &= \frac{\int V^2 \sin^2 \alpha dz}{\int V^2 \sin \alpha \cos \alpha dz} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

(c) 速度エネルギーを合わせる方法

速度エネルギーを半径方向および円周方向に合わせると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} (\bar{V}_r)^2 &= \frac{\int V^3 \sin^3 \alpha dz}{\int V \sin \alpha dz} \\ (\bar{V}_\theta)^2 &= \frac{\int V^3 \sin \alpha \cos^2 \alpha dz}{\int V \sin \alpha dz} \\ \tan^2 \bar{\alpha} &= \frac{\int V^3 \sin \alpha \cos^2 \alpha dz}{\int V^3 \sin^3 \alpha dz} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

以上のうち (a) は最も簡単であるが、軸方向変化の大きい場合適当でない。(b) と (c) は比較検討の対象によりえらばれると思われるが、主として壁摩擦損失との関連を考えるいまの場合には (b) の方法が適当と考えられる。この方法の弱点は、(c) の場合を含めて得られた平均速度、平均角度から算出した流量が実際の流量と一致しないことである。

全圧についても種々な平均値の取り方が考えられる。それらは、(a) 流量加重平均値を取る方法、(b) 上述の平均過程で得た \bar{V} をもとに算出した動圧を静圧に加える方法、(c) 流れをある一定の岐点状態からの損失を含む断熱流と考え、エントロピの増加量が実際のエントロピの増加量の総和と等しくなる平均全圧を求める方法である。それらのうち、(b) はいずれの方法による平均値を用いるにしても、実際に測定値が得られる量にある意味で仮想的な速度を導入することに疑問があり、(c) は熱力学的な合理性はあるが、計算がめんどろな上に (a) にくらべて利点を見出し得ない。よって全圧については次式による流量加重平均値を用いることにする。

$$\bar{P} = \frac{\int PV \sin \alpha dz}{\int V \sin \alpha dz} \quad (5)$$

翼付ディフューザにおいて円周方向の分布をも考慮する場合は、密度の円周方向変化を無視して次式による。

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}_r &= \frac{\iint V^2 \sin^2 \alpha dz d\theta}{\iint V \sin \alpha dz d\theta} \\ \bar{V}_\theta &= \frac{\iint V^2 \sin \alpha \cos \alpha dz d\theta}{\iint V \sin \alpha dz d\theta} \\ \tan \bar{\alpha} &= \frac{\iint V \sin^2 \alpha dz d\theta}{\iint V \sin \alpha \cos \alpha dz d\theta} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

全圧については

$$\bar{P} = \frac{\iint PV \sin \alpha dz d\theta}{\iint V \sin \alpha dz d\theta} \quad (7)$$

(6), (7) 式において θ 方向の積分は翼の 1 ピッチについて行なう。また上記各式の積分は実験点をプロットして図式に行なった。

上記の平均値からディフューザ性能に関する諸係数を次の諸式により求めた。

$$\xi = \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_3}{\bar{P}_1 - p_1} \quad (8)$$

$$C_p = \frac{p_3 - p_1}{\bar{P}_1 - p_1} \quad (9)$$

$$\eta_D = \frac{\left(\frac{\bar{P}_3}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - \left(\frac{\bar{P}_3}{p_3}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{\left(\frac{\bar{P}_1}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - \left(\frac{\bar{P}_3}{p_3}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (10)$$

(10) 式はディフューザ内圧縮過程の断熱効率であり、非圧縮流に対する次式に相当する。

$$\eta_D = \frac{p_3 - p_1}{\frac{\rho}{2}(\bar{V}_1^2 - \bar{V}_3^2)} = \frac{p_3 - p_1}{\frac{\rho}{2} \bar{V}_1^2 \left\{ 1 - \left(\frac{A_1}{A_3} \right)^2 \right\}} \quad (10')$$

壁摩擦損失係数は一般に主流に相当する部分がほとんど認められないため、物理的意味は乏しいが、上述の方法により算出した平均速度、平均角度の入口、出口間の平均値を基準とした値を求めた。すなわち

$$\begin{aligned} \bar{C}_f &= \frac{L_1 - L_3}{\frac{2\pi}{g} \int_{r_1}^{r_3} \rho(\bar{V})^2 \cos \bar{\alpha} r^2 dr} \\ &= \frac{L_1 - L_3}{\frac{3\pi}{2} \rho_m (\bar{V}_m)^2 \cos \alpha_m (r_3^3 - r_1^3)} \end{aligned} \quad (11)$$

ただし

$$\begin{aligned} L &= 2\pi \rho r^2 \int V^2 \sin \alpha \cos \alpha dz \\ \rho_m &= \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_3), \quad C_m = \frac{1}{2}(\bar{V}_1 + \bar{V}_3), \end{aligned}$$

$$\alpha_m = \frac{1}{2} (\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2)$$

5. 実験結果と考察

ディフューザ入口の軸方向全圧分布を 3.2 に記すように変えて、全圧、速度、角度の軸方向分布の半径方向変化を計測するとともに、4 で述べた平均的取扱いによりディフューザ性能を求めた。

5.1 翼なしディフューザ

ノズル翼取付角 $\varphi_n = 13^\circ, 18.4^\circ$ のほか、ノズル翼を取外した直線放射状流の場合をしらべた。入口速度は $\bar{V}_1 \approx 60 \sim 150 \text{ m/s}$ の範囲に変えた。

図-14, 15 は全圧、速度、角度の軸方向分布を入口、中間、出口につき示す。図中、実験番号 1 はいずれも入口全圧が軸方向に比較的一様な場合、2 は中央部が高い場合、3 は下流側側壁付近が高い場合、4 は上流側側壁付近が高い場合で、いずれも $\bar{V}_1 \approx 100 \text{ m/s}$ である。静圧は両側壁で測定しており、その平均値との差 (= 動圧) をもって全圧分布を示す。

図からまず認められることは、入口における全圧、角度の大きな不同にかかわらず、全般的に流れは中間、出口に向って急速に一様化されることである。

流れの非一様性を図示のような複雑な 3 次元流について定量的に表示するには数多くのパラメータが必要

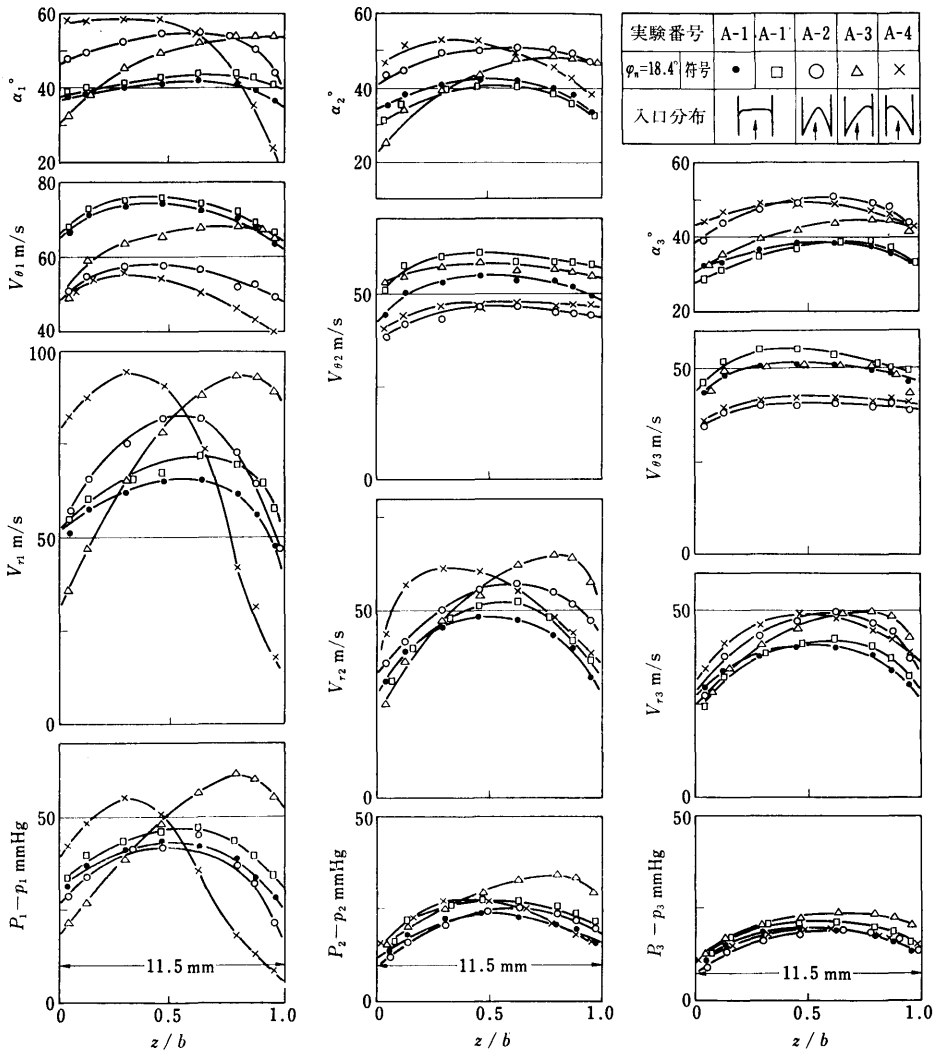


図-14 全圧、速度、角度の軸方向分布 (翼なし, その1)

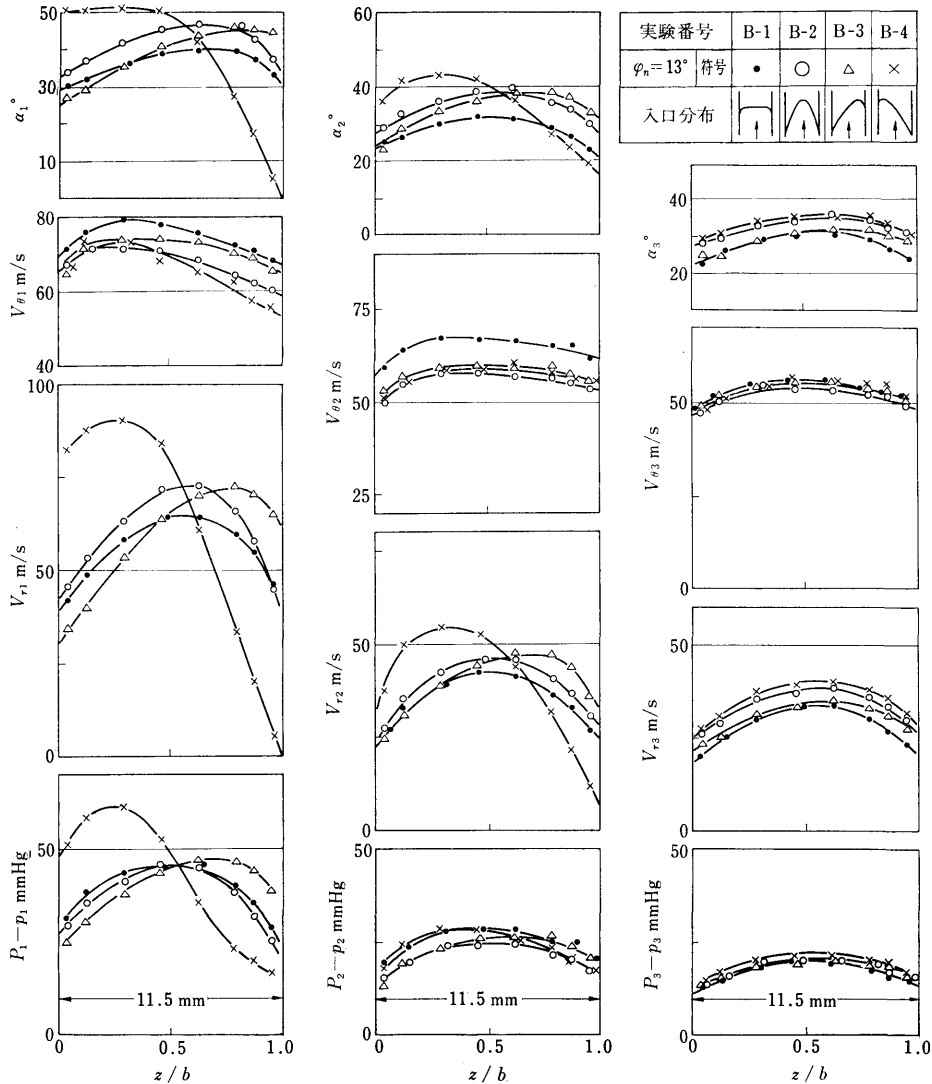


図-15 全圧，速度，角度の軸方向分布（翼なし，その2）

と思われるが，ここでは簡単のため次式を用いる。

$$\sigma = \frac{V_{\max} - \bar{V}}{\bar{V}} \quad (12)$$

上式の σ を入口，中間，出口について求め，横軸に面積比をとって示すと 図-16 が得られる。図から入口で比較的一様な流れの場合は σ の変化が少ないこと，入口で σ の大きな場合は下流に向って急速に σ が減少すること，いずれの場合も出口では σ は比較的狭い範囲に収まっていることが分る。ただし中央部の全圧が高い流れにおいて， $\phi_n=18.4^\circ$ の場合 (A-2) は σ が出口に至るまでほとんど減少せず， $\phi_n=13^\circ$ の場

合 (B-2) には入口から中間の間に σ は急速に減少している。この相異の原因は，同じタイプの全圧分布形においても，細部の流れ模様はかなり相違するためと思われる。

図-17 は図-16 と同じく面積比を横軸に圧力回復係数 C_p を示す。図は図-14 の実験条件に対応するもので，図中の点線は非圧縮，無損失流の計算値である。本実験における C_p は (9) 式から求めているため，直接比較することの意味は明らかでないが，この理論値にくらべ A-1, A-1', A-3 はやや低く，A-2 はかなり低い。また逆に A-4 では理論値より高い。これ

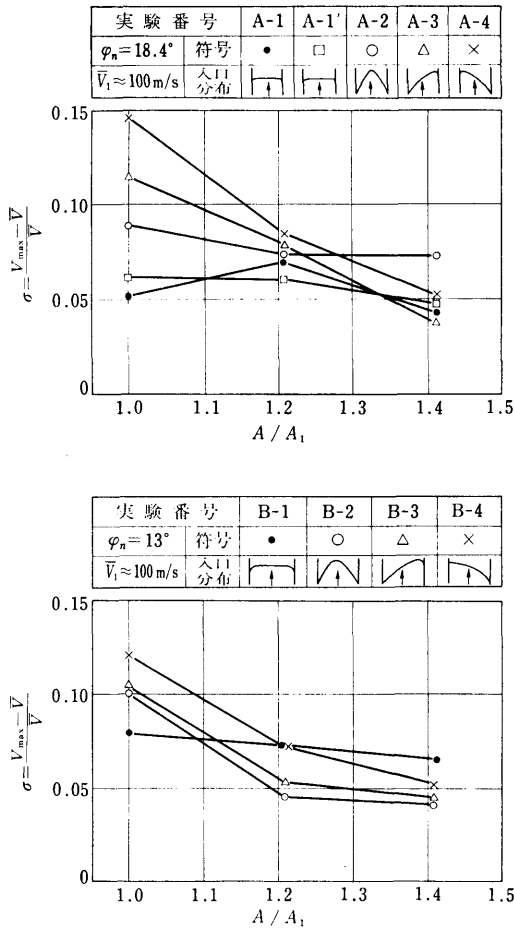


図-16 非一様パラメータの変化

らの原因は次のように考えられる。

中央部の全圧、速度の高い A-2 の場合に C_p が低い原因は、図-14、図-16 の速度の非一様性の推移からみても、側壁付近の速度の低い領域の存在のためおそらく境界層の一部のはく離し、部分的な逆流が生じて C_p の減少をもたらしたものと考えられる。この場合は当然損失も増加するはずで、この点は後述の図-18 から確認された。なお流路中央部に速度のピークがある速度分布形が低いディフューザ性能を与えることは、直線ディフューザの実験においても認められている¹³⁾。

次に上流側側壁付近の全圧が高い A-4 において C_p が高い原因は、図-14 の速度分布からみられるように、下流側側壁付近の流れはほとんど停滞しており、そのため有効面積比が横軸の値より大きくなって

(30)

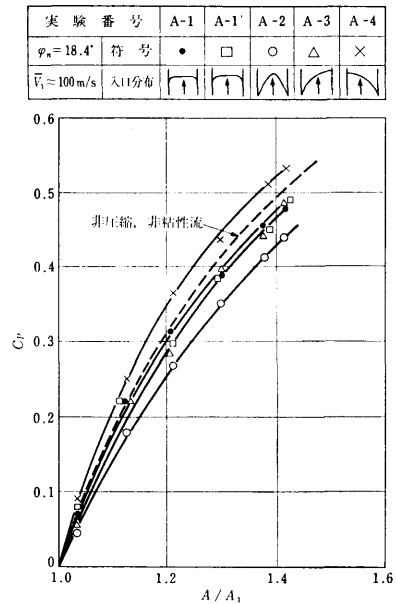


図-17 圧力回復係数 (翼なし)

るためと考えられる。この場合の損失は後述のように A-3 とほぼ同程度である。

図-18, 19 は装置の調整を一定に保ったまま風速を変えて一連の実験を行ない、それをもとに整理した全圧損失係数 ξ 、ディフューザ効率 η_D 、圧力回復係数 C_p 、平均摩擦損失係数 \bar{C}_f 、入口、出口の角度 $\bar{\alpha}_1, \bar{\alpha}_2$ をノズル角 $\varphi_n=18.4^\circ$ および 13° について示す。横軸の風速はまたレイノルズ数 $Re=2b \cdot \bar{V}_1 / \nu_1$ (ν_1 は入口における動粘性係数) にほぼ比例するが、その範囲は約 $1 \sim 3.5 \times 10^5$ である。実験点はおおむね装置の調整によってきまる入口流れ模様に対応してある傾向を示すが、実験点のちらばりは一般に少なくない。そのため図中の実験点を結ぶ線は必ずしも一つの入口流れ模様に対応するものでなく、単に傾向を示すに止まっている場合もある。図から次のことが分る。

(1) ξ は流れが一様に近い場合が最も少ない。またそれに応じて η_D も高い。その他の場合については特に大きな差異はない。ただし中央部の全圧が高い流れの場合、 $\varphi_n=18.4^\circ$ では他とくらべて ξ がやや大きく η_D も低い傾向がみられるにかかわらず、 $\varphi_n=13^\circ$ では逆に他の非一様に比べ ξ が小さく η_D も高い。この相反した結果が得られた理由は、図-16 の説明でも述べたように、流れ模様のより細部における相違にもとづくものと考えられる。

(2) $\varphi_n=13^\circ, 18.4^\circ$ いずれの場合においても、

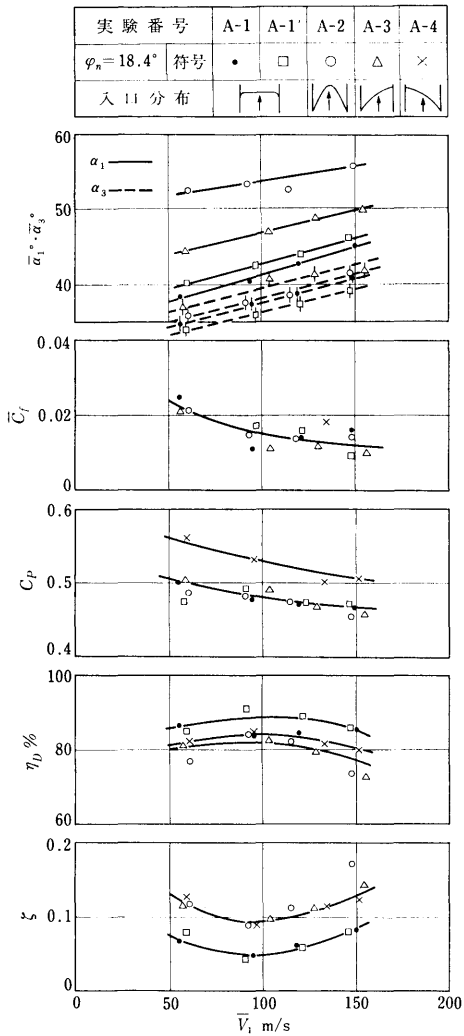


図-18 翼なしディフューザ性能 (その1)

$\bar{V}_1=100$ m/s, $Re=2.2 \times 10^5$ 付近で ξ が最小となり, η_D は最高値をとる傾向がみられる。この結果には計測精度, 円周方向の非一様性も影響すると思われるが, 多数の計測結果がいずれも同じような傾向を示すので, 検討の結果ほぼ壁摩擦損失の影響と推定される。すなわち, 仮に壁摩擦損失係数を一定とし, 流れの角度したがって流路長さも変らないとすれば, 摩擦損失は風速の2乗に比例し, 流量は風速に比例するため, 損失は速度に比例して増大するであろう。実際の流れでは壁摩擦損失係数は図の \bar{C}_f に示すように風速の増加につれて減少しており, 流れの角度 $\bar{\alpha}_1, \bar{\alpha}_3$ も風速とともにやや変化しているが, $\bar{V}_1 \approx 100$ m/s 以上では

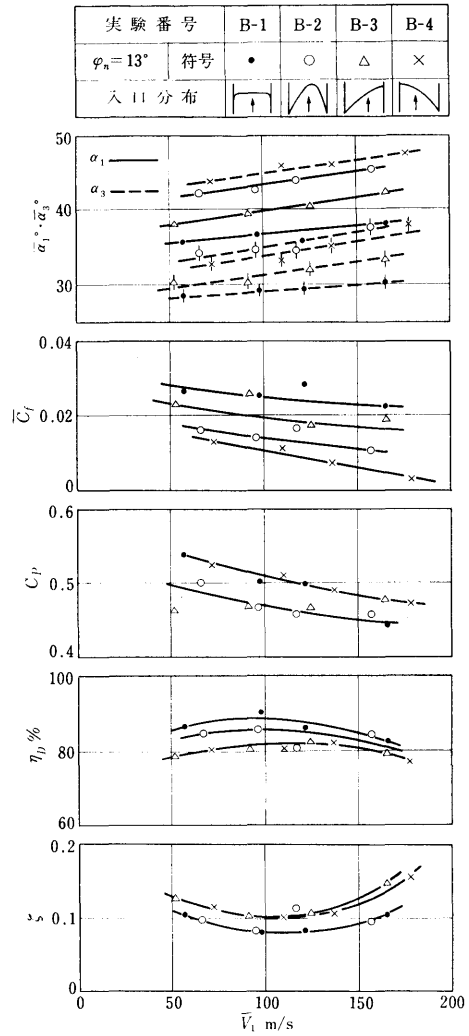


図-19 翼なしディフューザ性能 (その2)

上述の理由により ξ が増大し, $\bar{V}_1 \approx 100$ m/s 以下では \bar{C}_f の増加が前述の効果を打消して ξ の増大をもたらしていると考えられる。ただしこの結果は本実験に用いた特定のディフューザに関するもので, 幾何学的寸法やレイノルズ数範囲が異なれば結果も異なるであろう。

(3) C_D は $\varphi_n=18.4^\circ$ の場合前述のように上流側全圧が高いA-4が他にくらべ高い。 $\varphi_n=13^\circ$ の場合も同様な傾向がみられるが, この場合は一様に近い分布のB-1とほぼ同程度である。

C_D は \bar{V}_1 の増加とともに減少する傾向を示すが, この原因は主として前項で述べた \bar{V}_1 と損失の関係に

よと思われる。 C_p の風速による変化にはほかに圧縮性の影響も考えられるが、付録Ⅱの解析結果によると本実験の範囲ではその影響はごく少ないとともに、その影響は実験結果と逆に入口風速の増加により C_p は増加しなければならない。

(4) \bar{C}_f は (11) 式により算出したもので、結果のばらつきはかなり大きいがある程度の傾向は認めることができる。 \bar{C}_f の絶対値については、計算過程において入口、出口の流量が完全に一致しないため信頼性は乏しいが、図示の 0.01~0.03 の値は従来遠心圧縮機のディフューザにおける見掛けの摩擦損失係数として知られる値の範囲にある。

(5) $\bar{\alpha}_1, \bar{\alpha}_3$ が \bar{V}_1 によって変化するのは実験装置の特性によると思われるが、いずれの場合も $\bar{\alpha}_1$ より $\bar{\alpha}_3$ が小さく、この差は $\varphi_n=18.4^\circ$ のとき最大約 16° (A-2), $\varphi_n=13^\circ$ のとき約 13° (B-4) に達する。このような結果は入口で一様流を与えた場合の境界層の発達によっても得られている¹⁾。

図-20 はノズル翼を取外した直線放射状流の場合を示す。流入および流出角はいずれも $90^\circ \pm 3^\circ$ に収まっている。この場合は比較的容易に C-1 で示すような入口での一様流が得られ、出口においては境界層の発

達がみられる。この場合も旋回流の場合と同じく C-2~4 に示す各種入口流れ模様を与えた。入口、出口を比較すると、全圧、速度の一様化がみられる場合もあるが、C-2, C-3 では部分的に非一様性が増大する傾向もみられる。図中に ξ, η_D, C_p の値も記してあるが、全般的に旋回流にくらべ損失が少ない。これは流路長の減少により説明できよう。

5.2 翼付ディフューザ

翼付ディフューザについても、翼なしの場合と同じく入口流れ模様を変えて実験を行なった。結果は図-21~26 に示す。いずれも $\varphi_n=13^\circ$ で翼の取付角は表-1 に示す範囲に変えた。用いたディフューザ翼は数が40枚と多く翼弦長も短いため、翼列として取扱うのが適当と考えられるが、翼間流路をチャンネルとして考えればその拡がり角は翼の取付角によらず 9° である。

図-21~23 は入口、出口の流れ模様を $\beta_n=45^\circ$ の場合につき示す。この翼取付角は後述のようにいずれの流れ模様に対しても比較的よい性能を与えた。入口の流れ模様は翼の存在にかかわらず円周方向に十分一様である。しかし出口では全圧、角度とも円周方向に大きく変化している。

表-1 翼付ディフューザ要目

取付中心角	β_m°	40	45	50	55
入口角	β_1°	31.5	37.1	42.7	48.4
出口角	β_3°	46.8	51.2	55.6	60.0
入口半径	r_1 mm	156.5	154.3	152.3	150.5
出口半径	r_8 mm	194.7	196.4	198.0	199.4

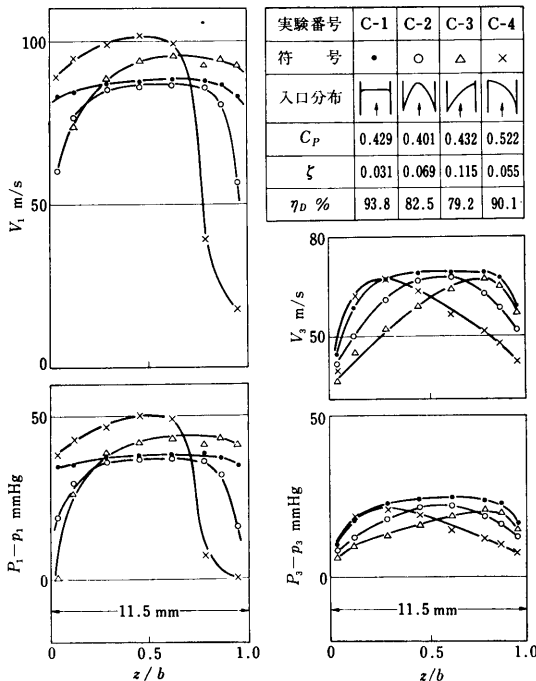


図-20 全圧、速度の軸方向分布 (放射状流)

出口流れ模様についてまず認められることは、いずれの場合も翼の背側 (円周翼列を直線翼列に写像したときの凸面) の全圧が高いことで、原因は翼間流路における2次流れにあると考えられる。図-24 は代表的な流跡模様 (上流側側壁面) を示す。図の (a), (b) では翼の取付角がかなり異なるが、流跡模様には根本的な差異は認められず、いずれの場合も翼前縁付近における複雑な流れ模様は、前縁における衝突、はく離と半径方向静圧こう配により生じたものであろう。すなわち前縁付近腹側の衝突と背側のはく離の結果として、前縁付近の境界層内流は部分的に半径方向静圧こう配に抗して腹側から背側に向う。しかしその後の翼間流路内では境界層内の流れは半径方向静圧こう配の

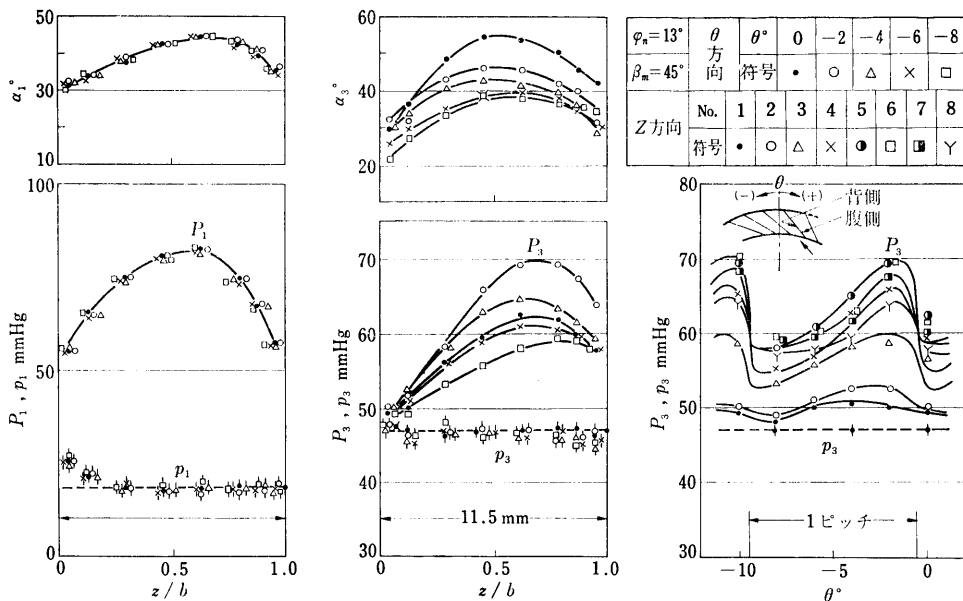


図-21 圧力，角度の軸方向および円周方向分布（翼付，その1）

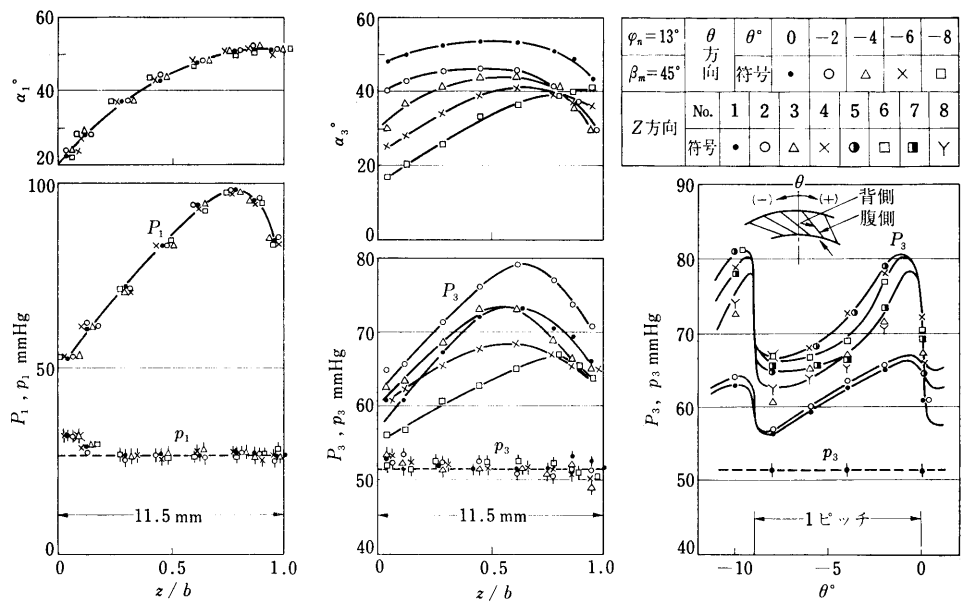


図-22 圧力，角度の軸方向および円周方向分布（翼付，その2）

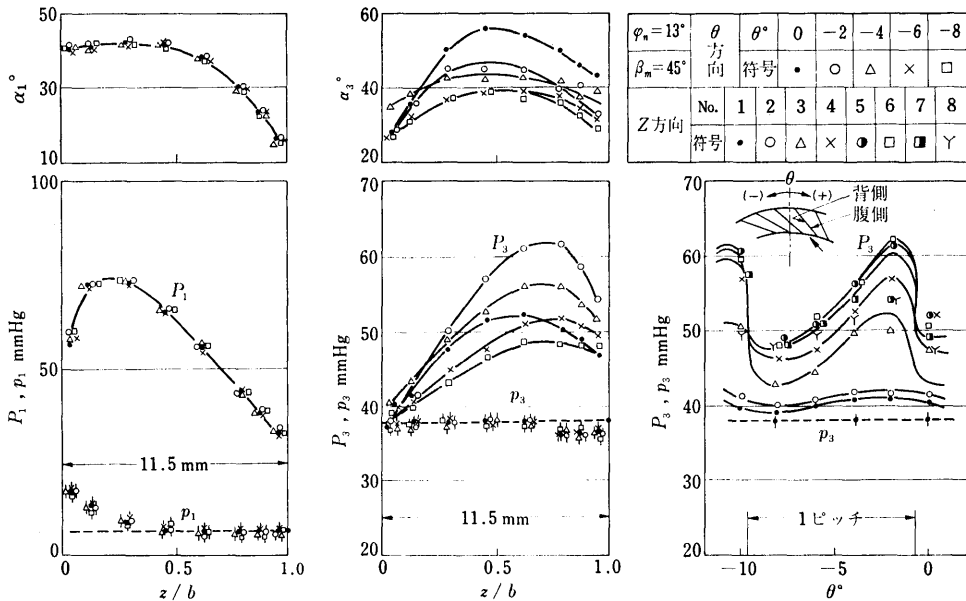


図-23 圧力，角度の軸方向および円周方向分布（翼付，その3）



(a) $\beta_m = 34^\circ$

(b) $\beta_m = 50^\circ$

図-24 翼付流跡模様（上流側，入口流れ模様は図-21 相当）

影響により背側から腹側に向っている。そのため損失の多い流れが翼の腹側に多く集まり，出口では翼背側の全圧が高くなるものと思われる。一方，通常の2次元直線翼列においては2次流れは側壁近くで翼の腹側から背側に向うため，出口の損失は腹側に多く転向角もその付近で大きいことが知られている¹⁵⁾。本実験は一般に入口の非一様性が大きく翼型も一種類に限られているため，この結果が流れ模様や翼型，翼配列の異なるすべての場合に適用し得る保証はないが，実際の圧縮機においても背側の全圧が高いことは認められて

おり¹⁰⁾，翼内2次流れに関しては，円周ディフューザ翼列と直線翼列とは対応しないのみかむしろ方向が逆であるといえる。したがって，一般にアスペクト比が小さく，2次流れの影響を強く受けると考えられる円周ディフューザ翼列に対し，2次元直線翼列の結果を応用しようとする試みの価値には疑問がある。

流出角については円周方向に翼の腹側に近く全圧の低い領域で全般的に角度が小さく，背側に沿う流れの角度が大きい。また流出角は一般に側壁付近で小さい。これは前述の2次流れに関する説明を支持するも

のと考えられる。

軸方向全圧分布については図-23の上流側側壁付近の全圧が高い場合において、入口、出口間で全圧分布の反転がみられる。この場合の入口流れ模様は翼なしの場合のA-4あるいはB-4に対応するもので、下流側側壁付近の流れがよどんでいることが翼間内の強い2次流れを誘起して全圧分布の高い領域の下流側側壁付近への移動が生じたものと考えられる。このような現象は翼なしディフューザにおいても起ることが報告されており、原因は側壁におけるはく離に帰せられているが、本実験の翼なしディフューザにおいてはこのような現象は認められなかった。これは3.1で述べたように明確なはく離が認められなかったことと対応している。

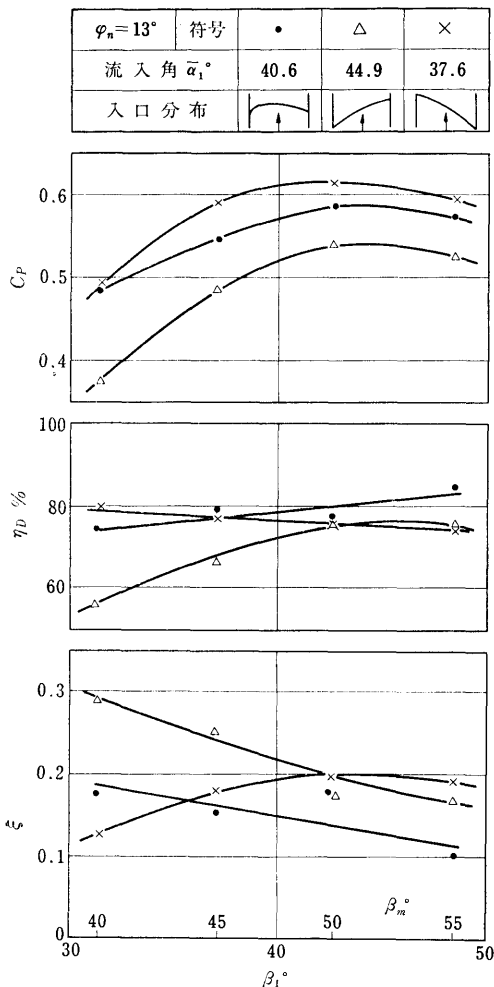


図-25 翼付ディフューザ性能

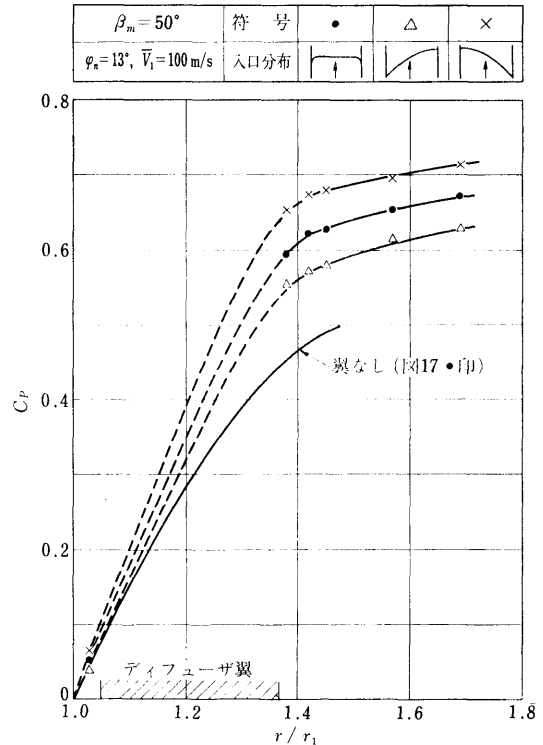


図-26 圧力回復係数(翼付)

図-25は横軸に β_1, β_m をとり ξ, η_D および C_p を示す。流れ模様により ξ, η_D の傾向が異なるのは流入角が異なるためもあろうが、平均流入角 $\bar{\alpha}_1$ にもとづく翼への迎角で整理しても系統的な傾向は認めなかった。図から翼なしの場合にくらべ全般的に ξ が大きく η_D も低い傾向がみられる。また C_p は上流側側壁付近の全圧が高い場合に大きい、これは翼なしの場合にもみられた傾向で、原因は同じく有効面積比の増大によるものであろう。

図-26は流れ模様によらずほぼ最高の圧力回復係数が得られた $\beta_m = 50^\circ$ の場合につき横軸に半径比をとって C_p を示す。図には図-17からとった翼なしと比較の様な入口流れ模様の場合も記入してあるが、それにくらべると翼部での圧力回復は翼付の方がかなり大きい。ただし翼を出た後の圧力回復は出口における流れの円周方向の非一様性が大きいためかあまり良くない。しかし実際の圧縮機では翼部を出た流れは出口ケーシングに導かれ、翼部より下流での圧力上昇は利用し得ないため、制限されたディフューザ外径のもとで速度の圧力への回復をすみやかに行なうためには、

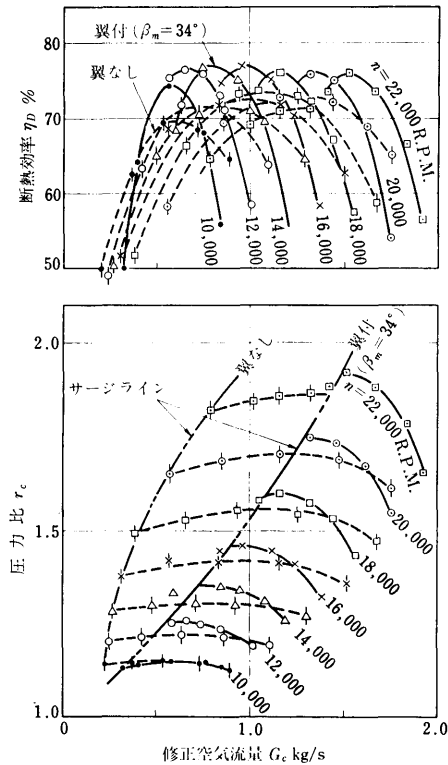


図-27 遠心圧縮機性能

非一様流に対しても翼付は翼なしに比べ有利なことが明らかである。

図-27 は参考のため著者が行なった本実験に用いたと同じ翼なしおよび翼付ディフューザを用いた圧縮機性能を示す。翼付においては $\beta_m = 34^\circ$ としているが、この値はほぼ最高の圧縮機効率を与えた。図から翼付の方が最高効率が大きく、同一回転数に対して高い圧力比が得られることが分る。ただし作動流量範囲は狭くなる。なおこの場合装置の制約からディフューザ内流れ模様の計測は行ない得なかった。

6. む す び

遠心圧縮機に用いられる円周ディフューザにおける軸方向非一様流の挙動およびその際のディフューザ性能をしらべる目的をもって実験装置を製作して実験を行ない、次の結果を得た。

(1) 翼なしディフューザについて

i) 入口における軸方向の非一様性は多くの場合急速に減少し、出口においては入口の流れ模様によらずほぼ同一の流れ模様が得られる。

ii) 入口における流れが一様に近いほど損失が少なくディフューザ効率も高い。

iii) 入口において軸方向に中央部の全圧が高いある種の流れにおいては、他の流れ模様にくらべ非一様性の減少が少なく、圧力回復係数が少なく損失も大きい。

iv) 入口で一方の側壁付近の速度が低い流れにおいて、圧力回復係数が他の流れ模様におけるより高い現象がみられる。原因は有効面積比の増大にあると思われる。なお同じ現象は翼付ディフューザにおいても認められる。

v) 実験範囲で損失が最も少なくディフューザ効率が最高になる入口速度がある。この原因は単位流量当りの壁摩擦損失がその付近で最少になるためと推定される。

(2) 翼付ディフューザについて

i) 軸方向非一様流に対しても、翼付ディフューザは翼なしディフューザに比べ高い圧力回復係数を与える。

ii) 出口における流れの円周方向全圧分布は翼の背側が高い。この原因は半径方向圧力分布のため損失の大きな境界層内の流れが翼の腹側に集まるためと思われる。この2次流れの方向は直線2次元翼列の場合とむしろ反対である。

iii) ある種の流れ模様では入口から出口に至る間に全圧の高い部分が一方の側壁側から反対側に移ることがある。これも翼間流路内の2次流れによると思われる。

上述の結果は実験された流れ模様と実際の圧縮機における流れ模様との対応に問題があるが、得られた結果は実際の圧縮機に対しても定性的には成立すると考えられるとともに、圧縮機翼車の設計、ひいては圧縮機性能の向上に利用し得ることが期待される。

おわりに実験に協力された当時東海大学学生であった保延昇一、宮崎弘毅の両氏に感謝する。なお付録IIの数値計算は当部青木修一技官の協力により当所共用計算機 FACOM 270-20 を用いて行なった。

参 考 文 献

- 1) W. Jansen; Steady Flow in a Radial Vaneless Diffuser, Trans. ASME, Ser. D, Vol. 86 (1964), p. 607.
- 2) R. C. Pampeen; The Laminar Incompressible Boundary Layer in a Constant-Area Vaneless Radial Diffuser, ASME Paper, 66-WA/FE-3 1966.

- 3) R.C. Dean and Y. Senoo; Rotating Wakes in Vaneless Diffusers, *Trans. ASME, Ser. A*, Vol. 82 (1960), p. 563.
- 4) J.P. Johnston and R.C. Dean; Losses in Vaneless Diffusers of Centrifugal Compressors and Pumps, *Trans. ASME, Ser. A*, Vol. 88 (1966), p. 49.
- 5) G.O. Ellis; A Study of Induced Vorticity in Centrifugal Compressors, *Trans. ASME, Ser. A*, Vol. 86 (1964), p. 63.
- 6) C. Rogers; Influence of Impeller and Diffuser Characteristics and Matching on Radial Compressor Performance, *SAE Technical Progress Series*, Vol. 3 (1961), p. 31.
- 7) V.J. Smith; A Review of the Design Practice and Technology of Radial Compressor Diffusers, *ASME Paper*, 70-GT-116, 1970.
- 8) 桜井; 遠心形ディフューザの研究
第1報, *機械学会論文集*, 36巻 291号(昭 45-11), p. 1886.
第2報, 同上, 37巻 297号(昭 46-5), p. 992.
第3報, 同上, 37巻 303号(昭 46-11), p. 2161.
- 9) G.A. Ball, A.H. Bell and L.B. Mann; The Development of Chrysler Automotive Centrifugal Compressor, *SAE Technical Progress Series*, Vol. 3 (1961), p. 58.
- 10) D.P. Kenny; A Novel Low Cost Diffuser for High Performance Centrifugal Compressors, *ASME Paper*, 68-GT-38, 1968.
- 11) D.H. Emerson and J.H. Horlock; The Design of Subsonic Diffusers for Centrifugal Compressors Using Potential Flow Theory, *ASME Paper*, 66-WA/GT-9.
- 12) 益田, 有賀, 渡部; ディフューザ内のせん断流れに関する研究, *機械学会論文集*, 38巻 305号(昭 47-1), p. 123.
- 13) S. Wolf and J.P. Johnston; Effects of Nonuniform Inlet Velocity Profiles on Flow Regimes and Performance in Two-Dimensional Diffusers, *Trans. ASME, Ser. D*, Vol. 91 (1969), p. 462.
- 14) J.P. Johnston; Experimental Data on Three-Dimensional Flow in a Centrifugal Compressor Diffuser, *M.I.T. Gas Turbine Lab. Report*, No. 27-7, 1954-12.
- 15) A.D.S. Carter; Three-Dimensional-Flow Theories for Axial Compressors and Turbines, *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, Vol. 159 (1948), No. 41, p. 255.
- 16) 三輪, 池田; 可動ディフューザ翼付遠心圧縮機の性能(第3報), *船舶技術研究所第8回研究発表会講演概要*, (昭 42-5), p. 130.

付 録

I. ピトーヨーメータの計測精度

本実験に用いたピトーヨーメータは 図-6 に示す 3 孔式のものであるが、ディフューザ寸法にくらべてプローブが比較的大きく、また側壁に平行な面内でのみ計測しているので種々の誤差が考えられる。よって次の諸点についてピトーヨーメータの測定精度を検討した。

(1) 軸方向速度の影響

本実験のように入口における非一様性の大きな流れにおいては、軸方向速度がかなりの大きさに達することが推定される。

軸方向速度の影響をみるため、風洞中にピトーヨーメータをおきしらべた結果を 図 A-1 に示す。これによると偏角 $\zeta = \pm 10^\circ$ 以内であれば全圧はほぼ正しい値を示す。いまディフューザ入口、出口間で流れが一方の側壁から他方の側壁へ移動するとすると、放射状流の場合において $\zeta = \tan^{-1}(11.5/60) = 11.7^\circ$ であり、実際にはこれより少ないと考えられる。したがって全圧の測定値には軸方向速度を含めた速度の絶対値に対する値が得られるはずである。静圧の測定値はかなり軸方向速度の影響を受けるが、データ解析には壁静圧を用いているのでこの誤差は含まない。なお速度の絶対値と側壁に平行な速度との差は上記条件の下で約

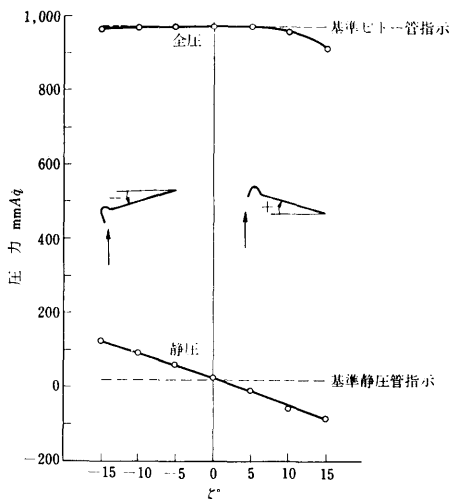


図 A-1 3 孔式ピトーヨーメータに対する偏角の影響

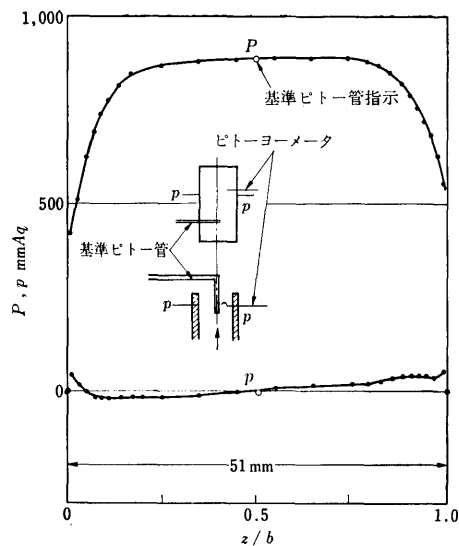


図 A-2 ピトーヨーメータによる静圧測定への側壁の影響

1.5% 以内であり、これは測定精度と同程度と考えられる。

(2) 側壁の影響

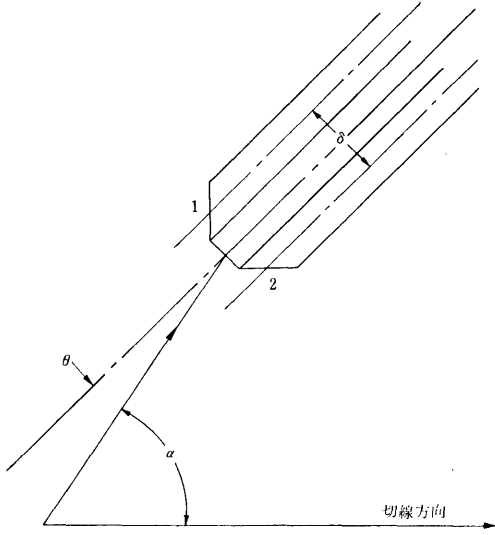
ピトーヨーメータによる静圧の測定には側壁の影響が考えられる。これを風洞中でしらべた結果を 図 A-2 に示す。図から静圧は両側壁の壁静圧が一致することから一様と考えられるにもかかわらず、全断面にわたりプローブそう入長さの影響がみられ、検定時に合わせた流路中央を除いて真の値が得られない。特に側壁近くではピトーヨーメータから求めた静圧は変化が大きく、そう入孔から反対側の側壁付近では真の静圧よりかなり高い値が得られる。この傾向はディフューザにおける計測結果にもしばしばみられ、前項の理由を含め静圧には壁静圧を用いることとした。

(3) 角度の測定精度

流れの角度測定に対しては、半径方向の静圧こう配の影響が考えられる。この点に関しては、全圧こう配のある流れに対する修正法* が、一部を変更するのみではほぼそのまま適用できる。

図 A-3 に示すように流れの方向を測定するに当り、プローブ前方の全圧は等しいと考えてよい。プローブは流れに対して θ だけ傾むいているとし、受圧孔 1,

* 生井, 井上; 速度および圧力こう配のある流れの方向計測, 機械の研究, 22巻 2号 (1970), p. 337 および 22巻 3号 (1970), p. 467.



図A-3 プロブ先端と流れの関係

2にかかる圧力を p_1 , p_2 , 1, 2 の点の静圧を p_{s1} , p_{s2} , 前方全圧を p_0 とし次式を定義する。

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= p_0 - p_{s1} \\ q_2 &= p_0 - p_{s2} \\ f_1(\theta) \frac{p_1 - p_{s1}}{q_1} \\ f_2(\theta) \frac{p_2 - p_{s2}}{q_2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-1})$$

i) 零点法によるとき: いま $\theta = \varepsilon$ のとき $p_1 = p_2$ とすれば, (I-1)式より

$$\{1 - f_1(\varepsilon)\} q_1 = \{1 - f_2(\varepsilon)\} q_2 \quad (\text{I-2})$$

上式の $f_1(\varepsilon)$, $f_2(\varepsilon)$ を ε につき展開して1次の項までとれば

$$\begin{aligned} & \left\{ 1 - f_1(0) - \left(\frac{\partial f_1}{\partial \theta} \right)_{\theta=0} \varepsilon \right\} q_1 \\ &= \left\{ 1 - f_2(0) - \left(\frac{\partial f_2}{\partial \theta} \right)_{\theta=0} \varepsilon \right\} q_2 \\ \therefore \varepsilon &= \frac{\{1 - f_1(0)\} q_1 - \{1 - f_2(0)\} q_2}{\left(\frac{\partial f_1}{\partial \theta} \right)_{\theta=0} q_1 - \left(\frac{\partial f_2}{\partial \theta} \right)_{\theta=0} q_2} \quad (\text{I-3}) \end{aligned}$$

上式の $f_1(0)$, $f_2(0)$, $(\partial f_1 / \partial \theta)_{\theta=0}$, $(\partial f_2 / \partial \theta)_{\theta=0}$ に対しては一様流におけるプロブの方向係数から求めた値を用いることができる。またプロブの製作精度が高ければ, $f_1(0) = f_2(0) = f_0$, $(\partial f_1 / \partial \theta)_{\theta=0} = -(\partial f_2 / \partial \theta)_{\theta=0}$ とおけるので

$$\varepsilon = 2C_0 \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \quad (\text{I-4})$$

ただし

$$C_0 = \frac{1 - f_0}{2 \left(\frac{\partial f_1}{\partial \theta} \right)_{\theta=0}} = - \frac{1 - f_0}{2 \left(\frac{\partial f_2}{\partial \theta} \right)_{\theta=0}}$$

参考までに全圧こう配に対する修正式では $C_0 = f_0 / 2 \left(\frac{\partial f_1}{\partial \theta} \right)_{\theta=0} = -f_0 / 2 \left(\frac{\partial f_2}{\partial \theta} \right)_{\theta=0}$ である。

$q = p_0 - p_s$ の変化は半径方向に狭い範囲では直線とみなすことができるので, 図A-3を参照して

$$q_1 - q_2 \approx -\delta \cos \alpha \left(\frac{dq}{dr} \right)$$

$q_1 + q_2 \approx 2q$ とおくと

$$\varepsilon = -C_0 \frac{\delta \cos \alpha}{q} \left(\frac{dq}{dr} \right) \quad (\text{I-5})$$

本実験に用いたプロブでは $C_0 = 8.5$, $\delta = 1.6 \times 10^{-3} \text{m}$ であり, $|(dq/dr)/q|$ は最大でも約 $15/\text{m}$ であるため $|\varepsilon|_{\text{max}} = 8.5 \times 1.6 \times 10^{-3} \times 15 = 0.13^\circ$

よって静圧こう配による角度修正は不必要なことが分る。

ii) 差圧法の場合: 本実験では計測の便宜上差圧法によっている。いま静圧こう配のない流れの中におかれたプロブの2つの受圧孔の圧力差を Δp , 静圧こう配のある場合の圧力差を $\Delta p'$ とすれば, (I-1)式より

$$\begin{aligned} \Delta p' &= -\{1 - f_1(\theta)\} q_1 + \{1 - f_2(\theta)\} q_2 \\ \therefore \frac{\Delta p'}{q} &= f_1(\theta) - f_2(\theta) - \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \\ &\quad \times [\{1 - f_1(\theta)\} + \{1 - f_2(\theta)\}] \quad (\text{I-6}) \end{aligned}$$

ただし

$$q = (q_1 + q_2) / 2$$

静圧こう配のあるときの $f_1(\theta)$, $f_2(\theta)$ にも静圧こう配のないときの値を用いることができるとすると, 補正量 Δf は

$$\begin{aligned} \Delta f &= \frac{\Delta p'}{q} - \frac{\Delta p}{q} = - \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \\ &\quad \times [\{1 - f_1(\theta)\} + \{1 - f_2(\theta)\}] \quad (\text{I-7}) \end{aligned}$$

参考までに全圧こう配に対する修正式においては[]内が $f_1(\theta) + f_2(\theta)$ となる。

図A-3を参照して

$$\begin{aligned} \Delta f &= \frac{(1 - f_1) + (1 - f_2)}{2} \cdot \frac{\delta \cos(\alpha - \theta)}{q} \\ &\quad \times \left(\frac{dq}{dr} \right) \quad (\text{I-8}) \end{aligned}$$

Δf およびそれから角度修正量 ε を求める方法については前記文献に準ずる。本実験の場合 $\{(1 - f_1) + (1 - f_2)\} / 2 \approx 0.5$ であるから

$$|df|_{\max} \approx 0.5 \times 1.6 \times 10^{-3} \times 15 = 0.0135$$

上記修正量は十分小さく、またそれによる角度の修正量も $\theta \leq 40^\circ$ の範囲では無視できる。

II. 圧力回復におよぼす圧縮性の影響

ディフューザの圧力回復係数は、同一幾何学的形状で同一の損失をとまなう場合にも作動流体の圧縮性の影響を受けることが考えられる。この点を1次元取扱いにより解析する。

断熱流を仮定し、ディフューザ入口、出口をそれぞれ添字1, 2で表わし、局所マッハ数を M 、岐点音速に対するマッハ数を M^* とすると

$$\left. \begin{aligned} M^* &= \frac{M}{\sqrt{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2}} \\ \frac{p}{P} &= \left(1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^{*2}\right)^{\kappa/(\kappa-1)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-1})$$

上式を用いて

$$C_p \equiv \frac{p_2 - p_1}{P_1 - p_1} = \frac{\frac{p_2}{p_1} - 1}{\frac{1}{\left(1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^{*2}\right)^{\kappa/(\kappa-1)}} - 1}} \quad (\text{II-2})$$

(II-2) 式は p_2/p_1 をきめる損失の与え方により以下2つの表現ができる。なお以下記述の簡単化のため次のようにおく。

$$F(X) = 1 - \frac{\kappa-1}{2} X^2 \quad (\text{II-3})$$

i) 全圧損失係数を用いるとき

$$\begin{aligned} \xi &\equiv \frac{P_1 - p_2}{P_1 - p_1} \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{P_2}{P_1} \left[\frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \\ &= \left\{ 1 - \xi \left(1 - \frac{p_1}{P_1} \right) \right\} \left[\frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \\ &= \left\{ \frac{1-\xi}{\left[F(M_1^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)}} + \xi \right\} \left[F(M_2^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

上式を(II-2)式に代入して

$$C_p = \frac{\left\{ \frac{1-\xi}{\left[F(M_1^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)}} + \xi \right\} \left[F(M_2^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)} - 1}{\frac{1}{\left[F(M_1^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)}} - 1}} \quad (\text{II-4})$$

(40)

M_1^* と M_2^* との関係は次の連続の式から求められる。

$$\begin{aligned} \rho_1 V_1 A_1 &= \rho_2 V_2 A_2 \\ \frac{V_2}{V_1} &= \frac{M_1^*}{M_2^*} = \frac{\rho_1 A_1}{\rho_2 A_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} \frac{A_1}{A_2} \end{aligned} \quad (\text{II-5})$$

上式に(II-3)式を代入して整理すると

$$\begin{aligned} &\frac{M_1^*}{\left\{ \frac{1-\xi}{\left[F(M_1^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)}} + \xi F(M_1^*) \right\}} \frac{A_1}{A_2} \\ &= M_2^* \left[F(M_2^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

M_1^* , $M_2^* \ll 1$ のときは(II-4), (II-5)式から

$$C_p = 1 - \xi - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \quad (\text{II-7})$$

ii) ディフューザ効率 η_D を用いるとき

$$\eta_D \equiv \frac{\left(\frac{P_2}{p_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} - \left(\frac{P_2}{p_2} \right)^{(\kappa-1)/\kappa}}{\left(\frac{P_1}{p_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} - \left(\frac{P_2}{p_2} \right)^{(\kappa-1)/\kappa}}$$

(II-1)式の関係を用いて変形すると

$$\eta_D = \frac{\left(\frac{p_2}{P_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} - 1}{\frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} - 1}$$

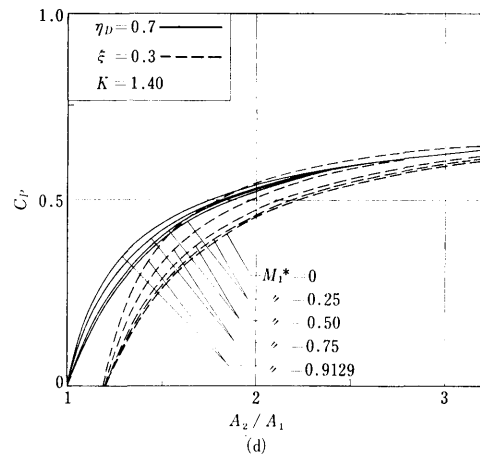
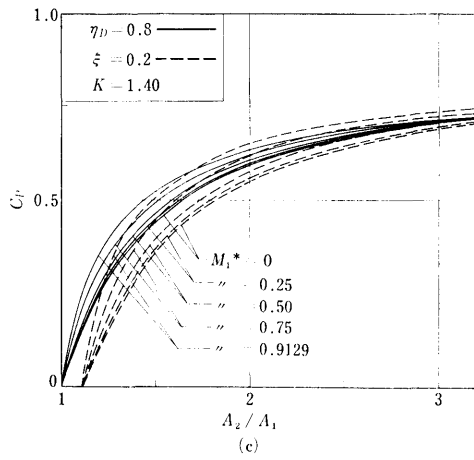
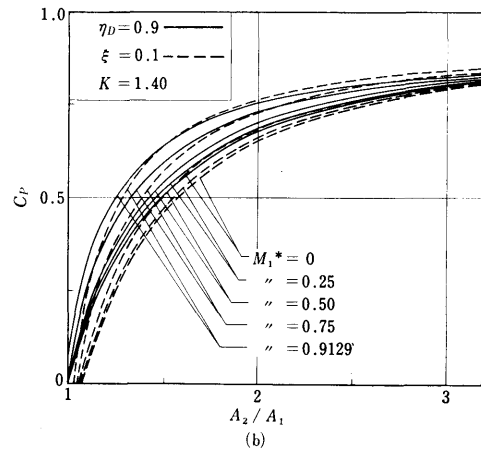
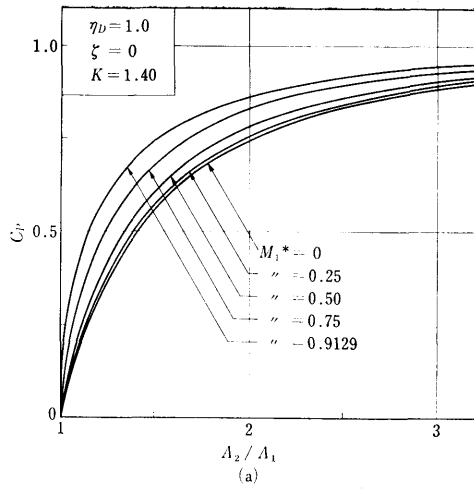
$$\therefore \frac{p_2}{p_1} = \left[1 + \eta_D \left\{ \frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} - 1 \right\} \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \quad (\text{II-8})$$

$$C_p = \frac{\left[1 + \eta_D \left\{ \frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} - 1 \right\} \right]^{\kappa/(\kappa-1)} - 1}{\frac{1}{\left[F(M_1^*) \right]^{\kappa/(\kappa-1)}} - 1}} \quad (\text{II-9})$$

M_1^* と M_2^* の関係は(II-5)式を用いて次式で与えられる。

$$\frac{M_2^*}{M_1^*} = \left[1 + \eta_D \left\{ \frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} - 1 \right\} \right]^{-\kappa/(\kappa-1)} \frac{F(M_2^*)}{F(M_1^*)} \frac{A_1}{A_2} \quad (\text{II-10})$$

(II-4)と(II-6)式および(II-9)と(II-10)式を用いて計算した結果を図A-4に示す。図から面積比 A_2/A_1 が比較的小さい範囲で入口マッハ数の影響が大きいこと、またその影響は η_D が高く ξ の小さいほど大きいこと、しかし本実験の範囲 ($M_1^* \leq 0.45$) では圧力回復係数におよぼす圧縮性の影響はほとんど無視し得ることが分る。さらに本図から損失の表示法として用いた ξ と η_D の関係を知ることができる。



図A-4 入口マッハ数と圧力回復係数