

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-376

スワローからの流れについて (I)

相 波 哲 朗

1974 年 7 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

スワローからの流れについて (I)^{*}

相 波 哲 朗^{**}

Investigation of the Flows Flowing from Swirlers (I)

By

Tetsuro AIBA

Aircraft gas turbine combustors frequently use swirlers for introduction of the primary combustion air. These swirlers give swirling motions to the air to get stable recirculation zones behind the swirlers and strong turbulence of the flows. The recirculation zone and strong turbulence are essential for stable flame holding and intensive combustion in the combustors. There are also increasing number of the studies on emissions related to the swirlers and combustors with swirlers.

The present study was carried out experimentally on the air flows flowing from axial swirlers. The flows give predominant effects to the flames held by the swirlers through the characteristics such as recirculation zones and mixing processes between air and fuel. The experiments used pressure probes and a hot wire probe for the measurements of pressure and velocity profiles, recirculation zones, flow patterns, swirl numbers and intensity of turbulence. Four axial swirlers with different axial lengths were employed in the experiments to show the effects of the vane's overlap. The results showed asymptotic profiles of the measured values by increasing the vane's overlap. Numerical calculation of the flows based on the method shown by M. Taga et al. were also carried out to compare with the experimental results.

1. ま え が き

航空用ガスタービン燃焼器では火炎の長さを短縮し、広い作動範囲にわたり安定した保炎を行なうため、燃

焼器の上流側から燃焼用空気を旋回させて導入するスワロー（空気旋回器）を用いることが多い。また、この数年来スワローやスワローを使用した燃焼器からの排ガスに関する研究もいくつか行なわれている^{1)~6)}。スワローで保持される火炎に対してスワローからの流れは燃料と空気の混合、循環流の形成等を通じて大きな影響を与える。スワローからの流れの研究はいくつ

* 昭和49年4月18日受付

** 原動機部

が行なわれており^{7)~18)}、次第に様子が明らかになりつつあるが、まだスワローの形状および周囲の条件に関して範囲が限られている。従来スワローの研究はボイラ用を中心に行なわれており、航空用ガスタービン燃焼器のスワローからの流れは殆んど公表されていない。航空用とボイラ用との大きな違いとして航空用では燃焼負荷率が高くスワロー通過時の空気流速が速いこと、圧力が高いこと、空燃比の作動範囲が広いことなどがある。

スワローからの流れは通常環状旋回噴流を構成している。環状旋回噴流を得る方法としては円管の接線方向から旋回用空気を導入する方法、プロペラ等を回転させる方法、および、一定角度の羽根を持つスワロー等で流れに旋回成分を与える方法がある⁷⁾。航空用ガスタービン燃焼器ではスワローが採用されており、その形状はいろいろある。

スワローからの旋回噴流はスワロー軸に対し、らせん状の経路を画いて流れ、噴流中心部には負圧があり図1のように循環流が生じている。燃焼状態では循環する燃焼ガスがスワローからの空気と燃焼噴射弁からの燃料の未燃混合気に対する着火源として働いている。循環流の長さは安定した着火が行なわれるよう確保する必要がある。循環流の形状、寸法はスワローの形状、寸法、羽根の角度により変わる。スワローに付着する火炎は一般に旋回のないときより長さが短縮され、広い作動範囲で安定した燃焼を行なう。

本研究ではスワローから常温の空気を流し、圧力測定プローブと熱線による速度と静圧の測定から、循環流領域や誘引空気量を含めた流れ模様、流れの旋回の強さ、スワローの圧力損失、乱れの強さを求めた。測定の対象は形状や使用条件の異なるスワローで、今回は軸流スワローの軸方向の厚さを変えて、羽根の重なり

の程度の異なった条件に対して実験を行なった。羽根の重なりがどの程度まで必要かは設計上問題になる点であるが、従来ははっきりした基準が示されていないように思われる。実験から軸方向の厚さの異なる4個のスワローに対して結果を得て、それらを比較、検討してある。さらに、スワローからの流れの数値計算を多賀ら¹⁵⁾の式に基いて行ない、実験結果との比較を行なった。

2. 実験装置および方法

実験装置は図2の系統図で示されるもので、送風機から送られた空気はノズルで流量を測定され、スワローに達する。送風機的设计風量は $2.8 \text{ m}^3/\text{min}$ 、吐出圧力は 1410 mmHg である。ノズルは四分円ノズルで口径が 70 mm 、ノズル部の管径は 107 mm である。配管の途中は一旦ビニールホースで結合され、スワロー上流部の管内径は 205 mm である。スワロー出口は大気開放になっており、スワロー入口と出口には境界条件を明確にするため平らな端板を取付けてある。実験装置の様子を図3にスワロー取付け部の状態を図4に示す。

今回の実験で使用したスワローは軸流形で羽根の部分の内径が 73 mm 、外径は 93 mm である。羽根は直線板羽根で厚さが 1 mm 、枚数は16枚である。羽根の角度はスワロー軸方向に対し 45° にとった。羽根の角度はスワローの軸を含む平面に対する羽根の傾きを示すが、両平面の交線の位置は図5(a)に示すような一端にある場合から他端まで変わり得る。実験は図5(b)に示すように交線がスワローの軸方向の厚さ b の中央にな

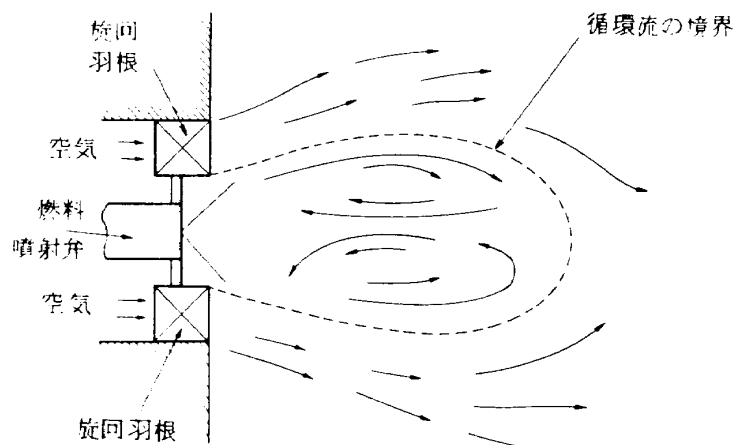


図1 スワロー後方にできる循環流

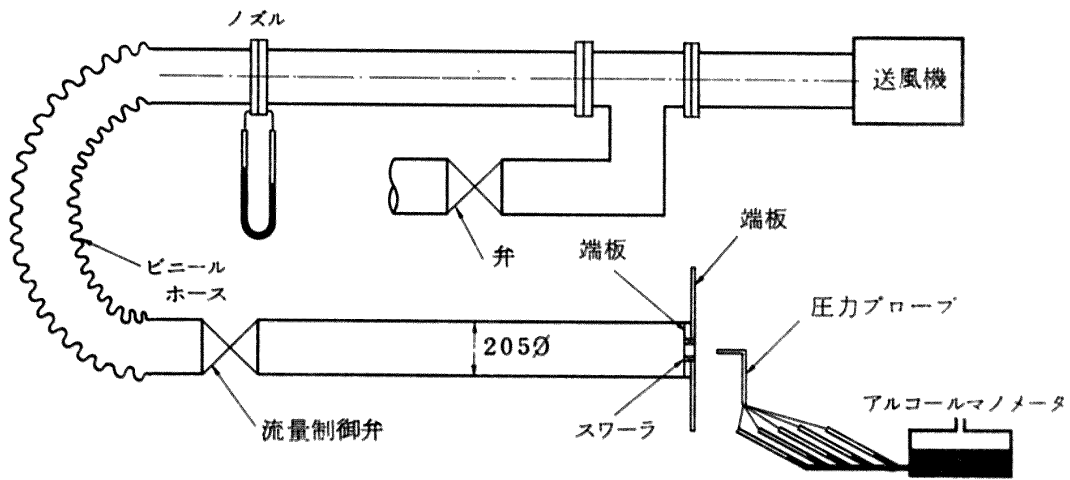


図2 実験装置系統図

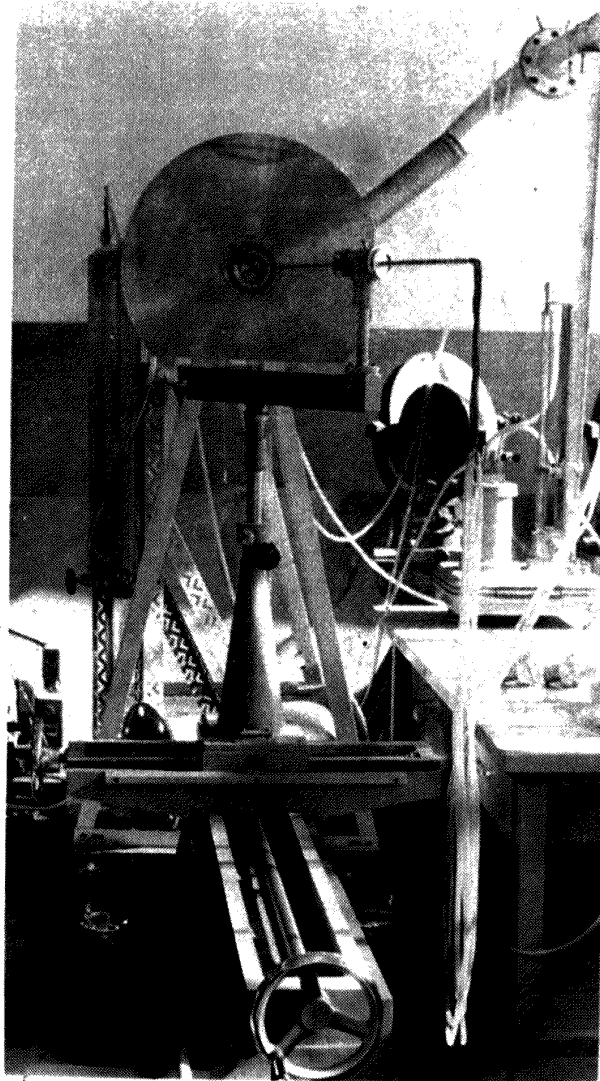


図3 実験装置の外観

るものに対して行なわれた。これらの条件は測定に便利のようにできるだけ寸法を大きくし、かつ、既設の燃焼試験設備に取付けられること、および、他の実験で多く用いられている条件を参考にしたものである。

実験で変えたスワ－ラの条件は図5に示す軸方向の厚さ b で、 b の値は5, 10, 20, 40mmの4種類とり、各々のスワ－ラに対しNo.1からNo.4までの番号をつけた。スワ－ラNo.4の外観を図6に示す。軸方向の厚さを変えることにより羽根のソリデティ、あるいは、軸方向から見た羽根の重なり度が異なる。実験で使用した各スワ－ラに対するそれらの条件は表1のごとくである。表中で l は羽根の長さ、 t は羽根のピッチを示し、スワ－ラの内径と外径の平均値83mmに基いている。表中の重なり度 R_d は軸方向から見た羽根の重なり度を面積割合に基いて示し、実験で使用したスワ－ラに対しては直線羽根および両端が軸に垂直な面であることから羽根1枚を示した図5(b)より、羽根

表1 スワ－ラの変数

| スワ－ラ 名 称 | 軸方向の 厚さ b mm | ソリデティ l/t | 重なり度 R_d |
|-------------|-------------------|----------------|---------------|
| No. 1 | 5 | 0.43 | -2.26 |
| No. 2 | 10 | 0.87 | -0.63 |
| No. 3 | 20 | 1.74 | 0.19 |
| No. 4 | 40 | 3.47 | 0.61 |

の厚さを無視すれば次式で求められる

$$R_d = \frac{2n \int_0^{y_b} \{ \sqrt{R_2^2 - y^2} - \sqrt{R_1^2 - y^2} \} dy - \pi(R_2^2 - R_1^2)}{2n \int_0^{y_b} \{ \sqrt{R_2^2 - y^2} - \sqrt{R_1^2 - y^2} \} dy}$$

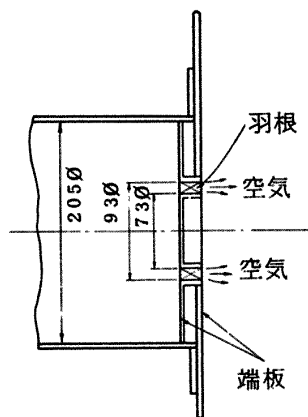


図4 スワ－ラ取付け部

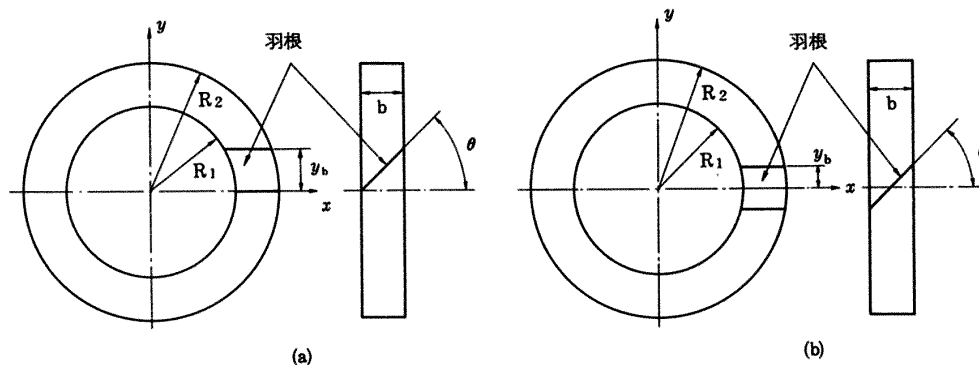
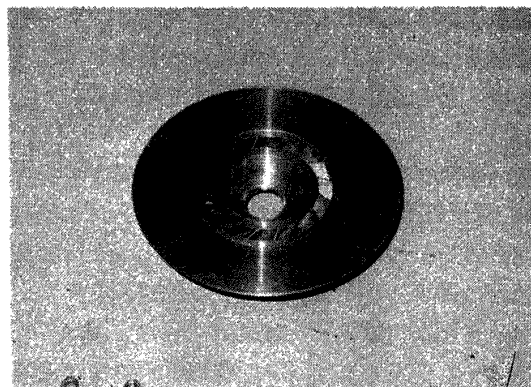


図5 羽根の植え方

$$Rd = \frac{2n \int_0^{\bar{y}_b} \{ \sqrt{1-\bar{y}^2} - \sqrt{B^2-\bar{y}^2} \} d\bar{y} - \pi(1-B^2)}{2n \int_0^{\bar{y}_b} \{ \sqrt{1-\bar{y}^2} - \sqrt{B^2-\bar{y}^2} \} d\bar{y}} \quad (1)$$

ここで, $\bar{y} = y/R_2$, $B = R_1/R_2$, $\bar{y}_b = b \tan \theta / 2R_2$ であり, n は羽根の枚数, B はハブ比を示す。重なり度が負の場合は軸方向から見て羽根の重なりがなく隙間があることを示し, 数値は羽根の部分に対する重なり, または, 隙間の割合を示す。

式(1)で与えられる重なり度 Rd は軸方向の厚さ b と半径 R_2 との比 b/R_2 , ハブ比 $B = R_1/R_2$, 羽根の角度 θ , 羽根の枚数 n によって変化する。各変数による重なり度 Rd の典型的な変化の例を図7～図10に示す。図中実線は図5(b)に示す本実験で使用したスワローの場合を, 破線は図5(a)のスワロー軸を含む平面と羽根の交線が軸方向の一端にある場合を示す。破線の値は式(1)と同様な考えで軸方向から見た羽根の重なりを求めた次式から得た。

$$Rd = \frac{n \int_0^{\bar{y}_b'} \{ \sqrt{1-\bar{y}^2} - \sqrt{B^2-\bar{y}^2} \} d\bar{y} - \pi(1-B^2)}{n \int_0^{\bar{y}_b'} \{ \sqrt{1-\bar{y}^2} - \sqrt{B^2-\bar{y}^2} \} d\bar{y}} \quad (2)$$

ここで, $\bar{y}_b' = b \tan \theta / R_2 (= 2\bar{y}_b)$ であり,

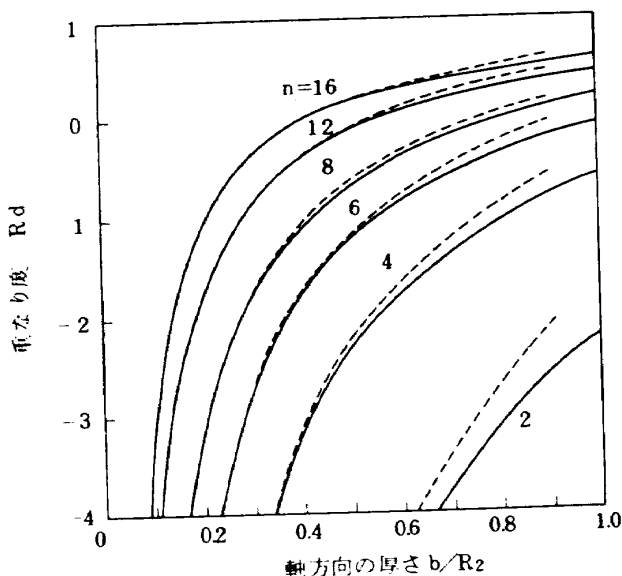


図7 軸方向の厚さ b/R_2 による重なり度の変化

$\theta = 40^\circ$, $B = 0.8$

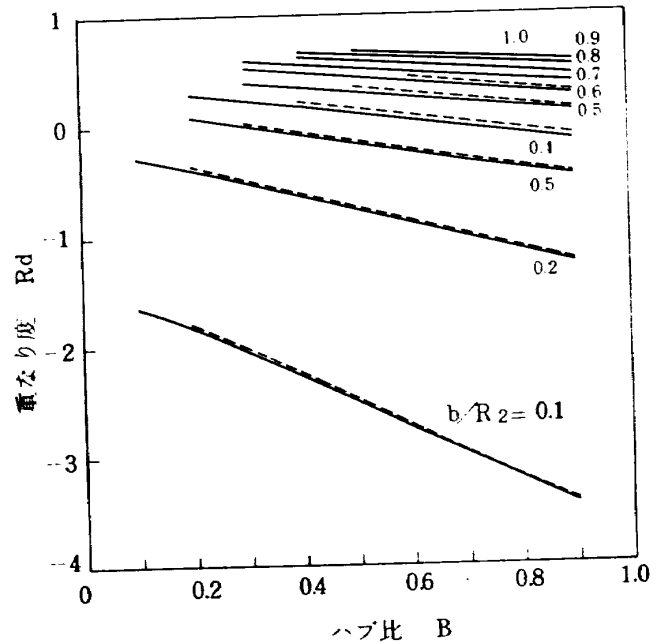


図8 ハブ比 B による重なり度の変化
 $\theta = 40^\circ$, $n = 16$ 枚

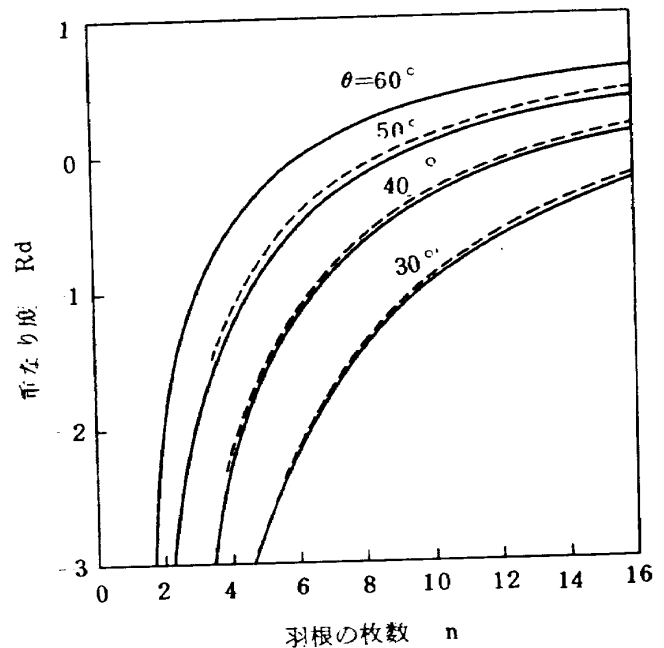
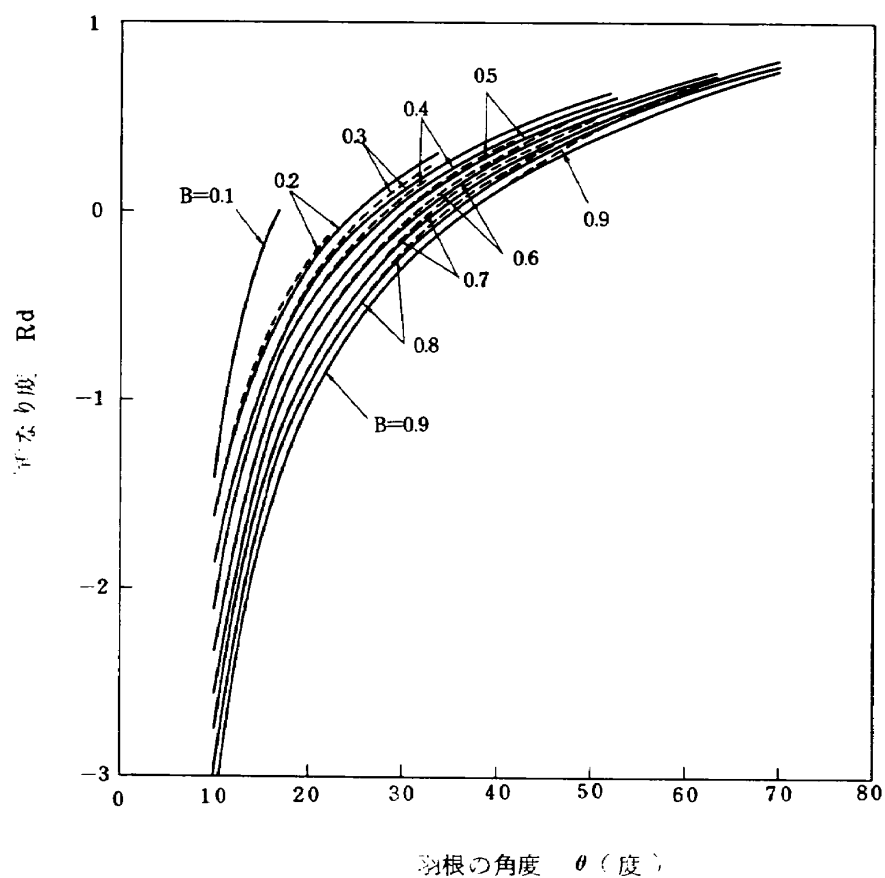


図9 羽根の枚数 n による重なり度の変化
 $B = 0.8$, $b/R_2 = 0.5$

他は式(1)と同様である。羽根の植え方による双方の重なり度の違いは実線と破線間の値の違いで示されており, 実験で用いたスワローは重なり度の最も小さくなる状態で製作されている。

測定装置は図11に示すようにスワローの軸方向, および

図 10 羽根の角度 θ による重なり度の変化

$$n = 16, b, R_2 = 0.5$$

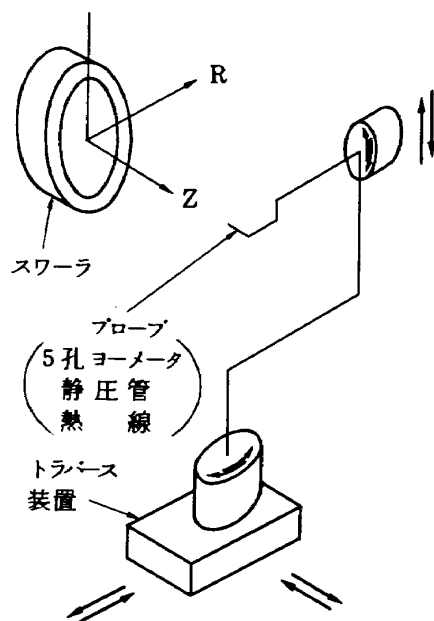


図 11 測定装置の移動、回転方向と座標

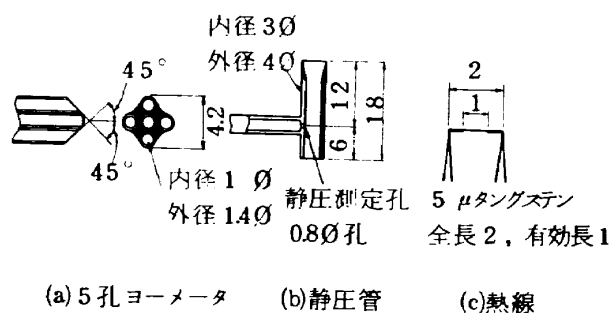


図 12 プローブ先端部

軸に垂直な二方向に移動でき、図示の二方向に回転した際のプローブの先端は一定の点に固定されている。測定用のプローブは図 12 に示す 5 孔ヨーメータ、静圧管、および、熱線である。静圧管は多賀ら¹⁴⁾の採用したものに基いて製作した。圧力測定用のアルコールマンオメータは、スワラ軸方向に全圧や静圧が大幅に変わるので、測定位置によって傾斜を変えて使用した。熱線流速計には日

本科学工業製定温度形 21 ser. を使用した。

測定はスワラ下流端から測った軸方向の位置 $Z = 50, 100, 200, 250, 300, 350, 400, 500 \text{ mm}$ の 8 個所で行ない、各位置で軸を通る断面内の水平方向にプローブを移動させて測定した。測定では最初に木綿糸のストリーマで概略の方向を求め、5 孔ヨーメータの圧力のつり合いを参考にして全圧の最高になる方向にヨーメータを向け、そのときの角度と圧力を測定した。次いで静圧管、および、熱線にとりかえてヨーメータと同方向に設定して測定した。実験の流れ中では静圧分布、剪断流、乱れの強さの問題があるが、補正方法が明確でないので^{20)~24)}測定結果をそのまま示してある。無次元化した速度分布と静圧分布は空気流量によって変化しないことが示されており¹⁴⁾、予備実験で同様な結果を得たので各スワラに対して流量は一種類のみ設定した。

速度分布の図中で示される各成分速度は、絶対速度 V から図 13 に示す関係に基いて

$$\begin{aligned} V_a &= V \cdot \cos \phi \cdot \cos \Theta \\ V_r &= V \cdot \cos \phi \cdot \sin \Theta \\ V_t &= V \cdot \sin \phi \end{aligned} \quad (3)$$

の形で求めた。ここで、 V_a は軸方向成分速度、 V_r は半径方向成分速度、 V_t は円周方向成分速度である。符号はスワラ下流側から見て、半径 R は右の方を正、 V_a は下流向き、 V_r は右向き、 V_t は上向きを各々正としてある。

測定した全圧や静圧のデータから絶対速度、各成分速度、旋回の強さなどを求めるため HITAC 5020 によるデータ処理を行なった。流量やスワール数の計算で半径方向に積分を行なう際には、上流側で 3 mm 、下流側で 5 mm 間隔に測定したデータから、データ間の

速度、密度、圧力の値を直線的に変化があるものと仮定して値を求めた。

3. 実験結果および結果の検討

3.1 流れの様子

スワラ No 1 ~ No 4 からの流れの圧力測定から求めた各成分速度分布を図 14 ~ 図 17 に示す。実験における空気流量はスワラ No 1, No 2, No 4 に対し

$G = 0.167 \text{ Kg/s}$ 、スワラ No 3 に対し $G = 0.198 \text{ Kg/s}$ である。図示の速度分布の特徴の 1 つとしてスワラ No 1 では逆流速度が測定されず、他のスワラでは測定された。最大絶対速度は上流側で羽根相当部分にあったのが、下流側では半径方向に変化し、その程度はスワラの種類による。円周方向速度成分は中心軸近くで半径と共に増加して強制渦に近い流れを示し、外周部では半径と共に減少し、自由渦に近い流れになっていることを示した。

スワラ No 1 と No 4 の静圧分布の測定例を図 18 に示す。スワラ No 1 は中心軸近くに大きな負圧を示し、スワラ No 4 は流れの広がりが大きいため負圧の領域も広がっているが、負圧の値はスワラ No 1 より小さい。スワラ前後の圧力差 $P_0 - P_\infty$ とスワラ軸上の静圧 $P_{sz} - P_\infty$ の比を各スワラに対して比較して図 19 に示す。横軸の R_0 は羽根の部分の平均半径 41.5 mm で、図でもスワラの軸方向の厚さが厚いと負圧が小さくなり、スワラ No 3 と No 4 の値は一致している。

速度分布と静圧分布から求めた旋回噴流の流れ模様を図 20 に示す。図は下流側から見た左半分に対するものであり、以後も断わりのない限り同様である。図

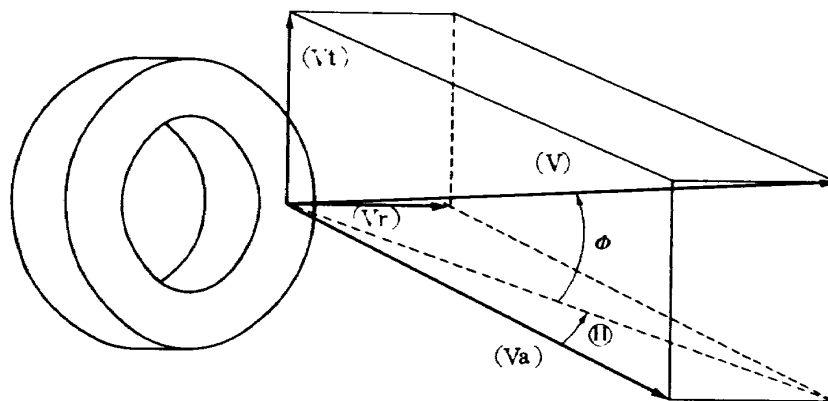


図 13 各成分速度と角度の表示

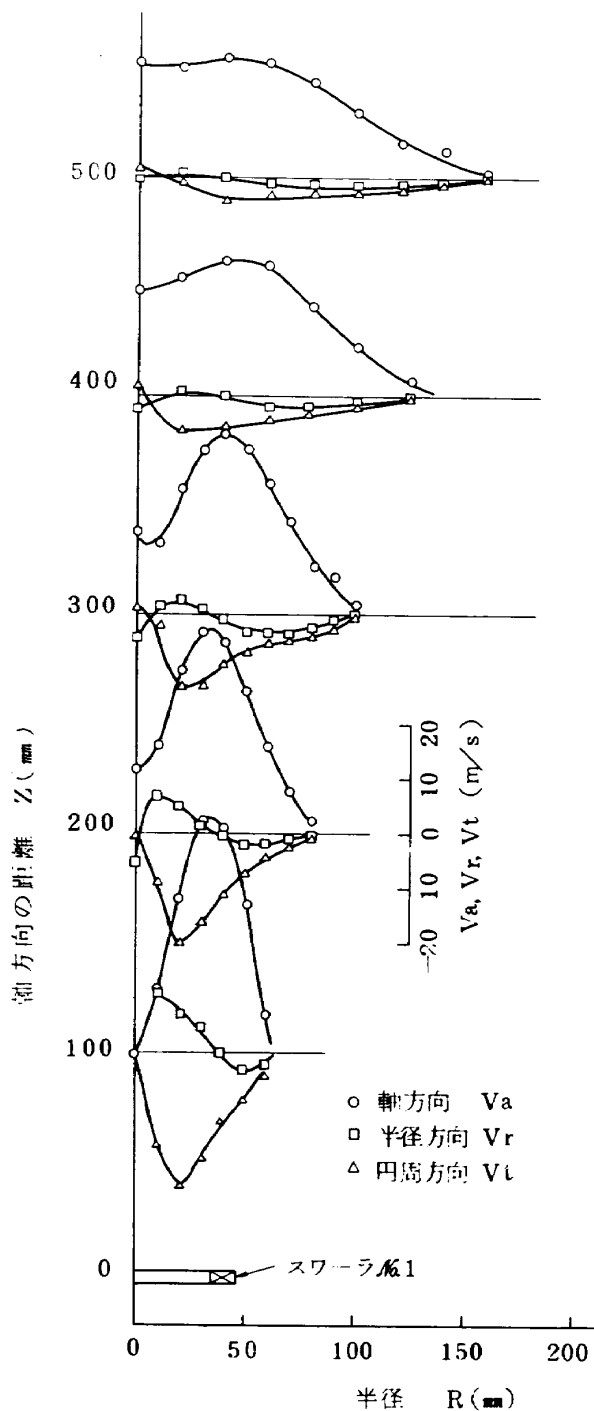


図 14 3方向の速度成分 スワロー No. 1

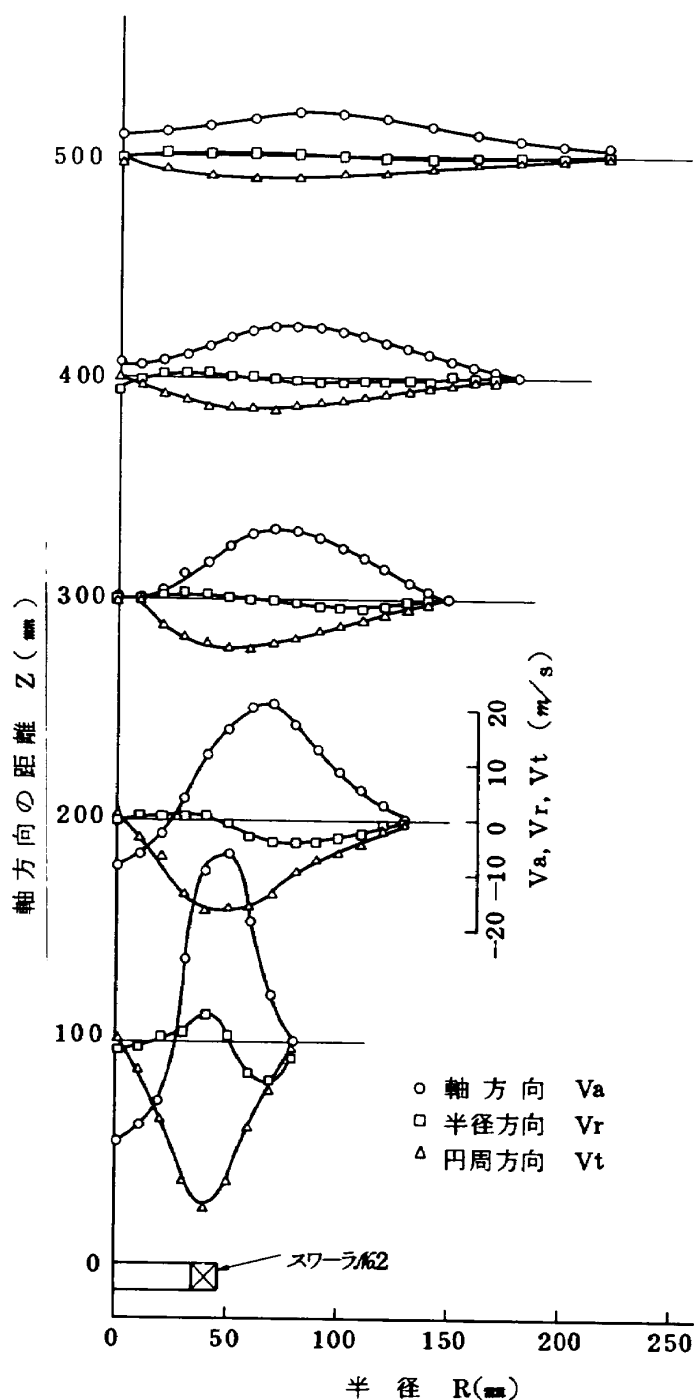


図 15 3方向の速度成分 スワロー No. 2

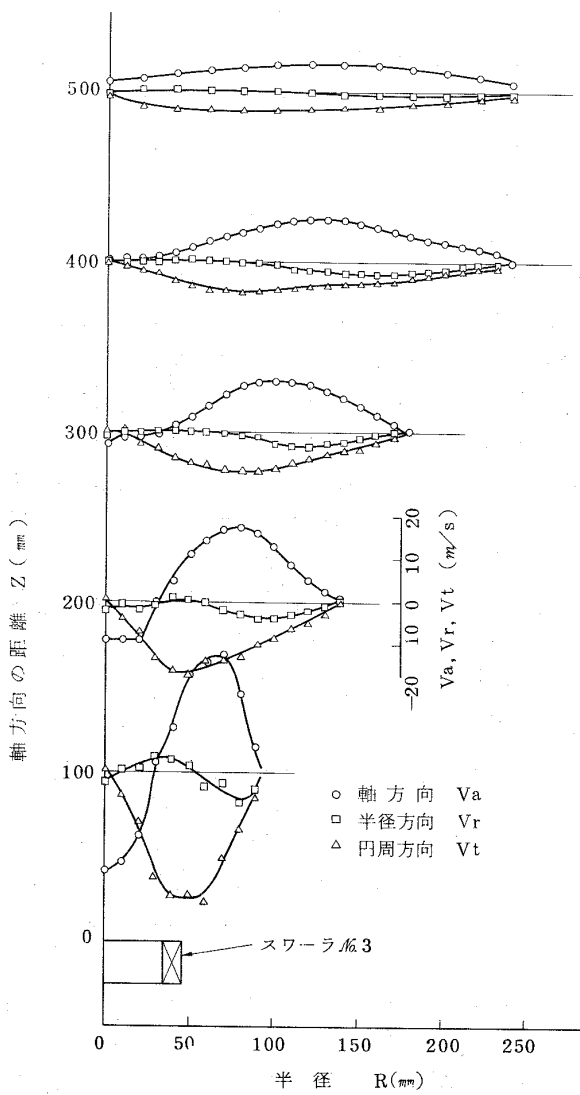


図 16 3方向の速度成分 スワラNo. 3

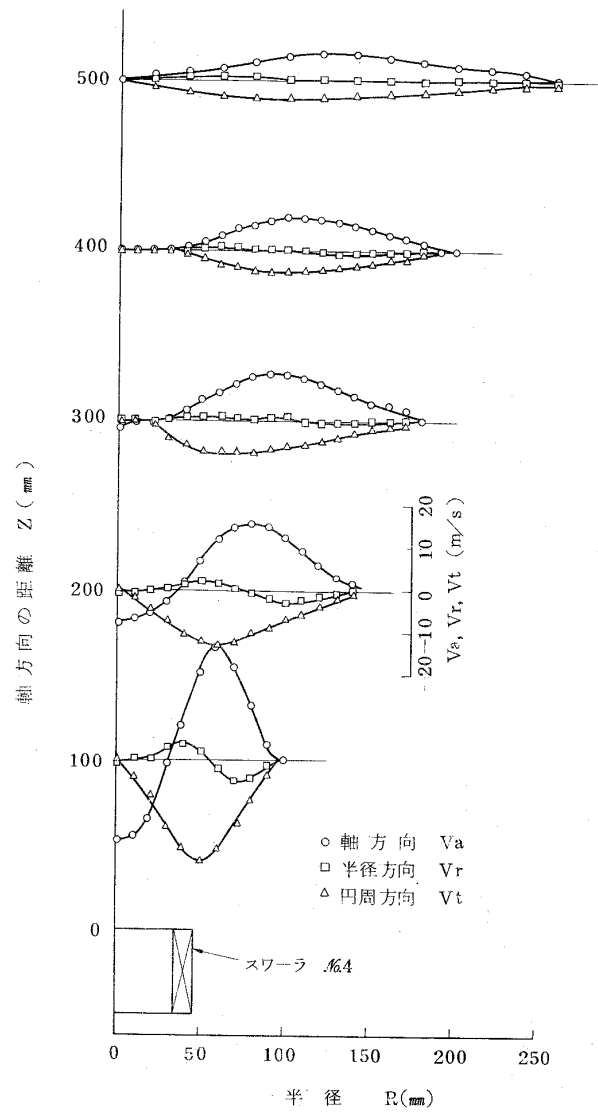


図 17 3方向の速度成分 スワラNo. 4

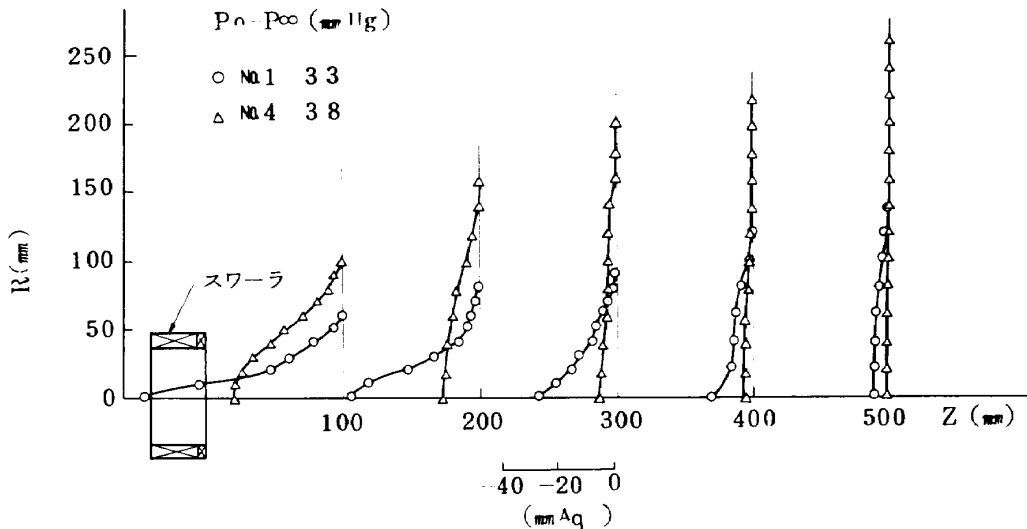


図 18 静圧分布 スワロー No. 1, No. 4

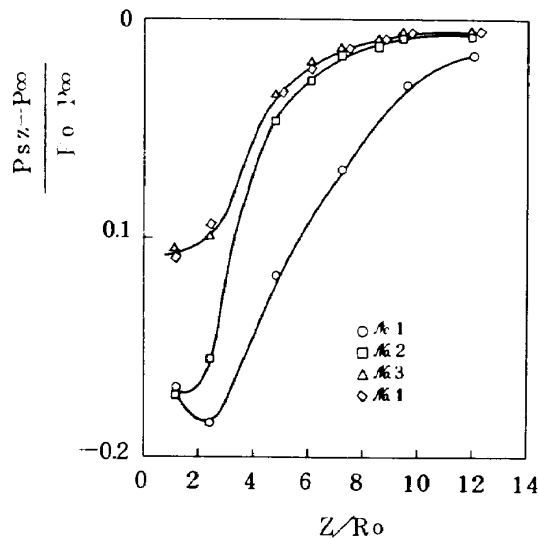


図 19 スワロー軸上の静圧の変化

中実線で示されている G/G_0 は各位置における空気流量 G とノズルで測定した空気流量 G_0 との比で、半径 R の位置における G は次式で求めた。

$$G = 2\pi \int_0^R \rho V_a R dR \quad (4)$$

ここで ρ は空気の密度を示す。

G/G_0 で示した流れ模様はスワロー軸方向の厚さ b の厚いスワローで半径方向の広がり大きい流れが得られ、スワロー No. 3 と No. 4 ではほぼ等しい形になること、下流側では $G/G_0=1$ と絶対流速の最大値 $V = \max$ を結んだ線が接近することを示している。

G/G_0 の値が 1 を越えている部分はスワローからの

流れが大気中に放出されているため周囲の空気を誘引していることを示す。 $G/G_0=0$ の線は循環流領域の境界を示し、スワロー No. 1 では循環流が測定されなかったため $G/G_0=0.1$ の点を結んで流れの様子を示してある。 G/G_0 の負の値は循環流の量を示し、測定した負の最大値はスワロー No. 2 で -0.24 、No. 3 で -0.38 、No. 4 で -0.33 であった。循環流領域の長さはスワロー No. 3 と No. 4 でほぼ等しく、No. 2 より長くなっている。

式(3)の積分範囲を測定半径の最大値までとって軸方向の変化を示したのが図 21 である。圧力分布の測定から速度を求めたため外周部では速度の検知できない領域があり、図は少な目の流量を与えるが、流量の半径方向の変化が外周部ではゆるやかになっており、全体的な傾向は示されているものと考えられる。図は誘引した空気流量がスワローからの流量の数倍に達することを示し、スワロー No. 1 より No. 3, 4 の方が誘引量の多くなることも示している。

図 22 は軸方向の各位置における最大絶対速度の変化を示す。図の V_0 はスワローを通過する空気流量の測定値とスワローの羽根の部分の断面積、羽根の角度および羽根の厚さ 0 の条件から求めたものである。速度の減衰は羽根の重なりが少ないスワロー No. 1 で最も少なく、No. 3 と 4 はほぼ等しく最も急激になっている。図 20 の $V = \max$ の線の半径方向の広がりが広い程図 22 の速度の減衰の程度は大きくなっている。

3.2 旋回の強さ

絶対速度最大の位置と殆んどの場合一致した位置で求められた円周方向と軸方向の最大速度に対し、その比をとり、スワロー軸方向の厚さ b によって比の変化

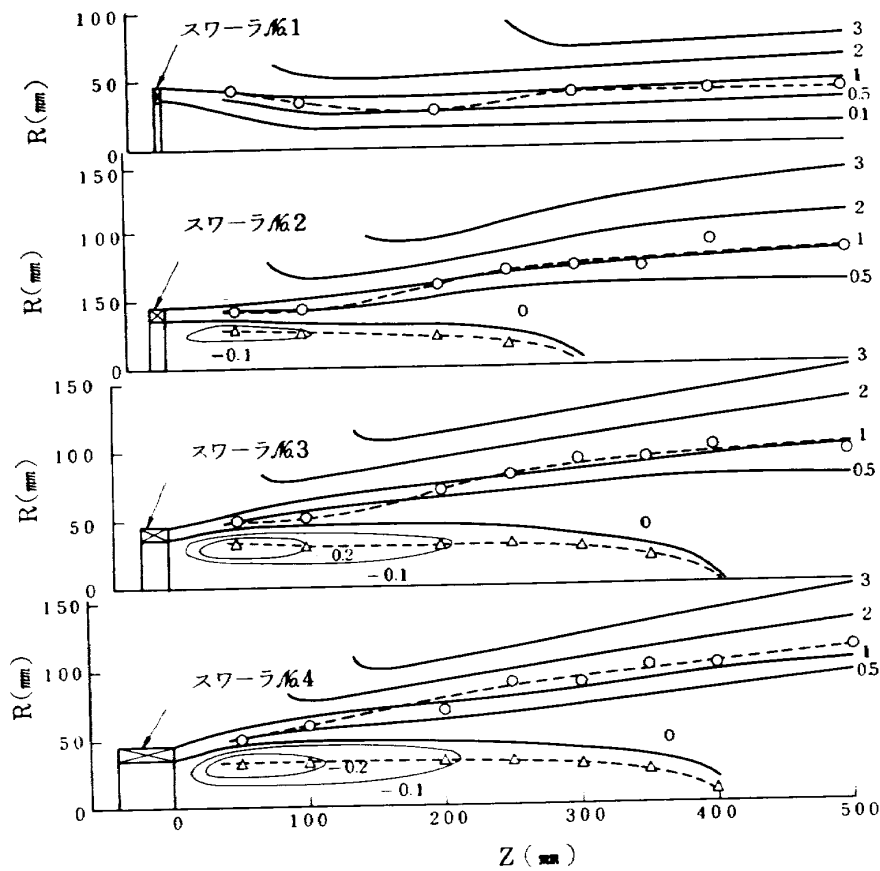


図 20 各スワールの流れ模様

— G/G_0 , --○-- $V=\max$, -△- $V_a=0$

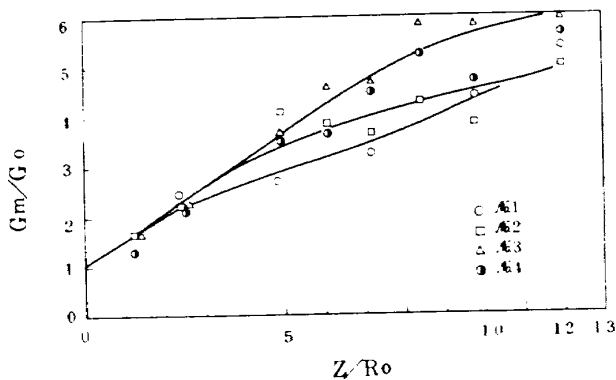


図 21 空気流量の変化

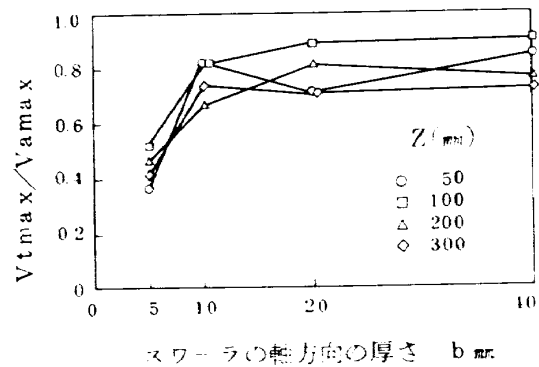


図 23 主流の旋回速度成分

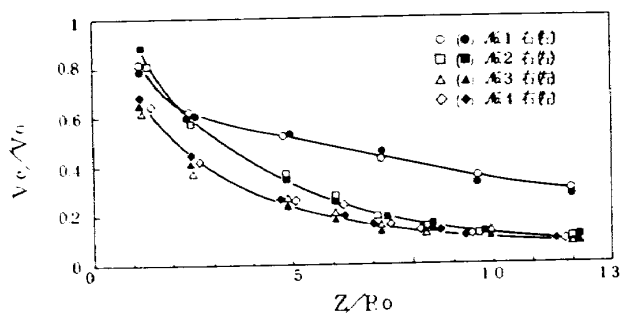


図 22 最大絶対速度の変化

する様子を図 23 に示す。この比は絶対速度最大の主流線の旋回の強さを示す一つの値と考えられる。比が Z によって幾分異なるのは測定間隔のとり方や測定精度によるものと思われるが、全体的な傾向としては軸方向の厚さ b の増加によって旋回速度成分が羽根角度によって決まる値に近づき、スワール No. 3 と No. 4 ではほぼ等しい値になることを示している。

スワールからの流れ全体の旋回の程度を示す値としてスワール数 S があり、次式で与えられる⁷⁾。

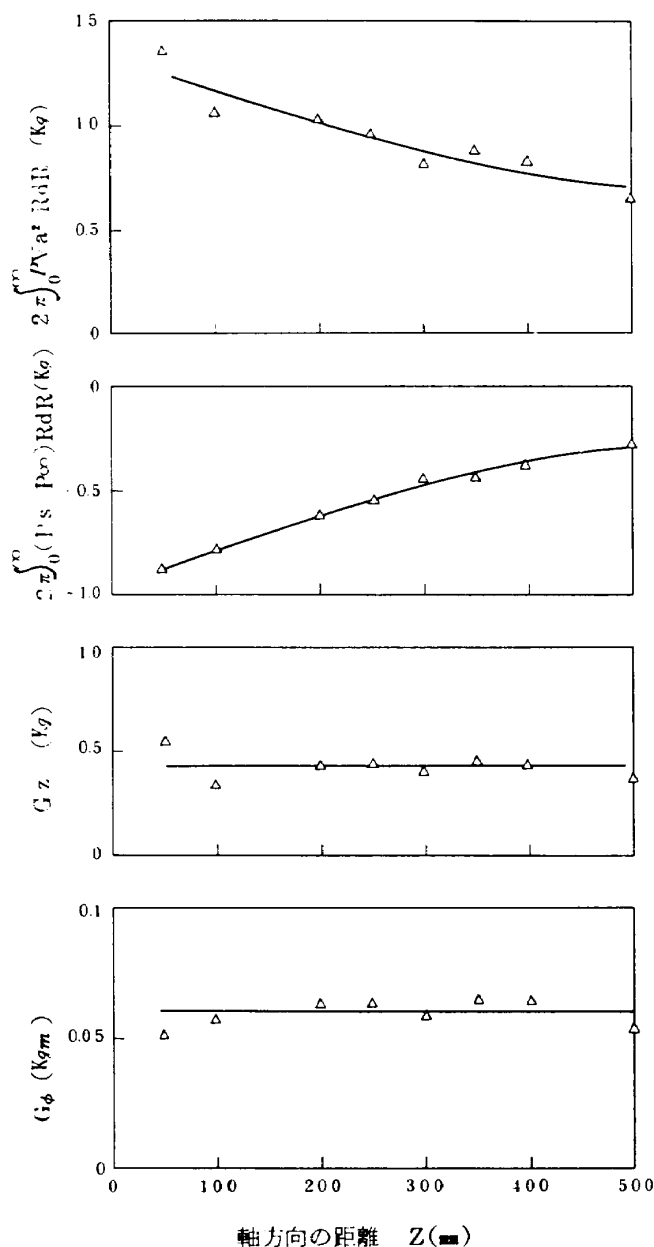


図 24 G_z , G_ϕ 等の軸方向の変化
スワール № 3

$$S = \frac{G\phi}{G_z R_2} \quad (5)$$

ここで、 $G\phi$ は角運動量の軸方向流束、 G_z は軸方向運動量の軸方向流束で次式により与えられる。

$$G\phi = 2\pi \int_0^\infty \rho V_a V_t R^2 dR \quad (6)$$

$$G_z = 2\pi \int_0^\infty \rho V_a^2 R dR + 2\pi \int_0^\infty (P_s - P_\infty) R dR \quad (7)$$

軸流スワールに対してはスワール出口で羽根に沿った均一な速度分布と $P_s - P_\infty = 0$ の仮定を設けると $V_t = V_a \cdot \tan\theta$ から形状に基づいて求められるスワール数として

$$S = \frac{2}{3} \tan\theta \left(\frac{1-B^3}{1-B^2} \right) \quad (8)$$

が導かれる¹⁰⁾。ここで B はハブ比 R_1/R_2 である。本実験のスワールは $\theta = 45^\circ$ 、 $B = 73/93$ であり、 $S = 0.9$ が得られる。実験でスワールの軸方向の厚さ b をかえても形状から求められる式(8)のスワール数は変らない。

実験で得たスワール № 3 の G_z の測定値と式(7)の右辺第1項と第2項、および、 $G\phi$ の値を図24に示す。図は G_z と $G\phi$ の値がスワール軸方向にほぼ一定に保たれることを示している。この傾向は Be'er ら^{7, 19)} の示す内容と一致する。これらの値から求めた各スワールのスワール数 S を図25に示す。スワール

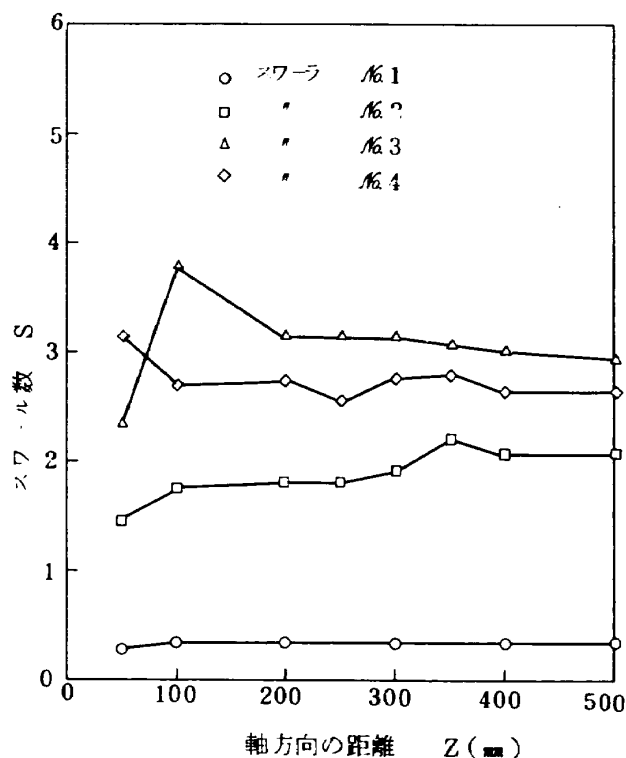


図 25 測定値から求めたスワール数

ル数は上流側で実験誤差や羽根の厚さの影響と思われるばらつきを示すが、下流側では各スワラ毎に一定の値を示している。軸方向の厚さ b によるスワール数の変化を図 26 に示す。スワール数は最初 b の増加と共に急激に増加し、No. 3 の $b = 20 \text{ mm}$ で最も大きな値を示し、さらに b を増加させると僅かながら減少している。

測定したスワール数が式 (8) の形状から与えられるスワール数より 3 倍近くも大きくなるのは、静圧に基づく式 (7) の右辺第 2 項が第 1 項の 5 割以上の値に達し符号が逆なためである。その様子は図 24 で確認できる。

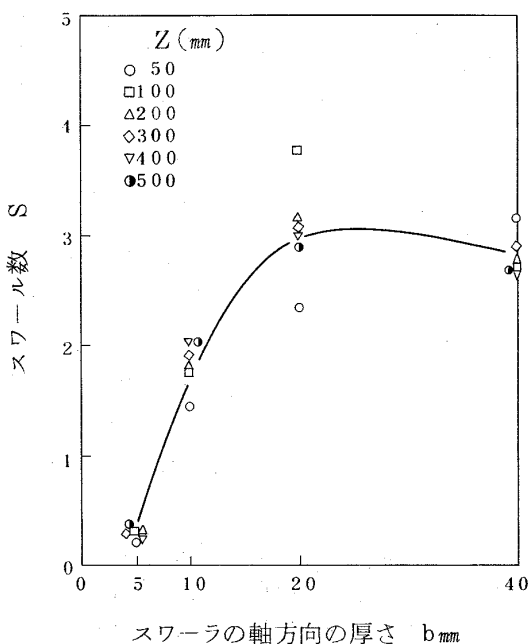


図 26 軸方向の厚さ b による
スワール数の変化

3.3 圧力損失

スワラの設計上、旋回の高さや循環流領域の大きさを所要の値にとるとともに圧力損失についても考慮する必要がある。スワラの性質から羽根を通過する流れは加速されて旋回速度成分を持ち、同一軸流速度に対して旋回速度成分の大きいほどスワラ前後の差圧を大きくする必要がある。スワラの圧力損失は正確にはスワラ前後の圧力差から出口流の動圧分を差引いて考えるべきであろうが、通常スワラ出口流が大きな空間に放出され速度成分自体から動力を取出すようになっていないので、圧力損失係数 ξ をスワラ前後の圧力差 ΔP から直接求めた。圧力損失係数のスワラ軸方向の厚さ b による変化を図 27 に示す。図 27 の V_{a0} はスワラ羽根部の環状面積 $\frac{\pi}{4}(93^2 -$

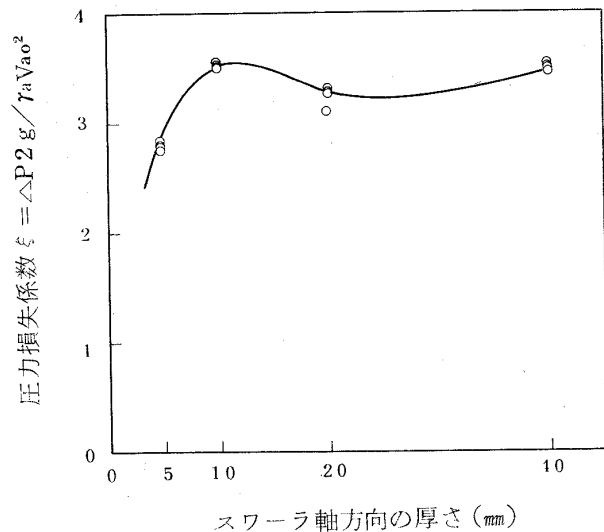


図 27 圧力損失係数

$73^2)$ と通過空気量、および、出口状態の空気の比重量に基いて求めた。実験を行なった空気流量の範囲は $0.154 \sim 0.248 \text{ Kg/s}$ である。図 27 の圧力損失係数はスワラ No. 1 で最も小さく、No. 2 で増加して、No. 3 では一旦低下し、No. 4 で再び No. 2 程度に上昇している。No. 1 で ξ が低いのは羽根の重なりが殆んどなく流れに旋回成分が少ししか与えられないため、No. 2 で大きくなったのはスワラ通過流に縮流が起ったため、No. 3 では縮流がスワラ入口部に限定されたため ξ が低下し、No. 4 では羽根の構成する流路が長くなったため ξ が増加したものと推定される。

3.4 乱れの強さ

熱線で測定した絶対速度 V と乱れ速度 v' の分布を図 28 に示す。絶対速度の熱線とピトー管による測定値の比較では、流れの外周部の低流速の領域で熱線の方が大きな値を示したが、他の部分では大差なく流れの場の複雑さから差異は測定誤差の程度と考えられる。図 28 の絶対速度の分布は下流側に行くに従って半径方向の広がりが大きく平坦になっている。軸方向の速度が半径のある位置で逆転する流れの場合であるが、絶対速度は円周方向の成分があるため連続的に変化している。乱れ速度は絶対速度より一般に低い値で半径方向の変化も少なく、下流側に行くに従って最大値が低下している。流れの外周部では絶対速度と乱れ速度が共に小さな値となり大きさの程度はほぼ等しくなっている。

図 29 に絶対速度の最大値 V_{\max} を主流速度 V_c とし、その位置における乱れ速度と共に軸方向の距離 Z による変化を示してある。図は主流速度の減衰が急激で乱れ速度の減衰がゆるやかなため、下流側に行くに従って主流の乱れの強さ v'/V_c が増加することを示し

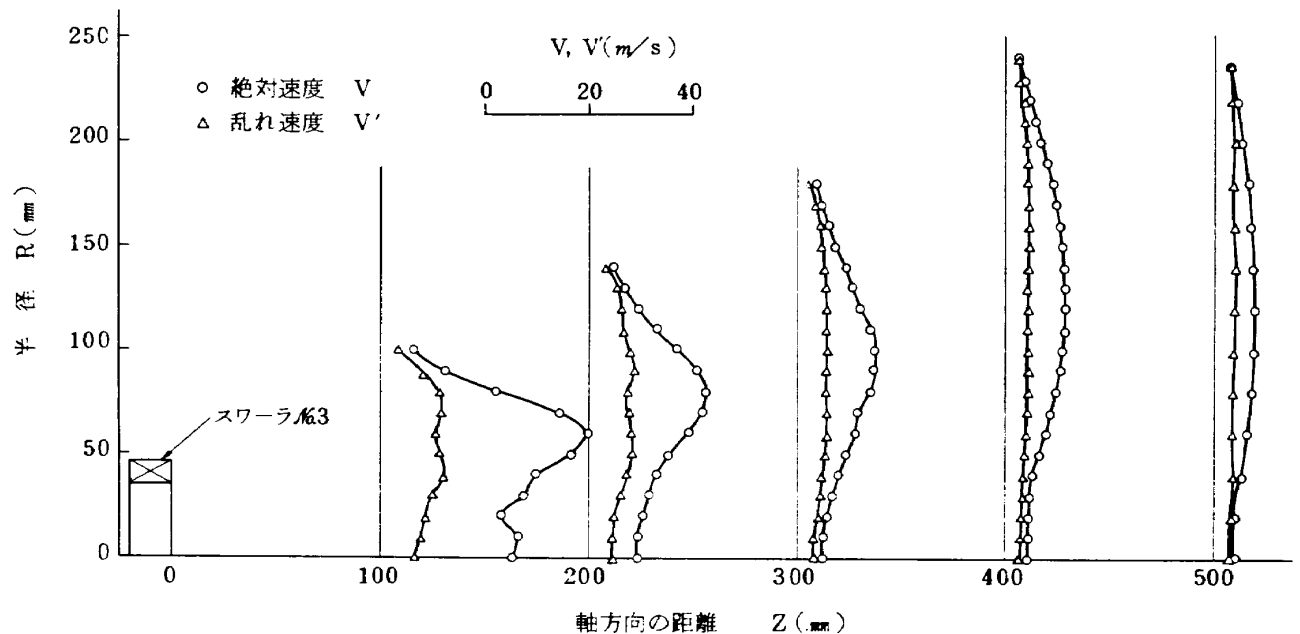
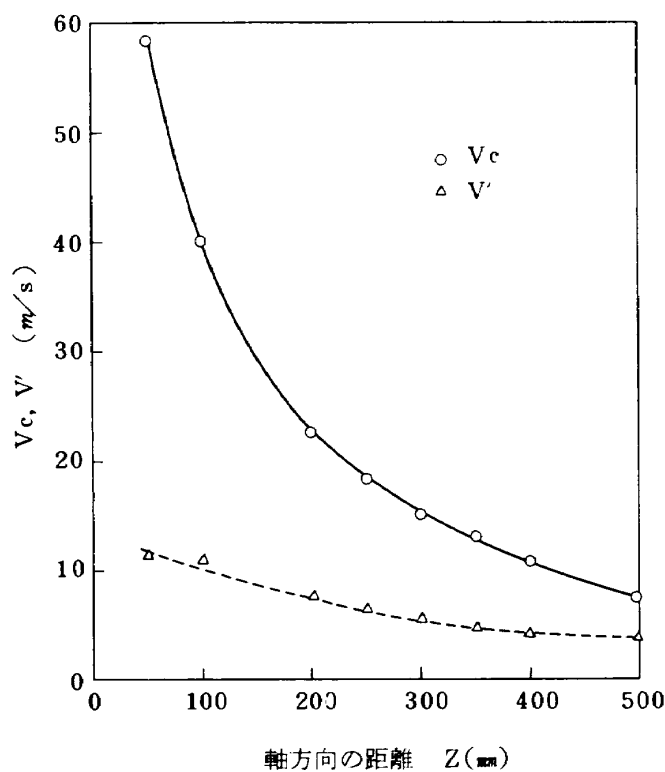


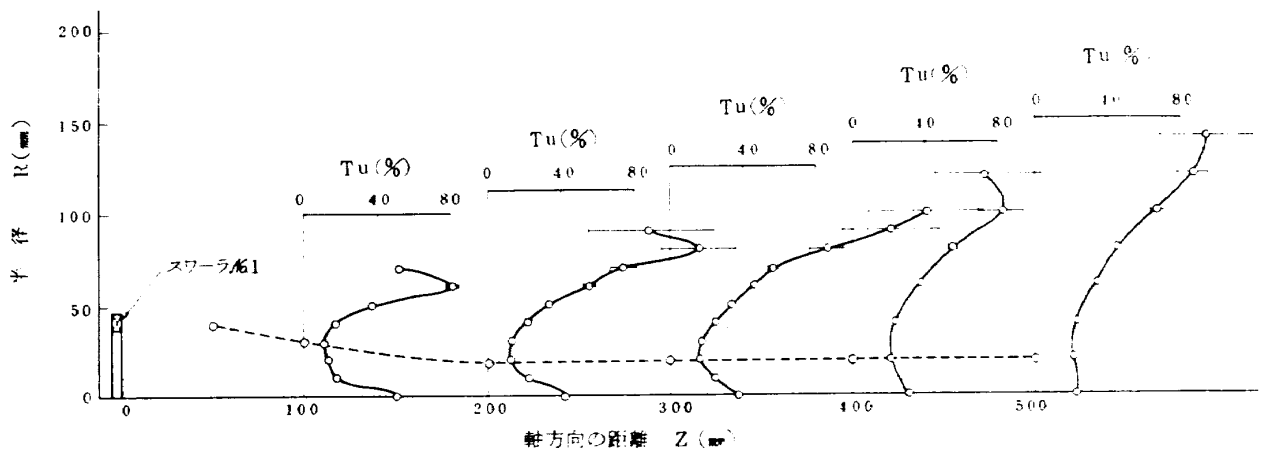
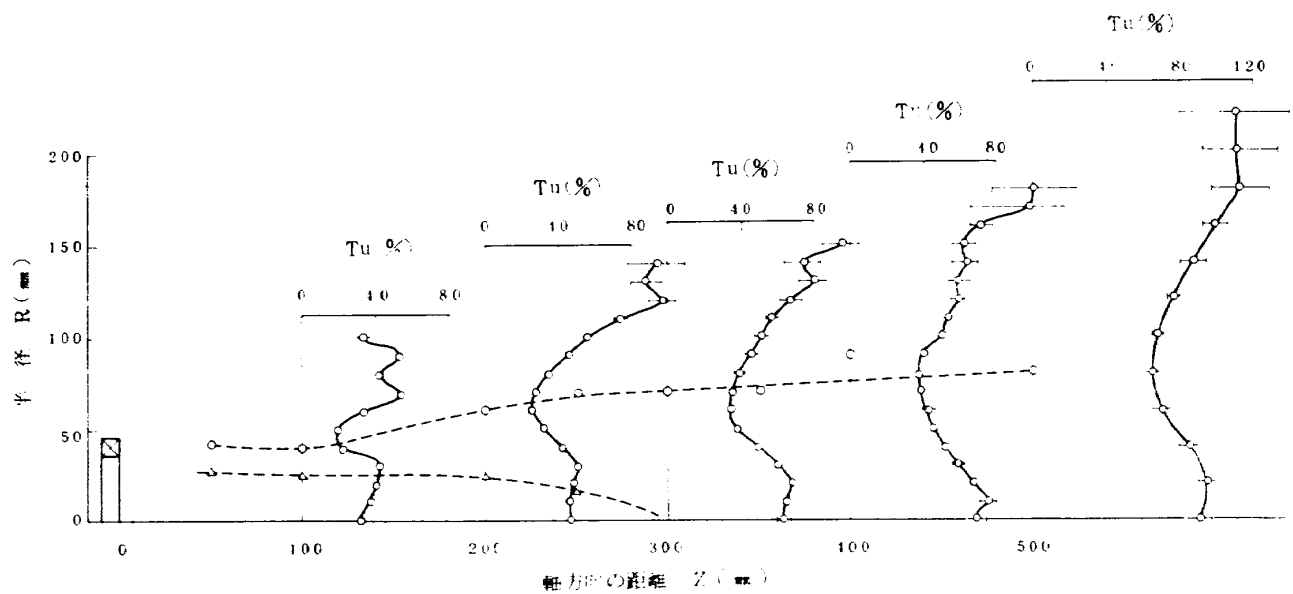
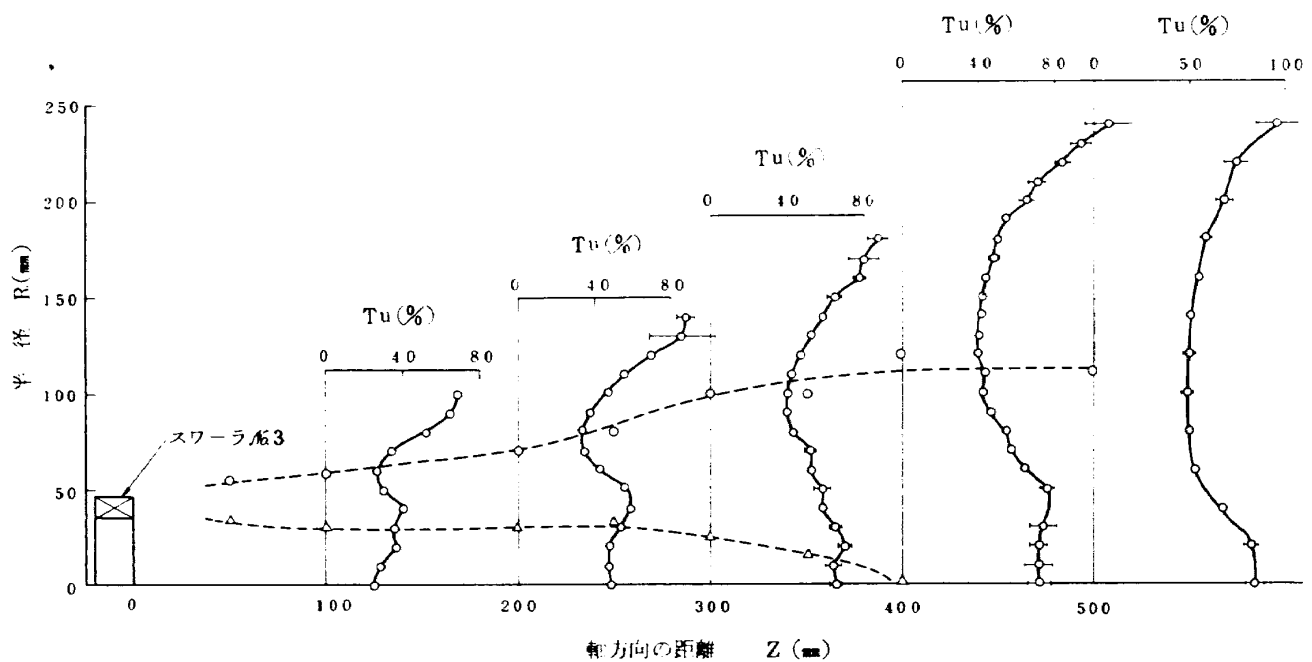
図 28 絶対速度と乱れ速度の分布 スワール No. 3

図 29 主流速度 V_c と乱れ速度 V' の変化
スワール No. 3

ている。

流れ中の各位置における乱れの強さ $T_u = (v'/V) \times 100 (\%)$ を図 30～図 33 に示す。各図とも乱れの強さが最大絶対速度 $V = \max$ の位置で最小に近く、外周部で大きな値になることを示している。これは絶対速度と乱れ速度の相対的变化に起因しており、外周部では絶対速度が低いため小さな乱れ速度の変動も図中に示すように大きな変動幅となって現われる。図中外周部の乱れの強さは 80～100% という大きな値まで示されており、熱線特性からこれらの数値が流れの正確な乱れの強さをどの程度示すか問題がある。しかし、適切な補正を行なうには乱れの構造に関した一段と突き進めた測定や解析が必要と推定されるので、測定対象の性質から図中にはリアライザ通過後の乱れの r. m. s. 値と平均流速の測定値の比をそのまま乱れの強さとして示してある。

最大絶対速度の位置における乱れの強さを主流の乱れの強さとして表わし、各スワールの比較を行なったのが図 34 である。図 34 は最下流を除いて、羽根の重なりが多く旋回の強い流れで乱れの強さが大きく、スワール No. 3 と No. 4 でほぼ等しい値になることを示している。

図 30 乱れの強さ $Tu(\%)$ スワラ No. 1 ----○---- $V=\max$ 図 31 乱れの強さ $Tu(\%)$ スワラ No. 2 ----○---- $V=\max$, ----△---- $V_a=0$ 図 32 乱れの強さ $Tu(\%)$ スワラ No. 3 ----○---- $V=\max$, ----△---- $V_a=0$

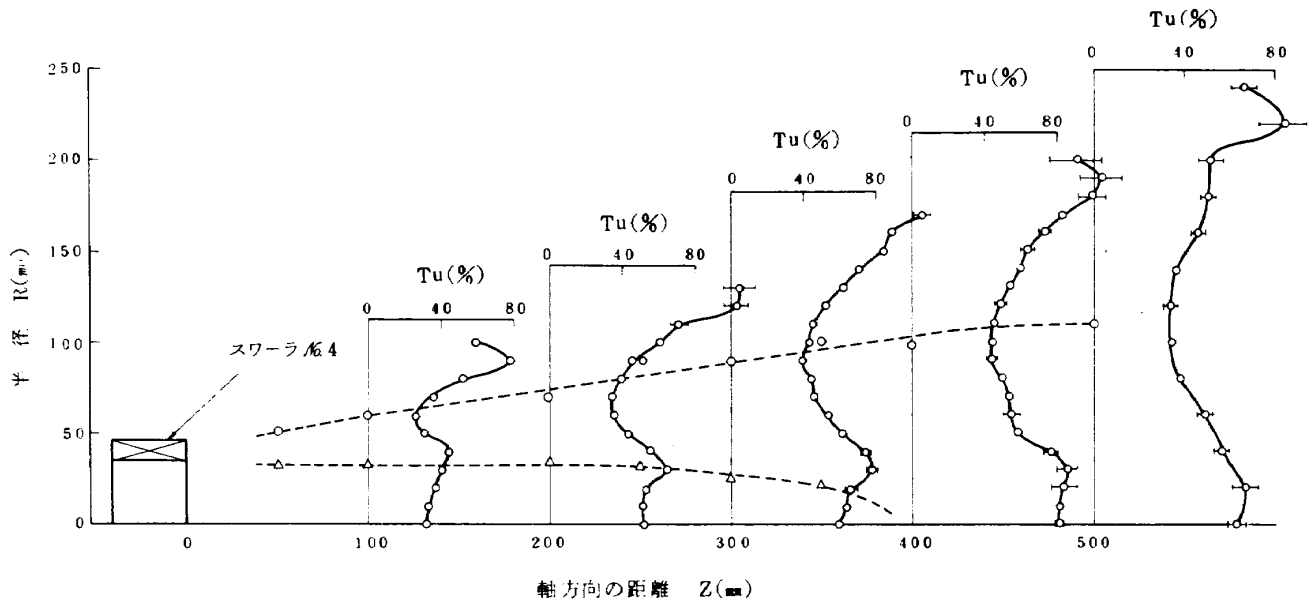


図 33 乱れの強さ $Tu(\%)$ スワロー No. 4 ---○--- $V=\max$, ---△--- $V_a=0$

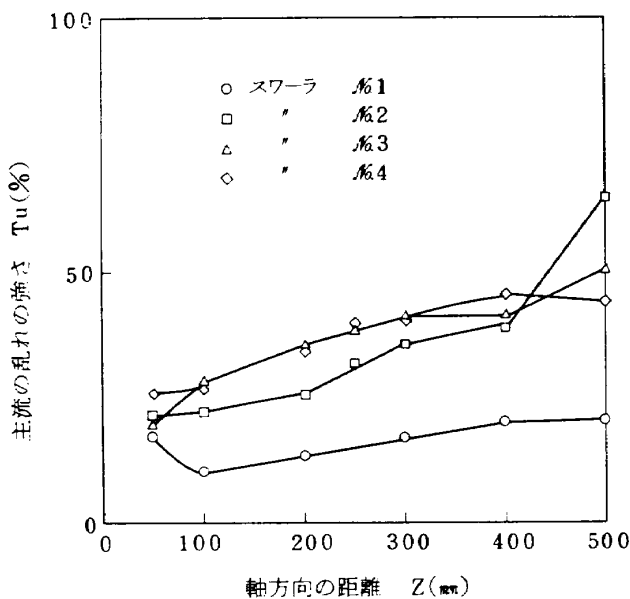


図 34 主流の乱れの強さ

3.5 結果の検討

以上の実験の結果、速度分布、圧力分布、流れ模様、圧力損失係数、乱れの強さなどを得た。それらは羽根の重なるの違による変化を示した。一方、実用上の観点から、どの程度の羽根の重なりが必要かが問題になる。この問題はスワローの用途により他の条件も含めた総合的な判断が下される性質のものであり、ここでは与えられた羽根の角度に流れがどの程度忠実に従うかを判断の基準とする。

今回の実験ではハブ比 $R_1/R_2=0.785$ 、外径 93

mmで直線羽根を使ったため、No. 4のスワロー軸方向の厚さ $b=40$ mm は製作上の限界に近い値である。またソリデティも 3.47 と大きいことから、この条件で得られる流れを漸近値と考え、他のスワローからの流れが漸近値に近づく程度から羽根に流れが従う程度を判断する。流れに関してはスワロー直後で測定して羽根角度と流れの流出角度の一致を調べるのが本筋であろうが、実験装置の制約上便宜的に上に述べた方法を採用する。

速度分布、圧力分布、流れ模様、旋回の強さ、乱れの強さに関して各スワロー間の比較を行なった結果は、スワロー No. 3 の値が No. 4 の漸近値にほぼ等しいことを示し、他のスワロー No. 1 と No. 2 は No. 4 の値とかなり差異を持つことを示した。したがって今回の実験条件ではスワロー No. 3 の羽根の重なるの程度、あるいは、軸方向の厚さ b で十分と言える。圧力損失の点においてもスワロー No. 3 は相対的に低い値を示しており、実用的である。

実際の種々のスワローで採用されている軸方向の厚さ b は今回のスワロー No. 3 と類似の条件になっていることが多く、妥当な線に落着いていることがうかがえる。羽根の角度、ハブ比、羽根の枚数により流れが羽根の角度に従う程度に差異があるので、必要な羽根の重なるの程度の数値的な表示は今回の実験のみでは無理であるが、実験結果は一つの典型的な例を示すものである。

4. 数 値 計 算

4.1 概 説

スワローからの環状旋回噴流の経路等を計算により求める方法が多賀ら¹⁵⁾によって示されている。ここでは多賀らが示す式によって計算した値と今回の実験で測定した値との比較を行なう。

4.2 座標および記号

計算のための座標と記号を図35, 36 および以下に示す。

- b_0 ; スリット幅
- D ; スワロー外径
- d ; スワロー内径
- I ; 各噴出条件での $(\bar{w}/\bar{w}_c)^2$ の分布形から定まる実験定数

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\bar{w}}{\bar{w}_c} \right)^2 d\left(\frac{y}{y_b} \right)$$

m ; 噴流主流線軸 (各測定断面上の最大速度の点を結んだ線)

P_s ; 静 圧

R ; Z 軸に直角な半径方向座標

R_0 ; スワロー半径 $= (D + d)/4$

\bar{R} ; R 方向無次元座標 R_c/R_{c1}

γ_{RZ} ; x 曲線の曲率半径

u ; x 方向分速度 $= V \cos \beta \cos(\alpha - \alpha_c)$

$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$; u, v および w の時間平均値

V ; 絶対速度

V_R ; R 方向分速度 $= V \cos \beta \sin \alpha$

V_Z ; Z 方向分速度 $= V \cos \beta \cos \alpha$

V_x, V_u, V_w ; 主流線上の無次元速度 $V_x = V_c/V_{c1}$,

$$V_u = \bar{u}_c/\bar{u}_{c1}, \quad V_w = \bar{w}_c/\bar{w}_{c1}$$

v ; y 方向分速度 $= V \cos \beta \sin(\alpha - \alpha_c)$

w ; θ 方向分速度 $= V \sin \beta$

\bar{X} ; x 方向無次元座標 x/R_{c1}

x ; 主流線によって形成される回転体面の外輪かく線

Y_B ; x 軸に沿う噴流の無次元特性幅 y_b/y_{b1}

y ; x 曲線に対する主法線方向座標

Z ; スワロー中心軸上の距離

α, β ; 図37に示す風向角

λ ; 噴流の誘引係数 $\lambda = \bar{u}_c/\bar{v}_{\infty}$

θ ; Z 軸まわりの円周方向座標

ρ ; 密度

添字

o ; スワロー出口での値

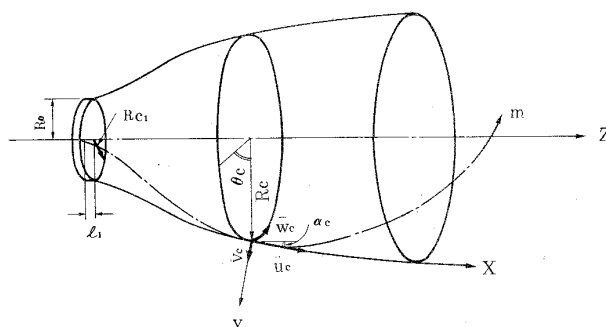


図35 座 標 系

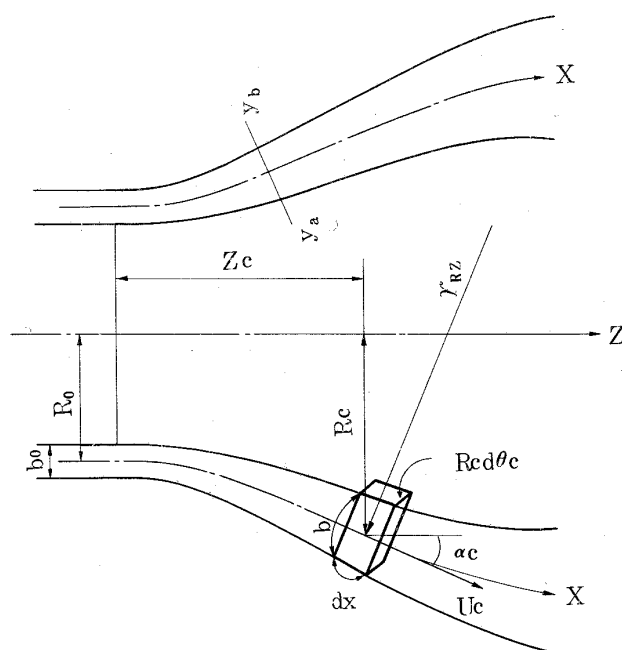


図36 微 小 要 素

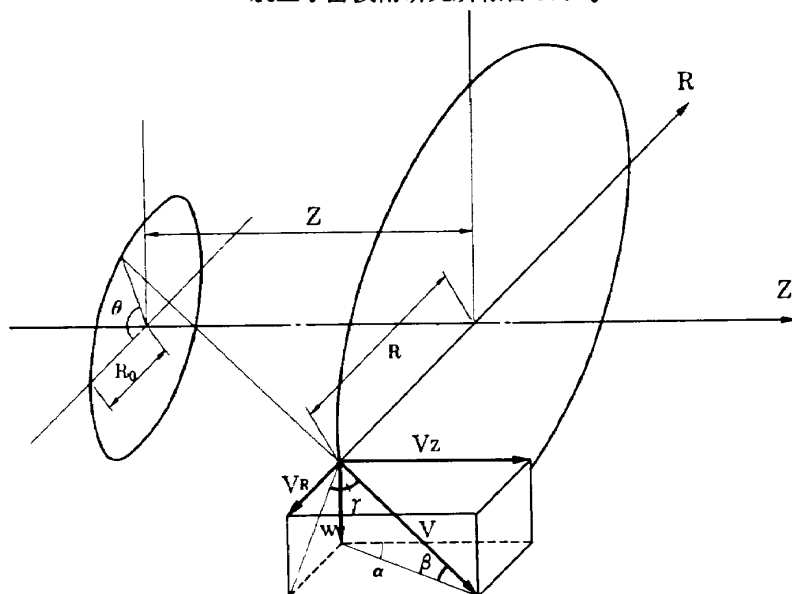


図 37 座 標

c ; x軸上での値

1 ; ポテンシャルコア域終端での値

4.3 噴流主流線の近似計算

スワラからの環状旋回噴流に対し、軸方向の各位置で最大速度 $V = \max$ の点を求めて結んだ線を主流線とする。主流線は環状旋回噴流の状態を表わす基本的なものであり、計算によりその特性が示されることは好ましいことである。計算は静圧分布の測定から得られる圧力定数に基いたものであり、計算上の仮定や基礎式は多賀ら¹⁵⁾の示すものをそのまま用いた。以下にそれらを簡単に示す。

仮定

1. 非圧縮、等温、軸対称流
2. 図 36 の微小要素の速度の大きさと方向が一定
3. 静圧差に基づく力は主流線面に対して垂直に作用
4. 主流方向の運動量 J_m の保存

$$\begin{aligned} J_m &= 2\pi\rho R_c b V_c^2 \cos\beta_c \\ &= J_{m0} \\ &= 2\pi\rho R_0 b_0 V_0^2 \cos\beta_0 \end{aligned} \quad (9)$$

角運動量の保存

$$\begin{aligned} J_\theta &= 2\pi\rho R_c^2 b V_c w_c \cos\beta_c \\ &= 2\pi\rho R_0^2 b_0 V_0 w_0 \cos\beta_0 \end{aligned} \quad (10)$$

基礎式

図 36 の微小要素に作用する力の釣り合い

$$\begin{aligned} \rho R_c d\theta dx b \left\{ \frac{(V_c \sin\beta_c)^2}{R_c} \cos\alpha_c \right. \\ \left. + \frac{(V_c \cos\beta_c)^2}{r_{RZ}} \right\} = R_c d\theta dx (P_s - P_\infty) \end{aligned} \quad (11)$$

式(11)に次の関係

$$V_0^2 = \left(\frac{2}{\rho}\right) (P_0 - P_\infty) \quad (12)$$

および運動量の法則の式(9)(10)を代入して

$$\begin{aligned} \frac{\left(\frac{R_0}{R_c}\right)^2 \sin^2\beta_0 \cos\alpha_c}{R_c^2 \sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \sin\beta_0\right)^2}} + \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \sin\beta_0\right)^2}}{R_c r_{RZ}} \\ + \frac{P_s - P_\infty}{(P_0 - P_\infty)(2R_0 b_0 \cos\beta_0)} = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

ここで r_{RZ} は次式で表わされる

$$r_{RZ} = \frac{-\left\{1 + \left(\frac{dR_c}{dZ}\right)^2\right\}^{3/2}}{\frac{d^2 R_c}{dZ^2}} \quad (14)^*$$

角度 α_c は次のように表わされる

$$\cos\alpha_c = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2\alpha_c}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{dR_c}{dZ}\right)^2}} \quad (15)^*$$

(14)(15)を(13)に代入し無次元座標 $R' = R/R_0$, $Z' = Z/R_0$ で表わすと次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\left(K_s/R_c\right)^2}{R_c^2 \sqrt{\left\{1 - \left(\frac{K_s}{R_c}\right)^2\right\} \left\{1 + \left(\frac{dR_c}{dZ'}\right)^2\right\}}} - \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{K_s}{R_c}\right)^2} \frac{d^2 R_c'}{dZ'^2}}{R_c' \left\{1 + \left(\frac{dR_c'}{dZ'}\right)^2\right\}^{3/2}} \\ = \frac{-R_0 (P_s - P_\infty)}{(P_0 - P_\infty)(2b_0 \cos\beta_0)} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

* 多賀らの扱いでは dZ/dR_c の関数として表示されているが、ここでは計算の便宜上 dR_c/dZ の形で表わした。

ここで

$$K_s = \sin \beta_0$$

数値計算例

実験より求めた圧力定数 C の値に基づいて主流線の計算を行ない実験結果と比較した。図 38 にスワロー No. 1 ~ 4 の圧力定数の測定値と計算で用いた値を示す。図 39 に旋回噴流の主流線の測定値と計算値を示す。計算は Runge-Kutta-Gill 法により HITAC 5020 で行なった。主流線の計算値は測定値の傾向と一致しているが、細かい点については差異が認められ、圧力定数のとり方を多少変化させてもデータとの差異は殆んど改善されなかった。

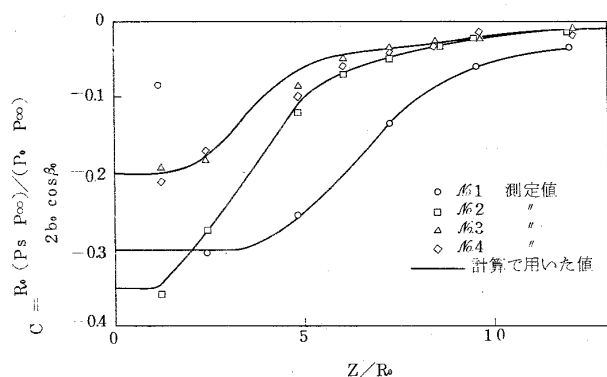
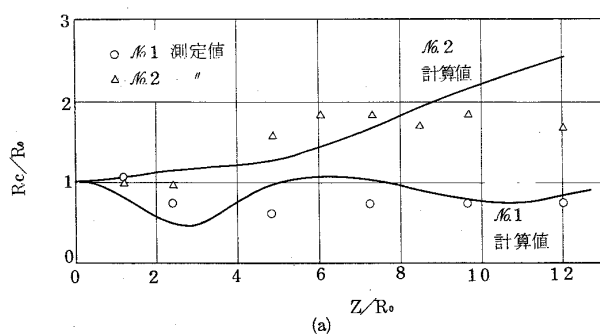
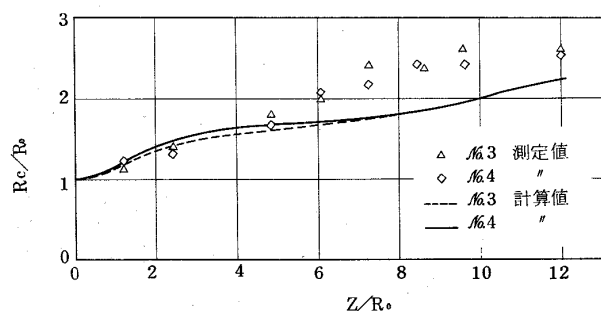


図 38 圧力定数



(a)



(b)

図 39 主流線の変化

4.4 主流線の速度変化の計算

多賀ら¹⁵⁾の示す式に基づいて主流線の絶対速度と成分速度の変化を求め測定値と比較した。

関係式

$$V_u = \frac{\bar{u}_c}{\bar{u}_{c1}} = \frac{e^{\xi} G}{\sqrt{2 \varepsilon \int_0^{\bar{X}} e^{2 \xi} G d \bar{X} + 1}} \quad (17)$$

$$V_w = \frac{\bar{w}_c}{\bar{w}_{c1}} = \frac{1}{e^{\xi} V_u Y_B} \quad (18)$$

$$V_x = \frac{V_c}{V_{c1}} = \frac{\sqrt{\bar{u}_c^2 + \bar{w}_c^2}}{\sqrt{\bar{u}_{c1}^2 + \bar{w}_{c1}^2}} \quad (19)$$

ここで

$$G = e^{-\xi} \sqrt{-\zeta e^{-2 \xi} + \zeta + 1}, \quad \zeta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\bar{w}_{c1}}{\bar{u}_{c1}} \right)^2 I$$

$$\xi = \int_0^{\bar{X}} \frac{\sin \alpha c}{R} d \bar{X}, \quad \varepsilon = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \lambda \cdot \left(\frac{R_1}{y_{b1}} \right) \quad (20)$$

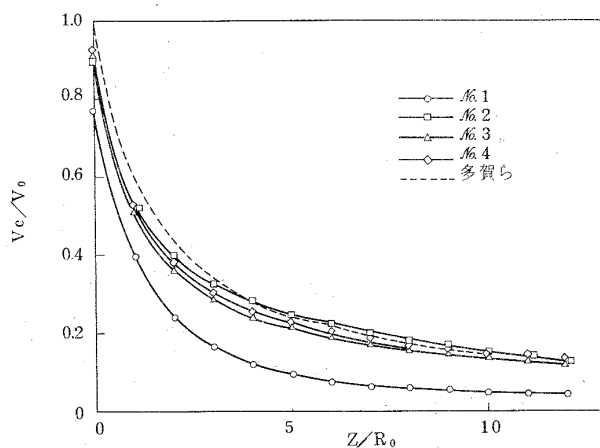
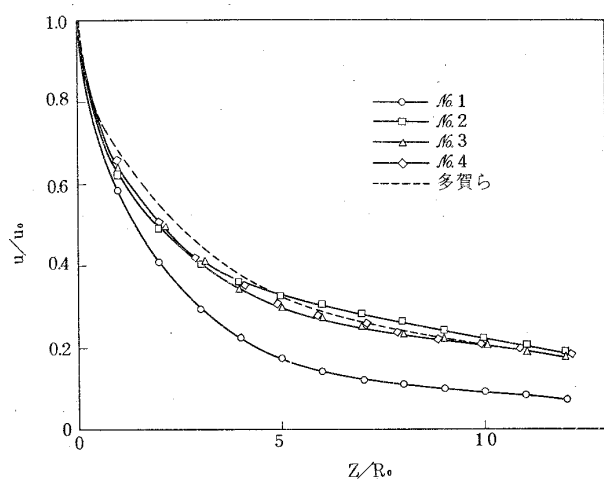
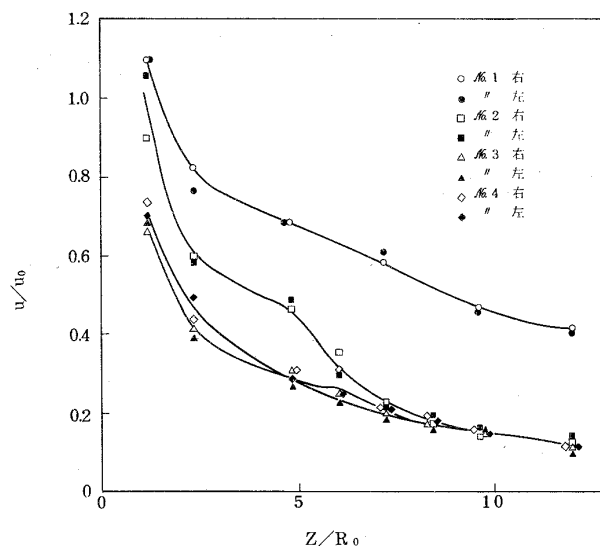
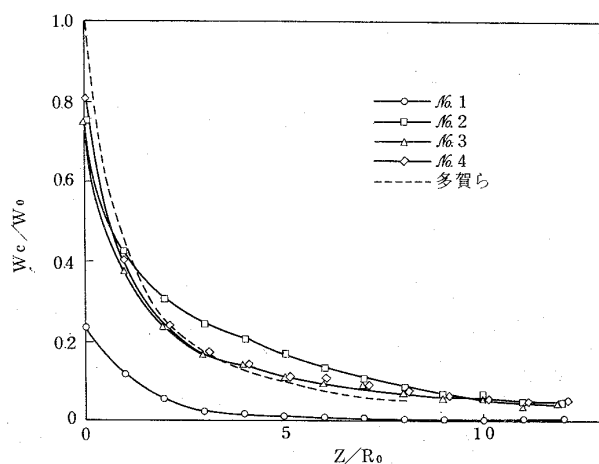
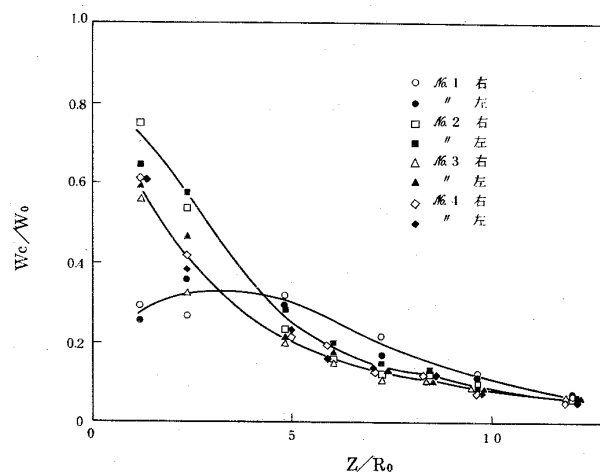
$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\bar{w}}{\bar{w}_c} \right)^2 d \left(\frac{y}{y_b} \right), \quad y_b = \frac{G}{V_u^2}$$

数値計算例

関係式の座標の原点は各噴出条件に対し長さ l_1 のポテンシャルコア領域の終端とされ、その点で $\bar{u}_1 = \bar{u}_0$, $\bar{w}_1 = \bar{w}_0$ および $(R_{c1}/y_1) \div (R_0/y_{b0})$ の関係が近似的に成立し、 $l_1/b_0 \div (1 \sim 5)$ の関係が得られている。本実験では b_0/D が比較的小さいこと、および、スワローのソリデティの小さい翼では羽根の部分で縮流が考えられ、ポテンシャルコアの見積りが困難なことから原点をスワロー出口にとった。式 (20) の I の値は 2.0, λ の値は 0.065 が多賀らによって本実験に近い条件の測定から示されているのでそれを代入した。

図 40 ~ 図 42 に、 u_c/u_0 , w_c/w_0 , V_c/V_0 の計算結果を示す。 u_c/u_0 , w_c/w_0 の測定結果を図 43 と 44 に示す。 V_c/V_0 の測定結果は図 22 に示してある。測定値の表示に際してはスワロー軸に対し 45° の羽根に沿う $\alpha_0 = 0^\circ$, $\beta_0 = 45^\circ$ の仮想上の流れを考え、その流れの平均速度 u_0 , w_0 , V_0 , を別途測定した空気流量から求め比較の基準とした。速度変化の計算は主流線の計算に基づいて $\alpha_0 = 0^\circ$ と実測の β_0 を用いて行なったため、 Z 座標の原点でも w/w_0 , u/u_0 , V_c/V_0 の値は 1 と異なる値を示している。スワロー No. 3 と 4 の測定値はほぼ一致しており、計算値でも同様な傾向が認められる。また、

スワローNo.3と4の測定値と計算値は近い値を示している。一方、No.1のスワローは測定値と計算値の一致が悪く、他のスワローの傾向からも大幅に外れている。多賀らが $\alpha_0 = 0^\circ$, $\beta_0 = 45^\circ$, $2b_0/D = 0.2$ と本実験に似た条件の旋回噴流に対して計算した結果¹⁵⁾も図に示してあるが、スワローNo.3, No.4と近い値が得られている。多賀らの表示では横軸が \bar{X} で本報告の表示 Z/R_0 とは異なるが、計算によると比較した範囲ではその差異が小さく、直接比較を行なって傾向を調べ得る程度である。

図 42 V_c/V_0 の計算値図 40 u_c/u_0 の計算値図 43 u/u_0 の計算値図 41 W_c/W_0 の計算値図 44 w_c/w_0 の計算値

5. む す び

航空用ガスタービン燃焼器の一次空気導入用に使われるスワローの研究の一環として、常温の空気流を流してスワローからの流れの測定を行なった。今回の実験は軸流スワローを用い、軸方向の厚さのみを変えて羽根の重なり程度の異なるもの4種類について調べたものである。実験で得られた結果をまとめると以下のようになる。

1. 速度分布、静圧分布、流れ模様、旋回の強さ、乱れの強さの測定を行ない、羽根の重なり程度が大きくなると羽根の角度に基く一定の分布に達する結果を得た。
2. 羽根の重なり程度は実験のスワローNo.3 (ソリディティ 1.74) の程度で十分であることが示された。スワローNo.3の圧力損失係数は相対的に低く、この点からも実用的な条件であることが示された。
3. スワローからの流れの主流線とその速度変化の数値計算を多賀らの示す方法に基いて行ない、測定結果と一致する傾向を得た。
4. 軸流スワローの羽根の重なり程度を示す式を得て、種々の条件に対して数値を示した。

最後に本実験に当時東海大学学生前田修、会田金江両君の協力があったことを記し、感謝の意を表します。

文 献

- 1) D. W. Bahr, J. R. Smith and M. J. Kenworthy; Development of Low Smoke Emission Combustors for Large Aircraft Turbine Engines, AIAA Paper No.69-493 (1969)
- 2) R. W. Niedzwiecki and R. E. Jones; Pollution Measurement of a Swirl Can Combustor, AIAA Paper No. 72-1201 (1972)
- 3) E. R. Norster and A. H. Lefebvre; Effects of Fuel Injection Method on Gas Turbine Combustor Emissions. Emissions from Continuous Combustion Systems. Edited by W. Cornelius and W. G. Agnew, Plenum Press (1972) pp.255-278.
- 4) J. S. Grobman; Effect of Operating Variables on Pollutant Emissions from Aircraft Turbine Engine Combustors, *ibid* pp.279-319
- 5) A. Rubel; Swirling Jet Turbulent Mixing and Combustion Computations, NASA CR-2231 (1973).
- 6) F. C. Gouldin; Controlling Emissions from Gas Turbines - The Importance of Chemical Kinetics and Turbulent Mixing, Combustion Science and Technology, Vol. 7 (1973) pp.33-45.
- 7) J. M. Beér and N. A. Chigier; Combustion Aerodynamics, Applied Science Publishers (1972) pp.100-146.
- 8) N. M. Kerr and D. Fraser; Swirl. Part I: Effect on Axisymmetrical Turbulent Jets, J. Inst. Fuel (1965) pp.519-526.
- 9) N. M. Kerr; Swirl. Part II; Effect on Flame Performance and the Modelling of Swirling Flames, *ibid* pp.527-538.
- 10) M. L. Mathur and N. R. L. Maccallum; Swirling Air Jets Issuing from Vane swirlers. Part 1: Free Jets, J. Inst. Fuel (1967) pp.214-225.
- 11) M. L. Mathur and N. R. L. Maccallum; Swirling Air Jets Issuing from Vane Swirlers. Part 2; Enclosed Jets, *ibid* pp.238-245
- 12) N.A. Chigier and J. L. Gilbert; Recirculation Eddies in the Wake of Flameholders; J. Inst. Fuel (1968) pp.105-112.
- 13) J. L. Liversey, P. L. Wilcox and R. D. South; Isothermal Aerodynamic Investigation of a Suspended Flame Register, *ibid*. pp.169-186.
- 14) 多賀正夫, 赤川浩爾, 園部芳弘, 山地勝弘; 環状噴流に関する研究 (第2報, 旋回羽根付および円すい状ノズルの場合の実験), 日本機械学会論文集 (第2部) 36巻283号 (昭45-3) PP. 385-396
- 15) 多賀正夫, 赤川浩爾; 環状噴流に関する研究 (第3報, 主流線および速度分布の理論的考察), *ibid* PP. 397-406
- 16) 江口邦久, 中野篤治; スワローの性能向上に関する研究 (第2報 混合特性について), 日機講論 No.720-13 (1972) PP. 65-68.
- 17) M. W. McEwan; Hot and Cold Studies on an Oil-fired Burner with Swirler Fitted in a Refinery Oil Heater, J. Inst. Fuel (1972) pp.107-112.
- 18) 大塚貞吉, 鈴木邦男, 相波哲朗, 石井浅五郎, 広瀬健樹; 高負荷燃焼器の一次燃焼領域の研究, 航空宇宙技術研究所報告 TR-143 (1967)

- 19) N.A. Chigier and J. M. Beér: Velocity and Static-Pressure Distirbutions in Swirling Air Jets Issuing from Annular and Divergent Nozzles, Trans. ASME. Journal of Basic Engineering, (1964) pp.788-796
- 20) S. Goldstein; Modern Developments in Fluid Dynamics, Dover (1965) pp.248-254.
- 21) P. Bradshaw and D. G. Goodman: The Effect of Turbulence on Static-Pressure Tubes, R and M. No. 3527 (1966)
- 22) R. G. Folsom; Review of the Pitot Tube, Tans. ASME (Oct. 1956) pp.1447-1460.
- 23) H. A. Becker and A.P.G. Brown: Velocity Fluctuations in Turbulent Jets and Flames, 12th Symp. on Comb. (1969) pp.1059-1068.
- 24) 文献 7) p.219.

航空宇宙技術研究所報告 376 号

昭和 49 年 7 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町 1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)●182

印刷所 日新図書印刷株式会社
東京都港区芝 3-33-5
