



Title	遠心羽根車の流路に生じる流体力学的非定常現象に関する実験的研究
Author(s)	靄崎, 展
Citation	大阪大学, 1977, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1058
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

遠心羽根車の流路に生じる流体力学的
非定常現象に関する実験的研究

昭和52年 2月

鶴崎 展

目 次

	記号表.....	iv
第 1 章	緒 論	1
1-1	研究の目的ならびに非定常な 現象の認識	2
1-2	この研究の意義	3
1-3	研究の概要	4
第 2 章	実験装置ならびに測定器具 これらの使用法と検定結果	6
2-1	実験装置	6
2-1-1	送風機本体	8
2-1-2	静圧取り出し装置	12
2-1-3	半導体小型圧力変換器と そのブリッジ回路	14
2-1-4	三孔ピトー管	15
2-2	吸込管内の速度分布	17
2-3	半導体小型圧力変換器の特性	21
2-3-1	静特性	21
2-3-2	動特性 (周波数特性)	22
2-4	三孔ピトー管のピトー係数	28
第 3 章	羽根車の流路に生じる気柱振動 とその放射音	30
3-1	実験の内容と測定法	30
3-1-1	送風機の特性試験	31
3-1-2	送風機の騒音の測定	32
3-1-3	羽根車の羽根面上の圧力変動の 測定	34

3-1-4	羽根溝モデルの気柱振動の モードの測定	35
3-1-5	停止中の実機の音響学的固有 振動数の測定	36
3-1-6	回転音源から放射される音波の 測定	37
3-1-7	羽根車から吐出される流れの 時間的平均速度の測定	38
3-1-8	羽根車の羽根面上の静圧の測定 ならびに内部流れを求めた方法	41
3-2	実験結果ならびに考察	44
3-2-1	騒音の発生現象	44
3-2-2	羽根車の羽根溝内の気柱振動	50
3-2-3	羽根溝内の気柱の音響学的固有 振動数について	58
3-2-4	回転音源から放射される音波の 変調現象	64
3-2-5	気柱振動の生じるその他の 作動点	68
3-2-6	気柱振動を励起する羽根車の 羽根後流	73
3-2-7	羽根車を通る流れと気柱振動	77
3-3	結 論	83
第4章	羽根車の旋回失速	85
4-1	実験の内容と測定法	85
4-1-1	羽根車から吐出される流れの 圧力変動の測定	85
4-1-2	羽根車の羽根面上の圧力変動の 測定	88

4-1-3	羽根車から吐出される流れの 時間的平均圧力ならびに速度 の分布の測定.....	88
4-1-4	羽根車の羽根面上の静圧の測定.....	89
4-2	実験結果ならびに考察.....	89
4-2-1	羽根車から吐出される流れの 圧力変動.....	89
4-2-2	圧力変動の基本周波数 f と 伝播速度 f_r	94
4-2-3	羽根車の羽根面上の圧力変動.....	98
4-2-4	羽根車を通る流れと旋回失速.....	103
4-3	検 討.....	112
4-3-1	送風機のヘッド曲線について.....	112
4-3-2	旋回失速の開始について.....	112
4-4	結 論	114
第5章	総 括	115

謝 辞.....	119
----------	-----

参考文献.....	120
-----------	-----

記 号 表

A_n	羽根とシュラウドの溶接による面積の減少を考慮した羽根車の流路面積
a	羽根溝の共鳴器モデルの断面積
b	羽根幅
c	音速
f	羽根車から吐出される流れの圧力変動の基本周波数あるいは卓越した成分音の周波数
f_D	回転音源モデルの回転速度
f_I	羽根車の回転速度
f_R	羽根溝の気柱振動の振動数
f_r, f_r'	絶対座標系における失速セルの伝播速度
f_s	羽根車に相対的な旋回失速の周波数
$f_1^+, f_1^-, f_2^+, f_2^-, f_4^+, f_4^-$	変調音の周波数
G	自作の圧力変換器の利得
g	重力の加速度
H	送風機の全ヘッド
h	水頭で表わした圧力
h_{rms}	水頭で表わした圧力変動の実効値
h_s	流れの静圧
h_1, h_2	三孔ピット管の測圧孔 1, 2 の示圧
k	自作の圧力変換器の圧力-歪出力の比例定数
L	マイクロフォンのセット位置
L^*	羽根溝内の位置
l	羽根溝内の位置
l_E	羽根溝の幾何学的な中心線の全長
n	送風機の回転数
n_b	羽根車の羽根数
P	送風機の軸動力

p_a	大気圧
p_m	マノメータが示す圧力 (ゲージ圧)
p_{rms}	圧力変動の実効値
p_s	羽根車の羽根面上の静圧あるいは羽根車から吐出される流れの $r/r_2=1.13$ における静圧
p_{sp}	羽根車の羽根高圧側の静圧
p_{ss}	羽根車の羽根低圧側の静圧
p_t	羽根車から吐出される流れの $r/r_2=1.13$ における全圧
$\tilde{p}$	自作圧力変換器の出力振幅の圧力換算値
$\tilde{p}_0$	基準圧力変換器の出力振幅の圧力換算値
p^*	羽根車の羽根高圧側と低圧側の静圧差の無次元値
Q	送風機の流量
Q_p	三孔ピトー管による速度測定値を積分して求めた送風機の流量
Q^*	送風機の流量の無次元値
R	送風機の吸込管の内半径あるいはマイクロフォンのセット位置
R^*	羽根車の羽根面上の測定点の無次元化された半径位置
r	半径距離
r_c	羽根車の羽根中心線上の半径位置
r_1	羽根車内半径
r_2	羽根車外半径
r^*	無次元化された半径距離
r_1^*	無次元化された羽根車内半径
St	ストローハル数
SPL	騒音の音圧レベル
SPL^*	羽根溝内の圧力変動の音圧レベル換算値
s	羽根車の羽根中心線に沿う距離

- S_b : 羽根車の羽根中心線の全長
 t : 羽根厚
 u_2 : 羽根車外周の周速度
 u_{20} : $r/r_2=1.01$ における羽根車の周速度
 V : 送風機の吸込管内の流速あるいは風洞内の流れの流速
 V_c : 送風機の吸込管内の中心流速
 v : $r/r_2=1.13$ における流れの絶対速度
 v_{20} : $r/r_2=1.01$ における流れの絶対速度
 v_m : $r/r_2=1.13$ における絶対速度の径方向成分
 $\bar{v}_m$: $r/r_2=1.13$ あるいは羽根溝内における径方向分速度の羽根幅方向平均値
 $\bar{v}_m^*$: 羽根溝内の $\bar{v}_m$ の無次元値
 v_{m20} : $r/r_2=1.01$ における径方向分速度
 $\bar{v}_{m2}$, v_{m2}' : $r/r_2=1.0$ における径方向分速度の羽根幅方向平均値
 v_u : $r/r_2=1.13$ における絶対速度の周方向成分
 $\bar{v}_u$: $r/r_2=1.13$ あるいは羽根溝内における周方向分速度の羽根幅方向平均値
 $\bar{v}_u^*$: 羽根溝内の $\bar{v}_u$ の無次元値
 $\bar{v}_{u1}^*$: 羽根入口における $\bar{v}_u^*$
 v_{u20} : $r/r_2=1.01$ における絶対速度の周方向成分
 $\bar{v}_{u2}$: $r/r_2=1.0$ における周方向分速度の羽根幅方向平均値
 v_{u2}' : すべり係数を用いて計算した $r/r_2=1.0$ における周方向分速度
 w_2 : $r/r_2=1.0$ における流れの相対速度
 w_{20} : $r/r_2=1.01$ における流れの相対速度
 w_{2n} : $r/r_2=1.0$ における測定された相対速度の、規準相対速度に直交する方向の成分

w_{2s} : $r/r_2=1.0$ における測定された相対速度の、規準相対速度方向の成分
 $\bar{w}$: 羽根溝内の気流の平均相対速度
 $\bar{w}^*$: $\bar{w}$ の無次元値
 $\bar{w}_2$: $r/r_2=1.0$ における流れの相対速度の羽根幅方向平均値
 w_2' : すべり係数を用いて計算した $r/r_2=1.0$ における流れの相対速度 (規準相対速度)
 x : 羽根溝の共鳴器モデルにおける座標
 z : 後面シュラウドから測った羽根幅方向距離

α : $r/r_2=1.13$ における絶対流れ角
 α_{20} : $r/r_2=1.01$ における絶対流出角
 β_b : 羽根角
 β_2 : $r/r_2=1.0$ における相対流出角
 β_{2b} : 羽根出口角
 β_{20} : $r/r_2=1.01$ における相対流出角
 $\bar{\beta}$: 羽根溝内の気流の平均相対流れ角
 $\bar{\beta}_2$: $r/r_2=1.0$ における相対流出角の羽根幅方向平均値
 β_2' : すべり係数を用いて計算した $r/r_2=1.0$ における相対流出角
 γ_{air} : 空気の比重量
 Δ : 音圧レベルの増分
 $\Delta\alpha$: $r/r_2=1.13$ において測定した絶対流れ角の修正値
 Δt : 羽根車から吐出される流れに現われる圧力変動の二点同時測定波形の遅れ時間
 $\Delta\theta$: 基準圧力変換器の出力波形に対する自作圧力変換器の出力波形の遅れ角
 ε : 自作圧力変換器の歪出力
 r_1, r_2, r_3 : 三孔ピトー管の測圧孔 1, 2, 3 に対する

るピトー係数

- η : 送風機の効率
 θ_B : ミルピトー管の測圧孔 2 と 3 における圧力が等しくなった時の指針の示す角度
 θ_H : ミルピトー管の水準器で水平をとった時の指針の示す角度
 ρ : 流体の密度
 ϕ : 送風機の流量係数
 ψ : 送風機のヘッド係数
 ω : 羽根車の回転角速度

- L.P.F. : ローパスフィルタ
 L.S.P. : 吸込長管付き
 N.S.P. : 吸込管なし
 P() : 例えば P1 は、羽根面上の測定点番号 1 を示す。
 S.G. : ストレインゲージ
 S.N. : 入ロノズル付き

第1章 緒 論

今日、遠心ポンプは最もポピュラーな機械の一つであり、しかもその高性能ぶりは注目に値する。その機械的構造は比較的簡単であり、このことが高い効率を生み出す一つの大きな要因であるとも言える。しかしながら、遠心ポンプに関する膨大な理論的、実験的研究の成果が、その直接的な原動力となったことは明白である。

これらの研究は、大別すれば、ポンプ性能に関するものと機械的強度に関するものに分かれる。やはり前者の研究が格段に多いが、ポンプ軸の強度上重要な径方向推力、軸推力についても研究された。現在、径方向推力の問題も含めた定常的なポンプ特性に関する相当多くの研究結果が得られている。

羽根車内部の流れは、一般に非定常である。従って、これに附随して有害な振動や騒音の問題が生じる。今日の遠心ポンプを含む各種流体機械の大型化を見れば、これらの問題がますます大きくなることは明らかである。小型のポンプで、今まで問題とならなかった振動、騒音のレベルが再検討されることになるかも知れない。このような事情から、ポンプ内部の非定常性に主眼をおいた多くの研究が望まれる。しかしながら、今までのところ、この方面の研究が十分になされたとは言いがたい。

ポンプ羽根車は、一般にうず形室と組み合わせて使用されるから、うず形室と羽根車の干渉の結果生じる非定常な流れについての研究が重要であることは言うまでもない。しかし、羽根車単独の場合の非定常な流れについて調べることも重要である。これを明らかにしたうえで、うず形室との干渉の問題を扱うことにしてもよい。また、羽根車単独で使用される事態を想定することも不可能で

はない。ここに羽根車単独の場合の研究の意義がある。

1-1 研究の目的ならびに非定常な現象の認識

この研究の目的は、遠心羽根車単独の場合に、その内部に生じる非定常な流れ現象を実験によって明らかにすることである。実験は主として、運転中の羽根車内部の圧力の変動をとらえることを主眼とした。この変動の原因となるものとして、ある程度ランダムな周波数スペクトルを持つと考えられる流れの乱れ、卓越した周波数成分が現われるサージング現象、軸流送風機などで明らかになった旋回失速現象などが予想された。すでに述べたように、遠心ポンプの振動や騒音の問題に関連して、この種の研究の成果が有力な資料となり、新しい知見を加え得るものと考えられた。

羽根車内部の非定常な流れを電氣的に計測する場合、作動流体としては水よりも空気の方がはるかに扱い易い。この理由から、実験は空気を作動流体とした。これに伴って、羽根車内部に気柱振動が生じることも十分予想された。

上記の目的のために、羽根車内部の圧力の変動を測定できる遠心送風機設備一式を設計し、製作した。この羽根車として最もシンプルな、羽根幅が一定の二次元羽根車を採用した。羽根車のまわりには平行壁羽根なしディフューザを備えた。さらに、実験に使用するために周波数応答のよい半導体小型圧力変換器を開発した。

上記の遠心送風機を一定回転数で運転し、流量を絞り装置全開から徐々に絞っていくと、最高効率点より少し大きな流量で、送風機から比較的周波数の高い、強い音が生じることが認められた。流量をこれより絞っていく

と、この音は弱くなり、ついに消滅した。ところが、最高効率点近傍において、今度は羽根車から吐出される流れが低周波数で脈動をし始め、それが締切り点まで持続する現象が認められた。

高流量域における一番目の現象は、羽根車内に気柱振動が生じたもので、それに基づく音響放射であると考えられた。低流量域において顕著になる二番目の現象は、送風機のサージングあるいは羽根車の旋回失速であると考えられた。この相異なる二つの非定常現象は、すでに十分予想されていたものである。

著者は、高流量域と低流量域におけるこの二つの興味ある現象を解明すべく、実験的に研究を行なった。

1-2 この研究の意義

ダクト内部に設けられた直線翼列や環状翼列に気流があたる時、ダクト内あるいは翼間の空洞に気柱振動が生じて、音が発生する現象については、すでによく研究されている。^{(1)~(5)} この送風機の高流量域における異常騒音発生現象は、これと類似したものであると思われる。

しかしながら、今までのところ、運転中の実機の羽根車において、気柱振動をとらえた例はほとんどなく、これについて研究することは工学的に見て十分意義のあることと思われた。

低流量域における遠心送風機のサージング現象については、すでによく研究がなされている。また旋回失速現象についても、最近いくつかの研究が発表されている。^{(10)~}
⁽¹²⁾ これらはいずれもヘッド曲線が右上りとなる低流量域に特有のものであると判断されている。この送風機のように、右下り特性部の最高効率点近傍で生じるという報

告は知見しない。この意味から、この流れの脈動現象を解明していくことに十分なる意義を認めた。

1-3 研究の概要

羽根車の流路に生じる気柱振動とその放射音については第3章で、羽根車の旋回失速については第4章でそれぞれ詳述する。以下に、それらの概要について述べる。

(1) 羽根車の流路に生じる気柱振動とその放射音

羽根車の羽根面上の圧力変動と放射音の測定を行ない、前述の強い放射音は、羽根車の羽根溝内に生じた気柱振動に基づくものであることを明らかにした。

羽根車の羽根溝と同一寸法のモデルを製作し、その気柱振動のモードを調べた。その結果を用いて、実機において測定された気柱振動のモードを説明した。さらに、停止中の羽根車の音響学的固有振動数を測定し、運転中に測定された気柱振動の振動数と比較した。

放射音の卓越周波数と羽根車内部の圧力変動の卓越周波数の違いは、音波の変調現象であると考えた。このことを回転する音源モデルの実験によって立証した。

気柱振動の原因を調べた結果、羽根車の羽根後縁から流出するうずが要因になっていると判断された。

気柱振動の生じるいくつかの作動点において、羽根車出口直後の流れと羽根車の羽根面上の静圧を測定した。これによって、気柱振動が生じている時の羽根車を通る流れの特徴を明らかにした。

(2) 羽根車の旋回失速

羽根車から吐出される流れの圧力の変動を測定し、前述の脈動が旋回失速に基づくものであることを明らかにした。流れの中に生じた局所的な低圧領域すなわち失速セルの挙動を、送風機流量と回転数を変えて調べた。

羽根車の羽根面上の圧力変動を測定して、旋回失速に基づく流路内の流れの変動を示した。

羽根車から吐出される流れの時間的平均圧力ならびに速度を測定するとともに、羽根車の羽根面上の静圧を測定した。これから、羽根車を通る流れに及ぼす失速セルの影響を考察した。

第2章 実験装置ならびに測定器具

——それらの使用法と検定結果——

以下の各章で述べる実験は、いずれも同一の実験装置に関するものである。また、それらの実験に使用した測定器具も同じである。ここでは、これらの装置類とその使用法について述べるとともに、測定器具の検定結果について述べる。

2-1 実験装置

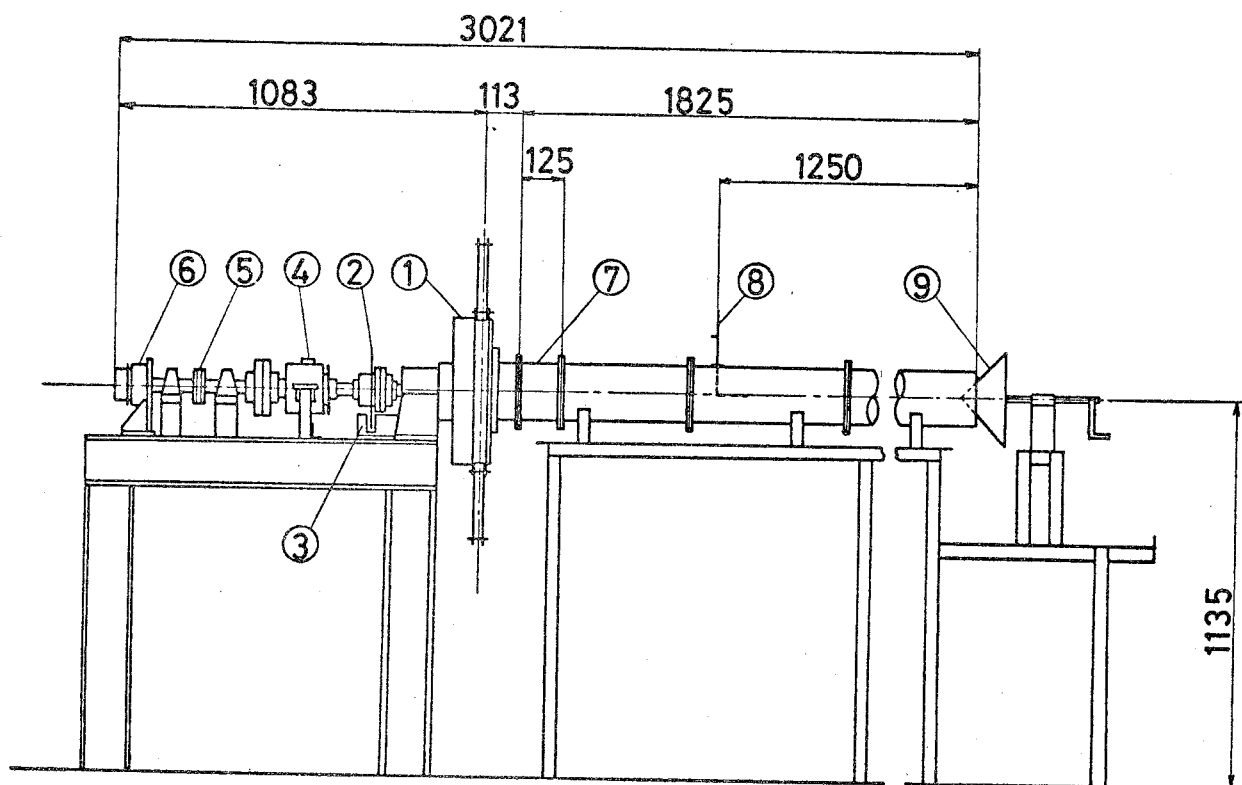
図2-1に実験装置の全体図を示す。送風機①は、Vベルトとプーリー⑤によって、可変速電動機の2倍の回転数で駆動される。

回転数は外周近くに60個の小孔をあけた円板②とフォトランジスタ式ピックアップ③で測定し、デジタルカウンタで計数する。なお全この実験中、送風機の回転の変動値は ± 3 rpmに収めた。

流量は吸込管（内径145 mm）入口に設けた円錐形絞り装置④で調節し、L形ピトー管⑧で測定する。ピトー管の前方約190 mmの位置に、JIS規格の整流格子が設けられている。後方の連絡管⑦は、125 mmの軸方向距離の間に直径が145 mmから170 mmまで増加する広がり管で、内部に旋回防止のための十字形の整流板が設けられている。

あらかじめ、吸込管内の流速分布をピトー管トラバースによって測定し、中心流速と流量の関係を求めておき、実験に際しては中心流速だけを測定して流量を求めた。この吸込管内の速度分布については後述する。

羽根車の羽根面上の圧力変動の測定に際しては、電磁



- ① 供試送風機
- ② 回転数検出用の円板
- ③ 回転数検出用のフォトランジスタ式
ピックアップ
- ④ 電磁誘導式スリップリング
- ⑤ V溝ローラー
- ⑥ 静圧取り出し装置
- ⑦ 連絡管
- ⑧ 流量測定用L形ピトー管
- ⑨ 流量絞り装置

図2-1 実験装置全体図

誘導式のスリップリング④を使用する。送風機の軸トルクを測定する場合には、このスリップリングをストレインゲージ式のトルクメータと交換できるようになっている。

羽根面上の静圧の測定には、⑥の静圧取り出し装置を使用する。この詳細については後述する。

2-1-1 送風機本体

図2-2に送風機の詳細を、表2-1にその羽根車の主要

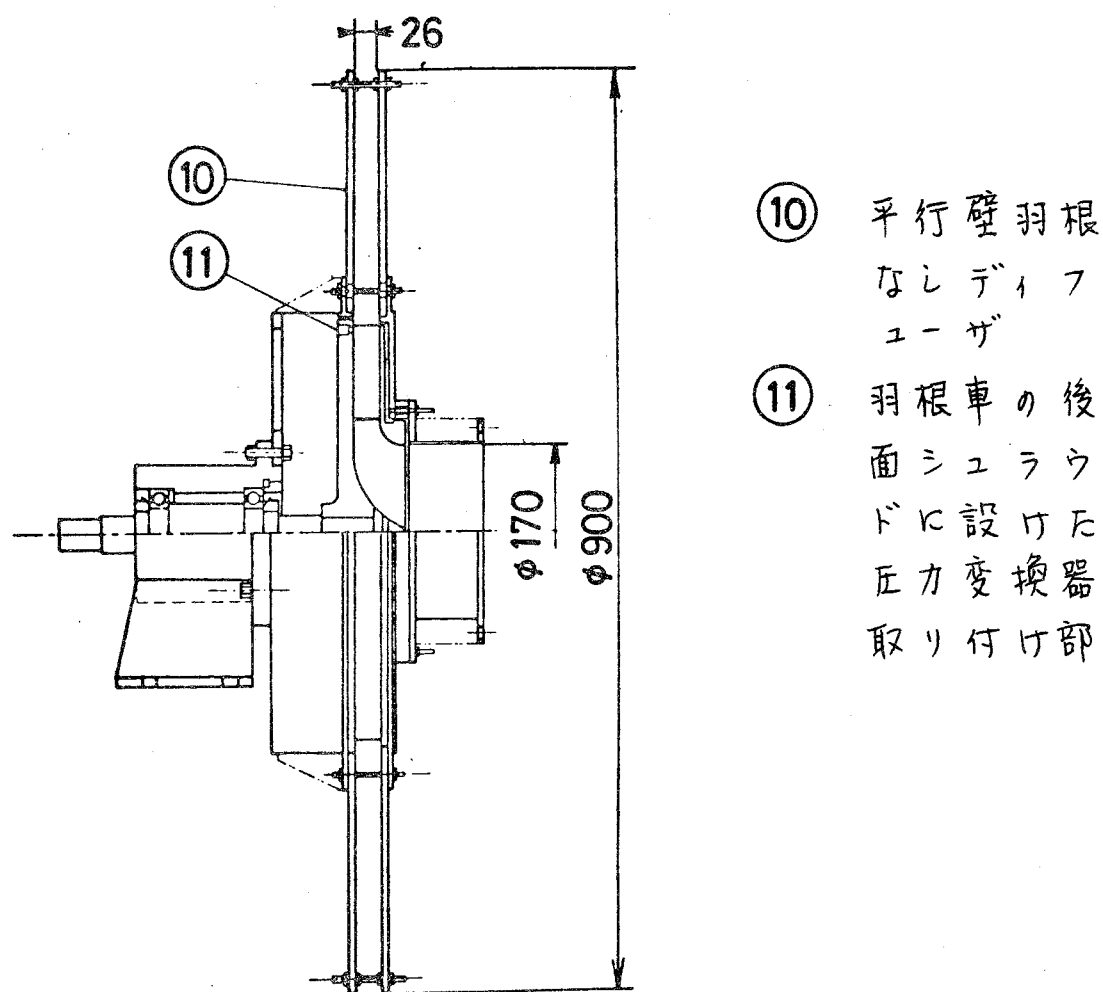


図2-2 送風機詳細図

諸元を示す。⑩は幅一定の羽根なしディフューザであり、羽根車の出口まわりを軸対称な状態に保っている。

表 2-1 羽根車主要諸元

外径	400 mm
内径	220 mm
出口幅	26 mm
入口幅	26 mm
出口角	25 °
入口角	25 °
羽根数	8
羽根厚	8 mm

羽根車は Stepanoff の線図に従って設計したもので、幅一定の二次元羽根車である。その羽根として、最もシンプルで一円弧羽根を採用した。

この羽根車から吐出される流れの時間的平均速度と圧力は、図 2-3 に示す位置で測定する。送風機の構造上、羽根車から吐出される流れは周方向に十分一様であると考えたので、測定点は一つしか設けていない。

図 2-4 にその測定部の詳細を示す。羽根車の前面シュラウド側のディフューザ壁から、後述の三孔ピトー管を挿入し、羽根幅方向にトラバースすることによって、流れの速度と圧力の分

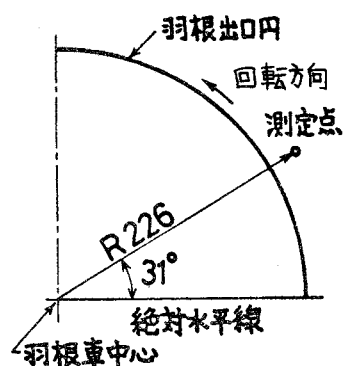


図 2-3 羽根車から吐出される流れの速度と圧力の測定点

布を測定することができると。

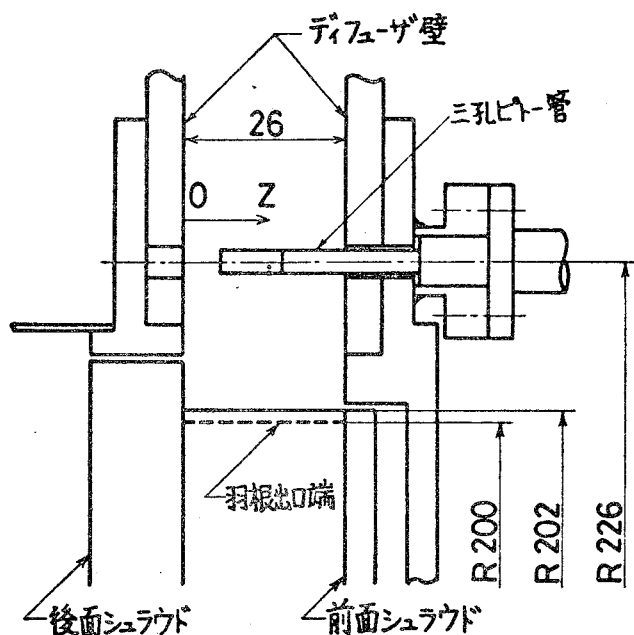
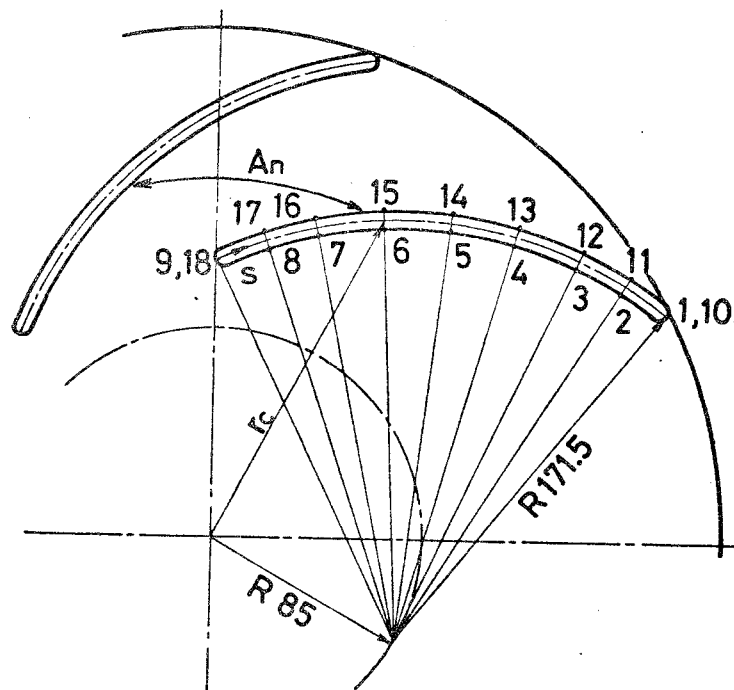


図 2-4 羽根車から吐出される流れの
速度と圧力の測定部の詳細

羽根車の羽根面に働く圧力を、羽根幅方向中央で測定する。図 2-5 に羽根面上に設けた圧力測定孔の位置を示す。高压面側の測定点と低压面側の測定点を同一の羽根に設けることが構造上不可能であったので、互いに軸対称な位置にある羽根にふり分けた。それらの羽根には、前縁と後縁を含む表面に、 $\phi 1$ の測定孔が 9 点設けてある。表 2-2 に、羽根面上の測定孔の半径位置を示す。

図 2-6 に示すように、導圧路は羽根表面から後面シュラウドに通じている。この導圧路の全長は 22 mm である。しかし、その $\phi 1.5$ の導圧路部分の長さは実測によると、9 mm ~ 13.5 mm の間のばらつきがあり、その平均値は 10.4 mm である。このばらつきが、羽根面上の圧力変動の測定値に及ぼす影響については後述する。

羽根面上の圧力変動を測定する場合は、図 2-6 に示す



測定点 番号	9 18	8 17	7 16	6 15	5 14	4 13	3 12	2 11	1 10
S/S_b	0	0.110	0.219	0.359	0.500	0.640	0.781	0.890	1
r_c/r_2	0.550	0.596	0.645	0.712	0.777	0.844	0.911	0.955	1
β_b deg	25	27	29	30	30	29	28	27	25
A_n cm ²	18.55	18.15	20.55	23.46	26.11	28.67	31.22	32.81	36.93

$S_b = 191.6$ mm

$r_2 = 200$ mm

図 2-5 羽根面上に設けた圧力測定孔の位置
(S_b は羽根中心線の全長, r_2 は羽根車外半径,
 β_b は羽根角を示す。)

表 2-2 羽根面上の測定孔の半径位置 r/r_2

測定点番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
r/r_2	1.0	0.935	0.895	0.825	0.760	0.695	0.625	0.580	0.550
測定点番号	10	11	12	13	14	15	16	17	18
r/r_2	1.0	0.975	0.930	0.860	0.795	0.730	0.660	0.615	0.550

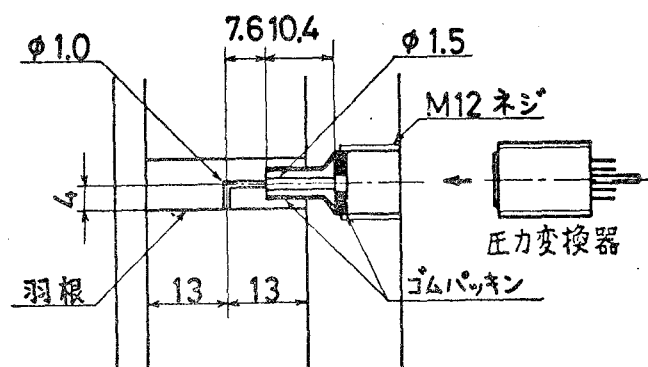


図 2-6 羽根面上の圧力測定部の詳細

後面シュラウドのねじ部分に，後述の圧力変換器をねじ込んで固定する。そのリード線を後面シュラウドに一たんビス止めしたのち，羽根車の中空軸に通して，前述のスリップリングに接続する。

2-1-2 静圧取り出し装置

羽根車から静圧取り出し装置にいたるまでの送風機軸は中空になっている。その中空部は羽根車をのせている軸の表面で開口している。羽根面上の静圧を測定する場合は，この開口と後面シュラウド上の導圧路の開口とをビニルチューブで接続する。

運転中の羽根車の羽根面上から，その静圧を静止系に取り出すには，図 2-7 に示す静圧取り出し装置を使用する。これは著者が考案したもので，メカニカルシールの優れた密封機能を利用したものである。この装置を使用して，羽根面上の静圧をマノメータで精度よく測定することができる。なお測定中は，小型のポンプを使用して，強制的にこのメカニカルシールに十分な量の油をかけて，その温度上昇を抑制している。

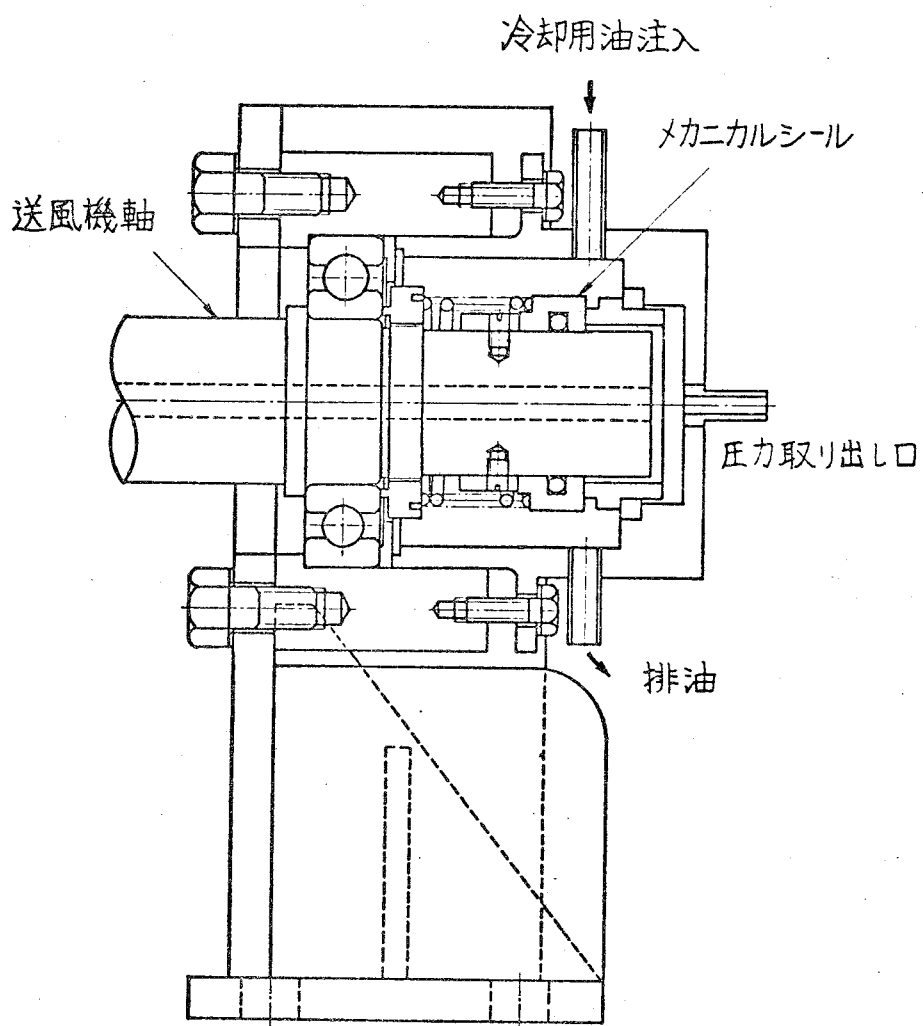


図 2-7 静圧取り出し装置

2-1-3 半導体小型圧力変換器と そのブリッジ回路

図2-8に示す圧力変換器は、羽根車の羽根面上の圧力変動を測定する目的で、著者が開発したものである。

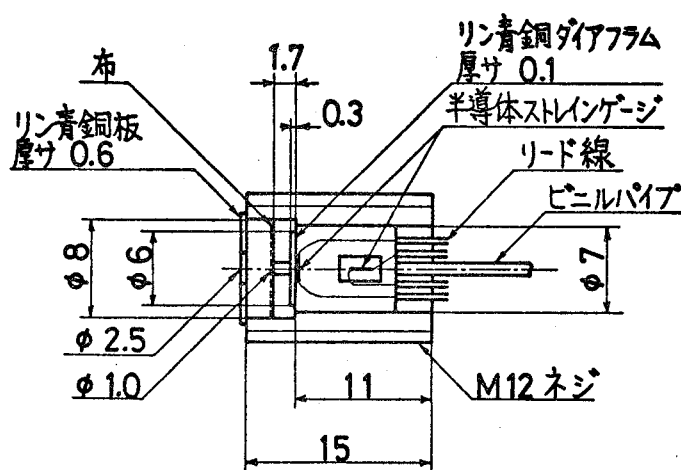


図2-8 自作の半導体小型圧力変換器

厚さ 0.1 mm の磷青銅板をダイヤフラムとし、その上に半導体のストレインゲージを1枚貼附してある。変換器の内壁には、これと同じゲージをダミーとして貼附してある。

図2-9-aは、この変換器を使用して羽根面上の圧力変動を測定する際の回路である。変換器の2枚のストレインゲージと、送風機軸に取り付けた2個の固定抵抗でブリッジを構成している。ブリッジボックス1に組み込まれたブリッジ回路は、変換器出力の直流成分を適当な値に調節するために用いる。この変換器では、圧力の変動成分だけを測定し、直流成分すなわち時間的平均値は測定しない。時間的平均値は、前述の静圧取り出し装置を使用して、マノメータで測定する。

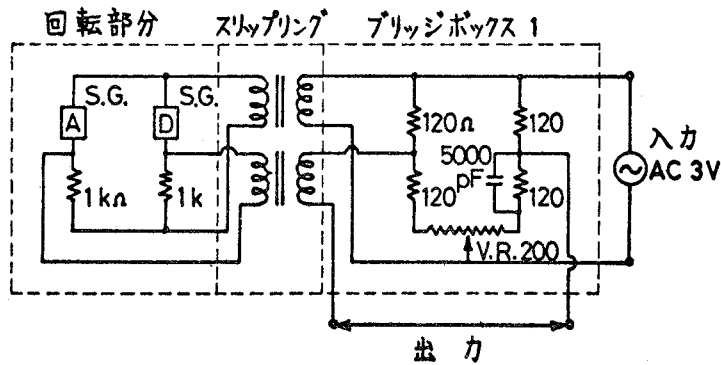


図 2-9-a 羽根面上の圧力変動を測定する際に使用するブリッジ

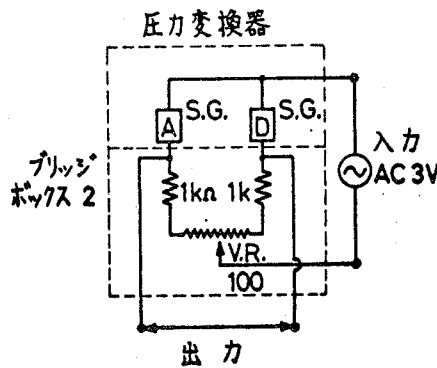


図 2-9-b ディフューザ壁面上の圧力変動を測定する際に使用するブリッジ

図 2-9-b は、この変換器で送風機のディフューザ壁面上の圧力の変動を測定する際に使用するブリッジ（ブリッジボックス 2）である。

2-1-4 三孔ピトー管

図 2-10-a は、羽根車から吐出される流れの速度と圧力の測定に使用する三孔ピトー管である。その測圧部①に

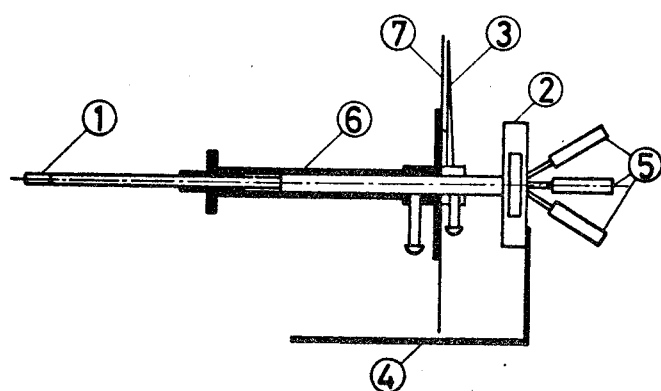


図 2-10-a ミニピトー管

- ① 測圧部
- ② 水準器
- ③ 指針
- ④ スケール
- ⑤ 圧力取り出し口
- ⑥ ステム
- ⑦ 分度器

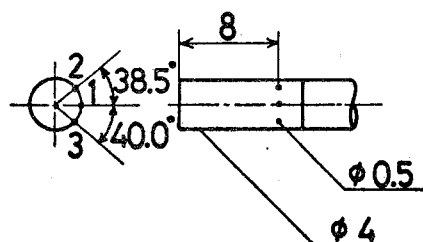


図 2-10-b 測圧部の詳細

は、図 2-10-b に示すように、 $\phi 0.5$ の測圧孔が約 40 度間隔で 3 点設けてある。これらの点の圧力は、取り出し口 ⑤ から取り出して、マノメータで測定する。ピトー管はステム ⑥ の中に納められており、ステムに対して回転と軸方向の移動が行なえる。回転角度は分度器 ⑦ で、軸方向移動距離はスケール ④ で読み取ることができる。水準器 ② は、流れの角度を測定する際に基準となるものである。

流れの速度と静圧の測定は次のようにして行なう。流れの中にピトー管測圧部 ① を挿入したのち、ピトー管を回転させて、水準器 ② で水平をとる。この時、指針 ③ が示す角度 θ_H deg を分度器 ⑦ で読み取る。次に、測圧孔 2 と 3 における圧力が等しくなるまでピトー管を回転する。この時、指針の示す角度 θ_B deg ならびに測圧孔 1 と 2 の

圧力 h_1 Mair, h_2 Mair を測定する。流れの速度 v m/s と静圧 h_s Mair は次式により求まる。

$$v = \sqrt{2g \frac{h_1 - h_2}{\zeta_1 - \zeta_2}} \quad (2.1)$$

$$h_s = h_1 - \frac{v^2 \zeta_1}{2g} \quad (2.2)$$

ここで、 ζ_1 , ζ_2 は、それぞれ測圧孔 1, 2 に対するピトー係数で、後述の風洞実験により求める。羽根車から吐出される流れの絶対流出角 α deg は、 θ_H , θ_B とピトー管の水準器に対して測圧孔 2 と 3 の中点がなす角（このピトー管では 0 度）および、測定点の円周上の位置（図 2-3 参照）から求まる。

$$\alpha = \theta_B - \theta_H + 31 - 90 \quad (2.3)$$

2-2 吸込管内の速度分布

前述の L 形ピトー管を吸込管内で、互いに直交する二直径にわたってトラバースし、管内の速度分布を調べた。図 2-11 に、その測定位置を示す。これは、JIS B8330 送風機試験方法に示された考え方に基づいて決定した。

図 2-12 に測定結果を示す。同図に示した流量は、上記規格に従って、測定された速度の平均値を用いて算出したものである。測定結果を見ると、管内の速度分布は必ずしも軸対称ではなく、ある程度の流れの片寄りがある。この片寄りは、流量が多いほど著しい。 $Q=24.09 \text{ m}^3/\text{min}$ の場合、垂直軸 (vertical) 上で、同一の半径位置 $r/R = 0.708$ における二つの速度測定値の比は 1:1.1 である。こ

のような流れの片寄りの原因としては、前述の流量絞り用の円錐が完全には軸対称でないこと、ピトー管前方の管内に固定された整流格子の軸と管軸とがわずかにずれていることなどが考えられる。

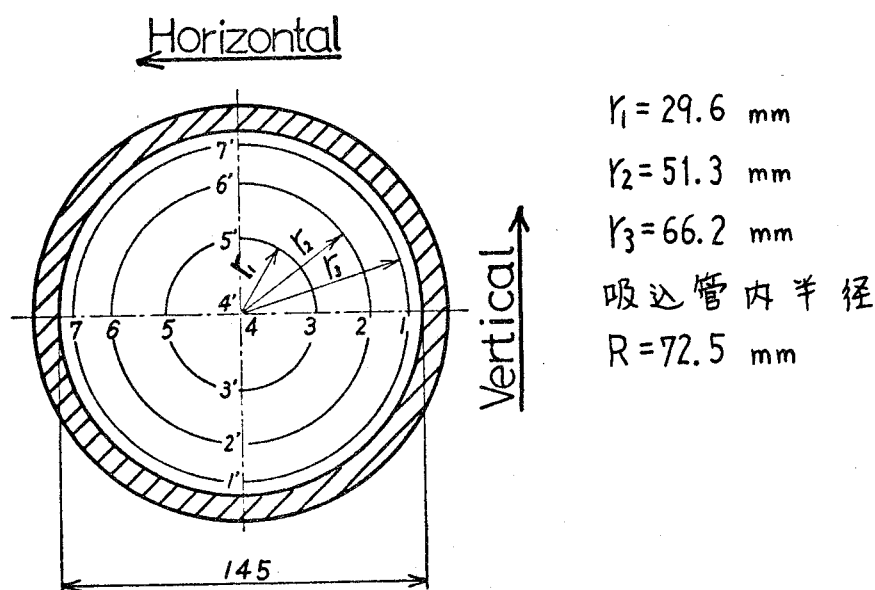


図 2-11 吸込管内の速度測定位置
(吸込口から見た図)

羽根車を全く完全に軸対称な流れ場に置くことは、確かに理想的ではある。しかしながら、この実験装置で、そのような理想を実現することは困難であった。また上記の 10% 程度の流れの片寄りは、流れがピトー管位置から羽根車入口にいたる間に、ある程度緩和されると考えられる。従って、この研究においては、この 10% 以下の流れの片寄りを許容することとした。

図 2-13 に、管内中心流速 V_c m/s と流量 Q m³/min の関係を示す。最小二乗法により求めた両者の関係式は次の通りである。この研究では、次式を用いて流量を求めた。

$$Q = 0.9725 \times V_c \quad (2.4)$$

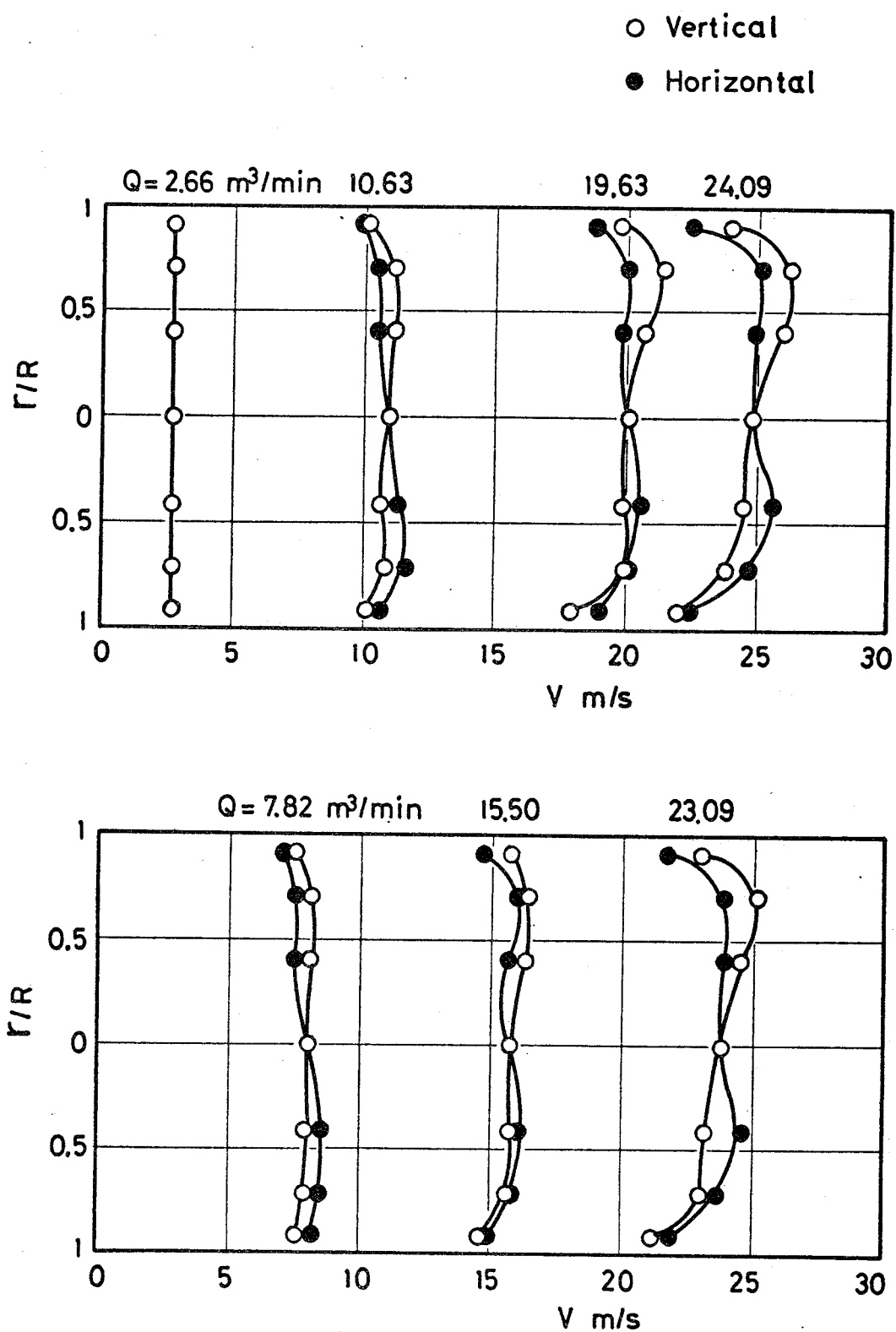


図 2-12 吸込管内の速度 V の分布
(R は吸込管の内半径)

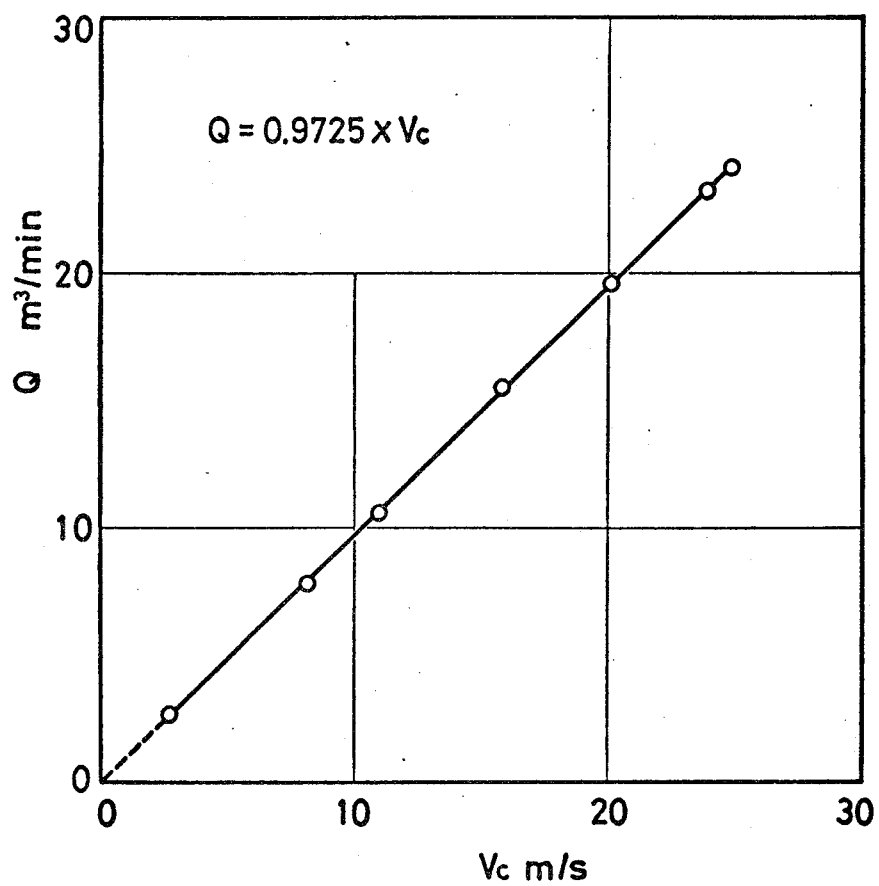


図 2-13 吸込管内の中心流速 V_c と流量 Q の関係

2-3 半導体小型圧力変換器の特性

2-3-1 静特性

自作の圧力変換器のダイヤフラムに所定の空気圧を加えて、その歪出力を測定した。この変換器を実験に使用する場合の環境温度は室温であるから、この測定も室温で行なった。図2-14にブロック線図を示す。同図に示し

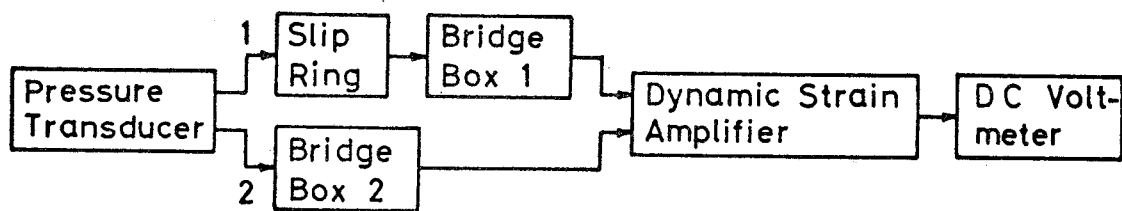


図2-14 自作圧力変換器の静特性の検定
ブロック線図

た経路1と2はそれぞれ、この変換器で羽根車の羽根面上の圧力変動を測定する場合とディフューザ壁面上の圧力変動を測定する場合の静特性を調べるためのものである。変換器の出力を動歪測定器で増幅したのち、直流電圧計で測定した。この結果を図2-15に示す。みかけの歪の絶対値を縦軸にとり、水頭で表わしたゲージ圧を横軸にとっている。上記の経路1と2の場合で、変換器の感度は異なるが、いずれの場合でも直線性は優れている。最小二乗法により、圧力 h mmAq とみかけの歪出力 ε μst の関係を次のように決定した。

電磁誘導式スリップリングを通した経路1の場合

$$h = 0.6894 \times \varepsilon \quad (2.5)$$

スリッパリングを通さない経路 2 の場合

$$h = 0.1741 \times \varepsilon \quad (2.6)$$

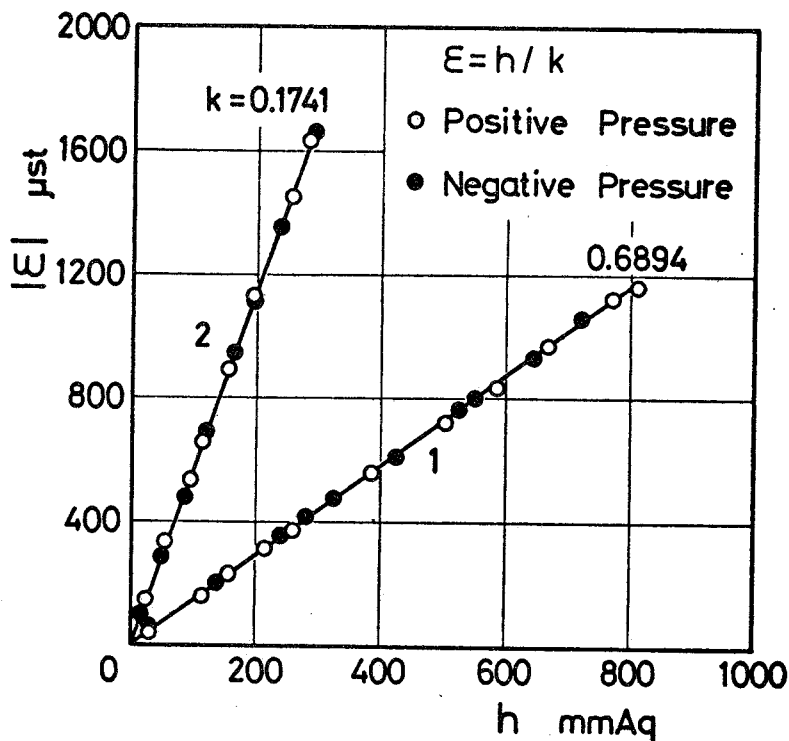


図 2-15 自作圧力変換器の静特性
(歪出力の絶対値 $|\varepsilon|$ と圧力 h の関係)

2-3-2 動特性 (周波数特性)

自作の圧力変換器のダイヤフラムに、正弦状に変動する空気圧を加えて、その周波数特性を調べた。この際、圧力変換器に図 2-16 に示すアダプタをつけた。このアダプタの導圧路は、すでに述べた羽根車の羽根の導圧路と同じである。アダプタの導圧路の全長は 21 mm で、羽根車の導圧路の全長 22 mm に比べてわずかに短い、この程

度の誤差は無視できると判断した。アダプタの $\phi 1.5$ 導圧

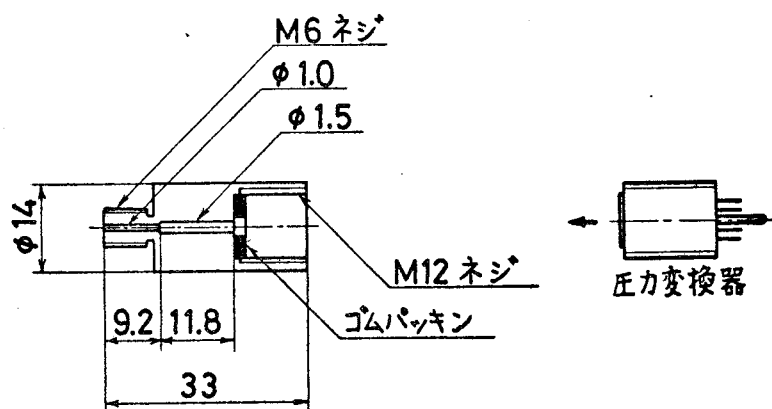


図 2-16 自作圧力変換器のアダプタ

部の長さは、すでに述べた羽根車の $\phi 1.5$ 導圧部の長さのばらつきの範囲内にある。なお、ディフューザ壁面上の圧力の変動を測定する場合にも、圧力変換器にこのアダプタをつけた。

図 2-17 に、周波数特性検定装置を示す。円錐形に機械仕上げされた鋳鉄製の容器の端に、アダプタ付きの圧力変換器と、基準となる圧力変換器を並べて取り付けた。この基準となる変換器は市販のもので、その周波数特性

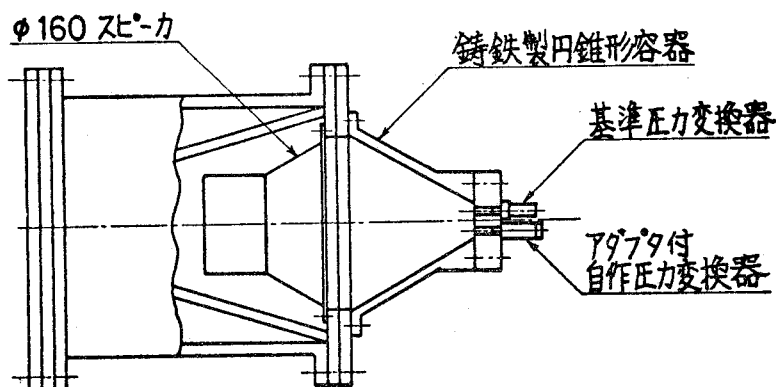


図 2-17 自作圧力変換器の周波数特性の検定装置

は、この検定で必要な周波数範囲（DC～2 kHz 程度）では、十分に平坦である。これらの圧力変換器のダイヤフラムを、口径 16 cm のコーンスピーカを用いて加振した。このスピーカへの入力として、発振器からの正弦波電流を用いた。

図 2-18 に、この検定のブロック線図を示す。圧力変換

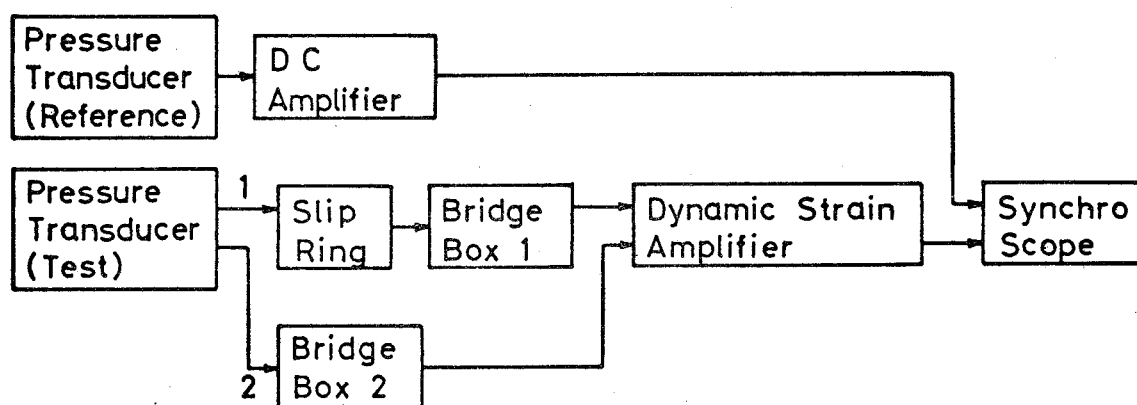
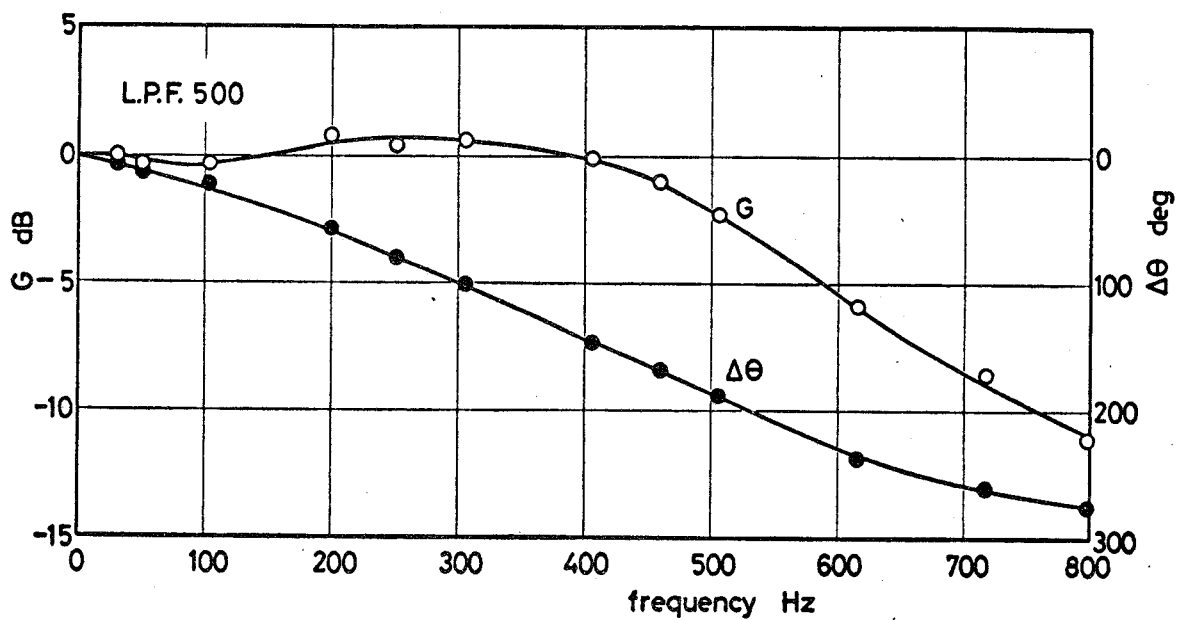


図 2-18 自作圧力変換器の周波数特性の検定
ブロック線図

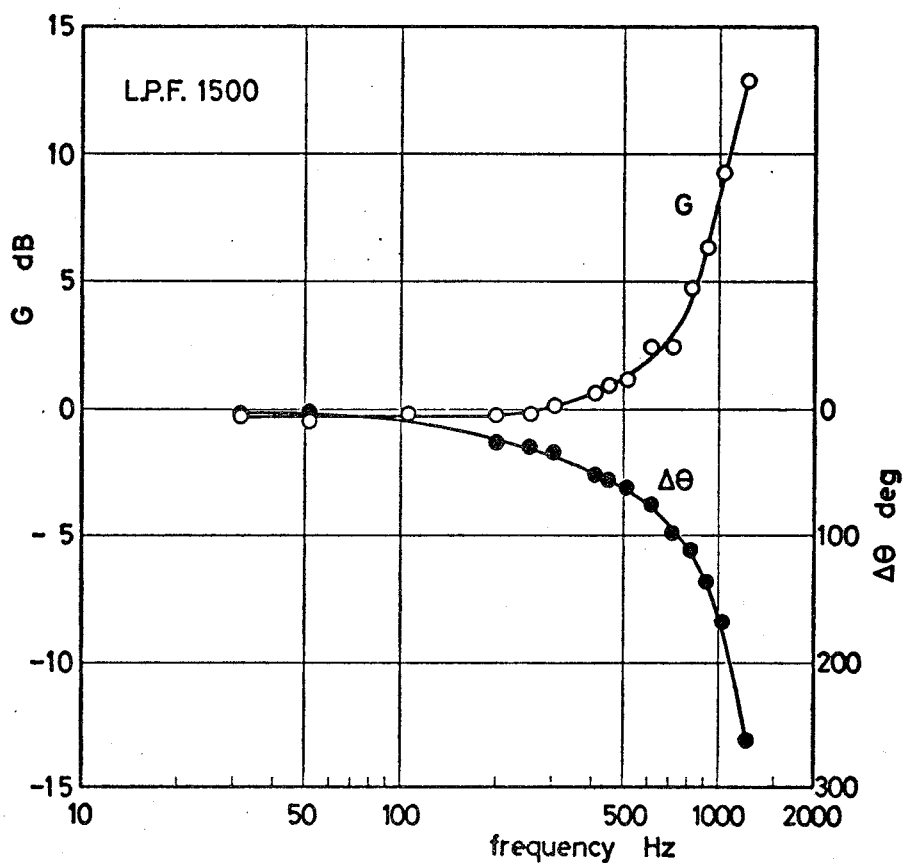
器の出力を増幅したのち、シンクロスコープに入れた。二つの圧力変動波形を同時に写真撮影したのち、両波形の振幅と位相差を万能投影器にかけて読み取った。なお、この測定も、電磁誘導式スリッパリングを通した場合（経路 1）と通さない場合（経路 2）について行なった。またそれぞれについて、動歪測定器内蔵のローパスフィルタを 500 Hz と 1500 Hz に切り換えて測定した。

図 2-19-a, b と図 2-20-a, b に測定結果を示す。縦軸の利得 G dB は、次式により計算した値である。

$$G = 20 \log \frac{\tilde{p}}{\tilde{p}_0} \quad (2.7)$$

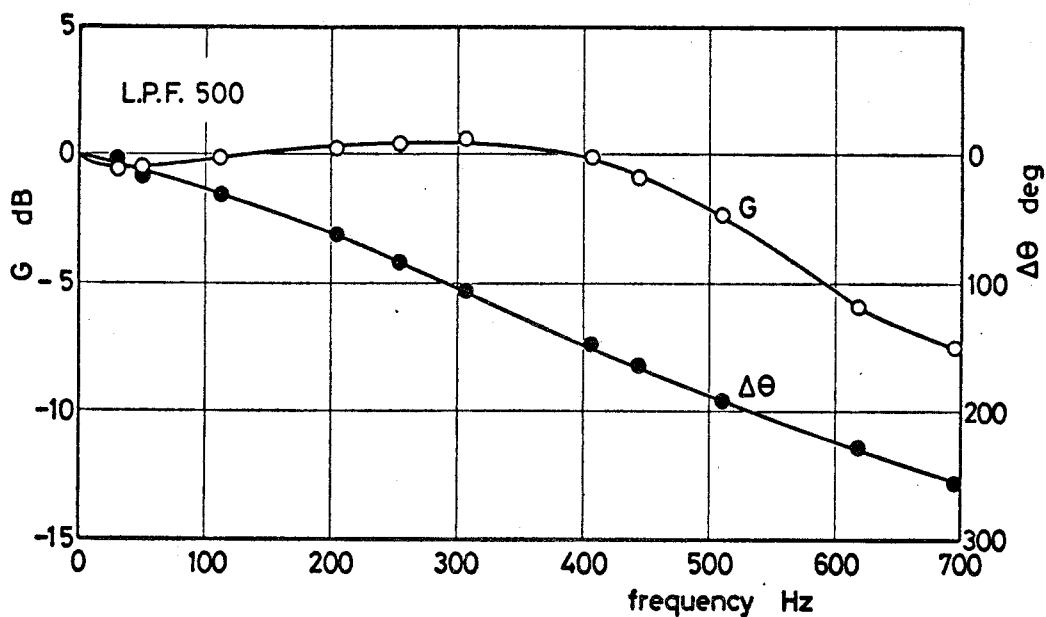


α 500 Hz のローパスフィルタを通した場合

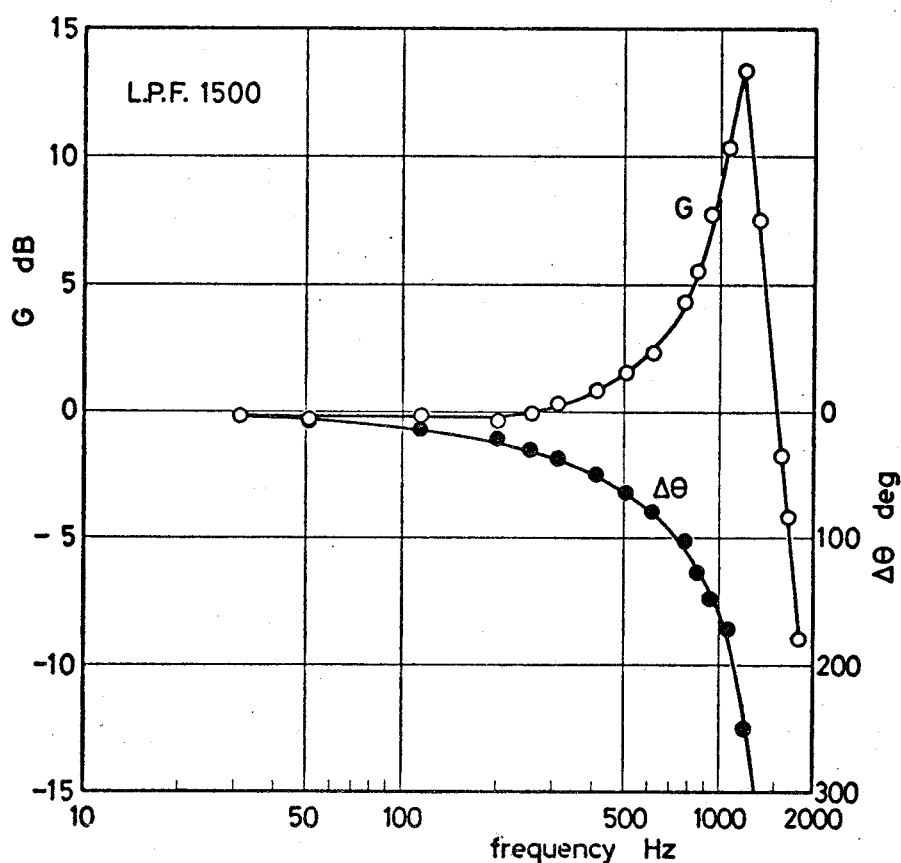


β 1500 Hz のローパスフィルタを通した場合

図 2-19 自作の圧力変換器の周波数特性
(電磁誘導式のスリップリングを通した場合の利得 G と位相遅れ角 $\Delta\theta$ の変化)



α 500 Hz のローパスフィルタを通した場合



β 1500 Hz のローパスフィルタを通した場合

図 2-20 自作の圧力変換器の周波数特性
(電磁誘導式のスリップリングを通さない場合の利得 G と位相遅れ角 $\Delta\theta$ の変化)

こ こ で

$\tilde{p}$: 自作圧力変換器の出力振幅の圧力換算値 mmAq

$\tilde{p}_0$: 基準圧力変換器の出力振幅の圧力換算値 mmAq

また $\Delta\theta$ deg は、基準変換器の波形に対する自作変換器の波形の遅れ角である。この結果を見ると、スリップリングを通した場合と通さない場合で、圧力変換器系の周波数特性は変わらなことが分る。しかし、500 Hz のローパスフィルタを通した場合と1500 Hz のローパスフィルタを通した場合とでは、その周波数特性は異なる。

500 Hz のローパスフィルタを通した場合、DC ~ 460 Hz まで感度はほぼ一様 (± 1 dB 以内) であり、変動圧力と歪出力の位相差は、周波数にほぼ比例して変化する。従って、このフィルタを通せば、基本周波数が50 Hz 程度の圧力の変動波形を歪なく測定することができる。

1500 Hz のローパスフィルタを通した場合、300 Hz 以上で感度が急激に増大し、約1200 Hz でピークを示す。これは、導圧路を含む圧力変換器系の音響学的共振現象である。従って、このフィルタを通した測定では、高域の各周波数成分の測定値に対して、この周波数特性を用いて補正を行なうこととした。

すでに述べたように、羽根車の羽根導圧路のうち、 $\phi 1.5$ の導圧部の長さにはばりつき (9~13.5 mm) がある。このばりつきが羽根面上の圧力変動の測定値に及ぼす影響を調べた。導圧路の全長は21 mm のまま、 $\phi 1.5$ の部分の長さが、9.0 mm と13.8 mm の二種類のアダプタを用いて、上記と同様に圧力変換器系の周波数特性を調べた。その結果を図2-21に示す。この図から、上記のばりつきは、圧力変換器系の周波数特性に大きな影響は与えず、それはほぼ測定誤差の範囲内であると言える。すなわち、この

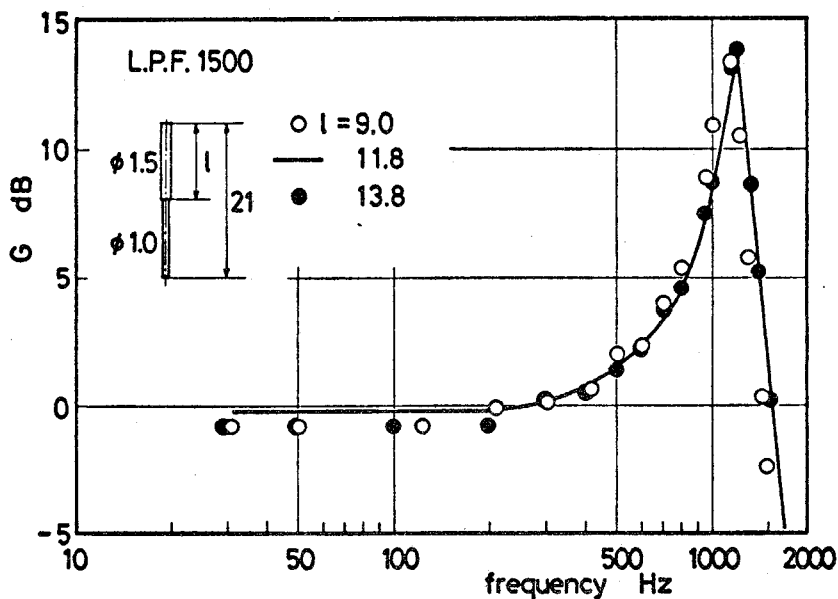


図 2-21 導圧路の $\phi 1.5$ 導圧部の長さの相違が圧力変換器系の周波数特性に及ぼす影響
(電磁誘導式のスリップリングを通さない場合の利得 G の変化)

ばらつきは、羽根面上の圧力変動の測定値に影響を与えないと結論することができる。

2-4 三孔ピトー管のピトー係数

風洞の十分に整流された流れの中で、前述の三孔ピトー管のピトー係数を調べた。流れの動圧と静圧は、JIS規格のL形ピトー管で測定した。

まず三孔ピトー管の水準器が水平を示す時の角度と、測圧孔2と3の示圧が等しくなる時の角度を調べたところ、両者は等しいことが分った。すなわち、水準器に対して測圧孔2と3の中点がなす角は0度である。

図 2-22 に、ピトー係数の流速による変化を示す。測圧孔1のピトー係数 ζ_1 は流速によって変化しないが、測圧孔2と3のピトー係数 ζ_2 、 ζ_3 は変化することが分る。従

って、 ζ_2 の値は流速範囲を区切って、それぞれの範囲内での算術平均値をもって、その値とした。すなわち、以下のように決定した。なお、 ζ_3 の値はこの研究では使用しない。

$$\zeta_1 = 0.994$$

$$\zeta_2 = 0.098 \quad (\text{流速 } 14 \text{ m/s 以下})$$

$$0.040 \quad (14 \sim 20 \text{ m/s})$$

$$-0.003 \quad (20 \text{ m/s 以上})$$

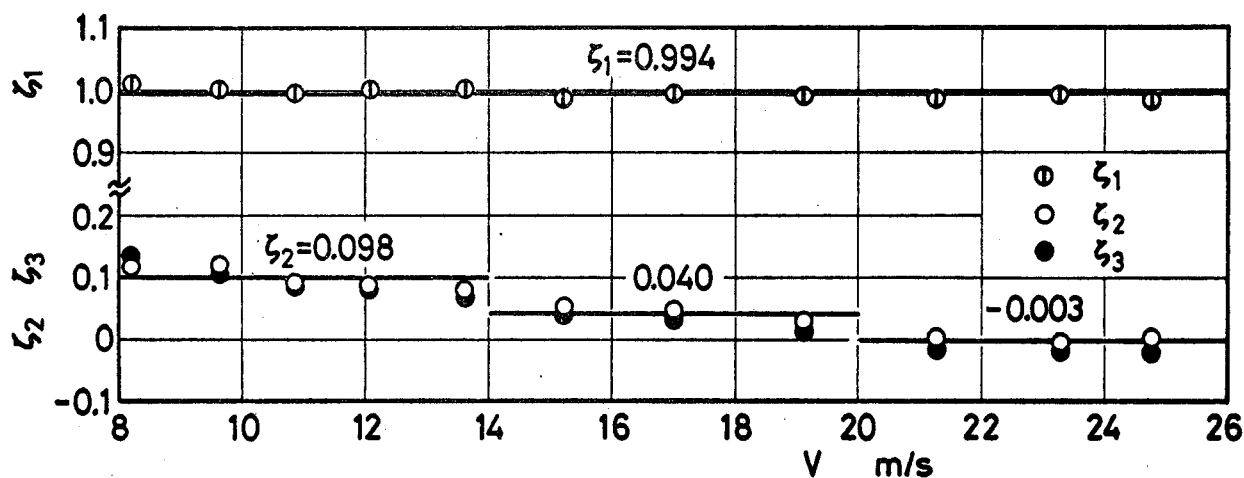


図 2-22 三孔ピット管のピット係数 ζ_1 、 ζ_2 、 ζ_3 の流速 V による変化

第3章 羽根車の流路に生じる気柱振動とその放射音

送風機を規定の回転数 2800 rpm で運転し、絞り装置で流量を変えていく場合と、絞りを一定にして回転数を変えていく場合のそれぞれにおいて、ある作動点で送風機から強い音が発生する。一方、羽根車を通る流れの中には、これに対応して、特定の周波数成分が卓越した圧力の変動が生じる。この章では、このような騒音の発生現象に着目して、実験的に研究を行なった結果について述べる。

3-1 実験の内容と測定法

送風機の特性を調べるとともに、その騒音の測定を行った。前述の強い音は、羽根車の空洞が共鳴して生じたものであると考えられたので、羽根車の羽根面上の圧力の変動も測定した。

この圧力変動が、羽根溝内の気柱振動に基づくものであることを実証するために、実機の羽根溝と全く同一寸法のモデルを製作して、この空洞の気柱振動のモードを調べた。さらに、停止中の実機の音響学的固有振動数を調べた。

後述するような、実機において現われた放射音の変調現象を実験的に解明するために、回転する音源のモデルを製作して、その放射音を測定した。

羽根溝内の気柱振動の発生にとって、羽根車出口近傍の流れが重要であることが分かったので、気柱振動の生じている作動点において、三孔ピトー管を使用して羽根車から吐出される流れを測定した。さらに、気柱振動発生時の羽根車内部の平均的な流れを調べるために、羽根車の羽根面上の静圧を測定した。

3-1-1 送風機の特性試験

一定回転数 2800 rpm で行なった。吐出ヘッドは三孔ピトー管を用いて、既述の図 2-3 に示す位置 ($r/r_2 = 1.13$) で測定した。羽根幅の中央に、ピトー管の測圧孔をセットして、その測圧孔 1 の示圧が最大となるまでピトー管を回転した。その時の測圧孔 1 の示圧を立形の精密マノメータで測定し、これを吐出ヘッドとした。吸込ヘッドは L 形ピトー管を用いて、既述の流量測定位置で測定した。この吐出ヘッドと吸込ヘッドの差を送風機の全ヘッドとした。

軸トルクは、既述の図 2-1 の ④ の位置にストレインゲージ式のトルクメータを挿入して測定した。その計測には動歪測定器を用いた。

送風機の効率 $\eta\%$ は次式から求めた。

$$\eta = \frac{\gamma_{\text{air}} Q H}{60 \times P} \times 100 \quad (3.1)$$

ここで

Q : 流量 m^3/min

H : 全ヘッド mair

P : 軸動力 $\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}$

γ_{air} : 空気の比重量 (実験室の気温と気圧から求めた)
 kg/m^3

また、送風機の流量係数 ϕ とヘッド係数 ψ は次式で定義される値を用いた。

$$\phi = \frac{\bar{V}_{m2}}{u_2} = \frac{Q}{2\pi r_2 u_2 b \times 60} \quad (3.2)$$

$$\psi = \frac{H}{u_2^2 / g} \quad (3.3)$$

こゝで

$\bar{v}_{m2}$: 羽根車出口端 ($r=r_2$) における径方向分速度の平均値 m/s

u_2 : 羽根車外周 ($r=r_2$) の周速度 m/s

r_2 : 羽根車の外半径 m

b : 羽根幅 m

g : 重力の加速度 m/s^2

3-1-2 送風機の騒音の測定

口径 1 インチのコンデンサマイクロフォン (B&K 製) を使用した。騒音の分析には、定比周波数分析器とレベルレコーダを用いた。図 3-1 に、そのブロック線図を示す。

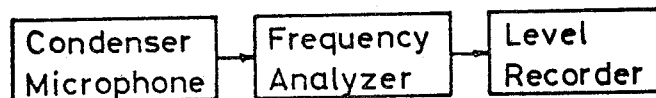


図 3-1 送風機の騒音の測定
ブロック線図

図 3-2 に、送風機が図 2-1 で示した状態にある場合の測定位置を示す。送風機の回転数を 2800 rpm に保ち、絞り装置で流量を変えて測定した。さらに、絞りを一定に保ち、送風機の回転数を変えて測定した。

送風機から吸込管を取りはずして、図 2-1 の ⑦ に入口ノズルを取り付けた場合の測定位置を図 3-3 に示す。送風機の軸心上、羽根車の吸込口から $L=820$ mm の位置で

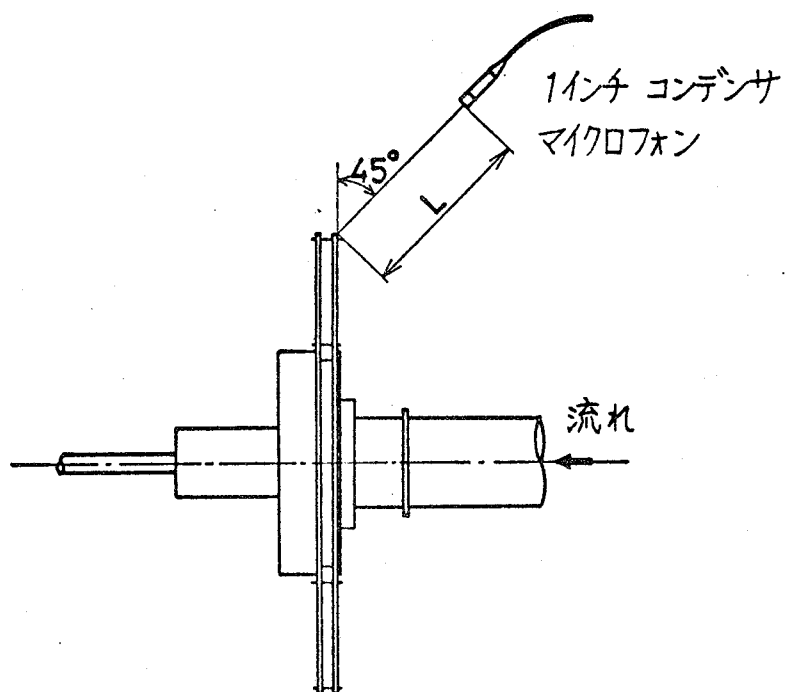


図 3-2 ディフューザ出口における
騒音測定位置 $L=350\text{ mm}$

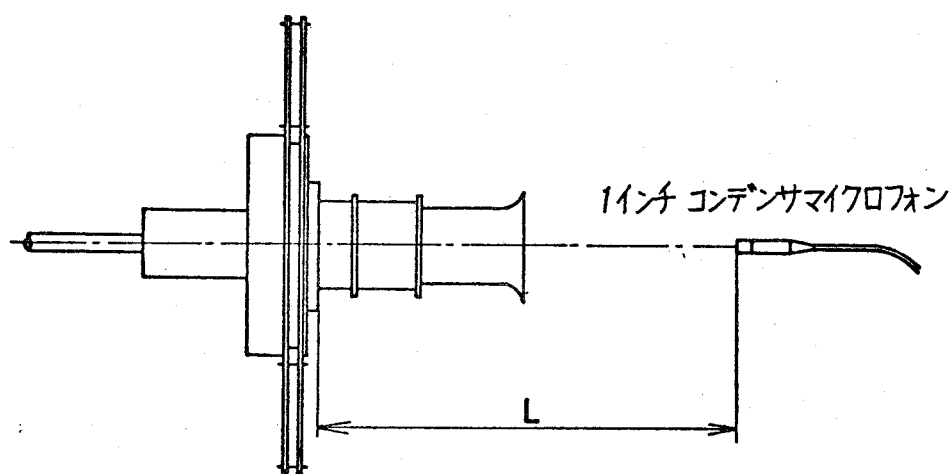


図 3-3 送風機の軸心上における騒音の
測定
(L は羽根車吸込口から測った距離)

測定した。送風機から吸込管を全く取り除いた場合，すなわち，羽根車の吸込口を大気に露出した状態では，軸心より $L = 615 \text{ mm}$ で測定した。入口ノズルを取り付けた状態と吸込管が全くない状態では，いずれも絞りによる流量制御は行なえないから，送風機の回転数を変えて騒音を測定した。

3-1-3 羽根車の羽根面上の圧力変動の測定

上記の騒音の測定に対応して，羽根車の羽根面上の圧力変動を測定した。測定には，自作の圧力変換器を使用した。図 3-4 に，ブロック線図を示す。

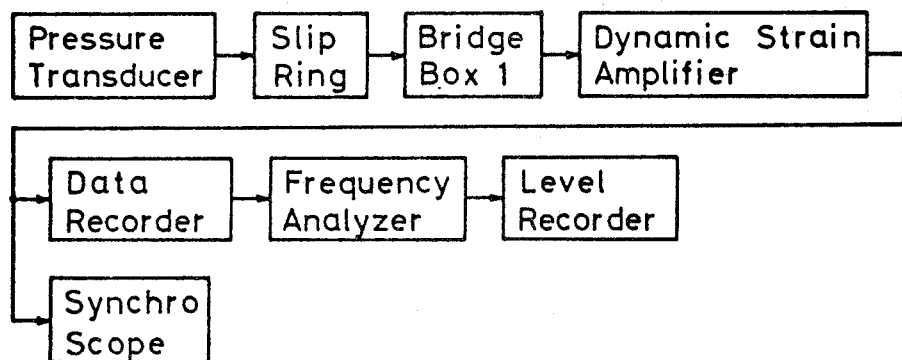


図 3-4 羽根車の羽根面上の圧力変動の測定
ブロック線図

変換器からの信号を電磁誘導式のスリップリング，ブリッジボックス 1 を通して，動歪測定器で増幅した。この際，動歪測定器内蔵の 1500 Hz のローパスフィルタを通した。増幅された信号を，シンクロスコープでモニターしながらデータレコーダに記録した。記録したデータを，定比周波数分析器で分析した。なお，あらかじめデータレコーダ内蔵の発振器を用いて，既知の大きさの 500 Hz

の校正信号を記録してある。上記の分析器を通して得られる校正信号のレベルと変換器からの信号のレベルを相互比較することによって、圧力の変動の実効値を求めた。さらに、既述の圧力変換器の周波数特性（図 2-19-b）を用いて、この値を補正した。そのあと、圧力変動成分の大きさを、次式によって音圧レベル SPL^* dB に換算した。

$$SPL^* = 20 \log \frac{P_{rms} \times 98}{0.0002} \quad (3.4)$$

ここで、 $2 \times 10^{-5} \text{ N/m}^2$ を基準の実効音圧とした。

P_{rms} : 圧力変動成分の実効値 mmAq

3-1-4 羽根溝モデルの気柱振動のモードの測定

図 3-5 に示す羽根溝モデル（厚さ 10 mm の塩化ビニル板

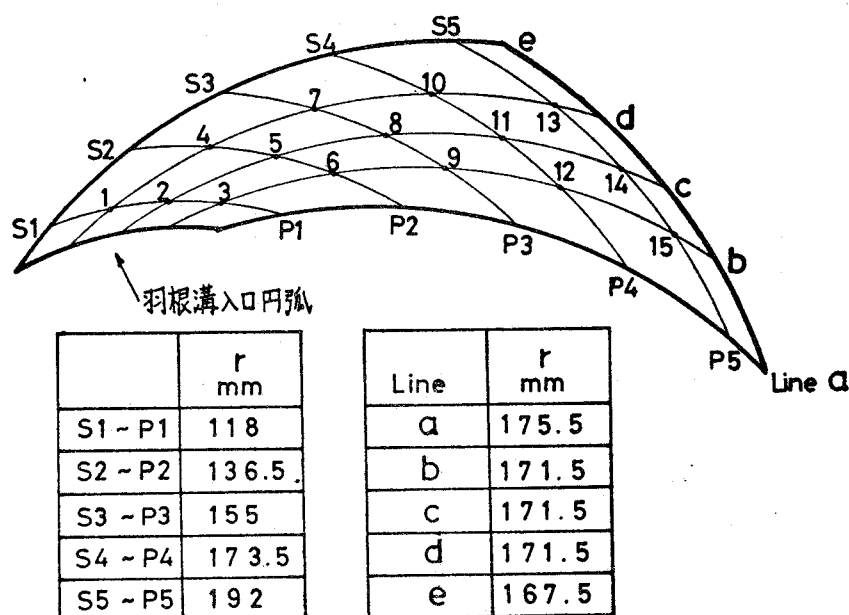


図 3-5 羽根溝モデルにおける音圧測定孔
(曲線 a ~ e に対して示した r mm は曲線の曲率半径。
b, c, d は羽根溝の入口円弧を等分する)

製) には, 音圧測定孔 P1~P5, S1~S5, 1~15 が設けてある。P1~P5 及び S1~S5 は, 羽根幅方向中央に設けてあり, 1~15 は両シュラウドのうち片側に集めて設けてある。モデルの入口近くにスピーカをセットして, ホワイトノイズジェネレータを使用して音波を放射した。音圧の測定には, アダプタ付きの 1/4 インチコンデンサマイクロフォン (図 3-6) を使用し, 定比周波数分析器で分析した。

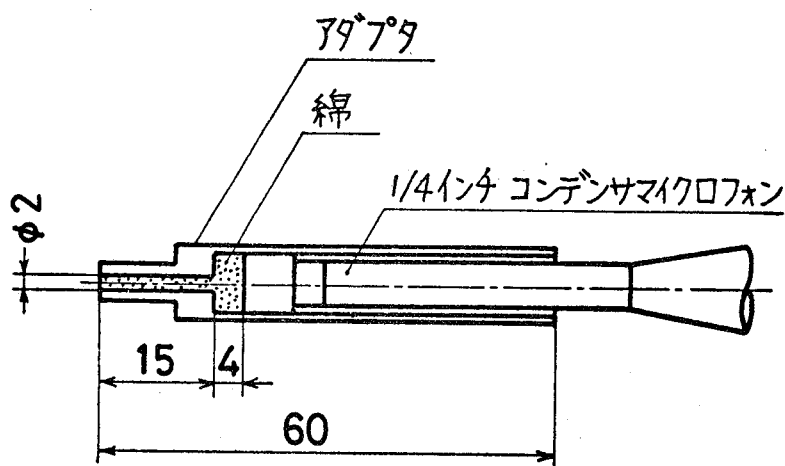


図 3-6 アダプタ付き 1/4 インチコンデンサマイクロフォン

あらかじめ, スピーカの周波数特性を上記のアダプタ付きマイクロフォンで調べてあるので, それを基準にして, 音圧レベルの増分 ΔdB を求めた。

3-1-5 停止中の実機の音響学的固有振動数の測定

図 3-7 に, 測定の方法を示す。発振器を使用して, スピーカから純音を放射した。この際, スピーカ入力の電

圧値は一定に保って、その周波数を変えた。音圧レベルを 1/4 インチコンデンサマイクフォン(B&K製)と定比周波数分析器で測定した。

羽根車単体についての測定では、羽根車の前面シュラウド側のディフューザ壁を取りはずして、測定点1で測定した。

羽根車とディフューザを組み合わせた状態についての測定では、測定点2で測定した。

羽根溝モデルの実験と同様に、音圧レベルの増分 Δ dB を求めた。

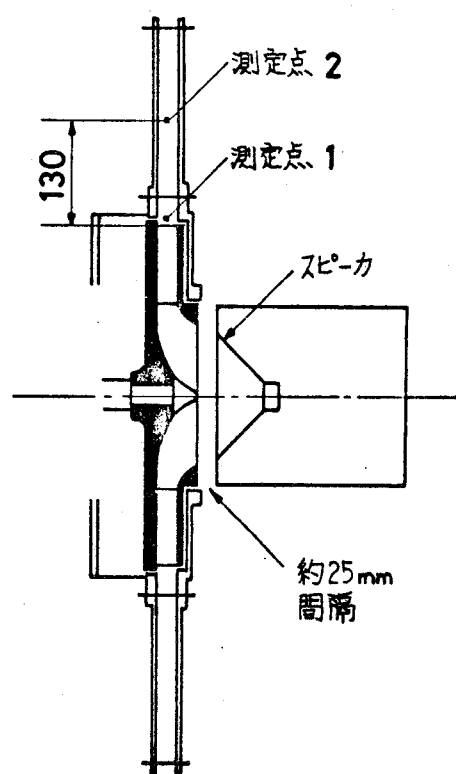


図3-7 停止中の実機の音響学的固有振動数の測定
(スピーカから純音を放射した)

3-1-6 回転音源から放射される音波の測定

送風機の吸込管、ディフューザ、羽根車を取りはずし、羽根車軸に、図3-8に示す円板を取り付けた。塩化ビニル製のこの円板(厚さ10mm)には、4個の同じスピーカが同一円周上で等間隔に取り付けてある。それぞれのスピーカへの入力の電圧値と周波数(800Hz)は一定であるが、位相関係を変えた。これには、スピーカ入力端子の+と-を入れ換えて結線すると、スピーカの放射音の位相が反転することを利用した。

スピーカを鳴らしながら、円板を1930 rpmで回転し、その放射音を1インチコンデンサマイクフォン(B&K

K製) を使用して測定した。この測定された音を定比周波数分析器で分析した。なお、円板の回転数としては、必ずしも 1930 rpm である必要はない。しかし、この装置が十分安全に運転できて、しかも上記のスピーカが正常に作動する必要がある。また音波の変調現象を測定するということからすれば、回転数は高い方が望ましい。このようなことから、回転数として 1930 rpm を選んだ。

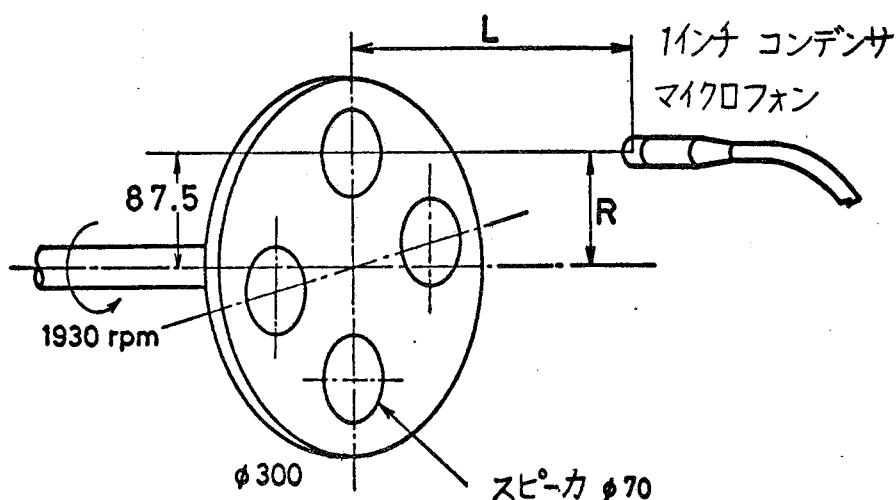


図 3-8 回転音源モデルから放射される音波の測定

(放射音の周波数は 800 Hz。スリップリングを通してスピーカに電力を供給した)

3-1-7 羽根車から吐出される流れの時間的平均速度の測定

既述の図 2-3 に示す位置 ($r/r_2 = 1.13$) において、三孔ピトー管を羽根幅方向にトラバースした。ピトー管の測圧孔の示圧は、立形の精密マノメータで測定した。

この $r/r_2 = 1.13$ において測定された流れの絶対速度を、

以下に示す方法で羽根車出口直後 ($r/r_2 = 1.01$) における値に換算した。

$r/r_2 = 1.01$ と 1.13 の間で、角運動量が保存されていることと、連続の関係が成立することを用いると、出口直後における流れの絶対速度の周方向成分 V_{u20} m/s と径方向成分 V_{m20} m/s はそれぞれ次式で与えられる。

$$V_{u20} = \frac{1.13}{1.01} \times V \cos \alpha \quad (3.5)$$

$$V_{m20} = \frac{1.13}{1.01} \times V \sin \alpha \quad (3.6)$$

ここで

V : $r/r_2 = 1.13$ において測定した流れの絶対速度 m/s

α : $r/r_2 = 1.13$ において測定した絶対流れ角 deg

上記の V_{u20} と V_{m20} から、出口直後における相対速度 w_{20} m/s と相対流れ角 β_{20} deg は、速度三角形 (図 3-9) の関係を用いて、それぞれ次式で与えられる。

$$w_{20} = \sqrt{V_{m20}^2 + (1.01 \times u_2 - V_{u20})^2} \quad (3.7)$$

$$\beta_{20} = \sin^{-1} \left(\frac{V_{m20}}{w_{20}} \right)$$

(3.8)

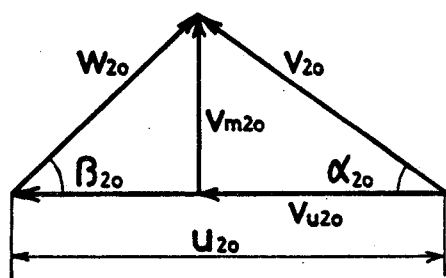


図 3-9 羽根車出口直後における速度三角形の説明図

ここで

u_2 : 羽根車外周 ($r/r_2 = 1.0$) の周速度 m/s

また, $r/r_2 = 1.13$ において測定した流れの絶対速度を用いて, 羽根車出口端 ($r/r_2 = 1.0$) における平均相対速度 $\bar{w}_2$ m/s と平均相対流れ角 $\bar{\beta}_2$ deg を以下に示す方法で求めた。

出口端における絶対速度の径方向成分の平均値 $\bar{v}_{m2}$ m/s は, 連続の関係から次式で与えられる。

$$\bar{v}_{m2} = \frac{2\pi r_2 b \times 1.13}{A_{n2} n_b} \bar{v}_m \quad (3.9)$$

こゝで

r_2 : 羽根車外半径 m

b : 羽根幅 m

n_b : 羽根数

A_{n2} : $r/r_2 = 1.0$ における流路面積 (図 2-5 参照) m^2

$\bar{v}_m$: $r/r_2 = 1.13$ における径方向分速度 v_m の羽根幅方向平均値 $(= \frac{1}{b} \int_0^b v_m dz)$ m/s

出口端における周方向分速度の平均値 $\bar{v}_{u2}$ m/s は, 角運動量が保存されているということを用いて, 次式で与えられる。

$$\bar{v}_{u2} = 1.13 \times \bar{v}_u \quad (3.10)$$

こゝで

$\bar{v}_u$: $r/r_2 = 1.13$ における周方向分速度 v_u の羽根幅方向平均値 $(= \frac{1}{b} \int_0^b v_u dz)$ m/s

上記の $\bar{v}_{m2}$ と $\bar{v}_{u2}$ から, $\bar{w}_2$ と $\bar{\beta}_2$ が次式により求まる。

$$\bar{w}_2 = \sqrt{(u_2 - \bar{v}_{u2})^2 + \bar{v}_{m2}^2} \quad (3.11)$$

$$\bar{\beta}_2 = \sin^{-1} \left(\frac{\bar{V}_{m2}}{\bar{W}_2} \right) \quad (3.12)$$

3-1-8 羽根車の羽根面上の静圧の測定ならびに内部流れを求めた方法

既述の静圧取り出し装置を使用して、羽根車の羽根高圧側及び低圧側の静圧の分布を測定した。圧力の測定には、立形の精密マノメータを使用した。

マノメータが示す圧力（ゲージ圧） p_m kg/m^2 に、羽根面上の測定点の半径位置 r_m （表 2-2）できまる遠心力の補正を行なうことによって、羽根面静圧（ゲージ圧）が求まる。すなわち、次式で与えられる。

$$\frac{p_s - p_a}{\gamma_{\text{air}}} = \frac{p_m}{\gamma_{\text{air}}} + \frac{(r\omega)^2}{2g} \quad (3.13)$$

ここで

p_s : 羽根面静圧 kg/m^2

p_a : 大気圧 kg/m^2

γ_{air} : 空気の比重量（実験室の気温と気圧から求めた）
 kg/m^3

ω : 羽根車の回転角速度 rad/s

g : 重力の加速度 m/s^2

次に、この羽根面静圧の測定値から、羽根車内部における、流れ方向の一次元的な流動を求めた方法について述べる。

羽根車内部の半径 r の円と半径 $r+dr$ の円で作られる高さが一定（ b ）の環状領域に、角運動量の法則を適用す

る。(図 3-10 参照)

この領域で流体に作用するトルクは，まっつ力を無視すると，羽根高压側の圧力 P_{sp} と低压側の圧力 P_{ss} の差圧に基づくトルクだけであり，結局次式が成立する。

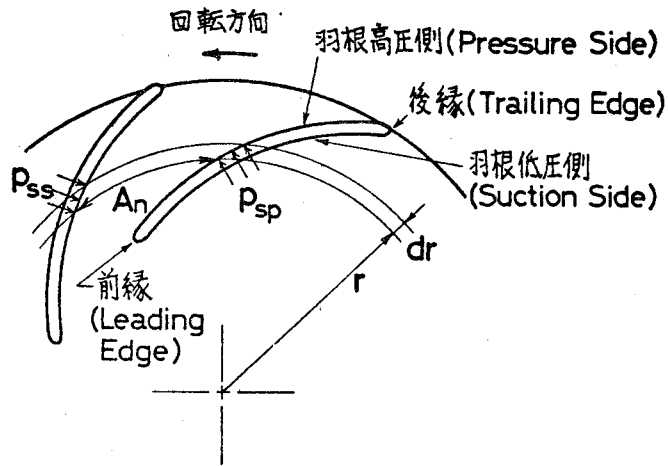


図 3-10 羽根面静圧分布の実測値から羽根車内部の平均的な流れを計算する際の説明図

$$PQ \frac{d(r\bar{v}_u)}{dr} = n_b b r (P_{sp} - P_{ss}) \quad (3.14)$$

こ こ で

P : 流体の密度 $\text{kg} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$

Q : 流量 m^3/s

$\bar{v}_u$: 絶対速度の周方向分速度の平均値 m/s

n_b : 羽根数

式 (3.14) の各変数を無次元化すると，次式が得られる。

$$\frac{d(r^* \bar{v}_u^*)}{dr^*} = \frac{p^* r^*}{Q^*} \quad (3.15)$$

$$\zeta = z^*, \quad r^* = r/r_2, \quad \bar{v}_u^* = \bar{v}_u/u_2, \quad p^* = \frac{p_{sp} - p_{ss}}{\rho u_2^2}$$

$$Q^* = \frac{Q}{n_b b r_2 u_2} \quad \text{であり, } r_2 \text{ は羽根車外半径, } u_2 \text{ は羽根}$$

車外周の周速度である。

式(3.15)を r_i^* (無次元化された羽根車内半径)から r^* まで積分すると、次式が得られる。

$$\bar{v}_u^* = \frac{1}{r^*} \int_{r_i^*}^{r^*} \frac{p^* r^*}{Q^*} dr^* + \frac{r_i^* \bar{v}_{ui}^*}{r^*} \quad (3.16)$$

ここで、 $\bar{v}_{ui}^*$ は $r^*=r_i^*$ における無次元化された絶対速度の周方向分速度であるが、羽根車入口において、流体が直角に流入すると仮定する。すなわち、 $\bar{v}_{ui}^*=0$ とする。

さて、 p^* が r^* の多項式で与えられるような場合は、式(3.16)の積分は簡単に実行できて、 $\bar{v}_u^*$ は r^* の関数として与えられる。この研究では、羽根車の入口付近の、 p^* が r^* の2次式で表わせる領域についてのみ、 $\bar{v}_u^*$ を r^* の関数として表わせ、 $\bar{v}_u^*$ の数値を計算した。それ以外の領域においては、上記の積分を台形公式を用いて実行した。

すなわち、任意の半径 r_{i+1}^* における $\bar{v}_{ui+1}^*$ の値は、 r_i^* における $\bar{v}_{ui}^*$ の値を用いて、次式により計算した。

$$\bar{v}_{ui+1}^* = \bar{v}_{ui}^* \left(\frac{r_i^*}{r_{i+1}^*} \right) + \frac{\Delta r_i^*}{2Q^*} \left\{ p_i^* \left(\frac{r_i^*}{r_{i+1}^*} \right) + p_{i+1}^* \right\} \quad (3.17)$$

ここで、 $\Delta r_i^* = r_{i+1}^* - r_i^*$ の値は、実際上十分小さな正の値である。

一方，流れの絶対速度の径方向分速度の平均値 $\bar{V}_m$ の無次元値 $\bar{V}_m^*$ は，次式により求まる。

$$\bar{V}_m^* = \frac{\bar{V}_m}{U_2} = \frac{Q}{n_b U_2 A_n} \quad (3.18)$$

ここで， A_n は羽根車の流路面積（図 3-10）である。その数値は，前章の図 2-5 に示してある。この数値は，羽根とシュラウドの溶接による面積の減少を考慮したものである。

$\bar{V}_u^*$ と $\bar{V}_m^*$ の値が求まると，速度三角形の関係を用いて，相対速度 $\bar{W}^*$ と相対流れ角 $\bar{\beta}$ が次式により計算される。

$$\bar{W}^* = \sqrt{(\bar{r}^* - \bar{V}_u^*)^2 + \bar{V}_m^{*2}} \quad (3.19)$$

$$\bar{\beta} = \sin^{-1} \left(-\frac{\bar{V}_m^*}{\bar{W}^*} \right) \quad (3.20)$$

3-2 実験結果ならびに考察

3-2-1 騒音の発生現象

図 3-11 に，送風機の特性格線を示す。最高効率点は， $Q = 14.4 \text{ m}^3/\text{min}$ である。最高効率点付近から，これ以下の流量域で，ヘッド曲線（H）と効率曲線（ η ）にくぼみが現われているが，これは第 4 章で述べる旋回失速の影響である。ここで述べる騒音発生現象は，最高効率点以上の流量域に特有の現象である。

送風機の回転数を一定値 2800 rpm に保ち，吸込管入口の絞り装置を全開から徐々に絞る，といく時，耳障りな音

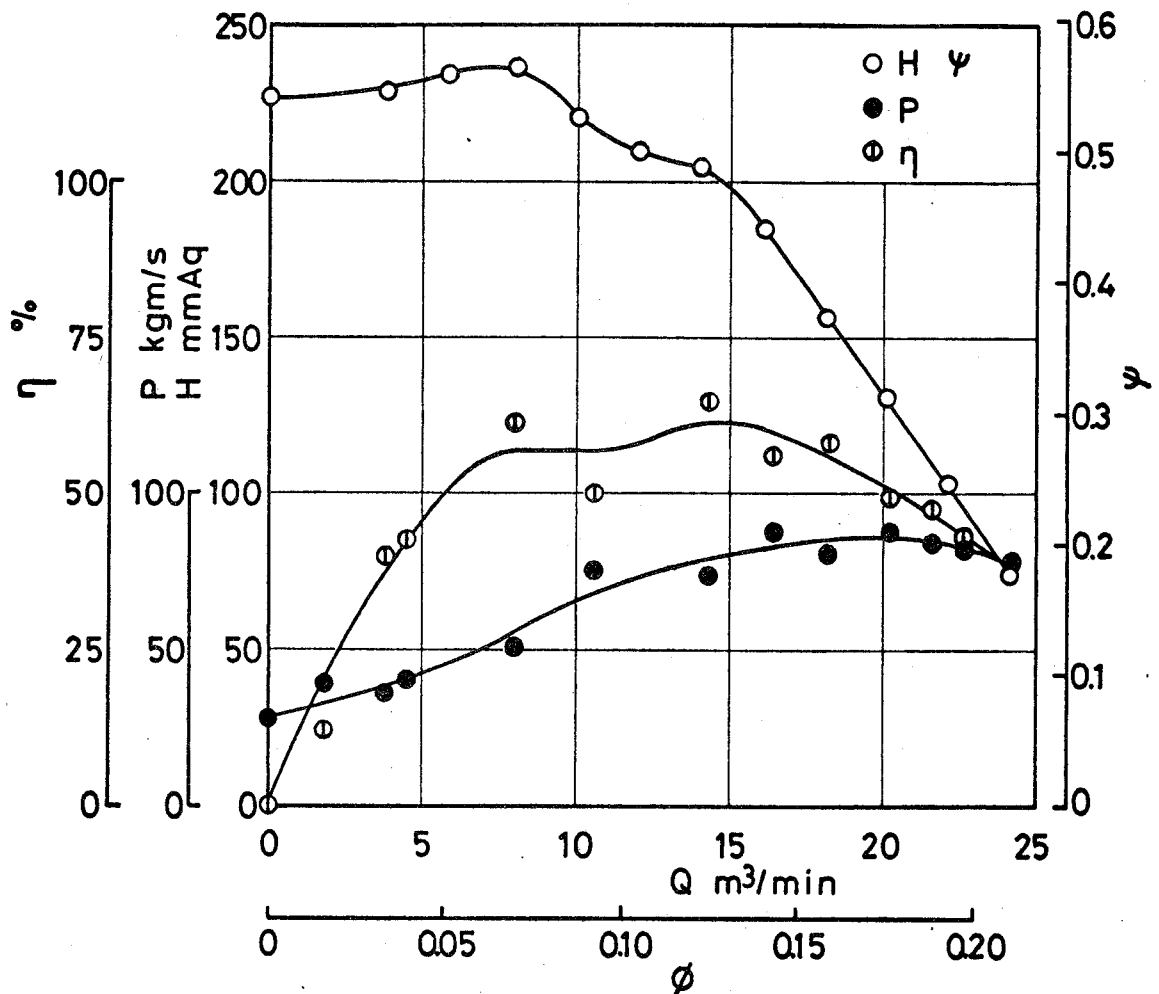


図 3-11 送風機の特性能曲線
(流量 Q , 流量係数 ϕ , 全ヘッド H , ヘッド係数 ψ , 軸動力 P , 効率 η)

が発生しはじめた。この音は、 $Q=18.5$ で最も強くなり、流量をこれよりさらに絞っていくと、やがて弱くなり、ついに消滅した。図 3-12-a ~ c に、ディフューザ出口 (図 3-2, $L=350\text{ mm}$) で測定したこの騒音の分析結果を実線で示す。図中、破線は羽根車と吸込管をはずして、電動機と送風機の軸を回転した時のスペクトルである。

測定された最大流量 $Q=24.1$ で、スペクトルは比較的ブロードであるが、 $Q=18.5$ では、 750 Hz と 1130 Hz の卓越した成分が現われている。 $Q=16.1$ になると、これらの成分は小さくなり、 750 Hz では卓越した成分が見られなくな

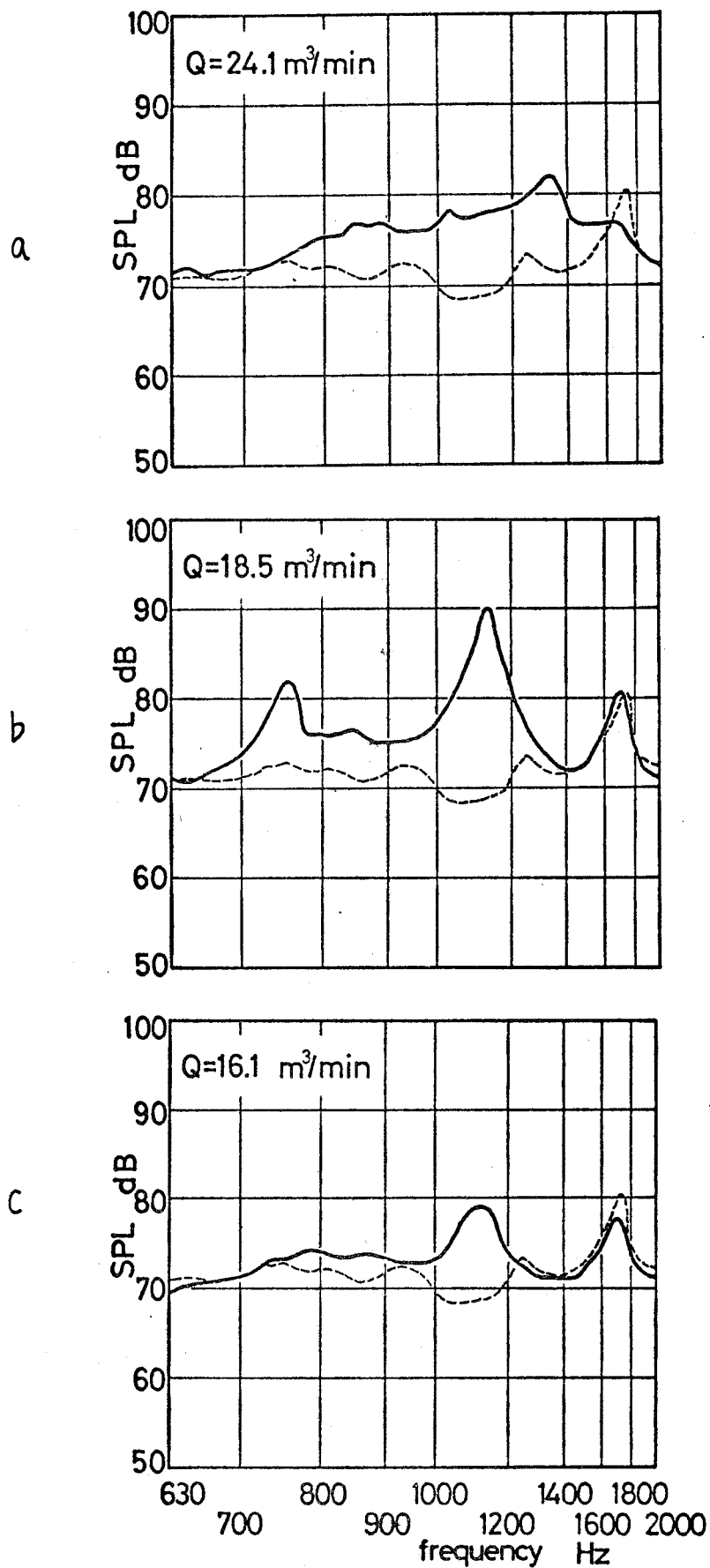


図 3-12 2800 rpm で運転した時、ディフューザ出口で測定される騒音の周波数スペクトル (SPL は音圧レベル。破線は電動機と送風機軸を回転した時のスペクトル。)

っている。この二つの成分が、前述の耳障りな音の原因であることが明らかとなった。

図3-13に、騒音のオーバーオールレベルと、これら二つの成分のレベルが流量によって変化するようすを示す。

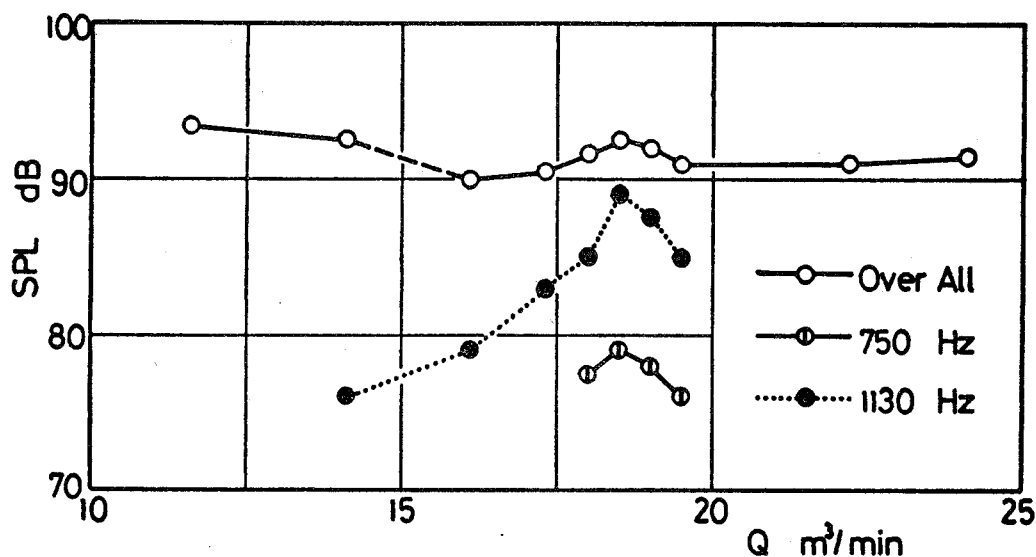
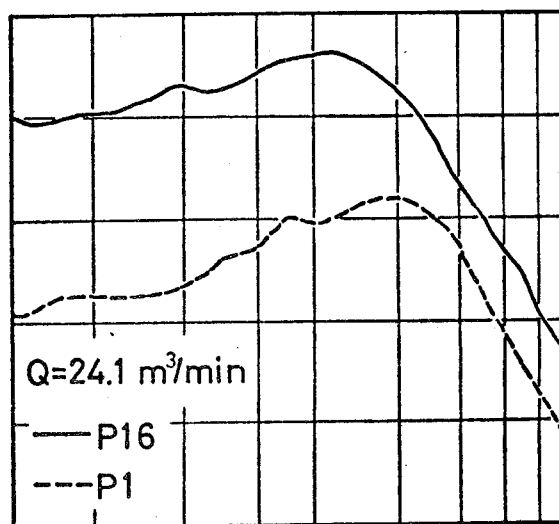


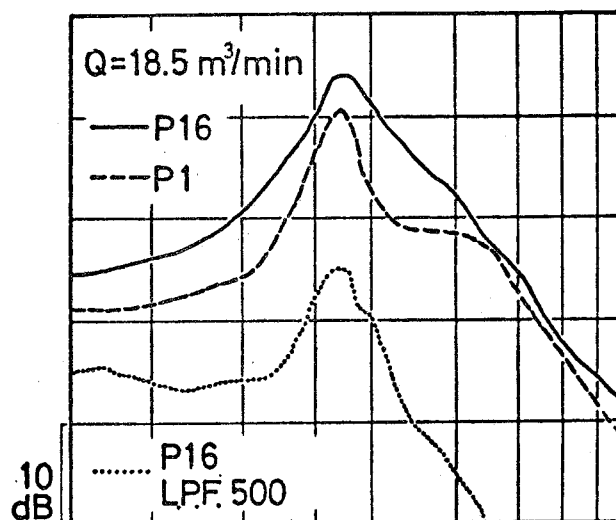
図3-13 $n=2800$ rpmで運転した時、ディフューザ出口で測定される騒音の音圧レベルSPLと送風機流量 Q の関係（ $Q=14.1$ 以下の流量域における騒音のオーバーオールレベル値の中には、第4章で述べる旋回失速の影響が含まれている。 $Q=16.1$ 以上の流量域においては、羽根車に旋回失速は生じていない。すなわち、送風機は正常な作動状態にある。このような非失速状態と、上記の失速状態の騒音のオーバーオールレベルを区別する意味で、 $Q=16.1$ と $Q=14.1$ のオーバーオールレベル値を破線で結んである。）

この騒音特性に着目して、羽根車の羽根面上の圧力変動を測定し、分析したものを図3-14-a～cに示す。測定は、羽根入口付近の高圧側測定点P16（図2-5参照）と

a



b



c

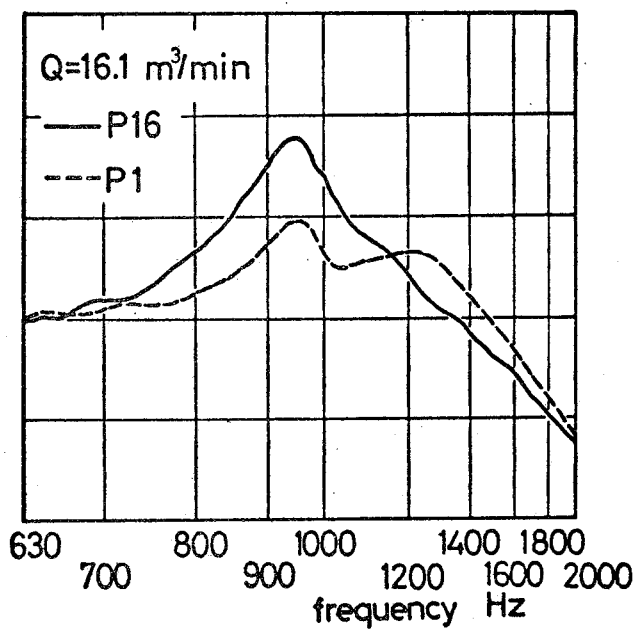


図 3-14

$\eta=2800 \text{ rpm}$ で運転した時の羽根面上の圧力変動の周波数スペクトル
(羽根入口付近の高圧側測定点 P16 と後縁測定点 P1 で測定)

羽根後縁測定点 P1 で行なった。なお、このスペクトルには、前述の圧力変換器の周波数特性に基づく補正を行っていない。

前述のように、 $Q=18.5$ において、騒音スペクトル中に二つの成分が卓越しているのに対し、羽根車内部の圧力変動のスペクトル中には、 950 Hz の成分が卓越している。すでに、2-3-2 で述べた圧力変換器の周波数特性が、このスペクトルに影響していることが懸念されたので、動歪測定器内蔵の 500 Hz のローパスフィルタ (L.P.F. 500) を通して測定したところ、やはり 950 Hz の成分が卓越していることが明らかとなった。

図 3-15 に、この成分の大きさを音圧レベルに換算したものが、流量によって変化するようすを示す。図中、黒丸は、 950 Hz の成分がスペクトル中で卓越していないことを示している。

図 3-13 と図 3-15 を比べると、これらの周波数成分の変化はよく対応していることが分る。

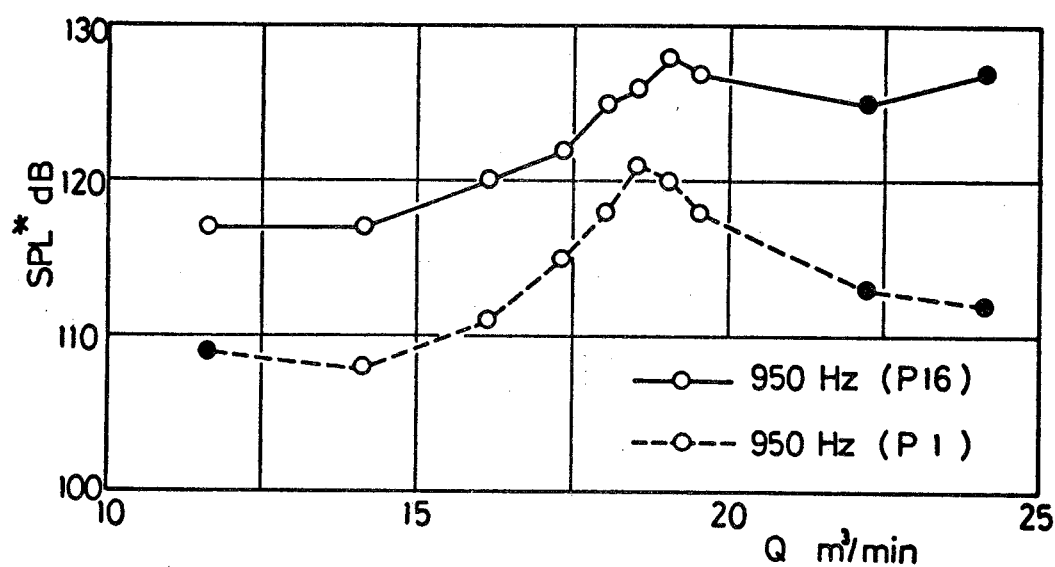


図 3-15 $n=2800\text{ rpm}$ で運転した時、羽根面上の圧力変動に現われる 950 Hz 成分の強さ SPL^* と流量 Q の関係

この実験結果より，「 $Q=18.5 \text{ m}^3/\text{min}$ において，羽根車の羽根溝内に気柱振動が生じて，周波数が 950 Hz の音が放射されているが，羽根車が回転しているために，この音は変調されて，結局二つの周波数 $950 \pm 4 f_E \text{ (Hz)}$ の音が測定された」と考えられた。ここで， $f_E \text{ (Hz)}$ は羽根車の回転速度である。

上記の推論は，以下 3-2-2，3-2-4 で述べる実験によって実証された。

3-2-2 羽根車の羽根溝内の気柱振動

送風機を $n=2800 \text{ rpm}$ ， $Q=18.5 \text{ m}^3/\text{min}$ の状態に保って， 950 Hz の圧力変動成分の強さの羽根に沿う分布を測定した。

図 3-16 に，この成分の大きさを音圧レベルに換算したものの R^* に対する分布を示す。 R^* は次式によって定義した。

$$R^* = \frac{r - r_1}{r_2 - r_1} \times 100 \quad (3.21)$$

ここで

r : 羽根面上の測定点の半径位置 mm

r_1 : 羽根車の内半径 mm

r_2 : 羽根車の外半径 mm

上の定義により， $R^*=0$ が羽根前縁に， $R^*=100$ が羽根後縁に対応する。この図を見ると，羽根高圧側では，前縁付近で変動が大きく，低圧側ではこれと反対に，後縁付近で変動が大きいことが分る。

この分布を図 3-17 に示す座標系で整理しなおしてみた。これは，羽根溝の幾何学的な中心線 OE に対して，羽根

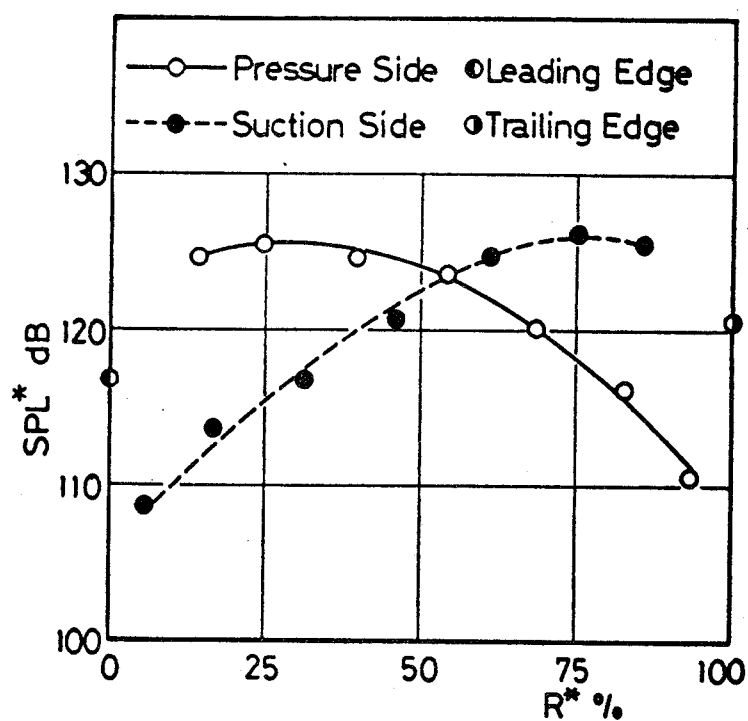


図 3-16 圧力変動成分 (950 Hz) の強さ SPL^* の羽根に沿う分布

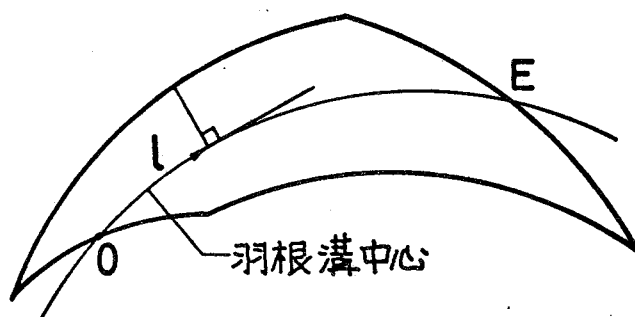


図 3-17 羽根溝内の位置を表わす一つの座標系

(羽根溝中心線は、羽根の中心線を羽根車中心のまわりに回転して得られる。それは羽根溝を等分する。 l は羽根溝の入口 0 から測った距離)

面上の各点から垂線を下し，その交点と羽根入口円上の点Oとの距離 l を測り，それを羽根面上の点の座標とする方法である。

図3-18に，整理しなおした場合の分布を示す。横軸の L^* は，図3-17のようにして定義した l を， $\widehat{OE}$ を100として表示した値である。上記の定義に従うと，羽根前縁および後縁の座標は，それぞれ二つ存在する。従って，前縁と後縁のデータは，それぞれ二つずつ示してある。この図を見ると，羽根高压側と低压側のデータは，一本の曲線上によく乗っていることが分る。前縁と後縁のそれぞれ二つのデータは，この曲線からはずれている。しかしながら，前縁と後縁の座標 L^* として，それぞれ $L^*=0\sim 100$ の範囲内にあるものを選べば，これらのデータ点も，上記の曲線に比較的近い位置にくる。

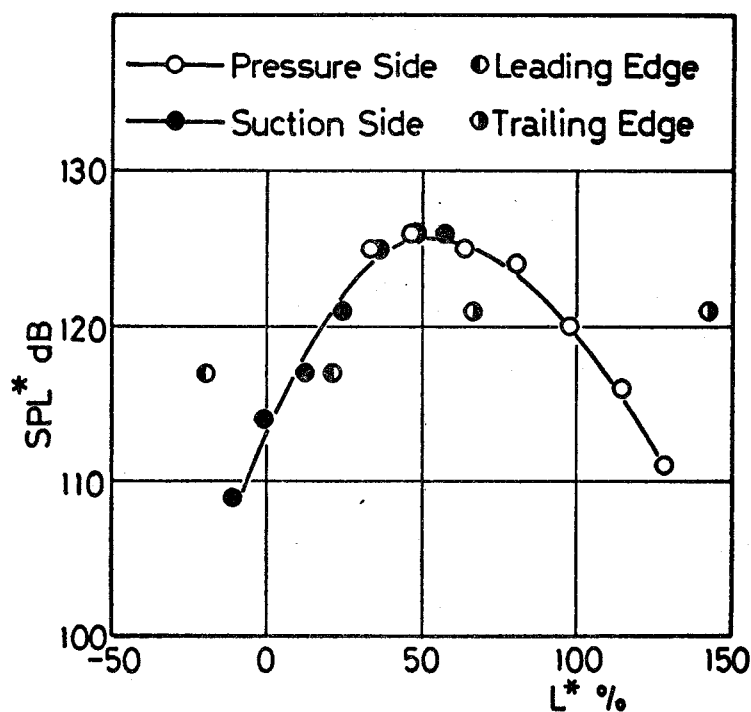


図3-18 圧力変動成分(950 Hz)の強さ SPL^* の L^* に対する分布

このように、羽根溝内の圧力変動分布を、一本の曲線で表わすことができるということは、この圧力の変動の原因となる非定常な現象が、羽根溝の中心線方向、言い換えると流れ方向の一次元的なものであることを示唆している。

上記の圧力の変動は、羽根溝内に生じた気柱振動に基づくものであると考えられる。このことを実証するために、実機の羽根溝と同一寸法のモデルを製作して、これの気柱振動モードを調べた。

羽根溝モデルの空洞を励振すると、1000 Hz, 1050 Hz, 1100 Hz と 1800 Hz, 1850 Hz, 1900 Hz の成分音の強さの高まりが羽根溝内で認められた。それぞれの周波数に対して、図 3-17 に示す座標系でモデル内の音圧分布を描いてみると、上記、前者の周波数系列については、その分布は定性的に同一であり、前者とは異なるが、後者の周波数系列についても音圧分布は定性的に同一である。それぞれの周波数系列に現われる三つの固有振動数は、羽根溝内の気柱の固有振動系列に対応すると考えられる。しかしながら、前述のように、それらの振動のモードをそれぞれ明確に判別することはできなかった。

1050 Hz と 1850 Hz の成分音の強さの分布を、それぞれ図 3-19 と図 3-20 に示す。この二つの振動数は後述するように、停止中の実機で測定された固有振動数である。

図 3-19 を見ると、モデルに設けたそれぞれの測定孔における音圧は、一本の曲線によって統一的に現わされることが分る。すなわち、これは羽根溝の中心線方向の一次元的な固有振動における音圧分布であると判定した。しかもこの分布は、運転中の実機において測定された圧力変動の分布、図 3-18 と定性的に同一である。

図 3-20 は、図 3-19 で示された固有振動に対する、高次

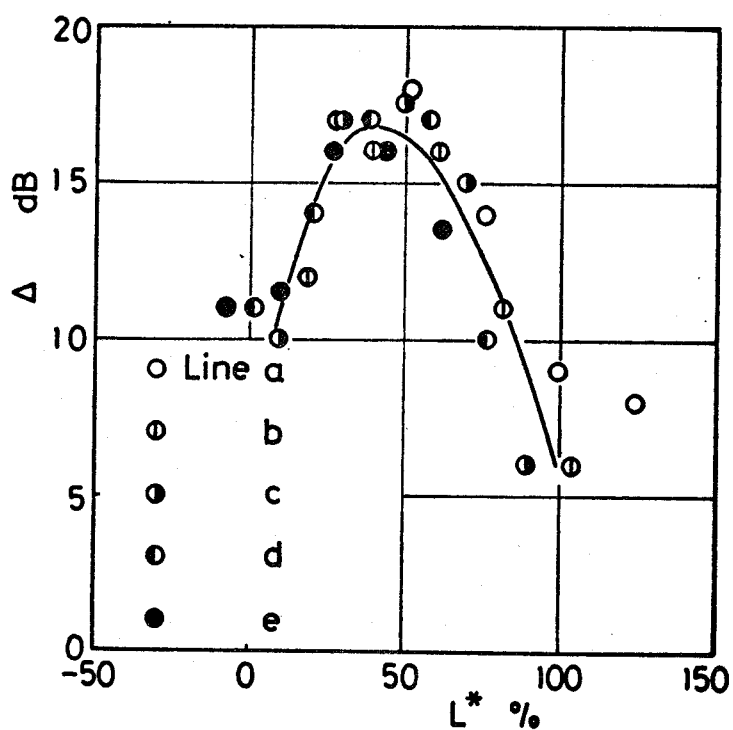


図 3-19 モデル内の成分音 (1050 Hz) の高まり Δ の L^* に対する分布
(モデルの空洞を, ホワイトノイズで励振した。Line a~e は, 図 3-5 の Line a~e に対応している。)

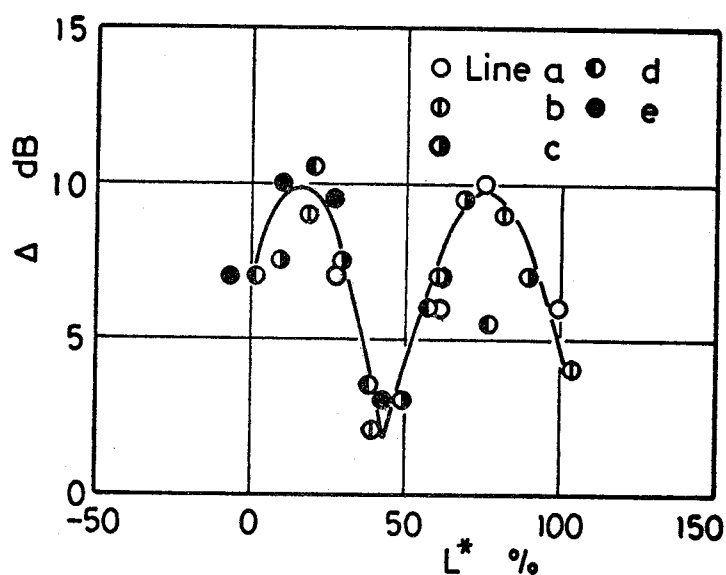


図 3-20 モデル内の成分音 (1850 Hz) の高まり Δ の L^* に対する分布
(モデルの空洞を, ホワイトノイズで励振した。Line a~e は, 図 3-5 の Line a~e に対応している。)

の固有振動のモードを示している。しかし、このモードは、運転中の実機では測定されなかった。

上に述べた実験結果（図3-18，3-19，3-20）から、 $Q = 18.5 \text{ m}^3/\text{min}$ において羽根溝内で測定された950 Hzの圧力変動成分は、羽根溝内に生じた気柱振動に基づくものであることが明らかとなった。その気柱振動は、羽根溝の幾何学的な中心線の方角、言い換えると流れ方向の一次元的な最低次振動であると認められた。

このような、流れ方向の一次元的なモードは、ダクト内に設置された直線平板翼列においても実現可能なものである。例えば、Parkerは翼間に生じる気柱振動のモードを、実験結果を基盤として理論計算している。⁽¹⁾⁽²⁾ その計算結果を見ると、直線翼列の chord-pitch ratio が1.8より大きければ、純然たる流れ方向の一次元モードが現われ得るものと認められる。直線翼列に関するこの結果と、著者の遠心羽根車（円形翼列）の実験結果を比較することは、必ずしも適当であるとは思われないが、例えば、上記の chord として、羽根車の羽根溝の中心線の長さ $OE = 19.16 \text{ cm}$ をとり、pitch として、羽根車の入口端と出口端における羽根ピッチの算術平均値、 12.2 cm をとって chord-pitch ratio を求めると、1.57 となる。この値は、上記の1.8に比較的近い値である。

さて、運転中の実機において測定された振動数(950 Hz)と羽根溝モデルにおいて測定された振動数(1050 Hz)は異なっている。このことに対して、羽根溝モデルを製作する際に避けることのできない工作精度が影響していることが、まずはじめに考えられた。この影響を調べるために、停止中の実機について、その音響学的固有振動数を測定した。

図3-21-a は、羽根車単体の3つの固有振動数を示し

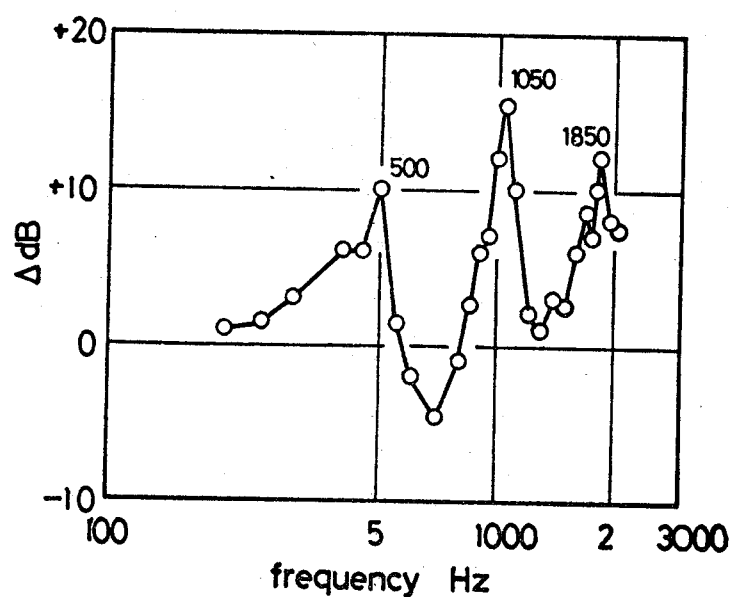


図 3-21-a 羽根車単体の場合の，測定点 1（図 3-7）における音圧レベルの高まり Δ と周波数の関係
（羽根車の空洞に純音を放射した。）

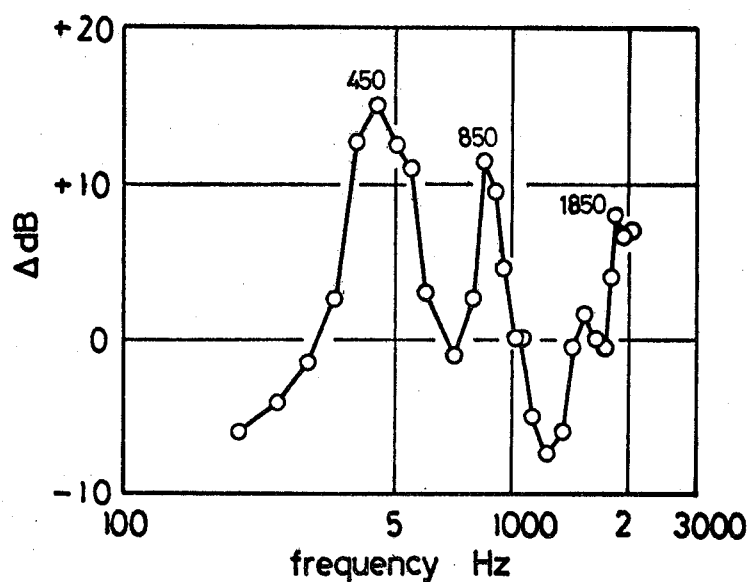


図 3-21-b 羽根車とディフューザを組み合わせた場合の，測定点 2（図 3-7）における音圧レベルの高まり Δ と周波数の関係
（羽根車の空洞に純音を放射した。）

ている。このうち、1050 Hz と 1850 Hz は上記の羽根溝モデルにおいても測定されたもので、明らかに羽根溝自体の固有振動数である。同時にこれは、羽根溝モデルの工作精度には問題がなかったことを示している。

上記の二つの振動数に加えて、500 Hz という固有振動数が測定されている。これは、羽根車全体の空洞の固有振動数、例えばヘルムホルツ形の空洞共鳴に関する固有振動数であると思われる。この種の空洞共鳴が、送風機の騒音の原因として問題になる場合があるかも知れないが、この実験においては、そのような騒音の発生は認められなかった。従って、この種の空洞共鳴の問題については、この研究の対象外であるとして、これ以上深く追求することとはしなかった。

さて、上に述べたように、運転中の実機で測定された振動数と羽根溝モデルで測定された振動数の相違の原因は、モデルの工作精度にあるのではなく、他にあると考えられる。すなわち、実機では羽根車のまわりにディフューザが備えられているが、モデルではこのようなものを付けていない。この相違が、羽根溝の音響学的固有振動数に及ぼす影響を調べるために、羽根車のまわりにディフューザを取り付けて、上記と同じ実験を行なった。その結果を図3-21-bに示す。羽根溝の固有振動数として、850 Hz、1850 Hz が測定された。この850 Hz は、上記の羽根車単体の実験で測定された1050 Hz に対応するものと考えられる。すなわち、ディフューザを取り付けたために、羽根車出口近傍における音波の反射の条件が変化して、固有振動数が1050 Hz から850 Hz に低下したものと考えられる。つまり、音響共鳴体としての羽根溝の流れ方向の長さが、みかけ上、少し長くなったものとみなされる。このことは単に、いわゆる開口端の条件の違いによる固

有振動数の変化であって、モードそのものが、全く別のものになったとは考えられない。従って、850 Hz という振動数に対応するモードは、前述の図 3-19 と定性的に同一であると認められる。

しかしながら、この 850 Hz と運転中の実機で測定された 950 Hz には、なお隔たりがある。この原因として、羽根溝内の気流が考えられる。運転中の羽根車の羽根溝内には、当然のことながら気流が存在し、しかも、この気流は一般に片寄りを生じている。このような気流が、羽根溝の開口端の状態に影響を及ぼして、固有振動数が変化したものと考えられる。しかし、それはあくまでも開口端の条件の違いに基因するもので、気柱振動のモードそのものが、運転中と停止中とで本質的に異なるものではないと考えられる。

3-2-3 羽根溝内の気柱の音響学的固有振動数について

すでに述べたように、羽根溝内で測定された最低次の気柱振動のモードは、流れ方向の一次元的なものである。この実験結果に基づいて、羽根溝内の気柱の音響学的固有振動数を計算してみる。

最も粗い考え方は、羽根溝を、両端が開放された断面積一定の直管とみる方法である。その直管の長さとしては、羽根溝の中心線（図 3-17）の全長 $\widehat{OE} = 19.16 \text{ cm}$ をとる。この場合、音速を $c = 344 \text{ m/s}$ にとると、固有振動数として、 $f = 898 \text{ Hz}$, 1795 Hz … が得られる。これは、停止中の実機で測定された値、1050 Hz, 1850 Hz（羽根車単体）あるいは 850 Hz, 1850 Hz（ディフューザ付き）に割合に近い値である。

さて、次に羽根溝を図3-22に示すようにモデル化して、その固有振動数を求める。このモデルは、両端が開放さ

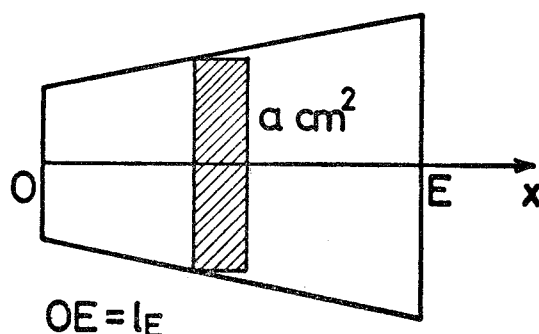


図 3-22 羽根溝のモデル化

れた幅一定の矩形断面管で、その断面積 a は、軸方向 (x 方向) に変化している。波動は x 方向だけに存在すると考えて、速度ポテンシャルを ϕ とすると、羽根溝内で次の波動方程式が成立する。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} (\ln a) - c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0 \quad (3.22)$$

$\phi = \xi(x) e^{-i\omega t}$ とおき、これを上式に代入すると次式が得られる。

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} + \left\{ \frac{d}{dx} (\ln a) \right\} \frac{d\xi}{dx} + k^2 \xi = 0 \quad (3.23)$$

ここに、 $k = \omega/c$ である。

ここに、断面積 a を次式のように表わす。

$$a = a_0 \sqrt{x + x_0} \quad (3.24)$$

さらに, $x+x_0=X$ とおくと, 式 (3.23) は次の様に変形される。

$$\frac{d^2\zeta}{dX^2} + \frac{1}{2X} \frac{d\zeta}{dX} + k^2\zeta = 0 \quad (3.25)$$

この式で, $\zeta=X^m\zeta$ とおき, さらに $m=\frac{1}{4}$ にとると, 式 (3.25) は, 次のベッセル方程式となる。

$$\frac{d^2\zeta}{dX^2} + \frac{1}{X} \frac{d\zeta}{dX} + \left\{ k^2 - \frac{(1/4)^2}{X^2} \right\} \zeta = 0 \quad (3.26)$$

上式 (3.26) の一般解は, $\frac{1}{4}$ 階と $-\frac{1}{4}$ 階のベッセル関数の和で与えられる。⁽⁶⁾ すなわち, A, B を未定の定数として, 次式で与えられる。

$$\zeta = A J_{\frac{1}{4}}(kX) + B J_{-\frac{1}{4}}(kX) \quad (3.27)$$

境界条件として,

$$x=0, \quad l_E \text{ で } \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (3.28)$$

を用いて, この関係を式 (3.27) に適用すると, 次の関係式が得られる。

$$A J_{\frac{1}{4}}(kx_0) + B J_{-\frac{1}{4}}(kx_0) = 0 \quad (3.29.a)$$

$$A J_{\frac{1}{4}}(kl_E + kx_0) + B J_{-\frac{1}{4}}(kl_E + kx_0) = 0 \quad (3.29.b)$$

A 及び B は 0 ではないとすると, 次の関係式が得られる。

$$J_{\frac{1}{4}}(kx_0)J_{\frac{1}{4}}(kl_E+kx_0)-J_{\frac{1}{4}}(kx_0)J_{\frac{1}{4}}(kl_E+kx_0)=0 \quad (3.30)$$

この式を図式的に解くために，上式の左辺を ΔJ とおき， k にいろいろな数値を与えて，数表⁽⁷⁾を用いて ΔJ の値を求めて， $\Delta J \sim k$ 曲線を描く。この $\Delta J \sim k$ 曲線の k 切片で，固有振動数が求まる。

実際に計算を行なう前に，実機の羽根溝の断面積 a を次のようにして与える。すなわち，図3-23の実線は，羽根溝の中心線（図3-17）に直交する直線が，羽根高压面と低压面で切り取られる長さを測って，これに羽根幅（26 mm）を乗じて求めた，実機の羽根溝の断面積を示している。同図の横軸 x は，図3-17のしと同じものである。

このようにして求めた a を，最小二乗法によって，次式のように表わした。（図3-23の破線）

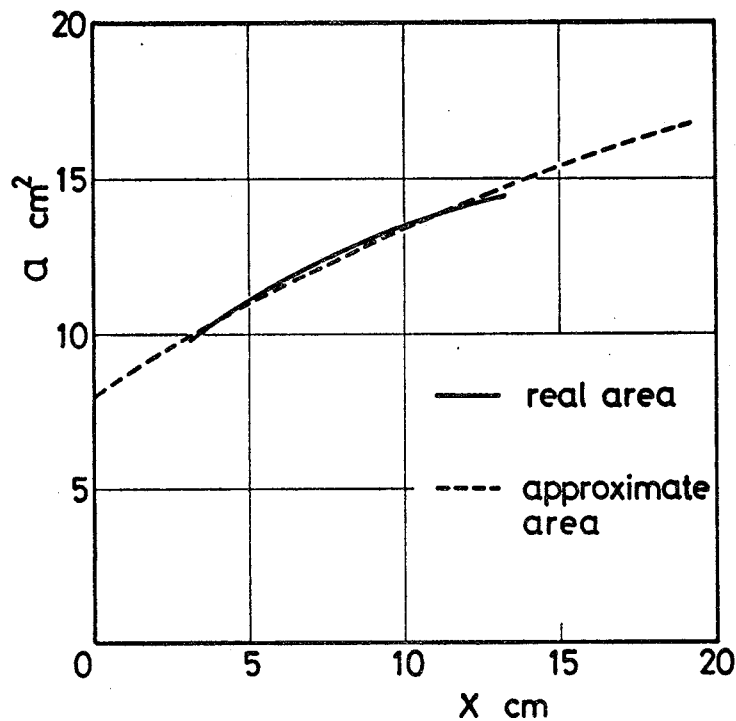


図3-23 実機の羽根溝の断面積 a の x （図3-22）に対する変化

$$a = 3.382 \times \sqrt{x + 5.632} \quad (3.31)$$

l_E (図 3-22) として, 羽根溝の中心線の全長 $\widehat{OE}$ をとる。すなわち, $l_E = 19.16 \text{ cm}$ とする。これと同時に, 式 (3.31) の適用範囲を拡張して, $0 \leq x \leq 19.16 \text{ cm}$ の範囲にわたって, この式が成立するものと考える。

式 (3.24) と式 (3.31) の対応から, $x_0 = 5.632 \text{ cm}$ となる。

この x_0 と l_E の値を式 (3.30) に代入して, 図式的に k の値を求めると, $k = 0.1616, 0.3249$ が得られた。従って, 1 次と 2 次の固有振動数 f_1, f_2 は, 音速を $c = 344 \text{ m/s}$ として, 次のように求まる。

$$f_1 = 885 \text{ Hz}, \quad f_2 = 1779 \text{ Hz}$$

これらの固有振動数に対応する音圧モードの計算結果を, 図 3-24 に示す。この図と, 前述の図 3-19, 図 3-20 の実験結果を比べると, 両者はそれぞれ定性的に同一であると認められる。

上記の固有振動数は, 冒頭で述べた断面積一定の直管の固有振動数とほぼ同じである。このことは, 羽根溝の寸法いかんによって, その気柱の固有振動数が, 断面積一定の直管の固有振動数で表わされることを示している。

さて, この計算された固有振動数と, 実機で測定された固有

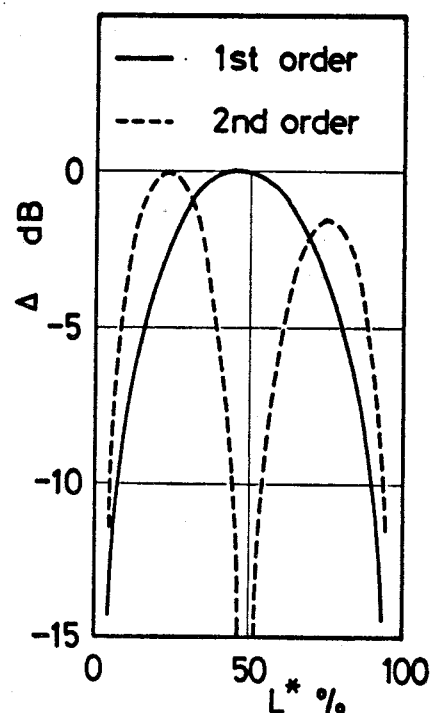


図 3-24 羽根溝内の音圧モードの計算結果 (Δ はそれぞれのモードにおける最大音圧を基準にとって求めた相対的音圧レベル)

振動数を比べると，表 3-1 のようになる。1 次の固有振

表 3-1 羽根溝内の気柱の固有振動数の計算値と測定値の比較

	1 次 Hz	2 次 Hz
停止中の羽根車単体の実測値	1050	1850
ディフューザ付きの場合の実測値	850	1850
運転中の実測値	950	
計算値	885	1779

動数について見ると，計算値はディフューザ付きの場合の実測値とよく一致している。このことは，前述の共鳴器の長さ l_E として，実機の羽根溝の中心線の全長を採ったことと関連している。すなわち， l_E を上記のように採れば，ディフューザ付きの場合の実測値に近い計算値が得られるし，この計算値は，運転中の実機の実測値にも近い。しかも，この l_E には，いわゆる開口端の補正が含まれているとみることができると。

一般的に言って， l_E の採り方次第で，いずれの 1 次の実測値とも一致させることができる。しかしながら，そのようにすると，2 次の固有振動数の計算値が実測値とずれてくる。つまり，1 次と 2 次の計算値を同時に，それぞれの実測値と一致させることはできない。このようなことは，実機の羽根溝を図 3-22 に示したモデルに置き換えたことに原因があると思われる。しかしながら，運転中の実機で測定されたような，最低次の気柱振動の振動数を概算するという目的からすれば，上記のモデル化は比較的簡単で実用的なものである。

3-2-4 回転音源から放射される音波の変調現象

回転中の羽根車の8個の羽根溝が、それぞれ音源となっていることは、すでに明白である。このような場合に、放射音がどのように変調されて測定されるかということは、次に述べる回転音源のモデル実験で明らかとなる。

図3-25-a~cは、4個のスピーカから放射されるそれぞれの音の位相を変えた場合に、 $L=60\text{ mm}$, $R=87.5\text{ mm}$ の位置(図3-8参照)で測定された音の周波数スペクトルである。図中、破線は、スピーカからは全く音を出さずに、実験装置を回転した時の音のスペクトルを示す。

図3-25-aは、隣り合うスピーカから互いに逆位相の音を放射した場合、放射音の周波数は800 Hz であるにもかかわらず、この音は測定されずに、736 Hz と864 Hz の二つの周波数の音が測定されることを示している。この二つの音の周波数は、装置の回転速度を f_D Hz として、 $f_2^- = 800 - 2f_D$ (Hz), $f_2^+ = 800 + 2f_D$ (Hz) で与えられる。図中、1600 Hz 付近のピークは、800 Hz の2倍音が、やはり変調されて測定されたものである。

図3-25-bは、隣り合う二つ一組のスピーカと、もう一方の二つ一組のスピーカから、互いに逆位相の音を放射した場合で、 $f_1^- = 800 - f_D$ (Hz), $f_1^+ = 800 + f_D$ (Hz) で与えられる二つの音が測定されている。

図3-25-cは、4個のスピーカが全く同位相の音を放射している場合で、 $f_4^- = 800 - 4f_D$ (Hz), $f_4^+ = 800 + 4f_D$ (Hz) で与えられる二つの音と、800 Hz の放射音そのものが測定されている。

これらの実験結果のうち、図3-25-aと図3-25-bは、音波の変調の種類から言えば、同じものである。図3-25-bは、⊕どうしを一つの⊕音源とみなし、同様に⊖どうし

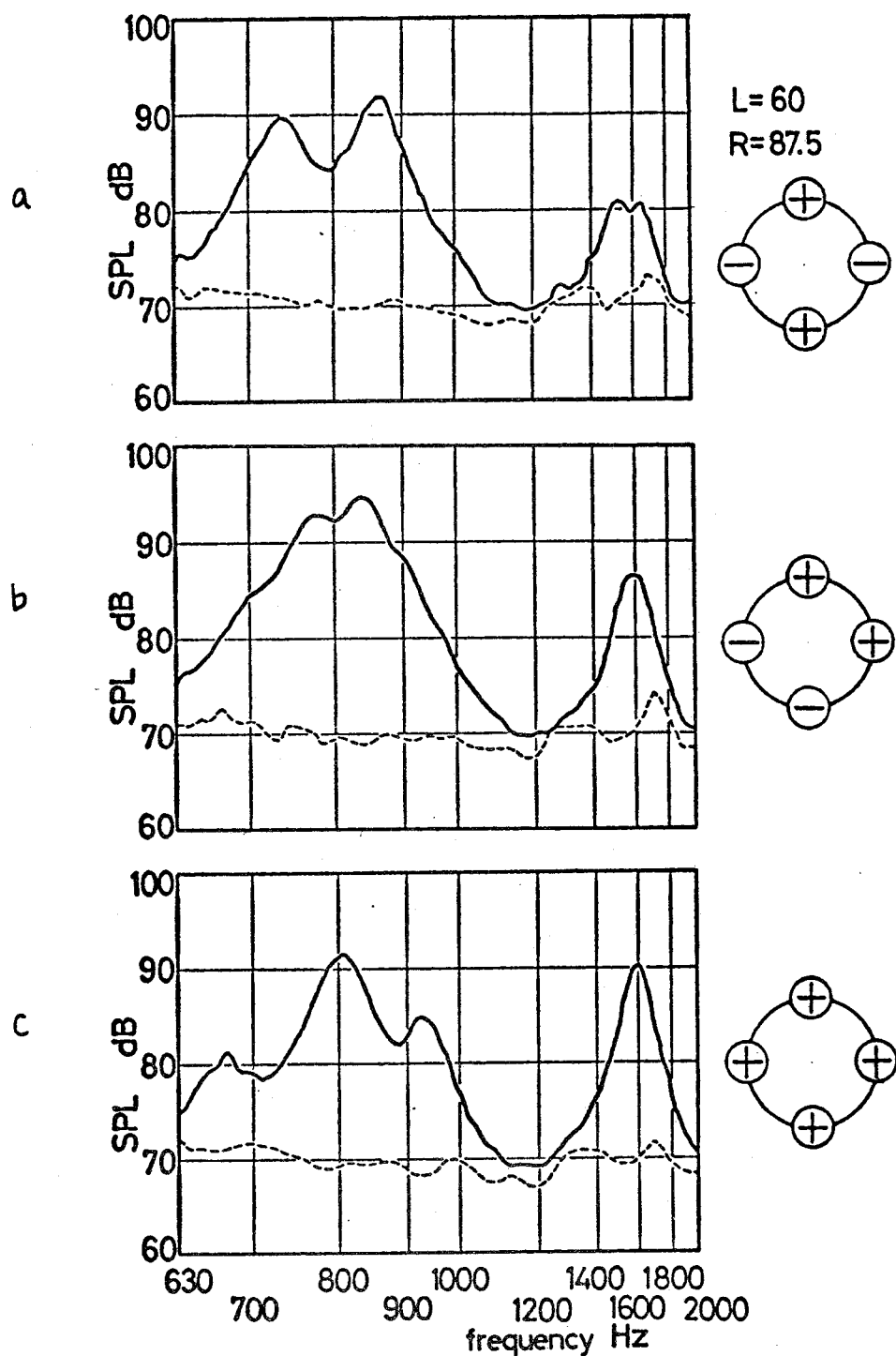


図 3-25 回転音源モデルのスピーカ出力の位相関係を変化させた場合に、測定される音の周波数スペクトルの相違
(放射音の周波数は800 Hz。モデルの回転速度は $f_D=32.2$ Hz。
各スペクトルの右側に、4個のスピーカの出力の位相関係を示す。⊕と⊖では位相が 180° ずれている。⊕と⊕では同位相。
破線は装置の回転騒音。)

を一つの⊖音源とみなした時の、⊕⊖2音源のスペクトルであると考えることができる。つまり、これと図3-25-aとの違いは、音源の数が違うということだけである。

この二つの実験結果から、次のことが言える。すなわち、図3-25-aに示した位相関係にある m （偶数）個の音源が、 f_R Hzの音を放射しながら、 f_I Hzの回転速度で回転すると、周波数が $f = f_R \pm \frac{m}{2} f_I$ (Hz)でできる二つの音が測定される。

また、この結果は正に、前述の実機で測定された放射音の変調現象を明確に説明している。すなわち、羽根車の8個の羽根溝が、隣りどうしが互いに逆位相の状態で、950 Hzの音を放射している。このために、 $950 \pm 4f_I$ (Hz)の二つの音が測定されたものと判断される。ここで、 f_I (Hz)は羽根車の回転速度である。

さて、図3-25-aに示すスペクトルは、測定位置によって変化する。図3-26-a～cは、 R は一定(87.5 mm)のまま、 L を変えた場合のスペクトルの変化を示している。これらの実験結果を見ると、音源からある程度離れてしまうと明確な変調音は測定されないことが分る。この実験では、 $L=120$ mmにおいて、すでに、明確な変調音は測定できなかった。この距離を、放射音の波長に対する比で表わすと、0.28となる。

一方、実機においては、騒音測定位置が、音源としての羽根溝から比較的遠く離れているにもかかわらず、変調音が明確に測定された。羽根車出口端から騒音測定位置までの直線距離(556 mm)を、放射音(950 Hz)の波長に対する比で表わすと、1.54であり、これは回転音源モデルの0.28に比べて、相当大きい値である。

このようなことは、音源の指向性の相違が原因になっていると考えられる。すなわち、音源としての実機の羽

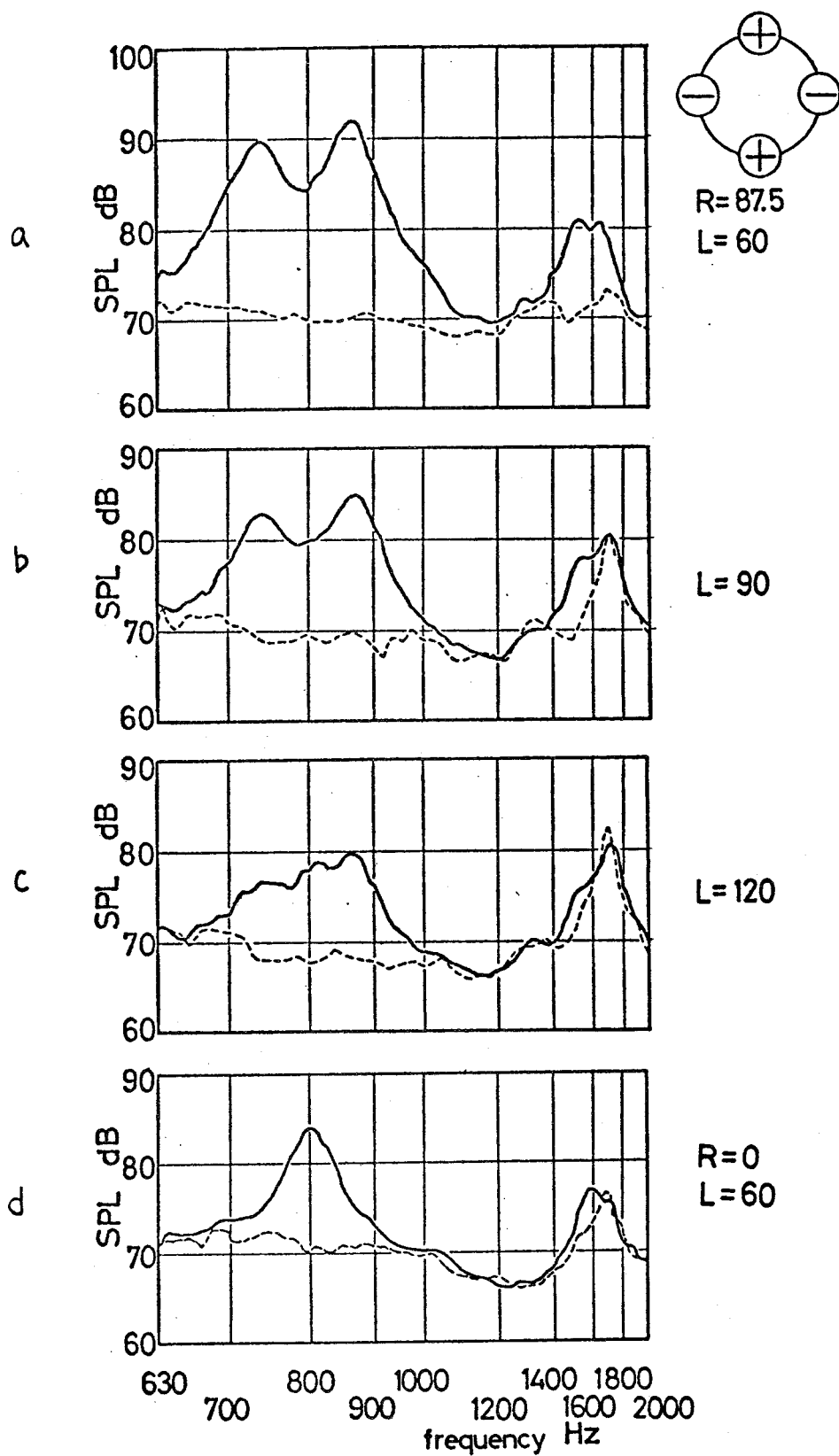


図 3-26 回転音源モデルの隣りあうスピーカの出力の位相を 180° ずらした場合の、測定位置による音の周波数スペクトルの相違
(放射音の周波数は 800 Hz 。モデルの回転速度は $f_0 = 32.2\text{ Hz}$ 。)

根溝の形状や、それらの配列の状態が、回転音源モデルのコーンスピーカよりも、ずっと強い指向性を示すようになり、そのために羽根車から相当遠い場所でも、変調音が明確に測定されたものと思われる。

さて、図3-26-dは、スピーカをのせた円板の軸心上($R=0$)で、スピーカから $L=60\text{ mm}$ の位置で測定された音のスペクトルである。この位置では、変調音は測定されずに、800 Hzの放射音が測定された。このような位相関係にある音源グループの中心軸の上では、理想的には、それらの放射音は打ち消しあってしまうものと考えられる。それにもかかわらず、800 Hzの音が測定されたということは、この音がスピーカからの直接音ではなく、その原因は他にあるということを示唆している。この音の由来としては、スピーカをのせた円板で反射された、さまざまに位相のずれた音波、円板自身の振動による放射音などが考えられる。

3-2-5 気柱振動の生じるその他の作動点

送風機の絞りを一定に保ち、回転数を変えていくと、すでに述べた作動点以外でも、羽根溝内に気柱振動が生じた。図3-27～図3-29は、二種類の絞りについての放射音と気柱振動の回転数による変化を示している。気柱振動の振動数 f_R (Hz)と、変調音の周波数 f_4^+ , f_4^- (Hz)との関係は、すでに3-2-4で述べたとうりである。すなわち、両者の関係は、羽根車の回転速度を f_I (Hz)とすると、 $f_4^+ = f_R + 4f_I$ (Hz), $f_4^- = f_R - 4f_I$ (Hz) である。

一つの例外は、図3-28で、 f_2^- として示す音が測定されたことである。これは、 $2f_I$ で変調された放射音のうち、周波数の低い方に相当しているように思われる。

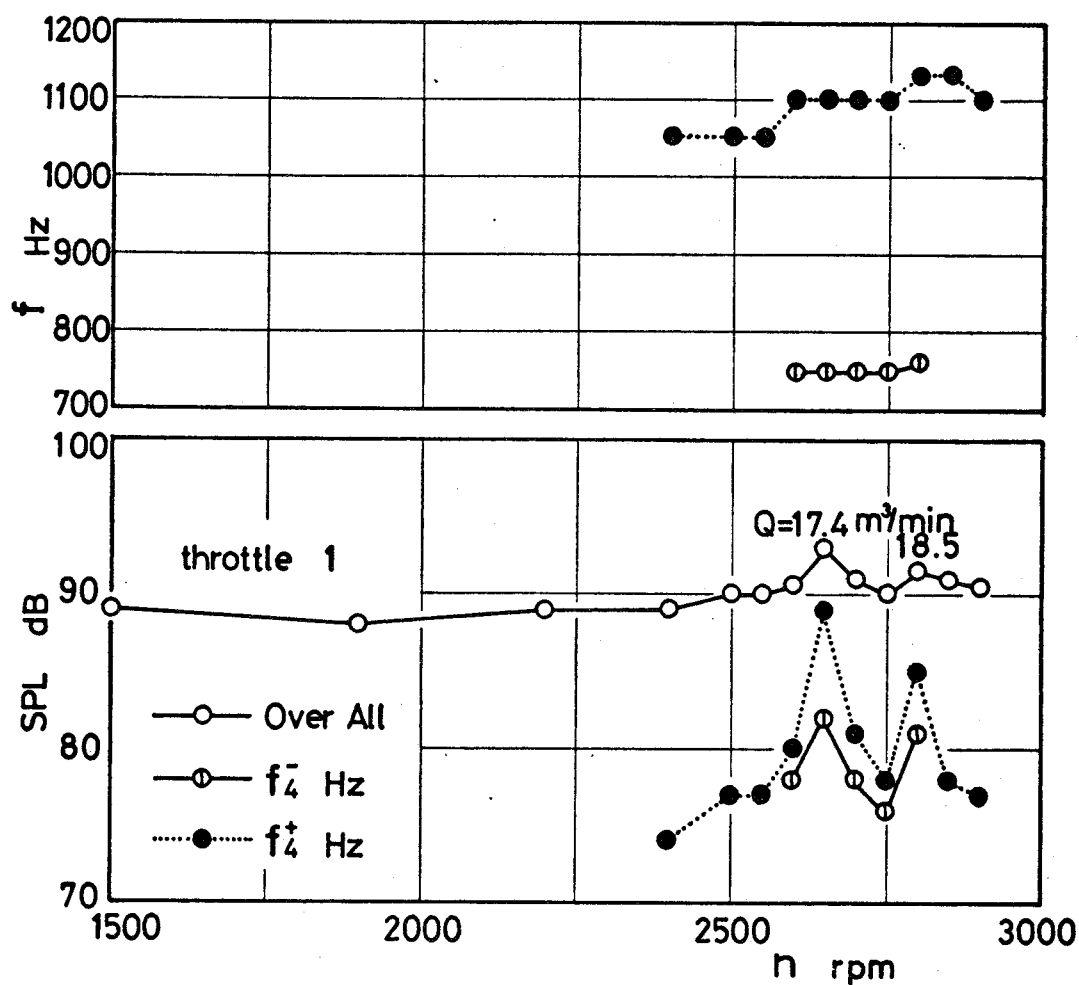


図 3-27 絞リー一定時のディフューザ出口における騒音と送風機の回転数 n の関係
 (f は測定された変調音の周波数.
 SPL は音圧レベル.)

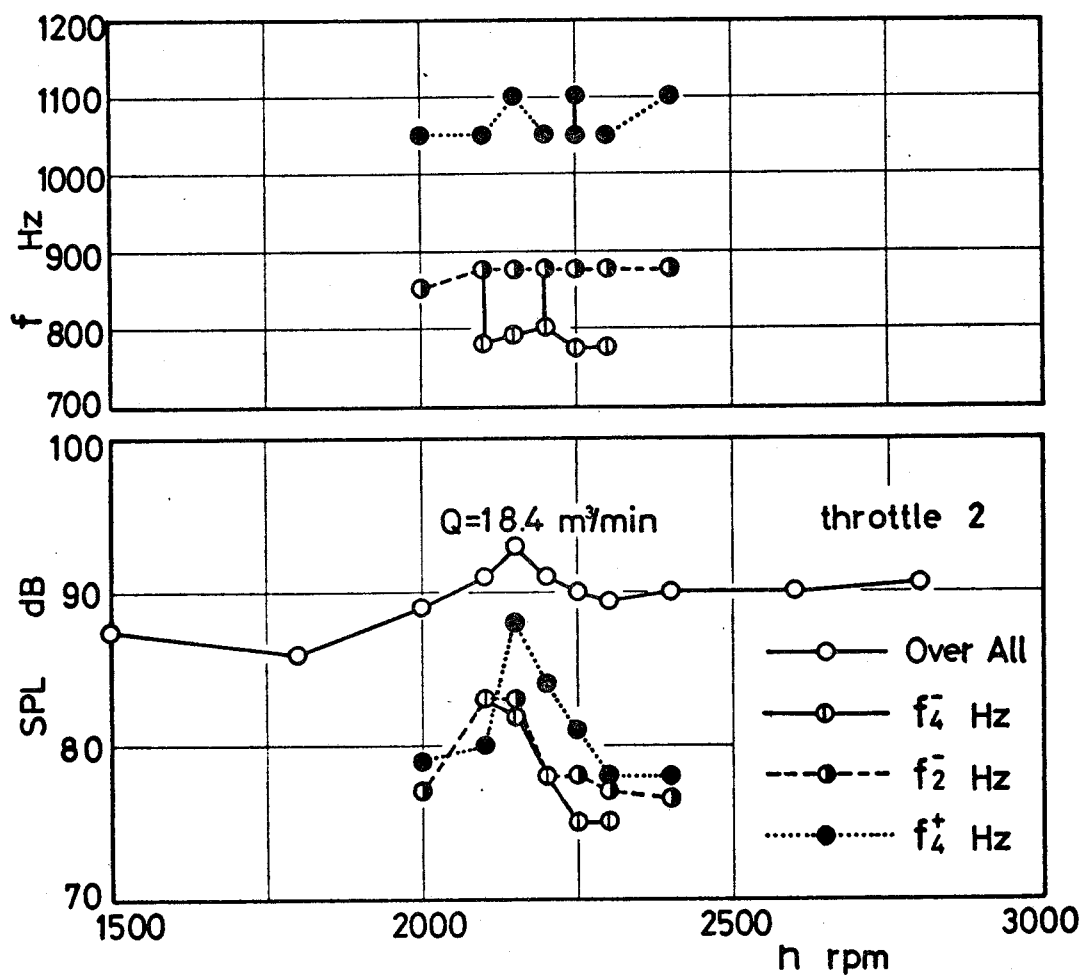


図 3-28 絞リ一定時のディフェューザ出口における騒音と送風機の回転数 n の関係

(f は測定された変調音の周波数。
SPL は音圧レベル。

図中、縦の棒線は周波数スペクトルが、この周波数範囲にわたってブロードであることを示す。)

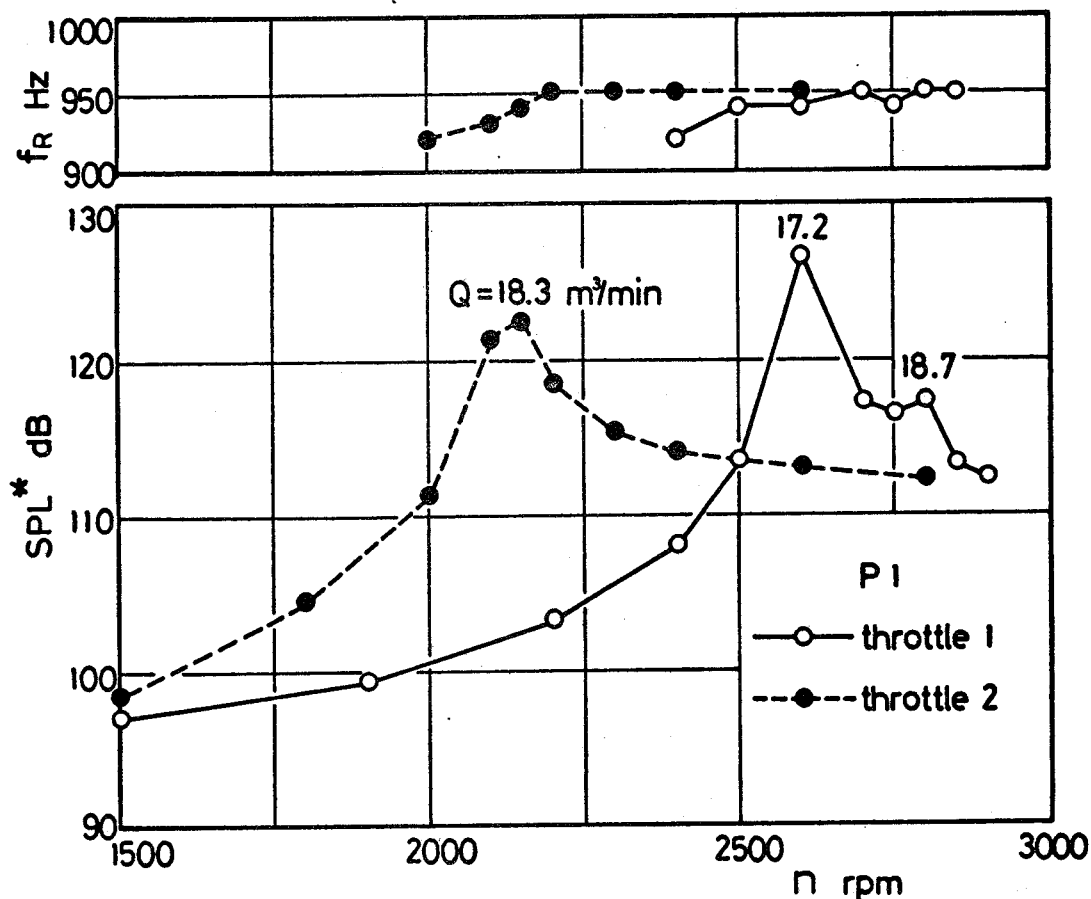


図 3-29 絞リ一定時の羽根面圧力変動成分と送風機の回転数 n の関係

(SPL^* は圧力変動成分の強さ。 f_R は気柱振動の振動数。

羽根後縁測定点 P1 で測定。

周波数を示していないレベル値は、スペクトル中で、ピークが消滅する直前の n における周波数に対するもの。)

ここで注目すべき現象は、図 3-27 と図 3-29 に示すように、 $n=2800$ rpm と、それに近い $n=2650$ rpm の両方で気柱振動が生じるということである。これについては、3-2-7 で論じる。

送風機に対する負荷抵抗をほとんどなくして運転した場合、 $n=1930$ rpm で気柱振動が生じた。この場合は、送風機の軸心上（図 3-3 参照）で放射音を測定したにもかかわらず、図 3-30 に示すように、810 Hz と 1070 Hz の変調音が生じた。この結果と 3-2-4 で述べた実験結果、図 3-26-d は対立するようである。しかしながら、たとえ送風機の軸心上で放射音を測定する場合でも、この実験装置のように、近くに実験室のコンクリート床や、壁がある場合には、そこからの反射波の影響が無視できず、そのためにやはり変調音が生じたものと考えられる。

なお、この実験で測定された、羽根溝内の気柱振動の振動数と変調音の周波数を、まとめて表 3-2 に示す。

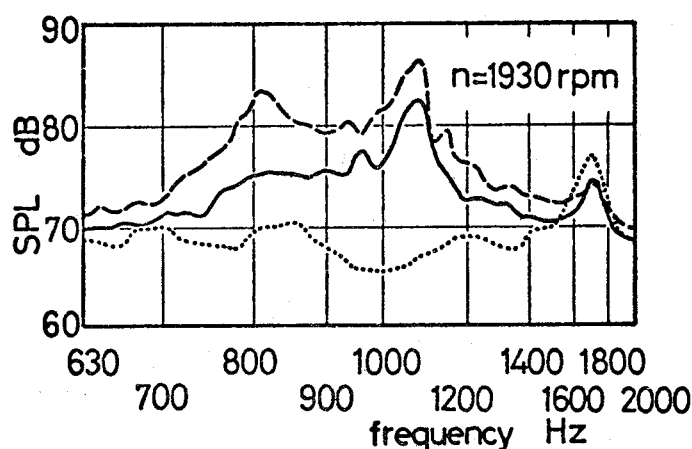


図 3-30 送風機の軸心上で測定された騒音の周波数スペクトル (SPL は音圧レベル。

実線：入口ノズル付， $L=820$ mm の位置で測定。

破線：吸込管なし， $L=615$ mm

点線：電動機と送風機軸の回転騒音， $L=820$ mm)

表 3-2 測定された気柱振動の振動数 f_R と変調音の周波数

送風機の作動点			f_L Hz	f_R Hz	変調音の周波数		
					f_1^- Hz	f_2^- Hz	f_4^+ Hz
n rpm	Q m ³ /min						
L.S.P. 2800	18.5		47	950	750		1130
L.S.P. 2650	17.4		44	940~950	750		1100
L.S.P. 2150	18.4		36	940	790	875	1100
N.S.P. 1930	21.5		32	940	810		1070
S.N. 1930	19.2		32	930			1070

L.S.P. $n=2650$, $Q=17.4$ の f_R は測定してゐないのぞ、
 $n=2600$ と $n=2700$ の f_R の測定値を示した。

3-2-6 気柱振動を励起する羽根車の羽根後流

羽根溝内に気柱振動を励起する要因は、羽根から流出するうずであるかも知れない。

このことを調べるために、羽根車の羽根の前縁形状または後縁形状を、元の半円形から矩形に変更して、送風機の騒音を測定した。送風機に入口ノズルを装着し、その軸心上、 $L=820$ mm (図 3-3 参照) で測定した。その結果を図 3-31-b~e に示す。

図 3-31-c に示すように、 $n=1930$ rpm で卓越してゐた 1070 Hz の成分が前縁または後縁形状を変更したために小さくなつてゐる。羽根後縁形状を変えた場合、羽根車内部の流れ自身は、その影響をほとんど受けないが、羽根の後流は大きな影響を受けると考えられる。前縁形状を変えた場合

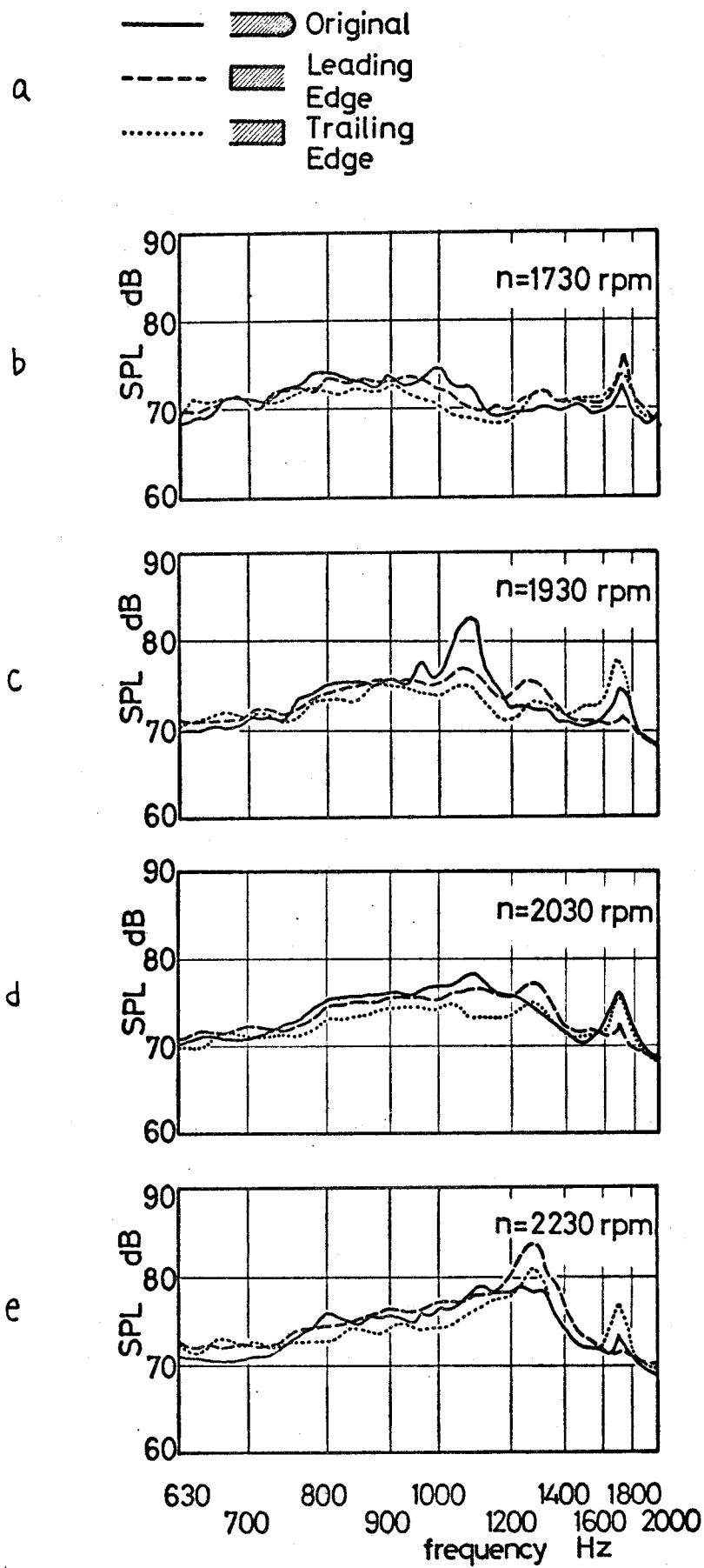


図 3-31 羽根の前縁または後縁形状の変更
 による騒音スペクトルの変化
 (SPL は音圧レベル.)

にも、後流は影響を受ける。従って、この騒音スペクトルの変化は、羽根の後流に生じた変化と結びつく。

このことから、全ての羽根の後縁付近に、図3-32-aに示すような、小さな障害物を取り付けて、上記と同様の測定を行なった。羽根低圧側の障害物は、高圧側障害物と同一で、高圧側と同じ位置に付けた。

図3-32-c, dに示すように、後縁にテープを貼り付けたために、1070 Hzの成分音が最も強くなる回転数は、 $n=1930$ rpmから2030 rpmに移っている。このピーク値は、高圧側に突起を付けることによって、著しく大きくなる。ところが、低圧側に突起を付けた場合、このピークは現れない。

このように、後縁付近に小さな障害物を取り付けることによって、放射音は明確に変化する。すなわち、羽根溝内の気柱振動に対して、羽根の後流が決定的な役割を果たすことが明らかとなった。羽根溝内の気柱振動は、羽根後縁から周期的に流出するうずによって励起されたものであると考えられる。

上記の実験結果と同様の事柄が、Parker⁽³⁾やGreenwayら⁽⁸⁾の実験結果にも見られる。Parkerは、ダクト内に設置した環状翼列の翼の後縁形状を、半円形から矩形に変えると、ダクト内の気柱振動が著しく弱められることを示している。一方、Greenwayらは、ダクト内に置かれた単独翼の後縁を矩形から、徐々に斜めに切り落として変形していくと、それに応じて、ダクト内の気柱振動の強さが、弱くなっていくことを示している。しかもこれは、後縁から流出するうずの強さが減少すること、ならびにうず流出の周期が不規則になることと対応していると述べている。

これらの実験結果を参考にして、上記の著者の実験結

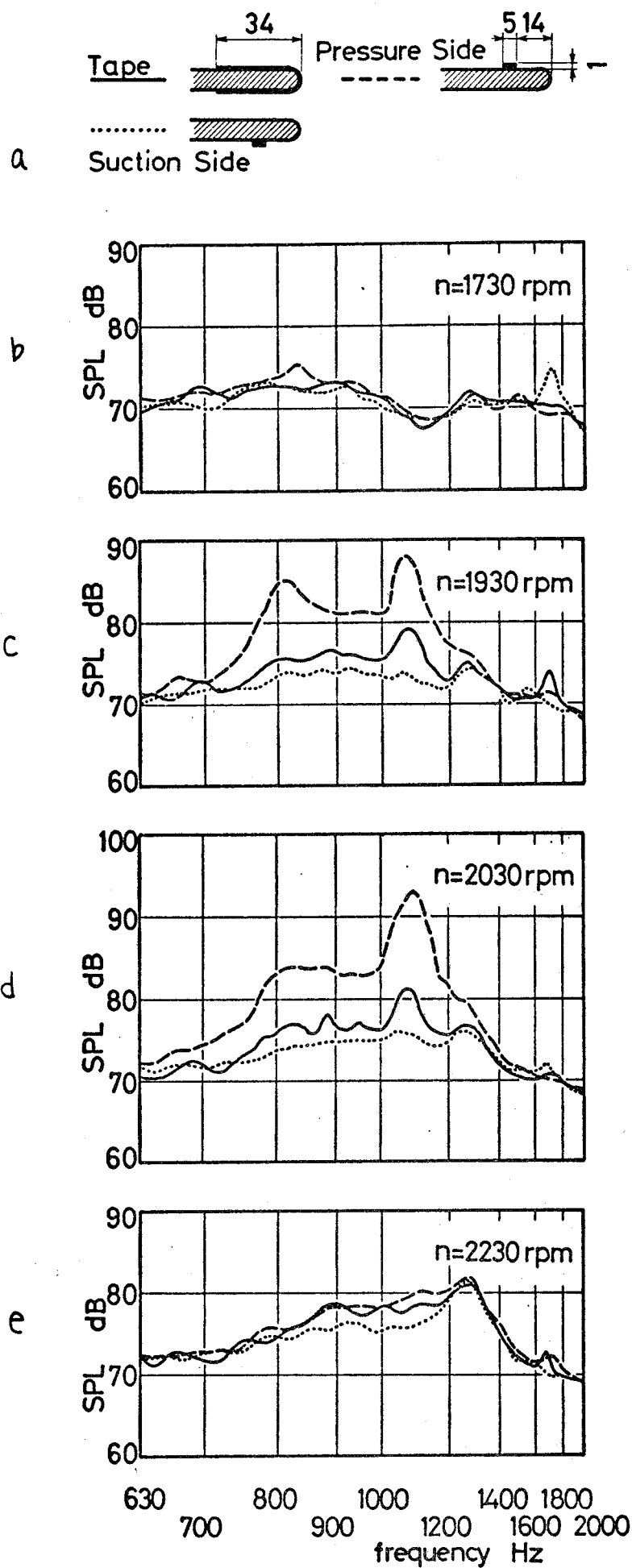


図 3-32 羽根後
縁付近に障害物
を付けたこと
による騒音スペ
クトルの変化
(SPLは音圧レベル)

果のうち、後縁近傍の突起の影響を、次のように説明することができる。

すなわち、もともと羽根高圧面近傍の流れの相対速度は、低圧面近傍の相対速度よりも少し大きい。しかし、羽根高圧側に突起を付けると、突起下流の流れの相対速度が減少して、遅い低圧側の流れとの速度差が、ほとんどなくなる。このために、羽根後縁から、突起のない場合よりもはるかに強いうずが、きわめて周期的に放出されるようになり、その結果、羽根溝内の気柱振動の強さは強くなる。従って、放射音も強くなる。

これとは反対に、羽根低圧側に突起を付けた場合は、上記の相対速度差が一層大きくなり、後縁から放出されるうずは弱くなる。さらに、羽根の高圧側と低圧側から出るそれぞれのうずの強さがアンバランスになって、その放出周期も不安定となる。このために、気柱振動の強さが、極端に弱くなる。

さて、すでに述べたように、羽根溝の気柱振動の位相は、隣り合う羽根溝で180度ずれている。このような場合、後縁からのうずの流出も、隣り合う羽根で互いに逆位相になっていると判断される。すなわち、ある羽根の高圧側から、うずが流出している時、その隣の羽根においては、低圧側から、うずが流出しているという状態が生じているものと思われる。このうずの流出と気柱振動が同期しているという現象は、Woodの実験結果⁽⁹⁾に見られることである。

3-2-7 羽根車を通る流れと気柱振動

羽根車出口近傍の流れが、羽根溝の気柱振動を支配することは、すでに明白である。このことに着目して、気

柱振動の生じている4種の作動点において、羽根車出口直後 ($r/r_2 = 1.01$) の流れの羽根幅方向の分布を調べた。

図 3-33-a, b に、相対速度と相対流出角の分布を示す。 $z/b=0$ は後面シュラウドに、 $z/b=1$ は前面シュラウドに対応する。この図で、吸込管がない時 (N.S.P.) の流量 Q は、この時の羽根車出口における径方向分速度の測定値を積分して求めた流量 Q_1 、入口ノズル付きの時 (S.N.) の流量 Q_N 、この時の積分流量 Q_2 を用いて、 $Q = Q_N \times Q_1 / Q_2$ から計算した。

図 3-33-a, b を見ると、羽根幅の中央から前面シュラウド側の領域で、相対速度と相対流出角はそれぞれ、作動点にかかわらず、ほぼ同一の値になっていることが分る。相対速度だけについて言えば、羽根幅方向にわたって、ほぼ同一の値になっている。この相対速度の羽根幅方向の平均値 $\bar{w}_{20} (= \frac{1}{b} \int_0^b w_{20} dz)$ 、気柱振動の振動数 f_R 、羽根厚 t (8mm) を用いて、それぞれの作動点について、ストローハル数 $St = f_R t / \bar{w}_{20}$ を求めると、表 3-3 のようになる。すなわち、ストローハル数は 0.21~0.23 の範囲に収まっている。この数値は、円柱などで一般に認められているストローハル数に近い値である。このことから、気柱振動の原因がうずであるということが分る。

表 3-3 4種の作動点における
ストローハル数 St

	n rpm	Q m ³ /min	St
L.S.P.	2150	18.3	0.225
L.S.P.	2800	18.5	0.214
N.S.P.	1930	21.5	0.222
S.N.	1930	19.2	0.219

さて、3-2-5で示したように、相似な作動状態にある $n=2800$ rpm と 2650 rpm の両方で、気柱振動が生じるという現象は、次のように考えられる。すなわち、羽根車出口近傍における相対流れは、羽根幅方向にある程度の片寄りを生じているから、 $n=2800$ rpm で、気柱振動の原因になっているうずの流出が、羽根幅方向のある限られた領域で起っていることが考えられる。 $n=2650$ rpm になると、この領域は、羽根幅方向に少し移動するが、その新しい領域で再び、気柱振動を励起するのに十分なうずの流出が行なわれる。この時、 $n=2650$ rpm においても気柱振動が生じる。

しかし一般的に言って、気柱振動は相似な作動点以外で生じる。言い換えると、羽根車内部のフローパターンが相当異なっているような作動点においても生じるのである。このことは、以下に述べる羽根車の羽根溝内の流れを見れば、一目瞭然となる。

図3-34は、気柱振動の生じている3種の作動点において測定した羽根車の羽根面上の静圧分布であり、図3-35は、それから求めた羽根高压側と低压側の静圧差の分布を示している。静圧差の分布のうち、 $n=2150$ rpm と $n=1930$ rpm における羽根入口付近の分布は、放物線で近似した。この静圧差の分布から、角運動量の法則と直角流入の仮定を用いて、羽根溝内の平均的な流れを求めた。ここで、直角流入の仮定は、経験上十分に正しいものである。

このようにして求めた、相対速度と相対流れ角の変化を、それぞれ図3-36-a, bに示す。同図には、 $r/r_2=1.13$ において、三孔ピトー管で測定した絶対速度の幅方向平均値を、羽根車出口端 ($r/r_2=1.0$) における値に換算して求めた相対速度と相対流れ角も示してある。

それぞれの作動点における流れを比べると、羽根入口

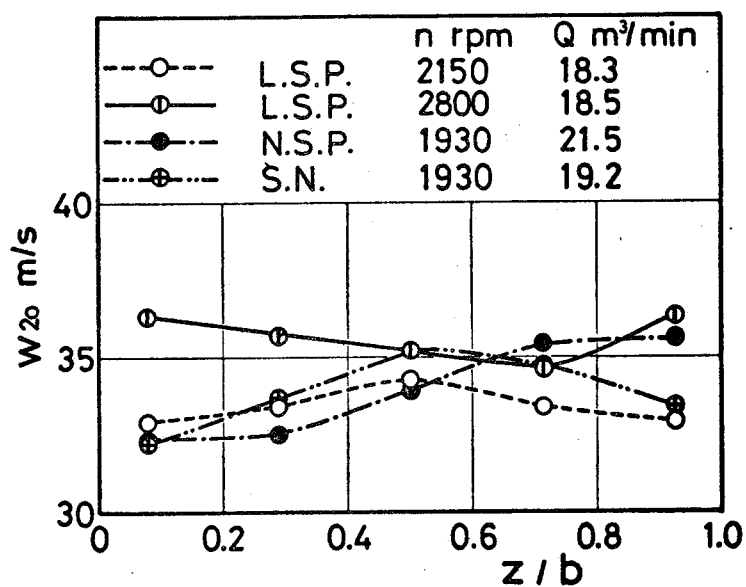


図 3-33-a 気柱振動発生時の羽根車出口直後 ($r/r_2=1.01$) における相対速度 w_{20} の羽根幅方向分布 ($z/b=0$ が後面シュラウドに, $z/b=1$ が前面シュラウドに対応する。)

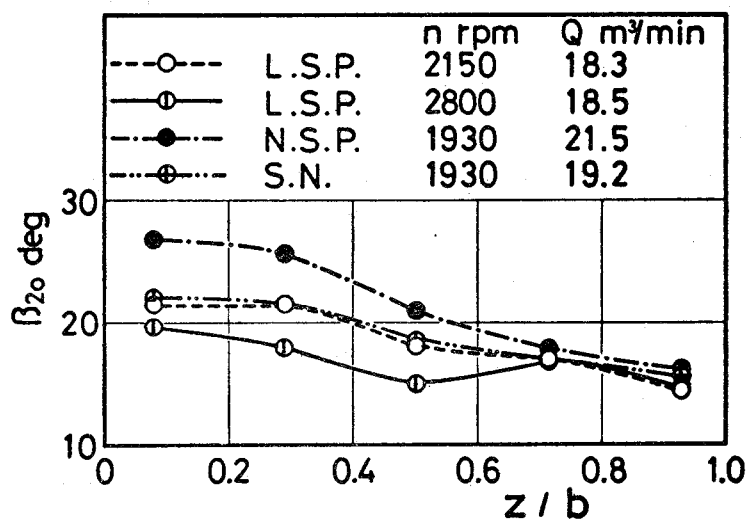


図 3-33-b 気柱振動発生時の羽根車出口直後 ($r/r_2=1.01$) における相対流出角 β_{20} の羽根幅方向分布

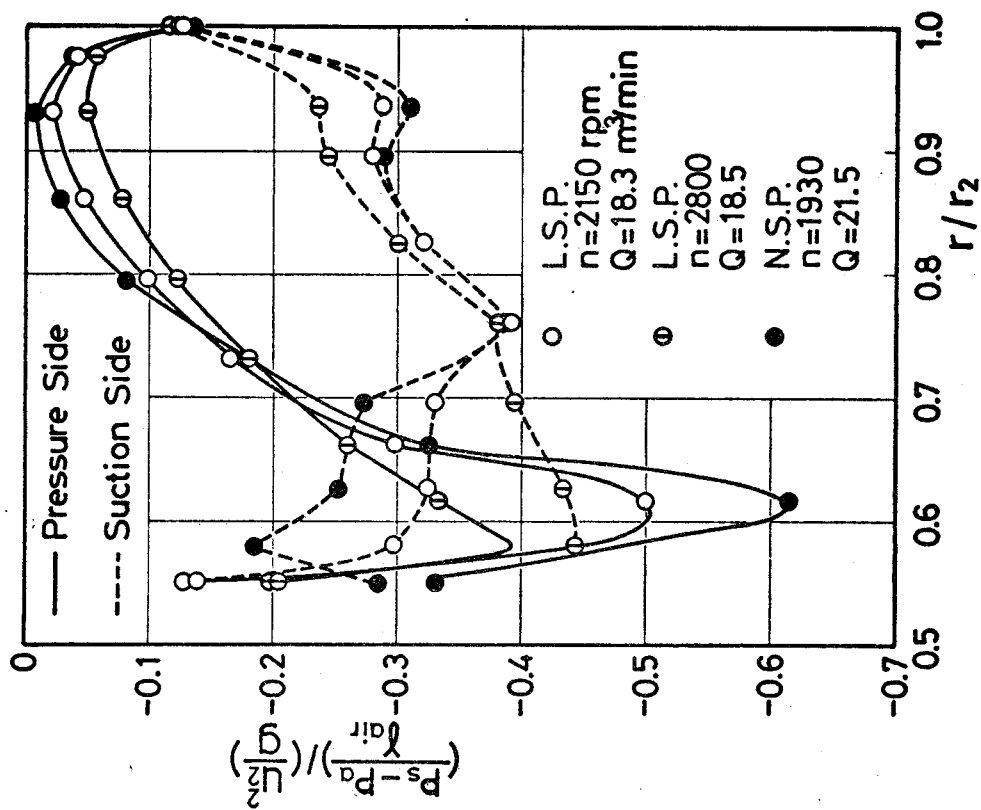


図3-34 気柱振動発生時の羽根面上の無次元静圧 $(\frac{P_s - P_d}{\rho_{air}}) / (\frac{U_2^2}{g})$ の半径比 r/r_2 に対する分布

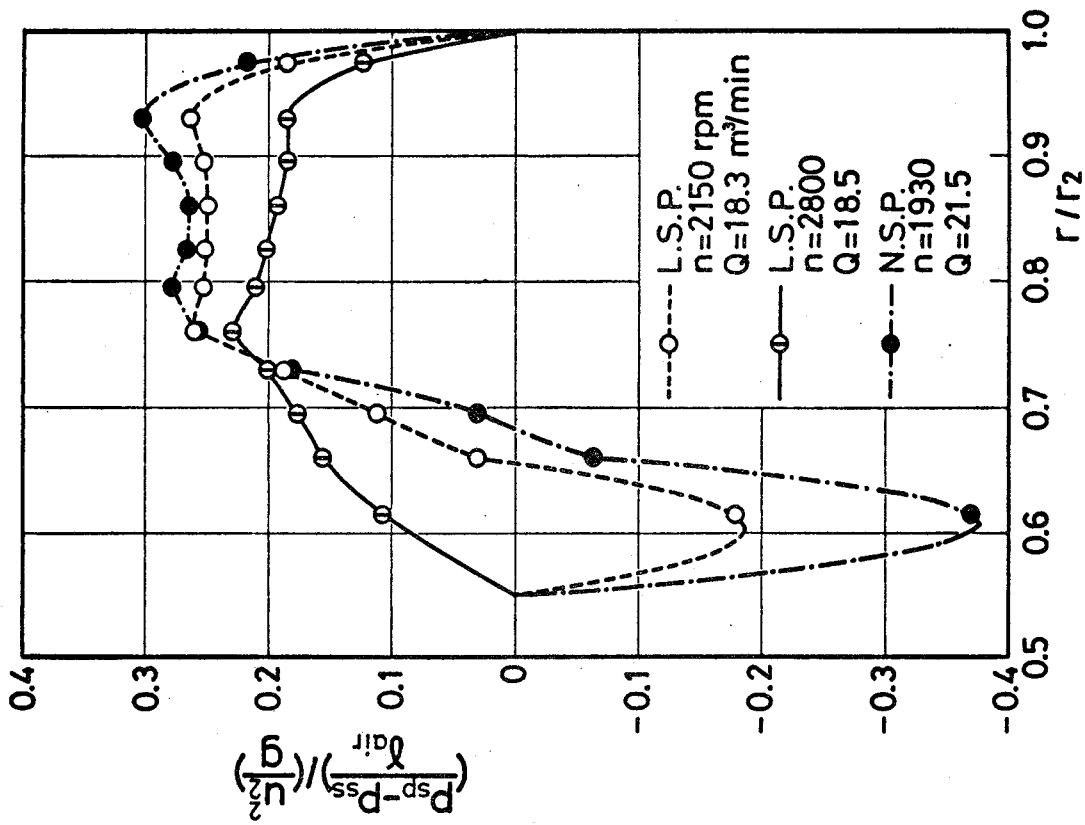


図3-35 気柱振動発生時の羽根面上の無次元静圧差 $(\frac{P_{sp} - P_{ss}}{\rho_{air}}) / (\frac{U_2^2}{g})$ の半径比 r/r_2 に対する分布

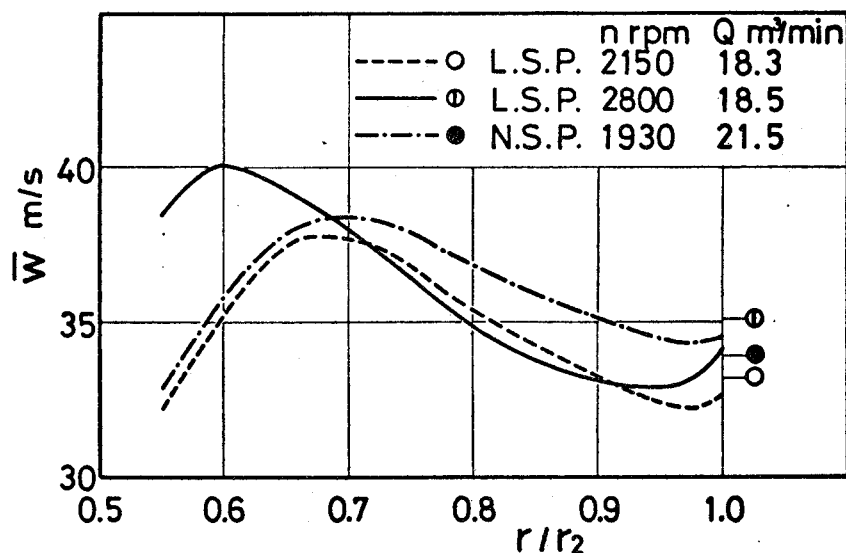


図 3-36-a 羽根面上の静圧分布から計算した
羽根溝内の平均相対速度 $\bar{w}$ の半径比 r/r_2 に対する変化
(記号は三孔ピトー管による測定値 $\bar{w}_2$ を示す.)

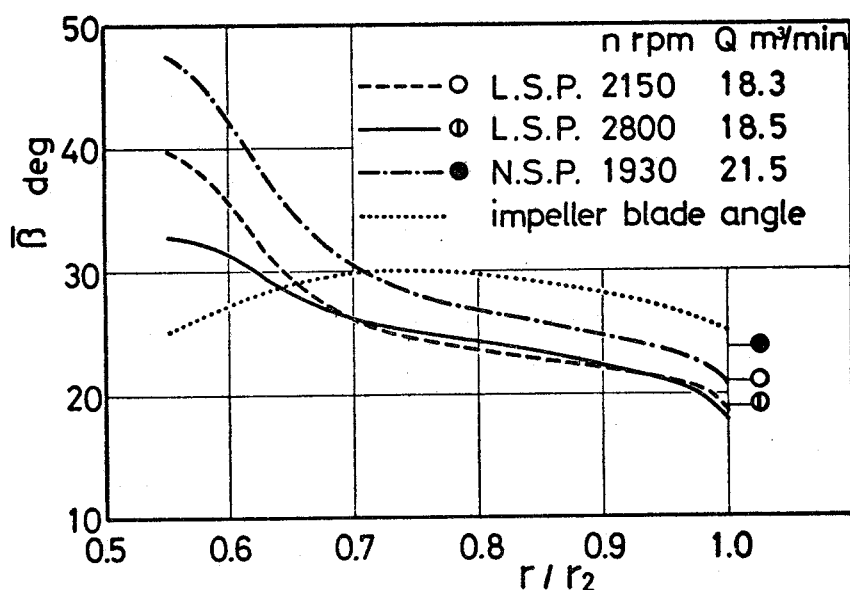


図 3-36-b 羽根面上の静圧分布から計算した
羽根溝内の平均相対流れ角 $\bar{\beta}$ の半径比 r/r_2 に対する変化
(記号は三孔ピトー管による測定値 $\bar{\beta}_2$ を示す.)

付近で流れ状態が著しく異なり、それでも、出口近傍においては、ほぼ等しい流れ状態になっていることが分る。これは、気柱振動の発生は羽根車出口近傍の流れによって決まるが、内部のフローパターンとは本質的に無関係であることを示している。

すなわち、羽根車内部のフローパターンがどうであれ、羽根後縁近傍における流れが、ある一定の状態になった時に気柱振動が生じるものと認められる。この一定の状態を表わす一つの代表的な量は、羽根車出口直後における平均相対速度 $\bar{W}_{20}$ であり、これは上記の St 数を用いて、 $\bar{W}_{20} = f_{Rt} / (0.21 \sim 0.23)$ と表わされる。

しかしながら、 $\bar{W}_{20}$ がこの関係を満たす時、必ずしも気柱振動が生じるわけではない。例えば、すでに述べたように、羽根低圧側の後縁近傍に、きわめて小さな突起を付けると、気柱振動が生じないという実験結果がある。この小さな突起によって、羽根車出口直後の流れそのものが、大きく変わることはないから、この場合、 $\bar{W}_{20}$ は、やはり上記の関係を満たしていると考えられる。

このように、上記の $\bar{W}_{20}$ の関係式は、あくまでも、気柱振動が生じる可能性のきわめて強い作動点を知る指針となるものである。

3-3 結 論

この研究で明らかになった主な事柄を要約すると次のようになる。

- (1) 特性曲線上の特定の作動点で運転中の、羽根車の羽根溝内に気柱振動が生じ、強い音が放射された。
- (2) この気柱振動は、流れ方向の一次元的な最低次振

動である。その振動数は、羽根溝の幾何学的な中心線の全長をその長さとする、一次元的な共鳴器モデルの固有振動数に近い。

- (3) 隣り合う羽根溝の気柱振動は、互いに逆位相である。このために、羽根車の回転速度を f_I Hz, 気柱振動の振動数を f_R Hz とすると, $f_R \pm 4f_I$ (Hz) で定まる周波数を持つ変調音が測定された。
- (4) 羽根車の羽根前縁あるいは後縁の形状を, もとの半円形から矩形に変更すると, 気柱振動は著しく弱められた。また, 後縁近傍の低圧側に小さな突起を付けた場合にも, 気柱振動は著しく弱くなるが, 高圧側に突起を付けた場合は, 極端に強くなる。
- (5) 気柱振動の原因は, 羽根車の羽根後縁から流出するうずであり, このうず流出と気柱振動は同期していると判断された。
- (6) 羽根車出口直後 ($r/r_2=1.01$) における流れの相対速度の羽根幅方向平均値 $\bar{w}_{20}$, 羽根溝内の気柱振動の振動数 f_R , 羽根厚 t を用いて, ストロークル数 $St = f_R t / \bar{w}_{20}$ を求めると, 0.21~0.23 の範囲の値が得られた。この数値は, 円柱などで一般に認められている St 数に近い値である。このことから, 気柱振動の原因がうずであるということが分る。
 $\bar{w}_{20} = f_R t / (0.21 \sim 0.23)$ の関係式を用いて, 気柱振動が生じる可能性のきわめて強い作動点を予測することができる。
- (7) 羽根溝内の気柱振動は, 羽根車内部のフローパターンそのものとは関係なく生じる。

第4章 羽根車の旋回失速

送風機を規定の回転数 2800 rpm で運転し、その流量を絞り装置全開から徐々に絞っていく際に、羽根車から吐出される流れは、最高効率点近傍で脈動をし始め、それは締切り点まで持続することが認められた。この流れの脈動は、送風機のディフューザを振動させ、感知的に十分察知し得るほど強いものである。

本章では、このような流れの脈動現象に着目して、実験的に研究を行なった結果について述べる。

4-1 実験の内容と測定法

羽根車から吐出される流れが最高効率点以下で脈動することが認められたので、送風機のディフューザ壁面上で、その圧力変動を測定した。さらに、羽根車の内部の流れに生じる圧力の変動を、羽根面上で測定した。

上記の脈動（旋回失速）の発生に伴ない、羽根車を通る流れを時間的に平均したものが、どのように変化するか、そして旋回失速状態下で、流量の変化に伴ない、それがどのように変化するかを調べるために、三孔ピトー管を使用して、羽根車から吐出される流れを測定した。さらに、羽根車の羽根面上の静圧を測定した。

なお、上記のそれぞれの測定は、送風機の回転数を $n = 2800$ rpm にして行なった。

4-1-1 羽根車から吐出される流れの圧力変動の測定

羽根車の前面シュラウド側のディフューザ壁面で、ア

ダブタ付きの自作の圧力変換器を用いて，圧力変動を測定した。図4-1に示すように，上記のディフューザ壁面上の測定点1，2，3，4は，同一半径上で30度ずつ隔た，ている。図4-1の測定点1($r/r_2=1.34$)における圧力変動の波形を，電磁オシログラフで記録した。また，データレコーダに記録したのち，定比周波数分析器を用いて，

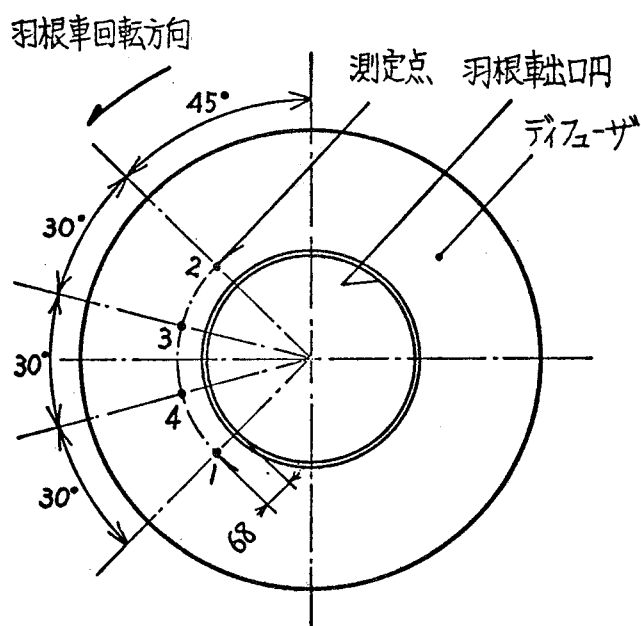


図4-1 羽根車から吐出される流れの圧力変動の測定点

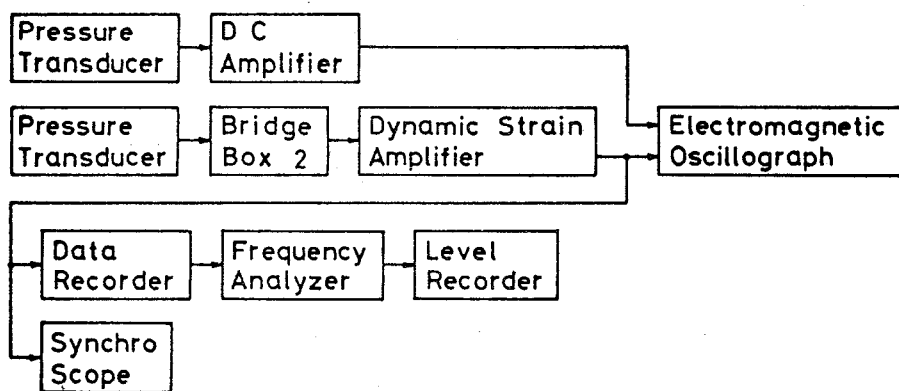


図4-2 ディフューザ壁面圧力変動の測定ブロック線図

圧力変動の周波数分析を行なった。そのブロック線図を図4-2に示す。なお、自作の圧力変換器は、常に動歪測定器内蔵の500 Hzのローパスフィルタを通して使用した。

さらに、図4-1の測定点1と2、4と2、3と2における圧力変動の位相差を測定するために、圧力変換器を2個用いて、電磁オシログラフで波形の同時記録を行なった。測定点1、4、3においては、アダプタ付きの自作の圧力変換器を用い、測定点2においては、市販のものをを用いた。そのブロック線図を図4-2に示す。

波形の同時記録の結果から、一方の波形に対するもう一方の波形の遅れ時間 Δt sec (図4-3参照)を読み取った。読み取りは、波形の5周期分にわたって行ない、それらの算術平均値をもって、その波形の遅れ時間とした。

測定点2の波形に対する測定点1の波形の遅れ時間を Δt_{12} secとし、同様に、2の波形に対する3の波形の遅れ時間を Δt_{32} secとすると、3の波形に対する1の波形の遅れ時間 Δt_{13} secは次式で与えられる。

$$\Delta t_{13} = \Delta t_{12} - \Delta t_{32} \quad (4.1)$$

Δt_{13} を直接に測定する場合に比べて、上式で Δt_{13} を求めれば、測定に使用した2組の圧力変換器-増幅器系の周波数特性の違いによる測定誤差を除くことが

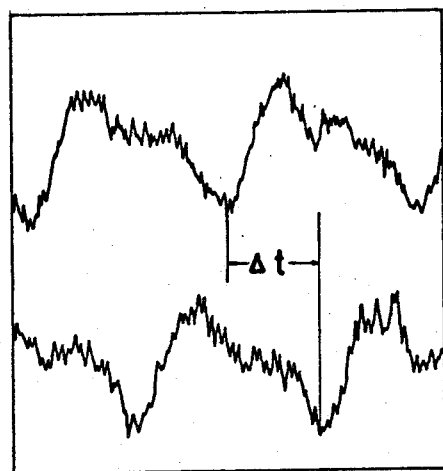


図4-3 羽根車から吐出される流しの圧力変動の二点同時測定波形 (旋回失速の発生に伴ない、周期的な波形が現われる。)

できる。 Δt_{13} sec の数値を用いて、測定点 3 から 1 の方向に伝播する波動の伝播速度 f_r' Hz は次式により求まる。

$$f_r' = \frac{1}{\Delta t_{13} \times 6} \quad (4.2)$$

4-1-2 羽根車の羽根面上の圧力変動の測定

自作の圧力変換器を使用して測定した。測定の方法は、前章 3-1-3 で述べた方法と同様であるが、この際、動歪測定器内蔵の 500 Hz のローパスフィルタを通した。

4-1-3 羽根車から吐出される流れの時間的平均圧力ならびに速度の分布の測定

前章の 3-1-7 と同様に、 $r/r_2 = 1.13$ において、三孔ピトー管を羽根幅方向にトラバースした。

なお、旋回失速状態下の絶対流れ角の測定値に、補正を行なった。これは、三孔ピトー管による速度測定値を積分して求めた流量と、流量測定用の L 形ピトー管で測定した流量が一致するように、角度を修正する方法によった。

そのあと、 $r/r_2 = 1.13$ における絶対速度の測定値を、 $r/r_2 = 1.0$ における値に換算し、それから相対速度 w_2 と相対流出角 β_2 を求めた。その計算式は、前章の 3-1-7 の式 (3.5) ~ (3.8) の中の 1.01 という数値を 1.0 に置き換えたものと同一である。

また、 $r/r_2 = 1.13$ において測定した流れの絶対速度から、 $r/r_2 = 1.0$ における平均相対速度 $\bar{w}_2$ と平均相対流れ角 $\bar{\beta}_2$ を求めた計算式も、前章の式 (3.9) ~ (3.12) と同一である。

4-1-4 羽根車の羽根面上の静圧の測定

測定の方法ならびに、その測定結果から、羽根車内部の平均的な流れを求めた方法は、前章の3-1-8で述べたものと全く同一である。

4-2 実験結果ならびに考察

4-2-1 羽根車から吐出される流れの圧力変動

前章で示した送風機の特徴曲線を、再び図4-4として示す。測定される最大流量 $\phi=0.209$ から最高効率点流量 $\phi=0.125$ までは、ヘッドと流量の関係は、ほぼ直線的である。これ以下の流量では、ヘッド曲線に折れ曲がりが生じる。 $\phi=0.070$ で、ヘッドは極大となり、これより $\phi=0$ までの流量域では、ヘッド曲線は右上りとなる。 $\phi=0.125$ 付近から $\phi=0$ までのヘッド曲線のうねりは、測定誤差によるものではない。軸動力値のばらつきは、装置の特性上、その測定における相対誤差が大きいためである。

図4-5-a~hは、羽根車から吐出される流れの中で観測された、圧力の変動の波形である。上記のヘッド曲線が直線的に変化する $\phi=0.209$ から 0.161 の間では、この変動は小さく、羽根車から吐出される流れは安定している。

流量を減らして $\phi=0.125$ にすると、流れが脈動を始め、この圧力変動に周期的な波形が明確に現われる。そして $\phi=0.087$ 付近まで、その周期性は明確である。

これより流量を減らして、ヘッド極大点 $\phi=0.070$ 付近になると、その変動は、かなりランダムなものになる。

流量をさらに減らして、 $\phi=0.052$ にすれば、再び変動の周期性が回復してくる。

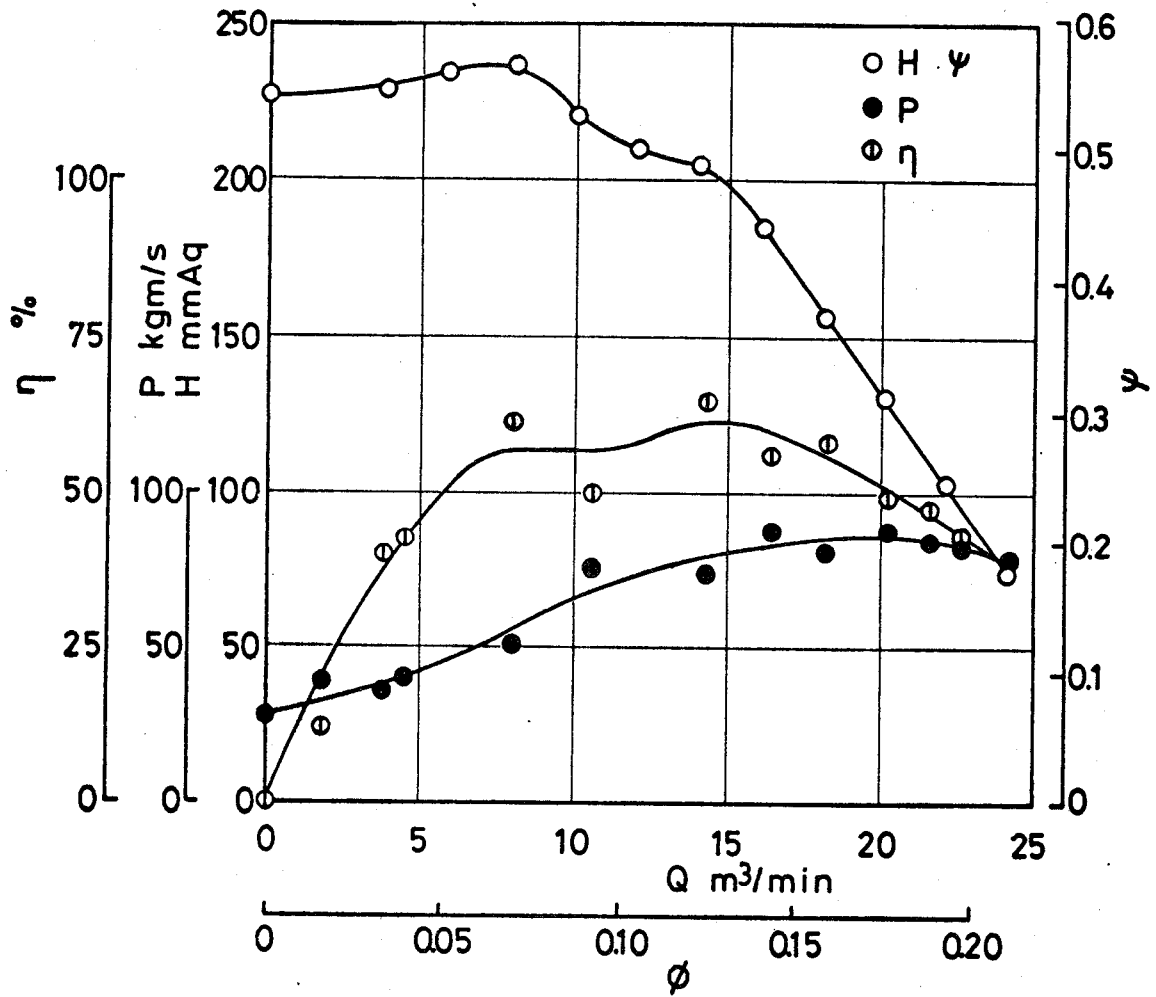


図4-4 送風機の特性曲線
 (流量 Q , 流量係数 ϕ , 全ヘッド H ,
 ヘッド係数 ψ , 軸動力 P , 効率 η)

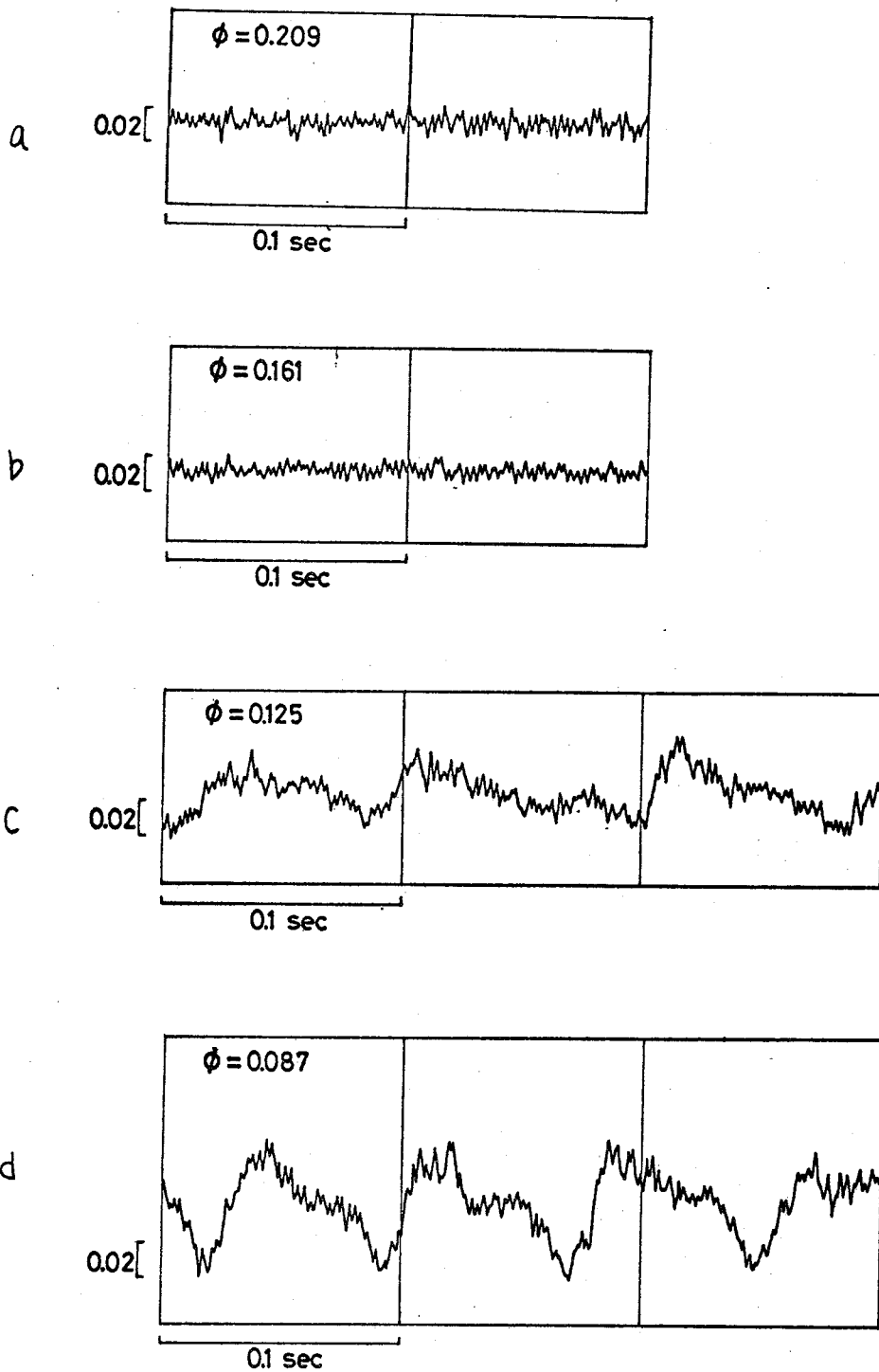


図 4-5 羽根車から吐出される流れの
圧力変動波形
(縦軸の数値は、 u_2^2/g によって
無次元化した圧力値を示す。)

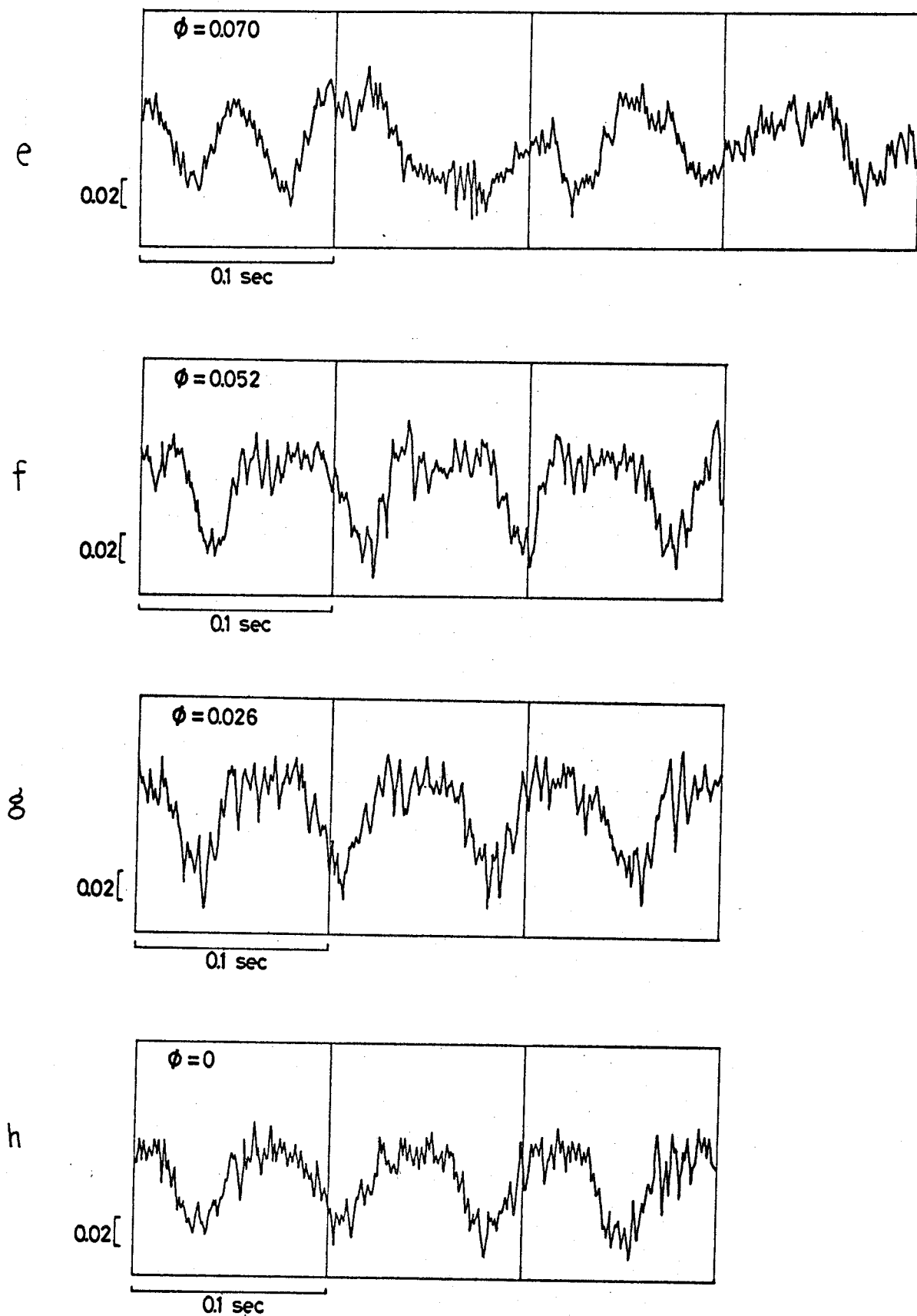


図 4-5 羽根車から吐出される流れの圧力変動波形
(縦軸の数値は、 $u_2^2/9$ によって無次元化した圧力値)

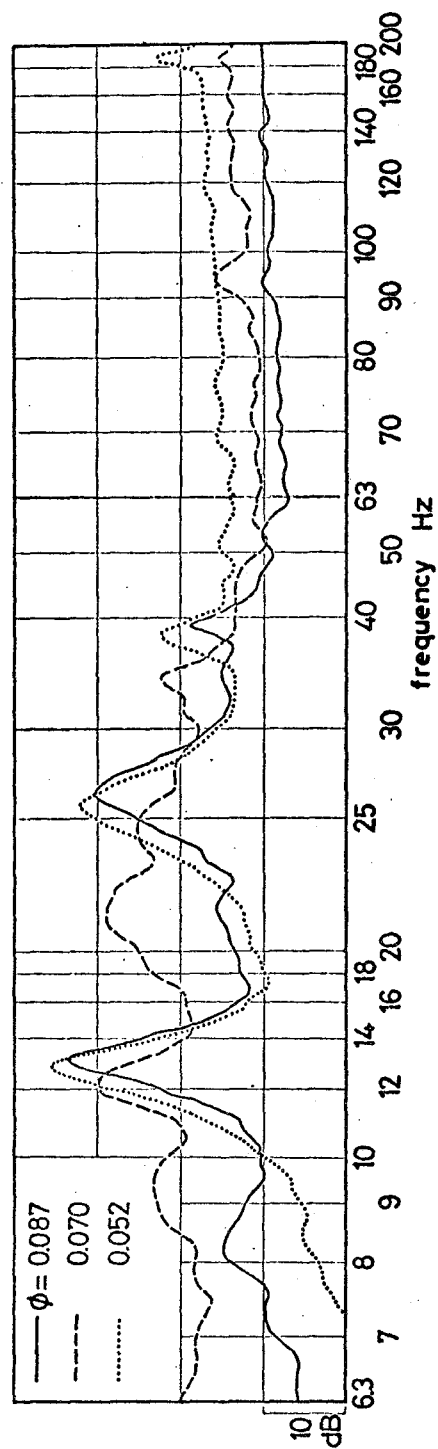


図4-6 羽根車から吐出される流れの圧力変動の周波数スペクトル
($r/r_2 = 1.34$ で測定)

図4-6は、それぞれ、 $\phi=0.087$ 、 0.070 、 0.052 における変動の周波数分析結果で、上述の現象を良く示している。 $\phi=0.087$ と 0.052 では、基本周波数は約13 Hzであり、その2次、3次の周波数成分が明確に現われている。このことは、図4-5-d、fに示す波形の記録と良く対応している。しかし、 $\phi=0.070$ では、上記の基本周波数成分に対応すると考えられる12.5 Hzの周波数成分と、その2次の周波数成分が認められるが、それらのピーク値は、前の二つの場合に比べて小さい。さらに、9.5 Hz、21 Hz付近に、かなりブロードな成分が現われている。これらの成分が存在するために、波形の周期性は、さらに希薄になる。

$\phi=0.052$ から $\phi=0$ まで、波形の周期性は明確で、その形も良く似ている。

$\phi=0.125$ 以下の流量で、このような圧力変動が生じる原因としては、旋回失速とサージングが考えられるが、この点については以下で論じる。

4-2-2 圧力変動の基本周波数 f と伝播速度 f_r

基本周波数の流量による変化を図4-7に示す。 $\phi=0.125$ から $\phi=0$ まで、周波数はほとんど変化しない。しかし、 $\phi=0.087$ から $\phi=0$ までの値、約13~14 Hzに比べると、 $\phi=0.125$ における値、11 Hzは、測定誤差を考慮しても明らかに小さいと言える。

図4-7には、圧力変動の2~460 Hz間のオーバーオール値と基本周波数成分の大きさが、流量によって変化するようすも示してある。図には、 $\phi=0.14$ 以上に対応するオーバーオール値は示していないが、 $\phi=0.125$ 以上になると、急激に減少する。例えば、 $\phi=0.161$ におけるオーバーオール値は、 $\phi=0.125$ の場合の約 $1/4$ の大きさである。オーバー

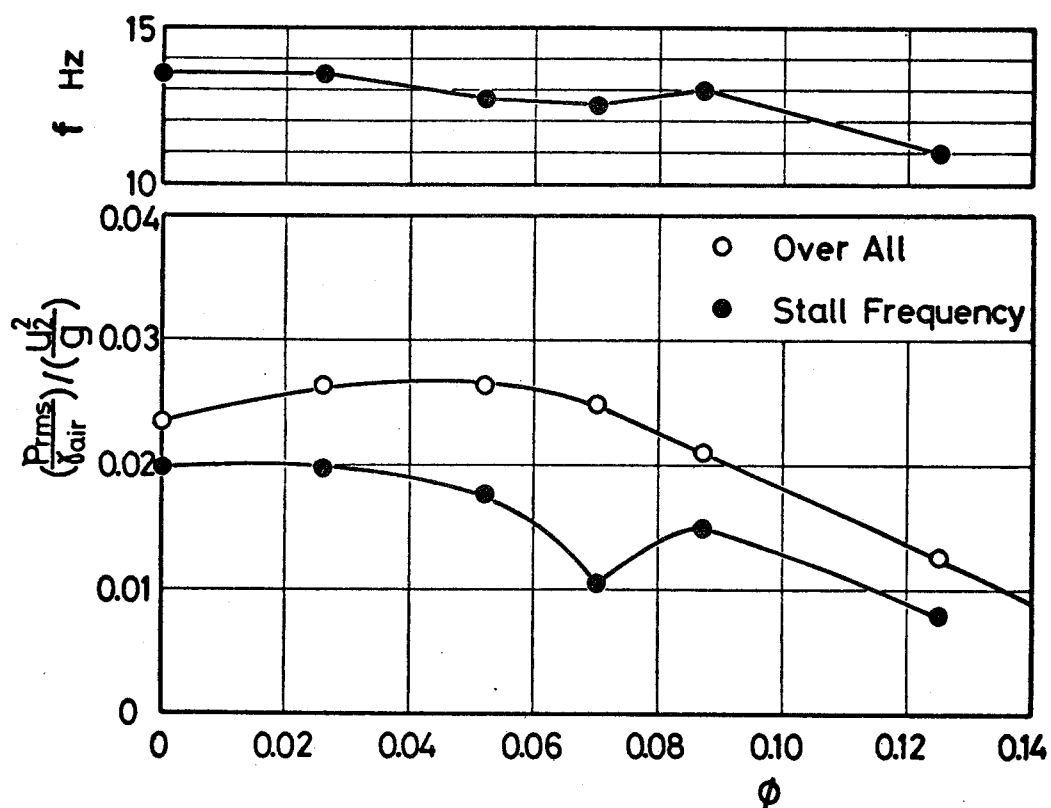


図 4-7 羽根車から吐出される流れの圧力変動が流量係数 ϕ によって変化するようす
 ($(\frac{P_{rms}}{\gamma_{air}}) / (\frac{U_2^2}{g})$ は無次元化した圧力変動実効値。 f は圧力変動の基本周波数。)

オール値は、 $\phi=0.052$ 付近で極大となるような変化をするのに対して、基本周波数成分は、ヘッド極大点 $\phi=0.070$ で急に小さくなる。

$\phi=0.125$ 以下の流量で生じるこの圧力変動は、周波数のうえから見て、回転数そのもの、あるいは（回転数×羽根数）と直接的なつながりは認められない。従って、羽根車内の相対流れが、羽根間隔を空間的な周期とするフローパターンを持っていることの直接的な影響ではない。また、測定された圧力変動は、そのような原因によって生じる、基本周波数が（回転数×羽根数）である圧力変動より、はるかに大きい。例えば、 $\phi=0.026$ において両者を比較すると、基本周波数成分の大きさは、（回転数×羽根数）成分の大きさの約9倍である。

$\phi=0.125$ 以下の流量において、ディフューザ壁面上の二つの測定点で、圧力の変動の同時測定を行なうと、 $\phi=0.070$ の場合を除いて、前述の図4-3に一例を示すように、位相差のある二つの良く似た波形が得られる。これは本来、相似な波形が、ある位相差をもって現われるものと考えられるが、それぞれの測定孔に使用した圧力変換器が異なっただけで、両者から得られる波形は多少異なっている。しかし、測定点1、4、3においては、自作の圧力変換器を使用したので、 $\phi=0.070$ の場合を除いて、それぞれの測定点において得られる波形は、完全に相似である。

測定点2における波形に対して、同一半径上で30度ずつ隔たっている測定点1、4、3の波形は、同一時間軸に対して遅れて現われる。ただし、 $\phi=0.070$ の場合は、この関係は明確ではない。

その遅れ時間 Δt は、1の場合一番大きく、4、3の順に減少する。従って、変動が3、4、1の方向、すなわち羽根車の回転方向に伝播していることが分る。

$\phi=0.070$ を除く各流量について、この遅れ時間 Δt から、圧力変動が周方向に伝播する速度、すなわち、絶対座標系における伝播速度 f_r (Hz)を求めたものを表4-1に示す。また、それぞれの流量における、圧力変動の基本周波数 f も示す。両値を比べると、 $f \approx 2f_r$ の関係が成り立つ

表 4-1 圧力変動の伝播速度 f_r と旋回失速の周波数 f_s
($f_r = f/2$, $f_s = 2(f_I - f_r)$, f_I は羽根車の回転速度)

ϕ	f_r Hz	f Hz	f_r Hz	f_s Hz
0.125	5.1	11.0	5.5	83
0.087	6.9	13.0	6.5	81
0.052	6.0	12.7	6.4	81
0.026	7.2	13.5	6.8	
0	6.9	13.5	6.8	
				80

と見なされる。このことから、軸対称な一様流から大きくはずれた、二極的な、すなわち一様流からの片寄りの中心が二つあるようなフローパターンが、羽根車に対して相対的に回転していると考えられる。羽根車の周方向に隔たった測定点において得られた、それぞれの波形が相似であることから、このフローパターンは回転的なものであると見なされ、波形の周期性から判断して、その回転はほぼ完全に周期的である。

図4-5-c ~ hの波形は、一定の圧力が部分的に落ち込んでいると解釈できる。従って、一定圧力部分に対応する、ほぼ羽根曲線に従う一様な流れ場の中に、その低圧部分に対応するような、局所的な低圧領域が、羽根車内に形成されている。しかも上記の議論から、 $\phi=0.070$ を除

く流量において，このような領域が二個あることが明らかである。そして，この領域は羽根車軸を中心に，周期的に回転している。この現象を，著者は旋回失速と判定した。羽根車内に形成された低圧領域を失速セルと呼ぶ。図4-8に，旋回失速現象の概念図を示す。

さて，実験結果において，厳密に $f = 2f_r$ となっていないのは，前述の遅れ時間 Δt の読み取り方が，かなり誤差を伴うためである。これに対し， f 自身の値は，周波数スペクトルから，はるかに正確に求まる。失速セルの正確な伝播速度として， $f_r = f/2$ を表4-1に示した。

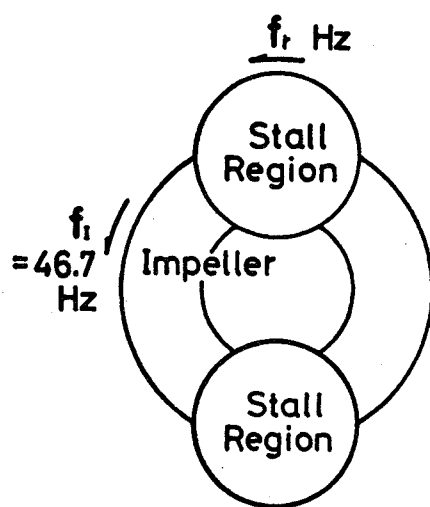


図4-8 旋回失速現象の概念図

$\phi = 0.070$ においては，羽根車内の流れの状態は，確定したフローパターンが，羽根車に対して一定角速度で回転しているのではなく，ある程度確定したパターンがゆらぎながら，不規則な速度で回転していると推定される。このことは，失速セルが不規則な時間間隔で，分裂と合併をくり返しているようにも思われる。

4-2-3 羽根車の羽根面上の圧力変動

図4-9-aに，羽根面上の圧力変動の20～460 Hz間のオーバーオール値の分布を示す。過大流量の $\phi = 0.209$ では，高圧面側入口付近で，著しく大きな圧力変動が観測される。しかし，羽根車出口に向かって，変動は急激に小さくなっている。図4-5-aに示したように，この流量では，羽

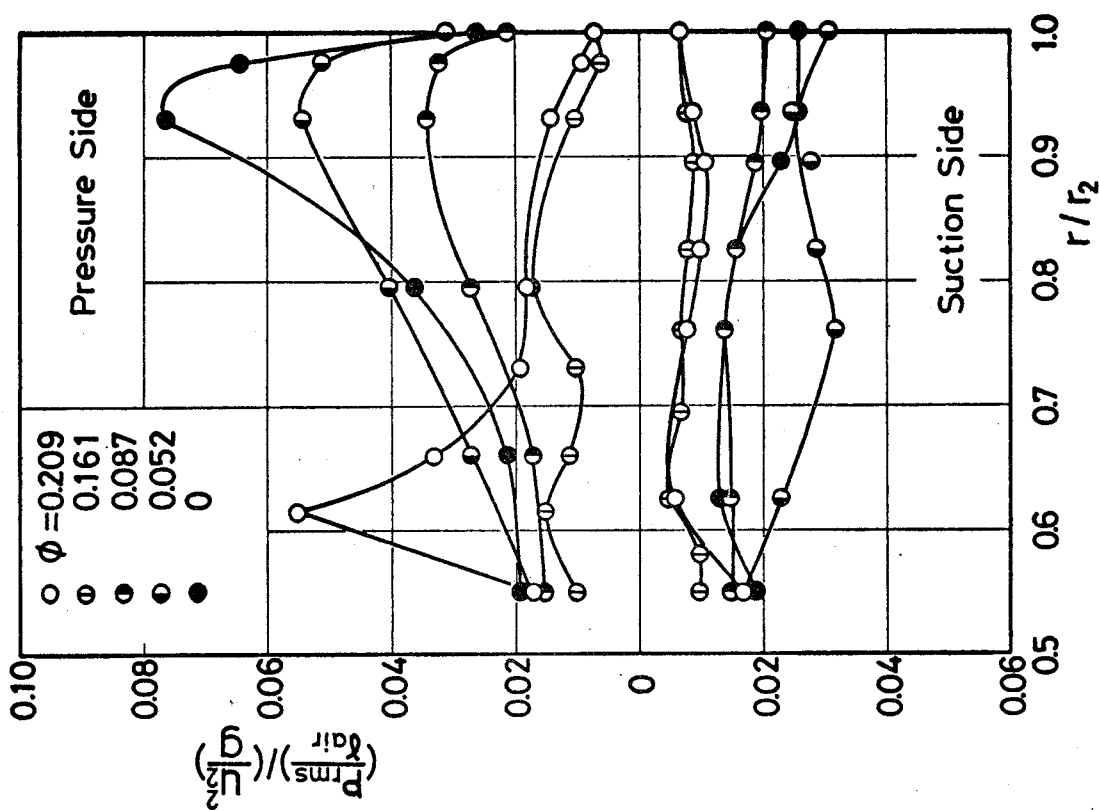


図4-9-a 羽根面上の圧力変動の無次元値 $\left(\frac{P_{rms}}{\rho U_2^2} \right) / \left(\frac{P_{rms}}{\rho U_2^2} \right)$ の半径比 r/r_2 に対する分布 (20~460 Hz 間のオーバーオール値)

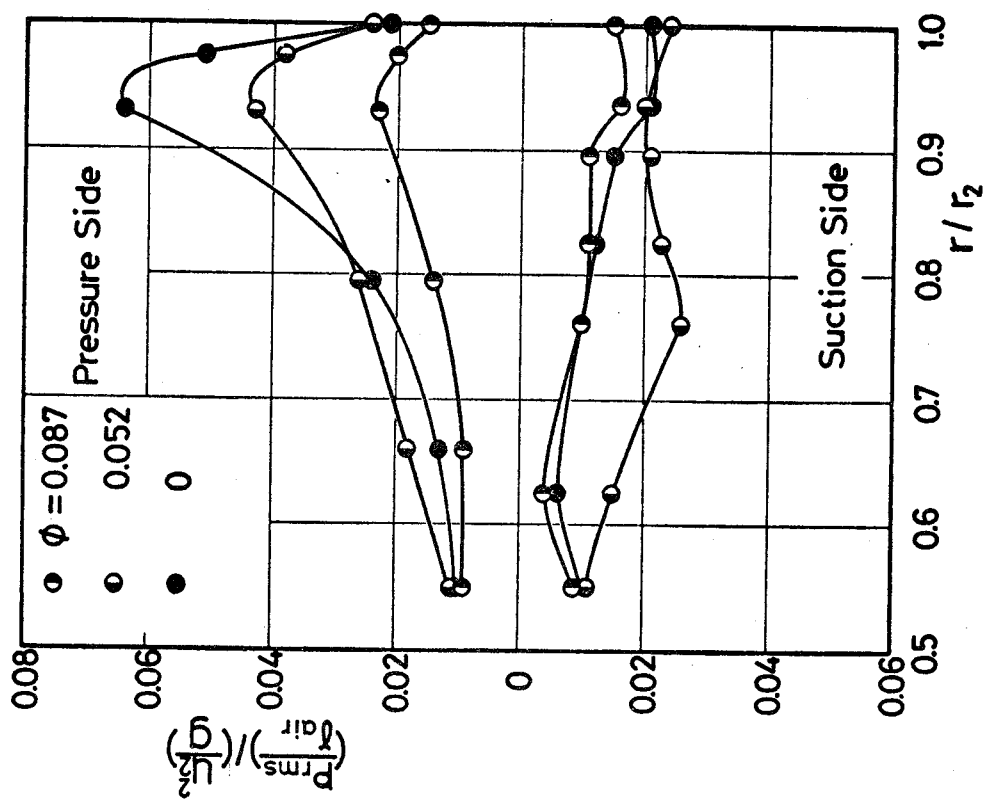


図4-9-b 羽根面上の圧力変動の無次元値 $\left(\frac{P_{rms}}{\rho U_2^2} \right) / \left(\frac{P_{rms}}{\rho U_2^2} \right)$ の半径比 r/r_2 に対する分布 (旋回失速の周波数成分)

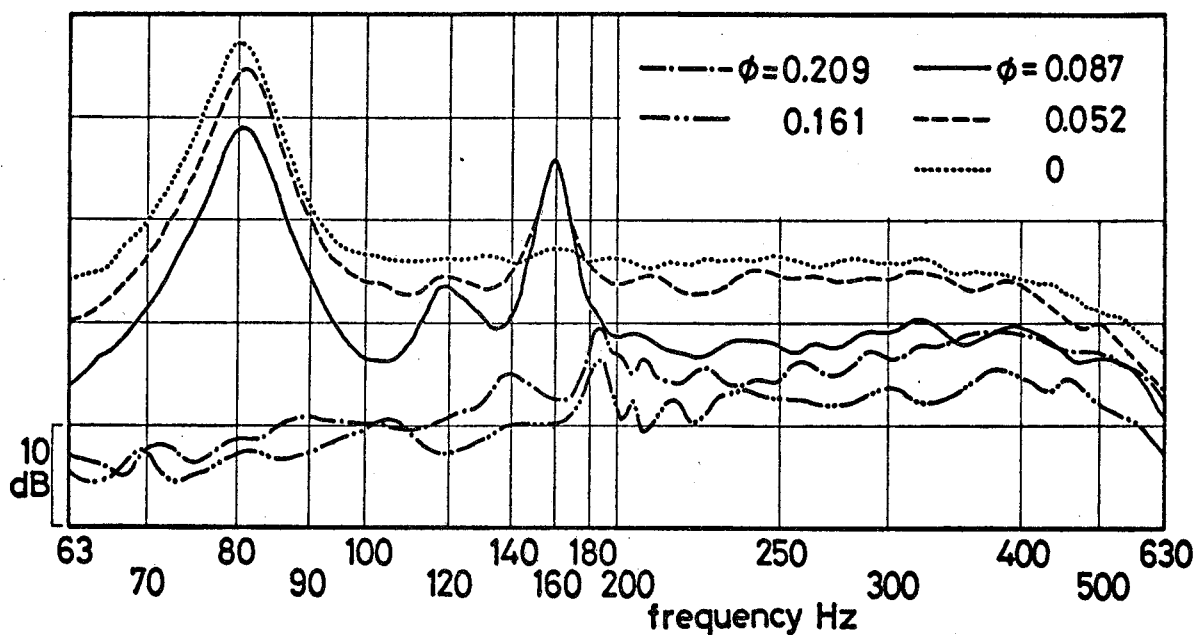


図 4-10-a 羽根面上の圧力変動の周波数スペクトル
(高圧側測定点 P11, $r/r_2=0.975$ で測定)

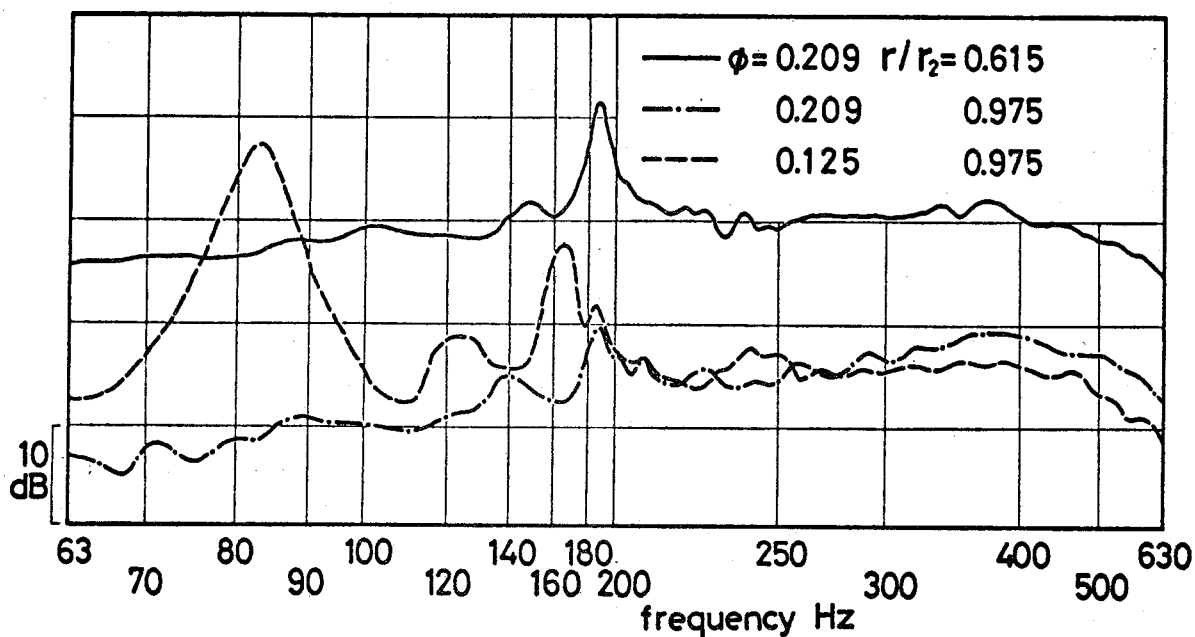


図 4-10-b 羽根面上の圧力変動の周波数スペクトル
(高圧側測定点で測定)

根車から吐出される流れの圧力変動は小さい。従って、高圧側入口付近に生じた、この大きな変動は、羽根車を通過する流れそのものには、大きな影響を与えていない。この高圧側測定点 P17 ($r/r_2=0.615$) における圧力変動の周波数スペクトルを図4-10-bに示す。そのスペクトルには、187 Hz へのみ、ピークが現われ、その他はきわめてブロードである。このピークは、前述の十字形整流板の効果と考えられる。すなわち、各羽根溝の流れは、羽根車の1回転につき4回変動する。このために、回転速度の4倍の、187 Hz の周波数成分が卓越して現われる。これは、羽根車の回転と直接的なつながりを持つもので、後述の旋回失速に基づくものとは、性質が全く異なる。

$\phi=0.161$ では、羽根面上の圧力変動の分布は、多少のうねりはあるが、ほぼ一様である。

旋回失速が生じるとした $\phi=0.087$ 以下の流量では、高圧側出口付近に、圧力変動の大きな領域が現われる。P11 ($r/r_2=0.975$) における圧力変動の周波数分析結果を図4-10-aに示す。旋回失速が生じていると考えた流量では、きわめて明確に、約80 Hz の成分が卓越している。前述の表4-1に、この周波数 f_s を示した。 f_s は、羽根車に相対的な旋回失速の周波数で、 $f_s=2 \times (f_i - f_r)$ の関係を満たしている。すなわち、旋回失速時のフローパターンは、羽根車に対して相対的に、 $f_s/2$ の速度で、羽根車の回転と逆方向に回転している。

図4-9-bは、この f_s 成分の羽根面上の分布である。この分布は、オーバーオール値の分布と定性的に同じである。すなわち、これらの流量域における羽根面上の圧力変動は、完全に f_s 成分に支配されていることが分る。

E. Lennemann⁽¹²⁾ は、遠心羽根車の流路に生じる旋回失速時の非定常な流れを観察し、一つの流路の失速の1サ

イクル中に、羽根低圧面はがれと高圧面はがれが交互に生じると述べている。図4-9-bの高圧側変動と低圧側変動は、このような現象に対応していると思われる。

羽根車内部の詳細なフローパターンは分らないが、高圧側出口付近の圧力変動が大きいことから、失速セルは羽根車出口近くに存在すると考えられる。すなわち、旋回失速の顕著な影響は、羽根車出口流において現われる。

羽根車に相対的な旋回失速の周波数が、羽根車の回転数によって変化するようすを図4-11に示す。これは、送

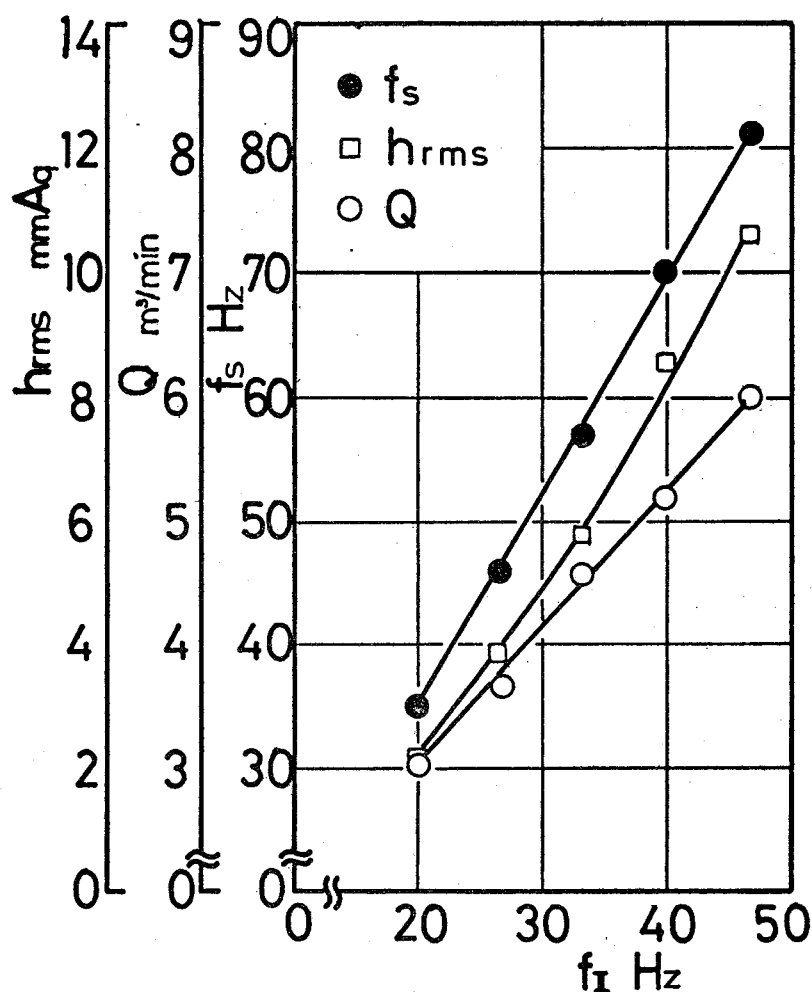


図4-11 羽根車に相対的な旋回失速の周波数 f_s ならびに、その成分の実効値 h_{rms} が羽根車の回転速度 f_1 によって変化するようす

風機の吸込管入口の絞りを， $\phi=0.052$ に対応する状態に保って，回転数を変化させて，羽根低圧側測定点P5 ($r/r_2=0.76$)で測定したものである。回転数の減少に伴ない，周波数は直線的に減少し，圧力変動の大きさは2次曲線的に減少する。これより，羽根車に相対的な旋回失速の周波数と羽根車の回転速度の間に， $f_s=1.73 \times f_I$ が成立することが分った。従って，絶対座標系における失速セルの伝播速度は， $f_r=0.135 \times f_I$ となる。 $\phi=0.070$ の近傍を除いて， $0 \leq \phi \leq 0.087$ の範囲で， f_r が流量によってほとんど変化しないことは先に述べた。従って，上記の関係式は， $\phi=0.070$ の近傍を除いて， $0 \leq \phi \leq 0.087$ の範囲内で一般的に成立する。

4-2-4 羽根車を通る流れと旋回失速

旋回失速の発生に伴ない，羽根車内の流れが，二次元的に考えて，二極的なものになることを先に述べたが，旋回失速状態下では，羽根車から吐出される流れの速度の羽根幅方向分布は，一様でなくなる。

図4-12は，羽根車から吐出される流れの， $r/r_2=1.13$ における全圧と静圧の羽根幅方向の分布である。図4-13-a, bは， $r/r_2=1.13$ における絶対速度の測定値を $r/r_2=1.0$ における値に換算し，それから相対速度と相対流出角を求めたもので， $z/b=0$ は後面シュラウドに， $z/b=1$ は前面シュラウドに対応している。測定は，四種の代表的な流量値について行なった。また，4-1-3で述べたように，旋回失速状態下の絶対流れ角の測定値 $\alpha \text{ deg}$ に $\Delta \alpha \text{ deg}$ の補正を行なった。その補正值を表4-2に示す。三孔ピトー管による速度測定値を積分して求めた流量 Q_p と，流量測定用L形ピトー管で測定した流量 Q の比も同表に示し

た。

表 4-2 絶対流れ角の修正値 $\Delta\alpha$

ϕ	0.207	0.161	0.087	0.052
$\Delta\alpha$ deg	0	0	- 3.1	- 3.9
Q_p/Q	1.15	1.10	1.00	0.99

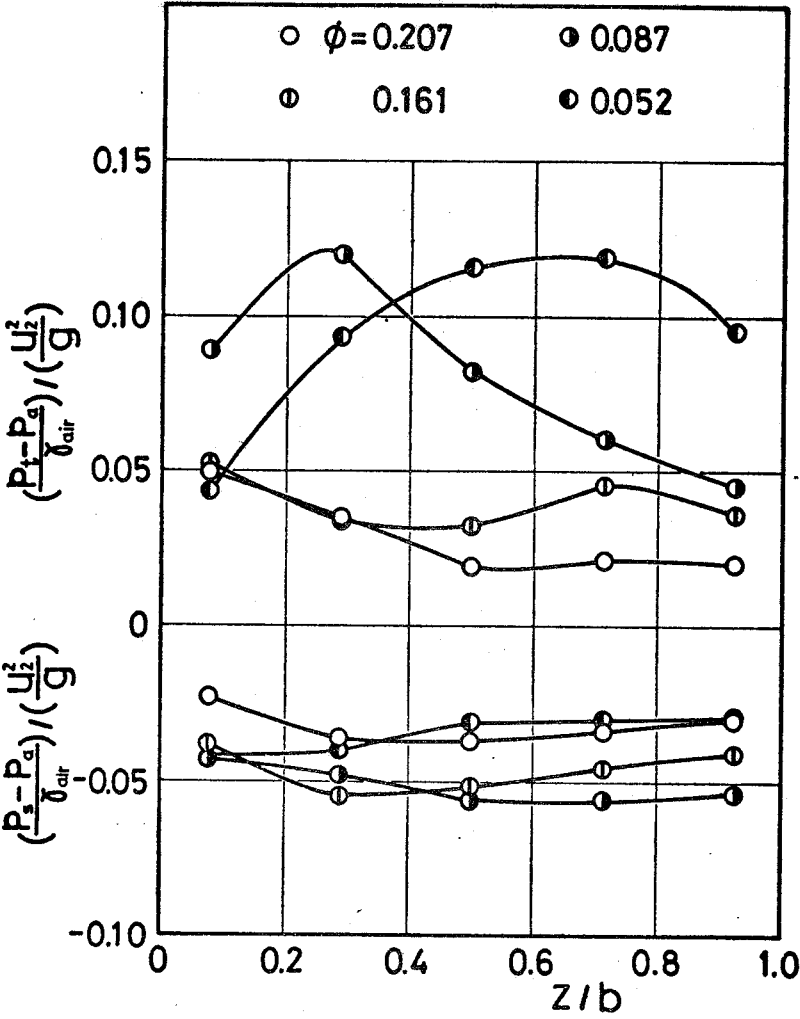


図 4-12 $r/r_2=1.13$ における無次元全圧 $(\frac{P_t - P_a}{\gamma_{air}}) / (\frac{U_2^2}{g})$ と無次元静圧 $(\frac{P_s - P_a}{\gamma_{air}}) / (\frac{U_2^2}{g})$ の羽根幅方向分布 ($Z/b=0$ が後面シュラウドに, $Z/b=1$ が前面シュラウドに対応する。)

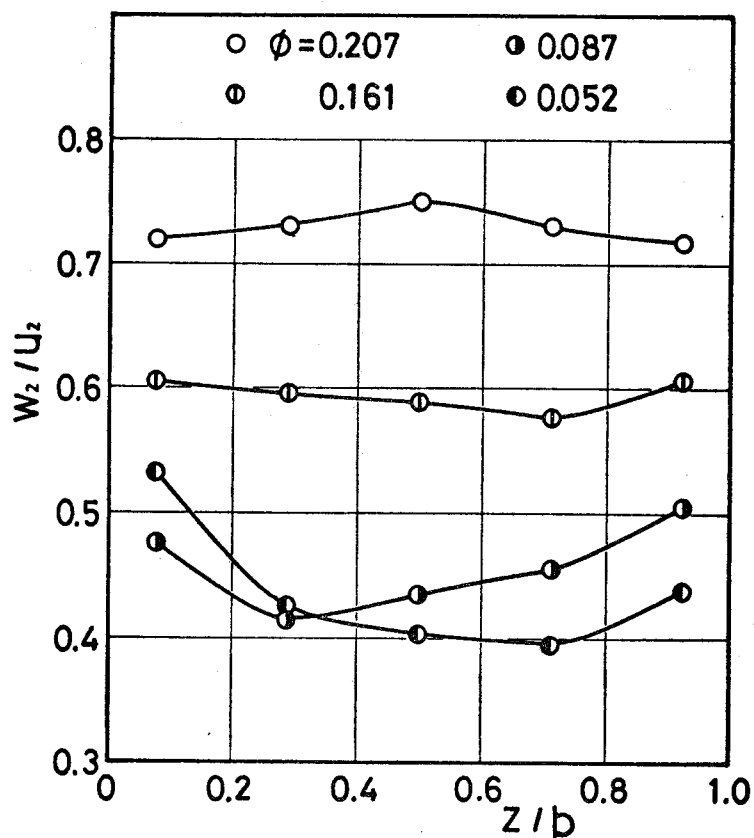


図 4-13-a $r/r_2=1.0$ における無次元相対速度 w_2/u_2 の羽根幅方向分布
($z/b=0$ が後面シュラウドに, $z/b=1$ が前面シュラウドに対応する。)

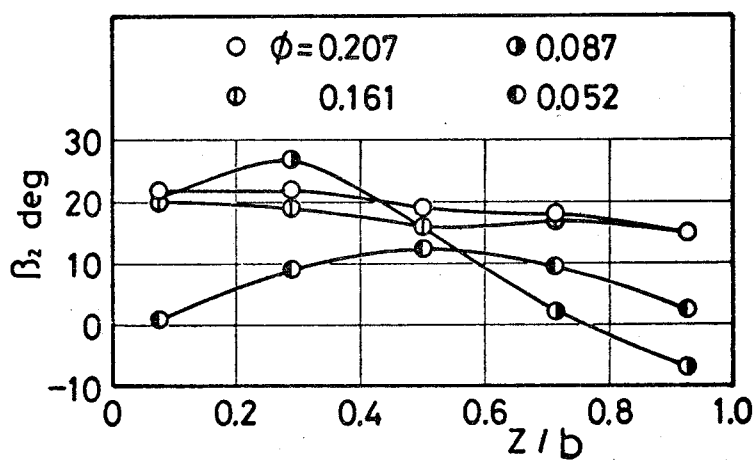


図 4-13-b $r/r_2=1.0$ における相対流出角 β_2 の羽根幅方向分布

非失速状態に対応する $\phi=0.207$ と 0.161 に比べて，失速状態にある $\phi=0.087$ と 0.052 では，全圧，相対速度，相対流出角が羽根幅方向に大きく変化する。しかも，それら両流量で，分布の傾向が異なっている。 $\phi=0.087$ では，前面シユラウド近傍で相対流出角が負になり，ており，羽根車から流出した流体の一部が，羽根車に逆流していることを示している。

羽根車出口における理想的な平均流れとして，Busemann のすべり係数⁽¹³⁾ に従う流れを考え，それを規準として流れの片寄りを表わすことにする。このすべり係数は，遠心羽根車の最高効率点における理論ヘッドの計算に際して，一般的に通用するものである⁽¹⁴⁾。Busemann のすべり係数 h_0 を用いると，羽根車入口で予旋回がない時の羽根車出口端 ($r/r_2=1.0$) における理想的な絶対速度の周方向成分 V_{u2} m/s は次式で与えられる。

$$V_{u2} = h_0 u_2 + h_v V_{m2}' \cot \beta_{2b} \quad (4.3)$$

ここに

u_2 : 羽根車外周の周速度 m/s

β_{2b} : 羽根出口角 deg

V_{m2}' : 羽根車出口端における径方向分速度の平均値
($=u_2 \phi$) m/s

h_v : 羽根出口角，羽根数，羽根車の内外径比で決まる定数

この実験に用いた羽根車の場合， $h_0=0.83$ ， $h_v=-1$ である。この数値を上式に代入し，さらに，速度三角形の關係を用いると，羽根車出口端における理想的な相対流出角 β_2' deg と相対速度 w_2' m/s (規準相対速度) が次式によ

り求まる。

$$\beta_2' = \tan^{-1} \left(\frac{1}{\frac{0.17}{\phi} + \frac{1}{\tan \beta_{2b}}} \right) \quad (4.4)$$

$$w_2'/u_2 = \frac{\phi}{\sin \beta_2'} \quad (4.5)$$

測定した相対速度を，規準相対速度の方向の成分 w_{2s} と，規準相対速度に直交する方向の成分 w_{2n} に分けて考える。この w_{2s} と w_{2n} は，それぞれ次式で与えられる。

$$w_{2s}/w_2' = (w_2/w_2') \cos(\beta_2 - \beta_2') \quad (4.6)$$

$$w_{2n}/w_2' = (w_2/w_2') \sin(\beta_2 - \beta_2') \quad (4.7)$$

このような表現法によれば，羽根車流路内の相対流れが，規準相対流れに比べて，羽根低圧側に片寄っているとき w_{2n} は正となり，高圧側に片寄っているとき負になる。

図 4-14-a, b に，それぞれ w_{2s}/w_2' ， w_{2n}/w_2' の分布を示す。この図を見ると， $\phi=0.207$ と 0.161 では，実際の流れは規準の流れと良く一致している。しかし， w_{2s}/w_2' の値が 1 より少し大きい。これは， $\phi=0.207$ と 0.161 に対して，4-1-3 で述べた修正を行なっていないためである。

旋回失速状態の $\phi=0.087$ と 0.052 では，実際の流れは，規準の流れと著しくかけ離れたものになっている。しかも，すでに述べたように， $\phi=0.087$ と 0.052 とでは，理想的な流れからの片寄りの形態が異なっている。

ここで示した測定結果に見られる片寄りと，羽根車に生じている旋回失速を結びつけるだけの説明は，現在のところできない。しかし，前述の $\phi=0.070$ におけるランダ

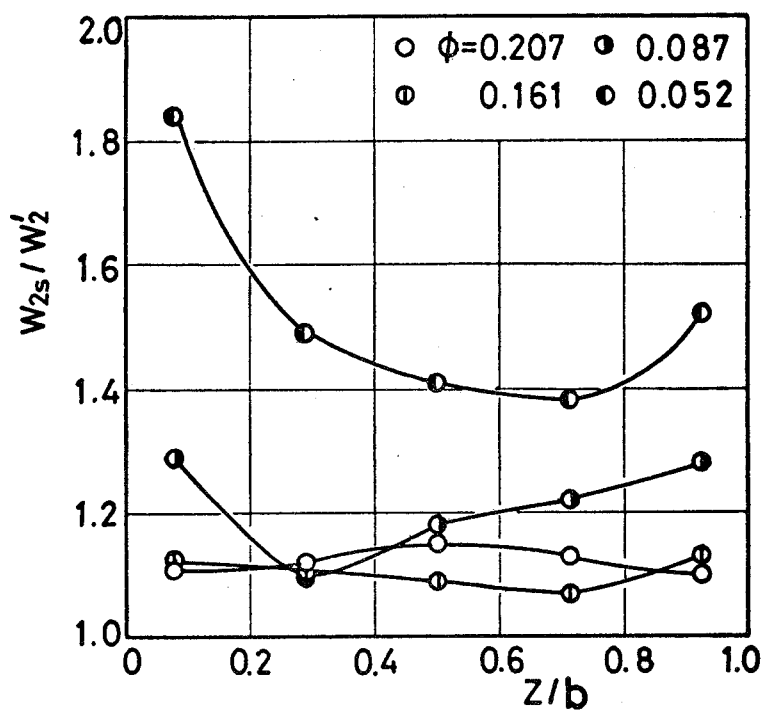


図4-14-a 羽根車出口端における相対速度測定値と規準相対速度の比較
(W_{2s}/W_2' は式(4.6)から求めた。)

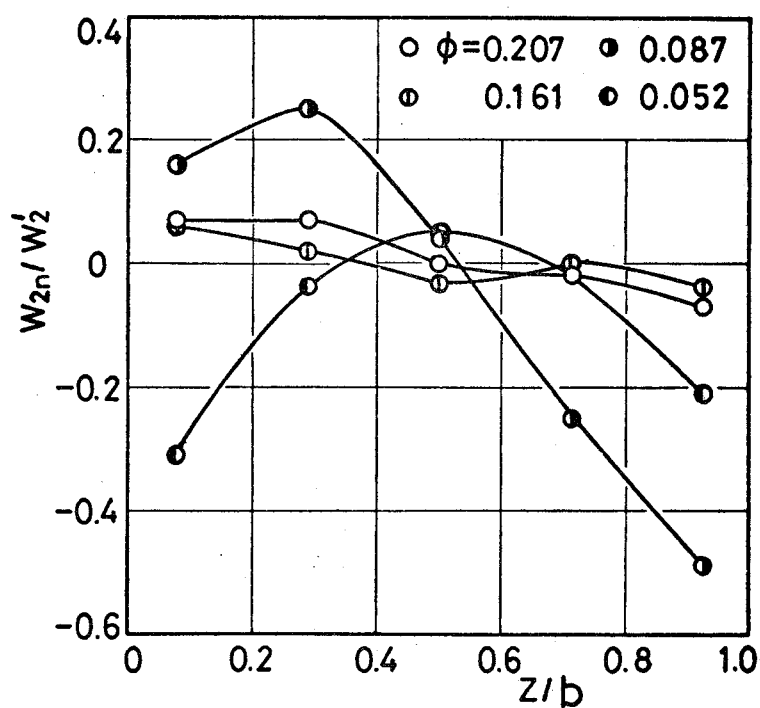


図4-14-b 羽根車出口端における相対速度測定値と規準相対速度の比較
(W_{2n}/W_2' は式(4.7)から求めた。)

ムな脈動が、上記の $\phi=0.087$ と 0.052 の中間の流量で生じることから考えて、失速セルの安定性は、羽根車内の流れの幅方向の片寄りと密接に関連していることが指摘できる。

次に、羽根車の羽根面上の静圧分布を測定し、これに角運動量の法則と入口で直角流入するという仮定を適用して求めた、羽根車内部の平均相対流れについて述べる。ここで、直角流入の仮定は、正規流量（最高効率点流量）以上では、経験上十分に正当である。また、ここで使用した羽根車のように、羽根入口端が羽根車軸に平行であるようなものについては、低流量域においても、入口逆流旋回は認められないという説⁽¹⁵⁾がある。この場合、直角流入の仮定は成り立つ。

図4-15は、羽根高圧側の静圧と低圧側の静圧の差を無次元化したものの半径比に対する分布を示している。

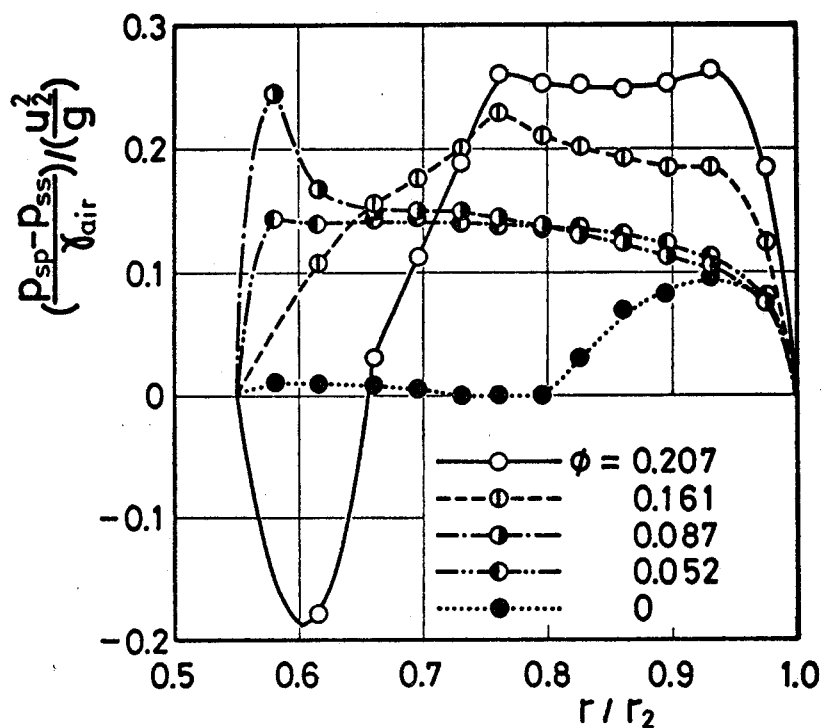


図4-15 羽根面上の無次元静圧差 $(\frac{P_{sp} - P_{ss}}{\gamma_{air}}) / (\frac{u_2^2}{2})$ の半径比 r/r_2 に対する分布

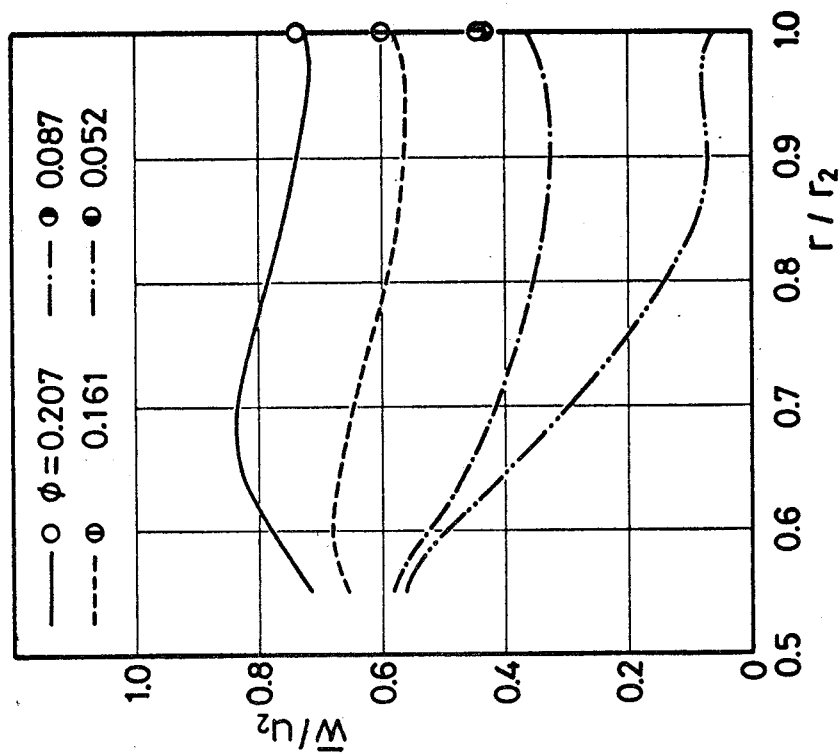


図4-16-a 羽根面静圧分布から計算した
羽根車内部の無次元平均相対速度 $\bar{w}/u_2$
の半径比 r/r_2 に対する変化
(記号は三孔ピトー管による測定値 $\bar{w}_2$)

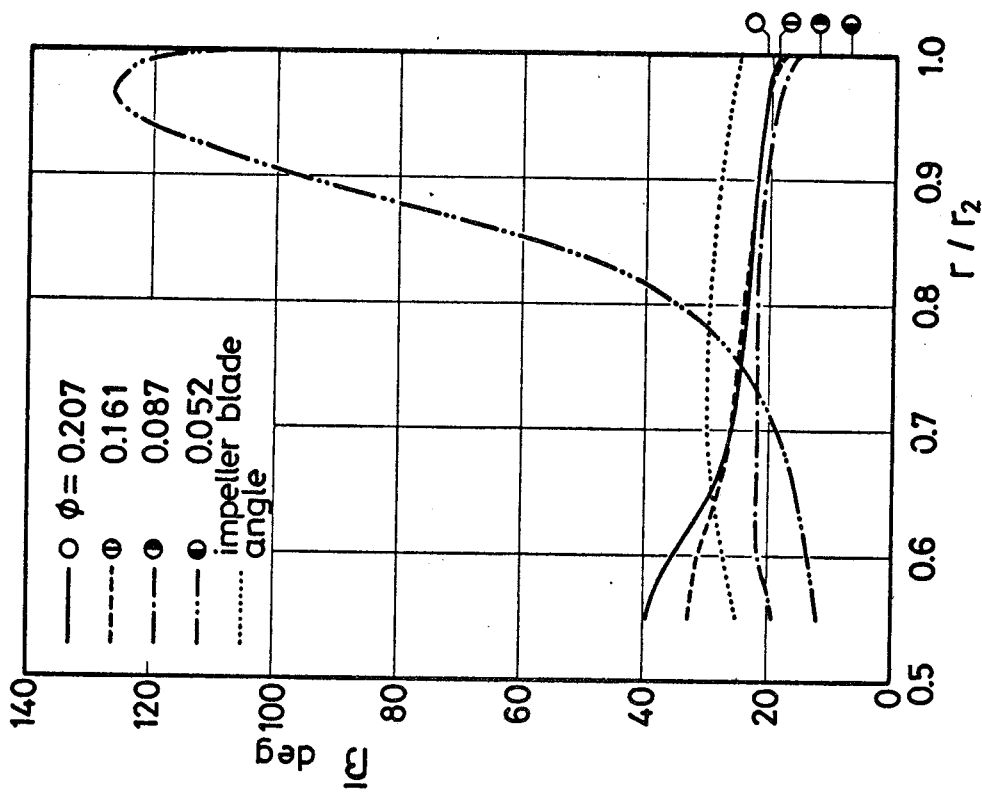


図4-16-b 羽根面静圧分布から計算した
羽根車内部の平均相対流れ角 $\bar{\beta}$ の半径
比 r/r_2 に対する変化
(記号は三孔ピトー管による測定値 $\bar{\beta}_2$)

図4-16-a, b は, これから計算された平均相対流れを示している。同図には, 三孔ピトー管による測定値を羽根車出口端 ($r/r_2=1.0$) の値に換算したのも示してある。

図4-16-a から分るように, 静圧分布から求めた旋回失速時の相対流れの特徴は, 羽根車入口からただちに, 流れの減速が始まっているということである。また, $\phi=0.087$ 以下の流量で, 減速の度合が大きい。無次元相対速度の, 羽根車入口端 ($r/r_2=0.55$) における値と出口端における値の差は, $\phi=0.161$ では 0.072 であるのに対して, 旋回失速状態の $\phi=0.087$ と 0.052 では, それぞれ 0.218 , 0.501 である。しかし, 三孔ピトー管による測定値が示すように, 実際の羽根車出口端における相対速度は, 静圧分布から求めた値より大きく, 流れは, それほど減速されていないことが分る。羽根車出口端における三孔ピトー管測定値を用いて, 減速度を表わすと, $\phi=0.087$ と 0.052 では, それぞれ 0.136 , 0.127 である。両者の減速度は, ほぼ同程度である。

図4-16-a, b に見られるように, $\phi=0.087$ と 0.052 については, 静圧分布から求めた羽根車出口端における相対流れは, 三孔ピトー管で実測したものと一致しない。相対速度について見ると, 静圧分布から求めた値の誤差は, $\phi=0.087$ の場合, 約 18% , $\phi=0.052$ の場合, 約 86% である。このような差は, 羽根車内の流れが一樣流でなく, 片寄っていることが原因となっていて生じたものと考えられる。すなわち, 上記の誤差は, 軸対称な一樣流に及ぼす失速セルの影響を示している。右より特性部の $\phi=0.052$ では, 右下り特性部の $\phi=0.087$ に比べて, 失速セルが羽根車内部の流動状態に及ぼす影響はきわめて大きいことが分る。

図4-15に見られるように, $\phi=0$ の場合, 出口付近の羽根部分が, 流体にトルクを与えている。このトルクは,

羽根車出口付近における流れの片寄りを生じるのに費やされる。すなわち、すでに述べたように、失速セルは羽根車出口付近に存在し、この失速セルは、このトルクによって保持されている。

以上の議論では、流体に作用するすべてのまさつ力を無視している。大きな速度勾配が存在する旋回失速流れにおいて、このまさつ力の影響を評価することは、現段階では困難である。

4-3 検討

4-3-1 送風機のヘッド曲線について

この実験に用いた羽根車は、それほど特殊なものではなく、むしろ、ありふれた形状のものである。一般に、このような形状の羽根車を持つ送風機のヘッド曲線は、滑らかなものである。しかし、この送風機のヘッド曲線は、図4-4に見られるように、 $\phi=0.125$ から 0.070 の間で、くぼんでいる。このくぼみは、吐出ヘッドを羽根車に近い位置で測定したために現われたものと考えられる。すなわち、吐出ヘッドを羽根車から遠い位置、例えば、デューザ出口付近において測定して、送風機のヘッド曲線を描けば、もっと滑らかなものが得られるように思われる。

4-3-2 旋回失速の開始について

運転中の送風機の流量を、絞り装置全開から絞っていくと、 $\phi=0.125$ で旋回失速が生じると述べた。しかし、このような状態における旋回失速の開始については、もう

少し説明を加える必要がある。

正確なことを言えば、流量が $\phi=0.125$ に達した場合、旋回失速が必ず発生するわけではなかった。すなわち、さらに流量を絞らないと、旋回失速が発生しないこともある。図 4-9-a, b に、 $\phi=0.125$ における分布を示していないのは、このような事情による。

しかし、 $\phi=0.125$ よりもはるかに少ない流量で旋回失速が発生した場合でも、そのまま逆に絞りを開けていけば、 $\phi=0.125$ 付近まで旋回失速状態が残ることを経験した。すなわち、ある種の履歴現象が見られる。しかしながら、きわめて静的に流量を減少させていっても、旋回失速の発生が、 $\phi=0.087$ 以下になることはなかった。 $\phi=0.087$ では、確実に旋回失速が生じた。

要するに、何らかの外乱が与えられれば、最高効率点 $\phi=0.125$ 付近の流量で、旋回失速が始まる。その開始点は、外乱の大きさによって左右される。しかし、十分小さい外乱で確実に旋回失速が発生する点を、著者は $\phi=0.125$ と判定した。図 4-10-b に、 $\phi=0.125$ において旋回失速が発生した場合の、羽根面上の圧力変動の周波数スペクトルを示した。

この測定においては、旋回失速が生じていないと考えた $\phi=0.209, 0.161$ の流量においても、羽根面上の圧力変動の周波数スペクトルに、旋回失速の周波数 f_s にきわめて近い周波数の成分が、小さいながら認められることがあった。これが $\phi=0.125$ 以下の流量で現われる旋回失速につながるものかどうかは、これだけの測定では、判定することができなかった。

4-4 結論

この研究で明らかにした事柄を要約すると次のようになる。

- (1) 最高効率点 $\phi=0.125$ 以下の流量で、セル数が2の旋回失速が生じる。
- (2) 絶対座標系における失速セルの伝播方向は、羽根車の回転と同じ方向である。
伝播速度 f_r (Hz) は、流量によらずほとんど変化しないが、羽根車の回転速度 f_1 (Hz) に比例し、 $\phi = 0.070$ 近傍を除く、 $0 \leq \phi \leq 0.087$ の範囲で、 $f_r = 0.135 \times f_1$ で与えられる。
- (3) 羽根面上の圧力変動に及ぼす旋回失速の影響は主として、高圧側出口付近において著しい。従って、旋回失速状態の流の特徴は、羽根車入口よりも出口において顕著に現われると見なされる。
- (4) ヘッド極大点 $\phi=0.070$ で、羽根車から吐出される流れの変動の周期性が希薄になるが、これは、失速セルが不規則な時間間隔で、分裂したり合併したりしているためと思われる。
- (5) 失速セルの安定性は、羽根車内の流れの、幅方向の片寄りの形態と密接に関連していると考えられる。
- (6) 失速セルのために、羽根車内の流れが、軸対称な一様流から大きくはずれた、二極的なものになるが、この片寄りが羽根車内の流動状態に及ぼす影響は、右下り特性部 ($\phi=0.087$) よりも、右上り特性部 ($\phi=0.052$) において、きわめて著しい。

第5章 総括

この研究は、うず形室などの吐出側案内装置を持たない遠心送風機の羽根車の流路に生じる二つの顕著な非定常現象に着目して、実験的にその解析を行なったものである。そのうちの一つの現象は、高流量域の特定の作動点において顕著になる送風機の異常騒音である。もう一つの現象は、主として低流量域に特有の、羽根車の旋回失速である。以下に、この研究で明らかになった事柄をまとめて列記する。

上記の送風機の異常騒音の発生について研究を行なった結果、次のことが明らかになった。

- (1) 異常騒音発生の原因は、羽根車の羽根溝内に生じた気柱振動である。
- (2) この振動のモードは、羽根溝内の流れの方向の一次元的な最低次のものである。
- (3) 送風機から放射される音が変調されて測定された。すなわち、羽根車の8個の羽根溝全部に気柱振動が生じており、しかも隣り合う羽根溝の気柱振動の位相は、 180° ずれている。そのために、羽根車の回転速度を f_i (Hz)、気柱振動の振動数を f_r (Hz) とすると、 $f_r \pm 4f_i$ (Hz) の二つの周波数を持つ変調音が測定された。
- (4) 羽根車の羽根前後縁形状ならびに羽根後縁近傍の小さな突起によって、気柱振動の強さが著しく変化する。
- (5) このことから、気柱振動の原因は、羽根後縁から流出するうずであると判断した。しかも、このうずの流出と気柱振動は同期していると考えた。

- (6) 気柱振動の発生している作動点において，羽根車出口直後 ($r/r_2=1.01$) における流れの相対速度の羽根幅方向平均値 $\bar{w}_{20}$ ，気柱振動の振動数 f_R ，羽根厚 t を用いて，ストローハル数 $St = f_R t / \bar{w}_{20}$ を求めると，0.21～0.23の範囲の値が得られた。

この値が，円柱など一般に認められているストローハル数の値に，ほぼ一致していることから，気柱振動の原因がうずであるということが分る。

- (7) 羽根溝内の気柱振動は，羽根車内部のフローパターンそのものとは関係なく生じる。

従って，上記のストローハル数の値そのものによって，気柱振動が生じる可能性のきわめて強い作動点を予測することができる。

また，羽根車の旋回失速について次のことが明らかになった。

- (1) 最高効率点 ($\phi=0.125$) 以下の流量で，セル数が2の旋回失速が生じた。
- (2) その失速セルの伝播方向は，絶対座標系で見ると，羽根車の回転と同じ方向である。伝播速度 f_r (Hz) は，送風機の流量 ϕ によってほとんど変化しないが，羽根車の回転速度 f_I (Hz) に比例して変化する。すなわち，ヘッド極大点 ($\phi=0.070$) 近傍を除く， $0 \leq \phi \leq 0.087$ の範囲で， $f_r = 0.135 \times f_I$ と表わされる。
- (3) ヘッド極大点近傍で，羽根車から吐出される流れの変動の周期性が希薄になるが，これは失速セルが，不規則な時間間隔で，分裂と合併をくり返しているためと思われる。
- (4) この失速セルの安定性は，羽根車を通る流れの羽根幅方向の片寄りの形態と，密接に関連している

と考えられる。

- (5) 羽根車の羽根面上の圧力変動に及ぼす旋回失速の影響は、主として羽根高圧側出口付近において著しい。

このことから、旋回失速流れの特徴は、羽根車入口よりも出口において強く現われると考えられる。

- (6) 失速セルのために、羽根車内の流れが軸対称な一様流ではなく、二極的なものになるが、この片寄りが、羽根車内の流れに及ぼす影響力は、右下り特性部 ($\phi=0.087$) よりも右上り特性部 ($\phi=0.052$) において、きわめて大きい。

この実験は、すでに述べたように、羽根車単体の場合の流れに限定して行なったものである。しかし、羽根車は特殊なものではなく、ごく一般的な設計を行なったものを使用した。従って、上記の種々の事柄は、常用されている一般の羽根車にも十分あてはまるものである。

ただし、この実験結果のすべてが、一般の羽根車にそのままあてはまるというわけではない。羽根溝の気柱振動のモードや、変調音の周波数については、それぞれの羽根車に特有のものが現われるかも知れない。特に、変調音の周波数は、気柱振動の位相関係によって左右されるものであり、その位相関係は、羽根数によって変化すると考えられる。また、失速セルの個数やその旋回速度も、羽根車の設計パラメータによって変化するかも知れない。これらは、この研究の結果、新たな問題点として台頭してきたものであり、その解明は今後の課題である。

しかしながら、運転中の羽根車の中で、非定常な流れをとらえることの重要性が明白になったと考える。羽根車内で、非定常な流れの計測を行なわない限り、例えば

羽根溝内の気柱振動のモードや放射音の変調現象を発見し、さらに解明することは不可能であったと思われる。

このような意味から、この研究結果が、遠心送風機の一種の騒音について、ある程度の新しい知見を加えたものと考えている。一般に、未だ十分には研究しつくされていない遠心羽根車の旋回失速現象についても、意義のある測定結果が得られたと考えている。

謝 辞

この研究は、昭和48年9月から約3年半にわたって、大阪大学基礎工学部機械工学研究室で行なったものである。

その間、今市憲作教授から終始懇切な御指導を賜わった。ここに深く感謝の意を表します。

佐賀二郎教授、広瀬達三教授、安達 勤助教授からは、本論文に対する的確な御指摘と有益な助言を賜わった。ここに謹んで諸先生方に謝意を表します。

実験装置の製作ならびに実験に際して、大崎裕章、林秀典、石田清典、小林信雄の諸君の助力を得た。また、実験装置の設計、製作に際しては、住友精密工業株式会社の柳澤 徹氏、当時朝日機工株式会社に勤務されていた高尾永次郎氏から格別の御援助をいただいた。ここに併せて、謝意を表します。

参 考 文 献

- (1) R.Parker, Resonance Effect in Wake Shedding from Parallel Plates: Some Experimental Observations, J.Sound Vib., 4-1 (1966), 62
- (2) R.Parker, Resonance Effects in Wake Shedding from Parallel Plates: Calculation of Resonant Frequencies, J.Sound Vib., 5-2 (1967), 330
- (3) R.Parker and D.C.Pryce, Wake Excited Resonances in an Annular Cascade: An Experimental Investigation, J.Sound Vib., 37-2 (1974), 247
- (4) 平本ほか3名, 風洞内におかれた平板翼列, 円柱列から発生する音 (第1報 実験), 日本機械学会論文集, 38-310 (昭47-6), 1353
- (5) 原, 平板格子の風切り音発生に関する空気力学的研究, 日本機械学会論文集, 41-346 (昭50-6), 1781
- (6) F.Bowmann 著, 平野訳, ベッセル函数入門, (昭44), 124, 日新出版
- (7) E.Jahnke and F.Emde, Tables of Functions with Formulae and Curves, (1945), 164, Dover Publications
- (8) M.E.Greenway and C.J.Wood, The Effect of a Bevelled Trailing Edge on Vortex Shedding and Vibration, J.Fluid Mech., 61-2 (1973), 323
- (9) C.J.Wood, The Effect of Lateral Vibrations on Vortex Shedding from Blunt-Based Aerofoils, J.Sound Vib., 14-1 (1971), 91
- (10) 村田ほか2名, 遠心送風機の旋回失速 (第1報), 日本機械学会講演論文集, No. 744-5 (昭49-3), 77
- (11) 鈴木ほか2名, 遠心送風機の低風量域の騒音特性 (第1報), 日本機械学会講演論文集, No. 744-5 (昭49-3), 81
- (12) E.Lennemann and J.H.G.Howard, Unsteady Flow Phenomena in Rotating Centrifugal Impeller Passages, Trans.ASME, A, 92-1 (1970-1), 65

- (13) A.Busemann, Das Förderhöhenverhältnis radialer Kreisel-
pumpen mit logarithmischspiraligen Schaufeln, ZAMM, 8-5
(1928-10), 372
- (14) F.J.Wiesner, A Review of Slip Factors for Centrifugal
Impellers, Trans.ASME, A, 89-4 (1967-10), 558
- (15) 村上, うず巻ポンプ吸込管内の旋回流とポンプ性能,
日本機械学会誌, 70-580 (B642-5), 643
- (16) 鶴崎, 今市, 遠心羽根車の旋回失速に関する実験的
研究, ターボ機械協会誌, 1977年2月号
- (17) 鶴崎, 今市, 遠心送風機の羽根車流路に生じる気柱
振動とその放射音に関する実験的研究, ターボ機械
協会誌, 1977年掲載予定 (号数未定)