

多層円板ファンの乱流騒音の研究*

児玉好雄^{*1}, 林秀千人^{*1}
深野徹^{*2}, 濱田靖夫^{*3}

Turbulent Noise Generated from A Multiple-Disk Fan

Yoshio KODAMA, Hidechito HAYASHI,
Tohru FUKANO and Yasuo HAMADA

We proposed a theory for estimating the spectral density distribution and the overall sound pressure level of the turbulent noise radiated from a multiple-disk fan. In the theory, experimental data of correlations of the longitudinal and the lateral correlation length as well as the pressure spectral densities were used. The effects of the casing on the radiated noise were clarified by experiments by comparing the spectral density distributions with and without casing. The validity of theoretically obtained formula was examined with respect to the effects of parameters such as the gap between two disks, the rotational speed, the number of disks, the thickness of disks, the radius of an impeller and the flow rate. The agreement between the theoretical and the experimental results was generally satisfactory.

Key Words: Fluid Machine, Multiple-Disk Fan, Rotating Disk, Fan Noise, Turbulent Noise, Aerodynamic Noise, Acoustic Radiation from Boundary Layers

1. 緒 言

送風機から発生する騒音はある特定の周波数に音圧レベルのピークをもつ離散周波数騒音と広帯域騒音とから成り立っている。後者は発生源が流れの乱れに起因する場合には乱流騒音と呼ばれており、多層円板ファン(層流ファンと呼ばれることもある)から発生する騒音は乱流騒音であることを著者らは既報で述べている⁽¹⁾。乱流騒音の音源として、(1)羽根に流入する乱れ、(2)翼面上に発達する境界層内の乱れ、(3)翼後縁から放出される渦に基づくものが考えられる。上述の3音源のうちファン入口に静翼等の障害物がない場合は乱れの強さが弱いので、(1)に起因する騒音はかなり小さくなることが推測される⁽²⁾。

一方、軸流ファンについて深野^{(3)~(5)}やClark⁽⁶⁾は渦放出に起因する乱流騒音を後流の幅と関連付けて議論しており、理論値は実験値とかなりよい精度で一致することを示している。また、(2)の音源に関して Mugridge は翼面上の圧力変動のスペクトル

密度関数 ϕ_{pp} を実験的に求め、これと乱流騒音とを関連付けて、乱流騒音の予測式を誘導している⁽⁷⁾。その実験では、翼の負圧面側 ϕ_{pp} の値が圧力面側のそれよりも格段に大きいことから、音源として負圧面側のみを考慮している。そのようにして求めた騒音の予測式の妥当性を風洞内(近距離場)の実測によるスペクトル密度分布と比較してよく一致することを示しているが、この式を本研究に適用しても予測値として満足される結果にはほど遠い。また、多層円板ファンの騒音の予測式を誘導した論文はほとんどない。

本研究ではこのような背景に立脚して、円板間の流れは乱流であると仮定して、ファンから発生する乱流騒音の予測式の誘導を行った。文献(1)で明らかにしているように、ファン騒音は、それが円板厚みにはほとんど関係がないことから、後流の幅には支配されないと考えられる。一方羽根車入口には障害物はないことを考慮すれば、このファンの主たる音源は円板面上に発達する乱流境界層に基づくものと考えてよい。この論文では音の放射は円板両面で等しく行われると仮定し、円板面に発達する境界層から放射される乱流騒音の予測式を誘導した。さらに、ケーシングが発生騒音に及ぼす影響を実験的に求め、これを考慮に入れて、遠距離場において音圧レベルの予測値と実験値とを比

* 平成5年11月20日 鹿児島地方講演会において講演、原稿受付 平成6年5月16日。

^{*1} 正員、長崎大学 (〒852 長崎市文教町1-14)。

^{*2} 正員、九州大学 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)。

^{*3} 正員、長崎大学大学院。

較した。この結果、騒音に関係する種々の因子の影響についても予測式は妥当であることが明らかとなった。

2. おもな記号

- A_0 : 無次元流量 $= q/\nu r^2$
 a_0 : 音速 m/s
 B_D : 円板枚数
 D_t : 円板厚み m, mm
 E : 音響出力 W
 f : 周波数 Hz, kHz
 f_R : 共鳴周波数 Hz, kHz
 g : 重力の加速度 m/s^2
 H : 全圧ヘッド m 空気柱
 h : 円板間の距離 $= \delta_D/2$ m, mm
 K, K_m : 係数
 L : 軸動力 kW, W
 L_c : ケーシングの通路幅 m, mm
 l_r : 半径方向の相関長さ m, mm
 l_x, l_y : x 方向および y 方向の相関長さ m, mm
 N : 回転数, rpm
 p : 音圧 Pa
 p_0 : 最小可聴音圧 Pa
 Q : ファン流量 m^3/min , m^3/s
 q : 2枚の円板間の流量 m^3/s
 r_o : 羽根車外半径 m, mm
 r_i : 羽根車内半径 m, mm
 r : 半径方向の距離 m, mm
 S_c : 相関面積 m^2 , mm^2
 $\text{SPL}(L)$: L 特性の全帯域音圧レベル dB
 t : 時間 s
 U_c : 境界層乱れの移動速度 m/s
 u_o : 羽根車外縁の周速度 m/s
 W : 任意半径における相対速度 m/s
 W_2 : 円板外縁の相対速度 m/s
 x, y, z : 座標
 Z : 音源と観測点との距離 m
 α : スクロールの広がり角 $^\circ$
 β : 流出角 $^\circ$
 δ : 境界層厚さ m, mm
 δ_D : 2枚の円板間の間隔 m, mm
 δ_s : シュラウドすきま m, mm
 δ^* : 翼後縁における境界層の排除厚さ m, mm
 η_T : ファンの全圧効率
 θ : 周方向の角度 $^\circ$
 λ : 動力係数

ν : 空気動粘性係数 m^2/s

ρ : 空気密度 kg/m^3

ϕ : 流量係数

ϕ_{pp} : 圧力変動のスペクトル密度関数

ψ : 圧力係数

ω : 角周波数 rad/s

3. 乱流騒音の理論

3.1 翼面上の乱流境界層から放射される騒音

Sharland は翼面上の乱流境界層の圧力変動に起因して放射される翼1枚当たりの音響出力の予測式を与えている⁽²⁾。その式を角周波数 $d\omega$ に入る音響出力 $dE(\omega)$ の式に書き直すと、次式となる。

$$dE(\omega)/d\omega = \int_s \omega^2 \phi_{pp} S_c dx dy / (12\pi \rho a_0^3) \dots \dots (1)$$

ここで ϕ_{pp} は圧力変動のスペクトル密度関数、 S_c は相関面積、 x, y は座標、 ρ は空気密度、 a_0 は音速である。また、 s は面積積分を表す。

一方、Mugridge は翼面上の圧力変動と乱流騒音とを関連付けて議論し、翼面上の圧力変動 ϕ_{pp} を実験的に求めることを試みた。その結果、 ϕ_{pp} は ω には無関係となり、式(2)で与えられることを示した⁽⁷⁾。

$$\phi_{pp} = 10^{-3} \rho^2 \delta^* W^3 \dots \dots \dots (2)$$

ここで δ^* , W はそれぞれ翼後縁における境界層の排除厚さ、翼に対する相対速度である。

Schloemer は零圧力こう配の平板の壁面圧力変動に関する実験を行っている。これに基づけば、流れ方向 x とそれに直角方向 y の相関長さは ω の関数であり、 $L_x = 8U_c/\omega$, $L_y = 1.0U_c/\omega$ で表される⁽⁸⁾。ここで U_c は境界層乱れの移動速度で、主流速度 W の約0.7倍である。また、式(1)の中の相関面積 S_c は L_x と L_y との積で表されるから、次式となる。

$$S_c = L_x L_y = 3.9(W/\omega)^2 \dots \dots \dots (3)$$

本研究で用いた羽根車は回転しているので、流れ方向に圧力こう配を生じるが、その影響は小さいと仮定して、式(3)を適用することにした。

3.2 多層円板ファンの乱流騒音の予測式

本研究に用いた層流ファンはドーナツ形の円板を狭い間隔に多数重ねたものを羽根車としているので、音は狭い円板間を通してファン出口と入口から大気中へ放射されるため、翼面上の音波は流れの影響を受けるかもしれないが、ここではその影響は無視できるほど小さいと仮定した。式(1)を多層円板ファンに適用する場合、円板間の主流は羽根車入口から出口へ向かってらせん状に流れるので、この流れに沿った圧力変動から音響出力を算出する必要がある。図1に示すように半径方

向座標を r , 流れ方向を x , x に直交方向を y とすれば, 流れ方向 x は r に対して β (一定と仮定) だけ傾いている。 x, y 座標方向の相関長さから, r 方向の相関長さ L_r を求め, それをスカラー量で表すと次の式(4)となる(図1)。

$$L_r = L_x \sin \beta + L_y \cos \beta \\ = (5.6 \sin \beta + 0.7 \cos \beta) W / \omega \quad \cdots \cdots (4)$$

また, 式(1)中の面積(= $dx dy$) を極座標で表せば, 扇形をした面積(= $r d\theta dr$) になる。ある時刻に種々の角周波数をもつ音源が分布している場合を考える。図1に示すように $(r_2 - r_1) = L_r$ であるが, L_r の幅で角周波数 ω の音源が $(r_o - r_i)$ の間を時々刻々その場所を変化するとし, 同じ ω の音源は円板環状部にまったく同時に存在することはないとする。そうすれば, 式(1)の被積分項はすべて座標 x と y に無関係な量と考えられるので, 式(1)の積分は次のようになる。

$$\iint dx dy = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} r dr d\theta = \pi(r_2 + r_1) L_r \quad \cdots (5)$$

ここで $(r_2 + r_1)$ は平均的には $2r_m$ と考えられるので, 上式は次のように書くことができる。

$$\int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} r dr d\theta = 2\pi r_m L_r \\ = 2\pi r_m (5.6 \sin \beta + 0.7 \cos \beta) (W / \omega) \quad \cdots \cdots (6)$$

式(2)~(6)を式(1)に代入して整理すれば, 音響出力として式(7)を得る。

$$E(\omega) = 6.5 \cdot 10^{-4} \rho \delta^* r_m \\ \times (5.6 \sin \beta + 0.7 \cos \beta) W^3 M^3 \int_0^\omega (1/\omega) d\omega \quad \cdots \cdots (7)$$

式(7)は半径 r_2 と r_1 間の環状部に分布している音源から放射される音響出力を表している。環状部の広さは角周波数 ω によって定まり, ω が大きくなるにつれて狭くなる。最大で $r_o - r_i$ である。式(7)中の排除厚さ δ^* は図3に示される速度分布において, 壁面から最大速度 $W_{2\max}$ までの z 方向の距離を境界層厚さ δ と定義して式(8)で与えた。

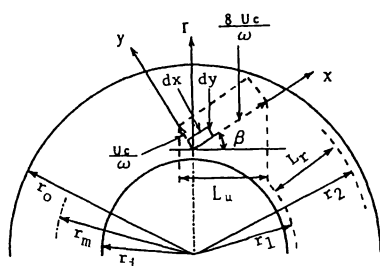


図1 座標系

$$\delta^* = \int_0^\delta (1 - W_2 / W_{2\max}) dz \quad \cdots \cdots (8)$$

各円板の音源は独立しており, 音が円板の両面から等しく放射されると仮定すれば円板枚数 B_D からなるファンの音響出力として式(9)を得る。また, 実際問題として式(9)において零から無限大までの積分は意味がないので, 式(9)において適用最大角周波数は式(2)の適用条件 ($\omega_U = 2\pi f < 0.6 W / \delta^*$) に, 最小角周波数 ω_L は L_r が最大で $L_r = r_o - r_i$ という条件より $\omega_L = (5.6 \sin \beta + 0.7 \cos \beta) W / (r_o - r_i)$ に従うものとして定めた。

$$E(\omega) = KB_D 1.3 \cdot 10^{-3} \rho \delta^* r_m (5.6 \sin \beta \\ + 0.7 \cos \beta) W^3 M^3 \int_{\omega_L}^{\omega_U} (1/\omega) d\omega \quad \cdots \cdots (9)$$

ここで W は相対速度, z は円板表面を原点としてこれに直角方向の距離である。係数 K はスクロールが音の放射に及ぼす効果を表す。ファンから放射される騒音は双極子形であることを勘案すれば, ファンの軸中心上で音源から Z 離れた遠距離場における音圧と p と E との関係式は式(10)で示される⁽²⁾⁽⁷⁾。

$$E/2 = 4\pi Z^2 p^2 / (3\rho a_o) \quad \cdots \cdots (10)$$

観測点の音圧レベル SPL は最小可聴音圧を p_o ($p_o = 0.000 02 \text{ Pa}$) として式(11)で表される。

$$\text{SPL} = 20 \log_{10} (p/p_o) \quad \cdots \cdots (11)$$

3.3 相対速度 音響出力を求めるには相対速度が必要である。Breiter らは運動方程式と連続の式から絶対速度の半径方向成分 V_r と相対速度の円周方向速度 W_u を求める式を誘導している⁽⁹⁾。この式を利用して, 音圧レベルを算出した場合, 予測値と実測値とはほとんど合わない。また計算が非常に煩雑になるため, 本論文では円板間の絶対速度の円周方向速度分布は図2あるいは式(12)に示すように四次式で近似できると仮定した。また速度の極大 ($z = nh$) および極小の位置 ($z = 0$) は Breiter らの計算結果と一致させた。

$$V_u = az^4 + bz^2 + c \quad \cdots \cdots (12)$$

ここで, z は円板間の中央部を原点として円板に垂直

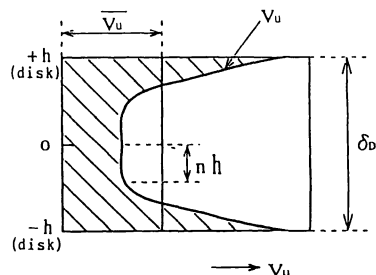


図2 絶対速度の円周方向成分の円板間分布

方向の座標で、 a, b, c は係数である。境界条件は $z = \pm h$ で $V_u = ah^4 + bh^2 + c = r\omega$, $z = nh$ で $dV_u/dz = 4a(nh)^3 + 2b(nh) = 0$, $z = h$ で $dV_u/dz = 4ah^3 + 2bh = (dV_u/dz)_s$ である。これらの境界条件を用いて式を整理すれば、 V_u は式(13)となる。ここで ω は角速度、 n は係数、 $(dV_u/dz)_s$ は円板表面における速度こう配である。

$$V_u = \frac{1}{4h^3(1-n^2)} \left(\frac{dV_u}{dz} \right)_s \mathcal{Z}^4 - \frac{1}{2h(1-n^2)} \left(\frac{dV_u}{dz} \right)_s \mathcal{Z}^2 + r\omega - \frac{(1-2n^2)h}{4(1-n^2)} \left(\frac{dV_u}{dz} \right)_s \dots \dots \dots (13)$$

円板間における平均速度 \overline{V}_u と $(dV_u/dZ)_s$ の関係は式(13)の $-h$ から h までの積分値(図2の斜線の面積)と $\overline{V}_u \cdot 2h$ とが等しいという条件を用いれば式(14)となる。

$$(dV_u/dz)_s = 15(1-n^2)(rw - \overline{V_u}) / \{(3-5n^2)h\} \dots\dots\dots (14)$$

式(14)をせん断力の運動量の釣合いの式⁽¹⁰⁾に代入して整理すれば、 $\overline{V_u}$ の予測値 $\overline{V_{u\text{th}}}$ として式(15)を得る。

$$\frac{\overline{V_{u \text{ th}}}}{u} = 1 - \frac{(3-5n^2)A}{60(1-n^2)\pi} \left(\frac{r_i}{r} \right) + \left\{ \frac{(3-5n^2)A}{60(1-n^2)\pi} - 1 \right\} \left(\frac{r_i}{r} \right) \cdot \exp \left[\frac{60(1-n^2)\pi}{(3-5n^2)A} \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_i} \right)^2 \right\} \right] \dots\dots\dots (15)$$

ここで $A=(q/r_i^2)$ は無次元量で、 q は 2 枚の円板間の流量、 r_i は円板内半径である。 n は Breiter らの理論解析結果から定めた。円板すきま $\delta_D=0.7, 1.6, 3 \text{ mm}$ に対する n の値はそれぞれ 0, 0.3, 0.65 である。著者らは羽根車の絶対速度の円周方向成分 \overline{V}_u は $\overline{V}_u =$

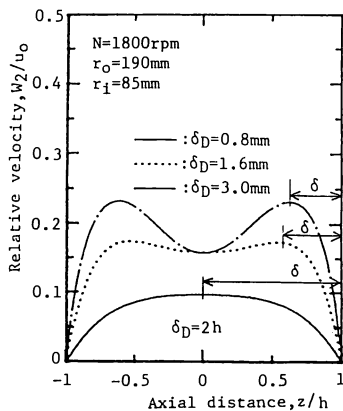


図 3 円板間の速度分布および境界層厚さ

$K_m \overline{V_{u\text{th}}}$ で与えられることを示した⁽¹⁾。ここで K_m は係数であり、実験式として式(16)で与えられる。

$$K_m = 0.1 \frac{L_R}{L_c} \frac{U_o}{a_o} \log_{10} (A_o + 1) + \frac{0.78}{e^{\tan \alpha}} \quad \dots (16)$$

ここで L_R , L_C , U_0 , $A_0 (= q/vr_0^2)$ および α は羽根車軸長, ケーシングの通路幅, 羽根車外縁の周速度, 無次元流量, スクロールの広がり角である。式(15)より $\overline{V_{u0}}$ が求まり, 上式より K_m が与えられれば, 式(13), (14)より各 z での V_u が計算できるので速度三角形より任意半径の相対速度 W と流出角 β が求められる。図3は相対速度に及ぼす円板間隔 δ_D の影響を例示したもので, δ_D が増加するにつれて速度分布の一様性がなくなる傾向が見られる。

4. 実験装置および方法

図4と図5はそれぞれ実験装置の概要と供試羽根車を示したものである。装置には入口ノズルと約1.9 mの吐出し管が設置されており、その管にはJIS規格にしたがってオリフィス、整流格子、静圧孔が設けられている。流量調整は管出口のダンパを開閉することに

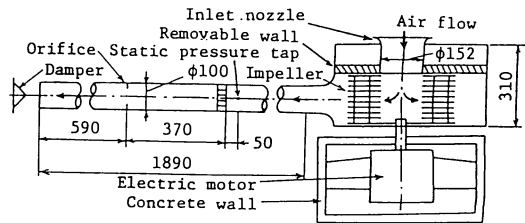


図 4 実験装置の概要

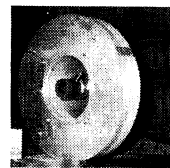


図 5 供試羽根車

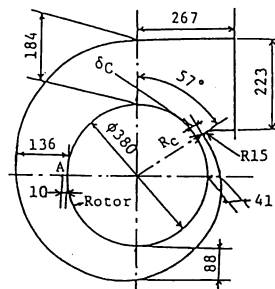


図 6 ケーシングの概要(ケーシング A)

よって行った。本実験では電動機騒音を遮断する目的で、電動機を吸音材が内張りしてあるコンクリート製の箱の中にいれた。供試羽根車として外径 380 mm で内径 170 mm のもの、310 mm で 130 mm および 230 mm で 100 mm の 3 種類のものが用いられた。これらの羽根車はいずれもドーナツ形のアルミニウム製円板から構成されており、円板厚みは主として 0.8, 1.5, 3.0 mm の 3 種類であるが、0.5 mm のものもある。また、ケーシングは図 6 に示すように広がり角 7° のスパイラル状のものであり、上記の 3 種類の羽根車に対応して、舌部までの半径 R_c が 210, 185 mm および 140 mm の 3 種類を用いた。これらのケーシングをそれぞれケーシング A, B, C と呼ぶ。また、ケーシング B には広がり角が 2° と 4° も用意され、広がり角が騒音に及ぼす影響を調べられた。

本研究では円板枚数 B_D は 10, 20 および 40 の 3 とおり、円板間隔 δ_D は 0.8, 1.5 および 3.0 mm の 3 種類が用いられた。これまでの層流ファンの実験結果から円板枚数を多くしたほうがファン効率が高くなること⁽¹⁾、重量が軽減できることなどの理由から円板厚みが 0.8 mm のものを主として用いたが、1.6 mm や 3.0 mm のものも使用した。騒音測定はファンの軸中心上で入口ノズル端から 1.0 m 上流の点(遠距離場)で行い、騒音計からの出力は FFT アナライザで周波数分析され、高速レコーダで記録された。なお、本研究における FFT アナライザの分解能は約 20 Hz である。

5. 実験結果および考察

5.1 ファンの空力特性 図 7 は本研究で用いたファンの特性曲線の一例を示したものである。図 7 中の ϕ , ϕ_f , η_T はそれぞれ圧力係数、流量係数、全圧効率である⁽¹⁾。ファン効率および圧力係数はファンの外半径が小さくなるほど低くなる。この原因として、外半

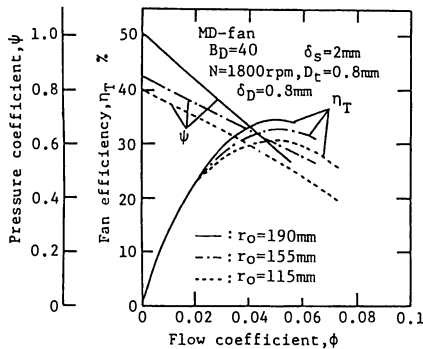


図 7 特性曲線

径が小となるに従って後面シュラウドとケーシング側壁とのすきまを製作上相対的に広くせざるを得なかったことにより、羽根車出口における拡大損失が増大したことおよび円板幅に対する助走区間の比が、円板が小なるほど大となり、全損失に対するこの区間の損失の割合が大となることなどが考えられる。

5.2 ケーシングの音響特性 ケーシングが放射音に及ぼす影響を以下のようにして調べた。音源として広い周波数帯域にわたって平たんな出力を有する信号発生器に直径 240 mm のスピーカを接続したものをを用いた。このスピーカをケーシングの中央部に設置した場合と、スピーカのみの場合の放射音のスペクトル分布を比較して、ケーシングの影響を調べた。図 8 はその結果を示したもので実線、一点鎖線、二点鎖線および破線はそれぞれケーシング A, B, C およびケーシングのないスピーカのみの場合の結果である。100~200 Hz 帯域に共振によってケーシングがない場合には見られない共鳴音が発生している。 f_R に示しているその周波数はケーシングが小さくなるにつれて高周波数側へ移行し、音圧レベルが高くなっている。しかし騒音のスペクトル分布に離散周波数的な成分が見られたり、0.6~1 kHz で盛りあがっている現象はケーシングの有無にかかわらないことから考えてスピーカの特性によるものといえる。また音が増減されたり、減少する周波数帯域がケーシングによって多少異なるが共鳴周波数を除けばケーシングによる差異は比較的小さく、後述する全帯域騒音の音圧レベルの傾向から考えてケーシングが共鳴周波数以外の周波数の音に及ぼす影響が小さいことがわかる。

以上のことからケーシングの影響は主として共鳴騒音として現れ、この影響を騒音計の L 特性で計測した全帯域騒音 [SPL(L)] で比較すれば、ケーシングが大になるにつれてケーシングの影響は小さくなることがわかる。ケーシング A, B およびケーシング C の全帯

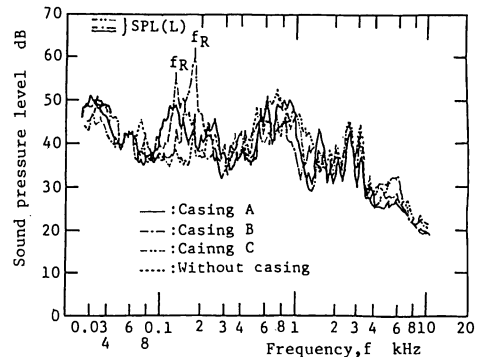


図 8 ケーシングが騒音に及ぼす影響

域の音響出力に対して、式(9)で導入した係数 K を求めてみると、それらはそれぞれ、0.95、1.2 および 1.8 となるが、共鳴騒音の音響エネルギーを全帯域音響エネルギーから差引いて比較すれば、ケーシングの大きさにかかわらず K は 1 に近い値をとる。本研究の主たる目的は乱流騒音の予測を可能にすることであるから、以後の全帯域騒音の音圧レベルの算出においては $K=1$ としている。また、実験において共鳴騒音が発生している場合には全帯域騒音から共鳴騒音をエネルギー的に差引いたものを乱流騒音の全帯域騒音とし、乱流騒音における予測値との比較ではこの値を用いる。

5.3 理論的予測値との比較

5.3.1 流動様相 図9は羽根車出口における相対速度の平均値 W_2 (円周方向に図6中の点Aから 90° 間隔に点Dまでの4断面、軸方向に各断面とも10点)と計算値とをスクロールの広がり角 α について比較したものである。実験値と予測値とは非常によく一致している。 α が大きくなるにつれて相対速度は増加するが、これは式(16)からわかるように主としての α の増加に伴い K_m が減少し、流体の周方向分速度が小

さくなるためである。図10は排除厚さ δ_f に及ぼす円板間隔 δ_D の影響についての予測結果を示したもので回転数が小なるほど、また、 δ_D が大なるほど δ_f は大きくなることがわかる。

5.3.2 騒音のスペクトル密度分布 図11(a)、(b)および図11(c)はそれぞれケーシングA、BおよびケーシングCを用いたファンについて騒音のスペクトル密度分布の実験値と式(9)、(10)および式(11)から算出される予測値とを比較したものである。図11中の実線は実験値を、破線は予測値である。音圧レベルの計算は20 Hz バンド幅で行い、これらを破線で結んだものがスペクトル密度分布の予測値である。なお、図11中の B_D , N , r_o , r_i および δ_D はそれぞれ円板枚数、回転数、羽根車外半径、羽根車内半径および円板間隔である。相対速度や相対流出角は円板入口から出口まで変化するが、音響出力は羽根車入口と出口の平均速度に比例する⁽¹⁾ ことを考慮して、平板上の境界層から放射される音響出力を表す式(9)において W と流出角 β の値は平均半径のものを用いた。流量および回転数が与えられれば、平均半径位置における半径方向速度、周速度および式(15)と式(16)より $\overline{V_u}$

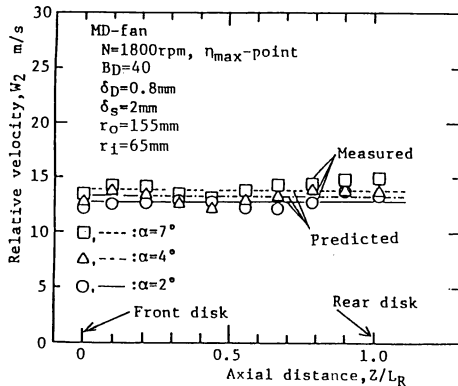


図9 相対速度の実験値と予測値との比較

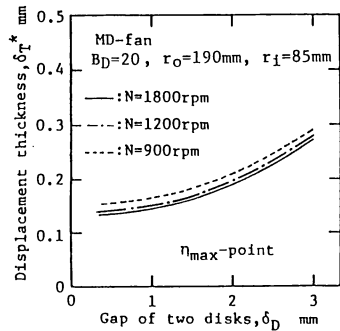


図10 円板間隔が排除厚さに及ぼす影響

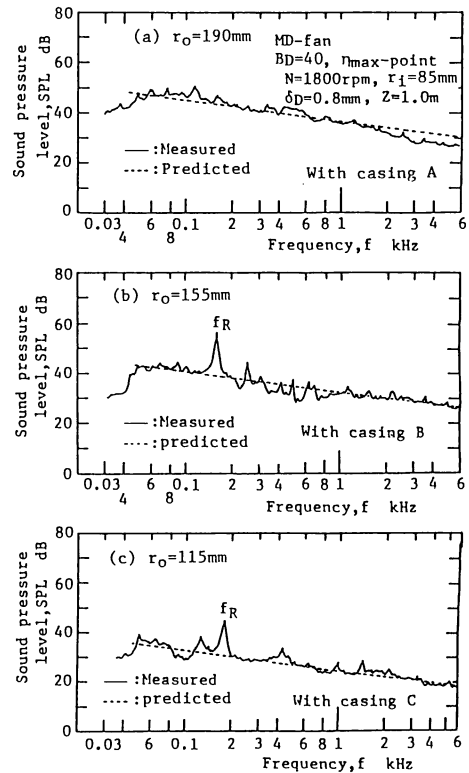


図11 騒音のスペクトル密度分布

が求まるから速度三角形より相対速度 W と相対流出角 β を決定することができる。実験値と予測値は 0.06~1 kHz の周波数領域でかなりよく一致している。各周波数ごとにケーシングの影響を補正すれば、さらによく一致するものと思われる。図 11(b) と図 11(c) の 0.1 kHz から 0.2 kHz の周波数帯に見られる離散周波数騒音は、図 8 で示したようにケーシングと羽根車内流れの乱れとの共振に基づく共鳴騒音である。また、図 11(a), (b) および図 11(c) の騒音のスペクトル密度分布を比較すれば、羽根車直径が大なるほど全周波数帯域で音圧レベルが高くなるのがわかる。これは羽根車直径が大なるほど周速度ならびに流量が増加し、羽根車に対する流れの相対速度が大きくなるためである。式(9)からわかるように相対速度は騒音レベルを支配するパラメータである。

5.3.3 流量の影響 図 12 は全帯域騒音の流量による変化を回転数 N が 1800 rpm について示したものである。図 12(a), (b) および図 12(c) はそれぞれ

広がり角 α が 2° , 4° および 7° の結果である。図 12 中の○印は実験値、太い実線は予測値を連ねたものであり、両者はかなりよく一致している。 α が大なるにつれて音圧レベルが高くなるのは、図 9 に示したように音圧レベルを支配する相対速度が大きくなるためである。また、流量によって音圧レベルがあまり変化しないのは通常ファンのように低流量域でも流れのはく離や不安定現象が発生しにくいためである。流量が大なるに伴って相対速度が増加するため、音圧レベルは増加する。

5.3.4 回転数の影響 図 13 は回転数が音圧レベルに及ぼす影響を円板枚数 40 枚について示したもので、図 13 中の○印は実験値を、太い実線は予測値を示す。細い実線はこれより ± 2 dB 移動させたものである。音圧レベルは主として相対速度を介して回転数の影響を受けるが、その影響が極めて大きいことがわかる。その実験値は本報で提案した計算法により ± 2 dB 以内の精度で予測が可能である。

5.3.5 動翼条件の影響 図 14 は円板枚数が騒音に与える影響を円板間隔 δ_D が 0.8 mm について示したもので、図 14 中の○と△印はそれぞれ実験値と予

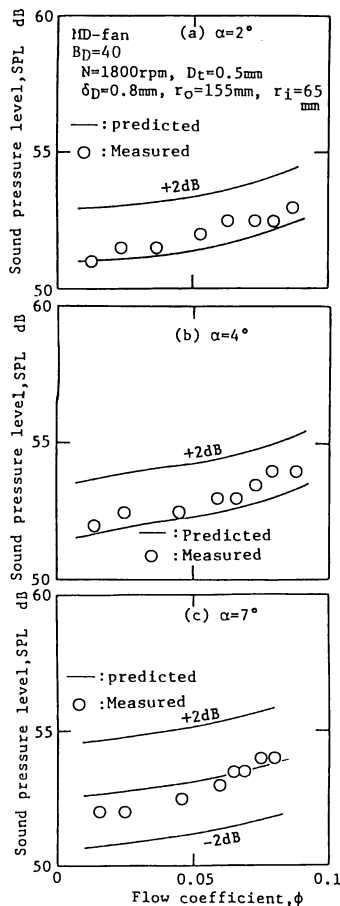


図 12 全帯域騒音の流量による変化

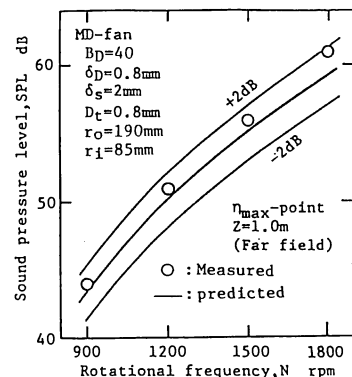


図 13 全帯域騒音の回転数による差異

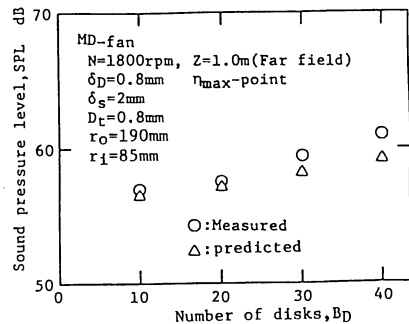


図 14 全帯域騒音に及ぼす円板枚数の影響

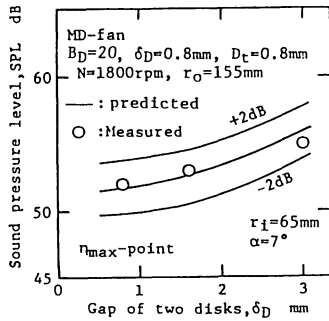


図 15 全帯域騒音に及ぼす円板間隔の影響

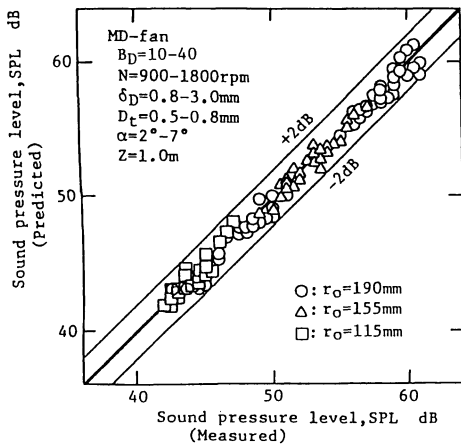


図 16 全帯域騒音の予測値と実験値との比較

測値である。円板枚数が2倍になると音圧レベルは約3dB増加する。このことは式(9)の導入で仮定したように、各円板の音源はそれぞれ独立したものととして取扱ってよいことを示している。

図15は円板間隔 δ_D と発生騒音との関係を、ケーシングA付きファンについて示したものである。図15中の○印は実験値で、太い実線は予測値である。円板間隔が大なるにつれて相対速度が多少大きくなるため、それに応じて乱流騒音は高くなる。

図16は、外半径 r_0 の異なる3種類の羽根車について騒音に関与する種々の因子を変えて行った音圧レベルの実験値を予測値と比較したもので、45°の太い実線は実験値と予測値が一致していることを、細い実線はこれより ± 2 dB平行移動した線を示している。また、図16中の○、△印および□印はそれぞれ r_0 が190、155mmおよび115mmの場合のデータである。図16中において $r_0=155$ mmおよび115mmでは $N=1200$ rpmと900rpmの場合は、発生騒音と暗騒音

との差が小さく、精度が極端に低下するため結果を記載していない。実験値と予測値とはほとんど ± 2 dB以内の精度で一致している。以上の結果は円板枚数、円板間隔、回転数、スクロールの広がり角、流量などの因子が大幅に変わっても、予測式(9)が適用できることを示している。

6. 結 論

多層円板ファン騒音の予測式を提案するとともにその妥当性を3種類の外径のファンを用いて、円板間隔、回転数、流量、円板厚み、ケーシングの広がり角などを変えて実験的に検討した結果、以下の結論を得た。

(1) 多層円板ファンから発生する乱流騒音に及ぼす因子が大幅に変わっても、予測式(9)を用いれば、本実験範囲内では全帯域乱流騒音を ± 2 dB以内の精度で予測することができる。

(2) 発生騒音の音圧レベルは全周波数帯域にわたってケーシングの影響を受けており、これらの帯域のレベルを精度よく予測するには一般にケーシングの影響を考慮する必要がある。しかし、本研究範囲内ではその影響を無視しても0.06~1kHzの間では実験値と予測値はかなりよい一致が見られる。また、ケーシングと羽根車内流れの乱れとの共振によって共鳴騒音が発生する場合があるのでファン設計の場合には十分注意する必要がある。

(3) スクロールの広がり角が増加するにつれて、相対速度が増加するため、騒音は高くなる。

(4) 円板間隔が大きくなるに伴い、相対速度および排除厚さが厚くなるため、騒音が高くなる。

(5) 流量係数の増加に伴い、相対速度が増加するため騒音は高くなる。

おわりに本実験装置製作に協力された田中清裕技官ならびに実験に協力された当時長崎大学院生の福井智巳、学生の岩崎信幸、川原聡の諸氏に謝意を表す。

文 献

- (1) 児玉・ほか3名, 機論, 58-549, B(1992), 1611.
- (2) Sharland, I. J., *J. Sound Vib.*, 1-3(1964), 302.
- (3) 深野・ほか2名, 機論, 41-345(1975), 1479.
- (4) 深野・ほか2名, 機論, 43-375(1977), 4168.
- (5) 深野・ほか2名, 機論, 51-468, B(1985), 820.
- (6) Clark, L. T., ほか2名, *J. Acous. Am.*, 59-1(1976), 24.
- (7) Mugridge, B. D., *J. Sound Vib.*, 16-4(1971), 593.
- (8) Schloemer, H. H., *J. Acous. Am.*, 42-1(1967), 93.
- (9) Breiter, C. and Pohlhausen, K., *A. R. L. Rep.*, No. ARL62-318(1962).
- (10) Hasinger, S. and Kehrt, L., *Trans. ASME, J. Eng. Power*, 85(1963), 201.