

チューブラー遠心送風機の入口偏流による干渉騒音の予測

林 秀千人*・淵 上 真一郎**
児 玉 好 雄*・三 村 雄次郎Prediction of Interference Noise with Impeller and
Inlet Distortion Flow of Tubular Centrifugal Fan

by

Hidechito HAYASHI*, Shinichiro FUCHIGAMI**
Yoshio KODAMA* and Yujiro MIMURA***

The Characteristics of the periodic fluctuation of the tubular centrifugal fan were calculated by the discrete vortex method. By using the results, the interference noise caused by the interaction between the blade of impeller and the inlet distortion flow was predicted. It was pointed out that the fluctuations of the relative velocity at the inlet of impeller and the circulation around the blade have almost the same influence on the interference noise. The noise source is gathered near the leading edge of the blade. So the coefficient is introduced to use the averaged value of pressure fluctuation over the blade instead of the distributed noise source. The coefficient of averaging and the chord-wise correlation length do not varied with the degree of the distortion of the inlet flow. The interference noise levels by the prediction give good agreement with those by experiments. The inlet distortion flow has to be decreased under 1 percent to reduce the interference noise level to the turbulent noise level.

1. 緒 言

遠心送風機のスクロールケーシングの代わりに、円筒形のケーシングの中に遠心羽根車を組み込んだものをチューブラー遠心送風機と呼ぶ。この送風機は、軸流送風機と同様に管路に直接組み込むことができ、さらに遠心羽根車を用いているので比較的容易に高圧力が得られるため、欧米ではよく用いられる。

また、チューブラー遠心送風機は遠心送風機と同様に騒音特性の面では有利であると考えられる。著者らはこれまでにチューブラー遠心送風機と通常の遠心送風機との比較をおこない、流体力学的特性は若干劣るものの、騒音レベルや比騒音レベルは低くなり、騒音面で有利な送風機であることを明らかにした⁽¹⁾。さらに、遠心送風機の騒音の主たる原因となるスクロール舌部が存在しないために、さらに干渉騒音を大幅に下

げることが可能であり、かなり低騒音の送風機になると期待できる。しかし、実機においては現在は顕著な離散周波数騒音が発生して、騒音の低減化をはばんでいる。この点について、著者らは実験によりチューブラー遠心送風機に流入する流れに偏流が存在し、それが動翼と干渉して離散周波数騒音が発生することを明らかにした⁽²⁾。

そこで、本研究ではチューブラー遠心送風機の入口偏流と動翼の干渉により発生する干渉騒音を離散渦法を用いて予測するとともに、発生状況を明らかにした。

2. 主な記号

 b_1 : 羽根車スパン長さ
 D_1 : 羽根車内径

平成12年4月21日受理

*機械システム工学科 (Department of Mechanical Systems Engineering)

**大学院博士課程海洋資源学専攻 (Graduate Student, Marine Resources)

***松下精工 (Matsusita Seiko Co., Ltd.)

- D_2 : 羽根車外径
 - D_{casing} : ケーシング径
 - f : 周波数 Hz
 - N : 翼枚数
 - N_b : 翼面上の渦点数
 - N_{rotate} : 羽根車回転数 rpm
 - N_w : 後流渦の点数 ($|Z_w| \leq D_{casing}/2$)
 - $N_{w\infty}$: 後流渦の全点数
 - n : 翼表面の面ベクトルを表わす複素数
 - P : 圧力
 - P_0 : 最小可聴音圧 Pa
 - P_p : 正圧面側の圧力
 - P_s : 負圧面側の圧力
 - P_T : 羽根車出口での全圧
 - Q : 流量 m^3/min
 - q : 二次元の湧き出し流量 m^2/s
 - t : 時間
 - U : 羽根車の周速度
 - V : 絶対速度
 - V_{in} : 羽根車入口での絶対速度
 - W : 相対速度
 - Z : 位置を表わす複素数
 - Z_b : 翼面渦点の座標
 - Z_q : 湧き出しの座標 $Z_q = (0, y_q)$
 - z : スパン方向の座標
 - γ_b : 翼面分布渦の強さ
 - γ_w : 後流微小渦の強さ
 - ω : 羽根車の回転角速度
 - Δt : 微小時間間隔
 - ϕ : 複素ポテンシャル
- 添え字
- : 共役複素数または時間平均
 - r : 基準点

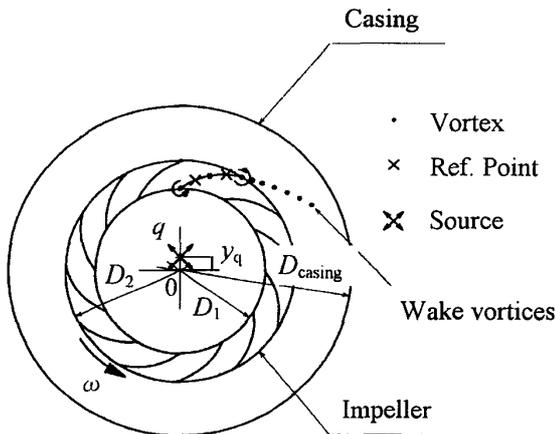


Fig. 1 Flow model of discrete vortex method

Δ : 変動の振幅

3. 入口偏流による干渉騒音発生の解析

3.1 離散渦法による流れの解析

チューブラー遠心送風機では円筒形のケーシングの中に遠心羽根車がある。この場合の流れの解析モデルを図1に示す。解析は二次元で行なった。羽根車の回転軸0から $Z_q(0, y_q)$ だけずれた位置に湧き出し q を置き、入口偏流をモデル化した。羽根根は厚みを無視した薄翼と仮定し、そこに N_b 個の渦点を分布させた。羽根の後縁からは後流せん断層を表わす微小渦が放出される。ケーシングは羽根車と同心円にあり、ここに多数の吸い込みを配置することでモデル化できる。しかし、羽根車との距離が離れているため羽根車の流れに及ぼす影響が小さく、無限遠に置いた場合と影響がほとんど相違がなかった。そのため、以下では無限遠の吸い込みとした。

また、図2に示す実機の実験速度変動の分布から、翼後流のせん断層は羽根車出口からケーシングに衝突するまでは規則的な変動が現れているが、ケーシングに衝突した後は流れが下流へ曲がり三次元的に混合が促進されるので、規則性はほとんど見られなくなる。本解析は二次元の流れの取り扱いをしているので後流せん断層を表わす後流微小渦はケーシングに到達するまでとし、その後の微小渦による影響はないものとした。ただし、渦の保存は各翼についてすべての放出される渦について保たれるとした。

各翼は角速度 ω で回転している。後縁からの放出渦の個数を N_w とすると、任意の位置における共役複素速度は次式で得られる。

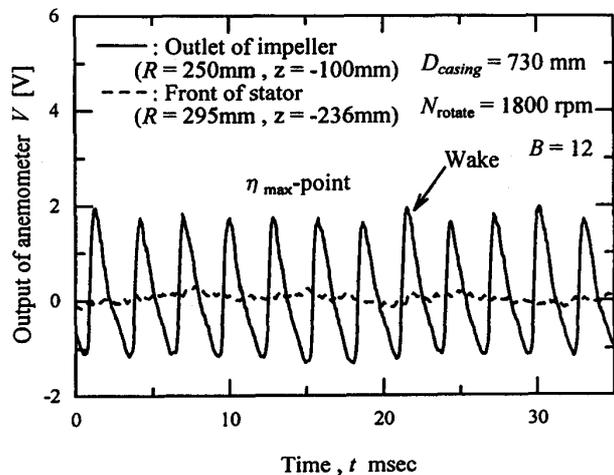


Fig. 2 Velocity fluctuation out of impeller and in front of stator

$$\bar{V}(Z) = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{Z-Z_q} + \sum_k^N \left\{ \sum_j^{N_b} \frac{i}{2\pi} \frac{\gamma_{b_{kj}}}{Z-Z_{b_{kj}}} + \sum_{jw}^{N_w} \frac{i}{2\pi} \frac{\gamma_{w_{kj}}}{Z-Z_{w_{kj}}} \right\} \quad (1)$$

ただし、

$$|Z_{w_{kj}}| \leq \frac{D_{casing}}{2} \quad (2)$$

ここで、 N は羽根枚数、 N_b と Z_b は一枚の羽根に配置した渦点数とその渦の位置、 N_w と Z_w は各翼から放出された渦点数とその渦の位置である。ただし、ケーシングより外側の渦については除いている。また、 γ_b と γ_w はそれぞれ翼面と後流せん断層に配置した微小な渦の循環の強さである。

翼面上の渦点間の midpoint に参照点を設定する (図1中の×印)。ここで流れが翼に沿う条件から翼表面の循環の強さが決定される。回転する羽根車に沿う流れの条件は、次に示す相対速度の条件から得られる。

$$\bar{W}(Z) = \bar{V}(Z) + iZ\omega \quad (3)$$

ここで、 \bar{W} は相対速度の共役複素数である。また、式中の右辺第2項 ($-iZ\omega = \bar{U}$) は羽根車の周速度の共役複素数である。これが翼表面に沿う条件は、式(3)より翼面上の渦点間の midpoint に参照点を配置し、そこで次式を満たすことで表わす。

$$\text{Re}(W \cdot \mathbf{n}) = 0 \quad (4)$$

ここで \mathbf{n} は翼表面の参照点における面ベクトルの複素数である。さらに渦の保存則を各翼について適用することによって、翼面に分布した渦の強さを決定できる。この条件は次式となる。

$$\sum_{jb}^{N_b} \gamma_{b_{kj}} + \sum_{jw}^{N_w} \gamma_{w_{kj}} = 0 \quad (5)$$

ここで、 N_w は放出されるすべての渦の個数である。湧き出しは羽根車の入口において、流れが翼にスムーズに流れ込む条件から求めた。すなわち、翼の入り口角 β_1 の方向に相対流れが流入する。速度三角形から、次式で湧き出しが与えられる。

$$q = \frac{D_1}{2} U_1 \tan \beta_1 = \frac{\pi D_1^2 N_{rotate}}{120} \tan \beta_1 \quad (6)$$

また、後流渦の毎時における位置は次の関係から定められる。

$$Z(t+\Delta t) = Z(t) + V(t) \cdot \Delta t \quad (7)$$

ここで、 Δt は微小時間間隔、 $V(t)$ は時刻 t における複素速度である。

翼間の圧力の計算は、非定常流れのベルヌーイの式により算出した。

$$\frac{P-Pr}{\rho} = -\frac{\partial(\phi-\phi_r)}{\partial t} + \frac{U^2-U_r^2}{2} - \frac{W^2-W_r^2}{2} \quad (8)$$

ここで、添え字 r は羽根車回転中心近く (半径50mm) を示す。また、 ϕ は複素ポテンシャルである。ポテンシャルは理論的に求まるものではあるが、多値であり角度による不連続が生じることがある。したがって、ここでは Z_r の位置から始めて、次式により数値的に求めた。

$$\phi(Z+\Delta Z) = \phi(Z) + \frac{d\phi}{dZ} \Delta Z = \phi(Z) + \frac{\bar{V}(Z+\Delta Z) + \bar{V}(Z)}{2} \Delta Z \quad (9)$$

また、厚みがない渦点分布により翼を表わしているので、式(8)による圧力の計算では翼面上の正圧面と負圧面のそれぞれの圧力を求めることが難しい。そこで、ここでは局所の翼面循環分布をもとに、その点での相対速度から局所揚力を求め、それが正圧面側と負圧面側の圧力の差に相当することから求めた。すなわち、翼面上の微小循環の強さを γ_j とすると、微小距離 ds_j での薄翼の両面の圧力差は次式となる。

$$(P_P - P_S)_j \cdot ds_j = \rho W_j \gamma_j \quad (10)$$

3.2 干渉騒音の解析

Sharland によると物体から発生する双極子騒音のエネルギー E は次式により表わされる⁽³⁾。

$$E = \frac{B}{12\pi\rho a_0^3} \int_A \left[\frac{\partial P}{\partial t} \right]^2 S_c \cdot ds dz \quad (11)$$

ここで、 B は羽根枚数である。また、 $\left[\right]^2$ は観測点で時刻 t に観測される音に関する音源の圧力変動の時間微分の自乗平均である。また、 S_c は音源の相関面積である。この相関面積は一般に弦長方向とスパン方向のそれぞれの相関長さ l_c 、 l_s の積で表わされる。

$$S_c = l_c \times l_s \quad (12)$$

弦長方向の相関長さ l_c は、後述のように音源が翼の前縁に集まっていることから、翼表面の圧力分布に関係して、次式で与えた。

$$l_c = \frac{\int_0^C s \cdot \Delta P ds}{\int_0^C \Delta P ds} \quad (13)$$

s は翼表面の前縁からの距離である。 ΔP は表面の変動圧力の振幅で、3.1節の離散渦法による流れの計算結果から得られる。

また、スパン方向の相関長さ l_s は、羽根車入口偏流のスパン方向の分布が図3で実験的に与えられることから、それをもとに次式で与えた。

$$l_s = \frac{\int_0^{b_1} z (\Delta V_{in} / \bar{V}_{in}) dz}{\int_0^{b_1} (\Delta V_{in} / \bar{V}_{in}) dz} \quad (14)$$

ここで、 ΔV_{in} および \bar{V}_{in} はそれぞれ羽根車入口における変動速度と時間平均速度の大きさである。

式(11)中の圧力変動と相関面積は翼表面上に分布して

いるが、翼全体に分布する圧力変動が翼に働く力すなわち揚力の変動と関係付けられることから⁽⁴⁾、式(10)をもとに翼全体にわたって積分すると次式を得る。

$$F = \int_0^c (P_P - P_S) ds = \int_0^c \rho W \gamma \cdot ds \quad (15)$$

したがって、 F は翼に働く圧力差の総和であり、 F/C が便宜上の平均圧力と考えることができる。揚力および上述の翼前縁近傍に集中したときの相関長さの式(13)を用いることによって、音響エネルギーの式(11)は次式となる。

$$E = \frac{B}{12\pi\rho a_0^3} \cdot K \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{F}{C} \right) \right]^2 l_C l_S C b_1 \quad (16)$$

ここで、 K は圧力変動の自乗の分布と、揚力に基づく便宜上の平均圧力 F/C の自乗との関係を表わす圧力分布の形状に関する係数である。

$$K = \frac{\int_0^c [P_P - P_S]^2 \cdot ds}{[F]^2} \quad (17)$$

式(15)中の揚力 F は、翼まわりの循環に関係付けられる。 $F = \rho W \Gamma$ から相対速度と翼まわりの循環に関係付けられる。そこで、変動成分が平均量に比べて小さいとすると、その時間微分は次のようになる。

$$\left[\frac{\partial F}{\partial t} \right]^2 = \rho^2 \left[W \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \Gamma \frac{\partial W}{\partial t} \right]^2 \quad (18)$$

ここで、相対速度 W と翼まわりの循環 Γ の変動が同位相であると考え、それぞれ次式で表わされる。

$$\begin{aligned} W &= \bar{W} + \Delta W \sin(\omega t) \\ \Gamma &= \bar{\Gamma} + \Delta \Gamma \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (19)$$

上式において、 ω は羽根車の回転の周波数に対応しており、 $\omega = 2\pi N_{rotate}/60$ である。

式(18)に上式を代入すると、揚力の時間微分が循環と相対速度の微分に関係付けられる。

$$\left[\frac{\partial F}{\partial t} \right]^2 = \frac{(\rho\omega\bar{W}\bar{\Gamma})^2}{2} \left\{ \left(\frac{\Delta \Gamma}{\bar{\Gamma}} \right)^2 + 2 \left(\frac{\Delta \Gamma}{\bar{\Gamma}} \right) \left(\frac{\Delta W}{\bar{W}} \right) + \left(\frac{\Delta W}{\bar{W}} \right)^2 \right\} \quad (20)$$

さらに、式(16)に代入すると最終的に音響エネルギーは次式となる。

$$\begin{aligned} E &= \frac{\rho\pi B}{6a_0^3 C} \cdot K (f\bar{W}\bar{\Gamma})^2 \\ &\times \left\{ \left(\frac{\Delta \Gamma}{\bar{\Gamma}} \right)^2 + 2 \left(\frac{\Delta \Gamma}{\bar{\Gamma}} \right) \left(\frac{\Delta W}{\bar{W}} \right) + \left(\frac{\Delta W}{\bar{W}} \right)^2 \right\} l_C l_S b_1 \end{aligned} \quad (21)$$

ここで、 f は循環変動の周波数であり、羽根車の回転数により決まる。上式は音響エネルギーが、翼まわりの循環の変動と相対速度の変動ならびにそれらの積に関係付けられることを示している。

羽根から放出される騒音のエネルギーは上流と下流に放出されるので、送風機の上流に距離 R だけ離れた地点での騒音レベルは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} SPL &= 10 \log \left[\frac{\rho B K (f\bar{W}\bar{\Gamma})^2}{16a_0^2 R^2 C P_0^2} \right. \\ &\times \left. \left\{ \left(\frac{\Delta \Gamma}{\bar{\Gamma}} \right)^2 + 2 \left(\frac{\Delta \Gamma}{\bar{\Gamma}} \right) \left(\frac{\Delta W}{\bar{W}} \right) + \left(\frac{\Delta W}{\bar{W}} \right)^2 \right\} l_C l_S b_1 \right] \end{aligned} \quad (22)$$

ここで、 P_0 は最小可聴音圧で $2 \times 10^{-5} \text{Pa}$ である。この式における各量に離散渦法で得られる流れの諸量を用いることによって、音圧レベルが見積もられる。

4. 解析結果および考察

計算は既報の実験⁽²⁾で用いた No. 2 羽根車について行なった。羽根車内径 $D_1=326\text{mm}$ 、外径 $D_2=475\text{mm}$ 、ケーシング直径 $D_{casing}=730\text{mm}$ である。離散渦法による解析では翼表面に40点の渦点を配置した。また、流れの計算は二次元の解析であり、実機のようなスパン方向の三次元性がある場合とは流れの状態が異なっている。本計算では、羽根車入口の条件を合わせるために羽根車出口で流動状態が実機と異なっている。したがって、時間平均の循環量 $\bar{\Gamma}$ が実機と計算では異なっており、騒音の計算においては実機の圧力上昇のデータに基づく翼まわりの循環を用いた。

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{N_b} \left(\frac{\rho P_r}{\pi D_2 \frac{N_{rotate}}{60}} \right) \quad (23)$$

ここで、 P_r は羽根車出口での全圧上昇量である。羽根車の回転数 N は1800rpmであり、計算の時間ステップは0.00025秒で、この時の回転角 2.7° きざみとした。

図3は入口偏流 $y_q=0$ と20mmの場合について、翼まわりの循環の変動の計算ステップによる変化を示している。実線の $y_q=0\text{mm}$ では、繰り返しの増加とともに振幅がしだいに減少し、500回程度でほぼ変動がゼロになっているのがわかる。また破線の $y_q=20\text{mm}$ の場合

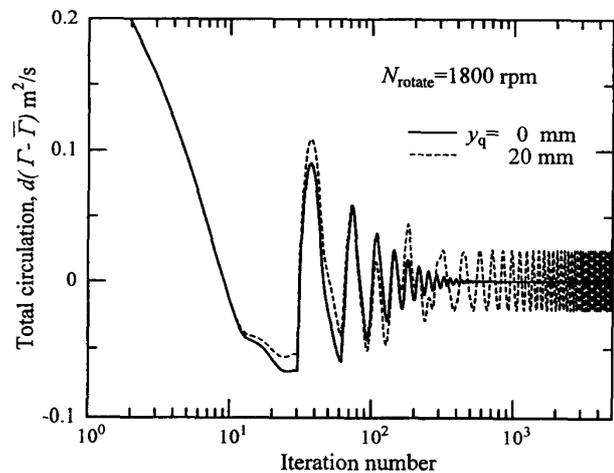


Fig. 3 Variation of the circulation around the blade with iteration number

においても、繰り返し回数の増加とともに変動の振幅が減少し、500回程度でほぼ一定の振幅の周期的変動に移っている。繰り返し回数が約133回で羽根車は一回転することから、4回転で規則的な周期運転状態に移っているといえる。

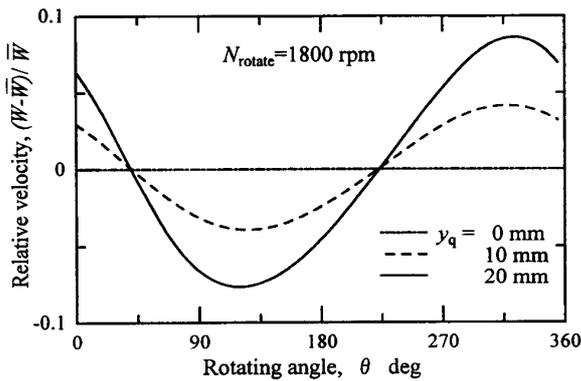
図4 (a), (b) は、規則的な周期状態にある羽根車入口での相対速度と翼まわりの循環の一周期の変化を示している。図4 (a) の相対速度は湧き出し位置のずれ量が大きくなると、それに対応して変動の振幅が

大きくなっている。また、若干のひずみはあるものの、ほぼ正弦的な変化をしていることがわかる。この変動の一周期は羽根車の回転周期と対応している。図4

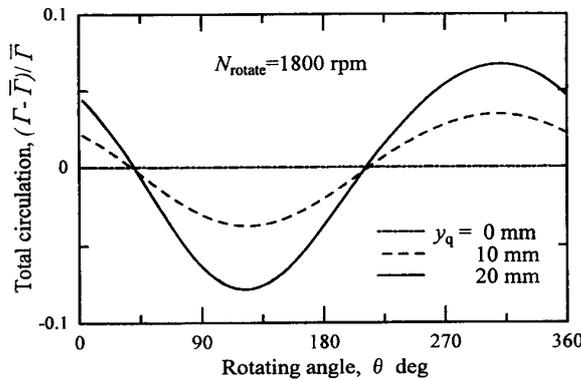
(b) の翼まわりの循環の変化では、湧き出しひずみがない $y_q = 0$ の場合には、全く循環変動がなく準定常な状態となっていることが確認できる。また、いずれの湧き出しのひずみの場合も相対速度と同様な変化をしている。両図より、式(9)で表わした相対速度と循環の変動において位相のずれがないほぼ同位相の分布が現れていることがわかる。

図5は羽根車内部の圧力分布を示している。図(a)の $y_q = 0$ mmでは、翼によらずどの翼間の分布も全く同じ分布をしていることがわかる。また、等圧線が翼にほぼ直交しており、流れが翼間をスムーズに流れていることがわかる。しかし、図(b)の $y_q = 10$ mmと大きくなると、流量が増加した羽根車の上半分の方で等圧線の数が少なく羽根車出口での圧力上昇が小さくなることわかる。翼間の圧力分布も翼前縁や負圧面側で局所的な変化が見られ、流れがしだいにひずんでいく様子わかる。特に、入口部分で前縁近傍に局所的な低圧部分が現れており、羽根車に入る流れがかなり曲げられることがわかる。そのために羽根車の出口近くまで、等圧線が曲がり複雑になっている。さらに図5(c)では圧力上昇が周方向にかなりひずんでおり、湧き出しに近い羽根車の上側では圧力は低く、右下側で高くなっている。これは、湧き出しひずみと羽根車の循環の周方向への変化によって、羽根車に流入する流れの方向が変化するためである。また、羽根の前縁付近で流れの変化が特に著しい。

図6は湧き出しのずれ量に対する羽根車入口での相対速度と絶対速度および翼まわりの循環の平均に対する変動率を示している。湧き出しのひずみ量が増加するにつれて変動率がいずれも比例して増加していることがわかる。また、相対速度が循環や絶対速度に比べ



(a) Relative velocity at the inlet of impeller



(b) Fluctuation of the circulation around blade

Fig. 4 Variation of the relative velocity at the inlet of the impeller and circulation around the blade with rotation angle

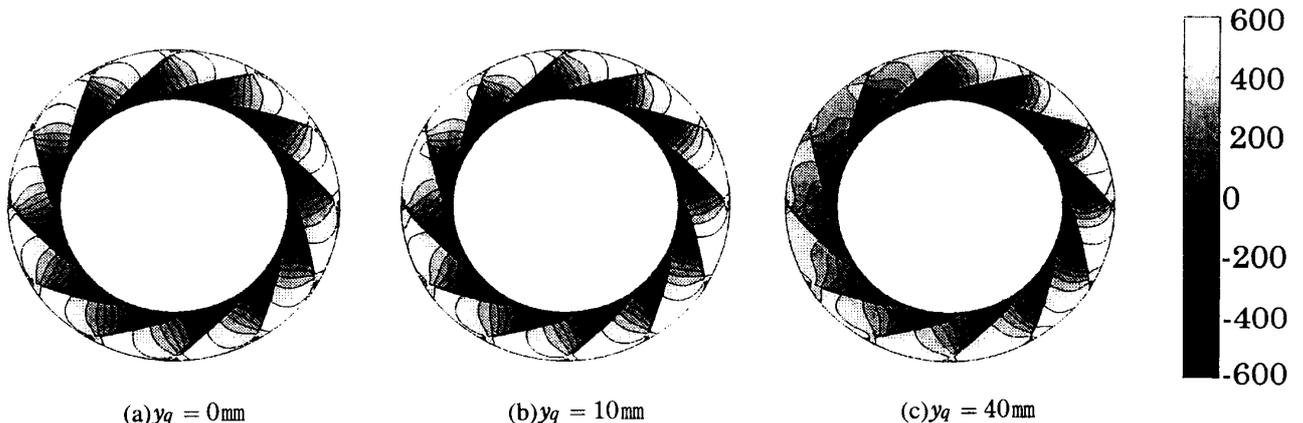


Fig. 5 Contour map of pressure fluctuation

て多少大きくなっている。これは、翼に入る流れが大きさはばかりでなく方向も変化することによるものである。また、湧き出し流れのみによる羽根車入口での速度のひずみは次式で与えられる。その結果を図6の点線で示した。

$$\frac{\Delta V}{V} = 1 - \frac{1}{1 - 2y_q/D_1} \quad (24)$$

図より、湧き出しのみによる速度ひずみに比べ、△印の羽根車に循環がある場合が変化は小さくなっていることがわかる。このことから、羽根車による循環の影響で羽根車に入る流れの偏流が多少押さえられる傾向にあることがわかる。

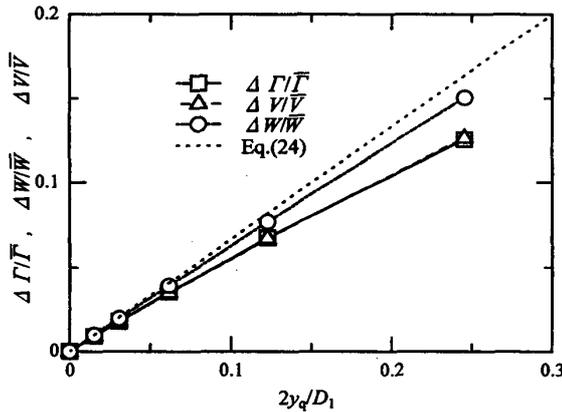
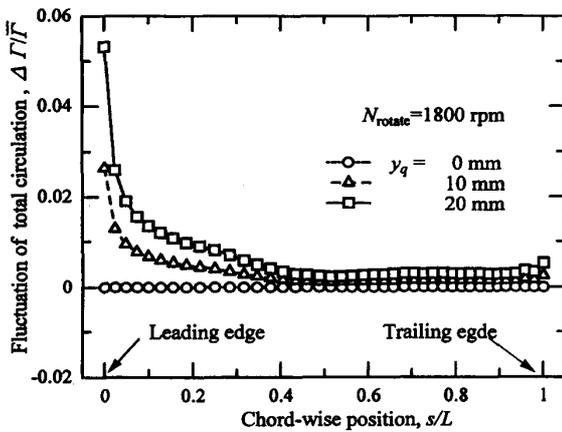


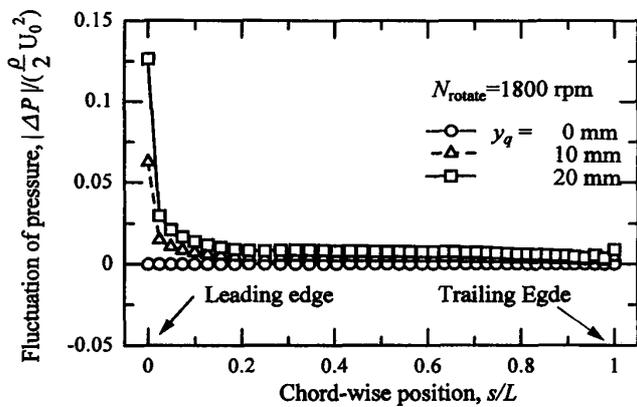
Fig. 6 Variation of velocity fluctuation at the inlet of impeller and circulation around the blade

図7 (a), (b) は、それぞれ循環変動の振幅の弦長方向分布および、変動の時間微分の分布を示したものである。羽根車へ入る流れに偏流がある時の変動が翼前縁に集中していることがわかる。また、前縁から弦長方向に急激に減少している。時間微分においてもほとんど図 (a) と同様な分布をしている。このことから、騒音源が翼の前縁付近に分布していることが推察できる。後縁でわずかに大きくなっているが、これは後縁からの放出渦の変動によるものである。

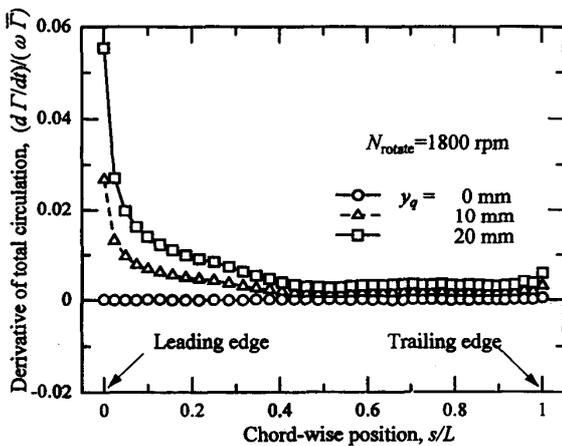
図8 (a), (b) は、翼表面の圧力変動の振幅および変動の弦長方向の分布を示したものである。図7の循環変動より、さらに前縁に変動が集中していることがわかる。図 (b) の圧力変動の時間微分は直接遠距離場の騒音の原因となる⁽⁵⁾。圧力変動、またその微分が



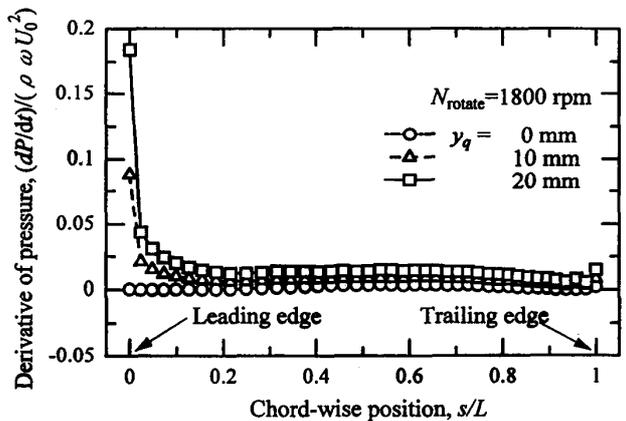
(a) Fluctuation of circulation



(a) Pressure fluctuation



(b) Differential of circulation



(b) Differential of Pressure fluctuation

Fig. 7 Distribution of fluctuation of circulation on the blade

Fig. 8 Distribution of pressure fluctuation on the blade

特に前縁で大きな値を取っていることから、騒音源が前縁に集中している。すなわち、入口偏流による干渉騒音の音源を翼の前縁に点音源と見なすことができる。これは、式(11)から式(16)への騒音のモデル化が妥当であることを示すものである。

この圧力変動の分布をもとに、式(13)と式(17)から弦長方向の相関長さおよび形状の係数を求めると図9となる。圧力の分布は湧き出し偏流の大きさで異なるものの、相関長さおよび形状係数はほとんど変わらない。この結果から、相関長さとしては $l_c/C = 0.314$ 、また、形状係数は $K = 3.6$ のほぼ一定とできる。以下の干渉騒音の計算においては、この一定値を用いた。

図10は、実験より得られた羽根車入口での絶対速度の偏流をもとに⁽²⁾、式(14)により求めたスパン方向の相関長さ l_s の分布を示している。多少のばらつきはあるものの、ほぼ一定の値を取っている。すなわち、 $l_s/b_1 = 0.53$ である。

図11は式(22)による干渉騒音の算出結果で、羽根車入口における偏流の割合 $\Delta V/\bar{V}$ に対して示している。図中の白抜き印は実験結果を示している。計算結果

は実験結果に比較的良く合っている。ただ、偏流がもっとも小さいところで実験値が大きくなっているのは、実験値に共鳴の影響が入っているためである。偏流が少なくなると干渉騒音のレベルの低下がしだいに著しくなる。羽根車の入口偏流が6%程度のは市販のベルマウスの場合であるが、それに比べてベルマウス形状を変化させて偏流を2パーセント程度まで押さえた場合、約10dBの減少がある。さらに、通常の乱流騒音のレベル(55dB程度⁽¹⁾)まで押さえるためには、入口偏流を1%以下にまで押さえないといけないことがわかる。このことは、干渉騒音が発生するような入口偏流の状況では、ベルマウス形状の多少の修正ではそれを押さえることがかなり難しく、大幅な変更を必要とすることを示している。

5. 結 論

遠心羽根車を円筒形のケーシングに入れたチューブラー送風機の入口偏流による干渉騒音の予測を、流れ場について離散渦法を用い、圧力の変動場の予測をおこない騒音の予測を行なった。その結果、以下の結論を得た。

1. 入口偏流による翼面圧力変動は、翼の前縁に集中する。この場合、相関長さ、形状の係数は入口偏流の大きさによらずほぼ一定となる。
2. 翼面圧力変動に及ぼす翼まわりの循環と相対速度の変動は、後者が若干大きい。また、循環変動は絶対速度の変動とほとんど同じである。
3. 干渉騒音の予測は、実験値とよく一致して、騒音の予測がよく出来ていることがわかる。
4. 入口偏流による干渉騒音を押さえるためには、入口偏流は1パーセント以下程度とかなり小さくする必要がある。

終わりに、本研究を行なうにあたり当時大学院修士

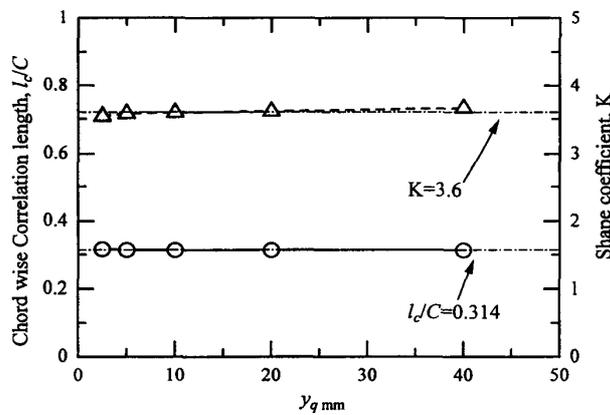


Fig. 9 Variation of the chord-wise correlation length with the inlet distortion flow

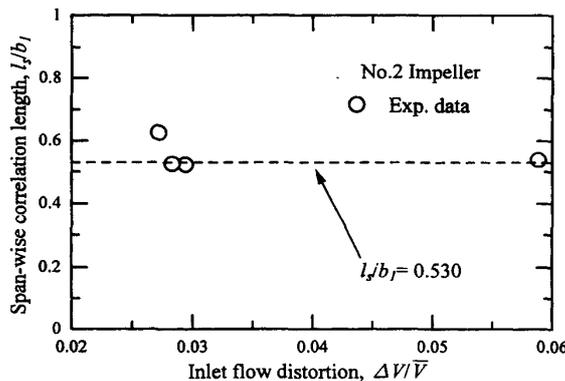


Fig. 10 Variation of the span-wise correlation length with the inlet distortion flow

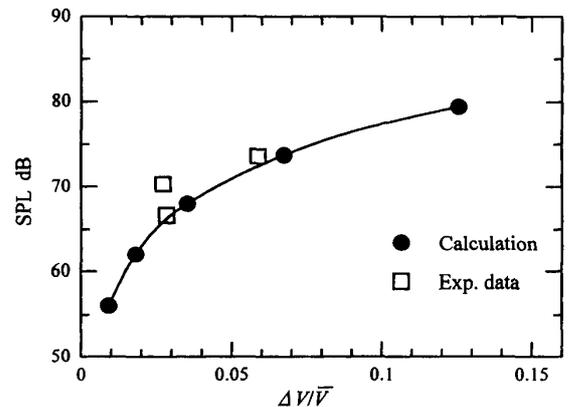


Fig. 11 Variation of sound pressure level with the inlet distortion flow

課程2年であった脇山卓也君には実験データの提供などでいろいろと助力をいただき、ここに感謝の意を表わす。

文 献

- 1) 淵上, 他4名, “チューブラー遠心送風機の空力特性と騒音特性の実験的研究(羽根車入口と出口の面積比の影響)”, ターボ機械, 27-8 (1999), pp 30-37.
- 2) 児玉, 他4名, “チューブラー遠心送風機の入口偏流による騒音への影響”, 長崎大学工学部研究報告, 20-54 (1999), pp 9-15.
- 3) I.J.Sharland, “Sources of Noise in Axial Flow Fans”, J. Sound Vib., 1-3 (1964), pp302-322.
- 4) 深野, “一様流中に置かれた平板から発生する離散周波数騒音の発生機構に関する研究“, 九州大学研究報告, 44-4 (1984), pp.405-425.
- 5) 秋下, “一様流中に置かれた翼による騒音(第2報, 周期性騒音)”, 日本機械学会論文集, 47-424, B (1981), pp.2243-2250.