

# 円弧翼から発生する広帯域騒音のスペクトル分布と後流特性の関係

佐々木 壮一<sup>\*</sup>, 林 秀千人<sup>\*</sup>, 児玉 好雄<sup>\*</sup>  
佐藤 淳貴<sup>\*\*</sup>, 田川 正喜<sup>\*\*</sup>

## Relationship between the Spectra of the Broadband Noise Generated from an Arc Blade and the Wake Characteristics

by

Souichi SASAKI, Hidechito HAYASHI, Yoshio KODAMA  
Kiyotaka SATOH and Masaki TAGAWA

In this study, an analytical prediction theory of the spectra of the broadband noise generated from an arc blade is proposed. The discrete circulations of the wake vortices divided into  $n$  pieces were given by the peripheral velocity and a diameter of the vortex core in the solid vortex. The spectra of the broadband noise were represented as a series of the local lift fluctuation produced by the circulations to the solid surface. The wake characteristics and the spectra of the aerodynamic noise were measured by the wind tunnel experiment. The influence of the angle of attack on the characteristics of the noise spectra were quantitatively analyzed from zero degree to forty degree. The difference between the predicted sound pressure level by the wake characteristics and the measured one was less than 2.3 dB. From results of the analysis of the predicted spectra of the broadband noise, it was quantitatively estimated that the ratio of the broadband noise in the over all noise became large when the angle of attack became large.

### 1. 序論

多翼ファンの羽根車の翼には入口角, 出口角およびその内外径比によって設計することが可能な円弧翼を採用することがある<sup>(1)</sup>. 翼の設計形状は送風機の全圧特性を左右するだけでなく<sup>(2)</sup>, ファンから発生する騒音特性にも影響を及ぼす<sup>(3)</sup>.

著者らは, 多翼ファンから発生する騒音の予測を目的として, 円弧翼の後流特性とその空力騒音の特性について調査してきた<sup>(4)</sup>. この円弧翼から放射される騒音のスペクトル分布は, 広い周波数の帯域に分布する広帯域騒音とカルマン渦列によって発生する離散周波数騒音から構成され, 多翼ファンから発生する騒音のスペクトル分布との類似性も多い. 他方で, 一樣な流れ場に設置された翼の迎え角が大きくなると, その翼から発生する空力騒音はある迎え角の範囲では低下す

ることが明らかにされている<sup>(5)</sup>. この騒音特性の解釈については, カルマン渦列によって発生する離散周波数騒音の予測理論<sup>(6)</sup>だけでは困難である. このような騒音特性を予測することが要求される場合には, その広帯域騒音に及ぼす後流特性の影響を解析することが必要になる. また, 円弧翼の後流特性と広帯域騒音の関係を明らかにすることは, 実機が多翼ファンの空力騒音の低減を目的とした羽根車の設計に対する指針を与えることができる.

本研究では, 円弧翼から発生する広帯域騒音の解析的な予測理論が提案されている. この予測理論では,  $n$ 個に離散化された後流渦の循環が剛体渦の核直径によって与えられている. 広帯域騒音のスペクトル分布は, この離散化された後流渦の循環によって生じる固体表面上の局所揚力の級数として表されている. 円弧翼の

平成17年6月24日受理

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

\*\* 生産科学研究科博士前期課程 (Graduated Student, Graduated School of Science and Technology)

後流特性と空力騒音のスペクトル分布が風洞実験で測定され、広帯域騒音のスペクトル分布に及ぼす後流特性の影響が迎え角 0deg. から 40deg. の範囲で定量的に評価されている。

## 2. おもな記号

- $a_0$  : 音速 m/s  
 $b$  : スパン高さ m  
 $C$  : 翼弦長 m  
 $D$  : 後流の幅 m  
 $d$  : 後流渦の核直径 m  
 $f$  : 周波数 Hz  
 $L$  : カルマン渦列の波長 m  
 $L_A$  : A 特性の音圧レベル dB  
 $p$  : 圧力または音圧 Pa  
 $p_0$  : 最小可聴音圧 Pa  
 $r$  : 音源から観測点までの距離 m  
 $S_t$  : ストロハル数  
 $U_0$  : 主流速度 m/s  
 $u'$  : 速度変動 m/s  
 $v_\theta$  : 渦の周速度 m/s  
 $\alpha$  : 迎え角 deg.  
 $\varepsilon$  : 後流の幅と後流渦の核直径の比  
 $\kappa$  : 間欠率  
 $\Gamma$  : 循環  $m^2/s$   
 $\omega$  : 角速度 rad/s  
 添え字  
 $PS$  : 正圧面側  
 $SS$  : 負圧面側

## 3. 実験装置および実験方法

### 3.1 円弧翼

図1には円弧翼の形状が示されている。表1はその主要寸法をまとめたものである。この翼は一つの円弧によって設計されている。円弧翼の翼弦長は32mm、翼弦長と反りの比は0.19である。以下の説明では、この円弧翼がNA1932と表記されている。

### 3.2 風洞装置

図2は開放流路型の風洞装置を示したものである。空気圧送用の電動送風機は防音箱の中に設置されており、この送風機から吐出された空気がダクトを経て一旦プレナム室へ流出される。プレナム室の内壁には、厚さ50mmの吸音材が貼り付けられている。プレナム室の内部で整流された様な空気は、一辺100mmの正方形ノズルから図中A部の測定部へ噴出される。風洞実験での様な主流速度は27.2m/sから36.5m/sの

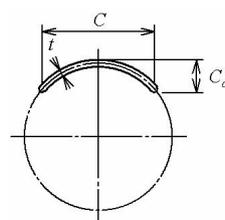


Fig.1 Arc blade

Table 1 Main dimensions

Blade	NA1932
Chord, $C$ mm	32
Thickness, $t$ mm	2
Camber, $C_a$ mm	6.2
$C_a/C$ ratio	0.19
Span, $b$ mm	100

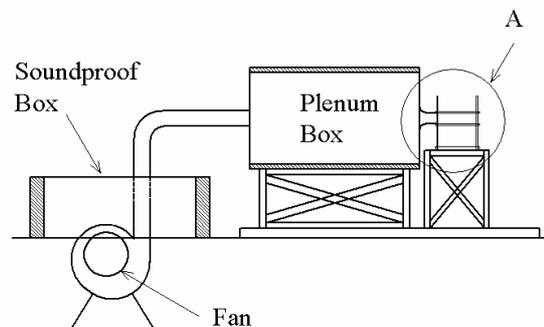


Fig.2 Open channel wind tunnel

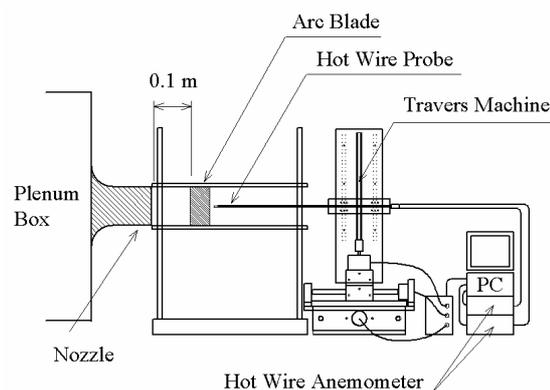


Fig.3 Measurement portion of the wind tunnel (Enlargement of A in Figure 1)

範囲で与えられている。このとき、円弧翼の翼弦長を基準したレイノルズ数は最大で  $7.7 \times 10^4$  である。

### 3.3 後流特性と空力騒音の測定方法

図3は風洞装置の測定部を示したものである。これは図2のA部の拡大図である。円弧翼は、その前縁がノズルの出口から100mm後方へ位置するように設置されている。ノズルの一辺を代表寸法としたレイノルズ数が約  $2.0 \times 10^5$  のとき、測定部での主流の乱れ度は0.2%未満である。翼の迎え角は、0deg. から40deg. まで10deg. 刻みで変化させた。熱線プローブのサポートは、プログラムされた座標データにもとづいて、トラバース装置により三成分の方向へ自動的に移動することができる。I型の熱線プローブで測定された後流特

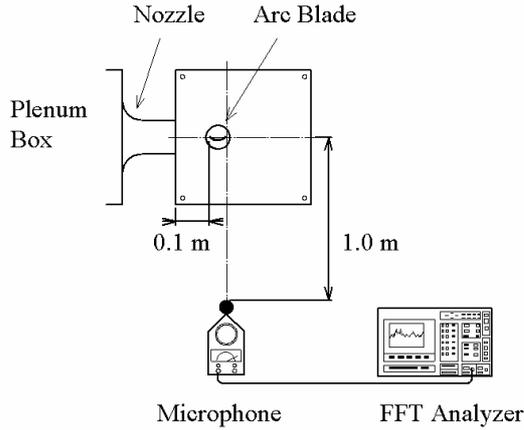


Fig.4 Measurement of the aerodynamic noise

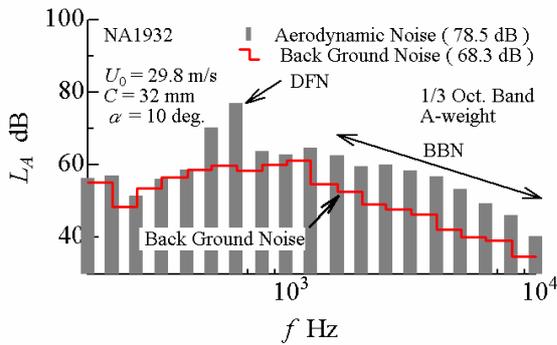


Fig.5 Spectra of aerodynamic noise generated from NA1932

性は熱線流速計で電圧信号へ変換され、その信号がADコンバーターを介して計算機へ入力される。このとき、速度のアンサンブル平均と速度変動の二乗平均値は、トラバース装置が移動する毎に計算機の記憶装置に保存される。

図4には円弧翼から発生する空力騒音の測定方法が示されている。1/2インチコンデンサマイクロホンは、音圧の指向性を考慮して、主流と垂直方向に翼の後縁から1.0m離れた位置に設置されている。精密騒音計で計測された騒音信号はFFTアナライザへ入力され、騒音の周波数特性がスペクトル解析される。JIS規格<sup>(7)</sup>に準拠した1/3オクターブバンド毎のA特性の音圧レベルのスペクトル分布とその全帯域騒音レベルが測定されている。

#### 4. 理論解析

##### 4.1 広帯域騒音について

図5は円弧翼から発生する空力騒音のスペクトルを1/3オクターブバンド毎に示したものである。図中の階段状の実線は、風洞から発生する暗騒音のスペクトル分布である。離散周波数騒音（図中のDFN）が

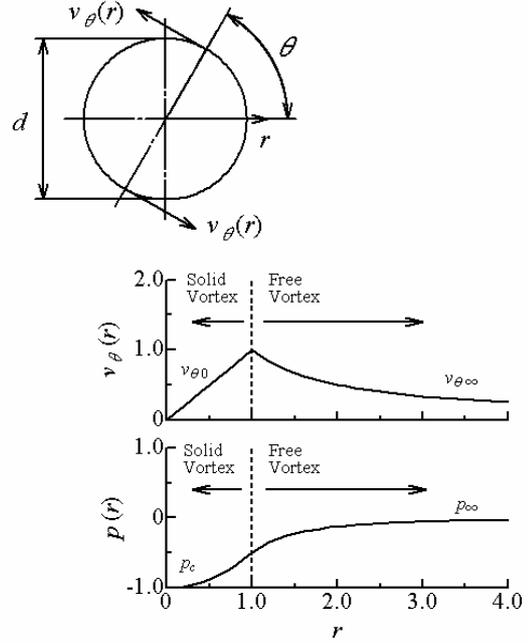


Fig.6 Peripheral velocity and pressure of Rankin vortex

800Hz近傍で発生している。この離散周波数騒音よりも低周波側の音圧レベルは、暗騒音の音圧レベルと同程度である。一方、2000Hzよりも高周波側の音圧レベルは暗騒音よりも大きく、その騒音が広い周波数帯域に分布する広帯域騒音（図中のBBN）を形成している。円弧翼から発生する空力騒音のスペクトル分布は、この離散周波数騒音と広帯域騒音の合成によって構成される。

##### 4.2 ランキン渦について

図6はランキン渦の周方向速度 $v_\theta$ と圧力 $p$ の半径方向の分布を示したものである。この渦の核直径は $d$ である。ランキン渦はこの核直径よりも内側で剛体渦の挙動を呈し、それよりも外側で自由渦の性質となる。ランキン渦の周方向速度の分布は式(1)となる。

$$v_\theta(r) = r\omega \quad (0 \leq r \leq d/2, \text{ solid vortex})$$

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad (d/2 \leq r \leq \infty, \text{ free vortex}) \quad (1)$$

ここで、 $\omega$ は角速度である。自由渦の循環 $\Gamma$ は式(2)として見積もられている。

$$\Gamma = \frac{\pi d^2 \omega}{2} \quad (2)$$

このとき、圧力 $p$ の半径方向の分布は式(3)となる。

$$p(r) = p_c + \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} \quad (0 \leq r \leq d/2, \text{ solid vortex})$$

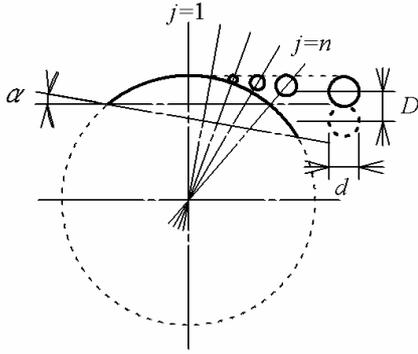


Fig.7 Geometrical schematic diagram of the vortex flow in the separated shear layer on the suction surface side

$$p(r) = p_\infty - \frac{\rho}{2} \left( \frac{\Gamma}{2\pi r} \right)^2 \quad (d/2 \leq r \leq \infty, \text{ free vortex}) \quad (3)$$

ここで、 $p_c$ は渦中心の圧力、 $p_\infty$ は大気圧である。

### 4.3 後流渦について

図7は円弧翼の負圧面側のせん断層内部の渦流れの流動モデルを幾何学的に示したものである。はく離点よりも下流側では主流と翼の壁面との間にせん断層が形成される。このせん断層によって生成される後流渦の循環は翼の後縁近傍まで発達する。この後流渦が正圧面側の後流渦と干渉すると、その後流にはカルマン渦列が形成される。本章の流れの幾何学的な解析では、これらの後流渦にランキン渦の性質が与えられている。

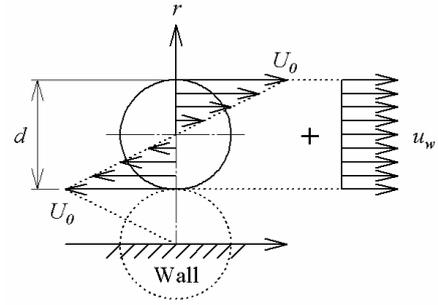
著者らは<sup>(6)</sup>、平板翼の風洞実験で後縁近傍での後流の幅 $D$ がその半値幅であるとしたとき、式(4)のストロハル数 $S_t$ が0.2の関係を満足することを示している。

$$S_t = \frac{f D}{U_0} \quad (4)$$

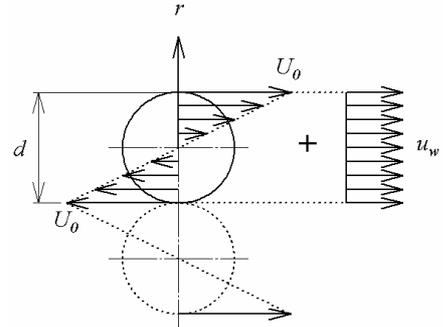
ここで、 $f$ は渦放周波数、 $D$ は後流の幅、 $U_0$ は主流速度である。この後流の幅は、翼の後縁近傍での正圧面側と負圧面側の渦の間隔を意味するものである。負圧面側のせん断層内部の後流渦がストロハル数を満足するように翼の後縁近傍まで発達するときには、その後流渦の核直径を $n$ 個に離散化することができる。

$$d_j = \frac{\varepsilon S_t U_0}{f_j}, j = 1 \sim n \quad (5)$$

ここで、 $j$ はせん断層の任意の断面位置を表す演算子である。 $j=n$ は最も発達した負圧面側の後流渦であり、これが後縁近傍のカルマン渦列の後流渦になる。また、 $\varepsilon$ は後流渦の核直径 $d_{j=n}$ と後流の幅 $D$ の比として与えられている。



(a) Wake vortex on the suction surface side



(b) Wake vortex in the Karman vortex street

Fig.8 Schematic view of the solid vortex and the mobile velocity of the vortex

$$\varepsilon = d_{j=n} / D \quad (6)$$

図8の後流渦は、剛体渦とその渦の一樣な進行速度の分布を合成して示したものである。(a)が翼の負圧面側の後流渦であり、(b)がカルマン渦列の後流渦である。いずれも剛体渦が主流方向へ一樣な速度分布 $u_w$ で進行している。このとき、一樣な速度 $u_w$ の分布は渦なしの流れとなる。(a)の負圧面側の剛体渦の中心と壁面の速度は0となる。従って、翼の壁面から剛体渦の中心までの領域は渦なしの流れとなる。一方、(b)のカルマン渦列の場合、その剛体渦は正圧面側の後流渦と干渉するために主流速度 $U_0$ で回転する。負圧面側 ( $j=1 \sim n-1$ ) とカルマン渦列 ( $j=n$ ) の後流渦の循環は、式(7)の線形の変動として与えられている。

$$\Gamma_j(t) = \frac{\pi d_j U_0}{2} \sin(\omega_j t + \phi) \quad (j = 1 \sim n-1) \quad (7)$$

$$\Gamma_{j=n}(t) = \pi d_{j=n} U_0 \sin(\omega_{j=n} t + \phi) \quad (j = n)$$

ここで、 $\omega_j$ は渦放出の角周波数 ( $\omega_j = 2 \pi f_j$ )、 $\phi$ は位相遅れである。

### 4.4 カルマン渦列の圧力分布と間欠率

図9はカルマン渦列と圧力の関係を示したものである。(a)はカルマン渦列の圧力の主流方向の分布、(b)

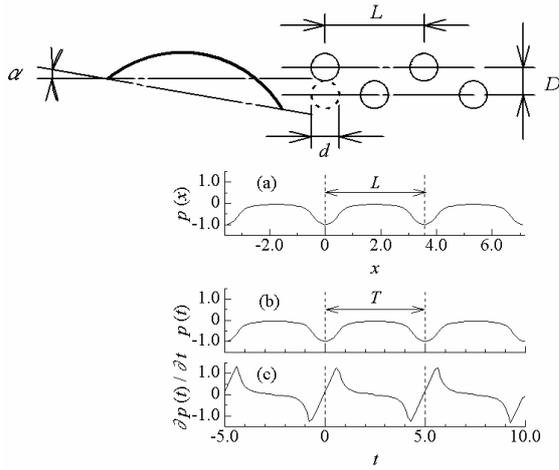


Fig.9 Relation between the wake vortices of Karman vortex street and the characteristics of the pressure

はカルマン渦列の後流渦が通過する翼の後縁近傍でのある点における圧力変動、(c)はその圧力変動の変化率である。これらの圧力は4.2節のランキン渦の圧力分布によって見積もられたものである。従って、(a)の圧力欠陥の幅と後流渦の核直径 $d$ は等しくなる。カルマン渦列が安定して配列するときには、(a)の圧力分布の波長は $L=D/0.2806$ となる。(b)の圧力変動の無次元周期 $T$ はカルマン渦列の渦放出周波数によって決定される。従って、この無次元周期 $T$ はストロハル数の関係から $T=5.0$ 程度になる。また、(c)の圧力の変化率の無次元周期も $T=5.0$ で変動する。線形の変動として与えられた後流渦の循環変動の間欠率 $\kappa$ は、その核直径 $d_{j=n}$ と波長 $L$ の比によって与えられている。

$$\kappa = \frac{d_{j=n}}{L} = 0.2806\epsilon \quad (8)$$

#### 4.5 空力騒音の音圧

Curle<sup>(8)</sup>はLighthill<sup>(9)</sup>の音響波動方程式に対して固体表面の影響を考慮し、固体表面から放射される音響波動方程式の解を与えている。ここで、物体の代表寸法が音の波長に比べて十分小さい場合、式(7)の位相遅れの影響を無視することができる。このとき、観測点での音圧は式(9)によって与えられる。

$$p(t) = \frac{1}{4\pi a_0 r^2} \frac{r_i}{\partial t} \frac{\partial F_i(t)}{\partial t} \quad (9)$$

ここで、 $a_0$ は音速( $a_0=340\text{m/s}$ )、 $r$ は音源から観測点までの距離、 $F$ は固体表面に作用する揚力、 $i$ は方向ベクトルの識別子である。このとき、式(9)の右辺が円弧翼の投影面積などで一つの揚力係数に置き換えられると、負圧面側に分布する後流渦やその核直径が及ぼす音圧への影響を捉えることはできない。本研究では、 $n$

個に離散化されたある一つの後流渦によって生じる音圧が式(10)になるとした。

$$p_j(t) = \frac{1}{4\pi a_0 r} \frac{\cos \theta}{\partial t} \frac{\partial F_j(t)}{\partial t}, j=1\sim n \quad (10)$$

ここで、 $\theta$ は音源と観測点のなす角である。本研究の風洞実験における騒音の測定では、マイクロホンが主流と直交した方向( $\theta=90\text{deg.}$ )に向けて設置されている。この測定の条件では、音圧の指向性の影響はないものとして取り扱う。

カルマン渦列の後流渦は正圧面側と負圧面側から交互に放出される。このため、翼の固体表面上では、その圧力がカルマン渦列の放出によって少なくとも一周期中に二回変動すると考えられる。このとき、これらの後流渦によって誘起される局所揚力の微分は式(11)となる。

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\partial F_j(t)}}{\partial t} &= \frac{\kappa \rho U_0^3 \pi^2 d_j^2 S_t}{\sqrt{2}D} \quad (j=1\sim n-1) \\ \frac{\overline{\partial F_j(t)}}{\partial t} &= \frac{4\kappa \rho U_0^3 \pi^2 d_j^2 S_t}{\sqrt{2}D} \quad (j=n) \\ \therefore F_j(t) &= \kappa \rho U_0 \Gamma_j(t) L_{S_j}, \omega_j = \frac{2\pi S_t U_0}{D} \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は実効値を意味する記号、 $L_S$ は局所揚力のスパン方向相関長さである。これらの後流渦に等方性の性質が仮定されると、スパン方向相関長さは後流渦の核直径と同程度になる<sup>(10)</sup>。

式(11)は単位スパン高さ当たり作用する局所揚力を示したものである。これが翼のスパン方向に積分されると、円弧翼から発生する音圧は式(12)となる。

$$\begin{aligned} p_j(t) &= \frac{0.2806 \epsilon^2 \rho U_0^3 \pi d_j S_t b}{4\sqrt{2} a_0 r} \quad (j=1\sim n-1) \\ p_j(t) &= \frac{0.5612 \epsilon^2 \rho U_0^3 \pi d_j S_t b}{2\sqrt{2} a_0 r} \quad (j=n) \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、 $b$ はスパン高さである。

#### 4.6 空力騒音のスペクトル分布

離散化された後流渦によって発生する音圧のスペクトル密度は、式(13)によって与えられる。

$$p(\omega_j) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) e^{-i\omega_j t} dt \quad (13)$$

式(13)の記号 $i$ は、虚数を意味する記号である。円弧翼から発生する広帯域騒音のスペクトル密度は、式(13)の実部の振幅と虚部の位相から構成される。通常、音圧レベルのスペクトル密度は実部の振幅のみで示される。このとき、そのスペクトル密度は式(14)となる。

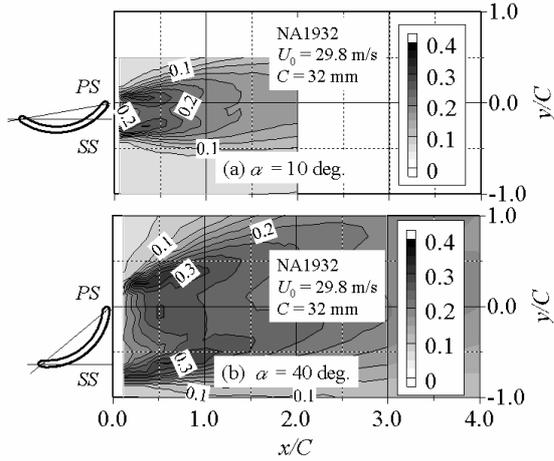


Fig.10 Contour line of the velocity fluctuation in the wake

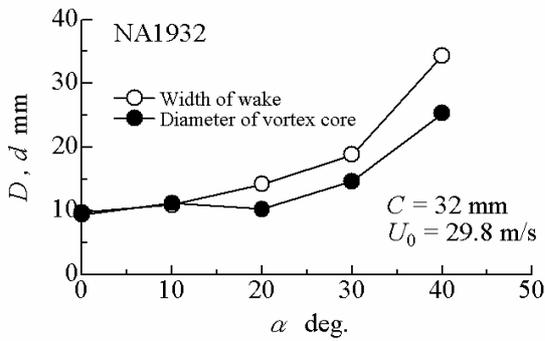


Fig.11 Relation between the angle of attack and the wake characteristics

$$L_p(f_j) = 10 \log_{10} \left( \frac{p^2(f_j)}{p_0^2} \right), f_j = \frac{\omega_j}{2\pi} \quad (14)$$

ここで、 $p_0$ は最小可聴音圧( $p_0=20 \mu \text{ Pa}$ )である。また、 $f_j$ は1/3オクターブバンドの中心周波数である。式(5)の核直径が1/3オクターブバンドの中心周波数 $f_j$ に基づいて離散化されると、その音圧レベルのスペクトル分布が決定される。

## 5. 実験結果および考察

### 5.1 円弧翼の後流特性

図10はNA1932の後流の速度変動の等高線を示したものである。(a)が迎え角10deg.の速度変動の分布であり、(b)は40deg.の場合について示したものである。円弧翼の迎え角が大きくなると、正圧面側と負圧面側から放出される後流渦の島状の速度変動の間隔は広がることわかる。

図11には円弧翼の迎え角と後流特性の関係が示されている。後流渦の核直径は式(15)によって評価されている。

Table 2 Summary of the wake characteristics

α deg.	d mm	D mm	ε = d/D
0	9.40	9.72	0.967
10	11.2	10.9	1.027
20	10.3	14.2	0.725
30	14.6	18.8	0.777
40	25.3	34.4	0.735

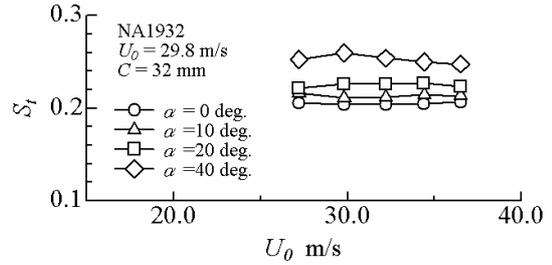


Fig.12 Relation between mainstream velocity and Strouhal number

$$d = \frac{2}{u_{\max}^*} \int_{-\infty}^{y(u_{\max}^*)} u^*(y) dy \quad (15)$$

$$\because u^*(y) = u'(y) - u'_{\min}(y)$$

ここで、 $u'(y)$ は速度変動のy方向の分布である。式(15)の後流渦の核直径は、そのy断面の最小値で補正された速度変動 $u^*(y)$ の分布で見積もられている。図中の○が後流の幅であり、●が後流渦の核直径である。迎え角が20deg.以上になると、後流の幅が後流渦の核直径よりも大きくなった。表2は後流渦の核直径と後流の幅の比を迎え角毎に整理したものである。円弧翼の迎え角が大きくなると、その比は小さくなることわかる。

図12は主流速度とストロハル数の関係を示したものである。実測値を式(4)によって整理した範囲では、円弧翼の迎え角が大きくなると、ストロハル数が0.2よりも大きくなった。出口設計角が主流の流線と翼後縁での反り線とのなす角で定義されると、出口設計角が約45deg.まではストロハル数が約0.2になると考えられる。

### 5.2 広帯域騒音の予測

図13は実測値の空力騒音のスペクトル分布と式(14)によって予測された音圧レベルのスペクトル分布を合わせて示したものである。予測値のスペクトル分布は、JIS規格<sup>(7)</sup>の聴感補正曲線によってA特性の音圧レベルに変換されている。図中の階段状の実線は風洞装置から発生する暗騒音のスペクトル分布であり、

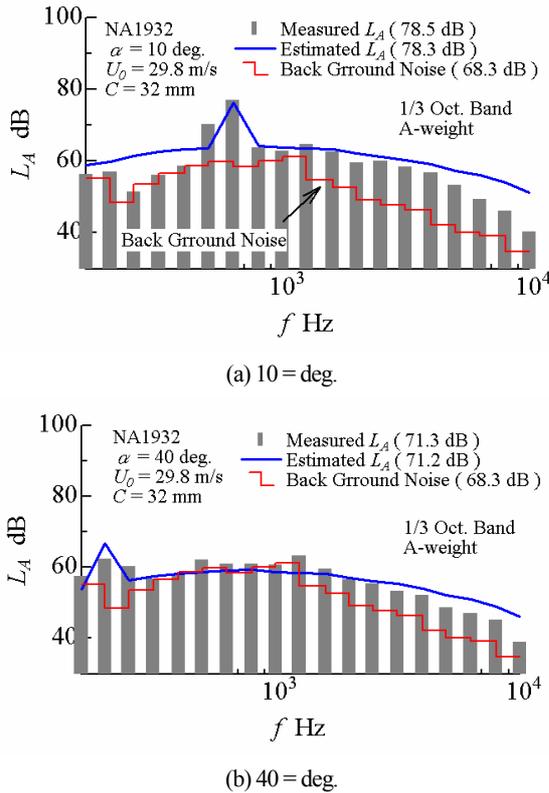


Fig.13 Comparison of the measured broadband noise of NA1932 with the estimated spectra

凡例の括弧にはその全帯域騒音レベルが示されている。(a)は迎え角10deg.の騒音のスペクトル分布であり、(b)は迎え角40deg.の場合について示したものである。式(14)によって予測された空力騒音の全帯域騒音レベルは、いずれの迎え角でも実測値の音圧レベルと同程度になった。周波数が4000Hzよりも高周波側では、実測値の音圧レベルが予測値よりも小さくなった。この高周波側の広帯域騒音は境界層内部の規模の小さな渦によるものと考えられる。この場合、本研究で提案した後流渦の性質ではその音圧レベルを予測することができない。

図14は円弧翼から発生する実測値の空力騒音の全帯域騒音レベルとその予測値を比較したものである。予測値の全帯域騒音レベルは、式(16)によって見積もられたものである。

$$L_A = 10 \log \left( \frac{p}{p_0} \right), p = \sum_{j=1}^n p(f_j) \quad (16)$$

図中の実線は予測値と実測値が一致する関係を示したものであり、破線は±2dBの誤差範囲を示したものである。本実験の範囲では、両者の音圧レベルの誤差は最大で2.3dBであった。表3は予測値の離散周波数騒音

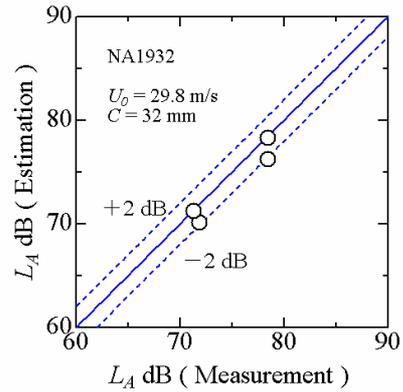


Fig.14 Comparison of the measured total frequency band sound pressure with the estimated one

Table 3 Summary of the aerodynamic noise property generated from NA1932

$\alpha$	DFN	BBN	OAN	$p^2(\text{DFN})$	$p^2(\text{BBN})$
	$L_A$ dB	$L_A$ dB	$L_A$ dB	$p^2(\text{OAN})$	$p^2(\text{OAN})$
0	74.2	71.9	76.2	0.63	0.37
10	76.3	74.0	78.3	0.63	0.37
20	67.8	66.2	70.1	0.59	0.41
40	66.9	69.2	71.2	0.37	0.63

(DFN)とその広帯域騒音(BBN)が、全体帯域騒音(OAN)に占める割合を整理したものである。予測値の広帯域騒音のスペクトル分布を解析した結果、円弧翼の迎え角が大きくなること、その広帯域騒音の全帯域騒音レベルに占める割合が大きくなることがわかった。

## 6. 結論

円弧翼から発生する広帯域騒音と離散周波数騒音のスペクトル分布に関する解析的な予測理論を提案した。その翼から発生する広帯域騒音のスペクトル分布と後流特性の関係について調査した結果、以下の結論を得た。

- (1) 円弧翼の迎え角が大きくなると、カルマン渦列の後流渦の核直径とその後流の幅の比は小さくなることがわかった。
- (2) 出口設計角が主流の流線と翼後縁での反り線とのなす角で定義されると、ストロハル数はその角度が約45deg.まで0.2程度になることがわかった。
- (3) 本研究で提案した後流渦によって発生する音圧レベルの予測理論は、円弧翼から放射される実測値の全帯域騒音レベルを2.3dB以内の誤差で見積もることができた。
- (4) 予測値の広帯域騒音のスペクトル分布を解析した

結果、円弧翼の迎え角が大きくなると、その広帯域騒音の全帯域騒音レベルに占める割合が大きくなることがわかった。

#### 参考文献

- (1) 生井武文, 井上雅弘, ターボ送風機と圧縮機, p.233, コロナ社, 1988
- (2) 佐々木壮一, 児玉好雄, 畠山真, 多翼シロッコファンの空力特性に及ぼす混合損失の影響, 日本機械学会論文集 (B編), 71 巻 701 号, pp.72-79, 2005
- (3) 佐々木壮一, 林秀千人, 児玉好雄, 佐藤淳貴, 多翼ファンから発生する広帯域騒音に及ぼす後流渦の影響, 長崎大学工学部研究報告, 第 35 巻第 64 号, pp.11-18, 2005-3
- (4) 佐藤淳貴, 佐々木壮一, 林秀千人, 児玉好雄, 円弧翼から放射される広帯域騒音に関する研究, 日本機械学会九州支部講演論文集, No.058-1, pp.349-350, 2005-3
- (5) 深野徹, A. A. Talukder, 一様流中の傾斜平板から発生する離散周波数騒音に関する研究, 日本機械学会

- 論文集 (B編), 52 巻 480 号, pp.2828-2836, 1986-8
- (6) 佐々木壮一, 林秀千人, 児玉好雄, 深野徹, 一様流中の単独平板翼の後流渦に基づく空力音源の研究, 日本機械学会論文集 (B編), 67 巻 663 号, pp.2655-2661, 2001
  - (7) 日本規格協会編, JIS ハンドブック 電機計測, 47, pp.1205-1211, pp.1215-1219, 2002
  - (8) N. Curle, The Influence of the Solid Boundary Upon Aerodynamic Sound, *Proc. Roy. Soc. London*, A231, pp.505-514, 1955
  - (9) M. J. Lighthill, On sound generation aerodynamically (I. General theory), *Proc. Royal Soc. London*, A211, pp.564-587, 1951
  - (10) 佐々木壮一, 児玉好雄, 平板翼の後流に形成される定在波とコヒーレント構造, *ながれ*, 22-4, pp.325-335, 2003