

## 一様流中に置かれた NACA 0012 翼から発生する離散周波数騒音 の発生機構に関する実験的研究\*

林 秀 千 人<sup>\*1</sup>, 深 野 徹<sup>\*2</sup>, 児 玉 好 雄<sup>\*1</sup>

### Experimental Investigation into the Mechanism of Discrete Frequency Noise (DFN) Generation from a NACA 0012 Blade

Hidechito HAYASHI, Tohru FUKANO and Yoshio KODAMA

An experimental investigation was made into the mechanism of discrete frequency noise (DFN) generation from a NACA 0012 blade placed in a uniform oncoming flow. It was clarified that DFN was generated when the boundary layer on the blade surface was laminar and separated at the location upstream of the trailing edge. A dead air region was formed just after the trailing edge of the blade. Therefore a Karman vortex street occurred. Meanwhile we could not observe a close relationship between the existence of a separation bubble and the generation of DFN. That is, DFN was generated even when the attack angle of the flow was nearly zero and no separation bubble was observed. When a separation bubble existed, the boundary layer became turbulent and the flow did not separate up to the trailing edge, so a dead air region was not formed behind the blade, which resulted in the disappearance of DFN. The prediction of the sound pressure level of DFN generated from this stream lined blade by Fukano's theory for a flat plate model agreed well with the measured value.

**Key Words:** Vortex, Aerodynamic Acoustics, Wake, Blade, Separation, Unsteady Flow

#### 1. 緒 言

翼まわりの流れの変動現象は、周囲の流動状態と密接に関係し、また翼に種々の作用を及ぼす。特に変動が周期性を持つ場合は、翼の振動や騒音の元凶となる。このような周期的変動のうち、後流中に現れる現象についてはその影響が大きいために、その構造や特性が研究されている<sup>(1)-(3)</sup>が、依然として不明な点が多い。深野ら<sup>(4)</sup>は、翼面境界層が薄く翼の後縁後方に死水領域が形成される場合に、後縁からの周期的な渦放出が流れの周期的変動現象の発生原因となることを平板翼について明らかにした。また秋下ら<sup>(5)</sup>は、翼負圧面側の前縁近傍にはく離泡が発生することに着目し、翼後縁の流れとはく離泡の間でフィードバックが働き周期的な変動が起こると考えた。その他、Tam<sup>(6)</sup>は層流境界層がはく離して不安定なじょう乱を発生させ、それが境界層の微少なじょう乱を増幅させて周期的変動を起こすというモデルを提案した。しかしながら、いずれの場合も周期的変動の諸特性を十分に説明できるものではなく、また実験による検証も不十分で、

さらに詳細に流動状態を調べることが必要である。

以上の観点から、本報では深野らが平板において示した周期的変動現象およびそれを原因として発生する離散周波数騒音の発生機構の妥当性を翼形翼について調べ、さらに上述の変動現象発生に関するその他のモデルについても同様の検討を行った。

#### 2. 記 号 表

$C$ : 翼弦長	mm
$D^*$ : 翼の流れ方向投影長さ	mm
$R_{\alpha\alpha}$ : 相関係数	
$St$ : ストローハル数	
$T$ : 周期	s
$U$ : 後流速度	m/s
$U_0$ : 主流速度	m/s
$X$ : 流れ方向距離	mm
$Y$ : 流れに垂直な方向の距離	mm
$b$ : スパン長さ	mm
$b_{1/2}$ : 半値幅	mm
$u'$ : 速度変動	m/s
$f$ : 周波数	kHz
$l_p$ : スパン方向相関長さ	mm
$l_s$ : 翼弦方向相関長さ	mm

\* 原稿受付 平成4年7月16日。

\*1 正員, 長崎大学工学部(〒852 長崎市文教町1-14)。

\*2 正員, 九州大学工学部(〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)。

$\alpha$ : 迎え角 °

$$\delta_1: \text{排除厚さ} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - \frac{U}{U_0}\right) dY \quad \text{mm}$$

$$\delta_2: \text{運動量厚さ} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U}{U_0} \left(1 - \frac{U}{U_0}\right) dY \quad \text{mm}$$

$\lambda$ : 音の波長 m

$\tau$ : 遅れ時間 s

### 3. 実験装置および方法

本研究では吸込式風洞を用いており、流れの乱れ度は測定部において0.5%以下と小さい。図1に示すように供試翼は幅350 mm、高さ230 mmのノズル出口から190 mm下流に取付けられており、その両端は側壁に固定されている。

供試翼はNACA 0012の対称翼で、弦長 $C$ は60 mm、スパン長さは230 mm、アスペクト比は3.83である。なお、翼後縁は厚みが非常に薄く鋭くとがった形状となっている。本実験における主流速度 $U_0$ は30 m/sである。実験では、熱線流速計による後縁近傍後流の速度および速度変動の分布およびその周波数特性、油膜法による翼表面流れさらに主流に直角方向に翼から0.5 m離れたところで騒音を測定した。なお、翼弦長を基準としたレイノルズ数は約 $1.2 \times 10^5$ である。

### 4. 実験結果

**4.1 周波数特性** 図2は騒音のスペクトル密度分布の迎え角 $\alpha$ による変化を示したものである。迎え角が小さい $0 \sim 3^\circ$ の範囲では周波数 $f = 1.8 \text{ kHz}$ から4 kHzにかけてピークが現れ、離散周波数騒音(DFN)の発生が見られる。また、主流速度が異なるためピークが生じる周波数帯は異なるものの、秋下らの実験においても同様なD.F.N.の発生が見られ、ほぼ同じ流動状態となっていると考えられる。このピークは迎え角がさらに大きくなると消滅している。また、いずれ

の迎え角においても100 Hz程度の低周波数領域で大きい音圧レベルが現れているが、これは図2中の暗騒音(BGN)にも見られ、装置系の固有振動によるものである。

図3は後流速度変動のスペクトル密度分布の迎え角 $\alpha$ による変化を示したものである。騒音の場合と同様に迎え角 $\alpha$ が小さい $0 \sim 3^\circ$ の範囲で騒音のスペクトル分布と同じ周波数にピークが見られる。このピークは後述のようにカルマン渦の発生によるもので、図2との比較から後流の速度変動現象とDFN発生が密接に関係していることがわかる。迎え角が $4^\circ$ 以上に大きくなると速度変動のピークはなくなり、騒音でDFNが現れない迎え角によく対応している。また、基本周波数とその高調波以外にピーク周波数が複数個見られるのは、主に次の二つの理由による。一つには翼端近くの渦放出周波数が異なり、測定箇所である翼スパン中央断面と異なる周波数の騒音が現れたことによる。もう一つはスペクトル分布が数十s間の平均を取っている

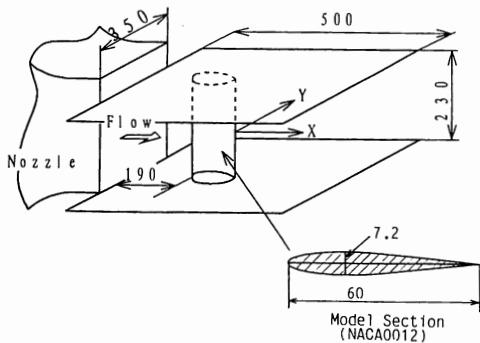


図1 測定部概要

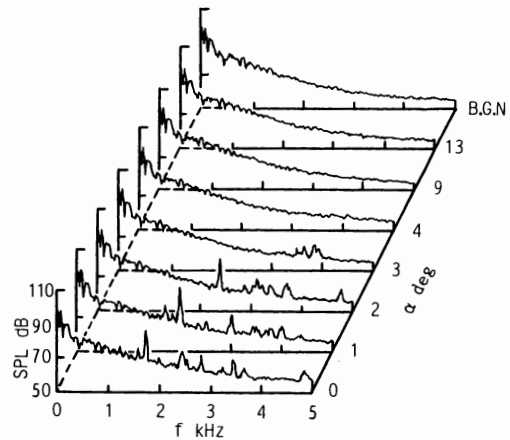


図2 騒音のスペクトル分布

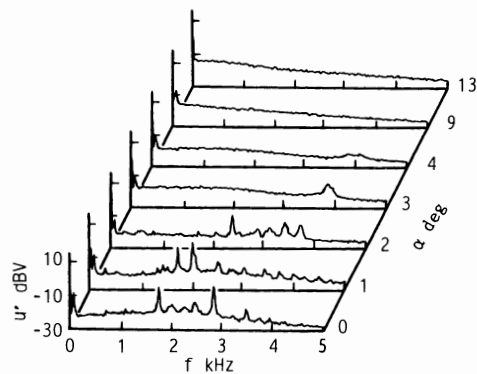


図3 後流速度変動のスペクトル分布

ることによる。主流速度の緩やかでわずかな変化によっても翼面はく離位置が極端に変化し渦放出周波数が変化する。

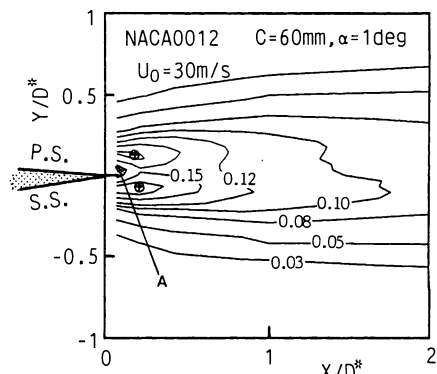
図4は後流の速度変動が最大の位置 [図5(a)中の⊕印で示すそれぞれ2点] における空間相関を調べたものである。 $\alpha=1^\circ$ において、時間遅れ $\tau=0$ で相関が負の最大を、また $\tau=0.2\text{ms}$ で正の最大を取り、2点間の速度変動に半周期のずれが生じている。このことは後縁直後の後流において左右交互の渦放出、すなわちカルマン渦が発生していることを示している。一方、前述したスペクトル密度分布にピークがない $\alpha=9^\circ$ の場合は図4中の破線で示すように後流中の速度変動の相関は遅れ時間の広い範囲で非常に小さく、規則的な変動現象は見られない。

**4.2 後縁近傍後流の流動状況** 図5は後縁近傍後流の速度変動 $u'/U_0$ の等高線を示している。なお、座標軸は各迎え角における翼の流れ方向投影長さ $D^*$ で無次元化している。図5(a)、(b)はそれぞれ迎え角 $\alpha$ が $1^\circ$ と $8^\circ$ である。図5(a)の場合、後縁直後で上下対をなした島状の変動の強い部分(図5中の⊕印)が見られ、後流中に発生するカルマン渦の特徴をよく表している<sup>(4)</sup>。また、これら二つの分布にはさまれた後縁直後の部分(図5中のAで示した■の部分)には、変動の小さい領域が広がっており、翼後縁が流線形状に鋭くつながっているにもかかわらず流れはく離して死水領域が存在していることを示している。これは、4.3節で述べているように、翼面上に発達した層流境界層が逆圧力こう配によって翼後縁より上流の点からく離することによる。なお $\alpha=1^\circ$ では、正圧面側ではく離が大きく死水領域がそちらに偏っている。図5(b)の場合は、後述のように翼の両面で流れは後縁まで付着しているため後流幅が狭い。図5(a)のように

変動が大きく上下対をなした島状の分布はなく、全体として変動強さのレベルは小さい。

図6は後流特性量として、後縁直後 $X=0.5\text{mm}$ における半値幅 $b_{1/2}$ 、排除さ $\delta_1$ 、運動量厚さ $\delta_2$ の迎え角による変化を示したものである。図6中の黒塗り記号は離散周波数騒音が発生している場合を、白抜き記号は発生していない場合を表している。図6に見られるように $\alpha$ が小さくカルマン渦列が形成される場合は、各量とも大きく、迎え角が増加しカルマン渦列の発生が見られなくなると各量とも減少している。これは、後述のようにカルマン渦列が発生する場合流れは翼面後縁上流からはく離し、後縁直後において死水領域を形成するためである。

図7は半値幅 $b_{1/2}$ の流れ方向変化を $\alpha=0, 2^\circ$ および $8^\circ$ について示したものである。 $\alpha=0^\circ$ と $2^\circ$ のDFNが発生している場合には後縁直後の $X/D^* < 0.2$ でほぼ一定値を取る。それより $X/D^* = 1$ 程度まではカルマン渦の巻上がりにより $\alpha=8^\circ$ に比較していったん顕著な増加を示す。さらに下流では緩やかな増加へと変わっ



(a)  $\alpha=1^\circ$ の場合

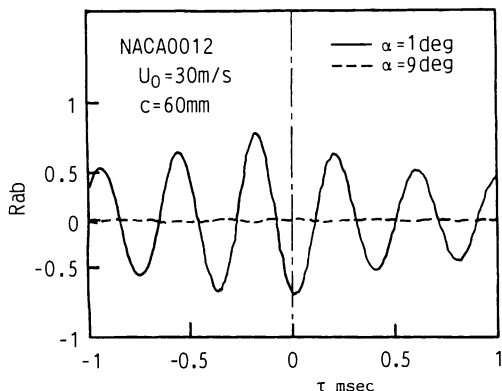
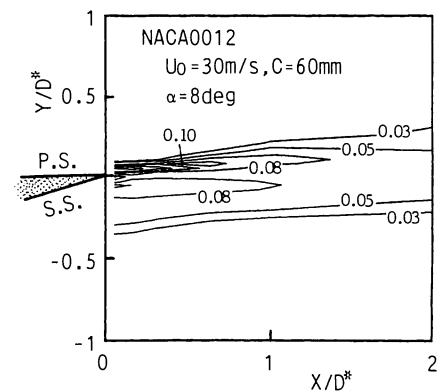


図4 後流速度変動の相関分布



(b)  $\alpha=8^\circ$ の場合

図5 後流速度変動の等高線

ている。一方、DFNの発生が見られない $\alpha=8^\circ$ では、後縁直後の $X/D^* < 1$ においてすでに緩やかに増加し後流の拡散が早くから始まっていることがわかる。また、下流における半値幅の増加割合もDFN発生の場合より大きく拡散が進んでいる。以上のようにDFN発生の場合には後縁死水領域が形成されるため後縁直後後流幅が広がるものの、その後ろに形成される大規模渦が壊れにくいいため後流の拡散があまり進まないのに対して、カルマン渦が形成されない場合には後流の

拡散が徐々に進行している。

**4.3 翼表面の流れ** 図8は翼表面流れを油膜法によって観察したものである。図8(a)は $\alpha=0^\circ$ の場合を、図8(b)は $\alpha=8^\circ$ の負圧面側を示している。図8(a)の $\alpha=0^\circ$ では、油膜の流れの視察およびビデオ観察によると、翼前縁から発達した層流境界層が翼弦長の40%あたりからはく離している(図8中のA印)、はく離れたせん断層は後縁まで付着せず後流へ続き、図5(a)に見られた後縁直後の死水領域を形成する。このとき後縁部では逆流が生じている(図8中のB印の部分)。このことが深野らの平板翼の実験<sup>(4)</sup>と同様にカルマン渦の発生を招いていると思われる。図8(b)の $\alpha=8^\circ$ では、前縁近傍(図8中のC印)でいったんはく離するが、流れはそのすぐ後方で再付着し(図8中のD印)、図8中のC印とD印の間ではく離泡を形成し、その後方で後縁まで付着流れが続いている(図8中のE印で示した領域)。一方、正圧面側は前縁から後縁まで付着流れとなっている。 $\alpha=8^\circ$ においてはく離泡が存在するにもかかわらずDFNが発生していない。一方、 $\alpha=0^\circ$ ではく離泡が存在しないにもかかわらず離散周波数騒音が発生している。このことは、従来から言われている離散周波数騒音のはく離泡との関係<sup>(5)</sup>を否定し、平板翼の場合と同様の後縁部に形成される死水領域が離散周波数騒音の発生の重要な条件であることを示すものである。

**4.4 騒音予測** 図9はストローハル数 $St$ の迎え角による変化を示したものである。ここで、算出に用いた周波数は図2の離散周波数の最大レベルに対応するものである。また、図9中の丸印は半値幅より得られるカルマン渦列間の距離<sup>(7)</sup>に基づくストローハル数を、四角印は深野らによって平板翼の場合に後流を代表する寸法として取られた排除厚さ<sup>(4)</sup>に基づく

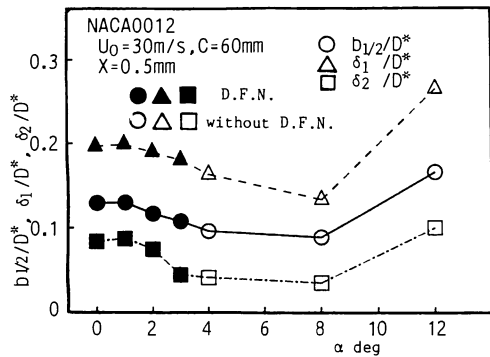


図6 後流特性量の迎え角による変化

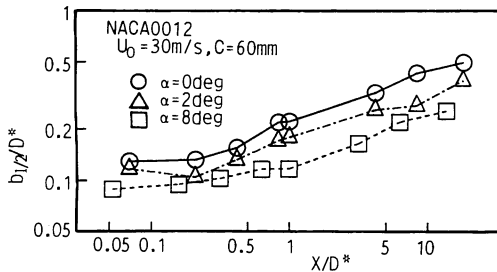


図7 半値幅の流れ方向分布

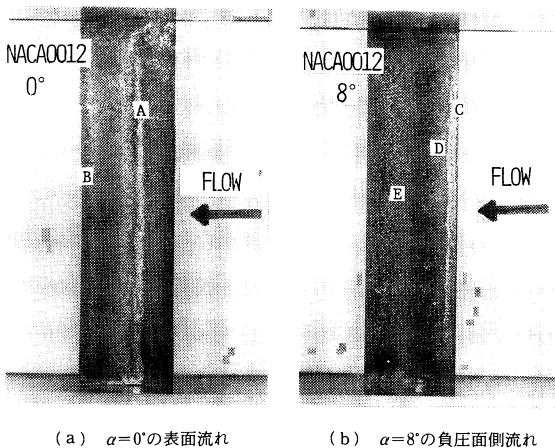


図8 翼表面流れ

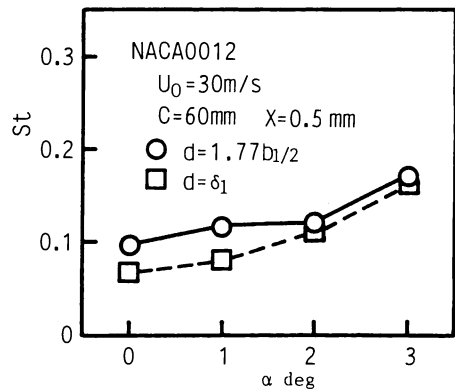


図9 ストローハル数の迎え角による変化

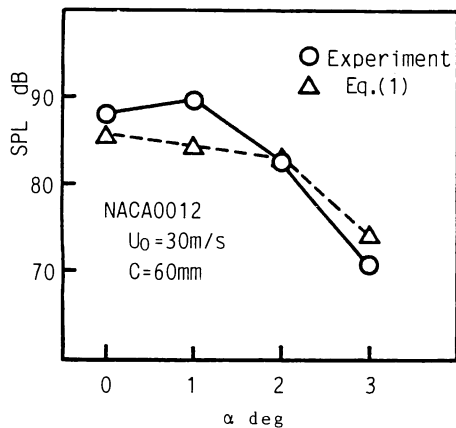


図 10 SPL の予測値と実験値の比較

ストローハル数である。いずれも一般に言われる  $St \approx 0.2$  と比べかなり小さくなっている。また、迎え角が増加するにつれて  $St$  も増加している。図 3 に見られるように、本実験におけるスペクトル分布のピーク周波数が複数個存在しているために時間平均に基づく後流特性量が 1 ピークの場合と同様には得られないことを示すものである。ただ、 $\alpha = 3^\circ$  のようにピークが一つしか形成されない場合は  $St$  が大きくなり、0.2 に近くなっている。

上述のように、DFN 発生機構は深野らの平板翼の場合と同様にカルマン渦列に基づくものと考えられる。したがって、平板翼に対して求められた騒音予測式の本実験に対する適応性を調べた。カルマン渦に基づく離散周波数騒音の音圧レベル SPL [dB] は次式により表される<sup>(4)</sup>。

$$SPL = 10 \log \left\{ \left( \frac{\rho}{\rho_0 a_0 r} \right)^2 U_0^6 St^2 \left( \frac{u'}{U_0} \right)^2 \left( \frac{l_s}{C} \right)^2 l_p b \right\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $U_0$  は主流速度、 $u'$  は後流での速度変動の最大値、 $l_s$  は翼弦方向相関長さ、 $l_p$  はスパン方向相関長さ、 $b$  はスパン長さである。 $St$  は前述のように実験から定めるのは必ずしも適切でないため  $St = 0.2$  とした。 $u'$  は熱線流速計による速度変動が最大の位置での二乗平均値の測定結果を用いた。 $l_p$  は、後流の速度変動最大の位置でのスパン方向相関分布の測定結果をもとに、一般によく用いられる方法 [文献(8)] によって算出した。また、 $l_s$  は測定が困難であり、文献(9)の平板翼の場合を参考にして次式より求めた。

$$l_s = \lambda / 4 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\lambda$  は DFN に対応する音波の波長である。図

10 は、離散周波数騒音の音圧レベルの実測値と式(1)による計算値を迎え角に対して示したものである。実測値で DFN に複数個のピークが存在する場合は、それらのピークの音響パワーの和を取った。図 10 から、ピーク周波数が複数個ある場合、また迎え角が増加しピークレベルが低く DFN の発生が弱い場合も、実測値と計算値がよく一致している。後縁厚さを有する平板翼の騒音予測理論が翼形翼においても適用可能であることを示している。

## 5. 結 論

後縁が薄い NACA 翼からの離散周波数騒音の発生機構を実験的に調べ、以下のことを明らかにした。

(1) 離散周波数騒音は、後縁直後から形成されるカルマン渦列に起因している。

(2) カルマン渦列が形成される場合、翼後縁が流線形状に鋭くかつているにもかかわらず、境界層が後縁前方からはく離し、後縁において死水領域が形成される。

(3) 翼面上前縁近くに形成されるはく離泡の存在は、離散周波数騒音の発生と関係しない。

(4) カルマン渦列が形成される場合、後縁直後における半値幅、排除厚さ、運動量厚さは渦列が形成されない場合に比べ大きくなっている。しかし、下流における後流の拡散はあまり進まない。

(5) 平板翼の場合に深野らにより提案された騒音予測理論が、後縁の薄い翼の場合にも適用できる。

最後に、本研究に協力いただいた当時長崎大学工学部学生であった岩重宏二、日浦健一の両君、また実験装置の製作に協力いただいた佐賀県立鳥栖工業高等学校機械科の諸氏に心から感謝の意を表す。また、本研究費の一部は文部省科学研究費 [奨励(A) 番号 03750122] によったことを記して謝意を表す。

## 文 献

- (1) Brooks, T. F. and Marcolini, M. A., *AIAA J.*, 24-8(1986), 1245.
- (2) Goldstein, M. E. and Leib, S. J., *J. Fluid Mech.*, 191(1988), 481.
- (3) Blake, W. K., *Trans. ASME, J. Vib. Acoust. Stress Reliab. Des.*, 106(1984), 351.
- (4) 深野・ほか 3 名, 機論, 51-469, B(1985), 2828.
- (5) 秋下, 機論, 47-424, B(1981), 2243.
- (6) Tam, C. K. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, 55-6(1974), 1173.
- (7) 種子田, ターボ機械, 8-1(1980), 49.
- (8) Blake, W. K., *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration*, (1986), 243, ACADEMIC Press.
- (9) 深野・ほか 3 名, 機論, 51-468, B(1985), 2510.