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*

深 野 徹**, A. A. TALUKDER***

Discrete Frequency Noise Generated from an Inclined Flat Plate
Immersed in a Uniform Oncoming Flow

by Tohru FUKANO and A. A. TALUKDER

The effect of the angle of attack, the shape of the rear part of a test plate and the free stream velocity on the discrete frequency noise (DFN) generated from an inclined flat plate immersed in the flow were investigated experimentally. To explain the relationship between these and the sound pressure level of the DFN, detailed measurement of the flow properties around the plate has been carried out. It was shown that the equations proposed by Clark and the authors are both useful in predicting the DFN sound pressure level.

Key Words: Unsteady Flow, Noise, Discrete Frequency Noise, Vortex Shedding, Flat Plate, Uniform Main Flow

1. 緒 言

軸流送風機の乱流騒音の解明を意図して、著者らは一様な流れに設定された平板から発生する離散周波数騒音(本報ではこれを DFN と略記する)の発生機構を明らかにし⁽¹⁾, DFN のピーク音圧レベル(SPL)の予測式を導入するとともに、その予測式の妥当性を実験的に証明した⁽²⁾。

本報ではさらに平板が傾斜して設定された場合の DFN の SPL に与える、迎え角、後縁形状、主流速度などの影響を平板周辺の速度場の詳細な測定結果に基づいて明らかにする。さらに既報で導入した SPL 予測式が迎え角を有する場合にも適用可能であることを示すとともに、著者らのものとは異なるモデルに基づいた Clark による予測式⁽³⁾も同様に十分な予測の精度を有していることを示す。

2. おもな記号

b : スパン長 mm
 $b_{1/2}$: 後流の半値半幅 mm

C : 弦長 mm
 D : 平板厚さ mm
 D^* : 代表寸法 mm
 D_t : 平板の後縁厚さ mm
 f : うず放出周波数 Hz
 f_s : 音のピーク周波数 Hz
 L_c : 後縁切削長さ mm
 l_{x2} : 後流内での流れ方向相関長さ mm
 l_s : 弦長方向相関長さ mm
 l_p : スパン方向相関長さ mm
 R : 相関係数
 S_t : ストローハル数 $\equiv fD^*/\bar{U}_0$
 $\bar{U}_0$: 主流速度 m/s
 u' : 速度変動強さ, $u'_{\max}$ はその最大値 m/s
 z : スパン方向座標軸
 α : 迎え角
 ρ_0 : 流体の密度 kg/m³

3. 実験装置および方法

詳細については文献(2)に記述しているので、ここでは概略を述べる。

3.1 実験装置および測定装置 本実験ではプレナムから四角ノズルを径由して流出する自由噴流中に

* 昭和61年4月1日 第63期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和60年3月19日。

** 正員、九州大学工学部 (〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1)。

*** 九州大学大学院。

二次元的な平板をノズル側壁に続く一対の対向平板を用いて設置し、その後流の流動様相を測定する一方、発生する騒音を測定した。ノズル出口は高さ 230 mm、幅 115 mm で、供試平板が常に噴流のポテンシャルコア中にあるように設置した。そのために平板の流れに対する迎え角 α の最大値を弦長に応じて変えた〔例、 $C=200$ mm のとき $|\alpha| \leq 15^\circ$ 〕。主流速度は 25 m/s から 55 m/s の範囲に変えた。

3.2 測定装置 マイクロホンは双極子形音圧レベル分布の最大値を測定するように噴流の流れ方向と物体のスパン方向とに垂直な方向で、物体から 1 m 離れた点に設置した。マイクロホン出力は狭帯域形、1/3 オクターブバンド形およびデジタル形のスペクトル分析器で解析した。流れ場の測定には定温度型熱線流速計を用いた。なお、ダクトの共鳴周波数は約 740 Hz の倍数であるが、この影響はないことをあらかじめ確かめてある。

3.3 供試平板 図 1 は供試平板の断面形状を示したものである。平板の厚さ D は 3 および 6 mm の 2 種類、スパン長は 230 mm に固定した。弦長 C は 14, 30, 60, 100 および 200 mm の 5 とおりに変えた。後縁部形状を変えるため図 1 に示す切削長さ L_c を 0 から 25 mm まで変えた。その時の後縁の厚さ D_t は 0.5 mm である。後縁切削の有無によって供試平板を N 形と T 形に分けた。T 形はさらに両面を切削したものを TW 形、片方のみを切削したものは切削面が平板の負圧面側になるように流れに設置した場合 TS 形、圧力面側になる場合 TP 形と名付けた。

4. 音圧レベル予測式

一様流中に設定された平板もしくは翼から発生する騒音のうち離散周波数騒音の音響パワー W の予測式としては、Sharland が翼後縁からのうず放出によるものとして提案した次式が最初のものと思われる⁽⁴⁾。

$$W = \frac{\rho_0}{12\pi a_0^3} \int_{\text{SPAN}} C \bar{U}_0^8 (Re_c)^{-0.4} dz \quad (1)$$

ここで a_0 は音速、 Re_c は弦長に基づくレイノルズ数

図 1 供試物体の断面形状

である。この式は軸流送風機に適用することを意図して導かれたものであり、Sharland によれば⁽⁴⁾、回転数が 4 000 rpm 程度の場合によく合っている。しかし著者らの検討によれば、1 200 rpm 程度の低圧ファンに対してはよく合わない⁽⁵⁾。また一様な流れに平行に置かれた平板から発生する DFN に適用してもやや低い値を予測する⁽²⁾。

Clark⁽³⁾は一様流中に設置された翼の後流の諸パラメータと音圧 p とを関係付け、次式を得ている。

$$p^2(r, f) = \left(\frac{f \rho_0 \bar{U}_0^2 l_p D^*}{a_0 r g} \right)^2 \left[\frac{v_2}{\bar{U}_0} \right]^2 \times \left\{ 16\pi^2 \left(\frac{f l_{x2}}{\bar{U}_0} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{\bar{U}_0} \right)^2 \right\} \quad (2)$$

ここで v_2 は主流と平板のスパンに垂直な速度成分、 v_2 はその変動成分、 g は重力の加速度、 r は音源までの距離である。著者らは式(1)と同じ基礎式に基づいて軸流ファン騒音に対して導入したモデル⁽⁵⁾を本報で対象としている系に応用し、次式を得た⁽²⁾。

$$p^2 = \left(\frac{\rho_0}{a_0 r} \right)^2 \bar{U}_0^8 S_t^2 \left(\frac{u'_{\max}}{\bar{U}_0} \right)^2 l_p \left(\frac{l_s}{C} \right)^2 b \quad (3)$$

Clark の式の v_2 と $u'_{\max}$ とが等価であるから、

$$p^2 = \left(\frac{\rho_0}{a_0 r} \right)^2 \bar{U}_0^8 S_t^2 \left(\frac{u'_{\max}}{\bar{U}_0} \right)^2 l_p^2 \times \left\{ 16\pi^2 \left(\frac{f l_{x2}}{\bar{U}_0} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{\bar{U}_0} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

となる。式(3)と(4)を比較すると、もし

$$\left(\frac{l_s}{C} \right)^2 b = l_p \left\{ 16\pi^2 \left(\frac{f l_{x2}}{\bar{U}_0} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{\bar{U}_0} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

であれば、両者は全く同じ式となるが、その保証はない。なお l_s としては著者らは次式を提案している。

$$l_s = \begin{cases} \lambda/4 & : C > \lambda/4 \text{ のとき} \\ C_2/(\lambda/4) & : C < \lambda/4 \text{ のとき} \end{cases} \quad (6)$$

ここで λ は音波の波長である。SPL は p_0 を最小可聴音圧として次式から求まる。

$$\text{SPL} = 10 \log_{10} (p^2/p_0^2) \quad (7)$$

5. 実験結果

5.1 発生音に与える迎え角の影響 一様な流れの中に設定された平板から発生する DFN は、 α が小なる場合には後縁のはく離により（以下では TES と略記する）、大なる場合は前縁のはく離（LES）によって生じる。中間の α においてはこれらが共存する⁽¹⁾。図 2 に発生音の音圧レベル SPL の α による変化を示した。なお本実験の α は弦長が短い時 45° 、長い時 15° におさえた⁽¹⁾。

この SPL の α による変化は図 3 に示す平板後方の

流動様相とよく対応している。すなわち $\alpha=0$ の場合平板後端のはく離により平板軸にほぼ対称な乱れ強さの分布を示し、一对の島状部があるが⁽²⁾、 α の増加に従って負圧面側の w' の最大値が低下するとともに、島状部が後方に移動し、図3(a)に示すように圧力面側のそれに相対的にオフセットを有するようになり、SPLは低下する。 $\alpha>5^\circ\sim6^\circ$ ではLESがしだいに明確になり、図3(b)にその典型を示すように両島状部の $w'_{\max}$ も同程度になり、オフセットもほとんどなくなる。この状態の時SPLも増大する。

図4はLESまたはTESによるDFNの発生の有無を、 α を主流速度 $\bar{U}_0$ に対して領域図として示したものである。 $\bar{U}_0$ が35 m/s程度までは $4^\circ\sim5^\circ$ から 10° 程度の α の範囲で全くDFNが発生しない⁽⁸⁾。この領域は $\bar{U}_0$ の増加に従い狭くなり、 $\bar{U}_0>45$ m/sではLESとTESによるDFNが共存している⁽¹⁾。このような傾向は定性的には各供試体に共通していると考えられるが、特に後縁形状により、以下に示すような複雑な挙動を呈する。

5.2 ピーク音圧レベルおよびその周波数の速度依存性 図5は音のピーク周波数 f_s と主流速度 $\bar{U}_0$ 。

図2 SPLに与える迎え角の影響

図3 近傍後流での流れの変動の強さの分布

との関係を示したものである。TESおよびLESともに f_s と $\bar{U}_0$ とはほぼ一次の関係にある。このような比較的単純な後縁形状の供試体の場合は、図6に示すようにそのSPLはTESかLESにかかわらずほぼ速度の6乗に近い指数で変化している。

丸田らによれば⁽⁶⁾、流れのはく離による広帯域騒音のみの場合の全帯域SPLは速度の6乗に比例する。DFNのピーク値のみに着目すれば、二次元の翼を使った実験から、速度の2~3乗に比例するという報

図4 DFNの発生領域図

図5 発生音の周波数の速度依存性

図6 SPLの速度依存性

告⁽⁷⁾や、速度 $\bar{U}_0$ が 30 m/s 程度までの低速領域では SPL は $\bar{U}_0$ の 6 乗に比例するが、それ以上ではスペクトル密度分布が多峰性となり、速度に無関係に一定値をとり、 $\bar{U}_0 > 70$ m/s では逆に低下するという報告など⁽⁸⁾、SPL の速度依存性には未知の点が多い。

本実験の場合も後縁を切削した供試体の場合、図 7 に例示するように f_s 、SPL はともに速度依存性が複雑である。すなわち図 8 (a) と (b) で上側の f_s と下側の SPL の対応するデータを同じ記号で示しているように、(a) の Δ 印で示す場合は f_s が $\bar{U}_0$ にほぼ比例するのに対し、SPL は破線で示す $\bar{U}_0^6$ のこの配と比較すれば明らかなように、その変化は単純ではない。他の周波数において低いながらもピークが形成されると、主要 DFN の SPL は低下する。このことは (b) ではさらに顕著である。ただし $\circ$ 印で示すものは 45 m/s までは $\bar{U}_0^6$ 則に乗っているが、一方 f_s はこの場合 $\bar{U}_0$ に比例していない。

図 7 騒音のスペクトル密度分布の α による差異

図 8 f_s と SPL の速度依存性

このように多峰性のスペクトル密度分布の場合、SPL の $\bar{U}_0$ による変化は一般に極めて複雑である。これらの多峰性分布の各ピークは TES と LES の交互の発生によるのではなく⁽¹⁾、いずれも TES によっている。このことについては続報にゆずる。

上述の結果は式(3)で表される音響パワーの速度依存性を否定しているようにもみえる。著者らの実験によれば⁽¹⁾、SPL は放とうがいに明瞭に形成されるかに強く依存しており、SPL が高い場合、式(3)中の $u_{\max}$ および l_p が増大する。すなわち平板の形状および設定角が同じであっても、主流速により放とうの構造ならびに速度変動の強さも変わり、結果として生じる音の音響パワーは一見流速の 6 乗に比例しないような結果となるのである。

5.3 SPL に与える平板後縁厚さの影響

5.3.1 TES の場合 前報において後縁が十分薄い場合でも、圧力面切削の場合 DFN が発生することおよびその理由を示した⁽¹⁾。図 9 は同様のことを D_t の影響も含めて示したものである。 D_t が十分小さくなると TS 形には全くピークが形成されないのに対し、TP 形では依然として発生している。この理由は音の発生が圧力面上の後縁近傍における層流境界層のはく離に起因しているからである。

5.3.2 LES の場合 この場合図 10 に示しているように、 α が 12° 程度までは α にほとんどよらない

図 9 後縁切削の効果 (TES の場合)

図 10 後縁切削の影響 (LES の場合)

が、 D_t の増加に従ってわずかではあるが増大すること、 $\alpha=15^\circ$ ではTPの場合 D_t が大なる場合に急激に増加し、TSの場合はこれが D_t の全範囲に及ぶことなどがわかる。つまり前縁はく離によるDFNの発生に対しても、後縁形状が重要な役割を果たしている。 $\alpha=15^\circ$ の場合のスペクトル密度分布のTPとTSとの

図 11 LES に及ぼす後縁形状の影響

(a) TS 形の場合

(b) TP 形の場合

図 12 後縁はく離による SPL に与える切削長さの影響

(a) TS 形の場合

(b) TP 形の場合

図 13 前縁はく離による SPL に与える切削長さの影響

比較は図 11 に示すとおりで、圧力面の後縁近傍にステップのない TS 形の場合に明確なピークが形成されている。また後縁側はく離点近傍のベース圧が低くなると考えられる D_t が大なる供試体ほど SPL が高くなっている。

5.4 音圧レベルに与える切削長さの影響

5.4.1 TES の場合 既報⁽²⁾で述べたように、流れに平行に置かれた平板の場合、切削して後縁を薄くする効果は $L_c > 2D$ の時表れる。 $\alpha \neq 0$ の場合も TS 形であれば同様である〔図 12(a)〕。TP 形の場合 SPL は L_c に対し最大値をとる変化をし、最大点では TS 形より大幅に増大する〔図 12(b)〕。これは、TP 形では切削開始点近傍における層流境界層のはく離が DFN の発生因であるからである⁽¹⁾。

5.4.2 LES の場合 図 13(a), (b) に示しているように、LES に基づく DFN の場合も SPL は後縁部切削の影響を受ける。TS 形の場合 $\alpha=15^\circ$ の時は他の角度の場合より飛躍的に大となるが、 $L_c/D > 2$ に

なるとほぼ一定値をとる。 $L_c/C=0.5$ の場合についてはすでに図 11 で若干議論した。また $L_c/C=0.2$ では TP 形と TS 形で SPL が逆転し、TP 形の場合極めて高い DFN が発生する。この時の流れの TP 形におけるそれとの差異は図 14(a), (b) に示すとおりである。TS 形の場合切削部でも流れは付着しており、強い乱れ場は後縁直後に小規模に存在するのみである。これに対して TP 形の場合切削開始点ではなく離れた流れによる強い乱れ場が、平板後流の広い範囲にわたって存在している。この差異は平板後端部のベース圧に依存しており、TP 形ではこれが低く、はく離点後方に強いせん断層が形成されていることが予想される。したがって明確なうず形成がなされ、SPL が増大したものと考えられる。

6. パラメータの評価

6.1 代表寸法 うず放出に参与する代表寸法は式(3)には S_t に含まれ、陽には表れない。しかしこれはうずの構造を支配し、うず放出周波数ならびに発生音の SPL を支配する。平板が流れに平行に置かれた

図 14 後縁近傍の流れの TP と TS 時の差異

図 15 D^* の流れ方向の変化

場合であっても板厚はもちろん後縁の厚さも代表寸法として適当ではない⁽²⁾。著者らは排除厚さ D^* を供試体の形状や設定状況にかかわらず物理的に有意な代表寸法として提案している⁽²⁾。

図 15 は速度分布の実測値から求めた D^* を供試体後縁からの流れ方向距離 x の関数として示したものである。TES の時 $1D$, LES の時流れ方向に垂直な面への平板の投影長さ $C \sin \alpha$ 程度の範囲で D^* はほぼ一定である。 D^* をこれらの範囲内で算術平均したものを改めて D^* として、それを α の関数として示した例が図 16 である。TES の場合 $\bar{U}_0$ に関係なくほぼ D に近い値を取り、LES の場合には TES の D^* より若干大なる値 D_0^* を切片とする次式で表される破線のまわりにばらついている。

$$D^* = C \sin \alpha + D_0^* \dots\dots\dots (8)$$

6.1.1 TES の場合の D^* N 形もしくは TS 形

図 16 D^* と α の関係

図 17 速度変動強さの流れ方向変化

図 18 速度変動強さの α による変化

の TES の場合の D^* は実験から近似的に次式

$$D^* = D_t + 0.093C(\bar{U}_0 C/\nu)^{-0.2} \quad \dots\dots\dots(9)$$

で与えられる⁽²⁾。ここで $L_c/D < 1$ の場合、切削の効果はなく、 $D_t \cong D$ としなければならぬ。

TP 形および TW 形の場合は前述のように離散点が予測し難く、簡単な式で表すことはできない。

6・1・2 LES の場合の D^* D^* は大略式(8)で表され、 D_t^* は N 形および TS 形の場合 ± 1 mm 程度の誤差で次式で与えられる。

$$D_t^* = D + 0.74CR_{sc}^{-0.2} \quad \dots\dots\dots(10)$$

ストローハル数は代表寸法のとり方により異なる値が従来から報告されているが、本研究では上述の D^* を用いれば、供試体の形状や α が広範囲に変わっても 0.22~0.25 程度となり、ばらつきは小さい。

6・2 最大速度変動強さ u'_{max} 供試体後方のある断面内での速度変動強さ u' は圧力面側で最大値をとる⁽¹⁾。図 17 に α をパラメータとしてその最大値 u' を示している。 u' は後縁から徐々に増大し、およそ $1D^*$ 程度の所で最大値をとる。式(3)および(4)の u'_{max} としてはこの値を使用した。 u'_{max} の α による変化は図 18 に示すとおりである。図 3 と比較すれば明らかなように、DFN が低下する α が $5^\circ \sim 7^\circ$ の近傍で u'_{max} が急激に減少している。また、 u'_{max} が LES に比

較し TES では小さいが SPL は同等の値をとる。これは α の大なる LES の場合に DFN の波長に比し弦長 C が小となり、式(6)で与えられる l_s が小となるからである。

6・3 スパン方向相関長さ 既報において述べたように l_p は SPL を支配する重要なパラメータで、うず構造の明確さの指標を与える⁽²⁾。これが大なるほどうず形成が明確で一つのうずの支配領域が大であることを意味する。これを理論的に予測することは現在のところ難しく、既報と同様、実測によって定めた。

図 19 は l_p と α の関係を示したもので、 l_p は、TES の場合ほぼ一定値を、LES の場合 α の増加に従って増大する傾向を示す。 l_p と D^* の関係は図 20 に示すとおりで、図中の破線で示すように、両者には大略 $l_p \cong 3.6D^*$ の関係がある。

6・4 平板後流内での速度変動成分の流れ方向相関長さ、 l_{x2} 式(4)を算定するにあたっては、前節までに述べたパラメータのほか、平板後流中のうずの流れ方向スケール l_{x2} を知る必要がある。本研究においてはこれを l_p を求めたと同様な相関法によって求めた。 l_{x2} 、 D^* および l_p の積として定義した相関体積は図 21 に示すように、その時の DFN 周波数と密接な関係を有する。

図 19 スパン方向相関長さの α による変化

図 21 うずの相関体積と DFN 周波数との関係

図 20 D^* とスパン方向相関長さ l_p との関係

図 22 理論による予測値と実験値との比較

図 23 予測値と実測値の比較 (弦長の影響)

図 24 予測値と実測値の比較 (切削長さの影響)

7. 音圧レベルの予測値と実測値との比較

図 22 に SPL の実測値と式 (3) あるいは式 (4) から求めた予測値とを比較した。ただし $v'/\bar{U}_0 \cong 0$ とした。図にみられるように二つの全く異なった流動モデルに基づいてはいるが、予測値はいずれもよい精度を有している。SPL の α 依存性は、式 (3) を用いた場合としてすでに図 3 に示している。式 (4) の場合もほぼ同程度の結果となる。なお弦長 C 、切削長さ L_c および後縁の厚さ D_t の影響についてもそれぞれ図 23, 24 および 25 に示すように満足できるものである。

以上の結果から Clark および著者らのモデルはいずれも妥当であり、パラメータの予測が適確であれば、両者ともに十分な精度の予測値を与えるといえる。

図 25 予測値と実測値の比較 (後縁厚さの影響)

8. 結 論

一様な流れの中に迎え角をもって設定された平板から発生する DFN の SPL 予測に関し、理論と実験から検討した。おもな成果は以下のとおりである。

(1) DFN の SPL は後流の二つのせん断層の強さが同程度でうずが対を成しやすい場合高くなる。 $\alpha = 5^\circ \sim 6^\circ$ では対称性が悪くなり、DFN の発生が劣下する。

(2) SPL を速度で図示した場合、特に後縁を切削した供試体では放とうずの構造が速度により変わるため、必ずしも速度の 6 乗則には乗らない。ただしこのことは $SPL \propto \log \bar{U}_0^6$ を否定するものではない。

(3) 式 (3) は迎え角が大幅に変化しても関与するパラメータを適確に把握すれば、よい精度の予測値を与えること、ならびに Clark による式 (4) も著者らの式と同程度の予測値を与えることを示した。

文 献

- (1) 深野・ほか 3 名, 機論, 51-469, B (昭 60), 2828.
- (2) 深野・ほか 3 名, 機論, 51-468, B (昭 60), 2505.
- (3) Clark, C. L., *Trans. ASME, J. Eng. Power*, 93-4 (1971), 366.
- (4) Sharland, I. J., *J. Sound Vib.*, 1-3 (1964), 302.
- (5) 深野・ほか 3 名, 機論, 41-345 (昭 50), 1479.
- (6) 丸田・小竹, 機論, 46-406 (昭 55), 1055.
- (7) 秋下, 機論, 47-424 (昭 56), 2243.
- (8) Patterson, R. W., ほか 3 名, *J. Aircraft*, 10-5 (1937), 295.

討 論

(質問) 秋下 貞夫 (三菱電機(株)中央研究所)
一様流中の $\alpha=0^\circ$ の平板から発生する DFN の予測値と実測値が一致するのは、式 (4) が基本的にそりなし翼の迎え角なしの流れに基づく普遍的なモデル

から導かれたものであるから、当然と考えられる。著者らの指摘のとおり、 l_p, l_{x2} などのパラメータの把握の精度が両者の一致の程度に影響する。しかし、迎え角が大きくなるにつれてモデル化の差違が影響すると

考えられる、 $\alpha=0^\circ$ 以外の予測値と実測値の比較をお示し頂きたい。DFN の発生が目立たなくなると言われる $\alpha=5\sim6^\circ$ では特に興味がある。

〔回答〕 音圧レベルの迎え角 α 依存性については 5・1 節に記述している。興味をお持ちの予測値と実測値との一致については 2835 ページ左欄 5 行めに明記しているように、 $0^\circ < \alpha < 45^\circ$ の範囲で図 3 に比較の一例を示している。 α が $0^\circ \sim 2^\circ$, および $12^\circ \sim 45^\circ$ の範囲では両者の一致はよいといえる。一方 $\alpha=5^\circ \sim 6^\circ$ の近傍では明確な DFN が見られないため SPL の算定に必要な l_p の値が実測できず、したがって SPL も決定できないことになり、図 3 ではその予測値を示していない。この範囲では図 18 に示すよう著者らの予測式 (3) に含まれている速度変動値 $u'_{\max}$ もたしかに小さ

くなっている。

なお予測式には翼のそりや迎え角は陽には含まれていないが、これらの影響は、式 (3) 中の $u'_{\max}, l_p, l_s$ などに陰に及んでいると考える。したがって、たとえば $u'_{\max}$ には本論文の計算では物体後流中の速度変動の最大値を採用しているが、迎え角が大きくなって、物体後方の流れの非称性が著しくなった場合には、上・下面でのそれぞれの最大値の平均値あるいはむしろ弱いほうをとったほうがよいのではないかと考えている。この考えは本論文には省略しているが、図 2 の $\alpha=20^\circ$ の場合の ● 印の値が不自然に小さいが、この点の流れの計測結果によれば、オフセットの増大とともに著しい非対称な流れのパターンとなっていることに基づいている。