

シロッコファン翼間における渦構造と流体騒音に関する基礎研究

名古屋産業科学研究所 酒井康彦

1. はじめに

近年、自動車には環境問題に加えて、情報・通信技術の急速な発展から CASE*時代の到来が叫ばれ、それらに対応した車両構造の改良やエネルギー効率向上がもてめられている(山岡他, 2023[1];酒井・今東, 2018[2]). 本研究は、株式会社デンソーからの受託研究(研究期間: 令和4年4月1日 ~ 令和6年3月31日)として、車両空調装置(HVAC: Heating, Ventilation and Air Conditioning)ユニットにおいて使用されているシロッコファンの小型高性能化の開発途中で課題となった送風騒音に対して、翼間流れの可視化実験で特定された騒音源のはく離流れに注目し(三石他, 2003[3]), それに伴う渦構造と流体騒音の関係を明らかにすることを目的として実施されたものである。ただし、本受託研究は令和6年3月末で一旦終了したが、今後継続の予定であり、本稿は中間報告の位置づけと考えていただきたい。また、本稿の内容は文献[4](瀬戸孝祐他, 5名, 日本機械学会論文集, Vol. 90, No. 930, 2024, No. 23-00223)にて公表済みであることを付記する。

シロッコファンは、小型であるにも関わらず高圧力かつ大流量が得られる送風機であり、空調、換気等の様々な装置に組み込まれている(川崎・平原, 2012)[5]. シロッコファンに使用される前向き翼では、流れが翼の前縁からはく離し、翼の負圧面側にせん断層が形成される(佐々木他, 2004)[6]. その後、はく離した流れは翼の負圧面に再付着する場合があります(川崎他, 2011)[7], このはく離・再付着流れによって形成される翼面とせん断層の間の領域をはく離泡と呼ぶ(井上, 木谷, 1993)[8]. このはく離泡は、全圧損失, 非定常流体力, 流路抵抗の増大, 大きな圧力変動などをもたらす(木谷, 1989)[9], シロッコファンにおける広帯域騒音の要因の一つでもある(川崎他, 2011[7];岩野他, 2017[10])ため、その制御は工学的に大きな意味を持つ。またはく離泡は、境界層のはく離, せん断層におけるケルビン - ヘルムホルツ不安定性による渦の巻きあがり, 渦の合体, 合体によって大きくなった渦の物体への衝突(=流れの再付着), 再付着位置から上流側に向かう逆流など, 多くの流れの要素を含んでおり(木谷, 1989)[9], 制御のためには、これらの流れの特徴に関する詳細な調査が重要で

*CASE: 「Connected」(コネクテッド), 「Autonomous」(自動運転), 「Shared & Services」(カーシェアリングとサービス/シェアリングのみを指す場合もある), 「Electric」(電気自動車)の頭文字をとった造語

ある。

はく離泡は、シロッコファンの翼間のみならず、バックステップ流れや鈍頭平板、単一の翼面上など様々なところで発生する現象である。これらの単純な形状におけるはく離泡においては、はく離泡内の圧力分布や渦の発生周波数などの諸特性が明らかにされ(Tani, 1964[11], Kiya and Sasaki, 1983[12], 1985[13], Crompton and Barrett, 2000[14], Kirk and Yarusevych, 2017[15]), その制御に関する研究も行われている(Yarusevych and Kotosonis, 2017) [16]。一方で、シロッコファンの翼間流れで見られるはく離泡に関する研究は非常に少なく、筆者が知りうる限り、シロッコファンの流れに関する研究はケーシング等を含めたシロッコファン全体に関するものが多い(Jung and Baek, 2008[17], Adachi et al., 2001[18], 2004[19])。これは、実際のシロッコファンの開発においては当然そのファンとしての性能が重要であり、それはファン全体の流れを計算することによって算出されるからである。実際のシロッコファンの翼間では、流れの三次元性、ファンの回転による体積力の付加、流出した流れが翼に沿って流れないことやケーシングと衝突すること等の影響により流れ構造が非常に複雑であることも、翼間流れに着目した研究が積極的に行われてこなかった要因として考えられる。しかしながら前述のとおり、翼間流れにおけるはく離泡は、広帯域騒音の要因の1つであることなどから、翼間流れのみに着目し、その特性を調査することには大きな意義がある。翼間の流れに特に着目した例は、最近では甲村・中村(2013)[20]や岩野他(2017)[10]などがある。岩野他(2017)[10]は、シロッコファンの一部を抜き出した静止二次元翼列を用いて風洞実験を行い、翼面圧力、翼間流速、翼列からの発生音を計測した。これは、上述の流れの複雑性の要因を複数排除した理想的な条件での流れ場を考えることで、翼間流れの理解の端緒となることを目指したものである。また、岩野他(2017)は[8]、翼形状が流動構造に及ぼす影響を調べるために、異なる翼厚を有する二つの翼形状を用いた。その結果、翼厚によってはく離泡の大きさが変化し、発生音の大きさも変化することが明らかになった。このことから、シロッコファン翼間のはく離泡においては翼厚が重要なパラメータであることが示唆される。しかしながら、翼厚が二種類のみであることから、翼厚とはく離泡の大きさなどの諸特性の関係が十分に解明されたとは言えない。また、流れ場の計測が翼面圧力と翼間流速の二次元的なものに留まることから、はく離泡の大きさなどの諸特性が変化するメカニズムも明らかになっていない。

そこで本研究では、まず翼厚の異なる五つの静止二次元翼モデルを用いて数値計算を実行し、はく離泡の大きさや形状の変化、及びそれに伴う流れ場の変化と、その変化のメカニズムを明らかにすることを目標にした。

2. 数値解析手法および計算条件

本研究では、オープンソースの数値解析ソフトウェアである OpenFOAM を用いて、LES 解析を行った。その基礎方程式は、非圧縮性流れに対する連続の式と Navier-Stokes 方程式に空間フィルタを施した以下二式である。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + \tau_{ij}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

ここで、 \bar{u}_i 、 \bar{p} はそれぞれ空間フィルタによって平均化された流速成分および静圧を、 ρ 、 ν はそれぞれ流体の密度と動粘度を示す。本計算においては、 $\rho = 1.293 \text{ kg/m}^3$ 、 $\nu = 1.538 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ とした。ただし、これ以降の議論では各変数を上付きバーを省いて表記する。 τ_{ij} は SGS 応力であり、乱流モデルには、ダイナミック Smagorinsky モデルを用いた。計算における時間刻みは $1.0 \times 10^{-5} \text{ s}$ 、計算時間は $2.1 \times 10^{-1} \text{ s}$ とした。

3. 翼モデル形状および境界条件

本研究では岩野他 (2017) [10] と同様に、単純化のため、シロッコファンの翼列の一部を取り出した二次元翼モデルを用い、静止した状態を仮定して計算を行った。図 1 に計算メッシュを示す。図 1 (a) は、計算メッシュの全体図である。境界 inlet から流速で流れを流入させる。この翼モデルおよび入口流速は、翼枚数 47 枚、ファン内径 0.117 m、ファン外径 0.165 m のシロッコファンを、回転数 3500 rpm、流量係数 0.22 で運転したと想定して設計された。図 1 (b) から (f) は各翼モデルにおける計算メッシュである。使用したモデルは、翼厚が前縁から後縁にわたって一定である“オリジナル翼” (図 1 (b))、オリジナル翼で観察されるはく離泡を埋めるよう設計された“充填翼” (図 1 (f))、さらにこの二つの中間的なモデルとして、オリジナル翼から充填翼まで、翼厚を同じ厚さずつ変化させた“4分の1翼” (図 1 (c))、“2分の1翼” (図 1 (d))、“4分の3翼”

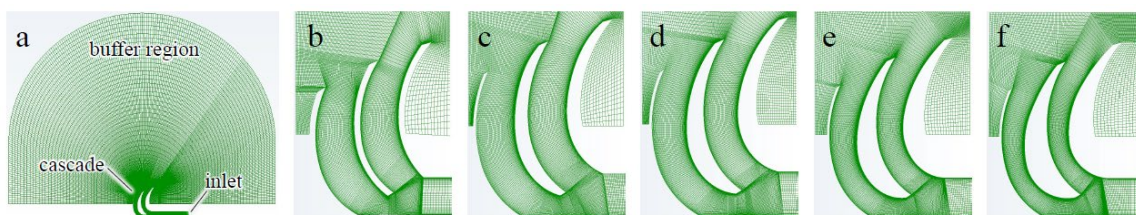


図 1 計算メッシュ： (a)全空間， (b)オリジナル翼， (c)4分の1翼，
(d)2分の1翼， (e)3分の4翼， (f)充填翼

(図 1(e))の計五種類である。オリジナル翼において流入流速と翼負圧面前縁がなす角度は速度三角形から算出され、 37° である。各モデルは負圧面形状のみが異なっており、翼弦長は約 25 mm, スパン方向長さは 20 mm である。計算メッシュは全て六面体要素によって構成された構造格子である。各モデルのメッシュ数は、約 260 万である。翼面近傍では、境界層を解像するために細かいメッシュを作成した。翼負圧面最近傍のメッシュの主流と垂直な方向の幅は、 7×10^{-3} mm である。事前に細かさの異なる複数のメッシュを用意して予備計算を行い、結果の定性的なメッシュ依存性がないことを確認している。また、流出境界が流れ場に影響を及ぼすことを防ぐために、流路出口に半円状のバッファ領域を設けた。バッファ領域の大きさは、図中縦方向の最大長さが約 200 mm, 横方向の最大長さが約 300 mm である。inlet の圧力の境界条件は、勾配 0 とした。流路及び翼列は壁として扱い、流速は 0, 圧力は勾配 0 とした。出口境界では、流速は勾配 0, 圧力は全圧 $(1/2)\rho u_i u_i + p$ が 0 とした。スパン方向には、周期境界条件を適用した。

4. 結果および考察

本章では、計算結果を示し、はく離渦に関する解析を行う。なお、4.2 節から 4.4 節で詳述する通り、本計算で得られた統計量が岩野他(2017) [8]の実験結果と良好に一致することより、計算結果の信頼性は高いものと考えられる。

4.1 瞬時場

図 2 に、各翼モデルにおける瞬時流速の絶対値 $|\mathbf{u}|$ を示す。なお、以下に示す流れ場の二次元的な可視化画像は全て、スパン方向中心断面におけるものであり、時刻は計算における最終ステップである $t=0.21$ s におけるものである。また、以下の議論においては、二つある翼間流路の内、左側の流れに着目する。図より、全ての翼モデルにおいて流路中にせん断層が形成されており、はく離が発生し

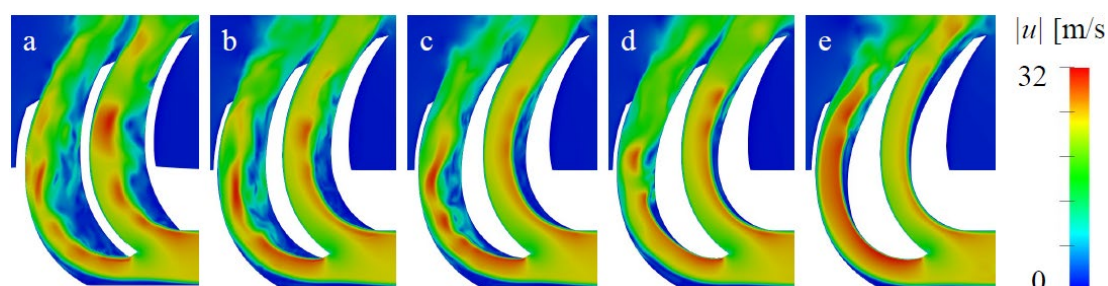


図 2 スパン方向中央断面における瞬時速度の絶対値 $|\mathbf{u}|$ の分布

- (a)オリジナル翼, (b)4 分の 1 翼, (c)2 分の 1 翼,
(d)3 分の 4 翼, (e)充填翼

ていることがわかる．しかし，はく離が発生する位置(=はく離点)は，オリジナル翼～2分の1翼においては前縁であり，4分の3翼，充填翼においては翼面上である．以下これらの二つのはく離の形態をそれぞれ，前縁はく離/翼面はく離と呼び分けることにする．このようにはく離の形態が二つに分かれるのは，オリジナル翼～2分の1翼では翼の前縁と負圧面の繋がりが滑らかでなく，角が立った形状をしているのに対し，4分の3翼，充填翼と翼厚が増加するのに伴って繋がりが滑らかになっていくことによる．また，全ての翼モデルにおいて，はく離したせん断層が乱れていることがわかる．これはケルビン - ヘルムホルツ不安定性によりせん断層から渦が巻きあがっていることを示す．

図3に，各翼モデルにおける圧力の瞬時値 p を示す．図より，全ての翼モデルにおいて流路中の広い領域で負圧になっていることがわかる．また，特に圧力の低い塊が複数存在しており，それぞれが渦の存在する領域に対応している．

図4および図5に，オリジナル翼と充填翼における，時刻 $t = 0.20925\text{s}$ から $t = 0.20945\text{s}$ までの圧力の瞬時値を 0.00005 s 刻みで示す．図中の白線は， $p = -180\text{Pa}$ の等値線である．オリジナル翼においては，矢印で示すように，巻きあがった二つの渦が下流に流されながら合体することがわかる．一方，充填翼において放出された渦は合体していない．

4.2 平均場

図6に，各翼モデルにおける平均流速の絶対値 $|u_{mean}|$ を平均流線とともに示す．以降で示される統計量は，時刻 $t = 0.1 \times 10^{-1}\text{s}$ から $t = 2.1 \times 10^{-1}\text{s}$ までの結果から算出されており，この時間は後に詳述する翼間における渦放出のおよそ 400～1000 周期分に相当する．図より，平均的なはく離せん断層と翼面との間には低速の領域が形成され，そこでは閉じた平均流線(=循環流)が見られることがわかる．この循環流領域がはく離泡である．前縁はく離の三つのモデルにおいては，はく離泡の長さおよび前縁はく離の三つのモデルにおいては，はく離泡の長さおよび

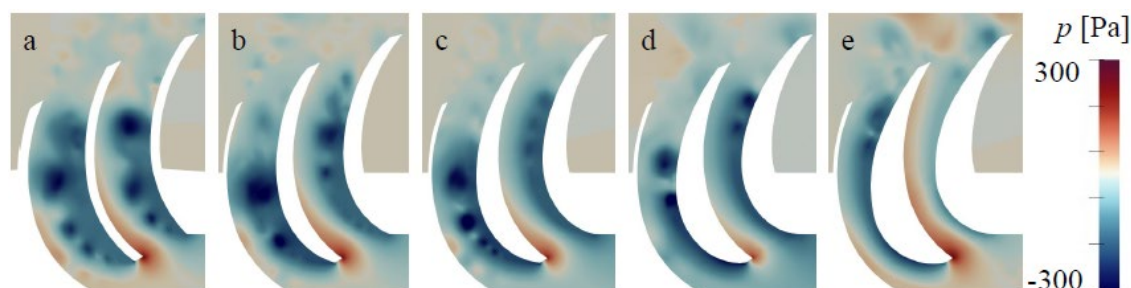


図3 スパン方向中央断面における圧力の瞬時値 p の分布
 (a)オリジナル翼， (b)4分の1翼， (c)2分の1翼，
 (d)3分の4翼， (e)充填翼

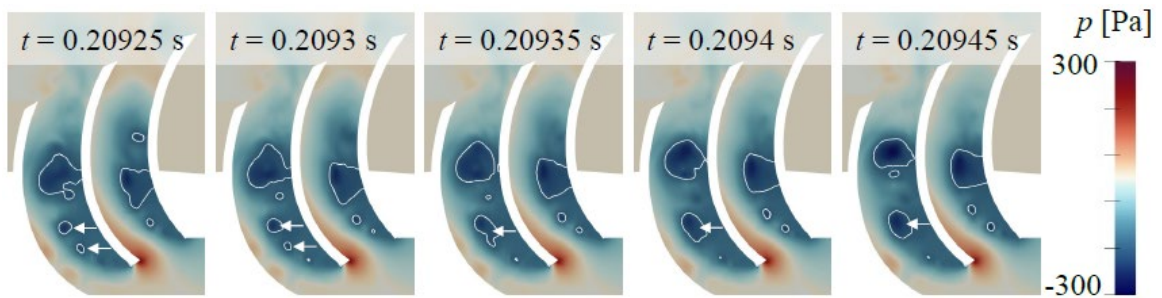


図4 オリジナル翼のスパン中央断面における瞬時圧力分の時間変化
 図中白線： $p = -180$ Pa の等圧線

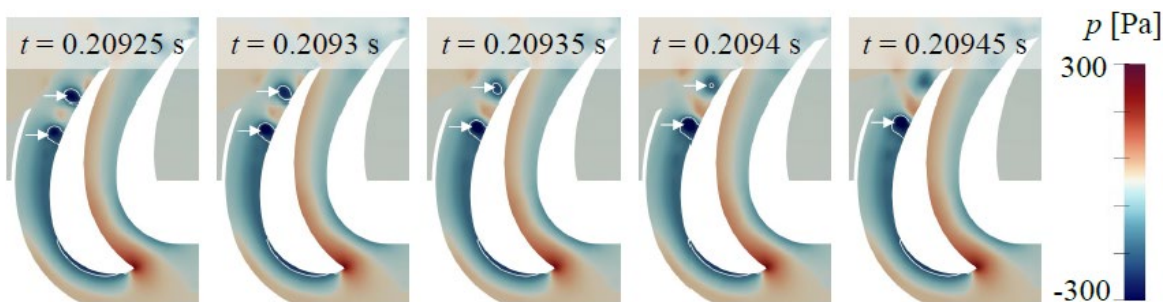


図5 充填翼のスパン中央断面における瞬時圧力分の時間変化
 図中白線： $p = -180$ Pa の等圧線

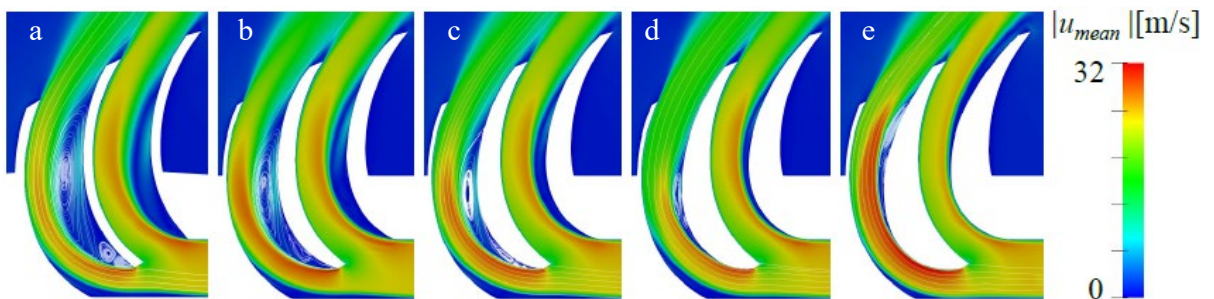


図6 各翼モデルにおける平均流速の絶対値の分布
 (a)オリジナル翼, (b)4分の1翼, (c)2分の1翼,
 (d)3分の4翼, (e)充填翼

厚さが翼厚の増加に伴って小さくなる。また翼面はく離の二つのモデルにおいては、翼厚によってはく離泡の位置が異なっているが、大きさについての差異は比較的小さい。前縁はく離と翼面はく離ではく離泡の大きさを比較すると、前縁はく離の方が大きいことがわかる。また、特にオリジナル翼に顕著であるが、全ての翼モデルにおいて、はく離泡内部の循環流は一つではないことがわかる。これらは循環流が再び翼面からはく離することによる。この高次の循環流はバツ

クステップ流において見られる二次の循環流と類似している (Wilkins et al., 2020) [21].

図 7 に、各翼モデルにおける負圧面上の平均圧力 p_{mean} の分布を入口動圧 $(1/2)\rho U^2$ で無次元化したものを示す。ここで、 U は入口流速であり、本計算では全ての翼モデルにおいて 24 m/s である。なお、図には、岩野他 (2017) [10] による実験結果を破線で示してある。この実験は、本計算におけるオリジナル翼モデルと同一の形状でサイズが 13.6 倍である翼モデルを用い、入口流速は $U = 21.6\text{ m/s}$ として行われた。本計算とこの実験ではレイノルズ数が大きく異なるが、定性的な比較から本計算結果の妥当性を評価することは可能であると考えられる。図の横軸は、負圧面上で前縁から測った距離 s [m] である。図中の三角形/逆三角形はそれぞれはく離点/再付着点を示す。ここで、本論文では再付着点を、翼面上における圧力の RMS 値が最大になる点と定義する。なお、以降で示される全ての統計量も、可視化画像と同様、スパン方向中心断面におけるものである。これは、得られる統計量がスパン方向にほぼ一様なためである。図より、前縁はく離でははく離点は前縁であるが、翼面はく離では、 s の増加に伴い負圧のピークを迎えた後、平均圧力が回復していく途中ではく離が発生することがわかる。また、全ての翼モデルにおいて、はく離泡の前半部分に平均圧力分布が平坦な部分が存在しており、その後 s の増加に伴い平均圧力が回復し、回復している最中に再付着点が存在している。翼面はく離における、はく離位置や翼面上

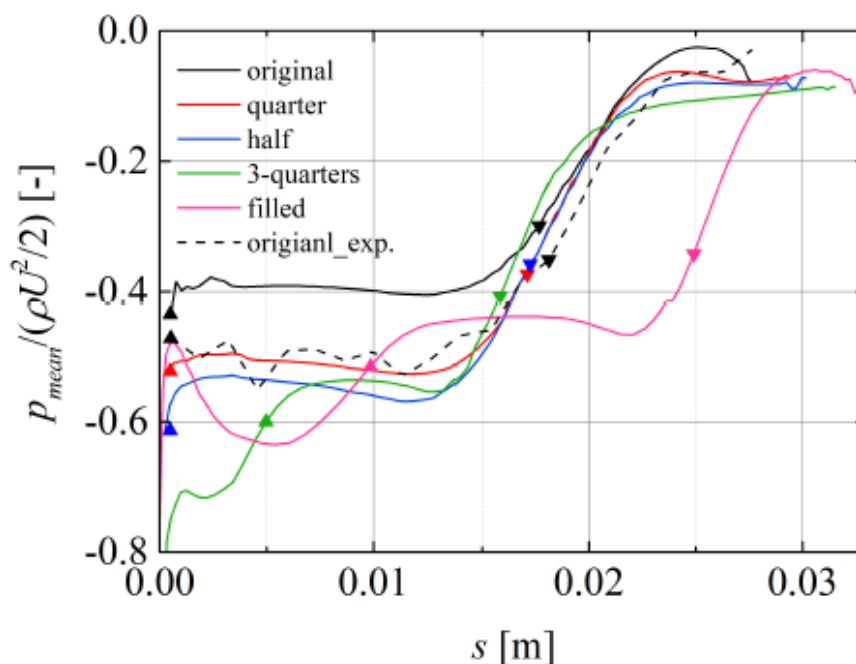


図 7 各翼モデルにおける負圧面上の平均圧力 p_{mean} の分布を入口動圧 $(1/2)\rho U^2$ で無次元化した値の分布

の圧力分布は、単一翼型上に発生する short bubble のものと類似している (李家他, 1990) [22]. 岩野他 (2017) [10]の実験結果とオリジナル翼モデルの計算結果を比較すると、はく離点および再付着点の位置、平均圧力分布の平坦な部分の位置などがよく一致していることがわかる。

4.3 変動場

図 8 に、各翼モデルにおける圧力の RMS 値 p_{rms} を示す。図中の白点と数値は RMS 値が最も大きい位置とその値であり、白線は後の解析において利用する圧力の時系列データのサンプリング線である。図より、前縁はく離の三つのモデルでは、翼厚の増加に伴って RMS 値が大きくなることがわかる。また、各モデルにおいて、RMS 値の大きい領域が、下流に行くにつれてその幅を大きくしている。これは、渦が大きくなることに起因している。翼面はく離の二つのモデルにおいては、前縁はく離に比べて RMS 値が大きく、RMS 値が翼面近くの狭い領域のみで大きくなっていることがわかる。RMS 値が大きい領域の幅に関しては、前縁はく離と異なって、渦の発生時点である程度の幅を持っており、前縁はく離ほど大きく幅が成長しない。図 8 中のサンプリング線は、渦が巻きあがる前(=RMS 値の小さい場所)でははく離せん断層(速度勾配の大きい点を繋いだもの)に沿って引かれ、渦が巻きあがって以降では圧力の RMS 値の大きな点に沿って引かれている。この線上における圧力の時系列データを解析することで、渦構造の時空間的な変化を捉えることを試みた。

図 9 に、負圧面上での圧力の RMS 値を入口動圧 $(1/2)\rho U^2$ で無次元化したものを、岩野他 (2017) [8]の実験結果とともに示す。図の横軸は、負圧面上において前縁から測った距離 s [m] であり、図中の三角形/逆三角形はそれぞれはく離点と再付着点を示す。図より、全ての翼モデルにおいて、上流側の翼面では、圧力の RMS 値はほとんど 0 であり、再付着点まわりで圧力の RMS 値が大きくなっていることがわかる。前縁はく離の三つのモデルと翼面はく離の二つのモデルを比較すると、翼面はく離のほうが圧力の RMS 値の増加と減少が急激である。

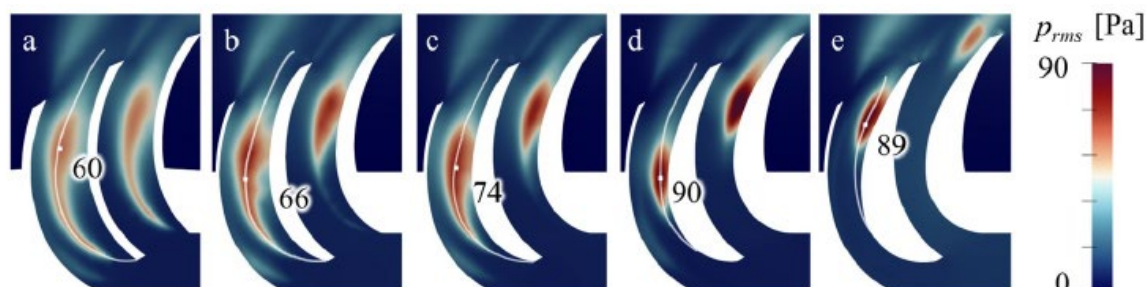


図 8 : 各翼モデルにおける圧力の RMS 値 p_{rms} の分布

- (a)オリジナル翼, (b)4分の1翼, (c)2分の1翼,
(d)3分の4翼, (e)充填翼

また、この結果についても、岩野他 (2017) [10]の実験結果と良好に一致している。図 10 に、サンプリング線上での圧力の RMS 値を入口動圧 $(1/2)\rho U^2$ で無次元化したものを示す。図の横軸は、サンプリング線上においてはく離点から測った

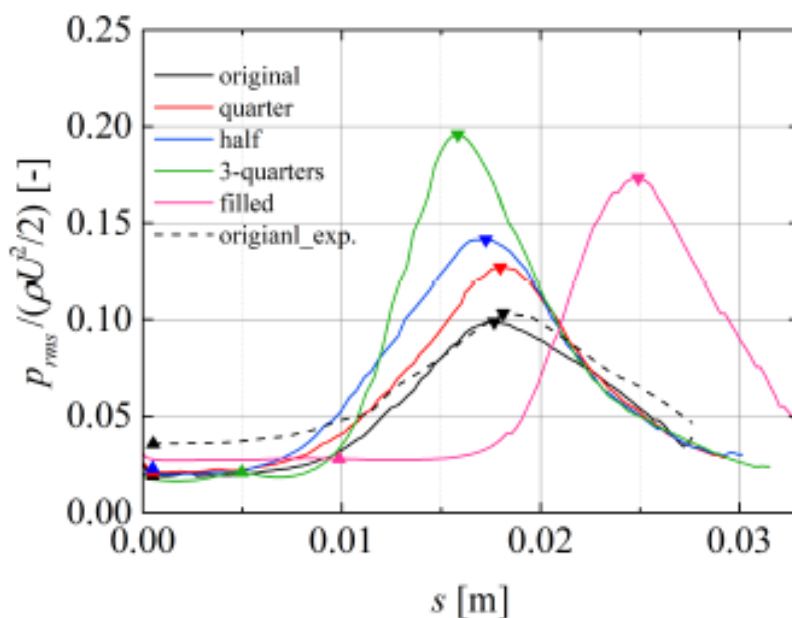


図 9 各モデルにおける負圧面上での圧力の RMS 値を入口動圧 $(1/2)\rho U^2$ で無次元化した値の分布

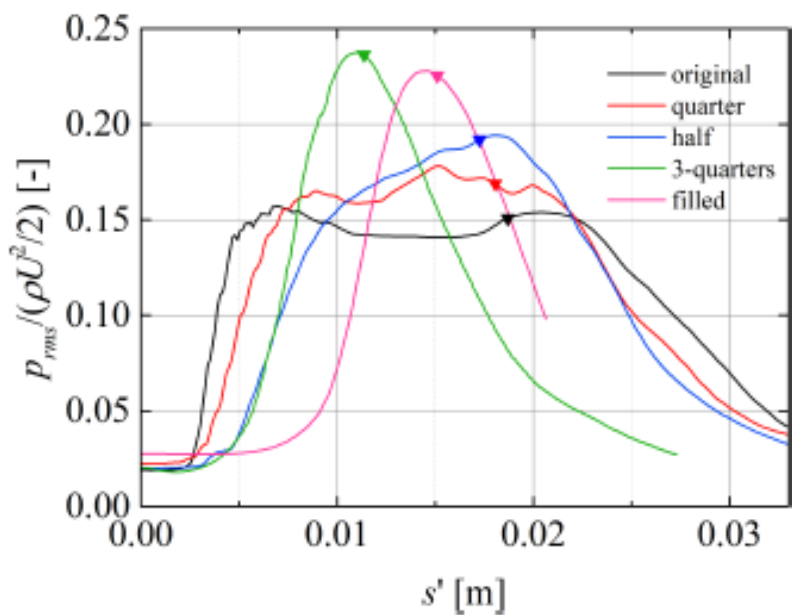


図 10 サンプリング線上での圧力の RMS 値を入口動圧 $(1/2)\rho U^2$ で無次元化した値の分布

距離 s' [m] であり、図中の逆三角形は、サンプリング線上において、再付着点の最近傍となる点である。図 9 と図 10 を比較すると、前縁はく離の三つのモデルについては形状が大きく異なっていることがわかる。このように形状が異なるのは、前縁はく離の三つのモデルにおいて、渦が巻きあがってからしばらくは渦が翼面から遠くにあり(図 3 や図 8 を参照)、サンプリング線上での圧力と翼面上での圧力が大きく異なるためである。一方翼面はく離の二つのモデルについては、形状がほとんど同じである。これは、翼面はく離の二つのモデルにおいては、渦が巻きあがってから翼面に衝突するまで一貫して渦と翼面の距離が近いためである。図 10 の前縁はく離の三つのモデルについて着目すると、その形状が四段階で変化していることがわかる。一段階目ははく離直後の RMS 値の小さい領域で、二段階目は RMS 値が急増する領域、三段階目は平坦な分布を示す領域、四段階目は RMS 値が急減する領域である。一方翼面はく離の二つのモデルでは、平坦な領域が存在せず、三段階で変化していることがわかる。これらの段階的な変化が、渦のどのような運動に起因しているのか、次節で詳述する。

4.4 はく離渦の統計的性質

図 11 に、各翼モデルにおいて、サンプリング線上で算出した圧力変動スペクトル E_{pp} を示す。スペクトルは、各点の圧力の RMS 値の二乗 p_{rms}^2 で無次元化し、さらに周波数 f を乗じて示されている。スペクトルに周波数を乗じることにより、周波数の軸を対数表示した際に、各周波数帯の p_{rms}^2 への寄与度を表すことが

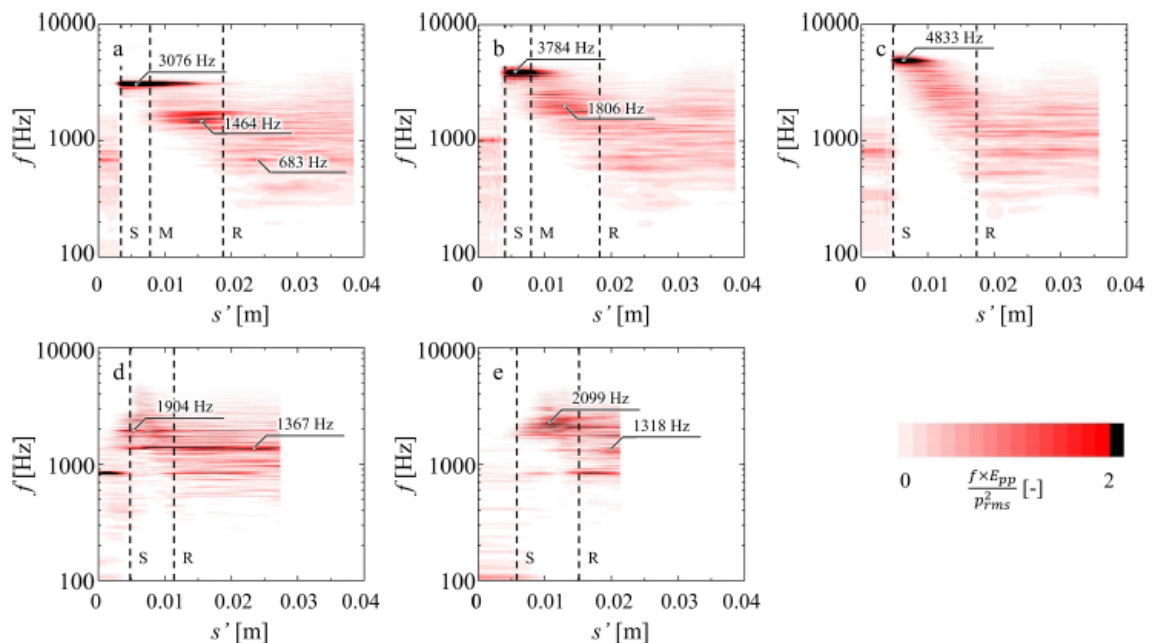


図 11 各モデルにおけるサンプリング線上での圧力変動スペクトル E_{pp} の分布

- (a)オリジナル翼, (b)4分の1翼, (c)2分の1翼,
- (d)3分の4翼, (e)充填翼

できる．前縁はく離の三つのモデルのスペクトル形状は， s' によって四段階で変化する．例としてオリジナル翼の結果について述べる．一段階目は，はく離直後の $s' < 0.00276$ mの領域である．ここでは際立ったピークは見られない．ここは渦が巻きあがる前の領域であり，ピーク周波数ははく離せん断層の揺らぎ(フラッピング)のものである．二段階目は， $0.00276 \text{ m} < s' < 0.00767 \text{ m}$ の領域である．ここでは，スペクトル形状が非常にピーキーなものであり，周期性の高い現象が発生していることがわかる．これは渦の巻きあがりである．したがって，このピーキーなスペクトル形状の始点は渦が巻きあがる位置であり，ピーク周波数は渦の放出周波数と考えることができる．図中には渦の巻きあがり位置を **S(: Shedding)**として破線で示している．三段階目は， $0.00767 \text{ m} < s' < 0.0188 \text{ m}$ $0.00767 \text{ m} < s' < 0.0188 \text{ m}$ の領域である．ここでは，二段階目のピーク周波数 3076Hz のおよそ半分である 1464Hz のピークが現れ，3076Hz のピークはやがて消失する．これは，巻きあがった渦が合体していることを示している．新たに現れたピーク周波数が，巻きあがり周波数のおよそ半分であることから，この合体は二つの渦が一つになるものであることがわかる．図中には，渦の合体が始まる位置を **M(: Merging)**として破線で示している．四段階目は $s' = 0.0188 \text{ m}$ 以降の領域である．これは，再付着点以降の領域であり，ここではピークは存在しない．これは，渦が翼面に衝突することによって崩壊し，周期的な構造がなくなったことを示している．また，この領域では， s' の増加に伴って，スペクトル形状が全体的に高周波側にシフトしている．これは，渦の崩壊によって，空間的に小さな圧力変動ができることを示している．図中には，再付着点に最も近い点を **R(: Rattaching)**として破線で示している．岩野他 (2017) [8]の実験結果では，再付着点で計測された圧力変動スペクトルのピーク周波数は 40 Hz および 80 Hz である．これを，実験における翼弦長 345 mm と入口流速 21.6 m/s で無次元化してストローハル数を算出すると，それぞれ 0.64 および 1.28 となる．本計算結果における再付着点での圧力変動のピーク周波数は 683 Hz および 1464 Hz である (これらは図 11 におけるピーク周波数でもある)．これを本計算における翼弦長 25 mm と入口流速 24 m/s で無次元化してストローハル数を算出すると，それぞれ 0.71 および 1.53 となる．これらのピーク周波数は実験と計算でよく一致しているといえる．ここで図 11 と図 10 を比較すると，各段階が示す渦のイベント(渦の巻きあがり前のはく離せん断層の揺らぎ，渦の巻きあがり，合体，翼面への衝突と崩壊)が圧力の RMS 値の変化とよく対応することがわかる．ここでもまず例としてオリジナル翼について見ると，特に二段階目と三段階目の切り替わり地点である $s' = 0.00767 \text{ m}$ 前後における比較から，渦が巻きあがったからの圧力の RMS 値の急増は，渦の一度目の合体でほぼ停止し，その後は RMS 値を増加させずに渦が移流することがわかる．他二つの前縁はく離のモデルの結果

は、おおむねオリジナル翼のものと同一傾向を示しているが、相違点もいくつかある。渦の巻きあがり領域である二段階目では、翼厚の増加に伴って、ピーク周波数が高くなっている。これは、巻きあがる渦の大きさが、翼厚の増加に伴って小さくなっていることを示す(渦の移流速度は、どのモデルでもほぼ同一であることを確認している)。三段階目では、翼厚の増加に伴って、スペクトル形状がピーキーでなくなり、特に2分の1翼ではピーク周波数が存在せず、低周波側へのパワーの推移が連続的に起こっている。それに伴って、渦の合体が始まる位置 M が特定できなかつた。これはオリジナル翼では渦の合体が非常に規則的に起こるが、その規則性が翼厚の増加に伴って減じることを示す。

一方、翼面はく離の二つのモデルのスペクトル形状は、前縁はく離のものと大きく異なった性質を示す。例として充填翼について述べる。 $s' = 0.00595 \text{ m}$ において渦が巻きあがり 2099 Hz のピークを持つと、 $s' = 0.01 \text{ m}$ において第二のピークとして 1318 Hz にピークが発生するが、そのパワーは小さい。そしてそのままほとんどスペクトル形状を変えずに再付着位置に達し、その後も形状を保つ。これは、巻きあがった渦がほとんど合体せず再付着点に達し、その後も渦の崩壊が顕著でないことを示す。図 10 において、翼面はく離の二つのモデルに RMS 値の平坦な領域がみられないのは、前縁はく離において RMS 値の成長を止める要因であった“一度目の合体”がなく、渦が巻きあがってから成長し続けて再付着点に達するからだと考えられる。

前縁はく離における渦の合体の規則性の高低が何に起因するかを調べるため、はく離渦の三次元的な構造を可視化した。図 12 にオリジナル翼と2分の1翼に

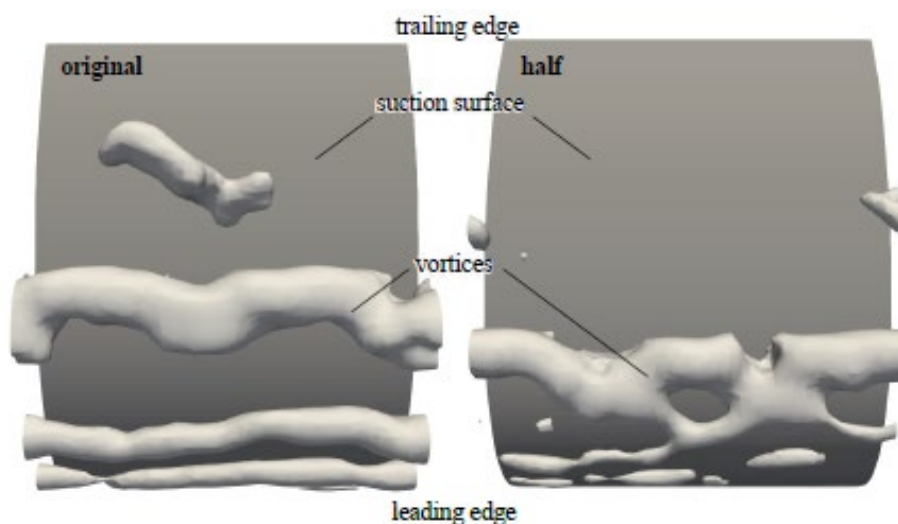


図 12 オリジナル翼と2分の1翼におけるある瞬間の渦構造
 左図：オリジナル翼の負圧面側での $p = -180 \text{ Pa}$ の等圧面の可視化
 右図：2分の1翼の負圧面側での $p = -240 \text{ Pa}$ の等値面の可視化

おけるある瞬間の渦構造を示す。図は翼を負圧面側から見たものであり、オリジナル翼は $p = -180 \text{ Pa}$ 、2分の1翼は $p = -240 \text{ Pa}$ の等値面で渦構造を示している。巻きあがった直後の渦構造に着目すると、オリジナル翼ではスパン方向(図中左右方向)を向いた一つの横渦であるのに対し、2分の1翼では途中で途切れたり、主流方向(図中上下方向)に曲がったりしている。このことから、巻きあがった直後の渦の三次元性は、オリジナル翼よりも2分の1翼の方が強いことがわかる。

渦の三次元性を定量的に評価するために、つまり瞬時の変動圧力がスパン方向にいかにか一様でないかを定量化するために、変動圧力のスパン方向の RMS 値を考える。これを時間方向に平均したものを以下 $p_{spanrms}$ と書く。オリジナル翼～2分の1翼についてこれらと比較するためには、各翼モデルにおける圧力変動の強さで無次元化を行う必要がある。本解析では、スパン方向中心断面における変動圧力の時間方向の RMS 値 p_{rms} を無次元化に用いた。統計量はスパン方向にほぼ一様であるため、これをスパン方向に平均する必要はない。図 13 にその結果を示す。図より、全てのモデルにおいて、渦の巻きあがりとともに三次元性が高くなっているが、オリジナル翼に比べて、4分の1翼および2分の1翼のほうがより三次元性が高いことがわかる。以上から、オリジナル翼においては、巻きあがった直後の渦は二次元性が高く、周期的に二つの渦が合体して一つになるが、翼厚の増加に伴って、巻きあがった直後の渦の三次元性が高くなるため、渦の合体の周期性が低くなることがわかった。

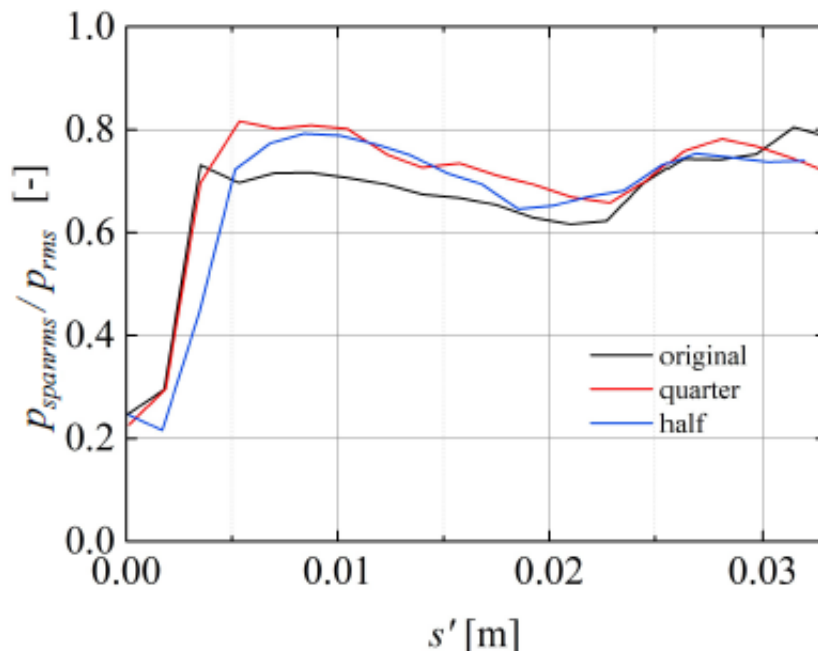


図 13 変動圧力のスパン方向の RMS 値 $p_{spanrms}$ の分布
(スパン方向中心断面における変動圧力の時間方向の RMS 値 p_{rms} で無次元化)

Diwan and Ramesh (2009) [23]は、壁面近くに存在するせん断流を、区分線形な平均速度分布で近似して線形安定性解析を行い、層流はく離泡における最も増幅率の高い周波数 F は以下の比例式に従うことを導いた。

$$F \frac{(y_{in}^2 + \delta_\omega^2)}{U_{in} y_{in}} \sim \sqrt{\frac{y_{in}}{\delta_\omega}} \quad (3)$$

ここで、

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U}{\left(\frac{dU}{dy}\right)_{Max}} \quad (4)$$

である。ただし、下付き添え字 $_{in}$ は、平均流速 $U = U(y)$ の変曲点（: inflection point）での値を、 δ_ω は渦度厚さを、 ΔU は平均流速の最大値と最小値の差を示す。また y は翼面上の各地点において翼面と垂直にとる。ここで、最も増幅率の高い周波数 F とは、はく離せん断層から巻きあがる渦の周波数である。比例式(3)は、Rayleigh 方程式を解いて得られる $F \cdot (\delta_\omega / U_{in})$ と y_{in} / δ_ω の関係（単純な比例ではない）を半発見的に修正することによって得られる。式(3)を変形すると、

$$F \sim \frac{U_{in} y_{in}}{(y_{in}^2 + \delta_\omega^2)} \sqrt{\frac{y_{in}}{\delta_\omega}} \quad (5)$$

となる。前縁はく離の三つのモデルにおいて、渦の巻きあがり位置でせん断層に垂直に平均流速をプロットし、平均流速の極大値と極小値の内、せん断層に最も近くに位置するもの同士の差を ΔU 、せん断層内の平均流速勾配の最大値を $(dU/dy)_{Max}$ とし、式(5)の右辺をそれぞれ計算すると、その比はオリジナル翼、4分の1翼、2分の1翼の順に、1 : 1.20 : 1.83 となった。図11における渦の巻きあがり周波数の比は、1 : 1.23 : 1.57 であるから、式(3)にある程度従うことがわかる。また、翼面はく離の二つのモデルに関して式(3)の右辺を計算すると、4分の3翼、充填翼の順に、1 : 1.09 となった。渦の巻きあがり周波数に関しては1 : 1.10 であるため、こちらはよく従っている。以上の計算に用いた種々の値を、表1に示す。前縁はく離よりも翼面はく離のほうが式(3)によく従う理由は、以下のように考えられる。Diwan and Ramesh (2009) [19]は、壁面に平行なせん断流を仮定して線形安定性解析を行っている。そのため、渦の巻きあがり位置で翼の負圧面とはく離せん断層が平行に近いほど式(3)がよく成立する。図8における圧力の時系列データのサンプリング線に注目すると、渦の巻きあがり直前 (p_{rms} が大きくなり始める直前) のはく離せん断層は、翼面はく離の二つのモデルにおいては負圧面と平行に近く、前縁はく離の三つのモデル

表 1 式(5)による評価のための諸量の値

blade model	U_{in} [m/s]	y_{in} [m]	ΔU [m/s]	$(\frac{dU}{dy})_{Max}$ [Hz]	δ_{ω} [m]	RHS of eq.(5) [Hz]	ratio
original	12.6	3.20×10^{-3}	31.5	8.15×10^4	3.86×10^{-4}	1.11×10^4	1
quarter	13.2	2.10×10^{-3}	32.7	7.73×10^4	4.24×10^{-4}	1.34×10^4	1.20
half	13.8	1.10×10^{-3}	32.6	9.42×10^4	3.46×10^{-4}	2.04×10^4	1.83
3-quarters	12.9	1.00×10^{-3}	29.0	4.38×10^4	4.55×10^{-4}	1.58×10^4	1
filled	14.2	1.00×10^{-3}	31.7	6.89×10^4	4.59×10^{-4}	1.73×10^4	1.09

においては負圧面と大きな角度をなしている。このような理由から、式(3)は翼面はく離の場合によりよく成立すると考えられる。以上から、Diwan and Ramesh (2009) [23]による、壁面近くのせん断流に関する線形安定性解析の結果は、シロッコファン翼間におけるはく離泡に対してもある程度適用でき、渦の放出周波数を説明できること、さらに翼面はく離の場合によりよく適用できることがわかった。

5. おわりに

本受託研究は、シロッコファンから発生する音に関わる流れの要因明確化を目的として実施された。本稿では、シロッコファンからの騒音源と考えられている翼間ではく離・再付着流れに伴う渦構造の特性を明らかにするために、異なる翼厚を持つ五つの二次元翼モデルを用いた LES 計算を行った。その結果、以下の結論が得られた。

1. 翼厚を変化させると、はく離の形態が変化した。オリジナル翼～2分の1翼の三つのモデルにおいては前縁はく離、4分の3翼、充填翼の二つのモデルにおいては翼面はく離が発生した。
2. 全てのモデルにおいてははく離泡が形成された。翼厚の変化によってその長さおよび厚さが変化した。
3. サンプルング線上の圧力スペクトルにより、渦構造の変化を捉えることができた。前縁はく離では渦の放出の他、渦の合体、翼面への衝突による渦の崩壊が発生することを確認した。翼面はく離では合体および翼面への衝突による渦の崩壊は顕著に発生しない。
4. サンプルング線上での圧力スペクトルおよび RMS 値の比較により、渦が放出されてからの RMS 値の急増は、渦の一度目の合体で停止し、以後ほぼ一定の RMS 値を保ちながら渦が移流する。
5. 三次元的な渦の可視化によって、前縁はく離の三つのモデル内での渦の合体の周期性の高低の原因が明らかになった。オリジナル翼では放出直後の渦は二次元的であり、渦の合体の周期性が強いのに対し、4分の1翼及び2分の1翼では放出直後の渦の三次元性がオリジナル翼よりも強く、それに伴

って渦の合体の周期性が弱くなる。

6. Diwan and Ramesh (2009) [23]が行った、平板上の層流はく離泡における線形安定性解析の結果は、シロッコファン翼間における翼面はく離泡に対してよく成立し、渦の放出周波数を説明することができた。

以上の研究より、翼間の流れは翼の厚みを変えることによりはく離泡の形状とそれに伴う渦の特性が大きく変わることが明らかにされた。Howe の渦音理論によれば、流れのマッハ数が小さい場合、音源は渦度とエントロピーの不均一性と考えられる[24]。今後は、流れ場、特に渦度場と翼にかかる圧力場の関係を調べることにより、音に関わる流れの要因を明らかにする予定である。

謝辞

本研究は株式会社デンソー基盤技術開発部からの受託研究として実施されました。基礎研究である本研究の意義をご理解いただき、研究を委託して頂きました基盤技術開発部部長 神谷勝様をはじめ、企業ニーズを踏まえ、終始貴重なご助言を賜りました小坂翔氏、吉田憲司氏に心より謝意を表します。また、本報告で示された数値シミュレーションは、名古屋大学工学研究科の岩野耕治先生（現岡山理科大学准教授）、伊藤靖仁先生のご指導のもとに、大学院博士後期課程の瀬戸孝祐氏により実施されたものです。これらの諸氏のご努力に深く感謝致します。

文献

- [1] 山岡潤，石井文也，安田真範，車両空調用小型扁平送風機の開発，自動車技術，Vol. 77，No. 11（2023），pp. 98-103.
- [2] 酒井雅晴，今東昇一，車両電動化時代を見据えたカーエアコン用シロッコファン，ターボ機械，第46巻，第1号（2018-1），pp. 23-31.
- [3] 三石康志，宮田学，酒井雅晴，車両空調用送風機の翼間内流れ実験解析，デンソーテクニカルレビュー，Vol. 8，No. 2（2003），pp. 94-99.
- [4] 瀬戸孝祐，岩野耕治，伊藤靖仁，酒井康彦，小坂翔，吉田憲司，数値シミュレーションによる二次元翼列の翼間流れにおけるはく離渦の特性に関する研究，日本機械学会論文集，Vol. 90，No. 930（2024），Paper No. 23-00223（13頁）.
- [5] 川崎真俊，平原裕行，多翼送風機の羽根車における内部流れと騒音に関する研究，日本機械学会論文集B編，Vol. 78，No. 787（2012），pp. 566-575.
- [6] 佐々木壮一，林秀千人，児玉好雄，畠山真，超多翼シロッコファンから発生する広帯域騒音に関する研究，環境工学総合シンポジウム講演論文集，

Vol. 14 (2004), pp. 34-37.

- [7] 川崎真俊, 北爪三智男, 平原裕行, 多翼送風機の翼形状が送風性能と騒音に及ぼす影響, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 773 (2011), pp. 96-105.
- [8] 井上良紀, 木谷勝, 朝倉書店, 乱れと波の非線形現象 (1993), p. 180
- [9] 木谷勝, はく離・再付着流れの乱流構造, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 55, No. 511 (1989), pp. 559-564.
- [10] 岩野耕治, 後藤優典, 深尾勇也, 酒井康彦, 伊藤靖仁, 長田孝二, 酒井雅晴, 落合利徳, 小田修三, 多翼送風機の翼間の流れ構造と発生音に関する実験的研究, 日本機械学会論文集, Vol. 83, No. 849 (2017), pp. 16-00541.
- [11] Tani, I., Low-speed flows involving bubble separations, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 5 (1964), pp. 70-103.
- [12] Kiya, M. and Sasaki, K., Structure of a turbulent separation bubble, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 137 (1983), pp. 83-113.
- [13] Kiya, M. and Sasaki, K., Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 154 (1985), pp. 463-491.
- [14] Crompton, M. J. and Barrett, R. V., Investigation of the separation bubble formed behind the sharp leading edge of a flat plate at incidence, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering, Vol. 214, No. 3 (2000), pp. 157-176.
- [15] Kirk, T. M. and Yarusevych, S., Vortex shedding within laminar separation bubbles forming over an airfoil, Experiments in Fluids, Vol. 58, No. 5 (2017), 43.
- [16] Yarusevych, S. and Kotsonis, M., Steady and transient response of a laminar separation bubble to controlled disturbances, Journal of Fluid Mechanics, vol. 813 (2017), pp. 955-990.
- [17] Jung, Y. and Baek, J., A numerical study on the unsteady flow behavior and the performance of an automotive sirocco fan, Journal of Mechanical Science and Technology, Vol. 22, No. 10 (2008), pp. 1889-1895.
- [18] Adachi, T., Sugita, N. and Yamada, Y., Study on the Performance of a Sirocco fan (Optimum Design of Balde Shape), International Journal

- of Rotating Machinery, Vol. 7, No. 6 (2001), pp. 405-414.
- [19] Adachi, T., Sugita, N. and Yamada, Y., Study on the Performance of a Sirocco fan (Flow Around the Runner Blade), International Journal of Rotating Machinery, Vol. 10, No. 5 (2004), pp. 415-424.
- [20] 甲村圭司, 中村佳朗, シロッコファンにおける翼間流れの数値解析, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 79, No. 804 (2013), pp. 119-128.
- [21] Wilkins, S. J., Hosseinali, M. and Hall, J. W., Low-frequency dynamics of flow over a backward-facing step, AIAA Journal, Vol. 58, No. 9 (2020), pp. 3735-3747.
- [22] 李家賢一, 新郷美可, 佐藤淳造, NACA 63-009 翼型上に生ずる Short Bubble と Long Bubble の測定, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 38, No. 436 (1990), pp. 249-257.
- [23] Diwan, S.S. and Ramesh, O. N., On the origin of the inflectional instability of a laminar separation bubble, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 29 (2009), pp. 263-298.
- [24] Howe, M.S., Acoustics of Fluid-Structure Interaction, Cambridge University Press (1998), p. 126.