

学 位 論 文

多翼送風機の非定常流れと 騒音発生メカニズムに関する研究

2019年9月

川崎 真俊

埼玉大学大学院理工学研究科（博士後期課程）

理工学専攻

人間支援・生産科学コース（主指導教員 平原 裕行 教授）

目次

第 1 章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 従来研究調査	9
1.3 従来研究のまとめ	16
1.4 研究の目的及び本論文の構成.....	19
第 2 章 2次元翼における送風性能と騒音	21
2.1 緒言	21
2.2 性能試験及び数値解析.....	21
2.2.1 性能試験.....	21
2.2.2 供試送風機仕様.....	22
2.2.3 2次元翼間 CFD	24
2.3 検討結果及び考察	28
2.3.1 内外径比の影響.....	28
2.3.2 羽根枚数の影響.....	32
2.3.3 傾斜角の影響.....	35
2.3.4 翼出口角の影響.....	38
2.3.5 翼入口角の影響.....	41
2.3.6 各パラメータに対する性能特性.....	43
2.4 結言	44
第 3 章 羽根車単体流れで発生する騒音	45
3.1 緒言	45
3.2 実験及び数値解析	45
3.2.1 供試モデルと騒音測定.....	45
3.2.2 翼間流れ PIV 計測	48
3.2.3 数値解析.....	49

3.3	実験・数値解析結果及び考察.....	51
3.3.1	翼間流れ.....	51
3.3.2	翼間相対速度ベクトル.....	52
3.3.3	翼間相対速度変動強さ.....	54
3.3.4	翼間静圧変動強さ.....	54
3.3.5	翼周辺の渦構造.....	57
3.3.6	翼周辺の音圧スペクトル.....	58
3.3.7	静圧変動と流れの関係.....	62
3.4	結言.....	65
 第4章 送風機内部から発生する高流量動作時の騒音		66
4.1	緒言.....	66
4.2	送風機供試モデルと性能測定.....	66
4.3	数値解析.....	68
4.4	数値解析結果及び考察.....	70
4.4.1	壁面圧力変動.....	70
4.4.2	舌部近傍の流れ.....	74
4.4.3	翼間圧力変動と流れ.....	75
4.4.4	渦構造.....	80
4.5	結言.....	83
 第5章 送風機内部から発生する低流量動作時の低周波数騒音		84
5.1	緒言.....	84
5.2	時系列 PIV による実験解析.....	84
5.2.1	送風機性能試験.....	84
5.2.2	時系列 PIV 計測方法.....	87
5.2.3	羽根車出口の速度分布と変動.....	88
5.2.4	半径方向速度変動スペクトル.....	90
5.2.5	翼流出の始動角における速度変動.....	93
5.2.6	スクロールケーシング内の変動.....	95

5.2.7	羽根車内部の変動.....	97
5.2.8	舌部付近の変動.....	98
5.3	CFD による数値解析.....	101
5.3.1	計算条件.....	101
5.3.2	送風機性能の計算精度評価.....	103
5.3.3	瞬時の流速分布.....	105
5.3.4	羽根車内部逆流.....	107
5.3.5	変動及び平均速度分布.....	109
5.3.6	低周波数変動流通路.....	113
5.3.7	低周波騒音発生源及び変動周波数の決定要因.....	114
5.4	結言.....	116
第 6 章 結論		118
参考文献		120
謝辞		124
付録		125
A.	Large Eddy Simulation(LES).....	125
B.	空力騒音理論.....	129

主な記号

b	: 羽根高さ	[mm]
D_1	: 羽根車内径	[mm]
D_2	: 羽根車外径	[mm]
D_1/D_2	: 内外径比	[-]
L_A	: 騒音レベル	[dB(A)]
L_{SA}	: 比騒音	[dB(A)]
N	: 回転数	[rpm]
P	: 静圧	[Pa]
P_t	: 全圧	[Pa]
P_{th}	: オイラーヘッド (理論全圧)	[Pa]
Q	: 流量	[m ³ /s]
Q_f	: 羽根車から流出する各領域の送風量	[%]
T	: トルク	[Nm]
s	: 翼端からの距離	[mm]
S	: 翼間の間隔	[mm]
u	: 周速度	[m/s]
v	: 絶対速度	[m/s]
v_u	: 周方向絶対速度	[m/s]
V'	: 流速変動値	[m/s]
V_r	: 半径方向速度	[m/s]
V_r'	: 半径方向速度変動値	[m/s]
V_{r1}'	: 第1周波数における半径方向速度変動振幅値	[m/s]
w	: 相対速度	[m/s]
z	: 軸方向高さ	[mm]
Z	: 羽根枚数	[-]
α	: 傾斜角	[°]
β_d	: 設計翼角度	[°]
ϕ	: 流量係数	[-]
ψ	: 圧力係数	[-]
η	: ファン効率	[-]

θ	: スクロール巻き始めからの回転角度	[°]
ρ	: 空気密度	[kg/m ³]
ω	: 角速度	[rad/s]

添え字

1	: 内径側
2	: 外径側
ave	: 時間平均値
rms	: Root Mean Square(RMS)値

第1章 諸論

1.1 研究背景

現在自動車業界は、地球温暖化及び天然資源使用量の抑制といった地球規模の課題に対応するため、燃費低減が最重要課題となっている。その対応策として、エンジンの熱効率向上を目指した研究開発や、ハイブリッド車及び電気自動車の電動化に関する技術開発と普及に力を入れている。その一方で、自動運転、自動車のIoT化等、燃費低減以外の他分野におけるブレークスルーも相まって、これらの進展スピードは近年加速しており、現在の自動車業界は100年に1度の大変革期であるといわれている。

このような自動車の変化により、自動車用空調システムとしてもこれまでとは大きく異なる新たな技術が必要となってきた(Fig. 1.1)。自動車空調は、車室内に設置されるHVAC(Heating, Ventilation, and Air Conditioning)、車室外に設置されるコンプレッサ及びコンデンサによって構成されるシステムとなっているが、本論文ではHVACに注目する。自動車空調においては自動運転と電動化が特に大きな関わりを持つ。以下に、その両者に対する自動車空調の将来の姿や浮かび上がる問題について述べる。

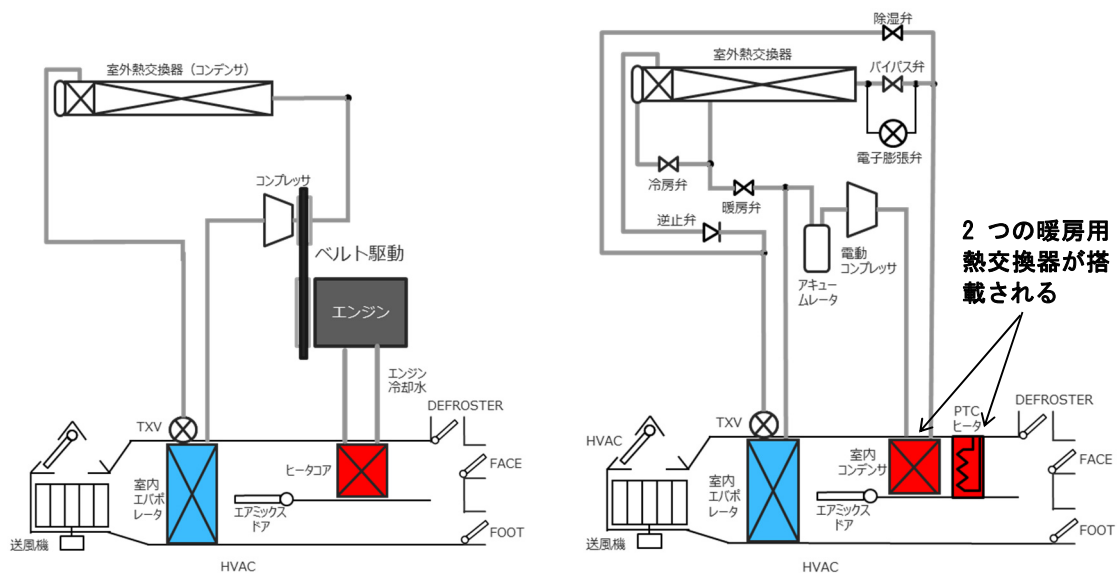
ドライバーが運転を全く行う必要がなくなる完全自動運転になると、ハンドルやアクセルが無い動くリビングルームとなるため、乗員にとってはこれまでのように運転する動作や緊張から解放され、より一層快適、安全、安心といった価値が重要となる。これはHVACにとって大きく関連することになる。これまで以上に温熱気流快適性や静粛性の要望が高まり、一方では、フロントガラスに付着する霜や曇を除去するデフロスタ機能はそれほど重要ではなくなると思われる。また、現在のHVACはインストルメントパネル内部に設置されているが、求められる機能が変化することで、従来のような形式や配置にこだわる必要がなくなる可能性がある。

次に、電動化に対してはHVACにとって大きな問題が表れる。その1つは、HVACによる送風騒音が相対的に大きくなる問題である。ハイブリッド車では、エンジンの稼働時間が少なくなり、更に電気自動車では、エンジンそのものが無くなり、エンジンに起因する騒音が無くなる。これにより、HVACから発生する送風音が車室内騒音において相対的に大きくなる。

もう1つの問題は、暖房熱源が得られ難くなることである。ハイブリッド車ではエンジン排熱が十分に得られなくなるため、HVAC内に搭載されている暖房用熱交換器であるヒータコアによる暖房だけでは乗員に対する快適性を得ることは難しい。更に、電気自動車では

エンジンで発生する大きな排熱そのものが無い。このため、近年、プラグインハイブリッド車及び電気自動車向けでは住宅施設等の定置用エアコンに用いられているヒートポンプ技術によって冷暖房が行われている (Fig. 1.1)。自動車は-10°Cや-20°Cといった極寒地域でも使用されるが、ヒートポンプは基本的に氷点下の環境では十分な暖房能力を得ることが出来ない。よって、ヒートポンプによる暖房熱交換器だけでは不十分となるため、別途熱源が必要となる。現在、このような電動車においては、PTC ヒータという電気式熱交換器が追加されることが主流となっている。つまり、電動車向けの HVAC では、暖房用熱交換器が HVAC 内に2つ搭載されることになる。このように、エンジン車における暖房は、エンジン排熱をクーラントに介して HVAC 内に搭載されるヒータコアのみに通水することだけで賄われていたものが、電動車に代わることで前述のように2つの熱交換器が必要になる。

電動車における HVAC では暖房用熱交換器が2つ設置されることにより、暖房用通風回路、つまり空調の暖房モードにおいて通気抵抗がエンジン車向け HVAC よりも増大する問題が出てくる。Fig. 1.1 に示すように、HVAC には送風機、冷房用／暖房用熱交換器、エアミックス (冷暖気混合) 及び風向切り替えドアが主要な要素部品として構成されている。エンジン車向け、電動車向けに依らず、HVAC の暖房モードにおける通風回路は、冷房用熱交換器を通過した後、暖房用熱交換器を通過するため、冷房モードよりも少なくともこの熱交換器分の通気抵抗が大きくなる。そして電動車向けでは、更に追加された熱交換器分通気抵抗が増加してしまう。暖房モードにおける通気抵抗増加に対しては、送風機の動作点において低流量動作時 (高通気抵抗動作時) における性能向上が必要になる。つまり、通気抵抗増加で送風量が低下した分を送風機用モータの出力増加でこれを補えたとしても、モータの消費電力や送風機空力騒音は増加する。この背反に対し、少なくとも従来同等ないしはそれよりも抑えることが重要な技術的課題となる。



Internal combustion engine vehicle system

Electrical vehicle system

Fig. 1.1 Air-conditioning system

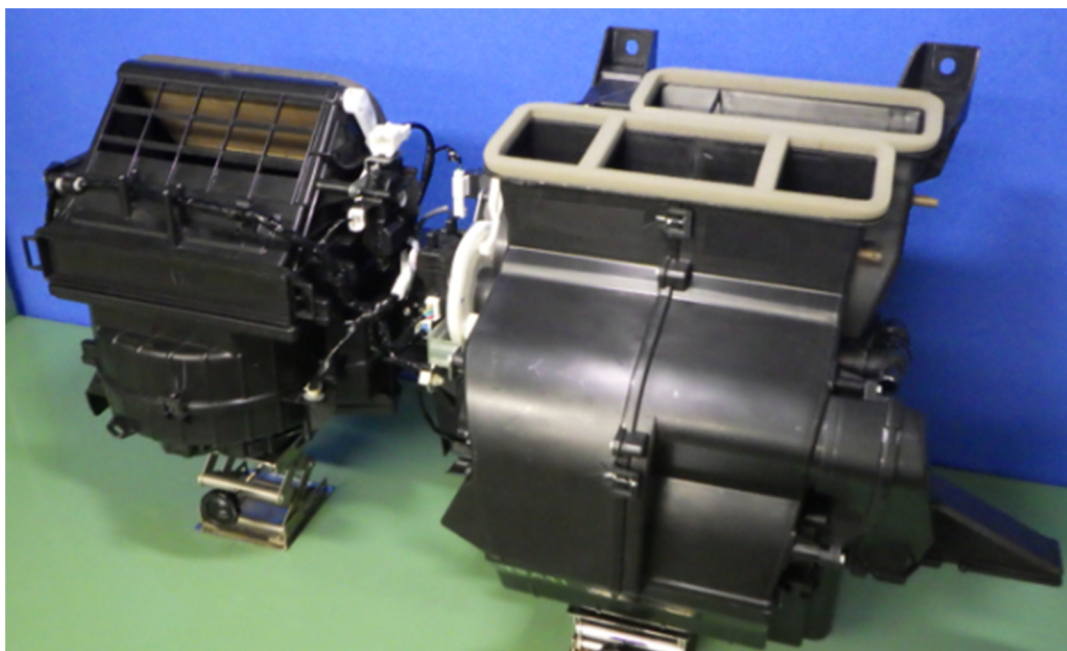


Fig. 1.2 HVAC

HVAC は、車室内前方にあるインストルメントパネル内の限られたスペースに設置されている。このため、HVAC の小型化は車室内空間拡大による商品価値向上及び車両軽量化に繋がることから、エンジン車及び電動車に関わらずにいつの時代の自動車においても小型化及び軽量化は重要な課題となっている。このため、HVAC を構成する基本コンポーネントであるエバポレータ、ヒータコアといった熱交換器と送風機はコンパクトでありながらも高性能及び高信頼性を有することが求められる。しかし、HVAC の小型化は通気抵抗の増大、送風機の小型化は送風性能の低下に繋がる。このため、HVAC の各コンポーネントは小型高性能に向けた進化が常に求められる。

これまで述べた将来の自動車の変化に対し、HVAC における新たな課題と前述した基本的な課題をまとめると Table 1.1 のようになる。このように、HVAC の課題を整理すると、共通する重要なものとして騒音低減が抽出される。

Table 1.1 HVAC issues for future vehicles

自動車の動向	自動車及び乗員の変化, 問題	HVAC の課題
自動運転	温熱気流, 騒音への気付き	<ul style="list-style-type: none"> ・温熱気流の快適化 ・騒音低減, 音質改善
	車室内リビング化, 快適要望拡大	
電動化	暖房熱源不足, ヒートポンプ化, 暖房用熱交換器追加	・騒音低減, 効率向上
	エンジン音無, 空調気流音顕在化	・騒音低減, 音質改善
小型・軽量化	部品小型化, 軽量化	・小型化
車室内空間拡大	部品小型化	・騒音低減, 効率向上

ここで、HVAC とその吹き出し口に接続された吹出しダクトが搭載された状態における騒音発生源を調べるため音響インテンシティを用い、HVAC 騒音で最も大きな周波数帯である 1200Hz 以下の音圧分布とその放射特性を計測した。この結果を Fig. 1.3 に示す。この図で示されているベクトルは、音の放射方向を示し、その色は音圧の大きさを表している。色が赤にいくほど音圧が大きい。この図から、赤丸で示した部位である送風機から大きな音が放射されていることがわかる。つまり、HVAC では送風機がメジャーな騒音発生源であり、送風機の騒音低減が HVAC から発生する気流音低減に繋がることを示唆している。本研究は、この HVAC 用送風機の騒音に着目する。

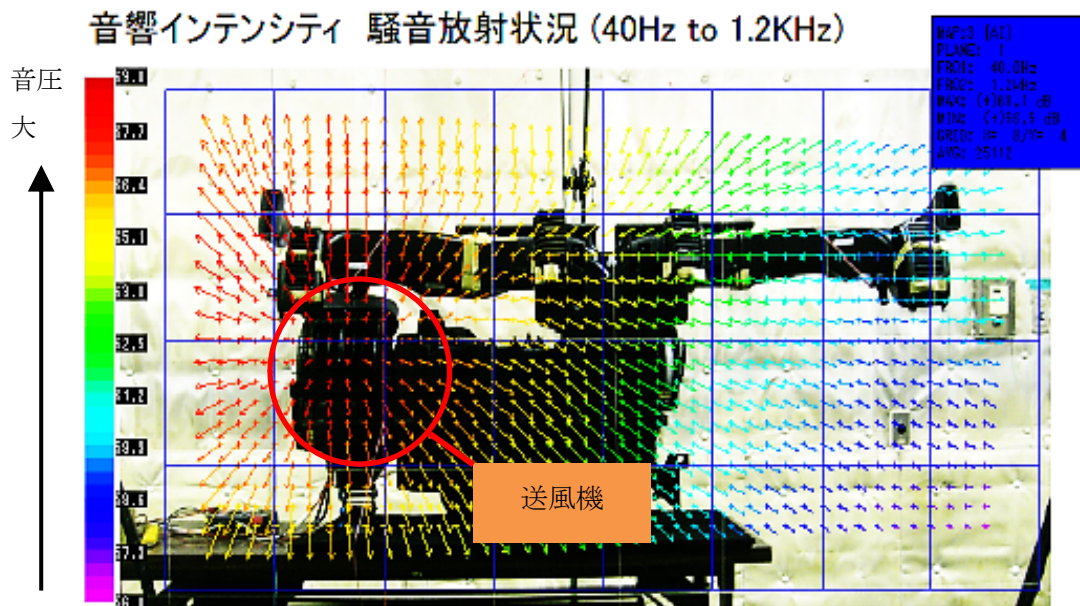


Fig. 1.3 Sound intensity measurement results of HVAC system

Fig. 1.4 に示すように、HVAC に用いられる送風機は、ターボ機械である遠心式が多翼送風機（シロッコファン）が用いられている。Fig. 1.5 に示すように、遠心式の送風機には多翼送風機の他に、ラジアルファンとターボファンがある。HVAC 向けで多翼送風機が用いられる理由は、羽根車の翼が回転方向側へ向いていることで全圧を高めることができることから、比較的小型の羽根車でも、遠心送風機の中で最も高い送風能力を有するためである。

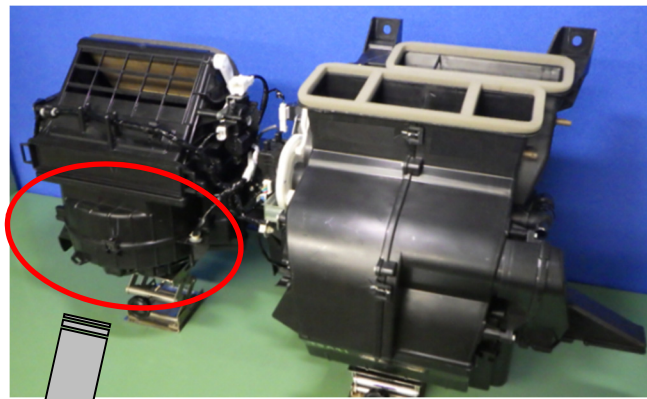
Fig. 1.1 で示したように、HVAC は空気流路を構成するケースの中に、冷暖房用熱交換器、各種ドアが設置されている。そして、インストルメントパネル内の限られたスペースに設置されるため、冷暖房に必要な能力を最小限のサイズで発揮できるようコンパクトに設計されている。このため、HVAC 内通風回路の圧力損失は高くなってしまふ。その上、車室内を素早く、十分に冷暖房が行われる必要があるため送風流量が多くなり、HVAC に用いられる送風機はコンパクトでありながらも高い送風能力が求められる。

ここで、Fig. 1.6 に遠心羽根車の翼入口と出口における流れをシンプルなモデルで表した、いわゆる速度三角形を示す。この速度三角形の入口及び出口において、絶対速度をそれぞれ v_1 , v_2 、これらの周方向速度成分を v_{u1} , v_{u2} 、周速度を u_1 , u_2 とする。これらから、式(1.1) に示すオイラーヘッドの式を用いて、羽根車が回転することで得られる理論的な全圧上昇を求めることができる。

$$P_{th} = \rho(u_2 v_{u2} - u_1 v_{u1}) \quad (1.1)$$

この式は、羽根車に働くトルクは、翼出口と翼入口におけるそれぞれの角運動量の差に等しいと説明される角運動量の法則から導くことができ、ターボ機械の性能設計を行う上で最も基本となる式である。

前述したように、多翼送風機のファンブレードは回転の方向に向けて延伸しているため、前向き羽根とも呼ばれる。前向きの翼形状であるため、ラジアルファンやターボファンに比べて翼出口部で強制的に v_{u2} を大きくすることができる。つまり、式(1.1)より、他の送風機に比べ、より大きな圧力を得ることができる。ここで、式(1.1)第2項の入口成分については、通常の翼流入では予旋回が無い状態（周方向速度成分ゼロ）での流入と考えて差し支えないので、この項は大抵無視できる。更に、多翼送風機の羽根車は大流量を得るため、翼内径が大きく設計される。このように翼弦が短い上に、その前向き翼形状がゆえに前縁にて剥離し、ほぼ失速状態で翼間を流れる。更に、スクロールケーシングのスパン高さは、他の遠心送風機に比べ大きく、スクロールケーシング内部で2次流れが発生しやすい。このような複雑流れが発生していることで、他の遠心送風機に比べ騒音は大きく、効率が低い傾向となる。以上から、多翼送風機の低騒音設計を行うためには、内部流れと騒音発生との関係を明らかにすることが極めて重要となる。



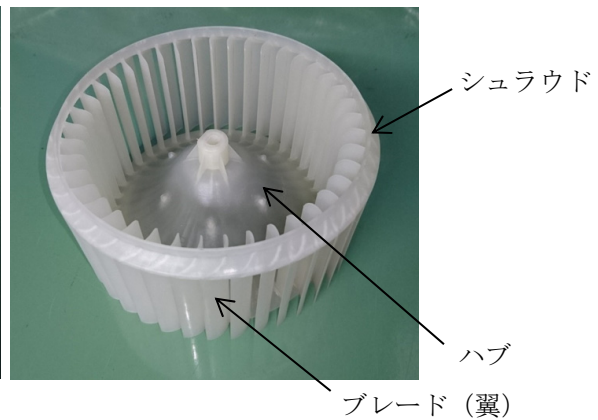
(A) HVAC



(B) Scroll casing and impeller



(C) Without upper casing



(D) Impeller

Fig. 1.4 Multi-blade centrifugal fan for HVAC

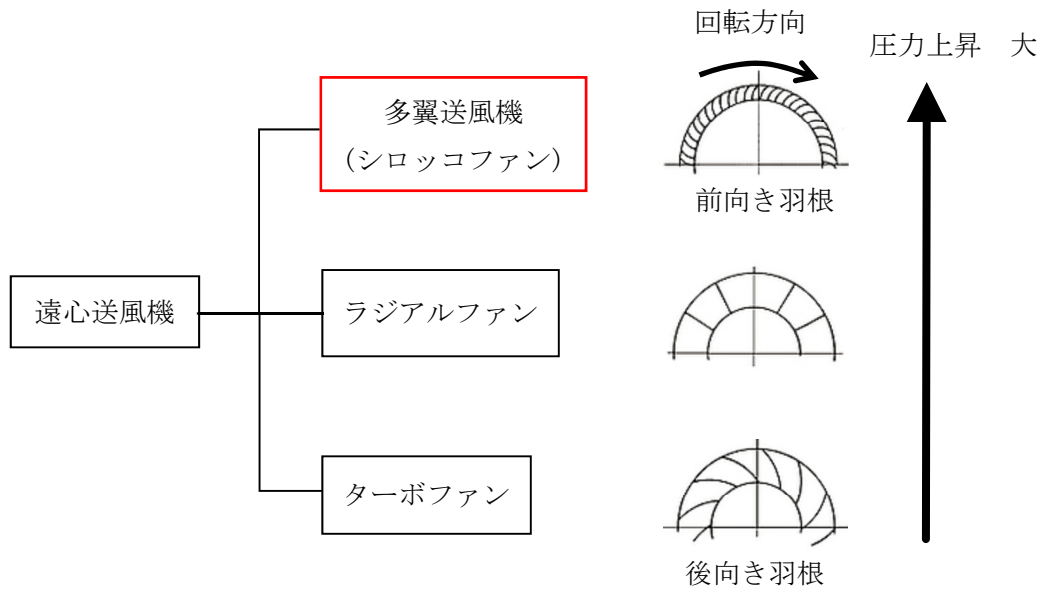


Fig. 1.5 Types of centrifugal fans

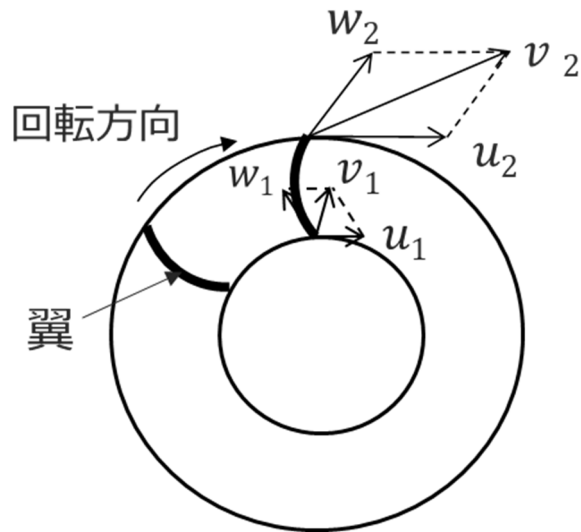


Fig. 1.6 Velocity triangles

1.2 従来研究調査

ここでは、多翼送風機に関する従来研究について述べる。多翼送風機に関する研究は様々なものがある中、本研究に関わりのある以下の研究に着目、調査を行う。

- (1) 設計仕様と性能
- (2) 内部流れと送風特性
- (3) 内部流れと騒音

これらに関する従来研究内容の要点を以下順に述べる。

(1) 設計仕様と性能に関する従来研究

多翼送風機の性能設計の基本は、前述したように翼入口と翼出口における速度三角形から角運動量理論に基づくオイラーヘッドを算出することで、その羽根車の理論全圧を求めることである。しかし、実機では様々な流体損失により、実際得られる圧力は当然理論全圧以下となる。このため、流体損失を最小限に抑えながら騒音低減を狙った高性能設計手法に関する研究例が多く行われている。ここでは、羽根車及びスクロールケーシングの各種設計仕様が性能に及ぼす影響について調査した従来研究について述べる。

安達ら⁽¹⁾は、羽根車の翼形状の異なる9種類の羽根車に対し、送風性能試験及び羽根出口における流速を熱線流速計によって計測した。この結果、翼入口角は90°程度、翼出口角は150°~160°、傾斜比（翼傾斜角/翼入口角）は0.41前後が適当であることを示した。しかし、各仕様に対する翼出口流速分布のみを明らかにしたものの、翼間の内部の流れまで計測していないため、羽根車形状と翼間流れとの関係は不明である。また、スクロールケーシングの21種類の形状に対する性能試験も行っており⁽²⁾、スクロールケーシングの開き角は6.5°程度で性能特性が良好となることを示した。

伊藤ら⁽³⁾は、スクロールケーシングのスクロール開き角、舌部隙間、吸い込み口径の異なるケーシングを試作し、ファン特性と騒音を測定して高効率・低騒音に対する最適条件を検討した。また、k-εモデルによる定常CFD解析を行い、スクロールケーシング各諸元によって異なる流れの変化が効率に及ぼす影響を考察した。舌部隙間寸法とスクロール開き角の関係について、舌部隙間を変化させると、スクロールサイズに影響し、適正なスクロール開き角の値が変化させてしまうことを指摘した。そこで、舌部隙間とスクロール開き角に代わり、スクロール始点半径とスクロール終端半径を設計諸元とする方法を見出した。試作品による評価の結果、騒音に対してはスクロール始点半径と羽根車外径との比が0.65前後で、

効率に関してはスクロール終端半径と羽根車外径との比が 0.9 前後で最適になることを示した。

児玉ら⁽⁴⁾は、スクロール開き角が送風特性と騒音特性に及ぼす影響を明らかにするため、スクロール開き角 α を 3° ~ 9.5° まで変化させた時の両者の特性と、スクロールケーシング内部の流速を測定した。その結果、設計点における効率は、 $\alpha=4.8^{\circ}$ ~ 7.2° で高く、比騒音に関しては $\alpha=7.2^{\circ}$ が最も低いことを示した。また、 $\alpha=3^{\circ}$ のように小さい場合は、スクロールケーシング内流速が増加することで摩擦損失が増加し、効率は低く、騒音は高くなることを示し、 α が大きいと、スクロールケーシング内部で2次流れが発生しやすくなるため、効率が低下すると推察した。

山崎ら⁽⁵⁾は、羽根車及びスクロールケーシングの形状を軸方向の流速分布に合わせるような3次元形状とした多翼送風機において、羽根車の翼入口及び出口における流速を計測し、空力性能と騒音へ与える影響を調査した。その結果、側板側（シュラウド側）の羽根外径を主板側（ハブ側）より14%大きくすると、径方向流速成分の軸方向の流れが均一化され、全圧効率が4%向上、比騒音が2dB低減することを示した。また、スクロールケーシングについてはスクロール開き角を側板側より主板側を大きくすると、全圧効率が4%向上することを示した。これらの検討における動作点は、設計点及びそれ以上の流量にて行われている。多翼送風機は設計点よりも低流量側で運転されることも一般的に行われるため、より低流量側における特性に関する調査も必要である。

Hidakaら⁽⁶⁾は、羽根車外径 $\phi 62$ の多翼送風機において、羽根枚数を36枚と70枚の時の送風特性及び騒音特性を評価した。羽根枚数を70枚にすると、翼出口における滑りが減少して理論全圧が増加すると仮説を立てたが、性能試験による検証の結果、翼通過流路が狭まって摩擦損失が増加し、結果、全圧は両者ほとんど同じであることを示した。また、入力電力が増加したことを確認し、結局のところ仮説に反し、ファン効率は低下することを示した。更に、羽根車外径 D_2 を固定、羽根車と舌部との隙間 S とし、 $S/D_2=0.04\sim 0.08$ の時の送風及び騒音特性を測定した結果、 S/D_2 が大きくなっていくと騒音レベルは低下するが、ファン効率は低下し、 $S/D_2=0.04$ のとき、NZ音が大きくなることを示した。

新原ら⁽⁷⁾は、羽根車外径 $\phi 100$ におけるラジアルファン（翼出口角 90° ）に対し、羽根車内径と羽根枚数を変化させ送風特性と騒音特性を調べた結果、羽根車内径は58mm、羽根枚数は120枚の時、両特性が最も良好となることを示した。通常、多翼送風機では羽根枚数40枚前後が一般の設計値であるが、この研究では、これよりも多い羽根枚数で性能が向上することが示されている。多翼送風機のように、回転方向に対して翼が前向きの場合、前述の

Hidaka ら⁽⁶⁾の研究結果のように、羽根枚数を通常より多くすると性能低下がみられるが、ラジアルファンに対しては、多翼送風機の羽根枚数設計値とは異なる特性を有すると考えられる。一方で、羽根枚数が増加すると、羽根車重量、強度、コストの面で不利になってしまう。このため、多翼送風機に対して合理的な羽根車翼設計を行うには、より多角的な研究、議論が必要である。

Velarde-Sua'rez ら⁽⁸⁾は、舌部先端とファンとの隙間を変化させた時の送風特性と騒音を測定した結果、従来の舌部隙間比（舌部隙間寸法/羽根車半径）の0.228から0.352にし、更に舌部の先端を羽根車の外径方向に傾斜させることで、ファン運転可能範囲を拡大させながら、騒音を低減できることを示した。

甲村ら⁽⁹⁾は、2次元翼間流れで発生する損失を、衝突損失、剥離損失、表面損失、後流損失に分け、2次元翼間CFD解析で得られた結果からエネルギー散逸量を算出し、それぞれの損失を定量的に評価する手法を提案した。翼の厚みが1mmの場合、後流損失が全体の約4割を占め、翼厚みを1mmから0.4mmにした場合、後流損失が大幅に低減し、全体の損失として約25%低減すること示した。

(2) 内部流れと送風特性に関する従来研究

多翼送風機の小型高性能設計を合理的に行うには、流れに起因する流体損失や騒音発生に関するメカニズムを調査、把握することが重要である。まず、これらの分析の足掛かりとなる送風機内部流れに関する実験解析に関する研究例を述べる。

門田ら⁽¹⁰⁾は、ペシチャンプリズムとドラムカメラを組み合わせ、翼間内部の3次元流れを火花追跡法によって可視化する手法を確立させた。この手法により、スクロール巻き角 $\theta > 150^\circ$ で翼負圧面前縁からの剥離の発生や、舌部通過前後において、翼間流れにおいて逆流やよどみが発生していることを明らかにした。

山本ら⁽¹¹⁾は、翼間内部の流れの計測に対して、デュアルビームスイープ照射法によるPIV（Particle Image Velocimetry）を適用し、2次元鉛直及び水平断面における瞬時の流速分布を計測し、その結果に基づいて羽根車の送風性能評価を行った。計測に用いた羽根車は、翼出口角が2種類異なるものを用いた。鉛直断面の翼への流入流速ベクトルを計測した結果、流れが主板側に偏っていることを示した。また、水平断面における翼間の流速ベクトルを計測した結果から、その流れが圧力面側に偏ることと、翼出口角が大きいと、流出流れの周方向速度成分が増加することで全圧は増加するが、一方で滑り量も増加することを定量的に示した。

北爪ら⁽¹²⁾,⁽¹³⁾は、ダブルパルスレーザをシリンドリカルレンズに通したシート光を形成させ、羽根車の回転信号を外部トリガ信号としてシンクロナイザに入力し、羽根車の回転に同期させてレーザ光を照射した2次元2成分PIVシステムを構築した。このPIVシステムを用い、翼出口角度を大きくして送風能力を高めた複合円弧翼、翼前縁剥離によって生じる剥離泡領域の低減及び翼間内で静圧回復を狙った翼、この翼形状を基本として中間部が分割された分割翼の3種類の羽根車に対して翼間内部流れ計測を行った。その結果、分割翼は翼出口側において正圧面から負圧面までの速度分布が他の翼より均一化されることで、ファン効率が向上することを示した。

ところで、内部流れのPIV計測では、カメラ1台による2次元2成分の計測の他に、カメラを2台用いて、面外成分も計測を行う、いわゆるステレオPIV(2次元3成分)システムによる内部流れ計測例もある。

Kitadumeら⁽¹⁴⁾は、スクロールケーシングの開き角の違いが送風性能に及ぼす影響調べるため、ステレオPIVシステムを用い、スクロールケーシングの鉛直断面計測及び翼出口主流の計測を行った。Choら⁽¹⁵⁾は、同じくステレオPIVシステムを用い、ベルマウス(スクロールケーシングにおける吸い込み口)から翼入口までの領域における3次元流速データから流線を構築した。Frankら⁽¹⁶⁾もステレオPIVを用いてスクロールケーシング内の流速を計測し、CFDによる流れ場予測精度の検証を行った。以上のように、2次元2成分及び3成分のPIVによる実験解析は、複雑な羽根車内部やスクロールケーシング内部においても流れ場を比較的容易に定量評価できるまでに至っている。このようにPIVは、送風機内部の複雑な流れ場を実験によって解明する手段として必須の計測技術として確立されるまでになった。

しかし、以上述べた実験解析だけでは流れの全容を把握することは困難な面もある。実機構造や計測機器には物理的な制約が少なからず存在し、計測が困難なケースが生じてしまうからである。そこで、数値解析を用いることでこのような計測不十分なケースを補うと共に、送風機内の流れや性能予測、または騒音発生メカニズムを明らかにするために必要な物理数値情報を得、更なる高性能化設計に向けた分析、検討を行うことが研究をより深めていくため重要となる。次に、多翼送風機に関する数値解析を用いた内部流れと送風特性に関する従来研究について述べる。

山崎ら⁽¹⁷⁾は、多翼送風機の軸動力に関する一次元予測計算法の構築を行うため、まず、送風機内部のサクシオンコーン入口、羽根車入口、出口、スクロールケーシング内における流速と圧力を、5孔ピトー管によって計測、解析した。この得られたデータを用い、滑り係

数、翼スパン方向側板側で発生する渦流流れ領域を定量化するブロッキングファクタ、漏洩流量を実験的に検討し、これらの実験式を導いて軸動力の予測計算式を得た。この手法は、遠心圧縮機などの後ろ向き羽根の適用するものと類似しているが、多翼送風機特有の流れである、ベルマウスを通過した軸方向の流れが羽根車に流入する際、翼への半径方向への流れの転向が直ちにできないために翼スパン方向側板側に存在する生じる渦流領域、すなわちブロッキングをモデル化し、予測式に適用した。更に、翼出口角及び翼弦長比が、ターボファンのような後ろ向き羽根と大きく異なるため、滑り係数を多翼送風機専用のモデルとして新たに構築、提案した興味深い研究である⁽¹⁸⁾。

更に、山崎ら⁽¹⁹⁾は、羽根車及びスクロールケーシング内部で生じる圧力損失の予測式構築に関する研究も行っている。羽根車における損失を、衝突損失、曲がり及び摩擦損失、混合損失、剥離及び乱れ損失の4つの損失とし、スクロールケーシングにおける損失は、半径方向衝突損失、周方向衝突損失、摩擦損失、スクロール出口拡大部損失の4つの損失として分類分けを行い、これらのモデル式を実験及び解析的に導いた。各々の損失を算出することで、各種設計値に対して損失の影響を調べることができる。また、オイラーヘッドから各損失合計値を差し引くことでPQ特性を予測することができ、その精度はある設計条件において実測との差異が3~5%であることを示した。しかしながら、送風機内は複雑な3次元流れであり、さらに実際の設計では、様々な部位における形状の詳細寸法までを考慮した設計検討がなされるため、山崎らの1次元予測では実用面で限界がある。このため、現在は3次元CFDを用いた研究開発が盛んにおこなわれている。次に、3次元CFDに関する研究例を述べる。

Jungら⁽²⁰⁾は、標準k-ε乱流モデルを用いた非定常CFD解析を行い、羽根車高さを変化させた時の効率と羽根車出口からスクロールケーシングにおける流れとを関連付けて考察した。羽根車外径に対する羽根車高さを0.48から0.43及び0.31に変化させると、設計流量点において周方向と軸方向共に翼から流出された流れが両方向に対して均一化され、ファン効率が向上することを示した。

蓮池ら⁽²¹⁾は、LES乱流モデルを用いたCFD解析を行い、翼面上及び翼間内部の圧力変動分布と翼間流速を関連付けて詳細な内部流れを調査した。その結果、舌部付近を通過する際、羽根車の上部（吸い込み側）でスクロールケーシングから羽根車内部へ逆流が発生し、この逆流してきた流れが圧力面前縁に衝突し、その影響によって圧力面と負圧面の前縁付近で圧力変動が大きくなることを示した。

(3) 内部流れと騒音に関する従来研究

森主⁽²²⁾は、音響透過材質（開口率 46%の 1 mm厚パンチングメタルの内側に 1 mm厚の多孔質シートを装着したもの）によって製作されたスクロールケーシングを用い、音響インテンシティによる騒音発生源探査、熱線流速計による羽根車出口での流れや乱れの測定を行い、騒音発生機構について調査した。その結果、広帯域騒音の発生源の 1 つは、羽根車のハブ面（主板）から 30%付近に存在する羽根車流出主流における翼負圧面乱れによるもので、3kHz以下の騒音であり、もう 1 つは、シュラウド側に存在する剥離領域の 3kHz 以上の騒音であることを示した。

川口ら⁽²³⁾は、門田ら⁽¹⁰⁾の火花追跡法による計測手法に加え、半導体圧力センサを翼面に設置して翼面上圧力変動を計測し、騒音発生メカニズムについて検討した結果、騒音発生源は 2 か所存在することを示した。その 1 つは、羽根車シュラウド側の翼出口近傍で発生する渦流領域で、もう 1 つは、翼の負圧面で発生する前縁剥離であることを示した。

三石ら⁽²⁴⁾は、門田ら⁽¹⁰⁾及び川口ら⁽²³⁾が行った計測手法を基本とし、翼間流れをより鮮明な画像を周方向に連続で計測できるシステムを新たに確立した。更に、翼面上の圧力変動を小型半導体センサによって計測して騒音との相関を検討し、その結果に基づいた翼形状の改良を行うことで騒音を低減させた。

Sakai ら⁽²⁵⁾は、半導体圧力センサを用い、独自の圧力測定管を介して翼間の圧力変動を計測した。この報告では、騒音発生に関する定量評価指標として、流れにおける静圧の時間に対する 2 階微分値である Ribner 音源を用いた。実験で得られた静圧値を用いて定量化させ、翼が舌部に近づくとその翼間における Ribner 音源強度が高くなることを示した。

近年、カメラ及びレーザの性能向上も相まって、数 k~数 10kHz の高い時間分解能を要する非定常流れ場と騒音との関係を調査するため時系列 PIV による非定常流れ場計測に関する報告も見られてきた。三石ら⁽²⁶⁾は、従来のイメージローテータ装置^{(10), (23), (24)}と時系列 PIV を組み合わせ、翼間における流速を全周に渡って連続的に計測した。更に、音響透過材（約 100 μ m のガラスビーズをエポキシ系の接着剤と混合させたもの）によって形成されたスクロールケーシングを用い、そのケーシングの外側から騒音を測定し、全周の翼間流れと騒音について分析を行った。その結果、スクロール巻き角度が 45° ~360° においては翼入口部で発生する前縁剥離渦はほぼ安定的に固定されることを確認したが、舌部を通過する際には、翼間内で様々な渦が発生していることを確認した。騒音スペクトルをみると、0 ~4kHz の広帯域で音圧が大きくなっており、翼間内部における様々な渦の生成が騒音増加の要因であると結論付けた。

一方、数値解析による騒音予測に関する研究も多く存在する。佐々木ら^{(27), (28)}は、翼後縁から放出されるカルマン放出渦に起因する乱流騒音である、1次元の広帯域騒音予測モデルを構築し、理論的な騒音予測を試みた。この乱流騒音、すなわち、カルマン放出渦による騒音は、オーバーオールに最も影響を与える 500~1200Hz に関連していることを示している。これをベースにした考え方から、多翼送風機特有の羽根車シュラウド側にある渦流領域上の翼後流から発生する騒音は、広帯域騒音へ与える影響は小さいことを示している。更に、低周波及び高周波側の騒音に対しては、このカルマン渦列に起因する騒音とは別の要因であることも示した。

また、計算機ハードウェアの性能向上や数値解析ソフトウェアの進化に伴い、近年は3次元空力騒音数値解析に関する研究例が増加している。従来では、LES や DES 解析による流体計算を行い、そこで得られた時系列圧力データを音響解析ソフトに入力し、波動方程式を有限要素法や境界要素法などによって音響計算を行う、いわゆる分離解法によって行われるものが一般的であった^{(29), (30), (31)}。しかし、Perot ら⁽³²⁾及びNorisada ら⁽³³⁾は、自動車 HVAC 用多翼送風機を対象に、格子ボルツマン法(Lattice Boltzmann Method : LBM)に基づいた圧縮性流体音響解析を行うことで直接的に音響場を求めた。格子ボルツマン法は、Navier-Stokes 方程式を離散化して解く従来の計算手法とは異なる新しい流れの計算手法であり⁽³⁴⁾、計算アルゴリズムが単純なことから、従来の計算手法に比べて計算負荷が小さく高速に計算が行えるとともに、並列計算に適している。また、低いマッハ数の流れを高精度に計算できるといわれており、多翼送風機に限らず、軸流ファンにも適用する研究例が近年増加している。空力音響解析は必然的に計算負荷が高いため、LBM はこのような計算に対しては合理的な手法であると考えられ、近年注目されている数値計算手法である。

Perot ら⁽³²⁾は音圧スペクトルを高い精度で予測可能であることを示すと共に、音響計算に対する、いわゆる直接解法の特徴を活かして、流れと騒音の関係を直接的に調べた。その結果、ファンとスクロール流れの干渉や舌部周辺に大きな乱れが発生し、これが騒音発生に大きく影響を及ぼすことを示し、羽根車及びスクロールの開発段階において、この解析は新たな開発設計に向けた指針が得られる有効な手法であると述べた。

Norisada ら⁽³³⁾は、やはり舌部周辺に主な騒音源があることを示し、低騒音化に効果がある舌部改良形状と従来の舌部形状の 2 つの仕様に対し空力音響解析を行い、舌部周辺の $\partial P / \partial t$ が改良形状で低減していることで低騒音化がなされていることを示した。これらの研究では、今後更なる展開が期待される格子ボルツマン法を用いた空力騒音予測を行っているものの、流れと騒音との関係を明瞭に示されるまでには至っていない。

流れと騒音に関する研究では、前述したような広帯域における乱流騒音に関する研究の一方で、狭帯域騒音に関する研究例もいくつかある。

Velarde-Sua'rez ら⁽³⁵⁾は、舌部隙間が異なる2つの仕様に対し、スクロールケーシング壁面における圧力変動特性をCFDによって調べ、BPF(Blade Passing Frequency)音(又はNZ音)に与える影響を調査した。スクロールケーシング壁面上の圧力変動が大きい部位は、舌部周辺だけでなく、スクロール巻き角度 60° ～ 120° の領域でも非常に大きくなることを示した。更に、舌部隙間が小さいとスクロールケーシングの壁面圧力変動が大きくなることを明らかにし、これに起因してBPF音も全流量域で大きくなることを示した。

三石ら⁽³⁶⁾は、高圧力低流量動作条件で発生しやすい $50\sim 300\text{Hz}$ の低周波数騒音に着目した研究を行った。この騒音周波数はファン回転数を増加させると共にその異音周波数も増加していることを確認したことから、送風機内部や性能測定装置における共鳴等によるものではなく、空力騒音であると述べている。流れと音の分析では、音響インテンシティと熱線流速計を用い、スクロールケーシングの流入口(ベルマウス)付近の計測を行ったところ、スクロール巻き角度が 110° 付近で低周波の騒音と流速変動との相関が高いことを確認した。また、トレーサ法による流れの可視化を行ったところ、低周波変動が生じている部位で、吸い込み流れとスクロール内部からの吹き返しの流れが互いに周期的に衝突している流れ場であることを明らかにした。つまり、これらが衝突した際に生じた渦が、ファンに吸い込まれた際に低周波騒音が発生することを示した。

佐々木ら⁽³⁷⁾は、低流量動作時における $100\sim 200\text{Hz}$ の低周波数騒音に着目し、この騒音と非定常流れの関係についてCFDを用いて調査した。CFDの乱流モデルにはLESが適用された。CFDによる流れ場の観察から、羽根車出口からの流れは、周方向に対して所々で失速した状態で流出されていることを確認した。この低周波数騒音の要因は、この失速した領域が周方向に旋回して移動していく現象である旋回失速であると述べた。失速した領域である失速セルの回転速度と、全周の中の失速セル数から旋回失速セルの回転周波数を求めると、約 130Hz であることを示した。この周波数は、着目する騒音周波数の帯域に存在するため、旋回失速が低周波騒音に影響を与えていると述べた。

1.3 従来研究のまとめ

以上の従来研究に関する論文から、多翼送風機に関する設計仕様と性能に関するもの、内部流れと送風特性に関するもの、内部流れと騒音に関するものそれぞれに対して、得られた主な結果を以下にまとめる。

① 設計仕様と性能に関する研究について

- 羽根入口角は 90°程度，出口角は 150°～160°，傾斜比（羽根傾斜角/羽根入口角）は 0.41 前後が適当．
- 側板側の羽根外径を主板側よりも 14%大きくすると，径方向流速成分の軸方向均一化が促進され，全圧効率及び比騒音が良好となる．スクロールについては開き角を側板側より主板側を大きくすると，全圧効率が向上する．
- ラジアルファン（翼出口角 90°）に対して羽根車内径は 58 mm，羽根枚数は 120 枚のとき，送風及び騒音両者の特性が良好となる．一方で，前向き羽根（翼出口角 >90°）で，羽根枚数を 36 枚と 70 枚を検討した場合，羽根枚数 70 枚にすると，翼出口における滑りが減少して理論全圧は増加するが，翼通過流路が狭まって摩擦損失が増加することで相殺され，結果全圧は両者ほとんど同じとなり，ファン効率が低下する．通常多翼送風機は前向き羽根によって設計されており，通常羽根枚数は 40 枚前後が一般的である．前者の成果はラジアルファン固有の特性であると推察される．
- 翼の厚みが 1 mm の場合，後流損失が全体の約 4 割を占め，翼厚みを 1 mm から 0.4 mm にした場合，後流損失が大幅に低減し，全体の損失として約 25%低減する．
- スクロール開き角は凡そ 5°～7°辺りが送風特性と比騒音が良好となる．また，開き角が 3°のように小さい場合は，ケーシング内流速が増加することで摩擦損失が増加することで効率は低く，騒音は高い．適正值より大きいと，2 次流れが発生しやすくなるため効率は低下する．

② 内部流れと送風特性に関する研究について

- 流れの可視化及び PIV による計測と解析により，多様送風機の羽根車内部やスクロールケーシング内部の流れの定量化が可能となった．更に，翼間全周を連続して計測可能なイメージロータータ法が確立されている．また，2 次元 3 成分計測のステレオ PIV 計測を送風機内部流れ計測で用いられ，今や PIV は多翼送風機の実験解析において重要な計測ツールとなっている．
- 羽根車及びスクロールケーシングの各種損失の算出式及び，多翼送風機特有流れに合わせ，羽根車軸方向流れにおけるブロックageや，翼流出流れにおける滑り係数が新たにモデル化し，1 次元送風性能予測手法が提案された．
- 3 次元 CFD 解析を用いた羽根車内部の翼間流れや，スクロールケーシング内流れを調

査し、送風性能と関連付けて考察されている。また、LES 乱流モデルによる解析により、より詳細な非定常流れ場が明らかになってきている。

③ 内部流れと騒音特性に関する研究について

- 音響インテンシティ、熱線流速計、半導体圧力センサ、時系列 PIV を用いた実験解析によって、翼間流れ、羽根車周りの流れ、翼が舌部付近を通過する際の流れが騒音発生に大きく関わっていることが明らかになった。
- 騒音オーバーオールで影響の大きい 500~1200Hz の騒音は、羽根車主流で発達する翼後流において発生するカルマン渦列に起因する騒音であることが示され、この騒音モデルに関する 1 次元による騒音予測手法を構築した。
- 3 次元数値シミュレーションによる空力騒音解析において、これまで主流であったいわゆる分離解法による騒音予測だけでなく、格子ボルツマン法による直接音響解析が行われ、良好な精度で騒音スペクトルの予測が可能になってきた。
- BPF 騒音の騒音発生源は舌部周辺だけでなく、スクロール巻き角度が 60° ~ 120° のスクロールケーシング側壁でも大きな BPF 圧力変動が発生することが明らかになり、これにより広範囲にわたって BPF 騒音発生源が存在することが示された。
- 高圧力低流動動作点で発生しやすい 50Hz~300Hz の低周波数騒音は、スクロール巻き角度 110° 付近においてスクロールケーシング内からベルマウスに向かう逆流吹き出し流れと、ベルマウスから羽根車前縁に向かう吸い込み流れが互いに周期的に衝突する際に発生する渦が羽根車に吸い込まれた時に発生する。一方、別の低周波数騒音に関する報告では、100~200Hz の低周波数騒音は羽根車出口からの流れが周方向に対して所々失速した領域（セル）が周方向に旋回する、いわゆる旋回失速であると報告された。

以上、各種の研究によって得られた成果の一方で、明らかにされていない点が見えてきた。以下にその内容を述べる。

- 翼間内や羽根車内の流れの変動が騒音に及ぼす影響について調査された研究は見られない。つまり、多翼送風機の基本的な流体力学的特性である、翼間流れや翼スパン上部（シュラウド側）に生じる渦流と騒音特性との関係が不明である。
- 騒音発生箇所は凡そ明確になったものの、低流量と高流量それぞれの流れ場と各周波数帯における騒音発生との関係及びその発生メカニズムが不明である。

- 各種送風機設計因子の検討における動作条件は、設計点（最高効率点）やそれよりも高流量動作点での議論が多く、低流量動作点で議論された研究は少ない。設計点だけでなく、低流量域でも使用される HVAC 用の多翼送風機では、低流量域での流れ場を詳細に分析する必要がある。
- 低流量動作点で発生しやすい低周波数騒音の要因は、スクロールケーシングからの逆流と吸い込み流れとの干渉であることや、旋回失速であることが指摘されている。このことから、低周波数騒音の発生原因に対する一般的な解釈が得られるまでに至っていない。更に、その騒音発生周波数の決定要因についても不明である。

1.4 研究の目的及び本論文の構成

自動車空調の課題及び将来に向けた方向性を鑑み、HVAC 用多翼送風機の小型、低騒音、高効率化に向けた新たな形状の考案を本研究の最終目標とする。これを実現するために必要となる流れの詳細な情報、重要な知見を得るため、流体力学的起因による騒音発生メカニズムを詳細に分析、把握することが必須となる。加えて、従来研究の調査結果から、これまで明らかになっていない領域について研究を行うことで、流体工学及び流体機械分野における学術的発展につながる。以上を踏まえ、本研究の目的は、前節で述べた多翼送風機において明らかにされていない流体力学的特性に起因する騒音発生メカニズムを解明することである。本研究の進め方としては、まず、多翼送風機の基本的な流れの構造である、翼間流れや翼スパン上部に生じる渦流と騒音特性との関係について明確にするため、2次元翼、羽根車単体、送風機（羽根車とスクロールケーシングがアッセンブリされた通常の送風機状態）に切り分けて調査を行う。次に、低流量時の低周波数騒音に対しては、時系列 PIV による実験計測によって羽根車内部及びスクロールケーシングの各領域の非定常流れを詳細に調べると共に、CFD も併せてその流れの全容を把握していく。

このような検討に対し、本論文は以下のように構成されている。

第1章では、自動車業界の現在及び将来の動向、自動車空調における問題及び課題を整理し研究の背景を述べると共に、多翼送風機に関する従来研究、本研究の目的を述べている。

第2章は、「2次元翼における送風性能と騒音」と題し、多翼送風機の羽根車の様々な翼設計因子に関するパラメータを系統的に変化させ、各種設計パラメータが騒音及び効率の特性に及ぼす影響を調べた。まず、これらの試作品を製作、送風特性及び騒音特性試験を行った。次に、各仕様に対し2次元翼間のみを考慮したCFD解析を行い、それぞれの翼間流れと騒音及び効率とを関連付けて調査し、翼形状の違いが騒音に与える影響と、多翼送風機

特有の翼前縁剥離と騒音との関係を明らかにしたことについて述べる。

第3章は、「羽根車単体流れで発生する騒音」と題し、羽根車単体における3次元的な流れと騒音発生との関係を調査した。具体的には、スクロールケーシングがない状態の羽根車単体の軸対称流れ状態における騒音を測定し、PIVによるCFD結果検証も含め、LES乱流モデルによるCFD解析を用い、翼スパン方向の翼間流れ、速度及び圧力変動成分、羽根車周りの渦構造を詳細に調べ、羽根車単体で特に騒音が大きい周波数域である500Hz周辺の広帯域騒音の発生メカニズムを明らかにしたことについて述べる。

第4章は、「送風機内部から発生する高流量動作時の騒音」と題し、第3章で用いた羽根車が一般的なスクロールケーシングに搭載された通常の高翼送風機において、高流量動作点時において最も音圧レベルが高い周波数帯である400~800Hzの騒音発生メカニズムを調査する。LES乱流モデルによるCFD解析を用いて、送風機内部の非定常流れと騒音発生との関係について明らかにしたことについて述べる。

第5章は、「送風機内部から発生する低流量動作時の低周波数騒音」と題し、低流量動作点で発生する約100Hzの騒音発生メカニズムについて調査する。実験解析では時系列PIVを用い、翼間及びスクロールケーシング内部の非定常流れ場を計測、解析することで低周波数騒音発生に強く結びつく特異な変動流が存在することを明らかにした。この特異な流れ場と低周波数騒音発生との関係について述べる。更に、LES乱流モデルによるCFDを用い、PIVで捉えきれなかった送風機内に存在する特異な流れの全容を明らかにする。まず、FW-Hモデルによる音圧スペクトル予測を行い、実測の音圧スペクトルと比較してその予測精度の妥当性を示した。更に、CFD結果と時系列PIV結果との流れ場の比較、時系列PIV解析で得られた低周波数騒音メカニズムに強く関係する特異な流れをCFDでも同様に再現することを確認し、CFD解析の妥当性も併せて示した。CFDによる考察では、3次元的な低周波数変動複雑流れ場を多角的に分析し、この流れに起因する低周波数騒音の発生周波数の決定要因について考察を行い、低周波数騒音発生メカニズムを明らかにしたことを述べる。

第6章では、本研究で得られた結論をまとめる。

第2章 2次元翼における送風性能と騒音

2.1 緒言

本章では、羽根車の翼設計因子に対するパラメータを系統的に変化させたときの騒音特性及び効率特性に及ぼす影響と、翼間から発生する騒音発生について、試作品による性能評価及び2次元翼間CFD解析によって調査した内容を述べる。着目した設計因子は、内外径比、羽根枚数、傾斜角、翼出口角、翼入口角である。それぞれの設計仕様に対して得られた送風・騒音計測結果と、CFDで得られた翼間流れと騒音及び効率とを関連付けて調査し、翼形状の違いが騒音及び効率に与える影響を明らかにすると共に、多翼送風機の翼間流れ特有の翼前縁剥離に起因する騒音について議論する。

2.2 性能試験及び数値解析

2.2.1 性能試験

送風性能と騒音レベルの性能評価を行うため、無響室内にて Fig. 2.1 に示す JIS B8330, JIS B8346 に準拠した性能試験装置を用いた。ファン回転数は $3000\text{rpm} \pm 0.5\%$ とし、流量はオリフィス前後の差圧から、静圧は管壁面に取り付けられた静圧孔から計測され、装置下流にある絞りを調整して、流量、静圧、モータ電圧、モータ電流、騒音を測定した。なお、計測されたそれぞれの値の誤差は $\pm 3\%$ 以下であることを確認している。ファン効率算出のために必要なモータのトルクについては、予めモータ単体でトルク測定装置にて電流とトルクの関係測定しておき、性能試験時に得られる電流測定値からトルクを算出した。騒音特性に関しては、ファン回転軸上吸込口上端から 1m の位置にプリアンプ内蔵 $1/2\text{inch}$ コンデンサマイクロホン（小野測器 MI-1234）を設置して計測し、FFTアナライザ（小野測器 DS-2000）にて周波数特性を分析している。

送風機の送風特性及び騒音特性の評価に用いる流量係数 ϕ 、圧力係数 ψ 、ファン効率 η 、比騒音 L_{SA} は (2.1) ~ (2.4) に示す式により算出した。

$$\phi = \frac{Q}{\pi D_2 b_2 u_2} \quad (2.1)$$

$$\psi = \frac{P_t}{\frac{1}{2}\rho u_2^2} \quad (2.2)$$

$$\eta = \frac{P_t Q}{T \omega} \quad (2.3)$$

$$L_{SA} = L_A - 10 \log(60 Q P_t^2) + 20 \quad (2.4)$$

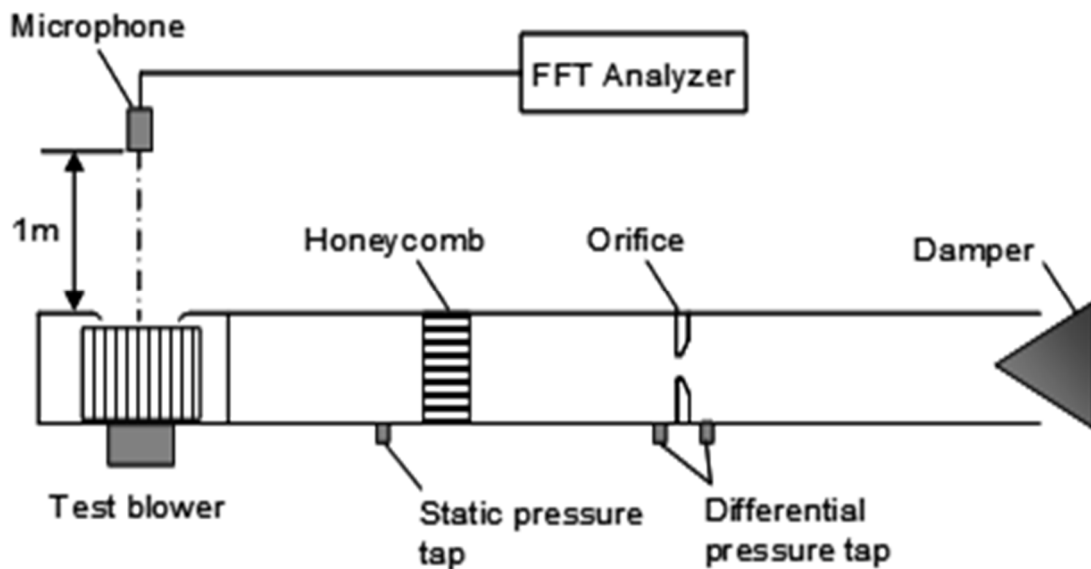


Fig. 2.1 Experimental apparatus for the measurements of fan characteristics

2.2.2 供試送風機仕様

Table 2.1 に本研究で検討した内外径比 D_1/D_2 、羽根枚数 Z 、傾斜角 α 、翼出口角 β_{a2} 、翼入口角 β_{a1} の緒元を示す。Fig. 2.2 のようにそれぞれのパラメータを定義する。翼厚に関しては、最薄の後縁で 0.8mm である。スクロールケーシングの開き角は 5° を適用した。なお、本論文では、車両用空調装置 (HVAC) の運転において、特に冷房時における騒音及び効率が製品性能の良否を大きく左右するものであると言えるため、この動作点近傍に相当する $\phi = 0.22$ における翼間流れと送風機特性の関係を調査検討することとした。

Table 2.1 Specifications of the test fan in the experiments

Test parameter	D_1/D_2	Z	α [°]	β_{d2} [°]	β_{d1} [°]	No.
D_1/D_2	0.72	35	35	165	70	1
	0.8					2
	0.835					3
	0.89					4
Z	0.835	25	35	165	70	5
		35				3
		45				6
		60				7
α	0.835	45	10	165	70	8
			19			9
			35			6
			48			10
β_{d2}	0.835	45	35	145	70	11
				155		12
				165		6
				175		13
β_{d1}	0.835	35	35	165	50	14
					70	3
					90	15

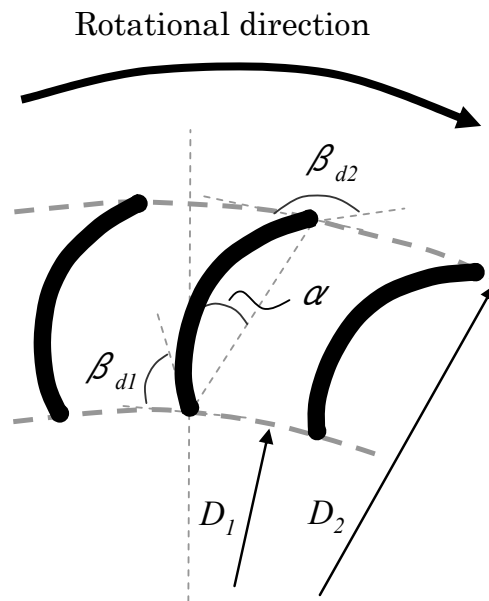


Fig. 2.2 Fundamental parameter of fan blades

2.2.3 2次元翼間 CFD

翼間流れが送風機性能に及ぼす影響を調査するため、CFD 解析を用いて検討する。CFD 解析には汎用熱流体解析ソフトであるシーメンス PLM ソフトウェアの STAR CCM+を用いた。今回の解析では、時間平均的流れ場が送風性能及び騒音に与える影響を検討することが目的であるため、計算工数を大幅に抑えるために以下のような簡易な解析モデルを用いている。解析領域に関しては、Fig. 2.3 に示すように翼 1 ピッチ間の 2 次元断面のみとし、翼入口側の境界は速度流入、出口側境界は大気圧一定、回転周方向の境界を周期境界条件、翼周囲の領域のみ回転座標系により定義した。メッシュ数は約 5000 である。計算に関しては、対流項には 2 次精度風上差分法、乱流モデルには Realizable k- ϵ を使い、2 次元定常計算を行う。

本解析モデルの妥当性を評価した結果を Fig. 2.4 に示す。これは、内外径比を変化させたときの流量係数 $\phi=0.22$ における圧力係数とファン効率の実験結果 (Fig. 2.1 に示す試験装置で測定した結果) と 2 次元翼間 CFD 解析結果及び実験と同じ条件を模擬し、2 次元翼間解析と同様の計算パラメータを適用した 3 次元 CFD 解析結果 ($D_1/D_2=0.835$ のみ) を比較したものである。2 次元解析により得られた圧力係数は、翼間流れの入口と出口の圧力差を用い、ファン効率は翼にかかるトルクを用いて算出した。2 次元解析結果は実験結果よりも圧力係数及びファン効率が若干高くなる。これは、2 次元翼単体モデルであるため、スクロールケーシングに関わる損失が加味されないこと、翼間流れの流入及び流出部には外乱発生の影響がほとんど無いこと、かつ、3 次元的な損失が加味されないためと考えられる。それぞれの状態が異なっているため、各係数の値そのものを直接比較することはできないが、傾向は定性的に良く一致している。

一方、3 次元解析結果($D_1/D_2=0.835$ のみ)は定量的に良く一致している。実際の送風機内流れは、子午面から見た場合の多翼送風機特有のシュラウド側に定在する渦流領域とハブ側の主流領域が存在する流れ、周方向で異なる速度分布の流れ、スクロール内 2 次流れ等の流動状態となっている。佐々木ら^{(27),(38)}は、ファン全圧の上昇はハブ側の主流部が貢献することを示しており、翼後流に起因する広帯域騒音は $\theta=270^\circ$ 付近の主流領域が騒音レベルに大きな影響を及ぼすことを示している。そこで、2 次元翼間解析結果から得た翼間相対速度ベクトルと 3 次元解析結果から $\theta=270^\circ$ 付近の主流領域断面($b_2/2$ における断面)における翼間相対速度ベクトルを比較した (Fig. 2.5)。なお、相対速度は周速度 u_2 で割った無次元量で示している。翼前縁剥離による剥離泡の大きさは若干異なるものの、翼間流れの傾向は概ね一致している。以上より、本 2 次元翼間 CFD 解析モデルを用いて、翼間流れと送風機特性

との関係を定性的に関連付けて検討することは可能であると判断した.

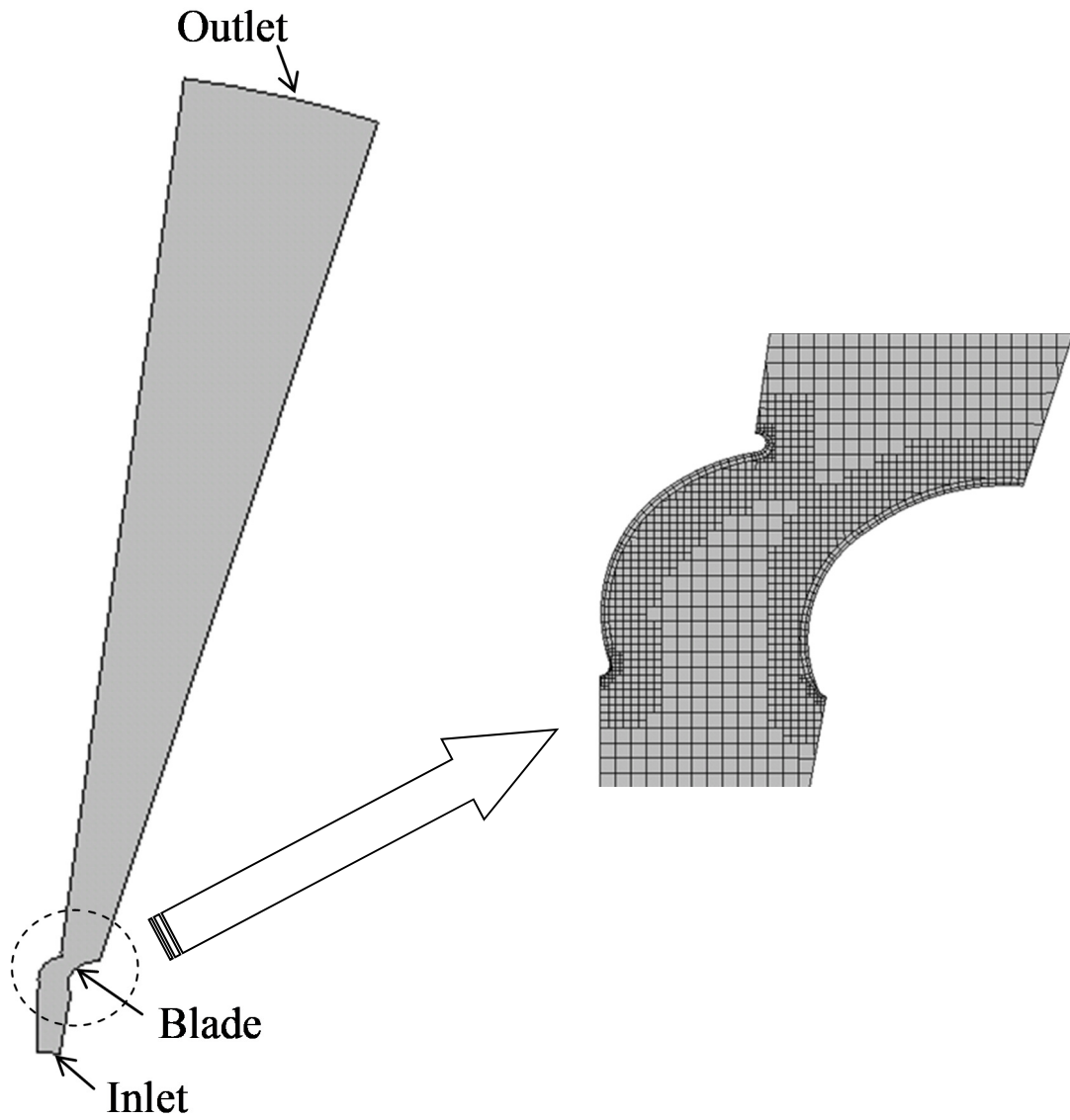


Fig. 2.3 Computational domain and grid (2D model)

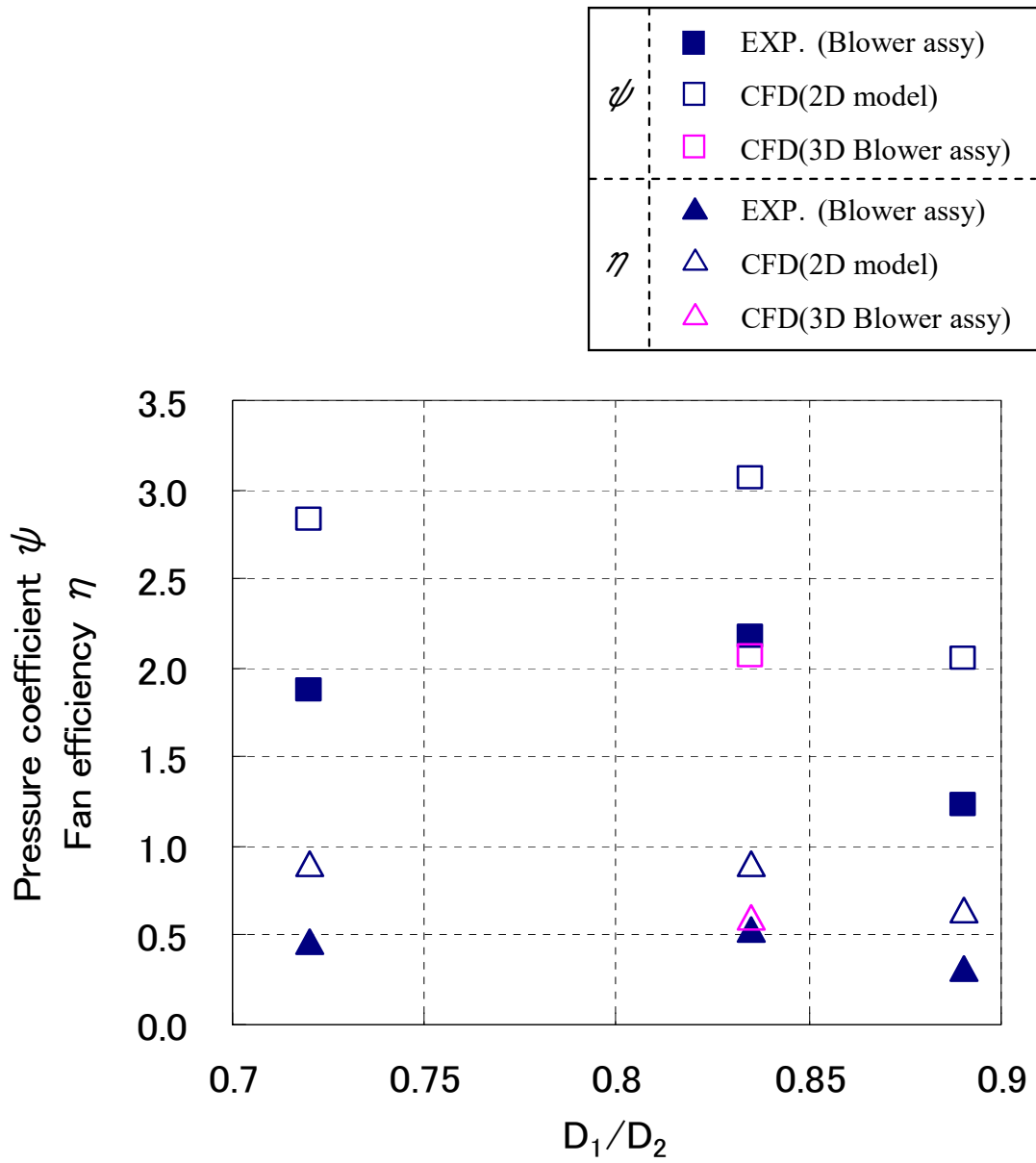


Fig. 2.4 Comparison of fan characteristics between experiments and CFD results

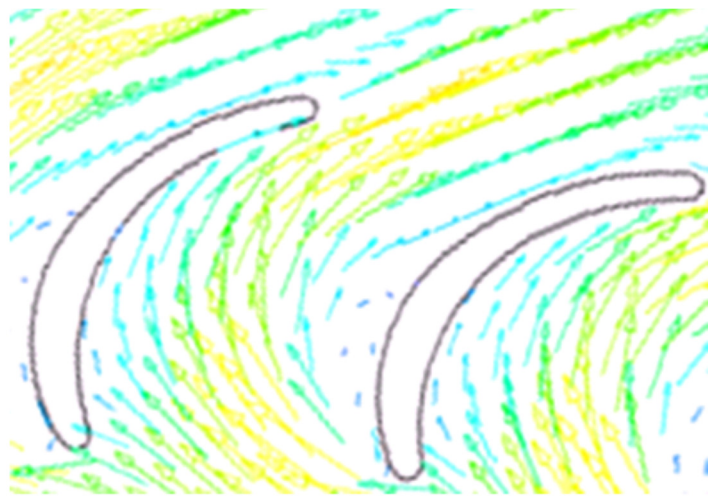
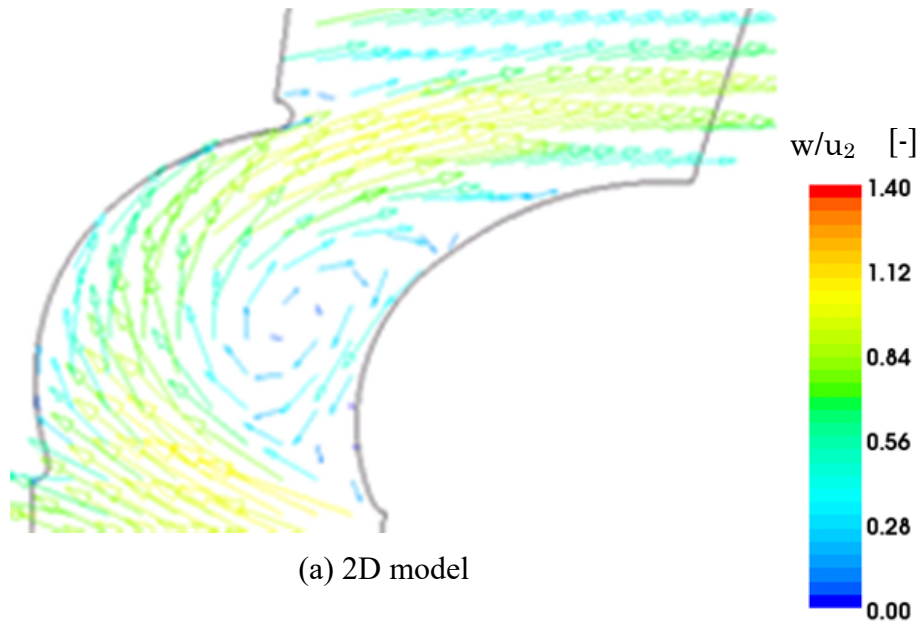


Fig. 2.5 Comparison of relative velocity vector between 2D and 3D CFD model($D_1/D_2=0.835$)

2.3 検討結果及び考察

2.3.1 内外径比の影響

内外径比 $D_1/D_2=0.72, 0.8, 0.835, 0.89$ (Table 2.1 の No.1,2,3,4 に対応) に対する $\psi - \phi$ 特性, $\eta - \phi$ 特性, $L_A - \phi$ 特性, $L_{SA} - \phi$ 特性の実験結果を Fig. 2.6 に示す. このとき, D_2 は一定である. $D_1/D_2=0.8, 0.835$ では送風性能, ファン効率が高く比騒音は低い値を示している. $D_1/D_2=0.89$ では送風性能, ファン効率は低く, 騒音レベル, 比騒音は高くなる. 比騒音に関しては, 送風性能が低く, 騒音レベルが高くなっていることから他の仕様に比べ非常に高い特性を示している.

Fig. 2.7 に $D_1/D_2=0.72, 0.835, 0.89$ の $\phi=0.22$ における騒音スペクトルの測定結果を示す. 1750Hz にあるピークは回転数×羽根枚数で表される NZ 周波数である. $D_1/D_2=0.89$ においては, Fig. 2.6 の騒音レベルにおいても示されているように, その値は高くなるが, これは同様に Fig. 2.7 においても他の条件に対して広帯域で騒音レベルが増大していることが示されている. 中でも 400~700Hz における増大が顕著である.

Fig. 2.8 に CFD 解析で得られた相対速度ベクトルと乱流エネルギーの計算結果を示す. 相対速度は周速度 u_2 で割った無次元量で示している. $D_1/D_2=0.72, 0.835$ の相対速度ベクトルは, 翼の前縁で剥離した後, 主流が後続翼の圧力面に沿って流れ, 翼の回転方向へ曲げられて流出されている. 前縁剥離によって生じた死水領域は, 後縁からの流出主流によって前方翼の負圧面後縁の手前で再付着し, 翼間内で剥離泡が形成される. 乱流エネルギーは, 負圧面前縁から後縁にかけて剥離泡の周囲を取り巻いているせん断層部, 再付着部, 後縁下流直後における剥離にて生成された微小な死水領域と流出主流とのせん断領域部によって大きくなっている. これらのことから, 翼間流れにおける損失及び騒音源は, これらの乱流エネルギーの大きい領域が影響していると考えられる.

$D_1/D_2=0.72$ においては, 内外径比が小さいため, 流入面積が小さいことによって, 他の条件に比べて翼流入絶対速度が大きくなる. そのため, 前縁剥離による動圧損失が大きくなることによって, $D_1/D_2=0.835$ より送風性能が劣るものと考えられる.

$D_1/D_2=0.89$ においては, 前縁剥離した後の流れは正圧面には沿わず, そのまま正圧面後縁に向かって流れが集中している. また, 正圧面に沿った流れが十分形成されていないため回転方向への転向ができず, 流出主流の流れ角度は小さい. これはすべりが大きいことを示唆しており, 送風性能が低下する要因となる. さらに, 負圧面へ再付着ができないことから剥離泡が形成されていないため, 主流の周囲における死水領域は広がっている. このような大

規模な前縁剥離では大小様々な渦が生成されると推察されることから、広帯域での騒音レベル増加につながっている。特に前縁剥離が他の仕様よりも大規模であり、400～700Hzで騒音レベルが特に大きくなっていることから、前縁剥離に起因する騒音は400～700Hzであることを示唆している。

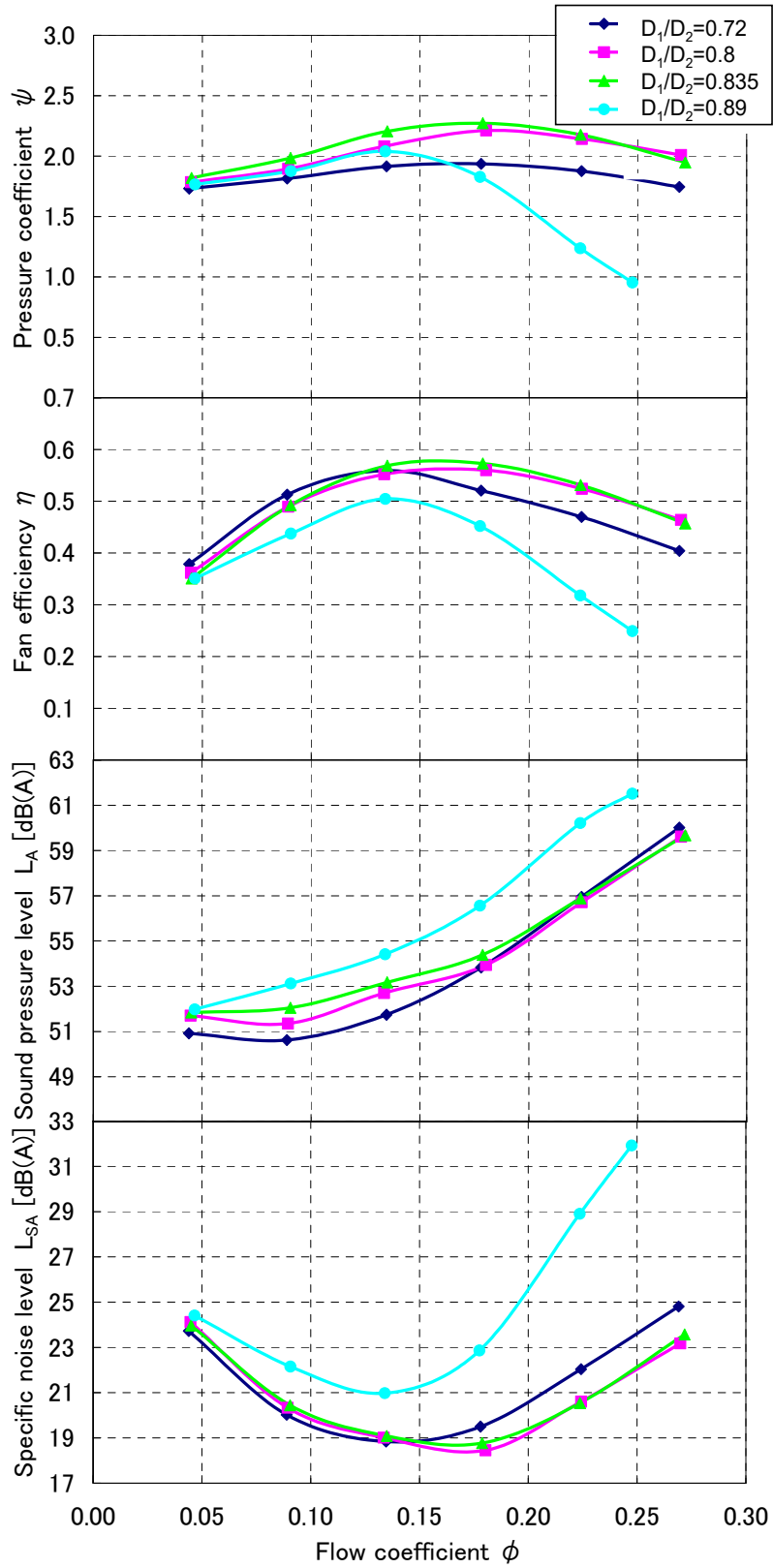


Fig. 2.6 Experimental apparatus for the measurements of fan characteristics

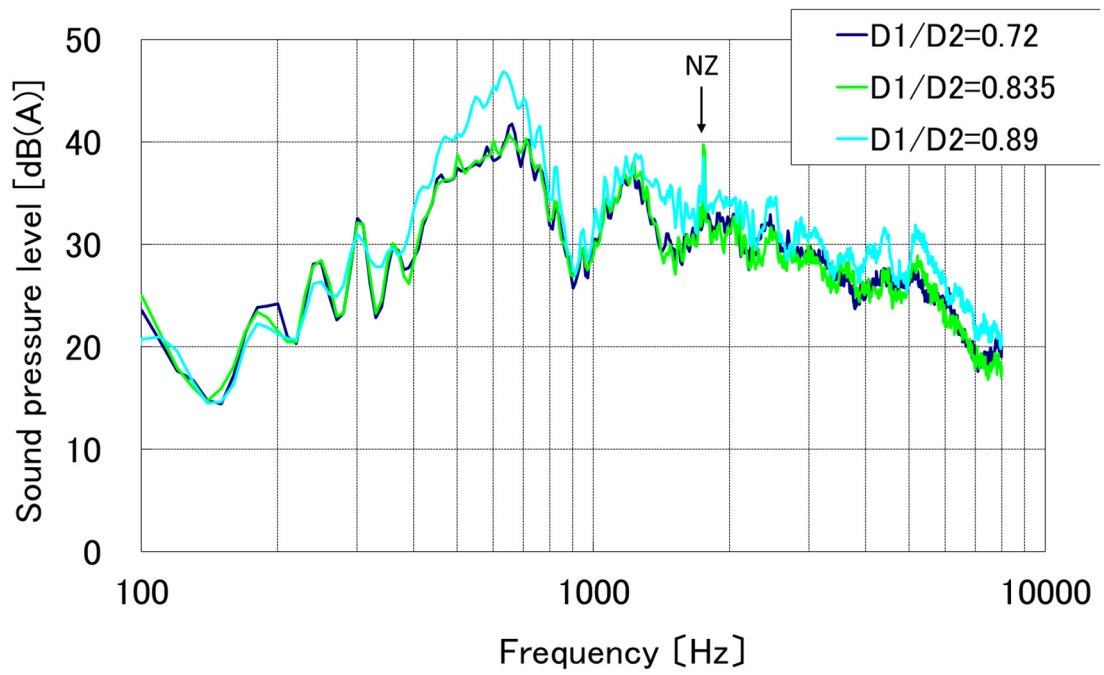


Fig. 2.7 Influence of D_1/D_2 on noise spectra ($\phi=0.22$)

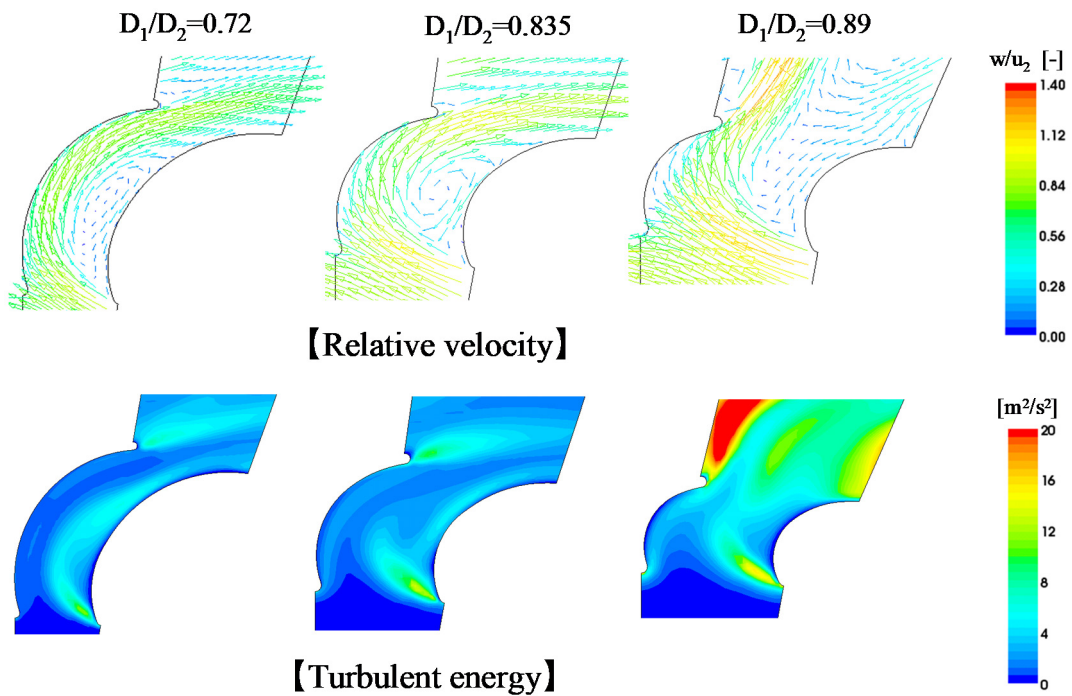


Fig. 2.8 Influence of D_1/D_2 on relative velocity vector and turbulent energy distribution ($\phi=0.22$)

2.3.2 羽根枚数の影響

羽根枚数 $Z=25, 35, 45, 60$ (Table 2.1 の No.5,3,6,7 に対応)に対する $\psi - \phi, \eta - \phi, L_A - \phi, L_{SA} - \phi$ の各特性の実験結果を Fig. 2.9 に示す. 図から, ファン効率が低いのは $Z=35, 45$ で, 比騒音も低い値を示している. $Z=25$ は特に高流量係数領域で送風性能, ファン効率が低く, 騒音レベル, 比騒音は高い. 比騒音に関しては, 送風性能が低く, 騒音レベルが高くなっていることから他の条件に比べ非常に高い特性を示している.

Fig. 2.10 に $Z=25, 35, 60$ の $\phi=0.22$ における騒音スペクトルの測定結果を示す. $Z=25$ は, 最も騒音の低い $Z=35$ と比較すると広帯域で騒音レベルが増大しており, 特に $400 \sim 700\text{Hz}$ における増大が顕著である. これに対し, $Z=60$ では高周波数側の $2000 \sim 5000\text{Hz}$ で高くなっている. これは, 翼間流れにおける変動は小さくなるものの, せん断層から発生する渦による騒音が増大するためと考えられる.

Fig. 2.11 に CFD 解析で得られた相対速度ベクトルと乱流エネルギーの計算結果を示す. $Z=25$ は前述の No.4($D_1/D_2=0.89, Z=35$)に近い流動パターンであり, 前縁剥離した主流は正圧面に沿う流れが形成されず, かつ, 負圧面への再付着もできずに大きな死水領域が形成されている. つまり, $400 \sim 700\text{Hz}$ の騒音増加の要因は, 大規模な前縁剥離に起因しているといえる. また, 翼後縁からの流出流れ角度は小さい(すべりが大きい)ことがわかる. そのために $Z=35, 60$ よりも送風性能, ファン効率とも低下し, 騒音レベルは増大すると考えられる. しかしながら, 送風特性とファン効率は No.4($D_1/D_2=0.89, Z=35$)よりも高い値を示している. これら両者の相対速度ベクトル図を比較すると興味深い結果が得られる. No.5($D_1/D_2=0.835, Z=25$)においては翼後縁からの流れ角度は No.4 よりも大きいことがわかる. これは, No.5 のほうが D_1/D_2 が小さい, すなわち翼長が長いいため, 正圧面に沿った主流が回転方向へ転向するための距離を稼ぐことができる. これによって, 周方向速度成分がより加わることで流出絶対速度が大きくなり, より送風性能が上昇すると考えられる. このことから, D_1/D_2 が大きくなると, 羽根枚数を増やしても出口の速度すべりを小さくする効果はなくなると言える.

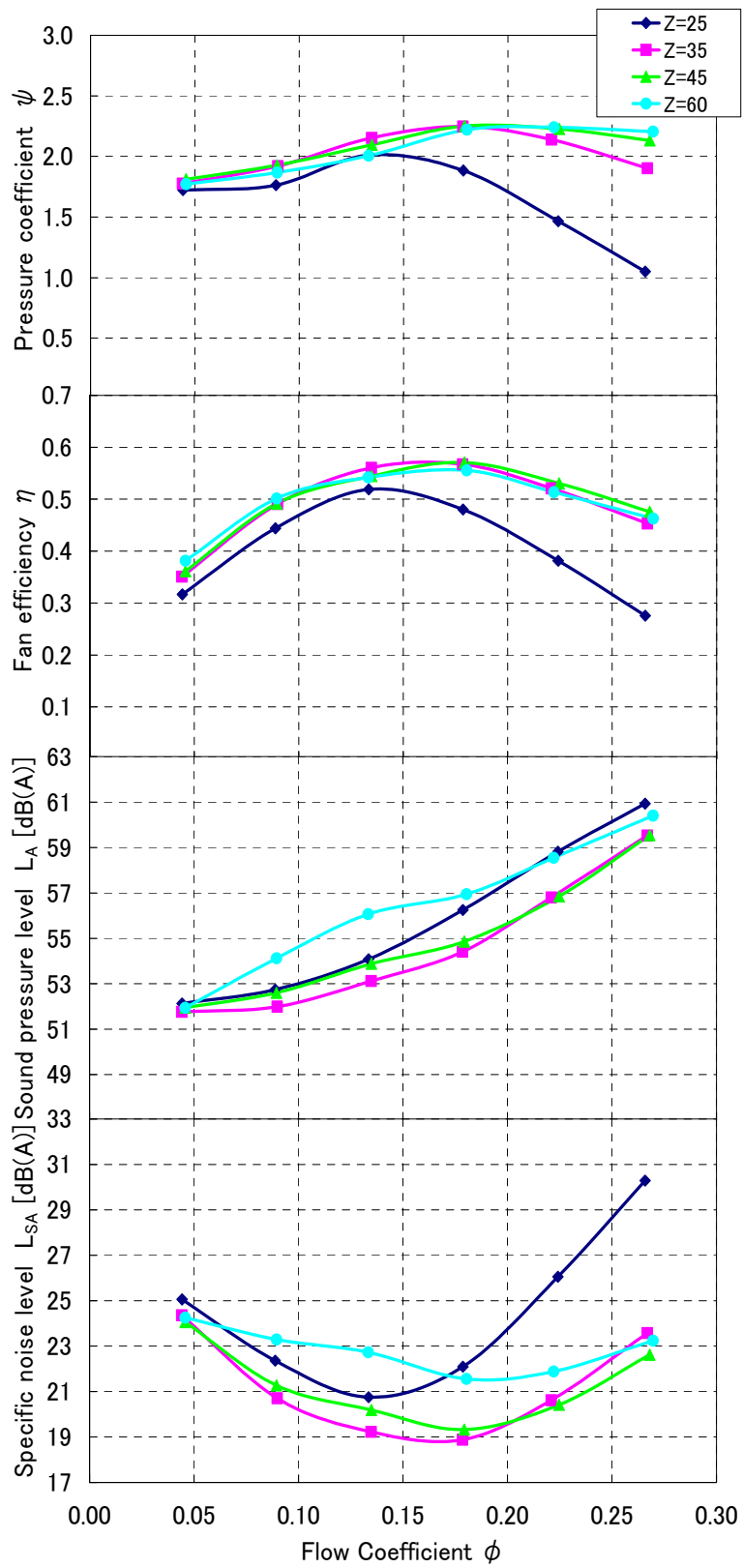


Fig. 2.9 Influence of Z on fan characteristics

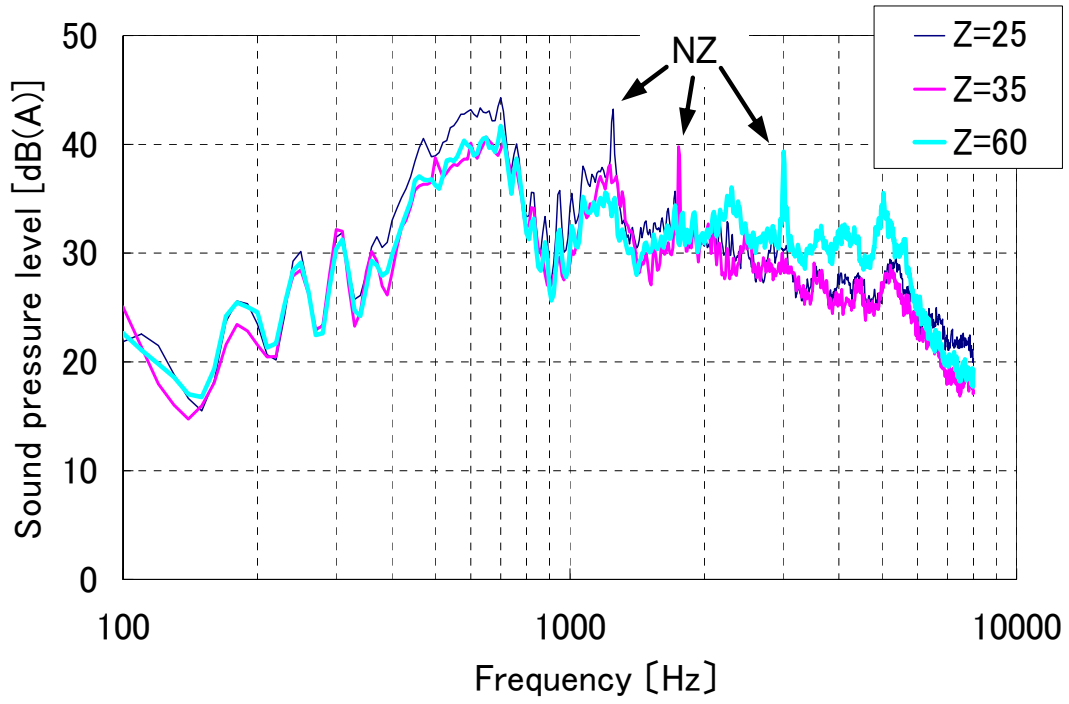


Fig. 2.10 Influence of Z on noise spectra ($\phi=0.22$)

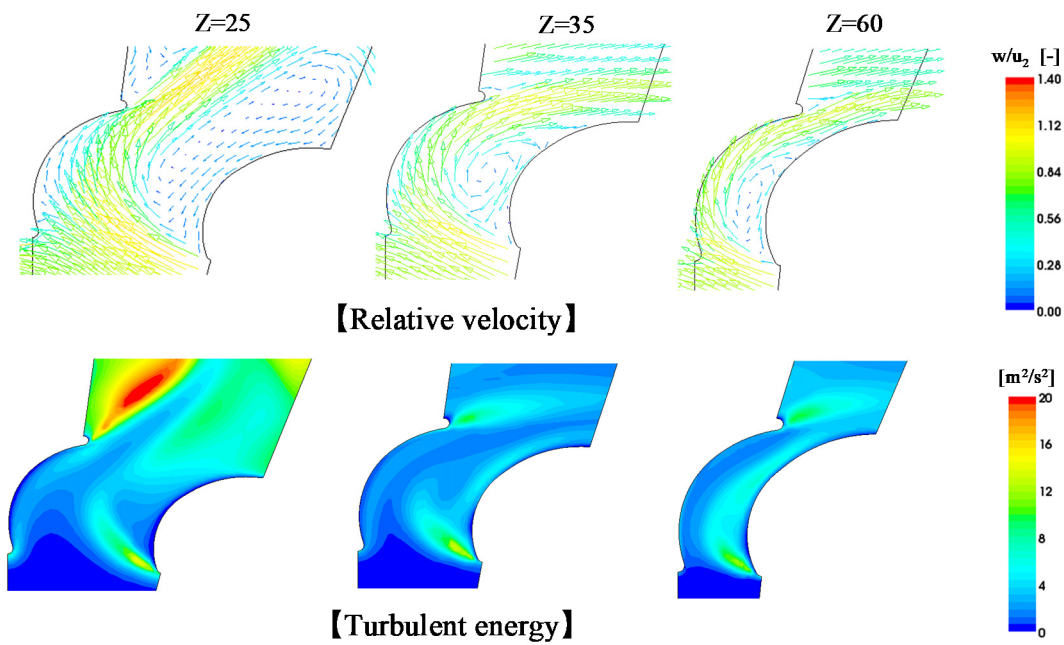


Fig. 2.11 Influence of Z on relative velocity vector and turbulent energy distribution($\phi=0.22$)

2.3.3 傾斜角の影響

傾斜角 $\alpha=10^\circ$, 19° , 35° , 48° (Table 2.1 の No.8,9,6,10 に対応)に対する $\psi - \phi$, $\eta - \phi$, $L_A - \phi$, $L_{SA} - \phi$ の各特性の実験結果を Fig. 2.12 に示す. 図からわかるように, $\alpha=35^\circ$ ではファン効率が高く, 比騒音は最も低い値を示している. $\alpha=10^\circ$ は送風性能, ファン効率が低く, 騒音レベルも低い, 比騒音に関しては高流量係数領域にて送風性能の著しい低下があるために, この範囲で増大している. $\alpha=48^\circ$ は送風性能, ファン効率は高いが, 騒音レベル, 比騒音が全体的に高い特性を示している.

Fig. 2.13 に $\alpha=10^\circ$, 35° , 48° の $\phi=0.22$ における騒音スペクトルの測定結果を示す. 最も良い特性を示しているのは $\alpha=35^\circ$ であり, $\alpha=10^\circ$ は $\alpha=35^\circ$ と比較すると 400~700Hz の範囲で高い値を示し, $\alpha=48^\circ$ は広帯域で高い値を示している.

Fig. 2.14 に CFD 解析で得られた相対速度ベクトルと乱流エネルギーの計算結果を示す. $\alpha=10^\circ$ に関しては, No.4, No.5 に近い流動パターンであり, 前縁剥離された主流は正圧面に沿って流れているものの, 負圧面へ再付着できずに大きな死水領域が広がっている. また, 翼間内で回転方向への転向が十分でないためすべりが大きくなることで流出流れ角度が小さいことからヘッドは低くなっている. このような前縁剥離が大規模となる流動パターンでは 400~700Hz で騒音が増加する傾向となると考えられる.

$\alpha=35^\circ$, 48° は前縁剥離した主流が正圧面に沿って流れ, 後縁から流出した流れによって負圧面にて再付着している流動パターンを示している.

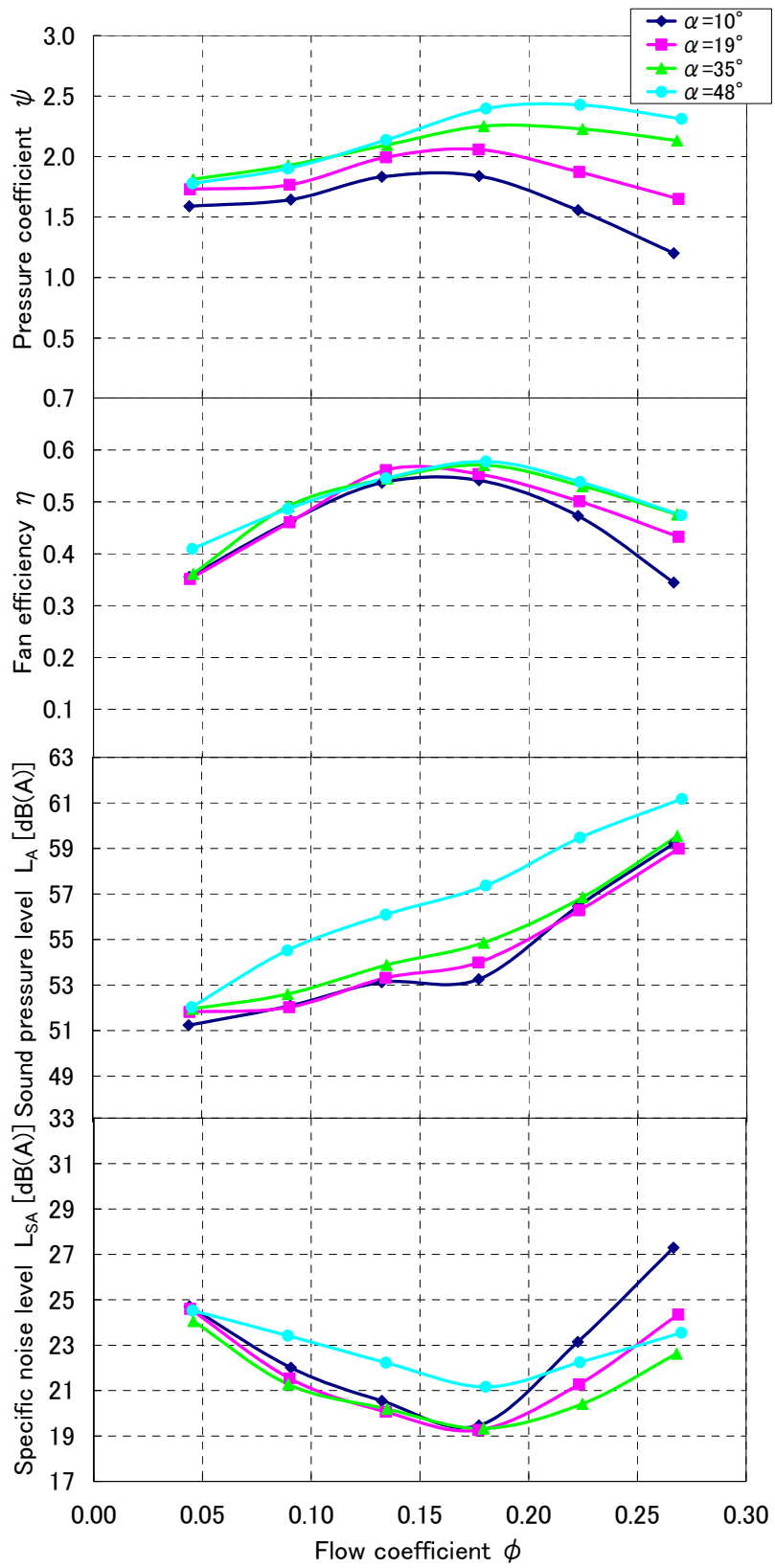


Fig. 2.12 Influence of α on fan characteristics

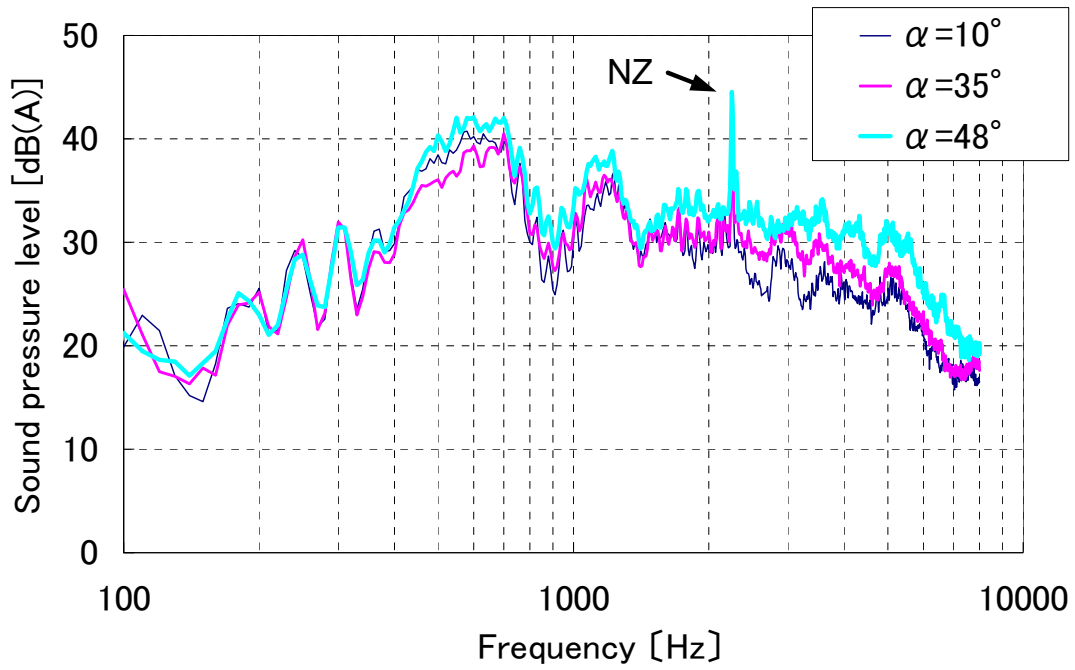


Fig. 2.13 Influence of α on noise spectra ($\phi=0.22$)

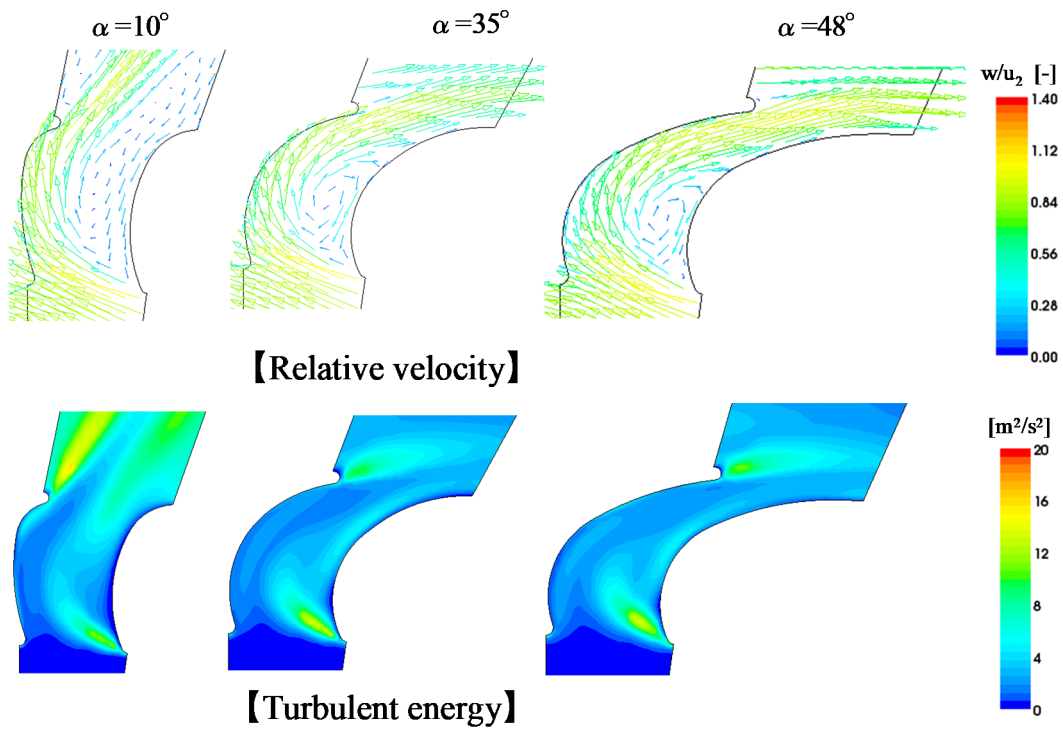


Fig. 2.14 Influence of α on relative velocity vector and turbulent energy distribution ($\phi=0.22$)

2.3.4 翼出口角の影響

翼出口角 $\beta_{d2}=145^\circ$, 155° , 165° , 175° (Table 2.1 の No.11,12,6,13 に対応)に対する $\psi - \phi$, $\eta - \phi$, $L_A - \phi$, $L_{SA} - \phi$ の各特性の実験結果を Fig. 2.15 に示す. $\beta_{d2}=155^\circ$, 165° はそれぞれ特性がほぼ同様に、ファン効率が高く、比騒音は低い. 一方, $\beta_{d2}=145^\circ$ は他の仕様に比べ各特性が劣る傾向を示している.

Fig. 2.16 に $\beta_{d2}=145^\circ$, 165° , 175° の $\phi=0.22$ における騒音スペクトルの測定結果を示す. $\beta_{d2}=165^\circ$ は他の条件より 400~700Hz で若干低くなっている.

Fig. 2.17 に CFD 解析で得られた相対速度ベクトルと乱流エネルギーの計算結果を示す. $\beta_{d2}=165^\circ$, 175° の条件では、前縁剥離した主流が負圧面後縁手前で再付着し、 $\beta_{d2}=145^\circ$ においては前縁剥離した主流は正圧面に沿って流れ、再び負圧面の後縁直前で再付着されているものの、剥離泡は大きいため主流との間に大きなせん断流れ領域が形成されている. このため翼間内では乱れが大きくなり、他の仕様よりも騒音レベルは高くなると考えられる. また、回転方向の転向は小さくなるため周方向速度は小さくなり、送風性能は低くなる.

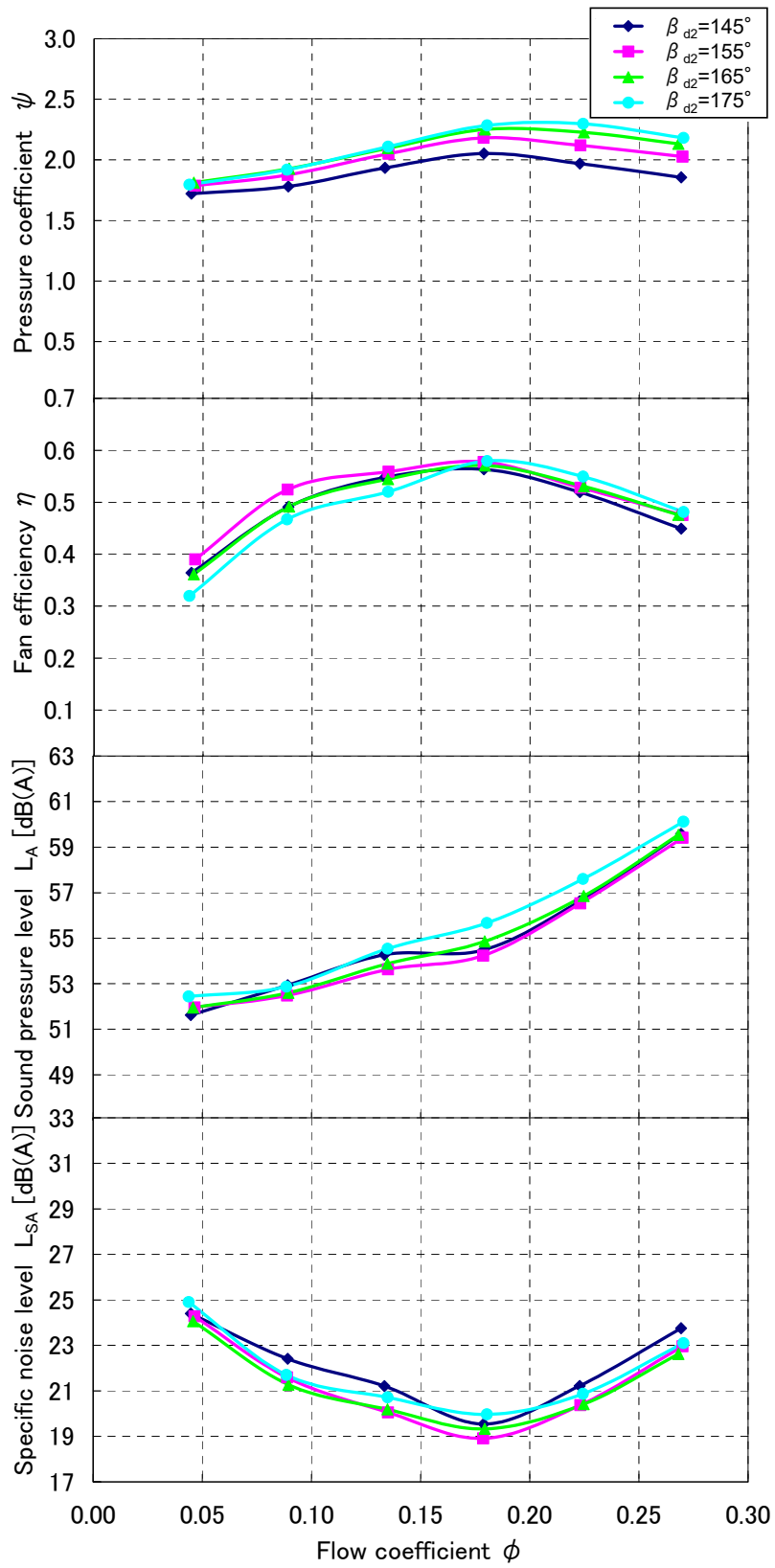


Fig. 2.15 Influence of β_{d2} on fan characteristics

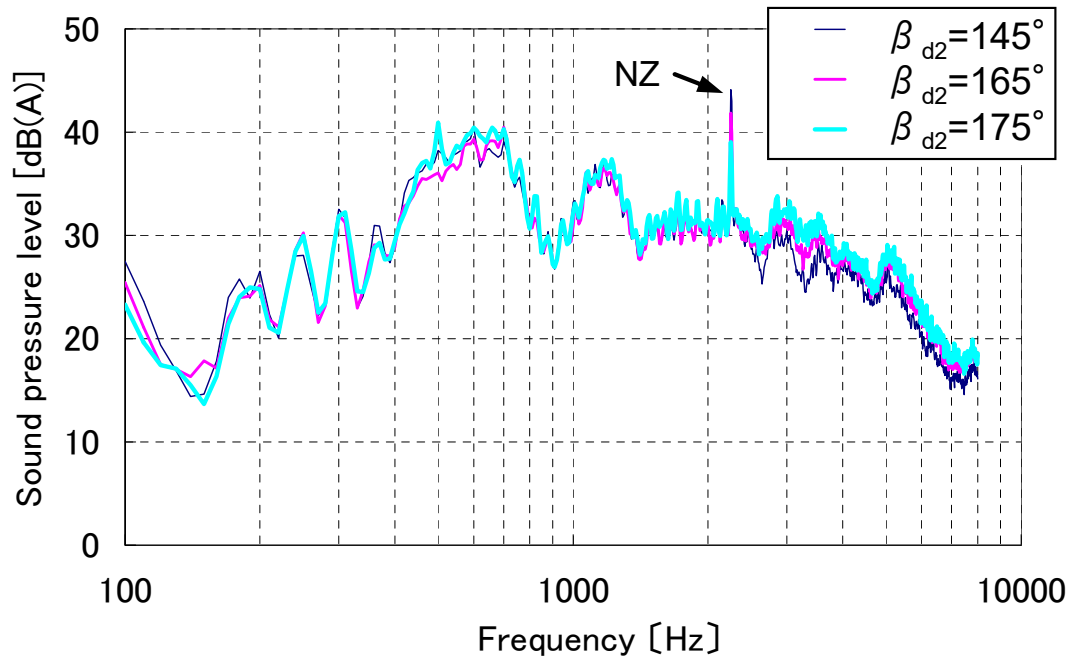


Fig. 2.16 Influence of β_{d2} on noise spectra ($\phi=0.22$)

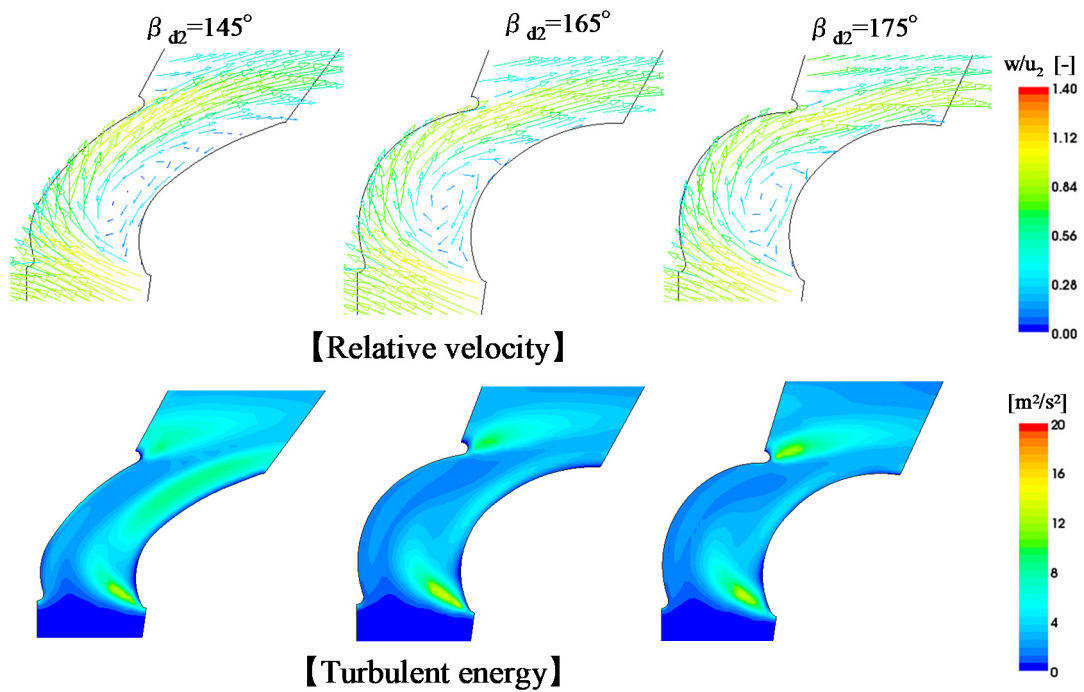


Fig. 2.17 Influence of β_{d2} on relative velocity vector and turbulent energy distribution($\phi=0.22$)

2.3.5 翼入口角の影響

翼入口角 $\beta_{dl}=50^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ (Table 2.1 の No.14,3,15 に対応)と変化させたときの $\psi - \phi$, $\eta - \phi$, $L_A - \phi$, $L_{SA} - \phi$ の各特性の実験結果を Fig. 2.18 に示す. この結果から, 翼入口角を変化させても送風性能, ファン効率, 騒音への影響は少ないことがわかる. 周波数特性, 翼間流れもほとんど変化は見られなかったため, これらの図については省略する. 多翼送風機では一般的に, 翼における半径方向速度成分に対して周方向速度のほうが大きいため, 翼入口における相対流入角度は 30° 程度となる. 一般的に用いられる翼入口角 $\beta_{dl}=50^\circ \sim 90^\circ$ の条件においては, ほぼすべての場合に前縁剥離を生じるために翼入口角の影響は結果には現れないと考えられる.

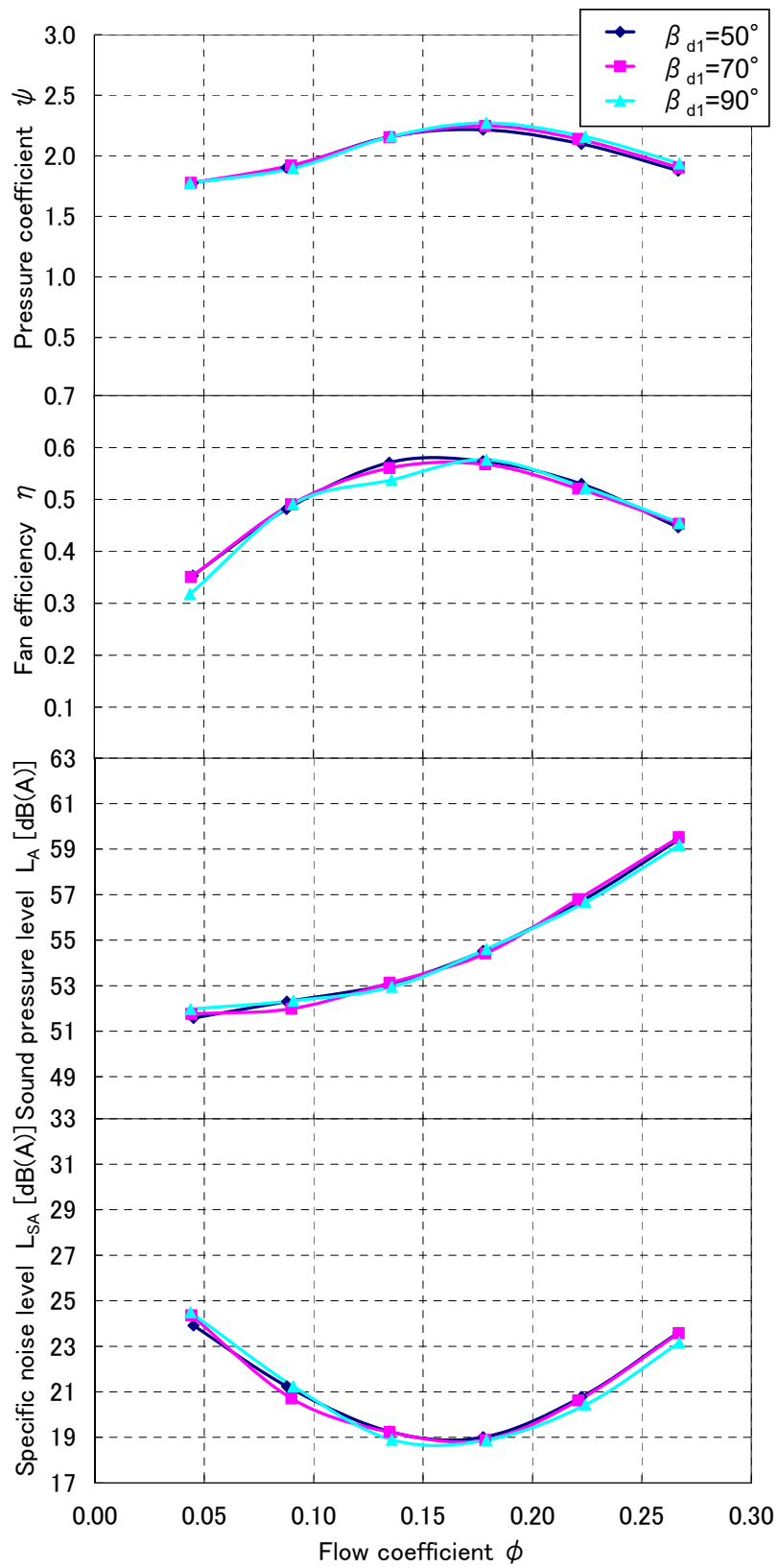


Fig. 2.18 Influence of β_{d1} on fan characteristics

2.3.6 各パラメータに対する性能特性

以上の検討から $\phi=0.22$ において各パラメータに対するファン効率，比騒音の特性を Fig. 2.19 に示す．各パラメータに対してファン効率と比騒音が良好になる範囲としては， $D_1/D_2=0.8\sim 0.84$ ， $Z=35\sim 45$ ， $\alpha=30^\circ\sim 40^\circ$ ， $\beta_{d2}=155^\circ\sim 165^\circ$ であることが分かる．なお， β_{d1} については性能変化がほとんど見られなかったため図示しない．

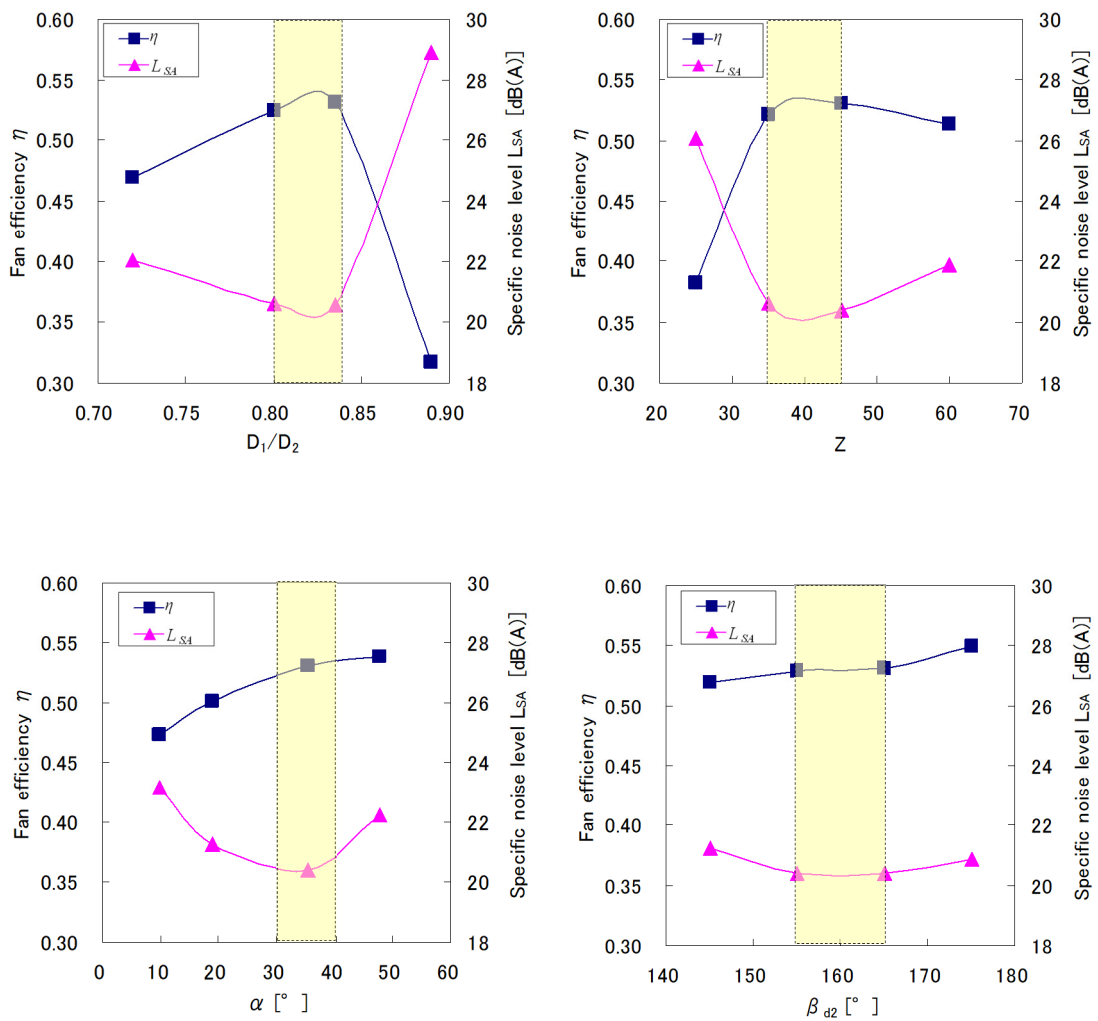


Fig. 2.19 Characteristic of η and L_{SA} for each parameter ($\phi=0.22$)

2.4 結言

本章にて、内外径比 D_1/D_2 、羽根枚数 Z 、傾斜角 α 、翼出口角 β_{d2} 、翼入口角 β_{d1} の各条件が送風性能と騒音に及ぼす影響について、系統的な実験的検討を行い、合わせて、2次元単独翼の CFD 解析を用いて翼間流れと関連付けて調査した結果、以下の結論を得た。

- (1) 内外径比 $D_1/D_2=0.8\sim 0.84$ 、羽根枚数 $Z=35\sim 45$ 、傾斜角 $\alpha=30^\circ\sim 40^\circ$ 、翼出口角 $\beta_{d2}=155^\circ\sim 165^\circ$ を同時に満たすとき、ファン効率は高くなり、比騒音は低くなる。一方、翼入口角 β_{d1} の違いに対しては、送風性能、ファン効率、騒音への影響は少ない。この条件においては、前縁剥離した流れは、後続翼の正圧面に沿って流れ、その後、前方翼の負圧面に再付着して速度すべりの少ない状態で流出されることが明らかになった。
- (2) 翼間における主な損失及び騒音発生源は、負圧面前縁から後縁にかけて剥離泡の周囲を取り巻いている、せん断層部、再付着部、後縁下流直後における剥離によって生成される微小な死水領域と流出主流とのせん断領域部にある。400~700Hz の騒音はこれらの流動特性に起因している。
- (3) 内外径比大、羽根枚数少、傾斜角小の場合は、出口速度のすべりが大きくなることによって、送風性能低下及びファン効率低下が著しくなると言える。この条件では、騒音レベルは広帯域で増大し、特に 400~700Hz の増大が顕著となる。これは、前縁剥離が大規模かつ再付着できないことが主な要因であり、この場合の羽根枚数の増加の効果はほとんどない。
- (4) $Z=60$ のように羽根枚数が多い場合は、翼間隔が小さくなることで流出速度が高くなり、さらに間隔が狭くなったことで翼出口付近にて翼間の流れは変動が小さくなるものの、せん断層から発生する渦によると考えられる高周波数側騒音レベルが増大する。

第3章 羽根車単体流れで発生する騒音

3.1 緒言

前章では様々な羽根車の2次元翼間における流れ場と騒音の関係を明らかにした。本章では3次元の羽根車内流れと騒音との関係を明らかにする。スクロールケーシングが搭載されていないスクロールレスファンを用いて、その羽根車内部流れにおける翼間流れやハブ側の主流領域とシュラウド側に発生する渦流領域、つまり多翼送風機の羽根車で生じる一般的な流れが騒音に与える影響を調査する。具体的には、スクロールケーシングがない状態の羽根車単体の軸対称流れ状態における騒音を測定し、PIVによるCFD結果検証も含め、LES乱流モデルによるCFD解析を用いて翼スパン方向の翼間流れ、速度及び圧力変動成分、羽根車周りの渦構造を詳細に調べる。この調査により、羽根車単体で特に騒音が大きい周波数域である500Hz周辺の広帯域騒音の発生メカニズムを明らかにした。本章で用いた羽根車は、第2章で得られた低騒音・高効率仕様であるNo.3 (Table 2.1 参照) とした。

3.2 実験及び数値解析

3.2.1 供試モデルと騒音測定

まず、スクロールレスファンと通常通り羽根車がスクロールケーシングに組み込まれた状態 (以下、‘スクロールファン’ と呼ぶ) での騒音特性を比較するため、Fig. 3.1 に示す装置を用いて騒音測定を行った。Fig. 3.1 (a) はスクロールレスファンでの騒音測定、Fig. 3.1 (b) はスクロールファンに対する騒音測定 (Fig. 2.1 と同様) の概要を示す。いずれも無響室内にて測定を行った。まず、Fig. 3.1 (a) のスクロールレスファンに対する騒音測定について説明する。スクロールレスファンとは、羽根車の上方及び側面側に円筒状のケース (Upper Case) , 下面側には円盤 (Under Plate) が設置され、羽根車を取り囲んだ形態となっている。羽根車から流出された流れは、周方向及び半径方向へ軸対称に流れ出る構造となっている。翼出口側には一定の空間が設けてあり、その後、半径方向に絞りを設置した形状となっている。絞り部は、翼出口の圧力を適度に保ち、かつ、羽根車通過流量を一定とする役割がある。ファン回転数は $3000\text{rpm} \pm 0.5\%$ の一定とし、このときの流量係数は $\phi = 0.22$ とした。ここで、スクロールレスファンによる流量測定方法概略を Fig. 3.2 に示す。供試品

をチャンバーに入れ、ファン回転数を 3000rpm としたときチャンバー内の静圧が大気圧状態になるように補助ブロウでチャンバー内の静圧を調整する. このとき流量係数 $\phi = 0.22$ となるように絞り形状を決定している. 騒音測定に関しては Fig. 3.1 (a)に示す通り, ファン回転軸上の吸込口上端より 1m の位置にプリアンプ内蔵 1/2inch コンデンサマイクロホン (小野測器 : MI-1233)を設置し, FFT アナライザ (小野測器 : DS-2000) にて周波数特性を分析した.

Table 3.1 Specification of fan

Inner diameter/Outer diameter	0.835
Height	70.5 [mm]
Inlet angle	70 [°]
Outlet angle	165 [°]
Blade number	35

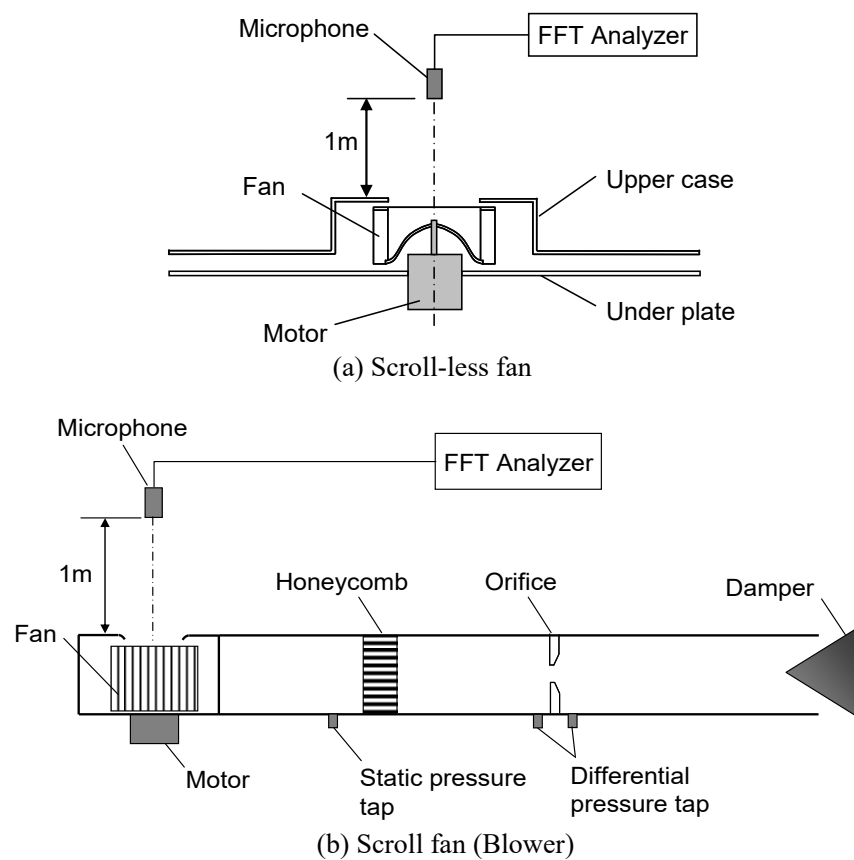


Fig. 3.1 Noise measurement

次に Fig. 3.1 (b)に示すスクロールファンでの騒音測定装置は、JIS B8330, JIS B8346 に準拠した装置を用いた。供試羽根車はスクロールレスファンで用いたものと同じである。ファン回転数は $3000\text{rpm} \pm 0.5\%$ とし、流量はオリフィス前後の差圧から計測し、装置下流にある絞りを調整して流量を固定した。このとき、流量係数は $\phi = 0.22$ である。騒音特性に関しては、スクロールレスファンで測定した方法と同様である。本研究では、車両用空調装置 (HVAC) の運転において、特に冷房時における騒音及び効率が製品性能の良否を大きく左右するため、今回の実験ではこの動作点近傍に相当する流量係数 $\phi = 0.22$ のみに着目した。上述の装置により騒音測定を行って得られた騒音周波数特性の結果を Fig. 3.3 に示す。スクロールレスファンとスクロールファンを比較すると、両者には多少の差異はあるものの、いずれにおいても 1000Hz 以下騒音レベルが高く、特に 500Hz 周辺に最も音圧レベルの高い周波数帯が存在することが分かる。ただし、図に示した翼通過周波数 (NZ 音) はここでは考察の対象外とする。 500Hz 周辺の周波数帯については、第 2 章で示したように、スクロールファンの状態で翼形状を大きく変化した場合の騒音周波数特性においても、レベルの高い周波数帯が 600Hz 前後に観察されていることから、両者の騒音レベルの寄与が大きい周波数帯としての特性は一致していると推察できる。このように 1000Hz 以下にあるような比較的 low 周波数帯の騒音は、翼形状やスクロールケーシング搭載状態に依らず、羽根車内部固有の騒音であると考えられる。さらに、 1000Hz 以上の高い周波数帯においても両者はほぼ同様の傾向を示しており、騒音特性はほぼ一致していることが確認された。以上により、羽根車単体流れに起因して発生する音は送風機騒音の重要な因子の一つであるといえる。

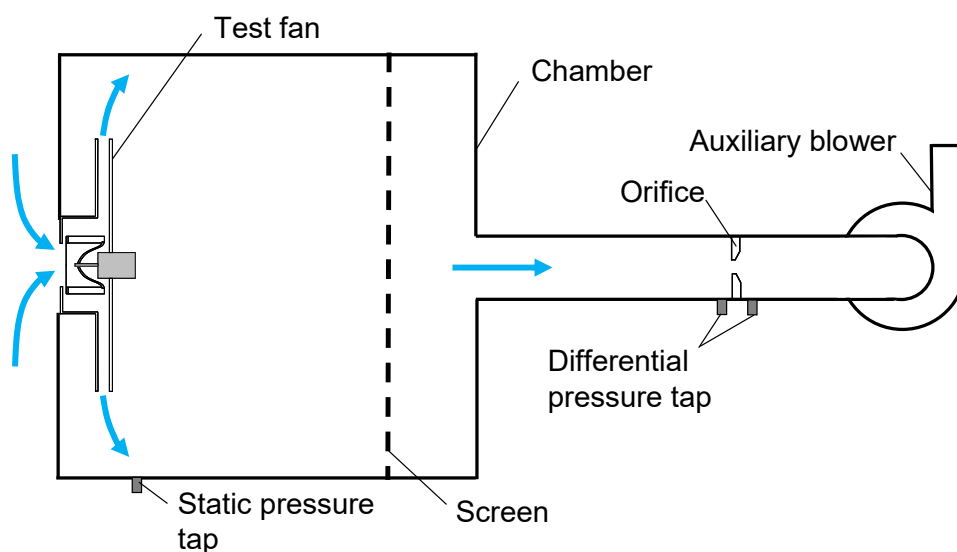


Fig. 3.2 Air volume measurement

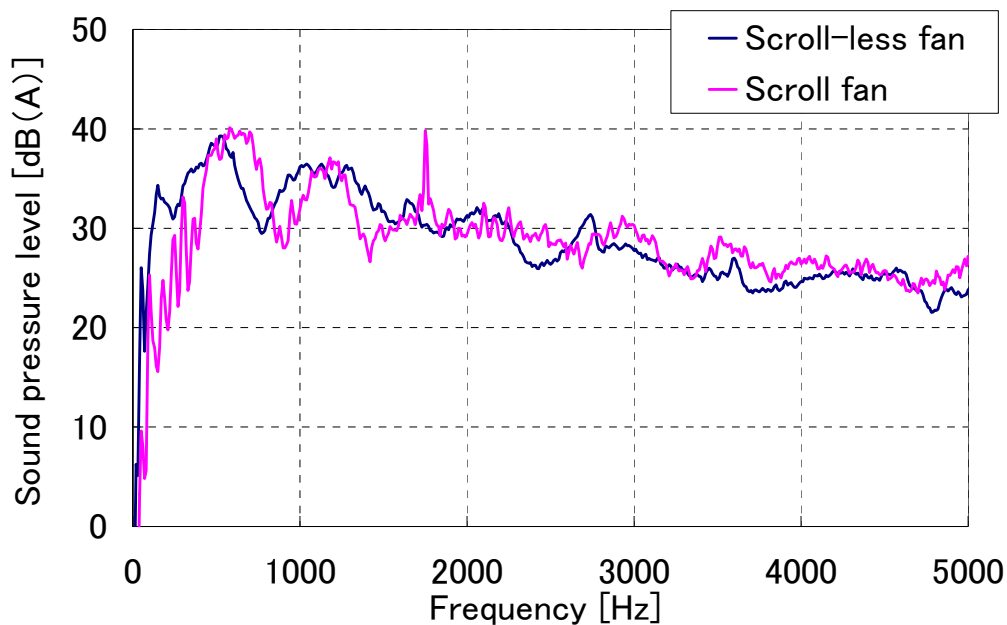


Fig. 3.3 Noise spectra

3.2.2 翼間流れ PIV 計測

羽根車内の翼間流れを把握するために、Fig. 3.4 に示す PIV 計測システムを用いて実験を行った。照明に用いたレーザーは、出力 30mJ/pulse のダブルパルス Nd-YAG レーザである。レーザー光はシリンダリカルレンズによってシート光として翼間断面内を照射する。ここで、一方向からシート光を照射させると翼の背面側の特に負圧面側前縁近傍で光量が不足してしまうことが確認された。そこで、ハーフミラーを用いてレーザーから照射された光を 2 方向に分光し、光量が不足する部分に分光した光を照射して光量を増加させた。ダブルパルスレーザーの照射時間間隔は 4.4 μ s であり、ファンの回転信号を外部トリガ信号としてタイミングコントローラに入力し、カメラ撮影、レーザー出力を羽根車の回転と同期させた。カメラは解像度 1280 \times 1024 pixel の CCD カメラを用いており、撮影間隔は 10Hz としている。可視化画像は瞬時画像を 100 ペア取得し、検査領域のサイズを 32 \times 32pixel とし、相互相関法によって速度ベクトルを算出、平均化した。一回の測定に要する時間は 10 秒間である。トレーサ粒子にはラスキンノズルによって生成したオイルミストを用いた。

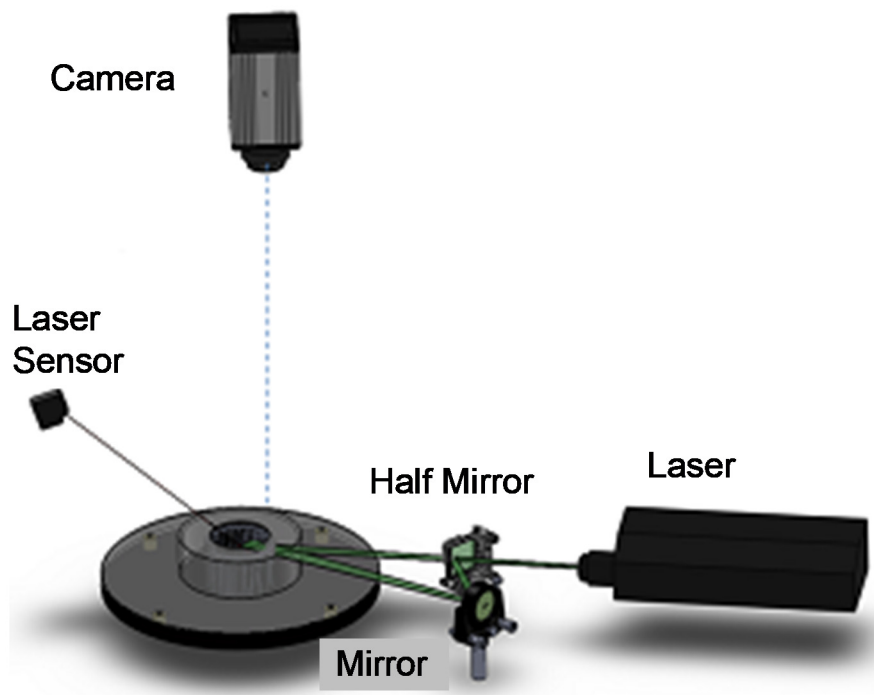


Fig. 3.4 PIV system

3.2.3 数値解析

数値解析に用いたソフトは、シーメンス PLM ソフトウェアの STAR CCM+を用いた。計算手法は非圧縮流れにおける LES 解析を行い、Sub Grid Scale モデルは WALE モデルを用いた。計算領域を Fig. 3.5 に示す。計算領域は入口及び出口境界条件を構成する静止領域（灰色）、羽根車周囲の回転領域（水色）で構成されている。ファンの上流には円筒形状の仮想領域を模擬し、その径及び高さは羽根車径の約 2 倍としている。この上面には速度流入境界、側面にすべり壁境界を設定している。羽根車周囲の領域には、時間進行と共に回転させるスライディングメッシュを適用し、その周りの静止領域との間に解を接続している。空気流出面には大気圧一定境界を設定した。格子形状はポリヘドラル形状を基本として羽根車周辺を重点的に細かくし、その壁面には層状の格子を設定した (Fig. 3.6)。格子数は合計約 1700 万である。得られた結果を統計処理した場合には約 10 回転分のデータを用いた。送風機作動条件はファン回転数 3000rpm、流量係数は $\phi=0.22$ とした。

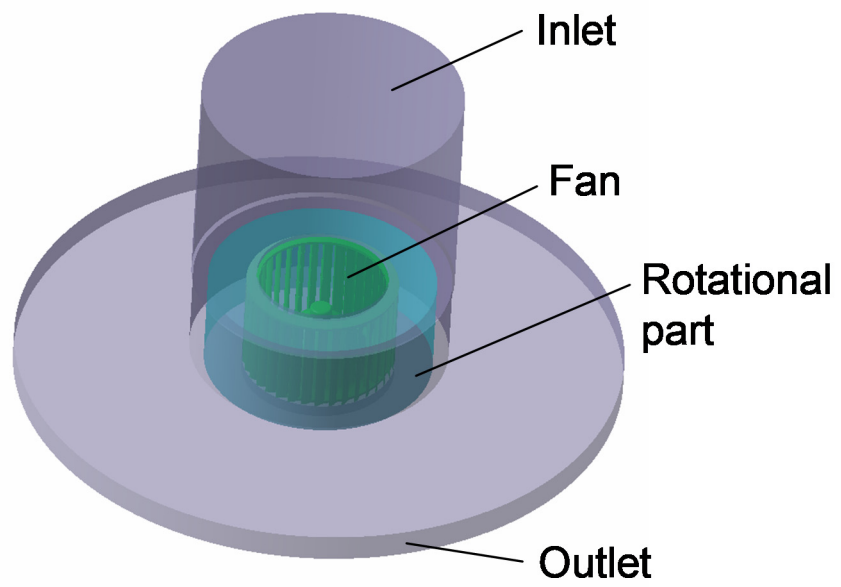


Fig. 3.5 Computational domain

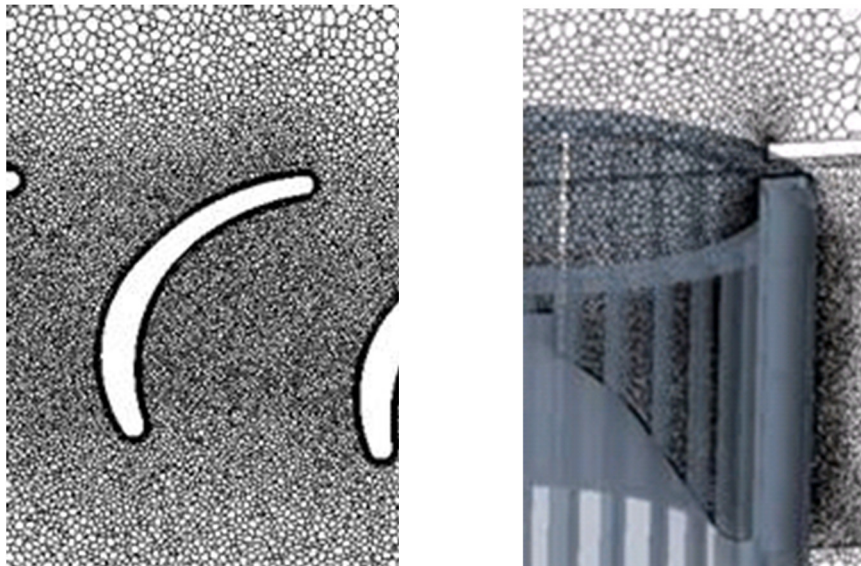


Fig. 3.6 Computational grid

3.3 実験・数値解析結果及び考察

3.3.1 翼間流れ

PIV 計測及び数値解析によって得られた翼間流れの結果を Fig. 3.7 に示す。ここで、羽根車高さスパンを示す指標 z/b について説明する。 z は軸方向、 b は羽根車翼高さを示し、 $z/b=0$ が翼スパン下端、 $z/b=1$ は翼スパン上端を示す。羽根車の水平断面 $z/b=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ において、隣接する翼の前縁と、同様に後縁を結んだ線上における時間平均相対速度である。 s はその線上における正圧面側からの距離で、 S は翼前縁及び後縁における翼間の距離である。 w_1 に関しては $s/S=0.8\sim 1.0$ において、実験結果と数値解析結果の両者間で差異が見られる。この差異が見られる領域は負圧面側の前縁近傍である。PIV 計測ではこの領域にハーフミラーを用いて光量を増加させたが、速度ベクトルの算出には不十分であったと考えられ、これによって計測誤差が大きくなり、CFD との差異が現れたと考えられる。一方、 w_2 において実験結果と数値解析結果は $3\sim 5\text{m/s}$ の差異が見られるものの速度分布の形状は良い一致を示している。特に $z/b=0.2$ では、 $s/S=0.2\sim 0.8$ において実験値は計算値よりも大きな値を示した。

ここで、計測における誤差の要因について考える。ファン回転のワウフラッタは 0.5% であり、翼間流速はほぼ線形的にその影響を受ける。次に PIV 計測では、計測の対象としている代表流速によって生じる画像上のトレーサ変位量を 10 ピクセルとしている。これをサブピクセル処理によって速度を求めているため、およそ 1% の誤差が生じ得る。これらを勘案するとおよそ 1.5% の誤差が生じることとなる。一方、PIV 解析では一般的に相関計算窓範囲程度の空間測定精度を有し、その範囲内の空間平均値を示すこととなる。その結果、速度勾配の大きな領域では、一般的に PIV の結果は実際の速度分布よりも低めに計測される。今回の場合にはこの空間精度の過小評価の誤差を重視しなければならない。しかし、今回の結果において $z/b=0.2$ で得られた値は数値解析結果よりも急峻で、かつその差は大きい。このことは、上述の差異は誤差によるものとは考えにくく、実際の流れが小さな z/b 領域でやや強い流れを形成していることを示すものであると考えるべきである。その理由に関しては現在のところ特定できておらず今後の検討課題である。

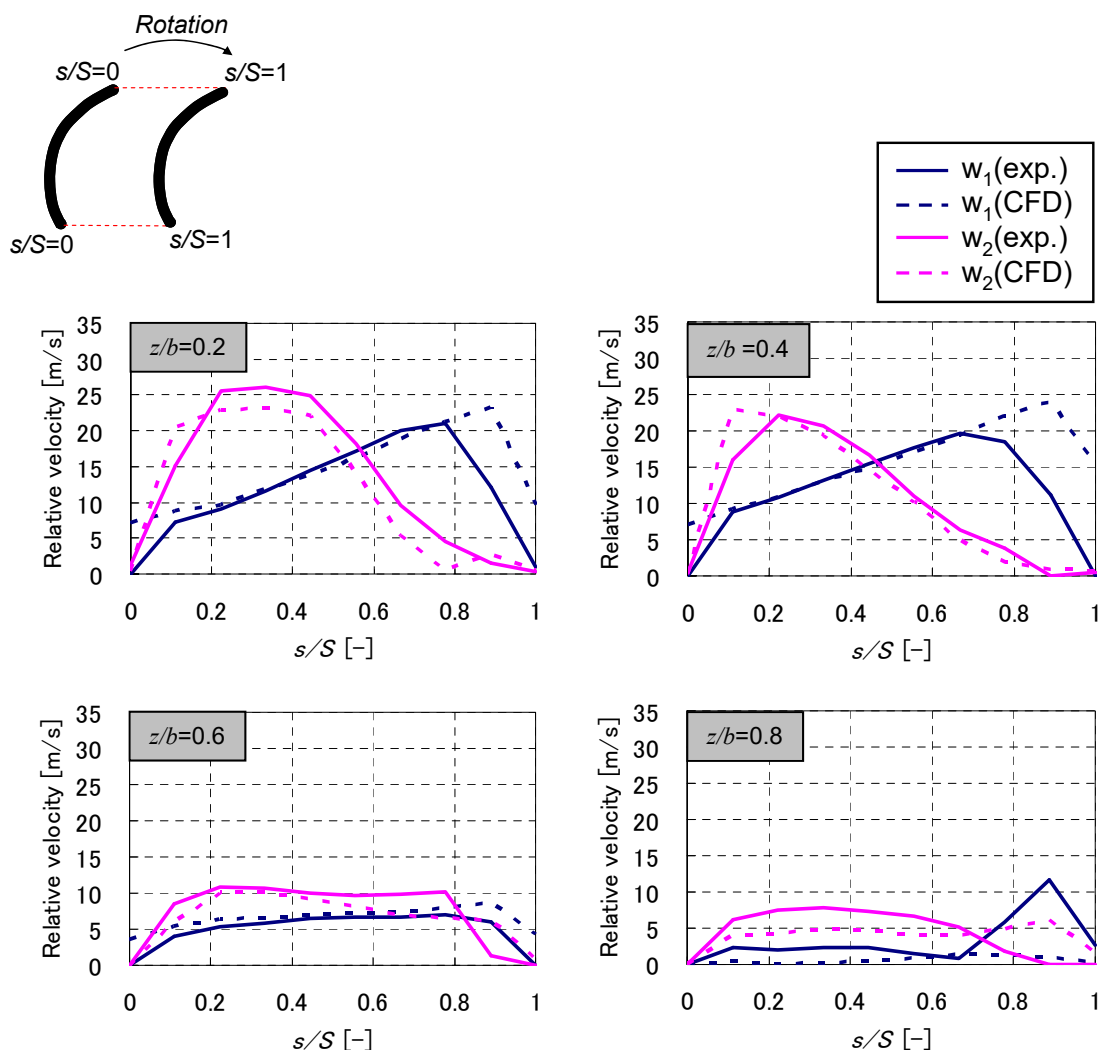


Fig. 3.7 Relative velocity distribution between blades

3.3.2 翼間相対速度ベクトル

Fig. 3.8 に数値解析によって得られた各断面 ($z/b=0.1\sim 0.9$) の翼間における、ある任意時刻の相対速度ベクトルを示す。 $z/b=0.1\sim 0.4$ における翼間相対速度ベクトルはほぼ同様な流動形態を示している。この流れの特徴は、翼入口角と流入角の差異により翼前縁にて剥離が生じ、主流は後方翼の圧力面に沿って流れ、翼の回転方向へ曲げられて流出されていることである。後方翼後縁からの主流の偏向によって前方翼の負圧面後縁の手前で流れはわずかに再付着しており、前縁からの剥離流れにより、翼間内で剥離泡が形成されている。これは多翼送風機特有の翼間流れであり、本論文第 2 章でも述べている。これに対し、 $z/b=0.5$ では $z/b=0.1\sim 0.4$ とは明らかに異なる流動形態となっていることがわかる。翼入口付近では

流入速度は大きいですが、翼間内の流速は小さく、圧力面後縁からの流出速度も小さい。また、剥離泡はほとんど見られない。さらに、 $z/b=0.6$ 以上では翼間内部に主流は形成されておらず、流入する流れも見られない。このように、 $z/b=0.6$ 以上の領域では多翼送風機特有のシュラウド側に発生する渦流領域が形成される流動形態となっていることがわかる。児玉ら⁽³⁹⁾のスクロールレスファンにおける羽根車出口近傍の相対速度計測結果からも、 $z/b=0\sim 0.4$ では相対速度が大きいですが、これよりも z/b が大きい領域になると著しく速度が小さくなっていく結果が得られており、本数値解析結果と同様の傾向を示している。以上により、 $z/b=0.5$ 近傍はハブ側の翼間流れが比較的安定した領域と、シュラウド側の渦流領域との境界領域であり、不安定な流動状態となっていることが推察される。

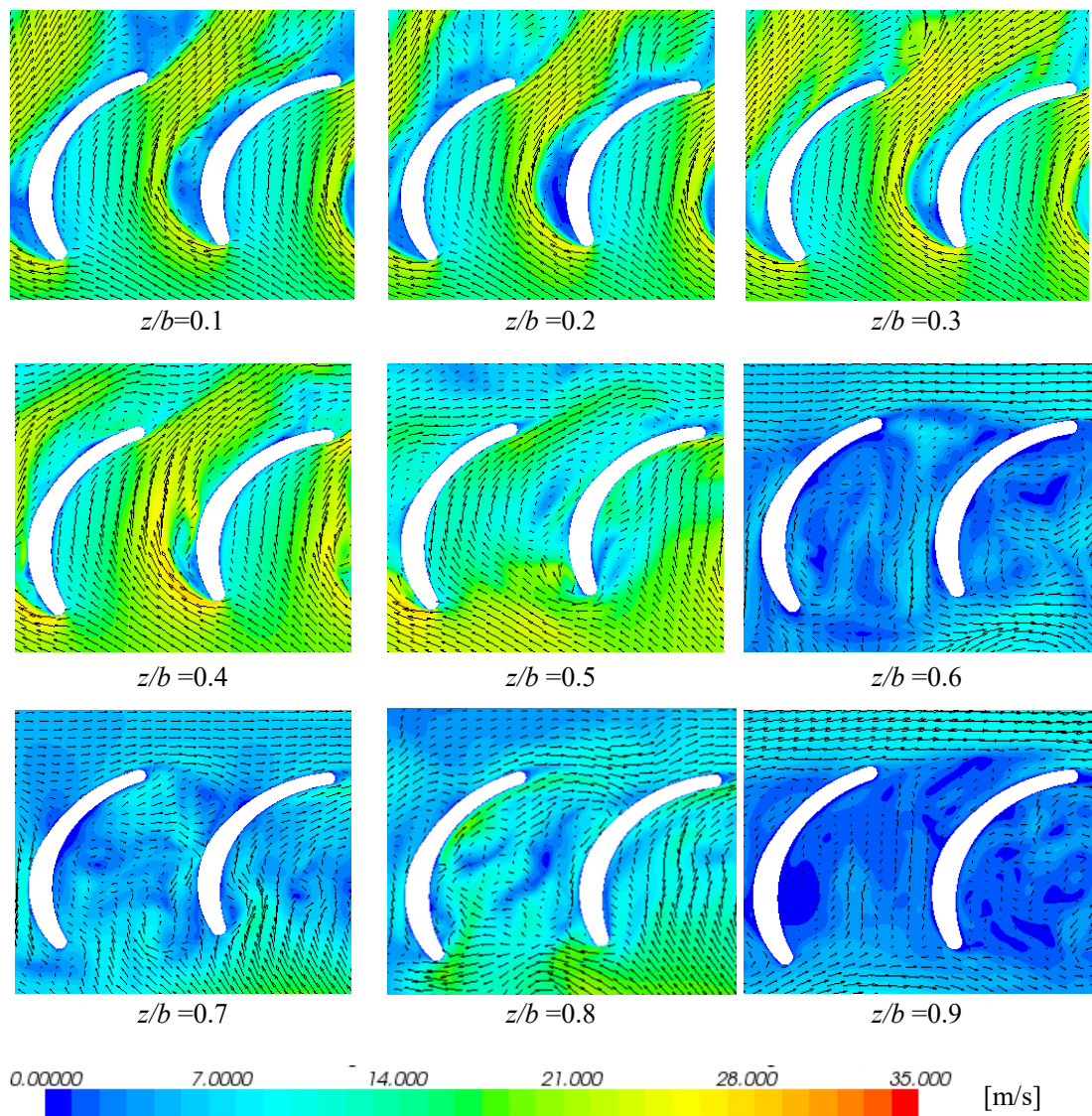


Fig. 3.8 Relative velocity vector between blades

3.3.3 翼間相対速度変動強さ

Fig. 3.9 に PIV 計測及び数値解析によって得られた各断面の翼間における相対速度変動強さ (RMS 値) 分布を示す. 両者の速度変動強さ分布の傾向はほぼ一致している. $z/b=0.2$, 0.4 では, Fig. 3.8 で示した相対速度ベクトルの様子から, 負圧面に近い領域の剥離せん断層周辺にて局所的に変動が大きくなっている. 剥離せん断層は翼間を流れる高速の主流と剥離泡との界面で形成され, その速度差が大きいため変動が大きくなっていると考えられる. $z/b=0.5$ では翼間内の広い領域に速度変動の大きい領域が存在し, $z/b=0.6$ 以上になると速度変動は小さくなる.

3.3.4 翼間静圧変動強さ

Fig. 3.10 に数値解析によって得られた各断面 ($z/b=0.1\sim 0.9$) の翼間における静圧変動強さ (RMS 値) の分布を示す. $z/b=0.1, 0.2$ では翼前縁から下流の負圧面側で変動がやや大きくなっている. これは Fig. 3.8 に示した通り, 前縁剥離によって形成された剥離泡周辺のせん断層領域と一致し, 剥離泡周辺での流れの乱れが変動を引き起こしていると考えられる. $z/b=0.3, 0.4$ では $z/b=0.1, 0.2$ で変動が大きかった領域に加えて翼後縁下流付近でも変動が大きくなり, z/b が大きくなるに従い変動そのものも大きくなっている. $z/b=0.5$ では負圧面側以外の圧力面側周辺を含む翼間全域において静圧変動が大きくなっているが, 負圧面側前縁からやや下流部において特に変動が大きい. 前述した通り, $z/b=0.5$ はハブ側の比較的安定した翼間流れの領域と, シュラウド側の渦流領域との境界にあると考えられ, 不安定な流動状態となっていると推察されることから, 翼間全域で静圧変動が大きくなっているものと考えられる. $z/b=0.6$ では翼入口付近にやや静圧変動の高い領域が広がっているが, $z/b=0.5$ に比べ非常に小さくなっている. さらに $z/b=0.7$ 以上になると変動はより小さくなっている. 以上, 翼間の相対速度ベクトルと静圧変動強さの結果から, $z/b=0.4$ 以下では剥離せん断層, $z/b=0.5$ は翼間内部全域に流動変動が強い領域が存在し, これらの領域が主要騒音源であると考えられる.

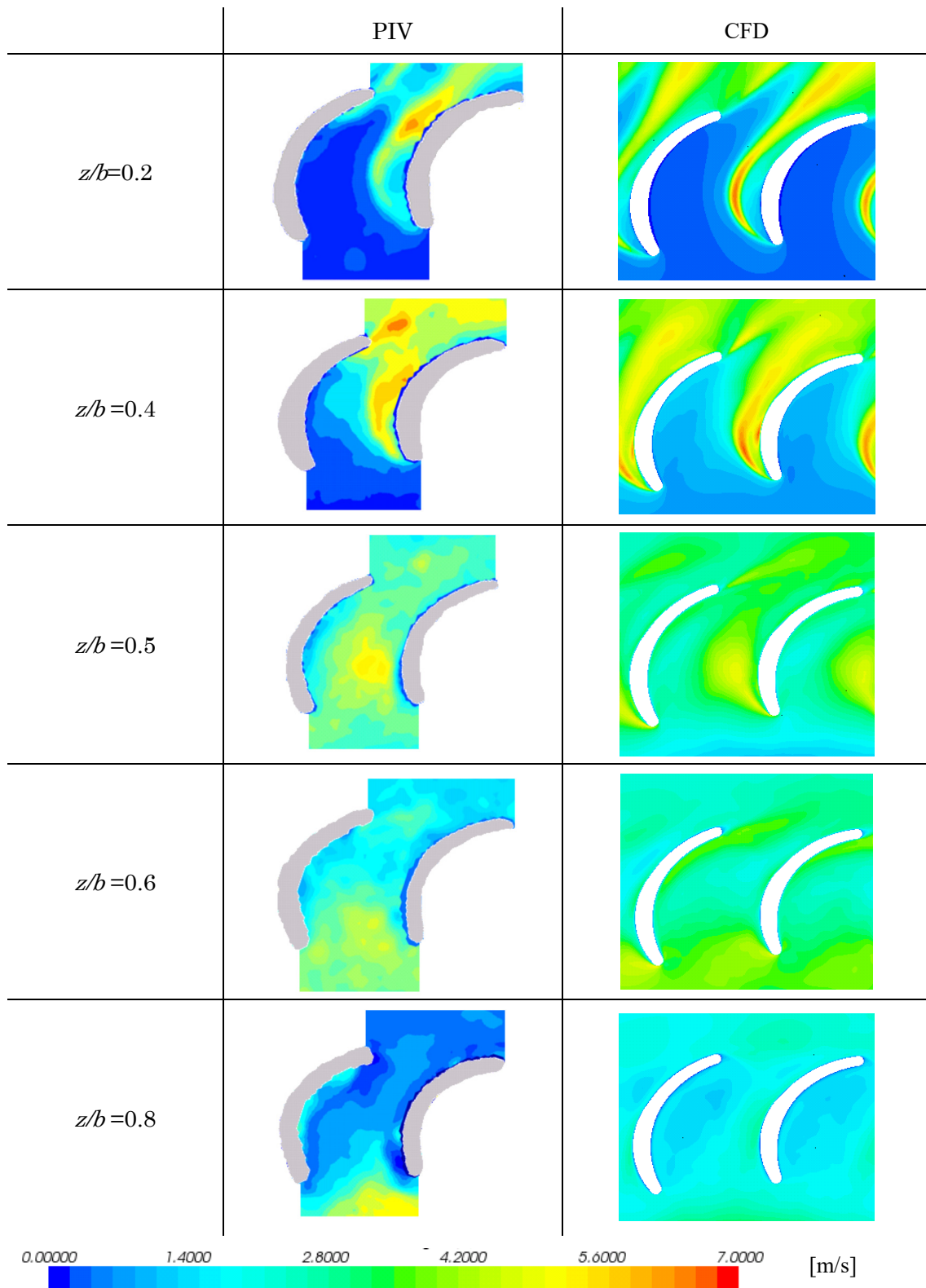


Fig. 3.9 Distribution of relative velocity fluctuation intensity between blades

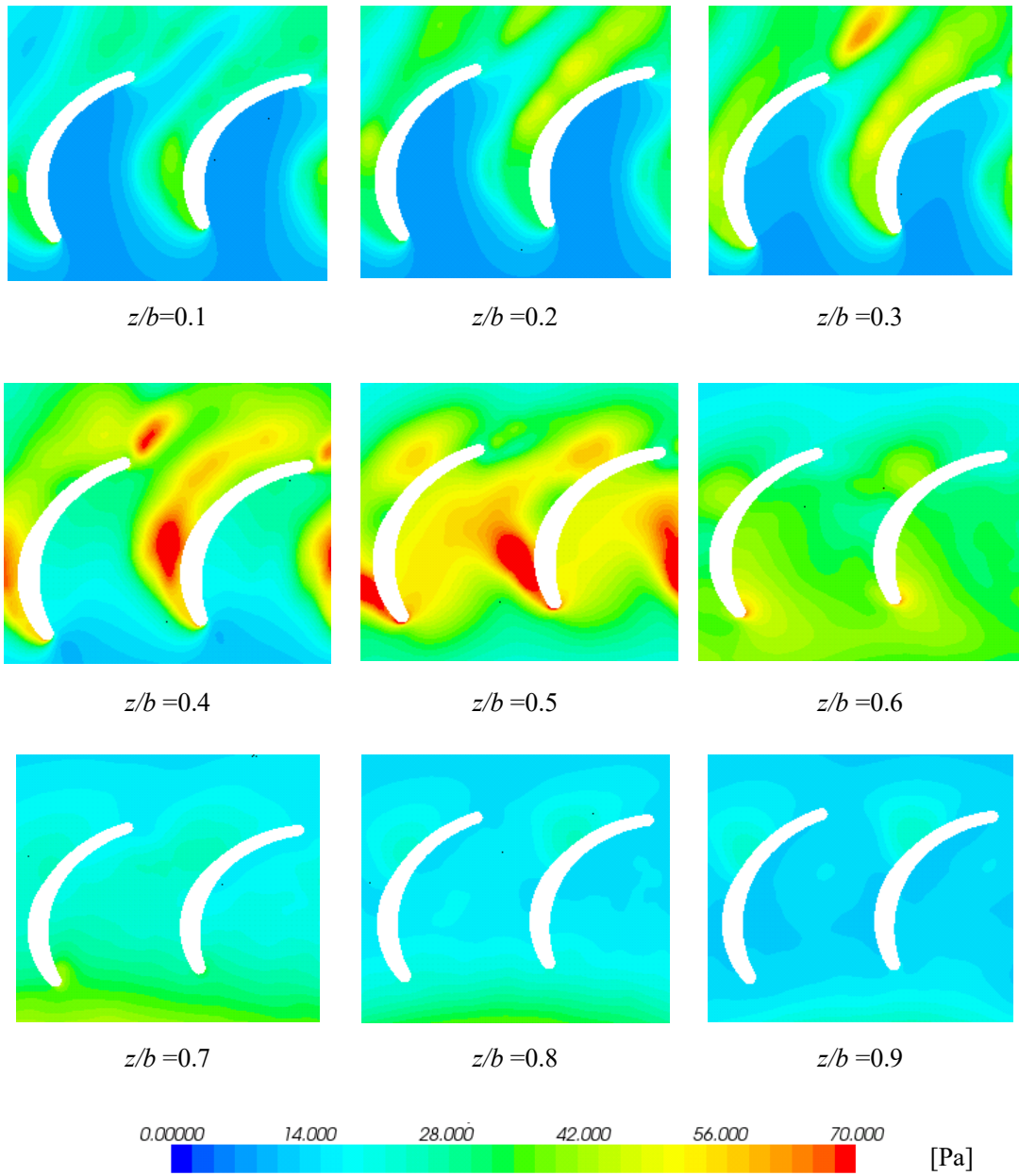


Fig. 3.10 Distribution of static pressure fluctuation intensity between blades

3.3.5 翼周辺の渦構造

翼周りにおける渦構造を明らかにするため、 λ_2 によって表せられる渦芯に静圧変動強さ (RMS 値) で色付けした図を Fig.3.11 に示す。 λ_2 は Jeong ら⁽⁴⁰⁾が開発した渦芯を判別するための手法であり、 λ_2 の値が負の値をとる時、その領域は渦領域として定義される。Fig. 3.11 では、 $\lambda_2 = -3.0 \times 10^7$ の領域を抽出して表示した。この図から、渦の主な発生箇所はハブから軸方向のほぼ中央部までの翼前縁とその後縁と、その中央部からシュラウドにかけての翼間内部である。そのうちの翼前縁から層状に発生している渦構造は、Fig. 3.8 で示されている $z/b=0.1 \sim 0.4$ における前縁剥離によって発生している剥離せん断層によるものである。前縁剥離によって発生しているせん断渦層の時間変化について計算結果から調べたところ、その形状の時間変化は比較的安定していることが確認された。また、これより下流の負圧面後縁近傍では、剥離と付着を繰り返す際の非定常的な渦挙動が確認された。

一方、翼スパンの中央である $z/b=0.5$ は $z/b=0.1 \sim 0.4$ における層状渦領域とシュラウド側翼間内部の微細な渦領域との境界領域であり、 $z/b=0.1 \sim 0.4$ の安定した層状渦とは対照的に、それが崩壊して不安定な渦構造を形成することで、静圧変動が大きくなっていることがわかる。

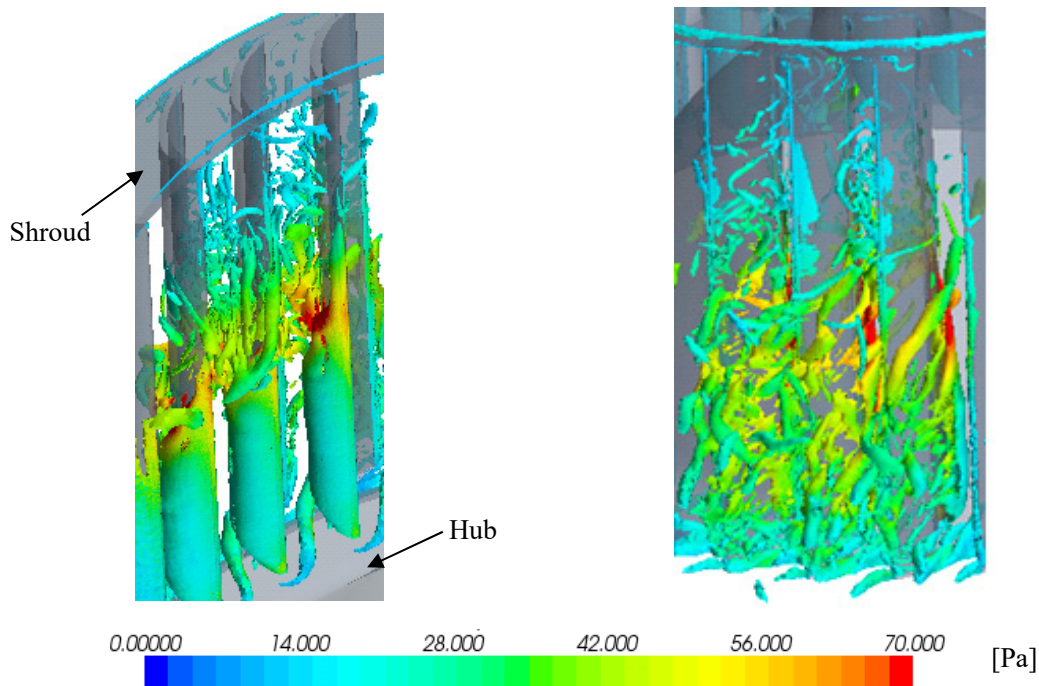


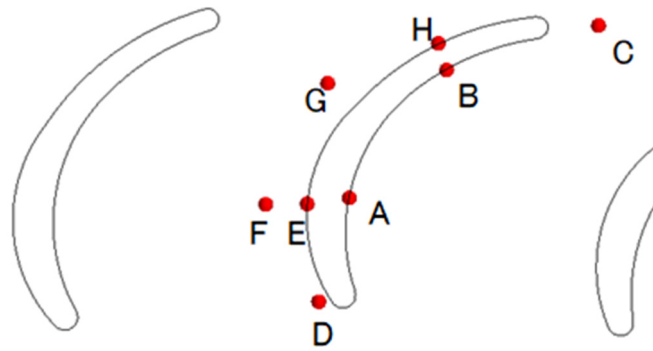
Fig. 3.11 λ_2 vortex structure around the blades

3.3.6 翼周辺の音圧スペクトル

次に、局所的な圧力変動と騒音との関連を調べるために、翼周り 8 点において数値解析で得た時系列圧力から直接求めた音圧スペクトルを Fig. 3.12(A)~(C)に示す。サンプリング点は、 $z/b=0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8$ の各水平断面において、Fig. 3.12(A)の上部に示した点 A から点 H である。音圧レベルの算出は式 (3.1) を用いている。ここで、基準圧力を $P_r=2.0 \times 10^{-5} \text{Pa}$ とし、 P は各サンプリング点上における静圧値としている。

$$SPL = 20 \log_{10} \frac{P}{P_r} \quad (3.1)$$

点 A から点 H のいずれの位置においても $z/b=0.5$ は全体的にレベルが高い傾向を示す。特に 400~700Hz の帯域で音圧レベルが高く、この帯域においては負圧面側の前縁よりやや下流部に位置する点 F が他の位置に比べて最も高い傾向を示している。この位置は Fig. 3.10 の $z/b=0.5$ に見られる、静圧変動が特に大きい領域に対応している。また、 $z/b=0.2 \sim 0.4$ においても負圧面の全域の点でこの帯域の変動が大きい。この帯域は Fig. 3.3 で示したスクロールレスファンに起因する騒音の 500Hz 周辺の帯域とほぼ一致する。よって、500Hz 周辺の騒音は $z/b=0.5$ の負圧面側の前縁よりやや下流部領域と $z/b=0.2 \sim 0.4$ における負圧面が影響を及ぼしていると考えられる。



Sampling points around a blade

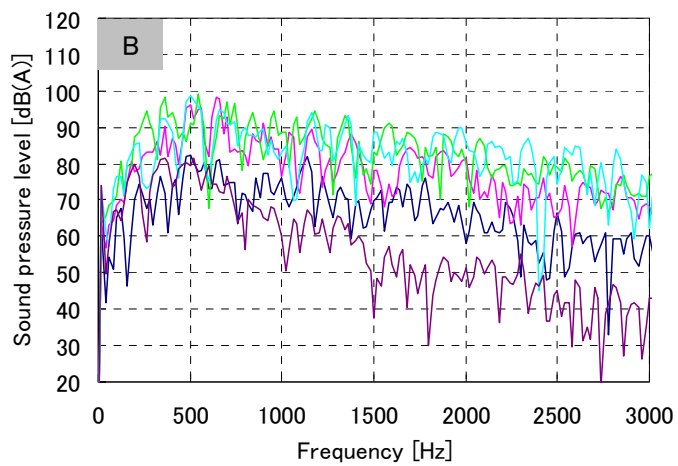
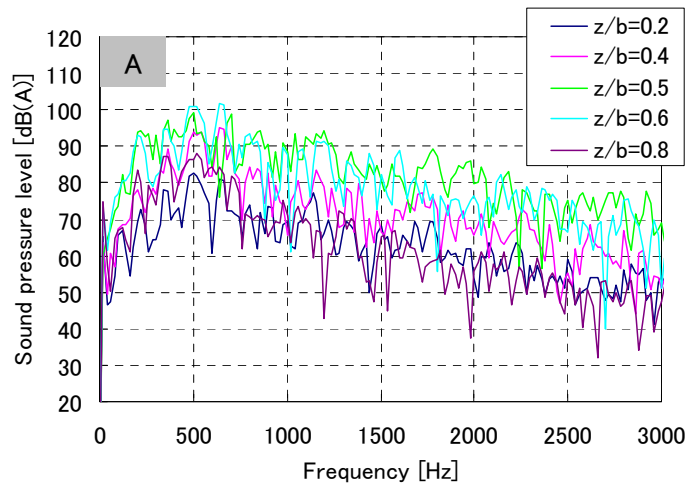


Fig. 3.12(A) Local spectra of *SPL* around the blades (Point A and B)

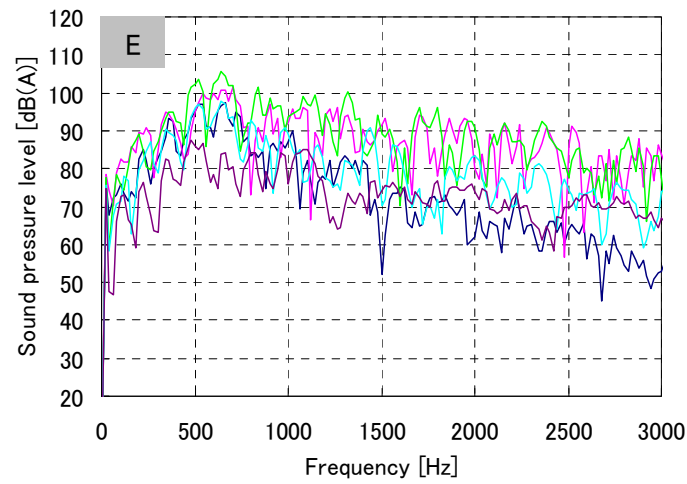
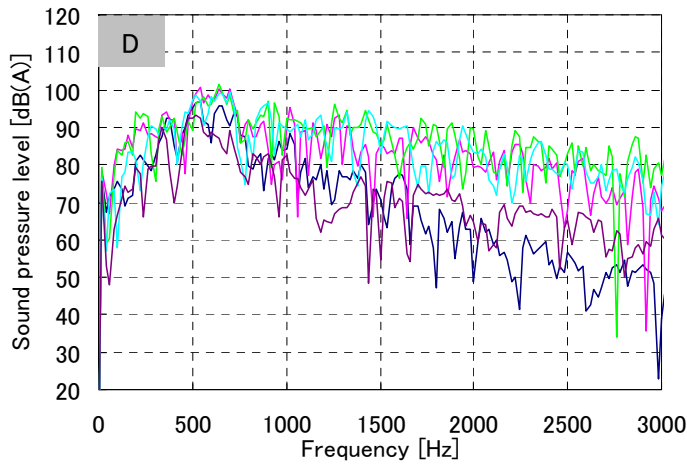
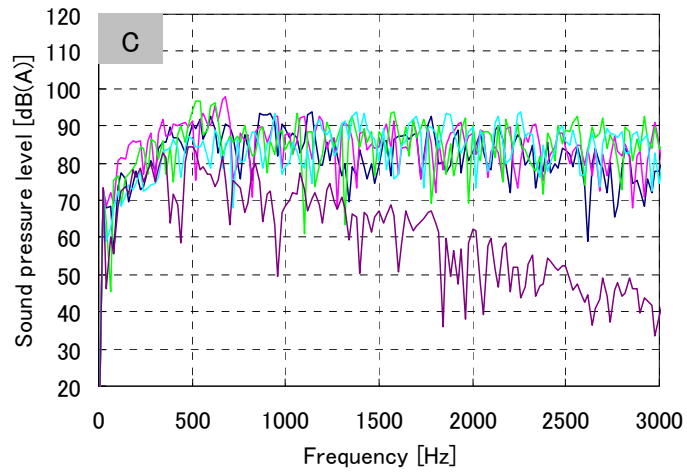


Fig. 3.12(B) Local spectra of SPL around the blades (Point C,D and E)

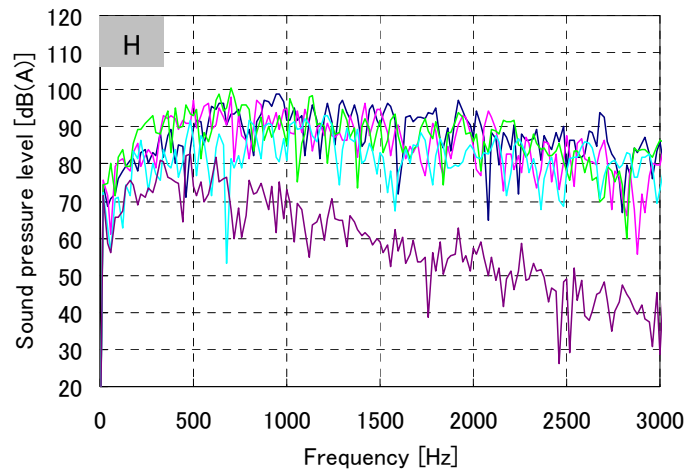
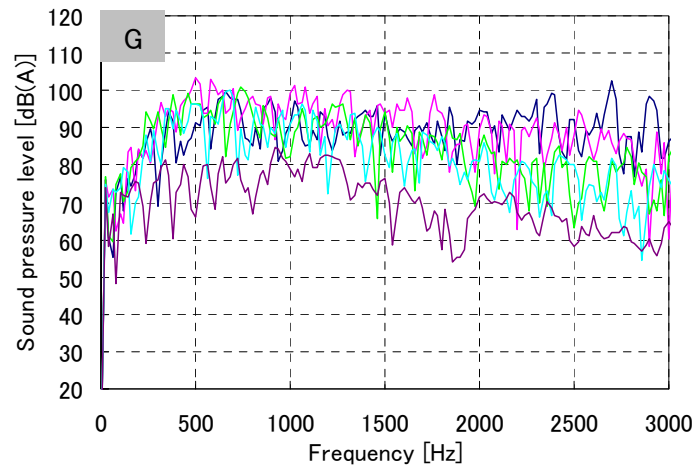
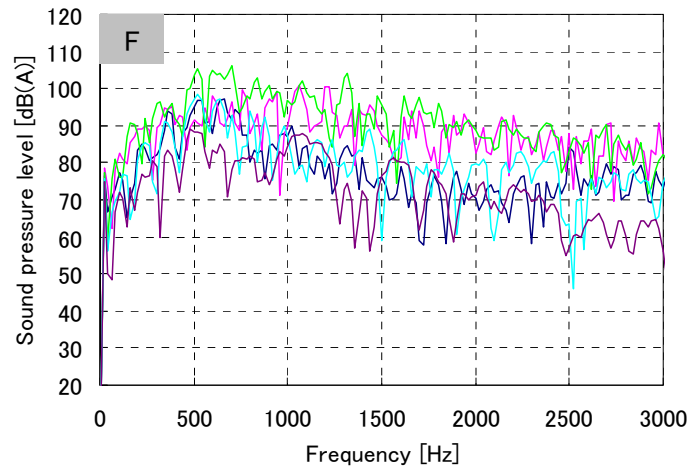


Fig. 3.12(C) Local spectra of SPL around the blades (Point F, G and H)

3.3.7 静圧変動と流れの関係

これまでの考察で得られた静圧変動強さの分布及び音圧スペクトル特性から、静圧変動と翼間流れを時系列的に関連付けて考察する。Fig. 3.13 は、400～700Hz の帯域で最も大きい変動を示した $z/b=0.5$ の点 F における静圧の時系列変化を表したグラフである。このグラフから、振幅が 100Pa 程度のおおよその周期性を有する変動があることがわかる。この変動の極小⇒極大⇒極小と変化するときの速度分布との対応付けを行って、これらの静圧変動が発生する要因について検証を行った。これらの連続に変化している状態の極小から極小の時間間隔を評価したところ、Table 3.2 に示す通り 400～900Hz の変動の周期に相当することが確認された。これらの変動の中からその極値と同時刻における翼間の相対速度分布を抽出したのが Fig. 3.14 である。これらを比較した結果、圧力極小に対応する点①及び点③では、比較的速度の大きい流れが翼前縁から翼間内部に入り込み、前縁剥離が発生している状態であることがわかる。そのため、比較的大きな負圧の状態となり極小値となっていると考えられる。一方、極大を示す点②では、翼間内部にはそのような前縁剥離を伴う流動は見られず、低速の流れが翼間内を支配している。点④～⑥、点⑦～⑨、点⑩～⑫においても、速度の大きさの違いはあるものの、同様の傾向を示していることがわかる。すなわち、 $z/b=0.5$ における大きな静圧変動は、翼への脈動的な流入形態によって引き起こされて翼間内部で変動が増大しているものであり、これが最も大きな騒音発生の要因であると考えられる。

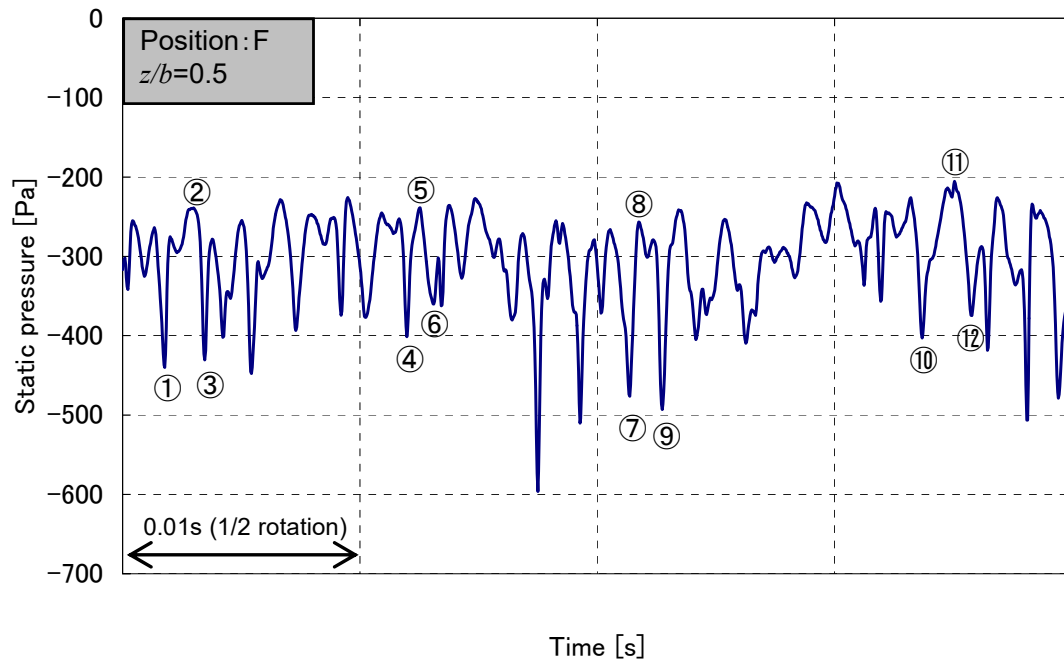


Fig. 3.13 Static pressure history at point F

Table 3.2 Corresponding frequency with static pressure history at point F

	Time interval [ms]	Frequency [Hz]
①~③	1.684	594
④~⑥	1.143	875
⑦~⑨	1.364	733
⑩~⑫	2.096	477

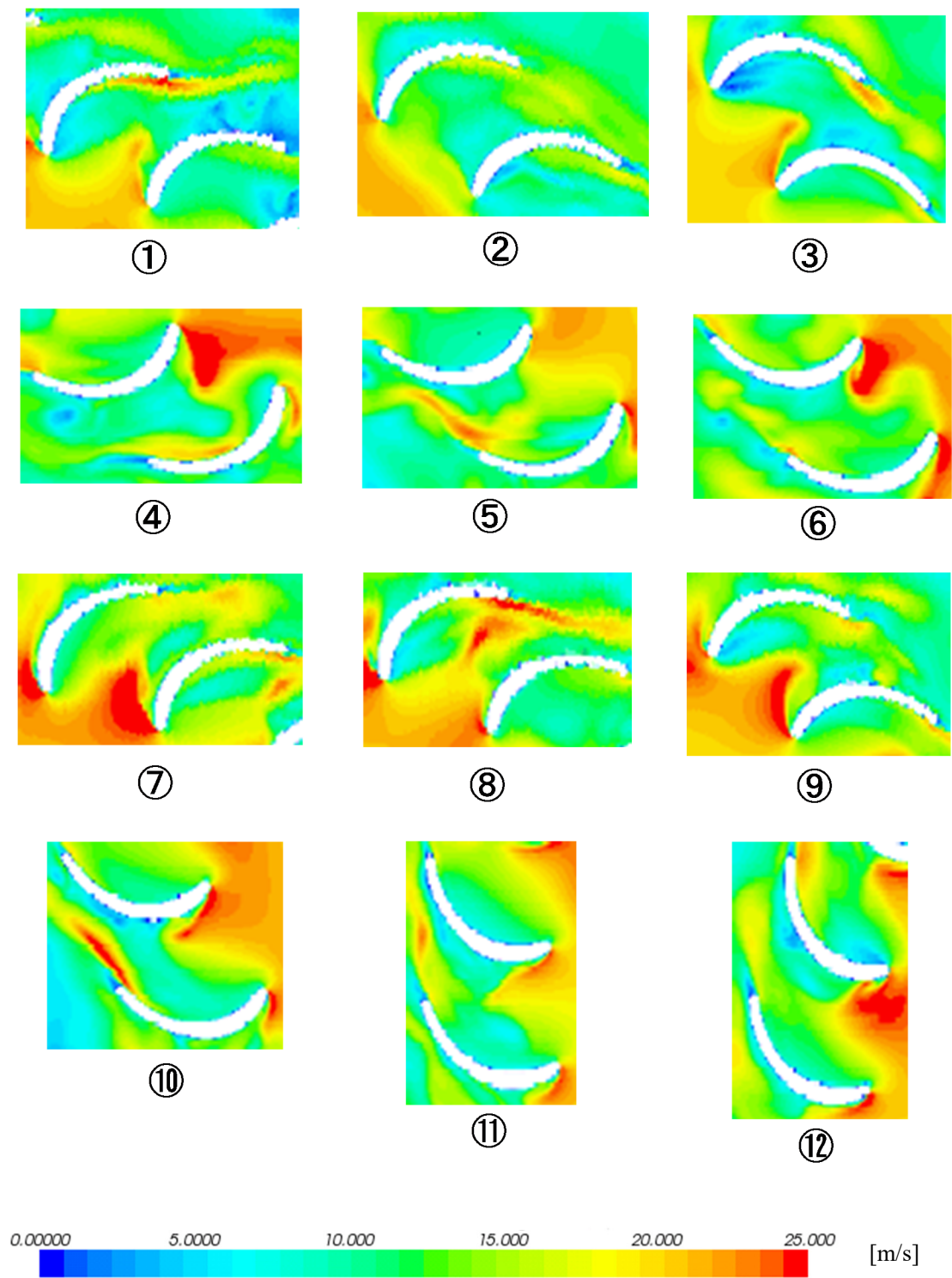


Fig. 3.14 Distributions relative velocity between blades at $z/b=0.5$

3.4 結言

本章ではスクロールレスファンを用い、羽根車単体の内部流れと騒音発生メカニズムとの関連について実験と数値解析によって検討した結果、以下の結論を得た。

- (1) スクロールレスファンとスクロールファンの騒音測定を行い、それぞれの特性を比較したところ両者のスペクトル分布は、翼通過周波数を除き、定性的に一致した。このことから、多翼送風機において発生する騒音は翼間流れ変動及び渦流領域といった、多翼送風機特有の流れによる影響が大きい。
- (2) 今回使用したファンにおいては、およそ $z/b=0.5$ において、翼周りの相対速度ベクトル、静圧変動強さ分布、渦構造に大きな変化が見られた。そのため、 $z/b=0.5$ はハブ側の比較的安定した翼間流れの領域とシュラウド側の渦流領域との境界と考えられ、その近傍で静圧変動が最も大きくなる。
- (3) $z/b=0.5$ の負圧面側の前縁よりやや下流部において、400～700Hz の音圧レベルが高くなる。羽根車単体に起因する 500Hz 周辺の騒音は、 $z/b=0.5$ の負圧面側の前縁よりやや下流部が最も影響を与えている。また、翼間流れが発達する $z/b=0.1\sim 0.4$ においては、前縁剥離せん断層周辺でこの帯域の変動が大きいことから、これも騒音発生要因といえる。
- (4) $z/b=0.5$ における大きな変動は、翼への脈動的な流入形態によって引き起こされて翼間内部で変動が増大しているものであり、これが最も大きな騒音発生に関連する現象である。

第4章 送風機内部から発生する高流量動作時の騒音

4.1 緒言

前章では、スクロールケーシングが搭載されていない羽根車単体のスクロールレスファンにおいて、多翼送風機の羽根車内部の基本的な流動現象が騒音に及ぼす影響とその騒音発生メカニズムについて PIV 計測による実験及び LES による数値解析を用いて調査した。この研究によれば、多翼送風機特有の羽根車内部のシュラウド側に存在する渦流領域と、ハブ側の主流領域との境界付近の不安定な流れと、主流領域における翼間流れの前縁剥離によって生じるせん断層が騒音発生に大きな影響を及ぼしていることが明らかになった。本章では、スクロールケーシングを搭載した通常の高流量送風機の状態における流体力学的特性が騒音発生に与える影響とその発生メカニズムについて、LES による数値解析を用いて検討を行う。本章で着目する高流量動作点は、HVAC の運転モードとしては冷房モード相当である。HVAC における冷房モードは、暖房モードや除霜モードに比べ、HVAC 内の通風抵抗が低くなるため流量が多くなる。送風機としても、その騒音特性から最も騒音値が高い動作点となる。高流量動作点の騒音スペクトルにおいて、最も騒音レベルの高い周波数帯である 400~800Hz の騒音発生メカニズムを明らかにする。なお、本章で用いた羽根車は、第3章の研究で用いた仕様と同じものである。

4.2 送風機供試モデルと性能測定

送風機の性能測定を行うため JIS B8330 及び JIS B8346 に準拠した性能試験装置を用いた。試験装置は Fig. 2.1 に示したものと同様で、測定方法及び手順も第2章 2.2.1 節で述べたものと同様である。送風機の送風特性及び騒音特性の評価に用いる流量係数 ϕ 、圧力係数 ψ 、送風機効率 η 、比騒音レベル L_{Sd} は(2.1)~(2.4)に示す式により算出した。

Fig. 4.1 に供試送風機の性能測定結果を示す。本研究では、車両用空調機 (HVAC) における高流量側動作点 (冷房モード) として想定した $\phi=0.22$ に着目する。HVAC の動作範囲としては、 $\phi=0.22$ が上限の流量係数となり、流量係数が下限となる暖房モード相当は $\phi=0.1$ 前後となる。この図にある SPL 特性 (SPL : Sound Pressure Level) グラフから、冷房モード相当の $\phi=0.22$ は最も SPL が高いことがわかる。Fig. 4.2 に騒音スペクトルを示す。400~800Hz の帯域で高い騒音レベルを有する。また、1750Hz は BPF 音 (BPF : Blade Passing Frequency) または NZ 音と呼ばれる狭帯域音である。第2章で述べたように、 $\phi=0.22$ に対応する比較

的高流量の運転領域においては、翼形状を大きく変更した性能試験を行っても、常に 600Hz 前後に大きな騒音帯が存在することが示されている。このことは Fig. 4.2 で示した 400～800Hz の周波数帯での騒音発生に対応した現象であると考えられる。以上により、最も音圧が高い周波数帯である 400～800Hz に着目し、通常送風機状態における騒音発生メカニズムについて数値解析を用いて検討を行う。

Table 4.1 Specification of blower

Fan	Outer diameter	100 [mm]
	Height	70.5 [mm]
	Inlet angle	70 [°]
	Outlet angle	165 [°]
	Number of blades	35
Scroll casing	Expansion angle	5 [°]
	Height	77 [mm]

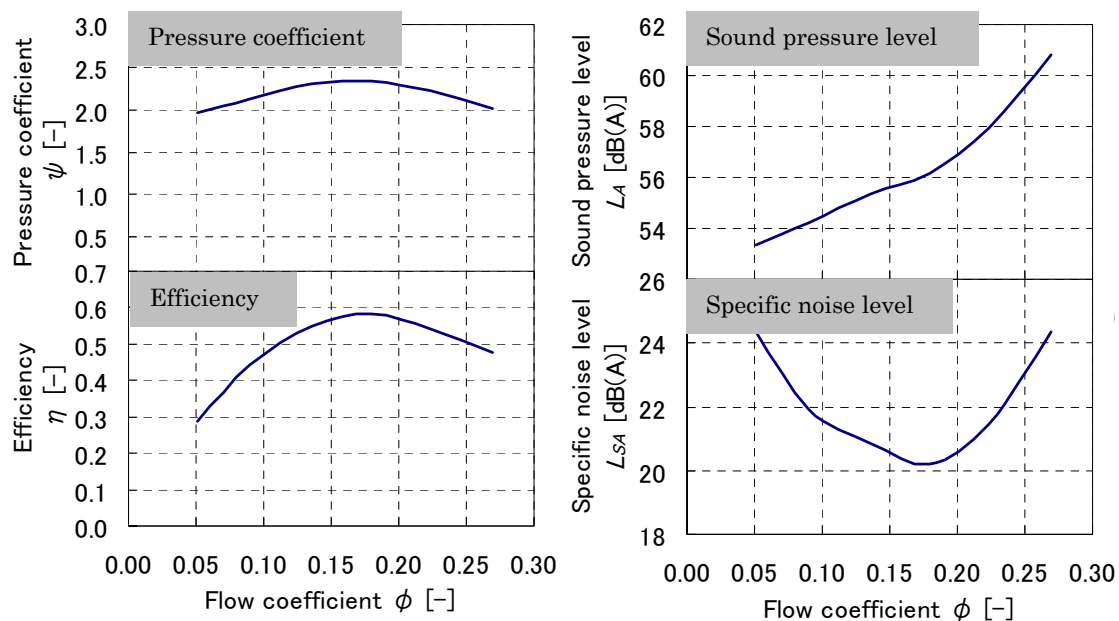


Fig. 4.1 Blower characteristics

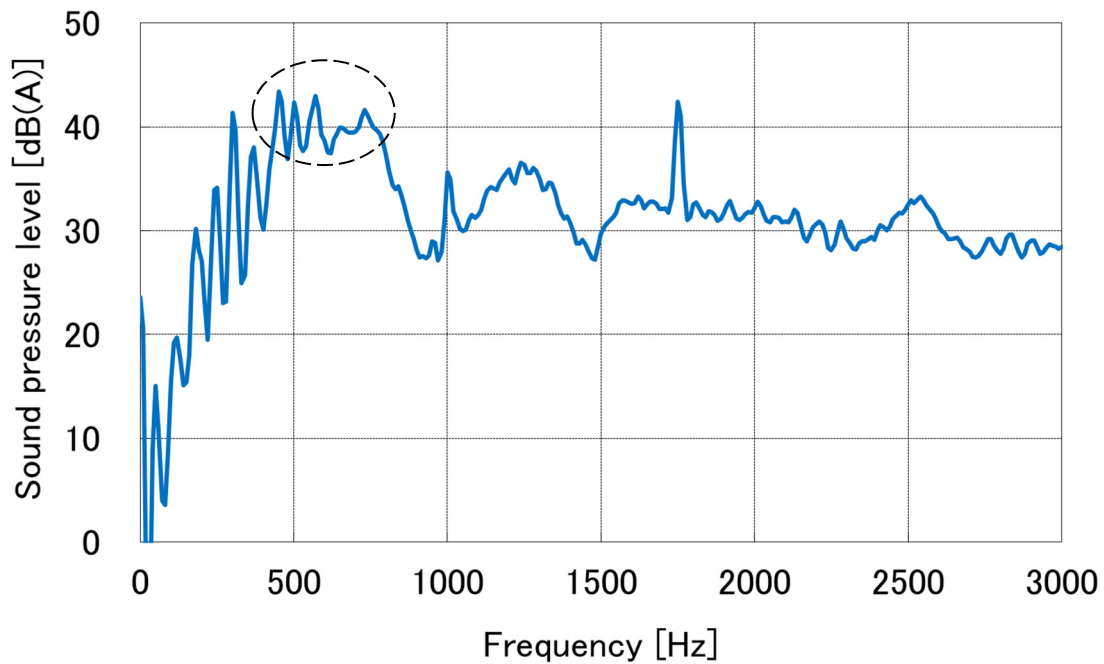


Fig. 4.2 Noise spectra at $\phi=0.22$

4.3 数値解析

数値流体解析には、シーメンス PLM ソフトウェアの STARCCM+ Ver.6 を用いた。計算手法は非圧縮流れにおける LES 解析で、Sub Grid Scale モデルは WALE モデルを用いた。計算領域を Fig. 4.3 に示す。計算領域は入口及び出口境界条件を構成する仮想空間とスクロールケーシングを構成する静止領域、羽根車周囲の回転領域（黄色）で構成されている。送風機の上流には円筒形状の仮想空間を模擬し、その径は羽根車径の 5 倍、高さは 3 倍としている。空気が流入する円筒上面は入口境界面として大気圧一定境界条件、円筒側面にはすべり壁境界条件を設定している。羽根車周囲の領域には、時間進行と共に回転させるスライディングメッシュを適用し、その周りの静止領域と共通する面にて解を接続している。空気が流出する出口境界面には速度流出境界条件を設定した。計算格子については Fig. 4.4 に示すように、格子形状はポリヘドラル形状を基本として羽根車周辺を重点的に細かくし、羽根車及びケーシング壁面にはプリズム格子を設定した。なお、翼間における格子サイズは約 0.3mm である。格子数は合計約 1900 万である。動作条件については性能測定時と同様で羽根車回転数 3000rpm として流量係数 $\phi=0.22$ の条件で行った。本数値解析によって得られたファン

全圧は、入口境界面及び出口境界面における全圧平均値の差として評価している。 Fig. 4.5 に数値解析と試験による ψ - ϕ 特性の比較を示す。数値解析による結果は、性能測定により得られた結果に対して $\pm 5\%$ 以内の予測精度が得られている。

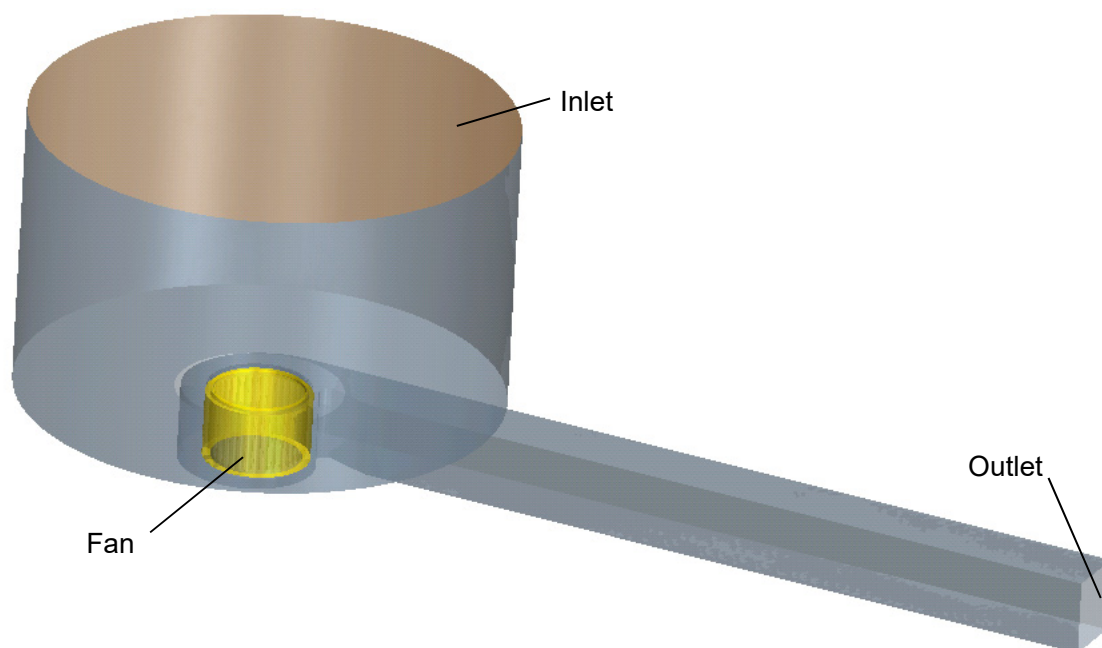


Fig. 4.3 Computational domain

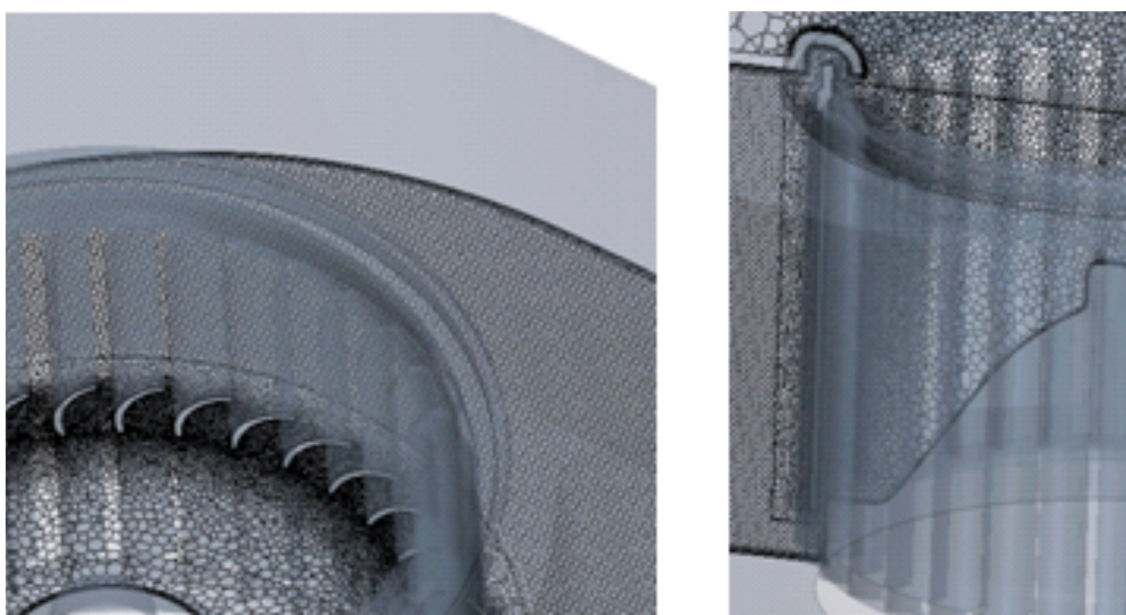


Fig. 4.4 Computational grid

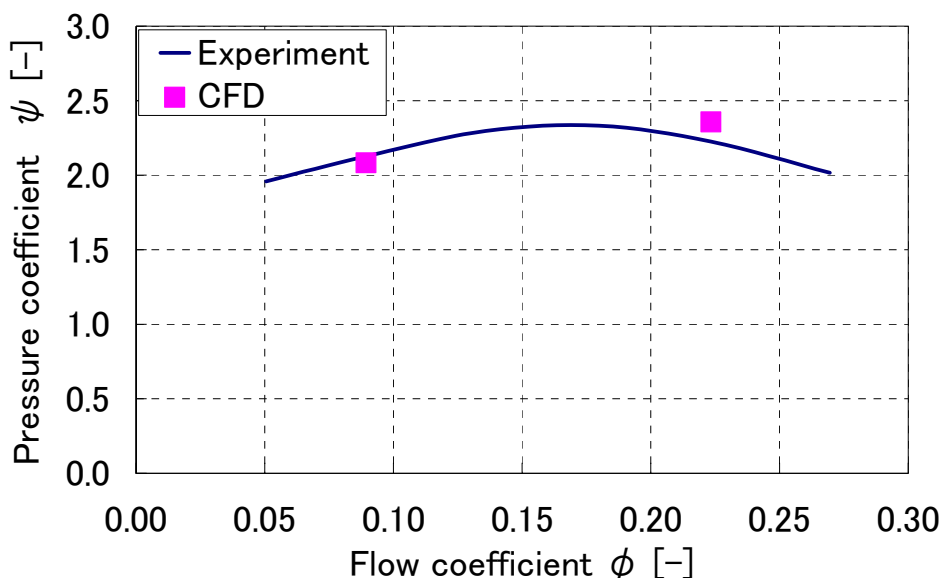


Fig. 4.5 Comparison of ψ - ϕ characteristics between the experiment and the CFD

4.4 数値解析結果及び考察

4.4.1 壁面圧力変動

高流量動作点となる $\phi=0.22$ において、騒音スペクトルが最も大きくなる帯域の400～800Hzにおける壁面音圧分布をFig. 4.6に示す。図に示されているように、ケーシング壁面においては舌部の中間高さ付近で特に大きな値を示すことがわかる。一方、羽根車壁面については、上方の正圧面側と負圧面全域が比較的大きいことから、これらの周辺の流れが400～800Hzの周波数帯騒音に影響を及ぼしていると考えられる。

まず、ケーシング壁面における圧力特性について検討を行う。Fig. 4.7にケーシング壁面における時間平均静圧値 P_{ave} と静圧変動のRMS値 P_{rms} を示す。ここで、本送風機の舌部は円弧曲線で形成されており、この舌部において舌部と吐出側ディフューザの接する点(Fig. 4.7上図の位置T1)から $\theta=0^\circ$ (スクロール巻き始め)との間を円周上で4等分した位置であるT1, T2, T3, T4において静圧データを取得した。また、スクロールケーシングの周方向には 0° から 30° までを 5° 間隔に、それ以降を 10° 間隔でサンプリングした。 P_{ave} については、位置T2から位置T3の間で圧力が急上昇し、位置T3からT4及び $\theta=0^\circ$ の間で急激に低下しており、舌部における圧力勾配は非常に大きいことがわかる。 P_{rms} については、位置T4において $z/b=0.6$ が最も大きな変動を有しており、次に $z/b=0.5, 0.2$ の順となる。圧

力変動が特に大きい部位である位置 T4 に着目して、この位置での $z/b=0.5$, 0.6 における静圧の時系列変化を Fig. 4.8 に示す。 $z/b=0.5$ においては、50Pa 前後の振幅を有し、おおよそ規則的な周期変動を示すが、 $z/b=0.6$ についての振幅は 50~100Pa 程度となり、その周期は $z/b=0.5$ に比べ不規則である。 Fig. 4.9 に位置 T4 における $z/b=0.5$, 0.6 での圧力変動を音圧スペクトル分布として示す。なお、音圧の計算は、式 (3.1) によって求めた。 $z/b=0.5$ では BPF である 1750Hz が卓越しており、これが支配的な変動であることがわかる。一方、 $z/b=0.6$ に関しては BPF にピークを有しているものの $z/b=0.5$ ほど大きくはなく、1000Hz 以下の帯域では $z/b=0.5$ より大きな変動を有している。以上ケーシング壁面について、 $\phi=0.22$ の 400~800Hz の騒音は位置 T4 における $z/b=0.6$ 付近、BPF 騒音は $z/b=0.5$ 付近の流れが最も影響を及ぼしていると考えられる。

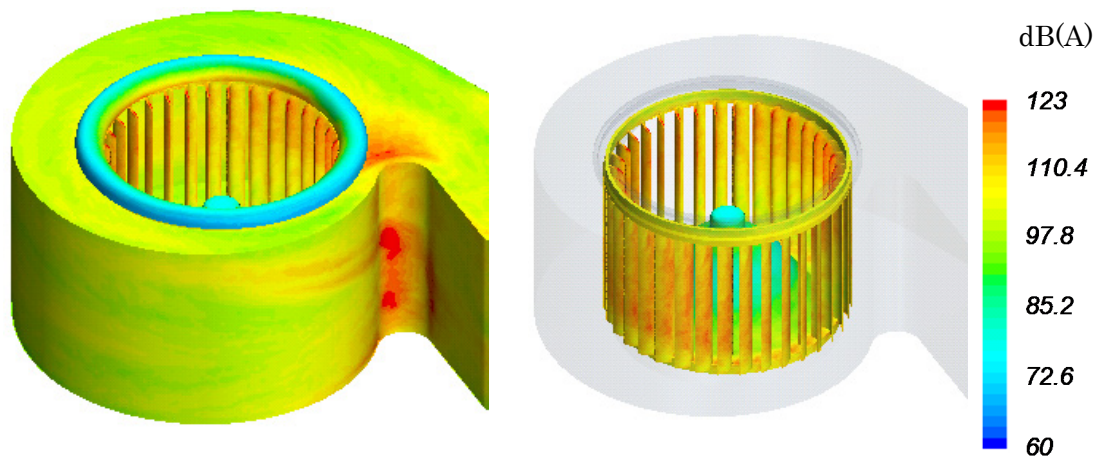


Fig. 4.6 Noise source on the boundary surface in 400 to 800Hz

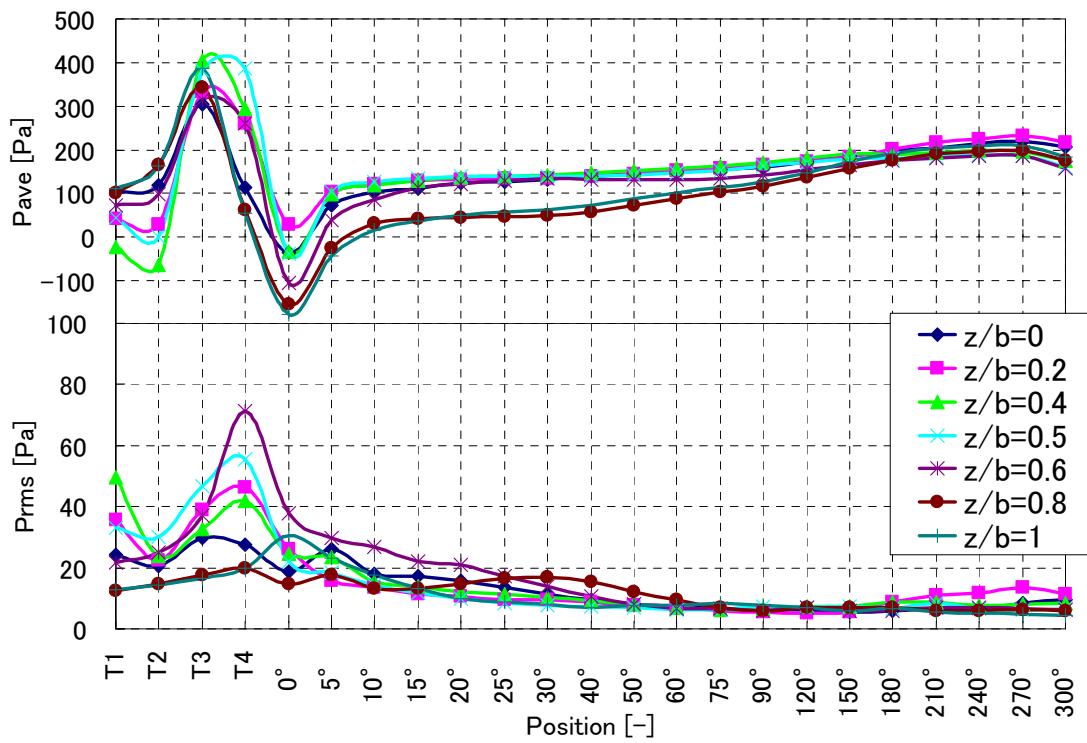
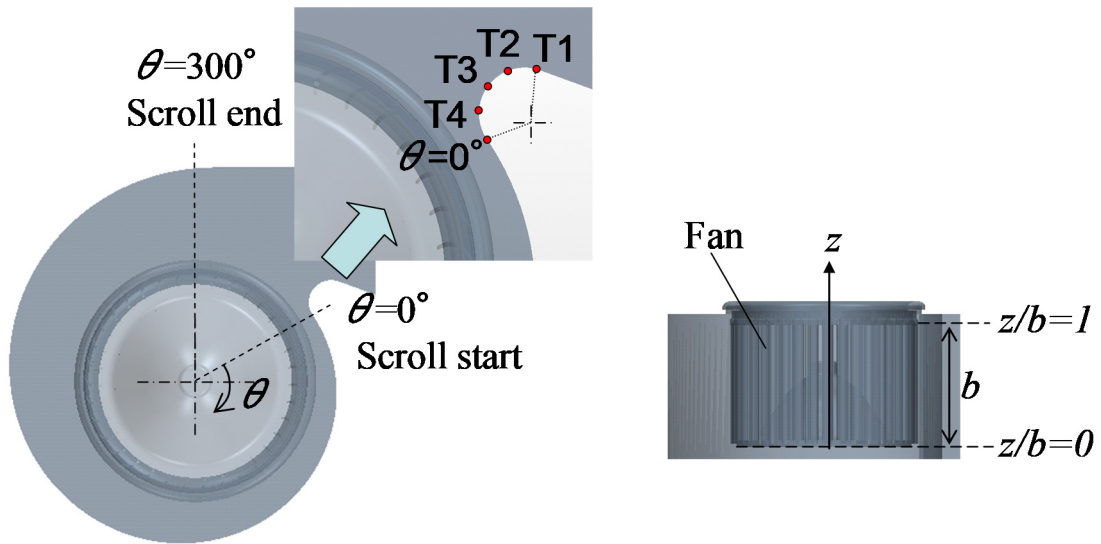


Fig. 4.7 P_{ave} and P_{rms} on the scroll-casing surface

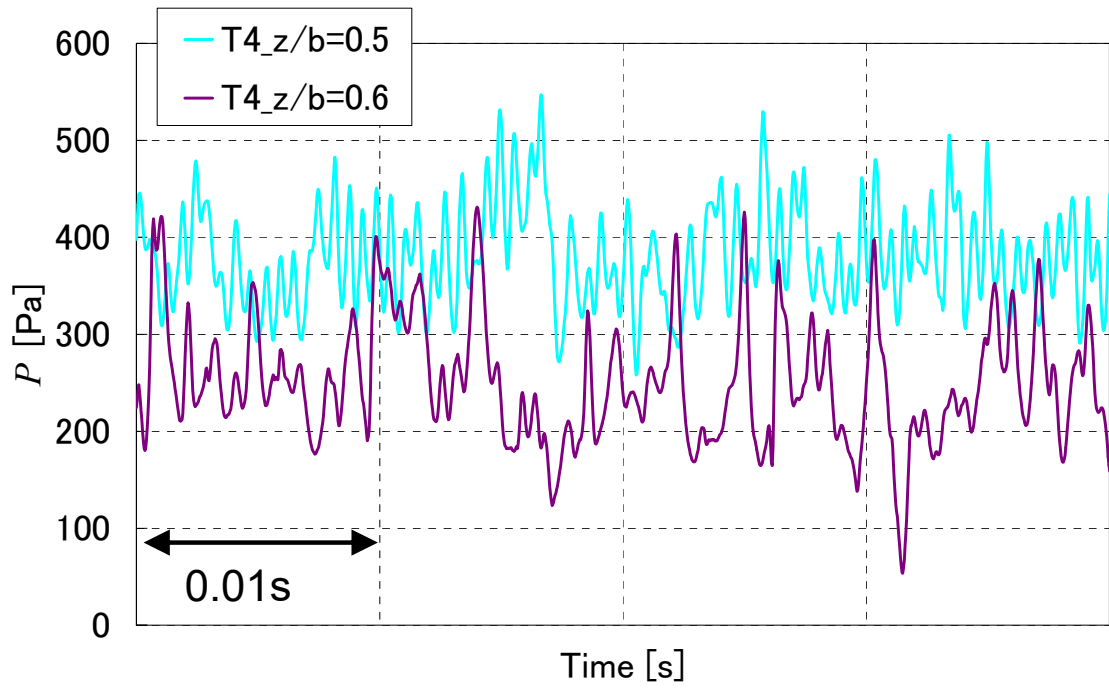


Fig. 4.8 Time series of a static pressure

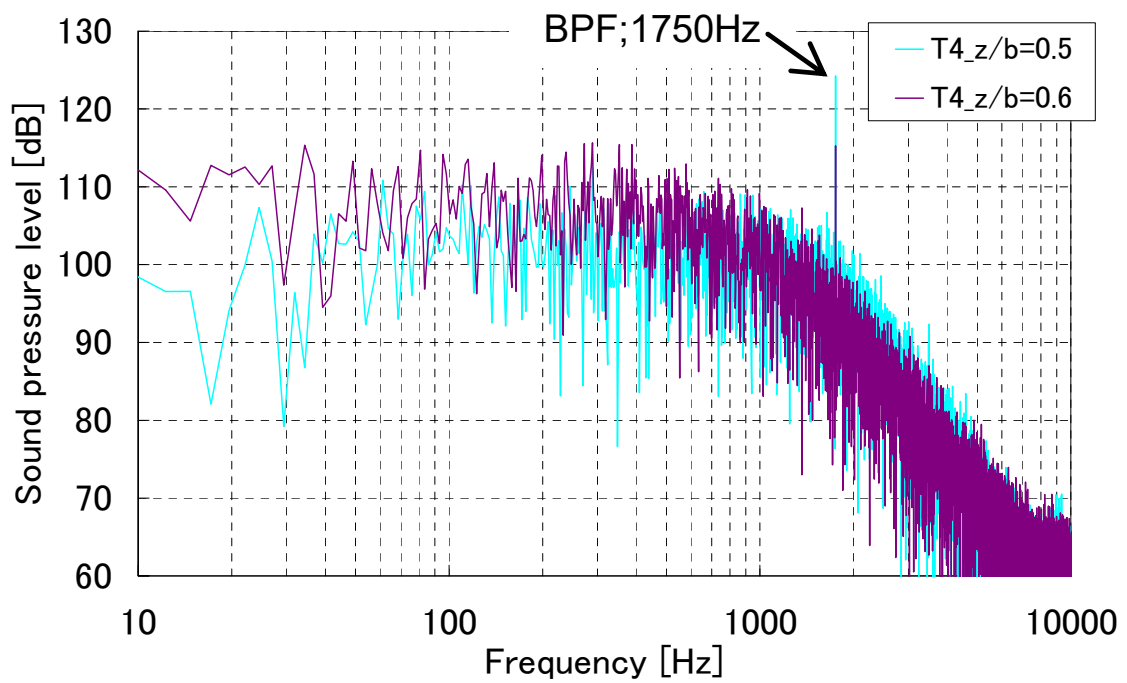


Fig. 4.9 SPL spectra

4.4.2 舌部近傍の流れ

$z/b=0.5$ 及び 0.6 における舌部近傍の流れを Fig. 4.9 と関連付けて検討を行う。Fig. 4.10 に $z/b=0.5, 0.6$ における舌部周辺の絶対速度分布を示す。 $z/b=0.5$ では翼間から流出された流速の大きい流れが舌部に向かって流れていることが分かる。なお、他の時刻においても同様の傾向を示していることを確認している。このように、翼から次々に流出される流れが舌部に衝突した際に生ずる圧力変動が BPF 騒音発生の要因である。これは、Fig. 4.9 の $z/b=0.5$ のグラフでも示されるように、BPF でピークが卓越していることと関連している。一方、 $z/b=0.6$ は $z/b=0.5$ のような流れの形態にはなっておらず、翼から流出された流れがスクロール巻き始め側へ流れていく傾向が強い。更に、舌部正面には低速領域がみられることから、淀んだ流れも発生していると考えられる。また、Fig. 4.9 の $z/b=0.6$ のグラフに示すように、BPF にピークがあるものの、 $z/b=0.5$ に比べその大きさは小さい。このことから、 $z/b=0.6$ における流れは BPF 騒音として与える影響は小さいものと考えられ、BPF 騒音発生とは異なる複雑な流動形態であることがいえる。

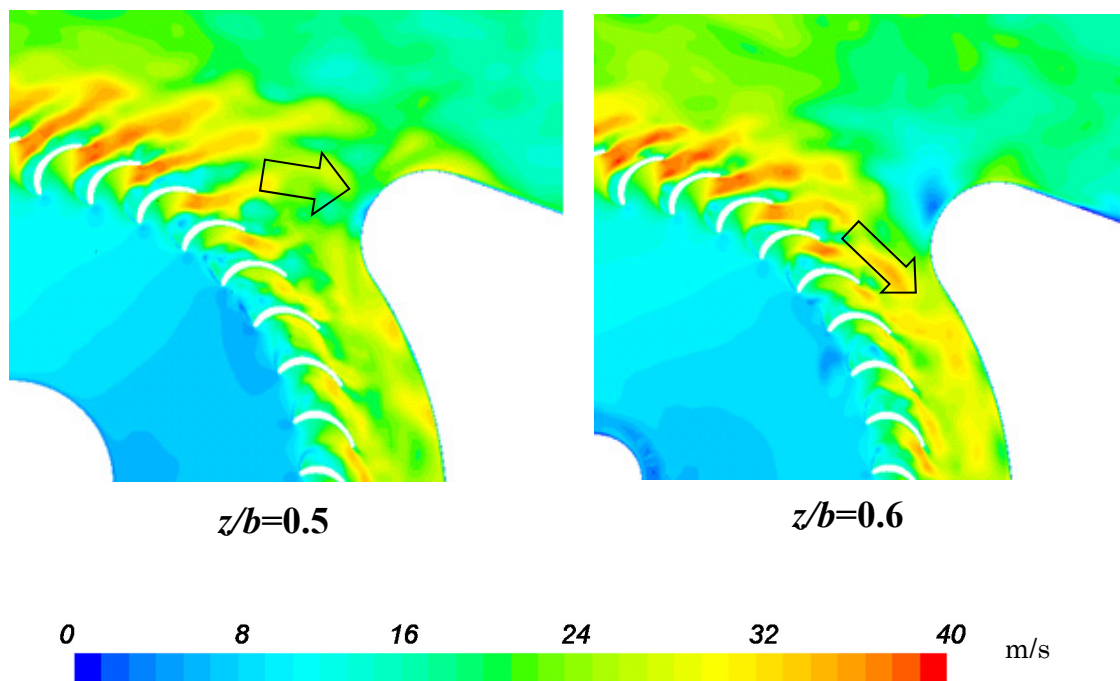


Fig. 4.10 Velocity distributions

4.4.3 翼間圧力変動と流れ

ここでは、翼間における圧力変動について検討を行う。Fig. 4.11(a) の最上段の図に示したように任意の一組の翼間内部に 12 個の圧力モニター点を $z/b=0.2, 0.5, 0.8$ に設置し、これらの点において翼の回転に伴う静圧変動の RMS 値について、Fig. 4.11(a), (b) に示す。このグラフの横軸はスクロール角度 θ である。さらに、圧力変動と翼間流れを関連付けて考察するため、任意の時刻における $z/b=0.2, 0.5, 0.8$ の断面速度分布を Fig. 4.12 に示した。ここで、考察の便宜上、羽根車より内部の領域は相対速度分布で、それより外部の領域は絶対速度分布を用いて表している。

初めに $z/b=0.2$ について考える。Fig. 4.11(a) において $\theta=90^\circ \sim 200^\circ$ で点 3-2 が特に大きな P_{rms} を示しているが、 $\theta=200^\circ$ を超えると比較的小さい値となる。このとき、点 3-2 とは対照的に点 4-2 の P_{rms} が徐々に大きくなり、 $\theta=300^\circ$ 以上では点 3-2、点 3-1、点 4-2 がいずれも大きな値を取る。Fig. 4.12 を用い、これらの点における流れの状態について考察する。 $\theta=0^\circ \sim 90^\circ$ では、羽根車とケーシング壁との距離が近接しているため、翼間流れはほとんど形成されていないが、 $\theta=90^\circ$ 付近から徐々に翼間流れが形成されていく。つまり、 $\theta=90^\circ$ 付近は翼への流入が形成し始める不安定な領域であり、翼間流れが時間的に変動していると推察できる。このため、翼間内部では断続的な流れとなって速度に変動が生じ、その結果、圧力変動が大きくなると考えられる。さらに θ が進んだ領域では、点 3-2 よりも翼後縁に近い点 4-2 の圧力変動が増大している。 θ の増加により羽根車とスクロールケーシングの側壁との距離がより大きくなっていくことで、翼への流入流量が増加していきながら翼間流れは大局的に安定し、その翼間における主流は発達していく。しかし、翼間内部には前縁における剥離、後縁直前では再付着流れが形成されているため、この主流はこれらの影響を受けながら乱れを有している。特に主流速度が大きくなる $\theta=300^\circ$ 付近では前述のような翼間内部流れが発達した部位であることから、点 4-2 付近を通過する主流の変動は、他の部位に比べて相対的に大きくなっていくと考えられる。

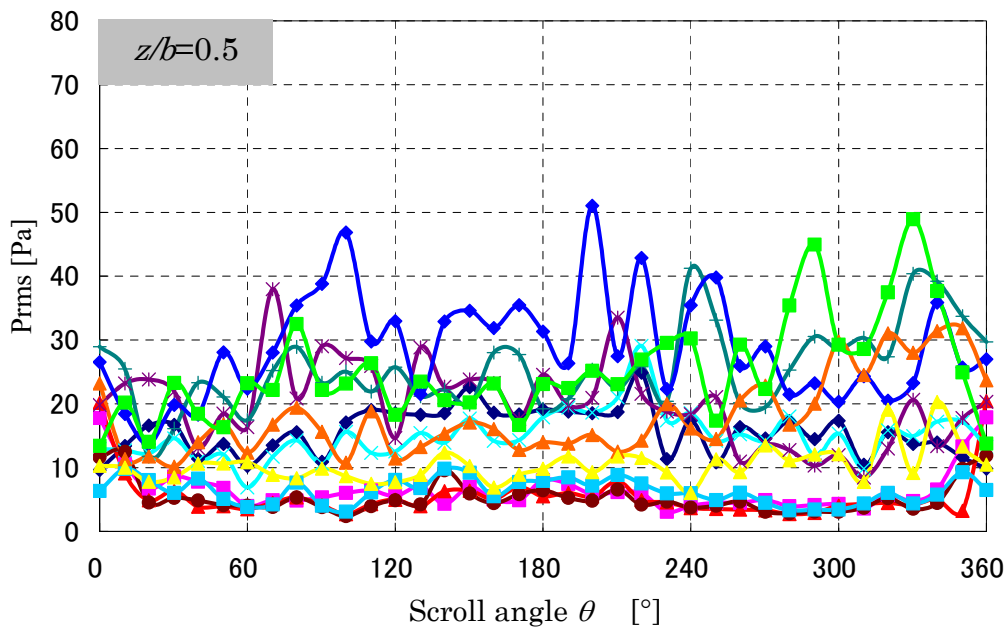
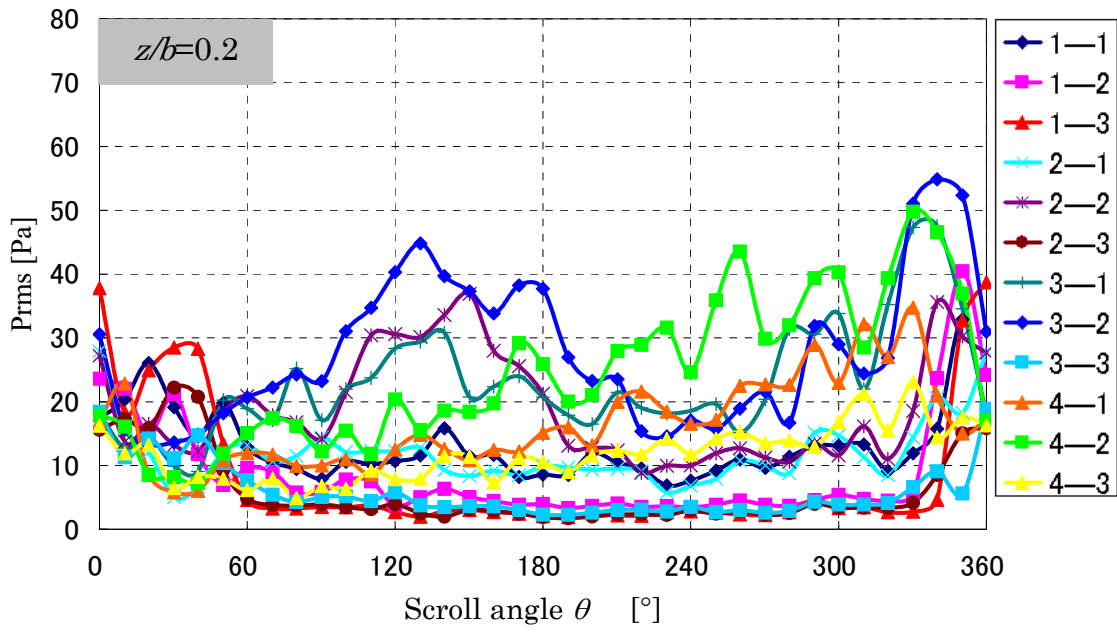
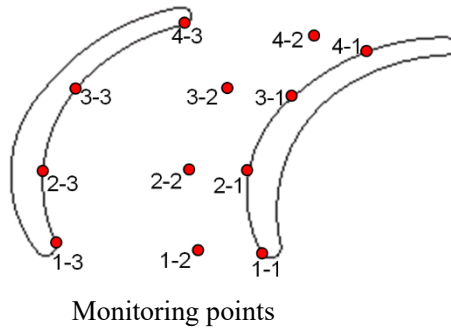


Fig. 4.11(a) P_{rms} at various monitoring points between blades

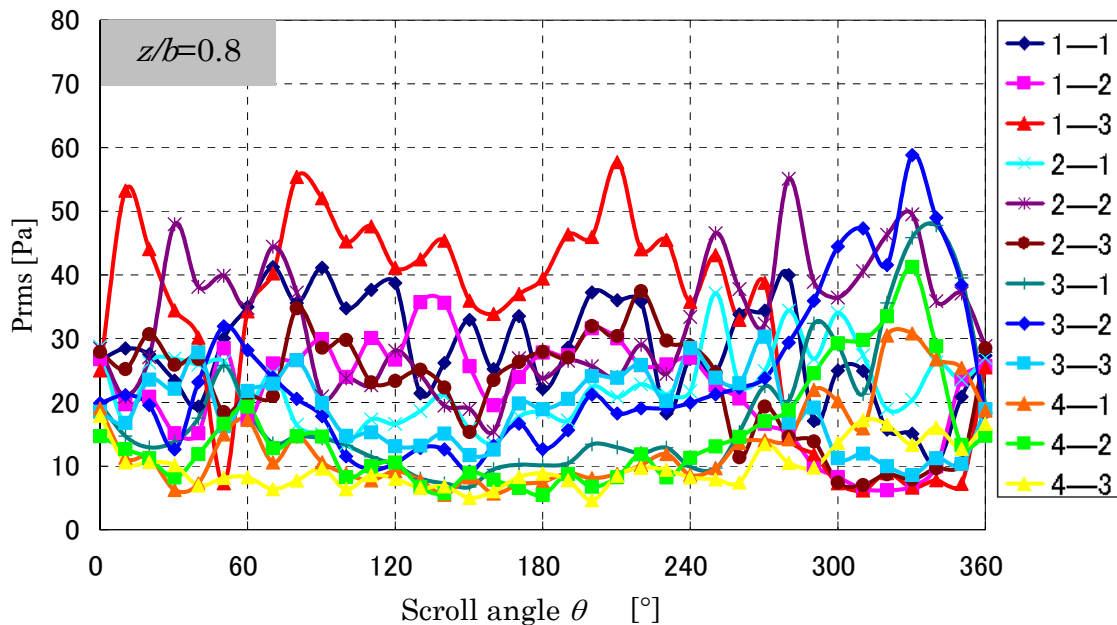


Fig. 4.11(b) P_{rms} at various monitoring points between blades

次に、 $z/b=0.5$ について考える。Fig.4.11(a)より、 $z/b=0.5$ で圧力変動が大きい位置は $z/b=0.2$ とほぼ同様(点 3-2, 点 4-2)であるが、回転方向の圧力変動分布は若干異なっている。 $z/b=0.2$ の場合には、点 3-2 における圧力変動の最初のピークは $\theta=120^\circ$ 付近に見られたが、 $z/b=0.5$ においては $\theta=90^\circ$ 付近で出現する。Fig.4.12 の速度分布より、翼間流れが形成される位置は $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$ であることが確認できる。 $z/b=0.2$ では、この θ の範囲において翼間流れはほとんど形成されていないことがわかった。このように、 $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$ の範囲では羽根車とケーシング壁との距離が近いことによって翼への流入が抑制され、ベルマウスから流入してきた流れは羽根車の下方側である $z/b=0.2$ まで到達できず、むしろ $z/b=0.5$ 付近において流入しやすい状態であると考えられる。すなわち、 $z/b=0.5$ では $z/b=0.2$ より θ が小さい領域から翼間流れが形成され始めることが明らかになった。さらに θ が進むと翼後縁における速度が大きくなることで $z/b=0.2$ のときと同様に、より後縁に近い点 4-2 の圧力変動が大きくなっていることがわかる。

最後に、 $z/b=0.8$ について考える。Fig.4.11(b)より、 $z/b=0.8$ の場合には $z/b=0.2, 0.5$ とは大きく異なった分布であることがわかる。特に、点 1-3 に代表される正圧面側の翼前縁において広い θ の範囲で圧力変動が大きく、その値は $z/b=0.2, 0.5$ と比べても大きい。これは、Fig.4.6 で示した壁面音圧分布から、羽根車上方正圧面で大きな値を示していたことと関連していると考えられる。 $z/b=0.2, 0.5$ で圧力変動が大きい位置は、翼間中央から後縁付近の

負圧面に近い領域，すなわち，前縁剥離によって発生するせん断層付近，再付着付近，翼後縁からの流出主流付近であったのに対して， $z/b=0.8$ においては変動の大きい位置はそれらと異なっている．また，Fig.4.12 より，速度分布も $z/b=0.2, 0.5$ とは大きく異なっていることがわかる． $z/b=0.8$ は多翼送風機の特徴の一つである羽根車上部の渦流領域と呼ぶ範囲に存在することから，翼間流れはほとんど形成されていないが，翼前縁から中央部までの流れが存在するという流動形態を有することが所々確認できる．このように，非定常に発生する翼間流れにおいても圧力変動発生の一因といえる．これは前章で述べたように，ハブ側の翼間流れが安定的な主流領域とシュラウド側の渦流領域との境界付近が非常に大きな圧力変動を生じていることと同様の現象である． $\theta=270^\circ$ 付近から巻き始め直前までの範囲では，安定的に翼間流れが形成されている．この領域はケーシング下流の吐き出し側に近いこともあり，翼間を通過する流量が多く， z 軸方向のほとんどの領域において翼間流れが形成されている．

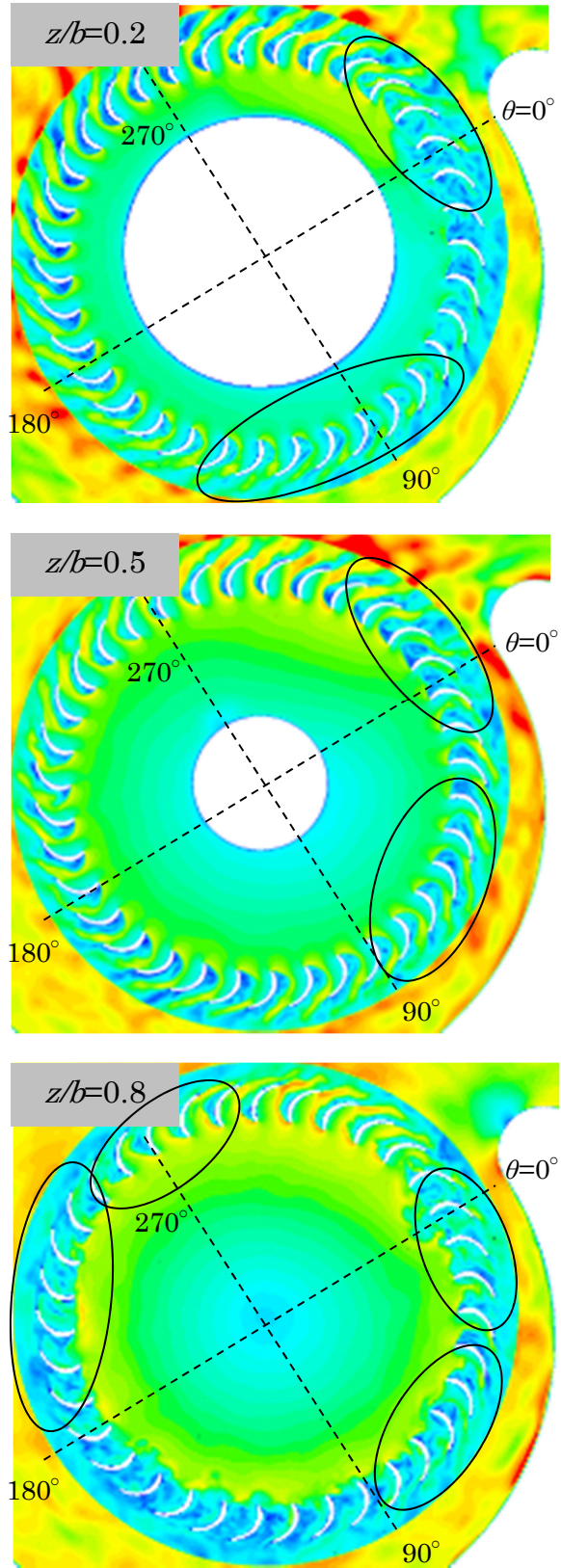


Fig. 4.12 Velocity distributions

4.4.4 渦構造

送風機内の渦芯を抽出し、渦構造から流れの形態を評価するため、 $\lambda_2^{(40)}$ を用いて翼周りの渦芯を Fig. 4.13 に示す。ここに示された渦芯は $\lambda_2 = -1.0 \times 10^7$ の等値面であり、その表面の色は静圧の大きさを示したものである。この渦構造を見ると、 z 軸方向の渦の様子は θ に大きく依存していることがわかる。まず、 $\theta = 0^\circ$ 付近の翼入口側と出口側では、大小さまざまな複雑な渦が z 軸方向すべての領域に存在している。このような複雑な渦構造は、Fig. 4.12 の速度分布においても示されているように、 z 軸方向に依存せず、一様に乱れた速度分布であることにも対応している。

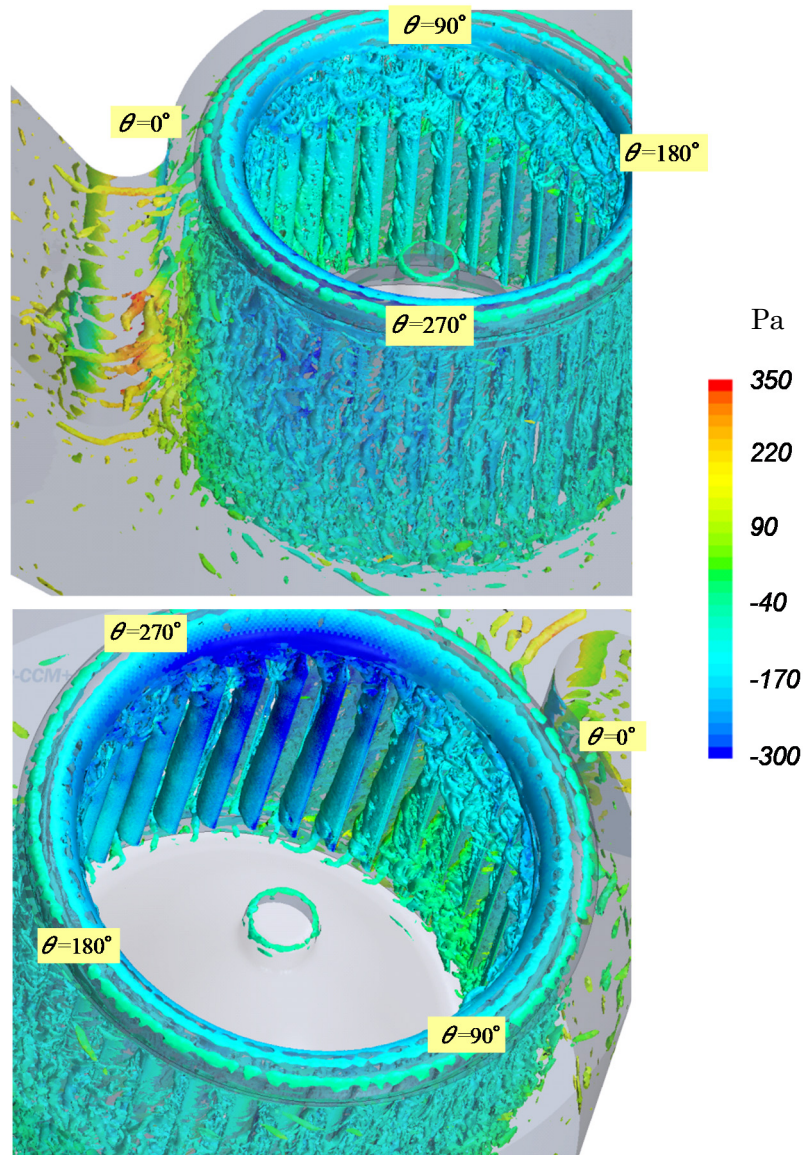


Fig. 4.13 Vortex structure in the blower

Fig. 4.13 の上図に見られる $\theta=90^\circ$ 付近の翼入口側に注目すると、 z 軸方向の中央付近を境界として、羽根車上方と下方で渦構造が異なっていることが確認できる。羽根車上方では複雑な形状の渦が存在している。これは、ベルマウスの下端を通過する際に生じる流れの剥離に起因する乱れによって発生したものであると考えられる。一方、羽根車下方側では翼負圧面側の翼面に沿って、ほぼ一様な層状の渦が発生しており、 θ 方向にこの層状の渦の占める高さを変化していることがわかる。一般的に、多翼送風機は設計動作点でも翼前縁における流入角と翼の設計入口角の相違によって前縁剥離が発生する。この層状の渦はその際に発生する剥離せん断層と考えてよい。このような渦構造は第 3 章で示した Fig. 3.11 によっても確認されている。この層状渦を観察すると、全体が一様な面を形成するのではなく、部分的に流れ方向にせん断された形状となる。これは、下流側に向かって縦渦構造が発達するためであり、時系列的に見た渦構造の観察からも、この縦渦構造が非定常的に変化していることを確認している。ただし、ここではその結果については紙面の都合上割愛する。さらに、Fig. 4.12 の $z/b=0.2, 0.5$ の速度分布の考察において、 $\theta=90^\circ$ 付近は流入が断続的に変動していることについて述べたが、このような流動変動が縦渦構造の影響要因となり、その周辺で大きな圧力変動が発生していくものとする。

$\theta=270^\circ$ から 300° 付近の範囲においては、層状の渦は羽根車上方のより広い範囲まで形成されている。これは前述した通り、この θ の範囲では翼間通過流量が十分確保され、翼間流れが回転軸方向全般に渡り形成されているためである。また、 $\theta=90^\circ$ 付近の渦構造とは違い、乱れた構造は見られないため、翼入口側においては比較的安定した流れであると考えられる。これは、Fig. 4.11 においても $\theta=270^\circ$ から 300° 付近では翼入口側の点の P_{rms} は比較的小さいことから確認できる。しかし、翼出口付近では翼入口付近の層状渦とは大きく異なり、大小さまざまな複雑な形状の渦が見られる。これは、前縁剥離によって翼間を通過する主流が圧力面に沿って流れ、その後、圧力面側翼後縁から流出した流れが前方の翼の負圧面に再付着した際に生成される渦構造であると考えられる。Fig. 4.11 に示すように、この範囲では再付着によって翼後縁付近（例えば点 3-2, 点 4-2）で渦が変形・崩壊することにより圧力変動が大きくなると考えられる。

ここで、Fig. 4.6 に示されている舌部における $400\sim 800\text{Hz}$ の圧力変動が大きくなる理由について、Fig. 4.11 の θ に対する翼間圧力変動特性と Fig. 4.13 に示す舌部周辺の複雑な渦構造と関連付けて、以下のことが考えられる。Fig. 4.11 より、 $\theta=300^\circ$ の周辺の領域から翼後縁付近の主流の圧力変動が特に大きくなっていく。これは前述した通り、翼間における発達された主流が、翼前縁剥離や翼負圧面への再付着する際の乱れに影響されているものと考

えられる。この $\theta=300^\circ$ 周辺の領域の翼間における前縁剥離や再付着によって生ずる渦が、変形・崩壊を起こしながら翼後縁から大小さまざまなスケールの渦の集団として放出され、これがケーシング上流からの流れと混合し、ある大きさの渦のクラスターとなって舌部に衝突・変形して不規則で大きな圧力変動を生じていると考えられる。

一方、羽根車上方における翼間で圧力変動が大きいことも重要である。その変動の発生要因については以下のように考えられる。羽根車上方の渦流領域では Fig. 4.12 に示すように θ 方向には、ほとんどの領域で失速した状態にあると見てよい。ただし、 $\theta=270^\circ$ から 300° 付近のみ強い翼間流れが見られる。ここで、Fig. 4.13 の渦構造を見ると、羽根車上方の翼入口側ではベルマウスの下端からの境界層の剥離によって生じた渦が常に流れ込んでおり、このような渦を含む乱れた流れは、翼へ流入した際に翼間内で大きな非定常的圧力変動が発生すると考えられる。第 3 章で述べたスクロールレスファンでの研究によれば、翼間の流れにおいては、 $z/b=0.5$ 付近において圧力変動が大きくなるという結果を得ている。今回の研究結果は、これとは異なる z/b の位置において圧力変動が大きいことを示している。スクロールレスファンは軸対称形状であるため、ベルマウスから流入した主流は羽根車の下方側へ θ に依存せずほぼ均一に翼へ流入している。このため、羽根車下方における主流と上方の渦流領域との境界付近のみに翼間への流入変動が発生して圧力変動が大きくなっていた。一方、本研究ではスクロールケーシングを用いているため、羽根車とケーシングとの距離は回転方向に対して変化する。これにより、翼への流入流量は θ 方向に応じて変化するため、主流領域と渦流領域の高さも θ 方向に対して変化していることが分かった。Fig. 4.6 では羽根車高さに対してほぼ中間の領域よりも上方側の翼面で圧力変動が高く、また Fig. 4.13 では θ 方向に対して羽根車上方に渦構造が変化している様子が観察されている。以上により、渦流領域の軸方向高さの変化量が、スクロールレスファンとスクロールケーシング搭載の送風機との翼間内圧力変動の軸方向位置が異なる要因であると考えられる。

4.5 結言

多翼送風機の高流量動作点において LES による数値解析を行い、送風機内部の非定常流れと騒音発生の関係について検討した結果、以下の結論を得た。

- (1) 翼通過周波数騒音よりも大きな騒音が 400~800Hz において確認され、この騒音源は舌部と羽根車上方及び負圧面全域の翼面に存在することを確認した。
- (2) 舌部における騒音については、翼の後縁から放出された大小さまざまなスケールの渦の集団が、ケーシング上流からの流れと混合し、ある大きさのクラスターとなって舌部に衝突・変形した際に発生する不規則な圧力変動によるものと考えられる。
- (3) 羽根車上方の翼面については、ベルマウスの下端からの剥離によって生じた渦が非定常的に翼へ流入した時と、非定常的に生じる翼間流れにより、翼間内で大きな圧力変動として現れる。翼負圧面については、前縁剥離によって生じるせん断層及び剥離再付着によって圧力変動を生じる。これらの流れが羽根車から生じる騒音の要因となる。
- (4) 第 3 章のスクロールレスファンと本章のスクロール付きの送風機での翼間内変動の違いは、スクロール付きでは翼への流入流量が θ 方向に応じて変化するため、主流領域と渦流領域の高さも θ 方向に対して変化するためである。

第5章 送風機内部から発生する低流量動作時の低周波数

騒音

5.1 緒言

HVAC 用の多翼送風機は動作範囲が広いので、冷房モード相当の高流量域と暖房モード相当の低流量域では内部流れと騒音特性が大きく異なる。第4章では、高流量動作点の最も音圧レベルが高い周波数帯の 400~800Hz における騒音発生メカニズムを調べた。本章では、低流量動作点で発生する、約 100Hz の低周波数騒音発生メカニズムについて明らかにするため、実験解析と数値解析によって調査を進める。実験解析については、時系列 PIV を用い、数値解析については LES 乱流モデルによる CFD を用いる。これらの両輪により、翼間及びスクロールケーシング内部の 3 次元流れ構造及び変動成分、低周波数の決定要因について調査した内容を述べる。

5.2 時系列 PIV による実験解析

5.2.1 送風機性能試験

本研究で用いた羽根車の仕様を Table 5.1 に示す。性能試験は第2章で示した Fig. 2.1 に示す JIS B 8330 に準拠した装置を用いて無響室内で行った。静圧は管壁面に取り付けられた静圧孔により計測し、流量はオリフィス前後の差圧から求めた。流量の設定は下流に設置した絞り弁により制御した。騒音測定に関しては、羽根車回転軸上の吸込口上端から 1m の位置にプリアンプ内蔵型の 1/2 inch コンデンサマイクロホン（小野測器 MI-1234）を設置し、取得した信号を FFT アナライザ（小野測器 DS-2000）によって周波数分析した。これらの測定されたそれぞれの値の誤差は 1%以下であることを確認している。本研究で用いる流量係数、圧力係数、ファン効率の各値は、式(2.1)~(2.3)を用いて算出した。

Fig. 5.1 は Fig. 2.1 で示した試験装置を用いて得られた送風性能特性である。本送風機では次の 3 つの運転モードに注目した。高流量側が $\phi = 0.19$ で最高効率点近傍であり、流路抵抗が大きくなる低流量側が $\phi = 0.07$ 及び 0.12 である。Fig. 5.2 に $\phi = 0.07, 0.12, 0.19$ の騒音スペクトルの分析結果について、1kHz までの低中周波数域を示した。音圧レベルは A 特性で示されている。図からわかるように、高流量側の $\phi = 0.19$ においては特に目立ったピークは見られないが、これより低流量側の $\phi = 0.12$ では、103Hz と 150Hz に顕著なピーク

が観察された。 $\phi = 0.07$ では $\phi = 0.12$ 程ではないが、これらの周波数でレベルが大きくなっている。 Fig. 5.3 は $\phi = 0.12$ の条件の下で、回転数を 2400rpm から 3800rpm まで変化させた場合の騒音スペクトル分布の推移を求めた結果である。この分布においても、Fig. 5.2 で観察された二つのピークが、回転数と共に周波数、音圧ともに増大していることが観察された。これら二つのピークの中で低周波数側を第 1 周波数とし、他方を第 2 周波数と呼ぶことにする。この結果からわかるように、これらのピークは、与えられたファン回転数と流量に応じて周波数の値が変化することから、流れに関連した騒音であると言える。今回の調査では、この低周波数騒音が顕著となる $\phi = 0.12$ ($Q=250\text{m}^3/\text{h}$, $N=3330\text{rpm}$) における流れ場を詳細に調べ、低周波数騒音の要因の 1 つである第 1 周波数の約 100Hz の流れ場と騒音との関係について調べた。

Table 5.1 Specifications of impeller

Outer diameter	130 mm
Blade height	70 mm
Number of blades	37

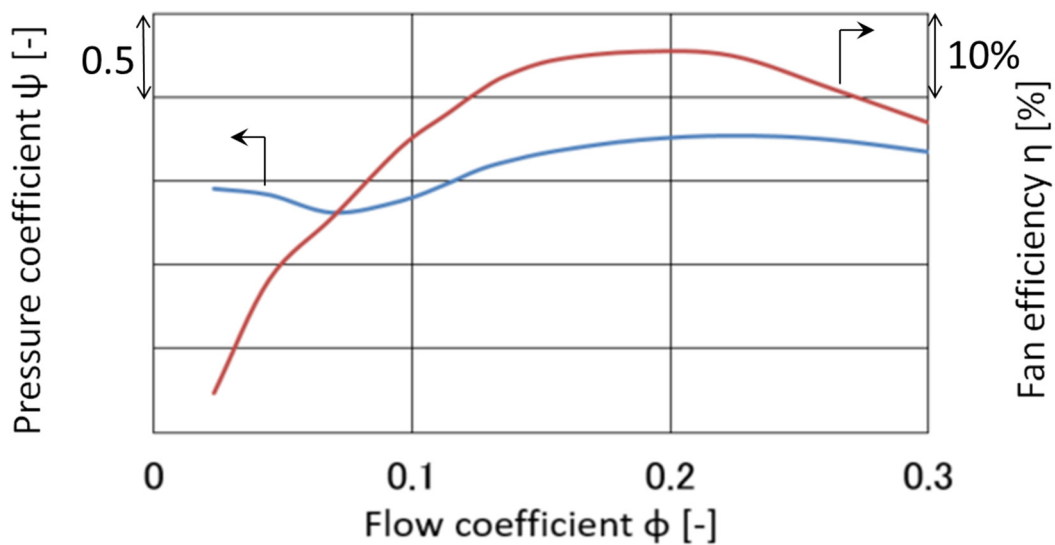


Fig. 5.1 Fan characteristics; ψ - ϕ and η - ϕ curves

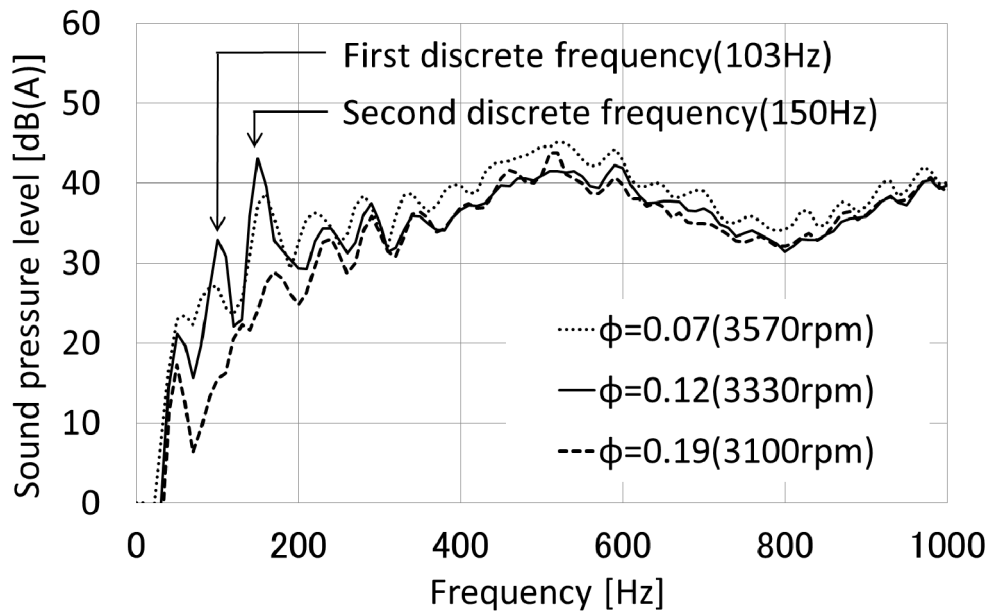


Fig. 5.2 SPL spectra at $\phi=0.07, 0.12$ and 0.19

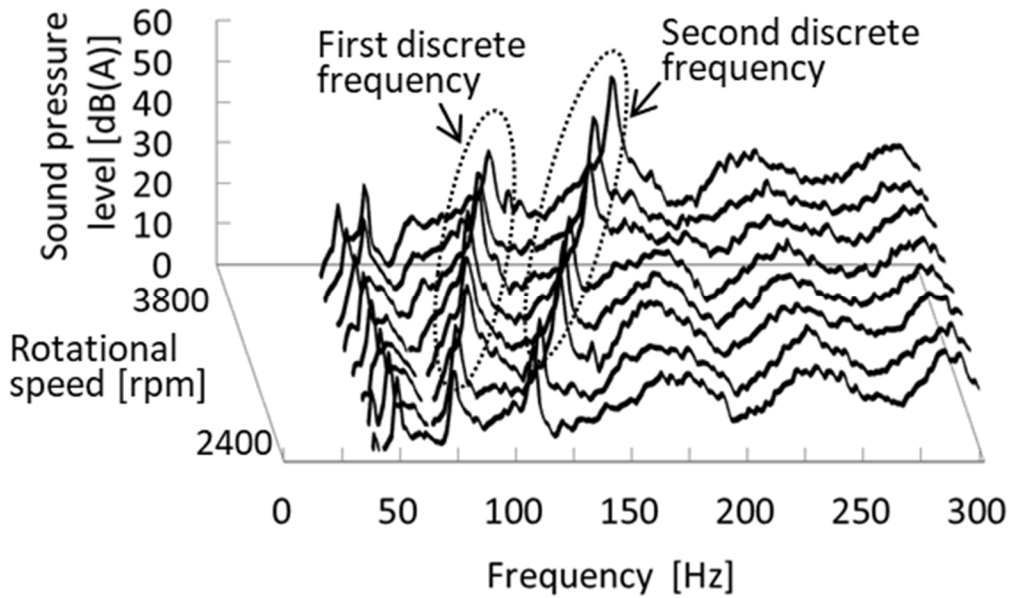


Fig. 5.3 SPL spectra variation with rotation speed at $\phi=0.12$

5.2.2 時系列 PIV 計測方法

Fig. 5.4 に示す時系列 2 次元 2 成分の PIV 計測システムを用いて、羽根車翼間出口、羽根車内部、スクロールケーシング内部、舌部周辺の流れの計測を行った。PIV 計測に用いた光源は、最大周波数 10kHz、出力 100mJ/pulse のダブルパルス Nd: YLF レーザ (DM-527, Photonics Industries Int., Inc.)を使用した。レーザ光はシリンドリカルレンズによってシート光として羽根車回転軸と垂直に照射し、撮影には高速度 CMOS カメラ(XS-5, IDT Co.Ltd)を用いて行った。PIV 解析は proVISION (IDT Co.Ltd)を使用し、検査領域のサイズは 32×32pixel である。粒子移動計算には FFT 相互相関法を用いており、サブピクセルの精度での計測が可能である。トレーサ粒子には、シーディングジェネレータ (Lavision) によって生成したオイルミスト (基準粒子径 1.0 μ m) を用いた。各計測対象に対する撮影周波数と解像度を Table 5.2 に示す。

羽根車出口の計測では、翼の回転と撮影のタイミングを同期させた位相固定による計測を行った。これまでに行われてきた計測手法は、翼の回転と何らかの同期を行うか、あるいはダブリズムを利用して観察する翼を追尾する手法がとられてきた⁽²⁶⁾。前者では通常、定点観測によるアンサンブル平均を用いて分析が行われ、後者では、観測対象翼の時系列的な変動を測定することができるが、着目する翼間流れに対し、隣の翼間流れとの相互作用を観察するには不向きな面がある。本研究における撮影手法は、高速の PIV 計測手法によって、翼 1 枚が測定個所を通過するごとに計測を行っている。則ち、今回の計測では、翼通過周波数 2054Hz を撮影速度として設定している。この計測の利点の一つは、取得データに翼通過周波数で発生する強い変動成分が含まれないことである。翼通過周波数での速度変動は、多翼送風機の実験において常に大きな障壁となってあらわれるが、この手法を用いることで障害となる翼通過周波数変動に対し、計測条件によってバンドエリミネーションをかけたことと等価であり、更に 1 翼間毎ごとに流出される際に生じる変動を確実に捉えられることができ非定常流れ場の理解が容易になる。更に、全体の変動の把握は、計測場所を移動させることによって可能となる。一方、スクロールケーシング内での計測は、可能な限り長時間での計測を行い、かつ、計測できる領域をより大きくとるため、撮影速度を 500Hz とした。

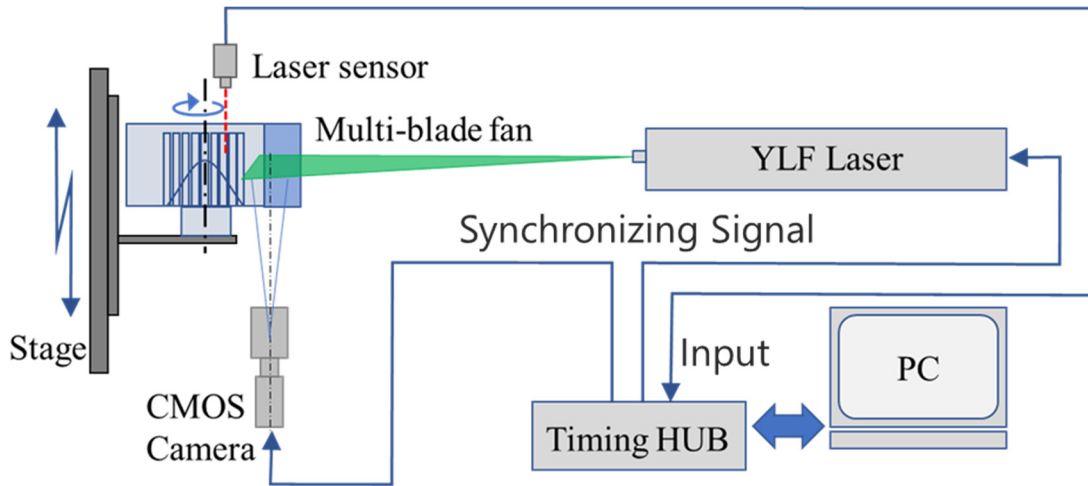


Fig. 5.4 PIV measurement system

Table 5.2 PIV measurement conditions

	Target	Sampling rate	Resolution
Exp-1	<ul style="list-style-type: none"> ■ Impeller exit ■ Inside impeller 	2054Hz	1280 × 240 Pixels
Exp-2	<ul style="list-style-type: none"> ■ Scroll ■ Tongue 	500Hz	1280 × 1040 Pixels

5.2.3 羽根車出口の速度分布と変動

初めに、 $\phi = 0.12$ における速度分布の θ 方向への変化について検討する。Fig. 5.5(A) は Table 5.2 に示す Exp-1 の条件で計測した箇所を示し、Fig. 5.5(B) は Exp-2 の条件で計測した箇所を示す（グレー部）。舌部と羽根車との間の最小断面積となる位置、即ち巻き始め位置を $\theta = 0^\circ$ とする。Fig. 5.5 の下図に示すように、 z/b は翼スパン方向の下面からの無次元高さであり、軸方向に 10 断面を計測している。羽根車出口における計測では $\theta = 30^\circ, 180^\circ, 300^\circ$ において、供試体の構造上の制約のために PIV 計測は不可能であったため除外している。速度計測結果の一例として、翼スパン中央である $z/b = 0.5$ での $\theta = 0^\circ, 120^\circ, 210^\circ, 330^\circ$ における羽根車出口部の瞬時相対速度分布を Fig. 5.6 に示す。ここで、PIV 計測結果から求めた相対速度は、PIV の計測点の座標をあらかじめ求め、計測点の周速度を計算し、計測した

絶対速度と周速度から求めた．速度の方向は一定長さの矢印で示した．図中のグレー部分は翼の後縁付近を示している．この図から， $\theta = 120^\circ$ ， 210° においては，翼間出口に向かう流出主流が確認できる．一方， $\theta = 0^\circ$ ， 330° では，翼出口周辺から翼入口側に向かう逆流が発生していることが確認できる．

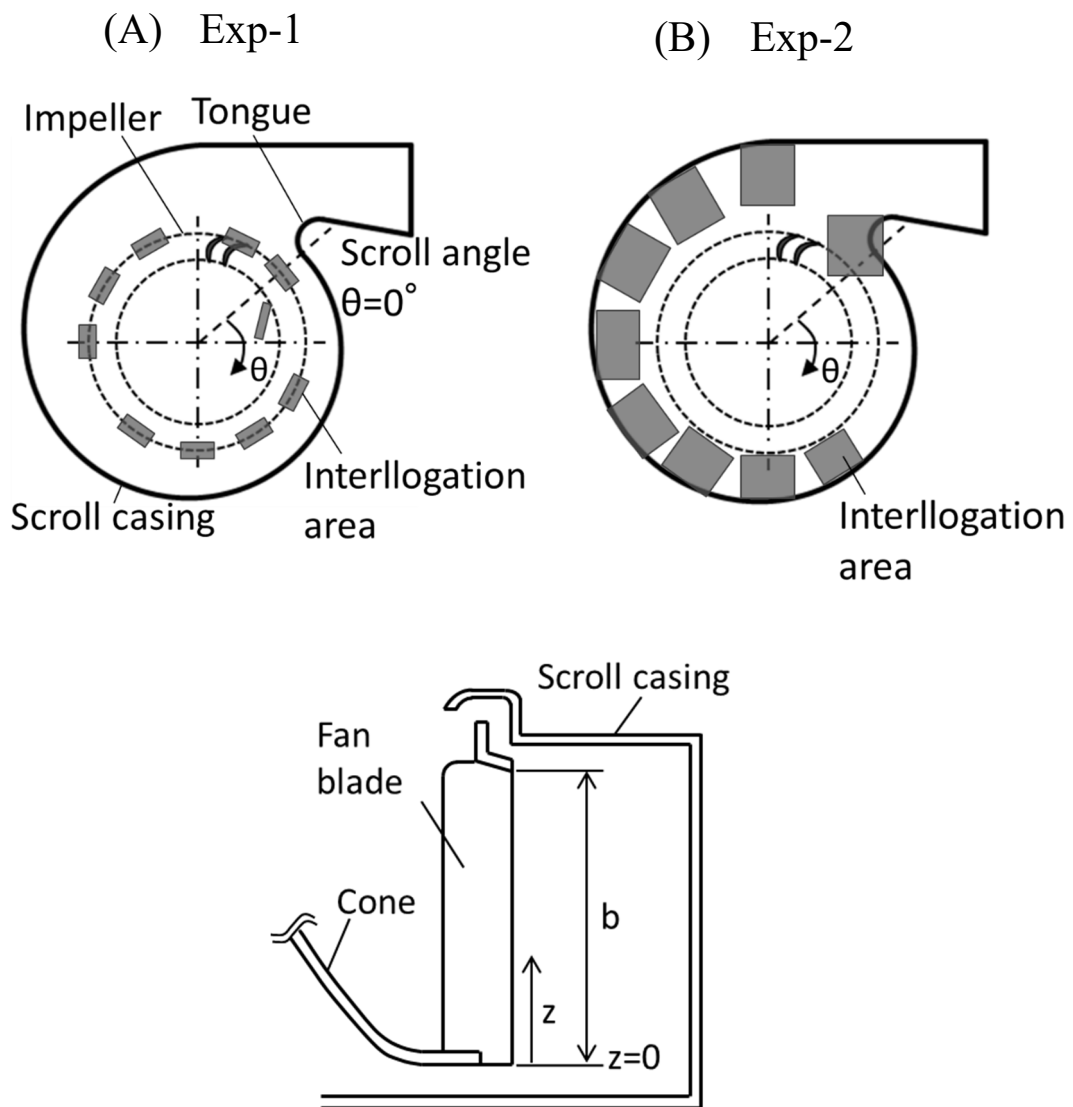


Fig. 5.5 Measurement area

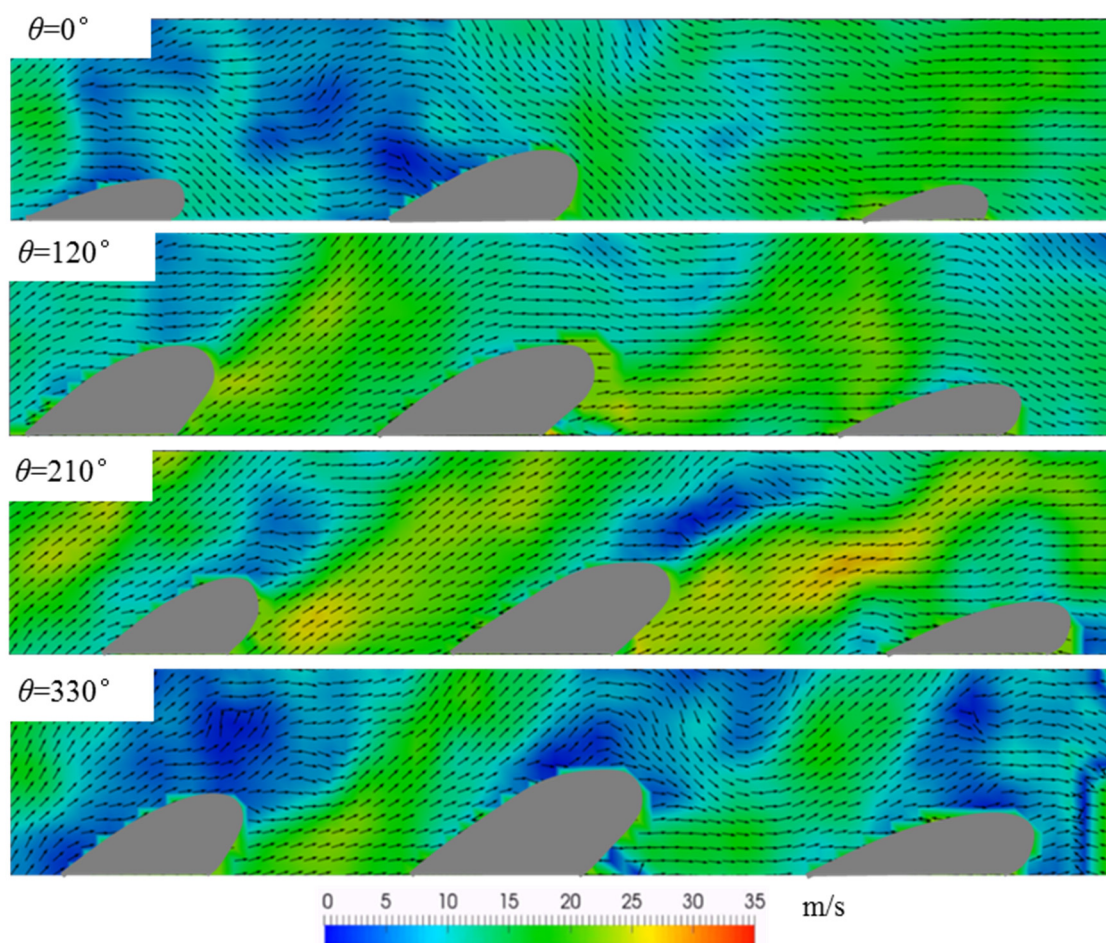


Fig. 5.6 Relative velocity distributions near the impeller outlet ($z/b=0.5$)

5.2.4 半径方向速度変動スペクトル

次に、羽根車出口部における主流速度の様子を詳細に調べた。ここでは、Fig. 5.7 に示すように PIV の計測結果を用いて、翼同士の後縁を結ぶ線分から 1 mm 半径方向外側の線分上の速度を求め、この線分上の値を平均した速度を羽根車出口部における速度と定義した。このような平均値を用いた理由は、局所的な変動を議論する以前に、翼間の流れ変動を大局的に捉えるためである。

始めに、各 θ の位置において、上述したように求めた翼出口部の半径方向速度を時間平均した各 z/b の結果を Fig. 5.8 に示す。この図より、半径方向速度成分は、 $\theta=0^\circ$ において z/b の全領域で負の値、即ち、逆流していることを示している。 $\theta=120^\circ\sim 270^\circ$ においては、良好に主流が発達していく様子が見られることがわかる。この間の流れは、 z 方向に対して大きな差異があり、3次元性が強いと言える。同様に、スクロールケーシング巻き終わり付近から

舌部周辺に相当する $\theta = 270^\circ \sim 330^\circ$ においても z/b の違いによる3次元性は大きい。より詳細に見ると、 $\theta = 270^\circ$ を境にして、 $z/b = 0.9$ 以外はこれ以上の領域で半径方向速度成分が急減していく。そして、 $\theta = 330^\circ$ 以上、即ち舌部に近づくにつれ逆流が強くなっていることが確認できる。 $z/b = 0.9$ はほぼ全ての領域で小さい値を示していることから、シュラウド近くでは翼間流れは殆ど形成されていないと言える。

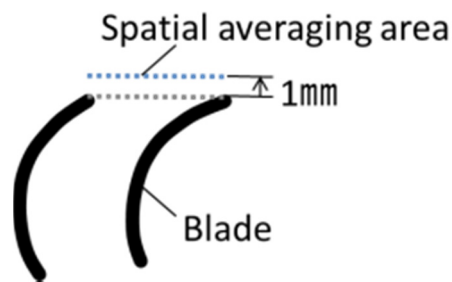


Fig. 5.7 Averaging area of the impeller outlet velocity

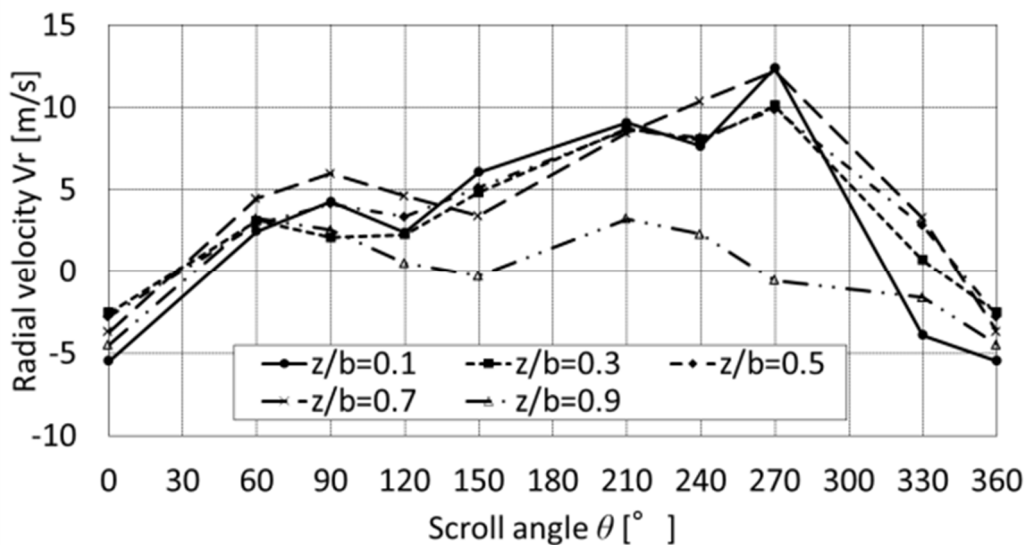


Fig. 5.8 Radial velocity distribution at the impeller outlet

次に、上述の羽根車出口の半径方向速度の時系列データをFFT解析した結果をFig. 5.9に示す。これは、主流の特性を表すために最も重要となる $z/b = 0.5$ における変動スペクトルである。図から分かるように、変動スペクトルには主として56Hzと105Hzの二つのピークが観察された。56Hzのピークは、羽根車回転周波数である。一方、 $\theta = 120^\circ$ に見られる約105Hzの卓越周波数は、Fig. 5.2で捉えられた第1周波数にほぼ一致する。仮にこのピーク

が羽根車の振れ回り等に起因したものであれば、羽根車全周に渡って同じレベルで特定の周波数にピークが現れるはずだが、各 θ においてこのようなものは確認できない。このため、機械的な変動によるものではないといえる。更に、この現象は旋回失速ではないということも示唆される。旋回失速がこの低周波数変動の原因ならば、やはり羽根車全周にこの変動が伝播し、変動のピークとして現れると考えられる。Fig. 5.9 の $\theta = 210^\circ$ に示されるように、第1周波数のピークはみられない。つまり、本研究における現象は、羽根車振れ回りや旋回失速とは異なる流体现象に起因したものと推察できる。

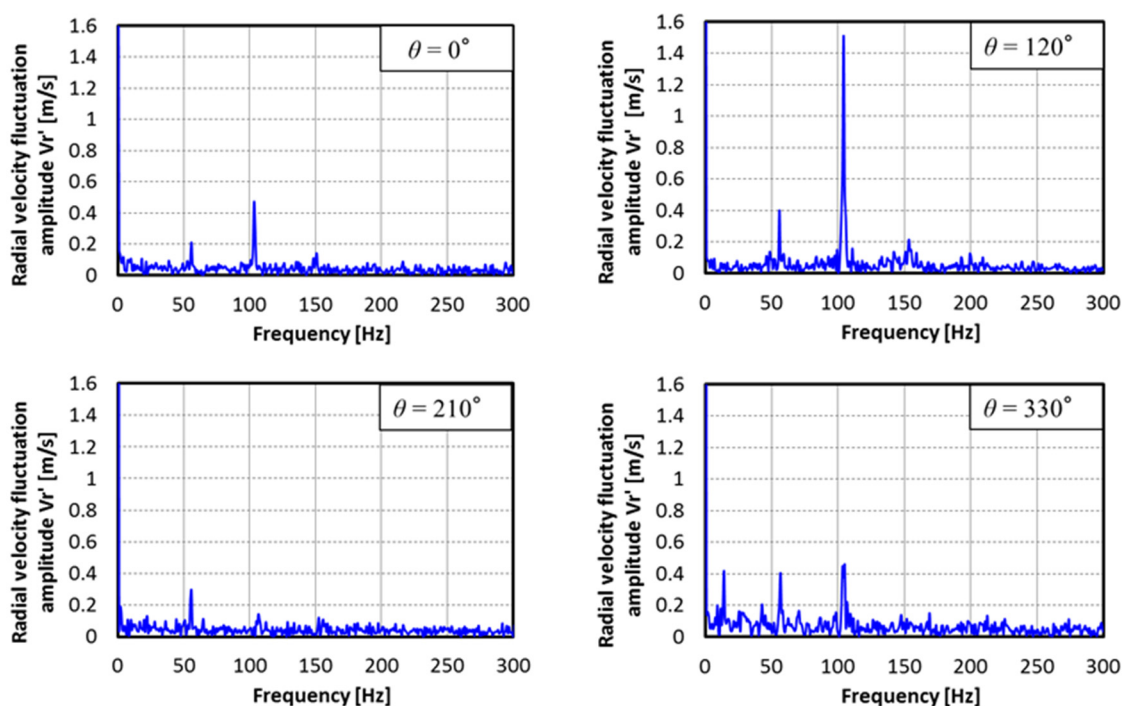


Fig. 5.9 Frequency characteristics of the radial velocity fluctuation amplitude at impeller outlet
($z/b=0.5$)

Fig. 5.10 に、羽根車出口における θ に対する第1周波数における半径方向速度の変動振幅値を示す。 $\theta = 120^\circ$ 周辺と $\theta = 270^\circ \sim 330^\circ$ の2つの領域で変動が大きく、特に $\theta = 120^\circ$ 、 $z/b = 0.5$ では局所的に非常に大きな値を示している。この2つの領域に挟まれた $\theta = 150^\circ \sim 240^\circ$ の範囲は、翼間流れの主流が支配的な領域であるが、変動値は非常に低い値を示している。このことから、羽根車出口における第1周波数変動流れは、周方向に対して局所的であると言える。

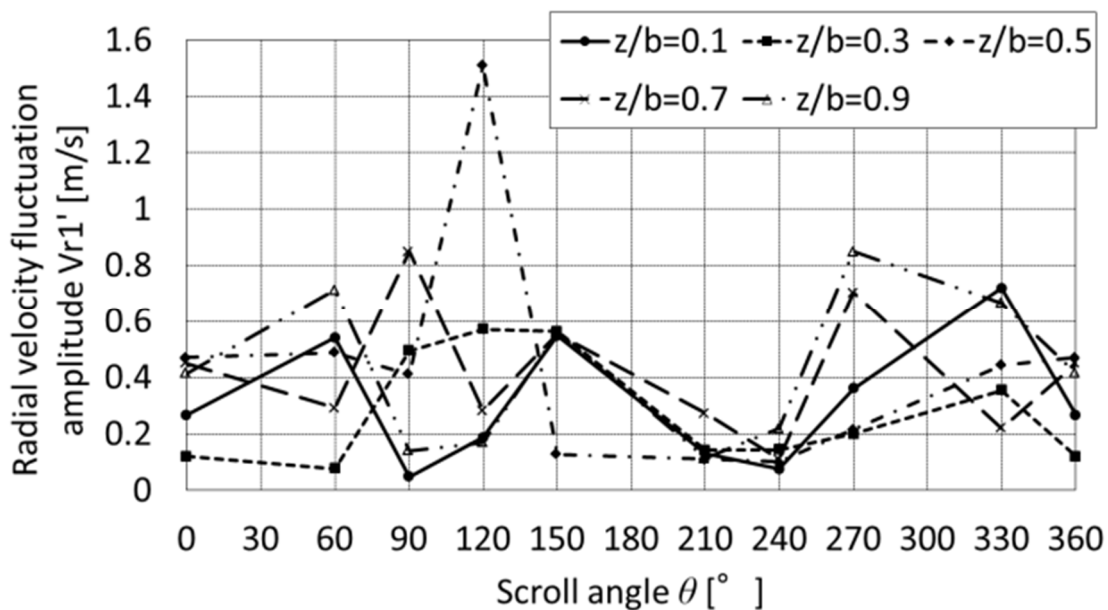


Fig. 5.10 Radial velocity fluctuation amplitude at the first frequency at each scroll angle

5.2.5 翼流出の始動角における速度変動

一般に多翼送風機において、 $\theta = 0^\circ$ のスクロール巻き始めから下流方向に向かう一定の角度までは、翼間内部に気流が十分流入せず、良好な仕事が行われていないことが知られている。本報告では、翼間流れがある程度形成され、流動仕事を開始される角度を翼流出の始動角と呼ぶことにする。Fig. 5.9 及び Fig. 5.10 で示されたように、本供試体で翼流出の始動角と考えられる $\theta = 120^\circ$ 近傍では、第 1 周波数の変動が特に大きいことが確認された。そのために翼流出の始動角における羽根車出口の非定常流れ場を詳細に調べることにする。Fig. 5.11 は $\theta = 120^\circ$ の羽根車出口の $z/b = 0.5$ における時系列半径方向速度を示したものである。図より、大きな振幅の変動が一定の周期で現れており、その周波数はおよそ 100Hz である。変動の山部、中間部、谷部に相当する時刻の空間速度分布を Fig. 5.12 に示した。Fig. 5.12 のそれぞれの瞬時速度ベクトル場では、Fig. 5.11 の①、②及び③に対応した翼流出の様子を明確に確認することができる。これらの結果から、翼流出の始動角 $\theta = 120^\circ$ における騒音の第 1 周波数変動は、この間欠的な流れと関連していることが判明した。

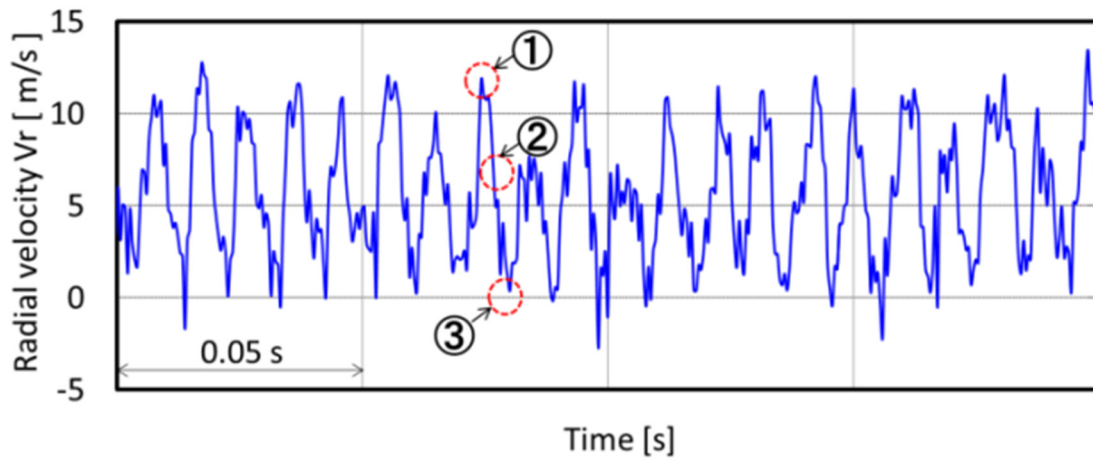


Fig. 5.11 Time sequential radial velocity fluctuation obtained by PIV at $\theta = 120^\circ$ and $z/b = 0.5$

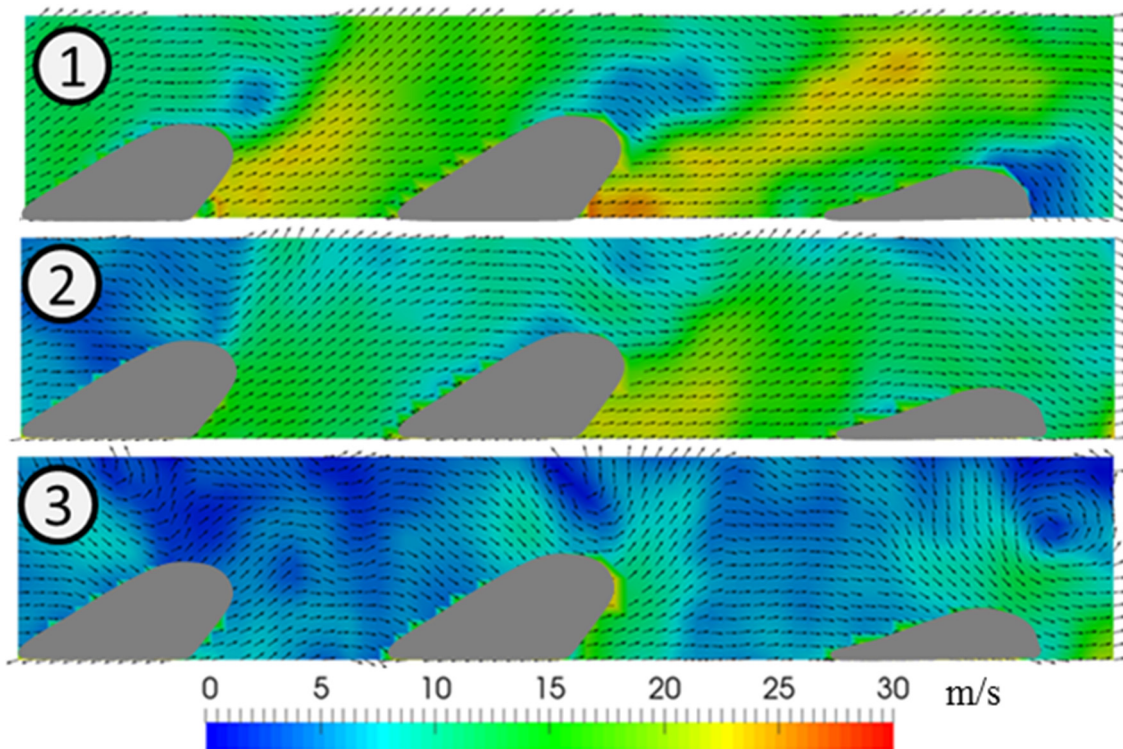


Fig. 5.12 Relative velocity vectors at time ①, ②, and ③ in Fig. 5.11

5.2.6 スクロールケーシング内の変動

次に、スクロールケーシング内における速度変動を調べた結果について述べる。Fig. 5.13 及び 14 に、スクロールケーシングの各 θ 、及び、各 z/b における鉛直断面上の時間平均絶対速度値と、第 1 周波数における速度変動振幅値をそれぞれ分布図で示した。絶対速度分布図より、スクロールケーシング内の流れはおよそ 24m/s 程度の大きさの流れが全体的に存在し、これに翼流出の始動角以降、強い流れが羽根車出口付近に現れていることがわかる。一方、第 1 周波数である 100Hz 近傍の速度変動振幅の図では 0.6~1.2m/s 程度の振幅値の変動が各所に見られる。このような大きな変動が観察される位置について調べると、 $\theta = 120^\circ$ では羽根車出口近傍にあるが、これ以降の θ では、徐々に翼から離れ、スクロールケーシング側壁側に移動していく。 $\theta = 270^\circ$ 以降では、変動領域の形状が崩れていき、一部は再び羽根車側へ移動する。

ここで、スクロールケーシング内部で変動が大きい $\theta = 210^\circ$ 周辺における流れの時間変化の様子を Fig. 5.15 に示す。測定断面は $z/b = 0.6$ である。図(A)は、矢印に沿って変動の周期 T の 1/5 毎の瞬時速度分布を示している。計測 1.4 秒間、700 フレームの瞬時速度分布から求めた第 1 周波数における速度変動振幅分布が図 (B) である。これらの比較から、流れは 3 つの領域に分類することができる。即ち、羽根車側の翼出口主流領域、スクロールケーシング側壁側のスクロール流れ領域、これら間に存在する変動流れ領域である。 $\theta = 210^\circ$ における羽根車出口主流には、Fig. 5.10 でも確認できるように、第 1 周波数における変動は殆ど見られないため、この部分における羽根車主流流れは常時安定している。また、羽根車出口からの主流は変動流れ領域には到達していないことを確認している。この変動流れ領域の乱れは、翼流出の始動角近くの変動成分がスクロールケーシングの下流に向かって対流しているものと考えられ、羽根車出口主流よりも径方向外側を通過しているため、ここに大きな変動分布として表れる。

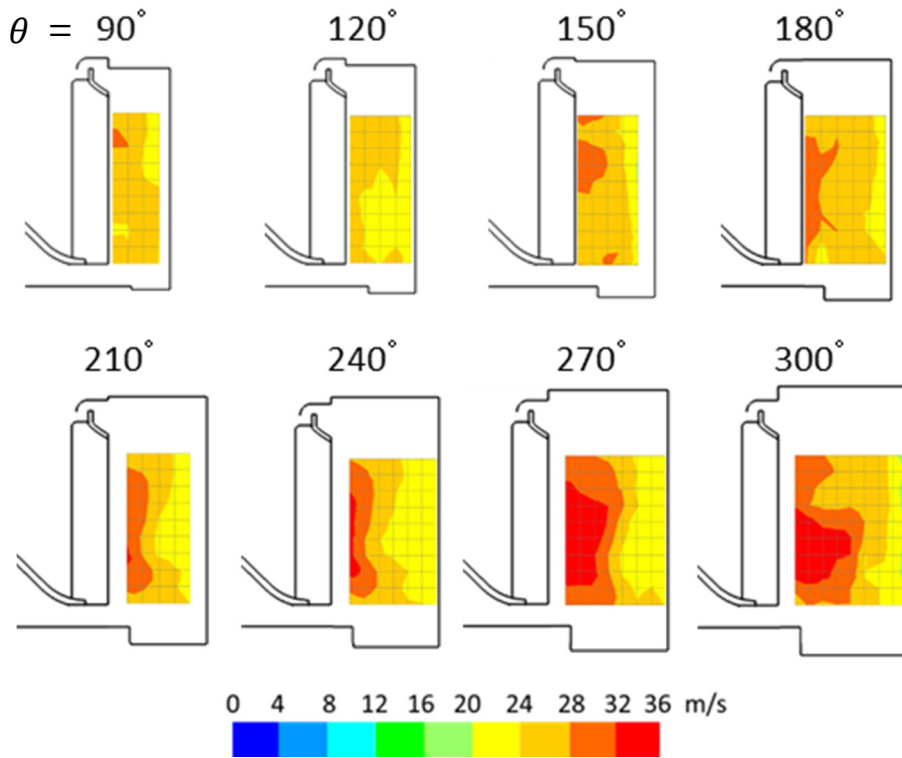


Fig. 5.13 Distribution of velocity magnitude in vertical cross sections

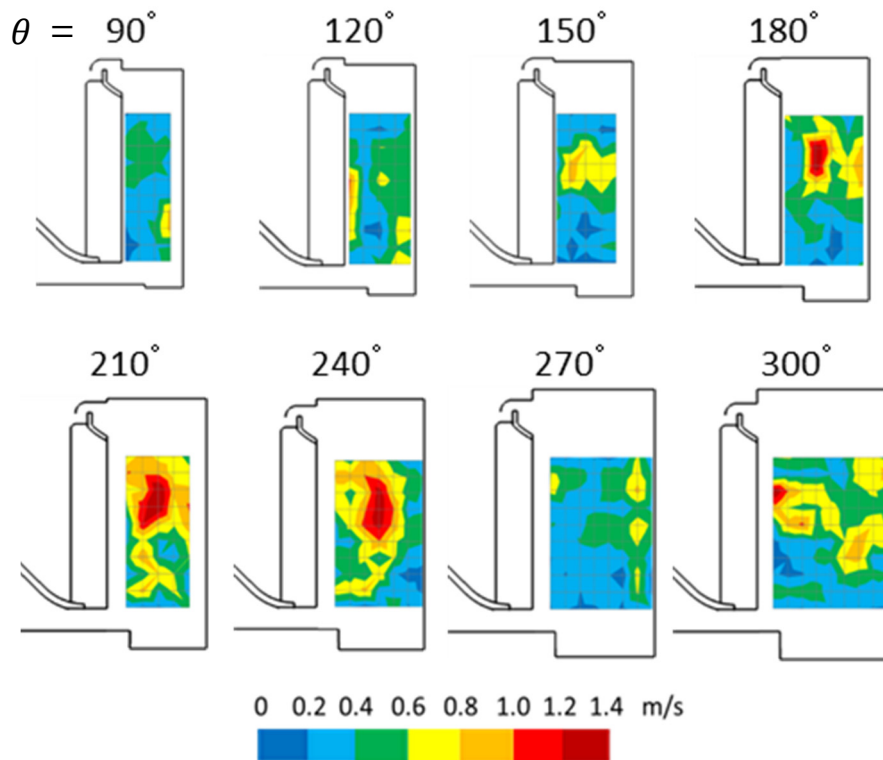


Fig. 5.14 Distribution of velocity fluctuation in vertical cross sections

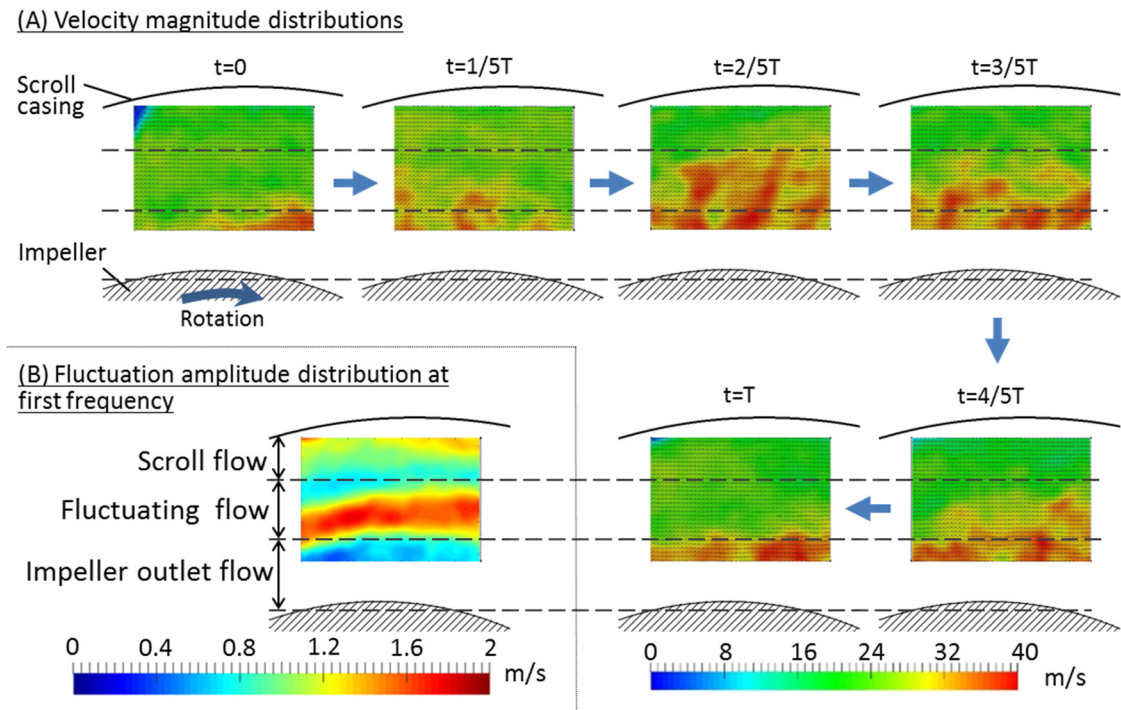


Fig. 5.15 Distributions of time series velocity magnitude and fluctuation amplitude at $\theta = 210^\circ$,
 $z/b = 0.6$

5.2.7 羽根車内部の変動

これまでに示したように、羽根車外周とスクロールケーシング側壁の間、さらには羽根車出口主流よりも径方向外側に低周波数変動流れが存在することが明らかになった。また、Fig. 5.8 では $\theta = 270^\circ \sim 360^\circ$ で逆流が起きていることが確認されていることと、前項で述べたように、 $\theta = 300^\circ$ で変動が羽根車側に移動していることから、スクロールケーシング内に存在していた変動流れが、スクロール巻き終わり付近から舌部周辺における羽根車内部への逆流によって、羽根車内部にも変動流れが存在すると予測される。羽根車内部の流れを PIV 計測するのは装置の構造上、極めて困難であるが、Fig. 5.16 に示す羽根車内部の計測点においては、レーザ照明と撮影計測が可能であったため PIV 計測を行い、速度変動スペクトルを調べた。この時、羽根車外部から羽根車内部にレーザを照射しているため、羽根車ブレードがレーザシート光を殆ど遮ってしまい、極めて限られた線状領域の計測となった。このような計測を経て Fig. 5.16 に示すように、羽根車内部で得られた速度変動のスペクトル分布においても、100Hz 付近に卓越したピークを確認することができた。この結果から、前述の仮説通り、羽根車内部への逆流によって、スクロールケーシング側に存在していた変動

流れが羽根車内部に侵入していることが示された。このことから、羽根車出口 $\theta=120^\circ$ で発生する大きな変動は、スクロールケーシング内に流出した後、その巻き終わり付近から舌部周辺において羽根車内部へ逆流し、羽根車内部を通過し、再び $\theta=120^\circ$ 付近の翼から流出するものと考えられる。

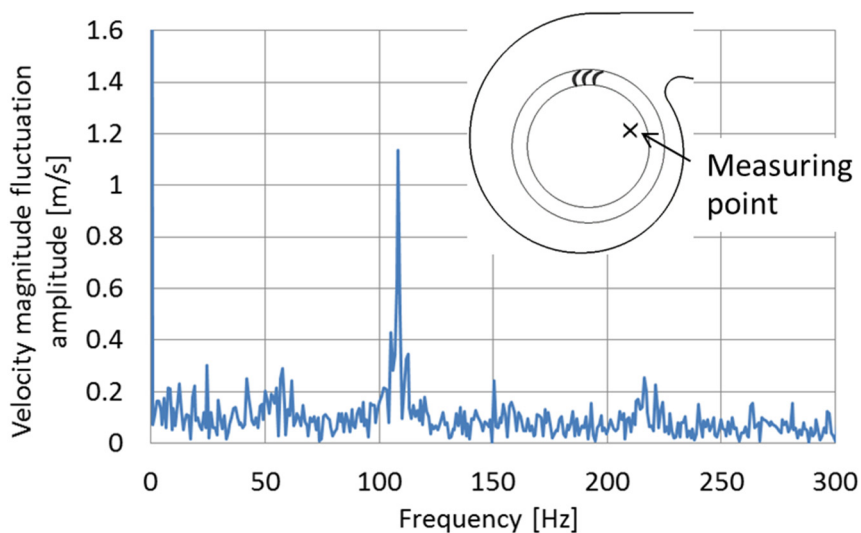


Fig. 5.16 Spectrum of the velocity magnitude fluctuation at the internal impeller

5.2.8 舌部付近の変動

スクロールケーシング内を対流した変動流れは、舌部近傍でその一部がスクロール巻き始め部へと流れる、いわゆる再循環流へと取り込まれて舌部付近を流れていくことが、Fig. 5.14 の $\theta = 300^\circ$ の変動分布から容易に推定される。このことを確認するため、舌部及び $\theta = 0^\circ$ 近傍の変動を詳細に調べた。Fig. 5.17 にその速度変動振幅値の分布を示す。これまでと同様に第1周波数の振幅値を抽出して示した結果である。スパン方向に検査面をトラバースして変動の分布を調べたところ、図示したように、 $z/b=0.5\sim 0.6$ の舌部壁面近傍に特に大きな変動が存在していることを確認できた。この図も合わせて、本研究で着目した第1周波数変動流れは Fig. 5.18 に示す模式図のように示すことができる。即ち、スクロールケーシング内に存在する変動流れ(Flow2)は、スクロール巻き終わり近傍で舌部壁面に向かう流れ(Flow3)と、羽根車内部へ逆流する流れ(Flow1)の2つに分かれ、前者は、舌部に衝突することで、第1周波数の発生音の要因となり、後者は羽根車流出主流(Flow4)の外側を通過しながら周期的な変動の循環の要因となっていると考えられる。

ここで、Fig. 5.2 を振り返ると、 $\phi = 0.07$ では $\phi = 0.12$ 程ピーク音圧は大きくは無く、 ϕ

$\phi = 0.19$ は全く現れない。 $\phi = 0.23$ における本低周波数音発生メカニズムを各流量点における内部流れと関連付けて考えると、次のように推定することができる。なお、 $\phi = 0.12$ 以外は今回 PIV 計測データが揃っていない。このため、一般的に知られている多翼送風機の流れ場と結びつけて考察すると、やはり再循環流れと翼流出の始動角の状態が本研究で得られた低周波数変動流れを生じる要因と考えられる。

$\phi = 0.07$ では、スクロール出口に向かう流れは減少し、再循環流量が増大するため羽根車内部への逆流量も増大する。この条件では、 $\phi = 0.12$ に比べて翼流出の始動角は $\phi = 0.12$ に比べるとより大きくなり、翼間流れの発達領域はかなり限定される。このような状況においては、舌部へ衝突する流れの激しさも減少し、一連の流れが $\phi = 0.12$ に比べて安定傾向となり低周波変動が抑えられ、低周波音が低減する。

一方、 $\phi = 0.19$ においては、翼流出の始動角は小さくなり、翼間流れは周方向に広い範囲で発達する。また、スクロール出口に向かう流れが多くなることから、舌部と羽根車の間の再循環流は存在するものの、その流量は $\phi = 0.07, 0.12$ より少ない。当然、舌部へ衝突する流れは存在するが、翼間流れが一定して流出していることから、むしろ BPF 音が卓越する傾向となる。羽根車内部への逆流は発生しないため低周波数音も発生しない。

$\phi = 0.12$ の流動は、 $\phi = 0.07$ と 0.19 の中間の不安定な流れ状態、即ち、本報告で示した流れの結果となり、羽根車内の逆流を伴って、翼流出の始動角である $\theta = 120^\circ$ から間欠流れが発生し、変動はスクロール下流に対流し、舌部へ衝突し騒音の要因を引き起こす。

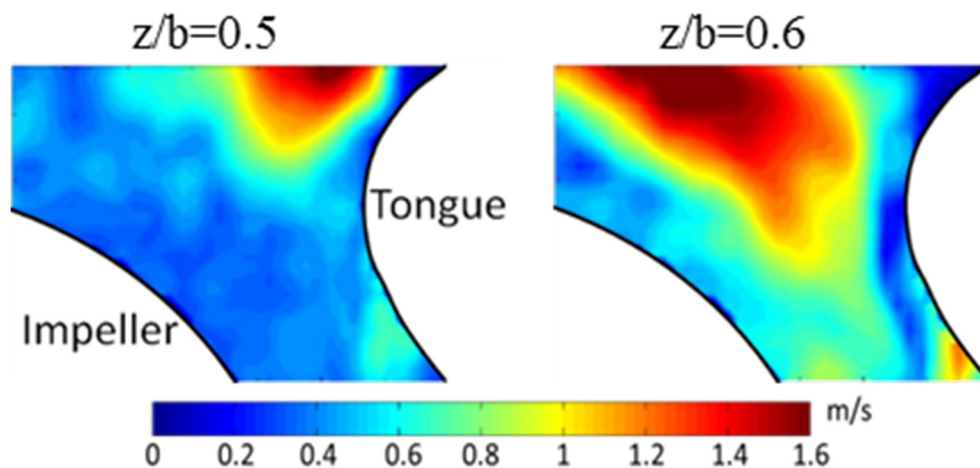


Fig. 5.17 Distributions of velocity magnitude fluctuation amplitude at first frequency near the tongue

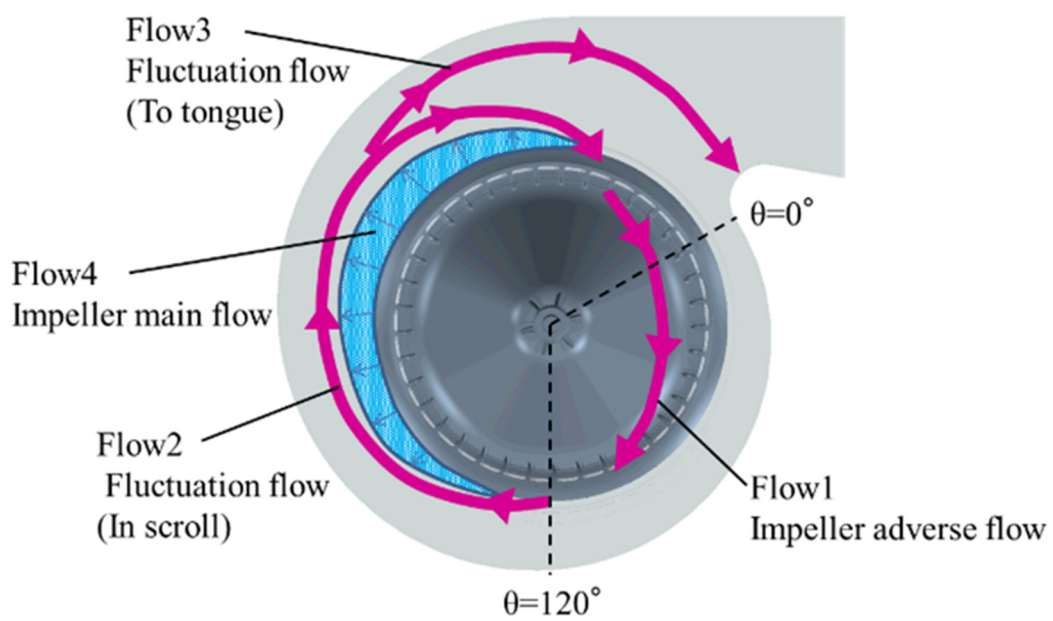


Fig. 5.18 Schematic diagram showing disturbance transport

5.3 CFD による数値解析

5.3.1 計算条件

本研究で用いた CFD 解析は、シーメンス PLM ソフトウェアの STAR CCM+ Ver.9.06 を使用した。非圧縮性流れにおける LES モデルによる数値計算を行う。サブグリッドスケールモデルは WALE モデルを用いた。本 CFD 解析で対象とする計算領域を Fig. 5.19 に示す。入口境界面及び出口境界面は送風機内部から発生する流れの乱れによる影響を受けないように、送風機本体から十分に離れた部位に設けた。送風機上流の円筒部は送風機に空気が流入する仮想領域としており、その側面表面はすべり境界条件を設定した。この円筒上面は空気が計算領域に流入する境界部とし、大気圧一定境界条件を設定した。送風機下流の矩形ダクトの最下流面は出口境界面とし、質量流量流出境界条件として設定した。送風機の羽根車周りの領域は回転領域、それ以外の領域は静止領域とした。これらの界面にはスライディングメッシュインターフェースとして両者の領域を接続した。Fig. 5.20 に水平断面における計算格子を示す。計算格子は主にポリヘドラルセルで構成されており、壁面近傍は層状のセルで覆われている。特に羽根車の翼周りには十分細かい格子サイズを設定した。本計算領域全体の格子数は約 2800 万である。計算格子数及び品質は、計算精度と計算時間の両面から、事前に計算格子数 1400 万～3700 万の中でその適切な条件を評価し、決定した。CFD 解析で行った送風機の動作条件は、 $\phi = 0.07, 0.12, 0.19$ とした。本送風機の仕様は PIV 計測で用いたものと同じである。CFD でも、時系列 PIV による実験解析と同様、低周波数騒音が最も目立つ $\phi = 0.12$ に着目して議論を進めていく。

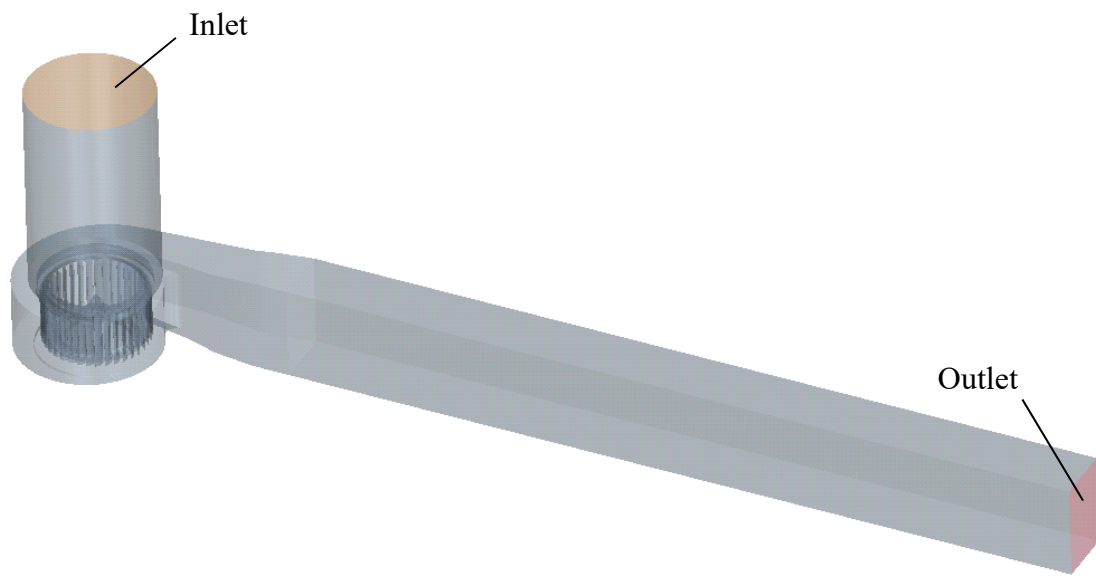


Fig. 5.19 Computational domain

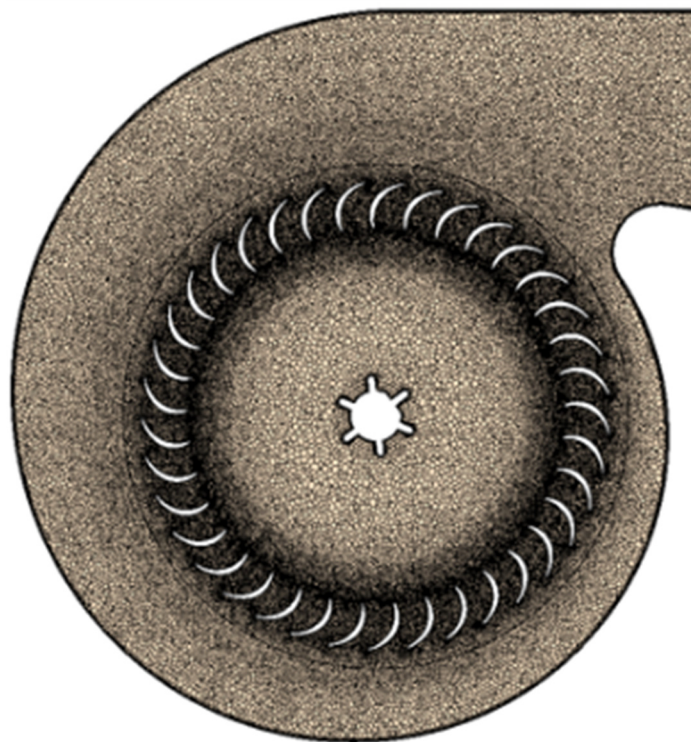


Fig. 5.20 Computational grids

5.3.2 送風機性能の計算精度評価

本 CFD の計算予測精度を評価するために、実測の $\psi - \phi$ 特性と音圧スペクトル特性を比較した。性能実測は、第 2 章の 2.2.1 で述べた方法と同じであり、 $\psi - \phi$ 特性の測定結果は Fig. 5.1、音圧スペクトルの測定結果は Fig. 5.2 と同じである。また、 ψ 及び ϕ は、式 (2.1)、(2.2) を用いて算出した。Fig. 5.21 に実測と CFD によって得られた $\psi - \phi$ 特性を示す。CFD では $\phi=0.07, 0.12, 0.19$ の 3 つの動作条件で計算を行った。CFD は実測に対し 5%以内で予測されており、定性・定量的に良い精度であるといえる。

次に、音圧スペクトルの両者の比較を Fig. 5.22 に示す。CFD では、実測における音圧測定位置（マイク位置）と同じ位置での音圧スペクトルを FW-H(Ffowcs Williams-Hawkings)モデルによって求めた。このグラフから、 $\phi=0.12$ において実測及び CFD 結果にて約 100Hz（第 1 周波数）と 150Hz（第 2 周波数）に大きなピークが表れている。CFD と実測ではサンプリング時間がそれぞれ 10 秒でファン回転が 560 回転相当、0.5 秒でファン回転が 30 回転相当で大きく異なるが、両者良好な一致が見て取れる。よって、この騒音問題に対して、本 CFD モデルを用いて議論を進めていく。

一方の $\phi=0.07$ ではピークが少し見られ、 $\phi=0.19$ ではこのような低周波数帯のピークは見られない。低周波数帯の 2 つの大きいピークは特に $\phi=0.12$ で現れる。なお、これらの第 1 周波数及び第 2 周波数は回転周波数の 55.5Hz の整数倍とは一致しないため、機械的な振動によるものではないといえる。

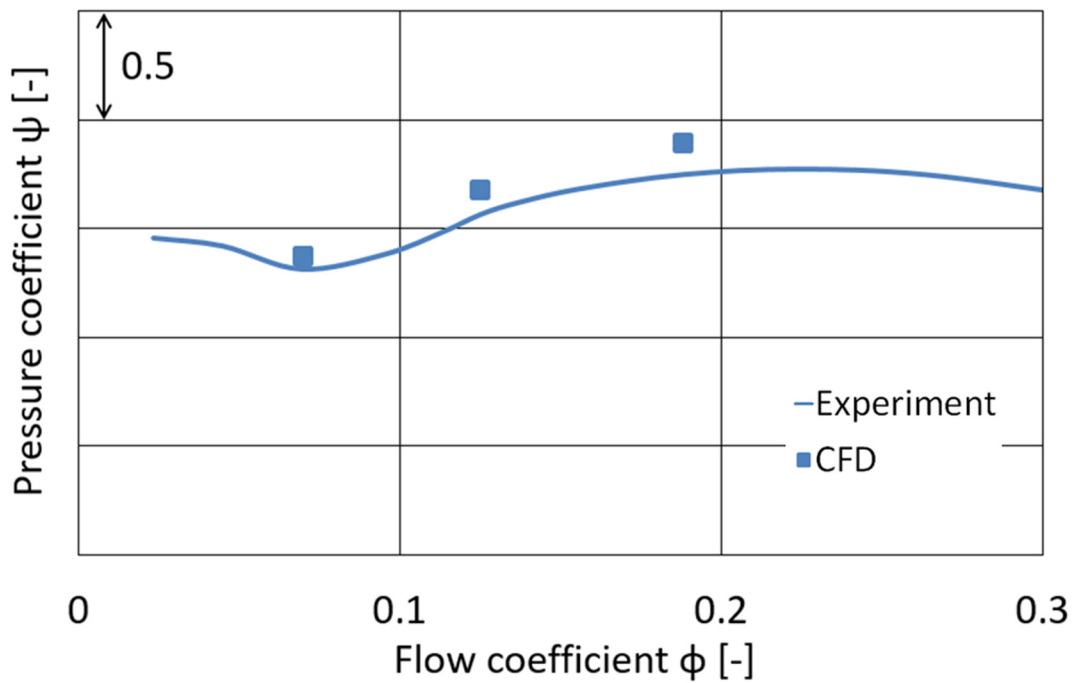


Fig. 5.21 Fan characteristics; ψ - ϕ curve

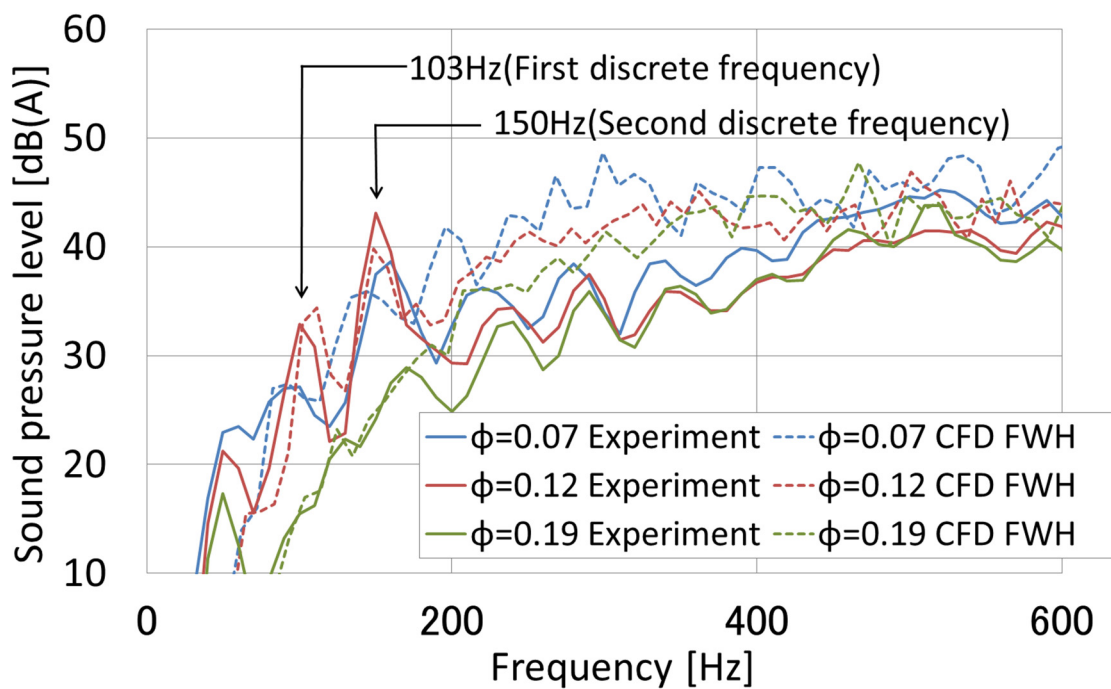


Fig. 5.22 SPL spectra

5.3.3 瞬時の流速分布

Fig. 5.23 は $\phi=0.07, 0.12, 0.19$ それぞれの $z/b=0.4$ における水平断面上の瞬時流速分布を示す。良好な流れパターンは、設計流量動作点及び最高効率点である $\phi=0.19$ である。これとは対照的に、低流量側の動作点である $\phi=0.07, 0.12$ は $\phi=0.19$ よりもファン効率が低い状態で運転されているため、羽根車内部に乱れが発生していることが観察される。

低流量動作時における羽根車内流れを、特に舌部付近に存在する循環流について調べる。 $\theta=300^\circ\sim 330^\circ$ において、羽根車の翼後縁から前縁に向かう逆流が観察でき、Fig. 5.23(a), (b)の赤破線に示すように、その流れが $\theta=90^\circ\sim 120^\circ$ に向かって羽根車内部を通過する。この流れを以後、羽根車内部逆流と呼ぶこととする。 $\phi=0.07$ は、 $\phi=0.12$ に比べて羽根車内部逆流の領域がさらに増加する。この逆流は $z/b<0.7$ で発生していることを確認している。一方、Fig. 5.23(c)の $\phi=0.19$ では、羽根車から流出される流れは周方向に対してほぼ均一であり、羽根車内部には乱れは見られない。以上の結果から、低流量動作時で発生する羽根車内部逆流は低周波数騒音と関連していることを示唆している。

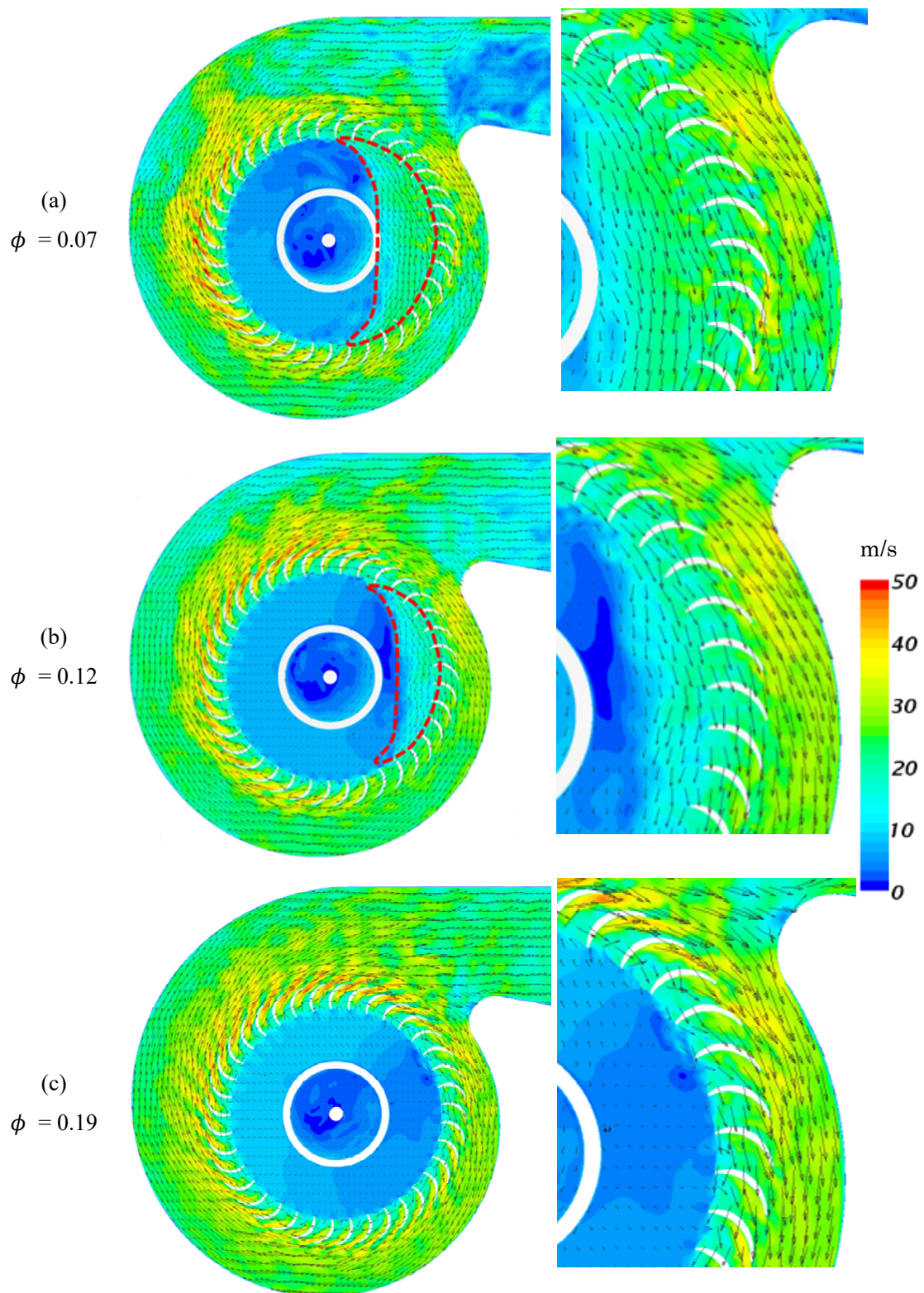
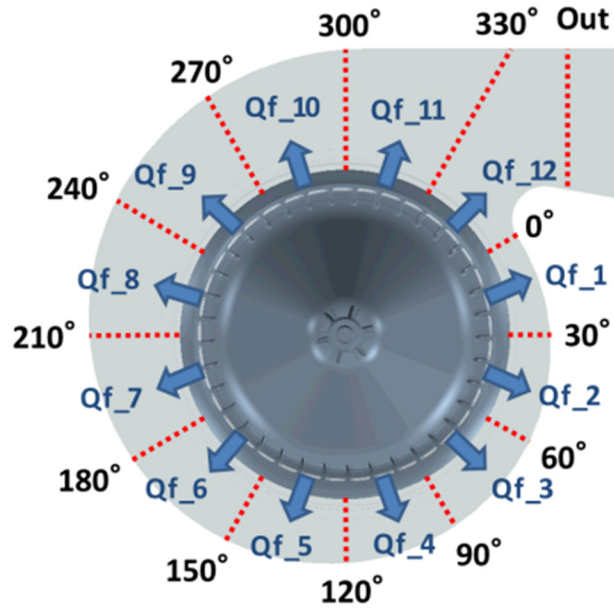


Fig. 5.23 Instantaneous velocity distributions at $z/b = 0.4$
(Left : overall view / Right : partially enlarged view)

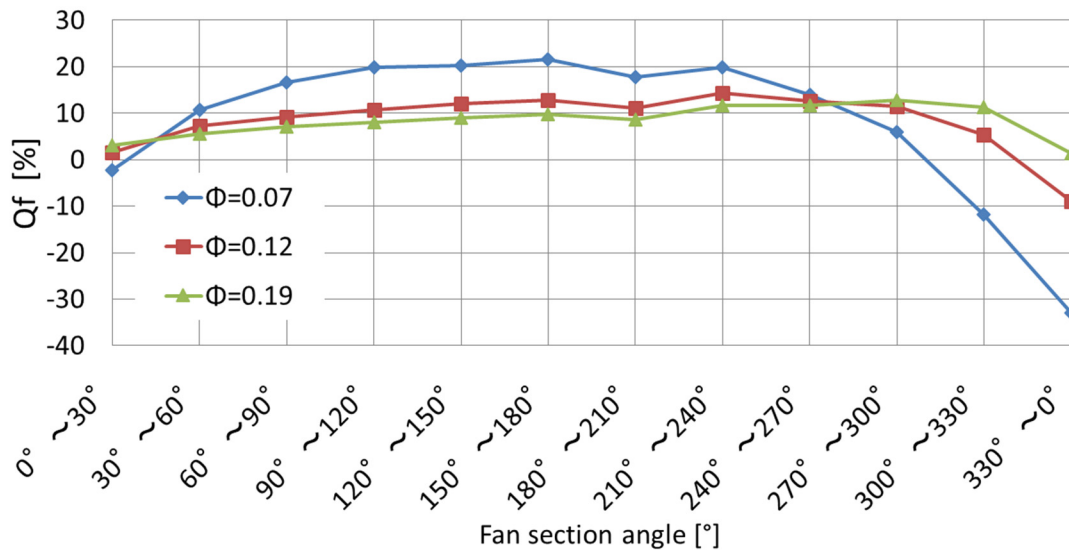
5.3.4 羽根車内部逆流

前項で述べたように、羽根車内部逆流は流量係数が低い領域で動作すると現れる。本項では、各動作条件における羽根車から流出される流量を調べ、定量的に羽根車内部逆流の状態を明らかにする。Fig. 5.24 にスクロール角度に対する時間平均流量特性を示す。ここで表される流量 Q_f は、Fig. 5.24(a) で示すように、スクロール角度を 30° 刻み 12 断面で分割された面の通過流量を算出したものである。 $Q_{f_1} \sim Q_{f_{12}}$ は羽根車に対して 30° ごとに分割された各領域の流量の総流量 Q に対する割合である。つまり、 Q_f はスクロールケーシング内の赤破線で示す各分割区間の下流と上流の断面通過流量の差と同等である。当然、 Q_f の総量は送風機の各動作流量を示す。この図に示すグラフの $\phi = 0.19$ は、巻き始め部以外の広い領域ではほぼ均一であるため、羽根車は良好な流動仕事を与えていることを示している。動作流量が低い $\phi = 0.12$ では $\theta = 300^\circ \sim 60^\circ$ 、 $\phi = 0.07$ では $\theta = 300^\circ \sim 60^\circ$ において仕事量が低下しており、 Q_f が負の値のとき、羽根車内での逆流を示している。 $\phi = 0.07$ での逆流の割合は最も大きい。このような羽根車内部逆流は低周波数騒音発生の必要条件であると推察できるが、その流量の大きさと低周波数騒音の大きさは比例的な関係は持っていないといえる。

次に羽根車内部逆流の変動を調べるため、Fig. 5.25 に $\theta = 60^\circ$ 、 $z/b = 0.4$ において翼前縁から 7mm 内側 (Fig. 5.25 最上段図参照) の時系列速度とその変動のスペクトルを示す。羽根車内部における予旋回無しの流入速度を見積もると、 $\phi = 0.07$ 、 0.12 、 0.19 それぞれに対して 2.5m/s、4.1m/s、5.7m/s となる。Fig. 5.25(a) に示す $\phi = 0.07$ の速度変動は非常に大きな変動を伴っている。これは、見積もった流入速度より大幅に大きいことから、速度羽根車内部逆流の影響であることを示している。同様に、Fig. 5.25(b) に示す $\phi = 0.12$ もこれと同様の傾向であるが、 $\phi = 0.07$ ほど流速は大きくない。一方、Fig. 5.25(c) に示す最高効率点である $\phi = 0.19$ では、速度はほぼ一定でかつ見積もった流入速度に近い。Fig. 5.25(d) は 3 つの流量係数の速度変動スペクトルを示す。 $\phi = 0.07$ では広帯域の変動を持っているが、目立つピークは見られない。 $\phi = 0.12$ では同様に広帯域の変動を持っているが、加えていくつかの離散ピークが見られる。その 1 つのピークは約 100Hz で、これは Fig. 5.22 で示した第 1 周波数とほぼ同じである。つまり、 $\phi = 0.12$ における羽根車内部逆流のみ、明らかに低周波騒音の発生に関係している。 $\phi = 0.07$ のように、単に羽根車内部逆流が大規模に発生するだけでは低周波数騒音の発生につながるとは言えない。羽根車内部における第 1 周波数の流速変動ピークの存在については時系列 PIV を用いた検討でも確認している。



(a) Notation of sections



(b) Flow rate fraction at impeller exit

Fig. 5.24 Flow rate in each section of the fan

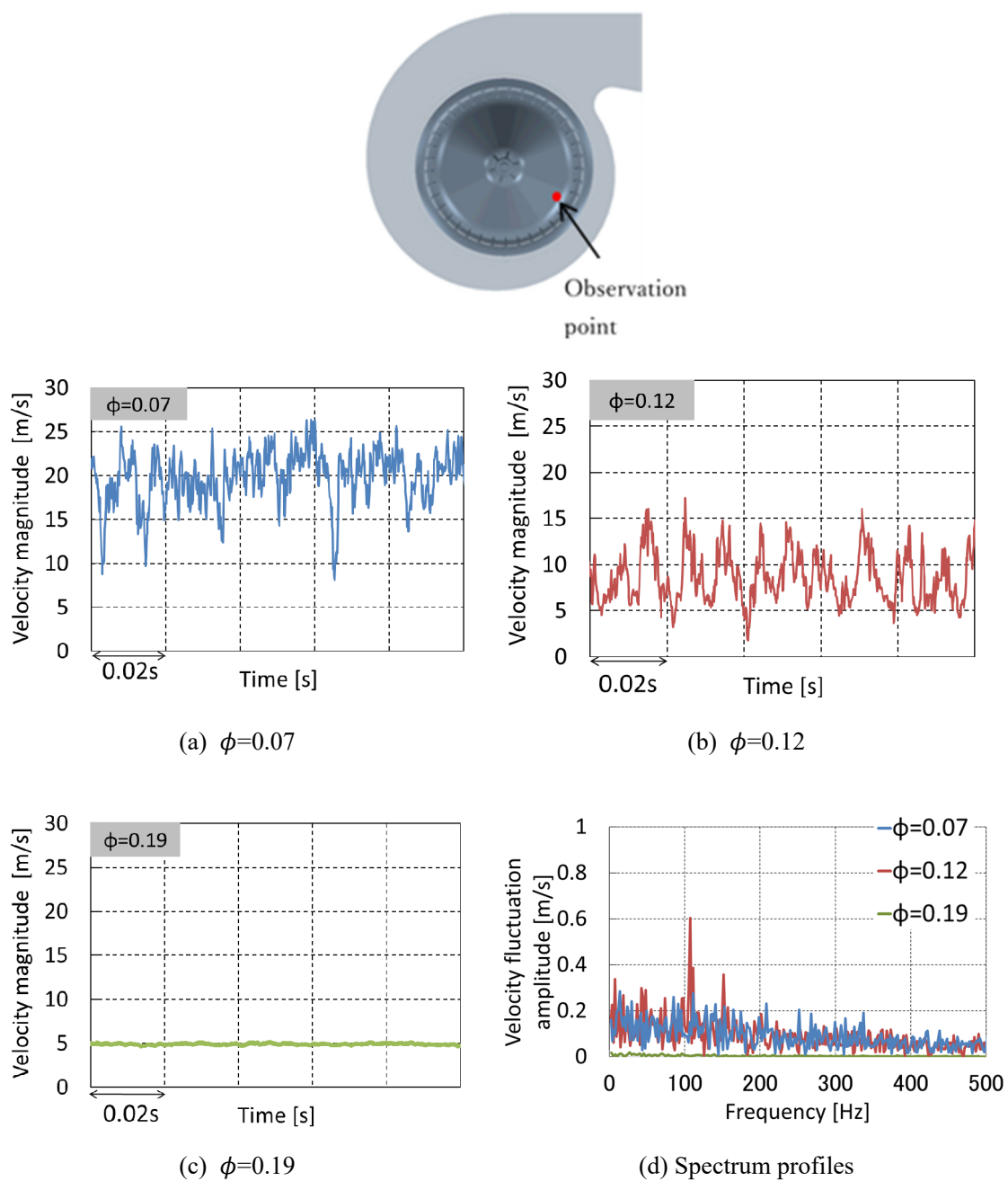


Fig. 5.25 Fluctuation characteristics of velocity magnitude at the inside impeller

5.3.5 変動及び平均速度分布

前項で $\phi = 0.12$ において低周波数ピークが羽根車内部に存在することを述べた。本項では $\phi = 0.12$ での送風機内部全体の低周波変動を分析するために、この変動分布と時間平均速度分布との関係を考察する。Fig. 5.26 は第1周波数における速度変動振幅分布と時間平均

速度分布の鉛直断面図を示す。図に示された“+”の点は5.3.7で詳しく述べる。

第1周波数における速度変動分布を注意して見ると、前項の時系列PIVで得られた結果をまとめたFig. 5.18において示したFlow1, Flow2に相当する2つの大きな変動の通過が確認できる。その1つは、羽根車内部逆流に対応するFlow1で、もう一方はスクロールケーシング側に存在するFlow2である。前者は $\theta=0^\circ$ から 90° , 330° に見られ、後者はスクロールケーシング内の $\theta=120^\circ$ から 300° で見られる。羽根車内部逆流は羽根車の内側、翼を通過して $\theta=120^\circ$ 以降のスクロールケーシングで変動が大きくなる。 $\theta=120^\circ$ 以外では、羽根車出口近傍でこの変動が大きい位置は無い。このことから、本低周波騒音は旋回失速ではないと言える。前述した通り、もし旋回失速がこの原因であれば羽根車全周で変動ピークが表れるはずである。更にその後は θ が増加するにつれて低周波変動の大きい領域がスクロールケーシングの側壁側に寄っていく。

これらの結果から、 $\theta \geq 150^\circ$ において興味深い現象が確認できる。すなわち、第1周波数における強い変動が、羽根車流出主流の外側の特定の場所に集中していることである。例えば、 $\theta=180^\circ$ の時、速度分布で示されるように、翼出口に羽根車主流を示す分布が形成されていることがわかるが、この強い変動は羽根車主流に対して径方向外側に観察されていることが示されている。ここで、羽根車出口の主流流速は、この動作点における速度三角形によって計算すると約32m/sであることから、羽根車出口主流の基準を32m/s以上とする。また、この主流には問題としている大きな変動を伴っていない。変動流は翼の内側から半径方向速度成分によって押し出され、下流に向かって特定の領域を通過しながら徐々にスクロールケーシングの側壁に近づく。 $\theta=270^\circ$ を過ぎると、一般的にスクロール内の2次流れがその上流よりも大きくなるため、変動分布の形状が大きく変化し、分断される。更に分断された変動流れは $\theta=300^\circ\sim 330^\circ$ 辺りの羽根車へ流入していく。これは前項で述べた羽根車内部逆流の起点である。したがって、羽根車の内部及びスクロールケーシング内に存在する変動は一つの通過流路を構成する。またそれは、羽根車主流から隔離されている。この現象は、やはり前節で述べた時系列PIVによる検討においてもFig. 5.13, Fig. 5.14で確認されている。今回のCFDによる結果とPIV結果とは、変動の値や形は若干異なるものの両者の傾向は一致し、CFDでもこのような現象を確実に捉えている。

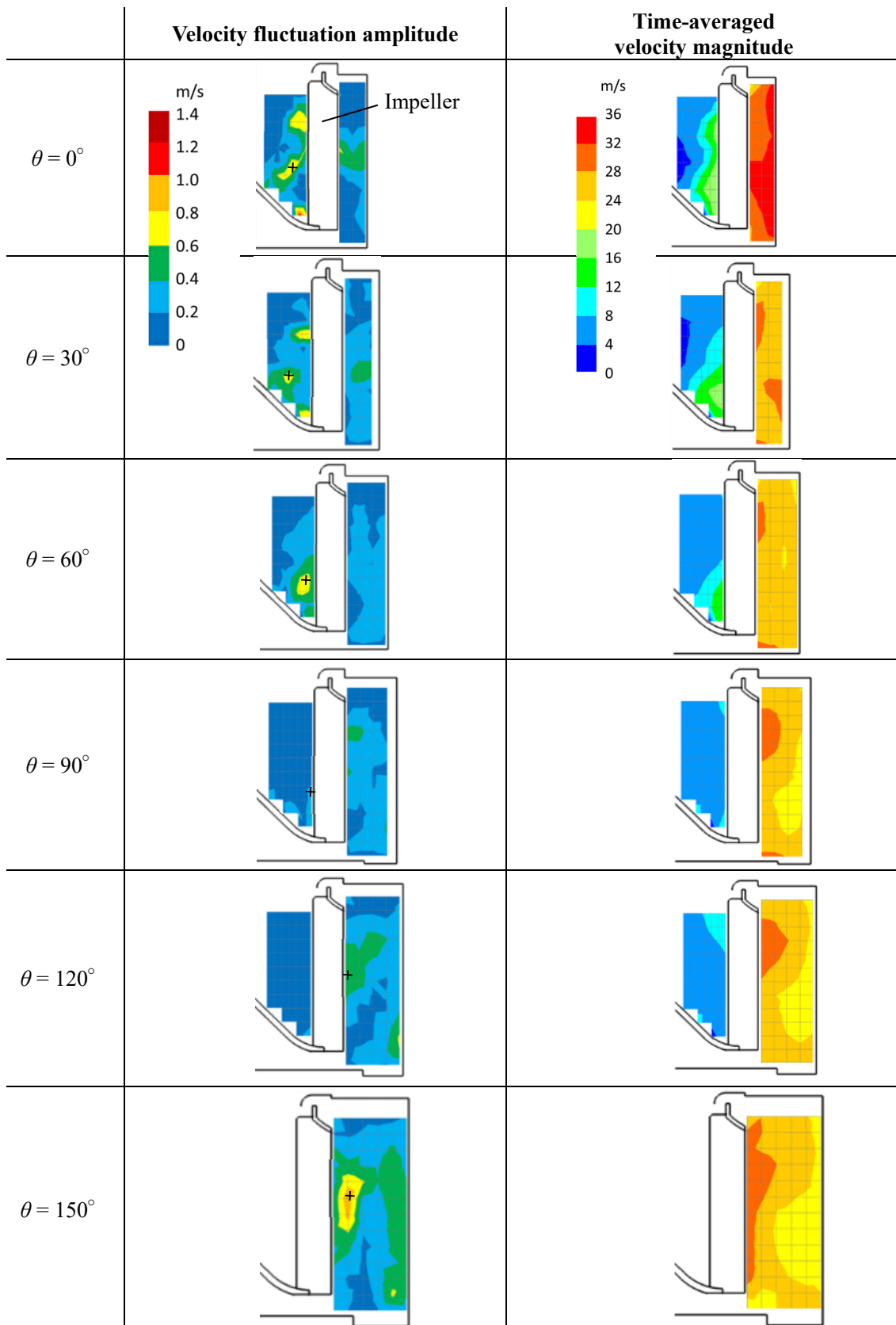


Fig. 5.26(a) Distribution of velocity fluctuation and magnitude in vertical cross sections by CFD at $\phi = 0.12$

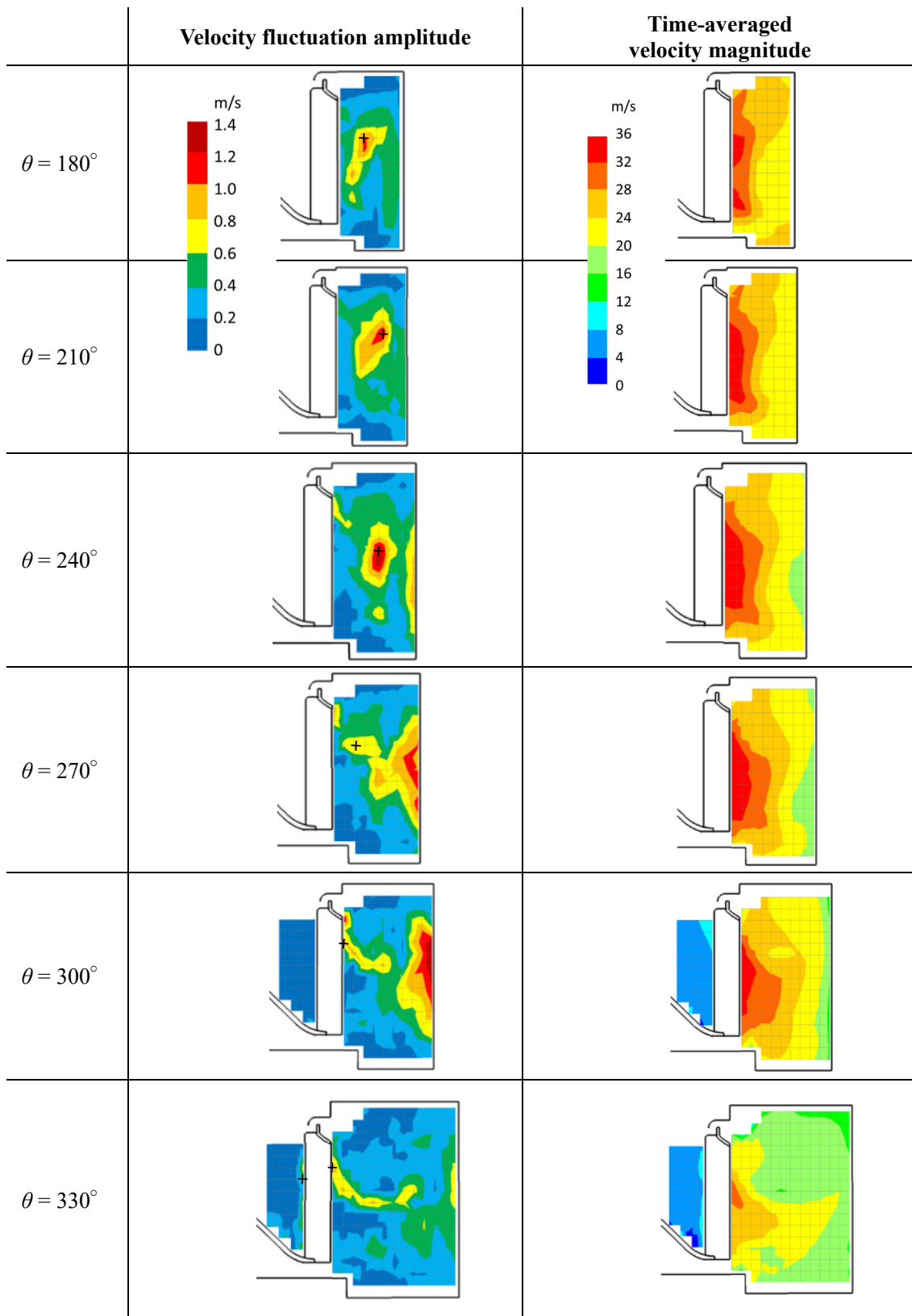


Fig. 5.26(b) Distribution of velocity fluctuation and magnitude in vertical cross sections by CFD at $\phi = 0.12$

5.3.6 低周波数変動流通路

前項で述べた現象の3次元構造を示すために、低周波の変動領域と羽根車主流をCFDデータから構築する。Fig. 5.27は3つの視点から見たこの3次元構造を示す。CFD解析結果から、100Hz~110Hzの変動成分は赤の等値面で示し、羽根車主流流速が32m/s以上を青の等値面で3次元で示している。低周波変動領域は、羽根車主流には含まれておらず、両者お互い離れていることが改めて確認できる。この図によって、変動領域と羽根車主流との複雑な3次元構造の関係が容易に理解できる。すなわち、変動領域は羽根車内部逆流と羽根車主流の外側に存在する流通経路とが結ばれた1本のループが形成される。Fig. 5.18とこの図を見比べると、Flow1,2,3は赤の領域に含まれ、Flow4は青の領域に相当する。

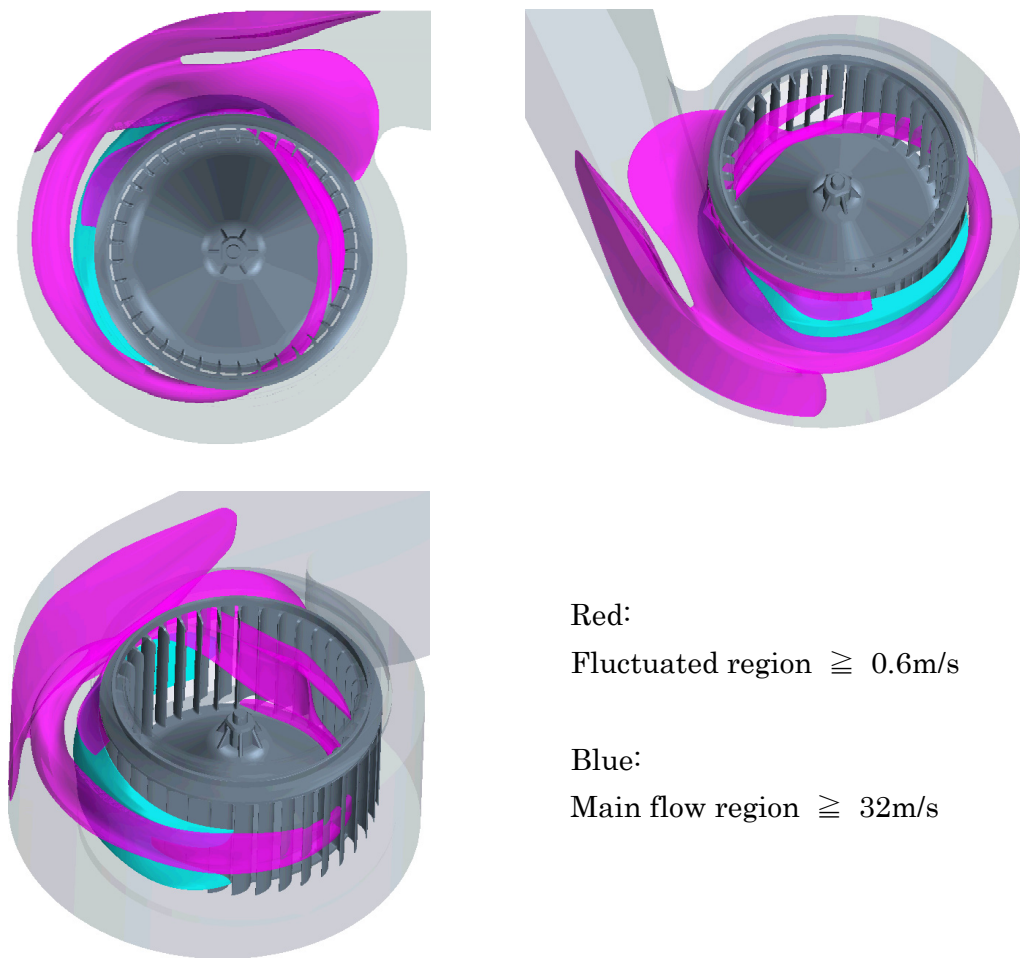


Fig. 5.27 Flow structures of fluctuated region with low frequency (red) and main flow (blue)

5.3.7 低周波騒音発生源及び変動周波数の決定要因

低周波騒音発生源を明らかにするため、羽根車及びスクロールケーシング壁面上における静圧の時系列データを FFT 解析し、第 1 周波数を含む 95Hz~115Hz のバンドパスフィルタによって圧力変動 RMS(Root mean square)分布を抽出した。この結果を Fig.5.28 に示す。この帯域で大きな分布を示す箇所は、(a)舌部と(b)翼表面である。前者は Flow3 による舌部への衝突で発生するもので、後者は羽根車内部逆流によるものと考えられる(Flow1)。これらの変動流れが、それぞれの壁面へ衝突することで引き起こされる圧力変動によって低周波騒音が生じる。

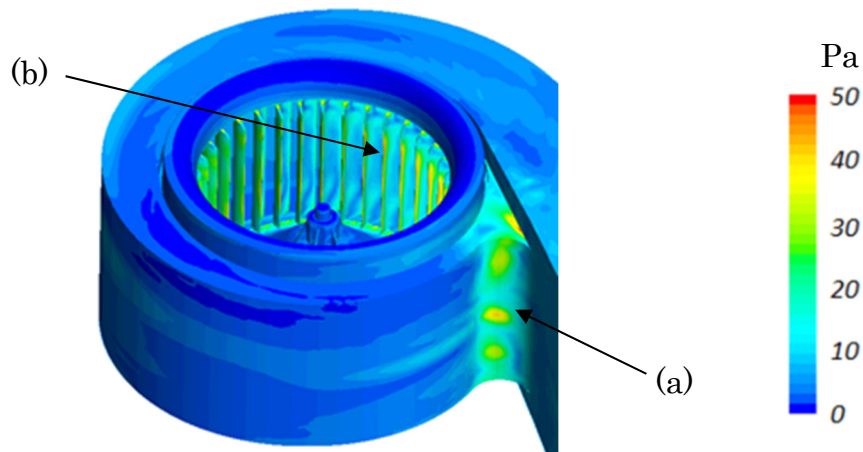


Fig. 5.28 RMS distributions of pressure fluctuation on the wall surface from 95Hz to 115Hz

低周波数変動の周波数決定要因を考えるため、Fig. 5.29 に示す CFD 結果によって得られた 2 つの変動流れの代表的な軌跡として、Path1 と Path2 を抽出した。ここで、これらの代表軌跡は次のようにして求めた。軌跡は Fig. 5.26 の中で“+”マークの点を結んだ線である。+の点は、低周波変動通過流における変動の大きい点及び羽根車へ逆流していく位置に基づいて設定した、低周波数流れの代表的な軌跡としている。5.3.5 で述べたように、スクロールケーシング内の変動の通過位置は羽根車主流の外側である。この抽出においては、Path2 として変動通過流路は、羽根車の外側に存在する変動流の分布は、比較的集中して形成されているため、この分布中の最も大きい点を選択し、それぞれつなげていくことで正確に示されているといえる。Path1 に対しては、Path2 と異なり羽根車内部の変動はいくつかのばらつきを持った分布であるため、変動の分布図だけで通過点を選択することは難しい。そこで、次のように実際の流跡線と比較、評価して求める。Fig. 5.29 に示す黄色の線群は、 $\theta = 300^\circ$

における翼後縁から放出したトレーサー粒子の 10 回転分の流跡線を表したもので、羽根車内部の流跡線のみを抽出したものである。つまり、Fig. 5.26 に示す変動分布図と Fig. 5.29 に示す流跡線を照らし合わせて Path1 としての軌跡を設定した。次に、このようにして求めた Path1 と Path2 の軌跡の距離と軌跡上の平均速度をそれぞれ計算した。その結果を Table 5.3 に示す。この表から、Path1 と Path2 は明らかに距離と平均速度の両方で値は異なるが、これらの値を用いて周期とその周波数を計算したところ、結局のところかなり近い値を示し、第 1 周波数ともほぼ一致している。この Path1 と Path2 の周期の一致は、低周波流れの変動が同期していることを示唆している。つまり、スクロールケーシングにおける変動流が、羽根車内部逆流と結びつくと、低周波変動流の同期流路として確立され、低周波騒音を大きく発生させる。

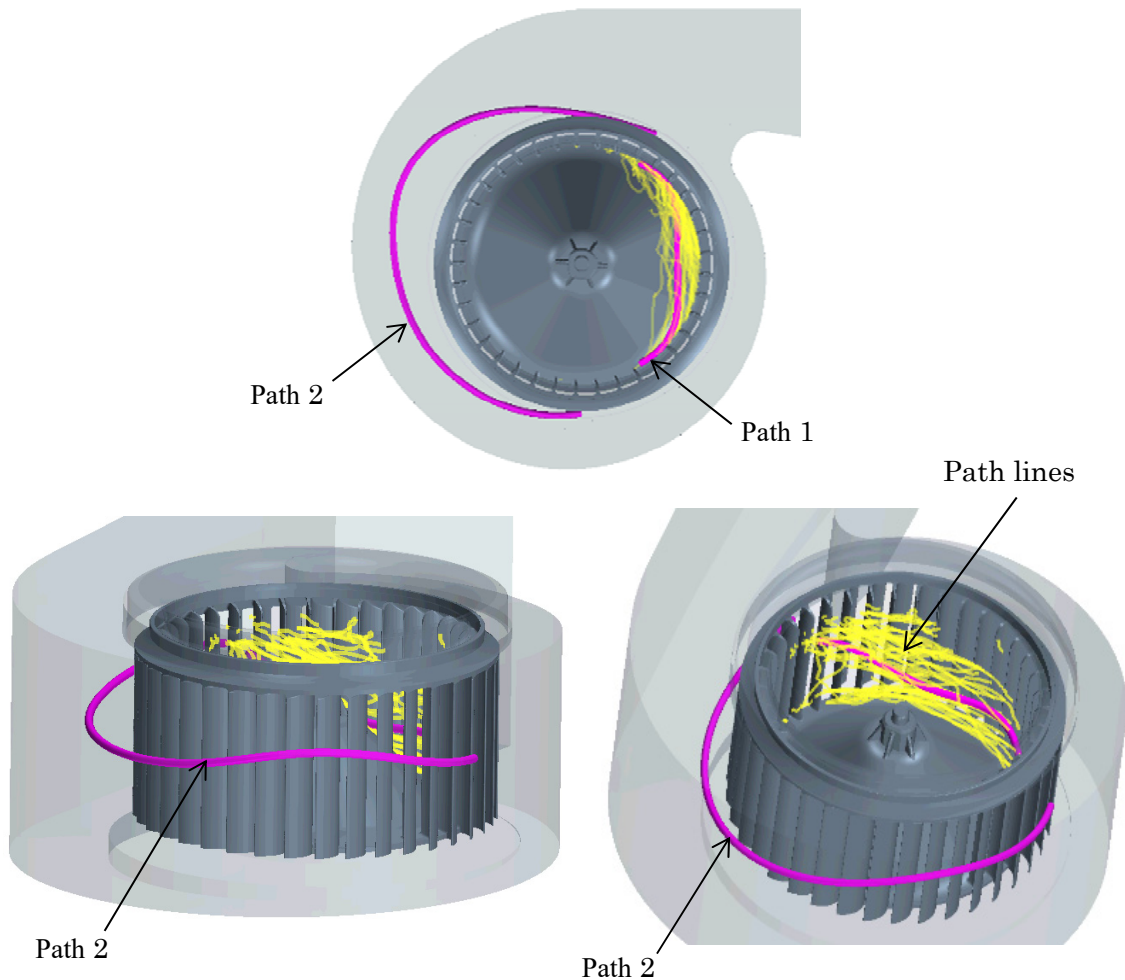


Fig. 5.29 Path lines and disturbance channel loop obtained by CFD
 Red: Extracted trajectories related with low frequency fluctuation.
 Yellow: Several extracted path lines showing only inside the impeller

Table 5.3 Estimated period for low frequency disturbance passages

	Estimated trajectory distance [m]	Estimated net velocity [m/s]	Cycle	
			Period [s]	Freq. [Hz]
Path1	0.106	10.1	0.0104	96
Path2	0.282	27.6	0.0102	98

5.4 結言

① 時系列 PIV による実験解析について

本章 5.2 節において、低流量域における低周波数騒音と速度変動との関係を、時系列 PIV 計測を用いて調査した。羽根車翼間出口における PIV 計測では、任意の固定観測領域に対して、翼通過周波数に同期して計測を行い、観察領域を走査することで全体の流れ変動を把握した。得られた結論を以下に示す。

- (1) 翼流出の始動角（本研究では $\theta = 120^\circ$ ）近傍において、羽根車から流出する流れは低周波数の大きな変動を伴う事が明らかとなった。この変動はスクロールケーシングの下流に移送されるが、この変動流れは翼流出の始動角以降の羽根車から流出する主流に対し、径方向外側を通過して搬送される。この時、翼流出の始動角以降の羽根車からの主流には低周波変動は殆ど発生しない。
- (2) スクロールケーシング内を移流する低周波数変動流れは、スクロールケーシングの巻き終わり付近で、羽根車側へ流れていくものと、舌部へ向かう流れに分岐し、一方が羽根車へ逆流する。
- (3) 羽根車内部へ逆流した低周波数変動を伴った流れは、再び $\theta = 120^\circ$ 付近の翼へ流入した後、スクロールケーシングに流出される。
- (4) 舌部側へ向かった流れは、そのまま舌部に衝突し、低周波音発生の要因となっていると推定される。
- (5) 以上(1)~(4)のプロセスによって低周波数騒音が発生していると考えられ、この状態における変動の伝ば経路が羽根車出口からの流出主流とは別に存在することが示された。

② CFD による数値解析について

本章 5.3 節において、低流量域における低周波数騒音と速度変動との関係を、LES 乱流モデルを用いた数値解析によって調査した。時系列 PIV では捉えきれなかったより詳細な流れ場情報を分析することで、その発生メカニズムをより詳細に把握することができた。本 CFD の検討で得られた結果をまとめる。

- (1) LES 乱流モデルを用い、FW-H モデルによる騒音スペクトル予測の結果、約 100Hz の第 1 周波数、150Hz の第 2 周波数の騒音の発現を確認した。
- (2) 低周波騒音発生源は、舌部表面と羽根車翼表面である。スクロールケーシングに存在する変動流が舌部側へ流れ、舌部表面に衝突した時と、羽根車内部逆流による変動が翼表面に衝突した際に騒音が発生する。
- (3) 羽根車内部逆流及びスクロールケーシング内の羽根車主流の外側に存在する変動からそれぞれの低周波数変動が大きい点を抽出し、それを結ぶことでそれぞれの低周波変動流れの代表経路を表した。この両者経路の距離と経路上における平均流速を求め、更にこの経路の通過周期を求めたところ、両者共に低周波騒音周波数と同じ約 100Hz であることを確認した。
- (4) スクロールケーシングにおける変動流が、羽根車内部逆流と結びつくと、低周波変動流の同期流路として確立され、低周波騒音を大きく発生させる。

第6章 結論

自動車空調の課題及び将来に向けた方向性を鑑み、HVAC用多翼送風機の小型・低騒音・高効率化に向けた新たな形状の考案を本研究の最終目標とし、多翼送風機の翼間流れ、羽根車内部、スクロールケーシング全体において、設計動作点だけでなく、低流量動作時の低周波数騒音も含んだ騒音発生メカニズムを解明することを目的として研究を実施した。具体的には、多翼送風機の基本的な流体力学的特性である、翼間流れや翼スパン上部に生じる渦流と騒音特性との関係について明確にするため、2次元翼、羽根車単体、送風機（羽根車とスクロールケーシングがアッセンブリされた通常の送風機状態）に切り分けて調査を進めた。次に、低流量時の低周波数騒音に対しては、時系列PIVによる実験計測によって羽根車内部及びスクロールケーシングの各領域の非定常流れを詳細に調べると共に、CFDも併せてその流れの全容を把握した。本研究で得られた結論を以下にまとめる。

- ① 羽根車翼の設計因子とそのパラメータを変化させ、試作品による性能評価と2次元翼間CFD解析を行い、多翼送風機特有の前縁剥離が騒音に与える影響を調査した。その結果、翼間における主な損失及び騒音発生源は、負圧面前縁から後縁にかけて剥離泡の周囲を取り巻いている、せん断層部、再付着部、後縁下流直後における剥離によって生成される微小な死水領域と流出主流とのせん断領域部にあることが分かり、多翼送風機の音圧が最も大きい帯域の400~700Hzの騒音はこれらの流動特性に起因していることが明らかになった。（第2章）
- ② 羽根車単体のスクロールレスファンにおいて、羽根車単体軸対称流れによる流体力学的特性が騒音に与える影響を、実験及びLES乱流モデルによるCFD解析を用いて調査した。その結果、羽根車単体モデルと通常の送風機の騒音スペクトルは定性的によく似た特性であることが判明した。これは、羽根車内部の翼間流れ変動と渦流領域の影響が非常に大きいことを示唆した結果であるといえる。翼スパン下方側に発達する翼間流れで生じる前縁剥離によるせん断層周辺と、翼スパン下方の主流部と上方の渦流部との境界である $z/b=0.5$ では、騒音が最も大きくなる帯域である500Hz周辺の変動が大きくなる。このような流れの変動が500Hz周辺の騒音に影響を与えていることを明らかにした。また、翼後縁周辺の変動は1500Hz以上の高周波数側で大きくなることが明らかになった。（第3章）
- ③ 一般的なスクロールケーシングに搭載された通常の高翼送風機において、高流量動作点時において最も音圧レベルが高い周波数帯である400~800Hzの騒音について、LES

乱流モデルによる CFD 解析を用い、送風機内部の非定常流れと騒音発生との関係を調査した。その結果、次のことが明らかになった。最も大きな周波数帯である 400~800Hz の騒音発生源は舌部、羽根車上方翼面、翼負圧面に存在する。舌部における騒音発生は、翼から放出された大小さまざまな渦がスクロールケーシング上流からの流れと混合し、舌部に衝突・変形した際に発生する。羽根車上方翼面における騒音発生は、騒音発生源の 1 つである渦流/主流境界位置において、巻き角 θ が進むに従い羽根車上部に移動していくことで変動領域が拡大する。翼負圧面における騒音発生は、前縁剥離せん断層と剥離再付着流れに起因することが明らかになった。(第 4 章)

- ④ 送風機の低流量動作点で発生する約 100Hz の低周波数騒音の発生メカニズムを解明するため、時系列 PIV を用いて翼間及びスクロールケーシング内部の非定常流れ場を計測、解析した。また、LES 乱流モデルによる CFD 解析も行い、FW-H モデルによる音圧スペクトル予測を行い、実測の音圧スペクトルと比較してその予測精度の妥当性を示した。更に、CFD 結果と時系列 PIV 結果との流れ場の比較、時系列 PIV 解析で得られた低周波数騒音メカニズムに強く関係する特異な流れを CFD でも同様に再現することを確認し、CFD 解析の妥当性も併せて示した。このような手法による調査の結果、低周波数騒音発生に強く関連する特異な流れが存在することが明らかになった。具体的には、低周波騒音発生源は、舌部表面と羽根車翼表面で、舌部における騒音は、スクロール内の変動流が舌部表面に衝突した時、羽根車翼表面の騒音は、羽根車内部逆流が翼面に衝突した時に発生する。そして、スクロール側と羽根車側の変動流路それぞれの通過周期は、いずれも約 100Hz と一致する。また、変動周波数決定要因は変動パスの距離と通過流速に依存することが明らかになった。スクロールにおける変動流と、羽根車内部変動流とが繋がることで低周波変動流の同期が確立され、低周波騒音を大きく発生させることが明らかになった。(第 5 章)

参考文献

- (1) 安達勤, 杉田尚弘, 山田洋介, “シロッコファンの性能に関する研究 (羽根形状の最適条件について)”, ターボ機械, Vol. 29, No.2, (2001), pp. 78-86.
- (2) 安達勤, 杉田尚弘, 大森聖史, “シロッコファンの特性に及ぼすケーシング形状の影響に関する研究 (ポリュートケーシングの最適形状について)”, ターボ機械, Vol. 31, No.4, (2003), pp. 214-226.
- (3) 伊藤孝宏, 御法川学, 長松昭男, 鈴木昭次, “小型多翼送風機の性能と騒音に関する実験的研究 (スクロールケーシング緒元の影響)”, 日本機械学会論文集 B 編, 72 巻, 720 号 (2006), pp. 1867-1874.
- (4) 児玉好雄, 林秀千人, 荻野和郎, 野津仁志, “多翼遠心ファンの空力特性と騒音に関する研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.72, No.721 (2006), pp. 2178-2185.
- (5) 山崎進, 橋本克彦, 深作良範, “多翼送風機の羽根車およびスクロール形状の軸方向変化が性能と騒音に及ぼす影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.63, No.614 (1997), pp. 3325-3329.
- (6) Hidaka, R., Kanemoto, T., and Sunada, T., “Performances and acoustic noise of micro multi-blade fan”, Journal of Thermal Science, Vol. 17, No.4 (2008), pp. 343-348.
- (7) 新原登, 児玉好雄, 林秀千人, 畠山真, “多翼ラジアルファンの流体力学特性と騒音特性に関する実験的研究 (流体力学的特性および騒音特性に及ぼす羽根車内径, 羽根枚数の影響)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.62, No.602 (2006), pp. 2178-2185.
- (8) Velarde-Sua´rez, S., Ballesteros-Tajadura, R., Santolaria-Morros, C. and Pereiras-Garci´a, B., “Reduction of the aerodynamic tonal noise of a forward-curved centrifugal fan by modification of the volute tongue geometry,” Applied Acoustics Vol. 69, No. 3 (2008), pp. 225-232.
- (9) 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. 1514-1523.
- (10) 門田茂, 川口清司, 鈴木昌彦, 松井数馬, 菊山功嗣, “多翼ファン低騒音化の研究 : 第 1 報 (翼間三次元流れの可視化)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.570 (1994), pp. 452-457.
- (11) 山本勝一, 川橋正昭, 関本修, 藤田泰範, “多翼ファン翼間流れの流速分布可視化計測”, ターボ機械, Vol. 23, No.10 (1995), pp. 604-609.

- (12) 北爪三智男, 川橋正昭, 平原裕行, “分割翼羽根車を用いた多翼ファンの翼間流れ PIV 解析”, 可視化情報学会論文集, 26 巻, 7 号 (2006), pp. 69-73.
- (13) 北爪三智男, 川橋正昭, 平原裕行, “分割翼羽根車を用いた多翼ファン特性”, ターボ機械, Vol. 34, No.3, (2006), pp. 181-185.
- (14) Kitadume, M., Kawahashi, M., Hirahara, H., Uchida, T., and Yanagawa, H., “Experimental Analysis of 3D Flow in Scroll Casing of Multi-Blade Fan for Air-Conditioner”, Journal of Fluid Science and Technology, Vol.2, No.2 (2007), pp. 302-310.
- (15) Cho, G.R., kawahashi, M., Hirahara, H., Kitadume, M., “Application of Stereoscopic Particle Image Velocimetry to Experimental Analysis of Flow through Multiblade Fan”, JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering, Voi.48, No.1 (2005), pp. 25-33.
- (16) Frank, S., Darvish, M., Tietjen, B., Stuchlik, A., “DESIGN IMPROVEMENTS OF SIROCCO TYPE FANS BY MEANS OF COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS AND STEREOSCOPIC PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY MEANS OF COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS AND STEREOSCOPIC PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY”, fan2012: International Conference on Fan Noise.
- (17) 山崎進, 佐藤良次, “多翼送風機の空力性能に関する研究 第 1 報,送風機内部流れの測定”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 52, No. 484 (1986), pp. 3987-3992.
- (18) 山崎進, 佐藤良次, “多翼送風機の空力性能に関する研究 第 2 報,軸動力の予測計算に関する研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 53, No. 485 (1987), pp. 108-113.
- (19) 山崎進, 佐藤良次, 大熊洋一郎, “多翼送風機の空力性能に関する研究 第 3 報,送風機内部損失の予測計算に関する研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 53, No. 490 (1987), pp. 1730-1735.
- (20) 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 (2008) , pp.1889-1895.
- (21) 蓮池一樹, 高田和幸, 川口清司, “少ない羽根枚数を有する小型シロッコファンの翼周りの流れ場”, ターボ機械, Vol. 43, No.3 (2015), pp. 160-169.
- (22) 森主憲, “多翼ファンの騒音発生源”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 57, No. 543 (1991), pp. 3837-3844.

- (23)川口清司, 門田茂, 鈴木昌彦, 松井数馬, 菊山功嗣, “多翼ファン低騒音化の研究 : 第 2 報 (ファン翼間流れと圧力変動) ”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.570 (1994), pp. 458-463.
- (24)三石康志, 宮田学, 酒井雅晴, “車両空調用送風機の翼間流れ実験解析”, デンソーテクニカルレビュー, Vol.8, No.2(2003), pp. 94-99.
- (25)Sakai, Y., Kato, T., Moriguchi, Y., Sakai, M., Ito, K., Mitsuishi, Y., Nagata, K. and Kubo, T., 2008, “On Static Pressure Fluctuation between Sirocco Fan Blades in a Car Air-Conditioning System,” *Journal of Fluid Science and Technology* Vol. 3 No. 6, pp. 796-804.
- (26)三石康志, 酒井雅晴, “PIV を用いた車両空調用送風機の翼間流れ実験解析”, 日本機械学会第 87 期流体工学部門講演会論文集, OS-10-1 (2009) pp.325-326.
- (27)佐々木壮一, 児玉好雄, 畠山真 “多翼ファンから発生する広帯域騒音に及ぼすカルマン渦列の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 71, No. 711 (2005), pp. 2686-2693.
- (28)Sasaki, S., Hayashi, H., Hatakeyama, M., “Prediction of Specific Noise Based on Internal Flow of Forward Curved Fan”, *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, Vol. 2, No. 1(2009), pp. 80-91.
- (29)Caro, S., Sandbode, R., Ityer, J., and Nishio, Y., “PRESENTATION OF A CAA FORMULATION BASED ON Lighthill’s Analogy for Fan Noise”, *Fan Noise 2007*.
- (30)Sorguven, E., Dogan, Y., Bayraktar, F., and Sanliturk, K., “Noise prediction via large eddy simulation: Application to radial fans”, *Noise Control Engineering Journal*, Vol.57, No.3 (2009), pp. 169-178.
- (31)岩瀬拓, 尾原秀司, 山出吉伸, 郭陽, 加藤千幸, “空調用多翼ファンにおける流れ場と空力騒音の計算”, 日本機械学会 2015 年度年次大会講演論文集, No.15-1.
- (32)Perot, F., Kim, M-S., Wada, K., Norisada, K., Kitada, M., Hirayama, S., Sakai, M., Imahigashi, S., and Sasaki, N., “HVAC Blower Aeroacoustics Predictions Based on the Lattice Boltzmann Method”, *Proceedings of ASME-JSME-KSME Joint Fluids Engineering Conference 2011*.
- (33)Norisada, K., Sakai, M., Ishiguro, S., Kawaguchi, M., Perot, F., and Wada, K., “HVAC Blower Aeroacoustic Predictions”, *SAE 2013 World Congress & Exhibition*.
- (34)Chen, S. and Doolen, G. D., “Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.30 (1998), pp. 329-364.

- (35) Velarde-Suárez, S., Ballesteros-Tajadura, R., Pérez, J.G. and Pereiras-García, B., “Relationship between volute pressure fluctuation pattern and tonal noise generation in a squirrel-cage fan,” Vol. 70, No. 11–12 (2009), pp. 1384-1392.
- (36) 三石康志, 多田世史紀, 安藤順明, 松永浩司, “A/C 用遠心送風機における低周波騒音発生時の流れ解析”, 可視化情報シンポジウム講演論文集, Vol. 20 No. 2 (2000), pp. 105-108.
- (37) 佐々木壮一, 黒田晃伸, 林秀千人, “多翼ファンの空力特性と騒音に及ぼす旋回失速セルの影響”, ターボ機械, Vol. 40 No. 4 (2012), p. 241-247.
- (38) 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, Vol.71, No.701 (2005), pp. 72-79.
- (39) 児玉好雄, 林秀千人, 左柳恒久, 木下欽治郎, “スクロールレス遠心送風機の騒音に関する研究 (羽根前縁と口金壁面距離, ベルマウス出口形状及び口金すきまの影響)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 63, No. 613 (1997), pp. 3025-3032.
- (40) Jeong J., and Hussain, F., “On the identification of a vortex”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 285 (1995), pp. 69-94.

謝辞

本研究の遂行及び本論文をまとめるにあたり、終始懇切丁寧な御指導と激励を賜りました、埼玉大学 大学院理工学研究科 人間支援・生産科学部門 平原裕行 教授には深く感謝申し上げます。平原先生におかれましては、御多忙であったにもかかわらず、共同研究を通じて数え切れないほどの有意義な議論をさせていただくと共に、的確で貴重なアドバイスを賜ることで、本研究を維持・継続させながら研究の質を上げていくことができました。また、筆者が企業に勤務しながらの業務と並行して本論文やジャーナル論文をまとめることは非常に大変でありながらも、充実した日々を過ごすことができました。このようにできたのも、平原先生からの御指導と御鞭撻があったからこそと確信します。重ねて感謝申し上げます。

本研究に対し有意義な議論をさせていただくと共に、本論文を仕上げるにあたり、適切な御指導、貴重な御助言を賜りました、埼玉大学 大学院理工学研究科 人間支援・生産科学部門 小原哲郎 教授、埼玉大学 大学院理工学研究科 物質科学部門 本間俊司 准教授には厚く感謝申し上げます。

本研究に対し有意義な議論をさせていただくと共に、本論文をまとめるにあたり適切な御助言を賜りました、埼玉大学 大学院理工学研究科 人間支援・生産科学部門 姜東赫 准教授、埼玉大学 大学院理工学研究科 人間支援・生産科学部門 前田慎市 准教授には厚く感謝申し上げます。姜先生におかれましては、共同研究を通じて様々な議論と多くのアドバイスや示唆を賜りました。重ねて感謝申し上げます。

本研究の遂行と本論文の執筆は、筆者が所属するサンデン・オートモーティブクライメイトシステム株式会社に勤務しながら行われたものです。これらの活動に対して御理解、御協力をいただきました、サンデン・オートモーティブクライメイトシステム株式会社 井上敦雄 開発本部長、渡瀬大翼 技術開発部長、菅原勉 技術開発 2Gr リーダ、磯部敏美 品質企画 Gr リーダ、サンデン・エアコンディショニング・マレーシア 岩田和洋 現法代表、高井良一 元取締役開発本部長をはじめ、関係職場の方々には心より感謝申し上げます。また、本研究だけでなく様々な技術課題に対しても多くの御指導と御助言をいただきました、サンデン・アドバンステクノロジー株式会社 先行開発本部要素技術開発部 部長 北爪三智男 博士には心より感謝申し上げます。

最後に、これまで支えてくれた父、母、妻、子供達に心より深く感謝致します。

付録

A. Large Eddy Simulation (LES)

A.1 基礎方程式

空力騒音は非定常流れにおける乱れや渦に起因する。数値解析によってこのような乱流場を予測する際、現実的な計算リソースを考慮した場合には Large Eddy Simulation(LES)と呼ばれる乱流モデルを用いることが肝要である。まず、圧縮性流体の流れの支配方程式である連続の式と Navier-Stokes 方程式を以下に表す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) + f_i \quad (\text{A.2})$$

ここで、密度 ρ 、速度 u_i 、圧力 p 、粘性係数 μ 、外力 f_i 、空間座標 x_i で添字 $i, j = 1, 2, 3$ はそれぞれ x, y, z 方向を表し、同じ項で添え字が重なる場合は、その添え字について和をとる、アインシュタインの縮約表記によって記述する。

本論文では非圧縮性流体を取り扱った。この場合、密度の時間変化を考慮する必要がなくなるため、式(A.1)と(A.2)はそれぞれ以下のように、非圧縮性流体の支配方程式として表すことができる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + f_i \quad (\text{A.4})$$

LES 乱流モデルは、まず流れのスケールを計算格子によって解像できる Grid scale(GS)成分と、格子サイズ以下の流れスケールは Sub Grid Scale(SGS)成分に分離する。基本的には、GS 成分は支配方程式を直接的に数値計算するが、一方の SGS 成分は SGS モデルと呼ばれるモデルを導入し、その効果を加えることで解を得ることになる。この成分の分離には、空間的なフィルタリングが用いられ、支配方程式に対してフィルタリングを行うと GS 成分に基づいた支配方程式が得られるが、その導出の段階で SGS 応力と呼ばれる項が表れる。これに対して SGS モデルを導入して SGS 応力を算出する。以下、具体的な LES モデルについて概説する。

流れ場の変数（速度，圧力）を ϕ とすると，フィルタ処理される GS 成分 $\bar{\phi}$ と SGC 成分 ϕ' に分解される．

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{A.5})$$

流れ場の変数を $\phi(t, x)$ と表し，フィルタ処理は次のように定義される．

$$\bar{\phi}(t, x) = \iiint_{-\infty}^{\infty} G(x - x', \Delta) \phi(t, x') dx' \quad (\text{A.6})$$

ここで， $G(x, \Delta)$ はフィルタ関数， Δ はフィルタ幅である．次に，式(A.3)，(A.4)に式(A.6)のフィルタリングを施すと以下の支配方程式が得られる．

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \bar{f}_i \quad (\text{A.8})$$

式(A.8)の右辺第3項 τ_{ij} は SGS 応力といい， $\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j$ として表される．この項の出現により，前述の支配方程式は閉じなくなるため，SGS 応力に対するモデル化が必要となる．そこで， τ_{ij} をレイノルズ平均モデル（RANS）で用いられる渦粘性モデルを LES 向けに拡張させた，以下の SGS 渦粘性モデルを用いる．

$$\tau_{ij} = \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} - 2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (\text{A.9})$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

ここで， δ_{ij} はクロネッカーのデルタ， ν_t は SGS 渦粘性係数， \bar{S}_{ij} は歪み速度テンソルであり，この SGS 渦粘性係数 ν_t を算出することで SGS 応力を得ることができる．

A.2 Smagorinsky サブグリッドスケールモデル

SGS 渦粘性係数 ν_t を求めるためのサブグリッドスケールモデルはいくつか提案されている中，Smagorinsky サブグリッドスケールモデルは最も基本のモデルである．他の SGS モデルはこのモデルに基づいて発展，改良されたものである．Smagorinsky サブグリッドスケールモデルでは渦粘性係数 ν_t は次式によって求められる．

$$\nu_t = (C_s F \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \quad (\text{A.11})$$

$$|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$$

$$F = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right)$$

$$y^+ = \frac{u^* d}{\nu}$$

ここで、 $\bar{\Delta}$ は格子フィルタ幅、 C_s は Smagorinsky 定数である。Smagorinsky モデルから計算される SGS 応力は壁面でゼロに漸近しないため、フィルタ幅スケール $\bar{\Delta}$ に Van Driest 型壁面減衰関数 F を乗じてこれを補正する。 y^+ は無次元壁面距離、 u^* は壁面摩擦速度、 d は壁面からの距離である。

しかしながら、Smagorinsky モデルは主に次の2つの問題が指摘されている。 C_s による定数化によって様々な流れに対応できないため、流れの状態に合わせて適正な C_s 値が必要となる問題と、壁面近傍では Van Driest 型減衰関数を適用しているものの、壁から一定の距離で離れた部位では一様な減衰を与えてしまい、LES で重要な空間的な流れの局所性を表現させることが難しくなる問題である。

A.3 WALE サブグリッドスケールモデル

前述した Smagorinsky サブグリッドスケールモデルにおける問題に対して改良されたサブグリッドスケールモデルの一つとして、WALE(Wall Adapting Local Eddy viscosity)モデルがある。このモデルは、壁面近傍において減衰関数を用いることなく、渦粘性係数の減衰を正確に再現することを特徴としている。一方、動的 Smagorinsky モデルは、前述の GS フィルタによって得られる流れスケールと、このフィルタより大きなサイズとして設定されるテストフィルタによって得られた流れスケールの差から、それぞれの流れの状態に応じて動的に C_s の値を推定するモデルである。これにより、追加で新たにテストフィルタを支配方程式に施す作業が加わること等から、計算負荷が大きくなってしまふことと、計算安定性が低下する傾向があることが指摘されている。WALE モデルは通常の Smagorinsky モデルに対して計算負荷の増加は無い上に、計算精度が向上されるため、効率の高いモデルであることから、本研究における SGS モデルは WALE モデルを採用することとする。以下に WALE モデルによる渦粘性係数 ν_t の算出式を示す。

$$\nu_t = (C_w \bar{\Delta})^2 \frac{(\bar{S}_{ij}^d \bar{S}_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (\bar{S}_{ij}^d \bar{S}_{ij}^d)^{5/4}} \quad (\text{A.12})$$

$$\bar{S}_{ij}^d = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2$$

$$\bar{g}_{ij}^2 = \bar{g}_{ik}\bar{g}_{kj}$$

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

ここで、 C_w はモデル定数である。WALE サブグリッドスケールモデルは、Smagorinsky モデルと同様にモデル定数を採用しているものの、STAR CCM+では一様等方性乱流、チャンネル乱流のいずれの乱流場で妥当な結果を確認できている $C_w=0.544$ をデフォルト値として設定されていることから、本研究でもこの値を採用した。

B. 空力騒音理論

B.1 Lighthill 方程式 (Lighthill's acoustic analogy)

ここでは、流体音響学の基礎方程式である Lighthill 方程式について述べる。この式は、圧縮性の連続の式(B.1)と N-S 方程式(B.2)から導くことができる。なお、ここでは N-S 方程式における外力は考慮しないで Lighthill 方程式の導出を行う。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i = 0 \quad (\text{B.1})$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \quad (\text{B.2})$$

まず、次の圧縮性流れの N-S 方程式を以下のように変形する。

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right\} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} (p \delta_{ij} - \sigma_{ij}) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

ここで、 σ_{ij} は粘性応力テンソルである。

$$\sigma_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (\text{B.4})$$

S_{ij} は歪み速度テンソルである。

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B.5})$$

次に、 u_j を式(B.1)にかけて、式(B.3)に加えて整理すると、

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \sigma_{ij}) \quad (\text{B.6})$$

式(B.6)の両辺に $a_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$ を加え,

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + a_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = -\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{B.7})$$

ここで, a_0 は音速で, T_{ij} が Lighthill の応力テンソルである.

$$\begin{aligned} T_{ij} &= \rho u_i u_j + (p - a_0^2 \rho) \delta_{ij} - \sigma_{ij} \\ &= \rho u_i u_j + p_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

但し, 圧縮応力テンソル $p_{ij} = p \delta_{ij} - \sigma_{ij}$ とする. 次に, 式(B.1)を t で微分し, 式(B.7)を x_i で微分した式から ρu_i の項を消去すると, 次の Lighthill 方程式が得られる.

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (\text{B.9})$$

この Lighthill 式は, 流れ場の中にある乱れによる音源, いわゆる四重極音源である $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ によって生じる非斉次の波動方程式である. なお, この式の右辺が 0 の場合, 一様静止媒質中における音波が伝搬されることを表す波動方程式となる. つまり, Lighthill 方程式は流れによる音源を $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ とした波動方程式と対比させていることから, これを Lighthill の acoustic analogy (音響学的類推) という. また, Lighthill 方程式は, 圧縮性の連続の式と N-S 方程式に対して特別な近似を行わずに変形しただけであるため, N-S 方程式と同様の厳密さを有している.

ここで, 式(B.8)に示す Lighthill 応力テンソルについて改めて考える. 右辺の第 1 項はレイノルズ応力, 第 2 項は密度 ρ , 音速 a_0 の理想流体の圧力による運動量輸送によるもの, 第 3 項は粘性による減衰効果であることを示している. 多翼送風機において, 羽根車の翼を基準としたレイノルズ数を見積もると, $2 \times 10^5 \sim 4 \times 10^5$ であり, 高レイノルズ数流れといえる. このような高レイノルズ数流れにおいては, 第一項のレイノルズ応力とそのオーダーの違いから粘性項 σ_{ij} は無視できる. また, 低マッハ数における通常の空力騒音は断熱流れとして仮定できるため, $p = a_0^2 \rho$ が成り立つ. 以上から, 高レイノルズ数, 低マッハ数流れにおける条件下では, Lighthill 応力テンソルは結局, 以下のようにレイノルズ応力項のみとして簡略に表すことができる.

$$T_{ij} \approx \rho u_i u_j \quad (\text{B.10})$$

B.2 Curle 及び Ffowcs Williams-Hawkings の式

ある空間 V の中にある流れによる乱れの他に、固体面 S がある状態において、騒音観測点の位置ベクトルを \mathbf{x} 、音源の位置ベクトルを \mathbf{y} 、観測点と音源の距離を $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ としたとき、式(B.9)の解は Stratton の解によって次式が得られる。

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \frac{d\mathbf{y}}{r} + \frac{1}{4\pi} \int_S \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dS(\mathbf{y}) \quad (\text{B.11})$$

ここで、 \mathbf{n} は固体面と垂直外向きの面ベクトルである。また、各物理量は観測点において時間遅れ $t - r/a_0$ に依存するが、ここではその表記を便宜上省略する。

まず、右辺第一項について考える。任意の関数 $F(x_i, y_i)$ に対し、 r を固定した時の合成関数の微分法則を利用して、

$$\frac{\partial F}{\partial y_i} = \frac{\partial F}{\partial y_i} + \frac{\partial F}{\partial x_i} \quad (\text{B.12})$$

これを j 成分に対しても用いると、以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \frac{d\mathbf{y}}{r} \\ &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \left[\int_V \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} d\mathbf{y} + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \frac{1}{r} \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} d\mathbf{y} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} T_{ij} d\mathbf{y} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

ここで、次のガウスの発散定理を式(B.13)に適用する。

$$\int_V \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_i} d\mathbf{y} = \int_S l_i T_{ij} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{B.14})$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi a_0^2} \left(\int_V \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} d\mathbf{y} + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \frac{1}{r} \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} d\mathbf{y} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} T_{ij} d\mathbf{y} \right) \\ &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \left(\int_S \frac{l_i}{r} \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{l_j}{r} T_{ij} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} T_{ij} d\mathbf{y} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

ここで、 l_i は固体面と垂直外向き単位ベクトル成分である。

次に、式(B.11)の右辺第二項の変形を行う。まず、以下のように置き換えると、

$$\frac{\partial}{\partial n} = l_i \frac{\partial}{\partial y_i} \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \int_S \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dS(\mathbf{y}) \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_S l_i \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial y_i} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial y_i} \rho + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial y_i} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

r が固定されている時、微分法則 $\frac{\partial r}{\partial y_i} = -\frac{\partial r}{\partial x_i}$ を用いると、式(B.17)は、

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{l_i}{r} \frac{\partial}{\partial y_i} (\rho \delta_{ij}) dS(\mathbf{y}) - \frac{1}{4\pi} \int_S l_i \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x_i} \rho + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial x_i} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dS(\mathbf{y}) \quad (\text{B.18})$$

となる。更に \mathbf{y} , t を固定した場合の任意の関数 F に関する微分法則を用いると、式(B.18)の第二項の被積分関数は、

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x_i} F + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial x_i} \frac{\partial F}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial x_i} \quad (\text{B.19})$$

に変形できるので、式(B.18)は、

$$\frac{1}{4\pi} \left[\int_S \frac{l_i}{r} \frac{\partial}{\partial y_i} (\rho \delta_{ij}) dS(\mathbf{y}) + \int_S \frac{l_j}{r} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \delta_{ij}) dS(\mathbf{y}) \right] \quad (\text{B.20})$$

となる。

次に、式(B.15)と式(B.20)を式(B.11)の右辺第一項、第二項にそれぞれ代入する。

$$\begin{aligned} \rho - \rho_0 &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \left(\int_S \frac{l_i}{r} \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{l_j}{r} T_{ij} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} T_{ij} d\mathbf{y} \right) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} \left[\int_S \frac{l_i}{r} \frac{\partial}{\partial y_i} (\rho \delta_{ij}) dS(\mathbf{y}) + \int_S \frac{l_j}{r} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \delta_{ij}) dS(\mathbf{y}) \right] \\ &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} T_{ij} d\mathbf{y} + \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_S \frac{l_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_j} (T_{ij} + a_0^2 \rho \delta_{ij}) \right] dS(\mathbf{y}) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{l_j}{r} (T_{ij} + a_0^2 \rho \delta_{ij}) dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Lighthill 応力テンソル $T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij}$ の関係を用い、式(B.21)の右辺第二項と第三項を以下のように書き換える。

$$\begin{aligned} \rho - \rho_0 &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} T_{ij} d\mathbf{y} + \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_S \frac{l_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_j} (\rho u_i u_j + p_{ij}) \right] dS(\mathbf{y}) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{l_j}{r} (\rho u_i u_j + p_{ij}) dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

ここで、式(B.22)の右辺第二項に対し、式(B.6)と式(B.8)の関係を利用して

$$l_i \frac{\partial}{\partial y_j} (\rho u_i u_j + p_{ij}) = -l_i \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) \quad (\text{B.23})$$

と置き換える。もし、固体面における垂直方向速度が 0、つまり、固体面が固定されている、又は振動している場合、 $l_i u_i = 0$ となり、式(B.22)は次のようになる。

$$\begin{aligned} \rho - \rho_0 &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} d\mathbf{y} + \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{l_j p_{ij}}{r} dS(\mathbf{y}) \\ &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} d\mathbf{y} - \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i}{r} dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

但し、 $P_i = -l_j p_{ij}$ とする。式(B.24)が Curle の式であり、第一項は四重極音源を表し、第二項は二重極音源を表す。なお、四重極音源は代表流速の 8 乗に比例し、二重極音源は 6 乗に比例して増大する。このことから、送風機のような低マッハ数流れにおいては四重極音源は無視でき、二重極音源が支配的となる。

次に、Curle の式をより簡単な式に導く。低マッハ数流れにおいて、音の波長 λ と観測点までの距離 $|\mathbf{x}|$ を比較し、 $|\mathbf{x}| \gg \lambda$ の時、式(B.24)は以下のように変形できる。

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^3} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{x_i - y_i}{r^2} P_i dS(\mathbf{y}) \quad (\text{B.25})$$

更に、 $|\mathbf{x}|$ が固体面代表寸法より十分大きい場合、以下のように表せられる。

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^3} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S P_i dS(\mathbf{y}) \quad (\text{B.26})$$

ここで、固体面代表寸法が音の波長よりも十分に小さい場合（コンパクト音源）、時間遅れによる影響を無視することができる。更に、 $\rho = p/a_0^2$ の関係も併せると、式(B.26)は次のように表せられる。

$$\begin{aligned} p' &= \frac{1}{4\pi a_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S P_i(t) dS(\mathbf{y}) \\ &= \frac{1}{4\pi a_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} F_i(t) \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

以上のような条件の下であれば、固体壁面上の非定常流体力（非定常圧力）を求めることで、遠方場における音圧を予測することができる。

羽根車などの固体壁が観測点に対して運動している場合、音源となる固体壁から発生する音を予測する際は、前述の非定常流体力だけでなく、音源が移動している効果も併せて考慮する必要がある。Ffowcs Williams と Hawkings は音源物体が移動している時の空力音予測式（Ffowcs Williams-Hawkings の式）を以下の式として表した。

$$\begin{aligned} p' &= \frac{1}{4\pi a_0} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r|1-M_r|} d\mathbf{y} - \frac{1}{4\pi a_0} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i}{r|1-M_r|} dS(\mathbf{y}) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi a_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{\rho_0 V_n}{r|1-M_r|} dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

ここで、 V_n は音源物体の移動速度、 M_r は音源物体が観測点へ移動する方向のマッハ数である。この式の右辺第一項は空間における流れの乱れによる4重極音、第二項は固体面における流体変動力による2重極音、第三項は固体面の移動によって流体を押し退ける効果の単極音である。固体面が静止している時($V_n = M_r = 0$)、Curleの式と一致する。

本研究における送風機の遠方場における音圧予測は、Ffowcs Williams-Hawkings の式 (FW-H の式) によって算出されている。