

# シロッコファンにおける 騒音メカニズム解明に関する研究

2014 年 3 月

名古屋大学大学院工学研究科

航空宇宙工学専攻

甲村 圭司

# 目次

第1章 序論.....	1
1. 1. 本研究の背景 .....	1
1. 1. 1. シロッコファンから発生する騒音 .....	3
1. 1. 2. 離散周波数騒音発生に関する研究動向 .....	4
1. 1. 3. 広帯域騒音発生メカニズムに関する研究動向 .....	4
1. 1. 4. シロッコファンから発生する流動損失 .....	5
1. 1. 5. 流動損失発生に関する研究動向 .....	5
1. 2. 本研究の目的 .....	6
1. 3. 本論文の構成 .....	7
第2章 離散周波数騒音の発生メカニズム解明 .....	8
2. 1. はじめに .....	8
2. 2. 実験 .....	8
2. 2. 1. 実験方法 .....	8
2. 2. 2. 実験結果 .....	11
2. 2. 2. 1. 暗騒音 .....	11
2. 2. 2. 2. 隙間高さ $H$ と離散周波数騒音発生との関係 .....	12
2. 2. 2. 3. 平板長さ $L$ と離散周波数騒音発生との関係 .....	13
2. 2. 2. 4. 離散周波数騒音の発生領域 .....	14
2. 2. 2. 5. 速度変動と離散周波数騒音発生との関係 .....	15
2. 2. 2. 6. 噴流速度 $U$ とピーク周波数との関係 .....	18
2. 2. 2. 7. 平板長さ $L$ とピーク周波数との関係 .....	19
2. 3. 数値解析 .....	20
2. 3. 1. 支配方程式 .....	20
2. 3. 2. 空間の離散化 .....	25
2. 3. 3. 数値流束の計算方法 .....	26
2. 3. 4. 粘性流束の計算方法 .....	28
2. 3. 5. 時間発展方法 .....	28

2. 3. 6.	境界条件 .....	33
2. 3. 6. 1.	壁面条件 .....	33
2. 3. 6. 2.	流入および流出条件 .....	33
2. 3. 7.	計算対象および計算条件 .....	34
2. 3. 8.	計算結果 .....	35
2. 3. 8. 1.	速度分布 .....	35
2. 3. 8. 2.	渦度分布 .....	37
2. 3. 8. 3.	圧力変動分布 .....	38
2. 3. 8. 4.	騒音発生しない場合の計算結果 .....	39
2. 9.	離散周波数騒音発生メカニズムの考察 .....	41
2. 9. 1.	離散周波数騒音の発生メカニズムの推定 .....	41
2. 9. 2.	離散周波数騒音の発生メカニズムの検証 .....	42
2. 10.	本章の結論 .....	43
第3章	広帯域騒音の発生メカニズムの解明 .....	44
3. 1.	はじめに .....	44
3. 2.	実験 .....	44
3. 2. 1.	実験方法 .....	44
3. 2. 2.	実験結果 .....	47
3. 2. 2. 1.	ケース外側の騒音レベル特性 .....	47
3. 2. 2. 2.	ファン翼出口の圧力変動特性 .....	48
3. 2. 2. 3.	ファン翼出口の速度変動特性 .....	54
3. 3.	数値解析 .....	59
3. 3. 1.	3次元数値解析 .....	59
3. 3. 1. 1.	数値解析方法 .....	59
3. 3. 1. 2.	速度分布 .....	60
3. 3. 1. 3.	圧力分布 .....	62
3. 3. 2.	2次元数値解析 .....	63
3. 3. 2. 1.	数値解析方法 .....	63
3. 3. 2. 2.	速度分布 .....	65

3. 3. 2. 3.	速度変動分布と圧力変動分布.....	66
3. 3. 2. 4.	速度変動特性の比較 .....	68
3. 3. 3.	広帯域騒音の発生メカニズムの考察 .....	69
3. 4.	本章の結論 .....	70
第4章	流動損失の発生メカニズムの解明 .....	71
4. 1.	はじめに .....	71
4. 2.	損失評価手法の開発 .....	71
4. 2. 1.	損失評価式の導出 .....	71
4. 2. 2.	高 Re 数型 $k\text{-}\epsilon$ モデルへの適用 .....	74
4. 2. 3.	補正手法の検証 .....	77
4. 3.	シロッコファン翼間流れの数値解析 .....	79
4. 3. 1.	縮小管による乱流モデルの検証 .....	79
4. 3. 2.	数値解析方法 .....	82
4. 3. 3.	計算結果 .....	84
4. 3. 3. 1.	速度分布 .....	84
4. 3. 3. 2.	総圧分布 .....	85
4. 3. 3. 3.	エネルギー散逸量分布 .....	86
4. 3. 3. 4.	翼間流れの各損失量の比較 .....	88
4. 3. 3. 5.	回転数に対する各損失量の比較 .....	90
4. 4.	シロッコファン全体の数値解析 .....	92
4. 4. 1.	数値解析方法 .....	92
4. 4. 2.	計算結果 .....	94
4. 4. 3.	シロッコファンの損失発生メカニズムの考察 .....	95
4. 5.	本章の結論 .....	97
第5章	結論 .....	98
参考文献	.....	100
謝辞	.....	106
研究業績	.....	108

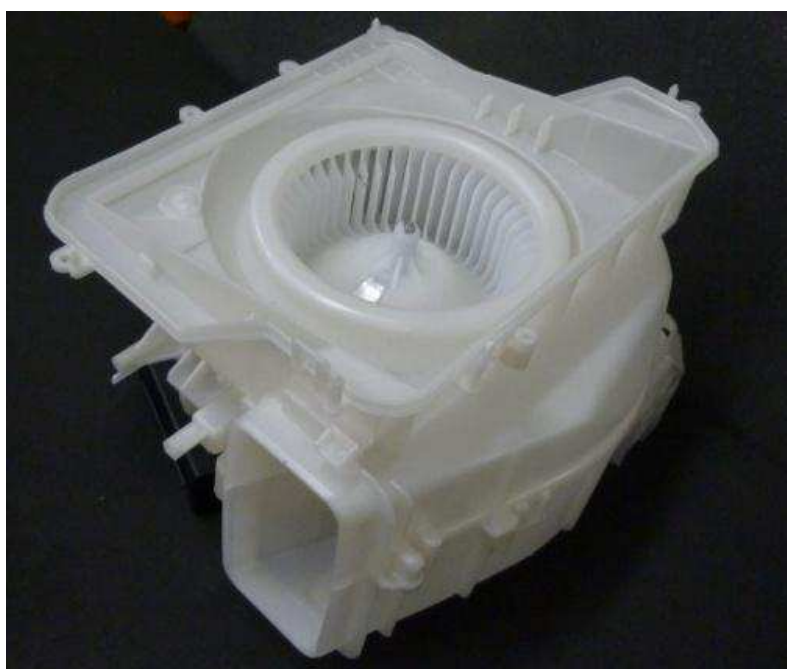
# 第1章 序論

## 1. 1. 本研究の背景

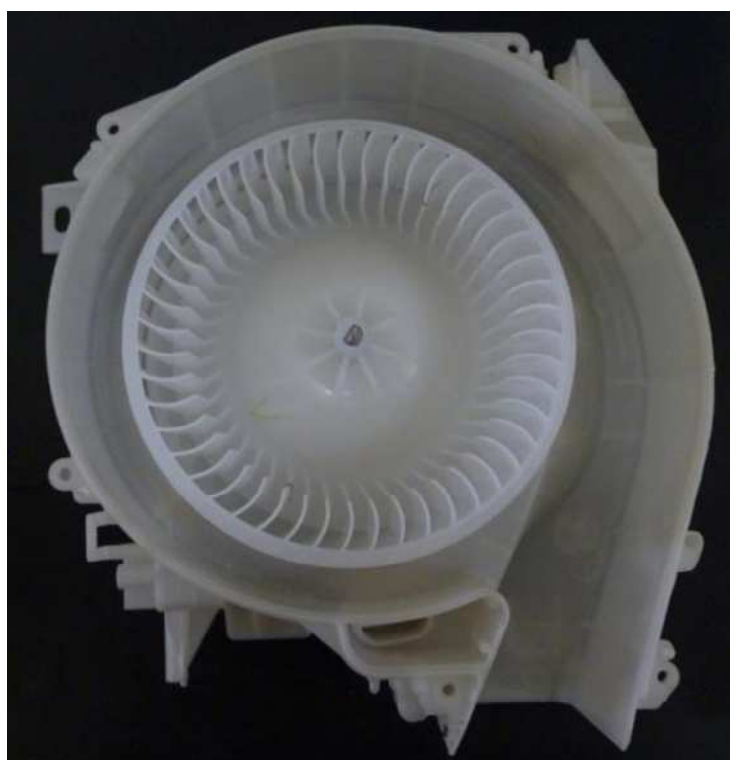
シロッコファンは、送風機の中で、小型で高圧力を得やすい特徴があるため、車両用空調装置など様々な流体機械の送風機として利用されている。シロッコファンとは、多数の短い前向き羽根を有する遠心式多翼送風機のことである。遠心式送風機は翼の回転により、半径方向に風を押し出す。前向き羽根のため、低い回転数で高い圧力を出すことができるため、小型、軽量、小スペースという特徴を持つ。

現在、環境問題や原油価格高騰のため、燃費の良い自動車が求められている。この低燃費のニーズに応えるため、電気自動車やハイブリッド自動車、アイドリングストップ車の普及が加速している。これにより、エンジン騒音が小さくなり、エンジン以外の送風機やエアコン吹出し等の騒音が相対的に目立つ原因となっている<sup>(58)</sup>。

また、近年、空調装置の小型化によるファン回転数の増加やスクロール流路面積の低減による速度増加が結果として騒音や流動損失の増大につながっており、送風機の低騒音化や損失低減が重要な課題となっている。



(a) 全体写真



(b) 断面写真

図1.1 シロッコファン

### 1. 1. 1. シロッコファンから発生する騒音

シロッコファンのような遠心送風機から発生する騒音は、その音源特性から、空気力学的なもの、機械的なもの、電磁的なものなどが挙げられるが、通常の運転状態では空気力学的な騒音が支配的である。遠心送風機の空力騒音には、回転騒音に代表される離散周波数騒音と、乱流騒音に代表される広帯域騒音に大別できる<sup>(1)</sup>。

回転騒音は、翼の通過に伴う周期的な圧力変動によって生じ、翼枚数×回転数（＝翼通過周波数）およびその倍音にて卓越する成分を有し、騒音レベルのオーバーオール値に対する寄与度が大きく、耳障りな成分となる。したがって、遠心送風機においては、まず回転騒音を低減することが重要である。この回転騒音の発生や騒音の低減方法については、これまで多くの研究成果が報告されており<sup>(41)(42)(43)</sup>、製品開発においても一定の成果がでていると考えられる。

一方、乱流騒音は、送風機内部流れにおいて生じたランダムな乱れによって生じるものである。具体的には、翼のはく離や後流で発生した速度せん断層から生成された速度変動そのものから音を発生したり、速度変動が翼表面やスクロールに衝突することで音が発生したりと騒音発生機構が複雑なため、騒音発生源の予測が困難である。

加えて、空調用のシロッコファンでは、車室内の外気循環と内気循環を切り替える流量調整板の開閉度や向きによって微小な隙間が生じ、その隙間を通過する気流から特定の周波数にピークを有する離散周波数騒音が発生することがある。

## 1. 1. 2. 離散周波数騒音の発生メカニズムに関する研究動向

流体から発生する離散周波数騒音に関する研究は、これまで数多く行われてきた。しかしながら、その研究内容は、噴流自身や噴流が他の物体へ衝突する際の騒音に関する研究<sup>(2)(3)(4)(5)</sup>、キャビティや物体上を噴流が通過する際の騒音に関する研究<sup>(52)(54)(55)(56)(57)(59)(60)</sup>が多く、隙間を通過する流れから発生する離散周波数騒音に関する研究は少ない。

離散周波数騒音の発生メカニズムの研究に関して、飯田ら<sup>(6)(7)</sup>は、ドアミラー周りの流れ場を模擬した二次元バックステップモデルを用いて、ドアミラーから放射される空力的な異音の発生機構について研究し、空力騒音を低減する方法に関して述べている。また、功能ら<sup>(8)(9)(10)</sup>は、長方形スリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音において、騒音の発生とスリット形状や噴流速度との関係や、噴流の流れ場の速度変動特性と騒音の発生有無を実験的に調べている。

これらの研究成果に基づけば、流れ場から発生する離散周波数騒音のメカニズムについては解明されつつあると言える。しかし、製品開発の設計現場で活用するには、更に複雑な形状で発生する騒音に関する研究が必要となる。

## 1. 1. 3. 広帯域騒音の発生メカニズムに関する研究動向

送風機流れから発生する広帯域騒音に関する研究は、軸流ファンやクロスフローファンを中心にこれまで数多く行われてきた<sup>(46)(47)(48)(49)(50)(51)</sup>。一方、シロッコファンから発生する流体騒音に関する研究は 2000 年以降急増してきている。シロッコファンの流れは、3次元性を有する複雑な流れ場であることから、送風



機内部を可視化することは重要であり，翼間の流れを可視化する研究<sup>(14)(15)(38)(39)(40)</sup>やケーシング内部の流れを可視化する研究<sup>(16)(17)(46)</sup>が報告されている．シロッコファンから発生する流体騒音の予測に関する研究について，児玉らは，ファンの後流の幅に着目した乱流騒音の予測式の導入を行い<sup>(11)</sup>，川崎らは，多翼送風機を特徴づける内外径比や翼出口角，翼入口角等が騒音に寄与する影響を調べ<sup>(12)</sup>，畠山らは，スクロールの吐出角が遠心ファンの騒音特性に及ぼす影響を実験的に調査している<sup>(13)</sup>．

これらの研究成果から，騒音発生時の流れ場の特徴が明確にされつつある．しかしながら，シロッコファンの騒音を効果的に低減するには，更に騒音発生と関係する流れのメカニズムを解明する必要がある．

#### **1. 1. 4. シロッコファンから発生する流動損失**

シロッコファンの性能を開発する上で重要な指標は，流動損失である．小型化や軽量化した送風機でこれまで同等の風量を得ようとする，今まで以上に高回転になることから，翼内のはく離の増加による損失などが懸念される．一般的な流動損失の評価は，流入出の総圧差から算出される．

設計の立場においては，シロッコファンの翼形状やスクロール形状を変更した際，どれだけの流動損失が低減できたかを確認することになる．しかしながら，本来はシロッコファン内部の流動損失が，翼形状やスクロール形状のどこでどれだけ発生したのか，またそれはどのような流れ場から発生したのかを知ることが重要であり，これにより効率的な設計が可能となる．

#### **1. 1. 5. 流動損失の発生メカニズムに関する研究動向**

シロッコファンの空力特性に関する研究においては、児玉ら<sup>(18)</sup>は、シロッコファンの翼面上の流れのはく離に着目し、翼の負圧面上に溝を付けることではなく離を抑制するなどファン効率を改善する研究を行った。また、佐々木ら<sup>(19)</sup>は、シロッコファン内部で発生する流動損失と空力特性との関係を解析し、後流や渦流による混合損失の影響を明らかにした。

一方、近年では計算性能の向上により、3次元製品形状の大規模な数値流体解析が行われるようになり、設計業務においても身近なツールとなってきた。ファンの数値流体解析に関する研究において、笹島ら<sup>(20)</sup>は、翼端渦の変動に着目し、小型軸流ファンの大規模な数値解析を実施し、渦の発生挙動を可視化した。また、川崎ら<sup>(21)</sup>は、簡易的な2次元翼間流れ解析を実施し、シロッコファンの翼枚数や翼入口角および翼出口角がファン効率に与える影響を調査した。伊藤ら<sup>(22)</sup>は、翼前縁や後縁部の丸みに着目し、数値流体解析により、小型軸流ファンの送風効率の改善と騒音低減の検討を行った。さらに、岩瀬らは<sup>(23)</sup>、数値流体解析と最適化を組み合わせた自動設計ツールにより翼形状を最適化した。

しかしながら、シロッコファン内部のどこにどれだけの流動損失が存在するかの予測は難しく、ファンの形状を改良する指針を得るのは簡単ではない。また、製品形状においては流れが3次元的になるため、従来の一様な流れを前提とした評価方法には限界がある。このような非一様な流れによって生じる流動損失を定量的に研究した事例は少ない。

## 1. 2. 本研究の目的

前節で述べたように、シロッコファンにおける空力騒音の発生メカニズムは未だ明確にされていない。また、シロッコファンの流動損失に関して、どこにどれだけ損失が発生しているかが明確となっていない。

そこで本研究では、以下を目的とする。

- 1) シロッコファンにおいて速度変動と空力騒音発生との関係を明らかにする
- 2) シロッコファンにおいて流動損失発生と流れ場の関係を明らかにする。

### **1. 3. 本論文の構成**

本論文は以下のように構成される。

第 2 章では、平板と楔に囲まれた基礎形状を用い、離散周波数騒音の発生と速度変動との関係を調査する。

第 3 章では、シロッコファン実形状を用い、広帯域騒音の発生と速度変動との関係を調査する。

第 4 章では、流動損失の評価手法の詳細を述べ、シロッコファンの翼間流れおよびシロッコファン実形状に適用し、流動損失の発生と流れ場との関係を調査する。

最後に第 5 章において、各章の結論をまとめ本研究の成果を述べる。

## 第2章 離散周波数騒音の

# 発生メカニズム解明

### 2. 1. はじめに

本章では，冷暖房用空調機器の流量調整板での微小な隙間から発生する離散周波数騒音を想定し，平板と楔の間に形成される狭い隙間を模擬した基礎形状を用いて，騒音の発生と各形状パラメータとの関係や，噴流の流れ場の速度変動特性との関係について調べる．

### 2. 2. 実験

#### 2. 2. 1. 実験方法

実験装置の概略を図 2.1 に示す．音の測定を行う際に，ブロワ内部で発生した音が流れにのって測定部まで伝わってくるのを減らすために，ブロワ出口と拡大管の間に管路が折れ曲がった消音器を設置した．シロッコファンタイプの電動送風機から消音器を通過した流れは，拡大管の整流格子を通り，その後縮流管により加速される．この加速された流れは，音響拡大管と整流室を通して，ジェットノズルから無響音室に噴出される．

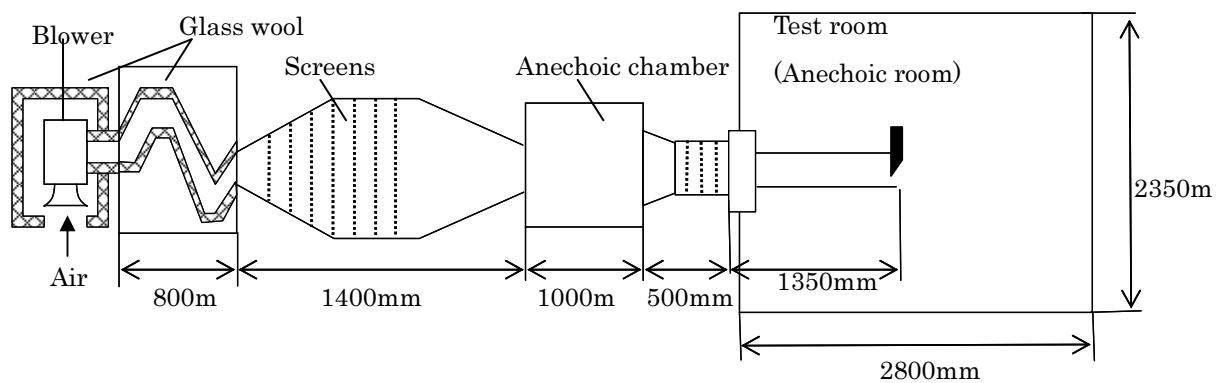


図 2.1 実験概要図

本研究では自動車用 HVAC システムから発生する離散周波数騒音を想定した．  
 具体的には, 図 2.2 に示すように送風機入口部にある内外気切換え用のダンパと  
 ケースの微小な隙間に空気が通過する際に発生する離散周波数騒音である．

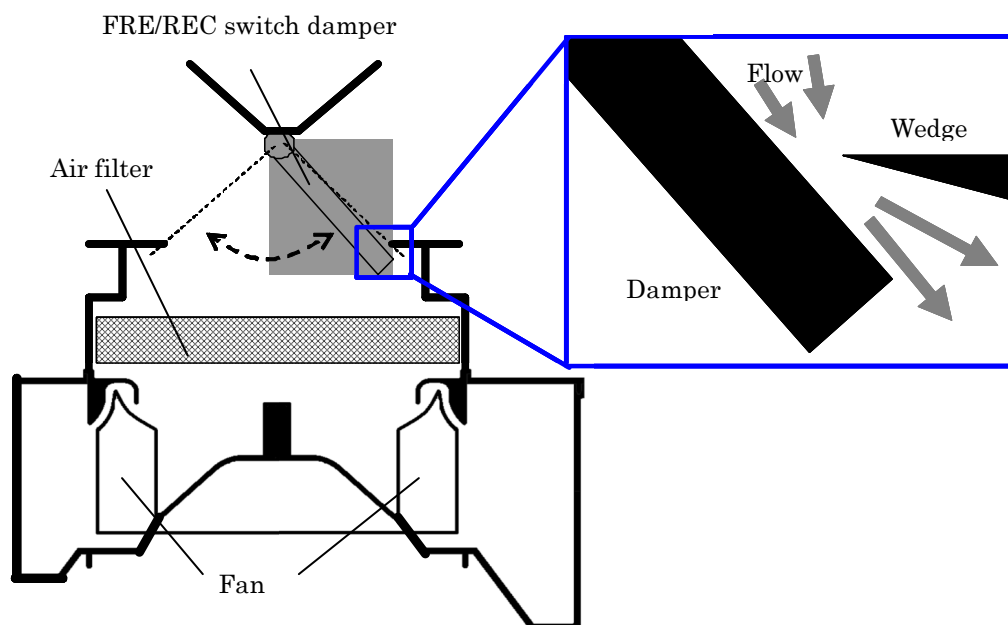


図 2.2 送風機の内外気切換え用ダンパで形成される微小な隙間

本研究で用いた対象形状の概略を図 2.3 に示す．ジェットノズル

(100mm×100mm) の噴出し口に，先端が楔形状の板が設置され，隙間  $H$  は自由に変わることができる．また，ノズル下部に長さ  $L$  の直方体形状平板をはめ込んでいる．この平板を取り換えることにより，長さ  $L$  を変化させることができる．また，ノズルに平板をはめ込んだ際，段差が出来ないようにテープで固定した．

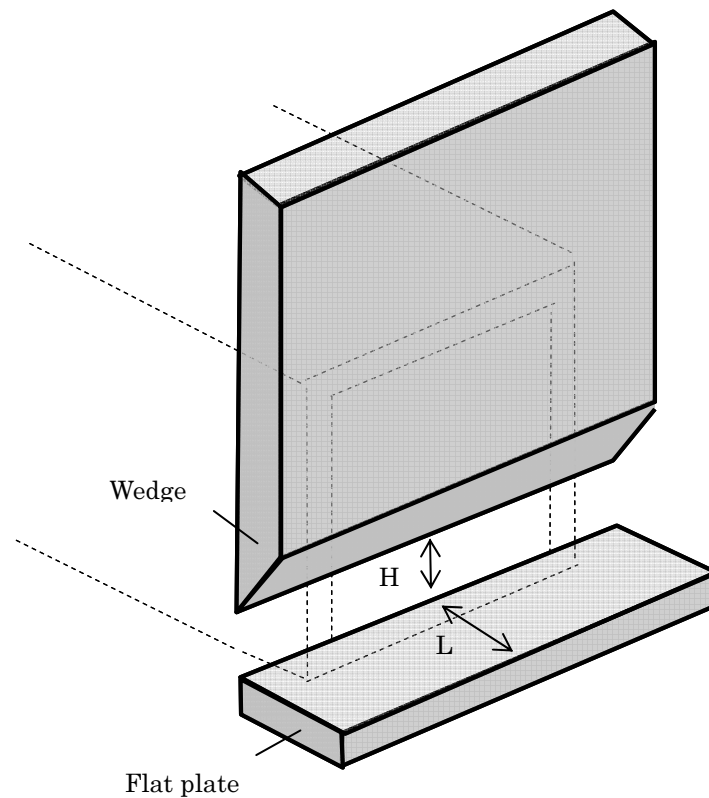


図 2.3 平板と楔で形成される基礎形状

騒音の測定位置を図 2.4 に示す．ダクト中心線上で，楔先端の真下の位置から，噴流軸に対して  $45^\circ$  の斜め後方 84mm 離れた箇所にマイクロフォン

(Pressure-Field Microphone Type 4938, Brüel & Kjær) を設置した. マイクロフォン測定では, 10kHz レンジ, 12.5Hz の分解能で周波数特性を解析した.

流れの条件は, ジェットノズル内の圧力  $P_0$  と大気圧  $P_\infty$  の差を  $\Delta P=368\text{Pa}$  の一定値とした. 対象形状は, 隙間を  $H=0.5\text{mm}$  から  $H=7.0\text{mm}$  まで  $0.5\text{mm}$  間隔で, 平板の長さを  $L=0\text{mm}$  から  $L=25\text{mm}$  まで  $5\text{mm}$  間隔とした.

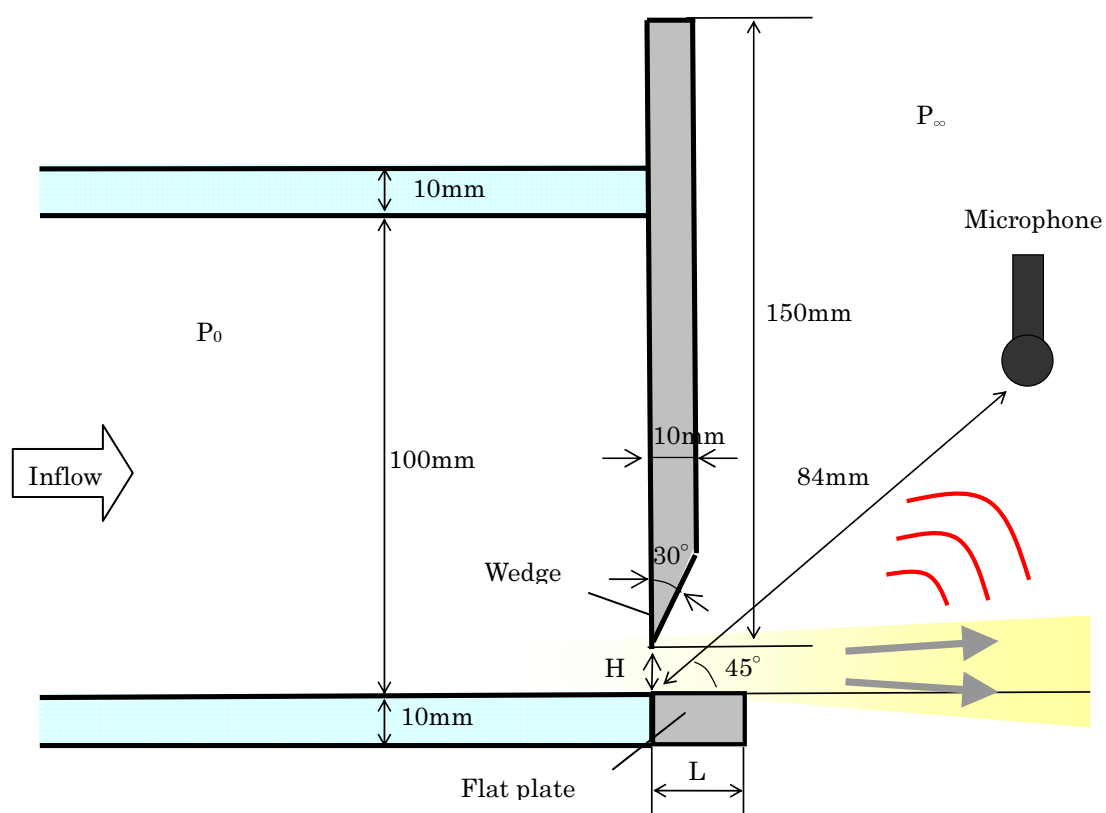


図 2.4 騒音測定位置

## 2. 2. 2. 実験結果

### 2. 2. 2. 1. 暗騒音

対象音を測定する前に, 楔や平板が無く噴流のみの場合の暗騒音を測定した.

その結果を図 2.5 に示す．後述する測定された騒音は，暗騒音よりもかなり大きな値であった．そのため，本研究では対象音以外のブロワなどの騒音の影響はほとんどないと判断した．

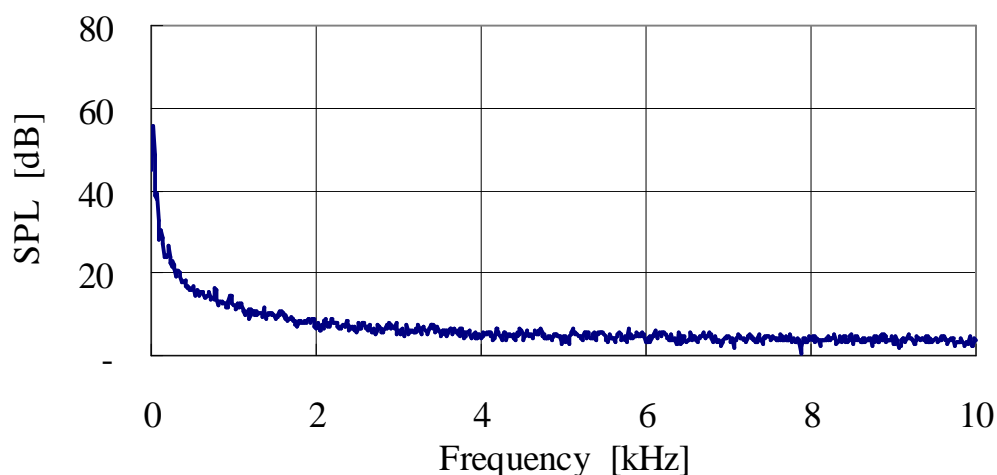


図 2.5 暗騒音

## 2. 2. 2. 2. 隙間高さ $H$ と離散周波数騒音発生との関係

ここでは，隙間高さ  $H$  と離散周波数騒音発生との関係について述べる．圧力差および平板長さをそれぞれ  $\Delta P=368\text{Pa}$ ， $L=15\text{mm}$  で固定し，隙間高さを  $H=1\text{mm}$  から  $H=7\text{mm}$  まで変化させた時の騒音レベル特性を図 2.6 に示す．隙間の高さが  $H=2\text{mm}$  までは離散周波数騒音は発生しない． $H=3\text{mm}$  にすると， $f=1.5\text{kHz}$  付近にシャープというピーク的な騒音が発生する．このとき，楔と平板の隙間を流れる噴流速度は約  $22\text{m/s}$  である．また，騒音レベルは， $H=4\text{mm}$  で最大値となる． $H=6\text{mm}$  を超えると，離散周波数騒音の発生はなくなる．

このことから，隙間の高さの値がある範囲でのみ，騒音が発生することが分かる．ピーク周波数は，隙間の高さ  $H$  を変えてもほとんど変化しない．また，



離散周波数騒音が発生している  $H=3\text{mm}$  と  $H=4\text{mm}$  では  $3\text{kHz}$  以上の広帯域騒音も増加している。これは、速度増加に伴う乱流騒音の増加と考えられる。

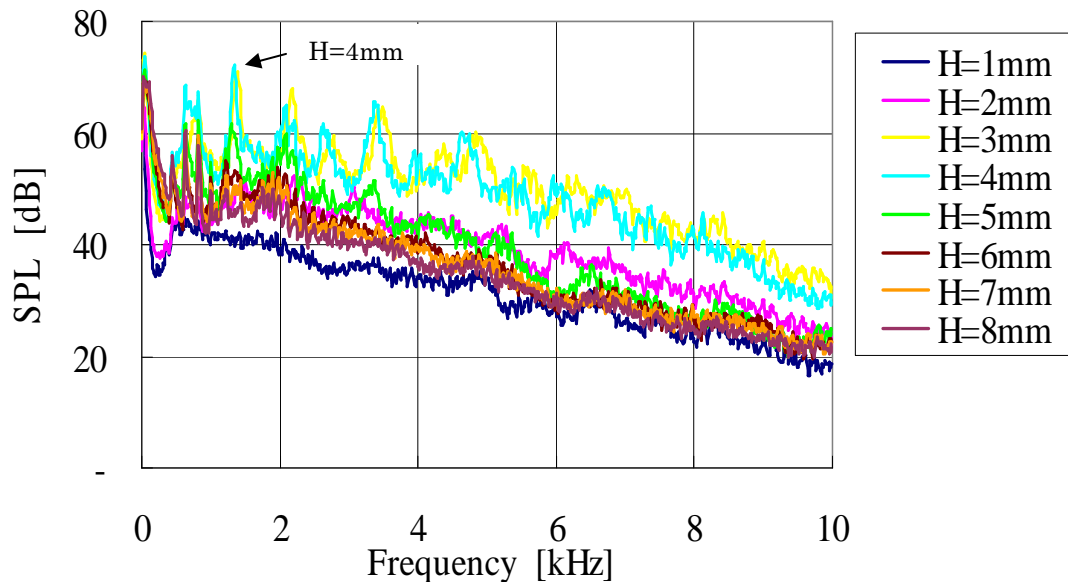


図 2.6 隙間高さ  $H$  と騒音レベル特性との関係

( $\Delta P=368\text{Pa}$ ,  $L=15\text{mm}$  固定)

### 2. 2. 2. 3. 平板の長さ $L$ と離散周波数騒音発生との関係

ここでは、平板の長さ  $L$  と離散周波数騒音発生との関係について述べる。圧力差を  $\Delta P=368\text{Pa}$ 、隙間高さを  $H=3\text{mm}$  に固定し、平板の長さを  $L=0\text{mm}$  から  $L=25\text{mm}$  まで変化させた場合の騒音特性を調べた。その結果を図 2.7 に示す。平板長さが  $L=5\text{mm}$  までは、離散周波数騒音は発生しない。平板長さを  $L=10\text{mm}$  まで伸ばすと、 $f=2\text{kHz}$  付近にシャーという離散周波数騒音が発生する。また、騒音レベルは、 $L=15\text{mm}$  で最大値となる。このとき、噴流速度は約  $22\text{m/s}$  である。平板長さを  $L=25\text{mm}$  より長くすると、離散周波数騒音の発生はなくなる。

このことから、平板の長さに関しては、 $L$  の値がある範囲のみで騒音が発生することが分かった。平板の長さ  $L$  を長くすると、騒音のピーク周波数が低くなる傾向も見られた。また、前節と同様、速度増加に伴う乱流騒音増加により、3kHz 以上の広帯域騒音が増加している。

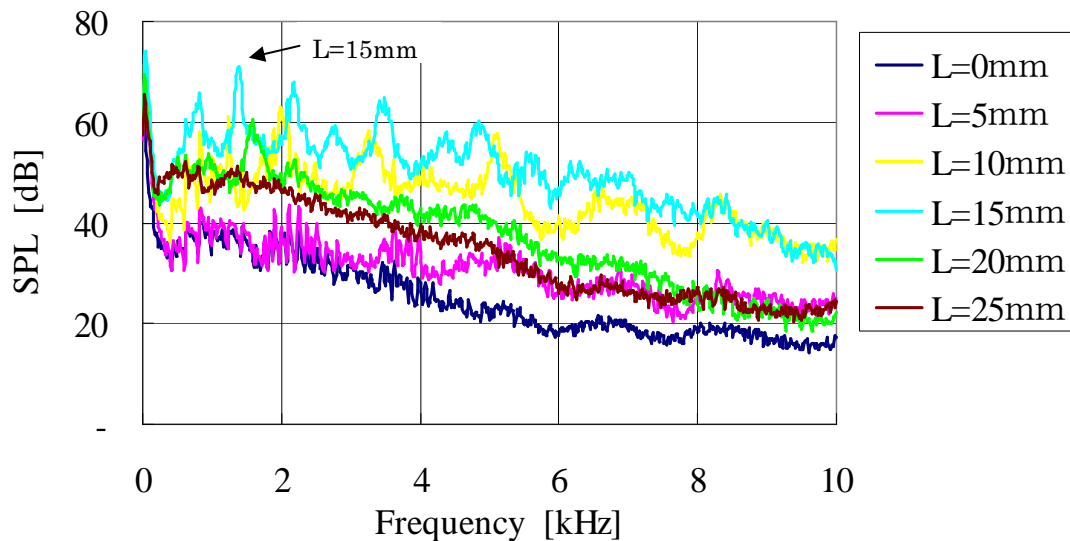


図 2.7 平板の長さ  $L$  と騒音レベル特性の関係

( $\Delta P=368\text{Pa}$ ,  $H=3\text{mm}$  固定)

#### 2. 2. 2. 4. 離散周波数騒音の発生領域

ここでは、離散周波数騒音の発生領域について述べる。圧力差を  $\Delta P=368\text{Pa}$  で固定し、隙間高さ  $H$  と平板長さ  $L$  を変化させた場合の、離散周波数騒音発生の有無に関する領域を調べた。その結果を図 2.8 に示す。この図より、隙間高さ  $H$  と平板長さ  $L$  の組み合わせによって、騒音の発生の有無が決定されることが分かる。隙間高さが、 $H \geq 6.5\text{mm}$  の場合では、平板の長さをどのように変化させても離散周波数騒音が発生しない。また、平板の長さが  $L \geq 27\text{mm}$  の場合では、隙間高さをどのように変化させても離散周波数騒音は発生しない。この特

性は, $\Delta P=168\text{Pa}$  の場合でも, 図 2.8 と同様の範囲で離散周波数騒音が発生したため, 速度の大きさに依存しないと考えられる

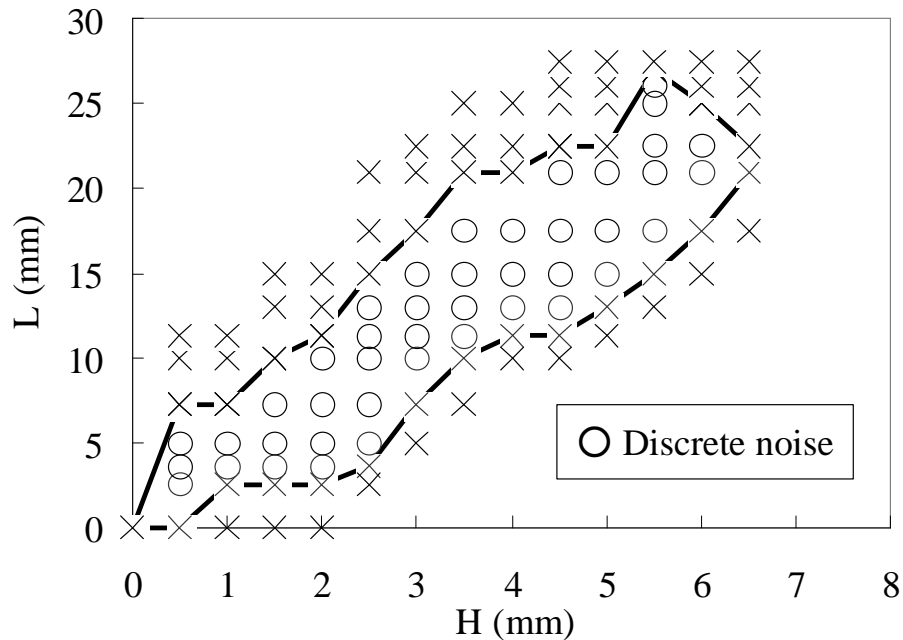


図 2.8 隙間の距離  $H$  と平板の長さ  $L$  をパラメータとした時の騒音発生領域  
( $\Delta P=368\text{Pa}$  固定)

## 2. 2. 2. 5. 速度変動と離散周波数騒音発生との関係

ここでは, 速度変動と離散周波数騒音との関係について述べる. 離散周波数騒音の発生原因を探るため, 隙間から噴出する流れの速度変動を調べた. 測定には, X 型プローブ (0252R-T5, 日本カノマックス) を使った熱線流速計を用い, 測定位置は, 図 2.9 に示すように楔の端部より  $3\text{mm}$  下流とした. 離散周波数騒音が発生する, 平板長さが  $L=15\text{mm}$  で, 隙間高さが  $H=3\text{mm}$  の場合の, 速度変動  $u'$ ,  $v'$  を測定し, それらの周波数特性を求めた. その結果を, それぞれ図 2.10, 2.11 に示す. この時, 隙間から噴出する平均流速は,  $U=21.3\text{m/s}$  である. この図を見ると, 速度変動はあるピーク周波数を持っていることが分かる.

変動の最大値となる周波数は、 $f=1.37\text{kHz}$  である．同じ条件下での騒音特性を図 2.12 に示す．離散周波数騒音と速度変動のピーク周波数はよく一致しており、騒音レベルが最大となる周波数も  $f=1.37\text{kHz}$  である．離散周波数騒音が発生しない条件では、速度変動のピーク周波数も存在しないことを確認している．これらより、離散周波数騒音の発生が速度変動に起因していることが分かる．また、速度変動にいくつかのピーク周波数が発生しているのは、基本周波数およびその倍音が現れているためと考えられる．

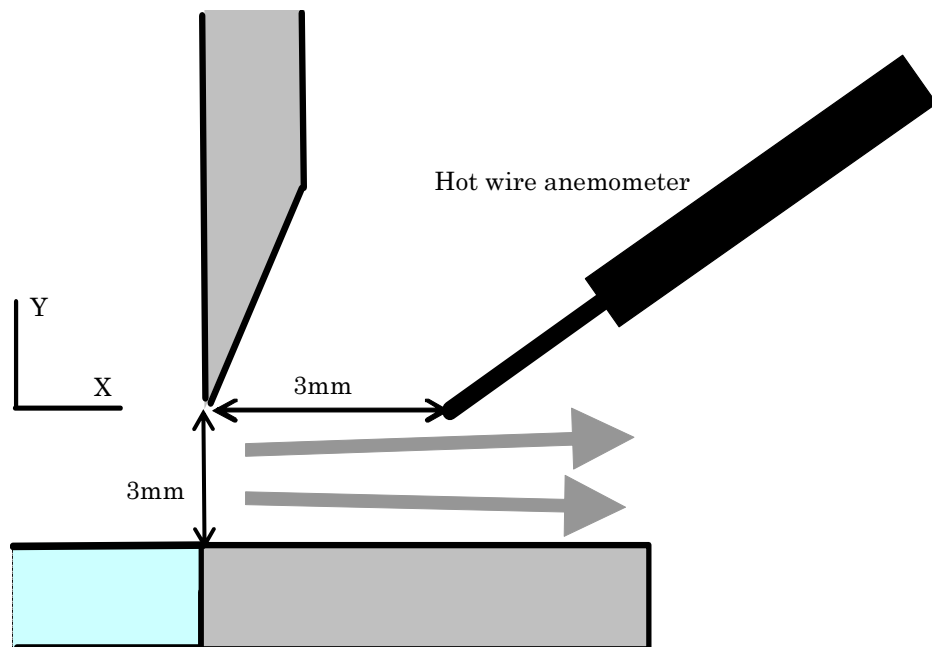


図 2.9 速度変動の測定位置

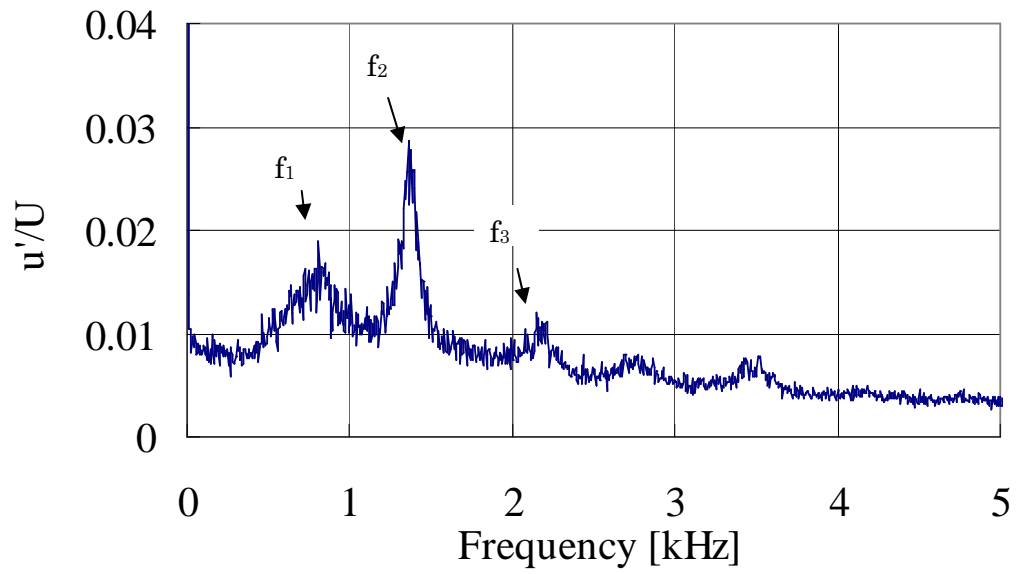


図 2.10 x 方向の速度変動スペクトル

( $\Delta P=368\text{Pa}$ ,  $L=15\text{mm}$ ,  $H=3\text{mm}$ )

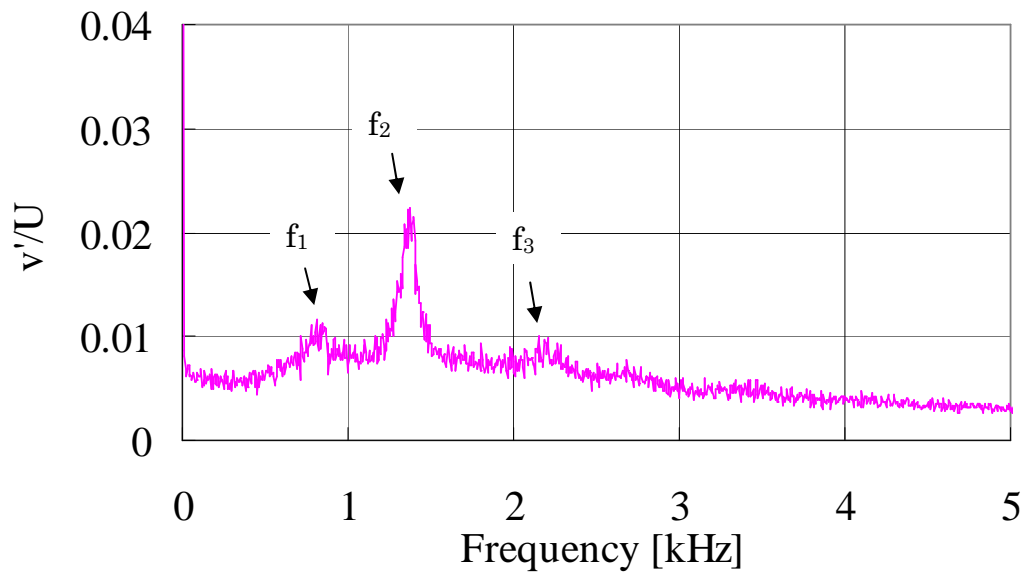


図 2.11 y 方向の速度変動スペクトル

( $\Delta P=368\text{Pa}$ ,  $L=15\text{mm}$ ,  $H=3\text{mm}$ )

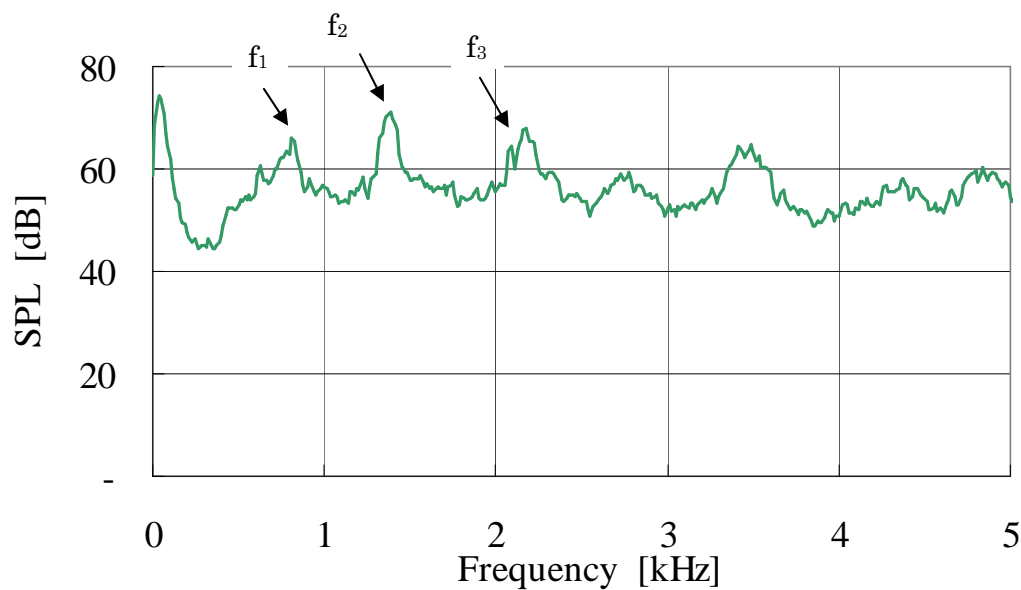


図 2.12 遠方場の騒音レベル特性

( $\Delta P=368\text{Pa}$ ,  $L=15\text{mm}$ ,  $H=3\text{mm}$ )

## 2. 2. 2. 6. 噴流速度 $U$ とピーク周波数との関係

ここでは、ピーク周波数( $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$ )と噴流速度の関係について述べる．平板の長さは  $L=10\text{mm}$  に、隙間の高さは  $H=2\text{mm}$  に固定し、圧力差  $\Delta P$  を変えることにより噴流速度を変化させた．ピーク周波数と噴流速度の関係が得られ、その結果を図 2.13 に示す．この図を見ると、ピーク周波数は速度  $U$  に比例することが分かる ( $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$  は図 2.10～2.12 を参照のこと)．また、ピーク周波数が高次のものになるほど、勾配は増加している．

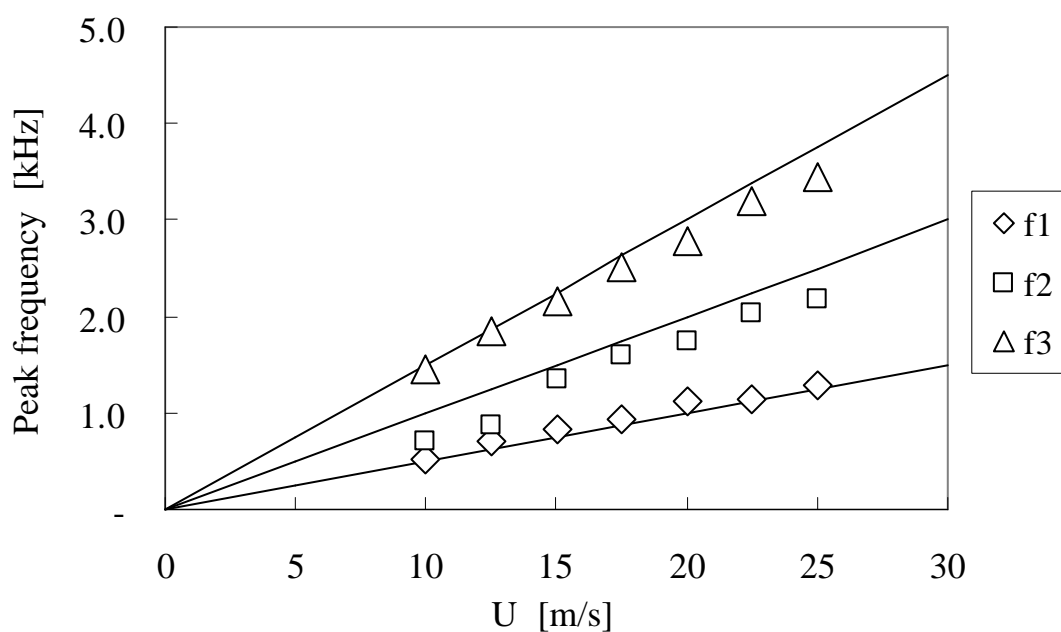


図 2.13 噴流速度と発生ピーク周波数の関係

### 2. 2. 2. 7. 平板長さ L とピーク周波数との関係

ここでは、ピーク周波数( $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$ )と平板長さ  $L$  の関係について述べる．隙間の高さは  $H=2\text{mm}$  に、また隙間から噴出する平均速度を  $U=20\text{m/s}$  で一定とし、平板の長さ  $L$  を変化させた．本研究では、噴流速度が  $U=20\text{m/s}$  一定となるように、圧力差  $\Delta P$  を変化させた．

これより、ピーク周波数と平板長さ  $L$  との関係が得られ、その結果を図 2.14 に示す．これより、ピーク周波数( $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$ )は平板長さ  $L$  に反比例することが分かる． $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$  は図 2.10～2.12 を参照のこと．

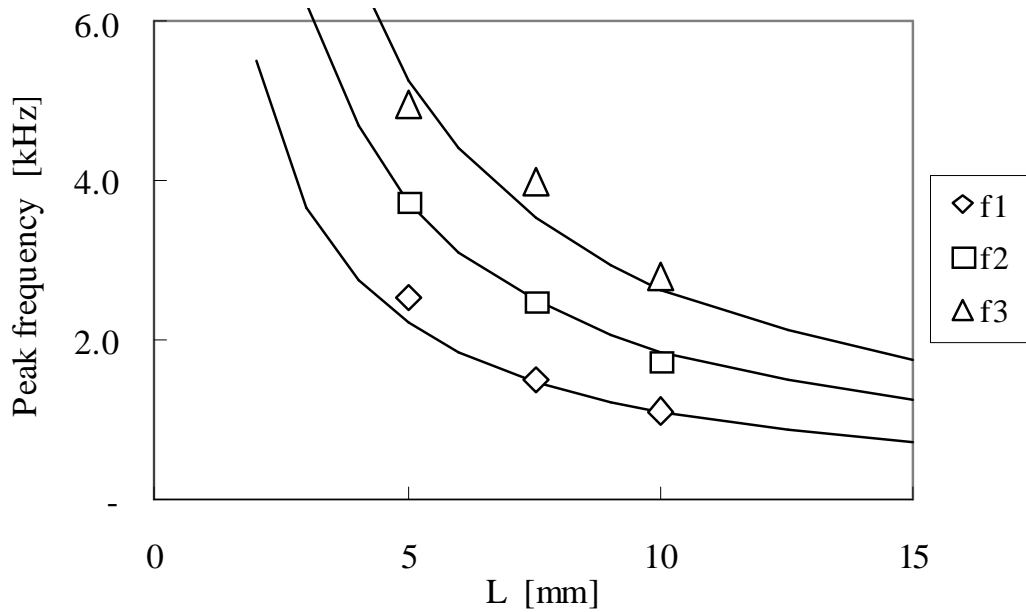


図 2.14 平板の長さ  $L$  と発生ピーク周波数の関係

## 2. 3. 数値解析

これまでの実験結果より，離散周波数騒音の発生が平板長さ  $L$  と隙間高さ  $H$  がある範囲に限定されている時のみに起こることが分かった．また，騒音発生に速度変動が大きく寄与していることから，数値解析を使って騒音発生メカニズムを考察する．

### 2. 3. 1. 支配方程式

圧縮性流体の支配方程式は圧縮性 Navier-Stokes 方程式である．直交座標系における保存形の Navier-Stokes 方程式は次式のように書ける．

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \right) \quad (2.1)$$



ただし,

$$\begin{aligned}
 Q &= \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{bmatrix}, \\
 E_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \end{bmatrix}, F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \end{bmatrix}, G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

ニュートン流体の粘性応力テンソル  $\tau_{ij}$  は,

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{2.3}$$

と記述できる． $\lambda$ ,  $\mu$  は係数である．テンソルの対角成分の和が 0 となるように，すなわち体積粘性率が 0 になるように，

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \tag{2.4}$$

とする (Stokes の仮定)．この仮定を用いると，粘性流束ベクトルの  $\tau_{ij}$ ,  $\beta_i$  は具体的に以下のようになる．

$$\begin{aligned}
 \tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
 \tau_{xy} &= \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\
 \tau_{xz} &= \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned}
\beta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{k}{(\gamma-1)M_\infty^2 \text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x} \\
\beta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{k}{(\gamma-1)M_\infty^2 \text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} \\
\beta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{k}{(\gamma-1)M_\infty^2 \text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial z}
\end{aligned} \tag{2.6}$$

ここで、 $\gamma$  は比熱比、 $M_\infty$  は一様流マッハ数である。また、長さ  $x, y, z$  は基準長さ  $L$  で、速度成分  $u, v, w$ 、密度  $\rho$ 、温度  $T$ 、粘性係数  $\mu$ 、熱伝導係数  $k$  はそれぞれ一様流での値  $U_\infty, \rho_\infty, T_\infty, \mu_\infty, k_\infty$  で、圧力  $p$  および単位体積あたりの全エネルギー  $e$  はそれぞれ  $\rho_\infty U_\infty^2$  で無次元化されている。さらに、 $\text{Pr}$  はプラントル数で  $\text{Pr} = C_p \mu_\infty / k_\infty$ 、 $\text{Re}$  はレイノルズ数で  $\text{Re} = \rho_\infty U_\infty L / \mu_\infty$  で定義される無次元量である。

粘性係数は温度によって変化し、 $\mu_0, \mu$  をそれぞれ期待の  $1\text{atm}, 273\text{K}$  および  $\text{TK}$  における値とすると、次の Sutherland の式で近似できる。

$$\mu = \frac{\mu_0 \left( 1 + \frac{C}{273} \right)}{\sqrt{273}} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{T + C} \tag{2.7}$$

$C$  は Sutherland の定数で気体による物性値として与えられる。例えば空気では、 $C=123.6$  と与えられる。プラントル数は一定であるので無次元化された熱伝導係数と粘性係数は同じになる。

$$k = \mu \tag{2.8}$$

解ベクトル  $\mathbf{Q}$  より  $\rho, u, v, w$  が求まれば、圧力  $p$  は単位体積あたりの全エネルギー式から次の式で計算される。

$$p = \frac{1}{\gamma M_\infty^2} \rho T \tag{2.9}$$

本研究において、物理平面については不等間隔格子を用いるため、等間隔格子をもつ計算格子で計算することを考え、Navier-Stokes 方程式を直交座標系 ( $x, y, z$ ) から一般座標系 ( $\xi, \eta, \zeta$ ) へ変換する．一般座標系 ( $\xi, \eta, \zeta$ ) における解ベクトル  $\mathbf{Q}$ 、非粘性流束  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$  および粘性流束  $\mathbf{E}_v$ ,  $\mathbf{F}_v$ ,  $\mathbf{G}_v$  は、chain rule に従い、次のようにして導かれる．例えば、 $x$  方向の流束成分は、

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial x} &= \xi_x \frac{\partial E}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial E}{\partial \eta} + \zeta_x \frac{\partial E}{\partial \zeta} \\ &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\xi_x E}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\eta_x E}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{\zeta_x E}{J} \right)\end{aligned}\quad (2.10)$$

のように変換される．ここで、 $J$  はヤコビアン (Jacobian) とよばれ、次式で与えられる．

$$J^{-1} = x_\xi (y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta) + x_\eta (y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta) + x_\zeta (y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi) \quad (2.10)$$

全ての流束に同様の操作を施して、一般座標での解ベクトルおよび流束の形で求めると、

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{Q}} &= J^{-1} \mathbf{Q} \\ \hat{E} &= J^{-1} (\xi_x E + \xi_y E + \xi_z E), \\ \hat{F} &= J^{-1} (\eta_x F + \eta_y F + \eta_z F), \\ \hat{G} &= J^{-1} (\zeta_x G + \zeta_y G + \zeta_z G), \\ \hat{E}_v &= J^{-1} (\xi_x E_v + \xi_y E_v + \xi_z E_v), \\ \hat{F}_v &= J^{-1} (\eta_x F_v + \eta_y F_v + \eta_z F_v), \\ \hat{G}_v &= J^{-1} (\zeta_x G_v + \zeta_y G_v + \zeta_z G_v)\end{aligned}\quad (2.11)$$

となる．このようにして、一般座標系における保存形の Navier-Stokes 方程式は、下記のように表される．

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{Q}}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta} = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \zeta} \right) \quad (2.12)$$

ここで、一般座標における解ベクトル  $\mathbf{Q}$ 、非粘性流束ベクトル  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{F}$ 、 $\mathbf{G}$  および粘性流束ベクトル  $\mathbf{E}_v$ 、 $\mathbf{F}_v$ 、 $\mathbf{G}_v$  は具体的に以下のようになる。

$$\begin{aligned}
\mathbf{Q} &= J^{-1} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}, \\
\mathbf{E} &= J^{-1} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho U^2 + \xi_x p \\ \rho UV + \xi_y p \\ \rho UW + \xi_z p \\ (e + p)U \end{bmatrix}, \mathbf{F} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho UV + \eta_x p \\ \rho V^2 + \eta_y p \\ \rho VW + \eta_z p \\ (e + p)V \end{bmatrix}, \mathbf{G} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho UW + \zeta_x p \\ \rho VW + \zeta_y p \\ \rho W^2 + \zeta_z p \\ (e + p)W \end{bmatrix}, \\
\mathbf{E}_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} + \xi_z \tau_{xz} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} + \xi_z \tau_{yz} \\ \xi_x \tau_{zx} + \xi_y \tau_{zy} + \xi_z \tau_{zz} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y + \xi_z \beta_z \end{bmatrix}, \mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} + \eta_z \tau_{xz} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} + \eta_z \tau_{yz} \\ \eta_x \tau_{zx} + \eta_y \tau_{zy} + \eta_z \tau_{zz} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y + \eta_z \beta_z \end{bmatrix}, \\
\mathbf{E}_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \zeta_x \tau_{xx} + \zeta_y \tau_{xy} + \zeta_z \tau_{xz} \\ \zeta_x \tau_{yx} + \zeta_y \tau_{yy} + \zeta_z \tau_{yz} \\ \zeta_x \tau_{zx} + \zeta_y \tau_{zy} + \zeta_z \tau_{zz} \\ \zeta_x \beta_x + \zeta_y \beta_y + \zeta_z \beta_z \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{2.13}$$

ここで、 $U$ 、 $V$ 、 $W$  は反変速度 (contravariant velocity) 成分で、次式で定義される。

$$\begin{aligned}
U &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\
V &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\
W &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w
\end{aligned} \tag{2.14}$$

## 2. 3. 2. 空間の離散化

式 ( ) における  $\xi$  方向の移流項は次のように離散化される.

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} = \frac{\hat{E}_{i+1/2,j,k}^* - \hat{E}_{i-1/2,j,k}^*}{\Delta \xi} \quad (2.15)$$

ここで, 簡単化のため  $\Delta \xi = 1$  とする.  $\hat{E}_{i+1/2,j,k}^*$  は数値流束であって, セル境界での解ベクトルから計算される.

$$\hat{E}_{i+1/2,j,k}^* = \hat{E}(Q_{i+1/2,j,k}^L, Q_{i+1/2,j,k}^R) \quad (2.16)$$

$Q_{i+1/2,j,k}^L, Q_{i+1/2,j,k}^R$  は, 2つのセル (  $i, j, k$  ) のセルと (  $i+1, j, k$  ) のセル) 境界 (  $\xi = \xi_{i+1/2}$  ) での左右における解ベクトルである.

次に, セル中心における解ベクトル  $Q_i$  を用いて, セル境界における解ベクトル (  $Q_{i+1/2,j,k}^L, Q_{i+1/2,j,k}^R$  ) を高次精度で補間する方法を考える.

高次精度化の代表的な方法として MUSCL 法<sup>(25)</sup>がある. MUSCL 法では, セル境界  $i+1/2$  の位置の右と左の物理量  $u$  の状態 (  $u_L, u_R$  ) を, それを取り囲むいくつかの位置での物理量  $u_{i-1}, u_i, u_{i+1}, u_{i+2}$  から内挿によって決定し, その値を用いて数値流束を計算する. このとき, セル内で物理量が一定であるとする, これが 1 次精度空間解像度に相当する. 同様にセル内で物理量が線形であると仮定すると, 2 次精度の近似になる. 更にセル内で物理量を 2 次曲線で仮定すると 3 次精度の近似になる. 本研究では, 計算精度と計算時間を考えて空間 3 次精度での計算を採用している.

具体的な計算としては, 次の式を用いてセル境界の解ベクトルを求める.

$$\begin{aligned}
Q_{i+1/2,j,k}^L &= Q_i + \frac{1}{4}[(1-\kappa)\delta_- + (1+\kappa)\delta_+]_i \\
Q_{i+1/2,j,k}^R &= Q_i - \frac{1}{4}[(1-\kappa)\delta_+ + (1+\kappa)\delta_-]_{i+1}
\end{aligned} \tag{2.17}$$

ここで、 $(\delta_+)_i = Q_{i+1} - Q_i$ 、 $(\delta_-)_i = Q_i - Q_{i-1}$ である．さらに、制限関数を高次精度の内挿関数に組み込むことで解の数値振動を抑えることを考える．本研究で用いた van Albada の制限関数<sup>(26)</sup>を内挿関数に組み込むと、

$$\begin{aligned}
Q_{i+1/2,j,k}^L &= Q_i + \frac{s}{4}[(1-\kappa s)\delta_- + (1+\kappa s)\delta_+]_i \\
Q_{i+1/2,j,k}^R &= Q_i - \frac{s}{4}[(1-\kappa s)\delta_+ + (1+\kappa s)\delta_-]_{i+1} \\
s &= \frac{2\delta_+\delta_- + \varepsilon}{(\delta_+)^2 + (\delta_-)^2 + \varepsilon}
\end{aligned} \tag{2.18}$$

と表せる．ここで  $\varepsilon$  は 0 でない小さな数である． $\kappa=1/3$  で風上側にバイアスされた 3 次精度、 $\kappa=-1$  で純粋な風上 2 次精度になる．

### 2. 3. 3. 数値流束の計算方法

前節で示した解ベクトルの内挿による補間方法で、セル内の分布が求められた．これにより、求めたセル境界での解ベクトルから数値流束を求めることができる．数値流束の計算には、Riemann 問題の厳密解を用いる Godunov 法、Roe の近似 Riemann 解法<sup>(27)</sup>に代表される Flux Difference Splitting (FDS) と、Van Leer の方法<sup>(28)</sup>に代表される Flux Vector Splitting (FVS) の 2 つが一般的に用いられている．本研究では、Roe の方法を用いて数値流束を求めた．Roe の方法では実際には起こり得ない膨張衝撃波が出てくるなどの良くない面も持っているが、本研究ではそのような現象が起こらないことから、この方法を選

んだ。Roe の方法自体は一般的に広く用いられているスキームであり，非常に信頼性も高い。

Roe の近似Riemann 解法は線形分解によるもので，平均の値  $Q_{ave}$  が左右の値  $Q_L$  と  $Q_R$  の非線形関数として定義され，それらは次の3 つの条件を満たすものとする<sup>(29)</sup>。

1.  $F(Q_R) - F(Q_L) = A(Q_R, Q_L)(Q_R - Q_L) = A_{ave}(Q_R - Q_L)$
2.  $A(Q_R, Q_L)$  は実固有値と線形独立な固有ベクトルを持つ。
3.  $A(Q, Q) = A(Q)$

ここで，F, A はそれぞれ流束ベクトル，流束ベクトルのヤコビアンマトリクスである．具体的に  $\xi$  方向の数値流束を示すと，

$$\hat{E}_{i+1/2,j,k} = \frac{1}{2} \left( \hat{E}(Q_{i+1/2}^R) + \hat{E}(Q_{i+1/2}^L) \right) - \frac{1}{2} |A_\xi|_{i+1/2} (Q_{i+1/2}^R - Q_{i+1/2}^L) \quad (2.19)$$

と表される．ここでのヤコビアンマトリクス  $A$  は，

$$|A_\xi|_{i+1/2} = (R_\xi)_{i+1/2} |\Lambda_{i+1/2}| (L_\xi)_{i+1/2} \quad (2.20)$$

によって計算される． $\eta$ ,  $\zeta$  方向についても添え字  $\xi$  を  $\eta$ ,  $\zeta$  に入れ換えて考えると同様の式になる． $|A_\xi|_{i+1/2}$  は固有値対角行列， $(R_\xi)_{i+1/2}$ ,  $(L_\xi)_{i+1/2}$  はそれぞれセル境界における Roe 平均に基づく右固有ベクトル行列および左固有ベクトル行列である．固有値行列はそれぞれ波に伝播の特性速度を表し，その伝播方向の正負が方程式の差分において重要になる．また，

$$\alpha_{i+1/2} = (L_\xi)_{i+1/2} (Q_{i+1/2}^R - Q_{i+1/2}^L) \quad (2.21)$$

はセル境界での物理量の跳びの大きさを表し，式 (2.19) の右辺での最後の項はこの跳び量  $\alpha$  に応じた数値粘性を意味している．逆に，解が滑らかに変化するところでは余計な数値粘性が付加されない．これにより，FDS のスキームは

粘性の効果に注目する流れ場では優れた特性を示す。

## 2. 3. 4. 粘性流束の計算方法

粘性流束  $\hat{E}_\nu, \hat{F}_\nu, \hat{G}_\nu$  に含まれる  $\partial u / \partial x$  等の微分は 2 次精度の中心差分を用いて計算する。例えば  $\hat{E}_\nu$  内の  $\partial u / \partial x$  は、Chain rule により、

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \xi_x \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial u}{\partial \eta} + \zeta_x \frac{\partial u}{\partial \zeta} \quad (2.22)$$

となる。セル境界  $i+1/2$  での粘性流束ベクトル  $\hat{E}_\nu$  を求めるとき、計算に用いるヤコビアンとメトリクスはセル  $i$  とセル  $i+1$  の代数平均した値を用いる。また、セル境界  $i+1/2$  での速度の一般座標方向の微分は 2 次精度の中心差分を用いて、

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_{i+1/2, j, k} &= u_{i+1, j, k} - u_{i, j, k} \\ \left( \frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_{i+1/2, j, k} &= \frac{1}{2} \left( \frac{u_{i, j+1, k} - u_{i, j-1, k}}{2} + \frac{u_{i+1, j+1, k} - u_{i+1, j-1, k}}{2} \right) \\ \left( \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right)_{i+1/2, j, k} &= \frac{1}{2} \left( \frac{u_{i, j, k+1} - u_{i, j, k-1}}{2} + \frac{u_{i+1, j, k+1} - u_{i+1, j, k-1}}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

と評価した。  $\eta, \zeta$  方向の粘性流束ベクトル  $\hat{F}_\nu, \hat{G}_\nu$  も同様に計算できる。以上で、セル境界の流束ベクトル、粘性流束ベクトルが求まった。この計算を時間ステップごとに行い、流れ場を解いていく。

## 2. 3. 5. 時間発展法

陽解法 (*explicit method*) は 1 ステップにかかる計算時間は少ないが、クーラン数の制限が厳しい。特に境界層が薄くなる高レイノルズ数流れでは、最小格



子幅  $\Delta \mathbf{x}$  が小さくなり、それに伴い時間刻み  $\Delta t$  を小さくする必要があるため、計算量が非常に多くなる。一方、陰解法 (*implicit method*) は、1 ステップの計算時間は増大するが、無条件安定で CFL 条件による制約がなく、クーラン数が 1 を超える大きな時間刻みをとることができる。

本研究では、陰解法である LU-SGS 法<sup>(30)(31)</sup>を用いて時間発展を行う。また、Dual-time stepping 法<sup>(32)</sup>を組み合わせ、1 ステップの計算の中で内部反復を行うことによって非定常問題に対応するようにした。

方程式(2.12)は、

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \hat{E} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{E}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \hat{F} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{F}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \hat{G} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{G}_\nu \right) = 0 \quad (2.24)$$

と変形できる。Dual-time stepping 法に基づいて擬似時間  $\tau$  を導入すると、

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \hat{E} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{E}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \hat{F} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{F}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \hat{G} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{G}_\nu \right) = 0 \quad (2.25)$$

$\Delta \tau$  を大きくとれるように、オイラー陰解法により離散化を行う。

$$\frac{\hat{Q}^{m+1} - \hat{Q}^m}{\Delta \tau} + \left[ \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \hat{E} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{E}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \hat{F} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{F}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \hat{G} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{G}_\nu \right) \right]^{m+1} = 0 \quad (2.26)$$

上添字  $m$  は擬似時間ステップを表す。非粘性流束  $\hat{E}, \hat{F}, \hat{G}$  に対して、次のような線形化<sup>(33)</sup>を行うと次のようになる。

$$\hat{E}^{m+1} \approx \hat{E}^m + \left( \frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{Q}} \right)^m (\hat{Q}^{m+1} - \hat{Q}^m) = \hat{E}^m + \hat{A}^m \Delta \hat{Q}^m \quad (2.27)$$

ここで、

$$\hat{A}^m = \left( \frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{Q}} \right)^m, \Delta \hat{Q}^m = (\hat{Q}^{m+1} - \hat{Q}^m) \quad (2.28)$$

ここで、 $\hat{A}^m$  は非粘性流束のヤコビアンである．同様に、

$$\hat{F}^{m+1} \approx \hat{F}^m + \left( \frac{\partial \hat{F}}{\partial \hat{Q}} \right)^m (\hat{Q}^{m+1} - \hat{Q}^m) = \hat{F}^m + \hat{B}^m \Delta \hat{Q}^m \quad (2.29)$$

$$\hat{G}^{m+1} \approx \hat{G}^m + \left( \frac{\partial \hat{G}}{\partial \hat{Q}} \right)^m (\hat{Q}^{m+1} - \hat{Q}^m) = \hat{G}^m + \hat{C}^m \Delta \hat{Q}^m \quad (2.30)$$

となる．以上の線形化を式(2.26)に適用すると、次式のような  $\Delta$  形陰解法を得ることができる．

$$\begin{aligned} & \left[ I + \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \zeta} \right]^m \Delta \hat{Q}^m \\ &= - \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \hat{E} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{E}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \hat{F} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{F}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \hat{G} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{G}_\nu \right) \right]^m - \left( \frac{\partial \hat{H}}{\partial t} \right)^{m+1} \end{aligned} \quad (2.31)$$

式（上の式）右辺最後の項は、2 次の後退差分を用いる．この方法では、解が完全に収束したとき 2 次精度となる．

$$\left( \frac{\partial \hat{H}}{\partial t} \right)^{m+1} = \frac{3}{2} \frac{\Delta \hat{H}^m}{\Delta t} + \frac{3\hat{H}^m - 4\hat{H}^n + \hat{H}^{n-1}}{2\Delta t} + \left[ \hat{H} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{J} \right) \right]^m \quad (2.32)$$

上添字  $n$  は物理時間ステップを表す．今、ヤコビアンの時間微分項を次の GCL (Geometric Conservation Law) <sup>(34)</sup>によって求める．

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{J} \right) = - \left[ \left( \frac{\xi_t}{J} \right)_\xi + \left( \frac{\eta_t}{J} \right)_\eta + \left( \frac{\zeta_t}{J} \right)_\zeta \right] \quad (2.33)$$

式(2.31)および式(2.32)を式(2.31)に代入し整理すると次式を得る．

$$\begin{aligned}
& \left[ I' + \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \zeta} \right]^m \Delta \hat{Q}^m \\
&= - \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \hat{E} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{E}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \hat{F} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{F}_\nu \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \hat{G} - \frac{1}{\text{Re}} \hat{G}_\nu \right) \right]^m \\
& - \frac{3}{2} \frac{\Delta \hat{H}^m}{\Delta t} + \frac{3\hat{H}^m - 4\hat{H}^n + \hat{H}^{n-1}}{2\Delta t} + H^m \left[ \left( \frac{\xi_t}{J} \right)_\xi + \left( \frac{\eta_t}{J} \right)_\eta + \left( \frac{\zeta_t}{J} \right)_\zeta \right]^m \equiv RHS
\end{aligned} \tag{2.34}$$

ただし,

$$I' = \text{diag} \left[ \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau}, \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau}, \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau}, \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau}, \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau} \right] \tag{2.35}$$

である．式(2.35)を，LU-SGS 法を用いて時間積分する．内部反復で擬似時間に関して時間発展させ，解が完全に収束して左辺の  $\Delta \hat{Q}^m = 0$  となれば， $RHS=0$  となり，その解は物理時の  $n+1$  ステップにおける非定常解となる．式(2.34)の左辺を次のように 1 次精度の風上化をする．

$$\begin{aligned}
& \left[ I' + \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \zeta} \right]^m \Delta \hat{Q}^m \\
&= \left[ I' + (D_\xi^- \hat{A}^+ + D_\xi^+ \hat{A}^-) + (D_\eta^- \hat{A}^+ + D_\eta^+ \hat{A}^-) + (D_\zeta^- \hat{A}^+ + D_\zeta^+ \hat{A}^-) \right] \Delta \hat{Q}
\end{aligned} \tag{2.36}$$

ここで， $D^-, D^+$  はそれぞれ，後退差分オペレーター，前進差分オペレーターである．例えば，

$$D_\xi^- \hat{A}^+ = \frac{\hat{A}_{i,j,k}^+ - \hat{A}_{i-1,j,k}^+}{\Delta \xi}, D_\xi^+ \hat{A}^- = \frac{\hat{A}_{i+1,j,k}^- - \hat{A}_{i,j,k}^-}{\Delta \xi}, \tag{2.37}$$

となる． $A^+, A^-$  はそれぞれ，非負，非正の固有値を持つ流束ヤコビアン行列であり，次のように表される．

$$A^+ = R_\xi A_\xi^+ L_\xi, A^- = R_\xi A_\xi^- L_\xi \tag{2.38}$$

また， $B, C$  についても同様の考え方で求められる．

以上の展開から式(2.36)は次のように上三角行列, 下三角行列, 対角行列に分解して表すことができる.

$$\left[ I' + \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \zeta} \right] = L + D + U \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} L &= -\frac{\hat{A}_{i-1,j,k}^+}{\Delta \xi} - \frac{\hat{B}_{i,j-1,k}^+}{\Delta \eta} - \frac{\hat{C}_{i,j,k-1}^+}{\Delta \zeta} \\ D &= I + \frac{\hat{A}_{i,j,k}^+}{\Delta \xi} - \frac{\hat{A}_{i,j,k}^-}{\Delta \xi} + \frac{\hat{B}_{i,j,k}^+}{\Delta \eta} - \frac{\hat{B}_{i,j,k}^-}{\Delta \eta} + \frac{\hat{C}_{i,j,k}^+}{\Delta \zeta} - \frac{\hat{C}_{i,j,k}^-}{\Delta \zeta} \\ L &= \frac{\hat{A}_{i+1,j,k}^-}{\Delta \xi} + \frac{\hat{B}_{i,j+1,k}^-}{\Delta \eta} + \frac{\hat{C}_{i,j,k+1}^-}{\Delta \zeta} \end{aligned} \quad (2.40)$$

さらに, 近似的LDU分解を施し, 差分オペレーターで式をまとめると,

$$\left[ I' + \frac{\partial \hat{A}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \zeta} \right] = L + D + U \cong (L + D)D^{-1}(D + U) \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} L + D &= I' + D_{\xi}^- \hat{A}^+ + D_{\eta}^- \hat{B}^+ + D_{\zeta}^- \hat{C}^+ - \hat{A}^- - \hat{B}^- - \hat{C}^- \\ D &= I' + \hat{A}^+ - \hat{A}^- + \hat{B}^+ - \hat{B}^- + \hat{C}^+ - \hat{C}^- \\ D + U &= I' + D_{\xi}^+ \hat{A}^- + D_{\eta}^+ \hat{B}^- + D_{\zeta}^+ \hat{C}^- + \hat{A}^+ + \hat{B}^+ + \hat{C}^+ \end{aligned} \quad (2.42)$$

近似的LDU分解した式を用いると, 2段階の計算で解を求めることができる.

具体的には次のように記述できる.

$$\begin{aligned} \Delta Q_{i,j,k}^* &= D^{-1} \left( RHS + (\hat{A}^+ \Delta \hat{Q})_{i-1,j,k} + (\hat{B}^+ \Delta \hat{Q})_{i,j-1,k} + (\hat{C}^+ \Delta \hat{Q})_{i,j,k-1} \right) \\ \Delta \hat{Q}_{i,j,k} &= \Delta Q_{i,j,k}^* - D^{-1} \left( (\hat{A}^- \Delta \hat{Q})_{i+1,j,k} + (\hat{B}^- \Delta \hat{Q})_{i,j+1,k} + (\hat{C}^- \Delta \hat{Q})_{i,j,k+1} \right) \end{aligned} \quad (2.43)$$

ここで, 以下のように流束ヤコビアン行列を近似する.

$$\hat{A}^{\pm} \cong \frac{1}{2} \left( \hat{A} \pm \tilde{\rho}(\hat{A}) I \right) \quad (2.44)$$

$I$ は単位行列である. ただし,

$$\tilde{\rho}(\hat{A}) = \sigma \max \left[ \left| \lambda(\hat{A}) \right| \right] = \sigma \left[ \left| \bar{U} + \frac{\varepsilon_t}{2} \right| + \sqrt{\left( \bar{U} + \frac{\varepsilon_t}{2} \right)^2 + \beta(\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)} \right] \quad (2.45)$$

であり,  $\lambda(\hat{A})$ は $\hat{A}$ の固有値であり,  $\tilde{\rho}(\hat{A})$ は, 行列 $A$ のスペクトル半径と呼ばれ, 固有値の絶対値での最大値である. また,  $\sigma$ は1以上の定数であり, 本計算では $\sigma=1.01$ を採用した.  $\hat{B}^\pm, \hat{C}^\pm$ についても同様である. 式(2.44)の近似を用いると,

$$D = I' + \hat{A}^+ - \hat{A}^- + \hat{B}^+ - \hat{B}^- + \hat{C}^+ - \hat{C}^- = I' + (\tilde{\rho}(\hat{A}) + \tilde{\rho}(\hat{B}) + \tilde{\rho}(\hat{C}))I \quad (2.46)$$

となり, 対角行列となる. これにより, 行列反転は割り算になり, 計算の演算量を大幅に減らすことができる. さらに次のように変形すると, 全く行列の演算がない陰解法となる. (Matrix-free LU-SGS)

$$\hat{A}\Delta\hat{Q} \cong \frac{1}{2}(\hat{A} \pm \tilde{\rho}I)\Delta\hat{Q} = \frac{1}{2}(\hat{A}\Delta\hat{Q} \pm \tilde{\rho}\Delta\hat{Q}) = \frac{1}{2}(\Delta\hat{E} \pm \tilde{\rho}\Delta\hat{Q}) \quad (2.47)$$

## 2. 3. 6. 境界条件

### 2. 3. 6. 1. 壁面条件

速度に関しては壁面上は滑り無し (no slip) 条件とした.

$$\{(V_x)_{wall}, (V_y)_{wall}, (V_z)_{wall}\} = \{0, 0, 0\} \quad (2.48)$$

圧力に関しては, 壁面に垂直方向への変化がないとして, 2次精度の片側差分を用いて,

$$\frac{\partial P}{\partial \eta} = 0 \rightarrow P_{wall} = \frac{4}{3}P_{wall-1} - \frac{1}{3}P_{wall-2} \quad (2.49)$$

### 2. 3. 6. 2. 流入および流出条件

流入と流出条件の取り扱いは, 対象となる流れが亜音速か超音速かによって変わる. 特性理論を考えた時, 亜音速の場合は流れ方向に限らず特性波が出るが, 超音速では, 全ての特性波は流れ方向に出る. このため, 流入と流出条件

は物理的に矛盾のないように与える必要がある。

本研究では、亜音速の流れを扱っているため、低速流で一般的に使われるように、流入側では、速度を指定し、圧力は一つ下流の格子点と同じとし、流出側では、圧力のみを与え、速度は一つ上流側の格子点と同じとした。

流入境界では、流速を固定し、圧力を内側から外挿した。一方、流出境界では、圧力を大気圧で固定し、流速を内側から外挿した。

## 2. 3. 7. 計算対象および計算条件

本研究の目的は、微小な隙間を通過する際に発生した離散周波数騒音の発生メカニズムを解明することである。実験で騒音が発生した際、微小隙間の高さは 6 mm 以下であるのに対し、ノズルの奥行きが 100 mm であることから、今回は中心断面での 2 次元計算とした。計算対象および計算格子を図 15 に示す。微小な隙間を通過した噴流の速度せん断層を捕らえるために、計算格子はせん断層および壁面境界層の垂直方向に約 30 分割とした。全体の格子数は約 200 万点である。気体は空気とし、流出境界は圧力  $P$  を大気圧  $P_{\infty}$  一定で固定し、速度を外挿して求め、流入境界は一様な速度条件とし、流入出の差圧が実験と同等となる  $\Delta P = P_{in} - P_{\infty} = 368 \text{ Pa}$  になるような速度  $V_x = 0.375 \text{ m/s}$  で固定し、圧力を外挿して求めた。時間刻み  $\Delta t = 2.9 \times 10^{-6}$  とし、初期条件として速度  $V = 0 \text{ m/s}$ 、圧力を大気圧として 20,000 ステップ計算した。後述する計算結果は、流れ場が安定した 10,000 ステップ以降で取得した。

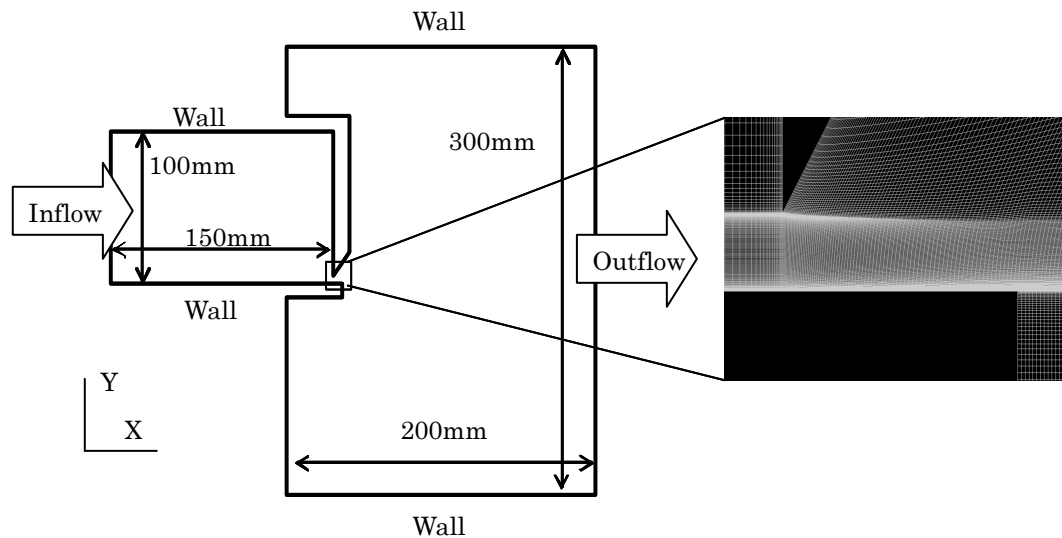


図 2.15 解析領域と計算格子

## 2. 3. 8. 計算結果

### 2. 3. 8. 1. 速度分布

圧力差  $\Delta P=368\text{Pa}$  一定，平板長さ  $L=5\text{mm}$  一定とし，隙間高さ  $H=1.5\text{mm}$  と  $H=3\text{mm}$  の数値解析結果を比較した．ここで， $H=1.5\text{mm}$  の場合，離散周波数騒音が発生し， $H=3\text{mm}$  の場合，離散周波数騒音が発生しない．

図 2.16，2.17 にそれぞれのある時刻における速度分布を示す．どちらの結果とも隙間の手前から隙間通過後にかけて加速された流れが平板に平行な噴流を形成し，下流に向かうにつれて徐々に拡散している．

$H=1.5\text{mm}$  の結果は，噴流の上下に強い渦が形成され，噴流自体も変動を起こしている．また，隙間を通過する噴流速度は，離散周波数騒音が発生している  $H=1.5\text{mm}$  の方が大きくなっており，広帯域騒音も増加することが予想される．

一方， $H=5\text{mm}$  の結果は，平板上での渦の形成が見られず，噴流自体の変動

も起こっていない。

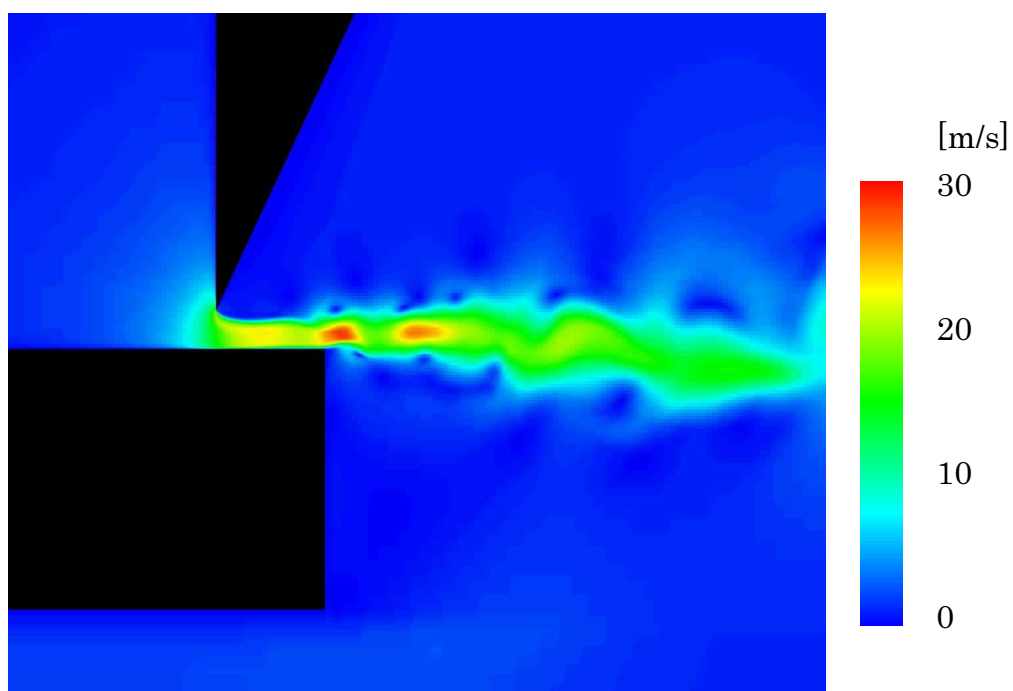


図 2.16 瞬時の速度分布 ( $H=1.5\text{mm}$ ,  $L=5\text{mm}$ )

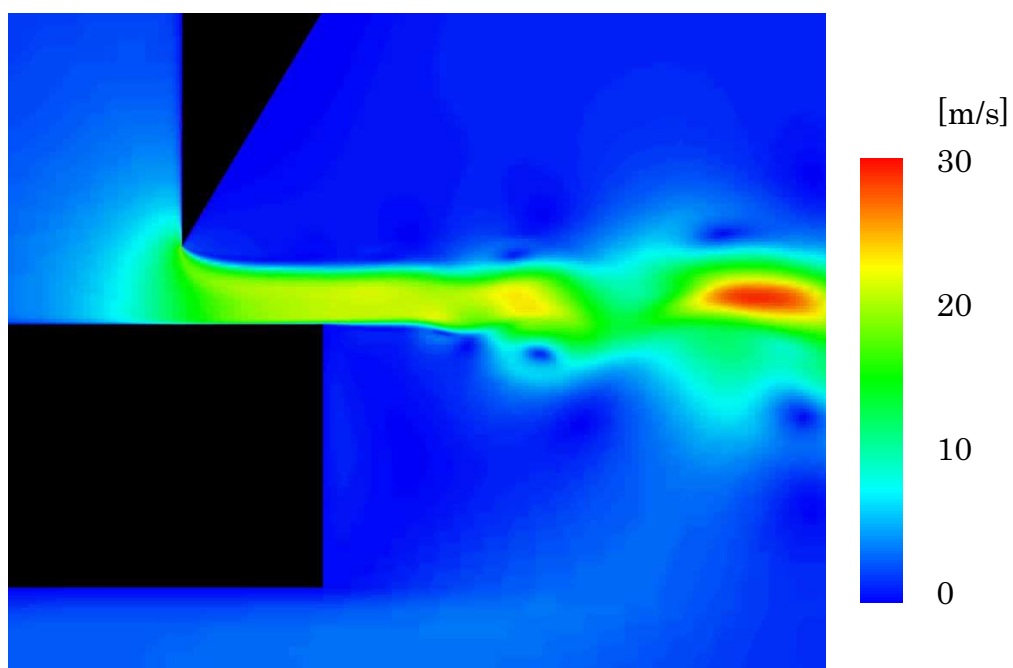


図 2.17 瞬時の速度分布 ( $H=3\text{mm}$ ,  $L=5\text{mm}$ )



### 2. 3. 8. 2. 渦度分布

図 2.18, 2.19 にそれぞれのある時刻における渦度分布を示す．図を見ると，楔先端から発達したせん断層の渦と，平板後縁から発達したせん断層からの渦が確認できる．楔先端からの平板端部までの距離，つまり平板の長さを  $L=5\text{mm}$  とし，平板端部を通過する噴流速度  $U=22\text{m/s}$  とした場合のレイノルズ数は， $Re_L=7.3\times 10^3$  である．また，楔通過後のせん断層の厚みは  $0.3\text{mm}$  程度，平板上の境界層の厚みは  $0.1\text{mm}$  程度であり，非常に薄い．

$H=1.5\text{mm}$  の結果は，ロールアップした強い渦が形成されており，渦の大きさは約  $1\text{mm}$  である． $H=1.5\text{mm}$  では，ロールアップした 2 つの渦のそれぞれの端が接するぐらいの時に強い干渉を起こしている．

一方， $H=3\text{mm}$  では，2 つの渦の中心間距離が約  $3\text{mm}$  離れており，渦の干渉が起こっていない．

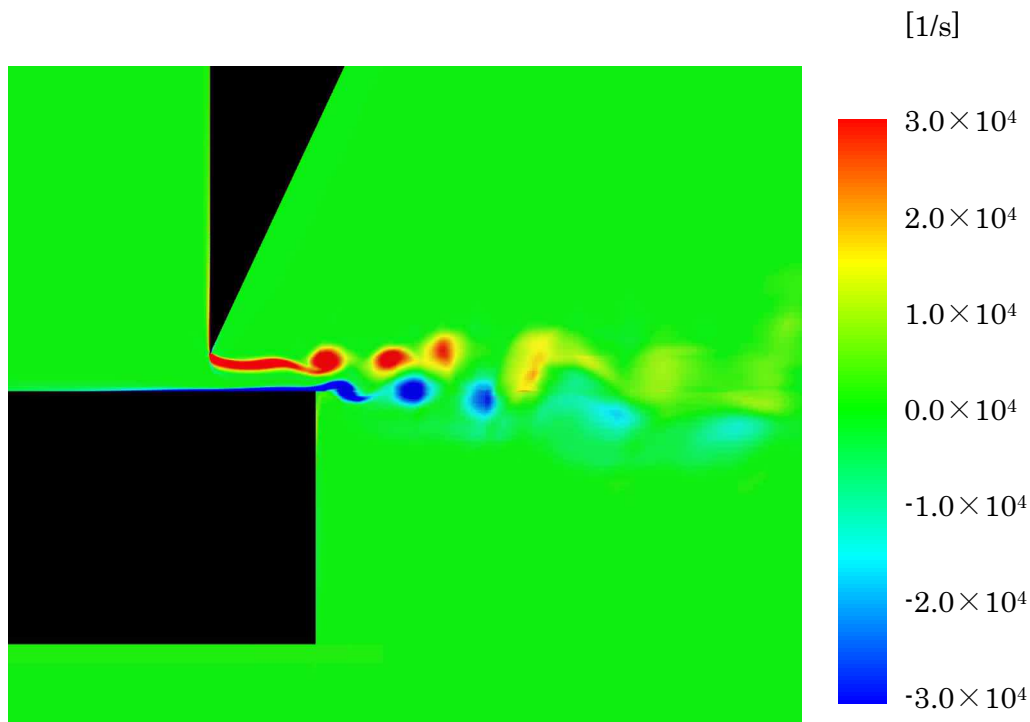


図 2.17 瞬時の渦度分布 ( $H=1.5\text{mm}$ ,  $L=5\text{mm}$ )

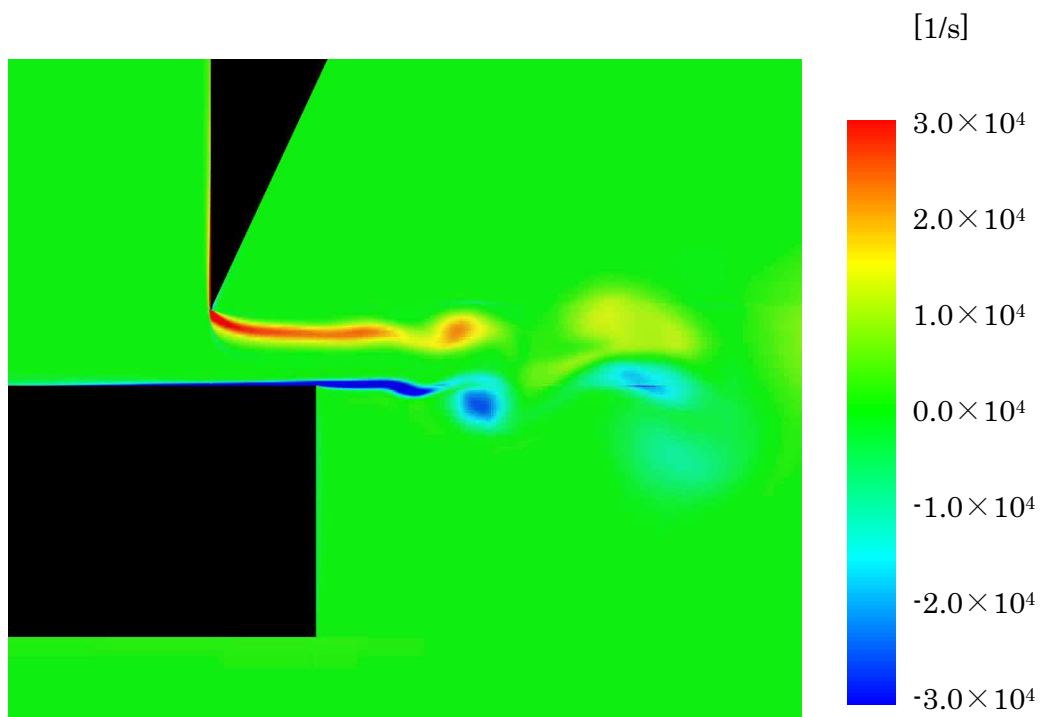


図 2.18 瞬時の渦度分布 ( $H=3\text{mm}$ ,  $L=5\text{mm}$ )

### 2. 3. 8. 3. 圧力分布

更に，ある時刻での  $3\text{kHz}$  の周波数成分を抽出した圧力の分布図に渦度の分布を重ねた図を，図 2.20 に示す．この分布図を見ると，圧力と渦度の分布がよく一致しており，渦の発生によって圧力変動が起こっていると考えられる．音波のオーダーまでスケールを絞った圧力の分布図を図 2.21 に示す．この分布図を見ると，音波が，楔によるせん断層から生成された渦と平板の後流で発生した渦が干渉する付近から発生している．

このことから，渦の放出が空力音発生に強く関与していることが分かる．また，発生した圧力波は上流にも伝播しており，楔から発達したせん断層や平板の後流を刺激し，渦の生成にも関与していると考えられる．

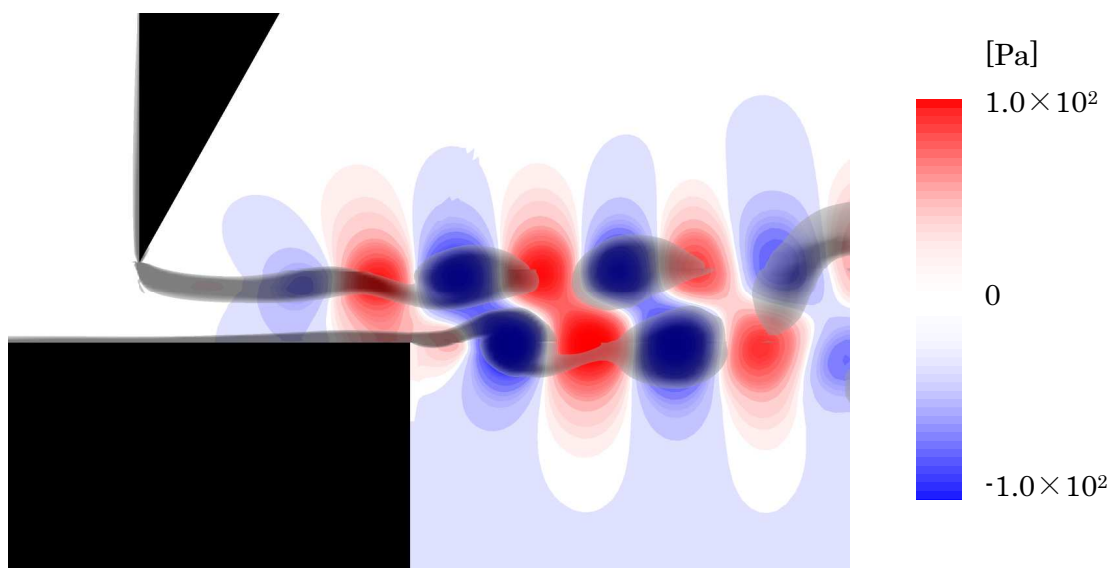


図 2.20 瞬時の渦度分布（グレー）と圧力分布

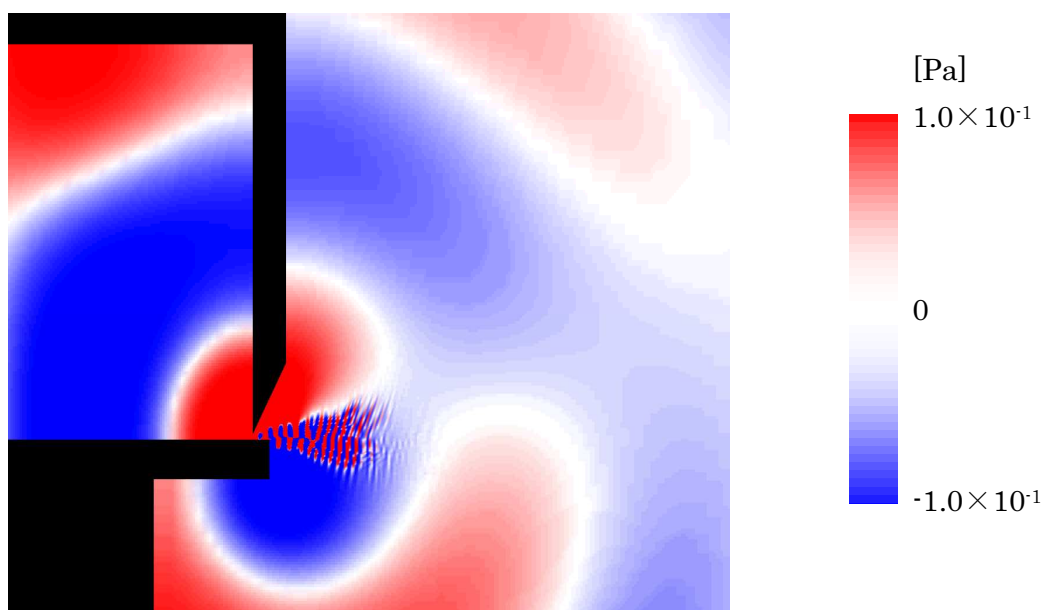


図 2.21 瞬時の圧力分布

#### 2. 3. 8. 4. 騒音発生しない場合の計算結果

圧力差が  $\Delta P=368\text{Pa}$ ，隙間高さが  $H=1.5\text{mm}$ ，平板長さが  $L=20\text{mm}$  の場合に対して数値計算を行った．ちなみに，この条件では実験では離散周波数騒音は

発生しない。数値解析結果の速度分布と渦度分布をそれぞれ図 2.22, 2.23 に示す。この分布図を見ると、平板と平行な噴流が下流に行くに従い、せん断層の厚みが増し、渦が拡散していることが分かる。このことから平板の長さがある程度以上長くなると、周期的な渦が発生しなくなり、その結果、離散周波数騒音も消失すると思われる。

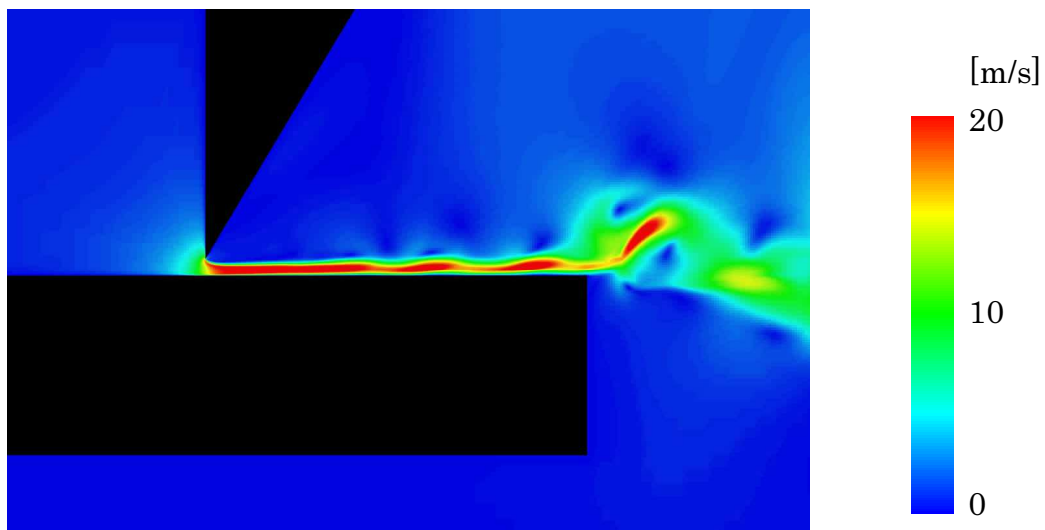


図 2.22 瞬時の速度分布 (H=1.5mm, L=20mm)

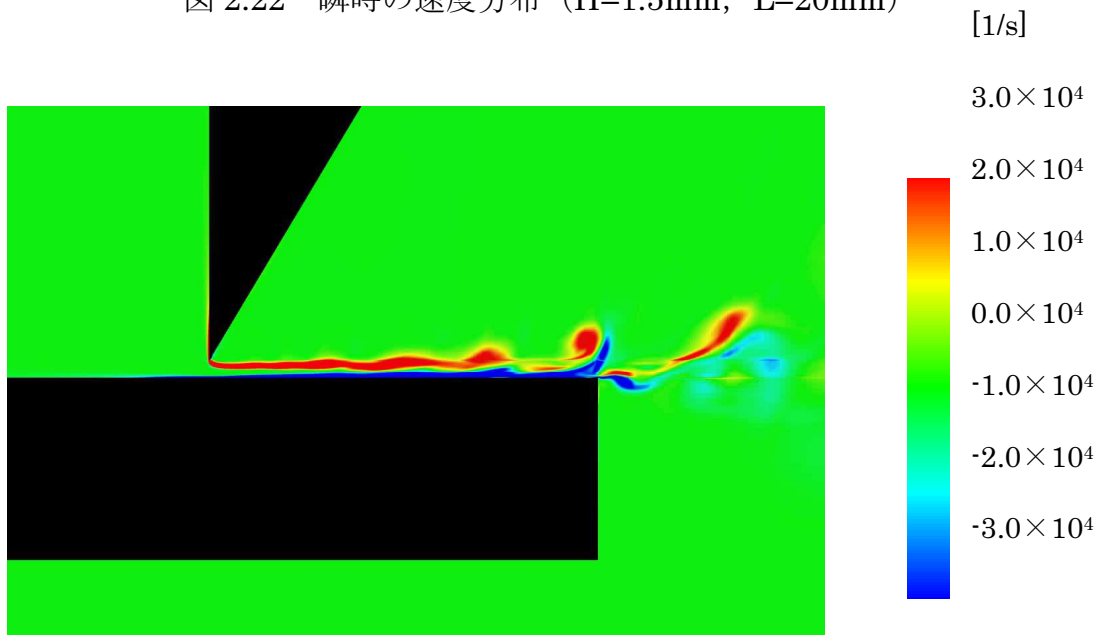


図 2.23 瞬時の渦度分布 (H=1.5mm, L=20mm)

## 2. 9. 離散周波数騒音の発生メカニズムの考察

### 2. 9. 1. 離散周波数騒音の発生メカニズムの推定

以上これまで述べた実験結果および数値解析結果より，図 2.24 に示すような離散周波数騒音の発生メカニズムを推定できる．

楔の端部から発生したせん断層の巻き上がり渦が噴流の流れによって下流に運ばれる．その渦が平板端部を通過する際に，平板端部から発生した自由せん断層の渦と干渉することで，音波を発生させる．音波を含んだ圧力波が上流へ伝わり，楔の端部に達すると，そこにある噴流流れのせん断層を刺激し，再びせん断層の巻き上がり渦を発生させる．この現象が繰り返し起こる．これは，エッジトーンに代表される音波によるフィードバック機構と類似している．よく知られているフィードバック機構<sup>(55)(56)(57)</sup>は，流れの下流にある物体に流れが衝突することで音波が発生するが，今回の研究対象のものは，渦の放出および干渉によって圧力波が発生し，それによりフィードバック機構が形成されると推定できる．

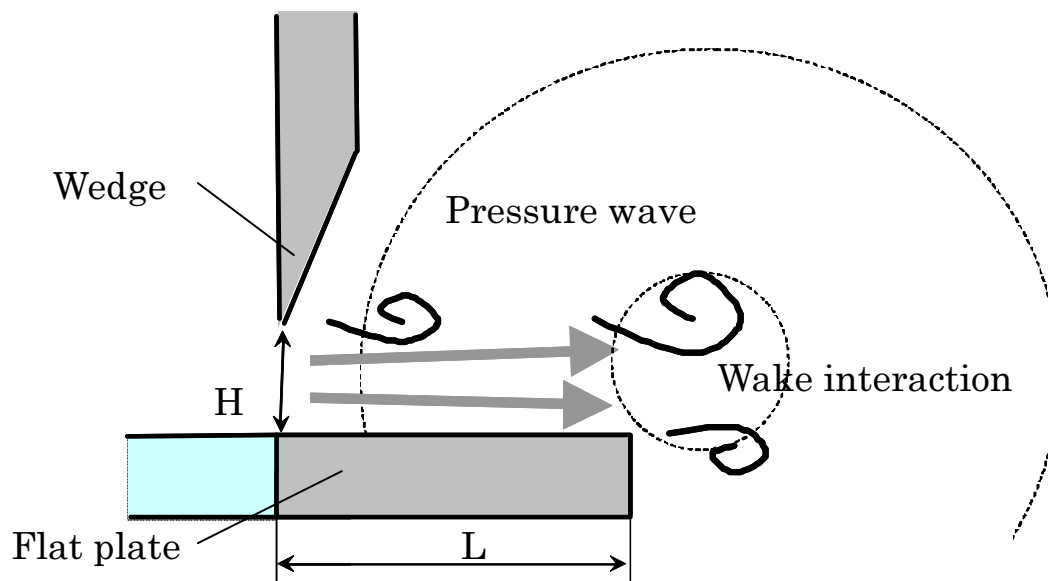


図 2.24 離散周波数騒音の発生メカニズム

## 2. 9. 2. 離散周波数騒音の発生メカニズムの検証

この発生メカニズムを検証するために、ピーク周波数をフィードバック機構における換算式(1)より見積もる.

$$f_m = \frac{m}{\frac{D}{U_c} + \frac{D}{c}} \quad (1)$$

ここで、 $f_m$ は離散周波数騒音の周波数、 $m$ はモード数、 $U_c$ は渦の移流速度、 $c$ は音速、 $D$ は渦の発生位置から音源位置までの距離である．ここでは簡単のため、渦の移流速度  $U_c$ は噴流速度の半分とし( $U_c=0.5U$ )<sup>(24)</sup>、 $D$ は平板長さ  $L$ とする．この計算結果を図 25 に示す．換算式から予測した周波数と実験結果の周波数はよく一致している．

このことから、今回の離散周波数騒音の発生メカニズムが渦の干渉から起こるフィードバック機構によって起こっていることを確認できた．

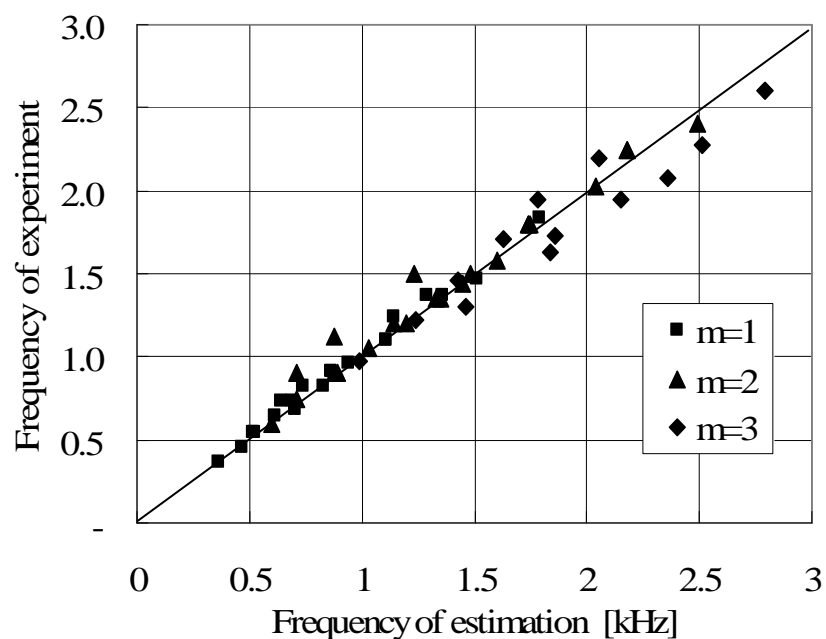


図 2.25 騒音の発生ピーク周波数の予測

## 2. 10. 本章の結論

平板と楔の間に形成される狭い隙間流れから発生する離散周波数騒音に関して、騒音発生と対象物体形状との関係、および速度変動との関係を実験的に調査し、数値解析で可視化した。その結果、以下の結論を得た。

離散周波数騒音の発生には、音波によるフィードバック機構が寄与しており、そのときの音源は、楔先端からの渦と平板端部からの後流渦との干渉であることが明らかになった。

## 第3章 広帯域騒音の

# 騒音発生メカニズム解明

### 3. 1. はじめに

本章では，冷暖房用空調機器で使用するシロッコファン実機形状を用い，シロッコファンの広帯域騒音の発生メカニズムを調査するため，流れ場の速度変動特性と騒音発生の関係について調べる．

### 3. 2. 実験

#### 3. 2. 1. 実験方法

本研究で使用するシロッコファンの仕様を図 3.1 および表 3.1 に示す．翼枚数は 47 枚であり，翼の回転方向は時計回りである．図 3.2 は JIS 8330:2000 による実験装置の概略図であり，無響室内に設置されている．シロッコファンの翼を 2870rpm 一定回転させることにより発生した流れは，延長ダクトを通過し，ハニカム格子で整流され，無響室に放出される．また，規定流量となるように，ピトー管で流量を測定しながら，出口のスロットルバルブで流量を調整した．



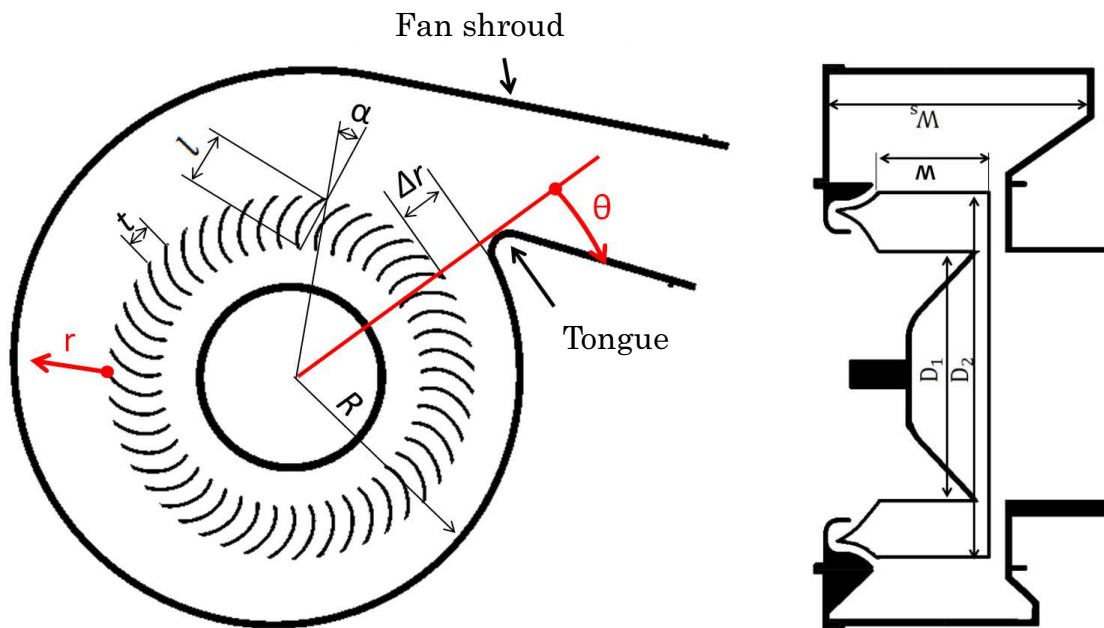
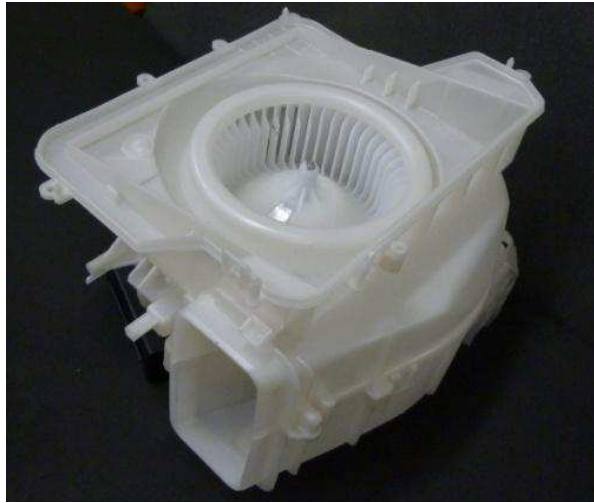


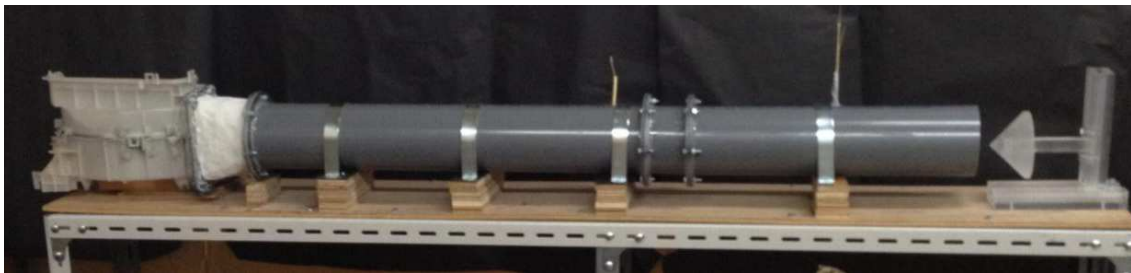
図 3.1 使用したシロッコファン形状と座標の取り方

表 3.1 シロッコファンの寸法

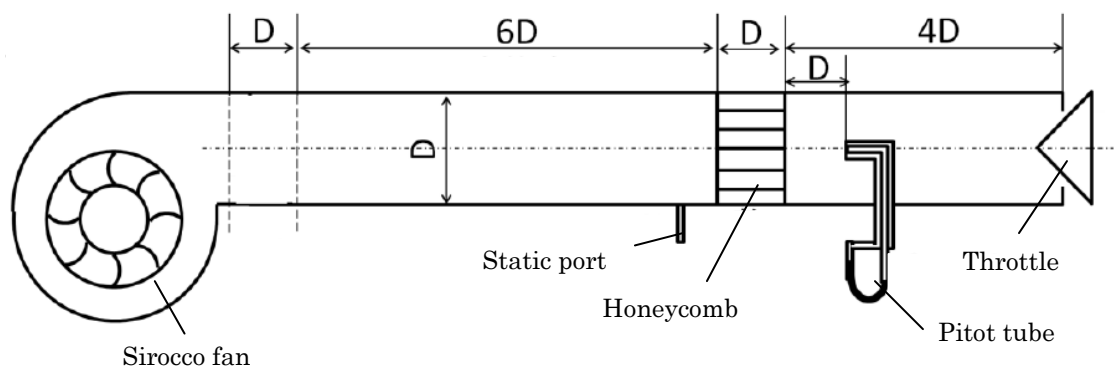
Inner diameter $D_1$ [mm]	117.4
Outer diameter $D_2$ mm]	165.6
Chord length $l$ [mm]	30
Blade pitch $t$ [mm]	11
Span length $W$ [mm]	50
Angle of incidence $\alpha$ [deg]	20
Minimum gap $\Delta r$ [mm]	20
Rotational speed [rpm]	2870
Pressure at outlet [Pa]	532
Flow rate [m <sup>3</sup> /s]	0.0679
Flow coefficient	0.104



(a) シロッコファン全体写真



(b) 試験装置写真



(c) 試験装置概略図

図3.2 試験装置

## 3. 2. 2. 実験結果

### 3. 2. 2. 1. ケース外側の騒音レベル特性

ファンシュラウドのケース面から外側に 10mm 離れた位置での騒音レベルを, 1/8 インチのマイクロフォン (Pressure-Field Microphone Type 4138) によって測定した. 騒音レベルの測定位置を図 3.3 に示す. マイクロフォンの高さ方向の位置は, シロッコファンの中央とした.

各測定点での騒音レベルの周波数特性を図 3.4 に示す. 1~3kHz の広帯域騒音に着目すると,  $\theta=5\text{deg}$ ,  $20\text{deg}$  ( $\theta$  は図 3.3 参照) のファンシュラウド舌部付近での騒音レベルが, 他の測定点と比べ 5dB 以上大きい. また, 本研究での翼通過周波数は 2.3kHz であるが, ケース外側での騒音レベルにそのピークは現れていない.

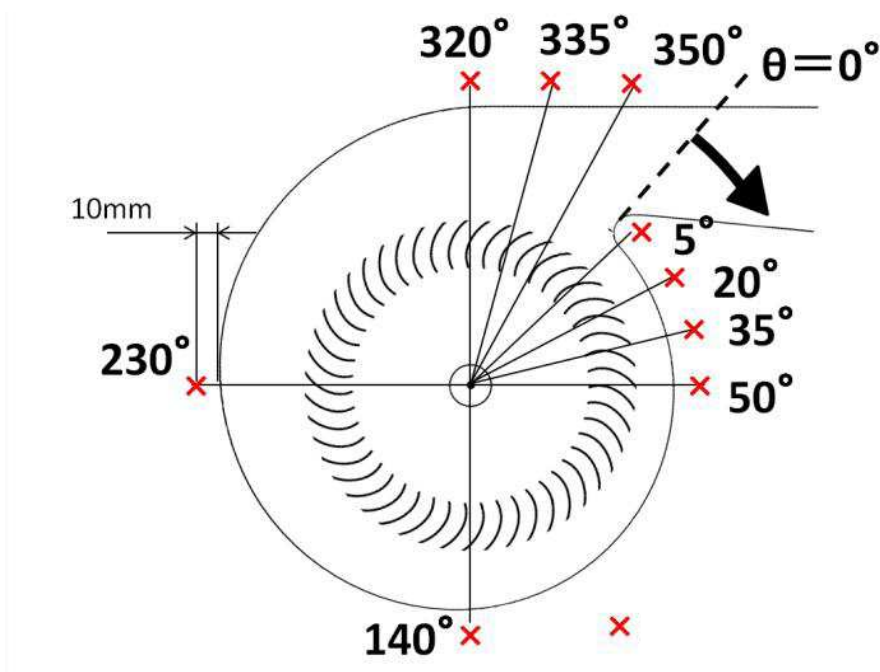


図 3.3 騒音レベル測定位置

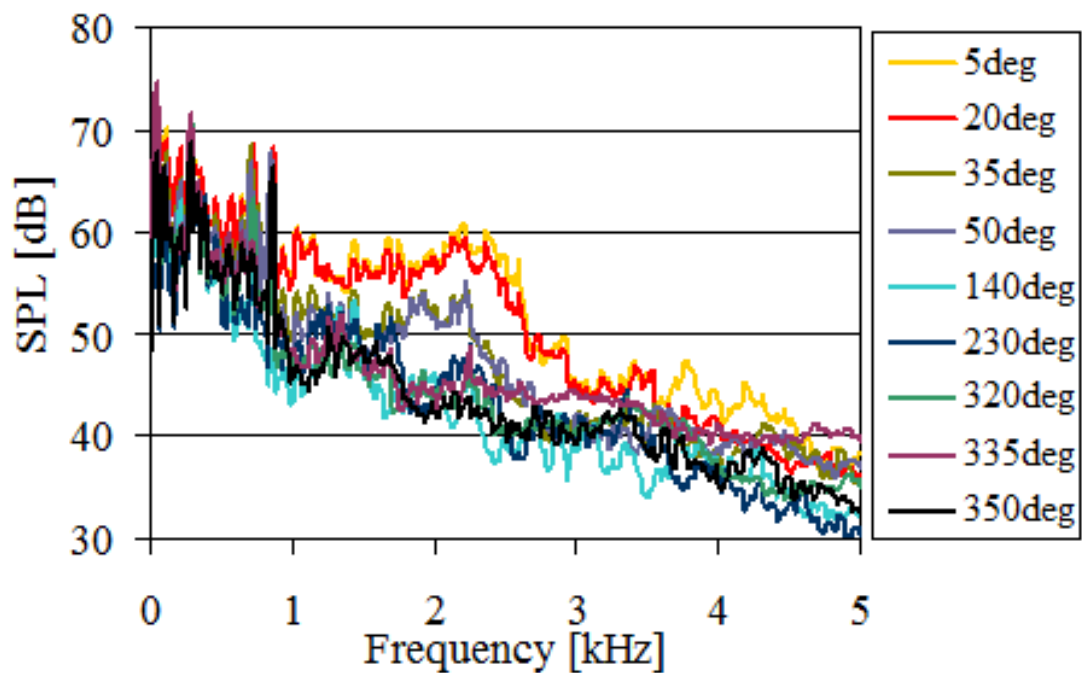
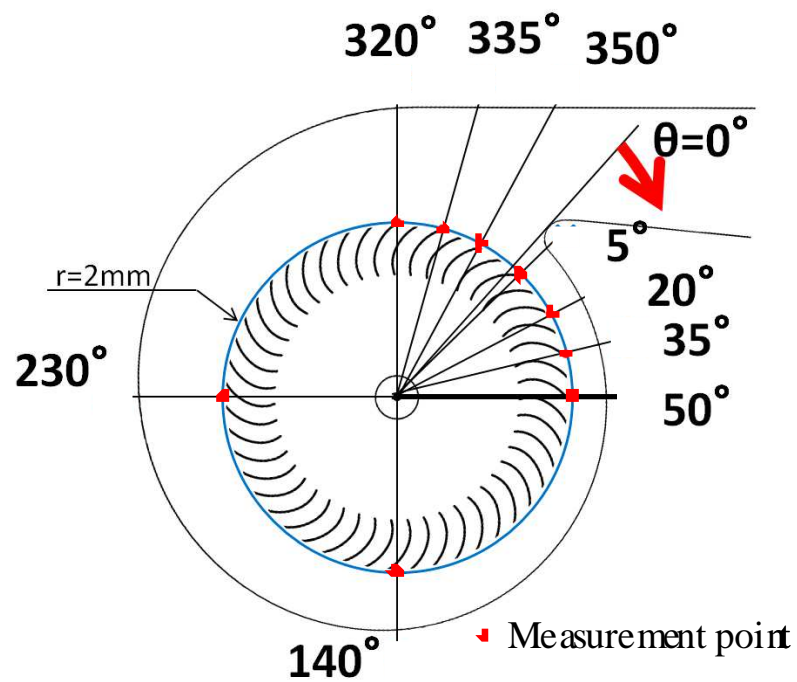


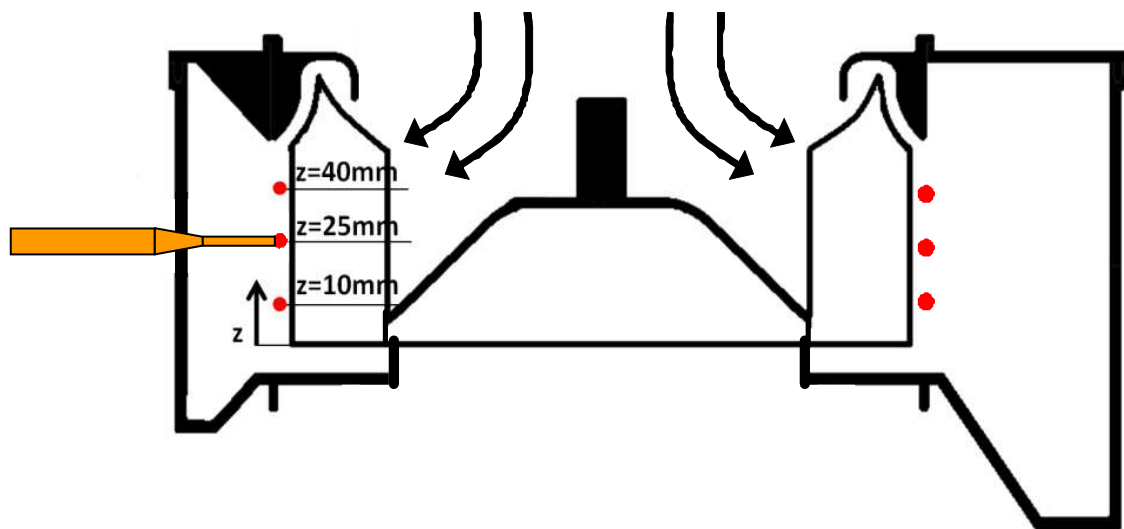
図 3.4 回転方向の騒音レベル特性の比較

### 3. 2. 2. 2. ファン翼出口の圧力変動特性

ファン翼出口の圧力変動をマイクロファンで測定し、その特性を調べた。ここで、測定する圧力は、音と流れの両方の圧力が含まれている。測定位置を図 3.5 に示す。測定位置は半径方向には、翼後縁から 2mm 外側とした。高さ方向の測定位置は、翼下部を  $z=0\text{mm}$  とした時、 $z=10\text{mm}$ 、 $25\text{mm}$ 、 $40\text{mm}$  の 3 箇所とした。また、周方向の測定位置は、ケース面外側の測定角度と同じにした。



(a) 周方向の測定位置



(b) 高さ方向の測定位置

図 3.5 圧力変動レベルの測定位置

$z=10\text{mm}$ ,  $z=25\text{mm}$  および  $z=40\text{mm}$  の結果をそれぞれ図 3.6～3.8 に示す.

これらの図を見ると, 翼出口付近の圧力は, 翼通過周波数の  $2.3\text{kHz}$  の変動を持っていることが分かる. このピーク周波数の圧力レベルは, 最大約  $130\text{dB}$  である. しかしながら, 上述したように, 図 3.4 のケース外側の周波数特性には, 翼通過周波数音は存在しない. その理由として以下の 2 つが考えられる.

- 1) 翼出口の圧力変動は流れによるものが支配的で, 音の変動は小さい.
- 2) 翼出口から発生した音の圧力変動は, ファンシュラウド形状の影響で減衰する.

一方, 本研究で着目している  $1\sim 3\text{kHz}$  の広帯域の圧力変動に関して,  $z=10\text{mm}$  では, ケース外側の騒音レベルで見られた  $\theta=5\text{deg}$ ,  $20\text{deg}$  のシュラウド舌部付近で大きくなる傾向は見られなかった.  $z=25\text{mm}$  では,  $\theta=20\text{deg}$  のみ他の測定点と比べ  $5\text{dB}$  程度大きい. 更に,  $z=40\text{mm}$  では,  $\theta=5\text{deg}$ ,  $20\text{deg}$  が他と比べ  $5\text{dB}$  程度大きく, 図 3.4 のケース外側の騒音レベルの周波数特性の傾向と良く一致している. これらの結果より, シロッコファンの翼がシュラウド舌部を通過した際, 翼の上部で発生した圧力変動がシュラウドの外側へ伝達したと考えられる.

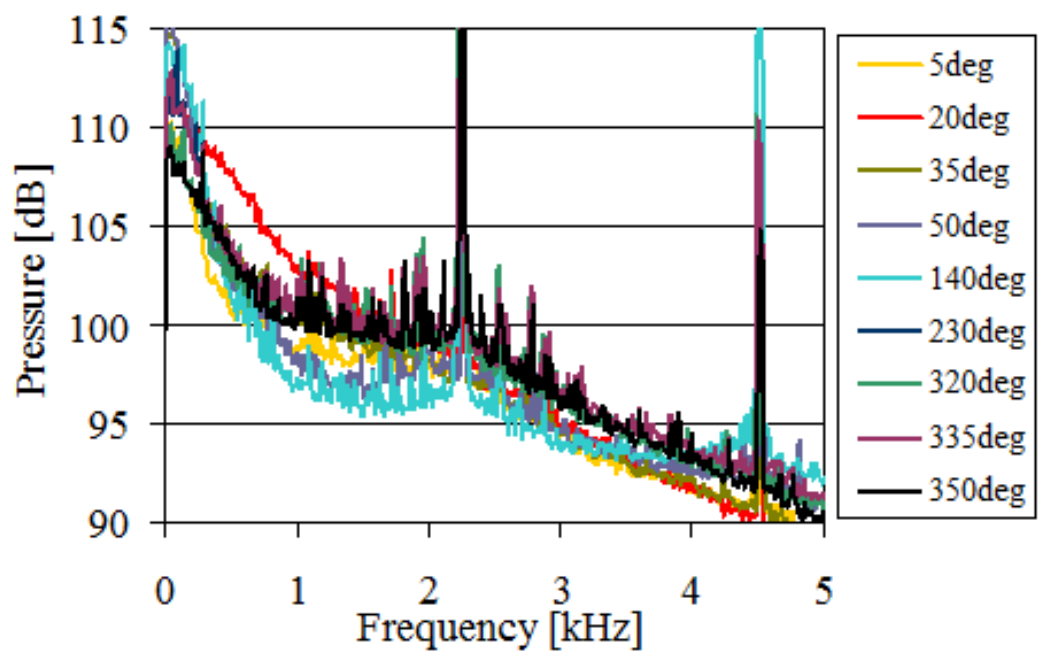
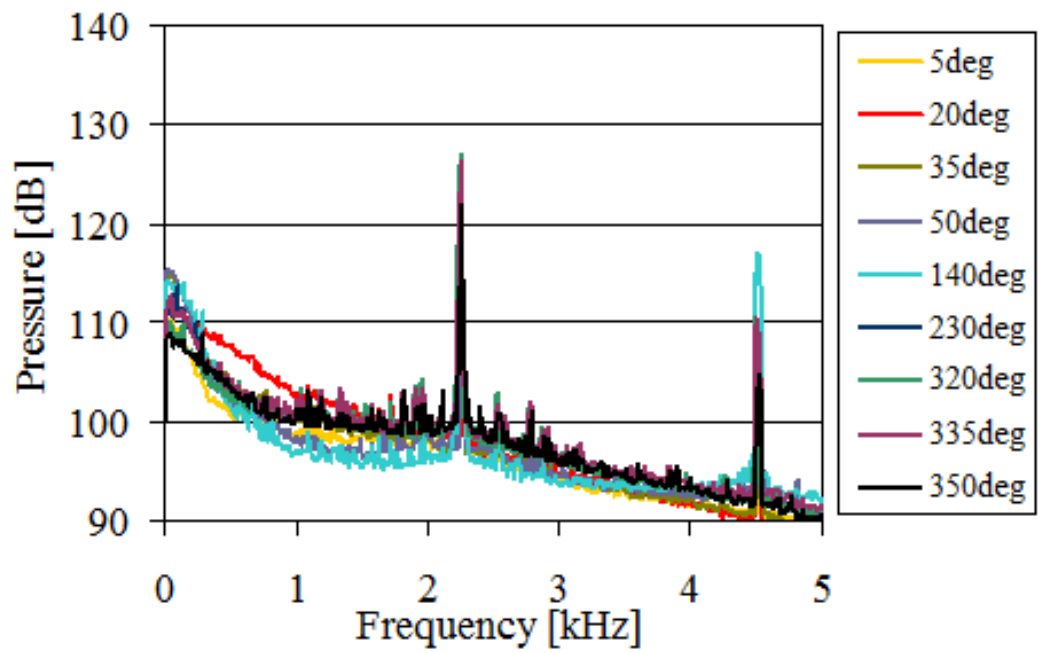


図 3.6 圧力変動スペクトル ( $z=10\text{mm}$ )

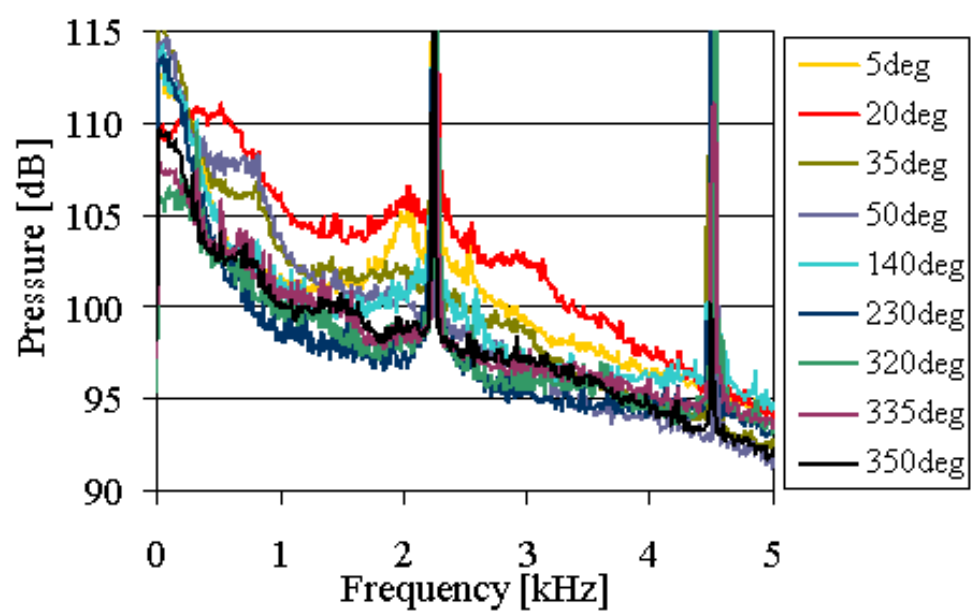
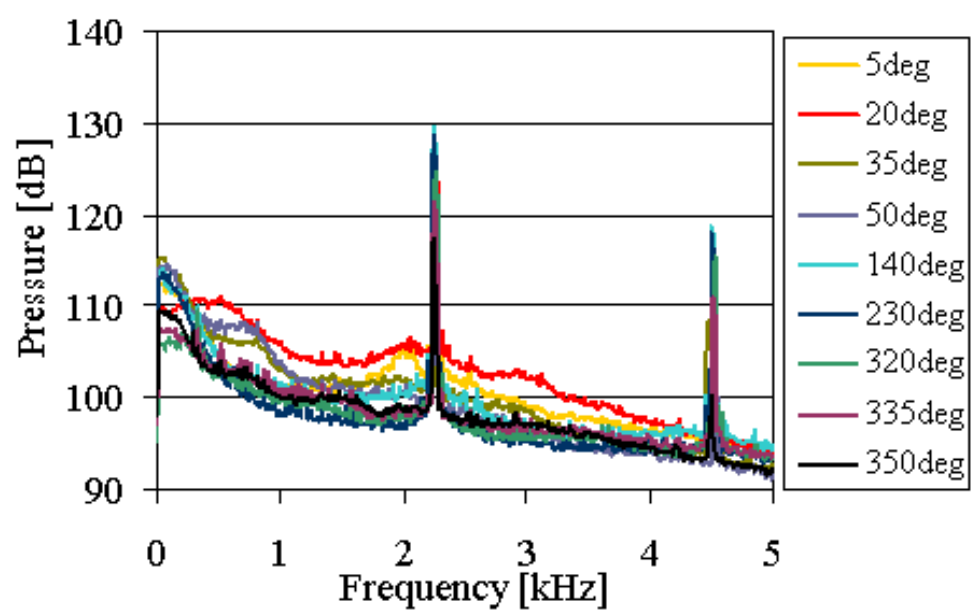


図 3.7 圧力変動スペクトル ( $z=25\text{mm}$ )



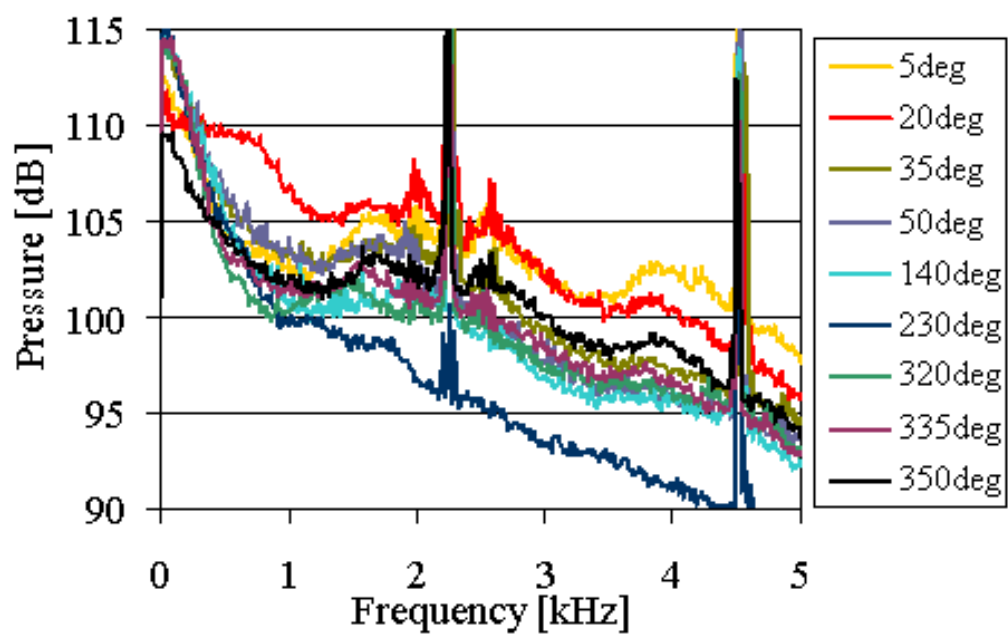
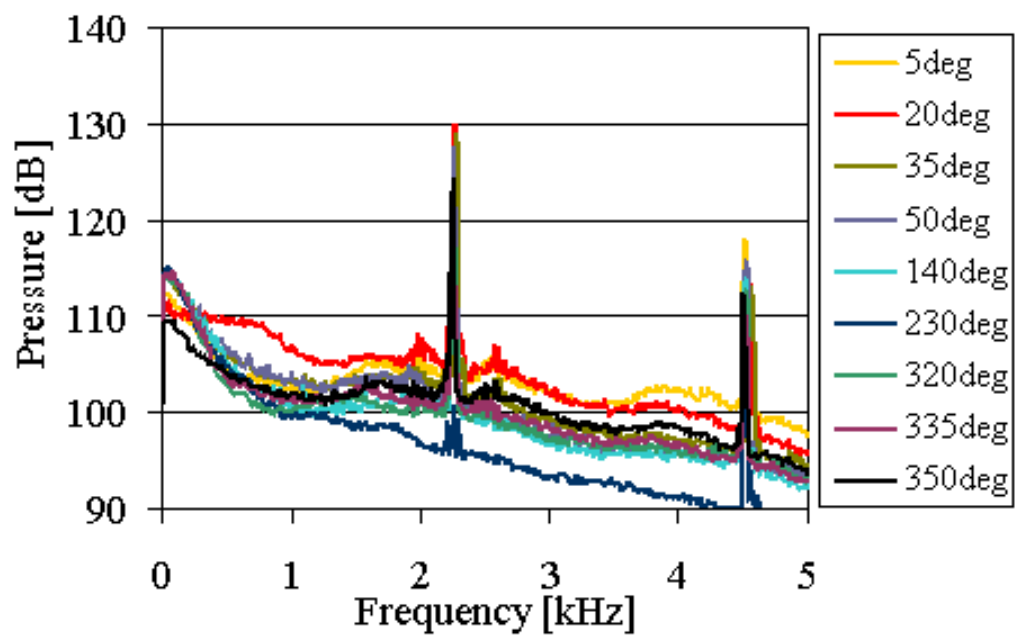
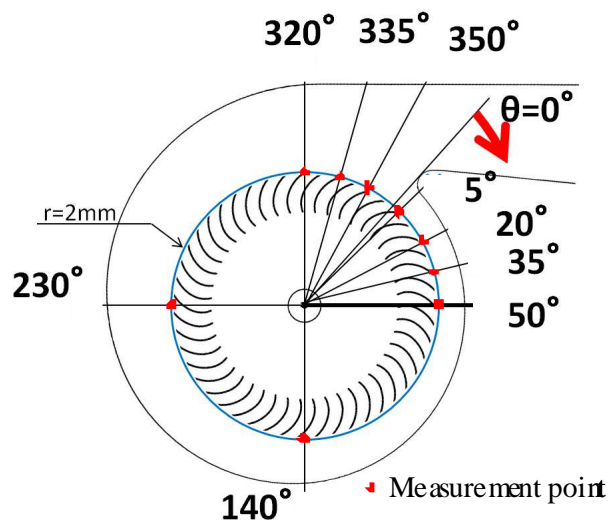


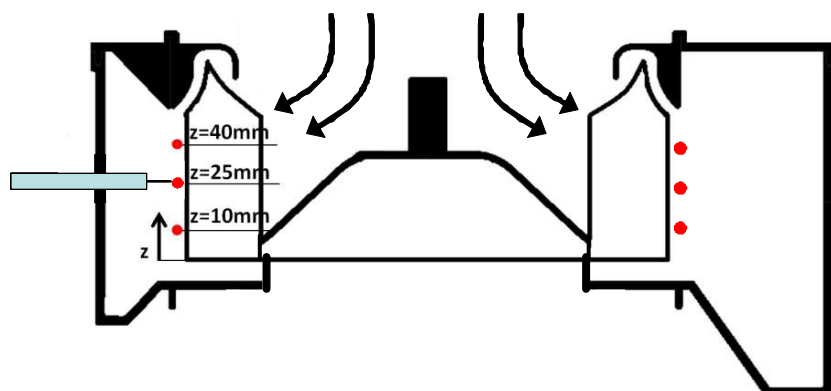
図 3.8 圧力変動スペクトル ( $z=40\text{mm}$ )

### 3. 2. 2. 3. ファン翼出口の速度変動特性

ファン翼出口の速度変動を I タイプの熱線流速計（カノマックス, 0251R-T5）で測定し、その特性を調べた。その測定位置を図 3.9 に示す。半径方向の測定位置は、翼後縁から 2mm 外側とした。高さ方向（z 方向）の測定位置は、翼下部を  $z=0\text{mm}$  とした時、 $z=10\text{mm}$ ,  $25\text{mm}$ ,  $40\text{mm}$  の 3 箇所とした。また、周方向の測定位置は、ケース面外側の騒音レベルおよび翼出口の圧力変動の測定角度と同じにした。その結果を図 3.10～3.15 に示す。



(a) 周方向の測定位置



(b) 高さ方向の測定位置

図 3.9 速度変動の測定位置

速度変動の結果を見ると、周方向のどの角度 ( $\theta$ ) においても翼通過周波数 2.3kHz の変動が存在する。このことから、翼出口の圧力変動は、翼が通過する際に発生した速度変動が要因となっていることが分かる。しかしながら、上述したように、図 3.4 の騒音レベルの測定結果では、翼通過周波数のピークは音として外部に伝達していない。

一方、1~3kHz の広帯域周波数帯においては、 $\theta=5\text{deg}$ ,  $20\text{deg}$  では、圧力変動が他の測定点より大きかったにも関わらず、速度変動は逆に他の測定点と比べ 3 割程度低い。また、両角度とも、 $z=25\text{mm}$  のファン高さの中央付近での速度変動が大きく、圧力変動が大きい  $z=40\text{mm}$  での速度変動は他と比べて小さい。次に、 $\theta=35\text{deg}$ ,  $50\text{deg}$  では、速度変動が他の角度と比べ 3 割程度大きく、 $z=40\text{mm}$  の翼上部の変動が高さ方向で一番大きい。この傾向は、圧力変動が大きい  $\theta=5\text{deg}$ ,  $20\text{deg}$  の傾向と良く一致している。これらの結果より、圧力変動の最大値発生箇所と速度変動の最大値発生箇所が、 $\theta=30\text{deg}$  程度回転方向にずれていると解釈できる。この原因として、圧力変動を発生させた速度変動が、翼の回転方向に対流で運ばれたため、圧力変動と速度変動の最大値発生場所がずれたものと考えられる。

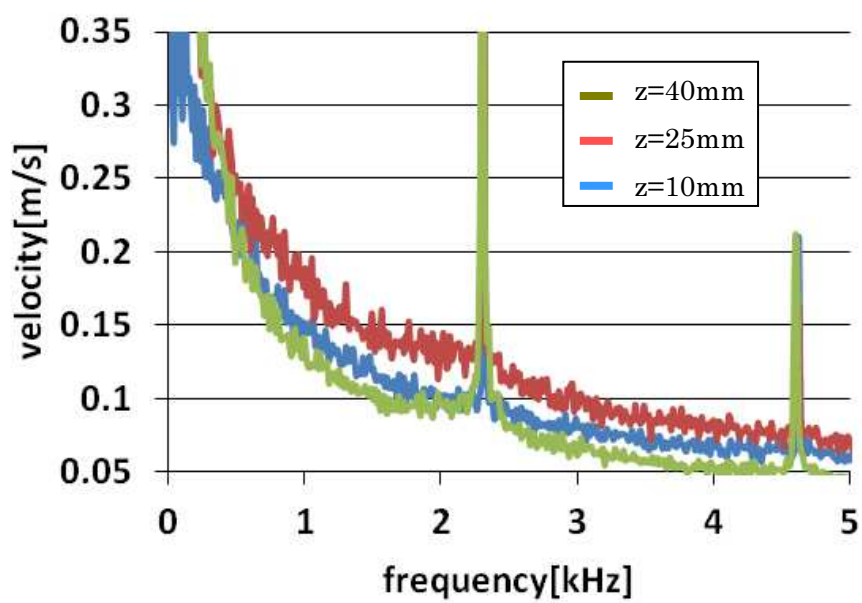


図3.10 速度変動スペクトル ( $\theta=5\text{deg}$ )

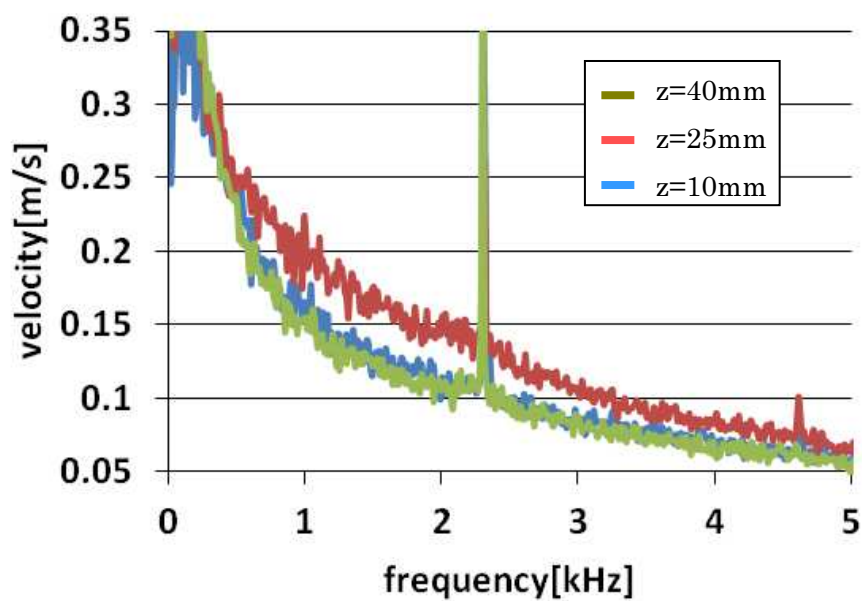


図 3.11 速度変動スペクトル ( $\theta=20\text{deg}$ )

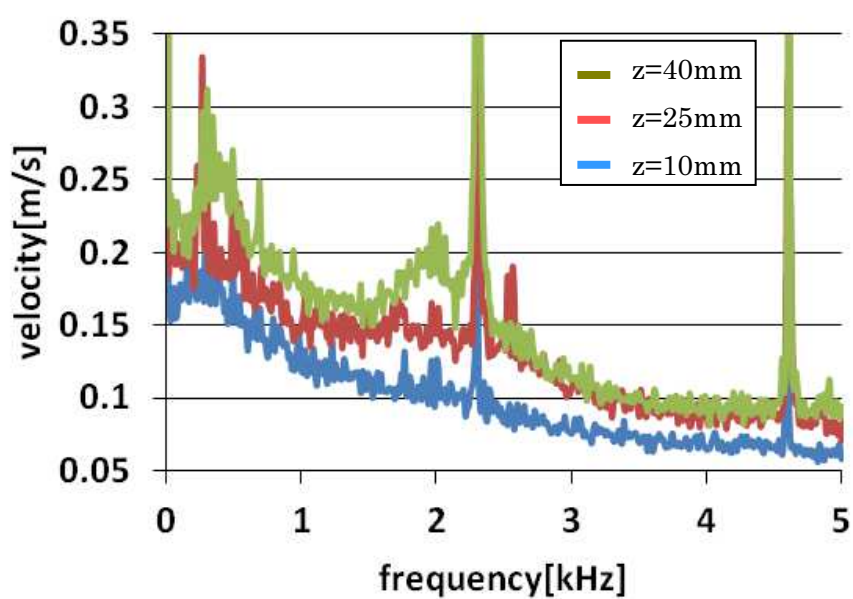


図 3.12 速度変動スペクトル ( $\theta=35\text{deg}$ )

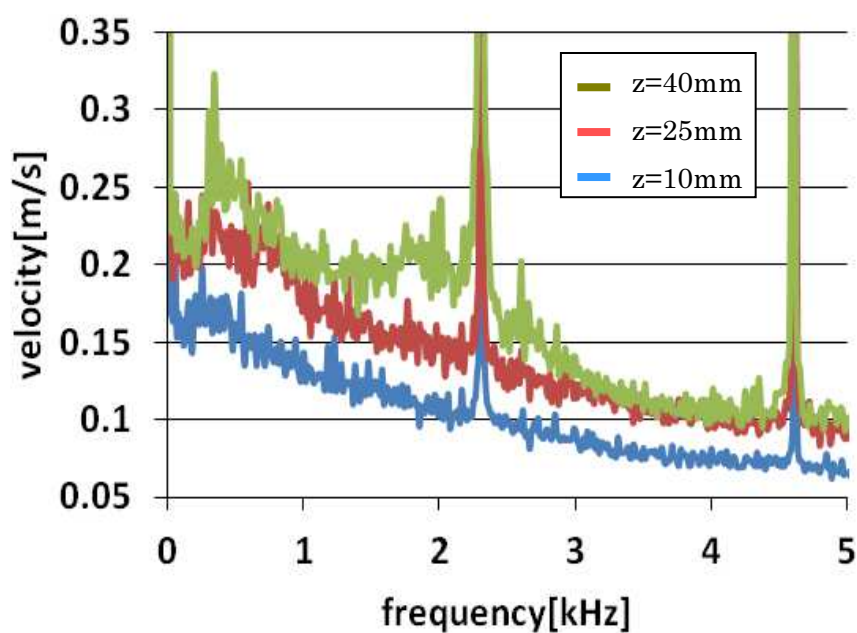


図 3.13 速度変動スペクトル ( $\theta=50\text{deg}$ )

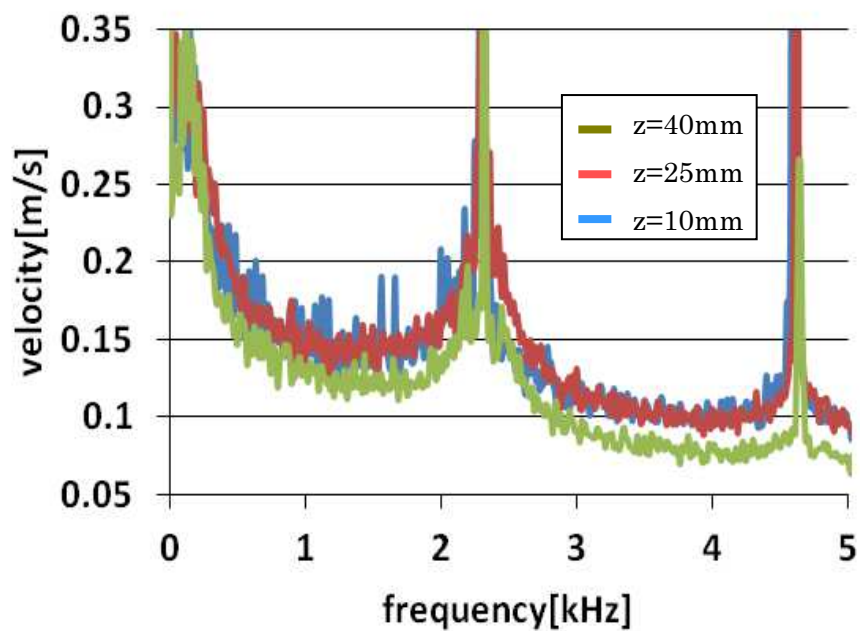


図 3.14 速度変動スペクトル ( $\theta=140\text{deg}$ )

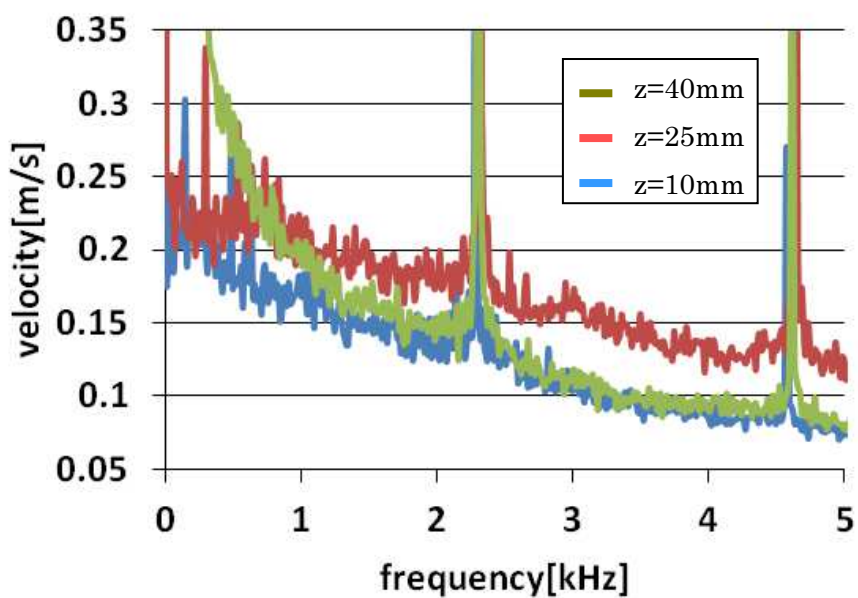


図 3.15 速度変動スペクトル ( $\theta=320\text{deg}$ )

### 3. 3. 数値計算

これまでの実験結果より，ファンシュラウド舌部付近の圧力変動や速度変動が，ケース外側の騒音レベルの特性に寄与していることが分かった．そこで，そのメカニズムを考察するために，数値解析を行って，ファンシュラウド舌部付近の速度変動や圧力変動を可視化することを考えた．次のステップで数値解析を実施した．

- 1) シロッコファン製品そのものの 3 次元数値計算を行い，シロッコファン全体の 3 次元的な流れを把握する．
- 2) シロッコファンの断面図から 2 次元でモデル化し，計算格子を更に密にした 2 次元数値計算を行い，ファンシュラウド舌部付近の速度変動や圧力変動を可視化する．

#### 3. 3. 1. 3 次元数値解析

##### 3. 3. 1. 1. 数値計算方法

数値解析は，3 次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式の直接数値解法とし，前章と同様に，対流項の離散化には 3 次精度の MUSCL 法を，時間発展には LU-SGS 法を用いた．解析領域を図 3.16 に示す．計算格子は構造格子を使用しており，全体の格子数は約 810 万点である．気体は空気とし，流出境界は圧力  $P$  を大気圧  $P_{\infty}$  一定で固定し，速度を外挿して求め，流入境界は一樣な速度条件  $V_z=6.276\text{m/s}$  とし，圧力を外挿して求めた．時間刻み  $\Delta t=2.9\times 10^{-6}\text{s}$  とし，初期条件を速度  $V=0\text{m/s}$ ，圧力は大気圧とし，ファンの回転部分は，スライディングメッシュ法を採用し，ファンの翼を 2870rpm で回転させ，24,000 ステップ計算した．計算結果は，流れ場が安定した 10,000 ステップ以降で取得した．

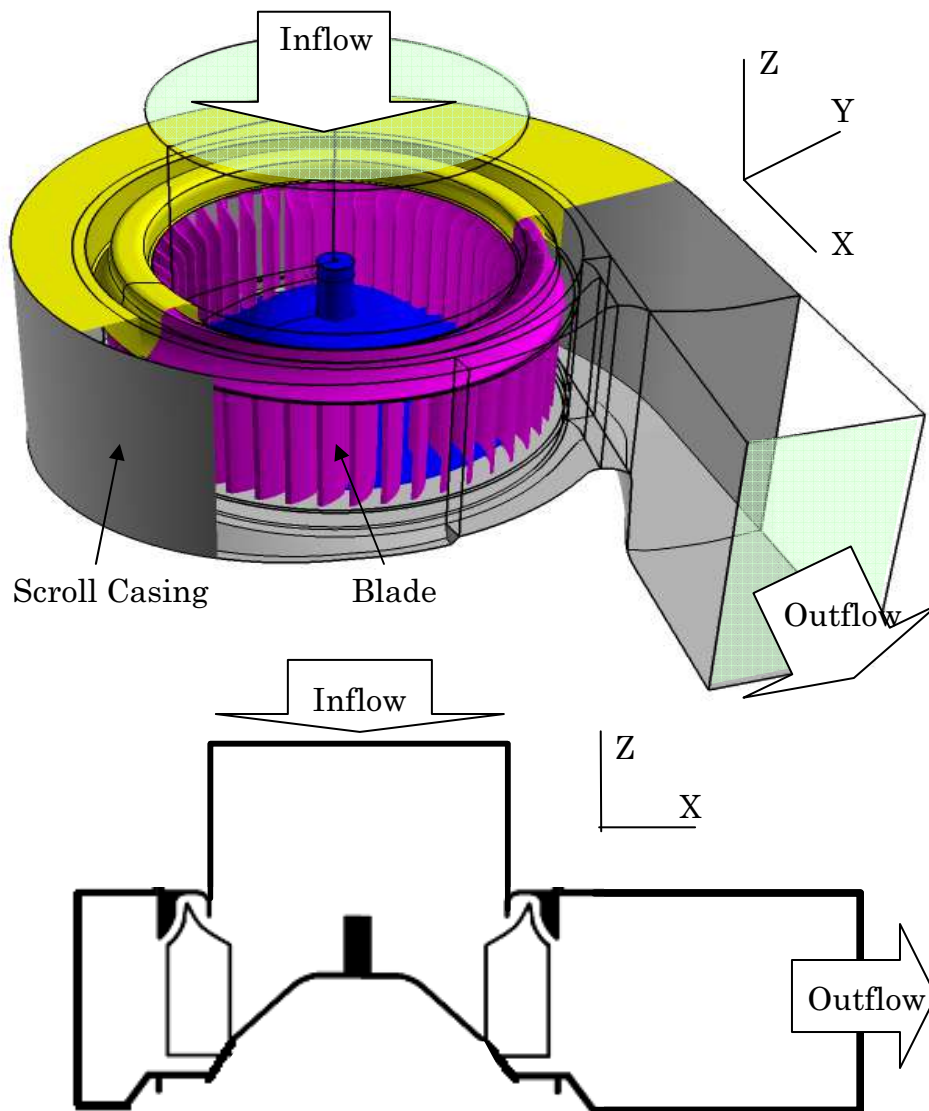


図 3.16 解析領域

### 3. 3. 1. 2. 速度分布

図 3.17 に速度ベクトルと速度の大きさを重ねた分布図を示す．回転軸に対し垂直に流入した流れは，シロッコファンの回転により，その向きを遠心方向に変換させられる．その結果，ファン翼の下側（ $z=10\text{mm}$ ）での遠心方向の速度が大きくなる．また，ファン翼間を通過する速度および翼出口の速度は周方向に分布しており，出口に近い  $\theta=320\sim350\text{deg}$  の速度が他と比べ 3 割程度大き



く、 $\theta=5\text{deg}$  のファンシュラウド舌部付近では速度が急激に減少している．この舌部付近の速度の減少は，翼の上側（ $z=40\text{mm}$ ）の方が大きい．

翼から出た流れはファンシュラウドを沿う流れに変換される．ファンシュラウドを沿う流れは徐々に翼から流量が供給され，流量を増しながら出口へと向かって流れる．しかしながら，一部の流れは流出せず周方向に流れるため，シュラウド舌部付近で流れが二分される．その結果，シュラウド舌部では淀み点が存在する．

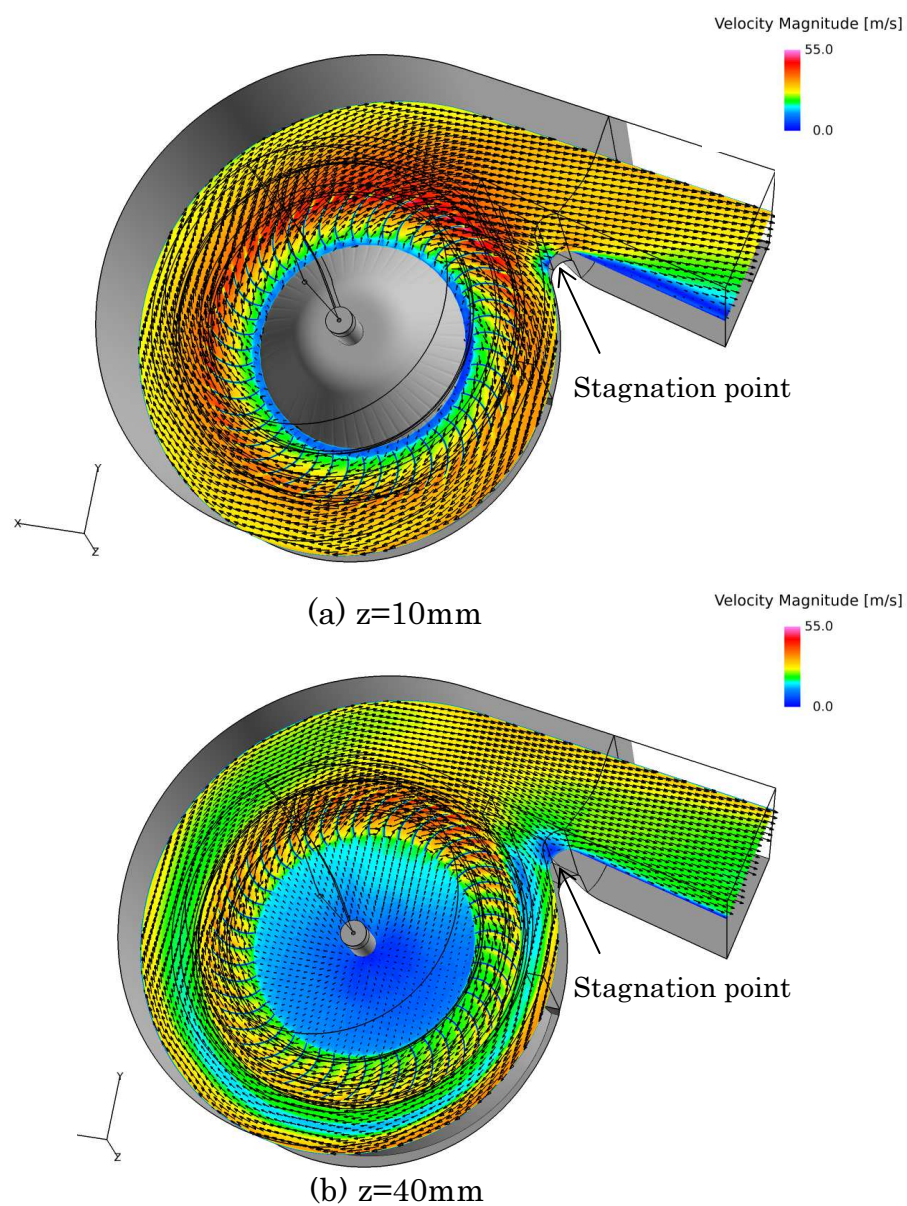
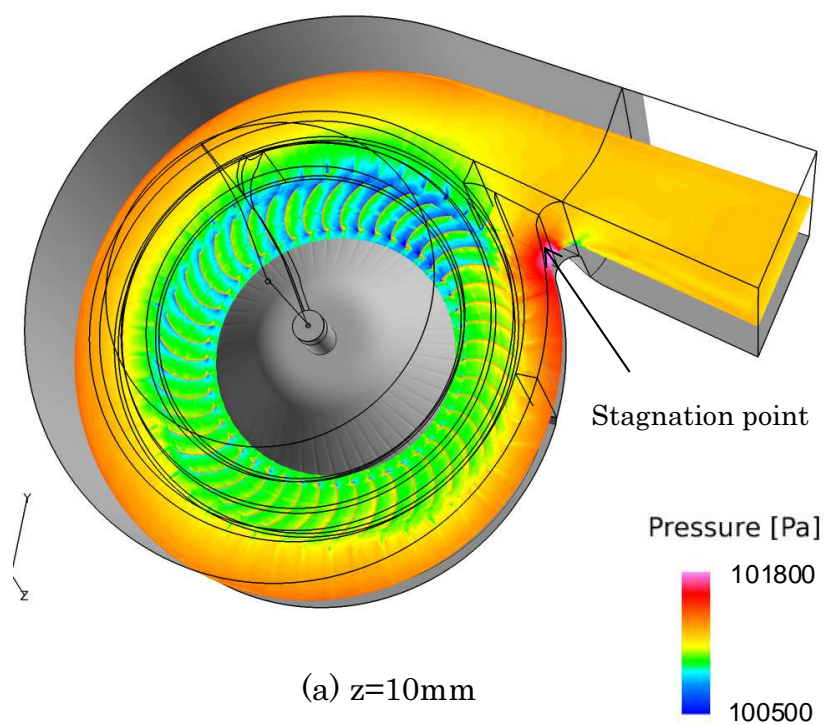


図 3.17 瞬時の速度分布

### 3. 3. 1. 3 圧力分布

図 3.18 に圧力分布図を示す. ファン翼間の速度が周方向に分布しているため, 圧力も周方向に分布しているのが確認できる. 特に, 翼間の流速が大きい  $\theta=320 \sim 350\text{deg}$  付近の圧力が他と比べて圧力が減少している. また, 翼出口の流れがファンシュラウドに沿う方向に変換される際に, シュラウド外側が高圧となっている. これは流量の多いファン下側( $z=10\text{mm}$ )の方が大きくなっている. ファンシュラウド舌部付近では, 淀み点があるため高圧となっている. これも流量の多いファン下側( $z=10\text{mm}$ )の方が大きくなっている.



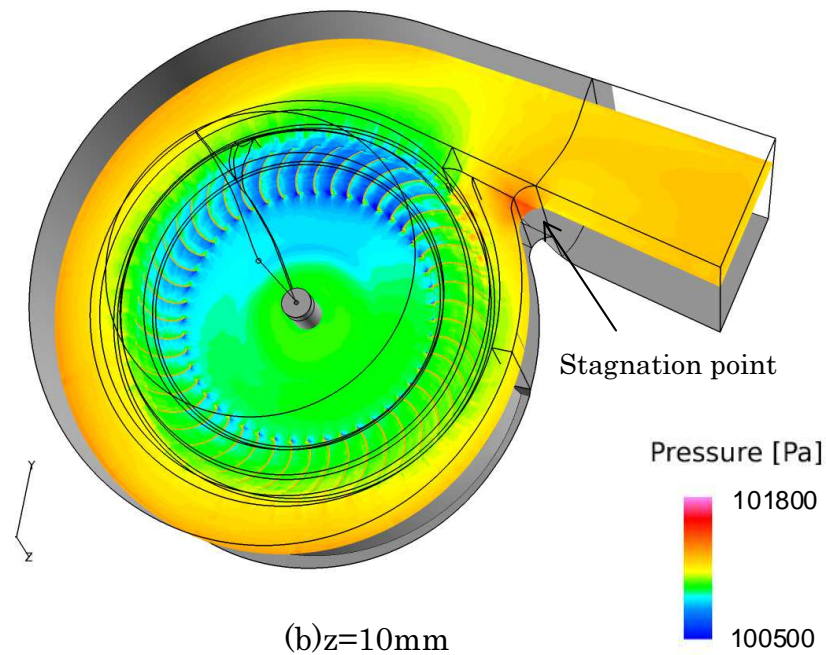


図 3.18 瞬時の圧力分布

## 3. 3. 2. 2 次元数値解析

### 3. 3. 2. 1. 数値解析方法

数値解析は、2次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式の直接数値解法とし、前節同様に、対流項の離散化には3次精度のMUSCL法を、時間発展にはLU-SGS法を用いた。シロッコファンの2次元断面位置を図3.19に示す。断面位置は、実験で騒音レベルや速度変動が大きく、また3次元数値解析の結果から速度変動が大きかった $z=40\text{mm}$ の断面とした。解析領域と計算格子をそれぞれ図3.20と図3.21に示す。翼間で発生する速度せん断層や後流および壁面近傍の速度境界層を捕らえるために、計算格子はせん断層の垂直方向に約30分割とした。全体の格子数は約3,400万点である。気体は空気とし、流境界は圧力 $P$ を大気圧 $P_\infty$ 一定で固定し、速度を外挿して求め、流入境界は一様な速度条件

$V_r=17.29\text{m/s}$  一定で固定し、圧力を外挿して求めた。時間刻み  $\Delta t=2.9\times 10^{-6}\text{s}$  とし、初期条件を速度  $V=0\text{m/s}$ 、圧力は大気圧とし、ファンの回転部分は、スライディングメッシュ法を採用し、ファンの翼を 2870rpm で回転させ、24,000 ステップ計算した。計算結果は、流れ場が安定した 10,000 ステップ以降で取得した。

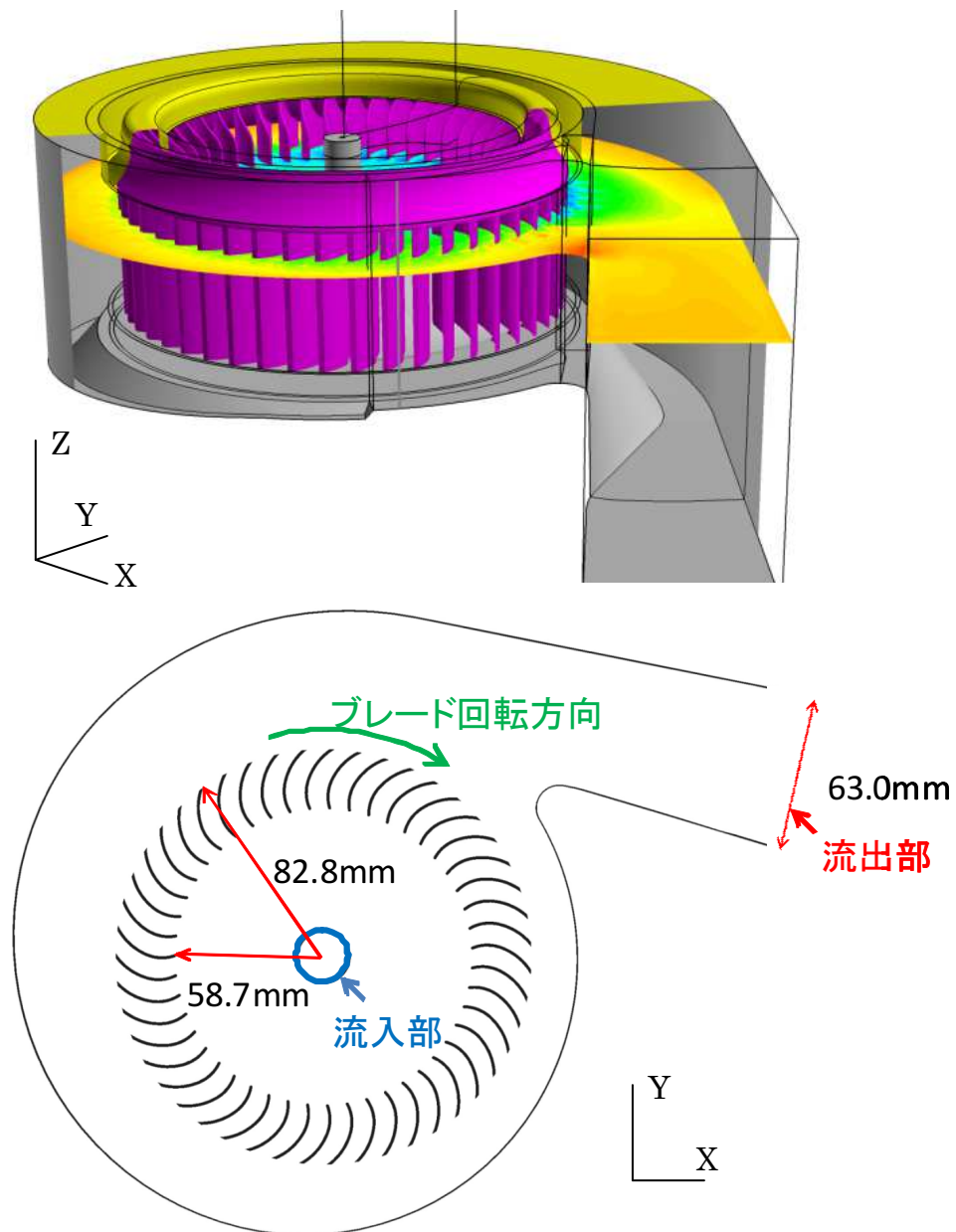


図 3.20 解析領域



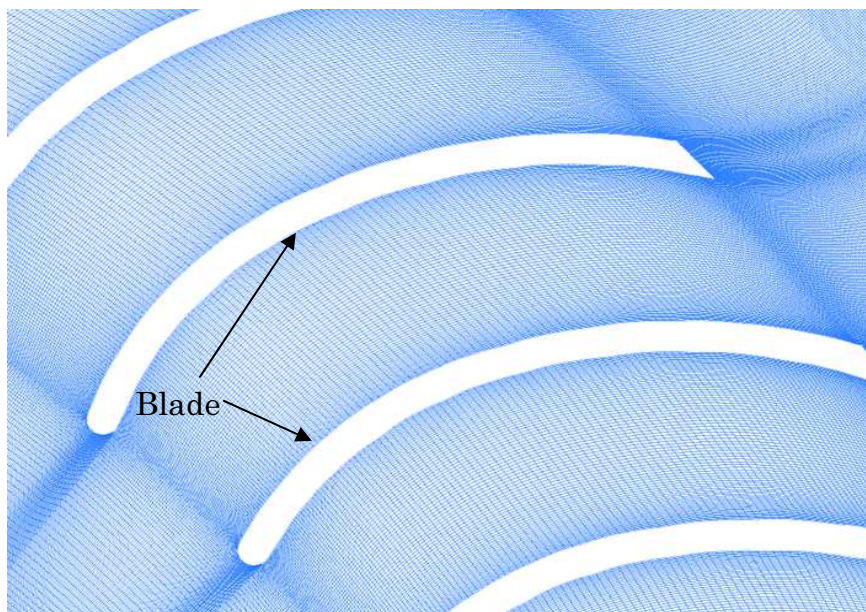


図 3.21 計算格子

### 3. 3. 2. 2. 速度分布

図 3.22 にある時刻での速度の大きさの分布図を示す．シロッコファンの翼間の流れは，3 次元計算結果同様，ファン翼の前縁でははく離し，翼出口では後流が発生している．計算格子を密にしたため，翼間のはく離や翼出口の後流から，渦が発生している様子が分かる．

ファン翼間出口の速度は，周方向にも分布しており，出口に近い  $\theta=320\sim 350\text{deg}$  の速度が他と比べ 3 割程度大きく， $\theta=5\text{deg}$  のファンシュラウド舌部付近では速度が急激に減少している．また， $\theta=320\sim 350\text{deg}$  の後流から発生した速度変動は，ファンの周方向に流れていき，一部は急激に速度を弱めながらシュラウド舌部に当たる．

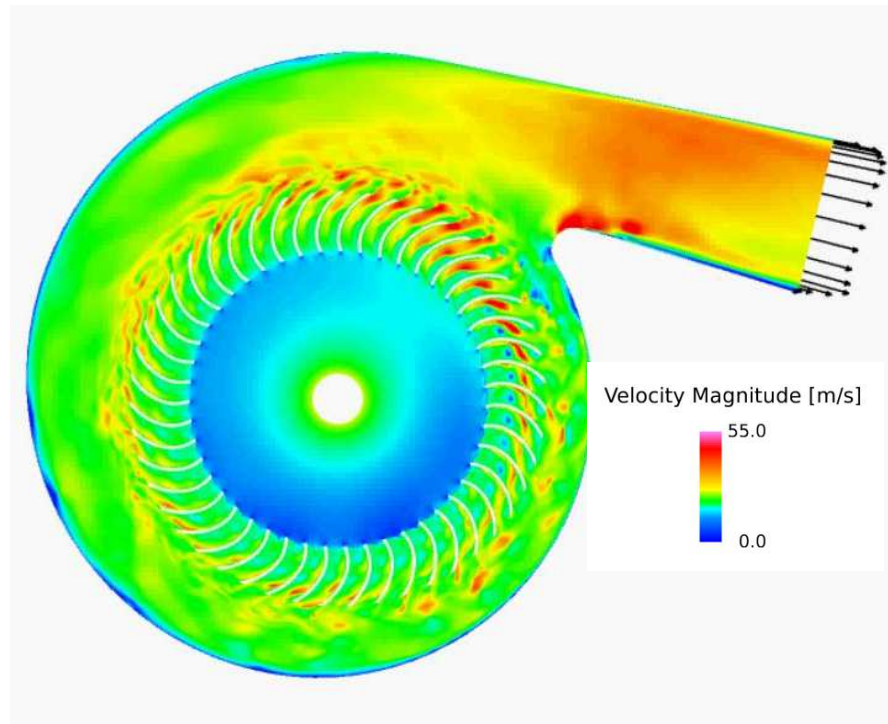


図 3.22 瞬時の速度分布

### 3. 3. 2. 3. 速度変動分布と圧力変動分布

ある時刻での速度変動分布と圧力変動分布をそれぞれ図 3.23 および図 3.24 に示す．この分布図を見ると，速度変動と圧力変動の分布がよく一致しており，速度変動によって圧力変動が発生していることが分かる．

ファン翼出口の速度変動は， $\theta=320\sim5\text{deg}$  が大きく，これにより圧力変動が発生しており，ファンシュラウド舌部にもこの圧力変動が到達していることが分かる．このファンシュラウド舌部付近の圧力変動は， $\theta=0\sim50\text{deg}$  付近で最も大きく， $\theta=50\text{deg}$  以降で徐々に小さくなっている．大きくなっているこの速度変動の分布は，翼ピッチと一致しているため，翼通過周波数の変動が支配的である．広帯域な速度変動は，様々な渦スケールが確認できるファンシュラウド舌部近傍および  $\theta=35\text{deg}$  以降で確認できる．

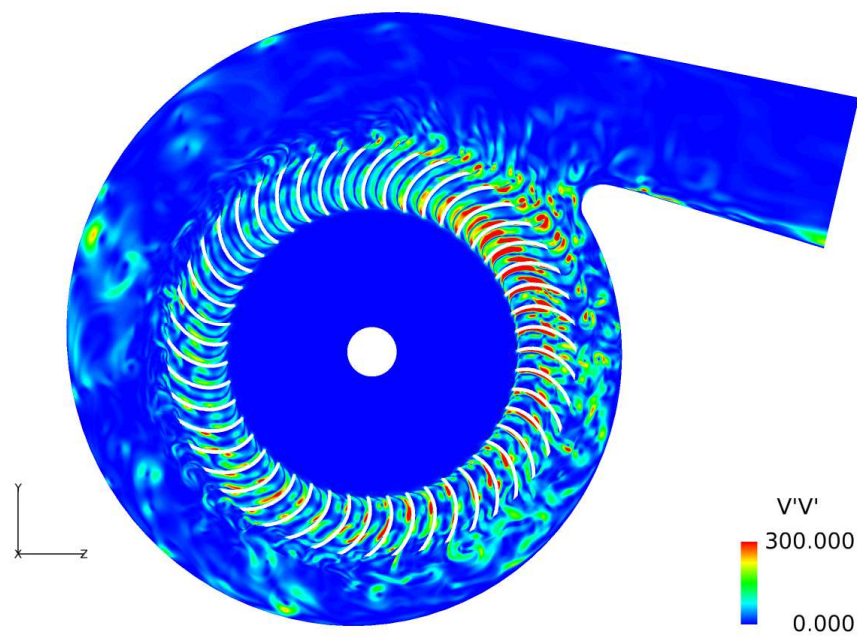


図 3.23 瞬時の速度変動分布

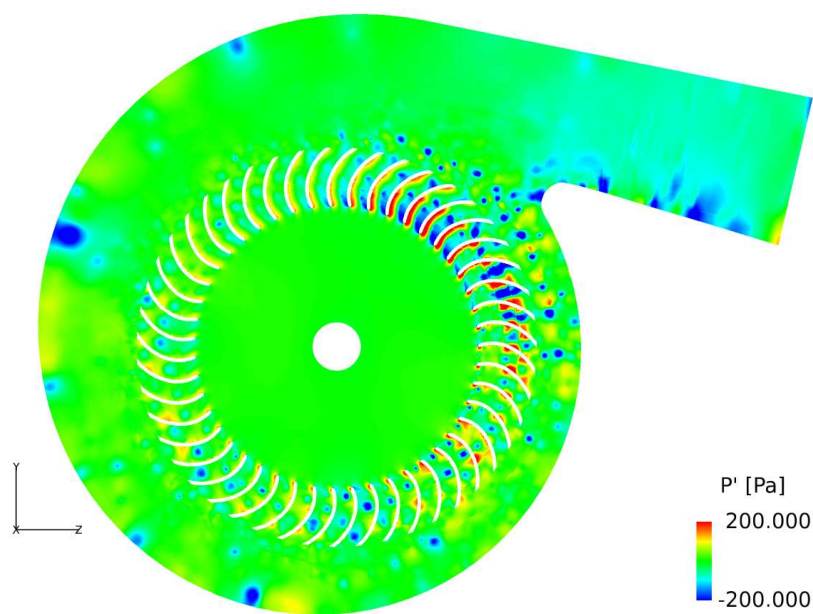
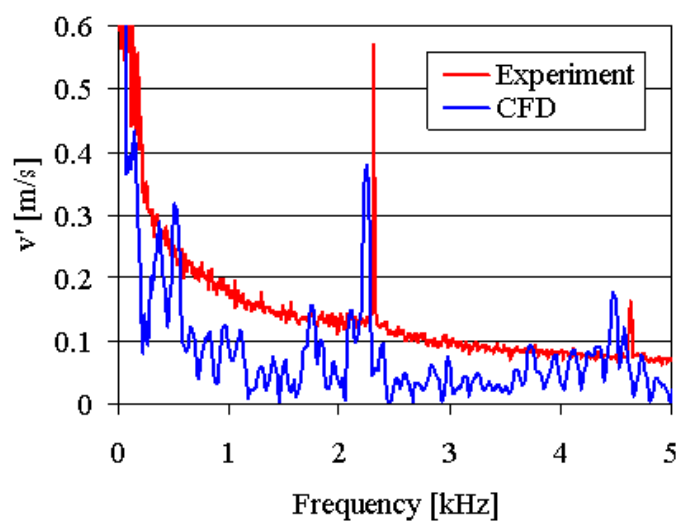


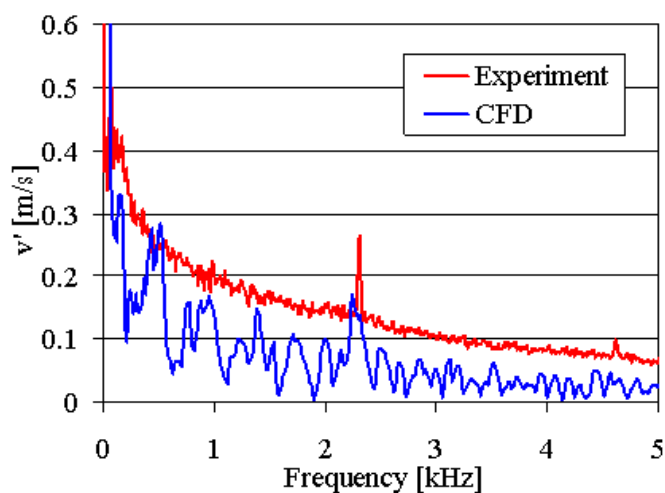
図 3.24 瞬時の圧力変動分布

### 3. 3. 2. 4. 速度変動特性の比較

ファン翼出口の速度変動について、数値解析結果と実験結果を比較した。特に、周方向に速度の変化が大きい  $\theta=320\text{deg}$ ,  $5\text{deg}$  について比較し、その結果をそれぞれ図 3.24 に示す。これらの結果を見ると、数値解析では、翼通過周波数の 2.3kHz の変動を捕らえており、 $\theta=320\text{deg}$  から  $\theta=5\text{deg}$  にかけての速度変動の減少も実験の傾向と一致している。



(a)  $\theta=320\text{deg}$



(b)  $\theta=5\text{deg}$

図 3.25 速度変動特性



### 3. 3. 3. 広帯域騒音の発生メカニズムの考察

以上これまで述べた実験結果および数値解析結果より，シロッコファンにおける広帯域騒音の発生メカニズムを考察する．

$\theta=320\text{deg}$  付近での速度ベクトルと圧力コンタを図 3.26 に示す．ファン翼の前縁ではく離れた流れは，強い速度せん断層を形成しながら，翼の正圧面側を沿って流れている．ファン翼の後縁では，後流が発生している．この後流は，翼が通過する度に周期的に発生するため，翼通過周波数の速度変動の原因と考えられる．

$\theta=5\text{deg}$  付近での速度ベクトルと圧力コンタを図 3.27 に示す．ファン翼の後縁の後流から大小様々なスケールの渦が形成されている．これは，ファンシュラウド舌部を通過する際，淀み部での高圧の影響で，流れが減速し，向きを変えさせられるためと考えられる．

また，このファンシュラウド舌部付近での速度と圧力の変化は，ファンの 3 次元性により翼の上側で大きくなる．

これらの速度変動で発生したシュラウド舌部付近の圧力変動が，シュラウドの外側へ伝達していくことで，シロッコファンの騒音が発生したと推定した．

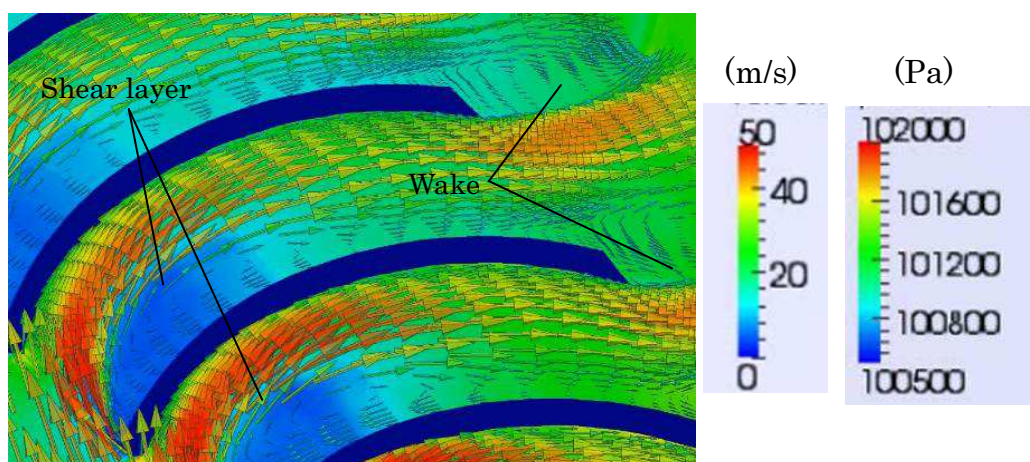


図 3.26 瞬時の速度ベクトルと圧力分布 ( $\theta=320\text{deg}$  付近)

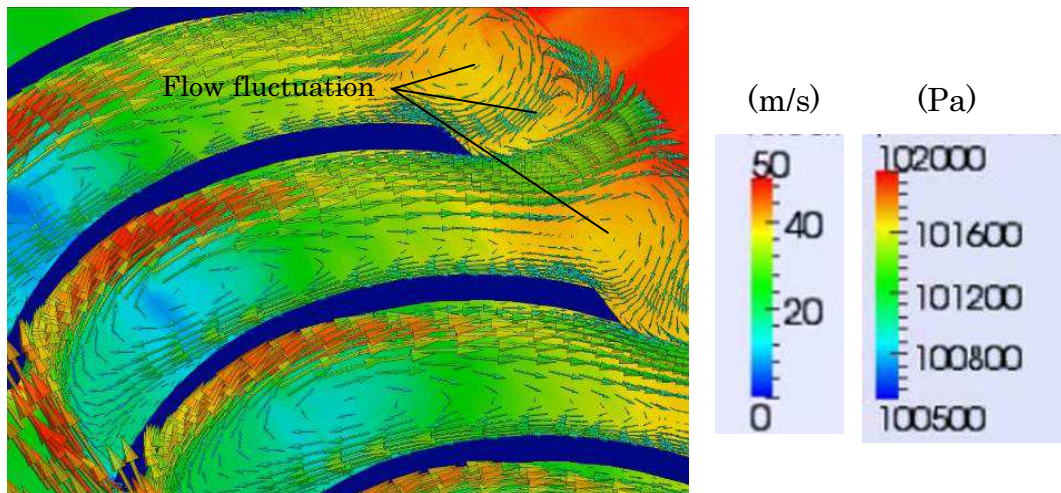


図 3.27 瞬時の速度ベクトルと圧力分布 ( $\theta=5\text{deg}$  付近)

### 3. 4. 本章の結論

シロッコファンの流体騒音発生に関して，実機形状を用いて速度変動と広帯域騒音発生との関係を実験的に調査し，数値解析で可視化した．その結果，以下の結論を得た．

シロッコファンの広帯域騒音の発生には，ファンシュラウド舌部付近の圧力変動が寄与しており，そのときの音源は，舌部通過時のファン翼出口の速度変動であると推定した．この速度変動の発生は，ファンシュラウド舌部を通過した際，淀み部で高圧になることで，流れがせき止められ，拡散することで起こることが明らかになった．

## 第4章 流動損失の

# 発生メカニズムの解明

### 4. 1. はじめに

本章では，シロッコファンの翼間内で発生する流動損失を定量的に評価する手法を確立するとともに，シロッコファンの翼間基礎形状における数値解析結果から翼の厚みおよび回転数による効果を調べ，流動損失発生と流れ場との関係を明らかにする．

### 4. 2. 損失評価手法の開発

#### 4. 2. 1. 損失評価式の導出

送風機やダクトの性能を評価する最も重要な指標は，出入り口間の流動損失である．一般的な流動損失の評価手法は，流入出の総圧の差から算出される．一方，設計の立場においては，送風機やダクトを流れる流路内のどの箇所にどの程度の流動損失が起きているかを知ることが重要であり，局所的に定義できる量を評価値として導入することが必要となる．

これから評価方法の理論式を導出する．非圧縮性流を仮定して，損失評価値の理論式を導出する．瞬時値に対する NS 方程式を平均値 ( $- : \bar{u}_i, \bar{p}$ ) と変動値 ( $' : u'_i, p'$ ) に分解 (レイノルズ分解) し，時間平均を取ることで，RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes)方程式が以下のように得られる．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (4.1)$$

また、式(4.1)に $\bar{u}_i$ を掛けると、平均運動エネルギー $K (= (1/2) \overline{u_i u_i})$ の輸送方程式が以下のように表わされる。

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial K}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \bar{u}_i \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \bar{u}_i \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (4.2)$$

式(4.2)に対し、定常流を仮定し、検査体積全体で体積積分をとり、ガウスの発散定理を適用すると、以下の方程式が得られる<sup>(24)</sup>。

$$\begin{aligned} & \int_S \frac{1}{\rho} (\rho K + \bar{p}) \bar{u}_i n_i dS \\ &= \int_S \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \bar{u}_j n_i dS - \int_S \overline{u_i' u_j' u_j' n_i} dS \\ & \quad - \int_V \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dV + \int_V \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dV \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで、式(4.3)の左辺の面積分の項に着目する。ちなみにこの項の括弧内は平均流の総圧 $P_t$ になっている。今、図 4.1 のような流入(inlet)、流出(outlet)、壁面(wall)が存在する管内流を考える。壁面では、 $\bar{u}_i = 0$ になるため、壁面での面積分は 0 となる。一方、流入面と流出面では流れがほぼ同じであると仮定し、体積流量 $Q = \int_S \bar{u}_i n_i dS$ 、断面平均総圧 $P_t$ を用いると、式(4.4)が導かれる。

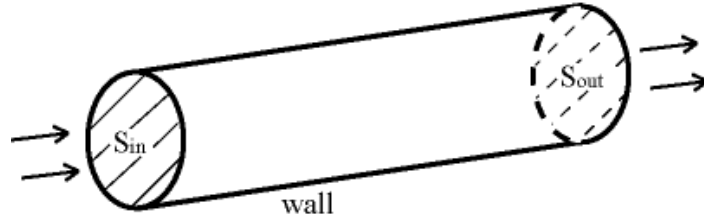


図 4.1 管内流

$$\begin{aligned}
 \int_S \frac{1}{\rho} (\rho K + \bar{p}) \bar{u}_i n_i dS &= \int_{S_{in}} \frac{P_t}{\rho} \bar{u}_i n_i dS + \int_{S_{out}} \frac{P_t}{\rho} \bar{u}_i n_i dS \\
 &= \int_{S_{out}} \frac{P_t}{\rho} \bar{u}_i n_i dS - \int_{S_{in}} \frac{P_t}{\rho} \bar{u}_i (-n_i) dS \\
 &= \frac{Q}{\rho} (\bar{P}_{t_{out}} - \bar{P}_{t_{in}}) \\
 &= \frac{Q}{\rho} \Delta P_t
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

式(4.4)より，式(4.3)の左辺は，総圧の流出量から流入量を引いたもの，すなわち流動損失 $\Delta P_t$ の関係式としてみなすことができる．同様に，式(4.3)の右辺の第1項および第2項の面積分においても，壁面での積分は， $\bar{u}_i = 0$ のため0となる．以上より，式(4.3)は以下のようにまとめられる．

$$\begin{aligned}
 \frac{Q}{\rho} \Delta P_t &= \int_{S_{in}+S_{out}} \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \bar{u}_j n_i dS - \int_{S_{in}+S_{out}} \overline{u_i' u_j' u_j} n_i dS \\
 &\quad - \int_V \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dV + \int_V \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dV
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

式(4.5)の右辺の各項は、以下のように解釈できる。

- 1) 第 1 項：入口および出口での分子粘性応力による仕事
- 2) 第 2 項：入口および出口での乱流粘性応力による仕事
- 3) 第 3 項：検査体積中で分子粘性により熱に変換されるエネルギー散逸
- 4) 第 4 項：検査体積中での乱流粘性により乱流運動エネルギー  $k$  に変換されるエネルギー散逸

言い換えると、第 3 項は内部エネルギー  $e$  の生成項に、第 4 項は乱流運動エネルギー  $k$  の生成項に相当する。層流の流動損失は、第 3 項の内部エネルギーの生成が支配的になり、乱流の流動損失は、第 4 項の乱流運動エネルギーの生成が支配的になる。第 3 項、第 4 項を合わせてエネルギー散逸量と呼び、これは体積積分の形となっているため、空間の損失量を表すのに利用できる。また、この評価手法は、面積分を体積積分に変えることにより、容易に 3 次元版に拡張できる。つまり、数値解析から得られる速度勾配やレイノルズ応力等をセル内で体積積分することにより、製品形状のような複雑な 3 次元形状にも適用可能である。

## 4. 2. 2. 高 Re 数型 $k$ - $\epsilon$ モデルへの適用

この章では、前章で求めた式(5)の流動損失式に、壁法則を用いた高 Re 数型  $k$ - $\epsilon$  モデルを適用する方法を述べる。 $k$ - $\epsilon$  モデルは数値計算の安定性が良く、経験的に与えるパラメータが少ないことから、工学的・工業的な応用分野において広く利用されている。その中でも、壁付近の格子点数を節約することのできる、壁法則を用いた高 Re 数型モデルが有用である。

しかし、高 Re 数型  $k$ - $\epsilon$  モデルを今回の流動損失式に適用する際には、その壁法則を用いる壁面隣接セルで注意が必要となる。それは、速度や速度勾配などの変化が大きく、本来、関数として現されるはずの境界層内を、壁法則を用い

ることで単一のセル平均値で算出してしまい、結果として流動損失式の積分計算で大きな誤差を含んでしまう点である。

この問題を解決するために、本研究では、壁面隣接セルに対する補正方法を提案する。式(5)右辺第一項・第二項に関しては壁面で速度 $\overline{u}_i=0$ であり、また項の性質として寄与が小さいと考えられることから補正は行わず、第三項・第四項に関しての補正を考える。

本補正のための前提条件としては、壁法則の前提条件がそのまま適用される。すなわち、速度などの変化は壁面に垂直として、一次元的な振る舞いを仮定する。また、式(4.5)右辺第四項のレイノルズ応力に対しブジネスクの仮定を導入する。

$$(3rd \text{ and } 4th \text{ term})_{\text{correction at wall}} = - \int_V (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial \overline{u}_s}{\partial x_n} \right)^2 dV \quad (4.6)$$

ここで、 $s$  は壁面せん断応力方向、 $n$  は壁面法線方向を表す。ここでは、壁面隣接セル内において、この $\partial \overline{u}_s / \partial x_n, \nu_t$ を精度良く再現する補正を提案する。

$\partial \overline{u}_s / \partial x_n$ については、式(4.7)で示す壁法則の速度プロファイル<sup>(35)</sup>を微分して求める。得られた $\partial \overline{u}_s / \partial x_n$ を図 4.2 に示す。その際、 $\overline{u}_s, x_n$ は無次元変数 $\overline{u}^+, y^+$ から算出する。

$$\overline{u}^+ = \begin{cases} y^+ & 0 < y^+ < 4 \\ 4.19 - 5.75 \ln y^+ + 5.11 \ln(y^+)^2 - 0.767 \ln(y^+)^3 & 4 < y^+ < 30 \\ 2.5 \ln(y^+) + 5.5 & 30 < y^+ \end{cases} \quad (4.7)$$

渦粘性係数 $\nu_t$ については、Cebecci & Smith の乱流モデル<sup>(36)</sup>を適用し、以下の式(4.8)で与える。

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \left\{ \kappa y \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A}\right) \right] \right\}^2 \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (4.8)$$

ただし、 $\kappa=0.4$ ， $A=26$ である．

以上で求めた  $\partial \bar{u}_s / \partial x_n, \nu_t$  を用いることで，壁面隣接セル内での式(4.5)右辺第三項・第四項エネルギー散逸量が，壁面からの距離で関数化できた(図 4.3)．よって，壁面隣接セル内で数値積分をすることで，壁面隣接セルでのエネルギー損失を精度良く求めることができる．後述する翼間流れにおける表面損失は，補正前後で 4 割程度変化した．

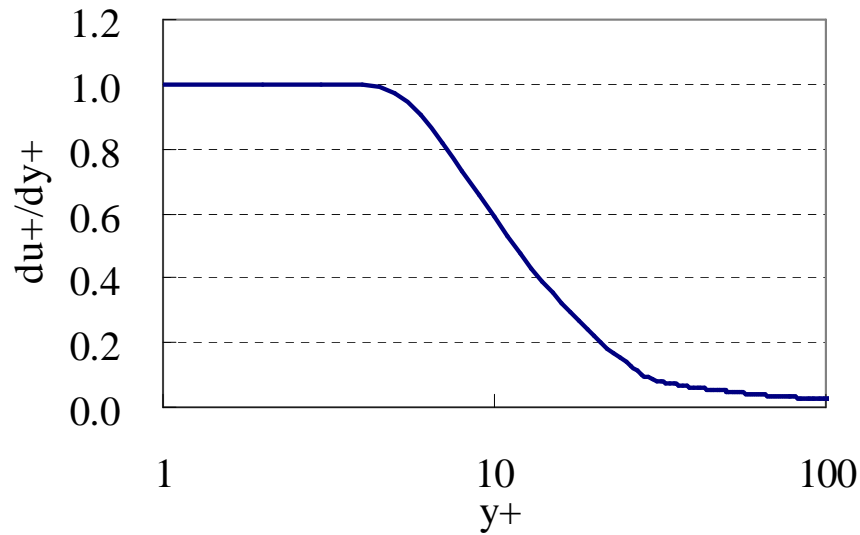


図 4.2  $d\bar{u}^+/dy^+$  と  $y^+$  の関係



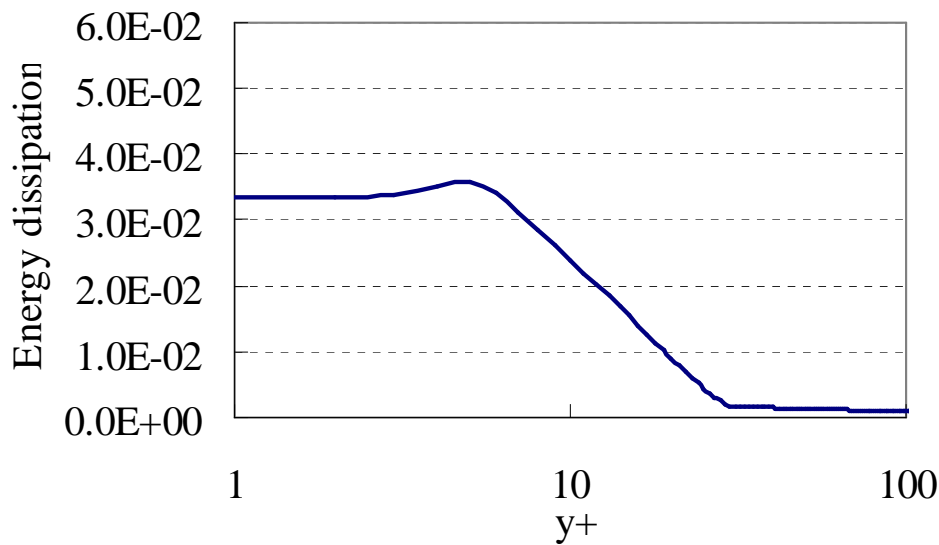
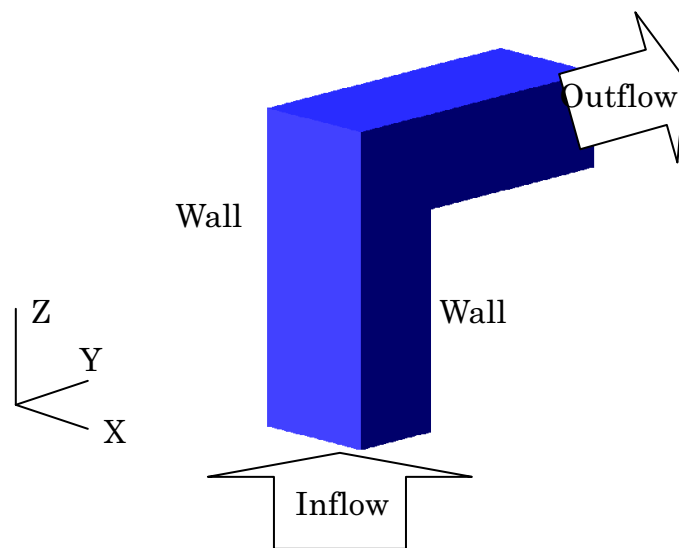


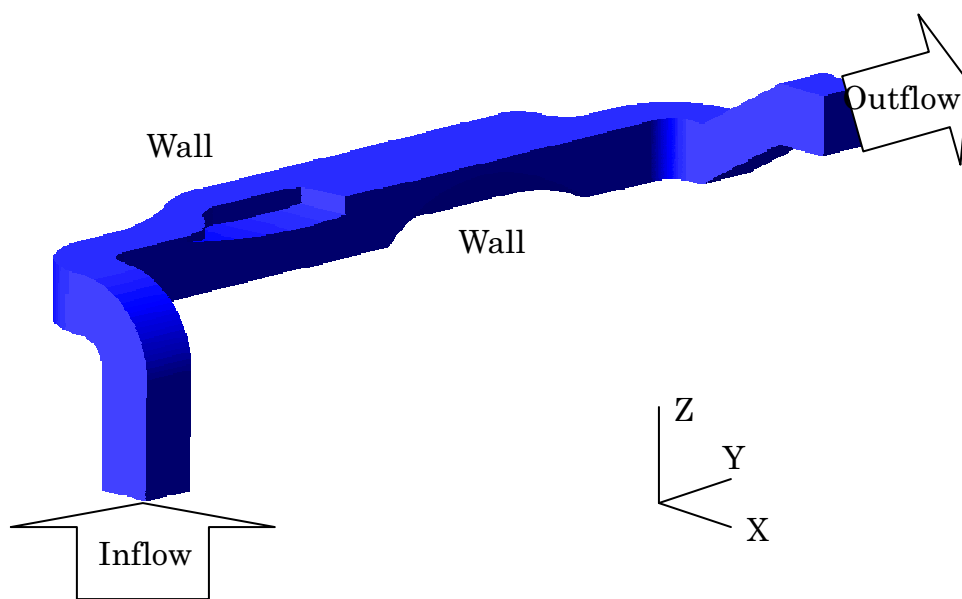
図 4.3 エネルギー散逸量と  $y^+$  の関係

### 4. 2. 3. 補正手法の検証

3 章で述べた補正手法を、図 4.5 に示す形状に代表される三次元ダクトに適用し、その妥当性を検証する。検証方法は、計算結果から得られる流入出の差から求まる流動損失と内部セルのエネルギー散逸量の総和から求まる流動損失を比較した。計算は、汎用熱流体解析プログラム Star-CCM+ を用い、対流項に 2 次精度風上差分、乱流モデルに高  $Re$  数型線形  $k-\epsilon$  モデルを使用して、非圧縮性の定常計算を実施した。気体は空気とし、流出境界は圧力  $P$  を大気圧  $P_\infty$  一定で固定し、流入境界は一樣な速度条件  $V_z=10\text{m/s}$  一定で固定し、乱れ強度を 3% とし与えた。壁面条件はすべり無し条件とした。計算格子は、多面体格子を使用し、壁面近傍にはレイヤーメッシュを採用し、壁面に接するセルの  $y^+$  は最大 30 程度であり、総セル数は約 20 万点である。



(a)90°曲がり管



(b)製品形状 B

図 4.5 3次元ダクト

図 4.6 は、各形状におけるエネルギー散逸量の総和から算出される流動損失と流入  
出の総圧の差から算出される流動損失の比を示している。

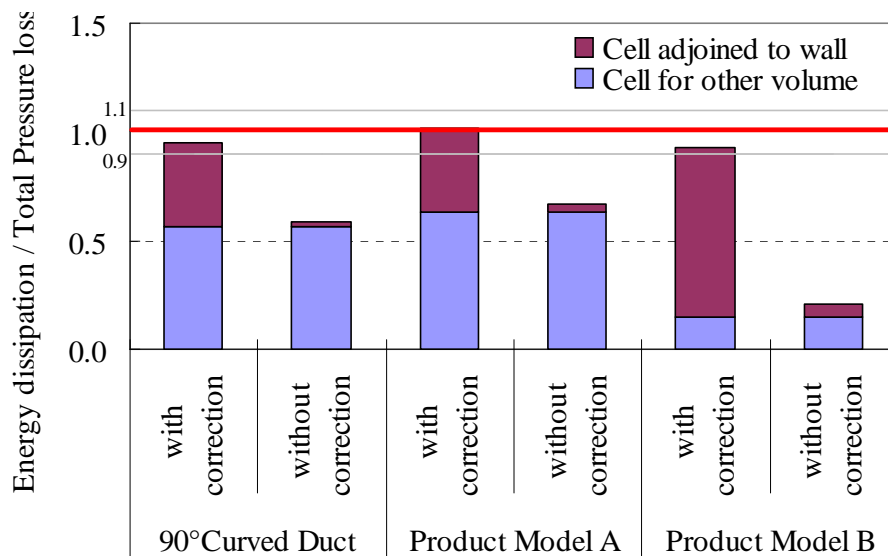


図 4.6 流動損失に対するエネルギー散逸量の比

本手法を適用することで、壁面隣接セル内でのエネルギー損失が補正され、全体のエネルギー損失が精度良く(±10%以内)求まっていることが解る。これより、補正手法の必要性和その妥当性が確認できた。

## 4. 3. シロッコファン翼間流れの数値解析

### 4. 3. 1. 縮小管による乱流モデルの検証

翼間の流れは、入口部ではく離により主流が加速することが予想される。ここで、一般的に用いられる線形  $k\text{-}\epsilon$  乱流モデルを使用すると、実際には生成されない主流方向の歪みによる乱流生成が発生し、本手法のエネルギー散逸量の算出に大きな誤差を生じる。そこで、複雑な形状での翼間流れの数値解析を行う前に、図 4.7 に示す簡単な縮小管での数値解析を実施し、実験結果と比較した。測定には、X 型プローブ (0252R-T5, 日本カノマックス) を使った熱線流速計を用いた。

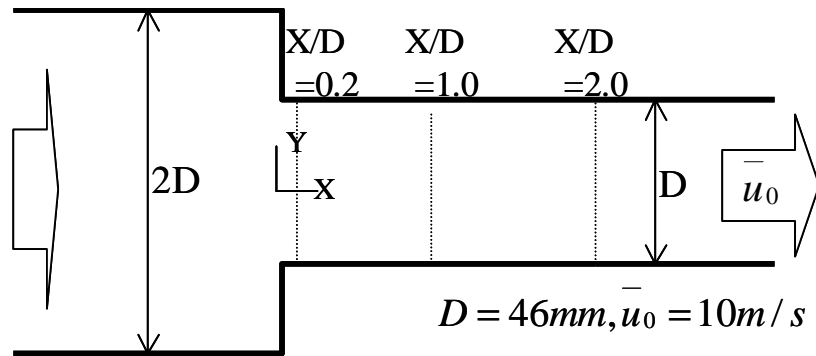


図 4.7 検証モデルと座標系

計算には、汎用熱流体解析ソフト STAR-CCM+を用いた。計算格子は、多面体格子を使用し、壁面近傍にはレイヤーメッシュを採用し、壁面に接するセルの  $y^+$  は、最大 30 程度であり、総セル数は、約 20,000 とした。乱流モデルとして、a) 線形  $k-\epsilon$  モデルと、主流方向の歪みによる過大な乱流生成を修正した b) Realizable  $k-\epsilon$  モデルの 2 モデルを採用した。

図 4.8 は、管内の平均速度  $\bar{u}$  の分布を、図 4.9 は、速度変動  $u'$  の分布を示している。図 4.9 を見ると、Realizable  $k-\epsilon$  モデルの結果は、壁面近傍より発達したせん断層から速度変動が生成されており、実験の傾向と一致している。一方、線形  $k-\epsilon$  では、主流の中心付近で速度変動を生成していることが分かる。図 4.10 は、線形  $k-\epsilon$  モデルと Realizable  $k-\epsilon$  モデルでのエネルギー散逸量の分布を示している。速度変動の分布から予想した通り、線形  $k-\epsilon$  モデルでは中心付近のエネルギー散逸が高くなっているが、Realizable  $k-\epsilon$  モデルでは壁面近傍のせん断層でのエネルギー散逸が高くなっている。以上の結果を踏まえ、主流が加速する翼間流れの数値計算には、Realizable  $k-\epsilon$  モデルを採用した。

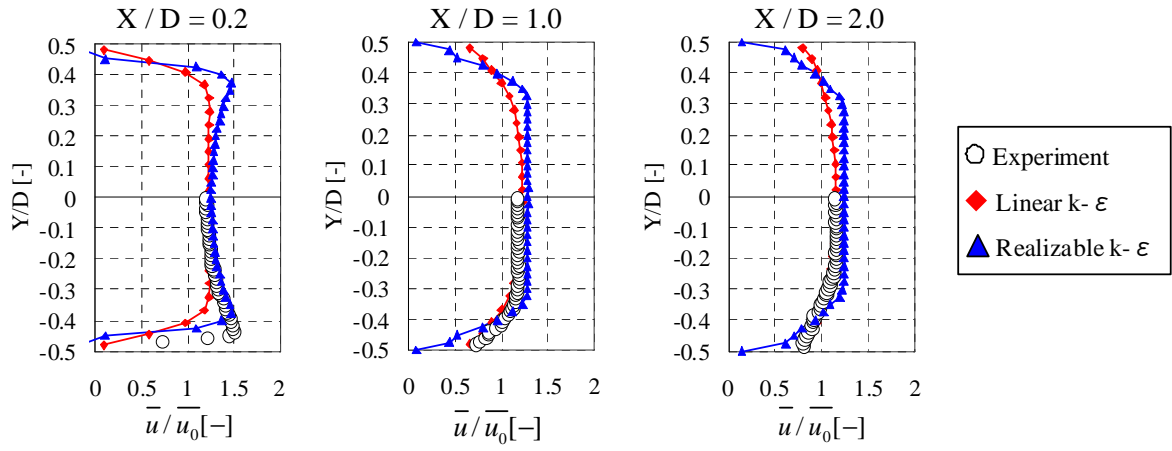


図 4.8 平均速度ベクトル  $\bar{\mathbf{u}}$  の比較

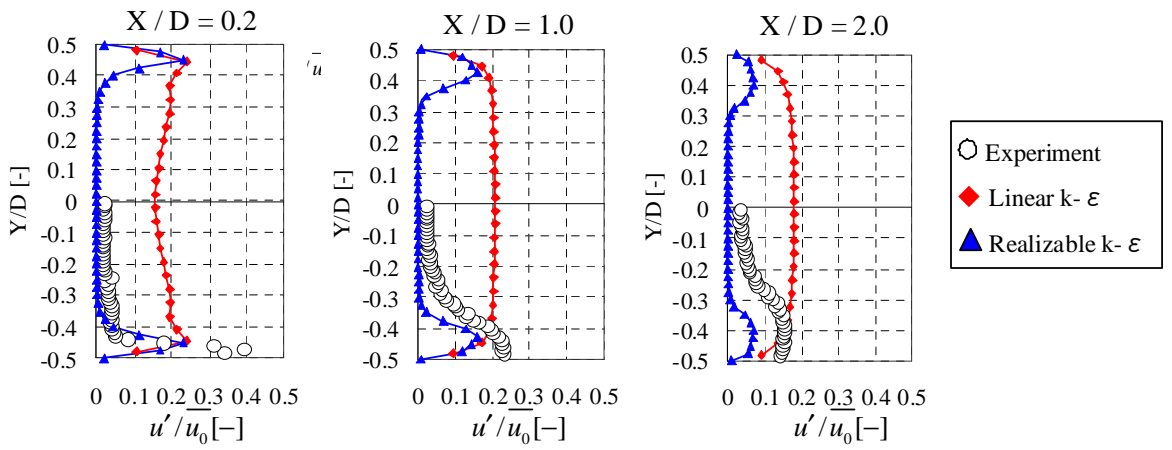


図 4.9 速度変動ベクトル  $\mathbf{u}'$  の比較

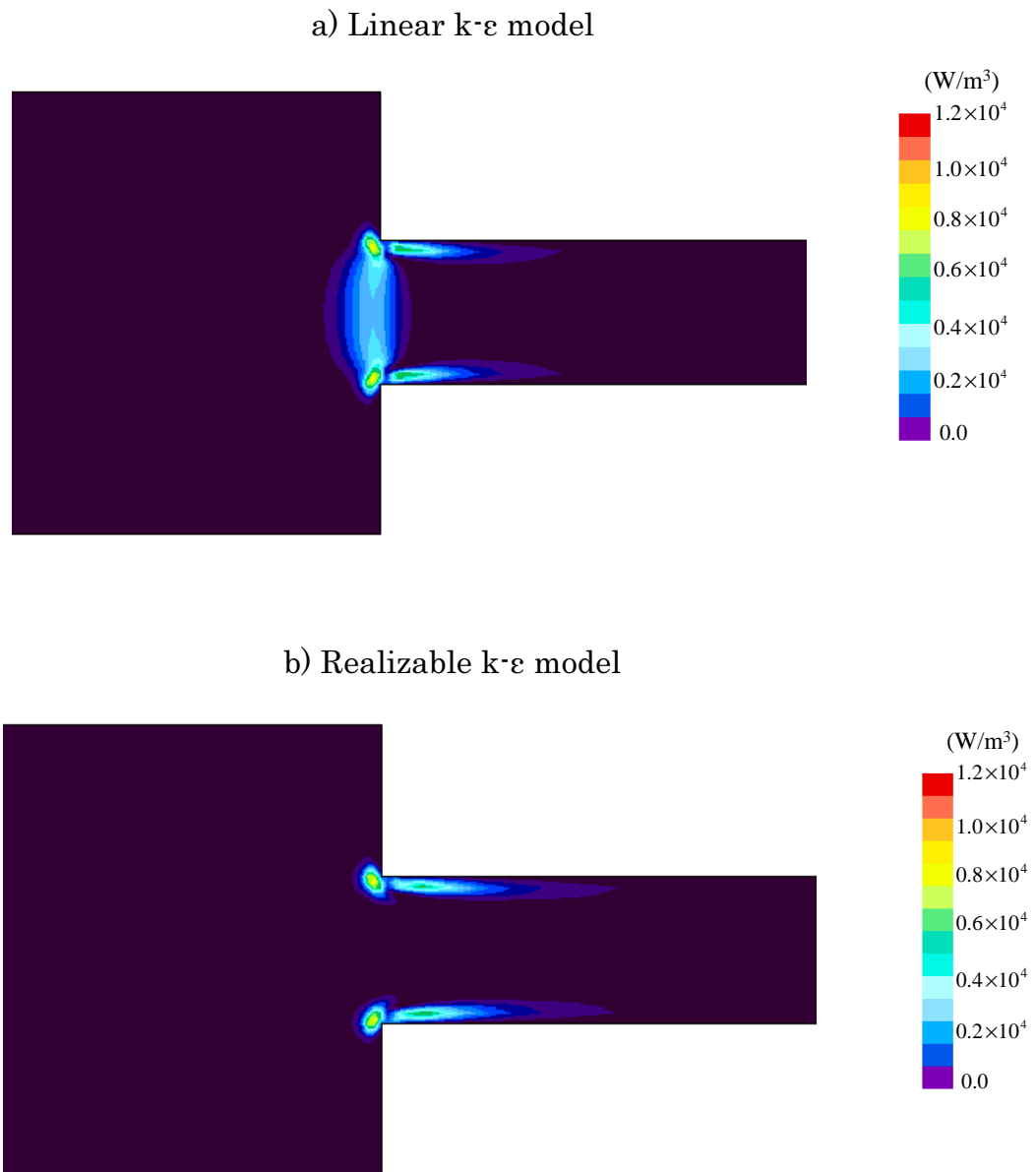


図 4.10 エネルギー散逸量分布の比較

### 4. 3. 2. 数値解析方法

翼間流れの数値解析は、図 4.11 のようなシロッコタイプのファンに対して行った。表 4.1 に本研究で使用したパラメータを示す。具体的には、翼の厚みのみを 1mm から 0.4mm まで 0.2mm 間隔で変化させた時の翼間内での損失を定量

的に比較した．今回の解析では，損失評価値の有効性を判断するために，計算領域は翼 1 ピッチ間での 2 次元断面の簡易形状とし，汎用熱流体解析ソフト STAR-CCM+ を用いて数値解析を実施した．気体を空気とし，流出境界は圧力  $P$  を大気圧  $P_\infty$  で固定し，流入境界は一様な速度条件  $V_r=13.428\text{m/s}$  一定で固定し，乱れ強度を 3% として与えた．計算格子は，多面体格子を使用し，壁面近傍にはレイヤーメッシュを採用し，壁面に接するセルの  $y^+$  は最大 30 程度あり，総セル数は約 32,000 である．回転方向は周期条件とし，回転座標系で 5780rpm の回転場を与えた．計算は，対流項に 2 次精度風上差分，乱流モデルに Realizable k- $\epsilon$  モデルを使用して，非圧縮性の定常計算を実施した．

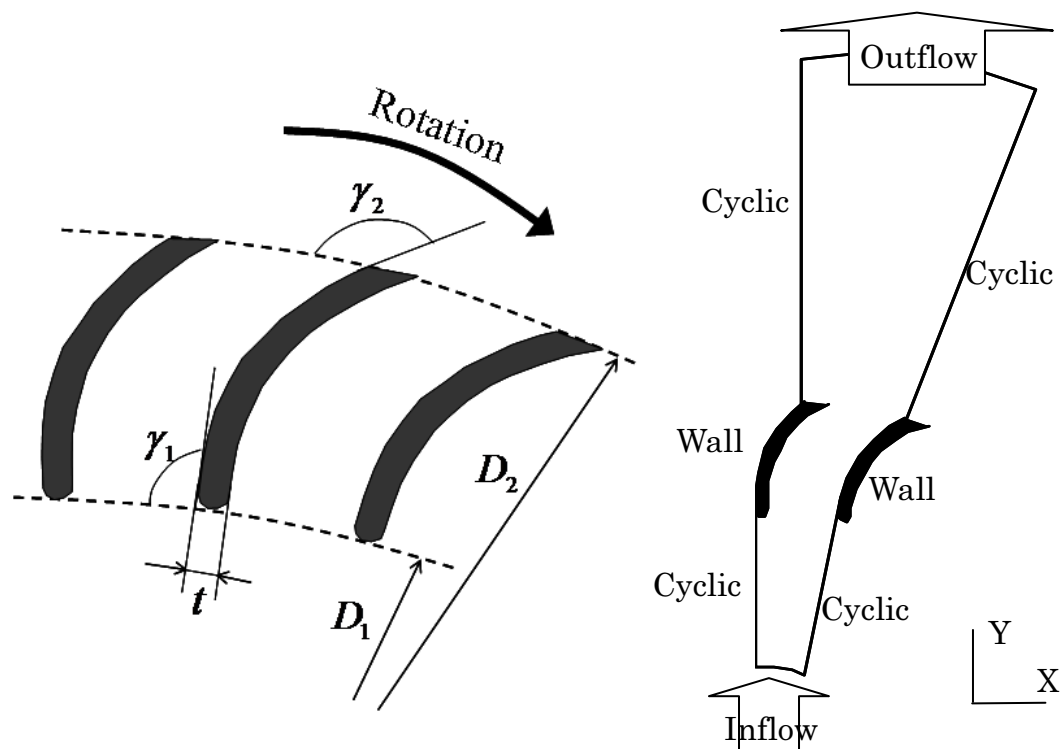


図 4.11 ファン翼のパラメータと境界条件

表 4.1 仕様

	Original fan
Blade thickness $t$	1.0 [mm]
Inner diameter $D_1$	64[mm]
Outer diameter $D_2$	80 [mm]
Number of blade	31 [-]
Inlet angle $\gamma_1$	85 [deg]
Outlet angle $\gamma_2$	160 [deg]

### 4. 3. 3. 計算結果

#### 4. 3. 3. 1. 速度分布

ここでは、4つのケースを考える．具体的には、翼の厚み  $t$  を 0.2mm ずつ減少させた場合で、ケース 1 は  $t=1\text{mm}$ 、ケース 2 は  $t=0.8\text{mm}$ 、ケース 3 は  $t=0.6\text{mm}$ 、ケース 4 は  $t=0.4\text{mm}$  である．各ケースにおける流速ベクトル分布を図 4.12 に示す．この図では、はく離泡の大きさを点線で表している．この図を見ると、どのブレードも翼間で、はく離および再付着が発生し、また翼出口部では、後流が存在する非一様な流れ場となっている．翼の厚みを薄くしていくと、はく離の大きさは次第に増大し、また再付着位置は前縁側に近づいていく．これは、翼の板厚が薄くなることで、翼の前縁半径が減少し、斜め前方から翼前縁に向かって来た流れが翼表面上ではく離しやすくなったためと考えられる．また、ファン翼出口での後流は、板厚が大きい翼の厚み 1mm（ケース 1）の方が大きくなっていることが確認できる．



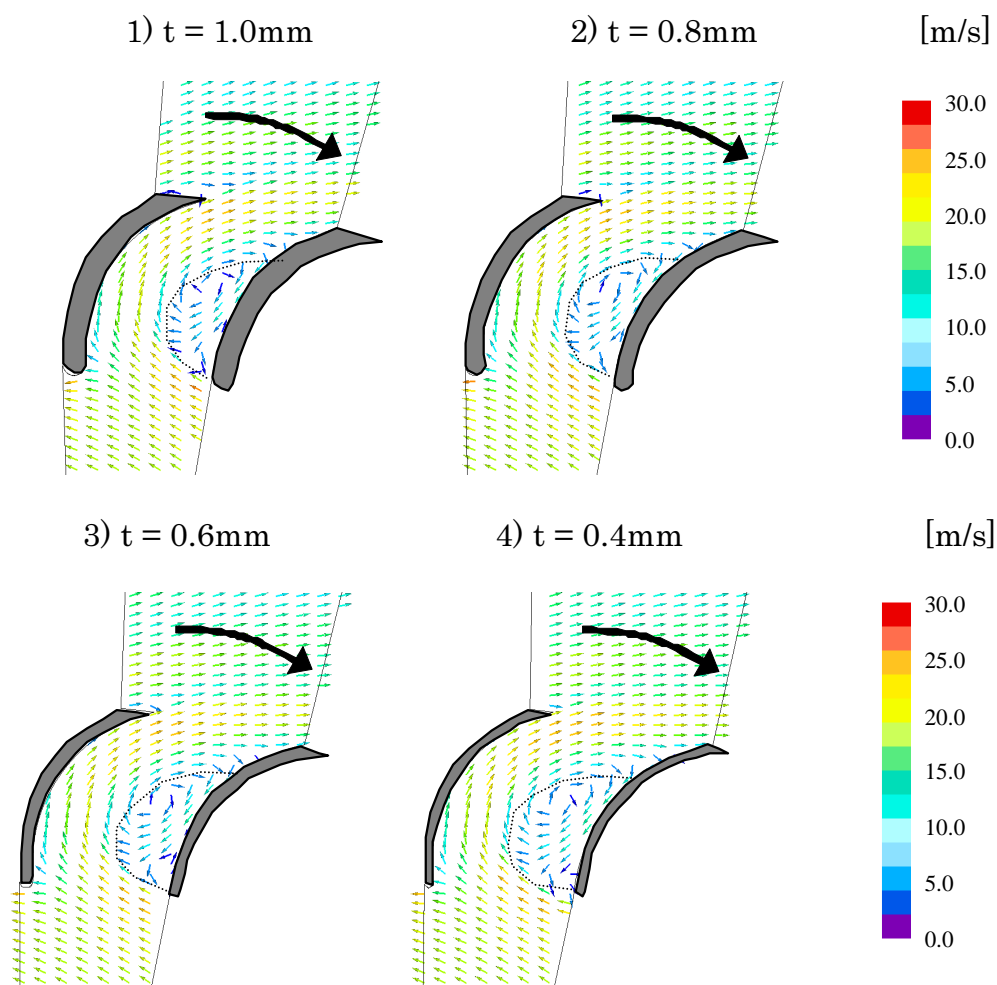


図 4.12 速度ベクトル

#### 4. 3. 3. 2. 総圧分布

図 4.13 には総圧分布の比較を示す．この図を見ると，どのファンも翼入口から出口に向けて，総圧が増加していることが確認できる．翼の厚みを薄くしていくと，はく離が大きくなっていることもあり，翼背面での負圧が増大する．また，ファン翼出口では，翼の厚み  $1\text{mm}$ （ケース 1）の後流が大きいために，総圧の勾配が増大している．これらの流速分布，総圧分布からシロッコファン内の流れの違いは確認できたが，損失がどこでどれだけ発生しているかは明確ではない．

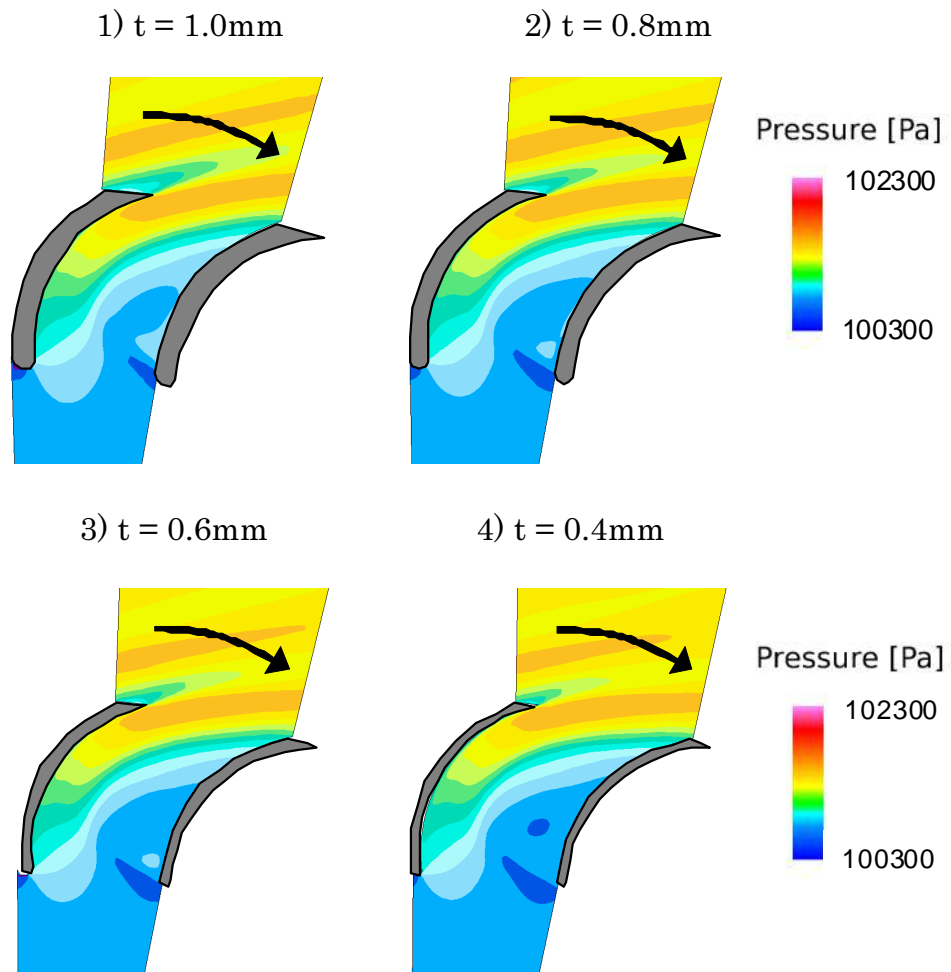


図 4.13 総圧分布

#### 4. 3. 3. 3. エネルギー散逸量分布

そこで、本研究で提案した計算式を用いて、エネルギー散逸量分布を計算した。図 4.14 に、各ケースのエネルギー散逸量の分布を示す。この図を見ると、どのケースも翼入口のはく離発生部および翼出口の後流発生部でエネルギー散逸量は大きくでている。翼の厚みを薄くしていくと、翼入口部のエネルギー散逸量は増大する一方で、翼出口部の散逸量は減少することが分かる。これは、翼の板厚が薄くなることで、翼の前縁半径が減少し、斜めから流入した流れがはく離しやすくなるためである。これにより大きな速度勾配が発生し、運動エネルギーが熱

や乱流のエネルギーに散逸する量が増大したものと考えられる．一方，翼出口の損失量が減少する理由は，板厚が薄くなると，後流の速度勾配が減少するためと考えられる．このように，エネルギー散逸量の値やその分布を見ることで，シロッコファン翼間内の損失の発生位置やその程度が具体的になり，的確な改良指針が得られる．

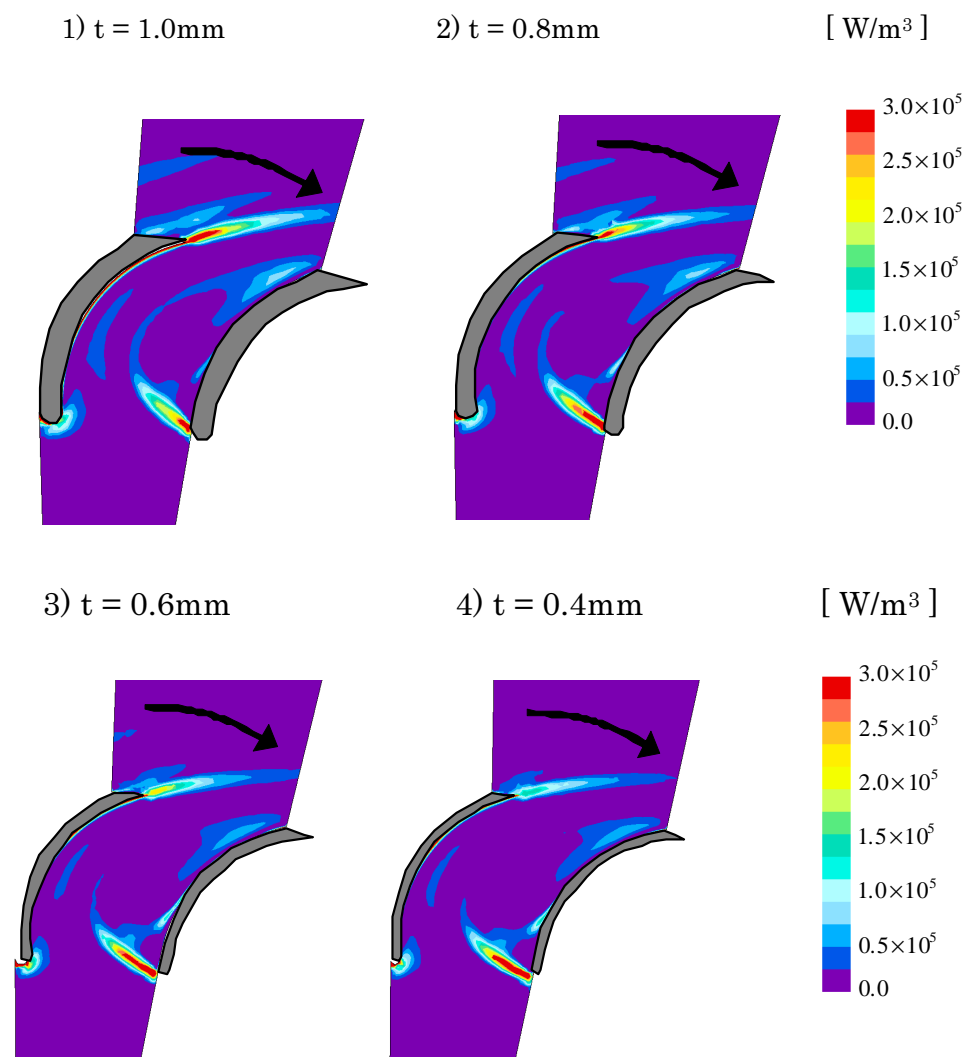


図 4.14 エネルギー散逸量分布

#### 4. 3. 3. 4. 翼間流れの各損失量の比較

翼間流れの損失量を定量的に評価するため、図 4.15 に示すようにエネルギー散逸量を以下の 4 つの領域 ((a) ~ (d)) に分けて体積積分することを考える。

##### (a) 衝突損失領域

翼入口部で、流れが翼に衝突することによる損失で、流れの急激な減速により大きな速度勾配が生じ、運動エネルギーが熱や乱れのエネルギーに散逸することにより発生する。これは、流れが翼間にスムーズに流入できないために起こり、翼に衝突する速度や面積が大きくなると、損失が増大する。

##### (b) はく離損失領域

翼前縁で、流れがはく離することによる損失で、はく離によって強いせん断層ができ、そのせん断層の大きな速度勾配により運動エネルギーが熱や乱れのエネルギーに散逸することによって発生する。これは、翼間に流入した流れが翼表面に沿って流ることができないために起こり、翼の前縁半径が小さい場合や、回転数が増加した場合に、これによる損失が増大する。

##### (c) 表面損失領域

翼表面付近の流れにおいて、粘性により運動エネルギーが熱や乱れのエネルギーに散逸することによって発生する損失である。翼間に流入する流量が多く、はく離などで速度分布に偏りができると、翼表面に沿う速度が大きくなり、これによる損失が増大する。

##### (d) 後流損失領域

翼出口部で、翼面を沿った流れがはがれることによる損失で、流れがはがれた際に強いせん断層ができ、そのせん断層の大きな速度勾配により運動エネルギーが熱や乱れのエネルギーに散逸することによって発生する。翼厚が大きく、また後縁形状の曲率が大きいほど損失は増大する。

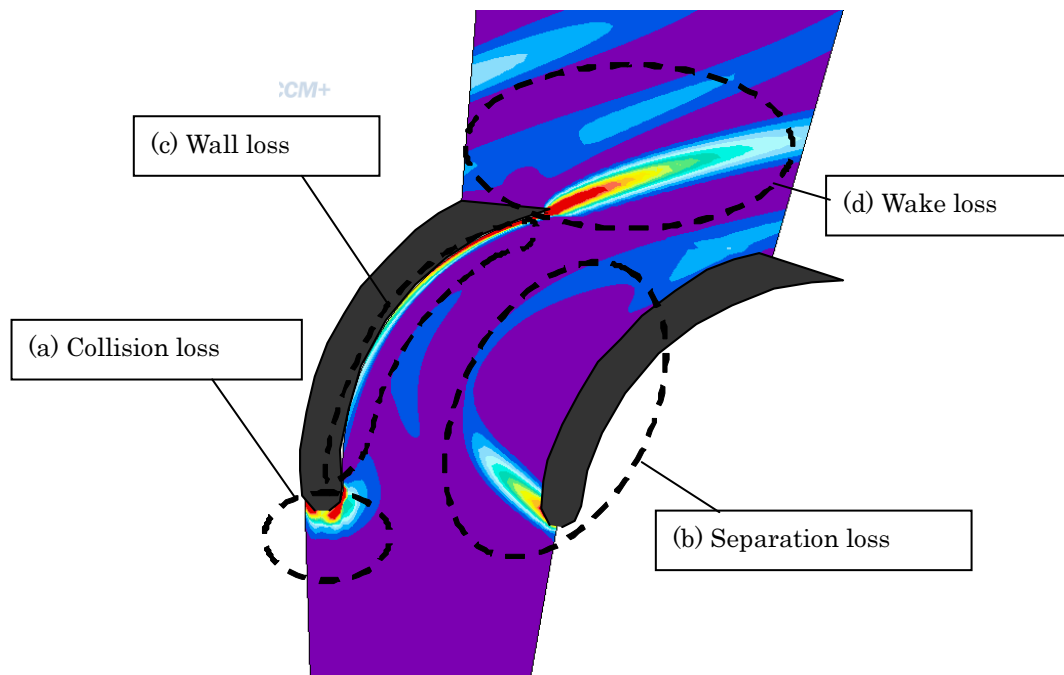


図 4.15 体積積分する領域

上記領域 (a) ~ (d) の各損失量を計算し、それらを使って、ケース 1 からケース 4 における圧力損失を比較した。その結果を図 4.16 に示す。翼の厚みを小さくするほど損失の総量は小さくなる。翼の厚み 1mm (ケース 1) に比べて、翼の厚み 0.4mm (ケース 4) は、圧力損失が約 25%減少している。内訳を見ると、領域 (b) のはく離損失と領域 (d) の後流損失が全体の約 9 割を占めてい。また、翼の厚み 1mm (ケース 1) の損失は、領域 (d) の後流損失が全体の約 4 割を占めていることがわかる。

翼の厚み 0.4mm (ケース 4) の損失が低減した理由は、領域 (b) のはく離損失が 10%増加したにもかかわらず、翼の厚み 1mm (ケース 1) の大半を占めている領域 (d) の後流損失が 50%低減したことが大きな要因である。これは、板

厚を薄くしたことにより，翼出口でのせん断層が弱まり，運動エネルギーが熱や乱れのエネルギーに散逸する量が減少したことが原因と考えられる．

今回の研究では，2次元で，かつ周方向に周期性のある流れ場に適用した場合の低減効果を調べた．本手法を実製品の3次元形状に適用した場合には，翼の高さ方向に速度分布を持つため，更に損失が増大すると考えられる．さらに，実製品では，ケーシングなどの損失が加わるため，翼間以外の損失を含めた評価が必要となる．しかしながら，エネルギー散逸量に基づく本手法は，3次元への拡張が容易であり，実製品の3次元形状に適用した場合にも，翼間での損失やスクロールの損失が定量的に分析できると思われる．

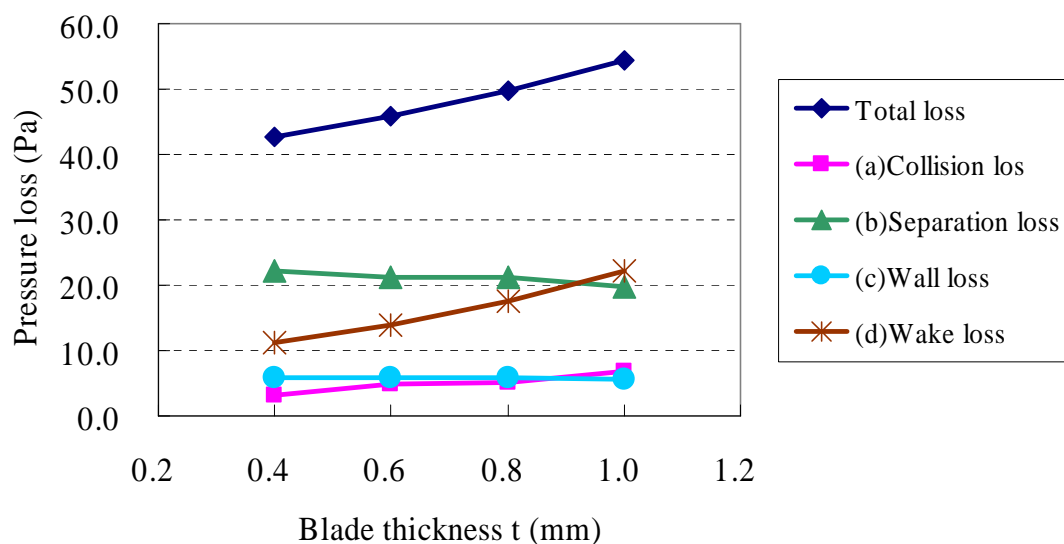


図 4.16 流動損失と翼厚みの関係 thickness

#### 4. 3. 3. 5. 回転数に対する各損失量の比較

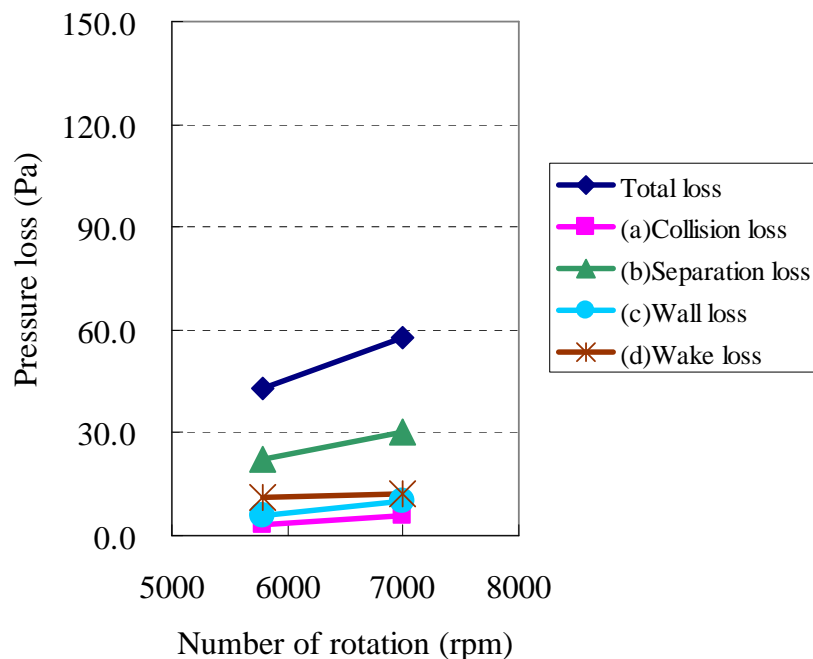
回転数に対する翼間流れの各損失量の比較を図 4.17 に示す．板厚が 1mm (ケース 1) の場合，回転数が増加すると，領域 (d) の後流損失が他の損失と比べ大幅に増加し，その結果全体の損失量が増加していることが分かる．これは，

回転数が増加すると、翼先端でははく離が増大し、それに伴い、翼間での流れが加速し、後流の強いせん断層を作るためと考えられる。

一方、板厚が 0.4mm（ケース 4）の場合、回転数が増加すると、領域（b）のはく離損失が他の損失と比べ増加し、その結果全体の損失量が増加している。これは、回転数が増加するに伴いはく離が増大し、その結果せん断層が強くなったためと考えられる。

しかしながら、板厚が薄いために、領域（d）の後流損失の増加は少なく、これにより全体の損失量の増加も少なくなっている。以上のことから、回転数の増加に伴い増加する損失の場所や量は、翼の形状に依存することが分かる。

1)  $t = 1.0\text{mm}$



2)  $t = 0.4\text{mm}$

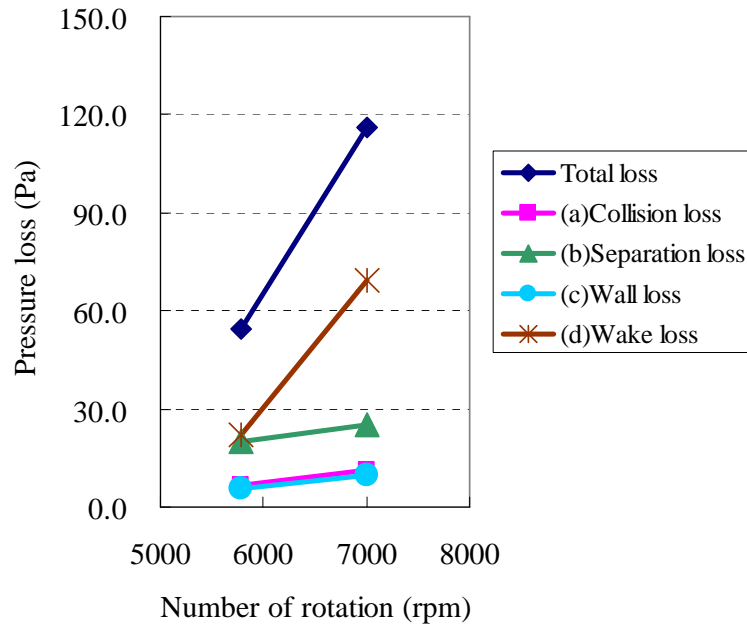


図 4.17 流動損失と回転数の関係

## 4. 4. シロッコファン全体の数値解析

### 4. 4. 1. 数値解析方法

本手法を、実製品のシロッコファン全体モデルに適用した。解析領域と仕様をそれぞれ図 4.18, 4.19 に示す。計算には、汎用熱流体解析ソフト STAR-CCM+ を用いて数値解析を実施した。境界条件は、流入部は、体積流量  $536\text{m}^3/\text{h}$  を一様の速度条件  $V_z=14.09\text{m/s}$  一定で固定し、乱れ強度を 3%として与え、流出部は大気圧の圧力条件とした。計算格子は、多面体格子を使用し、壁面近傍にはレイヤーメッシュを採用し、壁面に接するセルの  $y^+$  は最大 30 程度あり、総セル数は約 200 万である。回転座標系で 3063rpm の回転場を与えた。計算は、対流項に 2 次精度風上差分、乱流モデルに Realizable  $k\text{-}\epsilon$  モデルを使用して、非圧



縮性の定常計算を実施した。

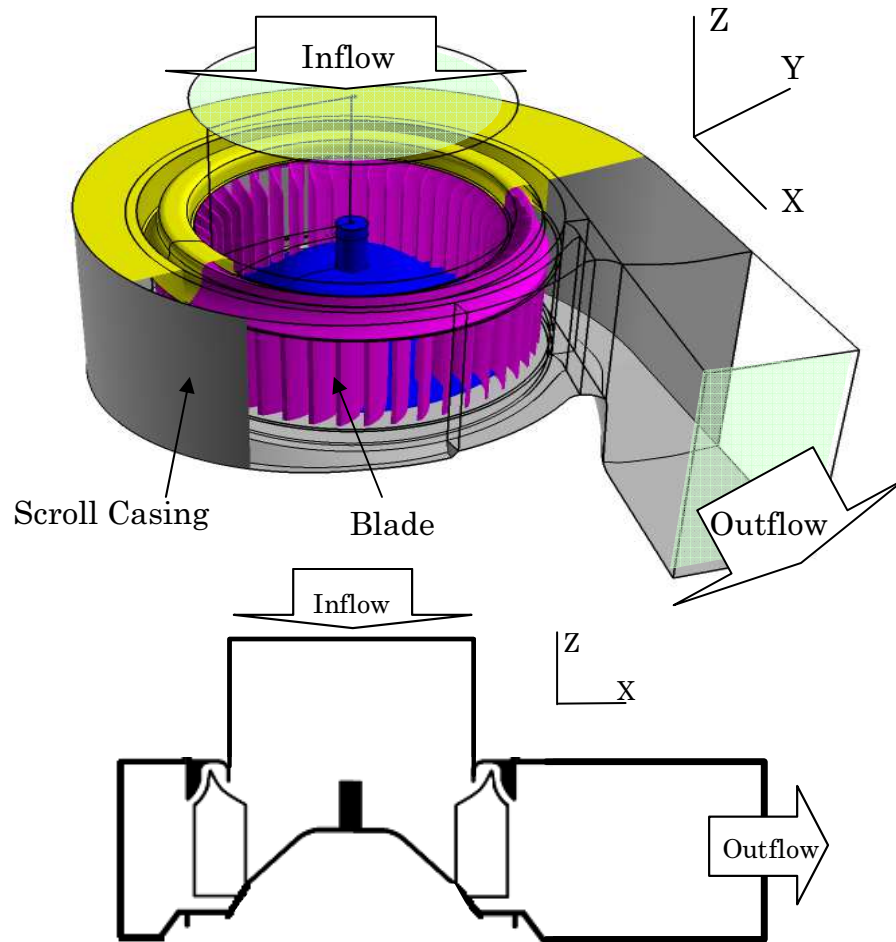


図 4.18 解析領域

表 4.19 仕様

	Sirocco fan
Blade thickness $t$	1.0 [mm]
Inner diameter $D_1$	64[mm]
Outer diameter $D_2$	80 [mm]
Number of blade	31 [-]
Inlet angle $\gamma_1$	85 [deg]
Outlet angle $\gamma_2$	160 [deg]

## 4. 4. 2. 計算結果

図 4.19 に速度ベクトル分布図，図 4.20 に総圧分布図を示す．断面位置は  $z=25\text{mm}$  である．ファン翼出口の速度は  $\theta=320\text{deg}$  付近で最大となり，総圧分布の勾配も大きくなっている．一方， $\theta=5\sim 20\text{deg}$  付近での速度は小さくなり，総圧分布の勾配も小さくなっている．しかしながら，総圧分布のみでは，どこでどれだけの損失が発生しているか評価することは困難である．

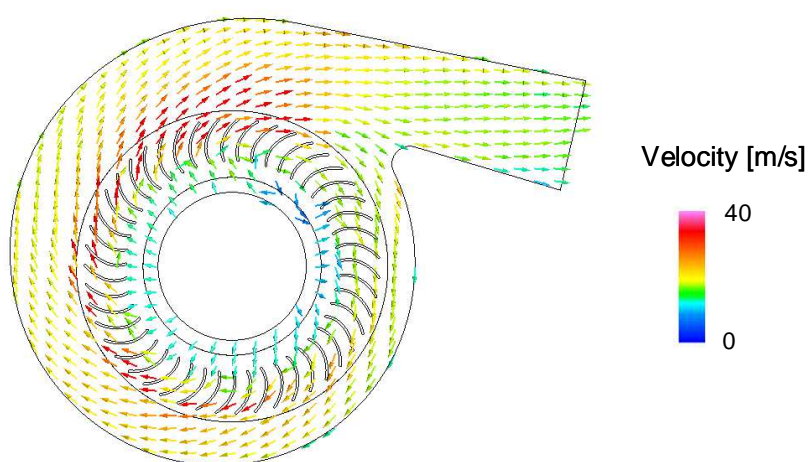


図 4.19 速度ベクトル

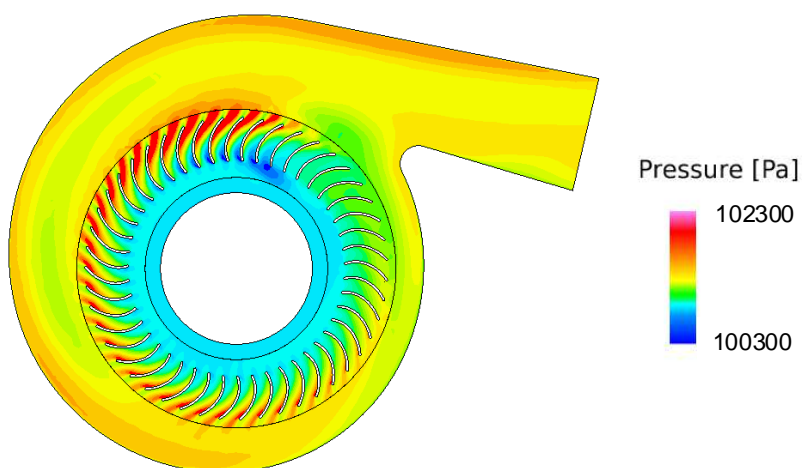


図 4.20 総圧分布

### 4. 4. 3. シロッコファンの損失発生メカニズムの考察

図 4.21 にエネルギー散逸量の等値面分布図を示す．この分布図を見ると，下記の領域のエネルギー散逸量が大きいことが分かる．

(a)  $\theta=140\sim 320\text{deg}$  の翼間内

この損失は，翼前縁のはく離や翼後縁の後流によって強い速度せん断層が形成され，そのせん断層の大きな速度勾配により運動エネルギーから熱や乱流運動エネルギーに散逸することで発生する．速度の大きい  $\theta=320\text{deg}$  付近で最も損失が増大したと考えられる．

(b) スクロールケースの壁面近傍

この損失は，スクロールケース表面付近の流れにおいて，粘性により運動エネルギーが熱や乱流運動エネルギーに散逸することによって発生する．流れがスクロール内で加速しており， $\theta=140\text{deg}$  以降で損失が増大している．

(c) ファンシュラウド舌部近傍

この損失は，翼後縁の後流がファンシュラウド舌部を通過する際に，淀み部での高圧の影響で，流れが減速し，その大きな速度勾配により運動エネルギーから熱や乱流運動エネルギーに散逸することで発生した．

更に，定量評価するために，図 4.22 に各領域に分けて損失量の割合を示した図を示す．シロッコファン全体流れでは，ファン翼間とスクロール表面の損失が全体の 7 割以上を占めていることが分かった．

ファン翼間の損失低減には，翼前縁に丸みを持たせたり，翼厚を薄くするなど，速度せん断層の速度勾配を小さくすることが有効である．スクロール表面の損失低減には，スクロールの流量面積を拡大するなど，スクロール表面の速度を小さくすることが有効である．

また、ファンシュラウド舌部の損失も全体の約 1 割を占めている。この損失低減には、翼厚を薄くすることで後流の速度せん断層の速度勾配を小さくしたり、舌部をファン翼出口から離すことで急激な速度勾配を抑制することが有効である。このシュラウド舌部付近の改良により、損失低減と騒音低減の同時効果が期待できる。

このように、損失発生メカニズムを解明したことで、どこをどのように改良すればよいかの設計指針が得られやすくなった。

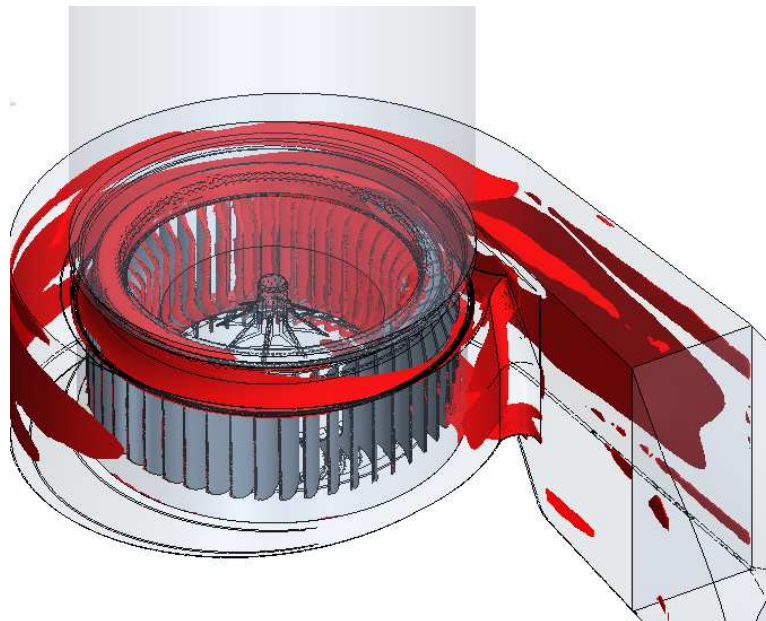


図 4.21 エネルギー散逸量の等値面分布

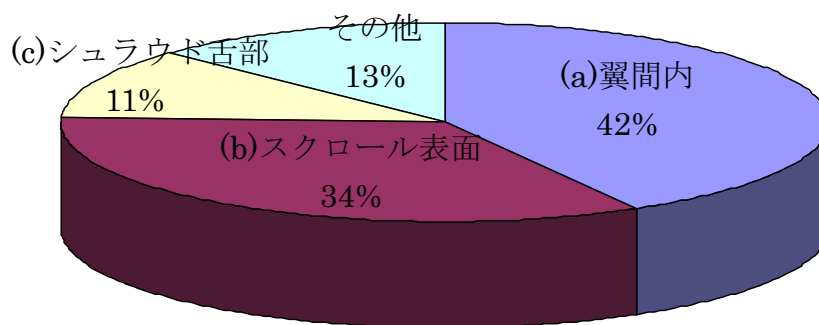


図 4.22 各領域のエネルギー損失割合

## 4. 5. 本章の結論

シロッコファン流れの流動損失の発生メカニズムを解明するために，エネルギー散逸量を利用して，損失評価値を定量的に調べる方法を開発した．これにより，シロッコファンの翼間流れでは，翼前縁のはく離による損失と翼後縁の後流による損失が支配的であることが明らかになった．

また，シロッコファン実機に本手法を適用したことで，翼間内やスクロール表面の損失が全体の7割以上を占めていることが分かった．更に，シュラウド舌部付近の損失が全体の約1割を占めていることが分かり，舌部付近の改良によっても損失低減に寄与することが分かった．

## 第5章 結論

本研究は、シロッコファンにおける騒音発生メカニズムを解明することを目標として着手した。

まず、第2章では、速度変動と騒音発生との関係を実験的に調査し、数値解析で可視化することで、離散周波数騒音の発生メカニズムを考察した。これにより、騒音発生には、音波によるフィードバック機構が寄与しており、そのときの音源は、楔先端からの渦と後流渦との干渉であることが明らかになった。

続いて、第3章では、シロッコファン実製品を用い、速度変動と騒音発生との関係を実験的に調査し、数値解析で可視化することで、広帯域騒音の発生メカニズムを考察した。これにより、騒音発生には、ファンシュラウド舌部付近の圧力変動が寄与しており、そのときの音源は、舌部通過時のファン翼出口の広帯域の速度変動であると推定した。この速度変動の発生は、ファンシュラウド舌部を通過した際、淀み部で高圧になることで、流れがせき止められ、拡散することで起こることが明らかになった。

第4章では、シロッコファン流れの流動損失の発生メカニズムを解明するために、エネルギー散逸量を利用して、損失評価値を定量的に調べる方法を開発した。これにより、シロッコファンの翼間流れでは、翼前縁のはく離による損失と翼後縁の後流による損失が支配的であることが明らかになった。また、シロッコファン実機に本手法を適用したことで、翼間内やスクロール表面の損失が全体の7割以上を占めていることが分かった。また、シュラウド舌部付近の損失が全体の約1割を占めていることが分かり、この舌部付近を改良することで、損失低減の寄与が期待できることが分かった。

以上のように，シロッコファン流れの複雑な騒音発生および流動損失の発生メカニズムを解明することができた．また，設計ツールとして，複雑な製品形状での流れから発生する流動損失を定量的に評価できる手法を開発することができた．

今後は，本研究成果をシロッコファン以外の送風機や様々な空調機器に適用することにより，種々の空力騒音の発生現象を解明できるものと期待される．

# 参考文献

- (1) 御法川学, “遠心送風機の低騒音化の現状”, 騒音制御, Vol. 27, No. 5 (2003), pp. 324-330.
- (2) 杉山勝彦, 土居俊一, 小笠原武夫, “急拡大ノズルの空気噴出騒音 (第 2 報, 騒音の発生機構)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 49, No. 443 (1983), pp. 1427-1433.
- (3) 宮越勝美, 羽二生博之, “ノズル内の二次元物体によって励起された二次元噴流の過渡特性”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 66, No. 649 (2000), pp. 42-48.
- (4) 阿部和樹, 木村元昭, 宮城徳誠, “B219 音響励起と二次フィルム流を用いた噴流制御に関する研究”, 可視化情報学会誌, Vol. 25, No. 2 (2005), pp. 299-302.
- (5) 倉澤英夫, 羽田喜昭, “外部音波による円形噴流せん断層のかく乱への影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 73, No. 732 (2007), pp.1620-1628.
- (6) 飯田明由, 小久保あゆみ, 塚本裕一, 本田拓, 横山博史, 貴島敬, 加藤千幸, “ドアミラーから放射される空力・音響フィードバック音の発生条件”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 73, No. 732 (2007), pp. 1637-1646.
- (7) 小熊信慶, 飯田明由, 小久保あゆみ, “空力音源探査のためのドアミラー表面流れの可視化”, 可視化情報学会誌 Vol. 25, No. 2 (2005), pp. 189-192.
- (8) 功能郁生, 深野徹, “長方形スリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音の研究: 第 1 報, 笛音の発生条件”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 60, No. 569 (1994), pp. 133-140.
- (9) 功能郁生, 深野徹, “長方形スリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音の研究: 第 2 報, 騒音発生と速度場の諸特性との関係”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 60, No. 574 (1994), pp. 2030-2037.
- (10) 功能郁生, 深野徹, “長方形スリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音の研究: 第 3 報, スリット口の端板の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 61, No. 591 (1995), pp. 4046-4053.
- (11) 児玉好雄, 林秀千人, 佐柳恒久, 木下歓治郎, “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間の距離, ベルマウス出口形状およ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.



- (12) 川崎真俊, 北爪三智男, 平原裕行, “多翼送風機の翼形状が送風性能と騒音に及ぼす影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 773 (2011), pp.96-105.
- (13) 畠山真, 児玉好雄, 佐々木壮一, 林秀千人, 後藤健一, “二重翼列遠心ファンの空力特性と騒音特性に関する実験的研究”, ターボ機械協会, Vol. 30, No. 2 (2002), pp. 91-98.
- (14) 川橋正昭, 細井健司, 平原裕行, 大林寛生, 佐藤章弘, 山口智弘, 北爪三智男, 菅原勉, “単純化された遠心ファンケーシング舌部近傍の流れの可視化計測”, 可視化情報学会誌, Vol. 20, No. 1 (2000), pp. 83-86.
- (15) 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”, 可視化情報学会誌, Vol. 26, No. 7 (2006), pp. 69-73.
- (16) 酒井康彦, 加藤高章, 森口優, 酒井雅晴, 伊藤功治, 三石康志, 長田孝二, 久保貴, “自動車用空調シロッコファンの発生騒音機構に関する研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 74, No. 748 (2008), pp. 2552-2559.
- (17) 石原健, 佐伯尚文, 大野陽男, 二宮尚, 杉山均, “火花追跡法によるシロッコファン翼間気流の可視化計測”, 可視化情報学会誌, Vol. 24, No. 1 (2004), pp. 73-76.
- (18) 児玉好雄, 荻野和郎, 林秀千人, 高口剛, 大森和也, “スクロールレス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. 69, No. 677 (2003), pp.67-74.
- (19) 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.
- (20) 笹島知佳, 川口清司, “小型軸流ファンにおける翼周り流れの数値解析”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 774 (2011), pp.255-263.
- (21) 川崎真俊, 北爪三智男, 平原裕行, “多翼送風機の翼形状が送風性能と騒音に及ぼす影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 773 (2011), pp.96-105.
- (22) 伊藤孝宏, 御法川学, 長松昭男, 鈴木昭次, “小型軸流ファンの性能と騒音に関する実験的研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 72, No. 715 (2006), pp.670-677.
- (23) 岩瀬拓, 杉村和之, 旦野太郎, “小型軸流ファンの効率改善に関する研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 75, No. 757 (2009-9), pp.26-32.
- (24) 吉川明宏, 甲村圭司, 近藤義貴, 中村佳朗, “エネルギー散逸量による圧力損失の評価方法について”, 自動車技術会論文集, Vol. 38, pp.271-274.

- (25) van Leer, B., "Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme IV, A New Approach to Numerical Convection", *Journal of Computational Physics*, 23, 1977, pp.276-299.
- (26) Anderson, W.K., Thomas, J. L., and van Leer, B., "Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations", *AIAA Journal*, 24, 1986, pp.1453-1460.
- (27) P. L. Roe. "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes", [\*Journal of Computaional Physics\*](#), 43, 1981, pp.357-372.
- (28) B. van Leer, "Flux Vector Splitting for the Euler Equation", *Lecture Notes in Physics*, Eighth International Conference of Numerical Methods in Fluid Dynamics, Springer-Verlag, 170, 1981, pp.507-512.
- (29) 藤井孝蔵, "流体力学の数値計算法", 東京大学出版会, 1994.
- (30) S. Yoon, A. Jameson, "Lower-Upper Symmetric Gauss Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations", *AIAA Journal*, 26, 1988, pp.1025-1026.
- (31) S. Yoon, D. Kwak, "Implicit Navier-Stokes Solver for Three-Dimensional Compressible Flows", *AIAA Journal*, 30, 1992, pp.2653-2659.
- (32) A. Jameson, "Time Dependent Calculations Using Multigrid with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings", *AIAA 10<sup>th</sup> Computational Fluid Dynamics Conference*, 1991.
- (33) Beam, R. M. and Warming, R. F., "An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal*, 16, 1976, pp.393-402.
- (34) P. D. Thomas and C. K. Lombard, "Geometric Conservation Law and Its Application to Flow Computations on Moving Grids", *AIAA Journal*, 17, 1979, pp.1030-1037.
- (35) Coles, D., "The law of the wake in the turbulent boundary layer", [\*Journal of Fluid Mechanics\*](#), Vol.1, No, 2 (1956), pp. 191-226.
- (36) Cebeci, T, and Smith, A. M. O., "Analysis of Turbulent Boundary Layers", *Academic Press*, New York, 1974, pp.329-370.
- (37) Yohan J., and Jehyun B., "A numerical study on the unsteady flow behavior and the performance of an automotive sirocco fan", *Journal of Mechanical Science ad Technology* 22(2008), pp.1889-1895.

- (38) Tsutomu Adachi, Naohiro Sugita, and Yousuke Yamada, "Study on the Performance of a Sirocco Fan(Flow Around the Runner Blade)", *Internatinonal Journal of Rotating Machinery*, 10, 2004, pp.415-424.
- (39) Shun-Chang Yen, and Jung-Hsuan Liu, "PIV Measurements of Exit Flow Field of Centrifugal Fans with Conditional Sampling", *Journal of Marine Science and Technology*, Vol.15, No.3, 2007, pp. 232-240.
- (40) Soichi Sasaki, and Hidechito Hayashi, "Application of Wake Characteristics to Prediction of Broadband Noise of a Multiblade Fan", *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 3, No. 6, 2008, pp. 814-825.
- (41) Yong Cho, Young J. Moon, "Discrete Noise Prediction of Variable Pitch Cross-Flow Fans by Unsteady Navier-Stokes Computations", *Journal of Fluids Engineering*, vol. 125, 2003, pp. 543-550.
- (42) Yasuhiro Sakai, Tkaaki Kato, Yuu Moriguchi, Masaharu Sakai, Kouji Ito, Yasushi Mitsuishi, Kouji Nagata, and Takashi Kubo, "On Static Pressure Fluctuation between Sirocco Fan Blades in a Car Air-Conditioning System", *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 3, No. 6, 2008, pp. 796-804.
- (43) Souichi Sasaki, Yoshio Kodama, and Makoto Hatakeyama, "Influence of Karman Vortex Streer on Broadband Frequency Noise Generated from a Multiblade Fan", *JSME International Journal, Series B*, Vol. 49, No. 3, 2006, pp.678-685.
- (44) Kwang-Yong Kim, and Seoung-Jin Seo, "Application of Numerical Optimization Technique to Design of Forward-Curved Blades Centrifugan Fan", *JSME International Journal, Series B*, Vol. 49, No. 1, 2006, pp. 152-158.
- (45) Kazuyoshi Nishihara, Yusuke Nakahara, Charles W. Knisely, and Manabu Iguchi, "Relationship between Internal Flow and Fan Noise of Cross Flow Fan", *Journal of JSEM*, Vol. 10, Special Issye, 2010, pp. 7-12.
- (46) Kazuyoshi Nishihara, Charles W. Knisely, Yusuke Nakahara, and Manabu Iguchi, "Study of Noise Reduction in Cross Flow Fans with Annular Bands", *Journal of JSEM*, Vol. 9, Special Issue, 2009, pp. 25-29.
- (47) Yong-Goo Joe, Jae-Eung Oh, You-Yub Lee, Choong-Hwi Lee, and Hyoun-Jin Sim, "Noise Reduction of the Engine Cooling Fan Used in Large Bus", *JSME International Journal, Series C*, Vol. 47, No. 1, 2004, pp. 321-326.

- (48) Hyoung Mo Koo, "Discrete Frequency Noise Reduction of the Cross-Flow Fan of the Split Type Room Air-Conditioners Using the Skewed Stabilizers", *JSME International Journal, Series C*, Vol. 43, No. 1, 2000, pp. 104-109.
- (49) Takahiro Ito, Gaku Minorikawa, Akio Nagamatsu, and Shoji Suzuki, "Experimental Reserch for Performance and Noise of Small Axial Flow Fan", *Journal of Environment and Engineering, Series B*, Vol. 72, No. 715, 2006, pp. 670-677.
- (50) Yutaka Ohta, Eisuke Outa, and Kiyohiro Tajima, "Characteristics of the Blade-Passing Frequency Noise of a Centrifugal Fan, and a Method for Noise Reduction", *JSME international Journal, Ser. 2*, Vol. 32, No. 2, 1989, pp. 199-209.
- (51) Choon-Man Jang, Masato Furukawa, and Masahiro Inoue, "Noise Reduction by Controlling Tip Vortex in a Propeller Fan", *JSME International Journal, Series B*, Vol. 44, No. 4, 2001, pp. 748-755.
- (52) Mitsuru Ikeda, and Takeshi Mitsumoji, "Evaluation Method of Low-Frequency Aeroacoustic Noise Source Structure Generated by Shinkansen Pantograph", *Quarterly Report of RTRI*, Vol. 49, No. 3, 2008, pp. 184-190.
- (53) Yoichi Nakazono, Shunji Aoki, and Sayam Saguanrum, "Near-Field Acoustic Characteristics of Underexpanded Jets from Notched Nozzles", *Journal of JSEM, Special Issue*, vol. 11, 2011, pp. 47-52.
- (54) Mitsuru Ikeda, and Takeshi Mitsumoji, "Numerical Estimation of Aerodynamic Interference between Panhead and Articulated Frame", *Quarterly Report of RTRI*, Vol. 50, No. 4, 2009, pp. 227-232.
- (55) Hiroshi Yokoyama, and Chisachi Kato, "Fluid-Acoustic Interactions in Acoustic Radiation in Turbulent Cavity Flows", *Journal of Environment and Engineering*, Vol. 6, No. 1, 2011, pp. 90-106.
- (56) Samir Ziada, "Control of Fluid-Structure-Sound Interaction Mechanisms by Means of Synthetic Jets", *JSME International Journal Series C Mechanical Systems, Machine Elements and Manufacturing*, Vol. 46, No. 3, 2003, pp. 873-880.
- (57) Yuta Kawai, Yoshiyuki Tsuji, Yutaka Kukita, "Vortical Structures in High-Reynolds-Number Jet Indication Edgetone Oscillation", *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 2, No. 3, 2007, pp. 665-678.

- (58) 飯田明由, “自動車の空力音について”, 日本風工学会誌, Vol. 36, No. 3 (2011), pp.250-257.
- (59) Takahiro Kiwata, Shigeo Kimura, Nobuyoshi Komatsu, Hiroaki Murata, and Young Hoon Kim, “Flow Characteristics of a Plane Jet with an Extended Lip-Plate and Serrated Tabs”, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 4, No. 2, 2009, pp. 268-278.
- (60) Takahide Nouzawa, Ye Li, Naohiko Kasaki, and Takaki Nakamura, “Mechanism of Aerodynamic Noise Generated from Front-Pillar and Door Mirror of Automobile”, Journal of Environment and Engineering, Vol. 6, No. 3, 2011, pp. 615-626.

# 謝辞

本博士論文は、名古屋大学工学研究科航空宇宙工学専攻 中村佳朗教授のご指導のもとで作成しました。本研究にあたり、終始熱心にご指導していただきました中村佳朗教授に心から感謝いたします。博士論文をまとめるにあたり、佐宗章弘教授（工学研究科航空宇宙工学専攻）、石井克哉教授（情報科学科情報システム学専攻）、森浩一准教授（工学研究科航空宇宙工学専攻）には、副査を務めていただきました。ここに感謝いたします。

特に、中村佳朗教授には、2004年に弊社デンソーテクノとの共同研究を開始してから10年もの長い間お世話になり、研究を継続する上で、精神面の支えとなってくれました。言葉で表せないほど感謝しております。

また、著者の社会人ドクター入学のきっかけを与えて頂き、研究のための時間と費用の会社負担を許して頂いた木村英之氏（デンソーテクノ システム機器事業部 部長）、著者を共同研究者としてのきっかけを与えて頂き、共に研究を企画・推進した吉川明宏氏（同 経営企画部 室長）、著者と同職場で共に研究活動をおこなった村井和彦氏、日根野豪氏、小野田良子氏には、深く感謝しております。

社会人ドクターとして、仕事をしながらの研究活動ということで時間の制限もありましたが、企業が抱える複雑な技術課題に関する挑戦的な研究テーマに取り組み、研究室の学生をはじめ様々な方に支援していただくことで、研究成果を博士論文としてまとめることができました。

最後に、筆者の家族に感謝します。博士後期過程入学から3年間の長きにわたり妻は著者を支えてくれました。息子の優・朔は著者を笑顔で励ましてくれ

ました。また両親は著者の博士号取得のチャレンジにとっても喜んでくれました。  
ここに感謝します。その他多くのここで名前を挙げていない研究室の関係者の  
皆様方、温かく見守って下さいました職場の皆様方に、この場を借りて御礼  
申し上げます。

2014 年 1 月 甲村圭司

# 研究業績

## 原著論文

- ① 甲村圭司, 中村佳朗, 平板と楔による狭い隙間流れから発生する離散周波数騒音について, 日本機械学会論文集(B編), 79巻804号(2013-8), pp.1489-1499, 2013
- ② 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), 79巻804号(2013-8), pp.1514-1523, 2013

## 国際会議

K.Koumura, T.Hineno, H.Yasuda, M.Ito, Y.Nakamura, The Relation between Flow Fluctuations and Aerodynamic Noise in a Sirocco Fan, 4th International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows, ICJWSF2013, September 17-21, 2013, Nagoya, Japan, (CD-ROM)