

空気調和機の空力騒音源に関する研究

山田, 彰二

<https://doi.org/10.15017/1785408>

出版情報 : 九州大学, 2016, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 : 全文ファイル公表済

博士論文

空気調和機の空力騒音源に関する研究

山田 彰二

目次

第1章 緒論.....	1
1.1 研究の背景と目的	1
1.2 従来の研究	2
第2章 音響透過性多孔質材料を用いた空力騒音の実験.....	10
2.1 緒言.....	10
2.2 風洞の特性	10
2.3 測定部の音響特性	12
2.3.1 Y方向の距離減衰特性	12
2.3.1.1 実験装置および測定方法.....	12
2.3.1.2 実験結果および考察.....	13
2.3.2 X-Z平面内における音圧分布.....	18
2.3.2.1 実験装置および測定方法.....	18
2.3.2.2 実験結果および考察.....	19
2.4 モデル実験による音場と流れ場の考察	24
2.4.1 実験装置および測定方法	24
2.4.2 実験結果および考察	24
2.4.2.1 発生音のスペクトル.....	24
2.4.2.2 流速変動と空力音の相関	26
2.4.2.3 後流の平均流速分布	30
2.4.2.4 後流の乱れ度分布	32
2.5 結言.....	33
第3章 二次元構造物から発生する空力騒音の低減指針.....	34
3.1 緒言.....	34
3.2 実験装置および測定方法.....	34
3.3 円柱の傾斜角と空力音	36
3.3.1 空力音のスペクトル	36
3.3.2 ピーク周波数への影響.....	39
3.3.3 空力音発生量への影響	42
3.4 角柱の迎え角と空力音	45
3.4.1 発生音のスペクトル	45

3.4.2	ピーク周波数への影響.....	48
3.4.3	空力音発生量への影響.....	51
3.5	結言.....	54
第4章	熱交換器から特定の周波数で発生する空力騒音.....	55
4.1	緒言.....	55
4.2	実験装置および測定方法.....	56
4.3	製品用熱交換器を用いた実験結果と考察.....	58
4.4	熱交換器の拡大モデルを用いた乱れ度の時刻歴挙動.....	62
4.5	結言.....	66
第5章	クロスフローファンの音源探査.....	67
5.1	緒言.....	67
5.2	実験装置および方法.....	67
5.2.1	供試羽根車と測定系.....	67
5.2.2	計測手法.....	70
5.3	実験結果と考察.....	71
5.4	数値解析による音源考察.....	79
5.4.1	数値解析法.....	79
5.4.2	等価音源項モデル.....	80
5.4.3	音源の考察.....	82
5.4.3.1	ケーシング壁面の圧力変動.....	82
5.4.3.2	スタビライザー壁面の圧力変動.....	87
5.4.3.3	翼の揚力変動.....	92
5.4.3.4	音源強度の比較.....	94
5.5	結言.....	95
第6章	多翼ファンの騒音源と内部流れの考察.....	96
6.1	緒言.....	96
6.2	音源探査.....	96
6.2.1	実験方法.....	96
6.3	流れ場の考察.....	101
6.3.1	解析方法.....	101
6.3.2	実験方法.....	102

6.3.3 実験結果と解析結果および考察	104
6.4 結言	115
第7章 結論	116
参考文献	118
付録	122
謝辞	123

第1章 緒論

1.1 研究の背景と目的

快適な生活空間の創造に向け、空気調和機は人々の生活に欠くことのできないものとなっている。また、世界的には猛暑の影響で多くの人命が奪われた記憶も新しく、空気調和機能と地球環境保全を両立する技術として、省エネ性の高いヒートポンプ空調が世界的に広がりを見せている。ヒートポンプ空調では熱交換器を介して冷媒と空気の間で積極的な熱交換を行うため、ファンによる気流生成が行われる。この気流によって発生する空気調和機の空力騒音を低減することが、静粛な居住空間の実現や省エネ性能の向上に欠かせない技術課題となっている。空気調和機から発生する空力騒音の低騒音化は1970年代の基礎的研究^{(1),(2),(3),(4)}をもとに1980年代以降、家電機器の低騒音化ブームにのって進展した。さらに1990年代後半からは京都議定書の採択を契機に地球温暖化防止の具体的行動指針である消費電力の削減に向けた省エネ製品の開発が各国の環境規制に対応して進められている。空力騒音は物体の振動によって発生する振動騒音と区別して扱われることが多く、空気調和機の性能支配因子である風量に直接的な影響を及ぼす。空気調和機の代表的な空力騒音源にはモーターステイやファングリル、熱交換器などのユニットを構成する構造物、気流を生成するファンなどがある。

モーターステイやファングリルは円柱、角柱などの二次元的な柱状体で構成されることが多く、強度、防振性、成型性などの機能設計段階での低騒音化の設計指針が無いために設計の手戻りの要因ともなっている。また、最小のユニットサイズで最大の空気調和能力を得るため、熱交換器とファンは近接して組み込まれる。このとき、しばしば弱い笛音のような異音が発生することがある。騒音源は聴感上も明らかにファンと近接した部分の熱交換器が音源であることがわかるが、その発生条件が明確でなく試行錯誤の対策が行われる。ファンは風量、昇圧量などの一次機能と寸法、回転数などの制約を考慮して比較的容易に基本設計できる。さらに既知の形状と特性データがあれば、詳細に設計するまでもなく相似則による性能予測も可能であり、汎用的な流体解析ソフトや最適化手法を用いて設計する方法も実用化が進んでいる。しかしながら、発生する空力騒音を定量的に把握する手法は確立されておらず、未だ数多くの試作と評価を繰り返す必要がある。図1.1に示すようにファン騒音の発生原因はいくつかに分類されて説明されているが、回転場内の非定常な流れ場を捉えるのが困難で、現象の解明と対策、定量的予測には詳細で高精度な計測技術や解析技術が必要となる。また、機器での使用条件、組込み状況などに応じて騒音の発生状況も変化するため、研究開発での検討手法に加えて設計現場でも活用可能な音源把握手法の構築が望まれている。

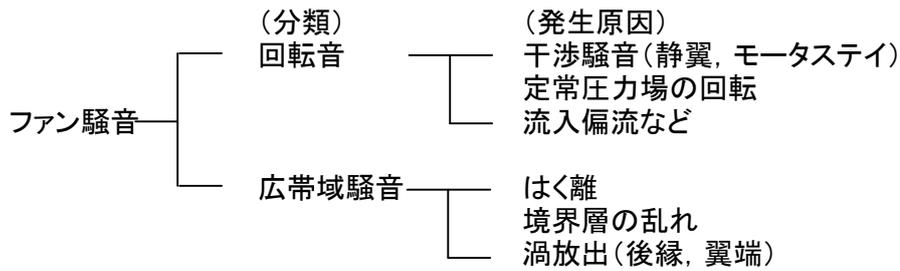


図 1.1 ファン騒音の分類

以上のような背景を踏まえ、本研究では空気調和機の主要な空力騒音源について以下の検討を実施する。まず、モータステイなどの二次元柱状体から発生する空力騒音を実験的に定量評価し、低騒音設計の指針構築を目指す。また、熱交換器から発生する耳障りな空力騒音を基礎実験で再現し、その発生条件を明確にすることで騒音対策法を検討する。次に、空気調和機に用いられる代表的なファン形態であるクロスフローファンと多翼ファンを対象に実験的、解析的な音源探査を実施し、騒音対策に向けた的確な音源位置の把握を試みる。なお、空力騒音の現象把握のための実験では対象とする流れ場と音場の同時計測が必要であり、本研究では音響透過性多孔質材料を活用することで、この課題の克服を図る。

1.2 従来の研究

空力騒音に関する研究の基礎となっている Lighthill の理論⁽⁵⁾⁽⁶⁾ は空気中の部分的な乱流領域から発生する音を扱ったものである。これは非定常圧縮性流体についての連続の式と運動量保存の式から導かれる。この理論は Curle⁽⁷⁾ , Powell⁽⁸⁾ , Ffowcs-Williams⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ , Howe⁽¹¹⁾らによって発展させられ、流れの中に固体壁が存在する身近な空力音の現象を考慮できるまでになった。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial y_j} = 0 \quad (1-1)$$

運動量保存の式

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial y_j} \right) = - \frac{\partial}{\partial y_j} (p - \tau_{ij}) \quad (1-2)$$

$$\tau_{ij} \equiv \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial y_j} + \frac{\partial u_j}{\partial y_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \text{div} \mathbf{u} \right)$$

τ_{ij} は粘性係数を μ とした粘性応力テンソルである. 式(1-1)に u_i をかけて, 式(1-2)に加えて整理すると, 次の Lighthill 方程式が得られる.

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (1-3)$$

$$T_{ij} \equiv \rho u_i u_j + \delta_{ij} \{ (p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0) \} - \tau_{ij}$$

ここで, ρ :密度, t :時間, c_0 :静止流体中の音速, y_j :空間座標, u_j :速度, p :圧力である. 式(1-3)の左辺は静止媒体中の音の伝播を表す波動方程式である. 右辺は音の発生や屈折, 散逸などの効果を含んだ音源項を示しており, T_{ij} は Lighthill の音響応力テンソルと呼ばれる.

次式を満足する Green 関数

$$\frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - t')$$

$$G = \frac{\delta(t' - \tau)}{4\pi r} \quad (1-4)$$

$$\tau = t - \frac{r}{c_0}$$

$$r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$$

を用いて整理すると, 式(1-3)の解は次のようになる. r は音源点 \mathbf{y} と観測点 \mathbf{x} の距離である.

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_V \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij} dy dt' \quad (1-5)$$

$$+ \int_{-T}^T \int_S \left\{ G \left(\frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{u_n}{c_0^2} \frac{\partial \rho}{\partial t'} \right) - \rho \left(\frac{\partial G}{\partial n} + \frac{u_n}{c^2} \frac{\partial G}{\partial t'} \right) \right\} dS dt'$$

u_n :固体表面上の垂直ベクトルである. 式(1-5)を整理すると,

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_V \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij} dy dt' \quad (1-6)$$

$$+ \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_S \left\{ \frac{\partial G}{\partial y_i} (-p \delta_{ij} + \tau_{ij}) n_j - \rho u_n \frac{\partial G}{\partial t'} \right\} dS dt'$$

式(1-6)の積分に自由空間の Green 関数を用いると,

$$\begin{aligned}
p(\mathbf{x}, t) &= c_0^2 \rho(\mathbf{x}, t) \\
&= \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} \int_{-T}^T \int_V \frac{\delta(t' - \tau)}{4\pi r} T_{ij} dy dt' \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial y_i} \int_{-T}^T \int_A \frac{\delta(t' - \tau)}{4\pi r} (-p\delta_{ij} + \tau_{ij}) n_j dS dt' \\
&\quad + \int_{-T}^T \int_A \frac{\rho u_n}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial t'} \delta(t' - \tau) dS dt'
\end{aligned} \tag{1-7}$$

が得られ, $T \rightarrow \infty$ とし, $\frac{\partial G}{\partial y_i} = -\frac{\partial G}{\partial x_i}$ が成り立つので

$$\begin{aligned}
p(\mathbf{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{4\pi r} [T_{ij}] dv - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_A \frac{1}{4\pi r} [p\delta_{in} - \tau_{in}] dS \\
&\quad + \int_A \frac{1}{4\pi r} \left[\frac{\partial \rho u_n}{\partial t} \right] dS
\end{aligned} \tag{1-8}$$

となる. この式は Curle の解と呼ばれ, $dv = d\mathbf{y}$, $[]$ は遅延時間 $\tau = t - r/a_0$ における値である. 式(1-8)第1項の積分は音響応力によって生じる四重極音源からの発生音についてのものであり, 第2項, 第3項の積分は, 流体と固体面との相互作用によって生じる音に関するものである. 固体表面に作用する変動応力の局所的な合力(第2項)や, 固体表面の振動による流体の変動力(第3項)はそれぞれ二重極音源や単極音源である. 柱体が剛で, 固体表面の振動が無視できるものとする ($u_n = 0$), 式(1-8)は,

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{4\pi r} [T_{ij}] dv + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_A \frac{1}{4\pi r} [p\delta_{in}] dS \tag{1-9}$$

となる. ここで, 上式第1項と第2項は各々四重極体積音源と二重極面積音源の変動圧力を示している. 式(1-9)はさらに,

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{x_i x_j}{r^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V [T_{ij}] dv + \frac{1}{4\pi c_0} \frac{x_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_A [p\delta_{in}] dS \tag{1-10}$$

の形で表される. Lighthill, Curle の示した次元解析によれば, 式(1-10)第1項は速度の8乗, 第2項は6乗に比例する音響パワー P_Q , P_D を発生することが分かっており, 低マッハ数においては式(1-12)に示すように第2項が卓越する.

$$\begin{aligned}
P_Q &\propto \frac{\rho_0 U^8 D^2}{c_0^5} \approx M^5 U^3 \\
P_D &\propto \frac{\rho_0 U^6 L^2}{c_0^3} \approx M^3 U^3
\end{aligned}
\tag{1-11}$$

$M \ll 1$ のとき

$$\frac{P_D}{P_Q} = \frac{1}{M^2} \gg 1
\tag{1-12}$$

ここで ρ_0 : 静止流体の密度, U : 主流速度, D : 物体の代表寸法, L : 物体の長さ, a_0 : 静止流体中の音速, M : マッハ数である. つまり, 家電製品などのマッハ数の低い現象を対象とする場合, 四重極音源から生じる乱れの寄与は二重極音源の表面圧力変動のものよりもかなり小さく, 主に表面圧力変動が寄与することがわかる. Powell や Howe により導かれた渦音理論のほうが, 物理的には正しいと考えられているが, 渦度の空間的分布を測定あるいは計算するのは容易ではなく, 実用的には固体表面の圧力変動を取り扱う Curle の解や回転場まで拡張した Ffowcs Williams-Hawkings の解から空力騒音の検討をするのが一般的である.

さて, 空力騒音の実験的研究においては, 対象とする流れ場と音場の同時計測が必要であり, しばしばこのことが実験を困難にしている. 風洞実験を例にすると測定部においてモデルとジェットエッジのせん断層との干渉により暗騒音が増幅されるなど, 検討対象でない音の発生が観測されること⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ や検討対象とする流れの構造が保てなくなることがある. これを回避するため, 端板を取り付けた実験も報告されている⁽¹²⁾⁽¹⁵⁾が, その効果は定性的に示されているのみであり, 音場や流れ場に端板が与える定量的影響は不明である. 端板の材料に関しては二次元翼の後流を測定する実験において多孔性の板を用いた例⁽¹⁶⁾があるものの, これは端板に発達する境界層を抽気することを目的としたものであり, 音響的な影響は不明である. このように, 風洞に設置されたモデルから発生する空力音を測定する場合の測定部の構造については, 端板の有無およびその材料に関して, その重要性にも関わらず, 効果の定量的報告はされていない.

空力騒音のうち, 柱状物体に風が当たって特定の周波数で卓越して発生する音はエオルス音と呼ばれる. この音は 1878 年に Strouhal によってはじめて研究され, 主にその周波数に興味をもたれていた. 亜音速 U_0 の流体中に置かれた柱体周りの流れの性質は, 柱体の直径 D をもとにしたレイノルズ数

$$Re = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (1-13)$$

でほぼ決まる。ν:動粘性係数である。Reynolds 数が十分小さければ流れは定常で、主として柱体に抗力を与えるだけである。しかし Reynolds 数が 50 程度にもなればわずかのじょう乱に対して流れは不安定になり、柱体から少し下流の点から後流が振動し始める。さらに Reynolds 数が 60 程度になると柱体から交互に流体のかたまりを流したような振動状態が出現する。この状態では後流中のほとんどの渦度がこの流体のかたまりの中に含まれ、カルマン渦列(von Karman vortex street)と呼ばれる規則的な配列で下流に流れ去る。このような流れの状態は Reynolds 数が 10⁴程度まで続く。このように周期的に渦が後流に流れ去ることにより柱体には周期的な揚力が働く。この力がエオルス音の主たる原因になっている。変動揚力の周波数は、渦の放出周波数に等しく、

$$f = St \frac{U_0}{D} \quad (1-14)$$

となる。ただし上式の Strouhal 数は多少 Reynolds 数の影響を受けるが、円柱の場合、大体 0.2 に近い値である。渦の流出にともなって抗力もまた変動するが、揚力変動に比べると非常に小さく、無視できるものとする。柱体が剛でないと、変動揚力によって振動し、その結果付加的な音が生じることがあるが、普通エオルス音という言葉は変動揚力による音自体を指すので、空力音の考察においては柱体が剛である場合のみを考える。以上の二次元的な柱状物体から発生するエオルス音に関しては角柱、円柱などの風洞実験結果は数多く報告されているが、流体力学的側面からさまざまな条件でアプローチした研究がその大半を占めている。音響学的側面から空力騒音の発生機構を実験的に研究したものは、その多くが主流方向への傾斜角度および迎え角 0°で行われている。実際の現象として問題となる傾斜角度や迎え角による発生音への影響は十分研究されておらず、信頼性の高いデータも得られていない。

熱交換器から発生する騒音のうち、特定の周波数で卓越して発生する騒音は聴感が悪く、対策が強く望まれる。フィンチューブ熱交換器から発生する卓越騒音に関しては、管群の流体関連振動として古くから研究されており、振動周波数はほぼ解明されているが、発生音の周波数はそれ以外にも存在することが確認されている⁽¹⁷⁾。また、管群から発生した空力音が熱交換器内で共鳴して問題になった報告もある⁽¹⁸⁾。このように、熱交換器から発生する騒音については管群の影響について調査されたものが多く、フィンと空力音との関係については明らかになっていない。

低騒音なファン形状の探求は、騒音の原因となる流れ場が回転場に存在することや空力騒音の予測法が確立されていないことから実験的、経験的検討に頼ることが多い。また、小型・高密度実装化、風路形態の多様化が進み、原型となる高性能ファン形態をもとに、各メーカーから製品ごとに多様な形状が提案されている。ファン騒音の予測手法としては、翼に対する相対流速と翼後流幅を用いて騒音を予測する手法が、深野ら⁽¹⁾によって検討されて以降、顕著な実績を挙げた予測手法は提案されていない。近年では市販の流体解析ソフトや音響解析ソフトにも騒音予測機能が取り入れられてきているが、騒音予測モデルよりも流体解析の精度に依るところが大きい。高精度な流体解析結果を得る大規模な数値解析による空力騒音の研究も盛んで、スーパーコンピュータを用いた高精度な予測技術の検討⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾など空力騒音に関する計算科学の実用化検討が進んでいるが、解析ノウハウ、コストともに工学的に実用段階に至っていない。特に開発、製造現場では簡易かつ的確にファン騒音を把握できる音源探査や騒音予測技術への期待が高い。

ルームエアコンの室内機やエアカーテンに用いられるクロスフローファンは羽根車、ケーシング、スタビライザー（舌部）で構成される。このファンは幅広の気流生成に有効で、他の形態のファンよりも小型化が容易である。しかし、各部位の形状がファン性能に及ぼす影響が大きく、一般化された有効な設計法は確立されていない。クロスフローファンの研究は、風量、圧力上昇、効率などの送風特性を実験的、解析的に取り扱ったものが多く、騒音特性を取り扱ったものは少ない。クロスフローファンから発生する騒音の中で離散的に特定の周波数で発生する回転音は聴感上問題となることが多く、スタビライザーの近傍を翼が通過するときに生じる大きな圧力変動が発生要因とされている。深野ら⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾はクロスフローファンの形状が送風特性や騒音特性に及ぼす影響を詳細に検討している。また、林ら⁽²⁴⁾は不等間隔ピッチ翼の回転音低減効果を提唱し、KOO⁽²⁵⁾はスキュースタビライザーの効果を報告している。これらの回転音低減手法は音源となる圧力変動の相関を減ずることにあり、その効果も確認されている。しかし、不等間隔ピッチ翼は翼弦長とピッチの比で表される弦節比の均一性を欠き、ファンの送風特性や効率の変動を招く可能性がある。また、経験的にスタビライザーの形状改善だけで十分な回転音の低減効果が得られない場合も多い。羽根車内部に生成される循環渦を含むクロスフローファンの内部流れはファンの動作点によって大きく様相を変えることが知られている⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾。しかし、動作点が回転音に与える影響は明らかになっておらず、効果的に回転音を低減するためには、その発生現象を詳細に知る必要がある。

多翼ファンは比較的小型で大風量、高静圧が得られるため、電子機器の冷却や換気、空気調和機などに広く使われており、低騒音化の要求が強い。多翼ファンの低騒音化のためには、音源位置と、そこで生じている流れ場の把握が重要である。多翼ファンのスクロールケ

ーシング内部の流れは、羽根車の主板側は流速が速く、吸込口側では流速が遅く渦流が生じることが指摘されている⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾。このような複雑な流れの状態は乱流騒音の発生と密接な関係があると考えられる。騒音源を推定する研究として、川口らはファンの翼表面の圧力変動を測定し、舌部近傍で圧力変動が増大することから舌部近傍がファンの主音源であると推定している⁽³¹⁾。森主は音響インテンシティ測定により 3 kHz 以下の中・低周波数領域の騒音と、それ以上の中・高周波数領域の騒音の発生位置が異なると報告している⁽³²⁾。しかしながら、これらの研究でも音源位置での流れ場の把握には至っていない。また、翼表面の圧力変動は吹出口近傍で大きくなることが報告されており⁽³¹⁾⁽³³⁾⁽³⁴⁾、騒音源と相関があると考えられる。音源と関連する流れの状態を把握することにより、効果的な低騒音化対策の立案が期待でき、ファンから発生する空力騒音を予測できる可能性もある⁽³⁵⁾。

1.3 研究の概要

本論文は全 7 章からなり、1.1 節に述べたように、空気調和機の主要な空力騒音源について検討し、低騒音化設計の指針構築や的確な音源把握による騒音低減を目的とする。以下に本研究の概要と論文の構成を述べる。

空力騒音の現象把握に必要な実験計測では対象とする流れ場と音場の計測を両立させる困難さがあり、第 2 章では音響透過性多孔質材料を活用することの有効性を風洞実験で検証する。風洞実験でしばしば問題となるジェットエッジの空力的、音響的影響を抑制する手段として、音響透過性多孔質材料で構成された端板を用いる実験手法を提案し、スピーカー実験や簡単なモデル実験により定量評価して、その有効性を示す。

第 3 章では第 2 章で検証された風洞実験手法を適用して、空気調和機の基本構成要素である二次元柱状モデル(円柱、角柱)から発生する空力騒音の低減指針について検討する。カルマン渦の放出に関連し、特定の周波数で卓越して発生するエオルス音を対象とし、円柱では傾斜角、角柱では迎え角がエオルス音に及ぼす影響について検討し、発生周波数の予測と騒音発生量の抑制手段について述べる。

第 4 章では熱交換器から発生する耳障りな空力騒音の発生現象を解明する。製品に使用されている熱交換器を切り出し、製品で発生する空力騒音を風洞実験により再現し、発生条件を明確にする。さらに、熱交換器の拡大モデルによる実験で、フィン近傍の気流の乱れ挙動を時刻歴に再現し、騒音発生現象のモデル化と騒音対策の立案、効果を述べる。

第 5 章では空気調和機に搭載されているクロスフローファンを対象とし、実験と数値解析によって空力騒音の音源を探索する。クロスフローファンは幅広の気流生成に効果的な軸方向寸法の大きい構造をしているが、比較的二次元性の強い流れ場をもつことに着目し、

軸方向寸法の小さなクロスフローファン実験装置を用いて、聴感上問題となる離散周波数騒音(回転音)の音源を探查する. 実験装置の側壁には音響透過性多孔質材料を使用し、2本のマイクロホンで音場を測定することにより回転音の時刻歴伝播挙動を再現する音源探查手法を提案し、異なるファンの動作点に対して騒音源を考察する. また、汎用的な流体解析と等価音源項モデルを適用した音源考察の有効性を実験結果と比較して述べる.

第6章では多翼ファンを対象として、実験と数値解析により空力騒音の音源を探查する. 多翼ファンは比較的小型で大風量、高静圧が得られるため、電子機器の冷却や換気、空気調和機などに広く使われている. 音響透過性多孔質材料でスクロールケーシングを構成し、音響ホログラフィ法を適用して広帯域騒音の騒音源を探查する. さらに、流れ場の計測と数値解析により騒音源と考えられる流れ場を調べ、音源探查結果とあわせて考察する.

第7章では本研究のまとめを述べる.

第2章 音響透過性多孔質材料を用いた空力騒音の実験

2.1 緒言

本章では空力騒音の実験における音響透過性材料活用の一例として、風洞実験における端板の効果を定量的に検討する。音響透過性の低い材料としてアクリル板を用いた端板、音響透過性材料として連続多孔質の材料に剛性強化のための穴開き鋼板を重ねて構成した端板の二種類を測定部に用い、それぞれの場合について端板がない場合と併せて以下の測定を行い比較検討した。

まず、2.2 節で本実験に使用した風洞の概略を述べる。2.3 節では端板を用いた測定部の音響特性を確認するため、風洞測定部の側面からスピーカーで発生させた広帯域音で距離減衰を測定し、1/3 オクターブ分析を実施した。2.4 節では流れの中に二次元モデル(円柱、角柱)を設置して、モデルから発生する騒音スペクトルを測定、比較し、さらに、モデル後流の流速変動とモデルから発生する騒音との相関を比較することにより、空力騒音の風洞実験に有効な端板構造の一例を示す。

2.2 風洞の特性

本章および第3章の検討で用いた風洞の概略を図2.1に示す。流れは回流式で測定部の基本構造はオープン型である。ノズルの縮流比は9、吹き出し口の寸法は200mm(幅)×150mm(高さ)である。測定部の座標系は主流の方向にX、主流に直角で水平方向にY、上下方向にZとした。風速はインバータ制御で8m/sから52m/sまで連続可変である。風洞のダクト系は全て吸音材で内貼りされ、送風機の吸込み側、吐出し側にはそれぞれスプリッター型サイレンサーを備えた。測定部は4m×3.5m×2.5m(高さ)の簡易無響室(100mmの吸音材内貼り)内に設置されている。暗騒音は無風時26dB(A)、風速50m/sで65dB(A)である。

本研究に用いた端板の概略を図2.2、図2.3に示す。寸法は600mm×950mmで、アクリル板(acrylic plate)の厚さは5mmである。音響透過性材料(porous material)は厚さ2mmのポリビニルアルコール系連続多孔質で、その外側に厚さ1.2mmの穴開き鋼板(punched plate:穴径8mm, 開口率50%)を補強材として組み合わせたものを用いた。

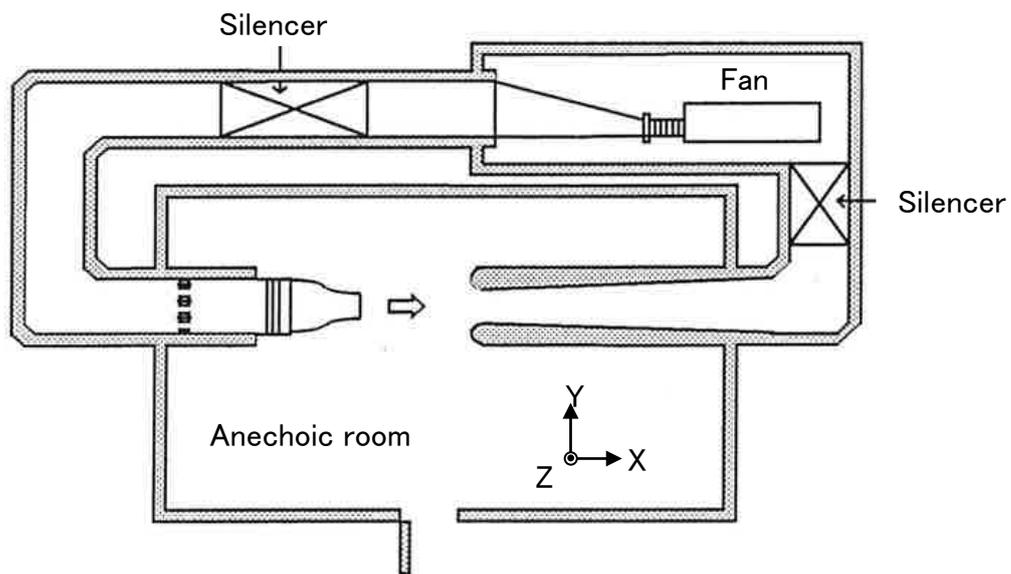


図 2.1 低騒音風洞の概略図

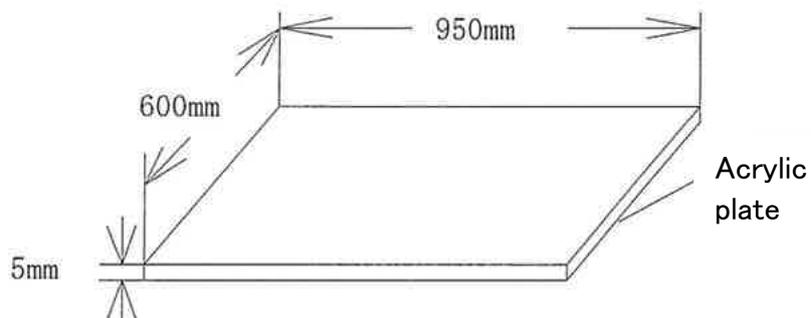


図 2.2 端板(アクリル板)の構成

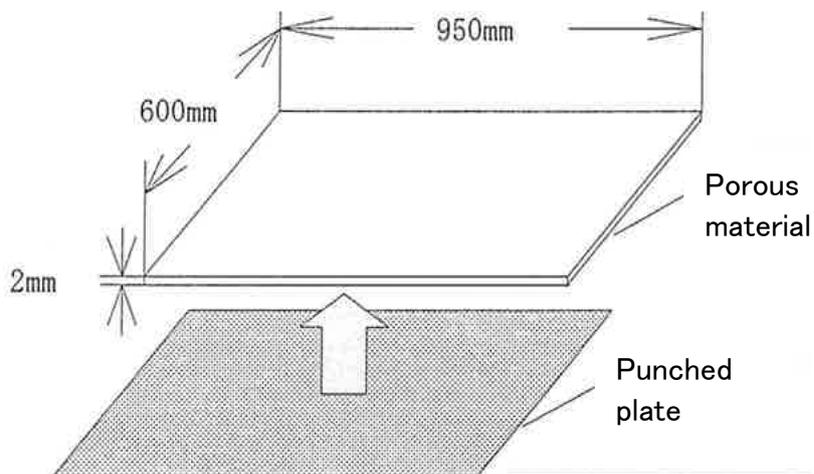


図 2.3 端板(音響透過性材料)の構成

2.3 測定部の音響特性

2.3.1 Y方向の距離減衰特性

2.3.1.1 実験装置および測定方法

風洞測定部に端板をつけた場合と無い場合での音響的影響を検討した. 図2.4に示すように端板の片端にスピーカーを設置し, ホワイトノイズを入力として広帯域音を発生させた. 騒音計でY方向に距離を変化させて(100~1500mm), オーバーオールおよび1/3オクターブバンドの音圧の距離減衰を測定した. この実験では図示したようにY座標はスピーカーの位置をY=0mmとした.

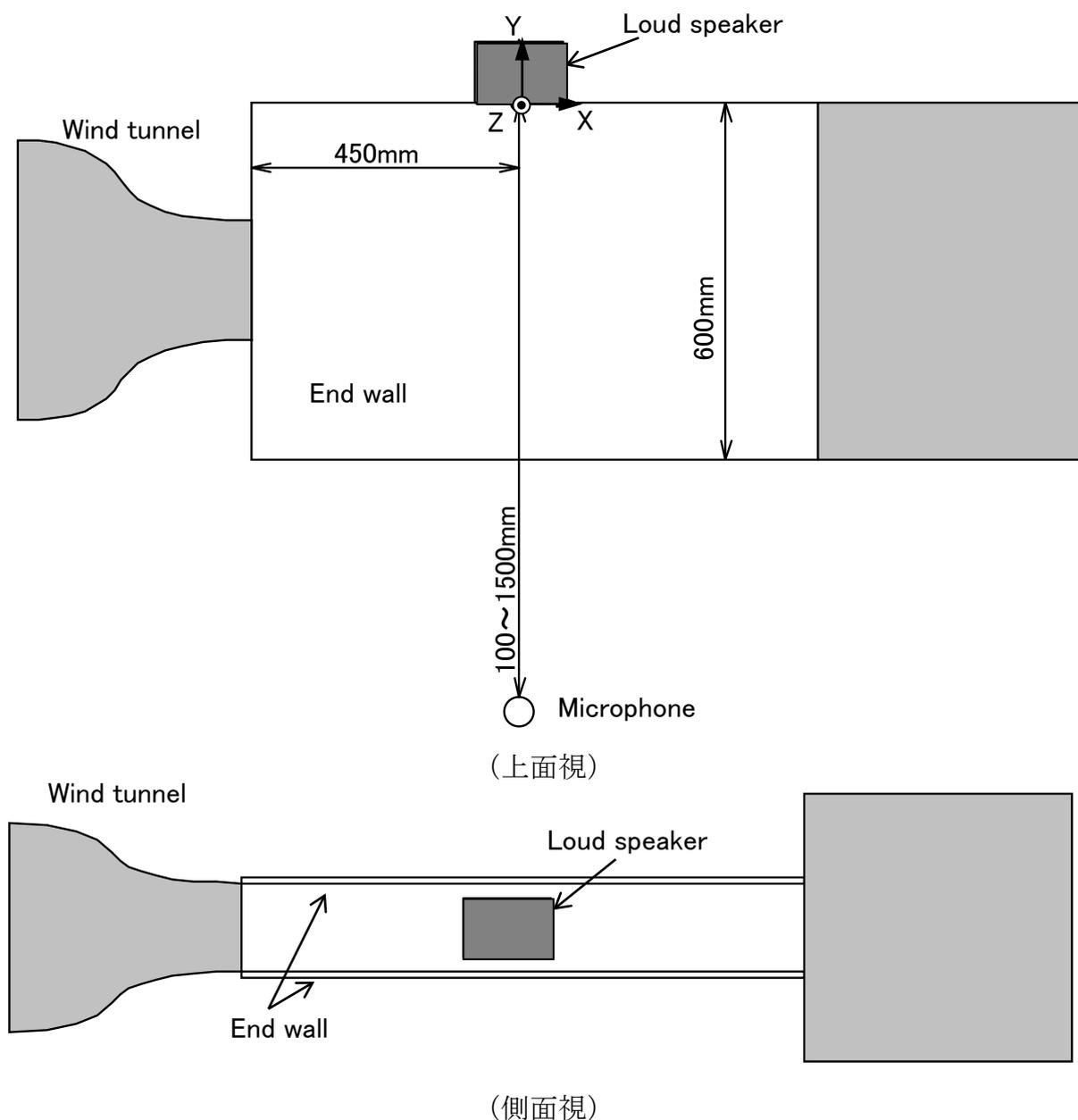


図 2.4 スピーカー実験の概略

2.3.1.2 実験結果および考察

図 2.5 は端板無し(A), アクリル端板(B)及び多孔質端板(C)の場合についての距離減衰特性(F 特性オーバーオール)を示す. 理論的な自由空間の距離減衰特性(距離 10 倍で 20dB 減衰)との比較を容易にするため横軸(距離)は対数表示とした. (A)と(C)は値がほぼ一致し, 測定距離全体において音圧は直線的に減衰しており, $Y=-100\text{mm}$ から $Y=-1000\text{mm}$ にかけて約 18dB 減衰している. $-600\text{mm} \leq Y \leq -100\text{mm}$ で (B)が(A)や(C)より距離減衰が小さく, 音圧レベルが大きいのは, 音響透過性の低いアクリル板による音の反射の影響と思われる. $Y \leq -600\text{mm}$ で(B)の音圧が急激に減衰しているのはアクリル板のダクトがなくなり, 音のエネルギーが急拡散したためと考えられる. また端板を設置している位置から離れると音の距離減衰は(A)や(C)の勾配に漸近していることがわかる.

図 2.6~図 2.8 はそれぞれ $Y=-100\text{mm}$, $Y=-600\text{mm}$, $Y=-1300\text{mm}$ における 1/3 オクターブ分析の結果を示す. いずれの位置においても(A)と(C)は値がほぼ一致しており, 測定範囲の周波数においては多孔質端板を用いれば自由空間に近い音場が再現できていることがわかる. それに対して(B)は(A)や(C)よりもかなり大きな値を示しており, 端板により音響的な影響が生じていることがわかる.

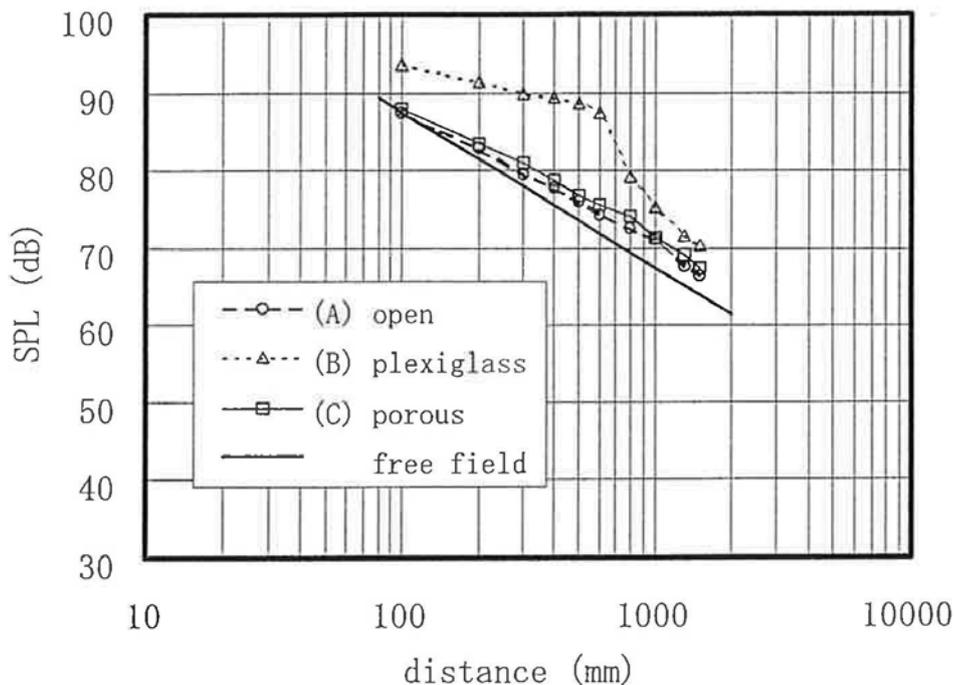


図 2.5 距離減衰特性(overall)

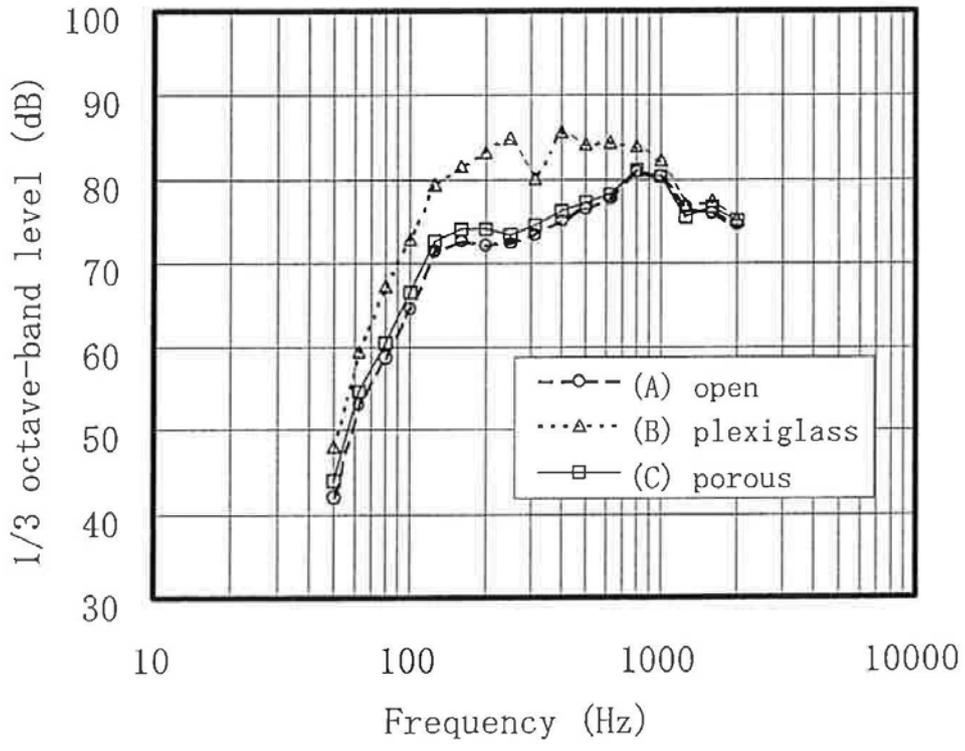


図 2.6 1/3 オクタ・ブ分析(Y=-100mm)

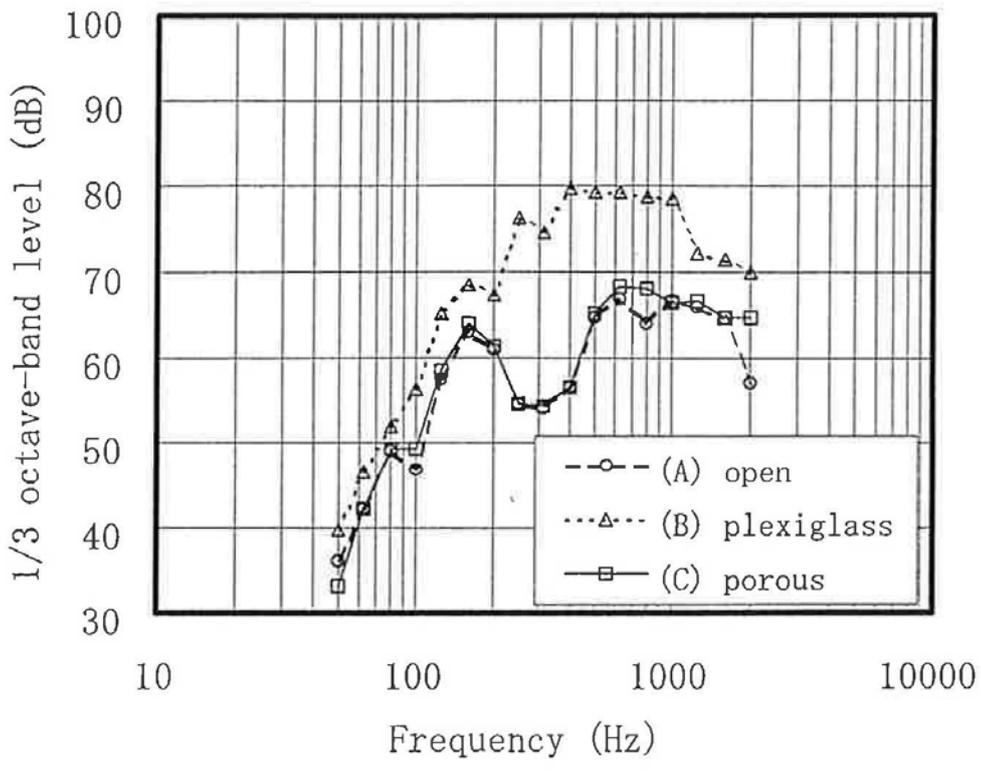


図 2.7 1/3 オクタ・ブ分析(Y=-600mm)

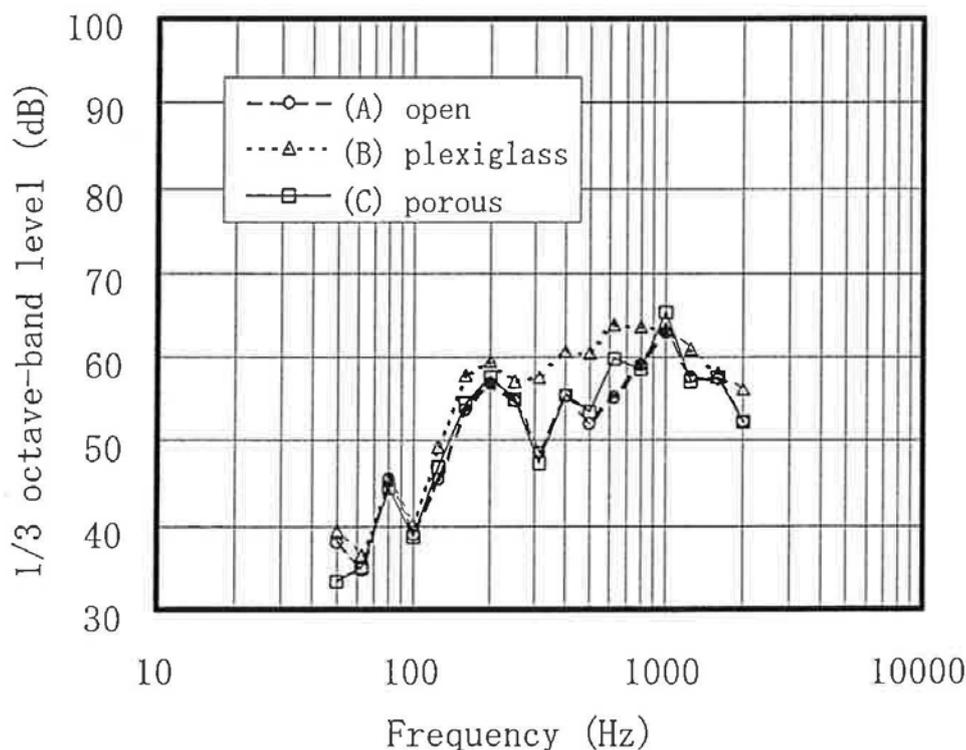


図 2.8 1/3 オクターブ分析(Y=-1300mm)

図 2.9～図 2.12 は代表的な 1/3 オクターブ各バンドの距離減衰特性を示す。図 2.9 は中心周波数が 125Hz における結果である。(A)と(C)は自由空間に近い減衰を示すのに対し、(B)は風洞の測定部に端板が設けられている $-500\text{mm} \leq Y \leq -100\text{mm}$ の位置において、(A)や(C)より大きな音圧を示す。図 2.10 は中心周波数が 315Hz における結果である。この周波数は後の節で検討する風速 25.8m/s, 10mm 角の正方角柱から発生する音のピーク周波数付近の値である。図 2.9 と同様に(A)と(C)は値がほぼ一致しており、(B)は風洞の測定部に端板が設けられている位置において(A)や(C)よりかなり大きな音圧を示す。図 2.11 は中心周波数が 500Hz における分析の結果である。この周波数は後の節で検討する風速 25.8m/s, 直径 10mm の円柱から発生する音のピーク周波数付近の値である。図 2.9, 図 2.10 と同様に(A)と(C)は値がほぼ一致していることが確認できた。図 2.12 は 1/3 オクターブ分析の中心周波数が 1000Hz における結果である。

図 2.9～図 2.12 に示すように、各バンドの距離減衰特性は自由空間の特性に比べて、数 dB のばらつきがあり、完全な自由空間とは言えないが、計測室の寸法と吸音材の特性を考えると、ほぼ満足できる結果であり、実用的には大きな問題はないと考えられる。また、(A)と(C)は値がほぼ一致していることから、音響透過性材料を用いた端板を測定部に取り付けた場合の音場は測定部に端板が無い場合とほぼ同程度の自由空間に近い音響特性を持つといえる。

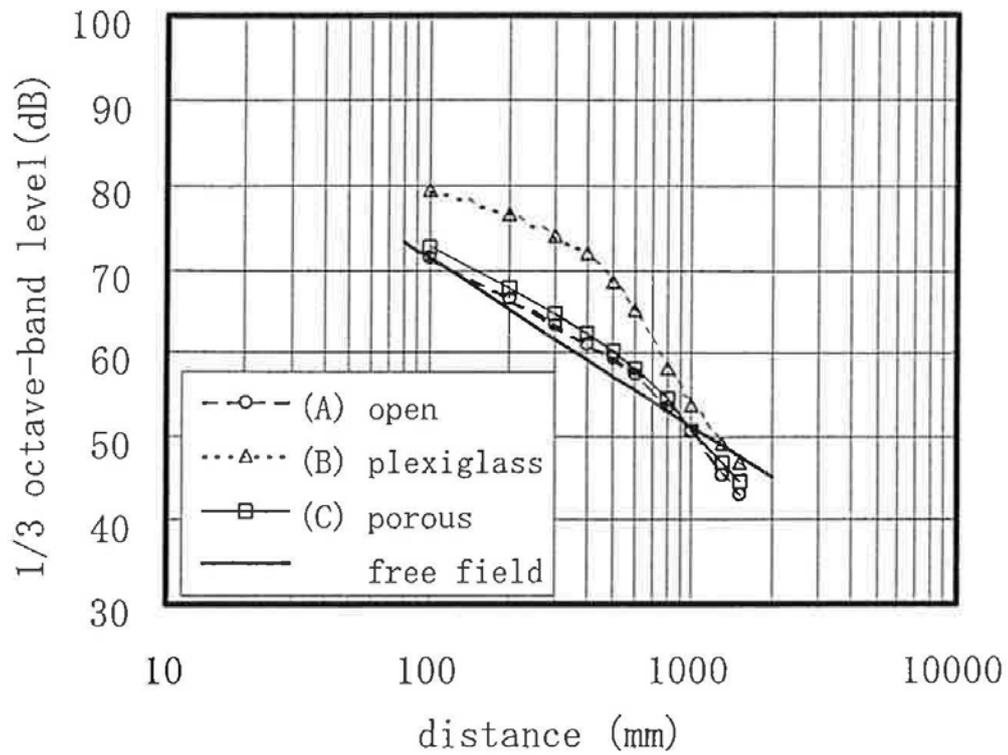


図 2.9 1/3 オクターブ分析(125Hz)

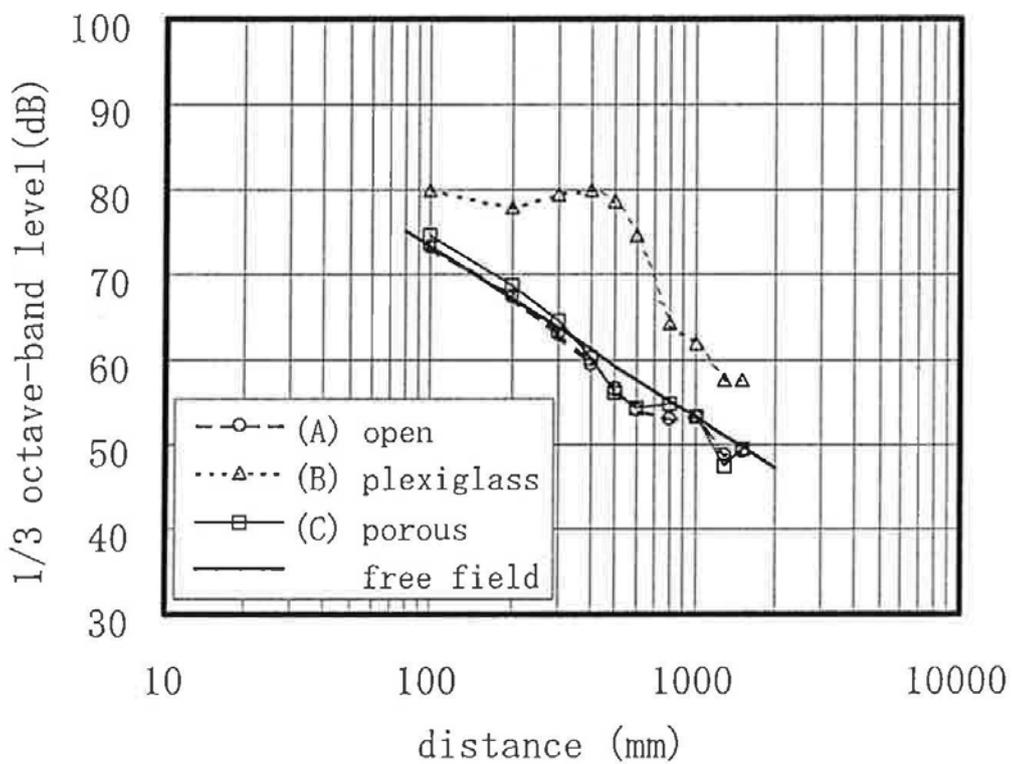


図 2.10 1/3 オクターブ分析(315Hz)

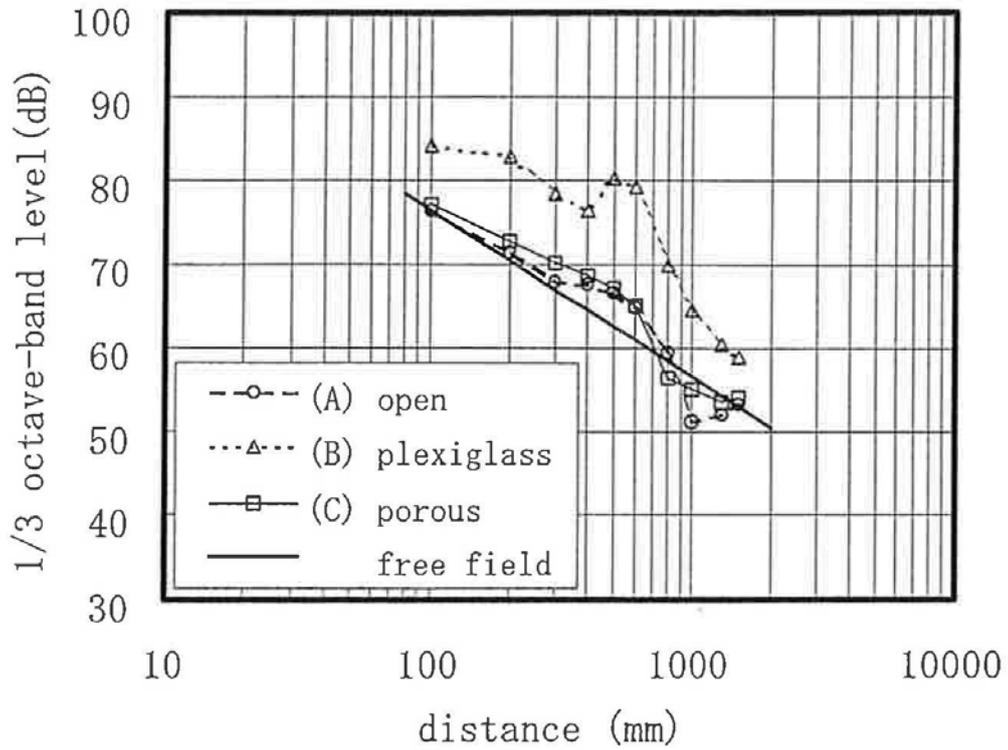


図 2.11 1/3 オクターブ分析 (500 Hz)

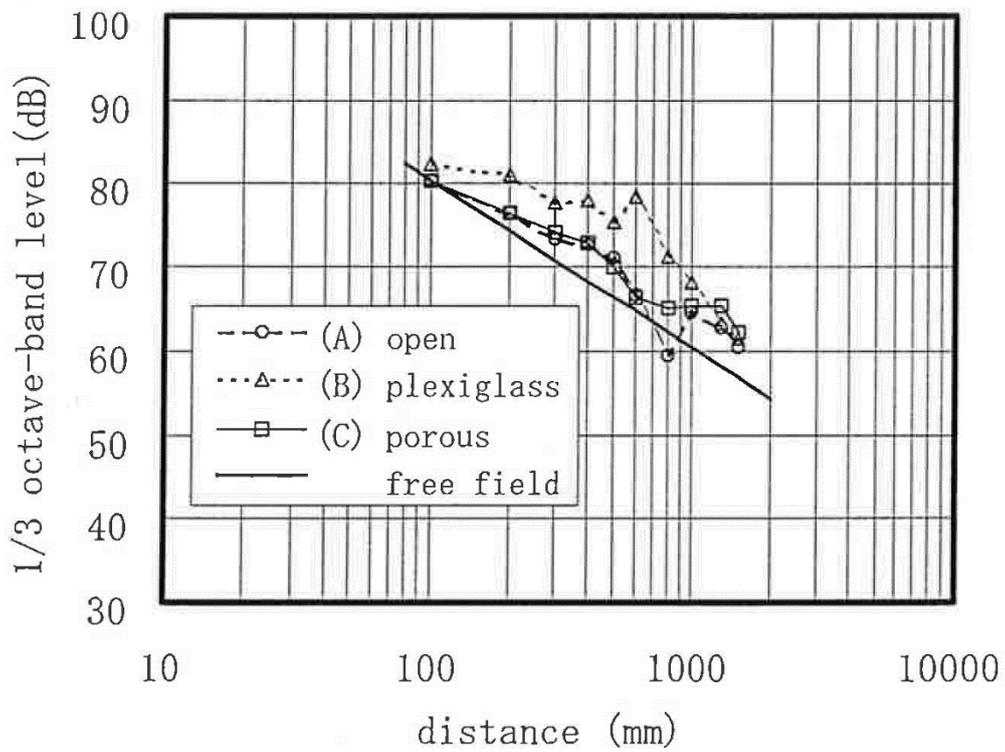
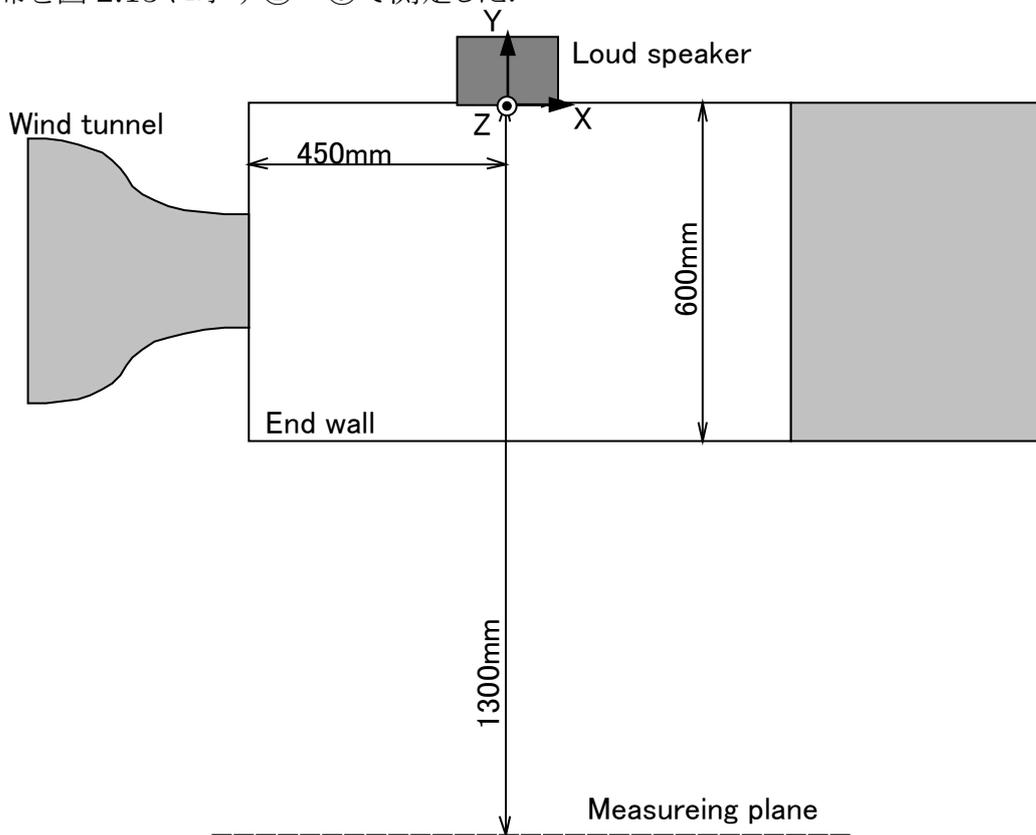


図 2.12 1/3 オクターブ分析 (1000 Hz)

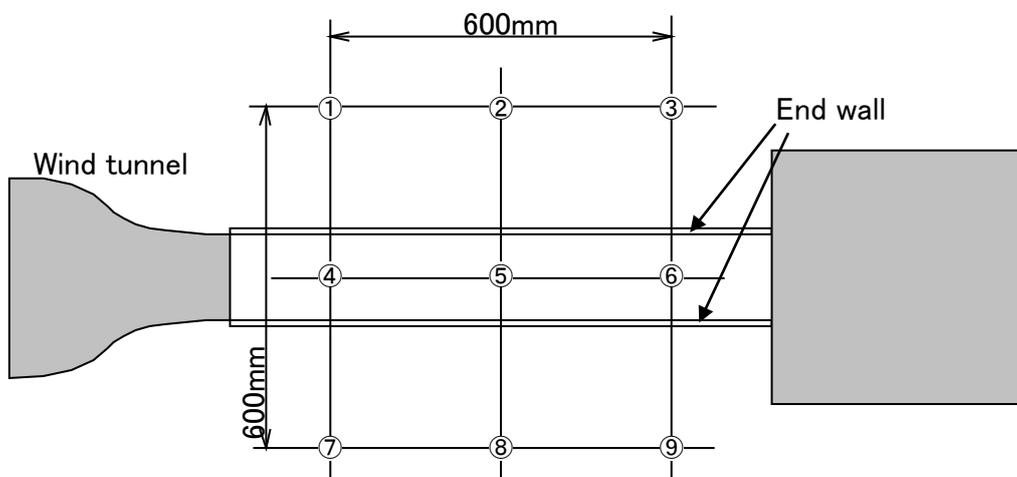
2.3.2 X-Z 平面内における音圧分布

2.3.2.1 実験装置および測定方法

以降の節および第 3 章で本風洞を用いて二次元モデルから発生する空力音を測定するが、その位置は $Y = -1300\text{mm}$ である。そこで、この $Y = -1300\text{mm}$ での X-Z 平面内の音場分布を図 2.13 に示す①～⑨で測定した。



(上面視)



(側面視)

図 2.13 測定部概略図

2.3.2.2 実験結果および考察

位置①～⑨の各点で測定した 1/3 オクターブ分析の結果を図 2.14～図 2.22 に示す。なお、位置④、⑤、⑥からは端板で挟まれたダクトを通して音源が見通せる(スピーカーから端板に遮断されずに直接音が届く)が、その他の位置からは音源は見通せない。すべての位置で(A)と(C)の特性はほぼ一致しており、多孔質端板を取付けても、測定部の音響特性に影響がないことがわかる。(B)の亚克力端板の場合は音圧が高めに測定されている。

2.3 節の検討結果から、端板に音響反射性の板を用いた場合には音響的には自由空間とみなせないことがわかった。また、音響透過性材料を端板として用いた場合は音響特性に影響がなく、ほぼ自由空間と同等の条件が得られることが実験的に証明された。

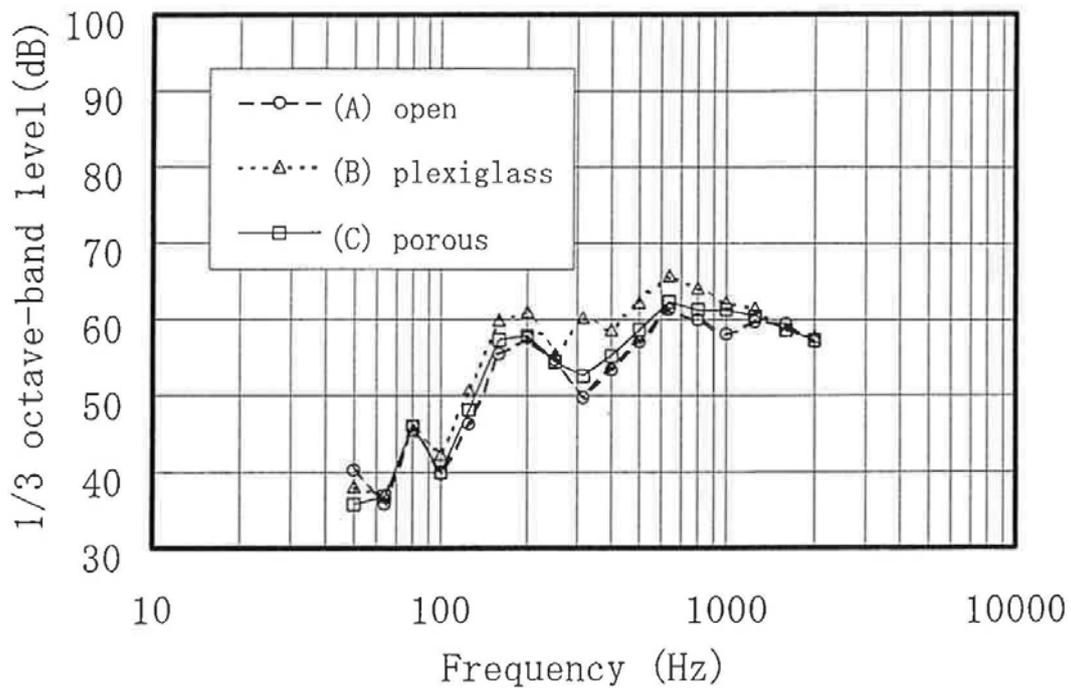


図 2.14 1/3 オクターブ分析(位置①)

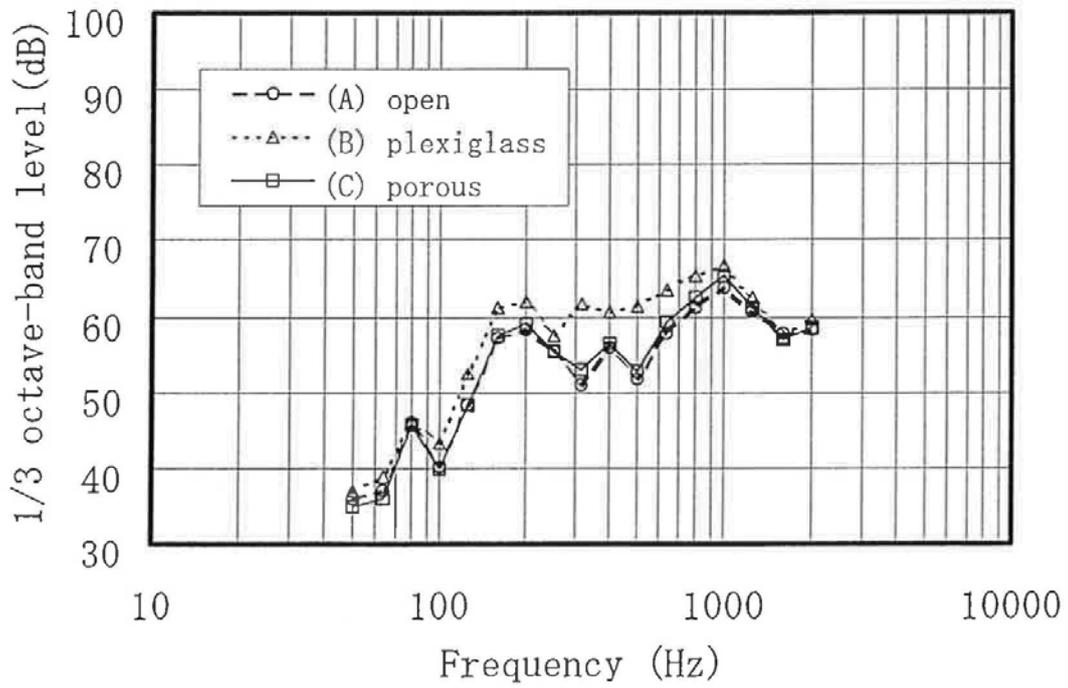


図 2.15 1/3 オクターブ分析(位置②)

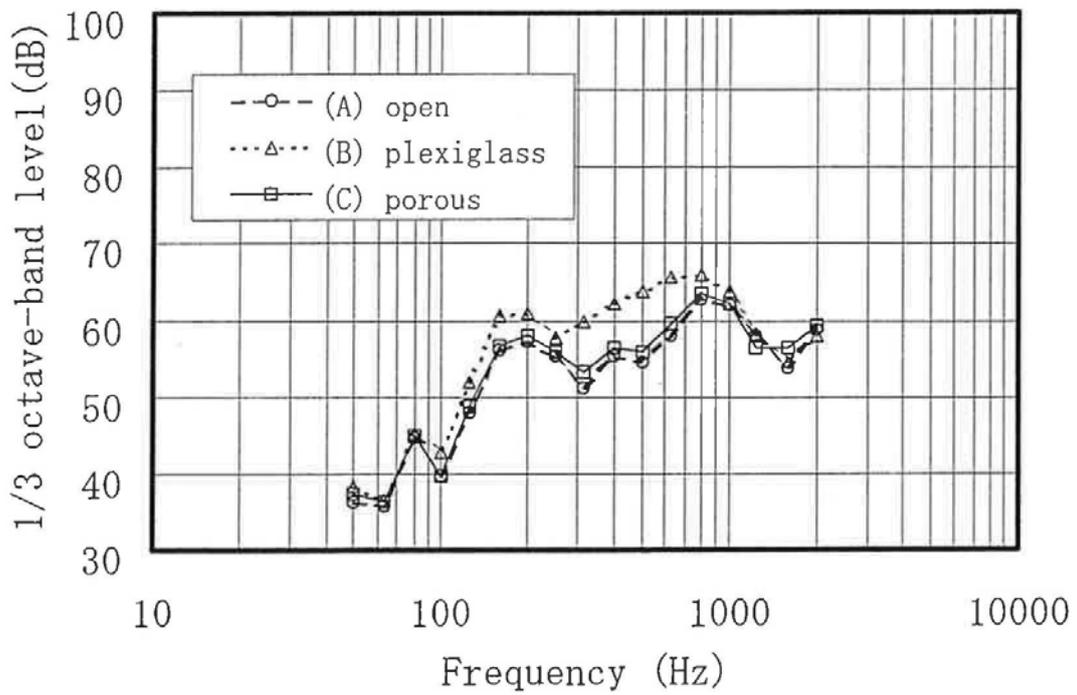


図 2.16 1/3 オクターブ分析(位置③)

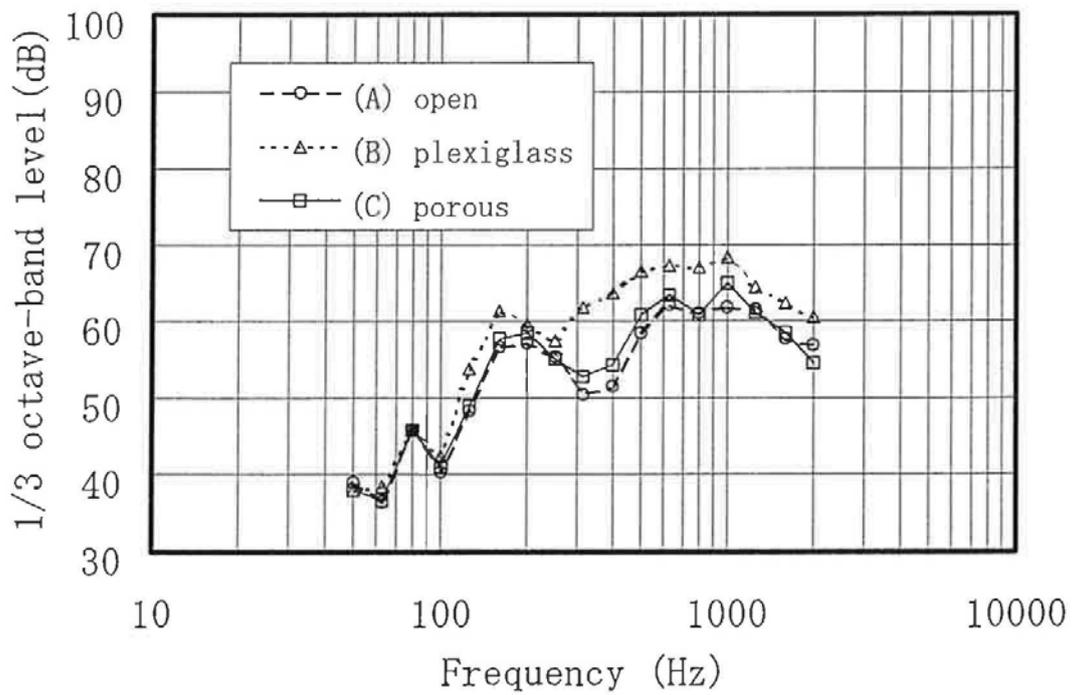


図 2.17 1/3 オクターブ分析(位置④)

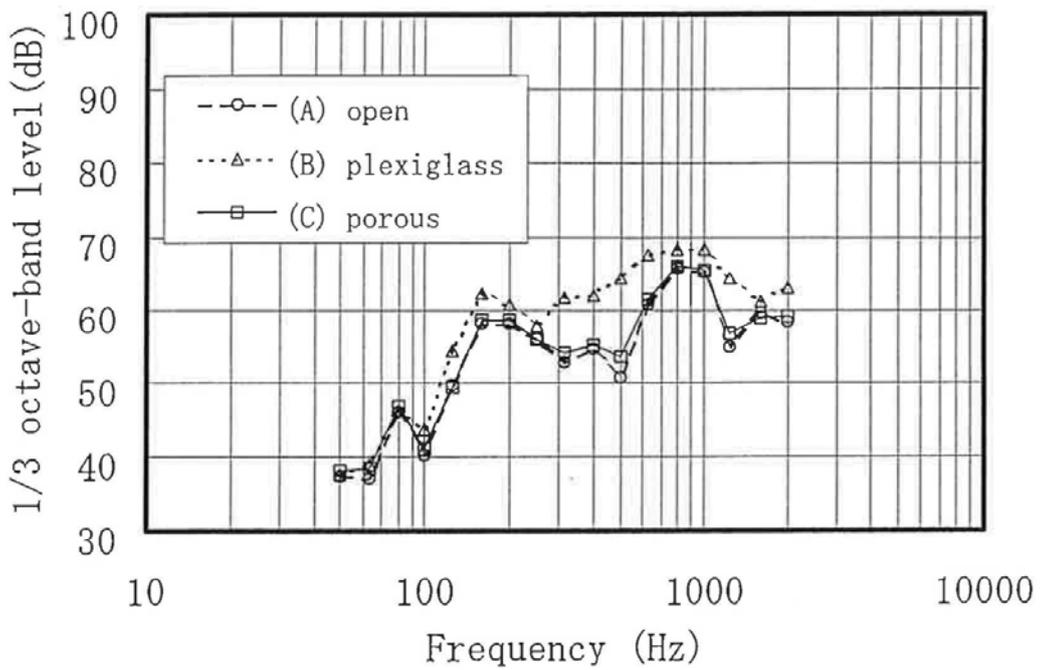


図 2.18 1/3 オクターブ分析(位置⑤)

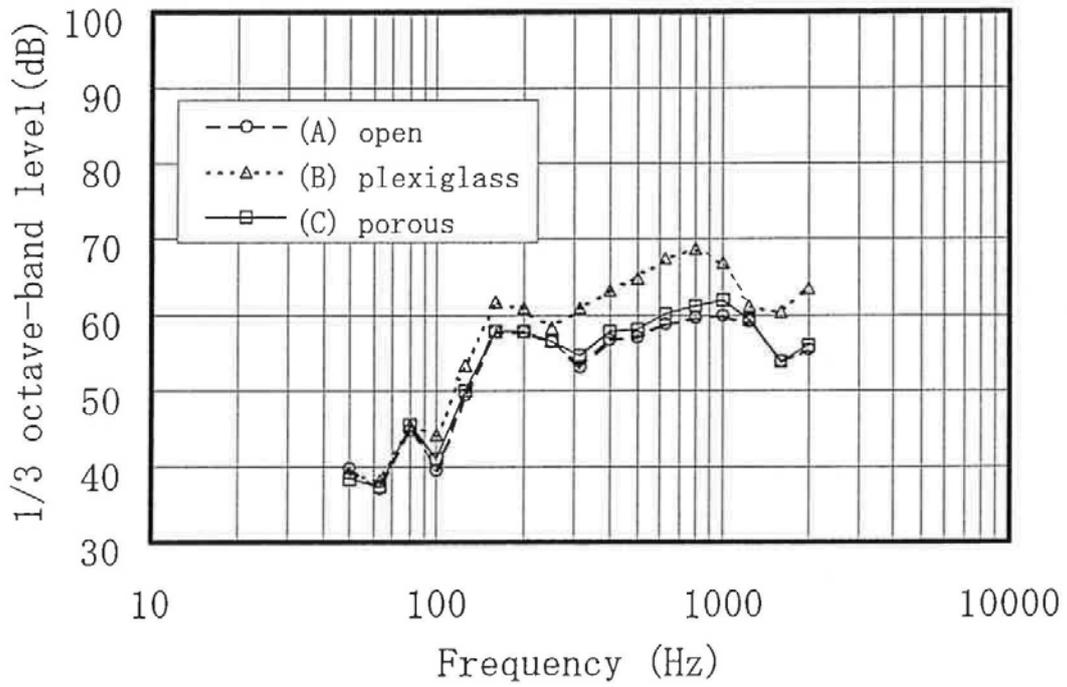


図 2.19 1/3 オクターブ分析(位置⑥)

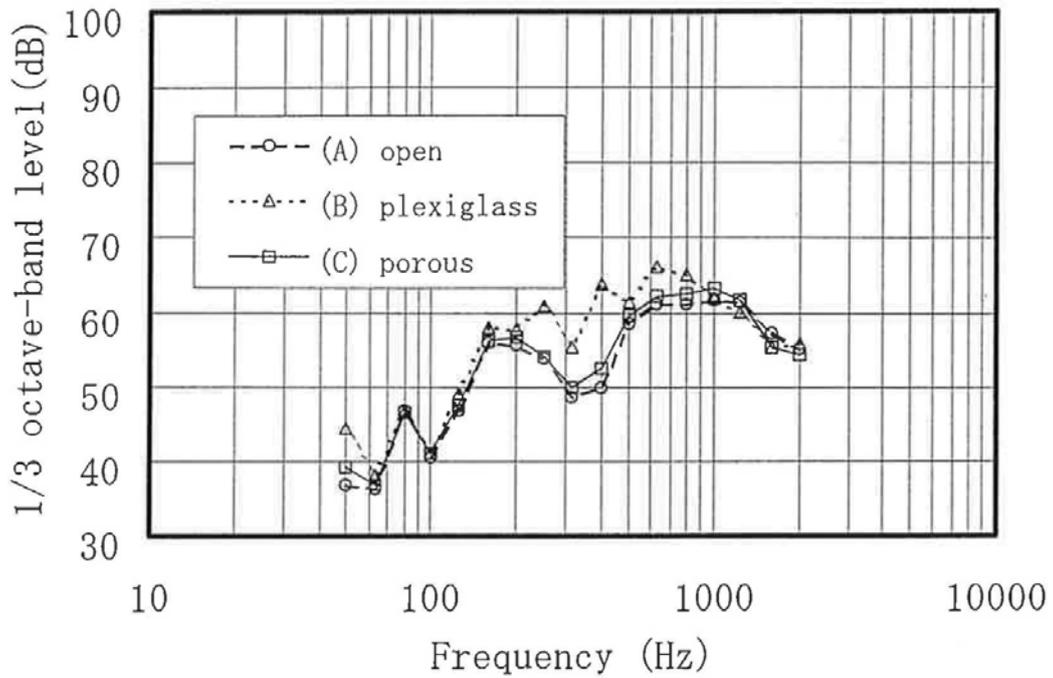


図 2.20 1/3 オクターブ分析(位置⑦)

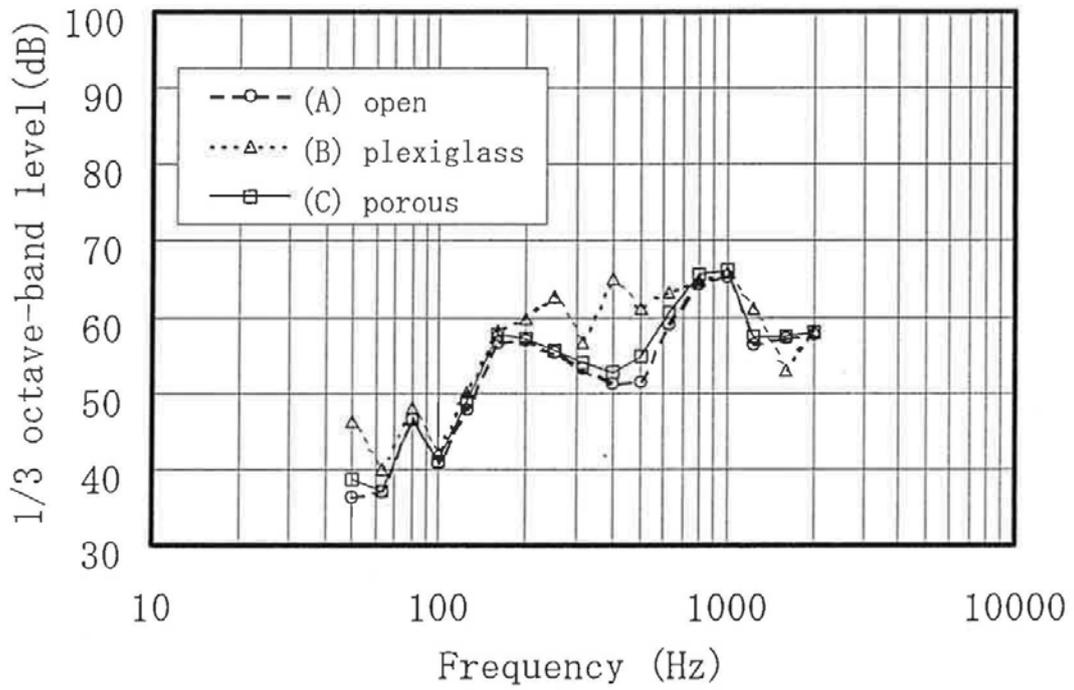


図 2.21 1/3 オクターブ分析(位置⑧)

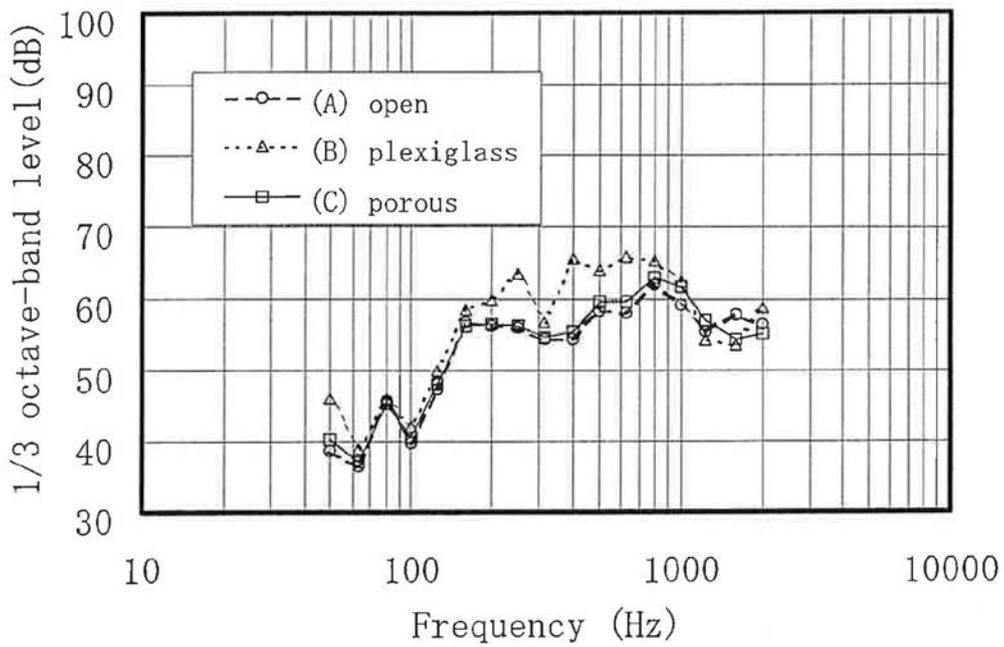


図 2.22 1/3 オクターブ分析(位置⑨)

2.4 モデル実験による音場と流れ場の考察

2.4.1 実験装置および測定方法

図 2.23 に示すように直径 10mm の円柱と断面 10mm 角の正方角柱を風洞ノズル先端から下流側 60mm に垂直に設置した。モデルは Z 方向に十分長く、端板の無い条件ではジェット的外部にまで及ぶ長さを有す。また、角柱の平らな面が主流に直交する状態を迎え角 0° と定義した。座標系はモデルの重心を原点とし下流方向に X, 横方向に Y, 垂直方向に Z とした。発生した空力音は(0, -1000mm, 0) の点に設置したコンデンサーマイクロホンにより測定した。また、モデル後流の測定には I 型熱線プローブを用いた。流速変動と発生音との相関(コヒーレンス関数)測定はマイクロホンと熱線風速計のデータを FFT アナライザにより処理した。周波数分析の分解能は 5Hz でハニングウインドウを用いた。

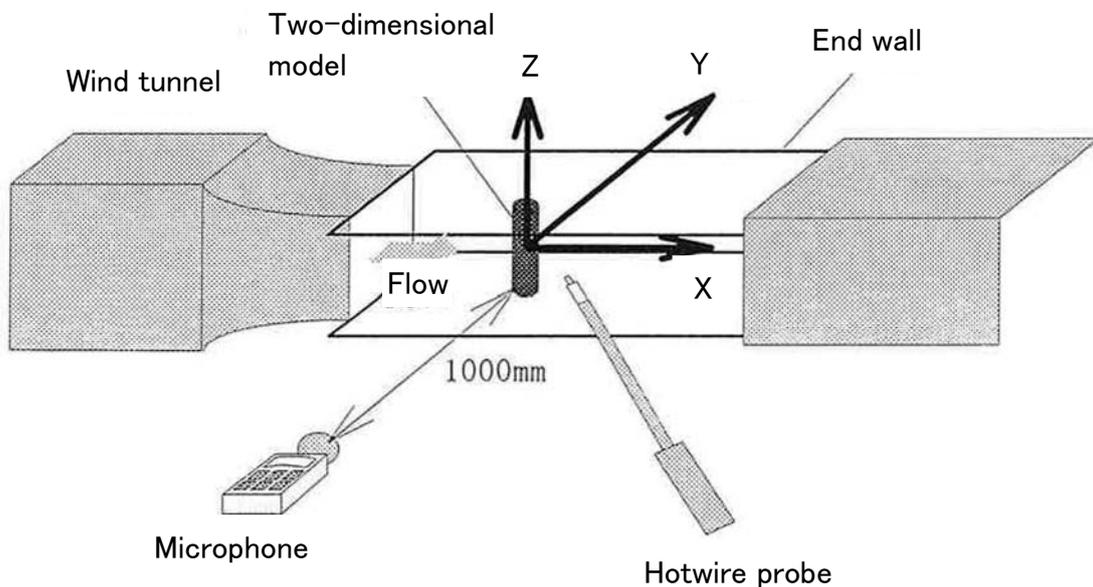


図 2.23 実験装置概略図

2.4.2 実験結果および考察

2.4.2.1 発生音のスペクトル

図 2.24 は円柱を, 図 2.25 は角柱を流れに設置したときの発生音のスペクトルを端板なし(A), アクリル端板(B), 多孔質端板(C)の場合についてそれぞれの暗騒音と共に示した実験結果である。図 2.24, 図 2.25 とともに実験における主流速度は 25.8m/s で, 暗騒音(流れの中にモデルが無い場合の騒音(図中 BGN(Back Ground Noise)と表示)も共通である。図 2.24 の円柱直径に基づくレイノルズ数は約 1.7×10^4 , ストローハル数が約 0.2⁽³⁶⁾とするとカルマン渦の基本周波数は約 500Hz となる。一方, 図 2.25 の角柱幅に基づくレイノルズ数は約 1.7×10^4 , ストローハル数が約 0.13⁽³⁷⁾とするとカルマン渦の基本周波数は約 335Hz

となる. 図 2.24 の円柱からの発生音のスペクトルを比較すると端板のない(A)ではカルマン渦の基本周波数におけるピークレベルが他に比べてかなり小さい. 図 2.25 の角柱の場合には(A)はカルマン渦の基本周波数およびその高調波のピークがほとんど見られず, 暗騒音より若干高い程度である. これらの結果から端板のないオープンジェットでの実験では円柱や角柱のような二次元モデルがジェットエッジの影響を受けてモデル後流のカルマン渦の二次元性が保たれていないことが推定できる. 円柱, 角柱とも(B)と(C)では周波数はほぼ同程度だがレベルは全体的に Bの方が高く, 2次, 3次のピークの幅が大きくなっている. これは前述したアクリル端板の音の反射による音響的な影響と思われる.

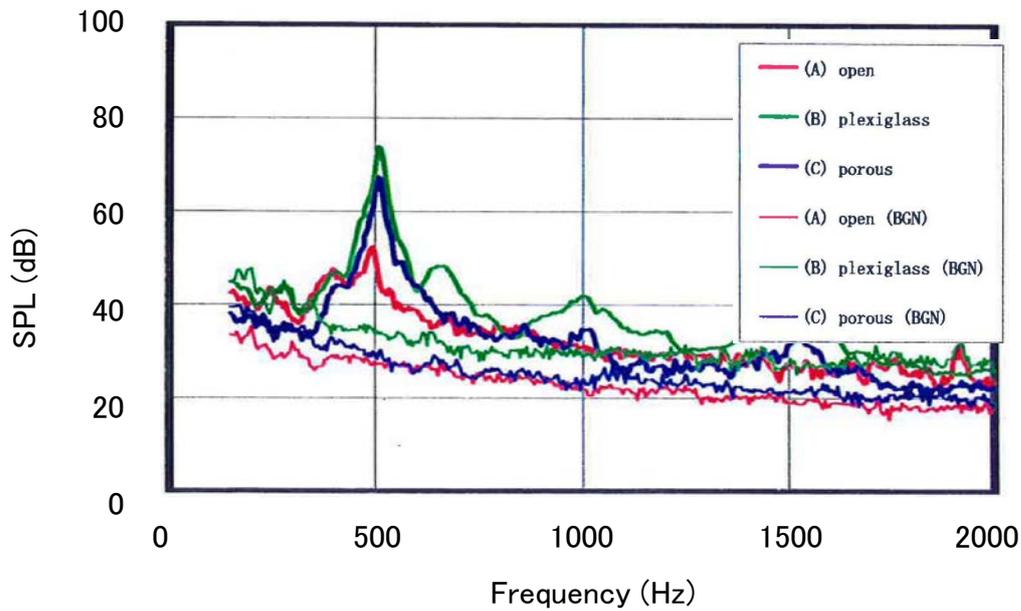


図 2.24 騒音スペクトル(円柱)

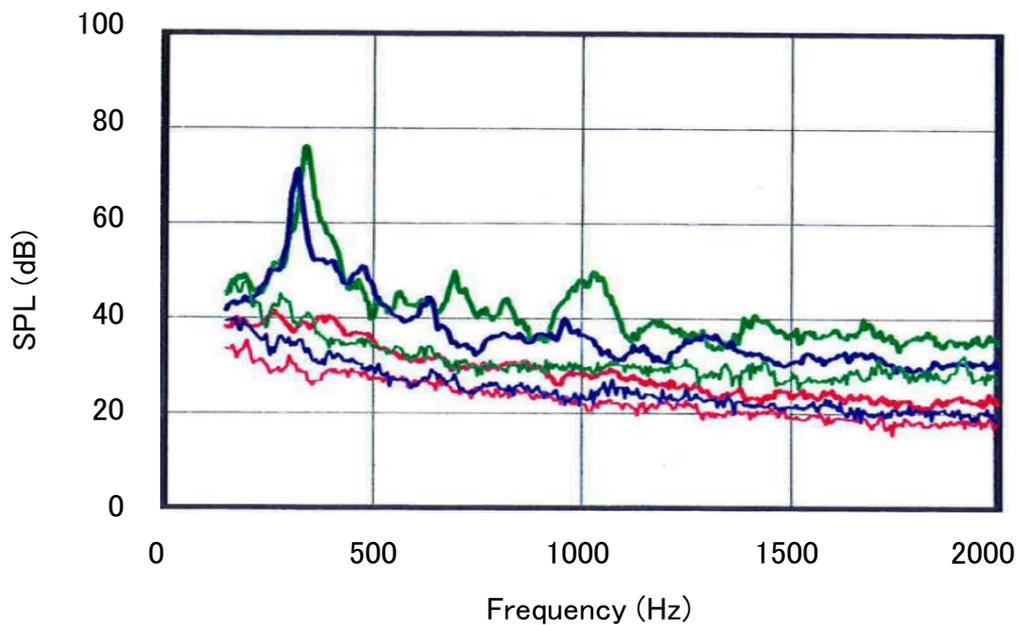


図 2.25 騒音スペクトル(角柱)

2.4.2.2 流速変動と空力音の相関

下流方向に X, 横方向に Y, 垂直方向に Z とするモデルの重心を原点とした座標系において, 図 2.26~図 2.29 は円柱を, 図 2.30~図 2.33 は角柱を流れに設置したとき, $(X, Y) = (30, 0), (30, -10), (30, -20), (30, -30)$ において $0\text{mm} \leq Z \leq 70\text{mm}$ の流速変動と $(X, Y, Z) = (0, -1000, 0)$ における騒音とのコヒーレンス関数を測定した結果である.

図 2.26~図 2.29 の円柱において(C)はコヒーレンスが全般的に高い値であり, 流れの変動と発生音の相関がスパン方向全体に良く保たれていることを示す. (B)の相関の値が(C)よりも低い傾向にあるのはアクリル板の音の反射によって音響伝播にランダムな位相差が生じているためと思われる. (A)は中心付近の $Z=0\text{mm}$ では高い相関を示すが $Z \geq 40\text{mm}$ において急激に低下し, $Z=70\text{mm}$ ではほぼ相関が見られない. これは端板付近においては(B)と(C)と比べるとジェットエッジの乱れによって円柱後流のカルマン渦の二次元的構造が崩れていることを示唆する.

さらに, 角柱では図 2.30~図 2.33 に示すように, (C)の場合にコヒーレンスは全体的に高い値であり, 流れの変動と発生音の相関がスパン方向全体によく保たれていることを示す. これに対して(A)ではほとんど相関が見られず, (B)や(C)とは角柱後流の構造が大きく異なっていると思われる.

これらの結果から測定部をオープンジェットとした空力音の実験ではジェットエッジの乱れの影響によって二次元モデル後流のカルマン渦の二次元的構造が崩れ, 流れの二次元性が保たれないと考えられる.

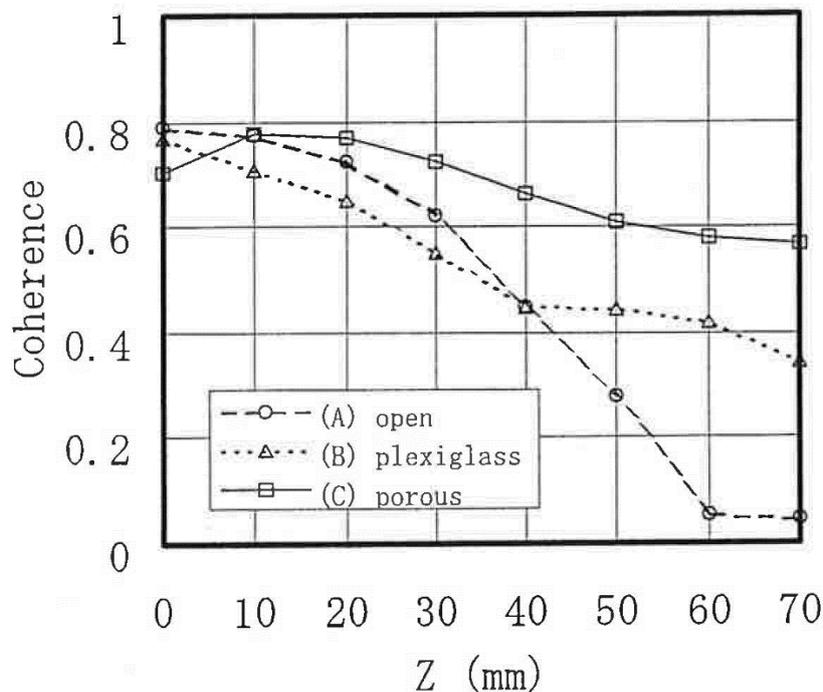


図 2.26 流速変動と発生音の相関(円柱, X=30mm, Y=0mm)

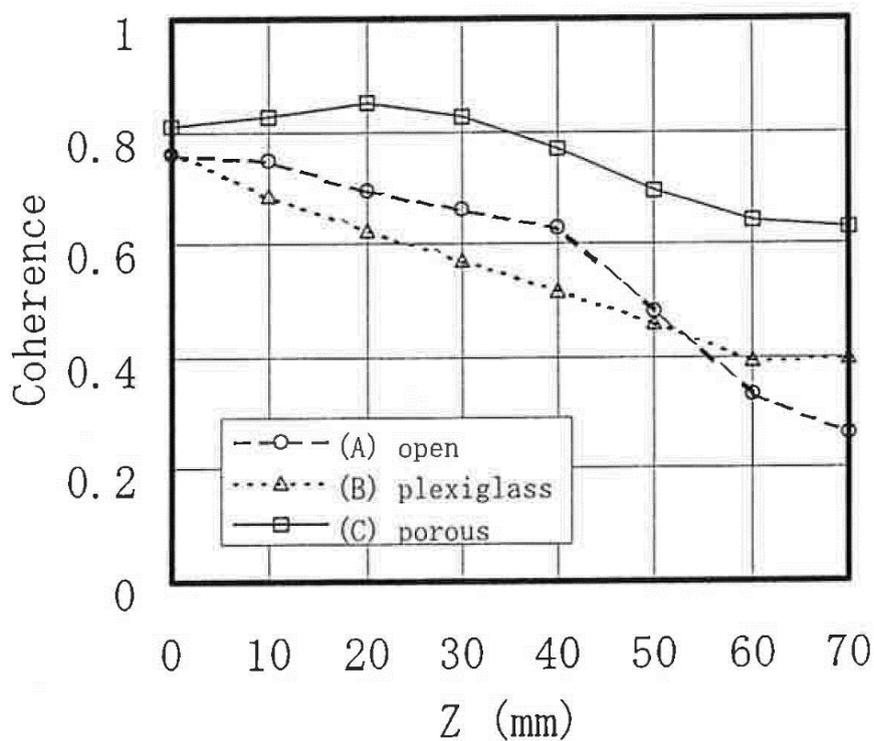


図 2.27 流速変動と発生音の相関(円柱, X=30mm, Y=-10mm)

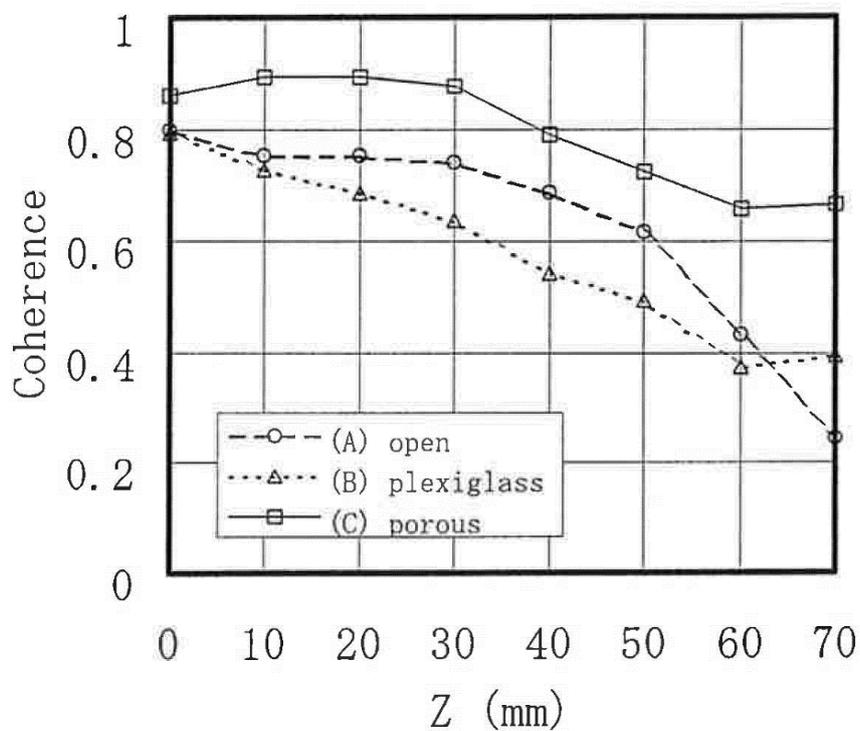


図 2.28 流速変動と発生音の相関(円柱, X=30mm, Y=-20mm)

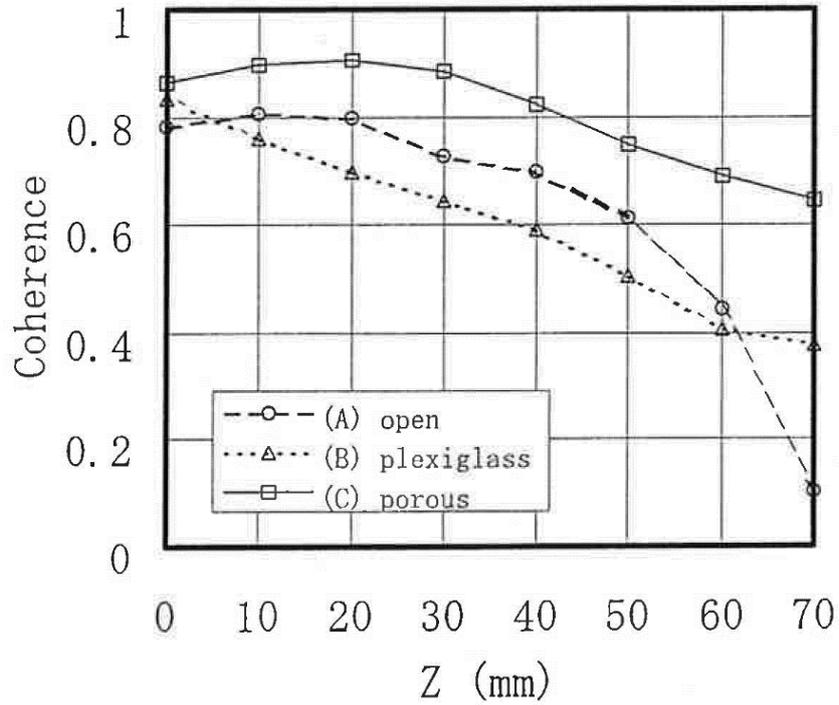


図 2.29 流速変動と発生音の相関(円柱, X=30mm, Y=-30mm)

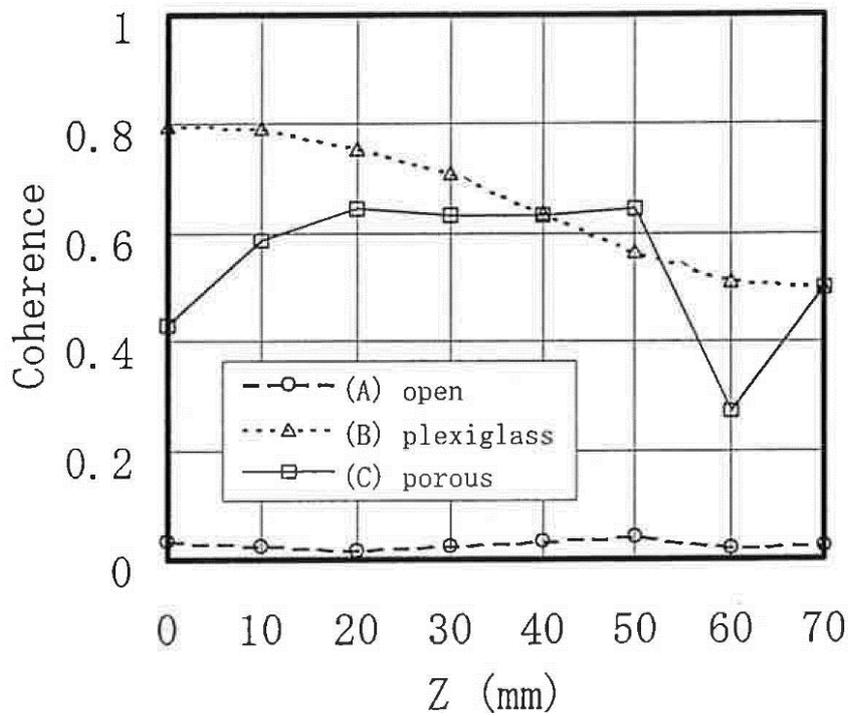


図 2.30 流速変動と発生音の相関(角柱, X=30mm, Y=0mm)

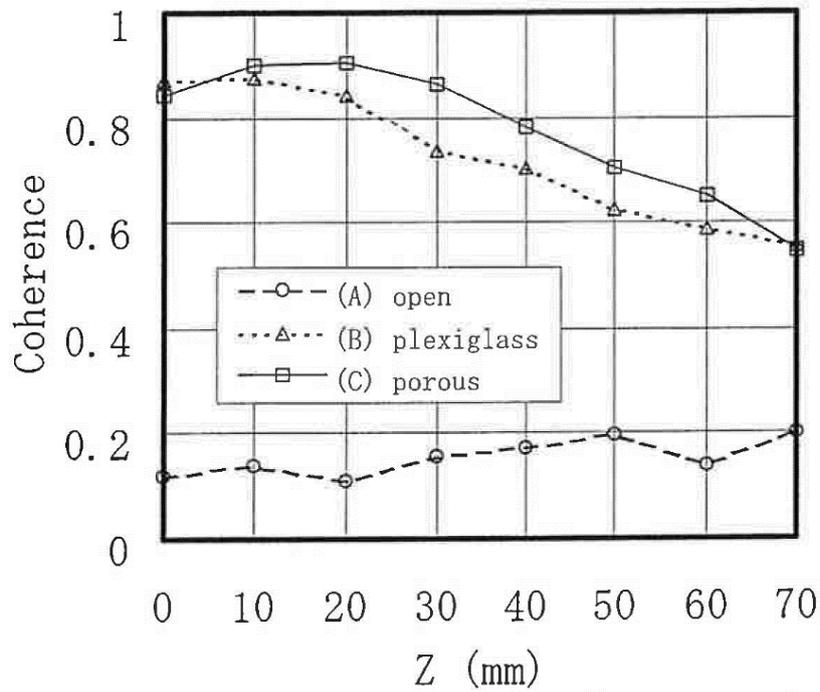


図 2.31 流速変動と発生音の相関(角柱, X=30mm, Y=-10mm)

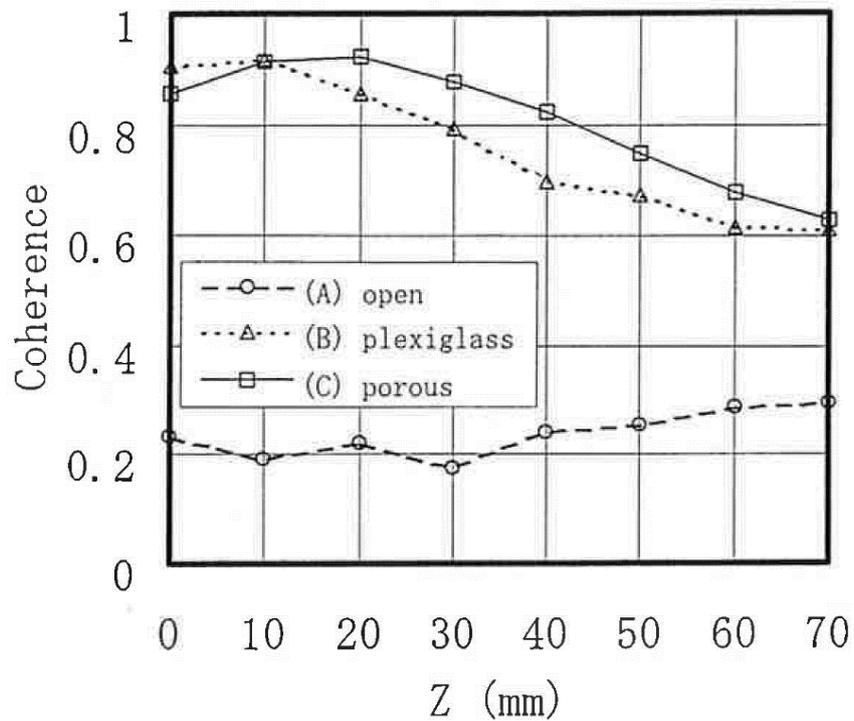


図 2.32 流速変動と発生音の相関(角柱, X=30mm, Y=-20mm)

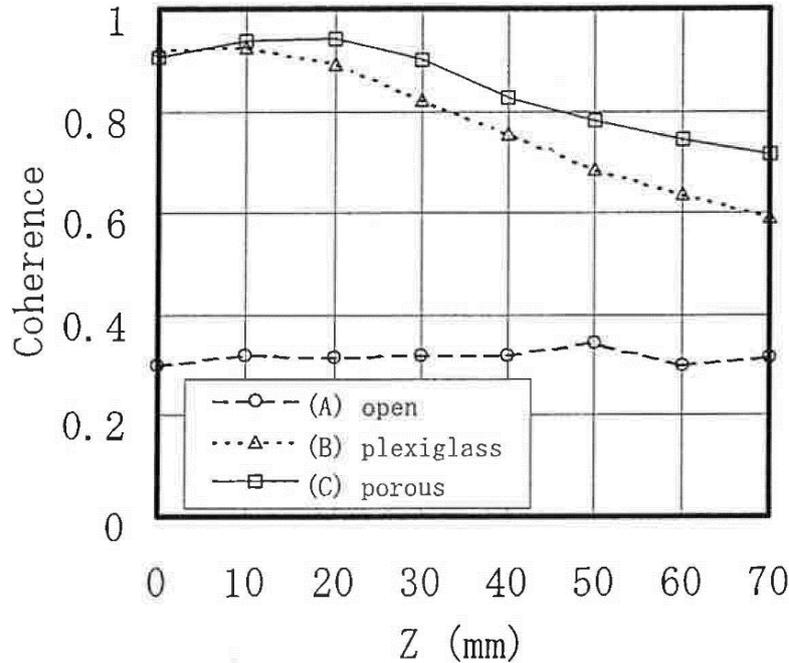


図 2.33 流速変動と発生音の相関(角柱, X=30mm, Y=-30mm)

2.4.2.3 後流の平均流速分布

図 2.34 は円柱を, 図 2.35 は角柱を流れに設置したときの $(X, Z)=(30, 0)$ における Y 方向の平均流速を測定した結果である.

円柱の場合, 後流の流れ場が Y 方向の原点に関してほぼ対称になることを予備実験のデータで確認できていたため, 本実験では片側のみ測定した. 図 2.34 に示した結果において $Y \leq -15\text{mm}$ で(A), (B), (C)共に流速が風洞の出口風速にほぼ等しい約 26m/s となっているのに対し, $-15\text{mm} \leq Y \leq 0\text{mm}$ においては(A)の速度欠損は(B), (C)に比べて大きくなっている. これは測定部に端板が無い場合, 円柱に衝突した流れがスパン方向に転向してしまうためと考えられる.

図 2.35 に示した角柱の結果において, (A)は $-8\text{mm} \leq Y \leq 8\text{mm}$ で流速が 6m/s で横ばい状態になっている. (A)は(B), (C)に比べモデル後流中の速度低下が極めて大きく, 全く異なった流れとなっていることがわかる. (B), (C)は, ほぼ一致した分布を示しており, $Y=-8\text{mm}$ 付近で流速が極小となっている. 理論的には迎え角が 0° ならば $Y=0\text{mm}$ で流速が極小となるはずであり, この非対称性は実験上の迎え角設定の精度の問題と思われる. 端板のない(A)では $20\text{mm} \leq Y, Y \leq -20\text{mm}$ において流速が約 30m/s となっている. これは, 角柱の方が形状的に流れがはく離しやすいため, 角柱によってせき止められた流れがより多くスパン方向に流れると同時に左右にも大きくはく離し, 後流中に大きな速度欠損を生じ, それと同時に高速流域をも生じていると思われる. そのために, 本来の主流速度である 25.8m/s よりも流速が速くなっていると思われる.

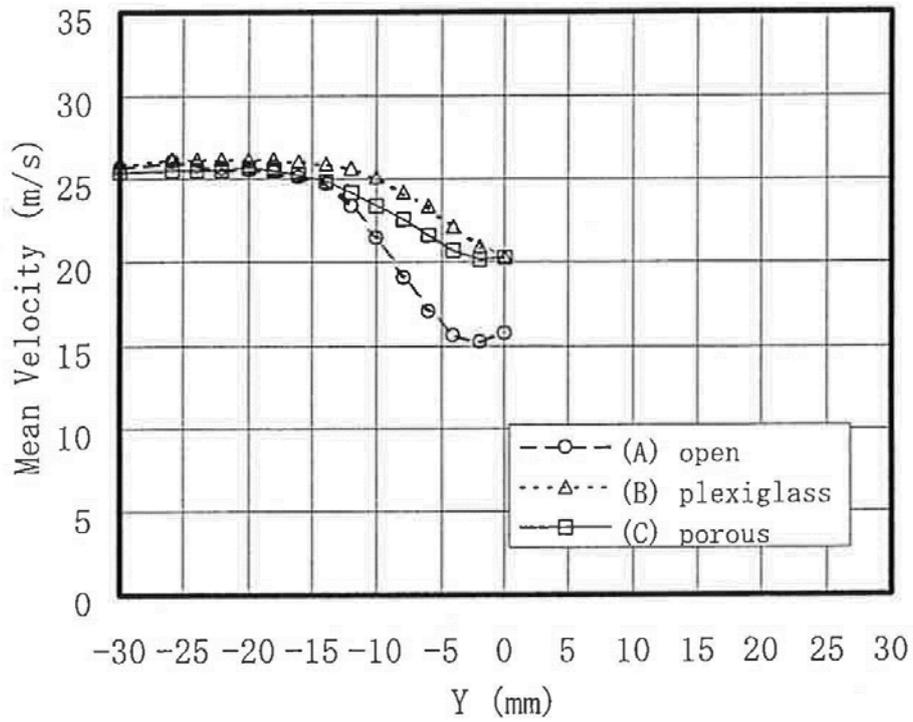


図 2.34 円柱後流の平均速度分布 (X=30mm, Z=0mm)

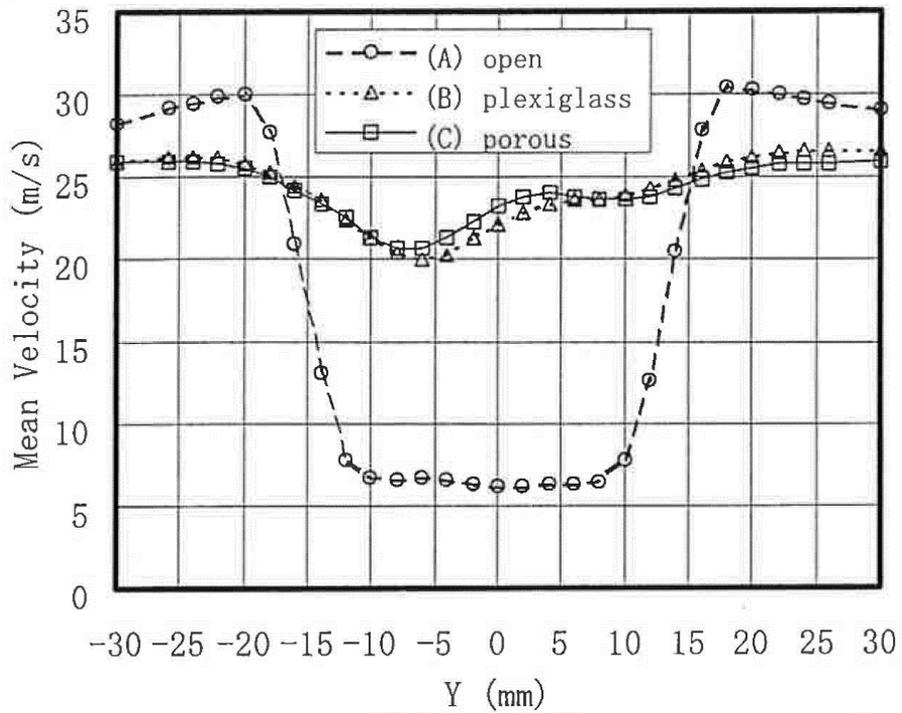


図 2.35 角柱後流の平均速度分布 (X=30mm, Z=0mm)

2.4.2.4 後流の乱れ度分布

図 2.36 は円柱を、図 2.37 は角柱を流れに設置したときの $(X, Z)=(30, 0)$ における乱れ度の Y 方向分布を測定した結果である。

円柱の場合、円柱後流の平均流速の分布と同様に、 Y 方向の原点に関してほぼ対称になることを予備実験で確認できていたため、本実験では Y 方向の片側のみ測定した。図 2.36 に示した結果において、(B)、(C)のピーク値および分布の傾向はほぼ同じであった。(A)の分布の傾向は(B)、(C)に近いがピーク値は(B)、(C)に比べて若干小さい。

図 2.37 に示した角柱の結果においても円柱の結果と同様、(B)、(C)がほとんど同様な結果を示しているのに対し、(A)は全く異なった流れとなっていることがわかる。

2.4 節の検討結果から、端板のないオープンジェットの状態では円柱や角柱の後流は流れの二次元性が大きく崩れていることが推定でき、二次元モデルから発生する空力音の測定に対する端板の必要性が実験的に証明された。

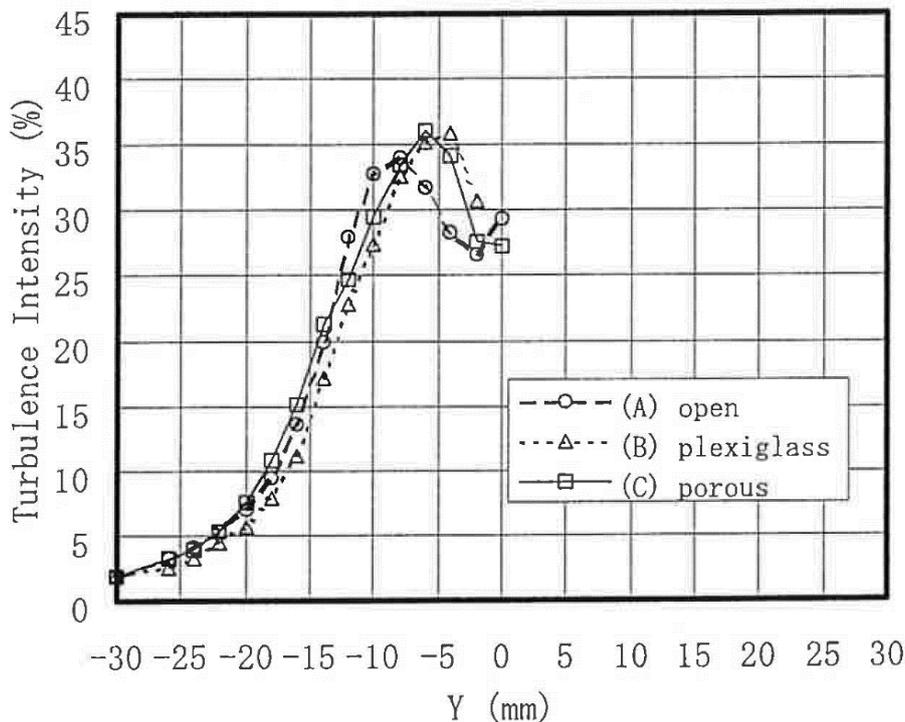


図 2.36 円柱後流の乱れ度分布 ($X=30\text{mm}$, $Z=0\text{mm}$)

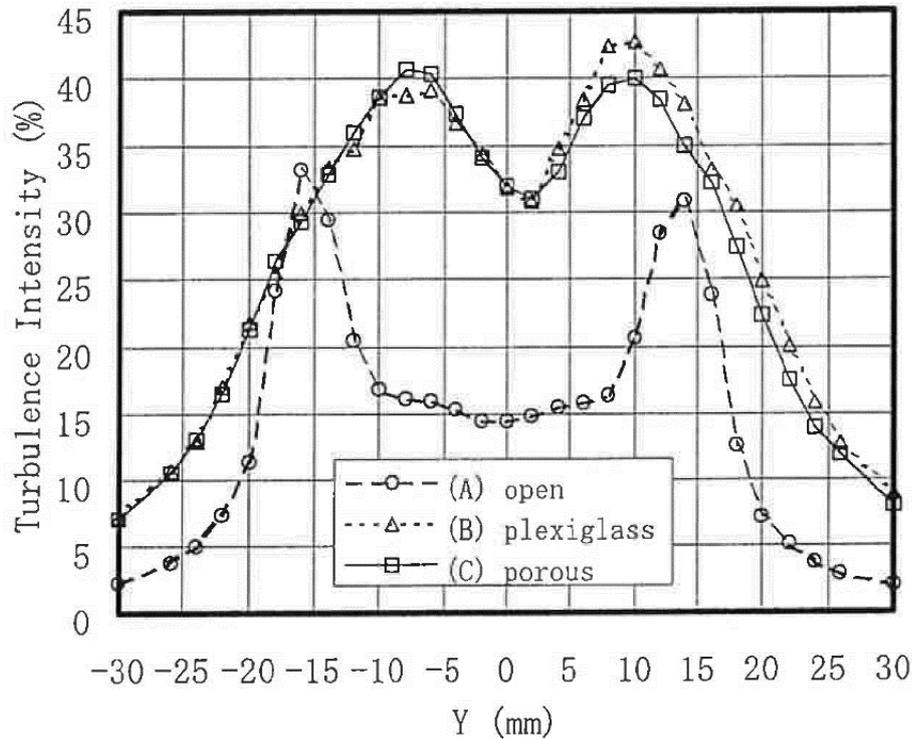


図 2.37 角柱後流の乱れ度分布 (X=30mm, Z=0mm)

2.5 結言

空力騒音の実験において、音響透過性多孔質材料を活用することの有効性を検討した。ポテンシャルコアの比較的小さな風洞実験においては、対象とする流れ場を得るために測定部に端板を用いることが有効である。さらに、端板材料に音響透過性多孔質材料を用いることで測定部がオープンな状態とほぼ同等の音場が得られ、モデルとジェットエッジの乱れとの干渉の影響を抑えた空力騒音の実験に有効であることがわかった。

ここで用いた音響透過性多孔質材料は、特に音響材料として開発あるいは販売されているものではない。付録に示すように音響特性や圧力損失特性などは別途測定し、実験条件に応じて選定することが望ましい。様々な空力騒音研究における端板壁面の設計指針としては音響特性や圧力損失特性が適合すると思われる材料を数種類選び、実際の壁面を構成して本報告のようにスピーカーテストや流れ場への影響を確認するのがもっとも実用的と思われる。また、補強材として用いられた穴開き鋼板は板厚が 1mm 程度までは 400Hz 程度までの音場に影響を与えない⁽³⁸⁾ことが知られている。

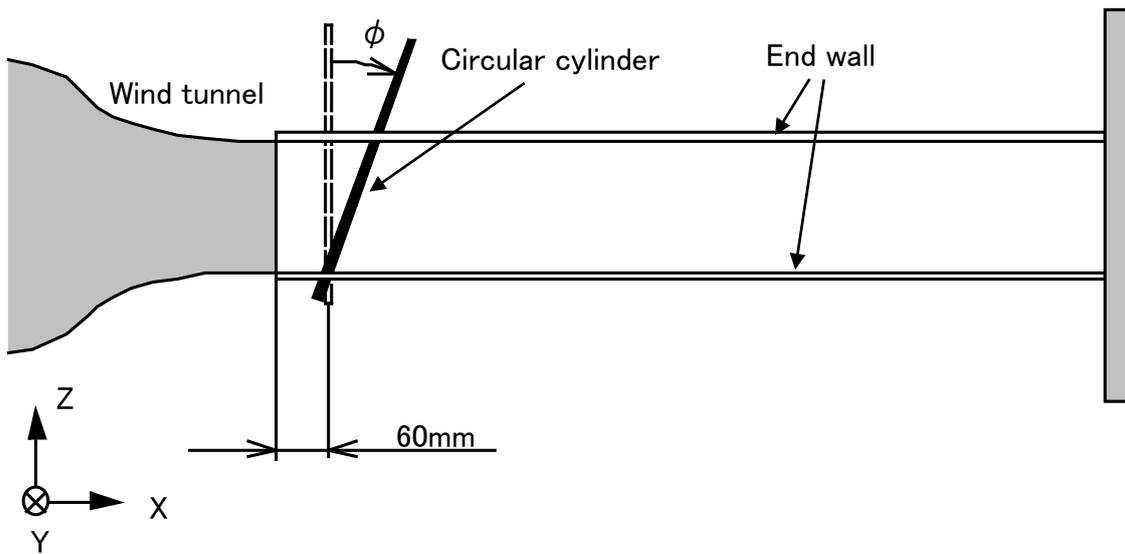
第3章 二次元構造物から発生する空力騒音の低減指針

3.1 緒言

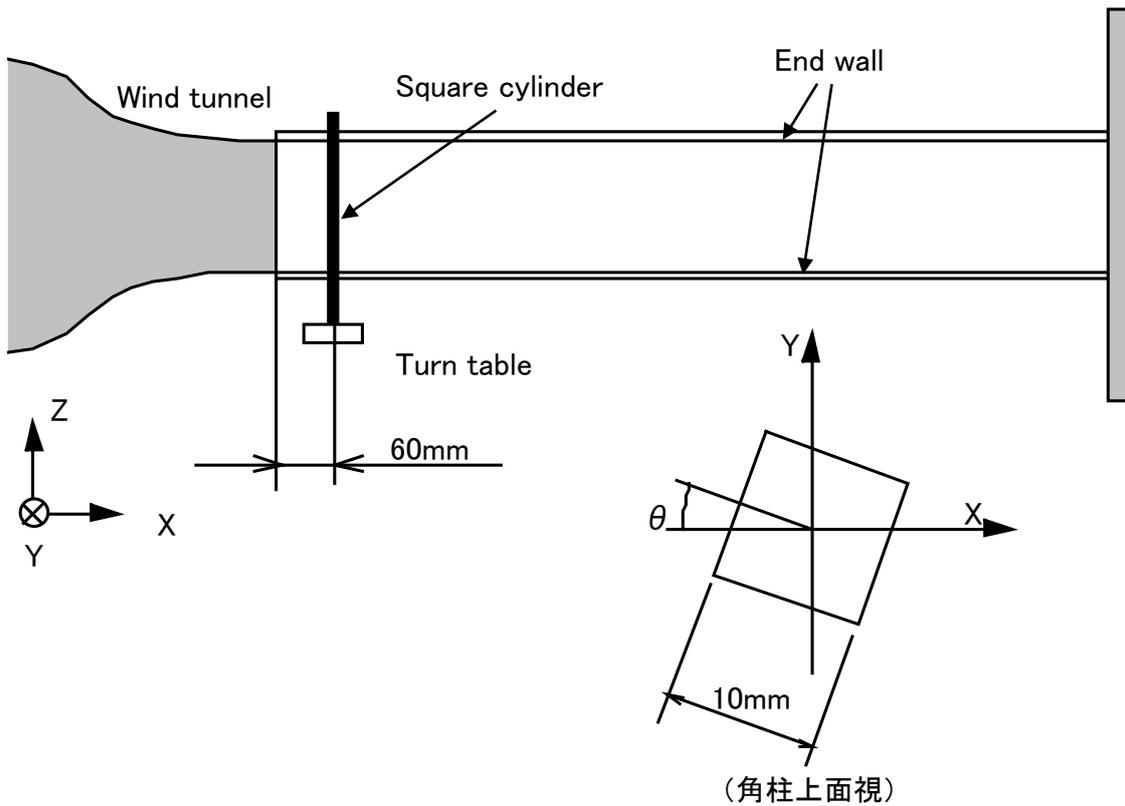
空気調和機のモーターステイやグリルと気流が干渉することで空力騒音が発生する。これらの構造物は円柱や角柱などに代表される二次元的な柱状モデルで構成されることが多い。二次元的な柱状モデルに風があたって放射される空力音のうち、カルマン渦の放出に起因し、特定の周波数で卓越して発生する音は一般にエオルス音と呼ばれ、耳障りな騒音となる。円柱や角柱を用いた風洞実験結果は数多く報告されているが、流体力学的側面からさまざまな条件でアプローチした研究がその大半を占めている。音響学的側面から空力騒音の発生機構を実験的に研究したものは、その多くが主流方向への傾斜角度および迎え角 0° で行われている。実際の現象として問題となる傾斜角度や迎え角による発生音への影響は十分研究されておらず、信頼性の高いデータも得られていない。本章では 3.2 節で実験装置と測定方法について述べ、3.3 節では円柱の傾斜角、3.4 節では角柱の迎え角とエオルス音の関係について定量的に調べ、空気調和機の構成要素である二次元構造物から発生する空力騒音の低騒音化の指針を示す。

3.2 実験装置および測定方法

図 3.1(a), (b)にそれぞれ円柱、角柱の風洞設置方法の概略を示す。2 章で述べた回流式の風洞を用い、音響透過性多孔質端板を用いた。モデルには直径が 10mm の円柱と一辺が 10mm の正方形断面の角柱を使用し、主流速度 20.6m/s から 41.6m/s における実験を行った。このときの Re は 1.4×10^4 から 2.8×10^4 である。円柱は図 3.1(a)に示すように下端をノズル下流 60mm に固定し、上端を下流方向に傾けることによって傾斜角度 ϕ を与え、設置した。傾斜角度の設定には 0.2° まで読み取り可能な角度計を用いた。角柱は図 3.1(b)に示すように、下端を 0.1° まで設定可能な回転台に固定し、風洞ノズルから 60mm の位置に垂直に設置した。角柱の迎え角は真上から見て右回りを正、左回りを負と定義する。座標系はモデルの重心を原点とし、主流方向に X、主流直角方向に Y、垂直方向に Z である。音圧は (0, -1000mm, 0) の点に設置したマイクロホンにより測定した。FFT 周波数分析の分解能は 5Hz でハンギングウィンドウを用いた。



(a) 円柱の傾斜角



(b) 角柱の迎え角

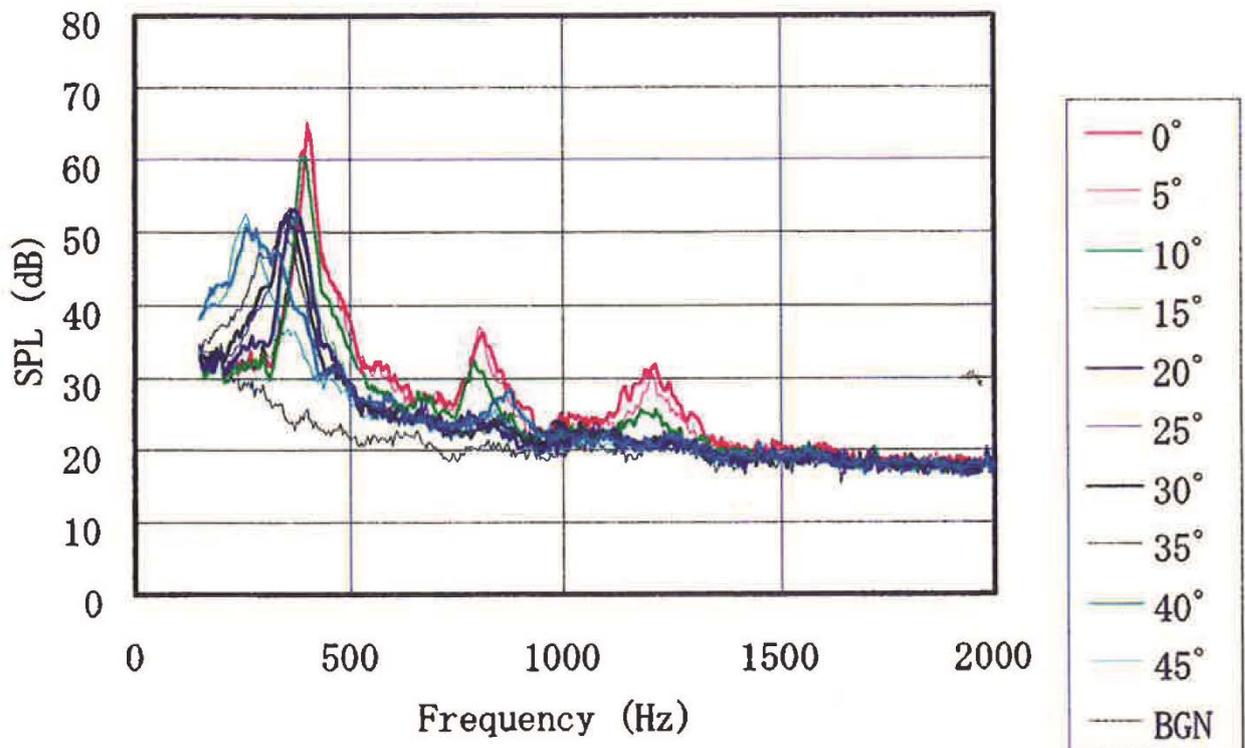
図 3.1 実験装置の概略

3.3 円柱の傾斜角と空力音

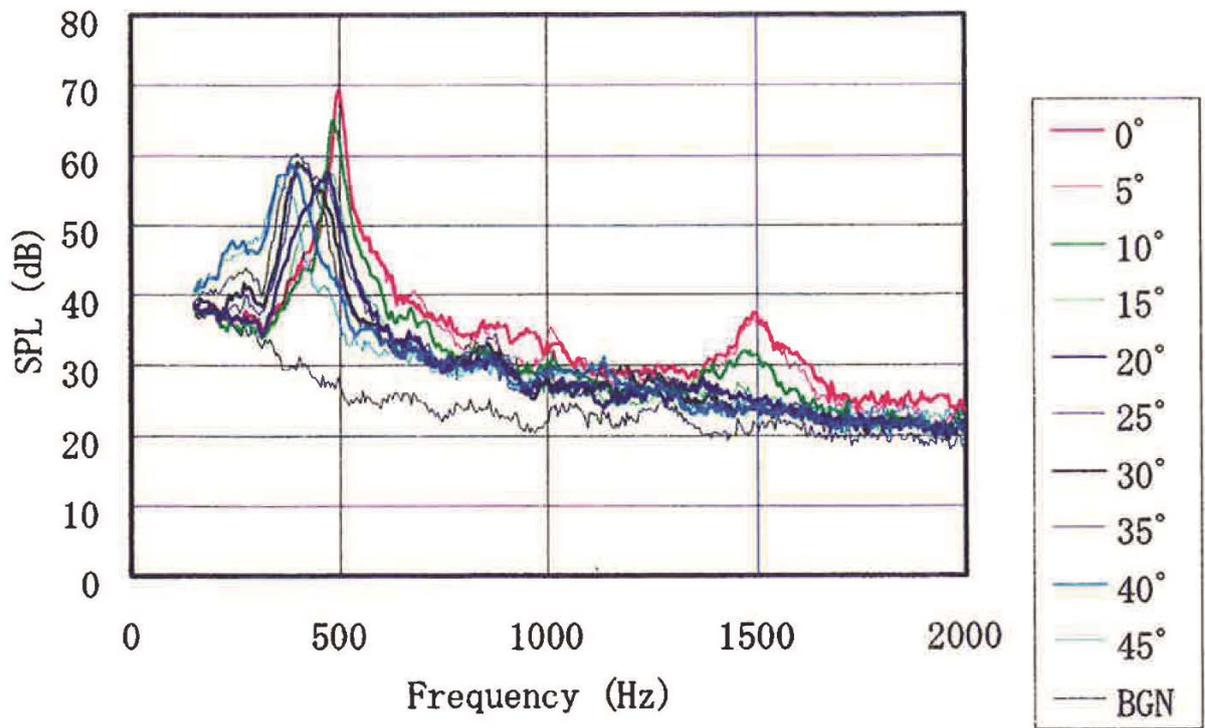
3.3.1 空力音のスペクトル

円柱の傾斜角度を 0° から 45° まで 5° おきに変えて空力音のスペクトルを測定した結果を図 3.2(a)~(e)に示す. それぞれの風速は順に 20.6, 25.8, 31.1, 36.3, 41.6m/s で, Re は約 1.4×10^4 , 1.7×10^4 , 2×10^4 , 2.4×10^4 , 2.8×10^4 である. 図 3.2 で示したものは聴感補正を施していない Flat 特性である. 以下, 主にスペクトルの最大ピークレベルとその周波数について考察した(以後, これを単にピークレベルとピーク周波数と呼ぶ).

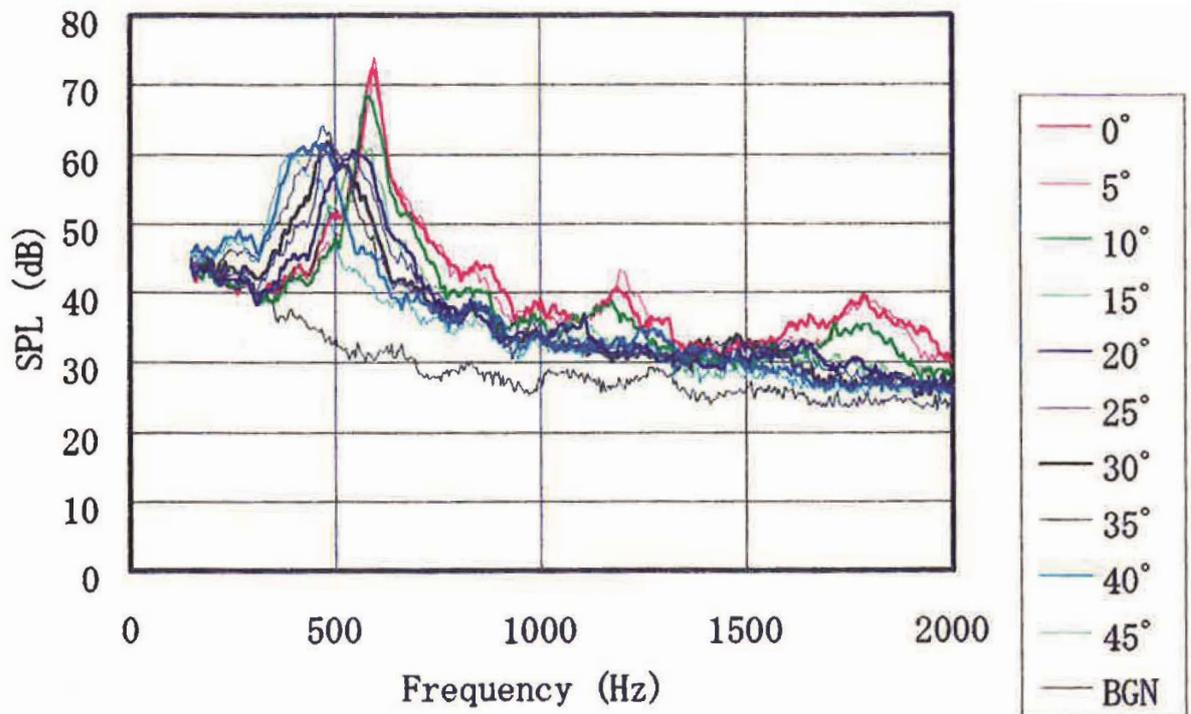
流速の増加により, 突出スペクトルは狭帯域のものから比較的広帯域になるが各流速でのピーク周波数, ピークレベルの相対的な変化の傾向は等しい. 例えば, 図 3.2(c)の $U=31.1\text{m/s}$ のとき, ピーク周波数は傾斜角度 0° で 590Hz であり, 傾斜角度が 10, 20, 30, 40° と大きくなるにつれて, 580, 545, 480, 470Hz と低くなっている. ピークレベルは 0° から 20° にかけて低下し, それ以上の傾斜角度では, さほど大きな変化は見られない. また, 傾斜角度が 0° のときには, 比較的鋭い突出スペクトルをもつが, 傾斜角度が大きくなると, 広帯域でなだらかなスペクトルになる.



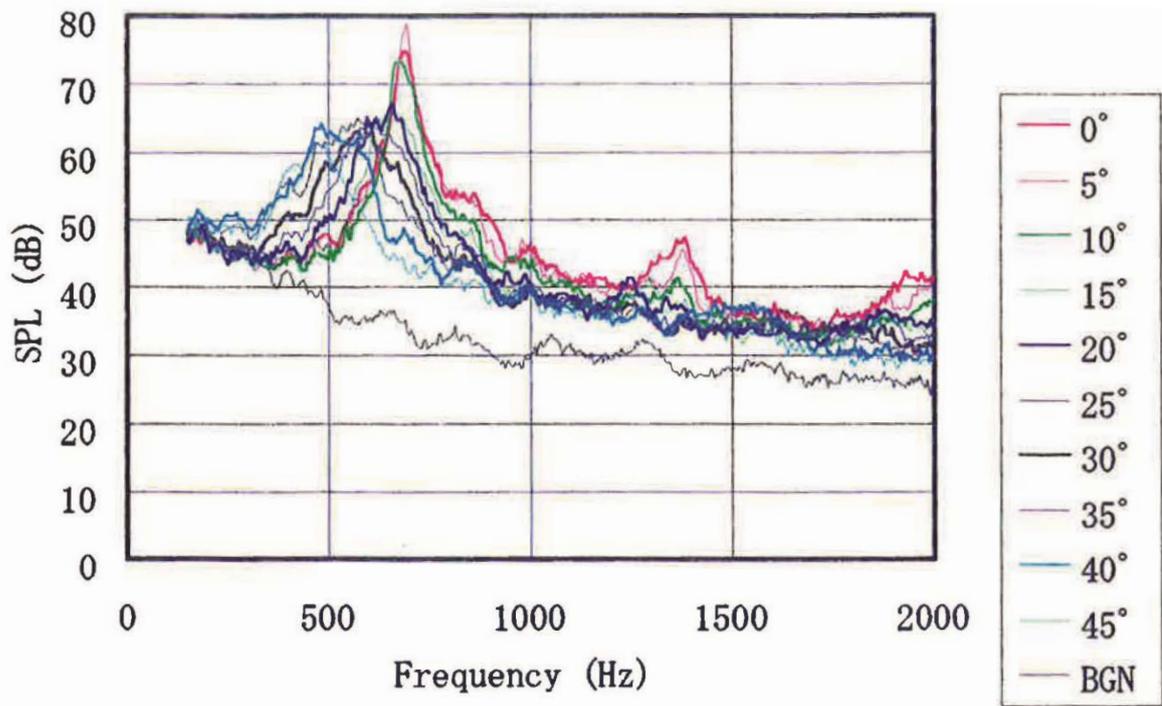
(a) Sound Pressure Level ($U=20.6$ m/s)



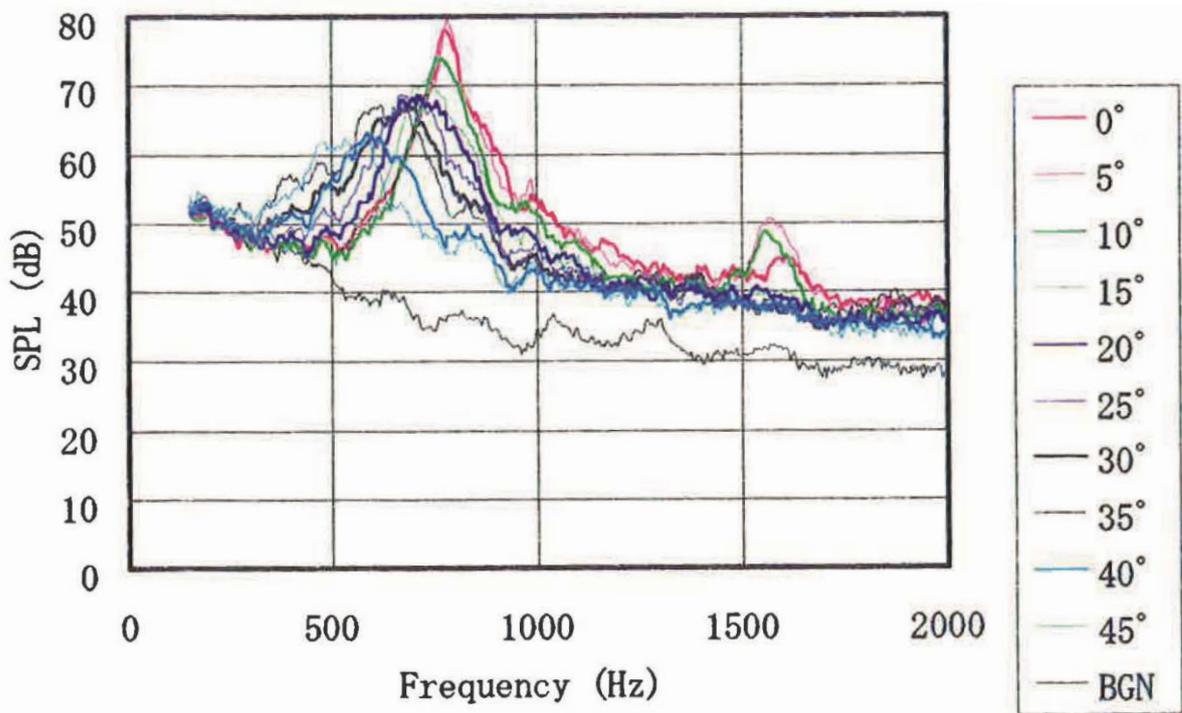
(b) Sound Pressure Level ($U=25.8$ m/s)



(c) Sound Pressure Level ($U=31.1$ m/s)



(d) Sound Pressure Level ($U=36.3$ m/s)



(e) Sound Pressure Level ($U=41.6$ m/s)

図 3.2 空力音のスペクトル

3.3.2 ピーク周波数への影響

流速と卓越発生音(エオルス音)の周波数を無次元化した Strouhal 数($St=fD/U$)を傾斜角についてまとめたものを図 3.3 に示す. ここで f :卓越発生音の周波数, D :円柱の直径, U :主流速度である. 傾斜角 40° では, ややばらついているものの, 円柱が傾斜しても垂直な円柱と同様に Strouhal 数は流速によらずほぼ一定値をとっている. しかし, その値は傾斜角が大きくなるにつれて小さくなっている. このことは円柱の代表寸法 D あるいは流速 U の発生周波数に及ぼしている性質が円柱を傾斜させることによって変化していることを示している.

円柱の傾斜角度変化に対する Strouhal 数を図 3.4 に示す. 主流速度は 20.6m/s から 41.6m/s まで約 5m/s おきに測定した. どの風速においても傾斜角度に対する Strouhal 数の変化は同じ傾向を示している. 傾斜角度 0° の Strouhal 数が約 0.19 であるのに対して, 傾斜角度が大きくなると, 少なからず減少している.

円柱を傾斜させた場合, X-Y 面に平行な面での断面形状は楕円形となるが, 主流に対する幾何学的代表寸法 D は変わらないことから, この Strouhal 数の変化は円柱周りの流れの速度に影響されていると考えられる.

白樫らの研究報告⁽³⁹⁾から図 3.5 を引用する. 図に示すように傾斜円柱表面の流れは円柱軸をほぼ直角に横切って流れ, 後流においては, 非常に強い三次元流れが見られることがわかっている. この図は流速 1.9m/s における直径 25mm , 傾斜角 30° の傾斜円柱周りの流れをスモークワイヤ法によって可視化されたものである. 本検討とは Re は異なるが, 傾斜円柱周りの流れ場を考察するには有用である. この報告からは傾斜円柱まわりの流れの方向はわかるものの, その大きさは明らかでない.

図 3.6 に示すように, 傾斜角度 ϕ で傾いた円柱周りの流れは, 円柱軸に平行な速度成分 $U_\xi = U \sin \phi$ と円柱軸に直角な速度成分 $U_\zeta = U \cos \phi$ に分解できる. 傾斜円柱の揚力変動に寄与する速度成分が, 円柱軸に直角な速度成分であると仮定すれば, この速度成分を用いて補正した軸直角 Strouhal 数 St_ζ は,

$$St_\zeta = \frac{fD}{U_\zeta} = \frac{fD}{U \cos \phi} = \frac{St}{\cos \phi} \quad (3-1)$$

と与えられる.

式(3-1)の補正をした St_ζ を図 3.7 に示す. 傾斜角度が大きくなると多少ばらつきは大きくなるが, 軸直角 Strouhal 数は傾斜角度によらず約 0.19 の一定値となる.

円柱幅に基づく垂直な円柱の Strouhal 数は約 0.2 であることが知られているが⁽³⁶⁾⁽⁴⁰⁾, 本実験ではアスペクト比が小さい影響⁽⁴¹⁾で約 0.19 という値になったと思われる。

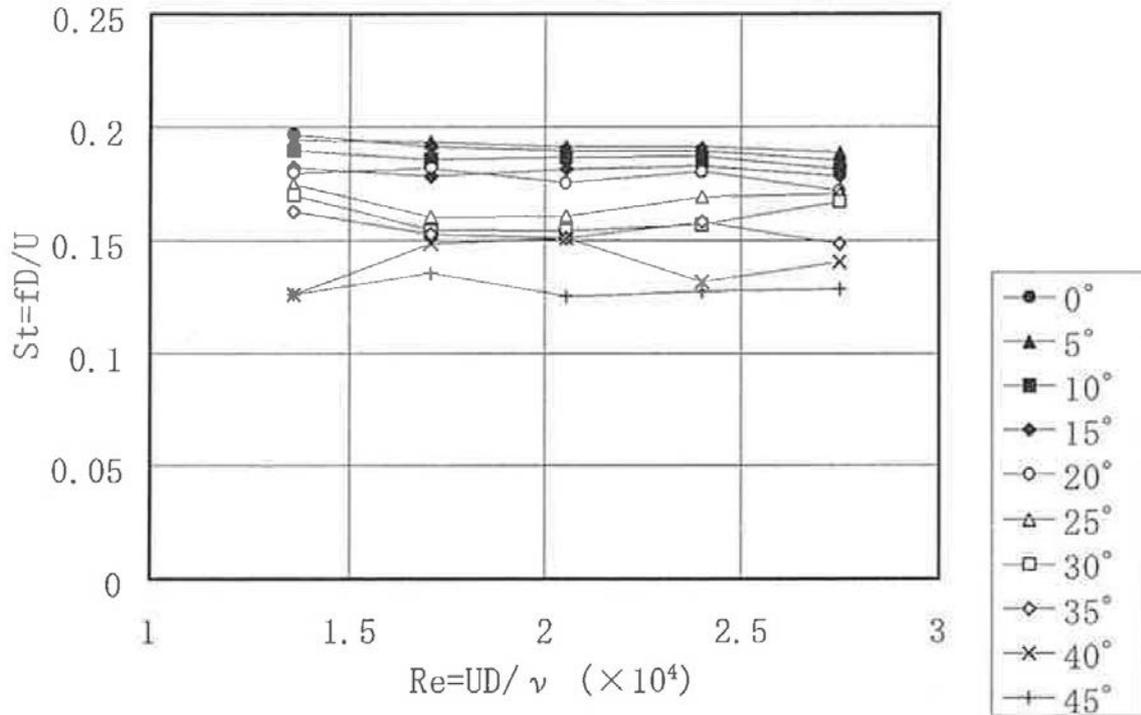


図 3.3 流速変化に対する Strouhal 数

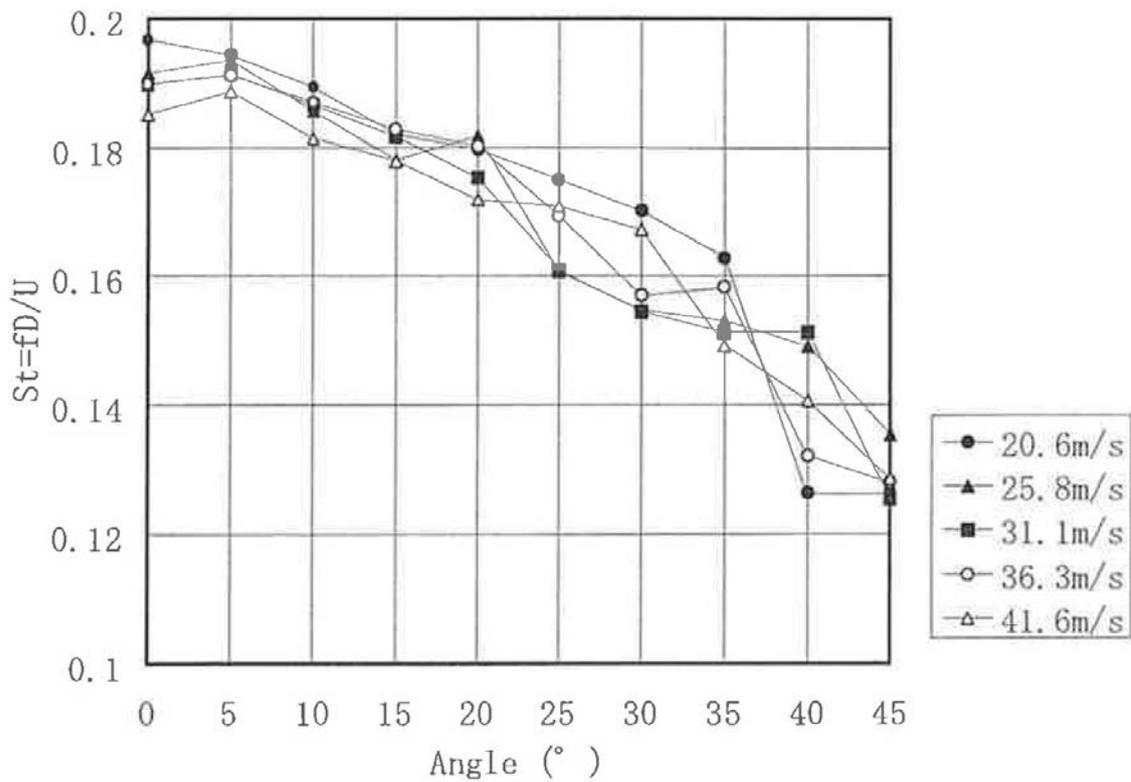


図 3.4 傾斜角に対する Strouhal 数

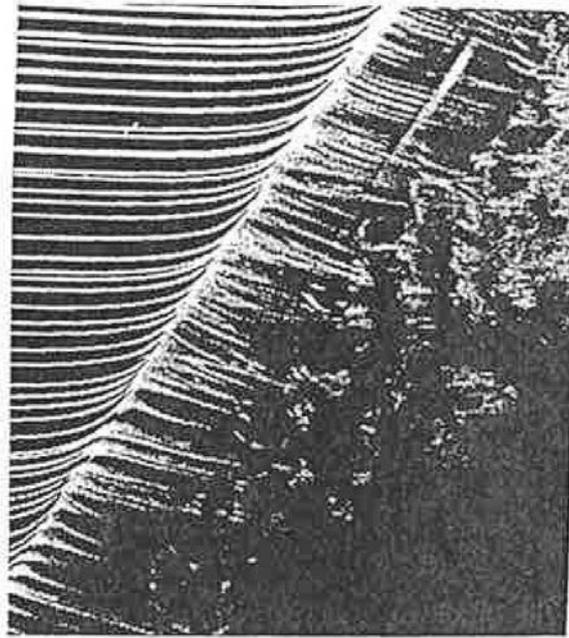


図 3.5 傾斜円柱周りの流れの可視化(参考文献 39 より引用)

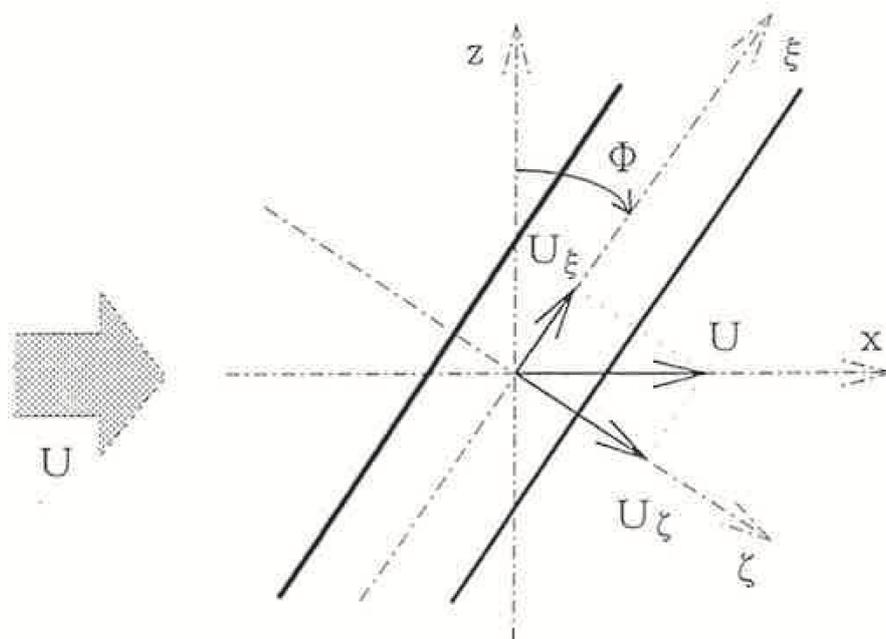


図 3.6 傾斜円柱周りの流れ

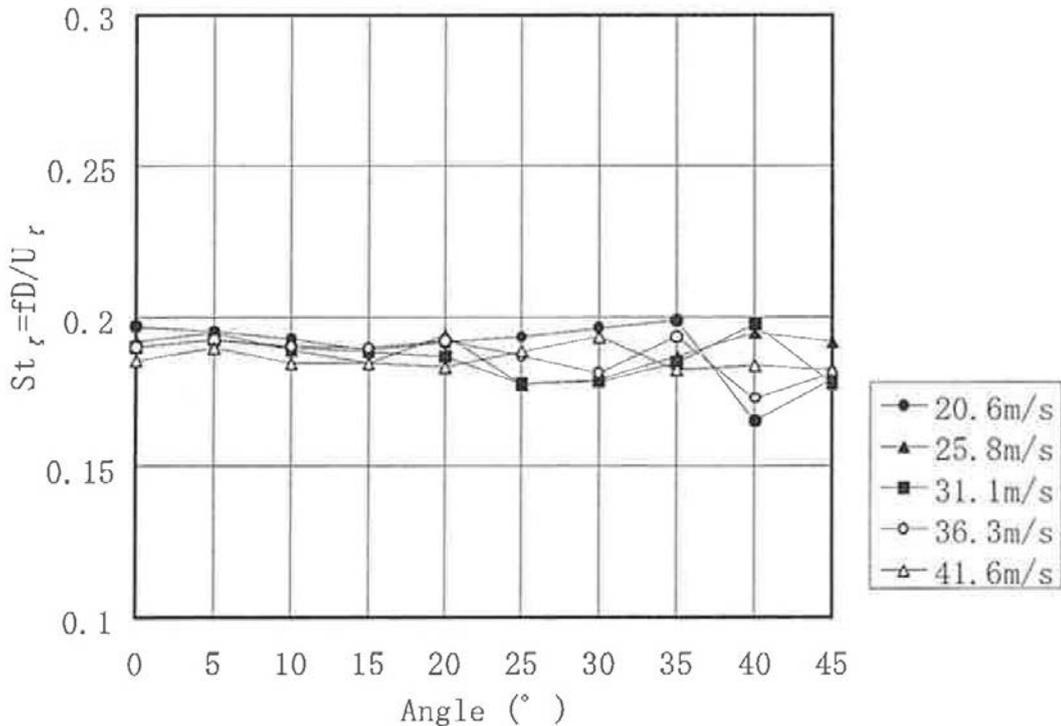


図 3.7 傾斜角に対する軸直角 Strouhal 数

3.3.3 空力音発生量への影響

図 3.8 に流速を変化させたときの傾斜円柱から発生する音のピークレベルを傾斜角ごとにまとめたものを示す。全ての傾斜角でピークレベルの増加はほぼ流速の 6 乗に比例しており、空力音の 6 乗則が確認できる。

図 3.9 に円柱の傾斜角度を変えたときの発生音のピークレベルの変化を示す。図 3.10 にはピークレベルから 3dB 低いレベルのスペクトルがもつ周波数バンド幅を、図 3.11 にはその範囲のスペクトルをたし込んだバンドレベルをそれぞれ示す。図 3.9 より、どの風速においても 0° から 5° にかけて、若干ピークレベルが大きくなる。5° から 15° にかけて急激に低下し、15° 以上の傾斜角度ではほぼ横ばいとなり、傾斜角度の増加に伴うピークレベルの低減効果が小さくなる。

発生音のスペクトルの考察から、ピークレベルの低下に伴い、バンド幅が広がっているのがわかる。図 3.10 に示すようにピークレベルより 3dB 低いレベルでのバンド幅は、ばらつきはあるが傾斜角度の増加の伴って大きくなっている。その結果、図 3.11 のように空力音をバンドレベルでとらえた場合、円柱の傾斜による騒音低減効果は 5~10dB 程度となり、ピークレベルほどの騒音低減効果は得られない。しかしながら、聴感的に耳障りな音はピークレベルの低減によって取り除かれる。この発生音量の変化は円柱の傾斜によって、流れの 3 次元性が強まり、表面の圧力変動の相関スケールが小さくなることによるものと考えられる。

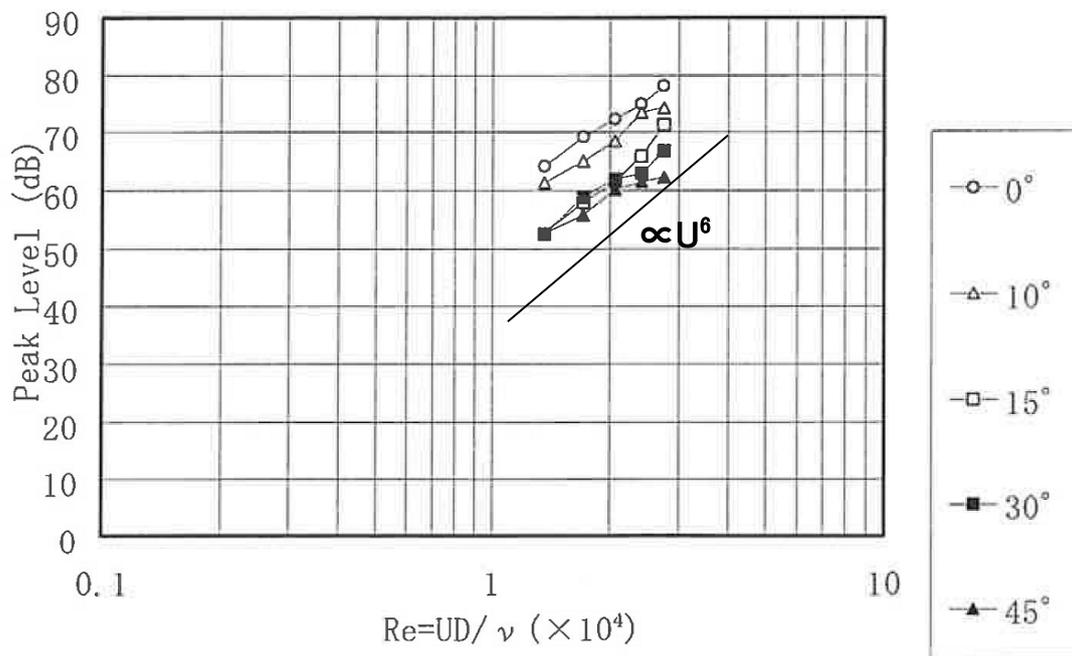


図 3.8 流速変化に対するピークレベルの比較

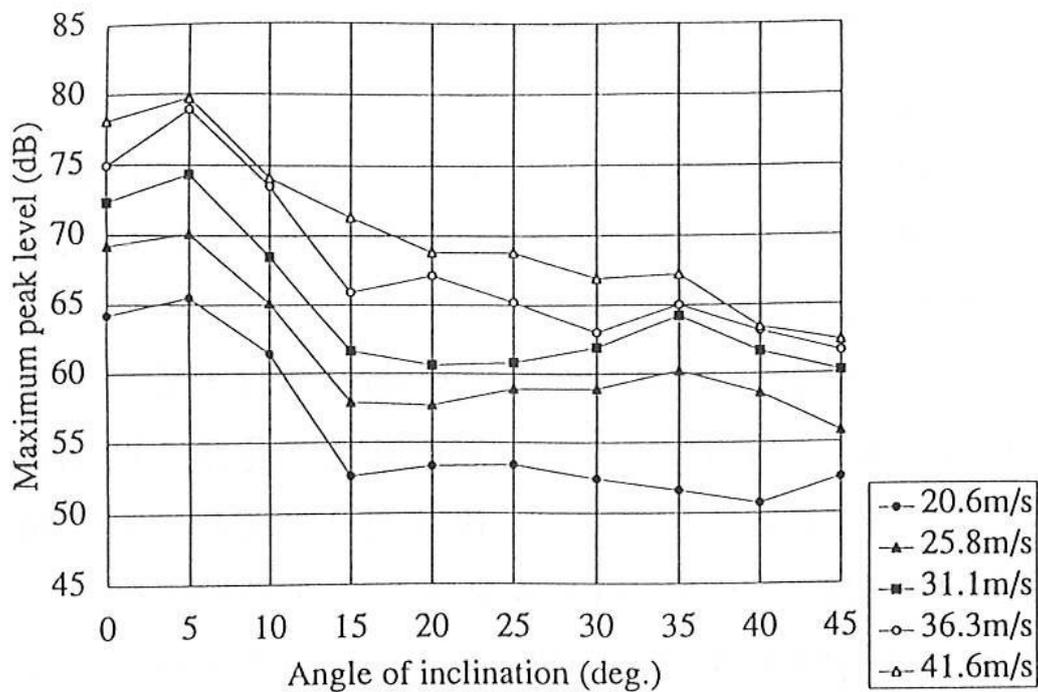


図 3.9 傾斜角に対するピークレベルの比較

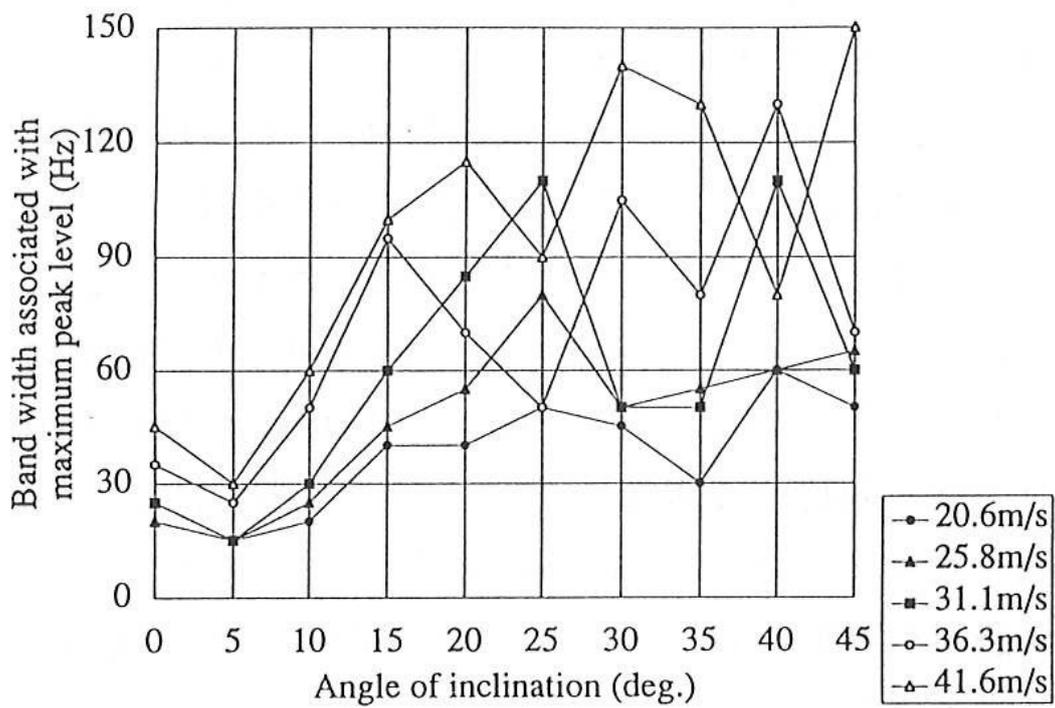


図 3.10 バンド幅の比較

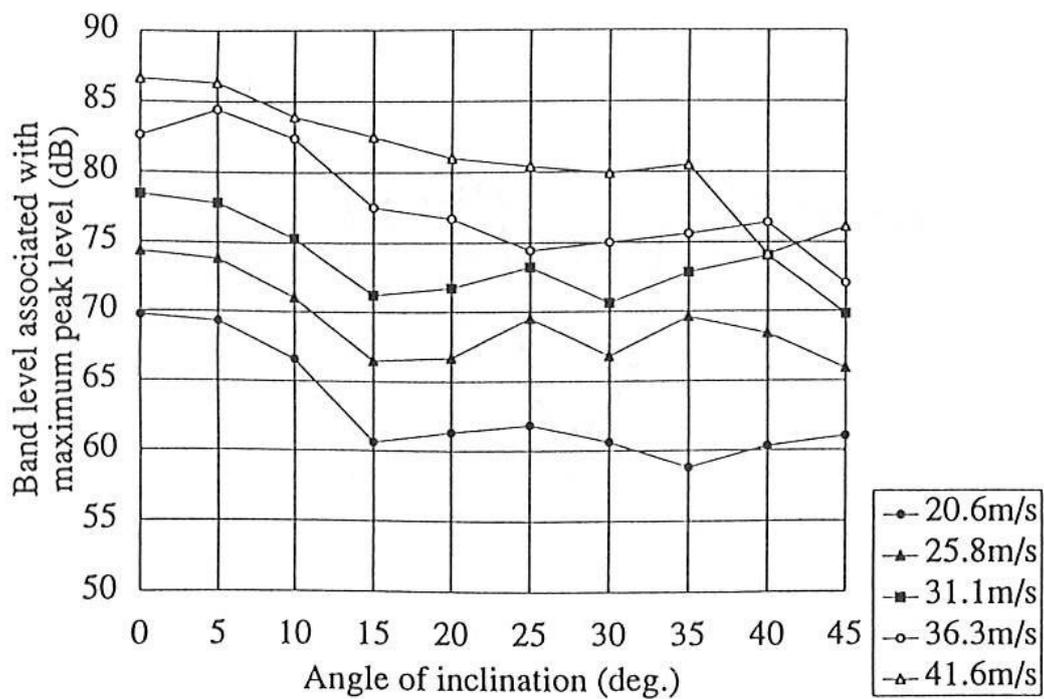


図 3.11 バンドレベルの比較

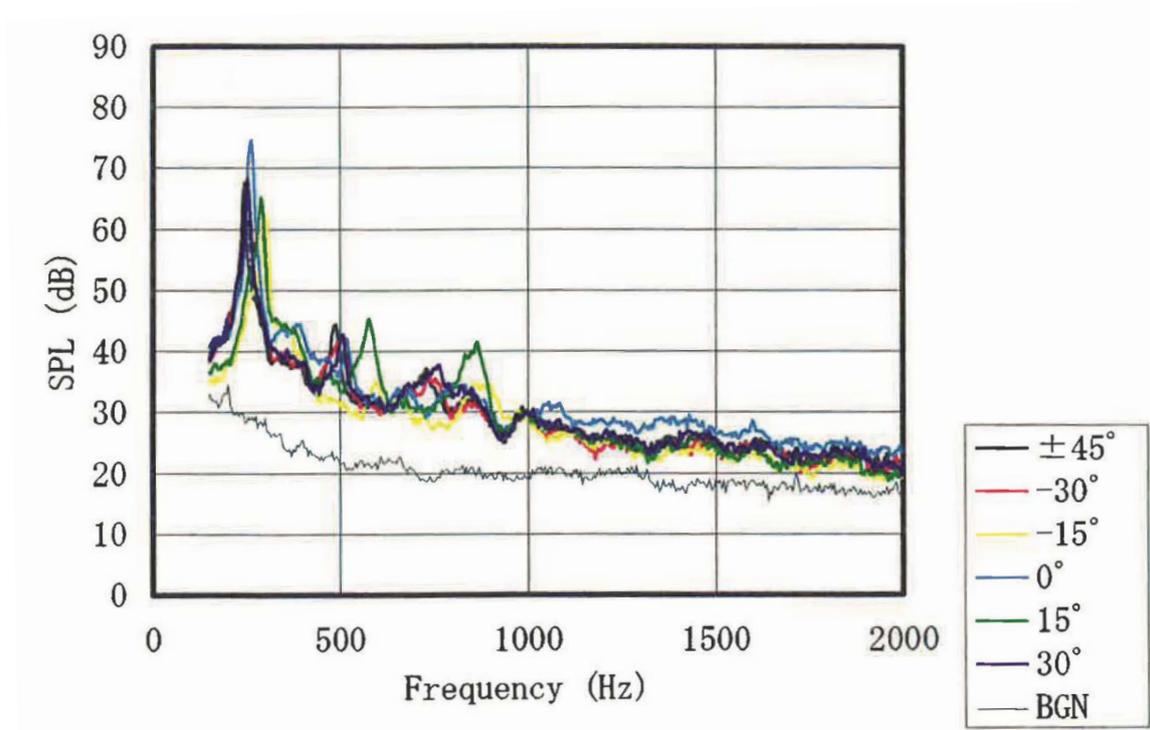
3.4 角柱の迎え角と空力音

3.4.1 発生音のスペクトル

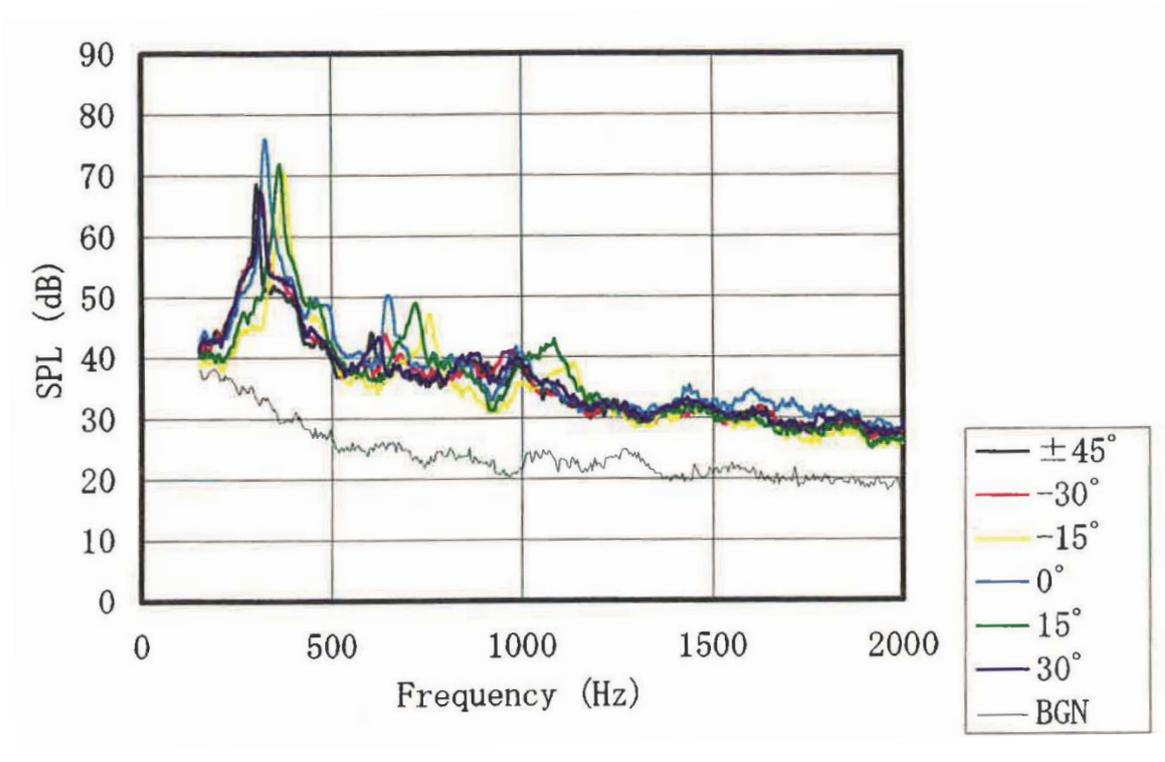
角柱の迎え角を 0° から 15° まで 2.5° おき, 15° から 45° までを 5° おきに変えて空力音のスペクトルを測定した. 15° ごとのスペクトルを図 3.10(a)~(e)に示す. それぞれの風速は順に 20.6, 25.8, 31.1, 36.3, 41.6m/s で, Re は約 1.4×10^4 , 1.7×10^4 , 2×10^4 , 2.4×10^4 , 2.8×10^4 である.

流速の増加により, 突出スペクトルは狭帯域のものから比較的広帯域になるが, 各流速でのピーク周波数, ピークレベルの相対的な変化の傾向は等しい.

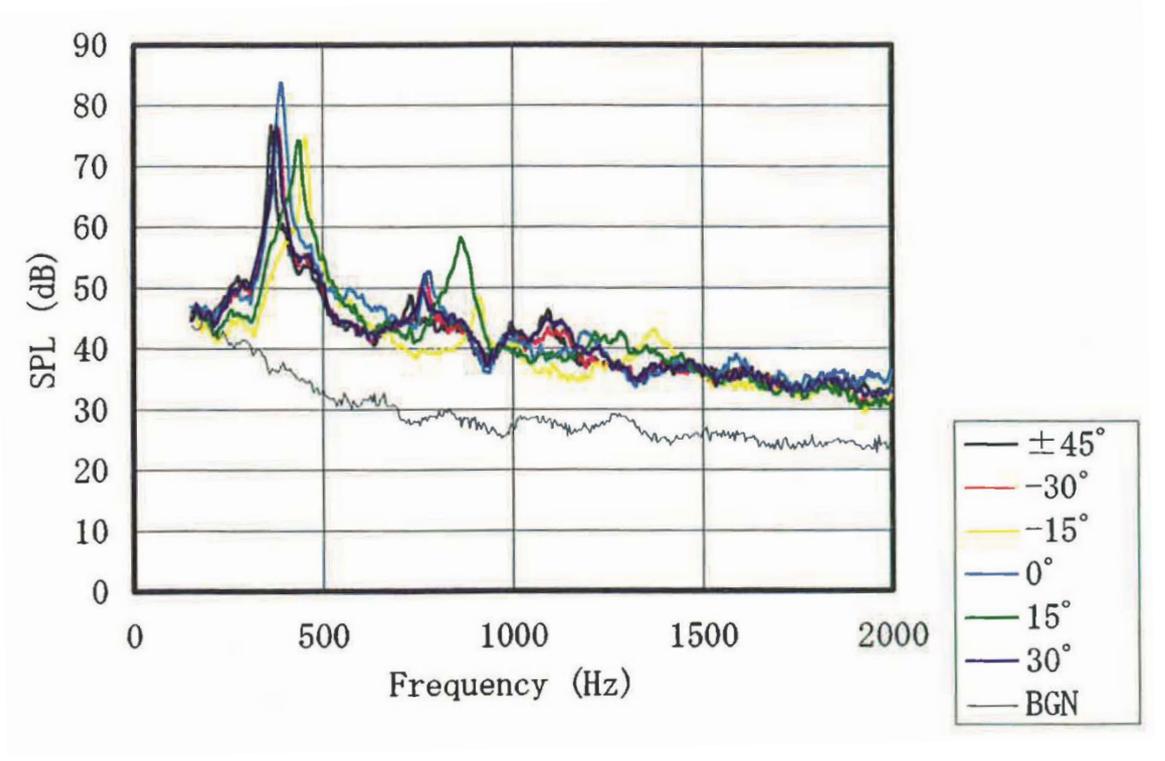
例えば, 図 3.12(c)の $U=31.1\text{m/s}$ のとき, ピーク周波数は迎え角 0° で 390Hz であるが, 15° で 435Hz と急激に高くなり, 30° , 45° でそれぞれ 380, 370Hz と徐々に低くなっている. 発生音のピークレベルは迎え角が 0° から 15° にかけて 10dB ほど小さくなっている. 15° 以上の迎え角ではほぼ 75dB で一定となり, 迎え角による影響は見られない. スペクトルのバンド幅は迎え角に対して, それほど大きく変化しない.



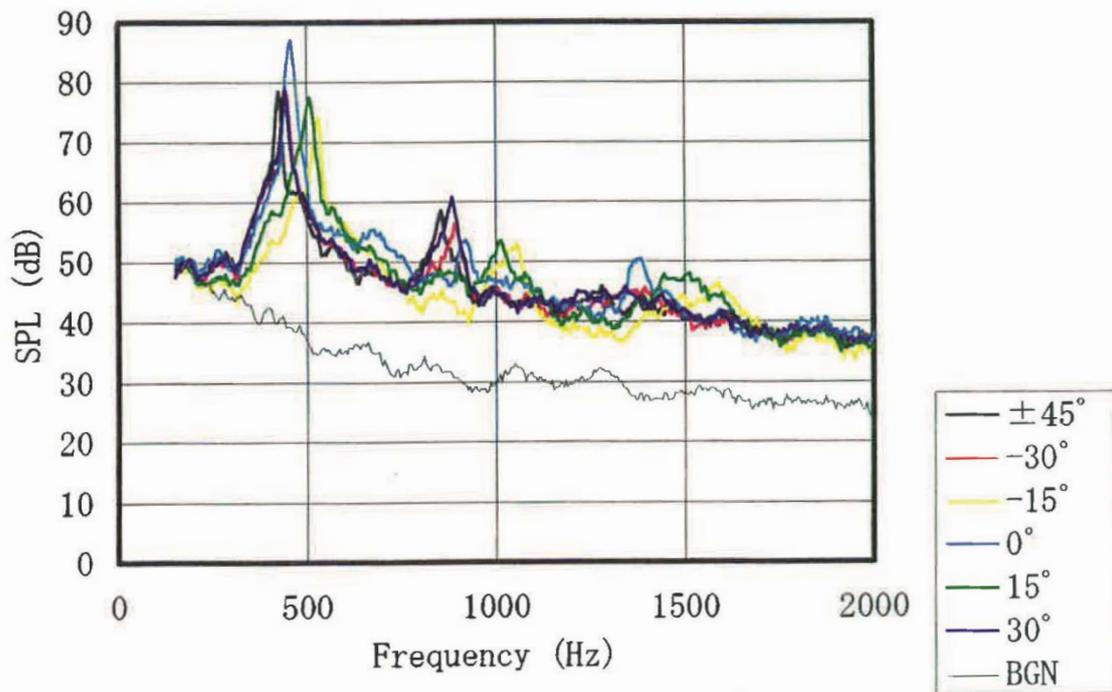
(a) Sound Pressure Level ($U=20.6\text{m/s}$)



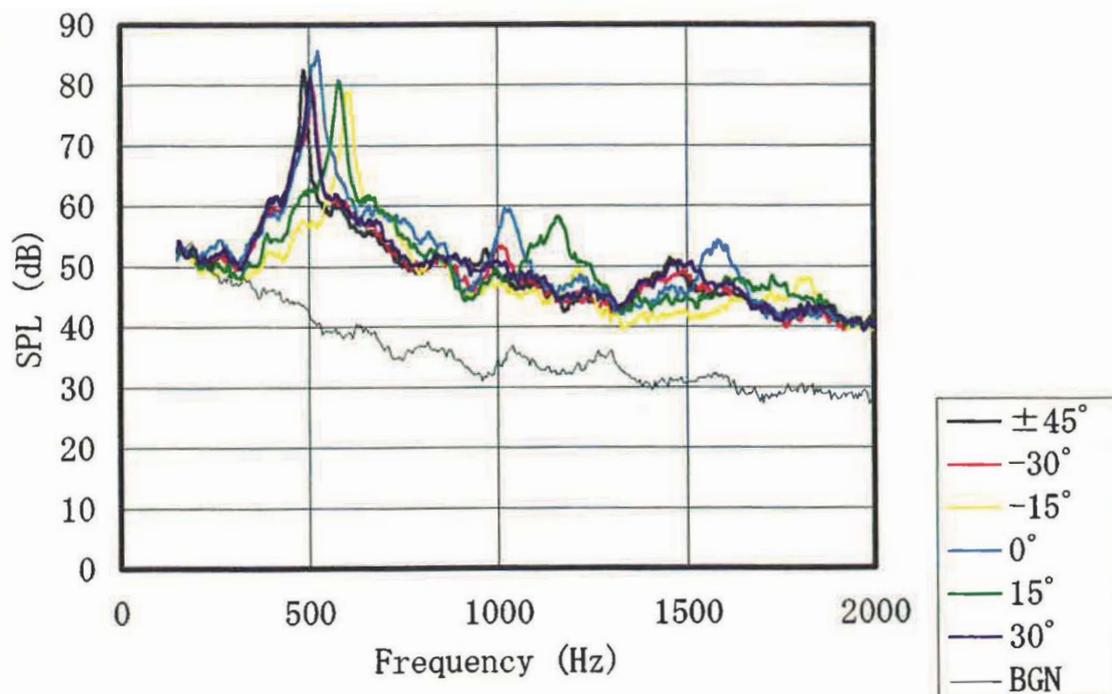
(b) Sound Pressure Level (U=25.8 m/s)



(c) Sound Pressure Level (U=31.1 m/s)



(d) Sound Pressure Level ($U=36.3$ m/s)



(e) Sound Pressure Level ($U=41.6$ m/s)

図 3.12 発生音のスペクトル

3.4.2 ピーク周波数への影響

流速によるピーク周波数の変化を迎え角 0° , $\pm 15^\circ$, $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$ についてまとめたものを図 3.13 に示す. 各迎え角における Strouhal 数は流速によらず, ほぼ一定値をとっている.

角柱の迎え角に対して, エオルス音の周波数からなる Strouhal 数の変化を主流速度についてまとめたものを図 3.14 に示す. Strouhal 数は迎え角 0° で約 0.125~0.13 である. 0° から 5° までわずかに減少し, 5° から $7.5^\circ \sim 13^\circ$ にかけて約 0.15 まで急激に増加した後, それ以上の角度では徐々に減少している.

この Strouhal 数の変化が流れに対する角柱の幾何学的代表寸法が変化することによるとすれば, 迎え角 θ の角柱(一辺 D)の見かけ上の幾何学的代表寸法は, 図 3.15 に示すように,

$$D_e = D|\sin \theta| + D\cos \theta \quad (3-2)$$

で与えられる. この補正を行った Strouhal 数は,

$$St_e = \frac{fD_e}{U} = \frac{fD}{U} (|\sin \theta| + \cos \theta) = St(|\sin \theta| + \cos \theta) \quad (3-3)$$

となる.

図 3.16 に St_e で整理した結果を示す. 図 3.14 と比較すると, 0° から 10° までなめらかに増加し, それ以上の迎え角では約 0.17 の一定値となる. 式(3-3)を用いると, $10^\circ \sim 13^\circ$ 以上の迎え角で Strouhal 数はほぼ一定とみなすことができ, 発生周波数の予測に有効である. この補正では 0° から 10° での Strouhal 数の急激な増加が残り, 角柱周りの流れは迎え角 $10 \sim 13^\circ$ 付近で大きく様相を変えると推定される.

迎え角 0° で, 角柱中心軸から流れ方向に対称的な現象を生じるはずであるが, 図 3.16 において, 正の迎え角と負の迎え角での値にずれが生じている. これは, 迎え角 0° の流れが非常に不安定であり, 角柱の迎え角設定が困難であったため, 幾何学的な代表寸法補正時に差異が生じたものと考えられる.

迎え角 0° の角柱周りの流れを可視化した例を五十嵐らの研究報告⁽⁴²⁾から引用して図 3.17 に示す. この図から角柱の上流側エッジで剥離した流れが, 後流で交互にカルマン渦を形成しているのが分かる. さらに, 迎え角 13° 付近で角柱の上流側エッジではく離れた流れが再付着を起こすことが示されている⁽⁴³⁾. 本研究の実験では, 迎え角による角柱後流の

変化と同様の現象を音響的にもとらえることができた。エオルス音の発生周波数は、再付着域で角柱の代表寸法に大きく影響され、完全はく離域においては、その補正だけでは不十分であることがわかった。

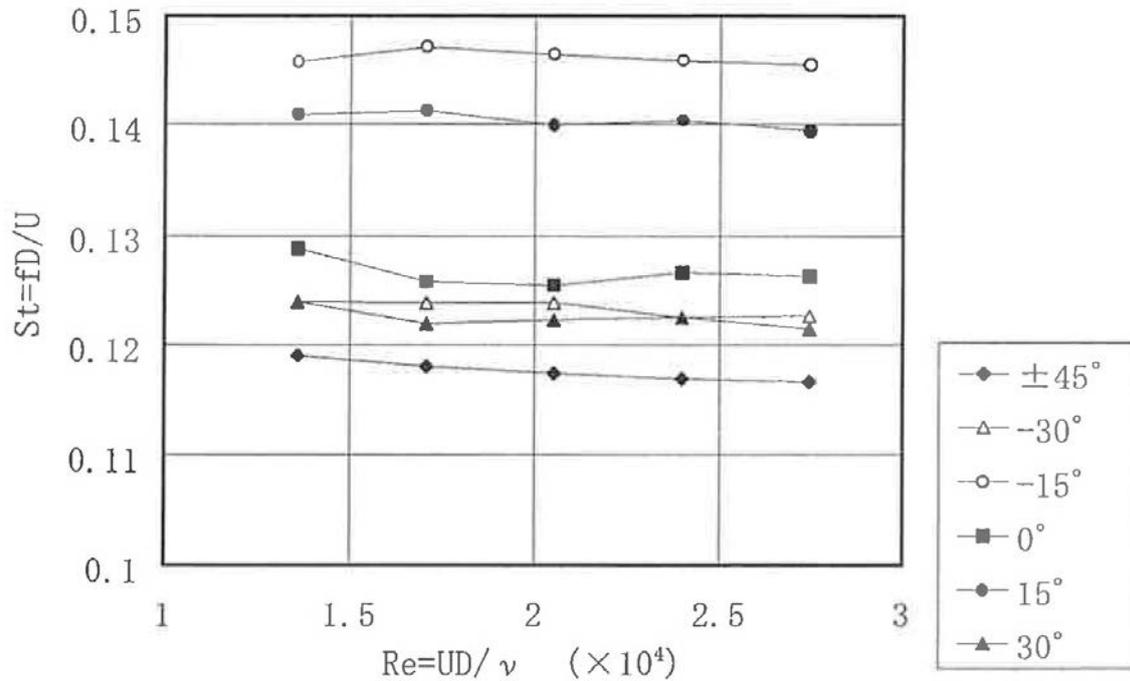


図 3.13 流速変化に対する Strouhal 数

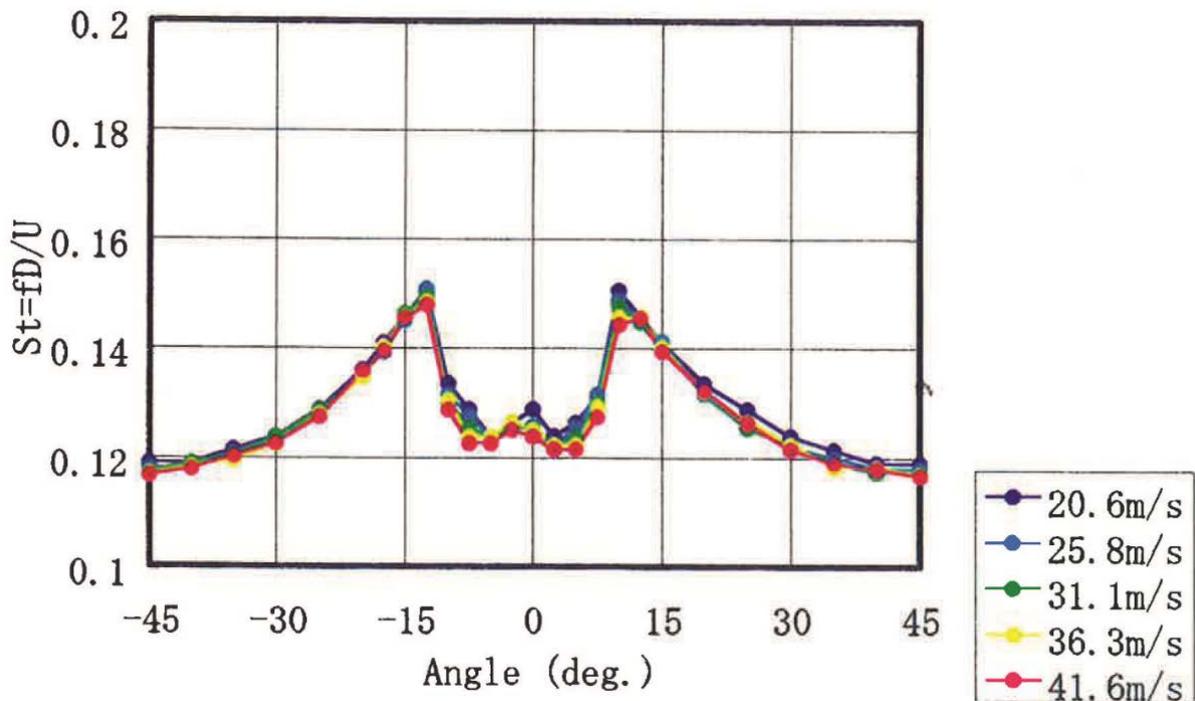


図 3.14 迎え角の変化に対する Strouhal 数

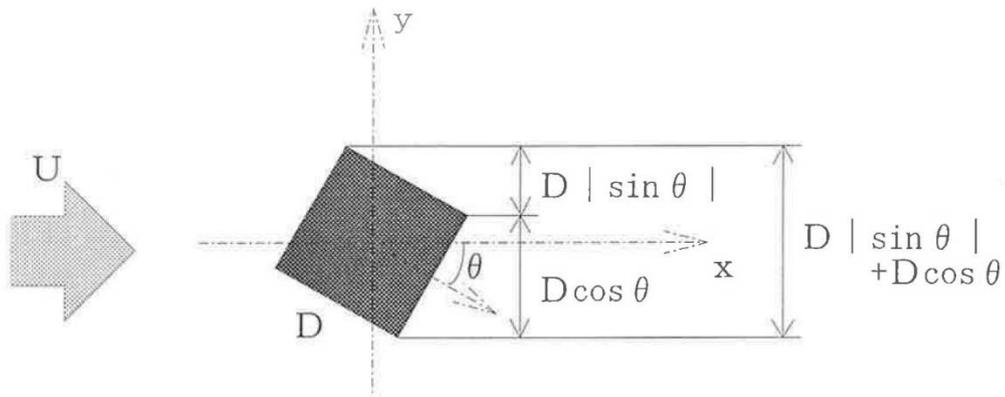


図 3.15 代表寸法の見かけ上の変化

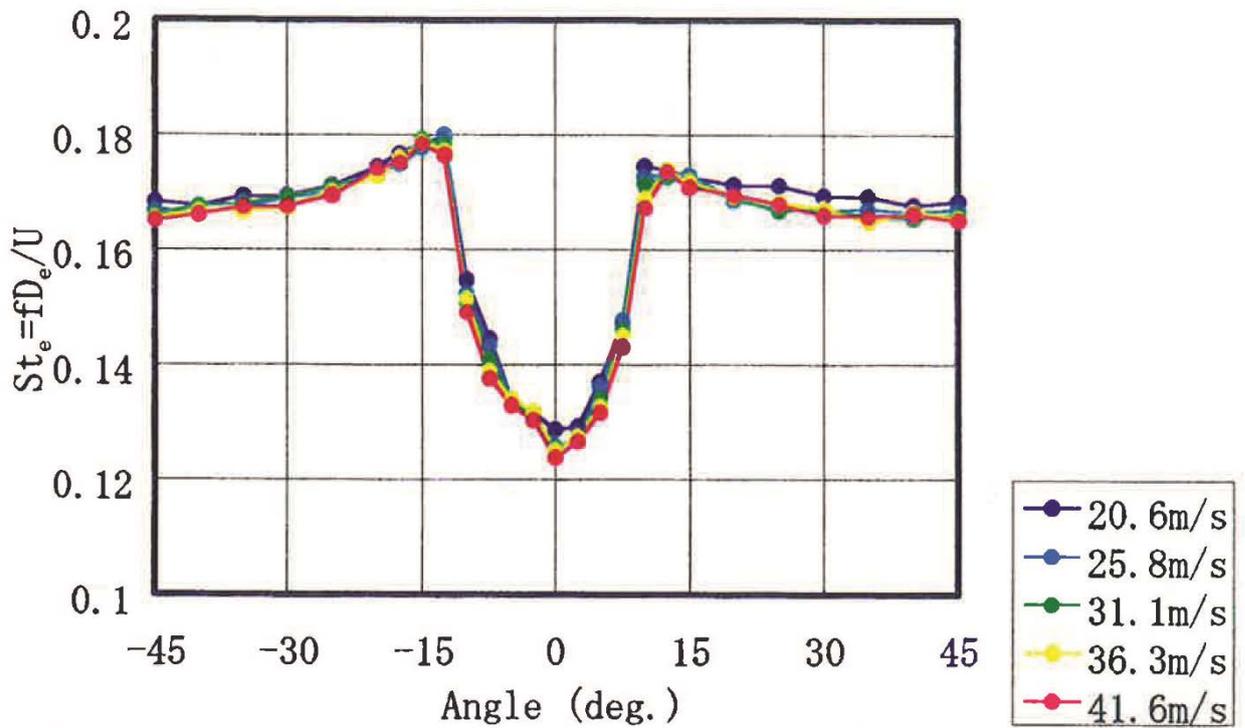


図 3.16 迎え角の変化に対する代表寸法を考慮した Strouhal 数

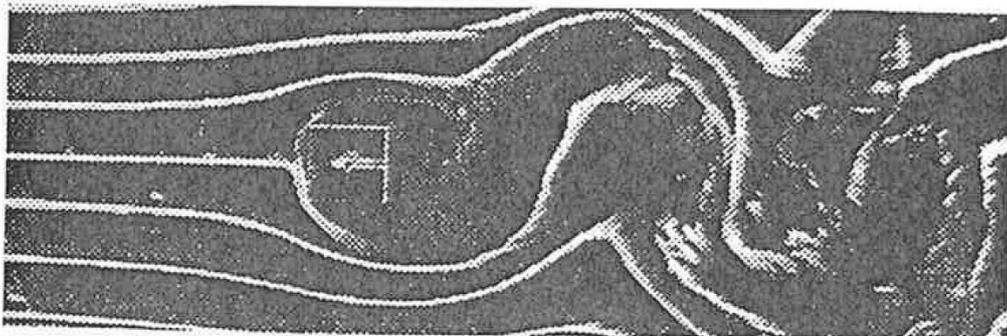


図 3.17 角柱周りの流れの可視化($Re=1.2 \times 10^4$)(参考文献 42 より引用)

3.4.3 空力音発生量への影響

図 3.18 に流速を変化させたときの発生音のピークレベルを迎角 -45° から 45° まで 15° おきに示す. 角柱の迎え角によらず発生音のピークレベルはほぼ流速の 6 乗に比例しており, 空力音の 6 乗則が確認できる.

図 3.19 に迎え角の変化による発生音のピークレベルの変化を示す. 図 3.20 にはピークレベルから 3dB 低いレベルのスペクトルがもつ周波数バンド幅を, 図 3.21 にはその範囲のスペクトルをたし込んだバンドレベルをそれぞれ示す.

図 3.19 よりピークレベルはピーク周波数の挙動と逆の傾向を示し, 0° から $10\sim 15^\circ$ までは $5\sim 15\text{dB}$ 低下し, その後 20° あたりまで $0\sim 5\text{dB}$ 増加してから, ほぼ一定となる. 図 3.20 よりピークレベルから 3dB 低いレベルの周波数バンド幅は, 迎え角によってそれほど大きな変化をせず, $10\sim 25\text{Hz}$ の範囲になっている. 図 3.21 のバンドレベルの変化からピークレベルと同様に, エネルギー的にとらえた空力音も迎え角を $10\sim 15^\circ$ とすることで低減できることがわかった.

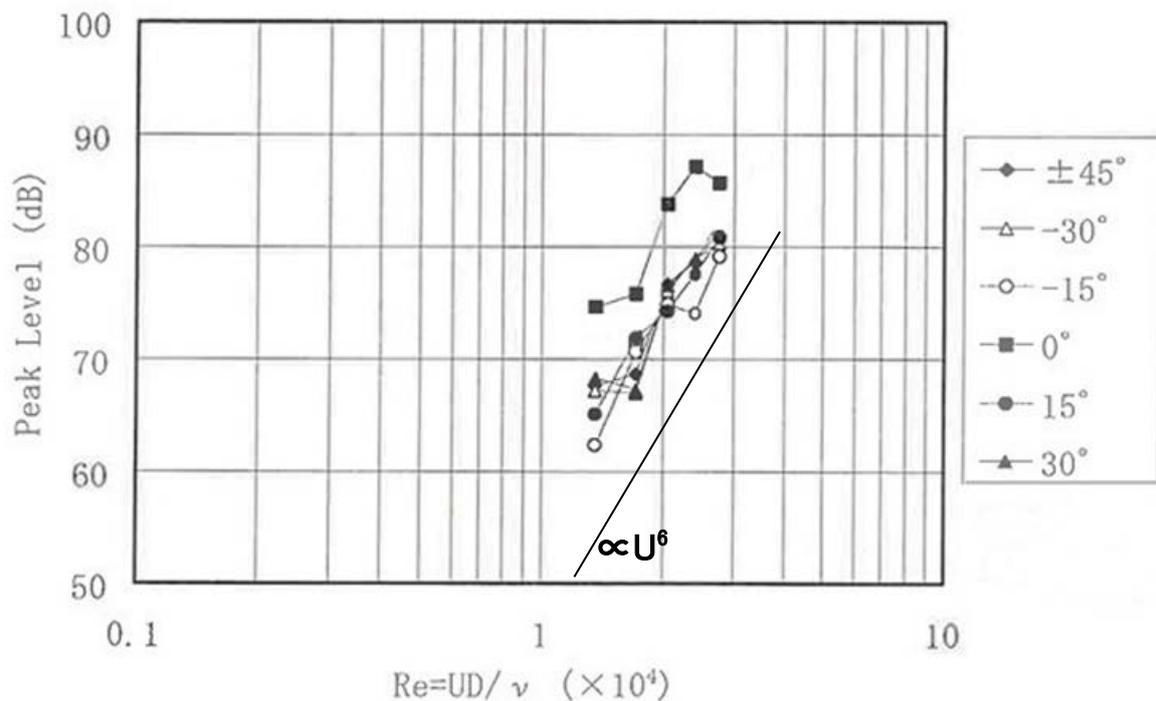


図 3.18 流速変化に対するピークレベルの変化

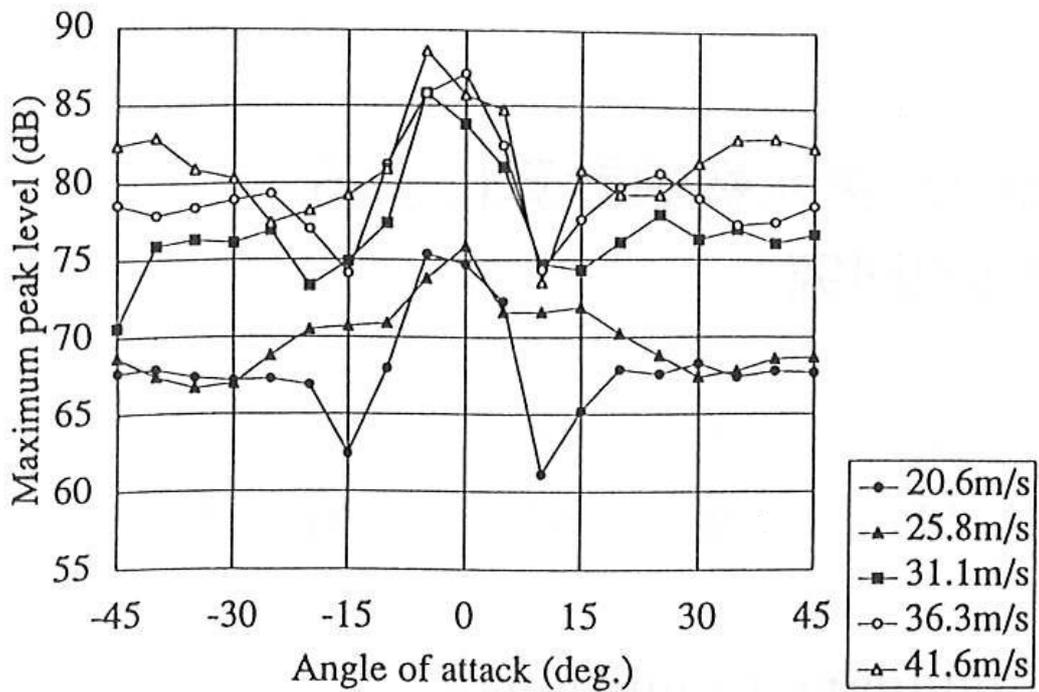


図 3.19 ピークレベルの比較

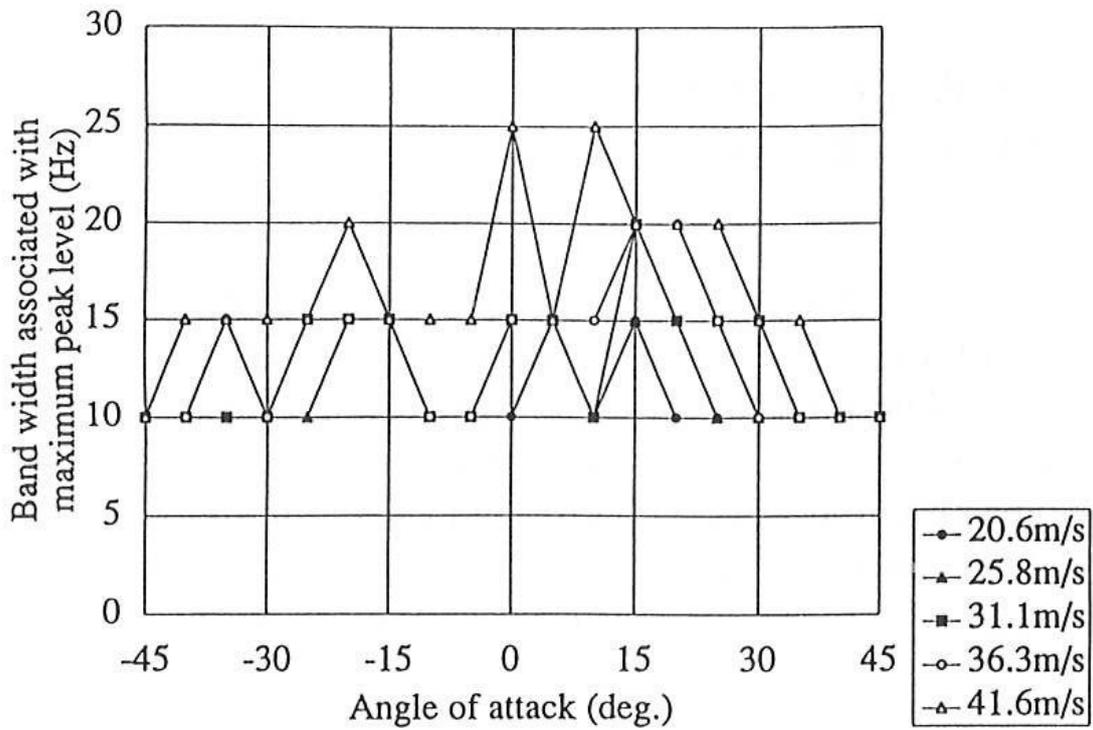


図 3.20 バンド幅の比較

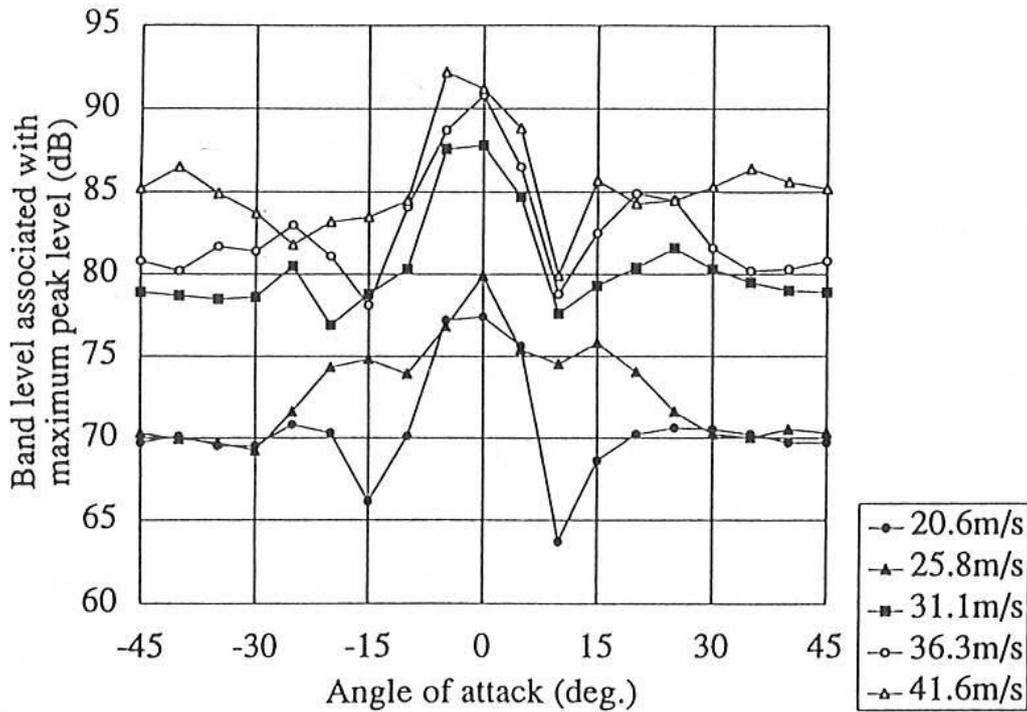


図 3.21 バンドレベルの比較

ここまでの検討では、角柱の迎え角による発生音への影響を発生周波数(Strouhal 数)と発生量の二つの観点から調べてきた。その中で興味深い点は、迎え角による Strouhal 数の変化と発生音のピークレベルの変化が逆の動きを示す事である。以下に他の研究報告データをもとに Strouhal 数の変化とピークレベル変化の関係を推測する。B.E.Lee は角柱の迎え角変化による Strouhal 数に関する研究を行っている⁽⁴⁴⁾。その中では、角柱の表面圧力変動測定から、迎角 15° 付近での流れの再付着の現象を説明し、迎え角による抗力変動の変化と Strouhal 数の変化が逆になることを示している。これと同様の傾向が本研究の実験結果でも現れている。また、中村らによって行われた角柱の空力三分力特性を調べた結果⁽⁴⁵⁾によると、角柱に加わる抗力、揚力、モーメントの三分力の迎え角による変化は、図 3.22 のようになる。この図では、迎え角を α で示している。 $\alpha = 0^\circ$ 付近で角柱は負の揚力勾配を持ち、このことは、翼などの細長い物体が正の揚力勾配を持つ事と異なる。また、迎え角を増すと揚力の減少は一旦激しくなり、その後 a 点($\alpha = 15^\circ$ 付近)において負より正の傾斜へと逆転する。この様な結果を中村らは、流れの再付着による現象であると説明している。

これらの結果にもとづけば、図 3.23 に模式的に示すように迎え角 0° のときに上流側のエッジから剥離する流れは、迎え角が 15° 程度になると下流側エッジにおいて再付着をし、更に迎え角を増すことによって、その再付着点が上流側に移動する。この様な一連の流れの構造変化が、迎え角による Strouhal 数や発生音量の変化を引き起こしているものと思われる。

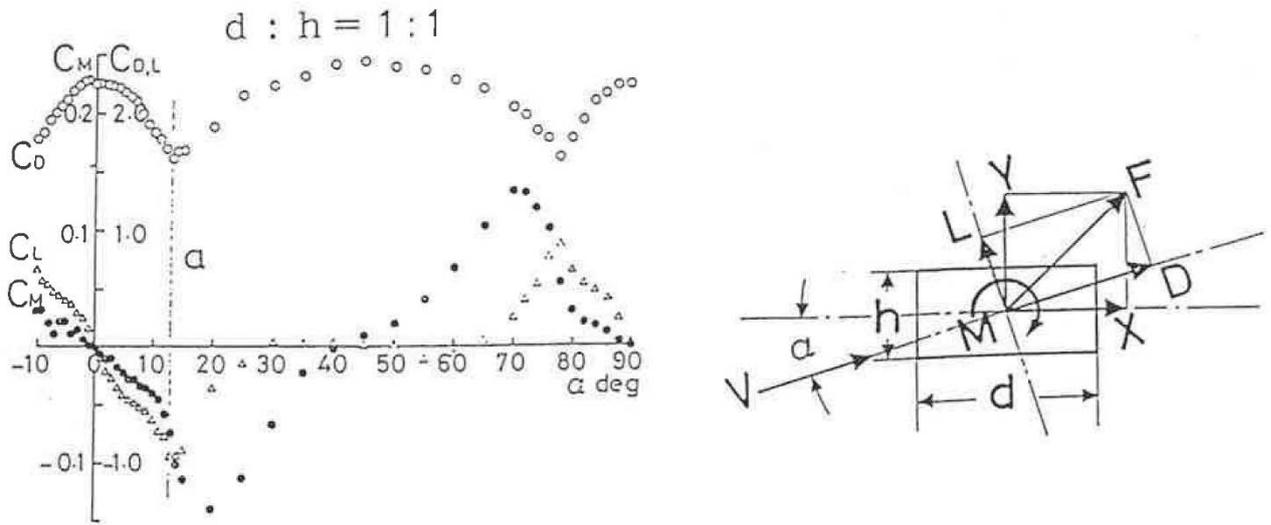


図 3.22 角柱の空力 3 分力特性(参考文献 45 より引用)

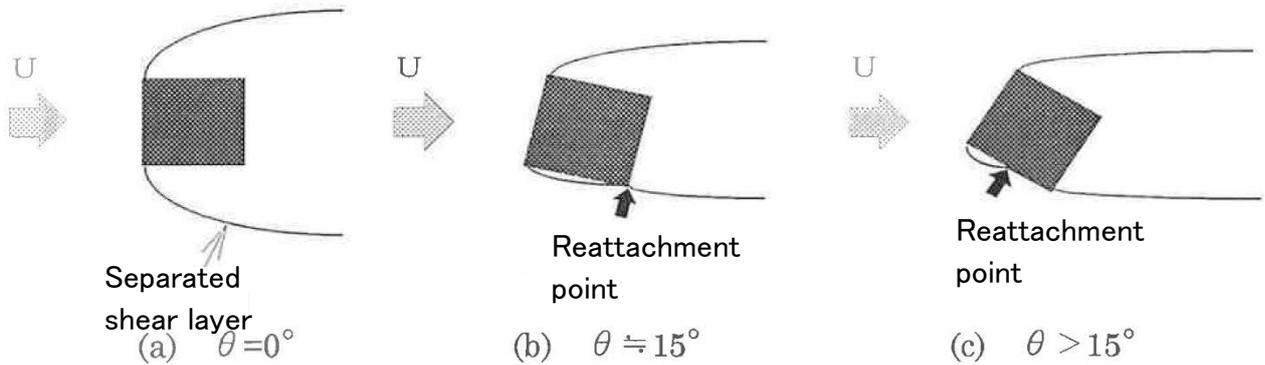


図 3.23 角柱周りの流れの模式図(θ :迎え角, 参考文献 45 からの推定)

3.5 結言

傾斜円柱から発生する音のピーク周波数は傾斜角 0° から 45° にかけて、円柱軸に直角な流速成分を用いて補正した軸直角 Strouhal 数が一定値として得られ、その値を用いたピーク周波数の予測が可能であることがわかった。また、ピークレベルとバンドレベルの考察から、傾斜角度を 15° 程度以上与えることで 10dB 程度の空力音低減効果のあることがわかった。

角柱に迎え角を与えた場合、主流方向に対する幾何学的代表寸法で補正した Strouhal 数を用いることで迎え角 13° 以上の Strouhal 数は一定となり、エオルス音の発生周波数が予測できることがわかった。また、発生音のピークレベルおよびバンドレベルの低減効果は迎え角が 13° 付近で最も顕著であり、迎え角 0° に比べると $5\sim 15\text{dB}$ の空力音低減の効果がみられた。

第4章 熱交換器から特定の周波数で発生する空力騒音

4.1 緒言

ファンとその周囲を囲うように配置された熱交換器がユニットケースに収められた天井埋め込み型の空気調和機の概略図を図 4.1 に示す。図 4.1 は室内機として利用されている構造であり、室内の空気はこの室内機の中心部からファンによって吸込まれ、熱交換器を介して熱交換された後、ユニット端部に設けられた吹き出し口から室内に戻される。最小のユニットサイズで最大の空気調和能力を得るため、熱交換器とファンの外周端は近接して組み込まれる。このため、しばしば弱い笛音のような異音が発生することがある。この音はおよそ 2~3 kHz の周波数幅を持ち、騒音源は聴感上も明らかにファンと熱交換器が近接している部分が音源であることがわかる。この部分では気流が熱交換器のフィンに対して大きな流入角を持ち、キャビティ音の一種と考えられる⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾。しかしながら、熱交換器のフィン間で構成されるキャビティは閉じておらず、フィン間を気流が通過する構造となっており、気流の状態に影響を与える熱交換器の入口側と出口側の圧力差がこの騒音の発生にも影響していると考えられる。本章は、この騒音の発生条件の明確化と対策法の立案を目的とする。4.2 節で実験装置と測定方法を述べ、4.3 節で製品用の熱交換器を用いた風洞実験によって製品で発生する騒音を再現し、発生条件を明らかにする。4.4 節ではさらに熱交換器の拡大モデルを用いた実験により、さらに詳細な流れ場を時刻歴に再現し、考察した後、対策法の立案と効果を検証する。

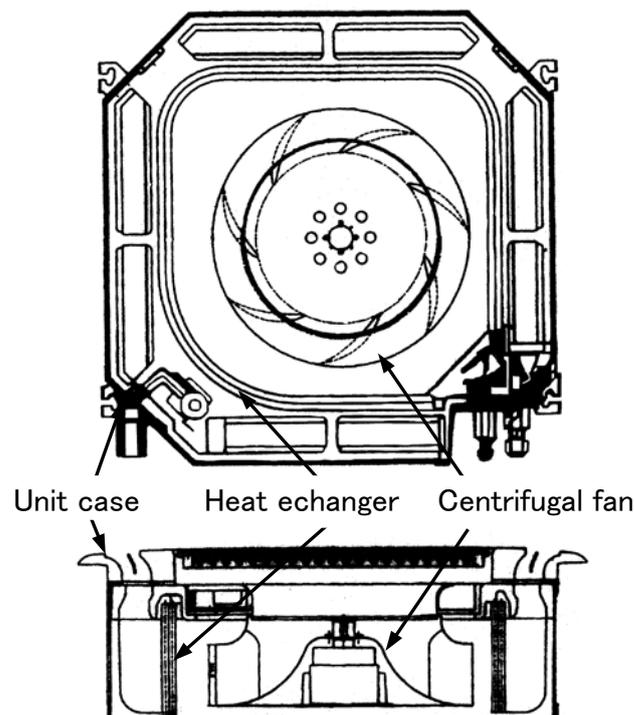


図 4.1 空気調和機の概略図

4.2 実験装置および測定方法

風洞実験装置の概略図を図 4.2 に示す。風洞ノズルの寸法は横 440mm×縦 208mm で、測定部は上下方向に平行な音響透過性の端板を設置した。製品に使用されているフィンチューブ型の熱交換器 25mm(厚み)を 208mm(高さ)×400mm(幅)で切り出し、主流に平行に設置されたバッフル板の一部に取り付けた。熱交換器のフィンの肉厚は 0.11mm でフィンピッチは 1.3mm である。熱交換器が組み込まれた面に対向するバッフル板は図 4.2 のように主流方向との角度 θ を可変可能な構造とした。これにより主流に影響が及ぼされない状態で熱交換器の入口側と出口側の圧力差を変化させた。騒音は熱交換器の気流出口側 1m の位置で測定した。熱交換器のフィン近傍の気流速度や乱流強度など流れ場の概略を把握するため、図 4.3 に示すように I 型熱線風速計をフィン間に挿入して測定した。

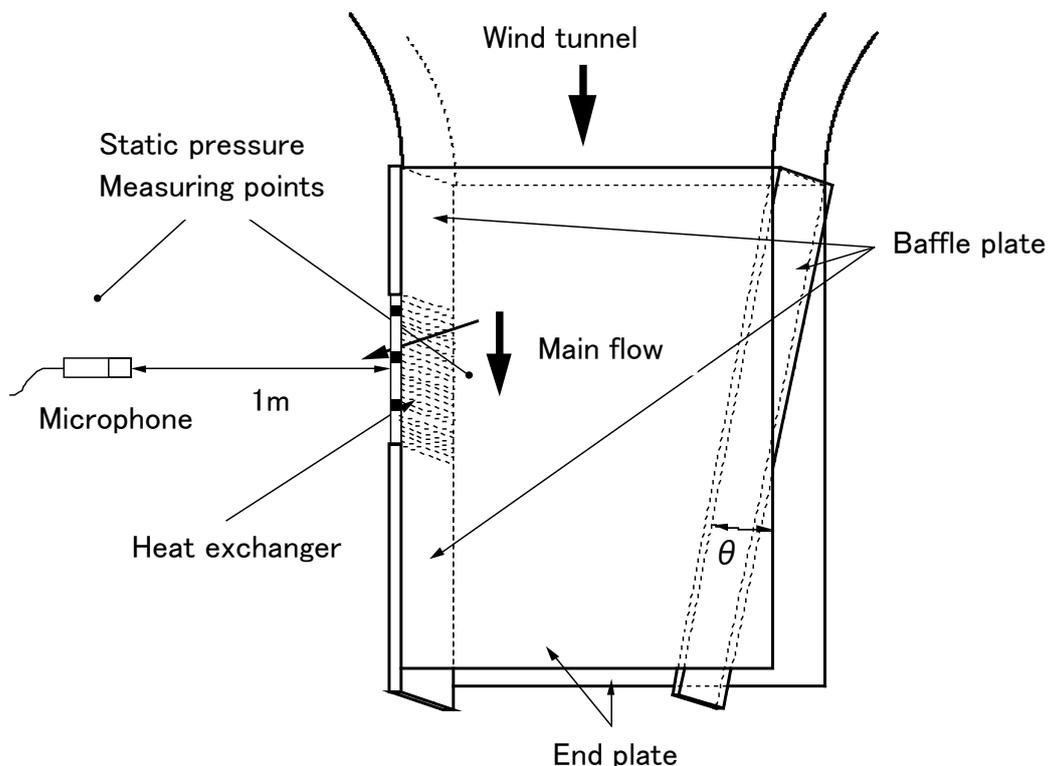


図 4.2 実験装置概略図

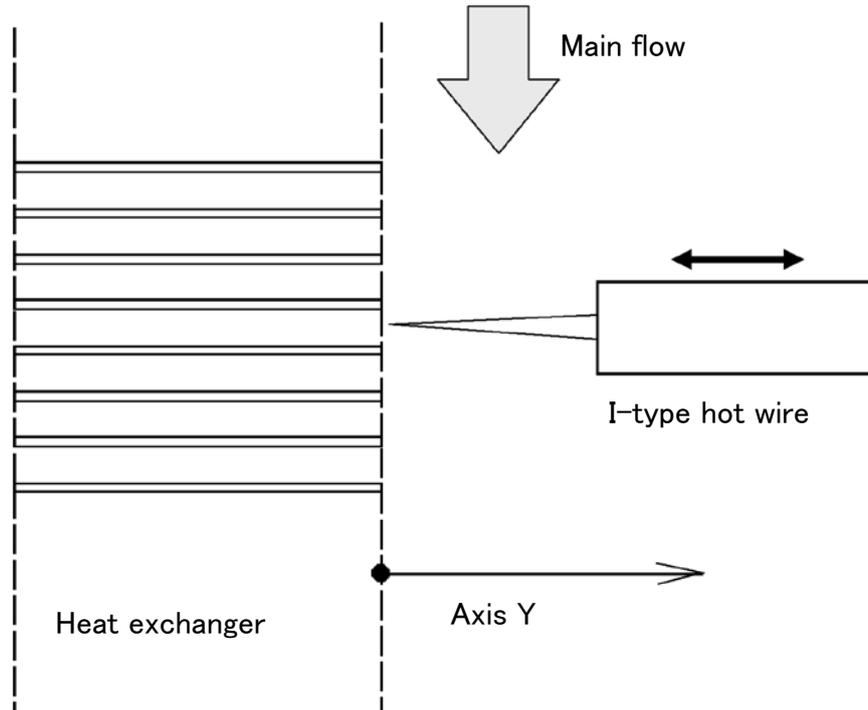


図 4.3 フィン近傍の流れ場測定

製品に使用されている熱交換器はフィンピッチが 1.3mm と小さく、流れ場の詳細測定が困難なため、熱交換器をおよそ 4 倍に拡大したモデルを作成し、図 4.4 に示す実験装置で測定を行った。マイクロホンで測定された特定周波数騒音を参照信号とし、熱線風速計で測定された乱れ度の分布と参照音圧に対する位相角の分布から、以下の式によって時刻歴の乱れの伝播を再現した。

$$u'(x, y, t) = u'_0(x, y) \sin\{\omega t + \alpha(x, y)\} \quad (4-1)$$

ここで、 $u'_0(x, y)$ 、 $\alpha(x, y)$ はそれぞれ特定周波数騒音の周波数 f_0 、角速度 $\omega (= 2\pi f_0)$ における測定点 (x, y) での時間平均乱れ度と時間平均位相角である。 $u'(x, y, t)$ は時刻 t における点 (x, y) で再現された乱れ度の分布である。時刻歴の乱れ度の分布を再現する本手法はもう 1 つの熱線風速計を用いて乱れ度のデータを参照信号として用いることもできるが、波長の長い音圧信号を参照信号とすることで、測定位置のわずかな誤差による位相角への影響を抑制することができ、再現性の高い測定ができる特徴がある。

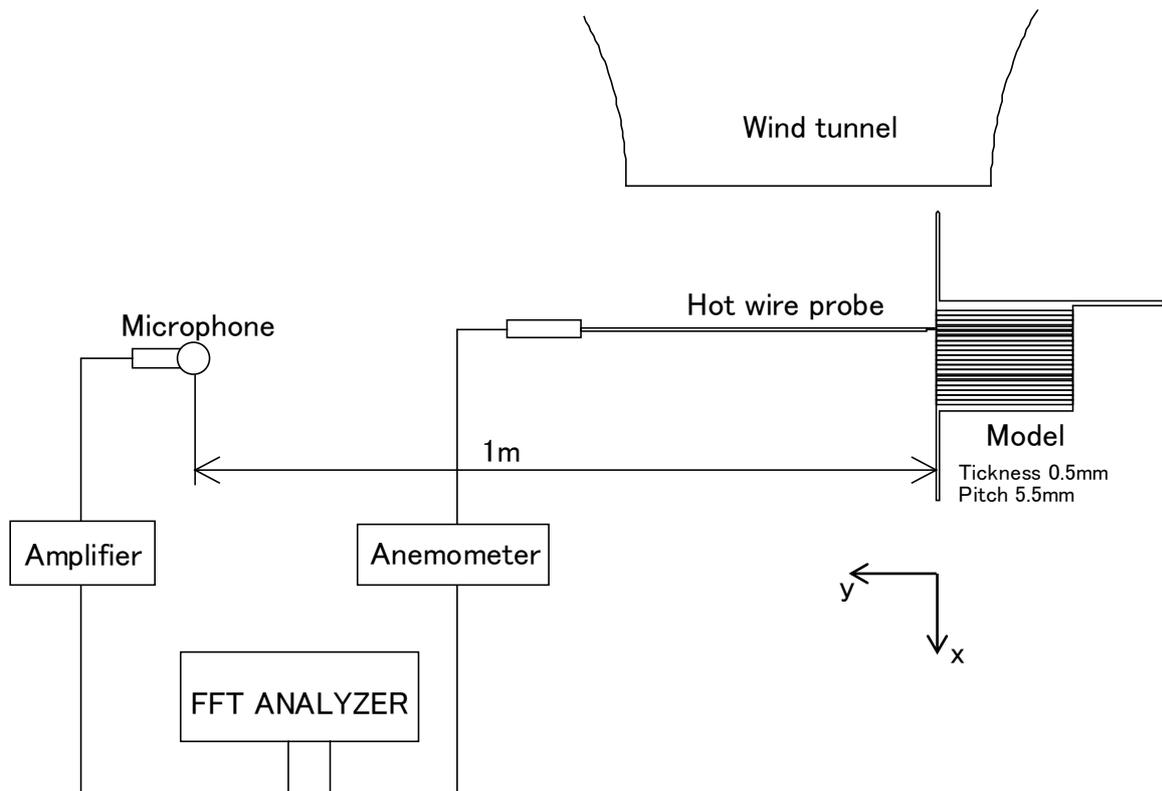


図 4.4 熱交換器の拡大モデルによる流れ場の詳細測定

4.3 製品用熱交換器を用いた実験結果と考察

図 4.2 の実験でバップル板の設置角度 $\theta = 15^\circ$ とし, 主流速度 5.3m/s , 7.0m/s , 10.0m/s における発生音のパワースペクトルを測定した結果を図 4.5 に示す. 主流速度が大きくなるにつれて, およそ 1650 , 2100 , 3000Hz 付近に卓越する発生音が確認でき, そのレベルは増大する. 主流速度に対するピークレベルの変化を図 4.6, ピーク周波数の変化を図 4.7 に示す. 主流速度に対するピークレベルの 6 乗則が確認でき, 周波数は比例することがわかる.

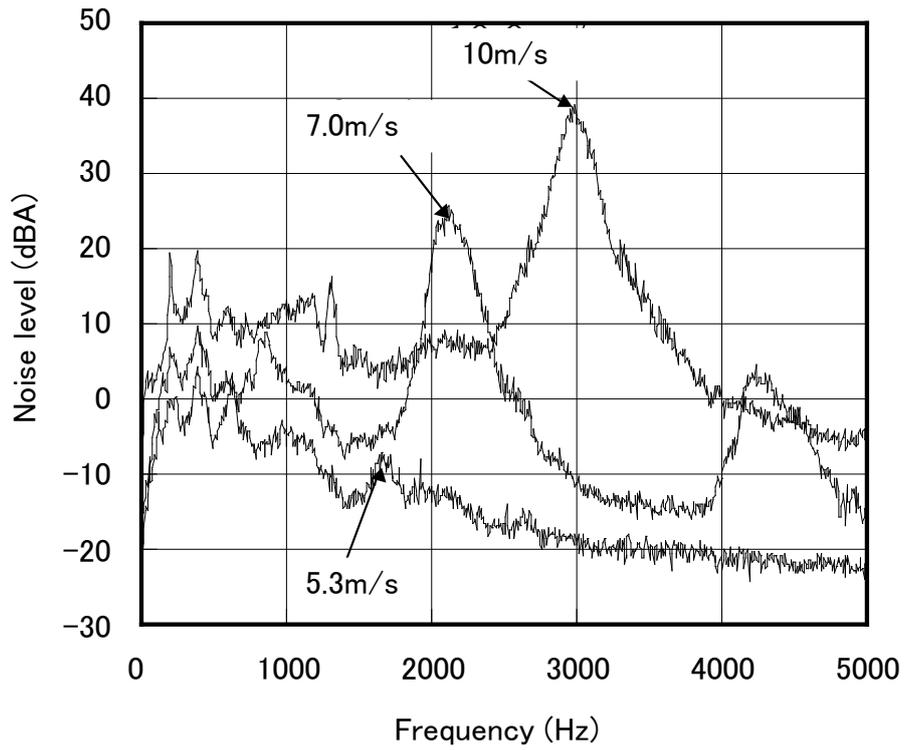


図 4.5 発生音のスペクトル

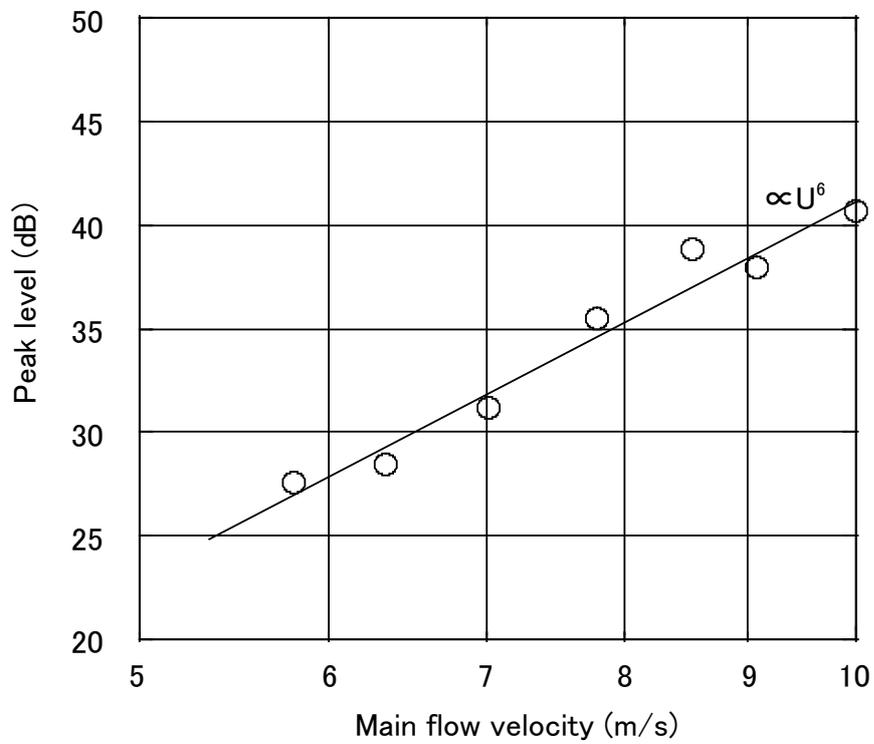


図 4.6 主流速度に対するピークレベルの変化

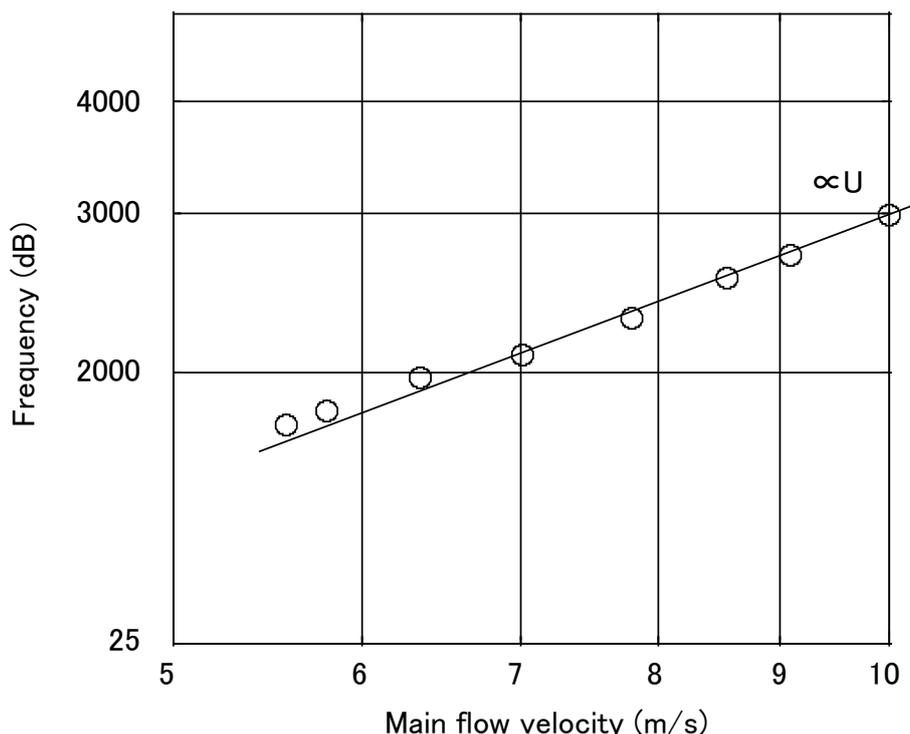


図 4.7 主流速度に対するピーク音発生周波数の変化

可動バッフル板の θ を変えることで変化させた熱交換器の入口側と出口側の圧力差に対し、図 4.5 中で卓越する騒音が発生する条件を図 4.8 に示す。この図は主流速度 8.0m/s のものであり、縦軸1がスペクトルで騒音の発生が確認できたもの、0 は騒音の発生が確認できなかったものである。圧力差が 10.0Pa 以下と 18.3Pa 以上では騒音の発生は確認ができず、10.0Pa から 18.3Pa で騒音の発生が確認できた。

図 4.3 の実験により測定された熱交換器入口側のフィンエッジ近傍の乱れ度を図 4.9 に示す。2枚のフィン間の中心線に沿った Y 軸方向に I 型熱線プローブを挿入して測定した。Y 軸は熱交換器表面から離れる方向を正、フィン内部を負と定義した。特定周波数で騒音が発生している圧力差 11Pa の条件では、熱交換器入口直後のフィン間に二つの乱れのピークの存在が確認できる。一方、圧力差 23Pa の騒音が発生しない条件においては、この乱れ度の強いピークは確認できない。

図 4.10 に熱交換器入口近傍の流れを図 4.8 とともに模式的に示す。図 4.9 の結果から、特定周波数で騒音が生じているときには、熱交換器の入口直後のフィン間に、あたかも浅いキャビティの底があるかのように振舞う停留渦が存在することを示唆している。圧力差が 10.0Pa 以下のときにはフィン間の流れの方向は出口側から入口側へと逆流することを白煙による可視化で確認した。これは主流の流れに粘性で引きずられる誘引流が熱交換器の入口と出口で生じる圧力差よりも大きい場合である。圧力差が 18.3Pa 以上では騒音は発生せ

ず、主流は曲がってフィン間へ流入し、実質的に流入角が小さくなるためであると考えられる。

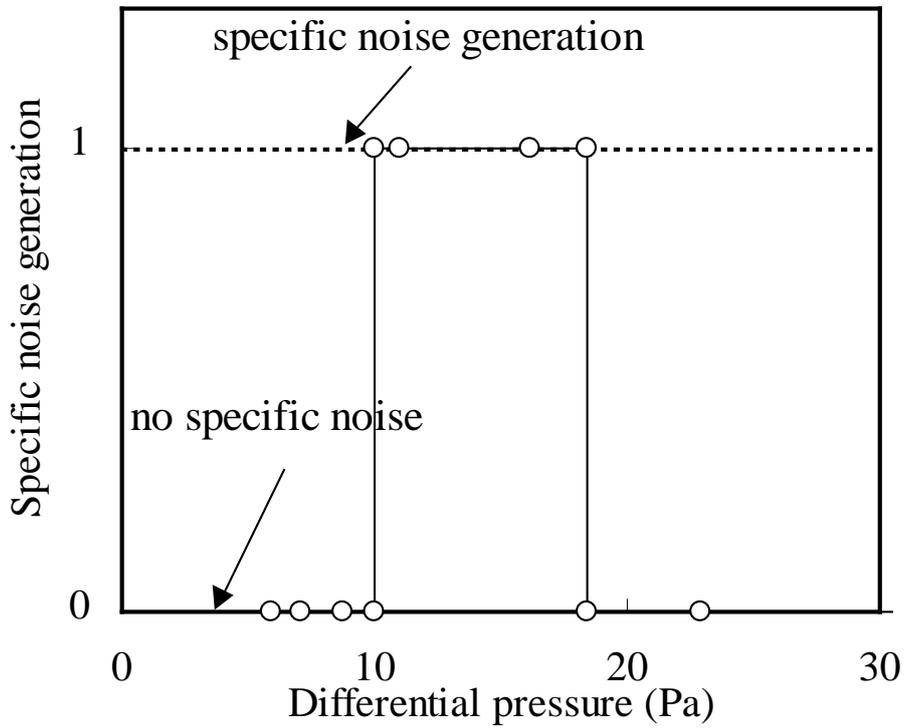


図 4.8 熱交換器入口側と出口側の圧力差における騒音発生状況 (8.0m/s)

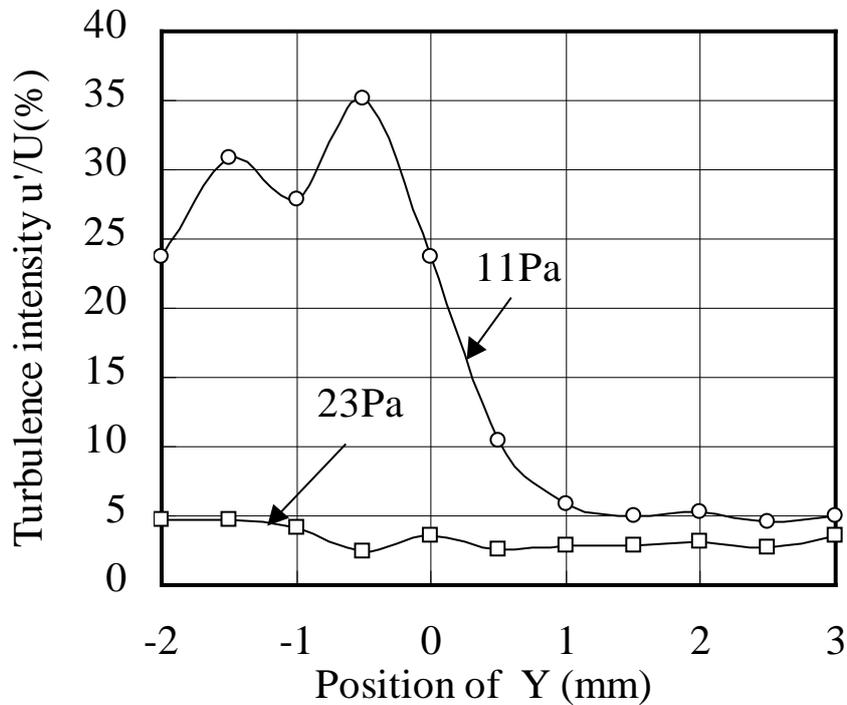


図 4.9 熱交換器入口近傍の乱れ度の分布

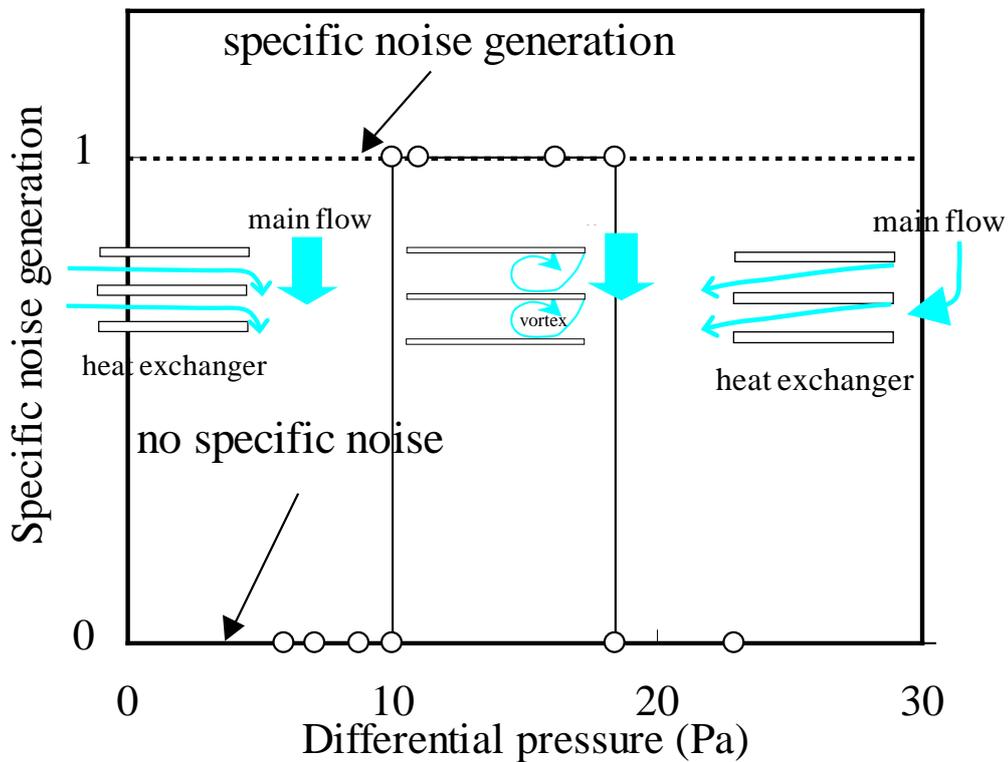


図 4.10 騒音の発生と流れ場の模式図

4.4 熱交換器の拡大モデルを用いた乱れ度の時刻歴挙動

特定の周波数で発生する騒音は熱交換器の入口側のフィン近傍の流れの状態が密接に係わっていることが推定できた. 図 4.4 に示す拡大モデル実験を実施し, 式(4-1)で乱れ度の時刻歴の変化を再現し, より詳細な流れ場を考察した. 本実験では流速 25m/s の条件で 1080Hz の騒音が発生する. 時刻歴の乱れ度の分布を再現した結果を図 4.11 に示す. 図中 T は 1080Hz の乱れの 1 周期を示す. 1080Hz の乱れ度は主流速度のおよそ $1/2$ の速度で移流し, 逆位相の乱れが交互に発生する. 上流側のフィンエッジで発生した乱れは下流側のフィンエッジに衝突し, その周期が発生騒音の周期となっていることが確認できた.

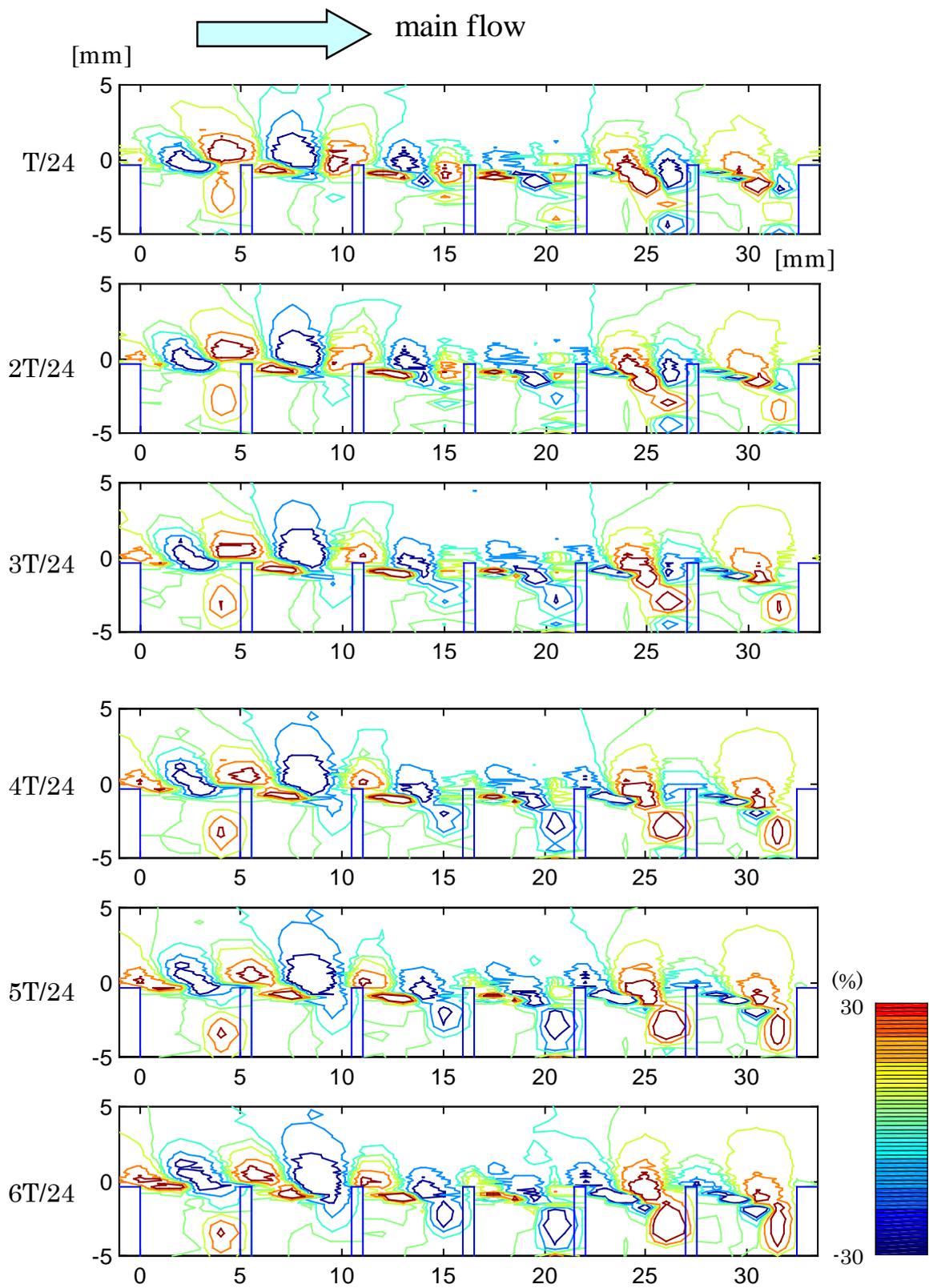


図 4.11 乱れ度の時刻歴挙動の再現 (1/2)

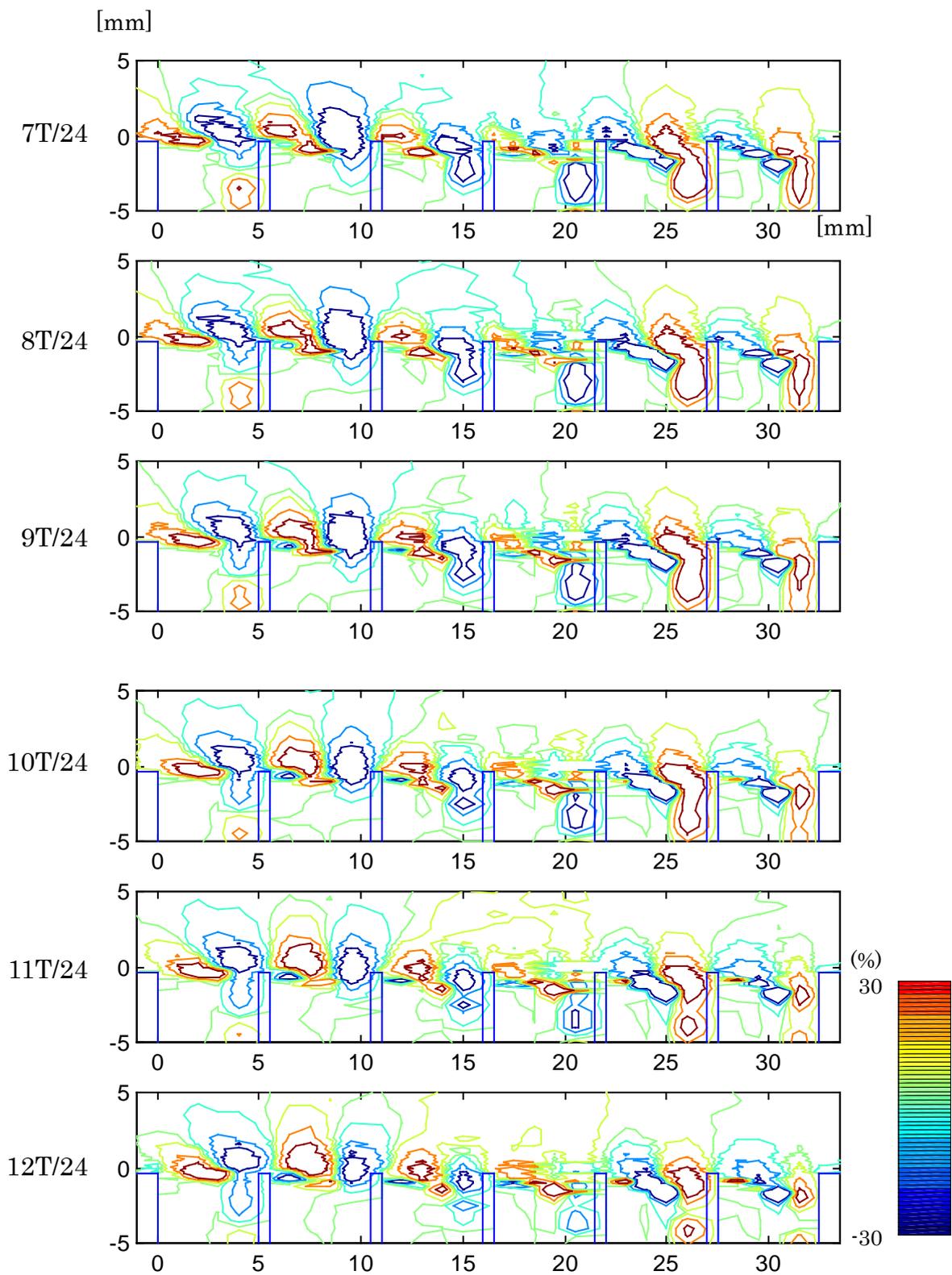


図 4.11 乱れ度の時刻歴挙動の再現 (2/2)

ここまでの検討で熱交換器から特定の周波数で発生する空力騒音は熱交換器入口側の気流が大きな流入角をもち、フィンエッジ間で浅いキャビティのような流れ場が形成されるときに発生することがわかった。熱交換器の流入側に 10mm 幅の小さな平板を設け、実質的な流入角を小さくする対策を施した様子を図 4.12 に示す。対策前後の騒音を図 4.13 に比較して示す。上記の騒音発生条件を回避することで、空気調和機の耳障りな騒音をおよそ 10 dB 低減することができた。

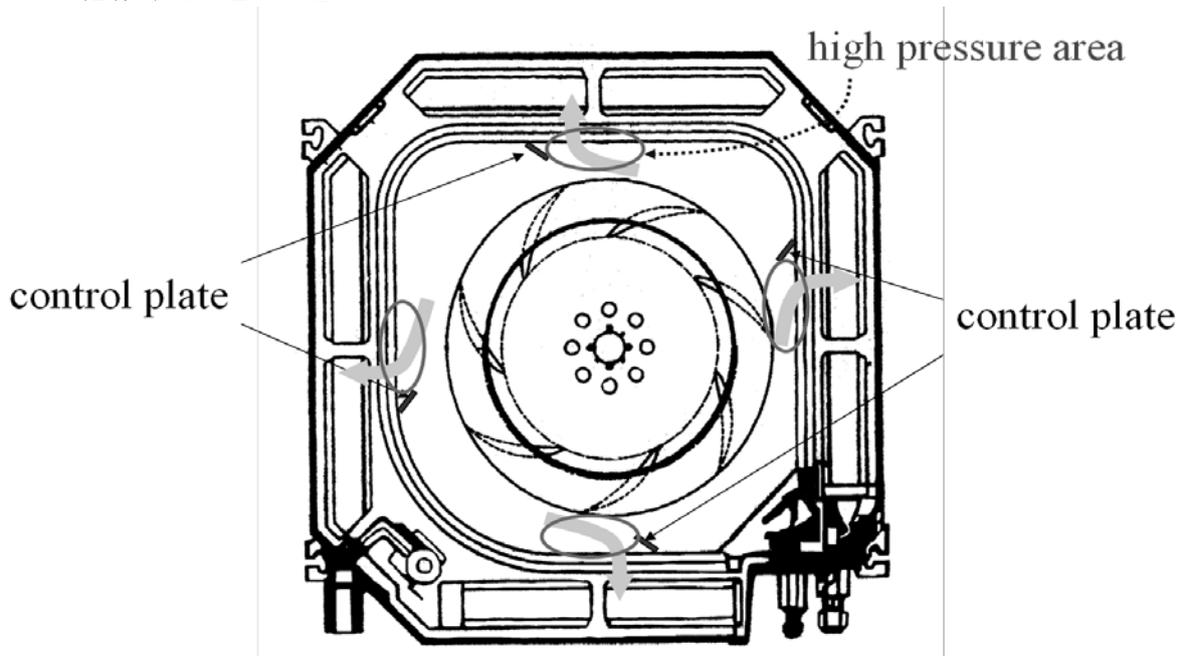


図 4.12 小型平板の設置による騒音対策

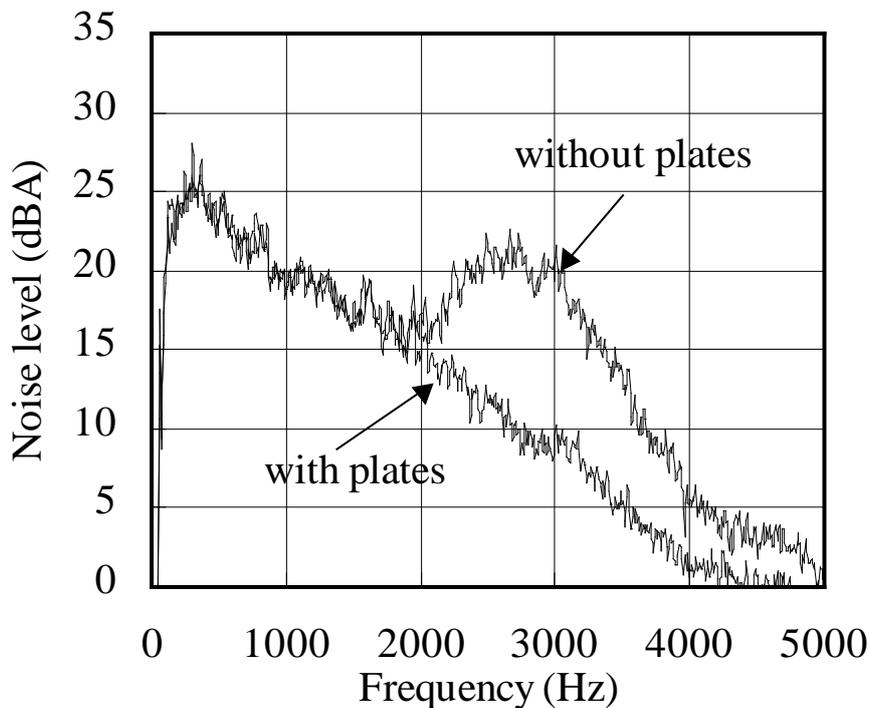


図 4.13 騒音対策の効果

4.5 結言

熱交換器のフィンへの気流流入角が大きい条件において、熱交換器の入口側と出口側の圧力差が特定の範囲で空力騒音が発生することを明らかにした。このとき熱交換器入口近傍のフィン間には停留する渦が現れる。このことは、熱交換器の入口側と出口側の圧力差が主流による誘引流とバランスすることで、気流は熱交換器フィン間を通過せず、あたかも浅いキャビティの底が存在するかのように停留渦が現れ、上流側のフィンエッジで生じた乱れが下流側のフィンエッジに干渉することで発生することを示唆している。圧力差が小さい場合には主流に誘引される流れで熱交換器のフィン間の流れは逆流し、圧力差が大きい場合には主流が曲げられてフィン間に流れが誘導されて実質的な流入角が小さくなる。これらの条件では騒音の発生が生じないことがわかった。得られた知見にもとづき、熱交換器の流入側に小さな板を挿入する簡易な対策を施し、騒音発生条件を回避することで、空気調和機の耳障りな騒音をおよそ 10 dB 低減した。

第5章 クロスフローファンの音源探査

5.1 緒言

家庭に広く普及しているルームエアコンの室内機には羽根車、ケーシング、スタビライザー(舌部)で構成されるクロスフローファンが用いられている。このファンは幅広の気流生成に効果的な軸方向寸法の大きい構造をしており、現象把握のアプローチが困難な形態である。また、寝室等の静かな空間で利用されることも多く、聴感上問題となる離散的に特定の周波数で卓越する回転音を検討対象とした。本章ではクロスフローファンが比較的二次元性の強い流れ場をもつことに着目し、軸方向寸法の小さなクロスフローファン実験装置を用いて騒音源の考察を試みる。5.2 節では実験装置の側壁に音響透過性多孔質材料を使用し、音場を測定する方法について述べる。ここでは回転音の時刻歴伝播挙動を再現する音源探査手法を提案し、5.3 節で異なるファンの動作点に対する騒音源の挙動を考察する。5.4 節では、汎用的な流体解析と音響アナロジーを適用した音源考察の有効性を実験結果と比較して述べる。

5.2 実験装置および方法

5.2.1 供試羽根車と測定系

供試羽根車の主要諸元を表 5.1 および図 5.1 に示す。羽根車の翼は等ピッチで側板のないオープン型とした。ルームエアコンに使用される羽根車は軸方向寸法が 600mm を越えるものが多いが、25mm と短くし、流れ場の二次元性を高めた。

図 5.2 に薄型クロスフローファン実験装置を示す。ケーシング、スタビライザーはルームエアコンに使用されているものと同様の形状とした。羽根車駆動用のモーターは防音箱に格納し、電磁音の影響を無くした。側壁は厚さ 2 mm の音響透過性多孔材を開口率 58% の穴あき鋼板で支持して構成した。羽根車と多孔材との隙間は 1mm である。予備実験で多孔材の圧力損失特性を調べ、羽根車駆動時の漏れが無視できることを確認した。

図 5.3 は実験装置全体の構成を示す。風量測定は JIS 規格に準じ、図 5.2 の薄型クロスフローファンの吐出部を圧力チャンバーに設置した。チャンバー内壁にはグラスウールを貼り付け、共鳴等の音響的影響が無視できるように構成した。風量はオリフィスにより測定され、チャンバー静圧やオリフィス差圧の測定には微差圧計を用いた。音圧測定には B&K 社製マイクロホンを用いた。

表 5.1 供試羽根車諸元

Outside diameter D_2 (mm)	Inside diameter D_1 (mm)	Blade angle at D_1 β_1 ($^\circ$)	Blade angle at D_2 β_2 ($^\circ$)	Solidity ratio L/t	Width of blades B (mm)	Number of blades Z	Camber
105	80	90	25	1.4	25	35	Circular arc

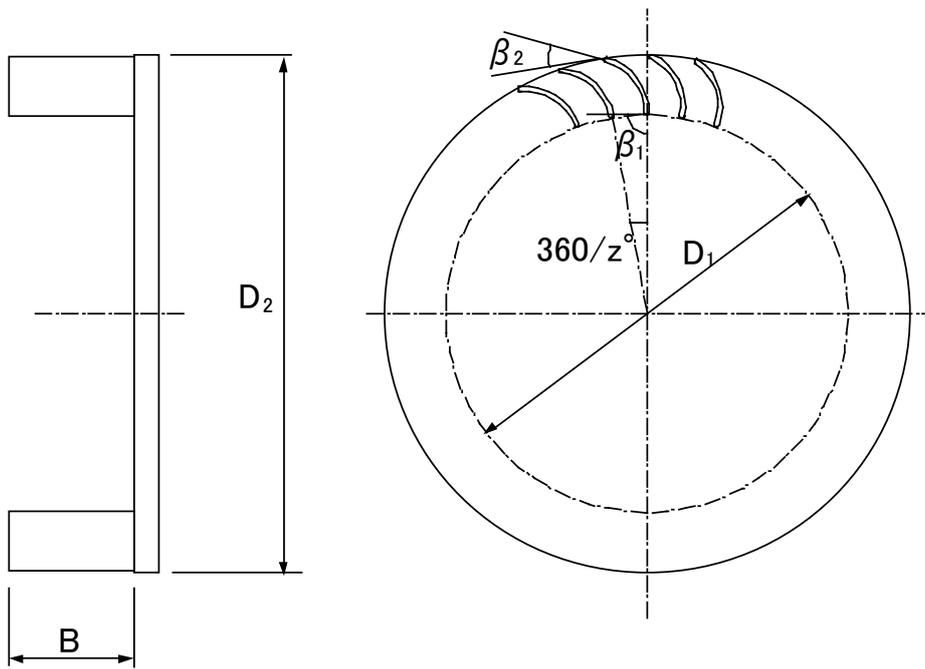


図 5.1 供試羽根車

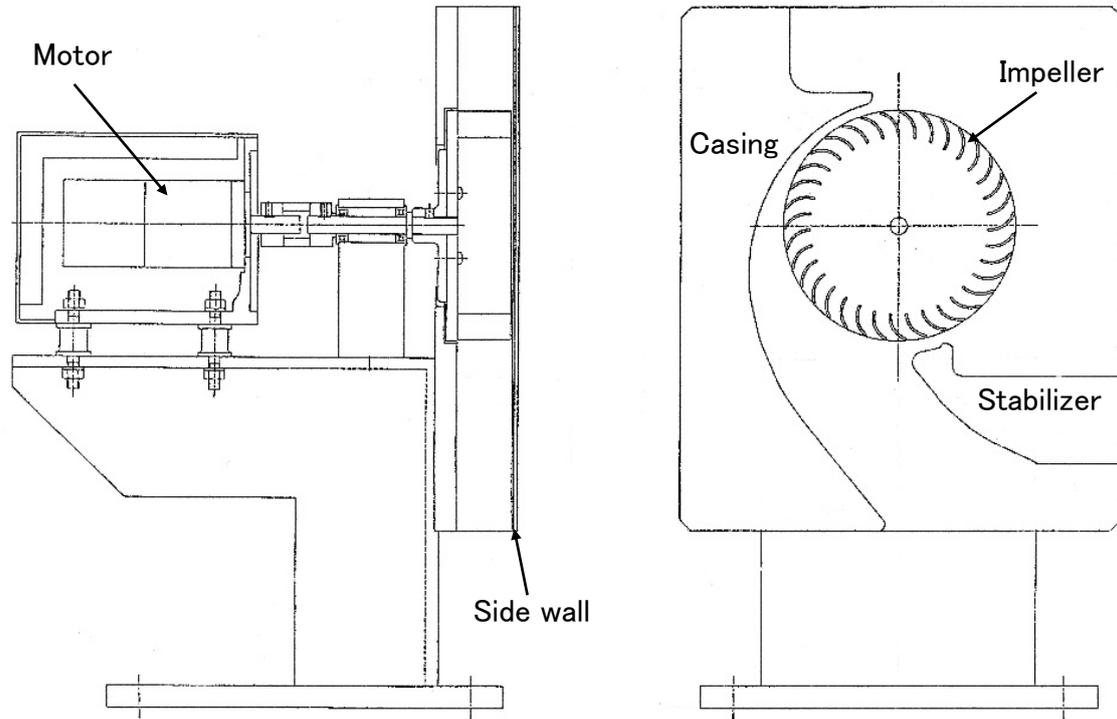


图 5.2 实验装置概略图

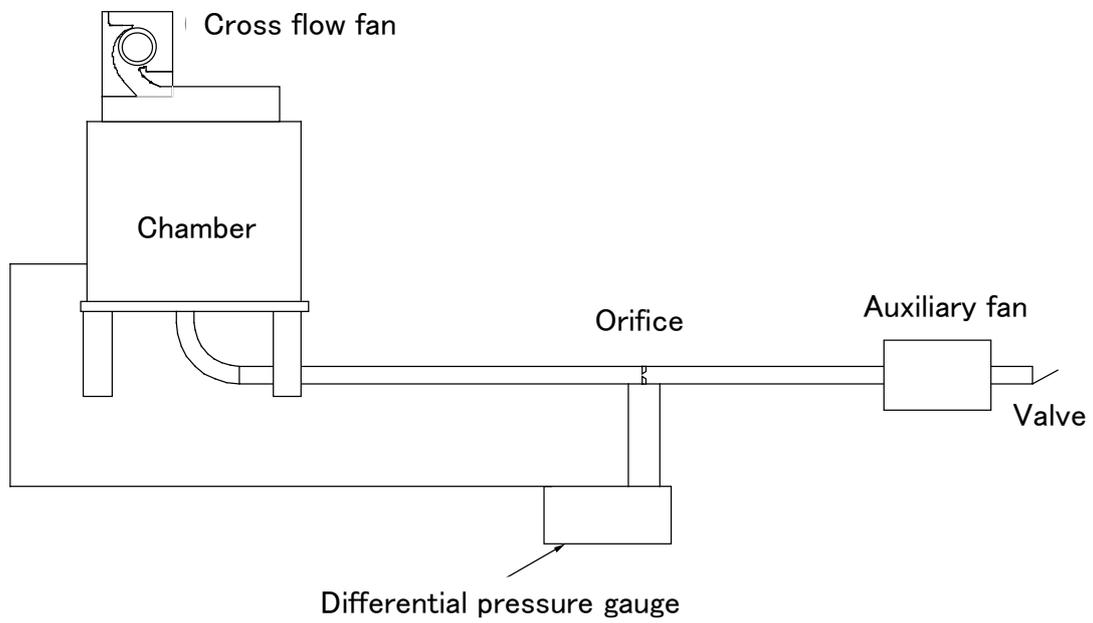


图 5.3 实验装置构成图

5.2.2 計測手法

図 5.4 に音場測定の外略図を示す。羽根車の回転中心を原点として、水平方向を x 軸、垂直方向を y 軸とした。側壁から 2mm の位置で x 軸、y 軸方向に 10mm 刻みの測定格子面を形成した。参照点を $(x, y) = (100 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ とし、格子面において、音圧と参照点に対する位相遅れの分布を測定した。位相遅れは参照音圧と格子面上の音圧とのクロススペクトルから求めた。周波数分析にはハニングウインドウを用い、サンプリング平均化数は 300 回とした。回転音の基本周波数は羽根枚数が 35、回転数が 900 r/min であることから翼通過周波数 525 Hz であり、 f_0 Hz と定義した。この基本周波数において、参照音圧と格子面上で測定された音圧の相関係数はほぼ 1 であることを確認した。

音圧分布と参照音圧に対する位相角の分布から、以下の式によって時刻歴の音波の伝播を再現した。

$$p(x, y, t) = p_0(x, y) \sin\{\omega t + \alpha(x, y)\} \quad (5-1)$$

ここで、 $p_0(x, y)$ 、 $\alpha(x, y)$ はそれぞれ角速度 $\omega (= 2\pi f_0)$ における測定点 (x, y) での時間平均音圧レベルと時間平均位相角である。 $p(x, y, t)$ は時刻 t における点 (x, y) での音圧レベルとなる。

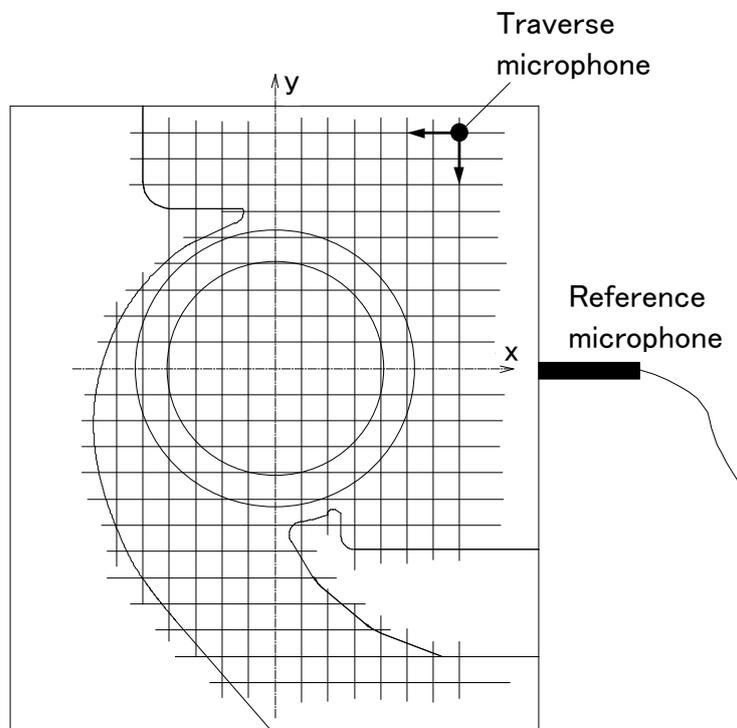


図 5.4 音圧測定外略図

5.3 実験結果と考察

図 5.5 に供試ファンの送風特性を示す。横軸は流量係数, 縦軸は圧力係数である。流量係数と圧力係数は(5-2)式で定義した。 Q は風量[m³/min], P_s はチャンバー静圧[Pa], ρ は空気密度[kg/m³]である。流量係数 0.05 以上では流量係数の増加に対して圧力係数は単調減少する。製品に適用されるクロスフローファンの動作点は主に流量係数 0.12~0.16 程度である。なお, ルームエアコンに使われている 650mm 程度の軸方向長さのクロスフローファンに対し, 送風性能の相似性が成り立つことを予備実験で確認した。

図 5.6 に流量係数 0.14 のときの参照音圧測定点における音圧スペクトルを示す。モーターのみ駆動させたときの暗騒音スペクトルも併記する。測定される音圧レベルは暗騒音よりも 10dB 以上大きく, 暗騒音の影響は無視できる。(x, y)=(100mm, 0mm)で測定された1次の回転音(525Hz)は他の周波数域よりも, およそ 20dB 大きく, 離散的なスペクトルである。

図 5.7 に流量係数 0.12, 0.14, 0.16 に対する回転音の指向特性を示す。音圧は羽根車の回転中心から 100mm の一定距離で測定した値であり, 指向性は図 5.4 中の x 軸とのなす角度で定義した。指向性は反時計回りを正とし, -30°から 120°の範囲で 15°おきに測定した。回転音は測定されたすべての流量係数に対して 0°方向に強い指向特性をもつことがわかる。0°方向に放射される回転音は流量係数の増加とともに小さくなる。流量係数が 0.12 の場合には 0°方向だけでなく 105°の方向にも強い指向性をもつ。

$$\phi = \frac{Q}{\pi D_2 B u_2}, \quad \phi_s = \frac{2P_s}{\rho u_2} \quad (5-2)$$

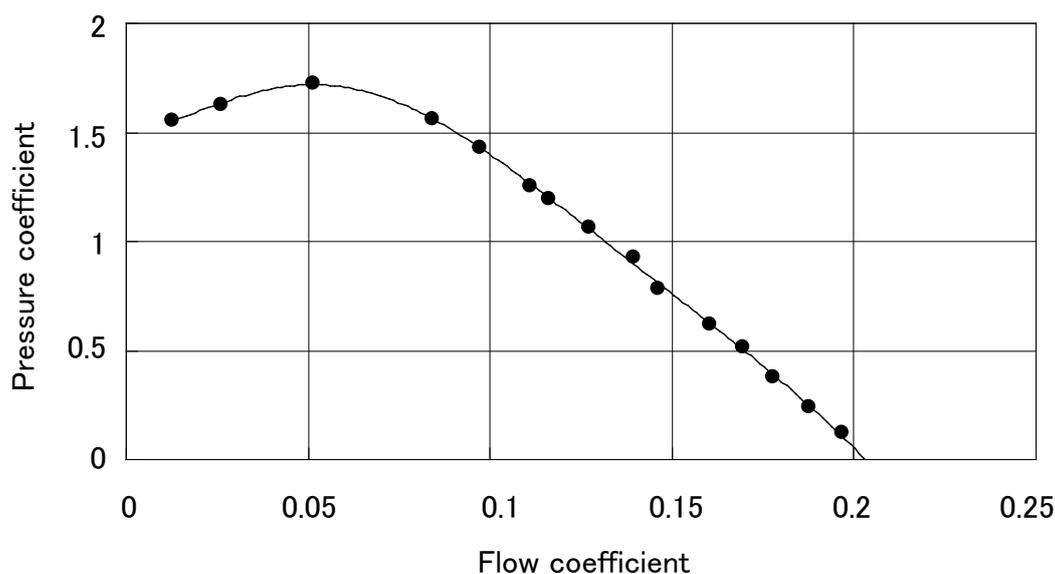


図 5.5 送風特性

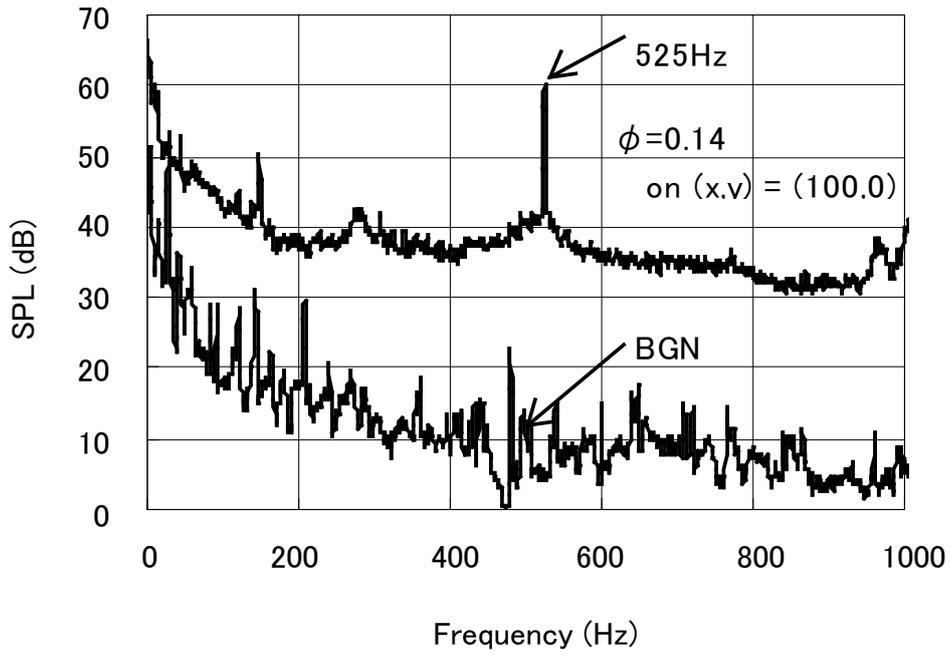


図 5.6 音圧スペクトル

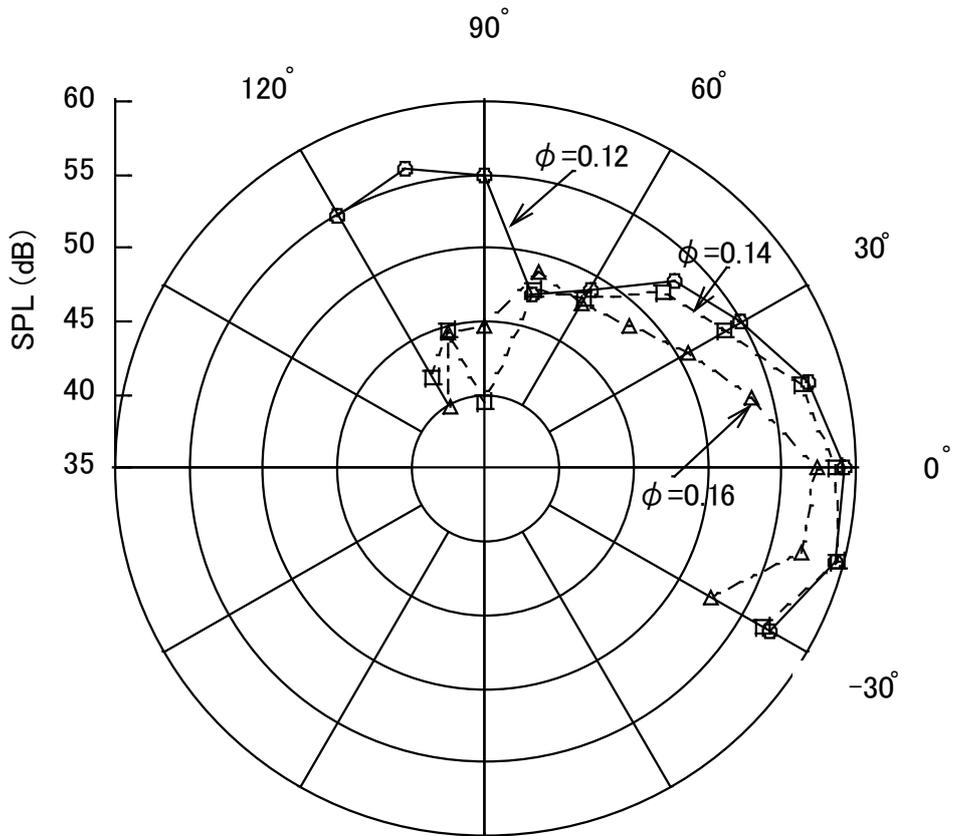


図 5.7 回転音の指向性

図 5.8(a), (b)に回転音の時間平均音圧レベルと位相遅れの分布を流量係数 0.12, 0.14, 0.16 に対して測定した結果を示す. 音圧の分布は 0dB から 60dB の音圧レベルを 10dB 刻みの等音圧線で示した. 位相角の分布は -180° から 180° までを 30° 刻みの等位相角線で示した. 以下の考察では, 位置を図中の記号で記述する.

流量係数が 0.12 のとき, 音圧レベルは C1 において 60dB より大きく, 線 A-A'からファンの吸気側, 吐出側に向かって滑らかに位相が遅れている. P1 において近接した領域に約 300° の位相のずれが見られるが, 測定データの連続性から周波数分析の際の位相反転 ($180^{\circ} \rightarrow -180^{\circ}$, $-180^{\circ} \rightarrow 180^{\circ}$)ではないことを確認した. 流量係数が 0.14 の場合には 60dB 以上の音圧が C2 と S2 に見られる.

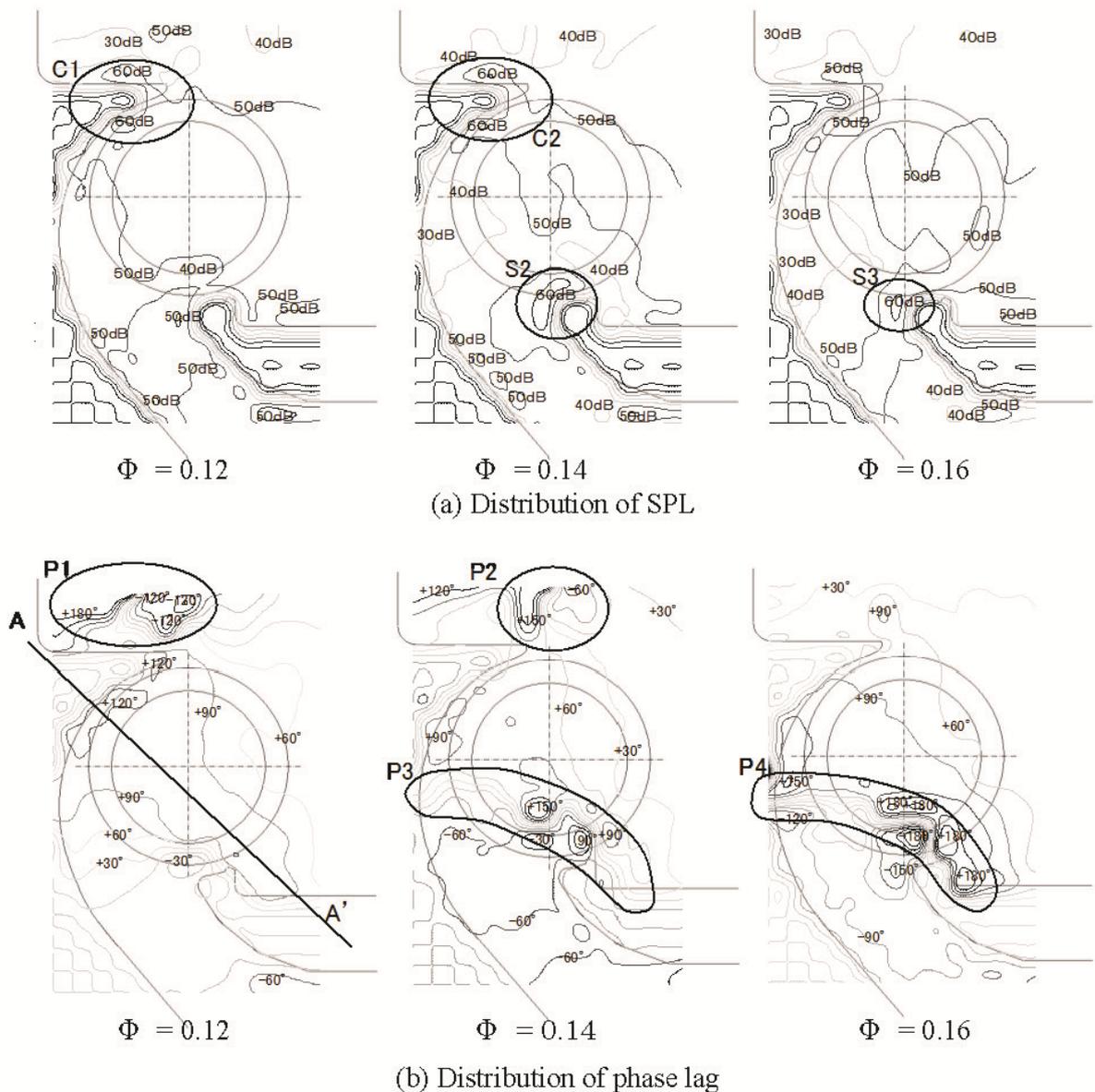


図 5.8 音圧レベルと位相遅れの分布(525Hz)

P2とP3では各々210°, 180°の位相のずれが見られ, 等位相角線が密集している. 流量係数が0.16の場合には60dB以上の音圧がS3に見られ, P4で等位相角線が密集して約360°位相が回っている.

流量係数0.12, 0.14, 0.16に対して式(5-1)で得られる回転音の時刻歴分布を各々図5.9, 図5.10, 図5.11に示す. 図中の位相角 β は15°刻みで表示され, $\beta = \omega t$ で定義した. ここで, ω は回転音の角周波数であり, 音波は時間平均音圧レベルを振幅とする正弦波として振舞う. さらに, 簡単のため式(5-1)で得られる音圧レベルの正の値のみを図示した. 音圧レベルは0dBから60dBを10dB刻みで表示した. 位相角の分布から音波の伝播の向きを求め, 音圧レベルの大きさをスカラー量とするベクトルも同図に表示した. 位相角 β の変化量360°は回転音の1周期に相当する. 回転音の周波数525 Hz, 音速が約340 m/sの条件から, 図5.9, 5.10, 5.11に示す等音圧線の移動距離は位相角60°あたり, およそ108mmであり, 音波の移動が捉えられていることを確認した. $\beta=0^\circ$ を基準とした表現で, 以下の考察を進め, 図中の記号で位置を示すものとする.

図5.9から流量係数が0.12のとき以下のことがわかる. $\beta=0^\circ$ でケーシング壁面と羽根車が近接したa1で音圧が大きくなる. その音波は羽根車の中心に向かって伝播する. その後, A₁-A₁'を境にファンの吸気側, 吐出側に分かれて伝播する. $\beta=60^\circ$ で大きな音圧がケーシング巻き始め舌部のa2とa3に見られる. a2の音波は減衰しながらファンの吸気側と吐出側に分かれて伝播し, a3の音波は減衰しながら上方に伝播する. この一連の等音圧線図ではケーシング壁面と羽根車の近接した領域から発生する音波の挙動が顕著であり, 音源寄与度が高いことがわかる.

流量係数が0.14のとき, 図5.10に示すように $\beta=0^\circ$ でb1とb2において各々音圧レベルが50dB, 30dB生じている. b3では $\beta=15^\circ$ で音圧の大きな領域になる. $\beta=30^\circ$ 以降, A₂-A₂'に沿って音圧の大きな領域が分布し, 音波はファンの吸気側に向かって伝播する. ファンの吐出側への音波の伝播は, これにやや遅れて生じる.

図5.11の流量係数が0.16のとき, $\beta=0^\circ$ でc1において見られる大きな音圧はA₃-A₃'に沿って広がる. これを境にファンの吸気側に向かって音波が放射される. ファンの吐出側に放射される音波は吸気側に放射される音波に比べておよそ90°遅れる. この一連の音波の時刻歴伝播を示す等音圧線図から, 羽根車とスタビライザーが近接したc1から放射される音波が最も顕著であり, 音源としての寄与が大きいことがわかる.

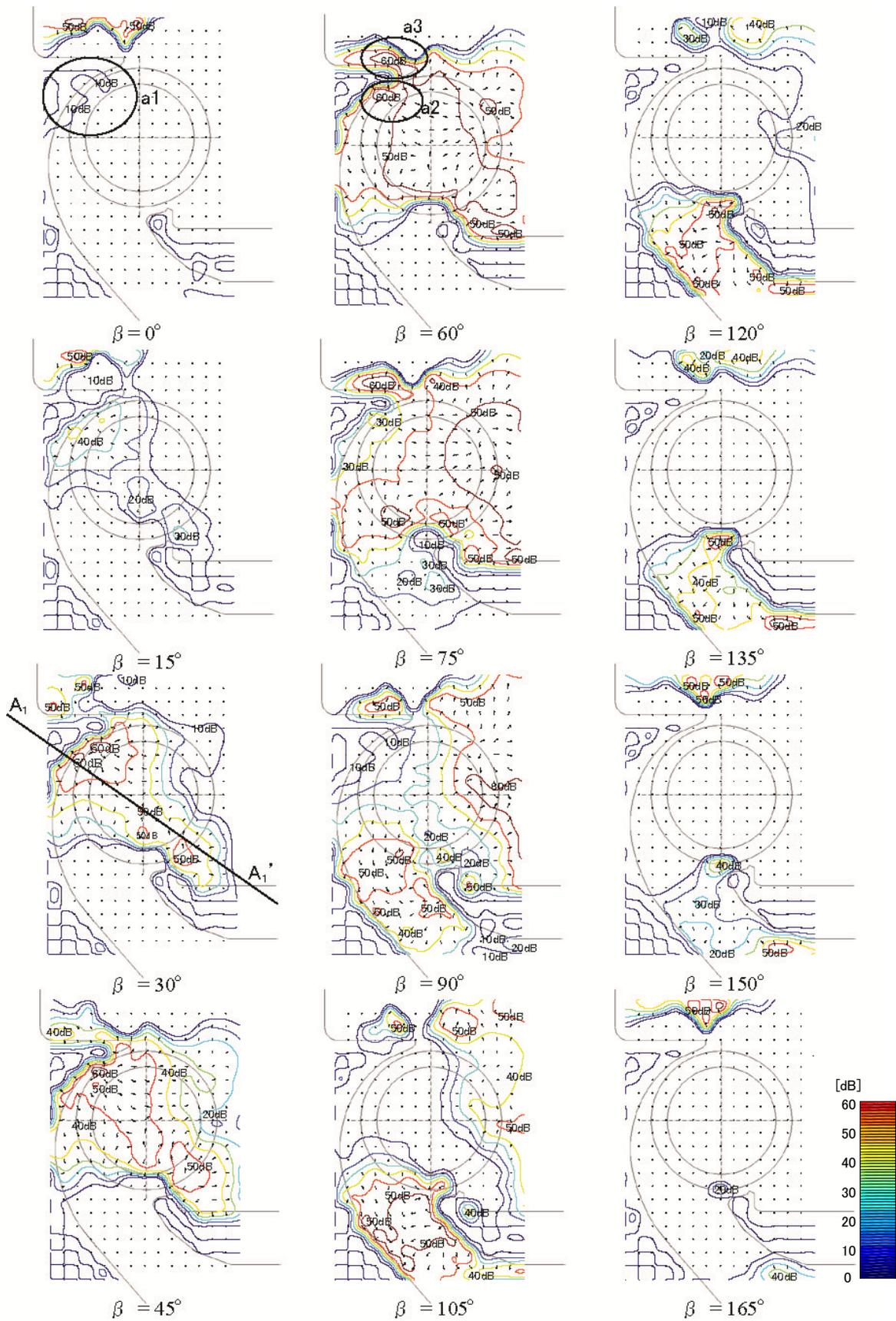


図 5.9 音波の時刻歴挙動による音源探査 ($\phi = 0.12$)

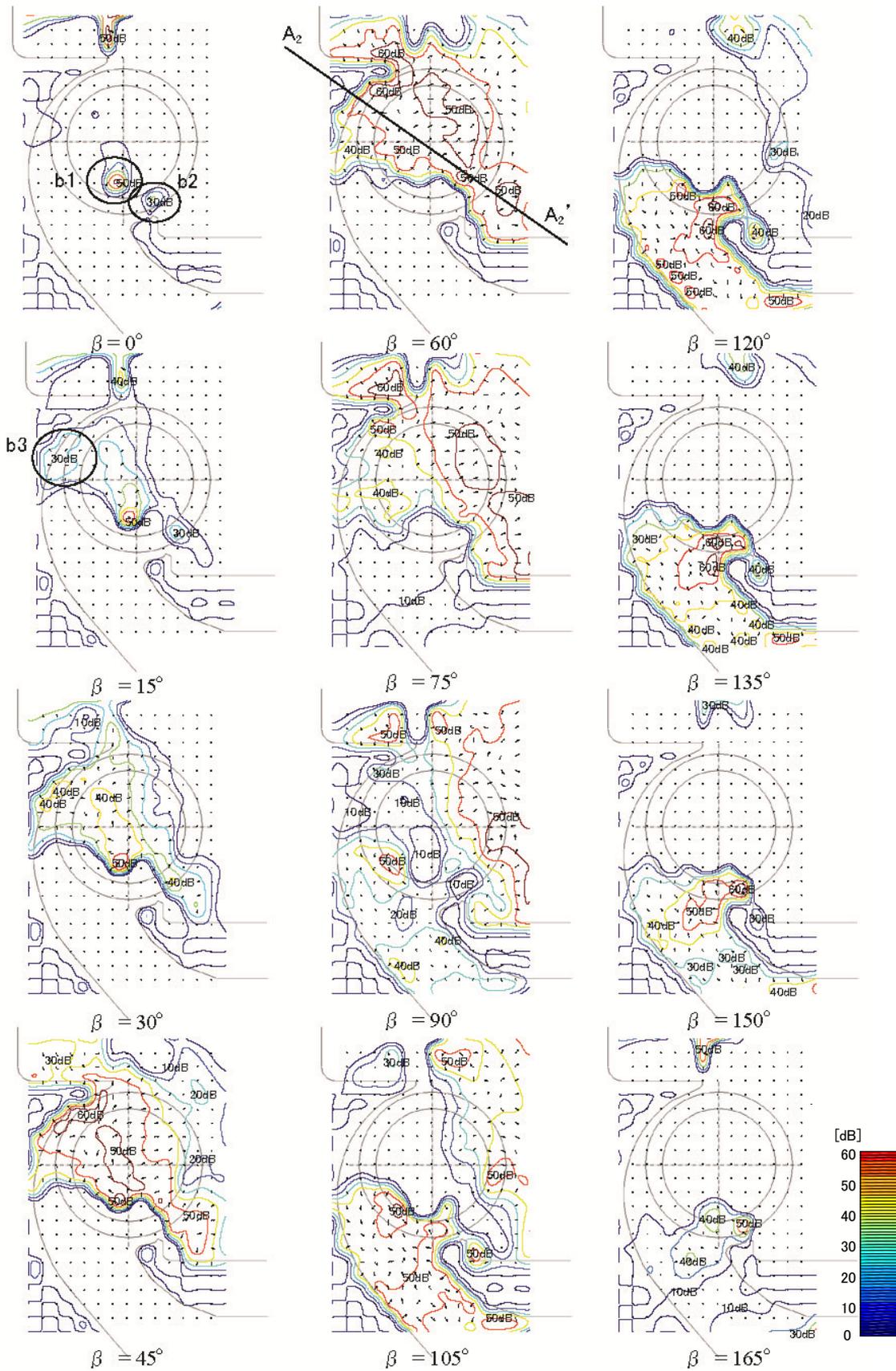


図 5.10 音波の時刻歴挙動による音源探査 ($\phi = 0.14$)

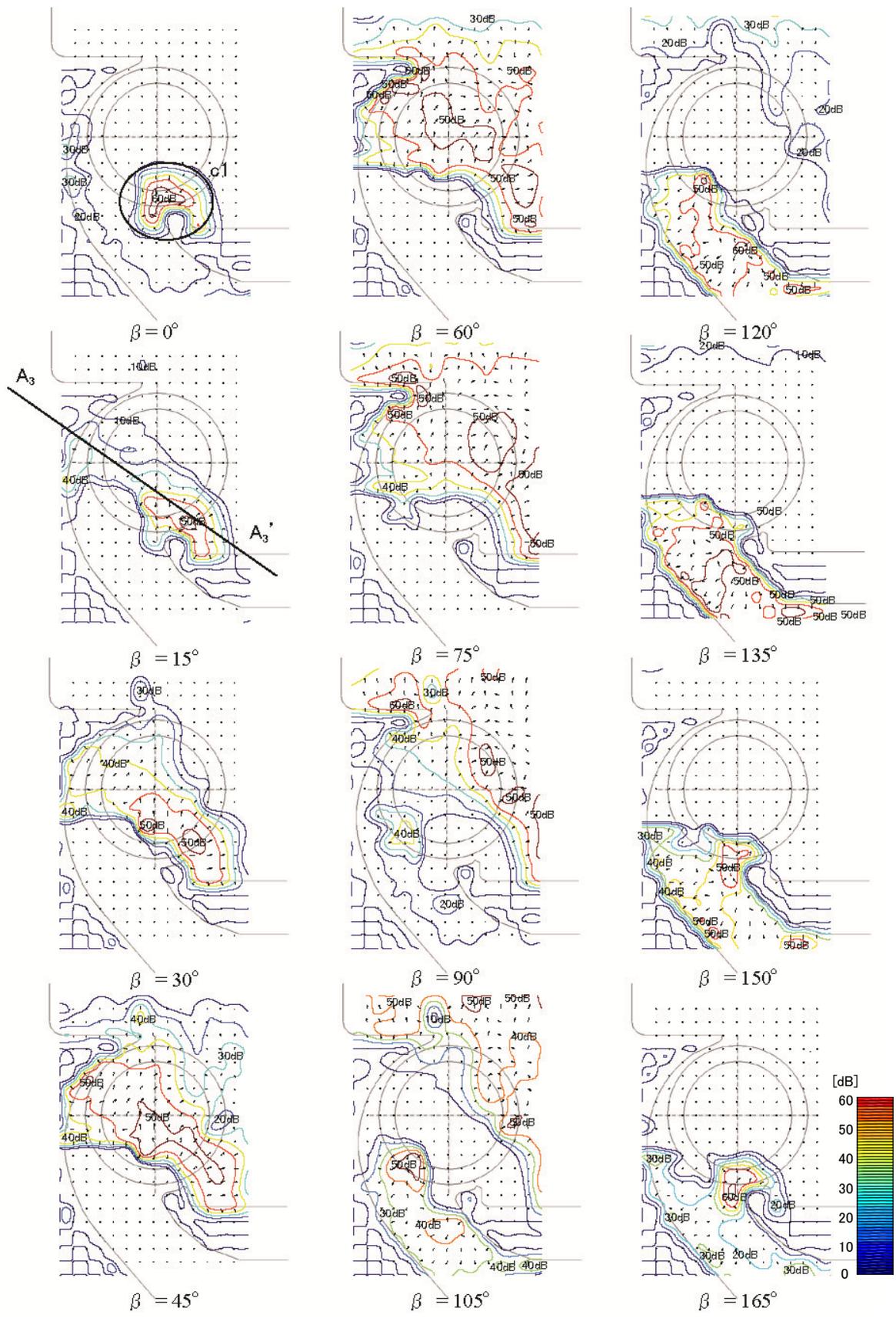


図 5.11 音波の時刻歴挙動による音源探査 ($\phi = 0.16$)

この回転音の支配的音源位置の移り変わりは動作点の違いによる内部流れの変化に起因するものと思われる。クロスフローファンの内部流れの様相は羽根車、ケーシング、スタビライザーの形状、およびそれらの相対的位置により大きく異なることがわかっている。Porter⁽²⁶⁾、Mazur⁽²⁷⁾、Ikegami⁽⁴⁸⁾らは実験的、理論的に動作点の違いによるクロスフローファンの内部流れを可視化している。これによると、羽根車内部に形成される循環渦は流量係数の大きな動作点でスタビライザー近傍に位置し、流量係数の減少にともなって渦中心が羽根車の内周に沿って羽根車の回転と逆方向に移動し、低圧渦中心に向かう圧力勾配が緩やかになる。また、吸気側において羽根車とケーシングの巻き始めが干渉する部分に再循環領域が形成され、流量係数の減少とともにその領域が羽根車の回転と逆方向に移動しながら広がり、ケーシング壁面上でよどみ点が生じている例も見受けられる。

音源を渦度変動としてではなく、これと数学的に等価な物体面上の変動圧力として捉えた場合、上記の定性的流れ場の特性から以下のことが推測される。流量係数が大きい場合、スタビライザー近傍の羽根車内部に循環渦が形成される。この影響でスタビライザー近傍の絶対風速は流量係数が小さい場合と比べて大きくなっていることが上記参考文献にも記されており、翼通過に伴って生じるスタビライザー壁面上の変動圧力も大きく、強い音源をもつ。一方、流量係数が小さくなると、スタビライザー壁面上の変動圧力が小さくなるとともにケーシング壁面に生じるよどみ点の圧力が増し、翼通過とともに変動して音源の寄与度が大きくなる。これらの静止固体壁面上の圧力が大きく変動するのは翼通過との干渉によるものであり、翼周りの循環の変動の大きさは干渉する静止固体面上の変動圧力の大きさの変化と同様の傾向をもつことが推測される。

5.4 数値解析による音源考察

5.4.1 数値解析法

前節の薄型実験装置と同様の数値解析モデルを作成し、市販の流体解析ソフト (SATR-CD) で二次元非圧縮性非定常解析を行った。図 5.12 に解析モデルと境界条件を、表 5.2 に解析条件を示す。回転数は 900r/min, 翼数は 35 枚である。スライディングメッシュを利用して、羽根車領域を回転座標系で、その周囲を静止座標系で解析した。この解析では初期計算の収束性が悪いため、最初から十分細かな時間刻みで計算する必要がある。羽根 1/12 ピッチ移動に要する 1.59×10^{-4} [s] の time step で 8400step (ファン 20 回転分) 解析し、最終ステップの解析結果のみ出力する。その後、1step ごとの結果を 420 回 (羽根車 1 周分) 出力した。後節の解析結果を用いた検討では、最後の 12 ステップ分 (1 blade passing) の結果を用いている。風量は吐き出し側チャンバー部の底面の外向き流速で設定した。解析結果から取得したデータの周波数分析には Matlab を利用した。

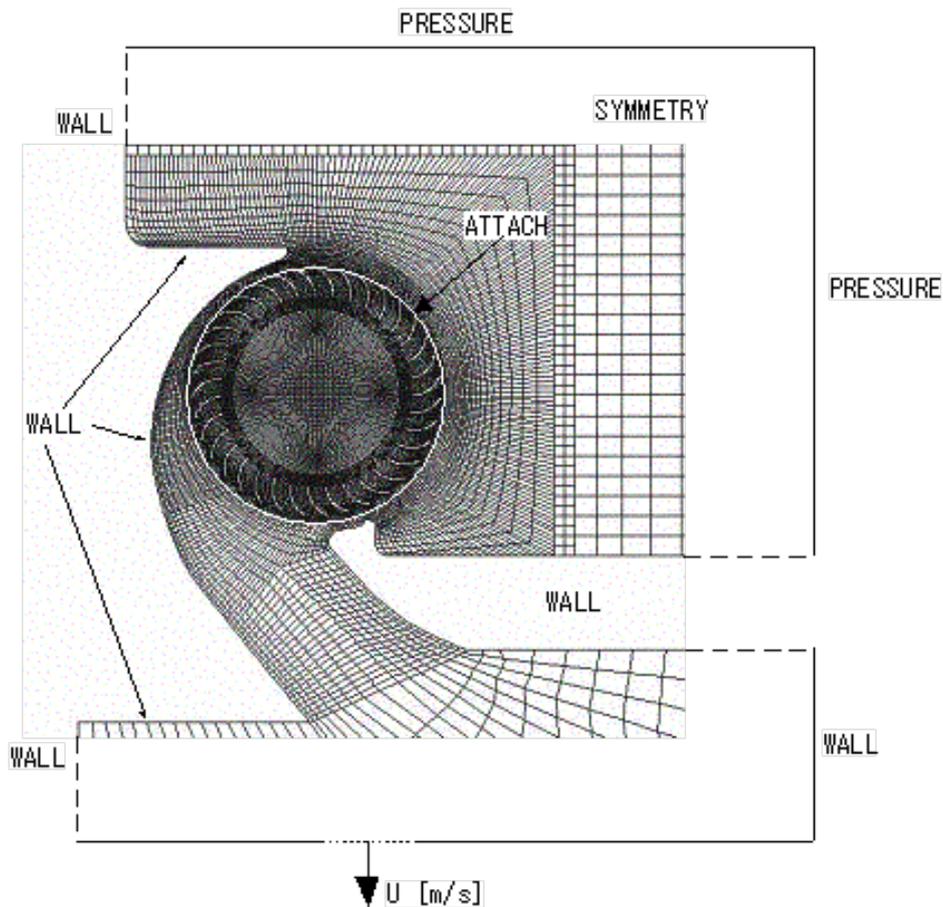


図 5.12 解析モデルと境界条件

表 5.2 解析条件

Algorithm	Turbulence model	Differential scheme	Other
PISO	k-ε/high Reynolds number	QUICK	Sliding mesh

5.4.2 等価音源項モデル

本節では流れを支配する微分方程式を数値解析で直接解いて音の放射を考察する直接解法ではなく、等価音源項のモデルを用いて回転音の音源を考察した。物体周りの流れから発生する騒音予測に Lighthill の音響アナロジーを適用する場合、空力騒音は本質的には物体近傍の渦変動 (= 四重極音源) に起因するものである。発生機構と関連付けて定量的に評価する上では、物体形状を考慮した Green 関数を用いて体積音源を考察することが望ましく、Howe は音源のコンパクト性の仮定を用いて Green 関数を近似する方法を提案している⁽⁴⁹⁾。しかしながら、本研究で検討対象としているファン騒音は二重極音であり、Curle や Ffowcs Williams-Hawkings の式に代表されるように面音源を扱うほうが容易である。

渦変動による流れのじょう乱が固体面近傍を通過するとき、固体面は空力音の発生に大きな影響を与える。この固体面の影響が Curle, Ffowcs Williams らによって Lighthill の式(1-3)から展開された。式(1-3)に、一般化された Green の公式を適用して、ある領域 $V(t)$ が面 $S(t)$ に囲まれるという条件で整理すると以下の式が得られる。

$$\begin{aligned}
 \rho' &= \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{V(t')} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij} dy dt' \\
 &\quad + \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{S(t')} \frac{\partial G}{\partial y_i} f_i dS(y) dt' \\
 &\quad + \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{S(t')} \rho_0 V_n \frac{\partial G}{\partial \tau} dS(y) dt'
 \end{aligned} \tag{5-3}$$

ここで、 n_i を面 S に働く法線ベクトルとして $f_i \equiv -n_i(p - p_0) + n_i e_{ij}$ は境界が流体に及ぼす単位体積当りの力、つまり固体面の圧力であり、 V_n は固体面の法線方向移動速度成分である。このとき式(5-3)の第 1 項は空間中の体積音源からの音、第 2 項は固体面から流体に与えられる非定常力による音、第 3 項は固体面の体積排除効果の結果生じる音を示す。さらに Lighthill の波動方程式(1-3)の解として与えられた関数 G として自由空間のグリーン関数を適用し、運動する固体面上で固定される相対座標系 ξ で整理すると式(5-3)の第 3 項が 2 つの線積分に変形され、次の Ffowcs William-Hawkings の式が導かれる⁽¹⁰⁾。

$$\begin{aligned}
\rho' = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{v_c(t_0)} \left[\frac{T_{ij}}{|R|1 - (\mathbf{R}/R) \cdot \mathbf{M}} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \\
& - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S(t_0)} \left[\frac{f_i}{|R|1 - (\mathbf{R}/R) \cdot \mathbf{M}} \right]_{\tau=\tau_e} dS(\zeta) \\
& - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{v_c(t_0)} \left[\frac{\rho_0 a_j}{|R|1 - (\mathbf{R}/R) \cdot \mathbf{M}} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \\
& + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{v_c(t_0)} \left[\frac{\rho_0 V_i V_j}{|R|1 - (\mathbf{R}/R) \cdot \mathbf{M}} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta
\end{aligned} \tag{5-4}$$

ここで、 $\mathbf{M} \equiv \mathbf{V}/c_0$ 、 \mathbf{R} は音源と観測点とを結ぶベクトルである。第 1 項は Lighthill の理論に現れる解に相当し、残りの 3 項が固体面の影響を表す。それぞれ順に固体面が流体に及ぼす変動力 f_i によって発生する音、体積排除効果、固体表面の加速度によって発生する二重極効果の音を示す。固体表面 S が静止している場合には $\mathbf{a} \equiv \mathbf{M} = \mathbf{V} = 0$ 、 $\boldsymbol{\zeta} \equiv \mathbf{y}$ であり、式(5-4)は以下の Curle の式に一致する。

$$\begin{aligned}
\rho' = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{v_c(t_0)} \frac{T_{ij}}{R} \left(\mathbf{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) d\mathbf{y} \\
& - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S(t_0)} \frac{f_i}{R} \left(\mathbf{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) dS(\mathbf{y})
\end{aligned} \tag{5-5}$$

ファン騒音で支配的な二重極音にのみに着目すれば

$$\rho' = \frac{-x_i}{4\pi c_0^3 x^2} \int_{S(t_0)} \frac{\partial f_i}{\partial t} \left(\mathbf{y}, t - \frac{x}{c_0} \right) dS(\mathbf{y}) \tag{5-6}$$

となる。つまり、固体面がある場合に遠距離場で観測される音は、ある検査固体面上の圧力の時間微分が音源の強さとして、相関面積、指向性、遅延時間を考慮することで近似できることがわかる。ここでは上記仮定に基づいて非定常数値解析から得られる壁面圧力変動および翼の揚力変動の時刻歴変化から双極子音源に着目し、音源の強さを考察する。固体壁としてケーシング、スタビライザー、羽根車の三つの領域に着目した。

5.4.3 音源の考察

5.4.3.1 ケーシング壁面の圧力変動

図 5.13 にケーシング壁面上の変動力のデータサンプリング位置を示す。ファンの回転中心を座標原点として図に示すように X 軸, Y 軸をとり, X 軸からの回転角 θ でケーシング壁面の位置を示した。

図 5.14 にケーシング壁面 $\theta = 115^\circ$ の位置における時系列圧力変動を流量係数 $\phi = 0.12, 0.14, 0.16$ に対して示す。図は翼の 1ピッチ移動に要する時間でサンプリングしたものであり, これは回転音の基本周波数の 1 周期に対応する。どの流量係数においてもおよそ 1 周期の変動が見られ, その上に高調波成分が重なった波形を示している。

式(5-6)から, 音源に寄与する物理量は圧力変動の時間微分であることがわかる。図 5.14 の時系列圧力変動を時間微分した結果を図 5.15 に示す。サンプリング時間を 1 周期とする大きな変動に高調波成分が重なった波形を示している。図 5.16 に $\theta = 115^\circ$ の圧力変動の時間微分を周波数解析したパワースペクトルを示す。回転音の基本周波数である 525Hz とその高調波成分に鋭いピークが見られる。

全てのサンプリング点で図 5.14 から図 5.16 のように考察し, 図 5.17 にパワースペクトルの 525Hz 成分をケーシングの各位置に対する分布として示した。壁面上の各位置で生じる圧力変動のうち, 回転音の発生に寄与する 525Hz の圧力変動の時間微分はおよそ 10° おきの変動を示すことがわかる。

ケーシング巻き始め位置を参照点として各位置でのクロススペクトルを求め, 図 5.17 に示した 525Hz 成分の位相遅れを求めた結果を図 5.18 に示す。図 5.17 の約 10° 周期的な変動の各ピークに対応する位相は $-10^\circ \sim -20^\circ$ でほぼ揃っており, 隣り合うピーク間では約 360° 位相が回っていることが分かる。ケーシング位置の約 10° は翼の 1ピッチ ($360^\circ / 35$) に相当する。

音源の強さを示す変動力の時間微分を以下の式から求め, これを周波数分析することでサンプリング領域全体の音源強度を求めた結果を図 5.19 に示す。

$$\frac{dF}{dt} = \int \frac{dp}{dt} dS = \sum_i \frac{dp_i}{dt} ds_i \quad (5-7)$$

式(5-7)は遠方場の観測点に対して音源が十分にコンパクトである仮定のもとに, 各位置での時系列データを合成することで音源挙動の相関面積(位相, 面積)を考慮したものである。図から回転音の 1 次成分は流量係数 $\phi = 0.16, 0.12, 0.14$ の順に大きいことがわかる。広帯

域のレベルは流量係数 $\phi = 0.16$ で他の風量域よりも大きくなる。また流量係数 $\phi = 0.12$ 以外は 2 次の高調波成分の方が 1 次よりも大きくなる。

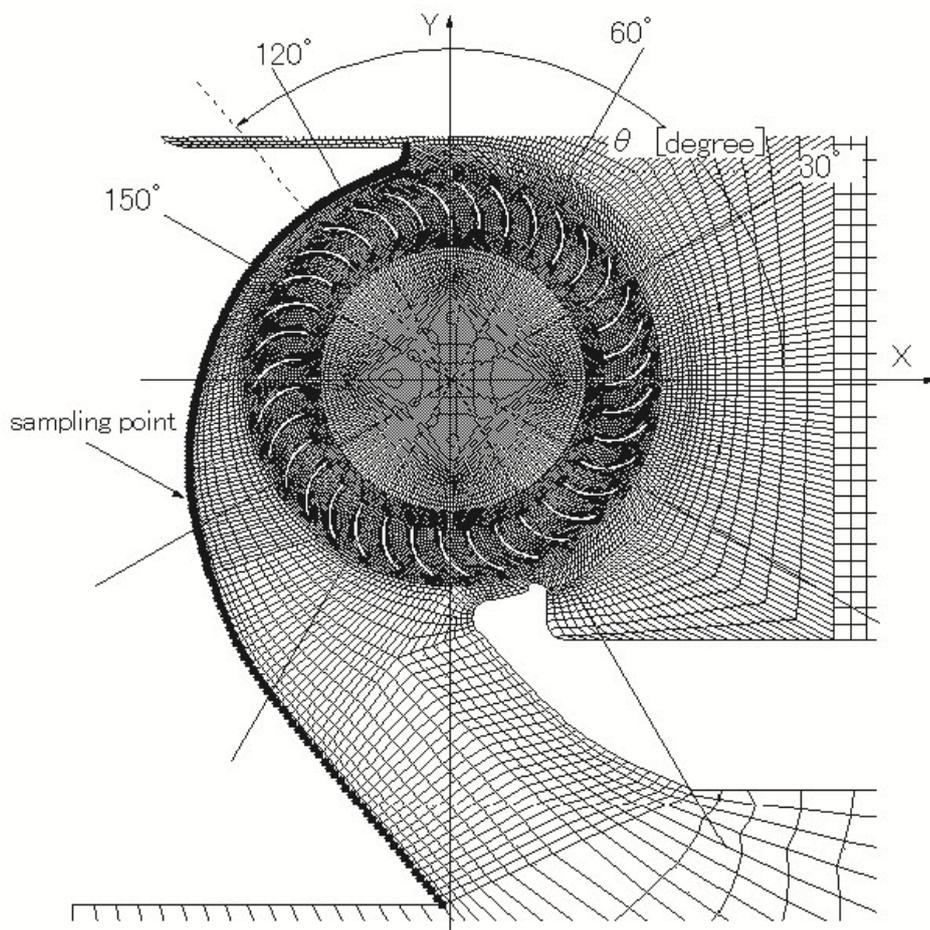


図 5.13 サンプル位置

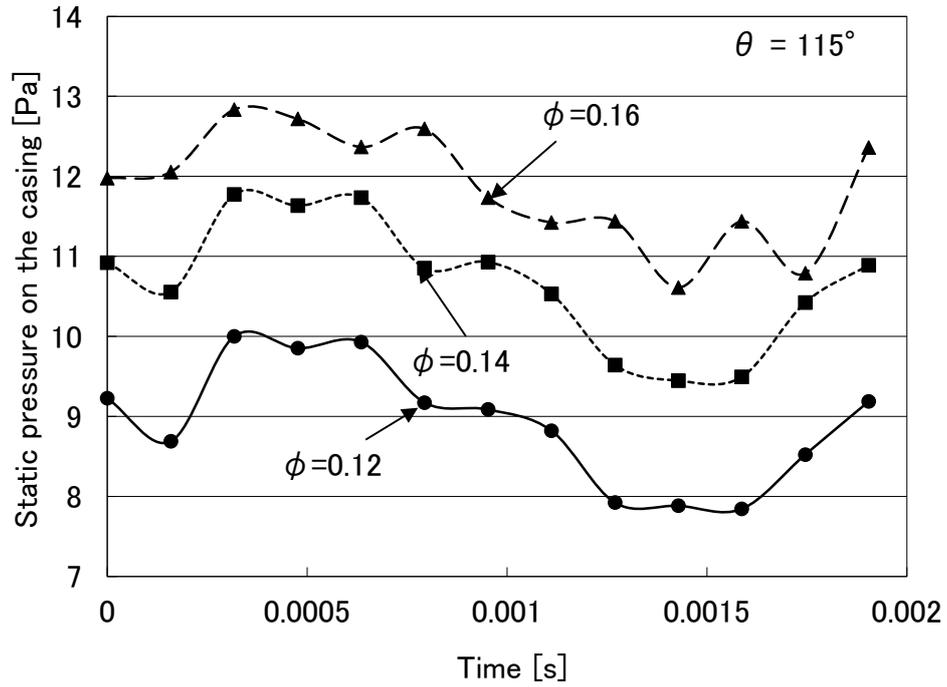


図 5.14 時系列壁面圧力 ($\theta = 115^\circ$)

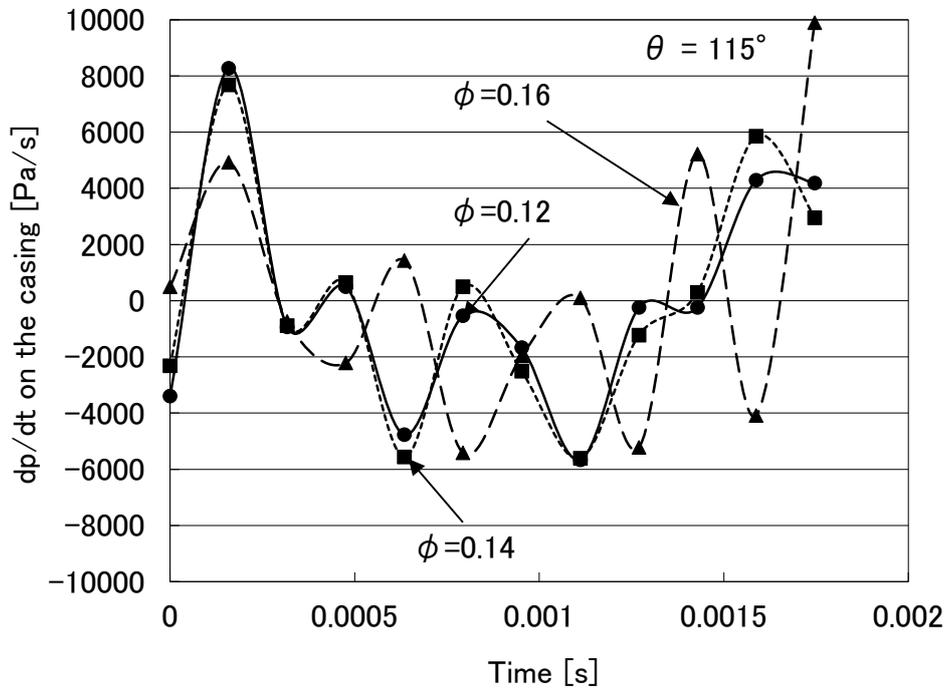


図 5.15 壁面圧力の時間微分 ($\theta = 115^\circ$)

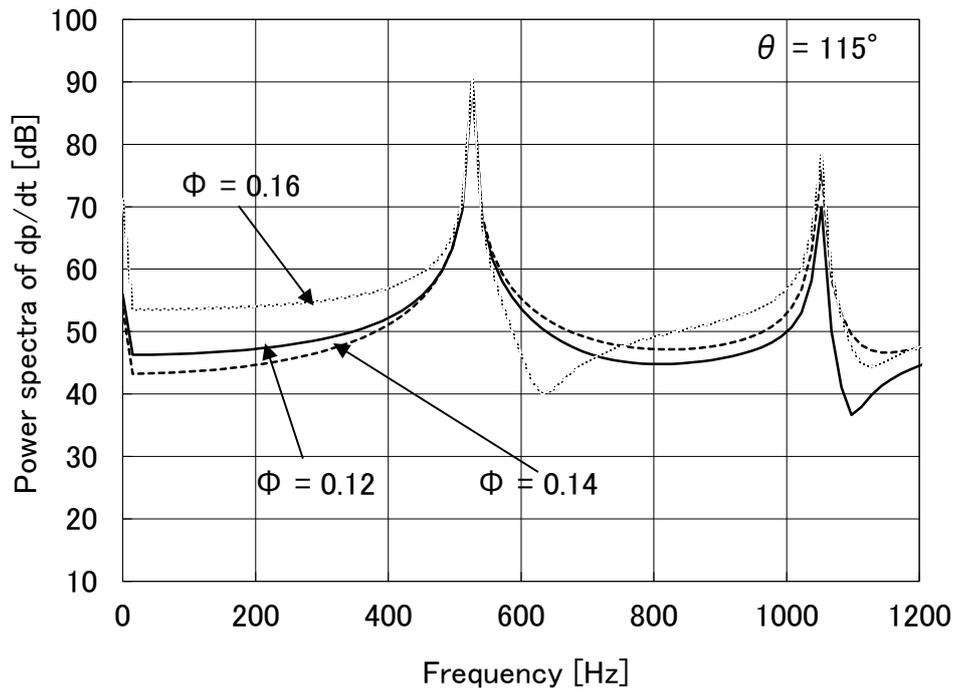


図 5.16 壁面圧力時間微分のパワースペクトル ($\theta = 115^\circ$)

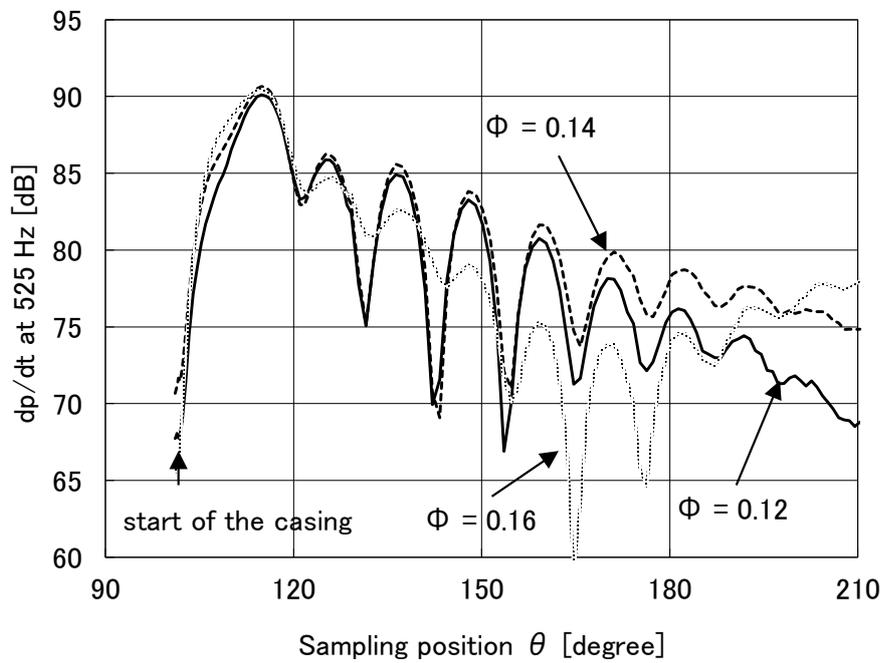


図 5.17 壁面圧力時間微分の 525Hz 成分の分布

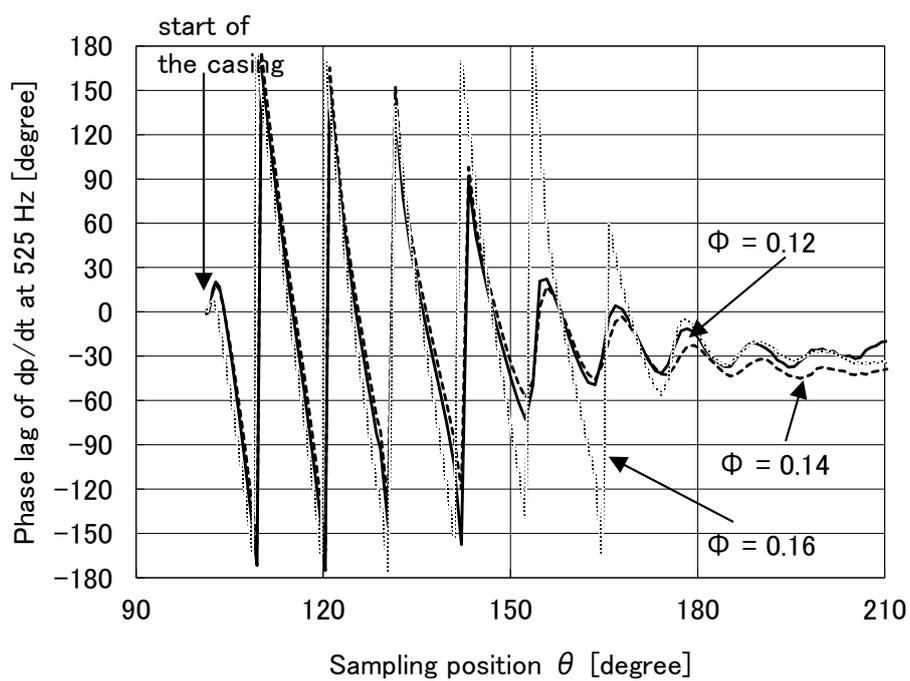


図 5.18 壁面圧力時間微分の 525Hz 成分の位相遅れ分布

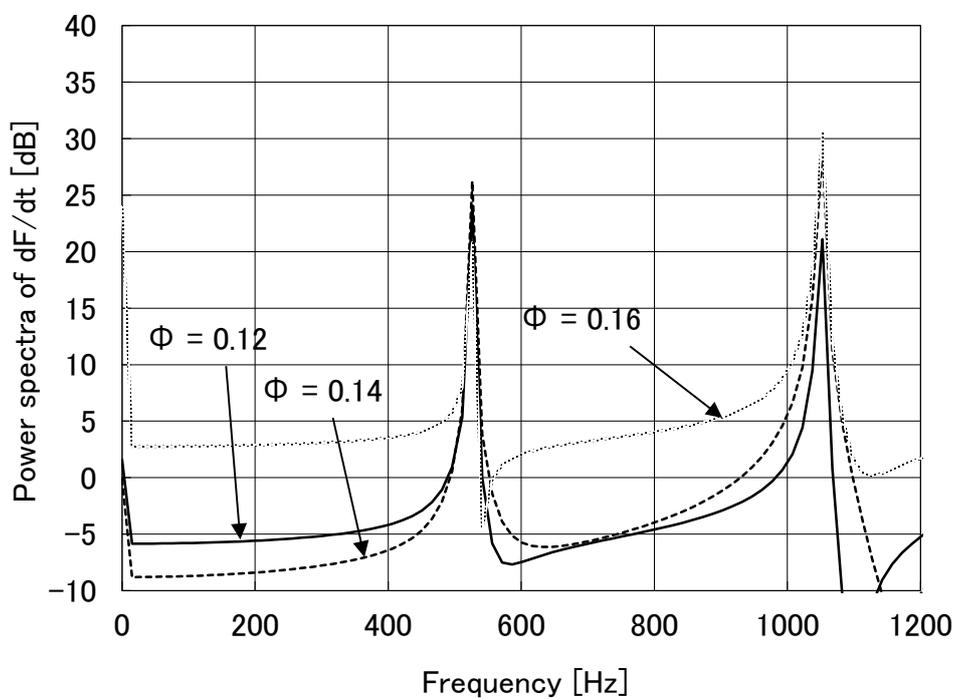


図 5.19 音源強度のパワースペクトル

5.4.3.2 スタビライザー壁面の圧力変動

図 5.20 にスタビライザーの壁面変動力のサンプリング位置を示す。図中 1 番から 70 番の番号に沿ってサンプリングした。

流量係数 $\phi=0.12, 0.14, 0.16$ に対して、サンプリング位置 32 番における時系列圧力変動を図 5.21 に示す。その時系列圧力変動を時間微分した結果を図 5.22 に示す。サンプリング時間を 1 周期とする大きな変動におよそ 5 次の高調波成分が重なった波形を示す。

図 5.23 に図 5.22 の圧力変動の時間微分を周波数解析した結果をパワースペクトルで示す。回転音の 1 次周波数である 525Hz とその高調波成分に鋭いピークが見られる。広帯域周波数成分は流量係数 $\phi=0.16$ の時には他の風量時より大きくなることがわかる。

図 5.21 から図 5.23 の考察を各サンプリング位置で行い、525Hz のスペクトル成分の分布を求めた結果を図 5.24 に示す。流量係数 $\phi=0.12, 0.14$ では 39 番の位置、 $\phi=0.16$ では 37 番の位置に不連続な極小点をもち、その両側では大きな値をとる。30 番以下のファンの吹き出し側では風量による差が著しく、大風量になるほど大きな値を示す。50 番以上のファンの吸い込み側では $\phi=0.12, 0.14$ ではほぼ同様の挙動を示すが、 $\phi=0.16$ では著しく大きな値をとる。また、44 番の近傍でもやや小さな不連続極小値をもつ。

位置 1 番を参照点として図 5.24 の位相遅れを求めた結果を図 5.25 に示す。流量係数 $\phi=0.16$ のときについて考察すると、1~25 番まではほぼ同位相の挙動を示し、25~35 番にかけて、およそ 210° 位相が遅れる。35~39 番にかけて 180° 位相が進み、39~50 番で 300° 位相が遅れる。50 番以上では参照点より 330° 位相の遅れた挙動を示す。つまり、ファンの吸い込み側で見られる 525Hz の圧力変動の時間微分成分は、吹き出し側より位相が 330° 回っているが、その際、35~40 番で約 180° の位相のジャンプが見られる。つまり、この位置では極めて局所的な位置に逆位相の変動が存在する。他の風量に対しても、ほぼ同様の挙動を示す。

式(5-7)から音源強度を求めた結果を図 5.26 に示す。回転音の 1 次成分は風量の増加に伴って大きくなることがわかる。どの風量でも 2 次の高調波成分の方が 1 次の成分よりも大きく、広帯域のレベルは $\phi=0.16$ の場合のみ極端に大きい。

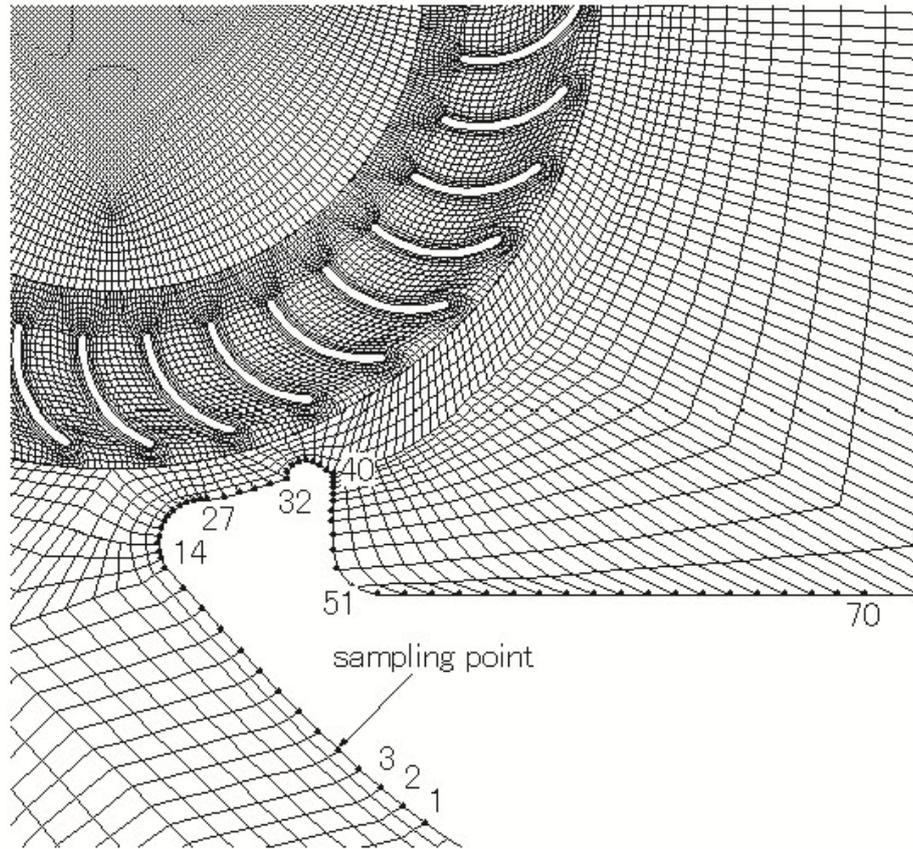


図 5.20 サンプルング位置

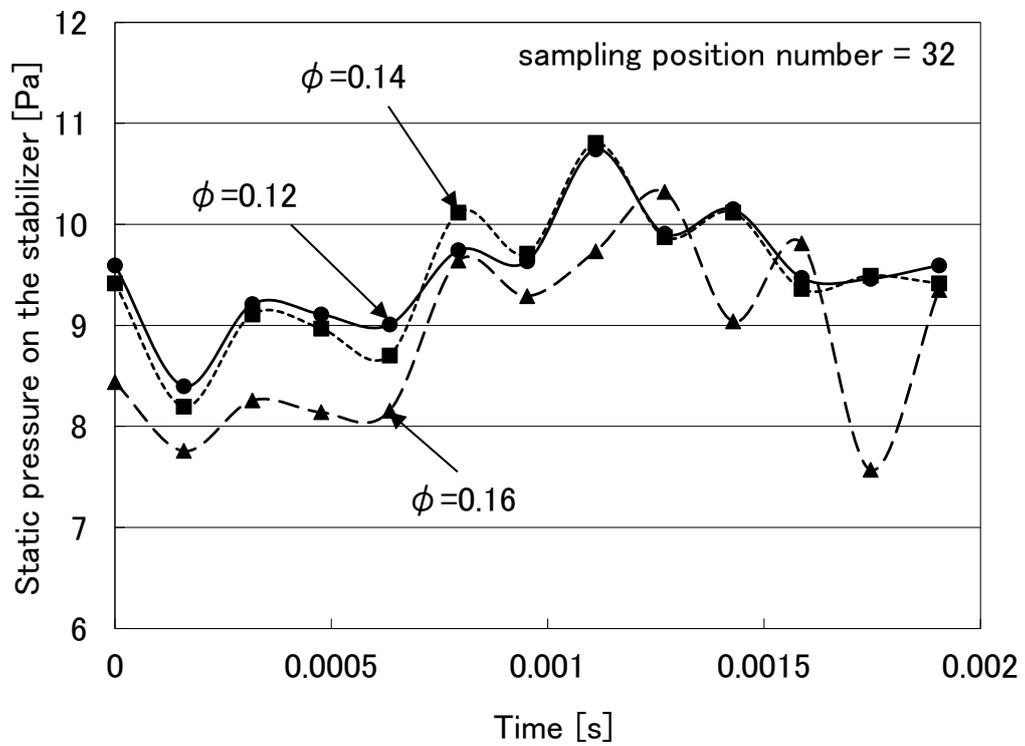


図 5.21 時系列壁面圧力 (point32)

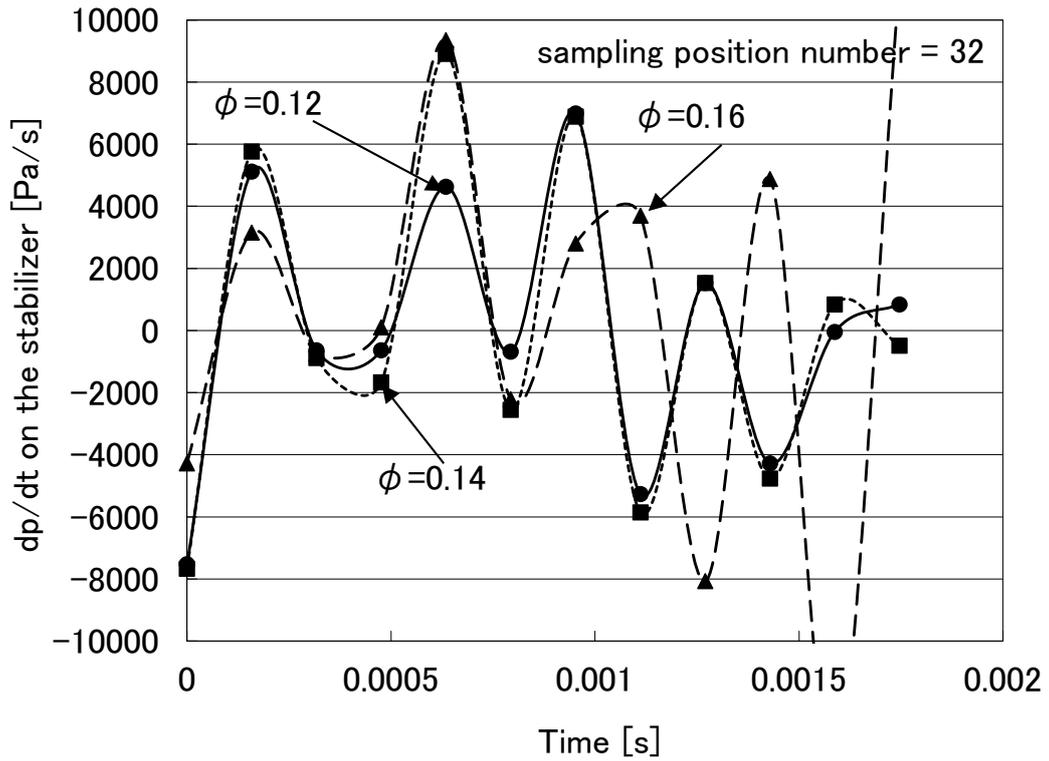


図 5.22 壁面圧力の時間微分 (point32)

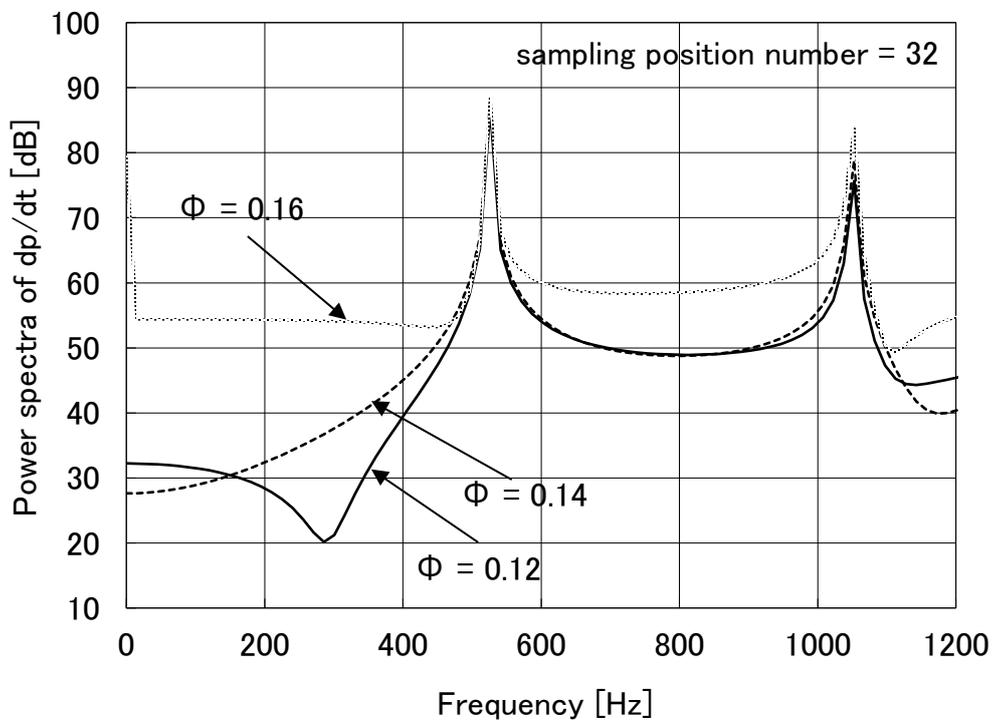


図 5.23 壁面圧力時間微分のパワースペクトル (point32)

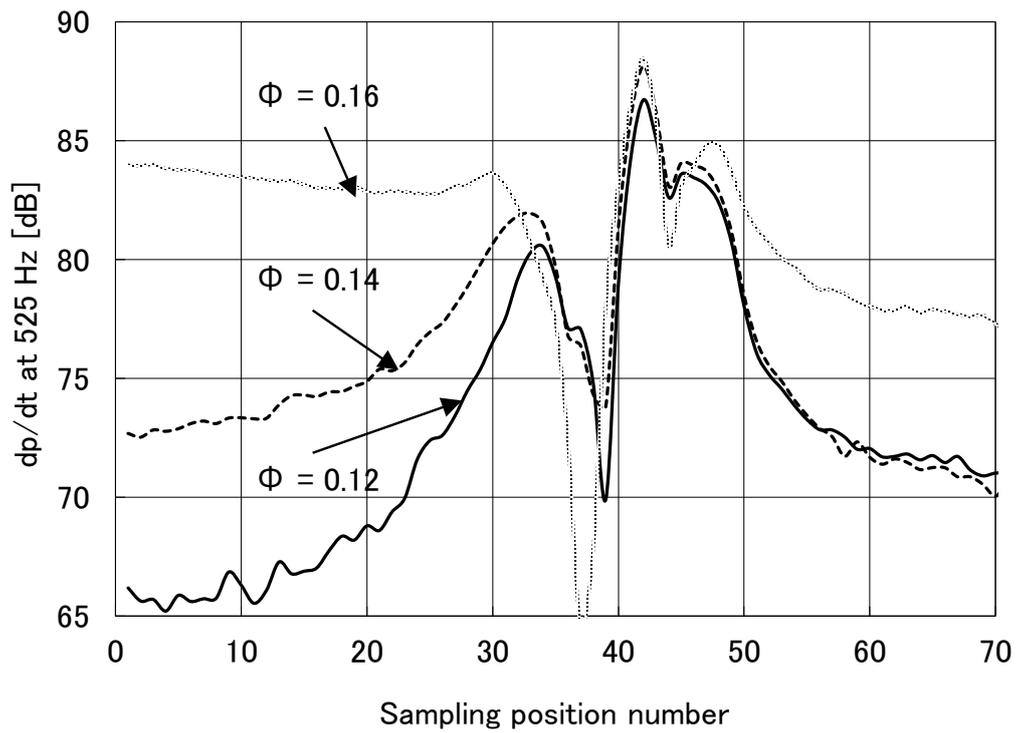


図 5.24 壁面圧力時間微分の 525Hz 成分の分布

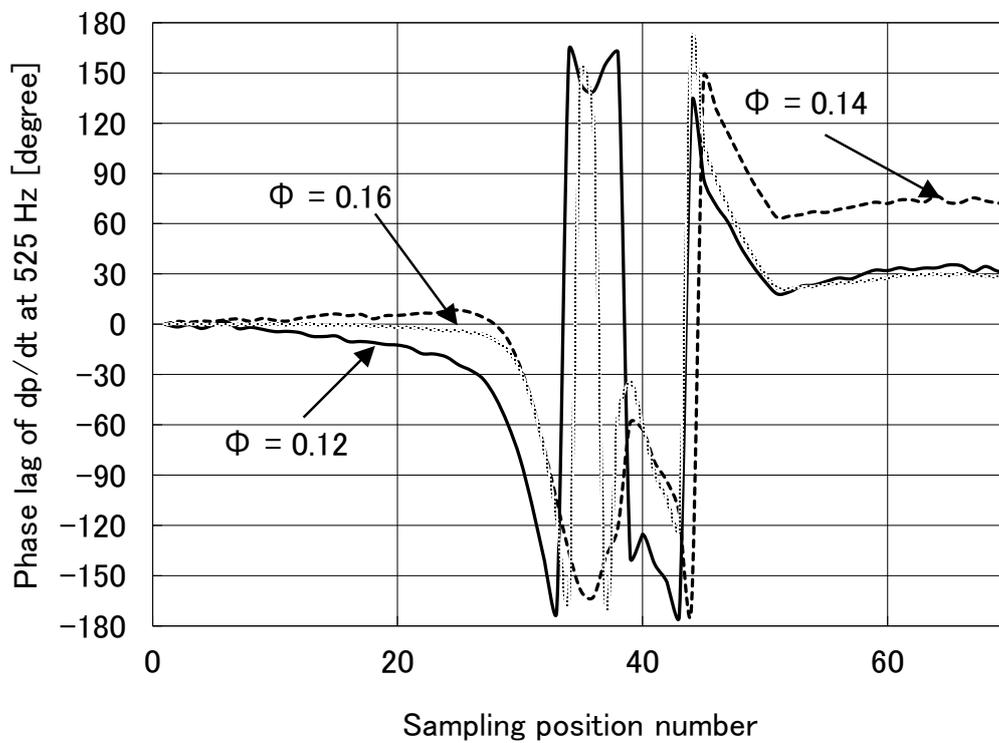


図 5.25 壁面圧力時間微分の 525Hz 成分の位相遅れ分布

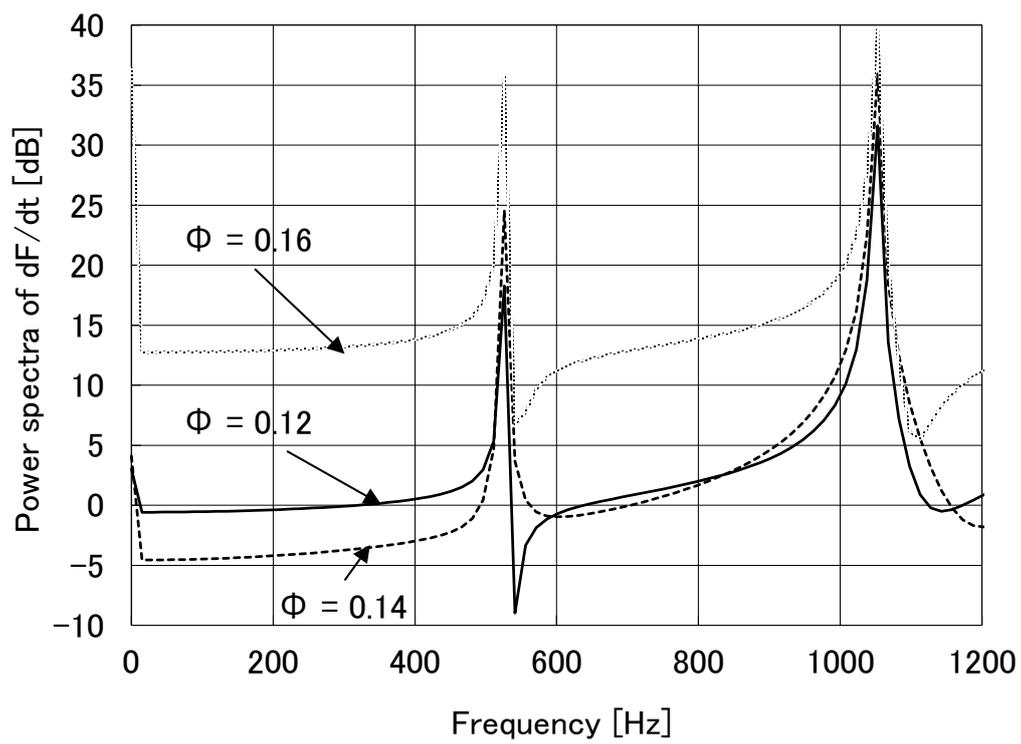


図 5.26 音源強度のパワースペクトル

5.4.3.3 翼の揚力変動

図 5.27 に翼 1 枚の揚力変動の時系列データを示す。揚力は翼 1 枚のトルク変動を求め、揚力中心が羽根車の内外径の二乗平均位置と仮定して翼弦線の法線方向力で定義した。

各翼の揚力変動を翼数分重ね合わせたものを羽根車全体の変動力とした。羽根車全体の変動力を図 5.28 に、時系列の変動力を時間微分した結果を図 5.29 に示す。ともにおよそ 5 次の高調波変動成分が見られる。

羽根車全体の変動力を時間微分した結果を周波数分析し、音源強度のパワースペクトルを求めた結果を図 5.30 に示す。回転音の 1 次成分は風量増加に伴って増大するが、流量係数 $\phi=0.16$ では他の風量域に比べて回転音の 1 次成分、広帯域成分ともに増加の割合が大きい。また、どの風量域でも 2 次の高調波成分が大きい。

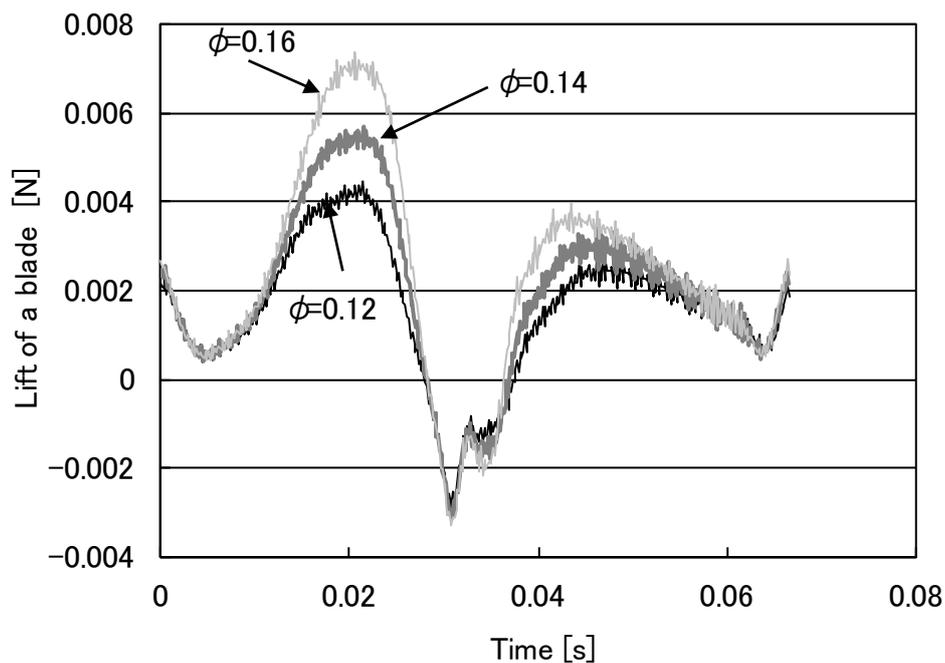


図 5.27 翼の揚力変動

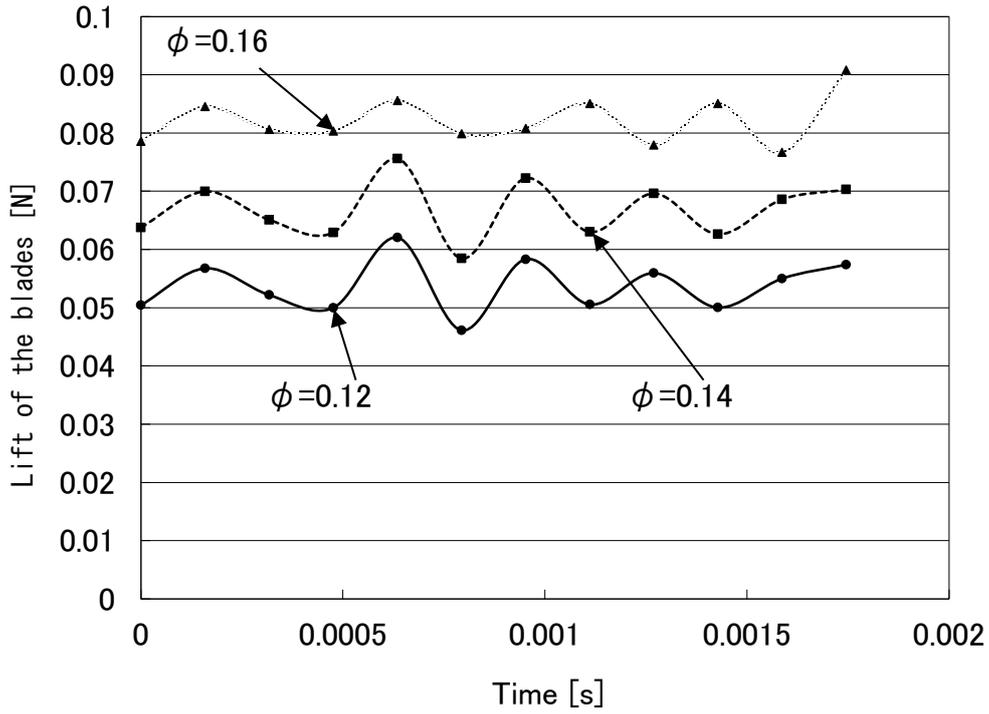


図 5.28 羽根車全体の揚力変動

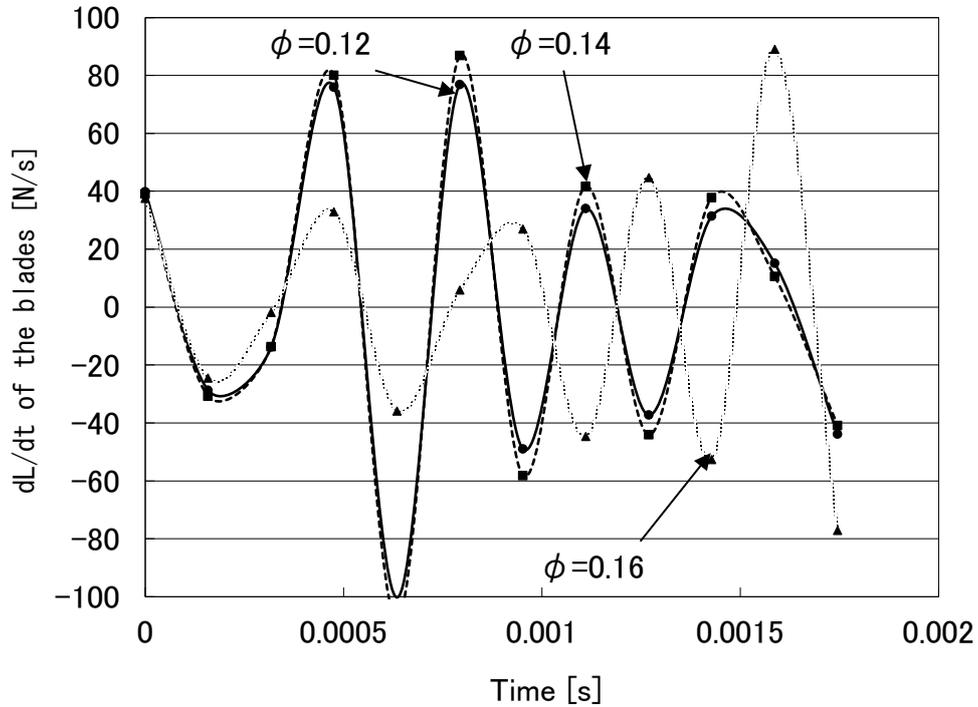


図 5.29 羽根車全体の揚力変動の時間微分

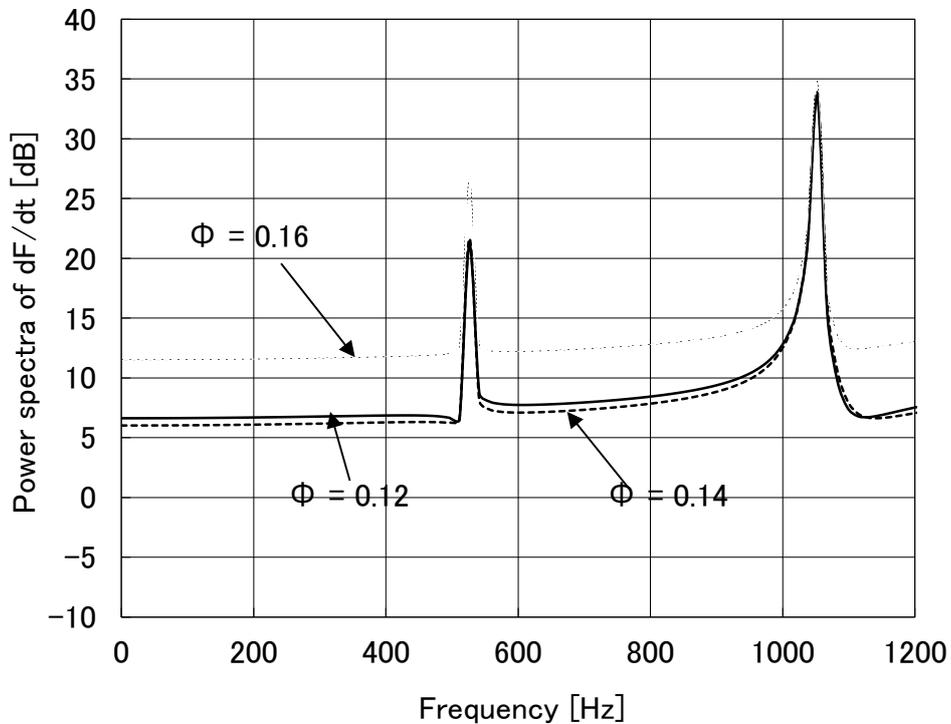


図 5.30 音源強度のパワースペクトル

5.4.3.4 音源強度の比較

図 5.19, 図 5.26, 図 5.30 の結果を用いてケーシング, スタビライザー壁面及び羽根車(翼)に生じる音源強度の比較を $\phi = 0.12, 0.14, 0.16$ に対して行った結果を図 5.31 に示す. ケーシング壁面に生じる音源強度は $\phi = 0.16, 0.12, 0.14$ の順に大きくなり, スタビライザー, 羽根車は風量の増大に伴って大きくなる. $\phi = 0.12$ のとき, ケーシング壁面の音源強度が他の部位よりも支配的である. $\phi = 0.14$ のときには各部位間のレベル差の小さな音源強度をもつ. $\phi = 0.16$ ではスタビライザーの音源強度が非常に支配的になる. この結果は, 時刻歴音波挙動の再現による音源考察実験と整合する.

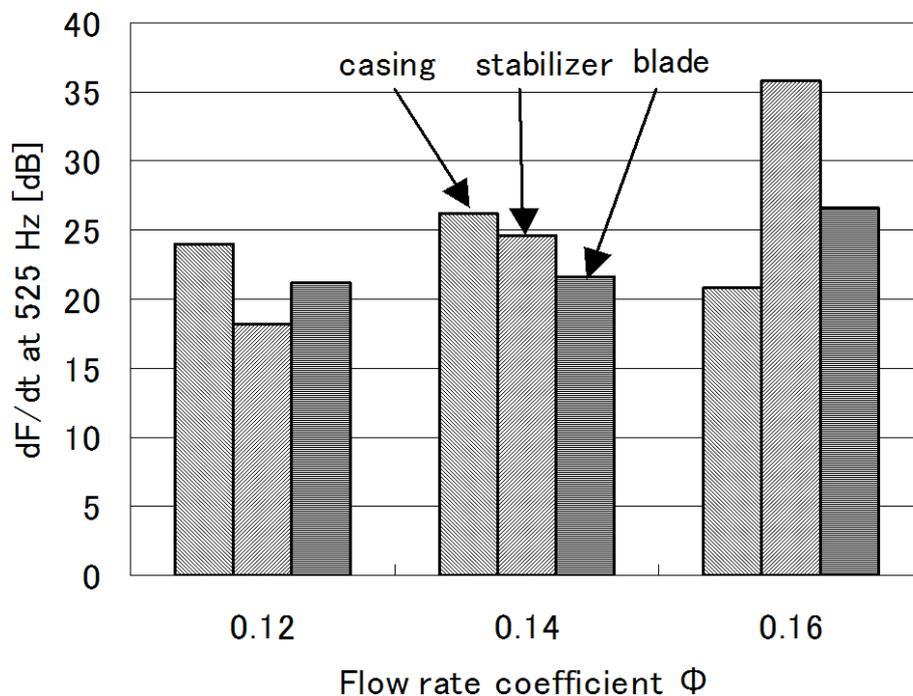


図 5.31 音源強度の比較

5.5 結言

薄型クロスフローファン実験装置で音波の時刻歴伝播挙動を可視化し、回転音の音源位置を特定した。これによりクロスフローファンの回転音の支配的音源がファンの動作点により異なることを明らかにした。二次元非定常数値解析から等価音源項モデルを用いた音源強度を比較し、音源探査実験の結果と整合することが確認できた。流量係数が 0.12, 0.14, 0.16 の場合で比較して以下のことが明らかになった。

- (1) 流量係数が 0.12 のとき、ケーシング壁面と羽根車の近接した領域に支配的な回転音の音源をもつ。
- (2) 流量係数が 0.14 のとき、羽根車がケーシング壁面、スタビライザーと近接する領域に各々同程度の音源の寄与度をもつ。
- (3) 流量係数が 0.16 のとき、スタビライザーと羽根車の近接した領域に支配的な回転音の音源をもつ。

第6章 多翼ファンの騒音源と内部流れの考察

6.1 緒言

本章では5章のクロスフローファンと同じく空気調和機に用いられる代表的なファン形態である多翼ファンの音源探査と流れ場を考察する。6.2節では音響透過性材料でスクロールケーシングを構成し、音響ホログラフィ法を適用した音源探査について述べる。6.3節では騒音源と考えられる流れ場を実験的、解析的に調べ、6.2節の音源探査結果とあわせて考察する。

6.2 音源探査

6.2.1 実験方法

検討対象とした多翼ファンの主要寸法と概略図を表 6.1 および図 6.1 に示す。羽根車は樹脂製でシュラウドのないオープン型の翼数 43 である。 D_1 , D_2 はそれぞれ羽根車内径と外径で B , B_0 は羽根車高さでスクロールケーシング高さである。翼弦長は l , ピッチは t , 翼取付角は θ [deg] である。スクロールケーシングの舌部と羽根車との隙間は Δr , スクロール形状は対数らせんとし、拡大率 I_L である。

音響透過性多孔質材料でスクロールケーシングを構成し、スクロールケーシング内部の音源探査を実施した。音源探査には B & K 社製音響ホログラフィシステムを用いた。マイクロホンを格子状に並べたマイクロホンアレイを設置し、各マイクロホンで音圧を測定する。各計測点で測定された音圧は二次元フーリエ変換により波数領域へ変換される。波数領域へ変換された音圧データは、伝達関数により音圧分布を再生する再生面に移動され、二次元逆フーリエ変換によって音圧分布に再生される⁽⁵⁰⁾。音場測定は暗騒音 11dBA の通風無響室で実施し、多翼ファンの吹出口を圧力チャンバーに設置し、補助送風機の回転数で動作点を調整した。スクロールケーシング壁面には厚さ 2 mm の音響透過性多孔質材料を用い、開口率 54 % の穴あき鋼板で補強した。

多翼ファンの騒音源は羽根車の軸方向にも分布していると考えられ、三次元的な音源分布の把握を容易にするため、図 6.2, 図 6.3 に示すようにマイクロホンアレイは主板側および側面側に設置し、二方向から音源分布を測定した。マイクロホンとケーシングの距離は 10 mm とした。羽根車回転数は 1000 r / min とし、空気調和機での動作点を想定し、流量係数は $\phi = 0.25$ の条件とした。流量係数 ϕ , 圧力係数(静圧基準) ϕ_s は流量 Q [m³ / s], 静圧 P_s [Pa], 羽根車先端周速を u_2 [m / s], 空気密度 ρ [kg / m³] として各々式(6-1)で定義し、図 6.4 に送風特性を示す。

表 6.1 供試羽根車の緒元

D_2 [mm]	180	t/l	0.75
D_1/D_2	0.82	θ [degree]	20
B/D_1	0.68	$\Delta r/D_2$	0.1
B_0/B	1.3	I_L	0.1

$$\phi = \frac{Q}{\pi D_2 B u_2}, \quad \phi_s = \frac{2P_s}{\rho u_2} \quad (6-1)$$

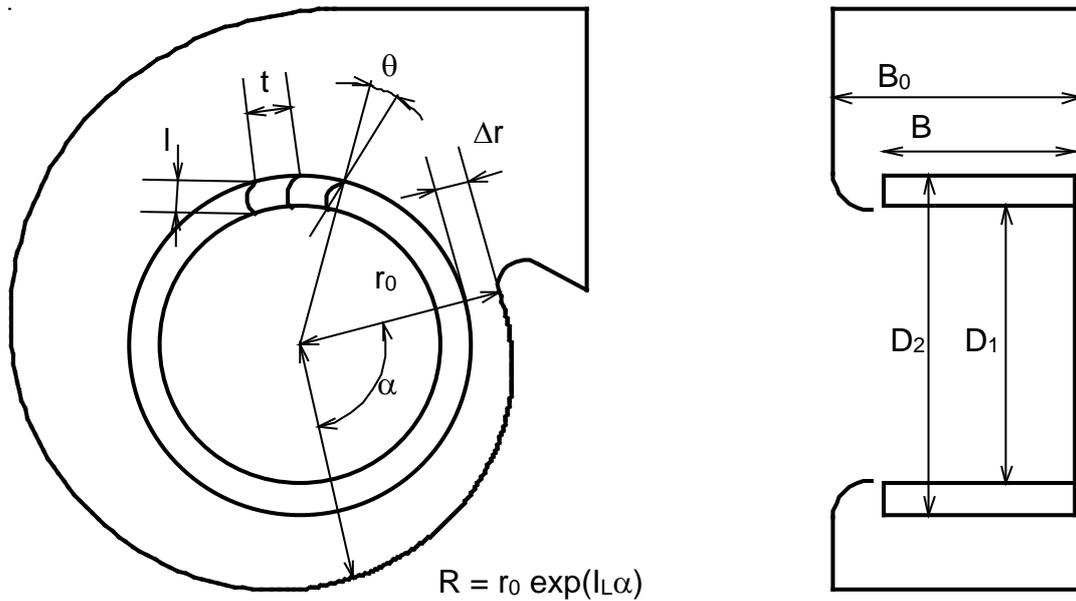


図 6.1 供試羽根車の緒元

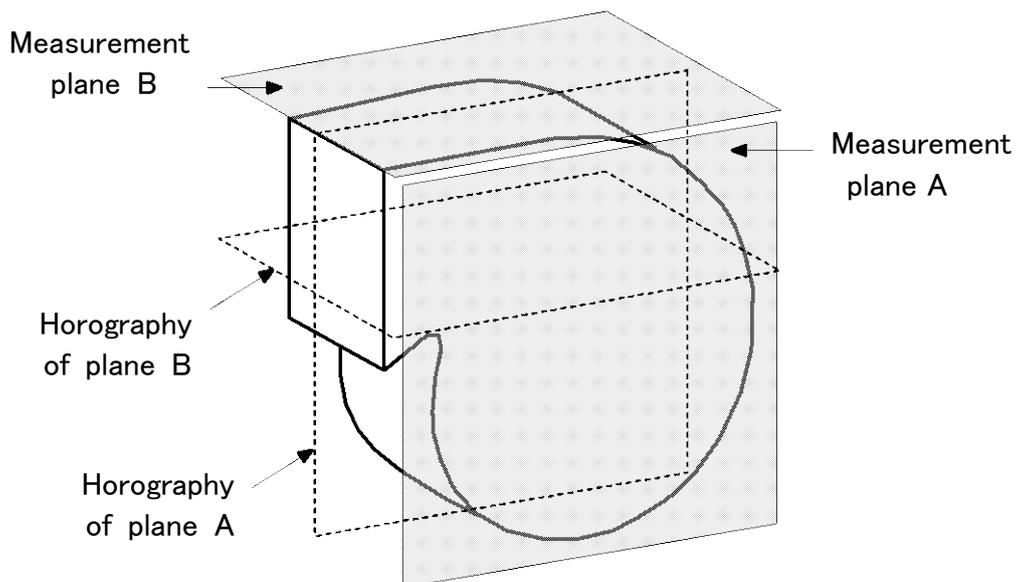


図 6.2 音圧測定面と再生面



図 6.3 実験装置概略

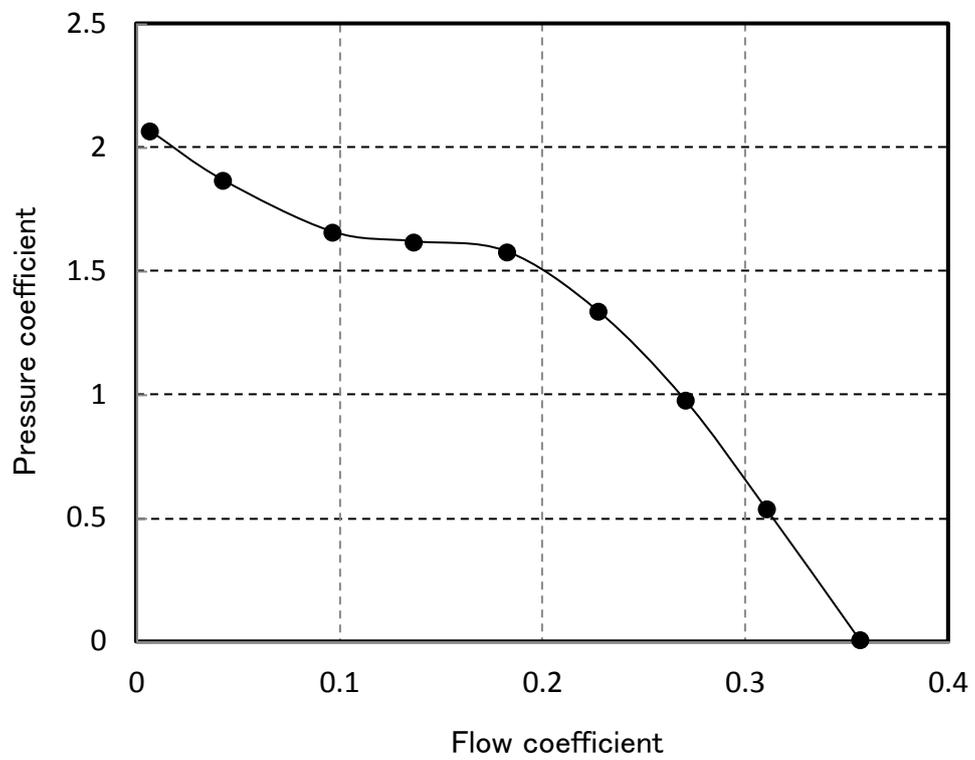


図 6.4 送風特性

6.2.2 実験結果と考察

図 6.5 に流量係数 0.25 における図 6.2 の再生面の音圧分布を示す. 音源の周波数帯域は 100 ~ 3000 Hz とした. 主板側から測定した場合, 強い音源が舌部近傍, かつ翼の近くに集中して分布していることがわかる. また, 側面側から測定した場合, 強い音源が, 羽根車高さの約 70 % の位置に分布していることがわかる. すなわち多翼ファンの騒音源は舌部近傍の吸込口側に存在していることがわかる.

図 6.6(a), (b), (c) に再生音圧の周波数帯域を 100~1000Hz, 1000~2000Hz, 2000~3000Hz とした場合の結果を示す. いずれの周波数帯でも舌部近傍の吸込み口付近に音源をもっているが, 100~1000Hz の低周波帯域がオーバーオールを支配する主たる騒音源であることがわかる.

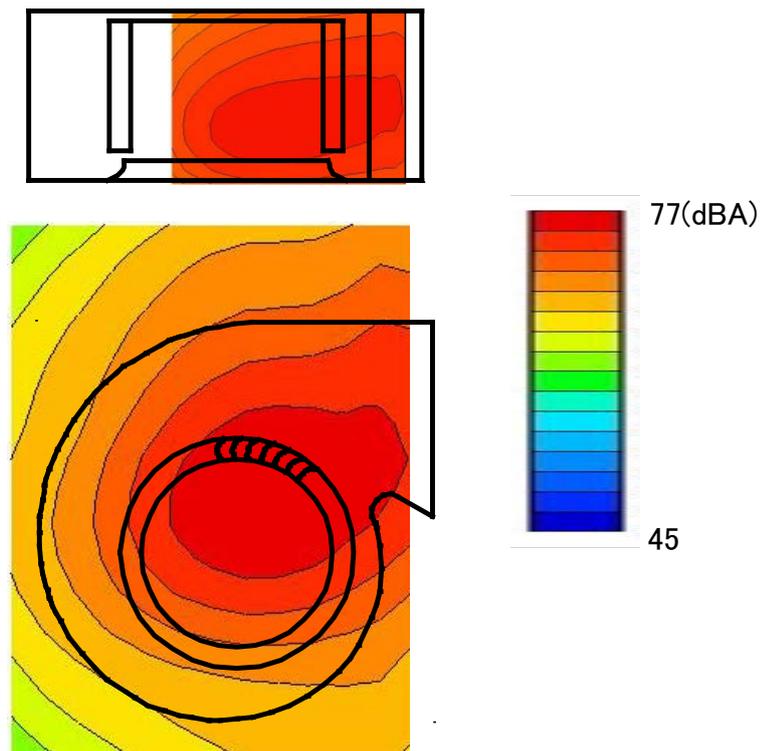


図 6.5 音響ホログラフィによる音圧分布の再現
 $\phi = 0.25$ ($f = 100 \sim 3000 \text{ Hz}$)

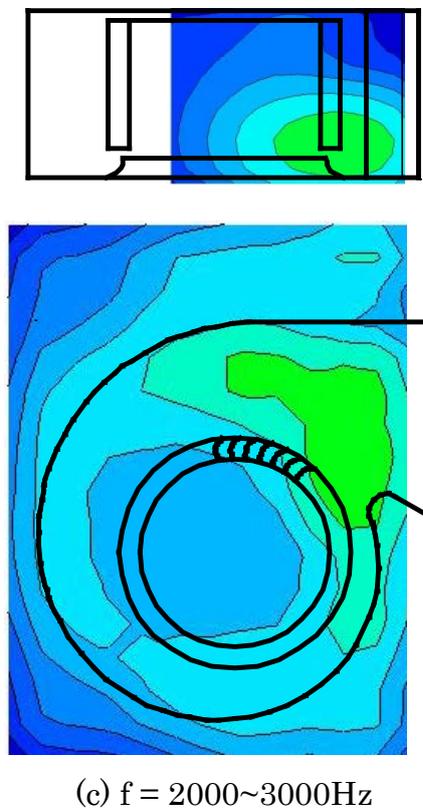
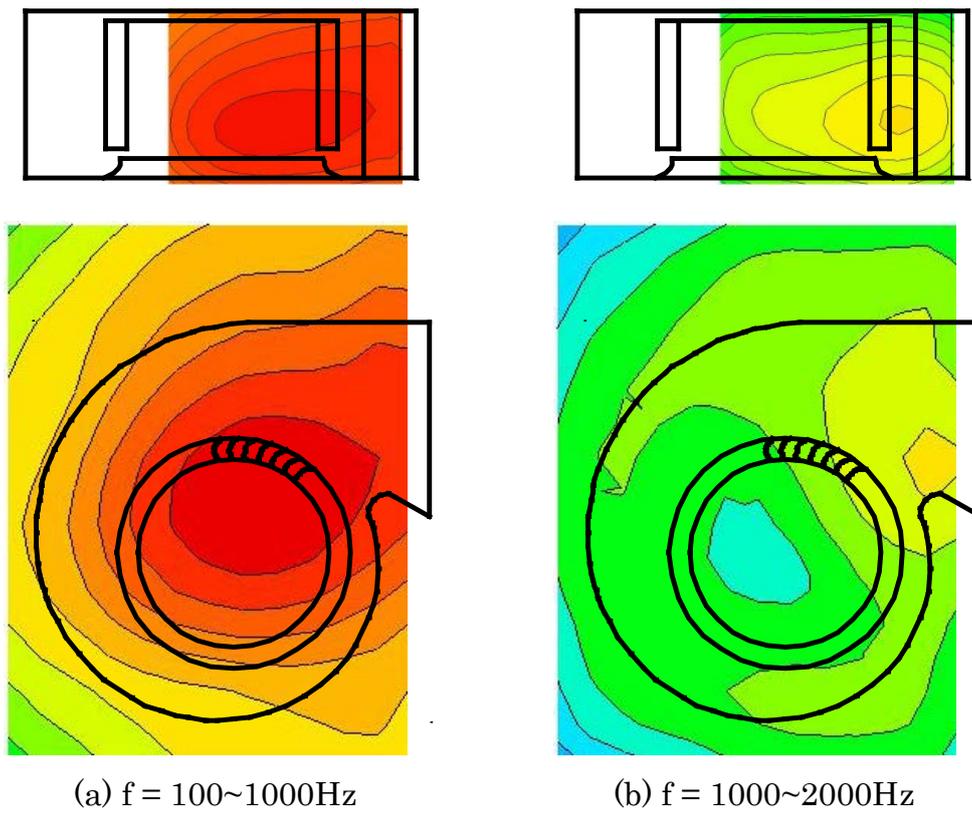


図 6.6 周波数帯ごとの音圧分布

6.3 流れ場の考察

6.3.1 解析方法

三次元数値流体解析で多翼ファンのスクロールケーシング内部の流れを考察した。解析は汎用流体解析ソフト STAR-CCM を用いた非定常計算とし、羽根車を内包する領域はスライディングメッシュを用いて回転させた。羽根車、スクロールケーシングの形状は実験対象としたファンと同一で、羽根車の回転数は 1000 r/min とした。図 6.7 に数値流体解析に用いた計算領域、および境界条件を示す。スクロールケーシングの吸込口に $1000 \times 1000 \times 1000 \text{ mm}$ の吸込み領域、吹出口に $1800 \times 1000 \times 1000 \text{ mm}$ の吹出し領域を設けた。吹出し領域下流の境界を流出境界とし、流出境界に圧力一定の条件を課した。吸込み領域上流の境界を流入境界とし、流量係数 0.25 に相当する流量を一様流入させた。流入・流出境界以外の境界、ケーシング壁面および羽根車表面にはすべり無しの壁境界を与えた。ファンによる静圧上昇量は、流出境界と流入境界における静圧の断面平均量の差として算出した。乱流モデルには高レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルを用い、時間刻み幅は適当なクーラン数を目安に翼の 1 ピッチ移動時間の $1/8$ に相当する $\Delta t = 1.744 \times 10^{-4} \text{ sec}$ とした。計算領域の総メッシュ数は約 300 万メッシュとした。計算開始から羽根車が 10 回転程度で静圧上昇量が安定し、圧力係数の計算結果が実験値とほぼ一致することを確認しており、以降の考察には羽根車 10 回転以降の解析結果を用いる。

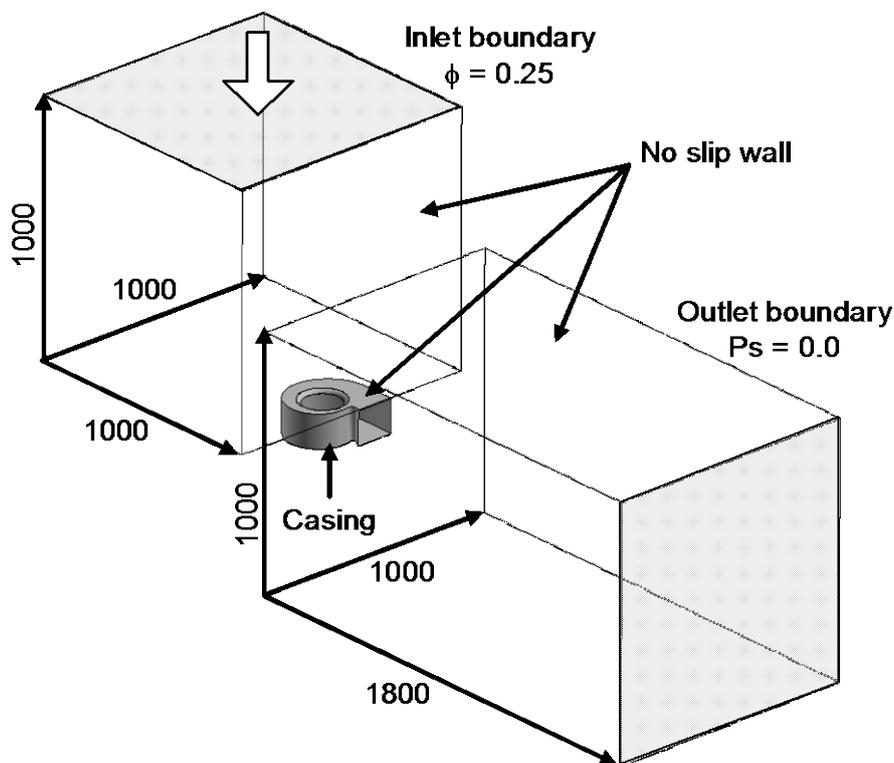


図 6.7 解析領域と境界条件

6.3.2 実験方法

多翼ファンの流れ場を計測した。実験の概略を図 6.8 に示す。熱線流速計をスクロールケーシングに挿入し、軸方向にトラバースさせることにより翼出口の流速を測定した。熱線流速計をスクロールケーシングの主板側より挿入し、羽根車外径($D_2=180\text{mm}$)から 5mm の距離で測定した。軸方向の測定位置は翼の主板側の翼付け根を基準($Z=0\text{mm}$)とし、翼高さ($Z=100\text{mm}$)までとした。周方向の測定位置は、水平方向の舌部側($\theta=270^\circ$)より天面側($\theta=360^\circ$)までの 15° 間隔とした。熱線プローブには、傾斜型熱線プローブを用いた。プローブをプローブ軸周りに回転させることにより流れ場を三次元的に測定できる⁽⁵¹⁾。熱線プローブの電圧出力のサンプリング周波数はファン 1 回転あたり 1000 点(サンプリング周波数 16.7kHz)とし、30 回転分のデータを取得した。

スクロールケーシングの吸込口側を圧力チャンバーに取り付けてスクロールケーシング吹出口の流速を測定した。図 6.9 に実験装置の概略図、および図 6.10 に測定領域を示す。スクロールケーシングの吹出口の寸法は $130\times 150\text{mm}$ であり、測定領域は $150\times 190\text{mm}$ とした。測定点の間隔は、 x, y 方向共に 10mm (全測定点数 320 点)とした。流速の測定には上記と同様に傾斜型熱線流速計を用い、熱線プローブをプローブ軸回りに回転させることにより、流れ場を三次元的に測定した。熱線プローブをファン吹出し口の下流 47mm の位置に設置した。

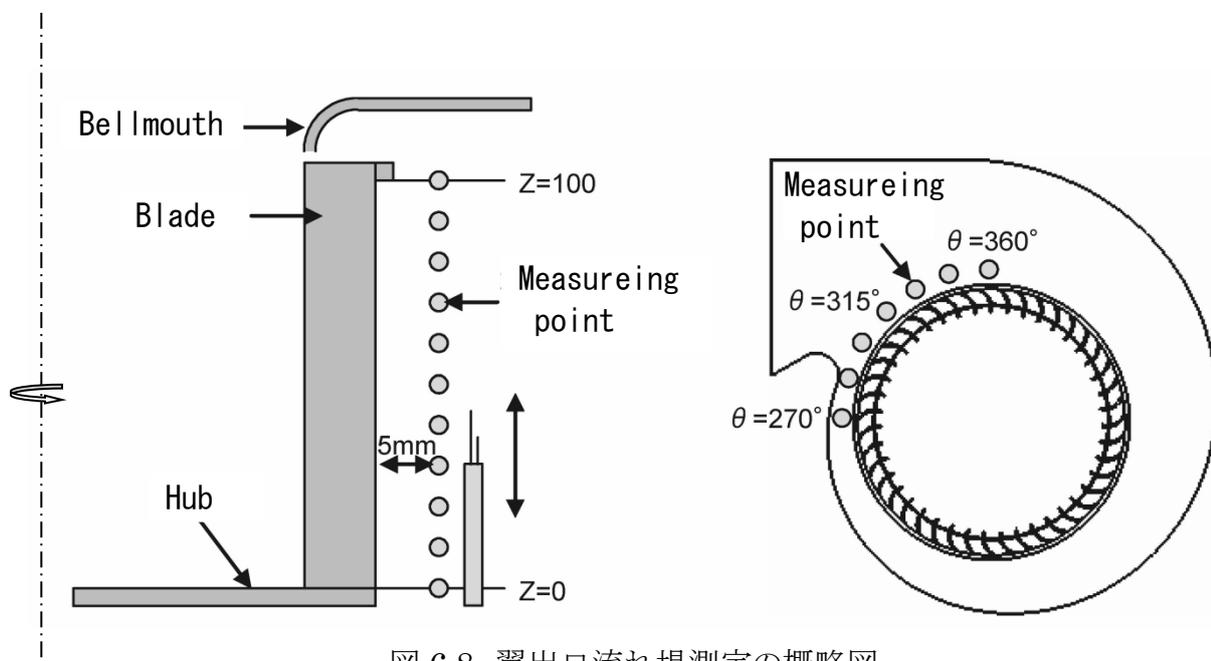


図 6.8 翼出口流れ場測定の概略図

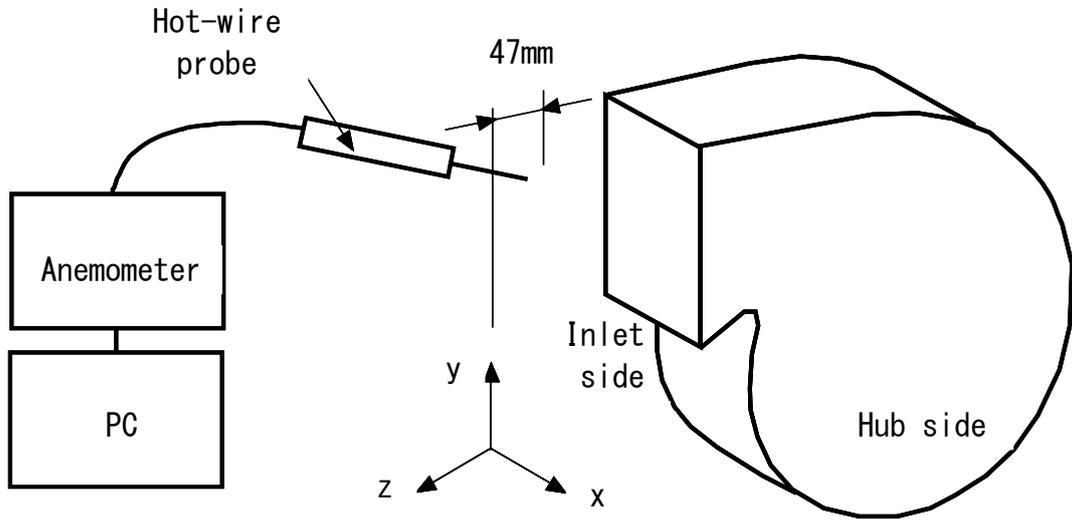


図 6.9 実験装置の概略図

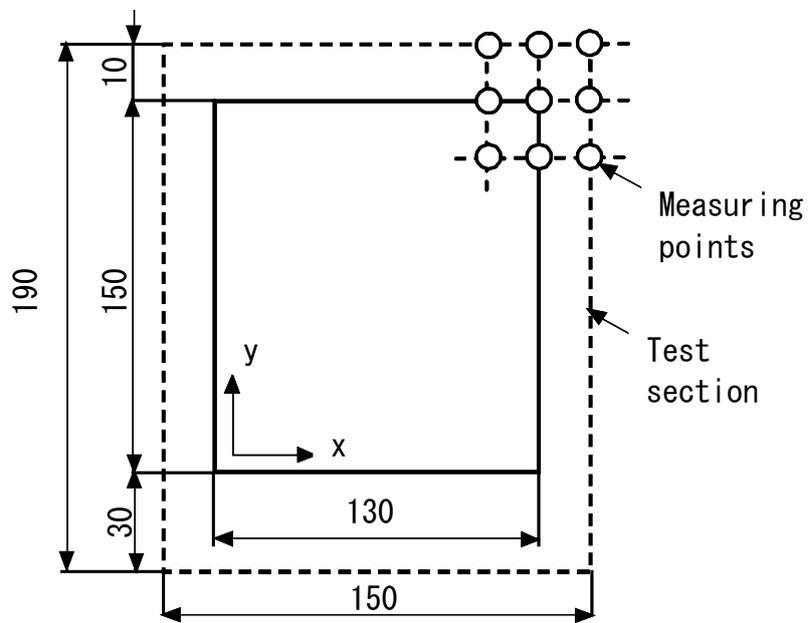


図 6.10 吹出し口測定領域

6.3.3 実験結果と解析結果および考察

図6.11(a), (b), (c)に図6.8の実験方法で測定した翼出口の半径方向速度, 周方向速度, および速度変動の標準偏差の軸方向分布を示す. 図6.11(a)より, 舌部近傍($\theta = 270 \sim 285^\circ$)では吸込口側で半径方向速度が負になっており, 翼出口側から入口側へ逆流していることがわかる. 周方向位置で θ が大きくなるに従って逆流域は小さくなっているが, 主板側に偏った流れになっている. 半径方向速度は $\theta = 300 \sim 330^\circ$ で大きくなっており, 吹出口付近を通過する翼が最も仕事をしていると考えられる. 図6.11(b)に示すように回転方向速度は主板近傍を除き, 軸方向および周方向位置でほぼ一定となっている. 図6.11(c)で速度変動の標準偏差は舌部近傍では軸方向にほぼ一定値となっているが, 周方向位置 $\theta = 300 \sim 330^\circ$ では吸込口側の $Z = 60 \sim 80 \text{ mm}$ の領域で大きくなっており, $\theta = 345 \sim 360^\circ$ では再び軸方向にほぼ一定の分布となっている. 速度変動の標準偏差が大きくなっている領域は音響ホログラフィによる音源探査で強い音源が確認できている箇所とほぼ一致している. この領域では半径方向速度の勾配も大きくなっており, 速度勾配に起因する乱れが騒音発生に寄与していると考えられる.

図6.12に翼出口の速度分布の実験値と計算値の比較を示す. 実験値と計算値は良く一致しており, 数値解析結果の妥当性も検証できた.

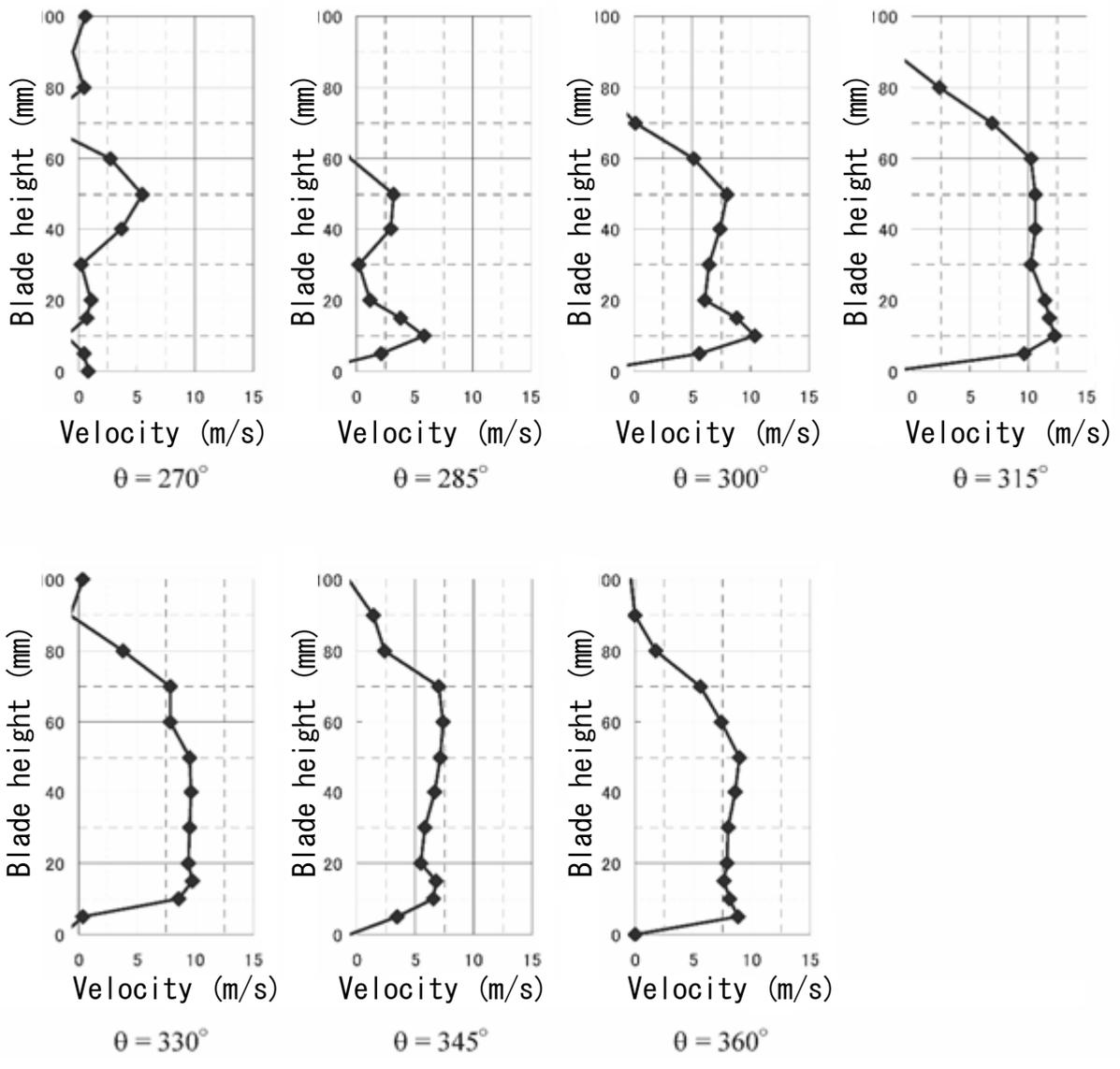


图 6.11(a) 半径方向速度分布

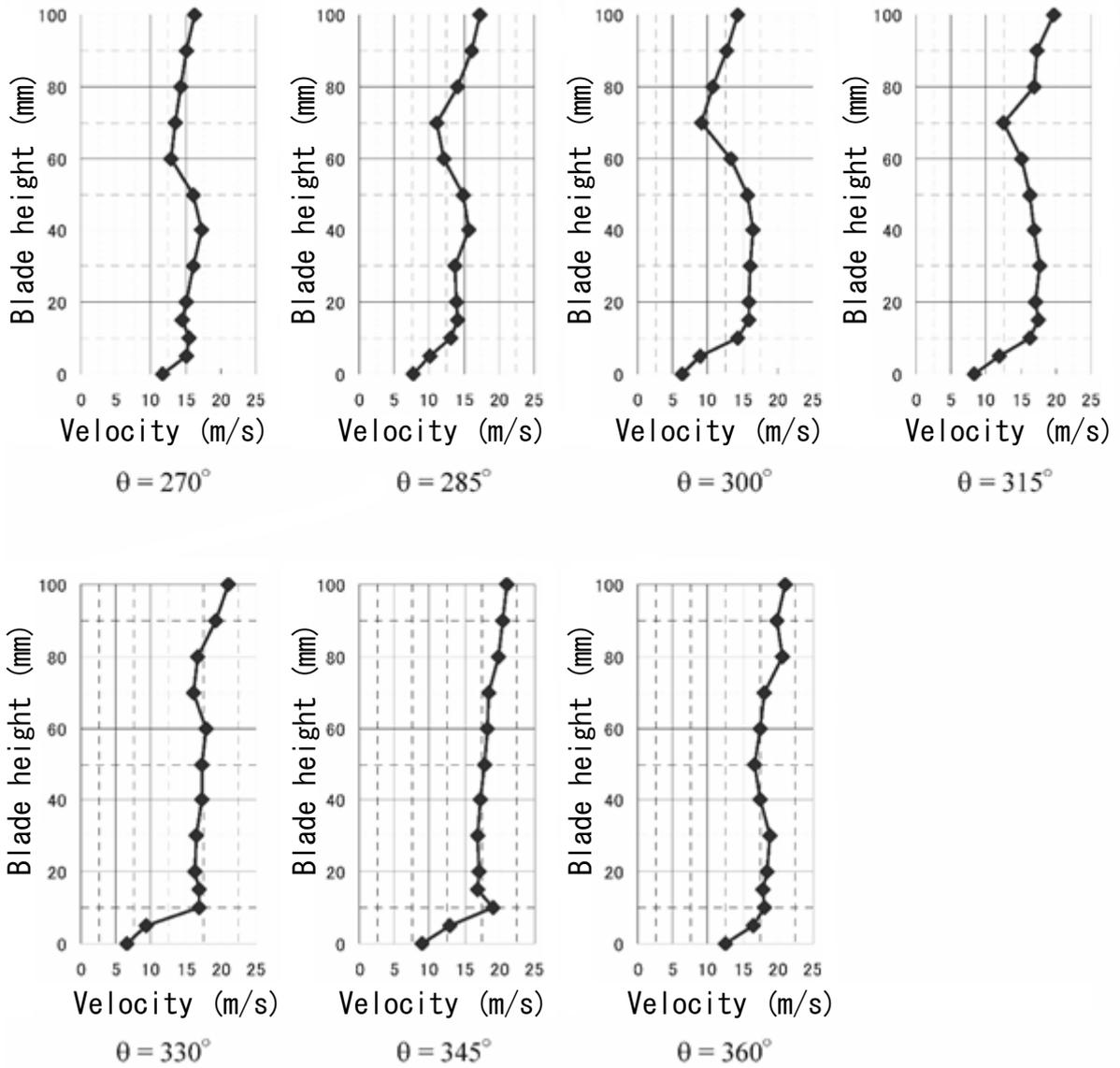


図 6.11(b) 回転方向速度分布

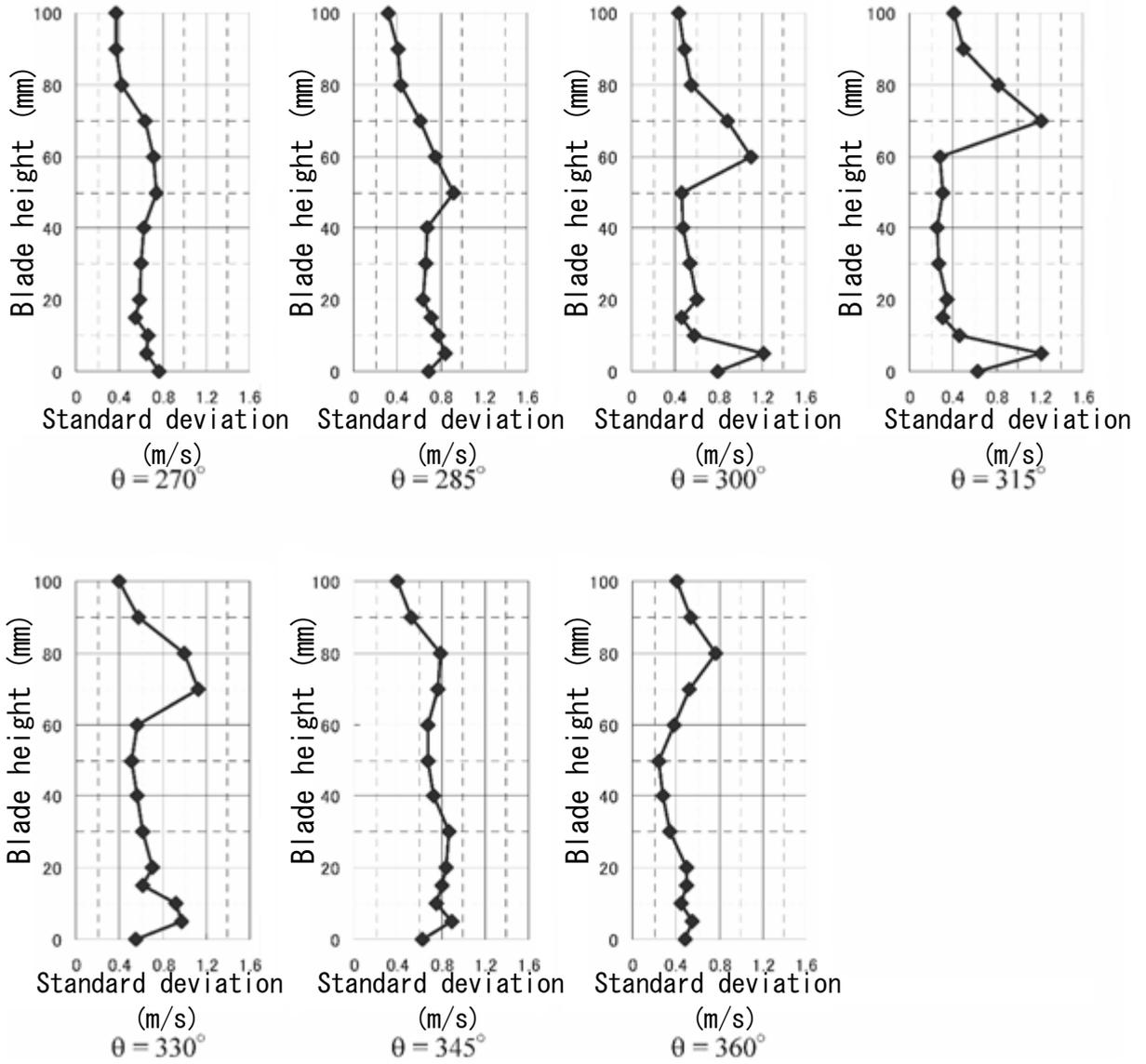


図 6.11(c) 速度の標準偏差分布

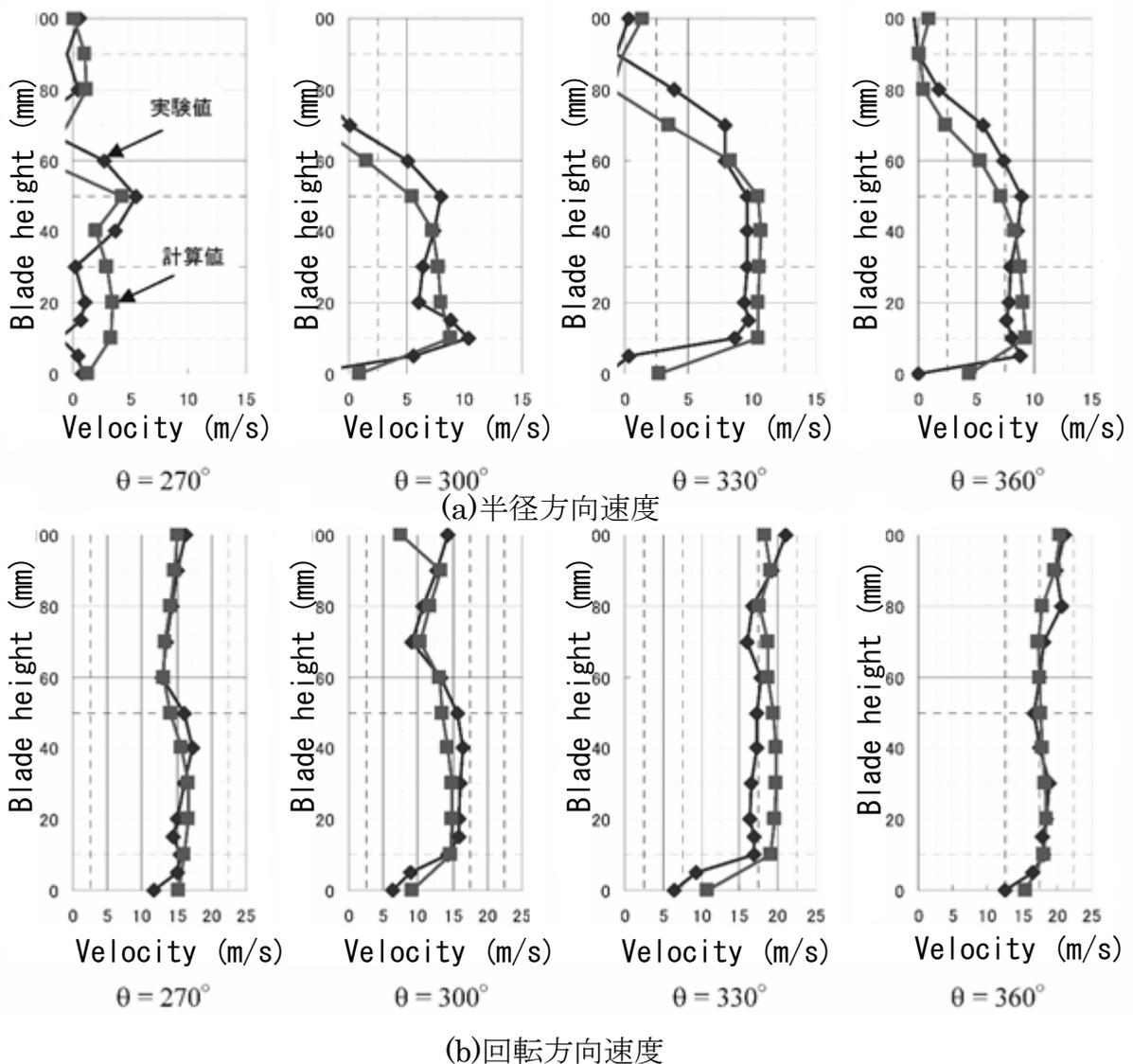
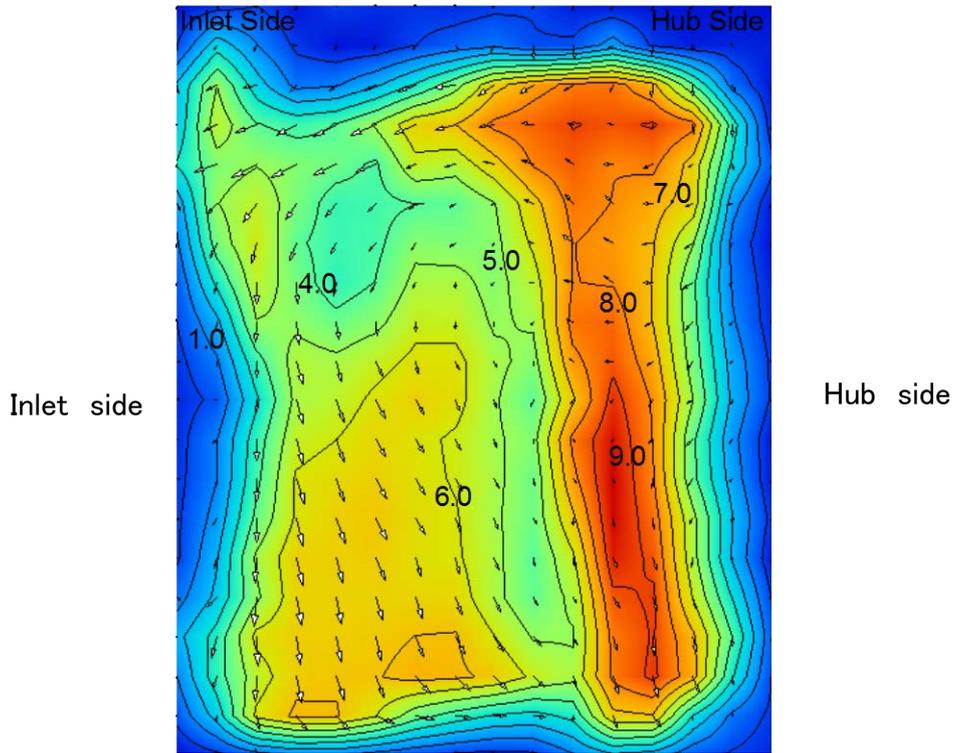


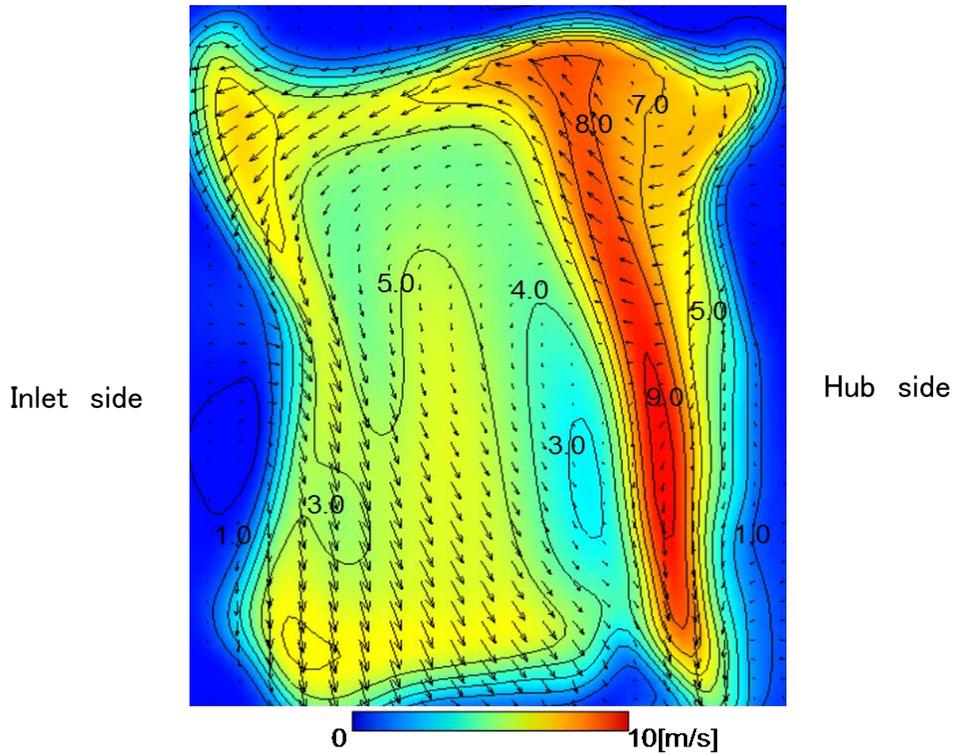
図 6.12 実測と数値解析の比較

図 6.13 (a)に図 6.9 の測定方法で測った吹出口流速分布の実験結果を示す。また、図 6.13 (b)に吹出口流速分布の計算結果を示す。図中ベクトルは $x - y$ 平面の速度成分(二次流れ速度成分)、コンターは z 方向の速度成分(主流方向速度)である。図の左端がファンの吸込口側であり、右端がファンの主板側に対応する。実験結果と計算結果の流速分布は定性的に一致しており、流れ場の考察には有効であると考えられる。

過去の研究で明らかになっているように、主板側に強い主流方向速度が生じており、吸込口側では弱い主流方向速度領域が生じている。一方、吹出口中央付近には、流速の弱い領域が生じていることがわかる。



(a) Experimental result of flow pattern



(b) Calculation result of flow pattern

図 6.13 吹出し口の流速分布の比較

ファンのようにマッハ数の低い流体機械では二重極音源の騒音が支配的となり、固体表面の圧力変動でその音源強さを評価できる。この圧力変動は本質的にはその近傍で生じる渦度の時間的、空間的変動に起因するため、流速変動の大きな流れを生じる位置が主要な音源であると仮定した。

図 6.14 にケーシング吹出口の乱れ度を示す。主板側に乱れの強い領域が集中しているのがわかる。そこで、吹出口において乱れ度の強い主板側の領域を通過する流線を数値流体解析結果より求め、流れ場を考察した。図 6.14 の領域 A、B を通過する流れにはそれぞれ図 6.15 (a)、(b) に示すような構造が見られた。図はそれぞれの領域を通過する流線の典型的な例であり、吸込口側および吹出口側から見たものを示す。領域 A を通過する流線に沿った流れは、吹出口近傍で羽根車を通過し、その後、直接ケーシング吹出し口に到達せず、舌部と羽根車の隙間を通過して、再度ケーシング内部に流入する。ケーシングに再流入した流体は、ベルマウス近傍を通過した後、吹出口より流出する。一方、領域 B を通過する流線に沿った流れは、吹出口近傍で羽根車を通過し、ケーシング吹出口の主板側より直接流出する。

このように多翼ファンの騒音源と考えられる領域を通過する流れは、羽根車を通過した後、ケーシングに再流入しベルマウス近傍を通過する流れと、主板側を通過し直接流出する流れの二つに大別でき、さらに、これらの流れは、羽根車の吹出口側を通過することがわかった。領域 B の乱れ度は領域 A の乱れ度よりも強く、領域 B を通過する流れが音源としての寄与度が高いと考えられる。

領域 A の乱れ度が強くなった原因として、ベルマウス近傍に生じている渦流が考えられる。領域 A を通過する流れは、舌部近傍で羽根車を通過した後、舌部と衝突し、ケーシング内部に再流入している。ケーシング内部に再流入した流れは、吸込口側に引き寄せられ、渦流が生じているベルマウス近傍を通過し、吹出口より流出している。渦流の大きく乱れていると考えられるため、領域 A を通過する流体は渦流と干渉して乱れると考えられる。領域 B の乱れ度が強くなった原因として、翼後流と舌部との干渉や、翼周りの流れの剥離による影響が考えられる。

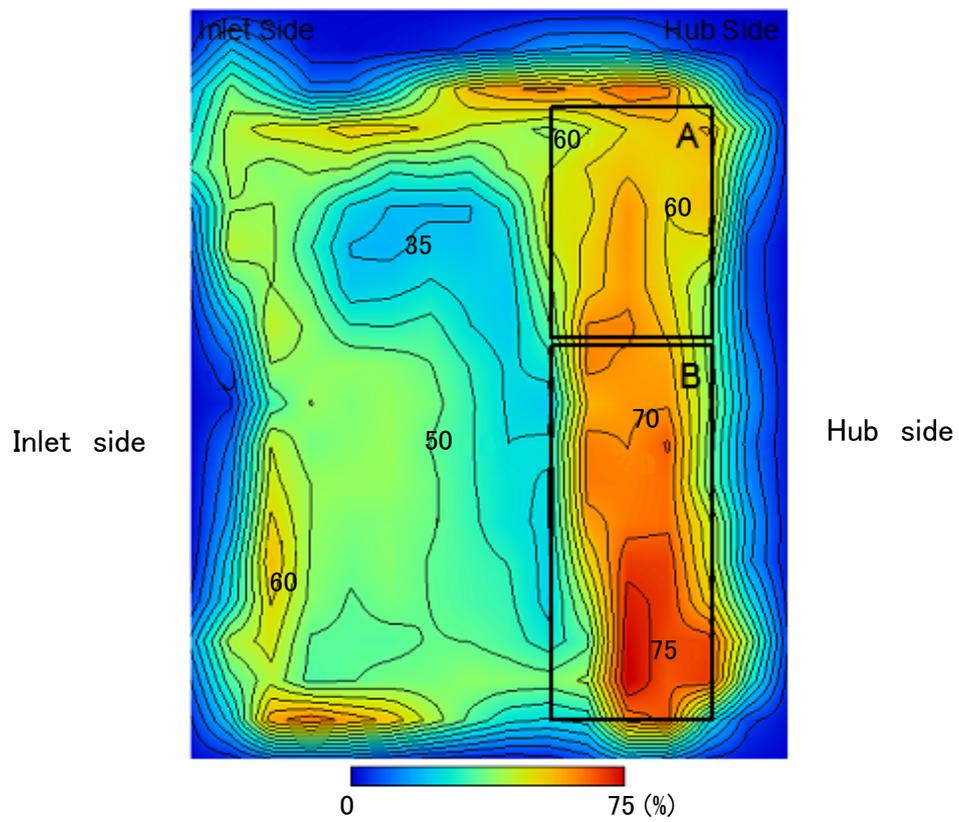
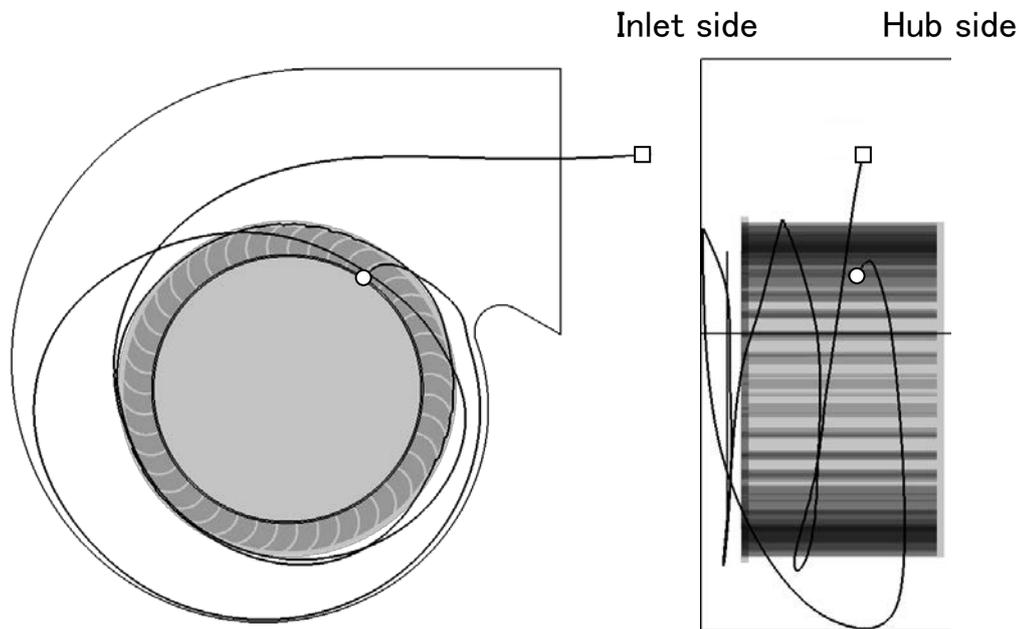
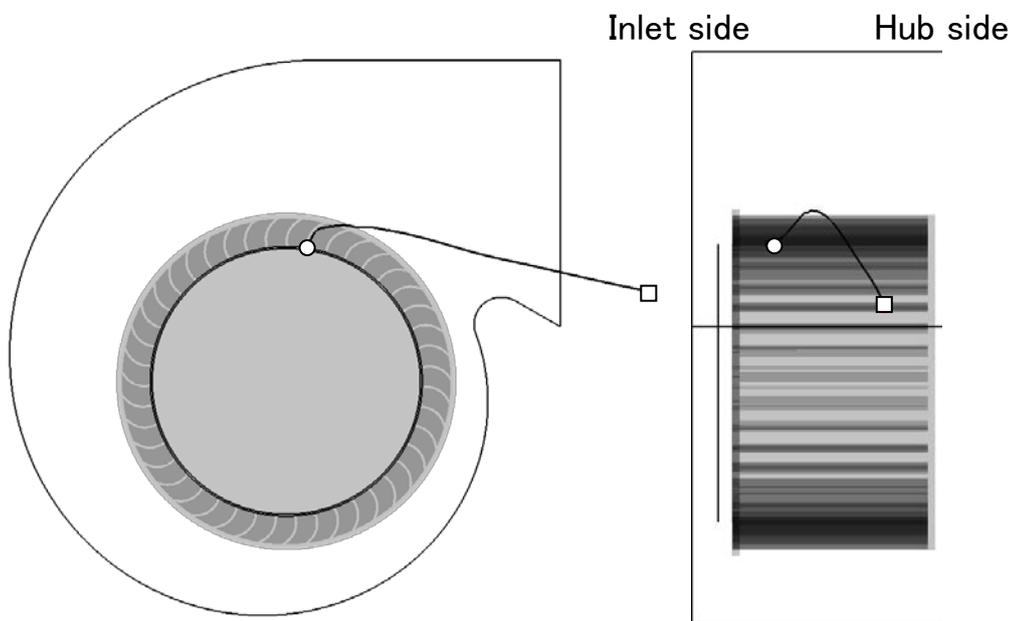


図 6.14 ケーシング吹出口の乱れ度の分布



(a) Representative stream line through region A at outlet



(b) Representative stream line through region B at outlet

図 6.15 領域 A と領域 B を通る流線の比較

図6.16に非定常流体解析結果から得られた翼負圧面の圧力変動の分布を示す。コンター図の上端下端がそれぞれ吸込口側，主板側に対応し，左端が羽根車の内周側，右端が外周側に対応する。図には翼2ピッチごとの分布を示している。舌部近傍を通過する翼の圧力変動は軸方向にほぼ一様な分布となっているが，舌部を通過したあと，特に主板側の圧力変動が小さくなっている。翼が吹出口近傍に近づくと，吸込口近傍の圧力変動が急激に大きくなっている。したがって，舌部近傍の吸込口側に強い音源が存在し，翼の負圧面側の圧力変動に現れていると推定できる。

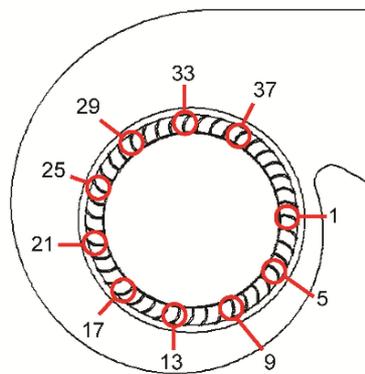
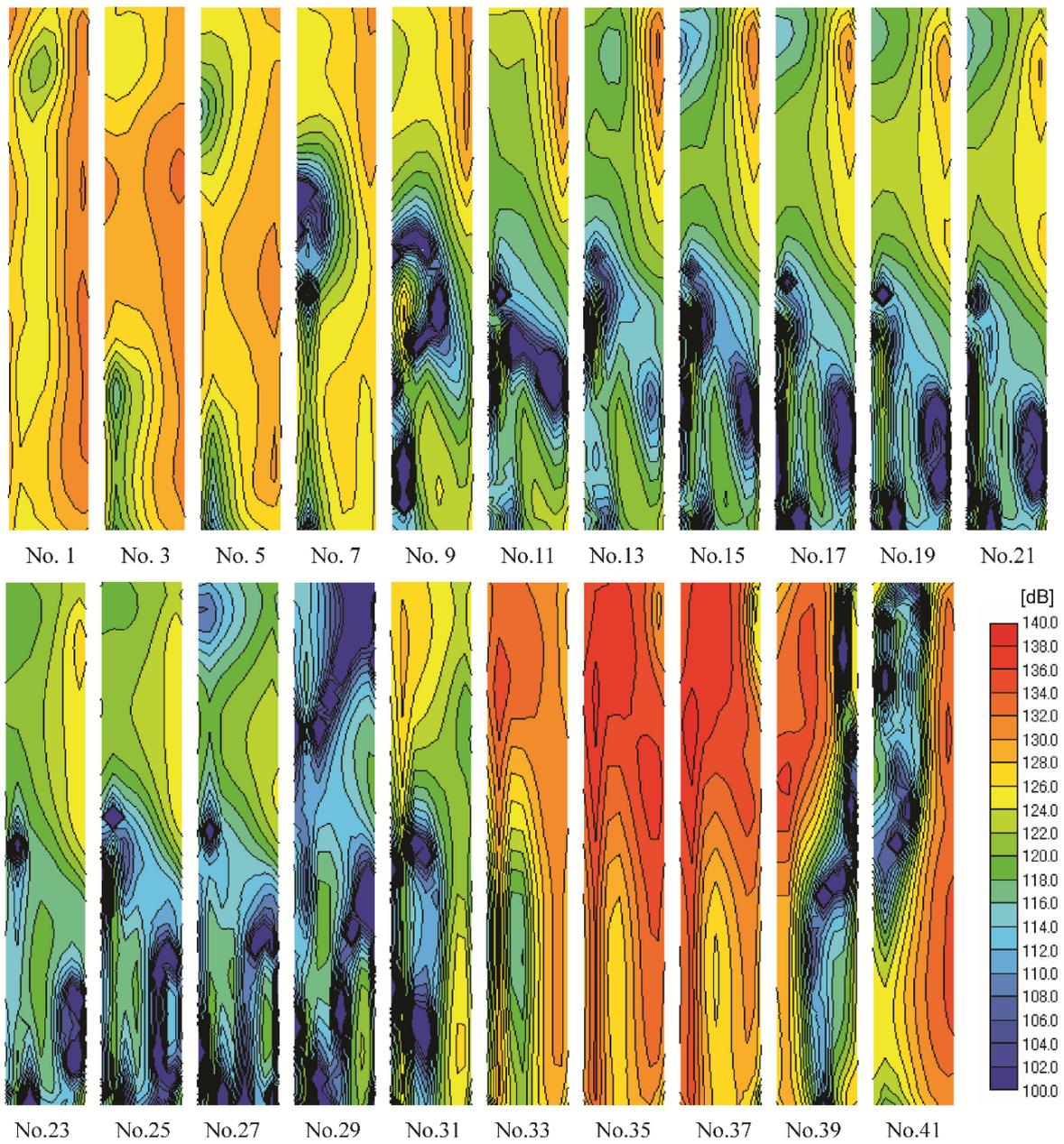


図 6.16 翼の負圧面圧力変動の分布

6.4 結言

音響透過性多孔質材料でスクロールケーシングを構成し、音響ホログラフィ法を適用して多翼ファンの騒音源を特定した。さらに、騒音源と考えられる流れ場を実験と数値解析により調べ、以下の知見を得た。

(1)検討対象とした多翼ファン、動作条件において、主音源は羽根車の舌部近傍、かつ羽根車の主板側から羽根車高さの約 70 %の位置に存在することがわかった。この位置を通過する流れは強い乱れを生じ、スクロールケーシング出口にも現れることがわかった。

(2)羽根車外周およびスクロールケーシング吹出し口の流れ場を熱線風速計で測定し、これによって検証された数値流体解析を用いて騒音源となる流れ場を考察した結果、音源探査実験とほぼ等しい音源位置を抽出できることがわかり、数値解析を用いた音源探査手法が有効であることがわかった。

第7章 結論

本研究の遂行により空気調和機の主要な空力騒音源について、低騒音化設計に資するいくつかの指針を構築し、的確な音源把握による騒音対策を立案、騒音低減を実現した。

第1章の緒論に引き続き、第2章では空力騒音の実験計測の困難さの要因となる流れ場と音場の同時計測について、音響透過性を有する多孔質材料を活用することの有効性を風洞実験で検証している。空力特性を検討する風洞実験において、ポテンシャルコアの比較的小さな風洞では、しばしばジェットエッジの影響が問題となる。これを抑制する手段として、測定部に端板を用いることがあるが、空力騒音に及ぼす影響は定量的に示されていない。音響透過性多孔質材料で構成された端板を用いる実験手法を提案し、スピーカーによる距離減衰試験で自由音場に近い音響特性が得られることを定量的に明らかにした。さらに円柱、角柱を使ったモデル試験で後流測定を実施し、ジェットエッジの乱れとモデルの干渉の影響を剛壁端板と同程度に抑えられることも確認し、空力騒音の実験計測に音響透過性多孔質材料を活用することの有効性を空力的、音響的側面から示した。

第3章では第2章で構築した風洞実験手法を適用して、空気調和機のモーターステイやグリルなどの基本構成要素である二次元柱状モデル(円柱、角柱)から発生するエオルス音の低減指針について検討している。検討対象とした 0° から 45° の円柱傾斜角に対し、円柱軸に直角な流速成分を用いて発生周波数の予測が可能であること、また、傾斜角度が 15° まではピークレベルは急激に低下し、 10dB 程度の騒音低減に効果があることがわかった。角柱に迎え角を与えた場合には、主流に対する幾何的な代表寸法を用いることで、迎え角 13° 以上においてエオルス音の発生周波数が予測できることがわかった。また、騒音のピークレベルおよびバンドレベルの低減効果は迎え角が 13° 付近で最も顕著であり、迎え角 0° に比べると $5\sim 15\text{dB}$ の低減効果が確認できた。以上の検討から、発生周波数の予測と騒音発生量の抑制手段について定量的に明らかにし、低騒音化設計に対する指針を得た。

第4章では熱交換器から発生する耳障りな空力騒音の発生現象を解明している。製品に使用されている熱交換器を切り出し、フィンへの気流流入角が大きい条件と熱交換器の入口側と出口側の圧力差に変化を与えることが可能な風洞実験を実施し、製品で発生する空力騒音を再現した。この騒音はある周波数で卓越し、熱交換器の入口側と出口側の圧力差が特定の範囲で発生することがわかった。騒音のピークレベルは主流速度の6乗に比例し、発生周波数は主流速度に比例することがわかった。この騒音発生時には気流は熱交換器のフィン間を通過することは無く、熱交換器入口直後のフィン間で浅いキャビティで発生するような停留渦が現れる。さらに、熱交換器の拡大モデルによる実験で、フィン近傍の気流の

乱れ挙動を時刻歴に再現し、上流側のフィンエッジで生じた交番渦は下流側のフィンエッジと周期的に干渉し、その周波数で騒音が発生することも確認できた。このような、騒音発生条件を回避するように、熱交換器の流入側に小さな板を挿入する対策を施し、空気調和機の耳障りな騒音をおよそ 10 dB 低減することができた。

第 5 章では空気調和機に搭載されているクロスフローファンを対象とし、実験と数値解析によって空力騒音の音源を探索した。クロスフローファンは幅広の気流生成に効果的な軸方向寸法の大きい構造をしているが、比較的二次元性の強い流れをもつことに着目し、軸方向寸法の小さな薄型のクロスフローファン実験装置を用いて、離散的に特定の周波数で卓越して発生し、聴感上問題となる騒音(回転音)の音源を探索した。側壁に音響透過性多孔質材料を使用し、2 本のマイクロホンで音場を測定することにより回転音の時刻歴伝播挙動を再現し、音源位置を特定した。これによりクロスフローファンの回転音の支配的音源がファンの動作点により異なることを明らかにした。さらに非定常数値解析から等価音源項モデルを用いた音源強度を比較し、音源探索実験と整合する結果を得ることができた。本検討対象のファンでは流量係数が 0.12, 0.14, 0.16 の場合で比較して、流量係数が 0.12 のとき、ケーシング壁面と羽根車の近接した領域に支配的な回転音の音源をもち、流量係数が 0.14 のときには羽根車がケーシング壁面、スタビライザーと近接する領域に各々同程度の音源の寄与度をもつことを示した。さらに大流量動作点である流量係数が 0.16 のときは、スタビライザーと羽根車の近接した領域に支配的な回転音の音源をもつことを明らかにした。この音源探索手法を製品開発に適用することにより、主音源を的確に捉えることが可能となり、スタビライザー形状の工夫で圧力変動を減じ、回転音をおよそ 7dB 低減できた。

第 6 章では多翼ファンの主要な音源位置を捉える手法について検討した。スクロールケーシングに音響透過性多孔質材料を適用し、音響ホログラフィを適用して音源を探索し、検討対象のファン、動作条件では主音源が羽根車の舌部近傍で羽根車の主板側から羽根車高さの約 70 % の位置に存在することがわかった。また、羽根車出口とスクロールケーシング吹出し口の流れ場を測定し、これによって検証された数値流体解析を用いて、ケーシング内部の流れ場を考察した。スクロールケーシングの吹出口で確認できる乱れた流れの発生源を騒音源と仮定し、数値流体解析の結果に基づいてその発生源を上流側に追跡した結果、音源探索実験で得られた支配的な音源位置を示し、翼面の圧力変動も大きいことがわかった。これらの知見に基づき、気流の乱れが発生する部位に反り角や厚みを変えた翼形状を用いることにより、広帯域騒音をおよそ 2dB の低減したファンを製品化できた。

参考文献

- (1) 深野徹, 児玉好雄, 日本機械学会論文集, 41 卷 345 号, (1975), 1479~1488
- (2) 秋下貞夫, 油圧技術, 14 卷 8 号, (1975), 19~29
- (3) 藤田肇, 森田邦宣, 流体工学, 13 卷 3 号, (1977), 147~152
- (4) 鈴木昭次, 日本機械学会論文集, 44 卷 380 号, (1978), 1301~1310
- (5) M.J. Lighthill, On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory, Proc. Roy. Soc. (London), 211A, 1107, 564-587, (1952).
- (6) M.J. Lighthill, On Sound Generated Aerodynamically. II. General Theory, Proc. Roy. Soc. (London), 211A, 1148, 1-32, (1954).
- (7) N. Curl, The Influence of Solid Boundaries on Aerodynamic Sound, Proc. Roy. Soc. (London), 231A, 1187, 505-514, (1955).
- (8) A. Powell, Aerodynamic Noise and the Plane Boundary, J. Acoust. Soc. Am. 32, 982-990, (1960).
- (9) J. E. Ffowcs Williams and L. H. Hall, Aerodynamic Sound Generation by Turbulent Flow in the Vicinity of a Scattering Half Plane, J. Fluid Mech., 40, pt4, 657-670, (1970).
- (10) J. E. Ffowcs Williams and D. L. Hawkings, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, Phil. Trans. Roy. Soc. A 264 (1969), 321-342.
- (11) M. S. Howe, Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute, J. Fluid Mech., 71,4, (1975), 625-673.
- (12) 高田芳, 藤田肇, 二次元翼騒音の実験法に関する新手法, 日本機械学会講演論文集, No.900-54, (1990), 161
- (13) 秋下貞夫, 一様流中に置かれた翼による騒音(第 1 報, 広帯域騒音), 日本機械学会論文集, B47-418, (1981)947
- (14) 工藤ほか 2 名, 日本機械学会講演論文集 No.940-53, (1994)7
- (15) 林秀千人, 深野徹, 児玉好雄, 一様流中に置かれた NACA0012 翼から発生する離散周波数騒音の発生機構に関する実験的研究, 日本機械学会論文集, B59-559, (1993)802
- (16) 佐野正利, 平山直道, 翼の後縁近傍乱流境界層の乱流構造, 日本機械学会論文集, B53-496, (1987)3613

- (17) 根元晃, 山田実, 熱交換器管群の気柱振動現象と防止技術, 日本機械学会環境工学総合シンポジウム講演論文集, 930-35 号, (1993), pp.69-72
- (18) 丸田芳幸, 鶴飼義雄, 鈴木昭次, 管群形熱交換器の気流発生騒音とその防止, エバ
ラ時報, No.138, (1987), pp.92-98
- (19) 濱田慎吾, 中島誠治, 加藤千幸, 山出吉伸, LES によるプロペラファン空力騒音の予
測, 日本流体力学会年会講演論文集, (2008), 333.
- (20) 本間直彦, 新井俊勝, 菊池仁, ラージエディシミュレーションによるプロペラファンの空
力音予測, 数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2014), 28th,
ROMBUNNO.F12-1.
- (21) 深野徹, 原義則, 山下泰, 木下勲次郎, 横流ファンの騒音低減化に関する研究(第 2
報舌部隙間の大きさの影響), ターボ機械, 21-6(1993), 28
- (22) 深野徹, 原義則, 山下泰, 木下勲次郎, 横流ファンの騒音低減化に関する研究(第 3
報スクロール形状の影響), ターボ機械, 21-8(1993), 16
- (23) 深野徹, 原義則, 木下勲次郎, 陳次昌, 坪内寛, 横流ファンの空力及び騒音特性の
相似則に関する研究, ターボ機械, 25-2(1997), 73
- (24) 林卓郎, 小林洋一郎, 永守朗, 堀野博文, 横流ファンの低騒音設計 (音源の干渉によ
る翼ピッチ音の低減), 日本機械学会論文集, C64-617, (1998)218
- (25) KOO, H.M, 2000, Discrete Frequency Noise Reduction of the Cross-Flow Fan
of the Split Type Room Air-Conditioners Using the Skewed Stabilizers,
JSME, Series C, Vol. 43, No. 1, 104-109
- (26) Porter, A. M., and Markland, E., 1970, A study of the Cross Flow Fan, Journal
Mechanical Engineering Science, Vol. 12, No. 6, 421-431
- (27) Mazur, J., and Singh, T., 1987, Momentum Exchanges and Energy Transfers
in Cross Flow Fans, ASME Paper No. 87-GT-32
- (28) G. Cau, et al., Measurements of Primary and Secondary Flows in an
Industrial Forward-Curved Centrifugal Fan, ASME, *J. Fluids Eng.*, Vol. 109,
(1987), pp. 353-358.
- (29) R. J. Kind, et al., Flow in a Centrifugal Fan of the Squirrel-Cage Type, *Trans.
ASME, J. Turbo Machinery*, Vol. 112, (1990), pp. 84-90.
- (30) 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, B71-701, (2005), pp.72-79.
- (31) 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論 B60-570, (1994),
pp.108-113

- (32) 森主憲, 多翼ファンの騒音発生源, 日本機械学会論文集, B57-543, (1991), pp. 197-204.
- (33) 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騒音発生機構に関する基礎研究, 日本機械学会 2007 年度年次大会講演論文集, Vol. 7, (2007), pp.95-96.
- (34) 鎌塚貴仁, 林秀千人, 寺岡弘宣, 鄭志明, 大山真吾, 佐々木壮一, 騒音を考慮したシロッコファンの性能評価, 日本機械学会 2008 年度年次大会講演論文集, Vol. 7, (2008), pp. 91-92.
- (35) 佐々木壮一, 児玉好雄, 林秀千人, 畠山真, 多翼ファンの内部流動に基づく比騒音の予測, ターボ機械, Vol. 35, No. 4, (2007), pp. 37-44.
- (36) A.Roshko, NACA Tech. Note No.3169
- (37) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理, 矩形断面の柱の抗力に関する一実験, 日本航空学会誌, 16-168 (1968)1
- (38) 日本音響材料協会編 騒音・振動対策ハンドブック, 技報堂出版(1982)616
- (39) 白樫正高, 長谷川篤, 脇屋正一, 傾斜円柱からのカルマン渦放出周波数に対する二次流れの影響, 日本機械学会論文集, B51-468, (1958)2499
- (40) Gerrard, J. E., J.Fluid Mech., 11 (1961) 224.
- (41) 山田英巳, 円柱周辺流動のスパン方向特性に対する端板効果, 日本機械学会論文集, B58-552, (1992)2368
- (42) 五十嵐保, 伊藤真一郎, 正方角柱に働く効力の軽減に関する研究(第 1 報, 小さな渦発生体による流れの制御), 日本機械学会論文集, B59-568, (1993)3701.
- (43) 五十嵐保, 正方形柱まわりの流れ特性, 日本機械学会論文集, B50-449,(1984)210
- (44) B.E.Lee : J. Fluid Mech., 69 (1975) 263.
- (45) 中村他 2 名:九州大学応用力学研究所所報, 40(昭 48)245.
- (46) V. Sarohia, Experimental investigation of the oscillations in flows over shallow cavities, A.I.A.A. J. 15 (1977) 984-991.
- (47) D. Rockwell & C. Knisely: The organized nature of flow impingement upon a corner, J. Fluid Mech. 93 (1979) 413-432.
- (48) Ikegami, H. and Murata, S., 1966, "A study of Cross Flow Fan, I.A. Theoretical Analysis," Osaka Daigaku, Kogakubu, Technology Reports, Vol. 16
- (49) M. S .Howe, Theory of vortex sound, Cambridge university press, 2003

- (50) Satoh, T., Latest Near-field Acoustical Holography and its Related Technology for Finding Noise Source Mechanism, *Acoustical Science and Technology*, Vol. 64, No. 7, (2008), pp. 405-411.
- (51) 九郎丸元雄, 井上雅弘, 桧垣隆夫, Farouk Abd-Elaziz, 生井武文, 周期的多点抽出法による羽根車後方の三次元流れ場の計測, 日本機械学会論文集 B, 48 卷 427 号, (1982), 408-417.

付録

図 1 に音響透過性多孔質材料の垂直入射吸音率, 図 2 に音響透過損失の測定結果を示す. 図に示すものは, 厚さ 2mm のポリビニルアルコール系連続多孔質材料の特性であり, 気孔径はおよそ $150\ \mu\text{m}$, 気孔率 89% のものである. 測定した材料はほとんど吸音特性を持たず, 音響透過損失は広い周波数範囲で約 1.5dB の一定の特性をもつことがわかる. このように, 本研究では検討対象となる周波数において音響的な問題がないことをあらかじめ確認して材料の厚み, 気孔率等を選定した. また, ファンを対象とする検討など材料表裏で圧力差が生じる場合には圧力損失を測定し, 漏れ流れの影響が無視できることを確認した.

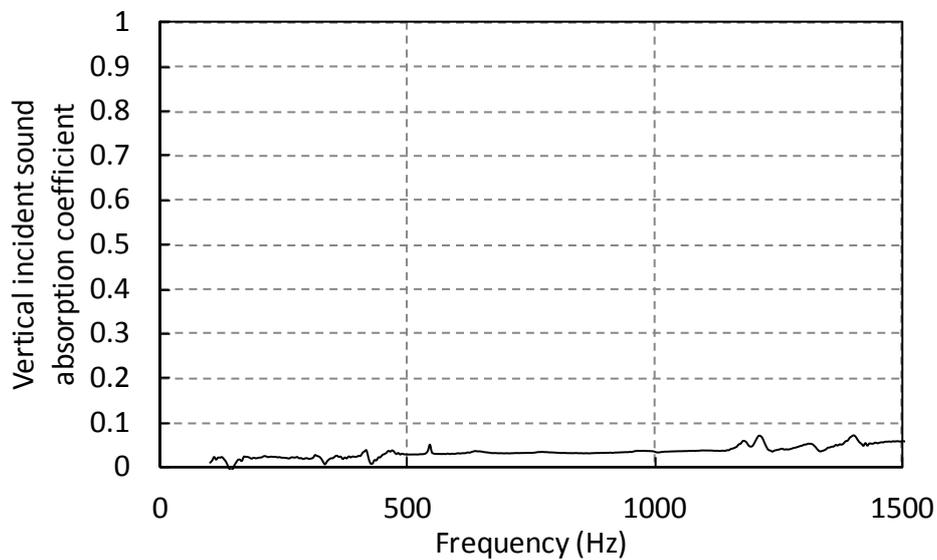


図 1 垂直入射吸音率

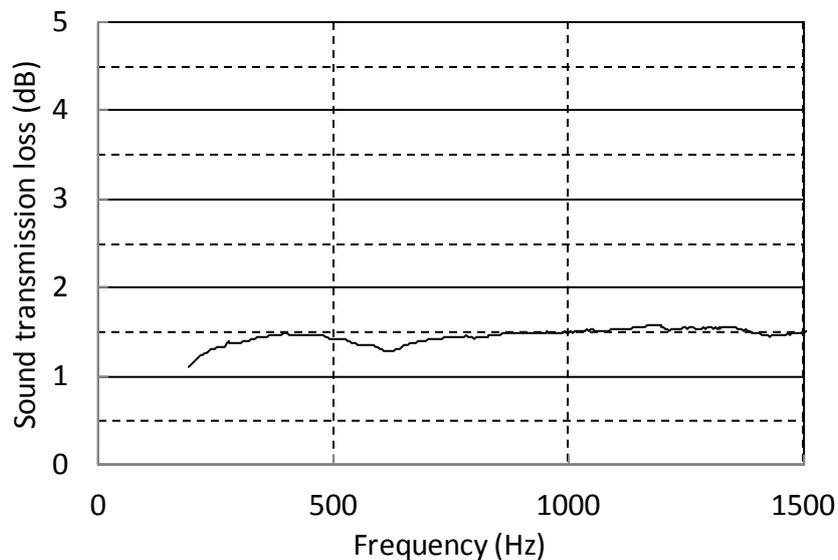


図 2 音響透過損失

謝辞

本学位論文の作成にあたり、ご指導とご助言ならびに校閲を賜りました九州大学大学院工学研究院機械工学部門教授 古川雅人先生に謹んで感謝の意を表します。また、本論文の校閲並びにご助言を賜りました九州大学大学院工学研究院航空宇宙工学部門教授 山崎伸彦先生、九州大学大学院工学研究院機械工学部門教授 渡邊聡先生に厚く御礼申し上げます。

空力騒音研究の基礎からご指導いただきました藤田肇先生(元東京工業大学教授)、丸田芳幸先生(元東京工業大学助教授)、東京大学教授 横野泰之先生に心より感謝申し上げます。また、長年にわたり様々な相談に乗って頂きました東日本旅客鉄道株式会社 栗田健殿、大泉正一殿、ジェイアール東日本コンサルタンツ株式会社 榎浩幸殿、トヨタ自動車株式会社 白石純一殿に深く感謝いたします。

本研究の遂行にあたり、ご指導ならびにご支援をいただきました三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 OB の大蔦勝久殿、冷熱システム製作所 所長室 加賀邦彦技術統括、先端技術総合研究所 熱流体システム技術部 若本慎一部長はじめ多くの関係者に感謝の意を表します。なお、コンポーネント製造技術センター 中島伸治センター長には OJT で業務指導いただくとともに研究開発活動、論文の執筆等で格別のご指導を賜りました。ここに改めて感謝申し上げます。

さらに、本研究の成果の活用に際して、貴重なご意見、多大なるご協力を賜りました三菱電機株式会社 住環境研究開発センター、静岡製作所、中津川製作所、生産技術センターなど多くの関係者の方々に心から感謝いたします。