

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	ターボ送風機から発生する空力騒音の低減に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	御法川学
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第3505号, 授与年月日:2001年2月28日, 学位の種別:論文博士, 審査員:萩原 一郎
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第3505号, Conferred date:2001/2/28, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

学位論文

ターボ送風機から発生する
空力騒音の低減に関する研究

2000 年 9 月

御法川 学

学位論文 ターボ送風機から発生する空力騒音の低減に関する研究

目 次

第1章 緒論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 従来の研究	2
1.2.1 空力騒音の理論的解析	2
1.2.2 送風機騒音の騒音予測	5
1.2.3 送風機騒音の低減	6
1.2.4 カルマン渦音の低減	8
1.3 本研究の目的	9
1.4 本研究の概要	9
第2章 空力騒音の発生機構に関する理論的検討	11
2.1 緒言	11
2.2 音源	11
2.2.1 点音源	11
2.2.2 正負二重音源	13
2.3 空力騒音の基礎方程式	15
2.4 相関面積法による音源強度の評価	20
2.5 コヒーレンス関数による音源寄与度の評価	24
2.5.1 コヒーレンス関数	25
2.5.2 コヒーレンス関数による音源寄与度分布	27
2.6 本章のまとめ	31
第3章 ターボ送風機のケーシング舌部の改良による回転騒音の低減	32
3.1 緒言	32
3.2 使用記号表	33
3.3 実験装置および方法	35
3.3.1 供試送風機	35
3.3.2 供試構造要素	38
3.3.3 ケーシング舌部	38
3.3.4 性能・騒音試験	45
3.3.5 舌部周辺流れの計測	45
3.4 供試送風機の騒音特性	50
3.5 舌部形状の改良による回転騒音の低減	53

3.5.1 舌部すきまの影響	53
3.5.2 舌部先端半径の影響	54
3.5.3 舌部高さの影響	54
3.5.4 変隙形舌部の騒音低減効果	61
3.5.5 変隙形舌部の騒音低減機構	67
3.6 舌部形状の改良に関する実機への適用効果	95
3.6.1 実験装置および方法	95
3.6.2 ケーシング舌部	97
3.6.3 実験結果	98
3.7 本章のまとめ	104
第4章 ターボ送風機の吸込みノズル口金部および羽根車形状の改良による 回転騒音の低減	106
4.1 緒言	107
4.2 実験装置および方法	107
4.2.1 吸込みノズル口金部	107
4.2.2 羽根車	111
4.3 吸込みノズル口金部形状の改良による回転騒音の低減	116
4.3.1 性能・騒音特性	116
4.3.2 舌部周辺流れの計測	119
4.3.3 異なる側板角度を持つ羽根車の場合	124
4.3.4 ノズルと羽根車側板のラップ寸法の影響	127
4.4 羽根車形状の改良による回転騒音の低減	131
4.4.1 羽根出口直径を羽根幅方向に変化させた羽根車	131
4.4.2 羽根入口角度を最適化した羽根車	134
4.5 本章のまとめ	141
第5章 カルマン渦音の音源特性	142
5.1 緒言	142
5.2 使用記号表	143
5.3 実験装置および方法	144
5.3.1 低騒音風洞	144
5.3.2 測定機器	148
5.3.3 実験試料	150
5.3.4 ノズル気流の流速測定	154
5.3.5 単独円柱から発生するカルマン渦音の測定	154
5.3.6 円錐柱から発生するカルマン渦音の測定	156
5.3.7 交差二円柱によるカルマン渦音の測定	158
5.3.8 円柱表面変動圧力の測定	159

5.4 低騒音風洞の特性	163
5.4.1 ノズル気流流速とカルマン渦周波数の関係	163
5.4.2 流速変化に対する無響室内暗騒音特性	164
5.5 円柱および角柱から発生するカルマン渦音の特性	166
5.5.1 カルマン渦音の指向特性	166
5.5.2 流速-音圧レベル特性	167
5.5.3 カルマン渦音の周波数特性	170
5.5.4 円柱表面の圧力変動分布	172
5.5.5 円柱からの発生音に関する次元解析	173
5.5.6 角柱からの発生音に関する次元解析	178
5.6 円錐柱から発生するカルマン渦音の特性	181
5.7 本章のまとめ	186
第6章 交差法によるカルマン渦音の低減	187
6.1 緒言	187
6.2 二円柱交差によるカルマン渦音の低減	189
6.2.1 第二円柱を下流側設置した場合	189
6.2.2 第二円柱を上流側設置した場合	198
6.2.3 二円柱間距離の影響	206
6.3 二角柱交差によるカルマン渦音の低減	210
6.3.1 第二角柱を下流側設置した場合	210
6.3.2 第二角柱を上流側設置した場合	218
6.4 二円柱交差によるカルマン渦音低減効果の検証	225
6.4.1 コヒーレンス関数のピーク成分	225
6.4.2 コヒーレンス関数の周波数特性	239
6.5 本章のまとめ	251
第7章 結論	253

・付録A：JIS B 8330 による供試送風機の性能計算	付録 1
・付録B：プローブマイクロホンの周波数特性補正	付録 5

・参考文献
・謝辞

第1章 緒 論

1.1 本研究の背景

流体機械は空気や水といった流体に対してエネルギーを与える機械装置の総称であり、産業、家電、交通などあらゆる分野で用いられており、基幹的役割を果たしている。とりわけ、ターボ送風機は流体機械の中でも最も広範囲に使用されている機種であり、電力、化学、原子力などの一般産業と、建築設備関係の二分野に使用されている。その主な用途は送風、排風、冷却、空調などであり、各産業においては基幹的な役割を持つ。近年、海底トンネル排気や地域冷暖房といった巨大空調システムへの対応から、送風機の高速度化、高能力化、大容量化が進んでおり、それに伴う発生騒音の増大が懸念されている。一方、居住空間を最大限に活用するために、マンションなどの建築設備においては空調設備の小型化、個別化が進み、送風機においても小型高速化が求められ、発生騒音の増大が住環境の悪化をもたらしている。また、ここ数年で急速に普及したパーソナルコンピュータ、AV 機器といった家電機器によって、冷却ファンがオフィスや家庭に直接入り込むことになり、ファン騒音が身近な問題となっている。このように、あらゆる場面において、騒音公害あるいは環境保全の立場から送風機騒音の音源対策は強く求められている。

ところで、一様流中の物体後流に生じるカルマン渦は、流体機械において騒音・振動の要因となる場合が多い。熱交換器の管群によって発生するカルマン渦音はダクト共鳴を引き起こし、配管を破損する可能性がある。また、原子力システムや宇宙ロケット用エンジンといった極限環境下では、センサ用ステーから生じたカルマン渦が大事故の引き金となったことが報告されている。また近年の交通システムの高速度化に伴い、パンタグラフやアンテナなどから発生するカルマン渦音は、車内環境の快適性を損なうとともに、近隣住民の住環境が脅かされている。

これらの騒音は空力騒音と呼ばれ、流体機械においては主要な騒音源となることが多い。両者ともに流れの変動が音源となるものであり、物体が振動することによって生じる騒音とは発生メカニズムが異なる。また空力騒音の発生パワーは流速の6乗から8乗に比例することから、上記の問題は流体機械の小型高性能化や車両の高速度化によって急速にクローズアップされてきた。このような背景とともに、空力騒音およびその騒音低減に関する研究についてかなりの関心が向けられ、学術的にも多くの成果が発表されるようになってきているが、まだ十分とは言えず、流体機械の空力騒音低減に関する社会的要請は強く、今後に解明すべき問題点が多く残されている。

上述のような理由により、空力騒音の静音化に関する研究は実用的にも学術的にも重要かつ興味ある研究であり、流体機械の設計、開発に必要な基礎資料を得るために不可欠と考えられる。

空力騒音に関する従来の研究は、その多くが M. J. Lighthill が示した理論的解釈をベースに、騒音の発生機構に関する理論的検証および騒音予測について論じたものであり、騒音低減に関するものは少ない。最近になって、流体機械の騒音低減に関する研究がいくつか報告されているが、その多くは羽根車およびケーシングを含めた流れの可視化に関するものであり、構造要素の形状および寸法と減音量の関係を系統的に行った研究は極めて少ないといえる。また、カルマン渦音に関しては、騒音低減方法がいくつか提案されているものの、送風機の回転騒音と同様に、要素形状と騒音低減効果を系統的に明らかにした研究がほとんど見当たらない。また流れの変化が発生音に及ぼす影響を調べた例が少なく、実用上有効な静音化に関する技術的指針を得るには未解明の部分が多いのが現状である。

1.2 従来の研究

1.2.1 空力騒音の理論的解析

空力騒音の研究は航空機の発達と密接に結びついており、最初の理論的解析はプロペラ音に関するものであった。Gutin¹⁾はプロペラの回転音について理論解析を行ったが、回転することによって生じる定常的な圧力変動のみを考えており、羽根の揚力変動や流れの乱れに起因する音は考慮していなかった。実際には軸流送風機でプロペラ型のように回転数が低く、羽根枚数が多い場合には Gutin の理論は合わないことが秋下²⁾によって指摘されている。

航空機がジェットエンジンの時代に入ると、発生する騒音は比較にならないほど大きくなり、乱流から発生する騒音が主な音源となった。この問題を 1952 年に初めて理論的に取り扱ったのが Lighthill³⁾であり、空力騒音の基礎式となっている。Lighthill は流体力学の厳密式である Navier-Stokes の式を、静止流体中の音波の波動方程式と対比させながら整理し、流れの微小なじょう乱から生じる音波に関する式を求めた。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.2.1)$$

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} - c^2 \rho \delta_{ij}$$

ここで、 ρ :流体の密度、 $x_{i,j}$:空間座標、 c :音速、 $u_{i,j}$:流体の速度成分、 p_{ij} :応力テンソル、 δ_{ij} :クロネッカのデルタ、 Q :単位体積,単位時間あたりの質量生成（湧き出し）、 F_i :単位体積あたりの外力であり、 T_{ij} は Lighthill の音響応力テンソルと呼ばれる。この式は左

辺=0 とすれば静止流体中の音波の波動方程式に等しく、右辺は外力による音源項とみなすことができる。また、この方程式の解は以下のように示されている。

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi r} \int \left[\frac{\partial Q}{\partial t} \right] d\vec{y} + \frac{1}{4\pi} \int \frac{(\vec{x}_i - \vec{y}_i)}{r} \left\{ \frac{1}{cr} \left[\frac{\partial F_i}{\partial t} \right] + \frac{1}{r^2} [F_i] \right\} d\vec{y} \\ + \frac{1}{4\pi} \int \frac{(\vec{x}_i - \vec{y}_i)(\vec{x}_j - \vec{y}_j)}{r^2} \left\{ \frac{1}{c^2 r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [T_{ij}] + \frac{3}{cr^2} \frac{\partial}{\partial t} [T_{ij}] + \frac{3}{r^3} [T_{ij}] \right\} d\vec{y} \quad (1.2.2)$$

但し、 $p(\vec{x}, t)$:観測点の音圧、 $\vec{x}$:観測点の位置ベクトル、 $\vec{y}$:音源の位置ベクトル、 $d\vec{y}$:音源位置における体積要素、 r :音源から観測点までの距離である。また[]内は音源から観測点までに音源の変動が伝わるまでの遅滞時間($t-r/c$)における値を示す。

この式において主要な成分であるレイノルズ応力は実際の流れ場においては計測が困難であることから、Lighthill は次元解析によって空力騒音の速度相似則を求めた。その結果、音の強さは代表流速の 8 乗に比例することを明らかにし、ジェット騒音の低減には流速を低下させることが効果的であることを示した。

流体機械の騒音においては、流れの速度が Mach 数のオーダーになることはないから、流れの乱れ自身から発生する音よりも、流れの乱れと固体壁面の相互作用によって発生する音のほうが重要である。Curle⁴⁾は Lighthill の方程式に対して固体壁の影響を取り入れ、流速が音速に比べて十分低い場合について、固体壁面からの放射音圧として以下の解を示した。

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c} \int \frac{(\vec{x}_i - \vec{y}_i)}{r^2} \left[\frac{\partial P_i(\vec{y})}{\partial t} \right] dS(\vec{y}) \quad (1.2.3)$$

ここで、 $dS(\vec{y})$ は音源の面積要素である。また、同様な次元解析により、音の強さは代表流速の 6 乗に比例することが示された。

Powell⁶⁾、Howe⁷⁾は流れの渦度が音源であるとして、Lighthill の方程式に対する解を求めた。理論的にはこちらの方が正しいモデルであるが、時間的、空間的に変動する流れの中の渦度を直接計測することは容易ではない。そこで、空力騒音の予測においては Curle の式を用いた解析⁸⁾が主流となっている。

辻⁹⁾は流体機械の騒音機構、測定法などについて展望を試みた。小竹・岡崎¹⁰⁾はジェット騒音についての Lighthill の理論を実地に検討し、板谷・安田¹¹⁾は騒音を発生しつつ流れる乱流をシュリーレン装置で写真を撮影し、乱れによって気流中に粗密部が生じ、これが騒音の原因になるという、Lighthill の理論の実証を試みた。

Sharland¹²⁾は乱流騒音を次の三種類に分類した。(1)翼に流入する流れの乱れ成分によるもの、(2)翼面に乱流境界層が発達し、それに伴う圧力変動によるもの、(3)翼後縁から放出される後流うずによる揚力変動によるもの。そして、これら三つの原因のうち、

(3)によるものが支配的であり、かつ、音の強さは代表速度（例えば羽根車周速）の 6 乗に比例することを明らかにした。さらに、流れの中に存在する翼から自由空間に放出する音響パワー W は翼表面の圧力変動を双極子分布と考えて次式を求めた。

$$W = \frac{1}{12\pi\rho_0 c^3} \int \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2 S_c dx_1 dx_2 = \frac{\rho_0}{48\pi c^3} \int l U^4 S_c \left[\left(\frac{\partial C_L}{\partial t} \right) \right]^2 dx_2 \quad (1.2.4)$$

ここで、 S_c は相関面積、 l は翼のスパン方向長さ、 C_L は揚力係数である。

秋下¹³⁾は後縁を切り落とした二次元静止翼型を用いて実験し、後流うず騒音が支配的な音源であるとともに、相関面積を用いて計算した翼表面の音源面密度を知ることにより、音源特性を明らかにした。丸田¹⁴⁾は大きな迎え角を有する二次元平板のはく離騒音に関して、同様の手法で音源特性を調べた。これらは流体機械の構造要素である翼単体について調べたものである。実機を模擬したものとしては、乱流騒音については E.T.Yudin¹⁵⁾が粘性流体中の回転棒をモデルとして、300ft 離れた点の音圧レベル SPL を下式で与えた。

$$SPL = 10 \log_{10} \left(\frac{k A_b V^6}{10^{16}} \right) \quad [\text{dB}] \quad (1.2.5)$$

ここで、 k ：比例定数、 A_b ：プロペラの面積、 V ：半径の 0.7 点における速度。

深野¹⁶⁾は低圧の軸流送風機の騒音を検討し、翼後縁部からの後流うずをカルマン渦列で代表させて、上記の式を応用して、送風機から発生する乱流騒音の音響出力を計算し、実測とかなりの精度で合ったと報告している。また、近藤ら¹⁷⁾はプロペラファンについて本手法を適用し、騒音予測を試みた。流体機械以外では適用例が少ないが、尾川¹⁸⁾らは自動車のピラーから生じるはく離流れによる騒音について同様の手法を適用し、サイドウィンドウを音源としてその音源分布を調べた。

一方、回転騒音に関する理論的考察は乱流騒音に比べると少ない。その多くは流れが対称的な軸流送風機に関するものであり、遠心送風機についてはケーシングによる流れの非対称性により、解析を難しくしていることも一因と思われる。

回転騒音は、羽根車周辺に形成される lobe pattern と呼ばれる圧力場によって生じる動翼回転騒音と、羽根後流が静翼やケーシング舌部と干渉することによって生じる干渉騒音に分類される。Tyler、Sofrin¹⁹⁾は動翼回転騒音に関して、翼通過周波数の n 次の圧力場 P_n を下式で示した。

$$P_n = a_n \cos[nZ(\theta - \Omega t) + \phi_n] \quad (1.2.6)$$

ここに、 $\Omega = 2\pi f$ ：動翼の角速度、 a_n ：振幅、 ϕ_n ：位相である。

回転騒音の周波数成分は翼通過周波数およびその高次の周波数から成る。回転騒音は羽根車周辺の定常的な圧力場に起因するポテンシャル干渉に起因するものと、羽根後流によって生じる後流干渉によるものに分類できる。一般にポテンシャル干渉の影響は羽根車の直径比 1.03 付近までであり、送風機の場合は後流干渉が支配的である。湯浅ら²⁰⁾は遠心ポンプを用いて実験を行い、羽根車外周からの距離に応じて両者の位相関係が変化し、両者の位相が揃うと干渉騒音が大きくなることを示した。

前述の流れによる騒音のモデルは、一様な流れの中に物体が存在することで流れに変動が生じた結果、音を発生するものであるが、流体機械においては、物体表面の圧力変動を引き起こすのは羽根出口流の速度変動であり、これが本来の音源と考えることも可能である。太田²¹⁾は遠心送風機の舌部干渉音において、羽根後流の速度変動を二次元噴流で準定常的にモデル化し、ケーシング舌部表面の圧力変動を求め、相関面積を用いて干渉騒音の予測を試みた。その結果、送風機系の周波数応答を考慮すれば数 dB の精度で遠距離場の騒音レベルを予測できるとしている。

以上を要約すると、空力騒音の発生機構およびその音源特性を調べる方法としては、Curle の式で示される物体表面の圧力変動を実測するか、音源が分布している場合は相関面積を用いて音源面密度を算出することにより、音源特性を把握する手法が一般的であるといえる。しかし、実際の流体機械における音源は多様に分布しており、その伝搬機構も複雑であることから、上述の理論をそのまま適用しても精度の良い騒音レベル予測は期待できない。そこで実用上は、空力騒音の相似則を用いた騒音予測式を用いるのが一般的である。

1.2.2 送風機騒音の騒音予測

送風機の騒音が当初問題として取り上げられたのは建築の分野である。すなわち、室内騒音をその使用目的に応じた許容騒音に抑えるためには、空気調和系統の騒音を制御する必要がある、そのうちの最大の騒音源が送風機である。したがって、送風機の騒音制御に必要な資料として騒音予測資料が空調技術者から求められた。

Madison²⁵⁾は幾何学的に相似な送風機に関しては、発生音の音響パワー W は風量 Q および送風機静圧 P_s によって評価できることを示した。

$$W \propto Q \cdot P_s^2 \quad (1.2.7)$$

さらに、上式を音響パワーレベルで表示した際の比例定数を比音響パワーレベル L_s とし、これが比速度 N_s が異なる送風機の騒音の指標となることを示した。

$$L_w = L_s + 10 \log_{10} (Q \cdot P_s^2) \quad (1.2.8)$$

また、Beranek²²⁾²³⁾は多数の多翼送風機について実験を行い、騒音のパワーレベル L_w は電動機出力 M および送風機静圧 P_s と下式の関係があることを示すとともに、多翼送

風機と軸流送風機の相対パワースペクトルについても実験結果を発表した。

$$L_w = 77 + 10 \log_{10} M + 10 \log_{10} P_s \quad (1.2.9)$$

その後、鈴木²⁴⁾は国内の多翼送風機および軸流送風機について実験を行い、いずれの相対パワーレベルスペクトルも、Beranek のものと差があり、このようなデータは使用するメーカの音響データを使うことが望ましいことを指摘した。また、各種の送風機についての比騒音レベルを発表した。

送風機騒音は翼通過周波数（＝羽根枚数×回転数）成分が卓越した騒音スペクトルとなるが、回転数や羽根枚数がまちまちであるために、統計的なデータから卓越成分を考慮することが難しい。AMCA(Air Moving and Conditioning Association)ではオクターブバンド毎に翼通過周波数成分の補正値を加えている。

$$P_{wL_i} = k_{w_i} + 10 \log_{10} QP_s^2 + (BFI)_{BPF} \quad (1.2.10)$$

上記はいずれも送風機騒音の相似則に基づくものであり、Madison、Allen²⁵⁾は系統の実験を遠心と軸流の両方について行い、有用な資料を提供した。また、相似則に関連して George²⁶⁾は送風機騒音について次元解析を試みた。Wiedeman²⁷⁾は風量の影響を調べ、Bommes²⁸⁾は送風機の周波数応答を考慮した。これらを太田ら²¹⁾がまとめたものが下式である。

$$\begin{aligned} L_w &= 10 \log_{10} \frac{W}{W_0} = 10 \log_{10} K_D + 10 \log_{10} F_M + 10 \log_{10} G_M + 10 \log_{10} S_M \\ K_D &\equiv K_0 \frac{A_2}{A_0} \left(\frac{\pi}{Z} \right)^r \\ F_M &\equiv \frac{F_0(St_D)}{St_D^r} \\ G_M &\equiv G_0(He)He^r \\ S_M &\equiv S(St_D, He, \gamma) \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

K_D は各補正値が1のときの音響パワーを示し、従来の比騒音レベルに相当する。 F_M は回転騒音成分の次数の影響を、 G_M は音源周波数の応答の影響を、 S_M は運転点からのずれ（風量の影響）をそれぞれ示しており、 K_D は実験的に得られるとしている。

1.2.3 送風機騒音の低減

さて、以上のように送風機の騒音については、その発生機構、騒音の特性などかなり

明らかになってきたと言えるが、送風機自体の騒音低減の研究になると相対的に少ない。

当初は、遠心送風機の場合について B.Eck²⁹⁾がケーシング舌部すきまと騒音の関係を示しているが、性能との関連や騒音スペクトルなどには何ら触れていない。したがって、設計資料として不十分である。

鈴木³⁰⁾は羽根出口角度の騒音への影響、ケーシングスパイラル寸法の騒音への影響を調べた。J.B.Moreland³¹⁾はケーシング吐出し口を傾斜させて騒音への影響を調べ、スピーカを使ってケーシングの音響共鳴を調べている。また、鈴木ら³²⁾は高比速度の翼型送風機について、ケーシング舌部形状および羽根車口金部形状が性能、騒音に与える影響を系統的に調べ、舌部すきまを羽根車直径の10%程度とすることによって性能を低下することなく騒音低減が図れることを明らかにし、舌部先端が羽根車周方向に振れた形状すなわちスキュー形状とすることで回転騒音が低減できることを示した。スキュー舌部は回転騒音低減に効果的であるが、スキュー率が大きい場合は製作が難しく、実用的ではない。なお、鈴木らの研究においては本研究で試みた変隙形舌部についても触れているが、一例を提示したに留まっている。さらに、口金部のラップ量が性能・騒音に及ぼす影響を調べているが、口金部形状の影響についてはその発想が異なっている。また、これらの騒音低減のメカニズムについては詳細な調査を行っていない。

近藤ら³³⁾はケーシングを持たない遠心送風機に関して実験を行い、ベルマウス形状および口金部オーバーラップ量が騒音に与える影響を調べ、オーバーラップすきまが小さいほうが性能向上につながるとしている。児玉ら³⁴⁾は同様の送風機において、羽根形状や羽根スパン長さが性能、騒音に与える影響を調べ、スパン長さが短いほど騒音が低減するものの、性能も低下したと報告している。また木下ら³⁵⁾は口金部寸法と漏れ流れの影響について調べている。

多翼送風機の騒音低減に関する研究は、住宅用、自動車空調用として小型多翼送風機が使用されるようになってからいくつか見受けられるようになってきた。森主らは羽根スパン方向長さおよびケーシングスクロールの拡大率が騒音に与える影響を調べ、羽根出口流れの分布が一様でなくなると騒音が増大するとしている。

林ら³⁶⁾は、空調用の横流ファンにおいて、羽根ピッチを M 系列を用いて不等ピッチ配列し、回転騒音が卓越しないような設計法を提案した。その結果、卓越成分が広帯域に分散し、騒音低減効果が得られたとしている。なお、羽根枚数が少ないターボファンでは翼間面積が大きく変化して性能が低下するので、この手法の適用は難しい。

さて、送風機が低風量域で発生する空力騒音に、旋回失速による騒音がある。旋回失速による騒音は一般に 40Hz 以下の超低周波数域にあり、低周波音による騒音公害の主な要因となる。これらの発生メカニズムについては流体力学的見地から多くの研究が報告されているが、発生音に着目した研究は極めて少ない。鈴木ら³⁷⁾³⁸⁾は詳細な研究により、旋回失速が発生しない羽根車形状を開発し、プラント用大型送風機に応用して成果を収めている。

これらの研究においては、羽根車内部の流速分布や乱れ分布を同時に調べ、騒音との

関係を間接的に追及しているが、流れの変動がどの程度発生音に寄与しているかどうかについては定量的に調べていない。したがって、注目した流れの変動が音源としてどの程度寄与しているのかを明らかにすることが、騒音発生および騒音低減メカニズムの一層の解明に必要であると思われる。

1.2.4 カルマン渦音の低減

一様流中に物体が存在するとき、物体後方には交互に周期的な渦が発生する。これがいわゆるカルマン渦であるが、空気中ではカルマン渦によって卓越性が強い純音が発生し、これをカルマン渦音またはエオルス音と呼んでいる³⁹⁾。カルマン渦音は空気力学的に発生する音としては身近に存在するものであり、電線や木々が風に吹かれてヒューヒューと音を発生するのもカルマン渦音である。流体機械においては熱交換器の管群、ダクト内部のステー、センサなどからも発生し、また高速で走行する車両のアンテナやパンタグラフからも発生する。カルマン渦音は騒音問題を引き起こすばかりでなく、その周波数が構造の固有振動数と一致すると機械は激しく振動し、機械の破損事故につながる場合がある。カルマン渦音は物体後流に周期的に生じる渦が2次元的な一様性（相関長さ）を有する場合に大きな音となる。すなわち、物体がスパン方向に一樣な断面を持った形状（例えば円柱、角柱など）の場合にカルマン渦音は発生しやすい。カルマン渦音の卓越周波数はストローハル数 St で見積もることができ、円柱の場合で $Re=4\times 10^2\sim 2\times 10^5$ の範囲では $St=0.2$ となる。

カルマン渦音は物体の圧力変動すなわち揚力変動が音源となることから、上述の Curle の式を用いた次元解析によって発生音の強さを見積もることが可能であり、カルマン渦音の強さは流速の6乗に比例し、双極子形状の指向特性を持つ⁴⁰⁾。

カルマン渦音の低減においては、揚力変動を小さくするか、カルマン渦の相関長さを小さくすることが有効である。揚力変動を小さくするには、流れに対する物体の断面形状を変えればよい。一方、相関長さを小さくする方法としては、物体表面の粗さを変える、円柱より細い物体をスパイラル状に巻き付ける、フィンを付けるなどにより、渦放出の二次元性を分断する手法が、実際の煙突に対して適用された例がある⁴¹⁾⁴²⁾。しかしながら、これらは発生音の低減効果こそ得られているものの、系統的なデータを示すには至っておらず、設計指針としては不十分である。また、騒音低減のメカニズムについては一切触れていない。

鈴木ら^{43)~46)}はカルマン渦を発生している円柱（第一円柱）に対して別の円柱（第二円柱）を第一円柱の下流側に交差させることにより、カルマン渦音を低減できることを明らかにし、二円柱交差の幾何学的パラメータと減音量の関係を調べるとともに、円柱周りの流れを計測して騒音低減メカニズムを考察している。これら一連の研究によると、最も良い減音効果が得られる二円柱間の距離が存在し、交差角度は 30° から 90° の範囲であれば良い減音効果が得られるとしている。また、騒音低減の要因として、二円柱交差によって二円柱の局所抗力係数が低下し、はく離点が上流側に移動することを挙げ

ている。さらに、円柱表面圧力変動および円柱周り速度変動のピーク成分がカルマン渦音の周波数と一致しており、二円柱交差によって両者が減少することを観察している。また、丸田・鈴木ら⁴⁷⁾は上記の研究に対して追試実験を行い、同様の結果を得ている。

以上から、二円柱交差法はカルマン渦音の低減に対して有効な手法であることは明らかである。さて、鈴木らの研究では、交差させた第二円柱はカルマン渦を発生している円柱に対して十分長いものを使用しているが、どの程度の範囲にじょう乱を生じさせれば効果的な騒音低減効果が得られるのかを明らかにするために、第二円柱の長さと減音量の関係を明らかにすべきである。なお、第二円柱は短い方が実用上の消音デバイスとしては都合が良い。また、鈴木らは流れの方向に対する第二円柱の設置方法は、第一円柱の下流側のみについて実施しており、上流側については触れていない。第二円柱の設置位置は流れの干渉機構に強く影響すると考えられ、設置方法と減音量の関係も明らかにすべきである。

1.3 本研究の目的

以上のように、騒音問題の防止ならびに快適な音環境の実現のため、流体機械から発生する空力騒音、特に産業、建築などの分野で基幹的役割を果たしているターボ送風機の回転騒音および流体システムから発生するカルマン渦音の低減が強く要請されており、これらの静音設計のための指針を確立することが必須の課題であることは明白である。しかしながら、構造要素の形状と騒音低減効果の関係を系統的に明らかにした研究は極めて少なく、また騒音低減メカニズムの検証も十分行われていないため、静音設計のための指針を得ることが困難な状況である。そこで、本研究では、ターボ送風機の構造要素の改良による回転騒音の低減、ならびに円柱および角柱から発生するカルマン渦音の二円柱交差法による低減を行い、構造要素の形状と減音量の関係を系統的に明らかにする。また、音源である流れの変動と騒音の関係を調べ、流体音響学的な見地から騒音低減メカニズムを検証し、改良の妥当性を示す。これらにより、流体機械から発生する主要な空力騒音の静音化のための、設計、開発にあたっての有効な指針を得ることが本研究の目的である。

1.4 本研究の概要

本研究は、流体機械の中でも最も広範囲に使用されているターボ送風機が空気力学的に発生する騒音に関して、その主要な成分である回転騒音に着目し、構造要素の形状が性能・騒音に及ぼす影響について詳細かつ系統的な実験を行い、静音化に有効な形状を提案するものである。また、流体機械において典型的な空力騒音の一つであるカルマン渦音に関して、二円柱交差による騒音低減を実施し、第二円柱の設置方法および寸法と減音量の関係を明らかにしている。さらに、これらについて、音源である流れの変動と

騒音の関係を明らかにし、騒音低減メカニズムの解明を試みることにより、流体機械の静音化に関する有効な指針を得ることを目的としている。本論文は全7章から成り、各章の概要は下記の通りである。

第1章では、本研究の背景、従来の研究、本研究の目的、研究の概要について述べている。

第2章では、空力騒音の基礎式である Lighthill、Curle の方程式から、音源分布を評価する相関面積法に触れ、空力騒音の物理モデルによる検討を行う。しかしこれらを流体機械の騒音に直接適用することが難しいことから、流れの変動と発生音のコヒーレンス関数を用いた音源寄与度分布による評価方法を提案し、送風機の回転騒音ならびにカルマン渦音への適用について述べる。

第3章では、ターボ送風機の回転騒音低減の第一ステップとして、主たる音源であるケーシング舌部の改良を行い、舌部形状が性能・騒音に及ぼす影響を系統的に明らかにする。舌部周辺の流れの変動および発生音とのコヒーレンス関数から、本研究で提案した変隙形舌部の優れた騒音低減効果は、その3次元形状によって、羽根幅方向の干渉の同時性を無くし、音源寄与度を低下した結果であることを示す。また、形状が相似的でない実機に変隙形舌部を適用した結果、普遍的な騒音低減効果が実証されたことを示す。

第4章では、その第二ステップとして、吸込みノズル口金部形状を改良して回転騒音低減を試みる。口金部と側板傾斜角の角度差が適切でない場合に生じた側板内面のはく離が回転騒音の強い音源となることを明らかにし、角度差が小さいと側板内面のはく離が抑制されて、回転騒音が低減することを示す。また、第三ステップとして羽根車形状を改良した結果を併せて述べる。

第5章では、カルマン渦音の音源特性について述べる。実験には低騒音風洞を使用し、円柱および角柱の発生音の特性を次元解析によって求め、実験結果と流体音響理論を対比している。また、別の実験として、スパン方向にテーパ形状を有する円錐柱について実験を行い、カルマン渦音が低減することを示している。

第6章は交差法によるカルマン渦音の低減について述べている。カルマン渦を発生している第一円柱に対して長さの短い第二円柱を、第一円柱に対して流れの下流側および上流側に設置した場合について、設置方法および第二円柱長さが減音量に及ぼす影響について多面的に実験を行い、減音特性を明らかにしている。また角柱についても同様の実験を行い、円柱の場合と比較している。さらに、円柱表面の圧力変動と発生音のコヒーレンス関数によって、第二円柱により生じたじょう乱がカルマン渦放出を抑制していることを明らかにしている。

第7章は本論文の各章で得られた結論を総括する。

「付録」では 1)送風機の性能試験方法、2)プローブマイクロホンの周波数特性の補正方法について記す。

第 2 章 空力騒音の発生機構に関する理論的検討

2.1 緒言

流体機械から発生する空力騒音の低減において、静音設計のための普遍的な指針を得るためには、空力騒音の発生機構に関する物理モデルを把握し、音源特性の変化と騒音低減効果がよく対応するような評価手法によって、その騒音低減メカニズムを検証することが必要である。本章では、空力騒音の発生機構を流体音響学的な立場から概観し、流体機械から発生する空力騒音への適用に関して検討を加える。そして、構造要素周辺の流れの変動を音源とみなし、構造要素上の流れの変動と発生音とのコヒーレンス関数分布による音源特性の評価手法を提案する。

2.2 音源

騒音すなわち音は空気の振動現象である。空気の振動現象の発生機構は大別して 2 つある。1 つは物体が振動あるいは瞬間的な加速度運動を行ない、これにともなって空気が振動を起こすものである。もう 1 つは、空気に振動的な圧力波が生じたり、瞬間的な体積の変化が生じて直接的に空気が振動を起こすものである。前者は物体放射音、固体発生音と呼ばれ、後者は流体音、空気音と呼ばれている。

物体放射音はその物体の振動の仕方により振動音、衝突音、摩擦音、電磁音、などに分類されている。

物体が振動するときに生ずる音は振動音と呼ばれる。物体の振動は、機構の往復運動・不釣り合いを持つ回転運動などの加振力によって引き起こされる。引き起こされた振動は、振動を起こしている面の音響放射効率によって音に変換される。すなわち振動振幅が大きいほど、また音響放射効率が高いほど、大きな音となって放射される。

2.2.1 点音源

振動音発生を考える上で、もっとも単純な音源である点音源を考える。図 2.1.1 の左側にあるのが点音源であり、これは半径 a の音源が一様に正弦波状に伸縮を繰り返しているものとする。その半径方向の速度 u は、

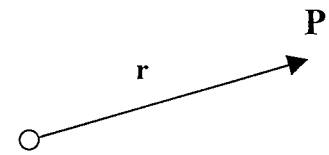


図 2.2.1 点音源

$$u = u_0 \exp(j\omega t) \quad (t: \text{時間}) \quad (2.2.1)$$

のように変化するものとする。

球面波では音源の中心から r の距離における音圧 p と粒子速度 u は、次式となる。

$$p(r,t) = \frac{1}{r} p_1 \exp(j(\omega t - kr)) \quad (2.2.2)$$

$$u(r,t) = \frac{p_1}{\rho c r} p_1 \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) \exp(j(\omega t - kr)) \quad (2.2.3)$$

ただし ρ : 空気の密度, c : 音速, $k(=\omega/c)$: 波数, p_1 : 単位半径上の進行波音圧振幅である。また音源の半径 a が波長に比べて十分小さく $ka \ll 1$ ならば、小球の表面 ($r=a$) では、

$$u(a,t) = \frac{p_1}{\rho c a} p_1 \left(1 + \frac{1}{jka}\right) \exp(j(\omega t - ka)) \quad (2.2.4)$$

となる。式(2.2.1)の右辺は $r=a$ での粒子速度と一致するので、式(2.2.1), (2.2.4)より p を求めると、

$$p(r,t) = \frac{jk\rho c a^2 u_0}{r} \exp(j(\omega t - kr + ka)) \quad (2.2.5)$$

となり、 $a \ll r$ の範囲では(小球から十分に離れた点では $ka \rightarrow 0$ と見なされるので)

$$p(r,t) = \frac{jk\rho c a^2 u_0}{r} \exp(j(\omega t - kr)) \quad (2.2.6)$$

また、小球表面に振動速度振幅を乗じたものを、

$$U_0 = 4\pi a^2 u_0 \quad (2.2.7)$$

とおくと、この U_0 は体積速度と呼ばれ、式(2.2.7)の U_0 を式(2.2.6)に代入して

$$p(r,t) = \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r} \exp(j(\omega t - kr)) \quad (2.2.8)$$

r における音の強さ $I(r)$ は、

$$I(r) = \frac{p^2}{\rho c}$$

p は実効値であるから、最大値振幅 p_{MAX} は、

$$p_{rms} = \frac{1}{\sqrt{2}} p_{MAX} \longrightarrow p_{MAX}^2 = 2 p_{rms}^2$$

であるから、

$$I(r) = \frac{|p(r,t)_{MAX}|^2}{2\rho c} = \frac{U_0^2 k^2 \rho c}{32\pi^2 r^2} \quad (2.2.9)$$

このように、対象とする音の波長に比べて、音源の半径が小さな音源は点音源と呼ばれる。点音源から発生した音の、音源からの距離 r の点での強さは r の-2 乗に比例し、指向性はない。

2.2.2 正負二重音源

図 2.2.2 のように 2 つの点音源が、距離 d を隔てて、符号が反対で振幅が等しく、周波数も等しい音を発生している場合を考える。このような音源は二重音源と呼ばれる。2 つの音源の中心から θ 方向で距離 r の点から 2 つの各々の音源までの距離はそれぞれ、

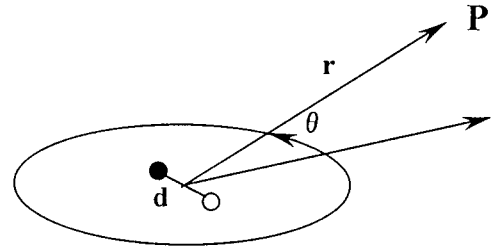


図 2.2.2 二重音源

$$r_1 = r + \frac{d}{2} \sin \theta, \quad r_2 = r - \frac{d}{2} \sin \theta$$

と近似できる。そこで点 P における音圧は 2 つの音源から発生してきた音の重ね合わせになるので次式となる。

$$p(P, t) = \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r_1} \exp(j(\omega t - kr_1)) - \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r_2} \exp(j(\omega t - kr_2)) \quad (2.2.10)$$

$d \ll r$ の時には、

$$p(P, t) = \frac{jU_0 k \rho c}{2\pi r} \exp(j(\omega t - kr)) \cdot \frac{1}{j2} (\exp(jk \frac{d}{2} \sin \theta) - \exp(-jk \frac{d}{2} \sin \theta))$$

よって、

$$p(P, t) = \frac{jU_0 k \rho c}{2\pi r} \exp(j(\omega t - kr)) \cdot \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right) \quad (2.2.11)$$

さらに $d \ll \lambda$ の時は、

$$p(P, t) = \frac{U_0 k \rho c}{2\pi r} \exp(j(\omega t - kr)) \cdot \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \quad (2.2.12)$$

となる。

また音圧の実効値は、

$$p_\theta(r, \theta) = \frac{2U_0 k \rho c}{4r} \cdot \frac{d}{\lambda} |\sin \theta| \quad (2.2.13)$$

となる、音圧の実効値は r に反比例し $\sin \theta$ に比例する。 θ を独立変数とした場合の指向性を図 2.2.3 に示す。

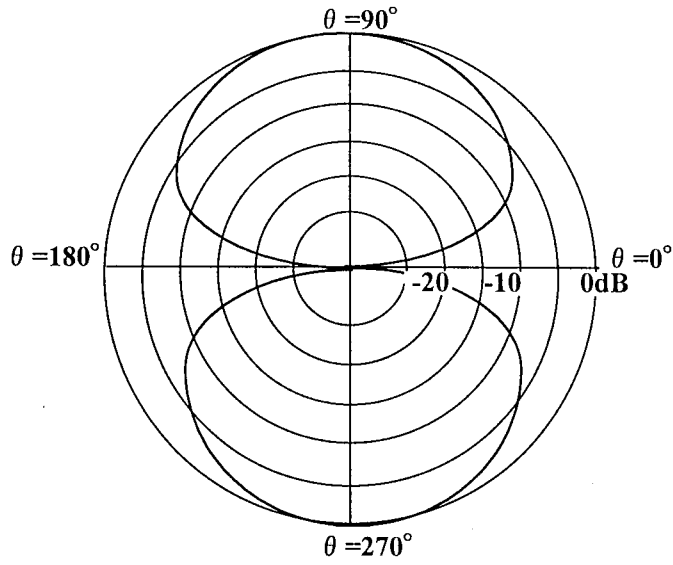


図 2.2.3 二重音源の指向性

今、図 2.2.4 のような場合を考える。P を音源、 O_1 , O_2 を受音点とする。

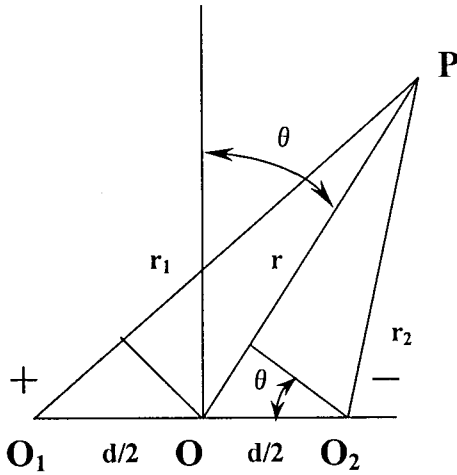


図 2.2.4 簡略図

$$p(r, t) = \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r} \exp(j(\omega t - kr))$$

P 点での音圧は、

$$\begin{aligned} p(r, t) &= p_1(r, t_1) + p_2(r, t_2) \\ &= \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r_1} \exp(j(\omega t - kr_1)) - \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r_2} \exp(j(\omega t - kr_2)) \\ &= \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi} \exp j\omega t \left\{ \underbrace{\frac{\exp(-j\omega r_1)}{r_1} - \frac{\exp(-j\omega r_2)}{r_2}} \right\} \end{aligned}$$

①

今、①を求める。

$$\begin{aligned} \textcircled{1} &= \frac{\exp\{-j\omega(r + d \sin \theta / 2)\}}{r + d \sin \theta / 2} - \frac{\exp\{-j\omega(r - d \sin \theta / 2)\}}{r - d \sin \theta / 2} \\ &= \exp(-j\omega r) \left[\frac{\exp\{-jk(r - d \sin \theta / 2)\} - \exp\{-jk(r + d \sin \theta / 2)\}}{r^2 - d^2 \sin^2 \theta / 4} \right] \end{aligned}$$

$d \ll r$ とすると、

$$\begin{aligned}
① &= \frac{\exp(-jkr)}{r^2} \left[\left(r - \frac{d}{2} \sin \theta \right) \left\{ \cos k \frac{d}{2} \sin \theta - j \sin \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \right) \right\} \right. \\
&\quad \left. - \left(r + \frac{d}{2} \sin \theta \right) \left\{ \cos k \frac{d}{2} \sin \theta + j \sin \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \right) \right\} \right] \\
&= \frac{\exp(-jkr)}{r^2} \left\{ -2jr \sin \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \right) - 2 \frac{d}{2} \sin \theta \cos \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \right) \right\} \\
&= \frac{\exp(-jkr)}{r^2} (-d \sin \theta) (1 + jkr)
\end{aligned}$$

従って、

$$\begin{aligned}
p(r, t) &= \frac{jU_0 k \rho c}{4\pi} \exp(j\omega t) \frac{\exp(-jkr)}{r^2} (-d \sin \theta) (1 + jkr) \\
&= -\frac{jU_0 k \rho c}{4\pi r^2} \cdot d \sin \theta \cdot (1 + jkr) \exp\{j(\omega t - kr)\}
\end{aligned}$$

十分遠方では、 $1 + jkr \rightarrow jkr$ であるから、

$$p(r, t) = \frac{U_0 k \rho c}{4\pi r} \cdot kd \sin \theta \exp\{j(\omega t - kr)\}$$

また、 $k = 2\pi/\lambda$ であるから、

$$p(r, t) = \frac{U_0 k \rho c}{2r} \cdot \frac{d}{\lambda} \sin \theta \exp\{j(\omega t - kr)\} = \frac{U_0 k \rho c}{2r} \cdot \frac{d}{\lambda} \sin \theta \times 1 = \frac{U_0 k \rho c}{2r} \cdot \frac{d}{\lambda} |\sin \theta|$$

となり、式(2.2.13)に一致する。

U_0 という強さの点音源によって距離 r のところに生ずる音圧に比較して、この双極子の場合は、 $kd \sin \theta$ 倍であって、特に f が小さい場合 k は小さくなる ($2\pi/\lambda = 2\pi f/c$)。

2.3 空力騒音の基礎方程式

空力騒音の発生原理を模式的に示すと図 2.3.1 のようになる⁶⁴⁾。静止流体中に勢い良く吹出した噴流では、微小な流体要素が激しくぶつかり合っていると考えられる。この流体要素が衝突した瞬間に高圧部が発生し、その反動で低圧部が生じる。この現象によって生じた圧力変動が音波となって空气中を伝搬する。

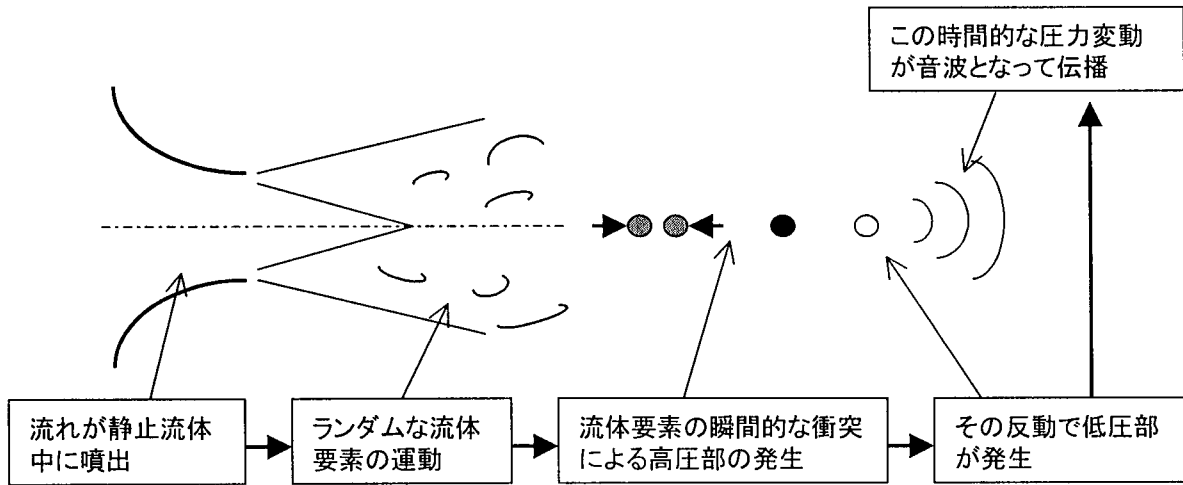


図 2.3.1 乱流の圧力変動による音波発生の様式図

空力音研究の実質的な出発点は、M.J.Lighthill の音響方程式⁽³⁾ (Lighthill' s Acoustic Analogy)である。Lighthill は流体の非定常性(圧力・流速の変動など)が空気力学的な音源となることを示した。そして、このような乱れた領域から遠く離れた場所では、密度変動 $\rho' = \rho - \rho_0$ が音源として振る舞うはずであると考えた。この方程式は、まず、質量保存則(2.3.1)、Navier-Stokes の運動方程式(2.3.2)及び式(2.3.1), (2.3.2)より式(2.3.4)を得る。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = Q \quad (2.3.1) \quad \text{連続の式}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(p_{ij}) = F_i \quad (2.3.2) \quad \text{運動方程式}$$

$$p_{ij} = p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (2.3.3) \quad \text{応力テンソル}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}) \quad (2.3.4)$$

ここで、 ρ : 流体の密度、 v_i : 速度、 x_i : 位置、 F_i : 外力である。

式(2.3.2)を変形して、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(p_{ij}) = F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) &= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) - \frac{\partial}{\partial x_j}(p_{ij}) \\
&= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) - \frac{\partial}{\partial x_j}(p_{ij}) \\
&= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij})
\end{aligned}$$

両辺に、 $c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$ を足して纏めると、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} &= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij}) + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \\
&= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}) \longrightarrow \therefore (2.3.4)
\end{aligned}$$

式(2.3.1)の両辺を時間で微分して変形すると、

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t}(\rho v_i) = \frac{\partial Q}{\partial t} \longrightarrow \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t}(\rho v_i) = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (2.3.5)$$

式(2.3.4)の両辺を x_i で微分すると、

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t}(\rho v_i) + c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij})$$

式(2.3.5)を代入して、

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right) + c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij})$$

∇^2 (:ラプラスの演算子)を用いて、即ち流れに対して発生した音が一樣な媒質に等方的に音速 a_0 で伝播されると想定すると、

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + c_0^2 \nabla^2 \rho &= \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}) - \frac{\partial Q}{\partial t} \\
\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho &= \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}) \quad (2.3.6)
\end{aligned}$$

となる。

式(2.3.6)の形としては、外力項を右辺に持つ波動方程式であり、右辺=0 であれば、一樣媒質中の音波の伝播に等価であり、右辺 $\neq 0$ ならば、右辺が音源(発生)項に等価となり、流れの式が音波の伝播に等価であることが分かる。

音源項は空間座標における二階微分のため4重極の性質を持ち、音源パワーが流速の

8 乗に比例することが分かる。また、左辺は 2 次の速度積の 2 重発散の形から、非圧縮性流体であれば渦が速度の原因となり、音源は渦であるという仮定ができる。

音源に対するその後の考察として、Curle⁴⁾は Kirchhoff の解に基づき、固体の効果を考察し、固体表面上の音源モデルとして式(2.3.7)を示した。

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{x}, t) = \rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \frac{T_{ij}(\vec{y}, t - r/c_0)}{r} d^3 y \\ & - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int \frac{P_i(\vec{y}, t - r/c_0)}{r} dS(\vec{y}) \quad (2.3.7) \\ & r \equiv |\vec{x} - \vec{y}| \end{aligned}$$

ここで、 T_{ij} は音響テンソルで

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij} \quad (2.3.8)$$

p_{ij} は式(2.2.3)によって与えられ、式(2.2.3)における τ_{ij} は

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right) \quad (2.3.9)$$

で表され、添字 S は境界面、 $dS(y)$ はその面積要素、 P_i は垂直応力である。

また、 $P_i \equiv -l_j p_{ij}$ であり p_{ij} は流体要素における表面応力テンソル、 l_j は流体から境界面へ向って立てた単位法線ベクトルである。

式(2.3.7)において第1項は流速が音速に比べて小さく ($V \ll c$)、物体の寸法が問題となっている音の波長に比べて小さい ($d \ll \lambda$) と仮定すると、第2項だけが重要となる。第2項は見かけの音源、すなわち静止した物体の存在を表す。この仮定が成り立つ場合の音源のパワーは流速の 6 乗に比例するとした。

さて、Lighthill の音響方程式の一般解は、次の式(2.3.10)で表される。

$$\begin{aligned} p(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial}{\partial t} Q d\vec{y} + \frac{1}{4\pi} \int \frac{x_i - y_i}{c_0 r} \frac{\partial}{\partial t} F_i \frac{d\vec{y}}{r} + \frac{1}{4\pi} \int \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{c_0^2 r^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij} \frac{d\vec{y}}{r} \quad (2.3.10) \\ & T_{ij} \approx \rho v_i v_j \end{aligned}$$

以下に、式(2.3.10)の右辺各項の特性について示す。

●第1項(単極子音源:Monopole)

- ・非定常流における質量、熱の湧き出しが音源に等価、湧き出し速度の時間微分に比例。
- ・呼吸球(音源湧点)に等価。
- ・半無限空間に接した振動板、サイレン。
- ・音の強さは流速の4乗に比例(式(2.3.11))

$$I \propto \rho L^2 \frac{V^4}{c_0} \quad (2.3.11)$$

●第2項(双極子音源:dipole)

- ・流体と物体が相互作用して生じる非定常力(物体力)が音源に等価、空間勾配に比例、固体表面を要する。
- ・逆位相の呼吸球を2個並べたもの(音響双極子)に等価。
- ・自由空間の振動板、境界層騒音(壁面境界層の変動圧力)
- ・殆どの流体機械騒音。例えば、軸流送風機のロータ、ステータの相互作用、遠心送風機の羽根車とケーシング舌部との相互作用(乱流)と言った剛体が流れを規則的にせん断するもの。
- ・電線のうなり。エッジトーン。
- ・格子と弁を通る流れ。
- ・音の強さは流速の6乗に比例(式(2.3.12))

$$I \propto \rho L^2 \frac{V^6}{c_0^3} \quad (2.3.12)$$

●第3項(4重極音源:Quadrupole)

- ・流れに障害物がないときの乱流の粘性応力が音源に等価、 T_{ij} はLighthillの音響応力テンソルと呼ばれ、第1項のReynolds応力が支配的。しかしReynolds応力は静止流体中では微小であり、4重極音源は無視できる。
- ・障害物からの反作用がないため、対称に生じる。
- ・音源双極子を2個対にした音源4重極子に等価。
- ・高速の亜音速の乱流ジェット(ジェットの高乱流混合層内のような、平均流と乱流の勾配が大きいところ)
- ・音の強さは流速の8乗に比例(式(2.3.13))

$$I \propto \rho L^2 \frac{V^8}{c_0^5} \quad (2.3.13)$$

2.4 相関面積法による音源強度の評価

送風機の空力騒音は流れの変動が音源であり、特に遠心送風機の場合、羽根後流が舌部と干渉することによって生じる回転騒音が主要な騒音成分となることから、舌部周辺の流れの変動が音源であることは明白である。前述のように、Curle の方程式を用いて、物体表面の圧力変動の大きさから音源強度および発生音を予測することが可能である。しかし、音源は注目している構造要素上に分布しており、それらの圧力変動の振幅および位相はばらばらであるから、ある一点の圧力変動のみで音源を代表させることは実用上無理が生じる。そこで、音源の分布を調べる手法として、相関面積を用いて音源面密度を計算する方法が Sharland、Siddon によって提案された¹²⁾⁴⁸⁾。空力騒音を発生している物体表面の圧力変動を音源と考えた場合、遠方場の観測点音圧は下式で示される。

$$p_a(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \int_s \frac{\cos\theta}{r} \left[\frac{\partial}{\partial t} p_s(\vec{y}, t) \right] ds(\vec{y}) \quad (2.4.1)$$

本式は Siddon による

ここに、

$p_a(\vec{x}, t)$: 位置 $\vec{x}$ における音圧 (観測点音圧)

a_0 : 音速

θ : 面積要素の外向き法線が $\vec{r}$ となす角

$\vec{x}$: 観測点位置を示すベクトル

$\vec{y}$: 音源位置を示すベクトル

$\vec{r}$: 音源から見た観測点のベクトル = $\vec{x} - \vec{y}$

$p_s(\vec{y}, t)$: 位置 $\vec{y}$ における表面圧力 (音源の表面圧力)

$ds(\vec{y})$: 位置 $\vec{y}$ における面積要素

$\hat{t}$: 遅滞時間 = $t - \frac{|\vec{r}|}{a}$

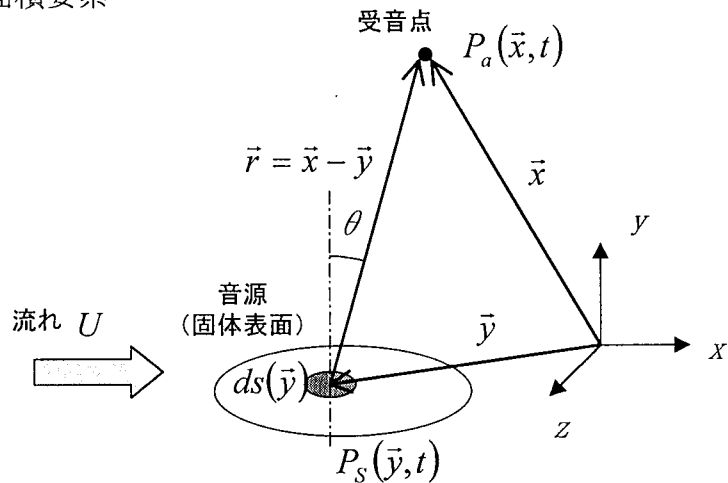


図 2.3.1 流れの中の物体表面圧力と座標系

なお、ここでの条件は、

- ・ 音源の代表寸法が波長に比べて小さく、回折の効果が無視できる。
- ・ $[]_i$ とは、音源の圧力変動が遅れ時間 $\hat{t}$ をもって観測点に到達するので、 $\hat{t}$ で評価する。
- ・ 観測点が音源から十分に離れており $r \gg a_0$ 、 $\theta \doteq \theta_0$ 、 $r \doteq r_0$ とする。

次に、式(2.4.1)の両辺に $p'_a(\bar{x}, t + \tau)$ を乗じて時間平均を取る。

$$\begin{aligned} \overline{p_a p'_a(\bar{x}; \tau)} &= \frac{\cos \theta_0}{4\pi a_0 r_0} \int_S \overline{\frac{\partial}{\partial t} [p_s(\bar{y}, t)]_i \cdot p'_a(\bar{x}, t + \tau)} ds(\bar{y}) \\ &= -\frac{\cos \theta_0}{4\pi a_0 r_0} \int_S \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \overline{p_s(\bar{y}) \cdot p'_a(\bar{x})}_{\tau + \frac{r}{a_0}} \right\} ds(\bar{y}) \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

ここで、両辺のフーリエ変換を定義する。

$$\text{左辺} : 2 \int_0^\infty \overline{p_a p'_a(\bar{x}; \tau)} \cdot \cos(2\pi f \tau) d\tau \equiv S_{aa}(\bar{x}, f) \quad (2.4.3)$$

$$\text{右辺} : -\frac{\cos \theta_0}{4\pi a_0 r_0} \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \overline{p_s(\bar{y}) \cdot p'_a(\bar{x})}_{\tau + \frac{r}{a_0}} \right\} \cdot \exp(-i2\pi f \tau) d\tau \equiv D(\bar{x}, \bar{y}; f) \quad (2.4.4)$$

(但し、面積分は除く)

なお、ここで、

$S_{aa}(\bar{x}, f)$: 観測点音圧のスペクトル密度関数

$$D(\bar{x}, \bar{y}; f) = -\frac{\cos \theta_0}{2a_0 r_0} \left\{ i f \exp \left[\frac{i2\pi f r}{a_0} \right] \cdot S_{as}(\bar{x}, \bar{y}; f) \right\} \quad (2.4.5)$$

但し、

$S_{as}(\bar{x}, \bar{y}; f)$: 観測点音圧と表面圧力のクロススペクトル密度関数

これらの定義から、式(2.3.2)を書き直すと、

$$S_{aa}(\bar{x}; f) = \int_S D(\bar{x}, \bar{y}; f) ds(\bar{y}) \quad (2.4.6)$$

すなわち、 $D(\bar{x}, \bar{y}; f)$ とは観測点音圧に対する音源の面密度といえるので、これを音源面

密度スペクトルと呼ぶ。

さて、式(2.4.1)は、 $t' = t + \tau$ 、 $\bar{y} \rightarrow \bar{y}'$ (別の点の音源) としても成り立つから、

$$p'_a(\bar{x}, t + \tau) = \frac{\cos \theta}{4\pi a_0 r_0} \int_s \frac{\partial}{\partial t} [p'_s(\bar{y}', t + \tau)]_i ds(\bar{y}) \quad (2.4.7)$$

式(2.4.1)をもう一度書くと、

$$p_a(\bar{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \int_s \frac{\cos \theta}{r} \left[\frac{\partial}{\partial t} p_s(\bar{y}, t) \right]_i ds(\bar{y})$$

いま、二点の音源に因果関係があるとして式(2.4.1)と式(2.4.7)の両辺を乗じて時間平均すると、

$$\overline{p_a p'_a(\bar{x}, \tau)} = - \left(\frac{\cos \theta_0}{4\pi a_0 r_0} \right)^2 \int_s ds(\bar{y}) \int_s \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \{ p_s(\bar{y}) \cdot p'_s(\bar{y}') \} ds(\bar{y}') \quad (2.4.8)$$

$\tau - \frac{r-r'}{a_0}$

ここで、添え字 $\tau - \frac{r-r'}{a_0}$ は、二点の音源間の時間差を示す。

両辺にフーリエ変換を行うと、

$$\text{左辺：式(2.4.3)同様、} = S_{aa}(\bar{x}, f)$$

$$\text{右辺：} = \left(\frac{\cos \theta_0}{2a_0 r_0} \right)^2 f^2 \int_s ds(\bar{y}) \cdot \int_s R_{ss'}(\bar{y}, \bar{y}'; f) \cdot \exp \left(i2\pi f \frac{r' - r}{a_0} \right) ds(\bar{y}') \quad (2.4.9)$$

ここで、右辺を $S_{ss}(\bar{y}, f)$: 音源のパワースペクトル密度関数で正規化すると、

$$\text{右辺：} = \left(\frac{\cos \theta_0}{2a_0 r_0} \right)^2 f^2 \int_s S_{ss}(\bar{y}, f) ds(\bar{y}) \cdot \int_s \exp \left(i2\pi f \frac{r' - r}{a_0} \right) \cdot \frac{R_{ss'}(\bar{y}, \bar{y}'; f)}{S_{ss}(\bar{y}, f)} ds(\bar{\eta})$$

$$\text{但し、} \bar{\eta} = \bar{y}' - \bar{y} \quad (2.4.10)$$

ここで、右辺第二項は面積の次元となることから、相関面積と定義する。すなわち、

$$S_c(\bar{y}, f) = \int_s \exp \left(i2\pi f \frac{r' - r}{a_0} \right) \cdot \frac{R_{ss'}(\bar{y}, \bar{y}'; f)}{S_{ss}(\bar{y}, f)} ds(\bar{\eta}) \quad (2.4.11)$$

したがって、式(2.4.10)は、

$$S_{aa}(\bar{x}, f) = \left(\frac{\cos \theta_0}{2a_0 r_0} \right)^2 f^2 \int_S S_{ss}(\bar{y}, f) \cdot S_c(\bar{y}, f) ds(\bar{y}) \quad (2.4.12)$$

となる。また、式(2.3.6)と式(2.3.12)の関係から、

$$\int_S D(\bar{x}, \bar{y}; f) ds(\bar{y}) = \left(\frac{\cos \theta_0}{2a_0 r_0} \right)^2 f^2 \int_S S_{ss}(\bar{y}, f) \cdot S_c(\bar{y}, f) ds(\bar{y}) \quad (2.4.13)$$

よって、

$$S_c(\bar{y}, f) = \left(\frac{2a_0 r_0}{f \cos \theta_0} \right)^2 \frac{\int_S D(\bar{x}, \bar{y}; f) ds(\bar{y})}{\int_S S_{ss}(\bar{y}, f) ds(\bar{y})} = \left(\frac{2a_0 r_0}{f \cos \theta_0} \right)^2 \frac{D(\bar{x}, \bar{y}; f)}{S_{ss}(\bar{y}, f)} \quad (2.4.14)$$

さて、式(2.4.13)は以下のように書き直せる。

$$\begin{aligned} S_c(\bar{y}, f) &= \left(\frac{2a_0 r_0}{f \cos \theta_0} \right)^2 \frac{D(\bar{x}, \bar{y}; f)}{S_{ss}(\bar{y}, f)} \\ &= - \left(\frac{2a_0 r_0}{f \cos \theta_0} \right)^2 \frac{1}{S_{ss}(\bar{y}, f)} \frac{\cos \theta_0}{2a_0 r_0} \left\{ i \exp \left(\frac{i2\pi f r}{a_0} \right) \cdot S_{as}(\bar{x}, \bar{y}; f) \right\} \\ &= - \frac{2a_0 r_0}{f \cos \theta_0} \cdot i \exp \left(\frac{i2\pi f r}{a_0} \right) \cdot \frac{S_{as}(\bar{x}, \bar{y}; f)}{S_{ss}(\bar{y}, f)} \end{aligned} \quad (2.4.15)$$

ここで、

$$\frac{S_{as}(\bar{x}, \bar{y}; f)}{S_{ss}(\bar{y}, f)} \equiv H_{as}(\bar{x}, \bar{y}; f) : \text{音源から観測点への伝達関数} \quad (2.4.16)$$

以上をまとめると、音源強度を表わす音源面密度とは相関面積と音源のパワースペクトル密度の積であり、相関面積とは音源の広がり具合(大きさ)を示しているといえる。したがって、相関面積を調べることにより、その構造要素が音源としてどの程度のスケールを有しているのかがわかる。式(2.4.11)からわかるように、相関面積は物体表面上の基準となる一点の圧力変動とその他の点の圧力変動とのクロススペクトル密度関数の比、すなわち伝達関数を積分することによって得られる(直接法)。また式(2.4.16)から、物体表面上の圧力変動と観測点音圧との伝達関数からも等価に計算できることを示し

ている（間接法）。丸田ら¹³⁾、秋下ら¹⁴⁾は直接法を用いて一様流中の物体からののはく離騒音を予測している。また、太田ら²¹⁾は送風機の回転騒音について、舌部表面の圧力変動から直接法によって放射音の予測を行っている。しかしながら、実際の流体機械の騒音においては、発生機構が異なる音源が分布しており、またその伝搬経路が複雑であることから、上式を用いて精密な騒音予測を行うには難しいと言わざるを得ない。

2.5 コヒーレンス関数による音源寄与度の評価

前節までの理論的考察をまとめる。まず、空力騒音の音源特性を評価する方法としては、Lighthill の方程式に対する Curle の一般解を用いることにより、物体表面の圧力変動を音源とみなした場合の遠距離場における放射音圧を理論的に求めることが可能である。しかし、実際には物体表面上に音源が分布しており、それら音源要素の変動振幅の大きさだけでなく、音源要素同士の位相特性が発生音の大きさに影響する。したがって、Curle の式から発生音を求めるには、複数の音源要素の挙動を時間的・空間的に同時に観察することが必要となり、計測は不可能に近い。そこで、因果関係を持って変動している音源の分布状態を、相関面積を導入することによって調べる方法が Siddon、Sharland によって提案され、秋下、丸田らによってその有効性が確認されている。相関面積とは音源要素同士の伝達関数を音源要素全体にわたって積分したものであり、音源の広がり具合（大きさ）を示す尺度と言える。しかしながら、図 2.5.1 に示すように、流体機械における空力騒音の音源は多様に分布しており、またその伝搬特性も複雑であることから、Curle の式をベースにした正確な騒音予測を行うことは煩雑であり、困難と言わざるを得ない。さて、本研究では、流体機械の構造要素を改良することによって騒音低減を行うことが目的である。したがって、注目している構造要素が、全体騒音に対してその音源としての寄与度をどの程度低減したのかを定量的に評価する必要がある。そこで、音源部位である構造要素上の各位置における流れの変動を入力とし、観測点音圧を出力としたモデルを考え、両者のコヒーレンス関数分布による評価手法を提案する。

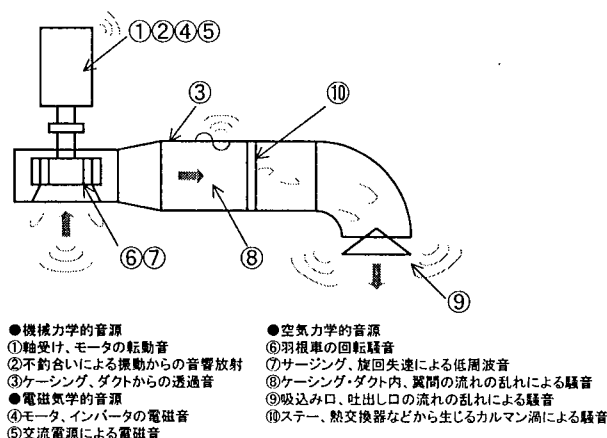


図 2.5.1 流体機械の音源分布

2.5.1 コヒーレンス関数

いま、図 2.5.2 に示すようなモデルを考える。ここでの入力信号は注目している音源要素すなわち構造要素周辺の流速変動もしくは物体表面の圧力変動とする。この流れの

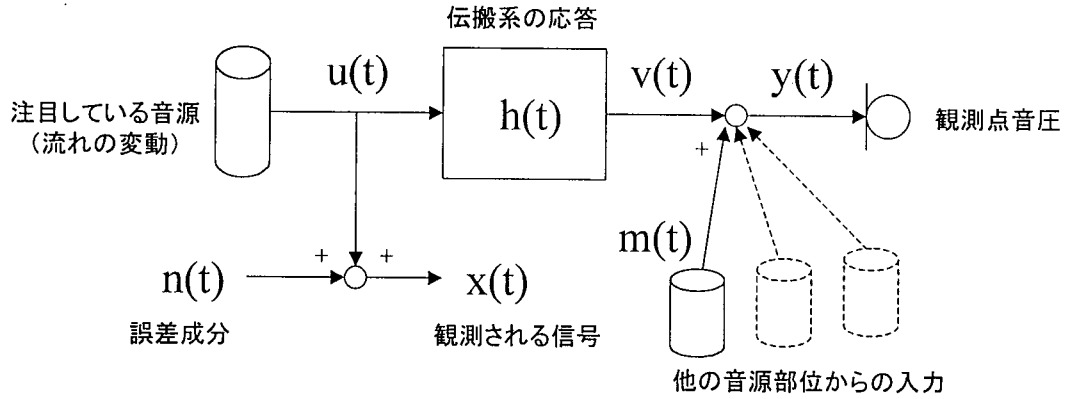


図 2.5.2 流れの変動と発生音の関係を示したモデル

変動成分が流体機械内部および外部音場の伝搬経路を経て、出力信号である観測点の圧力変動（音圧）となる。さて、理想的なシステムは線形であるが、実際のシステムにおいては、何らかの非線形要因（誤差）が入力、出力に混入する。したがって、観測される入力、出力信号を $x(t)$ 、 $y(t)$ とすると、

$$\begin{aligned} x(t) &= u(t) + n(t) \\ y(t) &= v(t) + m(t) \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

ここで、 $u(t)$ 、 $v(t)$ は線形システムにおける入力、出力信号であり、 $n(t)$ 、 $m(t)$ は入力、出力に対する誤差信号である。さて、式(2.5.1)の各項を Fourier 変換したパワースペクトルを $S(f)$ で表わすと、

$$\begin{aligned} S_{xx}(f) &= S_{uu}(f) + S_{nn}(f) \\ S_{yy}(f) &= S_{vv}(f) + S_{mm}(f) \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

ここで、

$$v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) u(t - \tau) d\tau \quad (2.5.3)$$

また、式(2.5.1)より、

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) u(t-\tau) d\tau + m(t) \quad (2.5.4)$$

式(2.5.1)と式(2.5.4)から、

$$\begin{aligned} R_{yx}(t+\tau, t) &\equiv E[y(t+\tau) \cdot x(t)] \\ &= E\left[\left\{\int_0^{\infty} h(\xi) u(t+\tau-\xi) d\xi + m(t+\tau)\right\} \cdot \{u(t) + n(t)\}\right] \\ &= \int_0^{\infty} h(\xi) \cdot E[u(t+\tau-\xi) \cdot u(t)] d\xi + E[u(t) \cdot m(t+\tau)] \\ &\quad + \int_0^{\infty} h(\xi) \cdot E[u(t+\tau-\xi) \cdot n(t)] d\xi + E[n(t) \cdot m(t+\tau)] \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

ここで、 R_{yx} ：入力と出力の相互相関関数

式(2.5.4)の右辺第二項から第四項は、無相関な信号の積の集合平均であるから、0 となる。また、第一項は定義より、 R_{vu} となる。したがって、

$$R_{yx}(t+\tau, t) = R_{yx}(\tau) = R_{vu}(\tau) \quad (2.5.6)$$

よって、

$$S_{yx}(f) = S_{vu}(f) \quad (2.5.7)$$

すなわち、誤差を含んだ信号のクロススペクトルは、誤差を含まないクロススペクトルに等しい。

さて、入力および出力の関連度を表わす指標として、コヒーレンス関数がある⁴⁹⁾。

$$\gamma_{yx}^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)} \quad (2.5.8)$$

式(2.5.2)から、式(2.5.8)は以下のように書き直すことができる。

$$\gamma_{yx}^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)} = \frac{|S_{uv}(f)|^2}{[S_{uu}(f) + S_{nn}(f)] \cdot [S_{vv}(f) + S_{mm}(f)]}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{|S_{uv}(f)|^2}{S_{uu}(f) \cdot S_{vv}(f)} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{S_{mm}(f)}{S_{uu}(f)}\right] \cdot \left[1 + \frac{S_{mm}(f)}{S_{vv}(f)}\right]} \\
&= \gamma_{vu}^2(f) \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{S_{mm}(f)}{S_{uu}(f)}\right] \cdot \left[1 + \frac{S_{mm}(f)}{S_{vv}(f)}\right]}
\end{aligned} \tag{2.5.9}$$

ここで、 $\gamma_{vu}^2(f)$ は誤差が混入しない信号のコヒーレンスであり、伝搬特性が線形であれば $\gamma_{vu}^2(f)=1$ である。さて、観測している流れの変動が音源と考えると、入力に誤差が入ることはなく、 $n(t)=0$ より $S_{nn}(f)=0$ である（しかし、線形とみなしている伝搬特性が非線形であればその限りではない）。一方、出力に混入する誤差 $m(t)$ としては、注目している音源とは因果関係のない音源（他の構造要素および暗騒音など）が考えられる。したがって、式(2.5.9)は、

$$\gamma_{yx}^2(f) = \gamma_{vu}^2(f) \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{S_{mm}(f)}{S_{vv}(f)}\right]} = \frac{1}{\frac{S_{vv}(f) + S_{mm}(f)}{S_{vv}(f)}} = \frac{S_{vv}(f)}{S_{yy}(f)} \tag{2.5.10}$$

となる。すなわち、出力信号のみに誤差が混入するシステムのコヒーレンスは、システム全体の出力と注目している入力からの出力の比で表すことができる。つまり、全体騒音に対して、注目している音源がどの程度寄与しているかを表している。

2.5.2 コヒーレンス関数による音源寄与度分布

次に、実際の空力騒音について信号の流れを考察してみると、図 2.5.3 および図 2.5.4 のような信号の流れを考えることができる。前述の空力騒音の理論的考察からもわかるように、注目している構造要素上には音源が分布していると考えられるから、いくつかの音源要素に分割してそれぞれが入力として作用するものとする。いま、注目している i 番目の音源要素の入力信号を $u_i(t)$ とし、それ以外の音源要素からの入力は因果関係がないものとする。

例えば、図 2.5.3 は送風機の回転騒音について適用したものであり、構造要素であるケーシング舌部が音源部位であるから、舌部表面上の羽根幅方向に n 個の音源が分布しているものとする。但し、送風機騒音の場合は舌部以外の構造要素も回転騒音の音源と成り得る。したがって、他の音源からの信号 $m(t)$ も出力信号に加わって観測点の音圧となっている。一方、図 2.5.4 は無音気流風洞における円柱から発生するカルマン渦音について適用したものである。この場合は円柱スパン方向に n 個の音源が分布している

ものとする。但し、音源である円柱以外の音源は無視できるから、他の音源からの誤差入力はない。

図 2.5.3 について考えると、ここでは i 番目の音源とそれ以外の音源には相関関係がないものとして考えているから、式(2.5.10)より、

$$\gamma_{yu_i}^2(f) = \frac{S_{v_i v_i}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{S_{v_i v_i}(f)}{S_{mm}(f) + \sum_{i=1}^n S_{v_i v_i}(f)} \quad (2.5.11)$$

また、図 2.5.4 の場合も同様にして、

$$\gamma_{yu_i}^2(f) = \frac{S_{v_i v_i}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{S_{v_i v_i}(f)}{\sum_{i=1}^n S_{v_i v_i}(f)} \quad (2.5.12)$$

なお、全ての音源要素におけるコヒーレンス関数を足し合わせれば、

$$\sum_{i=1}^n \gamma_{yu_i}^2(f) = 1 \quad (2.5.13)$$

である。

次に、全ての音源要素に相関関係があるとする。この場合は図 2.5.5 に示すような信号の流れとなり、注目している i 番目の音源要素からの入力が、誤差ではなく伝達関数のゲインを増加させるように作用する。したがって、どの音源要素についてもコヒーレンスは1となり、コヒーレンスを足し合わせると、

$$\sum_{i=1}^n \gamma_{yu_i}^2(f) = n \quad (2.5.14)$$

ただし、 n は音源要素（測定点）の個数である。

実際には、図 2.5.6 のように、隣り合う音源要素にある程度の相関関係が存在する状態である。つまり、音源同士の相関関係が増加すれば、その分伝達関数のゲインが上昇することになり、コヒーレンス値も増加することになる。結局、注目している音源部位が全体騒音に対してどの程度して寄与しているかは、下式で知ることができる。

$$C = \frac{\sum_{i=1}^n \gamma_{yu_i}^2(f)}{n} \quad (2.5.15)$$

但し、 C : 全体騒音に対する音源の寄与度

以上のことから、構造要素上の音源寄与度分布を知ることにより、構造要素の改良に

よってどの部分の音源強度がどの程度変化したのかを定量的に把握することが可能となる。

また、注目している音源に関する流れの変動と観測点音圧のコヒーレンスには次の性質がある。

- ① 注目している音源要素のパワーが増加し、伝達関数のゲインが増加して全体騒音に対する寄与度が増えると、コヒーレンスは増加する。
- ② 注目している音源要素と相関が高い音源の存在によって、見かけ上の伝達関数のゲインが増加して全体騒音に対する寄与度が増えると、コヒーレンスは増加する。

これらを実際の問題にあてはめてみる。例えば、送風機の回転騒音において、舌部すきまを広げることは、舌部に到達する羽根後流の流速変動または圧力変動の振幅を減衰させる効果がある。上記①の要因でコヒーレンスが低下することが考えられる。このとき、注目している音源要素間の相関は保たれたままだが、他の構造要素からの入力是一定であるから、全体騒音への寄与が相対的に減ることになる。一方、羽根幅方向にすきまを変化させた変隙形舌部では、音源要素同士の干渉の同時性を崩す効果があり、上記②の要因によるコヒーレンスの低下が考えられる。また、第三章に述べる二円柱交差によるカルマン渦音の低減においては、第二円柱が発生する流れのじょう乱が渦放出のスパン方向の同時性を無くす効果を示すものと考えられ、やはり上記②の要因によるコヒーレンスの低下が観察できる。

以上より、本研究では、流れの変動と発生音のコヒーレンス関数により、注目している構造要素の音源寄与度分布を定量的に調べ、騒音低減効果の検証を行う。

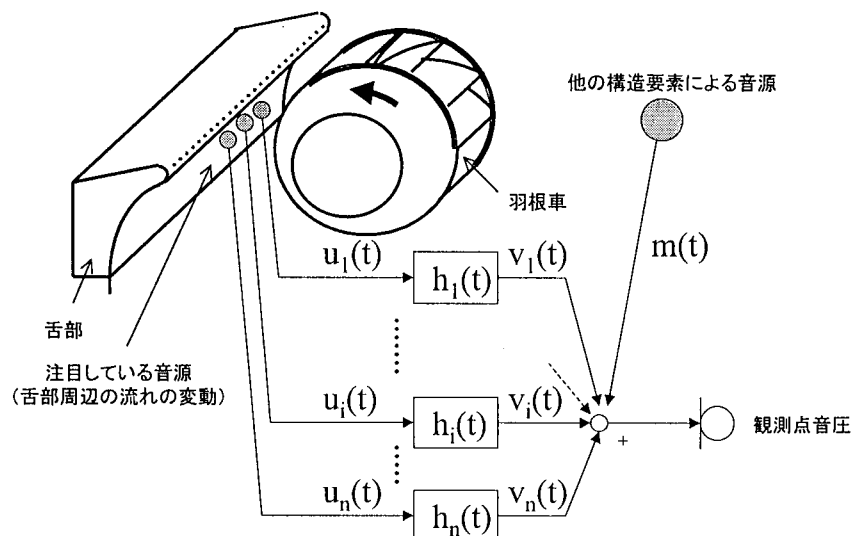


図 2.5.3 ターボ送風機における流れの変動と回転騒音の関係

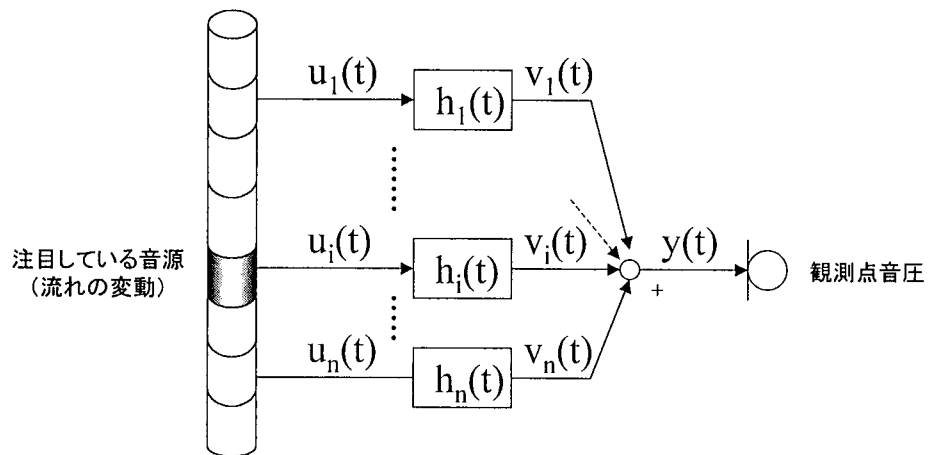


図 2.5.4 カルマン渦音における流れの変動と発生音の関係①
(音源要素同士の相関がない場合)

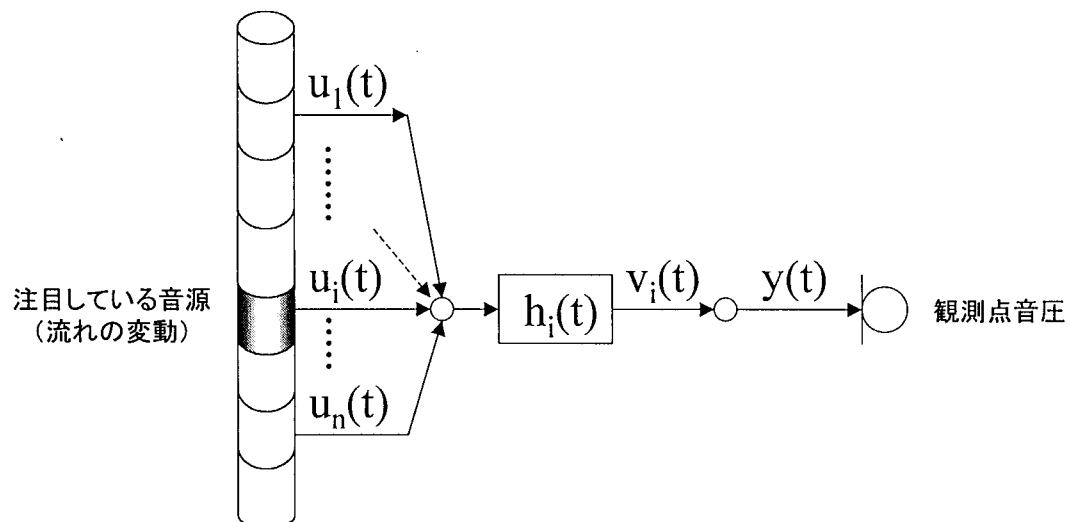


図 2.5.5 カルマン渦音における流れの変動と発生音の関係②
(音源要素全てに相関がある場合)

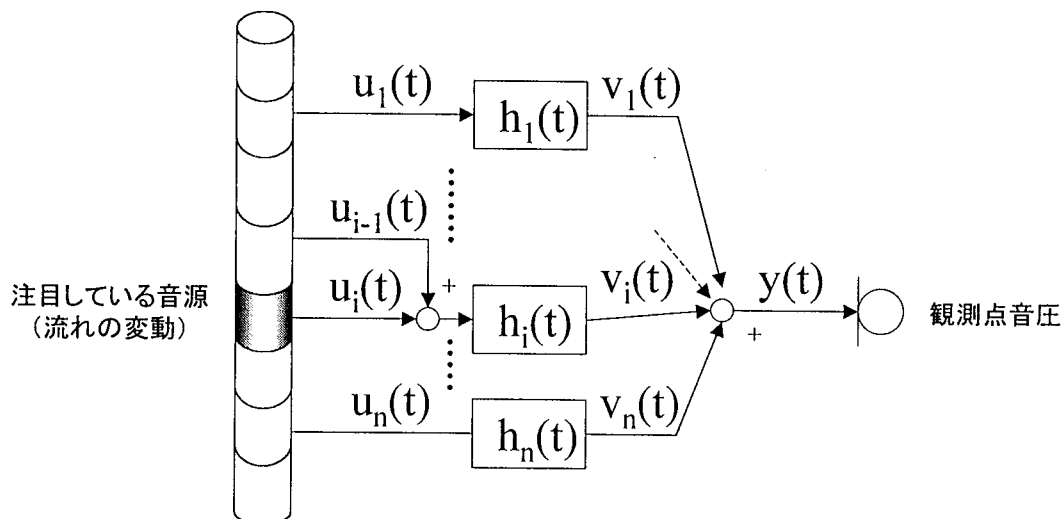


図 2.5.6 カルマン渦音における流れの変動と発生音の関係③
(隣り合う音源要素に相関がある場合)

2.6 本章のまとめ

空力騒音の発生機構を流体音響学的な立場から概観し、流体機械から発生する空力騒音への適用に関して検討を加えた結果、従来から用いられている流体音響の理論式をそのまま適用することは困難であることがわかった。そこで、構造要素周辺の流れの変動を音源とみなし、構造要素上の流れの変動と発生音とのコヒーレンス関数分布によって音源特性を評価する手法を提案した。これにより、構造要素上の音源寄与度分布が定量的かつ詳細に把握でき、騒音低減メカニズムが検証できるものとする。

第3章 ターボ送風機の回転騒音の低減

3.1 緒言

ターボ送風機が空気力学的に発生する騒音は、羽根枚数×回転数で与えられる翼通過周波数およびその高次の周波数で卓越する回転騒音成分と、非定常な渦などによって誘起された、広帯域にわたって現れる乱流騒音成分とに大別できる。回転騒音は主に羽根後流の周期的な圧力変動がケーシング舌部と干渉することによって発生し、純音性が高く、オーバーオール音圧レベルに対する寄与が大きく、非常に耳障りである。したがって、ターボ送風機の静音化においてはまずこの回転騒音を低減することが必要である。

本章では、空力性能を犠牲にすることなく回転騒音を低減するために、回転騒音の音源であるケーシング舌部形状の改良を行う。まず、舌部すきま、舌部先端半径、舌部高さといった舌部形状の各パラメータが回転騒音に及ぼす影響を調べ、次に、羽根幅方向にすきまを変化させた変隙形舌部を提案する。これは、従来形舌部が羽根幅方向にすきまが一定で二次元的なすきまを有しているのに対して、羽根車主板側のすきまを大きく、側板側のすきまを小さくした三次元形状とすることで、羽根幅方向の流速分布にマッチしたすきまを実現することが当初の目的である。実験の結果、変隙形舌部は従来形舌部に比べて優れた騒音低減効果が得られることを示す。次に、この騒音低減メカニズムを検証するため、舌部周辺の流れの様子を詳細に計測するとともに、発生音と流れの変動のコヒーレンス関数によって音源寄与度分布の変化を調べる。

最後に、供試送風機とは相似形でない実機に変隙形舌部を適用し、騒音低減効果が普遍的に有効な手段であることを実証する。

このように、ターボ送風機の回転騒音の主たる音源であるケーシング舌部に関して、その形状が性能・騒音に及ぼす影響を系統的に明らかにした研究はほとんどなく、また音源である流れの変動と発生音の相関から騒音低減効果を検証した例は過去に見当たらない。

3.2 使用記号表

N, n	: 羽根車回転数	[rpm], [rps]
$D_{1,2}$	: 羽根車入口、出口直径	[mm]
$b_{1,2}$	: 羽根入口、出口幅	[mm]
$\beta_{1,2}$	: 羽根車入口、出口角度	[deg]
Z	: 羽根枚数	
N_s	: 比速度	[rpm, m ³ /min., m]
α	: 側板傾斜角度	
θ	: 側板傾斜角度と口金ノズル先端部接線角度との角度差	[deg]
t	: 舌部すきま	[mm]
t/D_2	: 舌部すきま比	[-]
t_1	: 羽根車側板を含む軸直角平面上での舌部すきま	[mm]
t_2	: 羽根車主板を含む軸直角平面上での舌部すきま	[mm]
t_m	: 平均舌部すきま $= \frac{t_1 + t_2}{2}$	[mm]
r	: 舌部先端半径	[mm]
θ_t	: 舌部すきま開き角	[deg]
e	: 舌部幅方向における測定位置と舌部幅の比	[-]
θ_c	: ケーシング周方向における測定点の角度位置	[deg]
d/D_2	: 流速測定位置の直径と羽根車外径の比	[-]
Q	: 風量	[m ³ /min.]
Q^*	: 最高効率点風量	[m ³ /min.]
Q/Q^*	: 風量比	[-]
P_T	: 送風機全圧	[mmAq]
$\bar{p}_s$	: ケーシング壁面および舌部表面の時間平均静圧	[mmAq]
$p'_{s rms}$	: 舌部表面における圧力変動振幅の実効値	[mmAq]
L	: 軸動力	[kW]
A	: 空気動力	[kW]
η	: 送風機全圧効率	[-]

$\eta_{\max}$	: 最高全圧効率	[-]
ϕ	: 流量係数 $= \frac{Q}{\frac{\pi}{4} D_2^2 u_2}$	[-]
ψ	: 圧力係数 $= \frac{P_r}{\frac{1}{2} \rho u_2^2}$	[-]
λ	: 動力係数 $= \frac{\phi \psi}{\eta}$	[-]
u_2	: 羽根車周速度	[m/s]
w_2	: 羽根出口の相対速度 $= \sqrt{\bar{u}_r^2 + (u_2 - \bar{u}_\theta)^2}$	[m/s]
u_r, u_θ	: 熱線流速計の羽根車半径方向および周方向速度成分	[m/s]
$\bar{u}_r, \bar{u}_\theta$	: 流速の時間平均成分	[m/s]
u'_r, u'_θ	: 流速の変動成分	[m/s]
I	: 音響インテンシティ	[W/m ²]
L_D	: 計測点 D におけるオーバーオール音圧レベル	[dB]
$L_D(A)$	: 計測点 D におけるオーバーオール騒音レベル	[dB(A)]
L_p	: 1/3 オクターブバンド音圧レベル	[dB]
L_{Dfr}	: 1 次の回転騒音を含む 1/3 オクターブバンド音圧レベル	[dB]
L_S	: 比音圧レベル $= L_D - 10 \log_{10}(Q P_T^2 / 60)$	[dB]
$L_S(A)$	: 比騒音レベル $= L_D(A) - 10 \log_{10}(Q P_T^2 / 60)$	[dB(A)]
L_{Sfr}	: 1 次の回転騒音を含む 1/3 オクターブバンド比音圧レベル	[dB]
f	: 周波数	[Hz]
$\gamma_{sv}^2(f)$	: 音圧と速度変動のコヒーレンス関数	[—]
$\gamma_{sp}^2(f)$	: 音圧と圧力変動のコヒーレンス関数	[—]

3.3 実験装置および方法

3.3.1 供試送風機

供試送風機は No.3 片吸込み遠心形ターボ送風機である。図 3.3.1 に実験装置の全体図を示す。羽根車は図 3.3.2 に示すように、入口直径 D_1 および出口直径 D_2 が 333mm、450mm であり、羽根入口幅 b_1 および出口幅 b_2 は 151mm、112mm、羽根入口角度 β_1 および出口角度 β_2 は 20 度、40 度である。羽根は二円弧で構成された後ろ向き羽根であり、羽根枚数 Z は 12 枚である。羽根車は片持ち式であり、電動機に羽根車軸が直結しており、定格回転数 1500rpm における比速度は約 700 である。なお、電動機回転数は 0~3000rpm まで設定可能である。

ケーシングは厚さ 6mm の鋼板で製作されており、運転時の吸込み騒音に対する振動による音響放射の影響はほとんど無視できる。ケーシング壁面には壁面静圧測定用の圧力孔（孔の直径は約 0.5mm）が多数設けてある。図 3.3.3 にケーシングの外形寸法を示す。供試送風機はケーシング舌部、吸込みノズル、羽根車が容易に交換可能な構造となっており、各構造要素が性能、騒音に与える影響を調べる事が可能である。図 3.3.4 および図 3.4.5 に供試送風機の写真を示す。

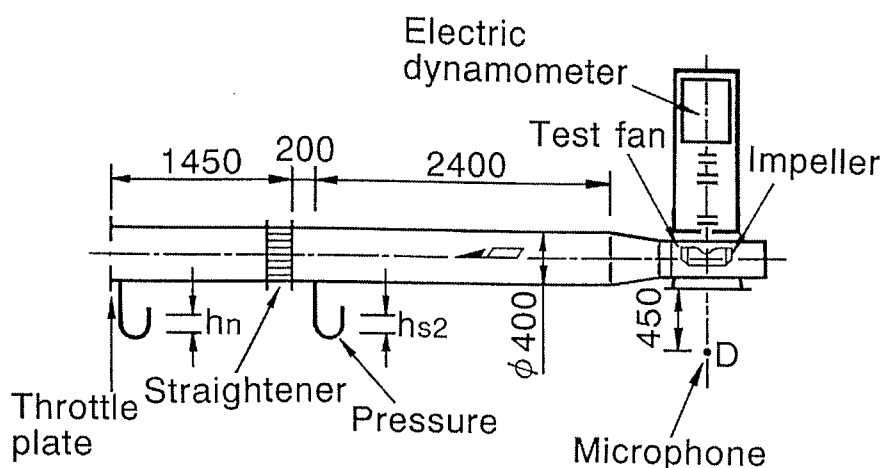


図 3.3.1 実験装置

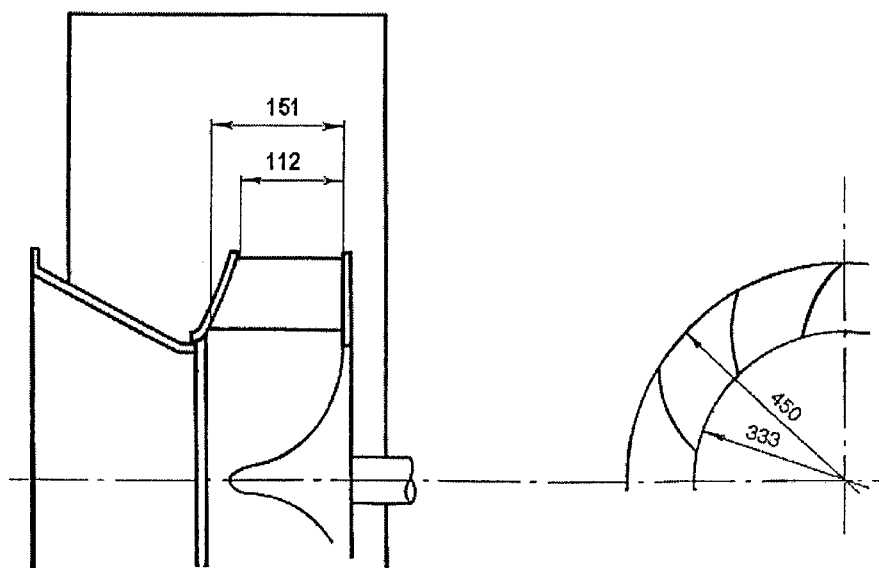


図 3.3.2 羽根車の代表寸法

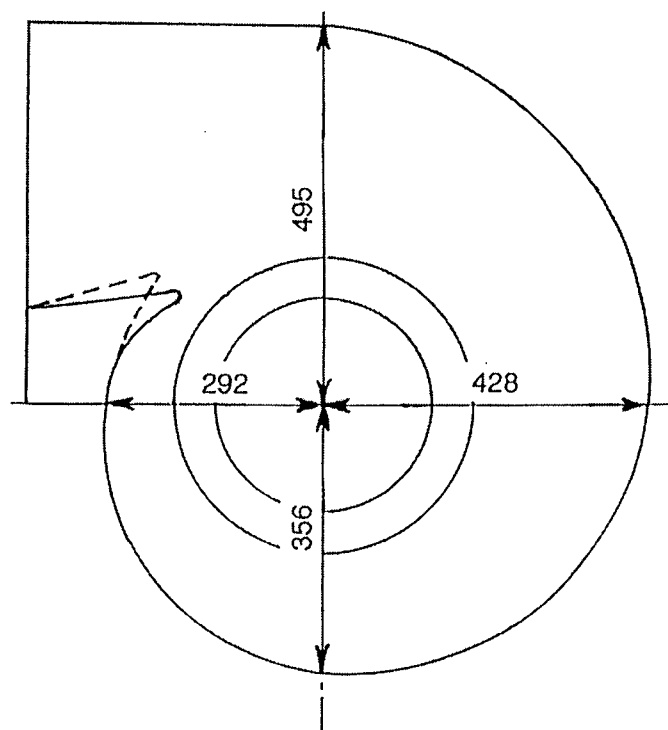


図 3.3.3 ケーシング寸法

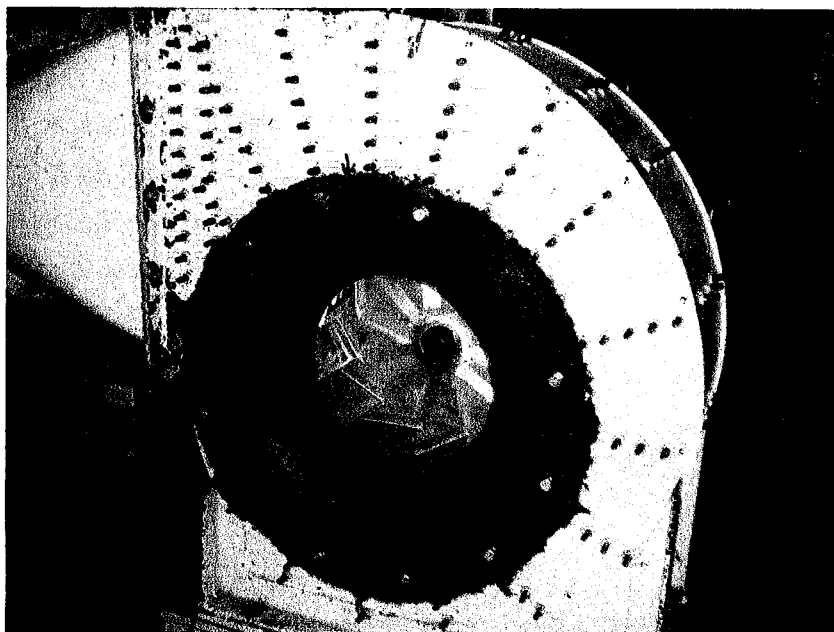


図 3.3.4 供試送風機（吸込み側）

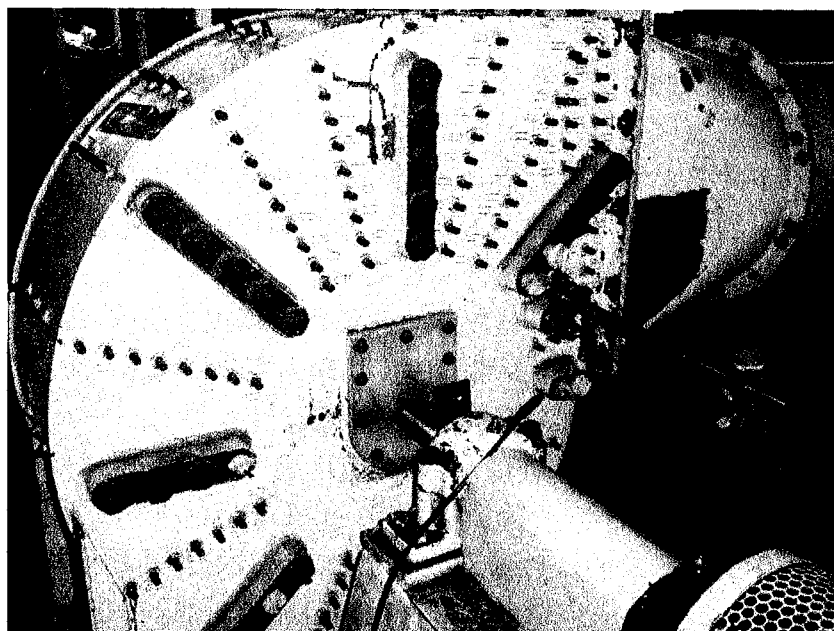


図 3.3.5 供試送風機（モータ側）

3.3.2 供試構造要素

遠心送風機の騒音において支配的な成分である回転騒音は、羽根出口流れと舌部が干渉して生じる周期的な圧力変動が音源となる。したがって、回転騒音の低減においては、空力性能を低下することなく、音源部位となる構造要素の形状寸法を改良して静音化を図ることが必要となる。本研究では、図 3.3.6 に示す、回転騒音に対して大きな影響を及ぼすと考えられる、ケーシング舌部、吸込みノズル口金部、羽根車を数種類試作し、性能・騒音特性を評価するとともに、騒音発生および低減メカニズムを明らかにする。

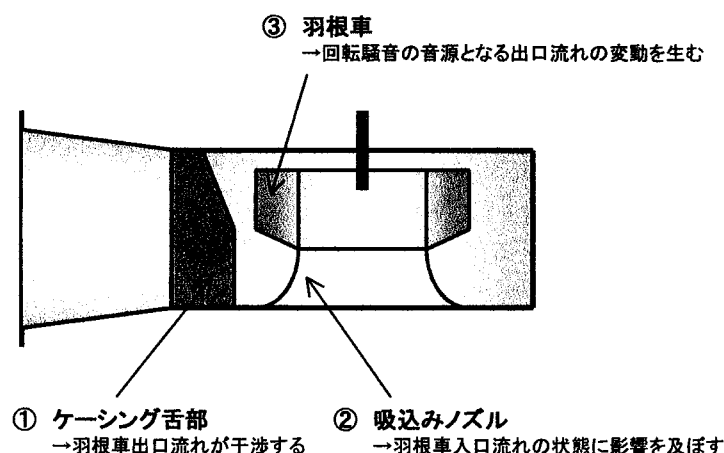


図 3.3.6 送風機の回転騒音に影響を及ぼす主な構造要素

3.3.3 ケーシング舌部

ケーシング舌部（以下、舌部と称す）とは、スクロールケーシングの巻き始めの部分であり、カットオフとも呼ばれる。舌部はケーシングにおいて羽根車外周と最も接近した位置にあり、羽根後流と舌部が干渉して回転騒音を発する。この舌部の形状パラメータは送風機の性能、騒音特性に大きく影響する。

舌部は通常、スクロールと一体で作られるか、鋼板を曲げて取り付けただけの単純なものである。遠心送風機の構造要素の中では最も容易に交換、改良ができる部分であり、実機においても最小限の工程で交換可能である。

我々が試作した舌部は木製（材料は姫小松）または塩化ビニル製であり、舌部の部分だけ交換できるようになっている。図 3.3.4 からわかる通り、従来形舌部（図中点線）は舌部すきまが羽根幅方向に一定である。一方、変隙形舌部（図中実線）はすきまが羽根幅方向に変化している。この概念は、羽根出口流速が速い主板側すきまを大きく、側板側すきまを小さくすることで、流速分布にマッチしたすきまを得ようというものである。舌部先端半径 r は 7mm、12mm、18mm の 3 種類である。

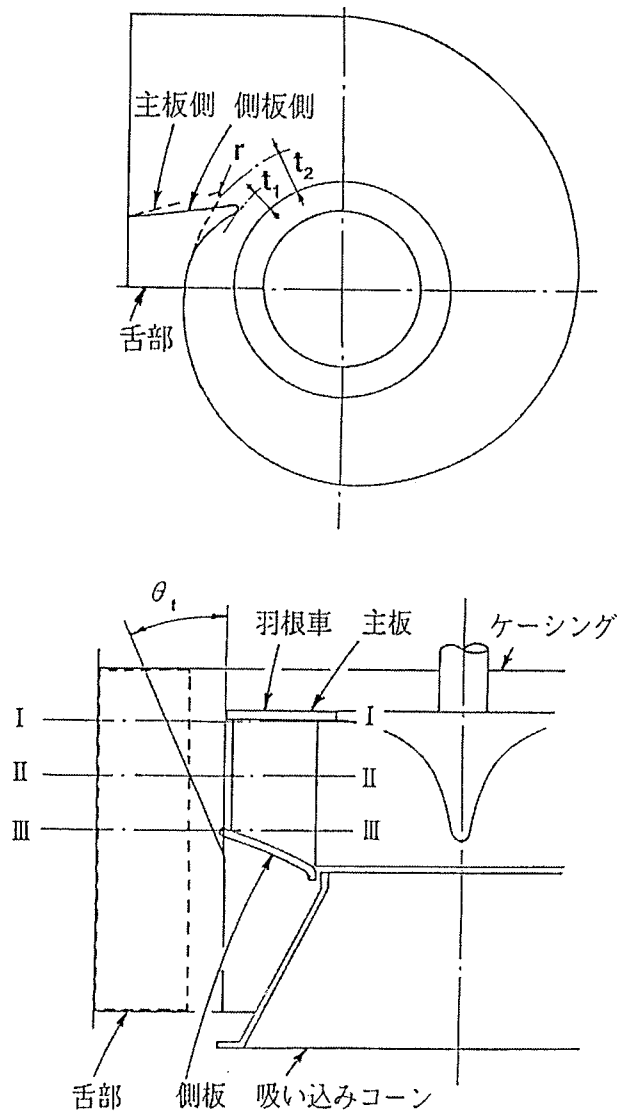


図 3.3.7 ケーシング舌部説明図

表 3.3.1(a)～表 3.3.1(d)は試作した舌部の代表寸法である。側板側すきま t_1 は、羽根車側板を延長線上に持つ断面Ⅲにおける舌部先端と羽根後端とのすきまの大きさを示し、主板側すきま t_2 は羽根車主板を延長線上に持つ断面Ⅰにおけるすきまを示す。平均舌部すきま t_m は、 t_1 および t_2 の平均値であり、改良形舌部は全て直線的にすきまが変化しているので、ちょうど羽根幅中央（断面Ⅱ）におけるすきまを示す。

試作した舌部は記号で区別した。 $r=7\text{mm}$ 、 12mm 、 18mm のものをそれぞれ A、B、C とし、続く数字は平均舌部すきまを示している。なお、変隙形舌部は MA、MB、MC として区別している。なお、標準形の舌部は A7 形である。

なお、上記の他に、以下の舌部を試作した。

●圧力孔付き舌部

舌部表面の圧力分布を計測するため、図 3.3.8 に示すような多数の圧力孔を設けた舌部を試作した。舌部表面上に、舌部幅方向に平行に 10mm 間隔で 29 個の圧力孔列を 3 列設けた。これらは、舌部（木製）の裏側から内径 2mm の銅パイプを挿入してあり、舌部表面と圧力孔は段差がないようにあいてある。この銅パイプにはビニールチューブをつなぎ、舌部表面圧力の時間平均成分を計測した。

舌部は標準形である A7 形、同一の平均舌部すきま t_m において従来形と変隙形で最も大きな回転騒音の差が得られた A32 形および MA32 形($t_m=32\text{mm}$ 、すきま比 7.1%) の 3 種類をベースに製作した。なお、図中の記号は・P1 を付けて区別してある。

また、上記と別に半導体圧力トランスデューサで舌部表面の変動圧力を計測するために、A7 形、A32 形、MA32 形の 3 種類をベースにした舌部を製作した。圧力孔列の位置は上記と同様であるが、主に舌部先端付近に設けた圧力孔列で計測した。材料については、コストの制約から、熱可塑性プラスチックもしくは塩化ビニル樹脂製とした。図中記号は・P2 を付してある。

さらに、ケーシング舌部の周方向の圧力分布を計測するため、スクロール周方向に圧力孔を設けた舌部を製作した。材料は熱可塑性プラスチックを使用した。外形寸法は A7 形舌部と同様である。記号は・P3 とした。

●高さを変化させた舌部

舌部の高さ h を変化させることによる性能、騒音への影響を調べるために、B26 形 ($t_m=26\text{mm}$, $r=12\text{mm}$, $h=135\text{mm}$) を原型に、 $h=165\text{mm}$, 195mm , 225mm の舌部を製作した。記号は H とし、それぞれ H135, H165, H195, H225 とした。図 3.3.9 に高さを変えた舌部の断面図を示す。

図 3.3.10 および図 3.3.11 は木製の供試舌部の写真である。

表 3.3.1(a) 供試舌部の代表寸法（従来形、変隙形）

記 号	r [mm]	t ₁ [mm]	t ₂ [mm]	t _m [mm]	t _m /D ₂ [%]	θ _t [deg]	備 考
A7	7	7	7	7	1.6	0.0	従来形
A12	7	12	12	12	2.7	0.0	
A18	7	18	18	18	4.0	0.0	
A26	7	26	26	26	5.8	0.0	
A32	7	32	32	32	7.1	0.0	
A37	7	37	37	37	8.2	0.0	
A43	7	43	43	43	9.6	0.0	
A45	7	45	45	45	10.0	0.0	
A50	7	50	50	50	11.1	0.0	
A53	7	53	53	53	11.8	0.0	
A62	7	62	62	62	13.8	0.0	
B7	12	7	7	7	1.6	0.0	
C7	18	7	7	7	1.6	0.0	
MA12	7	7	17	12	2.7	5.1	変隙形
MA18	7	7	29	18	4.6	11.2	
MA26	7	7	45	26	5.8	18.9	
MA29	7	13	45	29	6.4	16.1	
MA32	7	19	45	32	7.1	13.2	
MA35	7	25	45	35	7.8	10.2	
MA37	7	30	45	37	8.3	7.7	
MA43	7	12	75	43	9.7	29.6	
MA53	7	32	75	53	11.9	21.2	
MA62	7	50	75	62.5	13.9	12.7	

$$t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} \quad [\text{mm}] \quad \theta = \tan^{-1} \left(\frac{t_2 - t_1}{b_2} \right) \quad [\text{deg}]$$

表 3.3.1(b) 供試舌部の代表寸法（圧力孔付き舌部）

記 号	r [mm]	t ₁ [mm]	t ₂ [mm]	t _m [mm]	t _m /D ₂ [%]	θ _t [deg]	備 考
A7-P1	7	7	7	7	1.6	0.0	幅方向静圧 計測用
A32-P1	7	32	32	32	7.1	0.0	
MA32-P1	7	19	45	32	7.1	13.2	
A7-P2	7	7	26	7	5.8	0.0	幅方向変動圧力 計測用
A32-P2	7	32	32	32	0.0	0.0	
MA32-P2	7	19	45	32	7.1	13.2	
A7-P3	7	7	7	7	0.0	0.0	周方向静圧計測用

$$t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} \quad [\text{mm}] \quad \theta = \tan^{-1} \left(\frac{t_2 - t_1}{b_2} \right) \quad [\text{deg}]$$

表 3.3.1(c) 供試舌部の代表寸法（高さを変えた舌部）

Name	H [mm]	r [mm]	t ₁ [mm]	t ₂ [mm]	t _m [mm]	t _m /D ₂ [%]	θ _t [deg]
H135	135	12	26	26	26	5.8	0.0
H165	165	12	26	26	26	5.8	0.0
H195	195	12	26	26	26	5.8	0.0
H225	225	12	26	26	26	5.8	0.0

$$t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} \quad [\text{mm}] \quad \theta = \tan^{-1} \left(\frac{t_2 - t_1}{b_2} \right) \quad [\text{deg}]$$

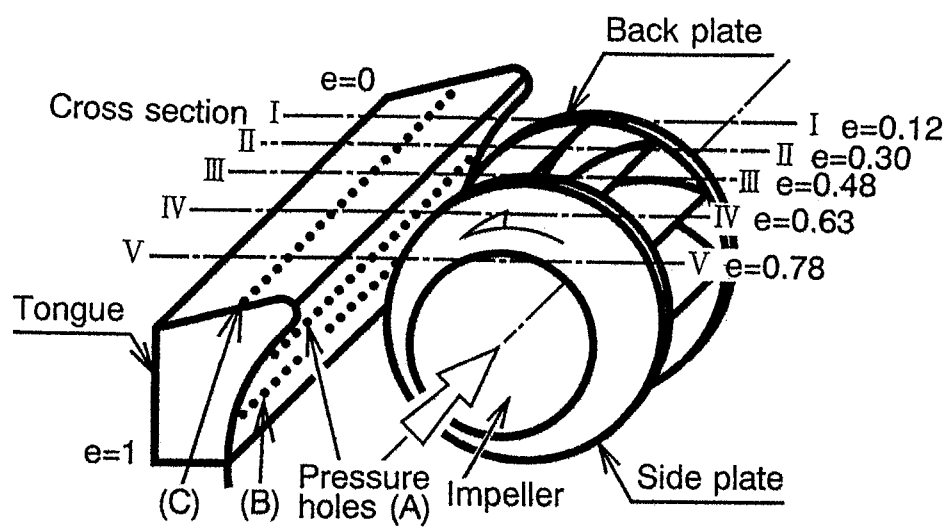


図 3.3.8 圧力孔付き舌部 (記号—P)

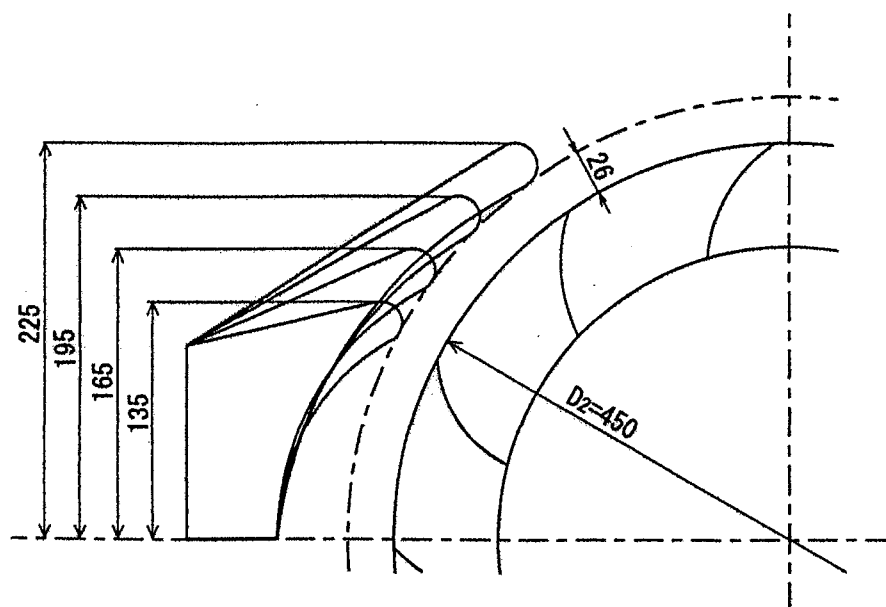


図 3.3.9 高さを変えた舌部 (記号H)

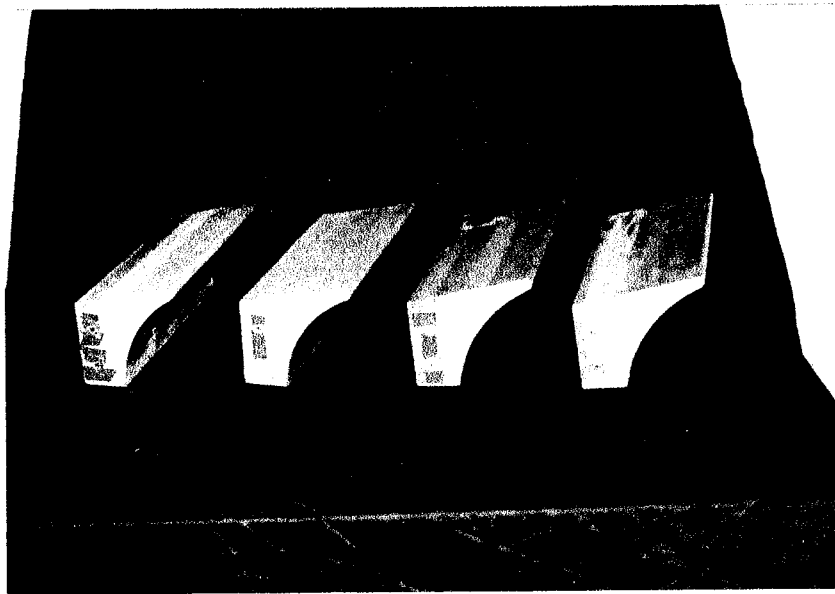


図3. 3. 10 ケーシング舌部①（従来形状）

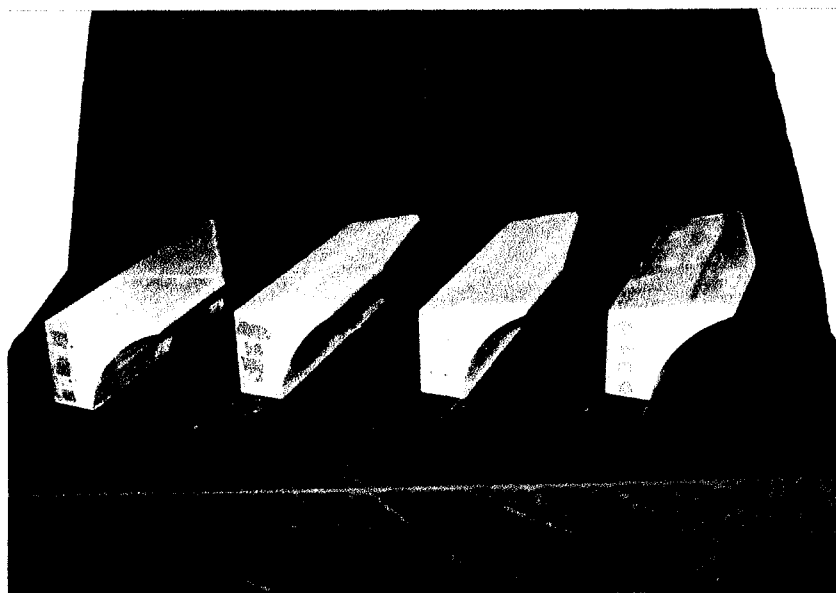


図3. 3. 11 ケーシング舌部②（変隙形状）

3.3.4 性能・騒音試験

送風機の性能測定は、JIS B 8330 (1981)「送風機の試験方法」に準じて行った。流量設定は吐出し口に設けた開口比の異なるオリフィスにて行い、全閉から全開まで 16 流量を設定した。オリフィス前後の差圧 h_n 、および吐出し管路静圧 h_{s2} の計測はベッツ型マノメータを使用した。モータの軸動力は直流電気動力計で計測し、回転数はモータ軸端のピックアップからの信号をデジタルタコメータで読み取った。なお、実験時の羽根車回転数は 1500rpm または 1575rpm である。なお、性能諸元は全て標準吸込み状態に換算し、送風機効率 η に加えて、流量 Q 、送風機全圧 P_T 、動力 L をそれぞれ流量係数 ϕ 、圧力係数 ψ 、動力係数 λ として無次元化した。なお、JIS B 8330 に基づいた性能計算の方法は付録 A を参照されたい。

騒音試験は JIS B 8346(1991) 送風機及び圧縮機—騒音レベル測定方法に準じて行った。測定は、音源を点音源とみなせる距離として、羽根車軸線上の高さで、吸込み口から 450mm 離れた点を D 点とし、そこに 1/2 インチコンデンサマイクロホン (B&K TYPE 4165) を設置した。マイクロフォンからの音圧信号はケーブルを介して騒音計 (B&K TYPE 2234) にて入力し、オーバーオール音圧レベルおよび騒音レベルを計測した。また音圧信号は FFT 分析器に入力して、狭帯域スペクトル分析および 1/3 オクターブバンド分析を行った。なお、送風機の騒音レベルについては、送風機の高さ、性能が異なる場合には同列に評価できないので、下式に示す単位風量、単位圧力あたりの騒音レベルである比騒音レベルにて評価した。

$$L_{SA} = L_A - 10 \log_{10} \left(\frac{QP_T^2}{60} \right) \quad [\text{dB(A)}] \quad (3.3.1)$$

表 3.3.4 に使用した計測機器の主要諸元を、また図 3.3.19 に性能・騒音試験の機器構成を示す。

3.3.5 舌部周辺流れの計測

図 3.3.20 は舌部周辺の流れ計測におけるセンサ位置を示す。舌部周辺の流速は、熱線流速計を使用して測定した。熱線プローブは I 型を使用し、トラバース装置によって支持された状態でケーシング壁面から挿入して舌部先端付近 (羽根車直径比 $d/D_2=1.6\%$ の位置) をケーシング幅方向に対して平行にトラバースした。なお、図 3.3.21 に示すように、ケーシング幅方向すなわち羽根車軸方向に沿う位置をケーシング幅で無次元化した座標を記号 e で表わし、 $e=0$ が羽根車主板側のケーシング側壁、 $e=1$ が側板側のケーシング側壁を示す。また、羽根の各断面の延長線上に対応する位置は図 3.3.8 に示すようにギリシャ数字 I ～ V で区別した。なお、羽根車主板位置は I - I 断面 ($e=0.12$)、羽根幅中央位置は II - II 断面 ($e=0.30$)、側板位置は III - III 断面 ($e=0.48$) である。I 型プローブの向きは羽根車半径方向および周方向の流れを直角に受ける向きとし、それぞれの速度

成分 u_r , u_θ から主流成分の流速および方向を求めた。したがって、羽根幅方向の速度成分は考慮していない。変動成分の時刻暦波形は、羽根車軸に取り付けた電磁ピックアップからのトリガ信号により、羽根の回転と同期させてサンプリングすることによって得た。図 3.3.22 に熱線流速計による流れ計測の機器構成を示す。

舌部表面およびケーシング壁面の圧力は、時間平均成分に関しては舌部およびケーシングに多数設けた圧力孔にビニールチューブを接続し、ベッツ型マノメータを用いて計測した。また、舌部表面の変動圧力成分は、舌部の裏側から挿入した半導体圧力センサで計測した。変動圧力の時刻暦波形は流速の場合と同様に、羽根車軸に取り付けた電磁ピックアップからのトリガ信号により、羽根の回転と同期させてサンプリングすることによって得た。ここでは翼通過周波数成分を含む 1/3 オクターブバンド中心周波数 315Hz のバンドパスフィルタを通過させることにより、回転騒音成分の変動のみを観察した。図 3.3.24 に舌部表面の圧力計測における機器構成を示す。

舌部周辺の速度変動および舌部表面の圧力変動と騒音の相関関係を調べるために、各変動の信号と吸込み口騒音の音圧信号のコヒーレンス関数を計測した。図 3.3.23 および図 3.3.24 に、速度変動および圧力変動と音圧のコヒーレンス計測における機器構成を示す。

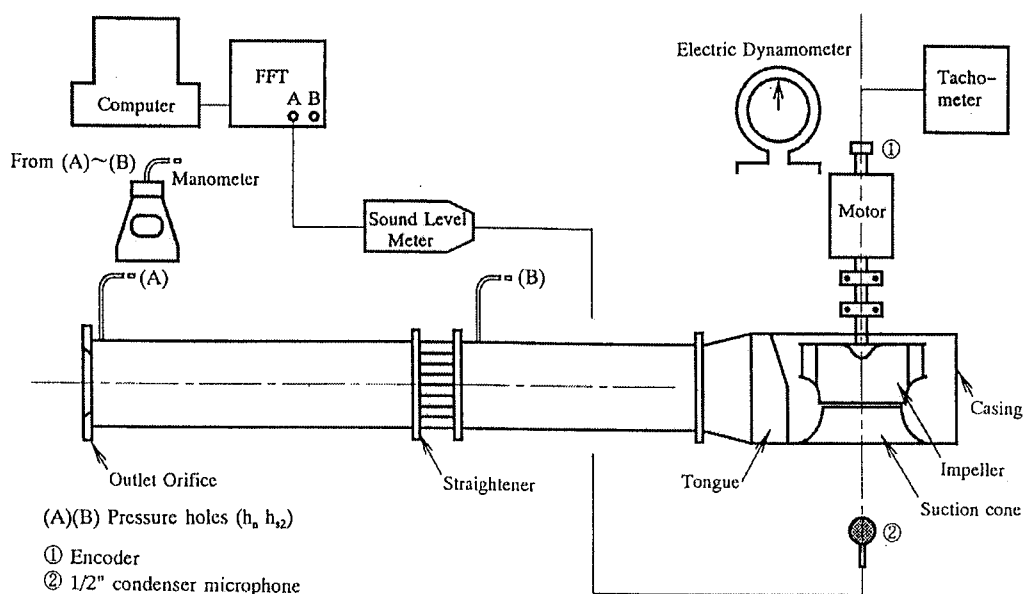


図 3.3.19 測定機器の構成①
(性能・騒音測定)

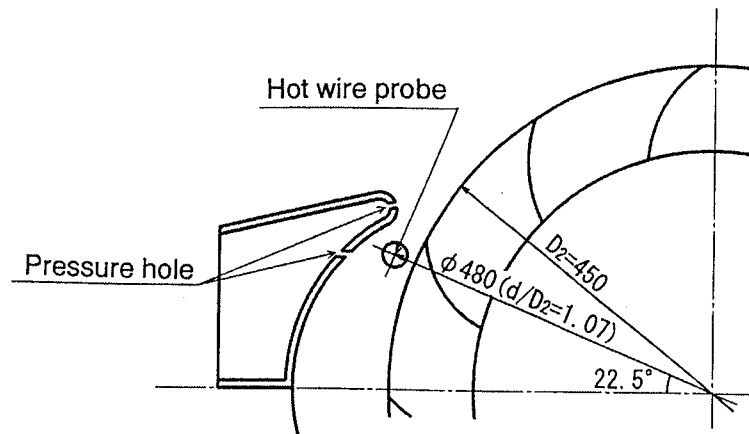


図 3.3.20 舌部周辺の流れの測定位置

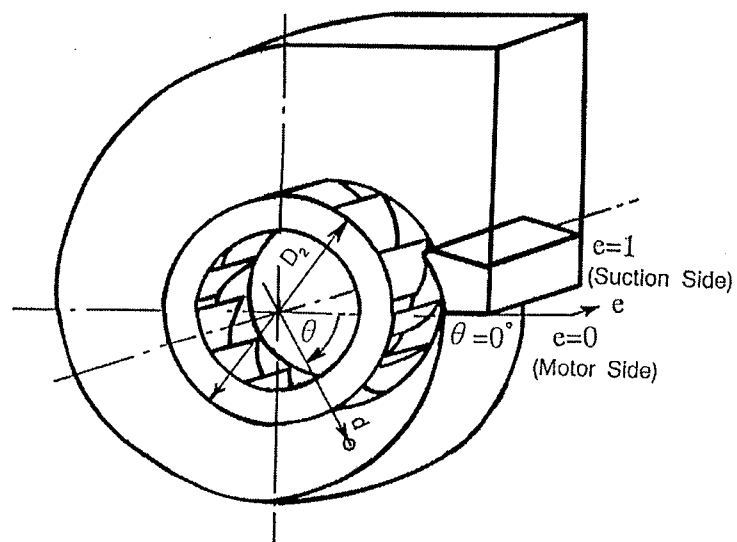


図 3.3.21 舌部周辺の流れ計測における座標系

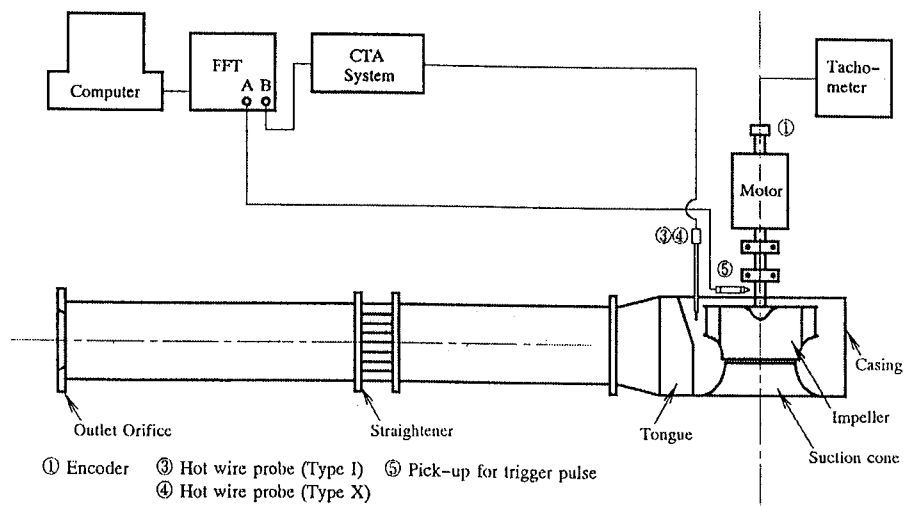


図 3.3.22 測定機器の構成②
(熱線流速計による舌部周辺の流れ計測)

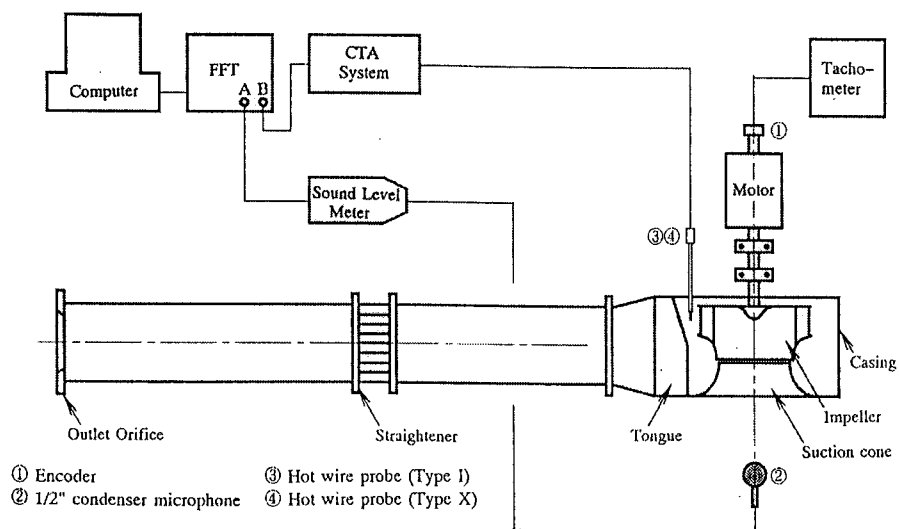


図 3.3.23 測定機器の構成③
(舌部周辺の流れと騒音のコヒーレンス計測)

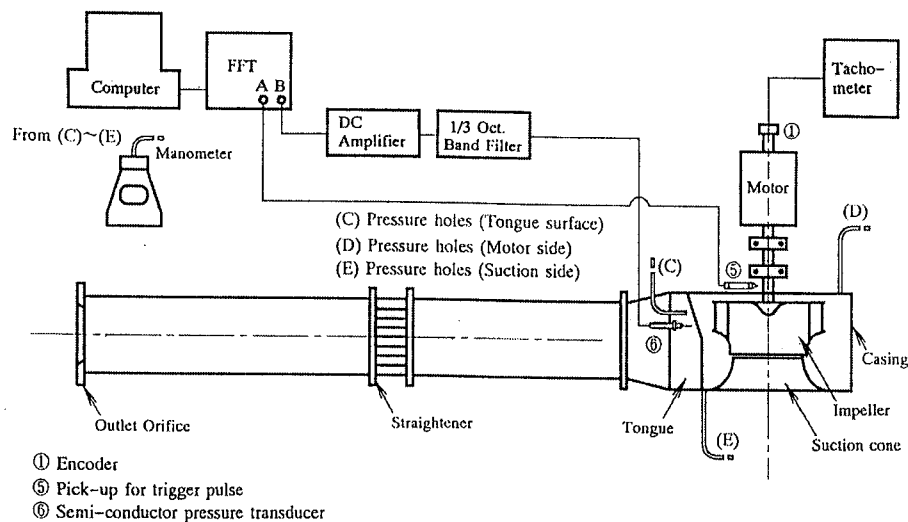


図 3.3.24 測定機器の構成④
(舌部表面圧力変動と騒音のコヒーレンス計測)

表 3.3.4 計測機器の主要諸元

計測項目	計測機器など	諸元・備考
流量設定	オリフィス	全閉～全開まで 16 流量を設定
羽根車回転数	電磁ピックアップ (小野測器 MP-6) デジタルカウンタ (小野測器 TM-123)	60P/R
トリガ出力	電磁ピックアップ (小野測器 MP-910)	
送風機静圧	ベッツ型マノメータ (理化精機 TYPE F-213)	
軸動力 L	電気動力計	供試送風機に付属
吸込み口騒音	1/2" コンデンサマイクロホン (B&K TYPE4155) 精密騒音計 (B&K TYPE2234)	周波数特性 20Hz～16kHz で±2dB 以内
羽根出口流速	熱線プローブ (日本カノマックス TYPE0251R-T5) 熱線流速計 (同 TYPE1011, 1013, 1008, 1075)	プローブ形状 I 型 材質 タングステンワイヤ 設定流速 0～30m/s
舌部表面圧力	半導体圧力トランスデューサ (豊田工機 PMS-5-0.5H) 直流増幅器 (豊田工機 AA6010)	1 次共振周波数 10kHz 以上 測定可能圧力 0.5kgf/cm ²
周波数分析	FFT 分析器 (小野測器 CF-350Z) 1/3 オクターブバンドフィルタ (RION SA-59A)	

3.4 供試送風機の騒音特性

供試送風機の最高効率点風量における 1/3 オクターブバンド騒音スペクトルを図 3.4.1 に示す。送風機が空気力学的に発生する騒音は、前述のように回転騒音と乱流騒音に大別される。ここでの羽根車回転数は 1500rpm であり、翼通過周波数 f_b は羽根枚数 Z × 回転数 $n=300\text{Hz}$ となり、翼通過周波数を含む 1/3 オクターブバンド中心周波数 315Hz に 1 次の回転騒音が、630Hz、1250Hz に 2 次、4 次の成分がそれぞれ卓越して現れており、回転騒音成分が支配的な成分となっている。一方、広帯域の乱流騒音成分は回転騒音成分に比べると相対的にレベルが低く、オーバーオールレベルに対する寄与は副次的である。

風量比を変化させた場合の騒音スペクトルを図 3.4.2 および図 3.4.3 に示す。風量比は部分風量点 ($Q/Q^*=0.3$ 、最高効率点風量の 30% 風量)、最高効率点風量点 ($Q/Q^*=1.0$) および過大風量点 ($Q/Q^*=1.3$ 、同 130% 風量) の 3 種類で比較した。部分風量 ($Q/Q^*=0.3$) では低周波数域の乱流騒音成分が大きく、回転騒音成分があまり目立たない。また、31.5Hz に卓越成分が見られるが、これは旋回失速による騒音と見られる。風量が増加していくと、乱流騒音成分が高周波数域へ移行するとともに、回転騒音成分も卓越してくる。過大風量 ($Q/Q^*=1.3$) では、回転騒音、乱流騒音ともに最高効率点風量時よりも高い。なお、低周波数域の乱流騒音はあまり差がない。

羽根車回転数を変えた場合の回転騒音の音圧レベルを図 3.4.4 および図 3.4.5 に示す。送風機の騒音の強さは理論的には代表流速（羽根車周速度）の 6 乗に比例することが示されているが、遠心送風機の場合はケーシングの非対称性などの影響により速度乗数は 6 にはならず、5 に近くなる²⁸⁾。なお、実際の送風機騒音から相似則によって統計的に得られた比騒音レベル（式 (3.3.1)）において、流量、全圧は、

$$Q \propto u_2 \quad P_T \propto u_2^2$$

であるから、

$$L_{SA} \propto 50 \log_{10} u_2$$

を得る。したがって、送風機騒音は統計的に代表流速の 5 乗に比例することがわかる。供試送風機の場合も乗数は 4 から 5 となった。

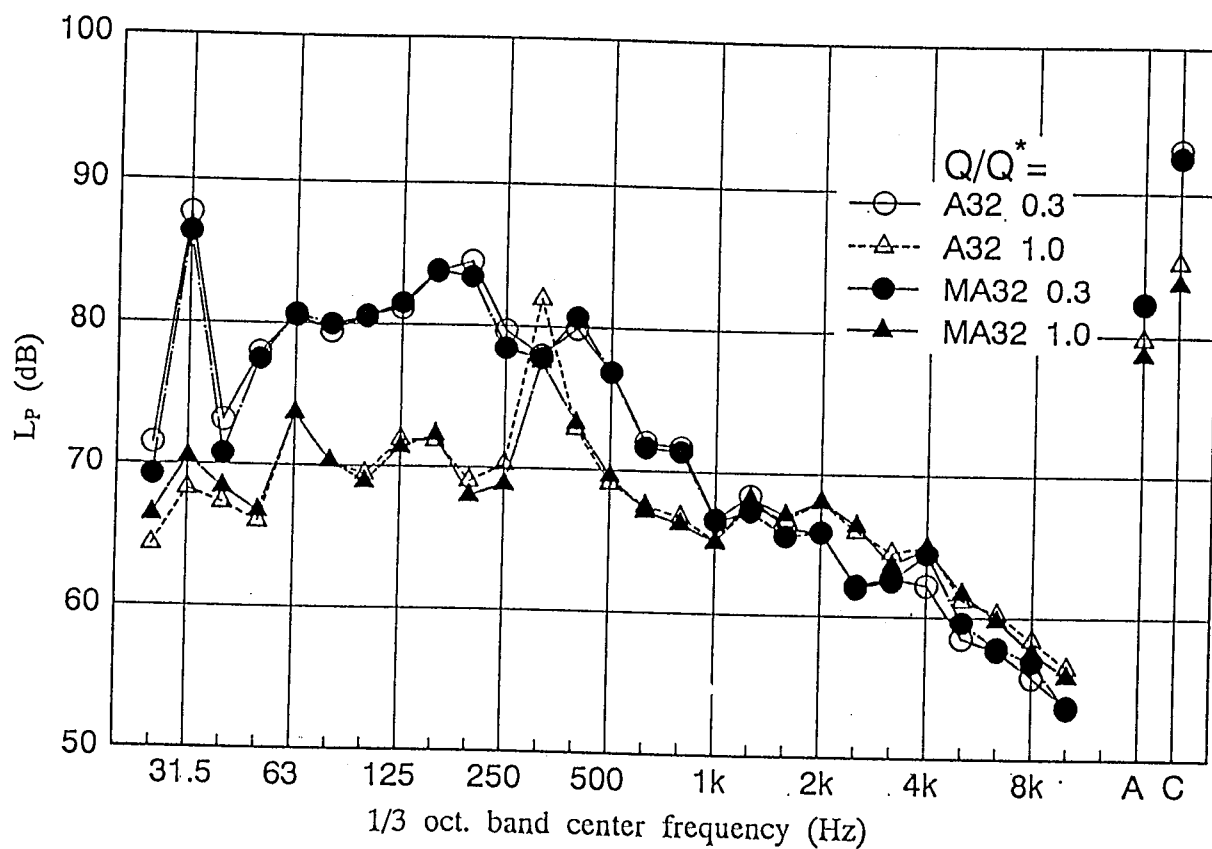


図 3.4.1 供試送風機の騒音特性（風量比の影響①）

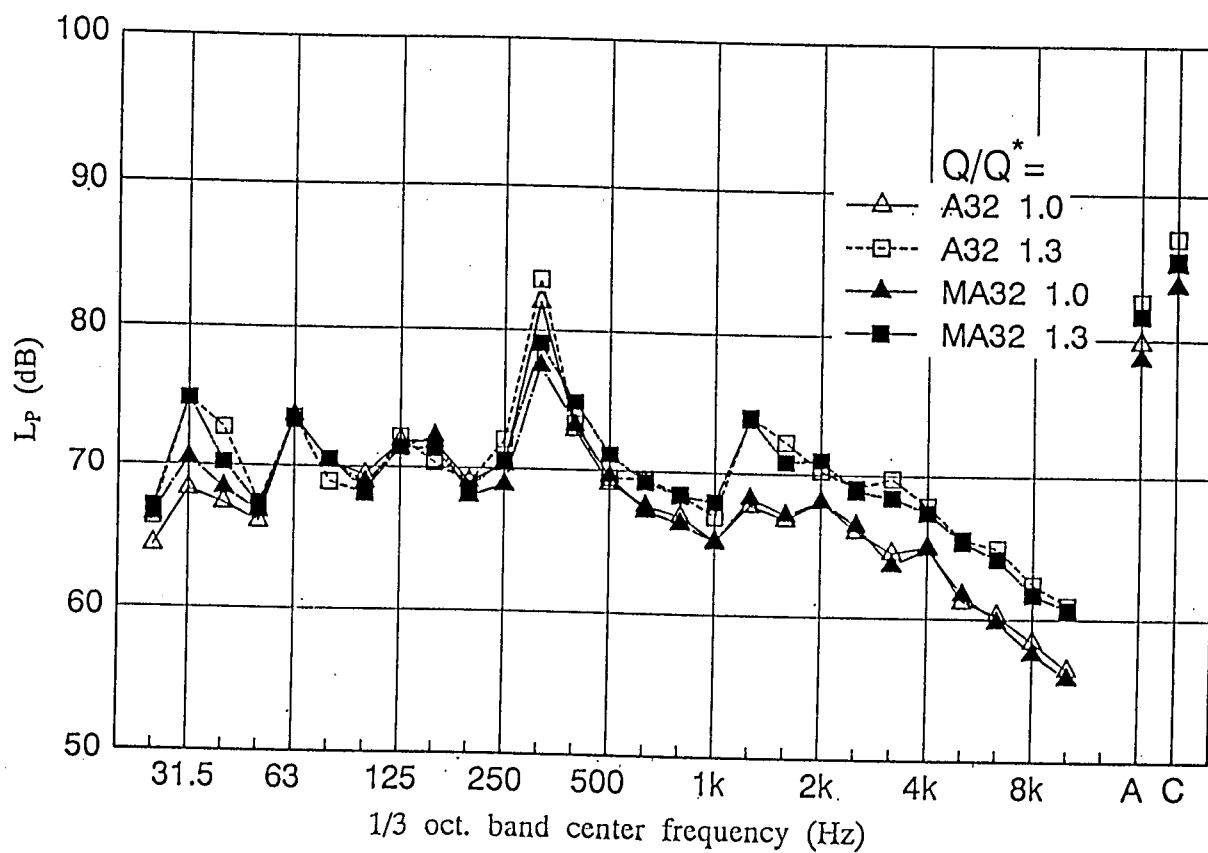


図 3.4.2 供試送風機の騒音特性（風量比の影響②）

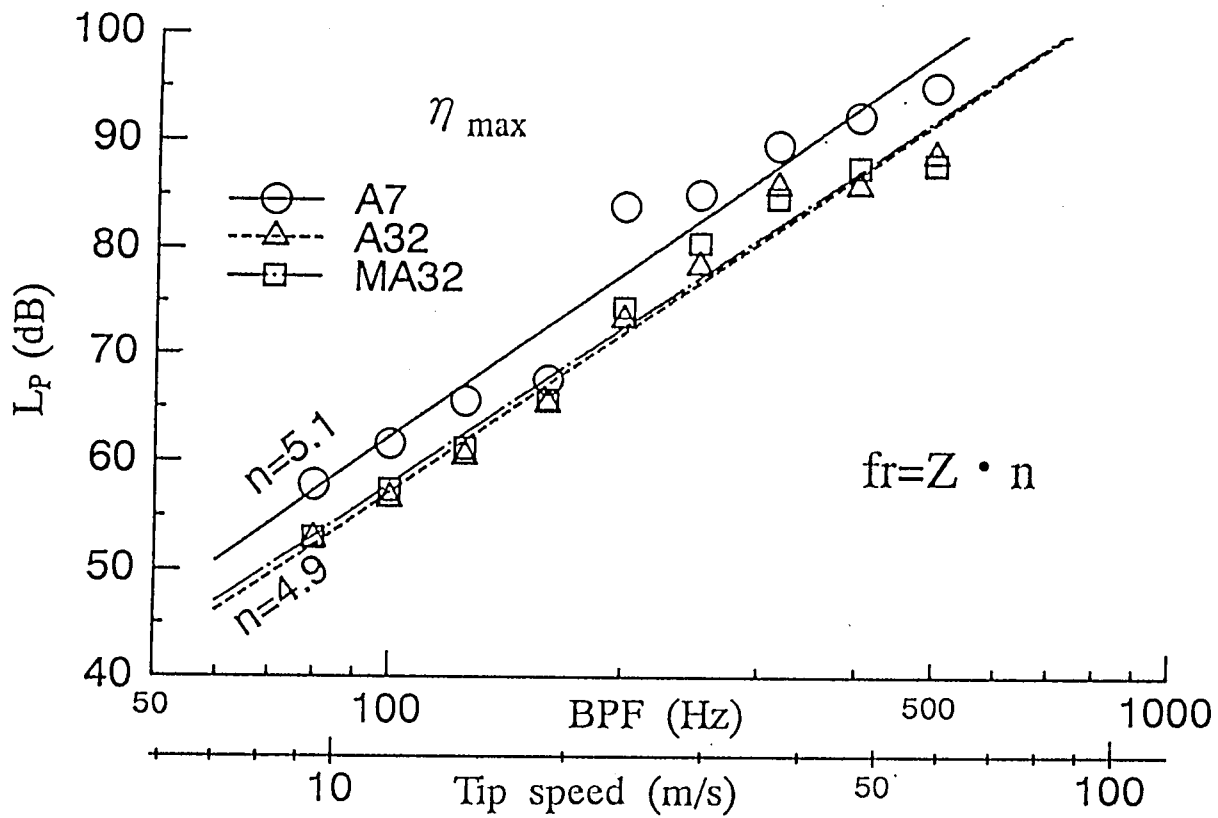


図 3.4.3 供試送風機の騒音特性（回転騒音の速度依存性）

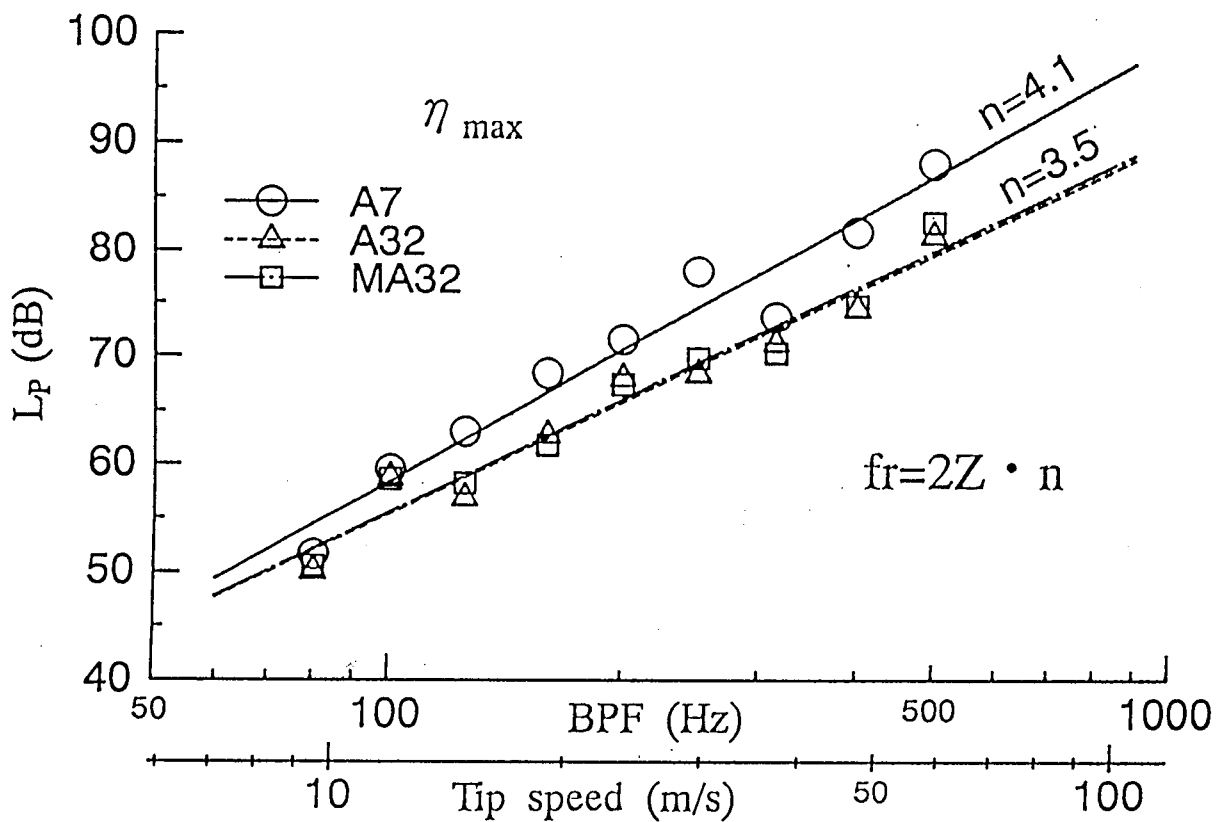


図 3.4.4 供試送風機の騒音特性（回転騒音の二次成分の速度依存性）

3.5 舌部形状の改良による回転騒音の低減

遠心送風機の騒音において支配的な成分である回転騒音は、羽根出口流れと舌部が干渉して生じる周期的な圧力変動が音源となる。したがって、回転騒音の低減においては、音源部位である舌部形状の改良が最も効果的であることは明らかである。ここでは、送風機の構造要素である舌部形状を改良して、空力性能を低下することなく回転騒音を低減することを試みた。まず、舌部すきま、舌部先端半径、舌部高さといった寸法が性能、騒音に与える影響を調べた。次に、羽根幅方向にすきまを変化させた変隙形舌部の騒音低減効果を調べ、従来形状の舌部と比較した。また、変隙形舌部の騒音低減メカニズムを明らかにするため、舌部周辺の流れを計測して流れの変化が回転騒音低減に及ぼす影響を調べるとともに、流れの変動と騒音とコヒーレンス関数を求め、音源としての寄与度がどのように変化しているかを調べた。

3.5.1 舌部すきまの影響

図 3.5.1 は従来形状の舌部で、舌部すきまを変化させた場合の性能・騒音特性の比較である。舌部すきまを大きくすると、低風量域での圧力係数、効率が向上する傾向にある。このことは、すきまを大きくすると、低風量域におけるサージングや旋回失速といった不安定現象の原因となる右上がり特性が改善されていることを意味し、より安定性能に近づいているといえる。また、舌部すきまを大きくするにつれて最高効率点風量が低風量側に移行する傾向がある。すなわち、すきまを大きくすることは、高風量形の送風機を設計する場合には不利になる。しかし効率の最大値 $\eta_{\max}$ は舌部すきまが大きい方が高くなり、A7($t_m/D_2=1.7\%$)に比べて A62($t_m/D_2=14\%$)は約 2% 向上している。なお、動力係数はすきまの影響があまりない。

オーバーオール騒音レベルは低風量域から風量が増加するにしたがって漸減し、 $\eta_{\max}$ に近い風量域で最小値を示し、それ以上の過大風量域では再び漸増する傾向を示す。これは、送風機が $\eta_{\max}$ で運転している状態でケーシング内部および羽根車を通過する流れの乱れが最も少なくなり、設計状態に近い流れになっていると考えられ、性能のみならず、騒音の観点からも送風機を $\eta_{\max}$ にて運転するのが理想的と言える。これは全ての舌部についていえることである。比騒音レベルについても同様であり、性能が考慮される分、風量による差が騒音レベルよりも大きく現れている。舌部すきまの大きさで比較すると、すきまが大きいほど、騒音レベル、比騒音レベルともに低下する。この効果は $t_m=26\text{mm}$ ($t_m/D_2=5.8\%$) までは明確に現れ、原形の A7 と A26 とで比較した場合、 $\eta_{\max}$ において 8dB もの差がある。一方、 $t_m/D_2=8\%$ 以上では、すきまを大きくする効果は徐々に小さくなっていき、 $t_m/D_2=10\%$ 付近からはほとんど効果が得られない。

図 3.5.2 は騒音スペクトルの比較である。原形である A7 の騒音スペクトルは、翼通過周波数とその高次の周波数から成る回転騒音成分が卓越している。すきまを大きくす

ると、回転騒音成分が顕著に低下し、特に高次の成分は $t_m=7\text{mm}$ から 18mm の間に完全に消滅している。しかしながら、1 次の回転騒音成分は $t_m=62.5\text{mm}$ ($t_m/D_2=14\%$) まで大きくしても依然卓越成分として残っている。遠心送風機の構造上、舌部付近で流れが急激に変化することが避けられないため、舌部すきまを広げるだけでは回転騒音を完全に消去することが極めて困難であることが推察される。なお、広帯域の乱流騒音成分については、すきまの大きさによる差はほとんどない。

3.5.2 舌部先端半径の影響

同一の舌部すきまを有する舌部において、舌部先端半径 r を 7mm 、 12mm 、 18mm と変えた場合の性能・騒音特性の比較を図 3.5.3 に示す。

また、騒音スペクトルは図 3.5.4 のようになる。 r が大きいほど回転騒音成分が大きくなっているのがわかる。これは、舌部先端半径の増加により、音源領域すなわち羽根後流と舌部が干渉する領域が増加するためである。したがって、舌部先端半径は小さくするほど騒音低減効果が得られると推察できるが、舌部先端を尖らせると新たな離領域を生じて騒音が上昇する可能性もあると考えられる。後述の第 3.8 章で示す供試送風機においては、舌部先端半径を大きくしたほうが騒音が低減している。

3.5.3 舌部高さの影響

同一の舌部すきまを有する舌部において、舌部高さ h を変えた場合の性能、騒音特性の比較を図 3.5.5 に示す。舌部高さ h が高くなると、圧力係数は低風量域では向上するが、 $\eta_{\max}$ を超えると逆に低下する。この傾向は h が大きいほど強くなる。効率についても同様の傾向が見られる。これは h が大きいと吐出し流れをせき止める状態となって風量が十分得られなくなるためである。したがって、小風量形として設計する場合は h が大きいと最高効率点が低風量側に移行するので有利であるが、 $\eta_{\max}$ は小さくなるので好ましくない。

オーバーオール騒音レベルおよび比騒音レベルについても、低風量域では h が大きい方ほどレベルが小さくなるが、 $\eta_{\max}$ を超えると逆にレベルが上昇する。

$\eta_{\max}$ における騒音スペクトルを比較すると図 3.5.6 のようになる。1 次の回転騒音はほとんど差がない。なお、 2kHz 以上の広帯域成分において h が大きい舌部ほど音圧レベルが小さくなっているが、 h が大きい舌部はその分 $\eta_{\max}$ が低風量域に移行しているためであり、風量が少ない分、高周波の乱流騒音成分が小さくなっている。

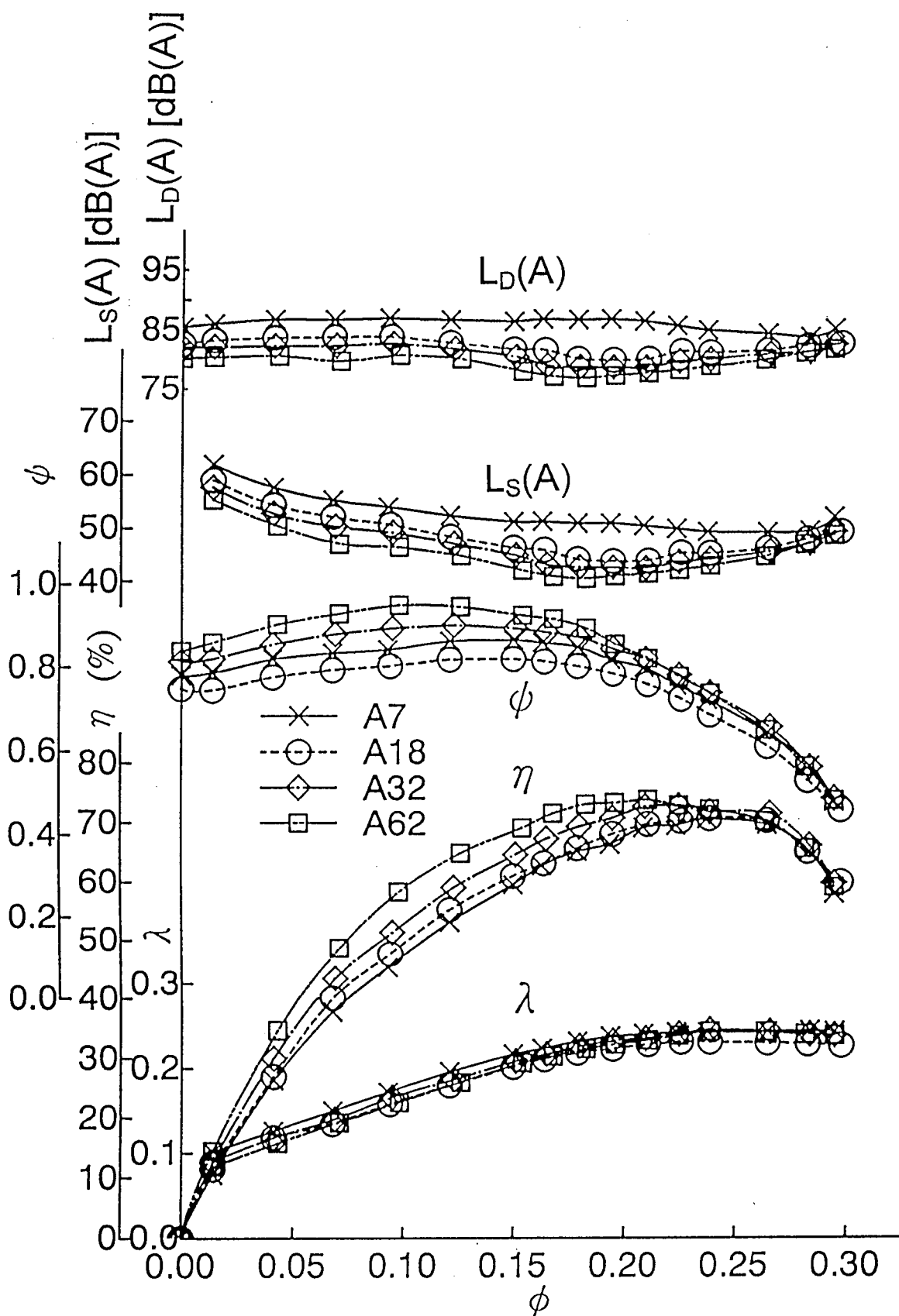


図 3.5.1 性能・騒音特性（舌部すきまによる比較）

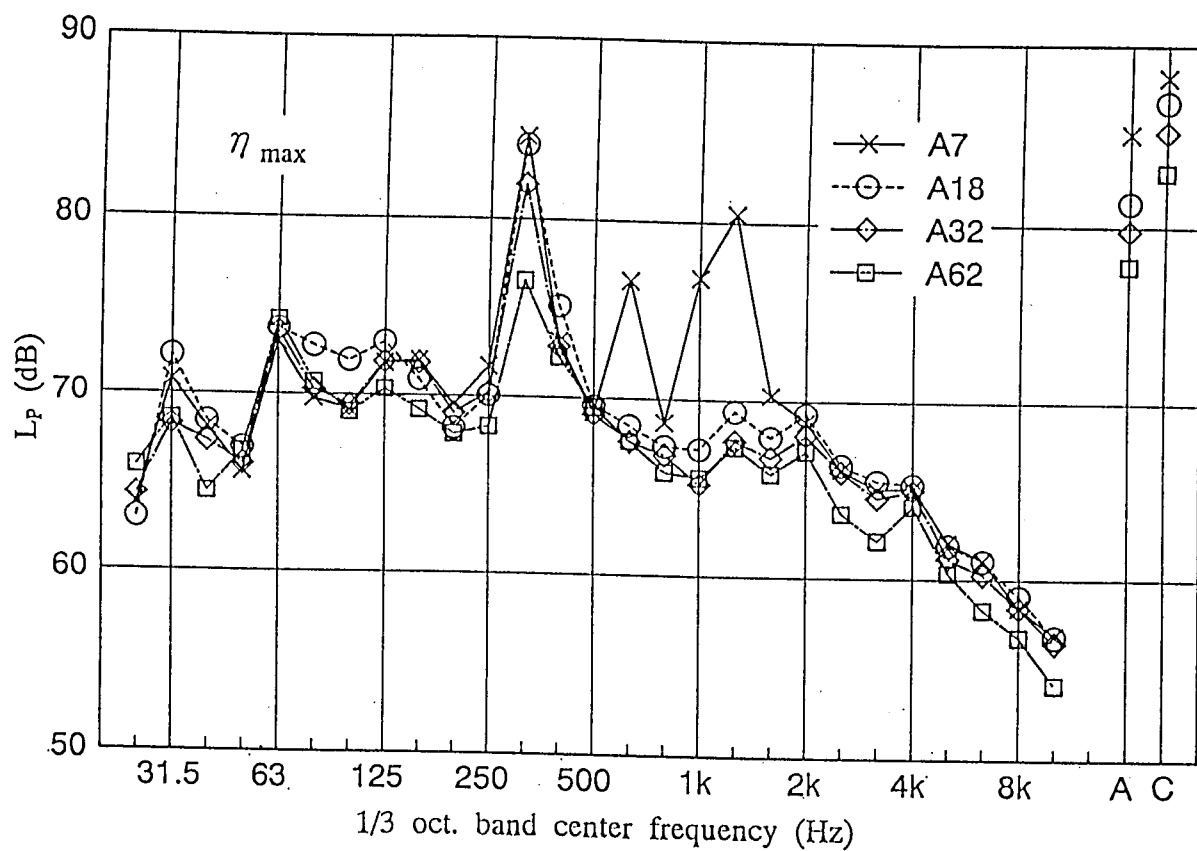


図 3.5.2 騒音スペクトル (舌部すきまによる比較)

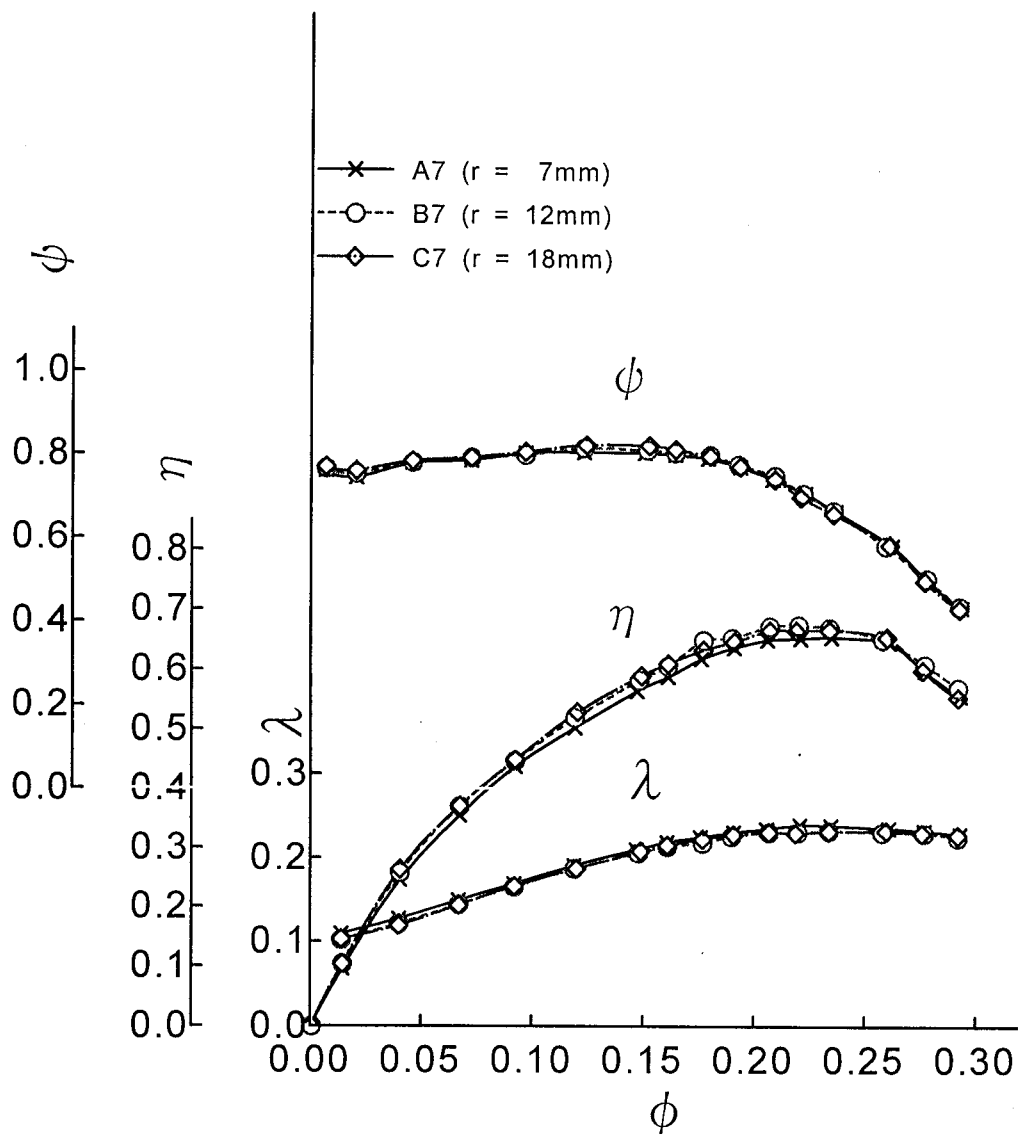


図 3.5.3 性能特性（舌部先端半径による比較）

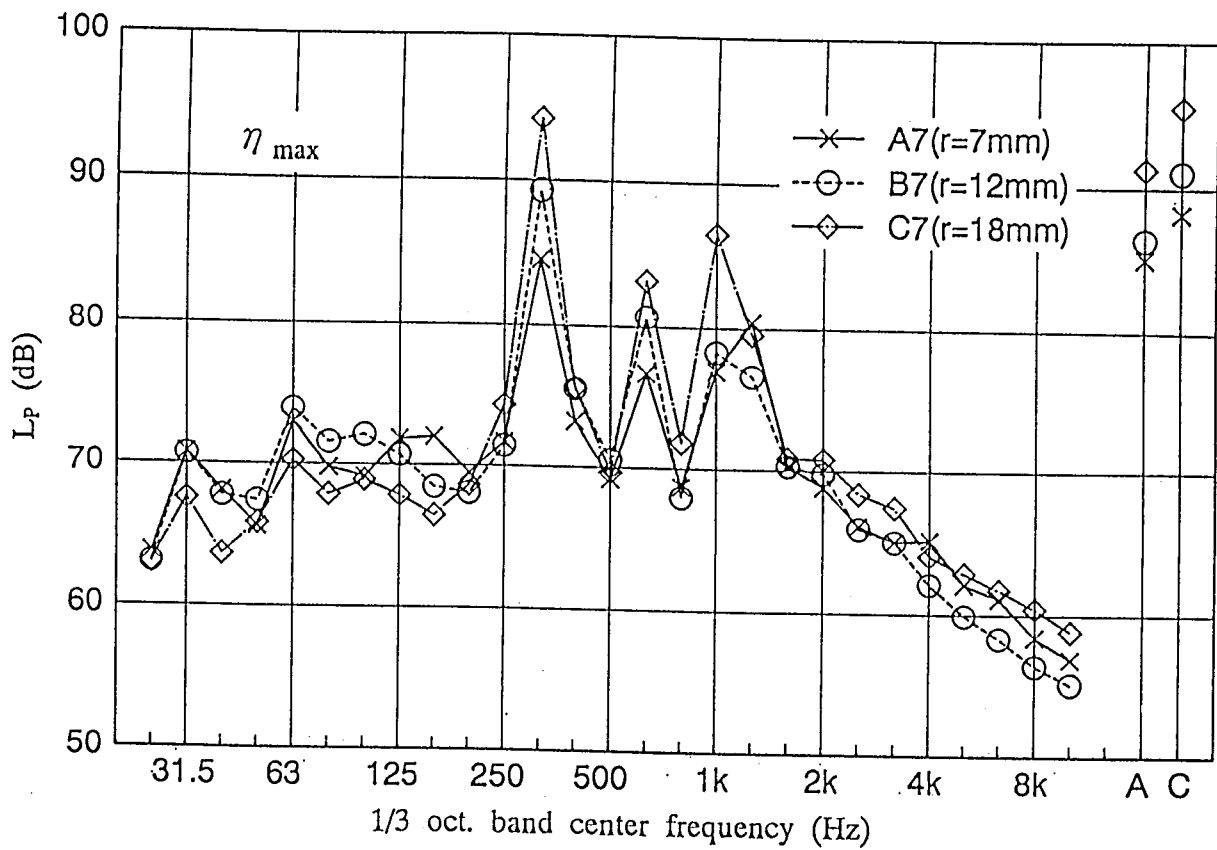


図 3.5.4 騒音スペクトル (舌部先端半径による比較)

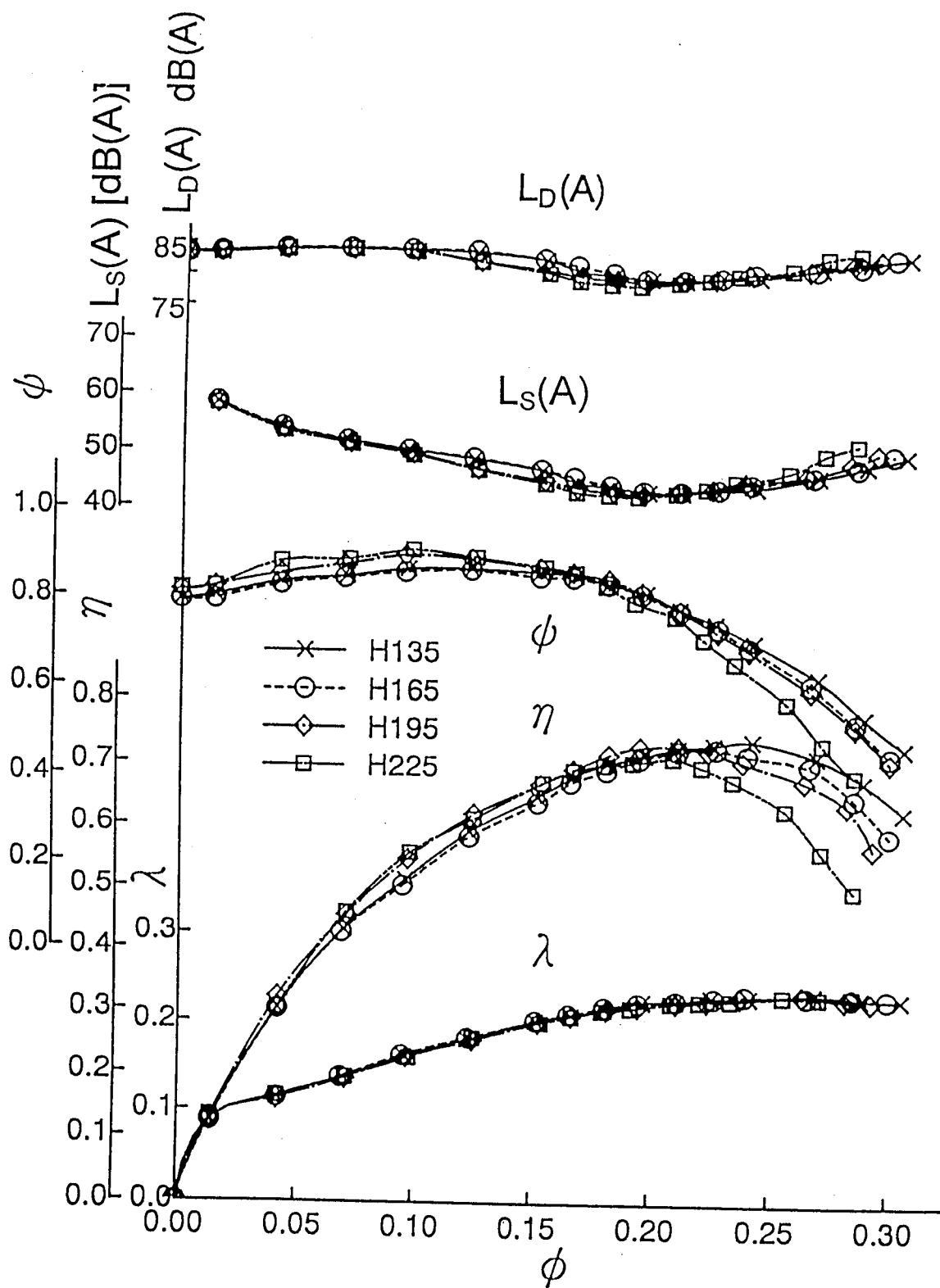


図 3.5.5 性能・騒音特性（舌部高さによる比較）

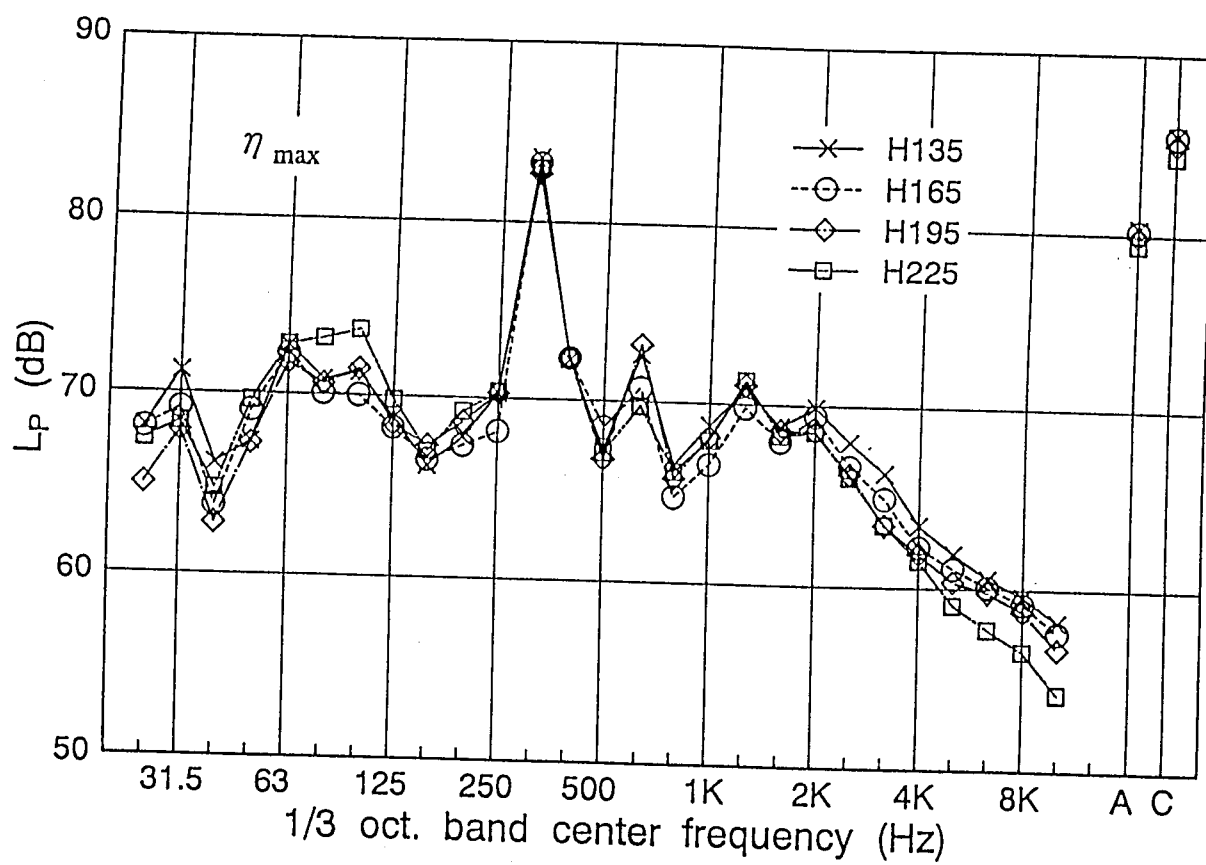


図 3.5.6 騒音スペクトル (舌部高さによる比較)

3.5.4 変隙形舌部の騒音低減効果

本研究にて試作した変隙形舌部の回転騒音低減効果を明らかにするために、同一の平均舌部すきま t_m における従来形舌部と変隙形舌部の性能・騒音特性を比較する。図 3.5.7～図 3.5.9 は、それぞれ平均舌部すきま $t_m=18\text{mm}$ ($t_m/D_2=4.0\%$)、 $t_m=32\text{mm}$ ($t_m/D_2=7.1\%$)、 $t_m=63\text{mm}$ ($t_m/D_2=13.8\%$) における従来形舌部と改良形舌部の性能・騒音特性である。最高効率点風量より低い風量域では全般的に従来形の方が効率および圧力係数が高い値を示している。しかし、最高効率点風量については変隙形の方が高風量寄りになっている。オーバーオール騒音レベルおよび比騒音レベルは、変隙形舌部のレベルが総じて低くなっているが、その差は 1dB 程度とわずかである。これは、変隙形舌部の騒音低減効果は主に回転騒音成分にあるためで、その他の騒音成分も含まれるオーバーオールレベルには顕著な差が見られない。

同一の t_m で騒音スペクトルを比較したものを図 3.5.10～図 3.5.12 に示す。図 3.5.10 の $t_m=18\text{mm}$ による比較では、1 次の回転騒音成分において約 3dB の差があり、変隙形による回転騒音の低減効果が現れている。一方、広帯域の乱流騒音成分についてはほとんど違いが見られない。また、図 3.5.11 の $t_m=32\text{mm}$ による比較では、同様に 1 次の回転騒音成分において約 4dB の差があり、回転騒音の低減効果が現れている。

その他の舌部についても同様の比較を行い、 t_m と 1 次の回転騒音音圧レベルの関係を従来形舌部および変隙形舌部についてまとめたものが図 3.5.13 である。従来形、変隙形ともにすきまを大きくしていくと音圧レベルが減少していくが、その効果はすきまが大きくなるにつれて小さくなり、 $t_m/D_2=10\%$ を超えるとその効果はほとんど得られない。同一の t_m による比較では、変隙形舌部はさらなる低減効果を示す。その差はすきまが小さいほど大きく、 $t_m=18\text{mm}$ では約 3dB、 $t_m=32\text{mm}$ では約 4dB の差がある。しかし、 $t_m/D_2=10\%$ を超えると両者の差はほとんどない。これは、すきまが十分大きい場合には羽根後流の変動が舌部と干渉する前に減衰し、幅方向にすきまを変化させた効果が現れないためである。

以上から、変隙形舌部は、同一の平均舌部すきまの従来形舌部に比べて優れた回転騒音低減効果を有していることが明らかとなった。また、空力性能の低下は見られないことから、送風機の静音設計において、変隙形舌部の適用は有効であると言える。

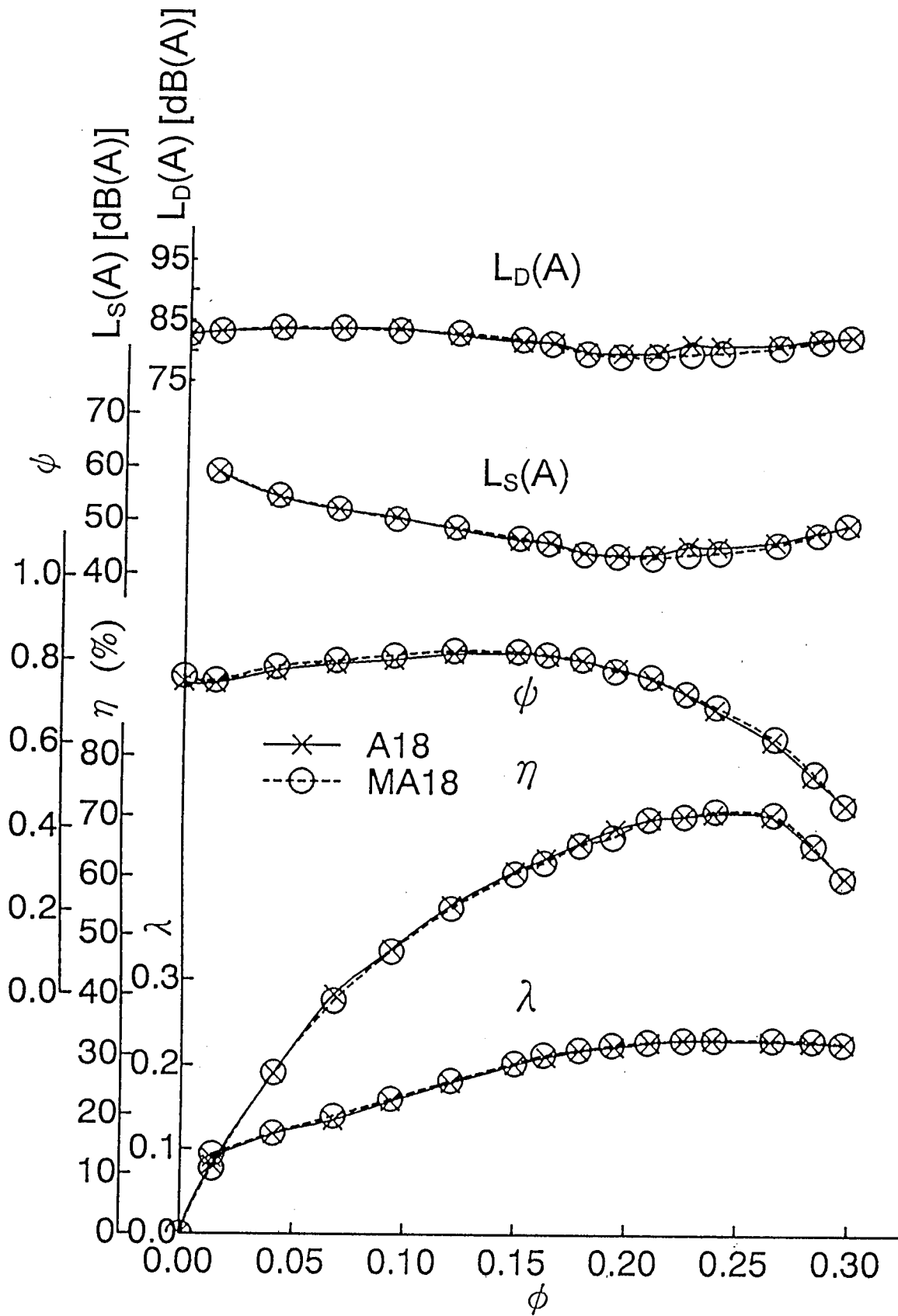


図 3.5.7 性能・騒音特性
(同一の舌部すきまを持つ従来形舌部と変隙形舌部の比較①)

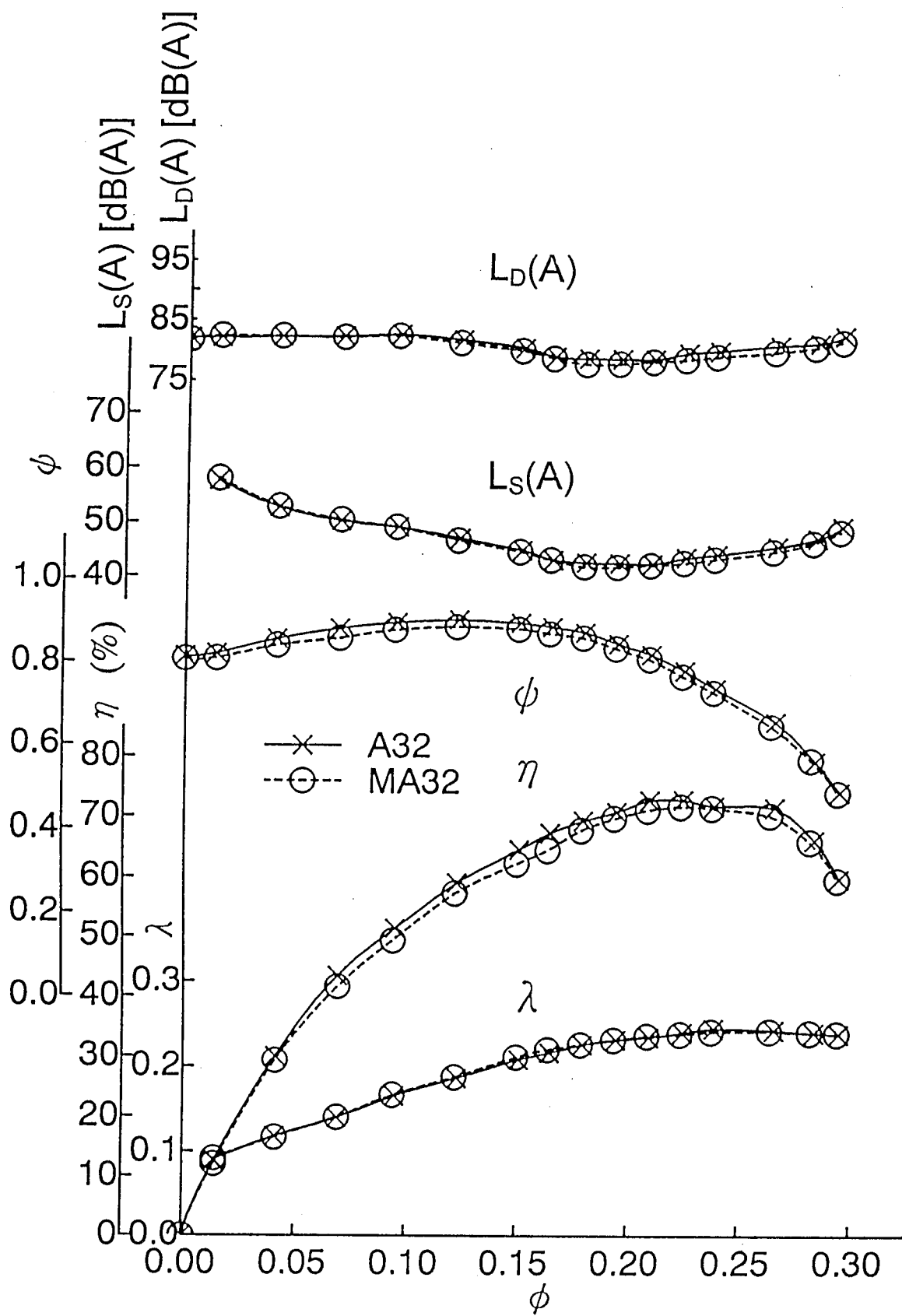


図 3.5.8 性能・騒音特性
(同一の舌部すきまを持つ従来形舌部と変隙形舌部の比較②)

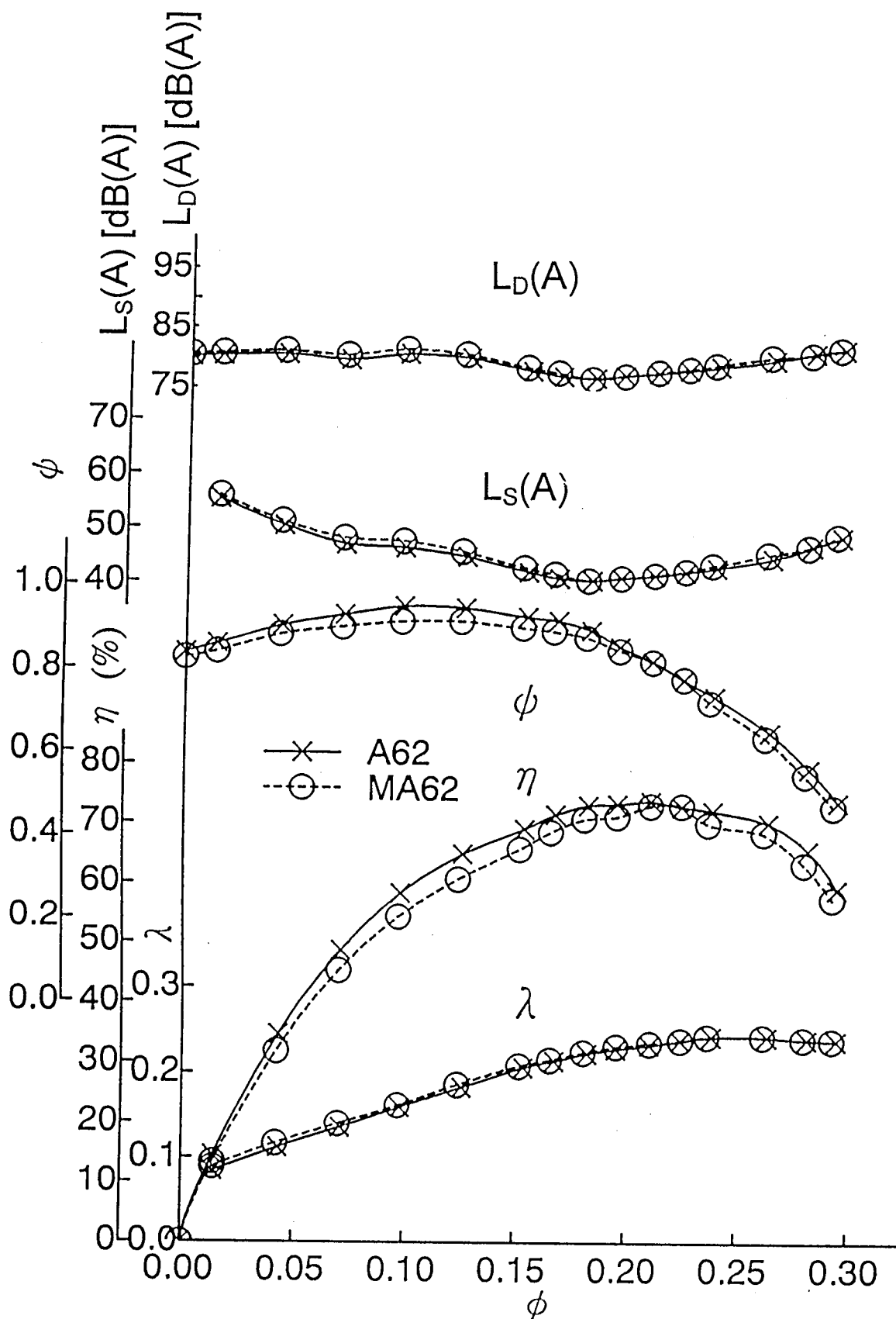


図 3.5.9 性能・騒音特性
(同一の舌部すきまを持つ従来形舌部と変隙形舌部の比較③)

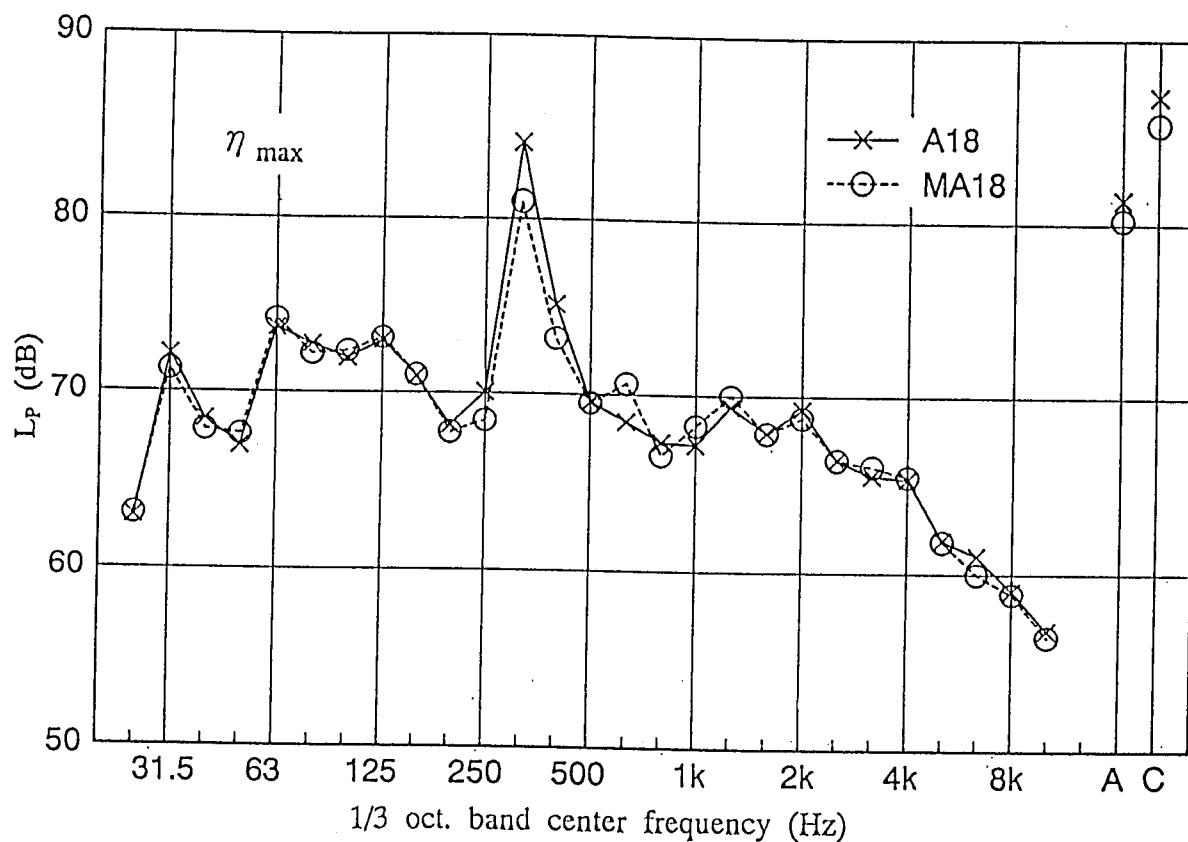


図 3.5.10 騒音スペクトル
(同一の舌部すきまを持つ従来形舌部と変隙形舌部の比較①)

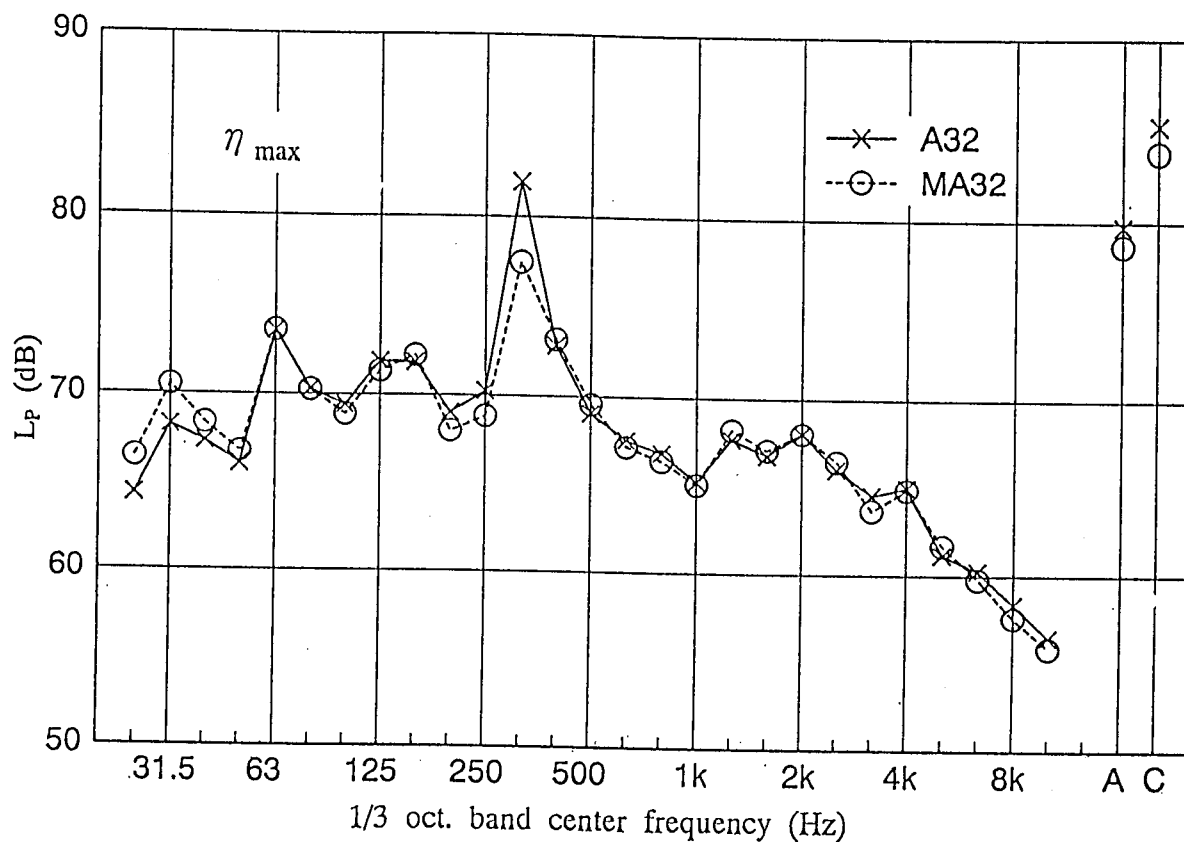


図 3.5.11 騒音スペクトル
(同一の舌部すきまを持つ従来形舌部と変隙形舌部の比較②)

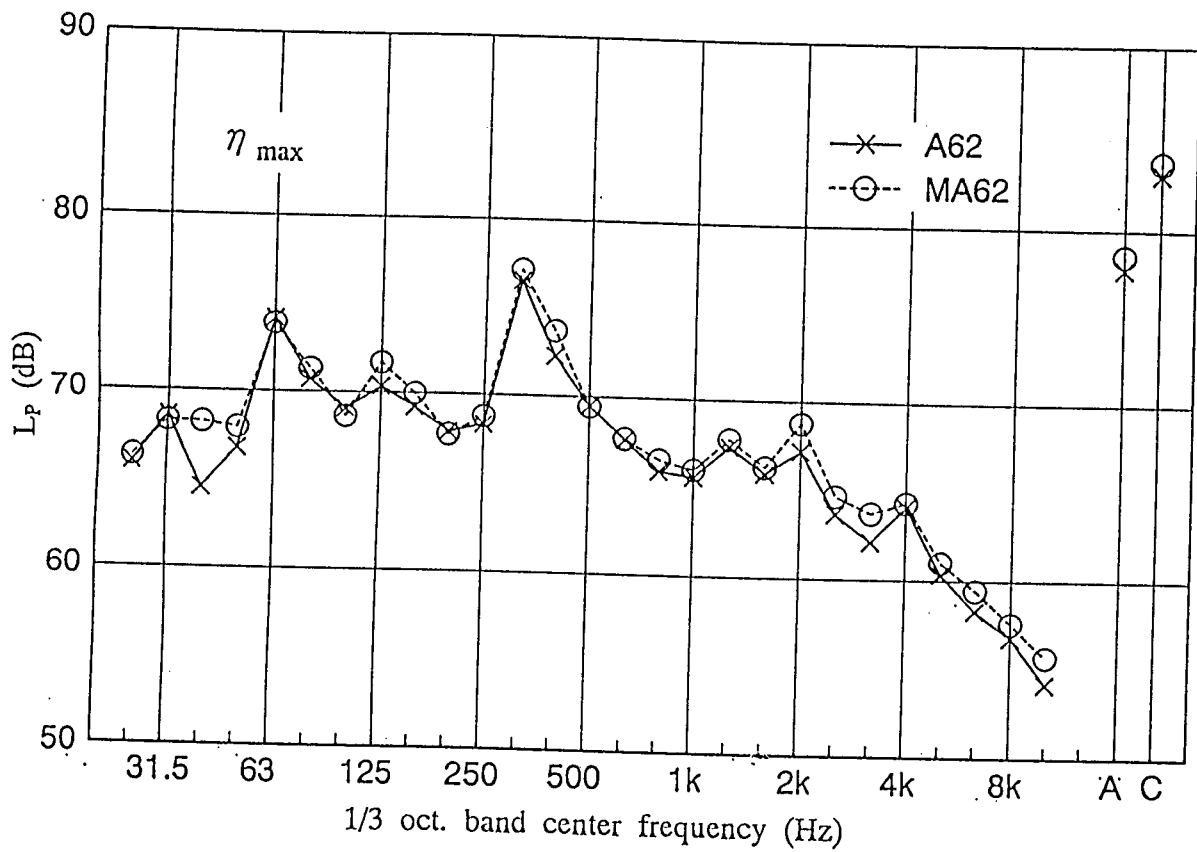


図 3.5.12 騒音スペクトル
(同一の舌部すきまを持つ従来形舌部と変隙形舌部の比較③)

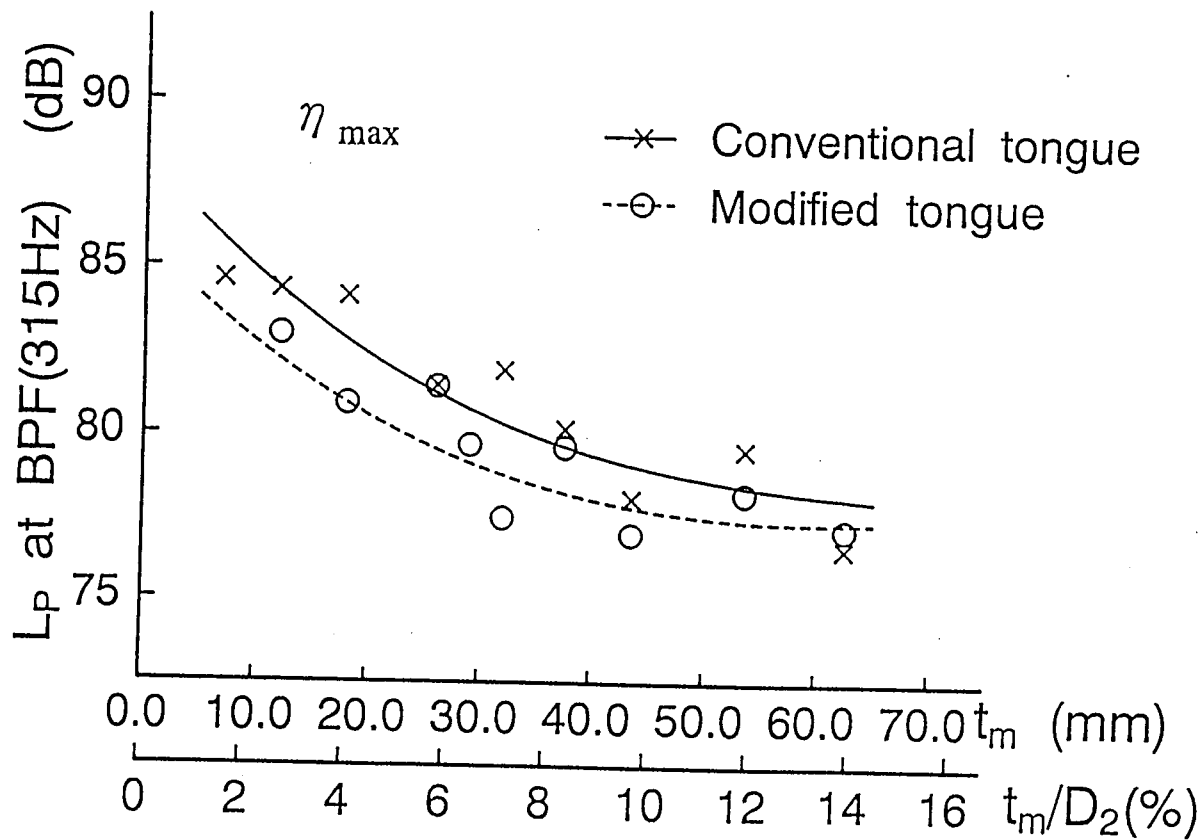


図 3.5.14 平均舌部すきまと1次の回転騒音の関係

3.5.5 変隙形舌部の騒音低減機構

舌部すきまを羽根幅方向に変化させた変隙形舌部により、同じすきまの大きさを持つ従来形状の舌部に比べて回転騒音に対するより優れた低減効果を得ることができた。これは、舌部形状によって舌部周辺の流れが変化し、舌部の音源としての寄与度が低下したからに他ならない。そこで、この騒音低減メカニズムを解明するために、舌部周辺の流れの様子を詳細に測定し、変隙形舌部が舌部周辺の流れに及ぼす影響を調べ、騒音低減効果を検証する。ここでは、標準形ですきまが小さい A7 形 ($t_m/D_2=1.7\%$)、同一の t_m で従来形と変隙形の回転騒音のレベル差が最も大きかった A32 形および MA32 形 ($t_m/D_2=7.1\%$) の 3 種類を主な供試舌部とし、比較を行った。

3.5.5. (1) ケーシング内部流動への影響

まず、舌部形状の変化がケーシング内部全体の流れにどのような影響を及ぼしているかを調べるために、ケーシング壁面の時間平均静圧およびケーシング内部の時間平均流速分布を測定した。いずれも $\eta_{\max}$ における比較であり、ここでの最高効率 は A32、MA32、A7 の順に高く、A32 と A7 の差は 2% 程度である。

① 壁面静圧分布

ケーシング壁面に多数設けた圧力孔から得た時間平均静圧の分布をカラー表示し、供試舌部で比較したものを図 3.5.15 および図 3.5.16 に示す。なお、図 3.5.15 は吸込みコーン側のケーシング壁面、図 3.5.16 はモータ側のケーシング壁面であり、いずれも最高効率点風量における比較である。羽根後流の影響を受けやすいモータ側壁面では、すきまが小さい A7 は、舌部先端付近の流速が速く、その分圧力が低くなっている。一方、すきまが大きい A32、MA32 は、後流が減衰して圧力が回復するため、舌部先端付近の静圧が高くなっている。また、吐出し口上部に低圧部が生じているが、これは大きな 2 次流れの影響によるものと推察される。また、ケーシング全体を見ると、A7 の圧力が高い傾向にあるが、これは A7 の最高効率点風量が他に比べて若干大きいためである。

舌部表面における時間平均圧力の分布を示したものが図 3.5.17～図 3.5.19 である。なお、縦軸は $\frac{1}{2}\rho u_2^2$ で示してある。図中 A 列は、舌部先端に最も近い圧力孔列である。一般的に、羽根出口流を直接受ける $e=0\sim 0.5$ と羽根出口部分から外れた $e=0.5\sim 1.0$ では分布に大きな差があり、 $e=0\sim 0.5$ の静圧が高くなっている。これはすきまが小さい A7 では、羽根幅方向に流れが拡散しないためである。一方すきまが大きい A32 は流れが拡散するために $e=0.5\sim 1.0$ における静圧も高い。MA32 は両者の中間的な値を示している。任意の断面位置(e)で各舌部を比較すると、そこでのすきまの大きさに圧力の大きさが比例している。すなわち、舌部先端付近ではそのすきまの大きさに応じて静圧が回復することがわかる。舌部先端から離れた B 列においては、A 列と傾向が類似しているが、幅方向の差が少なくなっている。吐出し口側にある C 列では、幅方向の圧力分布がほぼ一

様であり、流れが偏っていないことがわかる。

なお、舌部表面静圧の周方向分布は図 3.5.20 のようになる。供試舌部は A7 である。最も静圧が低いのが舌部先端付近であり、舌部先端付近から遠ざかるにつれて静圧が上昇し、すきまに応じて圧力が回復していくのがわかる。また周方向分布において差が大きいのは主板側であり、羽根出口流の影響が現れている。

以上から、舌部すきまおよび舌部形状を変えることにより、ケーシング内部全体の流れに影響が及ぶことがわかる。また、舌部表面圧力は舌部すきまの影響が顕著である。

② 流速分布

図 3.5.21 はケーシング内部各測定点における流速を、主流の大きさおよび方向を示すベクトルで示したものである。なお流速は羽根車半径方向の速度成分 u_r および周方向の速度成分 u_θ を合成しているので、羽根幅方向の速度成分は考慮していない。羽根出口流

を直接受ける部分 ($e=0\sim0.5$) とそうでない部分 ($e=0.5\sim1.0$) では、主流の方向に大きな差がある。 $e=0\sim0.5$ では羽根出口流れの影響で半径方向成分が強く、 $e=0.5\sim1.0$ ではケーシングに沿う流れとなるために周方向成分が強い流れとなっている。各断面にて三者を比較すると、すきまが大きいほど周方向成分が強くなっている。これは、すきまが大きいと相対速度成分が小さくなることを示しており、その傾向はケーシング内部全体に及んでいる。一般に相対速度の低下は圧力特性の上昇につながるために性能向上を示すが、三者の $\eta_{\max}$ における圧力係数を比較すると A32、MA32、A7 の順となり、流速分布の傾向と一致している。

図 3.5.22 は舌部先端に最も近い測定位置（すきま比 $d/D_2=1.07$ ）にて熱線プローブを羽根幅方向にトラバースした場合の主流方向の時間平均流速分布を比較したものである。 $e=0\sim0.5$ において、すきまが小さい A7 の流速が速く、すきまが大きい A32、MA32 の流速が低くなっている。これは、すきまを大きくすることで舌部先端に達する後流の流速が減少していることを示し、同時に舌部先端と後流の干渉が緩和されていると推測できる。また、主流の方向 θ を見ると、 $A7 < MA32 < A32$ の順に θ が大きくなり、すきまの大きさに比例して流れがケーシング内に巻き込む流れとなっている。従来形舌部 (A7、A32) では、 $e=0.1$ および $e=0.5$ 付近において流速が局所的に上昇している。これは羽根車主板および側板の位置に対応し、主板、側板の影響によって流速が相対的に上昇している。変隙形舌部 (MA32) では、すきまが大きくなる $e=0.1$ 付近ではこのような減少は緩和されている。

A32 は側板側のすきまが大きく、羽根幅方向に羽根出口流が拡散するため、 $e=0.5\sim1.0$ における流速が高くなっている。この点について、側板側すきま t_1 が A32 と近い MA35($t_1=25\text{mm}$)と MA37($t_1=30\text{mm}$)についても同様の比較を行い、流れが拡散する下限のすきま比を調べたものが図 3.5.23 である。その結果、MA37 では A32 と同じように $e=0.5\sim1.0$ における流速が大きい、MA35 では流速が低い。このことから、 $t_1=25$

～30mm($t_1/D_2=5.6\sim6.7\%$)を境に舌部付近の流れが大きく変化するといえる。 $t_1=25\sim30\text{mm}$ よりもすきまの小さな舌部では、ケーシングスクロールに再度巻き込む流れがブロックされ、羽根出口部分から外れたケーシング内に流れが拡散しない。一方、 $t_1=25\sim30\text{mm}$ より大きなすきまを持つ舌部では、この巻き込み流れが舌部の下方へ流れ、循環流として拡散しているものと推察する。主流の方向(角度)を比較しても、A7、MA32、A32 の順にケーシングに巻き込む流れの傾向が強く、舌部すきまを大きくすると巻き込み流れが増大することがわかる。

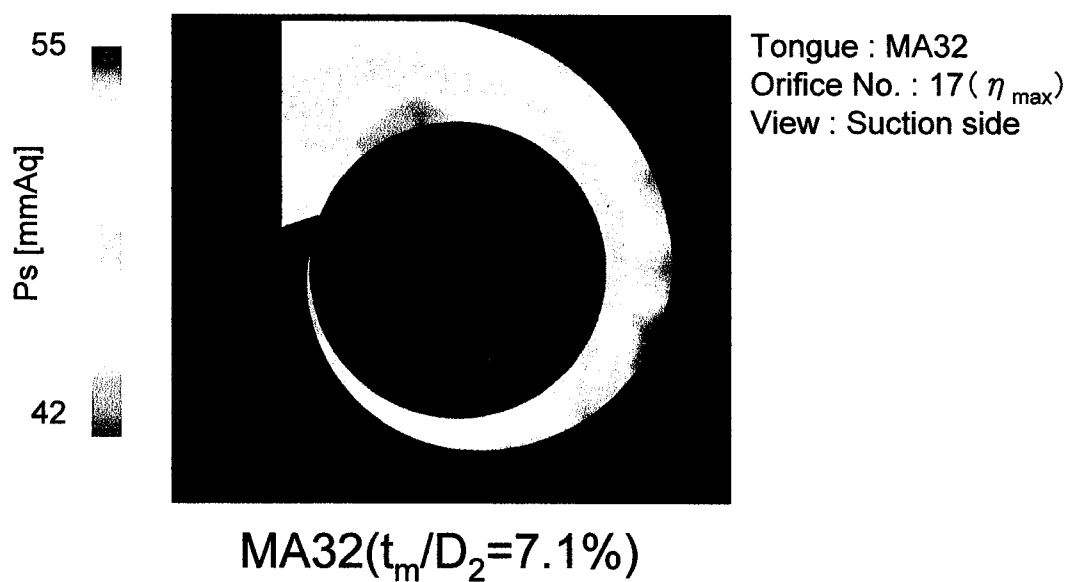
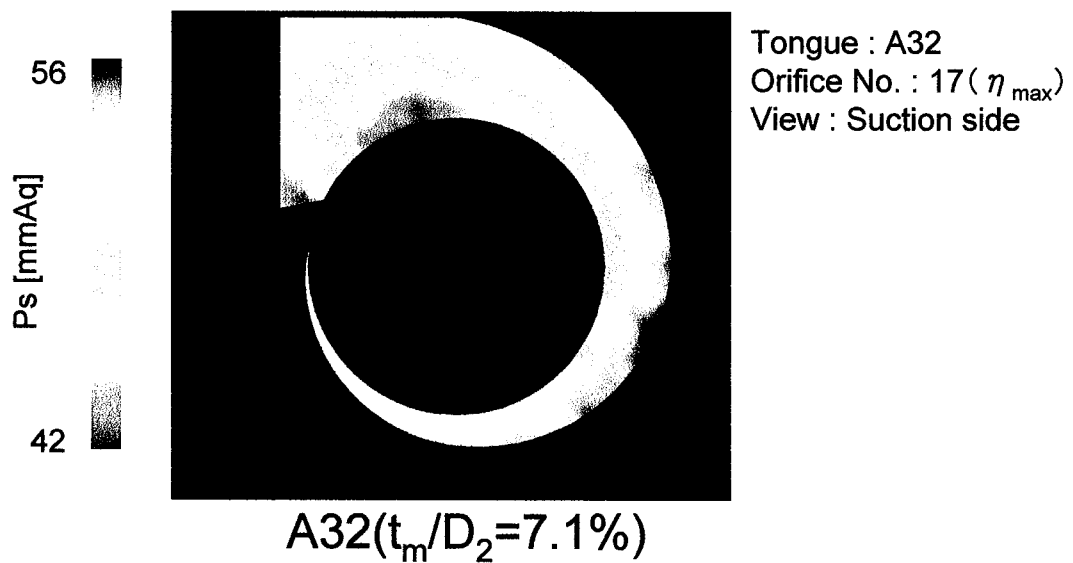
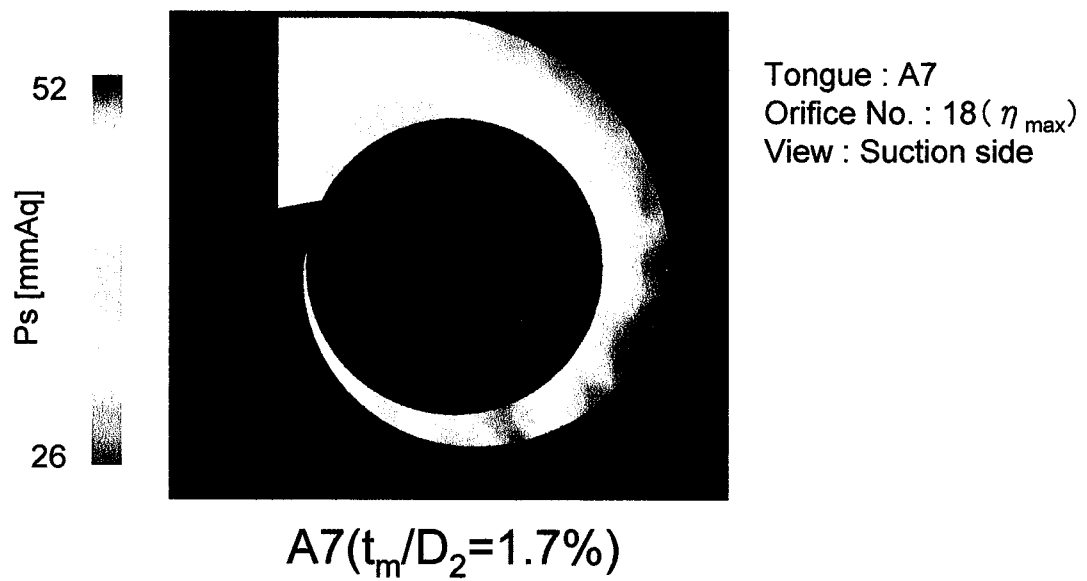
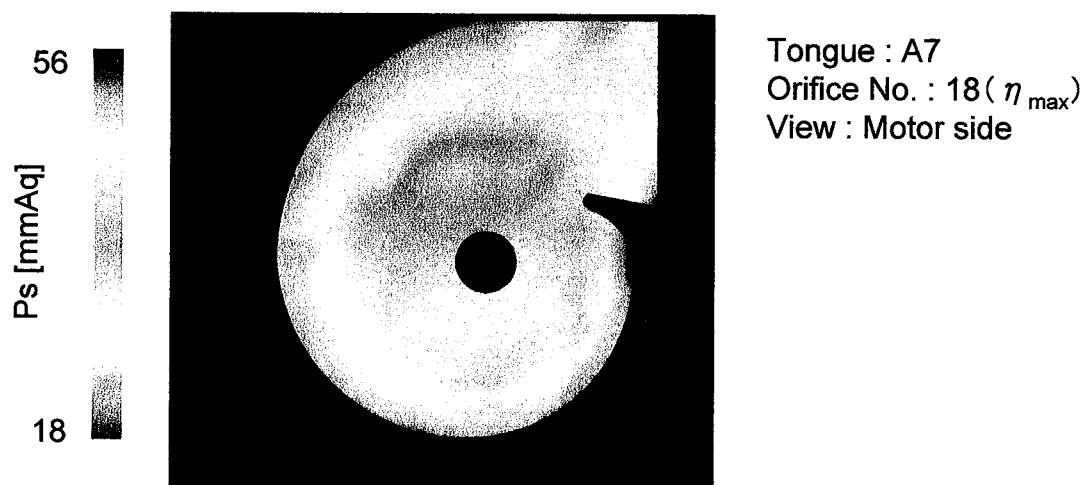
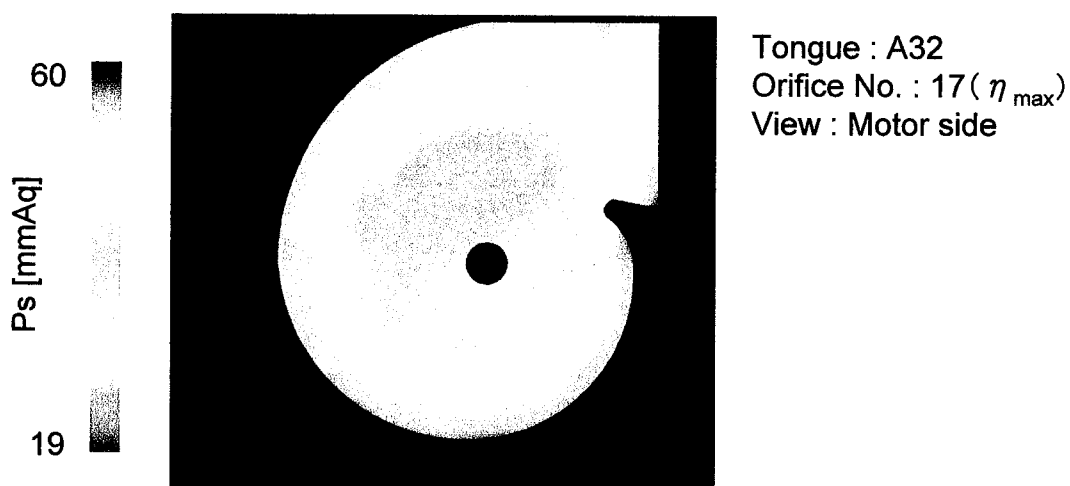


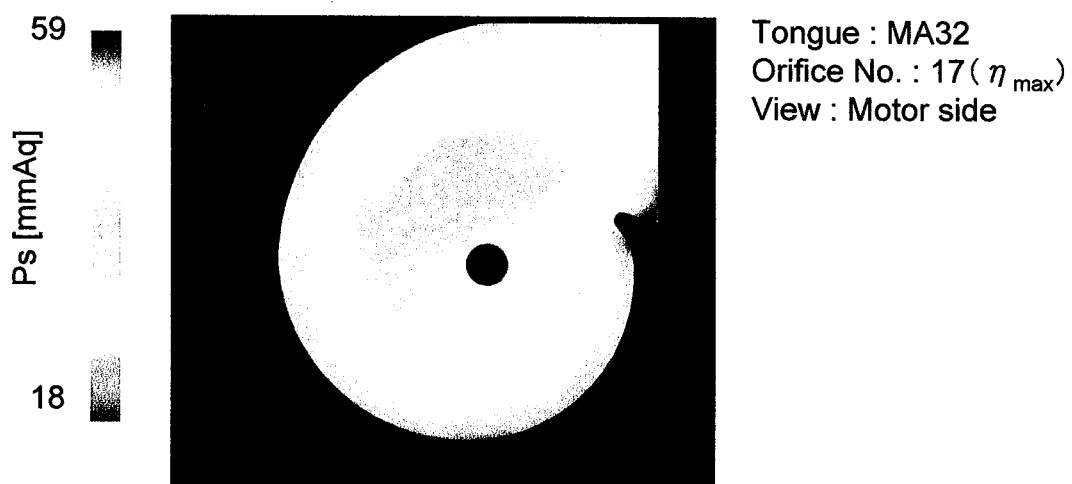
図3. 5. 15 ケーシング壁面の時間平均静圧分布① (吸込み側)



A7($t_m/D_2=1.7\%$)



A32($t_m/D_2=7.1\%$)



MA32($t_m/D_2=7.1\%$)

図3.5.16 ケーシング壁面の時間平均静圧分布② (モータ側)

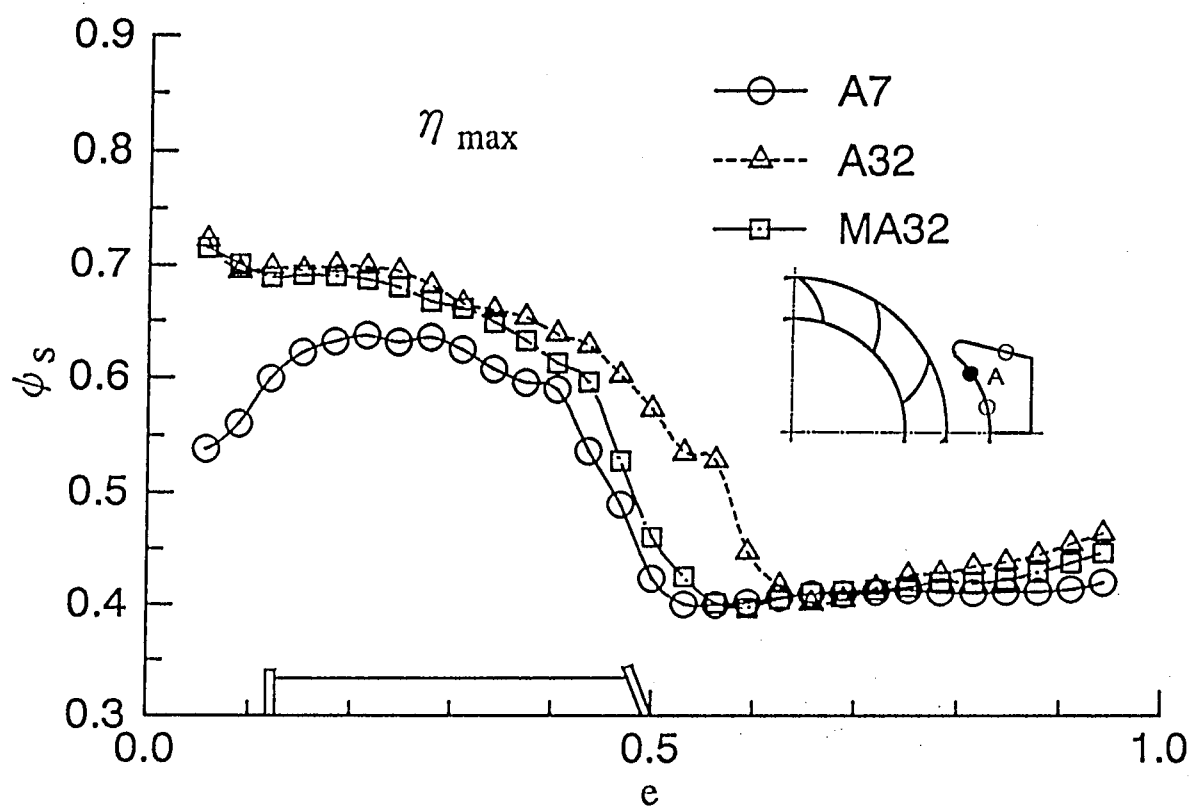


図 3.5.17 舌部表面の時間平均圧力分布① (A 列)

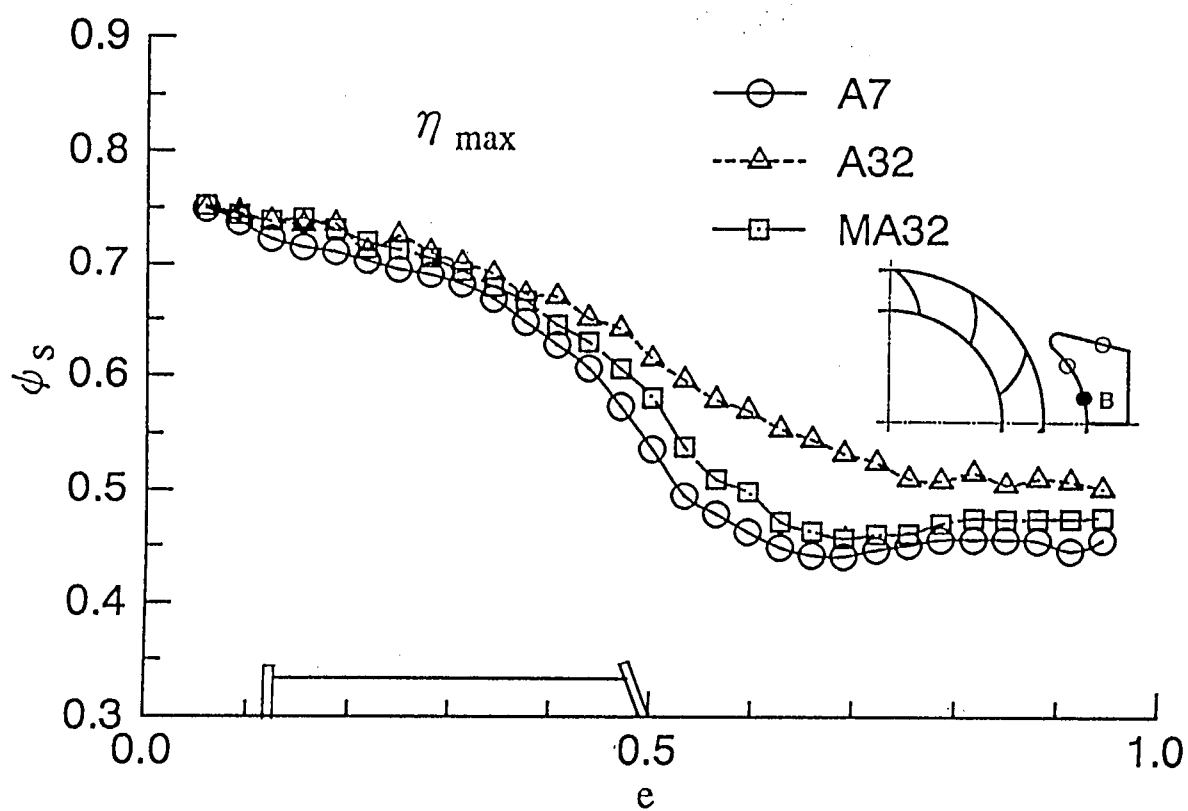


図 3.5.18 舌部表面の時間平均圧力分布② (B 列)

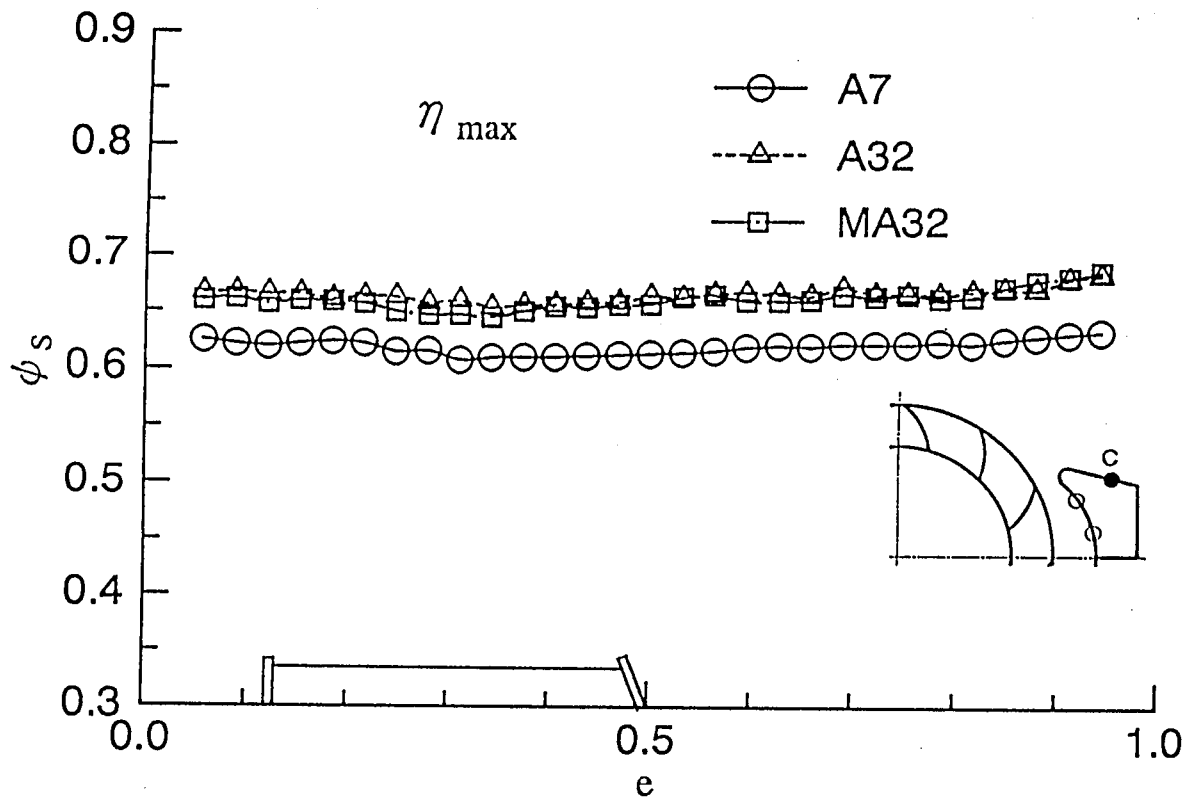


図 3.5.19 舌部表面の時間平均圧力分布③ (C 列)

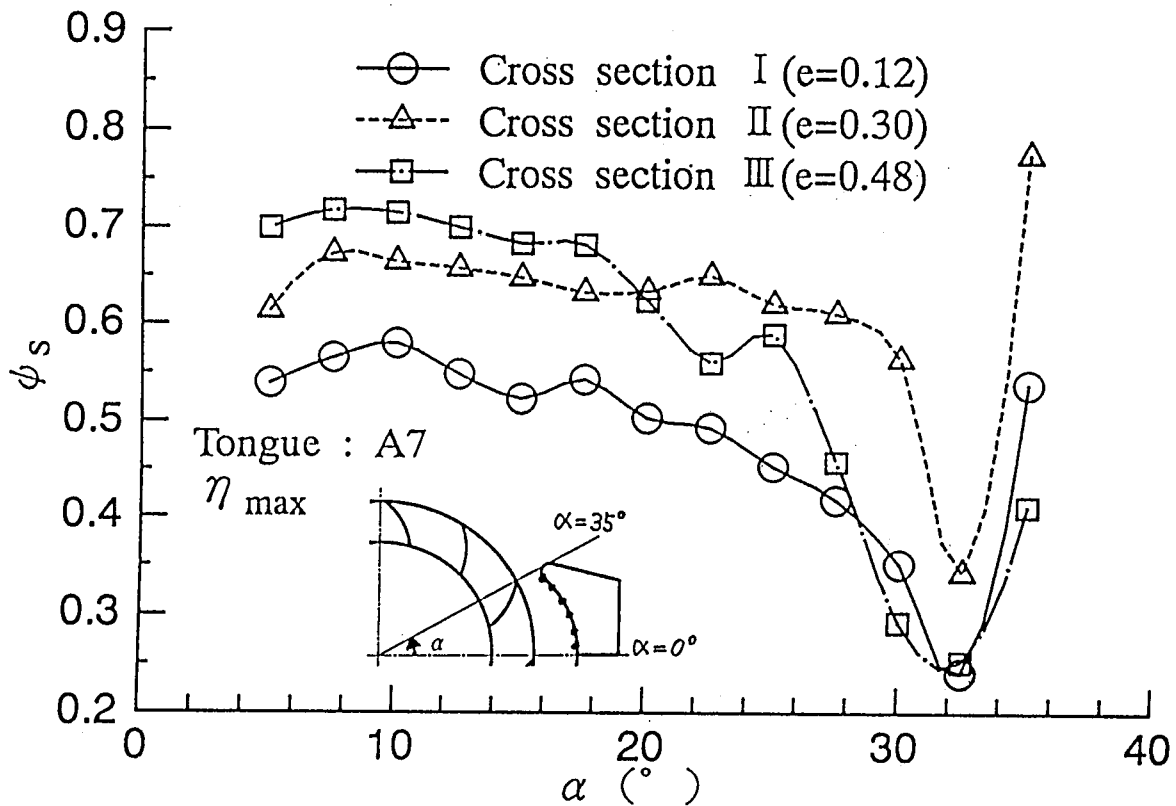


図 3.5.20 舌部表面の時間平均圧力分布④ (周方向分布)

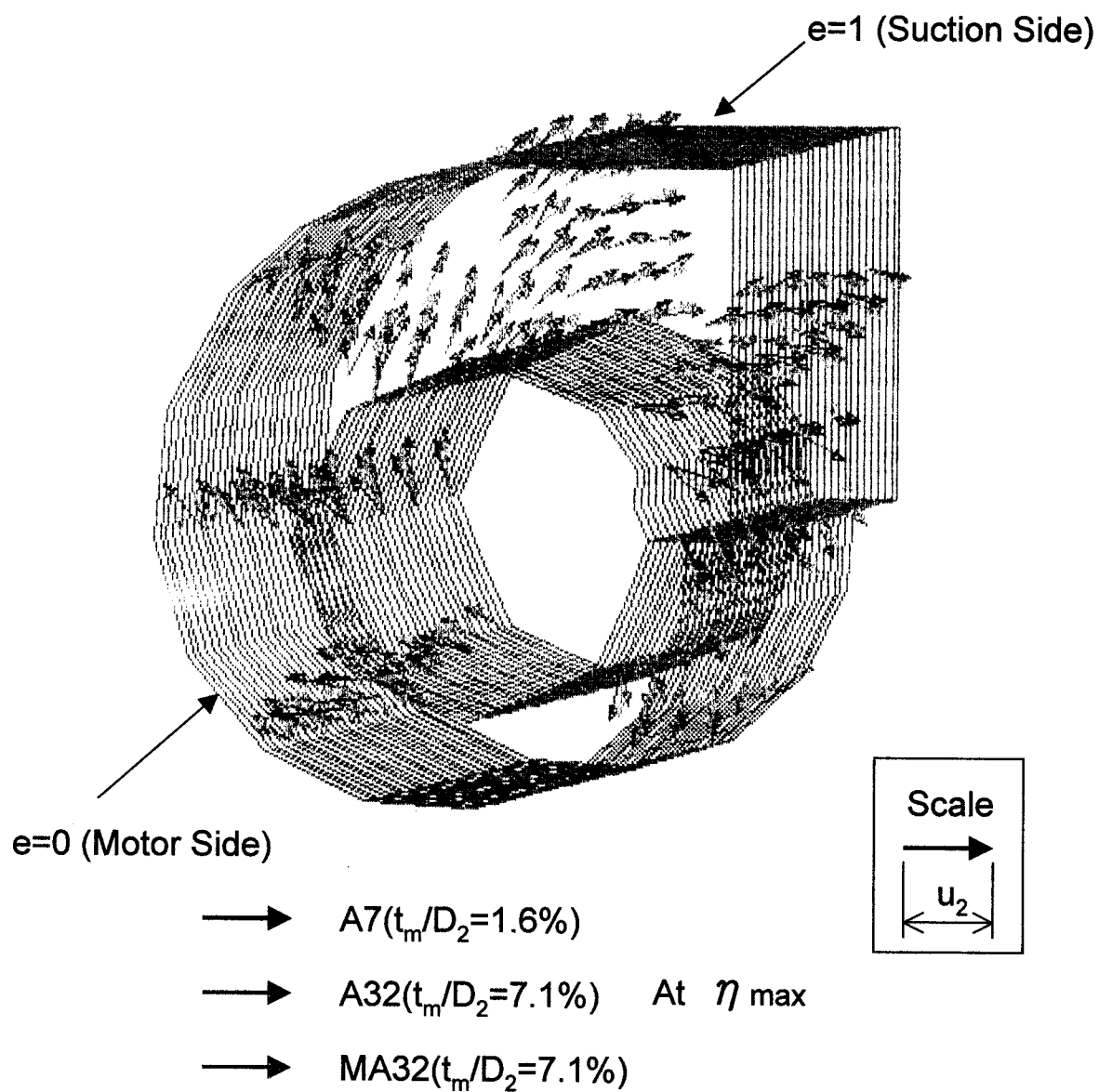


図3.5.21 ケーシング内部の時間平均流速分布

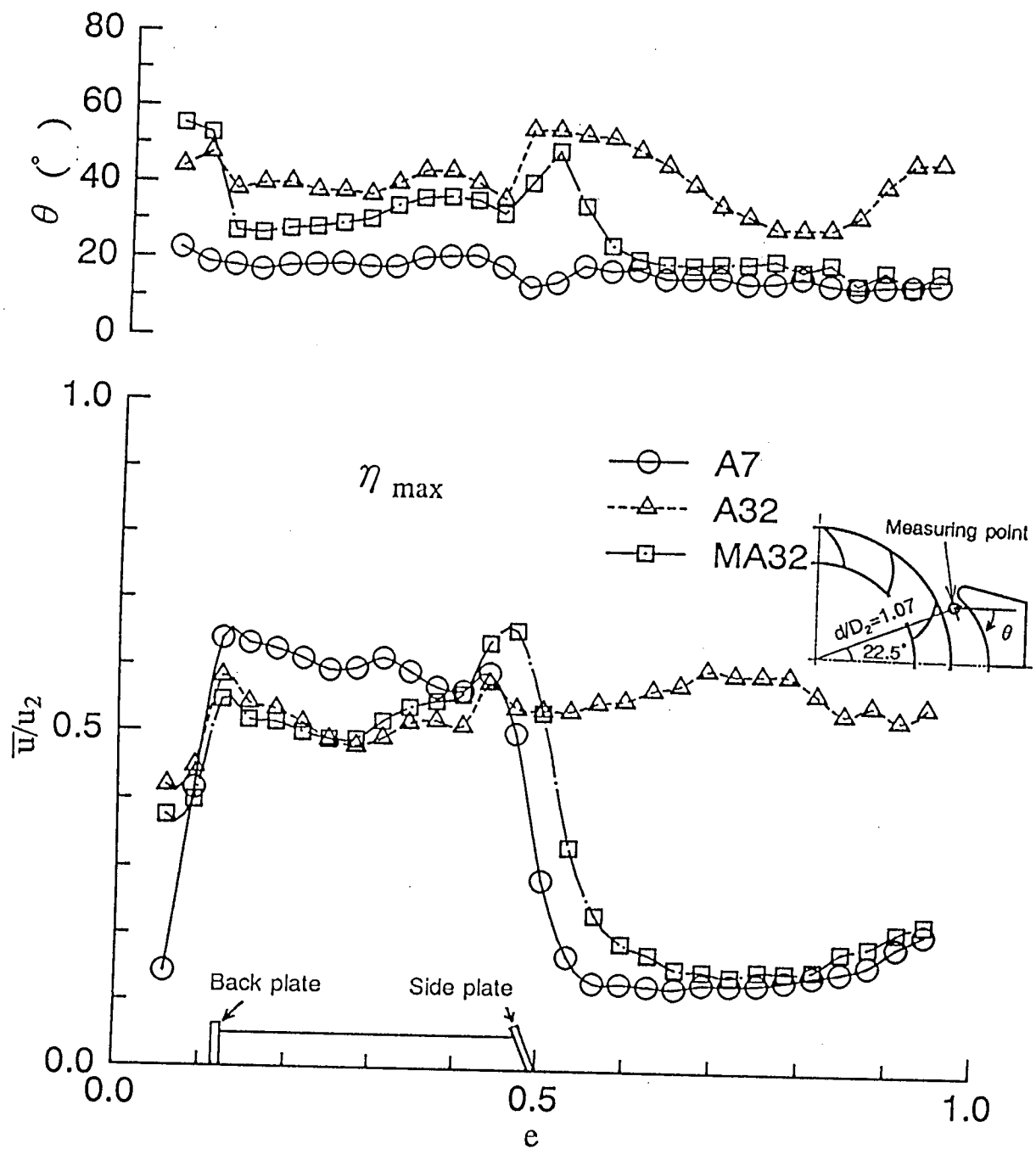


図 3.5.22 舌部付近の時間平均流速分布① (舌部形状による比較)

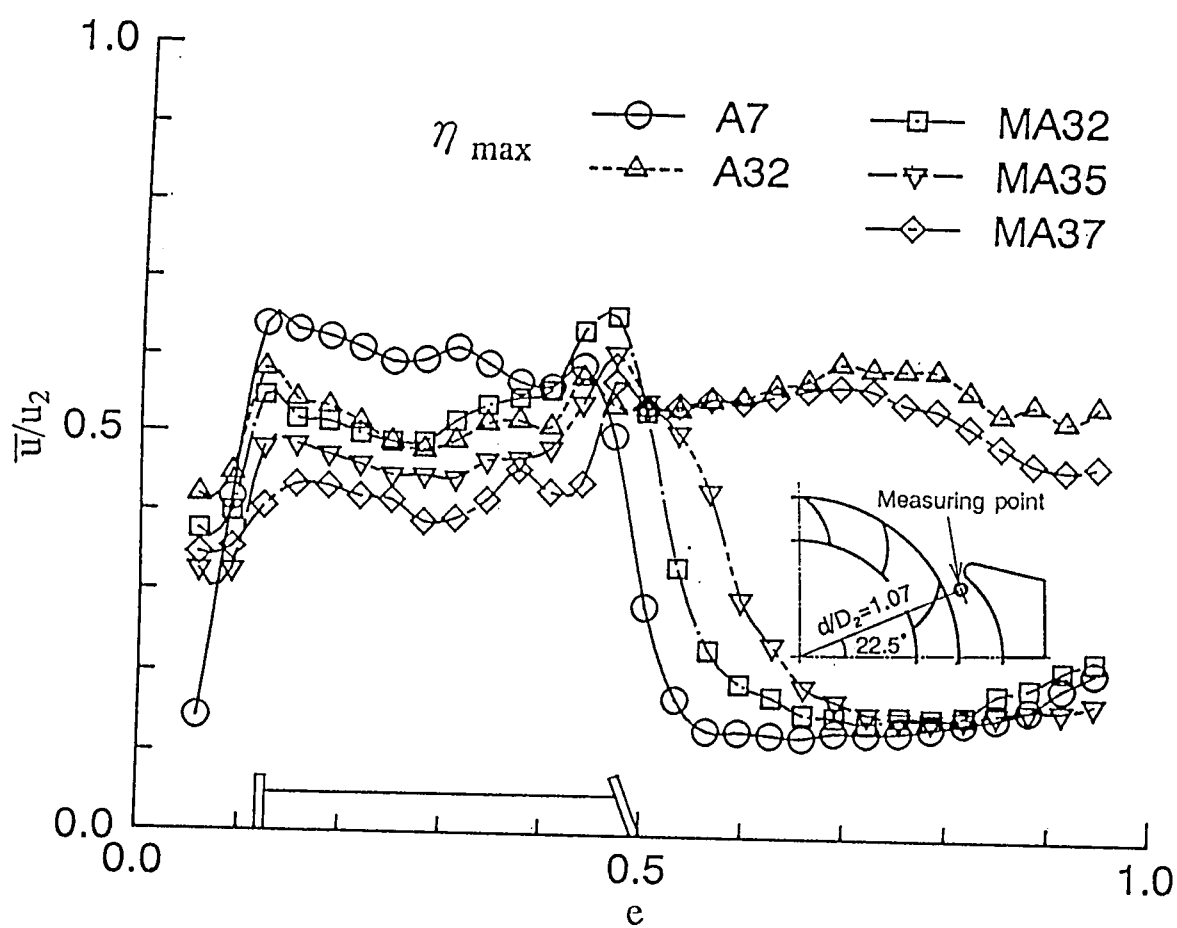


図 3.5.23 舌部付近の時間平均流速分布② (側板側舌部すきま t_1 による比較)

3.5.5. (2) 羽根出口流れの速度変動と回転騒音の関係

① 速度変動の羽根幅方向分布

前述のように、流体機械が空気力学的に発生する騒音は、Curle によれば物体表面の圧力変動を音源とみなすことができる。遠心送風機の回転騒音においては、羽根出口流の周期的な速度変動が舌部と干渉することによって舌部表面の圧力変動が誘起される。したがって、舌部周辺の流れの変動成分（速度変動ならびに表面圧力変動）が騒音に及ぼす影響を調べることにより、騒音発生および騒音低減メカニズムが解明できると考えられる。ここではまず、羽根出口流れの速度変動の様子を詳細に調べた。

まず、舌部先端付近（直径比 $d/D_2=1.07$ ）の流速について、羽根幅方向各断面位置（ e 方向）における羽根車の回転と同期した時刻歴波形を図 3.5.24～図 3.5.28 に示す。なお、各図の縦軸は、出口流れの半径方向成分と周方向成分を合成した主流速度を羽根車周速度で無次元化して示してある。

羽根車主板位置にあたる $e=0.12$ および羽根幅中央にあたる $e=0.30$ における変動波形を見ると、羽根の通過に同期した流速の変動が観察される。変動の振幅は、すきまが小さい A7 に比べ、A32、MA32 ではやや小さくなっている。羽根車側板にあたる $e=0.48$ では、A7 の変動振幅が顕著に大きいものに対して、A32、MA32 ではほとんど変動が見られない。一方、羽根出口流れが直接当たらない $e=0.63$ および $e=0.78$ では、どの舌部も変動がほとんどない状態である。湯浅ら²⁰⁾の報告によれば、羽根出口の流速および圧力変動は、①羽根に存在する循環に起因し、ポテンシャル理論で説明できるもの（ポテンシャル変動）と、②粘性の存在により、羽根に沿う境界層が後方へ流出したもの（ウェイク変動）に大別でき、特に流速（動圧）の変動はウェイクの影響が大であり、ポテンシャル変動に比べて急なピークとなることを示している。本研究においても、速度成分に見られる急なピークは、ウェイクによる変動であると考えられる。ここで、すきまの大きい舌部では巻き込み流れが大きく、周方向成分速度はこの巻き込み流れの影響を受けているものと推察される。すなわち、すきまの小さい A7 では巻き込み流れが少なく、主に羽根出口流れの影響が半径方向および周方向の速度変動に現れているが、すきまの大きい舌部では、測定位置に達するまでに羽根出口流れと巻き込み流れが混合し、変動が減衰してしまうものと考えられる。したがって、半径方向成分、周方向成分を合成した主流速度成分の変動波形では、A32、MA32 の変動振幅が小さくなり、回転騒音の大きさの順に対応していることから、音源としての流速変動が A7 に比べて小さくなっていることがわかる。また、舌部形状を考えると、音源とみなせる舌部表面の圧力変動に寄与するのは主に半径方向の速度成分であると推察され、半径方向成分の変動の大きさが音源の大小を決定する要素であると考えられる。したがって、主に半径方向の速度変動に注目して調べることにする。

なお、補足実験として、羽根出口流の速度変動が半径方向にどのように減衰してゆくのかを調べた結果を図 3.5.29 に示す。測定位置は吐出し口や舌部周辺のように流れが複雑になっているところを避け、直径比を変えて測定した。直径比 $d/D_2=1.07$ （すきま比

3.5%) では、変動振幅が顕著に現れているが、 $d/D_2=1.29$ (すきま比 14%) 以上では変動はほとんど見られない。このことから、変動の主な要因は羽根出口流のウェイクによる変動であり、舌部すきまを広げると急激に変動が減衰することがわかる。

上記の回転騒音成分の変動振幅の実効値に関して、半径方向の速度成分について羽根幅方向の分布を示したものが図 3.5.30a である。縦軸はパワースペクトル $S_v(f)$ として示してある。羽根幅方向の流速変動の分布を見ると、羽根出口流を直接受ける部分 ($\epsilon=0 \sim 0.5$) とそうでない部分 ($\epsilon=0.5 \sim 1.0$) の振幅の差が著しい。 $\epsilon=0 \sim 0.5$ では変動の振幅が顕著に大きく、一方の $\epsilon=0.5 \sim 1.0$ ではほとんど変動が見られない。羽根出口流が羽根幅方向に拡散している A32 では、時間平均成分は $\epsilon=0.5 \sim 1.0$ で大きいものの、変動成分はあまり出ていない。これらから、音源領域は羽根出口流を直接受ける $\epsilon=0 \sim 0.5$ の部分であると仮定できる。また、 $\epsilon=0 \sim 0.5$ における変動の強さは $A7 > A32 > MA32$ の順に低減し、騒音レベルの大小に対応している。ところで、側板に対応する位置 $\epsilon=0.48$ 付近では、A7 の変動振幅が他に比べて顕著に大きくなっている。これは側板内側で生じたはく離流れが流出して舌部と干渉した結果と考えられる。そこで、側板内側のはく離流れを抑制するため、吸込みノズル口金部を改良して騒音低減を試みた。詳しくは第 4 章を参照のこと。

図 3.5.30b は、速度変動の回転騒音成分における位相を、 $\epsilon=0.30$ を基準に示したものである。また、図 3.5.31 は、半径方向速度成分の時刻歴波形に関して、羽根幅方向分布として示したものである。なお、瞬時速度の大きさを色分けして表示してある。測定の結果、羽根幅方向の変動の位相差はほぼ一定であることがわかった。これは以下の理由によると考えられる。流速変動が羽根後流(ウェイク)の流出による変動である場合、変動の移流速度は羽根出口流速に比例し、また舌部表面への到達時間は舌部すきまに比例すると考えられる。いま、流速の半径方向測定位置は羽根幅方向に一定であるから、変動の位相差は羽根幅方向の時間平均流速分布のみに依存すると推察される。前節の図 3.5.22 から分かるように、 $\epsilon=0 \sim 0.5$ における時間平均流速は羽根幅方向にほぼ一様であることから、流速変動は羽根幅方向に同時性を有していることがわかる。

したがって、従来形の舌部は羽根幅方向に一様なすきまを有しているので干渉が同時に生じて強い音源となる一方で、変隙形舌部は羽根幅方向にすきまが変化しているために干渉の同時性が崩れ、音源としてのエネルギーが分散した結果として、回転騒音が低減するものと予測できる。図 3.5.32 に変隙形舌部の回転騒音低減の概念図を示す。

② 速度変動と騒音のコヒーレンス

以上から、羽根出口流の速度変動が、回転騒音の音源となっていることが明らかになった。ここでは、両者の関連度を定量的に調べるため、前述と同じ舌部先端付近(直径比 1.07)の測定位置における半径方向の速度変動信号と D 点における音圧信号とのコヒーレンス関数 $\gamma_{sv}^2(f)$ を計測した。図 3.5.33～図 3.5.35 は各舌部におけるコヒーレンス関

数の羽根幅方向の分布を示したものである。どの舌部においても翼通過周波数とその倍音成分から成る回転騒音において相関が高く、それ以外の広帯域成分では全く相関がない。また、羽根幅方向の分布を見ると、羽根出口流を直接受ける $\epsilon=0\sim0.5$ において回転騒音の相関が高く、 $\epsilon=0.5\sim1.0$ の部分ではほとんど相関がない。このことから、音源部分は $\epsilon=0\sim0.5$ の範囲といえる。回転騒音成分におけるコヒーレンスの大きさの分布を各舌部で比較したものを図 3.5.36～図 3.5.38 に示す。1 次の翼通過周波数においては、すきまが小さい A7 では、コヒーレンス値が 0.8 以上と高い相関を示しているが、すきまが大きい A32 では値が小さく、変隙形の MA32 ではさらに値が小さくなる。ここで A32 と MA32 のすきまの大きさを考えると、主板に対応する $\epsilon=0.12$ では MA32 のすきまの方が小さいにもかかわらず、相関が小さくなっている。このことは、単にすきまに比例して相関が低下しているのではなく、変隙形舌部の三次元的な形状による効果が現れていることを示している。一方、2 次、3 次成分においては、A7 は依然として高い相関を示しているが、A32、MA32 ではほとんど相関がなくなっており、これらの傾向は回転騒音の低減効果と対応している。一方、2 次成分のコヒーレンス値の分布において、側板に対応する $\epsilon=0.48$ での相関が依然として大きい。この部分では前述のように速度変動も大きく、強い音源であることが予測される。

その他の舌部についても同様な計測を行い、羽根幅に相当する $\epsilon=0.12\sim0.48$ の範囲でのコヒーレンス値の平均値と平均舌部すきま t_m の関係を示したものが図 3.5.39 である。舌部先端半径 $r=7\text{mm}$ における従来形舌部 (A 形) および変隙形舌部 (MA 形) の比較では、どちらもすきまが大きくなるにつれて相関が小さくなる。また、同一の t_m で比較すると、変隙形の方がより低い値を示している。これらの傾向は回転騒音と t_m の関係 (図 3.5.14) と一致しており、コヒーレンス値の大小が音源としての寄与度を表わしているといえる。

以上から、変隙形舌部の形状が音源である羽根出口流の速度変動との干渉を緩和し、音源としての寄与度を小さくしていることが明らかになり、回転騒音の低減効果を裏付けた。

次に、羽根車回転数を変えていったときの回転騒音と流速変動のコヒーレンスについて調べたものを図 3.5.40～図 3.5.42 に示す。横軸は 1 次の回転騒音音圧レベルを比音圧レベルで示し、縦軸はコヒーレンス値である。回転数 (rpm) は図中に矢印で記入してある。主板に対応する断面 ($\epsilon=0.12$) では、コヒーレンス値は A7 が 0.8 前後、A32 が約 0.5、MA32 が約 0.2 となり、回転数によらずほぼ一定の値となった。また、比音圧レベルもほとんど変化せず、回転騒音が相似則にしたがって上昇していることがわかる。一方、羽根幅中央 ($\epsilon=0.30$) および羽根側板 ($\epsilon=0.48$) においてはややばらつきが見られ、回転数の上昇に応じてコヒーレンス値が大きくなる傾向がある。これは、回転数の上昇とともにオーバーオール音圧レベルに対する回転騒音の寄与度が大きくなるためである。しかしながら、各舌部を比較した場合、コヒーレンス値の大小の順は変わらないことから、すきまの大きさおよび形状が音源としての寄与度を決定していることが推察される。

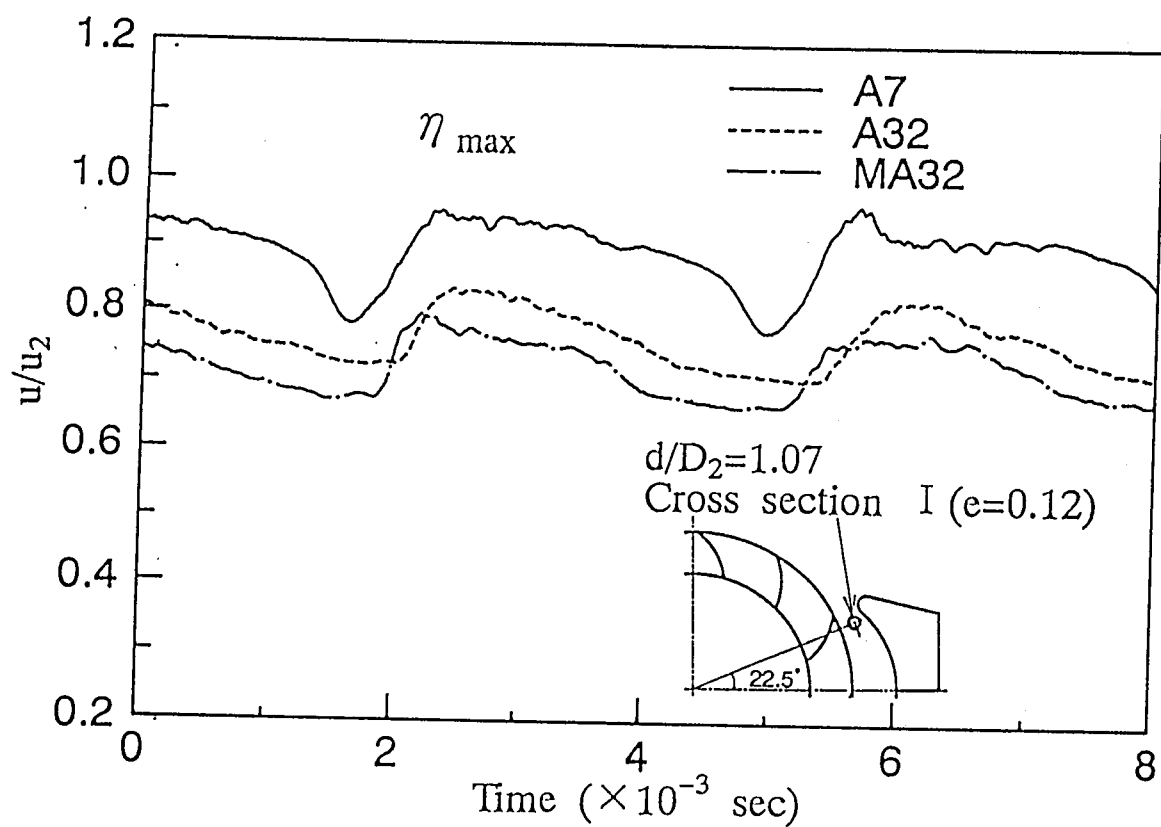


図 3.5.24 羽根出口流れの時刻歴波形① (断面: $e=0.12$)

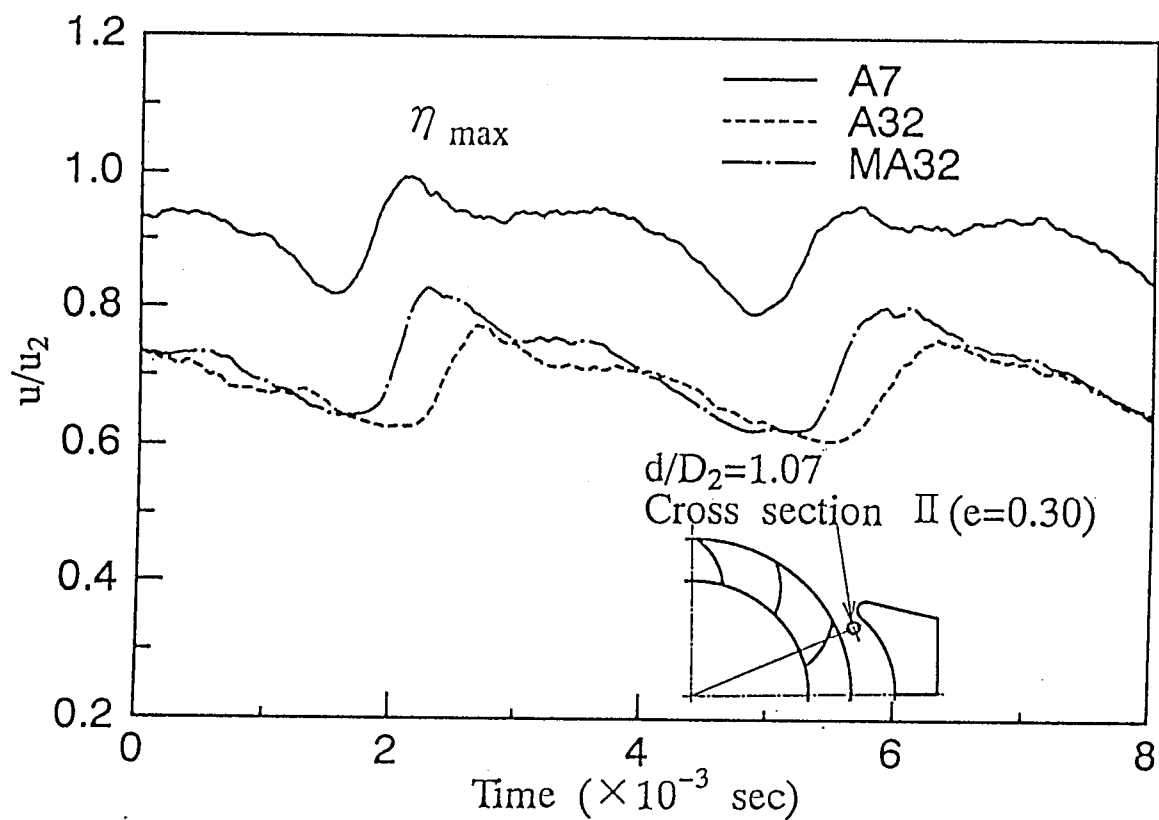


図 3.5.25 羽根出口流れの時刻歴波形② (断面: $e=0.30$)

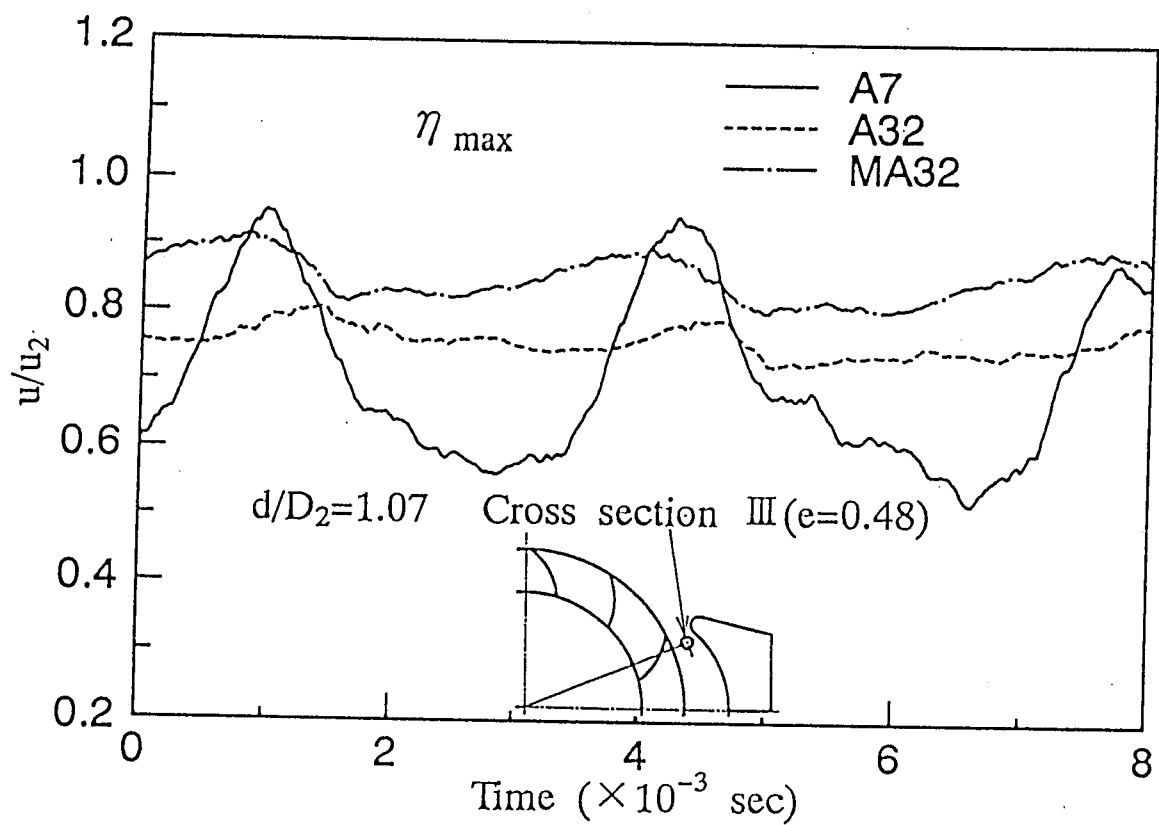


図 3.5.26 羽根出口流れの時刻歴波形③ (断面: $e=0.48$)

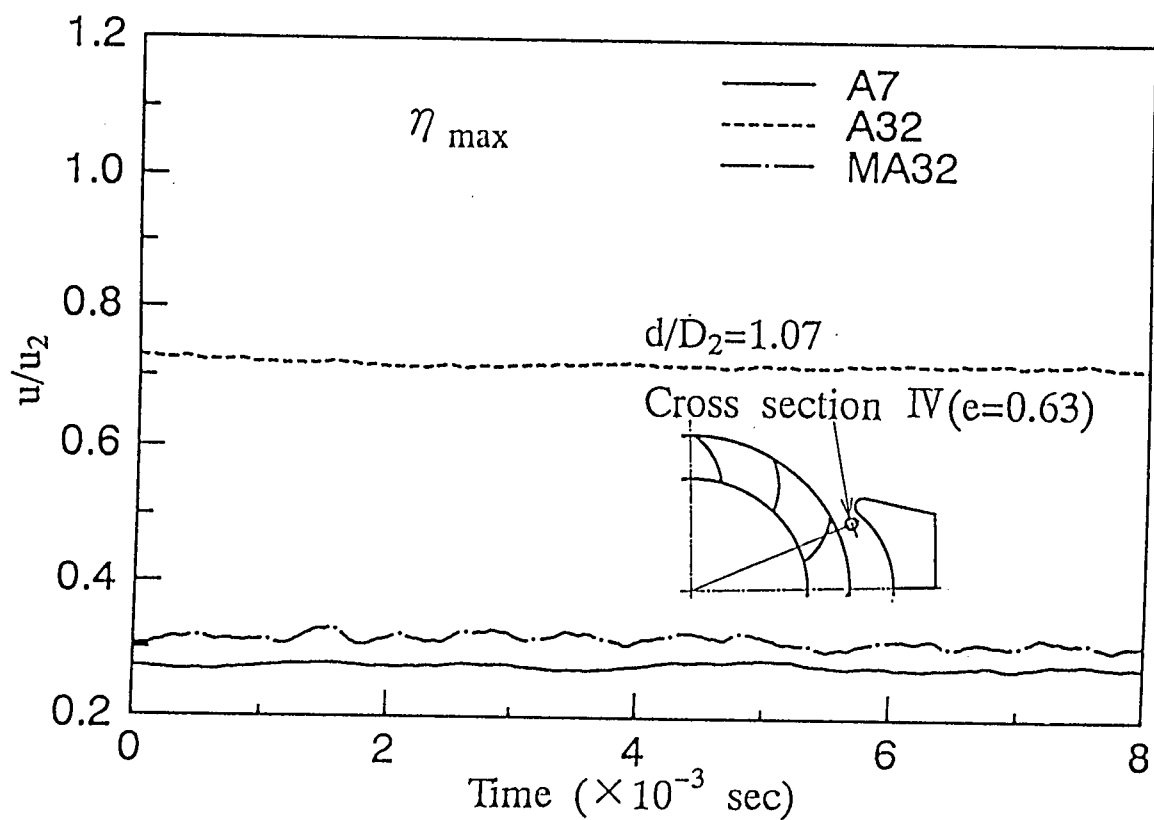


図 3.5.27 羽根出口流れの時刻歴波形④ (断面: $e=0.63$)

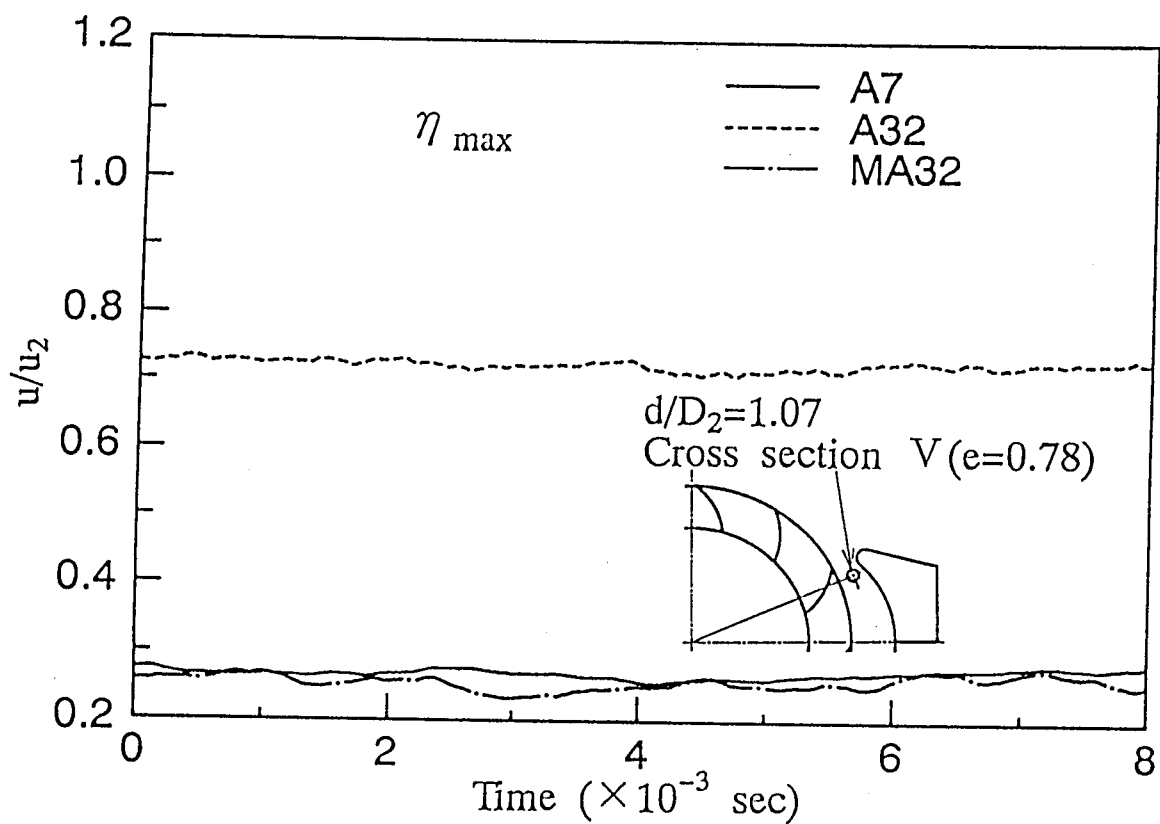


図 3.5.28 羽根出口流れの時刻歴波形⑤ (断面 : $e=0.78$)

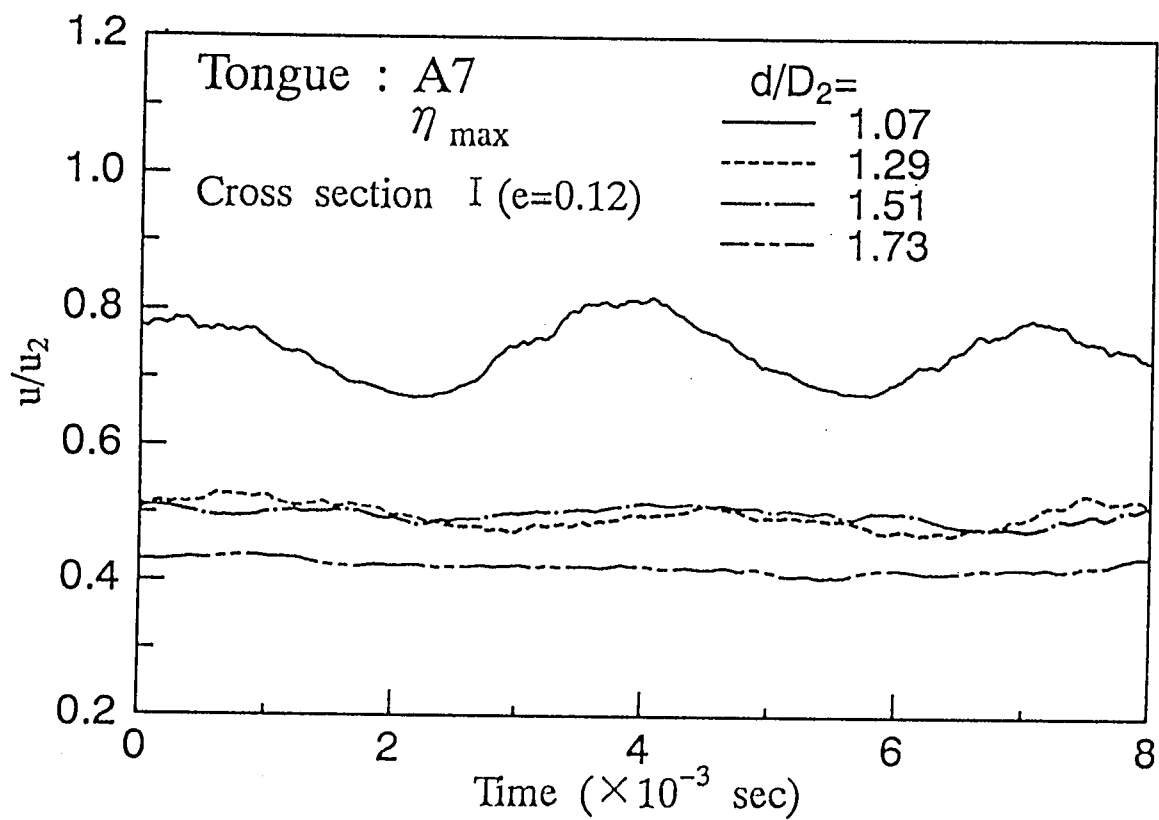


図 3.5.29 羽根出口流れの時刻歴波形⑥ (直径比による比較)

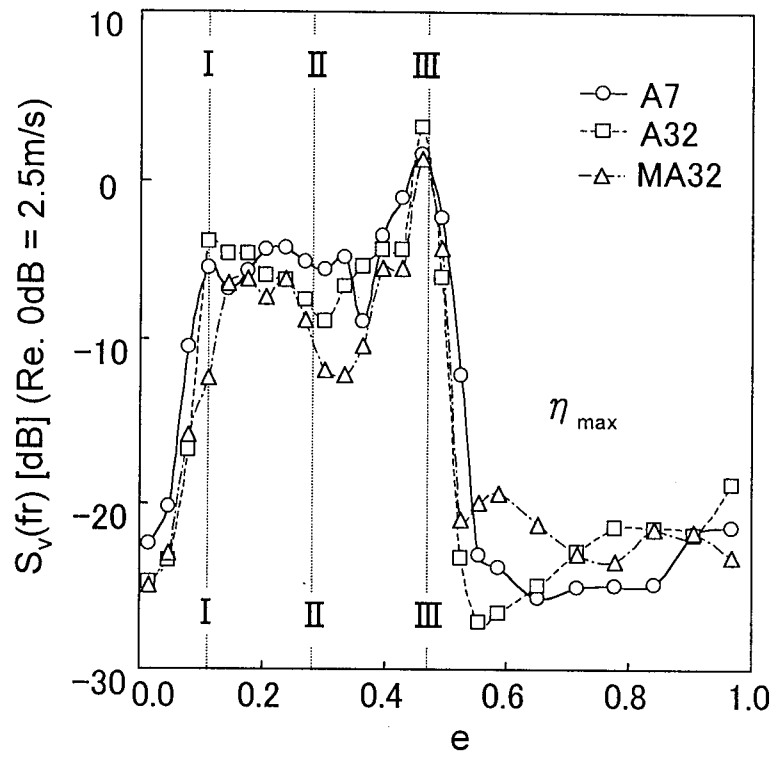


図 3. 5. 30a 速度変動の半径方向実効値の分布

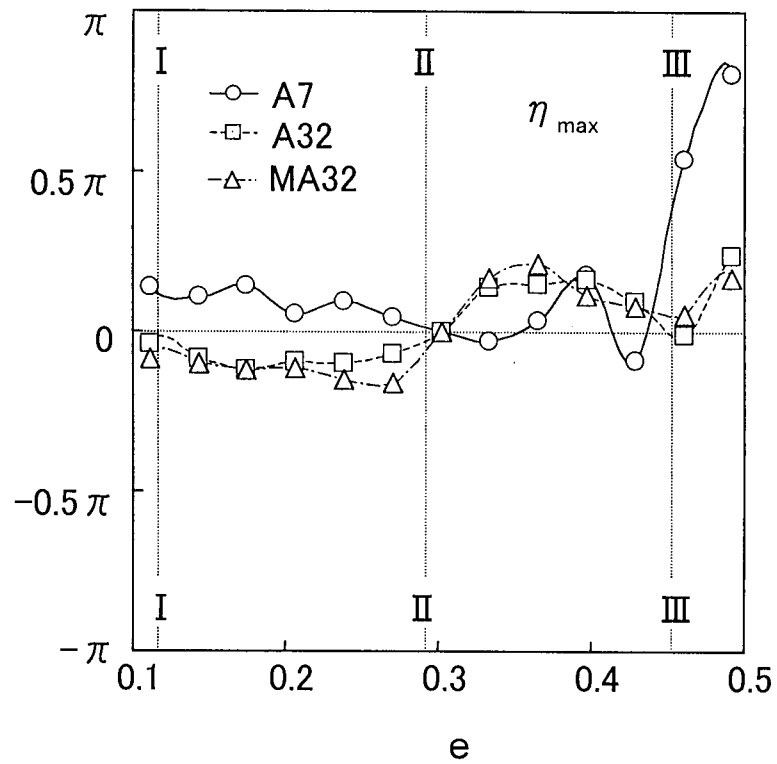


図 3. 5. 30b 速度変動の半径方向位相差の分布

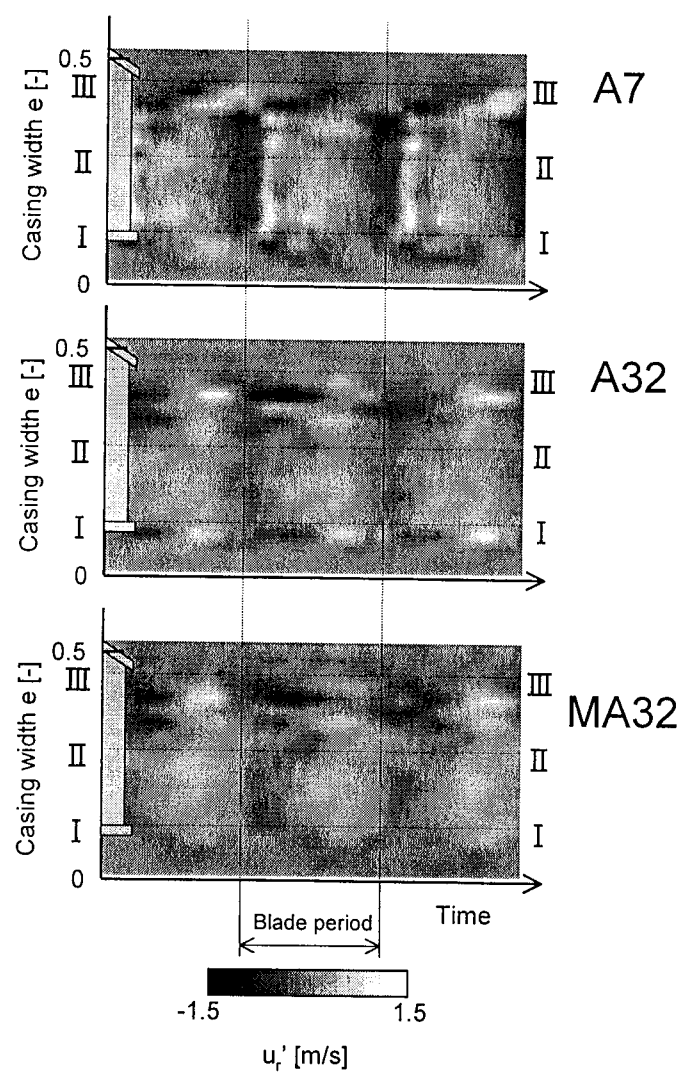


図 3.5.31 羽根出口流れの時刻歴波形分布

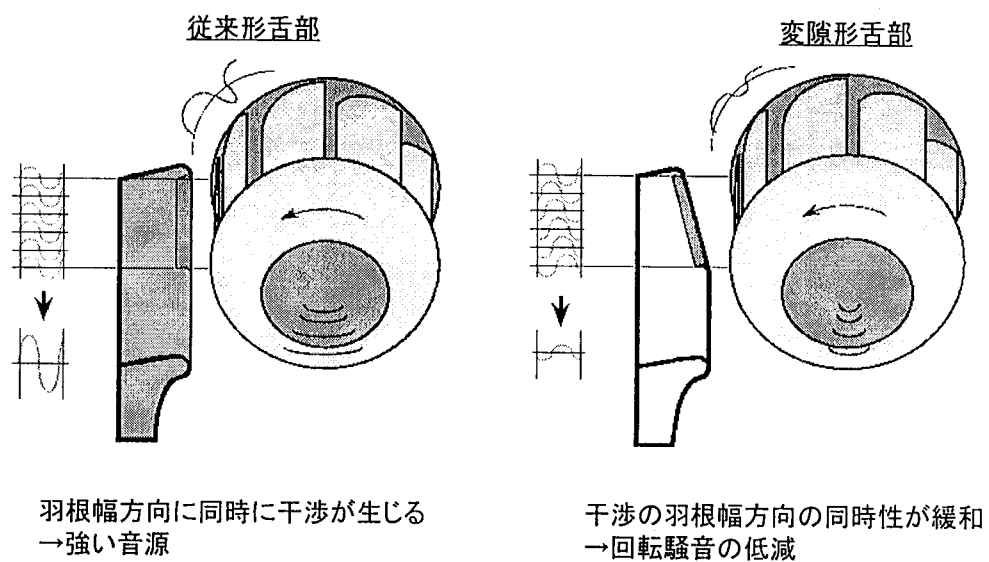


図 3.5.32 変隙形舌部の回転騒音低減の概念

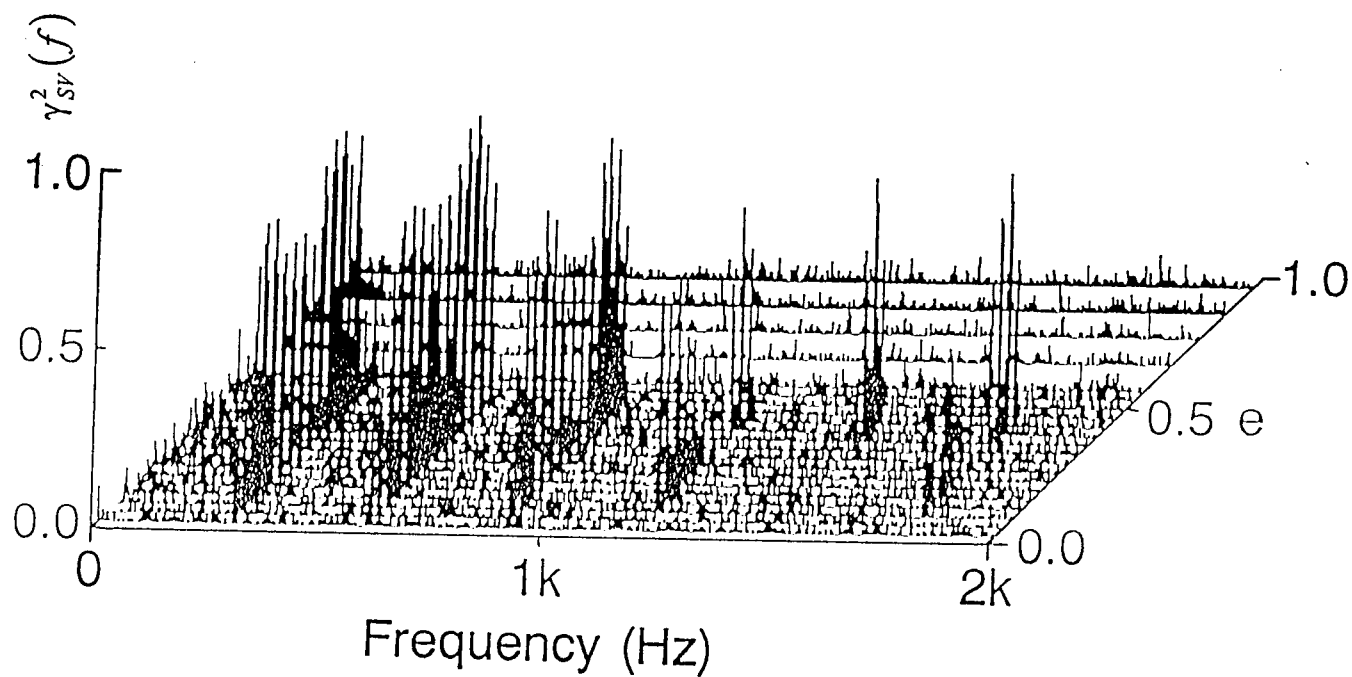


図 3. 5. 33 速度変動と騒音のコヒーレンス関数分布① (舌部 : A7)

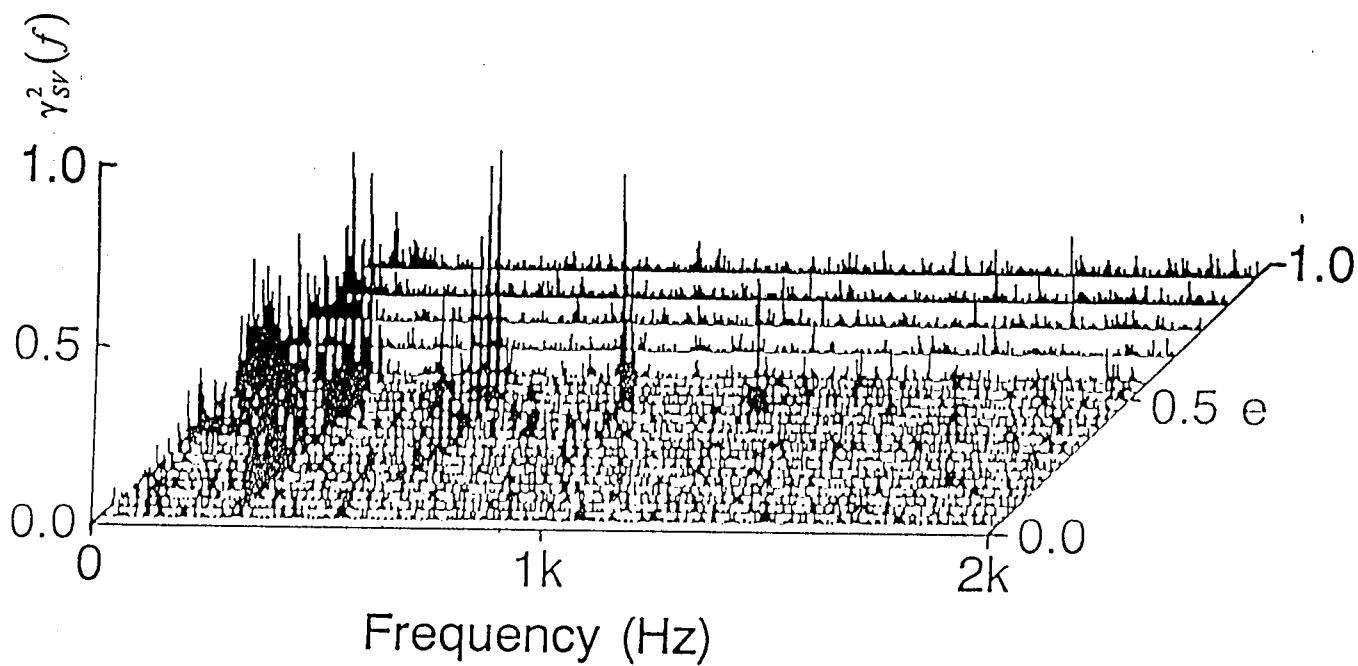


図 3. 5. 34 速度変動と騒音のコヒーレンス関数分布② (舌部 : A32)

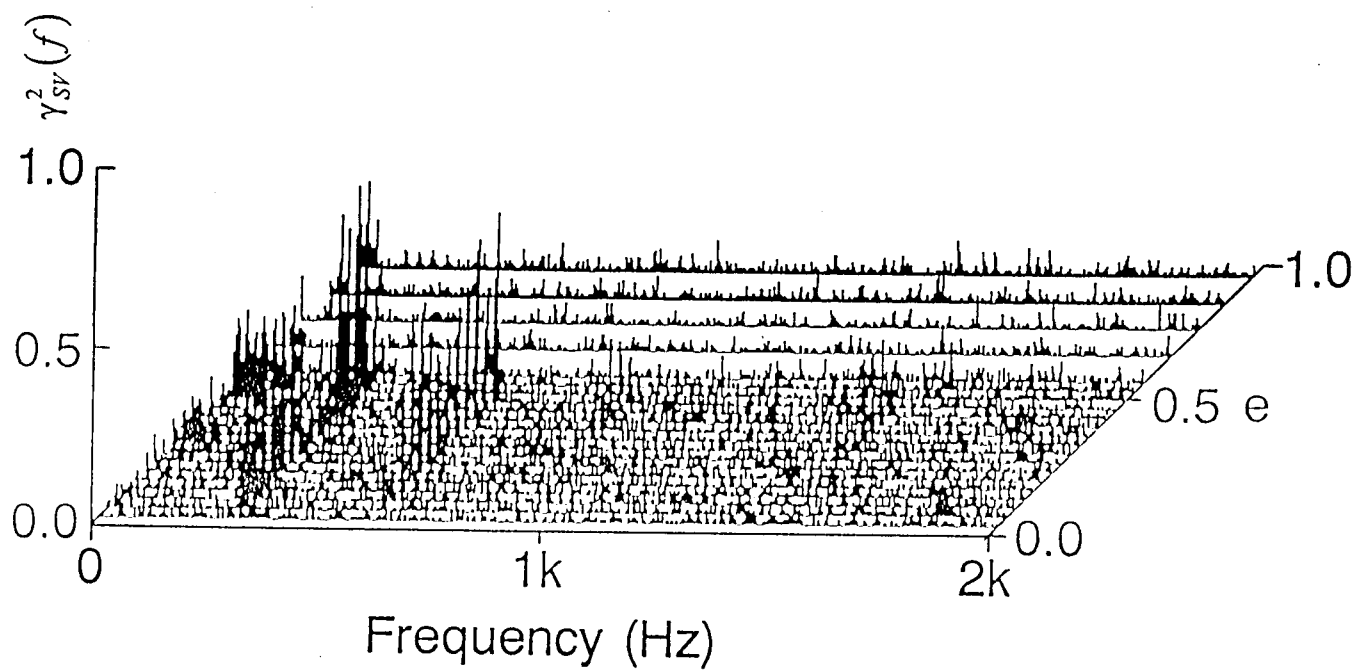


図 3.5.35 速度変動と騒音のコヒーレンス関数分布③（舌部：MA32）

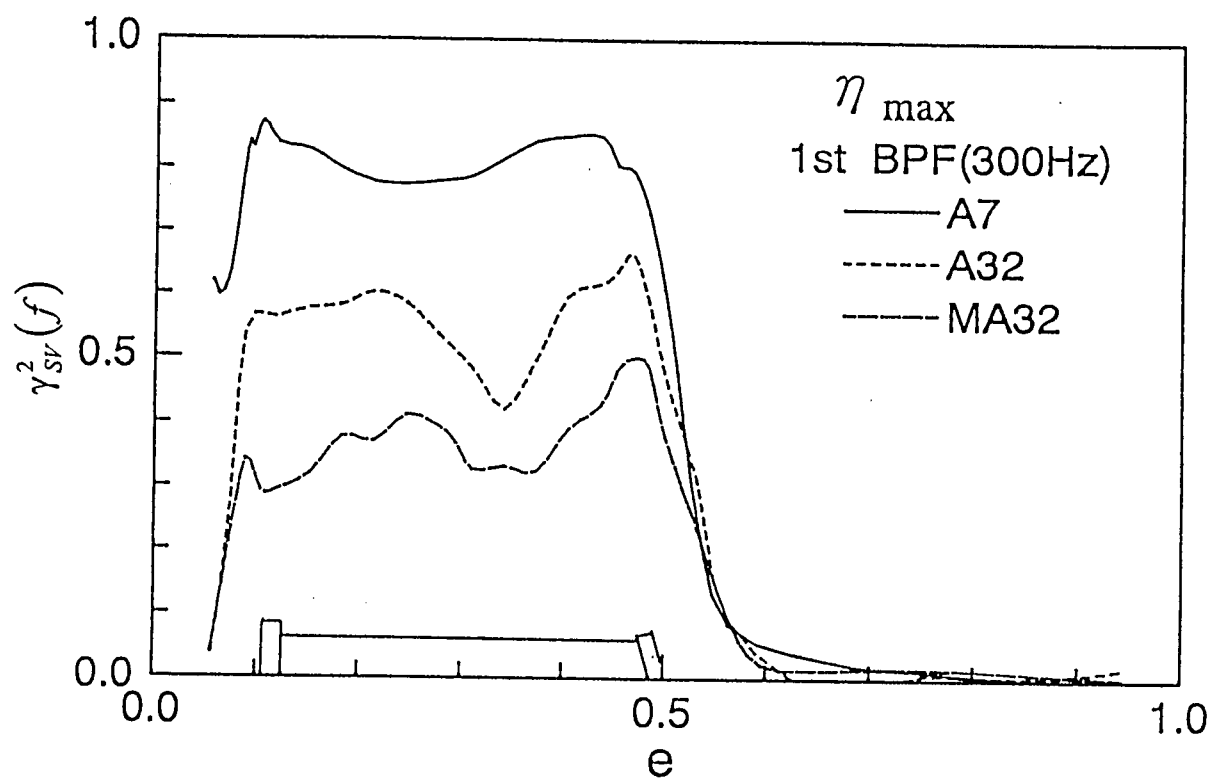


図 3.5.36 1 次の回転騒音のコヒーレンス分布

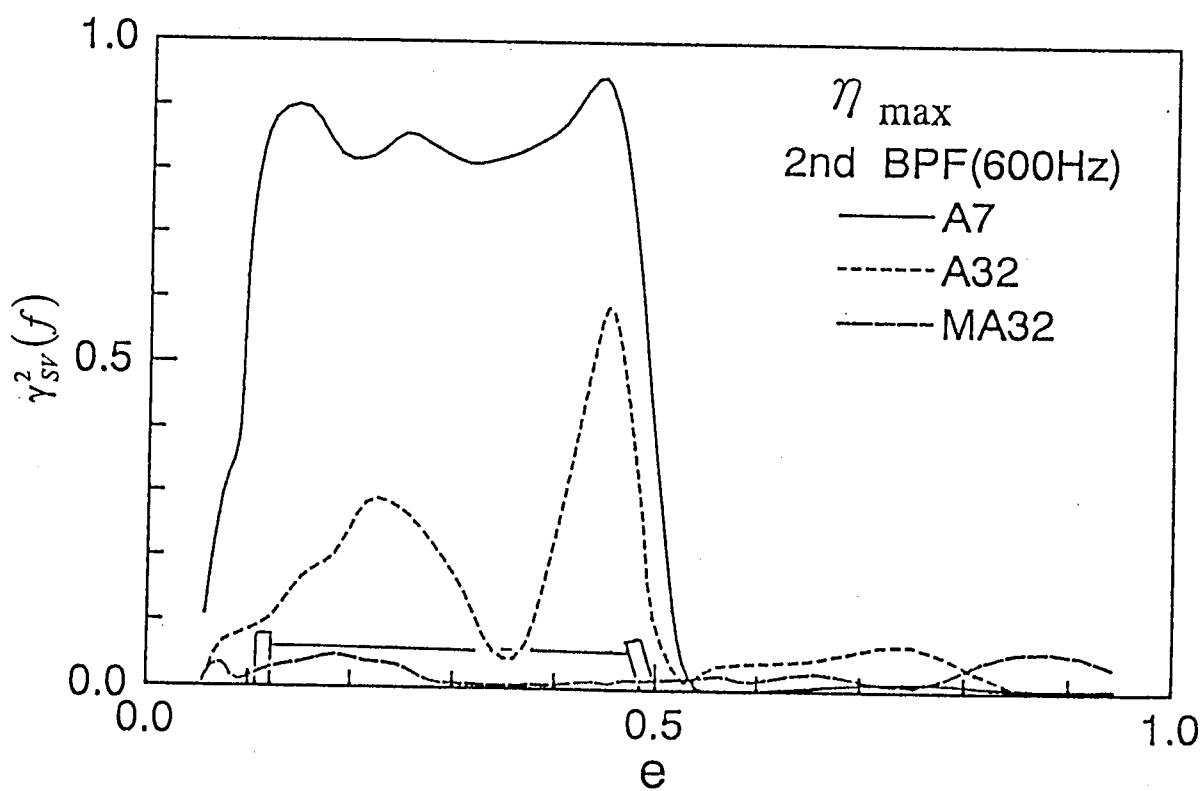


図 3.5.37 2 次の回転騒音のコヒーレンス分布

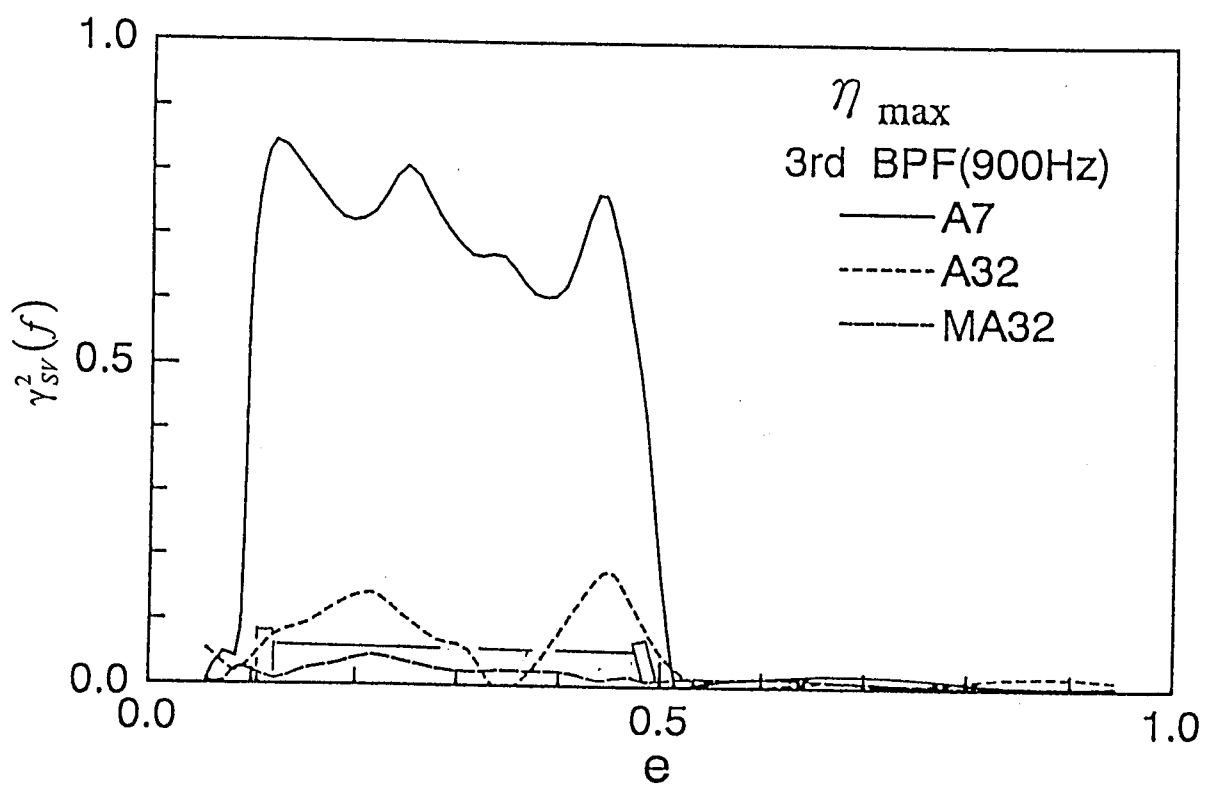


図 3.5.38 3 次の回転騒音のコヒーレンス分布

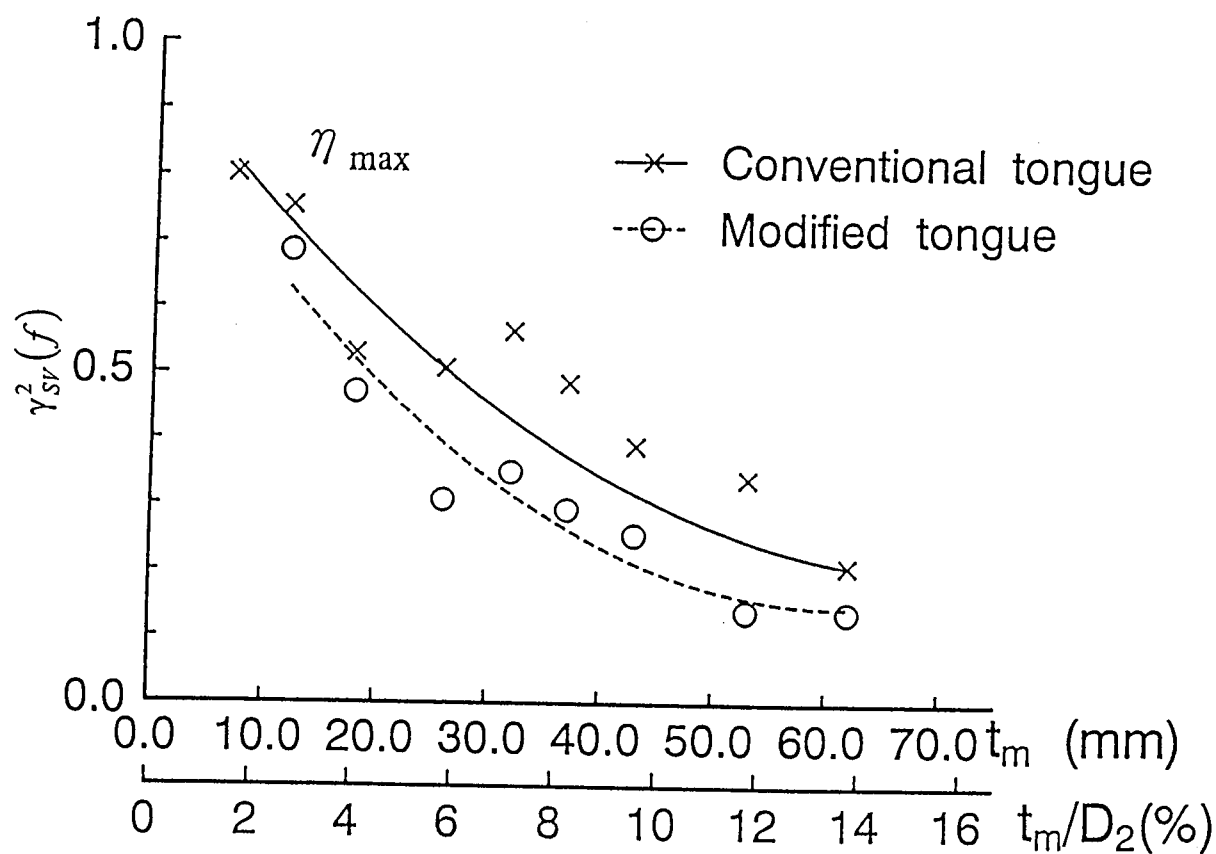


図 3.5.39 平均舌部すきまとコヒーレンス

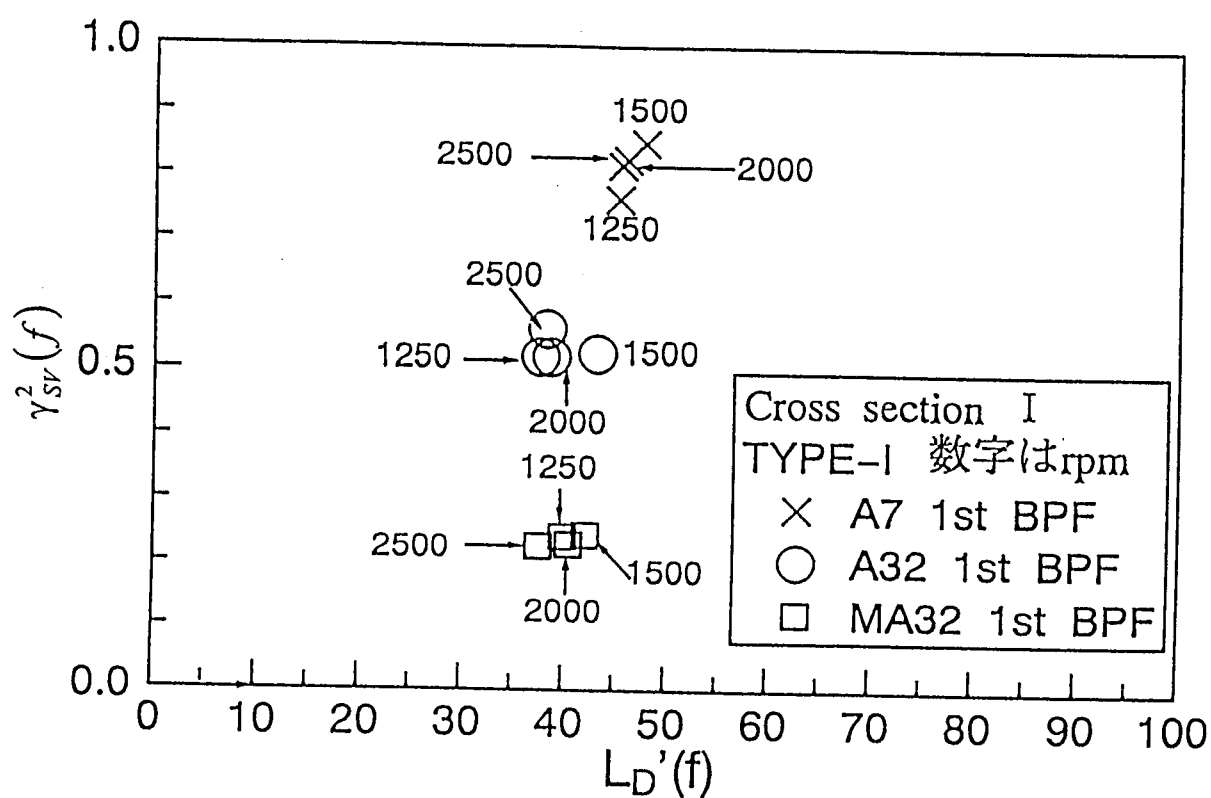


図 3.5.40 羽根車回転数とコヒーレンス① (断面: $e=0.12$)

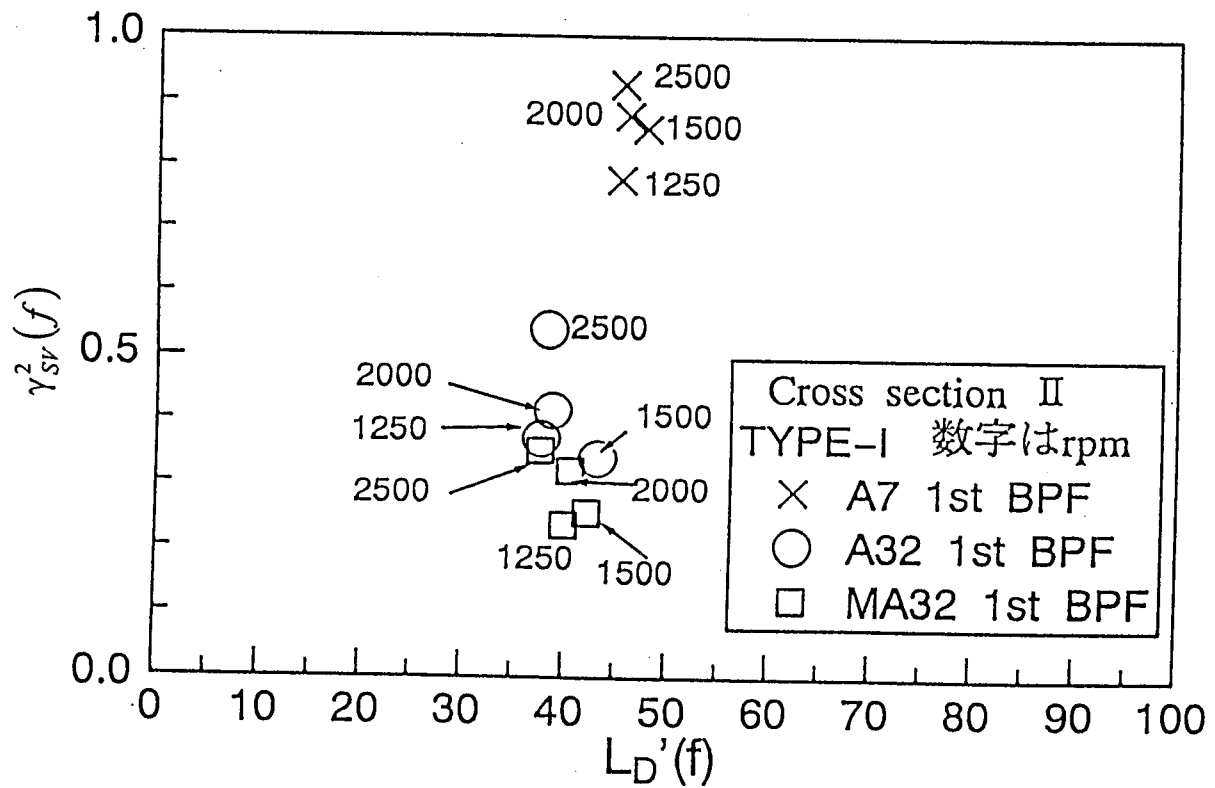


図 3.5.41 羽根車回転数とコヒーレンス② (断面: $e=0.30$)

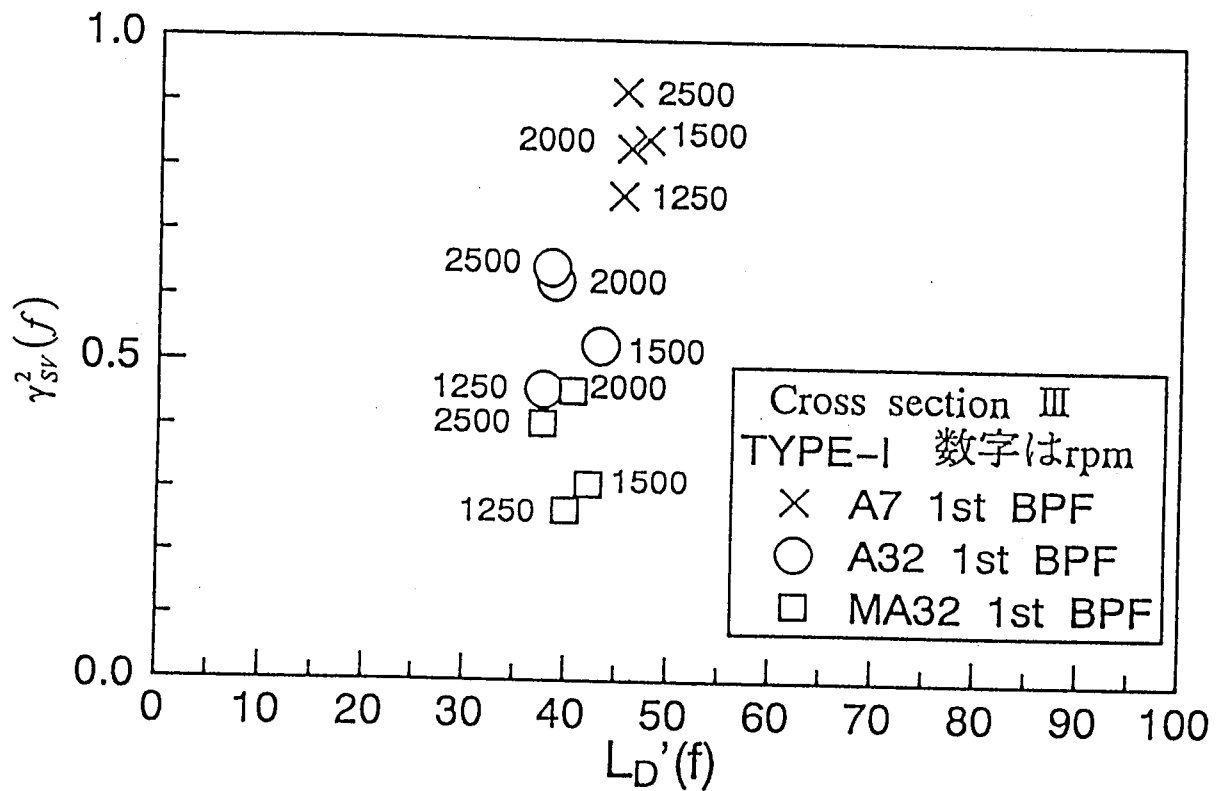


図 3.5.42 羽根車回転数とコヒーレンス③ (断面: $e=0.48$)

3.5.5. (3) 舌部表面圧力変動と回転騒音の関係

前節では舌部周辺の流速変動を音源として考え、騒音に及ぼす影響を調べた。しかし、空力騒音の理論的解析によれば、舌部表面の圧力変動を音源とみなすことができるのは前に示した通りである。また、前節の考察から、羽根幅方向にすきまを変えた変隙形舌部の場合、羽根出口流れが舌部表面と干渉することによって生じる圧力変動の位相が、羽根幅方向にずれていることが予測される。ここでは舌部表面の圧力変動が騒音に及ぼす影響を前節と同様の手法で調べる。圧力変動は舌部先端に最も近い測定孔（A 列）により、半導体圧力トランスデューサを用いて計測した。流速変動と同様、羽根車の回転に同期した時間間隔にて変動の時刻歴波形を得た。なお、回転騒音成分のみを評価するために、中心周波数 315Hz の 1/3 オクターブバンドフィルタにて雑音成分を取り除いた。

図 3.5.43～図 3.5.45 は各舌部の圧力変動の時刻歴波形における羽根幅方向分布を示したものである。測定は羽根出口流れを直接受ける部分（ $\phi=0\sim0.5$ ）にて行った。A7 では変動の振幅が他の舌部に比べて大きく、変動の位相が測定点ごとに多少ばらついてはいるが、ほぼ同位相といえる。一方、A32、MA32 では羽根幅全体にわたって変動の振幅が A7 に比べてやや小さく、位相のばらつきも少ない。なお、本図では見にくい MA32 は位相が羽根幅方向に徐々にシフトしているのが観察される。これらを詳細に観察するため、変動振幅の実効値および位相を羽根幅方向にプロットした。図 3.5.45 は振幅の実効値の比較であるが、羽根幅方向に多少のばらつきがあるものの、全般的に A7 の振幅が大きい。また、付近側板（ $\phi=0.4$ ）での A7 振幅が顕著に高い。これは側板内側のはく離流れによるものと推察する。一方、羽根中央における変動を基準とした位相分布を示すと図 3.5.47 のようになる。すきまが幅方向に一定である A7、A32 は羽根幅全体にわたって位相差が見られないのに対して、幅方向にすきまが変化している MA32 ではすきまの大きさに応じて位相が変化している。すなわち、従来形舌部では羽根幅方向に干渉が同時に生じて強い音源になっている一方で、変隙形舌部は干渉の同時性が崩れ、音源としての寄与度が低下していることを示唆している。これは前節の流速変動の測定によって得られた仮定を裏付けるものであり、変隙形舌部の騒音低減メカニズムが明らかになったといえる。

次に、圧力変動と騒音のコヒーレンス関数を測定し、音源としての寄与度がどのように変化したかを調べた。図 3.5.48～図 3.5.50 は回転騒音成分における圧力変動と騒音のコヒーレンス値の羽根幅方向分布を比較したものである。1 次の回転騒音では、流速変動と騒音のコヒーレンス同様、コヒーレンス値の大きさは $A7 > A32 > MA32$ の順に大きく、すきまが小さい A7 では 0.8 前後と高い値を示すが、すきまが大きい A32 では約 0.5、変隙形の MA32 では 0.3 前後となり、回転騒音低減効果に対応している。また、2 次、3 次の回転騒音に関しては、A7 では依然として 0.8 前後の高い相関を示しているのに対し、A32、MA32 では 0.1 以下であり、ほとんど相関がなくなっている。以上から、変隙形舌部においては圧力変動と騒音のコヒーレンスが低下しており、音源としての寄与度が小さくなっていることが示された。

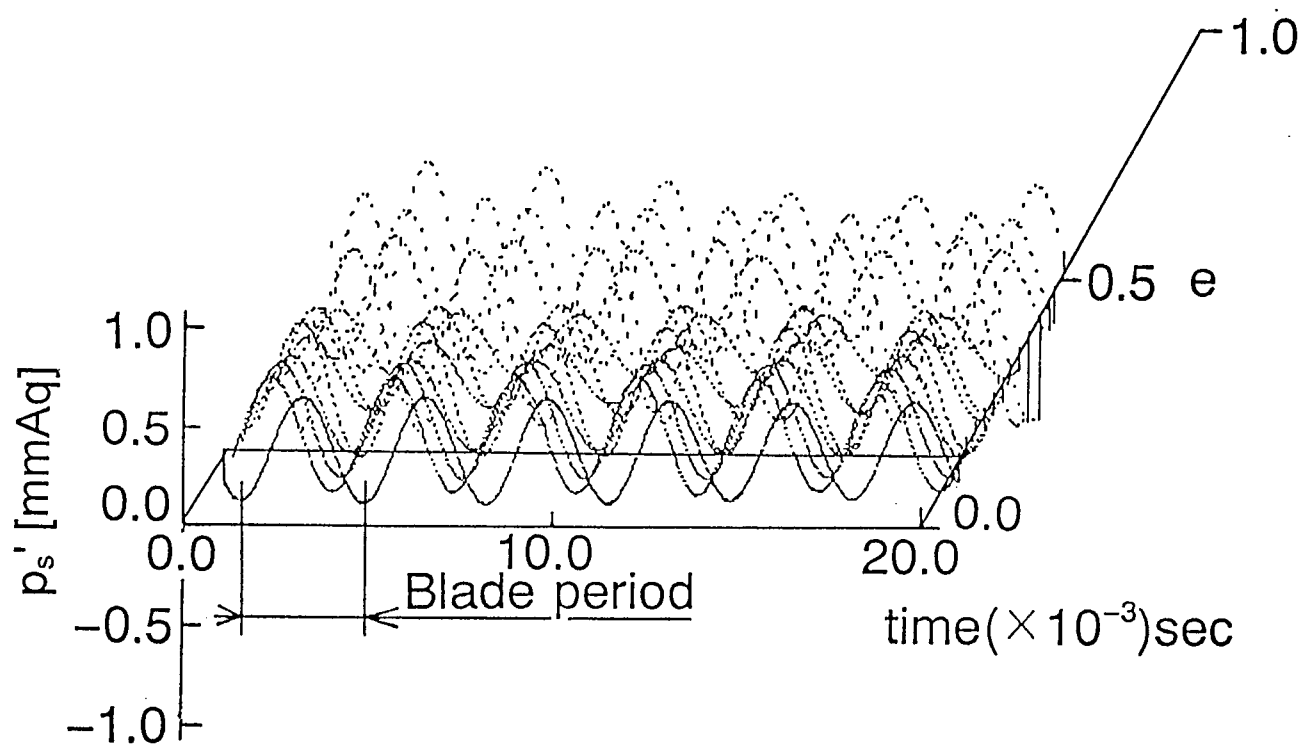


図 3.5.43 舌部表面圧力変動の時刻歴波形分布①（舌部：A7）

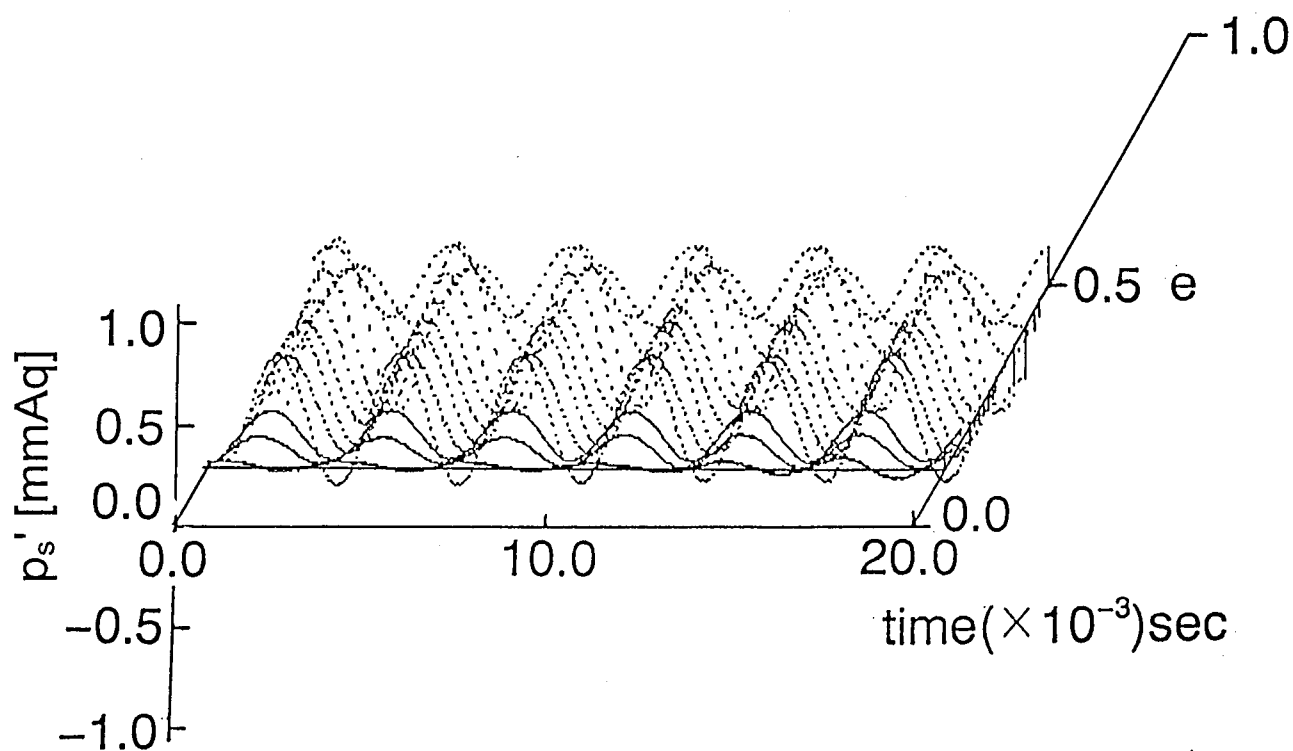


図 3.5.44 舌部表面圧力変動の時刻歴波形分布②（舌部：A32）

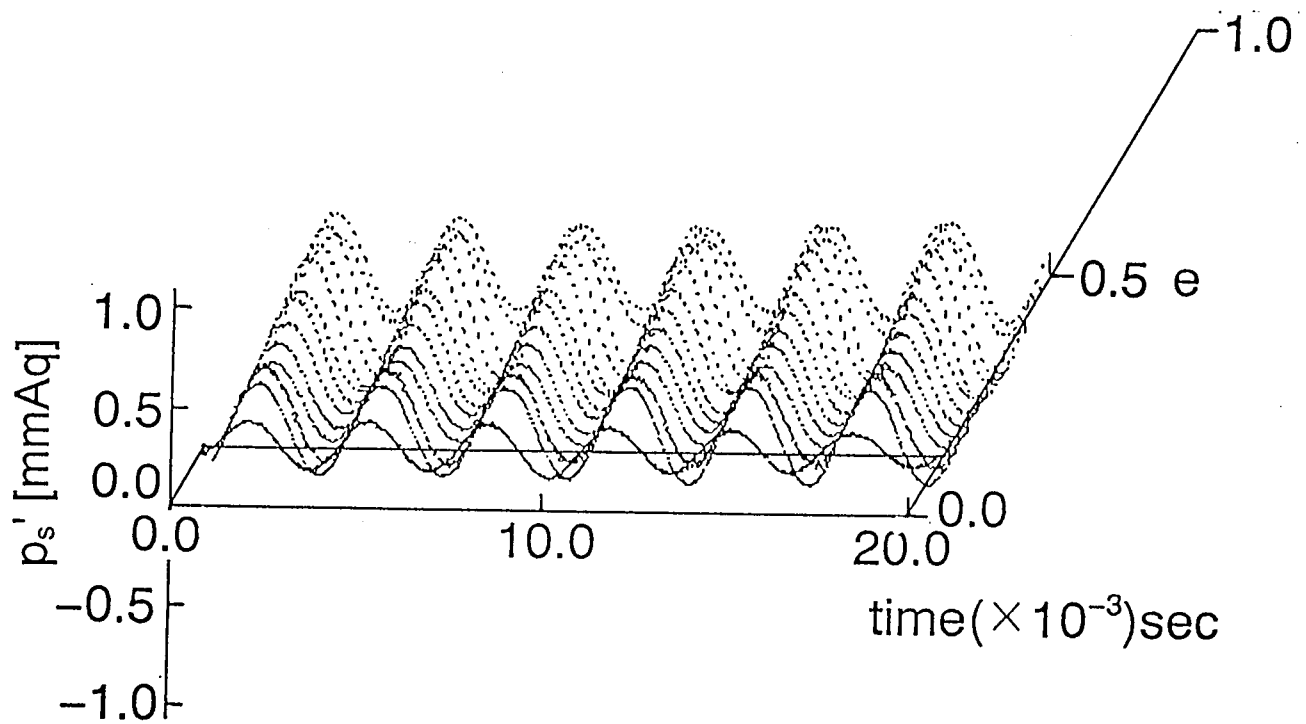


図 3.5.45 舌部表面圧力変動の時刻歴波形分布③（舌部：MA32）

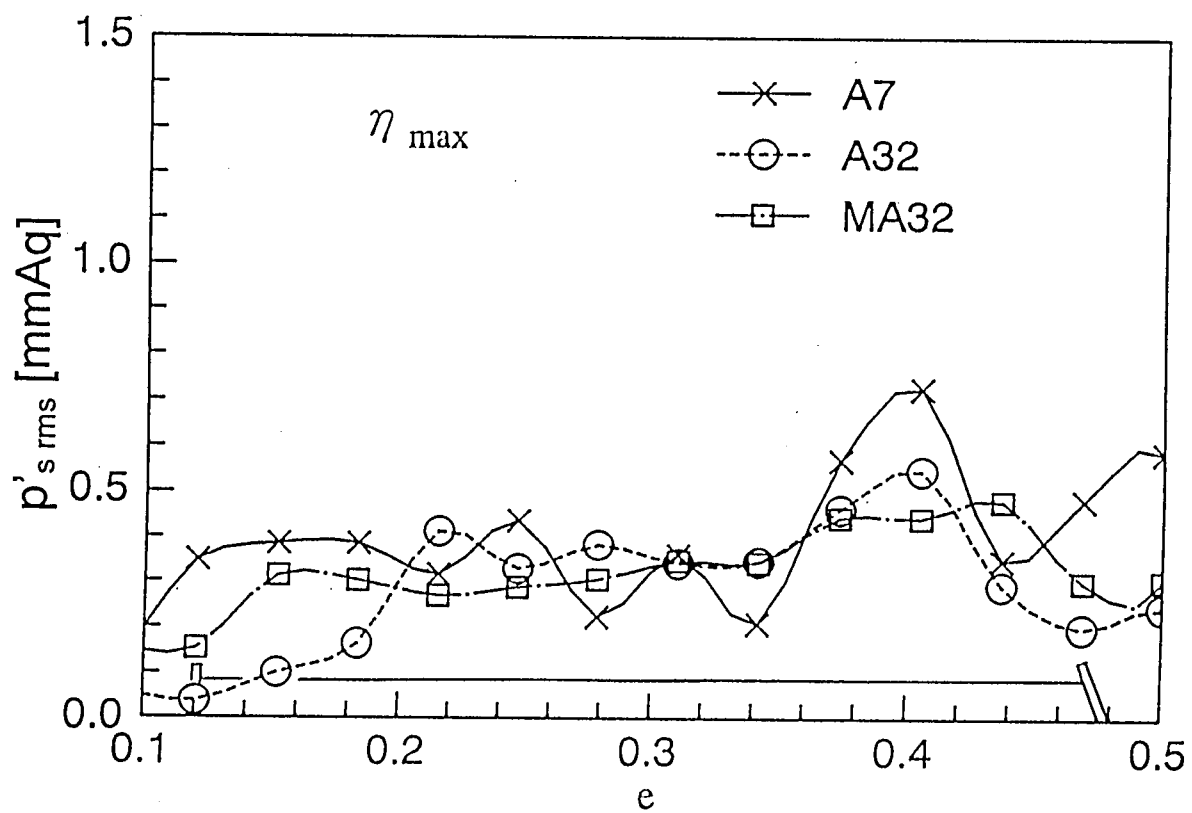


図 3.5.46 舌部表面圧力変動の実効値分布

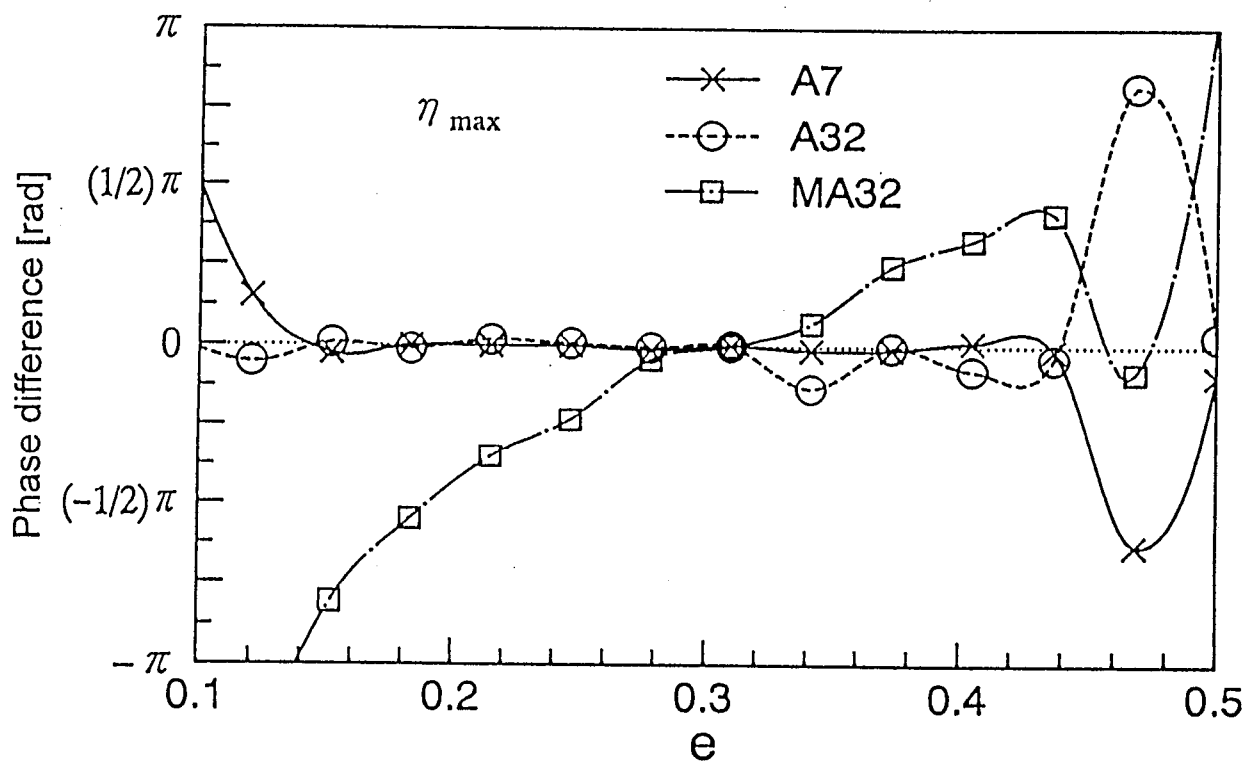


図 3.5.47 舌部表面圧力変動の位相分布

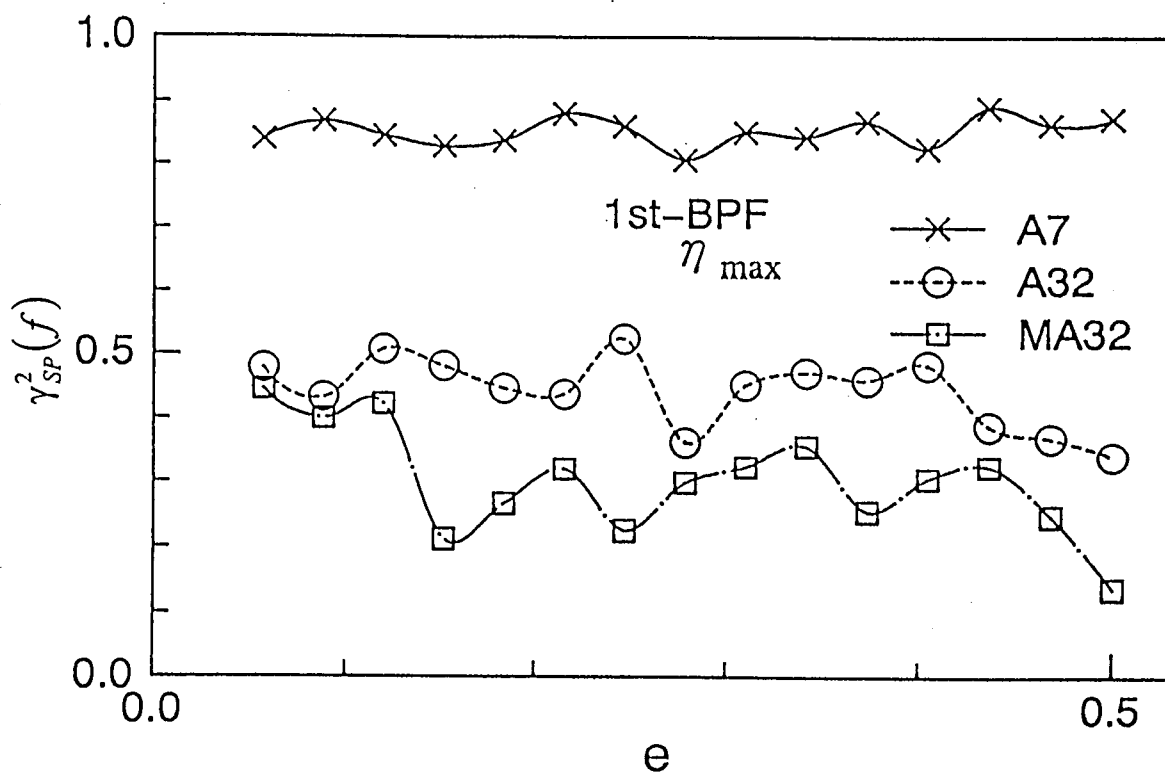


図 3.5.48 1 次の回転騒音と圧力変動のコヒーレンス

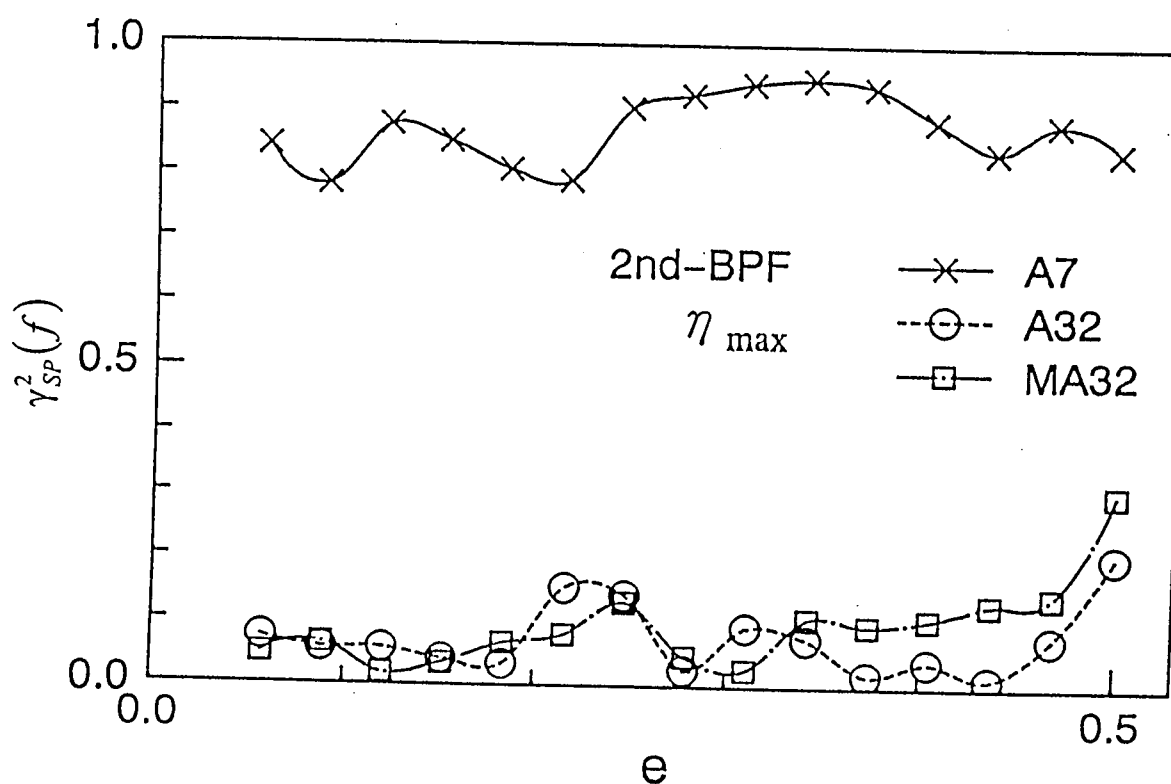


図 3.5.49 2 次の回転騒音と圧力変動のコヒーレンス

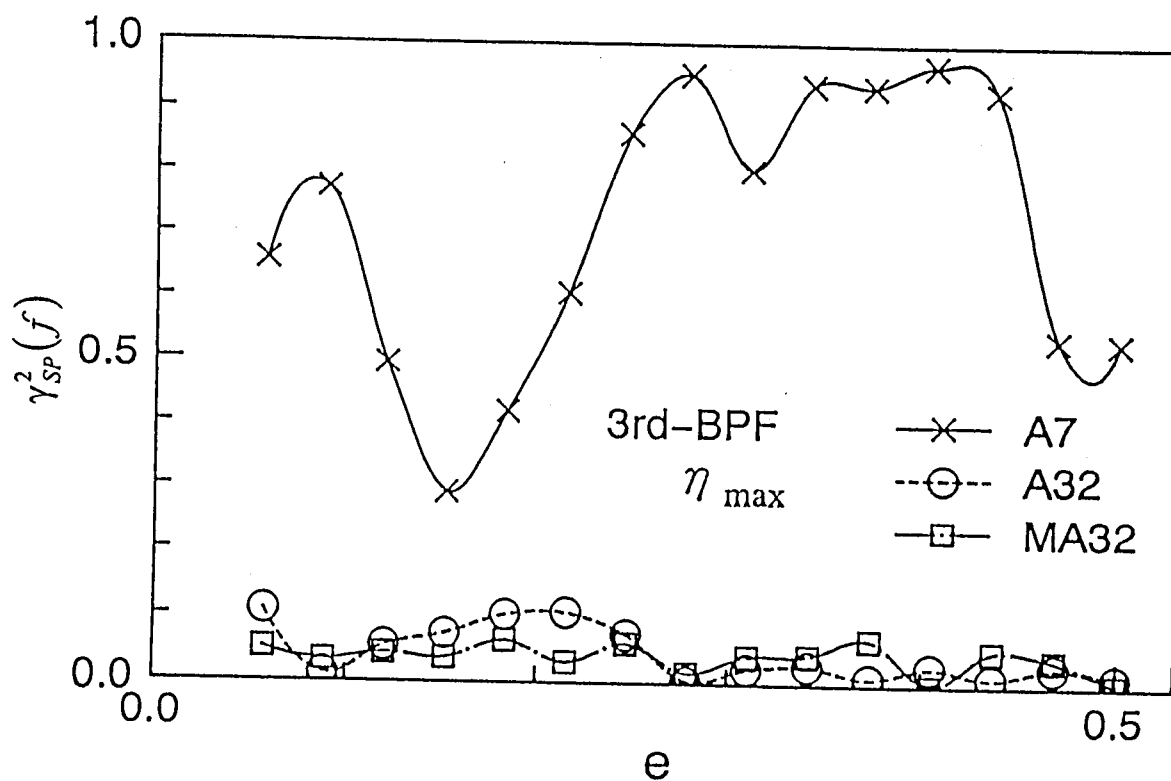


図 3.5.50 3 次の回転騒音と圧力変動のコヒーレンス

3.6 舌部形状の改良に関する実機への適用効果

本研究において、幅方向にすきまを変化させた変隙形舌部は、従来形状の舌部に比べて、より大きな回転騒音低減効果があることが確認された。そこで、この効果に一般性があるかどうかを調べるため、比速度、羽根形状などが異なる実用に供する送風機に対して変隙形舌部を適用した。その結果、同様の騒音低減効果が得られ、変隙形舌部の概念が回転騒音低減に対して普遍的に有効であることがわかった。

3.6.1 試験装置および方法

ここで用いた供試送風機は、羽根車外径 385mm の片吸込み遠心形ターボ送風機であり、某機械メーカーが円形洗車機用送風機として既に実用に供されているものと同型のものである。本研究で使用した供試送風機と形式、羽根枚数は同一だが、羽根形状、比速度などは異なっている。ここではこの送風機を「洗車機用送風機」と呼び、本研究で用いた送風機を「研究用送風機」と称して区別する。主要諸元の比較を表 3.6.1 に示す。

表 3.6.1 供試送風機の主要諸元

諸 元	洗車機用送風機	研究用送風機
羽根車 内径 D_1 [mm]	3.80	333
外径 D_2 [mm]	385	450
羽根入口幅 b_1 [mm]	108	146
羽根出口幅 b_2 [mm]	76	133
羽根形状	翼型	円弧
羽根枚数 Z	12	12
羽根車回転数 N [rpm]	2900	1500
周速度 u_2 [m/s]	60.7	35.3
比速度 N_s [rpm, $m^3/min.$, m]	600	700
モータ出力 L [kW]	3.7(AC)	5.5(DC)
吐出し管直径 d [mm]	300	400

実験装置は図 3.6.1 に示すように、実際の設置状況とは異なり、送風機に真っ直ぐな吐出しダクトを取り付けたものである。羽根車はインバータ制御された出力 3.7kW、4 極のモータによって V ベルトを介して駆動される。ここではインバータ周波数を 50Hz 一定とした。モータ出力はワットメータで読み取り、羽根車回転数は非接触のデジタルタコメータで計測した。流量調節は吐出し口のダンパにて、全閉から全開まで 8 流量を設定した。性能測定は JIS B 8330（送風機の試験および検査方法）に準じて行った。計

算に必要な吐出し側圧力は吐出し管にピトー管を挿入し、ベッツ型マノメータで測定した。騒音測定は、羽根車軸線上の高さで、吸込み口から 500mm、1000mm の点をそれぞれ D 点、A 点とし、そこに 1/2 インチコンデンサマイクロホンを設置し、精密騒音計、1/3 オクターブバンドフィルタ、レベルレコーダを用いて騒音レベルの測定および周波数分析を行った。測定項目および測定機器の概要は表 3.8.2 の通りである。

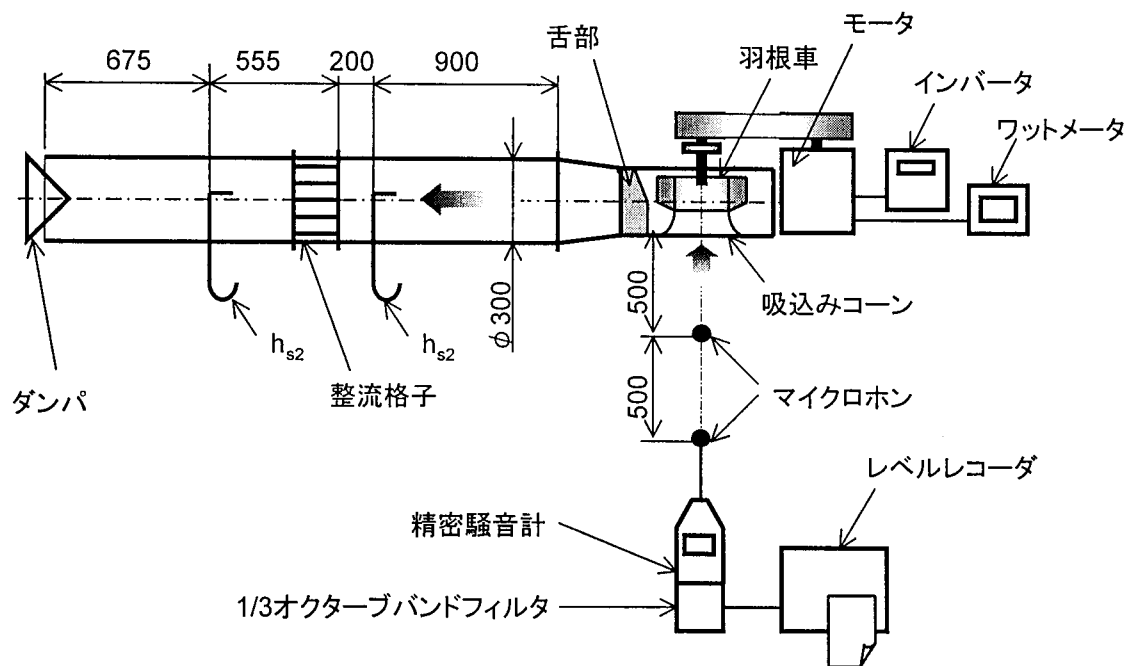


図 3.6.1 実験装置

表 3.6.2 測定項目および測定機器

測定項目	測定機器	仕様
流量	可変ダンパ (全閉から全開まで 8 流量)	供試装置に付属
モータ回転数 軸動力	インバータ ワットメータ	安川電機 616G3
羽根車回転数	デジタルタコメータ	SHIMPO
吐出し側動圧 静圧	標準ピトー管 ベッツ型マノメータ	理化精機 TYPE F-213
騒音レベル 周波数分析	精密騒音計 1/3 オクターブバンドフィルタ レベルレコーダ	RION NA-60A RION NX-02A RION LR-04

3.6.2 ケーシング舌部

洗車機用送風機のために改良試作したケーシング舌部の代表寸法を表 3.6.3 および表 3.6.4 に示す。研究用送風機と同様に舌部は木製で、舌部の部分だけ取り替えられるようにしてある。

原型となる舌部 (No.1) は、舌部先端半径 r が 2mm と小さい。しかし、舌部すきまは 41.5mm ($t_m/D_2=10.4\%$) と広く、すきまを広げることによる静音化をすでに考慮した設計となっているため、これ以上すきまを広げることによる騒音低減効果は期待できないことが予測される。舌部形状は従来形であり、すきまは羽根幅方向に一様である。No.2 舌部は、舌部先端半径を No.1 より大きく取っている。なお、すきまの大きさ、舌部形状は No.1 と同様である。No.3、No.4 舌部は、舌部先端半径を大きくし、またすきまが羽根幅方向に変化した変隙形である。No.5～No.7 舌部は、舌部先端半径が大きく、すきまが羽根幅方向に 2 段階に変化している (段付き形状)。これも変隙形の概念と同様に羽根後流の干渉を緩和することを狙っているが、すきまが滑らかに変化している変隙形に比べると製作が容易である。

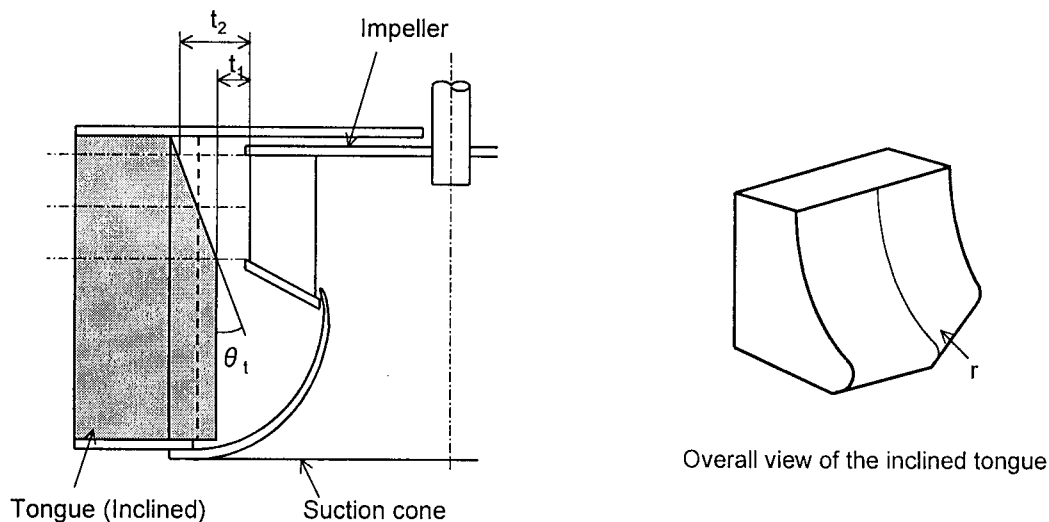


図 3.8.2 供試舌部① (変隙形)

表 3.6.3 試作舌部の代表寸法① (標準および変隙形) 単位[mm]

No.	r	t_m	t_1	t_2	t_m/D_2 [%]	θ_t [deg]	備 考
1	2	41.5	41.5	41.5	10.8	0.0	標 準
2	12	42.0	42.0	42.0	10.9	0.0	試作形 (変隙形)
3	16	37.0	20.0	54.0	9.6	24.1	
4	16	47.0	40.0	54.0	12.2	10.4	

$$t_m = (t_1 + t_2) / 2$$

$$\theta_t = \tan^{-1} \{ (t_2 - t_1) / b_2 \}$$

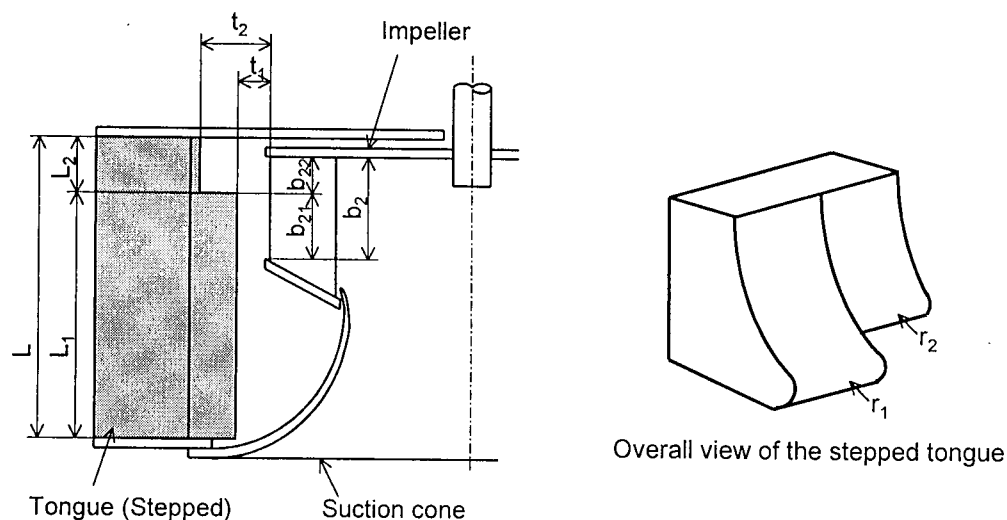


図 3.6.4 供試舌部②（段付き形）

表 3.6.4 試作舌部の代表寸法②（段付き形） 単位[mm]

No.	r	t_m	t_1	t_2	L_1	L_2	備 考
5	10	20	20	54	179	59	$b_{22}=0.3b_2$
6					161	77	$b_{22}=0.5b_2$
7					143	95	$b_{22}=0.7b_2$

3.6.3 実験結果

3.6.3. (1) 原型（No. 1）と変隙形（No. 2～No. 4）の比較

① 性能特性

図 3.6.5 に性能・騒音特性の比較を示す。回転数、軸動力はほとんど差がないが、全圧は変隙形が低い傾向にある。しかし、最高効率点から全開風量にかけての差はわずかである。効率は、低風量域で変隙形が高いが、最高効率はほとんど差がなく、全開時には変隙形（No.3、No.4）の値が高くなっている。全体として、性能特性は、低風量域では原型が良いが、最高効率点から全開風量にて使用する場合には変隙形でも性能が低下するようなことはなく、むしろ全開時には変隙形の方が高い値を示している。

② 騒音特性

図 3.6.6 に騒音スペクトルの比較を示す。原型（No.1）に比べ、変隙形はいずれも全風量域で騒音低減効果がある最も良好なのは No.4 であり、原型に対して最大 5dB の騒音低減効果がある。一方、舌部先端半径を大きくしただけの No.2 も低減効果を示している。研究用ファンでは、舌部先端半径の増加は音源領域の拡大につながるために回転

騒音が増大することを示したが、ここではすきまが十分広いために、干渉による音源領域の拡大ではなく、舌部先端半径の増加によってむしろ流れのはく離が抑制された可能性がある。変隙形は原型に対して、オーバーオール騒音レベル、比騒音レベルともに全開時で約 2dB、最高効率点風量で 2dB～5dB の騒音低減効果を得た。

また翼通過周波数を含む 1/3 オクターブバンド音圧レベル、すなわち回転騒音については、同様に全開時で 1dB～7dB、最高効率点風量では 3dB～9dB の騒音低減効果が得られた。以上より、試作した舌部は原型に対していずれも騒音低減効果を示し、舌部先端半径を大きくしただけでも効果があるが、変隙形とすることでより大きな効果が期待できる。

ところで、供試送風機はベルト駆動しているために、全閉から全開に至る間に回転数に変化しており、それに伴って翼通過周波数も変化する。試験時の回転数は 3.850rpm～2960rpm であり、翼通過周波数は 570Hz～592Hz となる。これは 1/3 オクターブバンド中心周波数 630Hz の帯域内に収まっている。また、各設定風量時における舌部間の回転数差はほとんどないので、回転騒音音圧レベルは全風量域で 630Hz のバンド音圧レベルを用いている。

3.6.3.(2) 原型 (No. 1) と段付き形 (No. 5～No. 7) の比較

① 性能特性

性能・騒音特性の比較を図 3.6.7 に示す。全開時の効率は段付き形の方が高く、最高効率も段付き形が原型に比べて 2%ほど高い。全圧は低風量域で原型が他に比べて 10mmAq ほど高くなっているが、最高効率点から全開にかけては差がない。軸動力は全域で段付き形が低い値を示している。

② 騒音特性

オーバーオール騒音レベル、比騒音レベルとも、低風量域では大差がないが、最高効率点から全開付近では段付き形が低く、原型に比べて 2dB～4dB の低減効果を示している。回転騒音では、同様に全開時で 4dB、最高効率点で 8dB の低減効果がある。総じて、段付き形は原型より優れた騒音特性を示している。なお、段付き形同士の比較ではあまり有意な差が認められなかったので、図 3.6.8 では No.1 と No.7 の比較のみ示す。

以上から、羽根形状、比速度などが異なる送風機においても、舌部すきまを羽根幅方向に変化させた舌部形状が回転騒音低減に有効であることがわかり、本手法の一般性が確認されたと言える。特に、供試送風機は舌部すきまが標準で 10%以上あり、これ以上すきまを大きくすると空力性能の低下が懸念される。研究用送風機では 10%以上のすきままでは変隙形の効果は小さかったが、洗車機用送風機では効果的であった。これは、洗車機用送風機の回転数が高く、羽根車周速度が研究用送風機に比べると大きいために、後流変動の減衰が弱かったためと推察される。

なお、供試送風機における期待の効果について追記する。洗車機は通常はガソリンスタンドに設置されており、最近、ガソリンスタンドと住宅が近接するケースが多く、洗車

機騒音の低減が近隣の騒音公害防止の観点からも急務となっている。一般的な洗車機には供試送風機と同仕様のものが2~4機組み付けられていることから、送風機の騒音低減は音源対策として非常に有効であると考えられ、実用面での効果が期待できる。

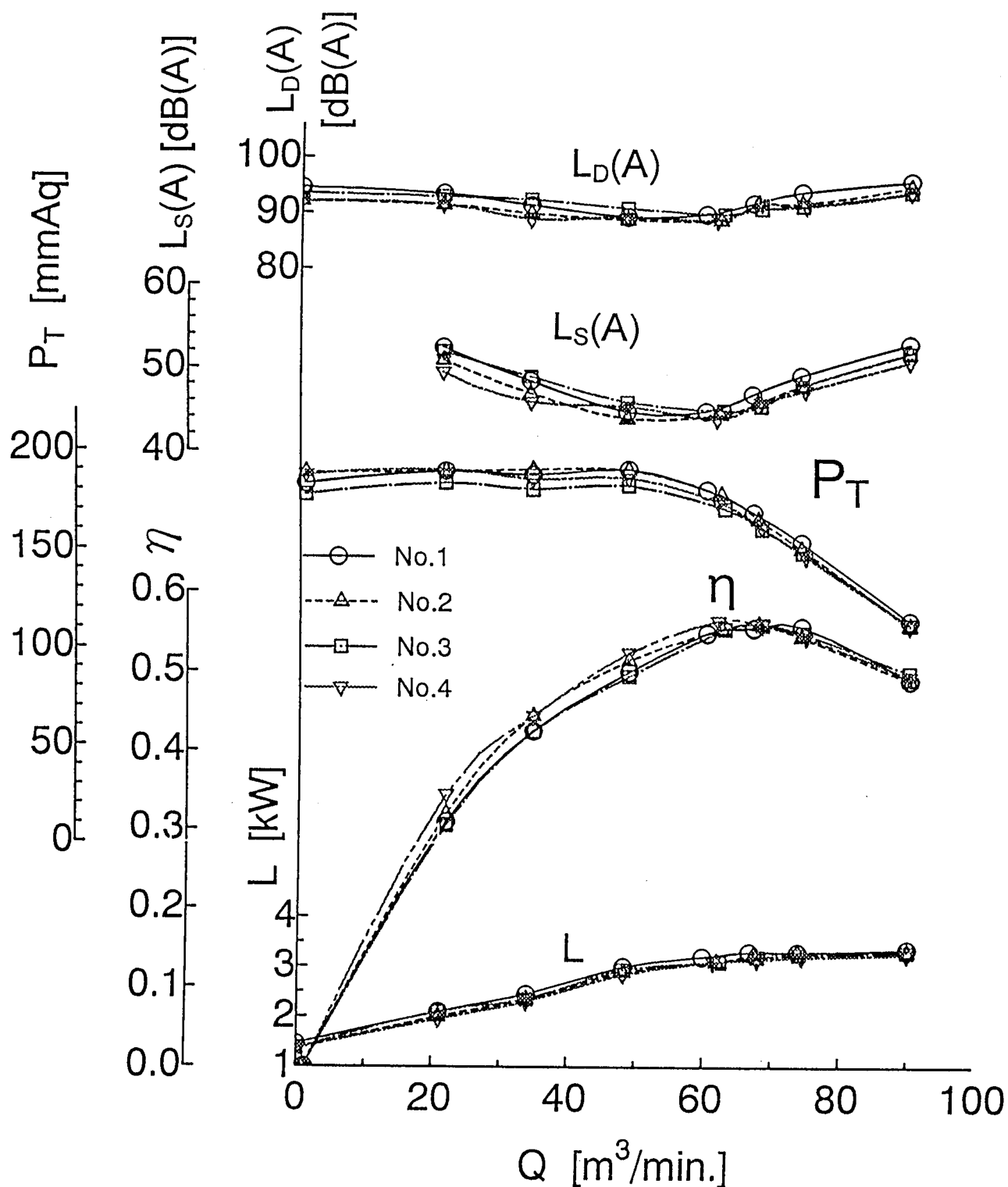


図 3.6.5 性能・騒音特性（舌部：標準形と変隙形の比較）

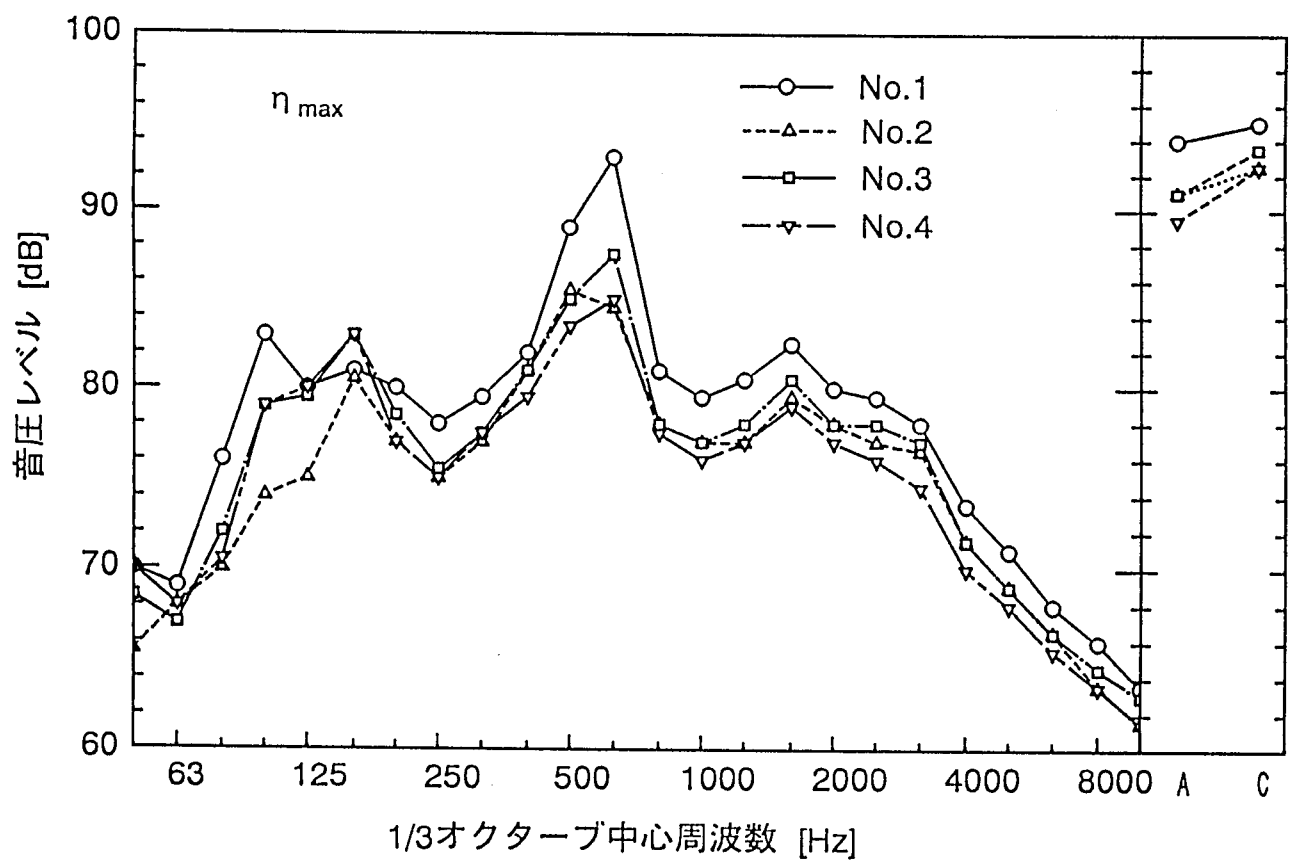


図 3.6.6 騒音スペクトル（舌部：標準形と変隙形の比較）

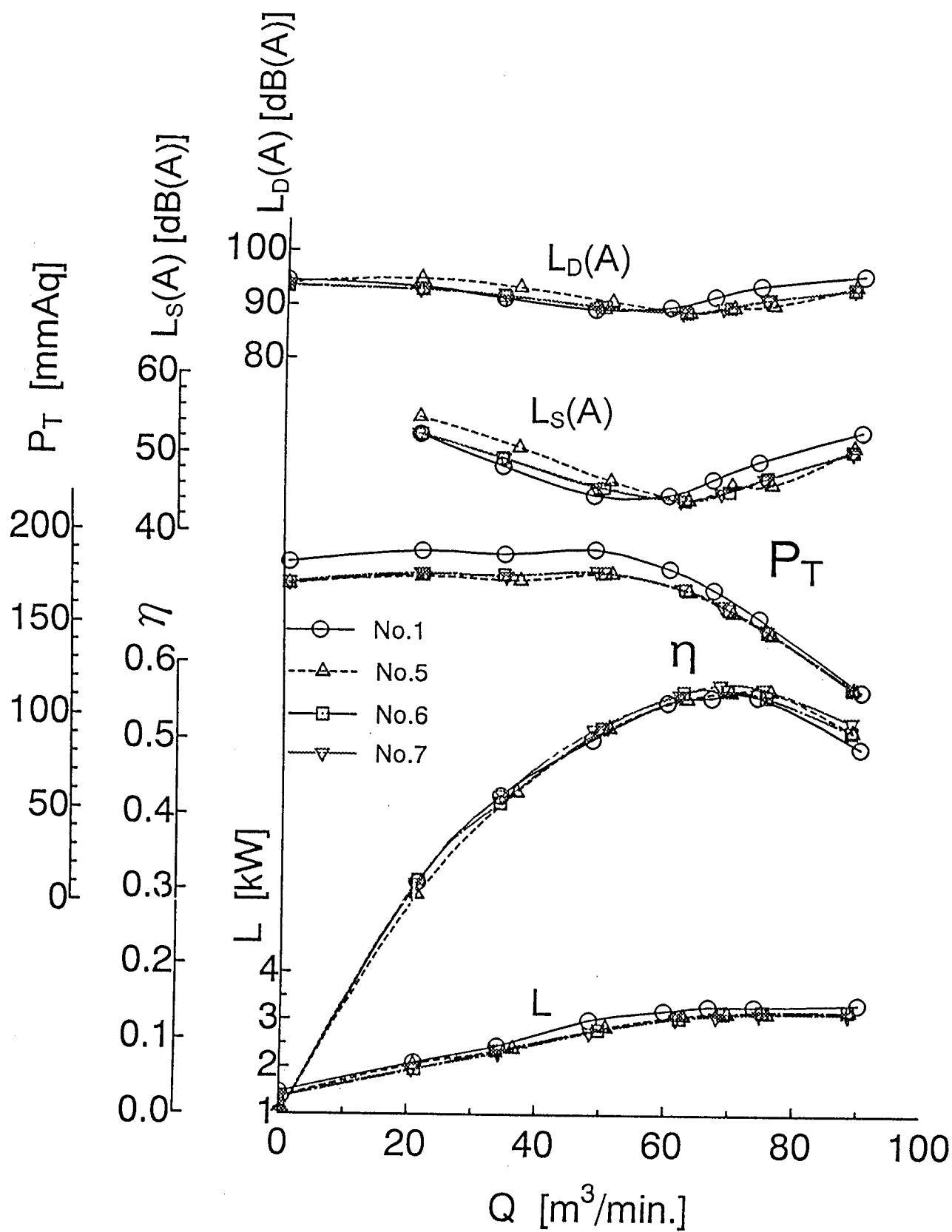


図 3.6.7 性能・騒音特性 (舌部：標準形と段付き形の比較)

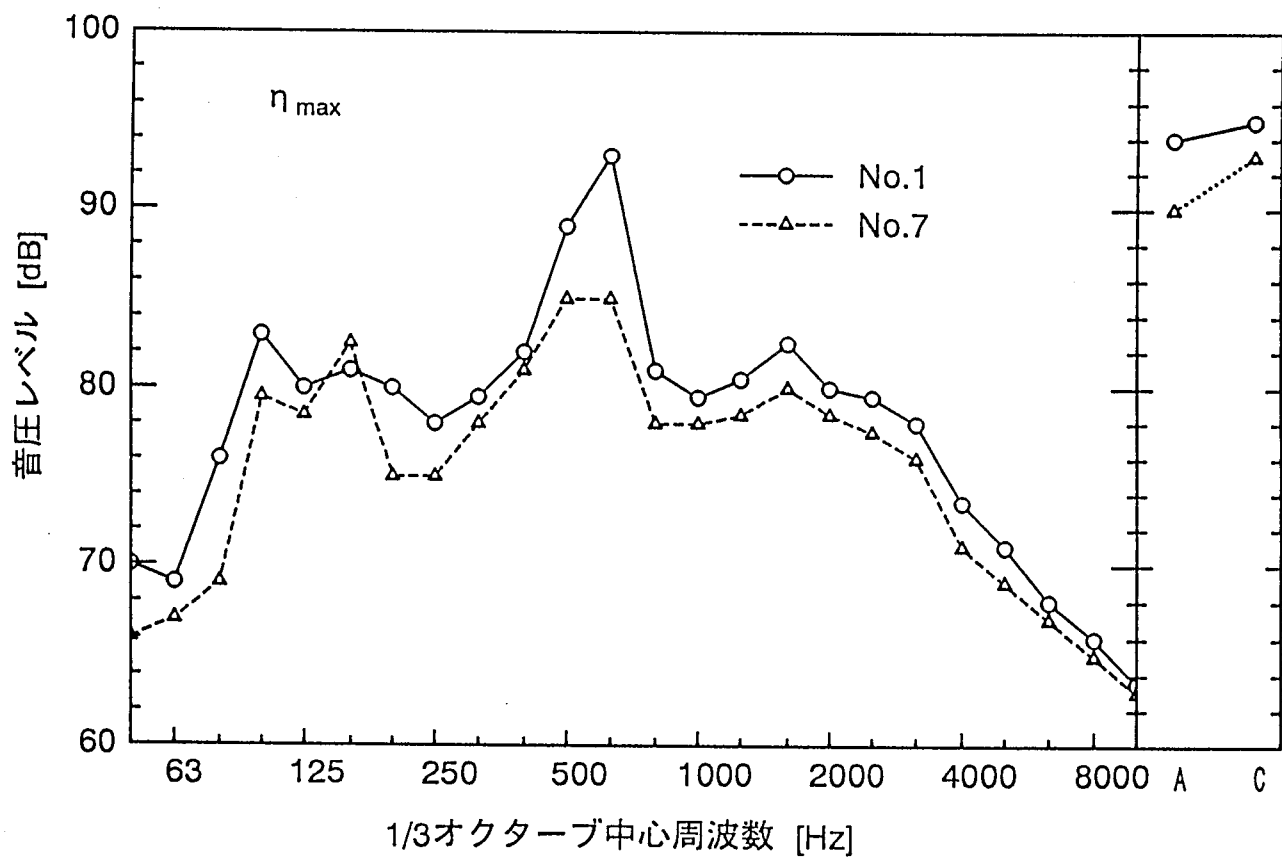


図 3.6.8 騒音スペクトル (舌部：標準形と段付き形の比較)

3.7 本章のまとめ

遠心送風機が発生する回転騒音を低減するために、ケーシング舌部形状が性能・騒音に及ぼす影響を調べるとともに、変隙形舌部を試作して騒音低減を試みた。これは、従来の舌部形状が羽根幅方向に一様なすきまを有しているのに対して、変隙形舌部は羽根幅方向にすきまが変化しており、羽根後流と舌部との干渉を和らげようというものである。以下、本章で得た知見を列記する。

- ① 舌部すきまを大きくすると、低風量域の全圧効率および圧力特性が向上し（標準の舌部比で約 2%）、右上がり部分が締切点に近づくため、サージングなどの不安定現象が発生しにくくなり、より安定性能に近づく。
- ② 舌部先端半径 r は回転騒音の大小に影響し、供試送風機では r が大きいほど回転騒音が増大する。これは r が大きくなると羽根後流との干渉領域が増えるためと推察する。
- ③ 舌部高さ h を高くすると、最高効率点での効率が低下する。なお、低風量域においては効率が上昇し、騒音が低減するが、風量が大きくなるにつれ、流れをブロックしてしまい、効率、騒音ともに急激に悪化してしまう。
- ④ 変隙形舌部は標準の舌部に対して、オーバーオール騒音レベルおよび 1/3 オクターブバンド回転騒音音圧レベルにおいて最大 8dB の低減効果を示した。またこの効果は全風量域において得られる。
- ⑤ 変隙形舌部は同一の平均舌部すきまを持つ従来形状の舌部に比べて最大 4dB のより優れた騒音低減効果を示す。
- ⑥ 供試送風機では、1 次の回転騒音の強さは回転数（羽根車周速度）の 5 乗に比例した音響特性を示した。これは、空力騒音における双極子音源特性の 6 乗と一致しないが、ケーシングの存在およびその非対称性のためと推察する。なお、この特性送風機騒音における相似則（比騒音）に沿ったものとなった。
- ⑦ ケーシング内部および舌部周辺の流れの分布を計測し、舌部形状が内部流れに及ぼす影響を調べた。ケーシング内部の時間平均の壁面圧力分布では、舌部近傍を中心にケーシング内部全体に影響が及んでいる。舌部表面の壁面静圧は、舌部すきまの大きさに比例して静圧が回復している。
- ⑧ 舌部周辺の時間平均流速分布においては、舌部すきまを大きくすると流速が低下し、後流が減衰することがわかった。また、すきまを一様に大きくしていくと、すきま比 $t_m/D_2=8\sim 10\%$ 程度以上で羽根後流がケーシング幅方向全体に拡散する傾向にあるが、性能への影響はわずかである。
- ⑨ 羽根後流の流速変動は、すきまが小さいと羽根出口流を直接受けるために羽根車半径方向の変動成分が支配的となる。一方、すきまを広げるとケーシング内に巻き込む流れが増加し、周方向の変動成分が大きくなる。また、流速変動の位相は羽根幅

方向に一樣である。したがって、従来形舌部では羽根幅方向に干渉が同時に生じて強い音源となる一方、変隙形舌部では干渉が徐々に生じてエネルギーが分散し、回転騒音が低減していることが予測できる。

- ⑩ 流速変動と騒音のコヒーレンス関数を計測し、流速変動の音源としての寄与度を調べた。その結果、コヒーレンスは回転騒音の周波数成分で高く、それ以外の成分ではほとんど相関がないことがわかった。また、どの舌部でも羽根後流を直接受ける領域でのコヒーレンスが大きく、音源領域が明らかとなった。
- ⑪ コヒーレンスの大きさは各断面位置における舌部すきまの大きさに比例するのではなく、同一の t_m で従来形と変隙形を比べた場合には、羽根幅方向全体で変隙形のコヒーレンスが低い。このことは、騒音低減効果が単にすきまを広げたためではなく、変隙形舌部の三次元的な形状の効果によると考えられる。また、コヒーレンスの幅方向平均値の大きさと回転騒音低減効果の傾向はよく一致しており、騒音低減効果を裏付けている。
- ⑫ 回転騒音の音源とみなせる舌部表面圧力変動を計測した結果、従来形舌部では圧力変動の位相が羽根幅方向に一樣であるのに対して、変隙形ではその形状効果により、すきまが狭い側板側では位相が進み、すきまが大きい主板側では位相が遅れていることがわかった。この位相のずれが流れの干渉の同時性をなくし、音源としてのエネルギーを分散していることが確認できた。
- ⑬ また、表面圧力変動と騒音のコヒーレンス関数を計測したところ、流速変動と騒音のコヒーレンス同様、同一の t_m を有する従来形舌部に比べて変隙形舌部のコヒーレンスは羽根幅全体にわたって小さくなっていることがわかった。これにより、変隙形舌部の形状によって回転騒音の音源としての寄与度が低下していることが検証された。
- ⑭ 変隙形舌部を非相似形の遠心送風機に適用したところ、変隙形舌部は舌部すきまが大きいにもかかわらず回転騒音低減効果を示し、本手法の有効性を実証した。

第4章 ターボ送風機の吸込みノズル口金部および羽根車形状の改良による回転騒音の低減

4.1 緒言

遠心形ターボ送風機の設計において、吸込みノズル先端部と羽根車側板の位置関係は重要な設計パラメータの一つである。遠心送風機の吸込み流れは、その構造から、羽根車軸方向から半径方向に 90° 曲がって羽根に流入するため、曲率が小さくなる吸込みノズルから羽根車側板に沿う流れははく離流れを起こしやすい²⁹⁾。

さて、第3章に示したように、ケーシング舌部形状を改良することで回転騒音を低減し、舌部周辺の流れおよび舌部表面の圧力変動を計測して回転騒音低減メカニズムの検証を試みたところ、羽根車側板に対応する流れの変動が大きく、側板位置に対応する舌部表面上に強い音源が存在することが明らかとなった。これは、吸込みノズル先端部の接線角度と羽根車側板の傾斜角度の角度差が適切でない場合に、側板付近にはく離流れを生じ、このはく離流れが流出して舌部と干渉することによって回転騒音の一因となっているものと推察できる。そこで、ノズル口金部角度を最適化することによる回転騒音の低減を試みる。また、ノズル口金部角度が羽根出口流れに及ぼす影響を調べ、はく離流れと回転騒音の強さの関係を調べ、流れの改善による騒音低減効果を検証する。なお、側板内側のはく離流れが送風機の空力性能の低下または騒音レベルの増大を招くことはすでに報告されているが、それらは主にオーバーオール騒音レベルによって評価されており、はく離流れが回転騒音の強い音源となることを明らかにした研究は見当たらない。

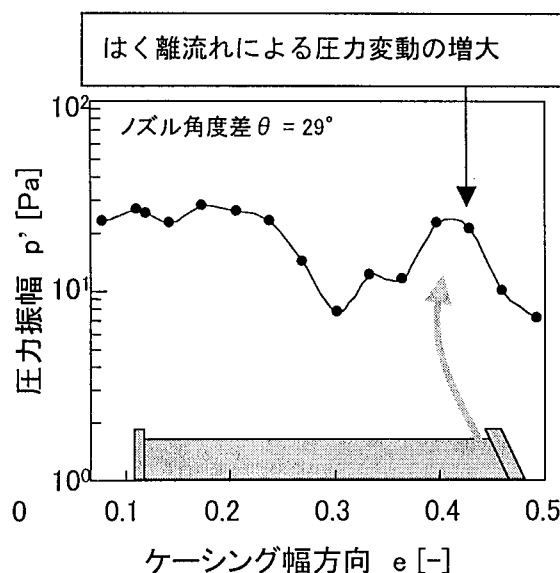


図 4.1.1 舌部表面上の変動圧力振幅の分布

一方、羽根車は遠心送風機の空力性能を決定する最も重要な構造要素である。羽根車の設計方法については古くから理論が確立され、空力性能の向上が図られてきた²⁹⁾。しかし、送風機から発生する空力騒音を低減するための羽根車の設計方法については未だ解明すべき点が多い。一般に、翼間を通過する流れのはく離や2次流れ、ウェイクに伴う非定常な乱れを抑制することで騒音低減を図ることが可能であり、過去にもいくつかの報告事例がある^{33)~35)}。しかしながら、それらの多くは乱流騒音成分を対象にしており、回転騒音が支配的であるターボ送風機の騒音低減においてはその効果は副次的であると言わざるを得ない。また、回転騒音の低減を目的として、羽根後流の時間変動波形や羽根幅方向分布を積極的に改善した研究はあまり見当たらない。本研究では、送風機の構造要素であるケーシング舌部や吸込みノズルを改良し、羽根後流との干渉を緩和することによって回転騒音を低減している。これらは、干渉を受ける側で緩和する手法であるが、羽根車形状の改良はその反対に後流変動そのものを和らげることが狙いである。ここでは、数種類の羽根車を試作し、羽根形状が回転騒音に与える影響を調べる。

4.2 実験装置および方法

本章における性能・騒音試験方法は第3章3節「実験装置および方法」に準じる。なお、羽根車回転数は1575rpm一定に保ち、吐出し口のオリフィスによって風量設定した。風量はオリフィス前後差圧から求め、軸動力は電気動力計で計測した。騒音は吸込み口から450mm離れたD点にマイクロホンを設置して測定し、周波数分析を行った。

供試送風機のケーシング舌部は羽根幅方向に一樣な従来形状とし、舌部すきまは7mm（すきま比1.7%）または32mm（すきま比7.1%）である。また舌部周辺の流れに関しては、熱線流速計および半導体圧力センサを用いて出口流速および舌部表面の圧力変動を計測した。なお、使用記号は第3章2節「使用記号表」を参照のこと。

4.2.1 吸込みノズル口金部

吸込みノズル先端部の詳細を図4.2.1に示す。一般産業用の遠心送風機の場合、吸込みノズル（Bell Mouth）は製かんによって一体で作られるが、供試送風機ではノズル先端部（以下、ノズルと称す）を取り替え可能とし、機械加工によって精度を確保した。ノズル単体の断面図（ノズルAおよびDを一つの図中に描いてある）を図4.2.2に示す。供試ノズルは4種類とし、羽根車側板の傾斜角度 $\beta_2=30^\circ$ とノズルの接線角度との角度差を θ が 0° から 29° の範囲でそれぞれ異なっている。また、図4.2.3はノズル先端部の拡大図であるが、ノズルの接線角度に応じてノズル内側の半径 R_n が異なる。表4.2.1に各ノズルの代表寸法を示す。

図4.2.4および図4.2.5に供試ノズルの写真を示す。

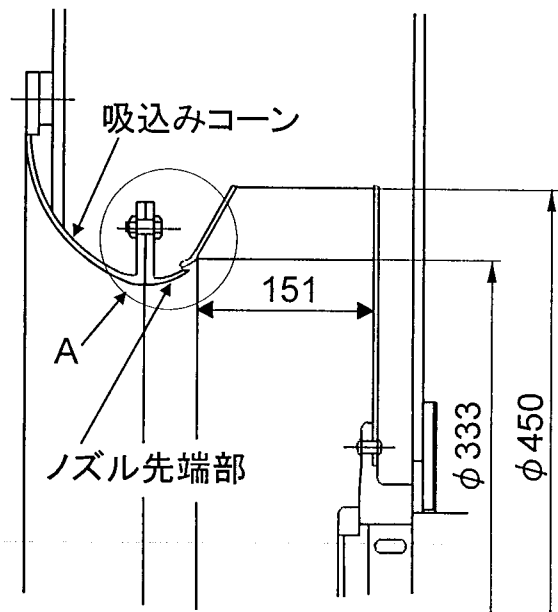


図 4.2.1 ノズル説明図

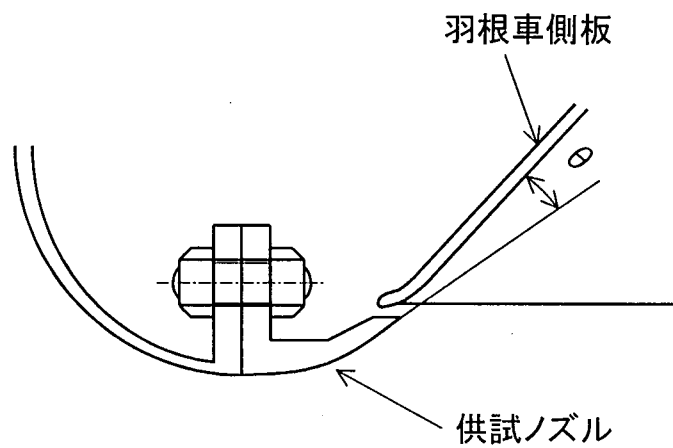


図 4.2.2 ノズル先端部

表 4.2.1 供試ノズルの代表寸法

TYPE	θ [deg]	R_n [mm]
A	0.0	23
B	10.5	30
C	19.5	48
D	29.0	76

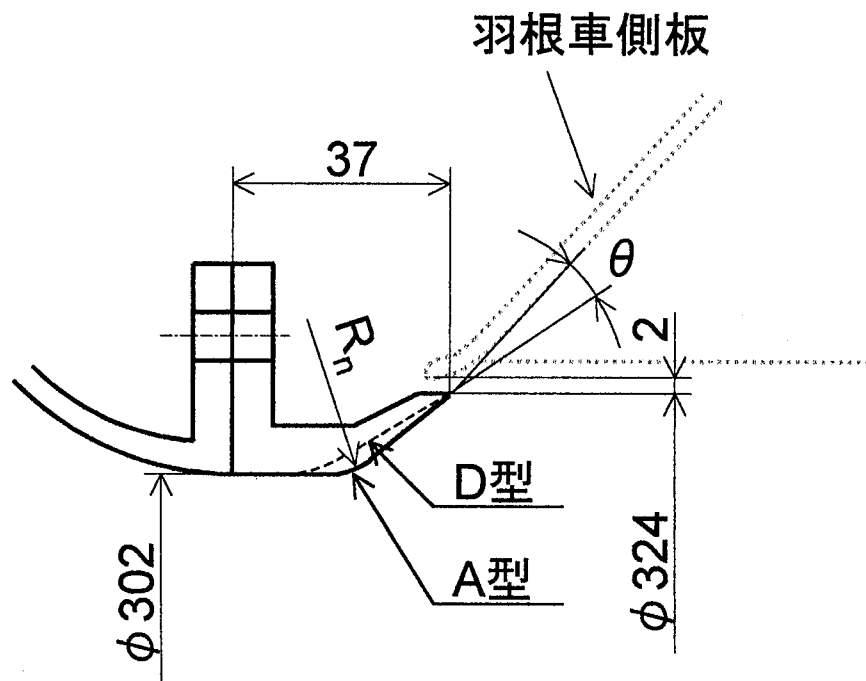


図 4.2.3 ノズル先端部の断面形状

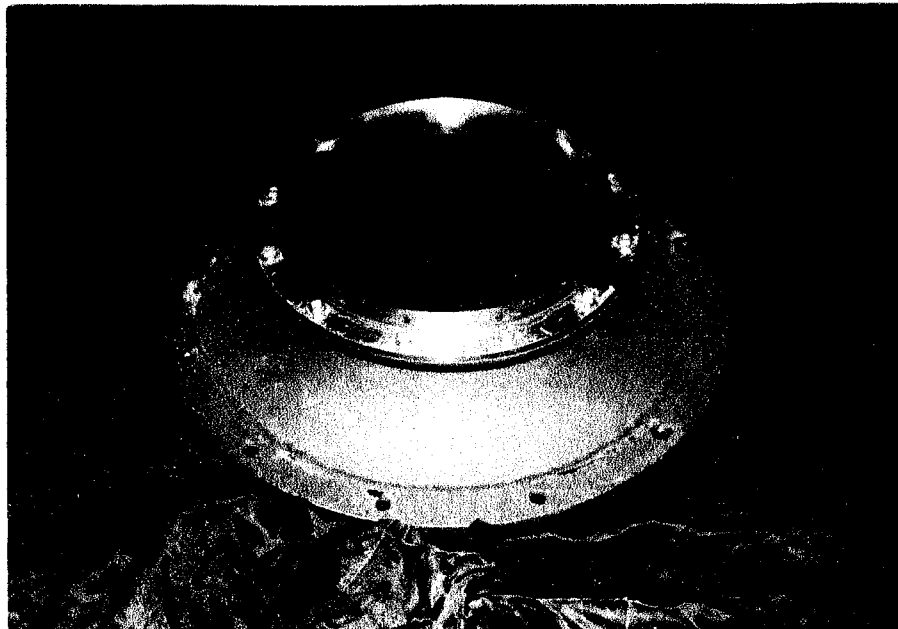


図4. 2. 4 吸込みコーンおよびノズル先端部

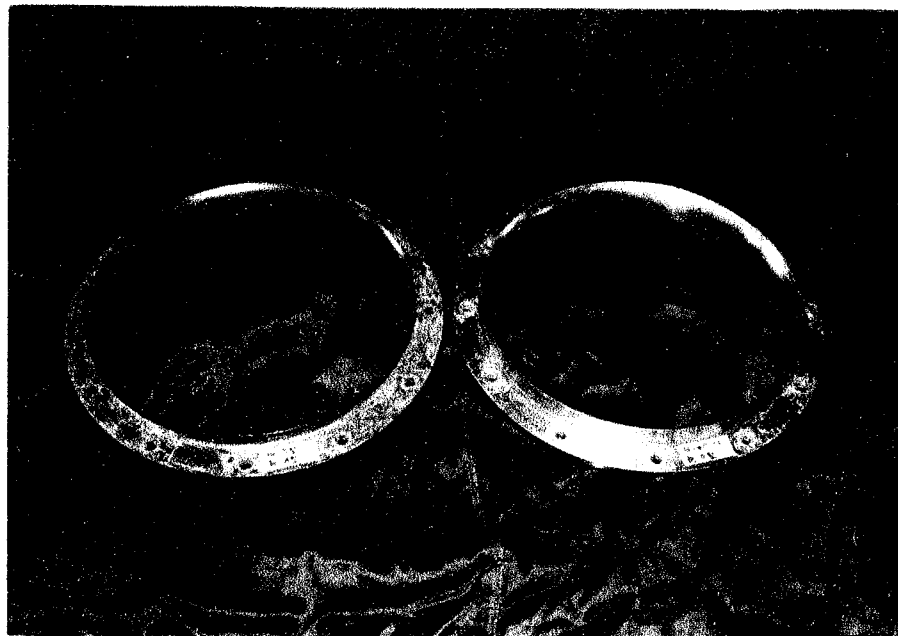


図4. 2. 5 供試ノズル先端部

4.2.2 羽根車

供試羽根車は全部で5種類であり、ここでは第3章で説明した羽根車を標準（羽根車 No.1 と呼ぶことにする）羽根車とする。この他に、羽根出口直径を羽根幅方向に変化させた傾斜羽根を有する羽根車（羽根車 No.2）、羽根形状が翼型断面で、羽根入口角度 β_1 を変化させた三次元翼型を有する羽根車（羽根車 No.3）および羽根形状が翼型断面で β_1 = 一定の二次元翼型を有する羽根車（No.4）である。なお、これら以外に、羽根車 No.1 と同一形状で、側板傾斜角度のみが異なる羽根車（No.1'）がある。表 4.2.2 に各羽根車の諸元を示す。また、図 4.2.6a から図 4.2.6d に、羽根車の寸法図を、図 4.2.7a から図 4.2.7d に羽根車の写真を示す。

羽根車 No.2 の設計概念は、羽根出口直径を羽根幅方向に変化させることにより、後流変動の羽根幅方向の同時性を崩そうというものであり、変隙形舌部の考え方を羽根車に適用したものである。羽根の断面形状は標準羽根と同じ二円弧平板である。

羽根車 No.3 は、遠心送風機における吸込み流れの入口流入角が羽根幅方向で一様でないことを考慮し、羽根入口角度 β_1 が羽根幅方向に変化しているものである。なお、 β_1 が変化しているために、羽根が羽根幅方向にねじれた格好となり、結果として羽根出口は周方向に若干スキューした形状となる（スキュー率*1 は 14%）。スキュー羽根には後流干渉を和らげる効果があることが知られており、ここでも同様の効果が得られる可能性がある。また、羽根の断面形状は翼型（上面は NACA4309 翼型を基準に、翼弦 0 ～15% および 70% ～100% の翼厚を変え、下面は直線形状とした。なお、後縁は翼厚 2mm）とした。なお、羽根車 No.4 は、羽根の断面形状の影響とスキュー効果の影響を区別するために、同一の翼型断面形状を持ち、 β_1 が羽根幅方向に一定な二次元翼型としてある。

表 4.2.2 供試羽根車の主要諸元

記号	羽根 断面形状	出口直径 D_2 [mm]	入口角度 β_1 [deg]	出口角度 β_2 [deg]	入口幅 b_1 [mm]	出口幅 b_2 [mm]	側板傾斜角 α [deg]
No.1	2 円弧	450	20.0	40.0	151.0	112.5	30
No.1'	2 円弧	450	20.0	40.0	151.0	100.0	39
No.2	2 円弧	435*	20.0	40.0	151.0	112.5	30
No.3	3 次元翼型	450	15.8～ 21.5	44.6～ 46.5	154.0	116.5	30
No.4	2 次元翼型	450	17.9	45.2	154.0	116.5	30

*No.2 の D_2 は羽根幅中央断面における値

$$*1 \text{ スキュー率} = \frac{\phi}{Z/360} \times 100 \text{ [\%]}$$

但し、 ϕ : 羽根車外周における羽根主板位置および側板位置の中心角の差[deg]

Z : 羽根枚数

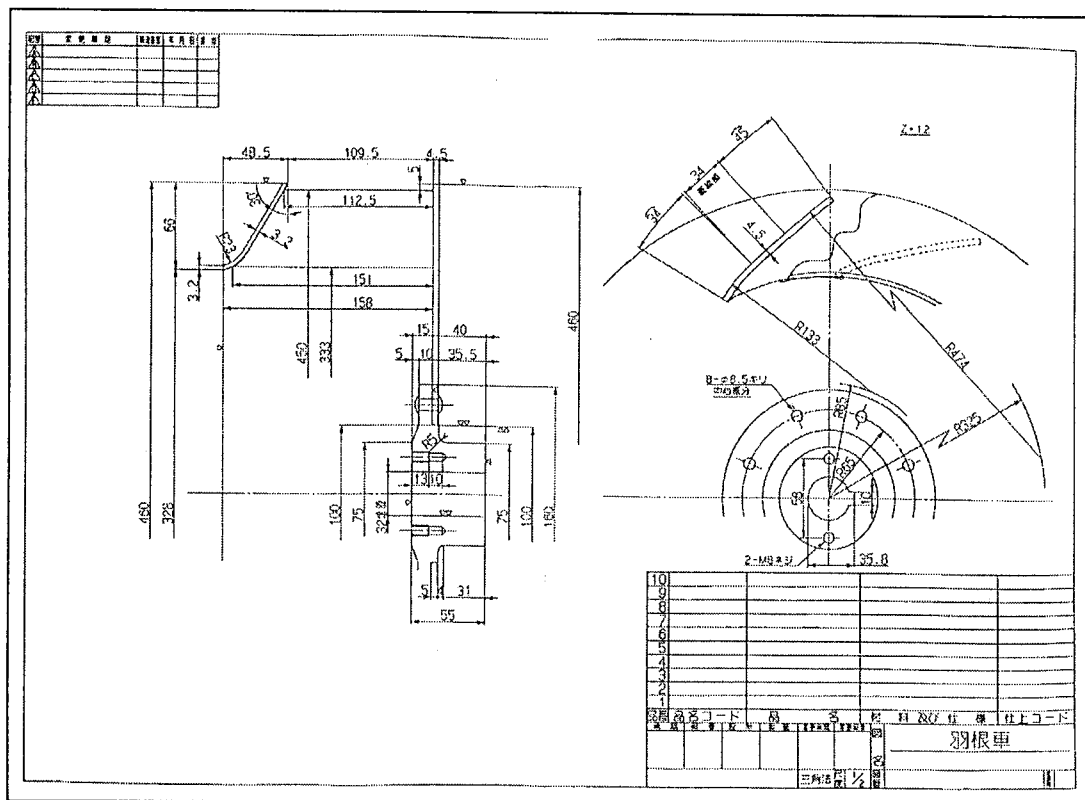


図 4. 2. 6a 供試羽根車の寸法図① (羽根車 No. 1)

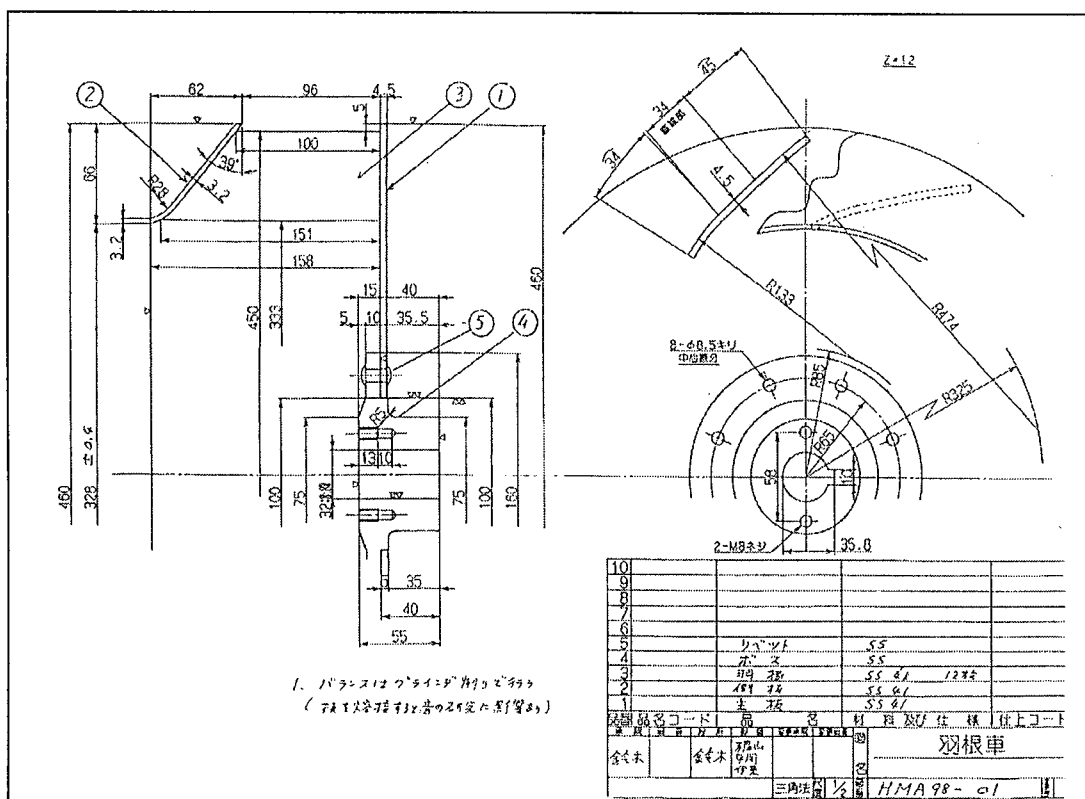
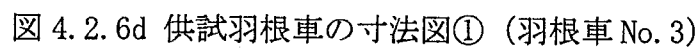
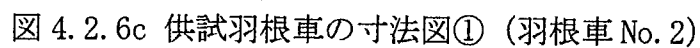


図 4. 2. 6b 供試羽根車の寸法図① (羽根車 No. 1')



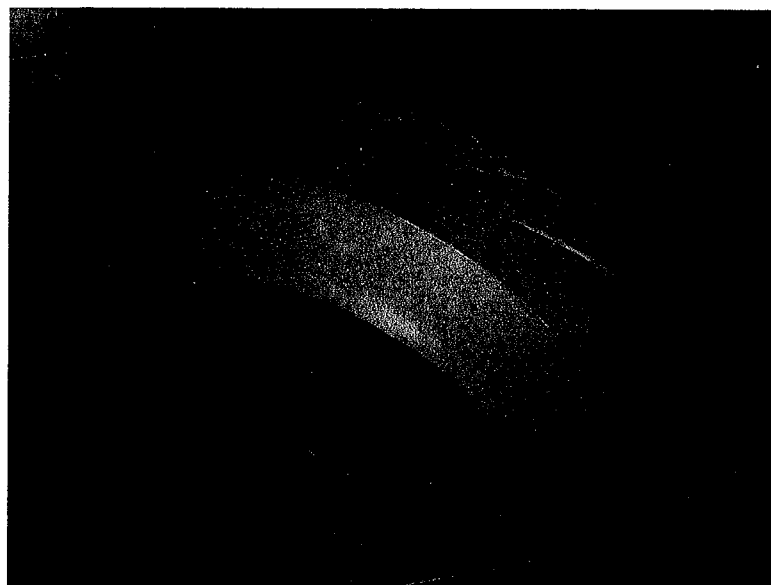


図4. 2. 7a 供試羽根車 (No. 1)



図4. 2. 7b 供試羽根車 (No. 2)

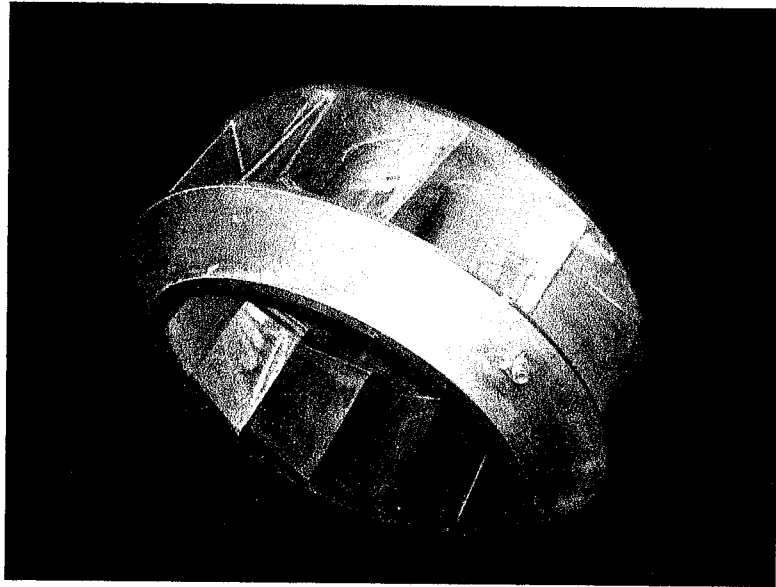


図4. 2. 7c 供試羽根車 (No. 3)

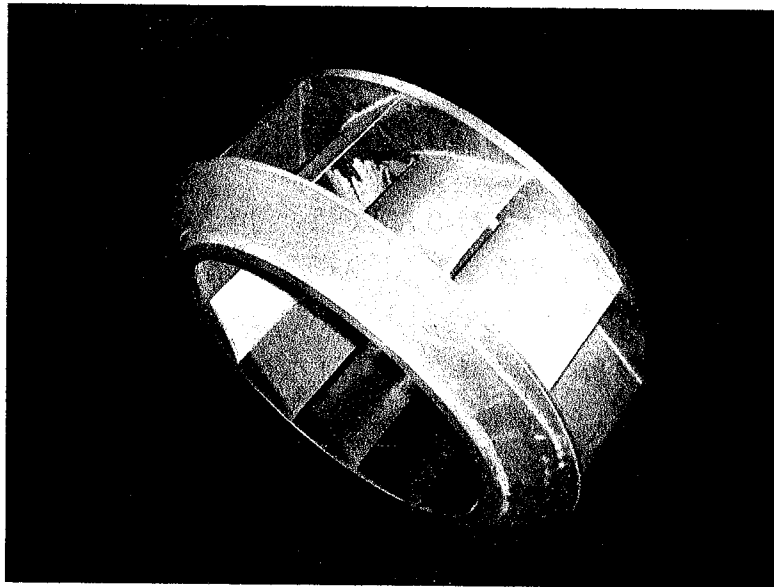


図4. 2. 7d 供試羽根車 (No. 4)

4.3 吸込みノズル口金部形状の改良による回転騒音の低減

4.3.1 性能・騒音特性

図 4.3.1 は、供試送風機の性能・騒音特性曲線をノズル角度差で比較したものである。全圧効率 η については、 $\theta=0^\circ$ の場合に比べて θ が大きいノズルの方がやや高く、その傾向は最高効率点を過ぎた大風量域で著しい。また、圧力係数 ψ についても同様の傾向がある。一方で、オーバーオール騒音レベル $L_D(A)$ および比騒音レベル $L_S(A)$ は、全風量域で $\theta=0^\circ$ の場合が最も小さく、 $\theta=29^\circ$ の場合に比べて約 2~3dB 低減している。

ここでは、角度差 θ が大きい場合はノズル内側半径 R_n も大きく、吸込み流れはノズル内側に十分沿って流れるので空力性能は良い。反面、羽根車側板の傾斜角度とのマッチングは悪く、側板内側に回転騒音の原因となる局所的な離流れを生じやすくなっていると推察する。一方、 θ が小さい場合には R_n も小さく、吸込み流れは急激に方向を変えるのでノズル内側に沿う流れが減速し、羽根出口における相対速度が上昇して空力性能が低下する。しかし、吸込み流れは側板傾斜角度に沿って羽根に流入するために、局所的な離流れが抑制され、回転騒音が低減したと考えられる。

図 4.3.2 は最高効率点風量における騒音スペクトルを比較したものである。ここでは 1 次の回転騒音すなわち翼通過周波数 (300Hz) を含む 1/3 オクターブバンド中心周波数 315Hz に卓越成分が現れている。角度差 θ が小さいほど回転騒音の低減効果があり、 $\theta=29^\circ$ のノズルに対して $\theta=0^\circ$ では約 3dB の低減効果がある。一方、回転騒音成分以外の周波数帯域では角度差の影響はあまり見られない。

各風量比において 1 次の回転騒音を角度差 θ で比較すると図 4.3.3 のようになる。縦軸は性能を補正した比音圧レベル L_{Sfr} で示してある。最高効率点風量(風量比 $Q/Q^*=1.00$)および部分風量域($Q/Q^*=0.85$)では、 $\theta=29^\circ$ のノズルに対して $\theta=0^\circ$ では約 2dB 低減しており、性能を考慮しても回転騒音の低減効果が得られている。なお、過大風量域($Q/Q^*=1.15$)では、その傾向が小さくなっている。ここでは、過大風量域では θ が小さいノズルすなわち内側半径が小さいノズルでは流れのマッチングが悪く性能低下を引き起こし、比音圧レベルが相対的に上昇している。

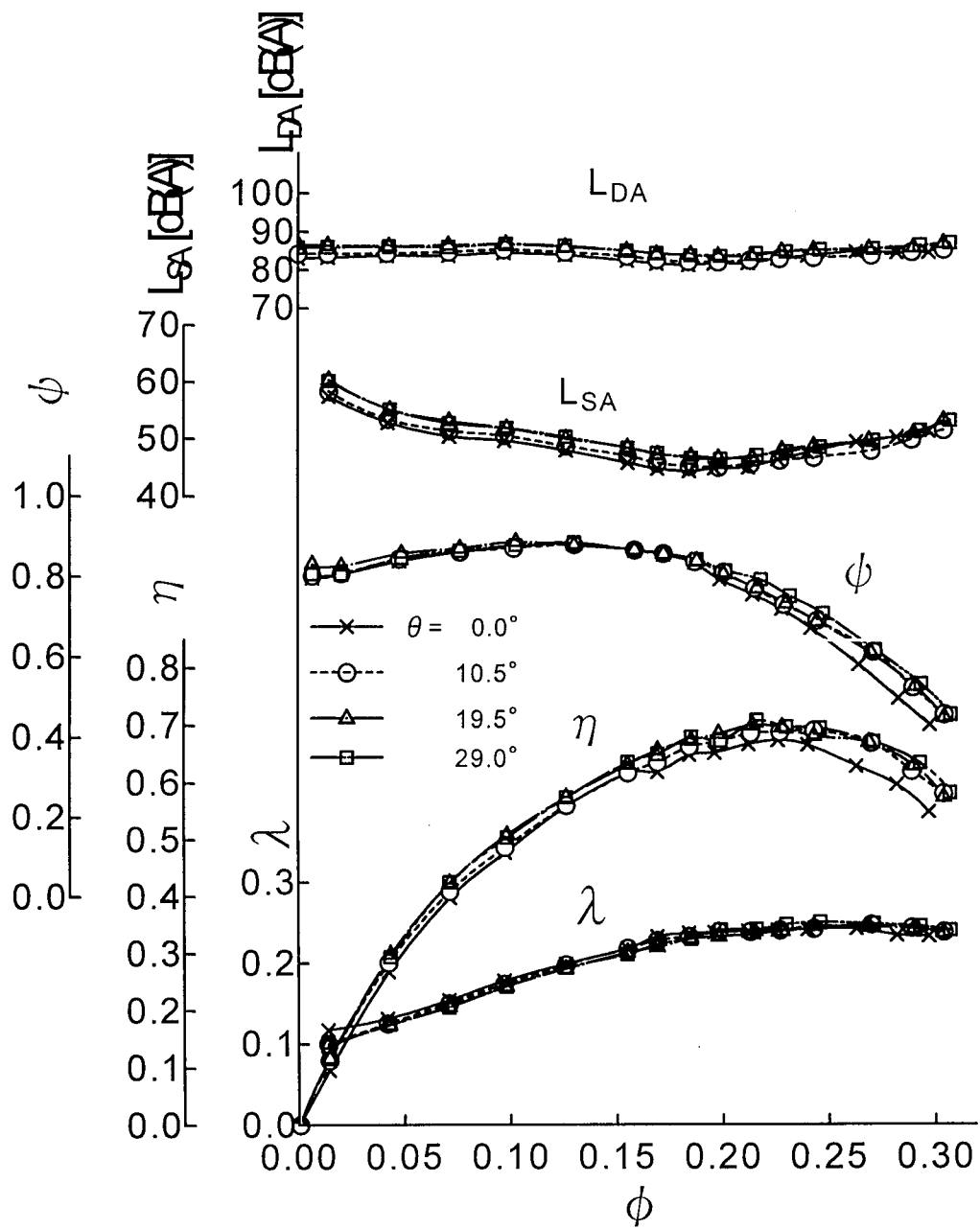


図 4.3.1 ノズル角度差による性能・騒音特性の比較

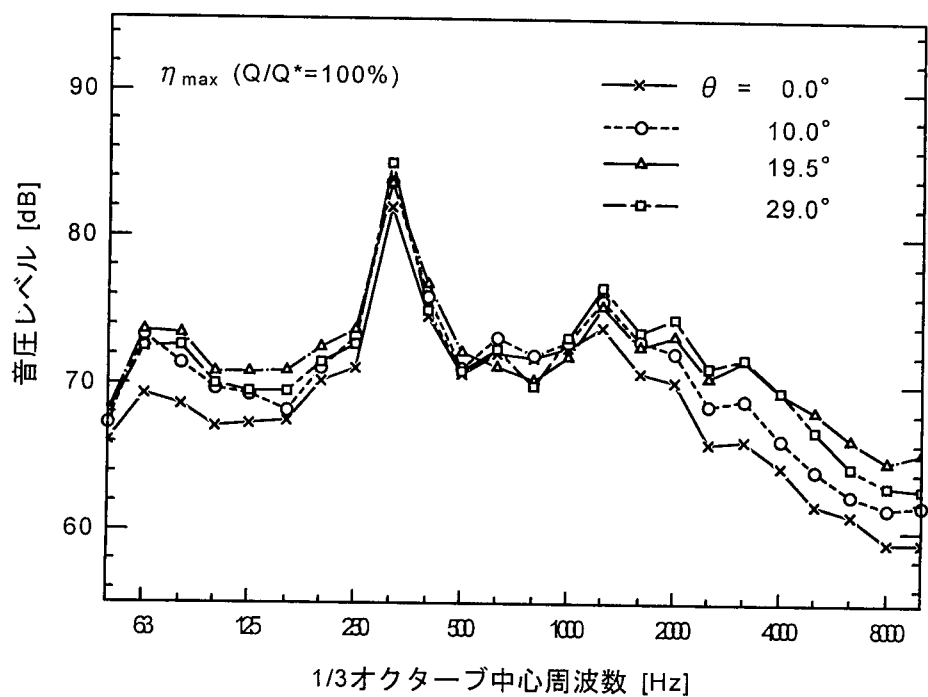


図 4.3.2 ノズル角度差による騒音スペクトルの比較

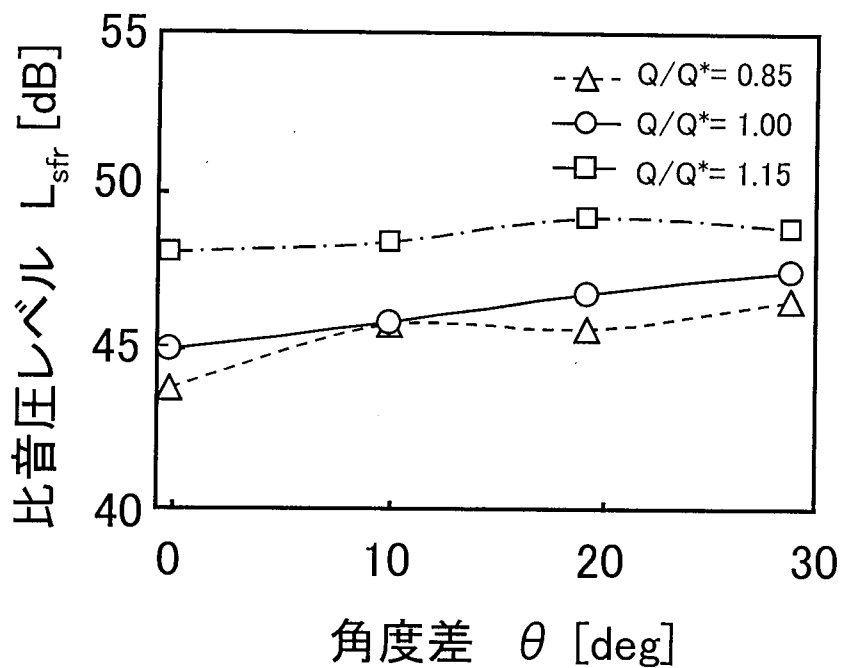


図 4.3.3 ノズル角度差による 1 次の回転騒音の比較

4.3.2 舌部周辺流れの計測

ノズル接線角度と羽根車側板の傾斜角度との角度差 θ を小さくすることによって回転騒音が低減できることを示した。これは、舌部と干渉して強い音源となる側板内側のはく離流れが、角度差 θ を小さくすることによって抑制されたためと推察できる。この騒音低減機構を明らかにするため、舌部周辺の流れを計測し、音源がどのように変化したのかを調べた。供試ノズルは $\theta = 0^\circ$ と $\theta = 29^\circ$ に対応するノズルとし、最高効率点風量にて比較を行った。

図 4.3.5 は羽根車出口流れの相対速度比 $\bar{w}_2 / u_2$ の分布を $\theta = 0^\circ$ および 29° で比較したものである。横軸はケーシング幅方向座標をケーシング幅で無次元化し、記号 e で示してある。 $e=0$ が電動機側のケーシング壁、 $e=1$ が吸込み口側のケーシング壁に対応する。なお、羽根車主板および側板は、それぞれ $e=0.12$ および $e=0.48$ の位置に存在する。縦軸は羽根出口で計測した相対速度を羽根出口周速度で無次元化してある。 $\theta = 29^\circ$ の場合に比べ、 $\theta = 0^\circ$ の相対速度が羽根幅全体にわたって上昇しており、送風機性能の低下を裏付けている。

図 4.3.6 は舌部近傍における羽根車出口流れの速度変動を比較したものである。縦軸は翼通過周波数成分速度変動の羽根車半径方向成分 u'_r の振幅値を示す。幅方向の分布を見ると、羽根車側板の位置に対応する $e=0.45$ 付近の速度変動が大きく、側板内側からのはく離流れが流出しているのがわかる。この部分での $\theta = 0^\circ$ と 29° の振幅値を比較すると、 $\theta = 29^\circ$ の値が大きく、舌部と干渉して強い音源となる可能性を示している。

図 4.3.7 は、舌部表面上の時間平均圧力 $\bar{p}_s$ の分布である。横軸はケーシング幅方向を示し、縦軸は時間平均圧力を送風機の吐出し静圧 p_{s2} で無次元化してある。幅方向の分布を見ると、側板側に比べて主板側の圧力が高くなっており、流れが主板側に偏っているものと思われる。また、全般的に $\theta = 29^\circ$ の圧力がやや高く、性能曲線（図 4.3.1）の圧力係数の大小に対応していることがわかる。

次に、舌部表面圧力の変動成分 p'_s の分布を図 4.3.8 に示す。縦軸は 1 次の回転騒音成分圧力変動の振幅値を示してある。圧力変動の大きさは、羽根車主板側および側板側で高く、羽根中央付近では低い傾向にある。これは主板および側板付近で発達した後流が舌部表面と干渉しているためと考えられる。 $\theta = 29^\circ$ では側板付近の圧力変動が大きく、強い音源となっていることがわかる。一方、 $\theta = 0^\circ$ では側板付近の圧力変動は低減し、羽根中央付近とほぼ同様の値となっていることから、はく離流れが抑制され、音源としての寄与度が小さくなっていると言える。

さらに、舌部表面の圧力変動が騒音に対してどの程度の寄与度を有しているかを調べるために、両者のスペクトル関数からコヒーレンス関数を求めた。図 4.3.9 は各供試ノズルの圧力変動と騒音のコヒーレンス関数において、1 次の回転騒音成分の値をケーシ

ング幅方向にプロットしたものである。 $\theta=19.5^\circ$ および 29° の場合、コヒーレンスの値は羽根幅方向にほぼ 0.9 で一定であり、羽根幅全体にわたって高い寄与度の音源が分布していることが推察される。一方、 $\theta=10.5^\circ$ および $\theta=0^\circ$ の場合、側板位置に対応する $\epsilon=0.4$ 付近のコヒーレンスが低下している。特に、 $\theta=0^\circ$ の場合はコヒーレンスが著しく減少し、音源としての寄与度が小さくなっていることがわかる。

また、羽根車主板($\epsilon=0.12$)、羽根幅中央($\epsilon=0.31$)、側板($\epsilon=0.48$)の各位置でのコヒーレンス値をノズル角度差 θ で比較したものが図 4.3.10 である。主板および羽根幅中央に比べて側板での寄与度が小さくなっていることがわかる。すなわち、図 4.3.4 に示すように、 θ を小さくすることによって側板内側のはく離流れが抑制された結果、舌部表面上の音源強度が小さくなり、回転騒音の低減につながったことが検証された。

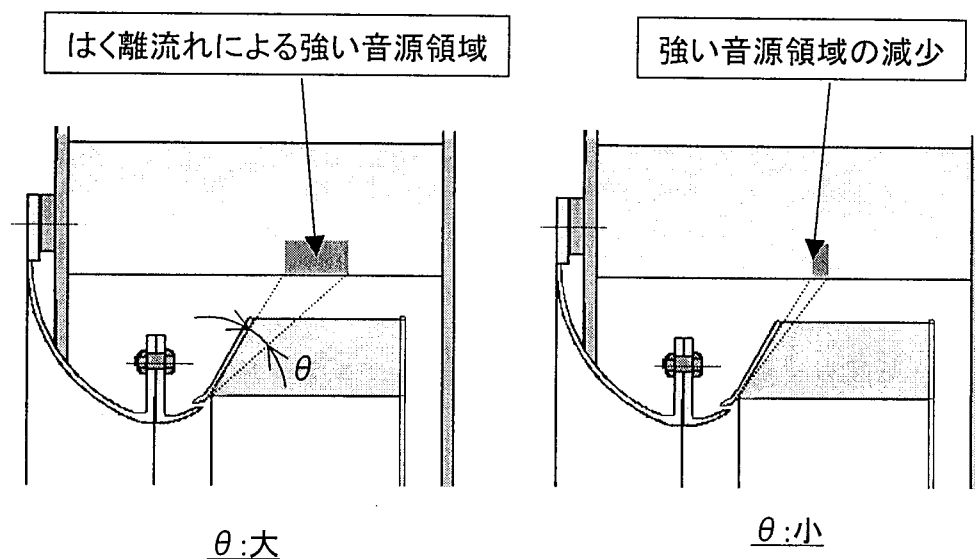


図 4.3.4 吸込みノズルの改良による回転騒音低減の概念図

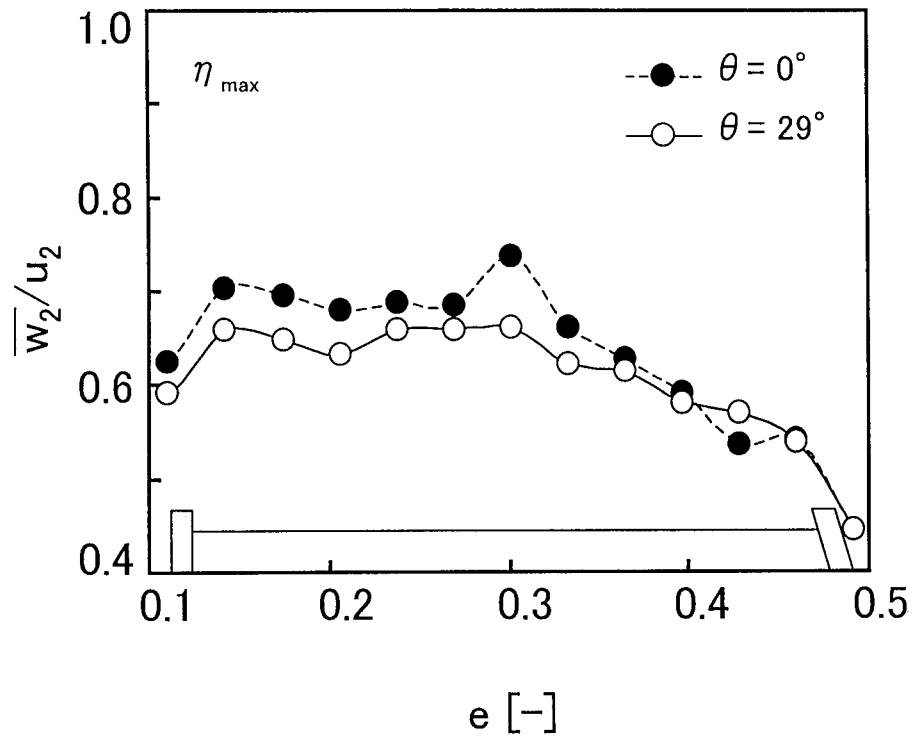


図 4.3.5 羽根出口相対速度分布の比較

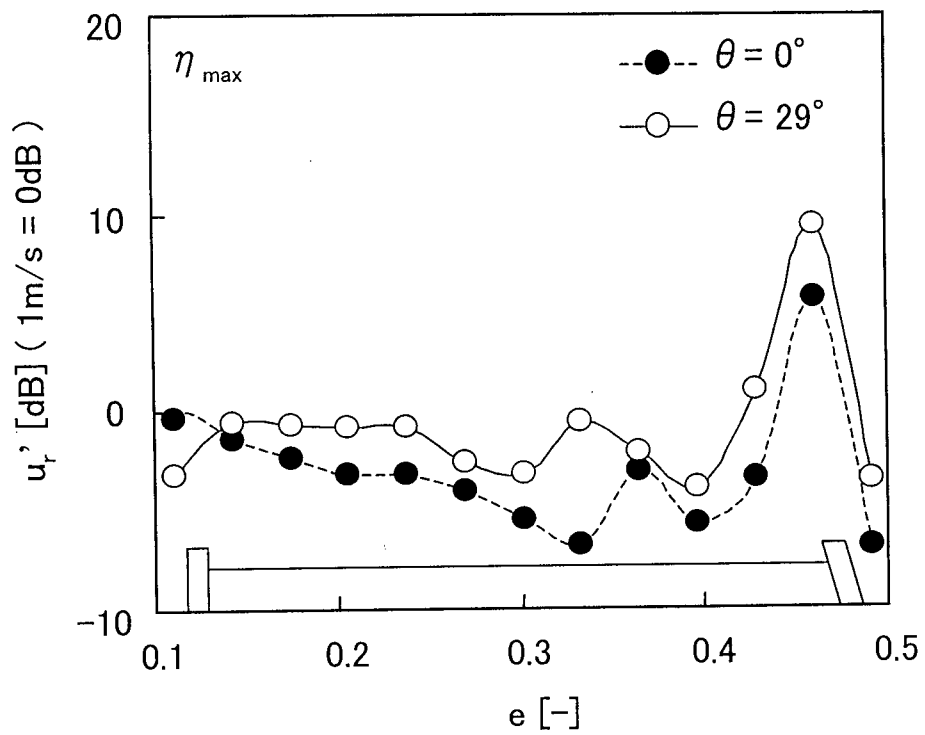


図 4.3.6 羽根出口速度変動分布の比較

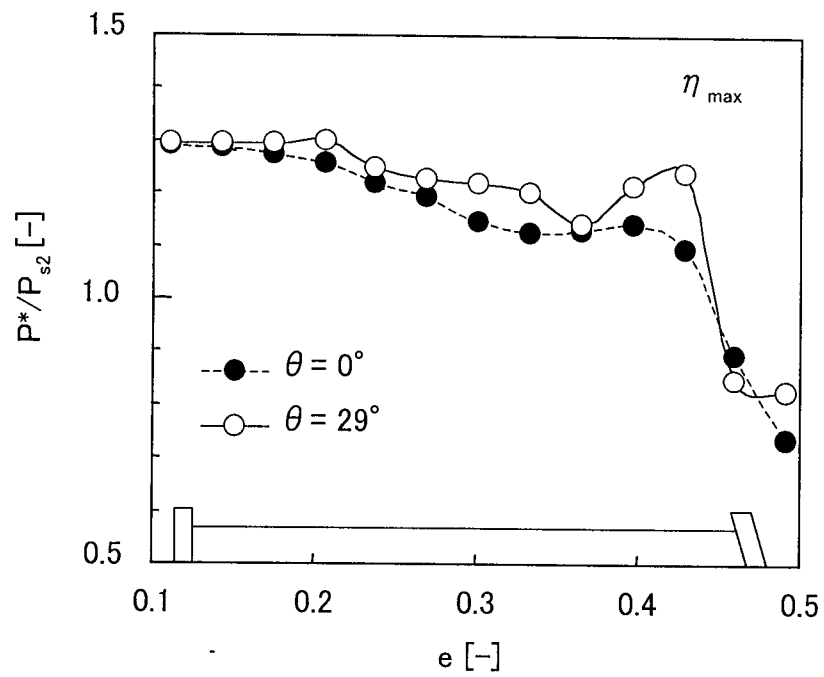


図 4.3.7 舌部表面の時間平均圧力分布の比較

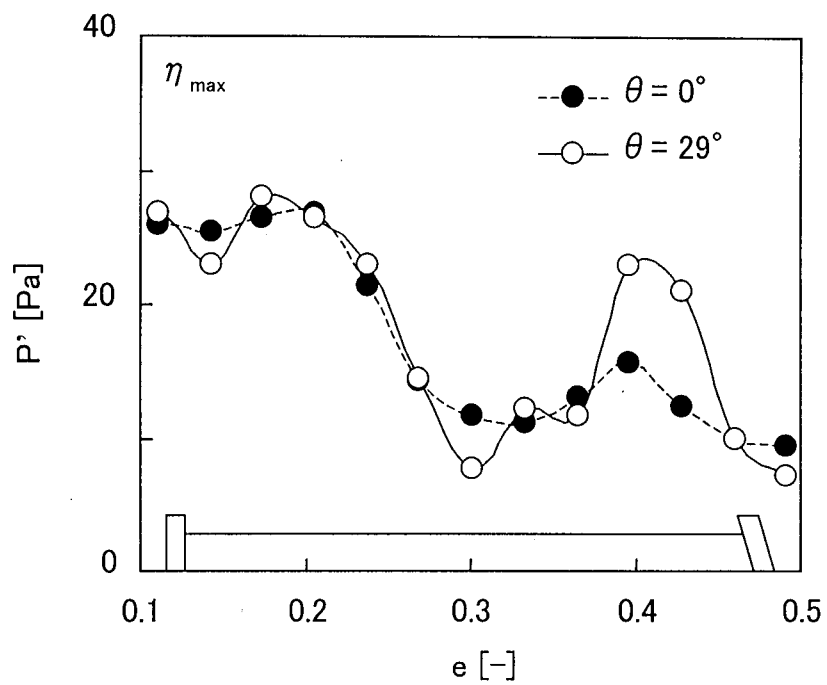


図 4.3.8 舌部表面の圧力変動分布の比較

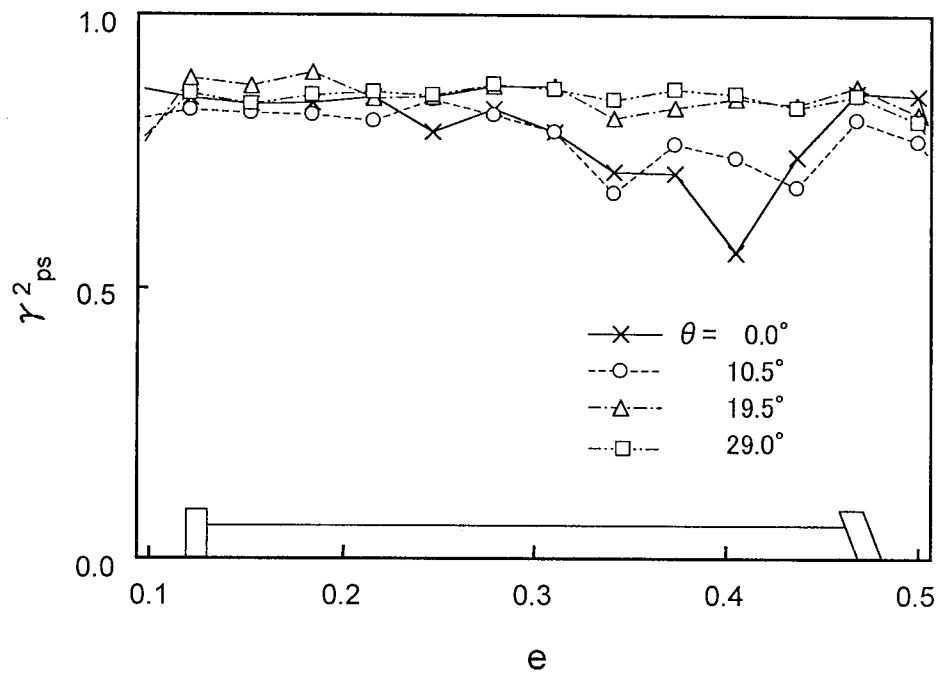


図 4.3.9 舌部表面圧力変動と発生音のコヒーレンス分布の比較

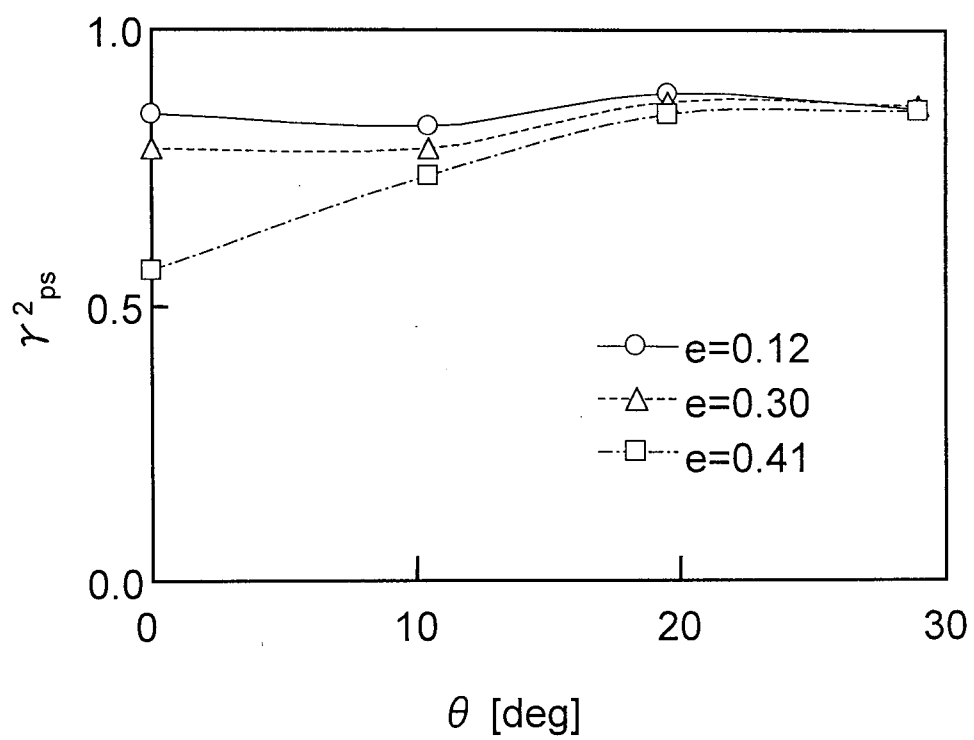


図 4.3.10 ノズル角度差によるコヒーレンスの比較

4.3.3 異なる側板角度を持つ羽根車の場合

ノズル接線角度と側板傾斜角度との角度差 θ を 0° に近づけることにより、側板内側のはく離流れを抑制し、はく離流れの流出による回転騒音を低減できることを示したが、異なる側板傾斜角度 α を持つ羽根車においても同じことが言えるのかどうかを検証する。標準の羽根車が $\alpha=30^\circ$ であるのに対し、供試羽根車は $\alpha=39^\circ$ とした。なお、その他の寸法は標準の羽根車と同一であるため、 α が大きい分、羽根出口幅 b_2 が狭くなっている。供試羽根車の概要を図 4.3.11 に示す。また、これにより供試ノズルとの組み合わせによる角度差 θ は表 4.3.1 のようになる。

$\alpha=39^\circ$ の羽根車における性能・騒音特性を角度差 θ で比較したものを図 4.3.12 に示す。 $\alpha=39^\circ$ の場合、H 型ノズルでは $\theta=20^\circ$ 、B 型ノズルでは $\theta=-9^\circ$ となる。 $\alpha=30^\circ$ の羽根車同様、 θ が大きくなるにつれてオーバーオール騒音レベルが大きくなり、 $\theta=1.3^\circ$ の D 型ノズルと比較すると、全風量域で 2dB~3dB の差がある。一方、性能特性の低下はあまり見られない。また、騒音スペクトルの比較を図 4.3.13 に示す。 θ が 0° に近づくほど回転騒音の低減効果があり、1 次の回転騒音音圧レベルでは $\theta=20^\circ$ と $\theta=1.3^\circ$ では 3dB の差がある。また、 $\theta=-9^\circ$ と $\theta=1.3^\circ$ の比較では $\theta=-9^\circ$ の方が 2dB 程度大きくなっている。これは、角度差 θ がマイナスになると、はく離流れとは異なる流れのミスマッチが生じているためと考えられる。1 次の回転騒音音圧レベルと角度差 θ の関係は図 4.3.14 のようになる。 $\alpha=30^\circ$ の羽根車の場合と同様、 θ が 0° に近づくほど回転騒音の低減効果がある。

以上より、羽根車側板傾斜角度が異なる場合でも、ノズルとの角度差を小さくすることが回転騒音低減に有効であることが示された。

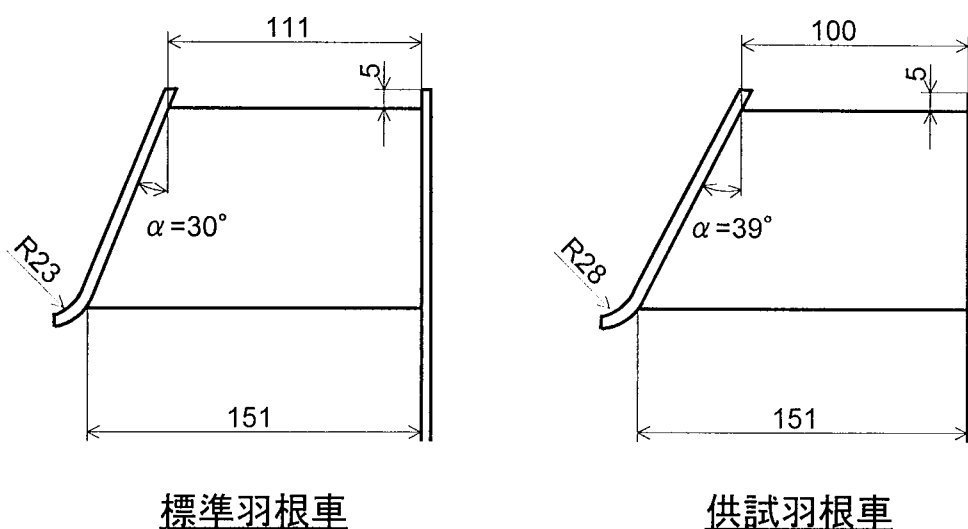


図 4.3.11 側板傾斜角度が異なる供試羽根車の羽根形状

表 4.3.1 供試ノズルによる側板傾斜角との角度差

ノズル	角度差 θ
A	-9.0
B	1.3
C	10.5
D	20.0

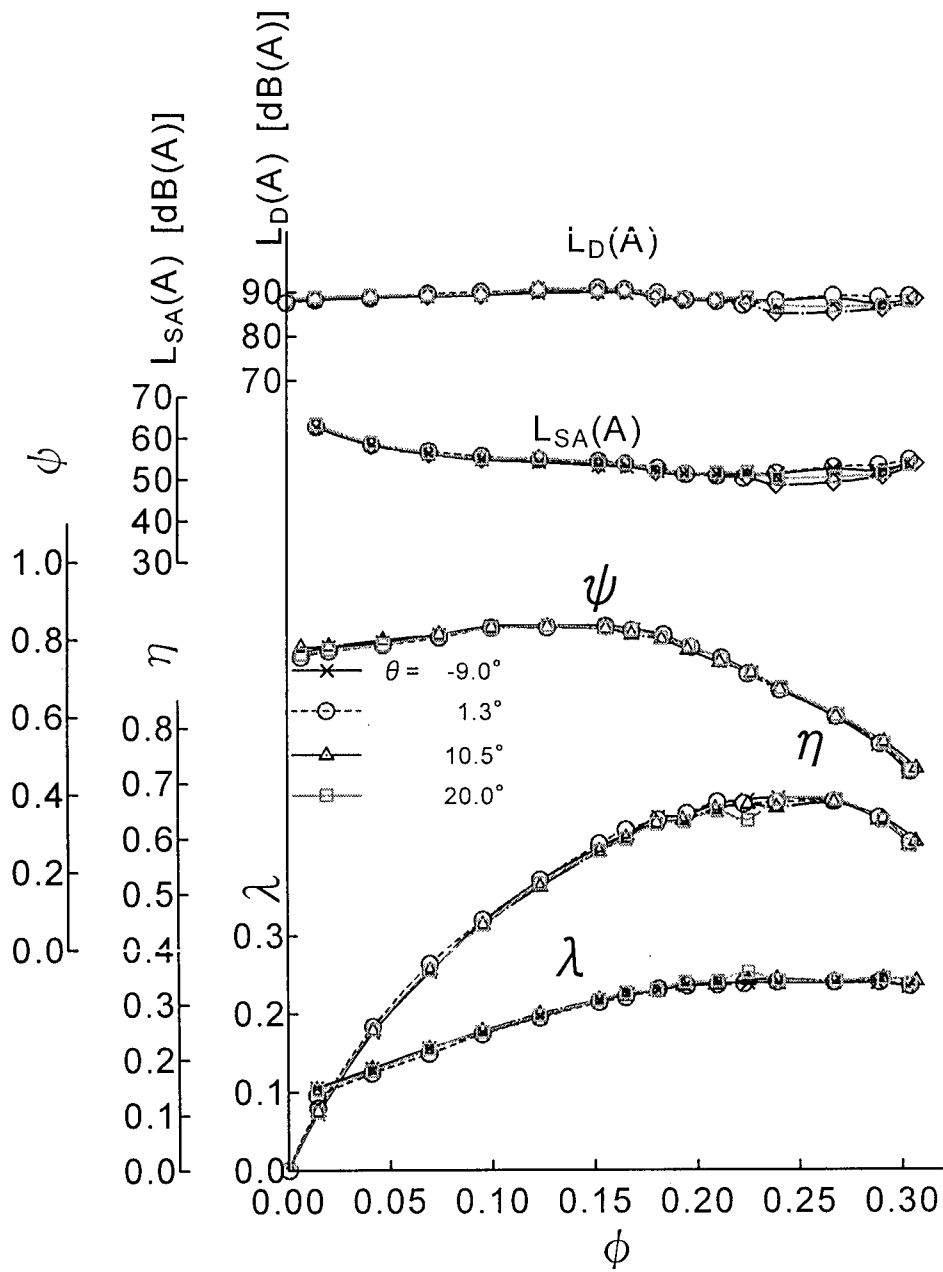


図 4.3.12 性能・騒音特性曲線

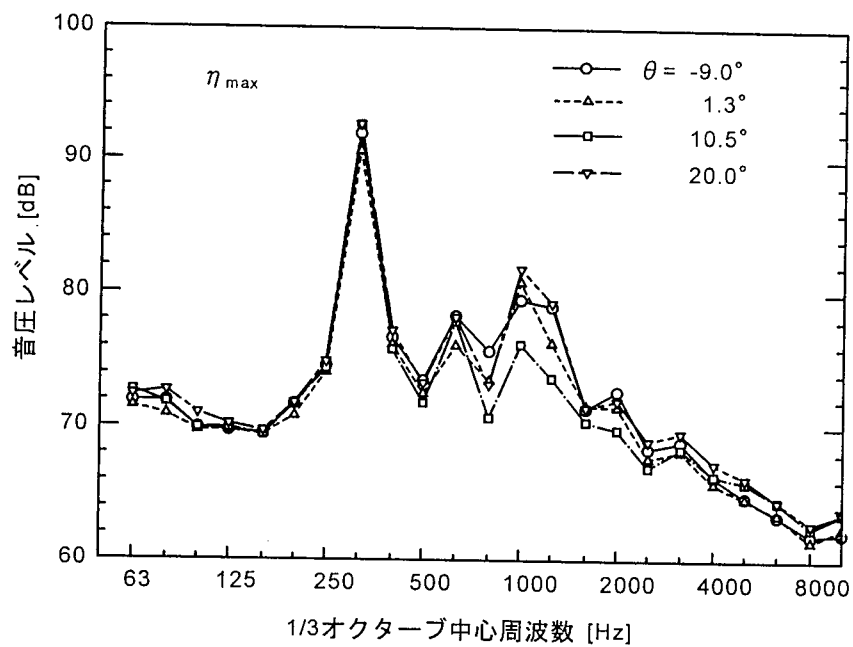


図 4.3.13 騒音スペクトルの比較

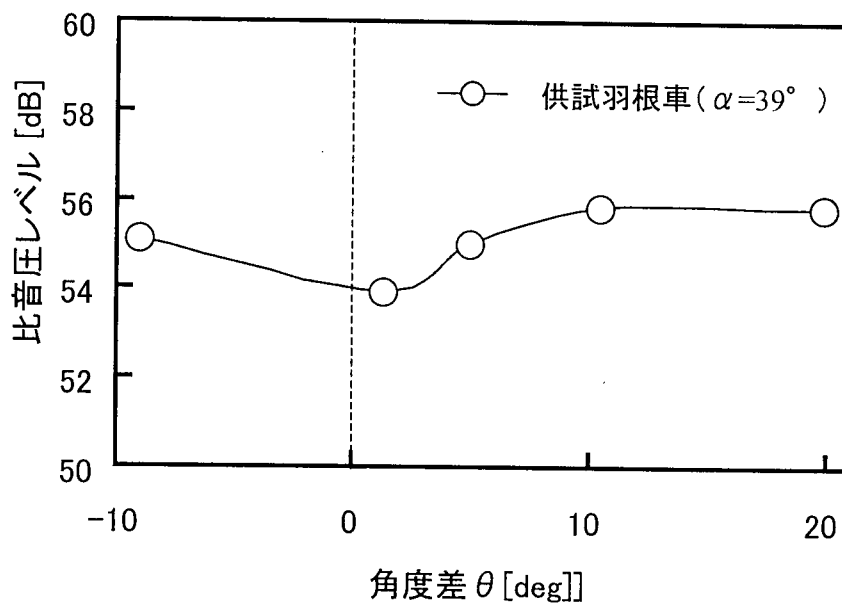


図 4.3.14 ノズル角度差と回転騒音の関係
(供試羽根車 ($\alpha=39^\circ$) の場合)

4.3.4 ノズルと羽根車側板のラップ寸法の影響

吸込みノズル先端部と羽根車側板との位置関係は送風機の性能・騒音に強く影響する。ここでは、両者の羽根車断面上での重なり具合をラップ寸法 W として、性能・騒音に対する最適寸法を調べたので報告する。

図 4.3.15 は羽根車と吸込みノズルの位置関係およびラップ寸法 W の説明である。 W は羽根入口の側板と接する位置と吸込みノズルの先端部が一致する位置を $W = 0\text{mm}$ とし、ノズル先端部が羽根車に入り込む方向を $+$ 方向としてある。なお、 W は吸込みノズルの S1 および S2 の位置にスペーサを介することで、表 4.3.2 のように設定した。なお、口金部のすきまの大きさはどのノズルも一定である。

羽根車は三次元翼型羽根を有する羽根車（羽根車 No.3）を使用し、性能・騒音試験の方法は第 3 章に準じた。

図 4.3.16 および図 4.3.17 はラップ寸法 W を変化させたときの性能・騒音特性曲線の比較である。全圧 P_T および効率 η は、 $W < -6.5\text{mm}$ でその低下が著しく、最高効率点風量も低風量側へ移行する。一方、 $W > -4.5\text{mm}$ では全圧、効率とも大きな差がないが、 $W = 3.5\text{mm}$ の全圧および効率が若干良い傾向となった。

騒音レベルの比較ではどの W でもあまり大きな差は認められない。しかし、比騒音レベルで比較すると、性能低下が著しい $W < -6.5\text{mm}$ の値が上昇している。

以上より、供試送風機においては、 $W = 3.5\text{mm}$ が羽根車とのマッチングが最も良好であるといえる。また、吸込みノズル先端部が羽根車側板より手前の位置（ $W < -6.5\text{mm}$ ）となると、性能低下が著しいので注意が必要である。

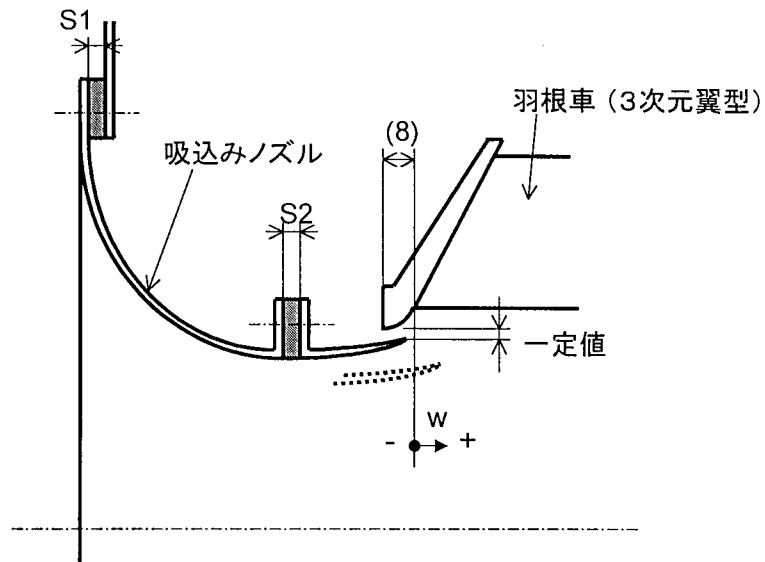


図 4.3.15 吸込みノズルラップ寸法 w

表 4.3.2 スペーサ個数と w 寸法の関係

スペーサ - 個数	w 寸法 [mm]
S2 - 4	3.5
S - 0	0.5
S1 - 1	-1.5
S1 - 2	-2.5
S1 - 4	-4.5
S1 - 6	-6.5
S1 - 8	-8.5
S1 - 10	-10.5

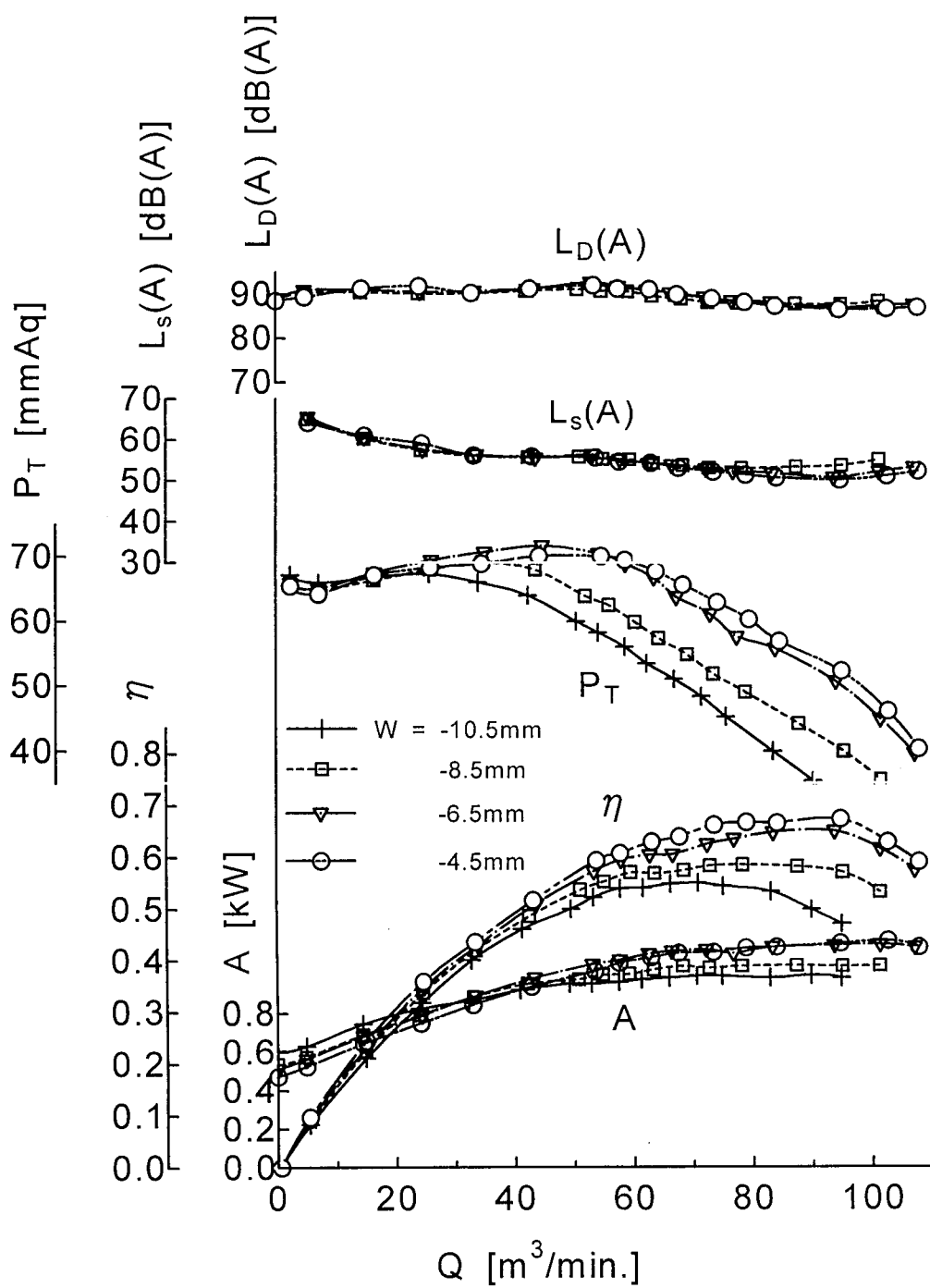


図 4.3.16 性能・騒音特性曲線① ($W=-10.5\sim-4.5\text{mm}$)

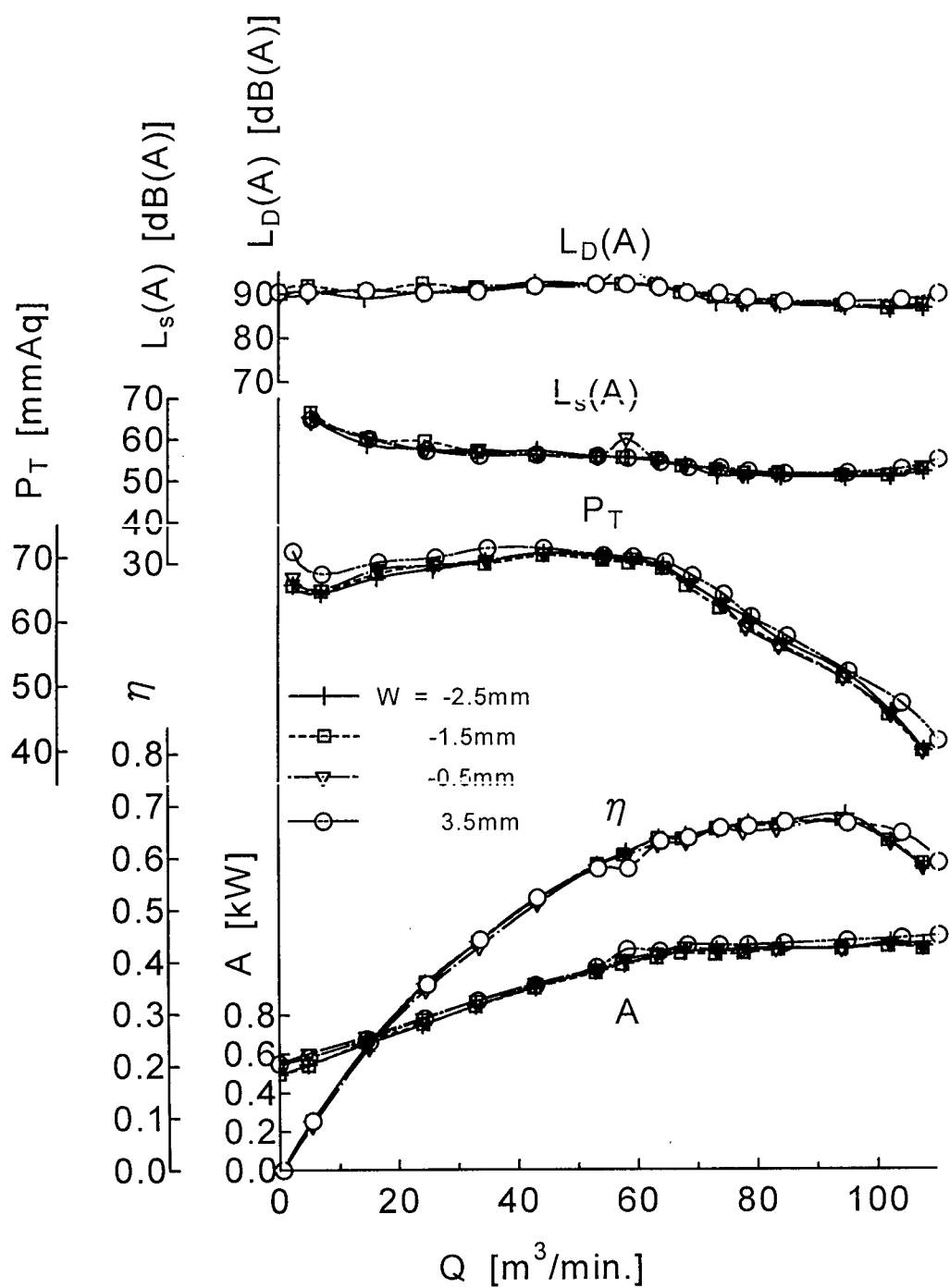


図 4.3.17 性能・騒音特性曲線② ($W=-2.5\sim 3.5\text{mm}$)

4.4 羽根車形状の改良による騒音低減

4.4.1 羽根出口直径を羽根幅方向に変化させた羽根車

図 4.4.1 は供試羽根車の概念図である。第 3.5 章に述べたように、羽根後流の時間的変動は、羽根幅方向にほぼ一様な位相特性を有している。したがって、変隙形舌部の回転騒音低減効果は、羽根幅方向にすきまの大きさが変化することにより、後流と舌部の干渉の同時性が崩れ、音源としての寄与度が小さくなることによる。ここでは反対に、羽根後流の時間的変動の羽根幅方向同時性を失わせ、舌部との干渉を和らげることを狙って、羽根出口直径を羽根幅方向に変化させた羽根車を試作した。なお、この羽根車を No.2（出口傾斜）と称し、一連の実験で使用している羽根車を No.1（標準）と称して区別する。羽根出口直径は側板位置で 450mm と羽根車 No.1 と同一であり、主板位置に近づくにつれて直径が小さくなっている。羽根幅中央の出口直径は 435mm である。なお、羽根出口直径以外の寸法は羽根車 No.1、No.2 と同一である。

図 4.4.2 は羽根車 No.1 と No.2 の性能・騒音特性の比較である。羽根車 No.2 の効率は全風量域で No.1 より低く、最高効率点では約 8% も低下している。これは、No.2 の羽根出口直径が実質的に小さくなっていることと、側板付近の羽根弦長が極端に短くなっていることが起因していると考えられる。オーバーオール騒音レベル $L_D(A)$ は、全風量域で No.2 が 1dB～4dB の低減効果を示している。性能を考慮した比騒音レベルにおいても最大で 2dB の低減効果を示していることから、羽根出口直径を変化させた羽根車は静音設計という観点からは有効であるといえる。

図 4.4.3 および図 4.4.4 は騒音スペクトルおよび比騒音スペクトルの比較である。1/3 オクターブバンド中心周波数 315Hz に現れる 1 次の回転騒音の大きさはほぼ同様である一方、2 次および 3 次成分では No.2 が大きな減音効果を有し、それぞれ 18dB、11dB もの低減量となった。高次成分の低減効果が大きい理由として、羽根出口流れの時間変動波形に現れる急激な速度欠損（ウェイク）が緩和し、変動波形が正弦波波形に近づいたことが挙げられる。一方、250Hz 以下の低周波数域では No.1 の方が 2dB～5dB 小さくなっている。

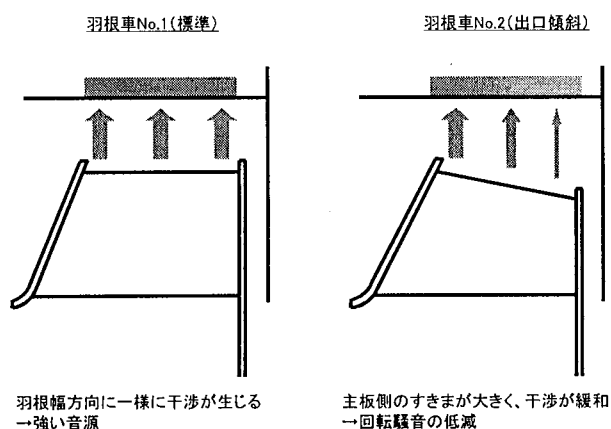


図 4.4.1 羽根車 No.2 による回転騒音低減の模式図

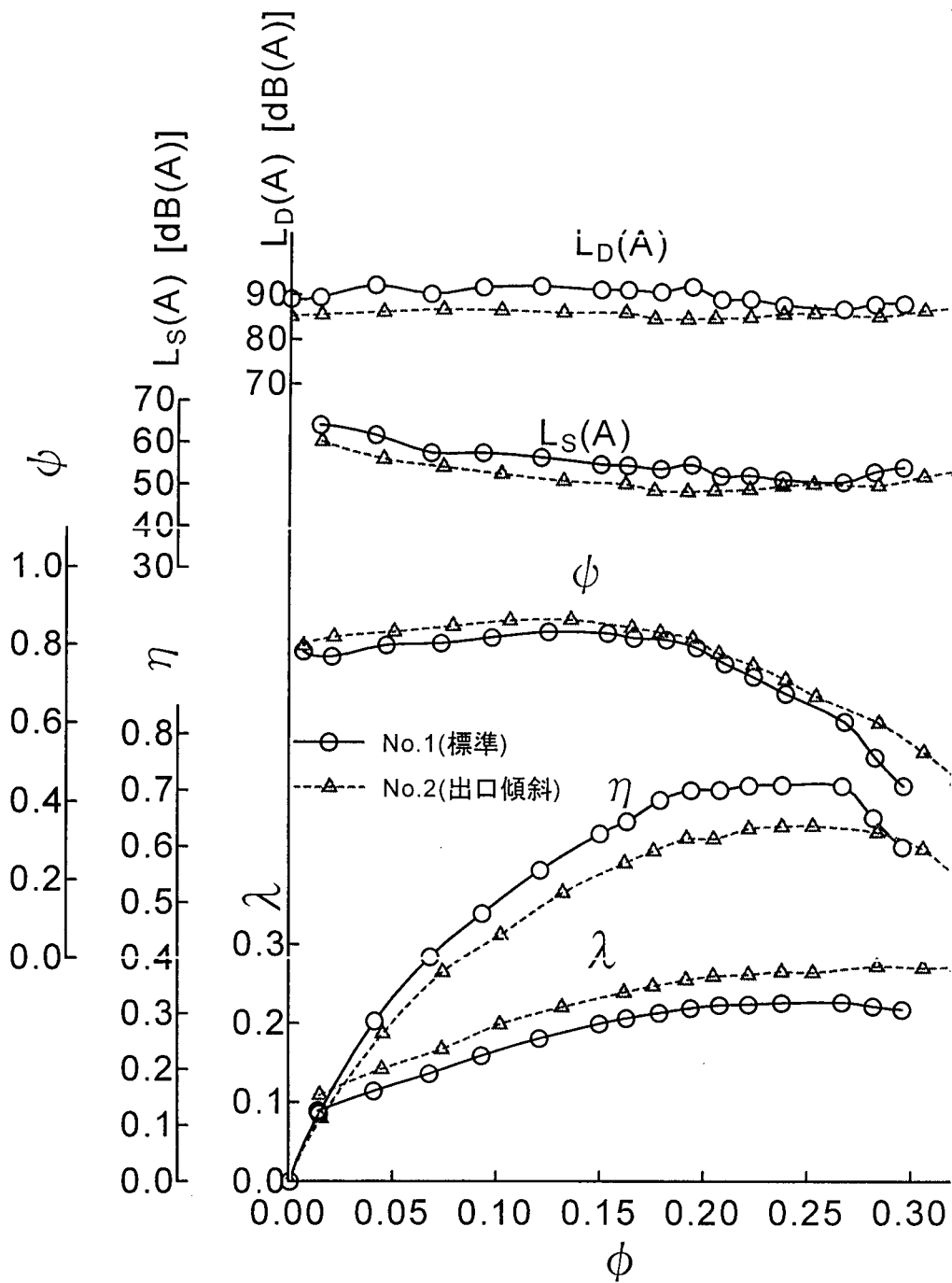


図 4.4.2 性能・騒音特性（羽根車 No.1 と No.2 の比較）

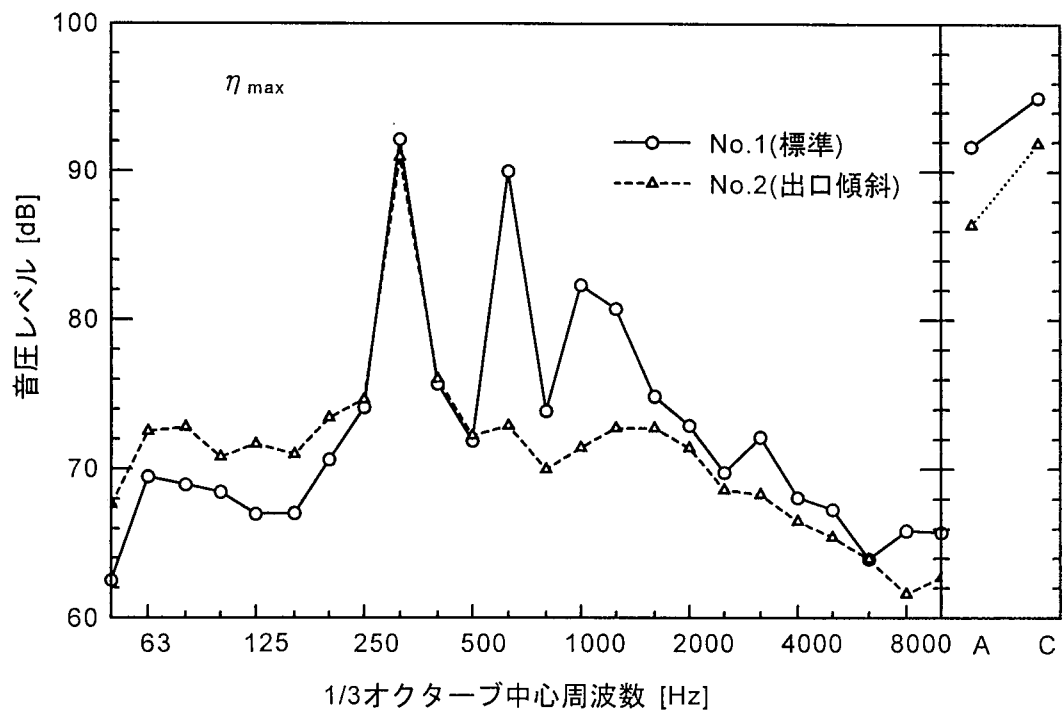


図 4.4.3 騒音スペクトル (羽根車 No.1 と No.2 の比較)

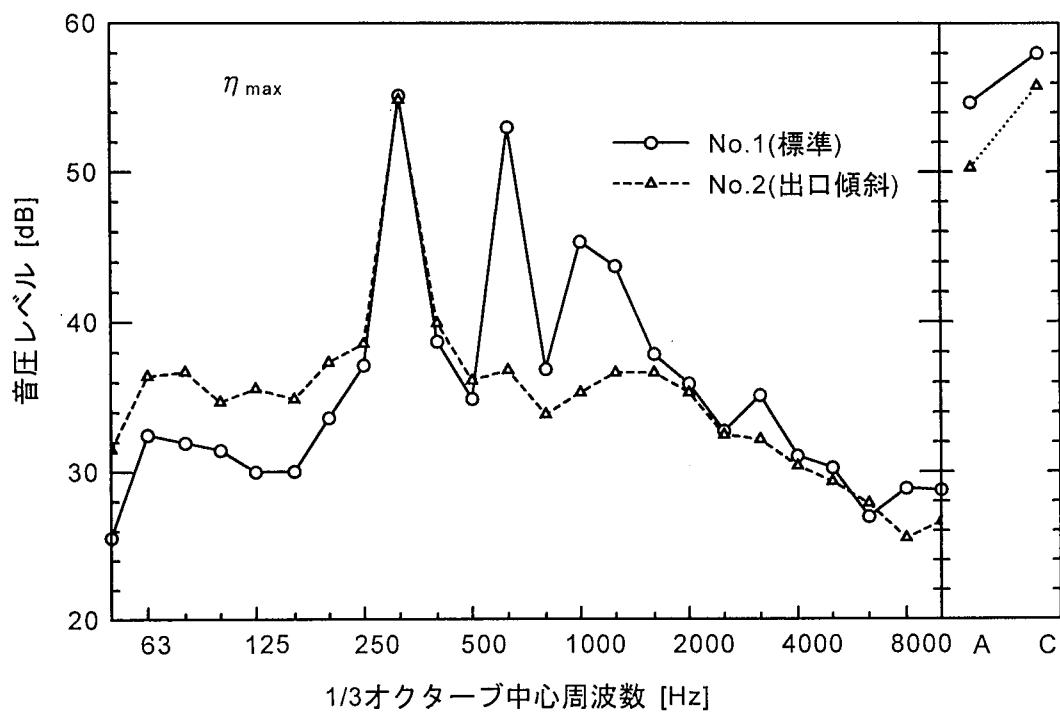


図 4.4.4 比騒音スペクトル (羽根車 No.1 と No.2 の比較)

4.4.2 羽根入口角度を最適化した羽根車

遠心送風機の羽根車の設計においては、羽根入口角度 β_1 は羽根幅方向に一定とするのが一般的であるが、実際の流入角度は羽根入口幅全体にわたって一定ではなく、 β_1 は必ずしも流入角度とは一致しない。そこで、羽根入口流れを考慮し、 β_1 を軸方向に変えた 3 次元形状の羽根を有する羽根車を試作した。図 4.4.5 は供試羽根車の概念図である。羽根の断面形状は翼型であり、 β_1 は羽根主板位置で $\beta_1=15.8^\circ$ 、側板位置で $\beta_1=21.5^\circ$ とし、滑らかに変化している。これにより、羽根幅方向の羽根出口位置が羽根車周方向に変化（スキュー）することになる。したがって、羽根後流の時間的変動における羽根幅方向同時性が崩れ、回転騒音の低減効果が現れると同時に、入口流れの改善による空力性能の向上が期待できる。供試羽根車は No.3（3 次元翼型）と称し、標準の No.1 羽根車と比較した。なお、両者は羽根の断面形状が異なるので単純に β_1 およびスキューの効果を比較するのに無理があるため、No.3 と同じ羽根の断面形状を有し、 β_1 を一定とした（スキューしていない）羽根車 No.4 を試作して同時に比較した。

図 4.4.6 は No.1 と No.3 の性能・騒音特性曲線の比較である。効率は No.3 が全風量域で 2～4% 程度低くなっており、 β_1 を最適化した効果が現れていない。一方、オーバーオール騒音レベルは全風量域で 1～3dB 低減し、また、性能を考慮した比騒音レベルにおいても 1～2dB の低減効果を得た。

図 4.4.7 および図 4.4.8 は騒音スペクトルおよび比騒音スペクトルの比較である。No.3 は 1 次の回転騒音において約 2dB、2 次、4 次成分においてそれぞれ 5dB、9dB の低減効果を示した。以上から、静音化設計においては No.3 が有効であると考えられる。

次に、No.3 の効果を確認するため、No.3 と同一の羽根形状を持つ No.4 との比較を行ったものが図 4.4.9 である。効率は差がないが、圧力係数 ϕ は No.4 の方が全風量域で 2～5% 高くなり、ここでも β_1 の最適化の効果が顕著に表れていない。これは、 β_1 の設定範囲が実際の流れと異なっていたためと推測される。また、 β_1 を変えるとそれに応じて β_2 も変わるため、所定の空力性能に達していないためと考えられる。なお、オーバーオール騒音レベルおよび比騒音レベルでは、No.3 は全風量域で 1～3dB の低減効果を得た。

騒音スペクトルおよび比騒音スペクトルの比較を図 4.4.10 および図 4.4.11 に示す。1 次、2 次の回転騒音は大差がないが、3 次および 4 次成分では No.3 がそれぞれ 4dB、8dB の低減効果を示しており、羽根出口が幅方向にスキューしている効果が現れている。鈴木らは、舌部をスキューさせて回転騒音低減を試みた³²⁾。図 3.7.12 は舌部スキュー角と回転騒音の関係である。スキュー率を 150% すなわち羽根 1 ピッチ分以上とすることで、約 10dB の低減効果を得ている。さて、本研究での羽根車のスキュー率は 14% であり、仮に同程度のスキュー率を持つ舌部では図から約 2dB の減音となっている。したがって、羽根車にスキュー形状を付けるよりも舌部をスキューさせた方が効果的であることが推察される。

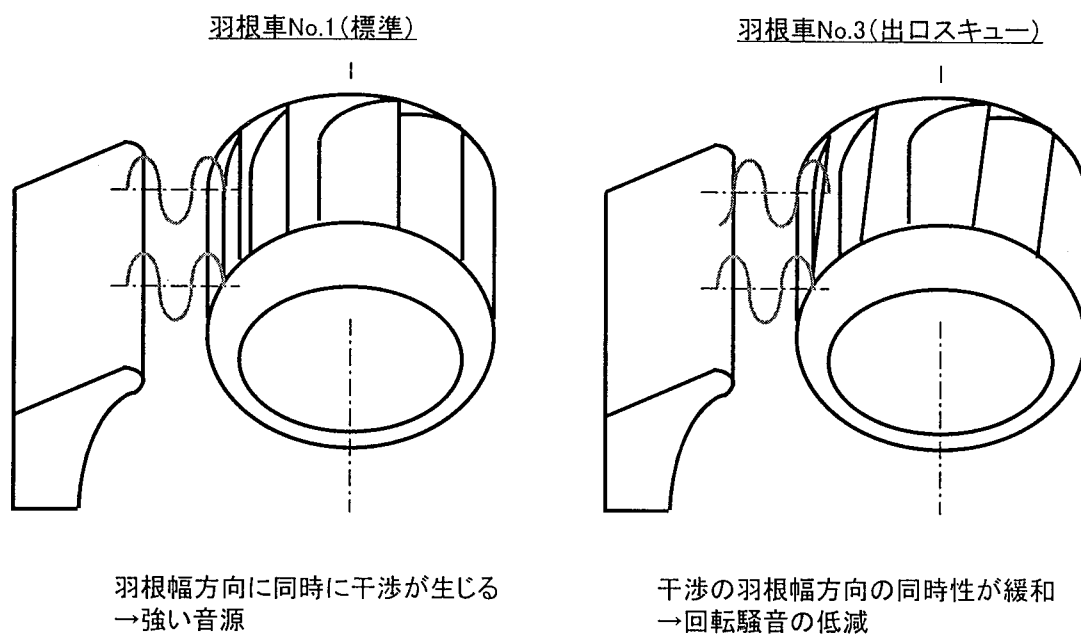


図 4.4.5 羽根車 No.3 による回転騒音低減の模式図

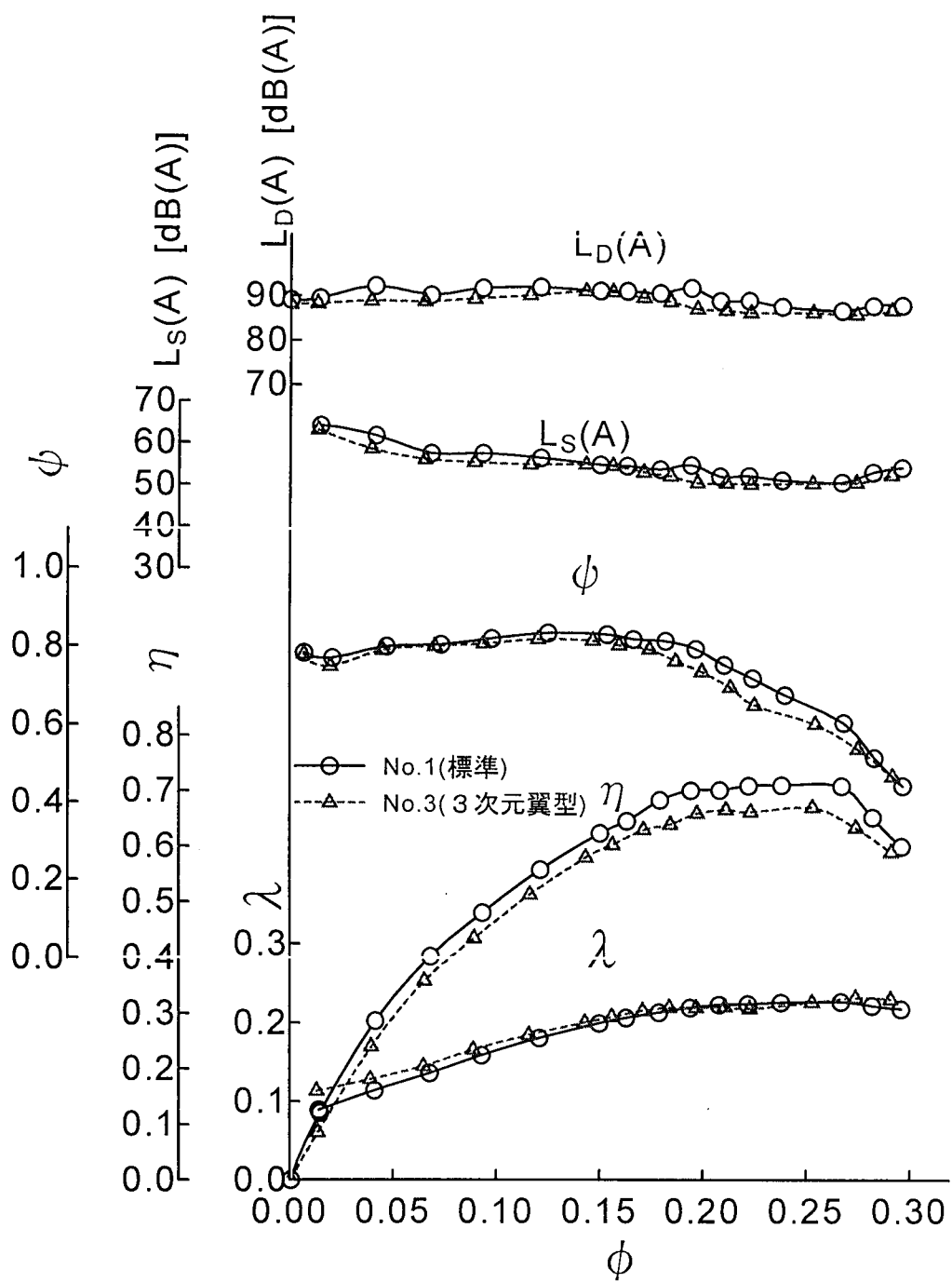


図 4.4.6 性能・騒音特性（羽根車 No.1 と No.3 の比較）

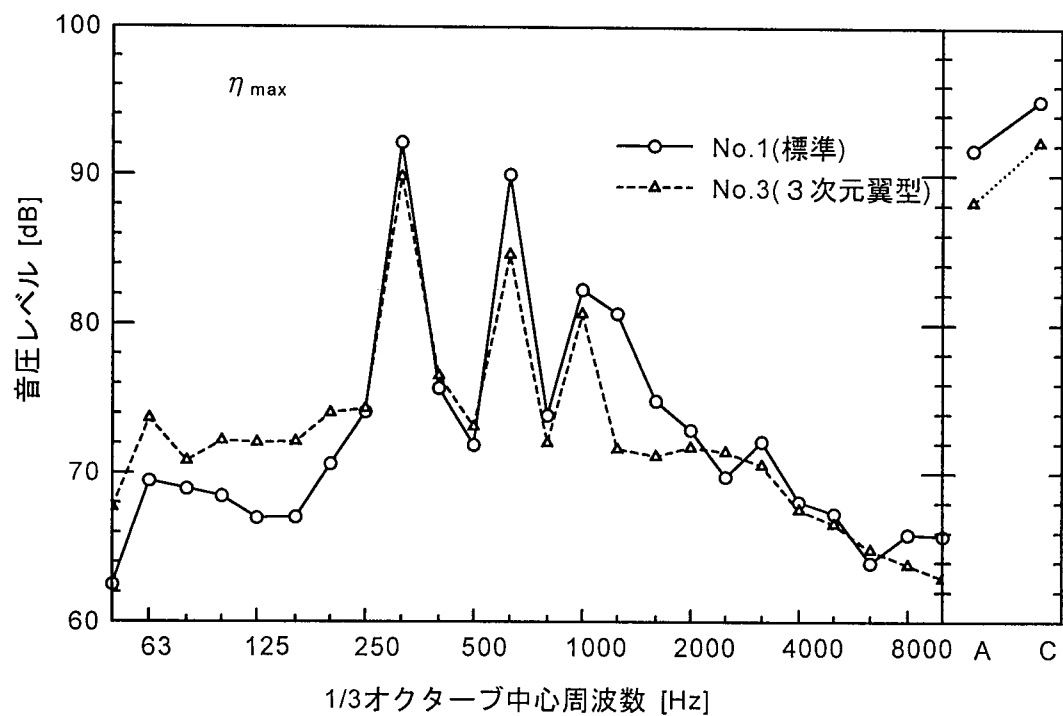


図 4.4.7 騒音スペクトル（羽根車 No.1 と No.3 の比較）

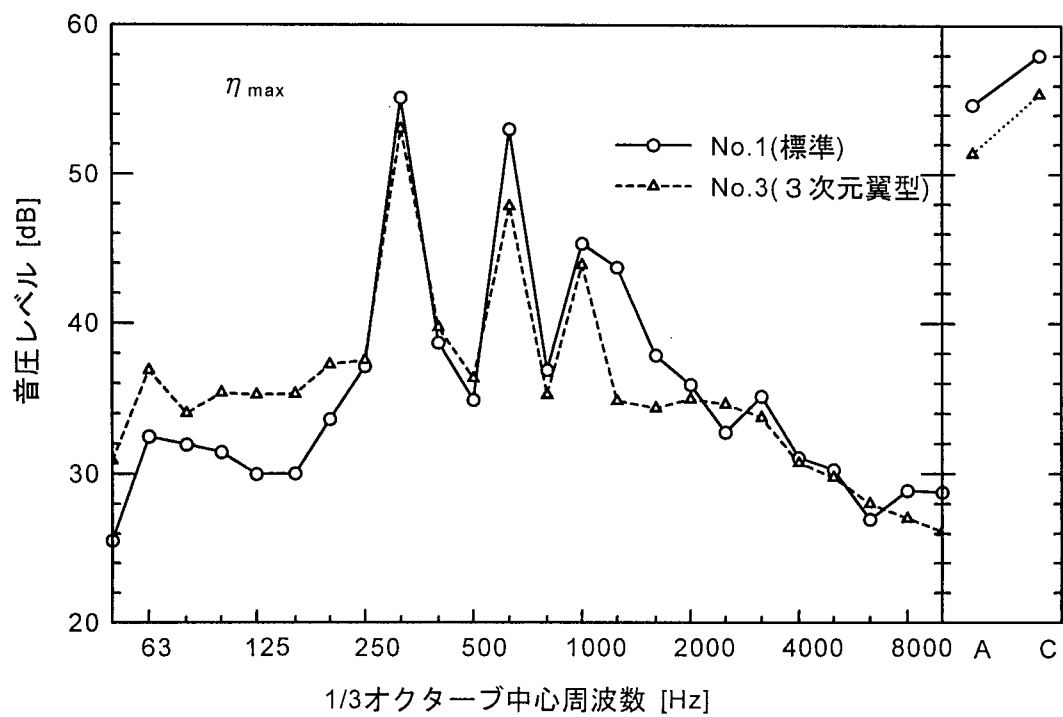


図 4.4.8 比騒音スペクトル（羽根車 No.1 と No.3 の比較）

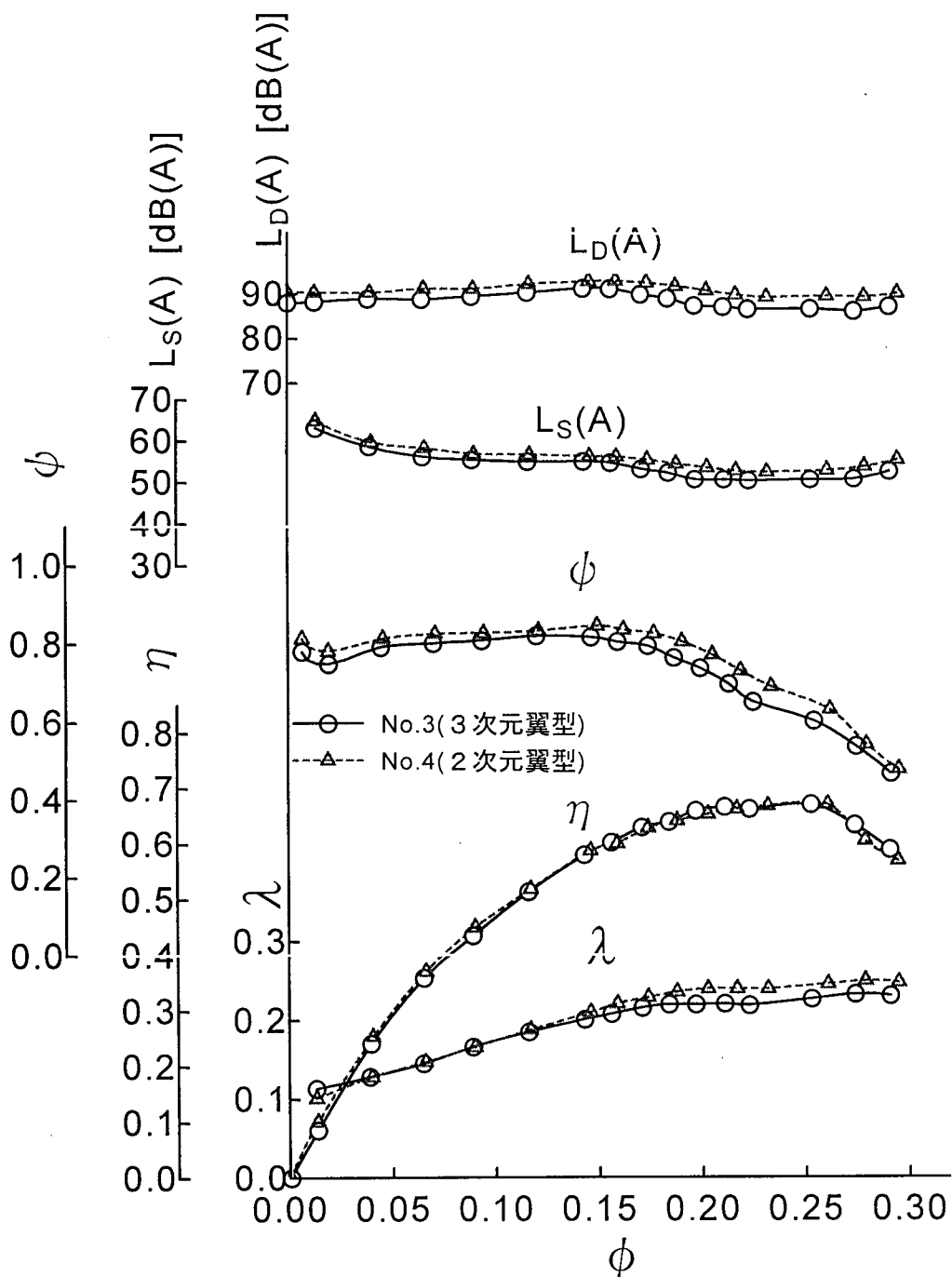


図 4.4.9 性能・騒音特性（羽根車 No.3 と No.4 の比較）

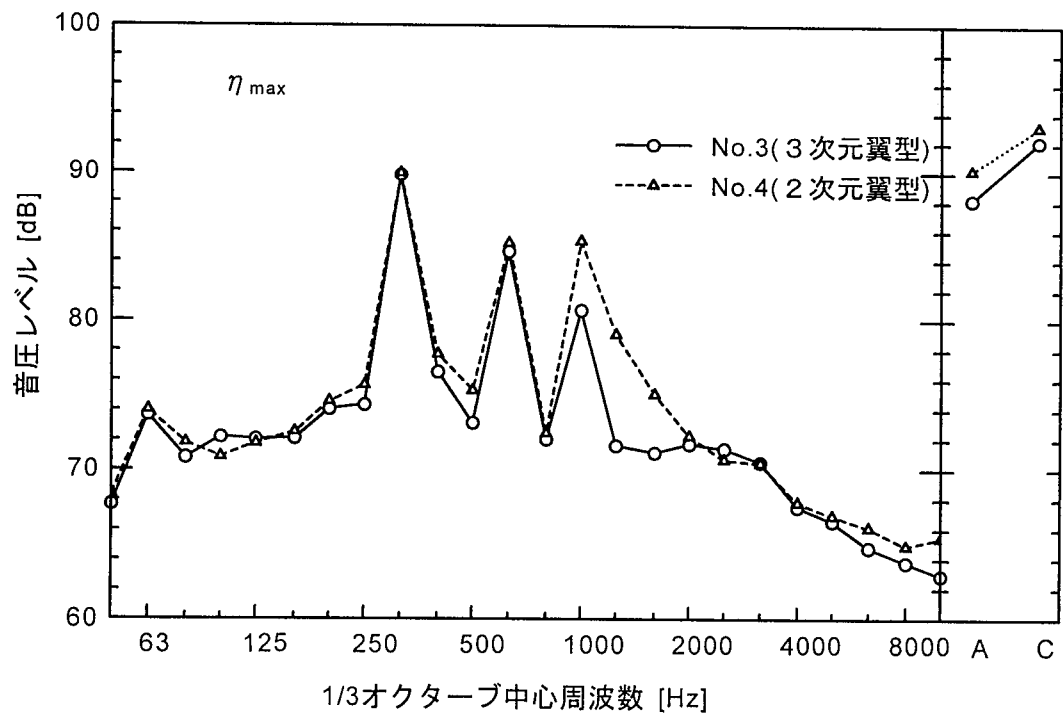


図 4.4.10 性能・騒音特性（羽根車 No.3 と No.4 の比較）

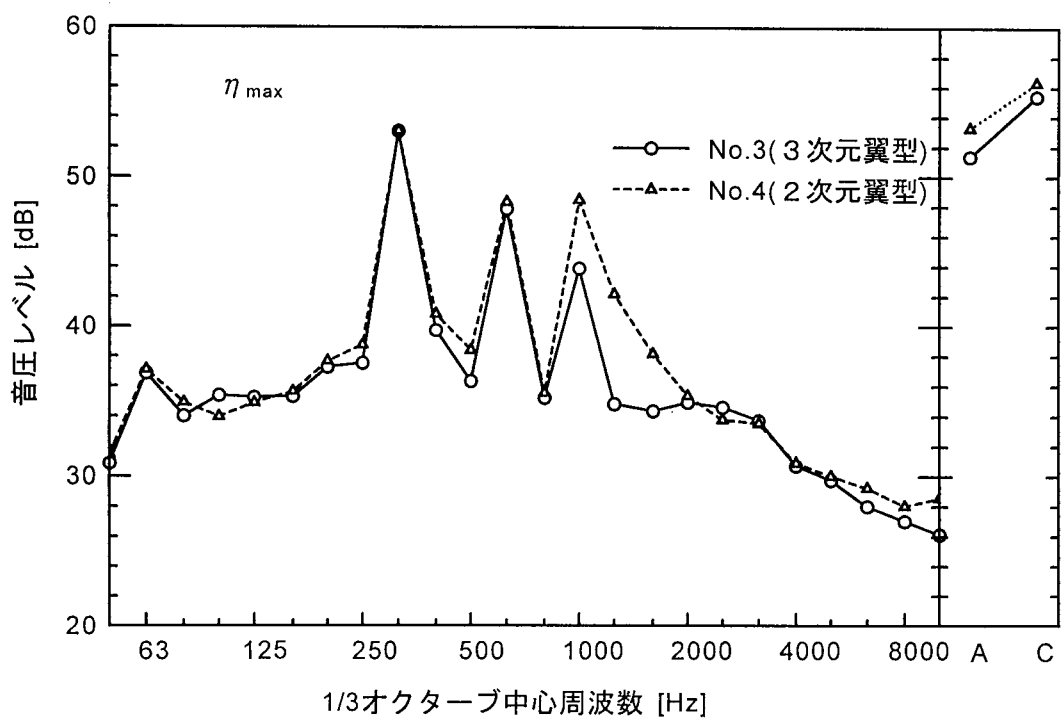


図 4.4.11 性能・騒音特性（羽根車 No.3 と No.4 の比較）

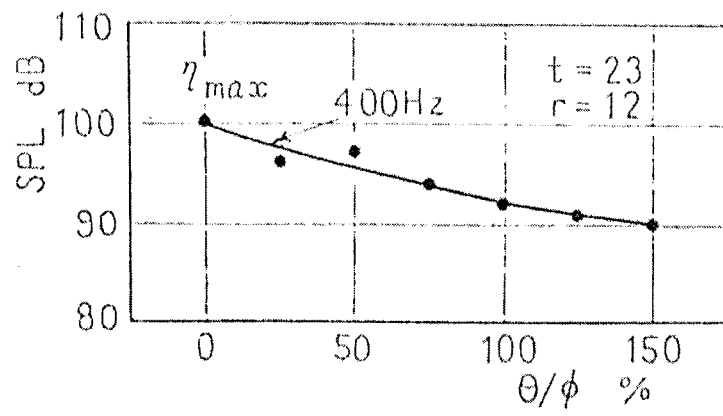


図 4.4.12 舌部をスキューさせた場合の回転騒音低減効果³²⁾

4.5 本章のまとめ

以下に本章で得られた知見を列記する。

- ① 遠心送風機において、吸込みノズル先端部と羽根車側板の傾斜角度との角度差が適切でない場合に生じた側板内側のはく離流れが、舌部と干渉して強い音源になることに着目し、その角度差が回転騒音に与える影響を調べた。その結果、角度差を小さくすることによって回転騒音が約 3dB 低減した。
- ② その効果を検証するために舌部周辺の流れを計測したところ、はく離流れに起因する舌部表面上の強い音源が、角度差を小さくすることで抑制され、音源としての寄与度が小さくなることが明らかとなり、低減効果を裏付けた。なお、角度差を小さくする目的でノズル先端半径を極端に小さくすると、羽根出口の相対速度を上昇させ性能低下を招く可能性があるので注意が必要である。
- ③ 羽根出口外径を羽根幅方向に変化させた羽根車によって、回転騒音の低減を試みた。その狙いは、変隙形舌部と同じように、羽根後流の幅方向の同時性を弱め、干渉を和らげて回転騒音を低減しようというものである。実験の結果、1 次の回転騒音に対しては明らかな低減効果が得られなかったが、高次の回転騒音は大幅に低減した。
- ④ 翼型断面を持つ羽根車についても同様の試験を行ったところ、羽根出口がスキューしている三次元翼型羽根を持つ羽根車では標準羽根に対して高次の回転騒音が低減した。したがって、羽根後流の羽根幅方向に対する同時性を崩すような羽根形状とすることで、回転騒音低減が図ることが可能である。

第5章 カルマン渦音の音源特性

5.1 緒言

一様流中に置かれた円柱の両側から交互に渦が放出され、円柱の後方には一対の渦ができる。この渦列は一定周期の変動圧力を生じるため離散的な純音を誘起する。一般にこの音はカルマン渦音またはエオルス音などと呼ばれている。

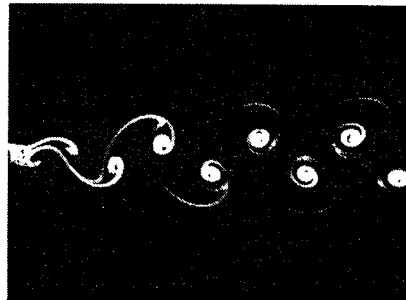


図 5.1.1 カルマン渦⁶⁷⁾

カルマン渦の特徴として、円柱においてはレイノルズ数が $Re=40\sim 10^5$ の場合、回転方向の異なる渦が円柱の両側から交互に後流中に放出され、後流中を規則正しい配列を保って進行する。この現象については Karman が初めて理論的な研究を行ったことから、この渦列のことをカルマン渦列と呼ぶ。このカルマン渦が物体交流に放出されるたびに、物体周りの循環は交互に正負の値が変化するため、その物体周りには周期的な揚力変動が生じ、それとともにカルマン渦音が誘起される。カルマン渦の周波数 f は単位時間に物体から放出される渦の数に等しく、

$$f = St \frac{U}{d} \quad (4.1.1)$$

で表わされる。ここで、 St : ストローハル数、 U : 主流速度、 d : 物体の代表寸法である。この St 数は Re 数の関数として表わされ、円柱においては $30\sim 48 < Re < 5 \times 10^5$ の範囲内で $0.180 < St < 0.207$ の値を取る。したがって、円柱から発生する音の周波数は流速に比例し、直径に反比例する。Curle によれば、流れの中の物体が発生する騒音はその物体表面の圧力変動を音源とみなすことができ、カルマン渦音の強さは解析的には主流速度の 6 乗に比例することが示されている。

本章では、本研究で使用した低騒音風洞について述べ、カルマン渦音の計測に十分な性能を有することを示す。また、円柱および角柱から発生するカルマン渦音の特性を次元解析によって整理し、流体音響理論と対比する。さらに、スパン（軸）方向に直径が変化しているテーパ円柱（円錐柱）を試作し、カルマン渦音低減効果を調べたので合わせて報告する。

5.2 使用記号表

α	: 圧力測定孔の回転方向角度	[deg]
γ^2	: 音圧と非定常圧力のコヒレンス関数	[-]
θ	: 第一円柱と第二円柱の挟角	[deg]
ν	: 空気動粘度	[s ⁻¹]
ρ_D	: 乾燥空気密度	[kg/m ³]
ρ_W	: 湿り空気密度	[kg/m ³]
ϕ	: 相対湿度	[%]
c	: 音速	[m/s]
C	: 空間関連度関数	[-]
D_1	: 第一円柱直径	[mm]
D_2	: 第二円柱直径	[mm]
H_1	: 第一角柱直径	[mm]
H_2	: 第二角柱直径	[mm]
E	: 音圧の粘性力と慣性力の比	[-]
K	: 音圧の慣性力と流体の抗力の比	[-]
f	: 周波数	[Hz]
l	: 円柱の有効長さ	[mm]
L	: 第一円柱と第二円柱の表面最短距離	[mm]
L_0	: ノズル出口部端面から第一円柱までの距離	[mm]
L_{D2}	: 第二円柱長さ	[mm]
L_{H2}	: 第二角柱長さ	[mm]
L_h	: 第二円柱正弦成分長さ(= $L_{D2} \sin \theta$)	[mm]
L_s	: 第一円柱の圧力測定孔までのスパン方向距離	[mm]
P_{DA}	: ピトー管動圧	[mmAq]
P_{DN}	: ノズル入口断面と出口断面静圧差	[mmAq]
V_{DA}	: $L_0=100\text{mm}$ での気流中心流速	[m/s]
Re	: レイノルズ数	[-]
St	: ストロハル数	[-]
t	: 気流温度	[°C]
T	: 気流の絶対温度	[°C]
V	: 主流速度	[m/s]
SPL	: 音圧レベル	[dB]
L_p	: カルマン渦音の周波数を含む 1/3 オクターブバンド音圧レベル	[dB]
I	: 音の強さ	[W/m ²]

5.3 実験装置および方法

5.3.1 低騒音風洞

5.3.1. (1) 風洞低騒音風洞の全体構成

純粹に空力音自体を音響測定するためには、気流騒音の小さな風洞が必要である。そのためには、送風機の吐出音、吸込み音を大きく消音する必要がある。

図 5.3.1 に、本研究に用いた無音気流風洞の全体図を示した。この風洞及び無響室は法政大学小金井キャンパス制御工学実験室に設置されており、上述の条件を満たすように設計されたセミゲッチング型回流式の低騒音風洞で、音響測定に十分な性能を有している。この風洞の測定部である無響室内には、気流吹き出し口となるノズル及び気流収集部となるコレクタが設置されている。その他の流体装置となるダクトやサイレンサおよび遠心送風機は屋外に設置されている。

本風洞の気流源である遠心送風機は、片吸込みターボファンであり羽根車直径 375mm 羽根枚数 9 枚である。送風機はベルトがけ駆動の交流可変速電動機(5.5kW)により駆動され、この電動機をインバータ制御することによって流速設定を行った。

遠心送風機の騒音を減衰させ、音響測定部である無響室内の暗騒音を静粛に保つために、遠心送風機の上・下流側にサイレンサを多段に設置した。まず遠心送風機から吹出される気流は、吐出される騒音を低減させるために、低・中音域に大きな減音効果を有するリアクティブ型サイレンサを通過する。次にノズルまで伸びる長い長方形断面ダクトを通過するが、ダクト内部には中・高音域に減音効果を有するユニットサイレンサ(吸音型)を 7 段内蔵して気流からの騒音を除去している。このように何段かのサイレンサを通過し、遠心送風機からの騒音を除去された気流は、案内羽根付き 90 度ベンドを通過し、ディフューザに至る。ディフューザにより減速された流れは 60 メッシュの整流金網 4 層を通過し、その後絞り面積比 1/16 の増速ノズルを通って一様な流れに整えられ、その後ノズルから吹出される。ノズル出口断面寸法は H200mm×W100mm の長方形であり最大流速は 30m/s、最大体積流量は 36m³/min である。

無響室内に吹出した気流は、ノズルと同一中心線上の下流側に配置されたコレクタから吸込まれる。コレクタから遠心送風機まではダクト内部に組込まれた 6 段のユニットサイレンサ内部を通過した後、吹出し気流を減音したものと同一のリアクティブサイレンサを通過して遠心送風機の吸込み口に至る。

その他の対策として、送風機とモータを実験室外部に設置した専用の送風機ボックス内に配置した。この送風機ボックス内壁にはグラスウールを貼付け、送風機から放出される騒音を外部に漏らさないようにしている。

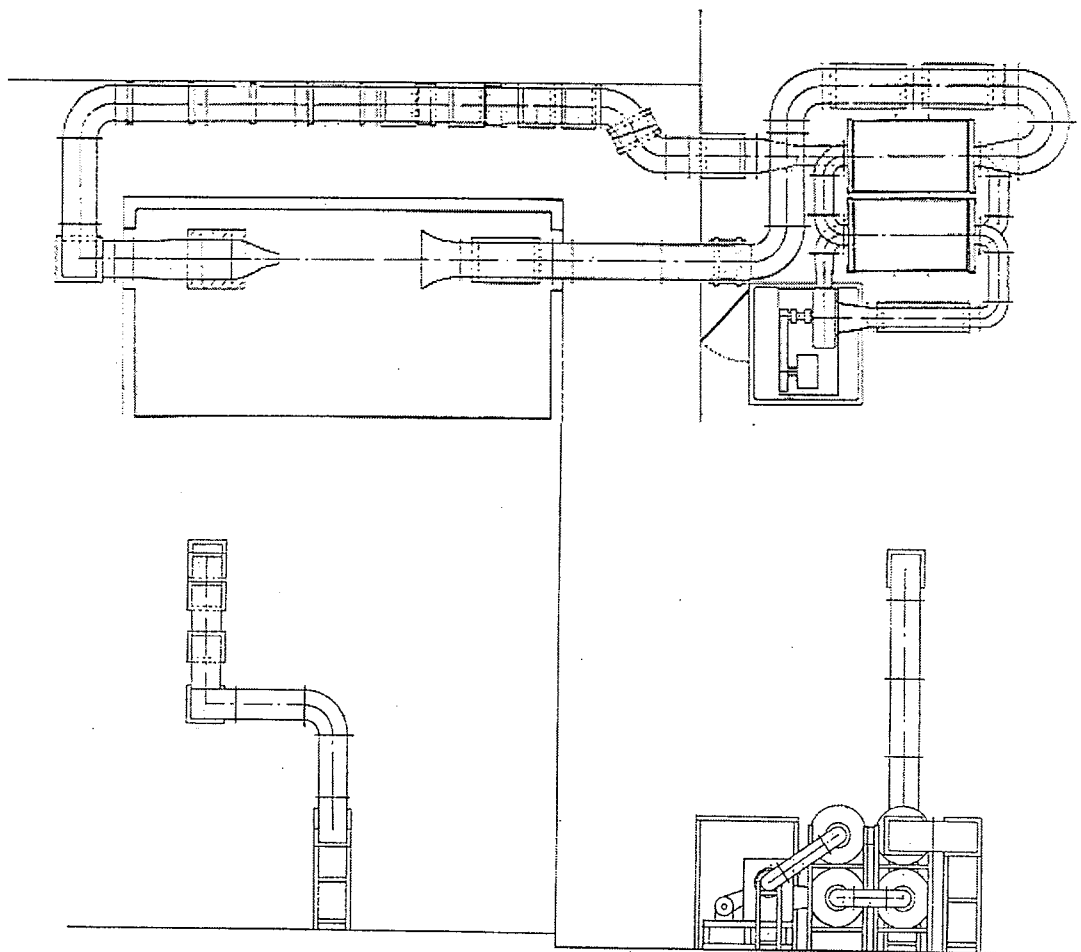
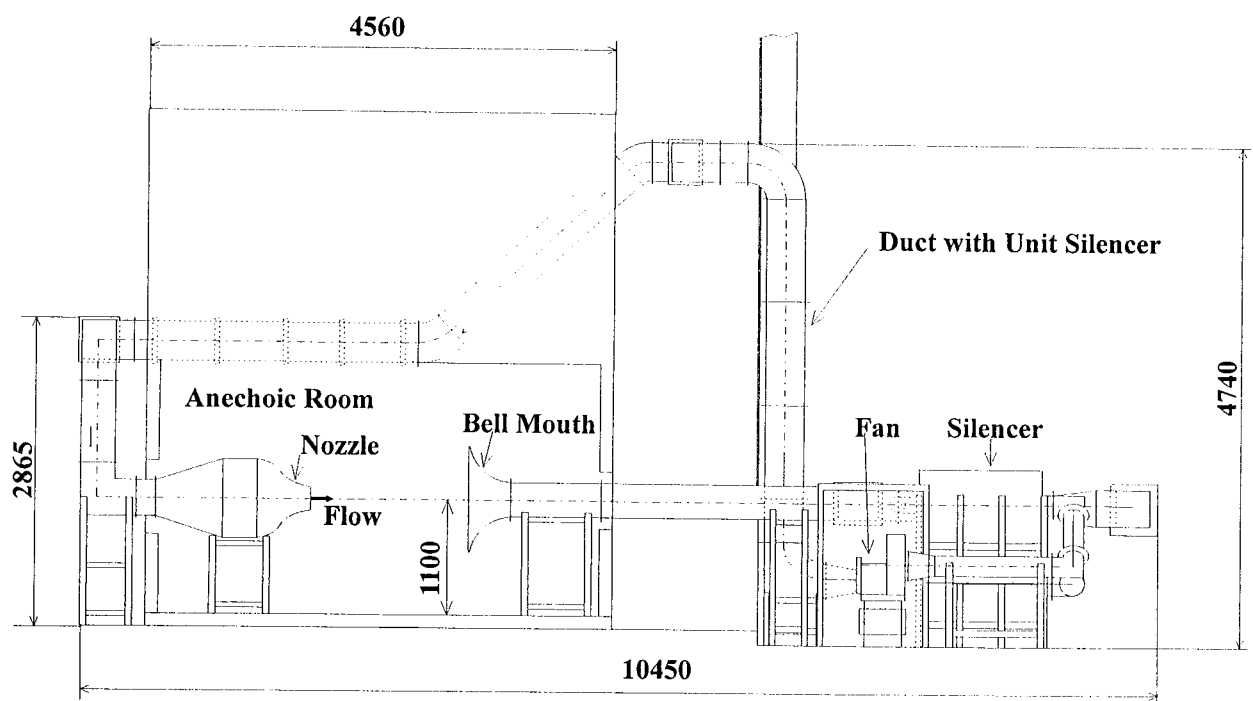


図 5.3.1 無音気流風洞 (上から全体図, 上面図, 側面図)

5.3.1. (2) 無響室

無響室は内法寸法 L4400mm×W2200mm×H2450mm であり、壁面には充填密度 32kg/m^3 のグラスウールを 100mm 厚で貼付け、反射音を極力少なくした。これにより無響室内部は自由音場に近い状態を実現している。また無響室外側は石膏製の遮音壁で囲んであるため、送風機や電動機などの機械音や外部騒音が無響室内部の侵入しにくい構造となっている。これらの対策により無響室内部の暗騒音は 24dB(A) である。

これらの対策と測定時刻により、外部騒音や気流音の反射音の影響を受けることなく純粋にカルマン渦音自体を捉えることが出来る。これらはカルマン渦音の指向性測定からも確認されており、音響測定に十分な性能を有した測定室となっている。

5.3.1. (3) ノズル・ディフューザおよびコレクタ

図 5.3.2 (a) にノズルおよびディフューザの外形を示す。上述したように、ノズルの断面形状は H200mm×W100mm の長方形断面である。ディフューザにて減速して昇圧しノズル断面の縮小比を 1/16(出口/入口)にすることによって増速させている。ノズル内面は十分滑らかに仕上げられており、ノズル内面にできた突起物などからの発生音がないように十分注意を払っている。

ノズル出口部端面にはアルミテープを貼付け、その表面には三角波状の凹凸をつけてある。これは、ノズル端面から放出された気流が静止流体と干渉してせん断渦を形成し、固有の音を発するのを防止するため⁵¹⁾である。この対策を施すことによって、前年度まで主流速度 20m/s 時の暗騒音スペクトルに現れていた卓越音をオーバーオールレベルで 10dB 低下させている。

またノズルからの気流はノズル下流側に配置されたコレクタ(図 5.3.2(b))から吸込まれる。気流吸い込み口が騒音源とならないようにコレクタ表面は滑らかに仕上げられており、段差が無いように配慮した。

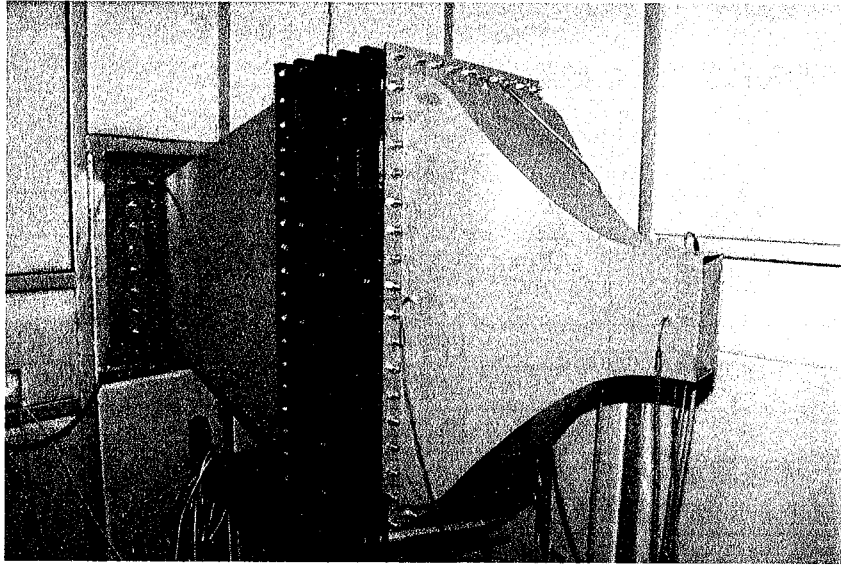


図 5.3.2(a) ノズル及びディフューザー

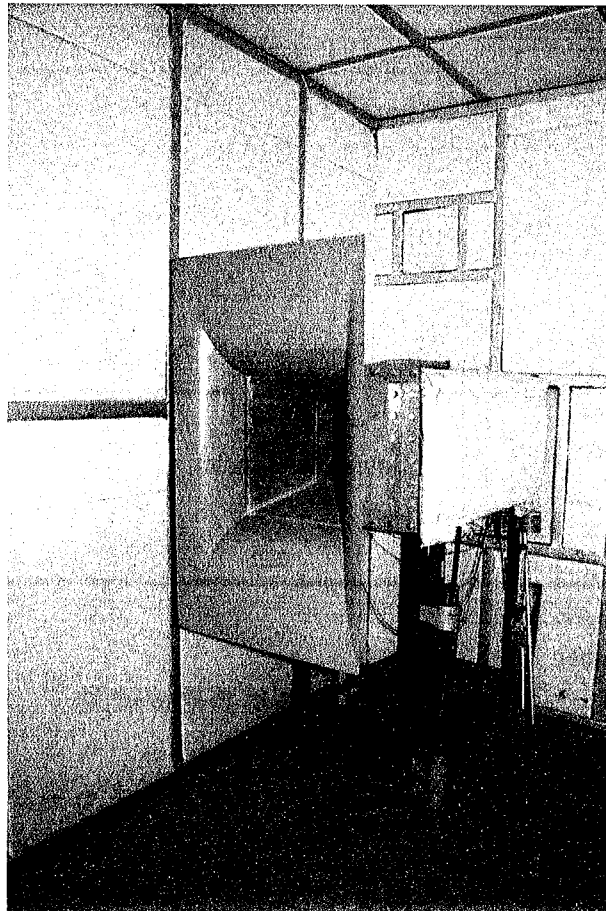


図 5.3.2(b) コレクタ

5.3.2 測定機器

本研究で測定に使用した機器を表 5.3.1 に示す。

表 5.3.1 測定器具一覧

対象	使用機器	メーカー・品名
音圧測定	1/2inch コンデンサマイクロホン	RION
	精密騒音計	RION NA-60
信号解析	FFT アナライザ	RION SA-74
	パーソナルコンピュータ	NEC PC9801 RX
流速測定	標準型ピトー管	理化精機工業
	ベッツ型マノメータ	理化精機工業 TYPE F-213
円柱表面非定常 圧力信号測定	プローブマイクロホン	B&K
	精密騒音計	
	ピストンホン(キャリブレータ)	
音圧測定	1/2inch コンデンサマイクロホン	RION
	精密騒音計	RION NA-60
信号解析	FFT アナライザ	RION SA-74
	パーソナルコンピュータ	NEC PC9801 RX

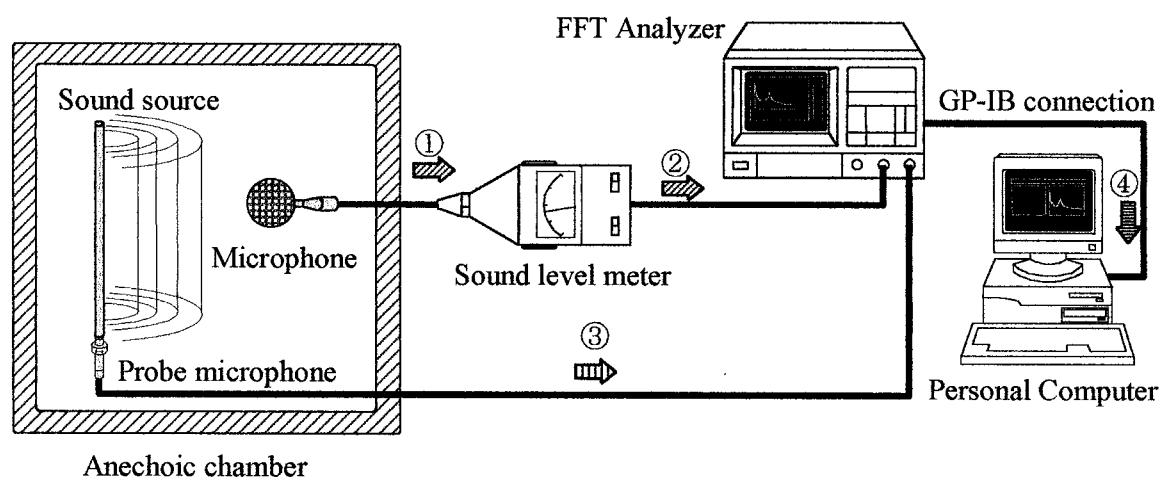


図 5.3.3 測定装置接続図

図 5.3.3 を用いて信号の流れを説明する。音を測定する場合、まず無響室内で発生したカルマン渦音は 1/2inch コンデンサマイクロホンにて電気信号に変換され、7 芯のケーブルを通して精密騒音計に至る(信号①)。この信号は精密騒音計から同軸ケーブルを通り FFT アナライザに入力される(信号②)。そして FFT アナライザに入力された音の時間信号は、内部にて FFT によりスペクトルに変換される。そして円柱表面の変動圧力を測定

しコヒーレンス関数を算出する場合は、信号②と時を同じくしてプローブマイクロホンから微弱な信号をキャッチして B&K 社製の精密騒音計にて増幅しこちらも同軸ケーブルを通して FFT アナライザに入力される(信号③)。採取した信号は、各条件ごとに内蔵 3.5inch フロッピードライブにてフロッピーディスクに保存した。ここまでの信号の流れ①と②と③は、測定時にオンライン接続されている。なお FFT アナライザとパーソナルコンピュータとの接続は、GP-IB を用いたオフライン接続となっており、データ解析時にオンラインとする。

カルマン渦音の測定を行なうにあたりノズル出口部端面から下流側 100mm の位置の流速を 20m/s に設定したが、そのためにピトー管とベッツ型マノメータを用いた。その接続状態であるが二通りに分けられる。まず一つは気流そのものの測定時に用いたピトー管とベッツ型マノメータの接続、もう一つはノズル入・出口差圧から気流の流速を逆算するためにマノメータを用いる場合である。それぞれの接続状態は図 5.3.4 に示した。

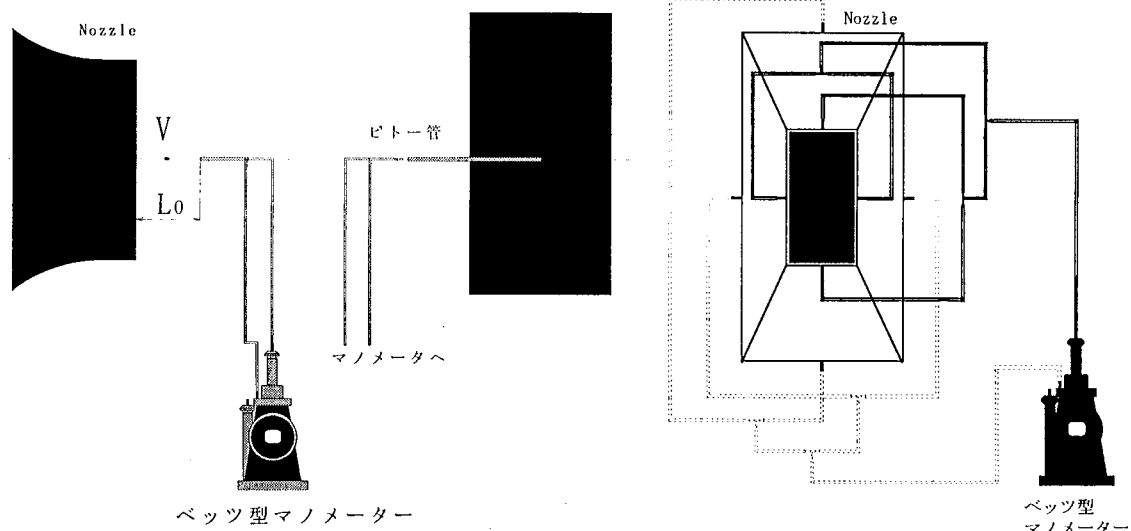


図 5.3.4 二通りのピトー管とベッツ型マノメータの接続状態図

5.3.3 実験試料

5.3.3.(1) 音響測定用試料

音響測定実験には円柱を用いた。円柱にはカルマン渦音発生源となる第一円柱と、その発生音を低減するため第一円柱に交差させる第二円柱がある。両円柱は磨き真鍮材で一般に購入できるものである。しかしその円柱の表面は実験条件を統一するために、研磨を行い非常に滑らかに仕上げてある。

表 5.3.2 に供試体の寸法詳細を示す。円柱の代表寸法は円柱の直径 D_1 、 D_2 であり、表 5.3.2 には示さなかったが第一円柱の長さはノズルの寸法より十分に長くしてある。また第二円柱の長さ L_{D2} はノズルの横寸法(100mm)よりも短いもので、一様な流れの領域に入る寸法を上限とした。図 5.3.5(a)に第一円柱の写真を、図 5.3.5(b)には第二円柱の写真を示した。

また、同様の実験を角柱でも行うために、円柱と同一の材料にて第一角柱および第二角柱を製作した。断面形状は正方形とし、代表寸法を辺の長さ H_1 、 H_2 として円柱と同様な寸法の組み合わせで製作した。表 5.3.3 に音響測定用角柱の寸法を示す。

表 5.3.2 音響測定用円柱寸法

第一円柱直径 $D_1(\text{mm})$	5, 8, 10, 12
第二円柱直径 $D_2(\text{mm})$	同上
第二円柱長さ $L_{D2}(\text{mm})$	10, 20, 30, 40, 50, 50, 80

表 5.3.3 音響測定用角柱寸法

第一角柱直径 $H_1(\text{mm})$	5, 8, 10, 12
第二角柱直径 $H_2(\text{mm})$	同上
第二角柱長さ $L_{H2}(\text{mm})$	10, 20, 30, 40, 50, 50, 80

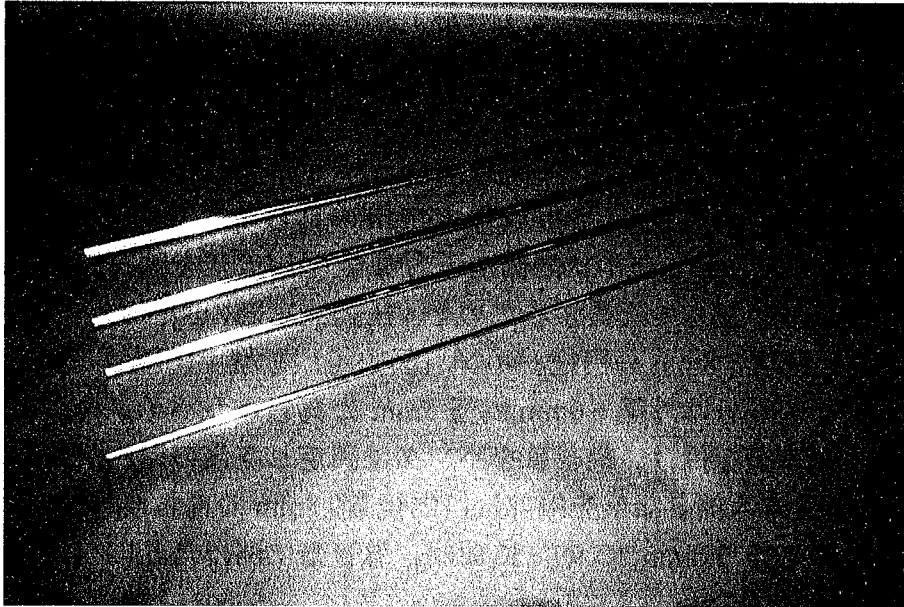


図 5.3.5(a) 第一円柱(右から $D_1=5, 8, 10, 12\text{mm}$)

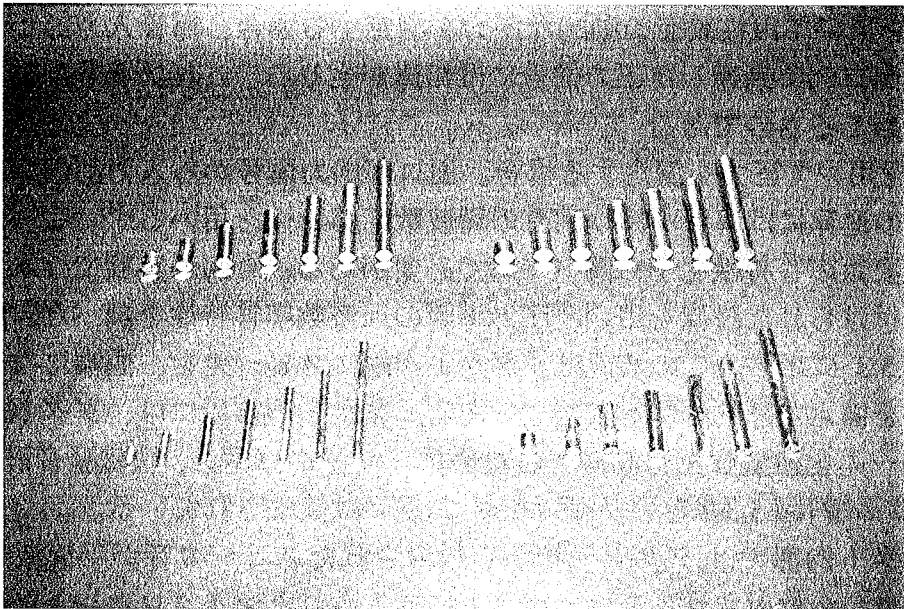


図 5.3.5(b) 第二円柱(左下 $D_2=5\text{mm}$, 右下 $D_2=8\text{mm}$, 左上 $D_2=10\text{mm}$, 右上 $D_2=12\text{mm}$)

5.3.3. (2) 変動圧力測定用第一円柱

カルマン渦音の音源は円柱表面の圧力変動と考えることが可能であるが、円柱表面上の変動圧力分布を詳細に測定する装置を製作した。図 5.3.6 にその概略図を示す。

図に示すように圧力測定用円柱自体は 5 つのパーツからなっており、これらの部品を組合わせることで、外見上は通常の円柱になるような構造とした。圧力測定孔を設けた円柱パイプ（図中①）は外径 $\phi 10\text{mm}$ 、内径 $\phi 9\text{mm}$ の真ちゅうパイプであり、継手（図中②）を内部に挿入することでパイプ内側に圧力導管（図中③）を固定出来る構造とした。また、圧力測定円柱の長さを延長するためと、圧力測定部の回転軸受け部を設けるために、外径 $\phi 10\text{mm}$ 、内径 $\phi 8\text{mm}$ の円柱パイプ（図中④）を継手に接続している。

圧力導管のパイプ部分は外径 $\phi 6\text{mm}$ 、内径 5mm の真ちゅうパイプを用いた。円柱パイプ両端には真鍮製の蓋を付け、継ぎ目をハンダで固定し空気の漏れが無いようにしてある。円柱表面の圧力導入部となる先端部には内径 $\phi 0.8\text{mm}$ の真ちゅうパイプを使用した。そのパイプを曲率半径 3.6mm で 90° に曲げ、導管蓋に開けた孔に差込みハンダで固定した。

5.3.3. (3) 変動圧力測定用円柱の周波数応答特性測定装置

圧力導管を用いて円柱表面の動的な圧力を測定する場合、導管入力部から入った圧力信号と導管出口部に到達した圧力信号には相違が生じる。これは導管内部の定在波の影響によって起こるものである⁵²⁾。

圧力導管を用いて圧力を測定する場合、出口部出力信号から入力部信号を逆算する形で行う。この逆算には導管が持つ固有の周波数応答特性を用いる⁵⁴⁾。よって、導管が持つ固有の周波数応答特性を予め調べておく必要がある。今回の実験では本学音響工学研究室に備え付けられた設備を用い、圧力導管の周波数応答特性を調べた。装置全体の概略図を図 5.3.3 に示す。この装置は、ダクト一端にスピーカを、他端には音の反射を防ぐ無反射端を備えた静的音響実験装置である。またこの装置には、ダクト内部の音を検出してスピーカを所要音圧に制御するために、マイクロホン、精密騒音計、ノイズジェネレータ、アンプ(図 5.3.4 参照)が埋め込みあるいは接続されている。

装置のダクト内部では、ダクト一端から放射されたスピーカ音が平面波の形で伝搬する。スピーカから放射される音は、ダクトに挿入されたマイクロホンとノイズジェネレータおよびアンプによって所要の出力にコントロールすることが出来る。このシステムを使うと、音圧を一定に保持したまま、一定周波数の速度でダクト内部の発生音をシフトさせることが出来る。よってこの装置の圧力導管を挿入すれば、任意の音圧・周波数帯の管の周波数応答特性を調べることが出来る。なお、本研究においてはサイレンサを装着せずストレートのダクトのみ用いている。

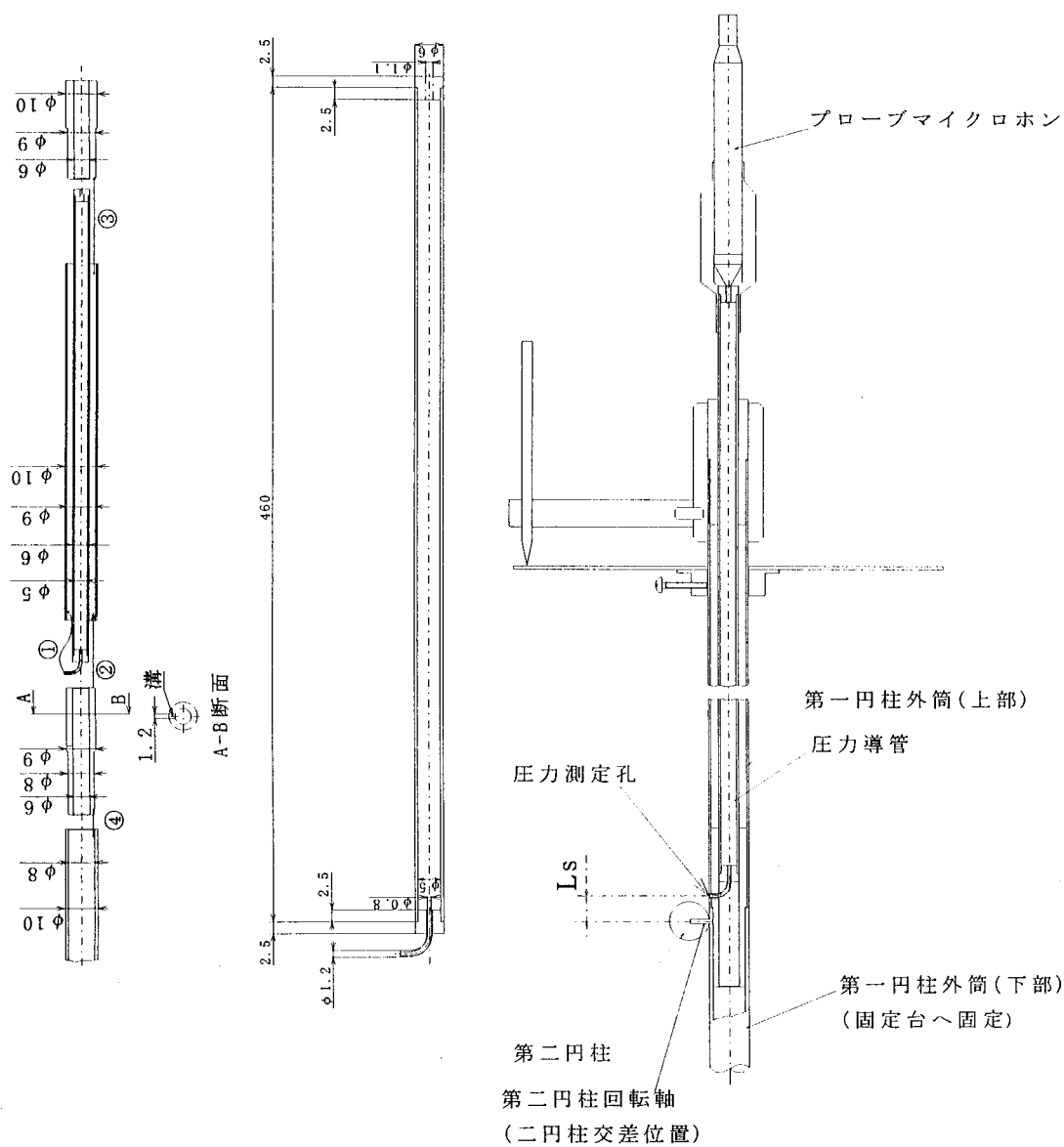


図 5.3.6 円柱表面変動圧力測定用第一円柱概略図と内部構造略図

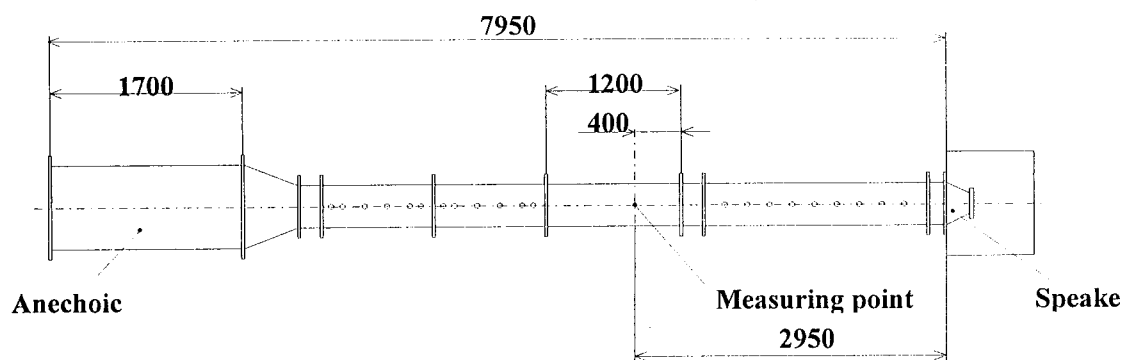


図 5.3.7 静的音響実験装置全体図

5.3.4 ノズル気流の流速設定

カルマン渦音の発生周波数および音響特性を調べる上で、ノズル気流の流速設定を精密に行うことは、必要不可欠な作業である。本実験では、供試体の設置位置がノズル端面下流側 $L_0=100\text{mm}$ の位置に固定してある。実験を行う毎に気流中にピトー管を挿入すればより正確な流速を設定することが出来るが、その作業を実験毎に行うことは非常に面倒であり誤差発生の原因になる。

そこで、ピトー管で測定した実流速とノズルの入口ー出口静圧差(以降ノズル差圧と表現する)から求まる流速との関連付けを行い、通常の実験時はノズル差圧から流速の設定を行う。その方法を以下に説明する。まず、前節で示した図 5.3.4 の左側に示すようにノズル端面の下流側 $L_0=100\text{mm}$ の位置に、気流中心線と並行にピトー管を設置する。次に、送風機電動モータのインバータを調節し気流を発生させる。この時、気流速度をピトー管動圧からマノメータで読取り、これに対応するノズル差圧を記録した。この作業を流速 $V=8\text{m/s}\sim 32\text{m/s}$ まで 1m/s 刻みで繰返し行った。

そして求めた数値をグラフ化し、両流速の違いを補間する係数・式を求めた。この式は一次式なので、両流速はお互いに逆算できる。よって音圧レベル測定実験およびコヒーレンス測定実験を行うときは、この一次式を使いノズル差圧から $L_0=100\text{mm}$ の流速を逆算しするかたちで設定した。

5.3.5 単独円柱から発生するカルマン渦音の測定

5.3.5. (1) カルマン渦音の指向性の測定

カルマン渦音の減音法に関する実験の第一段階として、単独円柱から放出されるカルマン渦音の指向性を調べておく必要がある。一般にカルマン渦音は $I \propto V^6$ (I :音響インテンシティー(W/m^2), V :主流速度(m/s))の関係を持つ双極子音源で、この関係式から流速が少し上がっただけでも意外に音が大きくなることが分かる。そして、円柱を気流中に単独で配置した場合、円柱を中心として気流方向に対して左右対称な音圧分布を有している。しかし、この音圧分布は円柱を中心にした円形分布ではないためマイクロホンの設置位置により音圧に違いがでる。そこで本研究のようにカルマン渦音の低減について研究を行う場合、スペクトルの音圧ピークレベルが最も大きくなる測定位置を探し出す必要がある。ここでは、図 5.3.8 に示すような方法により音圧レベル測定点すなわちマイクロホン設置位置を決定する。図 5.3.8 は実験状態の平面図にあたる。ノズル出口部端面から下流方向 100mm の位置に第一円柱を単独配置しカルマン渦音を発生させる。そして円柱中心軸を円心とする半径 $L_m=500\text{mm}$ の円弧上に、1/2inch コンデンサマイクロホンを設置する。そしてマイクロホン設置位置までの角度を ϕ として、気流と直角になる円柱側方を 0° と定めて、 $\phi=-50^\circ$ から増分 10° 刻みで $\phi=50^\circ$ まで移動し、測定点は計 11 点とした。測定時にはマイクロホンの先端が、常に円柱方向を向くように注意を払って

いる。なお、マイクロホンは気流の中心線と同一高さ(地上高さ 1100mm)に設置した。

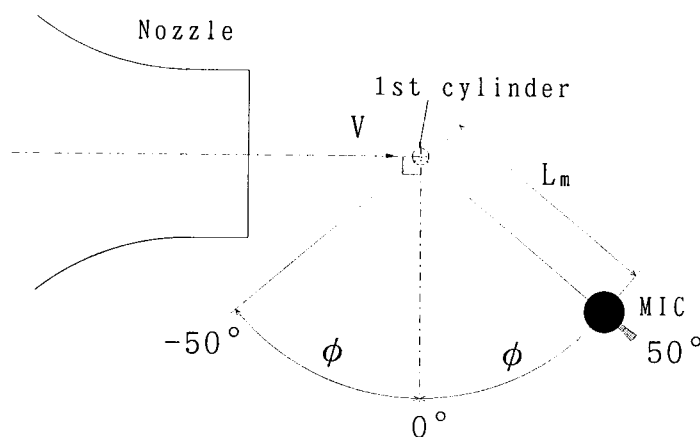


図 5.3.8 指向性測定方法

5.3.5. (2) 音圧レベルの速度依存性の測定

前述したように、カルマン渦音は $I \propto V^6$ (I :音の強さ, V :主流速度)の関係を持つ双極子音源である。つまり、ある流速のカルマン渦音圧から求まる音響インテンシティー I との関係調べれば、本実験の測定対象音が純粋なカルマン渦音であることを確認することが出来る。そこで、流速を変化させ円柱後流から発生するカルマン渦音の音圧スペクトルを測定した。図 5.3.9 には供試体位置関係を示す。図に示すように第一円柱の設置位置はノズル出口部端面から下流側 100mm の位置とした。これは、設置位置を変化させて実験を行った結果、この位置周辺に円柱を配置するとカルマン渦音の卓越成分が最も顕著に現われるためである。この位置に第一円柱を固定したまま、流速 V を 8m/s~30m/s まで変化させて音圧スペクトルを 1/3 オクターブバンドで測定した。

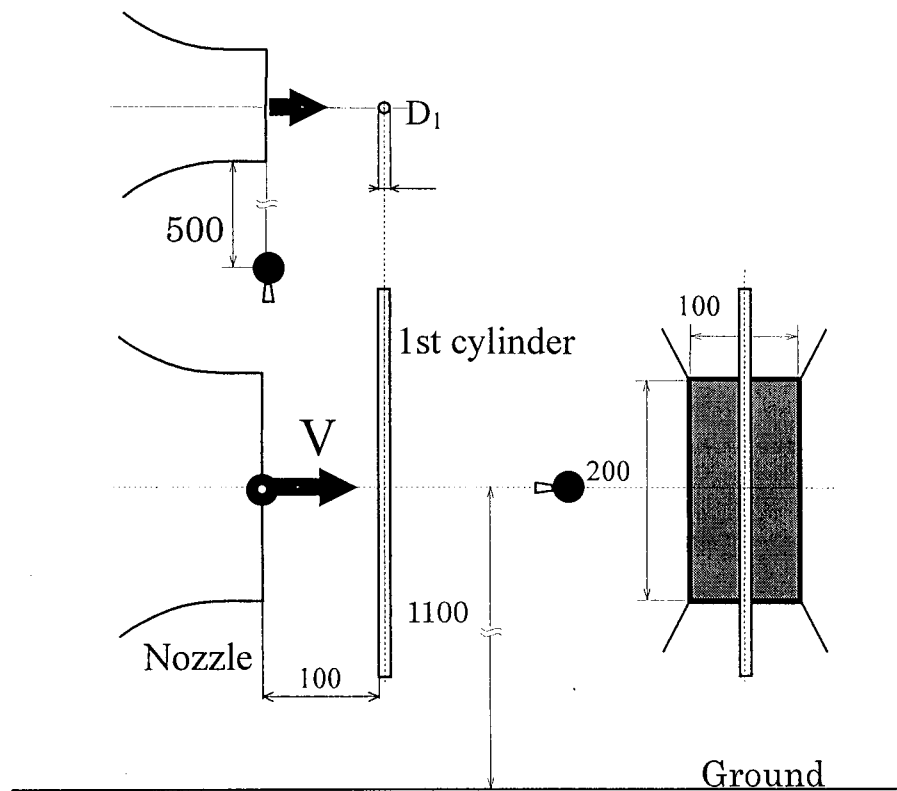


図 5.3.9 流速－音圧レベル関係測定

5.3.6 円錐柱から発生するカルマン渦音の測定

二円柱交差によるカルマン渦音低減の原理は、カルマン渦が発生している第一円柱に他の円柱を交差させて配置することで、カルマン渦の発生を抑制し、円柱後流の揚力変動を減少させることによる。カルマン渦音低減手法としては、その他に、カルマン渦のスパン方向相関（二次元性）をなくす方法がある。ここでは、円柱をテーパ形状とした円錐柱によってカルマン渦音の低減を試みた。表 5.3.4 に用いた円錐柱の詳細を示す。また、円錐柱の概略図を図 5.3.10 に示す。

また、図 5.3.11 に円錐柱の壁面静圧を測定するための諸変数を定義した。気流中心から圧力測定孔までの距離を L_h とし $L_h=10, 30, 60, 90\text{mm}$ とした。圧力測定孔までの回転角度を α とし 5° 刻みで 180° までの円錐柱表面上の 148 点を測定した。圧力測定孔から導かれた静圧はマノメータで読むことが出来る。

表 5.3.4 円錐柱の詳細

テーパ平均径 D_m [mm]	テーパ角度 ϕ [°]	テーパ上端径 D_U [mm]	テーパ下端径 D_L [mm]
$\phi 8$	1.9	$\phi 9.7$	$\phi 6.3$
$\phi 10.5$	4.3	$\phi 14.3$	$\phi 6.8$
$\phi 13$	6.7	$\phi 18.8$	$\phi 7.2$

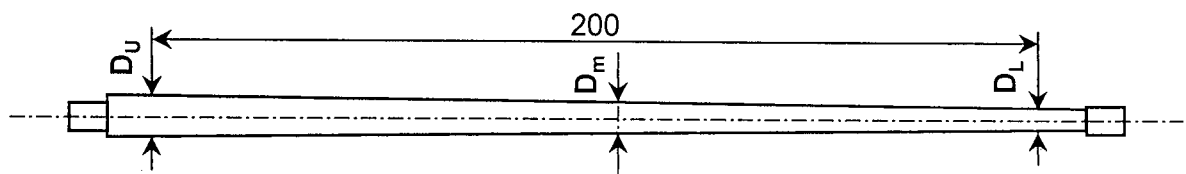


図 5.3.10 円錐柱の概略図

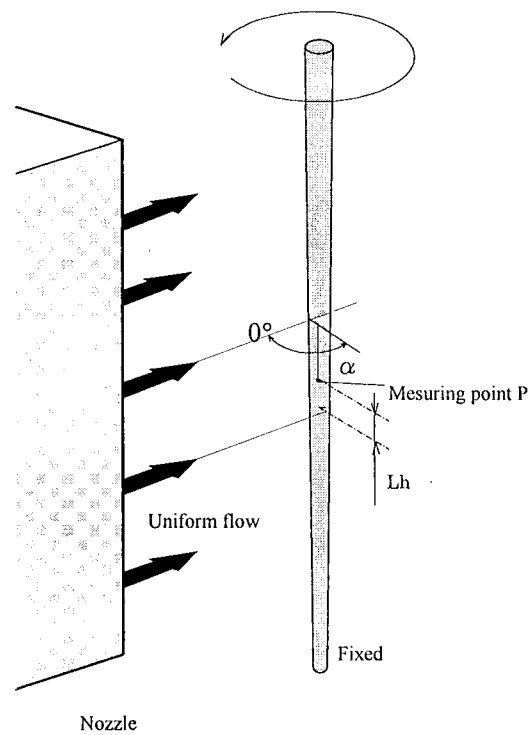


図 5.3.11 円錐柱壁面静圧測定法

5.3.7 交差二円柱によるカルマン渦音の測定

図 5.3.12 に交差二円柱の供試体位置関係を図示した。図に示したのは、第一円柱の上流側に第二円柱を配置する方法で、本論文中では上流側配置と称している。また、一對の第一円柱と第二円柱を二円柱と呼ぶことにする。

第一円柱の固定位置はノズル端面から下流側 100mm の位置で、気流の中心線上に配置した。第一円柱の直径を D_1 、第二円柱の直径を D_2 、その長さを L_{D2} と定義する。また二円柱の交差角度を θ で表わし、二円柱間の距離を L で表わした。これらの変数を数種類用意して、変数の組み合わせ方によって後述する交差条件を変化させている。表 4.3.5 にこれらの変数の内訳を一覧表示する。

表 5.3.5 交差条件を決定する各変数の内訳

変数	寸法 (単位:指定がない限り mm)
D_1 (第一円柱直径)	5,8,10,12
D_2 (第二円柱直径)	5,8,10,12
L_{D2} (第二円柱長さ)	10,20,30,40,50,60,80
θ (2 円柱交差角度)	0° , 30° , 60° , 90°
L (2 円柱間距離)	5,10,15,20,25,30
V (気流流速)	20m/s

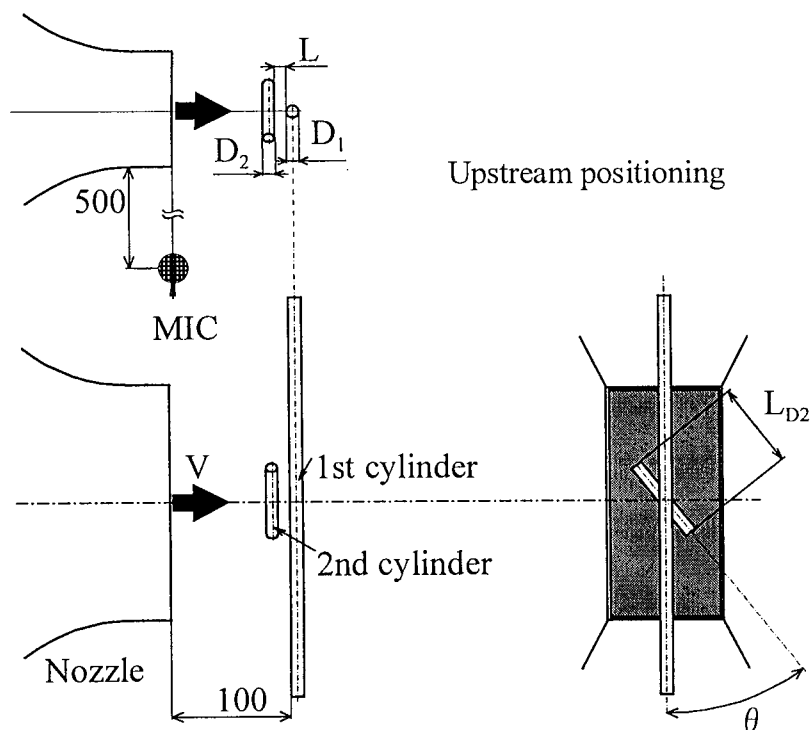


図 5.3.12 供試体の位置関係

まず、円柱直径 D_2 、長さ L_{D2} の第二円柱を第一円柱上流側(下流側)に接触配置($L=0\text{mm}$)し交差角度を 0° で固定する。この状態で音圧スペクトルを測定する。この後、交差角度を 30° ずつ変化させて、各交差角度にて音圧スペクトルを記録した。

全交差角度の測定を終了した後、 L_{D2} を変えて上述した測定を繰り返す。 $L=0\text{mm}$ の状態で全組み合わせのデータを取り終えた後、 L を 5mm ずつ変化させ各 L にて上記の測定を繰り返す。この操作を全ての D_2 に対して行う。よって一本の第一円柱に対して 112 通りの交差状態が存在する。また、下流側に関しても同様な操作を行うことからこの 2 倍の交差状態が存在する。なお、FFT アナライザの周波数分解能は 5Hz とし、サンプリング回数は 120 回とした。一交差状態の測定時間は約 24 秒である。

5.3.8 円柱表面変動圧力の測定

5.3.8.(1) 静的音響実験装置を用いた圧力導管の周波数応答特性の測定

円柱表面の圧力を測定するために、円柱パイプに組込んだ圧力導管を用いた(図 5.3.6 参照)。圧力導管は円柱パイプ内を通り、気流の影響を受けない円柱パイプの一端から外部に表面圧力を導く。この構造により円柱表面で生じた変動圧力をプローブマイクロホンで電気信号に変換可能となり、変動圧力信号を FFT アナライザにて周波数分析をすることが出来る。

しかし、円柱表面で生じた変動圧力は圧力導管を通過する際に導管内部に発生する定在波等の影響により増幅あるいは減衰することがある。この影響によって、円柱表面での変動圧力信号(入力信号)と導管内部を通過した信号(出力信号)の間には振幅、位相の両面に差が生じてしまう。何らかの手段で導管通過後の信号を検出したとしても、その信号は円柱表面上での信号そのものとは違う信号となってしまう。この振幅、位相の差は表面変動圧力の周期(周波数)によって異なるので、同一振幅の変動圧力を導管に入力したとしてもその周波数が変化すれば導管通過後の出力信号は周波数ごとに異なった振幅、位相を持つ。

そこで導管を用いて変動圧力を測定する場合、振幅と位相の両面からこの影響を補正する必要がある⁵²⁾⁵³⁾。一般に知られている方法としてはオランダの NLR が開発した Tube - Scanivalbe 法等^{54)~56)}がある。この方法は、圧力測定用チューブの入力信号と出力信号を同時に測定し、チューブの周波数応答特性(伝達関数)を求める方法である。実際の測定時には、求めた伝達関数を用いて出力信号から入力信号を逆算することができるようになる。

今回、圧力導管の周波数応答特性を求めるために法政大学小金井キャンパス制御工学実験室に備え付けられた設備を用いて測定を行った。装置概略を図 5.3.13 に示す。この装置はダクト一端にスピーカ、他端には無反射端を備えた平面波発生装置である。

この装置はダクト長手方向と垂直方向に同一の音圧分布を持つ平面波を発生させることができる。この特性を利用して、任意のダクト垂直断面上にプローブマイクロホン 1(以

降プローブマイク 1)をダクトに直接挿入し、それと対称となる位置に圧力導管を挿入した。この圧力導管の出力信号検出部はダクトの外部にあり、出力信号検出部にプローブマイク 2(以降プローブマイク 2)を接続してある。なお、プローブマイク 1 先端と圧力導管の先端部分は、ダクト内面から $D/4$ の深さの位置にくるように固定した。

上述したように、ダクト内部の任意断面の音圧は均一であるから、プローブマイク 1 での圧力信号は圧力導管の入力信号に相当する。またプローブマイク 2 の信号は圧力導管通過後の出力信号である。つまり、二信号を FFT アナライザにて解析することで、圧力導管の周波数応答特性(伝達関数)を測定できることになる。

次に、電気信号の流れであるがまずプローブマイク 1 について説明する。プローブマイク 1 からの信号は騒音計に入力される。そして、騒音計から信号を二経路に分岐させ、一方をノイズジェネレータに接続し、他方を FFT アナライザに接続している。ノイズジェネレータに入力された信号は、ダクト A-B 断面の音圧レベルを 80dB 一定に保持するように、スピーカ出力を制御している。次にプローブマイク 2 についてであるが、導管圧力信号検出用のプローブマイク 2 からの信号は騒音計に接続後,FFT アナライザに直接接続されている。この 2 信号を用いて、FFT により周波数応答特性を解析した。周波数速度は 2Hz/s として周波数を連続的に 100Hz から 1000Hz まで変化させた。周波数を増加させている間音圧レベルは $80\text{dB} \pm 0.8\text{dB}$ に保持されていた。また、FFT 内部での周波数分解能は 2.5Hz とした。なお、周波数応答特性の計算方法については付録 B を参照のこと。

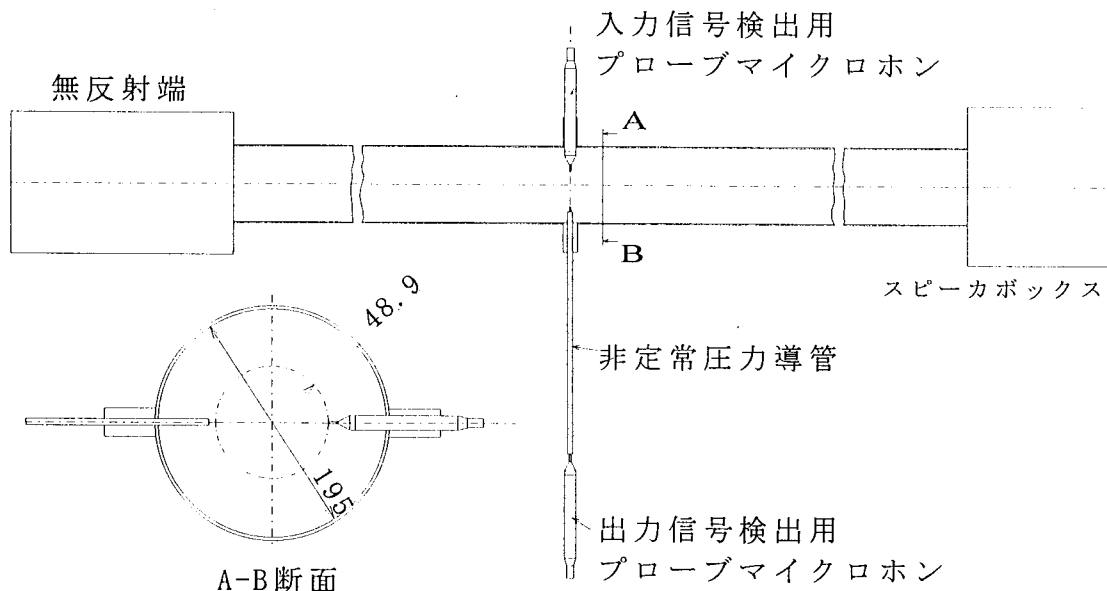


図 5.3.13 圧力導管補正に用いた静的音響実験装置

5.3.8. (2) 円柱表面変動圧力の測定

この測定のために、圧力導管を組込んだ動的圧力測定用第一円柱を製作(図 5.3.6 参照)し実験に用いた。図 5.3.14 に円柱表面変動圧力測定における測定位置の記号について示す。円柱の交差位置から圧力測定孔までの円柱スパン方向距離を L_s とする。また、円柱中心軸を円心とし、円柱断面前方淀み点を 0° とする円弧の角度を α で定義し、角度 α の位置を圧力測定点の位置とする。二円柱交差状態の変動圧力を測定する場合 L_s は、8, 13, 22, 35, 52mm の対数的に増加する 5 種類を用意し、 α は $0^\circ \sim 360^\circ$ まで 10° ずつに区切った 37 点を測定した。単独円柱の円柱表面圧力を測定する場合 L_s は 10mm 毎に $0 \sim 80$ mm とした。

L_s を変化させるためには、第二円柱固定孔の位置の違う 5 種類の第一円柱外筒下部を用意し、 L_s の条件に合うように差替えることで対応した。この時、二円柱の接触位置が常に気流の中心にくるように保持した。また、回転角 α の設定は、第一円柱外筒上部に固定された 360° 分度器により行っている。この回転角度 α の零点は円柱の上流側淀み点とした。この淀み点であるが、第一円柱のみを設置した状態で、円柱前縁のコヒレンス関数値が最小となる点としている。次にコヒレンス測定方法であるが、測定は各 L_s 単位で行っている。ある L_s の圧力測定用第一円柱に第二円柱を接続し、その高さ L_s で $\alpha = 0^\circ \sim 360^\circ$ までのコヒレンスを測定した。円柱表面の変動圧力は、圧力測定用第一円柱に組込まれた圧力導管出口部にプローブマイクロホンを接続し、マイクロホンを通して音圧すなわち微小変動圧力波として検出した。その信号は精密騒音計にて増幅し、FFT アナライザの B チャンネルに入力した。コヒレンス関数算出のために必要なもう一方の信号は、交差円柱遠方に設置された 1/2inch コンデンサマイクロホンからの音圧信号とした。マイクロホンからの信号は音圧レベル測定実験のものと同一のものであり、FFT アナライザの A チャンネルに入力した。測定には圧力導管の周波数応答特性の補正が必要であるが、FFT アナライザのイコライズ機能を利用してこれを行っている。また、コヒレンス関数測定時の FFT アナライザの周波数分解能も 5Hz で行っている。

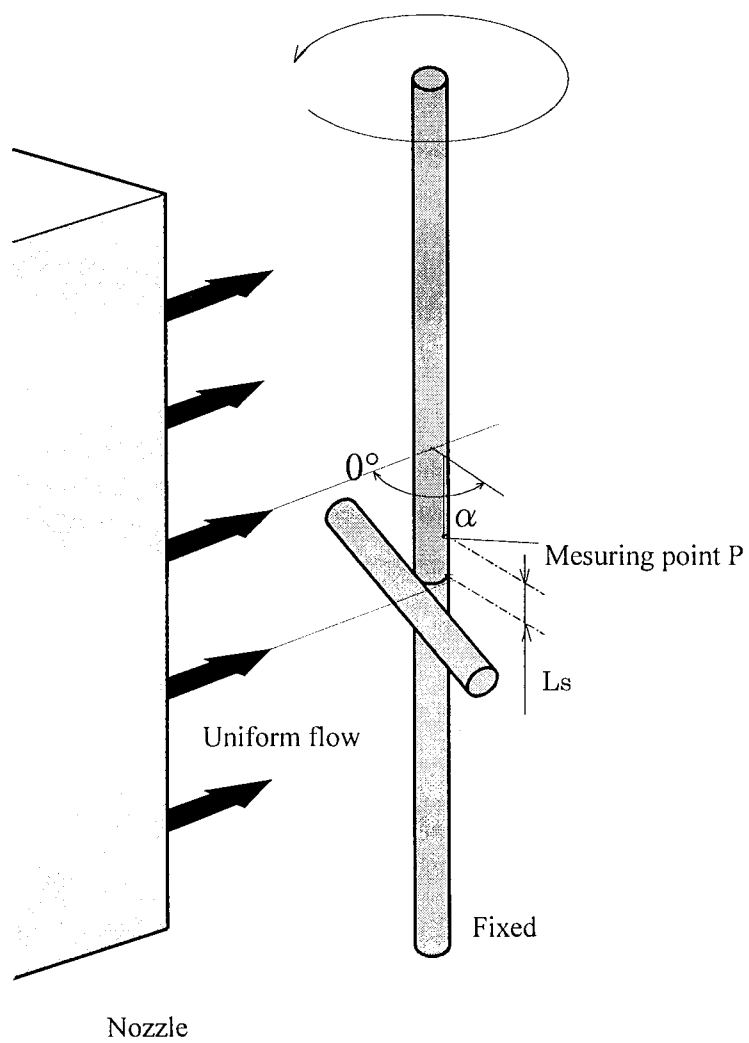


図 5.3.14 円柱表面の変動圧力測定位置

5.4 低騒音風洞の特性

5.4.1 ノズル気流流速とカルマン渦周波数の関係

実験方法の項目で述べたように、気流流速は、ノズルの入口と出口の静圧差から間接的に求める手法をとった。 $L_0=100\text{mm}$ の位置で、ピトー管動圧 P_{DA} と、その流速に対応するノズル差圧 P_{DN} を測定した。そして、 P_{DA} 及び P_{DN} の関係を $(x, y)=(P_{DA}, P_{DN})$ としてグラフ化した(図 5.4.1)。実線は実験によるものであり、破線は上表の P_{DN} 値から最小二乗法を用いて求めた直線である。

最小二乗法により求めた式は、

$$P_{DN} = 0.953P_{DA} - 0.001 \quad (5.4.1)$$

となる。

この式における切片は、測定装置の精度に対して非常に小さいので、0 として問題ない大きさである。そこで、切片を省略し式(5.4.1)に、

$$P_{DA} = \frac{\rho_w V_{DA}^2}{2} \quad (5.4.2)$$

の関係を代入して、

$$V_{DA} \cong 4.41 \sqrt{\frac{P_{DN}}{\rho_w}} \quad (5.4.3)$$

とした。ここで、 V_{DA} : $L_0=100\text{mm}$ での気流中心流速、 ρ_w : 湿り空気密度 である。

湿り空気密度 ρ_w は、

$$\rho_w = \rho(1 - 0.377 \frac{\phi e_w}{h}) \quad (5.4.4)$$

であり、乾燥空気密度 ρ は、

$$\rho = \frac{1.293}{1 + 0.00367t} \frac{h}{760} \quad (5.4.5)$$

で与えられる。 ϕ : 相対湿度、 e_w : 水の飽和蒸気圧[mmHg]、 h : 圧力を 0°C の水銀柱高さ[mmHg]で表わした値、 t : 温度[$^\circ\text{C}$]である。

加えて、水の飽和蒸気圧 $F[\text{Pa}]$ は、

$$e_w = \exp\left\{-6096.9385 \frac{1}{T} + 21.2409642 - 2.711193 \times 10^{-2} T + 1.673952 \times 10^{-5} T^2 + 2.433502 \ln(T)\right\} \quad (5.4.6)$$

及び相対湿度 ϕ は、湿潤空気の水蒸気圧 e と、その温度における飽和水蒸気圧 e_s との比の 100 倍であるから。

$$\phi = \frac{e}{e_s} \times 100 \quad (5.4.7)$$

測定値から水蒸気圧 $e[\text{Pa}]$ を求める計算は、次による。

$$e = e_{sw} - A \cdot p(t - t_w) = e_{sw} - A \cdot 1.33322 \times 10^2 p_h(t - t_w) \quad (5.4.8)$$

ここで、 e : 求める水蒸気圧 [Pa]、 e_{sw} : t_w における飽和水蒸気 [Pa]、

A : 乾湿計係数=0.000662 [K⁻¹]、 p_h : 気圧 [mmHg]

t : 乾球温度 [°C]、 t_w : 湿球温度[°C]

である。すなわち、相対湿度 ϕ [%]を求める式^{(4.2), (4.3)}は、

$$\phi = \frac{e_{sw} - 0.000662 \cdot (1.33322 \times 10^2 h) \cdot (t - t_w)}{e_s} \times 100 \quad (5.4.9)$$

となる。

この関係式に、測定したノズル差圧、湿り空気密度を代入し、 $L_0=100\text{mm}$ の気流中心速度を算出した。

なお、この式に対する確証実験を行ったところ、この式によって設定した流速と理論流速との平均誤差率は 0.41% であった。

この誤差が及ぼす影響について考察する。ストロハル数の定義式は、

$$f = S_t \frac{V}{D_1} \quad (5.4.10)$$

である。

仮に、実験条件 $V=20\text{m/s}$ 、 $D_1=10\text{mm}$ 、 $St=0.2$ のとき、流速誤差 $\Delta V = 0.0041V$ が及ぼすカルマン渦音ピーク成分周波数の誤差は、

$$\begin{aligned} \Delta f &= S_t \frac{\Delta V}{D_1} \\ &= 0.2 \times \frac{0.0041 \times 20}{0.01} \\ &= 1.6 (\text{Hz}) \end{aligned} \quad (5.4.11)$$

となる。一方、FFT アナライザの周波数分解能は 5Hz であるから、流速設定誤差により生じる周波数誤差へ影響は小さいと判断し、式(5.4.3)を流速設定式として用いた。

5.4.2 流速変化に対する無響室内暗騒音特性

図 5.4.2 にノズルの気流を増加させた場合の暗騒音を示す。この図に見られるように、気流流速が増すにつれて暗騒音スペクトルも増加している。気流流速が大きくなると、SN 比(Signal Noise Ratio)が十分確保できなる場合があるが、実験で用いた流速範囲内ではその様な問題はないと言える。また、無響室内の実験測定時刻におけるオーバーオール騒音レベルは、 $V=20\text{m/s}$ のとき 42dB(A)であり、気流のない状態では 24.0dB(A)であった。この数値は、音響測定用風洞として十分な性能であり、正確な音圧レベル測定が可能である。

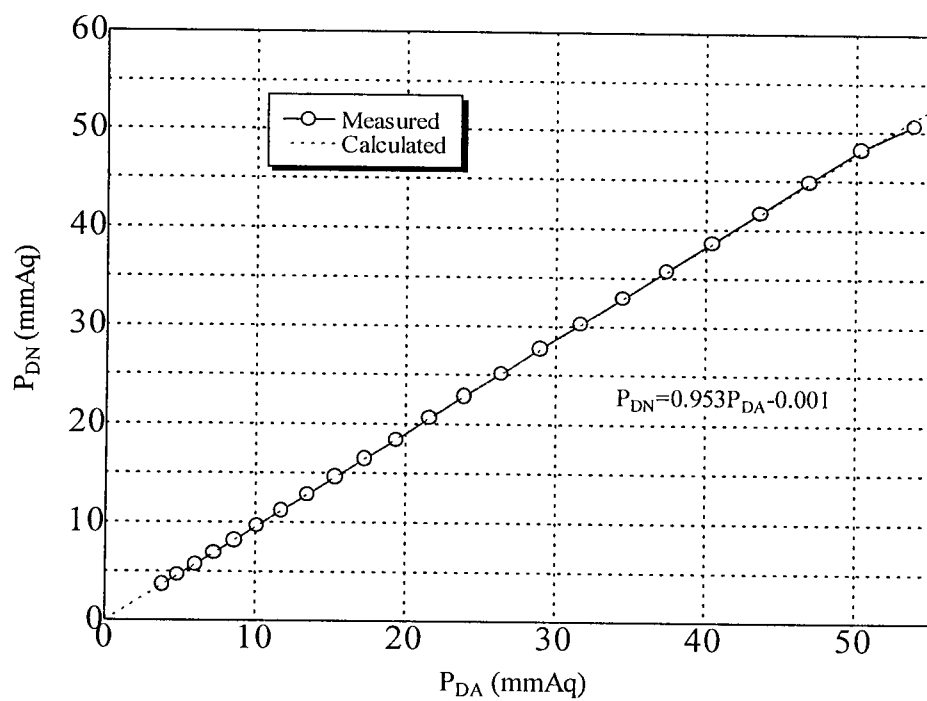


図 5.4.1 ピトー管差圧－ノズル差圧線図

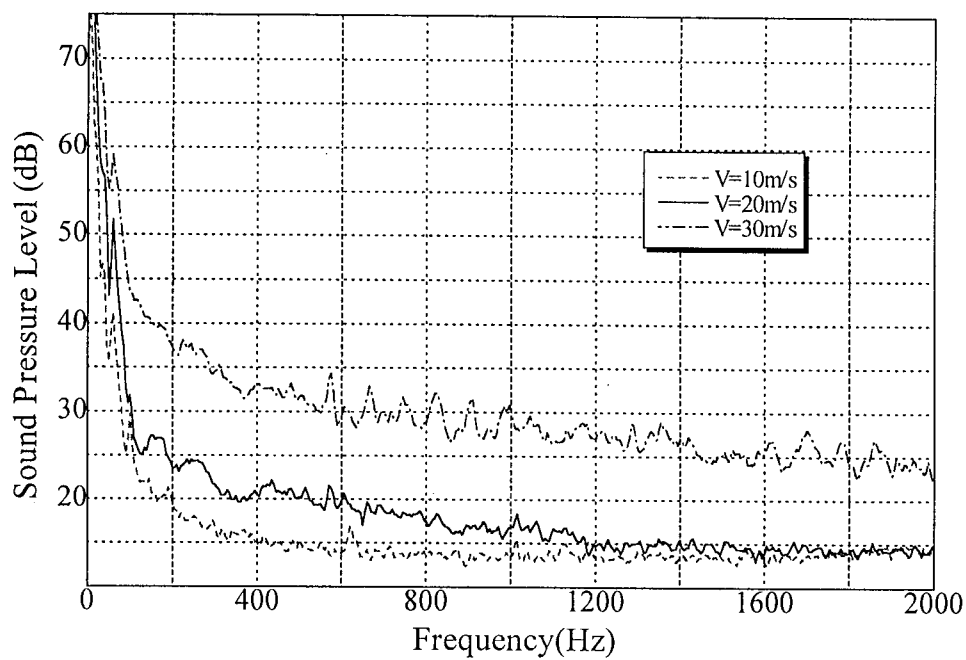


図 5.4.2 流速変化に対する暗騒音の変化

5.5 円柱および角柱から発生するカルマン渦音の音源特性

5.5.1 カルマン渦音の指向特性

カルマン渦音は円柱後流で交互に発生する周期的な渦による圧力変動によって生じるものであり、円柱周方向に対して強い指向性を有する。そのため、実験系におけるカルマン渦音の指向性を調べ、適切なマイクロホン設置位置を決定する必要がある。

指向性測定実験では、気流中に第一円柱 $D_1=10\text{mm}$ を単独で配置し、マイクロホンが描く軌跡が円柱を円心とした円弧となるように、マイクロホンの位置を変えて音圧スペクトルを測定した。音圧スペクトルは 1/3 オクターブバンドスペクトルとした。得られたスペクトルピークの大きさをマイクロホン位置と関連付け、円柱周りの音圧レベル L_P の指向性を図 5.5.1 に示した。この円グラフにおいて、 0° が円柱の前方よどみ点である。また、円柱表面からマイクロホンまでの距離 L_m は 300mm の場合と 500mm の場合の 2 種類とした。

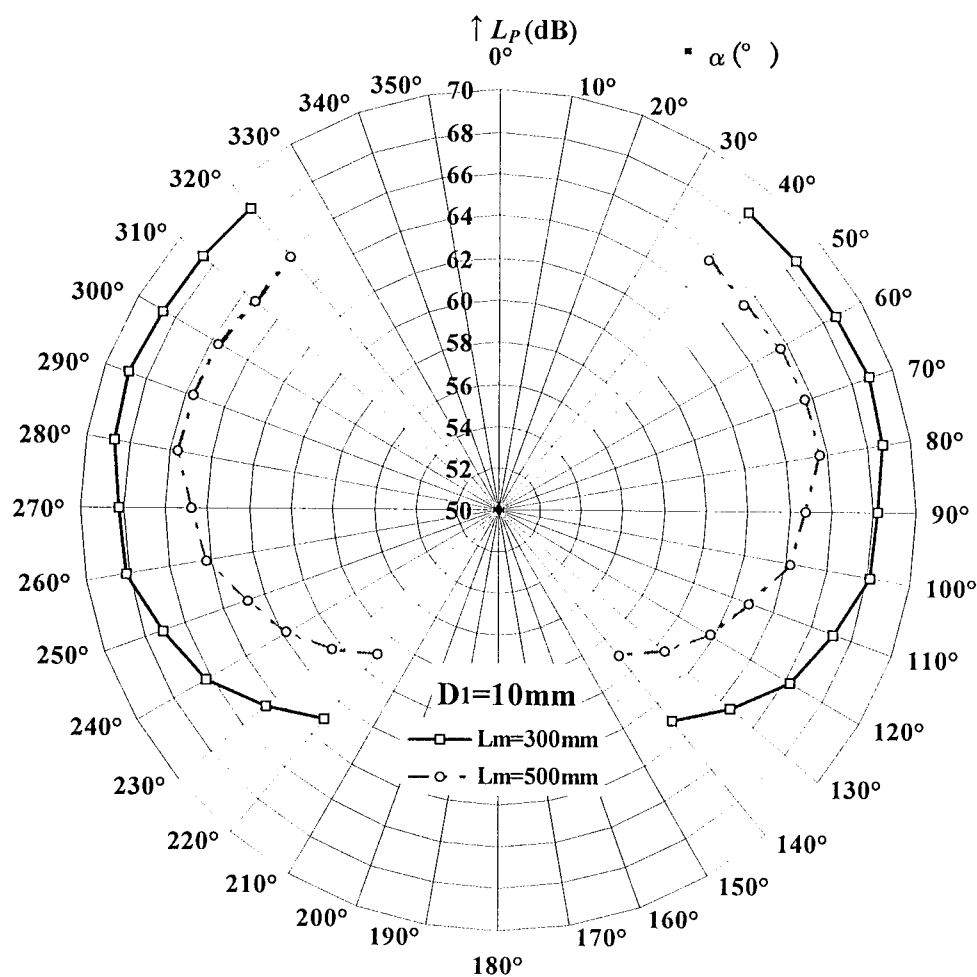


図 5.5.1 カルマン渦音の指向性

図から分かるように、比較的音圧レベルが高い領域は、気流に対して円柱の上流側にあることが分かる。また、距離 L_m によって距離減衰があることが分かるが、音圧の分布傾向はほぼ一致している。この結果から、マイクロホンの設置位置は、円柱の上流側とするのが良いと言える。実験中に観察した音圧スペクトルにおいても、 280° から 320° の範囲のスペクトルはピーク音圧が高く、ピーク成分の卓越性も強かった。また、従来行ってきた実験データとの互換性を考えると、ノズル側方 500mm の位置にマイクロホンを設置することが最良であると言える。なお、ノズル側方にマイクロホンを設置した場合、その位置は $\phi=323^\circ$ 、距離 $L_m=559\text{mm}$ となる。ここの位置であれば、卓越性の高いカルマン渦音を測定することが出来るので、今回の実験を通して、マイクロホンの設置位置はノズル端面側方 500mm の位置とした。

5.5.2 流速－音圧レベル特性

一般に、流体中に置かれた円柱から発生するカルマン渦音は双極子音源に分類されている。双極子音源は、音の強さ $I(\text{W/m}^2)$ が気流速度 V の 6 乗に比例する特性を持っている。すなわち $I \propto V^6$ の関係を示すことになる。

この項では、測定対象とするカルマン渦音が、双極子音源となることを検証する実験を行った。流速 8m/s から 30m/s の範囲で 2m/s ずつ速度を増加させ、各流速での 1/3 オクターブバンドレベルスペクトルからピーク周波数音圧 SPL を記録した。図 5.5.2 に横軸に流速、縦軸に音圧レベルをとって流速－音圧レベル線図を示す。各図は第一円柱直径 D_1 が異なっており、白抜き点付きの実線は実験によるもの、点なしの実線は $I \propto V^6$ に従う直線であり、参考を示した。これらの図から、最小二乗法を用いて近似直線を求めると表 5.5.1a のようになる。

表 5.5.1a 実験により求めた流速と音圧レベル関係式

第一円柱直径 $D_1(\text{mm})$	最小二乗法により求めた近似直線式
5	$SPL = 70 \log V - 34$
8	$SPL = 65 \log V - 24$
10	$SPL = 64 \log V - 20$
12	$SPL = 65 \log V - 15$

上表の最小二乗近似式を一般的に表わせば

$$SPL = a \log V + b \quad (5.5.1)$$

である。また、

$$SPL = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \quad (5.5.2)$$

である。ここで、 SPL : 音圧レベル、 I_0 : 最小可聴音の音の強さ $I_0=10^{-12}(\text{W/m}^2)$ である。

式(5.5.1),(5.5.2)を等置して、

$$\log \frac{I}{I_0} = \frac{a}{10} \log V + \log 10^{\frac{b}{10}}$$

$$\frac{I}{I_0} = V^{\frac{a}{10}} \times 10^{\frac{b}{10}} \longrightarrow I = (I_0 \times 10^{\frac{b}{10}}) U^{\frac{a}{10}} \quad (5.5.3)$$

すなわち $I \propto V^n$ n : 任意の実数
 が導かれる。つまり式(5.5.1)から係数 a の $1/10$ が n となる。表 5.5.1a から得た乗数 n を表 5.5.1b に一覧表示する。

表 5.5.2b 各第一円柱直径ごとの乗数 n

第一円柱直径 $D_1(\text{mm})$	乗数 n
5	7.0
8	6.5
10	6.4
12	6.5

表 5.5.2b に示した乗数 n を比較すると、 $D_1=5\text{mm}$ の場合のみ $n=7.0$ で 6 乗から離れている。その他の条件では 6 乗に近づき、測定対象とする音が双極子音源によるものだと判断できる。

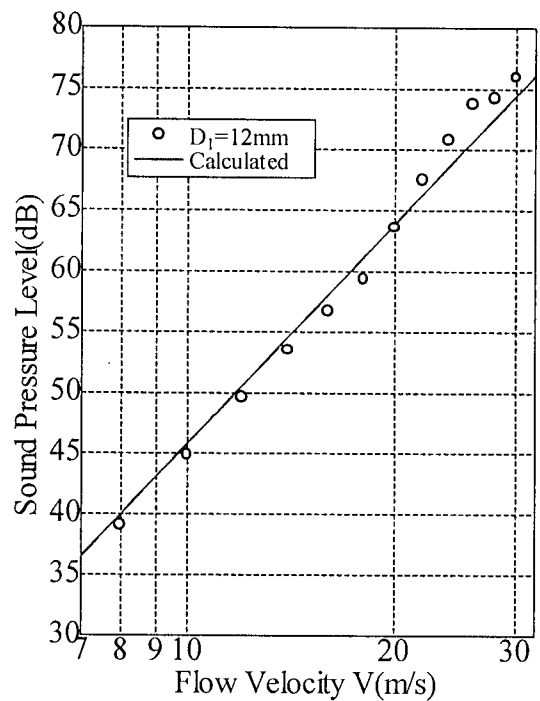
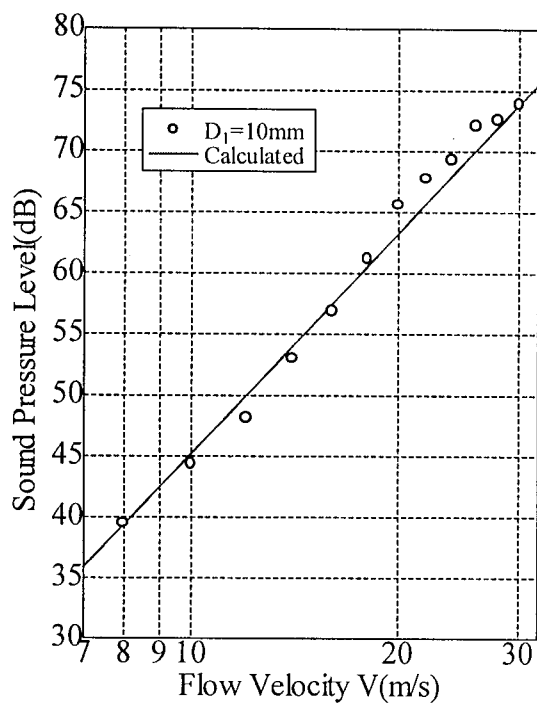
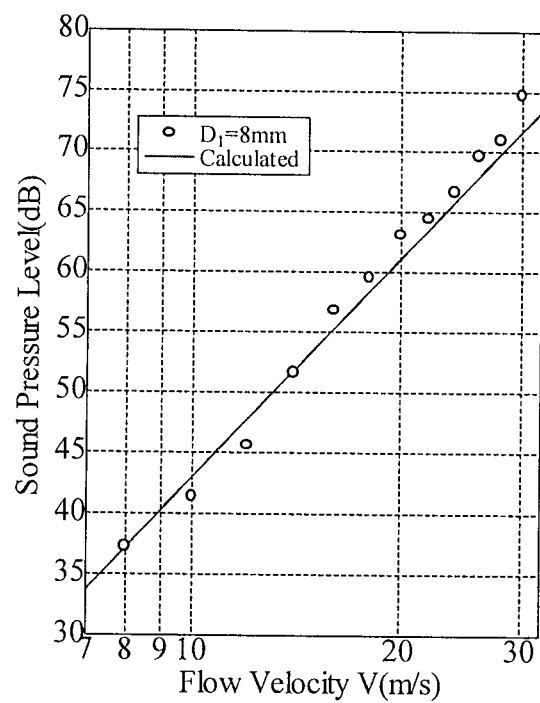
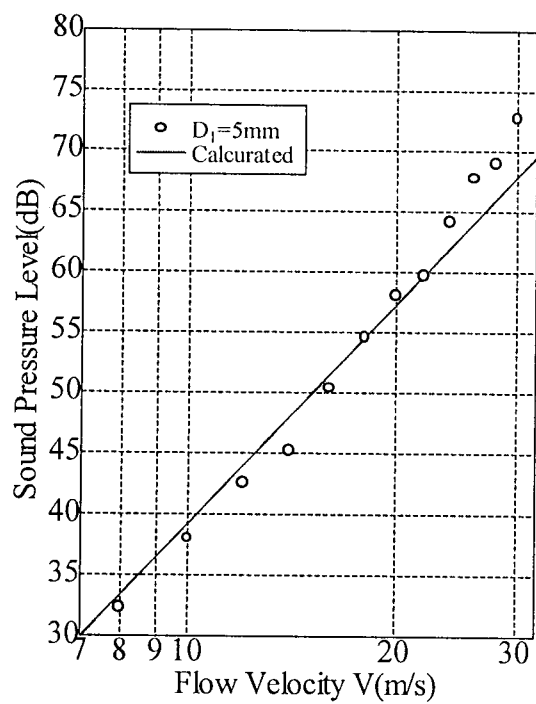


図 4.5.2 流速－音圧レベル線図 ($D_1=5\sim 12\text{mm}$)

5.5.3 カルマン渦音の周波数特性

5.5.3. (1) 円柱から発生するカルマン渦音の周波数特性

図 5.5.3 に、流速 $V=20\text{m/s}$ の気流中に、第一円柱を単独配置した場合の発生音のスペクトルを示す。なお、図中の記号 BGN は $V=20\text{m/s}$ の気流中に供試体を設置しない場合の風洞暗騒音である。図から明らかなように、暗騒音とカルマン渦音ピーク周波数の音圧レベルの差は 30dB 以上あり、計測における十分な SN 比が確保されている。また、図 5.5.3 から求まる、各 D_1 のピーク周波数、音圧レベル、ストロハル数 St およびレイノルズ数 Re を表 4.5.2 に示す。

表 4.5.2 の St は若干のばらつきがある。一般に、円柱からのカルマン渦音のストロハル数 St はレイノルズ数 Re の関数であり、 Re 数の値によって変化する。しかし、 $30 \sim 48 < Re < 5 \times 10^5$ の範囲内では $0.180 < St < 0.207$ であるとされており、表 5.5.2 に示した St は全てこの不等式の範囲内に入っている。この点からも、これらのカルマン渦音が測定対象としての特性を満足していると言える。

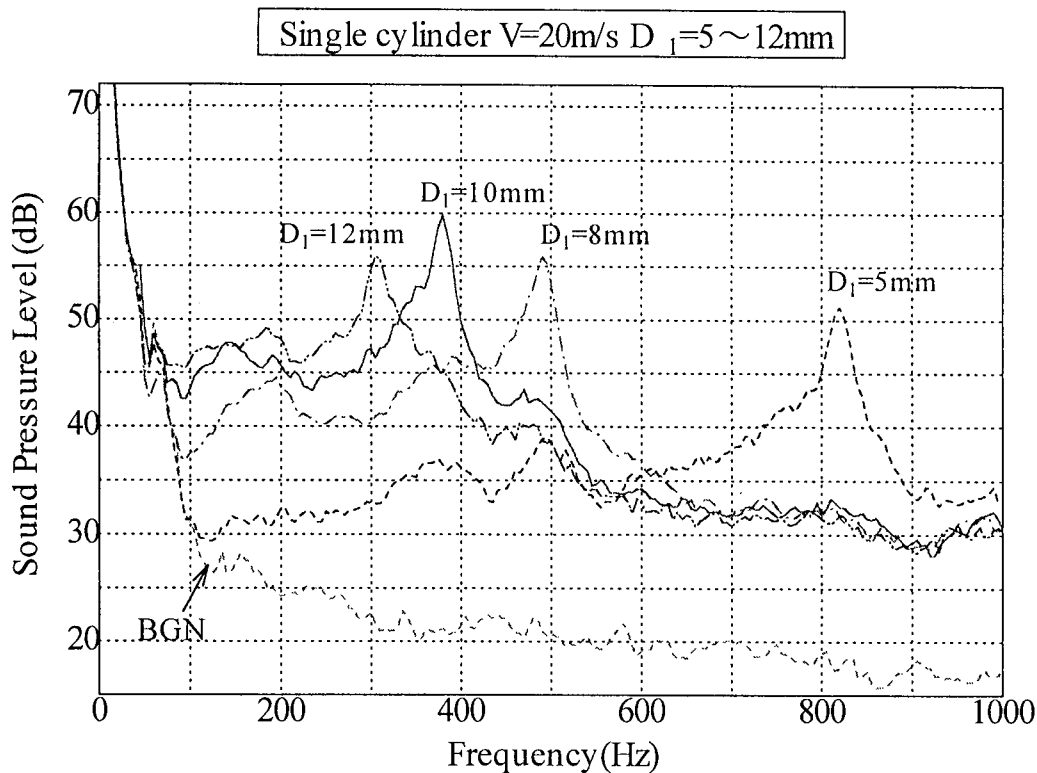


図 5.5.3 単独円柱から発せられるカルマン渦音スペクトル

表 5.5.2 $V=20\text{m/s}$ 時,円柱カルマン渦音のピーク周波数と無次元パラメータ

円柱直径 $D_1(\text{mm})$	ピーク周波数 (Hz)	音圧レベル (dB)	レイノルズ数 Re	ストロハル数 St
5	820	51.2	7.04×10^3	0.21
8	490	55.9	1.13×10^4	0.20
10	395	59.8	1.41×10^4	0.20
12	305	55.9	1.69×10^4	0.18

5.5.3. (2) 角柱から発生するカルマン渦音の周波数特性

円柱の場合と同様にして、図 5.5.4 に、流速 $V=20\text{m/s}$ の気流中に、第一角柱を単独配置した場合の発生音スペクトルを示す。また、図 5.5.4 から求まる、各 H_1 のピーク周波数、音圧レベル、ストロハル数 St およびレイノルズ数 Re を表 5.5.3 に示す。

$H_1=5\text{mm}$, 8mm , 10mm において、卓越周波数のストロハル数が $St=0.13 \pm 0.01$ の範囲であり、カルマン渦音であると言える。また、図 5.5.4 を見ると、全体的に円柱の場合に比べてカルマン渦の卓越成分がはっきりと現れており、発生音も大きくなっている。これは、角柱の渦放出のはく離点が円柱よりも安定しているためである。

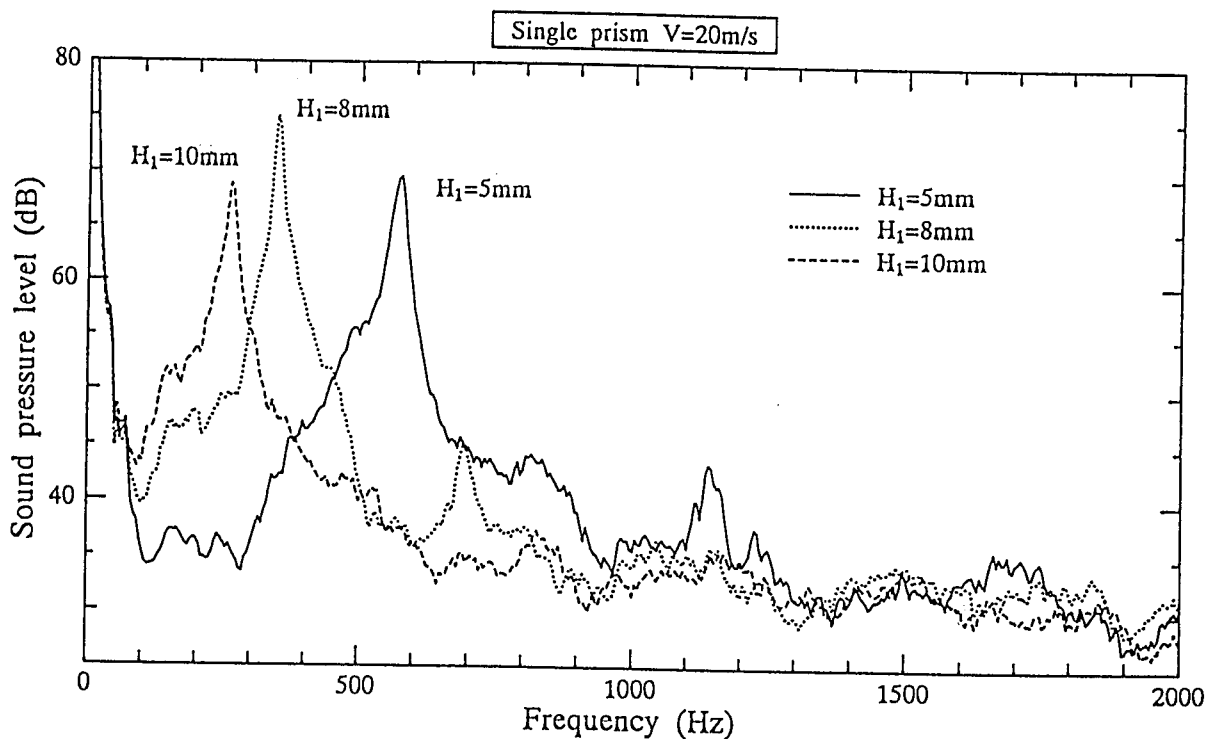


図 5.5.4 単独角柱の発生音スペクトル

表 5.5.3 $V=20\text{m/s}$ 時,角柱カルマン渦音のピーク周波数と無次元パラメータ

角柱辺長 $H_1(\text{mm})$	ピーク周波数 (Hz)	音圧レベル (dB)	レイノルズ数 Re	ストロハル数 St
5	575	69.6	7.04×10^3	0.14
8	345	75.1	1.13×10^4	0.13
10	260	68.9	1.41×10^4	0.13

5.5.4 円柱表面の圧力変動分布

カルマン渦音の音源特性は、円柱表面圧力の変動成分を調べることで評価できる。本実験では主に $D_f=10\text{mm}$ の円柱を使用しているが、図 5.5.5 は $D_f=10\text{mm}$ の単独円柱によるある瞬間におけるカルマン渦音周波数成分における変動圧力の円周方向分布である。図からも分かる通り淀み点を 0° とした円柱周方向角度 α において、流れに対して直角の方向 $\alpha=90^\circ, 270^\circ$ でほぼ極大を持っていることから⁵⁷⁾⁵⁸⁾、双極子音源であることが確認できる。

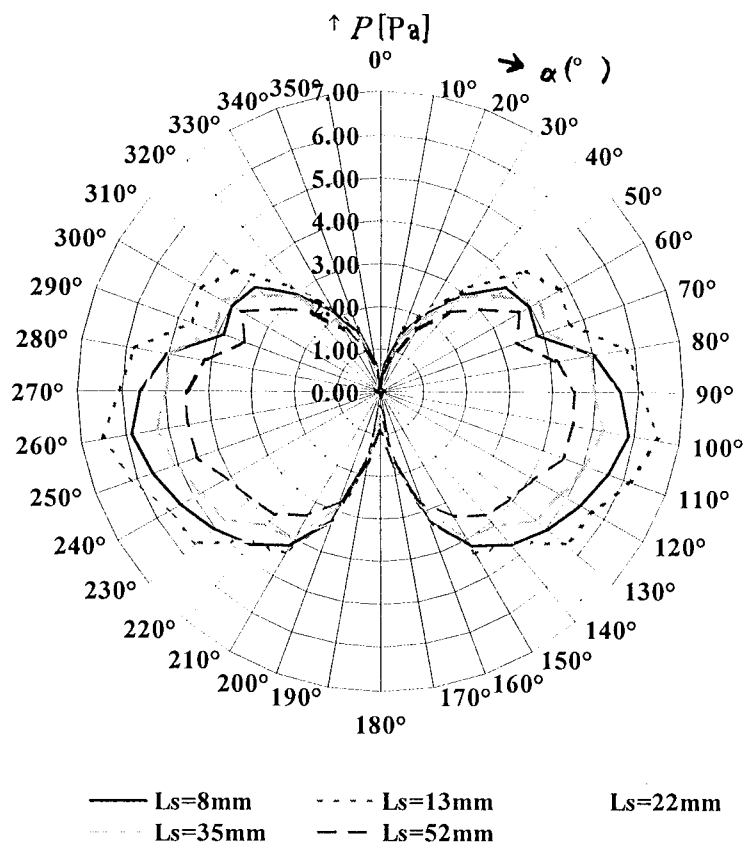


図 5.5.5 円柱表面の圧力変動分布

5.5.5 円柱からの発生音に関する次元解析

第4.5.2章で得られた、流速-音圧レベル線図から拡張するために次に示すように考える。Lighthillの音響方程式の一般解から、気体が断熱変化するものとすれば、

$$P\rho^{-\kappa} = \text{const}$$

の関係があるから、

$$dP = P = \kappa P \frac{d\rho}{\rho}$$

が得られる。ただし κ は比熱比である。

$$\frac{\kappa P}{\rho} = c^2$$

とおけば、

$$P = c^2 d\rho = c^2 (\rho - \rho_0)$$

音の強さは、

$$I = \frac{\overline{P^2}}{\rho_0 c} = \frac{c^3}{\rho_0} (\overline{\rho - \rho_0})^2 \quad (5.5.4)$$

で表わされる。

LighthillやCurleの式における密度変化に関するそれぞれの解は、厳密には解かれていない。また、式(5.5.4)において実際に右辺の項を測定することが出来ない。そこで、円柱から発生する音に対する上式の足がかりを得るために、次元解析により各要素の関連を調べることにする。

5.5.5. (1) 遠距離音場の場合

音源から観測点までの距離が、音波の波長に対して十分に長いときその音源は遠距離音場と見なすことができる。遠距離音場の場合、音圧レベル SPL を支配する因子として次のような量が考えられる。

$$SPL = f(\rho, v, D, V, c) \quad (5.5.5)$$

現象に関与する物理量の数、

$$n=5 \quad (\rho, v, D, V, c)$$

基本量の数、

$$i=3 \quad (M, L, T)$$

無次元量の数、

$$m = n - i = 2 \quad (\pi_1, \pi_2)$$

よって、

$$\pi_1 = (v \rho^\alpha V^\beta D^\gamma) = (L^2 T^{-1}) (M L^{-3})^\alpha (L T^{-1})^\beta (L)^\gamma = M^\alpha L^{2-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-1-\beta} = M^0 L^0 T^0$$

従って、

$$\alpha = 0, \quad \beta + \gamma = -2, \quad \beta = -1 \quad \therefore \gamma = -1$$

$$\pi_1 = \frac{v}{VD} \quad \text{または、} \quad \frac{VD}{v} = Re$$

$$\pi_2 = (vV^\alpha D^\beta c^\gamma) = (L^2 T^{-1})(L T^{-1})^\alpha (L)^\beta (L T^{-1})^\gamma = L^{2+\alpha+\beta+\gamma} T^{-1-\alpha-\gamma} = M^0 L^0 T^0$$

従って、

$$\alpha + \beta + \gamma = -2, \quad \alpha + \gamma = -1$$

$$\therefore \alpha = 1, \quad \beta = -1, \quad \gamma = -2$$

—

音圧による慣性力、

$$F_I \approx \rho c^2 D^2$$

粘性力、

$$F_V \approx \rho v \left(\frac{V}{D} \right) D^2 = \rho v VD$$

$$\therefore \frac{F_V}{F_I} \approx \frac{\rho v VD}{\rho c^2 D^2} = \frac{v V}{c^2 D} = E \approx \pi_2$$

となる。よって、

$$SPL = \varphi(Re, E) \quad (5.5.6)$$

を得る。

以上のように遠距離音場の場合、音圧レベルは Re と E の関数になることが分かった。

ピーク周波数における音圧レベルと流速の関係をより明らかにするため、スペクトル分析結果よりピーク周波数における音圧レベルを求め、流速との関係を図示したのが図 5.5.2 である。図から明らかなように流速が増加すると音圧レベルは増加しているのが確認できる。

しかし、その増加の勾配は円柱直径が小さい場合はきつく、直径が大きくなるほど緩やかになっている。

次元解析の結果を用いて、これらの実験値を式(5.5.6)によって整理したのが図 5.5.6(a) である。図の関係を数式化すると、

$$SPL = 30 \log(Re^{1.5} E^{0.7}) + 17 \quad (5.5.7)$$

音の強さは、

$$I \propto V^{6.6} D^{2.4} \quad (5.5.8)$$

なる関係があることが分かった。これは、Curle の式において、第二項双極子音源の場

合の音の強さが、代表流速 V の 6 乗、代表寸法 D の 2 乗に比例しているという物理的アプローチに対して、ほぼ一致した結果であると言える。

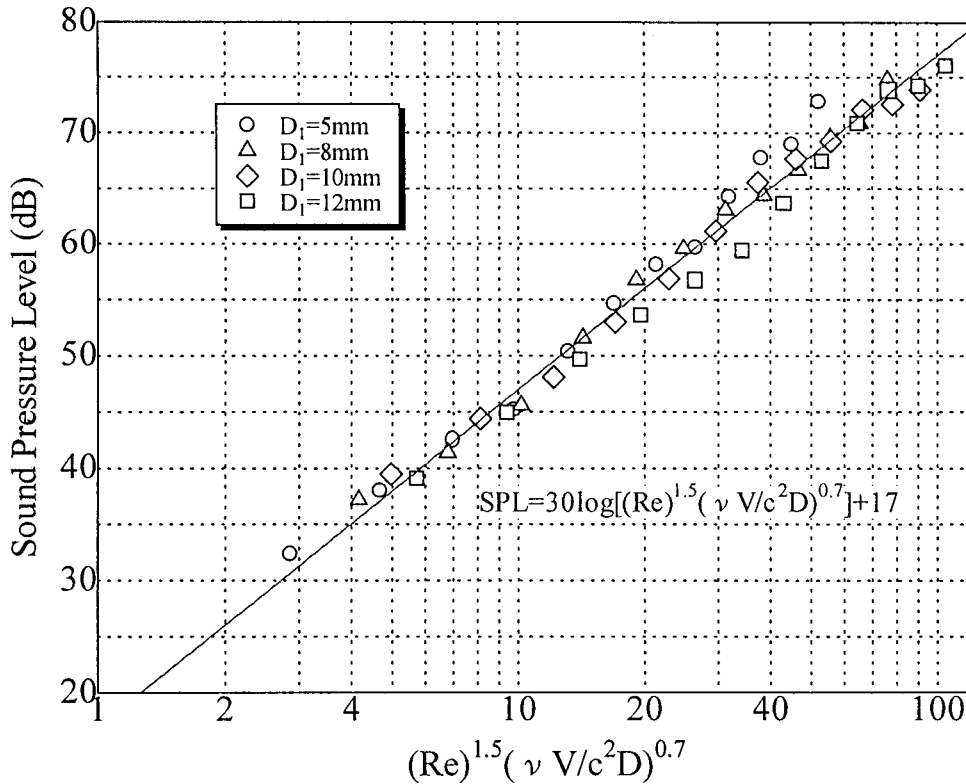


図 5.5.5(a) 音圧レベルと次元解析結果との関係 (円柱:遠距離音場)

5.5.5. (2) 近距離音場の場合

遠距離音場の場合、測定点が遠く音源を点音源と考慮した場合について解いたが、近距離音場と仮定した場合、線音源として音源部分の大きさ即ち円柱の有効長さ l を考慮しなければならない⁵⁹⁾⁶⁰⁾。そこで、音圧レベルを支配する因子として式(5.5.5)の因子に加え、次式を考える。

$$SPL = f(\rho, \nu, D, V, c, l) \quad (5.5.9)$$

現象に関与する物理量の数、

$$n=6 \quad (\rho, \nu, D, V, c, l)$$

基本量の数、

$$i=3 \quad (M, L, T)$$

無次元量の数、

$$m = n - i = 3 \quad (\pi_1, \pi_2, \pi_3)$$

$$\pi_1 = (V \rho^\alpha \nu^\beta D^\gamma) = (LT^{-1})(ML^{-3})^\alpha (L^2 T^{-1})^\beta (L)^\gamma = M^\alpha L^{1-3\alpha+2\beta+\gamma} T^{-1-\beta} = M^0 L^0 T^0 \text{ 従って、}$$

$$\alpha = 0, \quad \beta = -1, \quad \gamma = 1$$

$$\pi_1 = \frac{VD}{v} = \text{Re}$$

$$\pi_2 = (Vv^\alpha D^\beta c^\gamma) = (LT^{-1})(L^2T^{-1})^\alpha (L)^\beta (LT^{-1})^\gamma = L^{1+2\alpha+\beta+\gamma} T^{-1-\alpha-\beta} = M^0 L^0 T^0$$

従って、

$$\begin{aligned} \alpha + \beta &= 0, \quad \beta - \gamma = 1 \\ \therefore \alpha &= 1, \quad \beta = -1, \quad \gamma = -2 \end{aligned}$$

$$\pi_2 = \frac{vV}{c^2 D} = E$$

$$\pi_3 = (VD^\alpha c^\beta l^\gamma) = (LT^{-1})(L)^\alpha (LT^{-1})^\beta (L)^\gamma = L^{1+\alpha+\beta+\gamma} T^{-1-\beta} = M^0 L^0 T^0$$

従って、

$$\begin{aligned} 1 + \alpha + \beta + \gamma &= 0, \quad -1 - \beta = 0 \\ \therefore \alpha &= 2, \quad \beta = -1, \quad \gamma = -2 \end{aligned}$$

音圧による慣性力、

$$F_i \approx \rho c^2 D^2$$

流体による抗力⁶¹⁾、

$$\begin{aligned} F_c &\approx \rho U^2 S = \rho U^2 D l \\ \therefore \frac{F_c}{F_i} &\approx \frac{\rho V^2 D l}{\rho c^2 D^2} = \frac{V^2 l}{c^2 D} = T \end{aligned}$$

となる。よって、

$$SPL = \varphi(\text{Re}, E, T) \quad (5.5.10)$$

以上のように近距離音場の場合、音圧レベルは Re と E と T の関数になることが分かった。

遠距離音場の場合と同様に図 5.5.6(b)の関係を数式化すると、

$$SPL = 21 \log(\text{Re}^{1.5} E^{0.7} T^{0.5}) + 73 \quad (5.5.11)$$

音の強さは、

$$I \propto V^{6.7} D^{0.6} l^{1.1} \quad (5.5.12)$$

代表寸法 D が相関長 l に比例すると考えると、式(5.5.12)は、

$$I \propto V^{6.7} l^{1.7} \quad (5.5.12)'$$

これは、速度 V の一様な流れの中の円柱(直径 D 、長さ L)からの発生する音波のモデルにおいて円柱後流に働く揚力振動を f としたときの揚力 $F(t)$ が、

$$F(t) = C\rho V^2 D \sin 2\pi f t \quad (C \text{ は定数}) \quad (5.5.13)$$

さらに、ストロハル数の定義式

$$f = \frac{StV}{D}$$

を用いて Lighthill の一般解の第二項に代入したときの音の強さを極座標表示したときの関連式、

$$\bar{I}(r, \xi) = C' \frac{\rho St^2 L^2}{c^3} V^6 \frac{\sin^2 \xi}{r^2} \quad (5.5.14)$$

但し、 ρ は空気の密度、 r は円柱から観測点までの距離、 ξ は一様流の方向からの観測点の角度とする。すなわち、 Re 数が $4 \times 10^2 < Re < 2 \times 10^5$ であれば Re 数の関数である St 数は約 0.2 と一定であると見なせる⁵⁸⁾ので、

$$I \propto V^6 L^2 \quad (5.5.15)$$

となる物理的アプローチに対しても、ほぼ一致した結果にあると言える。

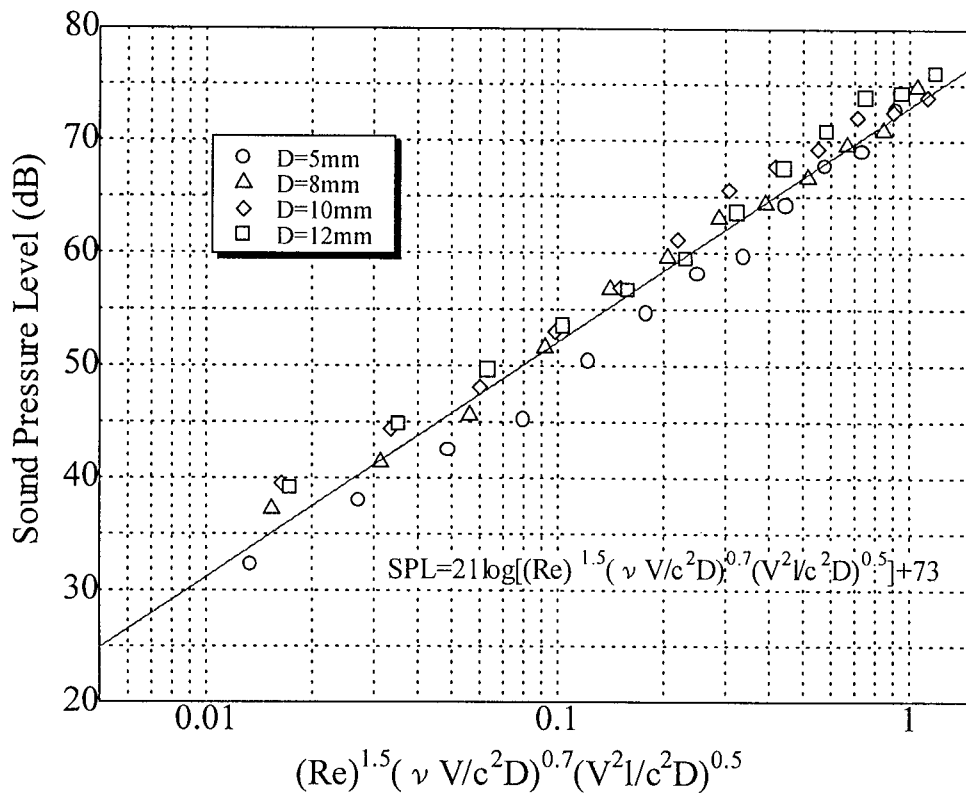


図 4.2.5(b) 音圧レベルと次元解析結果との関係 (円柱:近距離音場)

5.5.6 角柱からの発生音に関する次元解析

角柱に関しても円柱の場合と同じ手法で整理した。まず、図 5.5.7 に流速-音圧レベル線図を示す。

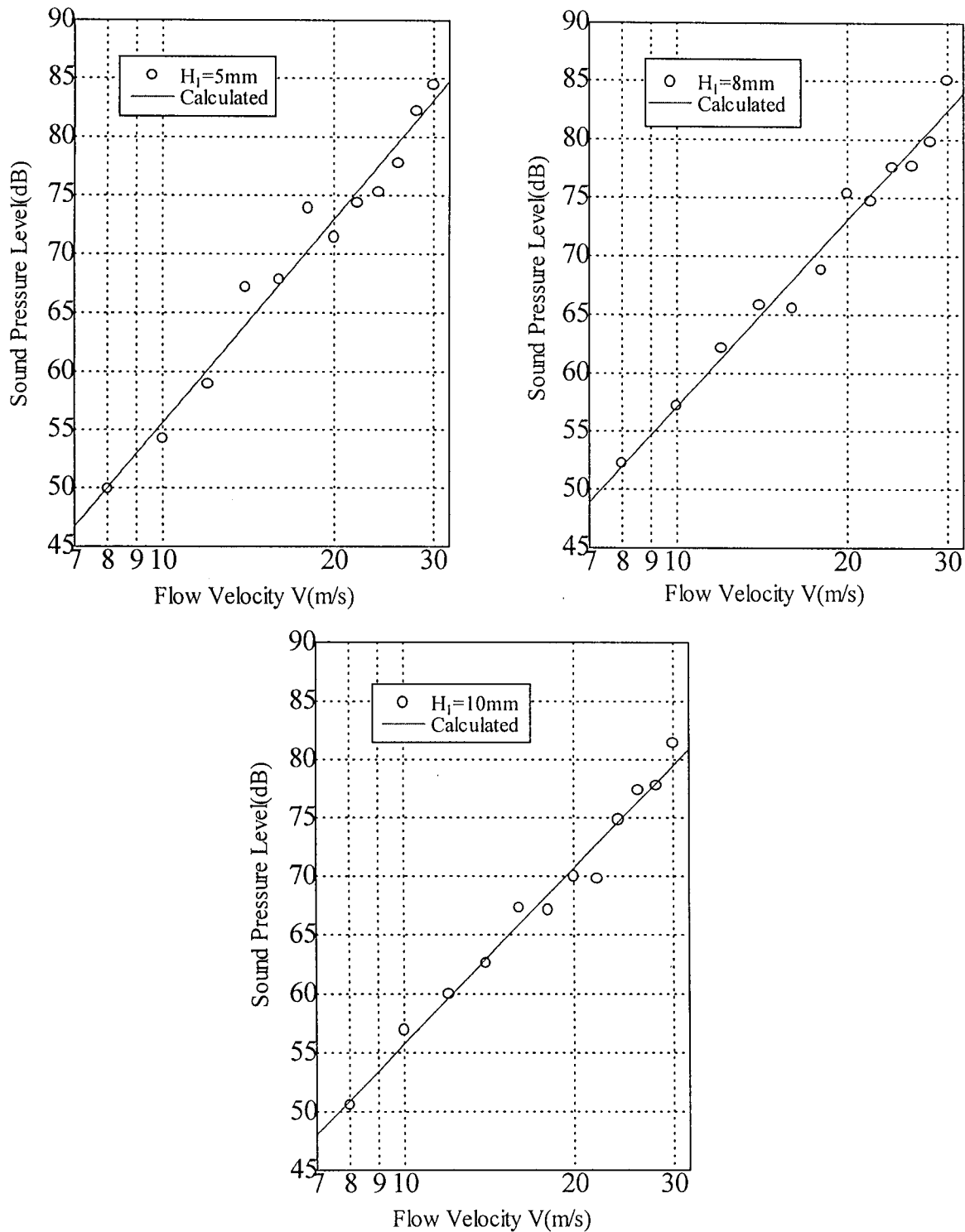


図 5.5.7 流速-音圧レベル線図 ($H_1=5\sim 10\text{mm}$)

図 5.5.7 から分かる通り円柱よりもその発生音の大きさは大きく、その断面形状から円柱よりも角柱の方がカルマン渦の直角方向間隔が大きい。なお、 $H_1=12\text{mm}$ ではカルマン渦の卓越成分が顕著でなかったためにここでは取り上げなかった。

まず、遠距離音場の場合は下図 5.5.8(a) のようになった。従って、式(5.5.5), (5.5.6) を同じように使用して、

$$SPL = 24 \log(\text{Re}^{1.2} E^{0.9}) + 97 \quad (5.5.16)$$

なる関係が存在し、また音の強さは

$$I \propto V^5 H^{0.7} \quad (5.5.17)$$

という関係が得られた。

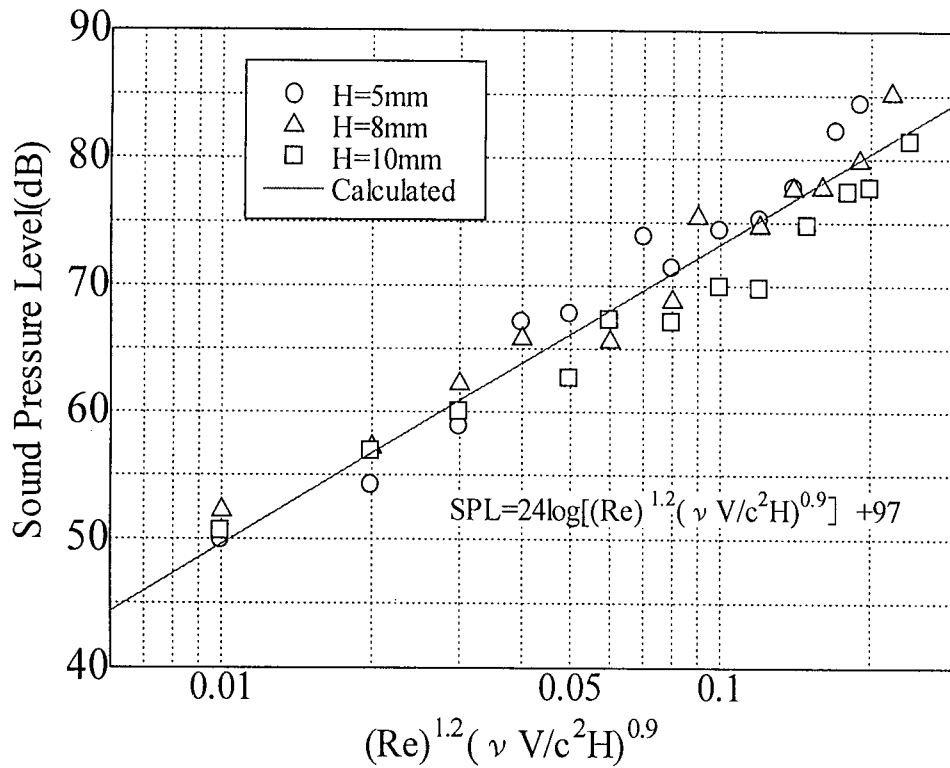


図 5.5.8(a) 音圧レベルと次元解析結果との関係 (角柱:遠距離音場)

次に、近距離音場の場合は、式(5.5.9), (5.5.10) を同じように使用して、

$$SPL = 18 \log(\text{Re}^{1.2} E^{0.9} T^{0.4}) + 123 \quad (5.5.11)$$

音の強さは、

$$I \propto V^{5.2} H^{-0.2} l^{0.7} \quad (5.5.12)$$

という関係を得た。

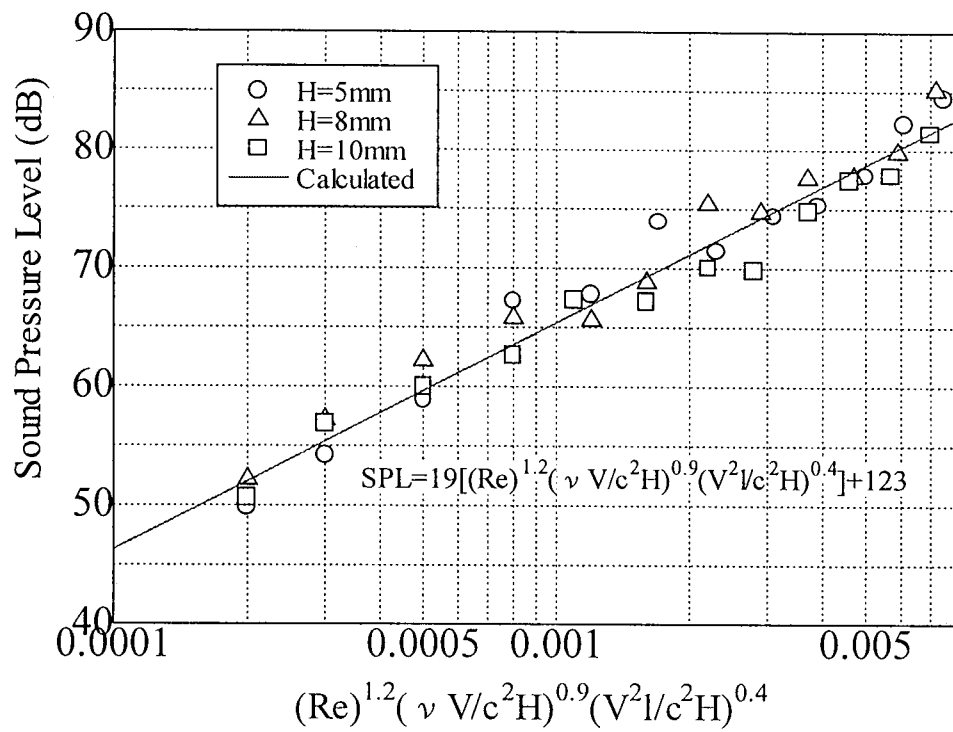


図 5.5.8(b) 音圧レベルと次元解析結果との関係 (角柱:近距離音場)

5.6 円錐柱から発生するカルマン渦音の特性

飯田ら⁵⁶⁾によれば、カルマン渦はその空間構造から言って、円柱表面変動圧力はスパン方向にほぼ一定であり、時間平均的には二次元的な構造であり、空間構造がスパン方向長さとレイノルズ数の関数として表わされるということを明らかにして相関長を算出している。望月、丸田は円柱から発生する音の低減³⁹⁾には式(5.5.14)から、

1) 揚力変動を小さくする。

2) 相関面積あるいはスパン方向相関長さを小さくする。

が有効であると挙げ、さらには相関長の減少が渦放出音の減音に有効であるという例として、直径 D の円柱表面上の剥離点に $2D$ の長さを持つ粗さ要素を $2D$ の間隔で貼りつけた時、渦放出音の低減効果を示している。

さて、円柱の直径がスパン方向に変化している場合、スパン方向にその発生周波数が異なり、カルマン渦のスパン方向相関長さは必然的に小さくなる。したがって、スパン方向にテーパ形状を有する円錐柱は、カルマン渦音低減に有効な形状であるものと推察される。図 5.8.1 は円錐柱におけるカルマン渦放出の概念図を通常の円柱と比較したものである。通常の円柱ではカルマン渦はスパン方向にある相関長さを持った 2 次元的な形状となるが、円錐柱では隣り合う微小断面要素にて発生するカルマン渦の周波数が異なる。したがって、カルマン渦のスパン方向相互の引き込み作用によって、渦が消失するものと考えられる。本研究では幾つかの円錐柱（テーパ円柱）を製作し、カルマン渦音の特性について調べた。

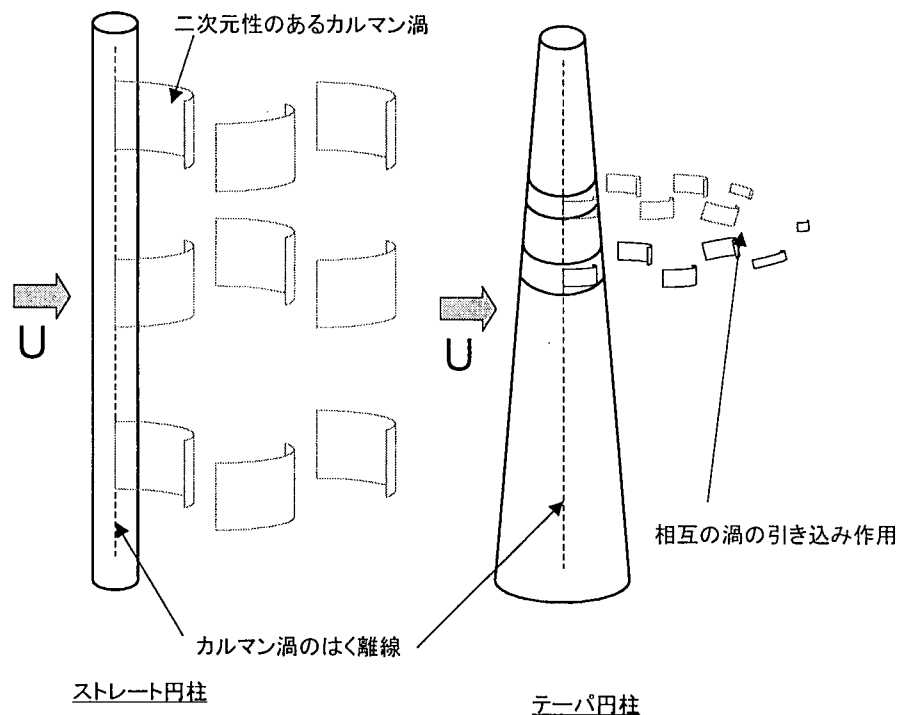


図 5.6.1 円錐柱のカルマン渦音発生概念図

図 5.8.1～5.8.3 に円錐柱の発生音のスペクトルを示す。流速は $V=20\text{m/s}$ である。元になるスペクトルは、テーパ円柱の平均径 $D_m=8, 10.5, 13\text{mm}$ を第一円柱直径 D_1 としたストレートの円柱を用いた。なお、図 5.8.1 の記号 BGN は、 $V=20\text{m/s}$ 時における暗騒音スペクトルである。図からも解かる通り、 $D_m=8, 10.5, 13\text{mm}$ では単独円柱においてそれぞれ 500Hz 、 365Hz 、 280Hz にカルマン渦による卓越成分が観察されるが、円柱にテーパを掛けることによりこれらは大幅に減音し、ほとんど卓越成分が見当たらない。単独円柱と比較すると、それぞれ 10dB 、 16dB 、 12dB の減音量を得た。すなわち、円錐柱はカルマン渦音低減に極めて有効であることが確認された。

円錐柱の騒音低減効果は、カルマン渦の引き込み作用によって渦放出が弱まったためと推察されるが、これによって円柱後方のはく離領域に主流が流入し、抗力が上昇することが予測される⁴⁶⁾。そこで、以下の方法で $D_m=10\text{mm}$ の円錐柱の壁面静圧を測定し、抗力係数⁴⁴⁾を算出した。元となる式は、

$$C_p = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (5.8.1)$$

で、ここで

P : 円柱の壁面圧力[mmAq]、 P_0 : 主流の圧力[mmAq]、 ρ : 密度[kg/m^3]
を表わす。そして局所抗力係数 C_D ^{44), 45)}を以下の式を近似することで得た。

$$C_D = \int_0^\pi C_p \cos \alpha d\alpha \quad (5.8.2)$$

ここで、 α は圧力測定孔までの回転角度である。以上の式から、図 5.8.4, 図 5.8.5 を得た。抗力係数 C_p は、ストレートの円柱に比べて後流側の剥離領域で大きくなっている。したがって、局所抗力係数 C_D はストレート円柱よりも小さくなっている。以上から、円錐柱のカルマン渦が弱まっていることが明らかであり、カルマン渦音低減が裏付けられた。

以上から、円柱スパン方向にわずかなテーパ形状を与えることで、カルマン渦音は大幅に減音することが明らかとなった。実際の流体システムへの適用例としては、配管内に突出して設置されたセンサをテーパ形状としてカルマン渦による破損事故を防止する、高速車両のアンテナをテーパ形状とするなどが考えられる。

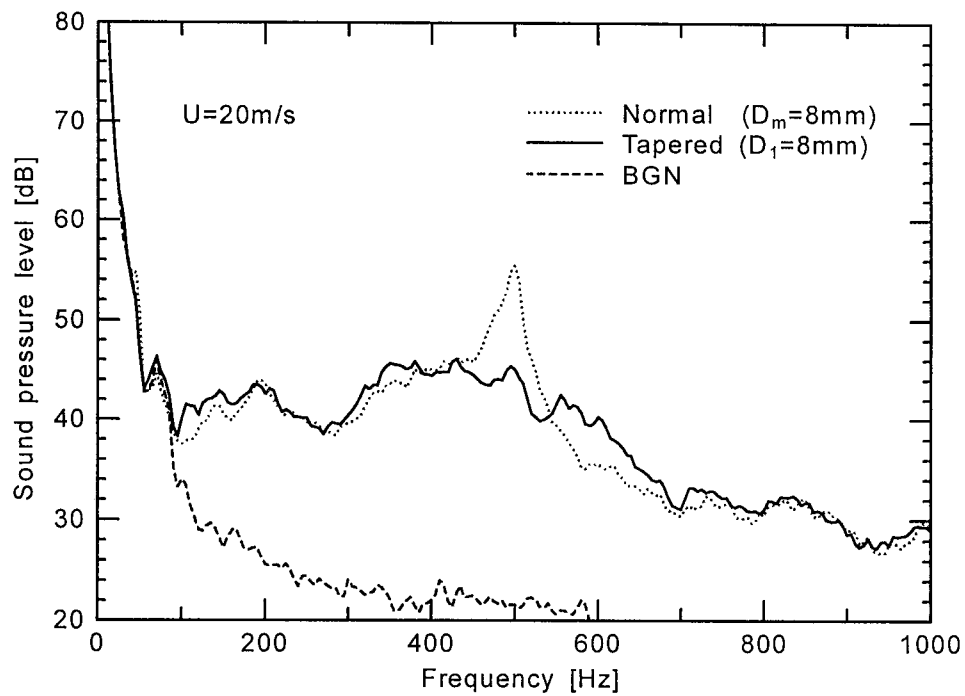


図 5.8.1 テーパ円柱の発生音スペクトル① ($D_1=D_m=8\text{mm}$)

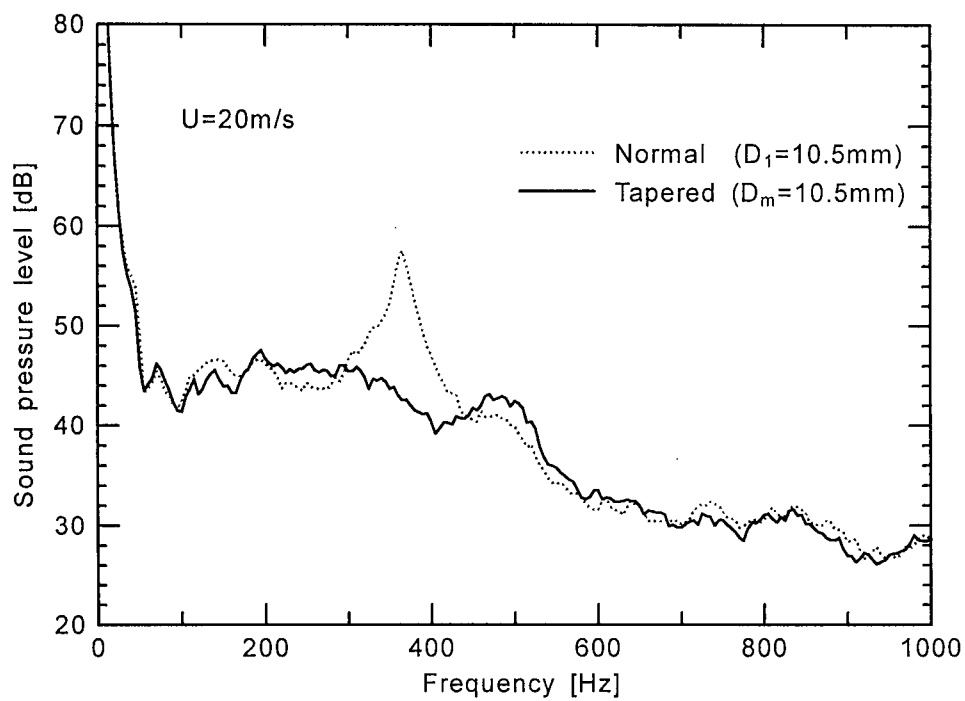


図 5.8.2 テーパ円柱の発生音スペクトル② ($D_1=D_m=10.5\text{mm}$)

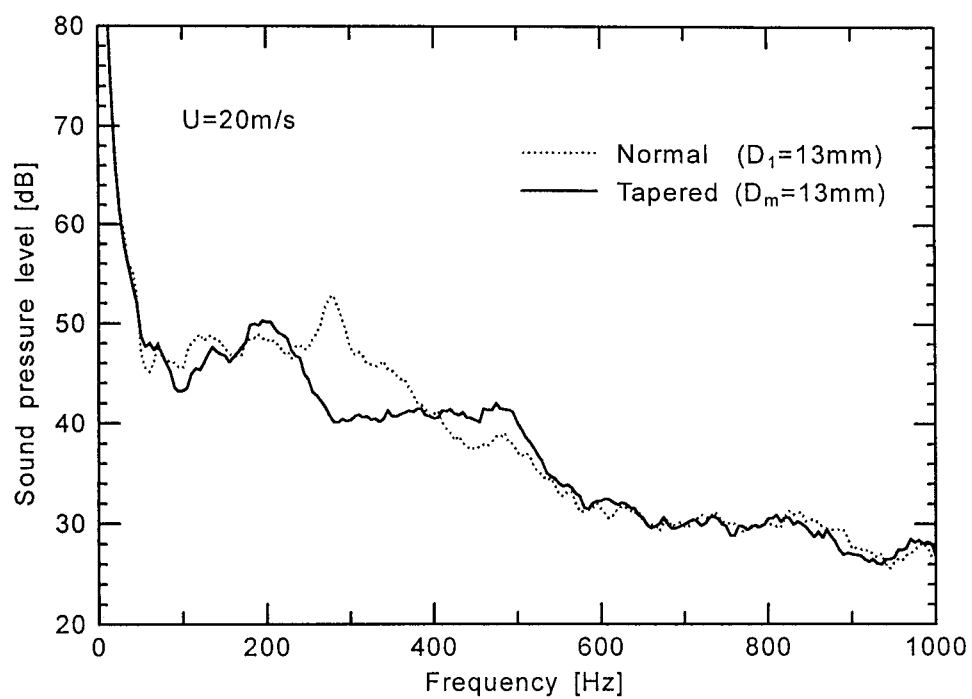


図 5.8.3 テーパー円柱の発生音スペクトル③ ($D_1=D_m=13\text{mm}$)

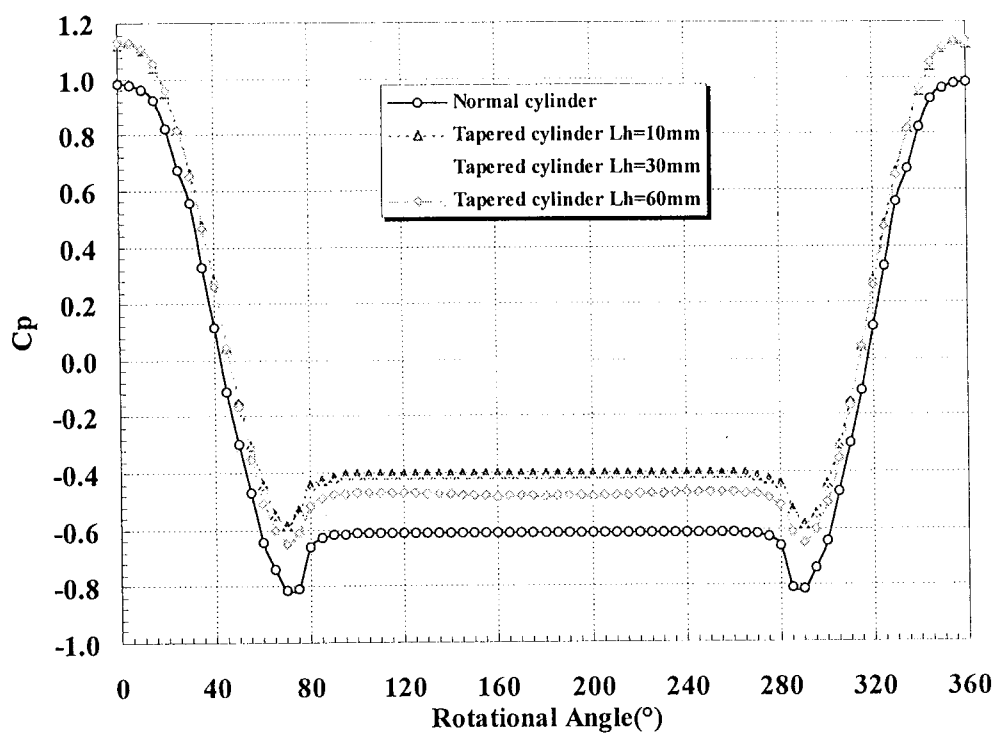


図 5.8.4 テーパー円柱の壁面静圧分布 ($D_m=10.5\text{mm}$)

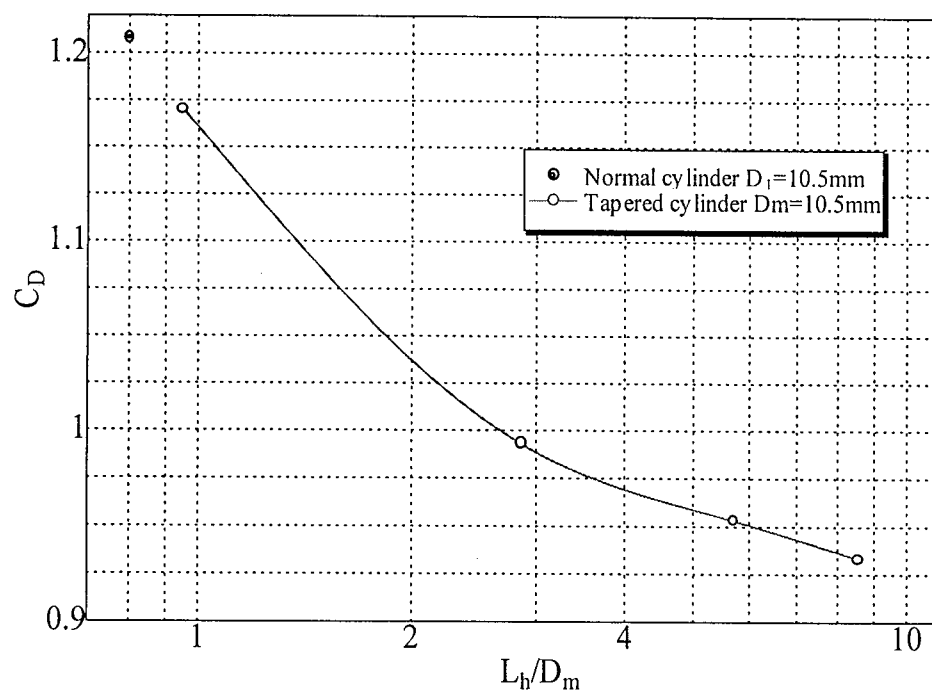


図 5.8.5 テーパー円柱の局所抗力係数

5.7 本章のまとめ

本章にて得られた知見を以下に列記する。

- ① 円柱および角柱から発生するカルマン渦音を低減するために、低騒音風洞による実験を行い、次元解析によってその音源特性を流体音響理論と対比した。その結果、遠距離音場において、円柱及び角柱の発生音から得られた次元解析から、円柱の場合は、

$$I \propto V^{6.6} D^{2.4}$$

角柱の場合は、

$$I \propto V^5 D^{0.7}$$

となることが分かった。円柱の場合において、Curle の式、第二項双極子音源項の場合の音の強さが、

$$I \propto \rho L^2 \frac{U^6}{c_0^3}$$

すなわち、代表速度 V の 6 乗、代表寸法 D の 2 乗に比例していると言う理論的アプローチに対して、ほぼ一致した結果であると考えられる。

- ② 円柱スパン方向にテーパを付けた円錐柱がカルマン渦音に与える影響について調査した。その結果、カルマン渦に対応する卓越的な成分はほとんど検出されず、円錐柱がカルマン渦の減音に極めて有効であることを明らかにした。そして、円柱表面の圧力係数分布を通常の円柱と比較したところ、テーパを掛けた円柱の方が、係数が上昇していることから流体に対する抗力が上がっており、カルマン渦の放出がスパン方向の渦の引き込み作用によって弱まり、騒音低減の要因となっていることを明らかにした。

第 6 章 交差法によるカルマン渦音の低減

6.1 緒言

カルマン渦音は非常に身近に存在する流体音の一つであり、例えば木々の小枝や電線が風に吹かれてヒューヒューと鳴る現象はカルマン渦によるものである。産業においては、送風機などの流体機械内部や熱交換器などから発生し、カルマン渦音の周波数とその系の固有値が一致すると共鳴や共振を引き起こし、破損事故につながることもある。米国では 1940 年に、新しく建設された吊り橋が強風とは言えない程度の風によって異常な振動を発生して崩壊する事故が起き⁶³⁾、この原因が吊り橋の後方に発生したカルマン渦による自励振動であることが明らかになってから、カルマン渦に関する研究が急速に進んだ。また近年では、交通システムの高速化により、車両のアンテナやパンタグラフから発生するカルマン渦音が主要な騒音源となり⁶⁴⁾、音環境保全の観点からカルマン渦音の低減が急務の課題となっている。

これまでもさまざまな分野でカルマン渦音の低減に関する研究がなされ、その手法も数多く提案されてきた。例えば、煙突外周部にスパイラルリブを巻きつける方法⁵⁰⁾、円柱後流にスプリッタプレートを設置する方法⁴¹⁾、円柱表面粗さの調節⁴²⁾などがある。しかしながら、その幾何学的寸法と減音量の関係は系統的に明らかにされていない。このような中で、図 6.1.1 に示すように、富田、稲垣、鈴木らは、カルマン渦音を発生している円柱（第一円柱と呼ぶ）の流れに対して後方に他の円柱（第二円柱）を交差させて配置するとカルマン渦音が低減することを明らかにした^{43)~46)}。鈴木らの研究では、交差させた第二円柱は流れに対して十分長いものを使用しており、第二円柱を短くした場合については実験していない。第二円柱が第一円柱よりも十分短い寸法であってもカルマン渦音低減効果を有しているとすれば、実用上有効な消音デバイスとして適用が可能となる。また、第二円柱の設置方法は、第一円柱の下流側のみにについて実施しており、上流側については触れていない。第二円柱の設置方法は第一円柱周りの流れに対するじょう乱の波及効果と密接に関係していると考えられ、カルマン渦音の低減効果に大きな影響を及ぼすことが予測できる。

本研究では、この二円柱交差法に注目し、第二円柱を第一円柱の上流側設置とした場合の効果を下流側設置の場合と比較する。また、第二円柱長さを第一円柱より短くした場合に、どの程度まで第二円柱を短くしても減音効果が得られるかを調べる。また、同様の実験を角柱についても実施し、騒音低減効果の比較を行う。そして、円柱表面の変動圧力および発生音とのコヒーレンス分布を詳細に計測して、これらのカルマン渦音低減効果の検証を行い、第二円柱が発生するじょう乱の波及領域と減音効果の関係を明らかにする。

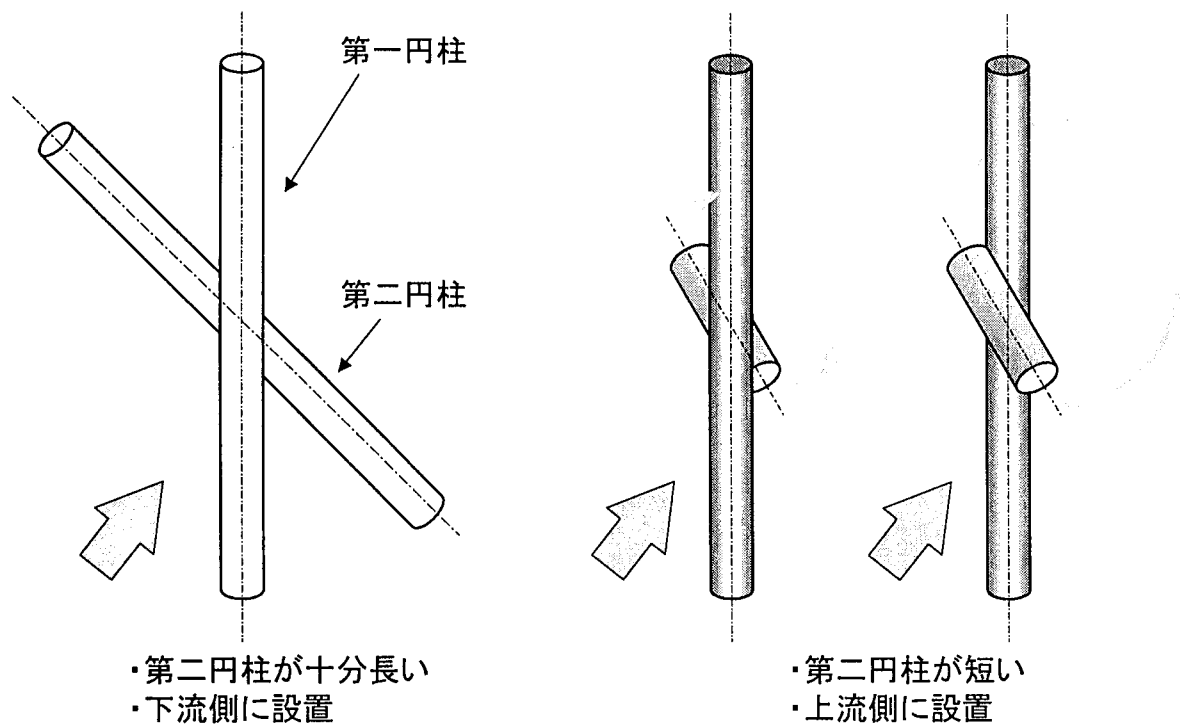


図 6.1.1 二円柱の交差方法

6.2 二円柱交差によるカルマン渦音の低減

本章では、第二円柱を第一円柱の下流側および上流側に設置した場合の、第二円柱直径、第二円柱長さ、交差角度などが減音量に及ぼす影響を調べる。また、角柱についても同様の実験を行い、円柱の場合と比較する。なお、実験装置、実験方法ならびに使用記号は第 5.3 章に詳しく示してあるので、そちらを参照のこと。

6.2.1 第二円柱を下流側配置した場合

6.2.1. (1) 発生音スペクトルの比較

まず、二円柱の直径が同一の場合の減音効果について検討する。図 6.2.1～図 6.2.4 は $D_1=D_2=10\text{mm}$ の場合の発生音スペクトルであり、各図は二円柱の交差角度 θ が異なっている。また、各図は第二円柱長さ L_{D2} を変化させた場合のスペクトルを重ね書きしてある。なお、図中記号 Single は単独円柱のスペクトルを、記号 BGN は気流中に供試体が存在しない場合の暗騒音である。図 6.2.1 は $\theta=0^\circ$ の場合であるが、単独円柱のカルマン渦音の卓越成分と比較すると、減音効果はわずかであり、最大で $L_{D2}=80\text{mm}$ の場合に 5dB 程度の減音効果である。 L_{D2} が短くなると減音効果も小さくなり、 $L_{D2}=10\text{mm}, 20\text{mm}$ においては卓越成分がむしろ増加する傾向が見られる。また、スペクトル全体の周波数特性もほとんど変わらない。 $\theta=30^\circ$ の場合は、卓越成分が明らかに減少しており、 $L_{D2} \geq 40\text{mm}$ では 13dB 程度の減音効果を示している。また、卓越成分の前後の周波数帯域における音圧レベルも減少している。 $\theta=60^\circ, 90^\circ$ の場合も卓越成分が顕著に減音しており、 $L_{D2} \geq 20\text{mm}$ で 12dB 前後の減音量となっている。以上から、二円柱の交差角度が 0° の場合は減音効果がほとんどなく、 θ が大きくなるにつれて減音効果が大きくなっていくことが推察される。また、カルマン渦音の卓越成分だけではなく、1kHz 程度までの広帯域成分についても減音効果が得られることがわかる。

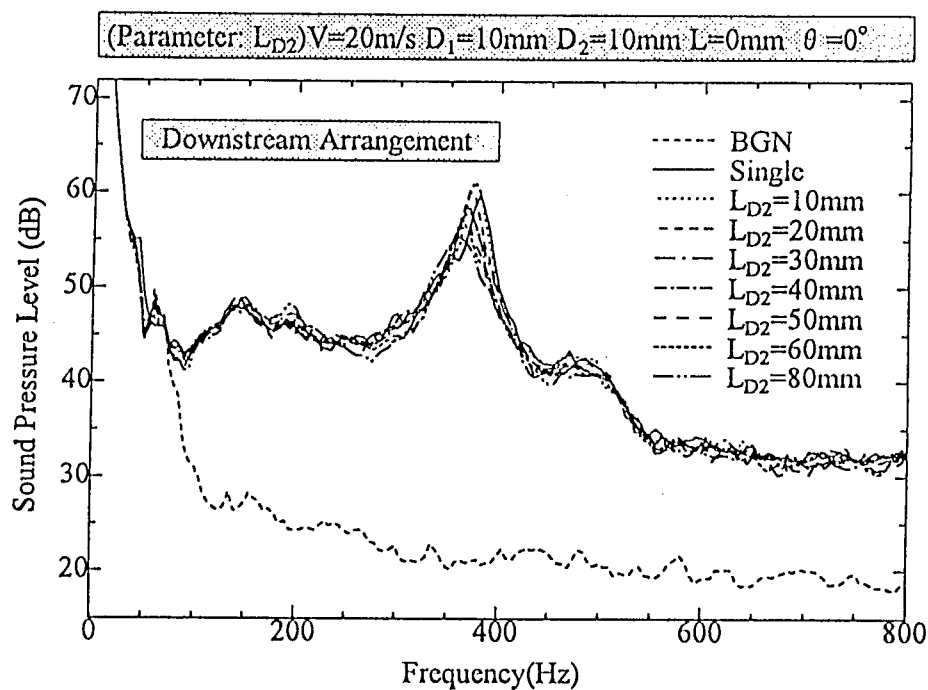


図 6.2.1 第二円柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=0^\circ$)

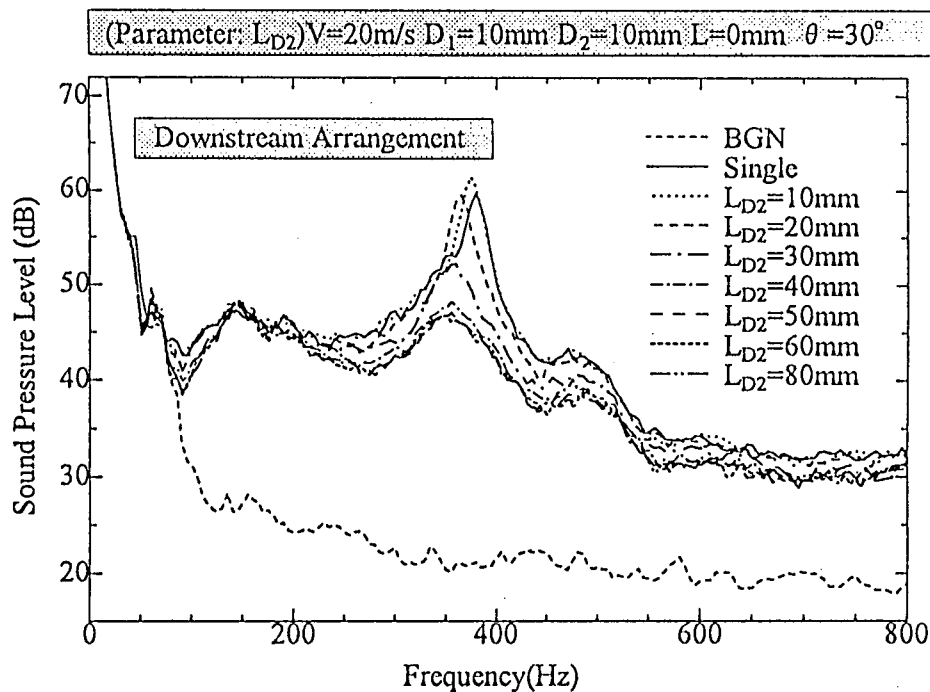


図 6.2.2 第二円柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=30^\circ$)

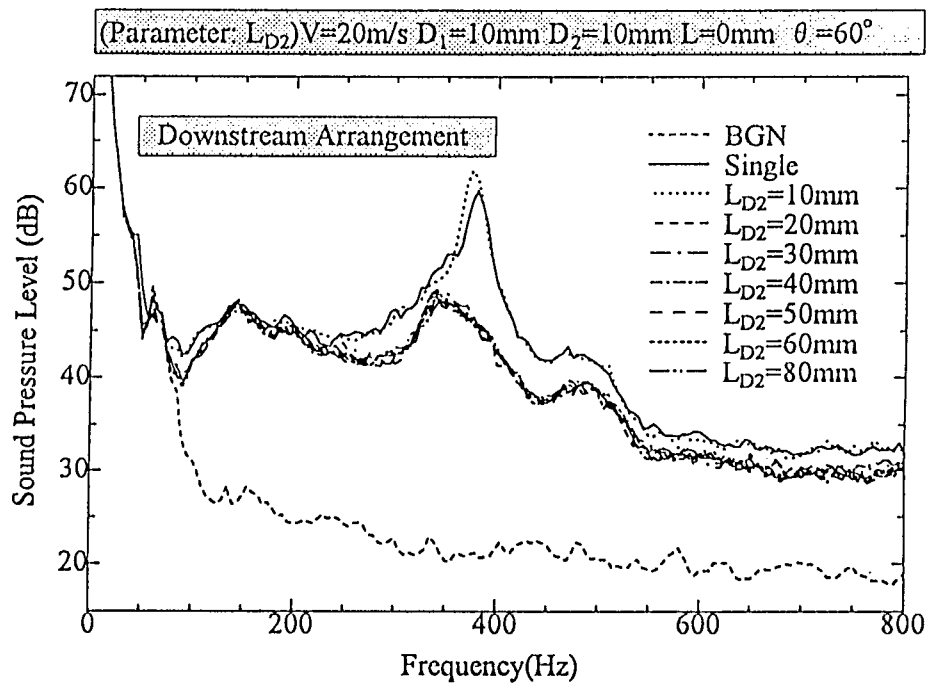


図 6. 2. 3 第二円柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=60^\circ$)

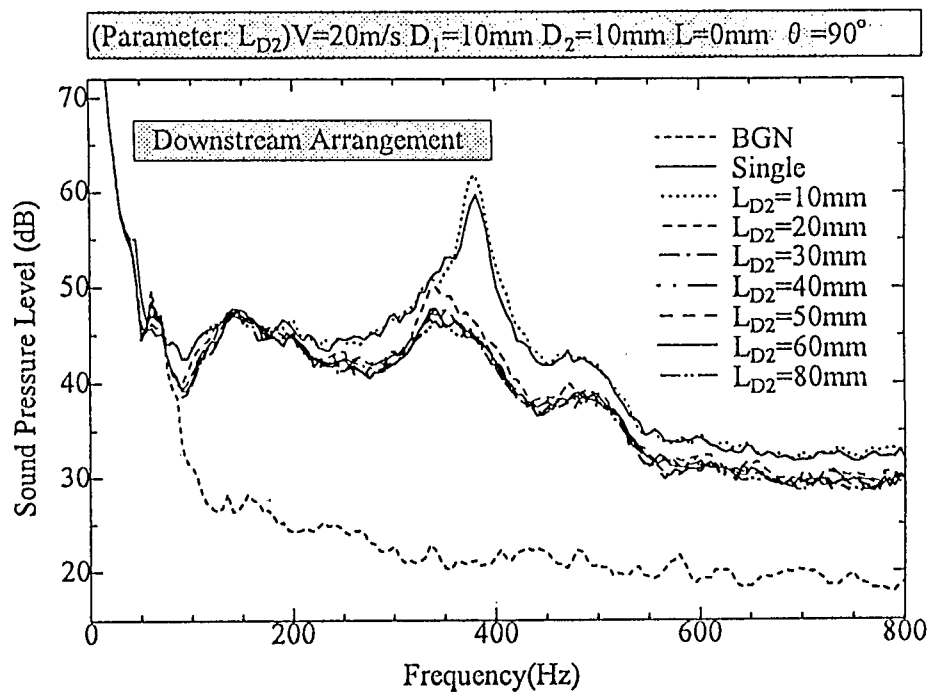


図 6. 2. 2 第二円柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$)

6.2.1.(2) 減音量の評価

前節では発生音のスペクトルによって減音量を評価したが、単独円柱と二円柱交差では、円柱周りの流れの変化が影響してカルマン渦音の卓越周波数が若干異なる場合がある。そこで、卓越周波数の減音量を比較する方法を定義しておく。ここでは、以下の二種類の評価方法を用いる。

- (1) 減音量 A：単独円柱のカルマン渦音卓越周波数のみに注目して、減音量を算出。
- (2) 減音量 B：単独円柱と二円柱交差の各卓越周波数成分の音圧レベルから減音量を算出

図 6.2.5 にその概念図を示す。また、第二円柱を下流側に設置した場合のカルマン渦音卓越周波数の減音量を上記の各方法で整理したものを図 6.2.6～図 6.2.9 に示す。これらから、減音量 A および B では、減音量の大きさが若干異なるが、減音効果の傾向はほぼ同じであることから、以下減音量 B にて評価する。

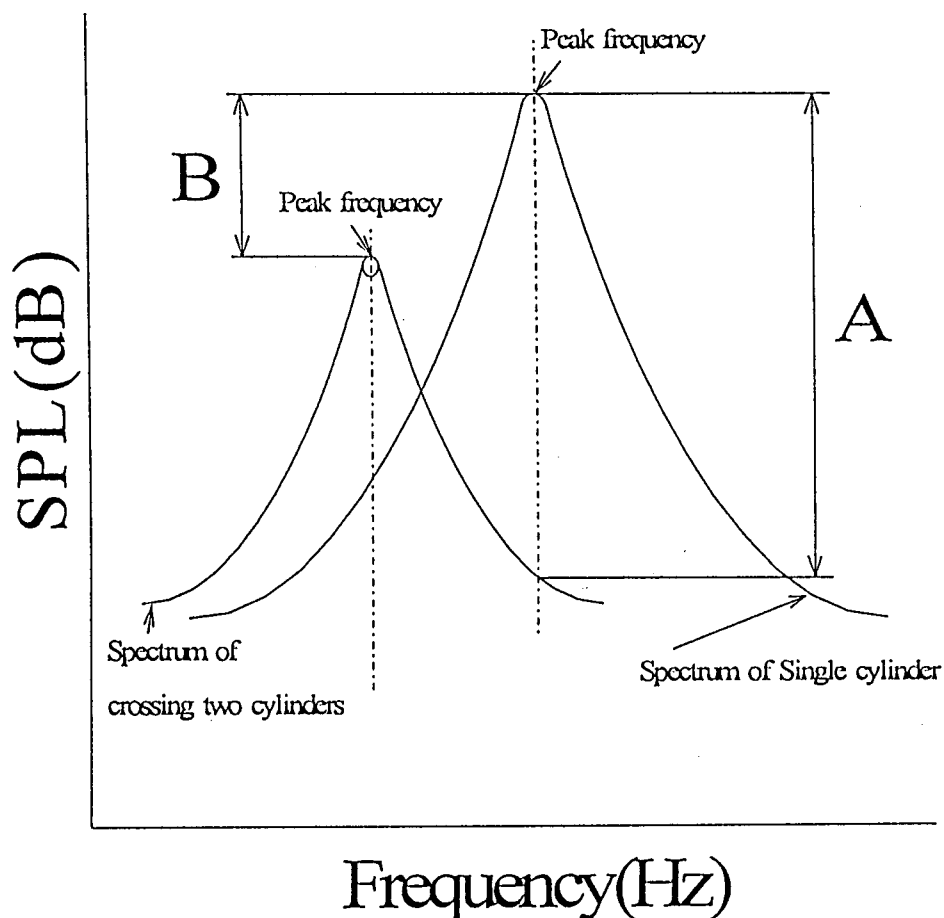


図 6.2.5 減音量の評価方法

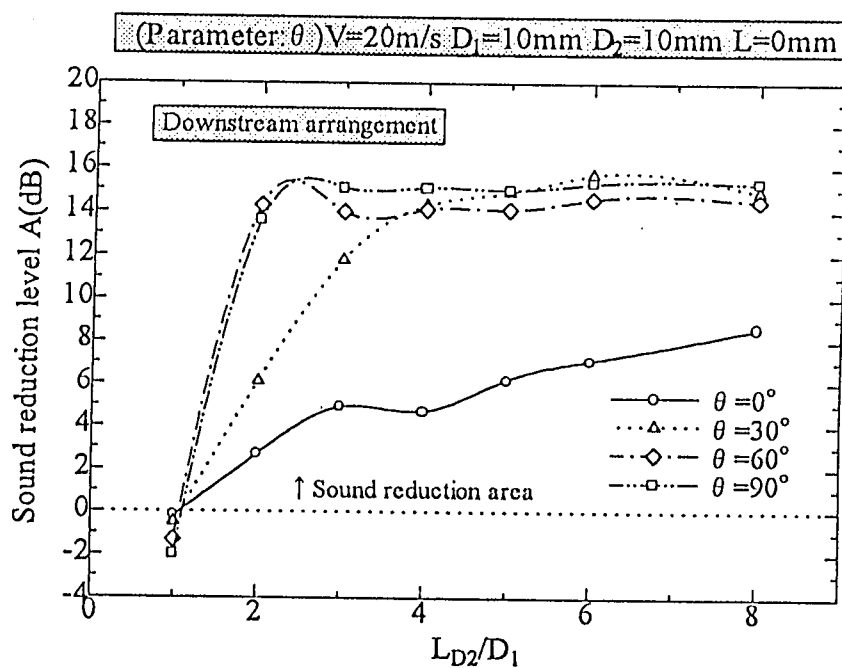


図 6.2.5 第二円柱を下流側設置した場合の減音量 A ($D_1=D_2=10\text{mm}$, θ で比較)

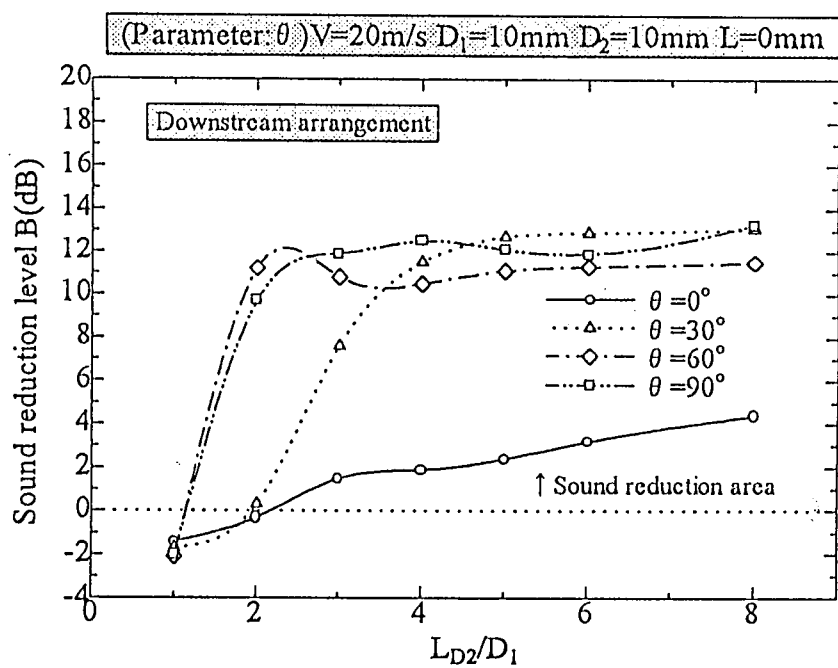


図 6.2.6 第二円柱を下流側設置した場合の減音量 B ($D_1=D_2=10\text{mm}$, θ で比較)

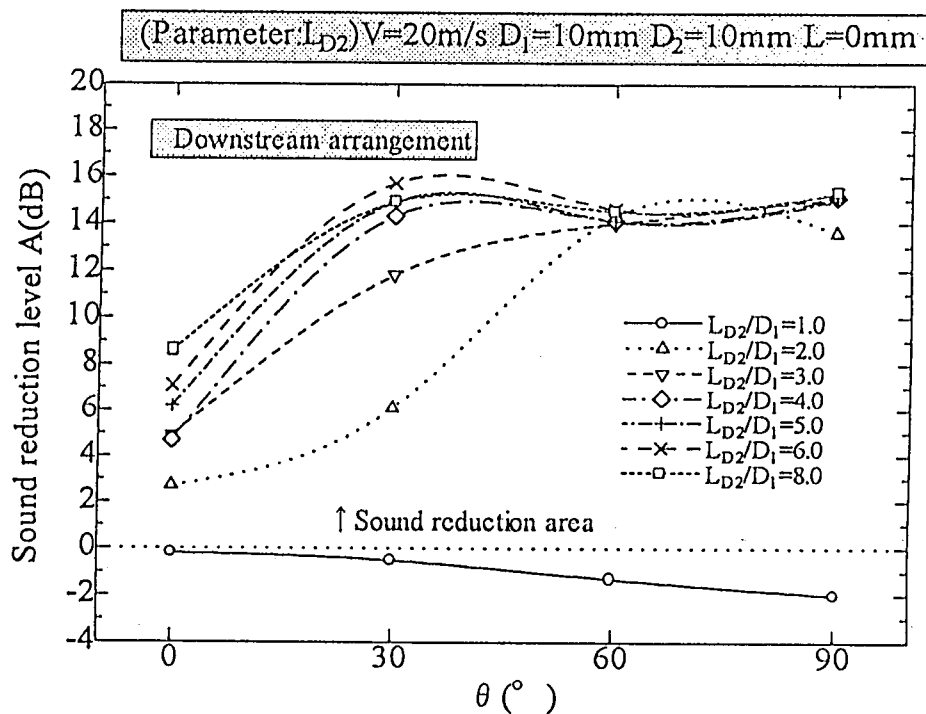


図 6.2.7 第二円柱を下流側設置した場合の減音量 A ($D_1=D_2=10\text{mm}$, L_{D2} で比較)

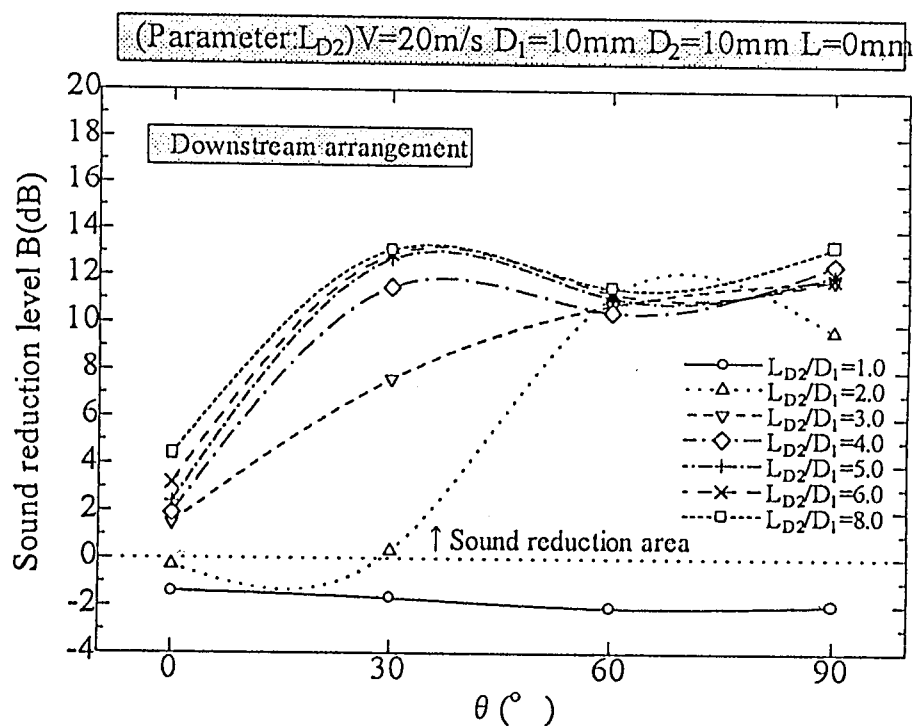


図 6.2.8 第二円柱を下流側設置した場合の減音量 B ($D_1=D_2=10\text{mm}$, L_{D2} で比較)

まず、図 6.2.7 において、各交差角度 θ で減音量が小さくなり始める第二円柱長さ L_{D2} に注目すると、 $\theta = 0^\circ$ の場合 L_{D2} と減音量の関係がほぼ比例関係にある。しかし、この場合の気流方向における二円柱の前面投影図を考えると、第一円柱に第二円柱が完全に重なっている。また、他の θ に比べると減音効果が顕著ではない。この $\theta = 0^\circ$ の場合の流れ方向の断面を考えると、その包絡線は長円断面的な形状となり、 L_{D2} が増えるにつれて円柱スパン方向にこの領域が増えていく。したがって、 $\theta = 0^\circ$ におけるカルマン渦音の低減メカニズムとしては、第二円柱が発生するじょう乱がカルマン渦放出を妨げるのではなく、この長円断面形状によってカルマン渦の放出の様子が変化したためと考えられる。したがって、 $\theta = 0^\circ$ は他の θ とは減音メカニズムが異なることが推察される。

次に、図 6.2.7 から、 $\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$ の減音特性を見ると、 L_{D2}/D_1 がある値までは減音量がほぼ一定量確保されるが、ある値以下となったときに減音量が急激に小さくなるということがわかる。つまり、減音量が確保される第二円柱長さには下限値があるということである。そこで、減音量が著しく変化する L_{D2}/D_1 に注目して、各 θ におけるこの L_{D2}/D_1 を読み取り、そのときの L_{D2} を求めると表 6.2.1 のようになる。

表 6.2.1 下流側設置で減音効果が劣化し始める交差条件 ($D_1=10\text{mm}$)

	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 90^\circ$
L_{D2}	50mm	25mm	30mm

上記の各交差条件における二円柱の正面図を図 6.2.10 に示す。

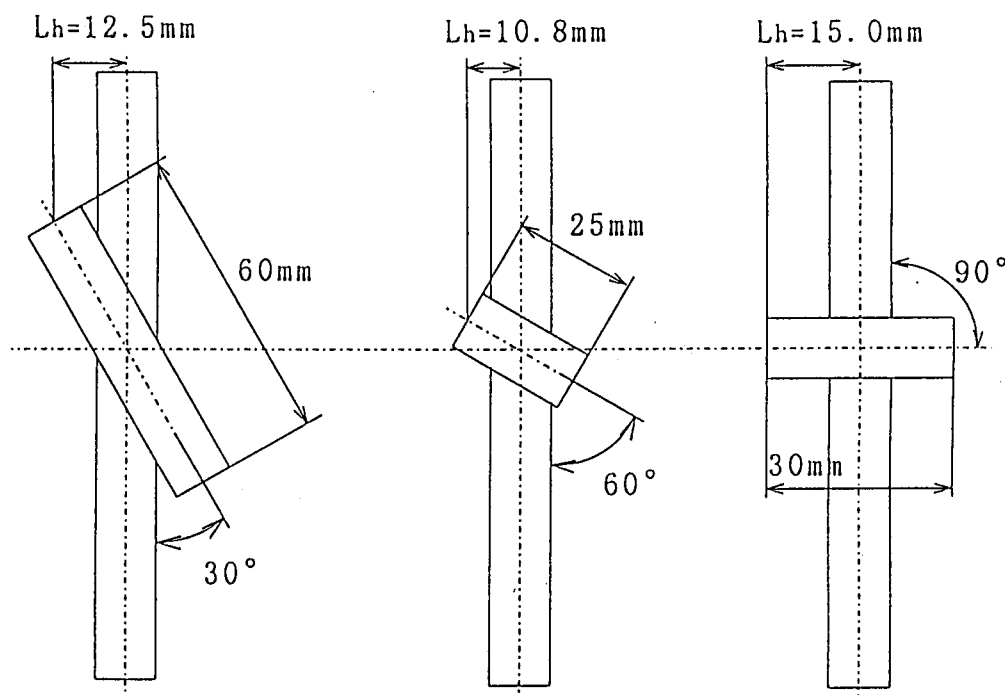


図 6.2.10 各交差角度における減音効果が劣化し始める交差条件

図中には交差する第二円柱の正弦成分 $L_h = L_{D2} \sin \theta$ の半値を示してある。この値は θ によって多少ばらついているものの、ほぼ共通して $L_h = 13\text{mm}$ 前後（平均値は 12.8mm ）であることがわかる。つまり、 θ によって減音量が著しく変化する L_{D2} が異なるものの、 L_h は θ によらずほぼ同様である。また、図 6.2.7 から、この境界を超えれば、減音量は L_{D2} によらず約 12dB に落ち着くことが観察される。したがって、下流側設置の場合、おおまかな減音量を決定する因子は L_{D2} の正弦成分である L_h であると言える。なお、細かな減音量の差は第二円柱スパン方向長さに影響されていると考えられる。また、 $L_h = 13\text{mm}$ より短い第二円柱を配置した場合、第一円柱のカルマン渦放出に影響を与えることができないために、減音効果が得られないことが推察される。

以上から、第二円柱を下流側設置する場合、 $D_1 = 10\text{mm}$ の場合には、 $L_h = 13\text{mm}$ すなわち第二円柱を第一円柱中心軸から左右 13mm を超えるように設置すれば、効果的な減音効果が得られることになる。

同様の検討を他の円柱直径についても行った。図 6.2.11 は、 $D_1 = 5\text{mm}$, 8mm , 12mm の場合の減音特性を示したものである。 $D_1 = 10\text{mm}$ 同様、減音効果が劣化し始める L_{D2} を求めて L_h を算出した。その結果を表 6.2.2 に示す。

表 6.2.2 下流側設置で減音効果が劣化し始める交差条件 ($D_1 = 5\text{mm}$, 8mm , 12mm)

D_1 [mm]	L_{D2} [mm]			L_h [mm]		
	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 90^\circ$
5	30	—	20	7.5	—	10.0
8	50	25	25	12.5	10.8	12.5
12	60	30	30	15.0	13.0	15.0

図 6.2.11 の $D_1 = 5\text{mm}$ の図を見ると、 $\theta = 60^\circ$ の場合に $L_{D2} = 10\text{mm}$ となっても減音効果が小さくならない。これは、この条件では L_h よりも L_{D2} が大きいためである。その他は、 $D_1 = 10\text{mm}$ の場合とほぼ同様な傾向を示している。各円柱直径における平均 L_h は、 $D_1 = 8\text{mm}$ のとき $L_h = 11.9\text{mm}$ 、 $D_1 = 10\text{mm}$ のとき $L_h = 12.8\text{mm}$ 、 $D_1 = 12\text{mm}$ のとき $L_h = 14.3\text{mm}$ となる ($D_1 = 5\text{mm}$ では算出できず)。これらの値から、 D_1 と L_h の関係をプロットすると、図 6.2.12 のようになる。最小自乗法によって近似式を求めると、

$$L_h \approx 0.6D_1 + 7.0 \quad (6.2.1)$$

となる。上式に $L_h = \frac{L_{D2} \sin \theta}{2}$ の関係を代入すると、

$$L_{D2} \approx \frac{1.2D_1 + 1.4}{\sin \theta} \quad (7.04 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 1.69 \times 10^3) \quad (6.2.2)$$

を得る。したがって、式(6.2.2)を超えるような条件で第二円柱を下流設置すれば、各円柱直径における最大減音量の平均値 $\pm 1\text{dB}$ の減音量が確保できる。

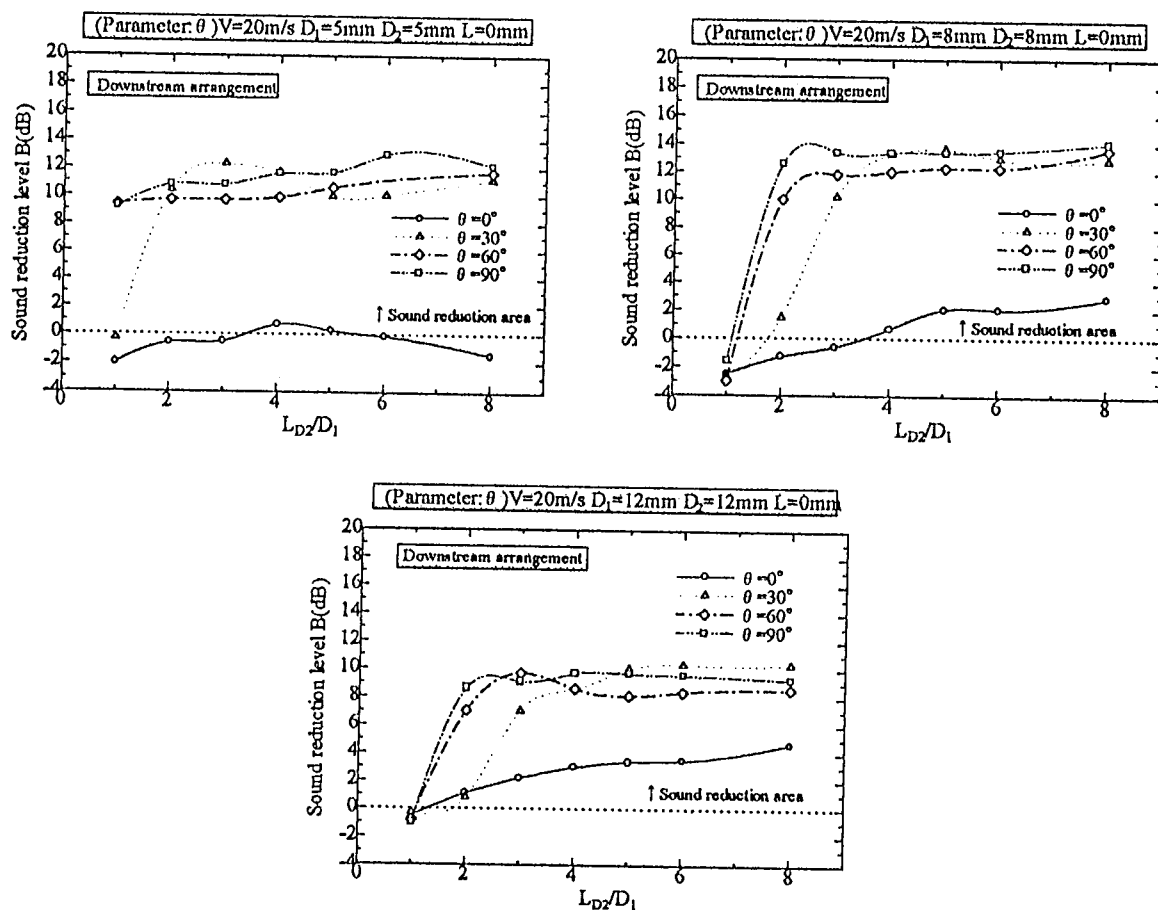


図 6.2.11 $D_1=5$ mm, 8mm, 12mm における減音特性

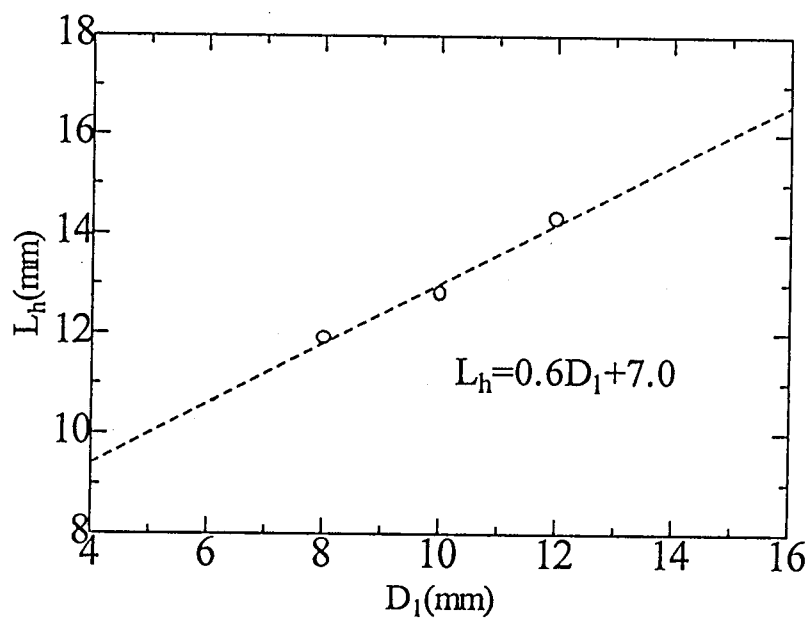


図 6.2.12 下流側設置における第一円柱直径 D_1 と L_h の関係

6.2.2 第二円柱を上流側設置した場合

6.2.2. (1) 発生音スペクトルの比較

第二円柱を第一円柱の上流側に設置した場合の発生音スペクトルの比較を図 6.2.14～図 6.2.17 に示す。下流側設置の場合と同様に、二円柱は同一直径 ($D_1=D_2=10\text{mm}$) であり、 θ および L_{D2} にて比較してある。図 6.2.14 は $\theta=0^\circ$ の場合の比較であるが、 $L_{D2} \geq 20\text{mm}$ において卓越成分はほぼ消滅している。同一条件の下流側設置では最大 5dB 程度の減音量であったが、上流側設置では L_{D2} が短くても 15dB 以上の減音量を示している。 $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$ の場合でも減音効果は変わらず、 $L_{D2} \geq 20\text{mm}$ であれば 15dB 以上の減音量が見られる。下流側設置では θ および L_{D2} によって卓越成分の減音量およびスペクトルの周波数特性が異なっていたが、上流側設置ではほとんど差がない。すなわち、上流側設置では交差角度や第二円柱長さに関係なく、安定した減音効果が得られることになる。またその減音量も下流側設置に比べて大きく、交差法としては上流側設置の方が優れていることになる。

カルマン渦低減のメカニズムとしては、第二円柱が発生するじょう乱がカルマン渦の周期的な渦放出を抑制することが挙げられる。つまり、図 6.2.13 に示すように、下流側設置よりも上流側設置の方が、第二円柱が発生するじょう乱の波及領域が大きくなっていることが予測できる。そこで、二円柱の交差角度や第二円柱長さと減音量の関係を調べ、第二円柱の寸法がじょう乱の波及領域どのような影響を及ぼすかを以下詳細に調べる。

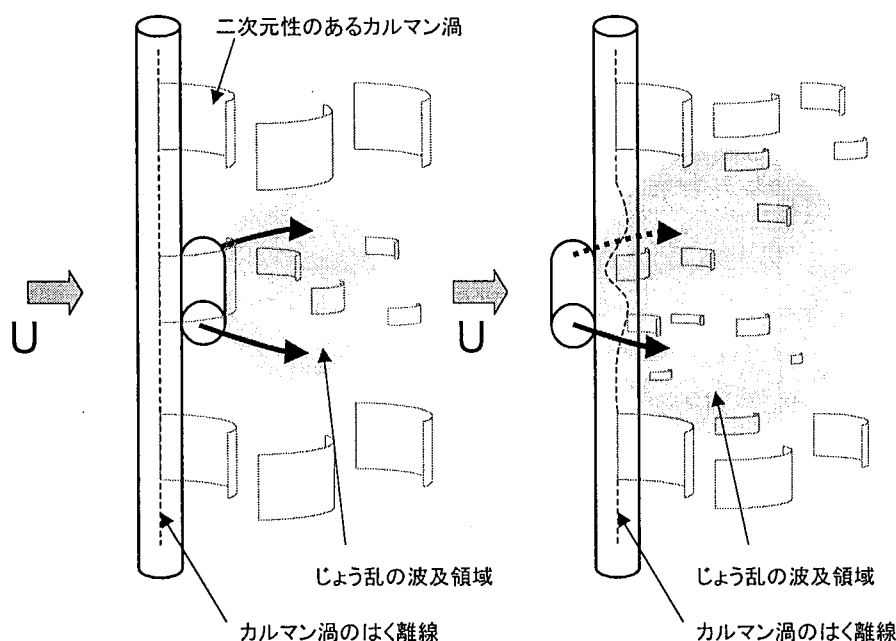


図 6.2.13 第二円柱位置の違いによるカルマン渦放出の概念図

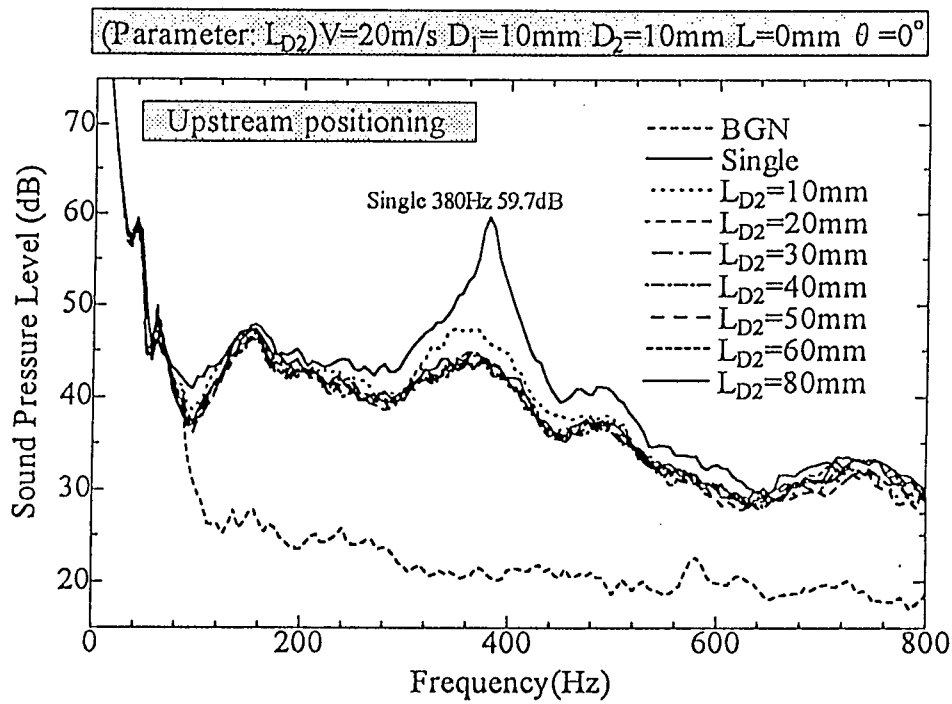


図 6. 2. 14 第二円柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=0^\circ$)

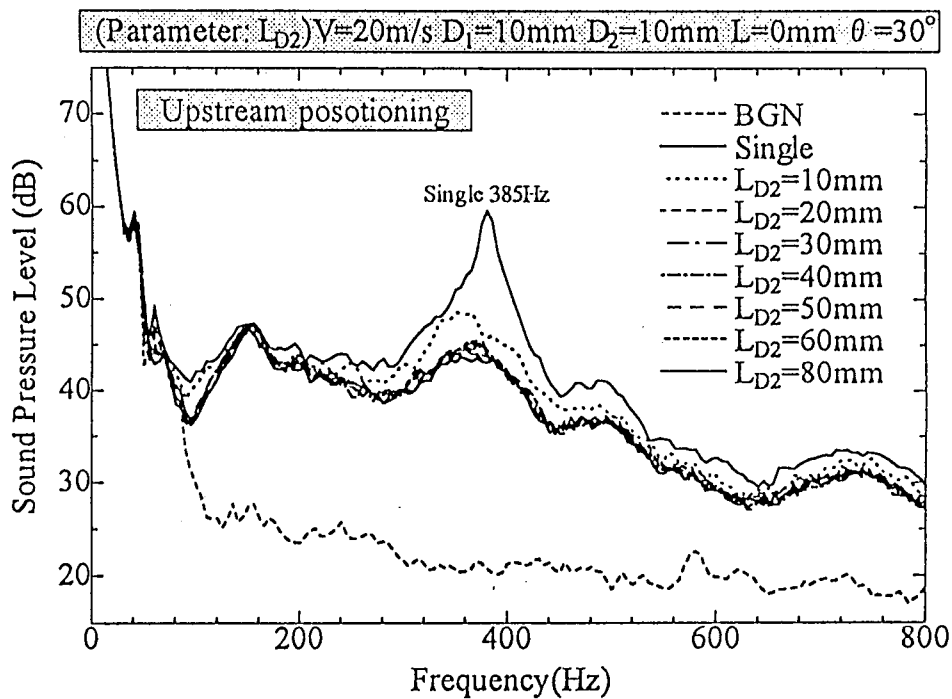


図 6. 2. 15 第二円柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=30^\circ$)

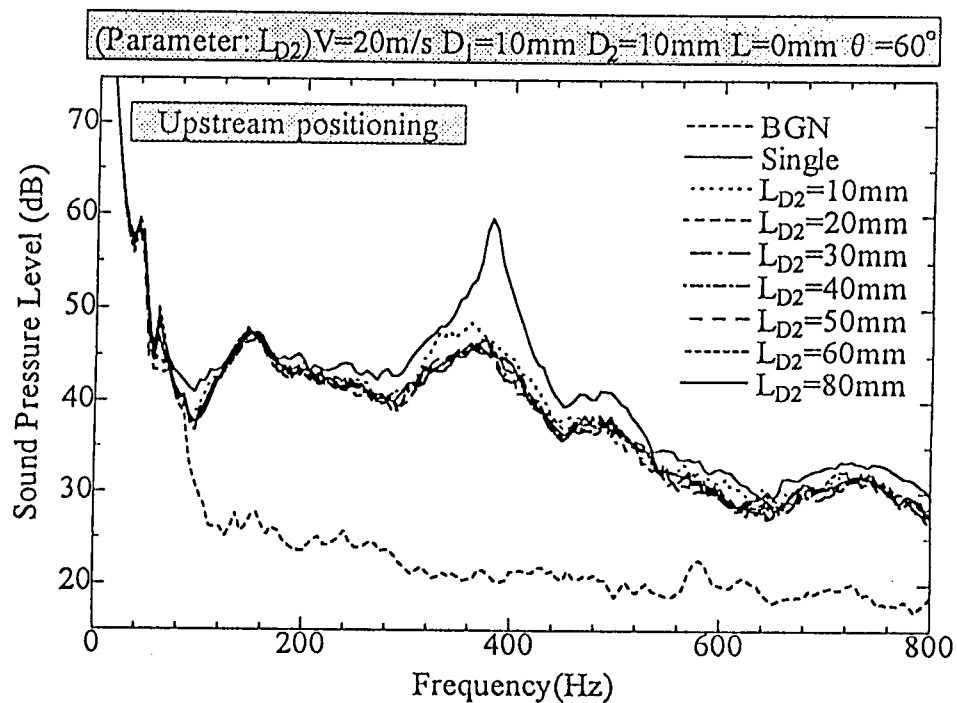


図 6. 2. 16 第二円柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=60^\circ$)

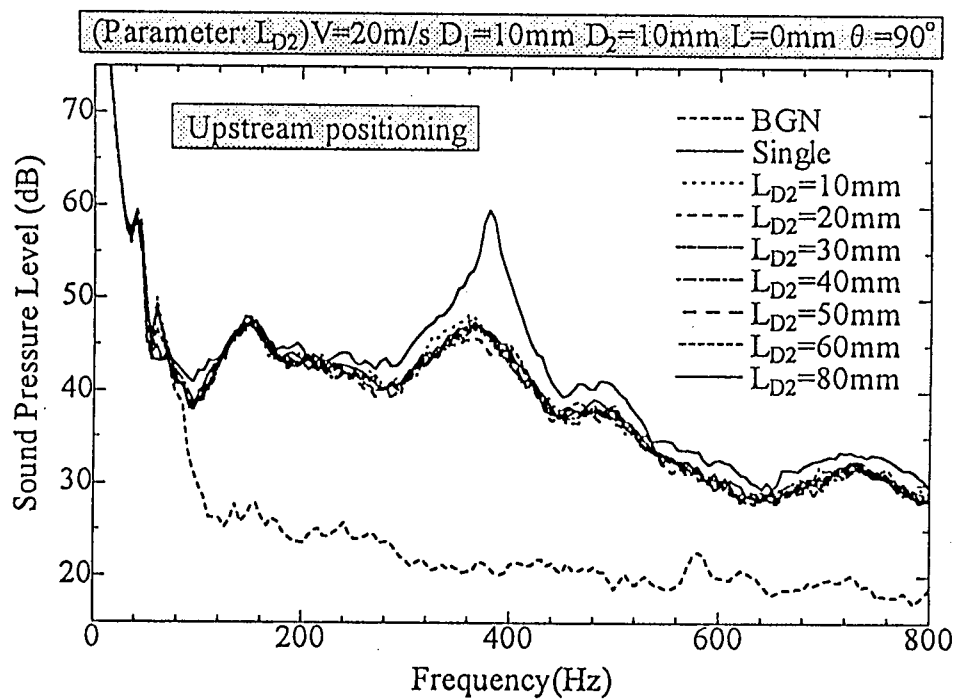


図 6. 2. 17 第二円柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$)

6.2.2. (2) 減音量の評価

下流側設置と同様、カルマン渦音の卓越周波数成分の減音量について比較を行う。図 6.2.18 および図 6.2.19 は前節で示した減音量の評価法による比較であるが、どちらの傾向もよく似ていることから、前節同様、減音量 B（図 6.2.19）にて検討する。

図 6.2.19 は交差角度 θ による減音量の比較である。どの θ においても $L_{D2}/D_1=1$ において減音効果が劣化している。また、 $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$ の減音特性曲線においては、 $2 \leq L_{D2}/D_1 \leq 3$ において減音量が最大値を示し、これを超えると減音量が漸減していく。また、図 6.2.21 は第二円柱長さ L_{D2} による減音量の比較であるが、 θ が大きくなるにつれて減音量が小さくなっている。

以上から、 $2 \leq L_{D2}/D_1 \leq 3$ において現れる減音量の変化は、カルマン渦音の発生メカニズムがそこを境に変化していることを示唆している。そこで、各 θ における L_{D2} の正弦成分 L_h および余弦成分 L_v を算出した。その一覧を表 6.2.3 に示す。ただし、 $\theta=90^\circ$ の場合は $L_v=0$ であるが、第二円柱が第一円柱スパン方向にさえぎる長さを用い、 $L_v=D_2$ とした。

表 6.2.3 減音量が劣化し始める L_{D2} の正弦、余弦成分長さ ($D_1=D_2=10\text{mm}$)

	L_{D2} [mm]	L_h [mm]	L_v [mm]
$\theta=30^\circ$	30.0	7.5	13.0
$\theta=60^\circ$	25.0	10.9	12.5
$\theta=90^\circ$	20.0	10.0	10.0*

$$L_h = L_{D2} \sin\theta, \quad L_v = L_{D2} \cos\theta$$

カルマン渦音の低減においては、渦放出のスパン方向同時性を崩すことが必要であり、その点では余弦成分 L_v は重要な因子であると考えられる。表 6.2.3 から、減音量が劣化し始めるのは $L_v \doteq 12\text{mm}$ となった。一方、正弦成分の L_h については $L_h \doteq 10\text{mm}$ となり、同一条件の下流側設置で得られた $L_h \doteq 13\text{mm}$ と比較すると、やや短くなっている。なお、図 6.2.18 を見ると、 $\theta=60^\circ, 90^\circ$ では、 $L_{D2}/D_1 \geq 2$ では減音量が漸減する傾向にある。これは、 θ が大きい場合、 L_{D2} の増加に伴って第二円柱の端面が第一円柱から離れ、端面から発生するじょう乱の影響が第一円柱に及ばなくなるためと推察できる。

上流側設置と下流側設置の減音量を比較すると、全体的に上流側設置の減音量が大きい。下流側設置での最大減音量は約 12dB であり、この減音量を達成する条件は限定される。一方、上流側設置ではほとんどの条件で 12dB 以上の減音量が得られ、最大で 16dB である。したがって、上流側設置の方がカルマン渦音低減には有効といえる。

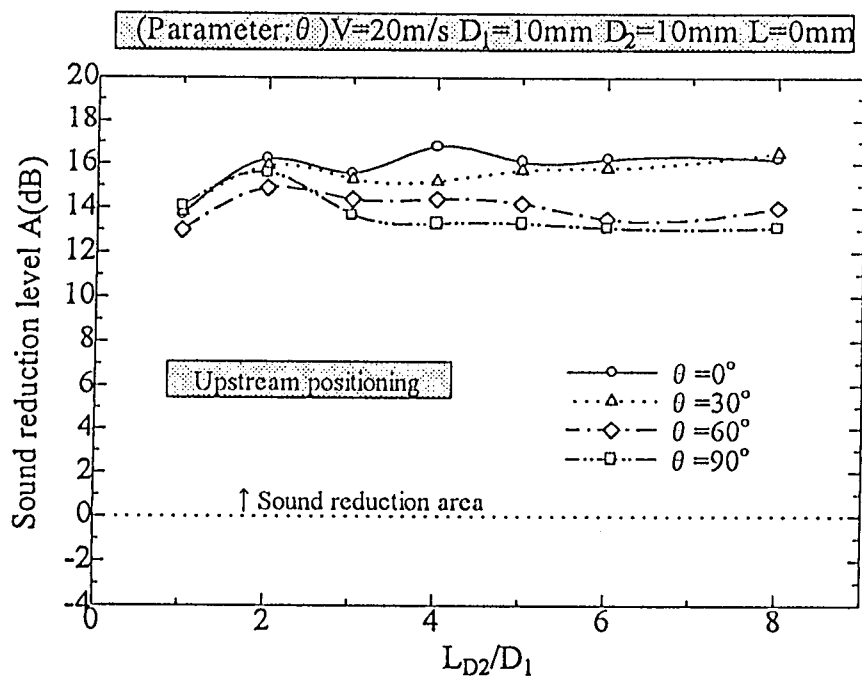


図 6.2.18 第二円柱を上流側設置した場合の減音量 A ($D_1=D_2=10\text{mm}$, θ で比較)

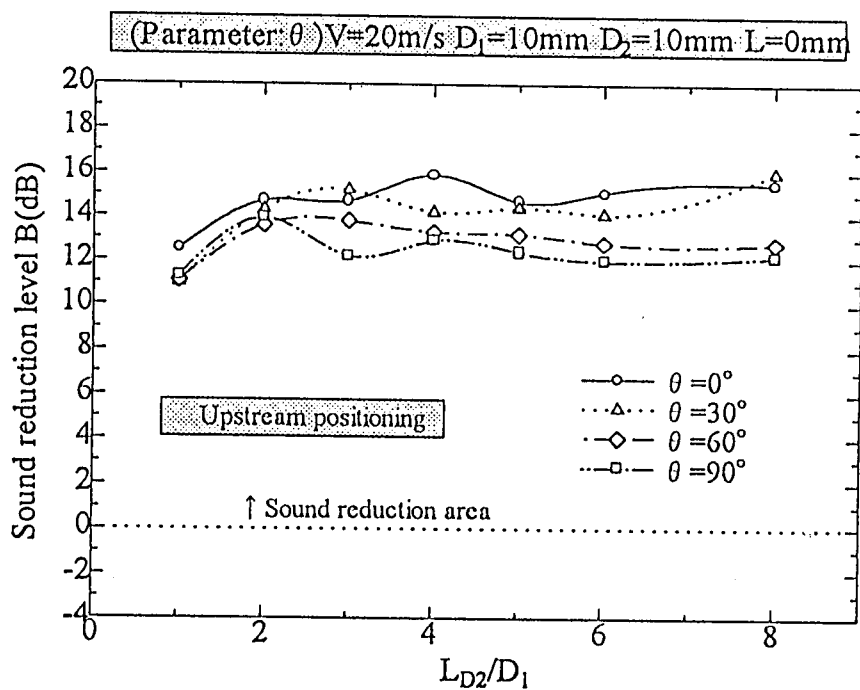


図 6.2.19 第二円柱を上流側設置した場合の減音量 B ($D_1=D_2=10\text{mm}$, θ で比較)

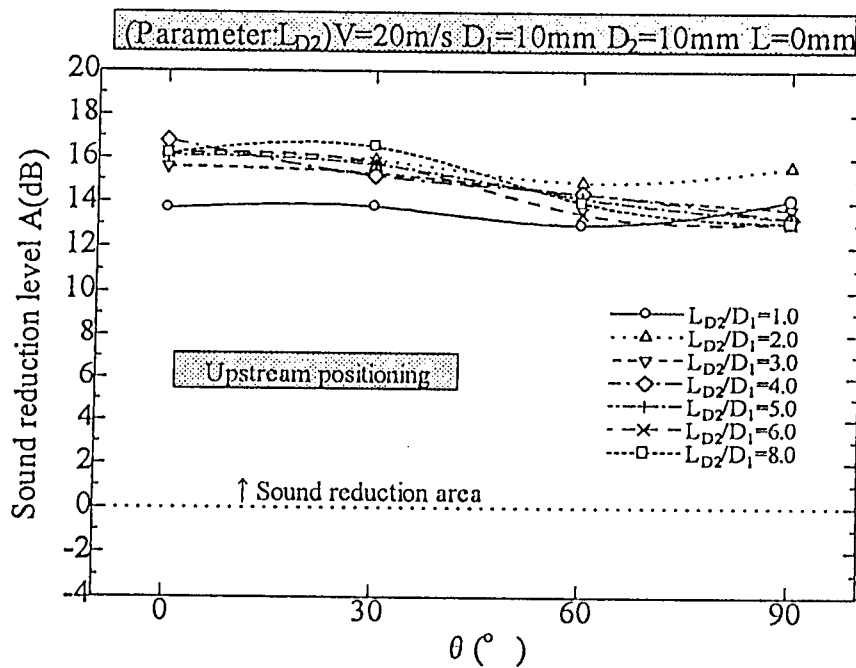


図 6.2.20 第二円柱を上流側設置した場合の減音量 A ($D_1=D_2=10\text{mm}$, L_{D2} で比較)

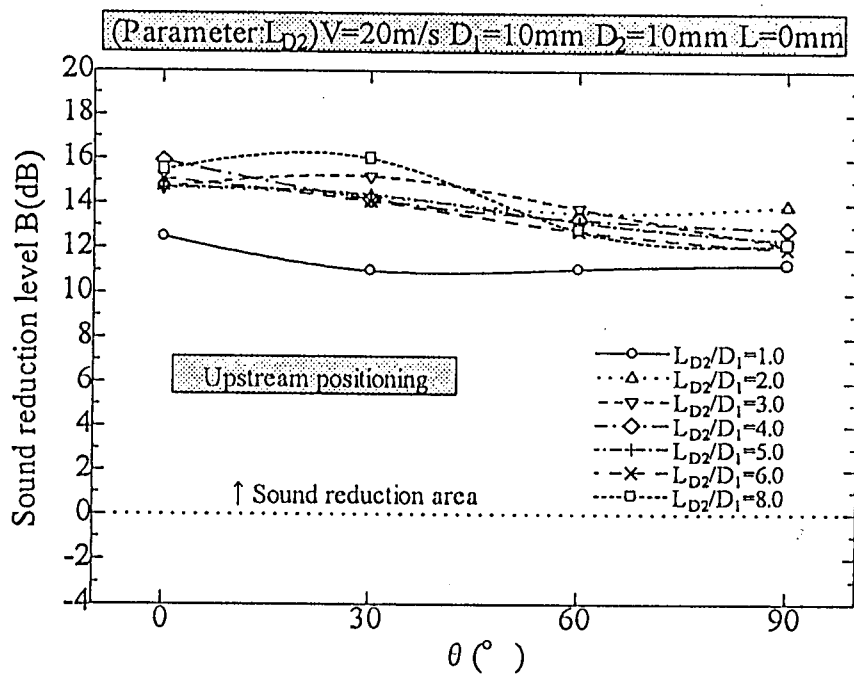


図 6.2.21 第二円柱を上流側設置した場合の減音量 B ($D_1=D_2=10\text{mm}$, L_{D2} で比較)

6.2.2. (3) 異径二円柱交差による減音特性

前節までは二円柱の直径が同一の場合の減音特性を調べたが、ここでは二円柱の直径が異なる場合の減音特性を調べる。実用上の静音デバイスはなるべく小さい方が望ましいのは言うまでもない。したがって、二円柱交差法においても、第二円柱の直径を小さくした場合の減音量の変化を知ることは有用である。ここでは、第一円柱直径を $D_1=10\text{mm}$ とし、 $D_2=5\text{mm}$, 8mm , 12mm の第二円柱を上流側設置した場合の減音量を、減音量 B の評価法にて整理した。

図 6.2.22 は、 $D_2=5\text{mm}$ の場合の減音量特性である。 $D_1=D_2=10\text{mm}$ の場合に比べて減音量が明らかに小さくなっているのがわかる。なお、 $\theta=0^\circ$ の場合の $L_{D2}/D_1=8$ にて減音量が急に劣化しているのは、第一円柱本来の卓越周波数とは異なる卓越周波数が現れたためである。図 6.2.23 は $D_2=8\text{mm}$ の場合の減音量特性である。全体の傾向は $D_1=D_2=10\text{mm}$ の場合と似ているが、減音量はやや小さく、 θ による減音量の差が大きい。 $D_2=12\text{mm}$ の場合にはほとんど $D_1=D_2=10\text{mm}$ の場合と変わらない傾向となっている。減音量は、 $\theta=30^\circ$ 、 $L_{D2}=30\text{mm}$ で約 15dB となる。これは $D_1=D_2=10\text{mm}$ の同一条件よりも約 1dB 大きくなっている。また、他の θ と比較しても全体的に 1dB 程度減音量が大きい。以上から、第二円柱が発生するじょう乱は第二円柱の直径に比例しており、第二円柱直径が小さくなると発生するじょう乱の領域も小さくなり、結果として減音量が低下することがわかる。

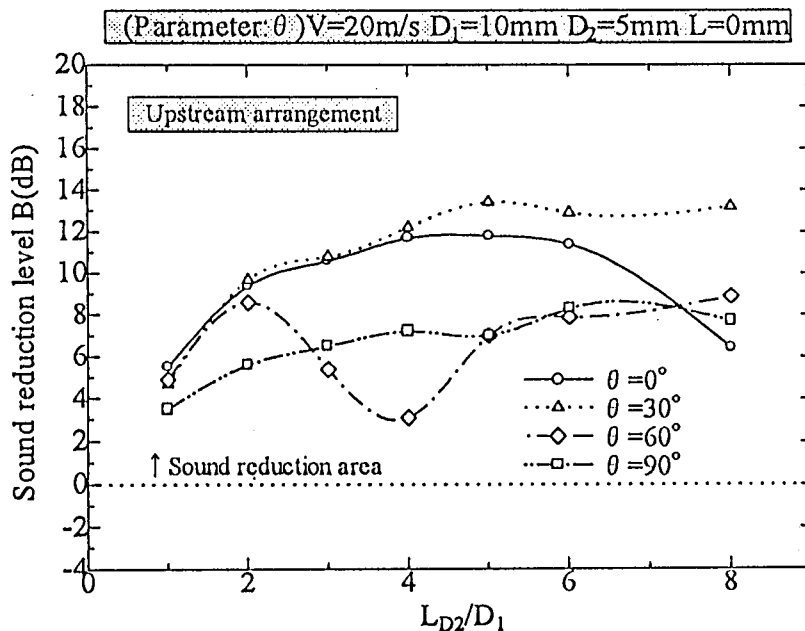


図 6.2.22 第二円柱を上流側設置した場合の減音量
($D_1=10\text{mm}$, $D_2=5\text{mm}$, L_{D2} で比較)

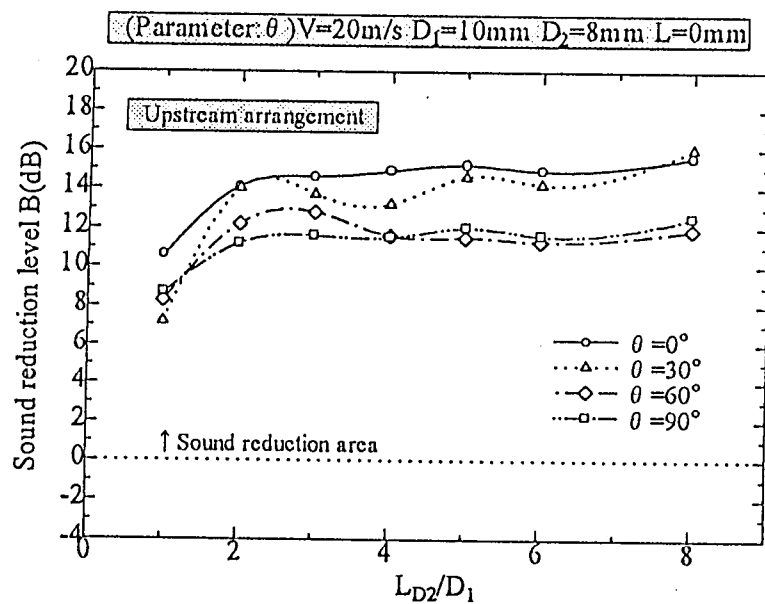


図 6. 2. 23 第二円柱を上流側設置した場合の減音量
($D_1=10\text{mm}$, $D_2=8\text{mm}$, L_{D2} で比較)

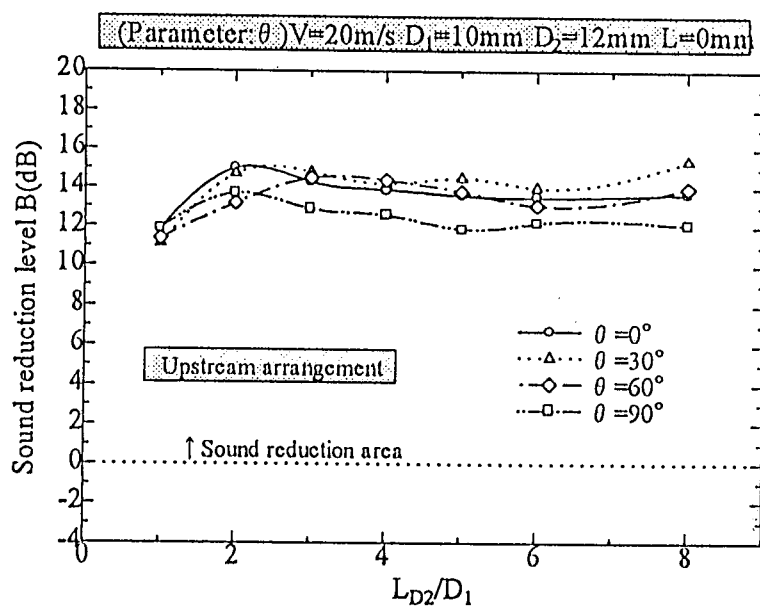


図 6. 2. 24 第二円柱を上流側設置した場合の減音量
($D_1=10\text{mm}$, $D_2=12\text{mm}$, L_{D2} で比較)

6.2.3 二円柱間距離の影響

前節までの二円柱交差は、二円柱が接触した状態である。図 6.2.25 のように、上流側設置した第二円柱を第一円柱から離すと、第二円柱からのじょう乱の波及領域を拡大し、減音効果が向上することが予測される。この仮定を検証するために、二円柱間距離を L とし ($L=0\text{mm}$ で二円柱は接触状態である。)、 $L=0\sim 30\text{mm}$ の間で 5mm ずつ変化させて、減音特性の変化を調べた。ここでは、 $D_1=D_2=10\text{mm}$ とし、 θ および L_{D2} をパラメータとして実験を行った。

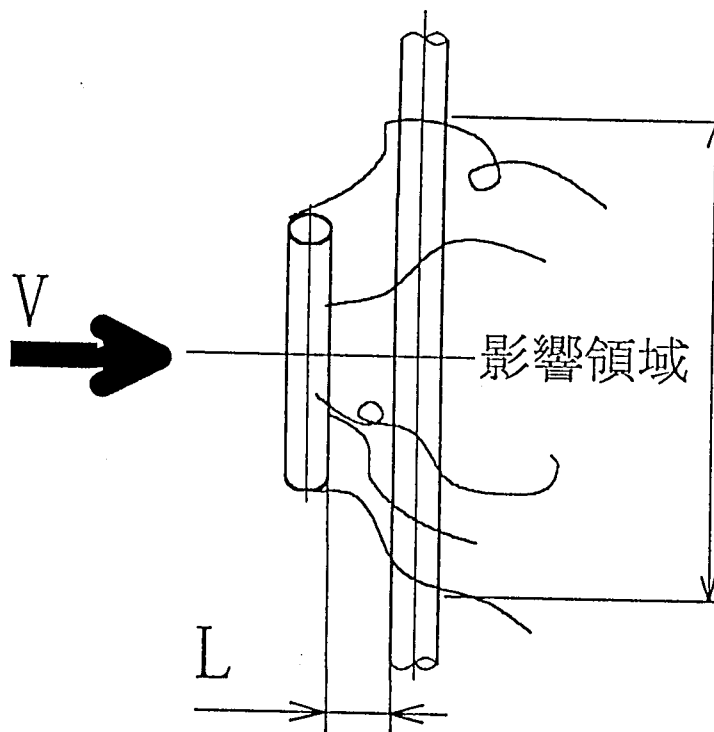


図 6.2.25 二円柱間距離の増加によるじょう乱波及領域の拡大

図 6.2.26 は $\theta=0^\circ$ において L を変化させた場合の減音特性である。横軸は L/D_1 で示してある。全体的な傾向としては、 $L=0\text{mm}$ すなわち接触状態が最も減音量が大きく、 L/D_1 の増加に伴って減音量が低下している。しかし、 $L_{D2}/D_1=1.0\sim 3.0$ については一端減音量が低下するものの、 $L/D_1=1.5\sim 2.0$ 付近で大きくなる。しかし増加量はわずかであり、それを過ぎると再び低下している。また、同一の L/D_1 で減音量を比較すると、接触状態に比べ、 L/D_1 が増加するほど減音量のばらつきが大きくなる傾向にある。これは、第二円柱との距離が大きくなるにつれて、第二円柱で発生したじょう乱の空間的な非定常性が強くなり、安定して第一円柱に流れが到達していない可能性がある。

$\theta=30^\circ$ の場合を図 6.2.27 に示す。 $L_{D2}/D_1=1.0$ では、 $L/D_1=2.0$ において減音効果が最

大となり、接触状態と比較して 2dB 程度向上している。それ例外の L_{D2}/D_1 においては、 $1.0 \leq L/D_1 \leq 1.5$ において減音量が若干増加する傾向にあるが、 $L/D_1 \geq 2.0$ では減音量にばらつきが生じている。特に $L_{D2}/D_1=6.0, 8.0$ の減音量の落ち込みが激しく、 $L_{D2}/D_1=8.0$ では 7dB ほど低下している。

$\theta=60^\circ$ の場合は図 6.2.28 に示すような特性となる。接触状態と比較すると、 $L/D_1=0.5$ でわずかながら減音量が増加する傾向が見られるが、減音量は $L/D_1=1.5$ までは $L_{D2}/D_1=1.0$ を除いて約 14dB 一定である。しかし $L/D_1=1.5$ を過ぎると減音量にばらつきが現れ、 L_{D2}/D_1 が大きいものほど減音量の低下が著しくなる。特に $L_{D2}/D_1=8.0$ では、 $L/D_1=0.5$ において最大減音量 15dB が得られるものの、 $L/D_1=3$ では約 5dB となり、10dB もの減音量低下を示している。なお、 $2.0 \leq L_{D2}/D_1 \leq 4.0$ であれば、 L/D_1 にかかわらず、約 14dB の減音量が得られている。

図 6.2.29 は $\theta=90^\circ$ における比較であるが、 $\theta=90^\circ$ は $\theta=0^\circ$ に似た傾向となった。 $2.0 \leq L_{D2}/D_1 \leq 4.0$ であれば、 L/D_1 にかかわらず約 13dB の減音量を得ている。

以上から、二円柱間距離を離すことによって得られる減音効果の向上はわずかであり、距離を第一円柱直径の 3 倍程度離すと、 L_{D2} が大きい場合に減音量が大幅に低下することが明らかになった。これは、第二円柱の端面から発生するじょう乱が、第一円柱のカルマン渦放出の影響領域よりも外部へ伝搬しているためと推察される。なお、 $2.0 \leq L_{D2}/D_1 \leq 4.0$ および $0.5 \leq L/D_1 \leq 2.0$ の条件を満たせば、安定した減音量が得られることになる。

なお、二円柱を距離を置いて直列に配置すると、二円柱の相互作用による音響フィードバックから、カルマン渦の周波数および発生音の大きさが変化する現象が生じることが知られている³⁹⁾。ここでは $\theta=0^\circ$ が直列配置に相当するが、第二円柱長さが短いために、そのような現象は確認しておらず、音響フィードバックの影響はないものと考えられる。

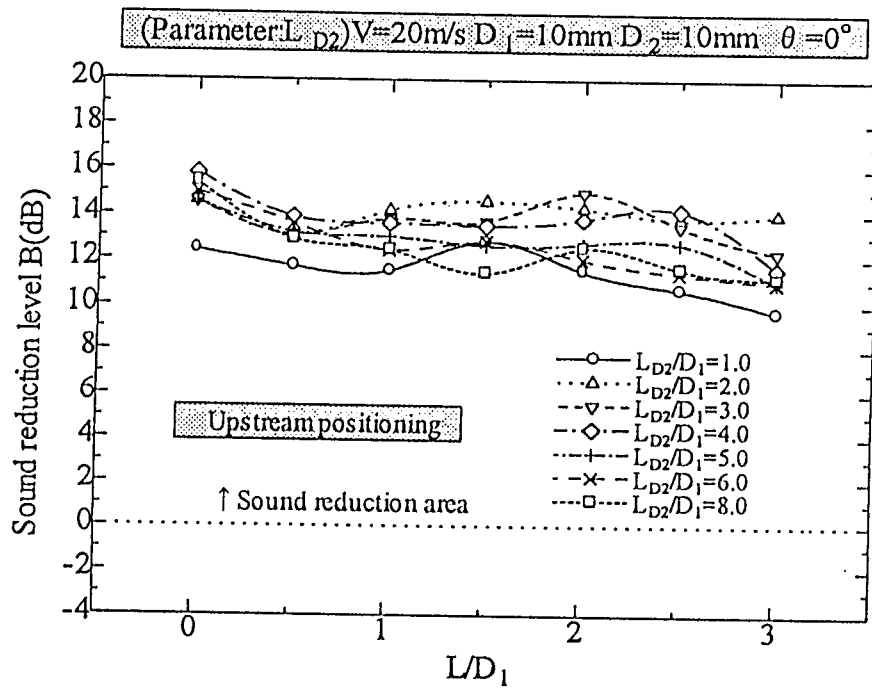


図 6.2.26 二円柱間距離 L を変えた場合の減音量 ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=0^\circ$)

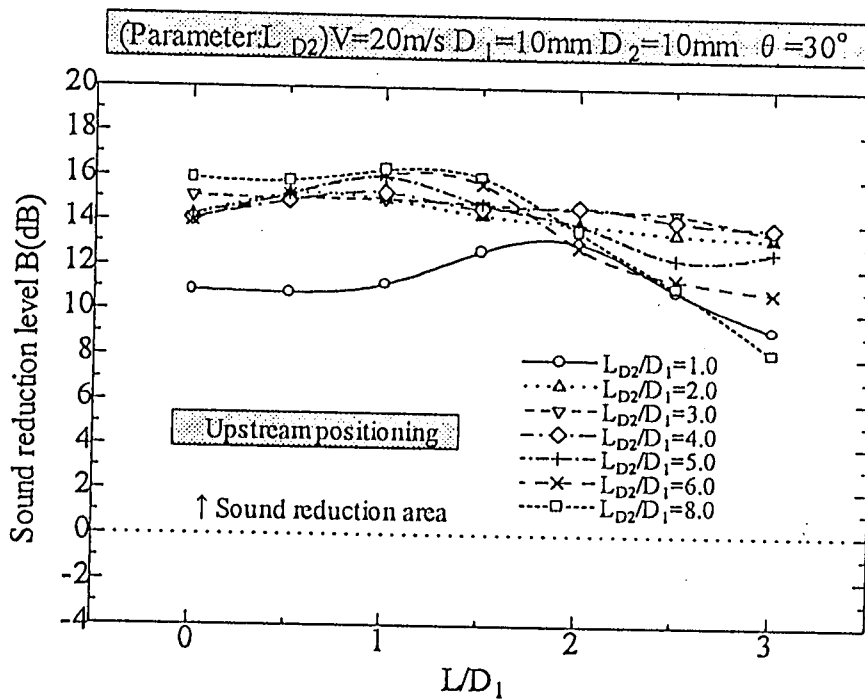


図 6.2.27 二円柱間距離 L を変えた場合の減音量 ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=30^\circ$)

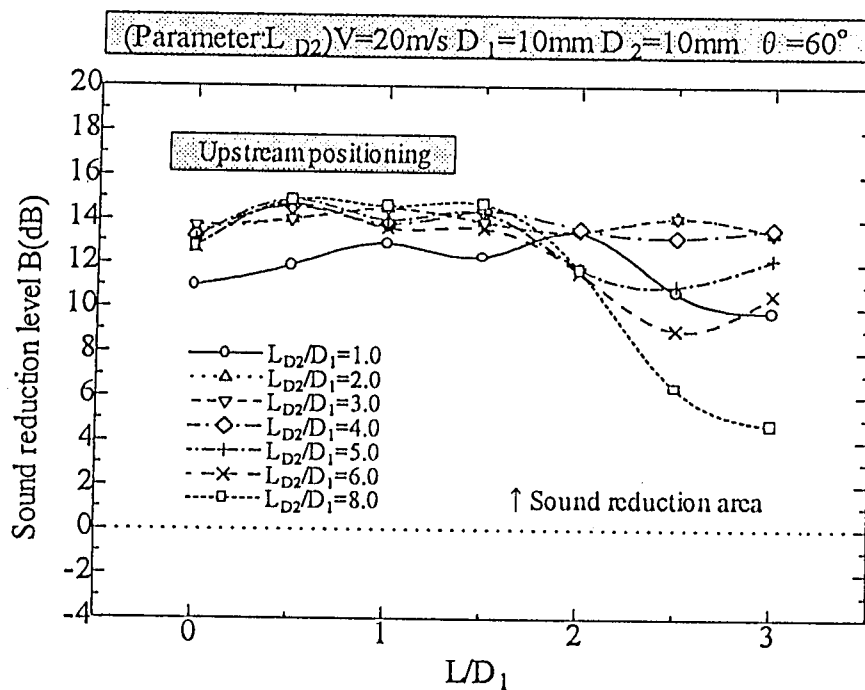


図 6.2.28 二円柱間距離 L を変えた場合の減音量 ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=60^\circ$)

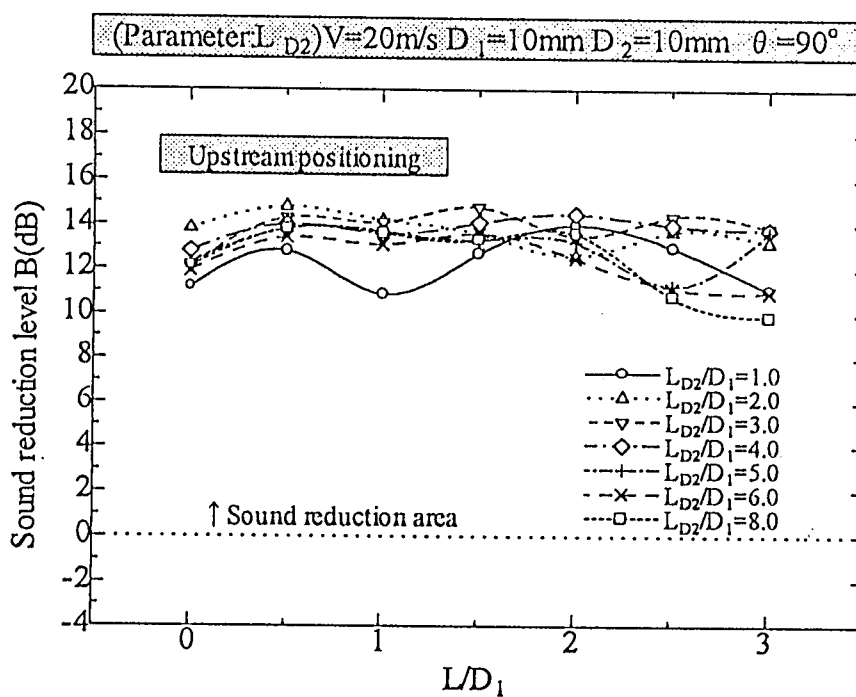


図 6.2.29 二円柱間距離 L を変えた場合の減音量 ($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$)

6.3 二角柱交差によるカルマン渦音の低減

本章では、第 6.2 章と同様の実験を、供試体が角柱の場合について行い、その効果を比較した。

6.3.1 第二角柱を下流側設置した場合

まず、カルマン渦音を発生している第一角柱に対して、同一辺長を持つ第二角柱を第一角柱の下流側に設置し、減音効果を調べる。

6.3.1. (1) 騒音スペクトルの比較

図 6.3.1 は二角柱の辺長が $H_1=H_2=10\text{mm}$ の場合の、交差角度 $\theta=30^\circ$ における騒音スペクトルを、第二角柱長さ L_{H2} で比較したものである。単独角柱（図中記号 Single）において 260Hz に明確に現れている卓越成分はカルマン渦音であるが、第二角柱を交差させることによってその音圧レベルが低減し、その低減量は L_{H2} の増加に伴って大きくなっているのがわかる。単独角柱の場合と比較すると、 $L_{H2}=20\text{mm}$ で 3dB、 $L_{H2}=40\text{mm}$ で約 8dB の減音効果がある。また、 $L_{H2}=60\text{mm}$ 、 80mm においてはその卓越成分はほぼ消滅し、18dB もの減音量が得られている。なお、単独角柱で、卓越成分に付随してレベルが大きくなっている 600Hz 以下の成分についても、第二角柱を交差させることによって卓越成分同様に低減しているのが確認できる。図 6.3.2 は $\theta=90^\circ$ の騒音スペクトルの比較である。 $L_{H2}=20\text{mm}$ ではカルマン渦音の減音量は 3dB と $\theta=30^\circ$ の場合と同様で、 $L_{H2}=30\text{mm}$ 以上では減音効果が急に大きくなり、 L_{H2} が増加しても減音量が大きくなっていない。また、卓越成分も若干残っている。

図 6.3.3 および図 6.3.4 は $H_1=H_2=8\text{mm}$ とした場合の騒音スペクトルを比較したものである。345Hz に現れている卓越成分は $H_1=H_2=10\text{mm}$ の場合よりも大きいですが、ここでは L_{H2} の増加に比例した減音効果が得られ、 $L_{H2}=80\text{mm}$ では最大 26dB もの低減量が得られた。

$H_1=H_2=5\text{mm}$ とした場合の騒音スペクトルの比較は図 6.3.5 および図 6.3.6 のようになる。 $H_1=H_2=5\text{mm}$ の場合には 10mm および 8mm ほどの減音効果が得られず、 $L_{H2}=80\text{mm}$ としても明確な卓越成分が残っている。減音量も最大で 13dB 程度であり、辺長が小さくなると二角柱交差による減音効果があまり得られなくなることがわかる。卓越成分の減音量が小さい一方、その前後の周波数帯域の減音効果が顕著に現れ、 $\theta=90^\circ$ の場合では、全周波数帯域にわたって 5dB～10dB の減音効果が得られている。

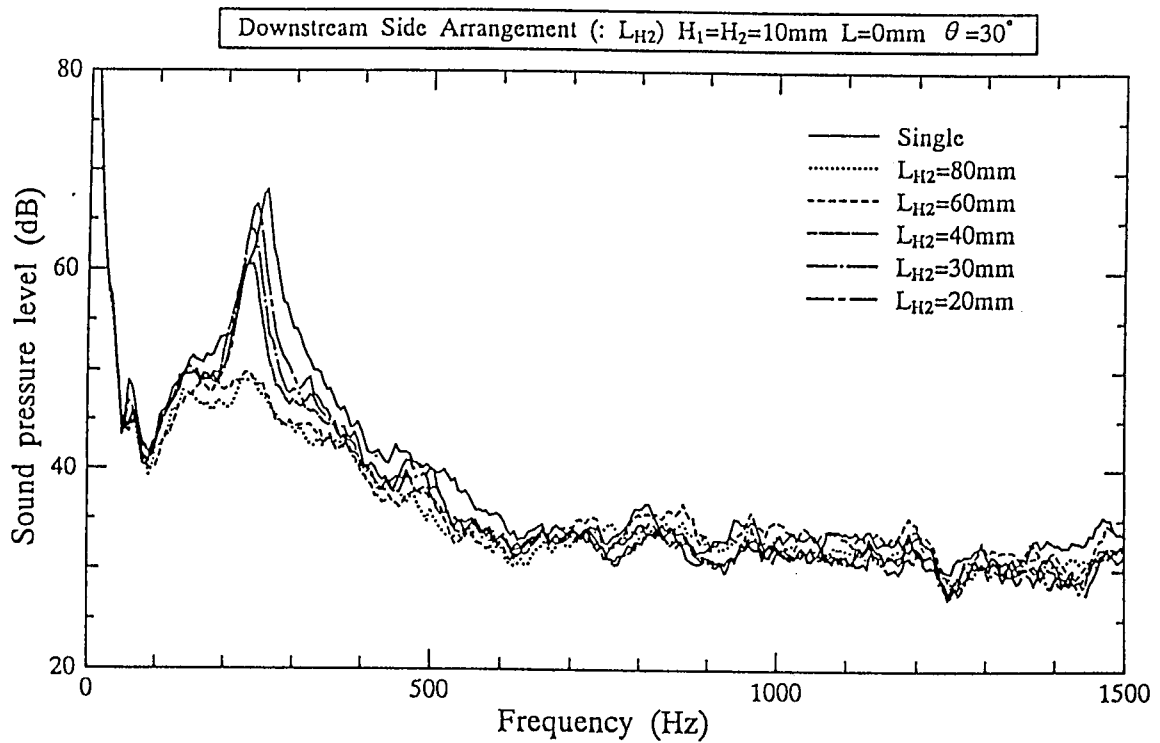


図 6. 3. 1 第二角柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=10\text{mm}, \theta=30^\circ)$

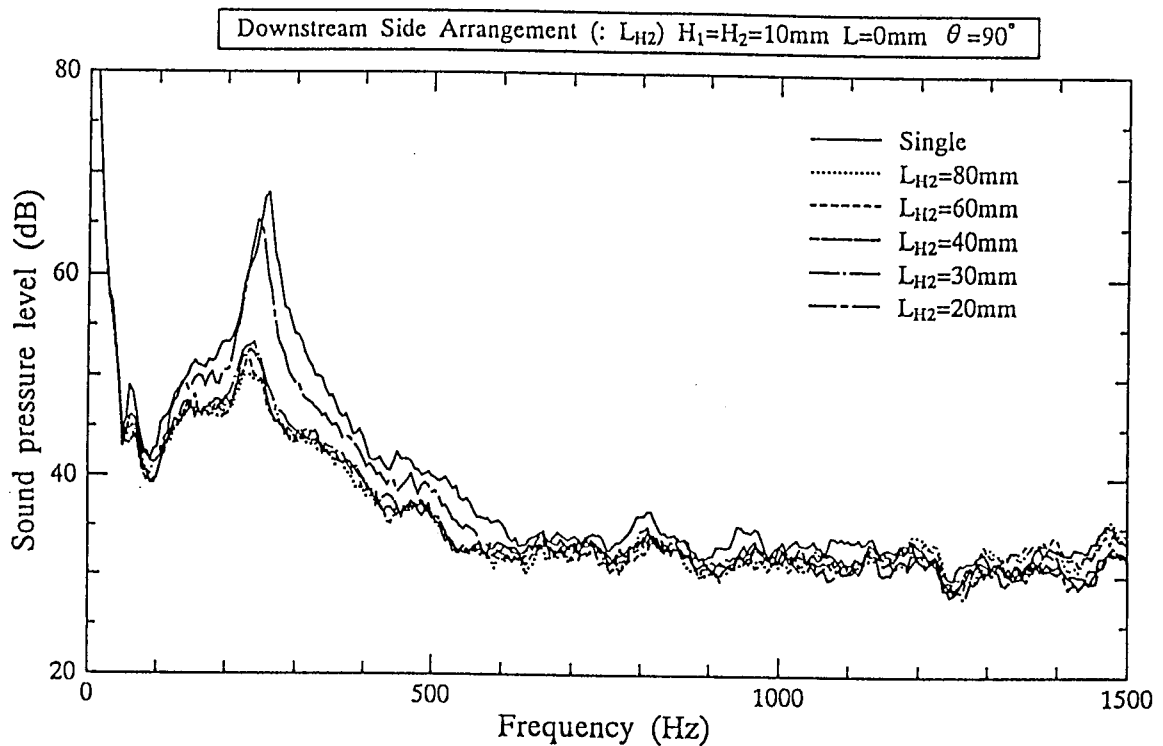


図 6. 3. 2 第二角柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=10\text{mm}, \theta=90^\circ)$

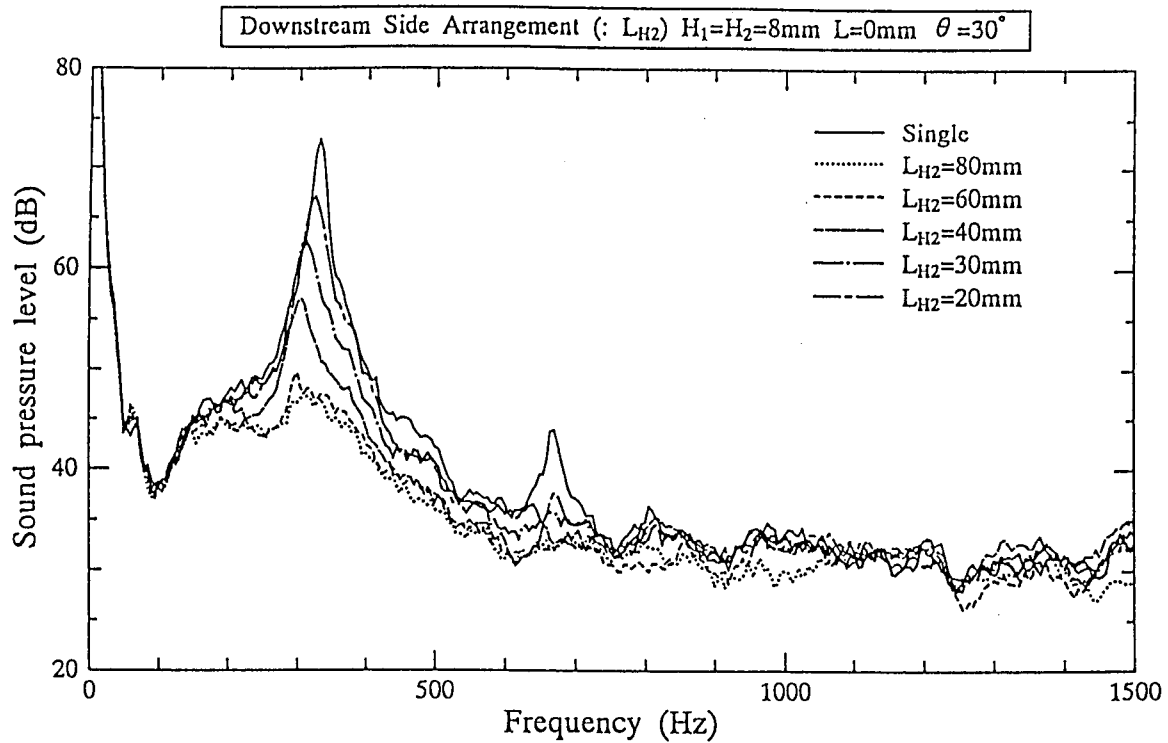


図 6. 3. 3 第二角柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=8\text{mm}, \theta=30^\circ)$

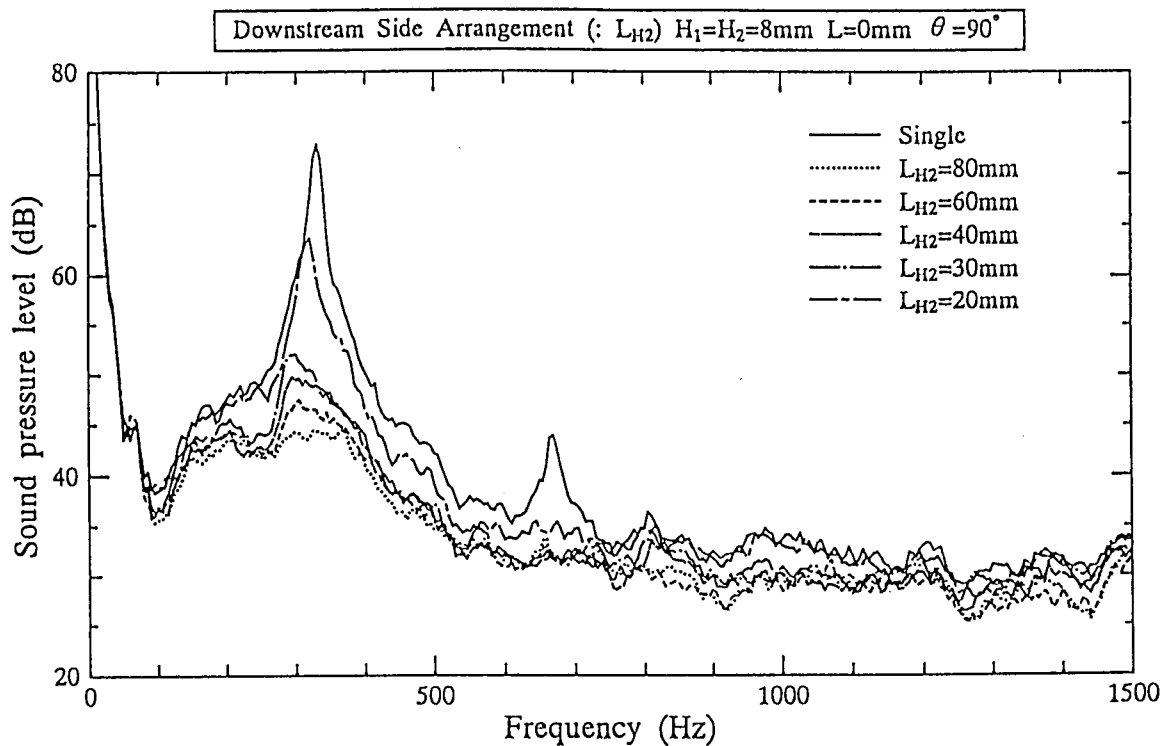


図 6. 3. 4 第二角柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=8\text{mm}, \theta=90^\circ)$

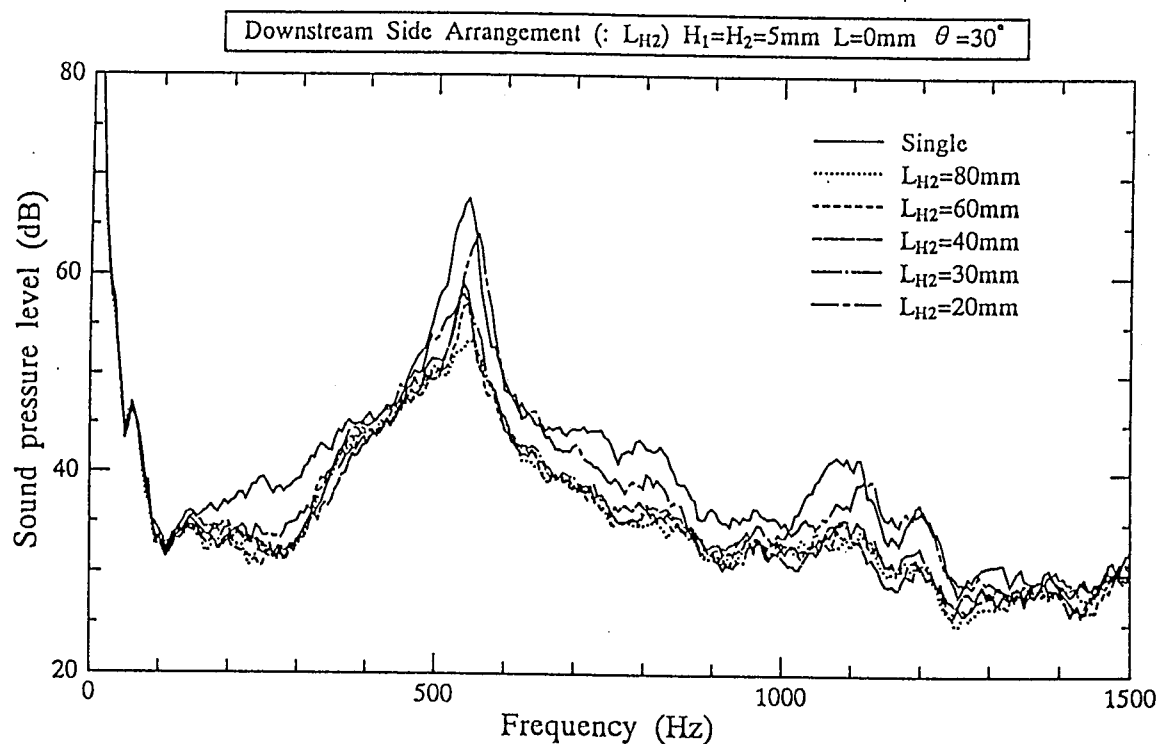


図 6.3.5 第二角柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル
($H_1=H_2=5\text{mm}$, $\theta=0^\circ$)

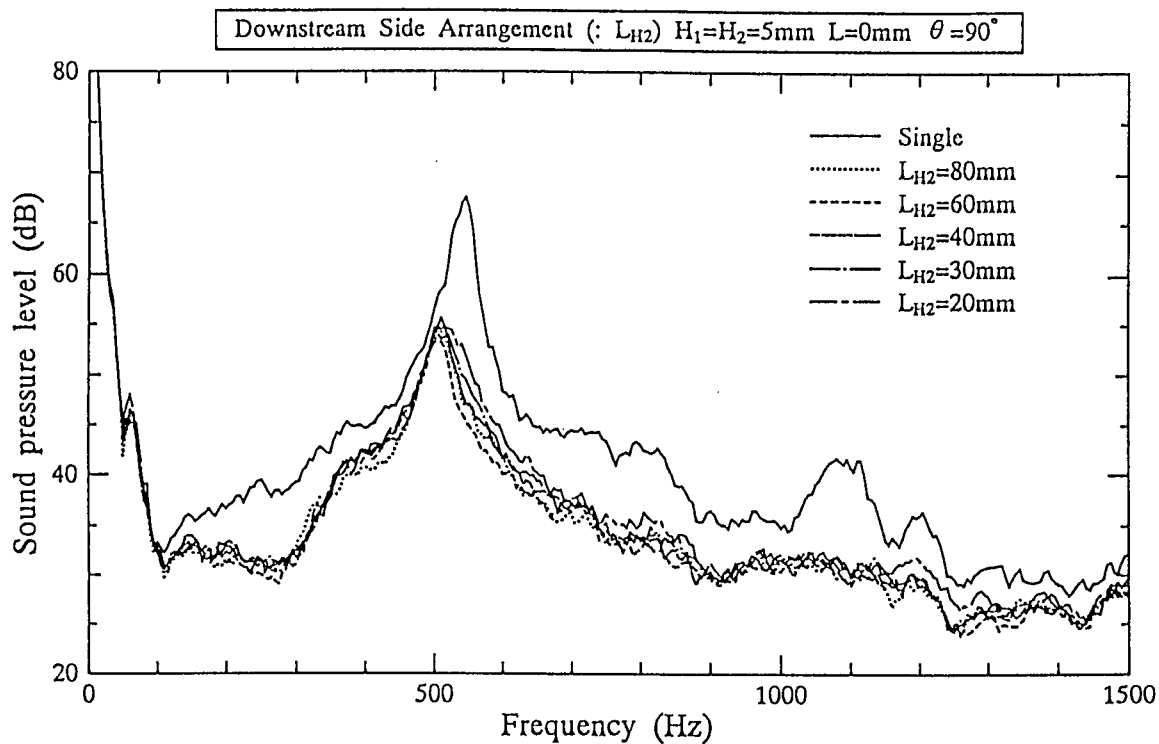


図 6.3.6 第二角柱を下流側設置した場合の発生音スペクトル
($H_1=H_2=5\text{mm}$, $\theta=90^\circ$)

6.3.1. (2) 減音量の特性

カルマン渦音の卓越周波数における音圧レベルに注目し、その減音量をまとめたものについて以下に考察する。図 6.3.7 および図 6.3.8 は $H_1=H_2=10\text{mm}$ において、第二角柱長さと第一角柱辺長の比 L_{H2}/H_1 と減音量の関係を示したものであり、図 6.3.7 は減音量 A、図 6.3.8 は減音量 B による比較である。減音量 B の場合で評価すると、 $\theta=30^\circ$ では $L_{H2}/H_1 \geq 6$ では 15dB 以上の減音量となるが、 $L_{H2}/H_1 < 6$ では減音効果が急に低下し、 $L_{H2}/H_1=2$ では 4dB の低減量となる。一方、 $\theta=60^\circ, 90^\circ$ では $L_{H2}/H_1 \geq 3$ までは 14dB 以上の減音量が確保できるが、 $L_{H2}/H_1 < 3$ では減音効果が急に低下する。図 6.3.9 および図 6.3.10 は $H_1=H_2=8\text{mm}$ の場合であるが、減音効果の変化の傾向は $H_1=H_2=10\text{mm}$ の場合と非常に類似している。ただし減音量は $H_1=H_2=8\text{mm}$ の方が大きく、減音量 B の比較では最大 26dB もの減音量が得られている。一方、 $H_1=H_2=5\text{mm}$ の場合は、図 6.3.11 および図 6.3.12 に示すように減音効果の傾向が異なっている。 $H_1=H_2=10\text{mm}$ および 8mm に比べて、減音量の絶対値が小さいために L_{H2}/H_1 が小さくなることによる減音量の低下はわずかだが、 $\theta=90^\circ$ であれば $L_{H2}/H_1 \geq 4$ において 12dB 以上の減音量が得られる。

以上のことから、二角柱交差により、二円柱交差同様、カルマン渦音の低減効果が得られることがわかった。また、その減音量は同一条件の二円柱交差の場合よりも大きいことが明らかになった。これは、第二角柱の縁（エッジ）から生じるじょう乱のスケールが第二円柱の場合よりも大きく、カルマン渦がより発生しにくくなっているためと考えられる。また、二円柱交差の場合と同様に、減音効果が低下し始める第二角柱長さを、第一円柱に対する第二角柱のオーバーハング成分（正弦成分） $L_h=(L_{H2}\sin \theta)/2$ でまとめると、表 6.3.1 のようになる。

表 6.3.1 二角柱交差における下流側配置で減音効果が劣化し始める交差条件

第二角柱辺長 $H_2[\text{mm}]$	$\theta=30^\circ$		$\theta=60^\circ$		$\theta=90^\circ$		平均
	L_{H2} [mm]	L_h [mm]	L_{H2} [mm]	L_h [mm]	L_{H2} [mm]	L_h [mm]	L_h [mm]
5	30.0	7.5	—	—	—	—	—
8	40.0	10.0	32.0	13.9	32.0	16.0	13.3
10	60.0	15.0	30.0	13.0	30.0	15.0	14.3

L_h の平均値は、 $H_2=8\text{mm}$ で $L_h=13.3\text{mm}$ 、 $H_2=10\text{mm}$ で $L_h=14.3\text{mm}$ となった。円柱では、 $D_2=8\text{mm}$ で $L_h=11.9\text{mm}$ 、 $D_2=10\text{mm}$ で $L_h=12.8\text{mm}$ であり、同一の代表寸法で比較した場合には、減音量を確保するためには二角柱交差の方がオーバーハング量を大きくしなければならないことがわかる。ただし、二角柱交差の方が大きな減音量が得られるのは前述した通りである。

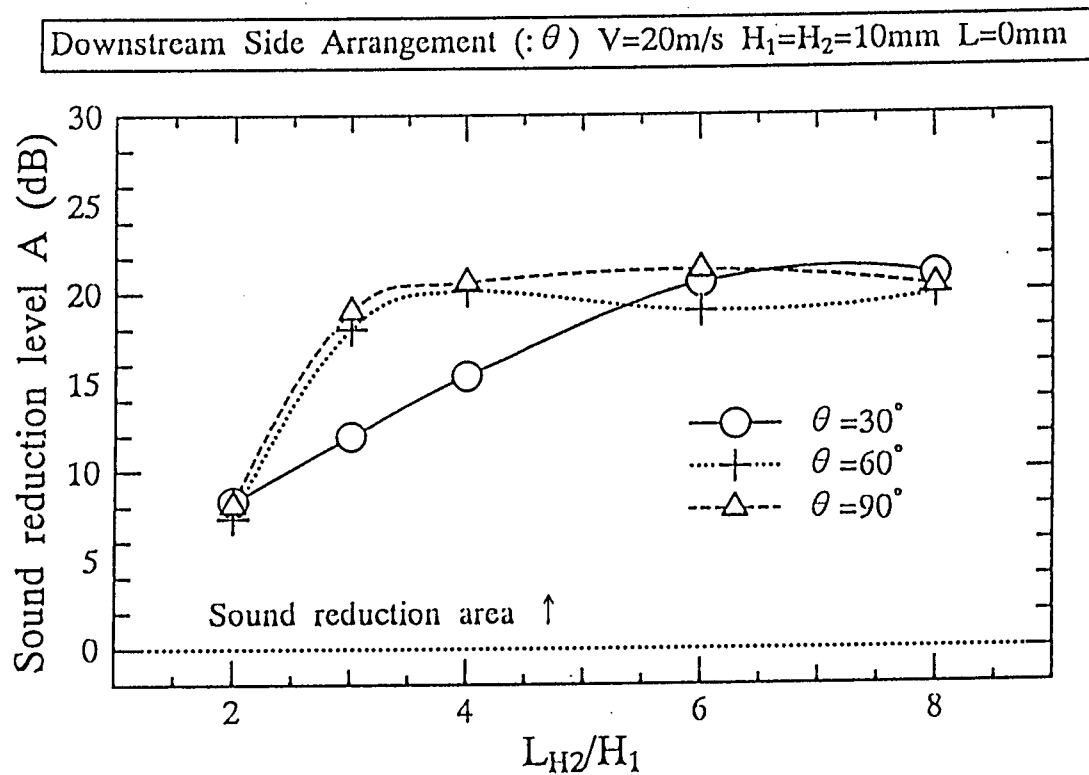


図 6.3.7 第二角柱を下流側設置した場合の減音量 A ($H_1=H_2=10\text{mm}$, θ で比較)

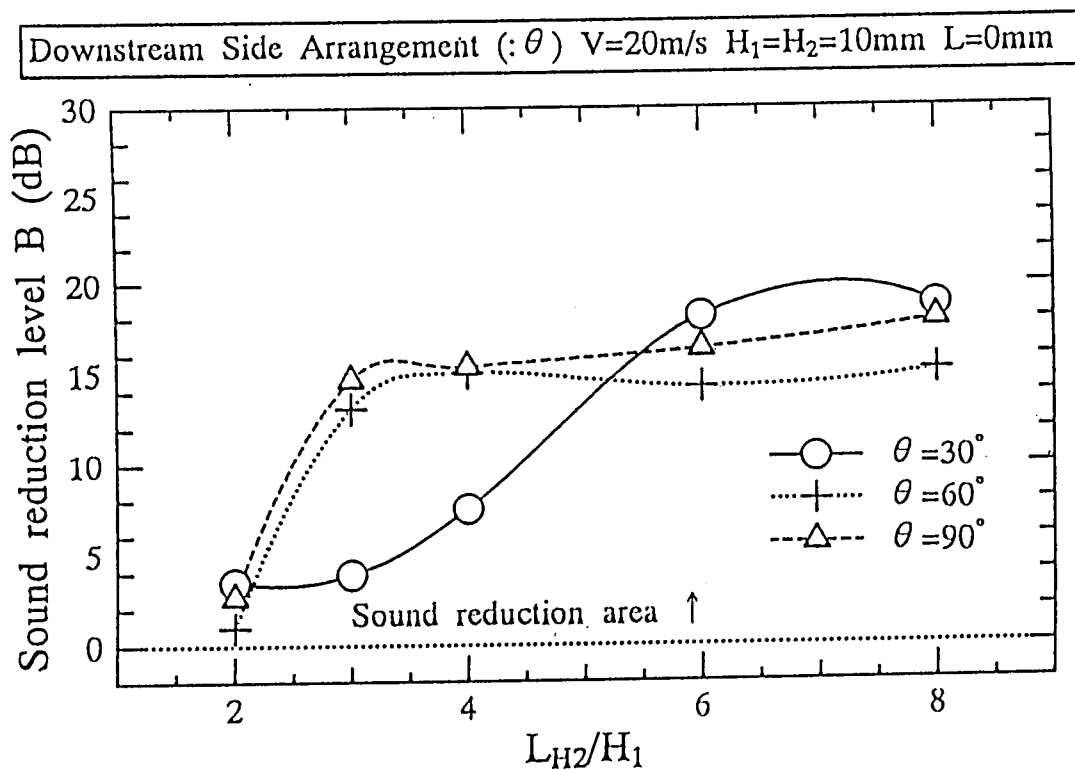


図 6.3.8 第二角柱を下流側設置した場合の減音量 B ($H_1=H_2=10\text{mm}$, θ で比較)

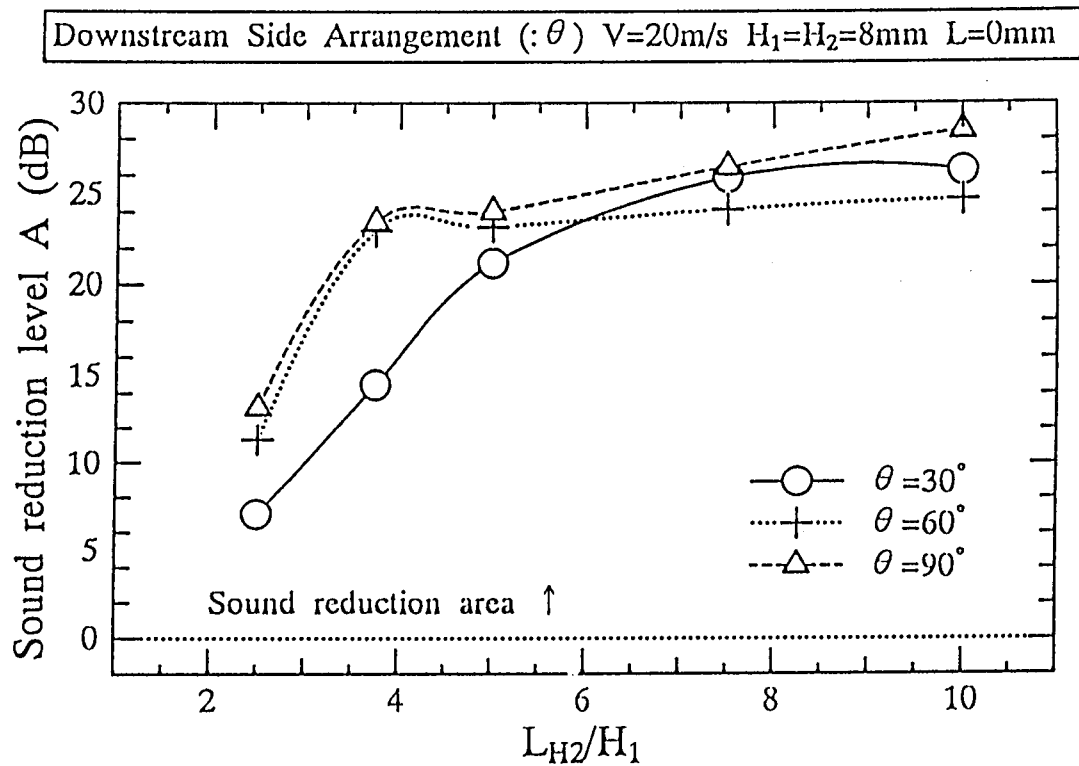


図 6.3.9 第二角柱を下流側設置した場合の減音量 A ($H_1=H_2=8\text{mm}$, θ で比較)

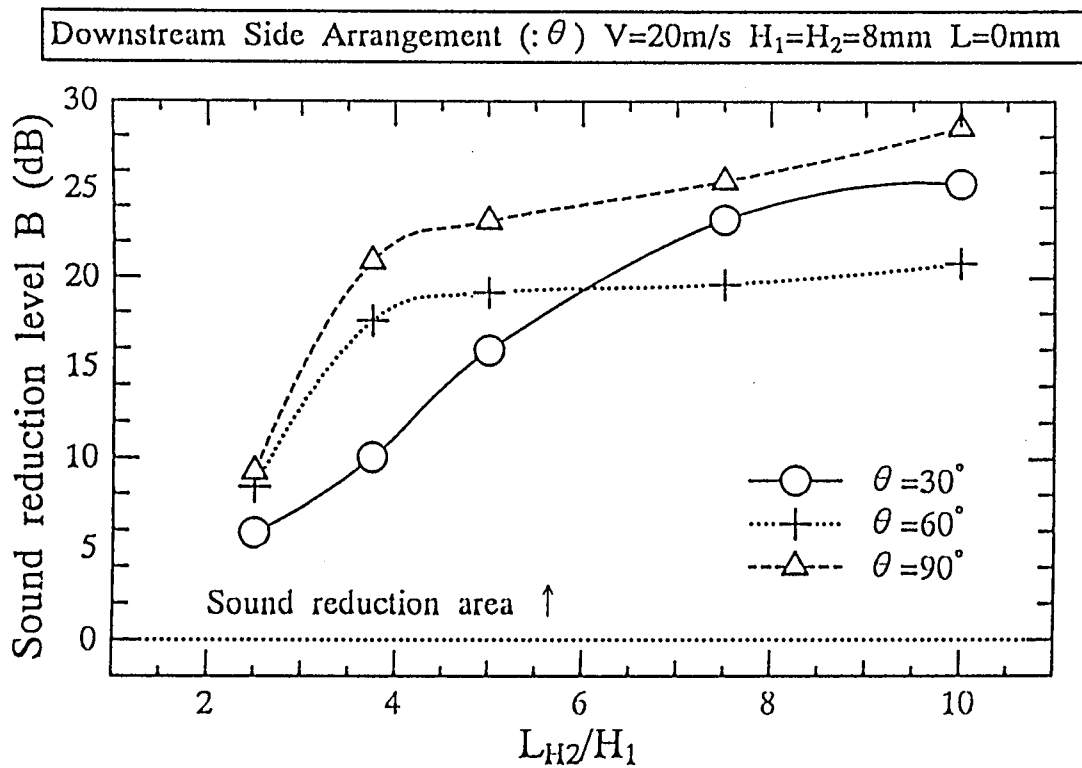


図 6.3.10 第二角柱を下流側設置した場合の減音量 B ($H_1=H_2=8\text{mm}$, θ で比較)

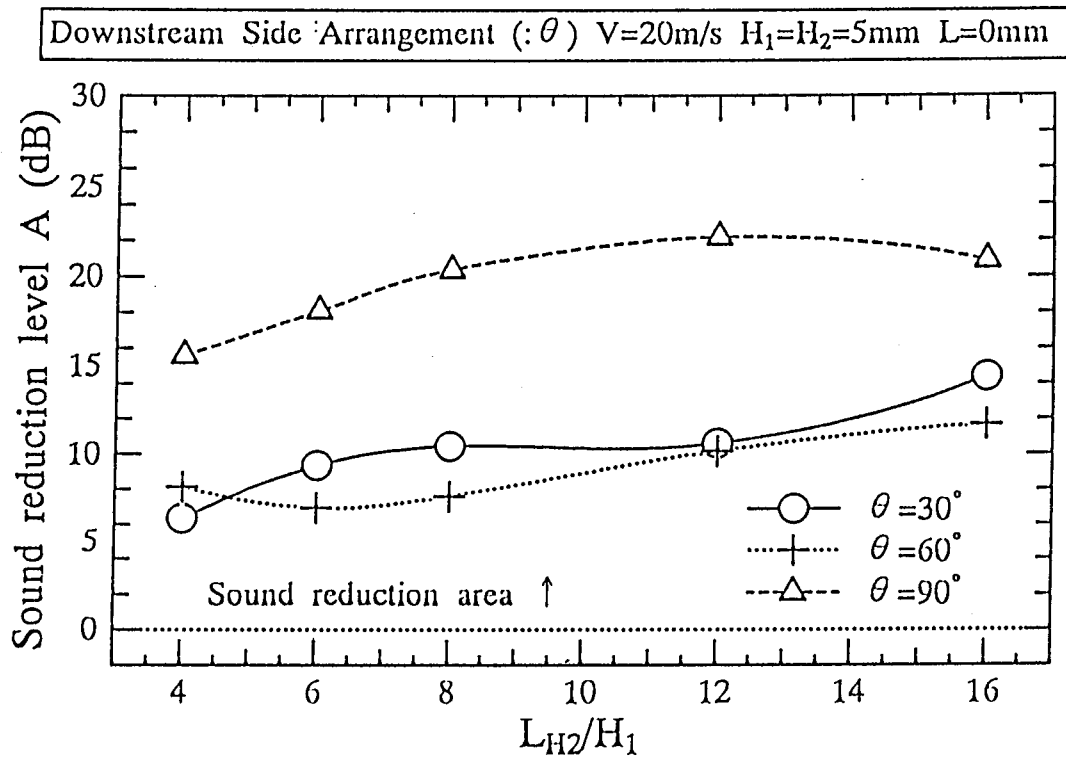


図 6.3.11 第二角柱を下流側設置した場合の減音量 A ($H_1=H_2=5\text{mm}$, θ で比較)

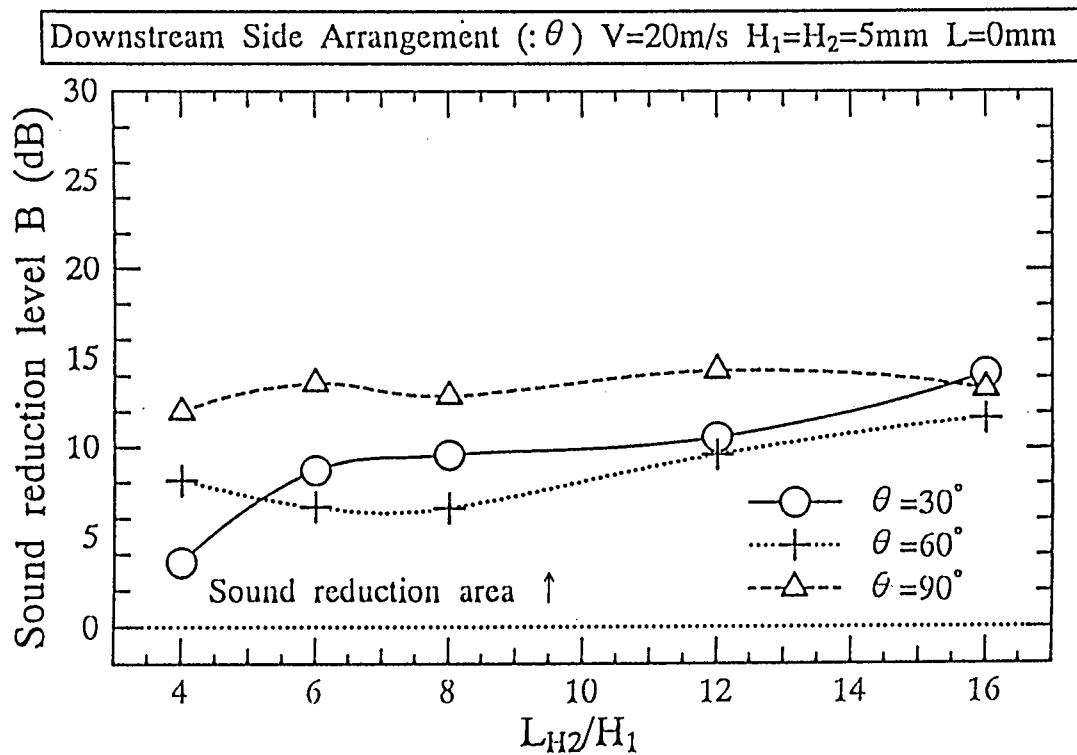


図 6.3.12 第二角柱を下流側設置した場合の減音量 B ($H_1=H_2=5\text{mm}$, θ で比較)

6.3.2 第二角柱を上流側設置した場合

6.3.2. (1) 騒音スペクトルの比較

図 6.3.13 は二角柱の辺長が $H_1=H_2=10\text{mm}$ の場合の、交差角度 $\theta=30^\circ$ における騒音スペクトルを、第二角柱長さ L_{H2} で比較したものである。下流側配置では L_{H2} の増加に伴って徐々に減音効果が大きくなっていくが、上流側配置の場合は、 L_{H2} によらずに第二角柱を交差することによってほとんど消滅している。また、二角柱交差した場合には、単独角柱に比べて卓越成分のみならずその前後の周波数域（100Hz～600Hz）も減音しているのがわかる。図 6.3.14 は $\theta=90^\circ$ における騒音スペクトルの比較であるが、この場合の低減効果は L_{H2} によらずほぼ一定である。また、1500Hz までの周波数全域にわたり、第二角柱を交差させると 5dB 前後の低減効果が現れている。図 6.3.15 および図 6.3.16 に示す $H_1=H_2=8\text{mm}$ とした場合の騒音スペクトルの比較では、 $\theta=30^\circ$ においては $L_{H2}=20\text{mm}$ では減音はするものの卓越成分が残っている。しかし $L_{H2}\geq 30\text{mm}$ とすれば卓越成分はほぼ消滅する。 $\theta=90^\circ$ の場合も同様の傾向だが、 L_{H2} を大きくしても卓越成分が残っており、 $\theta=30^\circ$ に比べると減音効果は小さい。 $H_1=H_2=5\text{mm}$ とした場合（図 6.3.17 および図 6.3.18）には、減音はするものの卓越成分が明確に残り、特に $\theta=90^\circ$ ではその傾向が著しい。

6.3.2. (2) 減音量の特性

下流側配置と同様に、カルマン渦音の卓越成分における減音量と L_{H2}/H_1 の関係から、減音特性について考察する。図 6.3.19 および図 6.3.20 は $H_1=H_2=10\text{mm}$ における比較である。減音量 B について見ると、上流側配置では L_{H2}/H_1 を小さくすると急激に減音効果が低下する傾向があったが、上流側配置ではそのような傾向はなく、 L_{H2}/H_1 によらずに常に 15dB 以上の減音量が確保されている。また θ による減音量のばらつきも 2dB 程度となっている。 $H_1=H_2=8\text{mm}$ とした場合の比較は図 6.3.21 および図 6.3.22 のようになる。この条件でも上流側配置は優れた減音効果を示し、 $\theta=30^\circ$ では $L_{H2}/H_1\geq 5$ において 26dB、 $\theta=90^\circ$ でも 19dB もの減音量を得ている。なお、 $L_{H2}/H_1<5$ では減音効果が低下するが、それでも 12dB 以上の減音量であり、下流側配置より 7dB 以上大きな効果を示している。また、 $H_1=H_2=5\text{mm}$ における比較を図 6.3.23 および図 6.3.24 に示す。 $\theta=30^\circ$ では $L_{H2}/H_1\geq 4$ において 10dB 以上の減音量となる。なお、ここでは L_{H2}/H_1 の範囲を $4\leq L_{H2}/H_1\leq 16$ として実験したが、減音量の極大値が $L_{H2}/H_1=12$ において現れた。これは、 $L_{H2}/H_1<12$ となると、第二角柱の発生するじょう乱領域が第一角柱のカルマン渦の発生領域を外れてしまい、その効果が得られないためと考える。

以上から、二円柱交差の場合と同様に、上流側配置は下流側配置に比べて優れた減音効果が得られることが明らかとなった。

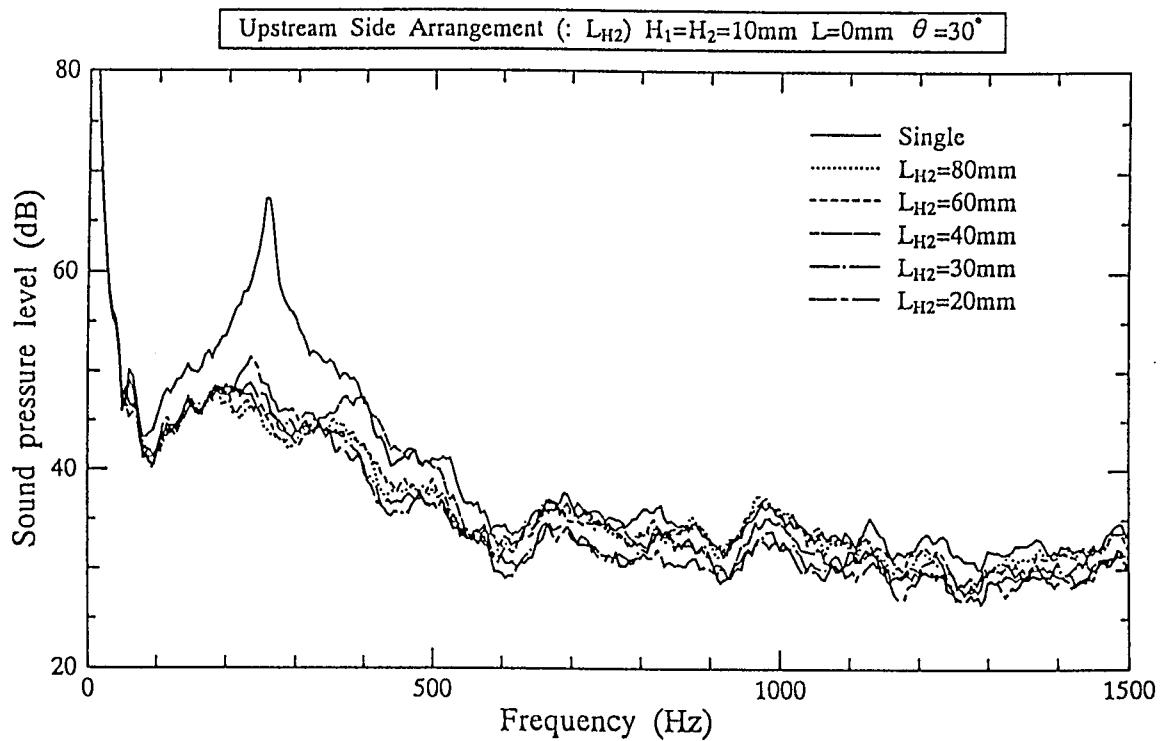


図 6.3.13 第二角柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=10\text{mm}, \theta=30^\circ)$

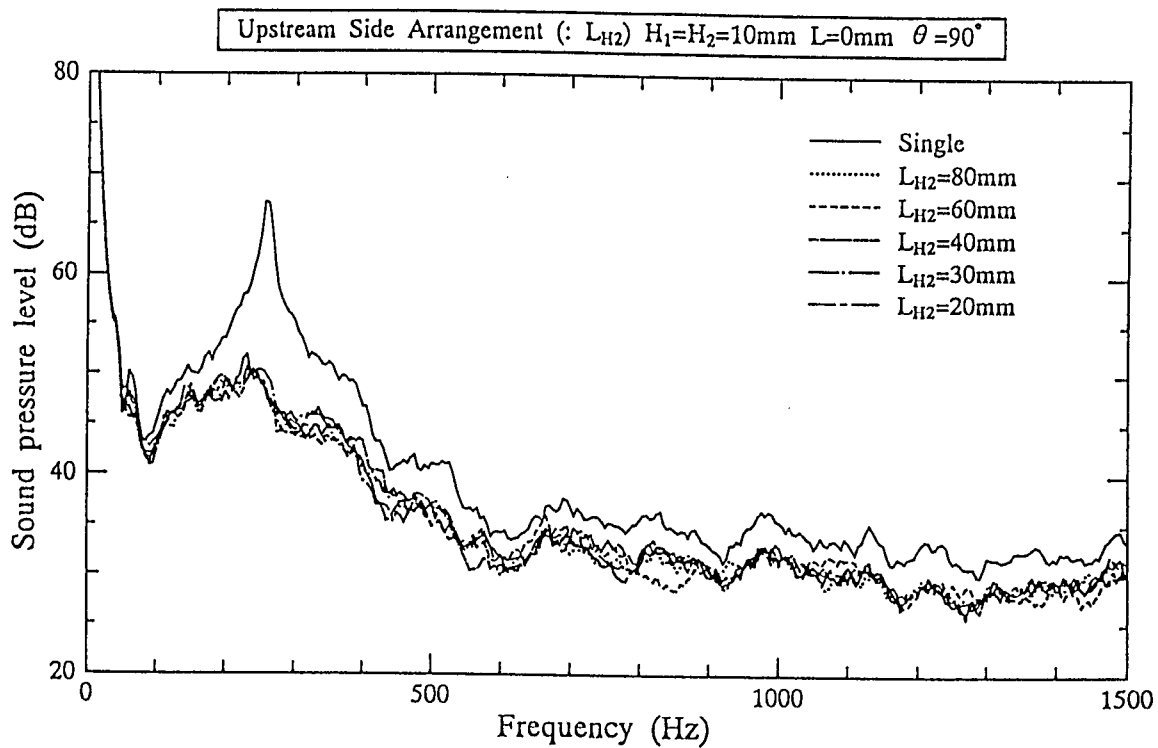


図 6.3.14 第二角柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=10\text{mm}, \theta=90^\circ)$

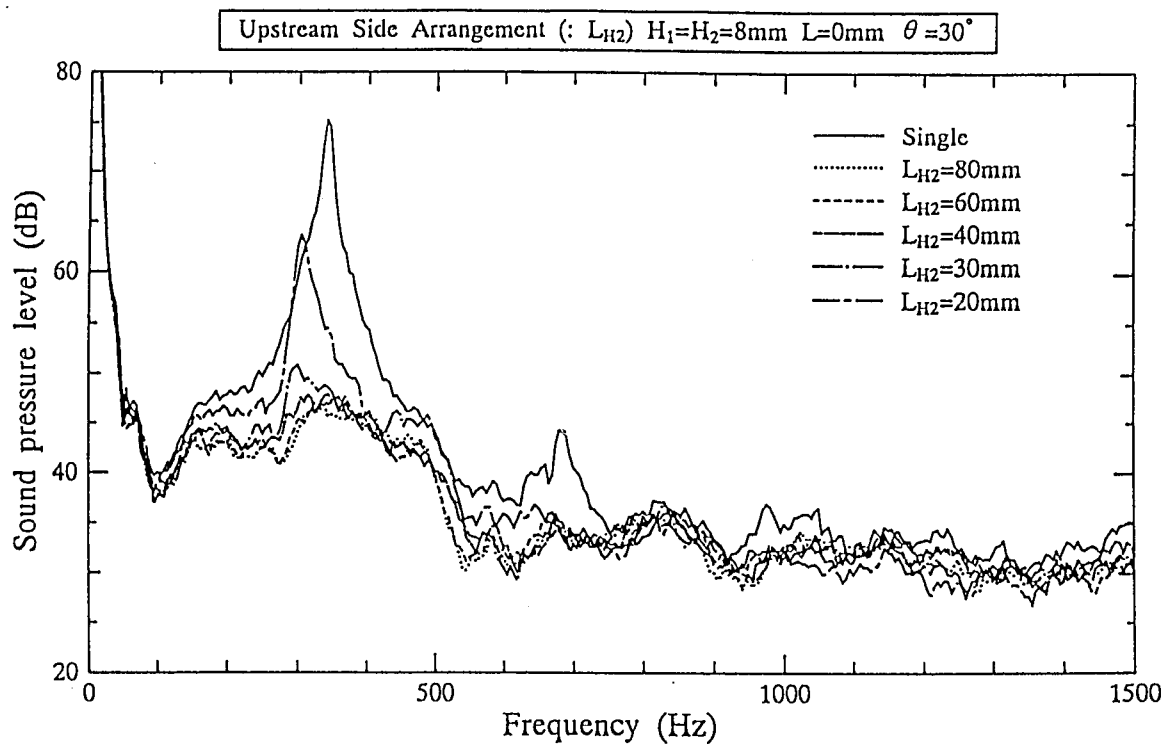


図 6.3.15 第二角柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=8\text{mm}, \theta=30^\circ)$

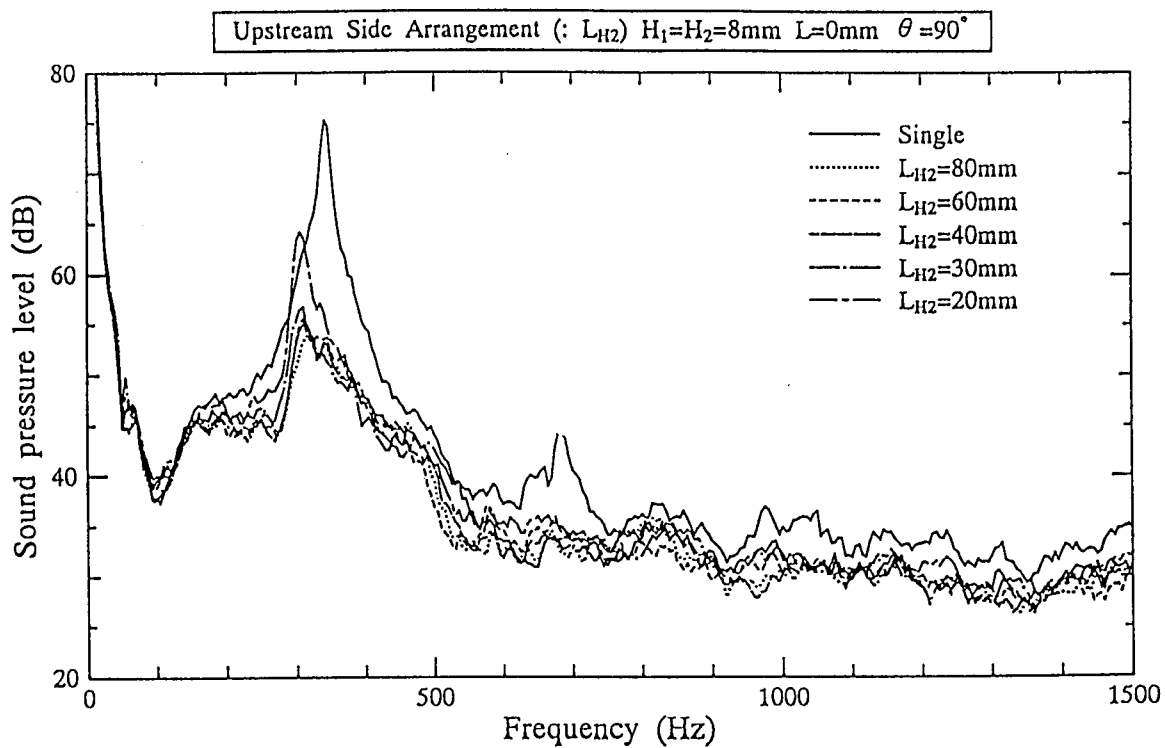


図 6.3.16 第二角柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル
 $(H_1=H_2=8\text{mm}, \theta=90^\circ)$

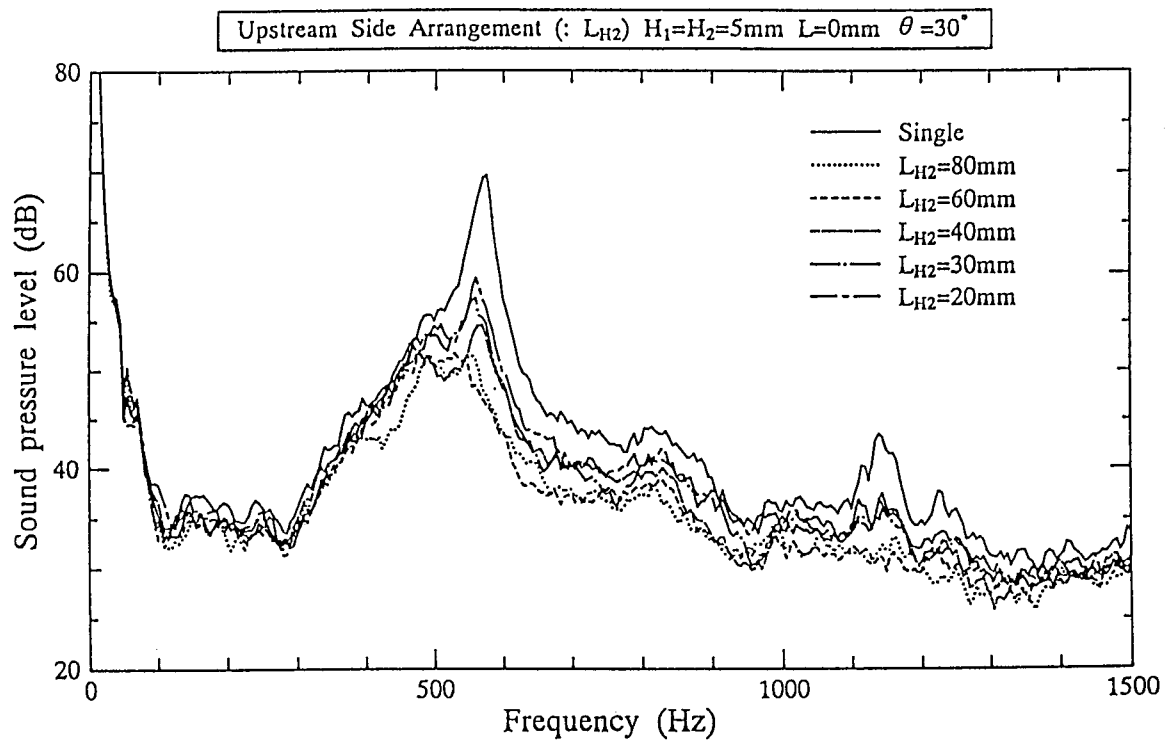


図 6.3.17 第二角柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル
($H_1=H_2=5\text{mm}$, $\theta=0^\circ$)

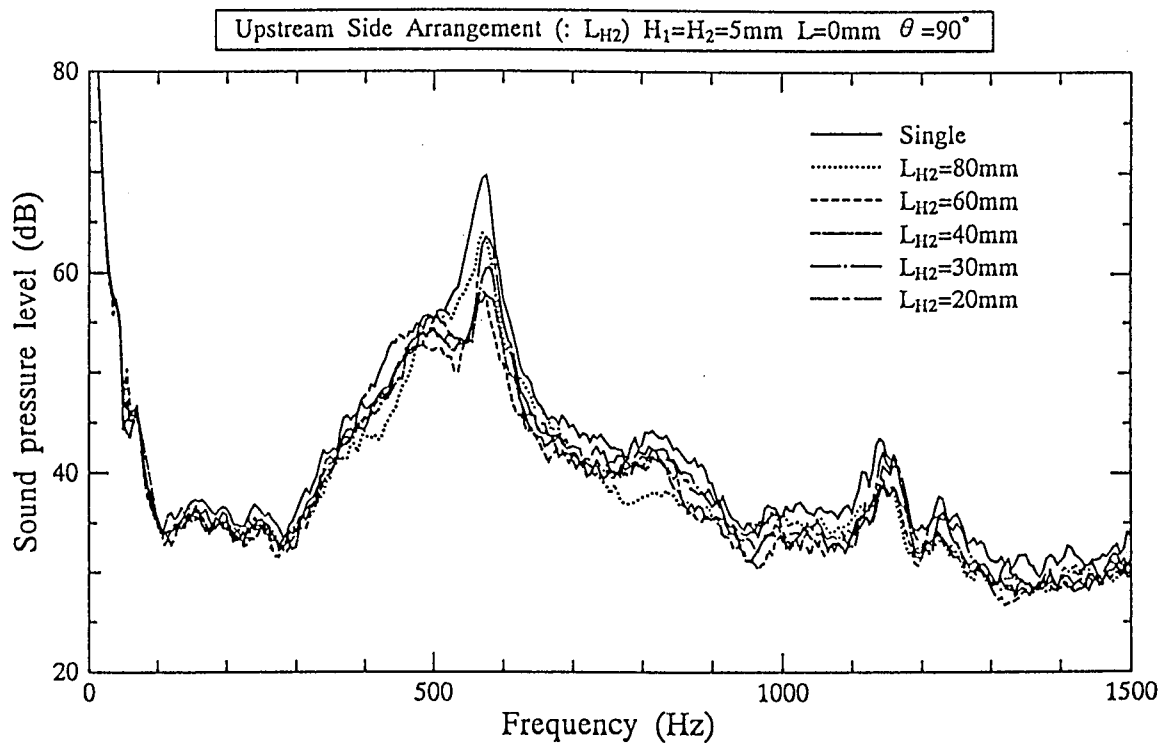


図 6.3.18 第二角柱を上流側設置した場合の発生音スペクトル
($H_1=H_2=5\text{mm}$, $\theta=90^\circ$)

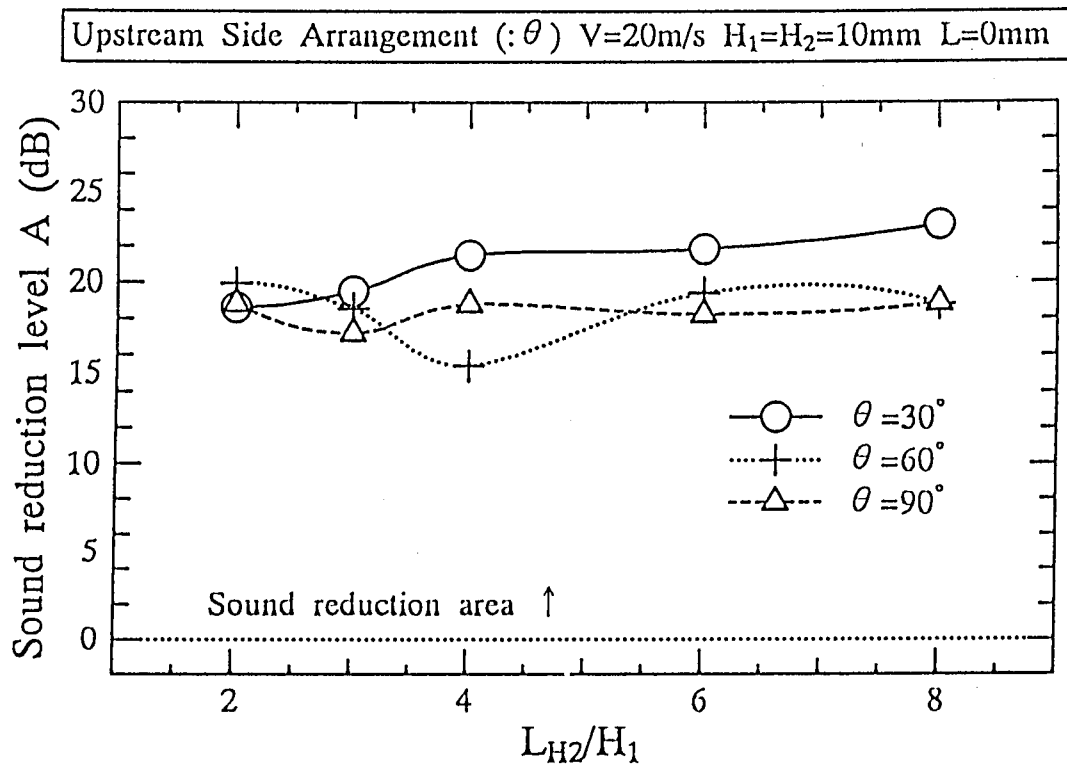


図 6.3.19 第二角柱を上流側設置した場合の減音量 A ($H_1=H_2=10\text{mm}$, θ で比較)

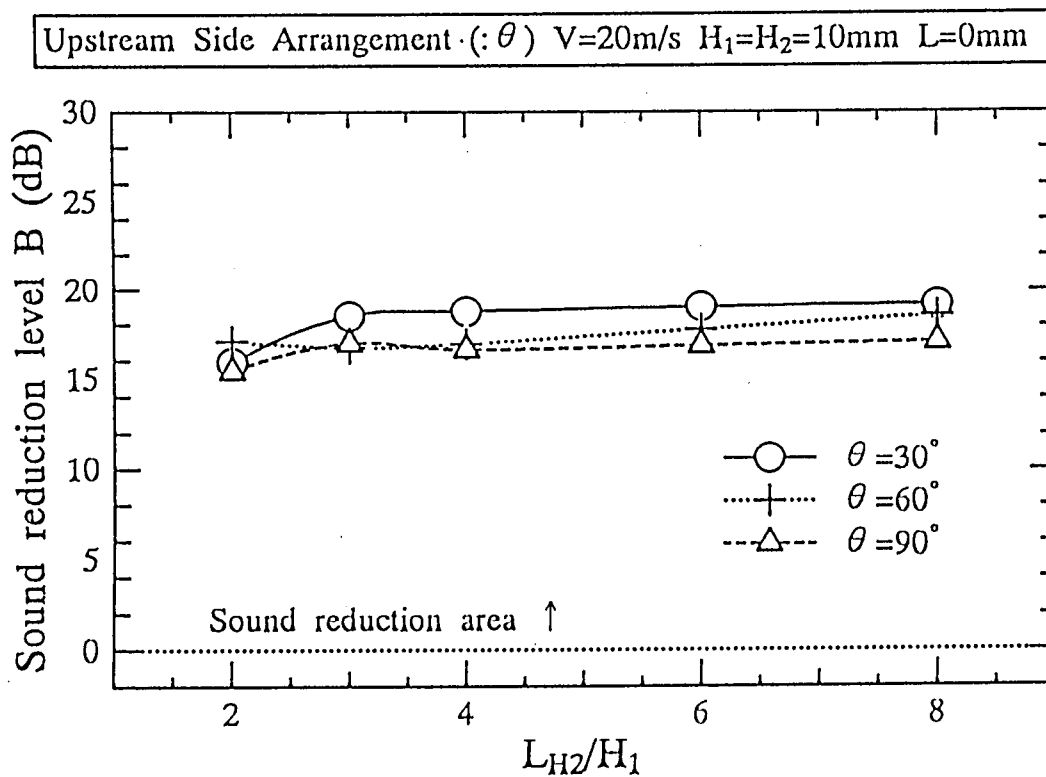


図 6.3.20 第二角柱を上流側設置した場合の減音量 B ($H_1=H_2=10\text{mm}$, θ で比較)

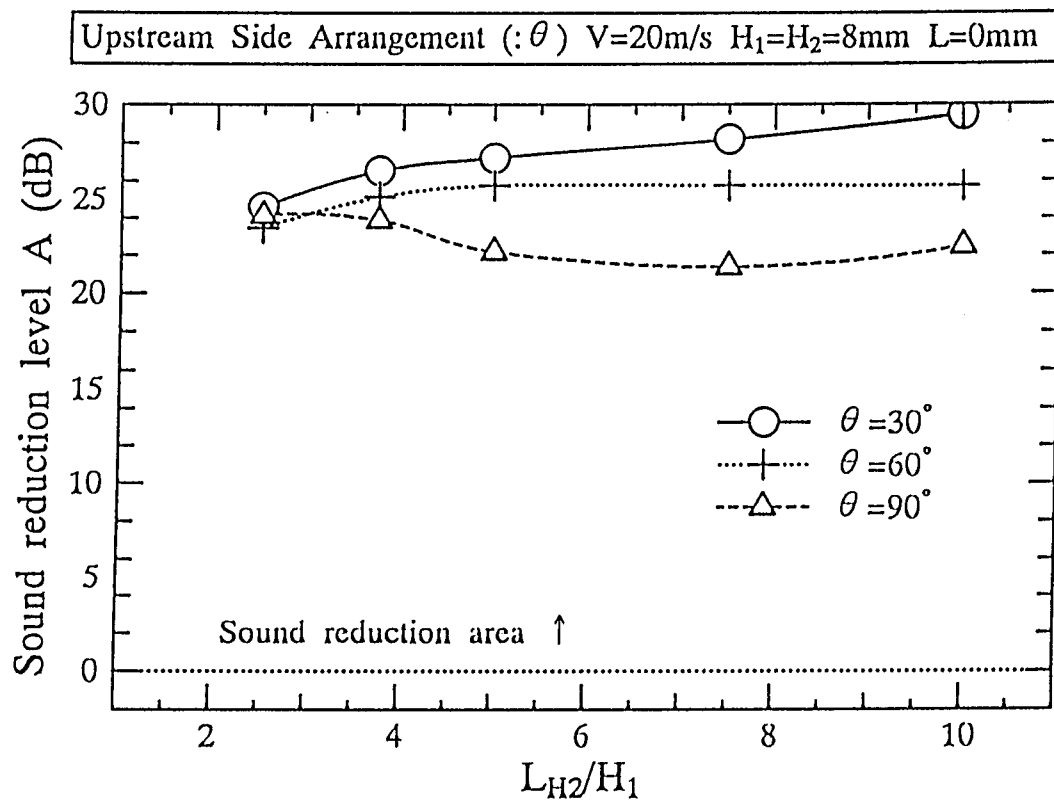


図 6.3.21 第二角柱を上流側設置した場合の減音量 A ($H_1=H_2=8\text{mm}$, θ で比較)

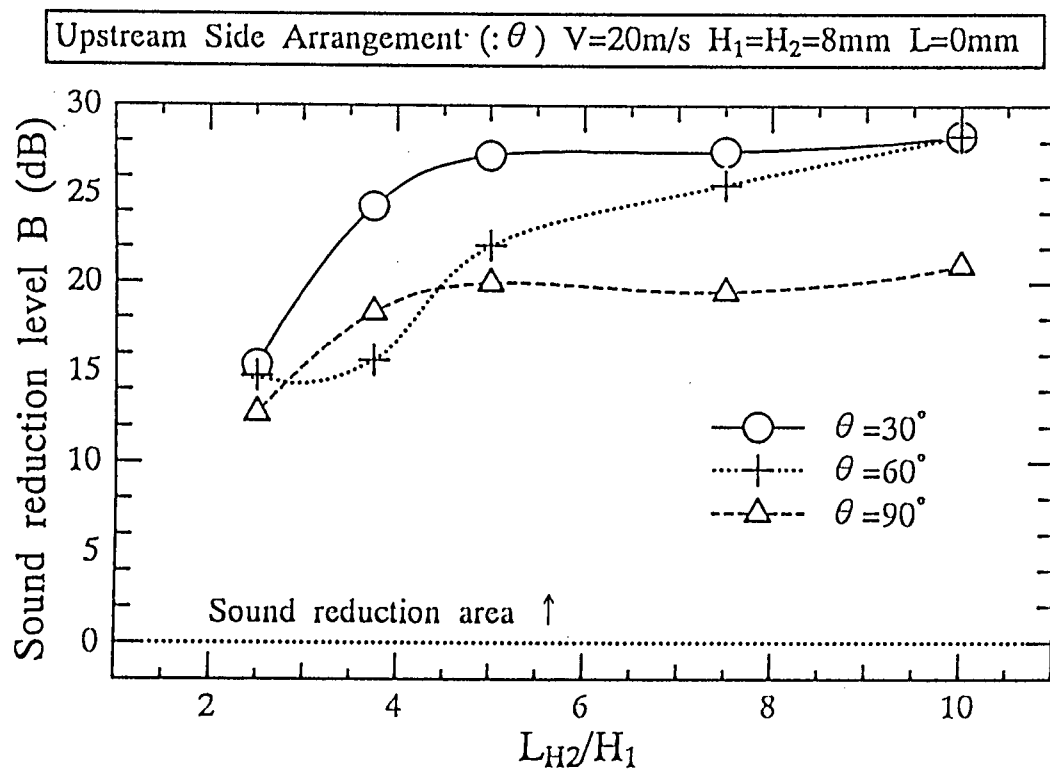


図 6.3.22 第二角柱を上流側設置した場合の減音量 B ($H_1=H_2=8\text{mm}$, θ で比較)

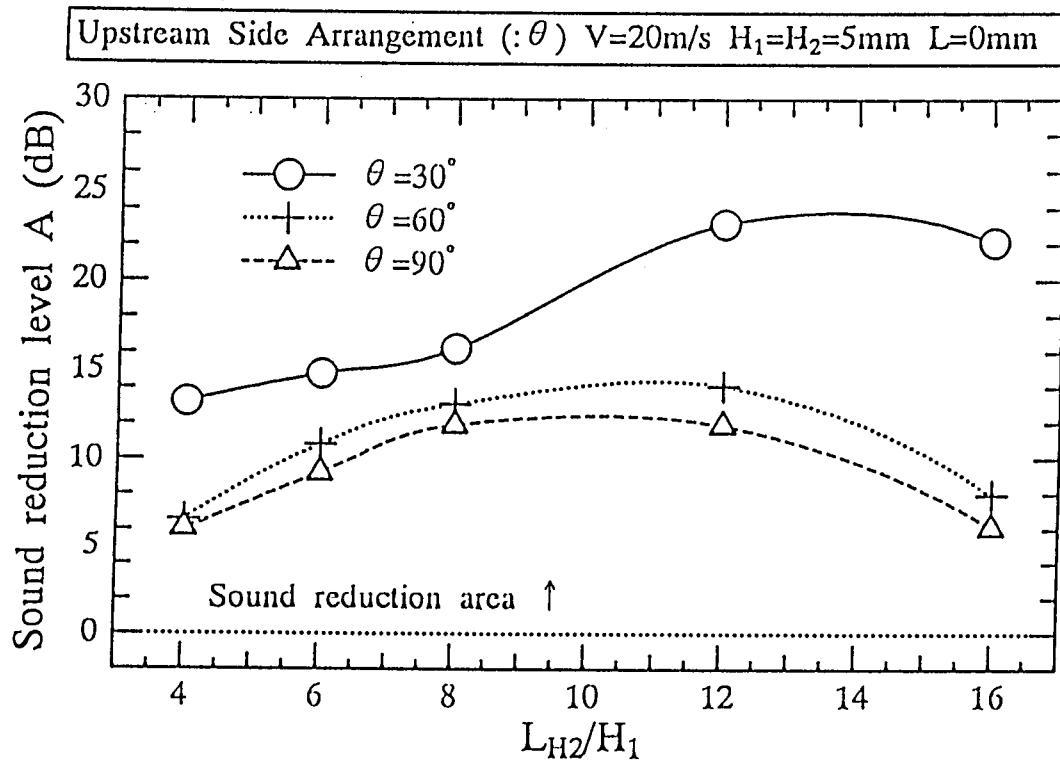


図 6.3.23 第二角柱を上流側設置した場合の減音量 A ($H_1=H_2=5\text{mm}$, θ で比較)

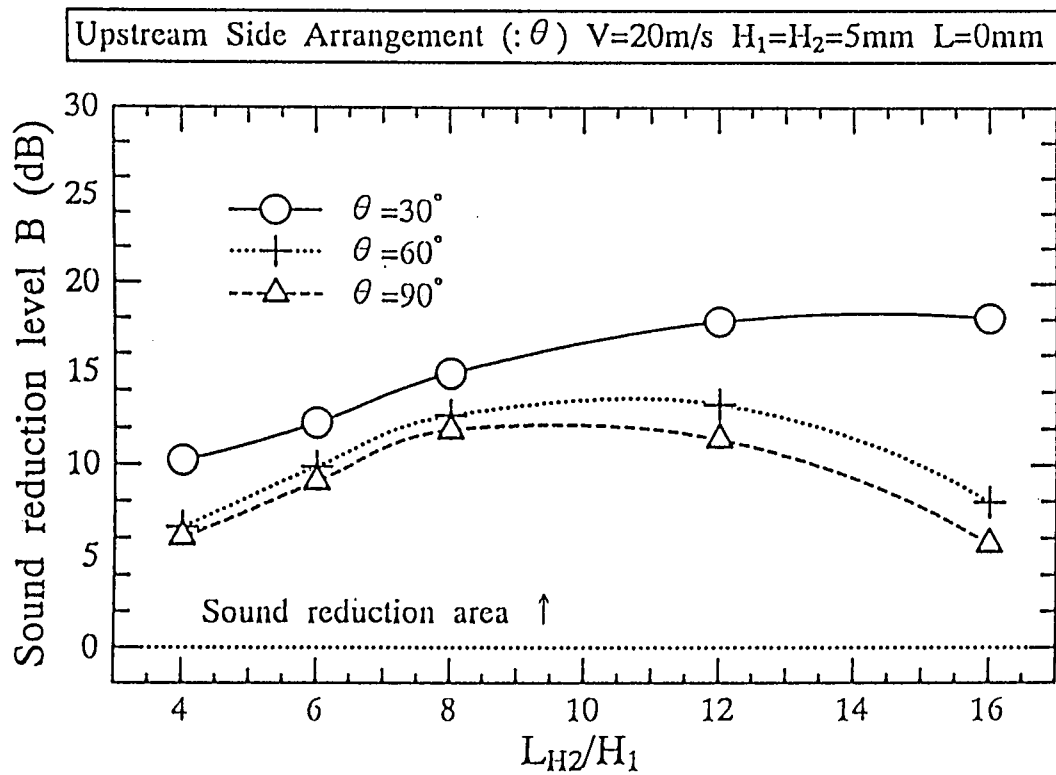


図 6.3.24 第二角柱を上流側設置した場合の減音量 B ($H_1=H_2=5\text{mm}$, θ で比較)

6.4 二円柱交差によるカルマン渦音低減効果の検証

6.4.1 コヒーレンス関数のピーク成分

ここでは、音源である物体表面の圧力変動と発生音のコヒーレンス関数分布を調べることで、二円柱交差によって第一円柱の音源としての寄与度がどのように変化したかを調べる。また、コヒーレンス関数の周波数特性および円柱表面上の分布から、カルマン渦音の低減メカニズムの解明を試みる。

6.4.1. (1) コヒーレンス関数

第2章で示したように、コヒーレンス関数 $\gamma^2(f)$ は系の入力と出力の因果関係の度合いを示すもので、 $\gamma^2(f)$ は 0 から 1 の間の値をとる。 $\gamma^2(f)=1$ の場合、その周波数において径の出力が全て入力に起因していることを意味する。また、 $\gamma^2(f)=0$ の場合系の入力と出力にはまったく関係ないことになる。 $0 < \gamma^2 < 1$ のとき、測定とは無関係な信号、系内部で発生するノイズ、系の比直線性または時間遅延などがあると考えられる。コヒーレンス関数 $\gamma^2(f)$ は以下のように表わされる。

$$\gamma^2(f) = \frac{|S_{xy}|^2}{S_{xx} \cdot S_{yy}} \quad (6.4.1)$$

S_{xx} S_{yy} はそれぞれ円柱表面の変動圧力と音圧信号のパワースペクトルで、 S_{xy} はそれら 2 信号のクロススペクトルを表わしている。

本実験のコヒーレンス関数 $\gamma^2(f)$ の算出において、系の入力信号は円柱表面の変動圧力信号であり、同出力信号にあたるものはカルマン渦音の音圧信号である。また、周波数ごとに変動圧力とカルマン渦音の音圧信号からコヒーレンス関数を算出し、横軸に周波数、縦軸にコヒーレンス関数 $\gamma^2(f)$ を用いてスペクトル表示したものをコヒーレンス関数スペクトルとして用いている。図 6.4.1 に単独円柱のコヒーレンス関数スペクトルを代表して示す。なおピーク成分が特に明確であった $\alpha=70 \sim 120^\circ$ のみを示してある。

また、 L_s の増加に伴うピーク成分の卓越性を明確化するために、図 3.9.2 にコヒーレンス関数 γ^2 のピーク値と L_s の関係を示す。図からわかる通り $L_s=40\text{mm}$ を越えたあたりから曲線が低下し始めている。従って、 $0 \leq L_s \leq 40\text{mm}$ 周辺まではほぼ二次元的なカルマン渦が発生していると考えられる。これは $-40 \leq L_s \leq 40\text{mm}$ の範囲にカルマン渦音相関長さがあることを意味する。また、 $50 \leq L_s \leq 80\text{mm}$ の範囲で曲線が落込む原因は、ノズル気流外部に生じるせん断流やせん断流と円柱の干渉によって生じる乱れが伝搬したためだと考えられる。

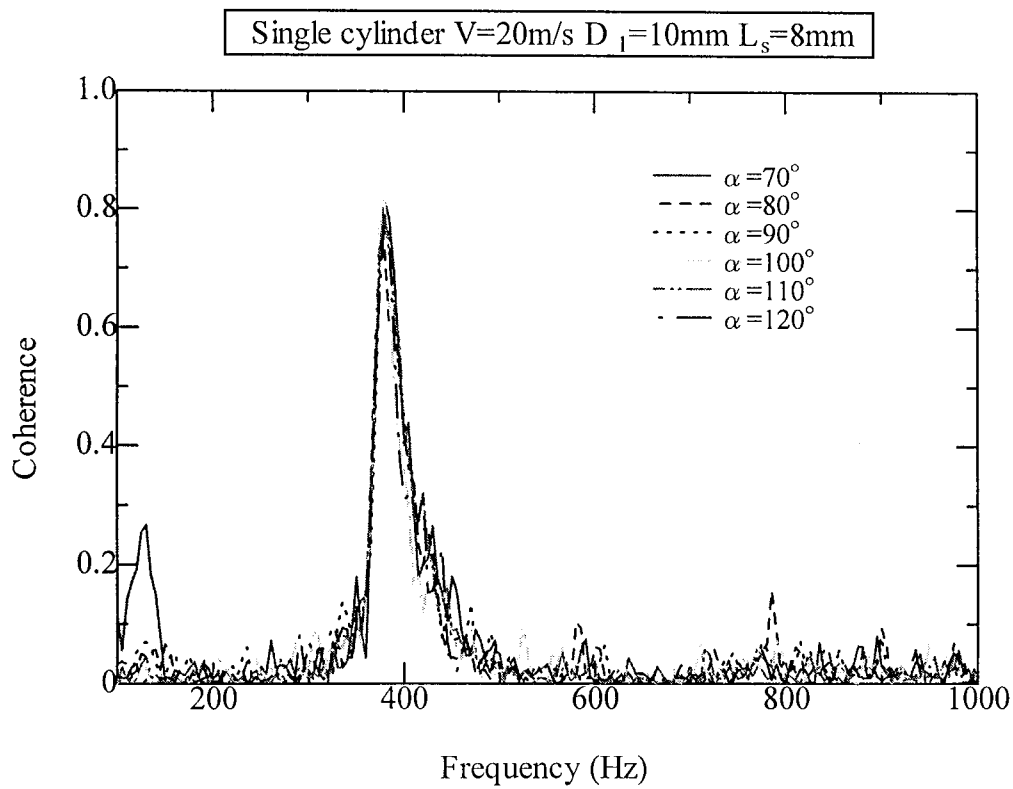


図 6.4.1 単独円柱のコヒーレンス関数スペクトル ($L_s=8\text{mm}$, $\alpha=70\sim 120^\circ$)

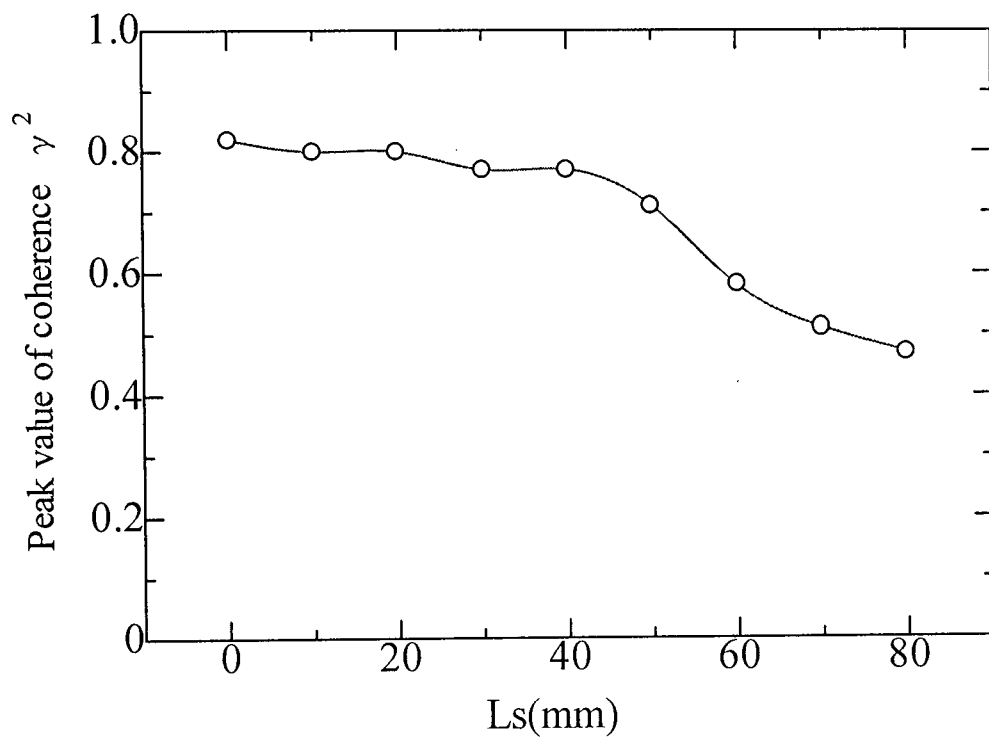


図 6.4.2 コヒーレンス関数のピーク成分と L_s の関係

6.4.1. (2) カルマン渦の相関長さ

これまで、空力音の発生に相関長さが大きく関与していることを述べてきたが、ここでは飯田等が提唱するカルマン渦の空間関連度関数を算出し速度変動の空間構造を表わす積分特性距離とのアナロジーを用いて相関長さを算出する方法について述べ相関長さを求めていく。

飯田等は空力音の発生には各周波数の空間的な構造的な因子になると考え、表面圧力変動の各周波数の構造的な評価するために、円柱表面の圧力変動のスパン方向関連度関数を

$$\overline{C}(f) = \frac{\overline{|S_{ij}(f)|^2}}{S_i(f) \cdot S_j(f)} \leq 1 \quad (6.4.2)$$

と定義した。ここで、 S_i は圧力変動のパワースペクトル、 S_{ij} は空間的に離れた二点間圧力変動のクロススペクトルである。そして、得られたスパン方向空間相関はガウスの余誤差関数で近似できると考えて、 Z をスパン方向距離として次のように定義した。

$$C(Z) = \exp(\eta Z^2 / D^2) \quad (6.4.3)$$

次にスパン方向距離 Z に対する関連度関数 C と Z 軸で囲まれた面積 Sc を求め、関連度 C がすべての Z に対して 1(すなわち完全に位相がそろった場合)の場合を考え、この条件で関連度関数 C と二つの座標軸に囲まれた面積が Sc と等価になる Z 軸座標を求め、これを相関長さ Lc とした。従って、各周波数の相関長さを $Lc(f)$ として、Wallis の公式を適用し

$$Lc(f) = \int_0^\infty C(f, Z) dZ = \int_0^\infty \exp(\eta Z^2 / D^2) dZ = \frac{D\sqrt{\pi}}{2\sqrt{-\eta}} \quad (6.4.4)$$

とした。そして、最終的に Lc が次のように、レイノルズ数の平方根に逆比例することを示している。

$$\frac{Lc}{D} \propto \frac{1}{\sqrt{Re}} \quad (6.4.5)$$

これらの式を用いた場合の、本研究の供試体におけるカルマン渦音相関長さを算出していく。まず、図 6.4.3(a)～6.4.3(e)にレイノルズ数の相違による空間関連度の違いを示した。そして、得られた係数 η をレイノルズ数の関数としてプロットしたものを図 6.4.4 に示す。

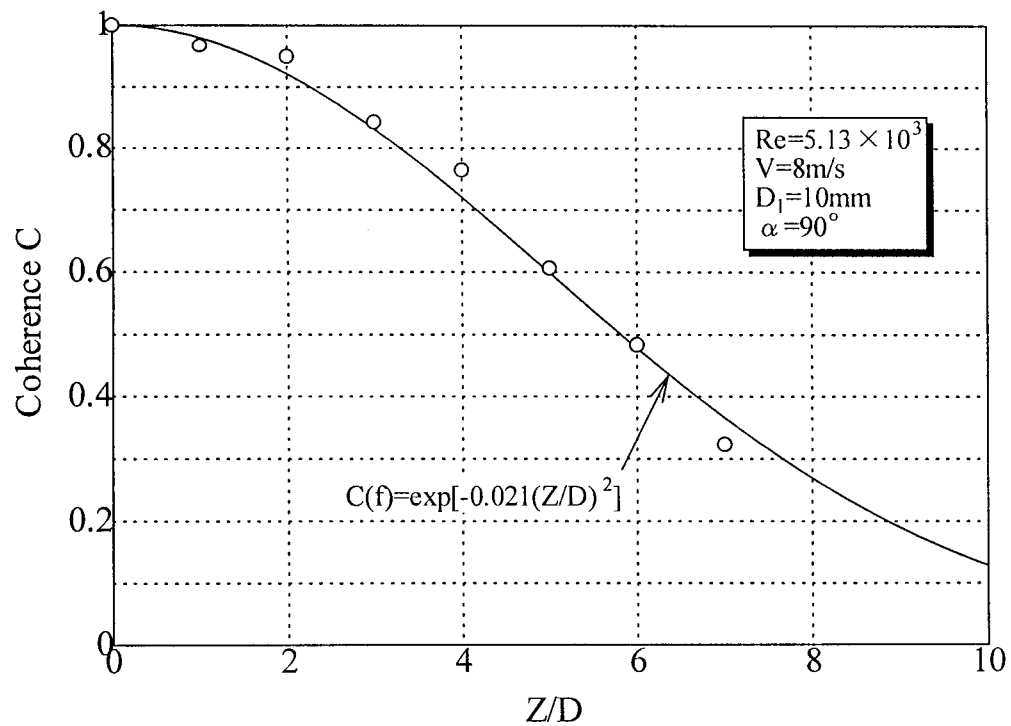


図 6.4.3(a) 空間関連度関数 C とスパン方向距離 Z の関係 ($Re=5.13 \times 10^3$)

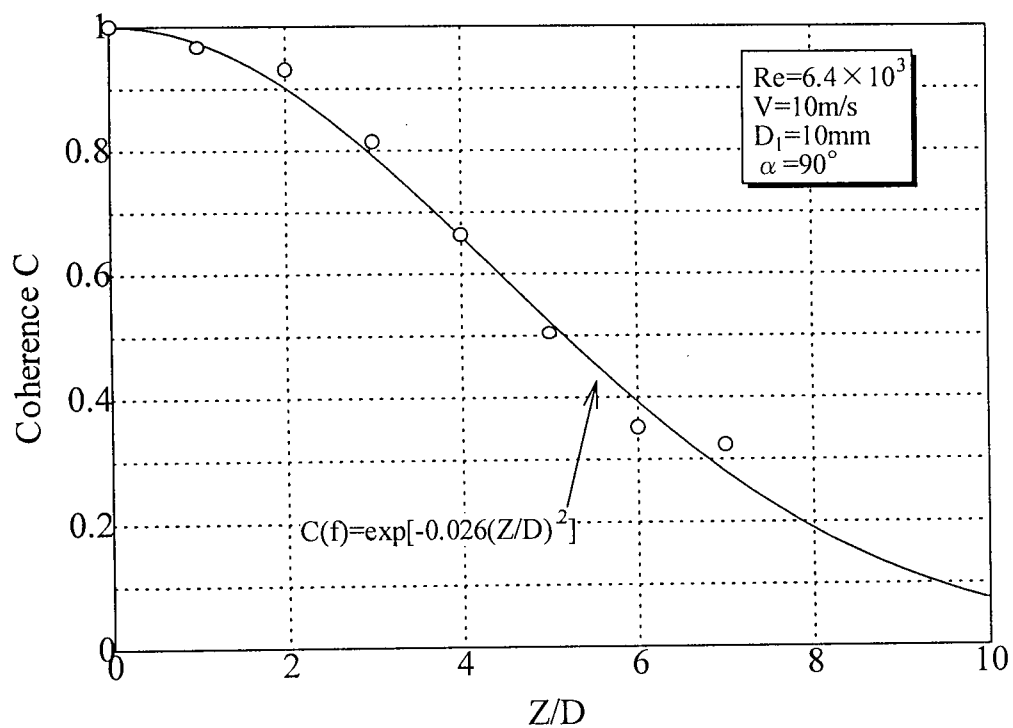


図 6.4.3(b) 空間関連度関数 C とスパン方向距離 Z の関係 ($Re=6.4 \times 10^3$)

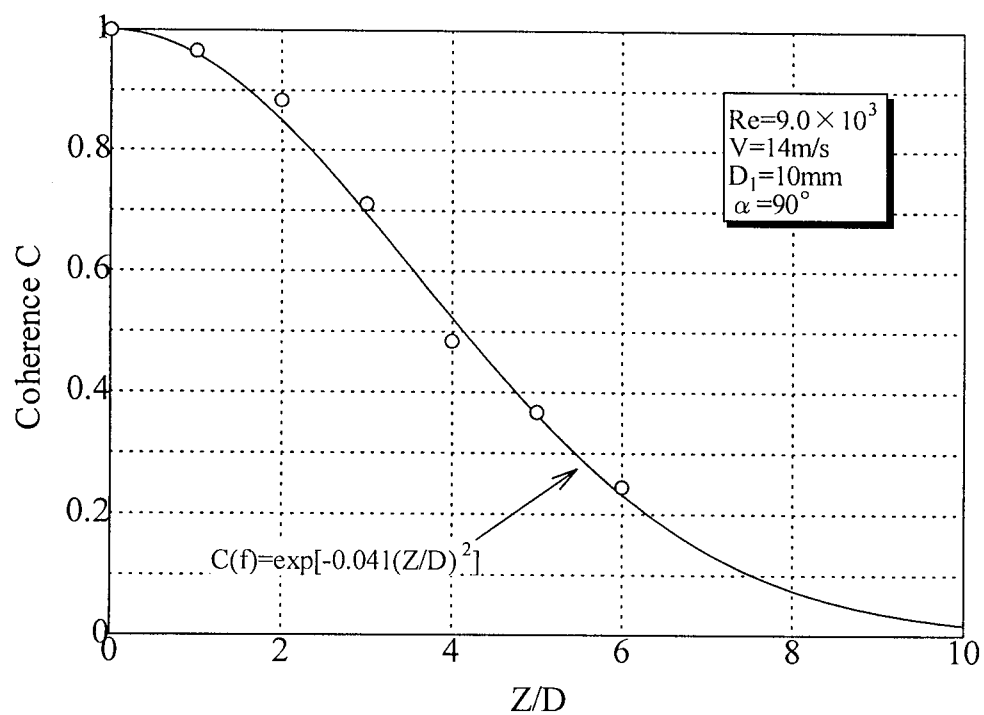


図 6.4.3(c) 空間関連度関数 C とスパン方向距離 Z の関係 ($Re=9.0 \times 10^3$)

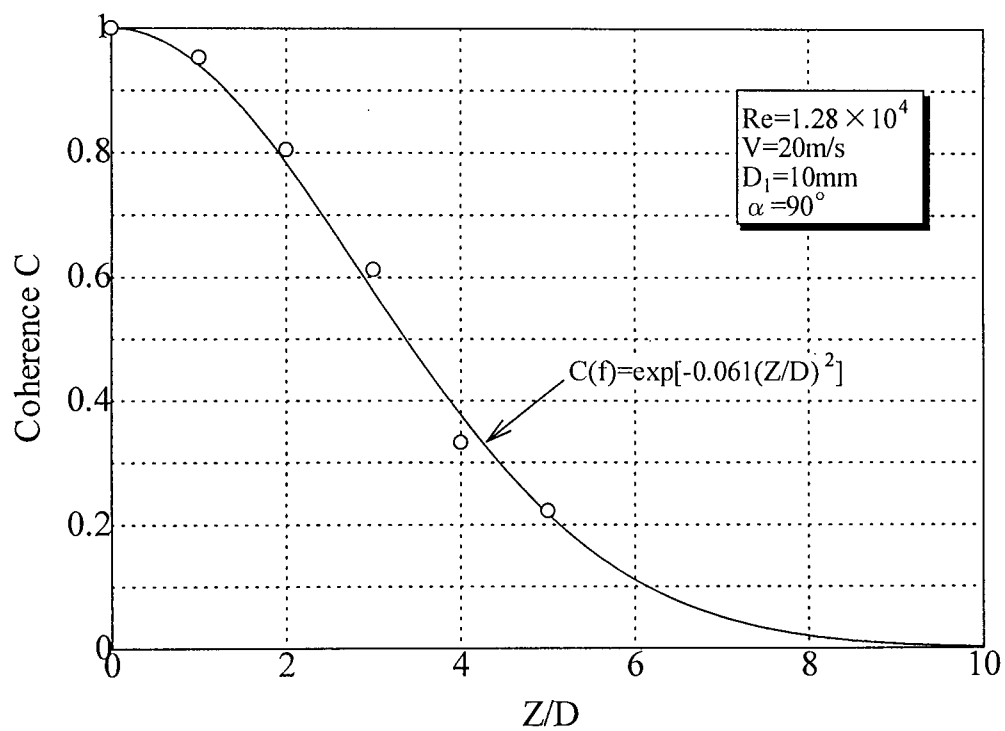


図 6.4.3(d) 空間関連度関数 C とスパン方向距離 Z の関係 ($Re=1.28 \times 10^4$)

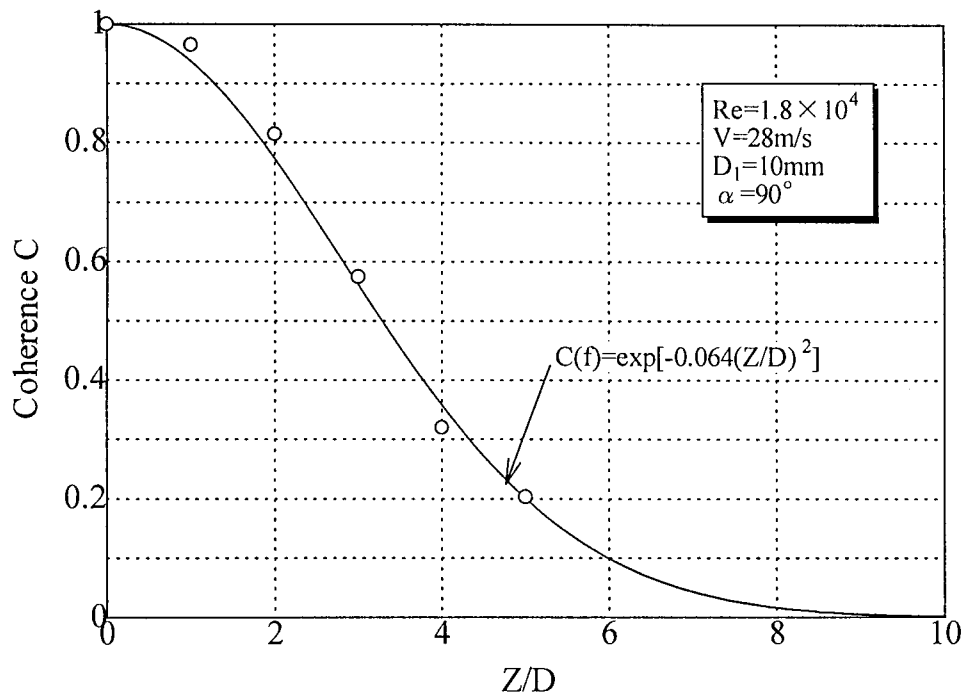


図 6.4.3(e) 空間関連度関数 C とスパン方向距離 Z の関係 ($Re=1.8 \times 10^4$)

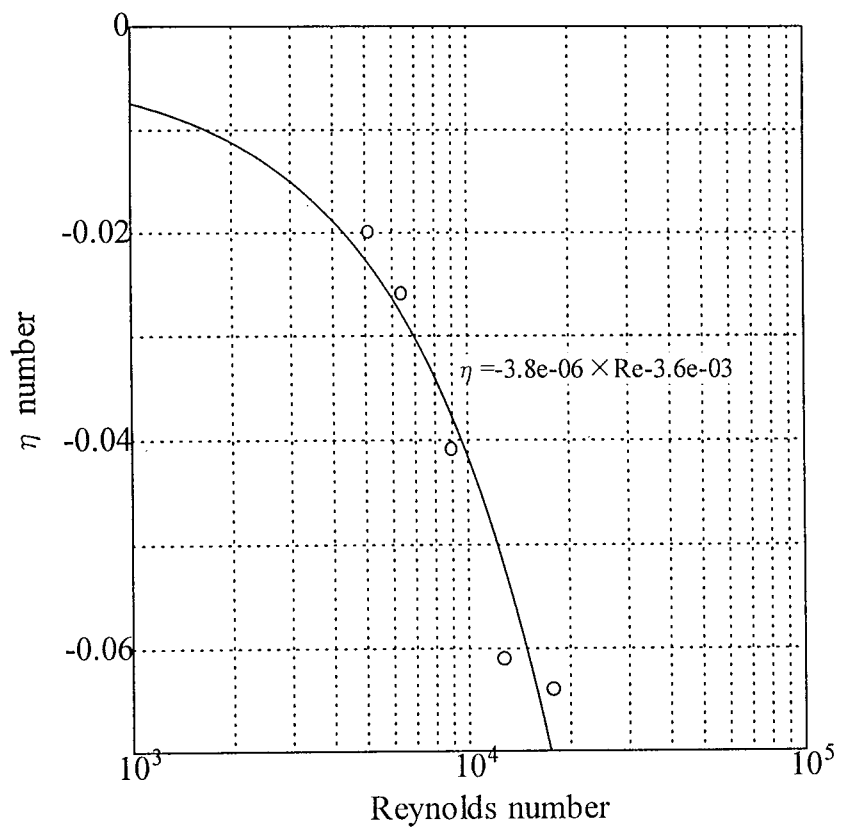


図 6.4.4 レイノルズ数と係数 η の関係

図 6.4.4 から係数 η は、

$$\eta(\text{Re}) = -3.8 \times 10^{-6} - 3.6 \times 10^{-3} \quad (6.4.6)$$

と表わせることがわかった。上図を元にして相関長さを算出すると表 6.4.1 のようになる。(6.4.6)式で表わされる η によって得られる L_c を理論相関長さ L_{CN} としている。また、流れ方向の渦スケールは $V/(2\pi f)$ であるから、カルマン渦の周波数に相当する流れ方向の渦スケールはストロハル数を用いて、

$$L_k = \frac{D}{2\pi St} \quad (6.4.7)$$

と表わし L_c/L_k を算出している。そして、レイノルズ数と相関長さの関係を図 6.4.5 に示す。ここで $V=20\text{m/s}$ の時の相関長さが約 36mm と算出された。

表 6.4.1 表面変動圧力の相関長さ

Re	5.13×10^3	6.4×10^3	9.0×10^3	1.28×10^4	1.8×10^4
L_c/L_k	7.87	6.91	5.50	4.51	4.40
L_c/D	6.27	5.50	4.38	3.59	3.50
L_{CN}/D	5.83	5.30	4.57	3.88	3.31

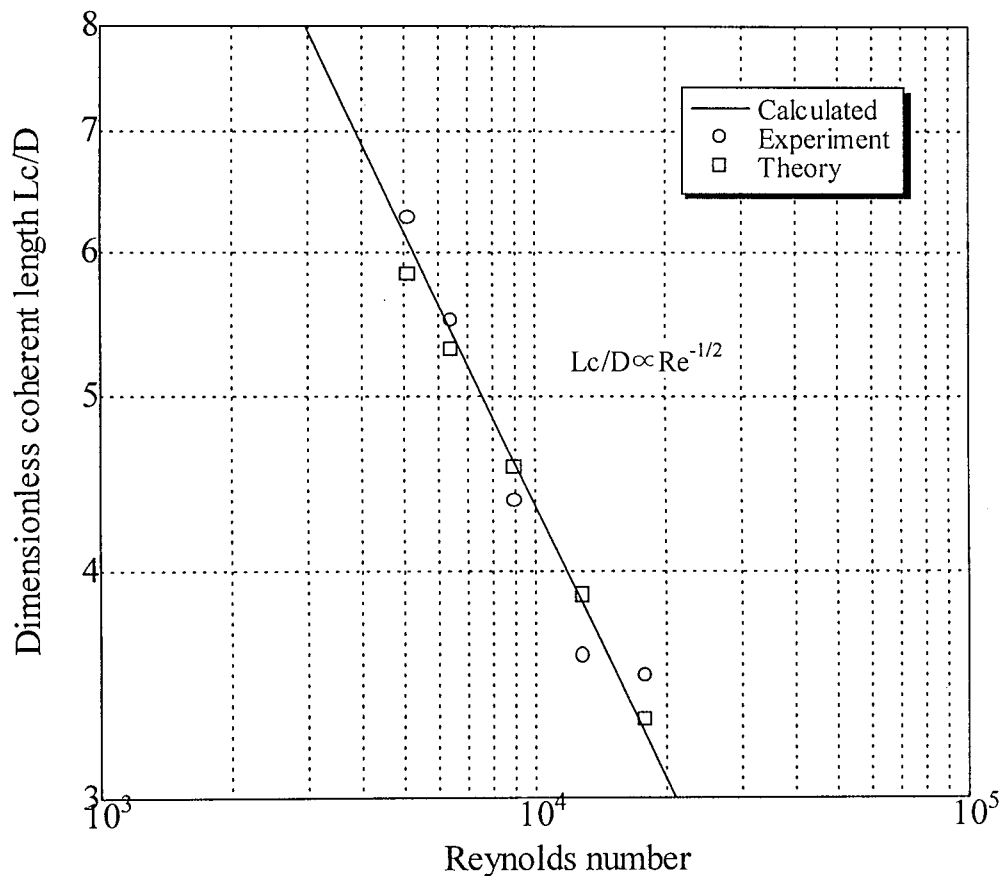


図 6.4.5 レイノルズ数と相関長さの関係

また、上図よりレイノルズ数と相関長さの間には、

$$\frac{Lc}{D} = \frac{435}{\sqrt{Re}} \quad (6.4.8)$$

なる関係があることが確認された。これは、飯田等が提唱したモデルにおける、

$$\frac{Lc}{D} = \frac{511}{\sqrt{Re}}$$

とほぼ一致していることから相関長さ Lc は、レイノルズ数の平方根に逆比例していることが確認された。

6.4.1. (3) コヒーレンス関数 γ^2 ピーク成分

ここではコヒーレンス関数 γ^2 のスペクトルにおいて特に 300～400Hz のピーク成分に着目してその成分の相関について比較検討する。図 6.4.6 に単独円柱のコヒーレンス関数スペクトルからピーク成分のみを抽出し、円柱周りにコヒーレンス分布図を描いた。図 6.4.6 からコヒーレンス関数の分布は淀み点を除いてほぼ全周にわたってほぼ均一な大きさに分布していることから、カルマン渦の変動圧力による空間構造は、時間平均的に見て二次元的な構造をしているということが証明された⁵⁶⁾。なお、円柱表面の静的壁面圧力測定による抗力係数分布(図 6.4.7)において、はく離点は $\alpha=78^\circ$ 付近であることがわかっているが、相関を見る限りではその関係を示唆するものは確認できなかった。

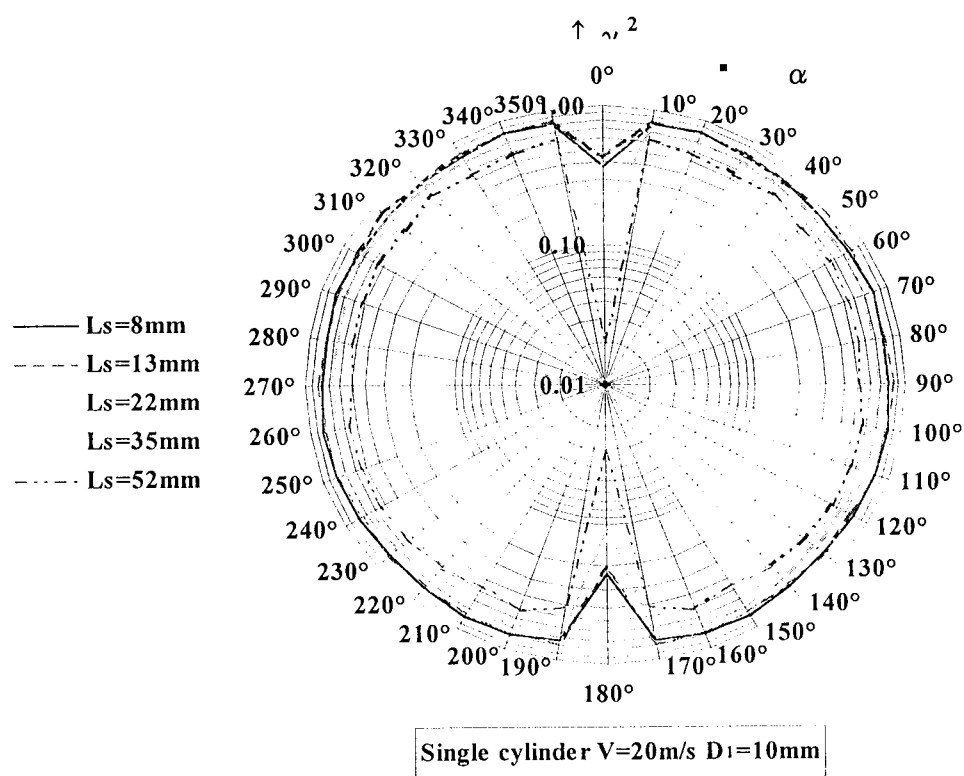


図 6.4.6 単独円柱のコヒーレンス関数ピーク成分分布

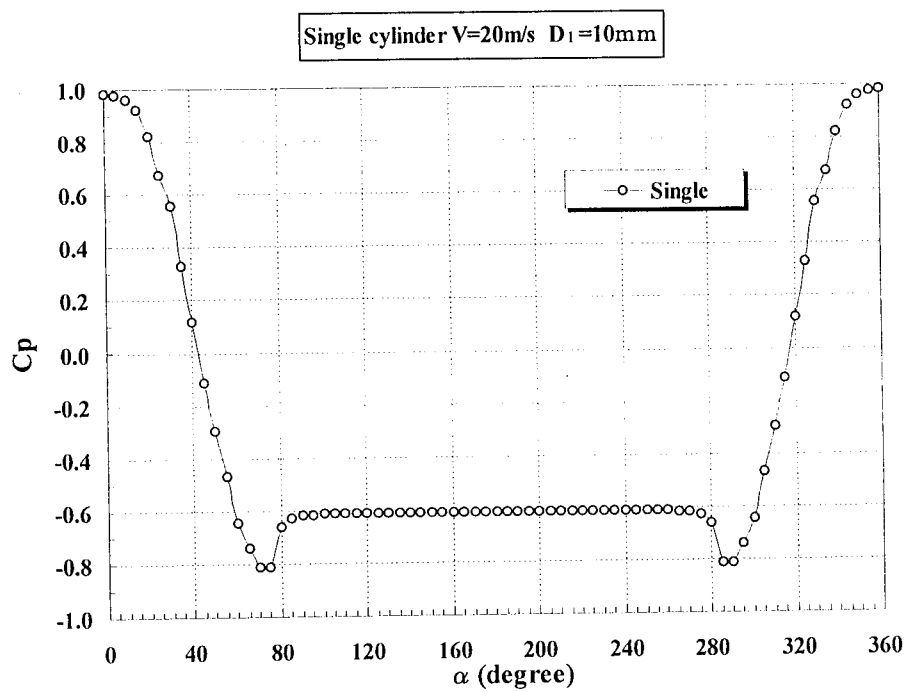


図 6.4.7 単独円柱の抗力分布

6.4.1.(4) 第二円柱下流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分変化

図 6.4.8(a)～図 6.4.8(c)において第二円柱下流側配置時の交差条件ごとに、第一円柱表面コヒーレンス関数ピーク成分の分布状態を示した。図示した三図の交差条件は $\theta = 90^\circ$ で L_{D2} のみを 20, 30, 60mm と変化させたものである。

それぞれの図を比較すると、 $L_s=8\text{mm}$ の分布に大きな違いを確認することが出来る。 $L_{D2}=20\text{mm}$ と 30mm の線図においては蝶に似た特徴的なコヒーレンス関数分布が見られる。しかし、 $L_{D2}=60\text{mm}$ になるとこの分布形状は崩れ、コヒーレンス値の大きさ自体が小さくなっている。つまり、 L_{D2} が長くなるにつれて、第一円柱前縁のコヒーレンス値の大きさが減少してくることが分かる。そして、それに伴って L_s 方向の γ^2 分布も低下していく。それに比べて、円柱後縁の値の減少量は比較的小さいと言える。しかし、最も特徴的なのは $L_s=8\text{mm}$ の分布である。

下流側配置の場合、第一円柱の下流側に第二円柱が配置されている。そのため、二円柱交差位置近傍の第一円柱後縁では、第二円柱の影響を直接受けると思われる。これは、第二円柱の長さ L_{D2} が 20, 30, 60mm と変化しても、第一円柱後縁の分布には、前縁ほど大きな変化がないことから想像できることである。

これに対して第一円柱前縁の分布形状は L_{D2} の長さによって大きく異なっている。第一円柱前縁のコヒーレンス値の大きさは L_{D2} が長くなるにつれて減少していくことから、 L_{D2} の長さの違いによって影響に違いが出てくるものと考えられる。円柱前縁の値が比較的大きい $L_{D2}=20, 30\text{mm}$ の場合は、第二円柱によって生じる乱れの影響が、第一円柱前縁に十分に伝搬していないと考えられる。つまり、第二円柱の影響を上流側に伝搬させるには、 $L_{D2}=20\text{mm}, 30\text{mm}$ 程度のものでは不十分であると考えられる。

その原因として考えるのは、第一円柱からの剥離領域内に第二円柱が入ってしまっていることが考えられる。第一円柱後方のはく離領域内に第二円柱が埋もれてしまえば、主流から十分な流速を得ることが出来ないと考えられる。そのような状態では、第二円柱周辺で生じる流れの変化を第一円柱側に伝搬させにくくなってしまうと考えられる。しかし、この考えを立証するためには、二円柱交差位置近傍の流れの状態を調べる必要がある。

以上の実験結果から、下流側配置において $L_{D2}=20\text{mm}$ および $L_{D2}=30\text{mm}$ において減音効果が比較的低い原因は、第二円柱の影響が第一円柱前縁に十分に波及せず、カルマン渦音を誘起する変動圧力を完全に打ち消せないためであると言える。

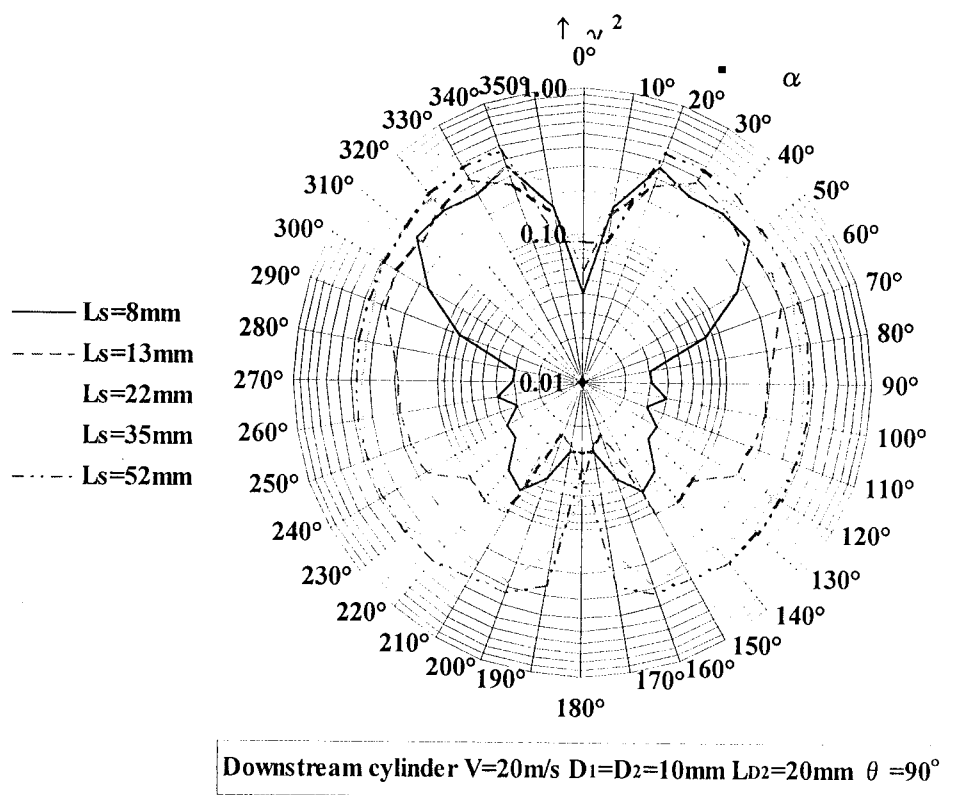


図 6.4.8(a) 第二円柱下流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分分布

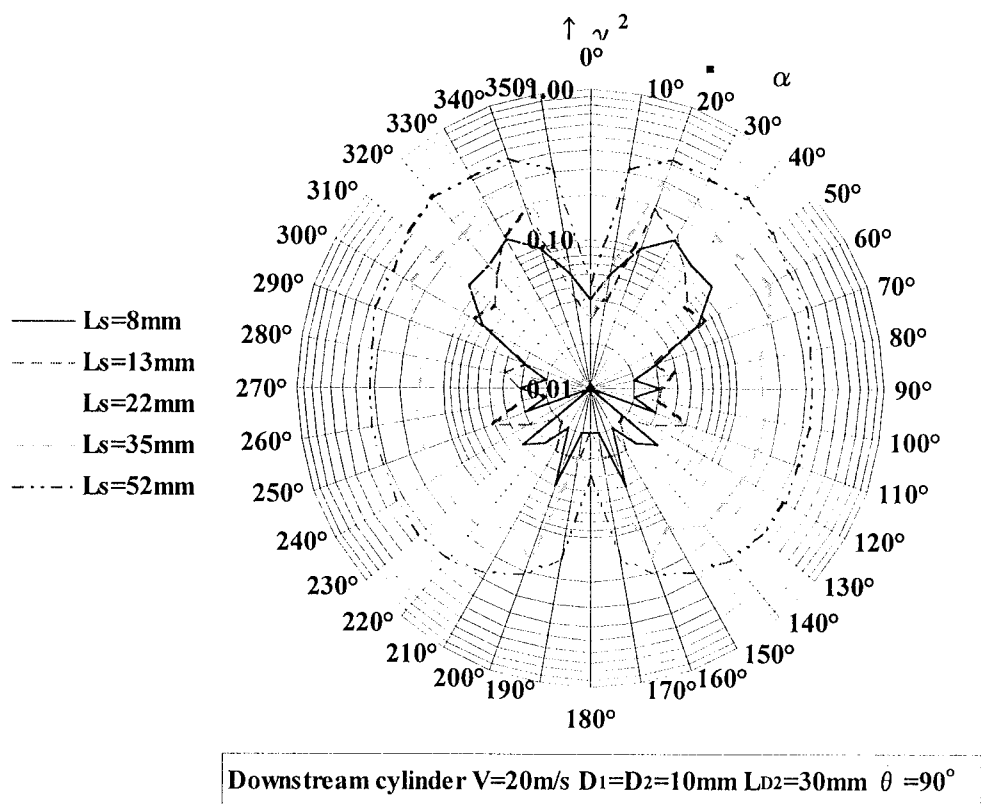


図 6.4.8(b) 第二円柱下流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分分布

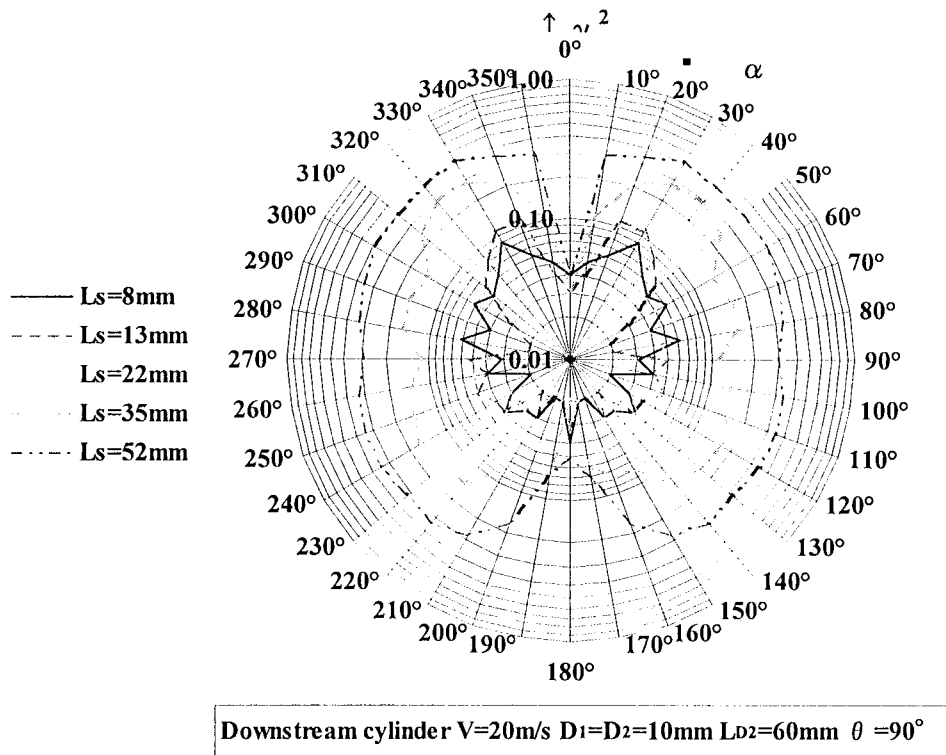


図 6.4.8(c) 第二円柱下流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分分布

6. 4. 1. (5) 第二円柱上流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分変化

図 6.4.9(a)～図 6.4.9(c)において第二円柱上流側配置時の各交差条件にて、第一円柱表面コヒーレンス関数ピーク成分の分布状態を示した。図示した三図の交差条件は下流側配置時と同じように $\theta=90^\circ$ で L_{D2} のみを 20, 30, 60mm と変化させたものである。

まず $L_{D2}=20, 30\text{mm}$ の場合であるが、図 6.4.9(a), 図 6.4.9(b)のコヒーレンス関数 γ^2 分布を観ると、下流側配置 $L_s=8\text{mm}$ のときに現れていた蝶に似た分布形状が、明らかに縮小している。下流側配置の場合は $\alpha=20^\circ$ の時に最大で $\gamma^2 \doteq 0.37$ であったが、上流側配置の場合には $\gamma^2 \doteq 0.16$ が最高である。また、 $L_s=35\text{mm}$ や $L_s=52\text{mm}$ の分布形状は、下流側配置のときのものよりも分布範囲が小さい。 $L_s=52\text{mm}$ において、平均して 0.1 程度小さくなっている。

以上のように、上流側配置の場合は第二円柱の影響が、第一円柱全周に行き渡っていることがわかる。つまり、第二円柱の影響が局所的に波及しているのではなく、円周全周にわたってほぼ均一に波及していると言える。また他の L_s における分布形状も全体的に下流側配置より小さい。このようなことから、上流側配置では、第二円柱の影響がより広い範囲に伝搬していると言える。

一方、 $L_{D2}=60\text{mm}$ のコヒーレンス関数 γ^2 分布であるが、全ての L_s において $L_{D2}=20, 30\text{mm}$ におけるコヒーレンス関数の分布よりも分布範囲が広がっていることが分かる。これは、第一円柱表面に生じる変動圧力とカルマン渦音の相関が強くなっていることを

意味している。すなわち、発生音が大きくなる傾向を示している。このような傾向は減音量線図においても確認できるもので、 $L_{D2}=20\text{mm}$ ($L_{D2}/D_1=2$)を始点に $L_{D2}(L_{D2}/D_1)$ が増加するに従って、減音効果の低下が見られた。よって、第1円柱表面の変動圧力とカルマン渦音の相関という観点からも、 L_{D2} の増加に伴って減音効果が低下するという傾向を確認することが出来た。しかし、現段階ではこの傾向を生む原因を断定することは出来ない。

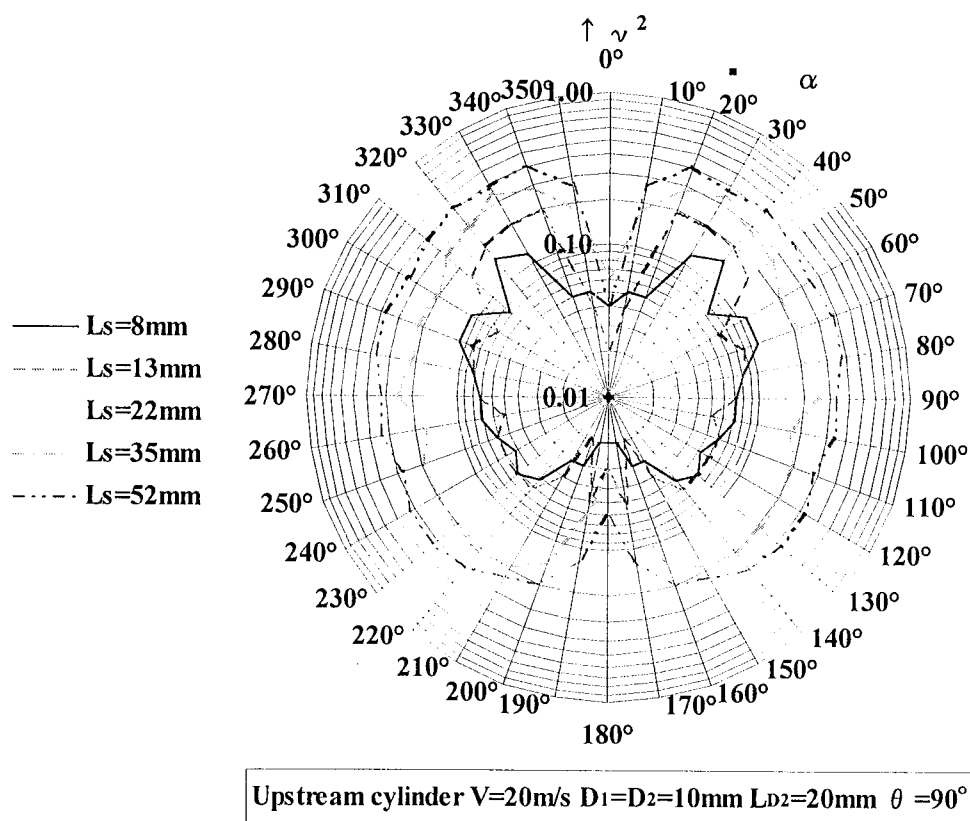


図 6.4.9(a) 第二円柱上流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分分布

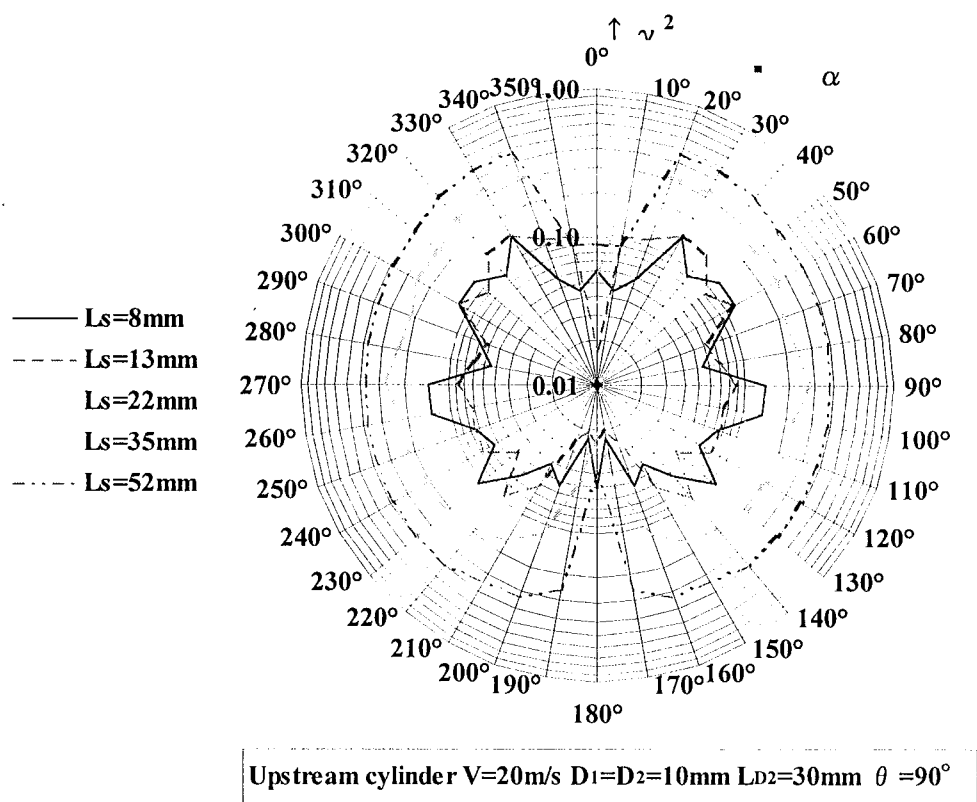


図 6.4.9(b) 第二円柱上流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分分布

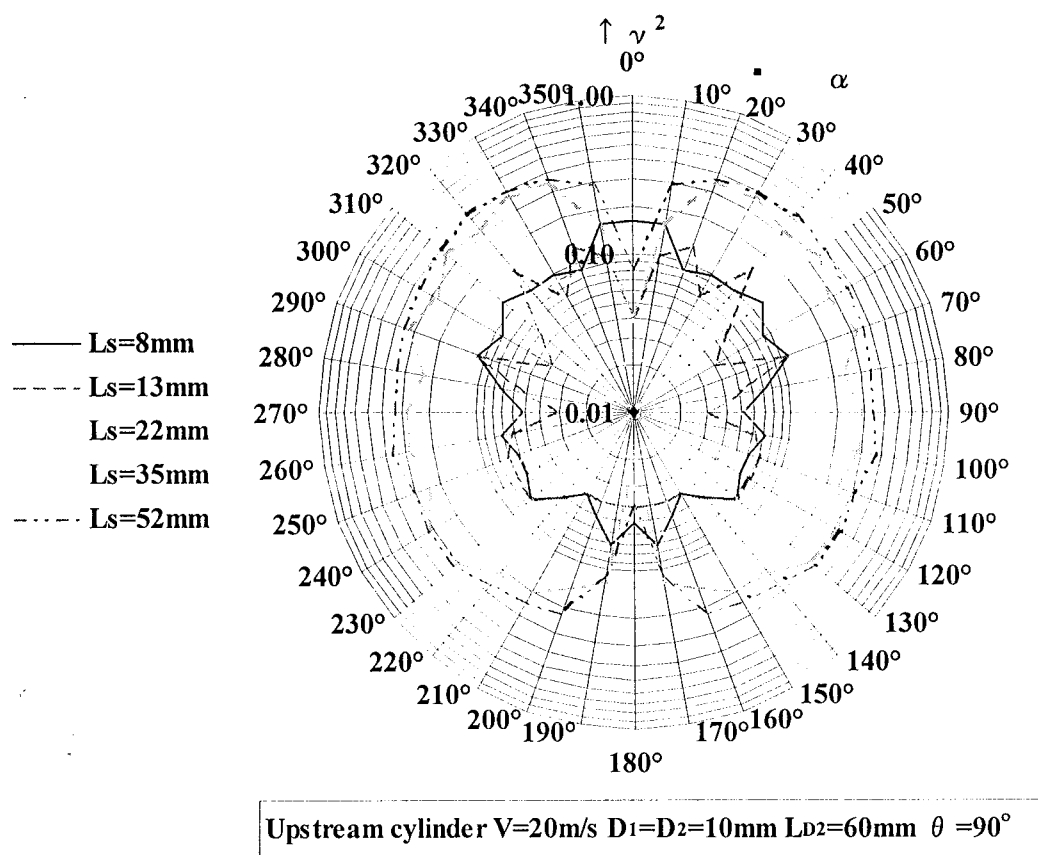


図 6.4.9(c) 第二円柱上流側配置時のコヒーレンス関数ピーク成分分布

6.4.2 コヒーレンス関数の周波数特性

ここでは、各 L_s における $\alpha=0\sim 360^\circ$ までの計 37 の測定点のコヒーレンス関数スペクトルをすべて重ね合わせ、コヒーレンス関数スペクトルの等高線(以下コヒーレンス関数等高線)を作成した。従って、コヒーレンス関数等高線は横軸に周波数(Hz)、縦軸に円柱の回転角度 $\alpha(^\circ)$ を示すことになる。図の詳細についての説明は、実際の図を見ながら行う。5 個のコヒーレンス関数等高線を表示してあるが、下段は $L_s=8\text{mm}$ におけるコヒーレンス関数等高線で、上段に $L_s=13, 22, 35, 52\text{mm}$ の順番で、それぞれのコヒーレンス関数等高線を示してある。また、各コヒーレンス関数等高線において、 γ^2 の強さを 0.05 毎に色分けを行い、各色が示すコヒーレンス関数の強さは等高線の左側に一覧表示した。ここで注意して頂きたいことは、コヒーレンス関数強度が最弱となる $0\sim 0.05$ に関しては、配色を灰色としていることである。その他の強度には、光のスペクトルの様に、紫、青、緑、黄、赤の色を用いて紫から赤になるに従い強度が増すように配色した。この様な等高線表示を用いることで、円柱表面の変動圧力とカルマン渦音の相関を、周波数帯と度合いの変化の両面から比較できる。

6.4.2. (1) 単独円柱のコヒーレンス関数等高線

図 6.4.10 に円柱を単独で配置した場合のコヒーレンス関数等高線を示した。図におけるコヒーレンス関数スペクトルのピーク周波数は約 400Hz である。この周波数は、円柱遠方のマイクロホンで計測した音圧スペクトルのピーク周波数成分と完全に一致している。

$L_s=8\text{mm}$ において、ピーク成分のコヒーレンス関数強さは黄色、すなわち $\gamma^2=0.8$ 前後であり、音と円柱表面変動圧力には強い相関があることが分かる。また、400Hz の 2 倍音成分と思われる $f=800\text{Hz}$ 付近にも分布が見られる。しかし、この強度は $0.10\sim 0.15$ ほどである。 $L_s=13\text{mm}$ においても 400Hz 付近の分布にはそれほど大きな変化はなく、 $L_s=8\text{mm}$ のときと分布傾向が似ている。また、 $L_s=22\text{mm}$ においても、分布領域外周部の形状が次第に乱れてくるが、 $L_s=8\text{mm}$ のときと分布状態は似通っている。しかし、 $L_s=35\text{mm}$ のコヒーレンス関数の分布において、 $f=400\text{Hz}$ 周辺の分布色が薄緑色となり、強度は $\gamma^2=0.7$ 前後になる。また、分布する領域の外周部の形状も $L_s\leq 35\text{mm}$ のときのものとは異なってきている。その傾向は、 $L_s=52\text{mm}$ になると、強度は $\gamma^2=0.55\sim 0.6$ 程度に減少し、分布領域の形状もさらに広くなり、形状がかなり変形してくることが確認できる。

以上のことから、第一円柱スパン方向にほぼ同一周期の変動圧力が生じているが、 L_s が増加するに従って、変動圧力周波数の卓越性は崩れてくる⁶²⁾ことが分かる。それに伴ってカルマン渦音の周波数の前後に変動圧力の周波数が広がっていくことが分かる。しかし、いずれにせよ第一円柱スパン方向に変動圧力の中心周波数は一定であり、カルマン渦音発生源としての同時性が強い⁶³⁾ことが分かる。

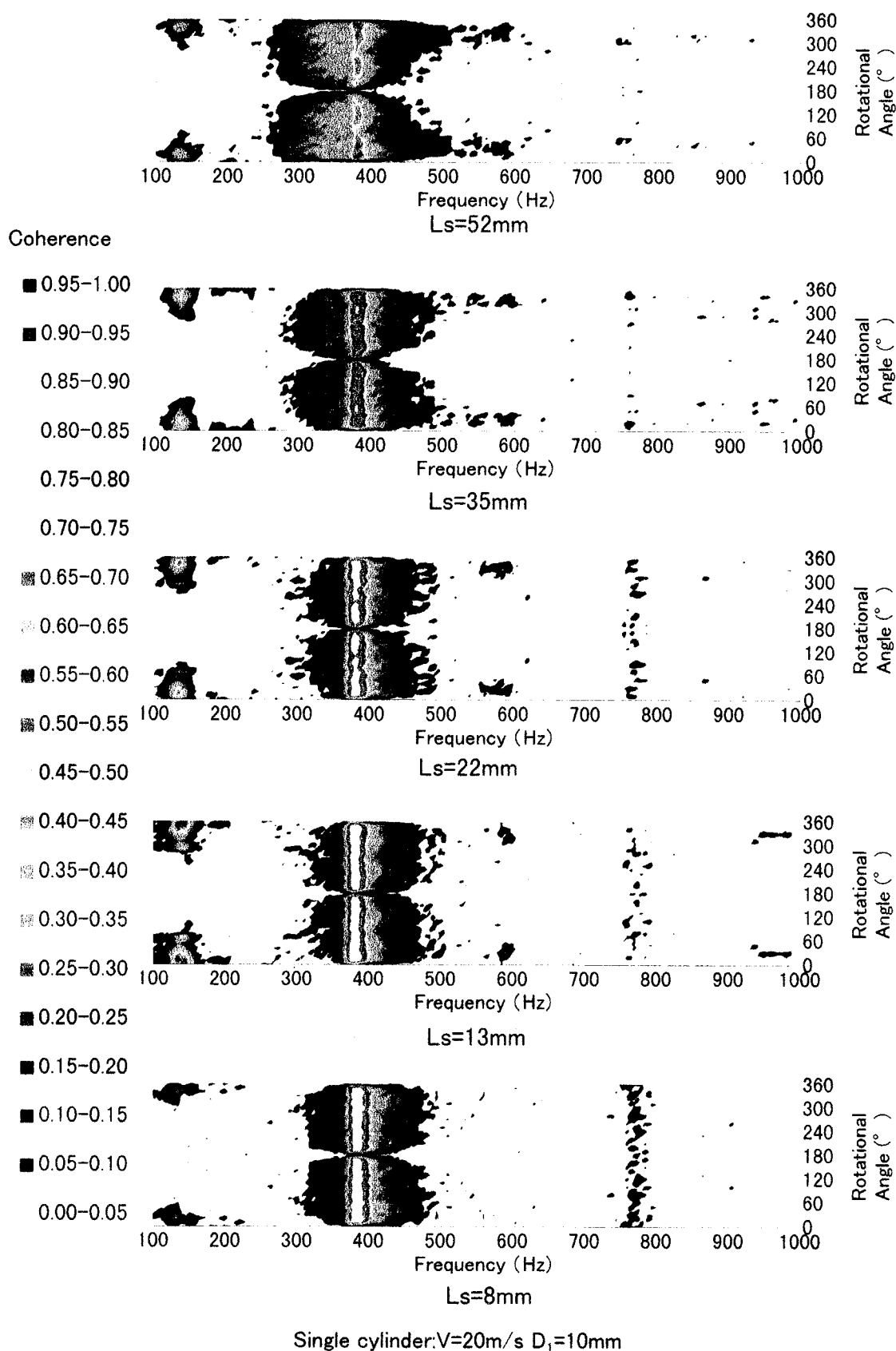


図6. 4. 11 単独円柱のコヒーレンス関数等高線
($D_1=D_2=10\text{mm}$)

6.4.2. (2) 交差二円柱によるコヒーレンス関数等高線

次に二円柱を交差させた状態で同じくコヒーレンス関数を測定し、等高線として示す。第二円柱を下流側に配置するよりも上流側に配置した方が優れた減音特性を有していることは前に述べた通りである。その減音特性から第二円柱の選択の基準をもう一度示す。交差二円柱間における減音量が十分確保できる幾何学的関係として、以下の図を得た。 L_h に次の関係があるとして、

$$L_h = \frac{L_{D2}}{2} \sin \theta \quad (6.4.9)$$

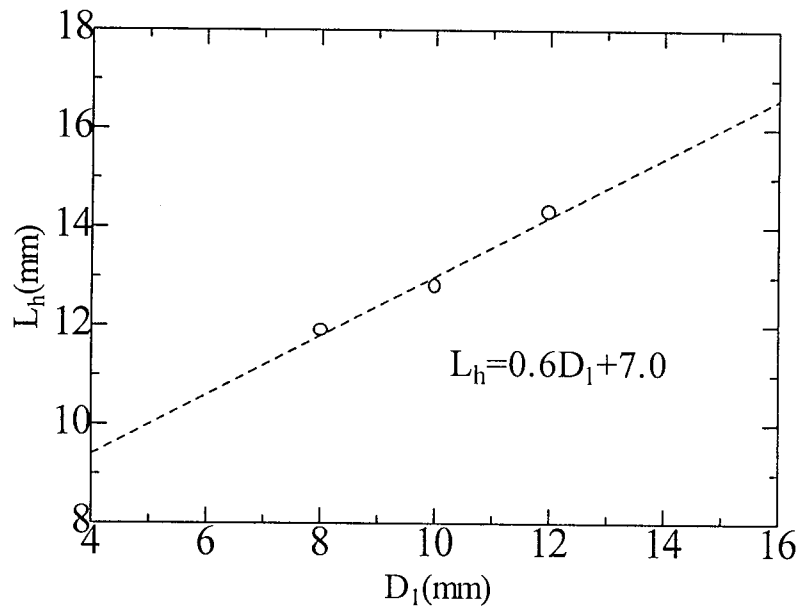


図 6.4.11 第一円柱直径と L_h との関係

式(6.4.9)に上図の関係を代入して、

$$L_{D2} \cong \frac{1.2D_1 + 1.4}{\sin \theta} \quad (7.04 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 1.69 \times 10^4) \quad (6.4.10)$$

から求まる L_{D2} を越えるような第二円柱を第一円柱の下流側に配置すれば、各直径毎に決まる最大減音量の平均値 $\pm 1\text{dB}$ の減音量を確保できることが確認できていることから、 L_{D2} は 20, 60mm を選択した。また、上流側に配置する第二円柱も下流側配置のものと比較するため同径のものを使用した。

6.4.2. (2) 交差円柱のコヒーレンス関数等高線

① 下流側設置の場合

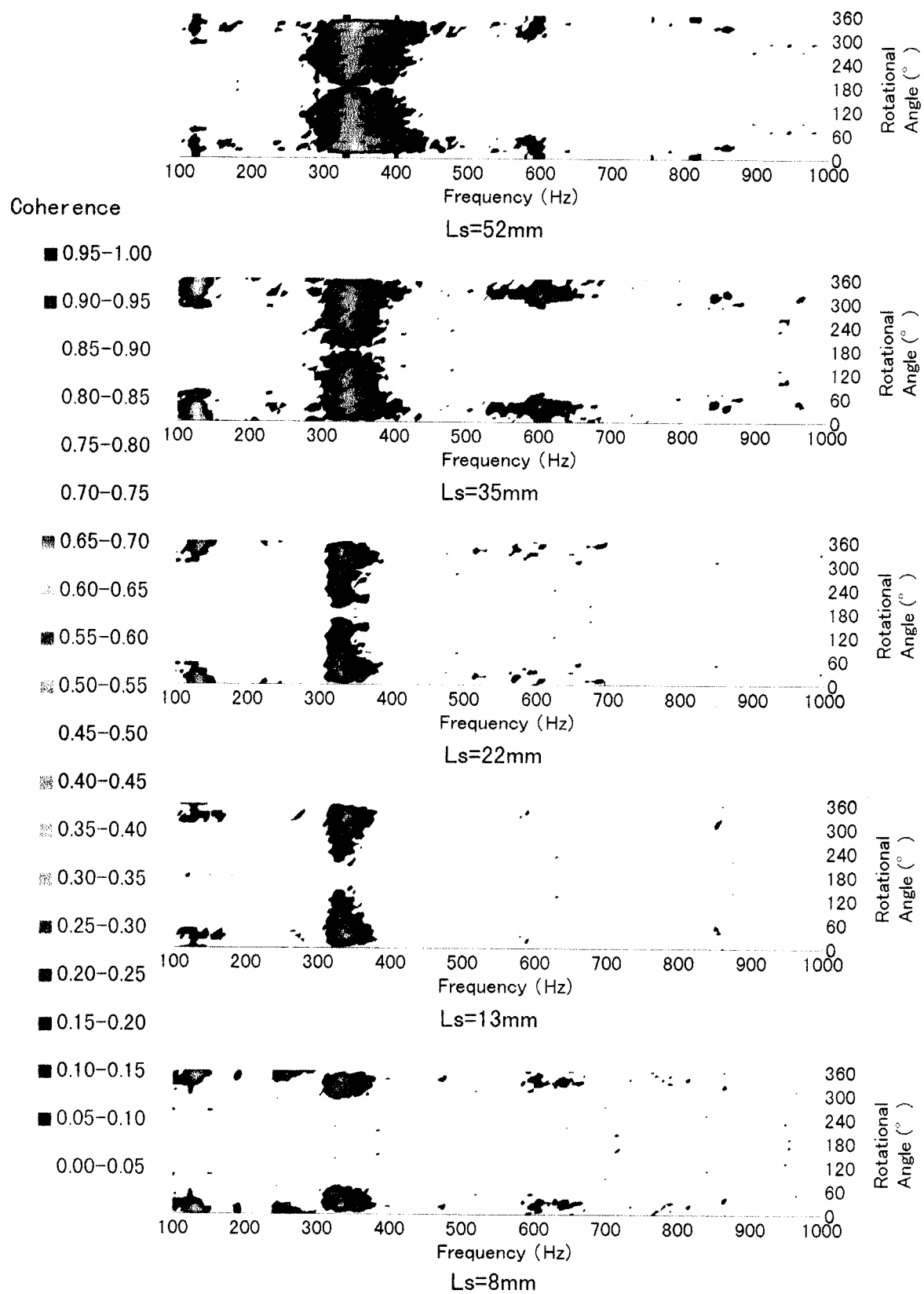
図 6.4.12a および 6.4.12b に下流側配置のコヒーレンス関数等高線を示した。各図に共通する条件は $D_1 = D_2 = 10\text{mm}$, $\theta = 90^\circ$ である。それぞれの図番号に対して、第二円柱の長さ L_{D2} を変えてあり、それぞれ 20, 60mm としてある。

図を見ると分かるように、強度が強い部分は 340Hz 前後である。円柱を単独で配置した

場合のコヒーレンス関数のピーク成分周波数は 400Hz であったので、円柱を交差させたことによって円柱表面の変動圧力周波数が移行していることが分かる。この二図のうち $L_{D2}=20\text{mm}$ では、 $L_s=8\text{mm}$ の $f=340\text{Hz}$ 前後に、 $\gamma^2=0.35$ 程度の比較的強度の強い分布がある。また、 L_s の増加に伴い強度は強くなり、分布領域は広がっていく。しかしながら、 L_s 方向にほぼ 340Hz を中心とする変動圧力が残っていることが分かる。

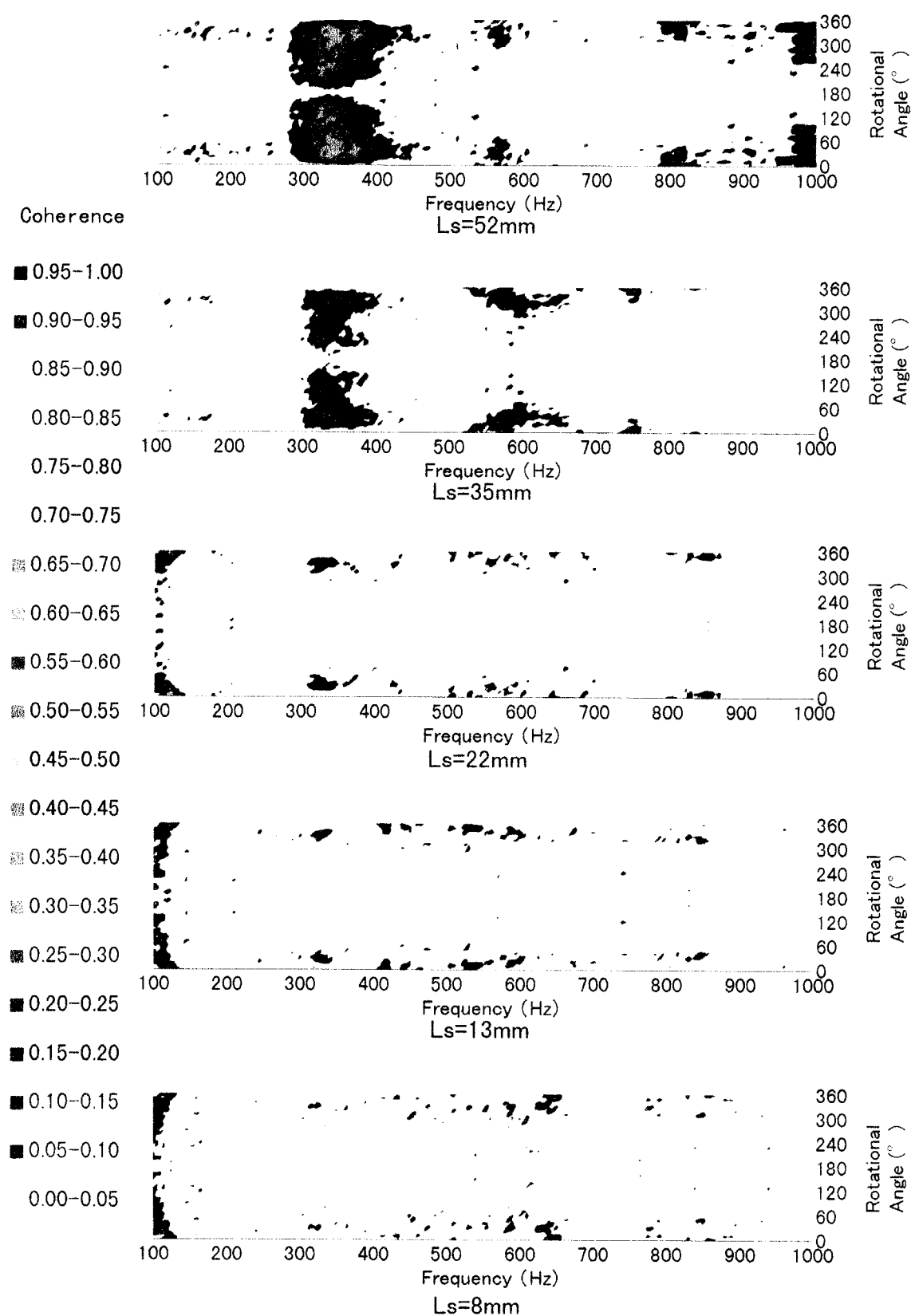
一方 $L_{D2}=60\text{mm}$ の場合、 $8\leq L_s\leq 22\text{mm}$ における $f=340\text{Hz}$ の分布強度は弱くなっている。この範囲の L_s において特徴的な傾向は、コヒーレンス関数分布の分散化の傾向が若干ではあるが見られることである。 $L_{D2}=20\text{mm}$ のときに見られたような $f=340\text{Hz}$ の卓越成分が消え、代りに他の周波数帯に細かな分布が現れている。また、分散した個々の成分は強度も弱く、大きくても $\gamma^2=0.25$ 程度である。コヒーレンス関数等高線において分布が点在している場合、それは第一円柱表面の変動圧力の周波数が、様々な周波数に分散化していることを意味している。つまり、ある周波数で変動する圧力が弱まり卓越音として放出されるエネルギーが減少するから卓越性分の音であるカルマン渦音は減少する。その代わりに、非常に弱い変動圧力が多周波数成分に生じるため、広周波数の雑音のような音が発生すると考えられる。しかし、音圧レベルのスペクトルをにおいても広周波数帯の音の増加は認められないため、上述の分散化した変動圧力によって生じる音の大きさは非常に小さいものだと考えられる。

以上の結果から、 $L_{D2}=20\text{mm}$ に比べて $L_{D2}=60\text{mm}$ の減音効果が高かった理由は、コヒーレンス関数分布の分散化、すなわち第一円柱表面変動圧力の周波数の分散化によってカルマン渦音として放出される変動圧力のエネルギーが減少するためと言える。また、 $L_{D2}=30\text{mm}$ を超えると第一円柱表面変動圧力の分散化の傾向は、 L_{D2} 増加分に見合うほど大きくならないことが確認された。



Downstream positioning $V=20\text{m/s}$ $D_1=10\text{mm}$ $D_2=10\text{mm}$ $L_{D2}=20\text{mm}$ $\theta=90^\circ$

図6. 4. 12a 下流側設置のコヒーレンス関数等高線①
($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$, $L_{D2}=20\text{mm}$)



Downstream positioning $V=20\text{m/s}$ $D_1=10\text{mm}$ $D_2=10\text{mm}$ $L_{D2}=60\text{mm}$ $\theta=90^\circ$

図6. 4. 12b 下流側設置のコヒーレンス関数等高線②
($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$, $L_{D2}=60\text{mm}$)

② 上流側設置の場合

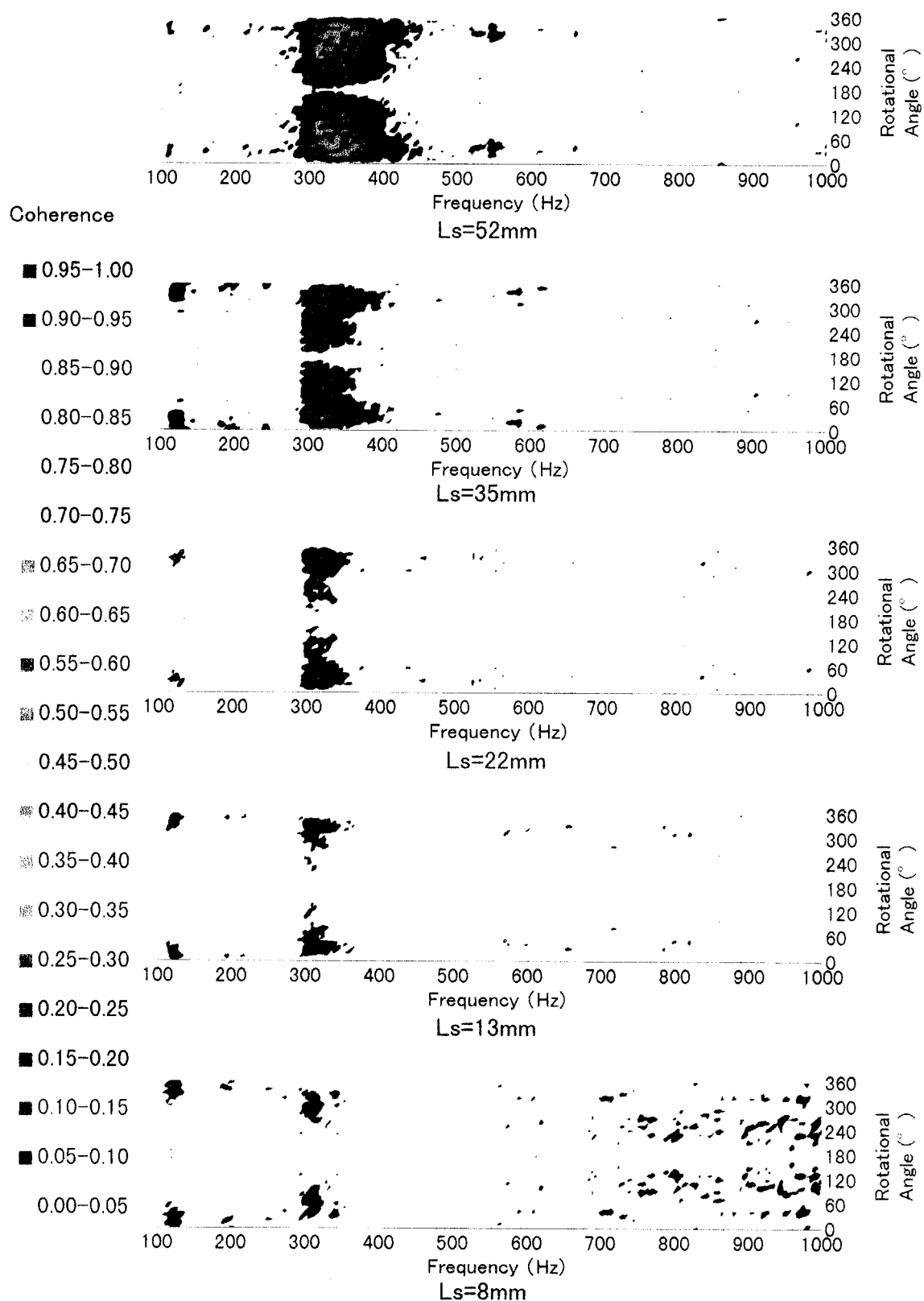
図 6.4.13a～6.4.13c に上流側配置、交差角度 $\theta=90^\circ$ のコヒーレンス関数等高線を示した。まず、 $L_{D2}=20\text{mm}$ の図であるが $f=340\text{Hz}$ に $\gamma^2=0.15$ 程度の卓越性分が確認できる。また、 $L_s=8\text{mm}$ のコヒーレンス関数等高線には $700\text{Hz}\sim 1000\text{Hz}$ の範囲内に $0.05\leq \gamma^2<0.10$ の分散化した分布が存在する。この分布は縦軸の $90^\circ\leq \alpha\leq 150^\circ$ と $210^\circ\leq \alpha\leq 270^\circ$ の範囲、要するに円柱側方に偏って分布していることが分かる。しかし、この分布は $L_s=8\text{mm}$ 特有のもので $13\leq L_s\leq 52\text{mm}$ の図ではほとんど確認できない。つまり、コヒーレンス関数分布の分散化は二円柱交差位置近傍で起きている現象だといえる。一方、 $L_{D2}=60\text{mm}$ の分布において $L_s=8\text{mm}$ では、 $f=340\text{Hz}$ の卓越成分がほぼ完全に消滅している。しかし、広周波数帯には分散化した分布状態がほとんど確認できない。また、 L_s が 13, 22mm になっても $f=340\text{Hz}$ の卓越性分はそれほど大きくならず円柱スパン方向の比較的広い範囲において、カルマン渦音の発生源となりうる変動圧力は減少していると言える。しかし、 $L_s=35, 52\text{mm}$ になると卓越性分の傾向を示す分布が現れる。この分布は、 $L_s=52\text{mm}$ より $L_s=35\text{mm}$ の分布の方が弱く、 $L_s=35\text{mm}$ の方が第二円柱からの影響を強く受けている。また、 $L_{D2}=20\text{mm}$ のときの分布と比較すると分布領域が広く、強度も強い。つまり、 $L_{D2}=60\text{mm}$ の場合 $L_s=35, 52\text{mm}$ における変動圧力の低下が $L_{D2}=20\text{mm}$ の場合よりも小さいと言える。この領域の影響が、 $L_{D2}=60\text{mm}$ の減音効果を低下させている原因だと考えられる。

以上の結果から、上流側配置 $L_{D2}=20\text{mm}$ において特に第二円柱近傍のコヒーレンス減少量が下流側配置のものよりも大きいことがわかる。また、 $L_{D2}=20\text{mm}$ の条件においては、 $L_s=8\text{mm}$ の円柱側方には変動圧力の分散化が生じていたが、 $L_{D2}=60\text{mm}$ の場合にはそのような傾向が認められなかった。分散化した分布状態が $L_s=8\text{mm}$ 付近に現れること、 $L_{D2}=60\text{mm}$ の場合には現れないことなどから考えても、この分散化したコヒーレンス関数の分布は第二円柱の端面による影響だと考えられる。また、 $L_{D2}=60\text{mm}$ よりも $L_{D2}=20\text{mm}$ の方が減音効果に優れていたことを考えると、上述のようなコヒーレンス関数が分布する周波数の分散化、すなわち第一円柱表面変動圧力の周波数の分散化によって卓越周波数の音が低下したものと考えられる。あるいは、下流側配置よりも優れた減音効果を示す原因がこの変動圧力の周波数の分散化によるものだと考えることができる。

ところで、高周波数域に分散化された渦が新たな音源となる可能性であるが、分散化した周波数におけるコヒーレンス値は卓越成分に比べて非常に小さいため、発生音が問題になることは考えにくい。

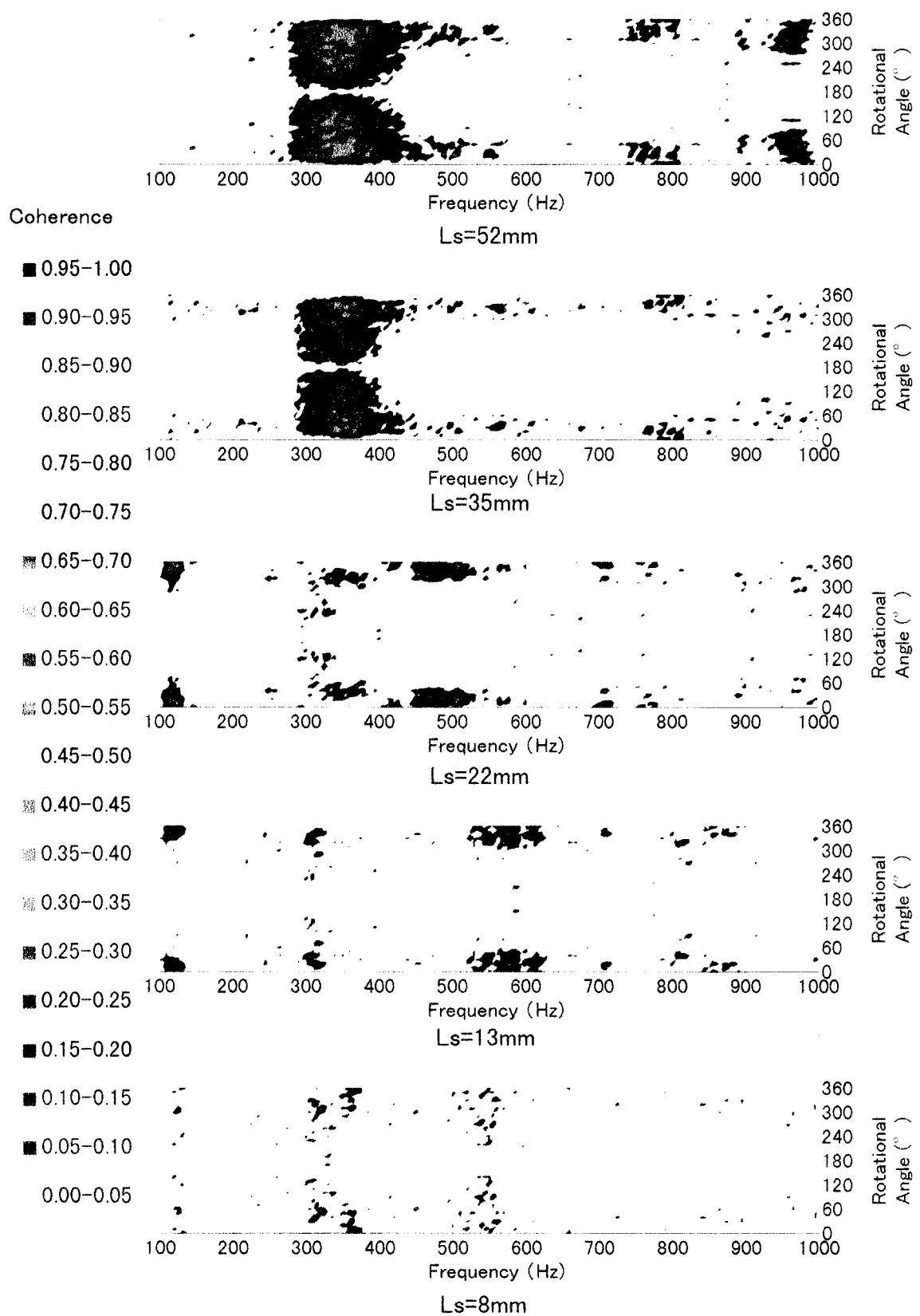
また、上流側配置、交差角度 $\theta=30^\circ$ のコヒーレンス関数等高線を図 6.4.14a～6.4.14b に示した。図 6.4.14a は $L_{D2}=20\text{mm}$ の場合であるが、 $L_s=8\text{mm}, 13\text{mm}$ における 340Hz 付近のコヒーレンスはほぼ完全に消滅している。また、それより高周波数域の $500\text{Hz}\sim 1000\text{Hz}$ に弱い分布が見られ、これらは相対的に円柱表面 $\Theta=0^\circ\sim 180^\circ$ 側に偏って分布している。一方、図 6.4.14b は $L_{D2}=60\text{mm}$ の場合であるが、 $L_{D2}=20\text{mm}$ で見られたような高周波

数域の弱い相関や偏った分布も現れていない。これは、 $L_{D2}=20\text{mm}$ では第二円柱の端面が第一円柱に近いために、第二円柱の端面から生じたじょう乱の影響が現れている一方、 $L_{D2}=60\text{mm}$ は第二円柱の端面が第一円柱から離れており、じょう乱の影響があまり出ていないためと推察される。すなわち、図 4.6.17 で示したように、上流側配置、交差角度 $\theta=30^\circ$ では、 $L_{D2}=20\text{mm}$ でも優れた減音量が確保されている理由として、第二円柱端面からのじょう乱がカルマン渦の放出を効果的に抑制していると言える。言い換えれば、 L_{D2} が長い場合にはカルマン渦のスパン方向相関長さを抑制することによって減音量を得ているが、 L_{D2} が短い場合でも第二円柱端面からのじょう乱を有効に利用することで匹敵する減音量が得られることになり、静音化のための付加デバイスとしては L_{D2} が短い方が効率的であろう。



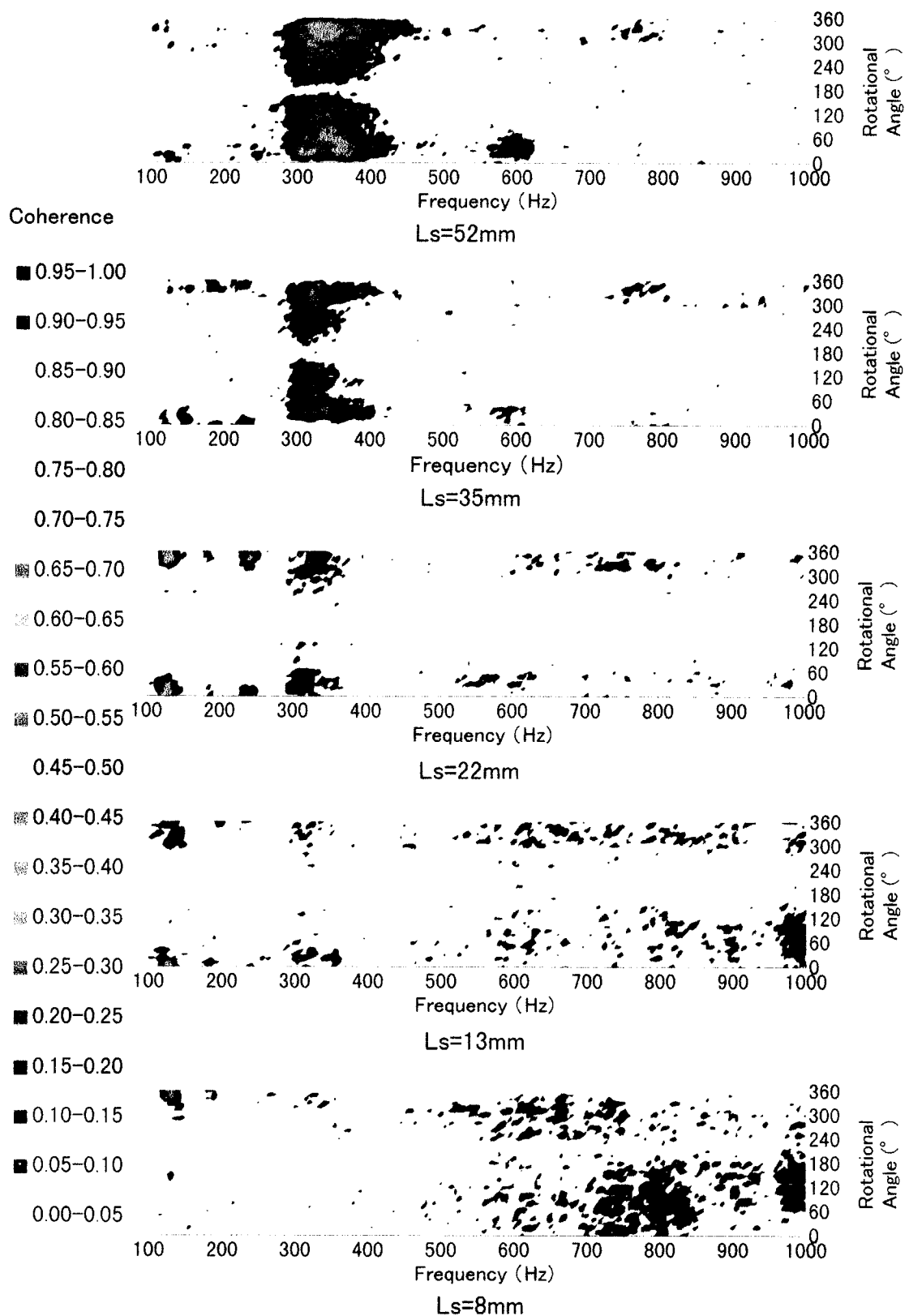
Upstream positioning $V=20\text{m/s}$ $D_1=10\text{mm}$ $D_2=10\text{mm}$ $L_{D2}=20\text{mm}$ $\theta=90^\circ$

図6.4.13a 上流側設置のコヒーレンス関数等高線①
($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$, $L_{D2}=20\text{mm}$)



Upstream positioning $V=20\text{m/s}$ $D_1=10\text{mm}$ $D_2=10\text{mm}$ $L_{D2}=60\text{mm}$ $\theta=90^\circ$

図6. 4. 13b 上流側設置のコヒーレンス関数等高線②
($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=90^\circ$, $L_{D2}=60\text{mm}$)



Upstream positioning $V=20\text{m/s}$ $D_1=10\text{mm}$ $D_2=10\text{mm}$ $L_{D2}=20\text{mm}$ $\theta=30^{\circ}$

図6.4.13c 上流側設置のコヒーレンス関数等高線③
($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=30^{\circ}$, $L_{D2}=20\text{mm}$)

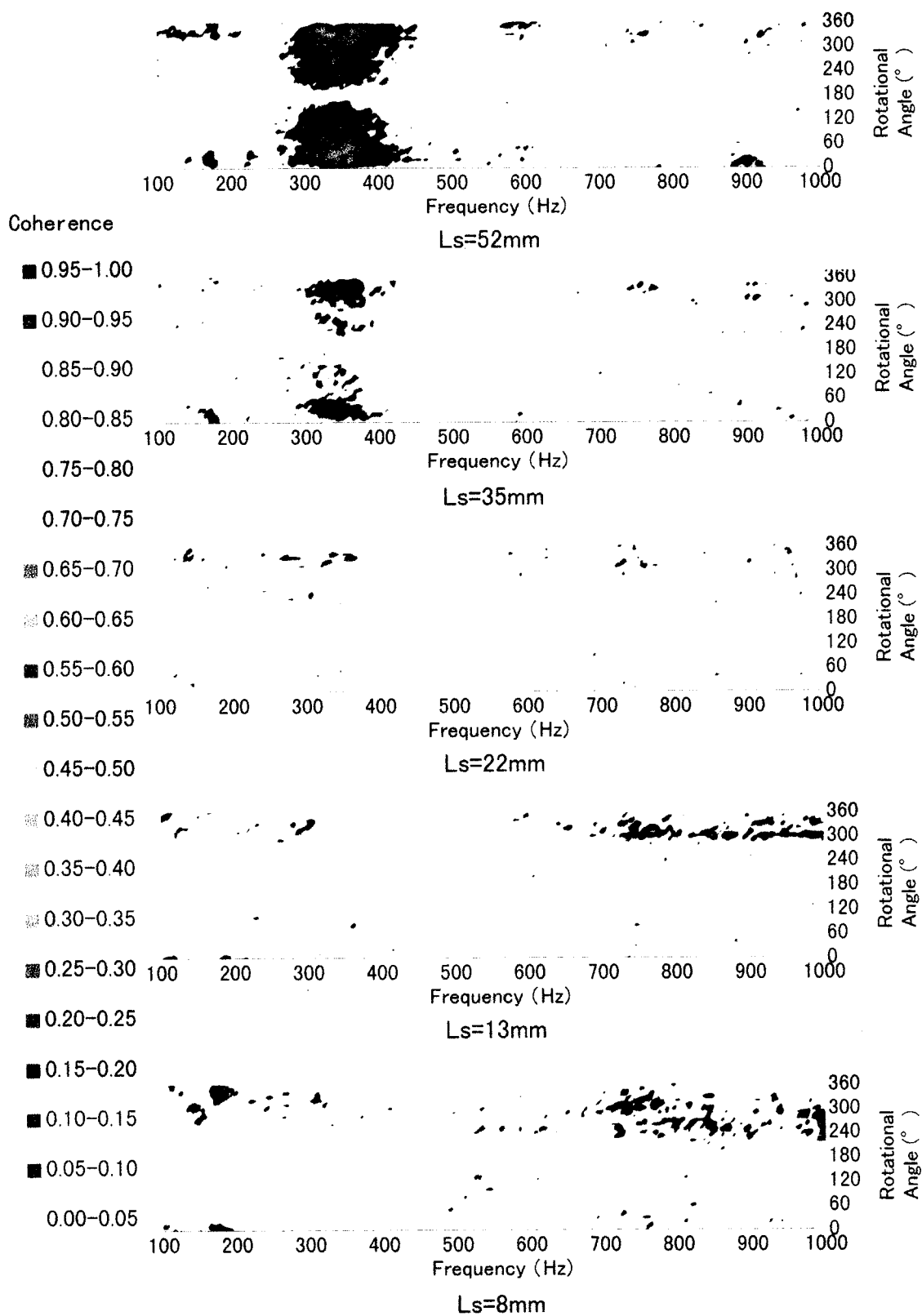


図6.4.13d 上流側設置のコヒーレンス関数等高線④
($D_1=D_2=10\text{mm}$, $\theta=30^\circ$, $L_{D2}=60\text{mm}$)

6.5 本章のまとめ

円柱および角柱から発生するカルマン渦音に関して、二円柱交差法による騒音低減を実施し、二円柱の幾何学的関係と減音量の関係を明らかにした。また、その騒音低減メカニズムを検証するために、発生音と円柱表面圧力変動とのコヒーレンス関数を詳細に調べた。以下、各章にて得られた知見を列記する。

- ① 二円柱交差によるカルマン渦音の低減に関して第二円柱の長さがノズル寸法より大きい場合に比べて、その長さを短くしても減音量は同程度確保できることが明らかとなった。第二円柱を下流側に設置した場合、 $L_{D2} \geq 4$ の範囲では卓越成分は消滅し、約 12dB の減音量が得られる。また、第一円柱直径 D_1 、第二円柱長さ L_{D2} 、交差角度 θ において、

$$L_{D2} \cong \frac{1.2D_1 + 1.4}{\sin \theta} \quad 7.04 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 1.69 \times 10^4$$

なる条件で配置することにより、優れた減音効果が得られる。

- ② 一方、上流側設置では第二円柱の長さ L_{D2} には関係なく、10dB 以上の減音量が得られる。また、同一の L_{D2} で比較すると、交差角度 θ は小さい方が、第一円柱スパン方向に投影される第二円柱の余弦成分長さが大きくなって広くじょう乱を発生し、優れた減音効果を得ることが可能である。
- ③ 二角柱交差によるカルマン渦音の低減に関して、二円柱を交差させた場合同様、カルマン渦音の低減効果が得られることがわかった。また、その減音量は同一条件の二円柱交差の場合よりも大きいことが明らかになった。これは、第二角柱の縁（エッジ）から生じるじょう乱のスケールが第二円柱の場合よりも大きく、カルマン渦がより発生しにくくなっているためと考えられる。また、二円柱交差の場合と同様に、減音効果が低下し始める第二角柱長さを、第一角柱に対する第二角柱のオーバーハング成分（正弦成分） $L_h = (L_{H2} \sin \theta) / 2$ でまとめると、 L_h の平均値は、 $H_2 = 10\text{mm}$ で $L_h = 14.3\text{mm}$ となった。円柱では、 $D_1 = D_2 = 10\text{mm}$ で $L_h = 12.8\text{mm}$ であり、同一の代表寸法で比較した場合には、減音量を確保するためには二角柱交差の方がオーバーハング量を若干大きくしなければならない。
- ④ 以上から、二円柱交差および二角柱交差において、十分な減音量が得られる条件をまとめると表 6.5.1 のようになる。
- ⑤ 柱表面変動圧力と発生音のコヒーレンス関数を計測し、音源である表面圧力変動が発生音に対してどの程度寄与しているかを調べた。単独円柱の場合、カルマン渦音の周波数成分におけるコヒーレンス値は圧力測定孔までの回転角度 $\alpha = 0, 180^\circ$ を除くほぼ全周において $\gamma^2 \cong 0.8$ でほぼ均一に高い値を示した。一方、二円柱交差の場合、全体的にコヒーレンス値が低下し、その低下の度合いは減音量の大小に対応している。

- ⑥ コヒーレンス関数の等高線によって、音源の周波数特性を調べた。単独円柱のコヒーレンス関数等高線図において、カルマン渦音のピーク成分である約 400Hz を中心に強い相関が見られるが、第二円柱を交差させて配置することにより、カルマン渦の周波数における強い相関が大きく減少する。また、その減少の度合いは下流側配置よりも上流側配置の方が大きく、特に上流側配置では、コヒーレンスがカルマン渦よりも高い周波数帯域に分散して分布しているのが確認された。このことから、第二円柱、特に第二円柱端面から生じた流れのじょう乱が、カルマン渦の周期的な渦放出を抑制した結果、第一円柱の音源としての寄与度を小さくしてなっていることが明らかとなった。

表 6.5.1 二円柱交差によるカルマン渦音の低減効果（代表寸法 $D_1, H_1=10\text{mm}$ の場合）

低減方法（設置方法）		最大減音量	10dB 以上の減音量が確保できる条件	備考
二円柱交差	下流側	13dB	$L_{D2} = \frac{1.2D_1 + 1.4}{\sin \theta}$	左の条件外では減音効果が急激に低下する。
	上流側	16dB	常に 11dB 以上	L_{D2} によらず大きな減音効果。同じ L_{D2} であれば $\theta = 30^\circ$ が減音量大。
二角柱交差	下流側	17dB	$\theta = 30^\circ$ では $L_{H2}/H_1 \geq 6$ $\theta = 60^\circ, 90^\circ$ では $L_{H2}/H_1 \geq 3$	左の条件外では減音効果が急激に低下する。
	上流側	26dB	常に 14dB 以上	L_{D2} によらず大きな減音効果。同じ L_{D2} であれば $\theta = 30^\circ$ が減音量大。

第7章 結論

近年、空力騒音に対する工学的関心は強まる一方である。車両の高速化、流体機械の小型高速化は、静粛な音環境を求める声とは裏腹に空力騒音の発生パワーを増大させている。環境基本法、騒音規制法といった法律的側面からも、これ以上の空力騒音の増大は機械システム本来の高性能化において足枷となり、空力騒音の低減は急務の課題となっている。しかしながら、構造要素の形状と騒音低減効果の関係を系統的に明らかにした研究は極めて少なく、また騒音低減メカニズムの検証も十分行われていないため、静音設計のための指針を得ることが困難な状況である。本研究は、流体機械から発生する空気力学的騒音として最も典型的な、ターボ送風機の回転騒音および円柱や角柱から発生するカルマン渦音に注目し、その騒音低減方法を提案し、実用における静音化のための設計指針を得ることを目的としている。その手法は、まず音源として注目している構造要素の諸寸法と発生騒音の関係を実験的に明らかにし、静音化のための設計パラメータを同定する。次に、そのアプローチが流体音響学的に妥当なものかどうかを検証するために、音源部位周辺の流れの様子と発生騒音の関係を明らかにするというものである。

空力騒音の理論的解釈は、1952年に発表された Lighthill の音響学的類推に端を発し、Curle や Powell、Howe といった先人が初期に築いた物理モデルが現在でも根幹となっている。しかし、これら物理モデルで表わされる音源、すなわち空間的、時間的に変動する密度あるいは渦を正確に捉えることは現在でも至難の業である。最近のコンピュータの処理能力向上にはめざましいものがあり、LES などの数値解析法によって直接的に発生音を求めることも可能になってきてはいるが、やみくもに CPU スピードを上げたところで流体機械内部の空力騒音全てを解明することは不可能に近く、現実的ではない。また、実験においても、時間的、空間的に変動する流れの様子を、流れを乱すことなく多点同時計測するには、未だ技術的課題が数多く残されており、Lighthill の理論を実問題に適用する場合の多くは、その相似則を用いて音響パワーを予測する程度であるのが現状である。

本研究ではまず、遠心送風機が空気力学的に発生する騒音のうち、主要な成分である回転騒音に対して、音源となる構造要素の寸法、形状が騒音に及ぼす影響を調べるとともに、形状を改良して静音化を試みた。そして、音源周辺の流れの様子を調べることで、得られた騒音低減効果のメカニズムを流体力学的見地から検証した。

空力騒音のモデル化においては、相関面積法を用いた解析が主流となっているが、これらは Curle の式を基本にしており、流体機械のようにいくつもの流体力学的音源が分布し、またそれぞれの伝搬系が複雑な場合には適用困難である。本研究で用いた音源と発生音のコヒーレンス関数から音源寄与度を求める手法は、測定が比較的容易であり、また入力信号と出力信号の単位系を気にする必要がないので、流体機械のように音源から発生音までの伝搬系が複雑な場合でも適用できる。また、相関がない他の入力信号は

全て誤差信号として扱うので、注目している音源部位が全体騒音に対してどの程度寄与しているのかを把握することが可能であり、構造要素の改良がどの程度効果を上げているかを調べるには有効な解析法であると考ええる。

ターボ送風機の回転騒音の低減に関して、回転騒音は羽根出口流れとケーシング舌部が干渉して発生する周期的な流れの変動が音源となることから、まず、ケーシング舌部の寸法、形状が、送風機の空力性能および騒音に及ぼす影響を調べた。ここで、従来の舌部形状が羽根幅方向に一樣なすきまを有しているのに対して、羽根幅方向に舌部すきまを変化させた変隙形舌部は、同一の平均舌部すきまを有する従来形舌部に比べ、空力性能を低下することなく優れた回転騒音低減効果を示すことを明らかにした。また、舌部周辺の流れ計測により、この変隙形舌部の騒音低減効果は、羽根出口流と舌部の干渉における羽根幅方向の同時性を崩す効果があることがわかった。そして、流れの変動と騒音のコヒーレンスを計測したところ、コヒーレンス値の低下と騒音低減効果が良く対応し、変隙形舌部の音源としての寄与度が小さくなっていることを確認した。

上記の流れの計測から、吸込みノズル先端部と羽根車側板の傾斜角度との角度差が適切でない場合に生じた側板内側のはく離流れが、舌部と干渉して回転騒音の強い音源になることに着目し、角度差が回転騒音に与える影響を調べた。その結果、角度差を 0° に近づけることによってのはく離流れを抑制し、回転騒音を低減できることを明らかにした。また、異なる側板傾斜角度を持つ羽根車に対しても試験を行ったところ、同様に角度差が 0° に近づくほど回転騒音が低減することがわかり、本手法による低減効果の一般性を確認した。

さて、舌部形状の改良は、干渉を受ける側での処置であるが、羽根車からの流れの変動そのものを抑制することも、回転騒音低減に対して有効であると考えられる。そこで、羽根形状の異なる羽根車を試作し、その効果を調べた。まず、羽根出口外径を羽根幅方向に変化させた羽根車によって、回転騒音の低減を試みた。その狙いは、変隙形舌部と同じように、羽根後流の幅方向の同時性を弱め、干渉を和らげて回転騒音を低減しようというものである。実験の結果、1 次の回転騒音に対しては明らかな低減効果が得られなかったが、高次の回転騒音は大幅に低減した。次に、羽根入口角度を羽根幅方向に変えることによって、羽根出口がスキュー形状となる羽根車についても同様の試験を行ったところ、標準羽根に対して高次の回転騒音が低減した。したがって、羽根後流の羽根幅方向に対する同時性を崩すような羽根形状とすることで、回転騒音低減が可能であるが、舌部形状の改良に比べると空力性能への影響が大であり、静音設計の指針を得るためにはより系統的な実験解析が必要であろう。

以上の研究成果を実証すべく、変隙形舌部を異なる比速度を有する遠心送風機に適用したところ、変隙形舌部は舌部すきまが大きいにもかかわらず回転騒音低減効果を示し、本手法の有効性を確認することができた。

遠心送風機はあらゆる産業で広範囲に利用される流体機械であるが、その構造は単純であり、安価に製作されているためか、静音化設計が十分盛り込まれていない場合も多

く見受けられる。上述の送風機は洗車機用送風機として実用に供されているものであり、本研究成果の適用によって静音化が図られたことは意義深いことと考える。

＊

空力騒音の典型的なものの一つである、円柱および角柱から発生するカルマン渦音を低減するために、その音源特性を解明するとともに、二円柱交差法による騒音低減を実施し、二円柱の幾何学的関係と減音量の関係を明らかにした。また、その騒音低減メカニズムを検証するために、発生音と円柱表面圧力変動とのコヒーレンス関数を詳細に調べた。

まず、円柱及び角柱から発生する音に対して Lighthill と Curle が立てた理論へ実験的に足がかりを得るために、次元解析から音圧レベルを支配する要素を考え、その関連を調べた。その結果、代表速度 V の 6 乗、代表寸法 D の 2 乗に比例しているという理論的アプローチに対して、ほぼ一致した結果となった。また、カルマン渦は円柱スパン方向に二次元性を有しており、その相関長さが音源強度を決定すると考えられる。そこで、飯田等が提唱した速度変動の空間構造を表わす積分特性距離とのアナロジーを用いた相関長さの算出方法を用いて相関長さを算出した。その結果、相関長さがレイノルズ数の平方根に逆比例し、その長さは $3D \sim 6D$ の範囲にあることを確認した。

二円柱交差によるカルマン渦音の低減においては、第二円柱の長さがノズル寸法より大きい場合に比べて、第二円柱長さを短くしても減音量は同程度確保できることが明らかとなった。第二円柱を下流側に設置した場合、 $L_{D2} \geq 4$ の範囲では卓越成分は消滅し、約 12dB の減音量が得られる。また、減音量は第二円柱が第一円柱に対して投影される第二円柱の正弦成分の影響を受け、第一円柱直径 D_1 、第二円柱長さ L_{D2} 、交差角度 θ において、

$$L_{D2} \cong \frac{1.2D_1 + 1.4}{\sin \theta} \quad 7.04 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 1.69 \times 10^4$$

なる条件で配置することにより、優れた減音効果が得られる。

一方、上流側設置では第二円柱の長さには関係なく、10dB 以上の減音量が得られる。また、交差角度 θ は小さい方が、第一円柱スパン方向に投影される第 2 円柱の余弦成分長さが大きくなって広くじょう乱を発生し、優れた減音効果を得ることができた。

円柱の場合と同様に、角柱についても実験を行った。その結果、二角柱を交差させることにより、二円柱を交差させた場合同様、カルマン渦音の低減効果が得られることがわかった。また、その減音量は同一条件の二円柱交差の場合よりも大きいことが明らかになった。これは、第二角柱の縁（エッジ）から生じるじょう乱のスケールが第二円柱の場合よりも大きく、カルマン渦がより発生しにくくなっているためと考えられる。

また、二円柱交差の場合と同様に、減音効果が低下し始める第二角柱長さを、第一円柱に対する第二角柱の正弦成分 $L_h = L_{H2} \sin \theta$ でまとめると、 L_h の平均値は、 $H_2 = 10\text{mm}$ で $L_h = 14.3\text{mm}$ となった。円柱では、 $D_1 = D_2 = 10\text{mm}$ で $L_h = 12.8\text{mm}$ であり、同一の代表寸法で比較した場合には、減音量を確保するためには二角柱交差の方がオーバーハング

量を大きくしなければならないことがわかる。

さて、カルマン渦音の低減においては、上述のカルマン渦の円柱スパン方向相関長さを短くすることも有効な手法である。本研究では、円柱にテーパを付けることでカルマン渦音に与える影響について調査した。その結果、カルマン渦に対応する卓越的な成分はほとんど検出されず、テーパ円柱においてカルマン渦音は発生していないと言える。そして、円柱表面の圧力係数分布を通常の円柱と比較したところ、テーパを掛けた円柱の方が、係数が上昇していることから流体に対する抗力が上がっており、騒音低減の要因となっていることが予測できる。

上記のカルマン渦音低減効果を流体力学的に検証するため、円柱表面変動圧力と発生音のコヒーレンス関数を計測し、音源である表面圧力変動が発生音に対してどの程度寄与しているかを調べた。単独円柱の場合、カルマン渦音の周波数成分におけるコヒーレンス値は圧力測定孔までの回転角度 $\alpha = 0, 180^\circ$ を除くほぼ全周において $\gamma^2 \approx 0.8$ でほぼ均一に高い値を示した。一方、二円柱交差の場合、全体的にコヒーレンス値が低下し、その低下の度合いは減音量の大小に対応している。このことから、二円柱交差法によるカルマン渦音の減音方法の優位性が確認できた。

また、コヒーレンス関数の等高線によって、音源の周波数特性を調べた。単独円柱のコヒーレンス関数等高線図において、カルマン渦音のピーク成分である約 400Hz を中心に強い相関が見られる。そして、第二円柱を交差させて配置することによって上流側、下流側の配置法に依らず約 400Hz を中心とした強い相関が大きく減少し幅広い周波数帯に分散されて分布しているのが確認できた。このことから、第二円柱を交差させて配置することによって流れに擾乱が発生し、カルマン渦の周期的な渦放出が抑制された結果、カルマン渦音の音源としての寄与度を小さくしてなっていることが明らかとなった。

カルマン渦音に関する理論的研究は古くから行われており、カルマン渦音低減に関する試みもいくつか報告されている。しかしながら、供試体寸法や、形状、取り付け状態といった設計パラメータと減音量の関係を系統的に明らかにした例は驚くほど少ない。カルマン渦が原因となって引き起こされた重大破損事故は最近になっても時折報告されており、カルマン渦音低減に関する設計指針が未だ十分に確立されていないことを示唆している。本研究の成果が実問題における一助となれば幸いである。

付録 A JIS B 8330「送風機の試験および検査方法」に基づく性能計算

A-1 測定項目

測定項目は以下の 3 つである。

- ・ オリフィス前後の差圧 h_n
- ・ 吐出し口静圧 h_{s2}
- ・ 動力計の秤量 W

A-2 風量 Q [$\text{m}^3/\text{min.}$]

風量はオリフィス差圧から次式で求める。

$$Q = 60\alpha\epsilon a \sqrt{\frac{2gh_n}{\gamma}} = C_k \sqrt{\frac{h_n}{\gamma}} \quad (\text{A-1})$$

$$C_k = 60\alpha\epsilon a \sqrt{2g} \quad (\text{A-2})$$

但し、

α : 流量係数

ϵ : 空気の膨張による修正係数

a : オリフィスの開口面積 $= \frac{\pi d^2}{4}$ [m^2]

h_n : オリフィス直前、直後の差圧 [mmAq]

γ : 空気の比重量 [kgf/m^3]

A-3 送風機全圧 P_T [mmAq]

送風機全圧 P_T は次式で算出する。

$$P_T = p_{t2} - p_{t1} \quad (\text{A-3})$$

但し、

$p_{t1,2}$: 吸込み側、吐出し側全圧 [mmAq]

ここで、吸込み側全圧は $p_{t1} = 0$ であるので、

$$P_T = p_{t2}$$

また、

$$p_{t2} = h_{s2} + p_{d2} \quad (\text{A-4})$$

である。しかし、管路損失があるので、

$$p_T = p_{t2} + \Delta_2 = h_{s2} + p_{d2} + \Delta_2 \quad (\text{A-5})$$

となる。ここで、管路損失は、

$$\Delta_2 = 0.025 \left(\frac{l}{D} \right) \left(\frac{v^2 \gamma}{2g} \right) \quad (\text{A-6})$$

但し、

h_{s2} : 吐出し側差圧 [mmAq]

p_{d2} : 吐出し側動圧 [mmAq]

l : 送風機から吐出し側管路静圧測定点までの距離 [mm]

D : 吐出しダクト内径 [mm]

A-4 空気動力 A [kW]

空気動力は次式を用いる。

$$A = \left(\frac{Q}{6120} \right) [(P_{s2} - P_{s1}) + (P_{d2} - P_{d1})] \quad (\text{A-7})$$

但し、

$P_{s1,s2}$: 吸込み口、吐出し口における静圧 (絶対圧) [mmAq]

ここで、吸込み口動圧は $p_{d1} = 0$ なので、

$$A = \left(\frac{Q}{6120} \right) (h_{s2} + p_{d2}) \quad (\text{A-8})$$

となる。また、 $p_{t2} = h_{s2} + p_{d2}$ より、

$$A = \left(\frac{Q}{6120} \right) \cdot p_{t2} \quad (\text{A-9})$$

となる。

A-5 軸動力 L [kW]

軸動力は次式で求める。

$$L = \frac{NW}{3300} \quad (\text{A-10})$$

但し、

N : 回転数 [rpm]

W : 電気動力計の秤量 [kgf]

A-6 全圧効率 η [%]

全圧効率は次式で求める。

$$\eta = \frac{A}{L} \times 100 \quad (\text{A-11})$$

A-7 大気状態

大気圧 H [mmHg] は水銀大気圧計で、大気乾球温度 t_d [°C]、大気湿球温度 t_w [°C] はそれぞれ水銀温度計で測定する。

相対湿度 Θ は次式で求める。

$$\Theta = \frac{p_w - 0.00066H(t_d - t_w)}{p_d} \quad (\text{A-12})$$

但し、

p_d : 乾球温度の飽和水蒸気圧 [kgf/cm²]

p_w : 湿球温度の飽和水蒸気圧 [kgf/cm²]

また、湿り空気の比重量 γ [kgf/m³] は次式により求める。

$$\gamma = \frac{1.2931 \left(\frac{273}{273 + t_d} \right) (H - 0.378 \Theta F)}{760} \quad (\text{A-13})$$

但し、

F : p_d における大気圧 [mmHg]

A-8 性能諸元の換算

性能諸元は全て標準吸込み状態に換算する。

- 標準吸込み状態の風量 = (測定した風量)
- 標準吸込み状態の全圧 = $\frac{\gamma_{air}}{\gamma} \times$ (測定した全圧)
- 標準吸込み状態の軸動力 = $\frac{\gamma_{air}}{\gamma} \times$ (測定した軸動力)
- 標準吸込み状態の全圧効率 = (測定した全圧効率)

但し、

γ_{air} : 標準吸込み状態の空気比重量[kgf/m³]

A-9 風量、全圧、軸動力の無次元化

それぞれの無次元化は次式による。

$$\phi = \frac{\frac{Q}{60}}{\frac{\pi D_2^2}{4} u_2^2} \quad (\text{A-14})$$

$$\psi = \frac{P_T}{\frac{\gamma}{2g} u_2^2} \quad (\text{A-15})$$

$$\lambda = \frac{\phi \psi}{\eta} \quad (\text{A-16})$$

但し、

ϕ : 流量係数

ψ : 圧力係数

λ : 動力係数

D_2 : 羽根車外径 [mm]

u_2 : 羽根車周速度 [m/s]

付録 B：プローブマイクロホンの周波数特性補正

プローブマイクロホンを使用する場合、プローブパイプ内の圧力伝達特性をゲインと位相の両面から補正しなくてはならない。その方法について述べる。

B-1 プローブマイクロホンの補正方法

プローブパイプの伝達関数を $G(\omega)$ 、その逆フーリエ変換した重み関数を $g(t)$ とすると、プローブの入力信号 $x(t)$ と出力信号 $y(t)$ との間には、

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) x(t-\tau) d\tau \quad (\text{B.1})$$

というたたみ込み積分の関係があり、出力 $y(t)$ から入力 $x(t)$ を知ることは困難である。しかし周波数空間で(B.1)式の間関係を考えると、 $x(t)$, $y(t)$ のフーリエ変換したものをそれぞれ $X(\omega)$, $Y(\omega)$ とすると、

$$Y(\omega) = G(\omega) X(\omega) \quad (\text{B.2})$$

但し、

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$Y(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} y(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{-i\omega t} dt$$

である。

二つの信号 $x_1(t)$, $x_2(t)$ の相互相関を知るためには、プローブの出力 $y_1(t)$ と $y_2(t)$ を次のように処理する。まず各々のフーリエ変換 $Y_1(\omega)$, $Y_2(\omega)$ を求める。それらは、

$$Y_1(\omega) = G(\omega) X_1(\omega), \quad Y_2(\omega) = G(\omega) X_2(\omega) \quad (\text{B.3})$$

であり、この2つのクロススペクトル $\phi_{y_1 y_2}(\omega)$ は、

$$\begin{aligned} \phi_{y_1 y_2}(\omega) &= Y_1(\omega) Y_2^*(\omega) \\ &= G(\omega) X_1(\omega) G^*(\omega) X_2^*(\omega) \\ &= G(\omega) G^*(\omega) \phi_{x_1 x_2}(\omega) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

したがって、 $X(\omega)$ と $Y(\omega)$ のクロススペクトルは、

$$\phi_{x_1 x_2}(\omega) = \phi_{y_1 y_2}(\omega) / G(\omega) G^*(\omega) \quad (\text{B.4})'$$

一方、 $x_1(t)$ と $x_2(t)$ との相互相関とクロススペクトル $\phi_{x_1x_2}(\omega)$ との関係は、

$$\langle x_1(t)x_2(t+\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{x_1x_2}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (B.5)$$

であるから、式(5.1.5)から知りたい $x_1(t)$ と $x_2(t)$ の相関は、

$$\langle x_1(t), x_2(t+\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} [\phi_{y_1y_2}(\omega)/G(\omega)G^*(\omega)] e^{i\omega\tau} d\omega \quad (B.6)$$

つまり、伝達関数 $G(\omega)$ がわかっているならば、プローブの出力信号間のクロススペクトル $\phi_{y_1y_2}(\omega)$ を測定することから逆フーリエ変換を用いて入力信号の相互相関が求められる。もし、 $x_1(t)=x_2(t)$ ならば、式(4)から入力信号のオートパワースペクトルが求まり、(B.6)式から伝達特性の影響を受けない自己相関が求まる。また、どちらか一方の信号がプローブを通らない場合、 $y_3(t)=x_3(t)$ つまり $Y_3(\omega)=X_3(\omega)$ であるから、 Y_3 と X_3 のクロススペクトル $\phi_{x_1x_2}(\omega)$ は、

$$\phi_{x_1x_2}(\omega) = \phi_{y_1y_2}(\omega)/G(\omega) \quad (B.7)$$

相互相関は、次の式となる。

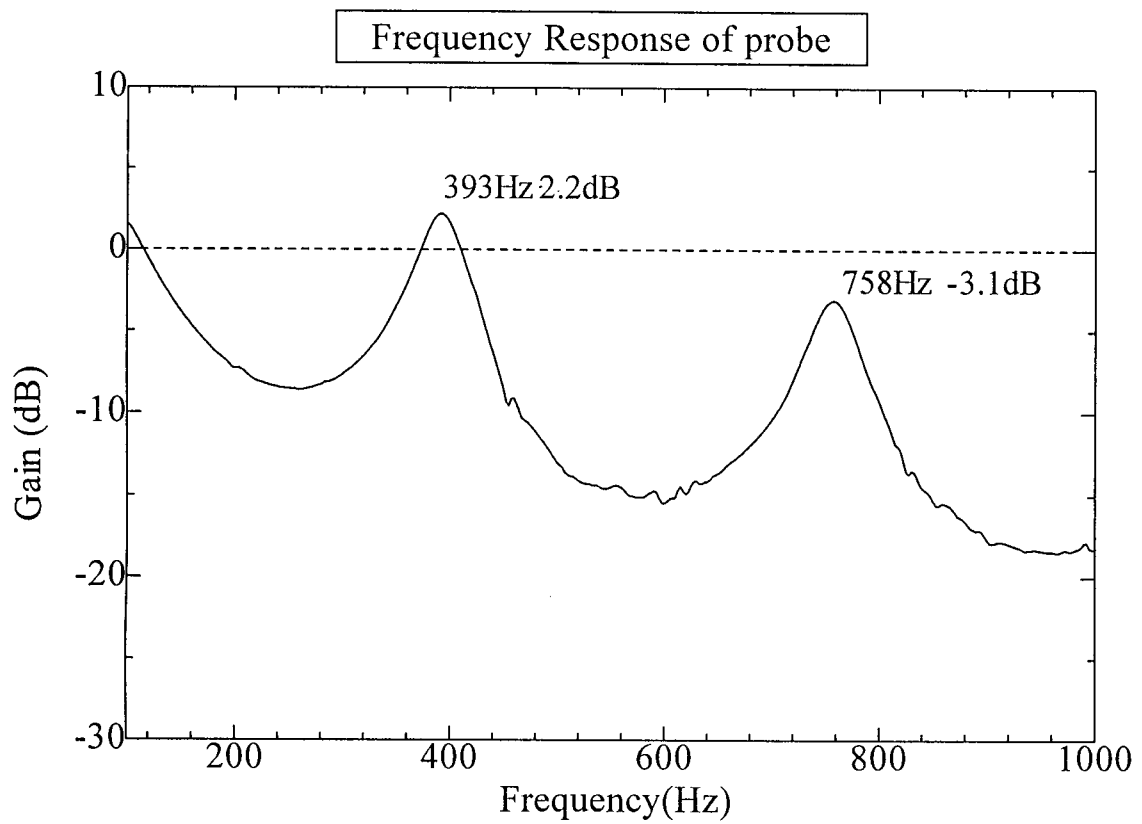
$$\langle x_1(t), x_3(t+\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} [\phi_{y_1y_2}(\omega)/G(\omega)] e^{i\omega\tau} d\omega \quad (B.8)$$

上記処理を電子計算機にて用いて行うためには、最低 2ch の A/D 変換機をもち、FFT 機能を備えた電子計算機を利用することが便利である。上記演算と平均化処理する場合に欠かせないことは、常にクロススペクトル $\phi_{y_1y_2}(\omega)$ の形で記憶させておくことである。 $Y_1(\omega)$ 、 $X_2(\omega)$ を別々に記憶平均化すると、ゲインと位相の情報がバラバラになってしまい信号処理の意味を失う。

以上の補正方法は、プローブマイクロホンだけの方法ではなく、様々な計測で、センサ、プローブがある特性を持つために真の情報が得られない場合に利用できる。これらの式を利用してプローブマイクロホンの補正を行う。

B.2 第1円柱表面変動圧力測定用圧力導管の周波数応答特性

図 B.1 に、圧力導管の周波数応答特性の実験結果を示す。図において横軸は入出力信号の周波数で、縦軸は入力信号と出力信号の振幅比である。この周波数応答特性を求めたとき、入力信号の音圧レベルは $\pm 0.8\text{dB}$ の範囲で同一音圧を維持していた。なお、圧力導管の先端(円柱の表面に接続)に入る微小変動圧力の時間軸信号を入力信号と表現する。これと同様に、圧力導管の後端(プローブマイクロホンを接続)から検出される微小変動圧力の時間軸信号を出力信号と表現している。



Gain=20log(Y/X) Y: 出力信号振幅 X: 入力信号振幅

図 B.1 圧力導管の周波数応答特性

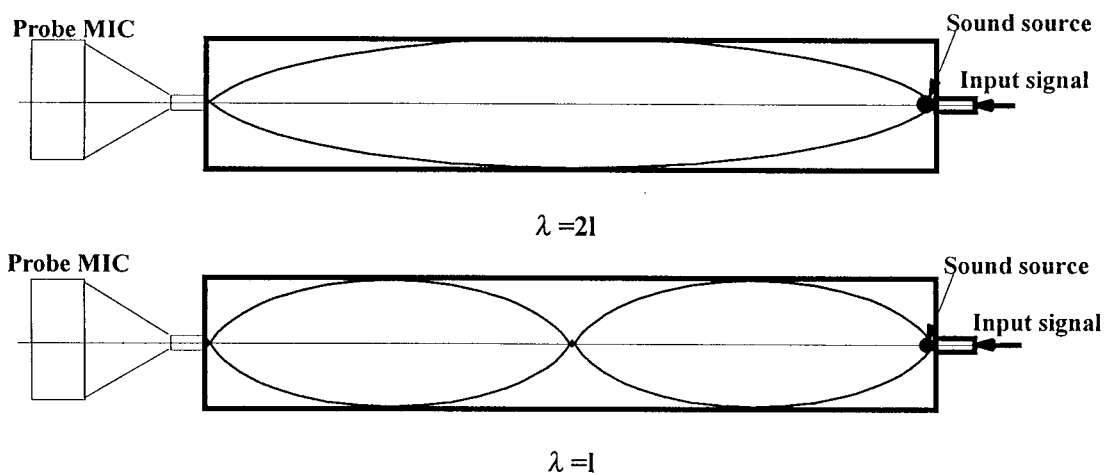


図 B.2 圧力導管の共鳴条件

図から明らかなように、393Hz と 758Hz に定在波の影響と思われるピーク成分が確認できる。

仮に、圧力導管を両端閉口の気柱にと近似し、一端に音源を置いた場合、管の共鳴周波数 f_n (図 B.2 参照)は、

$$f_n = \frac{C}{\lambda} = \frac{nC}{2l} \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (\text{B.9})$$

で表わせる。ここで、 C :音速(m/s), λ :音の波長(m), l :圧力導管の長さ(m)である。(B.9)式に $C=345(\text{m/s})$ (気温 23℃時), $l=0.46-0.1=0.45(\text{m})$ を代入すると、圧力導管内部の共鳴基本周波数 f_1 と2倍音成分の周波数 f_2 は、

$$f_1 = 383(\text{Hz}), f_2 = 766(\text{Hz})$$

となる。この値は図 B.1 に示した共鳴周波数とほぼ一致する。

以上のことから、実験から得られた周波数応答特性が理論的にも正しいものであることが分かる。よって、圧力導管伝達特性の補正值として図 B.1 を用いることが妥当だと言える。

参考文献

- 1) L. Gutin, On the Sound Field of a Rotating Propeller, NACA Tech. Memor., No.1195(1948)
- 2) 秋下・中崎, 日本機械学会論文集, 730-6, p. 207(1973)
- 3) M. J. Lighthill, On Sound Generated Aerodynamically I General Theory, Proc. of the Royal Soc., A211, pp.564-587 (1952)
- 4) N. Curle, The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound, Proc. of the Royal Soc., A231, pp.505-514 (1955)
- 5) M. V. Lowson, The Sound Field for Singularities in Motion, Proc. of the Royal Soc., A286, pp. 559-572 (1952)
- 6) A. Powell, Theory of Vortex Sound, Journal of the Acoustic Society of America, Vol.36, No.1, p. 177-195(1964)
- 7) M. S. Howe, Contribution to the Theory of Aerodynamic Sound, with Application to Excess Jet Noise and the Theory of the Flute, Journal of Fluid Mechanics, Vol.71, No.4, pp. 625-673(1975)
- 8) 藤田, 流体騒音の基礎実験, 日本機械学会 No. 920-30 講習会教材, p. 11-16(1992)
- 9) 辻, 日本機械学会論文集, 66-537, p. 1434(1963)
- 10) 小竹・岡崎, 日本機械学会論文集, 29-201, p. 969(1963)
- 11) 板谷・安田, 日本機械学会第36期通常総会講演論文集, No. 4, p. 129(1962)
- 12) I. J. Sharland, Sources of Noise in Axial Flow Fans, J. of Sound and Vibration, 1-3, p. 302-322(1964)
- 13) 秋下他, 後流うず騒音と翼面圧力変動の相関について(鋭い後縁を持つ翼形の実験), 日本機械学会論文集, 44-387, p. 3797-3808(1977)
- 14) Y. Maruta and S. Kotake, Separated Flow Noise of a Flat Plate, Institute of space and aeronautical science university of Tokyo, Report No.592 (1981) Vol.46, No.4
- 15) E. T. Yudin, NACA Tech. Memor., No.1136(1947)
- 16) 深野他, 日本機械学会論文集, 41-345, p. 1479(1975)
- 17) 近藤他, プロペラファンの騒音予測法に関する研究, 三菱重工技報, Vol.29, No. 6, p. 548-553(1992)
- 18) 尾川他, 空力騒音の予測技術, マツダ技報 No. 12 (1994), p. 91-96
- 19) J. M. Tyler and T. G. Sofrin, Axial Flow Compressor Noise Studies, SAE Transactions, Vol.1.70, p. 309-332(1962)
- 20) 湯浅他, 遠心ポンプ羽根車後方の変動流れ, 日本機械学会論文集(B 編), 45-392, p. 484-494(1978)
- 21) 太田他, 遠心送風機における翼通過周波数騒音の特性と低減化法, 日本機械学会論文集(B 編), 54-500, p. 890-899(1987)

- 22) L. L. Beranek et al, Apparatus and Procedures for Predicting Ventilation System Noise, Journal of Acoustic Society of America, 25-2, p.313(1953)
- 23) L. L. Beranek et al, Noise of Centrifugal Fans, Journal of Acoustic Society of America, 27-2, p. 217(1955)
- 24) 鈴木, 日本機械学会誌, 67-547, p.1257(1964)
- 25) R. D. Madison and J. B. Graham, Heating Piping and Air Conditioning, 30-1, 207(1958)
- 26) George, Journal of Acoustic Society of America(1963)
- 27) Wiedeman, analysis of the Relations between Acoustic and Aerodynamic Parameters for a Series of Dimensionally Similar Centrifugal Fan Rotors, NASA TT F-13, p.798(1971)
- 28) L. Bommers, Analyse und Vorausberechnung des Gerausches Von Ventilatoren, H.L.H., 33-7, p. 245(1982)
- 29) B.Eck, Fans(First English Edition), Pergamon Press, p. 89,529 (1973)
- 30) 鈴木他, 日本機械学会第 39 回通常総会講演論文集, No. 66, p. 113(1962)
- 31) J.B.Moreland, Journal of Sound and Vibration, 36-2, p. 2093(1974)
- 32) 鈴木・鶴飼, 高比速度の翼型送風機の研究, 日本機械学会論文集, 42-361, p. 2763(1976)
- 33) 近藤他, 空調用ターボファンの騒音低減, 三菱重工技報, Vol. 26, No. 2, p. 149-154(1989)
- 34) 児玉他, スクロールレス・ターボファンの騒音の研究, 日本機械学会講演論文集, No. 938-1, p. 144-147(1993)
- 35) 木下・佐柳, パッケージエアコンディショナー用ターボファン, ターボ機械, 26-9, p. 10-14(1998)
- 36) 林他, 周波数変調による横流ファンの低騒音設計, 日本機械学会論文集(C 編), 62-601, p. 68-73(1996)
- 37) 鈴木他, 遠心送風機の低風量域の騒音特性, 日本機械学会論文集, 42-361, p. 3020(1976)
- 38) S.Suzuki et al, Study on Infra-Sound Reduction in Centrifugal Fans, Proc. of ICA Paris, p. 281-284(1983)
- 39) 望月・丸田, 流体音工学入門, 朝倉書店, p. 79, 86(1996)
- 40) 白木, 騒音防止設計とシミュレーション, 応用技術出版, p. 163(1987)
- 41) 石原国彦, 青木誠: スプリッタープレートのエオルス音発生機構へ及ぼす影響, 第 8 回環境工学総合シンポジウム' 98 講演論文集, (1998), p. 47-50
- 42) 丸田・御法川, 相関制御による流体騒音の静粛化, 日本騒音制御工学会平成 7 年度研究発表会講演論文集, pp. 61-61(1995)
- 43) 富田他, 一様流中に置かれた十字交差円柱の音響特性(第 1 報), 機論 B, 51-486, (1985), p. 2571-2580
- 44) 富田他, 一様流中に置かれた十字交差円柱の音響特性(第 2 報), 機論 B, 52-480, (1986), p. 2837-2843
- 45) 稲垣他, 一様流中に置かれた十字交差円柱の音響特性(第 3 報), 機論 B, 52-483, (1986), p. 3693-3701

- 46) 稲垣他, 一様流中に置かれた十字交差円柱の音響特性(第 4 報), 機論 B, 54-497, (1986), p. 94-100
- 47) 丸田・鈴木, 交差円柱によるカルマン渦音の防止, エバラ時報, No. 145, pp. 8-15(1989)
- 48) T. E. Siddon, Surface Dipole Strength by Cross-Correlation Method, Journal of acoustic Society of America, 53-2(1973)
- 49) 長松, モード解析入門, コロナ社, p. 225(1993)
- 50) Bruel&Kjaer, Noise Control (Principles and Practice), p. 133(1986)
- 51) Y. Maruta and G. Minorikawa, Developments of Low-Noise Contractive Nozzle Used in Acoustic Wind-Tunnel, Proc. of 3rd. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conf., No. AIAA97-1679, p. 1-8(1997)
- 52) 丸田・小竹, 平板のはく離流れから生じる騒音(第 1 報), エバラ時報 No. 121, (1982-7), P9-14
- 53) 丸田・小竹, 平板のはく離流れから生じる騒音(第 2 報), エバラ時報 No. 121, (1982-10), P17-23
- 54) 柳沢他, 境界要素法を用いた亜音速流中の三次元揚力物体の非定常空力特性の計算, 航空宇宙技術研究所報告, TR-1065, (1990), p. 9-10
- 55) 菊池・柳沢, 圧力測定系における管の応答特性, 航空宇宙技術研究所報告, TM-475, (1982), p. 1-2
- 56) 飯田他, 日本機械学会論文集(B 編), 61-592, (1995), p. 139-146
- 57) 神部, 日本音響学会誌, 45 巻 1 号, (1989), p. 53-61
- 58) 井上・木谷, 流れと波の非線形現象, 朝倉書店, (1993), p. 85-105
- 59) 徳岡他, 演習振動・波動論, サイエンス社, (1985), p. 96-99
- 60) M. E. Goldstein, 流体音響学, 共立出版, (1991)
- 61) 笠原, 水力学, 産業図書, (1990)
- 62) 藤田肇, 白石純一, 栗田健, 丸田芳幸, 山田彰二: 機論 B, 62-593, (1996), p. 187-193
- 63) 飯田他: 日本機械学会論文集(B 編), 62-604, (1996), p. 146-153
- 64) 梅澤他, 静粛工学, 開発社, p. 8-14), p. 263-270 (1995)
- 65) 岡内他, 耐風構造, 丸善, p. 14-19(1977)
- 66) リス, 遠心圧縮機, コロナ社, p. 69, 160(1969)
- 67) 流れの可視化学会, 流れのファンタジー, 講談社, p. 13 (1986)

謝 辞

本研究成果を学位論文としてまとめるにあたり、多大なご尽力、ご指導をいただいた、東京工業大学、荻原一郎教授、ならびに法政大学、長松昭男教授（前東京工業大学名誉教授）に深く御礼申し上げます。

本研究の遂行に関しては、法政大学、鈴木昭次非常勤講師（前法政大学教授）より長きにわたり適切かつ丁寧なご指導をいただきました。本論文における研究成果はその賜物であり、この場をお借りして心より感謝の意を表します。

また、論文発表などにおいて適宜有益なご助言をいただいた法政大学、水木新平教授に厚く御礼申し上げます。そして、実験遂行に当たった当時の大学院生中谷文俊君、河合直樹君、稲山佳里君、守谷元宏君、竹内伸介君に感謝いたします。

最後に、本研究で用いた装置の一部を提供して下さった、株式会社ヤスキ、研究開発部副部長、高橋雅明様に御礼申し上げます。

以上