

寄	贈
貞本晃氏	平成 年 月 日

D B  
924  
1993  
(H)

# 高次モード波を含む円形ダクト内音波の 伝ば特性と消音に関する研究

1994年3月

貞本 晃

# 目 次

## 記号表

第 1 章 序 論 .....	1
第 2 章 ダクト内音場の理論 .....	5
2・1 はじめに .....	5
2・2 円形ダクト内音場 .....	6
2・3 不連続断面変化部での音場の理論 .....	10
2・3・1 理論展開上の規約 .....	10
2・3・2 断面が不連続に拡大する場合 .....	12
2・3・3 断面が不連続に縮小する場合 .....	19
2・4 まとめ .....	21
第 3 章 断面変化部での音波の反射・透過率の測定 .....	23
3・1 はじめに .....	23
3・2 円形ダクト内音波の音圧測定装置 .....	23
3・2・1 測定系の構成 .....	23
3・2・2 音源の検定 .....	28
3・2・3 モード波が混在するときの音圧測定値の分離 .....	32
3・3 音波の距離減衰 .....	35
3・3・1 伝ばモード波の減衰 .....	35
3・3・2 非伝ばモード波の減衰 .....	38
3・4 反射・透過率の測定方法 .....	39
3・5 反射・透過率の測定結果 .....	45
3・5・1 断面が急変する場合 .....	45
3・5・2 断面がテーパ状に変化する場合 .....	48

3.6	まとめ	52
第 4 章	断面変化部での音波の反射・透過率の理論解析	55
4.1	はじめに	55
4.2	計算方法	55
4.2.1	断面がテーパ状に変化する場合	56
4.2.2	エネルギーのつりあいによる計算誤差の確認	59
4.2.3	数値計算上の留意点	61
4.3	計算方法の評価	63
4.3.1	断面が急変する場合	63
4.3.2	断面がテーパ状に変化する場合	66
4.4	計算結果例	69
4.5	計算結果と測定結果との比較	74
4.6	まとめ	79
第 5 章	スリットによる消音効果の理論解析	81
5.1	はじめに	81
5.2	スリットでの計算方法	82
5.3	平面波理論との比較計算結果	84
5.4	計算結果	88
5.4.1	計算結果例	89
5.4.2	計算方法の評価	90
5.4.3	スリットでの透過率が減少する周波数帯域幅に関する検討	92
5.4.4	スリットでの透過特性とスリット形状寸法との関係	93
5.5	まとめ	98
第 6 章	スリットによる消音効果の測定	101
6.1	はじめに	101

6.2 測定装置 .....	101
6.2.1 測定系の構成 .....	101
6.2.2 スリットの構成 .....	103
6.2.3 測定方法 .....	104
6.3 測定結果と計算結果との比較 .....	105
6.3.1 平面波の場合 .....	105
6.3.2 高次モード波の場合 .....	109
6.4 まとめ .....	112
第 7 章 総括および結論 .....	115
参考文献 .....	119
研究業績 .....	123
謝 辞 .....	125





## 記号表

- $A, B$  : 連立方程式の行列要素
- $A, B$  :  $f_R$ と $b_S$ との関係式 [式(5.3)] の係数
- $a$  : ダクトの内半径
- $b$  : 鋼管の肉厚
- $b_S$  : スリット深さ
- $c$  : 自由音場での音速
- $d$  : ダクト (鋼管) の内直径
- $dl$  : テーパ状断面変化部の微小分割部分のダクト軸方向長さ
- $d_O$  : 鋼管の外直径
- $d_S$  : 断面膨脹部またはスリットの直径
- $E$  : 音波が単位時間あたりに運ぶエネルギーの値
- $e$  : 音波が単位時間・単位面積あたりに運ぶエネルギーの値
- $er$  : エネルギーのつりあいから求めた計算誤差
- $f$  : 周波数
- $f_R$  : スリットにおいて透過率が極小となる周波数
- $I_1, I_2$  : 積分式 [式(2.18), 式(2.19)]
- $I_3, I_4$  : 積分式 [式(2.31), 式(2.32)]
- $i$  : テーパ状断面変化部の微小分割部分の順番を表す番号
- $i_T$  : テーパ状断面変化部の微小分割数
- $J_n(q)$  :  $n$ 次の第1種Bessel関数
- $j$  : 虚数単位
- $j$  : テーパ状断面変化部での反復計算の順番を表す番号
- $j_T$  : テーパ状断面変化部での反復計算の総回数
- $K_1, K_2$  : 関数式 [式(2.27), 式(2.28)]
- $K_3, K_4$  : 関数式 [式(2.34), 式(2.35)]

- $k$  : 自由音場での音波の波数
- $k_z$  : ダクト内音波のダクト軸方向波数
- $l$  : 断面変化部または断面膨張部のダクト軸方向長さ
- $l_S$  : スリット幅
- $M$  : ダクトにおける伝ばモード波の径方向次数最大値
- $m, s, u$  : ダクト内音波の径方向次数
- $m_0$  :  $n=0$ のとき0,  $n \geq 1$ のとき1を表す記号
- $m_1$  : ダクト1での $m$ の最大値
- $m_2, m_{i_r}$  : ダクト2での $m$ の最大値
- $m_D$  : ダクトでの $m$ の最大値
- $m_i$  : テーパー状断面変化部の微小部分 $i$ での $m$ の最大値
- $m_S$  : スリットまたは断面膨張部での $m$ の最大値
- $n$  : ダクト内音波の周方向次数
- $P$  : 音圧の複素振幅または複素振幅絶対値
- $P_m', P_m''$  : 音圧値に関する連立方程式の $m$ 番目の未知数の数値解
- $p$  : 音圧
- $q$  : ベッセル関数 $J_n(q)$ の変数
- $q_{nm}$  :  $J_n'(q)=0$ の $m$ 番目の根
- $R$  : 反射波
- $R$  : 連立方程式の数値解に含まれる残差の2乗和
- $R_d$  : ダクトの直径比
- $R_u$  : 連立方程式の $u$ 番目の未知数の数値解に含まれる残差
- $r, \theta, z$  : 円筒座標
- $T$  : 透過波
- $t$  : 時間
- $V$  : 音の粒子速度
- $v$  : ダクト内音波のダクト軸方向位相速度
- $z_0$  : 断面急変部の $z$ 座標

- $\alpha$  : 平面波の減衰率計算値
- $\delta$  : クロネッカのデルタ
- $\pi$  : 円周率
- $\rho$  : 音波が伝ばする媒体の密度
- $\tau$  : 相関関数の時間遅れ
- $\omega$  : 角周波数
- $\omega_m$  : 任意の周方向次数において径方向次数が $m$ 次である  
モード波の遮断角周波数
- $\omega_{nm}$  :  $(n,m)$ モード波の遮断角周波数

## 添 字

- 0 : 平面波に関するものを示す
- 1 :  $(1,1)$ モード波に関するものを示す
- 1, <sup>[1]</sup> : 小径側ダクト (ダクト1) に関するものを示す
- 2 :  $(2,1)$ モード波に関するものを示す
- 2, <sup>[2]</sup> : 大径側ダクト (ダクト2) に関するものを示す
- [A]~[F] : 断面膨脹部での計算に用いる各音圧複素振幅を区別する
- D : ダクトに関するものを示す
- i, <sup>[in]</sup> : 入射波または入射側ダクトに関するものを示す
- i, <sup>[i]</sup> : テーパ状断面変化部の微小部分*i*に関するものを示す
- $m, s, u$  : 音波の径方向次数を示す
- $n$  : 音波の周方向次数を示す
- R, r : 反射波に関するものを示す
- s : スリットまたは断面膨脹部に関するものを示す
- T, t : 透過波または透過側ダクトに関するものを示す



## 第1章 序 論

科学技術の進歩に伴い、多くの機械が小型化・高速化を目指す傾向が著しい。このことを騒音の面から考えると、機械が発生する音の高周波数化に帰着する。例えば、最近の家庭用電気掃除機からの騒音の卓越周波数は約3kHzとなっており<sup>(1)</sup>、高周波数範囲での騒音となっている。この周波数は、掃除機のブロワの動翼枚数と回転数との積によって与えられるが、回転翼を持つ送風機や圧縮機においてはこれと同様の騒音成分が生じており、それらは高周波数化の傾向にある。ダクト系を伴う場合では、ダクト内を伝ばする音波が高周波数化することになる。さらに、周波数とダクト断面寸法との比率によっては、ダクト内を伝ばする音波には平面波のみならず高次モード波も含まれ、この高次モード波が騒音に大きく影響する。例えば、ジェットエンジンのファンおよびコンプレッサから発生する騒音が、動翼列と静翼列との相互干渉によって生じる高次モード波に起因することが報告されている<sup>(2),(3)</sup>。騒音対策の面からも、平面波のみならず、高次モード波を含めてダクト内を伝ばする高周波数の音波の伝ば特性を明らかにすることは重要な課題である。

従来から、断面変化を伴わないダクト内の音波の伝ば特性に関する研究は、種々のダクト断面形状に対して行われており、それらは壁面が剛である場合<sup>(4),(5)</sup>や壁面がある有限のインピーダンスを持つ場合<sup>(6),(7)</sup>、ダクト内に流れがある場合<sup>(8),(9)</sup>等、多岐にわたっている。

また、ダクトの途中に断面変化がある場合についても、種々の研究が行われている。1つの不連続断面変化部に平面波が入射する場合について理論解析したMiles<sup>(10)</sup>の研究を端緒に、連続的に変化する断面変化部を階段状の形状で近似して計算し、指数ホーンからの放射音に関する計算値と実験値とを比較したAlfredson<sup>(11)</sup>、重み付き残差法と有限要素法を用いて計算した結果を比較したEversmanら<sup>(12)~(16)</sup>、航空機エンジンの環状ダクト内の音響伝ばについて計算値と実験値を比較したNayfehら<sup>(17)</sup>、マイクロ波理論との類似性に着目し散乱行列を

用いて計算したHuddeら<sup>(18)</sup>の研究がある。これらの研究の多くは平面波、あるいは平面波を含む軸対称モード波（ダクトの周方向に関する音圧分布が一様であるモード波）に主眼を置いているが、その結果を非軸対称モード波を含む高次モード波に拡張することは困難なことではない。しかし、実際には非軸対称モード波に対する理論解析は示されていない。さらに実験的な立場からは、複数のモード波の重なったダクト内音場の測定の困難さと単一モード波を出力する音源に問題があり、平面波が入射する場合を除けば、理論計算結果に対する実験的検証はほとんど行われていない。調査した範囲内では、方形断面の曲がりダクトに対するShepherdら<sup>(19)</sup>の報告があるだけである。また、理論計算方法が確立されている場合でも、特に高周波数範囲での数値計算結果の精度については、実験的検証がなされていないこととあいまって、明示されていない場合が多い。理論解析が正確であっても、これをコンピュータの数値計算プログラムに置き換えた時点で、計算は近似的なものになる。理論解析の実験的検証のみならず、数値計算プログラムの計算精度を評価し、計算精度を保つための検討を重ねることが不可欠である。コンピュータの計算能力が不十分であった時代における研究では、これらの検討が十分なされていない。

一方、ダクト系の騒音対策には種々の有効な方法があり実用に供されているが、その理論解析の多くは平面波理論の成立する低周波数の範囲にとどまっておき、高次モード波を含む高周波数の音波の消音について理論的に明示したものは少ない。理論的に扱いやすいリアクティブ形消音器の特性についてさえも、一般に平面波理論の成立する低周波数範囲に対してのみ論じられている<sup>(20)</sup>。騒音対策において高次モード波を具体的に取り上げているものとしては、航空機エンジンからの高周波数騒音を減少させる方法に関するものが多く、これらの中には、騒音の発生自体を抑制する方法のみならず、発生した騒音を消音する方法も含まれている<sup>(21)</sup>。しかしながら、この分野において検討されている消音器の形状は複雑なものである<sup>(22)</sup>。高次モード波の伝ばに関して十分な検討がなされているとはいえない現状においては、一般的な形状の消音器に対しても高次モード波を含めて検討することにより、平面波理論からは類推し得ない有意な結果を得る可能性が

あると思われる。ダクトからの騒音を低減させる方法を確立するためにも、ダクト内を伝ばする高次モード波の伝ば特性を研究し、その結果をもとにダクト内音波の消音について検討することは重要である。

本研究では、流れを伴わない円形ダクト内の線形音場の理論式をもとに、断面変化を伴うダクト内での音波の伝ば特性を、高次モード波を含めて理論的に示し、精度の良い解を得るための検討を行う。また、高次モード波を含めて測定することが可能な実験装置を考案し、これを用いた測定によって、音波の伝ば特性を実験的に検証する。さらに、これらの解析の過程において、「ダクト壁面に設けた、流体抵抗が極めて小さいスリット状の断面膨脹部で音響フィルタを構成することにより、高次モード波および高周波数の平面波の振幅を減少させることが可能である。」ことが明らかとなったので、これを、実験・理論の両面から確認した結果を示す。

各章の内容については、章のはじめに記述するが、概略を述べると次のようになる。

第2章では、本研究の理論計算の基礎となる円形ダクト内音場の基本的な事柄について説明する。これをもとに、1つの不連続断面変化部での音波の反射・透過特性が、音圧値に関する連立方程式を解くことにより、すべてのモード波に対して求められることを示す。

第3章では、断面変化部での音波の反射・透過特性を、高次モード波も含めて測定するための実験装置について説明する。また、測定において付带的に必要となる、音波の距離減衰率の測定結果について述べる。そして、急変あるいはテーパ状に拡大・縮小する断面変化部での反射・透過率の測定結果を示し、検討を加える。

第4章では、第2章の理論計算式をもとに、断面が連続的（テーパ状）に変化する場合の、音波の反射・透過率の計算方法について示す。そして、第3章の測定条件に対応する条件のもとでの数値計算結果を示し、測定結果との比較・検討を行う。



第5章では、第2章の理論計算式をもとに、ダクト壁面に設けたスリット状の断面膨脹部での、音波の反射・透過率の計算方法について示す。そして、スリットにおいて、高次モード波および高周波数の平面波の透過率が減少することを、理論的に示す。

第6章では、第5章に示した音波の透過率の減少を検証するための実験装置について示し、測定結果からも、スリットにおける高次モード波および高周波数の平面波の透過率の減少が確認されることを示す。

第7章では、第2～6章までの結果を総括および結論として、まとめて記す。

## 第2章 ダクト内音場の理論

### 2.1 はじめに

外力および媒体の粘性が無視できる場合，剛体壁を持つ円形ダクト内の音波を表す式は，波動方程式を解くことにより求めることができる．この結果は良く知られており，音場は，ダクト壁面での境界条件およびダクトの周方向への連続性により定まる，複数のモード波の重ね合わせとして表される．本章では，まずこれについて簡単に示し，本研究で扱うダクト内音場の基本的な事柄について説明する．

断面変化を伴う円形ダクト内の音波を扱う場合，1つの不連続断面変化部での音波の伝ば特性が明らかとなれば，その結果を重ね合わせることによって，種々の形状の断面変化部に関する検討が可能となる．そこで，まずは1つの不連続断面変化部での音波の特性を明確に示す必要がある．

本章では，1つの不連続断面変化部での音波の反射・透過特性が，音圧値に関する連立方程式を解くことにより求められることを示す．これは，Miles<sup>(10)</sup>が示した，拡大する不連続断面変化部に平面波が入射する場合の理論解析を拡張することにより得られる．

第1章に示したとおり，断面変化部での音場の理論解析には種々の方法が用いられており，Milesの方法は古典的なものである．Huddeら<sup>(18)</sup>は，Milesの方法およびそれを応用したAlfredson<sup>(11)</sup>の方法が反復計算を必要とすることの不便さを指摘している．Huddeらの，マイクロ波理論との類似性に着目した散乱行列を用いる方法は有効なものである．しかしながら，この方法では行列の要素が多く，Milesの方法よりも複雑である．また，近年のコンピュータの急速な高性能化によって，反復計算を行うことの不便さは，小型計算機においてもなくなっている．

以上の理由により，本研究ではMilesの方法を拡張した．ここでの理論解析において，Milesの方法から拡張・改良した点についてまとめると，以下のような

る。

(1) Milesは、軸対称モード波（ダクトの周方向に関する音圧分布が一様であるモード波）のみについて理論展開しており、平面波が入射する場合のみを考えている。本研究では、非軸対称モード波を含め、任意のモード波が入射する場合について理論展開した。

(2) Milesは、ダクト内音波の音圧を表す式において、軸対称モード波の中の高次モード波については級数式を用いて表し、平面波を分けて扱っている。このため、Milesが理論展開した式の表現は冗長になっている。本研究では、平面波を高次モード波の級数式の中に含めた。そして、非軸対称モード波も含めたすべてのモード波の特性が一組の式で表せるようにした。

(3) Milesは、理論展開した式を数値計算していないので、数値計算プログラミングに対する配慮はなされていない。本研究では、実際の数値計算を考え、プログラミングが簡単になるように記号を集約し、式表現を単純化した。

(4) Milesは、理論展開において現れる積分式の分母が0になる場合を考慮していないが、このことは数値計算上問題になる場合がある。本研究では、これを考慮した [例えば、後述の式(2.23)の $\omega$ に関する場合分け] 。

(5) Milesは、断面が拡大する場合のみの理論式を示している。本研究では、断面が縮小する場合についても考えた。断面が拡大する向きに音波が入射する場合と、縮小する向きに入射する場合とでは理論上の扱いが異なるが、この2つの場合をできるだけ同じパラメータを用いて表した。

## 2.2 円形ダクト内音場

音場を支配する波動方程式は、外力がなく、重力の項が無視できる場合、音圧  $p$  に関して、

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

となる。ここで、 $c$ は自由音場での音速である。

円筒剛壁で囲まれた音場においては、円筒の中心軸をz軸とする円筒座標 $(r, \theta, z)$ を用いることにより、式(2.1)を変数分離法によって解くことができる。ここで、 $p$ が $\theta$ に関して滑らかに連続であること、および剛壁面での境界条件

$$\partial p / \partial r = 0 \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

により、解は断続的に無限個数存在する。これらの解を、時間 $t$ に関する任意の角周波数 $\omega$ の正弦関数の重ね合わせとして示すと、次のように表せる。

$$p = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=m_0}^{\infty} P_{nm} J_n \left( \frac{\omega_{nm}}{c} r \right) \cos(n\theta + \beta_n) \exp \left\{ j\omega \left( t \pm \frac{z}{v_{nm}} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

ここで、 $m$ に関する級数の第1項を示す $m_0$ は、 $n=0$ のとき0、 $n \geq 1$ のとき1を表す記号とする。また、 $J_n$ は $n$ 次の第1種Bessel関数であり、 $n, m$ で表される級数の各項は、位相速度

$$v_{nm} = c\omega (\omega^2 - \omega_{nm}^2)^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

で $z$ 方向に進行するモード波を表す。 $n, m$ はおのこの周方向および径方向のモードの次数を表す整数値であり、 $\omega_{nm}$ はこの $(n, m)$ モード波の遮断角周波数である。

従来の研究においては、軸対称モードである $n=0$ の場合についてのみの記述が多く、この場合、式(2.3)の $n$ に関する級数はなくなり、 $m$ に関する級数の第1項は $m=0$  (平面波を表す) である。ところが、MilesおよびAlfredsonは、軸対称モードのみを扱っているにもかかわらず、級数式を $m=1$ からとし、平面波を分けて式表現している。このため、彼らの理論展開式は冗長になっている。本研究では、 $n=0$ の場合は $m=0$ から級数が始まるとした。さらに、記号 $m_0$ を用いることにより、 $n=0$ と $n \geq 1$ の場合を1つの式(2.3)で記述した。この結果、理論解析において $n=0$ と $n \geq 1$ の場合を分けて扱う必要がなくなり、数値計算におけるプログラミングも簡単になる。

$(n, m)$ モード波の断面内音圧分布を簡単に図式化し、図2.1に示す。

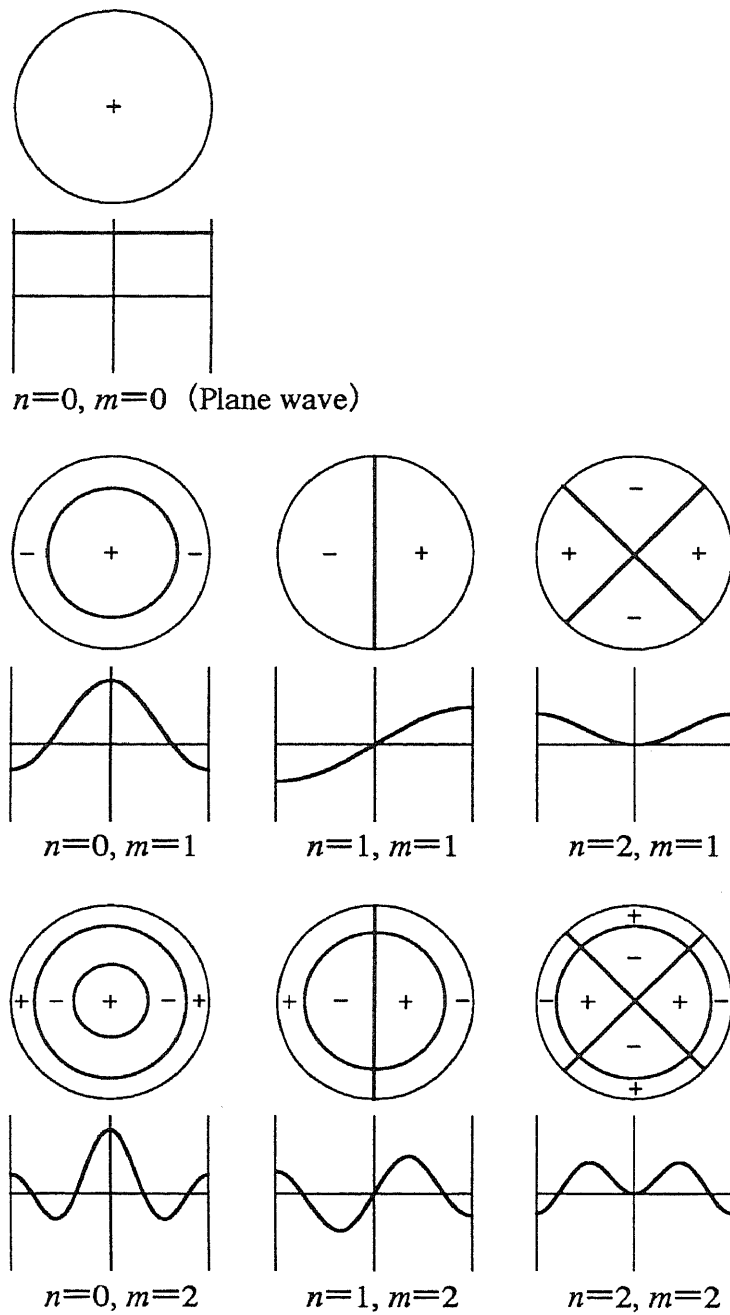


図2.1  $(n,m)$ モード波の円筒断面内音圧分布

図2.1において、ダクト断面を表す円図の中の実線は外周を除き音圧0の位置（音波の節）を示し、+-の符号はおのおのの領域での位相関係を示す。各円図

の下に示す曲線は、各円筒の横方向の直径上での音圧分布の状態、すなわち、式(2.3)の $r$ に関する項 $J_n(\omega_{nm}r/c)$ を表している。平面波は、 $(n,m)=(0,0)$ のモード波として記述される。 $m=0$ となるモードは平面波のみであり、高次モード波はすべて $m \geq 1$ のモード波となる。

式(2.4)より得られる、各モード波の位相速度と周波数との関係（音波の分散関係）を図2.2に示す。図の横軸には、音波の自由音場での波数 $k$ とダクト半径 $a$ との積を用い、周波数を無次元化して表している。縦軸は位相速度 $v_{nm}$ を、自由音場での音速 $c$ で割って無次元化したものである。図中の破線は、各モード波の遮断周波数を示すものである。また、図が煩雑になるのを避けるために、 $n \geq 4$ のモード波については示していない。

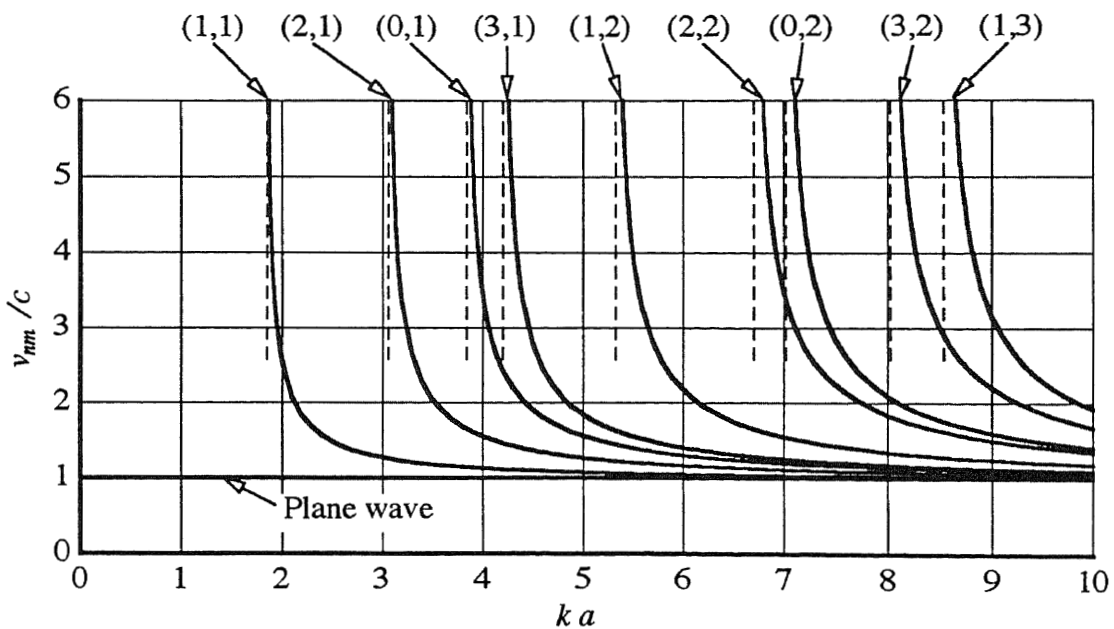


図2.2  $(n,m)$ モード波の分散関係

図から明らかなように、高次モード波の軸方向位相速度 $v_{nm}$ は、自由音場での音速 $c$ よりも大きい。また、周波数が減少すると $v_{nm}$ は急激に増加し、そのモードの遮断周波数において無限大となる。

各モード波の遮断周波数（遮断角周波数 $\omega_{nm}$ ）の値は，円筒剛壁での境界条件 [式(2.2)] を解くことにより求められ，ダクトの直径を $d$ ， $J_n'(q)=0$ の $m$ 番目の根を $q_{nm}$ とすると，

$$\omega_{nm} = 2q_{nm}c/d \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

で与えられる．式(2.4)および図2.2から明らかなように， $\omega > \omega_{nm}$ のとき $v_{nm}$ の値は実数となり音波は伝ばする（伝ばモード波となる）が， $\omega < \omega_{nm}$ のとき $v_{nm}$ の値は虚数となり音波は伝ばせずに減衰する．すなわち，非伝ばモード（減衰モード）波となる．

### 2.3 不連続断面変化部での音場の理論

本節では，本研究の理論計算上の礎となる，不連続断面変化部での音波の反射・透過特性の理論的導出方法について記述する．

#### 2.3.1 理論展開上の規約

円筒剛壁で囲まれ，軸方向に関して無限遠に延びているダクトに，図2.3に示す1つの不連続断面変化部を考える．

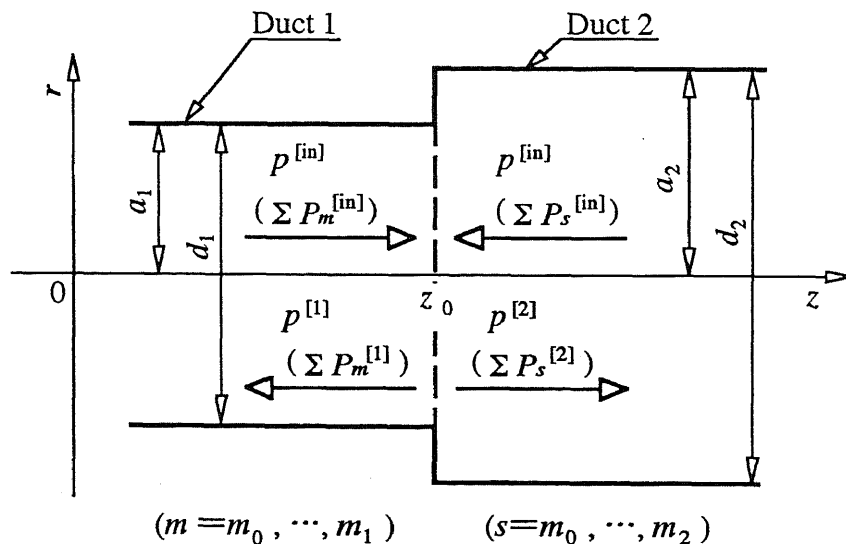


図2.3 ダクトの不連続断面変化部

ここでは、図2.3のように、2つのダクトを、小径側をダクト1、大径側をダクト2として定める。音波が入射する向きとして、断面が拡大する場合（ダクト1から入射）と縮小する場合（ダクト2から入射）とを考える必要があるので、図2.3では、入射波の向きを1つに定めることはできない。すなわち、ダクト1または2を、入射側ダクトまたは透過側ダクトのいずれかであるとして特定化することはできない。しかしながら、図2.3のように、ダクトに固有な物理量をダクト直径の大小関係に対して固定して考えることにより、断面が拡大・縮小する2つの場合での記号の共通化が図れ、式表現が単純化できる。

以下に、このことを含めて、本節での理論展開に共通な考え方を示す。

(1) 不連続断面変化部を挟んでダクトは同心であり、断面変化部での反射・透過により音波の周方向次数 $n$ は変化しない。すなわち、 $n$ が異なる音波どうしについては、おのおのが独立であると考えることができる。そこで、 $n$ を任意の1つの値に固定して考え、添字 $n$ を省略する。例えば、遮断角周波数 $\omega_{nm}$ を $\omega_m$ と表す。

(2) ダクト1, 2に固有な値をおのおの上付き添字<sup>[1]</sup>, <sup>[2]</sup>を用いて示す。例えば、ダクト1での $m$ 次の遮断角周波数を $\omega_m^{[1]}$ と表す。ただし、ダクトの内直径については $d_1, d_2$ , 内半径については $a_1, a_2$ と表す。

(3) ダクト1とダクト2との直径比 $R_d$ を

$$R_d = d_1 / d_2 \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

とする。ダクトの大小関係より、必ず $R_d < 1$ となる。

(4) 径方向次数 $m$ については、式(2.3)から明らかなように、理論上 $m_0$ から無限大まで考えなければならないが、数値計算上は $m$ の上限を定めることが必要である。ダクト1, 2での径方向次数の最大値 $m_1, m_2$ を

$$m_1 / m_2 = d_1 / d_2 \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

の条件に最も近い整数値として定める<sup>(18)</sup>。

(5) 説明の都合上、径方向次数を表す記号として、ダクト1では $m$ または $u$ , ダクト2では $s$ を基本的に用いる。



以上の考え方に基づくと、不連続断面変化部への入射波の音圧 $p^{[in]}$ は、式(2.3)より、ダクト1から入射する場合、

$$p^{[in]} = \sum_{m=m_0}^{m_1} P_m J_n \left( \frac{\omega_m^{[1]}}{c} r \right) \cos n\theta \exp \left\{ j\omega \left( t - \frac{z}{v_m^{[1]}} \right) \right\} \dots\dots\dots (2.8)$$

ダクト2から入射する場合、

$$p^{[in]} = \sum_{s=m_0}^{m_2} P_s J_n \left( \frac{\omega_s^{[2]}}{c} r \right) \cos n\theta \exp \left\{ j\omega \left( t + \frac{z}{v_s^{[2]}} \right) \right\} \dots\dots\dots (2.9)$$

と表される。

また、上記の入射波に対する反射・透過波として、ダクト1またはダクト2の中を断面変化部から遠ざかる向き伝ばする音波の音圧 $p^{[1]}$ 、 $p^{[2]}$ は、その音圧複素振幅を $P_m^{[1]}$  ( $m=m_0, \dots, m_1$ )、 $P_s^{[2]}$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )として表すと、次のように示せる。

$$p^{[1]} = \sum_{m=m_0}^{m_1} P_m^{[1]} J_n \left( \frac{\omega_m^{[1]}}{c} r \right) \cos n\theta \exp \left\{ j\omega \left( t + \frac{z-z_0}{v_m^{[1]}} \right) \right\} \dots\dots\dots (2.10)$$

$$p^{[2]} = \sum_{s=m_0}^{m_2} P_s^{[2]} J_n \left( \frac{\omega_s^{[2]}}{c} r \right) \cos n\theta \exp \left\{ j\omega \left( t - \frac{z-z_0}{v_s^{[2]}} \right) \right\} \dots\dots\dots (2.11)$$

なお、座標 $\theta$ の原点は任意であるから、以上の式(2.8)～式(2.11)では、式(2.3)の $\beta_n$ が0となるように座標 $\theta$ を定めている。

**2.3.2 断面が不連続に拡大する場合**

断面が不連続に拡大する場合、すなわち図2.3においてダクト1より音波が入射する場合について考える。

不連続断面変化部 $z=z_0$ における境界条件は,

(1)  $0 \leq r \leq a_1$ において, 音圧および粒子速度の連続より,

$$p^{[in]} + p^{[1]} = p^{[2]} \quad \dots\dots\dots (2.12)$$

$$\frac{\partial p^{[in]}}{\partial z} + \frac{\partial p^{[1]}}{\partial z} = \frac{\partial p^{[2]}}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (2.13)$$

(2)  $a_1 \leq r \leq a_2$ において, 剛壁面に垂直な粒子速度=0より,

$$\frac{\partial p^{[2]}}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

まず, 式(2.8)・式(2.10)・式(2.11)に $z=z_0$ を代入し, これらを式(2.12)へ代入する. ここで, 入射波の $z=z_0$ での音圧複素振幅を

$$P_m^{[in]} = P_m \exp\left(-j\omega \frac{z_0}{v_m^{[1]}}\right) \quad (m=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots\dots (2.15)$$

と表すことにより, 任意の $t$ および $\theta$ の値に対して成立すべき式として, 次式が得られる.

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} (P_m^{[in]} + P_m^{[1]}) J_n\left(\frac{\omega_m^{[1]}}{c} r\right) = \sum_{s=m_0}^{m_2} P_s^{[2]} J_n\left(\frac{\omega_s^{[2]}}{c} r\right) \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

式(2.16)を, Bessel関数の直交性を利用して簡単にする. このため, 式(2.16)の両辺に $J_n(\omega_u^{[1]} r/c) r dr$  ( $u=m_0, \dots, m_1$ )をかけ,  $r$ について0から $a_1$ まで積分すると, 次式が得られる.

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} \left\{ I_1(m, u) (P_m^{[in]} + P_m^{[1]}) \right\} = \sum_{s=m_0}^{m_2} \left\{ I_2(u, s) P_s^{[2]} \right\} \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots (2.17)$$

ただし,

$$I_1(m,u) = \int_0^{a_1} J_n\left(\frac{\omega_m^{[1]}}{c}r\right) J_n\left(\frac{\omega_u^{[1]}}{c}r\right) r dr \quad \dots\dots\dots (2.18)$$

$$I_2(u,s) = \int_0^{a_1} J_n\left(\frac{\omega_u^{[1]}}{c}r\right) J_n\left(\frac{\omega_s^{[2]}}{c}r\right) r dr \quad \dots\dots\dots (2.19)$$

式(2.18)・式(2.19)を, Lommelの積分公式<sup>(23)</sup>を用いて計算する. ここで, 式(2.5)より,

$$\frac{\omega_m^{[1]}}{c}a_1 = \frac{\omega_m^{[2]}}{c}a_2 = q_m \quad (m=m_0, \dots) \quad \dots\dots\dots (2.20)$$

であること, および,

$$J_n\left(\frac{\omega_m^{[1]}}{c}a_1\right) = J_n\left(\frac{\omega_m^{[2]}}{c}a_2\right) = J_n'(q_m) = 0 \quad (m=m_0, \dots) \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

であること, さらに $m, u, s$ は $n \geq 1$ の場合には0にならないことを考慮すると, 計算結果は次のようになる.

$$I_1(m,u) = \begin{cases} 0 & : m \neq u \text{ のとき} \\ \frac{a_1^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{n}{q_u} \right)^2 \right] \left\{ J_n(q_u) \right\}^2 & : m = u \neq 0 \text{ のとき} \\ \frac{a_1^2}{2} & : m = u = 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.22)$$

$$I_2(u,s) = \begin{cases} \omega_u^{[1]} \neq \omega_s^{[2]} \text{ のとき} \\ \frac{-a_1}{\left(\frac{q_s}{a_2}\right)^2 - \left(\frac{q_u}{a_1}\right)^2} \frac{q_s}{a_2} J_n(q_u) J_n\left(\frac{q_s}{a_2} a_1\right) \\ \omega_u^{[1]} = \omega_s^{[2]} \text{ のとき} \\ \begin{cases} \frac{a_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{n}{q_u}\right)^2\right] \{J_n(q_u)\}^2 & : u=s=0 \text{ 以外のとき} \\ \frac{a_1^2}{2} & : u=s=0 \text{ のとき} \end{cases} \end{cases} \quad \dots (2.23)$$

MilesおよびAlfredsonが示した式の中には、式(2.23)の $\omega$ に関する場合分けに対応するものは記述されていないが、これは、 $\omega_u^{[1]} = \omega_s^{[2]}$ のときに、 $\omega_u^{[1]} \neq \omega_s^{[2]}$ のときの式の分子・分母の値が共に0となることに対応しており、数値計算上は不可欠な場合分けである。

式(2.22)の $I_1(m,u)$ の値が $m \neq u$ のとき0であることから、式(2.17)の左辺の値は $m = u$ のときのみ存在することになり、 $m$ に関する $\Sigma$ を消すことができる。また、式(2.22)の $m$ についての記述は不要となる。この結果、式(2.17)は次のようになる。

$$I_1(u) (P_u^{[in]} + P_u^{[1]}) = \sum_{s=m_0}^{m_2} \{I_2(u,s) P_s^{[2]}\} \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots (2.24)$$

ただし、

$$I_1(u) = \begin{cases} \frac{a_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{n}{q_u}\right)^2\right] \{J_n(q_u)\}^2 & : u \neq 0 \text{ のとき} \\ \frac{a_1^2}{2} & : u = 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad \dots (2.25)$$

ここで、式(2.23)の $\omega_u^{[1]} = \omega_s^{[2]}$ のときの $s, u$ に関する場合分けについては、 $\omega_u^{[1]}$

$=\omega_s^{[2]}$ で $u=0$ のときには必ず $s=0$ となり、 $\omega_u^{[1]}=\omega_s^{[2]}$ で $u\neq 0$  (すなわち $u\geq 1$ ) のときには必ず $s\neq 0$  (すなわち $s\geq 1$ ) となることが自明であるから、 $s$ についての記述は不要となる。すなわち、式(2.23)の $\omega_u^{[1]}=\omega_s^{[2]}$ のときの式と式(2.25)とは同一な式になる。

また、式(2.23)・式(2.25)から明らかなように、式(2.24)の $u$ に関するおのおのの式のうち $u\neq 0$ の場合は、その両辺のすべての項に $J_n(q_u)$ が現れる。 $u=0$ の場合には、式(2.25)は $a_1^2/2$ であり $J_n(q_u)$ が現れていないが、 $u=0$ となるのは $n=0$ のときのみであるから、この場合 $J_n(q_u)=J_0(q_0)=J_0(0)=1$ であり、 $u=0$ のときにも $J_n(q_u)$ が含まれていると考えてよい。すなわち、 $u$ の値にかかわらず、式(2.24)の両辺で $J_n(q_u)$ は共通因数となっている。 $J_n(q_u)$ はBessel関数の極値であり0とはならないので、式(2.24)の両辺、すなわち式(2.23)・式(2.25)を $J_n(q_u)$ で割って簡単にすることができる。さらに、式(2.23)・式(2.25)を $a_1^2/2$ で割り、式(2.6)のダクト径比 $R_d$ を用いて整理し、式(2.24)を反射波の音圧複素振幅 $P_u^{[1]}$  ( $u=m_0, \dots, m_1$ )についてまとめると、次の式が得られる。

$$P_u^{[1]} = -P_u^{[in]} + \frac{1}{K_1(u)} \sum_{s=m_0}^{m_2} K_2(u,s) P_s^{[2]} \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

ただし、

$$K_1(u) = \begin{cases} 1 & : u=0 \text{ のとき} \\ \left(1 - \frac{n^2}{q_u^2}\right) J_n(q_u) & : u \geq 1 \text{ のとき} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.27)$$

$$K_2(u,s) = \begin{cases} K_1(u) & : \omega_u^{[1]} = \omega_s^{[2]} \text{ のとき} \\ \frac{2R_d q_s J_n'(R_d q_s)}{q_u^2 - R_d^2 q_s^2} & : \omega_u^{[1]} \neq \omega_s^{[2]} \text{ のとき} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.28)$$

つぎに、式(2.8)・式(2.10)・式(2.11)を $z$ で微分して得られる式に $z=z_0$ を代入し、これらを式(2.13)へ代入すると、任意の $t$ および $\theta$ の値に対して成立すべき式と

して、次式が得られる。なお、計算の都合上、ダクト2での径方向次数を $m$ で表しておく。

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} \frac{1}{v_m^{[1]}} (P_m^{[in]} - P_m^{[1]}) J_n \left( \frac{\omega_m^{[1]}}{c} r \right) = \sum_{m=m_0}^{m_2} \frac{1}{v_m^{[2]}} P_m^{[2]} J_n \left( \frac{\omega_m^{[2]}}{c} r \right) \dots\dots\dots (2.29)$$

式(2.29)の両辺に $J_n(\omega_s^{[2]} r/c) r dr$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )をかけ、 $r$ について0から $a_1$ まで積分する。このとき式(2.14)より、式(2.29)の右辺の値は $a_1 \leq r \leq a_2$ において0であるから、右辺の積分範囲を0から $a_2$ までに変更することが可能である。結果として、次式が得られる。

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} \left\{ \frac{I_3(m,s)}{v_m^{[1]}} (P_m^{[in]} - P_m^{[1]}) \right\} = \sum_{m=m_0}^{m_2} \left\{ \frac{I_4(m,s)}{v_m^{[2]}} P_m^{[2]} \right\} \quad (s=m_0, \dots, m_2) \dots (2.30)$$

ただし、

$$I_3(m,s) = \int_0^{a_1} J_n \left( \frac{\omega_m^{[1]}}{c} r \right) J_n \left( \frac{\omega_s^{[2]}}{c} r \right) r dr \dots\dots\dots (2.31)$$

$$I_4(m,s) = \int_0^{a_2} J_n \left( \frac{\omega_m^{[2]}}{c} r \right) J_n \left( \frac{\omega_s^{[2]}}{c} r \right) r dr \dots\dots\dots (2.32)$$

式(2.31)・式(2.32)を式(2.18)・式(2.19)と同様にLommelの積分公式を用いて計算すれば、式(2.32)は $m \neq s$ のときに0となり、式(2.30)の右辺の $m$ に関する $\Sigma$ を消すことができる。これをもとにダクト径比 $R_d$ を用いて整理すると、透過波の音圧複素振幅 $P_s^{[2]}$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )に関する次の式が得られる。

$$P_s^{[2]} = \frac{v_s^{[2]}}{K_4(s)} \sum_{m=m_0}^{m_1} \left\{ \frac{K_3(m,s)}{v_m^{[1]}} (P_m^{[in]} - P_m^{[1]}) \right\} \quad (s=m_0, \dots, m_2) \dots\dots\dots (2.33)$$

ただし,

$$K_3(m,s) = \begin{cases} \omega_m^{[1]} = \omega_s^{[2]} \text{ のとき} \\ \left| \begin{array}{ll} 1 & : m=0 \text{ のとき} \\ \left(1 - \frac{n^2}{q_m^2}\right) \left\{ J_n(q_m) \right\}^2 & : m \geq 1 \text{ のとき} \end{array} \right. & \dots\dots\dots (2.34) \\ \omega_m^{[1]} \neq \omega_s^{[2]} \text{ のとき} \\ \frac{2R_d q_s J_n(q_m) J_n'(R_d q_s)}{q_m^2 - R_d^2 q_s^2} \end{cases}$$

$$K_4(s) = \begin{cases} \frac{1}{R_d^2} & : s=0 \text{ のとき} \\ \left(1 - \frac{n^2}{q_s^2}\right) \left\{ \frac{J_n(q_s)}{R_d} \right\}^2 & : s \geq 1 \text{ のとき} \end{cases} \dots\dots\dots (2.35)$$

ここで、式(2.34)・式(2.35)の導出過程は式(2.27)・式(2.28)の場合と同様であり、両者は対等な形の式となるはずである。しかし、式(2.27)・式(2.28)が共通因数の $J_n(q_u)$ で整理可能であったのに対し、式(2.34)・式(2.35)の導出過程においては同様の共通因数が現れなかった。このため、 $K_1$ と $K_4$ 、および $K_2$ と $K_3$ とを比べると、おのおのを表す式が完全に対等な形とはなっていない。

以上の結果から、式(2.33)を式(2.26)に代入して $P_s^{[2]}$ を消去すると、入射波の音圧複素振幅 $P_m^{[in]}$  ( $m=m_0, \dots, m_1$ )を既知数とする、反射波の音圧複素振幅 $P_m^{[1]}$  ( $m=m_0, \dots, m_1$ )に関する次の連立方程式が得られる。

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} A_{um} P_m^{[1]} = \sum_{m=m_0}^{m_1} B_{um} P_m^{[in]} \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots\dots (2.36)$$

ここで、

$$A_{um} = \sum_{s=m_0}^{m_2} \frac{K_2(u,s)K_3(m,s)}{K_4(s)} \frac{v_s^{[2]}}{v_m^{[1]}} + \delta_{um}K_1(u) \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots (2.37)$$

$$B_{um} = \sum_{s=m_0}^{m_2} \frac{K_2(u,s)K_3(m,s)}{K_4(s)} \frac{v_s^{[2]}}{v_m^{[1]}} - \delta_{um}K_1(u) \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots (2.38)$$

ただし、 $\delta$ はクロネッカのデルタである。

式(2.36)を解けば、周方向次数 $n$ を任意の1つの値に固定した、任意の音圧複素振幅 $P_m^{[in]}$  ( $m=m_0, \dots, m_1$ )を持つ入射波に対する、反射波の音圧複素振幅 $P_m^{[1]}$  ( $m=m_0, \dots, m_1$ )を求めることができる。この結果を式(2.33)へ代入すれば、透過波の音圧複素振幅 $P_s^{[2]}$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )が得られる。得られた音圧複素振幅の絶対値および位相角を求めれば、不連続断面変化部での各モード波の反射・透過の振幅・位相特性が明らかになる。また、入射波音圧を1つのモードの値のみ1とし、他モードでの値をすべて0として計算すれば、任意の1つのモード波に関する反射・透過率が得られる。

### 2.3.3 断面が不連続に縮小する場合

断面が不連続に縮小する場合、すなわち図2.3においてダクト2より音波が入射する場合についても、前項と同様に理論展開することができる。

前項に対して、入射波を考えるダクトが変わるだけであるから、この場合の境界条件は、

- (1)  $0 \leq r \leq a_1$ において、音圧および粒子速度の連続より、

$$p^{[1]} = p^{[in]} + p^{[2]} \quad \dots\dots\dots (2.39)$$

$$\frac{\partial p^{[1]}}{\partial z} = \frac{\partial p^{[in]}}{\partial z} + \frac{\partial p^{[2]}}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (2.40)$$



(2)  $a_1 \leq r \leq a_2$ において，剛壁面に垂直な粒子速度=0より，

$$\frac{\partial p^{[in]}}{\partial z} + \frac{\partial p^{[2]}}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.41)$$

ここで，式(2.9)・式(2.10)・式(2.11)を式(2.39)・式(2.40)へ代入し $z=z_0$ とすれば，前項と同様に理論展開することができる．なお，入射波の $z=z_0$ での音圧複素振幅を，式(2.15)と同様に，

$$P_m^{[in]} = P_m \exp\left(j\omega \frac{z_0}{v_m^{[1]}}\right) \quad (m=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots\dots (2.42)$$

と表す．また，理論展開において，式(2.18)・式(2.19)および式(2.31)・式(2.32)と同様の積分を行うが，式(2.40)を $r$ について積分する際には式(2.41)を用い，式(2.32)での計算と同様に，式(2.40)の右辺の積分範囲を0から $a_2$ までに変更する．

ここでは，途中の計算過程は省略し，式(2.26)・式(2.33)に対応する結果のみを示す．透過波の音圧複素振幅 $P_u^{[1]}$  ( $u=m_0, \dots, m_1$ )については，

$$P_u^{[1]} = \frac{1}{K_1(u)} \sum_{s=m_0}^{m_2} \left\{ K_2(u, s) (P_s^{[2]} + P_u^{[in]}) \right\} \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots\dots (2.43)$$

ただし， $K_1(u)$ ， $K_2(u, s)$ を与える式は式(2.27)・式(2.28)である．また，反射波の音圧複素振幅 $P_s^{[2]}$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )については，

$$P_s^{[2]} = P_s^{[in]} - \frac{v_s^{[2]}}{K_4(s)} \sum_{m=m_0}^{m_1} \left\{ \frac{K_3(m, s)}{v_m^{[1]}} P_m^{[1]} \right\} \quad (s=m_0, \dots, m_2) \quad \dots\dots\dots (2.44)$$

ただし， $K_3(m, s)$ ， $K_4(s)$ を与える式は式(2.34)・式(2.35)である．

式(2.43)・式(2.44)より $P_s^{[2]}$ を消去すれば， $P_m^{[1]}$ に関する連立方程式が得られる．ここで， $P_m^{[1]}$ を消去し， $P_s^{[2]}$ に関する連立方程式を作ることも可能であるが， $P_m^{[1]}$ に関する連立方程式のほうが，前項に示した連立方程式(2.36)との整合性が良くなる．

得られる連立方程式は、次式となる。

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} A_{um} P_m^{[1]} = 2 \sum_{s=m_0}^{m_2} K_2(u,s) P_s^{[in]} \quad (u=m_0, \dots, m_1) \quad \dots\dots\dots (2.45)$$

ここで、行列要素 $A_{um}$ を与える式は、式(2.37)である。

式(2.45)を解くことにより、周方向次数 $n$ を任意の1つの値に固定した、任意の音圧複素振幅 $P_s^{[in]}$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )を持つ入射波に対する、透過波の音圧複素振幅 $P_m^{[1]}$  ( $m=m_0, \dots, m_1$ )を求めることができる。この結果を式(2.44)へ代入すれば、反射波の音圧複素振幅 $P_s^{[2]}$  ( $s=m_0, \dots, m_2$ )が得られる。

断面が拡大する場合と縮小する場合の連立方程式、式(2.36)と式(2.45)とを比較すると、右辺の係数が異なることを除けば、計算すべき値 ( $K_1, K_2, K_3, K_4, A_{um}$ ) はすべて同じである。このようにできた理由は、図2.3に示したとおり、ダクトに固有な物理量に対する添字を、音波の入射方向に対してでなく、ダクト直径の大小関係に対して固定して理論展開したからである。数値計算においては簡単な場合分けをすることにより、ほとんどの計算を断面が拡大・縮小する場合において共通化でき、計算プログラムの作成が容易となる。

## 2.4 まとめ

以上、本章では、無限長円形ダクト内の1つの不連続断面変化部での、音波の反射・透過特性を求めるための理論式について示した。

円形ダクト内を伝ばする音波の音圧を表す式をもとに、ダクトの一方向から不連続断面変化部に音波が入射するときの、入射・反射・透過波の音圧複素振幅の関係を式で示した。この関係式をもとに、入射波音圧が既知であるときの反射・透過波音圧を求めるための連立方程式を導いた。

この連立方程式は、対象とする音波が軸対称モード波（周方向次数 $n=0$ のモード波）である場合と非軸対称モード波（ $n \geq 1$ のモード波）である場合とを併せて、1つの式で示せるようにしたものである。また、不連続断面変化部が拡大する向きに音波が入射する場合と縮小する向きに入射する場合とで、ほぼ共通な式

となるように理論展開し，実際の数値計算のためのプログラミングが簡単となるように，計算式を簡潔にまとめた。

本章で導出した連立方程式が，音場を正確に表していることについては，以下の章において示す。

## 第3章 断面変化部での音波の反射・透過率の測定

### 3.1 はじめに

本研究では円形ダクト内音場の特性を理論的に解析するとともに、ダクト内の音圧値を測定することによる実験的検証を行う。このために用いる測定装置の基本構成は、ダクトに設けた単一モード波発生可能な音源とマイクロホンとからなる。本章ではまず、この装置について説明する。すなわち、音源の構成、音源の有効性、さらには測定対象とするモード波に他のモード波が混入している場合の音圧値の分離方法などについて示す。

つぎに、ダクト内音波の距離減衰率の測定結果を示す。この測定結果は、本章の目的である断面変化部での音波の反射・透過率の測定値の算出に用いる。すなわち、この値をもとに、反射・透過率測定時の、断面変化部とマイクロホンとの距離差に対する補正を行う。ダクト内音波の距離減衰に関する理論的研究は、高次モード波に対しても種々行われているが<sup>(24)</sup>、実際の測定装置および測定条件におけるダクト内音波の距離減衰率を、実験的手法以外で正確に予測することは困難であるため、ここでの測定が必要となる。

さいごに、断面変化部での音波の反射・透過率の測定方法について述べ、断面が急変またはテーパ状に拡大・縮小する断面変化部に、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波が入射する場合の、反射・透過率の測定結果を示す。結果より、断面変化部での音波の伝ば特性について考察を加える。

### 3.2 円形ダクト内音波の音圧測定装置

#### 3.2.1 測定系の構成

本研究で用いたダクト内音圧分布測定装置の、基本的な構成について示す。

装置のブロック線図を図3.1に示す。ダクトとして配管用炭素鋼鋼管を用いた（以下の文章中において、配管用炭素鋼鋼管を示す場合には、鋼管または管と記す）。本研究で使用した鋼管は、呼び径32A（外径公称値 $d_o = \phi 42.7\text{mm}$ ，肉厚公

称値 $b=3.5\text{mm}$ ) , 40A ( $d_o = \phi 48.6\text{mm}$ ,  $b=3.5\text{mm}$ ) , 50A ( $d_o = \phi 60.5\text{mm}$ ,  $b=3.8\text{mm}$ ) の3種類である.

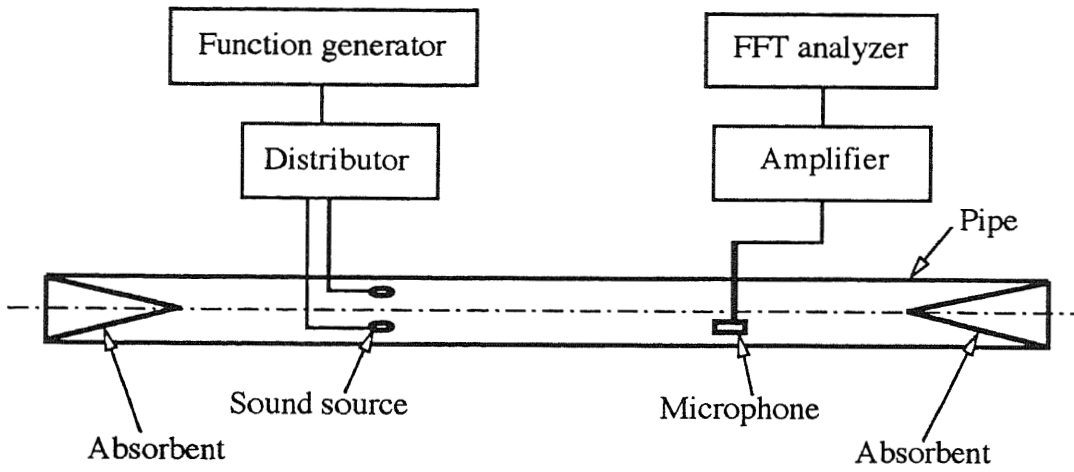


図3.1 ダクト内音圧分布測定装置のブロック線図

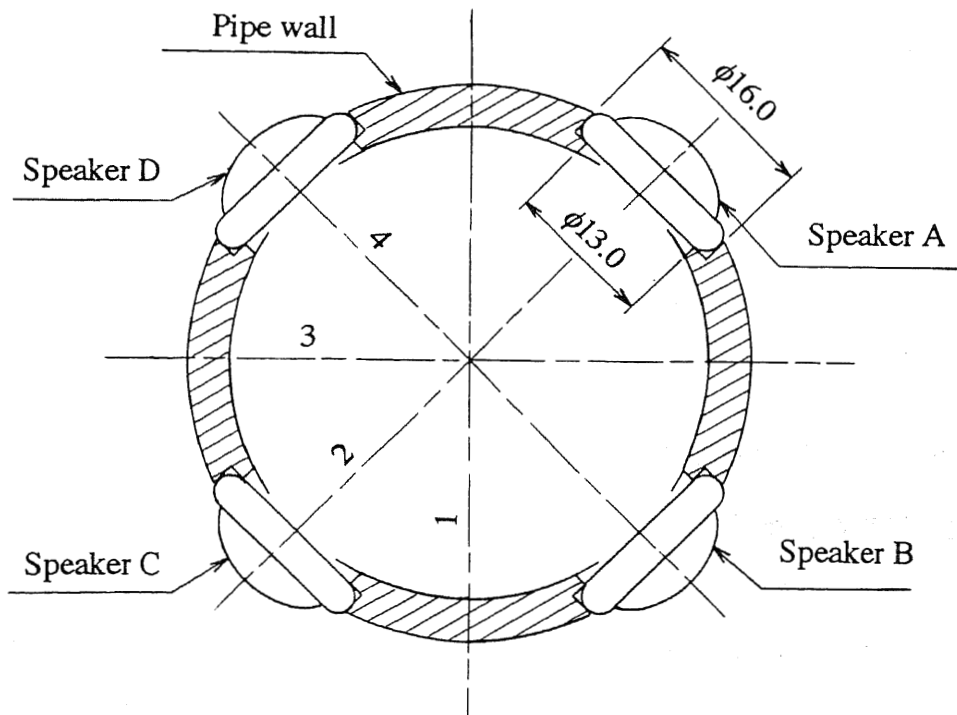


図3.2 単一モード波を出力する音源の構成

鋼管に、単一モード波を出力するための音源を設けた。これは図3.2に示すように、鋼管の1つの断面内に周方向90°間隔で4個のスピーカを取り付けたものである。4個のスピーカは、図3.1に示したとおり、分配器を介して関数発生器（エヌエフ回路設計ブロック1930A）に並列に接続されており、この分配器によって、関数発生器から各スピーカへ送る信号の位相をおのおの別個に反転させることができる。図3.2の各スピーカA、B、CおよびDに入力する信号の位相を、全部同相とするとき平面波が発生し、この状態からBおよびCを逆相とするとき図中の直径3を節とする(1,1)モード波、BおよびDを逆相とするとき直径1および3を節とする(2,1)モード波を作り出すことができる。

スピーカとしては直径が小さいことを重視し、外径 $\phi 15.8\text{mm}$ のステレオ・イヤレシーバ（SONY MDR-E444）を選択した。4個のスピーカの周波数特性は異なっており、全周波数帯域に対してすべてのスピーカの出力が同じになることはありえない。そこで、図3.1に示した分配器内に4個の可変抵抗器を設け、これらを4個のスピーカに対しておのおの直列に接続し、4個のスピーカの出力が同じになるように抵抗値を設定した。測定においては、測定周波数を変えるたびに抵抗値を調節し、各スピーカの出力を同じにした。

測定に用いたマイクロホンは、直径 $\phi 5.6\text{mm}$ のエレクトレット・コンデンサ・マイクロホン（SONY ECM-155）である。これを、図3.3に示す取付けアダプタを用いて管内に挿入した。管壁の振動がマイクロホンに伝わらないように、アダプタを軟質プラスチックで作製した。また、アダプタに銅製パイプを内接し、マイクロホン・サポートパイプに固定したマイクロホンが上下にスライドできるようにした。マイクロホン・サポートパイプの管内挿入部分については、できるだけ管内の音場を乱さないように直径 $\phi 0.5\text{mm}$ のステンレスパイプを用いた。

マイクロホンからの検出信号を、アンプを用いて増幅し、フーリエ解析器（小野測器CF-350）によって、自己相関解析を行った。結果から自己相関関数の $\tau=0$ の値（その信号の分散値に対応する）を読み取ることにより、音圧振幅値を求めた。

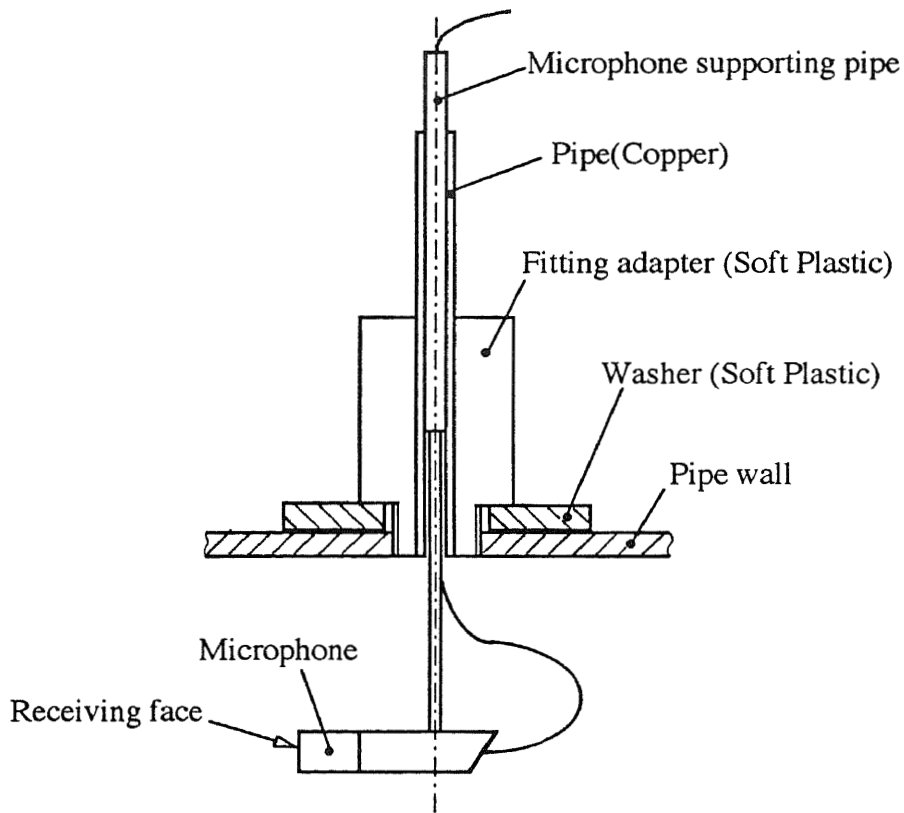


図3.3 マイクロホンの鋼管壁への取付状態

本研究の測定装置の場合，鋼管内部は鋼管外部と遮断されており，測定音場へのノイズの混入は極めて少ない．また，前述のとおり，管壁の振動が伝わりにくいようにマイクロホンを取り付けている．さらに，音源から出力される音波の振幅が小さいことと，後述の3・3・1項の平面波の距離減衰率測定結果より鋼管壁がほぼ剛体と見なせることから，管壁自体もほとんど振動しないと考えられる．すなわち，管内音圧測定時に，音源が管壁を直接加振することによる管壁振動の測定音場への影響はほぼないと考えられる．

ただし，本研究で用いた鋼管の場合，図3.4に示す管壁振動モードと図2.1に示した管内音波のモードとの周方向次数が一致し，さらに管壁振動と管内音波との管軸方向波長が一致したときに，両者が連成状態になり振動が卓越する<sup>(25)</sup>．この場合の管内での音圧測定値は不正確なものとなる可能性があるが，文献(25)から

明らかなように、連成振動は管内音波の遮断周波数に近い周波数で起こり、遮断周波数からある程度離れた周波数範囲では連成振動の影響はない。また、遮断周波数に近い周波数範囲においても、連成振動が起こる周波数を避ければ、管壁振動の影響はないはずである。実際には、文献(25)で用いた音源に比べて本研究の音源での出力振幅が小さいこともあり、以後に示す測定において管内音圧測定値が特定の周波数で卓越することはなく、管壁振動の影響はないとして測定を行った。

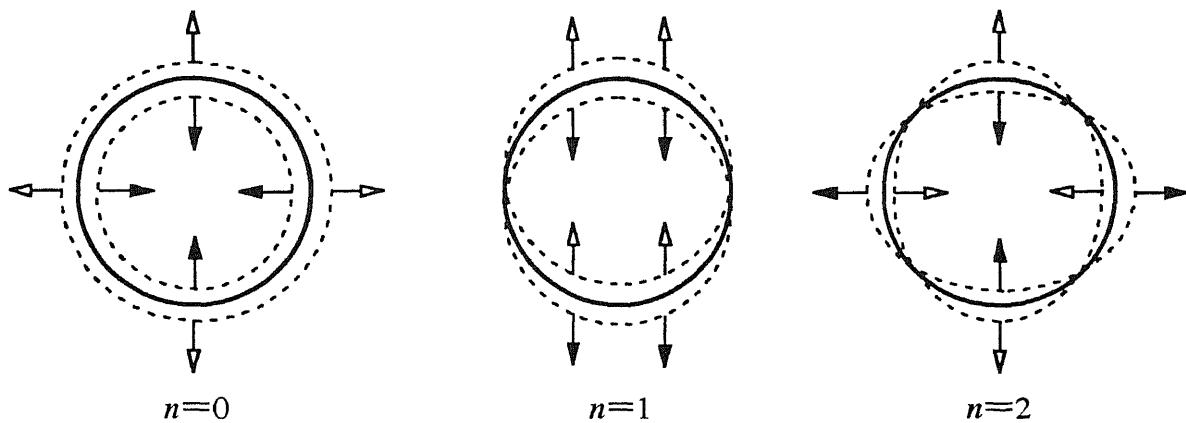


図3.4 薄肉円筒（鋼管壁）の周方向振動モード

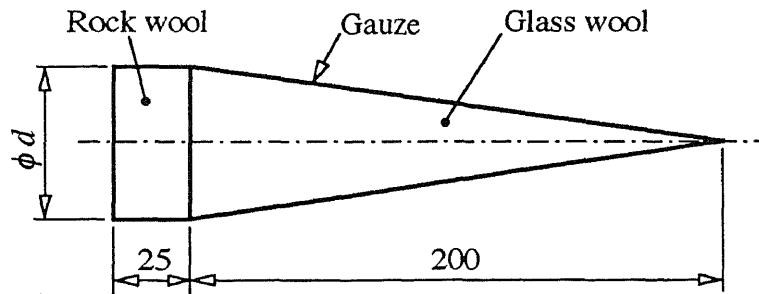


図3.5 管端での音波の反射を防ぐための吸音材

管路が無限長という状態を作り出すために、図3.5に示す形状と材質の吸音材を管の両端に取り付けた。この吸音材は、無響室で用いられるガラス繊維製の吸音



くさび<sup>(26)</sup>を参考に作製した。吸音くさびは、その長さの4倍以下の波長を持つ音波を十分に吸収することが知られている。本研究で測定対象とした音波の中で波長が最も長いのは、平面波では2.50kHzでの約140mm、(1,1)モード波では40A鋼管における5.00kHzでの約300mm、(2,1)モード波では50A鋼管における6.50kHzでの約210mmであり、軸方向長さが200mmである図3.5の吸音材によって十分な吸音効果が得られると考えた。この吸音材を用いることにより、測定を行う各モード波および測定周波数に対して両端からの反射波が十分減衰することについては、管端に金属製の反射板を取り付けた場合と吸音材を取り付けた場合との管内音場の音圧測定値の比較を行い、さらに吸音材の軸方向長さを変化させたときのダクトでの距離減衰率測定値の変化を調べることによって、実験的に確認した<sup>(27)</sup>。

### 3.2.2 音源の検定

図3.1に示す測定装置において40A鋼管を用い、音源からマイクロホンまでの距離を882mmとした。そして、マイクロホンを径方向に1.0mmずつ移動しながら、各モード波の音圧を測定した。高次モード波を測定する場合には、各モード波の断面内音圧分布の腹、すなわち図3.2において、直径3が節である(1,1)モード波の場合は直径1、直径1および3が節である(2,1)モード波の場合は直径2および4上をマイクロホンが移動するように測定の周方向位置を選んだ。このため、ダクト壁面の周方向に45°間隔となる3カ所に、マイクロホンを挿入する穴を設けた。測定周波数(単一周波数)は、各モード波の管内での遮断周波数の値をもとに、測定するモード波が管内で一番高次の伝ばモード波となる周波数を選んだ。

参考のために、本研究で用いた鋼管の内径実測値( $\phi d$ )と、その鋼管径における各モード波の遮断周波数を表3.1に示す。遮断周波数は、自由音場での音速を $c=343.7\text{m/s}$ (20°Cでの値)として、式(2.5)より求めた値である。本研究で測定対象とした $n=0, 1, 2$ の高次モード波の中で、遮断周波数の小さい順に(1,1)モード波・(2,1)モード波・(0,1)モード波・(1,2)モード波・(2,2)モード波についての値を示す。

表3.1 各鋼管の内径実測値およびその鋼管径における遮断周波数

	$\phi d$ mm	Cut-off frequency kHz				
		(1,1)	(2,1)	(0,1)	(1,2)	(2,2)
32A	35.7	5.64	9.36	11.7	16.3	20.6
40A	41.4	4.87	8.07	10.1	14.1	17.7
50A	53.2	3.79	6.28	7.88	11.0	13.8

まず，平面波を発生させたときの測定結果を図3.6に示す．測定周波数は4.00kHzである．図中の径方向位置は，管軸からの距離 $r$ を管の内半径 $a$ で割って無次元化したものである．また音圧値は，径方向に関する全測定値の平均値を1とするときの相対値である．音圧分布はほとんど歪んでおらず，マイクロホンを管内へ挿入することによる管内音場への影響はないものと思われる．

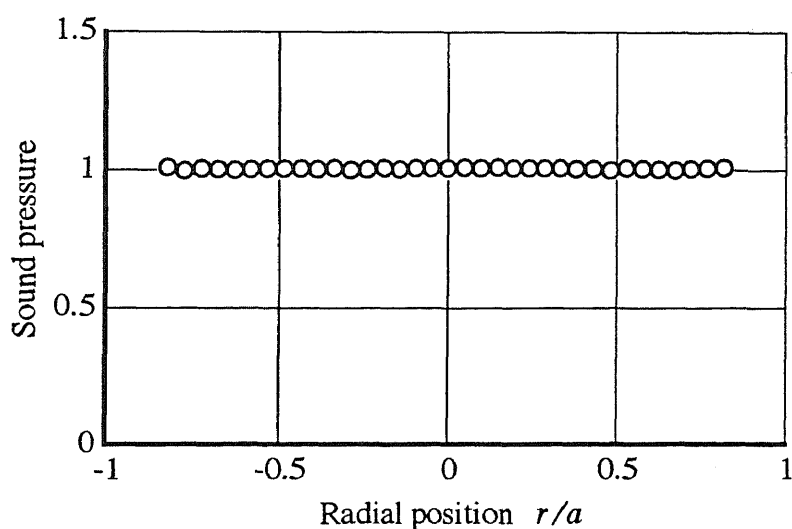


図3.6 平面波の径方向音圧分布測定値

つぎに、(1,1)モード波 (6.00kHz) と(2,1)モード波 (9.00kHz) を発生させた場合の測定結果を、おのおの図3.7および図3.8(a)と(b)に示す。図の縦軸および横軸の表し方は、図3.6と同様である。また図3.8(a)と(b)は、周方向に関して互いに90°離れた位置での測定結果である。図中の実線は、管内音波の式から計算される径方向音圧分布 [式(2.3)の $r$ に関する項 $J_n(\omega_{nm}r/c)$ ] を、音圧測定値に沿うように表したものである。この曲線の求め方については、次項に示す。

図3.7・図3.8より、(1,1)モード波と(2,1)モード波を発生させた場合についても、おのおののモード波が支配的に発生していることが分かる。

以上の結果より、図3.2の音源を用いて単一モードの音波を発生させることが可能であることが明らかとなった。

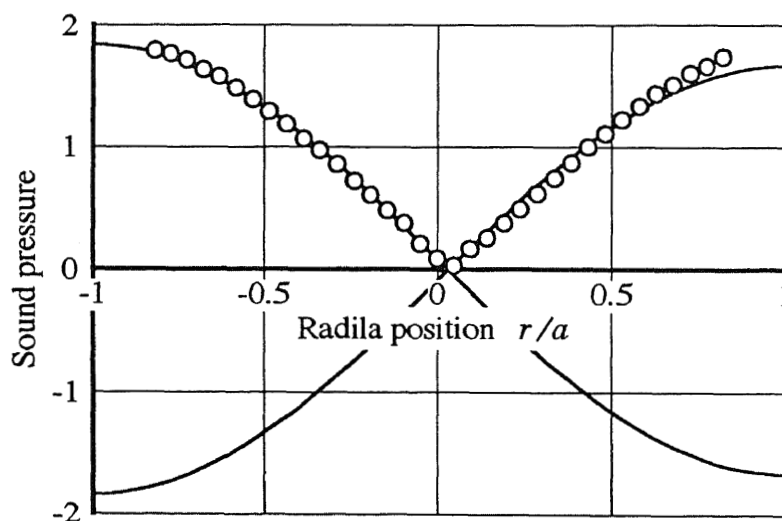
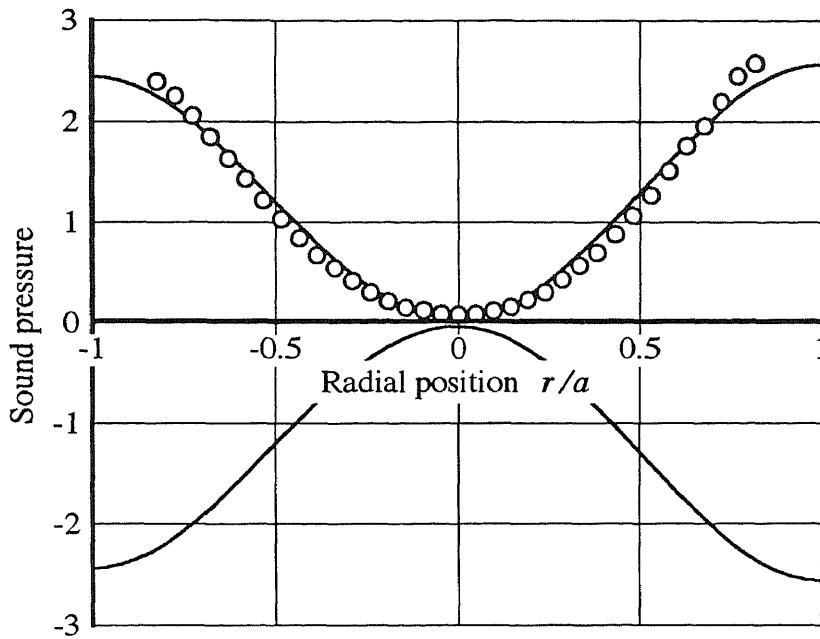
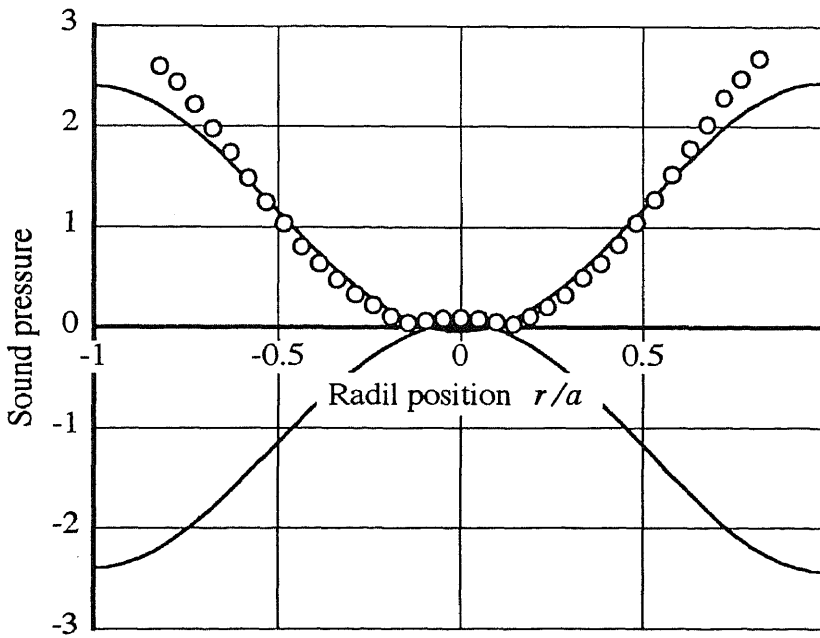


図3.7 (1,1)モード波の径方向音圧分布測定値



(a) 図3.2の直径2上で測定した場合



(b) 図3.2の直径4上で測定した場合

図3.8 (2,1)モード波の径方向音圧分布測定値

### 3・2・3 モード波が混在するときの音圧測定値の分離

前項において、本研究で用いる音源から単一モードの音波を発生させることが可能であることを示したが、図3.6の平面波の測定値に比べると、図3.7・図3.8の高次モード波の場合、測定値は完全な単一モード波の音圧分布からわずかにずれている。例えば、図3.7の(1,1)モード波の場合、音圧測定値は図の径方向位置の+側よりも-側のほうがやや大きく、音圧0の位置が少し+側へずれている。また、図3.8(a)および(b)の(2,1)モード波の場合、おのおのの図の径方向位置の+側と-側とで音圧値がわずかに異なることに加えて、断面中心付近での音圧値の分布状態が図(a)と(b)において異なっている。すなわち、音圧測定値を表すデータ点列の断面中心付近での分布状態が、図(a)では下に凸、図(b)では上に凸となっている。

これらのずれの原因は、音源の寸法形状精度や4個のイヤレシーバの出力調整のわずかな不備によって発生した低次モード波が、測定しているモード波に混入するためである。図3.6の平面波の場合、表3.1の40A鋼管での値から明らかなように、測定周波数4.00kHzは(1,1)モード波の遮断周波数4.87kHzより低く、測定時に管内を伝ばしたのは平面波のみであり、他のモード波の混入はない。しかし、図3.7での測定周波数6.00kHzにおいては(1,1)モード波に加えて平面波が伝ば可能であり、図3.8での9.00kHzにおいては(2,1)モード波に加えて(1,1)モード波および平面波が伝ば可能である。すなわち、測定対象以外のモード波が混入する可能性がある。

図2.1に示した各モード波の断面内音圧分布から明らかなように、管断面内の1つの直径上における(1,1)モード波の音圧は、断面中心で分けられる2つの半径上で互いに逆相となるが、平面波の場合は同相である。したがって、(1,1)モード波に平面波が混入する場合の直径上の音圧は、断面中心から見た1つの半径上においては(1,1)モード波と平面波とが強めあって大きくなり、その反対側の半径上では弱めあって小さくなる。図3.7の音圧分布が径方向にずれて測定されるのは、このためである。

一方、(2,1)モード波の音圧は、1つの直径上では同相である。したがって、(2,1)モード波に(1,1)モード波が重なると、断面中心から見た1つの半径上においては両者が強めあって音圧は大きくなり、その反対側の半径上では弱めあって小さくなる。これが、図3.8(a)および(b)の径方向位置の+側と-側とで音圧値がわずかに異なる理由である。また、(2,1)モード波の音圧は、任意の直径上とそこから周方向に90°ずれた直径上とで互いに逆相となるが、平面波の音圧はこれら2つの直径上で同相である。したがって、(2,1)モード波に平面波が重なると、ある直径上では両者が強めあって直径全体で音圧が大きくなり、そこから周方向に90°ずれた直径上では弱めあって小さくなる。これが、図3.8の(a)と(b)とで断面中心付近での音圧分布の様子が異なる理由である。

通常、複数のモード波が伝ば可能な管内において、測定対象とするモード波以外の音波を全く発生させないことは困難であり、上記のように測定対象外のモード波がわずかに混入する。この状態のままで音波の伝ば特性に関する測定値を求めた場合、単一モード波の特性を正確に得ることができないので、わずかに加わっている測定対象外の音波を測定対象とするモード波から分離する必要がある。

単一周波数において、測定対象とする(1,1)モード波の音圧 $p_1$ （振幅絶対値 $P_1$ ）に、測定対象外である平面波の音圧 $p_0$ （振幅絶対値 $P_0$ ）がわずかに加わった場合を考える。 $p_1$ と $p_0$ とはその断面内音圧分布が異なるだけでなく、図2.2から明らかのように両者の軸方向位相速度が異なるために、任意の軸方向位置において測定される $p_1$ と $p_0$ とは任意の位相差を持つ。したがって、両者の重ね合わせとして測定される音圧振幅絶対値は $P_1 \pm P_0$ の範囲内の値となる。任意の断面内における(1,1)モード波の位相は断面中心を挟んで逆相であり、平面波は同相であるから、この場合、断面中心に対して対称な位置で同時に測定された音圧値を合成し、これを2で割ることにより $P_1$ のみを得ることができる。しかし、このためには管内の対称な位置にマイクロホンを同時に設置する必要があり、装置が複雑になるとともに音場への影響が大きくなるので、測定上好ましくない。そこで、本研究では、1個のマイクロホンを径方向に移動しながら測定した音圧値の中で、断面中

心に対して対称な位置で測定された一組の音圧振幅値の平均値を、求めるべき振幅値とした。この場合、 $p_1$ と $p_0$ との位相差が明確でないために $P_1$ の正確な値を求めることはできないが、この値は $P_1 \sim (P_1^2 + P_0^2)^{1/2}$ の範囲内の値となり、 $P_1 \gg P_0$ より、 $P_1$ の精度よい近似値となる。また、ここで求めた $P_1$ と測定値との差から、測定値に混入している $P_0$ の値が求められる。

(2,1)モード波の音圧 $p_2$ （振幅絶対値 $P_2$ ）についても、同様の方法で求めた。まず、 $p_2$ と $p_0$ は1つの直径上の直径全体にわたっておのおのが同相であるが、 $p_1$ は断面中心を挟んで逆相となっている。したがって、断面中心に対して対称な位置で測定された一組の音圧振幅値の平均値より、上記と同様に $P_1$ の値を分離することができる。この方法を用いて、周方向に関して互いに $90^\circ$ 離れた2つの直径上での音圧測定値から、おのおの $P_1$ の値を取り除く。得られた値は、おのおのの直径上で $p_2$ と $p_0$ とを加えたものとなる。そして、2つの直径上においては $p_0$ が同相、 $p_2$ が逆相であるから、2つの直径上におけるこれらの値（ $P_1$ を取り除いた値）の平均値を求めれば $P_2$ の近似値が得られる。また、測定値に混入している $P_0$ 、 $P_1$ の値も得られる。

一方、高次モード波の遮断周波数以上の周波数において平面波を測定する場合、測定値には高次モード波が混入する可能性がある。(1,1)モード波のような断面中心での音圧が0である音波が混入している場合は、断面中心での音圧を測定することにより平面波のみの音圧を求めることができる。断面中心での音圧が0でない音波が混入している場合は、モード波どうしの径方向での位相の違いを利用して音圧を分離する必要がある。図2.1から明らかなように、断面中心での音圧が0とならないのは $n=0$ の場合のみであり、本研究での測定周波数はおおむね(0,1)モード波の遮断周波数以下であるから、断面中心での音圧が平面波の音圧となる場合がほとんどである。

以上の方法により、測定対象とするモード波の振幅値と、測定対象以外のモード波が含まれている比率を求める。図3.7・図3.8中の実線は、式(2.3)（ダクト内音波の音圧を表わす式）の径方向に関する項 $J_n(\omega_{nm}r/c)$ で与えられる各モード波の理論計算値を、含まれるモード波の比率（上記の方法で求めた値）をかけて重

ね合わせたものである。

### 3・3 音波の距離減衰

媒体中を音波が伝ばするとき、媒体の粘性や熱伝導によって音響エネルギーが散逸される。また、壁面が完全に剛でないダクト内を音波が伝ばする場合には、壁面の振動とそれに伴う壁面を通した音の透過による散逸がこれに加わる。このため、音波の反射・透過率を測定により求める場合には、入射波と反射・透過波のそれぞれの測定位置から音源および断面変化部までの伝ば距離に基づく減衰量を考慮しなければならない。

そこで、本節では、音波の反射・透過率測定値を求める際に必要な補正值となる、鋼管内での音波の距離減衰率を測定した結果を示し、検討を加える。

また、音波の反射・透過により発生するのは伝ばモード波のみならず、測定周波数よりも高い遮断周波数を持つ非伝ばモード波も生じる。そこで、非伝ばモード波が音場に影響を与える範囲（断面変化部からの距離）を確認することを目的として、非伝ばモード波が管軸方向に対して減衰する状態を測定し、理論計算値と比較・検討する。

#### 3・3・1 伝ばモード波の減衰

図3.1に示す測定装置において、長さ5500mmの鋼管を用い、音源から管軸方向に750mm離れた点（基準位置）および、この点からさらに500mmごとに7点の合計8カ所について、各モード波の音圧振幅を直径方向について測定した。音源から出力される音波に測定対象モード以外の音波がわずかに含まれている場合、3・2・3項に示した方法でそれを取り除いた。このため、(2,1)モード波の測定時には、周方向位置が互いに90°離れた2つの直径上で測定を行った。各軸方向位置での音圧測定値として、径方向に関する測定値の平均値を用いた。ただし、高次モード波の場合には、音圧が小さいために誤差が大きくなる管軸付近の測定値は除外し、管壁から面積等分半径位置までの測定値を平均した。各軸方向位置での音圧測定値を基準位置での音圧測定値に対してdBで表し、これらの値を軸方向に関して最



小自乗法で直線近似し、管軸方向単位長さ当りの減衰率を求めた。

測定対象とした鋼管は、後述の反射・透過率の測定に用いる32A、40A、50Aの3種類である。おのこの鋼管に対する距離減衰率の測定結果を、図3.9～図3.11に示す。

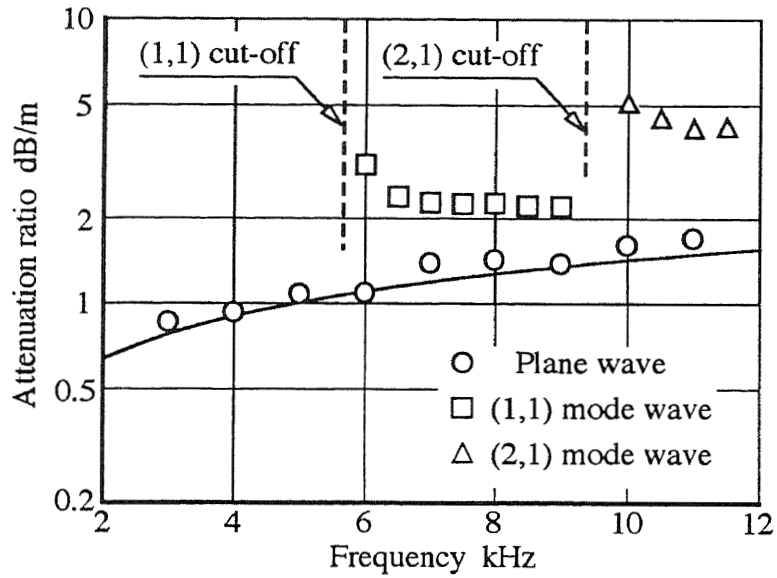


図3.9 32A鋼管における伝ばモード波の管軸方向距離減衰測定値

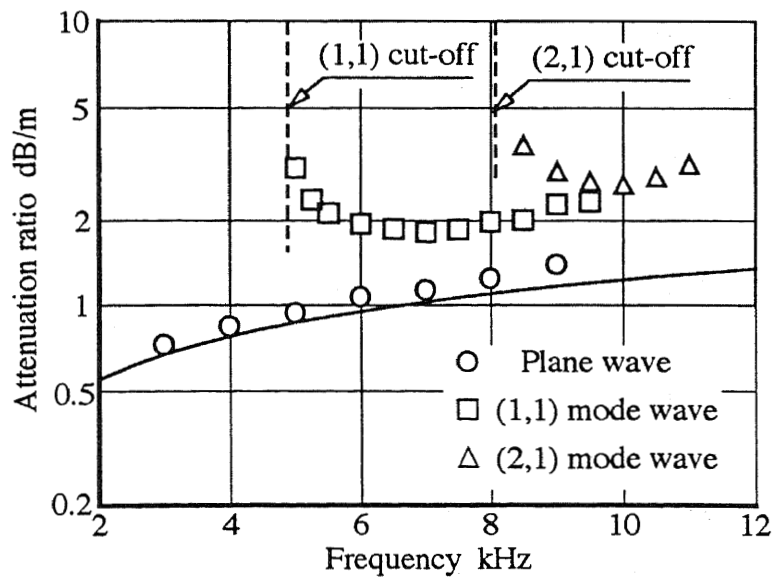


図3.10 40A鋼管における伝ばモード波の管軸方向距離減衰測定値

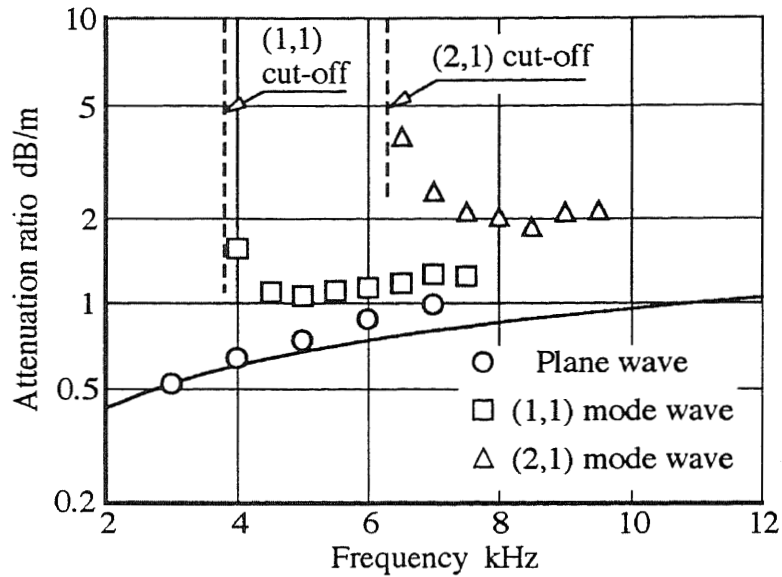


図3.11 50A鋼管における伝ばモード波の管軸方向距離減衰測定値

各図中の実線は，細管内を伝ばする平面波の減衰を，壁面が振動しないという条件のもとで表す式<sup>(28)</sup>

$$\alpha = \frac{0.175}{cd} f^{1/2} \quad \text{dB/m} \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

から求めたもので， $c$ は音速， $d$ は管の内直径， $f$ は周波数である．実際には壁面の振動による減衰があるため，図3.9～図3.11に示される平面波の減衰率測定値はいずれも式(3.1)から求めた値よりやや大きい，両者はほぼ一致しており，本研究の場合には壁面の振動による減衰は小さく，鋼管壁はほぼ剛壁であると考えられる．

高次モード波についてみると，減衰率は遮断周波数付近では高く，遮断周波数から離れる（周波数が高くなる）に従って小さくなり，十分離れると平面波と同様に大きくなる傾向を示している．また，減衰率は，平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波の順に大きくなっている．図3.7・図3.8から明らかなように，(1,1)モード波および(2,1)モード波の音圧は管軸付近では小さく，壁面付近で大きい．

また、(2,1)モード波のほうが、音圧分布の壁面付近への偏り方が大きい。したがって、断面内音圧分布が大きく偏るモード波ほど減衰しやすいと考えることができる。また、各モード波とも、ダクト径が小さくなるに従って距離減衰率が大きくなっている。

なお、高次モード波の遮断周波数は気温等の測定条件により変化する。遮断周波数付近の周波数での特性は、図2.2から明らかなように周波数のわずかな変化で大きく異なるので、この周波数範囲における減衰率測定値は測定ごとに異なってしまう。しかし、遮断周波数から十分離れた周波数範囲では、減衰率測定値のばらつきは0.2dB程度であった。

### 3.3.2 非伝ばモード波の減衰

2.2節に示したとおり、遮断角周波数 $\omega_{nm}$ が測定角周波数 $\omega$ よりも大きいモード波は、非伝ばモード波となる。音波の軸方向波数を $k_z$ とすると、

$$k_z = \omega / v_{nm} \dots\dots\dots (3.2)$$

であるが、音波が非伝ばモードのときには $k_z$ の値は虚数となり、非伝ばモード波の振幅は、式(2.3)から明らかなように、 $\exp(jk_z z) = \exp(-|k_z|z)$ で減衰する。

音波が断面変化部で反射・透過すると伝ばモード波だけでなく非伝ばモード波も発生するが、非伝ばモード波が音場に影響を与える範囲(断面変化部からの距離)は、 $\exp(-|k_z|z)$ から計算可能である。

ここでは、マイクロホンを鋼管の管軸方向に移動できるように取り付けて測定を行い、非伝ばモード波の減衰を確認した。例として、32A鋼管内で非伝ばモード波となる9.00kHzの(2,1)モード波での、音圧振幅測定結果を図3.12に示す。図中の音圧測定値は距離0mm(任意の管軸方向位置)での音圧測定値を1として無次元化したものであり、図中の実線も距離0mmでの値を1として $\exp(-|k_z|z)$ から計算したものである。

図から明らかなように、音圧振幅測定値は理論計算値によく一致しており、非伝ばモード波が理論どおりに減衰することが確認された。

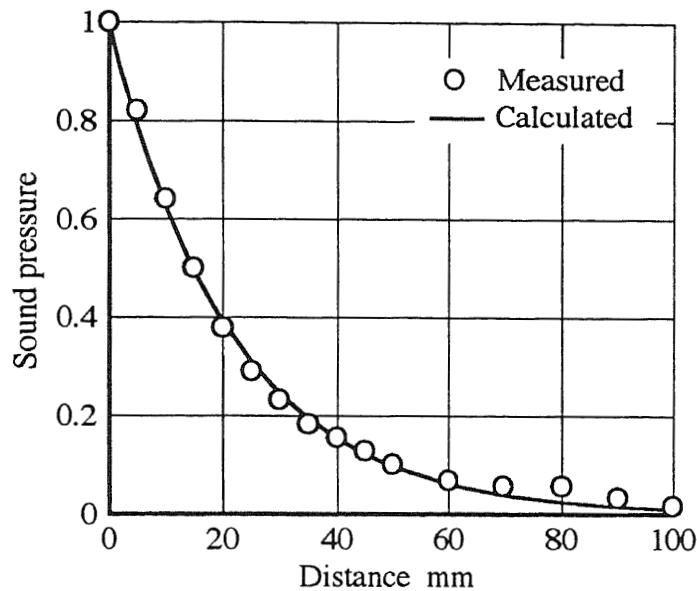
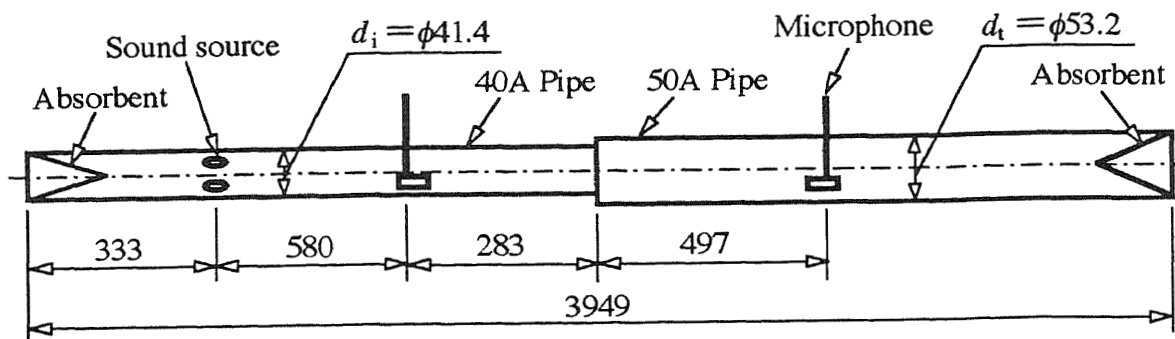


図3.12 非伝ばモード波の管軸方向音圧分布測定結果

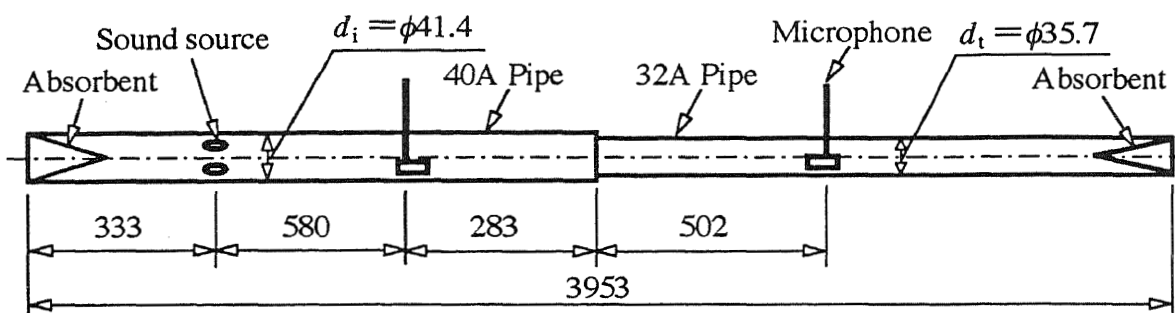
図3.12と同様に、非伝ばモード波の減衰を各鋼管および種々の周波数について測定した結果、測定周波数が各モード波の遮断周波数に非常に近い場合を除いて、断面変化部および音源から200mm以上離れた位置では非伝ばモード波の影響がないとして実験を進めた。

### 3.4 反射・透過率の測定方法

反射・透過率を測定する装置は、図3.1の装置の鋼管部分を、径の異なる2本の鋼管に置き換え、これらを接続することにより断面変化部を構成したものである。接続管の構成は図3.13に示すとおりであり、入射側を40A鋼管（内径実測値 $d_i = \phi 41.4\text{mm}$ ）とした。また、透過側鋼管は、同図(a)に示す断面が拡大する場合の50A鋼管（内径実測値 $d_t = \phi 53.2\text{mm}$ ，入射側との内径比=1.29），および同図(b)に示す断面が縮小する場合の32A鋼管（内径実測値 $d_t = \phi 35.7\text{mm}$ ，入射側との内径比=0.862）とした。

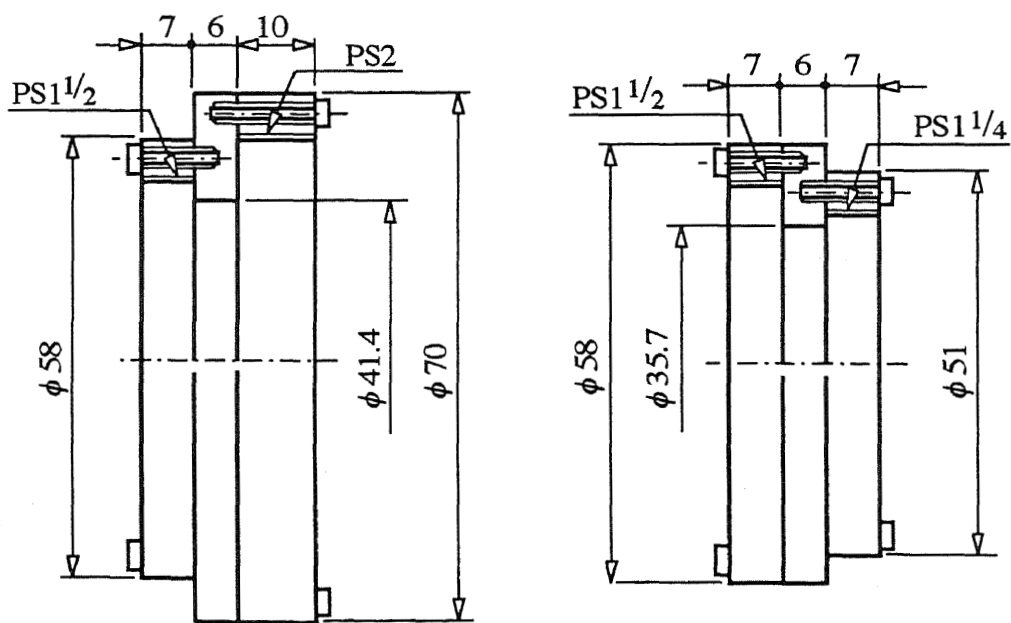


(a) 40A-50A接続管



(b) 40A-32A接続管

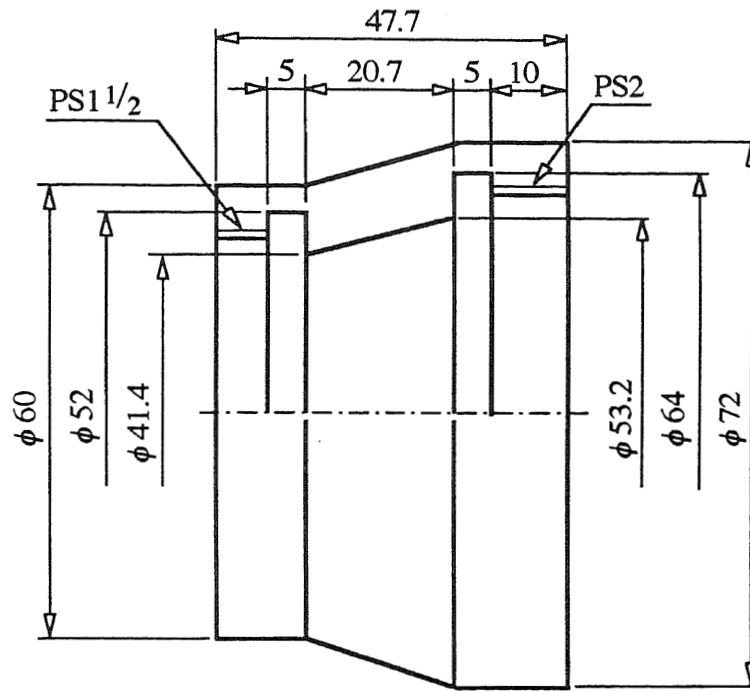
図3.13 接続管の構成



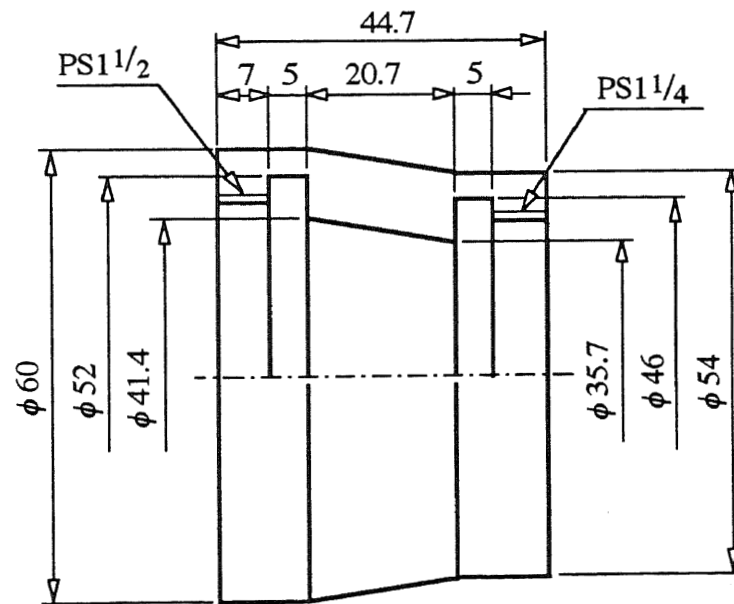
(a) 40A-50A接続部

(b) 40A-32A接続部

図3.14 断面急変部を構成するためのソケットの形状



(a) 40A-50A接続部



(b) 40A-32A接続部

図3.15 テーパー状断面変化部を構成するためのソケットの形状

接続部の形状は、断面が急変する（不連続に変化する）場合と、連続的（テーパ状）に変化する場合とした。急変する接続部については図3.14(a)および(b)に示すソケットを、テーパ状に変化する接続部については図3.15(a)および(b)に示すソケットを、おのおの2本の鋼管の間にねじ込むことにより、急変またはテーパ状に拡大・縮小する4種類の断面変化部を構成した。

3・2・2項に示したとおり、高次モード波の測定においては、図3.2に示した音源の周方向位置によって定まる直径上（音圧周方向分布の腹となる位置）をマイクロホンが移動するように、鋼管へのマイクロホン取付け穴の周方向位置を決めなければならない。入射側鋼管では、音源取付け穴を加工すると同時に、マイクロホン取付け穴の周方向位置が定まる。一方、透過側鋼管（50Aおよび32A鋼管）では、図3.14および図3.15に示すソケットによって入射側鋼管と接続した後に、マイクロホン取付け穴位置を決めなければならない。ここでは、まず、図3.15(a)および(b)に示すソケットにより入射側鋼管と接続したときの周方向位置に基づいて、透過側鋼管にマイクロホン取付け穴を加工した。一方、図3.14(a)および(b)に示すソケットは、同図中の厚さ6mmのリングの両側に、管用めねじを持つ2つのリングを小ねじによってねじ止めする構造となっている。そこで、このソケットを用いて鋼管を接続する際には、すでに加工済みの音源取付け穴（入射側鋼管）とマイクロホン取付け穴（透過側鋼管）との周方向位置が合うように、3つのリングの周方向位置関係を調整して小ねじのねじ穴を加工し、これらを固定した。これによって、断面が急変する場合（図3.14）と断面がテーパ状に変化する場合（図3.15）の測定において、同じ鋼管を用いることができる。

なお、図3.13(a)および(b)にはおのおのマイクロホンを2本ずつ描いているが、これはマイクロホンの挿入位置を示すためであり、測定時に用いたマイクロホンは1本である。おのおのの測定位置でマイクロホンを径方向に1.0mmずつ移動しながら測定したが、マイクロホン自体が大きさ（直径 $\phi$ 5.6mm）を持っているので、管壁の近傍での測定は不可能である。このため、径方向での測定点数を、40A鋼管では35点、50A鋼管では47点、32A鋼管では29点とした。

測定は、接続部に平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波が入射する場合につい

て、別々に行った。測定周波数は、伝ばモード波の管内での遮断周波数（表3.1）に基づき、測定対象とする音波が管内で一番高次の伝ばモード波となる、すなわち、それより高次のモード波が管内を伝ばしない帯域を選んだ。これは、モード波の混在によって管内音場が複雑になり測定誤差が増加することをなるべく防ぐためである。

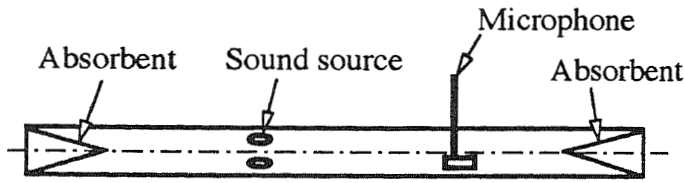
また、本研究では入射側鋼管と透過側鋼管とが同心であり、接続部での反射・透過により音波の周方向次数が変化することはない。測定対象とした平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波の周方向次数は互いに異なっており、これらは各周方向次数における最低次のモード波である。さらに、これらにおける測定周波数はおのおの(0,1)モード波・(1,2)モード波・(2,2)モード波の遮断周波数（表3.1）以下である。すなわち、測定において反射・透過波として伝ばするのは、入射波と同じモードの音波だけとなる。

基準となる入射波の音圧振幅は、入射側鋼管と同じ径（40A）の直管（接続部を持たない、長さ2750mmの単一管）を用い、径方向音圧分布を測定することにより求めた。図3.1に示したようにマイクロホンの受音面を音源に向け、音源とマイクロホンとの間隔を、接続管における音源から断面変化部までの軸方向距離とした。これにより、ここでの測定値は接続管の断面変化部上での入射波音圧に等しくなる。

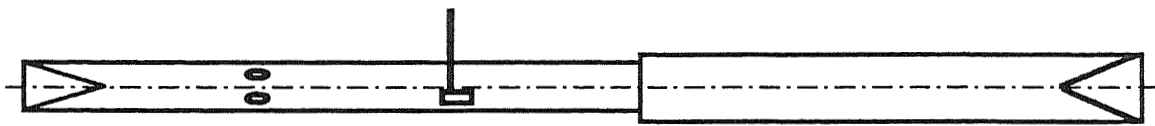
反射・透過波の音圧振幅は、図3.13に示す入射側および透過側鋼管内の所定の位置にマイクロホンを取り付けて、径方向音圧分布を測定することにより求めた。測定に用いたマイクロホンは1本であり、反射波音圧と透過波音圧の測定は、同時にではなく、別々に行った。このとき、透過側鋼管内では管端からの反射がないので、管内を伝ばする音波は断面変化部を透過してきた音波のみであり、ここで測定される音圧に対して、断面変化部からマイクロホンまでの距離減衰を補正すれば、求めるべき透過波音圧が得られる。一方、入射側鋼管内のマイクロホンで測定される音圧は、測定すべき断面変化部からの反射波の音圧に、音源から断面変化部を経由せずに直接マイクロホンに到達する音波の音圧が重なったものであり、これら2つの音圧を分離する必要がある。これは、次のようにし



て行った。



(a) 入射側鋼管のみからなる直管



(b) 接続管

図3.16 反射波音圧の測定法

まず，図3.16(a)に示すように，入射側鋼管からなる直管のみを用い，マイクロホンの受音面を音源と逆の方向に向けて取り付け，断面変化部が存在すべき位置には吸音材を挿入し，反射を防ぐ．この状態で，マイクロホンに受信される信号の振幅 $P_i$ を求める．また，この信号と関数発生器の出力信号との位相差 $\omega\tau_i$ を求める．位相差は，両信号をフーリエ解析器に入力して求めた相互相関関数の最大値の $\tau=0$ からのずれ（時間遅れ）と角周波数 $\omega$ との積である．つぎに，図3.16(b)に示すように接続管を構成し，入射側鋼管で受信された信号（2つの音波が重なり合った状態）の振幅 $P_{ir}$ を求める．また，この信号と関数発生器の出力信号との位相差 $\omega\tau_{ir}$ を求める．求めるべき反射波の振幅を $P_r$ とすると， $P_i$ ， $P_r$ ， $P_{ir}$ と $\omega\tau_i$ ， $\omega\tau_{ir}$ との関係が図3.17のようになるので， $P_r$ を次式で求めることができる．

$$P_r = \left[ \left\{ P_i \cos(\omega\tau_i) - P_{ir} \cos(\omega\tau_{ir}) \right\}^2 + \left\{ P_i \sin(\omega\tau_i) - P_{ir} \sin(\omega\tau_{ir}) \right\}^2 \right]^{1/2} \cdots (3.3)$$

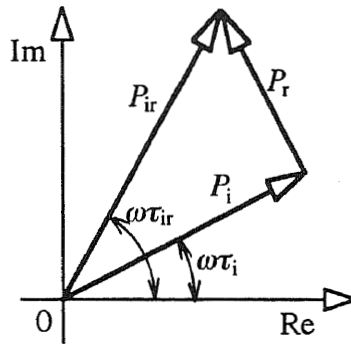


図3.17  $P_i$ ,  $P_{ir}$ ,  $P_r$ と $\omega\tau_i$ ,  $\omega\tau_r$ との関係

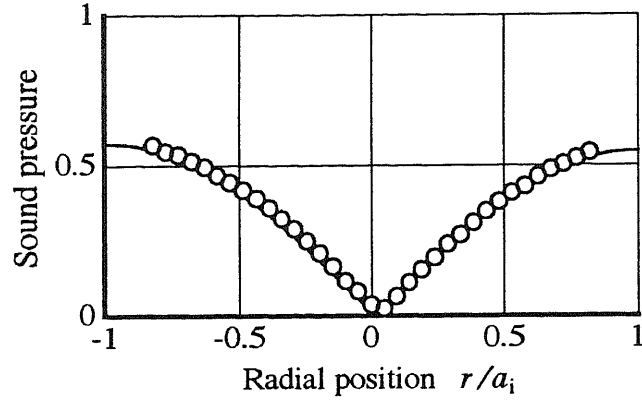
### 3.5 反射・透過率の測定結果

#### 3.5.1 断面が急変する場合

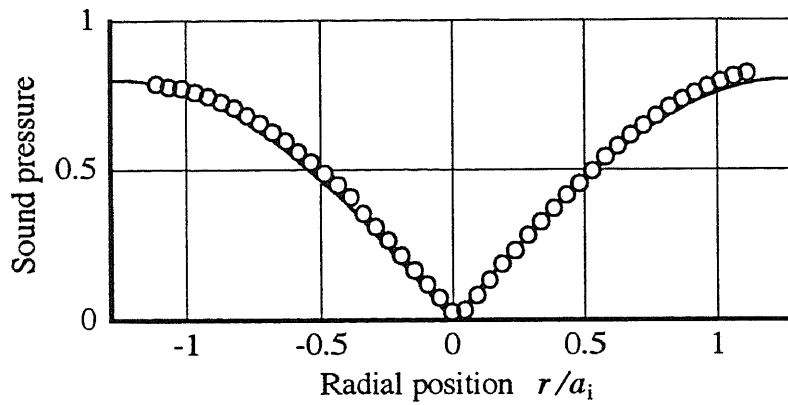
断面が急変する場合の、反射・透過率の測定結果を示す。

まず、音圧値測定結果の一例として、測定周波数6.00kHzのときの(1,1)モード波の測定音圧の径方向分布を図3.18・図3.19に示す。図中の径方向位置は、管軸からの距離 $r$ を入射側鋼管の内半径 $a_i$ で割って無次元化したものである。また、音圧値は、入射波音圧の径方向に関する全測定値の平均値を1とするときの相対値である。

図3.18・図3.19から明らかなように、測定対象とするモード波 [(1,1)モード波] が支配的に測定されており、測定が正確に行われていることが分かる。しかし、図3.7と同様、完全な単一モード波の音圧分布からはわずかにずれている。これは、3.2.3項に示したとおり、音源から出力される音波に測定対象モード以外の音波（図3.18・図3.19の場合は、平面波）がわずかに含まれており、これが断面変化部で反射・透過し、測定されるためである。そこで、反射・透過波音圧の測定値に対しても、3.2.3項に示した方法で測定対象モード以外の音波の音圧を取り除いた。このため、(2,1)モード波の測定時には、周方向に90°離れた2つの直径上で測定を行った。

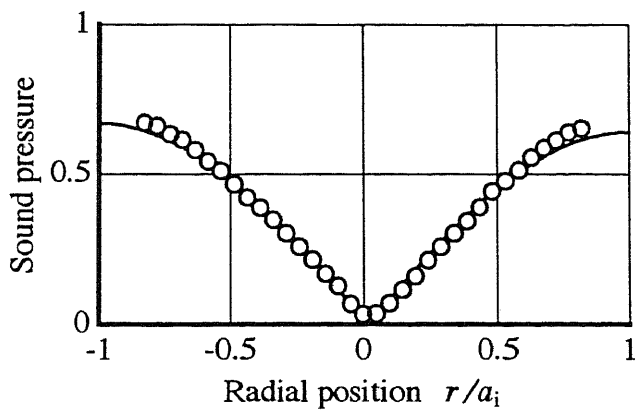


(a) 反射波音圧測定値 (40A鋼管)

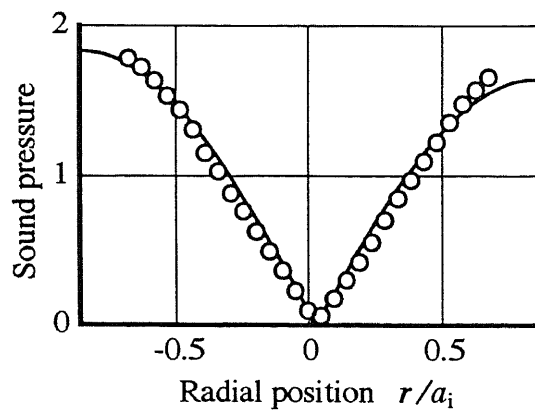


(b) 透過波音圧測定値 (50A鋼管)

図3.18 拡大する断面急変部を持つ接続管における径方向音圧分布



(a) 反射波音圧測定値 (40A鋼管)



(b) 透過波音圧測定値 (32A鋼管)

図3.19 縮小する断面急変部を持つ接続管における径方向音圧分布

音圧測定結果から反射率と透過率を求めた。このとき、平面波については径方向に測定したすべての値を用いて計算し、高次モード波については管壁から面積等分半径位置までの測定値を用いた。また、反射・透過波の音圧振幅値に3・3・1項において求めた距離減衰率（図3.9～図3.11）をかけ、断面変化部から測定位置までの伝ば距離差を補正した。こうして求めた各径方向位置での反射・透過波の音圧振幅値を、それに対応する径方向位置（管内径に対する割合が等しくなる位置）での入射波の音圧振幅値で割り、得られた値を径方向で平均して、反射・透過率とした。

上記の手順によって求めた反射率と透過率を、表3.2・表3.3に示す。

表3.2 拡大する断面急変部での反射・透過率測定結果

$$d_i = \phi 41.4\text{mm}, d_t = \phi 53.2\text{mm}$$

Mode	Frequency kHz	Reflection coefficient	Transmission coefficient
Plane wave	3.00	0.23	0.71
	4.00	0.26	0.75
(1,1) mode wave	6.00	0.45	0.54
	6.50	0.42	0.62
	7.00	0.40	0.68
	7.50	0.44	0.73
(2,1) mode wave	9.00	0.46	0.43
	9.50	0.51	0.49

表3.3 縮小する断面急変部での反射・透過率測定結果

$$d_1 = \phi 41.4\text{mm}, d_2 = \phi 35.7\text{mm}$$

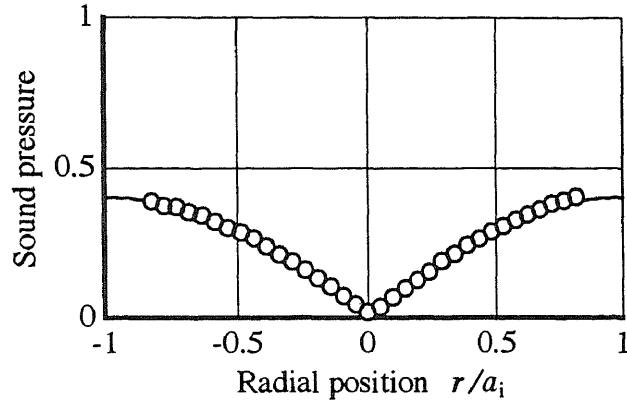
Mode	Frequency kHz	Reflection coefficient	Transmission coefficient
Plane wave	4.00	0.10	1.20
(1,1) mode wave	5.50	0.94	—
	6.00	0.44	1.31
	6.50	0.31	1.33
	7.00	0.34	1.35
(2,1) mode wave	9.00	0.97	—
	9.70	0.36	1.26
	10.50	0.41	1.08
	11.00	0.30	1.00

表3.3より、断面が縮小する場合には、すべてのモードおよび周波数において透過率が1を越えている。また、同表の中で、5.50kHzの(1,1)モード波と9.00kHzの(2,1)モード波は、表3.1に示した遮断周波数の値から明らかなように、透過側鋼管では非伝ばモードとなり、断面変化部において音波は全反射となるはずである。実際に反射率測定値はほぼ1に近い値となっており、音波が全反射していることが分かる。

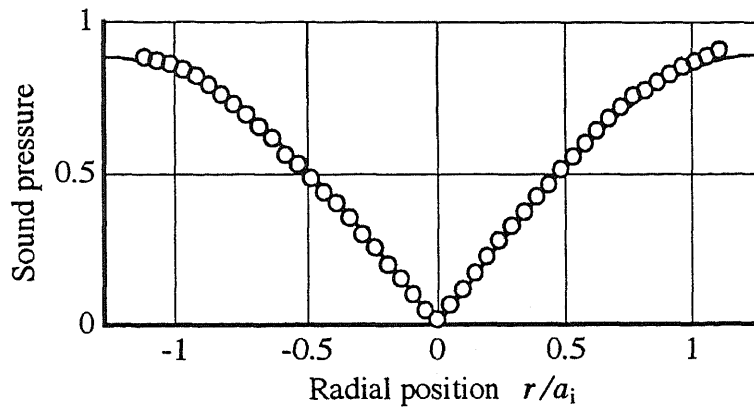
### 3.5.2 断面がテーパ状に変化する場合

断面がテーパ状に変化する場合の、反射・透過率の測定結果を示す。

まず、音圧値測定結果の一例として、測定周波数6.00kHzのときの(1,1)モード波の測定音圧の径方向分布を、図3.18・図3.19と同様の表示方法で図3.20・図3.21に示す。

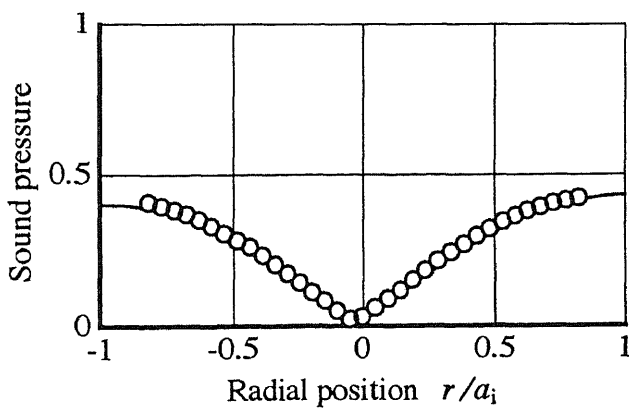


(a) 反射波音圧測定値 (40A鋼管)

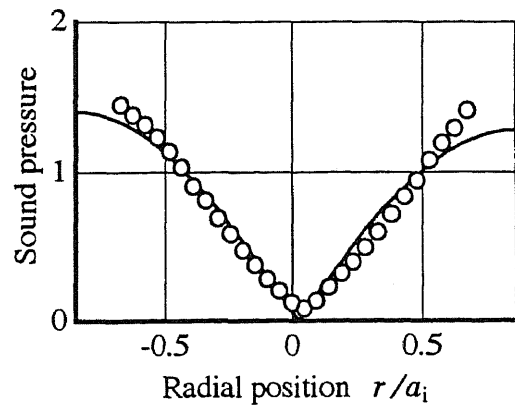


(b) 透過波音圧測定値 (50A鋼管)

図3.20 拡大するテーパ状断面変化部を持つ接続管における径方向音圧分布



(a) 反射波音圧測定値 (40A鋼管)



(b) 透過波音圧測定値 (32A鋼管)

図3.21 縮小するテーパ状断面変化部を持つ接続管における径方向音圧分布

図3.18・図3.19と同様に，図3.20・図3.21においても，測定対象とするモード波 [(1,1)モード波] が支配的に測定されていることが明らかである。ただし，図3.21(b)での測定値の理論計算値からのばらつきが，他に比べるとやや大きい。これは，同図のデータを測定した32A鋼管の直径が小さいために，測定に用いたマイクロホン（直径 $\phi 5.6\text{mm}$ ）の測定音場への影響が相対的に大きくなり，測定誤差が大きくなったものと思われる。

ここでの音圧測定値に対しても，前項と同じ方法を用いて測定対象外音波の音圧値の分離ならびに距離減衰に対する補正を行い，前項と同じ算出方法で反射・透過率を求めた。得られた結果を，表3.4・表3.5に示す。

表3.4 拡大するテーパ状断面変化部での反射・透過率測定結果

$$d_1 = \phi 41.4\text{mm}, d_2 = \phi 53.2\text{mm}$$

Mode	Frequency kHz	Reflection coefficient	Transmission coefficient
Plane wave	3.00	0.19	0.70
	4.00	0.20	0.73
(1,1) mode wave	6.00	0.27	0.60
	6.50	0.23	0.67
	7.00	0.15	0.74
	7.50	0.30	0.76
(2,1) mode wave	9.00	0.29	0.46
	9.50	0.14	0.58

表3.5 縮小するテーパ状断面変化部での反射・透過率測定結果

$$d_i = \phi 41.4\text{mm}, d_f = \phi 35.7\text{mm}$$

Mode	Frequency kHz	Reflection coefficient	Transmission coefficient
Plane wave	4.00	0.15	1.03
(1,1) mode wave	5.50	0.50	—
	6.00	0.28	1.01
	6.50	0.20	1.20
	7.00	0.12	1.26
(2,1) mode wave	9.00	0.72	—
	9.70	0.26	0.74
	10.50	0.13	1.12
	11.00	0.11	0.95

断面がテーパ状に変化する場合では、断面が急変する場合に比べて音波は透過しやすく、反射しにくいと考えられる。表3.2と表3.4、表3.3と表3.5とをおのおの比較すると、平面波の場合は同じ周波数での反射・透過率測定値の違いに明確な傾向が現れていないが、高次モード波の場合の反射率は、断面の拡大・縮小に関係なく表3.2よりも表3.4、表3.3よりも表3.5、すなわち、テーパ状に変化する場合のほうが明らかに小さい。しかしながら、高次モード波の透過率については、断面が拡大する場合では表3.2よりも表3.4での値のほうがいくぶん大きくなっているものの、縮小する場合では表3.5での値は表3.3に比べて小さくなっている。すなわち、断面変化部をテーパ状とすることにより反射率が減少したにもかかわらず、透過率は増加しなかった。また、全反射となるべき表3.5の5.50 kHzの(1,1)モード波と9.00kHzの(2,1)モード波での反射率も、1よりかなり小さくなっている。

この原因として、テーパ状断面変化部内での音波の減衰が考えられる。反射・透過率測定値を求めるにあたっては、ダクト内での音波の距離減衰を考慮するための補正を行ったが、断面変化部内での音波の減衰については、それ自身が反



射・透過率の値を決定する要因の一つであり、補正すべきものではない。上述の反射率の測定結果からすれば、断面がテーパ状に変化する場合には高次モード波は透過しやすくなるはずであるが、テーパ状断面変化部内での音波の減衰が加わったために透過率の値はそれほど大きくならなかったといえる。また、図3.15に示したとおり、断面が拡大する場合と縮小する場合とでテーパ状断面変化部の軸方向長さは等しいが、断面が縮小する場合のほうが透過側ダクト径が小さい。図3.9～図3.11に示したとおり、ダクト径が小さいほど音波の距離減衰は大きくなるので、断面が縮小する場合のほうが断面変化部内での減衰が大きくなり、透過率が小さくなったものと考えられる。

また、表3.5の中の音波が全反射となるべき場合については、テーパ状断面変化部の途中の任意の直径の位置で、入射したモード波は遮断状態となり全反射するものの、そこに到達するまでの断面変化部内での音波の減衰が加わり、反射率が小さくなったものと考えられる。

一般に、連続的に変化する断面変化部においては、断面変化部内での音波の減衰は常に加わると考えられるから、すべての場合において、音波の反射・透過率は、断面が急変する場合から予測される値よりも小さくなるはずである。

### 3.6 まとめ

平面波、および高次モード波の(1,1)モードと(2,1)モードの音波について、円形ダクト内を伝ばすることによる距離減衰率を測定により求め、さらに、ダクトの途中に設けた断面変化部での反射・透過率を、周波数および断面変化部の形状を変えて、測定により求めた。

得られた結果をまとめると、以下のようなになる。

距離減衰率測定値については、

(1) 平面波の減衰率は、従来の計算式から得られる値によく一致しており、測定に用いた鋼管がほぼ剛壁を持つと見なせる。

(2) 高次モード波の減衰率は、遮断周波数付近では高く、遮断周波数から離れる（周波数が高くなる）に従って小さくなり、十分離れると平面波と同様に大き

くなる傾向を示す。

(3) 音波のモードが高次になるに従って減衰率が大きくなっており、断面内音圧分布の偏りが大きいモード波ほど減衰が大きくなると考えることができる。

(4) 各モード波とも、ダクト径が小さくなるに従って減衰率が大きくなる。

断面変化部での反射・透過率測定値については、断面が急変する場合、

(5) 透過側のダクト径が入射側のダクト径より小さいとき、平面波か高次モード波かに関係なく、透過率（振幅比）が1を越える。

(6) 入射したモード波が、入射側ダクトでは伝ばモードであるが、透過側ダクトでは非伝ばモードになるとき、そのモード波は透過せず、全反射となる。

断面がテーパ状に変化する場合、

(7) 平面波の反射・透過率は、断面が急変する場合に対してあまり変化しない。

(8) 高次モード波の反射率は、断面が急変する場合と比べて小さくなり、断面がテーパ状に変化する場合には、高次モード波は透過しやすくなると考えられる。

(9) しかし、実際には透過率が大きくなる傾向が明確には示されず、また、入射したモード波が透過側ダクトで遮断状態となる場合でも全反射とならないことから、テーパ状断面変化部内での音波の減衰の影響が考えられる。

(10) 特に、断面が縮小する場合においては、透過側ダクトの径が小さいために、断面変化部内での音波の減衰の影響が大きく現れ、透過率は断面が急変する場合と比べて小さくなる。



## 第4章 断面変化部での音波の反射・透過率の理論解析

### 4.1 はじめに

本章では、第3章の測定に対応する条件のもとで、第2章に示した理論解析に基づいて、断面変化部での音波の反射・透過率の計算を行った結果について示す。

断面が急変する場合については、第2章で求めた不連続断面変化部での音波の音圧値に関する連立方程式を解くことにより、直ちに結果が得られる。

断面がテーパ状に変化する場合については、Alfredson<sup>(11)</sup>が用いた方法を拡張する。すなわち、断面変化部を軸方向に多数分割し、それぞれの直径が一定の微小部分が連なった階段状の形状で近似する。そして、それぞれの微小部分間の不連続断面変化部において、第2章で求めた連立方程式を解くことにより結果を得る。

計算にあたっては、考慮すべきモードの次数やテーパ状断面変化部の軸方向分割数など、計算精度に影響を与える計算条件について評価する。また、計算結果の正確さを評価する指標として、入射波のエネルギーと反射・透過波のエネルギーとのつりあいを計算する方法について示す。

さいごに、計算結果を第3章に示した測定結果と比較し、計算が精度良く行われることを示すとともに、測定値と計算値との差異について考察する。

### 4.2 計算方法

断面変化部に入射する音波の反射・透過率の計算のうち、断面が急変する場合については、第2章に示した連立方程式(2.36)もしくは式(2.45)を解き、さらに式(2.33)もしくは式(2.44)の値を求めれば直ちに結果が得られる。このとき、入射波音圧値を、第3章で測定対象としたモードのうちの1つのモードについてのみ1とし、他のモードについてはすべて0として計算すれば、そのモード波に関する反射・透過率計算値が得られる。

このように、断面が急変する場合の計算方法は既述されているので、本節ではまず、断面がテーパ状に変化する場合の計算方法について示す。さらに、両方の場合についての計算精度の評価方法と計算上の留意点について説明する。

#### 4.2.1 断面がテーパ状に変化する場合

断面がテーパ状に変化する場合については、断面変化部を軸方向に多数分割することにより計算した。すなわち、図4.1の上半面に示す実際の断面変化部の形状を、同図下半面に示すように壁面がダクト軸に平行な微小部分に多分割して近似し、各微小部分間の不連続断面変化部で反射・透過する音波の音圧を式(2.33)・式(2.36)および(2.44)・式(2.45)を用いて解くことにより、断面変化部全体での反射・透過率計算値を求めた。

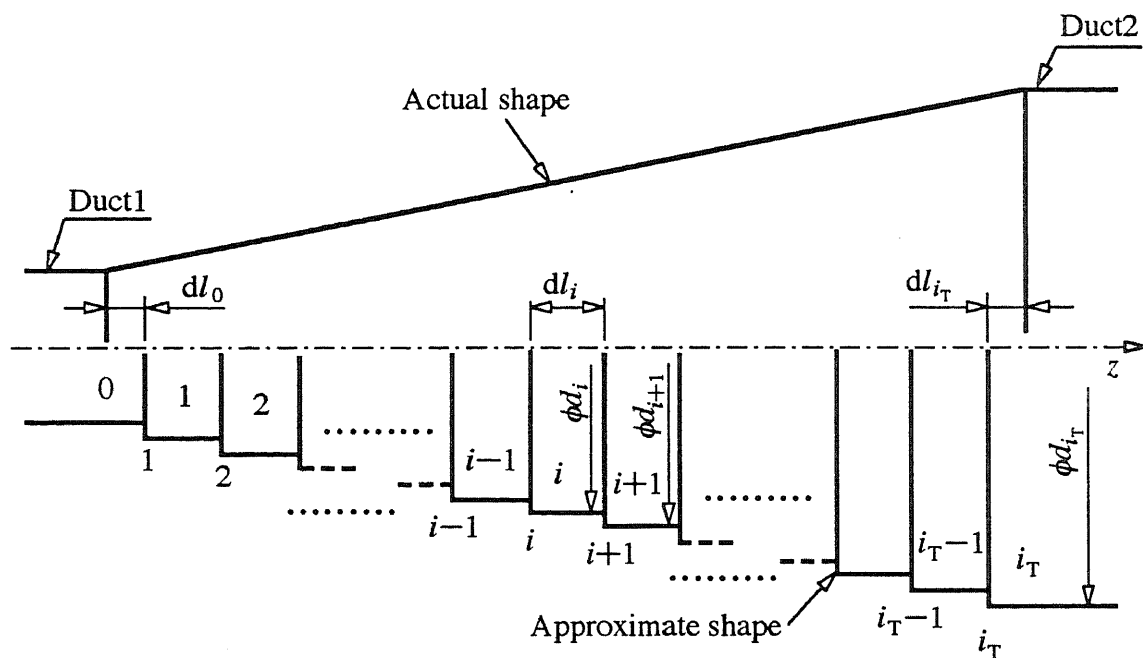


図4.1 断面がテーパ状に変化するダクトの近似方法

図4.1に示すように、2本のダクトのうち小径側をダクト1、大径側をダクト2とする。また、各不連続断面をダクト1からダクト2に向かって順番に断面1,2,...,i,...とし、断面数を全部で $i_T$ 個とする。2.3.1項と同様に、音波が入射する向きをダ

ダクト1から（断面が拡大する場合）とダクト2から（断面が縮小する場合）とで別々に考え、断面が拡大する場合は断面 $1, 2, \dots, i_T$ の順に、断面が縮小する場合は断面 $i_T, i_T-1, \dots, 1$ の順に計算する。この場合、両者に対して計算の向きが逆になる不便さはあるが、2.3.1項と同様に各微小部分に固有な物理量に関する添字をダクト直径の大小関係に対して固定することができ、各不連続断面変化部で計算すべき値を入射波の向きに関係なく共通化できるので、結果的にはプログラミングが簡単になる。

微小部分についても、ダクト1側から順番に $1, 2, \dots, i, \dots$ とする。微小部分 $i$ は、断面 $i$ と断面 $i+1$ に挟まれる部分であり、その軸方向長さを $d_i$ とする。以下の説明では、微小部分 $i$ を領域 $i$ と表し、ダクト1を領域0、ダクト2を領域 $i_T$ とする。

なお、各不連続断面変化部での計算においては、その断面を挟む両側の領域の直径比から、式(2.7)に従って径方向次数の最大値を定める必要がある。ここでは、ダクト2での径方向次数の最大値を $m_{i_T}$ とし、式(2.7)の条件を全断面にわたって成立させるために、領域 $i$ での径方向次数 $m$ の最大値 $m_i$ をその領域の直径 $d_i$ に比例させ、

$$m_i/m_{i_T} = d_i/d_{i_T} \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

として定めた。そして、式(4.1)から得られる $m_i$ の小数点以下を四捨五入し、整数値とした。

以下、本項では、ダクト1から音波が入射する場合（断面がテーパ状に拡大する場合）について具体的に説明する。

まず、ダクト1からテーパ状断面変化部へ入射する音波を、領域0から断面1への入射波と考え、この反射波および透過波の音圧を連立方程式(2.36)および式(2.33)により求める。つぎに、この透過波が領域1を通過して断面2に入射するとして、断面2において反射波および透過波の音圧を計算する。以下同様に、断面3, 4, …の順で、断面 $i_T$ まで計算を進める。ここまでの手順を第1回目の計算とする。なお、断面 $i$ での計算を終えてから断面 $i+1$ での反射波を計算するので、第1回目の断面 $i$ での計算においては、領域 $i$ を通過して断面 $i$ へ入射する音波はないと考え

る。

つぎに、第2回目の計算を、再び断面1,2,...の順で断面 $i_T$ まで行う。ここでは、第1回目に断面 $i+1$ で計算した反射波が、領域 $i$ を通過して断面 $i$ に入射するとして計算する。断面 $i$ においては、領域 $i-1$ からの入射波と領域 $i$ からの入射波の両方について反射波および透過波の音圧を計算することになる。なお、断面 $i$ での計算を行っているとき、すでに断面 $i-1$ での計算は終了している。すなわち、領域 $i-1$ から断面 $i-1$ への入射波に対する反射波がすでに計算されている。この反射波と、領域 $i-2$ から断面 $i-1$ への入射波に対する透過波を加えたものが、領域 $i-1$ を通過して断面 $i$ へ入射すると考える。

以下同様に、第3回目、第4回目、...第 $j$ 回目、...と計算を進める。第 $j$ 回目の断面 $i$ での計算について一般的にまとめると、以下のようになる。

(1) 領域 $i-2$ から断面 $i-1$ への入射波に対する透過波 $T$ と、領域 $i-1$ から断面 $i-1$ への入射波に対する反射波 $R$ とを加えたものが、領域 $i-1$ を通過して断面 $i$ へ入射するとして、断面 $i$ での反射・透過波音圧を計算する。ここでの $T$ と $R$ は、ともに第 $j$ 回目に断面 $i-1$ で計算したものである。ただし、 $R$ が計算されるのは $j \geq 2$ においてであるから、 $j=1$ のときは $T$ のみを考える。

(2) 領域 $i$ から断面 $i+1$ への入射波に対する反射波 $R$ と、領域 $i+1$ からの断面 $i+1$ への入射波に対する透過波 $T$ とを加えたものが、領域 $i$ を通過して断面 $i$ へ入射するとして、断面 $i$ での反射・透過波音圧を計算する。ここでの $R$ と $T$ は、共に第 $j-1$ 回目に断面 $i+1$ で計算したものである。したがって $j=1$ のときは、ここでの計算を行わない。また、 $T$ が計算されるのは $j-1 \geq 2$ においてであるから、 $j=2$ のときは $R$ のみを考える。

なお、ダクト1およびダクト2は無限長であり、断面変化部から遠ざかる音波に対する反射波はないので、領域0から断面1への入射波は計算開始時から変化せず、領域 $i_T$ から断面 $i_T$ への入射波はない。

また、式(2.10)・式(2.11)の $\exp$ の項から明らかなように、各不連続断面変化部で反射・透過した音波の音圧はダクト軸方向( $z$ 方向)への伝ばによって変化するので、ある断面での計算値を隣の断面での計算に用いる場合、この変化を考慮す

る必要がある。すなわち、断面*i*あるいは断面*i+1*で計算された*m*次モードの音波が領域*i*を伝ばすることに対する計算として、断面での音圧計算値に  $\exp(-j\omega dl_i/v_m^{[i]})$  をかける。ここで、 $v_m^{[i]}$  は領域*i*における*m*次モード波の伝ば速度（軸方向位相速度）であり、音波が伝ばモードのときは実数値、非伝ばモードのときは虚数値となる。すなわち、 $\exp(-j\omega dl_i/v_m^{[i]})$  は、音波が伝ばモードのときは長さ*dl<sub>i</sub>*での位相変化を表し、非伝ばモードのときは長さ*dl<sub>i</sub>*での減衰を表す。

以上の手順で、第1回目、第2回目、…第*j*回目、…と計算を進める。この計算は、各断面での入射・反射・透過の関係が全断面にわたって整合するまで行い、計算値が収束、安定したところで終了する。なお、計算終了時での反復回数*j*を、*j<sub>T</sub>*としておく。また、計算値の収束については4.3.2項に示す。

以上において、断面がテーパ状に拡大する場合での計算方法を示したが、断面がテーパ状に縮小する場合（図4.1のダクト2から音波が入射する場合）についても、上記の、断面1,2, …, *i*, …, *i<sub>T</sub>*の順番に行う計算を、断面*i<sub>T</sub>*, *i<sub>T</sub>-1*, …, *i*, …, 1の順番に置き換えれば計算できる。各不連続断面において解く連立方程式は、ダクト1から音波が入射する場合と共通であるから、計算の順序を入れ替えるだけでよい。

#### 4.2.2 エネルギーのつりあいによる計算誤差の確認

本研究の理論計算においては、媒体の粘性や熱伝導あるいは壁面の振動に起因する音波の散逸は考慮していない。このため、断面変化部に入射した音波のエネルギーは、計算上は断面変化部で散逸することなく、反射・透過していることになる。そこで、理論計算を行った後に、入射波と反射・透過波のエネルギーを計算し、これらの値のつりあいを調べれば、計算が正確に行われたかどうかを確認できる。

音波が単位時間・単位面積あたりに運ぶエネルギー*e*の値は、次式で与えられる。

$$e = pV^* \dots\dots\dots (4.2)$$

ここで、*V\**は音の粒子速度の複素共役である。音波が非伝ばモード波の場合、音



圧と粒子速度の位相差は $90^\circ$ となり、式(4.2)の値は0となる。エネルギーを伝えるのは伝ばモード波のみであり、式(4.2)は伝ばモード波についてのみ考えればよい。

図2.3に示した急変する断面変化部において、入射・反射・透過波が単位時間あたりに運ぶエネルギーの値は、式(2.8)～式(2.11)を用いて式(4.2)を計算し、これを各ダクト断面について積分すれば具体的に求めることができる。式(2.10)・式(2.11)で与えられる音圧 $p^{[1]}$ 、 $p^{[2]}$ を持つ反射・透過波のエネルギー $E^{[1]}$ 、 $E^{[2]}$ を求める計算式を示すと、次のようになる。

$$E^{[1]} = \sum_{m=m_0}^{M_1} \int_0^{a_1} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho v_m^{[1]}} |P_m^{[1]}|^2 \left| J_n \left( \frac{\omega_m^{[1]}}{c} r \right) \cos \theta \right|^2 r d\theta dr \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

$$E^{[2]} = \sum_{m=m_0}^{M_2} \int_0^{a_2} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho v_m^{[2]}} |P_m^{[2]}|^2 \left| J_n \left( \frac{\omega_m^{[2]}}{c} r \right) \cos \theta \right|^2 r d\theta dr \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

ここで、 $\rho$ は媒体の密度、 $M_1$ 、 $M_2$ はおのおのダクト1・ダクト2における伝ばモード波の径方向次数の最大値である。伝ばモードについてのみ考えるのであるから、音波の位相速度 $v_m^{[1]}$ 、 $v_m^{[2]}$ は常に実数値となる。式(4.3)・式(4.4)の $\theta$ に関する積分値は $\pi$ となり、 $r$ に関する積分は、式(2.18)において $u$ を $m$ とした場合と同様であるから、Lommelの積分公式により計算できる。すなわち、計算結果は、式(2.22)の $m=u$ のときと同様になる。また、入射波 $p^{[in]}$ の持つエネルギー $E^{[in]}$ の計算式は、音波がダクト1またはダクト2から入射する場合について、おのおの式(4.3)または式(4.4)と同様になる。

以上において、図2.3に示した断面が急変する場合の入射・反射・透過波エネルギーが計算される。断面がテーパ状に変化する場合についても、入射波音圧および最終的な計算結果としての反射・透過波音圧（図4.1のダクト1およびダクト2での値）から、上記のように入射・反射・透過波のエネルギーを計算することができる。

以上のようにエネルギーの値を計算し、入射波と反射・透過波とのエネルギーのつりあい（エネルギー差が生じる割合）を次式により求める。

$$er = \left| 1 - \frac{E^{[1]} + E^{[2]}}{E^{[in]}} \right| \dots\dots\dots (4.5)$$

本研究では、種々の計算条件のもとで反射・透過率の計算を行うたびに式(4.5)を計算し、計算が正確に行われていることを確認する。

#### 4.2.3 数値計算上の留意点

本研究では、おのこの計算手順をC言語によりプログラミングし、ワークステーション（IBM POWERステーション220）を用いて数値計算した。整数値となるべき値を除いて、数値はすべて倍精度とした。計算上必要なBessel関数 $J_n(q)$ の値は、C言語の組み込み関数での値を利用した。

以下、数値計算を行うにあたって留意したことについて示す。

式(2.28)の $K_2$ の計算においては、 $\omega_u^{[1]} \neq \omega_s^{[2]}$ のときの式の分子・分母の値が、 $\omega_u^{[1]} = \omega_s^{[2]}$ のときに0となるので、 $\omega$ に関して場合分けした。しかし、数値計算上は、 $\omega_u^{[1]} \neq \omega_s^{[2]}$ のときの式の分子・分母の値が極めて0に近づく場合においても計算誤差が生じる。そこで、数値計算上の場合分けの条件を、 $\omega_u^{[1]} \neq \omega_s^{[2]}$ の代わりに、

$$\left| \frac{\omega_u^{[1]} - \omega_s^{[2]}}{\omega_s^{[2]}} \right| > 10^{-6} \dots\dots\dots (4.6)$$

とした。すなわち、式(4.6)が満たされないときは、 $\omega_u^{[1]} = \omega_s^{[2]}$ のときの式を用いた。式(2.34)の $K_3$ の計算における $\omega$ に関する場合分けについても、 $\omega_m^{[1]}$ と $\omega_s^{[2]}$ に対して式(4.6)と同様の条件を与えた。

数値計算において現れる級数の範囲は、例えば式(2.37)の $s$ については $m_0$ から $m_2$ までである。一方、連立方程式の元数は、式(2.36)・式(2.45)の $m$ および $u$ の範囲で定まるから、 $m_1 - m_0 + 1$ 次である。この値は、 $m_0$ の値が0または1であるこ

とから、 $n=0$ のとき $m_1+1$ 次、 $n \geq 1$ のとき $m_1$ 次となる。 $m_1, m_2$ の値は、いずれも理論上は無窮大であるが、計算上は有限とせざるを得ない。 $m_1, m_2$ の値を大きく取れば、数値計算上の問題が生じない範囲で計算はより高精度になるが、計算時間は $m_1, m_2$ の値のほぼ2乗に比例して長くなる。本研究の計算の場合、級数項の値および連立方程式の行列要素の値は、級数項あるいは行列要素の次数が大きくなるに従って小さくなるので、 $m_1, m_2$ の値を大きくするほど計算精度の向上の度合は小さくなる。このことを考慮に入れ、計算にあたっては $m_1, m_2$ の値と計算精度との関係を調べ、 $m_1, m_2$ の値を定める必要がある。

また、断面がテーパ状に変化する場合については、不連続断面数（図4.1の $i_T$ ）および計算の反復総回数（ $4 \cdot 2 \cdot 1$ 項の $j_T$ ）と計算精度との関係を調べ、 $i_T$ および $j_T$ の値を定める必要がある。

連立方程式である式(2.36)・式(2.45)は、ガウスの消去法をプログラミングして解き、計算精度を上げるために反復改良法<sup>(29)</sup>による補正計算を行った。連立方程式の数値解に含まれる誤差は、残差、すなわち連立方程式の数値解をもとの方程式に代入したときの右辺と左辺の値の差から求めることができる。例えば、式(2.36)を1回解いたときの数値解を $P_m'$ とすると、このときの残差は

$$R_u = \sum_{m=m_0}^{m_1} B_{um} P_m^{[in]} - \sum_{m=m_0}^{m_1} A_{um} P_m' \quad (u=m_0, \dots, m_1) \dots\dots\dots (4.7)$$

で計算される。この $R_u$ の値を使って、連立方程式

$$\sum_{m=m_0}^{m_1} A_{um} P_m^{[1]} = R_u \quad (u=m_0, \dots, m_1) \dots\dots\dots (4.8)$$

の数値解 $P_m''$ を求めると、式(2.36)の解として、 $P_m'$ よりも精度の良い解 $P_m' + P_m''$ が得られる。この $P_m' + P_m''$ の値を $P_m'$ とおいて再び式(4.7)を計算し $R_u$ を求め、この $R_u$ を式(4.8)へ代入して $P_m''$ を求めたときの $P_m' + P_m''$ の値は、さらに精度の良い解となる。この補正計算の手順を繰り返せば、 $R_u$  ( $u=m_0, \dots, m_1$ )の値はすべて0に収束し、式(2.36)の完全な解が得られると考えられる。この手法が、反

復改良法である。

しかし、実際の数値計算での $R_u$ の値は、十分0に近づくものの、完全に0になるとはいえない。本研究では、上記の補正計算を繰り返すごとに、 $R_u$ の $u$ についての2乗和

$$R = \sum_{u=m_0}^{m_1} R_u^2 \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

を計算し、 $R$ が最小となる補正計算繰り返し回数での $P_m' + P_m''$ の値を、式(2.36)の最終的な解とした。式(2.45)を解く場合についても同様である。

### 4.3 計算方法の評価

#### 4.3.1 断面が急変する場合

断面が急変する場合について、本研究の計算方法の妥当性を検討し、計算において任意に設定しなければならない $m_1$ 、 $m_2$ の値について示す。

ここでは計算条件を、第3章の断面が拡大する場合の測定条件の1つに対応させ、入射側ダクト径 $d_1 = \phi 41.4\text{mm}$ 、透過ダクト径 $d_2 = \phi 53.2\text{mm}$ の断面急変部に、周波数 $f = 6.00\text{kHz}$ の(1,1)モード波が入射する場合について、自由音場の音速 $c = 343.7\text{m/s}$  (20°Cのときの値)として計算した結果をもとに説明する。

まず、4.2.2項に示したエネルギーのつりあいに基づく計算誤差 [式(4.5)の $er$ ] と4.2.3項に示した反復改良法の意義について示す。上記の計算条件において連立方程式(2.36)を解き、反復改良法の補正計算を繰り返すたびに反射波音圧 $P_m^{[1]}$ を求め、式(4.9)の残差の2乗和の値 $R$ を求めた。それと同時に、透過波の音圧 $P_s^{[2]}$ を式(2.33)から求め、式(4.5)の $er$ の値を計算した。補正計算を繰り返すたびの、 $R$ および $er$ の値の変化を図4.2に示す。なお、ここでは $m_2 = 20$ とし、式(2.7)より $m_1 = 41.4 / 53.2 \times 20 \doteq 16$ とした。

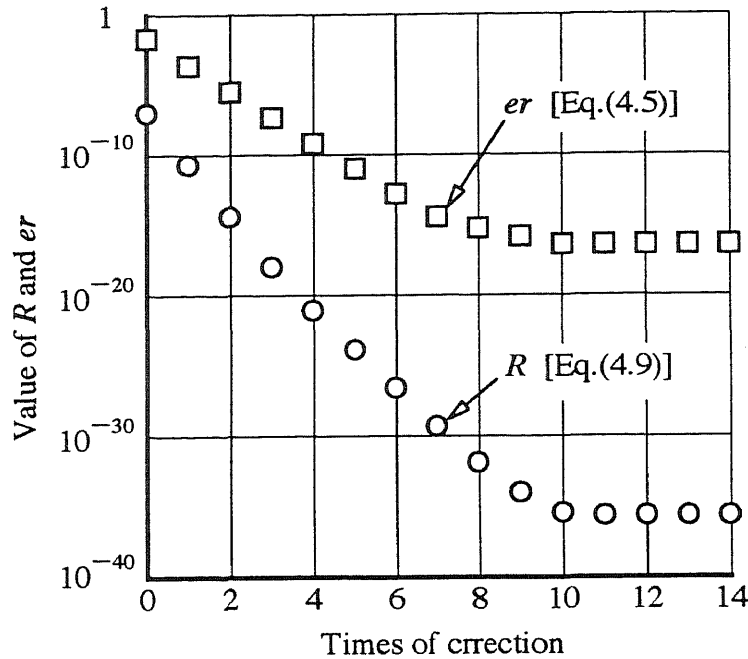


図4.2 反復改良法の補正計算繰り返し回数と残差の2乗和 $R$ およびエネルギーのつりあいに基づく計算誤差 $er$ との関係

図から明らかなように、補正計算を繰り返すたびに、 $R$ は $10^{-3}$ に近いオーダー、 $er$ は $10^{-2}$ に近いオーダーで小さくなり0に近づく。そして、 $er$ は補正回数10回目、 $R$ は11回目において最小値に到達し、以後、両者とも値が変化しない。両者の値の変化（減少）の様子は非常に似通っており、 $R$ が小さくなるに従って連立方程式の数値解の精度が高くなることから、4・2・2項で導出したエネルギーのつりあい $er$ が、計算誤差評価の指標として正確に機能していることが裏付けられる。

ちなみに、補正計算を行わない（繰り返し回数=0）のときの $er$ の値は0.0188である。すなわち、入射エネルギーと反射・透過エネルギーとが1.88%異なることになる。計算結果が正しいと判断するには1.88%の差はやや大きいと考えられるし、計算条件によってはさらに大きな差を示す場合がある。また、断面がテーパ状に変化する場合においては、4・2・1項に示したとおり、計算が多数の断面で繰り返されるので、各断面での計算結果にある程度の計算誤差が含まれる状態で計算を進めると、最終的な計算結果にはかなりの誤差が生じる可能性がある。

一方、図4.2において補正計算を10回繰り返したときの $er$ の値は $1 \times 10^{-16}$ である。これは、式(4.5)より、倍精度で求めた $E^{[n]}$ の値と $E^{[1]} + E^{[2]}$ の値とが、その桁数の最小の位においてのみ異なっていることに対応しており、実質的に $er$ の値は0に収束していると見なしても差し支えない。このように計算誤差を著しく減少させることが可能であることから、4.2.3項に示した反復改良法の補正計算は、本研究の計算には不可欠であるといえる。

なお、実際の計算では、4.2.3項の計算手順に従い、 $R$ が最小値となるまで補正計算を繰り返す。本項の計算条件の場合では、図4.2のとおり、繰返しを12回目まで行えば、(12回目の $R$ の値) $\geq$ (11回目の $R$ の値)となるので計算を終了させることになる。

つぎに、本項での計算条件において、 $m_1$ 、 $m_2$ の値をパラメータとしたときの計算値の変化について図4.3に示す。ここでは、まず $m_2$ の値を整数値として定め、 $m_1$ の値は式(2.7)から計算される値を四捨五入して得られる整数値として定めた。そして、入射波音圧を1として計算した結果のうち、反射波音圧振幅（反射率）の計算値について示した。

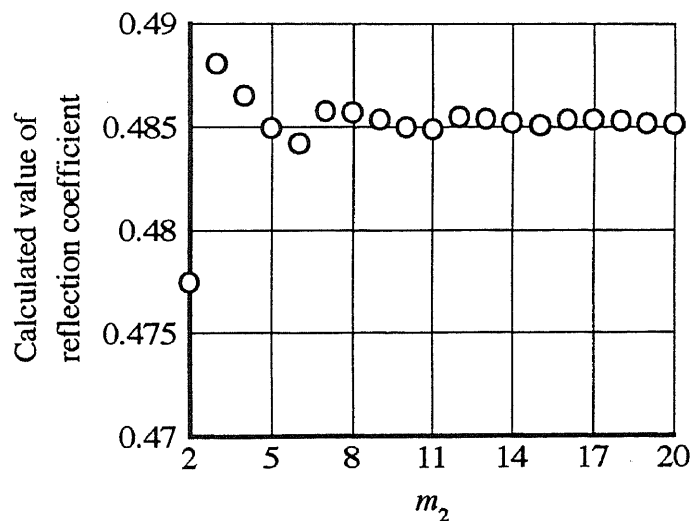


図4.3 断面が急変する場合の $m_2$ の値と計算値との関係

図から明らかのように、 $m_2$ の値が大きくなるに従って、計算値は1つの値に収束していく。すなわち、当然の結果ながら、 $m_2$ の値が大きいほど計算は正確になる。

なお、 $m_1$ の値が四捨五入により求めた整数値であるために、ある $m_2$ の値においては、その値が1だけ増えたときに、 $m_1$ の小数第1位が切り上げから切り捨てに変わることがある。例えば、 $m_2=6$ のとき式(2.7)より $m_1=d_1/d_2 \times m_2=41.4/53.2 \times 6 \div 4.67$ 、 $m_2=7$ のとき $m_1=41.4/53.2 \times 7 \div 5.45$ であるから、共に $m_1=5$ となる。このようになる場合以外では、 $m_2$ が1増加するごとに $m_1$ も1増加する。図4.3の計算値の収束状態が $m_2$ の値の増加に対して滑らかでなく、 $m_2=2$ と3、6と7、11と12、15と16との間でおのおの階段状に変化するのはこのためである。

本研究における計算精度の評価は、反射・透過率（音圧振幅比）の計算値が、小数第2位まで正確であると考えられることを目安とした。以下に示す、断面が急変する場合の計算条件の範囲内においては、 $m_2$ の値を20とすることにより、精度良く計算することができる。

#### 4.3.2 断面がテーパ状に変化する場合

断面がテーパ状に変化する場合について、本研究の計算方法の妥当性を検討し、計算において任意に設定しなければならない $m_{i_T}$ および $i_T$ 、 $j_T$ の値について示す。

計算条件は、第3章の測定条件に対応させるとともに、前項との比較を可能とするために、入射側ダクト径 $d_1=\phi 41.4\text{mm}$ 、透過ダクト径 $d_2=\phi 53.2\text{mm}$ 、軸方向長さ $l=20.7\text{mm}$ のテーパ状断面変化部に、周波数 $f=6.00\text{kHz}$ の(1,1)モード波が入射した場合とし、自由音場の音速を $c=343.7\text{m/s}$ （20°Cのときの値）とする。

また、各微小部分の軸方向長さ $dl_i$ がすべて等しくなるように、断面変化部を分割した。そして、近似した形状を実際の形状に最も近づけるために、図4.1に示した $dl_0$ および $dl_{i_T}$ の値を $dl_i/2$ とした。この結果、 $dl_i=20.7/i_T$  mmとなる。次節以後の計算においても、このように $dl_i$ を定めた。

まず、前項と同様に、径方向次数の最大値と計算値との関係について示す。上

述の計算条件において，ダクト2での径方向次数の最大値 $m_{i_T}$ の値を変えながら計算した反射率計算値について図4.4に示す．ここでは， $i_T=20$ ， $j_T=60$ とした．

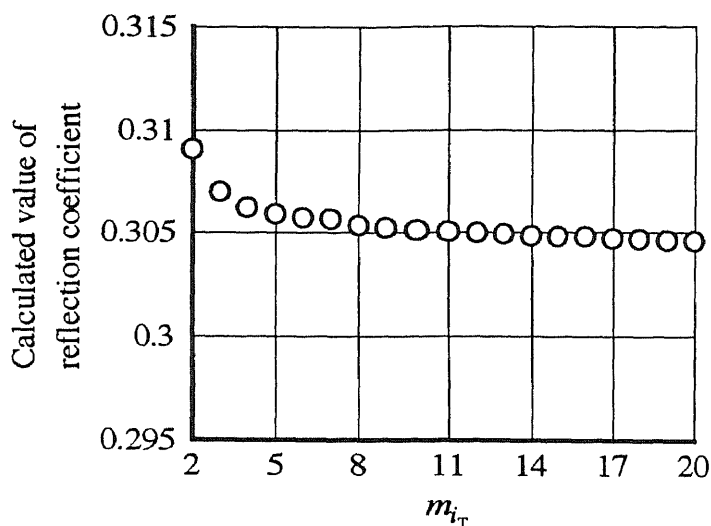


図4.4 断面がテーパ状に変化する場合の $m_{i_T}$ の値と計算値との関係

図から明らかなように，計算値は $m_{i_T}$ が大きくなるに従ってある1つの値に収束していく．すなわち， $m_{i_T}$ の値が大きいほど計算は正確になる．ここで，図4.4の縦・横軸の目盛り間隔は，断面が急変する場合の図4.3と等しく示してあり，両者を比較することにより，図4.4のほうが値のばらつきが小さいことが分かる．これは，断面がテーパ状に変化する場合には，断面が急変する場合に比べて，不連続断面を挟む2つの領域での直径比が1に近づき，径方向次数の最大値が小さくても各不連続断面での計算が正確に行われるためと考えられる．そこで，以下，断面がテーパ状に変化する場合の計算においては $m_{i_T}$ の値を10とした．

つぎに，断面変化部の分割数 $i_T$ と計算値との関係について示す．本項での計算条件において， $m_{i_T}=10$ とし， $i_T$ の値を変えながら求めた反射率計算値を図4.5に示す．ここで，Alfredsonの研究<sup>(11)</sup>に従い， $j_T=3i_T$ 回とした．



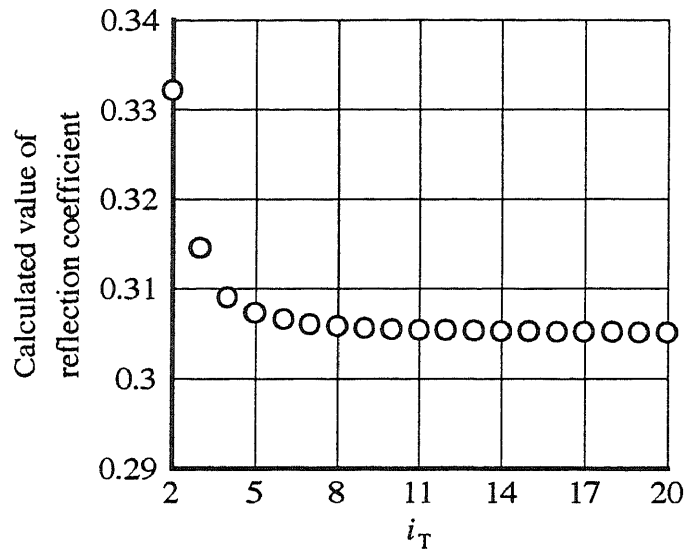


図4.5 テーパ状断面変化部の断面分割数 $i_T$ と計算値との関係

図から明らかなように、計算値は $i_T$ が大きくなるに従って1つの値に収束する。すなわち、 $i_T$ の値が大きいほど計算は正確になる。種々の計算条件に対して図4.5と同様に検討した結果、以下、 $i_T=20$ として計算を進めた。

さいごに、4・2・1項に示した計算の反復回数 $j_T$ と計算値との関係について示す。本項での計算条件において、 $m_{i_T}=10$ 、 $i_T=20$ とし、 $j_T$ の値をパラメータとして求めた反射率計算値を図4.6に示す。

図から明らかなように、計算値は $j_T$ の増加に伴って一定値に近づき、 $j_T=20$ 回、すなわち $j_T=i_T$ 回においてほぼ一定値に到達する。ここで、 $j_T=i_T$ 回となった理由は次のように考えられる。

テーパ状断面変化部での計算は、断面が拡大する場合については、4・2・1項に示したとおり、断面番号 $i$ の小さい断面から $i$ の大きい断面へ向かっての計算の繰り返しとなる。そして、第 $j$ 回目の断面 $i$ での計算では、第 $j-1$ 回目に求めた断面 $i+1$ での計算値を用い、第 $j-1$ 回目の断面 $i+1$ での計算では、第 $j-2$ 回目に求めた断面 $i+2$ での計算値を用いる。すなわち、第 $j$ 回目の断面 $i$ での計算に影響する断面 $i+2$ での計算値は第 $j-2$ 回目に求めたものであり、計算回数 $j$ が多くなるに従って、番

号 $i$ の大きい断面での計算値が $i$ の小さい断面での計算に、順次影響していくことになる。各断面での入射・反射・透過の関係が全断面にわたって整合するためには、断面番号が最大である断面 $i_T$ での計算値が、最も離れている断面1での計算に影響を及ぼすまで計算を反復する必要がある、この回数が $j=i_T$ 回である。

ただし、図から明らかなように、計算値は $j_T=i_T$ 回において完全に一定値に収束することなく、 $j_T$ が増えるに従ってさらにわずかに変化する。そして、Alfredsonが示したとおり、 $j_T=3i_T$ 回においてはほとんど一定値に収束している。この収束状態は、他の計算条件で検討した場合についても同様であった。また、 $i_T$ を変えた場合についても、 $j_T=3i_T$ 回でほとんど一定値となった。そこで、本研究では、計算の反復回数を $j_T=3i_T$ 回と定め、 $i_T=20$ に対して $j_T=60$ 回とした。

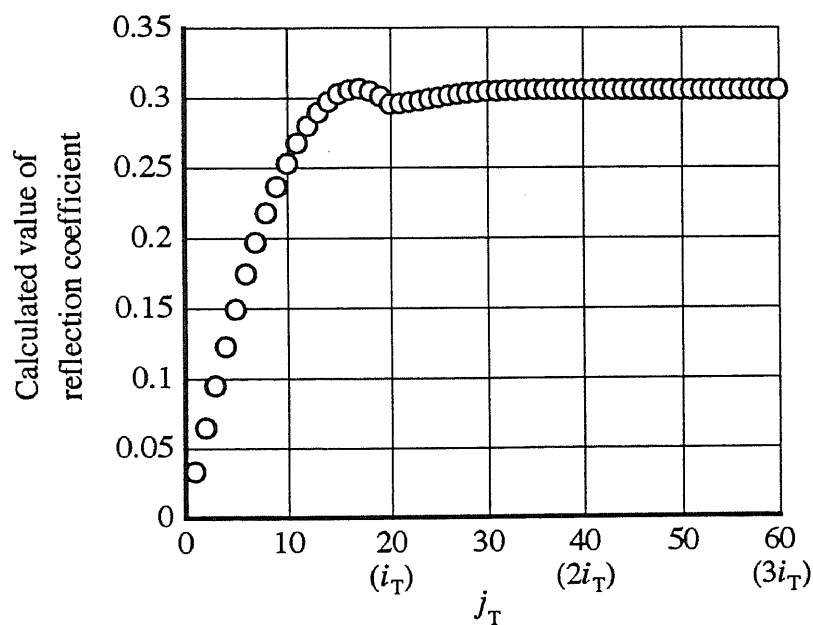


図4.6 断面がテーパ状に変化する場合の計算の反復回数 $j_T$ と計算値との関係

#### 4.4 計算結果例

前節までにおいて示した計算方法および計算上の設定値に基づいて、いくつかの計算条件のもとで行った計算結果について示す。

断面変化部として、第3章に示したものと同一寸法形状の、断面が急変あるいはテーパ状に拡大・縮小する4つの場合を考えた。4つの断面変化部の寸法形状を図4.7に示しておく。

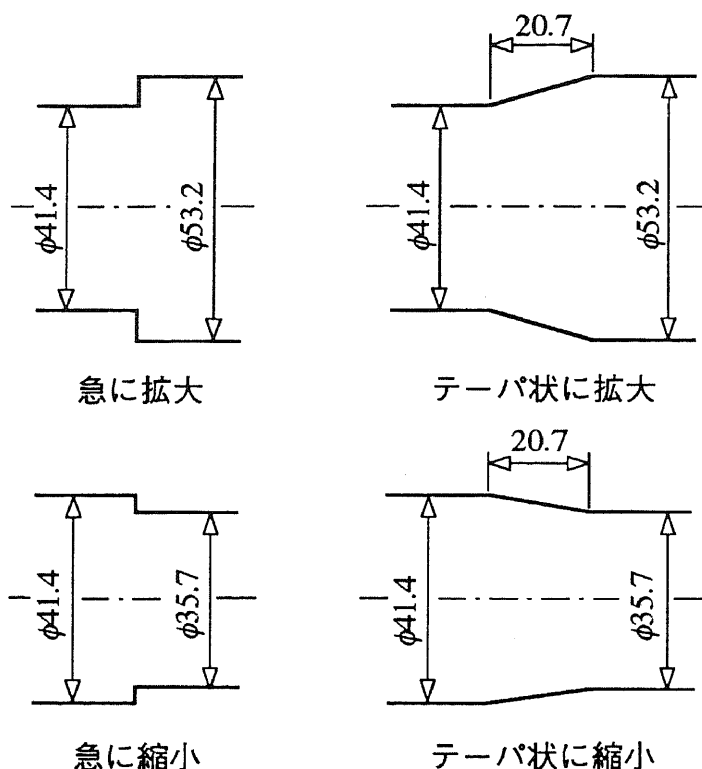


図4.7 4種類の断面変化部の寸法形状

おのおのの断面変化部に平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波が入射する場合の、任意の周波数に対する反射・透過率（振幅・位相特性）計算結果を表4.1～表4.4に示す。実際の数値計算により得られる値は、 $m_0$ 次（0または1次）から、計算に用いた径方向次数の最大値までのモード波の音圧値（振幅および位相）となる。例えば、断面が急変する場合の大径側ダクトでは $m_2=20$ 次、断面がテーパ状に変化する場合の大径側ダクトでは $m_{it}=10$ 次までの値が得られる。しかし、ここでは、伝ばモードとなる音波の音圧（反射・透過率）計算値のみを示した。また、各計算結果に対して式(4.5)の $er$ の値を求め、表中に付記した。

表4.1 拡大する断面急変部における伝ばモード波の反射・透過率計算値

Incident wave		Reflected wave		Transmitted wave			$er$ [Eq.(4.5)]
Mode	Frequency kHz	Amplitude ratio	Phase deg.	Mode	Amplitude ratio	Phase deg.	
(0,0)	4.00	0.26	155.9	(0,0)	0.75	355.1	$2 \times 10^{-16}$
(0,0)	9.00	0.14	80.4	(0,0)	0.60	-8.1	$4 \times 10^{-16}$
				(0,1)	1.74	18.4	
(1,1)	6.00	0.49	162.2	(1,1)	0.59	-5.7	$1 \times 10^{-16}$
(1,1)	12.00	0.22	58.8	(1,1)	0.46	-12.9	$4 \times 10^{-16}$
				(1,2)	1.28	15.9	
(2,1)	9.00	0.63	159.3	(2,1)	0.47	-7.8	$0 \times 10^{-16}$
(2,1)	15.00	0.23	46.0	(2,1)	0.37	-13.5	$2 \times 10^{-16}$
				(2,2)	1.17	11.2	

表4.2 縮小する断面急変部における伝ばモード波の反射・透過率計算値

Incident wave		Reflected wave		Transmitted wave		$er$ [Eq.(4.5)]
Mode	Frequency kHz	Amplitude ratio	Phase deg.	Amplitude ratio	Phase deg.	
(0,0)	4.00	0.15	9.2	1.15	-1.6	$2 \times 10^{-16}$
(1,1)	5.50	1.00	34.9	1.75*	17.5*	$3 \times 10^{-16}$
	12.00	0.26	22.1	1.14	-8.3	$2 \times 10^{-16}$
(2,1)	9.00	1.00	39.7	1.59*	19.9*	$4 \times 10^{-16}$
	15.00	0.34	19.8	1.13	-9.5	$4 \times 10^{-16}$

\* These mode waves don't propagate.

表4.3 拡大するテーパ状断面変化部における伝ばモード波の反射・透過率計算値

Incident wave		Reflected wave		Transmitted wave			$er$ [Eq.(4.5)]
Mode	Frequency kHz	Amplitude ratio	Phase deg.	Mode	Amplitude ratio	Phase deg.	
(0,0)	4.00	0.16	95.2	(0,0)	0.77	-82.6	$1.6 \times 10^{-10}$
(0,0)	9.00	0.04	144.6	(0,0)	0.74	171.5	$2.3 \times 10^{-7}$
				(0,1)	0.81	-112.5	
(1,1)	6.00	0.31	107.0	(1,1)	0.64	-83.5	$6.0 \times 10^{-8}$
(1,1)	12.00	0.09	99.9	(1,1)	0.73	124.3	$7.7 \times 10^{-8}$
				(1,2)	0.46	-138.4	
(2,1)	9.00	0.29	100.6	(2,1)	0.58	-107.9	$7.3 \times 10^{-7}$
(2,1)	15.00	0.07	61.0	(2,1)	0.72	82.3	$1.6 \times 10^{-6}$
				(2,2)	0.36	168.4	

表4.4 縮小するテーパ状断面変化部における伝ばモード波の反射・透過率計算値

Incident wave		Reflected wave		Transmitted wave		$er$ [Eq.(4.5)]
Mode	Frequency kHz	Amplitude ratio	Phase deg.	Amplitude ratio	Phase deg.	
(0,0)	4.00	0.10	-82.3	1.15	-82.3	$8.7 \times 10^{-12}$
(1,1)	5.50	1.00	-10.3	1.49*	-5.2*	$6.0 \times 10^{-4}$
	12.00	0.05	-38.3	1.18	136.7	$1.4 \times 10^{-10}$
(2,1)	9.00	1.00	-23.3	1.16*	-12.6*	$1.6 \times 10^{-3}$
	15.00	0.07	-69.2	1.20	107.3	$4.8 \times 10^{-10}$

\* These mode waves don't propagate.

計算条件として設定した周波数は、断面が拡大する場合 [表4.1・表4.3] においては、透過側ダクトで、入射した音波と同じモードの音波のみが伝ばする場合と、入射したモードおよび1つ高次のモードの音波が伝ばする場合に対応している。また、断面が縮小する場合 [表4.2・表4.4] においては、透過側ダクトで、伝ばモード波が存在しない場合と、入射した音波と同じモードの音波のみが伝ばする場合に対応している (表3.1参照)。

表4.1・表4.2から明らかなように、断面が急変する場合には、すべての計算条件において計算誤差 $er$ の値が $10^{-16}$ のオーダーとなっている。すなわち、4・3・1項に示したとおり、実質的に $er$ の値が0に収束していると思っても差し支えなく、断面が急変する場合の計算においては、計算条件にかかわらず計算誤差が実質的に生じない非常に高精度な計算が可能であると判断できる。

一方、表4.3・表4.4の断面がテーパ状に変化する場合の計算誤差 $er$ の値は、表4.1・表4.2の値に比べれば大きくなっている。この原因として、計算上考慮した径方向次数の最大値を、断面が急変する場合の $m_2=20$ に対して、 $m_{i_T}=10$ と少なくしたことも考えられるが、各不連続断面変化部を挟む2つの領域の直径比が1に近いことを考えれば、このことはあまり問題にならないはずである。それよりも、ここでは計算回数の多さが影響していると思われる。断面がテーパ状に変化する場合には、多数分割した各断面で連立方程式(2.36)および式(2.45)を1回ずつ解くが、この計算を $i_T$ 個の断面にわたって $j_T$ 回繰り返す。すなわち、連立方程式を解く回数は $2 \times i_T \times j_T$ 回であり、4・3・2項で設定した $i_T$ および $j_T$ の値より $2 \times 20 \times 60 = 2400$ 回となる。このように多数回の計算を行うので、各不連続断面では精度良く計算されていても、小さな計算誤差が累積し最終的に誤差が大きくなるといえる。

また、特に、表4.4の(1,1)モードの5.50kHzと(2,1)モードの9.00kHzでの $er$ の値が、他に比べて大きい。これは、断面変化部で音波が全反射となる計算条件における結果である。断面がテーパ状に縮小する場合で音波が全反射となる条件のとき、断面変化部内のいずれかの場所で、音場が遮断状態となる。図4.1に示したとおり、テーパ状断面変化部での計算においては、直径が少しずつ変化する微小部

分での音場について考えるので、この場合、いずれかの微小部分での音場がかなり遮断状態に近づく可能性がある。音場が遮断状態に近づくと、図2.2に示したとおり、音波の位相速度 $v_{nm}$ は大きく変化する。式(2.37)・式(2.38)から明らかなように、連立方程式の行列要素 $A_{um}$ 、 $B_{um}$ は位相速度の値( $v_m^{[1]}$ 、 $v_s^{[2]}$ )をその計算式の分母・分子に持つ。 $v_m^{[1]}$ 、 $v_s^{[2]}$ の値は、その値に対応する微小部分の直径によって実数値あるいは虚数値となるが、微小部分内音場が遮断状態に近いときには、両者の絶対値が大きく異なる可能性がある。その結果、断面変化部内で最も遮断状態に近い直径を持つ微小部分を挟む断面での計算において、 $A_{um}$ 、 $B_{um}$ のいくつかの値が特異な値となり、連立方程式の数値解に誤差が生じ、最終的な計算結果が持つ誤差も大きくなると考えられる。

しかしながら、表4.1～表4.4のいずれの計算条件においても、 $er$ の値は0に近く、十分な精度で計算が行われていると判断できる。

#### 4.5 計算結果と測定結果との比較

図4.7に示した寸法形状の断面変化部において、表3.2～表3.5に示した測定結果に対応する周波数範囲での計算を行い、測定結果と計算結果とを比較・検討する。

各条件のもとで、周波数を変化させながら計算した反射・透過率と、それらに対応する測定値とを、図4.8～図4.11にまとめて示す。各図は、各モード波の遮断周波数を示す破線によって3つの範囲に分けられているが、おのおのの範囲には、その範囲内に表記してあるモード波についての計算値および測定値が示してある。図4.9・図4.11の断面が縮小する場合については、入射側ダクトでの遮断周波数よりも透過側ダクトでの遮断周波数のほうが高いので、遮断周波数を示す破線は、縦軸の値が1となるところで階段状になっている。

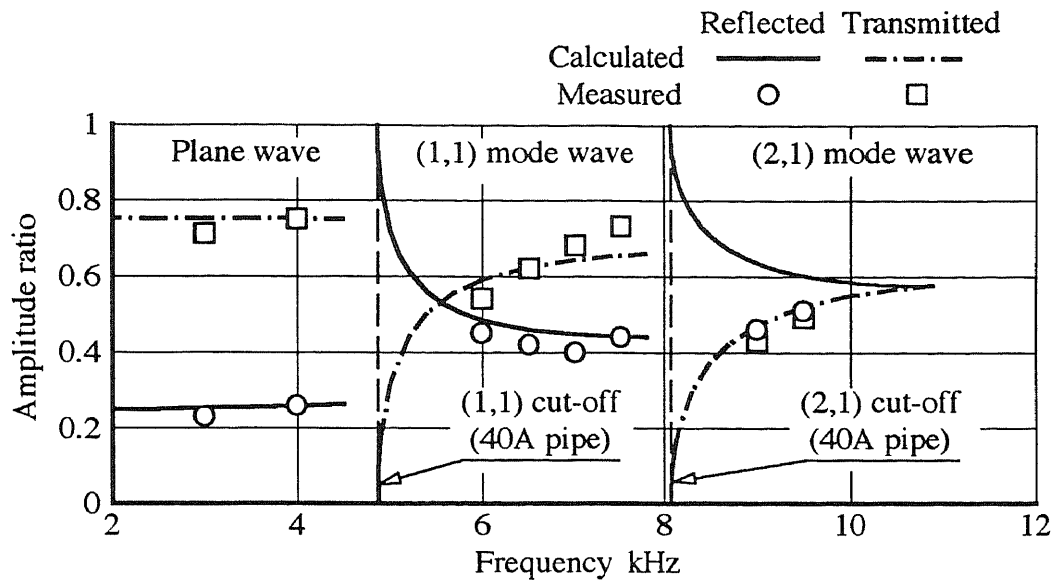


図4.8 拡大する断面急変部での反射・透過率計算値と測定値との比較

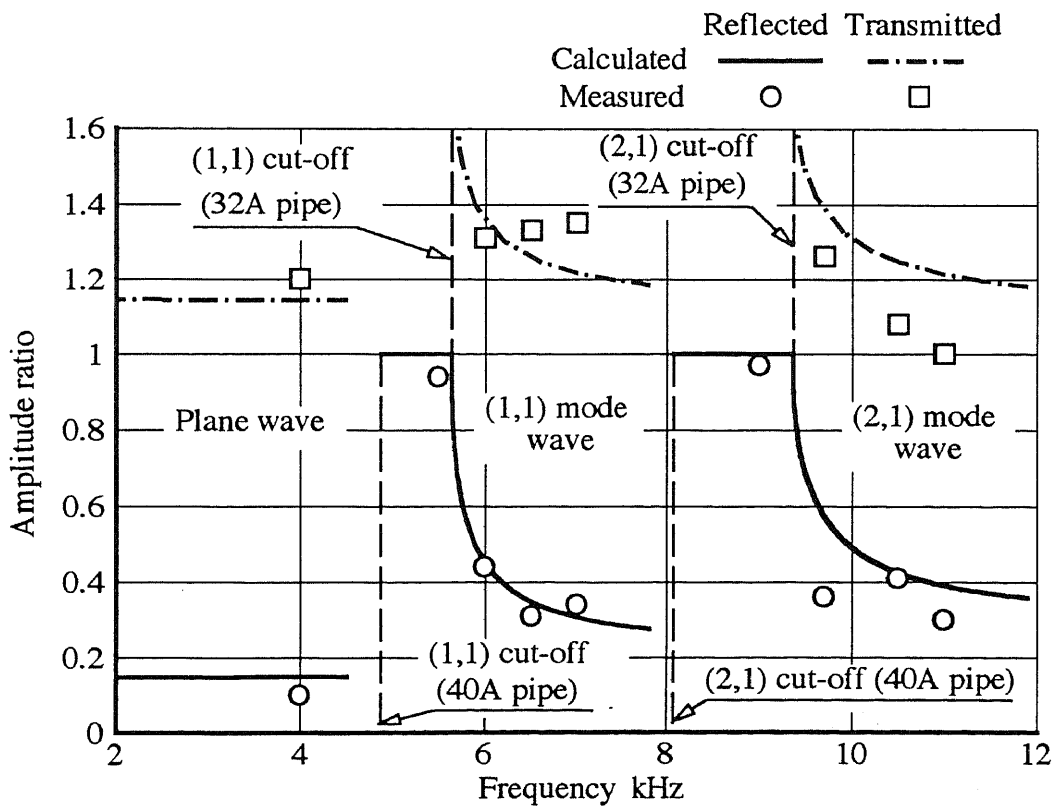


図4.9 縮小する断面急変部での反射・透過率計算値と測定値との比較



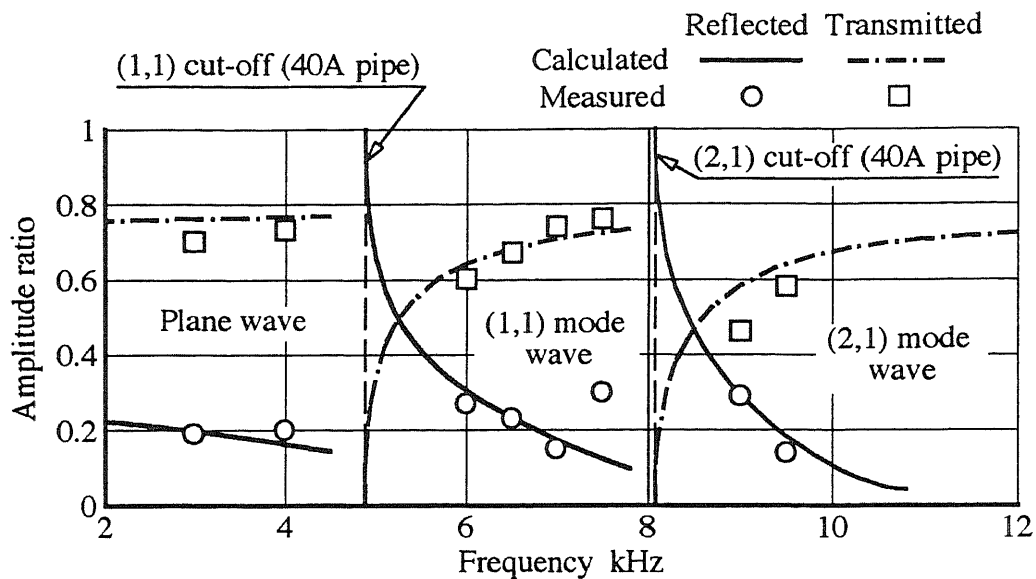


図4.10 拡大するテーパ状断面変化部での反射・透過率計算値と測定値との比較

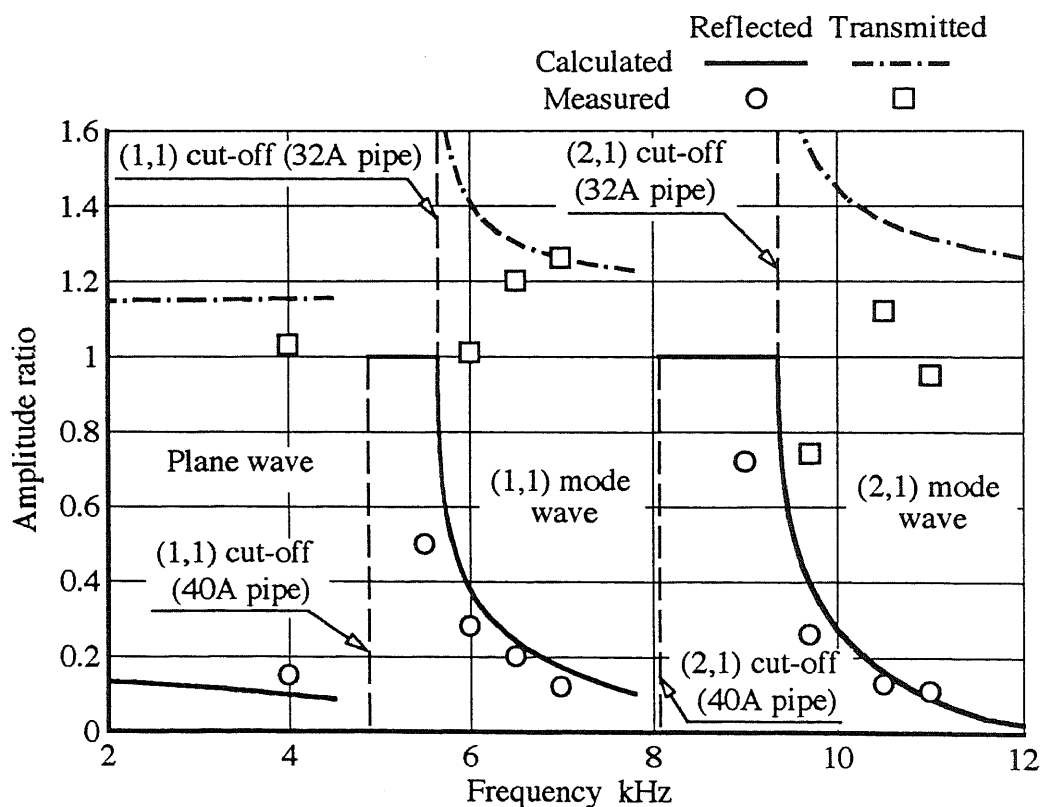


図4.11 縮小するテーパ状断面変化部での反射・透過率計算値と測定値との比較

まず、計算値についてみると、図4.8・図4.9の断面が急変する場合での平面波の反射・透過率は、周波数に対してほぼ一定値となっている。断面急変部での反射・透過率を求める式は、平面波理論によると、図2.3のダクト1から音波が入射する場合（断面が拡大する場合）、

$$\left| \frac{P_0^{[1]}}{P_0^{[in]}} \right| = \left| \frac{d_2^2 - d_1^2}{d_1^2 + d_2^2} \right| \dots\dots\dots (4.10)$$

$$\left| \frac{P_0^{[2]}}{P_0^{[in]}} \right| = \left| \frac{2d_1^2}{d_1^2 + d_2^2} \right| \dots\dots\dots (4.11)$$

である<sup>(30)</sup>。図2.3のダクト2から音波が入射する場合（断面が縮小する場合）については、式(4.10)・式(4.11)の添字1と2とを入れ替えばよい。これらの式をもとに反射・透過率の値を計算すると、図4.8では(反射率)=0.246, (透過率)=0.754, 図4.9では(反射率)=0.147, (透過率)=1.147となる。これらの値は、図4.8・図4.9に示される反射・透過率計算値にほぼ等しい。断面変化部が1つの急変部だけで構成される場合には、周波数が高次モード波 [(1,1)モード波] の遮断周波数に近づく場合においても、平面波理論の式から反射・透過率がほぼ正確に求められることが分かる。

一方、図4.10・図4.11の断面がテーパ状に変化する場合の計算値では、平面波の反射・透過率の周波数依存が大きくなり、周波数が高くなるに従って反射率が減少している。周波数が0に近づけば音波の波長が長くなり、テーパ状断面変化部の軸方向長さが波長に対して相対的に短くなるので、反射・透過率は式(4.10)・式(4.11)から計算される値に近づくが、周波数が高くなるに従って、断面変化部の軸方向長さが波長に対して相対的に長くなり、音波は透過しやすくなる。

高次モード波の計算値においては、断面が拡大する場合 [図4.8・図4.10] , 入射側ダクトでの遮断周波数において音波は全反射となるが、周波数が高くなると直ちに反射率が減少し、音波は透過しやすくなる。また、図4.8と図4.10とを同一周波数において比較すると、断面がテーパ状に変化する場合 [図4.10] のほうが音波が透過しやすい。

一方、断面が縮小する場合 [図4.9・図4.11]，入射側ダクトでの遮断周波数と透過側ダクトでの遮断周波数との間の周波数範囲では、音波は全反射となり、さらに周波数が高くなると反射率は直ちに減少する。透過率についても、透過側ダクトの遮断周波数付近で大きな値となり、周波数が高くなるに従って減少する。ただし透過率は、いずれのモードにおいても、周波数にかかわらず1より大きな値になる。

つぎに、図4.8～図4.11において計算値と測定値とを比較すると、本研究で測定対象とした周波数範囲内では、計算値と測定値とはおおむねよく一致しているといえる。

ただし、図4.9および図4.11の透過率については、両者の差が比較的大きい。これらは断面が縮小する場合の透過側ダクトでの結果であり、音圧を測定するダクト（32A鋼管）の直径 $d_1 = d_2 = \phi 35.7\text{mm}$ は本研究の中では最も小さい。図3.21(b)で考察したとおり、ダクト径が小さいほど、第3章で測定に用いたマイクロホン（直径 $\phi 5.6\text{mm}$ ）が測定音場に与える影響は相対的に大きくなると考えられる。すなわち、断面が縮小する場合での透過率には、測定誤差が大きく含まれているものと思われる。

また、図4.11の高次モード波の透過率測定値のうち、遮断周波数に最も近い周波数での測定値が、計算値から大きくずれている。このときの測定周波数は透過側ダクトの遮断周波数にかなり近いが、図2.2に示したとおり、遮断周波数付近では周波数のわずかな変化によって音波の特性が大きく変化する。すなわち、音源周波数のわずかな不備や実験室の温度等のわずかな変化に起因して、音場が大きく変化する。この結果、透過波音圧測定値の測定誤差が大きくなるとともに、透過率の算出に用いた距離減衰率測定値にも測定誤差が生じやすくなり、透過率測定値に大きな誤差が生じたといえる。

それに加えて、図4.11の(2,1)モードの透過率においては、測定値が計算値よりもかなり小さくなっている。計算においては、断面変化部内を伝ばすることによる音波の減衰（空気の粘性や熱伝導および壁面の振動に起因する減衰）を考慮していないが、3.5.2項で考察したとおり、測定値にはこの減衰の影響が含まれてい

ると考えられる。図3.9～図3.11に示したとおり、ダクト径が小さく、かつモードが高次になるに従って音波の距離減衰は大きくなるので、同図の(2,1)モード波の測定値には、この減衰の影響が最も大きく加わっているものと思われる。

#### 4.6 まとめ

本章では、ダクトの断面変化部での平面波および高次モード波の反射・透過率を理論計算により求め、第3章の測定結果と比較した。

理論計算を行うために、第2章に示した、不連続断面変化部での音波の音圧値に関する連立方程式を、Alfredsonの方法に基づいて断面がテーパ状に変化する場合に拡張した。断面変化部での連立方程式をガウスの消去法を用いて解き、反復改良法を用いて補正計算を繰り返せば、断面が急変する場合およびテーパ状に変化する場合の両方において十分な精度で数値計算できることを示した。

得られた結果をまとめると、以下のようなになる。

計算結果より、

(1) 平面波の反射・透過率は、断面が急変する場合には、周波数にほぼ関係なく、平面波理論で求められる反射・透過率にほぼ等しくなるが、断面がテーパ状に変化する場合には、周波数に依存して変化し、周波数が高くなるに従って透過しやすくなる。

(2) 高次モード波の反射・透過率は、断面が急変またはテーパ状に拡大する場合、入射側ダクトの遮断周波数で全反射となり、さらに周波数が高くなると反射率が減少し、透過率が増加する。

(3) 一方、断面が急変またはテーパ状に縮小する場合には、入射側ダクトと透過側ダクトとの遮断周波数の間で音波は全反射となり、さらに周波数が高くなると、反射・透過率はともに減少する。

(4) このとき、透過率は、周波数にかかわらず1を越える。

計算結果と測定結果との比較により、

(5) 本章の理論解析では、空気の粘性や熱伝導などに起因する音波の減衰を考慮していないので、断面変化部のダクト軸方向長さがダクト径に対して相対的に

長くなり、モードが高次になるに従って、測定値は計算値よりも小さくなる。

(6) 測定においては、ダクト径が小さい場合には測定用マイクロホンが音場に与える影響が大きくなること、また測定周波数が遮断周波数に近い場合には音場が不安定になりやすいことから、これらの場合には測定誤差が生じやすい。

(7) しかしながら、計算結果と測定結果とはおおむね一致しており、本章の理論解析によって、断面変化部での音波の反射・透過特性が正確に数値計算されると判断できる。

## 第5章 スリットによる消音効果の理論解析

### 5.1 はじめに

前章までにおいて、円形ダクト内音波の断面変化部での特性について検討し、有効な結果を得た。この結果は、高次モード波が伝ばする周波数範囲を含む、平面波理論の成立しない周波数範囲に対しても有効である。そこで、この結果をもとに、従来は一般に平面波理論に基づいて解析されているリアクティブ形消音器の特性を、平面波理論が成立しない周波数範囲において検討することが可能である。

本章では、簡単な形状をもつ拡張室形消音器（単一膨脹空洞形消音器）に高周波数の平面波あるいは高次モード波が入射する場合の理論計算を行う。

まず、拡張室形消音器に平面波が入射する場合について理論計算し、平面波理論に基づく理論式での計算結果と比較し、ここでの計算手法が妥当であることを示す。また、平面波理論に基づく計算結果との違いについても指摘する。

つぎに、ここでの計算方法に従い、ダクト径や音波の波長に比べても十分に短いダクト軸方向長さを持ち、流体抵抗が小さいと考えられるスリット状の断面膨脹部での特性を計算する。この形状の場合、ダクトとスリット部分との境界をなす断面急変部で発生した非伝ばモード波が、スリット内で十分に減衰せずにもう一方の断面急変部に入射することになるので、非伝ばモードとなる高次モード波をも含めて計算することが重要であり<sup>(31)</sup>、平面波理論からは導き得ない結果を得ることができる。と期待される。

そして、実際の計算結果から、スリットを設けることによって、ダクト内を伝ばする高周波数の平面波および高次モード波の透過率が減少することを示す。この透過率の減少は、特定の周波数帯域で現れる。スリットでの音波の透過特性と音波のモードおよびダクト径・スリットの深さ・スリットの幅との関係について計算により明らかにする。

## 5.2 スリットでの計算方法

本研究でのスリットは、軸方向長さが非常に短い単一断面膨脹部のことであり、単一断面膨脹部に対する理論解析の方法を示せば、それを、そのままスリットに応用することができる。本節では、単一断面膨脹部に、高次モード波を含む音波が入射する場合の反射・透過率の計算方法について示す。

軸方向に関して無限遠に延びている直径 $d$ のダクトにおいて、図5.1に示す直径 $d_s$ 、軸方向長さ $l$ の断面膨脹部を考え、4.2.1項に示したものと同様の手法の反復計算を行う。すなわち、図の左側のダクトから断面膨脹部に、周方向次数 $n$ が任意の1つの値であり、径方向次数 $m$ 次での音圧複素振幅 $P_m^{[in]}$  ( $m = m_0, \dots, m_D$ )を持つモード波が入射するときの反射・透過波音圧を、以下の繰り返し計算によって求める。なお、第2章での理論式と整合させるため、径方向次数を表す記号として、ダクトでは $m$ 、断面膨脹部では $s$ を用いる。

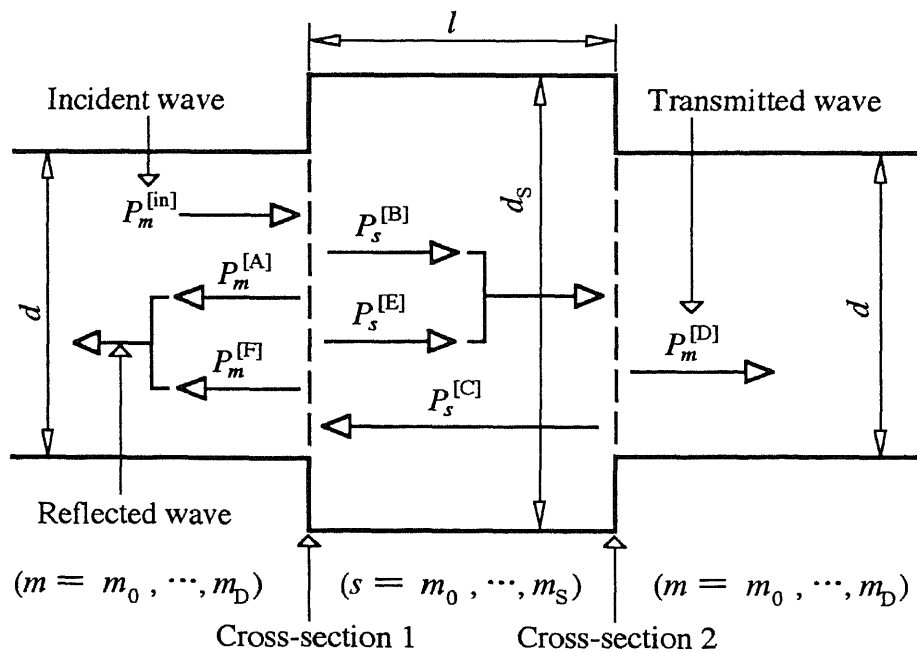


図5.1 断面膨脹部での計算方法

- (1) 図中の断面1において、 $P_m^{[in]}$ に対する反射波音圧複素振幅 $P_m^{[A]}$  ( $m = m_0, \dots,$

$m_D$ )および透過波音圧複素振幅 $P_s^{[B]}$  ( $s=m_0, \dots, m_S$ )を式(2.33)・式(2.36)を用いて求める。

(2)  $P_s^{[B]}$ が断面膨張部を伝ばし図中の断面2に入射するとして、断面2において反射波音圧複素振幅 $P_s^{[C]}$  ( $s=m_0, \dots, m_S$ )および透過波音圧複素振幅 $P_m^{[D]}$  ( $m=m_0, \dots, m_D$ )を式(2.44)・式(2.45)を用いて求める。

(3)  $P_s^{[C]}$ が断面膨張部を伝ばし断面1に入射するとして、断面1において反射波音圧複素振幅 $P_s^{[E]}$  ( $s=m_0, \dots, m_S$ )および透過波音圧複素振幅 $P_m^{[F]}$  ( $m=m_0, \dots, m_D$ )を式(2.44)・式(2.45)を用いて求める。 $P_m^{[A]} + P_m^{[F]}$ は、断面膨張部から入射側ダクトへの反射波音圧複素振幅となる。

(4) (1)で求めた $P_s^{[B]}$ と(3)で求めた $P_s^{[E]}$ とを加えたものが断面膨張部を伝ばし断面2に入射するとして、断面2において $P_s^{[C]}$ および $P_m^{[D]}$ を式(2.44)・式(2.45)を用いて求める。 $P_m^{[D]}$ は、断面膨張部から透過側ダクトへの透過波音圧複素振幅となる。

(5) 以下、(4)で求めた $P_s^{[C]}$ を用いて(3)の計算を行い $P_s^{[E]}$ および $P_m^{[F]}$ を求め、この $P_s^{[E]}$ と(1)で求めた $P_s^{[B]}$ を用いて(4)の計算を行う手順で、計算を繰り返す。

(6) (5)の計算を繰り返すごとに $P_m^{[A]} + P_m^{[F]}$ の値および $P_m^{[D]}$ の値を調べ、これらが一定値に収束したこと、ならびに、 $P_m^{[in]}$ 、 $P_m^{[A]} + P_m^{[F]}$ および $P_m^{[D]}$ の値から式(4.5)のエネルギーのつりあいに基づく計算誤差 $\epsilon$ を計算し、この値が0に近づいたことを確認して計算を終了させる。

なお4・2・1項と同様に、断面膨張部内を音波が伝ばすることによる音圧の変化を考慮するために、上記の計算手順において $P_s^{[B]}$ 、 $P_s^{[C]}$ および $P_s^{[E]}$ を計算するごとに、これらに $\exp(-j\omega l / v_s)$ をかけた。 $v_s$ は断面膨張部での $s$ 次モード波の軸方向位相速度であり、 $\exp(-j\omega l / v_s)$ は断面膨張部での音波の位相変化あるいは減衰を表す。

数値計算を行うにあたって、連立方程式を解くときに考慮すべき点は、4・2・3項に示したとおりであり、本章でも同様の方法を用いた。計算上考慮する径方向次数の最大値については、上述のとおり、ダクトで $m_D$ 、断面膨張部で $m_S$ とする。これらの値は式(2.7)に従い、ダクト直径 $d$ と断面膨張部直径 $d_S$ との比から



$$m_D/m_S = d/d_S \dots\dots\dots (5.1)$$

の条件に最も近い整数値として定めた。

本章の計算では、不連続断面変化部（図5.1の断面1・断面2）での直径の変化（ $d$ から $d_S$ への変化）が、断面がテーパ状に変化する場合（図4.1の $d_i$ から $d_{i+1}$ への変化）に比べてかなり大きい。4・3・2項において、図4.3と図4.4との比較によって考察したとおり、不連続断面変化部での直径の変化が大きい場合には、考慮する径方向次数の最大値を大きくすることにより計算が正確になる。しかしながら、本章の計算の場合、後述（5・4・2項）のとおり、計算条件によっては上記の計算手順の繰り返し回数が非常に多くなる場合があり、計算精度をわずかに向上させるために径方向次数の最大値を大きくすることは計算時間の無駄である。ここでは4・3節と同様の検討を行い、以下では $m_D = 10$ とし、 $m_S$ は式(5.1)から計算される値を四捨五入して得られる整数値とした。この $m_D$ および $m_S$ の値の設定において計算上の誤差がほとんど生じないことについては、以下の5・4・2項に示す。

### 5・3 平面波理論との比較計算結果

本章の計算手法の妥当性を示すために、一般的な音響フィルタとしての単一断面膨脹部に平面波が入射する場合を考え、平面波理論によって計算される結果との比較を行う。平面波理論（低周波数の平面波に対してのみ有効）では、拡張室形消音器での透過率は、図5.1の形状寸法の断面膨脹部に対して、次式で計算される<sup>(32)</sup>。

$$\left[ 1 + \frac{1}{4} \left\{ \left( \frac{d_S}{d} \right)^2 - \left( \frac{d}{d_S} \right)^2 \right\}^2 \sin^2(kl) \right]^{-1/2} \dots\dots\dots (5.2)$$

式中の $k$ は、平面波の波数である。式(5.2)から明らかなように、 $\sin(kl) = \pm 1$ のときに得られる透過率の最小値は、ダクトと断面膨脹部との直径比( $d/d_S$ )のみによって決定される。また、平面波の場合には波数 $k$ が周波数に比例するので、透過率は周波数に対して周期的に変化する。

式(5.2)での計算結果と本章の計算方法 [5.2節の計算手順において $n=0$ とし、入射波を $P_0^{[in]}=1$ ,  $P_m^{[in]}=0 (m \geq 1)$ とする] での透過率計算結果とを比較して、図5.2に示す。計算条件は、直径 $d=\phi 41.3\text{mm}$ のダクトに、直径が2倍の $d_s=\phi 82.6\text{mm}$ 、長さ $l=200\text{mm}$ の単一膨張空洞を取り付けた場合とした。

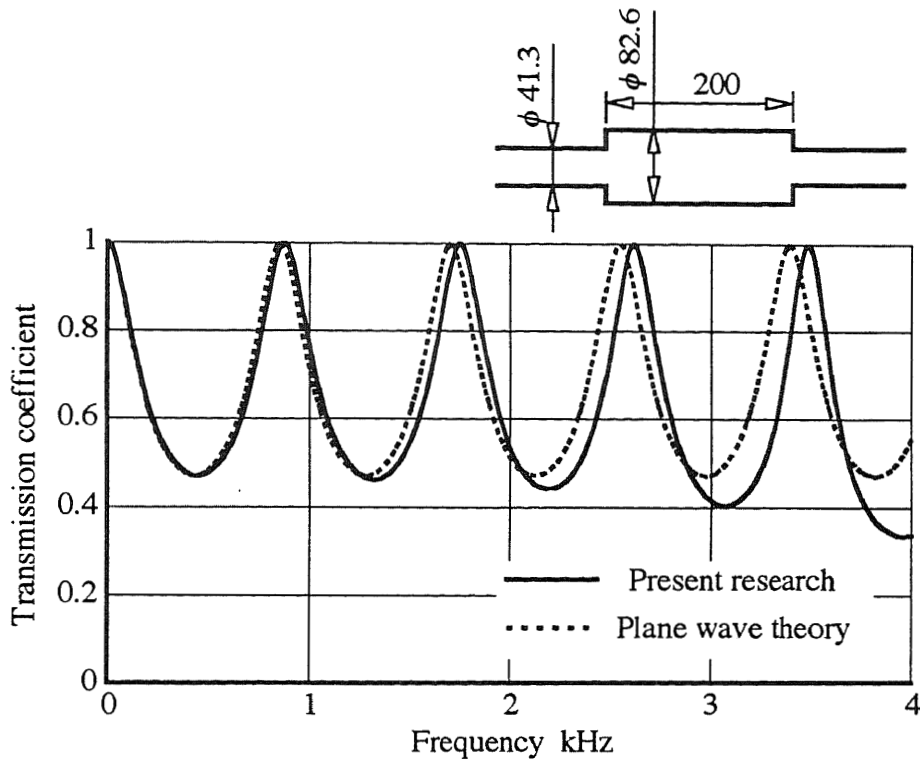


図5.2 単一断面膨脹部での平面波の透過率計算結果  
(本研究の計算方法と平面波理論に基づく式との比較)

図から明かなように、低周波数範囲では両者はよく一致している。すなわち、本章の計算方法によって式(5.2)の計算結果が再現されており、本章の計算方法の妥当性が示された。

しかしながら、周波数が高くなるに従って両者の差は大きくなる。これは、式(5.2)が低周波数範囲内でしか厳密には成立しないからである。図5.2に示した周波数範囲における最大周波数である4.00kHzでの平面波の波長は85.9mmとなり、これは断面膨脹部の直径82.6mmにほぼ等しく、音波の波長がダクト径に対して十分

長いという状態ではなくなる。

ただし、ここで扱ったダクトと断面膨脹部とは同心であるから、ダクトと断面膨脹部との境界をなす断面急変部での反射・透過によって音波の周方向次数は変化せず、断面膨脹部に平面波が入射する場合、(1,1)モード波や(2,1)モード波は生じない。生じる可能性のある高次モード波の中で最低次のものは(0,1)モード波であり、図2.2から明らかなように、(0,1)モード波の遮断周波数は(1,1)モード波や(2,1)モード波での値よりも高い。断面膨脹部での(0,1)モード波の遮断周波数を具体的に計算すると、5.08kHzとなる。すなわち、DC～4.00kHzである図5.2の周波数範囲では、ダクト・断面膨脹部の両方において、平面波のみが伝ばモードである。この点からすると、図5.2の周波数範囲は、一般的には平面波理論が成立するとされている範囲である<sup>(20)</sup>。

また、非伝ばモードである(0,1)モード波の断面膨脹部内（長さ200mm）での減衰を考えると、DC～4.00kHzの周波数範囲においては常に $\exp(-|k_z|z) \doteq 0$ （ただし $z=200\text{mm}$ ）となり、断面急変部で生じた非伝ばモード波は断面膨脹部内ではほぼ完全に減衰する。すなわち、断面膨脹部内の非伝ばモード波は音波の特性にほとんど影響しないと考えられる。

さらに、4・5節に示したとおり、第4章の計算条件においては、断面急変部での平面波の反射・透過率（振幅比）の値は、周波数が高くなっても、平面波理論 [式(4.10)・式(4.11)] から得られる値にほぼ等しくなっている。

以上のことから考えれば、周波数が高い場合でも、平面波理論に基づく式(5.2)が成立するように思える。

しかしながら、図5.2での断面膨脹部の両端をなす断面急変部の場合、第4章に示した断面急変部に比べて直径の変化が大きくなり、周波数が高くなるに従って、断面急変部における平面波の反射・透過特性の平面波理論 [式(4.10)・式(4.11)] からのずれが大きくなる。特に、4・5節では考察しなかった位相特性が振幅特性よりも大きくずれる。

平面波理論における断面急変部での反射位相特性は、拡大する断面急変部では自由端、縮小する断面急変部では固定端と同様になる。すなわち、周波数に関係

なく，断面が拡大する場合の反射波の位相は入射波に対して常に逆相，縮小する場合の反射波の位相は入射波に対して常に同相となる．また，透過波の位相は，常に入射波と同相である．

一方，本研究での計算方法に基づき，本節での断面急変部 ( $d_1 = \phi 41.3\text{mm}$ ,  $d_2 = \phi 82.6\text{mm}$ ) における平面波の反射・透過特性を計算してみる．計算で考慮するモード波の径方向次数を0次から  $m_1 = 10$  次， $m_2 = 20$  次までとして，式(2.33)・式(2.36)および式(2.44)・式(2.45)を計算し，平面波の反射・透過による位相変化を求めた結果を表5.1に示す．

表5.1 断面膨脹部を構成する断面急変部での平面波の  
反射・透過位相特性計算値： $d_1 = 41.3\text{mm}$ ,  $d_2 = 82.6\text{mm}$

Frequency kHz	Phase change deg.			
	Duct expansion		Duct reduction	
	Reflected wave	Transmitted wave	Reflected wave	Transmitted wave
0.10	178.6	-0.5	0.3	-0.5
0.50	173.1	-2.6	1.7	-2.6
1.00	166.1	-5.2	3.4	-5.2
2.00	151.2	-10.9	6.9	-10.9
3.00	133.7	-18.0	10.4	-18.0
4.00	109.3	-28.5	13.7	-28.5

表から明らかなように，周波数が大きくなるに従って位相特性が最も大きく変化するのは，断面が拡大する場合の反射波である．ただし，この波は断面膨脹部内には入らないので，本節での音波の特性の計算には影響しないはずである．しかしながら，他の波（断面が拡大する場合の透過波および断面が縮小する場合の反射・透過波）の位相も，周波数が高くなるに従って，いずれも平面波理論での

値からかなりずれている。

断面膨脹部が消音器としての特性を示すのは、断面膨脹部に入射する音波と断面急変部で反射した音波とが、断面膨脹部内で干渉し打ち消し合うことが原因であるから、断面急変部での反射・透過位相特性が変化すれば、当然、断面膨脹部の消音特性は変化する。このことから、図5.2の高周波数範囲において、2つの計算値に差が生じたといえる。

そこで、平面波のみが伝ばする場合においても、ある程度高い周波数範囲においては、平面波理論によらず、本章の計算方法を用いて単一膨脹空洞形消音器の特性を計算する必要があると思われる。

#### 5.4 計算結果

前節において本章の計算方法の妥当性が示されたので、以下では、断面膨脹部の軸方向長さを短くし、スリットとした場合の計算結果について示す。なお、スリットの形状寸法を表す記号として、図5.3に示すとおり、スリット深さを $b_s$  [=  $(d_s - d)/2$ ]，スリット幅を $l_s$ とする。

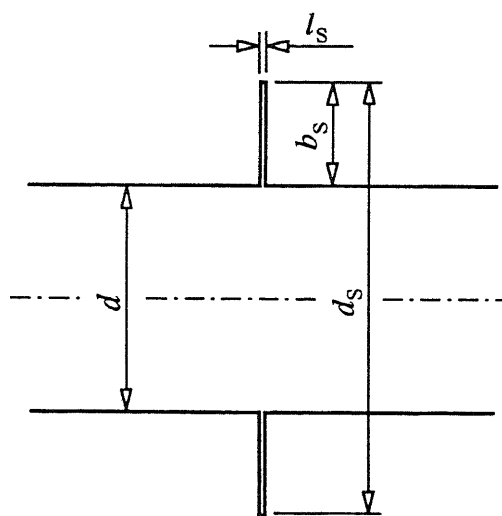


図5.3 スリットの形状寸法を表す記号

### 5.4.1 計算結果例

スリットでの計算結果の例を示す。

本項では、計算条件として、第6章に示す測定条件に対応するものを選び、ダクト径 $d = \phi 41.3\text{mm}$ 、スリット幅 $l_s = 1.0\text{mm}$ 、自由音場の音速 $c = 343.7\text{m/s}$  ( $20^\circ\text{C}$ のときの値)とした。この条件のもとで、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波が入射する場合について、おのおの1つの任意のスリット径 $d_s$ を設定し、周波数を変化させながら5.2節の方法で計算した音波の反射・透過率を図5.4に示す。 $d_s$ の値は、図中に示してある。

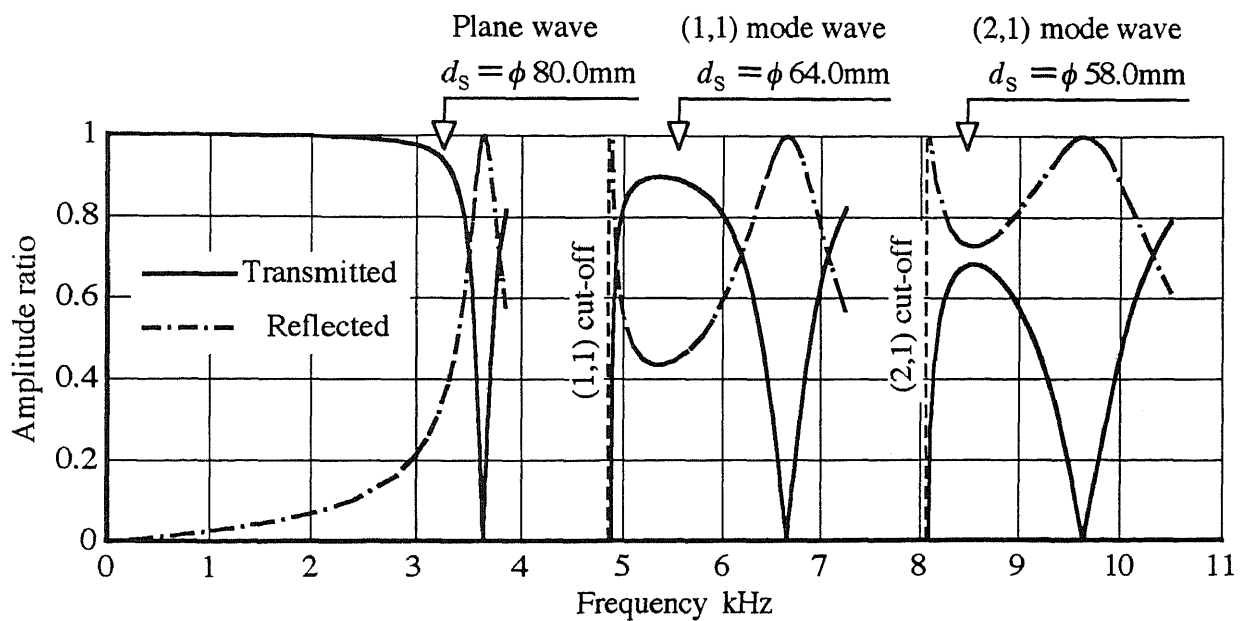


図5.4 スリットでの音波の反射・透過率計算結果例

図から明らかなように、平面波の場合、低周波数帯域では音波はほとんどスリットを透過するが、周波数がある程度高くなると透過率が急に減少し、特定の周波数において音波は全反射する。そして、この周波数を越えると、再び透過率が増加する。一方、高次モード波 [(1,1)および(2,1)モード波] の場合、そのモードのダクト径での遮断周波数で音波は全反射となるが、そこから周波数が高くな

ると透過率は直ちに増加する。しかし、さらに周波数が高くなると透過率は再び減少し、特定の周波数において全反射となる。そして、この周波数を越えると、再び透過率が増加する。すなわち、各モード波とも、そのモード波がダクト内で伝ば可能である周波数帯域において、スリットで全反射となる特定の周波数を持つ。

図5.4において、スリットで全反射となる周波数の値を具体的に示すと、平面波で3.65kHz、(1,1)モード波で6.66kHz、(2,1)モード波で9.63kHzである。これらの周波数における各モード波のダクト内での軸方向波長は、おのおの94.2mm、75.8mm、65.8mmであり、スリット幅の1.0mmに比べて十分に長い。平面波について、本項でのスリットの寸法を用いることにより式(5.2)から計算される透過率の値は、図5.4の平面波に対する周波数範囲（DC～3.80kHz）では、1～0.993の範囲内の値（ほぼ1）となり、図5.4に示した透過率の減少は得られない。すなわち、平面波理論からは図5.4と同様の結果を導き得ず、スリットにおいては、非伝ばモードとなる高次モード波を含めて計算することが重要であるといえる。

以上、本研究の計算手法を用いた結果、音波の波長よりも十分に短い軸方向長さを持つスリットによって、理論計算上は、特定の周波数の音波が完全に消音されることが示された。

#### 5.4.2 計算方法の評価

前項に示した計算結果をもとに、5.2節に示した計算方法をスリットに適用した場合の計算精度について評価する。

図5.4は、おのおのの計算条件（モード・ダクト径・スリット径・スリット幅）を任意に設定し、各条件において周波数を少しずつ変化させながら計算した反射・透過率の値を曲線で結んだものである。計算方法は5.2節に示した繰り返し計算であるが、計算条件によっては計算値がなかなか収束せず、計算の繰り返し回数が非常に多くなる場合がある。繰り返し計算が収束したことを調べるための判定条件として、エネルギーのつりあいに基づく計算誤差 $er$ の値が0に近づくことを5.2節において定めたが、この $er$ の値が実際に最小化されるまで計算を繰り返す

と、計算時間が非常に長くなる場合があります時間の無駄となる。

そこで、以下では、計算を繰り返すたびに透過波音圧振幅（5.2節の $P_m^{[D]}$ ）を求め、この振幅絶対値の繰り返し計算ごとの変化率  $\{[(1回前の計算値)-(当該計算値)] / (1回前の計算値)\}$  が $10^{-7}$ 以下となったところで、計算を終了させた。この計算終了条件に基づく計算の繰り返し回数と、計算終了時の $er$ の値とを、図5.4に示した計算条件のいくつかの周波数に対して、まとめて表5.2に示す。

表5.2 スリットでの計算における繰り返し回数および $er$ の値

Mode	$d_s$ mm	Frequency kHz	Times of repetition	$er$ [Eq.(4.5)]
(0,0)	80.0	1.00	61	$2.5 \times 10^{-7}$
		3.00	263	$1.4 \times 10^{-6}$
		3.50	687	$4.9 \times 10^{-6}$
		3.70	1496	$1.1 \times 10^{-5}$
		3.80	3352	$1.7 \times 10^{-5}$
(1,1)	64.0	5.00	105	$6.4 \times 10^{-7}$
		6.00	178	$4.4 \times 10^{-6}$
		6.50	350	$4.0 \times 10^{-7}$
		7.00	849	$1.2 \times 10^{-5}$
		7.20	2375	$1.7 \times 10^{-5}$
(2,1)	58.0	8.50	88	$1.2 \times 10^{-5}$
		9.00	150	$2.6 \times 10^{-7}$
		9.50	206	$4.9 \times 10^{-6}$
		10.00	356	$9.6 \times 10^{-6}$
		10.50	1293	$1.4 \times 10^{-5}$



表から明らかなように、繰り返し回数は各モード波とも周波数が高くなるに従って多くなる。特に、スリットで全反射となる周波数（前述の値）を越える周波数においては、著しく大きくなる。なお、厳密には、(1,1)および(2,1)モード波の場合には、それらにおける最低周波数（ダクト径での遮断周波数）付近の周波数範囲では繰り返し回数が増えるのであるが、これは狭い周波数範囲のみについてのことであり表5.2には現れていない。

一方、 $\epsilon_r$ の値は各条件に対して $10^{-5} \sim 10^{-7}$ のオーダーの範囲内の値となっており、おおむね繰り返し回数と同様に、周波数が高くなるに従って大きくなる傾向を示すものの、いずれも0に近い十分に小さな値となっている。このことから計算上の誤差は生じていないと判断できるので、上述した計算終了条件の設定で正しい計算結果が得られるとして、以下、計算を進める。

#### 5.4.3 スリットでの透過率が減少する周波数帯域幅に関する検討

図5.4に示したスリットでの反射・透過特性において、平面波と遮断周波数を持つ高次モード波とで周波数特性が異なることは明らかであるが、音波が全反射となる周波数付近の透過率が減少する周波数帯域幅についても違いがあり、モードが高くなるほど帯域幅が広がっている。ただし、図5.4の場合、音波が全反射となる周波数は各モード波に対して異なっており、モードにかかわらず周波数が高くなるほど帯域幅が広がると予想されるので、同図のみを根拠に、モードによる帯域幅の違いについて言及することはできない。

そこで、ダクト径を $\phi 41.3\text{mm}$ 、スリット幅を $1.0\text{mm}$ のままとし、各モード波に対して、音波が全反射となる周波数がほぼ一致するようなスリット径を設定し、スリットでの透過率を計算した結果について図5.5に示す。

図では、各モード波に対して $9.63\text{kHz}$ で音波が全反射となるようにスリット径 $d_s$ を設定した。図中に示すとおり、各モード波に対して $d_s$ の値はやや異なっているが、ダクト径が同じであるから、モードによる帯域幅の違いについて検討できる。

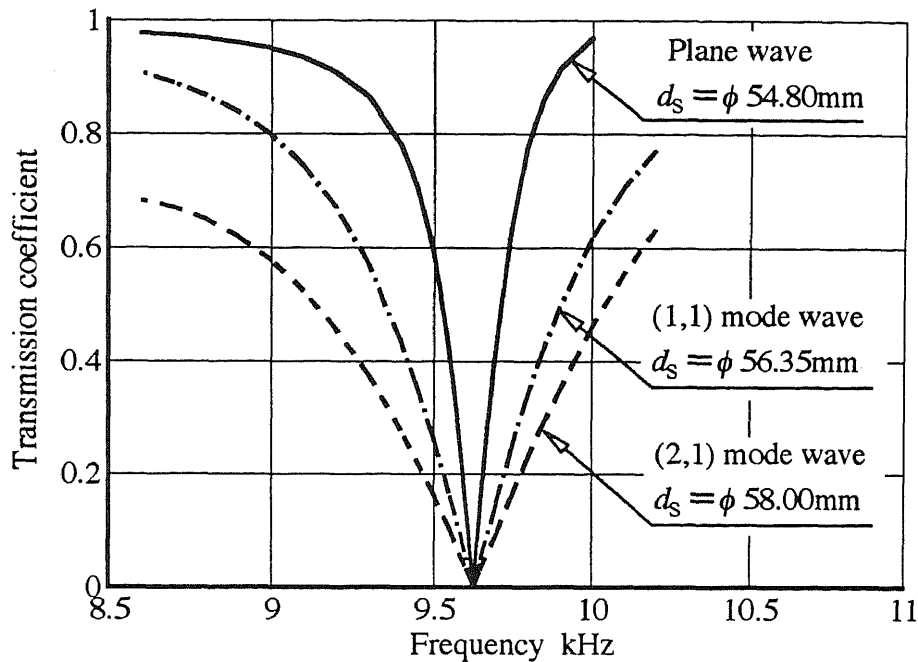


図5.5 スリットでの音波の透過率の周波数特性とモードとの関係

図から明らかなように、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波の順に、透過率が減少する周波数帯域幅が広がっている。すなわち、モードが高次になるほど、相対的に、音波はスリットを透過しにくくなるといえる。

#### 5.4.4 スリットでの透過特性とスリット形状寸法との関係

前項までにおいては、ダクト径をφ41.3mm、スリット幅を1.0mmとし、スリット径については各モード波に対して任意の1つの値を設定して計算を行った。その結果、スリットによって音波の透過率が減少すること、および透過特性とモードとの関係については示したが、スリットの形状寸法とスリットでの透過特性との関係については明らかとなっていない。本項では、このことについて示す。

スリットの形状寸法は、図5.3に示したとおり、スリット幅 $l_s$ とスリット深さ $b_s$ とによって定まるが、これらの値が一定であっても、ダクト径 $d$ を変えれば、 $d$ と $l_s$ および $b_s$ との比率が変わるので、音波の特性が変化する可能性がある。そこ

で、スリットでの透過特性に対するスリット形状寸法の影響を明らかにするために、 $d$ 、 $l_s$ および $b_s$ をパラメータとして、スリットでの透過率を計算した。

5.4.1項に示したように、 $l_s$ は、スリットで音波が全反射となるときの音波の波長よりも十分に短い。一方、 $b_s$ は $l_s$ に比べれば大きな値を持っており、音波の透過特性に与える影響が大きいと予測される。そこで、まず、 $l_s$ を1.0mmに固定し、 $d$ として $\phi 41.3$ mm（基準寸法）、これに対して $\sqrt{2}$ 倍となる $d = \phi 58.4$ mmおよび $1/\sqrt{2}$ 倍となる $d = \phi 29.2$ mmの3つの値を設定し、 $b_s$ をパラメータとしたときの音波の透過特性の変化を計算により求めた。各モード波および $d$ の値に対して、図5.4と同様に周波数を変化させながら透過率を計算し、そのモード波がダクト内を伝ば可能である周波数範囲において透過率が極小となる（全反射となる）ときの周波数（以下では $f_R$ と記す）の値を求めた。結果をまとめて、図5.6に示す。

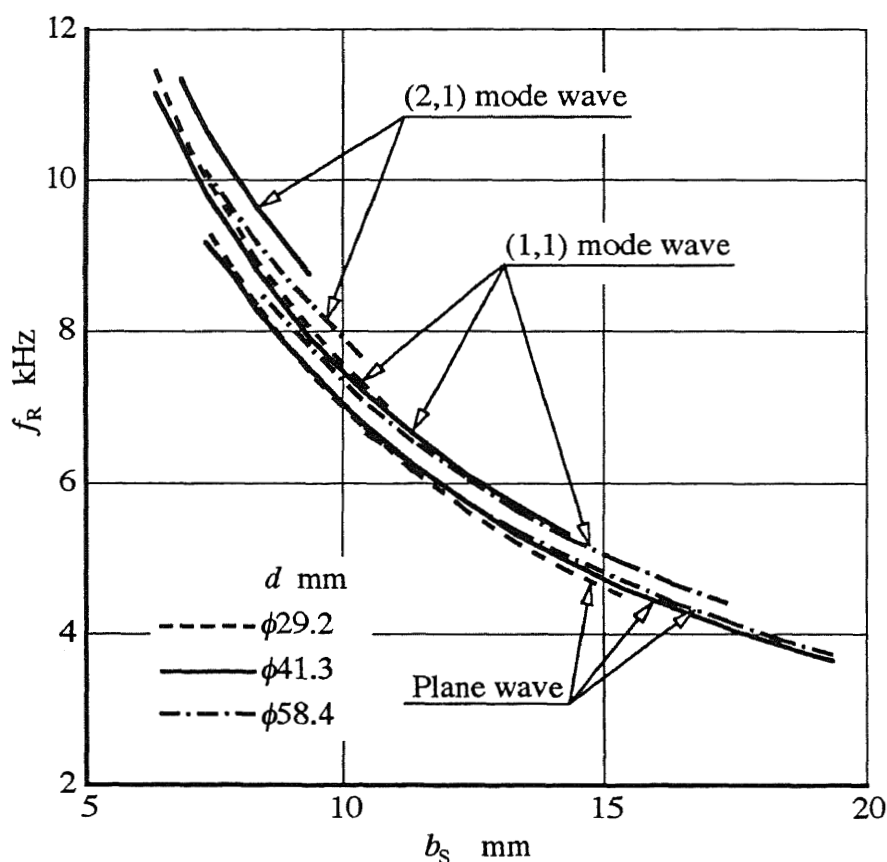


図5.6 音波がスリットで全反射となる周波数 $f_R$ とスリット深さ $b_s$ との関係

図から明らかなように、計算結果の曲線は、(2,1)モード波においてやや差が生じているものの、各モード波においてはおのおののダクト径 $d$ での曲線がほぼ重なり合っている。すなわち、 $f_R$ は、スリット幅が一定の場合、ダクト径が大きいか小さいかにほぼ関係なく、ほぼスリット深さのみによって決まることが分かる。

また、 $b_S$ が大きくなるに従って $f_R$ の値は小さくなるが、 $f_R$ はおのおののモード波が伝ば可能な周波数範囲内の値であるから、ダクト径での遮断周波数よりも小さな値にはなりえない。すなわち、高次モード波の場合、 $b_S$ の値がある値以上に大きくなると $f_R$ が得られない。ちなみに、 $d=\phi 29.2\text{mm}$ のときの(2,1)モード波のダクト径での遮断周波数は11.44kHzであり、この条件の場合、図5.6の表示範囲内で $f_R$ が得られる周波数範囲がわずかであるので、これに対応する曲線は図示していない。

図5.6に示した $f_R$ と $b_S$ との関係は、ほぼ反比例しているように見える。図5.6は、各計算条件に対して、 $b_S$ の値を0.5mmずつ変化させながら計算した $f_R$ の値を曲線で結んだものであり、計算値は $b_S$ に対して実際には断続的な値となっている。そこで、 $f_R$ と $b_S$ との関係が反比例に近いかどうかを確認してみた。図5.6は理論計算結果であり、これを簡単な式で近似することに対する理論的根拠はないが、結果的には、以下のとおり、かなり精度よく近似される。

$f_R$  kHzと $b_S$  mmとの関係が

$$f_R = A \cdot b_S^{-1} + B \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

で表せるとし、図5.6での計算において得られた $f_R$  kHzの値と $b_S^{-1} \text{mm}^{-1}$ の値とを最小自乗法を用いて直線回帰分析し、 $A$ 、 $B$ および相関係数の値を求めた。各計算条件に対する結果を、表5.3に示す。ただし、(2,1)モード波については、ダクト径での遮断周波数が高いために $f_R$ が得られる周波数範囲が狭くなり、十分に評価できないので、表5.3には含めなかった。

表5.3  $f_R$  kHzと $b_S$  mmとの関係を $f_R = A \cdot b_S^{-1} + B$ で  
 近似したときの $A, B$ および相関係数( $cor$ )の値

Mode	$d$ mm	$A$	$B$	$cor$
(0,0)	29.2	69.05	0.0529	0.9998
	41.3	66.70	0.2854	0.9991
	58.4	66.82	0.3215	0.9988
(1,1)	29.2	68.17	0.7460	1.0000
	41.3	65.49	0.8594	0.9994
	58.4	64.23	0.8066	0.9986

表から明らかのように、相関係数の値はすべての計算条件において1に近い値となっており、 $f_R$ と $b_S$ との関係が式(5.3)でほぼ近似できることが分かる。また、 $B$ の値も比較的0に近いことから、 $f_R$ と $b_S$ との関係をほぼ反比例と見なすことができる。特に、(1,1)モード波よりも平面波のほうが $B$ の値が0に近く、より反比例に近い関係となっている。

つぎに、スリット幅 $l_S$ をパラメータとして $f_R$ を計算した結果について図5.7に示す。ここでは、スリット深さ $b_S$ を各モード波に対して任意の一定値とし、ダクト径 $d$ については $\phi 41.3$ mmおよび $\phi 58.4$ mmとした。なお、図5.6において示したとおり、 $b_S$ の値がある値よりも大きくなると $f_R$ が得られない。図5.6においては $d = \phi 29.2$ mmに対する結果も示したが、図5.7の計算に用いた(1,1)および(2,1)モード波の $b_S$ の値においては $d = \phi 29.2$ mmでの $f_R$ が得られないので、これに対応する結果は示していない。

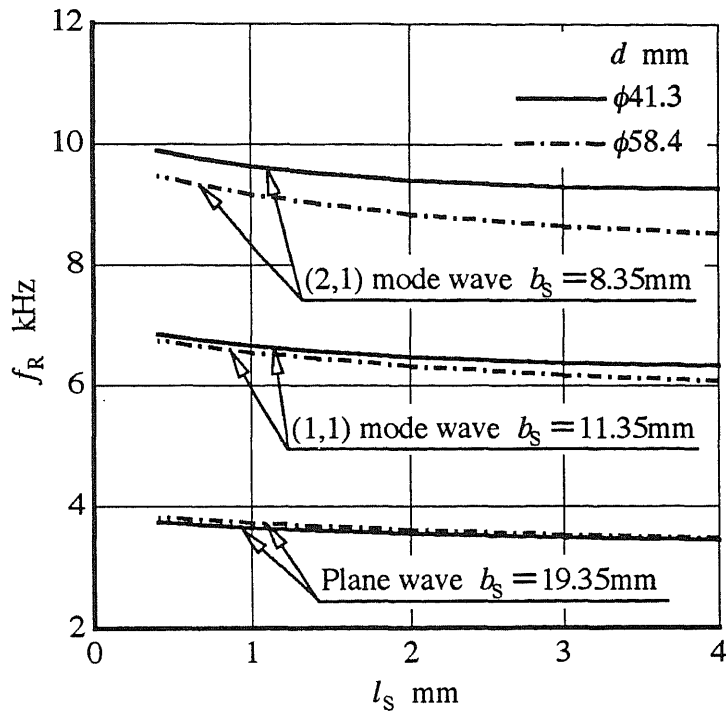


図5.7 音波がスリットで全反射となる周波数 $f_R$ とスリット幅 $l_S$ との関係

図から明らかなように、ダクト径 $d$ の違いに起因する $f_R$ の違いは、(2,1)モード波でやや大きいものの、全体的にはそれほど大きな違いとなっていない。 $f_R$ は、スリット幅をパラメータとした場合についても、ほぼダクト径にかかわらず定まるといえる。

また、図5.6と図5.7とを比較することにより、 $b_s$ をパラメータとした場合に比べて、 $l_S$ をパラメータとした場合の $f_R$ の変化は小さく、スリットでの特性に影響する形状寸法としては、スリット深さが支配的であることが分かる。

スリット深さがスリットでの特性に大きく影響する理由は、ダクト部分とスリット部分との境界をなす断面急変部での特性が、断面急変部を挟む2つの部分の直径の差に大きく依存するためと思われる。一方、スリット幅がスリットでの特性にあまり影響しないのは、スリット幅寸法が音波の波長よりも十分に短いために、スリット内を軸方向に伝ばすることによる音波の変化が、スリットでの特性へ大きく影響しないためと思われる。

## 5.5 まとめ

ダクト壁面にスリット状の断面膨脹部を設けることによって、ダクト内を伝ばする高周波数の平面波および高次モード波のスリット部分での透過率が、特定の周波数帯域において減少することを計算により示した。このスリットでの音波の透過特性と、音波のモードおよびダクト径・スリット深さ・スリット幅との関係について明らかにした。

得られた結果をまとめると、以下のようになる。

本章で導出した計算方法については、

(1) この計算方法により、平面波理論に基づく単一断面膨脹部の消音特性がほぼ再現でき、計算方法の妥当性が示された。

(2) ただし、周波数が高くなるに従って平面波理論からのずれが大きくなるので、通常のパワーフィルタとしての単一断面膨脹部に平面波が入射するときの透過特性を計算する場合でも、高周波数範囲では、本章の計算方法を用いる必要がある。

スリットでの音波の透過特性については、

(3) 平面波の場合、低周波数帯域において音波はスリットをほぼ透過するが、周波数が高くなると透過率が減少し、特定の周波数において音波はスリットで全反射となる。この周波数を越えると、再び透過率が増加する。

(4) 高次モード波の場合、そのモードのダクト径での遮断周波数において音波はスリットで全反射となるが、そこから周波数が高くなると直ちに透過率は増加する。さらに、周波数がある程度以上高くなると透過率は減少し始め、特定の周波数において音波は全反射となる。この周波数を越えると、再び透過率が増加する。

(5) 同じ周波数範囲で比較した場合、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波の順に、スリットにおいて透過率が減少する周波数帯域幅が広くなる。すなわち、モードの次数が高いほど、音波はスリットを透過しにくくなるといえる。

(6) スリットで音波が全反射となる周波数は、各モード波において、ダクト径

にかかわらず，スリット深さに大きく依存しており，スリット幅を変えた場合の変化は小さい。

(7) この周波数は，スリット幅およびダクト径を一定とした場合には，各モード波において，スリット深さにほぼ反比例する。

(8) すなわち，この周波数はスリットが深くなるほど小さくなる。ダクト径での遮断周波数を持つ高次モード波においては，スリットがある程度以上深くなると，そのモード波が伝ば可能な周波数範囲では，スリットでの透過率の減少が生じなくなる。





## 第6章 スリットによる消音効果の測定

### 6.1 はじめに

第5章において、高次モード波および高周波数範囲での平面波に対して、スリット状の断面膨脹部により特定の周波数において音波の透過率が減少する、すなわち、スリットが音響フィルタとしての効果を表すことを示した。このスリットの幅は、透過率が減少するときの音波の軸方向波長に比べて極めて短い。一般に、ダクト内にオリフィスを設けた場合であれば、オリフィスの幅（厚さ）が薄くてもそれがダクト内音場に影響することは容易に理解できる。実際に、オリフィスを通過する音波の特性に関する研究も行われている<sup>(33)</sup>。しかし、音波の波長に比べて極めて短い軸方向長さを持つ断面膨脹部がダクト内音場に影響することは直感的には理解しづらい面があり、第5章の結果を実験的に検証することが必要であろう。

本章では、第3章に示した測定装置をもとに、ダクトに設けたスリットでの透過率を測定する装置を構成した。そして、第5章において計算により示したスリットでの透過率の減少が、各モード波に対して実際に生じることを測定結果として明らかにする。特に、第5章において、スリットでの音波の透過特性がスリット深さに大きく依存したことから、本章では、スリット深さを変えながら音波の透過特性を測定する。

### 6.2 測定装置

#### 6.2.1 測定系の構成

測定装置の構成は図3.1に示したものと同様であり、音源、マイクロホン等の測定機器は3.2節に示したものをそのまま用いた。音源の構成、マイクロホンの取り付け状態および吸音材の形状も、3.2.1項（図3.2・図3.3・図3.5）に示したとおりである。ダクトとして、長さ1500mmの40A配管用炭素鋼鋼管（内径実測値 $d = \phi 41.3\text{mm}$ ）を2本接合したが、これらに対する音源およびマイクロホンの位置関係

を示すために、測定装置の構成を図6.1に示す。

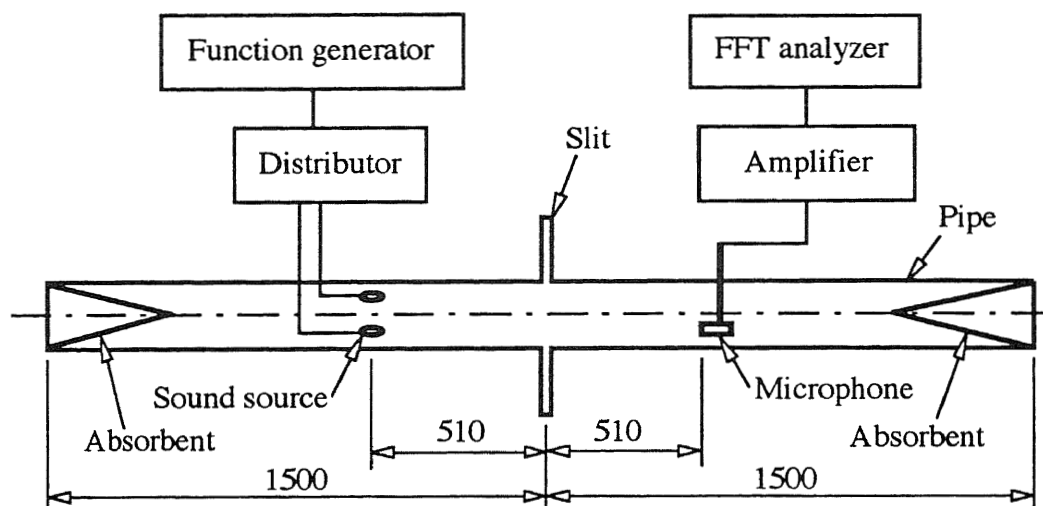


図6.1 スリットでの透過率測定装置

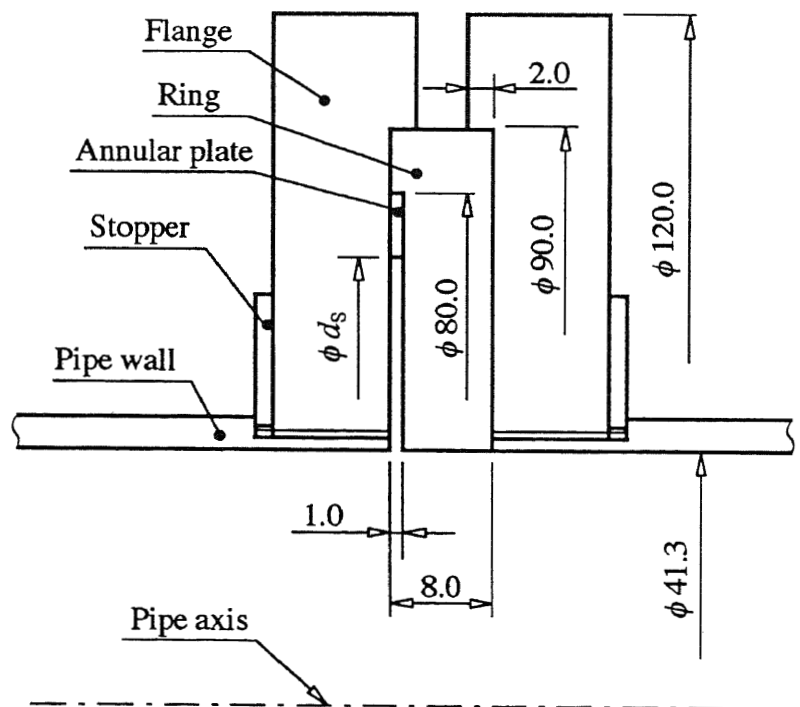


図6.2 測定装置におけるスリットの構成

なお、第3章では、図3.13および図3.16を用いて説明したとおり、入射波および断面変化部での反射・透過波の3つの音波の音圧をすべて測定したが、本章では、図6.1の装置において透過波音圧のみを測定した。

### 6・2・2 スリットの構成

鋼管の接続部，すなわち，スリットを構成する部分の形状を図6.2に示す。

図に示すように，2本の鋼管の端部（鋼管を接続する側）におおのフランジを取り付けた。これは，鋼管の端部に鋼管外径よりも小さい径のおねじを切り，このねじ部と鋼管外壁面との間に段差を設け，ここに環状のストッパをはめ込んだ後に，さらにフランジをねじ込んだものである。フランジを強くねじ込みストッパと締め付けることによって，フランジを鋼管に固定する。後述のとおり，本章での測定においては，測定条件であるスリット径 $d_s$ を変えるたびに2本の鋼管を一度外し再び接続する必要があるが，フランジが強く固定されているので，測定装置を組み替えるときにフランジがずれることはない。おおのフランジの面（鋼管の端面）に，直径 $\phi 90.0\text{mm}$ ，深さ $2.0\text{mm}$ の凹部を設けた。これは，フランジを鋼管にねじ込んだ後に，鋼管の端面とフランジの凹部の面とが一致するように面を仕上げたものである。

図6.2に示すように，2本の鋼管の端面（フランジ）の凹部に外径 $\phi 90.0\text{mm}$ のリングをはめ合わせることにより，2本の鋼管の軸心を一致させる。リングとして，厚さ $8.0\text{mm}$ ，穴径 $\phi 41.3\text{mm}$ （鋼管の内径に等しい）のものを2個作製した。このうちの1つのリングについてはそのままの形状で用いたが，もう1つのリングには，その片面に直径 $\phi 80.0\text{mm}$ ，深さ $1.0\text{mm}$ の凹部を設けた（図6.2には，凹部を設けたリングを示している）。凹部を持たないリングをフランジ間に挟み込むと，音源とマイクロホンとの間に断面変化がない状態となり，図6.1の鋼管は1本の直管となる。一方，凹部を持つリングを挟み込むと，図6.2のとおり，管内の1ヵ所にスリットが形成される。

第5章では，スリット深さがスリットでの音波の透過特性に大きく影響することを示した。このことを実験的に検証するためには，種々のスリット深さに対す

る測定を行う必要がある。そこで、図6.2に示すように、リングの凹部に外径が $\phi 80.0\text{mm}$ で任意の穴径 $d_s$ を持つ厚さ $1.0\text{mm}$ の円環板をはめ込み、スリット径 $d_s$ が可変となるようにした。円環板は、 $d_s$ の値が $\phi 58.0\text{mm}$ から $\phi 76.0\text{mm}$ まで $2.0\text{mm}$ ずつ変わるように、全部で10個作製した。円環板をはめ込まない場合には、 $d_s = \phi 80.0\text{mm}$ のスリットが形成される。すなわち、測定装置における $d_s$ の値の範囲は、 $\phi 58.0\text{mm} \sim \phi 80.0\text{mm}$ である。

2本の鋼管を固定するために、2つのフランジを外側からシャコ形万力で締め付けた。この場合、2本の鋼管の互いの周方向の位置関係は自由であり、音源とマイクロホンとの周方向位置関係を自由に変えられるので、測定上都合が良い。ここでは、音源（スピーカ）およびマイクロホンの取り付け穴の周方向位置およびそれらと $45^\circ$ ずれた周方向位置をフランジの外周面に示しておき、これをもとに、各モード波の測定に適切な音源とマイクロホンの周方向位置（3・2・2項）を測定時に設定した。

### 6・2・3 測定方法

第3章では音波の反射・透過率を測定したが、本章での目的は、第5章に示したスリットによる消音効果を検証することであり、特に、透過波の音圧振幅の変化について着目し、透過率のみを求める。

前述のとおり、図6.2に示す2つのフランジ間に凹部を持たないリングを挟み込むと、図6.1のダクトは1本の直管となる。まず、この状態で、音源より単一周波数の単一モード波を発生させ、マイクロホンで受信される音波の音圧振幅を直径方向にわたって測定する。高次モード波の場合には、3・3・1項に示した理由に基づき、管壁から面積等分半径位置までの直径上で測定する。そして、3・2・3項に示した方法を用いて、音源のわずかな不備によって測定値にわずかに混入する測定対象外モード波の音圧を取り除く。このため、(2,1)モード波の測定時には、周方向に $90^\circ$ 離れた2つの直径上で測定を行う。得られた測定対象モード波の音圧値を直径方向にわたって平均し、それを「直管での音圧測定値」とする。

つぎに、凹部を持つリングを挟み込み、さらに、 $d_s = \phi 80.0\text{mm}$ の場合以外の測

定では任意の穴径 $d_s$ の円環板を挟み込んで図6.2のようにスリットを形成し、図6.1の装置において、直管の場合と同じ周波数およびモードの音波に対する音圧振幅を同じ直径方向位置において測定する。そして、直管の場合と同様の処理をして得られた音圧値を直径方向にわたって平均し、それを「スリット透過波の音圧測定値」とする。

以上の測定結果から、「スリット透過波の音圧測定値」を「直管での音圧測定値」で割ることにより、音源からマイクロホンまでの距離に依存する減衰などの音波の変化が除去されるので、スリットでの透過率が得られる。

なお、厳密に言えば、スリットでの透過率は、スリットの入口部分での入射波音圧と出口部分での透過波音圧との比であり、ここでの方法を用いた場合、スリットのダクト軸方向長さ分だけの測定誤差が生じることになる。しかしながら、本研究ではスリット幅が極めて短いので、この誤差は問題にならないと考えた。

以上の測定を、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波に対し任意のスリット径 $d_s$ を設定したうえで、第5章での計算結果から音波の透過率の減少が予測される周波数範囲内で周波数を0.10kHzずつ変化させながら行った。

なお、3・2・1項に示した、図3.1の分配器内に設けた可変抵抗器の抵抗値を調整することによる、音源（図3.2）の4個のスピーカの出力調整はここでも必要である。そこで、あらかじめ4個のスピーカの出力が同じになるときの抵抗値を0.10kHzごとに求めておき、測定においては周波数を変えるたびにこの抵抗値を調整した。

## 6・3 測定結果と計算結果との比較

### 6・3・1 平面波の場合

スリットに平面波を入射したときの透過率測定結果と、第5章での方法に基づき計算した透過率とを比較する。

5・4・4項において、スリットで音波が全反射となる周波数とスリット深さとが、理論計算上はほぼ反比例することを示した。この関係が測定値においても成立す

るならば、周波数とスリット深さとの積に対して透過率を示すことにより、異なるスリット径（スリット深さ）でのデータがグラフ上の同一の位置に示されるはずである。ただし、一般的には周波数を無次元化する方法として、音波の波数と音波が伝ばする経路内の代表長さとの積を用いることが多い。そこで、音波の波数 $k$ とスリット深さ $b_s$ とをかけた無次元値に対して透過率を示すことにした。スリット径 $d_s$ をパラメータとして、周波数を変化させながら求めた透過率測定値と計算値とを比較した結果を図6.3に示す。

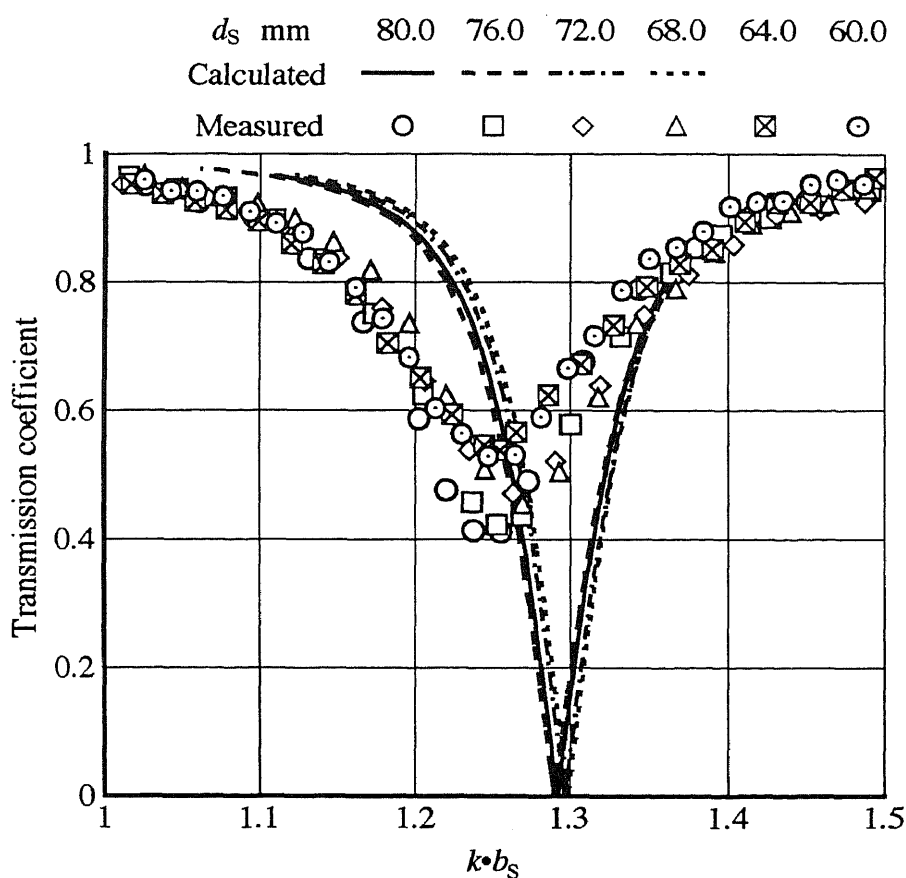


図6.3 スリットでの平面波の透過率測定値と計算結果の比較

図に示されるとおり、測定結果においても透過率は特定の周波数において明らかに減少している。すなわち、スリットが音響フィルタとしての効果を表すことを、測定結果からも示しえた。

ここで、スリット径 $d_s$ に関する測定値および計算値の変化に着目すると、透過率測定値および計算値は $d_s$ の値にかかわらずおのおのがほぼ重なり合っている。5・4・4項では音波がスリットで全反射となる周波数のみについて考察し、この周波数とスリット深さとがほぼ反比例するという結果を得たが、図6.3からは、透過率が減少する周波数範囲全体にわたって、透過率の周波数特性とスリット深さとの関係が反比例的であることが示される。

つぎに、測定値と計算値とを比較すると、両者は傾向的にはよく一致しているが、各スリット径における透過率測定値が極小となるときの周波数は、透過率計算値が極小となる（0になる）周波数よりも一様にやや低くなっている。また、透過率測定値の極小値は計算と違って0にはならず、測定においては音波は全反射とならなかった。

ここで、測定値と計算値とに差異が生じた原因としては、理論計算において、径方向次数が $m_D$ または $m_S$ より大きいモード波を無視したことや、4・5節での考察と同様に、スリット内の空気や壁面での吸収による音波の減衰を計算では考慮していないことが、まず考えられる。

また、本章のスリットでの計算では、4・2・1項のテーパ状断面変化部での計算と同様に、ダクト軸方向長さがダクト径に対して極めて短いダクト部分での音場を、ダクト軸方向に伝ばする音波の重ね合わせとして扱っている。このような理論的扱いをした場合には、ある程度の理論誤差が生じるものと考えられる。

ここで、本研究の理論展開（第2章）の中で具体的に説明した、断面が不連続に拡大する場合（2・3・2項）を例として、誤差が生じた原因について考えてみる。2・3・2項の理論展開では、断面変化部での境界条件 [式(2.12)～式(2.14)] を $r$ について積分して用いているが [式(2.17)および式(2.30)]，このとき、式(2.29)の右辺の積分範囲を変更するために、小径ダクトと大径ダクトとの間 ( $a_1 \leq r \leq a_2$ ) に存在する剛壁面での境界条件 [式(2.14)] を用いた。すなわち、式(2.14)は、



$$\int_{a_1}^{a_2} \frac{\partial p^{[2]}}{\partial z} dr = 0 \dots\dots\dots (6.1)$$

の形で用いたものである。このため、2・3・2項の理論展開に基づいて得られた計算値が、 $a_1 \leq r \leq a_2$ における剛壁面の個々の径方向位置において、式(2.14)を厳密に満足するとはいえない。その結果、第2章に示した理論式に基づく計算値は、断面急変部のごく近傍の音場を完全に正確には表さず、いくらかの理論誤差を含む可能性がある。

ただし、第4章での測定値と計算値との比較からも明らかのように、断面急変部での反射・透過率の計算結果自体はほぼ正確であり、式(2.14)を式(6.1)の形で用いたことによる理論誤差は、ダクト内に断面急変部が1ヵ所のみ存在する場合には、計算結果に実質的に影響しないといえる。

一方、テーパ状断面変化部の場合には、図4.1に示した断面分割数 $i_T$ を多くするほど、各ダクト部分（微小部分）の軸方向長さ（図4.1の $d_i$ ）が短くなる。すなわち、計算上は、1つの不連続断面変化部で反射・透過した音波が、直ちに別の不連続断面変化部に入射することになる。このため、式(2.14)を式(6.1)の形で用いたことによる理論誤差の影響が大きく現れる可能性がある。しかしながら、 $d_i$ を短くすると不連続断面変化部での直径の変化（図4.1の $\phi d_i$ から $\phi d_{i+1}$ への変化）も小さくなり、各不連続断面変化部では音波がほとんど変化しなくなる。この結果、上記の理論誤差はほぼ問題にならず、理論計算上の音場と実際の音場との間には、音波の減衰を考慮してないことを除けば、ほとんど差異はないものと思われる。

これに対して、スリットは、そのダクト軸方向長さに比べてかなり大きく直径が変化する2つの断面急変部に挟まれている。すなわち、テーパ状断面変化部の各不連続断面での計算に比べれば、断面急変部での理論誤差はかなり生じやすい。そして、直径変化の大きい断面急変部で反射・透過した音波が、直ちに別の、直径変化の大きい断面急変部に入射することになる。断面急変部での計算値が、断面急変部のごく近傍の音場を完全に正確には表しえないとすれば、スリッ

トにおける理論計算上の音場と実際の音場との差異が大きくなると考えられる。

また、スリットでの透過率の周波数特性とスリット深さとの関係が測定結果においてもほぼ反比例的であったことから、物理的には、スリット内をスリット深さ方向（ダクトの径方向）へ伝ばする音波によってスリットでの特性が得られたと考えるのが一般的であると思われる。これに対して本研究の計算方法は、ダクト軸方向に伝ばする音波の重ね合わせとしてスリット内の音場を扱っている。実際の音場と本研究の計算方法とは矛盾しているように思えるが、高次モード波が物理的にはダクトの径方向および周方向に偏向した平面波の重ね合わせであることを考えれば、高次モード波までを十分に含めた本研究の計算方法によって、ダクトの径方向への音波の伝ばを実質的に包含することができると考えられる。その結果、本研究の計算方法によって、スリットでの特性をかなりの精度で再現できたといえる。

さいごに、図6.3において透過率測定値が極小となる周波数付近の周波数範囲についてみると、スリット径が大きい、すなわち、スリットが深いほど透過率測定値がわずかずつではあるが小さくなっている。透過率が極小となる周波数はおのおののスリット径において異なっているので、単純比較はできないが、傾向的には、スリットが深いほど音波がスリットを透過しにくくなるといえる。

以上のように、スリットに平面波を入射した場合の透過率の計算結果と測定結果とは完全には一致しなかったが、両者は強く相関している。スリットでの透過率の極小値については予測できないものの、透過率の周波数に対する変化、特に、透過率が極小となる周波数については、理論計算によってほぼ正確に予測することが可能である。

### 6.3.2 高次モード波の場合

スリットに高次モード波を入射したときの透過率測定結果と、第5章での方法に基づき計算した透過率とを比較する。

スリット径 $d_s$ をパラメータとして、周波数を変化させながら求めた(1,1)および(2,1)モード波の透過率測定値と計算値とを、おのおの図6.4および図6.5に示す。

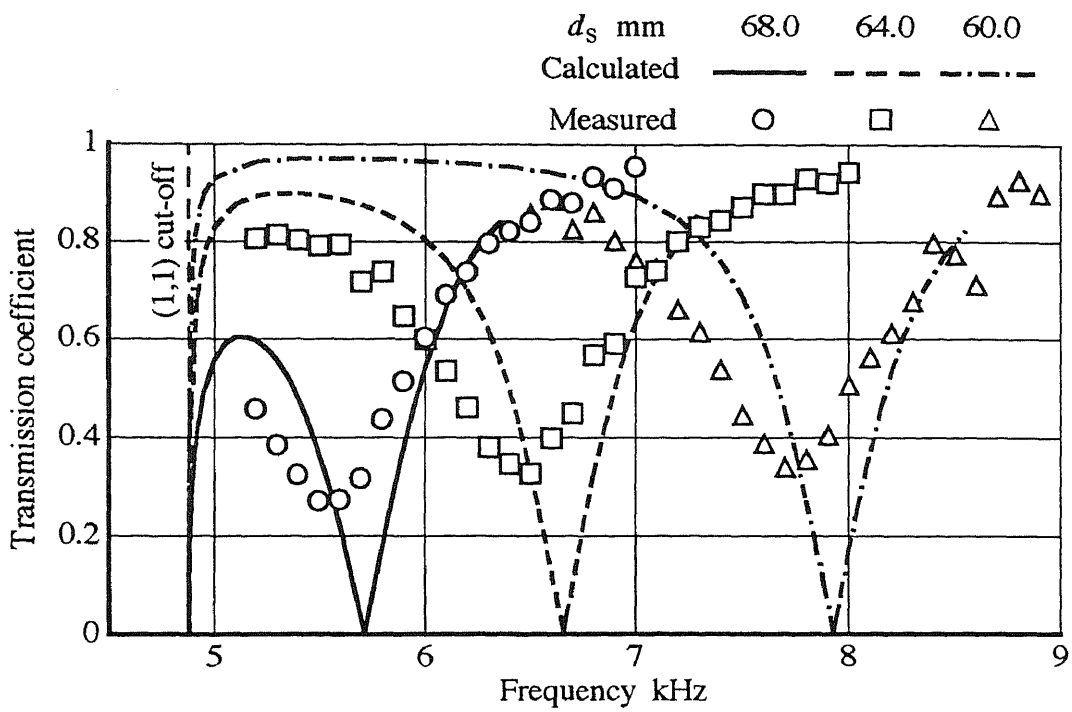


図6.4 スリットでの(1,1)モード波の透過率測定値と計算結果の比較

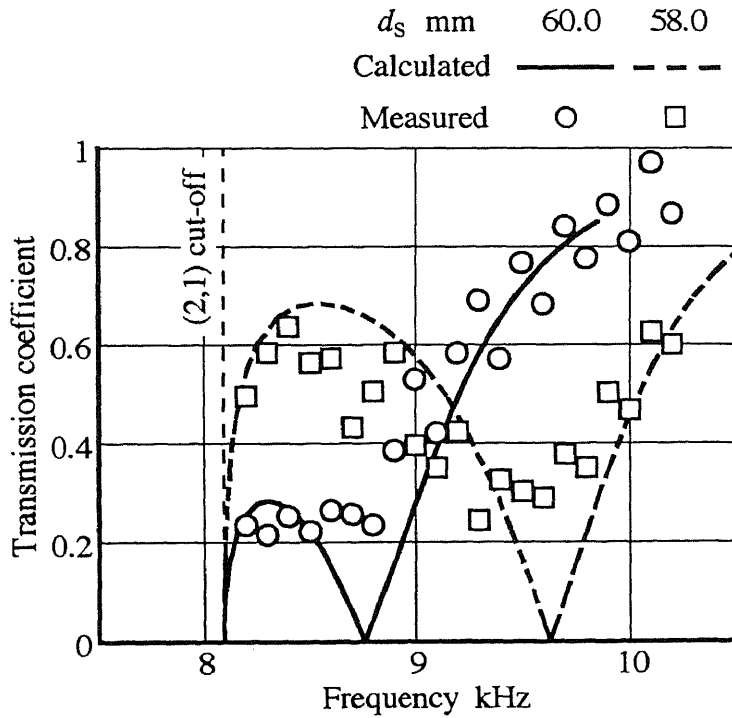


図6.5 スリットでの(2,1)モード波の透過率測定値と計算結果の比較

図5.6に示したとおり、(1,1)および(2,1)モード波においても、スリットでの透過率が極小となる周波数とスリット深さとはほぼ反比例する。そこで、図6.3と同様の方法でグラフの横軸を整理すれば、各スリット径での測定値および計算値を、おのおのが重なり合うように表示できるはずである。しかしながら、5・4・4項（表5.3）に示したとおり、高次モード波での周波数特性とスリット深さとの関係は、平面波に比べれば反比例の関係からずれている。また、ダクト径での遮断周波数はスリット深さとは無関係にダクト径のみによって決まる一定値なので、横軸をスリット深さを用いて無次元化した場合、この遮断周波数がグラフ上の異なる位置に現れグラフが見つらなくなる。以上のことから、図6.4・図6.5では横軸を無次元化せずに周波数で表した。

図6.4・図6.5に示されるとおり、測定結果においても透過率は特定の周波数において明らかに減少している。すなわち、高次モード波に対してもスリットが音響フィルタとしての効果を表すことを、測定結果からも示しえた。

計算値と測定値との関係については、図6.3の平面波の場合と同様になっている。すなわち、各スリット径での透過率測定値が極小となるときの周波数は、透過率計算値が極小となる周波数よりも一様にやや低くなっており、透過率測定値の極小値は、計算値と違って0にはならない。ここで、測定値と計算値との差異が生じた原因は、前項に示したものと同様であると考えられる。

しかしながら、計算結果と測定結果とは強く相関しており、高次モード波に対しても、本研究の計算手法によって、透過率が極小となる周波数をほぼ正確に予測することが可能である。

また、図6.5では測定値のばらつきが大きく分かりにくいだが、図6.4の(1,1)モード波の場合には、透過率測定値が極小となる周波数付近の周波数範囲で、スリット径が大きい（スリットが深い）ほど透過率測定値が小さくなっている。平面波と同様、単純比較はできないが、高次モード波の場合も、傾向的にはスリットが深いほど音波がスリットを透過しにくくなるといえる。

以上のように、平面波と高次モード波の両方において、測定値と計算結果との

間に、測定条件（スリット深さ）にかかわらず有意な関係があることが示された。第5章の理論計算では、音波の波長よりも極めて短い幅を持つスリットでの音場を、ダクト軸方向へ伝ばする音波の重ね合わせとして扱ったが、十分に高次のモード波までを含めて計算したことにより、本研究の計算手法がスリットに適用可能であったといえることができる。

さいごに、図6.3～図6.5において、モードの違いに基づく透過率測定値の違いについて考察する。3つの図は、いずれもスリット径 $d_s = \phi 60.0\text{mm}$ での測定値を含んでいるので、このときのデータをもとに比較することが可能である。このスリット径での透過率測定値の最小値を具体的に示すと、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波の順に0.53, 0.34, 0.21となっており、モードが高次になるに従って小さな値となる。また、5・4・3項において、モードが高次になるに従って透過率が減少する周波数帯域幅が広くなることを示したが、図6.3～図6.5の測定値についても、これと同様の傾向がみられる。すなわち、モードが高次になるに従って、透過率が下がる傾向にあり、音波は相対的にスリットを透過しにくくなるといえる。3・3・1項で考察したとおり、平面波・(1,1)モード波・(2,1)モード波の順に、断面内音圧分布の壁面付近への偏りが大きくなるので、実際の音場では、この順に、壁面に設けられたスリットの影響を受けやすくなると物理的には考えることができる。

#### 6.4 まとめ

第5章において理論計算により示した、ダクト壁面に設けた細いスリットによる透過率の減少を、各モードの音波に対して、スリット深さを変えながら音波の透過率を測定することにより検証した。

得られた結果をまとめると、以下のようなになる。

- (1) スリットでの、特定の周波数における音波の透過率の減少が、各モード波に対して、測定結果からも明らかに示された。
- (2) 透過率測定値の極小値は、測定したすべてのモードおよびスリット深さにおいて、計算結果と異なり0にはならない。

(3) 透過率測定値が極小となる周波数は、測定したすべてのモードおよびスリット深さにおいて、計算される周波数よりもやや小さい値になる。

(4) 透過率が極小となる周波数付近の周波数範囲での透過率測定値は、モードにかかわらず、スリットが深くなるに従って小さくなる。すなわち、スリットが深いほど音波はスリットを透過しにくくなる傾向にある。

(5) 透過率測定値の極小値は、モードが高次になるに従って小さくなり、透過率が減少する周波数帯域幅は、モードが高次になるに従って広がる。すなわち、モードが高次になるほど音波はスリットを透過しにくくなるといえる。

(6) 測定結果と計算結果との間に差異を生じたものの、両者は強く相関しており、第5章の計算方法を用いて、スリットでの音波の透過特性、特に、スリットでの透過率が極小となる周波数をほぼ正確に予測することが可能である。

なお、第5章および本章で示した音響フィルタとしてのスリットは、効果の現れる周波数帯域は狭いものの、流体抵抗が小さいという特徴を持つと考えられる。また、形状が簡単であり、ダクト軸方向に関しては広い設置スペースを必要としない。このため、ダクトを伴う機械の中で、流れを伴い、特定の高周波数騒音を発生しているものに対する消音器として有効に適用できると思われる。また、ジェットエンジンの入口ダクトのような大径のものに適用できる可能性もある。さらに、同径のスリットあるいは異径のスリットを並置することにより、消音効果を高めたり、消音する周波数帯域を広げることが可能と考えられる。



## 第7章 総括および結論

本研究は、断面変化を伴う円形ダクト内の音波の伝ば特性を、平面波のみならず高次モード波まで含めて、理論計算と測定の両面から明らかにしたものである。急変あるいはテーパ状に拡大・縮小する断面変化部での音波の反射・透過特性を、単一モード波発生可能な音源を持つ実験装置によって測定するとともに、ダクト内音場の理論式をもとに導いた、音波の音圧値に関する連立方程式を用いて数値計算し、測定結果と計算結果とを比較・検討した。さらに、これらの結果をもとに明らかにした、ダクトの内壁面に細いスリット状の断面膨張部を設けることによる音波の透過率の減少について、理論・測定の両面から言及した。

得られた内容をまとめると、以下のようになる。

第2章では、円形ダクト内を伝ばする音波の理論式を示し、無限長円形ダクト内の1つの不連続断面変化部に入射する音波の反射・透過率を計算するための、音圧値に関する連立方程式を示した。この連立方程式は、従来の研究において示されているものよりも簡潔であるが、平面波を含むすべてのモードの音波に適用できる。

第3章では、急変あるいはテーパ状に拡大・縮小する断面変化部での音波の反射・透過率の測定値を示した。また、反射・透過率を算出するために必要なダクト内音波の距離減衰率測定値についても示した。測定対象としたのは、平面波および、従来の研究では測定結果がほとんど示されていない高次モード波の(1,1)モード波・(2,1)モード波である。任意の周波数に対する測定結果より、距離減衰率および反射・透過率のモードおよび周波数に対する変化について示し、考察を加えた。断面がテーパ状に変化する場合には、高次モード波は反射しにくくなる傾向を示したが、このことから予想される値よりも透過率測定値は小さくなり、テーパ状断面変化部内での音波の減衰が反射・透過率に影響するものと考えた。

第4章では、第2章の理論計算式をもとに、断面がテーパ状に変化する場合で



の理論計算方法について示した。また、数値計算精度を高めるための検討を行い、第2章の連立方程式をガウスの消去法を用いて解き、反復改良法による補正計算を繰り返せば十分な精度で計算できることを示した。計算精度の評価は、断面変化部における入射・反射・透過波が持つエネルギーの値を計算し、これらのつりあいを確認することにより行った。第3章の測定結果に対応する各モードおよび各断面変化部での計算を行い、計算結果と測定値とを比較した。計算においてテーパ状断面変化部内での減衰を考慮していないことや、測定装置の寸法形状に起因する測定誤差があるために、計算結果と測定値との間に差異が生じる場合もあったが、両者はおおむね一致しており、本研究の理論解析によって断面変化部での音波の反射・透過特性を正確に予測できることが示せた。

第5章では、第2章と第4章において示した理論式をもとに、単一膨張空洞形のリアクティブ形消音器に、高周波数の平面波および高次モード波が入射する場合の理論計算方法と計算結果を示し、検討を加えた。その結果、通常の音響フィルタとしての単一断面膨脹部に平面波が入射する場合においても、高周波数範囲においては本研究の計算方法を用いる必要があることが分かった。また、断面膨脹部のダクト軸方向長さを極めて短くした場合について計算し、このスリット状の断面膨脹部に入射する各モード波の透過率が、そのモード波が伝ば可能である周波数範囲内の任意の周波数において減少することを明らかにした。この結果を導きえたのは、本研究の計算方法を用い、十分に高次のモード波までを含めて計算を行ったからである。このスリットでの透過特性を、音波のモード・周波数およびダクト径・スリット幅・スリット深さを変化させながら検討した。その結果、モードの次数が高くなるに従って透過率が減少する周波数帯域幅が広くなること、透過特性はダクト径にかかわらず、スリット幅よりもスリット深さに大きく依存し、透過率が減少する周波数がスリット深さにほぼ反比例することを示した。

第6章では、第5章において理論解析したスリットでの音波の透過率の減少を、測定により検証した。測定結果からも、スリットでの透過率が特定の周波数において減少することを明らかに示しえた。スリットでの透過率測定値の極小値

は、計算結果と異なり0にはならなかったが、スリットが深いほど、またモードの次数が高いほど0に近づきスリットを透過しにくくなる傾向が現れた。透過率測定値が極小となる周波数は、測定したすべての条件において、計算される周波数よりもやや低い値となったものの、両者はほぼ近い値であった。測定値と計算結果との間には明確な相関があり、第5章の理論計算によって、スリットでの音波の透過特性をほぼ正確に予測できることが示せた。

以上のように、本研究では、無限長円形ダクトの途中に断面急変部・テーパ状断面変化部およびスリット状断面膨脹部がある場合を考え、おのおのについて高次モード波を含めて、音波の伝ば特性の理論計算と測定を行った。これらにおける計算結果は、いずれも測定結果を再現するものであった。特に、ダクト軸方向長さが極めて短いスリット、すなわち、直径が大きく変化する2つの断面急変部が極めて近接している場合においても計算による評価が可能であったことから、第2章での理論式を種々の断面変化の形状に対して拡張することの有効性の高さが確認できたものと考えられる。このことから、本研究の理論計算方法を、ダクトと同心に変化する種々の断面変化の形状に対して、さらに拡張し検討することにより、本研究に示したものの以外にもダクト内音波の伝ばに関して有意である断面変化の形状を見いだすことが可能であると期待できる。また、第5章・第6章に示したスリットは、従来着想されていない形状の音響フィルタであり、その応用性を検討することにより工業上での実用化が期待される。



## 参 考 文 献

- (1) 田中英晴, " 家庭電化製品の低騒音化技術 ", ターボ機械協会誌, 19-3 (1991), 179~182.
- (2) J.M.Tyler and T.G.Sofrin, " Axial Flow Compressor Noise Studies ", S.A.E. Transaction, 70 (1961), 309~332
- (3) T.G.Sofrin, " Some Modal-Frequency Spectra of Fan Noise ", AIAA 7th Aeroacoustics Conference October 5-7, 1981 / Palo Alto, California.
- (4) 例えば, P.E.Doak, " Excitation, Transmission and Radiation of Sound from Source Distributions in Hard-Walled Ducts of Finite Length (1) : The Effects of Duct Cross-section Geometry and Source Distribution Space-Time Pattern ", J.Sound Vib., 31-1 (1973), 1~72.
- (5) 例えば, P.E.Doak, " Excitation, Transmission and Radiation of Sound from Source Distributions in Hard-Walled Ducts of Finite Length (2) : The Effects of Duct Length ", J.Sound Vib., 31-2 (1973), 137~174.
- (6) 例えば, A.H.Nayfeh, J.Sun and D.P.Telionis, " Effect of Bulk-Reacting Liners on Wave Propagation in Ducts ", AIAA J., 12-6 (1974), 838~843.
- (7) 例えば, A.Cummings, " Sound Attenuation in Ducts Lined on Two Opposite Walls with Porous Material, with Some Applications to Splitters ", J.Sound Vib., 49-1 (1976), 9~35.
- (8) 例えば, C.L.Morfey, " Rotating Pressure Patterns in Ducts : Their Generation and Transmission ", J.Sound Vib., 1 (1964), 60~87.
- (9) 例えば, V.Mason, " Some Experiments on the Propagation of Sound along a Cylindrical Duct Containing Flowing Air ", J.Sound Vib., 10-2 (1969), 208~226.
- (10) J.Miles, " The Reflection of Sound due to a Change in Cross Section of a Circular Tube ", J.Acoust.Soc.Am., 16-1 (1944), 14~19.

- (11) R.J.Alfredson , " The Propagation of Sound in a Circular Duct of Continuously Varying Cross-Sectional Area " , J.Sound Vib. , 23-4 (1972) , 433~442.
- (12) W.Eversman , E.L.Cook and R.J.Beckemeyer , " A Method of Weighted Residuals for the Investigation of Sound Transmission in Non-Uniform Ducts without Flow " , J.Sound Vib. , 38-1 (1975) , 105~123.
- (13) P.T.Vo and W.Eversman , " A Method of Weighted Residuals with Triogonometric Basis Functions for Sound Transmission in Circular Ducts " , J.Sound Vib. , 56-2 (1978) , 243~250.
- (14) R.J.Astley and W.Eversman , " A Finite Element Method for Transmission in Non-Uniform Ducts without Flow : Comparison with the Method of Weighted Residuals " , J.Sound Vib. , 57-3 (1978) , 367~388.
- (15) W.Eversman and R.J.Astley , " Acoustic Transmission in Non-Uniform Ducts with Mean Flow , Part 1 : The Method of Weighted Residuals " , J.Sound Vib. , 74-1 (1981) , 89~101.
- (16) R.J.Astley and W.Eversman , " Acoustic Transmission in Non-Uniform Ducts with Mean Flow (2) : The Finite Element Method " , J.Sound Vib. , 74-1 (1981) , 103~121.
- (17) A.H.Nayfeh , J.E.Kaiser , R.L.Marshall and C.J.Hurst , " A Comparison of Experiment and Theory for Sound Propagation in Variable Area Ducts " , J.Sound Vib. , 71-2 (1980) , 241~259.
- (18) H.Hudde and U.Letens , " Scattering Matrix of a Discontinuity with a Nonrigid Wall in a Lossless Circular Duct " , J.Acoust.Soc.Am. , 78-5 (1985) , 1826~1831.
- (19) I.C.Shepherd and A.Cabelli , " Transmission and Reflection of Higher Order Acoustic Modes in a Mitred Duct Bend " , J.Sound Vib. , 77-4 (1981) , 495~511.
- (20) 例えば, 白木万博, 「騒音防止設計とシミュレーション」, (1987), 202, 応用技術出版.
- (21) 小幡輝夫, " 騒音・振動に関する防止技術の動向 ", 日本機械学会誌, 92-845 (1989), 315~319.

- (22) L.L.Faulkner , " Multiple Frequency Optimization of Coupled Helmholtz Resonators for Improved Acoustic Nacelle Liners for Turbofan Engines " , AIAA 7th Aeroacoustics Conference October 5-7 , 1981 / Palo Alto , California.
- (23) 金子尚武 , 松本道男 , 「特殊関数」 , (1984) , 125 , 培風館.
- (24) 例えば , P.E.Doak and P.G.Vaidya , " Attenuation of Plane Wave and Higher Order Mode Sound Propagation in Lined Ducts " , J.Sound Vib. , 12-2 (1970) , 201~224.
- (25) 村上芳則 , 貞本晃 , 大浦望生 , 柘田茂樹 , " 管壁振動と管内音波の連成波動について " , ターボ機械協会誌 , 17 (1989) , 484~489.
- (26) 千秋晴三 , 「造形と音響」 , (1989) , 158 , 理工図書.
- (27) 柘田茂樹 , " 管路系異径接続部における音波の反射と透過特性に関する研究 " , 大阪大学修士論文 , (1990).
- (28) 五十嵐寿一ほか , 「音響と振動」 , (1968) , 37 , 共立出版.
- (29) 戸川隼人 , 「BASICによる線形代数」 , (1985) , 126 , 共立出版.
- (30) 城戸健一 , 「音響工学」 , (1982) , 19 , コロナ社.
- (31) A.Bostrom and B.Nilsson , " Acoustics of an Obstacle inside a Reactive Silencer " , J.Sound Vib. , 87-4 (1983) , 603~619.
- (32) 伊藤毅 , 「音響工学」 , (1977) , 142 , 電気書院.
- (33) 例えば , M.Salikuddin , " Acoustic Behavior of Orifice Plates and Perforated Plates with Reference to Low-frequency Sound Absorption " , J.Sound Vib. , 139-3 (1990) , 361~381.



## 研究業績(論文)

- (i) 村上芳則・貞本 晃・福岡秀和・澤田雅史  
「相関法による管路系流体漏えい場所の検知に関する研究」  
日本音響学会誌, 43-4 (1987), 228～236.
- (ii) 村上芳則・貞本 晃・大浦望生・柘田茂樹  
「管壁振動と管内音波の連成波動について」  
ターボ機械協会誌, 17-8 (1989), 484～489.
- (iii) 貞本 晃・村上芳則・柘田茂樹  
「円形ダクト内を伝搬する非平面波の距離減衰と断面積変化部での反射・透過に関する実験」  
日本音響学会誌, 49-4 (1993), 227～234.
- (iv) 貞本 晃・村上芳則・柘田茂樹  
「円形ダクト内の断面積変化部における非平面波の反射・透過に関する計算」  
日本音響学会誌, 49-4 (1993), 235～242.
- (v) 貞本 晃・村上芳則・柘田茂樹  
「ダクト壁面に設けた細いスリットによる高次モード波を含む円形ダクト内音波の消音」  
日本機械学会論文集(C編), 59-568 (1993), 3860～3865.





## 謝 辞

本研究を行うにあたり、終始暖かい激励と御助言を賜りました 村上芳則 筑波技術短期大学教授に心より感謝の意を表します。村上教授には、著者が大阪大学の学生であった時から10年余り、一貫して多大なる御指導を仰ぎました。その御厚情に対し、重ねて御礼申し上げます。

本研究をまとめる機会をお与え下さるとともに、数々の貴重な御助言を賜りました 安達 勤 筑波大学教授に深く感謝致します。

また、貴重な時間を割いて本論文を懇切丁寧に御検討下さり御助言を頂きました 小林康德 筑波大学教授、青島伸治 筑波大学教授ならびに 河合達雄 筑波大学助教授に心から感謝致します。

本研究は、著者が雇用促進事業団・京都職業訓練短期大学校（現在の京都職業能力開発短期大学校）在職中に着手したものである。当時、同校の校長職にあられた 水野政夫 京都大学名誉教授をはじめ同校の方々に感謝致します。特に、研究姿勢をご教示下さった 木嶋泰道先生、実験装置の製作に御協力頂いた 小谷勝一先生に深く感謝します。

同時期に、著者は大阪大学においても本研究の一部を行うことができた。著者に研究の場を与えて下さった 福岡秀和 大阪大学教授をはじめ同学の福岡研究室の方々に感謝致します。なかでも、同研究室の大学院生であった 畠田茂樹氏（現在、住友電気工業株式会社勤務）には、極めて有益かつ多大な御協力を頂きました。慎んで感謝の意を表します。また、実験装置の一部を製作頂いた 日本ターボ送風機株式会社 代表取締役 岸本一三九氏に感謝致します。

さらに本研究は、著者が現在勤務している筑波技術短期大学において継続し、まとめたものである。同学機械工学科の方々に感謝致します。

おわりに私事であるが、本研究の進行と同時に二児の母となり育児に追われる毎日を送りながらも著者を支えてくれた妻 ひろみに感謝する。

